



中国工程热物理学会
Chinese Society of Engineering Thermophysics

2023 年度传热传质学术年会 论文集

对流换热分册

中国工程热物理学会
2023·北京

可听声波强化流-固共轭传热特性研究

郭畅, 吴文双, 何靖国, 陈晓义, 李兴洁, 鲁清善, 杨智
(齐鲁工业大学(山东省科学院) 能源与动力工程学部, 济南 250353)
(Tel: 17862995350, Email: changg@qlu.edu.cn)

摘要: 为揭示可听声波对流-固共轭传热特性的调控机制, 本文建立了声波入射模型, 研究了双侧声波及仅增加流速对空-空换热系统内流动与传热特性的影响。结果表明, 声波与流速增加均可提升空气速度与湍动能, 且声波对湍动能影响更大。当流速增量由 0.0216 增至 0.683 m/s (声压级由 110 增至 140 dB), 平均热流密度分别增长 18.89% 和 50.96%, 表明声波达到一定值后的传热性能优于仅增加流速的传热性能。本研究可为可听声波强化空气传热中的实际应用奠定基础。

关键词: 强化传热, 可听声波, 共轭传热, 流动特性。

0 前言

空-空换热系统广泛应用于烟气余热回收、空气冷却、通风等领域, 提升其传热性能对于余热回收利用、提高能源利用率等具有重要作用。强化传热主要包括被动方式与主动方式, 被动强化传热具有通用性较差、成本较高且引起额外流动阻力, 相比之下, 主动强化传热可大幅提高传热效率, 且不引起额外流动阻力, 近年来以声波为代表的主动强化传热技术研究得到广泛关注。

由于超声波在空气中衰减严重, 因此国内外学者采用可听声波以增强空气传热传质性能。Adachi 等^[1]分析了声波对气流流经高温单柱体传热性能的影响, 结果表明在声波作用下, 尾迹涡流区域逐渐靠近柱体表面, 使得柱体背面努塞尔数随声压级增大而显著增大。Ha 和 Yavuzkurt^[2]模拟研究了高强度声波对颗粒和液滴传热传质性能, 模拟结果表明随着声激励脉动速度的增大, 努塞尔数显著增加。Choi 等^[3]将声激励应用至光伏电池冷却通道, 并结合结构优化以提升其冷却性能, 研究发现适当的激励频率有效提高了层流下的冷却性能。Agarwal 等^[4]指出可将汽机动静干涉诱导压力脉动作为声激励源用于汽机冷却, 并提出易于强化传热的最佳结构参数。随着可听声波在不同领域的广泛应用, 单侧声波参数的改变对传热特性影响得到广泛研究。姜羽等人^[5]模拟研究了声波对空气圆柱绕流流动和传热特性的影响, 结果表明声波改变了涡流的分布特性, 传热效率随声波幅值增大而增加。杨延峰等人^[6]研究进一步表明低频和高强度声波可以在热边界层附近形成强烈的声流扰动, 从而强化传热过程。Selcan 等人^[7]和 Gendebien 等人^[8]通过实验研究了声共振激励下的对流传热特性, 均指出共振频率下声波使传热性能增强。相关研究为声波强化空气传热的实际应用奠定了基础。

综上所述, 可听声波可通过流动加速效应、涡流效应强化空气传热性能, 而其与相

对于增加空气流速的传热效果尚未明确，同时，双侧可听声波作用于空-空换热系统两侧流道时对传热性能的叠加影响有待深入研究。为此，本文建立声波入射数值计算模型，探究不同幅值双侧可听声波及仅增加空气流速对换热系统内流动特性的影响作用，对比声波及流速增加对传热性能的调控机制，研究结果可为改善空-空换热系统性能提供理论指导与技术支持。

1 三维建模

1.1 物理模型

本文构建了横掠管束空-空换热系统三维模型，如图 1 所示，模型长、宽、高分别为 600、400 和 150 mm，其中放置 4 个直径为 30 mm 的圆柱型热管，其壁厚为 3 mm。冷侧空气（蓝色区域，2 m/s，300 K）由左向右流动，热侧空气（红色区域，2 m/s，353 K）由后向前流动。

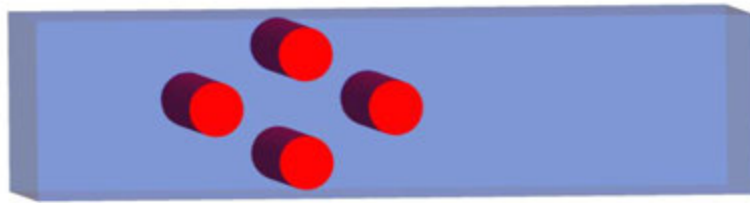
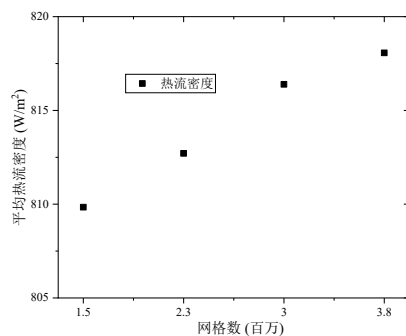


图 1 横掠管束空-空换热系统三维模型

1.2 网格划分

为确保换热面两侧网格共节点，采用 ICEM 划分四面体网格，同时在换热面附近区域加密网格以保障计算精度。由于换热系统为对称模型，因此设置对称边界条件以减小计算量。为兼顾计算精度与计算量，本文建立多套网格系统，对比了不同网格数量下热流密度变化。如图 2 (a) 所示，随着网格数量的增加，热流密度增量逐渐减小，为兼顾计算精度与计算量，本文选择 300 万数量网格系统用于后续计算研究，如图 2 (b) 所示。此外，换热管从左至右分别命名为 1，2 和 3。



(a) 网格无关性分析



(b) 网格系统

图 2 网格划分结果

2 数值计算模型

2.1 流场模拟

本文以空气作为流动介质，采用雷诺时均法与 standard k-ε 模型求解连续性方程、动

量方程与能量方程。基于 Fluent 软件进行流场稳态与瞬态模拟，具体边界条件如下：冷侧与热侧均为速度入口与压力出口，空气流速与温度如 1.1 节所示，压力-速度耦合采用 SIMPLE 算法，近壁面采用标准壁面函数以建立壁面附近物理量与湍流旺盛区联系，同时换热面采用耦合热力条件。此外，将稳态计算结果作为瞬态计算初始值，瞬态模拟过程中时间步长设置为 0.0001 s，待瞬态计算收敛后，选取 10 个声波周期内的流动及传热特性进行后续分析。

2.2 声场模拟

流体中声波为纵波，因此引入余弦函数产生可听声波，

$$u = u_0 + u_s \cos(2\pi ft) \quad (1)$$

式中 f 为声波频率， u_0 为流体速度， u_s 为声激励速度脉动，其与声压级关系为，

$$SPL = 20 \lg \frac{u_s}{\sqrt{2}u_{ref}} \quad (2)$$

式中 SPL 为声压级， u_{ref} 为空气中声激励速度脉动参考值 (4.83×10^{-8} m/s)。此外，声波通过介质的膨胀压缩沿流动方向传播，并在极短时间内影响不同空间位置的流动特性，因此引入如下公式表征入口处声波对不同空间位置的同步影响，

$$u'_s = u_s \cos(2\pi f(t - \frac{x}{c})) \quad (3)$$

式中 x 为不同空间位置与进口界面距离。

将式 (1) - (3) 编译为自定义程序，通过改变 u_s 的值获得不同幅值声波。在瞬态流场模拟过程中，式 (1) 程序用于产生不同幅值的声波，每一时间步长内调用式 (3) 程序以获得声波对不同空间位置的影响。本文对比了 110-140 dB 下 1000 Hz 声波以及仅增加流速对流动与传热特性的影响，不同声压级对应 u_s 值如表 1 所示。

表 1 声压级与对应 u_s 值

声压级/dB	u_s 值/m·s ⁻¹
110	0.0216
120	0.0683
130	0.216
140	0.683

2.3 模型验证

为验证数值模拟方法可行性，本文对比了数值模拟结果与文献[9]中的实验测量结果。二维验证模型如图 3 (a) 所示，将直径为 5 mm 的铜球放置于直径为 115 mm 的圆柱内，铜球距离底面 200 mm，初始温度为 393 K，研究声波对铜球散热的影响作用。图 3 (b) 对比了无声波和 133 dB、1000 Hz 声波作用下 60 s 内铜球表面温度变化规律，由图可知，铜球温度随时间逐渐降低，且声波作用下温度下降更快，无声波和有声波作用下实验与模拟的温度偏差小于 3 K，可验证数值模拟方法的可行性。

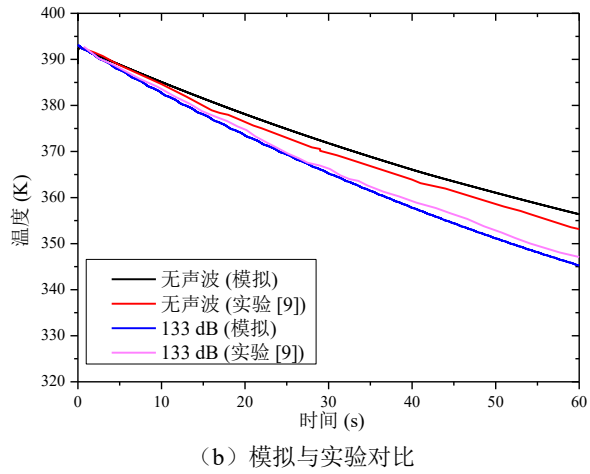
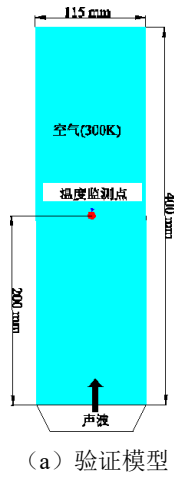


图3 数值模拟方法验证

3 结果与讨论

3.1 不同幅值声波对流动特性影响

图4-图6给出了初始工况，仅增加流速与声波作用下换热系统横截面速度与湍动能分布特性。由图可知，流速及声波作用对速度与湍动能整体分布特性影响较小，速度最大值位于换热管2与壁面之间狭小区域，且不同换热管后均存在低速区域，而湍动能最大值集中在换热管3前端以及换热管2和3后部分区域。此外，对比增加流速与声波作用下速度与湍动能变化规律可知，同等入口速度增量下，声波作用下整体速度较小而湍动能较大，表明高幅值声波可增强流动不稳定性，从而影响传热特性。

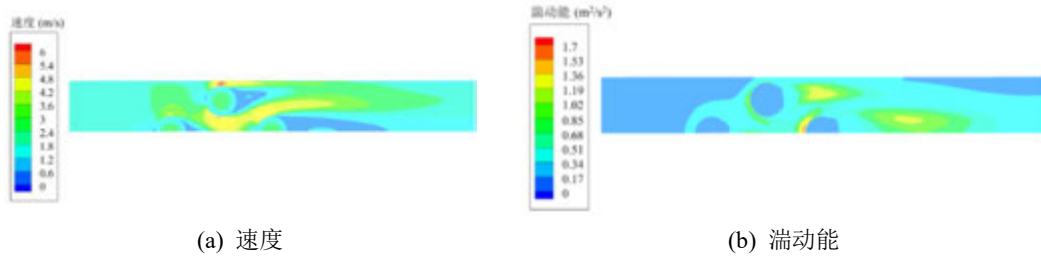
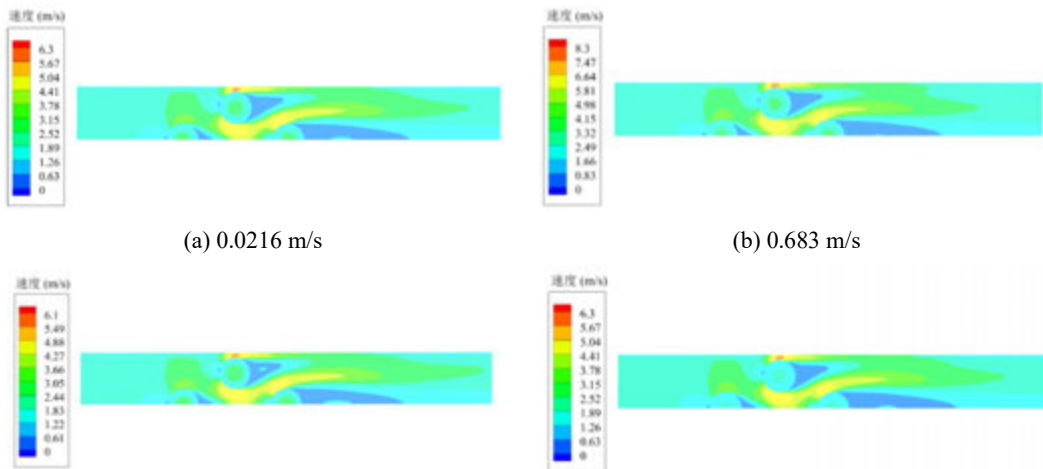


图4 初始工况下横截面速度及湍动能云图



(c) 110 dB

(d) 140 dB

图 5 增加流速及声波作用下横截面速度分布特性：(a)和(b)为仅增加流速，(c)和(d)为声波作用

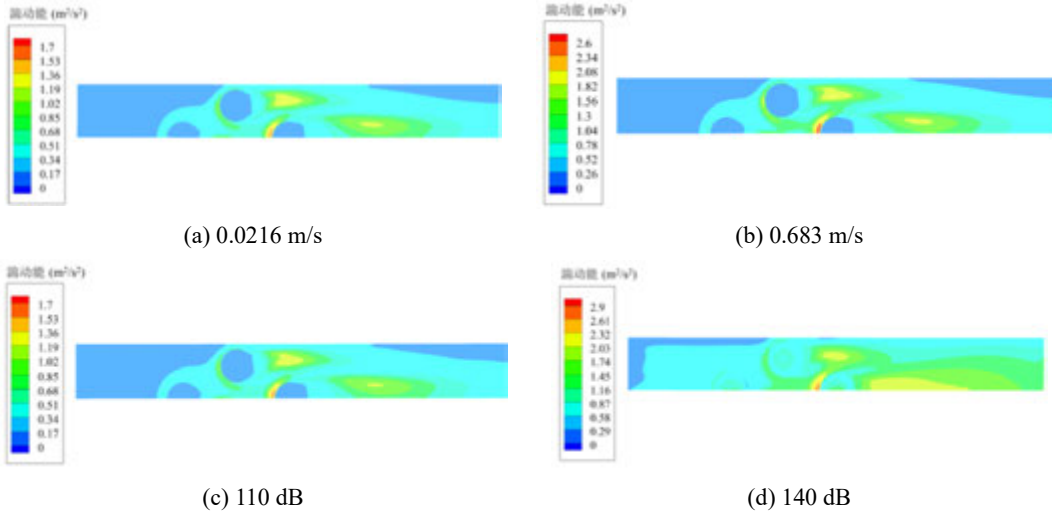


图 6 增加流速及声波作用下横截面湍动能分布特性：(a)和(b)为仅增加流速，(c)和(d)为声波作用

为定量揭示增加流速与声波作用对不同空间位置流动特性的影响，在换热管 2 壁面内外设置监测点，如图 7 所示，其中 w1、n1 监测点分别位于冷侧与热侧流道，h1 监测点位于换热壁面。

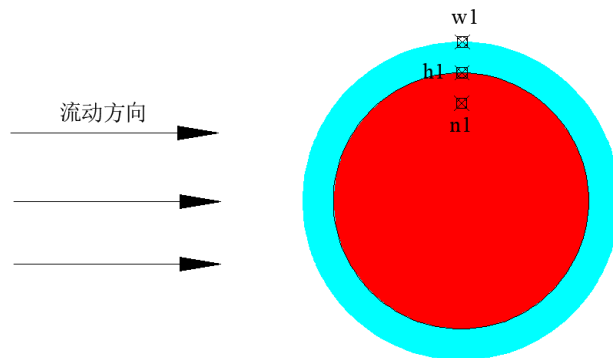


图 7 监测点布置

图 8 给出了不同条件下 w1 与 n1 测点速度在一个声波周期内脉动特性，以及平均速度变化规律。由图可知，在一个周期大部分时间内，增加流速条件下测点速度大于声波影响下的速度，且不同幅值声波作用下测点平均速度基本不变，而在稳态流动下，测点速度随入口流速增加而增大，且 w1 测点速度增量大于 n1 测点。

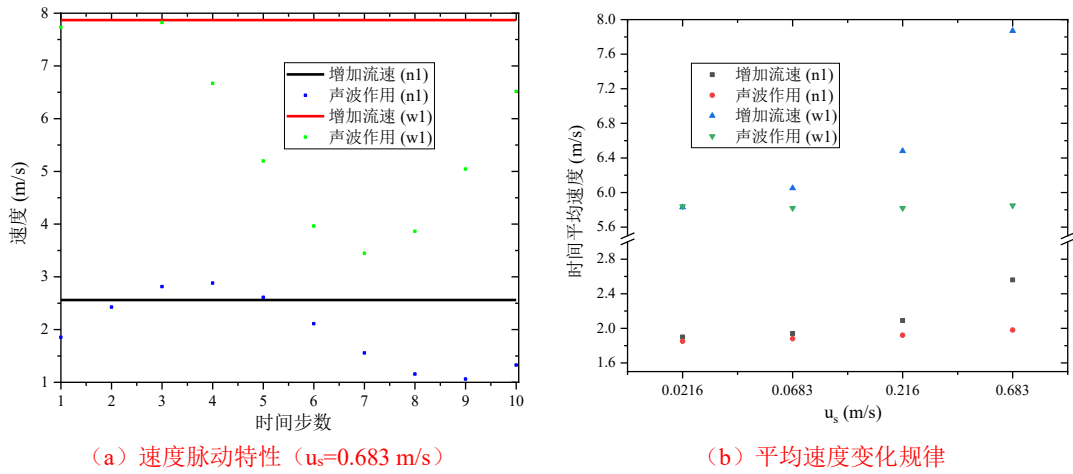


图 8 增加流速与声波作用下 w1 与 n1 测点速度分布特性

图 9 对比了不同条件下 w1 与 n1 测点湍动能强度变化规律。由图可知，与增加流速相比，声波作用对换热器内流场湍动能强度影响更大。当 u_s 低于 0.0683 m/s 时，增加流速与声波作用下湍动能强度基本一致，而随着 u_s 的继续增大，声波作用下 w1 与 n1 测点湍动能急剧增大。当声压级达到 140 dB 时，w1 与 n1 测点湍动能分别增大 159.46% 和 1112.5%，表明声波对换热管内紊流程度的影响程度高于管外。

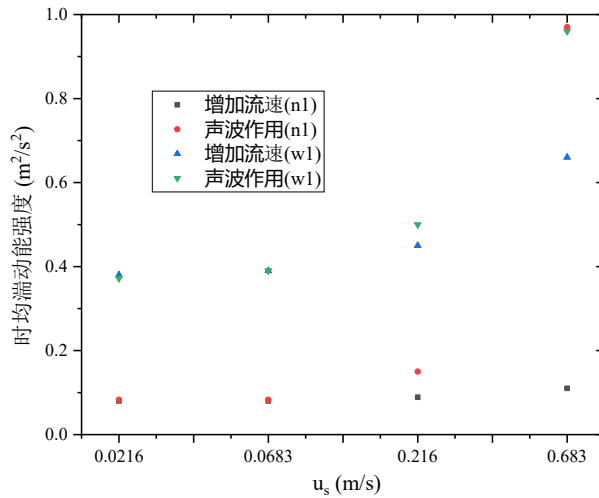


图 9 增加流速与声波作用下 w1 与 n1 测点湍动能强度变化趋势

3.2 不同幅值声波对传热性能影响

图 10 对比了不同条件下 h1 测点热流密度变化特性。由图可知，当 u_s 低于 0.0683 m/s 时，增加流速与声波作用下测点热流密度相近，当 u_s 高于 0.0683 m/s 时，声波作用下热流密度急剧增大，结合流动特性分析可知，速度变化对传热特性影响较小，而高幅值声波可使换热器内流场紊流程度加剧，从而对传热效果产生重要影响。

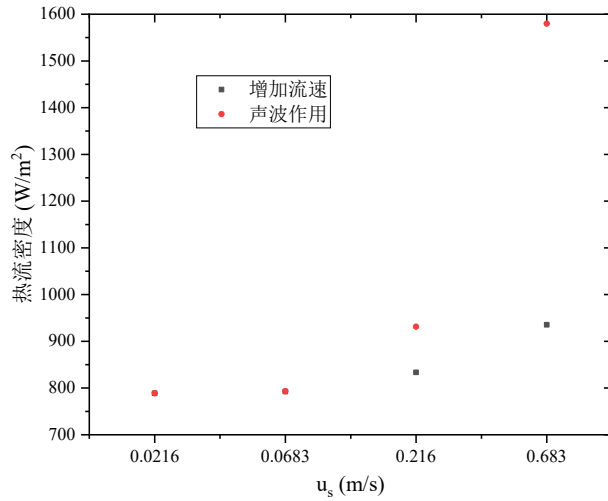


图 10 h1 测点热流密度变化特性

图 11 和图 12 对比了仅增加流速和不同幅值可听声波作用下换热管壁面热流密度分布特性。由图可知，热流密度沿冷侧流向呈现先增大后减小趋势，随着流速或声压级的增大，不同换热管壁面热流密度均逐渐增大，当入口流速增量由 0.0216 增至 0.683 m/s（对应声压级由 110 增至 140 dB），平均热流密度分别增长 18.89%和 50.96%。结合流动特性研究可知，当声压级达到一定值后，尽管整体速度增量较小，但流场紊流程度增加，从而促进冷热流体与壁面的热量传递。

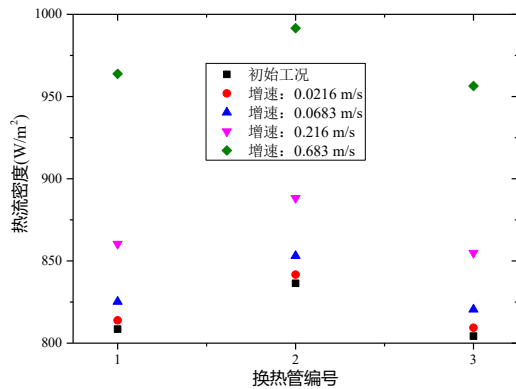


图 11 不同流速下换热管壁面热流密度分布

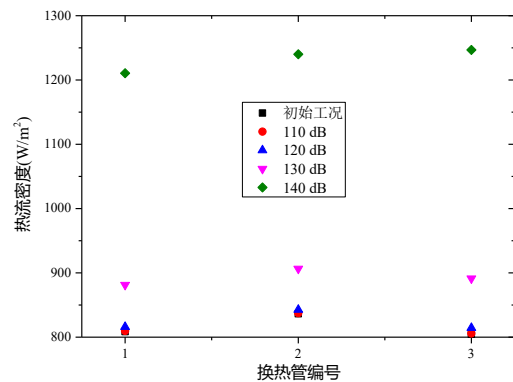


图 12 不同声压级下换热管壁面热流密度分布

为进一步揭示流速增加与声波作用对传热性能的影响，图 13 对比了不同条件下换热面平均净热流密度变化趋势。由图可知，随着流速与声压级的增大，净热流密度均呈指数增长趋势，当入口流速增量由 0.0216 增至 0.683 m/s（对应声压级由 110 增至 140 dB），净热流密度分别增长 148.94 W/m²和 414.86 W/m²。此外，当入口流速增量小于 0.0683 m/s（对应声压级 120 dB），增加流速的强化传热效果略优于声波强化传热效果，而当入口流速达到 0.216 m/s（对应声压级 130 dB），声波强化传热效果较好，且热流密度增长率高于增加流速的增长率。对比结果表明，当声波幅值达到一定值后，其强化传热性能优于仅增加流速的传热性能。

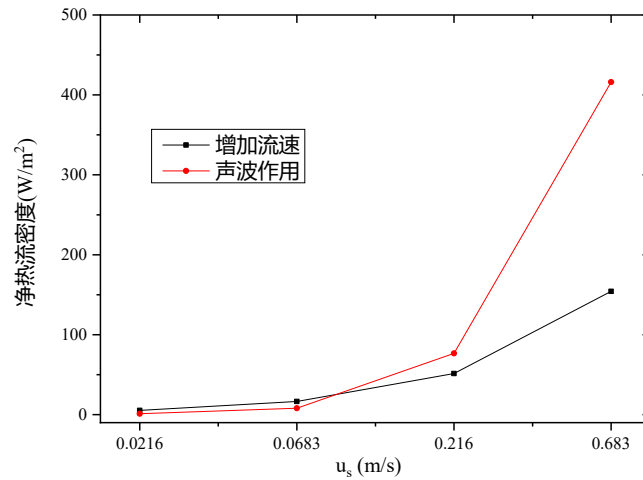


图 13 增加速度与声波作用下净热流密度变化曲线

4 结 论

本文构建了声波入射模型,采用数值计算方法探究了可听声波对于流-固共轭传热特性的影响机制,对比分析了声波作用与仅增加空气流速下空-空换热系统内流动及传热特性变化规律,研究结论如下:

(1) 可听声波与增加流速均可提升换热系统内空气流动速度与湍动能,且声波作用下湍动能大于增加流速的湍动能,表明可听声波可增大空气流动的紊流程度,从而促进冷热流体与换热壁面的热量传递。

(2) 随着流速及声压级的增大,热流密度呈指数增长趋势。当入口流速增量由 0.0216 增至 0.683 m/s (对应声压级由 110 增至 140 dB), 换热管壁面平均热流密度分别增长 18.89% 和 50.96%, 表明当声波幅值达到一定值后,其强化传热性能优于仅增加流速的传热性能。

参考文献

- [1] Adachi Tsutomu, Okaoto Satoru, Adachi Michio. The effect of sound on the rate of heat transfer from a cylinder placed normal to an air stream. *Bulletin of JSME*, 1979, 22: 1407-1415.
 - [2] Ha Man Yeong, Yavuzkurt Savash. A theoretical investigation of acoustic enhancement of heat and mass transfer- I . Pure oscillating flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1993, 36: 2183-2193.
 - [3] Choi Seok Min, Kwon Hyun Goo, Kim Taehyun, et al. Active cooling of photovoltaic (PV) cell by acoustic excitation in single-dimpled internal channel. *Applied Energy*, 2022, 309: 118466.
 - [4] Agarwal Tapish, Stratmann Maximilian, Julius Simon, et al. Exploring applicability of acoustic heat transfer enhancement across various perturbation elements. *Journal of Turbomachinery*, 2021, 143: 031001.
 - [5] 姜羽, 姜根山, 于淼, 等. 声波作用下的单圆柱绕流及传热特性数值研究. *声学技术*, 2021, 40: 308-315.
- Jiang Yu, Jiang Genshan, Yu Miao, et al. Numerical study of flow and its heat transfer characteristics of a

single cylinder under the action of acoustic waves. *Technical Acoustics*, 2021, 40: 308-315.

- [6] 杨延锋, 姜根山, 于淼. 换热管周围声流强化对流传热的数值模拟. *动力工程学报*, 2021, 41: 650-658.

Yang Yanfeng, Jiang Genshan, Yu Miao. Numerical Simulation of Convective Heat Transfer Enhanced by Acoustic Streaming Around Heat Exchanger Tubes. *Journal of Chinese Society of Power Engineering*, 2021, 41: 650-658.

- [7] Selcan Claudio, Cukurel Beni, Shashank Judah. Acoustic resonance excitation of turbulent heat transfer and flow reattachment downstream of a fence. *Heat and Mass Transfer*, 2016, 52: 2223-2235.

- [8] Gendebien Samuel, Kleiman Alex, Leizeronok Boris, et al. Experimental investigation of forced convection enhancement by acoustic resonance excitations in turbulated heat exchangers. *Journal of Turbomachinery*, 2020, 142: 021005.

- [9] Jiang Genshan, Yang Yanfeng, Xu Weilong, et al. Convective heat exchange characteristics of acoustic-induced flows over a sphere: The role of acoustic streaming. *Applied Acoustics*, 2021, 177: 107915.

不同截面形状水平细通道内超临界压力 CO₂ 流动传热的数值研究

李妮, 常昊天, 王金兆, 浦航, 尚妍, 东明*
(大连理工大学 海洋能源利用与节能教育部重点实验室, 大连 116024)
(Tel:15998691607, Email:dongming@dlut.edu.cn)

摘要

针对 SCO₂ 布雷顿系统换热器低压侧($p = 8 \text{ MPa}$, $T_{in} = 303 \text{ K}$, $G = 1200 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, $Re_{in} = 42521\text{-}42860$, $q = 150 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$), 对水平半圆形、圆形和矩形通道($d_h = 2 \text{ mm}$) 中 SCO₂ 湍流混合对流传热进行了数值模拟。通过观察周向不同位置的壁温和传热系数, 分析了不同通道内 SCO₂ 的流动传热特性。结合截面内流体的温度、物性云图和二次流矢量图, 研究了几何形状和热物性的剧烈变化以及引发的浮升力对传热的作用机理。最后, 对不同通道的换热性能进行了对比, 发现圆形通道的换热能力最强, 而半圆形通道的传热最差并且周向传热不均匀性最明显。

关键词: 超临界二氧化碳; 对流传热; 浮升力效应; 周向不均匀性。

0 前言

超临界 CO₂(SCO₂)布雷顿循环系统具有热效率高、结构紧凑和应用范围广等优点^[1]。这些优势是由于在循环系统中, CO₂ 处于超临界状态。图 1 所示为 8 MPa 压力时热物性随温度和焓值的变化曲线, 在拟临界温度(定压比热容峰值所对应的温度)附近, 密度和动力粘度的快速下降可以大大降低压缩机耗功和设备的尺寸, 而比热容的快速增长可以提高换热能力。由于以上优势, SCO₂ 布雷顿循环被认为是能源领域最具发展前景的动力系统, 受到了学者们的广泛关注^[2-4]。但是拟临界温度附近热物性的剧烈变化也会导致传热行为更加复杂, 在 SCO₂ 布雷顿循环系统中, 正常传热、传热强化和传热恶化可能同时发生^[5,6]。因此, 学者们对 SCO₂ 的换热性能进行了广泛的研究。

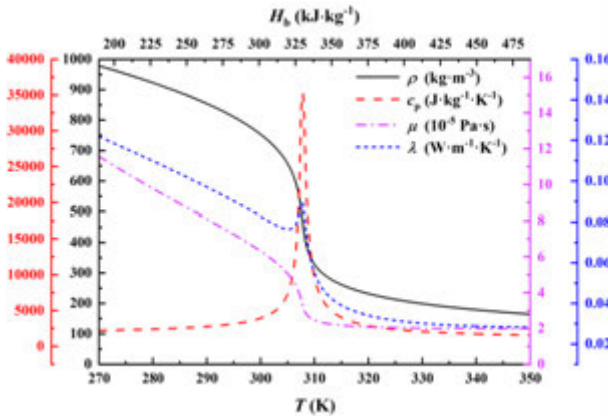


图 1 超临界状态 CO₂ 的物性变化($p = 8 \text{ MPa}$)

在对换热器性能的研究中, 学者们发现通道几何形状^[7-9]对传热特性也十分重要影响。Kim 等^[10,11]实验研究了 SCO₂ 在竖直圆形、三角形和矩形通道内($d_h = 7.8/9.8/7.9 \text{ mm}$)的湍流

传热特性,发现无论通道形状如何,当热流密度较高时都会发生传热恶化,但非圆形通道的壁温峰值出现位置更早。Zhang 等^[12]基于热力学第一定律和第二定律,数值分析了 SCO_2 在水平圆形、半圆形和矩形细通道($d_h = 1.16 \text{ mm}$)内的流动换热特征,发现圆形通道内的整体对流换热系数最大而矩形通道内的流动阻力系数最小。Zhang 等^[13]采用数值方法研究了水平圆形和半圆形微管($d_h = 2 \text{ mm}$)内 SCO_2 的局部传热特性,发现当热流密度较低时相同水力直径的圆形和半圆形通道的局部换热特性基本相同。但是在相对较高的热流密度下,半圆管由于湍流较弱,比圆管更容易发生传热恶化。许^[14]等对 SCO_2 在水力直径 0.9 mm 的半圆形和矩形通道内不同流动方向的流动换热进行了数值模拟,发现水平矩形通道的整体换热性能优于相同水力直径的半圆形微通道,并且减小热通量、增大质量流量或减小流体流动方向与重力方向之间的夹角,可提高矩形微通道的整体换热水平。Zhong 等^[15]基于 SST $k-\omega$ 湍流模型,研究了 SCO_2 在不同流动方向的半圆形和圆形通道中冷却时的局部换热性能。发现由于浮力效应导致顶部传热恶化,水平半圆形通道内的局部换热系数始终小于圆形通道内的局部换热系数。通过与现有传热关联式对比,发现对半圆形通道的传热预测较差。并在 Liao-Zhao 关系式的基础上修正得到一种新的换热系数关系式,保证 93.3%的计算结果误差在 $\pm 13.5\%$ 以内。Zhang 等^[16]对水平矩形微通道($d_h=1-2 \text{ mm}$)内四周均匀受热时 SCO_2 的流动换热进行了实验研究,讨论了运行参数和通道直径对传热性能的影响。研究发现传热系数的峰值出现在拟临界温度附近并且随压力的增大向高温方向移动。最后提出了一种新的传热预测关系式,但是其研究的热流密度范围较小,最大热流密度为 $50 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$ 。Zhou 等^[17]针对发动机热防护问题,对 SCO_2 在不同高宽比($H_c = 1.83-3.37 \text{ mm}$, $W_c = 0.84-2.43 \text{ mm}$)的水平矩形通道下壁面单侧受热时的流动换热特性进行了数值模拟,发现最佳高宽比约为 0.8。

本研究针对 SCO_2 布雷顿系统换热器低压侧条件($p = 8 \text{ MPa}$, $T_{\text{in}} = 303 \text{ K}$, $G = 1200 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, $Re_{\text{in}} = 42521-42860$, $q = 150 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$),研究水平半圆形、圆形和矩形微通道($d_h = 2 \text{ mm}$)中 SCO_2 湍流混合对流传热特性,为换热器的优化设计提供理论指导。首先,通过观察通道周向不同位置的壁温和传热系数变化,分析了半圆形、圆形和矩形通道内 SCO_2 的流动传热特性。并结合沿程不同截面内流体的温度、物性云图和二次流矢量图,研究了几何形状和热物性的剧烈变化以及由此导致的浮升力对传热的作用机理。最后,对三种不同截面形状水平细通道内 SCO_2 的传热性能进行了对比。

1 数值方法

1.1 研究对象与边界条件

不同截面形状水平细通道的几何模型如图 2 所示,计算通道长 500 mm ,包括 150 mm 的绝热段和 350 mm 的加热段,所有通道的水力直径均为 2 mm 。管内 SCO_2 沿 x 轴正方向流动,重力沿 y 轴负方向。数值计算设置入口温度为 303 K ,入口质量流量为 $1200 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$,出口压力为 8 MPa ,加热段给定均匀的热流密度 $150 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$ 。

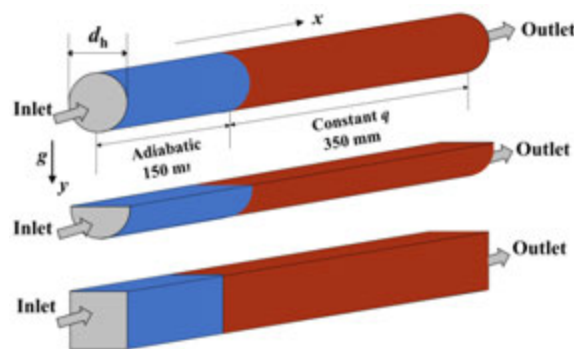


图 2 不同截面形状几何模型

1.2 计算方法与模型验证

针对三维水平通道内 SCO_2 的流动换热过程，其 Reynolds 时均 Navier-Stokes 方程形式如下：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho U_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_i U_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right) + \rho g_i \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho H) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i H) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial H}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_j H'} \right) \quad (3)$$

其中， ρ 为密度 [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$]; U 为速度 [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]; μ 为动力粘度 [$\text{Pa}\cdot\text{s}$]; g 为重力加速度 [$\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$]; H 为焓值 [$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$]; λ 为导热系数 [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$]; c_p 为比热容 [$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$]; $-\overline{u'_i u'_j}$ 为 Reynolds 应力 [$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}$]; $-\overline{u'_j H'}$ 为湍流热流 [$\text{W}\cdot\text{m}\cdot\text{kg}^{-1}$].

湍流模型选择在超临界流体流动换热的研究中适应性较好的 SST k - ω 模型^[18-20]，输运方程如下所示：

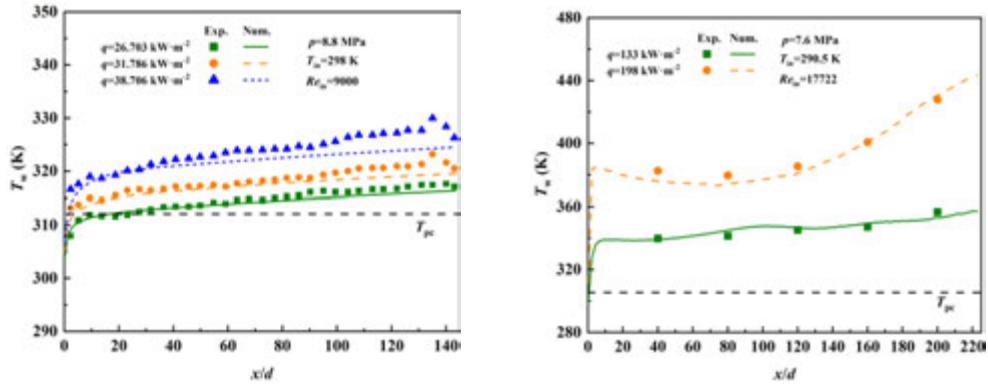
$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k + G_k - \rho \beta^* k \omega \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \omega) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + P_\omega + G_\omega + 2(1 - F_1) \rho \frac{\sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} - \rho \beta \omega^2 \quad (5)$$

湍流模型的更多细节可以在参考文献^[21]中找到。

基于开源软件 OpenFOAM 开发了针对超临界流体传热的内部代码，采用有限体积法对偏微分方程进行离散求解。由于 SCO_2 计算过程中热物性变化较为剧烈，采用修正的 PISO 算法^[22]处理压力、速度和温度之间的耦合，并通过时间推进算法获得稳态解。离散格式如下：非稳态项采用 Euler 隐式格式，对流项采用 OUICK 格式，扩散项采用中心差分格式。建立 SCO_2 物性数据库并与求解器链接，采用线性插值方法获得不同温度和压力下流体的热物性。当各方程计算残差小于 10^{-5} 时认为计算收敛。

针对超临界流体传热过程开发的代码，本团队在之前的工作中已经使用超临界压力 RP-3 进行了验证^[23]，本研究针对 SCO_2 在圆管内的传热实验数据进行了验证。图 3 展示了 SCO_2 在竖直圆管^[24]和水平圆管^[25]内流动换热时实验数据和数值计算结果的对比，壁面温度的最大误差为 1.76%，证明该计算程序可用于 SCO_2 对流传热的数值计算。



(a) 竖直流动换热 (b) 水平流动换热

图 3 实验数据与数值结果对比

1.3 网格无关性验证

采用 ICEM 软件生成三维结构化网格，轴向方向网格均匀分布。为保证湍流模型的计算要求，所有通道径向方向首层网格的无量纲壁面距离 $y^+ < 1$ 。为满足计算精度并减少计算开销，对所有通道都进行了网格无关性验证，半圆形通道的计算结果如图 4 所示，表 1 给出了半圆形通道的网格设置。从图中可以发现，半圆形采用网格 2 时已经可以保证获得网格无关解。采用相同的方法对圆形和矩形通道进行了网格无关性验证，圆形通道采用网格数量为 117 万(4810×250)，矩形通道采用网格数量为 80 万(3200×250)。

表 1 不同截面形状的网格设置

截面形状	序号	网格数量 (截面×轴向)	网格总数 (万)	流体出口温度 $T_{b,out}$ (K)	沿程压降 Δp (kPa)
半圆形	网格 1	2640×250	70	308.75	4.9
	网格 2	4320×250	110	308.75	4.9
	网格 3	5120×250	131	308.76	4.9
	网格 4	4320×500	221	308.75	4.9

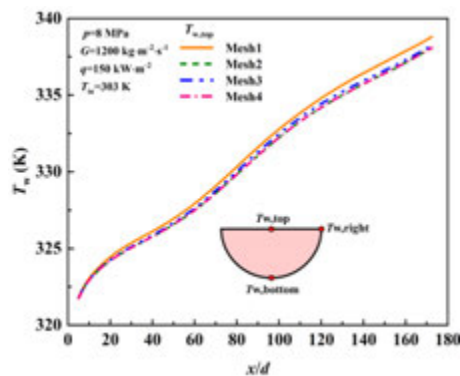


图 4 半圆形通道的网格无关性验证

2 结果与讨论

在针对不同截面形状水平细通道内 SCO_2 的流动换热研究中，发现由于浮力效应和截面几何形状的不规则性，通道周向不同位置的传热存在不均匀性。因此沿着周向方向对半圆形、圆形和矩形通道分布选取了不同位置的壁面温度进行分析。流体温度和传热系数的计算公式

如下所示:

$$T_b = \frac{\int_A \rho U c_p T dA}{\int_A \rho U c_p dA} \quad (6)$$

$$h = \frac{q}{T_{w,i} - T_b} \quad (7)$$

其中, $T_{w,i}$ 为周向不同位置的局部壁面温度, 半圆形、圆形和矩形通道内分别选取了 3 个(见图 5)、3 个(见图 7)和 5 个(见图 9)不同位置展示局部壁面温度, A 为通道截面积, q 为加热段的热流密度。

2.1 半圆形通道内 SCO_2 的传热特性

图 5 所示为半圆形通道内壁温和传热系数随主流焓值变化的曲线, 从图中可以看到, 半圆形通道内拐角处($T_{w,\text{right}}$)的传热能力最弱, 壁温最高可以达到 700 K 左右, 而下壁面位置的传热能力最强, 最高壁温仍然低于 330 K。当 $H_b = 330 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$ 时, $T_{w,\text{right}}$ 达到最大值, 此时 $h_{w,\text{bottom}}$ 也达到峰值。为了分析流体热物性变化对传热的影响, 选取加热段入口附近、传热系数达到峰值和加热段出口附近三个截面进行分析, 分别为 $H_b = 295$ 、330 和 $360 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$, 结果如图 6 所示。从图 6 中可以发现, 在加热段入口附近($x = 40 \text{ mm}$), 通道内已经出现了分层现象和二次流动, 但是二次流速度较小。拐角处的壁温远远高于其它位置, 与温度分布相对应相对拐角位置的比热容、导热系数和密度均为截面内最低, 说明拐角处的传热能力最弱。与管中心相比, 壁面附近的二次流强度更大, 但是二次流动在拐角处却出现堵塞。在二次流的影响下, 低温高密度流体向下流动, 因此下壁面位置的换热能力最强壁温最低。通过物性图发现上壁面位置流体的比热容和导热系数较高, 但仍低于下壁面位置的比热容和导热系数, 因此上壁面中心位置的壁温略高于下壁面位置。沿流动方向吸收热量, 因此管内流体最低温度逐渐上升靠近拟临界区域, 在 $x = 195 \text{ mm}$ 截面时, 拟临界附近的高比热容和低密度区域从壁面附近向管中心位置移动。并且观察到密度分层现象加强, 二次流速度增大。在浮升力作用下, $h_{w,\text{bottom}}$ 在此时达到峰值。当 $x = 325 \text{ mm}$ 时, 流体吸热温度继续上升, 从温度云图看到管内大部分流体已经跨越了拟临界区域, 密度梯度出现了明显下降, 因此二次流强度减弱, $T_{w,\text{bottom}}$ 开始快速上升。 $T_{w,\text{right}}$ 逐渐下降但是温度仍然远远高于其它位置, 这说明拐角处由于几何形状的原因导致换热能力本来就较差, 但是在二次流的作用下加强了传热恶化, 与二次流相比, 几何形状对拐角位置传热的影响更大。

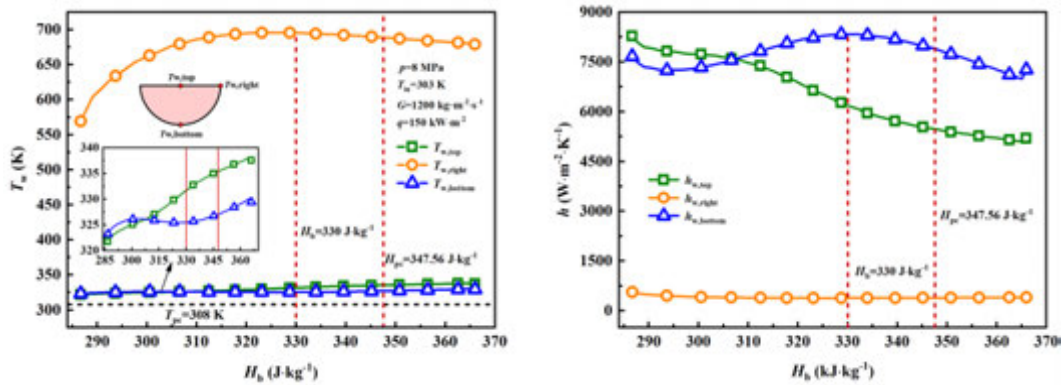


图 5 半圆形通道内壁温和传热系数随主流焓值变化

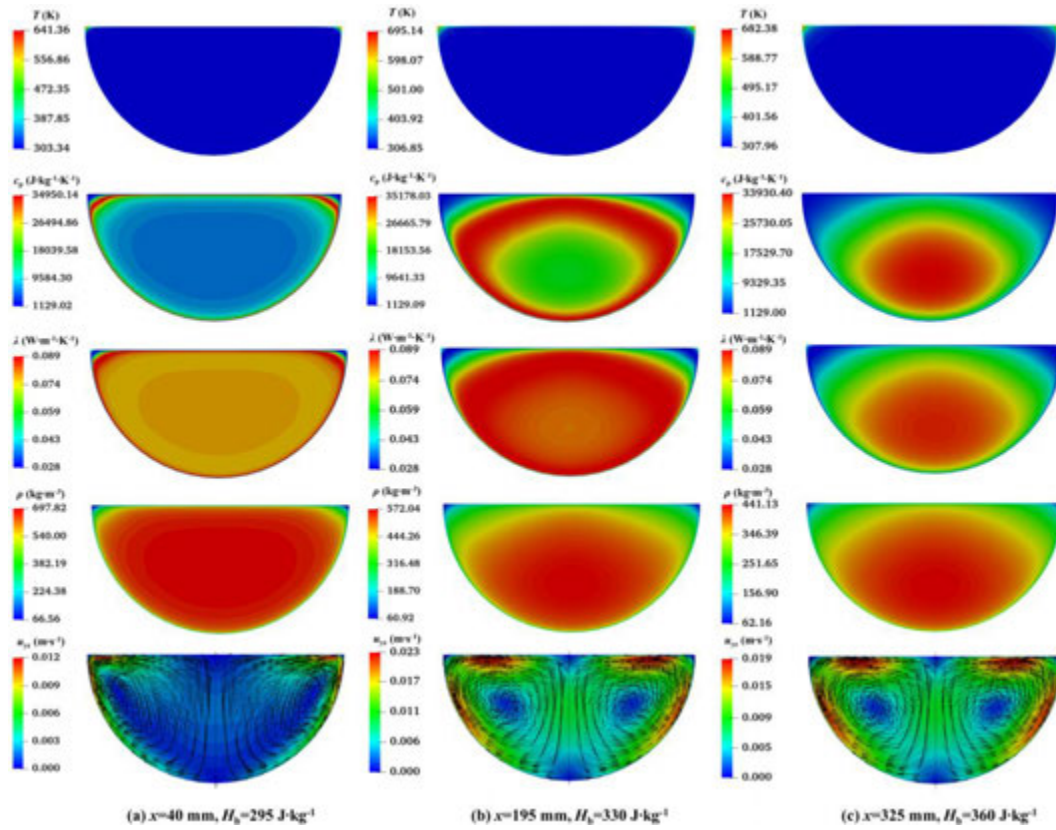


图 6 半圆形通道不同截面内流体温度、比热容、密度、导热系数和二次流速度分布云图

2.2 圆形通道内 SCO_2 的传热特性

图 7 所示为圆形通道内壁温和传热系数随主流焓值变化的曲线，从图中可以发现，与半圆形通道相比，圆形通道的壁面温度大幅度下降，最高壁温为 350 K 左右。沿流动方向，不同位置的壁面温度随主流焓值增大均单调上升。通道上壁面传热能力较弱壁温较高，下壁面传热能力较强传热系数较高并且在 $H_b = 320 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$ 时出现了局部峰值发生传热强化。因此选取 $H_b = 295$ 、320 和 $360 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$ 三个截面进行分析，结果如图 8 所示。从图 8 中可以看到，热物性的剧烈变化使得圆形通道内也出现了明显的分层现象，但是与半圆形通道不同，圆形通道的几何结构使得其热物性的分布呈现左右对称，没有出现局部堵塞的现象。与半圆形通道的作用机理相同，径向方向的密度梯度在重力作用下形成了二次流动，在二次流的影响下高比热容和导热系数的流体向通道下部移动，因此下壁面位置的换热能力更强，对流传热系数在 $H_b = 320 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$ 时出现了局部峰值。在 $H_b = 320 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$ 之前，由于拟临界区域热物性的剧烈变化，在二次流动的作用下 $h_{w,\text{bottom}}$ 沿程单调上升， $h_{w,\text{right}}$ 缓慢下降而 $h_{w,\text{top}}$ 快速下降，因此 $T_{w,\text{top}}$ 快速增加而 $T_{w,\text{right}}$ 和 $T_{w,\text{bottom}}$ 的增长速度明显缓慢。 $H_b = 320 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$ 之后，由于管内流体已经跨越了拟临界温度，物性变化明显减弱，因此二次流速度减小，浮升力对下壁面的传热加强效应弱化。与之相对应， $h_{w,\text{right}}$ 和 $h_{w,\text{bottom}}$ 快速下降而 $h_{w,\text{top}}$ 的下降速度反而变缓，因此 $T_{w,\text{right}}$ 和 $T_{w,\text{bottom}}$ 快速增加而 $T_{w,\text{top}}$ 的增长速度下降。说明在圆滑的水平通道内，热物性的剧烈变化所导致的浮升力作用在拟临界区域对通道下壁面起到传热强化但却使得通道上壁面的换热能力下降，当流体温度逐渐远离拟临界温度时，浮升力对传热的作用也减弱。

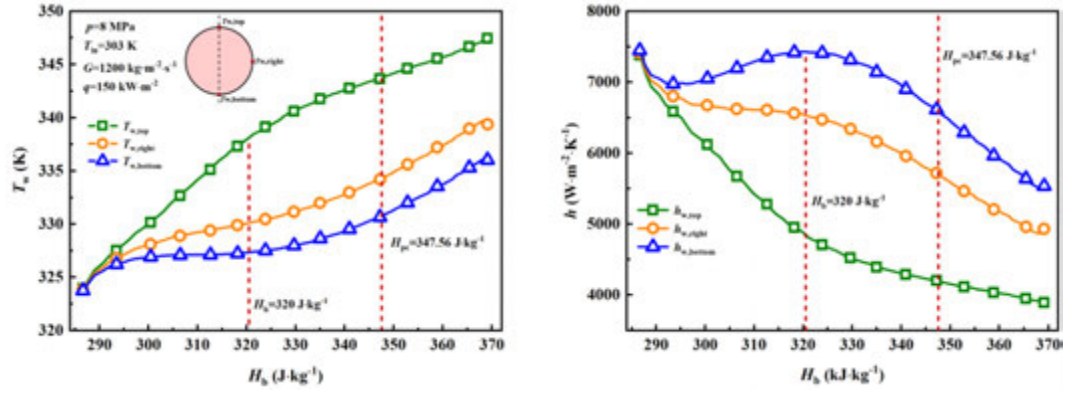


图 7 圆形通道内壁温和传热系数随主流焓值变化

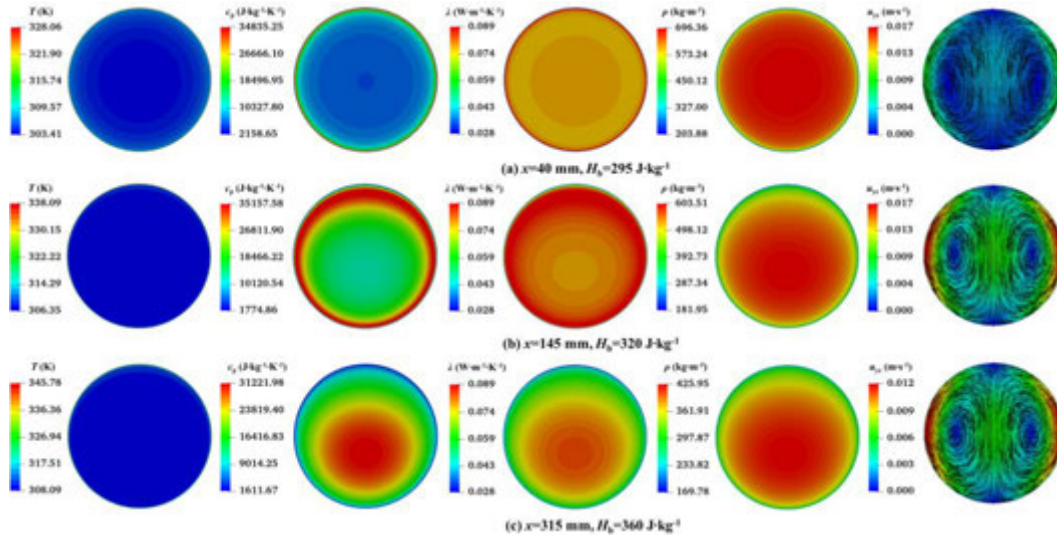


图 8 圆形通道不同截面内流体温度、比热容、密度、导热系数和二次流速度分布云图

2.3 矩形通道内 SCO_2 的传热特性

图 9 所示为矩形通道内壁温和传热系数随主流焓值变化的曲线，由于通道内的传热特性左右对称，因此只选取了通道的左半段进行展示。从图中可以看到，矩形通道内壁温和传热系数的变化趋势结合了半圆形和圆形通道内的变化规律。与半圆形通道相同，矩形通道拐角位置的传热能力明显弱于其它位置，最高壁温在 630 K 左右，而 $T_{w,top}$ 的峰值仍低于 345 K。上下壁面位置的传热特性又与圆形通道的变化趋势一致， $T_{w,top-left}$ 高于 $T_{w,bot-left}$ ，并且 $h_{w,bot}$ 高于 $h_{w,top}$ 。除了 $h_{w,bot}$ 沿流动方向先上升后下降，其它位置的传热系数沿程均为单调下降。当 $H_b = 326 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$ 时， $h_{w,bot}$ 达到峰值，此时 $T_{w,bot}$ 出现局部谷值而 $T_{w,top-left}$ 增长至最大值。为了分析热物性变化对传热的影响，选取 $H_b = 295$ 、 326 和 $360 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$ 三个截面进行分析，结果如图 10 所示。从图 10 可以发现，在加热段入口附近，壁面附近流体的比热容和导热系数较高，径向方向在密度梯度的作用下形成二次流动，但是上下拐角位置出现局部堵塞，因此换热能力较差壁温较高。随着流体吸热温度升高，高比热容和导热系数的流体逐渐向中心附近移动，二次流增强使得通道下壁面附近出现局部传热强化。当流体温度升高至跨越拟临界温度时，热物性对传热的影响逐渐减弱，传热逐渐恢复正常。

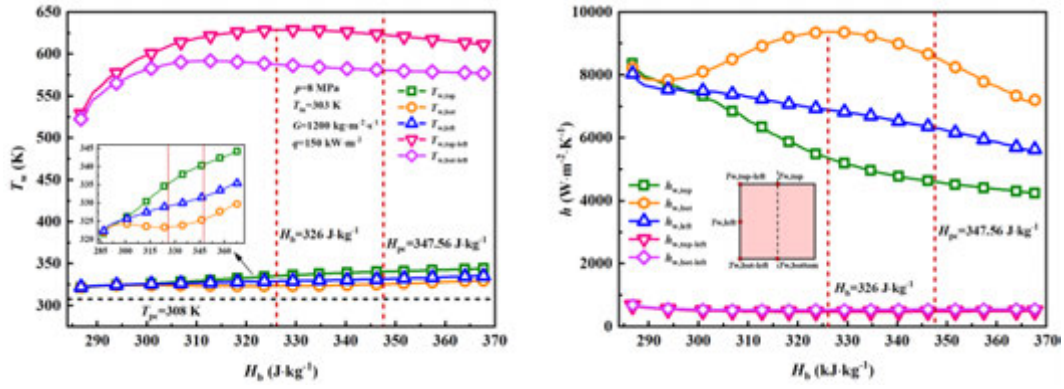


图 9 矩形通道内壁温和传热系数随主流焓值变化

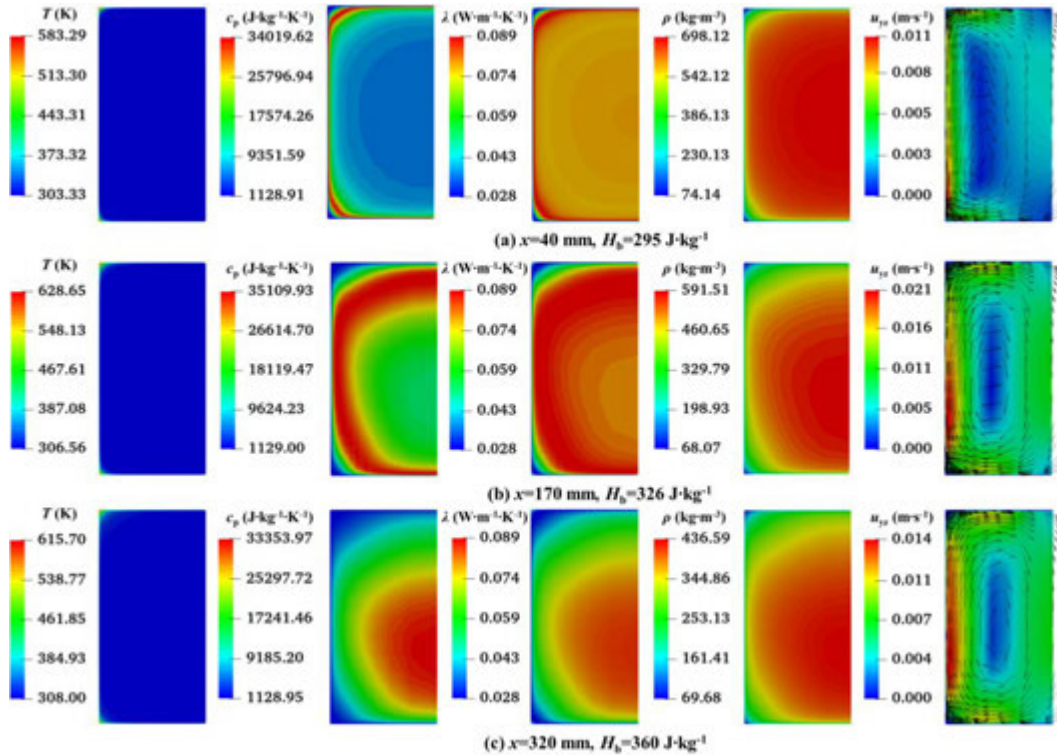


图 10 矩形通道不同截面内流体温度、比热容、密度、导热系数和二次流速度分布云图

2.4 不同截面形状内 SCO₂ 传热特性对比

通过对半圆形、圆形和矩形通道内 SCO₂ 的传热特性进行分析，发现超临界状态下热物性的剧烈变化使得通道周向位置的传热存在不均匀性，浮升力作用所导致的二次流动使得下壁面附近流体的传热能力高于上壁面附近。而通道拐角位置的特殊结构使得换热能力大幅度减弱，圆形通道的最高壁温仅为 350 K，半圆形和矩形通道的最高壁温分别在 700 K 和 630 K 左右。由于通道周向不同位置的壁面温度相差较大，因此在对不同截面形状通道的换热性能进行对比时，引入 Chang 等^[26]提出的用来表征周向壁温不均匀性的参数 δ_T ，其计算方法如下所示：

$$\delta_T = \frac{\sum_{i=1}^n |T_{w,ave} - T_{w,i}|}{nT_{w,ave}} \quad (8)$$

其中， $T_{w,ave}$ 为截面内平均壁温， $T_{w,i}$ 为周向不同位置的局部壁面温度， n 为通道周向壁

面温度的数据点，半圆形、圆形和矩形通道周向数据点 n 分别为 3、3、和 5。

截面内平均壁温 $T_{w,ave}$ 和平均传热系数 $h_{w,ave}$ 的计算方式如下：

$$T_{w,ave} = \frac{\sum_{i=1}^n T_{w,i}}{n} \quad (9)$$

$$h_{w,ave} = \frac{\sum_{i=1}^n h_{w,i}}{n} \quad (10)$$

其中， $h_{w,i}$ 为周向不同位置的局部对流传热系数。

图 11 对比了不同截面形状通道的平均壁温、平均对流传热系数和周向壁温不均匀性 δ_T 。从图中可以看到，圆形通道的平均壁温最低并且远远低于半圆形和矩形通道的平均壁温。并且圆形通道的平均对流传热系数最高，其次为半圆形通道最后为矩形通道，但是矩形通道的平均壁温低于半圆形通道。从通道周向传热的均匀性来看，圆形通道的 δ_T 最小基本都在 0.01 左右，矩形通道的 δ_T 在 0.1 左右徘徊，而半圆形通道的 δ_T 高达 0.35。

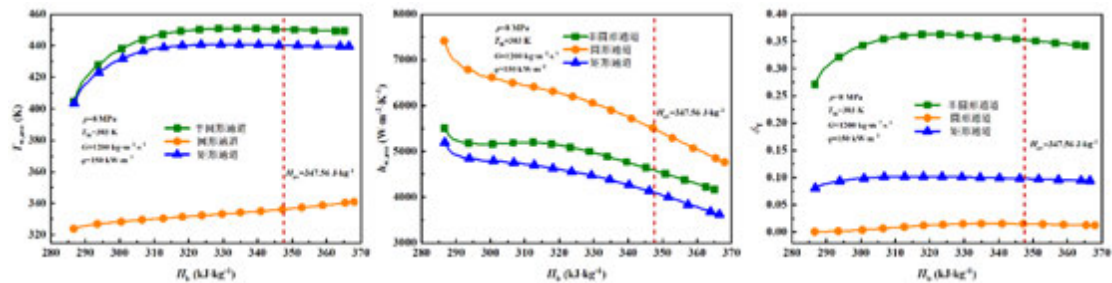


图 11 不同截面形状通道的平均壁温、平均对流传热系数和周向壁温不均匀性对比

3 结论

本文对水平半圆形、圆形和矩形微通道($d_h = 2 \text{ mm}$) 内 SCO_2 的湍流混合对流传热进行了数值研究。通过观察通道周向不同位置的壁温和传热系数，分析了半圆形、圆形和矩形通道内 SCO_2 的流动传热特性。结合不同截面内流体的温度、物性云图和二次流矢量图，研究了几何形状和热物性的剧烈变化以及由此导致的浮升力对传热的作用机理。随后，对比了不同截面形状水平细通道内 SCO_2 的传热性能。得到的主要结论总结如下：

- 1) 数值结果表明，即使在完全发展的湍流状态下，超临界压力时热物性的剧烈变化所引发的浮升力效应也使得水平微通道内 SCO_2 的流动换热存在不均匀性，拟临界温度时在浮升力作用下通道上壁面换热减弱而下壁面出现了传热强化现象。
- 2) 与圆形通道相比，半圆形和矩形通道拐角处的特殊位置易形成局部堵塞，大大弱化了此处的换热能力使其壁温远高于通道其他位置。相同水力直径时，圆形通道的换热能力最强壁面温度最低，半圆形通道的换热能力最差壁温最高并且轴向传热不均匀性最为明显。

基金项目：（中国博士后科学基金 No.2021M700663；辽宁省博士科研启动基金项目 No.2022-BS-085；中央高校基本科研业务费 DUT22QN202）

参考文献

- [1] Park J H, Park H S, Kwon J G, et al. Optimization and thermodynamic analysis of supercritical CO_2 Brayton recompression cycle for various small modular reactors[J]. Energy, 2018, 160: 520-535.
- [2] Alshahrani S, Vesely L, Kapat J, et al. Performance Investigation of Supercritical CO_2 Brayton Cycles in Combination With Solar Power and Waste Heat Recovery Systems[J]. Journal of Solar Energy Engineering, 2022, 144(6).

- [3] Deng T, Li X, Zhang L, et al. Controlling effect of phase change material based heat exchanger on supercritical CO₂ Brayton cycle[J]. *Journal of Cleaner Production*, 2020, 277: 122994.
- [4] Chai L, Tassou S A. Performance Analysis of Heat Exchangers and Integrated Supercritical CO₂ Brayton Cycle for Varying Heat Carrier, Cooling and Working Fluid Flow Rates[J]. *Heat Transfer Engineering*, 2022: 1-21.
- [5] Piro I L, Khartabil H F, Duffey R B. Heat Transfer to Supercritical Fluids Flowing in Channels—Empirical Correlations (survey)[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2004, 230(1): 69-91.
- [6] Duffey R B, Piro I L. Experimental Heat Transfer of Supercritical Carbon Dioxide Flowing Inside Channels (survey)[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2005, 235(8): 913-924.
- [7] Hasan M I, Rageb A A, Yaghoubi M, et al. Influence of channel geometry on the performance of a counter flow microchannel heat exchanger[J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2009, 48(8): 1607-1618.
- [8] Besarati S M, Yogi Goswami D, Stefanakos E K. Development of a Solar Receiver Based on Compact Heat Exchanger Technology for Supercritical Carbon Dioxide Power Cycles[J]. *Journal of Solar Energy Engineering*, 2015, 137(3).
- [9] Lee S-M, Kim K-Y. Comparative study on performance of a zigzag printed circuit heat exchanger with various channel shapes and configurations[J]. *Heat and Mass Transfer*, 2013, 49(7): 1021-1028.
- [10] Kim J K, Jeon H K, Lee J S. Wall temperature measurement and heat transfer correlation of turbulent supercritical carbon dioxide flow in vertical circular/non-circular tubes[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2007, 237(15): 1795-1802.
- [11] Kim J K, Jeon H K, Lee J S. Wall Temperature Measurements with Turbulent Flow in Heated Vertical Circular/non-circular Channels of Supercritical Pressure Carbon-dioxide[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2007, 50(23): 4908-4911.
- [12] Zhang H, Guo J, Huai X, et al. Thermodynamic Performance Analysis of Supercritical Pressure CO₂ in Tubes[J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2019, 146: 106102.
- [13] Zhang Y, Peng M, Xia G, et al. Numerical investigation on local heat transfer characteristics of S-CO₂ in horizontal semicircular microtube[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2019, 154: 380-392.
- [14] 许婉婷, 许波, 王鑫, 等. 方形微通道内超临界 CO₂ 流动换热特性研究: 化工学报, 2022: 1534-1545.
- [15] Zhong S, Ren Y, Wu W, et al. Numerical study on the local heat transfer characteristic of supercritical CO₂ in semicircular/circular channel under cooling condition[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2023, 209: 124098.
- [16] Zhang H, Shi L, Wang X, et al. Heat Transfer Characteristics of Supercritical CO₂ in Horizontal Rectangular Microchannels[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2023, 220: 119727.
- [17] Zhou X, Zuo J, Li X, et al. Thermal Behavior of Supercritical CO₂ Inside Scramjet Cooling Channels with Different Structural Parameters[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2022, 217: 119153.
- [18] Li Y, Chen Y, Xie G, et al. Heat Transfer and Secondary Flow Characteristics in a Horizontally Round Pipe for Cooling a Scramjet Combustor by Supercritical n-Decane[J]. *Journal of Energy Resources Technology*, 2020, 143(2).
- [19] Wang J, Yang J, Gong J, et al. A designed wall roughness approach to improve turbulent heat transfer to supercritical CO₂ flowing in horizontal tubes[J]. *The Journal of Supercritical Fluids*, 2022, 190: 105738.
- [20] Hao J, Ju C, Li C, et al. Comparison and evaluation of supercritical CO₂ cooling performance in horizontal tubes with variable cross-section by field synergy theory[J]. *International Journal of Energy*

Research, 2022, 46(10): 14133-14144.

[21] Menter F R. Two-equation Eddy-viscosity Turbulence Models for Engineering Applications[J]. Aiaa Journal, 1994, 32(8): 1598-1605.

[22] Oliveira P J, Issa R I. An improved PISO algorithm for the computation of buoyancy-driven flows[J]. Numerical Heat Transfer Part B-Fundamentals, 2001, 40(6): 473-493.

[23] 浦航. 细通道内超临界压力 RP-3 对流传热特性与机理研究[D]. 大连理工大学, 2020.

[24] Li Z H, Jiang P X, Zhao C R, et al. Experimental investigation of convection heat transfer of CO₂ at supercritical pressures in a vertical circular tube[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2010, 34(8): 1162-1171.

[25] 王军辉. 塔式太阳能热发电超临界流体流动特性与传热规律研究[D]. 西安理工大学, 2019.

[26] Chang F, Hu H, Shang Y, et al. Experimental and numerical study on the heat transfer characteristic of supercritical water with high mass velocity in a helically coiled tube[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 197: 123320.

单罐复合陶瓷填充床蓄热系统热性能研究

徐佳锟¹, 杨晓宏^{1,2*}, 张燕楠¹, 张欣宇¹, 张艺萱¹

(¹ 内蒙古工业大学能源与动力工程学院, 内蒙古呼和浩特010051;

² 风能太阳能利用技术教育部重点实验室, 内蒙古呼和浩特010051)

(*Tel:13848188275, Email: yxh1109@imut.edu.com)

摘要: 基于 1 kW β 型碟式太阳能斯特林发电系统, 建立了三维、瞬态单罐填充床蓄热数值模型。按照不同比例制备陶瓷石墨复合材料, 通过热物性与机械性能表征, 采用高炉矿渣: 石墨为 8: 2 的复合材料作为储罐填料。结果表明加入填料后不同初始条件下斜温层厚度比纯水蓄热罐可减少 37.5 mm~70 mm, 蓄放热效率提高约 6%; 通过 π 定理采用多元回归方法建立了斜温层厚度与各初始条件数学模型, 分析了入口流速、蓄热温差、罐体高径比、填料等对蓄热罐斜温层厚度的影响, 得到斜温层厚度比无量纲函数关系式; 蓄热过程增大入口流速、减小颗粒粒径, 达到热平衡时间越短。

关键词: 填充床、斜温层、陶瓷复合材料、循环蓄放热、量纲分析

0 前言

¹蓄热系统通常有单罐蓄热系统和双罐蓄热系统。单罐蓄热系统中, 冷热流体储存同一罐体, 通过浮力自然彼此分离, 冷热流体间存在的温度分层区域, 称为斜温层^[1,2]。单罐蓄热技术关键是降低斜温层厚度, 防止罐内冷热流体发生对流, 以增强蓄热能力。工程应用中, 流体不均匀、局部涡流和回流会引起冷热流体强烈混合, 增加斜温层厚度, 导致蓄热罐整体效率和存储容量降低, 斜温层厚度取决于冷热流体的混合程度。

陶瓷材料可作为熔融盐、相变材料、金属材料等的骨架载体。Han^[3]等人使用 Al-12wt%合金颗粒作为相变材料 (PCM), 莫来石粉作为陶瓷骨架, 通过加压蒸汽腐蚀和硅溶胶浸渍法, 制备成微胶囊形状陶瓷储热材料, 实现高热导率、潜热存储和出色热循环性能的目标。Lin Qiu 等人^[4]采用凝胶发泡法制备骨状多孔氮化铝 (AlN) 陶瓷材料, 孔径范围包括微孔、中孔和大孔, 其较高导热系数和孔隙率, 可作为相变材料良好载体。

加入复合材料填料可减少斜温层厚度。Dogan Erdemir 经过实验研究^[5], 在热水蓄热罐中布置适当形状和尺寸夹层挡板对冷热水自然分层有积极作用。Abdulla 等人^[6]在蓄热罐中填充低成本二级工业填料, 熔融盐为传热流体, 结果表明操作温度范围是蓄热系统有效操作的主要决定因素。何兆禹^[7]以石蜡填充床为储热介质, 水为传热介质, 将潜热显热相结合, 对斜温层 TES 进行实验研究, 研究发现 HTF 流量越大, 单次蓄放热时间越短, 容量利用率越低。杨小平^[8]分析由显热材料和相变材料组成斜温层储存系统, 发现斜温层中部存在最大温差, 温差最大值随蓄热时间延长而减小, 显热材料密度、导热系数和流体入口速度对温差有较大影响。M.A.Keilany^[9]将石棉废料作为中试规模的斜温层蓄热系统固体填料, 石棉废料作为填充材料具有良好的热性能, 斜温层厚度主要受固体填料直径和体积热容影响, 直径每增加 10%, 斜温层厚度增加 2.2%, 体积热容增加一倍, 斜温层厚度增加 3.23%左右。

数值模拟可对蓄热罐运行条件有更清晰的了解。尹正宇^[10]对装配隔热板的蓄热罐在不同工作条件下蓄热过程进行数值模拟, 发现低导热系数的隔热板可以提高蓄热罐热性能, 具有更优秀的节能与蓄热能力。李梦杰^[11]考察不同填料导热系数和比热容等热性能参数对斜温层厚度与蓄放热性能的影响规律, 比较 5 种常用填料的斜温层厚度与各项蓄热性能。K.S.

Reddy^[12]以综合的一维非热平衡模型，研究单罐填充床斜温层蓄热系统的储能问题，当孔隙率值从 0.1 增加到 0.7 时，所有 HTF 的放热效率持续下降。Ajas Abdulla^[13]对 125 兆瓦斜温层储能系统进行全面的数值模拟，分析斜温层厚度和盐、填料温度局部变化，发现工作温差对 TES 系统热工性能有很大的影响，工作温差 50 K 增加到 150 K，效率降低 12%，在低工作温度范围内，放热效率较高，随着工作温差增加，放热效率呈下降的趋势。ELSaed Saad ELSihy^[14]采用有限元方法，对熔盐填充床储能系统的斜温层和蓄热性能进行研究，熔盐填充床斜温层厚度比纯熔盐蓄热罐的斜温层厚度大，随着进口流量增加，放热效率和斜温层厚度均增加；粒径越小，斜温层厚度越小，放热性能越稳定。

基于现有实验与模拟研究发现，斜温层蓄热系统运行温度范围、填料热物性、传热流体流速等对斜温层有较大影响，斜温层越厚蓄热罐内冷热流体混合程度越大，蓄放热效率越低。本文建立三维、瞬态单罐填充床蓄热系统的数理模型，研究陶瓷复合材料填料对蓄热系统热性影响，分析了孔隙率、颗粒粒径、入口流速、蓄热温差与斜温层厚度及蓄放热效率的变化规律。并通过 π 定理建立斜温层厚度与各初始条件的数学模型，得出不同因素对蓄热罐效率影响大小。

1 陶瓷复合材料制备

1.1 复合材料制备

制备过程如图 1 所示，将钠长石粉末、矿渣粉、石墨粉末分别过 200 目（75 微米）筛网筛选。然后按照 9: 1、8: 2 和 7: 3 的比例将钠长石粉末和石墨粉末以及矿渣粉和石墨粉末混合均匀，添加 5% 左右膨润土作为粘结剂，陈腐 24h。混合均匀以半干压法压制成型，制备的样品在烘箱中干燥 24h，将干燥后的样品置于管式炉中烧结，结束后样品随炉自然冷却。如图 1 所示为按不同石墨比例制备的矿渣复合材料样品。

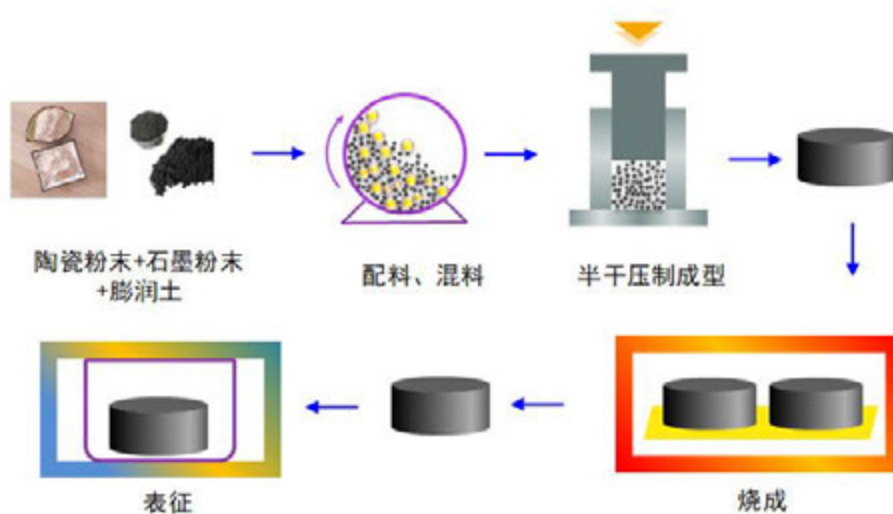
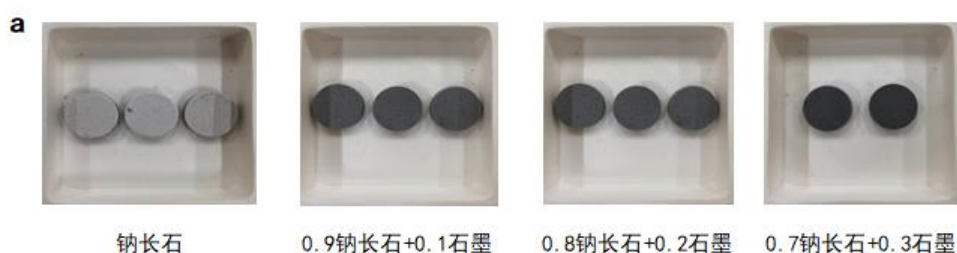


图 1 样品混合、压制和烧结制备流程图

Fig.1 Sample mixing, pressing and sintering preparation flow chart

制备后的成型样品在烘箱中干燥 24 h，温度设置为 100°C，干燥后的样品置于管式炉中烧结，结束后样品随炉自然冷却，烧结后样品如图 2 所示。



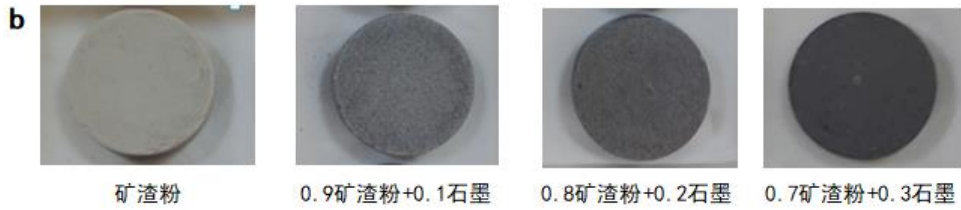


图2 (a)钠长石复合材料样品, (b)矿渣复合材料样品

Fig.2 a) Albite composite sample; b) Slag powder composite material

1.2 复合材料性能表征

如图3所示,为钠长石和矿渣分别与不同含量石墨复合后导热系数的变化,矿渣复合材料导热系数提升幅度更加明显,增大164%,钠长石复合材料增大95%,陶瓷材料中添加石墨后,材料导热系数得到明显改善。如图4所示,为加入石墨后复合材料的热扩散系数,热扩散系数随石墨含量的增加而增大,加入20%石墨后,钠长石复合材料热扩散系数增大2.6倍,矿渣复合材料增大6.2倍,矿渣复合材料热扩散系数始终大于钠长石复合材料。

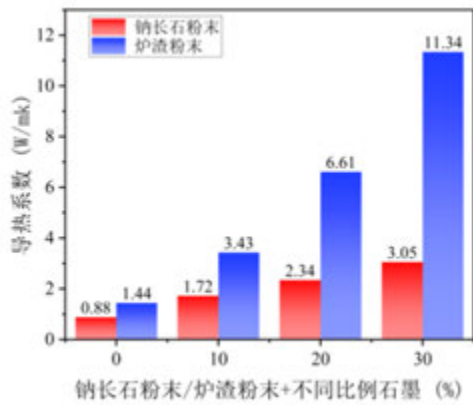


图3 导热系数随石墨含量的变化

Fig.3 Variation of thermal diffusivity with graphite content

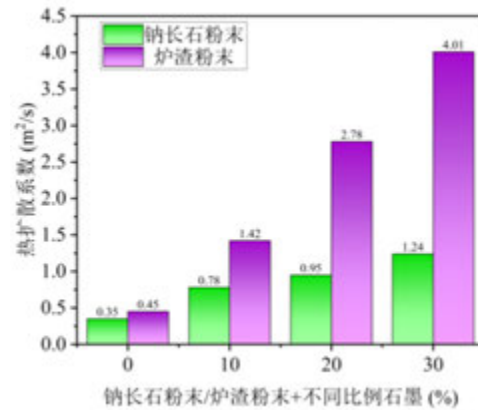


图4 热扩散系数随石墨含量的变化

Fig.4 Variation of thermal conductivity with graphite content

如图5所示,随着石墨含量增加,复合材料比热容呈减小趋势,钠长石和矿渣初始比热容均大于石墨比热容,加入石墨后,比热容逐步减小。加入10%石墨后,比热容下降的幅度较大,矿渣复合材料降低25%,之后再加入石墨,下降趋势逐渐减缓。图6中,石墨质地较脆,加入石墨后使复合材料抗压强度较大幅度下降,石墨含量为30%时,两种复合材料的抗压强度为21.4 MPa和34.2 MPa,不适合作为储热材料。矿渣材料抗压强度始终大于钠长石,用作蓄热罐填料时,矿渣材料有较好抗压强度具有更大优势。

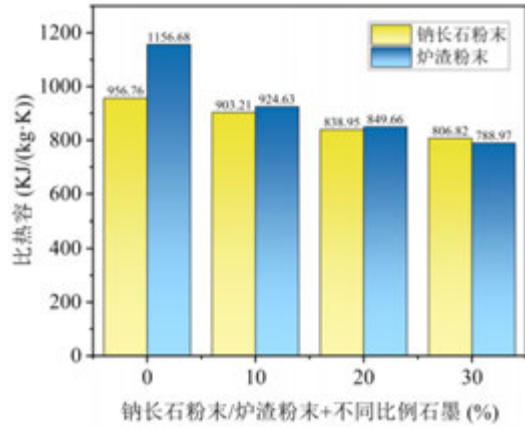


图 5 比热容随石墨含量的变化

Fig.5 Variation of specific heat capacity with graphite content

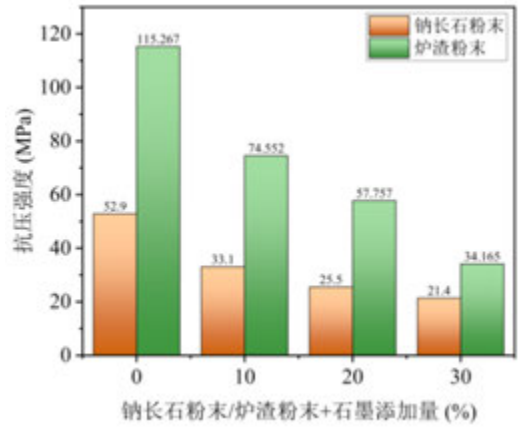


图 6 抗压强度随石墨含量的变化

Fig.6 The change of compressive strength with Graphite content

2 数值模型

2.1 物理模型

本文构建单罐复合陶瓷填充床蓄热系统，如图 7 所示，由圆柱形储热罐和内部填充区域组成，其中 H 为罐体高度，高 1000mm，D 为罐体直径，长 300mm。

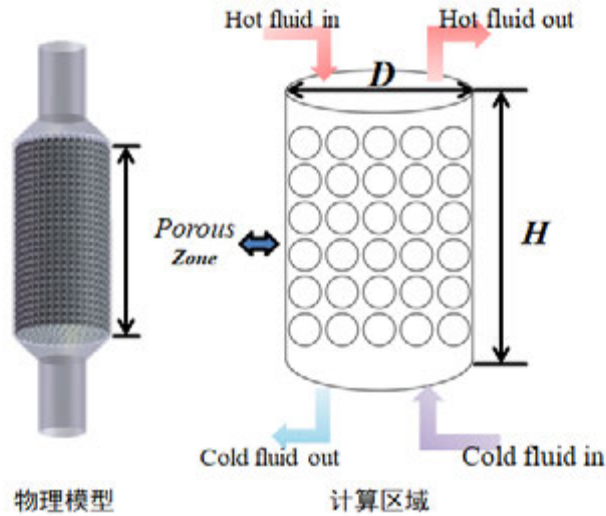


图 7 陶瓷单罐蓄放热模型

Fig.7 Heat storage and release model of ceramic single tank

2.2 控制方程

建立单罐复合陶瓷填充床蓄热模型时，对罐内流动做出如下假设^[15]：

- (1) 蓄热罐内流体流动和换热是一维的；无论半径如何，斜温层均为轴对称，水被均匀地引入和引出罐体；
- (2) 进口流动温度恒定，进口流速一致；
- (3) 罐壁面具有绝热边界条件（热损失为 0），这种假设下，蓄热罐内温度场改变主要由冷热流体的热传导和混合引起，与壁面导热无关。
- (4) 不考虑流体中粘性耗散；
- (5) 流动为非稳态流动。

连续性方程^[16,17]:

$$\frac{\partial(\varepsilon\rho_f)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_f \mathbf{v}) = 0 \quad (1)$$

其中 ρ_f 和 \mathbf{v} 分别表示流体密度和速度。

动量方程:

$$\frac{\partial}{\varepsilon \partial t} (\rho_f \mathbf{v}) + \frac{1}{\varepsilon^2} \nabla \cdot (\rho_f \mathbf{v} \mathbf{v}) = \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{v}) - \nabla p + \rho_f \mathbf{g} + S_m \quad (2)$$

式中: ρ_f 是流体的密度, μ 是动力粘度, ε 是孔隙率, \mathbf{g} 是重力加速度常数, S_m 是动力源项。

$$S_m = - \left(\frac{\mu}{\alpha} \mathbf{v} + \frac{C_F \rho_f}{2} |\mathbf{v}| \mathbf{v} \right) \quad (3)$$

式中: α 是渗透率; C_F 是多孔介质结构惯性阻力系数。 α 和 C_F ^[18]表达式如下:

$$\alpha = \frac{D^2 \varepsilon^2}{150(1-\varepsilon)^2} \quad (4)$$

$$C_F = \frac{3.5}{\sqrt{150\alpha\varepsilon^2}} \quad (5)$$

式中: D 是填料的粒径, mm。

多孔介质区域标准能量平衡方程为:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[(\varepsilon \rho_f c_{pf} T_f) + (1-\varepsilon) \rho_s c_{p,s} T_s \right] + \nabla \cdot \left[\mathbf{v} (\rho_f c_{pf} T_f + p) \right] = \nabla \cdot \left[k_{eff} \nabla T_f \right] + S_e \quad (6)$$

式中: T_f 、 T_s 是流体和固体的温度, c_{pf} 、 $C_{p,s}$ 分别是流体相和固体相的比热容量, k_{eff}

是多孔介质中有效导热率, S_e 是固体和流体之间的热传递所产生的体积热源。

多孔介质中有效导热系数 k_{eff} 为流体导热系数和固体导热系数的体积平均值:

$$k_{eff} = \varepsilon k_f + (1-\varepsilon) k_s \quad (7)$$

式中: k_f 是液体相导热系数, k_s 是固体填料导热系数。

体积热源项:

$$S_e = h_{f,s} (T_f - T_s) \quad (8)$$

式中： $h_{f,s}$ 是流体与固体间的体对流换热系数。局部热平衡理论假定流体流动与多孔介质固体颗粒之间的热传递存在热平衡，即 $T_f = T_s$ ，所以 $S_e = 0$ 。

2.3 性能分析

(1) 斜温层厚度

斜温层厚度是评价蓄热罐分层效率的一个常用指标，定义限定无量纲温度的值计算斜温层区域^[18]。无量纲温度表达式为：

$$T^* = \frac{T - T_c}{T_h - T_c} \quad (7)$$

式中： T 是斜温层处某点的温度， T_c 是蓄放热时入口平均温度， T_h 是储罐内最初的整体温度。

(2) 无量纲时间 t^*

无量纲时间 t^* 定义如下：

$$t^* = \frac{t_{actual}}{t} \quad (8)$$

式中： t_{actual} 是表示从流体开始进入储罐所经历的时间， t 是表示完成一次蓄放热过程所需的时间， t^* 从时间上反应了储罐的蓄放热进度。

(3) 蓄热效率

在蓄放热过程中，斜温层厚度会随时间发生变化，所以以斜温层厚度来评价蓄放热效率。

$$\eta_{ch} = 1 - \frac{\delta}{H} \quad (9)$$

式中： δ 是斜温层厚度， H 是储罐整体的高度。

(4) 高径比

$$H^* = \frac{H}{D} \quad (10)$$

式中： H 是储罐的高度， D 是储罐的直径。

2.4 模型验证

为验证其合理性，使用文献^[19]作为参考模型，对蓄热过程不同时刻、不同轴向位置的温度变化进行比较。图 2 中，模拟和实验结果中，都有一个温度显著变化的斜温层。对于网格数有 20w、40w 和 80w 个的斜温层储热系统物理模型，计算结果影响不大，设置时间步长分别为 0.1s、0.5s 和 1s，计算结果与时间步长无关，模型具有独立性解。因此本文采用 40w 网格，时间步长为 0.5s。

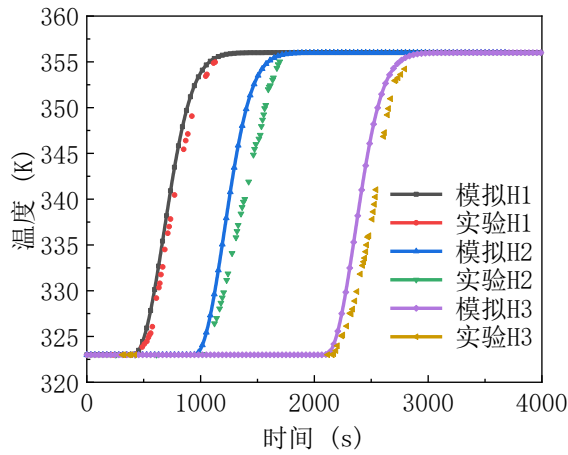


图 8 模型有效性验证

Fig.8 Verification of model validity

3 结果与讨论

3.1 陶瓷填充床斜温层蓄热罐的传热特性

分别使用钠长石复合材料与高炉炉渣复合材料作为单罐填充床的填料，如图 9 所示，钠长石、炉渣与纯水填充床蓄放热 30s 时温度云图对比，加入陶瓷填料后，相同时间内流体在罐内流过的高度更长，表明填充陶瓷材料可缩短蓄放热时间。图 4-4 为蓄热过程斜温层厚度对比，钠长石填充床斜温层厚度低于矿渣填充床，钠长石填充床斜温层厚度为 45~127mm，高炉矿渣填充床斜温层厚度为 47~137mm，纯水蓄热罐斜温层厚度为 82.8mm~195mm，表明钠长石复合材料蓄热罐的蓄热效率略高于矿渣复合材料，但实际应用中，矿渣复合材料抗压强度更突出，故选择矿渣复合材料作为研究对象。

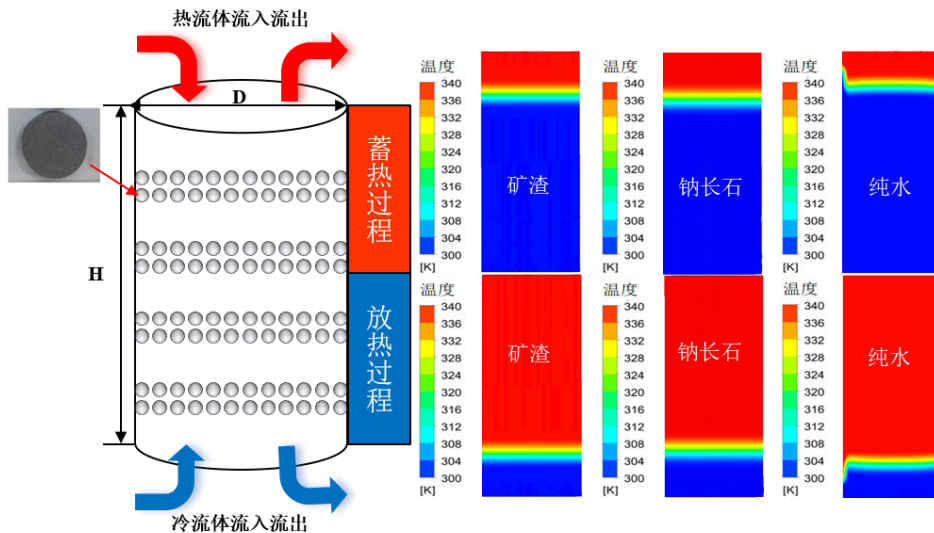


图 9 陶瓷填充床与纯水罐温度云图

Fig.9 Temperature cloud picture of ceramic packed bed and pure water tank

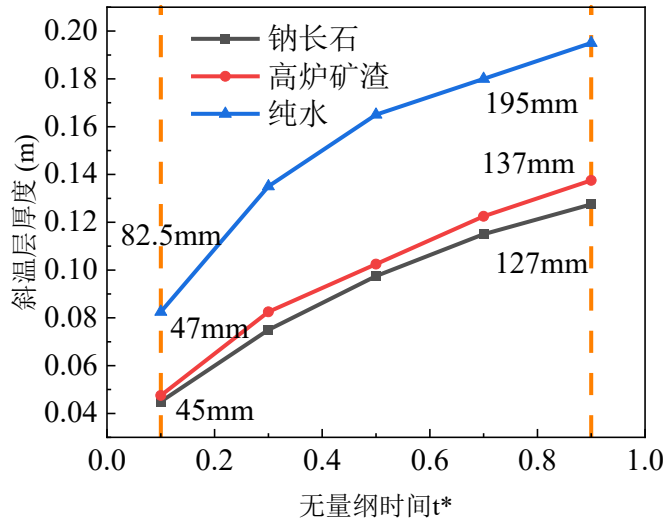


图 10 不同填料蓄热过程斜温层厚度

Fig.10 Thickness of oblique temperature layer in heat storage process of different fillers

3.2 单罐复合陶瓷填充床斜温层厚度影响因素

如图 11(a)为矿渣颗粒直径 30mm，颗粒孔隙率分别设置为 0.4、0.5 和 0.6，蓄放热过程在 30s 时温度云图分布，表明孔隙率越小，颗粒加热越快。图 11(b)为孔隙率 0.4，高炉炉渣直径选取 30mm、20mm 和 10mm，蓄放热过程进行 30s 时温度分布，填料粒径越大，斜温层区域温度传导越慢。

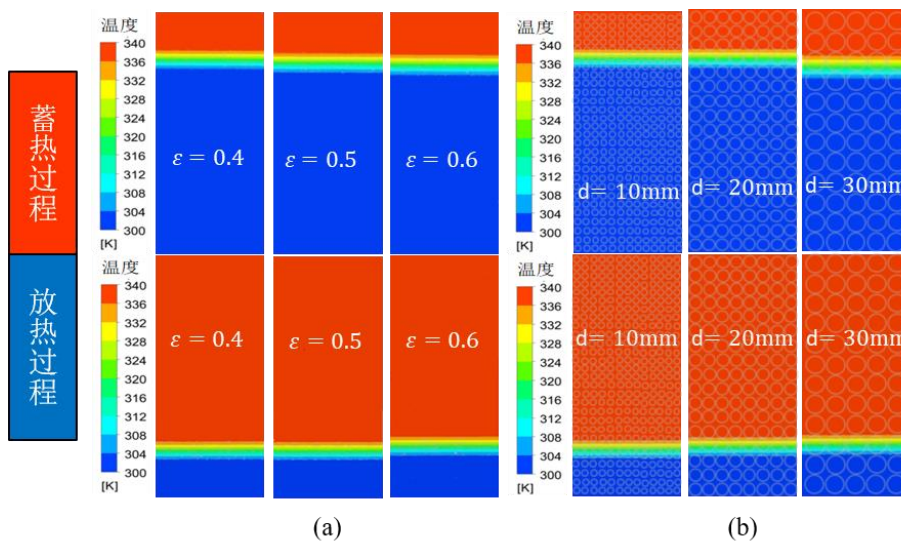


图 11 (a)不同孔隙率蓄热罐温度云图；(b)不同粒径蓄热罐温度云图

Fig.11 (a) Temperature cloud diagram of heat storage tank with different porosity ;

(b) Temperature cloud diagram of heat storage tank with different particle sizes

斜温层厚度和蓄热效率随颗粒孔隙率与颗粒粒径变化如图 12 所示。结果表明：随着孔隙率增大，高炉炉渣储能密度大于传热流体，高孔隙率导致蓄热罐内混合程度加剧，使斜温层厚度增加，降低蓄热系统性能和蓄放热效率；随着粒径减小，增大颗粒与传热流体换热面积及间隙换热系数，更利于换热过程的进行，使斜温层厚度逐渐减小，蓄热效率逐渐增大。较小的孔隙率与颗粒直径可使流态更稳定，温度分布更趋于一维化，确保蓄热系统维持更高的运行效率。

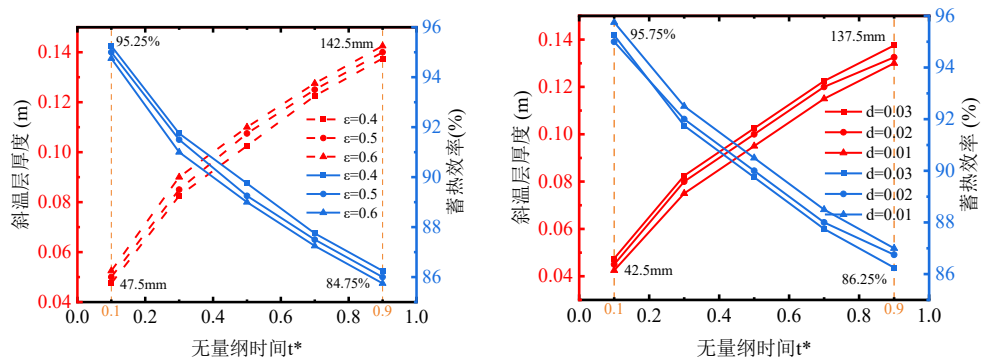


图 12 (a)不同孔隙率的斜温层厚度与效率; (b)不同粒径的斜温层厚度与效率

Fig.12 (a) The thickness and efficiency of the thermocline with different porosity ;

(b) The thickness and efficiency of thermocline with different particle sizes

图 13 所示，矿渣孔隙率 0.4，粒径 30mm，入口流速选取 0.005 m/s、0.007m/s 和 0.009 m/s，热水温度选取 340 K、350 K、360 K，蓄放热过程进行 30s 时的，结果表明随着入口流速增和蓄热温差增大，斜温层区域温度梯度增大，填充矿渣复合材料后，斜温层两侧锋面接近于平面，壁面两侧热峰效应基本消失，温度分层区域接近一维化。

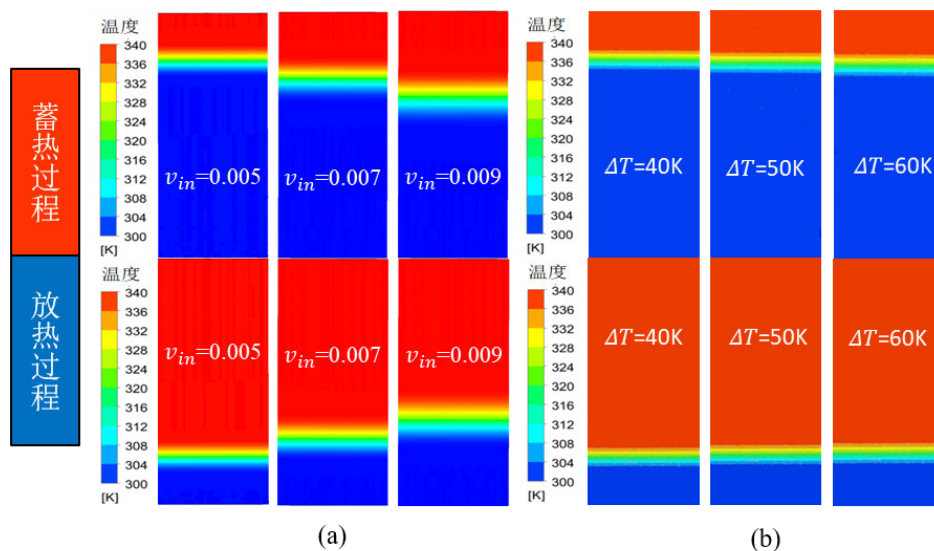


图 13 (a)不同入口流速蓄热罐温度云图； (b)不同蓄热温差蓄热罐温度云图

Fig.13 (a) Temperature cloud diagram of heat storage tank with different inlet velocity ;

(b) Temperature cloud diagram of heat storage tank with different heat storage temperature difference

如图 14(a)所示为蓄热过程中斜温层厚度与蓄热效率随无量纲时间变化趋势，当入口流速 u_{in} 为 0.005m/s 时，斜温层厚度最小，表明了斜温层厚度随时间推移逐渐变大。图 14(b)给出了不同蓄热温差下斜温层厚度与蓄热效率的变化趋势， $T_{hot}=340K$ 时的斜温层厚度最小，而 $T_{hot}=360K$ 时的斜温层厚度最大，说明蓄热温差越大，斜温层越厚。

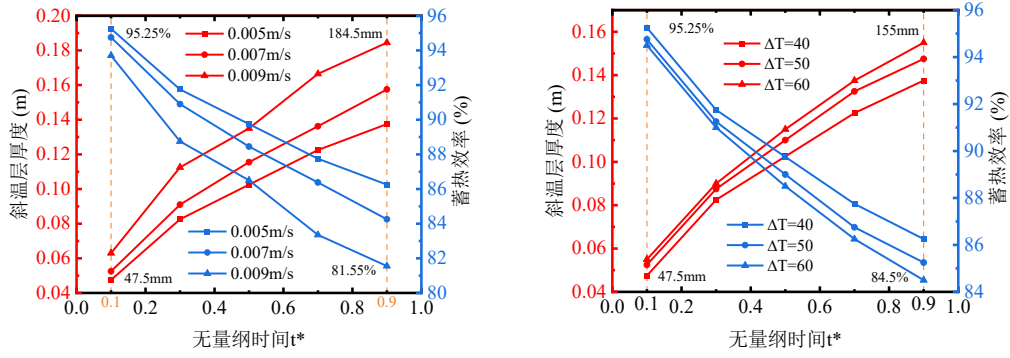


图 14 (a)不同入口流速的斜温层厚度与蓄热效率；(b)不同蓄热温差的斜温层厚度与蓄热效率

Fig. 14 (a) The thickness of the thermocline and the heat storage efficiency at different inlet velocities ; (b)

Thermocline thickness and heat storage efficiency of different heat storage temperature difference

3.3 单罐复合陶瓷填充床蓄热系统量纲分析

量纲分析^[20]通过确立多个独立影响因素之间联系，建立单罐填充床斜温层厚度关系，确定各量纲影响程度的大小。在蓄热过程在，影响斜温层厚度因素主要有：入口温度 v 、流速、热物性参数、冷热流体温差 ΔT 、储热罐直径 D 及高度 H 、填料孔隙率 ε 及粒径 d 。依据 π 定理可建立如下关系式：

$$F = (F_{\theta}, \mu, \rho, v, c, H, D, \varepsilon, d, \Delta T) = 0 \quad (11)$$

式中： F_{θ} 是斜温层厚度，m，量纲 L ； μ 是热流体的粘度，mPa·s，量纲 $M \cdot L^{-1} \cdot t^{-1}$ ； ρ 是热流体密度，Kg/m³，量纲 $M \cdot L^{-3}$ ； v 是热流体速度，m/s，量纲 $L \cdot t^{-1}$ ； c 是热流体比热容，KJ/(Kg·K)，量纲 $M \cdot t^{-2} \cdot T^{-1}$ ； H 是储罐高度，m，量纲 L ； D 是储罐直径，m，量纲 L ； ε 是填料孔隙率，无单位，量纲 $M^0 \cdot L^0 \cdot T^0 \cdot t^0$ ； d 是填料粒径，m，量纲 L ； ΔT 是冷热流体温差，K，量纲 T 。

将式改为幂函数的形式，可得：

$$F_{\theta} = k \cdot \mu^a \cdot \rho^b \cdot v^c \cdot c^d \cdot H^e \cdot D^f \cdot \varepsilon^g \cdot d^h \cdot \Delta T^i \quad (12)$$

式中： k 为常数； a 、 b 、 c 、 d 、 e 、 f 、 g 、 h 、 i 均为待定值。

依据 π 定理，由4个基本量可以构造出 $n-r=5$ 个无量纲常量。将所有影响因子的基本量纲带入式中可得：

$$L = (M \cdot L^{-1} \cdot t^{-1})^a \cdot (M \cdot L^{-3})^b \cdot (L \cdot t^{-1})^c \cdot (M^2 \cdot t^{-2} \cdot T^{-1})^d \cdot (L)^e \cdot (L)^f \cdot (M^0 \cdot T^0 \cdot L^0 \cdot t^0)^g \cdot (L)^h \cdot T^i \quad (13)$$

根据因次一致性原则有：

$$\begin{cases} M: 0 = a + b + 2d + 0 \cdot g \\ L: 1 = -a - 3b + c + e + f + h \\ T: 0 = -d + i \\ t: 0 = -a - c - 2d \end{cases} \quad (14)$$

整理后可得：

$$F_{\theta} = k \cdot \mu^{-b-2d} \cdot \rho^b \cdot v^b \cdot c^d \cdot H^{1+b-2d-f-h} \cdot D^f \cdot \varepsilon^g \cdot d^h \cdot \Delta T^d \quad (15)$$

将式(20)简化为无因次量纲群表达式，可得：

$$\frac{F_{\theta}}{H} = K \cdot \left(\frac{\rho v D}{\mu}\right)^b \cdot \left(\frac{c T}{\mu^2 H^2}\right)^d \cdot \left(\frac{H}{D}\right)^{b-f} \cdot \left(\frac{d}{H}\right)^h \cdot (\varepsilon)^g \quad (16)$$

式(21)两边取对数可得：

$$\ln \frac{F_{\theta}}{H} = \ln K \cdot b \ln \frac{\rho v D}{\mu} \cdot d \ln \frac{c T}{\mu^2 H^2} \cdot (b-f) \ln \frac{H}{D} \cdot h \ln \frac{d}{H} \cdot g \ln \varepsilon \quad (17)$$

式中的 $\ln K$ 、 b 、 d 、 $b-f$ 、 h 、 g 通过仿真数据使用线性多元回归方法求解得到，为简化公式，令：

$$y = \ln \frac{F_\theta}{H}, x_1 = \ln \frac{\rho v D}{\mu}, x_2 = \ln \frac{c T}{\mu^2 H^2}, x_3 = \ln \frac{H}{D}, x_4 = \ln \frac{d}{H}, x_5 = \ln \varepsilon, q = \ln K。式(22)可$$

改写为：

$$y = b x_1 + d x_2 + (b - f) x_3 + h x_4 + g x_5 + q \quad (18)$$

将模拟数据进行整理，利用线性多元回归法求解公式（18）得出各影响因子对蓄热过程中斜温层厚度比的影响，对数据进行多元线性回归分析，如表 1 所示，得到线性回归模型方程为：

$$y = 0.011 x_1 - 0.004 x_3 + 4.374 x_4 + 0.032 x_5 + 0.027 \quad (19)$$

表 1 斜温层厚度线性回归结果分析表

Table 1 Linear regression results analysis table of thermocline thickness

	非标准化系数		标准化系数	t	p	VIF
	B	标准误	Beta			
常数	0.027	0.008	-	3.414	0.019*	-
$\rho v D / \mu$	0.011	0.001	0.902	14.929	0.001**	1.214
$c T / (\mu^2 H^2)$	0	0	0.032	0.515	0.628	1.303
H / D	-0.004	0.002	-0.166	-2.558	0.049*	1.401
d / H	4.374	0.979	0.291	4.468	0.007**	1.41
ε	0.032	0.01	0.191	3.157	0.025*	1.218
R^2				0.985		
调整 R^2				0.970		
F				F (5,5)=65.593		
D-W 值				1.794		

因变量：斜温层厚度 F_θ /蓄热罐高度 H

* $p < 0.05$ ** $p < 0.01$

模型 R^2 值、F 检验以及模型中 VIF 值，得出模型不存在自相关性，样本数据之间并没有关联关系，模型较好。根据表 1 可得到：

$$\frac{F_\theta}{H} = 0.027 \cdot (Re)^{0.011} \cdot \left(\frac{H}{D}\right)^{-0.004} \cdot \left(\frac{d}{H}\right)^{4.374} \cdot (\varepsilon)^{0.032} \quad (20)$$

斜温层厚度比越小，储热效率越高，如图 15 所示孔隙率在 0.4~0.6，高径比在 2.3~4.3 之间斜温层厚度比变化，结果表明：高径比增大，孔隙率减小会使斜温层厚度比减小，蓄热效率升高，蓄热罐高度增加加强罐内分流效果，对蓄热过程积极作用大于斜温层厚度增加。

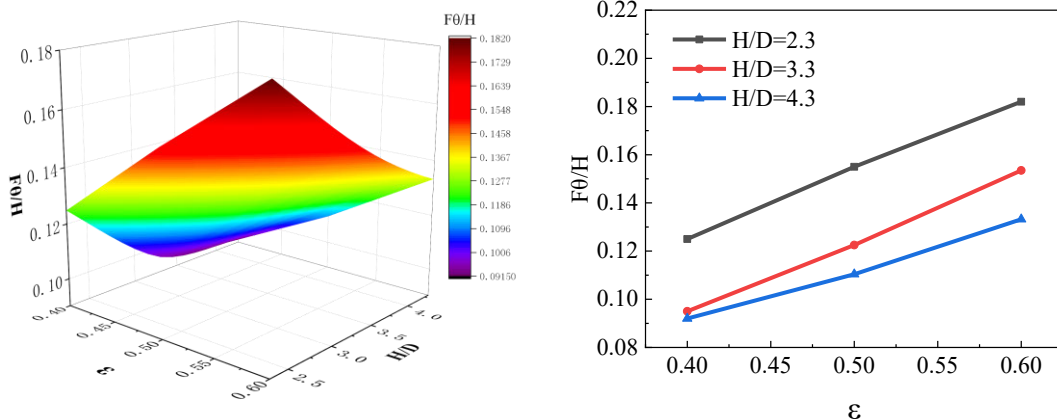


图 15 不同孔隙率高径比的斜温层厚度比

Fig.15 Thickness ratio of thermocline with different porosity height-diameter ratio

入口流速与粒径对斜温层厚度比的影响分析，如图 16 所示，当粒径逐渐增大时，斜温层厚度比有较大的增幅，说明大粒径不利于蓄热效率提升；入口流速越大，斜温层厚度比也越大。粒径、入口流速、孔隙率均对斜温层厚度比呈正相关，高径比对斜温层厚度比为负相关，粒径与入口流速对其影响较为显著，与模型预测结果趋势一致。

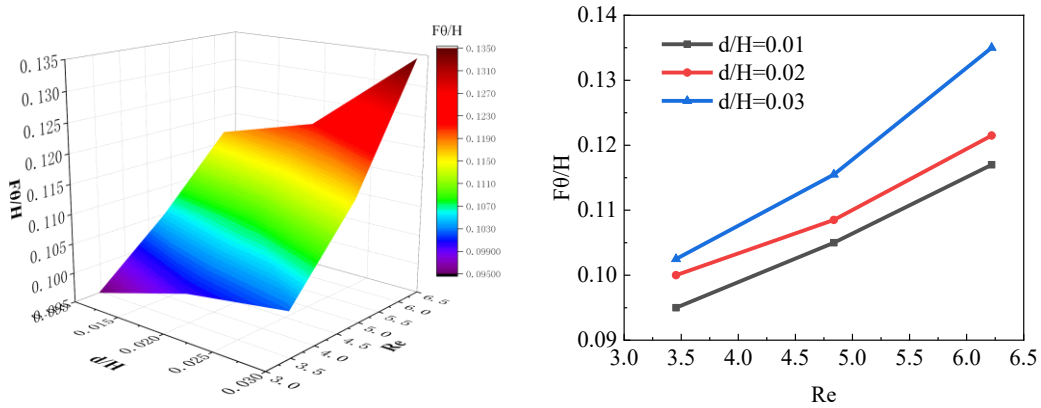


图 16 不同雷诺数粒径的斜温层厚度比

Fig.16 Thickness ratio of thermocline with different Reynolds number particle sizes

3.4 蓄热罐内填料蓄热分析

为研究实际蓄热过程中，蓄热罐内填料温度变化，分别在蓄热罐高度为 0.965m、0.715m、0.465 m、0.215 m 处进行监测，如图 17 所示，入口流速 0.005 m/s，热水温度 340 K，冷水温度 300 K，粒径 30 mm，随着时间的推移，热量从颗粒表面以热扩散方式向内部传递，表面温度不均匀。

如图 17 所示，同高度的颗粒温度、颗粒与热水温差变化，颗粒与热水温差均呈现出先增大后减小的趋势，温差较快增加到最大值后缓慢减小，蓄热过程中，随斜温层的演变冷水快速与热水温度接近，由于对流换热热阻的存在，颗粒被加热速率慢于流体，蓄热过程中冷热水间斜温层厚度逐渐增大，导致斜温层区域经历时间增长，热水向下流动过程中温度差峰值逐渐降低，靠近入口颗粒温度最先接近热水温度，罐中颗粒温差趋于 0，蓄热过程结束。

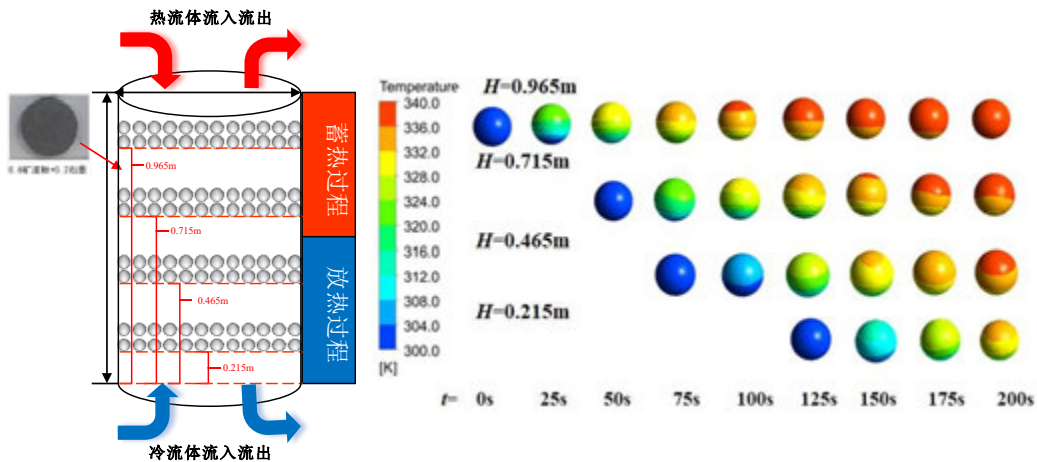


图 17 不同高度颗粒温度变化云图

Fig.17 Cloud picture of temperature change of particles at different heights

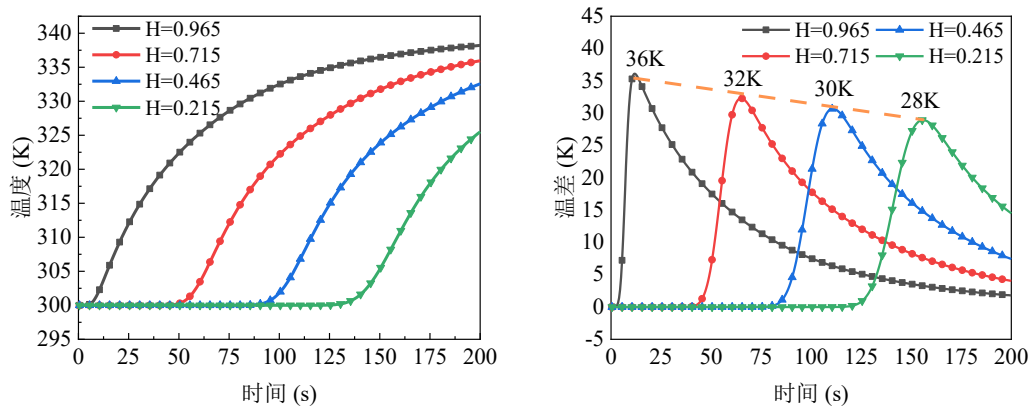


图 18 不同高度颗粒温度变化

Fig.18 Particle temperature changes at different heights

4 结论

本文通过制备不同比例的钠长石/高炉炉渣和石墨复合材料，对复合材料热物性表征研究分析，结合在蓄放热过程中热力变化，采用炉渣：石墨为 8:2 作为蓄热罐填料，对蓄热罐进行模拟研究，结论如下：

(1)罐体中填充多孔介质可以改善斜温层区域的混合程度，减小斜温层厚度，提高蓄放热效率。蓄放热过程中，降低填料孔隙率、减小粒径、降低入口流速和蓄热温差可以减小斜温层厚度；初始温度对斜温层厚度影响不大；与纯水蓄热罐相比，矿渣填充床斜温层厚度可减小 37.5mm-70mm，效率提高约 6%。

(2)通过 π 定理建立斜温层厚度与雷诺数、罐体高度比、高径比、孔隙率等无量纲函数关系式，采用多元线性法建立蓄热过程斜温层厚度比与热流体热物性、流体速度、高径比、填料孔隙率和粒径的无量纲函数关系式。

(3)蓄热过程距离蓄热罐入口越近的陶瓷颗粒，与热水达到热平衡速率越快，增大入口流速、减小颗粒粒径，达到热平衡时间越短；不同蓄热温差对颗粒温度变化进程基本一致。

参考文献

- [1] Abhishek Gautam, R.P. Saini. A review on technical, applications and economic aspect of packed bed solar thermal energy storage system[J]. Journal of Energy Storage, 27 (2020) 10104
- [2] 钱怡洁. 单罐斜温层蓄热性能实验研究[D]. 华北电力大学(北京), 2017
- [3] Han C, Gu H, Zhang M, et al. Al-Si Al₂O₃ mullite microcapsules for thermal energy storage: Preparation and thermal properties[J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2020,217:110697
- [4] Qiu Lin, Yan Kening, Feng Yanhui, et al. Bionic hierarchical porous aluminum nitride ceramic composite phase change material with excellent heat transfer and storage performance[J]. Composites Communications, 2021,27
- [5] Dogan Erdemir, Necdet Altuntop. Improved thermal stratification with obstacles placed inside the vertical mantled hot water tanks[J]. Applied Thermal Engineering, 2016,100:354-360
- [6] Abdulla A, Reddy K S. Effect of operating parameters on thermal performance of molten salt packed-bed thermocline thermal energy storage system for concentrating solar powerplants[J]. INTERNATIONAL JOURNAL OF THERMAL SCIENCES, 2017,121:30-44
- [7] He Z, Wang X, Du X, et al. Cyclic characteristics of water thermocline storage tank with encapsulated PCM packed bed[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019,139:1077-1086
- [8] Yang X, Cai Z. An analysis of a packed bed thermal energy storage system using sensible heat and phase change materials[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019,144:118651
- [9] Keilany M A, Milhé M, Bézian J, et al. Experimental evaluation of vitrified waste as solid fillers used in

- thermocline thermal energy storage with parametric analysis[J]. *Journal of Energy Storage*, 2020,29:101285
- [10] 尹正宇, 韩奎华, 高明, 齐建荟. 装配隔热板的单罐储热罐性能模拟及焓分析[J]. *中国电机工程学报*, 2021,41(S1):236-246
- [11] 李梦杰, 邱羽, 何雅玲. 一种新型单罐多层填充床蓄热器蓄热性能研究[J]. *太阳能学报*, 2018,39(08):2226-2233
- [12] Reddy K S, Jawahar V, Sivakumar S, et al. Performance investigation of single-tank thermocline storage systems for CSP plants[J]. *Solar Energy*, 2017,144:740-749
- [13] Abdulla A., Reddy K. S. Effect of operating parameters on thermal performance of molten salt packed-bed thermocline thermal energy storage system for concentrating solar power plants[J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2017,121:30-44
- [14] ELSihy E. S., Liao Z, Xu C., et al. Dynamic characteristics of solid packed-bed thermocline tank using molten-salt as a heat transfer fluid[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2021,165:120677
- [15] Xu Can, Liu Ming, Jiao Shuai, Tang, et al. Experimental study and analytical modeling on the thermocline hot water storage tank with radial plate-type diffuser[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2022,186
- [16] J Lu, T. Yu, J. Ding, et al., Thermal storage performance of molten salt thermocline system with packed phase change bed[J], *Energy Convers. Manage.* 102 (2015) 267–274.
- [17] Huibin Yin, Jing Ding , Run hua Jiang , Xiaoxi Yang Thermocline characteristics of molten-salt thermal energy storage in porous packed-bed tank[J] *Applied Thermal Engineering* 110(2017)855-863.
- [18] EL Saeed Saad ELSihy, Xiaohui Wang, Chao Xu, Xiaoze Du Numerical investigation on simultaneous charging and discharging process of molten salt packed-bed thermocline storage tank employing in CSP plants[J] *Journal Pre-proof S0960-1481(20)31891-7*
- [19] He Zhaoyu. Experimental study on phase change heat storage in oblique temperature layer[D]. North China Electric Power University (Beijing),2019.
- [20] 李洪建,杨晓宏,田瑞等.基于量纲分析的太阳能空气隙膜蒸馏实验研究[J].*太阳能学报*,2016,37(10):2547-2553.

带间断锯齿肋通道中强制对流 换热特性数值模拟研究

牟彦达^{1,2}, 丁玉栋^{1,2}, 郭真源^{1,2}, 朱恂^{1,2}, 王宏^{1,2}, 廖强^{1,2}

¹重庆大学低品位能源利用技术及教育部重点实验室, 重庆 400030;

²重庆大学工程热物理研究所, 重庆 400030)

(Tel: 13677659901, Email: dingyudong@cqu.edu.cn)

摘要: 采用数值模拟的方法, 对比分析了间断锯齿肋相比锯齿肋的强化换热效果, 分析了肋结构参数变化对通道中流动换热性能的影响规律。结果表明: 间断锯齿肋在增加换热面积的同时还能有效中断边界层的发展, 相比间断锯齿肋顺排以及锯齿肋, 间断锯齿肋叉排的综合性能系数分别提高了 34.9%-40.0%、和 2.7%-5.4%, 增大肋高、减小节距、减小间断间距均会提升间断锯齿肋的综合换热性能。

关键词: 间断锯齿肋; 强制对流; 换热特性

0 前言

应用于油浸式变压器的传统片式散热器表面光滑, 换热性能低, 扩展表面强化换热技术是一种高效的强化换热技术, 该技术通过增大换热面积、增强扰流以提高换热能力, 可以有效减小换热热阻从而达到强化散热的目的, 目前被广泛应用于各类换热器。相同条件下带有间断肋的板翅式散热器的换热热阻相比板翅式散热器降低 12%^[1], 间断肋在减少 30%质量的情况下, 换热性能相比连续肋提高了 16%^[2,3], 使用间断肋可延缓边界层的发展, 在提高对流换热系数的同时还能减小散热器的质量^[4], 相比连续肋, 间断肋对流体的径向扰动范围更大^[5]。Rahul 等人^[4] 通过数值模拟计算得出, 相比光滑表面, 带连续肋的扩展表面散热量增大了 2.4-4.6 倍, 带间断肋的扩展表面散热量增大了 2.9-4.7 倍, 间断肋相比连续肋散热性能更优。Yang 等^[6] 通过实验研究指出, 相比连续肋, 锯齿翅片的总体散热性能提升了约 20.0%。Sallami 等人^[7] 通过数值模拟研究证明了交错排列的条形翅片散热性能优于直列翅片, 能有效提升散热效果。Yang 等人^[8] 通过研究发现, 通过改变翅片的几何形状和尺寸, 可以优化散热器的水力性能。Li 等^[9] 通过实验研究表明, 改变翅片高度和宽度对散热器的散热性能有影响, 通常, 翅片的几何尺寸应针对 Re 的范围进行优化设计。

总结上述文献并分析, 结合间断肋和锯齿肋在强化换热方面的优势, 提出了间断锯齿肋, 间断锯齿肋是一种新型扩展表面换热元件, 具有原材料广泛、扰动强烈以及扩展面积大等优点, 表现出了优异的强化换热性能, 有望成为下一代油浸式变压器散热技术。

1 数值模型

1.1 物理模型及计算域

使用 SolidWorks 三维建模软件建立了带间断锯齿肋的平行平板通道，如图 1 所示，通过 Fluent Meshing 划分好网格后导入 FLUENT 进行数值计算，本文研究的带间断锯齿肋的平行平板通道可以认为相邻的两个肋片在流动换热特性上一致，为了节省计算资源，取相邻两排肋所划分的区域为计算的物理模型，如图 1 (a) 红色区域所示，整个计算域长 295mm，宽为 $2(S+\delta)$ mm， S 为节距、 δ 为肋厚。图 1 (b) 为具体的计算域，进口为速度进口，出口为压力出口，固体域和流体域侧面均为对称边界条件，加热面为定热流，详见表 1。

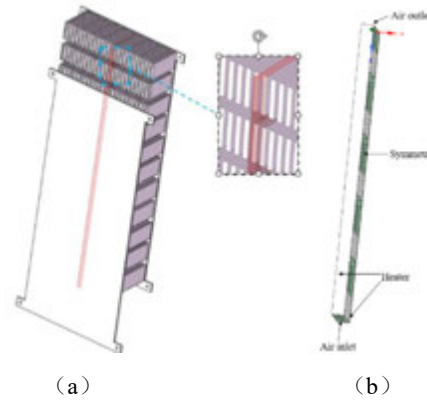


图 1 (a): 物理模型; (b): 计算域

表 1 边界条件

位置	条件
底部进口	速度进口
顶部出口	压力出口, 0Pa, 298.15K
流体域侧面	对称性边界
固体域侧面	对称性边界
加热面	定热流

数值模拟计算中，为保证计算的稳定性，加快计算速度，避免一些次要因素的影响，对研究模型进行合理的简化处理，做如下的假设：

- (1) 流体为稳态流动，壁面无滑移；
- (2) 忽略流体的粘性耗散所产生的热效应；
- (3) 忽略重力对流体的影响；
- (4) 强制对流换热，辐射换热的作用较小，忽略不计。

根据上述的假设条件，连续性方程、动量方程以及能量方程形式如下。

连续性方程：

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = 0 \quad (1)$$

式中 ρ 为空气的密度， u 、 v 、 w 分别为 X、Y、Z 三个方向上的速度分量。

动量方程：

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho uv) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho uw) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho vu) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v^2) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho vw) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right) \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho wu) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho wv) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w^2) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right) \quad (4)$$

式中 p 为压力， μ 为空气的动力黏度。

能量方程：

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho uT) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho vT) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho wT) = \frac{\lambda}{c_p}\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) \quad (5)$$

式中 T 为流体的温度， c_p 为流体比热容， λ 为流体的导热系数。

Realizable k - ε 湍流模型控制方程^{错误!未找到引用源。}如下： $(Re>2000)$

k 方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] + P_k + P_b - \rho\varepsilon \quad (6)$$

ε 方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right] + \rho C_{1\varepsilon} S\varepsilon - \rho C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{v\varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} P_b \quad (7)$$

其中，

$$C_1 = \max\left[0.43, \frac{\eta}{\eta + 5}\right] \quad (8)$$

$$\eta = S \frac{k}{\varepsilon} \quad (9)$$

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (10)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right) \quad (11)$$

式中， k 为湍动能， ε 为湍流耗散率， μ_t 为湍流黏度， P_k 代表由于平均速度梯度而导致的湍动能， P_b 代表由浮力所引起的湍动能，可以由下式计算：

$$P_b = -\beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (12)$$

式中， C_2 和 $C_{1\varepsilon}$ 为经验常数， σ_k 和 σ_ε 分别为湍动能 k 和湍流耗散率 ε 的湍流普朗特常数。 $C_{3\varepsilon}$ 可以由下式计算：

$$C_{3\varepsilon} = \tanh\left|\frac{v}{\sqrt{u^2 + w^2}}\right| \quad (13)$$

数值模拟中，雷诺数的范围为 400-4500，由于间断锯齿肋和锯齿肋结构相似，参考锯齿肋，当 $Re>2000$ 时，流动为湍流状态^{错误!未找到引用源。}，因此当 Re 大于 2000 时，模型选用 Realizable k - ε 湍流模型，当 Re 小于 2000 时选用层流模型进行计算。基板平均温度达到稳定时，认为计算达到收敛。

1.2 网格划分及模型验证

间断锯齿肋在表面结构上不规则，处理上存在一些困难，相比结构化网格和传统的非结

构化网格，多面体网格具有更多的相邻单位，可以合理预测梯度和当地的流动分布，本文采用多面体网格对所研究的对象进行网格划分，划分的带间断锯齿肋通道的网格如图 2 所示。

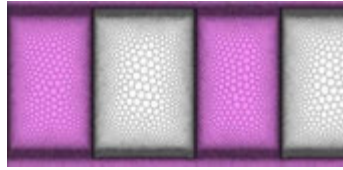


图 2 网格划分示意图

以肋高为 35mm、间断间距为 6mm、节距为 4mm 的间断锯齿肋为对象进行网格无关性的验证和模型验证，恒定壁面热流密度为 600W/m^2 ，空气进口流速 3.2m/s 时，其网格无关性验证结果如图 3 (a) 所示，当网格数达到 305.4 万时，继续加密网格， E_{jf} 的值趋于稳定，满足无关性的要求。数值计算结果与实验结果对比如图 3 (b) 所示，传热因子 j 和阻力因子 f 与实验结果的最大误差分别为 12.1% 和 13.7%，说明本章的数值模型能够有效的反映间断锯齿肋通道中的流动换热特性。

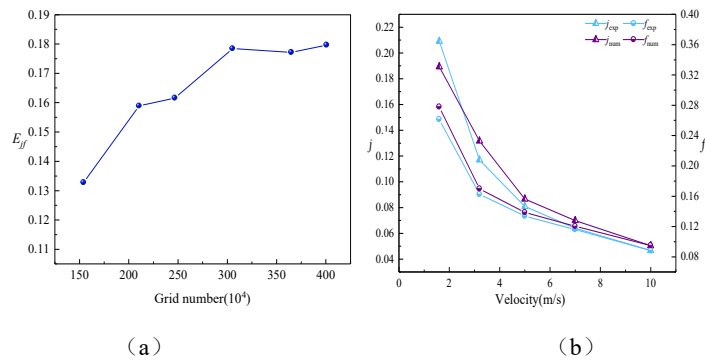


图 3 (a) 网格无关性验证；(b) 模拟结果与实验值对比 ($q=600\text{W/m}^2, v=3.2\text{m/s}$)

2 数据处理

紧凑式换热器的整体散热性能取决于几何尺寸和流动条件，换热能力和流动阻力都是描述换热器性能的重要特征，本文采用 j - f 因子法^{错误!未找到引用源。}分析带间断锯齿肋平行平板通道中流动和换热性能， j 为传热因子， f 为摩擦因子。Yun 等人^{错误!未找到引用源。}推导了一个新的无量纲数 JF ，包含了传热因子和阻力因子，可对流动换热的综合评价，其可以简化得到 $E_{jf}=j/f^{1/3}$ ， E_{jf} 被称为综合性能系数， E_{jf} 值越大，则表明消耗相同功率时，综合换热性能越佳。具体数据处理方法如下：

$$j = \frac{h}{\rho v c_p} Pr \quad (14)$$

$$f = \frac{2\Delta p}{\rho v^2} \cdot \frac{d_e}{l} \quad (15)$$

$$E_{jf} = \frac{j}{f^{1/3}} \quad (16)$$

$$Nu = \frac{h d_e}{\lambda} \quad (17)$$

$$Re = \frac{\rho v d_e}{\mu} \quad (18)$$

$$\Delta T = T_{wall} - (T_{in} + T_{out})/2 \quad (19)$$

$$d_e = \frac{4(H-\sigma)S}{2(H-\sigma+S)} \quad (20)$$

$$h = \frac{Q}{A\Delta T} \quad (21)$$

$$T_m = (T_{in} + T_{out})/2 \quad (22)$$

其中, ρ 、 c_p 、 λ 、 μ 、 v 、 T_{in} 、 T_{out} 、 T_m 、 ΔT 、 K 、 Q 、 d_e 、 l 、 σ 、 A 、 h 、 Pr 、 j 、 f 分别为空气定性温度对应的密度、空气定性温度对应的比热容、空气定性温度对应的导热系数、空气定性温度对应的动力粘度、空气来流速度、空气进口温度、空气出口温度、定性温度、强制对流换热量、当量直径、换热通道长度、肋片厚度、基板外表面积、强制对流换热系数、普朗特数, 本文取 0.7、传热因子以及阻力因子。

2 不同肋结构形式通道中强制对流换热特性研究

2.1 间断锯齿肋和锯齿肋流动换热特性研究

数值模拟中保持基板热流密度为 800W/m^2 , 空气进口流速在 2m/s , 除了间断锯齿肋的间断区域以外, 两种结构的几何尺寸完全相同, 锯齿肋和间断锯齿肋如图 4 所示。

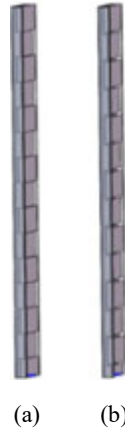


图 4 锯齿肋和间断锯齿肋示意图, (a)锯齿肋; (b)间断锯齿肋

从图 5 中可以看出, 间断锯齿肋和锯齿肋都可以破坏边界层, 延缓边界层的发展, 锯齿肋会提前终止边界层的发展, 间断锯齿肋在间断处会出现一部分的低流速区域。

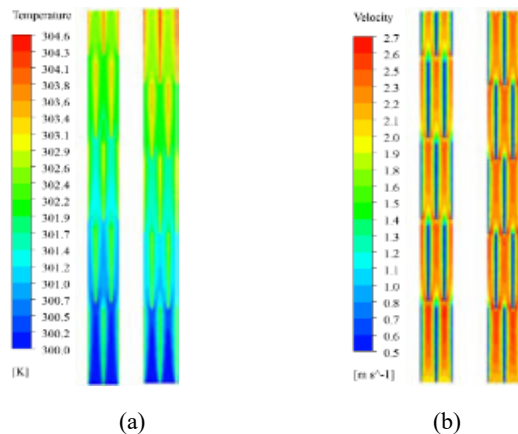


图 5 间断锯齿肋和锯齿肋 $Y=10\text{mm}$ 截面的温度和速度分布(a) 温度云图; (b) 速度云图

如图 6 (a) 所示, 锯齿肋通道中阻力因子大于间断锯齿肋通道, 因为间断锯齿肋在间断的区域, 空气流速降低, 同时在间断的区域缓冲了一部分上游翅片尾流的影响, 减小了通道中的流动阻力。如图 6(b)所示, 空气进口流速小于 5 m/s 时, 锯齿肋通道中传热因子稍大于间断锯齿肋通道, 随着空气流速的进一步增加, 传热因子基本相等, 因为锯齿肋能够提前中断边界层的发展, 同时间断锯齿肋的换热面积减小, 使得换热能力低于锯齿肋。从图 6(c)可知, 间断锯齿肋的综合性能系数稍高于锯齿肋, 锯齿肋强化换热是以增加流动阻力为代价。

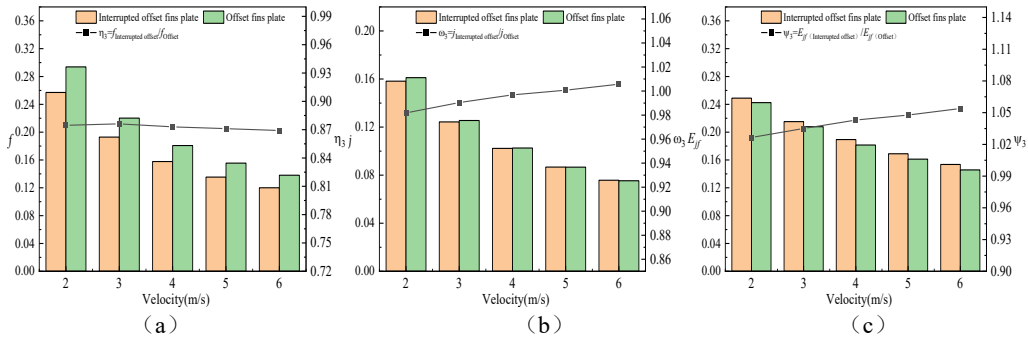


图 6 间断锯齿肋与锯齿肋换热性能对比 (a) 阻力因子; (b) 传热因子; (c) 综合性能系数

2.2 间断锯齿肋又排和顺排流动换热特性研究

肋叉排和肋顺排是间断锯齿肋的两种排列方式, 如图 7 所示, 两种肋的几何尺寸一致, 保持基板热流密度为 800W/m^2 , 空气进口流速在 2m/s 。

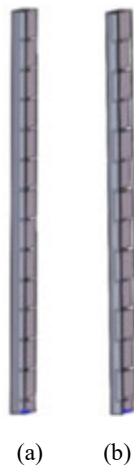


图 7 肋排列方式 (a) 肋顺排; (b) 肋叉排

据图 8 可以看出, 肋叉排壁面温度更低, 肋叉排和肋顺排都能够中断边界层的发展, 但肋叉排对流体的扰动更剧烈。

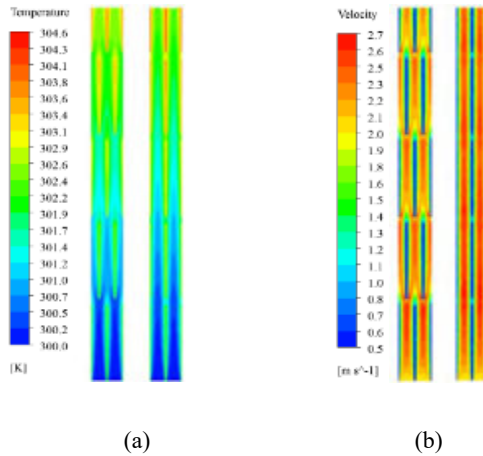


图 8 肋叉排和肋顺排 $Y=10\text{mm}$ 截面的温度和速度分布($q=800\text{W/m}^2, v=2\text{m/s}$) (a) 温度云图; (b) 速度云图

如图 9 (a) 所示, 肋叉排的平均阻力因子是肋顺排的 1.3 倍, 因为肋叉排对流体的扰动更剧烈, 增大了通道中的流动阻力, 由图 9(b)可知, 随着空气进口流速的增加, 两种肋结构的传热因子之比呈现先增大后减小的趋势, 在空气进口流速为 4m/s 时, 肋叉排的传热因子是肋顺排的 1.1 倍, 因为肋叉排加剧了对流体的扰动, 强化了换热, 如图 9 (c)所示, 肋叉排的综合换热性能优于肋顺排。

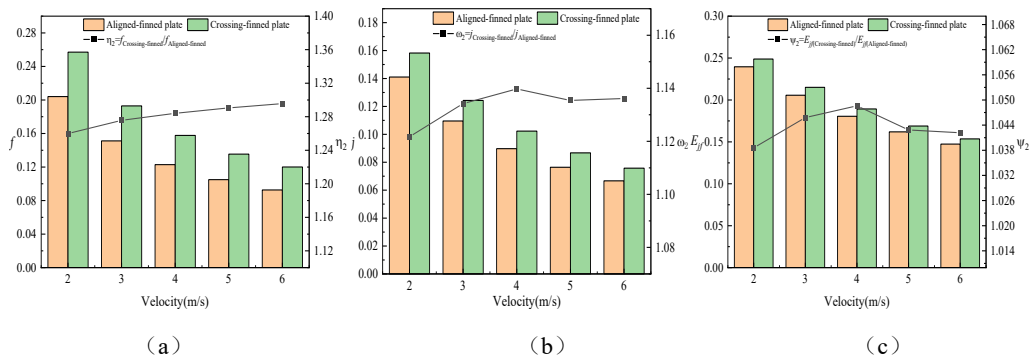


图 9 肋叉排与肋顺排换热性能对比 (a) 阻力因子; (b) 传热因子; (c) 综合性能系数

3 间断锯齿肋肋结构参数对流动换热特性的影响

带间断锯齿肋的平行平板通道如图 10 所示, 其中 G 为间断间距、 H 为肋高、 L 为间断间距、 S 为节距、 l 为通道长度、 δ 为肋厚。

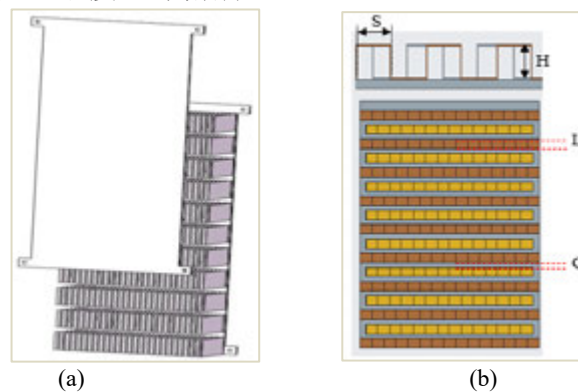


图 10 物理模型; (a): 模型图 (b): 结构参数

为了分析了不同工况条件下肋结构参数变化对流动换热的影响，建立了 15 种模型，如表 2 所示。研究的工况范围为，基板热流密度 $q=600 \text{ W/m}^2$ ，空气进口流速 $v=2 \text{ m/s} \sim 4 \text{ m/s}$ 。

表 2 间断锯齿肋主要结构参数

编号	H/m	G/m	L/m	S/m	δ/m	l/m	编号	H/m	G/m	L/m	S/m	δ/m	l/m
1	25	2	20	2	0.3	295	9	45	5	20	2	0.3	295
2	30	2	20	2	0.3	295	10	45	6	20	2	0.3	295
3	35	2	20	2	0.3	295	11	45	2	20	2	0.3	295
4	40	2	20	2	0.3	295	12	45	2	20	3	0.3	295
5	45	2	20	2	0.3	295	13	45	2	20	4	0.3	295
6	45	2	20	2	0.3	295	14	45	2	20	5	0.3	295
7	45	3	20	2	0.3	295	15	45	2	20	6	0.3	295
8	45	4	20	2	0.3	295							

3.1 肋高的影响

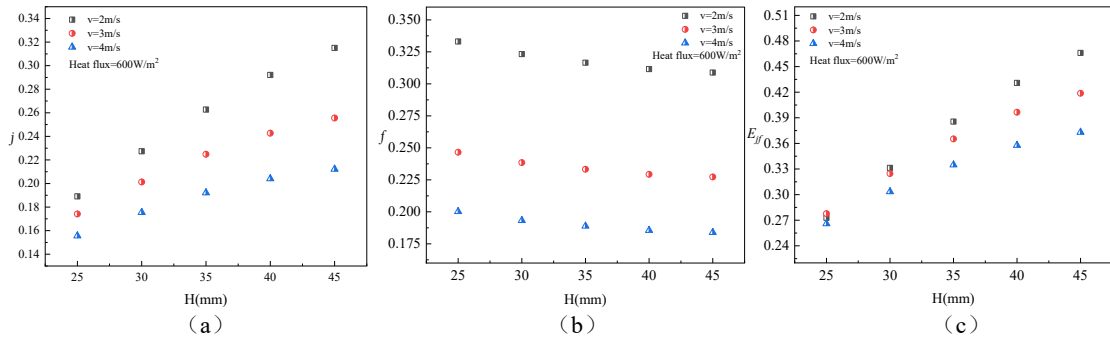


图 11 (a) 肋高对传热因子的影响；(b) 肋高对阻力因子的影响；(c) 肋高对综合性能系数的影响

如图 11 所示，传热因子和综合性能系数随肋高的增大单调递增，阻力因子随肋高的增大单调递减，随着肋高的增加，空气流通面积增大，流速降低，沿通道边界层变厚，空气侧的换热面积增大的趋势大于翅片效率降低的趋势，使得换热能力提升，流动阻力降低，从综合性能系数看出，肋高越大越好，而实际肋高会受空间大小限制，需根据其它参数合理设计。

3.2 间断间距的影响

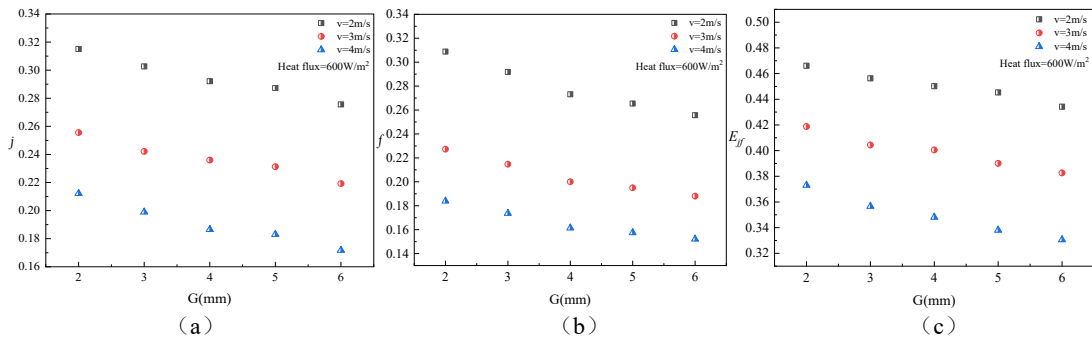


图 12 (a) 间断间距对传热因子的影响；(b) 间断间距对阻力因子的影响；(c) 间断间距对综合性能系数的影响

如图 12 所示，传热因子、阻力因子及综合性能系数随间断间距的增加单调递减，因为当换热通道长度一定时，随着间断间距的增大，换热面积减小，在间断的区域空气流速降低，会促进边界层的发展，导致局部换热系数降低，同时减小了通道中的局部流动阻力，所以阻力因子、传热因子均随着间断间距的增加单调递减，表明间断间距增大虽能减小流动阻力，但间断间距过大，换热面积损失严重，换热能力降低，所以需要合理的考虑其它结构参数的变化对换热能力带来增益是否能够弥补换热面积减小带来的换热能力的损失。

3.3 节距的影响

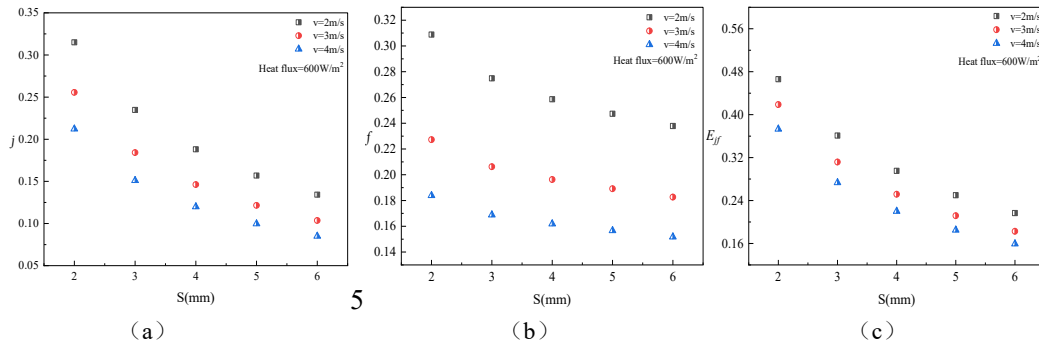


图 13 (a) 节距对传热因子的影响；(b) 节距对阻力因子的影响；(c) 节距对综合性能系数的影响

如图 37 所示，在相同的基板热流密度和空气进口流速之下，传热因子、阻力因子以及综合性能系数随节距的增大单调递减，因为节距增加，空气的流通面积增大，子通道中空气流速降低，沿翅片子通道上的边界层变厚，同时扰动程度降低，换热能力和流动阻力均减小，所以阻力因子、传热因子随节距的增加单调递减。

4 结 论

本文通过数值模拟方法，对比分析了间断锯齿肋叉排与锯齿肋以及间断锯齿肋顺排的流动换热性能，验证了间断锯齿肋在强化换热方面的优异性能，采用控制变量法研究了肋结构参数变化对带间断锯齿肋通道中流动换热的影响规律，具体结论如下：

(1) 间断锯齿肋在增加换热面积的同时还能有效中断边界层的发展，相比间断锯齿肋顺排及锯齿肋，间断锯齿肋叉排的综合性能系数分别提高了 34.9%-40.0%和 2.7%-5.4%。

(2) 间断锯齿肋通道中，传热因子和综合性能系数随肋高的增加单调递增，阻力因子随肋高的增加单调递减，传热因子和综合性能系数随间断间距的增加单调递减，阻力因子随间断间距的增加单调递减，传热因子、阻力因子以及综合性系数均随节距的增加单调递减，在工况范围内，增大肋高、减小节距、减小间断间距均会提升间断锯齿肋通道中的综合换热性能。

参考文献

- [1] Haghghi S S, Goshayeshi H R, Safaei M R. Natural convection heat transfer enhancement in new designs of plate-fin based heat sinks[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2018, 125: 640-647.
- [2] Ahmadi M, Mostafavi G, Bahrami M. Natural Convection From Interrupted Vertical Walls[J]. *Journal of Heat Transfer*, 2014, 136(11): 112501.
- [3] Ahmadi M, Pakdaman M F, Bahrami M. Pushing the limits of vertical naturally-cooled heatsinks; Calculations and design methodology[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2015, 87: 11–23.
- [4] Jang D, Yu S-H, Lee K-S. Multidisciplinary optimization of a pin-fin radial heat sink for LED lighting applications[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2012, 55(4): 515–521.
- [5] Villafa E L, Paniagua G. Aerodynamic impact of finned heat exchangers on transonic flows[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2018:223-236.
- [6] Yang H, Jian W, Wang S, et al. Effect of fin types and Prandtl number on performance of plate-fin heat exchanger: Experimental and numerical assessment[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2018;144:726–35.
- [7] Al-Sallami W, Al-Damook A, Thompson H M. A numerical investigation of thermal airflows over strip fin heat sinks[J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2016, 75:183-191.
- [8] Yang Y T, Lin S C, Wang Y H , et al. Numerical simulation and optimization of impingement cooling for rotating and stationary pin–fin heat sinks[J]. *International Journal of Heat & Fluid Flow*, 2013, 44(Complete):383-393.
- [9] Li H Y, Chiang M H, Lee C I, et al. Thermal performance of plate-fin vapor chamber heat sinks[J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2010, 37(7):731-738.
- [10] FLUENT A. ANSYS fluent user's guide, release 15.0 [J]. PA: ANSYS Fluent, 2012.
- [11] 顾维藻. 强化传热. 科学出版社[M]. 1990: 450-451.
- [12] 李帅, 张轲, 胡继军. 变压器临时体外辅助冷却降温措施的应用[J]. *城市建设理论研究*, 2017(30): 23-23.
- [13] 张勇, 马玉龙, 王永庆, 等. 变压器用散热器数值模拟和结构优化[J]. *陕西科技大学学报*, 2019, 37(6): 142-146+164.

螺旋线光通道参数对其传热特性的影响

王 宇^{1,2}, 刘 松^{1,2}, 侯博^{1,2}, 王良璧^{1,2}

(1. 兰州交通大学 机电工程学院, 甘肃 兰州 730070; 2. 铁道车辆热工教育部重点实验室(兰州交通大学), 甘肃 兰州 730070)

Tel: 0931-4956556, Email: lbwang@mail.lzjtu.cn

摘要: 为了探究螺旋板式换热器中螺旋线光通道的传热机理, 进而提高螺旋板式换热器传热效率, 采用 Fortran 语言进行编程对螺旋线光通道的传热过程进行数值模拟研究, 分析在等壁温热边界条件下雷诺数在 200~1600 不同宽高比 W/H (0.20、0.33、0.50、0.58、0.67)、曲率半径 R (20 mm、45 mm、70 mm、95 mm) 螺旋线光通道内层流流动与传热特性。研究表明: 在给定的宽高比和曲率半径下, 随着雷诺数 Re 的升高, 平均努塞尔数 Nu_m 也会相应地提升, 而阻力系数 f 则会呈现出下降趋势, 此外, 平均二次流强度 Se_m 数也会有所提升。宽高比的变化对通道平均努塞尔数 Nu_m 、阻力系数 f 及平均二次流强度 Se_m 数的影响较小而曲率半径对通道的平均二次流强度 Se_m 数影响较大。通道宽高比和曲率半径对综合评价因子 JF 均有影响。

关键词: 螺旋线光通道; 层流流动; 对流传热; 二次流; 数值模拟

0 前言

螺旋板式换热器是一种高效率的换热装置, 其由两张金属隔板以螺旋状的方式卷制而成, 为提高螺旋通道的机械强度, 通道壁面布置定距柱, 冷热流体之间的热量交换通过螺旋壁面进行^[1]。国内外专家学者对螺旋板式换热器的研究主要集中在对螺旋板式换热器结构参数的优化以及对定距柱的研究: 甘刘意等^[2]利用 FLUENT 软件进行流动及传热数值模拟对比了普通螺旋板式换热器和其提出的新型缩放板螺旋板式换热器, 研究发现两种螺旋板式换热器的阻力系数随雷诺数 Re 的变化趋势是相同的, 但是缩放板螺旋板式换热器的阻力系数相较普通螺旋板式换热器比较大, 雷诺数 Re 在 6286 到 125714 范围内, 缩放板螺旋板换热器的综合性能优于普通螺旋板式换热器。李越胜等^[3]采用数值模拟的方法研究螺旋板换热器结构对其换热性能的影响, 结果发现定距柱间距增大或板间距减小会降低换热器传热性能。Martin 等^[4]提出了一种螺旋板式换热器尺寸确定的简便方法。该方法包括一个迭代过程, 其中物理尺寸, 如板宽和外部螺旋直径是给定的初值, 直到迭代计算出的压降和热负荷满足设计问题的要求, 该方法对单相螺旋换热器的尺寸估算提供了参考。Agus P 等^[5]研究了层流状态下矩形、方形、三角形、梯形、半圆形螺旋板通道对流动与换热的影响, 发现矩形和三角形截面的平面内螺旋通道具有较高的换热性能, 但需要更大的泵功率。部分学者将多孔介质和纳米流体应用于螺旋板式

¹ 基金项目: 国家自然科学基金项目 (NO. 5206609, NO. 51776093); 甘肃省高等学校科技成果转化项目(18ZCILA007); 甘肃省高等学校产业支撑引导项目(2019C-06)。

换热器, Mustafa Yasin Gökaslan 等^[8]对未填充的螺旋光通道以及填充三种不同直径(2.00 mm、2.38 mm 和 3.17 mm)球的螺旋通道进行了实验研究,给出了螺旋光通道内表面、外表面、平均表面的努塞尔数 Nu 与迪恩数 De 的关系式,发现在通道中加入 2 mm 的球更能提高平均对流传热系数。Kaliannan Saravanan 等^[6]对以苯为冷流体水为热流体的螺旋板式换热器进行了实验研究,探究冷流体的质量流量、温度、压力等参数对螺旋板式换热器换热性能的影响,并基于实验数据给出了有实际工程意义的努塞尔数计算公式。

以上研究较为详细的研究螺旋板结构参数以及流动通道与换热的关系,但目前的研究鲜有提及螺旋通道内由于离心力的影响而产生的自发性涡流结构 Görtler 涡^[7]。Swearingen^[8]初次在实验中利用烟线可视化和热线技术清晰地显示了 Görtler 涡从形成、发展(一次不稳定)到失稳的整个过程,并提出了 Görtler 涡的二次不稳定性是引起边界层转捩的直接诱因。Yang^[9]通过分析了光谱空间中的能量输运研究了 Görtler 涡的涡旋机制,定义了两个新的术语:旋转诱导重分布项和旋转诱导壁法向扩散项,以反映施加系统旋转对能量输运过程的影响,并提出了维持 Görtler 涡旋的四个关键过程。

本文以螺旋板式换热器为基础,忽略定距柱的存在,研究了螺旋通道几何参数对 Görtler 涡以及通道换热的影响。

1 数值计算模型

1.1 几何模型

本文的螺旋线光通道即为两块平行的螺旋板构成的,图 1 为螺旋线光通道三维模型及边界条件示意图,其中 R 为阿基米德螺旋线基圆曲率半径, W 为螺旋通道高度, H 为螺旋通道宽度,具体几何参数见表一。

表 1 模型几何参数

case	1	2	3	4	5	6	7	8
$R(\text{mm})$	20	20	20	20	20	45	70	95
W/H	0.2	0.33	0.50	0.58	0.67	0.33	0.33	0.33

本文采用结构化网格对模拟通道进行离散,网格系统是由面网格拉伸而得到的体网格如图 2 所示,网格质量满足计算要求。

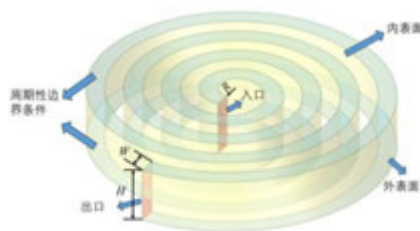


图 1 螺旋线光通道三维模型及边界条件示意图

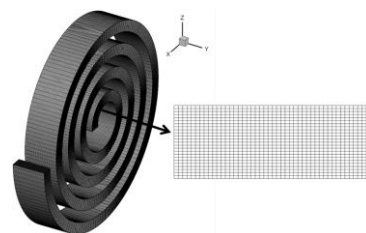


图 2 螺旋线光通道网格划分示意图

1.2 控制方程

为了数值模拟的高效进行以及保证数值模拟结果的准确性,同时尽量满足计算机的性能要求,因此在模拟过程中对物理模型做出如下简化假设:

(1) 螺旋线光通道与其中的流体物性均为常物性，流体本身的密度、黏度和比热容不随温度和时间的变化而变化。

(2) 通道内流体为层流流动。

(3) 流体为不可压缩流体，流体特性只与空间有关，与时间无关。

(4) 在流动过程中的流体本身无内热源，且将流体的体积力和黏性耗散忽略。

在以上假设的基础上，对计算区域进行数值模拟的控制方程为：

质量守恒方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 (i=1,2,3) \quad (1)$$

动量守恒方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i u_k) = -\frac{\partial p}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \quad (2)$$

能量守恒方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho c_p u_i T) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) \quad (3)$$

1.3 边界条件

本文是对螺旋板式换热器冷流体侧螺旋线光通道进行数值模拟，冷流体通道的壁面采用等壁温边界条件模拟热流体对其进行加热，前后两面采用周期性边界条件如图 1 所示，模拟流体介质选用空气， Re 数在 200 到 1600 范围内，入口温度为 313K，恒定壁温为 333K。

进口处的边界条件：

$$\begin{cases} u(x, y, z)|_{in} = u_m, v(x, y, z)|_{in} = 0, w(x, y, z)|_{in} = 0 \\ T(x, y, z)|_{in} = T_m \end{cases} \quad (4)$$

出口处的边界条件：

$$\frac{\partial u(x, y, z)}{\partial x} = \frac{\partial v(x, y, z)}{\partial x} = \frac{\partial w(x, y, z)}{\partial x} = \frac{\partial T(x, y, z)}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

螺旋线通道的固体壁面上速度为 0，温度为第一类边界条件即壁面温度已知：

$$\begin{cases} u(x, y, z) = v(x, y, z) = w(x, y, z) = 0 \\ T(x, y, z) = T_w \end{cases} \quad (6)$$

1.4 主要参数

雷诺数 Re 定义：

$$Re = \rho u_{in} D_e / \eta \quad (7)$$

平均努塞尔数 Nu_m 定义式:

$$Nu_m = \iint_A Nu_{local} dA / \iint_A dA \quad (8)$$

式中, A 为螺旋线光通道总的传热表面积。

局部努塞尔数 Nu_{local} 定义式:

$$Nu_{local} = h_{local} D / \lambda_f = -\frac{\partial T}{\partial n} D / (T_w - T_b) \quad (9)$$

阻力因子 f 定义式:

$$f = 2\Delta p / L_0 \quad (10)$$

式中, L_0 为流体流动方向上螺旋线光通道的无量纲长度, Δp 为无量纲压降。

无量纲长度 L 定义:

$$L = x / x_0 \quad (11)$$

式中, x 为螺旋通道沿流动方向上的任意位置, x_0 为螺旋通道的总长度。

无量纲的二次流强度 Se 数定义式:

$$Se = \rho J_{ABS}^n D_e^2 / \mu \quad (12)$$

式中, ρ 为流体密度, J_{ABS}^n 为绝对涡通量, μ 表示粘度系数, D_e 表示特征长度。

绝对涡通量的定义式:

$$J_{ABS}^n = \frac{1}{S} \iint_S |\omega^n| dS \quad (13)$$

式中, ω^n 是涡量在横截面法线方向的分量, S 为横截面的截面积。

平均二次流强度 Se_m :

$$Se_m = \frac{\rho D_e}{\mu} \iiint_V |\omega^n| dV / \iiint_V dV \quad (14)$$

综合评价因子定义:

$$JF = (Nu_m / Nu_1) / (f / f_1) \quad (15)$$

式中, Nu_1 、 f_1 为 $R=20$ mm、 $W=20$ mm、 $H=60$ mm 的螺旋线光通道的平均努塞尔数、阻力系数。

2 网格独立性考核及数值方法验证

2.1 网格独立性考核

采用 Fortran 语言进行程序编写建立螺旋线光通道的物理模型然后进行网格划分接着进行数值模拟计算。对于螺旋线光通道结构规则的模型, 采用结构化网格较为合理。网格模型选用六面体网格, 六面体网格的计算速度更快, 并且更适合螺旋线光通道模型。计算程序中网格划分采用无限插值法。结构化网格生成技术中无限插值法属于适体坐标系的代数方法。其优点是算法简单、生成网格速度很快, 对于螺旋线光通道这类规则区域, 网格效果是令人满意。

对 $Re=1000$, 通道曲率半径 $R=20$ mm, 通道高度 $H=60$ mm, 通道宽度 $W=20$ mm

的螺旋线光通道模型进行网格独立性考核，不同网格数的计算结果如表 2 所示。通过数值模拟结果可以看出，随着网格数量的增多，平均努塞尔数 Nu_m 和阻力系数 f 的变化越来越不明显，因此选用序号 2 的网格进行数值计算。

表 2 网格独立性验证

序号	网格数	平均努塞尔数 Nu_m	阻力系数 f
1	26×56×581	13.96	0.168
2	26×56×871	14.19	0.169
3	39×76×581	14.27	0.169

2.2 数值方法验证

将本文所运用的数值方法与他人的实验结果进行对比来验证数值方法，实验数据来自文献^[10]，文献对未填充的螺旋通道进行传热实验研究。首先按照文献中实验对象的有关结构参数建立相同的模型，在相同工况下对建立的模型进行数值模拟，并将数值模拟所获得的结果与实验获得的结果进行对比，图 3 为数值结果与实验结果的对比图。对于螺旋线光通道内壁面来说，数值模拟结果与实验模拟结果的最大相对误差为 11.27%。对螺旋线光通道外壁面来说，数值模拟结果与实验模拟结果的最大相对误差为 6.41%。误差均在可接受范围之内，因此本文所用的数值方法是可靠的。

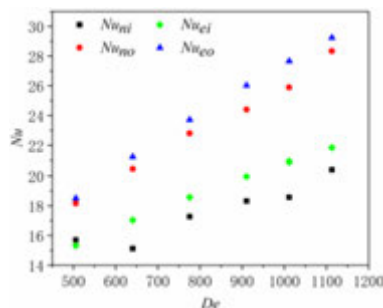


图 3 数值结果与实验结果对比图

3 结果分析与讨论

3.1 不同宽高比对螺旋线光通道流动与传热特性的影响

图 4 示出不同通道宽高比 W/H (0.20、0.33、0.50、0.58、0.67)，通道曲率半径 R 为 20 mm 的螺旋线光通道的平均努塞尔数 Nu_m 、通道阻力系数 f 、平均二次流强度 Se_m 、综合评价因子 JF 随雷诺数 Re 的变化。如图 4 (a) 所示，在 $Re=200\sim 1600$ 范围内， W/H 变化对 Nu_m 的影响较小。对于 W/H 相同的螺旋线光通道，通道 Nu_m 随 Re 的增加而逐步增大。当 $W/H=0.58$ 时， Nu_m 达到最大，此时再增大 W/H 会导致 Nu_m 降低，而 W/H 在 0.20 到 0.58 之间， W/H 增加会使得 Nu_m 增大。如图 4 (b) 所示，对于 W/H 相同的螺旋线光通道， f 均随着 Re 的增大而减小。 Re 在 200 到 400 之间 f 的变化较大，而在 400 到 1600 之间 f 的下降幅度比较平缓。处于相同 Re 下， W/H 增大会导致 f 的减小， $W/H=0.67$ 时的 f 最小， $W/H=0.20$ 时的 f 最大。在 Re 较大时， W/H 的增大对 f 的影响并不明显。如图 4 (c) 所示， Se_m 随 Re 的增大而增大。 W/H 从 0.20 增加到 0.58 时，会使 Se_m 增大，在 W/H 为 0.58 时 Se_m 达到最大，然后继续增加 W/H 到 0.67， Se_m 反而降低且整体低于

W/H 为 0.50 的 Se_m , 因此可以看出在 $W/H=0.58$ 时, 螺旋线光通道的 Se_m 达到最大。如图 4 (d) 所示, 通道宽度 W 的变化都会影响到综合评价因子 JF 的变化。除了 $Re=200$ 、1400, $W/H=0.20$ 的螺旋线光通道的 JF 低于 1, 其它不同雷诺数不同 W/H 的 JF 均大于 1。 $W/H=0.67$ 的 JF 要大于其它通道。 W/H 的变化对 JF 的影响较大, W/H 的增加使得 JF 逐渐增大。

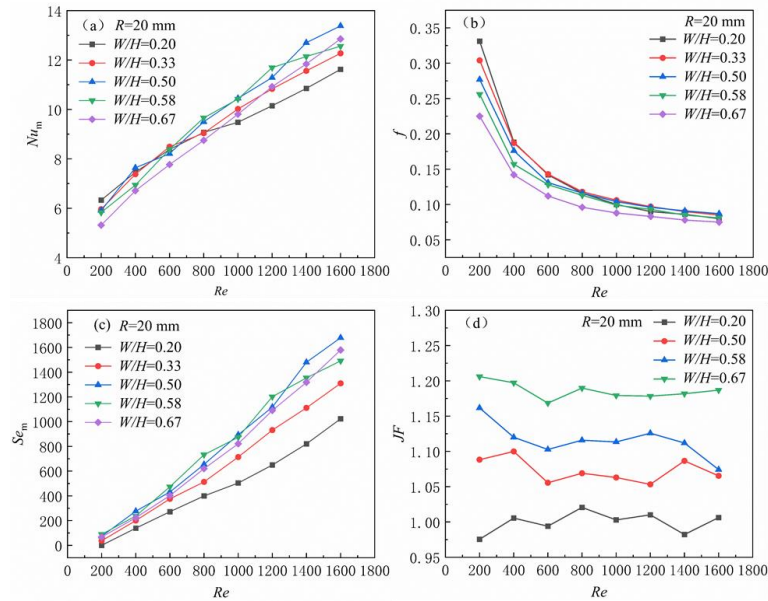


图 4 不同通道宽高比 W/H 的螺旋线光通道对流动与传热特性的影响

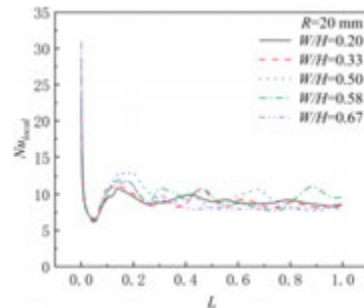


图 5 $Re=800$ 时不同 W/H 下 Nu_{local} 与 L 的关系

图 5 中可以看出不同 W/H 下 Nu_{local} 随通道无量纲长度的变化趋势基本相似均是随着通道无量纲长度上下波动。 Nu_{local} 的峰值的大小和位置与 W/H 有关。在 Nu_{local} 峰值附近, $W/H=0.50$ 时, Nu_{local} 最高, 若继续增加 W/H , Nu_{local} 峰值反而会降低, 而 W/H 在 0.20 到 0.50 内螺旋线光通道 W/H 增加使得 Nu_{local} 的峰值逐渐增大。通道入口处 Nu_{local} 很大是因为入口效应的存在。入口效应消失后 Nu_{local} 开始逐渐增大, 是因为 Görtler 涡的出现与发展加强了流体内部的扰动增大了通道局部的换热从而导致 Nu_{local} 增大。在 Nu_{local} 峰值过后, 不同 W/H 的螺旋线光通道中 Nu_{local} 上下波动变化是由 Görtler 涡的不稳定性以及 W/H 对 Görtler 涡的影响所导致的。

由图 6 可知, 不同 W/H 的 Se_{local} 随 L 的变化趋势是相似的。当流体流入螺旋线光通

道后，随着流体流向凹壁面，在流动过程中形成 Görtler 涡使得 Se_{local} 上升，随着流体的继续流动，Görtler 涡开始减弱， Se_{local} 开始下降。 W/H 会影响通道内 Se_{local} 的大小。通道内 Se_{local} 随着流体流动先迅速增大然后减小，接着在长度比在 0.1 后， Se_{local} 呈现出上下波动的趋势。在 Se_{local} 峰值附近， $W/H=0.50$ ， Se_{local} 最高，若继续增大 W/H ， Se_{local} 的峰值反而会降低。同时可以看出随着 W/H 的增大， Se_{local} 变化的越来越早。

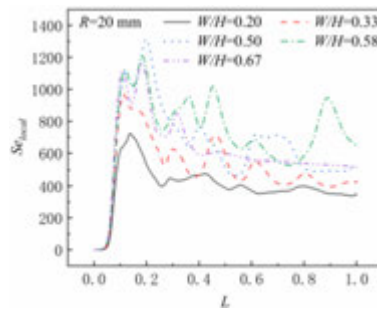


图 6 $Re=800$ 时不同 W/H 下 Se_{local} 与 L 的关系

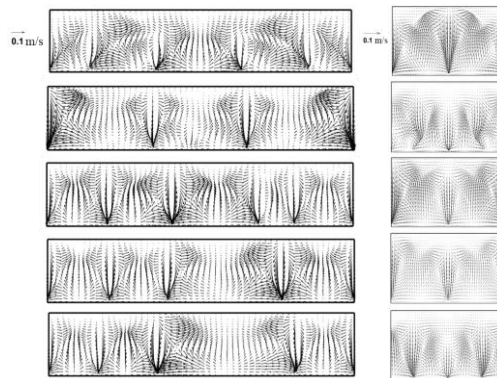


图 7 $Re=800$ 时 $W/H=0.20$ 、 0.58 时 Se_{local} 峰值处的速度矢量图

3.2 不同曲率半径对螺旋线光通道流动与传热特性的影响

图 8 示出不同通道曲率半径 R (20 mm、45 mm、70 mm、95 mm) 下，通道宽度 W 为 20 mm、通道高度 H 为 60 mm 的螺旋线光通道的平均努塞尔数 Nu_m 、通道阻力系数 f 、平均二次流强度 Se_m 、综合评价因子 JF 随雷诺数 Re 的变化。如图 8 (a) 所示，对于 R 相同的螺旋线光通道， Nu_m 随 Re 的增加而逐步增大。 R 增加会导致 Nu_m 减小，在同一雷诺数下， R 为 20 mm 的 Nu_m 始终最大。 R 从 20 mm 增加到 45 mm， Nu_m 最大减小了 6.2%， R 从 45 mm 增加到 70 mm， Nu_m 最大减小了 8.8%， R 从 70 mm 增加到 90 mm， Nu_m 最大减小了 7.3%，可见 R 的变化对 Nu_m 的影响较大。如图 8 (b) 所示， f 随 Re 的增大而减小。 Re 在 200 到 400 之间 f 下降较快，而在 400 到 1600 之间 f 下降的比较平缓。 $R=20$ mm 时， f 始终大于其他通道。 R 增大会导致 f 的减小，因此减小 R 更有助有流体流动。当 R 从 20 mm 增加到 45 mm 时， f 最大减小了 13.4%， R 从 45 mm 增加到 70 mm， f 最大减小了 15.4%，而 R 从 70 mm 增加到 95 mm， f 最大减小了 16.1%。可以看出，随着 R 的增大， f 减小的越来越大。如图 8 (c) 所示， Se_m 随 Re 的增大而增大。 R 从 20 mm 增加到 120 mm 时， Se_m 逐渐减小，并且随着 Re 的增大，不同通道曲率半径的平均二次流强

度之间的差值逐渐增大。在 $Re=400\sim 1600$ 范围内，当 R 从 20 mm 增加到 45 mm 时， Se_m 最大减小了 20.4%， R 从 45 mm 增加到 70 mm 时， Se_m 最大减小了 23.6%， R 从 70 mm 增加到 95 mm 时， Se_m 最大减小了 20.2%，由此可知 R 从 45 mm 增加到 70 mm 时， Se_m 的下降最明显。如图 8 (d) 所示， $R=45$ mm、70 mm、95 mm 的螺旋线光通道的 JF 均大于 1，说明对比 $R=20$ mm 的螺旋线光通道增大 R 可以强化换热。随着 Re 的增大，不同曲率半径的螺旋线光通道的综合评价因子整体呈现出增大趋势。 R 为 95 mm、 $Re=1600$ 时 JF 达到最大值。同时可以看不曲率半径的螺旋线光通道的 JF 和 Re 的关系整体趋势是相似的。

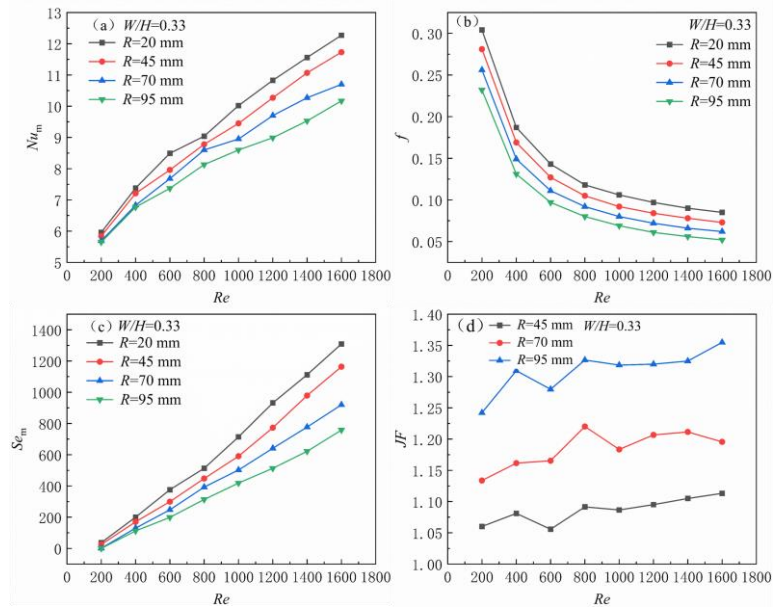


图 8 不同通道曲率半径 R 的螺旋线光通道对流动与传热特性的影响

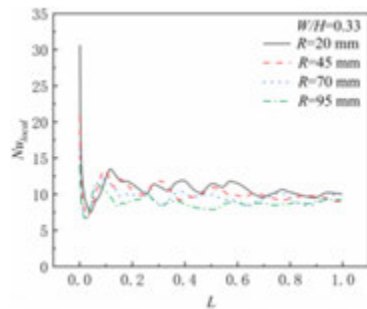


图 9 $Re=1200$ 时不同通道曲率半径 R 下 Nu_{local} 与 L 的关系

图 9 中可以看出不同通道曲率半径下 Nu_{local} 在通道中的变化趋势是相似的。在通道入口处 Nu_{local} 很大是因为入口效应。入口效应消失后 Nu_{local} 开始逐渐增大，是因为流体流经凹壁面产生了 Görtler 涡，而 Görtler 涡的出现与发展加强了流体内部的扰动增大了通道局部的换热从而导致 Nu_{local} 增大。在 $R=20$ mm 时， Nu_{local} 首先发生变化， Nu_{local} 开始变化的位置随着 R 的增大而逐渐向后移动，且达到 Nu_{local} 峰值的位置也逐渐向后。随着 R 的增大，通道内 Nu_{local} 峰值后的 Nu_{local} 波动逐渐平缓，可见增大 R 会减弱螺旋线光

通道的局部换热效果。

由图 10 可知，不同 R 的螺旋线光通道中 Se_{local} 的峰值大小是不同的， $R=20$ mm 通道的 Se_{local} 峰值最大，并且 Se_{local} 的峰值随着 R 的增大而减小。通道中 Se_{local} 的变化均是先增大后减小然后上下波动。从图 9 可以看出 $R=20$ mm 的通道中 Se_{local} 首先发生变化，说明 $R=20$ mm 的通道中 Görtler 涡率先出现导致通道中 Se_{local} 的增大，然后随着流体的运动，Görtler 涡运动发展使得 Se_{local} 发生变化，由于 Görtler 涡本身的不稳定性，导致了通道中 Se_{local} 变化不具有规律性，但总体变化趋势接近。

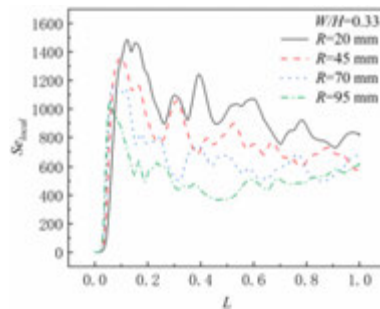


图 10 $Re=1200$ 时不同通道曲率半径 R 下 Se_{local} 与 L 的变化关系

图 11 为螺旋线光通道结构参数 $W/H=0.33$ 、 $R=20$ mm、95 mm 时，通道中不同区域 Se_{local} 峰值点处速度矢量图。图 11 中可以看出通道中局部二次流强度 Se_{local} 的变化是由于 Görtler 涡的存在发展所影响的，相较于其他区域 Se_{local} 的峰值点，峰值点 1 处的 Se_{local} 是最大的，从速度矢量图也可看出峰值点 1 处的二次流强度是最大的，这就导致了在峰值点 1 处的局部努塞尔数的增大。随着流体在通道中的流动，通道中 Se_{local} 也在逐渐减小，通过速度矢量图同样可以看出通道中二次流强度逐渐减弱。对比 $W/H=0.20$ 和 $W/H=0.58$ 的不同区域 Se_{local} 峰值点处速度矢量图可以看出 R 增大，使得通道中 Se_{local} 减小，通道中二次流强度的减小从而削弱了通道内流体与通道的换热。

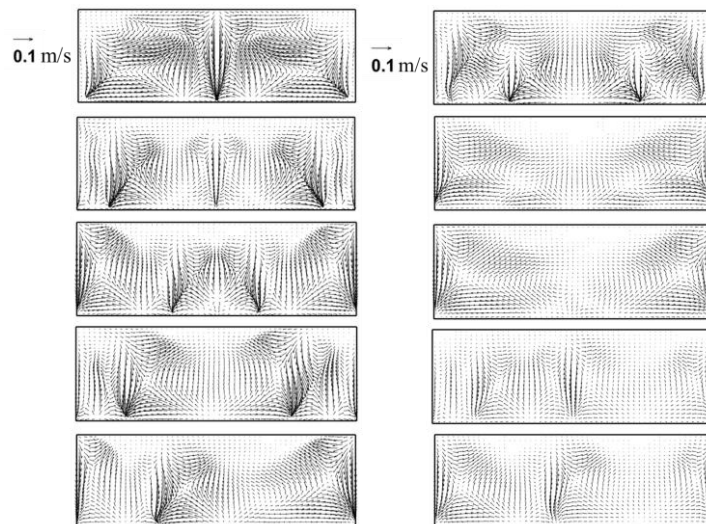


图 11 $Re=1200$ 时 $R=20$ mm、95 mm 时 Se_{local} 峰值处的速度矢量图

4 结 论

采用数值模拟的方法对等壁温热边界条件下螺旋线光通道层流流动与传热的影响,得到了以下结论。

(1) 在 $Re=200\sim 1600$ 范围内,对于宽高比相同的通道,通道平均努塞尔数、平均二次流强度均随雷诺数的增加而逐渐增大,阻力系数随雷诺数的增大而减小。通道内绝对涡通量随着流体流动先增大然后减小,接着呈现出上下波动的趋势。

(2) 不同宽高比局部努塞尔数随通道长度的变化趋势基本相似均是上下波动。宽高比增大时,整个通道的绝对涡通量都会降低且降低幅度越来越小。通道内平均二次流强度随着宽高比的增加而逐渐增大。

(3) 通道曲率半径的增加会导致平均努塞尔数的减小,不同通道曲率半径下局部努塞尔数随通道长度的变化趋势是相似的。通道阻力系数随雷诺数的增大而减小,随着曲率半径的增大,阻力系数小的程度越来越大。

(4) 局部二次流强度的峰值随着曲率半径的增大而减小,随宽高比的增大先增大到宽高比为 0.5 时达到最大,继续增加通道宽高比会导致局部二次流强度峰值减小。通道曲率半径 R 从 20 mm 增加到 95 mm 时,通道内局部二次流强度逐渐减小。

参考文献

- [1] Irabatti Vedant, Patil Yash, Kore Sandeep, Barangule Vaishnavi, Kothe Abhishek. Comprehensive review of spiral heat exchanger for diverse applications[J]. *Materials Today: Proceedings*, 2023, 72(P3).
- [2] 甘刘意, 陆怡, 查涵清, 等. 新型螺旋板式换热器及其传热特性研究[J]. *流体机械*, 2021, 49(06): 36-43.
- [3] 李越胜, 梁嘉林, 甘云华等. 基于周期流模型的螺旋板换热器流动换热特性数值模拟. *节能技术*, 2017, 35(04): 319-325.
- [4] Minton PE. Designing spiral heat exchangers. *ChemEng* 1970; 4: 103–112.
- [5] B, Agus P. Sasmito A, et al. Numerical analysis of laminar heat transfer performance of in-plane spiral ducts with various cross-sections at fixed cross-section area. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2012, 55(21 - 22):5882-5890.
- [6] Gökaslan M Y, Özdemir M, Kuddusi L. Experimental study on laminar air flow and heat transfer through a spiral channel filled with steel balls[J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2022, 172: 107359.
- [7] Kaliannan Saravanan, Rangasamy Rajavel. Analysis of Heat Transfer Enhancement in Spiral Plate Heat Exchanger[J]. *Modern Applied Science*, 2009, 2(04).
- [8] Saric W S. Görlter vortices. *Annual review of fluid mechanics*, 1994;26:379—381
- [9] Swearingen. The growth and breakdown of streamwise vortices in the presence of a wall[J]. *journal of fluid mechanics*, 1987, 182(182):255-290.
- [10] Yang, Zixuan , et al. "Sustaining mechanism of Taylor–Görtler-like vortices in a streamwise-rotating channel flow." *Physical Review Fluids* 5.4(2020).

基于响应面法的仿生翅片多目标优化研究

王琨, 王坤, 范元鸿, 杨旭光, 闵春华*

(河北工业大学能源与环境工程学院, 河北省热科学与能源清洁利用技术重点实验室, 天津, 300400)

(*Tel: 02260435795, Email: chmin@hebut.edu.cn)

摘要: 以树叶为灵感, 提出新型仿生翅片构型。通过实验和数值模拟, 研究了翅片形状对热沉散热性能的影响。进一步, 基于响应面法结合遗传算法对翅片弧度进行多目标优化。此外, 优化后翅片的流动和换热特性以揭示其强化散热机理。结果表明, 与传统直三角翅片相比, 参数为 $D=1.91$, $R_1=0.20$, $R_2=0.50$ 的优化翅片显示了最好的综合散热效果, 与直三角翅片相比, 综合散热效果提升 7% 以上。

关键词: 仿生翅片, 响应面法, 遗传算法, 多目标优化

0 前言

翅片散热器作为 CPU 散热系统是最重要的部件之一, 主要通过增大换热面积和诱导二次流减薄边界层来达到增强换热的目的, 其形状优化是增强散热的主要途径之一。关于散热器形状优化的研究主要集中在已有设计基础上进行简单变形, 比如在平直翅片上穿孔或开槽^[1], 也有工作是提出一些新型形状比如折纸形翅片, 波浪形翅片^[2-3], 以进一步增强其对气流的扰动, 诱导涡流的产生。然而, 从增强气流扰动的角度出发设计, 往往会造成较大的流动阻力, 甚至会恶化换热。

近年来, 越来越多的研究学者将仿生学运用到设计中, 在电子器件散热领域运用仿生学的研究较少, Li 等^[4]以鲨鱼皮为灵感, 提出高效低阻的新型散热器, 并以熵值为目标进行散热优化, 最终提出的构型熵值更小, 且温度分布更均匀。刘景成等^[5]提出一种鲨鳃型强化传热翅片, 增加湍流程度, 提升了板翅换热器的换热效果。

以上分析可以看出, 仿生学可以为电子器件散热提供更有效的散热方案。为更好地利用仿生结构, 进一步可对仿生翅片进行参数优化。杨等^[6]使用遗传算法优化板翅散热器, Okbaz 等^[7]使用遗传算法对涡流发生器进行参数优化, 并使用响应面法进行了局部灵敏度分析。

本文以树叶为灵感, 设计一种呈现两侧弯曲同时纵向也进行弯曲处理的仿生翅片。然而, 弯曲的翅片在增强换热的同时也会带来较大的流动损失, 为了达到更好的综合传热效果本工作基于引入遗传算法, 以翅片的努塞尔数 Nu 和摩擦因子 f 为目标函数, 对翅片进行参数优化取翅片弯曲处理的三个弧度为参数 (D 、 R_1 、 R_2)。分析了不同结构翅片诱导的流动及换热特性, 以揭示其内在的散热机理。

1 几何模型和数值方法

1.1 翅片设计模型

图 1 所示为本工作所研究平直三角翅片和仿生翅片的提取构建过程：首先提取树叶三维空间结构，取树叶剖面面积最大处垂直切割，树叶截面作为翅片根部，忽略树叶边缘弧度近似为三角形，得到的具体构型如下所示。平直翅片为本工作所研究基础翅片，长高厚度分别为 10,15 和 2 mm。仿生树叶翅片保留了树叶的叶脉结构，叶脉将翅片分成两部分，并进行弯曲处理，翅片高度方向也进行弯曲处理，弯曲弧度半径作为本工作多目标优化设计变量 (R_1 、 R_2 、 D)，长高厚度与平直翅片保持一致。

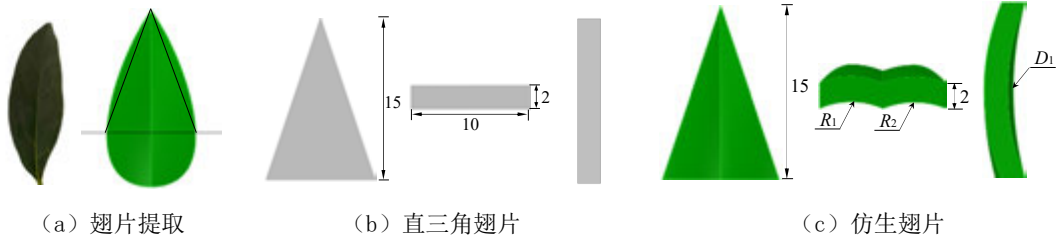


图 1 翅片提取与构型

1.2 计算模型和边界条件

计算模型如图 2 所示，入口处采用速度入口，温度为 26°C ，出口为压力出口，左右侧面为周期边界，底面为恒定热流密度 (20000 W/m^2)，加热面长宽均为 10 mm。计算域入口段出口均为 2 倍翅片长 (20 mm)，宽度为 10 mm，高度为 17 mm。

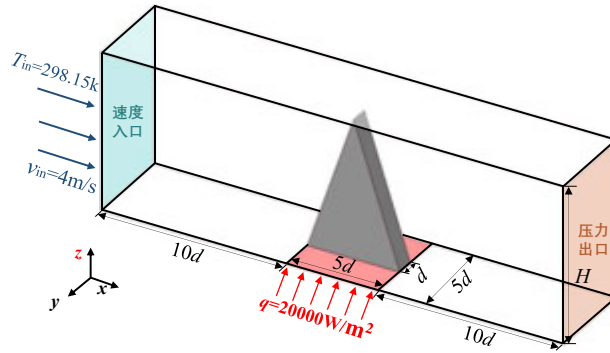


图 2 计算模型

1.3 控制方程

数值计算中的控制方程包括：连续性方程，动量方程，能量方程以及湍流方程。

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \mu \nabla^2 u_i \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i c_p T) = k \frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} \quad (3)$$

式中， μ ， P ， c_p ， k 和 T 分别为动力粘度，压力，比热，热导率和温度。

湍流模型使用 RNG 模型^[21]：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon + S_\varepsilon \quad (5)$$

式中， G_k 和 G_b 分别表示由平均速度梯度和浮力产生的湍流动能； Y_M 代表波动膨胀的不可压缩湍流对总耗散率的贡献； α_k 和 α_ε 分别是 k 和 ε 的逆有效普朗特数。

1.4 数据处理

雷诺数 Re 和摩擦因子 f 的计算式为：

$$Re = \frac{\rho u D_h}{\nu} \quad (6)$$

$$f = \frac{2 D_h \Delta p}{\rho L u_{in}^2} \quad (7)$$

式中， u_{in} 为进口气流速度， D_h 为通道当量直径， Δp 为通道内流经散热器的压降。

散热器的换热系数 h 由以下公式确定：

$$h = \frac{q}{A(T_w - T_a)} \quad (8)$$

式中， q 为热流密度， A 为加热面面积。 T_{in} 和 T_{out} 分别为通道入口和出口温度。

$$Nu = \frac{h D_h}{\lambda} \quad (9)$$

式中， λ 为是流体在平均温度下的热导率。

综合评价因子：

$$\eta = \left(\frac{Nu}{Nu_0} \right) / \left(\frac{f}{f_0} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (10)$$

式中， Nu_0 和 f_0 为直角翅片努塞尔数和摩擦因子。

1.5 网格无关性验证和实验验证

为验证网格独立性，图3显示了不同尺寸网格数下的努塞尔数分布曲线。从曲线可以看出随着网格数目逐渐增加， Nu 呈现增大的趋势，网格数从900,000增至970,000时，结果误差不超过0.7%，最终选择970,000网格。

为验证数值方法的可靠，与文献中^[18]实验结果进行对比验证。模型尺寸和边界条件与实验保持一致，模拟结果和实验相对比如错误!未找到引用源。4所示，误差小于5%，数值方法可靠。

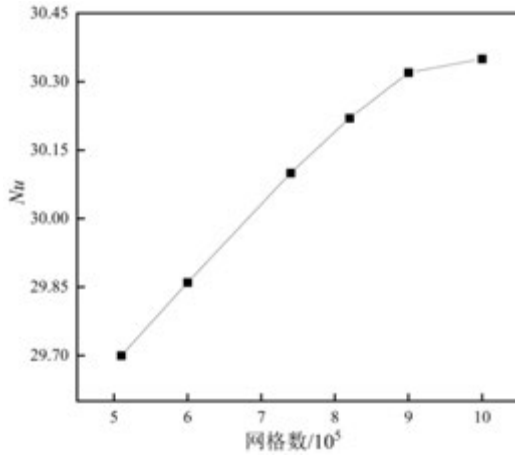


图 3 网格独立性验证

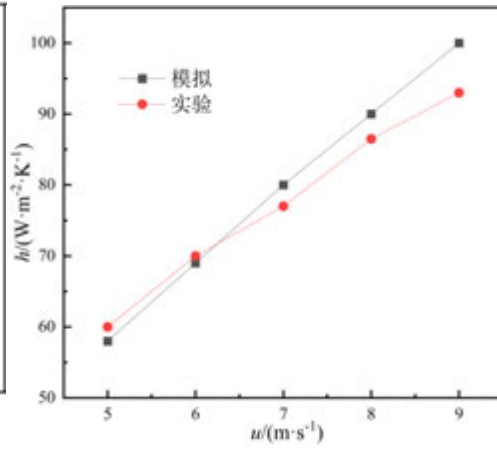


图 4 实验验证

2 多目标优化方法

2.1 响应面法

表 1 设计变量取值范围

设计变量	下限/mm	上限/mm
1 D	0.2	2
2 R_1	0.2	1.5
3 R_2	0.2	1.5

本工作的重点为优化翅片三个设计参数 (R_1, R_2, D), 设计参数均会影响对散热器的传热和摩擦特性, 为了综合分析各参数对目标变量的影响, 采用响应面技术进行可视化分析。响应面技术^[20] (RSM) 是一种结合数学和统计方法, 通过多个二次回归方程来拟合设计变量和响应值之间函数关系的技术, 通过实验设计 (DOE) 并使用回归分析来确定设计参数对目标变量的影响, 表 1 错误!未找到引用源。给出了三个设计变量的取值范围。实验设计方法采用拉丁超立方抽样 (LHS), 覆盖均匀, 在有限空间内可有效减少实验规模。

由于输入变量和输出变量为高度非线性关系, 故采用 Kriging 模型^[22]构建响应面, Kriging 模型是一种多维差值技术, 同时考虑全局和局部的共同影响因素, 它的输出参数等于全局的设计空间加上局部偏差:

$$Output = f(inputs) + Z(inputs) \quad (11)$$

式中, f 为完全二阶多项式, Z 为局部偏差, 使用 Kriging 模型构建的响应面因能更准确的反应输出变量和输入变量之间的关系, 拟合度更好。

2.2 多目标优化问题

多目标优化的概念是在某个情景中在需要达到多个目标时, 由于容易存在目标间的内在冲突, 一个目标的优化是以其他目标劣化为代价, 因此很难出现唯一最优解, 取而代之的是在他们中间做出协调和折衷处理, 使总体的目标尽可能的达到最优。散热器

的热性能可以通过增强传热或者减少压降来实现，但在大多数问题中，两种目标的实现往往是冲突的，因此符合多目标优化问题范围。在本研究中， Nu 应尽量大， f 需尽可能小，以实现更好的传热强化。

2.3 多目标遗传算法

遗传算法^[23]是根据大自然中生物体进化规律而设计提出的，是模拟达尔文生物进化论的自然选择和遗传学机理的生物进化过程的计算模型，是一种通过模拟自然进化过程搜索最优解的方法。为改进搜索性能，避免局部最优解，增强 Pareto 前进的能力，本工作选择基于第二代非支配排序的多目标遗传算法 (NSGA-II)，具体优化流程如图 5 错误!未找到引用源。所示：(1) 导入设计模型，确定设计变量 (2) 进行 CFD 流场模拟，得到 DOE 实验设计数据 (3) 建立准确 Kriging 响应面模型，得到目标变量和设计变量关系 (4) 对设计变量进行遗传算法优化，参数设置如下：种群数量为 2000，产生下一代种群的交叉和突变概率为 0.98 和 0.02，在迭代 30902 次后收敛。(5) 从 Pareto 前沿中选择三个综合换热性能最高的三个候选点进行验证，计算误差 (6) 选择最优设计参数，优化停止。

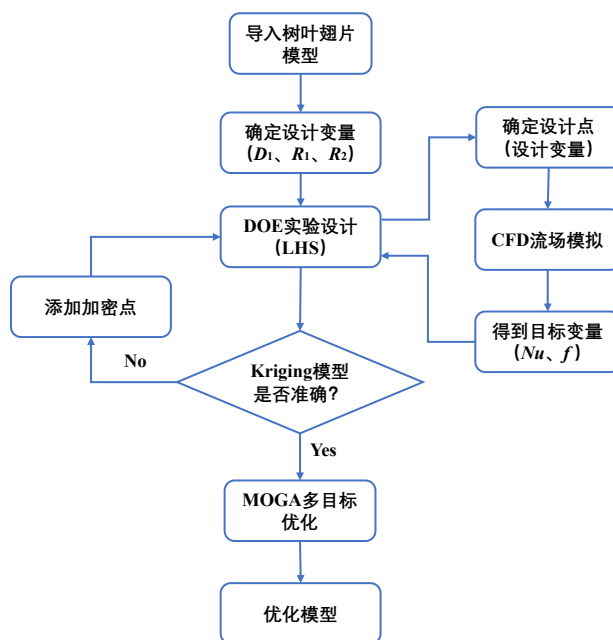


图 5 优化设计流程图

3 结果与讨论

利用响应面构成方法对响应面优化结果进行分析，揭示仿生翅片内在散热机理。下一节对优化结果进行流场和热场的分析，从流场结构角度进一步分析散热机理。

3.1 响应面构成与分析

为生成更准确的响应面，在 LHS (拉丁超立方取样) 的基础上生成的 15 个试验点，为了保证更好地精确度增加了 5 个加密点，20 个取样点的设计变量值和具体结果如下表 2 所示：

表 2 试验点取值及结果

No	D	R_1	R_2	Nu	f
1	0.24	0.78	1.06	64.85	2.45
2	0.52	1.42	0.69	66.55	2.34
3	0.70	1.69	1.81	73.26	4.03
4	1.14	0.24	1.14	64.83	2.22
5	1.69	1.78	0.91	69.17	2.98
6	0.61	0.34	1.51	66.42	2.85
7	1.60	0.52	0.76	65.03	1.91
8	1.06	1.06	1.21	66.68	2.71
9	0.43	1.60	1.29	68.81	2.97
10	1.33	1.87	1.59	72.43	3.66
11	1.78	1.14	0.84	67.15	2.28
12	1.87	0.70	1.36	67.97	2.68
13	0.97	1.96	0.99	69.68	3.20
14	0.78	0.61	0.61	64.30	1.88
15	1.23	1.33	0.54	66.42	2.32
16	1.51	1.23	1.89	72.58	4.04
17	1.42	0.43	1.74	69.29	3.34
18	1.96	1.51	1.44	70.40	3.19
19	0.88	0.88	1.96	70.85	4.11
20	0.34	0.97	1.66	67.77	3.54

为观察响应面的拟合程度，具体化生成响应面的质量，采用决定系数 (R^2) [24]来评价响应面质量：决定系数是用响应面回归方程解释的输出参数变化的百分比。它用来解释的变异与总变异的比值，如果响应面能完全穿过样本点则认为拟合程度好，最佳值为 1。决定系数在数学上表示为：

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_{i=1}^N (y_i - \hat{y}_i)^2}{\sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2} \quad (12)$$

式中， y_i 为第 i 个采样点的输出参数值， \hat{y}_i 为回归模型在第 i 个采样点处的值， \bar{y} 为数值的算术平均值， N 为设计点个数。

为了更直观表示生成响应面准确性，采用 Goodness Of Fit (GOF) 图来反应生成响应面的质量，生成的 GOF 图如图 6 所示。图中两个目标函数的设计点观测值基本和响应面预测值吻合，预测值和观测值基本都落在斜率为 1 的直线上（表示两值相等），表明该响应面拟合程度较好。

图 7 所示为三个设计变量 (R_1 、 R_2 、 D) 关于目标变量的灵敏度。通常来说，灵敏度越高则表示目标变量对设计变量越敏感，正值表示正相关，负值表示负相关。可以看出，参数 D 对目标变量影响最小， R_1 和 R_2 对目标变量的影响较大。 R_1 的局部灵敏度最高，主要原因为 R_1 作为首先接触冷流体的一侧，先接受流体的冲击，其形状结构对压降和传热影响要大于 R_2 和 D 。其次从图中可以看出，设计参数变化越大，造成的压降损失越大，但是在一定程度上也能增强湍流度和流体掺混从而增强换热。

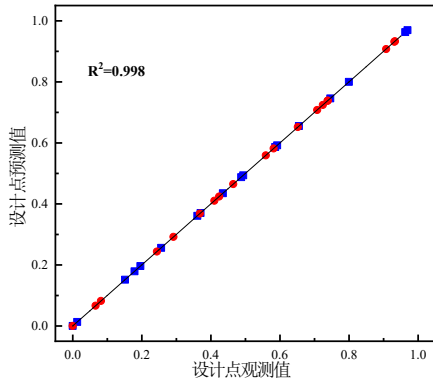


图 6 GOF 图

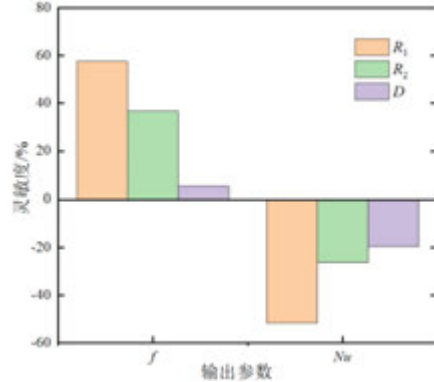


图 7 灵敏度

3.2 Pareto 最优前沿

在本问题中，优化得到的最优设计变量不是单一解，而是一组由最优的非支配解组成的解集，这个解集为 Pareto 最优解集。在整个目标函数构成的空间中，Pareto 前沿为由最优解组成的点的集合，针对本问题生成的 Pareto 解集如图 8 所示。

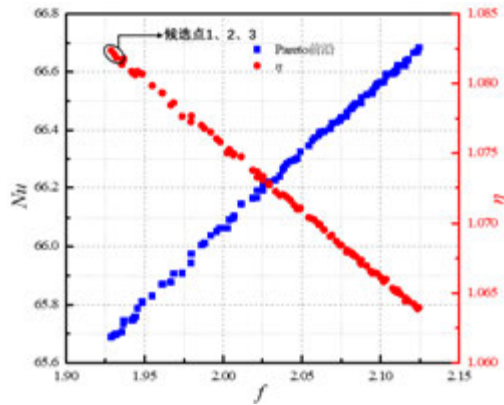


图 8 Pareto 前沿

选择 Pareto 前沿中综合换热性能最优的三组解进行仿真验证，验证结果如表 3 所示，最优解为第一个验证点，在下一节将对该参数的优化翅片进行散热和流动性能分析。

表 3 Pareto 前沿候选点

No	D/mm	R_1/mm	R_2/mm	Pareto 前沿点			CFD 验证点			相对偏差/%
				Nu	f	η	Nu	f	η	
1	1.91	0.20	0.50	66.69	1.93	1.08	66.60	1.95	1.07	1.34
2	1.95	0.21	0.50	66.68	1.93	1.08	66.52	1.98	1.06	2.40
3	1.98	0.20	0.50	66.68	1.94	1.08	66.48	1.97	1.05	2.40

3.3 优化翅片性能分析

图 9 为 $z=0.1\text{mm}$ 截面速度分布云图。直翅片速度分布呈现对称结构，由于流道面积突然减小，在翅片两侧形成了高速区，且在翅片尾端形成了流动死区，弱化了传热效果。优化形状的翅片增加了凸起结构，进一步减小 x 方向流通面积，在通道两侧形成了更强

的高速流动区域，增强了换热效果。

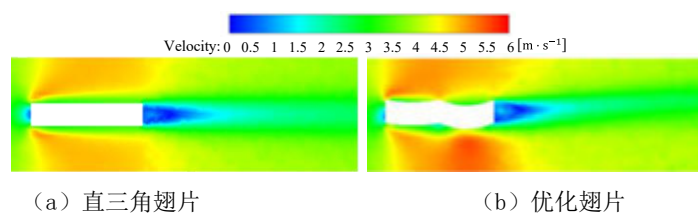


图 9 $z=1\text{mm}$ 截面翅片速度分布

图 100 为两种翅片湍动能分布，可以看出，高湍动能区均出现在流体接触翅片的两侧，其中直翅片高湍动能区呈现对称分布，在翅片上游处的湍动能较强，表示流体混合程度越剧烈，边界层破坏更强烈。优化翅片由于翅片弯曲结构在翅片凸起部分增加了高湍动能区，更有利于进一步破坏边界层，相比于直翅片增强了换热。其次，由于二次流的形成和发展在翅片尾端形成了另一处高湍动能区，优化翅片的湍动能稍大于直翅片，该处的二次流是造成流动损失的主要原因。

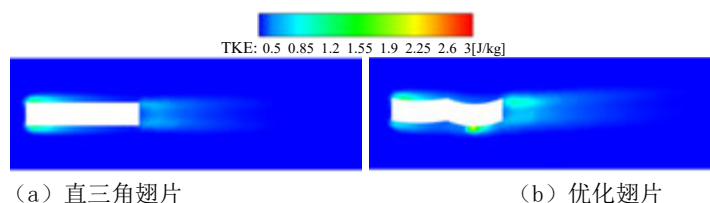


图 10 $z=1\text{mm}$ 截面翅片湍动能分布

图 11 所示为翅片后产生的旋涡。可以看出直翅片在翅片尾端形成了两对涡旋，几乎呈现对称分布，该对涡旋将冷空气停滞在涡核中心，降低传热效果。优化翅片在翅片下游只存在一个较为明显的涡核中心，相比于将冷流体停止在涡核内，和此处涡核中心相对的涡带走了涡旋中心内的冷空气，改善了流体的停滞现象，促进冷热流体的掺混和换热增强，且在一定程度上减少了流动损失。

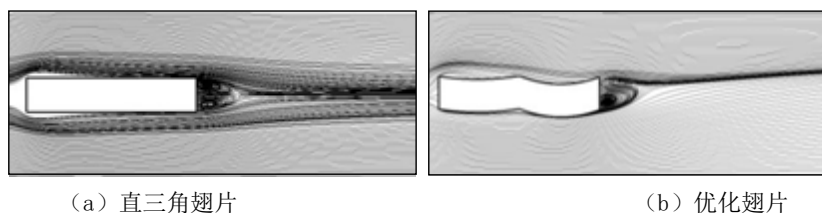


图 11 翅片下游二次流

图 12 进一步分析了优化翅片在不同雷诺数下的传热、流动特性和综合热性能。由努塞尔数(Nu)变化曲线可知，两种翅片努塞尔数都随流速增大而增大，优化翅片的传热性能整体优于直翅片。摩擦因子(f)同样呈现随流速增大的趋势，优化翅片的弯曲结构造成了更大的压力损失，因此流动损失略高于直翅片。对比优化翅片的综合换热性能，随流速增大优化翅片的综合换热性能呈现逐渐增大的趋势，且均大于 1，最大综合换热因子可达到 1.078。综上，优化翅片在不同流速下的综合换热性能均优于直翅片，可以提供更好的散热效果。

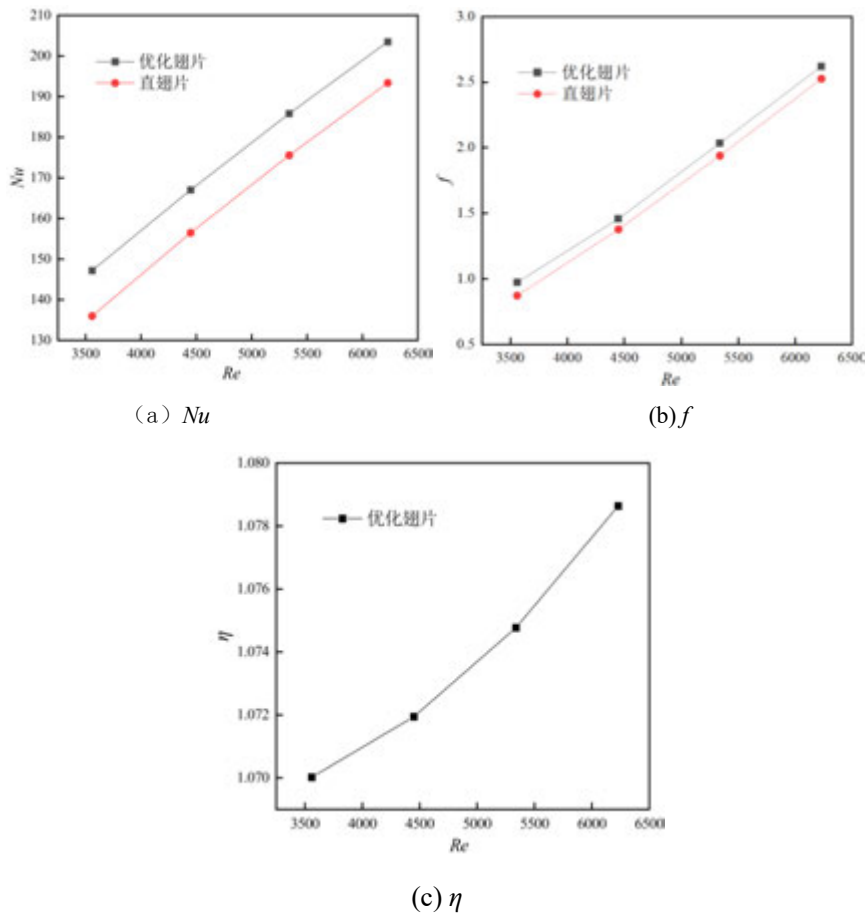


图 12 仿生翅片优化结果

4 结 论

以树叶为灵感，提出新型仿生翅片构型。通过实验和数值模拟，研究了翅片形状对热沉散热性能的影响。主要结论如下：

- (1) 使用 Kriging 模型建立的关于翅片设计变量和目标变量的响应面准确性高，可以用来预测不同弧度下仿生翅片的目标变量值。
- (2) 优化仿生翅片相比直翅片稍增大流动阻力，显著增强换热效果。
- (3) 多目标遗传算法优化后的翅片有效增强换热，综合传热性能最高提升 7% 以上。

参考文献

- [1] Alfellag M A, Ahmed H E, Kherbeet A Sh. Numerical simulation of hydrothermal performance of minichannel heat sink using inclined slotted plate-fins and triangular pins. Applied Thermal Engineering, 2020, 164: 114509.
- [2] Nilpueng K, Ahn H S, Jerng D-W, et al. Heat transfer and flow characteristics of sinusoidal wavy plate fin heat sink with and without crosscut flow control. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 137: 565–572.
- [3] Rao A K, Somkuwar V. Investigation of taper sloped fin for heat transfer enhancement in plate fin heat

- sink. CMAE'21, 2022, 51: 422–429.
- [4] Li P, Guo D, Huang X. Heat transfer enhancement, entropy generation and temperature uniformity analyses of shark-skin bionic modified microchannel heat sink. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2020, 146: 118846.
- [5] 刘景成, 张树有, 周智勇. 一种新型仿生翅片及其对流体流动与传热影响. *机械工程学报*, 2015, 51(12): 161–169.
Liu Jing-Cheng, Zhang Shu-You, Zhou Zhi-Yong. A new biomimetic fin and its effect on fluid flow and heat transfer. *Chinese Journal of Mechanical Engineering*, 2015, 51(12): 161–169.
- [6] 杨辉著, 文键, 童欣, 等. 板翅式换热器锯齿型翅片参数的遗传算法优化研究. *西安交通大学学报*, 2015, 49(12): 90–96.
Yang Hui-Zhu, Wen Jian, Tong Xin, et al. Optimization of serrated fin parameters for plate fin heat exchangers using genetic algorithm. *Journal of Xi'an Jiaotong University*, 2015, 49(12): 90–96.
- [7] Gönül A, Okbaz A, Kayaci N, et al. Flow optimization in a microchannel with vortex generators using genetic algorithm. *Applied Thermal Engineering*, 2022, 201: 117738.
- [8] 陆正裕, 熊建银, 屈治国, 等. CPU 散热器换热特性的实验研究. *工程热物理学报*, 2004(5): 861–863.
Lu Zheng-Yu, Xiong Jian-Yin, Qu Zhi-Guo, et al. Experimental study on heat transfer characteristics of CPU heatsink. *Journal of Engineering Thermophilic*, 004(5): 861–863.
- [9] 李新, 程国栋, 卢玲. 空间内插方法比较. *地球科学进展*, 2000(3): 260–265.
Li Xin, Chen Guo-Dong, Lu Ling. Comparison of spatial interpolation methods. *Advances in Earth Science*, 2000(3): 260–265.
- [10] 李莉, 张赛, 何强, 等. 响应面法在试验设计与优化中的应用. *实验室研究与探索*, 2015, 34(8): 41–45.
Li Li, Zhang Sai, He Qiang, et al. Application of Response Surface Methodology in Experimental Design and Optimization. *Laboratory Research and Exploration*, 2015, 34(8): 41–45.
- [11] 任志安, 郝点, 谢红杰等. 几种湍流模型及其在 FLUENT 中的应用. *化工装备技术*, 2009(2): 38-40+44.
Ren Zhi-An, Hao Dian, Xie Hong-Jie, et al. Several Turbulence Models and Their Applications in FLUENT. *Chemical Equipment Technology*, 2009(2): 38-40+44
- [12] 李晓科, 马军, 陈振中, 等. 基于继承拉丁超立方采样与局部 Kriging 近似的可靠性设计优化. *计算机集成制造系统*, 2018, 24(12): 3107–3119.
Li Xiao-Ke, Ma Jun, Chen Zhen-Zhong, et al. Reliability-based design optimization based on inherited Latin hypercube sampling and local Kriging approximation. *Computer Integrated Manufacturing Systems*, 2018, 24(12): 3107–3119.
- [13] 马永杰, 云文霞. 遗传算法研究进展. *计算机应用研究*, 2012, 29(4): 1201-1206+1210.
Ma Yong-Jie, Yun Wen-Xia. Research progress on genetic algorithms. *Journal of Computer Applications Research*, 2012, 29(4): 1201-1206+1210.
- [14] 王永菲, 王成国. 响应面法的理论与应用[J]. *中央民族大学学报(自然科学版)*, 2005(3): 236–240.
Wang Yong-Fei, Zhang Cheng-Guo. Theory and Application of Response Surface Methodology. *Journal of Minzu University of China (Natural Sciences Edition)*, 2005(3): 236–240.

分层流中潜航器尾迹演变特征研究

孙文博^{1, 2}, 张昊春^{*1}, 张诚¹, 赵姝婷¹

(¹ 哈尔滨工业大学 能源科学与工程学院, 黑龙江哈尔滨 150001 ² 哈尔滨工大卫星技术有限公司, 黑龙江哈尔滨, 150001)

(Tel: 18945045111, Email: zhc5@vip.163.com)

摘要: 精准锁定水下目标、快速反演航行信息, 准确识别特征属性, 是海洋探潜的关键问题。本文构建了分层流中钝体绕流数理模型。开展了多源扰动诱发内波与热尾流浮升抑制耦合作用下, 自由表面兴波特性及尾迹特征演变机制的数值模拟研究。捕捉了分层流中表面尾迹的温度场、流场及波高场分布信息, 探索了分层流中尾迹演化机理。研究对反演潜航器航行参数, 实现间接反潜具有重要意义。

关键词: 分层流 潜航器 尾迹 散波波系

0 引言

海洋环境中流体温度和盐度具有垂直分层特性, 使得海水密度沿垂向分层, 并形成大范围稳定分层区域。海洋中的水体密度呈现典型的三层分布状态, 上层及下层近似密度均匀分布, 中间层为密度连续变化的跃层^[1]。当密跃层较薄时, 流动可简化为上下两层的强分层流动。分层流动区别于一般均匀流动, 流体涡旋受多源扰动, 垂向运动受到抑制。涡旋在平衡位置上下振动, 形成体积效应内波, 进而演化发展形成长时间、远距离传播的内波尾迹^[2]。分层流中钝体绕流产生脱落涡旋等多尺度涡旋结构, 且涡旋湍流流动受到强烈抑制, 形成饼状涡旋尾迹及随机湍流尾迹。分层流体中潜航器航行, 艇体排挤周围海水产生的体积效应会诱发内界面兴波, 而内界面扰动传递至海洋表面将联同艇体的体积效应共同对近水面流场进行调制, 进而形成类似舰船行波的开尔文尾迹。此外, 温度垂直分层的海洋环境, 潜航器艇体绕流使得冷热水体垂向往复运动, 温度场发生时空波动, 从而诱发自由表面出现冷/热尾迹特征。

上世纪八十年代, 有学者发现了密度分层流体中钝体绕流的漩涡状尾迹特征^[3]。针对这一现象, Li 等^[4]将尾迹涡旋分为不同结构, 并在无量纲准则数雷诺数-内弗劳德数 (Re-Fr) 图上绘制了其位置分布。与均匀流体相比, 分层流体中的涡旋结构垂直方向运动受内波抑制, 衰减速度较慢, 尾迹涡旋结构主要沿水平方向发展^[5]。此后, 大量学者对钝体绕流涡旋特征与 Re、Fr 等无量纲准则数之间的关系展开了研究^[6-9], 发现尾流中的不稳定结构随临界无量纲准则数的变化出现转捩现象。Yashodhara 等^[10]开展了潜艇缩比模型水下尾流流场分布的可视化实验, 艇体结构使附近的流体受到较大的流阻, 体积效应内波与尾迹效应内波联合作用下尾流呈现脱落涡的特征。总体上, 国内外学者对于分层流动中潜航器内波作用下的尾迹涡旋结构特征有了一定的了解, 但研究方法上主要依赖实验手段进行定性分析, 数值模拟对象多为简单钝体模型。缺乏对实尺度潜体的内

基金项目: 国家自然科学基金项目 (51776050)

作者简介: 孙文博 (1996—), 男, 硕士研究生, 主要从事光电对抗特性建模仿真研究; E-mail: 21S102109@stu.hit.edu.cn。

通信作者: 张昊春 (1977—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事光电对抗技术、新型航天器热控技术、空间/深海核动力及先进核能系统等方面的研究; E-mail: zhc5@vip.163.com。

波作用机理及尾迹涡旋转特性的研究，且尚未建立成熟的尾迹生成演化机理模型以及有效的数值计算方法。

潜航器水下航行时，其冷却系统会在尾流场形成热排放区，热尾流浮升并传至海表后形成具有温度差异信号的冷/热尾迹。Gebhart 等^[11]认为热尾流的浮升过程与动量交换有关，将潜航器冷却水的排放简化为射流模型，获得了自由面温度场与速度场的特征参数。杨立等^[12-14]建立了水下平台热尾流浮升近似模型，得到了表征射流中心轨迹、射流温差、射流宽度和速度变化规律参数，并进一步对均匀海洋环境和分层海洋环境中热尾流的浮升高度变化规律进行了研究。李大鹏等^[15]研究发现冷却水排出后，尾迹涡旋运动初期由惯性力为主导，随后减弱发展为浮升力占主导的自由上浮过程。陈伯义等^[16]开展了热尾流温度测量实验研究，并获得了远轴对称尾流的解析解。张修峰等^[17]对带有螺旋桨的艇体模型在均匀流体与分层流体中的热尾流分布展开了实验研究，结果表明温度分层会显著抑制热尾流的浮升。Luo 等^[18]认为冷表皮的厚度是影响水面尾迹热特征的因素，并开展了数值模拟与实验与研究。张昊春等^[19]采用 VOF 法对热尾流的浮升扩散特性进行研究，结果表明在分层流体中，尾流浮升至水面更容易呈现冷尾迹特征。Chen 等^[20, 21]认为水面尾迹的冷热情况由热排放温度和流体分层程度决定。张旭升等^[22]采用有限体积法对潜艇三维模型进行数值计算，得到了潜深、航速、排水速度等对热尾流浮升的影响规律。针对潜航器热尾流的浮升规律，国内外学者已经开展了大量的研究工作，证实了潜航器尾迹具有明显的温差信号。潜航器水下航行作为扰动源会对尾迹的演化规律产生影响，需要分析潜航器源致内波与热尾流浮升抑制联合作用下近水面尾迹的兴波特性及时空演变特征。因此，本文基于计算流体力学方法，构建海洋分层流动数理模型与数值计算方法，并进行无限长圆柱分层绕流内界面兴波数值验证实验。进一步，开展密度垂直分层（温度垂直分层）的海洋中潜航器水下航行时的自由表面兴波特性研究。上述研究工作可为揭示分层流中潜航器尾迹时空演化特征研究提供参考，并为复杂海天背景辐射下目标尾迹的红外探测提供理论支撑及数据支持。

1 分层流中钝体绕流的数理模型

对于密度分层钝体绕流流动，本文基于瞬态不可压缩粘性流体 Navier-Stokes 方程及 VOF (Volume of Fluid) 多相流模型，研究内界面及自由表面兴波特性。对于温度分层钝体绕流流动数值模型，本文在密度分层钝体绕流控制方程基础上，增加求解温度形式的能量方程和状态方程实现温度和密度的输运过程，构建分层流体中多源扰动下的目标尾迹兴波数理模型^[23]。

无源项时的连续性方程：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

式中， ρ 为流体密度， u_i 为流动速度， x_i 为空间位移， t 为流动时间，二维流动状态时， $i=1, 2$ ，三维流动状态时， $i=1, 2, 3$ 。

惯性系下的动量方程：

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i + F_i \quad (2)$$

式中， u_j 为流动速度， p 为流体静压， τ_{ij} 为粘性应力张量， g_i 为重力加速度分量， F_i 为

除重力以外其他质量力及表面力分量（二维流动状态时， $j=1,2$ ，三维流动状态时， $j=1,2,3$ ）。由 Stokes 假定及本构方程得到粘性应力张量：

$$\tau_{ij} = 2\mu\varepsilon_{ij} + \zeta \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (3)$$

式中， ε_{ij} 为变形率张量， δ_{ij} 为克罗内克符号， ζ 为四阶各向同性张量系数。其中，变形率张量 ε_{ij} 定义如式 (2-7) 所示。

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

强分层的两层流模型存在明显的内界面，本文采用 VOF 模型对分层界面进行捕捉，相分布和界面位置由相体积分数 α_i 来描述。

$$\alpha_i = \frac{V_i}{V} \quad (5)$$

式中， V_i 为第 i 相占据的网格单元体积， V 为网格单元体积。相 i 分布由相体积分数输运方程控制。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_i \rho_i T) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\alpha_i \rho_i u_i) = 0 \quad (6)$$

海洋线性分层流体可以认为是由无限多的强分层流体组成，本文利用海水温度场实测数据拟合的方式，获取线性分层流中海水基本物性参数及密度与温度场映射关系。进一步地，基于海水密度分布与温度分布之间的函数关系，建立海洋水体的线性分层模型。

$$T = 290 - 0.1667h \quad (7)$$

$$\rho = 644.895 + 2.612T - 0.005T^2 \quad (8)$$

$$c_p = 6545.302 - 15.377T + 0.025T^2 \quad (9)$$

$$\lambda = -0.666 + 0.007T - 8.669 \times 10^{-6} T^2 \quad (10)$$

$$\mu = 0.029303 - 0.0001327T + 4.109 \times 10^{-10} T^3 \quad (11)$$

其中， T 为流体温度， h 为海水垂直深度， c_p 为海水定压比热， λ 为导热系数。

流体密度线性分层由水体温度分层实现，引入能量方程：

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i E)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) - p \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \Phi \quad (12)$$

式中， E 为控制体内的总能量， Φ 为耗散函数。

$$\Phi = 2\mu\varepsilon_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)^2 \quad (13)$$

潜航器分层流动多处于湍流状态，近壁面流动处于未充分发展的湍流流态，远场尾流区处于自由剪切湍流流态。综合考虑捕捉潜航器尾迹兴波时空演变特征的精度与计算

资源，本文采用涡粘性湍流模型中的 SST $k-\omega$ 双方程模型^[24]进行数值模拟研究。

$k-\omega$ 双方程模型由湍动能 k 及湍动能比耗散率 ω 输运方程控制：

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P_k - Y_k + S_k \quad (14)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i \omega)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + P_\omega - Y_\omega + S_\omega \quad (15)$$

$k-\varepsilon$ 双方程模型由湍动能 k 及湍动能耗散率 ε 输运方程控制：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho(\varepsilon - \varepsilon_0) + S_k \quad (16)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + G_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - G_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (17)$$

式中， P_k 、 P_ω 分别为平均速度梯度下产生的湍动能、湍动能比耗散率， Γ_k 、 Γ_ω 和 Γ_ε 分别为对应项的有效扩散系数， Y_k 和 Y_ω 湍流作用下对应项的耗散， S_k 、 S_ω 和 S_ε 为对应项的源项。平均速度梯度下产生的湍动能 P_k 、湍动能比耗散率 P_ω 的具体形式如下：

$$P_k = G_k + G_{nl} + G_b \quad (18)$$

$$P_\omega = G_\omega + D_\omega \quad (19)$$

$$G_k = -\overline{\rho u_i u_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (20)$$

$$G_\omega = \alpha \frac{\omega}{k} G_k \quad (21)$$

$$\alpha = \frac{\alpha_\infty}{\alpha^*} \left(\frac{\alpha_0 + Re_t / R_\omega}{1 + Re_t / R_\omega} \right) \quad (22)$$

$$G_b = \beta \frac{\mu_t}{Pr_t} (\nabla T \cdot \mathbf{g}) \quad (23)$$

式中， $R_\omega=2.95$ ， Pr_t 为湍流普朗特数， β 为热膨胀系数， ∇T 为温度梯度。

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \quad (24)$$

综上所述，SST $k-\omega$ 湍流模型充分考虑了浮力效应对流体沿垂向流动的抑制，有效的反应了流体分层对湍流时空发展的抑制作用。本文基于 CFD 有限体积法对分层流动钝体绕流的内界面及自由表面兴波的时空演变特征进行求解，数值求解过程采用基于压力基的瞬态隐式耦合求解器。

2 钝体绕流数值计算结果及分析

2.1 强分层流中圆柱绕流内界面兴波数值验证实验

两层流模型实验研究简单而直观，且易在分层水槽中实现制备。而数值计算方面基于多相流理论 (VOF 模型) 可以清晰地捕捉相界面波动信息。本节利用构建的分层钝体绕流数值模型，研究强分层流二维圆柱绕流内界面兴波时空演化特征。通过建立强分层流数值水槽与 Armtsen^[25]的圆柱绕流特性实验研究进行对比，分析两层流中流速及钝体与分层内界面相对位置关系等因素对内界面兴波特性的影响。

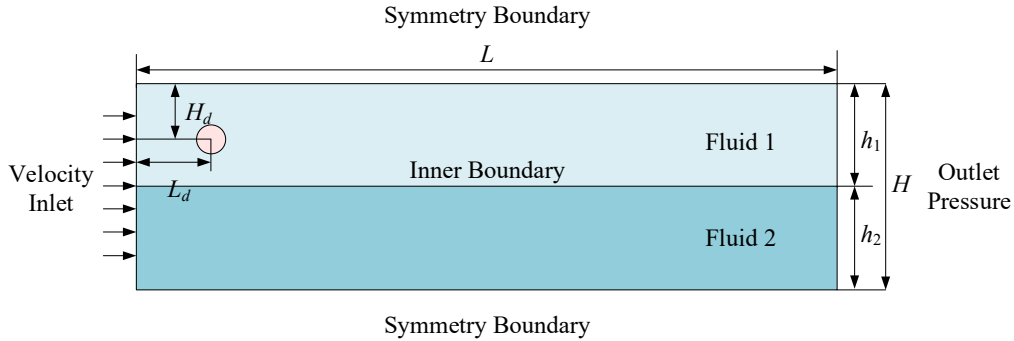


图 1 计算域边界条件

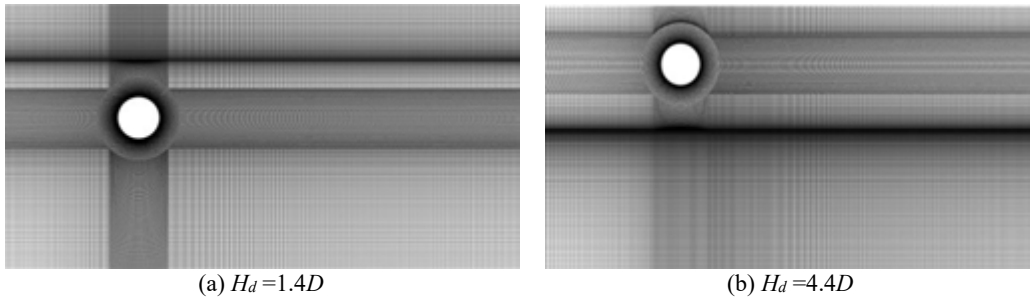
圆柱直径 $D=0.05$ m，计算流体域总长度 $L=140D$ ，高度 $H=8D$ 。自由表面采用刚盖假设。数值水槽内界面距离自由表面高度 $h_1=3D$ ，上层流体密度 $\rho_1=998.2$ kg/m³，计算域底部距离内界面高度 $h_2=5D$ ，下层流体密度 $\rho_2=1023.2$ kg/m³。为分析内界面上、下钝体绕流兴波特性，分别开展圆柱中心距离自由表面高度 $H_d=1.4D$ 及 $H_d=4.4D$ 的数值模拟。流体域左侧距圆柱中心 $L_d=20D$ 处为速度入口边界条件，定义强分层流内弗劳德数 F_n ：

$$F_n = \frac{u_d}{c_n} \quad (25)$$

式中， u_d 为拖曳速度，系数 c_n 为：

$$c_n = \sqrt{g \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_0} \frac{h_1 h_2}{h_1 + h_2}} \quad (26)$$

为提高网格质量，加快数值收敛，节约计算资源，计算域网格采用结构化网格划分方式。网格整体加密方式遵循近圆柱绕流区域密集远离绕流区域稀疏的原则。同时为精确捕捉内界面波高场信息，对于两层流体分界面进行局部加密处理。



(a) $H_d=1.4D$

(b) $H_d=4.4D$

图 2 圆柱绕流计算域网格划分示意图

针对强分层流 (两层流动) 二维圆柱绕流数值模拟研究, 本文分别划分 10 万、30 万、60 万、90 万、120 万等五套不同分辨率的网格, 通过捕捉分层流动中内界面波高场信息, 进行网格无关性验证。圆柱中心距自由表面高 H_d 分别 $1.4D$ 及 $4.4D$, 内弗劳德数 $F_n=0.3$ 时, 不同分辨率网格下的内界面最大波高 $H_{w,max}$ 变化曲线如图 3 所示。

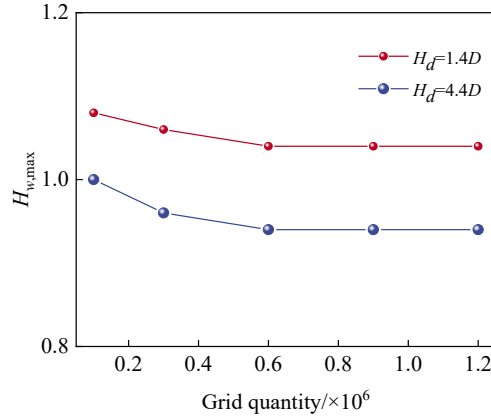


图 3 网格无关性验证

由上图 3 网格无关性分析可知, 五种不同网格分辨率下内界面最大波高差异较小, 网格数达到 60 万时, 潜深 $1.4D$ 及潜深 $4.4D$ 圆柱绕流内界面最大波高分别达到 $1.04D$ 和 $0.94D$ 。随着网格数量继续的增加, 内界面最大波高大小几乎不变。因此, 综合考虑获取内界面的波高场位移信息的精度及数值计算的算力成本, 本文最终选用数量大小为 60 万的中等分辨率网格, 进行无限长二维圆柱绕流的数值分层水槽计算。其他工况亦参照此数量级及网格划分方式开展数值模拟研究。

表 1 强分层圆柱绕流数值实验工况

序号	内弗劳德数 F_n	圆柱中心潜深 H_d
1	0.3	$1.4D, 4.4D$
2	0.4	$1.4D, 4.4D$
3	0.5	$1.4D, 4.4D$
4	0.6	$1.4D, 4.4D$
5	0.7	$1.4D, 4.4D$

基于本章构建的强分层钝体绕流数值计算模型, 得到内弗劳德数 $F_n=0.6$ (圆柱绕流拖曳速度为 0.1 m/s) 时, 圆柱中心处于潜深 $1.4D$ 及 $4.4D$ 下的强分层流体的两层流动速度场 (如图 4、6 所示) 及密度分布 (如图 5、7 所示)。

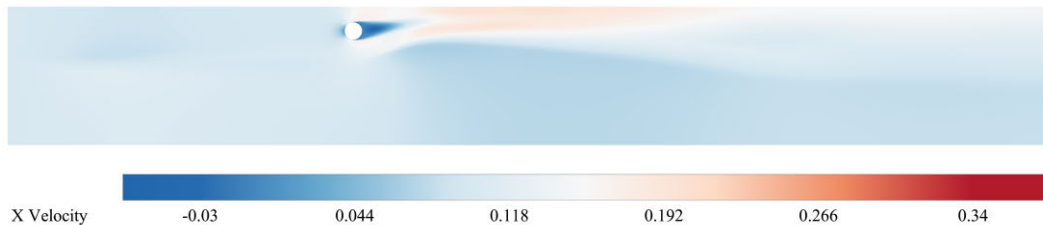


图 4 潜深 $1.4D$, 圆柱绕流速度场分布

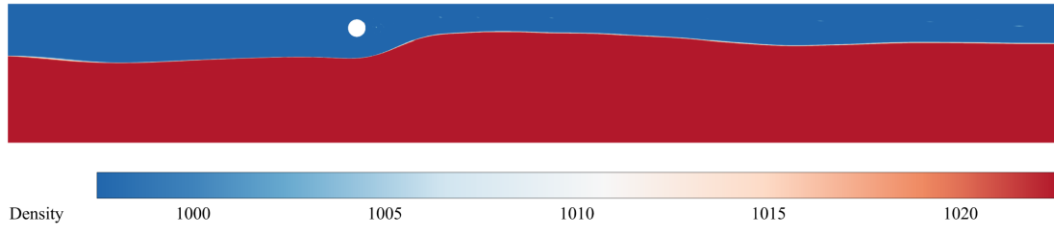


图 5 潜深 $1.4D$, 圆柱绕流密度分布

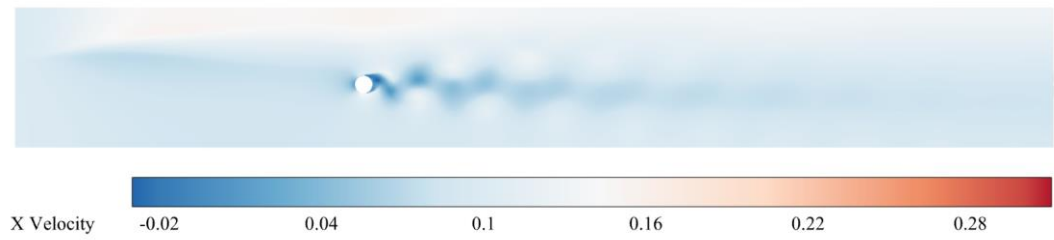


图 6 潜深 $4.4D$, 圆柱绕流速度场分布

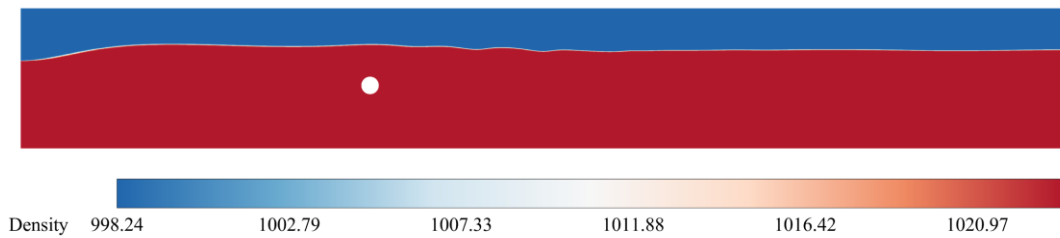


图 7 潜深 $4.4D$, 圆柱绕流密度分布

由速度场分布云图可以看出, 内弗劳德数 $F_n=0.6$, 圆柱潜深为 $1.4D$ 即处于内界面下方 $1.6D$ 时, 流动 F_n 小于临界值, 体积效应内波起主导作用。上层流动 Re 小于临界值, 未出现涡旋的分离, 尾流形态呈现附着涡。而当圆柱潜深为 $4.4D$ 即处于内界面下方 $1.4D$ 时, 下层流动尾迹涡旋分离, 并出现明显的卡门涡街现象, 尾流形态呈现脱落涡。同时尾流多尺度涡旋合并、坍塌、耗散的时空演变过程因分层流动内界面和自由表面的存在, 受到显著的浮力抑制。从由密度分布云图可以看到, 强分层流动出现明显的密度分层现象, 内界面存在兴波现象。同时也发现强分层流动的两层流体之间仍存在极小厚度的连续密度变化层 (密度跃层), 这使得数值计算同模型实验结果存在一定的偏差。

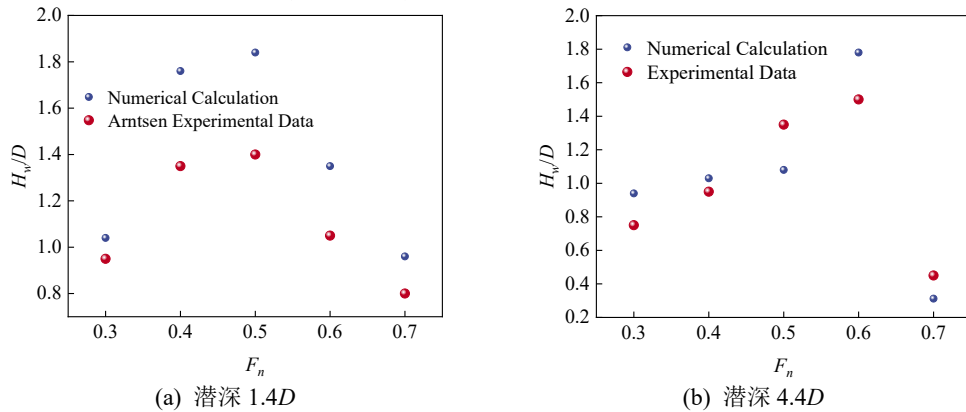


图 8 内界面波高 H_w 与 F_n 数之间关系

由图 8 可以看出, 数值模拟结果绝对值普遍低于实验数据, 但圆柱内界面兴波数值模拟与模型实验的无量纲波高 H_w 均随内弗劳德数 F_n 数的增大呈现先增大后减小的趋势, 时空变化规律一致。流动初期惯性力起主导作用, 而随 F_n 数的进一步增大超过临界时, 浮升力抑制增强, 抑制内界面的波动行为。对于圆柱中心潜深为 $1.4D$, 处于内界面上方工况时, 峰值处于 F_n 数为 0.5 左右, 内界面兴波的最大波高约为 $1.84D$ 。而对于圆柱中心潜深为 $4.4D$, 处于内界面下方工况时, 内界面兴波的最大波高约为 $1.78D$ 。

2.2 线性分层流中潜航器尾迹自由表面兴波特性研究

线性分层流中潜航器尾迹时空演变过程主要分成三个阶段: 第一阶段为热尾流排放与艇体近场绕流内波效应耦合作用阶段; 第二阶段为远场尾流涡系和弱温差驱动下的尾迹浮升扩散阶段; 第三阶段则为多尺度尾迹浮升至自由表面产生的近水面流场形态调制阶段。基于线性分层流体中潜航器尾迹时空演变特征, 获得不同工况下海域表面流场及温度场分布特征, 探索艇体绕流与热尾流排放浮升联合作用下尾迹自由表面的兴波特性。

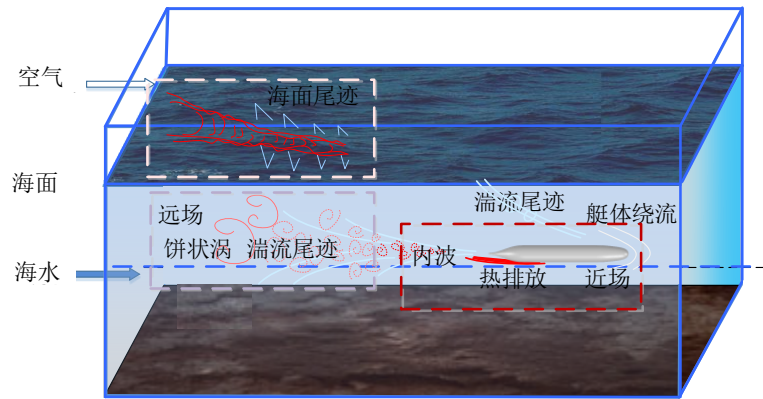


图 9 潜航器尾迹时空演变过程

本文对美国国防先进技术局 DARPA (Defense Advanced Research Projects Agency) 设计库中的 SUBOFF 潜艇模型进行简化, 去掉其指挥台与尾翼结构, 同时将艇体等尺度放大 20 倍, 作为实尺度仿真模型^[26]。模型长 L 为 87.12 m, 最大直径 D 为 10.16 m。

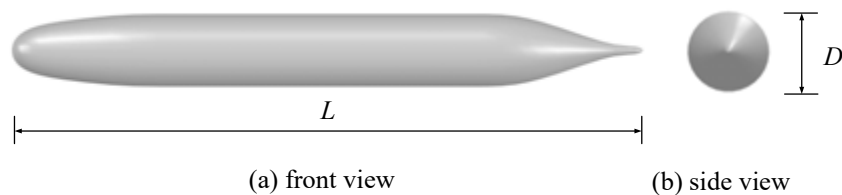


图 10 潜航器几何模型

针对长 $L_v=3000$ m、宽 $W_v=2000$ m、高 $H_v=500$ m 的计算域进行混合网格法划分, 外流体域网格采用结构化方式划分, 潜航器附体计算域网格采用非结构划分方式进行离散。

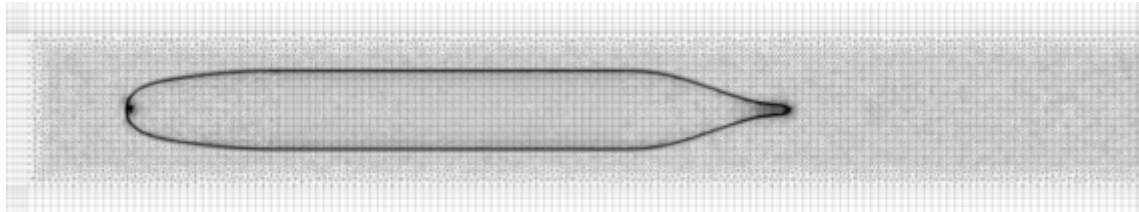


图 11 计算域网格划分示意图

计算域边界条件设定如图 12 所示，左侧距艇艏 $L_0=500$ 处为速度入口，流体域上、下及前、后表面为对称边界，右侧为压力出口，潜航器艇体表面设为无滑移绝热壁面，由温度垂直分层实现海洋水体的密度垂直分层。基于标准 SUBOFF 潜航器模型，采用本章构建的分层流钝体绕流兴波数理模型，开展潜航器尾迹自由表面兴波特性研究。

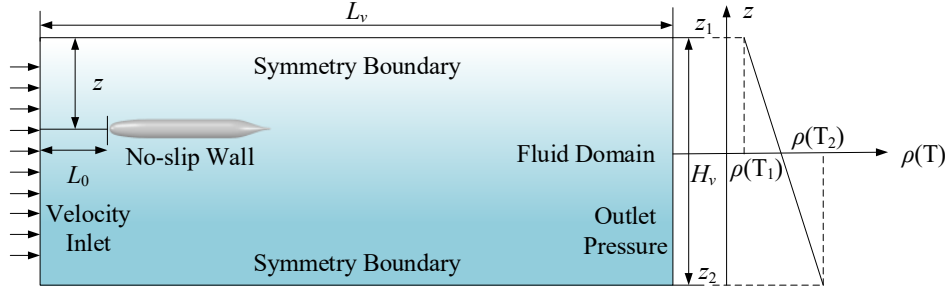


图 12 数值计算边界条件设定示意图

设定海域平均温度为 $25\text{ }^\circ\text{C}$ ，开展航速为 4 kn (2.06 m/s) 及 20 kn (10.29 m/s) 时，自由表面尾迹流场及温度场数值计算。线性分层流中潜航器热尾流排放浮升与艇体绕流多源扰动内波联合作用下尾迹兴波数值模拟的具体工况参数设置，如表 2 所示。

表 2 线性分层流动潜航器尾迹兴波仿真工况参数表

潜深 (m)	航速 (kn)	冷却水速度 (m/s)	冷却水温度 ($^\circ\text{C}$)	海表温度 ($^\circ\text{C}$)
100	4	5	55	25
100	20	5	55	25
150	4	5	55	25
150	20	5	55	25
300	4	5	55	25
300	20	5	55	25

分层流体中潜航器艇体扰动及热尾流排放浮升诱发海洋表面出现强烈的辐聚辐散现象^[27]，尾迹兴波产生的分歧波等散波波系形态可由自由表面速度散度 $\text{div}(v_{xy})$ 表征。

$$\text{div}(v_{xy}) = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} \quad (27)$$

本文以典型航速 $v=4\text{ kn}$ (航速 2.06 m/s)，潜深 $z=100\text{ m}$ ，冷却水排放速度与排放温度分别为 5 m/s 、 $55\text{ }^\circ\text{C}$ 工况下，潜航器尾迹自由表面兴波速度 v_y 及速度散度 $\text{div}(v_{xy})$ 的最大幅度值变化规律为依据，分别划分计算域网格数量为 5.62×10^5 、 7.85×10^5 、 1.02×10^6 、 1.25×10^6 等四套不同分辨率的网格进行计算域的离散，并开展网格无关性分析。

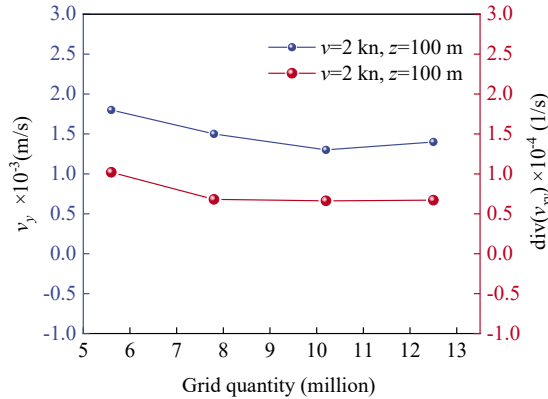
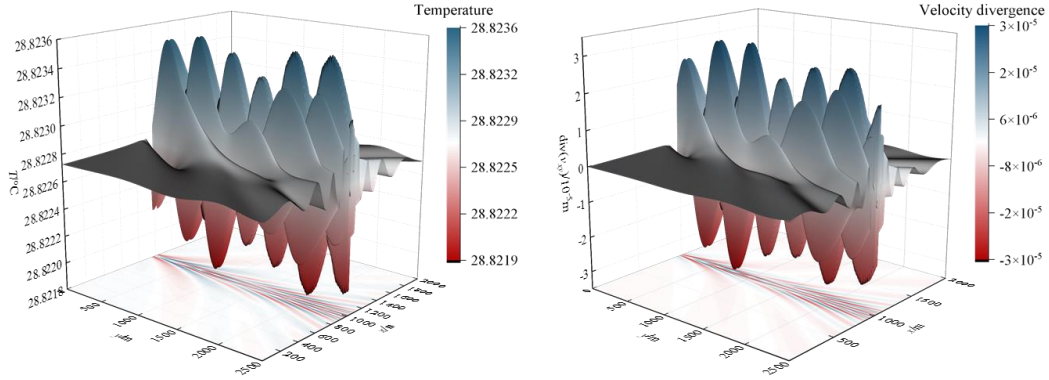


图 13 线性分层流动潜航器尾迹兴波网格无关性验证

2.3 潜航器近水面温度场及流场仿真结果分析

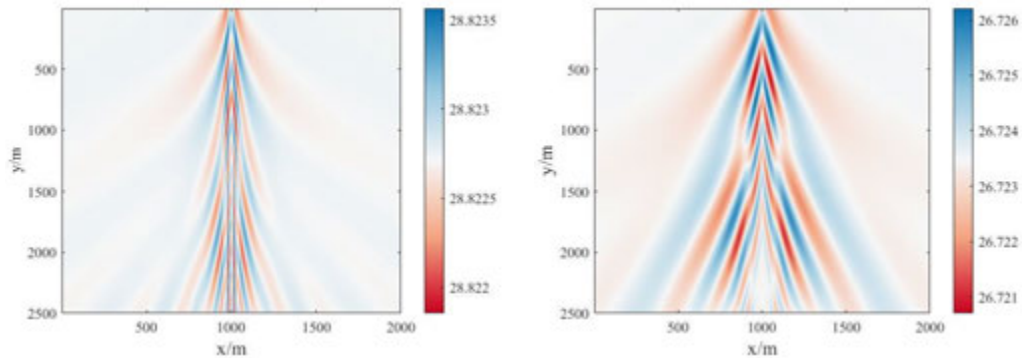
当网格数的达到 1020 万后网格，潜航器尾迹自由表面兴波速度及速度散度幅值变化可以忽略。保证捕捉线性分层流体中潜航器尾迹温度场与速度场信息的精度的前提下，节约数值模拟过程的计算资源，本文以此网格数量 1020 万的中等分辨率的网格划分方式为基准，开展尾迹自由表面兴波特性研究。



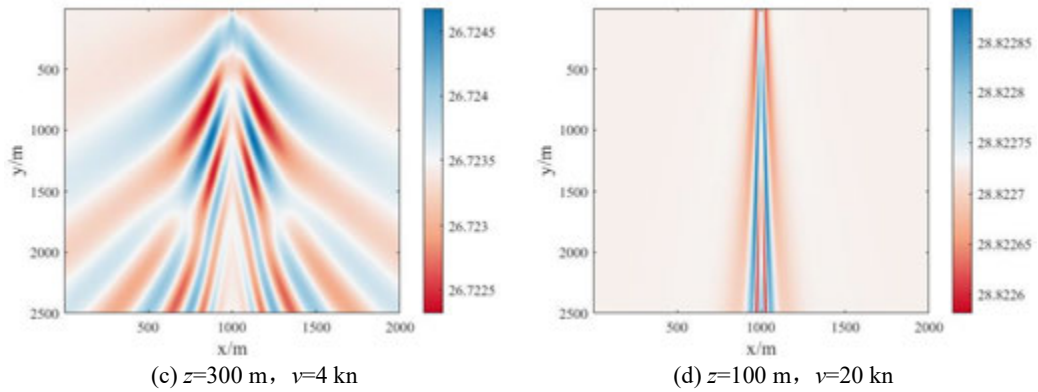
(a) 温度场分布 (b) 速度散度场分布
图 14 潜航器航速 4 kn，潜深 100 m 工况下尾迹物理场分布

由图 14(a) 可以看到，潜航器水下航行时，负温度梯度线性分层海水中下层水体受艇体运动的体积排挤效应影响，潜航器舰部的密跃层 (温跃层) 塌陷，在海水自由表面上形成温差约为 0.002 K 的冷尾迹，尾迹形态类似舰船行波的 Kelvin 尾迹。同时，受潜航器冷却水排放浮升影响，近水面形成温差约为 0.0035 K 的热尾迹，并与冷尾迹交替出现。从图 14(b) 表面尾迹速度散度场分布可以看到，计算域海洋自由表面形成了 4 个完整的形状为“V”型，张角约为 20° 的分歧波波系。线性分层流动中，受艇体多源扰动激发内波作用，和热尾流排放浮升的抑制作用，尾迹波系在水面兴波的波峰前与波谷后形成辐聚现象，在波峰后与波谷前形成辐散现象，辐聚及辐散最大强度值约为 6.62×10^{-5} $1/s$ 。

目前天基红外探测系统的温度分辨率可达 0.1 K，机载高灵敏度红外遥感探测仪可感应海面 0.001 K 的温差。高灵敏度红外探测器以温差描述尾迹的红外辐射特性将其作为扩展源目标，利用红外探测系统最小可分辨温差模型估算作用距离。190 kW 的核动力潜艇每秒钟释放入海的热能约为 1.89×10^8 J，5 kn 航速时其身后的海水温升约 0.2 K，冷/热尾迹浮升过程中逐渐扩散，在海面一定区域内呈长条状的面热源分布。根据光谱路径等分法及 Johnson 准则，可以计算红外探测系统对海面尾迹目标发现、识别和认清的作用距离以及探测概率。因此，通过红外探测系统获得潜航器冷/热尾迹分布，反演潜航器的地点、方向和速度等航行信息，对取得现代信息化海战主动权具有重要作用。

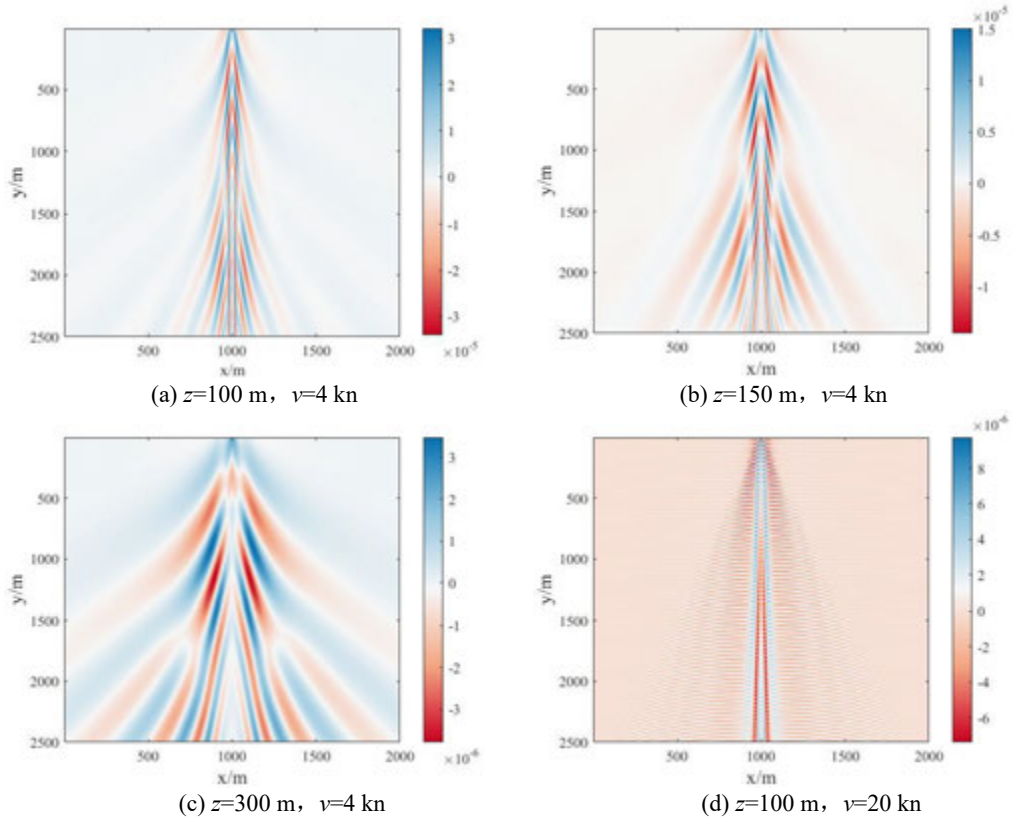


(a) $z=100$ m, $v=4$ kn (b) $z=150$ m, $v=4$ kn



(c) $z=300$ m, $v=4$ kn (d) $z=100$ m, $v=20$ kn
图 15 不同潜深下与航速下, 海面尾迹温度场分布

由图 15(a)、图 15(b)、图 15 (c)可以看到, 潜深 100 m、150 m、300 m 时, 艇艉出现的第一个冷尾迹“V”型张角的角度分别约为 40° 、 50° 和 100° 。随潜深的增加, 海域自由表面的冷/热尾迹“V”型张角的角度逐渐变大。由于计算海域面积大小限制, 上图中尾流波系数数量逐渐减少, 实际线性分层流体中尾迹将沿潜航器艉部的方向传播到更远的海域。由图 15 (a)、图 15 (d)可以分析, 随潜航器航速的增加, 海洋自由表面冷/热尾迹“V”型张角的减小。而从计算域中交替出现的冷热尾迹数量来看, 随潜航器航速的增加, 冷/热尾迹沿 y 方向的行波速率增加。同时可以看到, 随航速的增加, 使得自由表面冷、热尾迹之间的掺混速度增加, 使得两者温度的差值逐渐降低。



(a) $z=100$ m, $v=4$ kn (b) $z=150$ m, $v=4$ kn
(c) $z=300$ m, $v=4$ kn (d) $z=100$ m, $v=20$ kn
图 16 不同潜深下与航速下, 海面尾迹速度散度场分布

由图 16 (a)、图 16 (b)、图 16 (c)可以发现, 随潜深的增加, 潜航器尾迹分歧波张角逐渐变大。航速 4 kn, 潜深 100 m、150 m、300 m 时最大辐聚辐散强度分别为 6.62×10^{-5} 1/s、 2.96×10^{-5} 1/s、 7.27×10^{-6} 1/s, 150 m 与 300 m 潜深时水面最大辐聚辐散强度较 100 m 潜深时分别下降 55.3%、89.0%, 海域表面辐聚辐散现象显著减弱。由图 16 (a)、图 16 (d)可知, 尾迹分歧波波系张角的角度随航速的增加而减小。航速 20 kn 时, 线性分层流动内弗劳德数 Fr_i 大于临界内弗劳德数 Fr_c , 艇艉出现随机湍流尾迹, 分歧波受湍流尾迹抑制作用, 波系波动范围及幅值显著减弱。航速 4 kn, 20 kn 时海面最大辐聚辐散强度分别为 6.62×10^{-5} 1/s、 1.71×10^{-5} 1/s, 20 kn 航速较 4 kn 航速时的最大辐聚辐散强度下降 74.1%, 海面辐聚辐散现象减弱。同时, 随航速的增加, 尾流散波波系将沿潜航器艉部的方向传播到更远的海域, 形成范围更广、尺度更大的远尾迹。

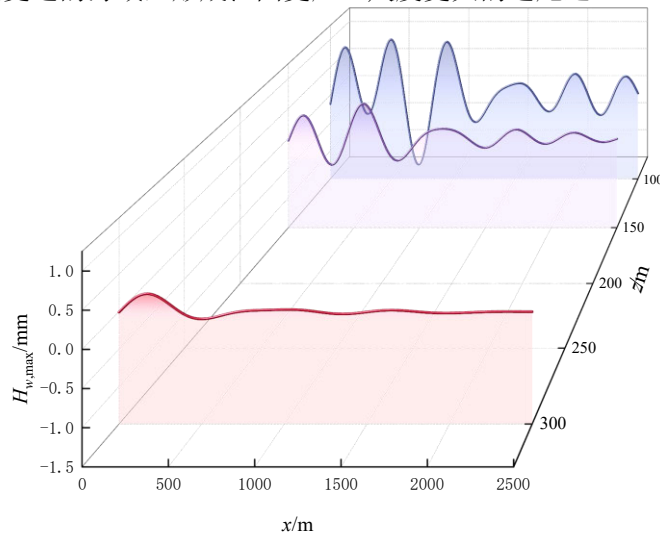


图 17 不同潜深下海面尾迹波高场沿程曲线

由图 17 不同潜深下的尾迹波高场沿程曲线可以分析得到, 随潜深的增加自由表面波高幅值显著下降, 潜航器航行状态暴露率减小, 航行参数反演困难, 目标探测识别概率将显著降低。

3 结论

本文基于实际海水密度分层理论及流体力学基本理论构建了分层流体中钝体绕流兴波数值计算模型, 开展了强分层流二维圆柱绕流内界面兴波时空演化特征数值实验, 研究线性分层流中潜航器尾迹自由表面兴波特性。综上所述, 得到如下结论:

(1) 潜航器热尾流排放浮升的浮力抑制与艇体绕流体积效应内波联合作用下, 近水面温度场分布具有冷、热尾迹交替出现的特征, 冷/热尾迹张角的角度随潜深的增加而增大, 随航速的增加而减小。随航速的增加, 冷、热尾迹之间的掺混加剧, 纵向传播速度增加, 冷/热尾迹将传播至更远的海域。

(2) 多源扰动下近水面尾迹兴波产生辐聚辐散现象, 辐聚辐散强度随潜航器航速及潜深的增大而减小。潜航器航速较高时, 随机湍流的出现将不断抑制分歧波散波波系的波动幅值和扩散范围。

(3) 基于尾迹波高场分布特征研究了自由表面兴波的波系特征, 分层流中潜航器尾迹波系主要呈现类似舰船行波的 Kelvin 尾迹中的分歧波特性。随航速的增加, 尾迹波动能集中, 波系沿纵向方向传播距离及尺度增大。随潜深的增加, 尾迹波形的“V”型张角逐渐变大, 尾迹波系沿横向方向扩散过程加剧。

参考文献

- [1] 刘金芳, 毛可修, 张晓娟, 等. 中国海密度跃层分布特征概况[J]. 海洋预报, 2013, 30(6): 21-27.
- [2] 马卫状. 稳定分层流中潜航体尾流场及自由面特征研究[D]. 哈尔滨工程大学, 2020.
- [3] J. T. Lin, Y. H. Pao. Wakes in Stratified Fluids[J]. Annu. Rev. Fluid. Mech. 1979, 11: 317-338.
- [4] Q. Lin, W. R. Lindberg, D. L. Boyer, et al. Stratified flow past a sphere[J]. J. Fluid. Mech. 1992, 240(1): 315-315.
- [5] M. P. Satijn, A. W. Cense, R. Verzicco, et al. Three-dimensional structure and decay properties of vortices in shallow fluid layers[J]. Phys. Fluids. 2001, 13(7): 1932-1945.
- [6] M. B. de Stadler, S. Sarkar, K. A. Brucker. Effect of the Prandtl number on a stratified turbulent wake[J]. Phys. Fluids. 2010, 22(9): 095102.
- [7] M. Bosco, P. Meunier. Three-dimensional instabilities of a stratified cylinder wake[J]. J. Fluid. Mech. 2014, 759:149-180.
- [8] M. C. Thompson, T. Leweke, K. Hourigan. Bluff Bodies and Wake-Wall Interactions[J]. Annu. Rev. Fluid. Mech. 2021, 53(1): 347-376
- [9] M. Chatzimanolakis, P. Weber, P. Koumoutsakos. Vortex separation cascades in simulations of the planar flow past an impulsively started cylinder up to $Re=100000$ [J]. J. Fluid. Mech. 2023, 953.
- [10] A. Yashodhara Rao, A. Sarada Rao, S. Appajosula Rao. Dynamics of Fluid Flow around Aerofoil, and Submarine: Effect of Winglets[J]. Int. J. Eng. Sci. 2013, 2(1): 39-46.
- [11] B. Gebhart, D. S. Hilder, M. Kelleher. The diffusion of turbulent buoyant jets[J]. Adv. Heat. Trans. 1984, 16: 1-57.
- [12] 杨立, 华顺芳, 杜先之. 水下航行体热尾流在稳定分层环境中的浮升规律[J]. 工程热物理报, 1991, 12(1): 74-77.
- [13] 顾建农, 张志宏, 郑学龄. 水下平台热尾流特性的计算模型与试验研究[J]. 鱼雷技术, 2003, 11(1): 40-44.
- [14] 王江安, 柳超龙, 江传富. 水下平台热射流浮升特性研究[J]. 舰船科学技术, 2006, 28(5): 15-18.
- [15] 李大鹏, 姚世卫, 阎昌琪. 潜艇热隐蔽性及“弗吉尼亚”级热特征研究[J]. 哈尔滨工程大学学报, 2013, 34(11): 1369-1372
- [16] 吴猛猛, 陈伯义, 张修峰, 等. 温度分层水槽中水下航行体尾流水面热特征实验[J]. 红外与激光工程, 2011, 40(8): 1425-1431.
- [17] 张修峰, 杨立, 吴猛猛, 等. 温度梯度环境中潜艇尾流热特征的试验研究[J]. 实验流体力学, 2011, 25(2): 45-48+53.
- [18] F. Y. Luo, C. G. Shuai, Y. C. Du, et al. Thermal characteristics of vehicle wake induced by the interaction between hydrodynamic wake and cold skin[J]. Ocean. Eng. 2023, 267: 113272.
- [19] 张昊春, 吉宇, 马锐, 等. 水下航行体热尾流浮升特性研究[J]. 舰船科学技术, 2015, 37(7): 24-28.
- [20] S. T. Chen, H. Y. Liu, Y. Qi. The Thermal Character of the Underwater Heat Exhausting Source[J]. J. Therm. Sci. 2010, 19(5): 445-450.
- [21] S. T. Chen, J. J. Zhong, P. Sun. Numerical Simulation and Experimental Study of the Submarine's Cold Wake Temperature Character[J]. J. Therm. Sci. 2014, 23(3): 253-258.
- [22] 张旭升, 郭亮, 胡日查, 等. 红外探测中潜艇冷热尾流的传热传质特性[J]. 光学精密工程, 2017, 25(1): 107-114.

- [23] 费祥麟. 高等流体力学[M]. 西安交通大学出版社, 1989.
- [24] 王福军. 计算流体力学分析——CFD 软件原理与应用 [J]. 热能动力工程, 2005, 20(5): 1.
- [25] Arntsen, Ø.A. Lee waves and hydrodynamical loads due to the motion of a submerged horizontal circular cylinder in a three-layer fluid [J]. J. Hydraulic. Res., 1997, 35(4): 435-454.
- [26] 高继鹏. 推进器扰动下热尾流浮升对水面红外特性的影响研究[D]. 哈尔滨工业大学, 2020.
- [27] Alpers W, Hennings I. A theory of the imaging mechanism of underwater bottom topography by real and synthetic aperture radar[J]. J. Geophys. Res. Oceans, 1984, 89(C6): 10529-10546.

基于蛇形液冷板和复合相变材料耦合的电池热管理

邹永康, 徐雅成, 刘俊成, 杜雪平*
(中国矿业大学 低碳能源与动力工程学院, 徐州 221116)
(*E-mail: xpdcumt@cumt.edu.cn)

摘要: 锂离子电池 (LIB) 在充放电的过程中会产生大量的热, 如果不及时将这部分热量散失掉, 就会严重影响电池的性能和安全。本文针对 21700 电池组在高倍率放电时单一冷却方式不足以将电池的温度控制在正常范围内, 提出了蛇形液冷板与相变材料耦合的电池热管理系统, 利用数值模拟方法探究了蛇形导热板、复合相变材料 (CPCM)、蛇形液冷板冷却水通道数量和冷却水流速对电池散热的影响。结果表明, 锂离子电池在 1.0C、1.5C、2.0C、2.5C 放电倍率时, 使用液冷板与复合相变材料可使得锂离子电池组的最高温度维持在 31-35°C 之间, 电池组的最大温差控制在 4°C 以内。电池组的最高温度和最大温差随着冷却水通道的增加而降低; 冷却水流速增加时, 电池的散热效果提升不明显, 而冷却水流速为 0.7 m/s 时通道进出口压降约是 0.1 m/s 时的 17 倍。

关键词: 热管理; 复合相变材料; 液冷; 冷却水流速

0 引言

随着化石燃料的短缺和环境污染的日益严重, 新能源汽车成为传统燃油车的替代品^[1]。动力电池作为电动汽车三大核心部件 (电池, 电机, 电控) 之一, 受到一些国家和汽车制造商的广泛关注, 然而电池对温度十分敏感, 温度超过一定值时会严重影响电池组的性能, 即安全和可靠性^[2]。实验研究表明锂离子电池的工作温度在 30~40°C 时, 温度每上升 1°C, 电池的使用寿命会降低 2 个月^[3]。特斯拉作为新能源汽车行业巨头, 旗下 Model3 车型的动力电池使用的是 21700 电池, 21700 电池的最大容量较 18650 电池高约 1.7 倍, 极大提升了纯电动车的续航能力^[4]。

虽然锂离子电池具有能量密度高, 放电时间长的等优点, 但因使用不当或热管理缺陷而引起的锂离子电池自燃或爆炸等新闻依然屡见不鲜^[5-7]。高效可靠的电池热管理能够将电池温度保持在性能最佳范围, 从而避免发生热失控。常见的冷却方式有空冷^[8]、液冷^[9]、相变冷却^[10-12]。一些学者通过优化风道的进出口位置以及电池组的排列方式来提高系统的冷却效率^[13-15], 然而空气的比热较小, 导致风冷系统很难维持电池的温度均匀性。液冷热管理的研究主要集中在冷却流道的合理设计和布局^[16], 使用具有不同热性能的工质或与其他热管理方式相结合^[17]。相变冷却中使用较多的相变材料是石蜡, 在诸多相变材料中石蜡具有熔融潜热大, 化学稳定性好等优点^[18]。但是当相变材料完全融化之后, 相变材料就会限制电池的散热, 电池热管理系统的性能会恶化^[19]; 由于相变前的低热导率^[12], 对于长时间工作, 它的热稳定性不足。Huang 等人通过在石蜡中加入一定质量分数的膨胀石墨制备出复合相变材料^[20], 实验结果表明添加膨胀石墨后能显著增加石蜡熔融潜热和导热率。黄龙腾^[21]等人在复合相变材料的基础上设计了相变材料与热管耦合的热管理系统, 结果表明复合热管理性能优于单一相变材料的散热系统。电池在高倍率放电过程中仅依靠相变材料进行冷却时, 熔融状态的相变材料内部的热量堆积导致电池维持一个较高的温度^[22]。

本文在此基础上针对 4 节圆柱形 21700 电池组, 建立了液冷与相变材料耦合的电池热

管理系统，液冷通道采用蛇形通道，探究了相变材料，流体流速，通道数量，对电池散热的影响，并得到一种效率最高的散热结构。

1 模型方法

1.1 物理模型

本文研究的是圆柱形 4 节 21700 电池组成的电池组。电池周围被厚度为 6 mm 的液冷板包覆，电池中间的空隙填充有相变材料，电池的具体参数如表 1 所示。

表 1 电池的参数^[23]

参数	数值
标称容量/mAh	4600
标称电压/V	3.6
密度/ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	2751
比热/ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	1070
热导率/ $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	径向: 1.15 轴向: 23.34
直径/mm	21
高度/mm	70

目前市面上大部分的动力电池液冷板的材料为铝及其合金，蛇形液冷板的材质选择铝。液冷板的结构图 1 所示。

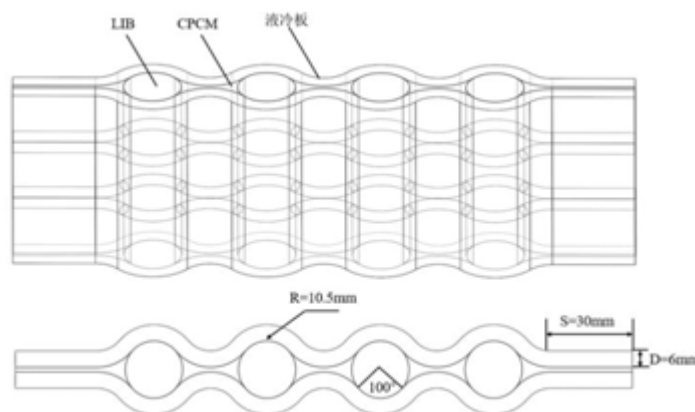


图 1 电池组散热装置图

相变材料选择由石蜡和膨胀石墨复合的相变材料 (CPCM)，在石蜡中加入 12% 质量分数的膨胀石墨可制得该相变材料。该复合相变材料不仅具有石蜡高熔融潜热的优点，而且其导热性能也得到极大改善^[20]。CPCM 的物性参数如表 2 所示。

表 2 CPCM 物性参数

参数	数值
导热率/ $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	5.74
潜热/ $\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$	242
熔融温度/K	314-317
密度/ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	910

1.2 控制方程

为了简化计算，对该复合模型进行了以下假设：

- 1) 忽略接触表面的接触热阻;
- 2) 忽略相变材料的运动和体积变化;
- 3) 水是一种不可压缩的流体;
- 4) 忽略温度对电池、相变材料和水的物理性能的影响。

电池在充电和放电过程中产生的热量主要包括反应热、副反应热、焦耳热和极化热。由于电池内部复杂的电化学反应，很难精确测量电池的发热量。基于先进传热的假设和相关知识，电池能量方程建立如下：

根据电池的生热机理，建立直角坐标系下的圆柱电池三维产热模型^[24]。

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_x \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) + \lambda_y \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) + \lambda_z \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) + q_c \quad (1)$$

式中 C_p 、 λ_x 、 λ_y 、 λ_z 分别为电池的比热容、法向、径向、轴向导热率， q_c 为内热源项。

根据 Sheng **错误!未找到引用源**。等提出的电池发热率的计算方法，电池的发热率可根据下式进行计算。

$$q_c = m_c c_c \left(\frac{dT_{c-r}}{dt} - \frac{dT_{c-d}}{dt} \right) \quad (2)$$

其中、 q_c 、 m_c 、 c_c 、 T_{c-r} 和 T_{c-d} 分别表示电池的发热速率、质量、比热和电池中心单元温度上升和下降。

采用焓-孔隙度模型^[25]进行求解，能量方程如下：

$$\rho_{CPCM} \frac{\partial H}{\partial t} = \lambda_{CPCM} \nabla^2 H \quad (3)$$

$$H = h + \Delta H \quad (4)$$

$$h = \int_{T_0}^T c_{CPCM} dT \quad (5)$$

$$\Delta H = \beta \gamma \quad (6)$$

$$\beta = \begin{cases} 0 & T < T_s \\ \frac{T - T_s}{T_l - T_s} & T_s < T < T_l \\ 1 & T > T_l \end{cases} \quad (7)$$

式中 ρ_{CPCM} 、 H 、 λ_{CPCM} 、 h 、 ΔH 、 T_s 、 T_l 、 γ 分别表示相变材料的密度、焓、热导率、显焓、潜热、凝固温度、融化温度、比显热， β 为相变材料液相体积分数，熔化前为 0，完全熔化后为 1。

在蛇形液冷板和复合相变材料冷却系统中，选择液态水作为冷却介质。

质量守恒方程：

$$\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l \vec{u}) = 0 \quad (8)$$

动量守恒方程：

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_l \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho_l \vec{u} \vec{u}) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{u} \quad (9)$$

能量方程：

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_l c_{pl} T_l) + \nabla \cdot (\rho_l c_{pl} \vec{u} T_l) = \nabla \cdot (\lambda_l \nabla T_l) \quad (10)$$

式中 ρ_l 、 c_{pl} 、 T_l 、 λ_l 、 μ 、 u 分别为冷却水密度、比热、温度、导热系数、动力粘度和速度。

根据 Wang 等人^[23]对 21700 电池在 1.0C、1.5C、2.0C、2.5C 放电倍率下电池的产热率测试曲线，对电池的生热速率进行拟合，可以得到电池生热速率与放电时间的三阶关系，如表 3 所示。

$$q(t) = k_0 + k_1 t + k_2 t^2 + k_3 t^3 \quad (11)$$

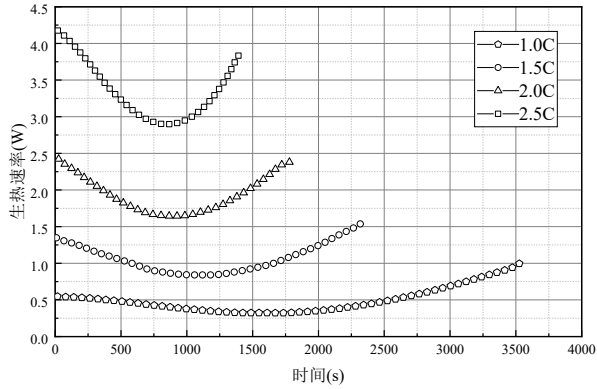


图 2 不同放电倍率下电池生热速率^[21]

表 3 三阶拟合曲线参数值

	k_0	k_1	k_2	k_3
1.0C	0.5893	-2.834×10^{-4}	4.797×10^{-8}	1.868×10^{-11}
1.5C	1.369	-9.513×10^{-4}	3.928×10^{-7}	2.135×10^{-11}
2.0C	2.498	-1.856×10^{-3}	1.032×10^{-6}	-2.335×10^{-12}
2.5C	4.252	-2.169×10^{-3}	-3.82×10^{-7}	1.225×10^{-9}

1.3 模型验证

根据得到的电池生热速率与放电时间的三阶关联式，进行内热源项 UDF 的编写。以 1.0C 放电倍率为例，得到电池网格数量与电池最高温度的变化曲线，如图 3 所示。当单体电池的网格数量为 9216 时电池的最高温度为 45.62°C，当网格数量增大到 63545 时，电池的最高温度基本保持不变，所以选择电池的网格数量为 63545。

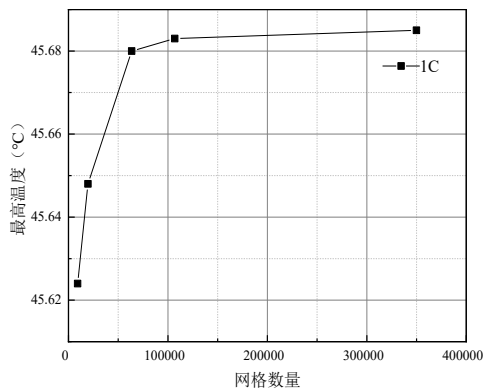


图 3 网格无关性验证

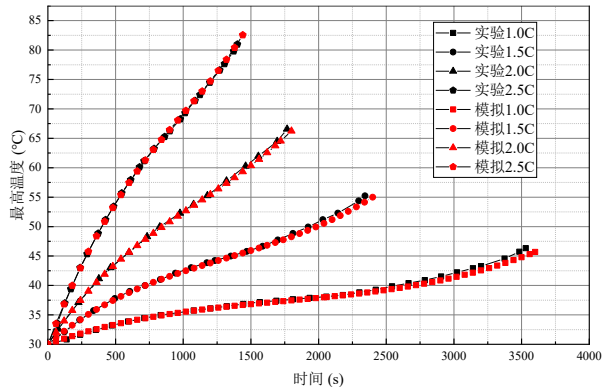


图 4 模拟与实验数据^[23]对比

针对以上建立的数值计算模型，分别进行初始温度为 30°C、放电倍率为 1.0C、1.5C、2.0C、2.5C 时电池组内部的温度场模拟，通过模拟后的电池温度值与 Wang^[23]的实验测试值进行对比，对比结果如图 4 所示。从图中可以看出，在放电率为 1.0C、1.5C、2.0C 和 2.5C 时，利用 FLUENT 数值模拟的结果与实验值分别相差 1.03°C、1.27°C、1.03°C 和 0.35°C，误

差均在 5%以内，验证了此数值模拟结果的可靠性。

2 结果与讨论

2.1 相变材料对电池热管理性能的影响

利用 FLUENT 分别模拟了环境温度为 30℃、放电倍率为 1.0C~2.5C 时电池组在自然冷却、蛇形导热板包覆、导热板与相变材料耦合三种散热条件下的散热特性。图 5 展示了不同散热方式下的电池最高温度。

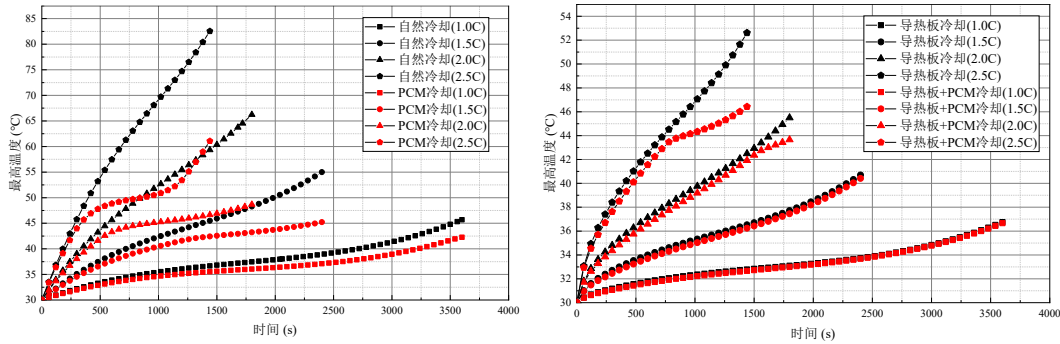


图 5 不同散热方式下电池最高温度变化

由图 5 可知,电池组在 2.5C 放电倍率下仅依靠自然冷却时,电池的最高温度为 82.56℃,当电池的周围包覆相变材料时,电池的最高温度下降到 61.07℃。电池模组仅被蛇形导热板包覆时,电池最高温度为 52.61℃,温度降低 36.3%。当导热板与电池之间填充有 CPCM 之后,在 2.5C 和 2.0C 放电倍率下电池的最高温度分别降低到 46.43℃、43.65℃,温度降低了 11.75%、4.04%。但在 1.0C 和 1.5C 放电倍率下,填充 CPCM 后温度变化仅为 0.1℃、0.28℃。这主要是因为 CPCM 的熔融温度为 40.85~43.85℃,加装导热板后的电池在高倍率放电时的温度均超过 CPCM 的熔融温度,吸收大量热量,控制电池组的温度上升,而在 1.0C、1.5C 放电倍率下导热板带走电池一部分的热量,此时 CPCM 的温度低于自身的熔融温度,热量以热传导的方式传递到相变材料内部,使得电池的温度降低效果不明显。

衡量电池热管理系统性能是否可靠,不止关注电池的最高温度,还应考虑电池本身的最大温差。当电池组的最大温差超过一定值时,会引起电池的热失控现象。电池组温差大小的变化能够衡量热管理性能的好坏。不同放电倍率下电池组的最大温差如图 6 所示。

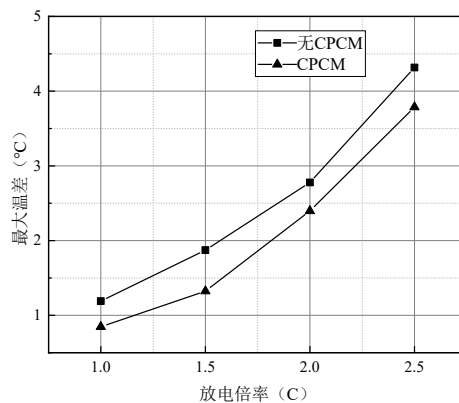


图 6 有无 CPCM 时电池模组的最大温差变化

图 6 展示了导热板是否包覆相变材料时电池组的最大温差变化曲线,可以看出电池组的最大温差随着放电倍率的提升而增加。添加相变材料能够降低电池组的最大温差,在 2.5C 放电倍率时,电池组的最大温差仅为 4.32℃,较无 CPCM 时降低 0.53℃

2.2 冷却通道对电池温度的影响

依靠单一蛇形导热板与相变材料对电池进行冷却,并不能满足电池在高放电倍率下的需求。当电池在 2.5C 放电倍率下电池的温度超过 45°C, 此时相变材料吸收的热量只能依靠空气带走使得系统的温度降低不明显, 热管理系统效率低。液体冷却的传热效果要优于自然冷却, 所以考虑了 4 个不同数量通道的液冷结构, 通道数量为 4、6、8 和 12。为增大传热效果, 冷却水的流动方向设置为逆流。

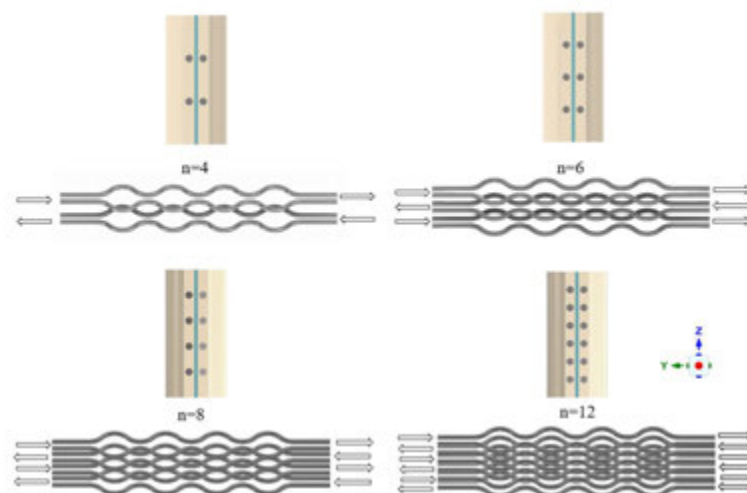


图 7 不同结构的冷却示意图

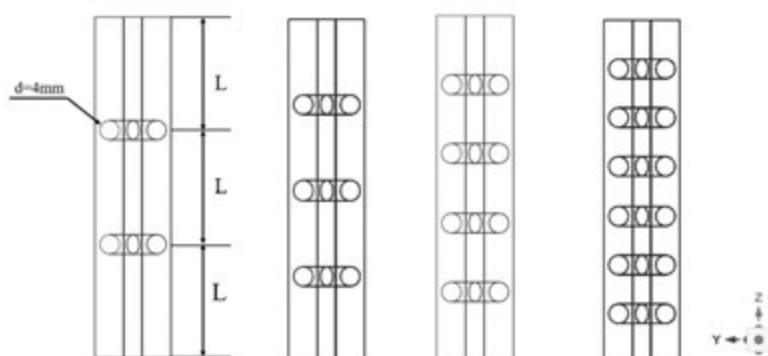


图 8 不同管间距示意图

如图 8 所示, 通过改变管道之间的间距 L 来布置不同数量的冷却水通道, 管间距参数如表 4 所示。

表 4 管间距参数

管道数量 n	管间距 L (mm)
4	23.3
6	17.5
8	14.0
12	10.0

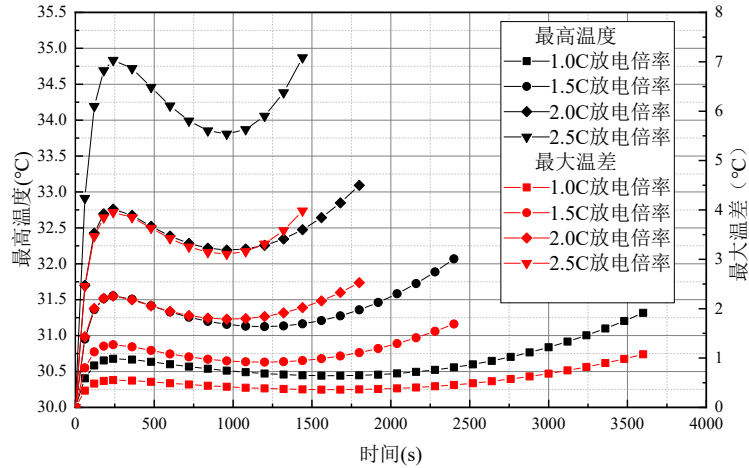


图 9 四流道下不同放电倍率的电池最大温度和最大温差

图 9 展示了冷却水通道为 4、液体流速为 0.1 m/s，进口水温为 30℃，放电倍率分别为 1.0C、1.5C、2.0C、2.5C，环境温度为 30℃ 时电池最高温度和最大温差变化曲线。结果表明在电池放电初期，电池的温度快速上升，这是由于在初期电池的生热速率大于散热系统的散热效率，此时电池的最高温度呈上升趋势。当放电持续一段时间后，电池的温度开始呈现下降趋势，这主要是因为电池的生热速率一开始呈下降趋势并在 1000 s 附近达到最低，此时电池的生热速率低于散热系统的散热效率，电池产生的热量低于被带走的热量，使得电池的最大温度开始下降。当下降到一定时刻后，电池生热速率开始上升，电池的最高温度也随之升高。2.5C 放电倍率下电池的最高温度仅为 34.87℃，最大温差为 3.95℃。而随着放电倍率的降低，电池的最大温度也随之降低。在 1.0C 时电池最高温度仅为 31.32℃，最大温差为 1.07℃。

为了进一步研究冷却水通道数量对电池组最高温度和最大温差的影响，模拟了在 2.5C 放电倍率下电池组的最高温度和最大温差，如图 10 所示。

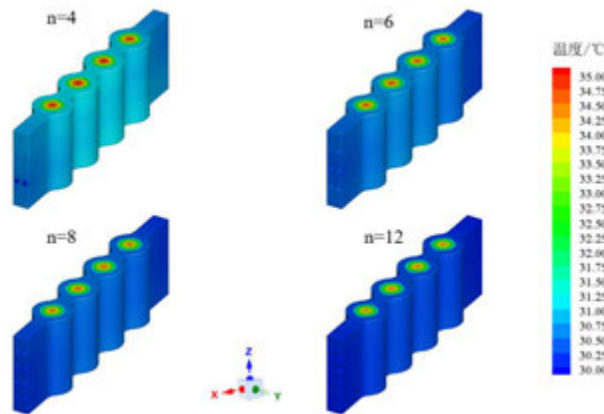


图 10 2.5C 下电池的温度分布云图

图 10 展示了放电倍率为 2.5C，冷却水流速为 0.1 m/s，进口水温 30℃ 时的电池温度随通道数量变化的温度云图。冷却水通道数量为 4 时液冷板的温度要高于其他结构的散热系统，随着通道数量的增加，液冷板与电池相接触的部分温度逐渐降低。添加液冷使得电池在放电的过程中产生的热量能够及时被带走，电池的中心温度也随着通道数量的增加而降低。上述四种结构均能使电池的最高温度维持在 35℃ 以下。

2.3 冷却水流速对电池温度的影响

为了进一步研究冷却水流速对散热系统的影响。分别对四种结构中的冷却水流速从 0.1

m/s 增加到 0.7 m/s, 得到四种结构下的电池温度变化, 如图 11 所示。

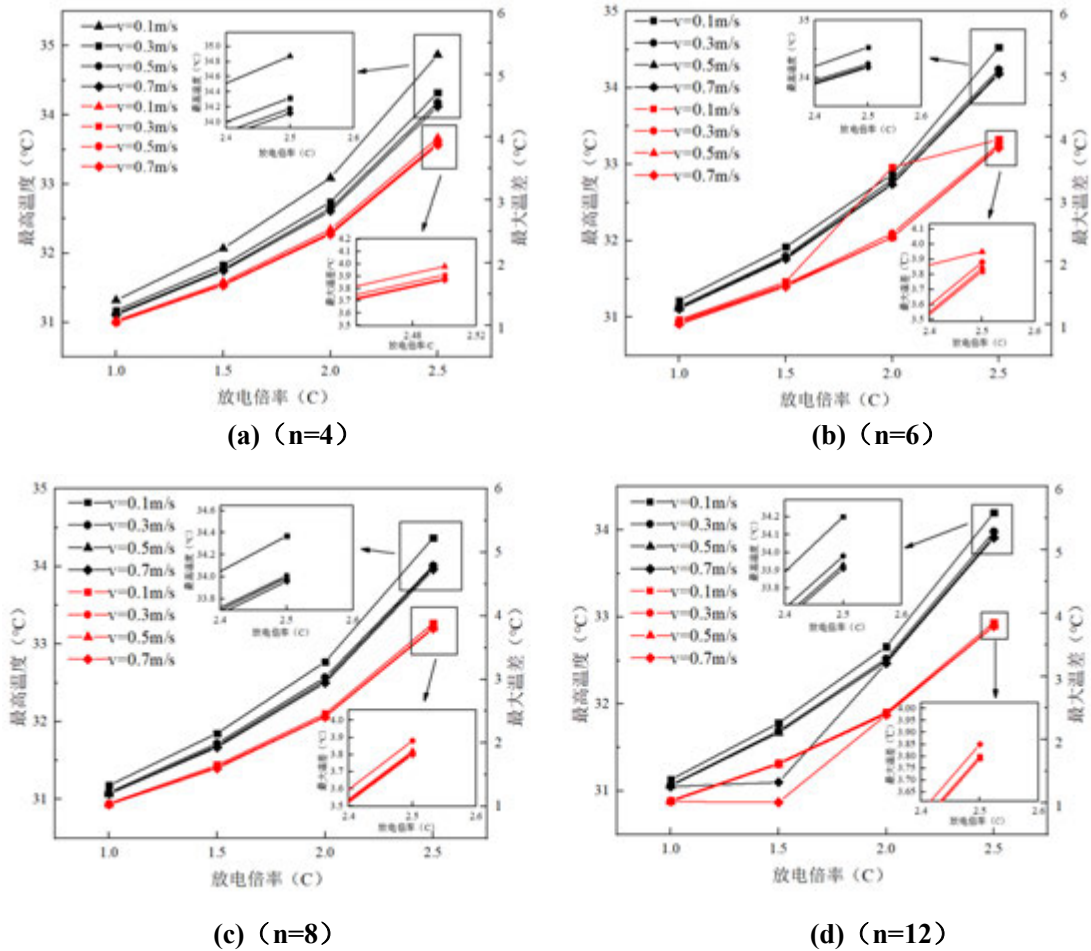


图 11 不同通道数量和不同流速下最高温度和最大温差变化

图 11 展示了通道数量和冷却水流速变化时电池最高温度和最大温差变化曲线。在 2.5C 放电倍率下, 当冷却水流速为 0.1 m/s, 通道数量为 4 时, 电池的最高温度和最大温差分别为 34.87°C、3.98°C; 当冷却水通道增加到 12 时, 电池的最高温度和最大温差分别为 34.2°C、3.85°C, 最大温差分别降低了 1.92%、3.27%。当冷却水的流速由 0.1 m/s 增大到 0.7 m/s 时, 电池的最高温度由 34.87°C 下降到 34.12°C, 最大温差由 3.98°C 下降到 3.87°C。结果表明随着通道数量和冷却水流速的增加, 电池的最高温度和最大温差虽然都呈下降趋势, 但降低的幅度不明显。

2.4 流速对管道压降的影响

根据上述研究发现通道数量增加三倍时, 电池的最高温度和最大温差变化不明显, 所以选择通道数量为 4 的结构, 进一步研究不同冷却水流速下管内进出口压降的变化, 将管道的进口设置为速度入口、出口设置为压力出口、表压力为 0 Pa。

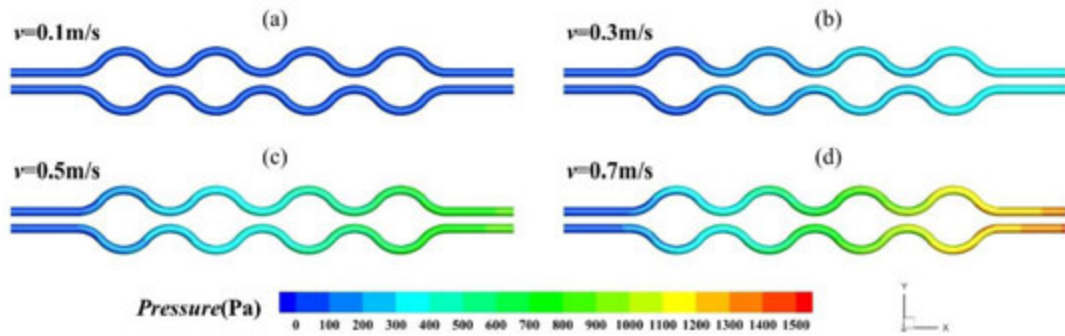


图 12 不同流速下的压力分布云图

图 12 展示了 2.5C 放电倍率、通道数量为 4 的压力分布云图。随着流速的增加，蛇形管进出口的压降增大，结合图 11 中的 (a) 图可以看出，在 2.5C 放电倍率以及冷却水流速为 0.1 m/s 时电池的最高温度为 34.84℃，最大温差为 3.98℃和冷却水流速为 0.7 m/s 时电池的最高温度为 34.12℃，最大温差为 3.87℃，这两种工况下的温度变化差距均小于 1℃；但在流速为 0.1 m/s、0.7 m/s 时，流道的进出口压降分别为 84.41 Pa，1457.85 Pa。考虑到在等泵功的情况下，提升管道内的流速并不是最优选择，在符合电池的工作温度需求时可以选择冷却水通道数量为 4，冷却水流速为 0.1 m/s。

3 结论与展望

本文提出了一种蛇形液冷板与相变材料耦合的电池热管理系统，基于 UDF 实现了变内热源项，通过数值模拟研究了添加复合相变材料时流体流速和通道数量对电池散热的影响，并得到一种效率较高的散热结构。主要结论如下。

- (1) 相较于传统的自然冷却方式，在电池周围包覆导热板能有效降低电池的最大温度，在 2.5C 放电倍率下电池的最高温度由 82.56℃降低到 52.61℃。
- (2) 在蛇形导热板中填充相变材料可以有效降低电池组的最高温度和最大温差，在 2.5C 放电倍率下，填充相变材料较未填充时电池组的最高温度降低 6.18℃，最大温差降低 0.53℃。
- (3) 蛇形液冷板与相变材料耦合系统散热效果优于导热板与相变材料耦合系统，主要因为液冷板中冷却水能够带走电池组放出的热量以及相变材料储存的热量。电池组放电时间在 250s 左右时散热系统的散热效率要大于电池的生热速率，电池组的最高温度出现下降趋势并且在高放电倍率下能够将电池组的温度维持在 31-35℃左右，电池组的最大温差能够维持在 4℃以内。
- (4) 冷却水流道数量和液体流速的增加对电池的散热效果影响不大，综合考虑流道进出口压降的变化，应该选择冷却水流道数量为 4，冷却水流速为 0.1 m/s 的散热系统。

参考文献

- [1] Ouyang LZ, Zhong H, Li ZM, et al. Low-cost method for sodium borohydride regeneration and the energy efficiency of its hydrolysis and regeneration process[J]. Journal of Power Sources, 2014, 269: 768-772.
- [2] 吴博. 电动汽车锂电池冷却方式综述 [J]. 汽车文摘, 2020, (11): 9-14.
- [3] Chacko S, Chung YMM. Thermal modelling of Li-ion polymer battery for electric vehicle drive cycles[J]. Journal of Power Sources, 2012, 213: 296-303.
- [4] Al-Zareer M, Michalak A, Da Silva C, et al. Predicting specific heat capacity and directional thermal conductivities of cylindrical lithium-ion batteries: A combined experimental and simulation framework[J]. Applied Thermal Engineering, 2021, 182.
- [5] 纪常伟, 王兵, 汪硕峰, 等. 车用锂离子电池热安全问题研究综述 [J]. 北京工业大学学报, 2020, 46

(06): 630-644.

- [6] 董缙, 彭鹏, 曹文灵, 等. 锂离子电池热管理和安全性研究 [J]. 新能源进展, 2019, 7 (01): 50-59.
- [7] 金远, 韩甜, 韩鑫, 等. 锂离子电池热管理综述 [J]. 储能科学与技术, 2019, 8 (S1): 23-30.
- [8] Voicu I, Louahlia H, Gualous H, et al. Thermal management and forced air-cooling of supercapacitors stack[J]. Applied Thermal Engineering, 2015, 85: 89-99.
- [9] Rao ZH, Wang SF. A review of power battery thermal energy management[J]. Renewable & Sustainable Energy Reviews, 2011, 15 (9): 4554-4571.
- [10] Fathabadi H. High thermal performance lithium-ion battery pack including hybrid active passive thermal management system for using in hybrid/electric vehicles[J]. Energy, 2014, 70: 529-538.
- [11] Rao ZH, Wang QC, Huang CL. Investigation of the thermal performance of phase change material/mini-channel coupled battery thermal management system[J]. Applied Energy, 2016, 164: 659-669.
- [12] Samimi F, Babapoor A, Azizi M, et al. Thermal management analysis of a Li-ion battery cell using phase change material loaded with carbon fibers[J]. Energy, 2016, 96: 355-371.
- [13] Chen K, Wu WX, Yuan F, et al. Cooling efficiency improvement of air-cooled battery thermal management system through designing the flow pattern[J]. Energy, 2019, 167: 781-790.
- [14] Wang MW, Teng SY, Xi H, et al. Cooling performance optimization of air-cooled battery thermal management system[J]. Applied Thermal Engineering, 2021, 195.
- [15] Li W, Jishnu AK, Garg A, et al. Heat Transfer Efficiency Enhancement of Lithium-Ion Battery Packs by Using Novel Design of Herringbone Fins[J]. Journal of Electrochemical Energy Conversion and Storage, 2020, 17 (2).
- [16] Deng T, Ran Y, Zhang GD, et al. Design optimization of bifurcating mini-channels cooling plate for rectangular Li-ion battery[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 139: 963-973.
- [17] Wiriyasart S, Hommalee C, Sirikasemsuk S, et al. Thermal management system with nanofluids for electric vehicle battery cooling modules[J]. Case Studies in Thermal Engineering, 2020, 18.
- [18] 尹少武, 康鹏, 韩嘉维, 等. 基于相变材料的锂离子电池热管理性能 [J]. 化工进展, 2022, 41 (10): 5518-5529.
- [19] 施尚, 余建祖, 陈梦东, 等. 基于泡沫铜/石蜡的锂电池热管理系统性能 [J]. 化工学报, 2017, 68 (07): 2678-2683.
- [20] Jiang GW, Huang JH, Fu YS, et al. Thermal optimization of composite phase change material/expanded graphite for Li-ion battery thermal management[J]. Applied Thermal Engineering, 2016, 108: 1119-1125.
- [21] 黄龙腾, 祁影霞, 王誉程, 等. 基于复合相变材料-热管耦合的电池散热性能 [J]. 化工进展, 2023: 1-12.
- [22] Al Hallaj S, Selman JR. A novel thermal management system for electric vehicle batteries using phase-change material[J]. Journal of the Electrochemical Society, 2000, 147 (9): 3231-3236.
- [23] Wang HM, Wang YF, Hu F, et al. Heat generation measurement and thermal management with phase change material based on heat flux for high specific energy power battery[J]. Applied Thermal Engineering, 2021, 194.
- [24] Roesler J, Paulino G, Gaedicke C, et al. Fracture behavior of functionally graded concrete materials for rigid pavements[J]. Transportation Research Record, 2007, (2037): 40-49.
- [25] Alipanah M, Li XL. Numerical studies of lithium-ion battery thermal management systems using phase change materials and metal foams[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016, 102: 1159-1168.

不同孔型对燃烧室壁面冷却的影响研究

张福星, 胡振伟, 朱恒宣, 王进*

(河北工业大学, 能源与环境工程学院, 天津 300401)

(Tel: 022-60435781; E-mail: wjwcn00@163.com)

摘要: 本文以罐型燃烧室为研究对象, 分析了不同孔型结构(圆柱孔, 锥形孔, 扩散孔和三种不同出口长宽比的矩形孔)对燃烧室燃烧和冷却效率的影响。结果表明, 在不同的冷却孔型结构中, 矩形孔($L_1 = d$)的冷却效果最佳。和圆柱孔相比, 当冷却孔为扩散孔、矩形孔($L_2 = 0.5d$)和矩形孔($L_1 = d$)时, 整体冷却效率分别提升了 15.72%、9.54%和 21.73%。当冷却孔为锥形孔和矩形孔($L_3 = 0.2d$)时, 整体冷却效率分别降低了 70.41%和 20.23%。

关键词: 孔型结构; 冷却效率; 速度场; 燃烧室

0 前言

作为一种高效的热动力装置, 燃气轮机被广泛应用于航空, 航海和发电厂等领域。作为一种热动力装置, 其热效率的提升主要来自于燃气透平进口温度的提升。通常燃气的初温每增加 100 K, 其效率可提高 2%~3%^[1]。据统计, 燃气轮机透平进口温度以每年 20 K 的速度持续增长^[2], 目前已达到 2000 K 以上。燃气温度的不断提高, 对燃烧室的各部件的热防护是一个巨大的挑战。通过设计燃烧室壁面冷却结构, 采用主动冷却的方式对燃烧室壁面进行热防护, 常用的方法是使用气膜冷却。

目前关于燃气轮机冷却技术的研究主要集中在冷却效率的相关研究。Zhang 等^[3]研究了在吹风比为 0.5 和 1 时, 椭圆和超椭圆膜孔对绝热膜冷却效率的影响。结果表明, 随着吹风比的增加, 冷却射流拥有了更高的动量, 热流和冷却射流之间的垂直混合和渗透变得更强。Cao 等^[4]通过实验研究和数值模拟的方法, 以四种气膜孔(圆柱孔、扇形孔、抗涡孔和姊妹孔)为研究对象, 分析了冷却孔的几何形状和吹气比对气膜冷却性能和流动结构的影响。研究结果指出, 吹气比为 0.3 到 1.5 时, 姊妹孔的冷却性能最好。扇形孔在高吹风比下表现更好, 在 2.0 吹风比下达到最佳。Li 等^[5]介绍了雷诺数和吹风比对 Y 型孔气膜冷却性能影响的实验研究。研究指出, 和圆柱孔相比, 在相同条件下, Y 型冷却孔结构具有更高的气膜冷却效率、更低的传热系数和更高的排放系数。Wang 等^[6]研究了四种不同冷却孔型结构对气膜冷却性能的影响。研究发现, 组合孔、扇形孔和圆槽孔结构下的平均气膜冷却效率比传统圆柱形孔分别提高了 69.8%、60.3%和 32.0%。

Li 等^[7]以某环形燃烧室的 1/20 为研究对象, 研究了冷却孔对壁面冷却效果的影响。结果表明, 来自稀释孔射流流动显著影响外管壁上微小孔的气膜冷却性能。而稀释孔的高动量射流可能会对空气冷却膜层造成严重影响, 导致壁面冷却保护失效。但该研究结果仅限于无反应流。Li 等^[8]研究发现, 旋流导致出口温度分布不对称, 来自稀释孔的射流都可能穿透并破坏薄膜, 在稀释孔附近可能诱发局部高温区。Ali 等^[9]采用数值模拟的方法, 对某电厂真实燃烧室模型壁面的冷却性能进行了研究。研究指出, 采用壁面冷却系统可使内衬温度降低 800 K 左右。Dai 等^[10]通过数值模拟来研究航空发动机燃烧室的燃烧和冷却性能。为减少冷却空气的消耗, 燃烧室火焰筒的外壁第一排和第二排的气膜冷却孔数量减少了 20%。研究发现, 四种孔型结构下的气体峰值温度和氮氧化物排放均有增加, 但壁面涂层的峰值温度最大降低了 257.78 K。冷却孔数的减少对壁面涂层的峰值温度的影响很小, 但会降低峰值气体温度和氮氧化物排放量。

本文以罐型燃烧室为研究对象, 分析了不同的冷却孔形状(圆柱孔、锥形孔、扩散孔和三种不同出口长宽比的矩形孔)对整个燃烧室的燃烧和冷却特性的研究。

1 计算模型

1.1 燃烧模型

本文采用稳定扩散火焰模型，所用燃烧模型包含了 200 多燃烧化学反应^[11]。物种浓度由预测的混合分数场推导而来，燃烧反应中湍流和化学的相互作用通过概率密度函数（PDF）来解释。反应的混合分数输运方程由式（1）给出：

$$\frac{\partial \bar{\rho} f}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} f u_j}{\partial x_j} = + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_f \frac{\partial f}{\partial x_j} \right) \quad (1)$$

其中， $\bar{\rho}$ 为气体混合物的时间平均密度， t 为时间。 x_j 为 j 方向上的空间笛卡尔坐标， \tilde{u}_j 为速度在 j 方向上的笛卡儿分量的法夫尔平均值， \tilde{f} 为混合分数的法夫尔平均值， Γ_f 为该量的紊流扩散率。在层流绝热火焰中，温度、混合物密度和化学物质质量分数等数据可以直接从混合物中提取。

湍流反应是用 PDF 方法进行的。由这个函数产生的形状取决于平均混合分数和方差。计算假定 PDF 时需要局部混合分数方差的值，输运方程如式（2）所示。

$$\frac{\partial \vec{\rho} f''^2}{\partial t} + \frac{\partial \vec{\rho} f''^2 u_j}{\partial x_j} = + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_f \frac{\partial f''^2}{\partial x_j} \right) + C_g \mu_t \left(\frac{\partial f}{\partial x_j} \right)^2 - C_d \frac{\vec{\rho} \varepsilon}{k} f''^2 \quad (2)$$

其中 k 为紊流动能， \tilde{f}'' 为混合分数方差， ε 为耗散， C_g 和 C_d 的值分别为 2.86 和 2.0。

对于绝热扩散火焰模拟，采用 β -PDF 来解释湍流反应处理。平均温度由式（3）计算：

$$q = \int_0^1 q(f) \bar{p}(f) df \quad (3)$$

其中 \bar{p} 为 β -PDF 的混合分数。

1.2 辐射模型

考虑到需要研究火焰筒壁面温度场分布，而火焰筒壁面温度分布直接受到辐射换热的影响，因此需要采用较高精度的辐射换热模型。因此，本燃烧室燃烧数值模拟辐射模型选择 DO 模型。离散纵坐标（DO）辐射模型需要求解有限数量的离散立体角的辐射传递方程（RTE），每个辐射传递方程都与一个固定在坐标系中的 s 方向向量方向相关联。对每个波长区间的 RTE 进行积分，得到了 $I \Delta \lambda$ 的输运方程，即在波长区间 $\Delta \lambda$ 中包含的辐射能。因此 s 方向上的辐射传递方程由式（4）给出：

$$\nabla \cdot (I(\bar{r}, \bar{s}) \bar{s}) + (a + \sigma_s) I(\bar{r}, \bar{s}) = a \frac{\sigma_s T^4}{\pi} + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(\bar{r}, \bar{s}') \Psi(\bar{s} \cdot \bar{s}') d\Omega' \quad (4)$$

其中 a 为吸收系数， I 为辐射强度。 \bar{r} 和 \bar{s} 分别是辐射线移动的平均位置向量和方向向量。 \bar{s} 为入射到控制体上的行进射线的方向矢量。 σ_s 为散射系数， σ 为 Stefane-Boltzmann 常数。 Ψ 表示散射相位函数。 T 为局部温度， Ω 为立体角。

墙壁是漫反射表面，公式（4）的壁面辐射边界条件由公式（5）给出。在本研究中，将散射因子设置为 0，并考虑了介质的发射和吸收。墙壁被认为是黑体（ $\varepsilon = 1$ ），黑体强度由普朗克分布给出，并在壁温下计算：

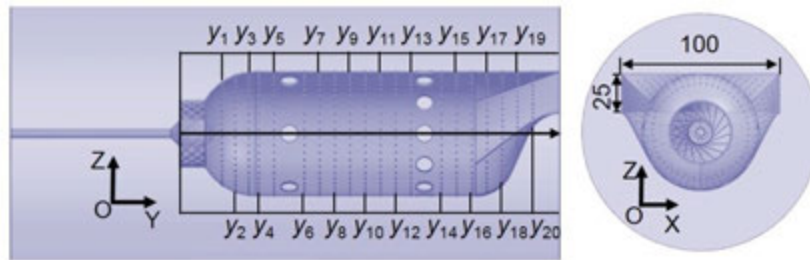
$$I(\bar{r}_w, \bar{s}) = \varepsilon(\bar{r}_w) I_b(\bar{r}_w) + [1 - \varepsilon(\bar{r}_w)] / \pi \int_{n \cdot s < 0} \times I(\bar{r}_w, \bar{s}') |\bar{n} \cdot \bar{s}'| d\Omega' \quad (5)$$

其中 \bar{r}_w 为壁面上的位置向量。 I_b 为黑体辐射强度， \bar{n} 为壁面法向量。用灰气体模型的加权^[12,13]和计算了混合气体的吸收系数。气体混合物的吸收率确定为水蒸气吸收率和二氧化碳吸收率的加权总和。在极坐标系和方位角球坐标系下，用 2×2 个立体角对方向域进行离散。

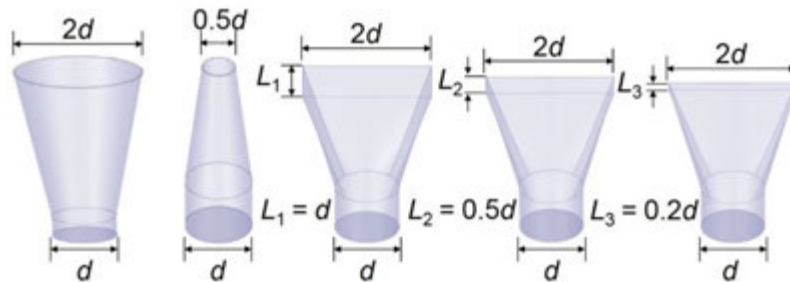
2 几何模型及边界条件

2.1 几何模型

参照 Krieger 等^[12]研究中所用模型，建立了某罐型燃烧室模型。该燃烧室由旋流器，半球形头部，圆柱形筒壁段和一个变截面的过渡段组成。燃烧室头部安装有一个由 18 个叶片组成的旋流器，燃料从 10 个直径为 1.7 毫米的孔中喷射进入燃烧室，这些孔均匀的分布在一个 90° 锥面上。五种不同的冷却孔结构均采用直径 (d) 为 0.7 mm 的圆柱孔作为入口。如图 1 所示，分别为锥形孔，扩散孔，和具有三种不同出口长宽比的矩形孔。锥形孔结构的出口为直径为 $0.5d$ ，扩散孔结构出口直径为 $2d$ ，矩形孔结构出口的长均为 $2d$ ，宽分别为 L_1 (d)、 L_2 ($0.5d$) 和 L_3 ($0.2d$)。冷却孔结构具体参数如图 1 所示，边界条件设置如表 1 所示。



(a) 燃烧室模型示意图



(b) 冷却孔参数

图 1 燃烧室及冷却孔结构

表 1 边界条件

参数	数值
空气质量流量 (kg/s)	0.085
丙烷燃料质量流量 (kg/s)	0.00163
空气温度 (K)	300
燃料温度 (K)	300
空气湍流长度尺度 (mm)	10
燃料湍流长度尺度 (mm)	1

2.2 网格独立性及模型验证

2.2.1 网格独立性分析

模型采用 ANSYS Fluent Meshing 软件生成多面体-六面体核心网格, 这种网格可以在保证网格质量的同时, 极大地减少网格数量, 节约计算时间。为了保证模拟结果的准确性和对细节的捕捉, 在网格划分过程中, 我们对旋流叶片, 燃料喷孔以及燃烧室火焰筒的内流场区域进行了局部加密处理, 燃烧室内壁面区域第一网格层的 y^+ 均为 1 左右。在网格独立性验证过程中, 划分了三种不同数量的网格, 分别为 100 万, 210 万和 420 万。计算域网格概况如图 2 所示, 该计算域包括燃烧室火焰筒外流场和内流场。图 3 为燃烧过程中燃烧室出口平均温度的收敛过程及稳定值。观察网格无关的结果表明, 出口平均温度在 210 万和 420 万个网格条件下的波动为值 0.4%。网格数量高于 210 万时, 网格数量的增加对燃烧结果的影响比较小, 为了节约计算资源, 使用 210 万网格数进行计算。

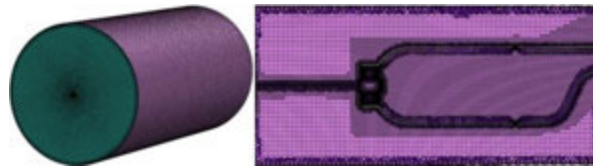


图 2 燃烧室模型计算域

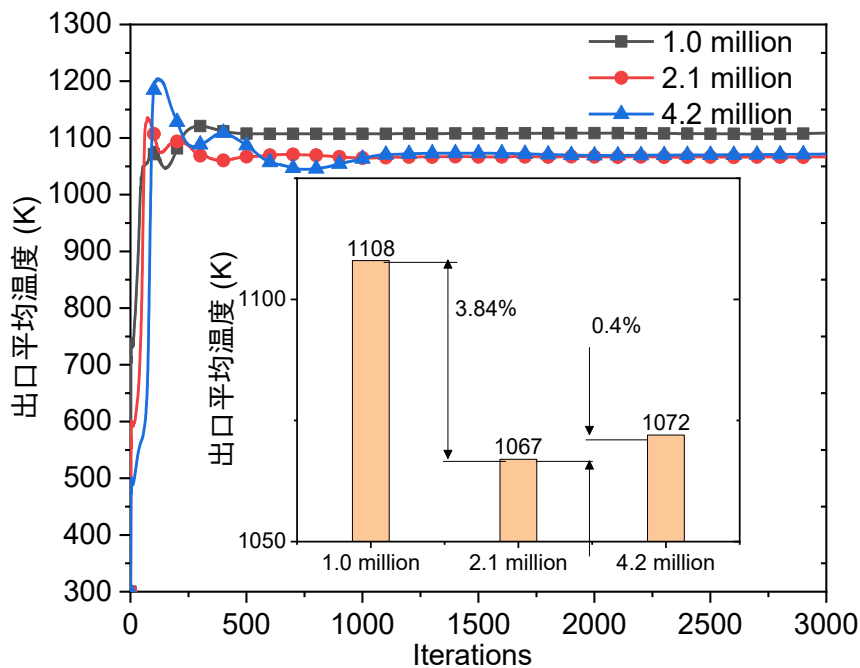


图 3 网格独立性分析

2.2.2 数值模型验证

为了验证燃烧室模型的正确性, 分别在等温状态下和燃烧状态下对燃烧室进行了数值模拟计算, 并将计算结果和 Krieger 等^[12]的计算结果以及 Bicen 和 Jones^[14]的实验结果进行对比。图 4 为等温流动中, 第一行稀释孔位置的横向速度分布和燃烧状态下燃烧室在 $X = 0$ 截面处的温度分布结果的对比。结果表明, 在等温流动的状态下, 第一排稀释孔附近的速度分布结果与 Krieger 等^[12]的计算结果以及 Bicen 和 Jones^[14]的实验结果是一致的, 且和 Krieger 等^[12]的计算结果的最大速度峰值误差为 8.5%, 误差在可接受范围内。此外, 通过对在燃烧状态下燃烧室火焰筒内的温度分布进行了对比, 发现 $X = 0$ 截面处的温度分布云图与 Krieger 等^[12]的结果一致。

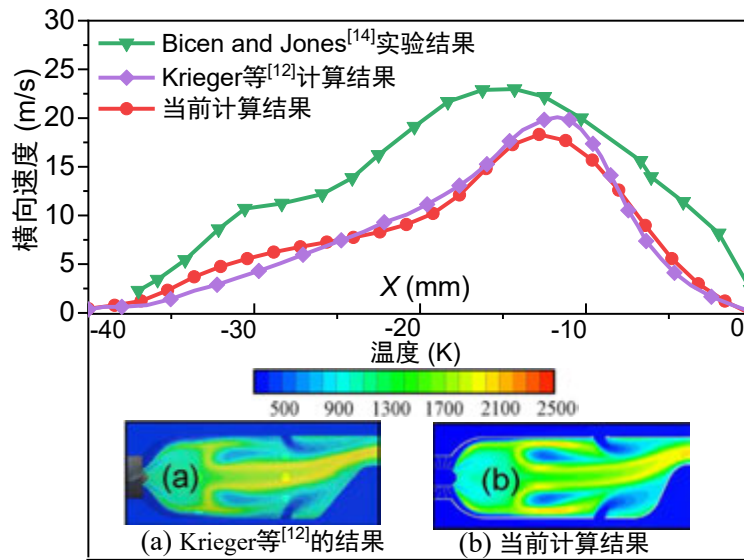


图4 模型验证

3 孔型结构对燃烧室流动及燃烧性能的影响

3.1 燃烧室火焰筒近壁面温度场分析

图5为燃烧室不同冷却孔型下，燃烧室中心截面 ($X = 0 \text{ mm}$) 的温度云图分布。图中可以看出，冷却孔形状的改变并不会明显改变燃烧室内部温度分布情况。当冷却孔为锥形孔和矩形孔 ($L_3 = 0.2d$) 时，次燃区近壁面附近的高温区域面积相对于其他四种冷却孔型时较大，高温区域沿着燃烧室轴向延伸更长，这导致壁面和高温燃气之间的换热增强，不利于燃烧室壁面冷却。当冷却孔型为矩形孔 ($L_1 = d$) 时，壁面附近的高温区范围相对于其他孔型最少，且高温区向下游延伸最短，有利于减少高温燃气和燃烧室壁面之间的换热。

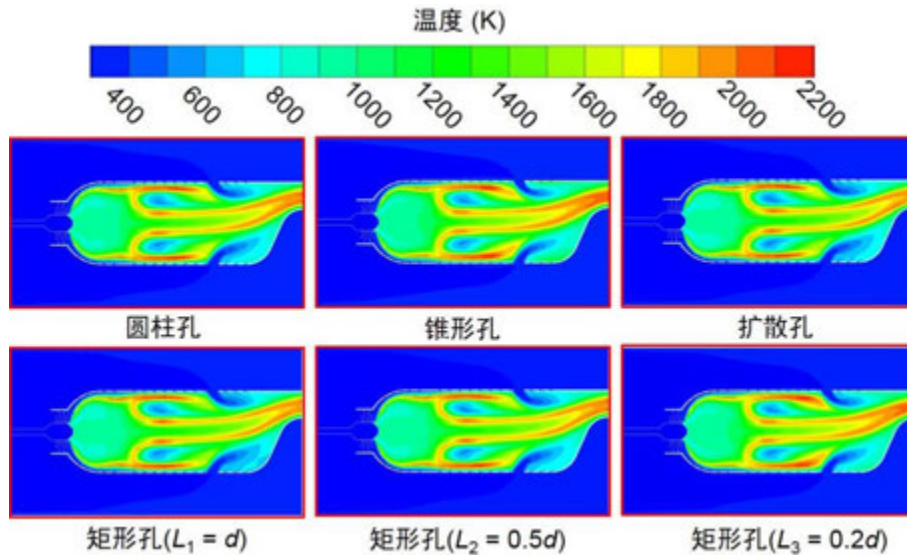


图5 燃烧室中心截面温度分布云图 ($X = 0 \text{ mm}$)

图6为不同冷却孔结构下，燃烧室火焰筒内不同轴向位置处的温度场分布图。如图所示，在燃烧室内部曲线 $Y = 51.5 \text{ mm}$, $Z = 0 \text{ mm}$ 、 $Y = 105.5 \text{ mm}$, $Z = 0 \text{ mm}$ 、和 $Y = 159.5 \text{ mm}$, $Z = 0 \text{ mm}$ 处时，锥形孔结构下的温度最高，其次是矩形孔 ($L_3 = 0.2d$)，当孔结构为扩散孔和矩形孔时温度最低。近壁面附近和中心轴线附近的温度峰值差异较为明显，当冷却孔为锥形孔和矩形孔 ($L_3 = 0.2d$) 时，燃烧室火焰筒近壁面附近的温度峰值更贴近燃烧室壁面，导致壁面温度升高，不利于

气膜冷却效率的提升。曲线 $Y = 225 \text{ mm}$, $Z = 24.5 \text{ mm}$ 位于燃烧室出口位置处, 从图 6 (d) 可以看到, 当冷却孔为锥形孔和矩形孔 ($L_3 = 0.2d$) 时, 出口截面中心线上的温度明显高于其他四种冷却孔结构下的温度, 当冷却孔为矩形孔 ($L_1 = d$) 时, 燃烧室中心点温度最低。

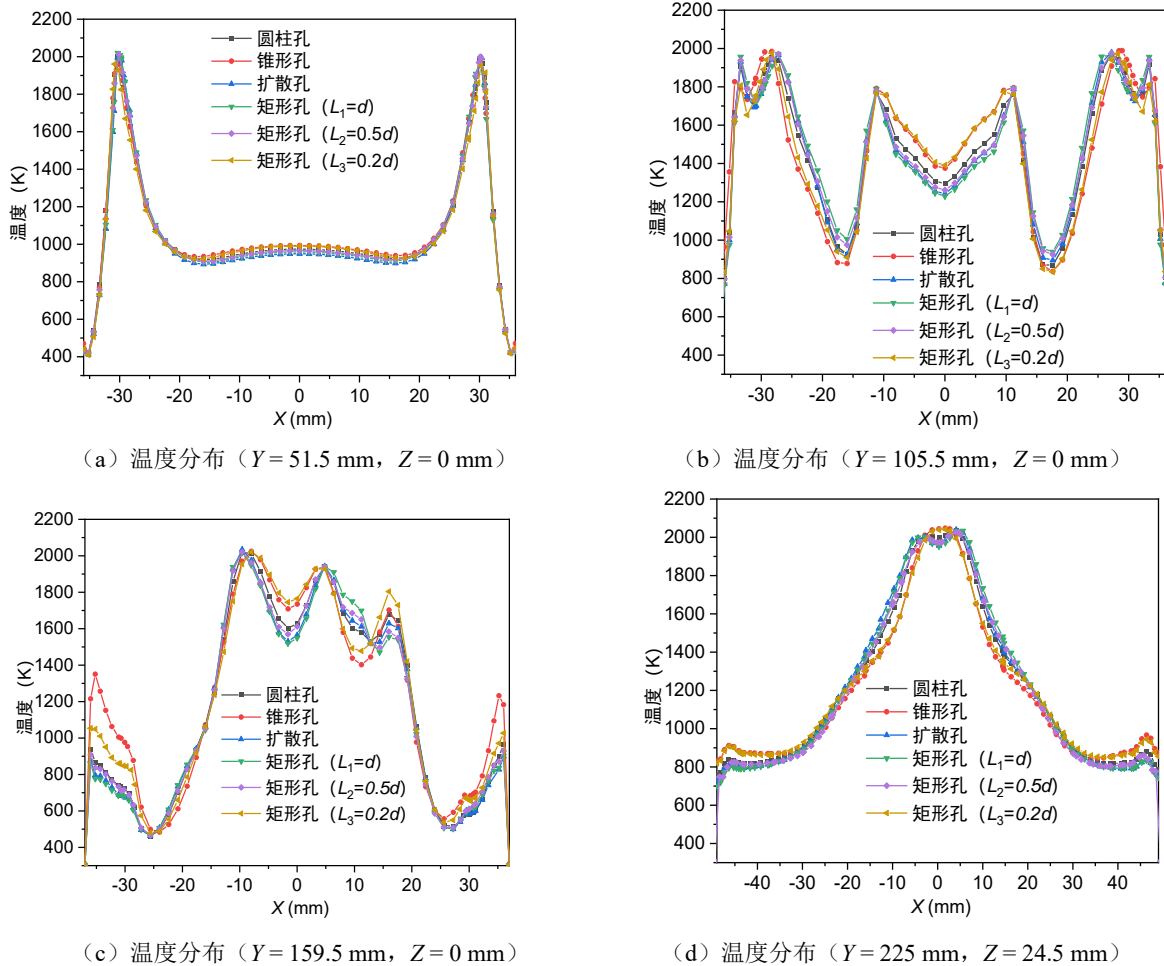


图 6 燃烧室火焰筒内不同位置处的温度分布

图 7 为 $X = 0 \text{ mm}$ 截面的局部放大温度分布云图。具体位置如图中标记所示。从图中可以看出, 当冷却孔型为圆柱孔、圆锥孔和扩散孔时, 近壁面附近的温度梯度随着出口截面积的增大而减小, 近壁面附近温度也随之降低, 低温区域覆盖面积增大。当冷却孔为矩形孔结构时, 近壁面温度梯度随着冷却孔宽度 L 的增大而减小, 壁面附近气体温度也随着矩形冷却孔宽度 L 的增加而降低。这是因为不同形状的冷却孔结构具有相同的冷却空气进口截面, 冷却孔出口截面的大小在一定程度上决定了冷却射流进入燃烧室时的速度。出口截面面积缩小, 冷却射流的动量增加, 冷却射流和高温燃气之间的掺混作用增强, 这导致了冷却射流的贴壁性较差, 不利于提高冷却气流的冷却性能。从图 7 可以看出, 和圆柱型冷却孔时相比, 当冷却孔为矩形孔 ($L_1 = d$) 时, 燃烧室近壁面附近的温度最低, 冷却空气射流的贴壁性最好, 有利于燃烧室壁面气膜冷却效率的提升。

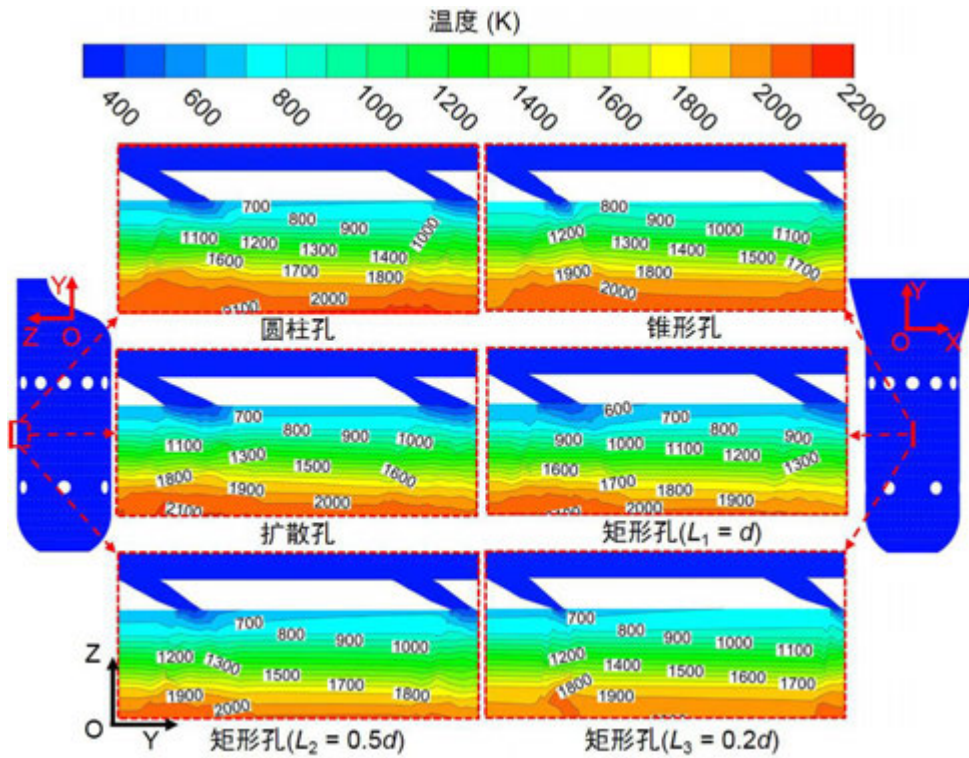


图 7 局部放大温度分布云图 ($X=0\text{ mm}$)

3.2 燃烧室火焰筒壁面温度分析

图 8 为不同冷却孔型下燃烧室内壁面温度分布云图。从图中可以看出，由于头部旋流空气的影响，火焰筒壁面头部温度较低。由于稀释孔的大量冷却空气射流和过渡段的强烈压差的作用，高温区域主要集中在稀释孔附近。当冷却孔结构为圆柱孔、圆锥孔和扩散孔时，稀释孔附近的高温区域随着冷却孔出口截面面积的减小而增大，温度也随之升高。当冷却孔为圆锥孔时，燃烧室壁面稀释孔附近局部温度最高，这会导致稀释孔附近产生较大的热应力，不利于壁面冷却和燃烧室的正常工作。这是因为当冷却孔出口截面减小时，不仅使得冷却空气沿着燃烧室径向覆盖范围减小，还导致了冷却空气和高温燃气之间的掺混更加剧烈，导致壁面和高温燃气之间的局部换热增强，温度升高，特别是在稀释孔附近。当冷却孔为矩形孔时，壁面温度随着冷却孔宽度 L 的增大而减小。在相同的冷却空气入口截面和入射角度的情况下，不同的冷却孔出口截面，决定了冷却射流进入燃烧室时的动量大小。当冷却孔出口截面缩小时，冷却射流动量会在一定程度上变大，从而加剧冷热流体之间的扰动，增强高温燃气和壁面之间的换热，使得壁面温度升高。从图 8 可以看出，不同冷却孔结构相比，当冷却孔型为矩形孔 ($L_1 = d$) 时，燃烧室壁面温度最低，温度分布最均匀，最有利于燃烧室壁面气膜冷却效率的提升。

图 9 为燃烧室壁面轴向平均温度分布，具体位置如图中几何标尺中实线标记所示。从图中可以看出，不同冷却型结构下，燃烧室壁面平均温度沿着 Y 轴方向不断上升，在稀释孔附近温度达到最大，然后一直到出口位置温度又逐渐降低。不同冷却孔型对燃烧室轴向平均温度的影响比较大。相同位置处，当冷却孔为圆锥孔时，燃烧室轴向平均温度最高，其次是矩形孔 ($L_3 = 0.2d$)，这两种冷却孔结构下的轴向平均温度均高于圆柱孔，说明冷却效果均低于圆柱孔。这是因为圆锥孔的出口半径小于圆柱孔，一方面导致了冷却空气射流动量增大，冷却空气贴壁性差；另外一方面圆柱孔的冷却射流在燃烧室展向方向上的覆盖范围和圆柱孔相比较小。当冷却孔为矩形孔 ($L_3 = 0.2d$) 时，由于冷却孔出口宽度 L_3 ($0.2d$) 太小，冷却射流具有较强的射流动量，冷却射流的穿透深度增加，贴壁性差，导致冷却效果降低。当冷却孔为扩散孔、矩形孔 ($L_1 = d$) 和矩形孔 ($L_2 = 0.5d$) 时，燃烧室轴向平均温度都低于圆柱孔，且当冷却孔为矩形孔 ($L_1 = d$) 时，燃烧室壁面

轴向平均温度最低。这是因为和圆柱孔相比，来自于这三种冷却孔的冷却空气具有更好的贴壁性，而且冷却空气的展向覆盖范围更大，从而降低了壁面的轴向平均温度，有利于提高气膜冷却效率。

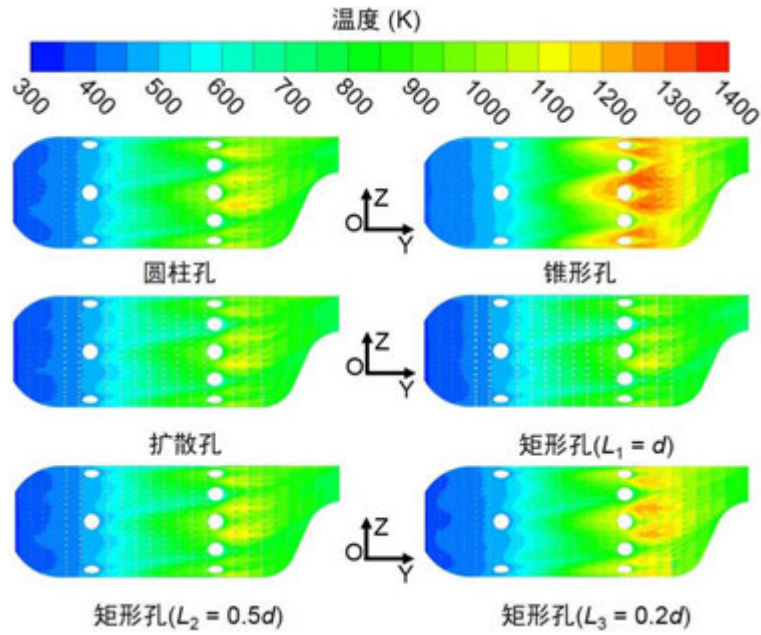


图 8 火焰筒壁面温度分布云图

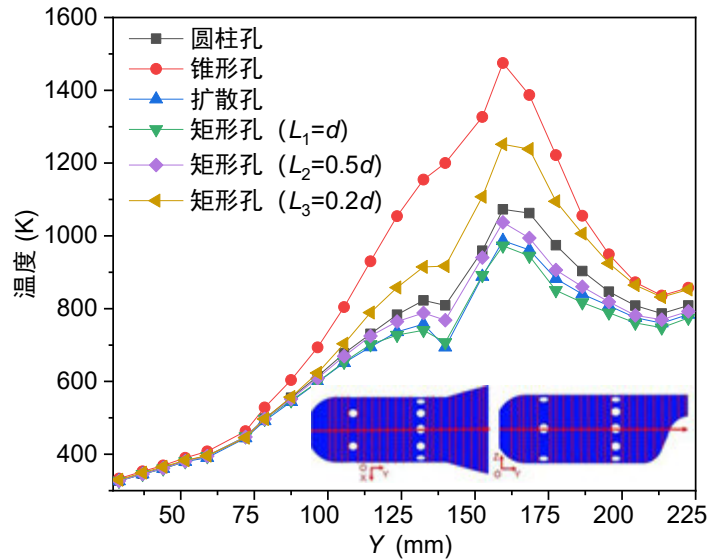


图 9 燃烧室壁面沿 Y 轴向平均温度分布

3.3 燃烧室火焰筒壁面换热分析及整体冷却效率

图 10 展示了不同冷却孔型结构下燃烧室壁面的平均辐射吸收量。从图中可以看出，不同冷却孔形状对燃烧室火焰筒壁面的辐射换热具有显著影响。和圆柱孔相比，当冷却孔为锥形孔和矩形孔 ($L_3 = 0.2d$) 时，壁面平均辐射吸收量分别增大了 57.12% 和 20.91%。壁面平均辐射吸收量增加，说明了高温燃气和燃烧室壁面之间辐射换热强度增加，导致壁面温度升高，不利于壁面冷却。这是因为当冷却孔为锥形孔和矩形孔 ($L_3 = 0.2d$) 时，冷却空气射流具有较大射流动量，导致冷却空气具有较差的贴壁性，而且当冷却孔为圆锥孔时，冷却空气展向覆盖范围最少。当冷却孔为扩散孔、矩形孔 ($L_2 = 0.5d$) 和矩形孔 ($L_1 = d$) 时，燃烧室火焰筒壁面平均辐射吸收量和圆柱孔相比分别减少了 10.9%、5.81% 和 12.83%，有利于减少高温燃气和壁面之间的辐射换热，降低壁面温度，从而提高气膜冷却效率。由图 10 可知，在六种不同的孔型结构中，当冷却孔为矩形孔 (L_1

$= d$) 时, 壁面平均辐射吸收量最少。这是因为和其他几种不同的冷却空型相比较, 来自矩形孔 ($L_1 = d$) 的冷却空气具有良好的贴壁性, 冷却空气覆盖范围大, 可以形成较为稳定的冷却气膜层, 极大的减少了高温燃气和壁面之间的辐射换热强度。

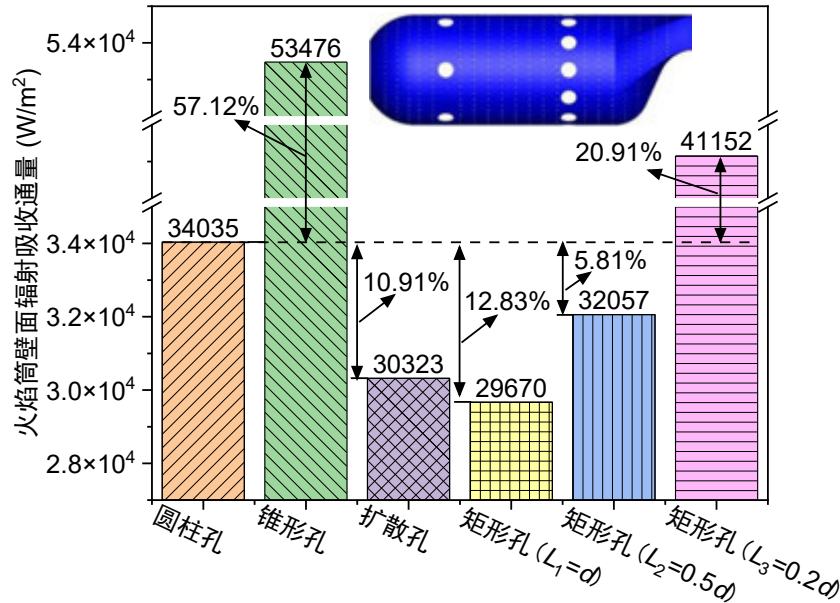


图 10 不同冷却孔型下燃烧室壁面平均辐射吸收量

图 11 是不同冷却孔型结构下, 燃烧室壁面整体的冷却效率。如图所示, 和圆柱孔结构下的壁面整体冷却效率相比, 当冷却孔为锥形孔和矩形孔 ($L_3 = 0.2d$) 时, 壁面整体冷却效率分别降低了 70.41% 和 20.23%。当冷却孔为扩散孔、矩形孔 ($L_2 = 0.5d$) 和矩形孔 ($L_1 = d$) 时, 整体冷却效率分别提升了 15.72%、9.54% 和 21.73%。六种不同的冷却孔结构中, 锥形孔结构下的整体冷却效率最低, 矩形孔 ($L_1 = d$) 结构下的整体冷却效率最高, 其次是扩散孔, 所得结果和辐射吸收量的变化相对应。

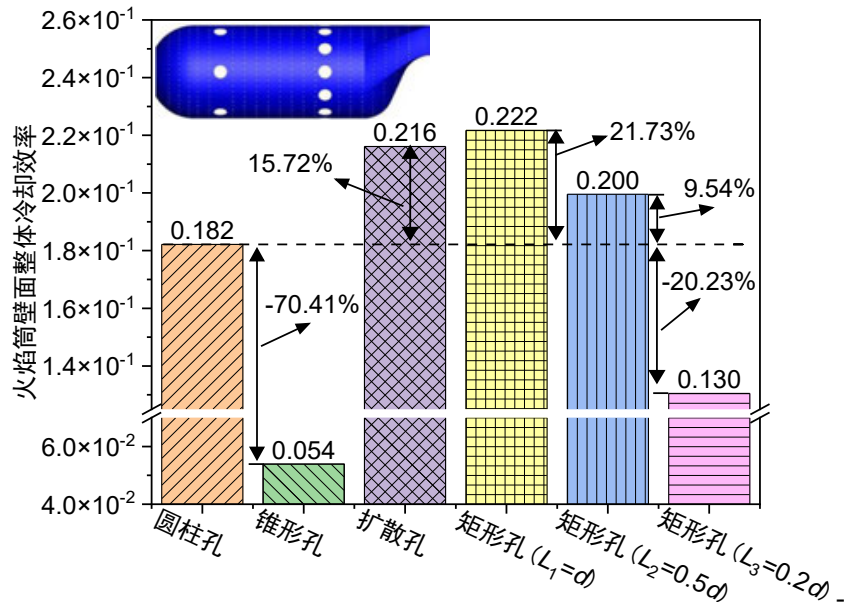


图 11 不同冷却孔型下的燃烧室壁面的整体冷却效率

4 结论

本文对罐型燃气轮机燃烧室的燃烧和壁面冷却特性进行了研究, 研究了包括圆柱孔在内的六种不同的冷却孔型结构对燃烧室内温度场和壁面冷却效率的影响。主要结论如下:

(1) 不同的冷却孔型结构对燃烧室壁面的轴向平均温度有显著影响。但是,不同孔型结构的轴向平均温度的变化趋势均为先增大后减小,在稀释孔附近达到最大值。

(2) 对比 6 种孔型结构的冷却效率,矩形孔 ($L_1 = d$) 结构下的整体冷却效果最佳,锥形孔的冷却效率最低。

(3) 矩形孔 ($L_1 = d$) 为的壁面温度分布最为均匀,平均辐射吸收量比圆柱孔的平均辐射吸收量低 12.83%,冷却效率最高。因此,燃烧室的孔型结构应该设置为矩形孔($L_1 = d$)。

参考文献

- [1] 何小民, 张净玉, 李建中. 航空发动机燃烧室原理. 北京: 北京航空航天大学出版社, 2015: 104.
HE Xiao-min, ZHANG Jing-yu, LI Jian-zhong. Aero engine combustion chamber principle. Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics Press, 2015: 104.
- [2] 倪萌, 朱慧人, 裘云, 等. 航空发动机涡轮叶片冷却技术综述. 燃气轮机技术, 2005, 18(4): 25-33+38.
NI Meng, ZHU Hui-ren, QIU Yun, et al. Overview of aero engine turbine blade cooling technology. Gas Turbine Technology, 2005, 18(4): 25-33+38.
- [3] Zhang G, Liu J, Sundén B, et al. Comparative study on the adiabatic film cooling performances with elliptical or super-elliptical holes of various length-to-width ratios. International Journal of Thermal Sciences, 2020, 153: 106360.
- [4] Cao N, Li X, Wu Z, et al. Effect of film hole geometry and blowing ratio on film cooling performance. Applied Thermal Engineering, 2020, 165: 114578.
- [5] Li L, Liu C L, Ye L, et al. Experimental investigation on effects of cross-flow Reynolds number and blowing ratios to film cooling performance of the Y-shaped hole. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 179: 121682.
- [6] Wang J, Zhao Z, Tian L, et al. Effects of hole configuration on film cooling effectiveness and particle deposition on curved surfaces in gas turbines. Applied Thermal Engineering, 2021, 190: 116861.
- [7] Li L, Liu T, Peng X F. Flow characteristics in an annular burner with fully film cooling. Applied Thermal Engineering, 2005, 25: 3013–3024.
- [8] Li L, Peng X F, Liu T. Combustion and cooling performance in an aero-engine annular combustor. Applied Thermal Engineering, 2006, 26: 1771–1779.
- [9] Ali A, Kriaa W, Mhiri H, et al. Numerical investigations of cooling holes system role in the protection of the walls of a gas turbine combustion chamber. Heat and Mass Transfer, 2012, 48(5): 779–788.
- [10] Dai H, Zhang J, Ren Y, et al. Effect of cooling hole configurations on combustion and heat transfer in an aero-engine combustor. Applied Thermal Engineering, 2021, 182: 115664.
- [11] ANSYS Fluent 20.0 Users Guide, Fluent Documentation, 2019.
- [12] Krieger G C, Campos A P V, Takehara M D B, et al. Numerical simulation of oxy-fuel combustion for gas turbine applications. Applied Thermal Engineering, 2015, 78: 471–481.
- [13] Qin Z, Lissianski V V, Yang H, et al. Combustion chemistry of propane: A case study of detailed reaction mechanism optimization. Proceedings of the Combustion Institute, 2000, 28: 1663–1669.
- [14] Bicen A F, Jones W P. Velocity characteristics of isothermal and combusting flows in a model combustor. Combustion Science and Technology, 1986, 49: 1–15.

引射器空气幕结构参数优化效果

王雅博 石聪 刘兴华 郭鑫 殷翔

(天津商业大学机械工程学院 天津市制冷技术重点实验室 天津 300134)

(Tel: 18522285716 Email: wang_yabo@tjcu.edu.cn)

摘要: 针对装有自动门的自动化血浆库,提出了一种新型的多并联引射器空气幕,此空气幕由多个引射器组成,区别于传统空气幕的优点在于此空气幕无电能驱动的运转部件,形成气幕的动力源完全由放置在室外的空压机提供,进而赋予了其可以安装在冷库内部的独特性,适用于无法在库门外安装空气幕的冷库。其次在库内安装此空气幕还可以通过引射器引入部分库内冷空气形成空气屏障,从而达到节能的效果。然而,引射器空气幕的最佳性能和影响参数需要进一步研究和优化。本文对引射器的两个关键结构参数进行了优化,并在优化过程中提出了一种可视化射流速度的测量方法。最后,将优化后的引射器空气幕与最初设计的引射器进行对比,提出了密封效率、库内温升和库内含湿量相对增长量三项指标共同对引射器空气幕进行评估,结果显示,优化后的引射器空气幕具有较优的结果。

关键词: 引射器空气幕; 引射器; 血浆库; 实验

0 引言

全球冷链物流行业发展迅速,市场规模有望在 2026 年之前增至 5850 亿美元,年增长率预计高达 17.9%^[1-3]。但随着冷链物流的快速发展,该产业通过直接和间接方式造成较大的能源消耗^[4,5]。如冷藏室或冷冻室等制冷设施,操作期间库门需要频繁的打开和关闭。该过程中发生的冷空气渗透会造成冷库额外的制冷负荷,内外空气的热质交换使冷风机和蒸发器结霜,且频繁开启库门还会产生气,影响工作人员安全^[6-8]。为提高效率,通常会在冷库门口安装空气幕。空气幕能够将库内和库外环境隔离,维持冷库内部控温要求。在冷库应用中,空气幕发挥着重要作用,它可以帮助人们隔绝室内外空气的对流,且不影响建筑物内外人员、货品的进出,达到防尘、防污染、隔热的目的^[9-11]。

利用空气幕装置来解决冷库能耗问题已经被广泛认可。Takahashi 和 Ino^[12]等人在使用和不使用空气幕的情况下,对通过冷库门的热量交换进行了实验,分析数据得出空气幕可以将通过库门的热损失降低到 20—40%左右。现有的空气幕多为垂直送风空气幕, Gonçalves 等^[13]人分析了垂直送风空气幕的最佳射流速度与冷库门高和冷库内外温差的关系,结果表明,最佳射流速度随门高的增大而增大,随空气幕两侧温差的增大而增大。谢晶等^[14]人用数值模拟的方法探究了垂直送风空气幕的最佳射流速度和射流角度,结果显示,隔离性能最好时最佳射流速度为 8m/s,最佳射流角度为向库外偏转 15°。南晓红^[7]和 Foster 等^[15,16]人通过数值模拟发现垂直空气幕送风速度、喷口宽度和送风角度对空气幕的效率有很大的影响。大多数垂直空气幕的结构和运行参数都是固定的。当冷库大门较高时,垂直空气幕很难在最佳的运行参数上对库门底部完全覆盖,一般多采用水平送风式的空气幕。

对于血浆冷库而言,库内需要-30°C的温度,传统的空气幕不能形成高效的阻挡。另外,小型血浆库的库门很小,传统空气幕占用的空间大且只能安装在常温环境一侧,对于小型血浆库来说库门外侧有安装自动门的需求且血浆库有多个库门故传统空气幕无法安装在库门外侧。引射器式空气幕是一种新型的空气幕,它能够有效阻隔冷库外湿热空气流向冷库内的可能性,避免了传统冷库用的空气幕由卷吸作用导致的热流进入库内的缺陷。且引射器空气幕的主要部件是引射器不需要电源驱动的贯流风机,能够在低温条件下运行,可以安装在冷库内部。本文重点针对引射器空气幕的结构展开研究,通过实验对引射器空气幕的主要部分(引射器)展开研究,通过调整引射器的结构参数对引射器空气幕进行优化,确定最佳的引射器结构,对挑选出的最佳引射器空气幕进行实验评估。确定引射器空气幕的优化效果。

1 引射器空气幕说明

为了满足空气幕在自动化血浆库上的使用需求,提出了一种由引射器作为主要部件的引射器空气幕。如图 1 所示,引射器空气幕由空气压缩机、气体分配器、引射器组成。室外空气被空气压缩机压缩成高压气体后,进入到气体分配器进行气体均匀分配,分配后的高速气体通往引射器的一次流体入口,高速一次流体带动冷库内的气体进入二次流体入口,并与一次流体一起通往混合室混合喷出,利用多个这样的引射器在库门处形成空气幕帘。

引射器空气幕与传统贯流式风机相比较,有安装、节能和高效密封的优势,但其所能达到的最佳效果还没有进行详细的分析,引射器空气幕的主要部件为引射器,引射器的结构参数对引射器空气幕的性能影响比较大,本文针对引射器喷口到混合室的距离(NXP)和喷口截面积与混合室截面积比值(AR)两个参数对引射器进行优化,并通过风速衰减实验、速度场可视化实验、引射效果实验对不同结构参数的引射器进行择优评价并挑选出最佳效果的引射器安装到空气幕上。利用二氧化碳示踪气体实验、库内平均温升实验、库内含湿量相对增长量实验、红外热像实验对空气幕的效果进行定量和定性的分析。

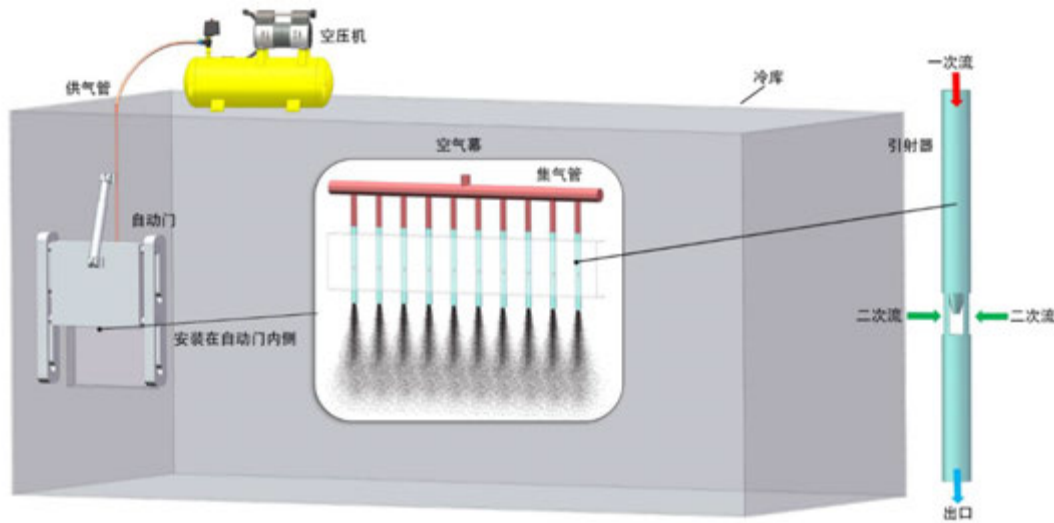


图 1 引射器空气幕的组成及工作原理

Fig.1 Composition and working principle of ejector air curtain

2.引射器优化

2.1 引射器

在引射器空气幕中,引射器代表设备的核心部件,是使库外一次流体和库内二次流体混合形成空气幕帘的组件。引射器的结构如图 2 所示,引射器通常由一次流体流入室、二次流体流入室、喷嘴、吸入腔、混合室等基本部分组成。图中标注的喷嘴出口位置(NXP)代表喷嘴出口与混合室之间的距离。

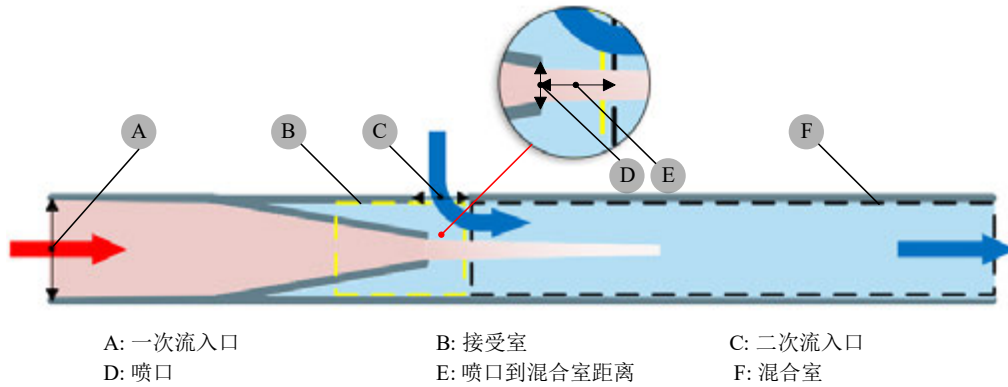


图 2 引射器结构

Fig.2 Ejector structure

2.2 引射器结构参数

2.2.1 结构参数选择

引射器的原理如图 2 所示，引射器的一次气流通通过喷嘴射进混合室，二次流被夹带进混合室。因此，喷管直径与混合室直径的比值（AR）是决定引射器性能的关键尺寸之一。一次气流离开喷嘴后继续加速扩张，在喷嘴出口与混合室之间形成自由流动，喷嘴出口与混合室入口段之间的距离（NXP）直接影响自由流动的发展，进而决定了流体能量损失。因此，NXP 对引射器性能的影响是非常重要的。Shengyu Li 等人对引射器的研究中得到的最佳 AR 为 8.16、最佳 NXP 为 16mm^[17]。参考 Li 的研究结果，对引射器的 AR 和 NXP 进行设计如表 1 所示。由于后期要评估引射器空气幕的性能效果，故使用之前没有结构参数进行过调整的引射器（引射器喷嘴到混合室的距离 NXP 为 0mm，喷嘴截面积与混合室截面积之比 AR 为 16）组成空气幕做对比评估。安排此对比实施例的目的是为了证明调整引射器的这两个参数是否可以提高引射器空气幕的性能。

表 1 引射器结构参数

Table 1 Structure parameters of ejector

Cases	NXP(mm)	AR
Case1	15	7.84
Case2	15	8.21
Case3	15	13.44
Case4	10	8.21
Case5	0	16

2.3 实验方法

在不同的应用领域，需要引射器发挥不同的功能，为了评价引射器的工作性能，通常会采用不同的性能评价标准来对引射器的性能进行量化。故采用以下性能评价指标对引射器性能进行量化。

2.3.1 风速衰减实验

本研究的目的之一是使空气幕形成的气幕帘能够达到库门高度，故引射器出流沿垂直方向的风速衰减成为了重要的评价指标。实验装置如图 3(a)所示，将引射器固定在支架上，在气流的垂直方向上布置 5 个热线风速仪探头，用于测量射流不同位置处的风速。实验时对不同结构参数的引射器都采用 0.2Mpa 的气体供气压力，得到不同结构参数引射器射流沿垂直方向的速度衰减情况。

2.3.2 引射效果实验

引射器是利用一股高速高能流引射另一股低速低能流的装置，引射器工作过程中单位流

量的一次流体夹带二次流体的能力是判断引射器引射效果的重要评价指标。引射器产生引射的现象一次流体高速从喷嘴流出，在接受室处形成负压区，使二次流体吸入接受室，而后通过混合室混合流出。可以认为负压区的压差越大引射效果越好，压差越大引射口处的风速越大，故为了更容易的量化引射器的引射效果，在引射器的引射口处布置一个热线风速仪风速探头，在同一供气压力下，测量不同结构参数引射器引射口处的风速值，实验装置如图 3 (b) 所示。

2.3.3 风速场可视化实验

多个引射器喷出的气体才能组成空气幕用于密封冷库库门，相邻两个引射器之间的缝隙是影响空气幕射流能否完全阻隔库门的关键因素，故引射器射流扩散范围的大小是决定空气幕性能的评价指标。实验装置如图 3 (c) 所示，给每种结构参数的引射器提供同等压力的压缩气体，使其沿低温模板流出，在射流流出的过程中利用红外热像仪对射流的温度场进行拍摄，得到射流的温度场^[18,19]，由射流的红外热图像得到射流的温度场数据，找到与速度衰减实验相对应的五个测点的温度值，两者联立拟合出速度和温度的曲线关系，由此可以得到射流的可视化速度场，便于比较不同结构参数的引射器射流在大气中的扩散范围。

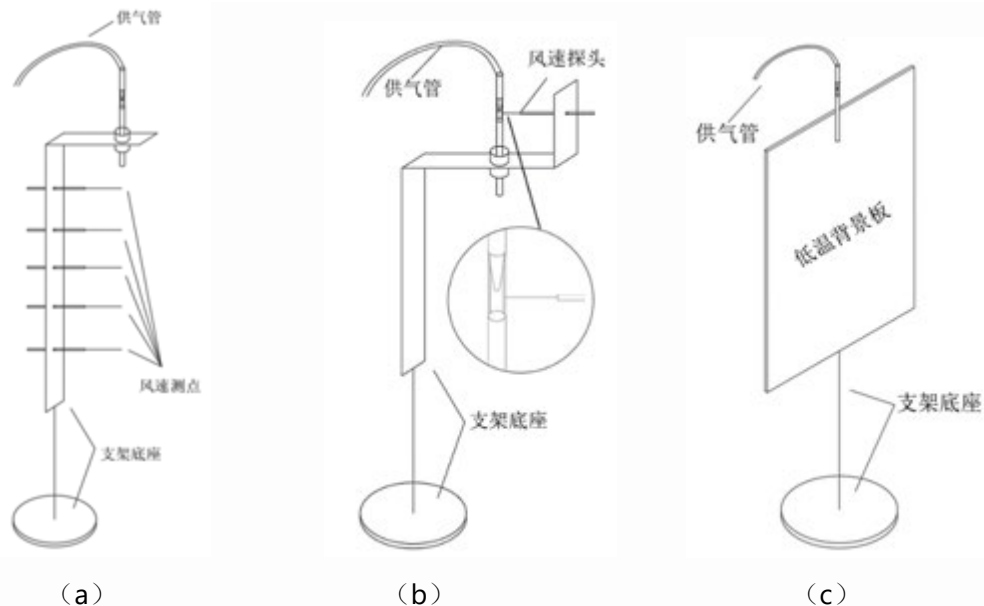


图 3 引射器实验装置示意图

Fig.3 The schematic diagram of the ejector experimental device

2.4 结果与讨论

图 4 是不同结构引射器风速衰减情况的数据图，从图中可以看出在相同的供气压力下，Case2(NXP15-AR8.21)这种结构的引射器的初始风速是最大的，达到了 25m/s 左右，其沿垂直距离的风速衰减程度也是最小的，在 2 点处的风速还有 15m/s 左右，其他结构的引射器在 2 点处风速都衰减到了 10m/s 以下，像最开始的引射器风速衰减最严重，在 2 点衰减到了 3m/s 左右；在最远端 5 测点处 NXP15-AR8.21 的引射器结构的风速也是最大的保持在 6m/s 左右。故这种结构的引射器在喷射距离方面比较有优势。

图 5 显示了不同引射器，二次流体入口的风速大小，从图中可以看出 Case2(NXP15-AR8.21)的引射器二次流入口处的风速最大，达到了 2.8m/s 左右，说明此结构的引射器的引射效果要优于其他结构的引射器。

从图 6 图像中可以直观的得到不同引射器射流的风速扩散范围，图中不同的颜色代表不同的速度，速度高的区域会显示为红色，然后依次是黄、绿、蓝，温度最低的地方会显示为黑色；不难看出 Case2(NXP15-AR8.21)引射器的风速扩散范围最大，风速延伸距离长。

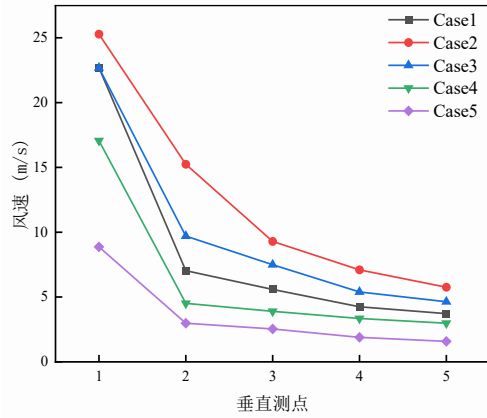


图 4 射流速度衰减曲线

Fig. 4 Attenuation curve of jet velocity

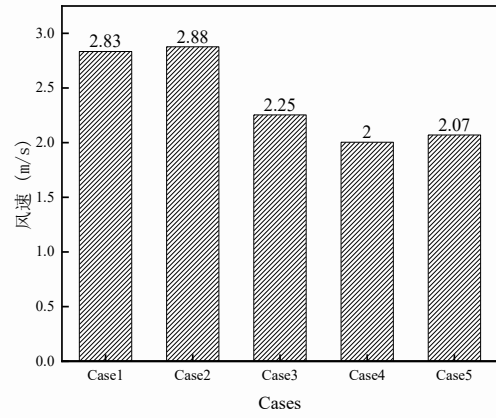


图 5 引射口风速图

Fig.5 Ejector wind speed diagram

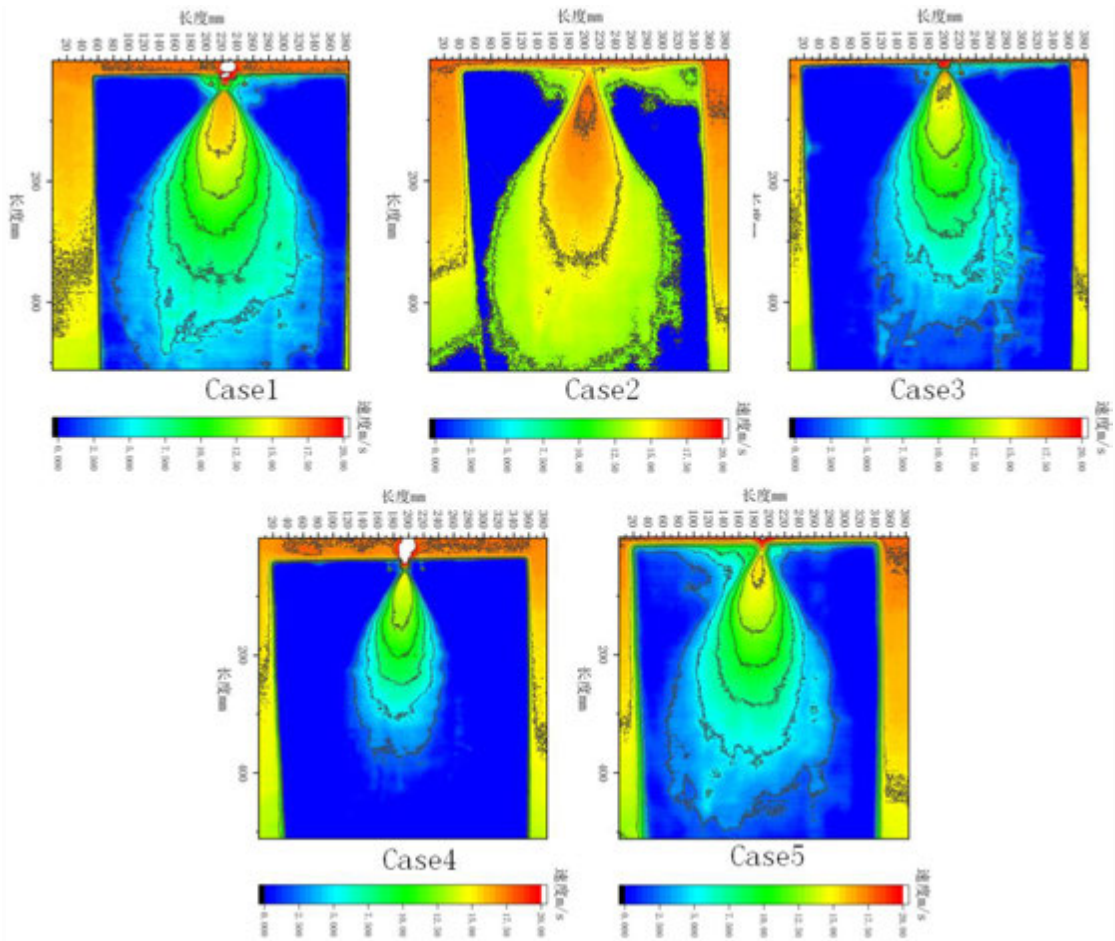


图 6 引射器射流速度场云图

Fig.6 Ejector jet velocity field cloud

3.改进后空气幕效果

3.1 空气幕效果评价方法

上述优化实验可以得到，结构参数为 NXP15-AR8.21 的引射器无论是在射流的延申范围，还是在引射效果来说都要优于其它结构的引射器。故选用此引射器作为组成空气幕的关键部件，为了评估改进后的引射器的引射效果并方便检验改进的效果，采用以下实验对

Case2(NXP15-AR8.21)和 Case5 (NXP0-AR16) 两种引射器所组成的空气幕进行对比测试从而检验优化后的效果。

3.2 空气幕效果测定实验方法

3.2.1 二氧化碳气体示踪实验

空气交换是通过测量房间内 CO₂ 浓度随时间的衰减来计算的。CO₂ 被释放到房间中，并使用蒸发器风扇混合，浓度约为 0.5 % (5000 ppm)^[15]。所有 CO₂ 浓度均采用 CO₂ 传感器测定。安装了三个采样探头，其中两个探头垂直放置在冷库中心，另一个探头放置在门外(门顶距地面 2.5 m 高)处。当门打开时开始测试，然后连续测量冷室中的平均 CO₂ 浓度。利用开门前和关门后测得的 CO₂ 浓度计算入渗量，如公式(I)^[16]所示。

$$Q = V \ln\left(\frac{C_2 - C_0}{C_1 - C_0}\right) \quad (I)$$

其中 V (m³) 是房间的体积， C_1 和 C_2 分别表示连续时刻 t_1 和 t_2 的气体浓度。该表达式假定室外空气中浓度 C_0 恒定。

空气幕阻止气体泄漏的能力由其密封效率 E 表示，可定义为：

$$E = \frac{Q_b - Q_a}{Q_b} \times 100\% \quad (II)$$

其中 Q_a 表示有空气幕运行时的入渗量， Q_b 表示空气幕关闭时的入渗量，其余条件相同。

3.2.2 温度实验

冷库内的温度测量使用带数据记录仪的 K 型热电偶进行。测量前对所有热电偶进行校准。温度由 9 个热电偶测量 ($T_1 \sim T_9$)。冷库内温度测量位置如图 7 所示^[20]。在每个测温点处，测量车门开启前和车门关闭后的温差。实验过程中，冷库内的温度变化可以通过平均温升 ΔT 来反映，表示为：

$$\Delta T = \frac{(T_{f1} - T_{i1}) + (T_{f2} - T_{i2}) + \dots + (T_{f9} - T_{i9})}{9} \quad (III)$$

其中 T_f 和 T_i 分别表示冷库开门前和关门后的稳定温度。

3.2.3 湿度实验

空气的含湿量可以通过温度和相对湿度获得。利用湿度传感器在冷库中心位置测量空气的相对湿度。实验过程中，分别在开门和关门前后获得一组温度和相对湿度。因此，可以从焓图中确定冷库内空气的含湿量。通过测定冷库内含湿量相对增长量 R 来评价冷库内空气湿度的变化。含湿量相对增长量 R 用式(IV)表示：

$$R = \frac{d_f - d_i}{d_i} \quad (IV)$$

其中 d_i 和 d_f 分别为冷库开门前和关门后冷库内空气的含湿量。

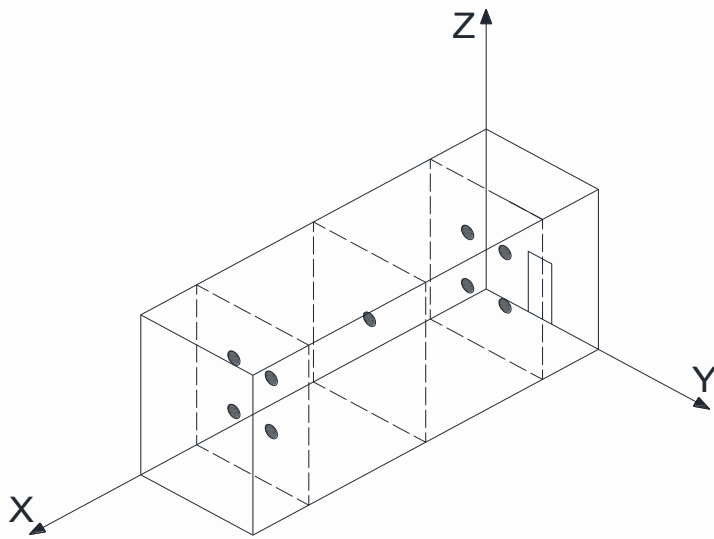


图 7 冷库内温度测点示意图

Fig.7 The schematic diagram of temperature measuring point in cold storage

3.3.不同空气幕的密封效果

图 8 是两种空气幕通过二氧化碳示踪气体实验 1min 内计算的到的密封效率情况，从图中可以看出这两种空气幕的趋势是一致的都是随着出口风速的增加密封效率不断增加，Case5 所组成空气幕在每个工况的密封效率均小于 Case2 优化后组成的空气幕的密封效率优化后的空气幕的最大密封效率为 66.3%超过 Case5 所组成空气幕最大密封效率将近 10%，故可以得出改进引射器 NXP 和 AR 两个结构参数有助于提高引射器的密封性能。

图 9 表示的是两个空气幕在开门 1min 内的库内湿度相对增长情况，发现使用两种引射器所组成空气幕造成的库内的含湿量相对增长量均具有同一个增长趋势这与示踪气体实验的结果是相一致的。使用优化之后的引射器 Case2 所组成的空气幕，库内含湿量相对增长量最少仅有 5.77%，接近 Case5 所组成空气幕最佳工况下的二分之一。故优化后的之后的引射器空气幕可以有效放置是空气的进入。

图 10 显示了两种空气幕在不同工况下的库内平均温升情况，从图中可以看出，优化后的空气幕三种工况下的平均温升均在 1℃以下，而采用 Case5 所组成的空气幕在最佳工况出口风速为 21m/s 的情况下才达到 1℃，故优化后的引射器空气幕可以有效放置库内的温度增加。

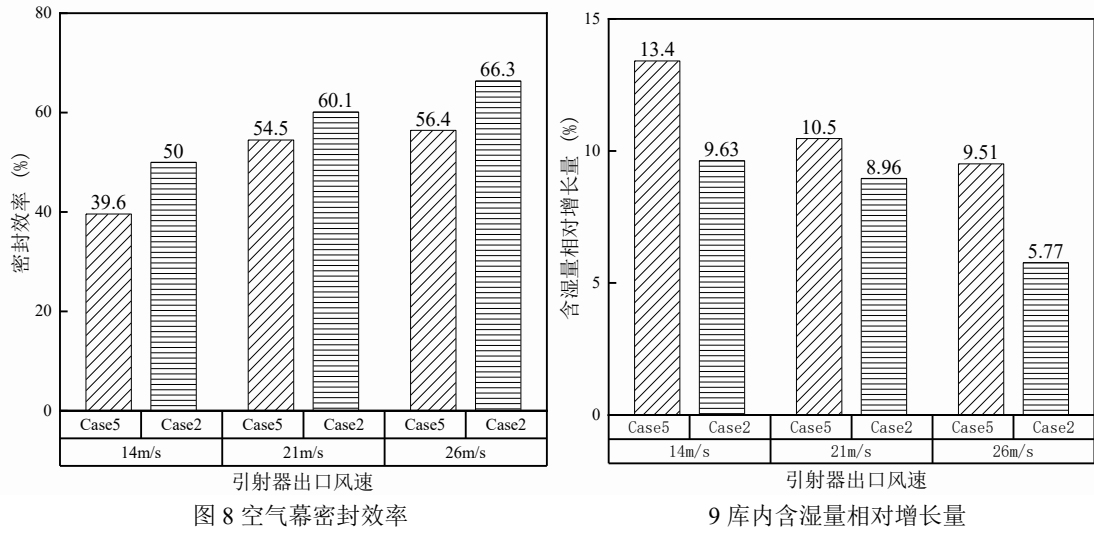


Fig. 8 Sealing efficiency of air curtain

9 The relative increase of moisture content in the reservoir

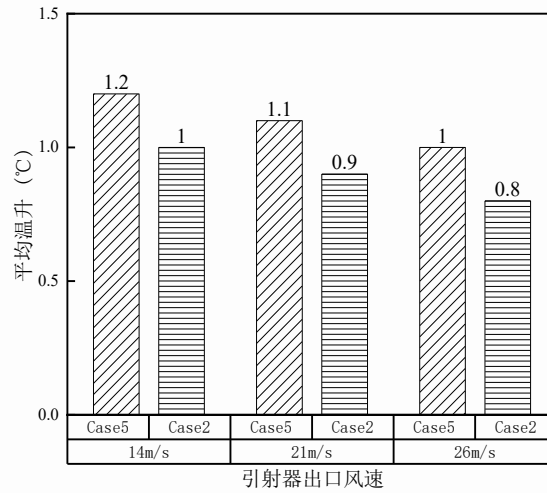


图 10 库内平均温升

Fig.10 Average temperature rise in the library

4.结论

针对热空气通过小库门冷库入渗的情况，提出了一种由引射器构成可以放在低温空间内的空气幕，通过实验对引射器空气幕的性能进行了评估。利用实验对比了优化后引射器所组成的空气幕与极端结构参数所组成的空气幕，探究了引射器的最佳结构参数，讨论了优化后的引射器空气幕的性能效果。本研究的主要发现如下：

(1) 不同结构参数的引射器中，Case2 (NXP15-AR8.21) 型号的引射器无论是在射流范围还是引射效果上都要优于其他几种结构的引射器

(2) 调整引射器喷口到混合室之间的距离 (NXP) 和喷口截面积与混合室截面积的比值 (AR) 可以有效提高引射器空气幕的效果，使用优化后的引射器空气幕时，库内平均温升更低、库内含湿量相对增长更少、库内冷风渗透更少。

参考文献

- [1] 赵举, 顾瀚, 陈曦. 应用于冷链的前置仓现状与展望[J]. 制冷与空调(四川), 2021, 35(6): 908-913.
ZHAO Ju, GU Han, CHEN Xi. The current situation and prospect of pre-warehouse applied to cold chain[J]. Refrigeration and air conditioning Sichuan, 2021, 35 (6): 908-913.
- [2] 陈皓琪. 我国生鲜食品冷链物流发展现状与思考[J]. 现代食品, 2018(08): 179-181.
CHEN Hao-Qi. The development status and thinking of fresh food cold chain logistics in China [J]. Modern food, 2018 (08): 179-181.
- [3] 范云兵, 刘龙昌. 冷链物流库设计研究[J]. 中国合作经济, 2010(08): 12-13.
FAN Yun-Bing, LIU Long-Chang. Cold chain logistics library design research [J]. China Cooperative Economy, 2010 (08) : 12-13.
- [4] 杜子峥, 谢晶. 冷库节能减排研究进展[J]. 食品与机械, 2014, 30(01): 253-258.
DU Zi-Zheng, XIE Jing. Research progress on energy saving and emission reduction of cold storage [J]. Food and machinery, 2014,30 (01) : 253-258.
- [5] 张福来. 冷链物流之冷库建设与发展[J]. 商业故事, 2016(04): 111.
ZHANG Fu-Lai. Construction and Development of Cold Chain Logistics Cold Storage [J]. Business Story, 2016 (04) : 111.
- [6] 谢晶, 缪晨, 杜子峥, 等. 冷库空气幕性能数值模拟与参数优化[J]. 农业机械学报, 2014, 45(07): 189-195.
XIE Jing, MIAO Chen, DU Zi-Zheng. Numerical simulation and parameter optimization of air curtain performance in cold storage [J]. Agricultural Machinery Journal, 2014, 45 (07): 189-195.
- [7] 南晓红, 何媛, 刘立军. 冷库门空气幕性能的影响因素[J]. 农业工程学报, 2011, 27(10): 334-338.
NAN Xiao-Hong, HE Yuan, LIU Li-Jun. Influencing factors of air curtain performance of cold storage door [J]. Journal of Agricultural Engineering, 2011,27 (10) : 334-338.
- [8] 缪晨, 谢晶. 冷库空气幕流场的非稳态数值模拟及验证[J]. 农业工程学报, 2013, 29(07): 246-253+299-300.
MIAO Chen, XIE Jing. Unsteady numerical simulation and verification of air curtain flow field in cold storage [J]. ACTA AGRICULTURAL ENGINEERING, 2013, 29 (07): 246-253 + 299-300.
- [9] 韩悦, 郭海丰, 柴佳颖. 空气幕的研究现状与新型空气幕的展望[J]. 建筑与预算, 2020(08): 47-50.
HAN Yue, GUO Hai-Feng, CHAI Jia-Ying. Research Status of Air Curtain and Prospect of New Air Curtain [J]. Building and Budget, 2020 (08): 47-50.
- [10] 王哲, 申江, 梁政, 等. 垂直循环式空气幕最优化数值模拟[J]. 低温与超导, 2021, 49(12): 52-57+69.
WANG Zhe, SHEN Jiang, LIANG Zheng, et al. Optimization numerical simulation of vertical circulating air curtain [J]. Low temperature and superconductivity, 2021,49 (12): 52-57 + 69.
- [11] 梁政. 冷库空气渗透和空气幕性能的数值模拟研究[D]. 天津商业大学, 2021.
LIANG Zheng. Numerical simulation of air infiltration and air curtain performance in cold storage [D]. Tianjin University of Commerce, 2021.
- [12] Takahashi K, Inoh M. Some measurements on air curtain efficiency for cold rooms: quelques mesures de l'efficacité des rideaux d'air pour les chambres froides[M/OL]//Progress in Refrigeration Science and Technology. Pergamon, 1965: 1035-1039[2022-04-26].
- [13] Gonçalves J C, Costa J J, Figueiredo A R, et al. CFD modelling of aerodynamic sealing by vertical and horizontal air curtains[J]. Energy and Buildings, 2012, 52: 153-160.
- [14] 李艺哲, 谢晶. 大型冷库内温度场的数值模拟与优化[J]. 食品与机械, 2017, 33(06): 139-142+179.
LI Yi-Zhe, XIE Jing. Numerical simulation and optimization of temperature field in large cold storage [J]. Food and machinery, 2017,33 (06): 139-142 + 179.

- [15] Foster A M, Swain M J, Barrett R, et al. Effectiveness and optimum jet velocity for a plane jet air curtain used to restrict cold room infiltration[J]. *International Journal of Refrigeration*, 2006, 29(5): 692–699.
- [16] Foster A M, Swain M J, Barrett R, et al. Three-dimensional effects of an air curtain used to restrict cold room infiltration[J]. *Applied Mathematical Modelling*, 2007, 31(6): 1109–1123.
- [17] Li S, Yan J, Liu Z, et al. Optimization on crucial ejector geometries in a multi-evaporator refrigeration system for tropical region refrigerated trucks[J]. *Energy*, 2019, 189: 116347.
- [18] Gil-Lopez T, Castejon-Navas J, Galvez-Huerta M A, et al. Energetic, environmental and economic analysis of climatic separation by means of air curtains in cold storage rooms[J]. *Energy and Buildings*, 2014, 74: 8–16.
- [19] Neto L P C, Silva M C G. Influence of the jet initial inclination angle on the performance of an air curtain device[J]. 8.
- [20] Bishnoi R, Aharwal K R. Experimental investigation of air flow field and cooling heterogeneity in a refrigerated room[J]. *Engineering Science and Technology, an International Journal*, 2020, 23(6): 1434–1443.

串联式发生器级间离子风流动分布优化和 强化散热应用

蔡荣杰, 王静*, 柳贵康, 吉玉清, 李安, 申文杰

(江苏大学, 汽车与交通工程学院, 镇江, 212013)

(Tel: 13952925771, Email: 1000004375@ujs.edu.cn)

摘要: 随着电力电子元器件朝着高频率、高度集成化和大功率方向发展, 其在工作过程中产生的大量热量给电子设备的散热带来了极大的挑战。本研究提出了一种 V 型“针-环”式双级离子风发生器, 通过改变次级单元的结构优化离子风的流动分布, 提高其冷却效率。建立了离子风发生器的二维计算模型, 耦合电场、流场和温度场对离子风的流动演变和散热性能进行仿真, 通过试验探究了所设计的离子风发生器的 EHD 特性和应用于大功率 LED 芯片的冷却效果。研究表明, 用于汇聚离子风的缩口结构存在一定弊端, 其动量损失较大。双接地环可以更好地分配离子风, 使得带电粒子受到较大的正向驱动力, 产生大量有效离子风, 该结构离子风的分布范围广, 最大风速可达 2.46m/s, 对 LED 芯片冷却效果较优。

关键词: 离子风发生器、双级结构、有效离子风、流动特性、散热性能

0 前言

芯片是现代计算机、电子器件等工业产品的核心部件之一。近年来, 随着电子信息的迅速发展, 芯片的集成度和运行速度得到了大幅度的提高, 导致芯片因升温而造成失效的可能性不断加大。以照明领域常用的半导体发光二极管(Light-emitting Diode, LED)为例, 虽然它具有使用寿命长、节能效果显著等优点, 但其工作时输入的电能大部分会转化为热量, 如不采取及时有效的冷却措施, 其发光性能会急剧退化, 甚至损坏^[1]。基于电流体动力学(Electro-hydro Dynamics, EHD)原理工作的离子风, 可将电能直接转化为流体的动能, 实现对流强化。离子风具有一些显著的优势, 如无运动部件、无噪音、便于通过电压直接控制、功耗较低、响应迅速、可将风送至传统风扇难以达到的位置等^[2,3]。

离子风是由电晕放电引起的宏观气流运动, 在大气压条件下就能产生。电晕放电主要发生在具有不同曲率半径的电极之间, 曲率半径极小的发射极在高电压作用下电离空气分子产生大量带电粒子, 带电粒子在电场力的驱动下发生定向运动, 运动过程中继续与中性气体分子碰撞并传递动量, 在电极之间形成宏观气流运动, 称为离子风^[4-6]。近年来, 许多学者通过数值计算的方法对离子风的流动分布进行了探索。Ramadhan 等^[7]对流道中“针-板”结构的离子风发生器的离子风分布分别进行了二维和三维的数值模拟, 发现在不同的情况下二维和三维模拟的精度不同。对于短而宽的流道, 二维模拟精度更高。

Qu 等^[8]建立了一种多物理场耦合的三维计算模型,研究了使用不同数目针电极的离子风发生器的流动分布。离子在库仑力的作用下分布于环电极周围,Wang 等^[9]通过数值计算得到了多级式“针-环”结构离子风的流动分布,通过优化次级单元针电极与一级单元环电极的间距,减少反向离子风的形成,同时增加离子风流动面积,从而提高散热效率。Wang 等^[10]设计出适合冷却点状热原的离子风发生器,利用离子风对密闭空间内的热点进行冷却,通过改变离子风发生器的结构参数,可以实现对不同结构热源的冷却。

目前,通过优化结构参数来提高离子风强度的方法已经达到瓶颈,使用多级串联式离子风发生器可作为一种解决方法。图 1 所示为两级串联“针-环”式离子风发生器中带电粒子的运动过程。发射电极处产生的带电粒子向集电极运动,经过初级环电极时在其周围产生离子射流;进入次级单元后,部分带电粒子在库仑力作用下得以提速,继续运动,形成强度提升的离子风^[11]。Tirumala 等^[12]设计了有多个集电极的离子风发生器,多个集电极增加了总电流,但能耗却降低了,从而提高了离子风的工作效率。Zeng 等人^[13]提出了一种两级“针-网”式离子风发生器,在最佳参数下,冷却 200 W 热源时,离子风速度达到 3.91 m/s,温度下降超过 30℃ 以上。Qiu 等^[14]设计了多级阵列“针-网”式离子风发生器,将多个离子风发生器串联起来,阵列电极可以扩大有效放电面积,电能-动能转换效率约为 2.2%。

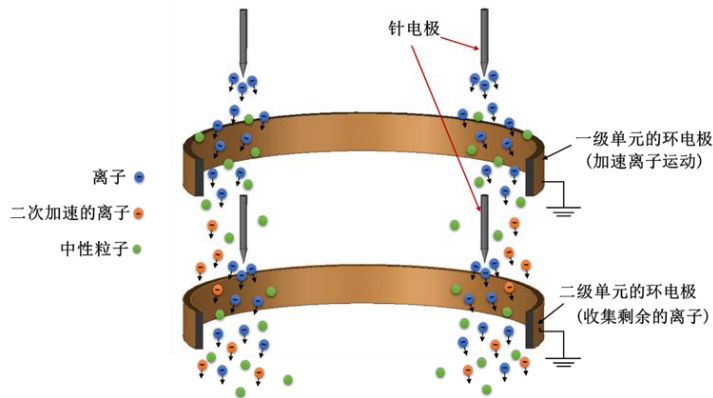


图 1 多级式结构离子风运动过程

本研究提出了一种 V 型双级“针-环”结构的离子风发生器。V 型双级结构一级单元针电极相距较远,增大离子运动区域;二级单元针电极集中,提高中心区域风速,同时收集并加速一级单元产生的带电粒子。该结构将出口处的离子风集中于中心区域,能大幅度提高中心区域内风速,实现强化散热。对三种结构的离子风发生器传热特性进行研究,首先通过仿真分析揭示离子风发生器内部带电离子的运动过程,然后通过实验研究了不同结构获得的离子风的最大风速、出口风速分布以及散热性能,最后将所设计的离子风发生器用于冷却功率大、体积小、热流密度高的 LED 芯片,分析 LED 在离子风作用下的光-热关联特性。

1 实验细节

1.1 多级发生器结构

研究中所设计的 V 型双级离子风发生器基础结构如图 2(a)所示。该结构由两个离子风发生器单元串联而成，每级均由针电极和环电极通过 PCB 支架以及导流腔连接而成。其中针电极选用钨钢，环电极选用黄铜，导流腔选用绝缘透明的聚甲基丙烯酸甲酯 (PMMA)。将四根钨钢针安装于 PCB 支架上连接高电压作为发射极，黄铜环接地作为接收极，具体尺寸如图 2(b)所示。研究中，两级式离子风发生器一级单元结构保持不变，二级单元选用三种结构。其中， H 为同一级针电极的间距， D 为环电极的直径， h_1 为初级结构的放电间距、 h_2 次级结构的放电间距， h 为一级与二级之间的距离。

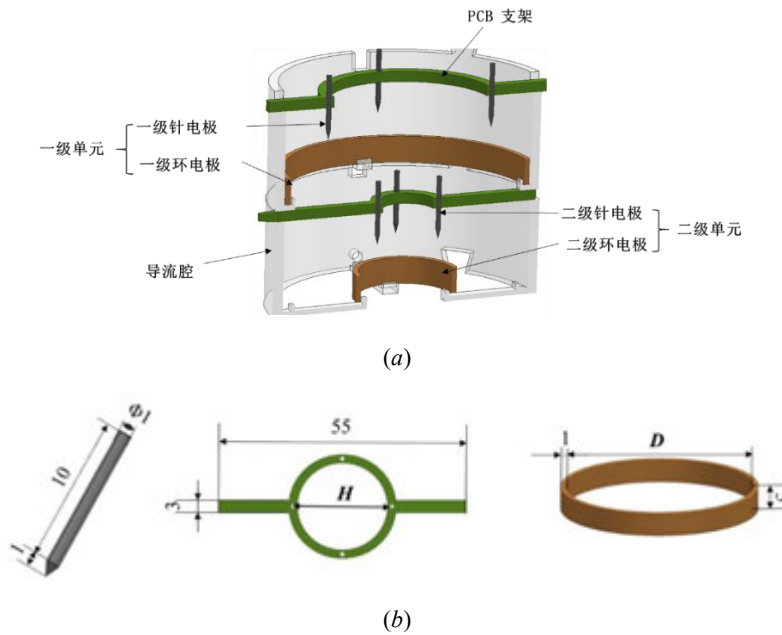
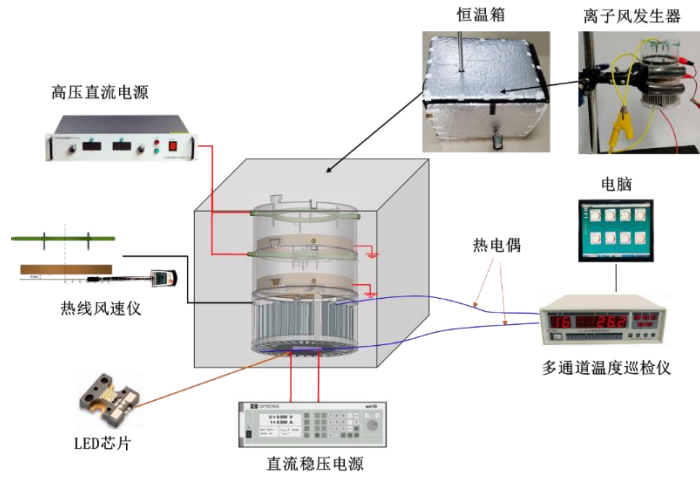


图 2 V 型双级“针-环”结构离子风发生器 (a)结构示意图; (b)各部件尺寸

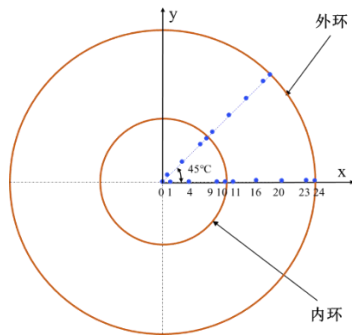
1.2 测量参数及方法

研究双级离子风发生器散热特性的实验系统如图 3(a)所示，主要包括：离子风发生器、供电系统、风速测量系统和温度采集系统。离子风速度和系统中主要监控点的温度是重要的评价参数。采用热线风速仪在发生器出口平面以下 5mm 处测量离子风速度，测量点的分布如图 3(b)所示，环电极附近测量点分布更为密集。

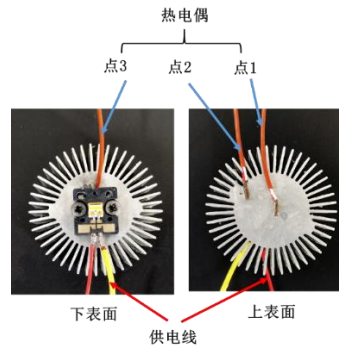
使用离子风发生器为大功率 LED 芯片散热，将其安装于金属热沉底部，产生的离子风吹向热沉的上端面，对 LED 芯片进行间接冷却。铝制热沉的外径为 50 mm，内径为 20 mm，发生器出风口距离热沉上表面 5 mm。研究中使用 K 型热电偶测量热沉上表面中心位置、翅片根部以及 LED 芯片引脚温度，如图 3(c)所示。温度值采用多路温度巡检仪进行采样。经离子风发生器散热后的 LED 光输出特性通过光电性能综合测试系统进行测量。实验中使用高压直流电源为针电极提供高电压，环电极接地；直流稳压电源为 LED 芯片供电，使芯片功率保持恒定。



(a)



(b)



(c)

图 3 V 型结构离子风发生器实验系统图 (a)散热特性的实验系统; (b)风速测点; (c)温度测点

1.3 试验数据处理

采用热线风速仪测量离子风速度存在一定的误差，主要包括测量误差、风速仪的显示误差及试验过程中的随机误差。热线风速仪的精度会随着离子风测量范围变化而变化，具体误差分析方法在我们之前的工作已经详细描述^[15]。由于在测量时不同风速范围风速仪的测量误差有所变化，风速误差用相对误差来表示，最大不确定度为±0.16%。

温度采集的误差主要来源于热电偶的测量误差、多通道温度检测系统的显示误差以及测量过程中的随机误差。计算可得温度测量误差为±0.23℃。在散热实验中，通过测量芯片结温以及环境温度可以得到使用离子风发生器冷却后系统的平均换热系数为：

$$h = \frac{P_S \eta_1 \eta_0 - Q_{loss}}{A_S (T_S - T_\infty)} \quad (1)$$

式中， P_S 为LED芯片的功率； A_S 为热沉表面积； Q_{loss} 为自然对流损失； T_∞ 和 T_S 分别为环境温度和LED芯片表面温度； η_0 为传热效率，通常 η_0 的范围为0.97~1，本研究中 $\eta_0 = 0.98$ ； η_1 为芯片的制热效率，可根据LED的光电转化率计算。实验中使用的LED芯片

的光电转化率范围为 20%~30%，本文取制热效率 $\eta_1 = 0.8$ 。散热损失为：

$$Q_{loss} = \alpha A_s (T_s - T_\infty) \quad (2)$$

式中， α 为空气对流换热系数。

此外，可根据误差传递原理对本实验中计算的平均换热系数误差进行估算：

$$\delta \bar{h} = \sqrt{\left(\frac{\partial \bar{h}}{\partial U} \Delta U\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{h}}{\partial I} \Delta I\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{h}}{\partial T} \Delta T\right)^2} \quad (3)$$

计算得到平均换热系数 h 的误差范围为 $\pm(4.134\sim 10.235) \text{ W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$ 。

2 物理模型

离子风强化传热是通过多物理场耦合计算，主要涉及静电场、流场和温度场。该过程可以通过以下控制方程来描述。

2.1 控制方程

静电场方程

发射电极处的高压电势 V 的分布可以由泊松方程表示如下：

$$\nabla^2 V = -\frac{q}{\varepsilon} \quad (4)$$

电场强度 E 与电势 V 的关系为：

$$\mathbf{E} = -\nabla V \quad (5)$$

式中， V 为电势； q 为空间电荷密度； ε 为空气的介电常数 ($\varepsilon=8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$)。

电流密度 J 可以表示为：

$$\mathbf{J} = \chi q \mathbf{E} - K \nabla q \quad (6)$$

式中， χ 为离子迁移率， $\chi = 1.8 \times 10^{-4} \text{ m}^2 / (\text{V}\cdot\text{s})$ ； K 为电荷扩散系数 ($K = 5.3 \times 10^{-5} \text{ m}^2 / \text{s}$)。

在瞬态变化的情况下，考虑放电时间后可得到电流密度守恒方程^[6]：

$$\frac{\partial q}{\partial \tau} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (7)$$

式中， τ 为时间。

将公式(5)代入公式(6)中整理展开可得：

$$\frac{\partial q}{\partial \tau} - K \nabla q^2 + \chi \cdot (q \nabla \mathbf{E} + \mathbf{E} \nabla q) = 0 \quad (8)$$

将公式(3)、(4)代入公式(6)中可以得到耦合方程：

$$\frac{\partial q}{\partial \tau} - K \nabla q^2 + \chi \cdot \left(\frac{q^2}{\varepsilon} - \nabla V \nabla q\right) = 0 \quad (9)$$

流场方程

离子风可以看作不可压缩粘性流动体，满足气体连续性方程：

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (10)$$

式中， ρ 为空气密度； U 为离子风速度。

由 N-S 方程得到动量守恒方程^[17]：

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \mathbf{U}) = -\nabla p + (\mu + \mu_t) \nabla^2 \mathbf{U} + \mathbf{F}_e \quad (11)$$

式中， p 为气体压力； μ 和 μ_t 分别动力粘度和湍流黏度； \mathbf{F}_e 为体积力。由于离子风产生的二次流可以形成很强的局部扰动，因此采用 k- ϵ 湍流模型计算^[17]。

在电场作用下体积力 \mathbf{F}_e 可表示为^[18]：

$$\mathbf{F}_e = q\mathbf{E} - \frac{1}{2} \mathbf{E}^2 \nabla \epsilon + \frac{1}{2} \nabla \left[\mathbf{E}^2 \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right) \rho \right] \quad (12)$$

体积力由三项组成，第一项是库仑力，它是电场作用在自由电荷上的力，在本研究中起主要作用；第二项是介电泳力，它是由于介电常数存在梯度变化而产生，此力在两相流动的气液界面上较大，在本研究单相流动换热中可以忽略不计^[19]；第三项为电致收缩力，它是由电场强度的分布不均匀和介电数随密度有变化而产生的的作用力可以忽略该力^[20]。最后体积力控制方程简化为：

$$\mathbf{F}_e = q\mathbf{E} \quad (13)$$

温度场方程

使用离子风对热源进行冷却的过程满足能量守恒方程为^[21]：

$$\nabla \cdot (\mathbf{U} T) = \nabla \cdot \left(\frac{\lambda}{\rho c_p} \cdot \nabla T \right) + \frac{Q_e}{\rho c_p} \quad (14)$$

其中，焦耳热 Q_e 可以表示为：

$$Q_e = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = \chi q |\mathbf{E}|^2 \quad (15)$$

式中， λ 为导热率； T 为温度； c_p 为比热。

2.2 模型构建

建立离子风发生器的二维模型如图 4 所示。该模型的计算域分为三个部分，分别为进口域、发生域、出口域；气流从进口域流入，从出口域流出，在发生域进行电晕放电。对应三种不同结构的离子风发生器，建立了三种模型，模型构建中进行一定的简化，忽略了导流腔壁厚，只表示了针的有效尺寸，其余部分与实际装置保持一致。在出口域中安装一块加热片，底面设置热流密度为 $Q_e = 3000 \text{ W/m}^2$ 。加热片的是一个 $50 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$ 的矩形薄片，发生域的宽度 $N = 50 \text{ mm}$ ，高度随各参数变化而改。

2.3 边界条件

针电极上的电势 V 满足狄利克雷条件^[21]，假设电势值 V_0 取值范围在 4~10kV 之间。环电极接地 $V = 0$ ，其余边为零电荷。针电极表面电荷密度 $q = q_0$ ，环电极表面电荷密度 $q = 0$ ，其余边无扩散通量。速度场中入口和出口设置为压力边界条件 $P = P_a$ ，其余边为无滑移边界。加热片底面设置热流 Q_e ，入口出口设置与流场保持一致，假设剩余壁面为绝缘边界。

其中电荷密度的确定十分复杂，因此需要对电晕放电时针电极表面的电荷密度进行

合理的假设。Kaptzov 假设^[22]表明，在电晕放电开始之前，电场强度随外加电压的增加成比例增加，但离子风开始后，电场强度保持不变。要得到这个临界电场值，可以采用 Peek 定律^[23]来确定：

$$E_o = 3.1 \times 10^6 \left(1 + \frac{0.308}{\sqrt{0.5r}} \right), \quad V/m \quad (16)$$

式中， r 为针电极针尖曲率半径，单位为 cm。

计算时，针电极表面的边界电荷值不能由 Kaptzov 假设直接确定。在仿真计算时，首先假设一个电荷密度初始值 q_0 ，代入电场方程求解 E_o 。当 E_o 满足 Peek 值时，得到了适当的电荷边界条件。否则继续进行迭代计算，直到解出的 E_o 满足公式(15)的计算值。

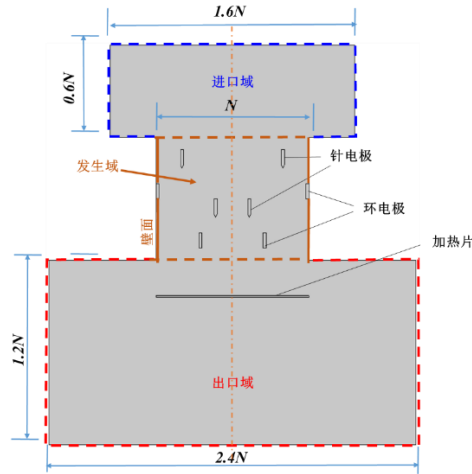


图 4 双级离子风发生器的二维计算模型

2.4 模型验证

针对三个模型，分别选取六种数目的网格系统进行计算，对比计算所得最高风速，结果如图 5 所示。结果表明当网格数达到一定值时，通过增加网格数，计算出的风速差值较小，网格在保证数值计算精度的前提下，尽可能提高仿真效率。最后，选取三种模型计算网格数 27159、25987、28658。

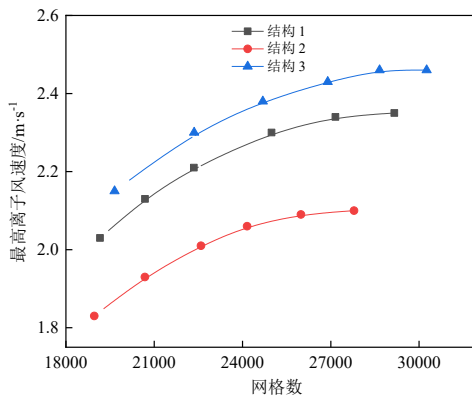


图 5 网格独立性验证

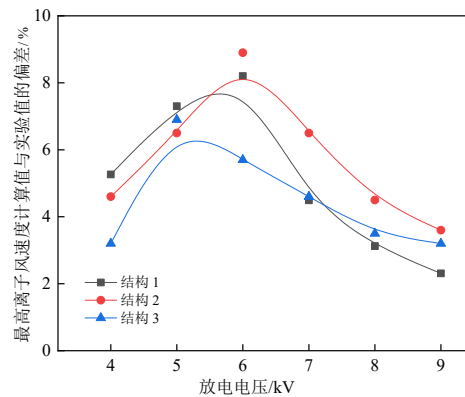


图 6 模型验证

接下来对模型进行验证，将不同电压下计算所得的最高离子风速度与实验结果进行对比，实验中发射极仅安装两根针尽可能与模型保持一致。图 6 为三种模型的最大相对误差随施加电压的变化。结构 2 的误差曲线波动更大，当电压为 6 kV 时，计算值和实验值的最大相对误差为 8.65%，在整个电压工作范围内计算值与实验值的偏差均低于 10%，此时我们认为所建立的计算模型能在一定程度上反应真实的双极离子风发生器的离子风生成特性。三种模型计算所得的风速值均高于实验所测值，这是因为将发生器简化为二维几何模型计算时，没有考虑针电极固定支架对风速的影响，实验中的测试误差也是造成偏差的重要原因，模型验证具体过程可参考我们前期的工作^[9]。

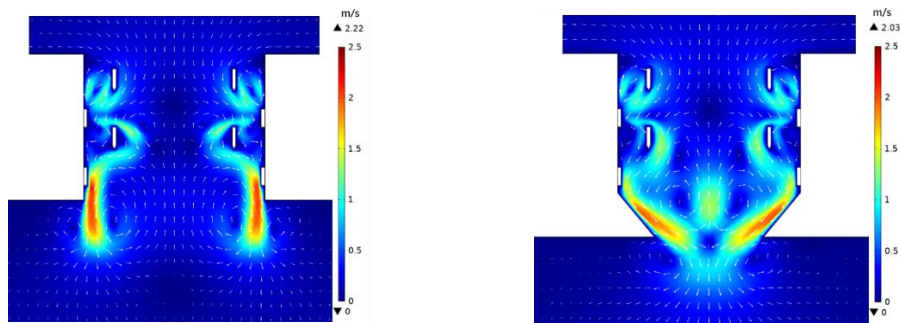
3 结果分析与讨论

3.1 两级结构中的离子风流动演变与优化

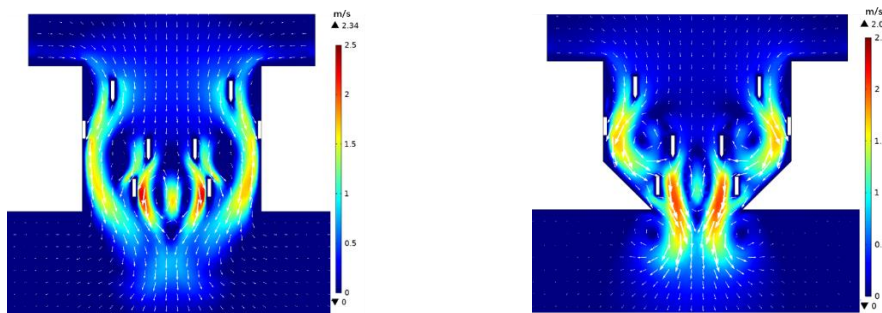
针对不同的结构，通过计算可以得到离子风的发展过程。计算过程中设置计算时间 80 ms，观察不同时刻电晕放电产生离子风的流动分布。某一时刻后离子风流动趋于稳定，不再发生变化，随后离子风发生器稳定工作。

如果将相同的两个单级离子风发生器串联，设定放电电压为 9 kV，得到离子风的流动分布如图 7(a)所示本，显然，出口处的离子风主要集中于次级单元环电极附近，这种结构中心区域风速较小，不利于冷却中心处的热源。针对此问题，在装置出口处设置缩口腔，使风速向中心区域汇聚，得到的离子风流动分布如图 7(b)所示。可以看到气流在缩口腔出口处与斜壁面发生碰撞，一部分粒子向上运动产生反向离子风，另一部分粒子向下运动产生有效离子风，该过程发生了动量损失，总体风速反而降低，因此普通缩口结构存在一定不足。

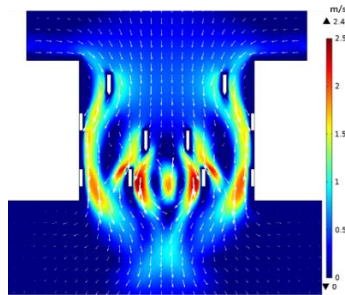
采用三种改进后的结构来有效利用离子风，同时改善气流流动，仿真结果如图 8 所示。其中结构一和结构二的区别为导流腔是否设计成缩口。对比稳定时刻离子风的流动分布可以看出，结构一的风速流动范围更大，结构二能更好地将离子风集中于一定区域。两种结构最大风速均集中于次级单元环电极周围，结构一产生的最大风速略高于结构二。对此现象进行深入分析，理论上结构二为缩口导流腔，可以更好的将一级单元产生的离子集中于二级环电极周围进行二次加速，产生更高的风速；实际则相反，结构二中一级单元产生的离子在流经缩口腔时，同时受到一定程度的水平作用力和垂直作用力，当两侧粒子运动到缩口底端后会进行碰撞，此时水平作用力几乎抵消，垂直作用力促使粒子向下运用，该过程对次级单元产生的离子运动速率也有一定负面影响。结构 3 则在结构 1 的基础上增加一个环电极，使得次级单元的接地极形成双环结构。对比图 8(a)(c)可以看出，结构三外环两侧风速变大，同时中心处的最大风速有所提增高，由此可见结构 3 在获得较大风速方面具有一定优势。



(a) (b)
图 8 两级相同结构风速云图 (a)原结构; (b)加缩口结构



(a)结构 1 (b)结构 2



(c)结构 3

图 8 集中式离子风机风速云图

在离子风产生过程中，二级单元针电极会受到一级单元环电极的影响产生向上的作用力，形成反向离子风^[9,25,26]。所以两级串联的离子风发生器存在两种损失，即一级单元产生的离子风流向出口引起的沿程损失，该损失随两级之间距离的增大而增加；二级单元产生反向离子风造成的动量损失。对此通过改变两单元的间距以寻求综合损失相对最小的方案。两单元间距 h 分别设置为 0 mm，5 mm，10 mm，计算得到的离子风流动分布如图 9 所示，可以看到随着两单元间距的增加，出口处离子风的流动区域越来越集中，离子风覆盖面积减小。随着间距 h 增大，一级单元到出口距离增加，离子风流动过程中的沿程损失增大，因此在出口处离子风流动速度变缓，反向离子风引起的动量损失影响较小，因此沿程损失为此结构中流动的主要损失。两单元间距为 0 mm 时，流动效果最佳。

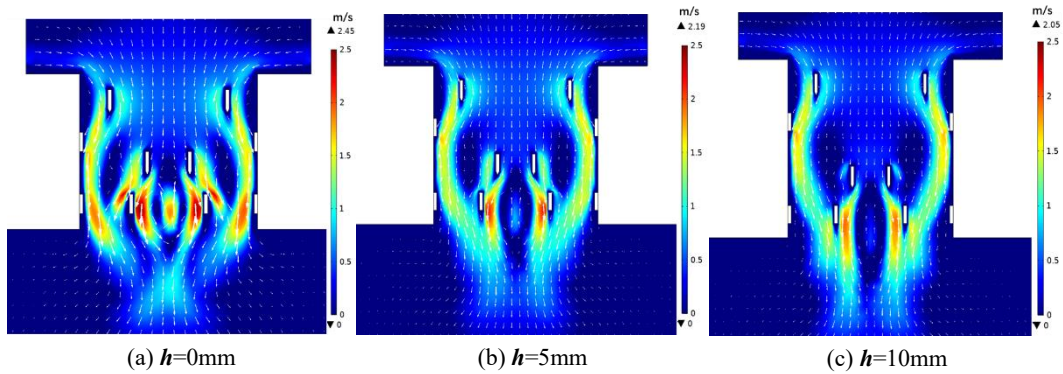


图9 不同间距下风速云图

3.2 两级离子风发生器冷却均匀热源

发射极上施加的电压为 9 kV，环境温度为 20℃，设置加热片底部热流密度为 3000 W/m²，加热片位于发生器出口以下 12 mm 处，为气流向下流动带走热量预留空间。图 10 对比了使用两级离子风发生器进行冷却前后热源的温度分布，图中白色流线为温度梯度。使用离子风发生器对加热片冷却 60 ms 后，加热片的最高温度降低了 4.2℃，可见产生的离子风可以有效且快速地降低热源温度。图 11 为加热片上表面不同位置的温度变化。可以看到，在离子风发生器未工作时，加热片的中心温度保持稳定达到 44.4℃，向两侧边缘逐渐降低，边缘温度为 33℃，可见仅依靠空气浮升力作用而实现的自然对流散热，冷却效果有限。使用离子风发生器冷却之后加热片温度明显降低，不同位置温度有所波动。其中加热片的最低温度点位于二级单元环电极内侧。图 11 对比了结构 1 和结构 3 对热源的冷却效果。可以发现结构 3 的冷却效果更优，较结构 1 系统温度整体降低 1℃。图 12 为使用结构 1 冷却加热片时离子风流动分布图，可以看出产生的离子风吹向加热片后，以冲击射流的方式对热源进行冷却，随后大部分离子风向两侧运动带走大部分热量。

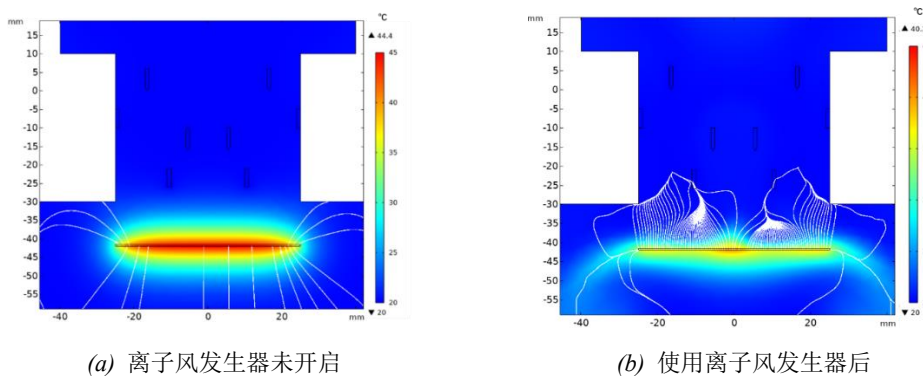


图 10 使用结构 1 的离子风发生器冷却均匀热源时的温度分布 (V=9kV)

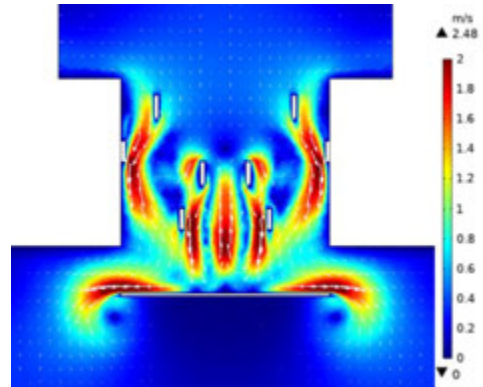
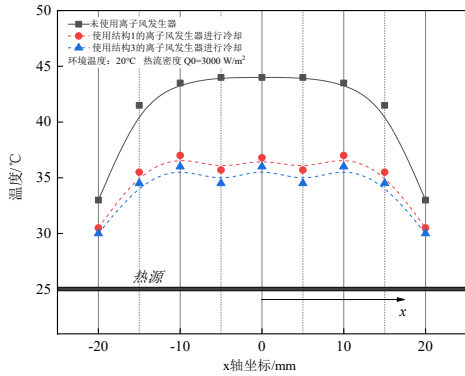
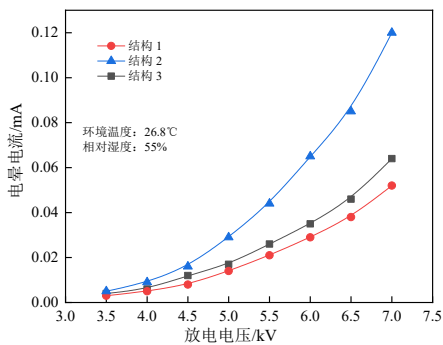


图 11 均匀热源上表面的温度分布 图 12 离子风冷却加热片时风速流动分布图 (结构 1)

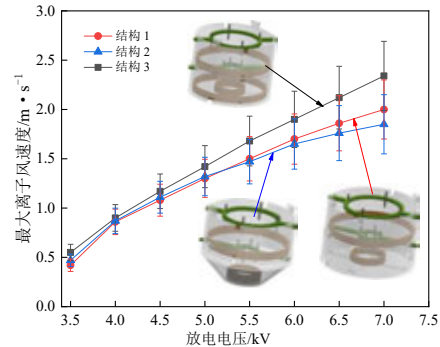
3.3 两级离子风发生器的 EHD 特性

前面通过仿真计算分析了不同结构离子风发生器产生离子风的流动特性以及应用于均匀热源冷却时的传热特性。下面通过实验测量不同结构离子风发生器工作时的伏安特性以及最高风速的变化, 研究两级离子风发生器的 EHD 特性。

图 13 为三种结构的离子风发生器工作时的伏安特性以及最高风速的变化。由图 13(a) 可见, 相同电压下结构 2 的电晕电流更高, 结构 1 和结构 3 的电晕电流相差不大。电晕电流越大, 说明放电空间内分布的带电粒子越多, 在电场的定向驱动下, 带电粒子与更多的气体分子发生碰撞^[10]。结构 2 设置缩口导流腔使更多的带电粒子集中于环电极处产生更高的电流。而图 13(b) 所示的离子风速度变化规律却略有不同。根据前面仿真计算所得的离子风流动分布云图可知, 缩口结构中离子产生的水平方向的作用力会相互抵消, 损耗部分动量, 造成风速的降低。电压较小时, 结构 1、2 产生的最大风速较为接近; 当电压施加到 5.5 kV 时后, 结构 2 的最大风速增加速度变缓, 低于结构 1 所产生的风速。这是因为, 电压较低时, 二级单元首先开始电晕放电产生离子风, 此时一级单元产生的离子风流经出口时风速较低, 影响较小; 当电压持续升高后, 一级单元中形成离子风的能量增强, 结构 2 中的动量损失也随之增加。使用结构 3 时, 出口处测得的风速最高, 分析原因: 二级单元中的双环结构扩大了离子运动区域, 一级单元产生的离子风大部分流向外环, 避免向内环运动过程中与中间区域的粒子发生碰撞或再结合, 减少能量损失; 该结构中带电粒子运动过程中受到的向下的驱动力更大。



(a) 伏安特性曲线



(b) 风速变化曲线

图 13 不同结构对电流以及最大风速的影响

改变结构 3 中的两单元的间距测量其伏安特性及风速变化，结果如图 14 所示。由图 14 可见，改变两单元间距对电流影响不大；在电压较低时，最高风速的变化也较小，当电压达到 5 kV 时，两单元间距为 0 mm 的装置产生的风速最高。结合前一部分实验结果可以得出，在电压达到 5 kV 后一级单元产生的离子风开始对出口的净风速产生影响。

实验选取出口截面选取多组测量点进行风速测量，绘制出风速分布图，测量结果如图 15 所示。横坐标以装置中心为原点，指向针电极在出口处的投影方向。图给出了结构 1 和结构 3 在电压为 6.5 kV 下风速变化。由图 15 可知，结构 3 产生的最大风速高于结构 1，结构 1 产生的离子风集中于内环周围，呈现两个波峰，结构 3 风速拥有四个波峰，分别位于内环以及外环周围，但内环处风速明显高于外环。图 15 所示，最大风速点位于环电极内侧约 1 mm 处。该测点保持不变，改变电压，风速随电压变化如图 16 所示。随着电压升高，风速增加。内环处风速变化速率高于外环。造成该现象的原因可能为，外环处的风速由一级单元产生，带电粒子在运动过程中产生一定损失；同时一部分离子流向内环，导致外环处风速变化缓慢。当电压达到 6.5 kV 时，内环最大风速达到 2.46 m/s，外环最大风速为 0.86 m/s。最大风速点位于针电极正下方靠近环电极内侧，向四周风速逐渐降低。对结构 3 而言，离子风主要分布于内环内部区域，中心位置风速可以达到 1.2 m/s，相比于结构 1，该区域离子风流动强度大，利于对发热面积较小的器件进行散热。

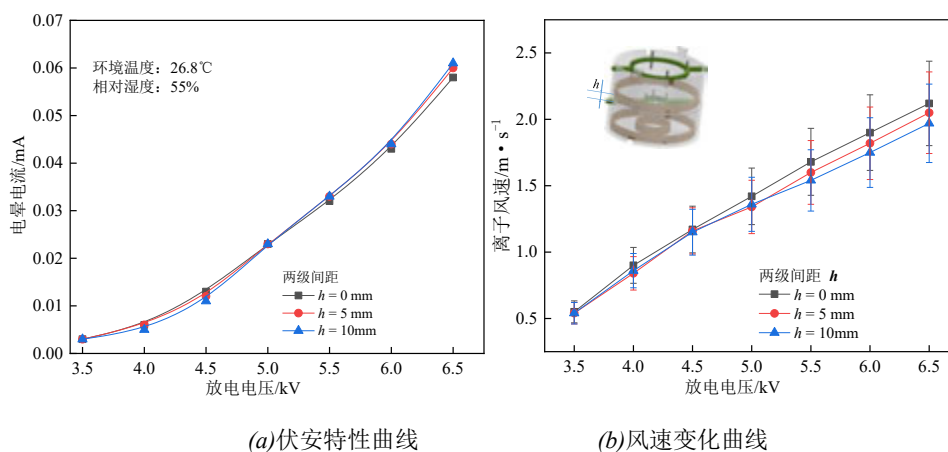


图 14 两级间距对风速以及电流的影响

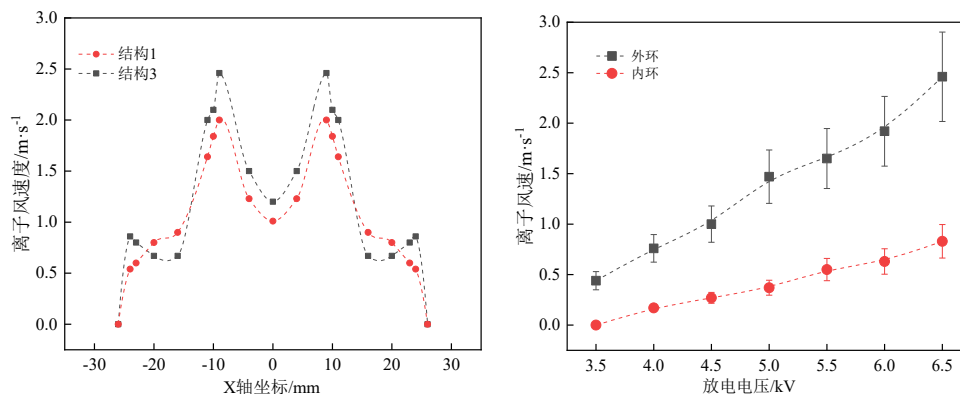
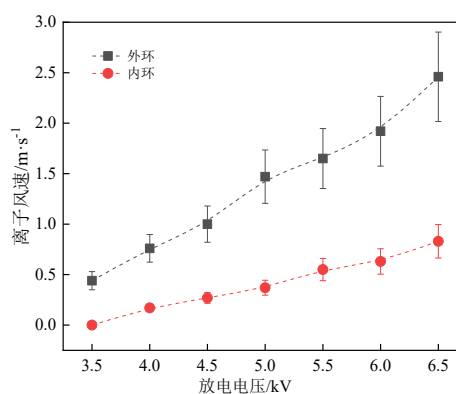


图 16 结构 3 环电极下风速变化曲线



3.4 优化后的发生器冷却 LED 时的光热特性变化

由上述实验以及数值计算结果可知，不同结构的离子风发生器对离子风流动分布以及最大风速均有一定影响。下面通过实验对比使用不同结构离子风发生器后的冷却效果。改变离子风发生器的电压，测量不同电压下芯片的温度变化。同一电压下离子风发生器的工作时间设定为 10 min，环境条件保持恒定。图 17 所示为使用不同结构离子风发生器后系统平均换热系数的变化。结果表明，相同电压下结构 1 冷却效果略低于结构 3。结构 3 内环处产生高速的离子风，同时外环周围产生的离子风加快热沉翅片周围的空气流动。该结构能够更好的对点热源进行散热。

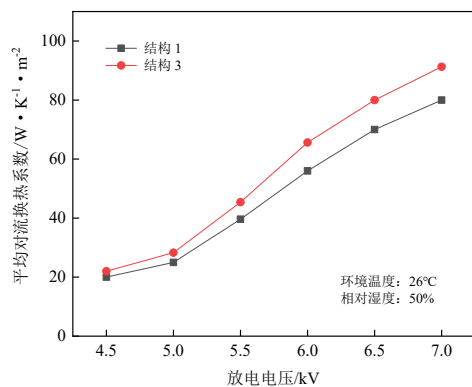


图 17 不同结构离子风机平均换热变化曲线

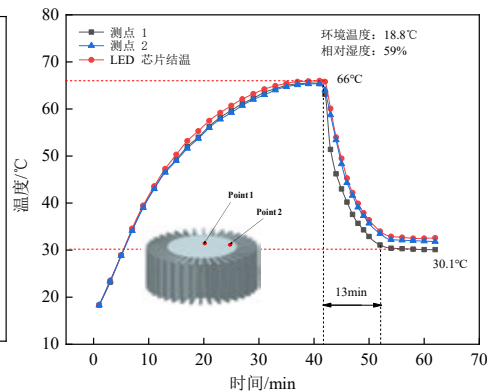


图 18 散热前后芯片测点温度变化

上述实验证明结构 3 的冷却效果更优。接下来采用结构 3 的离子风发生器对 LED 芯片进行热管理，LED 芯片热功率设置为 4.5 W、放电电压为 6.5 kV。LED 芯片工作后，芯片温度持续上升，达到稳定状态后测得最高温度为 71°C；随后，开启离子风发生器进行散热，10 min 后芯片温度基本稳定。实验中对图 3(c)所示的三个点进行温度监测，结果如图 18 所示。测点 1、2 的温度分别为 35.1 和 37.1°C，芯片结温为 37.5°C，降低了约 33°C，冷却效果明显。

使用结构 3 的离子风发生器进行实验，LED 芯片的输入功率分别设置为 2.5W、3.5W、4.5W，环境温度为 26.1°C，比较相同电压下芯片温降的变化情况，结果如图 19 所示。相同电压下，随着芯片功率的增加，温度下降幅度也相应增大。芯片输入功率增大后，LED 芯片发光强度相应提高，产生的热量也相应的增多。此时热源散发出热量使得周围空气温度升高，提高了电场中粒子的运动速度，碰撞频率随之增大，导致离子迁移率的增加，从而增强了电晕放电并提高离子风速度；此外，由于芯片自身温度升高，相同风速的散热效果更加显著。当电压达到一定值时，温降变化幅度变小。这表明，通过改变流动分布强化芯片散热达到瓶颈。在热源功率为 4.5 W 时，施加电压 7 kV，芯片温度达到 36.3°C。可知 LED 芯片温度不高于 40°C，LED 能较好地展现其光输出特性。

通常将光通量作为评价 LED 光学性能的重要指标。当工作温度升高时，LED 的输出光通量减小，工作性能下降^[27]。使用单热沉、结构 1、结构 3 分别对 LED 芯片进行散热，测得 LED 芯片结温和光通量的变化如图 20 所示。当离子风发生器开始工作时，随着芯片结温降低，输出的光通量开始上升，逐渐达到稳定。采用离子风发生器散热较单热沉散热光通量提高了 28%，采用结构 3 的离子风发生器冷却芯片，LED 的光输出特性

更佳。

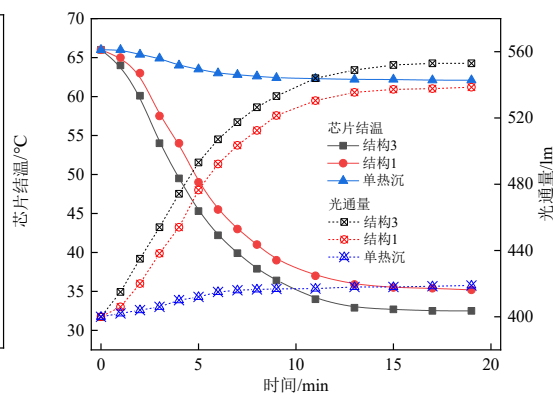
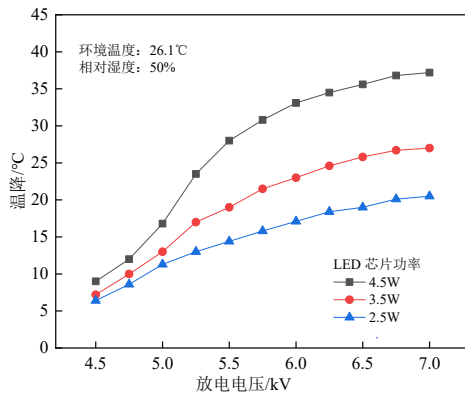


图 19 不同加热功率条件下不同外加电压下的温降变化情况 图 20 LED 芯片结温和光通量的变化

4 结论

本文构建了三种不同结构的 V 型“针-环”式双级离子风发生器，分别通过仿真计算以及实验对发生器的次级结构进行优化，研究三种结构下离子风的流动特性，EHD 特性以及冷却过程中 LED 的光热特性。主要结论如下：

(1) 缩口结构会将大量离子集中于发生器出口。当一级单元产生的离子流经缩口腔时，同时受到一定程度的水平作用力和垂直作用力，当两侧粒子运动到缩口底端后会进行碰撞和再复合，此时水平作用力几乎抵消，垂直作用力促使粒子向下运用。该过程对二级单元产生的离子运动速率也有一定负面影响。

(2) 双环结构扩大了离子运动区域，一级单元产生的离子风大部分流向外环，小部分流向内环的离子同时受到外环电场的作用，水平作用力抵消，避免向内环运动过程中与中间区域的粒子发生碰撞或再结合，减少能量损失。较单接地环的结构 1 相比，风速提高了 17%。

(3) 结构 3 产生的离子风主要分布于内环内侧以及外环内靠近针电极处，风速向四周递减。中心点处风速可以达到 1.12 m/s，最大风速达到 2.46 m/s，离子风流动覆盖区域更大。

(4) 对 LED 芯片散热过程中，结构 3 内环处产生高速的离子风，同时外环周围产生的离子风加快热沉翅片周围的空气流动。该结构能够更好的对于点热源进行散热，芯片结温降低了 34°C，冷却效果明显。采用双环次级结构的离子风发生器散热较单热沉散热芯片光通量提高了 28%，LED 能较好地展现其光输出特性

参考文献

- [1] S. J. Lei, M. A. Qing, Y. Dae-Keun, et al., Heat dissipation of LED back light units based on TRIZ, Chinese Journal of Liquid Crystals & Displays, 27 (2012) 56-60.
- [2] M. Mirzaei, M. Saffar-Avval. Enhancement of convection heat transfer using EHD conduction method, Experimental Thermal and Fluid Science, 93 (2018) 108-118.
- [3] A. Rashkovan, E. Sher, H. Kalman. Experimental optimization of an electric blower by corona wind. Applied Thermal Engineering, 22 (2002) 1587-1599.

- [4] M. Goldman, R. S. Sigmond, Corona and insulation, *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, 17 (1982) 90-105.
- [5] E. Moreau, G. Touchard, Enhancing the mechanical efficiency of electric wind in corona discharges, *Journal of Electrostatics*, 66 (2008) 39-44.
- [6] T. H. Wang, H. Zhao, M. Y. You, W. M. Yan, S. X. Wang, *International Journal of Thermal Sciences*, 169, 107087 (2021).
- [7] A. A. Ramadhan, N. Kapur, J. L. Summers, et al., Performance and flow characteristics of miniature EHD air blowers for thermal management applications. *Journal of Electrostatics*, 93 (2018) 31–42.
- [8] J. G. Qu, J. F. Zhang, M. W. Li, et al., Heat dissipation of electronic components by ionic wind from multi-needle electrodes discharge: Experimental and multi-physical analysis, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 163 (2020) 120406.
- [9] J. Wang, Y. J. Liu, T. Zhu, et al., Flow distribution and cooling performance of needle-to-ring ionic wind blowers with multiple electrodes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 193 (2022) 122971.
- [10] T. H. Wang, H. Zhao, M. Y. You, et al., Improvement of hotspot cooling in confinement space by corona discharge induced ionic wind, *International Journal of Thermal Sciences*, 169 (2021) 107087.
- [11] D. Colas, A. Ferret, D. Pai, et al., Ionic wind generation by a wire-cylinder-plate corona discharge in air at atmospheric pressure, *Journal of Applied Physics*, 108 (2012) 103306.
- [12] Tirumala, Rakshit, David. Multi-electrode assisted corona discharge for electrohydrodynamic flow generation in narrow channels, *IEEE Transactions on Dielectrics & Electrical Insulation*, 18 (2011) 1854-1863
- [13] M. J. Zeng, J.F. Zhang, S. Wang, et al., Analysis of a two-stage ionic wind pump with multiple needle-to-mesh electrodes for cooling electronics, *Applied Thermal Engineering*, 185 (2021) 116340
- [14] W. Qiu, L. Xia, L. Yang, et al., Experimental Study on the Velocity and Efficiency Characteristics of a Serial Staged Needle Array-Mesh Type EHD Gas Pump, *Plasma Science & Technology*, 13 (2011) 693-697.
- [15] J. Wang, T. Zhu, Y. X. Cai, et al., Development and application of a solid-state fan for enhanced heat dissipation. *Applied Thermal Engineering*, 169 (2020) 114922.
- [16] M. Peng, T. H. Wang, X. D. Wang, Effect of longitudinal electrode arrangement on EHD-induced heat transfer enhancement in a rectangular channel, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 93 (2016) 1072-1081.
- [17] S. O. Ahmedou, M. Havet, Effect of process parameters on the EHD airflow, *Journal of Electrostatics*, 67(2009) 222-227.
- [18] N. Kasayapanand, T. Kiatsiriroat, EHD enhanced heat transfer in wavy channel, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 32 (2005) 809-821.
- [19] M. Boulos, P. Fauchais, E. Pfender, *Thermal Plasma: Fundamentals and Applications*, Plenum Press, New York, 1994.
- [20] J. Wang, X. Hu, X. Mo, Z. Sun, et al., Flow and heat transfer characteristics of corona wind in two symmetric divergent fins, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 160 (2020) 120210.
- [21] D. B. Go, Maturana, R. A. Fisher, et al., Enhancement of external forced convection by ionic wind, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51 (2008) 6047–6053.
- [22] K. Adamiak, P. Atten, Simulation of corona discharge in pointe-plane configuration, *Journal of Electrostatic*, 61 (2004) 85–98.
- [23] S. O. Ahmedou, M. Havet. Effect of process parameters on the EHD airflow, *Journal of Electrostatics*, 67 (2009) 222-227.
- [24] W. Wang, L. J. Yang, K. Wu, et al., Regulation-controlling of boundary layer by multi-wire-to-cylinder negative corona discharge, *Applied Thermal Engineering*, 119 (2017) 438-448.

- [25] D. H. Shin, D. K. Jang, D. K. Sohn, et al., Control of boundary layer by ionic wind for heat transfer, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 131 (2019) 189-195.
- [26] Z. Chuluunbaatar, C. Wang, E. S. Kim, et al., Thermal analysis of a nano-pore silic on-based substrate using a YAG phosphor supported COB pac kaged LED module. *International Journal of Thermal Sciences*, 86 (2014) 307-313.
- [27] M. Yazdan, W. D. Mehr, van Driel, K. M. B. Jansend, et al., Lifetime assessment of Bisphenol-A Polycarbonate (BPA-PC) plastic lens, used in LED-based products. *Microelectronics Reliability*, 54 (2014) 138-142.

金字塔式异型管内对流传热及流动阻力特性数值研究

郑慧, 张珈铖, 杨静, 林志敏[#], 侯博, 王良璧

(兰州交通大学机电工程学院 铁道车辆热工教育部重点实验室, 甘肃 兰州 730070)

([#]Tel: 0931-4938083, Email: linzhimin@mail.lzjtu.cn)

摘要: 在等壁温热边界条件下, 采用数值方法研究金字塔式异型管结构参数对管内传热及流动的影响。结果表明: 当金字塔的相对长度越大, 相对宽度越小, 相对高度越小时, 综合换热效果越好; 沿程及周向局部努塞尔数均呈现出周期性变化的趋势; 在相对长度为 0.53、相对宽度为 0.77、相对高度为 0.089 时, 金字塔式异型管的平均努塞尔数是光滑圆管的 2.15 倍, 在相对长度为 0.26、相对宽度为 0.32、相对高度为 0.089 时, 得到其最大沿程努塞尔数是光滑圆管的 3.88 倍。

关键词: 金字塔式异型管; 强化传热; 数值模拟; 对流传热

0 前言

换热管作为换热器的核心部件之一, 直接影响换热器的整体性能。研究传热能力强且工质流动阻力较小的强化传热管是提升换热器性能和降低其运行能耗的关键。目前广泛使用的有内翅片管、螺旋肋片管、丁胞管、波纹槽管和波纹管等。为了强化换热, 许多研究员进行了试验和仿真研究, 一些研究采用在光管内增加翅片, 虽然可以增加换热面积, 但是同样也增大了流动阻力, 容易结垢等, 除此以外对不同形状的翅片进行研究也成为关注点, Liu 等^[1]对单相螺旋翅片管的翅片数、螺旋角、翅片高度、翅片宽度和形状对管内流动和传热特性的影响进行了数值研究, 研究结果表明, 螺旋角对强化传热的影响最大, 翅片形状对流动和传热的影响较小。Li 等^[2]研究了内螺旋翅片管的螺距、翅片高度和翅片数量对管内热性能和流动特性的影响。沈童等^[3]探讨了进口速度和内螺旋角对多波内螺旋翅片管流动与传热性能的影响。Lin 等^[4]预测了肋管内切圆直径和螺旋角对肋管热性能的影响。Adegun 等^[5]研究了内肋椭圆管的长径比、肋高度、肋数量和导管方向对管换热系数、温度分布和速度分布的影响。毛舒适等^[6]对不同管径的内螺旋管在不同冷凝温度下进行了冷凝实验。

随着管型加工技术的发展, 异型强化换热管成为人们的关注重点, 国内外学者通过改变换热管形状来进行强化换热, Zhang 等^[7]研究了不同曲率的丁胞管和螺旋槽管内的流动和传热特性, 发现曲率对丁胞管与螺旋槽管的性能影响是完全相反的。Firoozi 等^[8]发现丁胞管的整体性能随丁胞间距的减小、高度的增大和填充角的增大而增大。廖文玲^[9]建立了一种正六边形截面的丁胞管, 研究丁胞深度和直径对传热管中流动及传热的影响。陈廷兵等^[10]研究了椭圆形截面的丁胞管的长宽比对管内流动及传热特性的影响。Zhang 等^[11]提出了一种新型的带有槽窝的强化管, 研究了槽窝深度、长度和轴比对湍流流体流动和换热性能的影响。JI 等^[12]分析了槽间距和高度对三维内螺旋槽管的影响, 并在实验装置上进行了验证。Dhaidan 等^[13]对比了三种波纹槽管形状对管内湍流流动和换热的影响, 发现波纹槽管的换热效果优于光管, 但功损较大。辛亚男等^[14]针对一种新型螺旋内槽管, 考察了螺距、螺纹头数及螺旋旋向对于管内三相流动特性的影响。Yu 等^[15]扭距、椭圆比和管槽深度分别在扭曲椭圆管

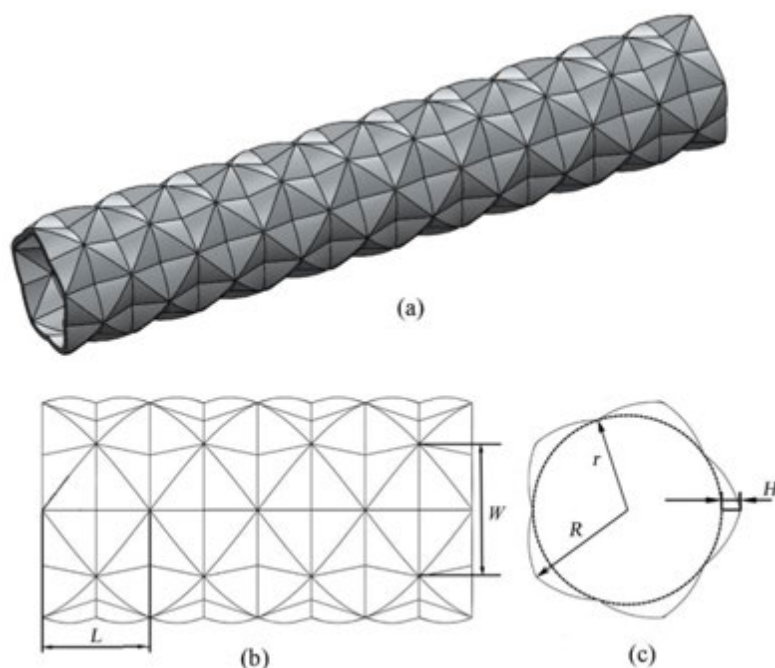
和双头扭曲椭圆管内的流动和传热特性。替永超等^[6]研究发现波纹管相比于光管传热特性最多提高 1.83 倍，波纹管波高相对于波纹管间距对强化换热影响较大。廖文玲^[7]研究了波纹组合类型及凹凸波纹宽度比例对流动及传热性能的影响规律。随着异型管发展，内置扰流元件成为新选择，不仅强化换热，而且降低流动阻力，但是换热器安装和清洗难度大，容易积灰^[8]。

综上所述，改变管型可以有效实现强化换热，并且成本低廉，安装和维修方便。为此，本文提出一种金字塔式异型管，通过在原本光管基础上冲压形成金字塔式表面，有效增加其换热面积的基础上，改善热集中问题和增加流体二次流，对其内流体流动和换热能力进行数值仿真，主要研究了金字塔的相对长度 L/D 、相对宽度 W/D 和相对高度 H/D 对金字塔式异型管内对流传热与流动阻力的影响。

1 物理模型及数学模型

1.1 物理模型

图 1 为金字塔式异型管结构示意图。以冲压的方式在光管管壁上布置紧密均匀的金字塔单元，选取四个金字塔单元做周期性计算域，金字塔单元的结构参数由其底边长度 L 、宽度 W 和高度 H 来表征。



(a)金字塔式异型管整体图；(b)轴向截面示意图；(c)径向截面示意图

图 1 金字塔式异型管三维结构简图

Fig.1 Sketch of three-dimensional structure of pyramidal shaped tube

在达到扰流效果的前提下，为了不对管内流体流动造成过度阻碍，金字塔单元高度、宽度以及长度的选取应在合理范围内，才能使其强化传热效果达到最佳，本文选取了 12 种结构参数不同的金字塔单元所形成的金字塔式异型管，在 $Re=15000\sim 55000$ 的范围内进行研究。为了便于分析和研究，定义无量纲结构参数相对长度 L/D 、相对宽度 W/D 和相对高度 H/D ，其中 D 为该异型管等效圆管的当量直径。

1.2 控制方程

为了建立金字塔式异型管内流体流动与传热的数学模型，作以下简化假设：(1)流体相关物性参数为常数；(2)管内的流动状态为湍流，且为定常不可压缩流；(3)忽略粘性耗散和

质量力的影响。基于上述假设，流动与传热的控制方程如下。

连续性方程：

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

动量方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i u_k) = -\frac{\partial p}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_i}[(\mu + \mu_t) \frac{\partial u_k}{\partial x_i}] \quad (k=1,2,3) \quad (2)$$

流体区域能量方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho c_p u_i T) = \frac{\partial}{\partial x_i}(\lambda_r \frac{\partial T}{\partial x_i}) \quad (3)$$

采用 standard k - ε 湍流模型进行计算，该模型包括 k 方程和 ε 方程，分别如式（4）至式（7），近壁面处采用增强壁面函数法处理， Y^+ 为 1。

k 方程：

$$\frac{\partial(\rho u_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + G_k - \rho \varepsilon \quad (1)$$

$$\mu_t = c_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2)$$

$$G_k = \mu t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3)$$

ε 方程：

$$\frac{\partial(\rho u_i \varepsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + c_1 \frac{\varepsilon}{k} G_k - c_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (4)$$

式中， k 为湍动能； ε 为湍动能耗散率； G_k 为速度梯度引起的湍动能产生项； $c_\mu = 0.09$ ，为湍流常数； $\sigma_k = 1.0$ ； $\sigma_\varepsilon = 1.3$ 分别为 k 与 ε 对应的普朗特数； $c_1 = 1.44$ ， $c_2 = 1.92$ 为经验系数。

1.3 边界条件

考虑充分发展湍流流动，进、出口（ z 方向）为周期性边界条件：

$$\begin{aligned} u(x, y, z)|_{in} &= u(x, y, z)|_{out}, \quad v(x, y, z)|_{in} = v(x, y, z)|_{out} \\ w(x, y, z)|_{in} &= w(x, y, z)|_{out}, \quad \Theta(x, y, z)|_{in} = \Theta(x, y, z)|_{out} \end{aligned} \quad (5)$$

式中 Θ 为无量纲温度，其定义为：

$$\Theta(x, y, z) = \frac{T(x, y, z) - T_w}{T_{bulk} - T_w} \quad (6)$$

在金字塔式异型管管壁上，速度采用无滑移边界条件（如式(10)所示），热边界条件采用等壁温边界条件(如式(11)所示)：

$$u(x, y, z) = v(x, y, z) = w(x, y, z) = 0 \quad (7)$$

$$T = T_w \quad (8)$$

1.4 相关参数定义

雷诺数 Re 和阻力系数 f 定义为:

$$Re = \frac{\rho w_{in} D}{\mu}, f = \frac{2\Delta p D}{\rho w_{in}^2 L_2}, D = \frac{4A_c}{P} \quad (9)$$

式中, L_2 是计算域中金字塔式异型管的长度, Δp 是强化管的压降, w_{in} 是强化管的进口截面平均速度, A_c 是进口截面面积, P 是润湿周长。

流体与管壁接触面上的局部对流换热系数 h_{local} 和局部努塞尔数 Nu_{local} 按下式计算:

$$q_{local} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_w, h_{local} = \frac{q_{local}}{T(x, y, z) - T_{local}}, Nu_{local} = \frac{h_{local} D}{\lambda_f} \quad (10)$$

T_{bulk} 为流体区横截面的平均温度, 按下式计算:

$$T_{bulk} = \frac{\iint u(x, y, z) T(x, y, z) dx dy}{\iint u(x, y, z) dx dy} \quad (11)$$

沿程对流换热系数 h_z 和沿程努塞尔数 Nu_z 按下式计算:

$$h_z = \frac{q_z}{T(x, y, z) \Big|_w - T_{bulk}}, Nu_z = \frac{h_z D}{\lambda_f} \quad (12)$$

q_z 为沿流动方向截面的局部热流密度, 计算公式如下:

$$q_z = \frac{\oint q_{local} dl}{\pi D} \quad (13)$$

利用热平衡来确定平均的对流换热系数:

$$q_m C_p (T_i - T_0) = h_m A \Delta T_m \quad (14)$$

式中, q_m 为质量流量, T_i , T_0 分别为进口和出口截面上的平均温度, A 为金字塔管壁换热面积, h_m 为换热面的平均对流换热系数。

ΔT_m 按对数平均温差计算, 计算公式如下:

$$\Delta T_m = \frac{(T_w - T_i) - (T_w - T_0)}{\ln \left(\frac{T_w - T_i}{T_w - T_0} \right)} \quad (15)$$

平均努塞尔数 Nu_m 按下式计算:

$$Nu_m = \frac{h_m D}{\lambda} \quad (19)$$

强化传热因子 JF 定义式为:

$$JF = \frac{Nu_m / Nu_0}{(f / f_0)^{1/3}} \quad (20)$$

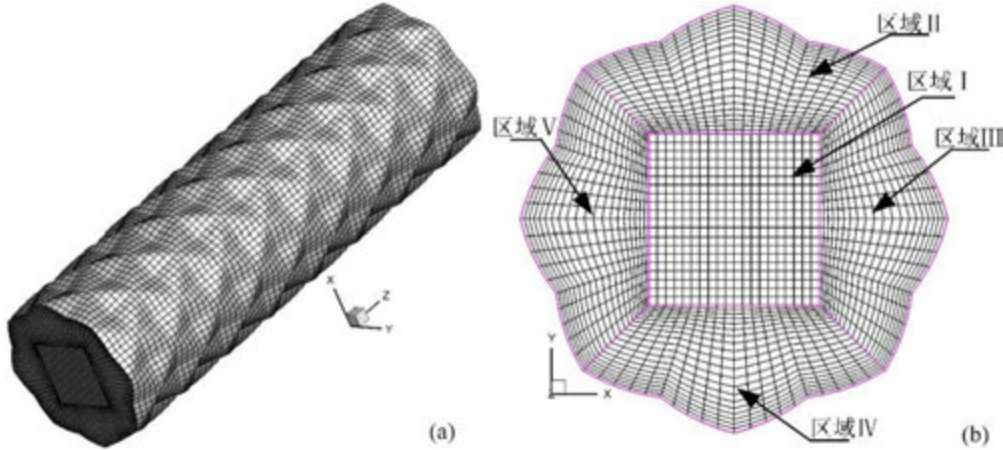
式中, Nu_0 和 f_0 分别为光管的平均努塞尔数和阻力系数。

2 网格生成及数值方法

2.1 网格生成

由于金字塔结构较复杂, 一般网格的生成技术划分起来较为困难。为了获得高质量的结构化网格, 采用分区划分网格的方式来生成所需要的计算区域网格, 如图 2(a)所示。在生成

网格的过程中主要用到的网格生成技术有无限插值法、双边界法和边界规范法。对金字塔式异型管的网格划分过程中,首先对平片进行网格划分,根据已知的模型尺寸,确定平片边界的节点坐标,给出节点分布,利用边界上节点的对应关系,采用双边界法对内部区域进行离散。然后给出平片上金字塔的位置,根据平片上节点的坐标和金字塔的高度划分出平片上冲压金字塔的网格。最后,将金字塔式平片卷起来,获得金字塔式异型管通道的网格,再根据通道的边界网格分区对金字塔式异型管流体区域进行离散,获得最后的计算域网格。金字塔式异型管内部区域的分区情况如图 2(b)所示,金字塔式异型管被分为区域I、II、III、IV、V。



(a)三维网格示意图; (b)二维网格示意图

图2 网格划分模型

Fig.2 Grid partitioning model

2.2 网格独立性验证

在等壁温 (UWT) 边界条件下,对 $Re = 20000$,不同网格数下的金字塔式异型管 ($L/D=0.53$ 、 $W/D=0.39$ 、 $H/D=0.089$) 内的对流传热与流动阻力进行了网格独立性考核,其数值模拟结果如表 1 所示。从表上的数据分析得出,利用 standard $k-\epsilon$ 模型,在网格 1 时,平均努塞尔数 (Nu_m) 的最大偏差为 0.75%,在网格 4 时,阻力系数 f 的最大偏差为 0.74%,当选择网格 2 数量时满足条件即网格数量增加或减少时,对 Nu_m 和阻力系数 (f) 的影响很小。所以,网格 2 的数量对计算结果影响小,本文认为选择网格数量为 1103872 所计算所得的数值解是网格独立的解。综上所述,本文在 standard $k-\epsilon$ 湍流模型下,采用 1103872 对金字塔型异型管内流体流动与传热特性进行数值模拟。网格考核计算结果如表 1 所示。

表 1 网格考核计算结果

Tab 1 Grid assessment calculation results

网格数量	Nu_m	ΔNu_m (%)	f	Δf (%)	
1	774 144	267.64	-0.43	0.071	0.74
2	1 103 872	268.81	-	0.070	-
3	1 507 828	269.98	0.43	0.070	-0.45
4	1 990 656	270.83	0.75	0.070	-0.72

2.3 数值方法准确性验证

在进行数值结果的准确性验证时,采用光滑圆管内对流传热与流动阻力来表明本文使用的数值模拟方法可靠,模拟结果如图 3 所示。其数值模拟的结果是通过对比公式 Gnielinski、Blasius 来进行验证的,数据对比分析如图 3 所示。由图可知,RNG 模型计算结果与实验值

相比较偏高，standard $k-\varepsilon$ 模型计算结果与实验值最接近，平均努塞尔数 Nu_m 的最大偏差为 4.02%，阻力系数 f 的最大偏差为 5.32%，二者的误差均在 10% 以内，因此，本文使用 standard $k-\varepsilon$ 模型的数值模拟方法是可靠的。

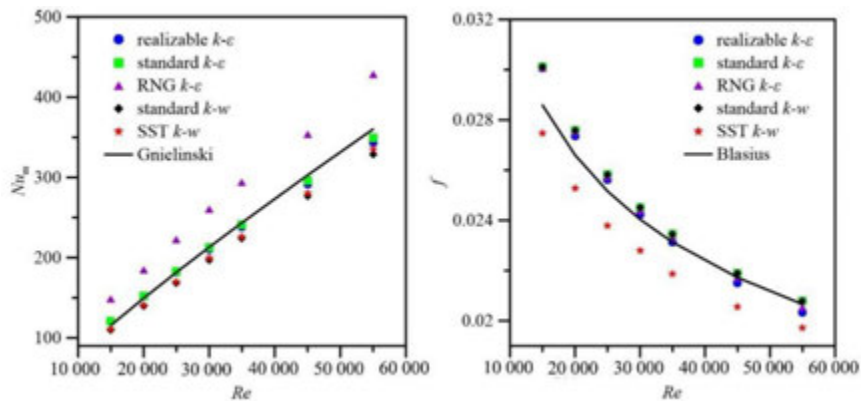


图 3 光滑圆管内湍流流动与传热模拟结果与经验公式的对比

Fig.3 Comparison of turbulent flow and heat transfer simulation results in smooth circular tube with empirical equations

3 结果分析与讨论

3.1 金字塔相对长度对管内流动与传热的影响

3.1.1 平均特性的影响

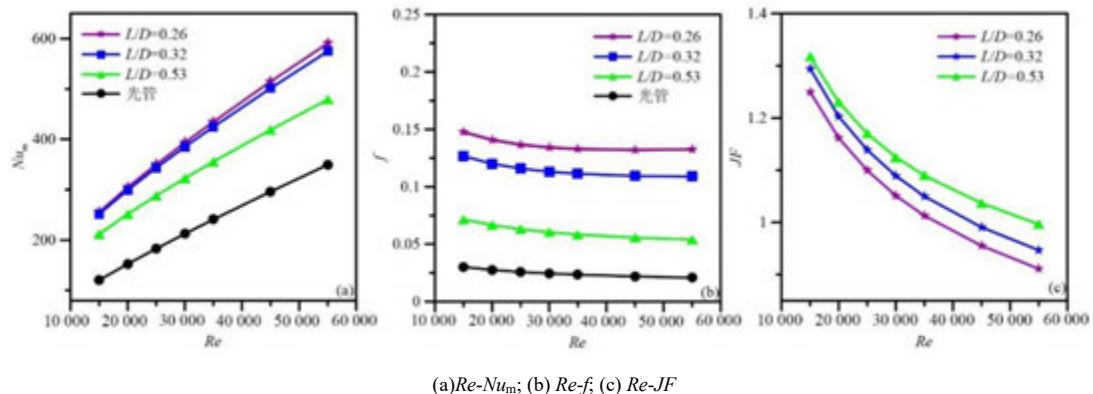


图 4 不同长度的金字塔的 Nu_m , f 和 JF 随 Re 的变化

Fig.4 Variation of Nu_m , f and JF with Re for pyramids of different lengths

控制金字塔相对宽度 ($W/D=0.32$)、金字塔相对高度 ($H/D=0.089$) 不变，研究金字塔相对长度 (L/D 分别为 0.26, 0.32, 0.53, 0.77) 对管内流体流动和换热特性的影响。如图 4 所示，当 $Re = 15\,000 \sim 55\,000$ 时，金字塔的相对长度 L/D 越小，平均 Nu_m 数的提升幅值更加明显，这是由于金字塔相对长度越小，沿流体流动方向上布置的金字塔个数越多，管壁与流体的接触面积增大，同时凸起的金字塔会增大管壁处流体的扰动，故金字塔的相对长度越小，平均 Nu_m 数越大；相同雷诺数下，金字塔相对长度 L/D 增大，沿流体流动方向布置的金字塔个数减小，管内流体的阻力系数减小；金字塔式异型管的 JF 值随着 Re 的增加而降低，相同雷诺数下，相对长度较大的金字塔式异型管 JF 值更大；而对相对长度较小的金字塔式异型管而言，在雷诺数较大时其综合强化换热效果略差于光管。

3.1.2 沿程努塞尔数的影响

图 5 表示在 $Re = 20000$ 时，金字塔相对长度对管内金字塔单元沿程努塞尔数 Nu_z 的影响。

针对不同金字塔相对长度，其异型管沿程努塞尔数 Nu_z 变化趋势相同。随着 Z_m 的增加，沿程努塞尔数 Nu_z 呈先减小后增大再减小又增大的变化趋势，这是由于沿程努塞尔数 Nu_z 的最大值出现在金字塔的塔尖和最小值出现在金字塔塔尖和塔底之间位置。当金字塔相对长度增大时，相同长度下沿程努塞尔数 Nu_z 的极差也会逐渐变小。

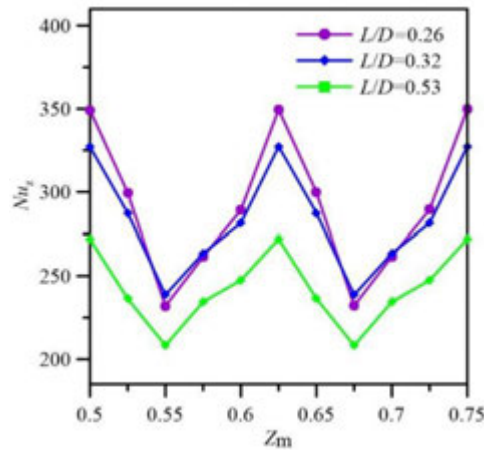


图 5 金字塔相对长度对管内沿程努塞尔数的影响

Fig.5 Effect of relative length of pyramid on the Nussle number along the tube

3.1.3 周向壁面局部努塞尔数的影响

如图 6 所示为 $Re = 20000$ 时，金字塔相对长度对金字塔式异型管壁表面局部努塞尔数 (Nu_{local}) 沿管子周向分布的影响。由图可知，沿主流方向 $Z_m = 0.5$ 位置处， Nu_{local} 沿金字塔式异型管周向分布趋势基本一致，呈现周期性变化，在金子塔塔尖处出现最大值，在金子塔塔尖和塔底之间出现最小值。金字塔相对长度对管子周向方向 Nu_{local} 影响较大，不同金字塔相对长度导致了管壁表面 Nu_{local} 的峰值的大小不同，金字塔相对长度越小管壁表面 Nu_{local} 的峰值越大。由于异型管沿周向变化呈周期性变化，下文相对宽度和相对高度的影响与此相同，因此只截取了 180° 进行展示。

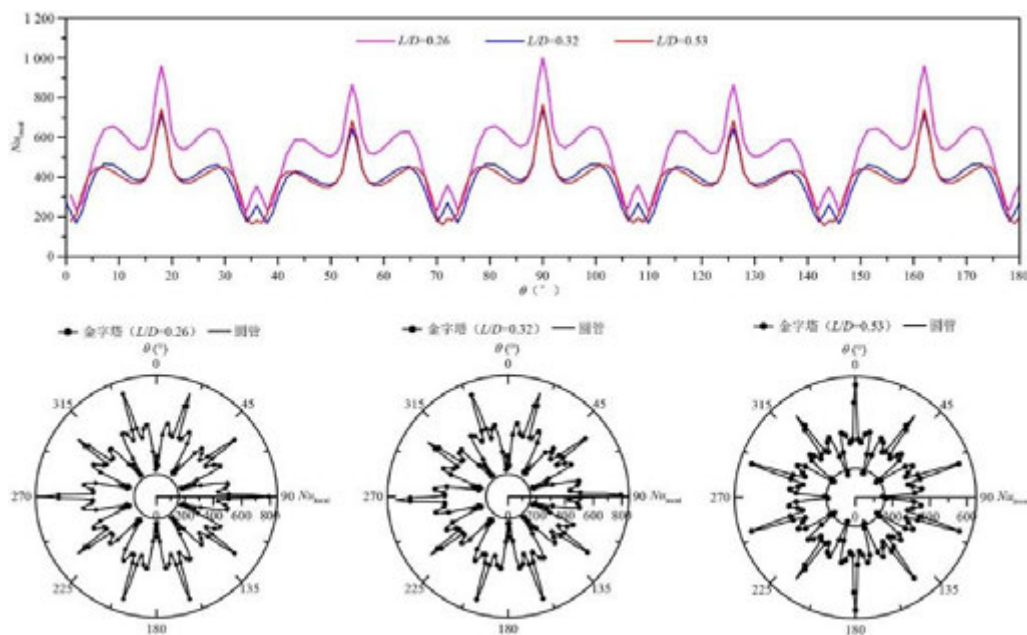


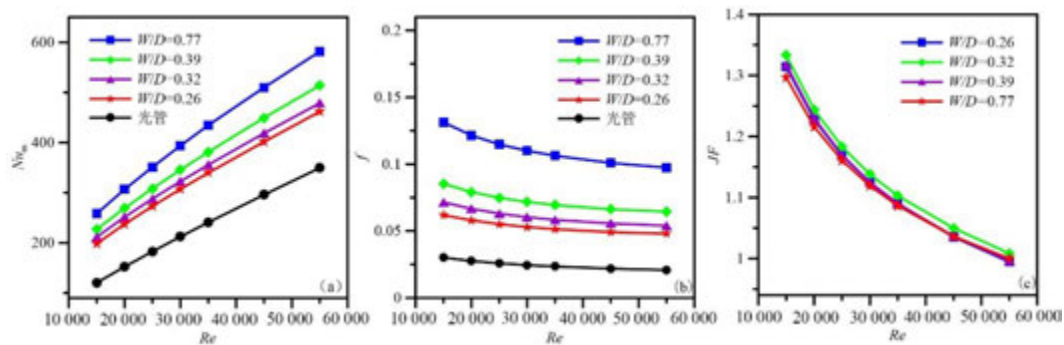
图 6 金字塔相对长度对管内周向壁面局部努塞尔数的影响

Fig.6 Effect of relative pyramid length on the local Nussle number of the circumferential wall in the tube

3.2 金字塔相对宽度对管内流动与传热的影响

3.2.1 金字塔相对宽度对管内平均特性的影响

只改变金字塔相对宽度 (W/D 分别为 0.26, 0.32, 0.39, 0.77) 的情况下, 对金字塔式异型管进行数值模拟, 研究结果如图 7 所示。



(a) $Re - Nu_m$; (b) $Re - f$; (c) $Re - JF$

图 7 不同宽度的金字塔的 Nu_m , f 和 JF 随 Re 的变化

Fig.7 Variation of Nu_m , f and JF with Re for pyramids of different widths

可以看出, 当 $Re = 15000 \sim 55000$ 时, 金字塔式异型管内平均努塞尔数 Nu_m 随着雷诺数 Re 的增大而增大, 且四种宽度的异型管的平均 Nu_m 数均远高于光管。金字塔的相对宽度 W/D 越大, 平均 Nu_m 数提升幅值更明显, 随着雷诺数的增加, 管内阻力系数呈逐渐下降的趋势; 同一雷诺数下, 随着金字塔相对宽度 W/D 减小, 管内流体的阻力系数减小; 这主要是由于金字塔的相对宽度越小, 沿异型管周向方向上布置的金字塔个数越多, 流体与管壁接触产生的流动阻力越大。对比不同宽度比的 JF 值可以看到在 $W/D=0.39$ 时的 JF 值最大, 这是由于相对宽度减小, 平均 Nu_m 数会增大的同时也会伴随着较大的压降损失。

3.2.2 沿程努塞尔数的影响

图 8 显示出了 $Re = 20000$ 时, 金字塔式异型管的金字塔单元沿程努塞尔数 Nu_z 的变化。

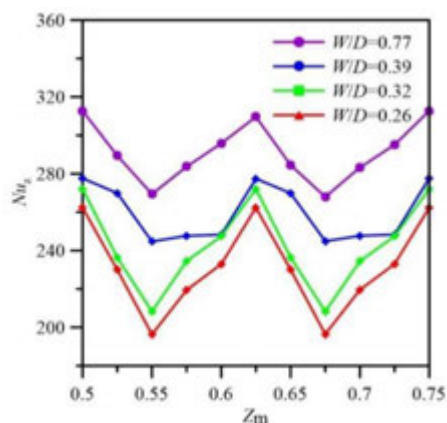


图 8 金字塔相对宽度对管沿程努塞尔数的影响

Fig.8 Effect of the relative width of the pyramid on the Nussle number along the tube

如图 8 所示, 金字塔式异型管沿程数 Nu_z 变化趋势相似。随着 Z_m 的增加, 沿主流方向横截面上沿程努塞尔数 Nu_z 先减小再增大再减小后又增大的周期性变化, 沿主流方向横截面上沿程努塞尔数 Nu_z 的最大值出现在金字塔的塔尖处, 最小值出现在金字塔塔尖和塔底之间的位置。可以看出, 相对宽度越小, 同管径金字塔排列个数越多, 沿程努塞尔数 Nu_z 越大。

3.2.3 周向壁面局部努塞尔数的影响

图 9 表示在 $Re = 20000$ 时, 金字塔相对宽度对管壁表面局部努塞尔数 Nu_{local} 沿管子周向分布的影响。沿主流方向 $Z_m = 0.5$ 时, 金字塔相对宽度变化, 管壁表面局部努塞尔数 Nu_{local} 沿金字塔式异型管周向分布趋势不同; 金字塔相对宽度影响管壁周向方向上金字塔数量的分布, 导致金字塔相对宽度不同, 管壁表面局部努塞尔数 Nu_{local} 峰值的个数与位置不同。

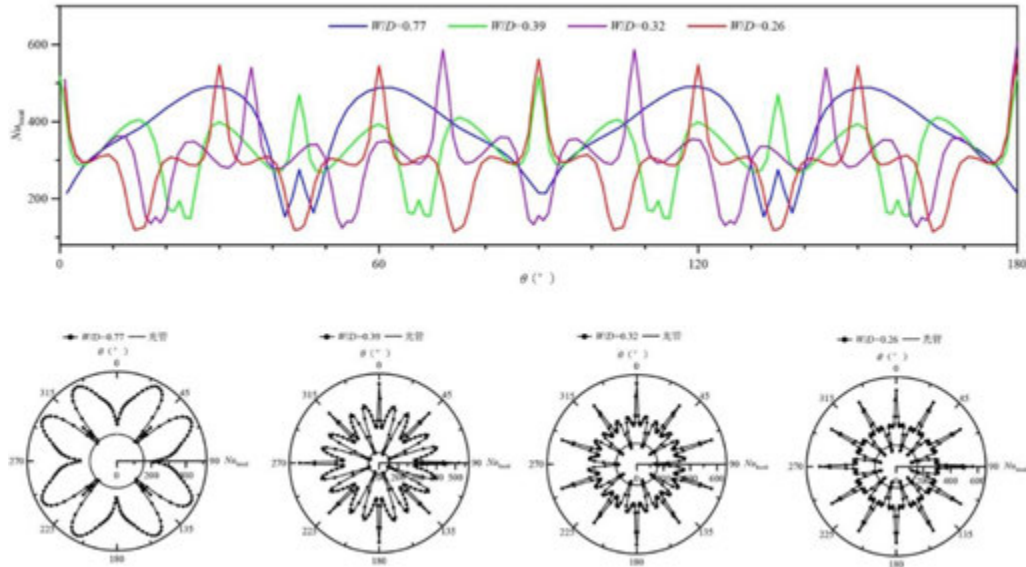


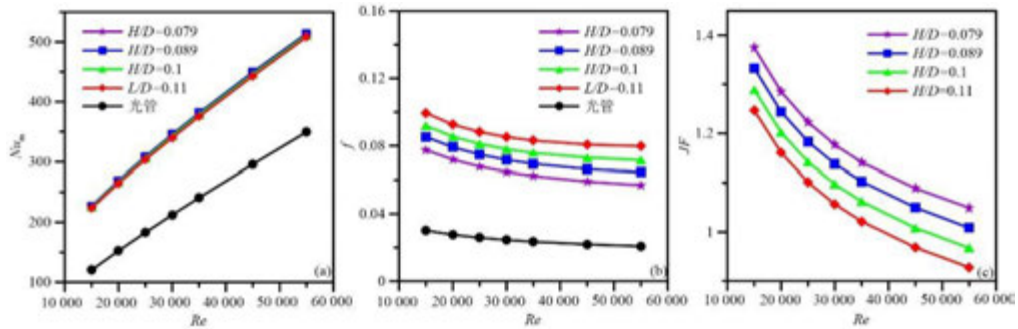
图 9 金字塔相对宽度对管内周向壁面局部努塞尔数的影响

Fig.9 Effect of the relative width of the pyramid on the local Nusselt number of the circumferential wall in the tube

3.3 金字塔相对高度对管内流动与传热的影响

3.3.1 平均特性的影响

对相对高度 (H/D 分别为 0.079, 0.089, 0.1, 0.11) 的金字塔式异型管进行数值模拟, 研究结果如图 10 所示。随着雷诺数 Re 的增加, 平均努塞尔数 Nu_m 呈增大与阻力系数 f 呈减小的趋势, 与光管相比, 金字塔式异型管的平均努塞尔数 Nu_m 增加了 1.45 ~ 1.89 倍, 管内流体的阻力系数 f 增加了 2.57 ~ 3.84 倍; 相对高度变大时, 对横向涡的影响更加明显, 这说明金字塔相对高度变化, 对管内换热能力影响不大, 但是其数值变大对管内流体流动的阻碍作用会加重, 从而导致管内的综合换热效果较弱, 如图 10(c)所示, 随着 Re 的增加, 管内流体的 JF 值逐渐降低, 相同 Re 下, JF 值随着金字塔相对高度的增大而减小, 其 JF 值最大可达到 1.37。因此, 金字塔的相对高度不建议取较大的值。



(a) $Re - Nu_m$; (b) $Re - f$; (c) $Re - JF$

图 10 不同高度的金字塔的 Nu_m , f 和 JF 随 Re 的变化

Fig.10 Variation of Nu_m , f and JF with Re for pyramids of different heights

3.3.2 沿程努塞尔数的影响

如图 11 所示, 对不同相对高度 (H/D 分别为 0.079, 0.089, 0.1, 0.11) 的金字塔式异型管进行数值模拟。结果显示, 沿程努塞尔数 Nu_z 呈现的变化趋势相同, 且沿程努塞尔数 Nu_z 的最大值出现在金字塔的塔尖处, 最小值出现在金字塔塔尖和塔底之间的位置处。相对高度增大时使沿主流方向横截面上平均努塞尔数 Nu_z 的影响变化范围明显变大, 但努塞尔数 Nu_z 峰值却没有明显变化, 说明相对高度的增大会增加流体流动阻力, 不利于提升换热效果。

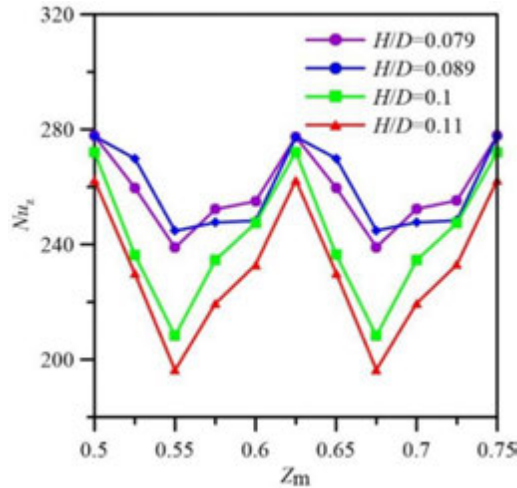


图 11 金字塔相对高度对沿程努塞尔数的影响

Fig.11 Effect of the relative height of the pyramids on the Nussle number along the range

3.3.3 周向壁面局部努塞尔数的影响

图 12 示出了 $Re = 20000$ 时, 金字塔相对高度对金字塔式异型管周向壁面局部努塞尔数 Nu_{local} 的影响。从图中可以看出, 随着金字塔相对高度的变化, 金字塔式异型管周向壁面局部努塞尔数 Nu_{local} 变化趋势基本一致, 且发现管壁表面局部努塞尔数 Nu_{local} 峰值出现的位置是金字塔的塔尖处, 最小值出现在金字塔的塔尖和塔底之间; 在不同相对高度下, 管壁表面局部努塞尔数 Nu_{local} 峰值出现的位置相同, 且金字塔相对高度越大管壁表面局部努塞尔数 Nu_{local} 的峰值越大, 说明相对高度越大对管内流体的扰动是增强的。

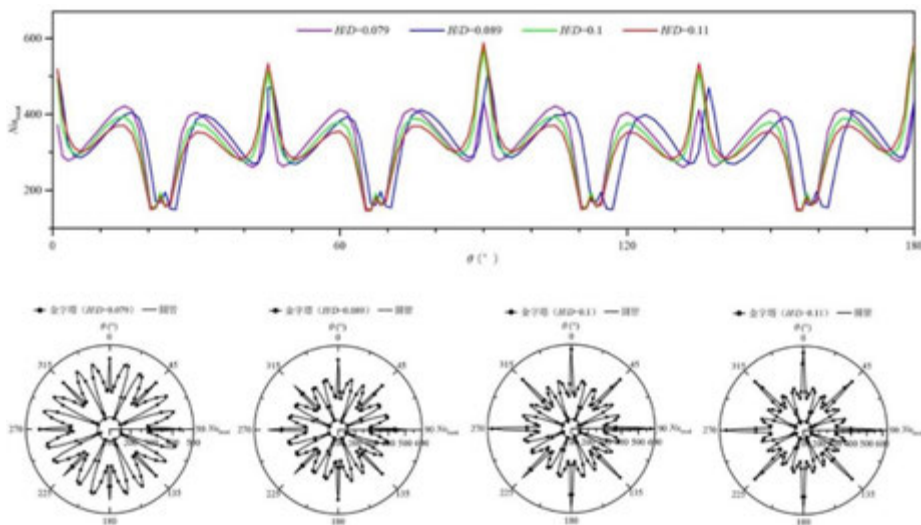


图 12 金字塔相对高度对管内周向壁面局部努塞尔数的影响

Fig.12 Effect of the relative height of the pyramid on the local Nussle number of the circumferential wall in the tube

3.4 经验公式拟合

通过对不同结构参数的金字塔式异型管内对流传热与流动阻力进行数值模拟,拟合出了金字塔式异型管的换热能力和流动阻力与金字塔相对长度 L/D 、相对宽度 W/D 和相对高度 H/D 之间的关联式,如式(18)、(19)所示。

$$Nu_m = 0.506Re^{0.636} \left(\frac{L}{D}\right)^{0.335} \left(\frac{W}{D}\right)^{0.251} \left(\frac{H}{D}\right)^{0.01} \quad (21)$$

$$f = 4.329Re^{-0.197} \left(\frac{L}{D}\right)^{0.124} \left(\frac{W}{D}\right)^{0.693} \left(\frac{H}{D}\right)^{0.901} \quad (22)$$

图 13 为等壁温热边界条件下,金字塔式异型管的数值计算结果与近似拟合关联式的对比。从图中可以看出,平均努塞尔数 Nu_m 的数值模拟结果和拟合关系式的预测值的相对偏差在 7%以内,阻力系数 f 的数值结果和拟合关联式的预测值的相对偏差在 10%以内,相关性较好。

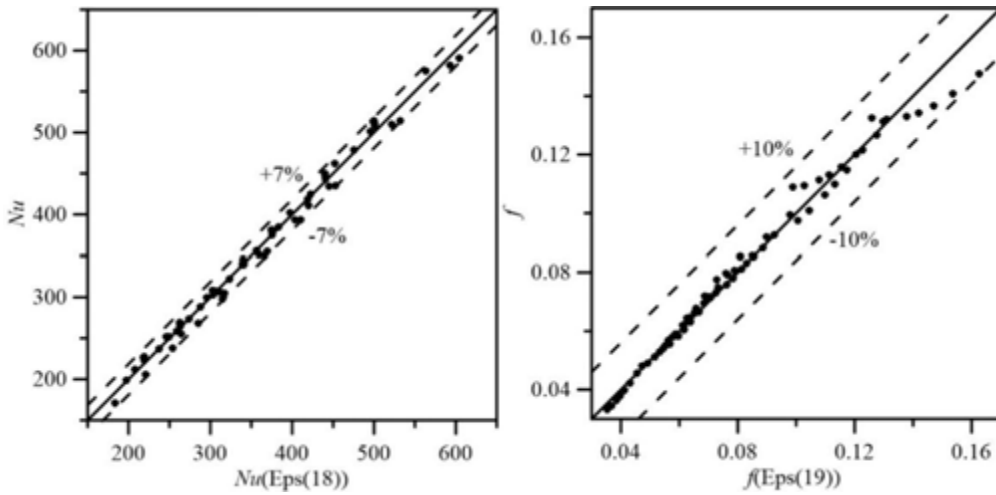


图 13 模拟值与公式的误差

Fig.13 Error between simulated value and Eq.

4 结 论

本文对金字塔式异型管内对流传热与流动阻力进行了数值模拟,主要研究了金字塔的相对长度 L/D 、相对宽度 W/D 和相对高度 H/D 对金字塔式异型管管内对流传热与流动阻力的影响。同时,还拟合出了平均努塞尔数 Nu_m 、阻力系数 f 与金字塔结构参数之间的关系,得到如下的结论:

(1) 金字塔相对长度 L/D 越小,相对宽度 W/D 越小,相对高度 H/D 越大,综合强化传热因子 JF 值越大,但为了保证金字塔式异型管的形状,所选取的参数不宜过大或过小。

(2) 受金字塔的特殊结构影响,沿程努塞尔数 Nu_z 数和管周向局部努塞尔数 Nu_{local} 均呈现出周期性变化,在金字塔单元的波峰和波谷处,沿程努塞尔数 Nu_z 出现最大值,在波峰与波谷中间处出现最小值;局部努塞尔数 Nu_{local} 最大值和最小值变化规律与沿程努塞尔数一致。

(3) 在不同雷诺数下,对金字塔的长度、宽度和高度分别研究,可以得出,在 $L/D=0.53$, $W/D=0.77$, $H/D=0.089$ 时,金字塔式异型管的最大平均努塞尔数 Nu_m 是光滑圆管的 2.15 倍,而最大沿程努塞尔数 Nu_z 在 $L/D=0.26$, $W/D=0.32$, $H/D=0.089$ 时取到,是光滑圆管的 3.88 倍。

(4) 根据数值计算结果,对平均 Nu_m 和阻力系数 f 与结构参数之间的关系进行拟合,拟

合公式计算值与数值模拟值之间的相对误差均在 10%以内。

本文所研究的金字塔式异型管是一种新型结构复杂的异型管，希望随着技术发展，可以应用到更多工作场景中。

参考文献

- [1] LIU Z W, YUE Y W, SHE L C, et al. Numerical analysis of turbulent flow and heat transfer in internally finned tubes[J]. *Frontiers in Energy Research*, 2019, 7:64.
- [2] LI Y, QIAN Z, WANG Q. A thermohydraulic performance of internal spiral finned tube based on the inner tube secondary flow[J]. *Energies*. 2022; 15(2): 648.
- [3] 沈童, 柳林, 张琳, 等. 多波内螺旋翅片管的数值模拟和实验研究[J]. *化学工程*, 2019, 47(02): 36--41.
- [4] LIU L, CAO Z Y, SHEN T, et al. Experimental and numerical investigation on flow and heat transfer characteristics of a multi-waves internally spiral finned tube[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2021, 172: 121104. 10.
- [5] ADEGUN I K, JOLAYEMI T S, OLAYEMI O A, et al. Numerical simulation of forced convective heat transfer in inclined elliptic ducts with multiple internal longitudinal fins[J]. *Alexandria Engineering Journal*, 2017: S1110016817300170. 10.
- [6] 毛舒适, 陶乐仁, 李庆普, 等. R134a 在螺纹管内冷凝换热及压降特性[J]. *轻工机械*, 2018, 36(02): 25--30+35.
- [7] ZHANG L, XIONG W, LIANG Z. Effect of outline curvature degree on heat transfer and flow characteristics inside dimpled tubes and spirally grooved tubes[J]. *Heat Transfer*, 2021, 50(4).
- [8] FIROOZI A O, MAJIDI S, AMERI M.A numerical assessment on heat transfer and flow characteristics of nanofluid in tubes enhanced with a variety of dimple configurations[J]. *Thermal Science and Engineering Progress*, 2020, 19: 100578.
- [9] 廖文玲. 基于偏态和峰度的丁胞传热管性能分析[J]. *过程工程学报*, 2021, 21(05): 530--540.
- [10] 陈廷兵, 廖文玲, 罗亚琴, 等. 椭圆形丁胞横截面形状和长宽比对传热管内流动和传热特性的影响规律[J]. *成都工业学院学报*, 2021, 24(03): 12--18.
- [11] ZHANG L, XIE S, LIANG Z, et al. Numerical investigation of flow and heat transfer in enhanced tube with slot dimples[J]. *Heat and mass transfer*, 2019, 55(12): 3697--3709.
- [12] JI CÓRCOLES, MOYA-RICO J D, MOLINA A E, et al. Numerical and experimental study of the heat transfer process in a double pipe heat exchanger with inner corrugated tubes[J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2020, 158: 106526.
- [13] DH Aidan N S, ABBAS A K. Turbulent forced convection flow inside inward-outward rib corrugated tubes with different rib-shapes[J]. *Heat Transfer-Asian Research*, 2018, 47(8): 1048--1060.
- [14] 辛亚男, 张建文, 姜爱国. 一种新型螺旋内槽管的气液固三相流数值模拟研究[J]. *计算力学学报*, 2018, 35(02): 238--248.
- [15] YU J W, CHEN J, MI X G, et al. Study on flow and heat transfer characteristics for propane in twisted oval and the two-start twisted helically wound tube[J]. *Advances in Mechanical Engineering*, 2021, 13(12).
- [16] 管永超, 李永华. 波纹管流动和传热特性的数值模拟[J]. *节能*, 2018, 37(10): 58--62.
- [17] 廖文玲. 组合波纹管流动及传热性能仿真研究[J]. *低温与超导*, 2021, 49(06): 74--80+98.
- [18] 陈鑫, 王维, 李炳熙, 等. 非对称波节管换热和阻力性能的实验研究[J]. *工程热物理学报*, 2020.

航发尾喷管喉部槽缝敏感性分析

邱纯晶, 马天歌, 刘红*, 霍欣阳, 欧国庆, 姜宇珊, 热发特·卡哈尔

(1. 大连理工大学 能源与动力学院, 辽宁, 大连, 116024)

(Tel: 18004562073, E-mail: hongliu@dlut.edu.cn; 990083361@qq.com)

摘要: 航发尾喷管喉部常常伴有激波的入射作用, 流动特性发生突变, 存在强非线性物理现象。气膜冷却尾喷管喉部位置处的冷气入口狭缝尺寸可能对喷管性能影响较大, 本文主要研究气膜冷却尾喷管隔热屏喉部狭缝宽度对于喷管性能的影响, 得出了以下主要结论: 射流速度随冷气通道喉部狭缝宽度变化影响较大, 当狭缝宽度增至 2mm 时, 射流速度可以控制在音速以下。其他条件不变, 喉部冷气通道狭缝宽度对冷气流量敏感性较高, 对主流流量影响较小, 但当狭缝增加到一定宽度时可能会使射流量过高, 过量冷气直接与喉部主流掺混造成推力性能下降。

关键词: 尾喷管; 气膜冷却; 喉部狭缝

0 前言

航空发动机尾喷管控制着尾部高温、高压燃气的膨胀过程, 为飞行器提供推力、升力和俯仰力矩, 其设计水平的高低直接关系到整个推进系统性能的优劣。近年来航空发动机尾喷管的结构强度问题由于流动的复杂性、传热量的增加和壳体的变薄而变得更加突出, 针对尾喷管的气动、传热、载荷以及热防护技术研究越来越受到国内外研究和设计者们重视。

目前针对主要有两种技术路线: 一种是使用新材料以提高结构本身耐高温工作性能。另一种是使用冷却技术(如冲击冷却、发汗冷却、气膜冷却等)降低受热表面附近温度, 减小结构热应力。

航发尾喷管热防护技术中, 气膜冷却是目前最灵活有效的主动冷却技术^[1], 气膜冷却形式分为狭缝气膜冷却、小孔气膜冷却和狭缝-小孔复合气膜冷却等。影响气膜冷却效率的因素很多, 如狭缝/开孔位置、缝宽/孔径、间隔尺寸、冷却气来流速度、吹风比、密度比、主流湍流比等。陈四杰等^[2]对收扩喷管扩张段开展了小孔气膜冷却特性数值模拟, 研究发现: 二次流流量较小时, 随着气膜孔倾角的增大, 气膜冷却效率会有一定程度的降低; 而当二次流流量较大时, 随着气膜孔倾角的增大, 气膜冷却效率下降会大幅度地降低。王扬平等^[3]对二维平行缝槽形式的超音速气膜冷却进行了数值计算, 研究发现: 流动参数不变的情况下, 增加槽高可以提高壁面冷却效率但也增加了冷却剂流量, 而增加隔板厚度则对冷却效率的影响很小。李基权等^[4]对二元收扩喷管模型进行计算分析, 研究发现: 其他条件不变时, 随着主流进口温度的上升, 壁面冷却效率上升, 孔前斜激波强度增大, 压力损失增大, 总压恢复系数下降。随着孔倾角增大, 会导致二次流入射主流深度增加, 气膜贴壁性变差, 壁面冷却效率恶化。胡泽英等^[5]对高超声速喷管内的冷却特性进行了数值计算与分析, 研究发现: 狭缝气膜可以有效覆盖喷管喉部区域, 起到良好的隔热、降热效果, 适当前移狭缝距离, 可以更合理高效利用气膜的有效冷却长度。张小英等^[6]对比分析了针对航发尾喷管扩张调节片采用不同气膜冷却结构的冷却

效果,研究发现单排缝槽气膜冷却在入口段的冷却效果较好,而在下游的冷却效果减弱,为了获得上、下游一致的冷却效果,可以考虑采用多排缝槽气膜冷却。张建等^[7]研究了气膜孔长径比和孔型对旋流气膜冷却换热特性的影响,经多组数据对比分析发现,在气膜孔长径比 $L/D=1.5$ 时冷却效率最佳。

本研究采用的气膜冷却方案如下:主流与二次流冷气通过隔热屏上的狭缝实现掺混,冷却气流以射流的状态从隔热屏上的狭缝与壁面成 30 度角汇入主流,在主流压力和剪切力的作用下,沿着壁面向下游动,进而在壁面附近形成一层薄薄的冷却气膜,起到冷却壁面的作用。

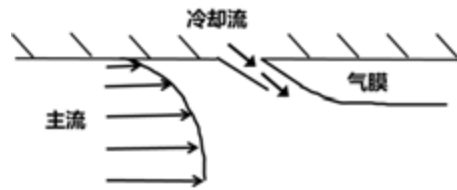


图 1 气膜冷却原理图

由于航发尾喷管喉部流动特性复杂,尤其是喉部跨音速过程中常常伴有激波的入射作用,压力、温度等流动特性在喉部发生剧变,存在强非线性物理现象。因此,喉部位置处的狭缝尺寸可能对于流动与喷管性能影响较大:狭缝过大会导致冷气用量过大,造成一定的经济性损失;过小则会导致冷却效果较差,无法满足热防护需求。本研究主要探讨隔热屏喉部狭缝宽度对于喷管流动性能的影响。

1 几何模型

计算采用的几何模型如下图所示,结合模型的周向对称性,计算采用二维几何模型进行简化计算。整体计算模型主要包括尾喷管主流通道、隔热屏、降压装置、冷气通道和外壁。如图 2 所示。

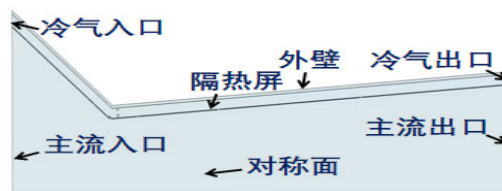


图 2 几何模型

冷气从冷气通道经过隔热屏上的狭缝与主流掺混,喉部位置处冷气通道内设置一降压装置,用于提升扩张段冷气通道内的压降,减小冷气通道与主流的压差,如图 3 所示。

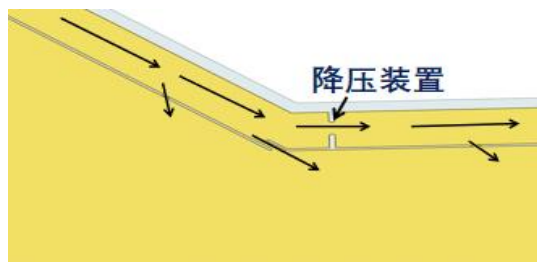


图 3 流体途径示意图

整体尾喷管模型布置狭缝 8 个，狭缝与壁面成 30°角，其中喉部位置处狭缝尺寸为设计参数，其余 3 道狭缝宽度均为 2 mm。隔热屏厚度为 1 mm，冷气通道高度 18 mm，收缩段出入口面积比 0.45，扩张段出入口面积比 1.46。

本文分别对隔热屏喉部狭缝宽度 d 为 1 mm、1.5 mm、2 mm 和 2.5 mm 的计算模型进行尺寸敏感性计算与分析。喷管喉部结构如图 4 所示。

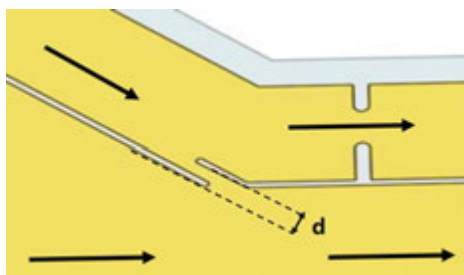


图 4 喉部狭缝示意图

考虑到尾喷管气膜冷却的流动复杂性，需要尽可能精细的进行流固共轭传热分析，即对尾喷管外壁、冷气、气膜孔、隔热屏和内流之间的流动传热进行强耦合计算，保证整体传热流动系统模型的完整性，因此，尾喷管气膜冷却的网格划分，既需要对气膜孔局部加密，准确模拟小孔内射流流动换热情况，又需要尽量减少整体网格数量，避免造成计算资源的浪费。本模型网格总数 15 万左右，对狭缝及降压装置等局部位置进行加密处理。

2 数学模型

2.1 控制方程

根据喷管流场特点，数值模拟方法中数学模型基于以下假设：

- (1) 流体为连续介质，其运动速度、压力和密度参数可以看作是坐标的连续参数；
- (2) 流体为定常流动且为可压、完全气体，忽略质量力；
- (3) 无内热源。

基于有限体积法 (FVM)，使用 ANSYS Fluent 实现控制方程定常计算。本研究采用二阶迎风格式离散动量和能量控制方程。采用 Coupled 算法同时求解动量、质量和能量方程，并考虑湍流效应，对方程组根据空间耦合关系进行迭代更新。控制方程如下：

采用 CFD 软件进行数值模拟时，求解的传热流动控制方程可以用以下通用形式表示：

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \text{div}(\rho U\phi) = \text{div}(\Gamma_{\phi} \text{grad}\phi) \quad (2.1)$$

其中，公式从左到右分别为时间项、对流项和扩散项。 Φ 为通用变量， Γ_{ϕ} 为扩散系数。基本控制方程为 Navier-Stokes 方程组，包括连续性方程、动量方程、能量方程。

同时，本研究基于理想气体假设，控制方程中增加理想气体状态方程。

2.1.1 质量守恒方程

研究任何流动问题都必须满足质量守恒定律，该定律可表述为：在流场中任意选取一个封闭区域作为控制体，控制体表面为控制面，单位时间内经过控制面流进、流出控制体的质量之差，等于单位时间内控制体内质量的增加。积分形式可表示为：

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{Vol} \rho dx dy dz + \oiint_A \rho dA = 0 \quad (2.2)$$

其中，Vol 表示控制体，A 表示控制面，积分式第一项表示控制体内流体质量的增量，第二项表示流过控制面的净通量。

本研究质量守恒方程如下：

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.3)$$

对于本研究中的三维矢量喷管模型， $i=1, 2, 3$

质量守恒方程的适用范围很广，无论流体为可压流动还是不可压流动，有粘性和无粘性流动，定常流动还是非定常流动，质量守恒方程均适用。

2.1.2 动量守恒方程

动量守恒定律也是任何流动系统必须满足的基本定律，可以表示为：控制体内流体的动量对时间的变化率等于外界作用在该控制体的各种力之和。本研究条件下，动量方程如下：

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \delta_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i' u_j') \quad (2.4)$$

2.1.3 能量守恒方程

能量守恒定律是包含有热交换的流动控制系统需要满足的基本定律，可以表示为：控制体内能量的增加等于流过控制体的净热流量加上体积力与表面力对控制体做的功，能量守恒方程可以表述为：

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) - \rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) + q_v \quad (2.5)$$

上式中第一项表示内能变化项，第二项表示扩散项，第三项表示对流项，第四项表示源项。

2.1.4 理想气体状态方程

理想气体状态方程用于描述气体的压力、温度和密度之间的关系，通常采用以下形式：

$$P = \rho RT \quad (2.6)$$

其中，P 是气体的压力， ρ 是气体的密度，T 是气体的温度，R 是气体常数

2.2 湍流模型

自然界中湍流为普遍存在的流动情况，湍流是高度复杂的不规则流动，它的脉动频率具有尺寸小且频率高的特点，因此至今还没有一种方法能够全面、精细的对所有流动问题中的流动现象进行模拟。因此，在涉及湍流的模拟中，需要根据实际流动情况和计算机所需系统资源进行综合考虑，选择合适的湍流模型。

湍流模型方法主要包括：直接数值模拟(DNS)、大涡模拟法(LES)和雷诺时均法(RANS)。本研究综合考虑计算精度与计算资源，基于 RANS 方法选择 SST k- ω 模型并考虑粘性加热（viscous heating）效应进行计算。

SST k- ω 模型结合了壁面附近的 k- ω 模型和自由流中的 k- ϵ 模型，在模拟逆压梯度和分离流方面表现出良好的性能，能够相对更准确地预测湍流流动和热传递中的温度变化，其使用动能方程和耗散率方程这一对方程组来描述涡粘性和湍流耗散率。为了改善边界层和自由剪切层之间的湍流预测，SST k- ω 模型引入了特定的修正项，用于修正湍流耗散率方程中的涡粘性系数。在能量方程中，SST k- ω 模型增加了粘性加热项，以考虑内部摩擦所产生的能量转化，该项与湍流耗散率和温度梯度相关。

其输运方程如下：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma k \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + G_k + Y_{k_e} \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma \omega \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right) + G_\omega + Y_\omega \quad (2.8)$$

ρ 是流体密度， k 是湍动动能， u 是速度矢量， Γk 、 $\Gamma \omega$ 是有效粘度， G_k 是湍动动能的产生项， Y_{k_e} 是湍动耗散项， ω 是湍动耗散率， G_ω 是耗散率的产生项， Y_ω 是耗散率的耗散项。

其中上式为动能方程，方程左边表示动能的对流项，右边第一项表示湍动动能的扩散项，第二项表示动能的产生项，最后一项表示动能的湍动耗散。通过求解动能方程，可以获得湍动动能的分布情况。

下式为耗散率方程，方程左侧表示耗散率的对流项，右侧第一项表示耗散率的扩散项，第二项和最后一项分别表示耗散率的产生项和耗散项。通过求解耗散率方程，可以获得湍动耗散率的分布情况。

另外，SST k- ω 模型还包含了其他修正方程和修正项，用于完善湍流模型的预测能力。这些修正方程和修正项对应于模型中引入的各种影响因子和修正函数。

2.3 边界条件

根据尾喷管流体相关参数，给定边界如表 1 所示所示，尾喷管主流和冷却气流为采用压力入口边界条件，给定流体进口总温总压，冷却气流采用压力出口，外场出口给定环境压力和温度。外壁表面为对流换热边界，模拟外壁与大气的换热情况，如表 1 所示。

表 1 计算边界条件

主流压力入口		冷气压力入口		冷气入口	外场压力入口	
501kpa	1500K	521kpa	500K	251kpa	101kpa	288.15K

2.4 网格划分

对尾喷管气膜冷却模型进行网格划分过程中，对隔热屏及降压装置进行边界层加密，保证第一层网格厚度为 0.1mm，边界层增长率为 1.2。同时对模型进行网格无关性验证，由图 5 所示，采用两种参数对不同网格数下的计算结果进行网格无关性验证，其中，参

数 1 即喉部狭缝冷气消耗率，是指通过喉部狭缝处冷气流量占冷气入口流量的比率；参数 2 即主流推力系数，通过以下公式进行计算：

推力系数是实际总推力和理想总推力（一维等熵完全膨胀流动时的总推力）的比值，表征了尾喷管在实际运行状态下的摩擦损失、角向流损失和非设计工况下的不完全膨胀损失。

尾喷管实际推力的计算式为：

$$F = G \cdot v_{9x} + P_9 \cdot A_9 \quad (2.9)$$

其中，F 为实际推力，G 为尾喷管实际质量流量，kg/s， v_{9x} 为尾喷管出口轴向速度，m/s， P_9 为尾喷管出口静压，Pa， A_9 为尾喷管出口面积， m^2 。

尾喷管理想速度为：

$$v_c = \sqrt{\frac{2.8 * 287 * T_{in} * (1 - (\frac{P_0}{P_{in}})^{1.4})}{0.4}} \quad (2.10)$$

其中， v_c 为理想速度，m/s， T_{in} 为尾喷管主流进口温度，k， P_{in} 为尾喷管主流进口压力，Pa， P_0 为环境压力，Pa。

尾喷管理想推力 F_c 为：

$$F_c = G \cdot v_c \quad (2.11)$$

尾喷管推理系数 C_f 为：

$$C_f = \frac{F}{F_c} \quad (2.12)$$

由图 5 可见，当网格数大于 15 万以后，两种参数基本不受网格数量影响。最终确定模型网格数约 15 万。

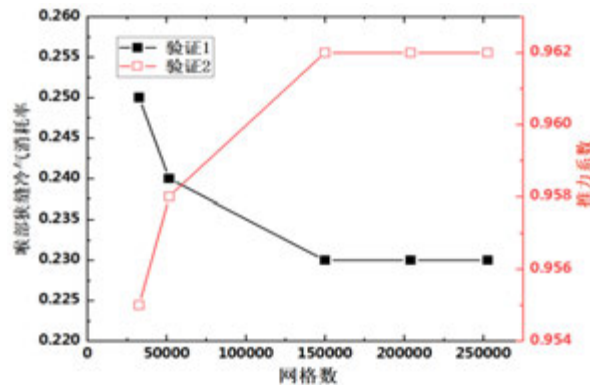


图 5 网格无关性验证

3 结果计算

3.1 流场整体计算结果

云图所示为喉部狭缝距离为 2.5mm 的喷管模型计算结果，其中如图 6、7、8 中分别给出了该模型中温度，压力及速度分布。

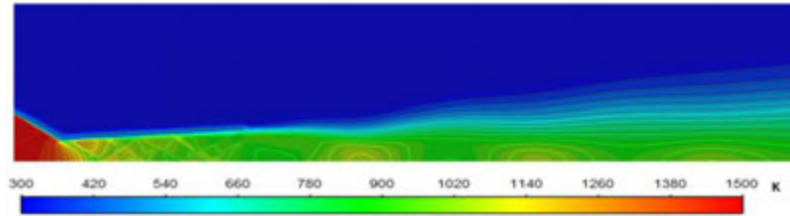


图 6 喷管温度云图

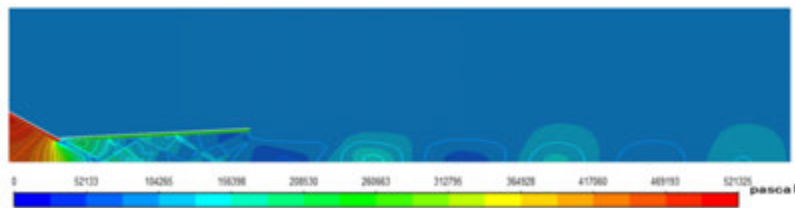


图 7 喷管压力云图

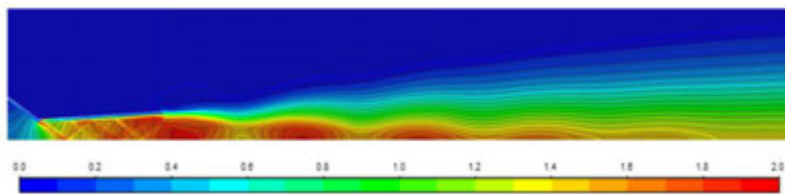


图 8 喷管速度云图

喷管内外存在显著的波系，经过波系中的膨胀波，流体速度增大，温度、压强和密度都减小；经过压缩波，流体速度减小，温度、压强和密度都增大。同时，管内斜激波在扩张段反射过程中受到狭缝射流影响，激波强度同时反作用于射流速度。

图 9、10、11 分别为该模型中喉部局部温度压力速度分布。

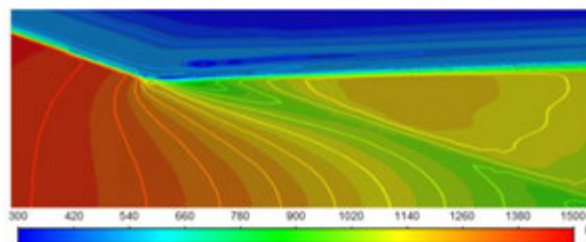


图 9 喉部温度分布

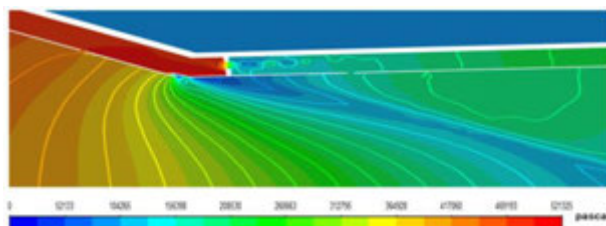


图 10 喉部压力分布

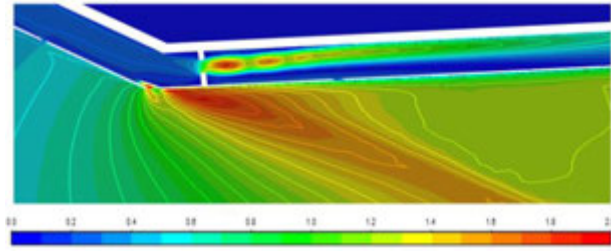


图 11 喉部马赫数分布

由局部图可见，主流喷管内压力、温度在喉部发生骤降，与入口相比降幅 50%以上，这是由于收扩喷管自身工作特性，流动过程中热量转化为机械能，其次，还有在狭缝处和狭缝后折角的扰动产生的波系对于流体的作用。在喉部激波位置处，流动特性出现突变，再加以收缩通道对于流体的影响，速度达到超音速。

冷气通道内速度在降压装置处发生突变，产生膨胀波，对降压装置附近下游流场造成一定扰动，但对下游影响范围较小，推测会对下游总压造成一定影响，同时可能局部具有更好的换热性能。

3.2 不同狭缝宽度条件下喉部处狭缝冷气射流分析

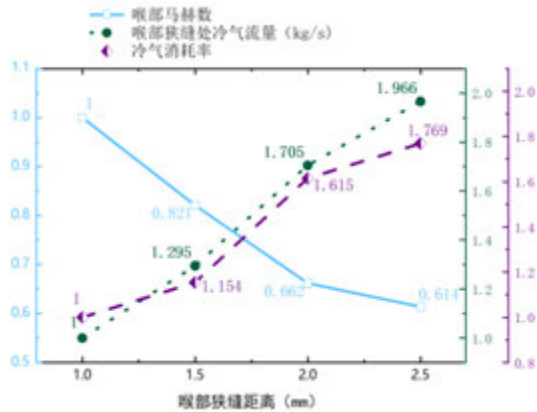


图 12 马赫数、冷气流量、冷气消耗率与喉部狭缝距离关系示意图

在图 12 中，喉部马赫数、喉部狭缝处冷气流量、冷气消耗率分别按照了当狭缝距离为 1mm 时的数据 1.45、0.88kg/s、0.87 进行了归一化处理。其中蓝线给出了喉部狭缝射流速度随狭缝宽度的变化，从图中可以看出射流速度随狭缝宽度变化影响较大，当狭缝宽度增至 2mm 时，射流速度可以控制在音速以下，从而减小对主流的干涉，增强气膜附壁效果，获得更佳的壁面冷却效果。同时，冷气流量会随喉部狭缝宽度增加而增大，且敏感度较高。

3.3 不同狭缝宽度条件下主流流量分析

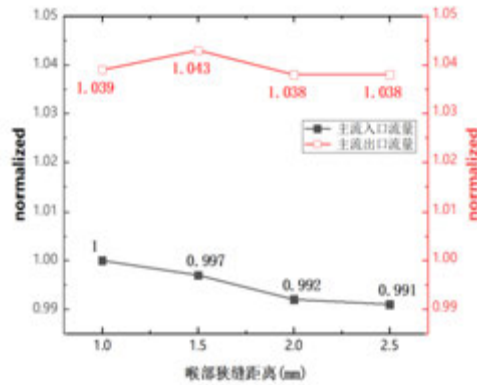


图 13 主流入口和出口流量与喉部狭缝距离的关系示意图

图 13 中主流入口流量和出口流量按照主流入口流量的第一个数据 65.16kg/s 进行了归一化处理，给出了热气入口和出口流量随狭缝距离的变动，其中横坐标为喉部狭缝距离，从图中可以看出主流入口和出口流量随狭缝距离的增大变化较小。

3.4 激波作用下的喷管性能分析

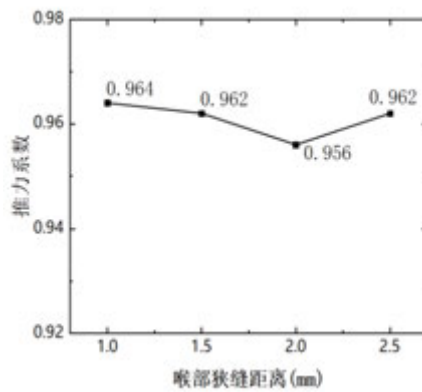


图 14 不同喉部狭缝距离下的喷管推力

由图可见，喉部狭缝距离的变化对推力系数的变化影响不大。分析是由于喉部狭缝开在喷管折角的位置，二次流来流在狭缝处射流进入喉部临界音速环境，在管内流动波系反复作用下，喉部狭缝冷气射流影响相对减弱，因而推测对推力影响较小。若狭缝开在扩张段膨胀波壁面反射点附近，超音速射流破坏当地边界层环境，随之与反射波系相互作用，此处的狭缝宽度则可能会对推力系数造成较大影响，是下一步的研究方向。

4 结论

- (1) 射流速度随冷气通道喉部狭缝宽度变化较大，当狭缝宽度增至 2mm 时，射流速度可以控制在音速以下。
- (2) 其他条件不变，喉部冷气通道狭缝宽度对冷气流量敏感性较高。
- (3) 在现有计算条件下，喉部狭缝距离的变化对推力系数的变化影响不大，但当狭缝继续增加到一定宽度时可能会使射流量过高，过量冷气直接与喉部主流掺混造成推力性能下降。

参考文献

- [1] 张婷. 尾喷管气膜冷却结构设计研究[D].大连理工大学,2021.
ZHANG Ting.Design and Research on Film Cooling Structure of Tailpipe[D].Dalian University of Technology,2021.
- [2]陈四杰. 收扩喷管扩张段气膜冷却特性研究[D].南京航空航天大学,2014.
CHEN Sijie.Study on the Film Cooling Characteristics of the Expanding Section of the Retractor and Expander Nozzles[D].Nanjing University of Aeronautics and Astronautics,2014.
- [3]王扬平,姜培学.超音速气膜冷却及其受斜激波的影响[J].工程热物理学报,2007(01):137-139.
WANG Yangping,JIANG Peixue.Supersonic film cooling and its influence by Oblique shock [J]. Journal of Engineering Thermophysics,2007(01):137-139.
- [4]李基权. 超音速喷管中高效低阻冷却技术和流场特性研究[D].南京航空航天大学,2021.
LI Jiquan.Research on high efficiency and low resistance cooling technology and flow field characteristics in supersonic nozzle [D]. Nanjing University of Aeronautics and Astronautics,2021.
- [5]胡泽英,邢云绯,仲峰泉.高超声速喷管气膜冷却流动与传热特性研究[J/OL].推进技术,2023(07):1-12.
HU Zeying,XING Yunfei,ZHONG Fengquan.Study on the Flow and Heat Transfer Characteristics of Hypersonic Spray Tube Film Cooling [J/OL]. Propulsion Technology,2023(07):1-12.
- [6]张小英,王先炜.比较研究多种气膜冷却模型的冷却效果[J].航空动力学报,2002(04):475-479.
ZHANG Xiaoying,WANG Xianyi.Comparative study of cooling effects of various film cooling models [J]. Journal of Aerodynamics,2002(04):475-479.
- [7]张建,郑群,岳国强等. 不同结构对旋流气膜冷却特性影响的研究[C]//中国科协航空发动机产学联合体,中国空天动力联合会.第七届空天动力联合会议暨中国航天第三专业信息网第四十三届技术交流会论文集(第一册).第七届空天动力联合会议暨中国航天第三专业信息网第四十三届技术交流会论文集(第一册),2023:41-50.
ZHANG Jian,ZHENG Qun,YUE Guoqiang and so on.Research on the Influence of Different Structures on the Cooling Characteristics of Swirl Film [C]//The China Association for Science and Technology Aerospace Engine Industry and Learning Consortium, China Aerospace Power Federation. Proceedings of the 7th Aerospace Power Joint Conference and the 43rd Technical Exchange Conference of China Aerospace Third Professional Information Network (Volume 1). Proceedings of the 7th Aerospace Power Joint Conference and the 43rd Technical Exchange Conference of China Aerospace Third Professional Information Network (Volume 1), 2023:41-50.

非均匀入射辐射吸收引发的自然对流

周秋凤¹, 刘长号², 周瑞睿¹, 孙亚松²

(1 上海理工大学能源与动力工程学院, 上海 200093

2 西北工业大学动力与能源学院, 西安 710072)

(Tel:17395713186, Email:223370187@st.usst.edu.cn

Tel:18504254537, Email:zhouuirui_suye@163.com)

摘要: 对半透明流体吸收非均匀入射辐射引发的自然对流进行直接数值模拟, 采用基于谱方法的开源计算程序 Dedalus 求解控制方程。结果表明: 随着入射辐射热流振幅增大, 流动失稳时间越来越短, 垂直温度分布更加不均匀, 流动更加剧烈; 随着波数增大, 流动失稳时间越来越短, 温度变化逐渐减小, 下壁面热羽流生成的位置变得越来越随机, 湍流动能的波动逐渐减小。

关键词: 非均匀入射辐射, 失稳时间, 垂直温度分布, 湍流动能

0. 前言

自然界和工程中广泛存在自然对流现象, 如湖泊海洋近岸水域、太阳能集热器中。由辐射吸收引发的自然对流更是吸引许多学者对自然对流现象的研究^[1,2]。为深入理解辐射吸收引发的自然对流现象, 许多学者对其进行实验测量、理论分析以及数值模拟等方面的研究。

实验测量方面, 研究人员主要对羽流的形成过程以及温度分布进行研究。Lei 等^[3]采用镜面反射模拟了平行入射的太阳光, 利用纹影法对太阳辐射引发的自然对流进行了可视化分析, 发现了流动发展的三个阶段, 即初始增长阶段、过渡阶段和准稳态阶段。Moroni 等^[4]在实验室中模拟了发生“穿透对流”时稳定层状流体中混合层的演化过程。通过加热初始态为热分层的方形水箱底部模拟了底板吸收辐射引起的自然对流问题, 并沿垂直方向观察到三个明显的特征区域: 底部负温度梯度的热边界层, 均匀温度分布的混合区和混合层上方的稳定层。Lepot 等^[5]研究了辐射加热产生的热对流的终极状态, 发现高 Ra 数下的湍流对流的构规律与常规区间不符, Nusselt 数 (简称为 Nu 数, 下同) 与 Rayleigh 数 (简称为 Ra 数, 下同) 之间的本构关系由 $1/3$ 上升到 $1/2$ 。

理论分析方面, Mao 等^[6]对斜坡流动区域使用三角形腔体建模, 通过尺度分析方法, 揭示了流动失稳之前特征时间与流动之间的尺度关系。Lei 等^[7]采用直接稳定性分析的方法, 确定了在太阳辐射作用下沿充满水的浅楔斜坡底部发展的热边界层的稳定性性质, 并对三角形楔水域中辐射引发的自然对流边界层直接稳定性进行了分析, 揭示了热边界层失稳的特征。Hattori 等^[8]根据尺度分析发现, 下壁面吸收剩余辐射后产生的向上运动的热羽流的穿透深度和入射辐射的衰减长度近似相等。

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金项目 (52206103)

上海市青年科技英才扬帆计划(21YF1430400)

数值模拟方面, Farrow 等^[9]用二维三角形空腔内流体的自然对流模拟了水库近岸的日间非稳态循环和温度结构, 给出了流动初始阶段温度分布的解析解。Onyegebu 等^[10]对太阳辐射加热静止流体形成的二维非定常自然对流进行了数值研究, 发现了两个反向旋转的不同强度的涡流, 降低流体的光学厚度和增加反照率可以增强对流, 并给出了流动初始阶段温度分布的解析解。Hattori 等^[11]对辐射吸收引发的自然对流进行数值模拟, 对准稳态阶段热边界层的厚度、穿透深度进行理论推导与数值验证。Lei 等^[12]将水库近岸区域简化为三角形的二维腔水域, 用数值方法研究了受太阳辐射影响的水库近岸的自然对流。文中将流动过程分为三个阶段: 吸收入射辐射而导致的底部加热为主的初始阶段, 以上升羽流形式的对流不稳定性开始为特征的过渡阶段, 以及流动与传热过程的准稳定阶段, 这与 Lei 等^[13]测得的实验结果相符合。

以上研究中, 只考虑入射辐射均匀的情形。实际上地球是一个两极稍扁、赤道略鼓的不规则球体, 太阳辐射在经纬度间的分布也是不均匀的, 而且实际的太阳能聚光辐射也是非均匀的, 辐射热流的不均匀特性对系统的流动与传热过程有重要影响。因此, 本文以振幅和波数衡量入射辐射热流的不均匀性, 对非均匀入射辐射下半透明流体中的流动及传热特性进行研究。

1. 物理模型和数学模型

1.1 物理模型

图 1 示出本文所研究的非均匀入射辐射吸收引发的自然对流换热问题。方腔的宽度为 L_x , 深度为 L_y , 左右为周期性边界条件, 上表面为自由液面, 下表面为固定壁面, 速度满足无滑移边界条件; g 表示重力加速度。非均匀入射辐射以正弦函数分布的形式从水面上方垂直射入, 上表面以对流与辐射散热条件与外界换热。当正弦函数的振幅或者波数为 0 时, 入射辐射为均匀辐射。

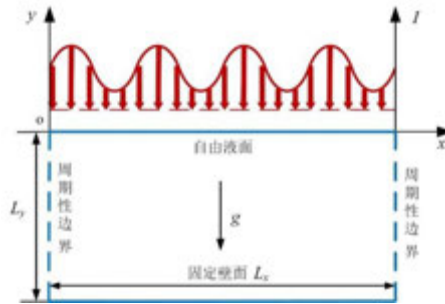


图 1 物理模型

Fig.1 Physical model

假设水面上方的非均匀入射辐射强度为:

$$I = I_0 \left[1 + A \sin \left(\frac{2\pi N}{L_x} x \right) \right] \quad (1)$$

式中, I_0 为入射辐射强度/ $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$; A 为正弦辐射的振幅; N 为正弦辐射的波数。根据比

尔-朗伯定律，入射辐射强度随入射深度指数衰减， η 为辐射衰减系数/ m^{-1} ，在不同深度的流体层，辐射强度为：

$$I = I_0 \left[1 + A \sin \left(\frac{2\pi N}{L_x} x \right) \right] \exp(\eta y) \quad (2)$$

1.2 数学模型

根据图 1 所示的物理模型，左右边界设置为周期性边界条件，在流动之初，流体处于静止状态且温度处处相等。模型的上表面为自由液面，速度满足无应力边界条件，即 $\partial u / \partial y = 0, v = 0$ ，温度边界考虑水面与外部环境之间的对流传热和水面自身的辐射散热边界条件。模型的下表面是固定壁面，速度满足无滑移边界条件，即 $u=v=0$ 。到达下壁面的辐射被完全吸收，然后作为热流边界条件释放。

引入无量纲参数：

$$\begin{aligned} X = x\eta, Y = y\eta, U = \frac{u}{k\eta}, V = \frac{v}{k\eta}, P = \frac{\rho c_p k \eta^2}{g \beta I_0}, \tau = t k \eta^2, \\ \theta = \frac{(T - T_{\text{ref}}) \rho c_p k \eta}{I_0}, Ra = \frac{g \beta I_0}{\rho c_p \nu k^2 \eta^4}, Pr = \frac{\nu}{\kappa}. \end{aligned} \quad (3)$$

其中： ν 为运动粘度/ $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ； β 为热膨胀系数/ K^{-1} ； λ 为导热系数/ $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ； T_{ref} 为流体的参考温度/ K ； c_p 为比热容/ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ； h 为空气的自然对流换热系数/ $\text{W} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{K}^{-1}$ ； T_f 为环境温度/ K ； ε 为水面发射率； σ 为斯特藩-玻尔兹曼常数。

在 Boussinesq 假设下，描述辐射吸收引发的自然对流问题的无量纲形式控制方程为：

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -RaPr \frac{\partial P}{\partial X} + Pr \nabla^2 U \quad (5)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -RaPr \frac{\partial P}{\partial Y} + Pr \nabla^2 V + RaPr \theta \quad (6)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \nabla^2 \theta + \left[1 + A \sin \left(\frac{2\pi N}{L_x} x \right) \right] \exp(Y) \quad (7)$$

无量纲初始条件和边界条件：

$$\tau = 0, U = V = 0, \theta = \frac{-T_{\text{ref}} \rho c_p k \eta}{I_0}, \quad (8)$$

$$(U, V, \theta) \Big|_{X=0} = (U, V, \theta) \Big|_{X=L_x \eta} \quad (9)$$

$$Y = 0, \frac{\partial U}{\partial Y} = 0, V = 0, \frac{\partial \theta}{\partial Y} = -\frac{h\theta}{\rho c_p k \eta} - \frac{\varepsilon \sigma}{I_0} \left[\left(\frac{I_0}{\rho c_p k \eta} \theta + T_{\text{ref}} \right)^4 - T_{\text{ref}}^4 \right] \quad (10)$$

$$Y = -L_y \eta, U = V = 0, \frac{\partial \theta}{\partial Y} = - \left[1 + A \sin \left(\frac{2\pi N}{L_x} X \right) \right] \exp(Y) \quad (11)$$

2. 数值求解方法和数学模型验证

2.1 求解方法简介

本文采用 Dedalus 开源软件基于配置点谱方法对无量纲控制方程(13)——(16)及其定解条件(17)——(20)进行数值求解。其中水平方向使用具有周期边界的 Fourier 基，均匀网格；垂直方向使用 Chebyshev 多项式基，非均匀网格。使用隐式-显式的 Runge-Kutta 时间步进方法，隐式处理线性项（扩散项、压力项和浮力项），显式处理非线性项，对于控制方程和边界条件的书写方式统一设置为：左边线性项，右边非线性项。时间步进选择 RK443 求解器，每个时间步误差低于 10^{-6} 时视为结果收敛。

2.2 程序有效性验证

首先使用程序与文献^[14]算例进行了对比验证。验证算例工况为 $L_y=2$ 、 $Ra=10^9$ 、 $Pr=7$ 、上表面绝热，分别对比了流动初始阶段（ $t=0.00143$ ）时的垂直方向温度分布、流动准稳态阶段（ $0.0144 \leq t \leq 0.0286$ ）时的垂直方向时空平均温度分布。对比结果如图 2 所示，Dedalus 计算所得温度分布情况与文献结果吻合良好，表明此程序运行结果的可靠性。

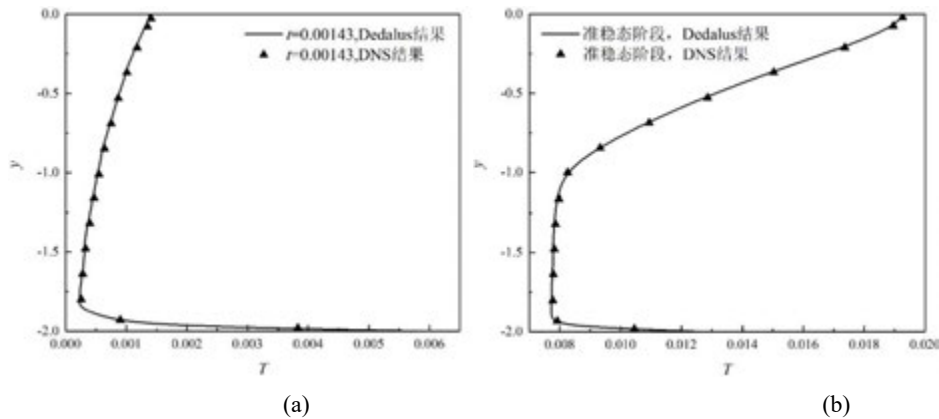


图 2 Dedalus 与 DNS 垂直方向时空平均温度分布对比验证(a)初始阶段；(b)准稳态阶段

Fig.2 Comparison and verification of the spatial and temporal average temperature distribution in the vertical direction of Dedalus and DNS (a) Initial stage; (b) Quasi-steady-state phase

2.3 网格无关和时间独立性验证

针对图 1 所示的辐射垂直射入的物理模型，分别选取了 256×128 、 512×256 、 768×384 三组网格，此时的时间步长为 2×10^{-7} 。表 1 给出了 $L_y=2$ 时不同网格和时间步长时下壁面时空平均 Nu 数的变化情况，上表面为绝热工况，时间范围选取准稳态阶段（ $0.02 \leq t \leq 0.05$ ）。以网格 768×384 计算数据为基准，当网格数量分别为 256×128 、 512×256 时，误差分别为 1.63%、0.36%。选取了 5×10^{-7} 、 2×10^{-7} 、 1×10^{-7} 三组时间步长，此时的网格数量为 512×256 。以时间步长 1×10^{-7} 计算数据为基准，当时间步长分别为 $5 \times$

10^{-7} 、 2×10^{-7} 时，误差分别为 0.30%、0.24%。综合计算效率和准确度，当 $L_y=2$ 时，本文选用的网格数量为 512×256 ，时间步长为 2×10^{-7} 。

表 1 $L_y=2$ 时不同网格和时间步长时下壁面 Nu 数的变化情况

网格数量 ($\Delta t=2 \times 10^{-7}$)	下壁面 Nu 数	误差	时间步长 ($N_x \times N_y=512 \times 256$)	下壁面 Nu 数	误差
256×128	32.99	1.64%	5×10^{-7}	33.24	0.30%
512×256	33.42	0.36%	2×10^{-7}	33.42	0.24%
768×384	33.54	-	1×10^{-7}	33.34	-

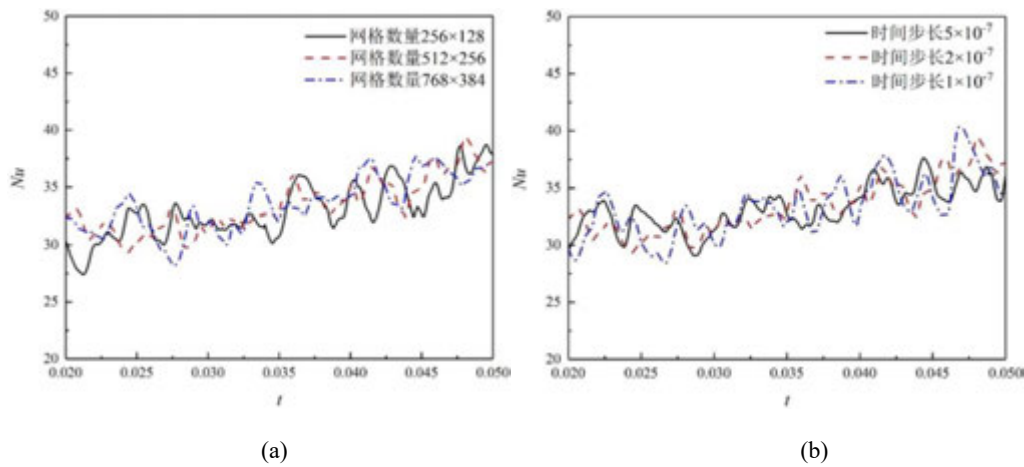


图 3 $L_y=2$ 时准稳态阶段下壁面 Nu 数随时间的变化情况 (a) 不同网格数量; (b) 不同时间步长
Fig.3 Changes of Nu number on the bottom wall with time in the quasi-steady state stage when $L_y=2$ (a) the number of different grids; (b) Different time steps

3. 计算结果及分析

本文主要对上表面以对流与辐射散热条件下非均匀辐射吸收引发的自然对流的流动与传热特性进行研究。流动介质为水， $Ra=10^9$ ， $Pr=7$ ，选取了 $L_y=0.5、2$ 两种流体深度，分析了流体深度 L_y 、非均匀入射辐射的振幅 A 与波数 N 对流动与换热的影响，讨论了流体失稳时间、垂直方向温度分布、湍流动能的变化规律。

3.1 振幅与波数对流体失稳时间的影响

失稳时间标志着流动由初始阶段转向过渡阶段，热羽流不断上升并且对流动和传热过程产生重大影响。本节分析了不同深度下失稳时间的变化以及入射辐射的非均匀性对失稳时间的影响。

图 4 出了 $L_y=0.5$ 时下壁面流体平均温度随时间的变化情况，可以看到，随着振幅和波数的增加，流体更快发生失稳，这是由于不均匀性加剧了羽流的产生和发展。

图 5 给出了 $L_y=2$ 时不同工况下壁面流体平均温度随时间的变化情况。整体而言随着

振幅与波数的增大，流体的非均匀特性越来越强，失稳时间越来越短，个别工况下，过渡阶段温度不发生下降。可以看出， $L_y=2$ 时的失稳时间比 $L_y=0.5$ 时更大一些。这是因为流体深度越大，到达底部的辐射越少，底部吸收这些辐射之后以恒定热流的边界条件形式释放的热流越小，流体就较更慢失稳。同时可以看出，波数比振幅对失稳时间的影响更大。这是因为随着波数的增大，热流的不均匀性加强，此时水平流动的影响也在加强，这有利于热羽流的扰动。

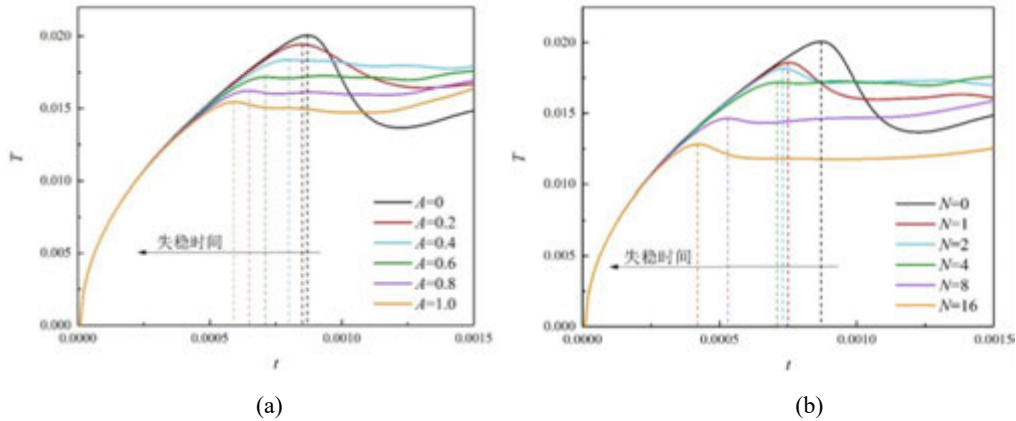


图 4 $L_y=0.5$ 时下壁面流体平均温度随时间的变化 (a)不同振幅; (b)不同波数

Fig.4 Changes of the mean bottom wall fluid temperature with time at $L_y=0.5$ (a) different amplitudes; (b) different wave numbers

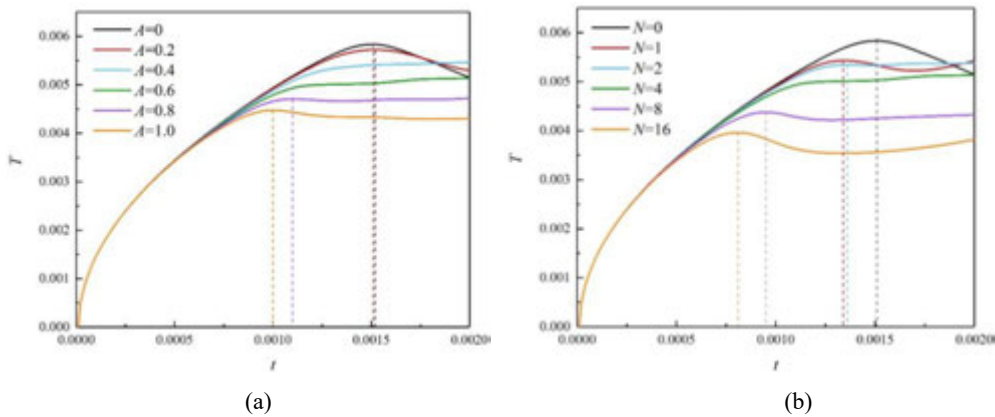


图 5 $L_y=2$ 时下壁面流体平均温度随时间的变化 (a)不同振幅; (b)不同波数

Fig.5 Changes of the mean bottom wall fluid temperature with time at $L_y=2$ (a) different amplitudes; (b) different wave numbers

3.2 振幅与波数对垂直温度分布的影响

本节分析了准稳态阶段不同工况下垂直方向时空平均温度的变化情况，当 $L_y=0.5$ 时，准稳态时间段取 $0.01 \leq t \leq 0.03$ ；当 $L_y=2$ 时，准稳态时间段取 $0.02 \leq t \leq 0.05$ 。

图 6 给出了 $L_y=0.5$ 时不同振幅和不同波数垂直方向时空平均温度分布。由于冷热羽流的掺混作用，同一工况下，整个系统的主流温度基本保持不变，导热区域消失。随着振幅的增大，主流温度先降低后升高，在 $A=0.8$ 时最低。当 $N=1$ 时，在热羽流上升和入

射辐射的吸收双重作用下，流体主流温度达到最大。当 $N=4$ 时，主流温度最小。上下边界层厚度的变化受振幅和波数的影响较小，基本保持不变。

图 7 给出了 $L_y=2$ 时不同振幅和不同波数垂直方向时空平均温度分布。随着振幅的增大，热边界层厚度减小，温度降低。因为振幅的增大强化了传热，使得热羽流带走了更多的热量，因此下壁面附近的温度随振幅的增大而降低。又因为热羽流的上升高度大约为 1，所以在 $y=-1$ 附近，流体的温度随振幅的增大有所升高。在热传导区域，振幅的影响不大，温度分布基本一致。上表面边界层的厚度同样随着振幅减小，但变化并不明显。在冷羽流掺混区域，流体温度随着振幅的增大而降低，说明冷羽流的强度也得到了强化。热羽流的强化是因为下壁面吸收了剩余的非均匀入射辐射，产生了非均匀的温度梯度；冷羽流的强化是非均匀入射辐射在流体中衰减，根据比尔定律，流体吸收的能量也是非均匀的。冷热羽流增强的机理有所不同，但本质上都是非均匀性的强化引起的。

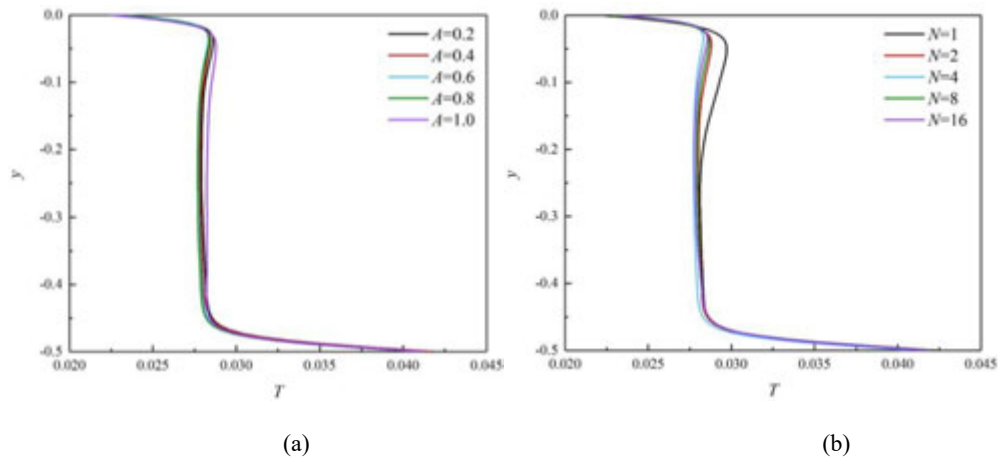


图 6 $L_y=0.5$ 时垂直方向时空平均温度分布 (a)不同振幅; (b)不同波数

Fig.6 Vertical spatiotemporal mean temperature distribution when $L_y=0.5$ (a) different amplitudes; (b) different wave numbers

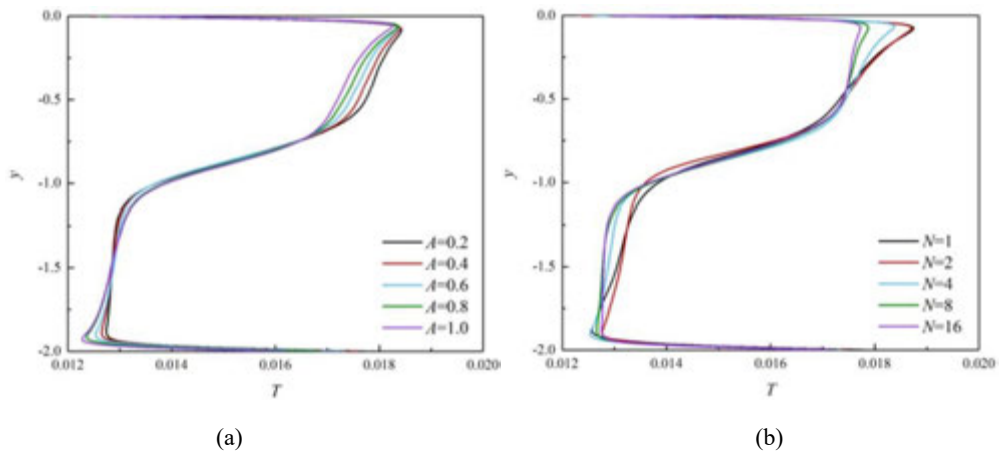


图 7 $L_y=2$ 时垂直方向时空平均温度分布 (a)不同振幅; (b)不同波数

Fig.7 Vertical spatiotemporal mean temperature distribution when $L_y=2$ (a) different amplitudes; (b) different wave numbers

3.3 振幅和波数对湍流动能的影响

本节研究了准稳态阶段时空平均的湍流动能分布。其中湍流速度取垂直方向的速度，为了便于分析讨论，以下统称为湍流动能，其表达式为：

$$\text{TKE} = (\overline{v - \bar{v}})^2 / 2 \quad (12)$$

式中， v 为垂直方向速度，上划线为时间平均算子。

图 8 给出了 $L_y=0.5$ 时不同振幅和不同波数下流动准稳态阶段湍流动能的变化，准稳态时间段为 $0.01 \leq t \leq 0.03$ ，图中的湍流动能为绝对值。可以看到，湍流动能的峰值基本发生在 $y=-0.22$ 附近，振幅的变化对其位置影响不大，整个系统都受到羽流的掺混作用，湍流动能随着振幅的增大先增大后减小。对于不同波数，同样的，湍流动能的峰值基本发生在 $y=-0.22$ 附近。当 $N=1$ 时，湍流动能最小，然后逐渐增大，当 $N=4$ 时，湍流动能达到最大。湍流动能随波数的变化呈现波动，并未表现出明显的规律性。

图 9 给出了 $L_y=2$ 时不同振幅和不同波数下准稳态阶段时空平均湍流动能在垂直方向上的变化。准稳态时间段为 $0.02 \leq t \leq 0.05$ 。在热羽流理论穿透深度附近，湍流动能变化较为平稳。在穿透深度下方，湍流动能发生剧烈变化；中间导热区域的湍流动能变化很小，不受羽流的影响，对流强度较弱。上方受到下沉冷羽流的影响，湍流动能变化剧烈。随着振幅的增大，导热区域逐渐减小，上方流体的湍流动能先减弱后增强，下方流体的湍流动能先增强后减弱，湍流动能的峰值逐渐向着中间移动。对于不同波数，当 $N=1、2$ 时，下方流体的湍流动能分布几乎一致，中部的导热区域几乎可以忽略不计，上方流体的湍流动能峰值减小。此时的穿透深度略大于理论穿透深度，这一点从图 7 中的温度分布也可以看出。随着 N 的增大，导热区域又逐渐增大。上方流体的湍流动能先减弱后增强，下方流体的湍流动能先增强后减弱。当 $N=8、16$ 时，上方流体的湍流动能与均匀入射辐射分布几乎一致，下方流体的湍流动能峰值减小并向底部移动。综合来看，当 $N=1$ 时的流动强度最强，羽流的掺混更为均匀。随着 N 的增大，流动强度逐渐降低。

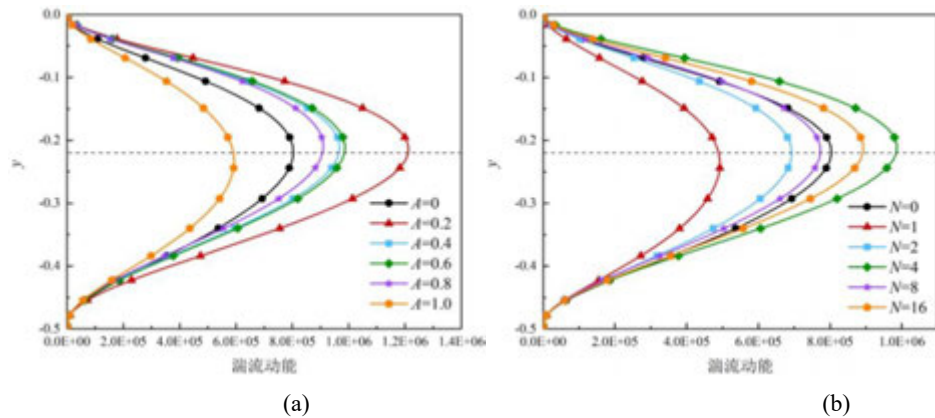


图 8 $L_y=0.5$ 时准稳态阶段时空平均湍流动能在垂直方向上的变化 (a)不同振幅；(b)不同波数
Fig.8 Vertical changes of the spatio-temporal mean turbulent kinetic energy in the quasi-steady state phase when $L_y=0.5$ (a) different amplitudes; (b) different wave numbers

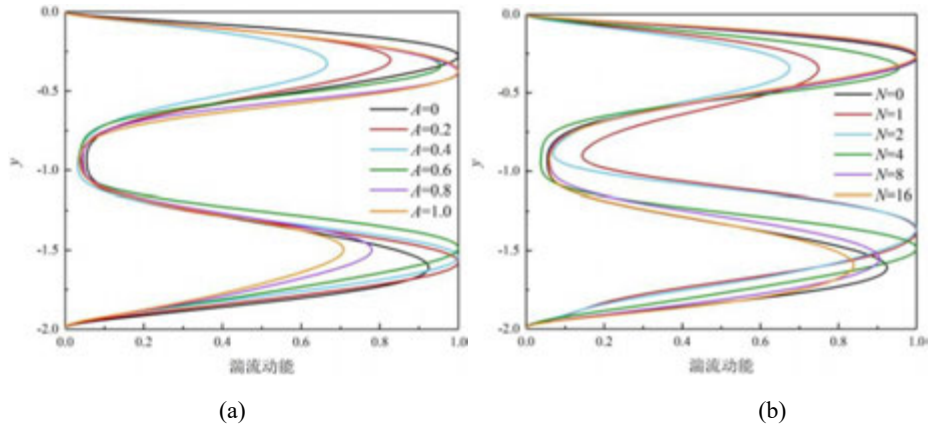


图 9 $L_y=2$ 时准稳态阶段时空平均湍流动能在垂直方向上的变化 (a)不同振幅; (b)不同波数
 Fig.9 Vertical changes of the spatio-temporal mean turbulent kinetic energy in the quasi-steady state phase when $L_y=2$ (a) different amplitudes; (b) different wave numbers

4. 结论

对非均匀入射辐射从上方垂直照射吸收引发的自然对流进行数值模拟, 对于不同深度($L_y=0.5、2$)的流体, 考虑非均匀入射辐射的振幅($0 \leq A \leq 1$)、波数($0 \leq N \leq 16$)对流动与传热的影响。研究流动失稳时间、垂直方向温度分布、湍流动能的变化规律, 得到如下规律:

- (1) 失稳时间随振幅、波数的增大而减小。流体深度越小, 到达流动失稳越快。个别工况下, 过渡阶段温度不发生下降, 保持水平或缓慢增长。
- (2) $L_y=0.5$ 时, 冷热羽流发生交汇, 系统的主流温度基本一致, 导热区域消失。上下边界层厚度的变化受振幅和波数的影响较小, 基本保持不变。 $L_y=2$ 时, 随着振幅的增大, 热边界层厚度减小, 温度降低。振幅对热传导区域的影响不大, 温度分布基本一致。在冷羽流掺混区域, 流体温度随着振幅的增大而降低。随着波数的增大, 热边界层的厚度略微变薄, 下壁面 Nu 数增大, 但幅度较小。
- (3) 当 $L_y=0.5$ 时, 湍流动能的峰值基本发生在 $y=-0.22$ 附近, 整个系统都受到羽流的掺混作用, 湍流动能发生剧烈变化, 随着振幅的增大先增大后减小。当波数 $N=1$ 时, 湍流动能最小, 然后逐渐增大, 当 $N=4$ 时, 湍流动能达到最大。 $L_y=2$ 时, 在穿透深度下方, 湍流动能发生剧烈变化; 中间导热区域的湍流动能变化很小。上方受到下沉冷羽流的影响, 湍流动能变化剧烈。随着振幅的增大, 导热区域逐渐减小, 上方流体的湍流动能先减弱后增强, 下方流体的湍流动能先增强后减弱, 湍流动能的峰值逐渐向着中间移动。随着 N 增大, 导热区域又逐渐增大。上方流体的湍流动能先减弱后增强, 下方流体的湍流动能先增强后减弱。

参考文献

- [1] Codd D S, Gil A, Manzoor M T, et al. Concentrating Solar Power (CSP)—Thermal Energy Storage (TES) Advanced Concept Development and Demonstrations[J]. *Current Sustainable/Renewable Energy Reports*, 2020, 7(2): 17–27.
- [2] Calvet N, Slocum A H, Gil A, et al. Dispatchable solar power using molten salt directly irradiated from above[J]. *Solar Energy*, 2021, 220: 217–229.
- [3] Lei C, Patterson J C. Natural convection in a reservoir sidearm subject to solar radiation: experimental observations[J]. *Experiments in Fluids*, 2002, 32(5): 590-599.
- [4] Moroni M, Cenedese A. Penetrative convection in stratified fluids: velocity and temperature measurements[J]. *Nonlinear Processes in Geophysics*, 2006, 13(80): 353-363.
- [5] Lepot S, Aumaître S, Gallet B. Radiative heating achieves the ultimate regime of thermal convection[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2018, 115(36): 8937-8941.
- [6] Mao Y, Lei C, Patterson J C. Unsteady natural convection in a triangular enclosure induced by absorption of radiation – a revisit by improved scaling analysis[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2009, 622: 75-102.
- [7] Lei C, Patterson J C. A direct stability analysis of a radiation-induced natural convection boundary layer in a shallow wedge[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2003, 480: 161-184.
- [8] Hattori T, Patterson J C, Lei C. Mixing in internally heated natural convection flow and scaling for a quasi-steady boundary layer[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2015, 763: 352-368.
- [9] Farrow D E, Patterson J C. The daytime circulation and temperature structure in a reservoir sidearm[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1994, 37(13): 1957-1968.
- [10] Onyegegbu S O. Solar radiation induced natural convection in stagnant water layers[J]. *Energy Conversion and Management*, 1990, 30(2): 91-100.
- [11] Hattori T, Patterson J C, Lei C. On the stability of transient penetrative convection driven by internal heating coupled with a thermal boundary condition[J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2015, 64: 29-33.
- [12] Lei C, Patterson J C. Natural convection in a reservoir sidearm subject to solar radiation: A two-dimensional simulation[J]. *Numerical Heat Transfer, Part A*, 2002, 42(1-2): 13-32.
- [13] Lei C, Patterson J C. Natural convection in a reservoir sidearm subject to solar radiation: experimental observations[J]. *Experiments in Fluids*, 2002, 32(5): 590-599.
- [14] Hattori T, Patterson J C, Lei C. Mixing in internally heated natural convection flow and scaling for a quasi-steady boundary layer[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2014, 763: 352-368

复合狭缝射流微通道热沉的数值模拟与 实验研究

崔海川, 刘志春, 刘伟*

华中科技大学能源与动力工程学院, 武汉 430074

(Tel:027-87542618, Email:w_liu@hust.edu.cn)

摘要: 射流微通道热沉融合了射流冷却和微通道冷却两种冷却技术的优势, 被认为是未来应对高热流密度电子器件散热的主要解决方案之一。为解决传统射流微通道热沉内部水平横流影响, 本文提出了一种进出口分液歧管交替排布的复合狭缝射流微通道热沉。通过数值模拟耦合机器学习以及多目标遗传算法, 针对影响热沉换热和阻力性能的关键结构参数进行了多目标寻优, 并成功获得了 TOPSIS 最优折衷解。为了验证数值模拟和神经网络训练模型的准确性, 本文针对优化获得的最优结构进行了数值模拟计算和实验验证。实验与模拟结果对比发现, 当热流密度改变时, 加热面平均温度的模拟值与实验值最大相对误差为 0.6%, 压降最大相对误差为 3.6%; 当质量流量改变时, 加热面平均温度的模拟值与实验值最大相对误差为 0.9%, 压降最大误差为 6.5%。实验测试结果表明, 当工质流量为 28 g/s, 入口温度为 20 °C, 热流密度为 200 W/cm² 时, 此时热沉加热面平均温度不超过 75 °C, 而热沉压降仅为 2.46 kPa。

关键词: 狭缝射流冲击; 微通道冷却; 数值模拟; 实验验证

0 前言

半导体电子器件是电子设备及信息系统的重要基础, 目前正被广泛应用于集成电路、航空航天以及大功率激光发射器等产业中, 其发展水平对于改造传统产业, 提高武器装备现代化水平具有十分重要的现实意义^[1-3]。伴随着时代发展需求以及加工制造技术的不断进步, 微型化、集成化和高热流通量成为电子器件的发展方向, 随之而来的散热问题正成为限制其未来发展的主要因素之一^[4]。以集成电路为例, 不断增长的算力需求使得芯片发热功耗越来越高, 一些传统计算芯片的热流密度已经达到 100 W/cm², 未来几年其热流密度预计可达到 300~500 W/cm², 部分热量集中区域可达到 1000 W/cm²^[5]。面对此种情形, 许多传统的冷却方式, 如自然对流、强制风冷以及热管冷却等均已不能满足如此高热流密度的散热需求。射流微通道冷却技术由于融合了射流冷却以及微通道冷却技术的优势, 具有比表面积大、结构紧凑以及驻点区域换热系数高等优势, 被认为是未来应对高热流密度散热问题最有前景的液体冷却方案之一^[6-9]。然而, 相较于其他传统冷却方式, 射流微通道热沉具有更加复杂的流动结构, 影响其换热性能以及阻力性能的因素也相对更多。此外, 传统射流微通道热沉在面对较长微通道时容易受水平横流影响, 换热废液不能及时排出, 导致上下游换热不均匀, 阻力损失也相对较高^[10]。为了解决以上问题, 作者设计了一种带排液歧管的狭缝射流微通道热沉, 通过将数值模拟耦合机器学习以及多目标优化算法, 针对影响热沉换热和阻力性能的关键结构参数进行了多目标寻优, 并利用 TOPSIS 决策算法成功获得了最优折衷解^[11]。本文在此基础上, 针对最优折衷解进行了数值模拟计算和实验验证, 探究了不同热流密度、工质流量以及入口温度等工况参数变化对最优热沉结构换热以及阻力特性的影响。

*基金项目: 国家自然科学基金项目 (No.51736004, 51776079)

1 数值计算模型及计算方法

1.1 热沉物理模型

图 1 (a) 所示为本文数值模拟和实验研究的带排液歧管的复合狭缝射流微通道热沉三维模型, 主要包含顶部盖板和底部微通道换热板。在顶部盖板上加工有入口歧管和出口歧管, 用于冷却工质的均匀分布和废液的及时排出。在换热板上加工有微通道, 通过与顶部盖板相结合形成流体通路, 实现流体的短距离运输和换热, 其中在换热板底部加有均匀热流密度。通常, 冷却工质从盖板上部入口流入, 经过入口歧管实现流体的均匀分配, 之后流体冲刷冷却微通道换热板并最终由出口歧管流出。热沉入口流道为倾斜流道, 以实现流量的均匀分配; 出口流道为矩形流道, 通过增大流通面积以降低热沉整体压降。其中热沉相应的尺寸标注见图 1 (b), 表 1 中则列出了最优折衷解热沉各部件对应尺寸的具体数值。

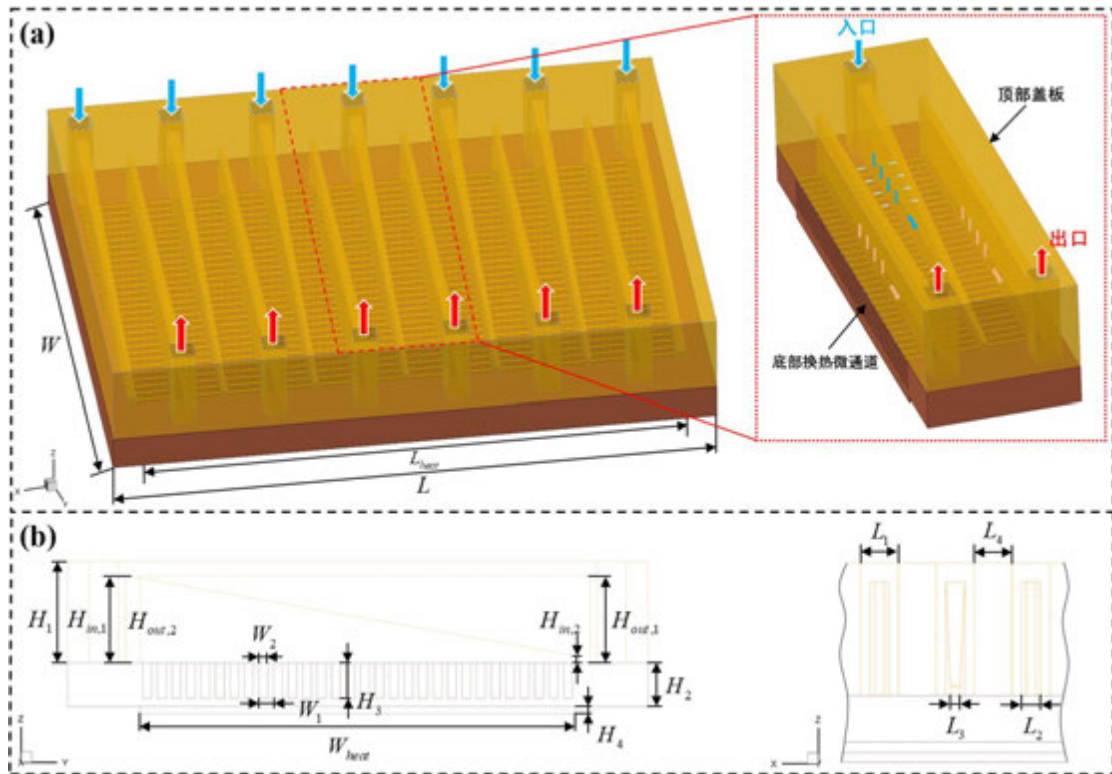


图 1 复合狭缝射流微通道热沉三维模型

Fig.1 The 3D model of hybrid slot jet impingement/microchannel heat sink

表 1 热沉模型几何参数 [mm]

Table 1 Geometric parameter values of the heat sink model [mm]

L	W	L_{heat}	W_{heat}	L_1	L_2
53	40	49	30	2	1
L_3	L_4	W_1	$\varphi = \frac{W_2}{W_1}$	H_1	H_2
0.5	2	1.03	0.58	7	3
H_3	H_4	$H_{in,1}$	$H_{in,2}$	$H_{out,1}$	$H_{out,2}$

1.2 数值计算模型

如图 2 所示为实际数值模拟中采用的几何模型及相对应的边界条件。由于热沉整体模型关于 X 轴对称, 从计算经济性出发选择整体模型的二分之一进行建模计算。为了消除出口回流对计算结果的影响, 计算中最终流体出口延长至出口直径的 5 倍以消除回流现象。为了简化计算, 在数值模拟时采用以下假设: (1) 冷却介质为连续不可压缩流体且各项同性; (2) 模型考虑了固体和液体间耦合传热问题, 固液交界面无滑移; (3) 冷却介质进入热沉入口时温度和速度均匀分布。

其中计算采用的湍流模型为 Realizable $k-\varepsilon$ 模型, 冷却介质为去离子水, 其物性参数变化是关于温度的函数, 具体函数关系参考作者已发表论文^[11]。关于模型验证和网格独立性验证的详细内容可参考作者之前已发表的工作^[11]。其中热沉满足的控制方程如下:

连续性方程:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

动量守恒方程:

$$\frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u_i u_j} \right) \quad (2)$$

能量守恒方程:

$$\frac{\partial(u_i T)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (3)$$

湍动能方程:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\eta + \frac{\eta_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\eta_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} S_{i,j} - \rho \varepsilon \quad (4)$$

湍流耗散率方程:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\eta + \frac{\eta_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{1\varepsilon} \rho S \varepsilon - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{v \varepsilon}} \quad (5)$$

固体域导热方程:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda_s \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) = 0 \quad (6)$$

式中 ρ 是液体密度, p 是压强, λ 和 λ_s 分别为有效导热系数和固体导热系数, u_i 代表 x 、 y 、 z 方向的速度, c_p 是定压比热容, η_t 是涡粘系数, $S_{i,j}$, $C_{1\varepsilon}$ 由以下方程给出, 其中 $C_{2\varepsilon}=1.92$ 。

$$S_{i,j} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (7)$$

$$S = \sqrt{(2S_{i,j}S_{i,j})}$$

$$C_{1\varepsilon} = \max \left\{ 0.43, \frac{\overline{\mu}}{5 + \mu} \right\} \quad (8)$$

压力速度耦合采用 SIMPLE 算法, 压力项求解选取标准格式进行迭代计算, 动量方程和湍流耗散项均采用二阶迎风格式, 能量方程的求解采用 QUICK 格式迭代计算。当连续型方程和动量方程的残差达到 10^{-5} , 湍流耗散项的收敛残差到达 10^{-4} , 能量方程的收敛残差低于 10^{-7} 则认为收敛。

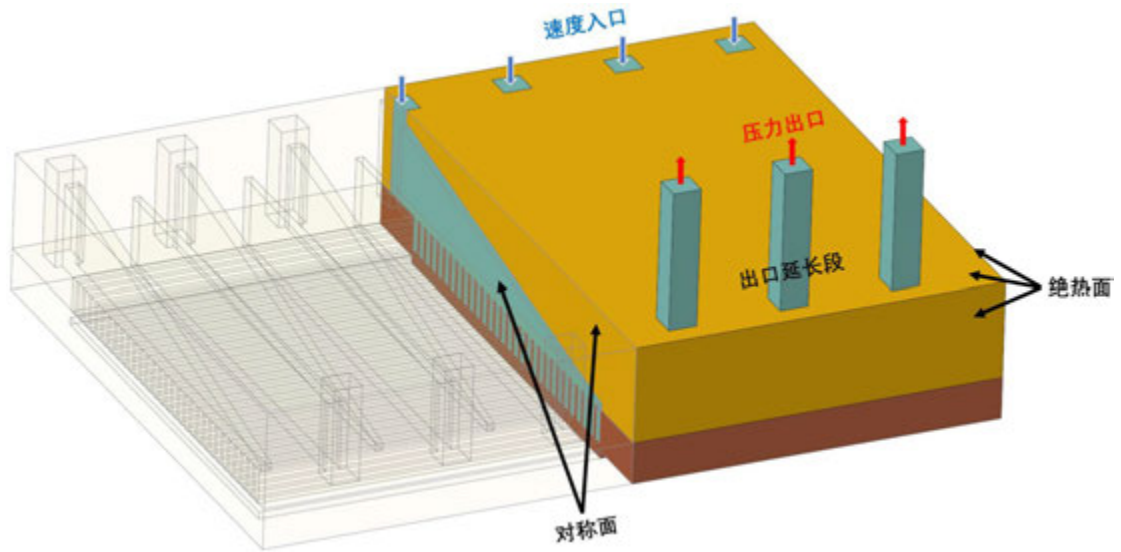


图 2 实际数值计算模型及边界条件

Fig.2 Numerical calculation model and boundary conditions

1.3 边界条件及网格划分

入口采用速度入口，入口温度分别计算了 283K、288K 和 293K。出口为压力出口，对应表压为 0 Pa。底部加热面设置为定热流密度。固液接触面设置为耦合面，除了对称面外其余均为绝热壁面。图 3 所示为射流冲击热沉整体网格模型及各部分局部网格划分。其中均采用六面体网格进行划分，考虑到整体模型的复杂性，对不同部件进行分块划分且固液接触面均采用 interface-coupled。此外，为了满足增强壁面模型的 y^+ 要求并保证数值计算的准确性，对固液接触面进行了加密。其中固液接触面第一层网格高度设置为 0.01mm，网格增长因子设置为 1.2。图 3(b) 所示为包含出口延长段流体区域的局部网格划分及壁面网格加密情况。

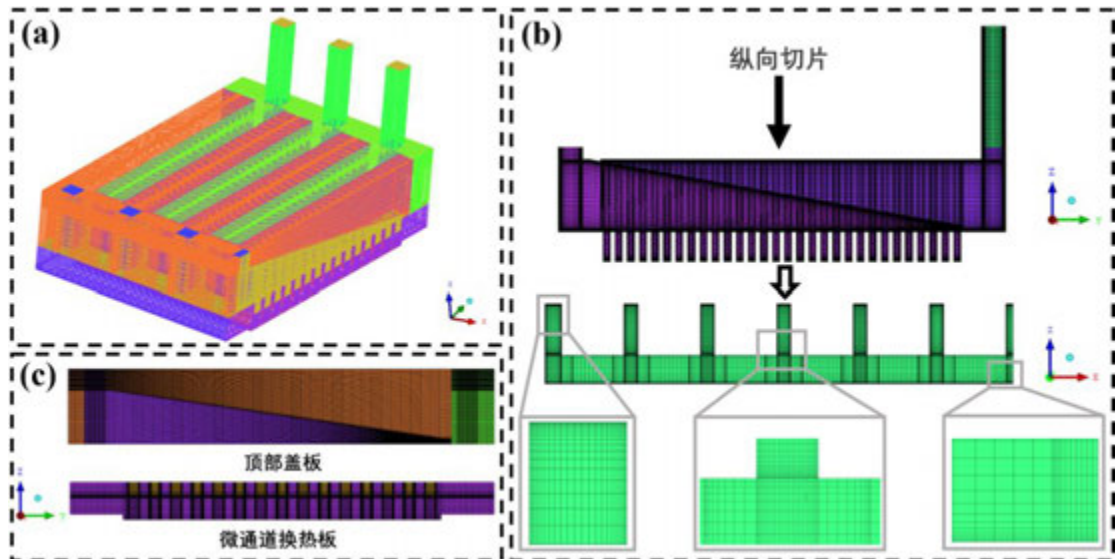


图 3 热沉整体网格及不同部分局部网格

Fig.3 Model mesh division and local refinement strategy

2 实验系统及测试方法

2.1 实验测试系统

图 4 所示为本文搭建的以去离子水为冷却工质的实验测试系统组成示意图。实验系统

主要由两部分组成,一部分是以测试热沉为主的系统元件,另一部分是系统测量和控制元件。系统元件主要有测试热沉、热源、储液器、冷凝器、齿轮微泵以及各组件之间的连接管道和阀门。系统测量和控制元件主要包含电磁流量计、调压计、功率计、差压计、热电偶、直流驱动器以及数据采集系统。图 5 所示为包含系统主要元件的实验测试系统实物图。

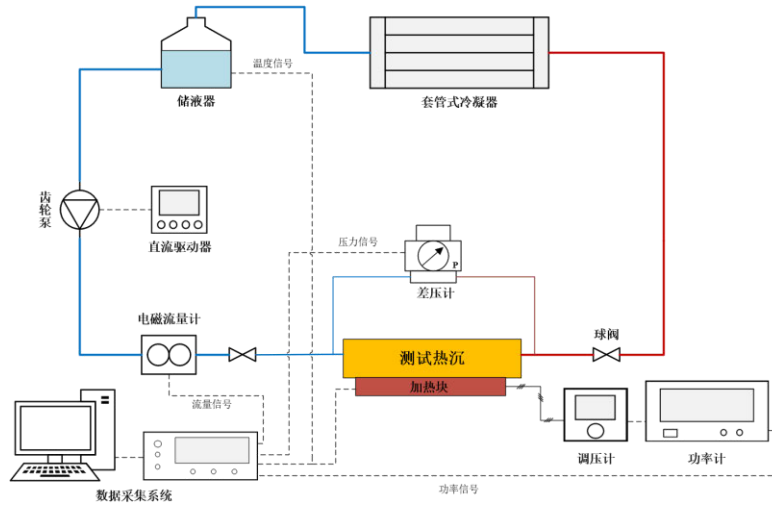


图 4 实验测试系统组成示意图

Fig.4 Schematic diagram of experimental testing system

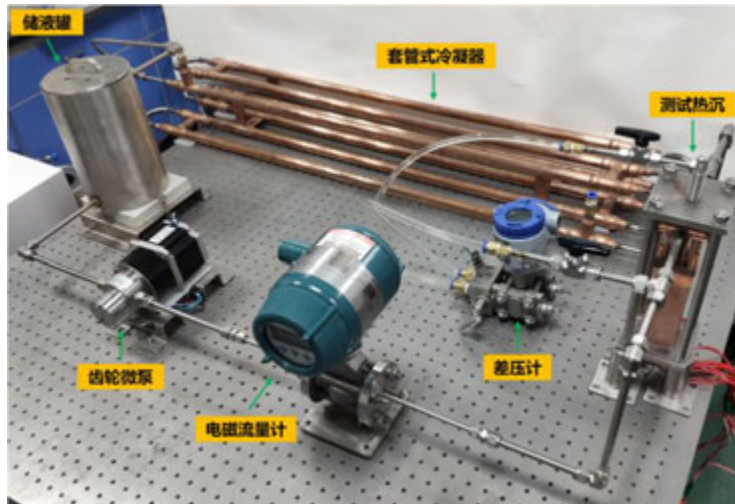


图 5 实验测试系统实物图

Fig.5 Photo of experimental testing system

2.2 主要系统元件

2.2.1 复合狭缝射流微通道热沉

图 6 (a) 所示为热沉各部件加工实物图以及整体焊接成品图。热沉材料为紫铜,各部件采用机床切割和电刻蚀技术加工而成,用丙酮清洗装配后利用氩弧焊和银焊焊接而成。焊接后的热沉使用酸洗液进行清洗,之后使用钝化液进行钝化处理。为了获得热沉内部温度信息,在距离热沉底部加热面 0.5mm 处加工有 7 个直径为 0.5mm 的测温孔,1~7 号测温孔的位置分布如图 6 (b) 所示,其详细位置信息如图 6 (c) 所示。为了获得热沉进出口温度,分别在热沉进口和出口分液器管壁处布置两个温度测点,如图 6 (b) 中 8 号和 9 号温度测点。

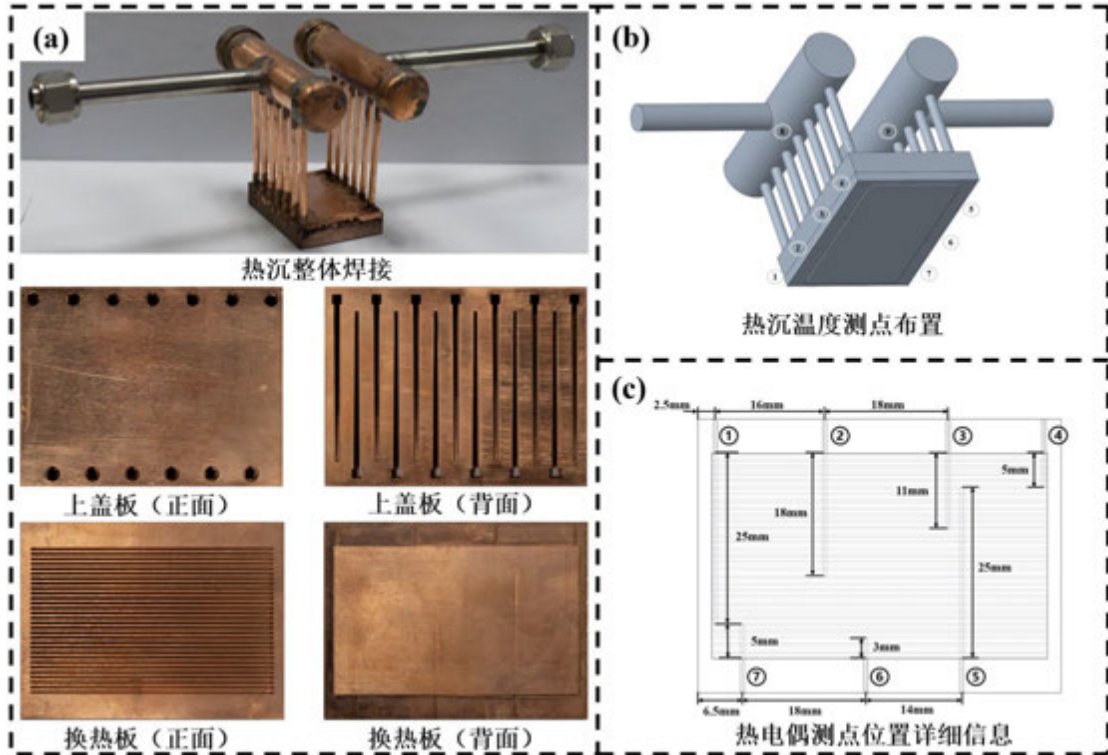


图6 测试热沉实物图及热电偶测点分布

Fig.6 Photo of test heat sink and thermocouple measurement point distribution

2.2.2 模拟热源

图7所示为热源实物图以及三维透视图。热源材料为导热性能良好的紫铜，通过机床切割加工而成。在热源侧面加工有10个直径为12mm的盲孔，分别对应插入10根加热棒，每根加热棒最大可提供的加热功率为300W。为了方便热沉底部与热源表面贴合定位，在热源顶部加工有四个高度为0.5mm的定位矩形块。其中热源与热沉接触面积为 $49 \times 30 \text{ mm}^2$ ，接触面涂有一层导热硅脂，之后将热沉与热源紧密贴合并利用螺栓夹具进行固定。为了监测热源温度，避免温度过高超过加热棒的可耐受温度，在热源四周共加工有8个直径为1mm的不同长度的小孔，用于插入热电偶对热源温度进行测量。其中最上层热电偶孔距离热源表面3mm，上下两层孔间距为5mm。

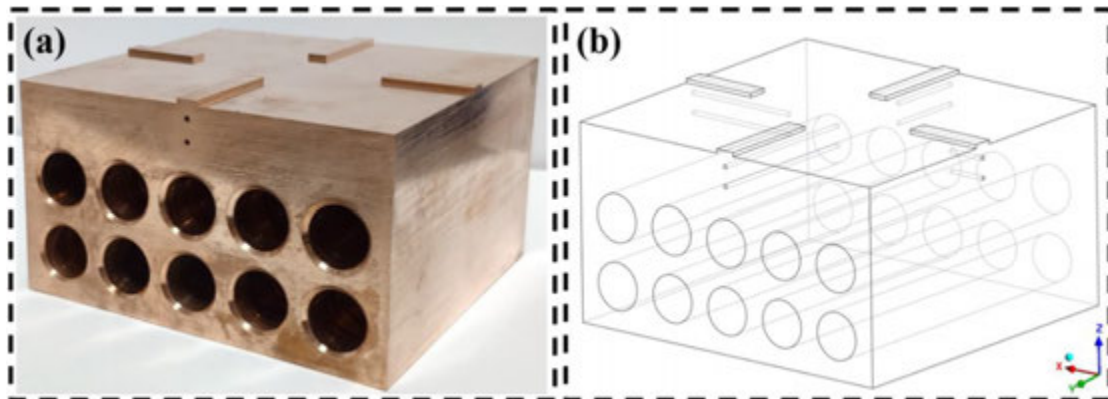


图7 热源实物图及三维透视图

Fig.7 Photo and 3D perspective view of heat source

2.2.3 齿轮微泵

实验测试中采用直流无刷磁驱齿轮泵为整个测试系统提供动力,实现冷却工质在系统中的循环流动。其中微泵型号为 MG415XK/DC48W-400,可提供流量范围为 0~11000 ml/min,对应压头为 0~0.8 MPa。微泵实物图如图 5 所示。

2.3 主要测控元件

系统中使用的测量和控制元件主要有电磁流量计、调压器、功率计、差压计、热电偶、直流驱动器以及数据采集系统。各元件相关规格参数如表 2 所示。

表 2 系统测控元件规格参数

Table 2 Specification parameters of system measuring components

元件名称	规格和参数	数据测量
电磁流量计	型号: AXF005G, 量程: 0~6 L/min, 精度: $\pm 0.35\%$	热沉入口流量
功率计	型号: PF9800, 精度等级为 0.5	热源加热功率
差压计	型号: FKCT35V5, 量程: 0~100kPa, 精度: $\pm 0.065\%$	热沉进出口压降
数据采集器	型号: Keithley-2700	采集温度、压力信号
调压器	型号: TDGC2	——
热电偶	型号: WRNK-191, 精度: $\pm 0.4^\circ\text{C}$	热源和热沉温度
直流驱动器	型号: MP6010D	——

2.4 实验测试工况

本次实验的主要内容是研究改变入口温度、质量流量和加热功率对热沉的换热和阻力特性的影响,同时将实验数据与模拟结果对比来验证机器学习和优化算法的正确性。实验中研究了三种不同入口温度,分别为 10°C 、 15°C 和 20°C 。每种入口温度下测量了 6 种不同质量流量情况,其中入口体积流量分别为 1.68、2.52、3.36、4.2、5.04 和 5.88 L/min,其中入口体积流量主要依据之前数值模拟工况进行确定。此外,在每个体积流量下测量了 9 种不同热流密度情况,从最低 40 W/cm^2 开始以 20 W/cm^2 的差值进行递增,最大热流密度为 200 W/cm^2 。

2.5 漏热分析及热源温度预测

由于本文中测试热流密度最高可达到 200 W/cm^2 ,模拟热源总加热功率约 3000 W。面对如此高的功率密度,不合理的热源结构可能导致加热棒或模拟热源的溫度超过安全温度,造成安全隐患。此外,当热源保温措施不合理时,由于铜块表面温度较高,可能造成比较严重的漏热损失,到达热沉底部的热流密度小于设定值。因此,为了避免以上两种情况的发生,本文中热源设计时尽量避免出现较大的面积突变造成较大的温度梯度。此外,为了防止由于铜块过长导致较高热流密度下导热热阻较大,本文中加热棒采用侧向插入而不是从铜块底部插入。为了避免漏热,在插入加热棒后用 2 mm 厚的硅酸铝纤维棉对热沉进行包裹,该材料不仅可以承受接近 1000°C 左右高温,而且其导热系数仅为 $0.035\text{ W/m}\cdot\text{K}$ 。用绝热棉包裹后的铜块固定在使用耐高温材料 PEEK 制作的基座上,之后又采用 10 mm 厚的橡塑保温棉进行包裹,这样可以最大程度的减少漏热损失。其中 PEEK 材料的导热系数为 $0.29\text{ W/m}\cdot\text{K}$,橡塑保温棉的导热系数仅为 $0.04\text{ W/m}\cdot\text{K}$ 。

为了验证以上设计的有效性,采用仿真软件 Fluent 针对热源测试区进行仿真计算,探究热源内最高温度及估算热损耗情况。由于该问题为简单的固体导热问题,Fluent 针对纯固态导热的仿真计算足够准确。图 8 所示为仿真计算模型示意图以及相应的边界条件设置。其中

将模拟热沉对流换热冷却等效为平均对流换热系数 h_{hs} ，将 PEEK 基座和橡塑保温棉表面的自然对流冷却等效为平均对流换热系数 h_{nc1} 和 h_{nc2} ，将加热棒的加热功率定义为内热源项 Q 。其中加热棒的主体材料为 MgO，其导热系数取 36 W/m/K，加热功率设置为 2940 W，对应加热面最高 200 W/cm² 热流密度。环境温度设置为 25℃，热沉冷却面温度根据之前数值计算结果取 70℃，热沉冷却的对流换热系数取 6 W/(cm²·K)，对应最低入口流量情况。自然对流换热系数 $h_{nc1} = h_{nc2} = 5$ W/(m²·K)，这对于自然对流是一个合理的数值。图 9 所示为模拟计算得到的热源 z-x 截面温度分布云图，可以发现热源最高温度不超过 205℃，远低于加热棒可耐受最高温度 350℃。此外，热源四周温度分布均较低，这说明采用双层隔热棉可以实现良好的绝热效果，避免热量向周围环境耗散。通过对热源表面进行热通量面积分，可以计算得到通过热沉冷却带走的热量为 2873 W，耗散到环境中的热量仅为 68 W，即向环境的漏热损耗仅为 2.3%，可以看出此时热源隔热效果理想。以上模拟工况为热源冷却效果最差情况，即漏热耗散最严重情况，其他工况下漏热损耗将低于 2.3%。

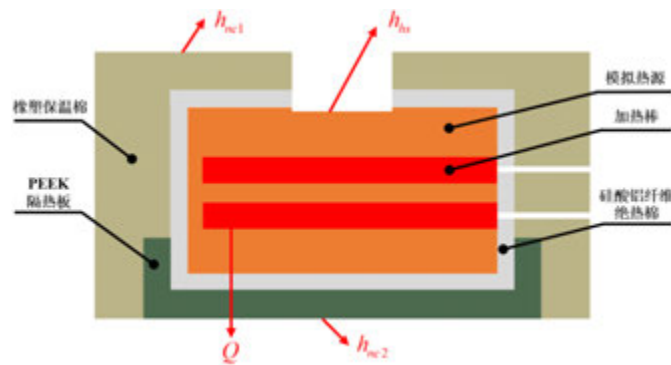


图 8 热源仿真模拟示意图及边界条件设置

Fig.8 Schematic diagram of heat source simulation and boundary conditions

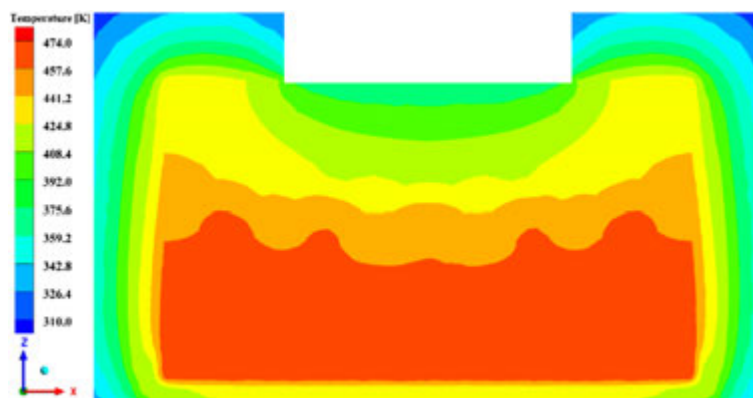


图 9 热源 z-x 截面仿真温度云图分布

Fig.9 Temperature distribution of z-x cross-section of heat source

2.6 数据处理和不确定度分析

考虑到热沉上热电偶距离加热面和换热面存在一定距离，因此热沉加热面和换热面的平均温度可以通过下式估算：

$$\bar{T}_{heat} = \frac{1}{7} \sum_{i=1}^7 T_i + \frac{Q\Delta z_1}{A\lambda_s} \quad (10)$$

$$\bar{T}_{trans} = \frac{1}{7} \sum_{i=1}^7 T_i - \frac{Q \Delta z_2}{A \lambda_s} \quad (11)$$

式中 $T_1 \sim T_7$ 为热沉底部 7 个热电偶测得温度， Q 为热沉底部加热功率， Δz_1 为热电偶测温孔距加热面距离，即 0.5mm； Δz_2 为热电偶测温孔距离底部为通道重心位置距离，即 1.78mm。

平均对流换热系数定义为：

$$\bar{h} = \frac{Q}{A(\bar{T}_{trans} - T_f)} \quad (12)$$

式中 A 为加热面面积， T_f 为热沉进出口温度的平均值。

为了评估实验测试中热沉温度均匀性，通过将各个热电偶获得的温度测点值与平均值作差，具体定义为：

$$\Delta T_{ave,j} = T_j - \bar{T}_{trans} \quad (13)$$

式中 j 取值为 1~7，分别代表热沉底部 1 到 7 号热电偶温度测量值。

由于实验中测量获得的压降包含进出口分液器内部的压力损失，因此热沉进出口压降为：

$$\Delta P = \Delta P_{test} - \Delta P_{in} - \Delta P_{out} \quad (14)$$

式中 ΔP_{test} 为差压计测量压降， ΔP_{in} 和 ΔP_{out} 为进出口分液器的压力损失。为了获得进出口分液器压力损失，本文中分别针对进出口分液器建模并计算获得了不同测试工况下的压降损失，其中计算过程中考虑了温度变化导致的工质物性变化对压降的影响。图 10 所示为通过数值模拟计算得到的不同入口/出口温度和流量下，热沉的进口和出口分液结构压降损失。对于出口温度在计算的四种温度中间的情况，此时出口分液结构对应的压降损失通过相邻计算温度点对应的压降损失线性差值获得。

热沉泵功消耗定义为：

$$W_{pumping} = \Delta P \dot{V} \quad (15)$$

式中 \dot{V} 为进入热沉冷却工质的体积流量。

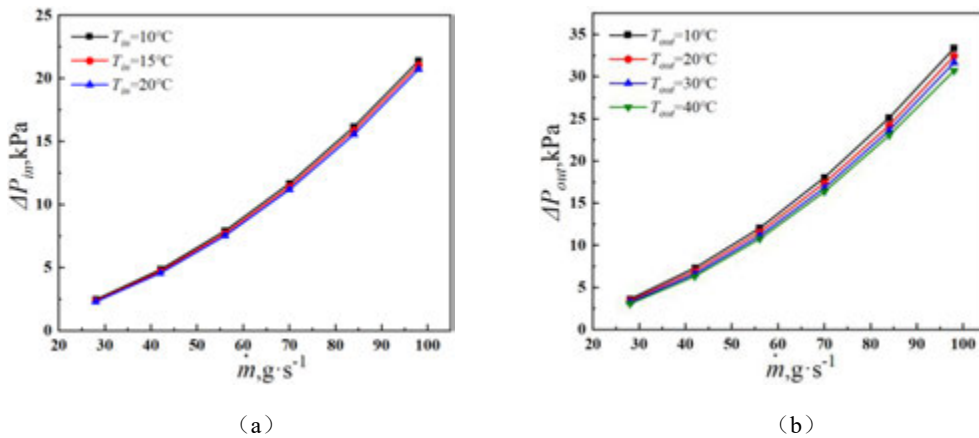


图 10 (a) 不同入口温度和流量下热沉进口分液结构压降损失；(b) 不同出口温度和流量下热沉出口分液结构压降损失；

Fig.10 Pressure loss of heat sink (a) inlet separation structure and (b) outlet separation structure under different inlet temperatures and mass flow rates

如表 2 所示，K 型热电偶的测温精度为 $\pm 0.4\text{ }^{\circ}\text{C}$ ，功率计的精度等级为 0.5。因此，根据不确定度公式，由于热电偶和功率计不确定度导致的平均对流换热系数的不确定度范围为 $\pm 1.1\sim 10.1\%$ 。当热流密度最小、体积流量最大（ $q = 40\text{ W/cm}^2, \dot{m} = 98\text{ g/s}$ ）时不确定度相对较高，最大约为 10.1%。

3 数值模拟与实验测试结果分析

3.1 模拟结果与实验结果对比

图 11 所示为不同工况下数值模拟结果与实验结果对比。观察图 11（a）可以看到，随着热流密度的增大，此时加热面平均温度随之上升，热沉压降基本保持不变，数值模拟结果与实验结果变化趋势相同，且相同工况下两者相差较小。同样的，当质量流量发生变化时，此时数值模拟结果与实验结果变化趋势也基本一致。当质量流量较小时，此时加热面平均温度实验值与模拟值相对较大，随着质量流量的增加差值逐渐减小。对比相同工况下实验结果与模拟结果相对误差，当改变热流密度时，此时加热面平均温度的模拟值与实验值最大相对误差为 0.6%，压降最大相对误差为 3.6%；当改变质量流量时，此时加热面平均温度的模拟值与实验值最大相对误差为 0.9%，压降最大误差为 6.5%。因此，通过对比不同工况下实验结果与模拟结果，两者相对误差均在可接受范围内，这也进一步证明了本文中数值模拟的准确性以及已发表论文中神经网络优化的准确性。

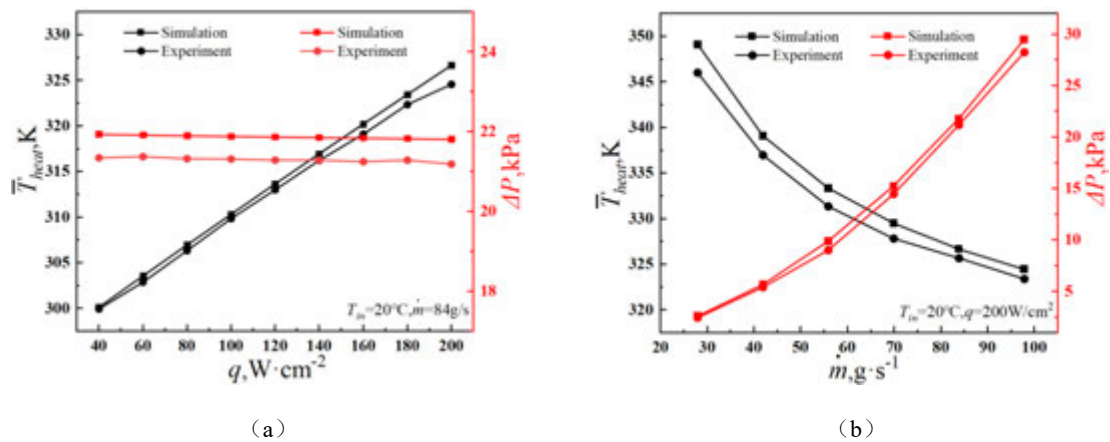


图 11 （a）不同热流密度下模拟结果与实验结果对比；（b）不同质量流量下模拟结果与实验结果对比
Fig.11 (a) Comparison of simulation results and experimental results under different heat fluxes; (b) Comparison of simulation results and experimental results under different mass flow rates

3.2 数值模拟结果分析

图 12 所示为不同热流密度下换热面和加热面温度云图分布。从图中可以看到，随着热流密度的不断增加，换热面和加热面温度逐渐增加，温度均匀性逐渐恶化，高温区域面积逐渐扩大。当热流密度较高时，此时观察加热面温度云图可以清楚的看到高温区域和低温区域交替出现，导致该现象的主要原因为进出口分液歧管的交替布置。如图 12（b）中热流密度为 200 W/cm^2 情况，图中交替出现的黑色与红色长矩形框分别代表进口和出口分液歧管位置。从图中可以看到，高温区域通常位于出口分液歧管下方。图 13 所示为热沉内部流体区

域纵向切面速度矢量分布。从图中可以看到，进口歧管与微通道交错使得流体进入微通道时形成射流冲刷效果，流体垂直冲刷冷却通道壁面使得换热增强，因此进口歧管下方换热面及加热面温度普遍偏低。相比之下，出口歧管下方通道只能依靠流体水平冲刷冷却，再考虑到流体在通道内流动过程中吸热温度逐渐上升，因此冷却效果较差，对应换热面和加热面温度偏高。此外，分析温度云图分布可以发现，越靠近歧管两端位置处，温度分布相对越低，越靠近歧管中间核心区域部分，温度分布相对越高。而导致该现象的主要原因为通道内质量流量分布不均匀。图 14 所示为不同热流密度下换热通道内质量流量分布情况。从图中可以看到，越靠近分液歧管两端位置，对应通道内质量流量相对越高，处于中间区域通道内对应质量流量相对较小。尽管目前热沉通道内依然存在流量分布不均现象，但与优化前结构相比^[11]，此时通道内流量分布均匀性已经得到了显著改善。根据之前对速度场和压力场的分析，导致分液歧管沿流动方向流量分布不均现象的原因主要归结于两种。第一个原因为入口工质冲击飞溅使得靠近热沉入口区域附近的通道质量流量分布不均匀；第二个原因为压力分布不均匀使得入口歧管内流体更多的流向靠近热沉出口附近的通道，因为此处对应系统压力最小，流体阻力损失更小。

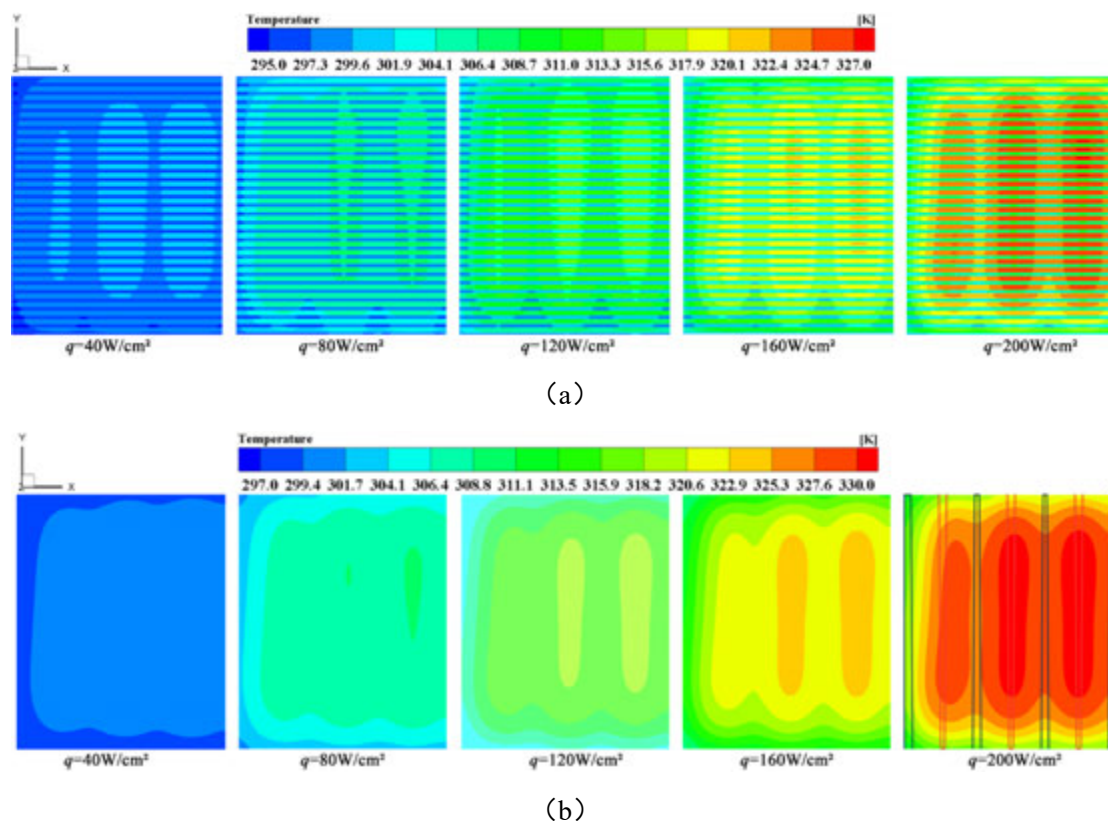


图 12 不同热流密度下 (a) 换热面温度和 (b) 加热面温度分布 ($V_{in} = 3\text{m/s}$, $T_{in} = 20^\circ\text{C}$, $\dot{m} = 84\text{g/s}$)

Fig.12 Temperature distribution of (a) heat transfer surface and (b) heated surface under different heat fluxes

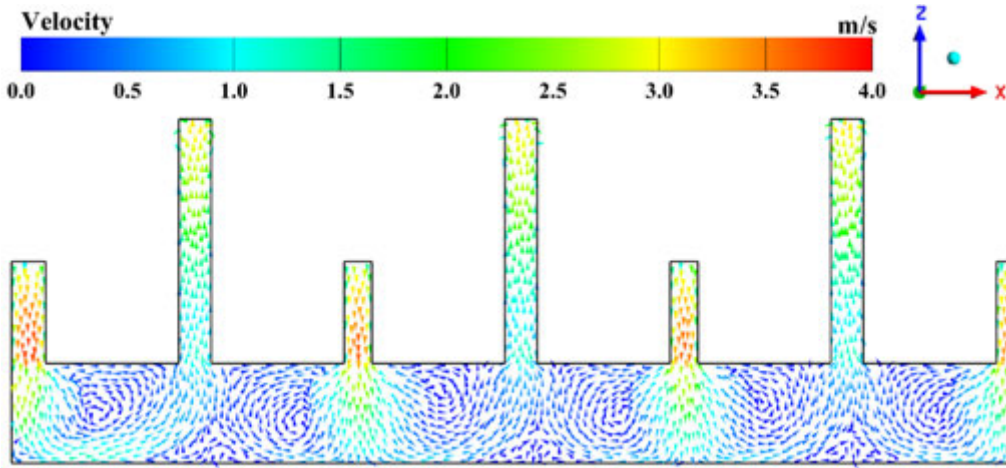


图 13 热沉纵向切面内速度矢量分布图

Fig.13 Velocity vector distribution in the longitudinal plane of the heat sink

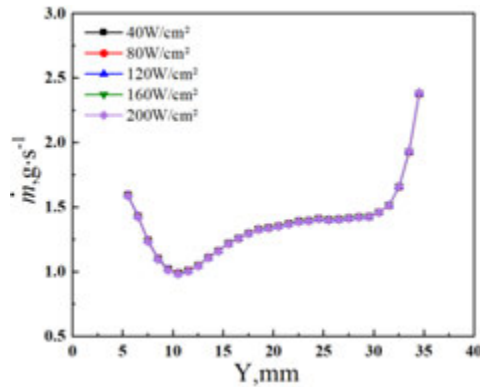


图 14 不同热流密度下通道内质量流量分布情况

Fig.14 The distribution of mass flow among channels under different heat fluxes

图 15 所示为入口温度和热流密度变化对热沉换热和阻力性能影响。随着热流密度不断增加，换热面和加热面平均温度逐渐增加，与热流密度基本呈线性关系变化。热流密度为 200 W/cm^2 时相比热流密度为 40 W/cm^2 时换热面平均温度增加了约 $15 \text{ }^\circ\text{C}$ ，而加热面平均温度增加了近 $27 \text{ }^\circ\text{C}$ 。与改变热流密度对换热面或加热面平均温度显著影响不同，热流密度变化对热沉压降和换热系数影响较小。随着热流密度增加，此时换热系数也略微增加，最大热流密度相比最小热流密度时换热系数增加了约 7% 。导致换热系数增加的主要原因为热流密度增大使得通道内流体温度上升，进而影响工质物性变化。单相换热情况时，工质水的导热系数会随着温度的增加而略微提升，这也使得热沉换热性能表现随着热流密度增大而略微改善。与换热系数变化趋势不同的是，随着热流密度的增大，此时热沉压降略微降低。导致该现象的原因与换热系数变化相同，即热流密度变化使得热沉内流体温度变化，进而影响工质物性参数变化。对于液态水而言，随着温度的升高，此时动力粘度系数会略微降低，因此热沉阻力性能会出现略微改善的情况。

此外，相同热流密度下对比入口温度变化对换热面或加热面温度影响可以发现，随着入口温度的提升，换热面和加热面平均温度也会随之提升，温度相差的幅度也基本接近入口温度的差值。此外，与改变热流密度变化对换热系数和热沉压降影响趋势相同。随着入口温度

的提升，此时换热系数会略微提升，热沉压降略微降低。而导致该现象的主要原因也和前面相同，即入口温度的提升使得热沉内工质物性参数发生改变，从而影响了热沉换热和阻力特性。

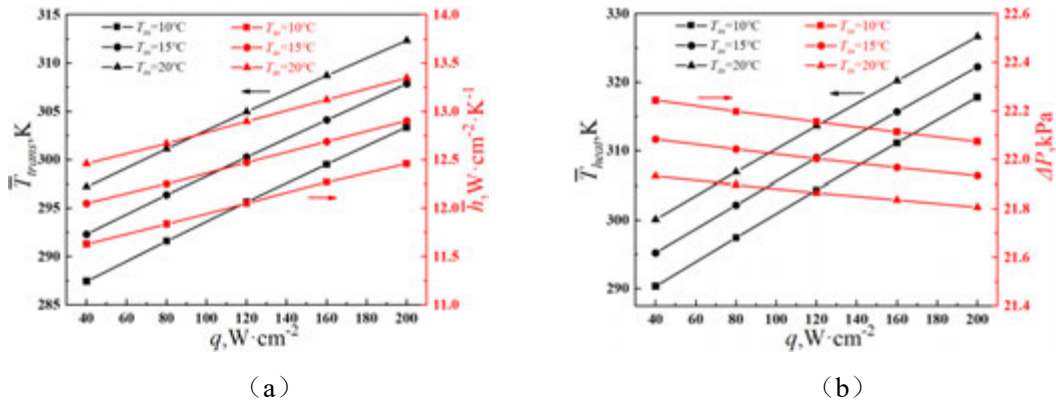
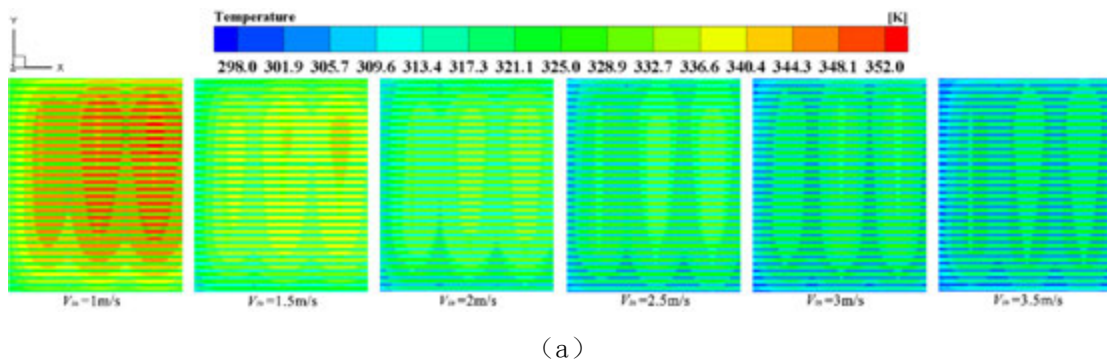
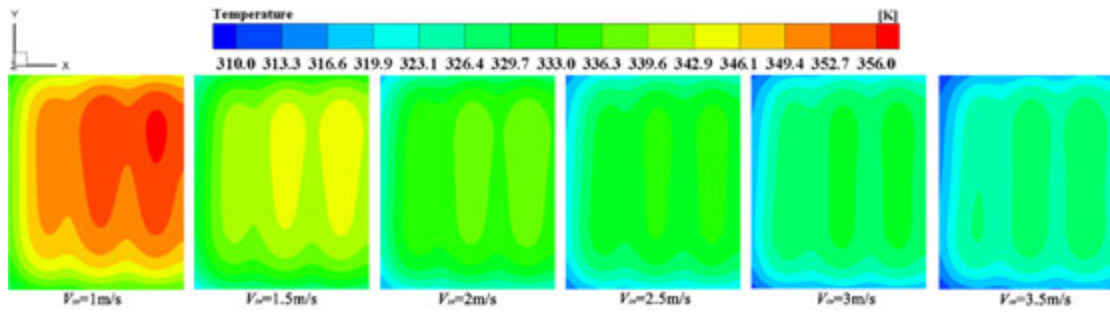


图 15 热流密度和入口温度变化对热沉换热和阻力性能影响 ($V_{in} = 3\text{m/s}, \dot{m} = 84\text{g/s}$)

Fig.15 The influence of heat flux and inlet temperature variations on heat transfer and resistance performance

图 16 所示为不同入口速度下换热面和加热面温度云图分布。从图中可以看到，随着入口速度的增加，此时换热面和加热面温度逐渐降低，温度均匀性也得到显著提升。当热流密度为 200W/cm^2 ，入口速度为 3.5m/s 时，此时加热面的最高温度为 55°C ，远低于通常界定的芯片安全温度 85°C 。尽管随着入口速度降低会使得换热面和加热面温度增加，但当入口速度降低为 1m/s 时，此时加热面最高温度约为 82°C ，依然略低于芯片安全温度。图 17 所示为热沉换热性能和阻力性能随入口速度变化曲线图。从图中可以看到，当入口速度为 1m/s 时，热沉加热面平均温度约为 77°C ，而压降仅为 2.6kPa 。此外，观察曲线变化趋势可以发现，随着入口速度的不断增加，换热面和加热面平均温度的降低幅度逐渐减缓，而压降增加幅度开始显著增大。这说明对于单相对流换热，一味依靠增大质量流量来提升换热性能是不明智的。尤其在质量流量较大时，此时增大工质流量对于换热性能改善有限，但却会导致热沉阻力性能显著恶化。





(b)

图 16 不同入口速度下 (a) 换热面温度和 (b) 加热面温度分布 ($T_{in} = 20^\circ\text{C}, q = 200\text{W}/\text{cm}^2$)

Fig.16 Temperature distribution of (a) heat transfer surface and (b) heated surface under different inlet velocity

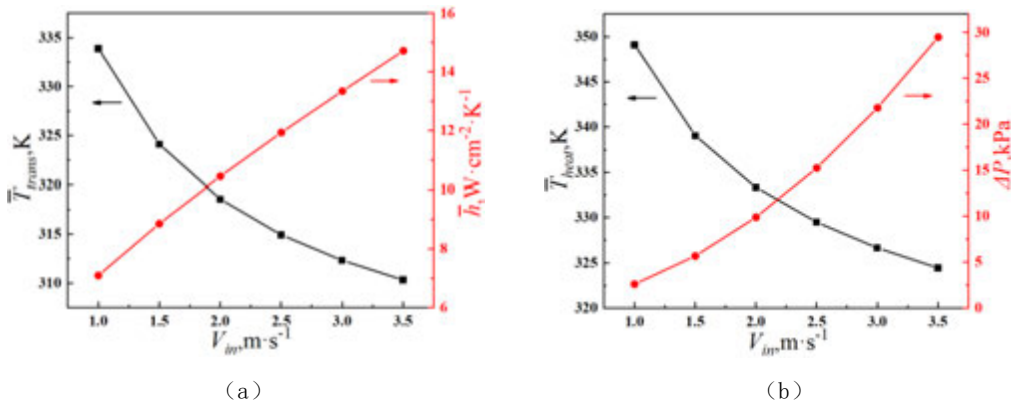


图 17 入口速度变化对热沉换热和阻力性能影响 ($T_{in} = 20^\circ\text{C}, q = 200\text{W}/\text{cm}^2$)

Fig.17 The influence of inlet velocity variations on heat transfer and resistance performance

3.3 实验结果分析与文献结果对比

图 18 展示了不同质量流量和热流密度下热沉换热性能和阻力性能变化。观察曲线图可以看到，随着质量流量的增大，此时换热面和加热面平均温度随之降低。相同质量流量情况下，加热面热流密度越高，对应换热面和加热面平均温度也越高。当质量流量最小时，此时最大和最小热流密度对应加热面平均温度相差最大，差值约为 40°C 。随着质量流量的增加，此时差值逐渐减小。与数值模拟结果相同，随着质量流量的增大，此时加热面和换热面平均温度的降低幅度逐渐减缓。相同的实验现象也在 Remco 等人^[12]的实验中观察到，而导致该现象的主要原因为随着质量流量的增大，此时对流换热热阻不断降低，热沉总热阻不断趋近于单相强制液冷极限热阻，即由冷却工质本身热容决定的工质导热热阻和热沉加热面到换热面之间的固体导热热阻。因此，体现在温度变化上则随着质量流量的增大，温度降低幅度逐渐放缓。此外，观察图 18 (c) 可以看到，相同质量流量下，随着热流密度的增大，此时热沉对流换热系数略有提升，这与数值模拟观测到的现象相同。而导致该现象的主要原因也是热流密度提升使得热沉内工质温度提升，进而影响热沉内工质物性参数变化。对于阻力性能，随着质量流量的增加，热沉压降呈指数型增长。质量流量不变时，改变热流密度对热沉压降影响很小。与数值模拟中发现的规律相同，随着热流密度的增大，热沉的压降会出现略微降低。

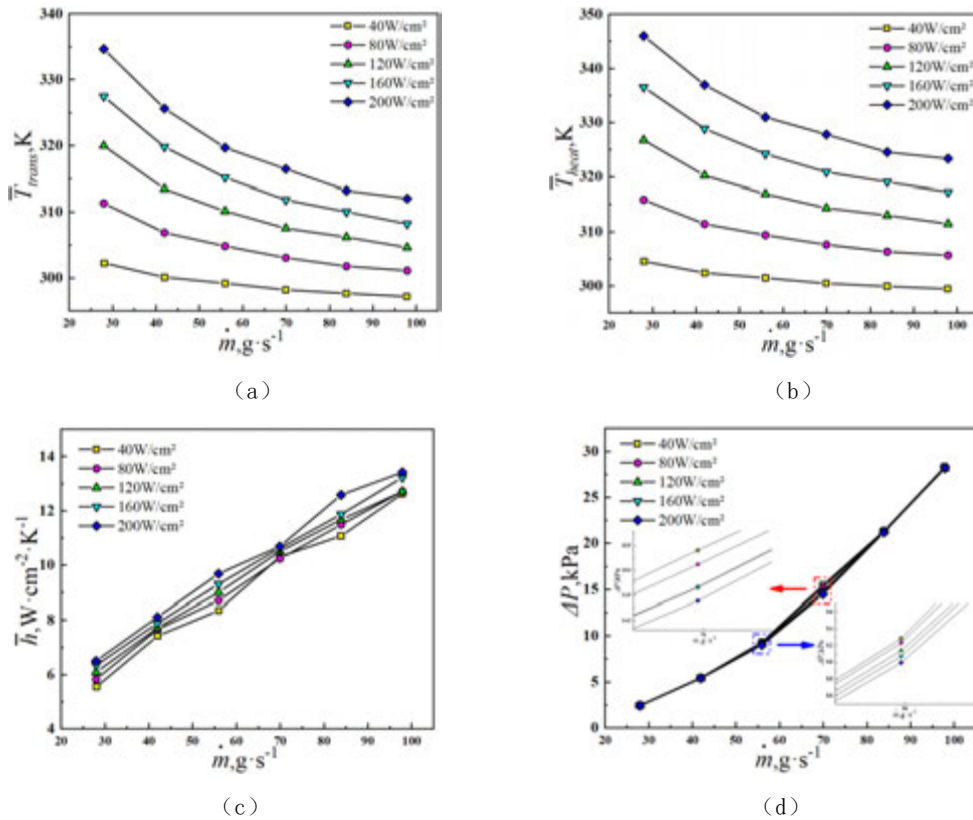


图 18 改变质量流量和热流密度对热沉换热和阻力性能影响 ($T_m = 20^\circ C$)

Fig.18 The influence of mass flow rate and heat flux variations on heat transfer and resistance performance

从前面数值模拟结果可以看到，由于进出口歧管的交替布置，在热沉换热面和加热表面交替出现高温和低温区域。为了证明实验中是否有相同现象并评估热沉加热面温度均匀性，图 19 分别展示了不同工况下热沉底部各个热电偶测温值对比及测温均匀性评估。热电偶分布详细位置信息如图 6 (c) 所示。其中 1 号、2 号和 4 号热电偶位于入口歧管下方，3 号和 6 号热电偶位于进出口歧管中间微通道下方，5 号和 7 号热电偶位于出口歧管下方。对比 1 号、2 号和 4 号热电偶不同热流密度下测温值可以发现，位于入口附近和出口附近的 1 号和 4 号热电偶温度值相对偏低，而位于进口歧管中间位置处的 2 号热电偶温度值相对较高，这与模拟结果中加热面底部温度云图分布规律相同。此外，1 号和 7 号热电偶 Y 轴坐标相同，但分别位于进出口歧管下方。对比两者温度测量值可以发现，位于出口歧管下方的 7 号热电偶温度值要始终高于位于进口歧管下方的 1 号热电偶温度值。这一现象也与之之前数值模拟结果分析中规律相同，而导致该现象的主要原因为冷却方式和工质温度差异，这也在之前论文中进行了详细的分析。

为了进一步评估热沉加热面温度均匀性，图 19 (b) 展示了不同工况下热沉底部各个热电偶测量值与平均值之差 (ΔT_{me})。从图中可以看到，当质量流量较小时，此时热电偶测量值之间相差较大，反映在加热面上温度分布上则均匀性较差。随着质量流量的增大，此时各热电偶测温值与平均值之差逐渐减小，当质量流量为 98 g/s 时，此时 ΔT_{me} 的最大值仅为 3.96 K，热电偶测温最高值与最低值之差也仅为 6.9 K。

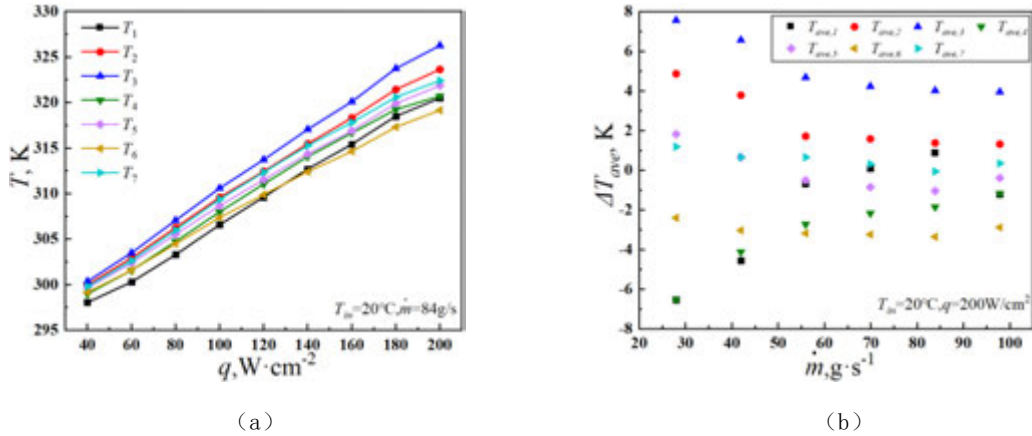


图 19 (a) 不同热流密度下热沉底部热电偶测温值对比; (b) 不同质量流量下热沉底部热电偶测温均匀性评估

Fig.19 (a) Comparison of thermocouple temperature measurement values under different heat fluxes; (b) Evaluation of temperature uniformity of temperature measurement point under different mass flow rate

图 20 所示为不同入口温度和质量流量下热沉换热性能和阻力性能变化情况。与数值模拟结果相同,不同入口温度下热沉换热面或加热面平均温度差值约等于入口温度差值。此外,观察换热系数变化可以看到,随着入口温度的提升,此时换热系数略有提升,但增加幅度较小。分析压降变化也可以发现相同现象,入口温度提升会使得热沉压降略有降低,但是变化幅度很小,基本可以忽略不计。入口温度变化导致换热系数和压降细微变化的原因也与数值模拟分析相同,即工质温度变化引起物性参数产生细微变化,进而影响热沉换热和阻力性能。当工质流量为 28 g/s,入口温度为 20 °C,热流密度为 200 W/cm²时,此时热沉加热面平均温度不超过 75 °C,而热沉压降仅为 2.46 kPa。

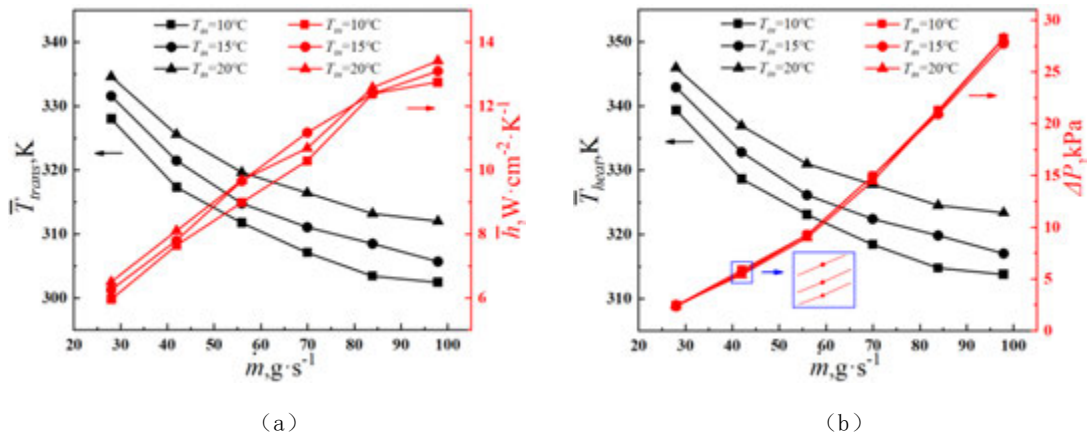


图 20 不同入口温度和质量流量下热沉换热和阻力性能变化 ($q = 200\text{W/cm}^2$)

Fig.20 The influence of mass flow rate and inlet temperature variations on heat transfer and resistance performance

为了进一步分析本文中热沉结构综合性能表现,作者将本文的实验数据与已发表文献中射流微通道热沉的模拟和实验数据进行了对比^[13-15]。考虑到文献中数据研究工况各不相同,因此对比时将热沉泵功消耗与热沉散热量进行归一化,对比不同泵功占散热量比重情况下热沉的对流换热系数高低,其中对比的所有文献中冷却工质均为水。此外,不同热流密度情况会影响泵功占散热量比重情况,因此对比的所有文献工况也在图 21 中进行了标

注。从图中可以看到，一般随着泵功占散热量比重的升高，此时热沉对应的对流换热系数会随之提升，即热沉换热性能提升。但是，不同射流微通道热沉结构和热流密度工况下曲线的变化趋势是不一样的。通过将本文热沉性能曲线与文献中数据对比可以发现，经过优化获得最优折衷热沉结构综合性能表现优异，在不显著增大泵功占散热量比重的情况下可以实现热沉换热性能的显著改善。

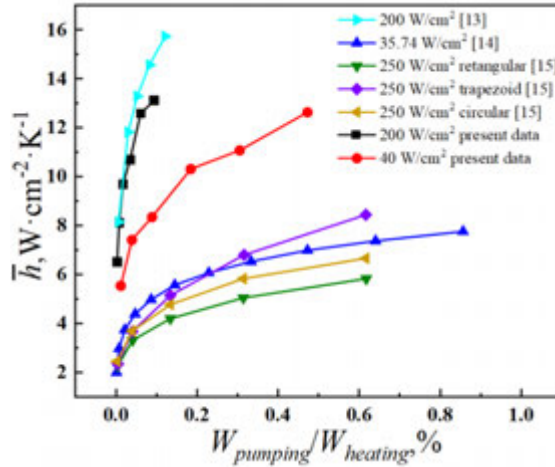


图 21 本文中热沉性能与已发表文献中热沉性能对比

4 结论

为了验证神经网络训练和多目标优化的准确性，本文针对此前根据多目标优化算法获得的最优折衷热沉结构进行了数值模拟计算和实验验证。探究了不同热流密度、工质流量以及入口温度等参数变化对最优热沉结构换热以及阻力特性的影响。本文获得的结论如下：

(1) 对比相同工况下实验结果与模拟结果相对误差发现，当改变热流密度时，此时加热面平均温度的模拟值与实验值最大相对误差为 0.6%，压降最大相对误差为 3.6%；当改变质量流量时，此时加热面平均温度的模拟值与实验值最大相对误差为 0.9%，压降最大误差为 6.5%。

(2) 进出口歧管的交替布置会使得热沉换热面和加热面交替出现高温区域和低温区域，由于进口歧管下方形成的射流冲刷效果和入口低温效应，低温区域通常位于进口歧管下方，高温区域通常位于出口歧管下方。此外，由于热沉入口附近流体冲刷飞溅和入口歧管内压力分布特性，沿歧管流动方向换热微通道内质量流量分布不均匀，越靠近分液歧管两端位置，对应通道内质量流量相对越高，处于中间区域通道内对应质量流量相对较小。

(3) 数值模拟和实验测试结果表明，随着热沉入口温度的增加，此时热沉换热面和加热面平均温度也随之上升，不同入口温度对应的换热面或加热面平均温度差值约为进口温度的差值。此外，随着热流密度和入口温度的增加，此时通道内工质温度提升会引起工质物性发生细微变化，体现在热沉性能上为换热系数提升和热沉压降降低，但是变化幅度很小。随着入口速度的不断增加，换热面和加热面平均温度的降低幅度逐渐减缓，而压降增加幅度开始显著增大。这说明对于单相对流换热，一味依靠增大质量流量来提升换热性能是不明智的。尤其在质量流量较大时，此时增大工质流量对于换热性能改善有限，但却会导致热沉阻力性能显著恶化。

(4) 数值模拟结果表明, 当热流密度为 200 W/cm^2 , 入口温度为 $20 \text{ }^\circ\text{C}$, 入口速度为 1.5 m/s 时, 此时加热面最高温度约为 $82 \text{ }^\circ\text{C}$, 平均温度约为 $77 \text{ }^\circ\text{C}$, 热沉压降仅为 2.6 kPa ; 实验测试结果显示, 相同工况下热电偶测得加热面平均温度约为 $75 \text{ }^\circ\text{C}$, 热沉压降仅为 2.46 kPa 。

参考文献

- [1] I. Mudawar, Assessment of high-heat-flux thermal management schemes, in: 7th Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems, Las Vegas, Nv, 2000, pp. 1-20.
- [2] I. Mudawar, Asme, Two-Phase Micro-Channel Heat Sinks: Theory, Applications and Limitations, in: 8th ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference, Honolulu, HI, 2011, pp. 653-689.
- [3] I. Mudawar, Recent Advances in High-Flux, Two-Phase Thermal Management, Journal of Thermal Science and Engineering Applications, 5(2) (2013) 021012.
- [4] 陈庆江, 电子元件产品及技术发展趋势, 科技视界, (22) (2016) 107.
- [5] P. Smakulski, S. Pietrowicz, A review of the capabilities of high heat flux removal by porous materials, microchannels and spray cooling techniques, Appl Therm Eng, 104 (2016) 636-646.
- [6] A.J. Robinson, E. Schnitzler, An experimental investigation of free and submerged miniature liquid jet array impingement heat transfer, Experimental Thermal and Fluid Science, 32(1) (2007) 1-13.
- [7] C.S. Sharma, G. Schlottig, T. Brunschwiler, M.K. Tiwari, B. Michel, D. Poulikakos, A novel method of energy efficient hotspot-targeted embedded liquid cooling for electronics: An experimental study, Int J Heat Mass Tran, 88 (2015) 684-694.
- [8] A. Husain, M. Ariz, N.Z.H. Al-Rawahi, M.Z. Ansari, Thermal performance analysis of a hybrid micro-channel, -pillar and -jet impingement heat sink, Appl Therm Eng, 102 (2016) 989-1000.
- [9] X.M. Huang, W. Yang, T.Z. Ming, W.Q. Shen, X.F. Yu, Heat transfer enhancement on a microchannel heat sink with impinging jets and dimples, Int J Heat Mass Tran, 112 (2017) 113-124.
- [10] F.L. Cui, F.J. Hong, P. Cheng, Comparison of normal and distributed jet array impingement boiling of HFE-7000 on smooth and pin-fin surfaces, Int J Heat Mass Tran, 126 (2018) 1287-1298.
- [11] H.C. Cui, C.Y. Shi, M.J. Yu, Z.K. Zhang, Z.C. Liu, W. Liu, Optimal parameter design of a slot jet impingement/microchannel heat sink base on multi-objective optimization algorithm, Appl Therm Eng, 227 (2023) 120452.
- [12] R. van Erp, R. Soleimanzadeh, L. Nela, G. Kampitsis, E. Matioli, Co-designing electronics with microfluidics for more sustainable cooling, Nature, 585(7824) (2020) 211-216.
- [13] W. Gao, J.F. Zhang, Z.G. Qu, W.Q. Tao, Numerical investigations of heat transfer in hybrid microchannel heat sink with multi-jet impinging and trapezoidal fins, Int J Therm Sci, 164 (2021) 106902.
- [14] Z. Deng, J. Shen, W. Dai, Y.W. Liu, Q.L. Song, W.C. Gong, L. Ke, M.Q. Gong, Flow and thermal analysis of hybrid mini-channel and slot jet array heat sink, Appl Therm Eng, 171 (2020) 115063.
- [15] Y.J. Zhang, S.F. Wang, P.X. Ding, Effects of channel shape on the cooling performance of hybrid micro-channel and slot-jet module, Int J Heat Mass Tran, 113 (2017) 295-309.

涡轮动叶综合冷却效率数值研究

刘海龙, 祁超杰, 杨卫华
(南京航空航天大学 能源与动力学院, 江苏 南京 210016)
(Tel: 13372605942, Email: SX2102802@nuaa.edu.cn)

摘要: 本文通过数值模拟的方法对涡轮动叶在不同主流落压比、主次流温度比和次流/主流流量比下的综合冷却效率进行了研究。结果表明, 叶盆和叶背气膜贴附效果较好, 温度较低, 在前缘、尾缘和叶顶处则出现局部高温区。落压比对叶片综合冷效的影响不大; 随着主次流温度比的增大, 由于冷气温度的降低, 叶片表面温度降低, 但综合冷效基本不变; 流量比增大, 叶片综合冷却效率明显提高。

关键词: 涡轮叶片, 气膜冷却, 数值模拟, 综合冷却效率

0 前言

涡轮是航空发动机的热端部件之一, 现代先进航空发动机的涡轮进口温度已经普遍高于 2000 K, 远远超过了正常叶片材料的耐温能力, 因此寻找一种稳定且高效冷却方式成为了研究的热点。气膜冷却是指在叶片上开设气膜孔, 冷气通过气膜孔后在叶片表面形成一层低温的冷却气膜, 将高温主流阻隔开, 达到保护叶片的目的, 这一技术可以将叶片的耐温能力提升 400°C 左右, 因此得到了广泛应用。

影响叶片综合冷却效率的因素很多, 有研究发现增大次流/主流的流量比可以使综合冷却效率提高^[1-3], 且流量比增大对叶片前缘和压力面的影响更为明显^[4]。主流落压比^[5]、进口湍流度^[6]以及毕渥数^[7]的增大均可以提高叶片综合冷却效率, 而主流进口雷诺数^[8]对叶片综合冷效影响较小。此外, Qiao 等人^[9]则通过试验研究发现在冷气/主流流量比较小时两个腔体的流量比例对综合冷效影响明显, 流量比较大时则是主次流温度比的影响更为显著。

仅仅依靠气膜冷却无法达到叶片冷却的要求, 因此通常涡轮叶片会将气膜冷却与其它冷却方式耦合。有研究发现冲击-气膜冷却比单独气膜冷却时的综合冷效高 30% 以上^[10], 而在冲击层板上增加肋结构在降低冷气使用量的同时^[11]可以进一步提高叶片的综合冷效^[12], 冲击孔、气膜孔的位置以及吹风比对综合冷效影响都十分明显^[13]。此外, 学者们通过在叶片冷气腔内产生涡流的方式增强内部冷却的效果, 此种方式可以使前缘和叶片整体的综合冷效分别提高 57%^[14]和 6% 以上^[15]。优化气膜冷却孔的形状^[16], 以及在表面喷涂热障涂层^[17]均可有效提高涡轮叶片的综合冷效。

由此可见, 对涡轮叶片的综合冷却效率进行研究对提高发动机效率、延长热端部件寿命都具有重大意义, 因此本文通过数值模拟的方法对某涡轮动叶的综合冷效进行研究, 并分析了主流落压比、主次流温度比和次流/主流流量比对叶片综合冷效的影响, 为涡轮叶片冷却设计工作提供指导意义。

1 数值计算方法

1.1 几何模型

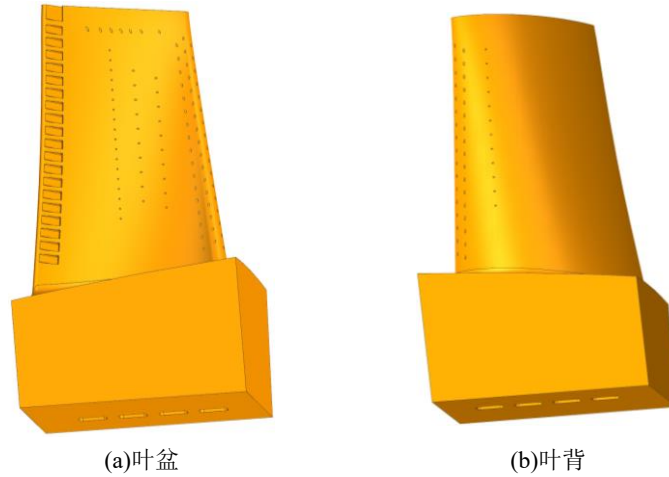


图 1.1 动叶几何模型

几何模型为某涡轮动叶叶片，如图 1.1 所示。叶片共开设有 9 排气膜孔，其中压力面 3 排，直径为 0.3 mm；前缘 5 排，直径为 0.35 mm；吸力面 1 排，直径为 0.3 mm。由于本文对叶片综合冷却效率进行研究，需要考虑金属导热对壁面温度的影响，因此对计算模型设置流体域与固体域，其中流体域是将缘板的形状向上延伸至叶顶位置，如图 1.2 所示，整个计算域为扇环形状。冷却通道共四路进口，前缘包含一个供气腔与一个冲击腔，由次流进口 3、4 提供；其余气膜孔及劈缝冷气由次流进口 1、2 提供，叶片截面如图 1.3 所示。

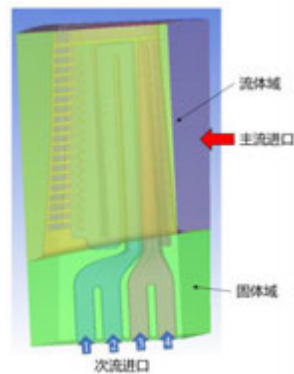


图 1.2 计算模型



图 1.3 叶片截面

1.2 网格划分

采用 ANSYS ICEM 软件对计算模型划分非结构化网格，为了保证计算的准确性，在重点关注区域（如叶身）与尺寸较小的区域（如气膜孔、尾缘劈缝）进行了局部加密，最终的网格数量为 855 万，如图 1.4 所示。

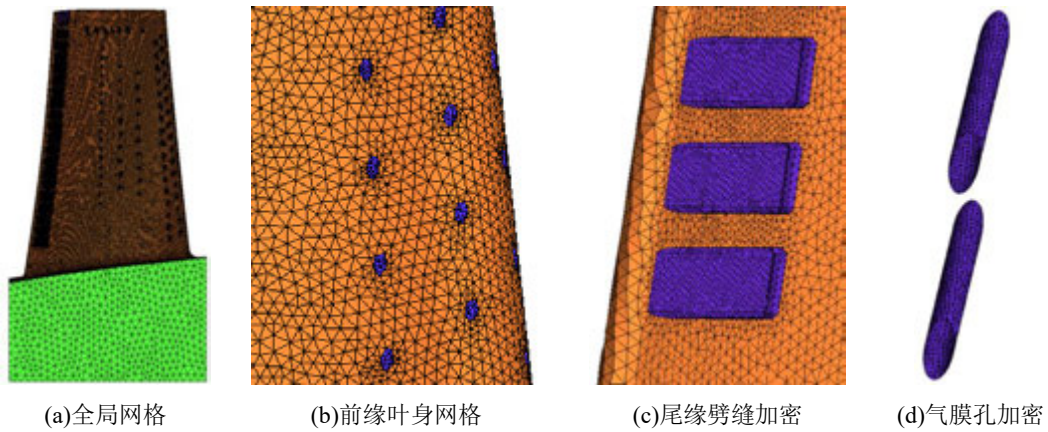


图 1.4 网格划分

1.3 边界条件与计算设置

本文使用 CFX 软件进行数值计算，主流进口、次流进口以及出口均根据课题组前期试验时所采集的压力数据设置为压力入口，工况具体数值如表 1.1 所示。

表 1 研究工况表

落压比	主流温度 K	冷气温度 K	温度比	主流流量 g/s	次流流量 g/s	流量比
1.25						
1.35						
1.457	767	280	2.74			0.036
1.49						
		387	1.98			
1.457	767	348	2.2	136	4.896	0.036
		319	2.4			
		280	2.74			
					2.176	0.016
1.457	767	280	2.74	136	3.536	0.026
					4.896	0.036
					6.256	0.046

流体域材料为理想气体空气，固体域材料为 GH4169，其物性参数如表 2 所示，固体域与流体域两侧均设置旋转周期边界。湍流模型选择 SST k- ω 两方程模型。

表 2 GH4169 物性参数表

温度(°C)	300	400	500	600	700	800	900	1000
导热系数 λ (W/(m ² ·K))	17.8	18.3	19.6	21.2	22.8	23.6	27.6	30.4
比热容 C (J/(kg·K))	481.4	493.9	514.8	539.0	573.4	615.3	657.2	707.4

落压比 π 的定义为:

$$\pi = \frac{p_1^*}{p_2} \quad (1.1)$$

式中, p_1^* 为主流进口总压, p_2 为出口静压。
流量比 M 的定义为:

$$M = \frac{m_c}{m_g} \quad (1.2)$$

式中, m_c 和 m_g 分别代表次流与主流的质量流量。
温度比 K_T 的定义为:

$$K_T = \frac{T_g}{T_c} \quad (1.3)$$

式中, T_g 和 T_c 分别代表主流与次流的热力学温度。
综合冷却效率 η 的定义为:

$$\eta = \frac{T_g - T_w}{T_g - T_c} \quad (1.4)$$

式中, T_w 为叶片外壁面温度。

1.4 湍流模型及网格无关性验证

1.4.1 湍流模型验证

本文采用前期完成的试验结果, 以 $\pi=1.457$, $M=0.036$, $K_T=2.74$ 典型工况的试验结果对不同湍流模型计算叶片综合冷效的性能进行验证。对比了四种湍流模型 (Standard k- ϵ 模型, Realizable k- ϵ 模型, SST k- ω 模型和 Standard k- ω 模型) 下的叶片平均综合冷却效率, 结果如图 1.5 所示, 可见 SST k- ω 模型计算结果与试验测量值较为接近, 故本文采用 SST k- ω 模型进行研究。

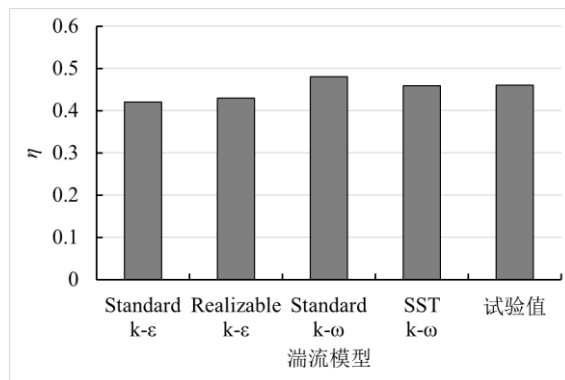


图 1.5 湍流模型验证数据图

1.4.2 网格无关性验证

为了降低网格节点数量对计算结果的影响，在 $\pi=1.457$ ， $M=0.036$ ， $K_T=2.74$ 的典型工况下进行网格无关性验证，结果如图 1.6 所示。共选择四种网格数量，可见网格数量大于 855 万时，计算结果不随网格数量的改变而改变，因此选用 855 万的网格进行数值模拟研究。

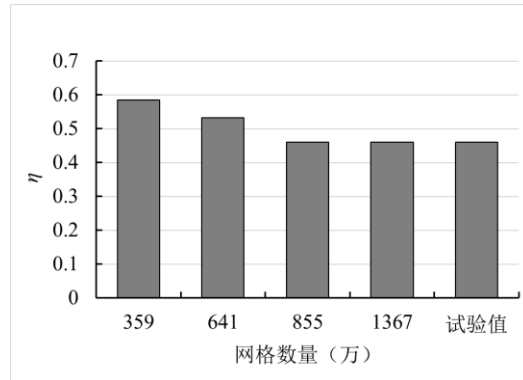


图 1.6 网格无关性验证数据图

2 计算结果与分析

2.1 叶片流场与温度场分析

2.1.1 叶片冷气出流流场分析

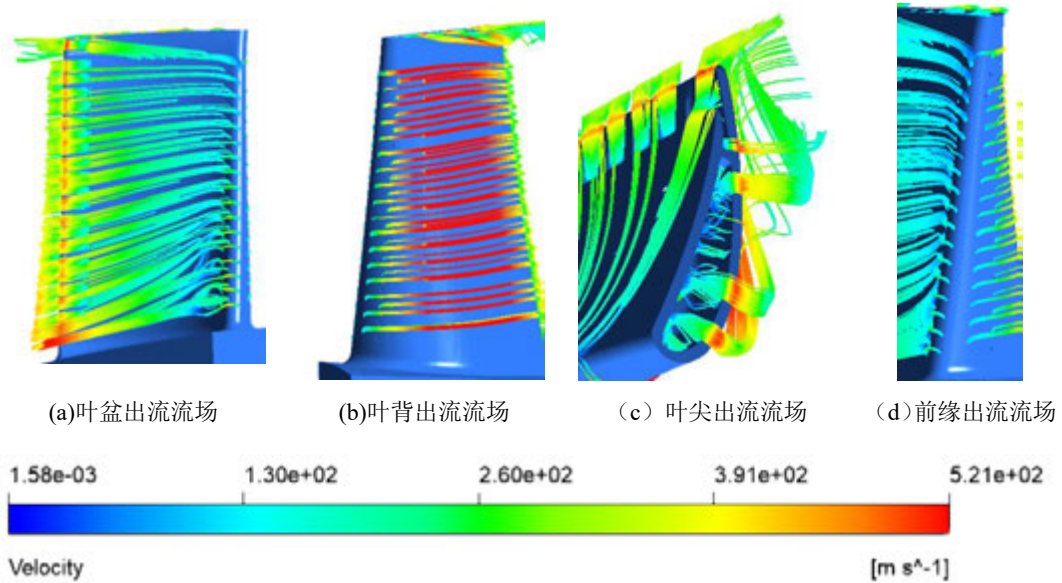


图 2.1 叶片冷气出流流场

图 2.1 为典型工况下冷气出流流场图。从图中可以看出，在叶盆位置，冷气从气膜孔流出后能够较好地贴附在叶片表面流动，且流速较慢，向下游流动速度逐渐增加，在尾缘流动速度较大。由于叶背处是凸面，冷气从气膜孔流出后以较高的速度沿着叶背表面流动，并在尾缘附近速度逐渐下降。在叶尖处，冷气从叶尖孔流出后从叶尖间隙流走，并且由于叶尖处开孔数量少，冷气流量较小，因此冷气覆盖效果较差。在前缘位置，叶

片直接受到主流的冲击，气膜孔从前缘流出后即分开向叶盆与叶背两侧流去。

2.1.2 叶片温度场分析

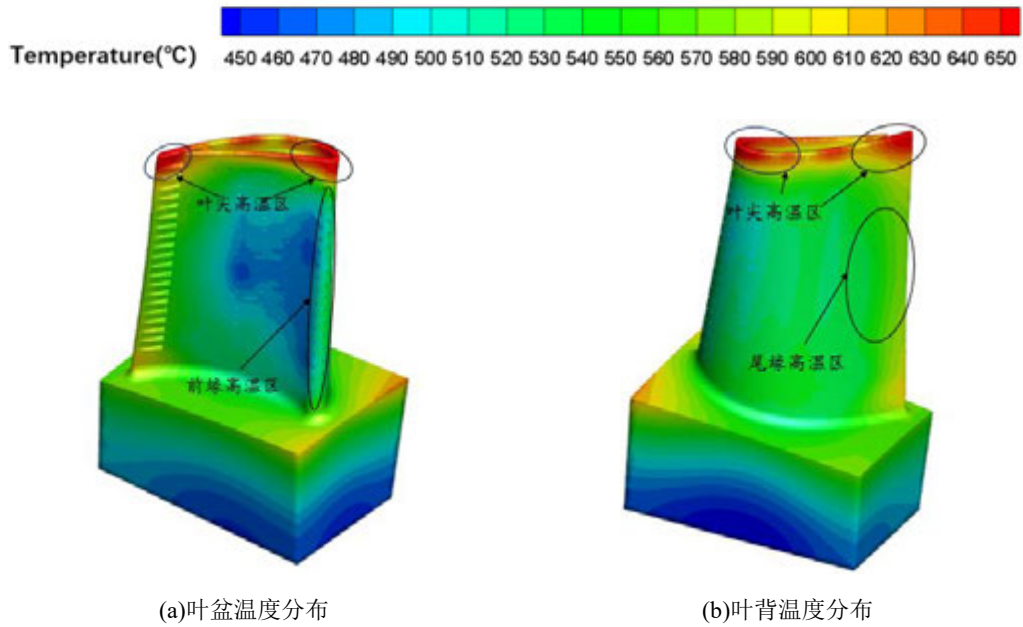
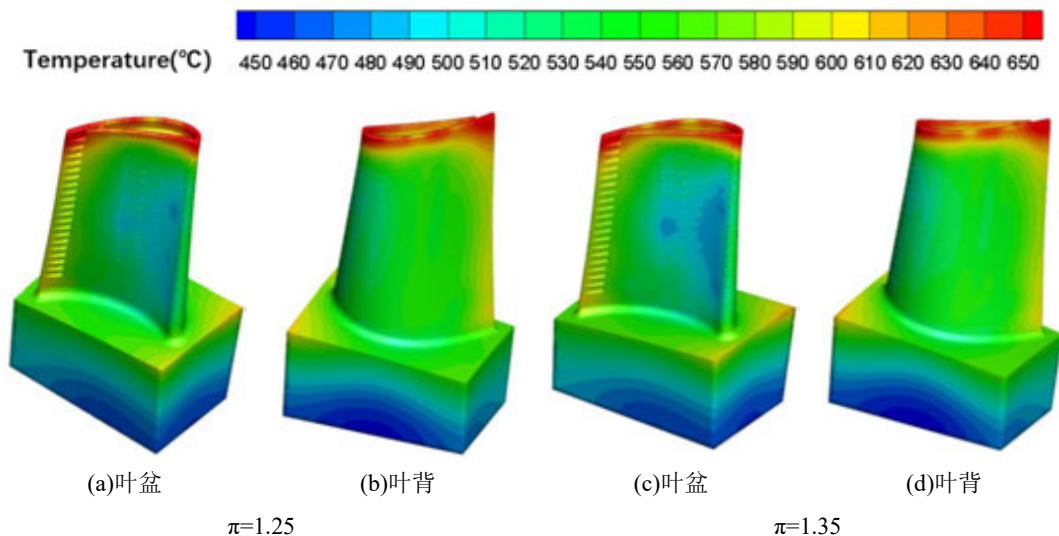


图 2.2 叶片表面温度分布

图 2.2 为典型工况下叶片表面温度分布。叶盆位置由于内部冷却和气膜冷却的耦合作用，整体温度较低且低温区较为明显；而叶背处由于气膜孔数量较少，因此温度比叶盆稍高。前缘由于受到主流的直接冲击，驻点处温度偏高。尾缘处由于没有气膜孔，也出现局部高温区，可见劈缝对尾缘的冷却效果稍差。同时，叶片壁面温度最高处出现在叶顶，结合冷气出流流场可以发现这是由于叶尖处冷气量较少，且没有贴附于壁面上，造成冷却效果较差。

2.2 落压比对叶片综合冷却效率影响



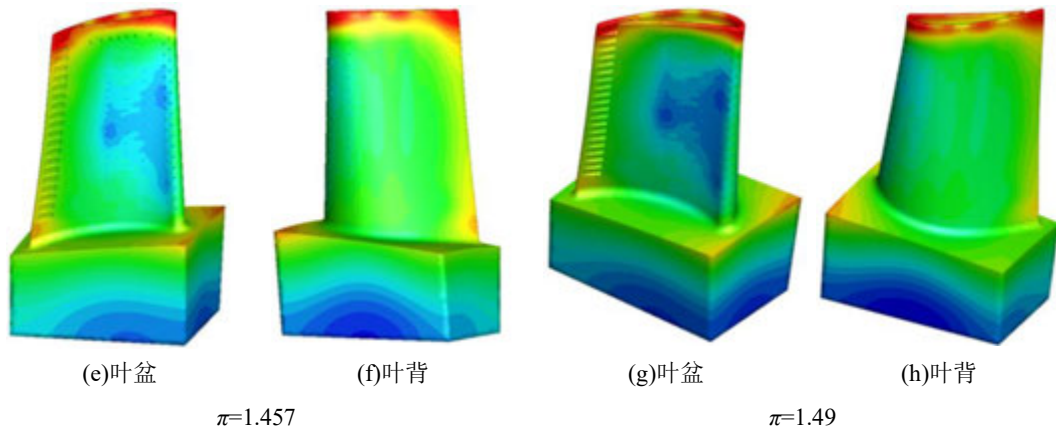


图 2.3 不同落压比时叶片表面温度分布

图 2.3 为不同落压比时叶片表面的温度分布云图。可以看出不同落压比时叶片表面的整体温度分布相似，前缘、尾缘和叶顶温度较高，叶盆和叶背温度稍低。落压比的增大意味着主流流量增大，但次/主流的流量比不变，故次流流量也随之增大，因此可观察到叶片表面低温区的范围逐渐增大，冷却效果变好。由于冷气流量增大，使得内部冷却的作用增强，同时在叶片表面形成的气膜能够更好地隔绝高温主流，因此叶片表面温度有所降低。

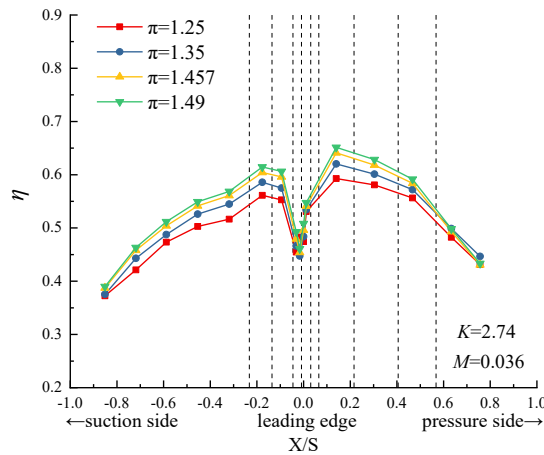


图 2.4 落压比对综合冷却效率的影响

图 2.4 为落压比对叶片综合冷却效率的影响，从图中可以看出，叶片前缘和尾缘的综合冷效最低，叶盆和叶背的综合冷效随着 X/S 的增加都呈现出先增大后减小的趋势。随着落压比 π 从 1.25 增大至 1.49，叶片整体综合冷却效率有所提高，尤其是在压力面 X/S=0.14 和吸力面 X/S=0.17 处，综合冷效分别提高了 0.05 和 0.053，而前缘和尾缘处的综合冷效受落压比影响不大。

2.3 温度比对叶片综合冷却效率影响



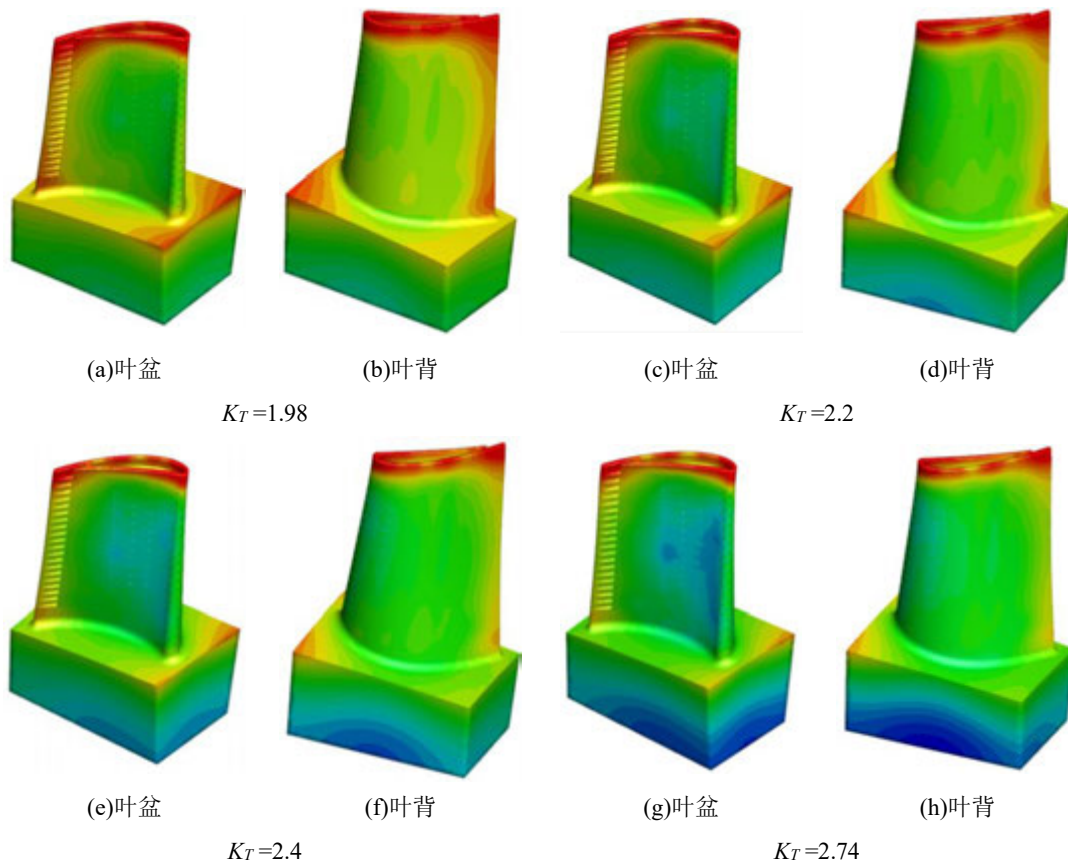


图 2.5 不同温比时叶片表面温度分布

图 2.5 为不同主次流温度比时叶片表面的温度分布云图。随着主次流温度比的增大，主流温度不变，次流温度降低，因此图中叶片表面温度有所降低，冷却效果变好。将叶片厚度方向的换热视为一维对流-导热模型，主流流量与温度不变意味着热侧壁面对流换热量不变，叶片壁面导热不变，由于冷气温度降低，则冷侧对流换热增强，因此叶片表面的温度随着温比的增大而降低。

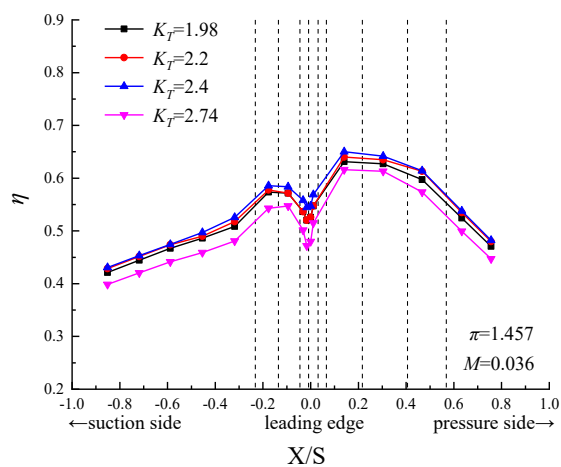


图 2.6 温比对综合冷却效率的影响

图 2.6 展示了主次流温度比对叶片中截面综合冷却效率的影响。从前缘到尾缘综合冷却效率仍呈现先增大后减小的分布趋势。随着温度比的增大，次流温度降低，虽然叶片表面的温度明显降低，但综合冷却效率变化不大。由综合冷却的计算公式(1-4)可知，虽然叶片表面温度降低导致 $(T_g - T_w)$ 增大，但同时主次流温差 $(T_g - T_c)$ 也随之增大，因此整体综合冷效变化不大。

2.4 流量比对叶片综合冷却效率影响

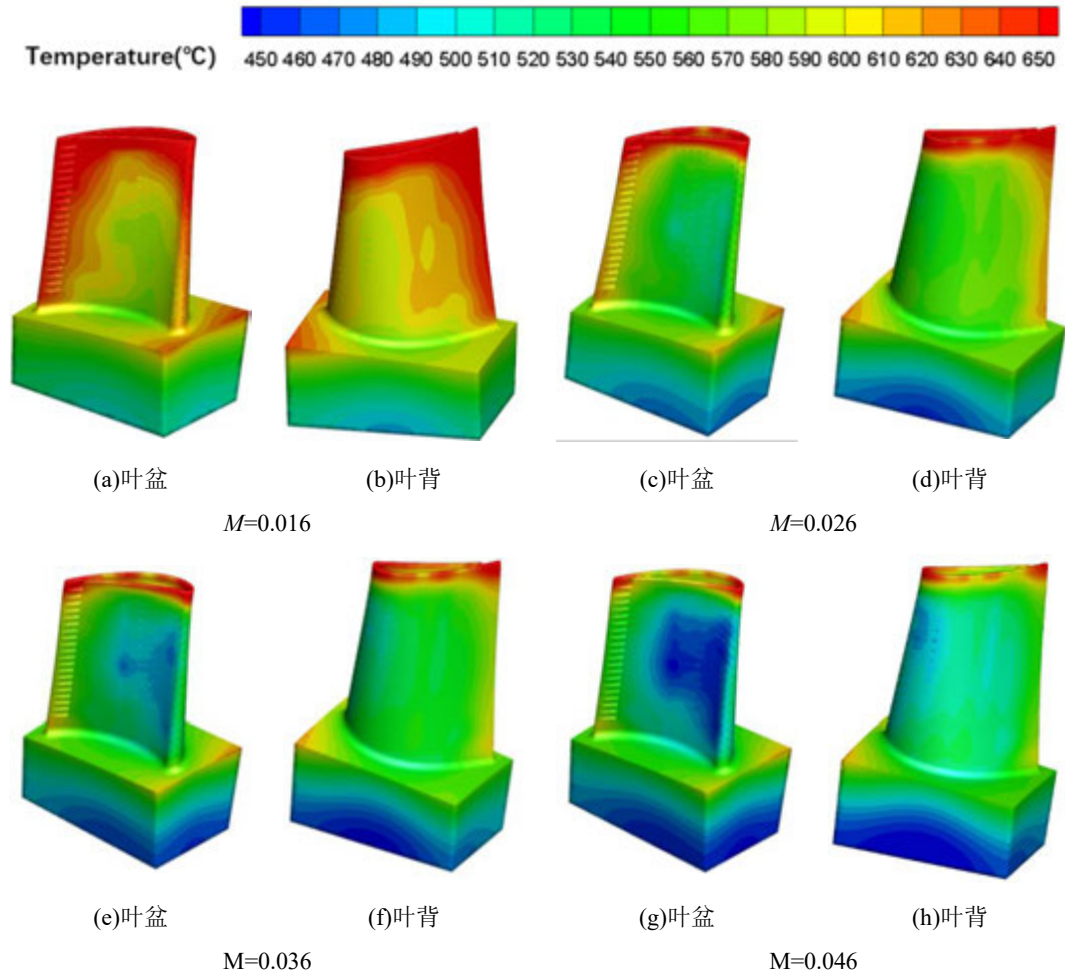


图 2.7 不同流量比时叶片表面温度分布

图 2.7 为不同次/主流流量比时叶片表面的温度分布云图。由图可知流量比对叶片表面温度影响十分显著，随着流量比的增大，叶片表面温度明显降低，这是由于冷气流量的增大不仅增强了内部冷却效果，还使冷气能够更好的贴附于叶片表面，从而隔绝高温主流对叶片的侵蚀。在流量比较小 ($M=0.016$) 时，冷气压力较小导致出流不畅，无法对叶片提供足够的保护，叶片表面高温区范围较大；当流量比较大 ($M=0.046$ 时)，叶片表面温度明显降低，在叶盆处出现明显的低温区，冷却效果良好。

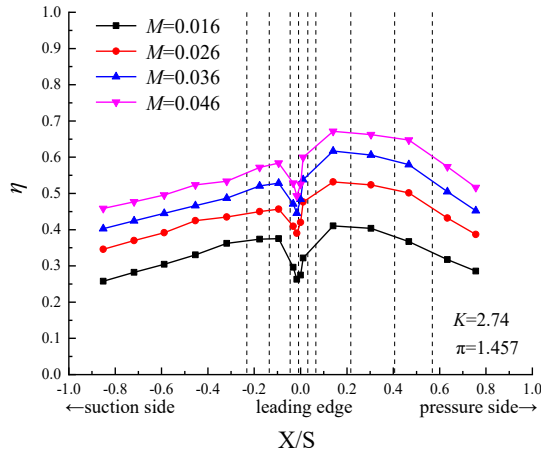


图 2.8 流量比对综合冷却效率的影响

图 2.8 为次/主流流量比对叶片综合冷却效率的影响。由图可知，不同流量比的综合冷却效率分布趋势相同，在叶盆和叶背综合冷效均随着 X/S 的增大先上升后下降。随着流量比增大，内部冷却明显加强，外部气膜对主流的隔绝作用提高，因此综合冷却效率提升明显。当流量比从 0.016 增大至 0.026 时，综合冷却效率在 $X/S=0.63$ 处最大增加了 0.12，但随着流量比的进一步增大，综合冷效增大的幅度有所降低。

2.5 叶片平均综合冷却效率

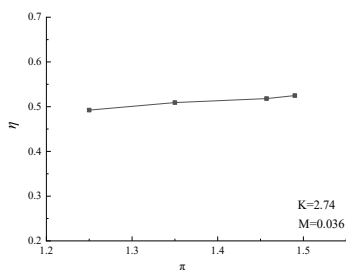


图 2.9 落压比对按弧长平均综合冷却效率的影响

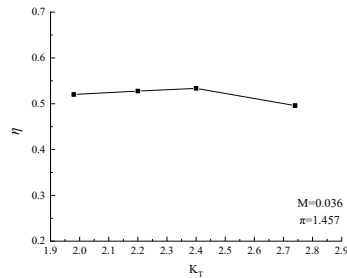


图 2.10 温度比对按弧长平均综合冷却效率的影响

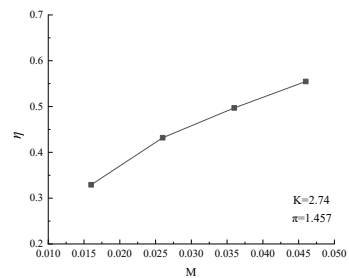


图 2.11 流量比对按弧长平均综合冷却效率的影响

定义叶片平均综合冷却效率为叶片中截面综合冷却效率沿弧长的平均值，用于进一步突出各参数变化对叶片综合冷效的影响。图 2.9-图 2.11 分别为落压比、温度比和流量比对叶片平均综合冷却效率的影响。从图中可以看出，落压比对叶片平均综合冷效的影响不大，当落压比从 1.25 增大到 1.49 时，平均综合冷效仅从 0.49 增加至 0.52；温度比对综合冷效的影响不大，在本研究的参数范围内，叶片平均综合冷却效率随着温度比的增大呈现先增大后减小的趋势，且变化很小；流量比对叶片综合冷却效率影响最大，当流量比从 0.016 增大到 0.046 时，综合冷效从 0.32 增加至 0.55，提升十分明显，但随着流量比的增大，综合冷效的增长幅度逐渐降低。

3 结论

(1) 叶片的压力面和吸力面由于气膜覆盖良好，因此温度较低且综合冷效较高，

而前缘受到主流的直接冲击，温度较高；尾缘由于没有气膜孔，冷却效果较差；叶顶开孔较少，且冷气未贴附于壁面，出现局部高温区。

(2) 随着落压比增加，主流流量增加，但由于流量比不变，故次流流量也随之增加，使得内部冷却效果增强，叶片表面气膜覆盖效果也有所提高，因此叶片表面温度小幅降低，综合冷却效率有所增加。

(3) 随着主次流温比增加，叶片表面温度明显降低，但综合冷却效率的变化不大，这是由于主次流温差的增大削弱了壁面温度降低对冷却效率的提高。

(4) 随着次/主流流量比增加，内部冷却和外部气膜对主流的隔绝作用都明显提高，因此叶片表面温度明显降低，综合冷却效率明显提高。

参考文献

- [1] 邓丽君, 宣文韬, 钟博, et al. 涡轮叶片表面温度场及综合冷却效果试验研究 [J]. 南京航空航天大学学报, 2021, 53(03): 442-8.
- [2] YANG X, LIU Z, ZHAO Q, et al. Experimental and numerical investigations of overall cooling effectiveness on a vane endwall with jet impingement and film cooling [J]. Applied Thermal Engineering, 2019, 148: 1148-63.
- [3] NATHAN M L, DYSON T E, BOGARD D G, et al. Adiabatic and Overall Effectiveness for the Showerhead Film Cooling of a Turbine Vane [J]. Journal of Turbomachinery, 2013, 136(3).
- [4] 李广超, 莫唯书, 张魏, et al. 涡轮导向叶片综合冷却特性实验研究 [J]. 推进技术, 2018, 39(12): 2772-8.
- [5] 畅佳琪, 魏景涛, 解文博, et al. 涡轮导叶综合冷却效率实验研究;第六届空天动力联合会议暨中国航天第三专业信息网第四十二届技术交流会暨 2021 航空发动机技术发展高层论坛, 中国四川成都, F, 2022 [C].
- [6] 王培泉, 李杰, 郭昊雁, et al. 涡轮导向叶片综合冷却效率实验研究;中国航天第三专业信息网第三十九届技术交流会暨第三届空天动力联合会议, 中国河南洛阳, F, 2018 [C].
- [7] 蓝占赣. 涡轮叶片综合冷却效果模拟试验方法研究 [D]; 南京航空航天大学, 2016.
- [8] 魏景涛, 钟博, 刘阳鹏, et al. 气冷涡轮叶片综合冷却特性实验研究 [J]. 重庆理工大学学报(自然科学), 2021, 35(09): 278-86.
- [9] QIAO C, LI G, ZHANG W, et al. Experimental study on the overall cooling effectiveness of nozzle guide vane under high temperature and high pressure [J]. Case Studies in Thermal Engineering, 2022, 33: 101923.
- [10] LIU X, ZHANG C, SONG L, et al. Influence of Biot number and geometric parameters on the overall cooling effectiveness of double wall structure with pins [J]. Applied Thermal Engineering, 2021, 198: 117439.
- [11] 郭明亮, 朱惠人, 王铭睿, et al. 涡轮叶片内部冷却结构流动换热特性的数值研究 [J]. 推进技术, 2022, 43(12): 166-79.

- [12] ZHANG X-D, LIU J-J, AN B-T. The influences of element layout and coolant ejection angle on overall cooling effectiveness of laminated cooling configuration [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2016, 101: 988-91.
- [13] LIU R, LI H, YOU R, et al. Multi-Parameters Sensitivity Analysis of Overall Cooling Effectiveness on Turbine Blade and Numerical Investigation of Internal Cooling Structures on Heat Transfer; proceedings of the ASME Turbo Expo 2022: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, F, 2022 [C]. V06AT12A026.
- [14] DU H, MEI Z, ZOU J, et al. Conjugate Heat Transfer Investigation on Swirl-Film Cooling at the Leading Edge of a Gas Turbine Vane [J]. *Entropy*, 2019, 21(10).
- [15] 刘钊, 贾哲, 张志欣, et al. 透平动叶前缘冲击-气膜复合冷却与旋流-气膜复合冷却的热流耦合对比研究 [J]. *西安交通大学学报*, 2021, 55(04): 116-25.
- [16] 邵婧. 某型高压涡轮叶片综合冷效数值模拟及气膜优化设计 [D]; 上海交通大学, 2014.
- [17] 孙志颖. 带热障涂层气冷涡轮叶片冷却性能的数值研究 [D]; 湘潭大学, 2021.

室内冰场流动与传热传质数值模拟研究

彭吴炘¹, 李钰冰¹, 邱金友¹

(¹福建理工大学, 生态环境与城市建设学院, 福州 350118)

摘要: 本文借助数值模拟研究某室内冰场内气流组织分布和热湿传递规律。冰面边界条件借助 UDF 动态模拟湿量平衡, 分析冰面附近热质交换过程。通过数值模拟发现冰场温湿度呈垂直分布, 且冰面附近有明显分层现象; 入口流速存在冰面表面最小换热系数的临界送风速度 V_c ; 且当入口流速高于 V_c , 冰面不易起雾; 射流送风与置换送风相结合的送风方式可减小起雾风险。

关键词: 室内冰场; 传热传质; 湿量平衡; 数值模拟

0 引言

截至目前, 中国已有 650 多座室内冰场其中新建的不少于 500 座, 并且在 2025 年我国冰雪产业的总规模将达到 10000 亿元, 特别是南方地区, 将建造多所室内冰场^[1]。室内冰场属于典型人工环境, 其内部环境包括气流组织和热湿分布完全由冰场设计决定。场馆内功能区明显, 为满足竞赛区域严格的热湿环境和观众区域的舒适度, 多种通风配置共同作用于温度和湿度传递, 使得冰场内空气流动和传热传质过程复杂。因此, 研究室内冰场中温湿度(热质)传递规律, 必将有力推动冰场运动场馆的高质量发展。

国外学者对室内冰场做了大量研究, 国内的研究则起步较国外晚, 近五年, 尤其北京冬奥会前后, 学者们开始关注冰场发展。其中郭冰茹^[2]和于腾^[3]认为送、回风口的高度、大小及数量会对冰场内部温、湿度产生影响。Lin^[4]与 H. Euijungbu 等^[5]对冰场内置换通风与射流通风进行研究发现, 两种通风方式都在一定程度上提高了通风效率, 降低了冰场能耗, 是具有防起雾、防结露的通风方式。但由于建筑占地面积以及内部设施而决定了射流通风是现阶段室内冰场最常用的空调系统之一^[6], 且从经济角度来看, 集成射流通风系统对于中小型冰场来说仍是第一选择^[7]。然而 Toomla 等^[8]学者对芬兰某冰场流场采用现场烟雾测试发现天花板分布式的射流通风无法充分混合冰场内的空气, 可能导致区域短路。A. Stobiecka^[9]与 S. Lestinen^[10]等对冰场内的气流组织进行模拟, 得出采用分区设计的气流组织方式可以满足比赛区与观众区所需的不同热湿环境。从以上的研究可以发现, 为获得符合冰场不同区域温湿度要求, 主要通过改变冰场内气流组织以及送风口温度和湿度方法来实现。但是现有冰场的建设和控制基于北方气候标准, 随着冰场出现在我国东部和南部地区, 南北地区的气候差异巨大, 对送风口温湿提出了新的要求。目前还未见到针对南方冰场的研究。

由于室内冰场是大型空间建筑，且冰场内温度和湿度垂直分布^[2]，靠近冰面低温区域为冰场控制的主要区域，是冰面质量和舒适性的重要保障。冰面上方室内温度较低的区域可能会因为湿度过大而导致起雾现象的产生，影响比赛与训练的正常进行；而凝结和升华现象均会对冰面平整度产生影响，可能会对冰上运动员产生伤害，尤其是冰壶场地，对冰面的平整度要求更高。但是现有研究较少关注冰面附近传热传质过程。

综上，尽管现有冰场研究结果符合设计要求^[1]，但并未给出传热传质传递机理。因此本文将借助数值方法，研究冰场内传热传质现象，给出热湿传递规律，并优化冰场送风方式，降低冰面起雾风险。

1 物理模型与数学模型

1.1 物理模型

本文研究对象为波兰格利维策某室内冰场^[12]，由于该冰场为对称结构，模型的一半为计算区域，此室内冰场的建筑结构如图 1 所示，模型：场馆尺寸为长 66m，宽 37m，最高处为 12m，场馆中央是标准冰面，大小为 30m×60m，周围设有厚 0.5m、高 1m 的海绵防撞垫，坐标轴如图所示。该场馆采用上送上回的气流组织方式，送风管与回风管均从北墙延伸而出且在照明系统下方，送风口由 25 个长喷嘴组成，靠近观众席侧为夹角 45°直径 80mm 的喷口 8 个，另一侧则为夹角 75°直径 160mm 的喷口 17 个；回风口为矩形，共 17 个，均匀布置在回风管上，大小为 800mm×150mm。送风气流将自送风口向两侧喷射而出后从回风口流出。

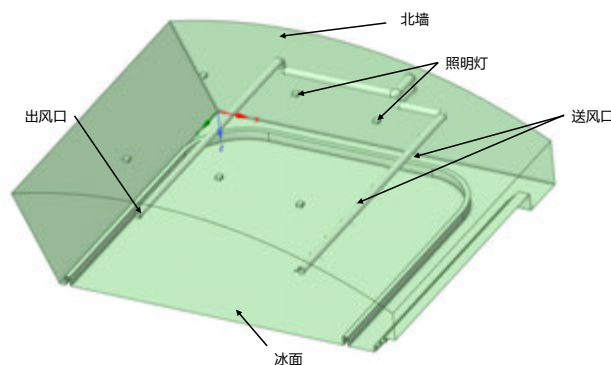


图 1 室内冰场建筑图

1.2 数学模型

在数值模拟过程中，考虑室内冰场内的风速较小，且远低于声速，因此冰场内的气流可视为不可压缩气体。不考虑冰面因升华或者结霜引起的表面变化。本文所采用的数学模型如下：

质量守恒方程:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

动量守恒方程:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \text{div}(\rho u u) = \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial x} + S_x \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \text{div}(\rho v u) = \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial y} + S_y \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \text{div}(\rho w u) = \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial z} + S_z \quad (4)$$

能量守恒方程:

$$\frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + \text{div}(\rho u T) = \text{div}\left(\frac{k}{c_p} \text{grad} T\right) + S_T \quad (5)$$

其中, 式(1)中 u 、 v 、 w 分别为 x 、 y 、 z 方向上的速度分量 m/s; t 为时间, s; ρ 为密度, kg/m³; 式(2)~(4)中 p 为作用压力, 为 S_x 、 S_y 、 S_z 为体积力, τ_{ij} 为粘性应力分量; 式(5)中 S_T 为辐射源, c_p 为比热容, T 为温度。冰场内湿度的分布规律非常重要, 加上模拟中存在湿空气与冰面的质交换, 且不发生化学反应, 因此引入组分守恒方程:

$$\frac{\partial(\rho c_s)}{\partial t} + \text{div}(\rho u c_s) = \text{div}(D_s \text{grad}(\rho c_s)) \quad (6)$$

其中式(6)中 c_s 为某成分的体积浓度、 ρc_s 为质量浓度、 D_s 为扩散系数。

根据文献^[17]的实测情况以及分析, 边界条件见表1, 其中冰面边界条件复杂, 将利用公式(7)编写UDF进行计算, 式中, W 为湿通量, kg/s; K 为质量传递系数, 值为 0.00023kg/s·m²; A 为冰场面积, m²; X_a 、 X_i 分别为空气含湿量与冰面温度下饱和空气含湿量, kg/kg。

$$W = K \cdot A(X_a - X_i) \quad (7)$$

表1 冰场的边界条件

名称	参数设定值
外界空气温度	11.2℃
送风温度	12.5℃
送风含湿量及回风含湿量	0.004kg/kg
送风质量及送风速度	4.8kg/s 及 10m/s
冰面温度及发射率	-4.45℃, 0.96
北墙温度	5.9℃
地面对流换热系数	0.203W/m ² ·K

1.3 数值方法

本文将在三维情况下采用稳态模型进行计算，选择适用于大空间气流模拟的 k-SST 湍流模型^[19]。此外，由于冰面与壁面之间的辐射换热，计算中需添加辐射模型，本次计算选用 DO 辐射模型。模拟中考虑到冰场内湿空气的组分运输，选用 Species Transport 模型。采用二阶迎风的差分法和 SIMPLE 算法进行迭代求解。设置湍流动能 k、湍流耗散率 ϵ 以及连续性方程的残差小于 10^{-3} ，能量方程、质量分数的残差小于 10^{-6} 。

2 网格划分

本文采用非结构化网格方法划分冰场模型，如图 2 所示，送风入口、送风出口以及冰面上方进行局部加密。设置 3 种网格尺寸：250 万、470 万以及 640 万，从图三可以看出当网格数量为 470 万和 640 万时计算得到的速度场差异较小，因此最终为节省计算时间采用 470 万网格进行计算。

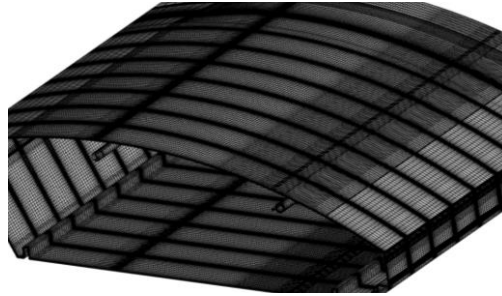


图 2 冰场内部的网格划分

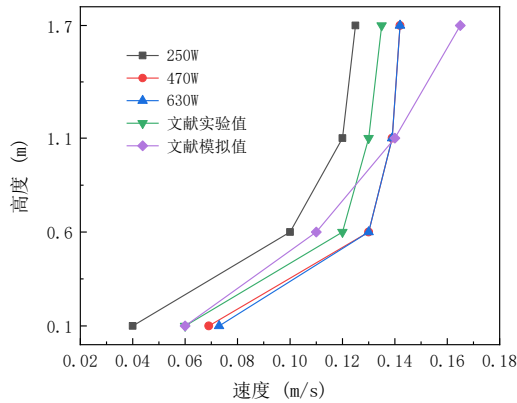


图 3 不同网格数量下冰场高度的风速分布

3 结果与分析

3.1 数值模拟验证

结合上述模型以及边界条件进行数值计算得出冰场不同高度平均速度、平均温度以及平均相对湿度的分布，如图 4 所示。冰场内速度场、温度场、湿度场的变化趋势与文献 [12] 中的实验结果吻合，速度最大误差不超过 15%，温度场的误差区间为 0.1-0.3℃，最大

误差不超过 10%；湿度场的误差值均在 3%以内。速度场高于对应实验值的原因在于冰场设计时为防止气流渗透均为正压设计，而实际情况冰场建筑的气密性均差于设计工况，模拟时并未考虑气流渗透的情况；而温度场以及相对湿度场低于相应实验值是因为模拟时并未考虑机组的运行散热以及实验人员的存在。通过对比实测值与数值模拟结果，数值模拟计算的结果准确、合理，能够用于研究室内冰场速度场、温度场、湿度场的规律。

图 4 给出烟雾可视化实验与速度流线条的对比，实验与模拟中都观察到了相同的气流始末状态，且在距离冰面上方 3m 处发现送风卷吸现象，与实际速度场相符。此外，由图 4 可知，随着高度增加，速度梯度先增大后减小，最后趋于稳定。温度随着高度增加增大，在 0.1~0.6m 高度范围内温度增加明显，这是由于此范围内速度梯度剧烈变化，气流组织扰动使得近冰面换热增强；相对湿度在近壁面处梯度强于远离冰面，气流组织夹带湿度变化使得近冰面传质增强。在冰面设计中，通过改变气流组织分布使冰面附近传热传质效率降低，令温湿度符合设计要求^[11]。由以上分析可知，传热传质能力与冰面气流组织关系密切，所以，本文将改变不同流场，以获得不同温度分布和湿度分布，进而给出流速与冰面传热传质变化规律。

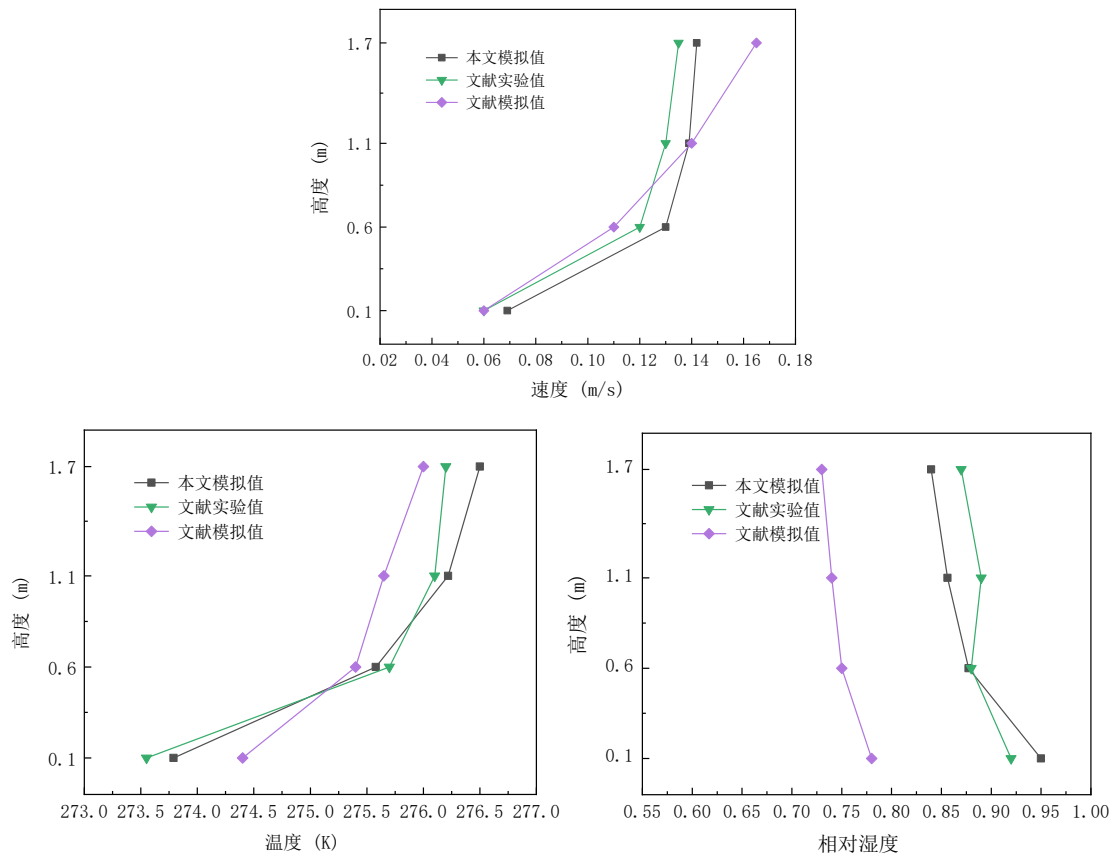


图 3 不同高度情况下平均速度、温度和湿度的模拟值与实验值的比较

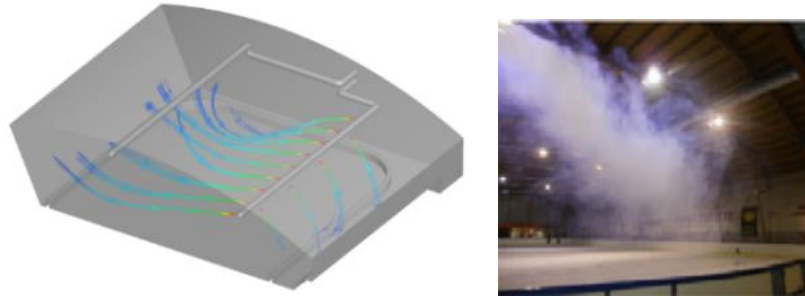
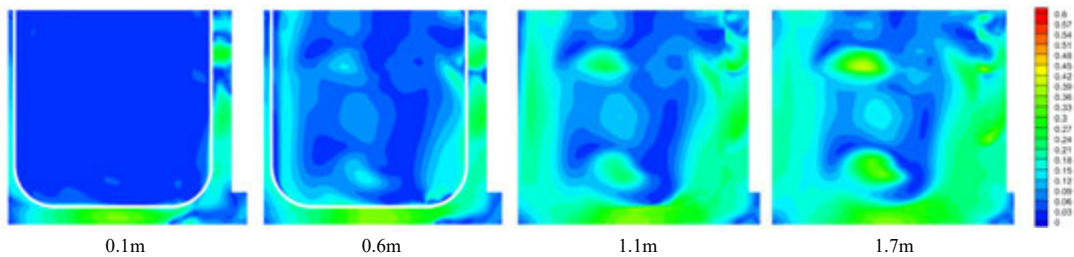


图 4 烟雾可视化实验与 $V > 0.2\text{m/s}$ 时的速度流线图对比

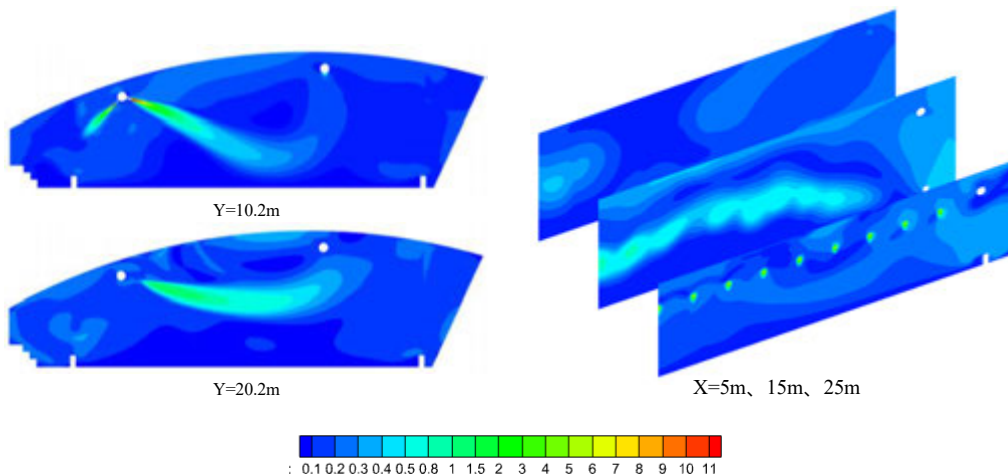
3.2 基本工况分析

根据模拟结果,首先基于入口流速 $V=10\text{m/s}$ ($Re=88888$)对室内冰场的速度场、温度场、湿度场进行分析。图 5 给出,冰场内不同 X、Y、Z 平面的温度云图。在图 5 (a) 中,随着距离冰面高度的增加,平均速度不断上升,但冰场内大部分区域的风速基本维持在 0.5m/s 以下,特别是冰面附近速度不超过 0.25m/s ,不会因为风速过大而导致冰面出现融化以及升华现象[]。该现象与图 3 所得结论相符。

图 5 (b) 给出 $Y=10.2\text{m}$ 与 $Y=20.2\text{m}$ 平面的云图,由图可知送风喷嘴附近气流速度变化剧烈,经过充分发展后从回风口排出,送风喷嘴之间的风速较小,无法到达冰面上方就从回风口排出;从 $X=5\text{m}$ 、 1.5m 、 25m 的温度云图可知,周围挡板附近存在涡流,这是由于挡板与壁面相隔较近引起了空气扰动,增加了气流阻力,又因为壁面附近向下惯性作用形成涡流。



(a) $Z=0.1\text{m}$ 、 0.6m 、 1.1m 、 1.7m

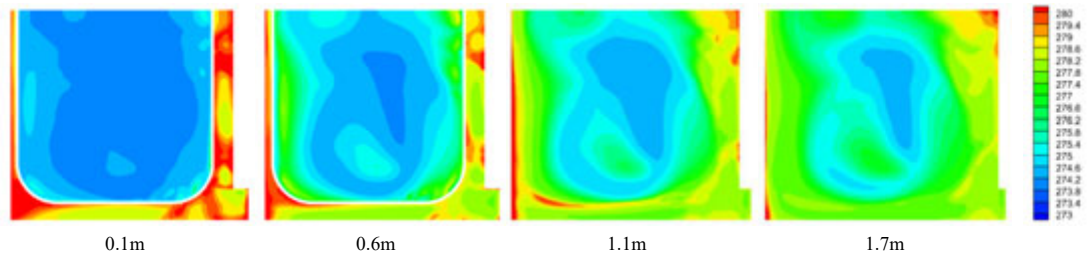


: 0.1 0.2 0.3 0.4 0.5 0.8 1 1.5 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11

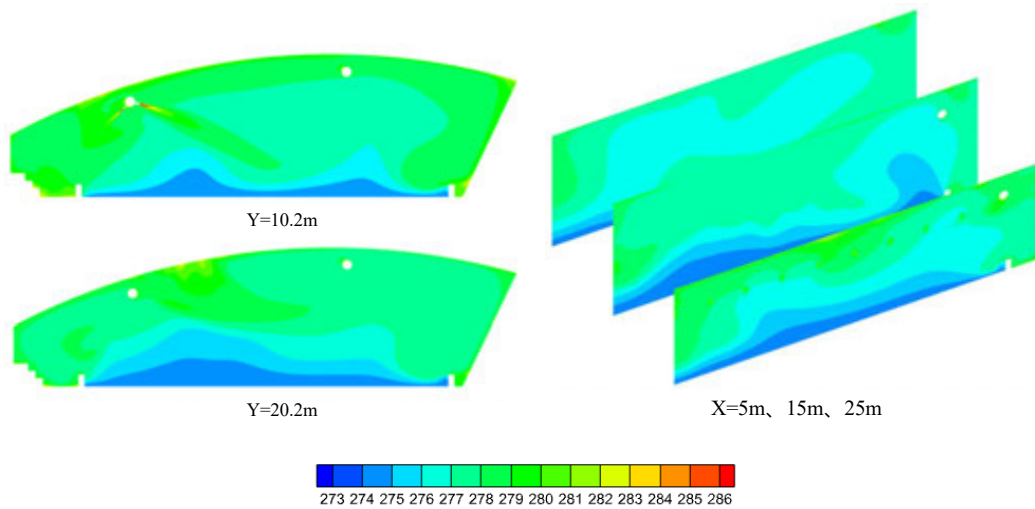
(b) X=5m、15m、25m; Y=10.2m、20.2m

图 5 冰场内部速度云图: (a) 水平方向; (b) 竖直方向

图 6 (a)、(b) 给出冰场内部不同界面温度云图。由图 6 (a) 可知, 随着冰场高度的增加, 平均温度增加, 且距离冰面 1m 内温升很快, 其中 $Z=0.1\text{m}$ 至 $Z=0.6\text{m}$ 平面温度就增加了总增量的 66.1%。由图 6 (b) $Y=10.2\text{m}$ 和 $Y=20.2\text{m}$ 云图可知, 冰面上方有明显的分层现象, 送风射流无法直接到达冰面。温度处于 $274\sim 275\text{K}$ 范围云图受到入射流的影响儿有所波动。由不同 Z 和 Y 平面可知, 靠近冰面温度低, 温度低于 275K , 靠近顶面温度高, 范围为 $278\sim 279\text{K}$ 。



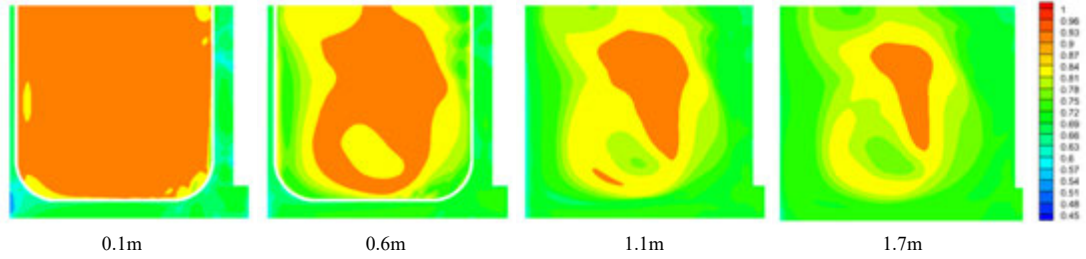
(a) $Z=0.1\text{m}$ 、 0.6m 、 1.1m 、 1.7m



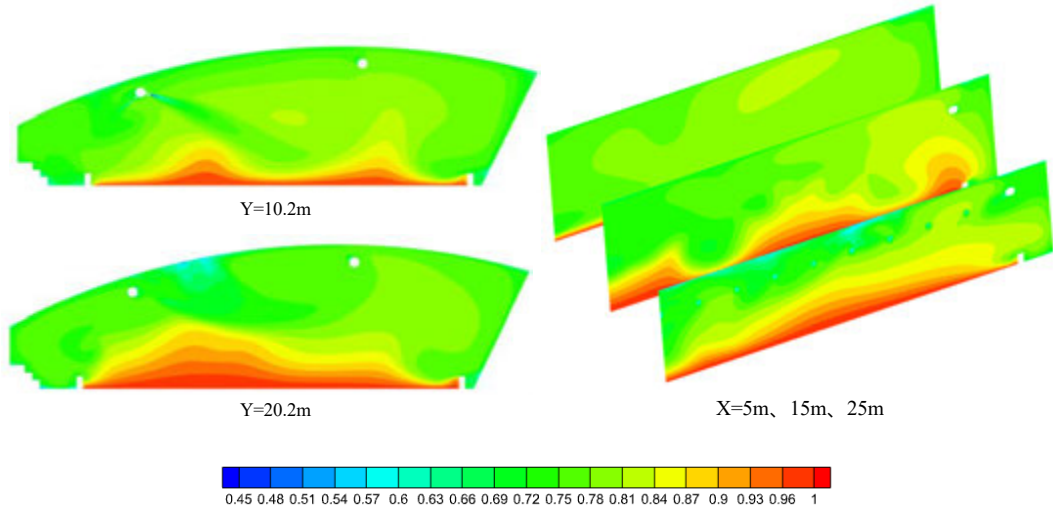
(b) X=5m、15m、25m; Y=10.2m、20.2m

图 6 冰场内部温度分布云图: (a) 水平方向; (b) 竖直方向

图 7 给出了室内冰场的相对湿度分布云图, 与图 6 温度场的分布类似, 均在冰面附近出现明显分层现象, 且越接近冰面越处于饱和状态, 即 100% , 并随着高度的增加, 相对湿度越低, 送风口处降至最低 45% 。喷嘴间也因为温度较低, 导致相对湿度较高, 而这些区域的起雾风险将会大大增加。



(a) Z=0.1m、0.6m、1.1m、1.7m



(b) X=5m、15m、25m; Y=10.2m、20.2m

图 7 冰场内部相对湿度分布云图：(a) 水平方向；(b) 竖直方向

3.3 不同送风速度对冰场热湿传递的影响

经过上文对速度场、温度场以及湿度场的分析，发现流场的变化是引起温湿度场变化的主要因素，因此研究入口流速 8m/s、8.5m/s、9m/s、9.5m/s、10m/s、10.5m/s、11m/s、11.5m/s 以及 12m/s 对冰场内温湿度的影响，再分别利用公式 (8) 与公式 (9) 计算相对应的 Re 与 Nu，如表 2 所示。

利用公式 (7) ~ (8) 得出入口流速与传热传质能力的关系，

$$Re = \frac{ul}{\nu} \quad (8)$$

其中， u 为送风速度，m/s； l 为送风口直径，m； ν 为动力粘度系数。

$$Nu = \frac{-\frac{\partial t}{\partial y}|_{\text{冰面}} l}{\Delta t} \quad (9)$$

其中， $\frac{\partial t}{\partial y}$ 为冰面上方近壁面温度梯度； ΔT 为送风温度与冰面温度之差， $^{\circ}\text{C}$ ； l 为特征长度，取 11。

表 2 近冰面处的 Nu

速度大小 (m/s)	Re	Nu
8	7.1×10^5	1.317
8.5	7.6×10^5	1.291
9	8.0×10^5	1.253
9.5	8.4×10^5	1.116
10	8.9×10^5	1.051
10.5	9.3×10^5	1.129
11	9.8×10^5	1.227
11.5	10.2×10^5	1.233
12	10.7×10^5	1.246

根据表 2 绘制图 8，分别对送风速度小于 10m/s 与大于 10m/s 进行拟合（图中红线所示），可得当送风速度 $V \leq 10\text{m/s}$ 时，Nu 与 Re 的拟合关系式为 $Nu = 4.78 - 1.6Re$ ；而当 $V > 10\text{m/s}$ 时，Nu 与 Re 的拟合关系式为 $Nu = 0.09 + 1.1Re$

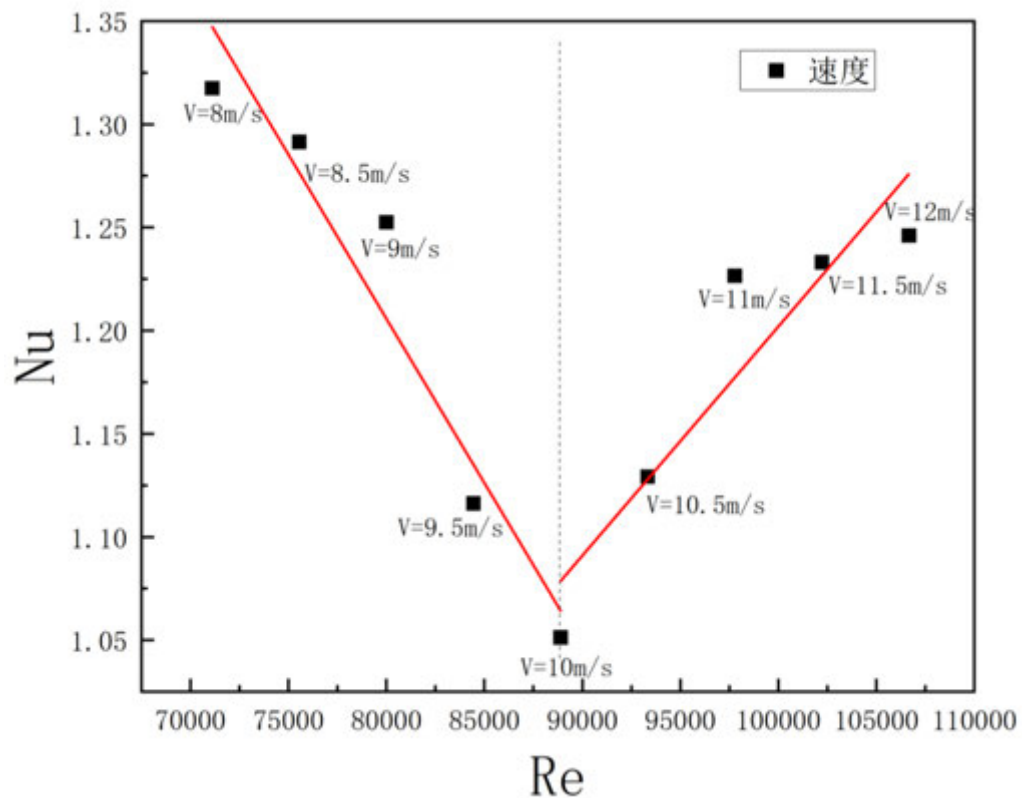


图 8 不同送风速度下的 Re 与 Nu

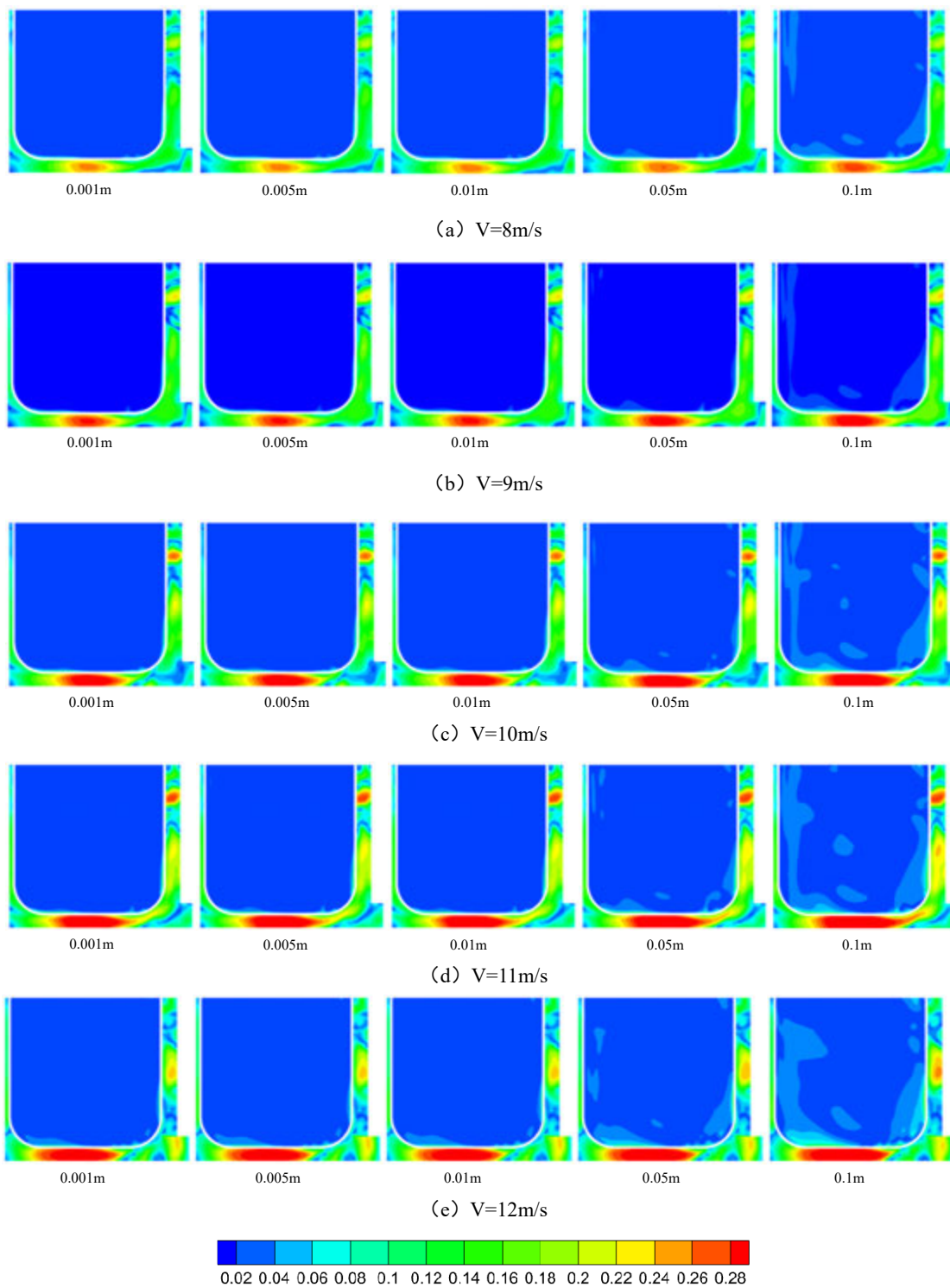
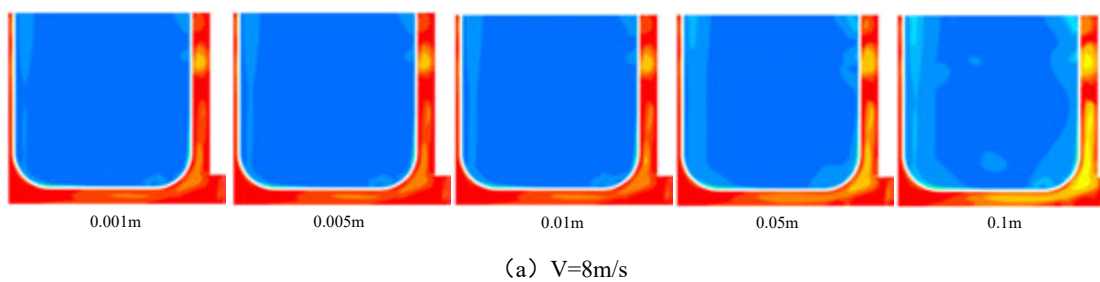


图 9 不同送风速度下 $Z=0.001\text{m}$ 、 0.005m 、 0.01m 、 0.05m 、 0.1m 处的速度云图



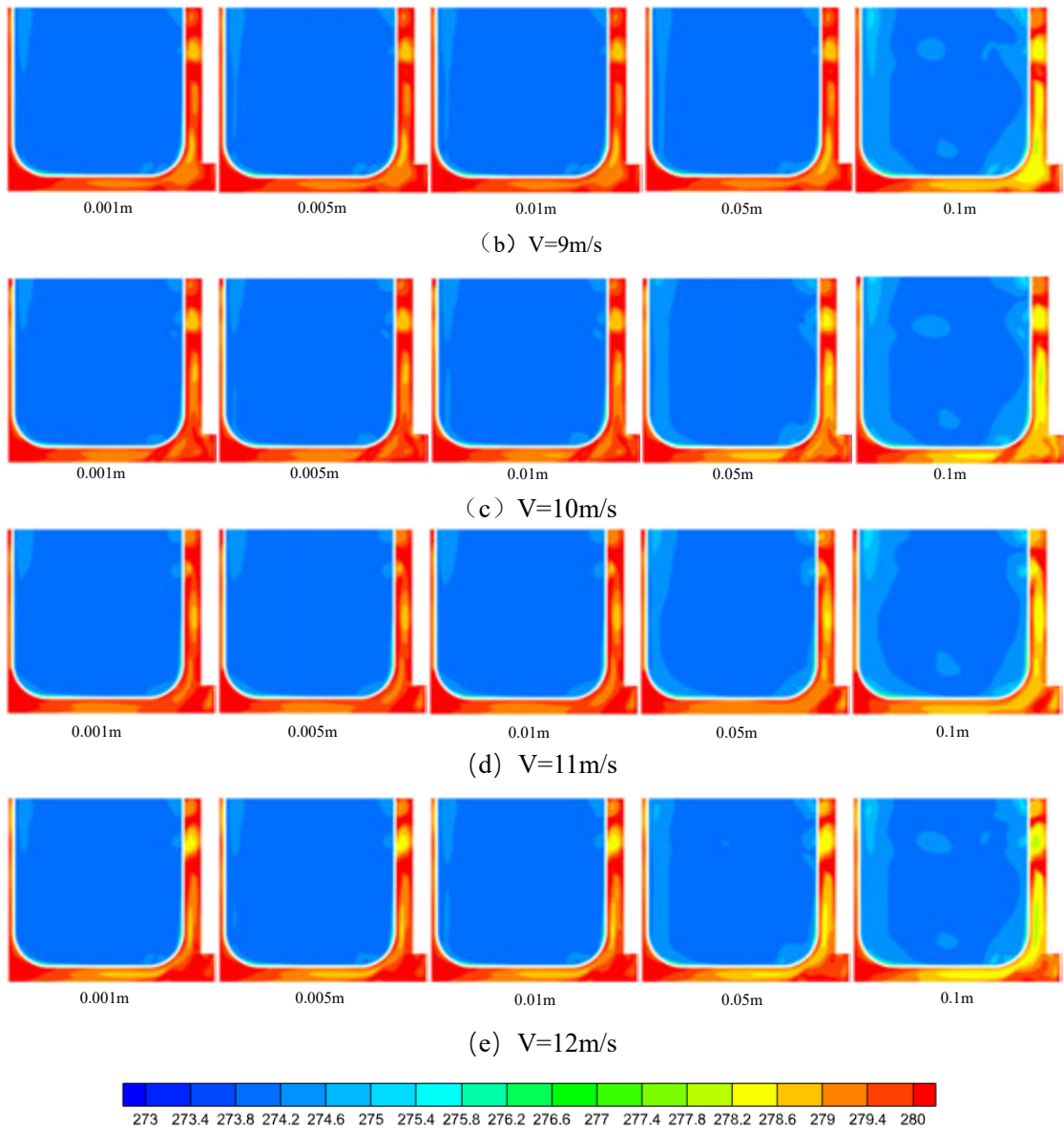
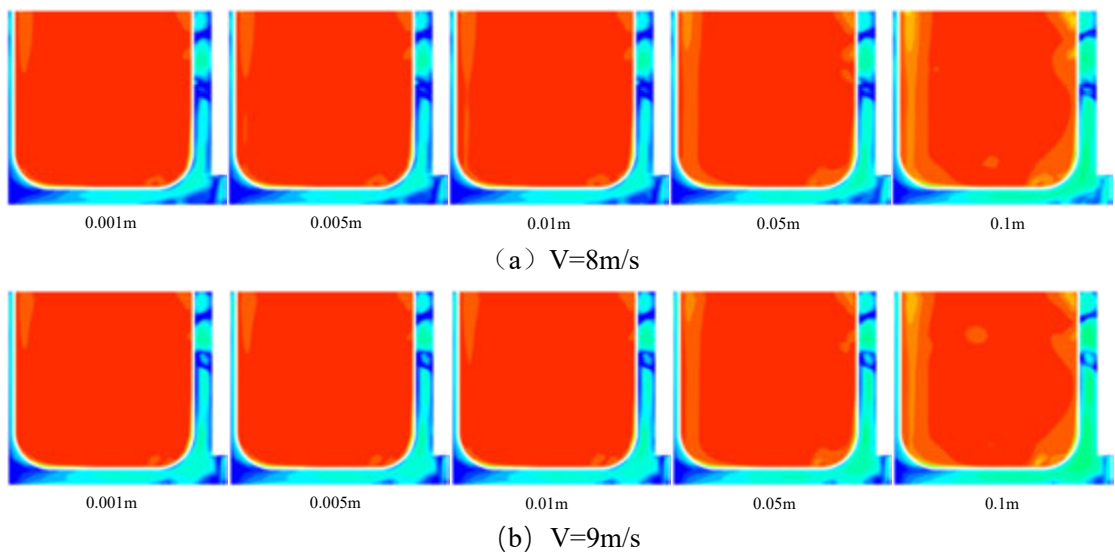


图 10 不同送风速度下 $Z=0.001\text{m}$ 、 0.005m 、 0.01m 、 0.05m 、 0.1m 处的温度云图



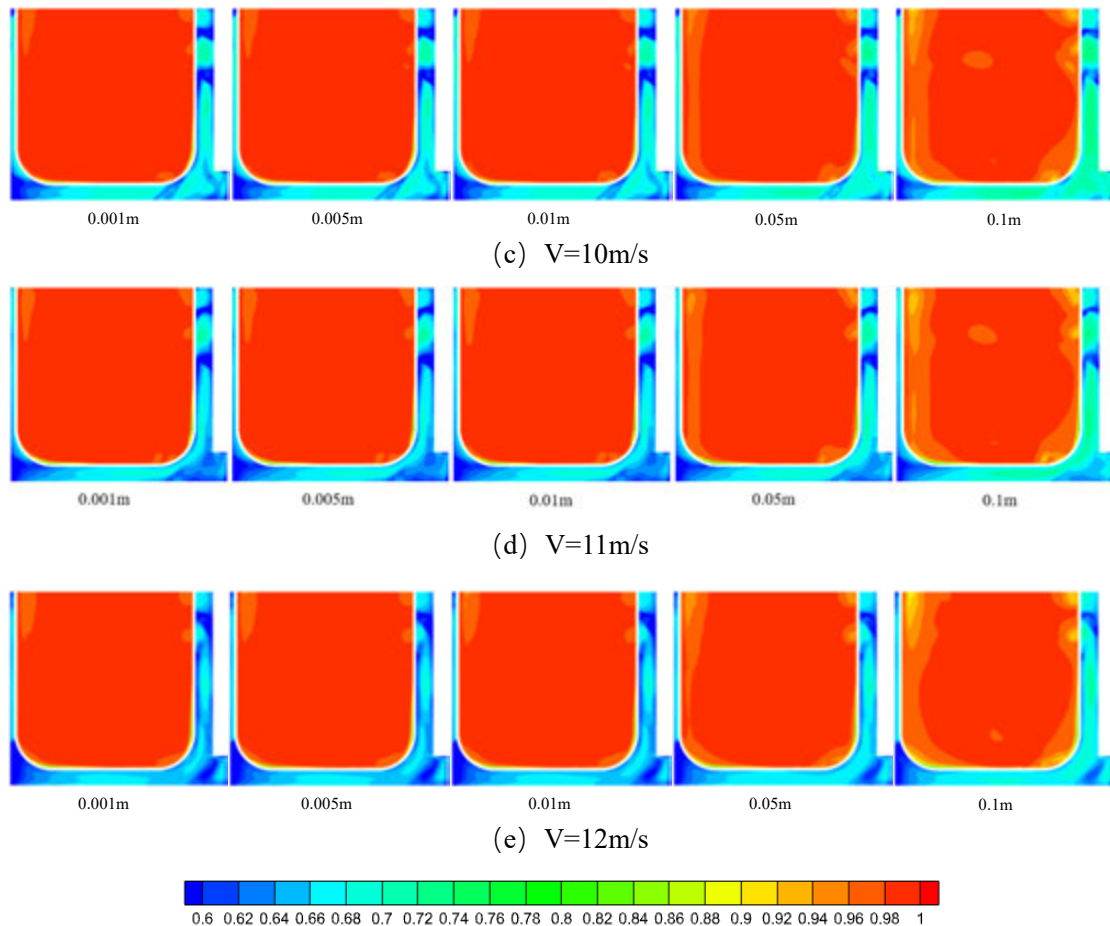


图 11 不同送风速度下 $Z=0.001\text{m}$ 、 0.005m 、 0.01m 、 0.05m 、 0.1m 处的相对湿度云图

图 8 给出了不同送风速度下冰面 Nu 数的变化情况，由图可知 Nu 数随着 Re 的增大先减少后增大，当送风速度小于 10m/s 时， Nu 随着 Re 的增大而减小，再结合图 9 中的 (a) ~ (c)，当水平方向高度低于 0.1m 时，冰面上方速度接近于零，仅有的变化存在于北侧挡板处。这是由于此时的入口流速并不能使送风气流直接到达冰面，而是依靠产生的惯性力作用于冰面上方空气，使冰面附近空气受到压迫，如图 10 所示，此时导热换热起主要作用，且抑制冰面与附近空气的对流换热，因此图 11 中当 $V=10\text{m/s}$ 时相对湿度较其他速度更高，但并不影响冰场的正常运营。

当送风速度为大于 10m/s 时，随着送风速度的逐渐增加， Nu 逐渐增加。由图 10 (d) ~ (e) 速度云图可知，冰面四周以及中左处流速都发生改变，此时风速逐渐增加，送风气流直接到达冰面上方，对冰面上方的空气造成扰动，如图 10 所示，此时导热换热向对流换热转变，且随着流速增大，近壁面空气受热上升，扰动越来越剧烈。因此 Nu 数在送风速度大于 10m/s 时随着 Re 的增大而增大。

3.4 冰场内部气流组织优化

根据图 8 可知当送风方式为上送上回，送风速度 V 为 10m/s 时会使得冰场下方的相对湿度较大，起雾风险变高，因此将对冰场内部气流组织进行优化。从图中看出相对湿度较大区域一般在喷口交叉以及气流无法直接到达的中左处区域以及因回风口造成湿冷气流上浮的中右处区域，因此在冰场的右侧墙面（东墙）增加大小为 $400\text{mm}\times 600\text{mm}$ 的送风口，为不增加新的空调机组，送风温度与湿度不变，仍为 12.5°C 以及 0.004kg/kg ，且为保证冰面附近速度不超过 0.25m/s ，送风速度为 0.4m/s 。

从图 8 可以看出增加风口后，气流从右侧墙面流出经挡板后至冰面，在冰面上方形成一个“分界面”阻挡湿冷空气扩散，使得冰场内的相对湿度的分布更加紧实，冰场上部相对湿度大体维持在 65% 左右，原有相对湿度近饱和的区域减小，也因此整个冰场内部的起雾风险降低。特别是 $Y=20.2\text{m}$ 平面，与图 7 (b) 相比湿度大于 80% 的区域明显减少，变化更加平稳。

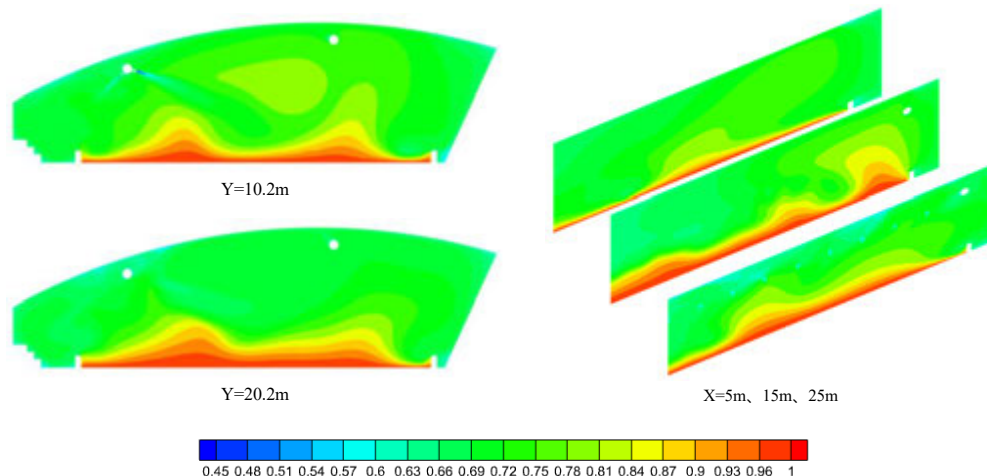


图 8 冰场内部竖直方向相对湿度云图

本文提出在右下侧设置送风口的情况与文献[6]提出的置换送风类似，此种方式较传统射流送风来说可以更好的控制冰面上方的热湿环境，特别是对于大型空间建筑来说，射流送风这种全空间控制方法可能是冗余的，当建筑高度和热源增加时这种额外成本会更大。但是当冰场上部热湿环境的温湿度较高时有可能会在壁面出现结露现象。因此建议在冰场建筑允许的情况下采用置换送风与射流送风相结合的通风方式。

4 结论

本文将某室内冰场的现场测量结果与数值模拟作比较，对室内冰场的速度场、温度场以及湿度场进行研究，冰面边界条件运用 UDF 自定义函数对湿量平衡进行了动态模拟，分析了室内冰场的热湿环境以及冰面与空间的传热传质过程，并对气流组织做出优化。得出以下结论：

1、数值结果与实验结果吻合，最大误差不超过 15%。

2、冰场内存在冰面表面最小换热系数的临界送风速度 $V_c=10\text{m/s}$ ，当送风速度小于 V_c 时 Nu 随着 Re 的增大而减小，当入流速度大于 V_c 时 Nu 随着 Re 的增大而增大；且当入口流速高于 V_c ，冰面不易起雾

3、基于不影响冰面质量的情况下，本文在冰面附近增加送风口抑制冰面上方热湿气流扩散，减少起雾风险。

参考文献

- [1] 《冰雪运动发展规划（2016-2025年）》，中华人民共和国国家发展改革委、国家体育总局、教育部、国家旅游局，2016.11.25.
- [2] 郭冰茹. 娱乐型室内人工冰场新风除湿系统节能设计的研究[硕士论文]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2017.
Guo Bingru, Study on energy-saving design of fresh air dehumidification system in ice rink[Master's thesis]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2017
- [3] 于腾, 胡晓微, 律宝莹, 等. 室内滑冰场温湿度分布与产雾关系的研究[J]. 低温与超导, 2016, 44(02): 86-92.
Yu Teng, Hu Xiaowei, lv Baoying, Study on the relationship between the humidity and the fog in indoor ice rink[J]. Cryo and Supercond. 2016, 44(02): 86-92.
- [4] W.Y. Lin, X.H. Liu, T. Zhang, Z.Q. Zhou. Investigation of displacement and jet ventilation systems applied in an ice rink[J]. Journal of Building Engineering, 2022, 50: 104179.
- [5] H. Euijungbu. A Study on Thermal Characteristics Affected by Air Distribution System Installed in Indoor Ice Rink Arena[J]. International Journal of Air-Conditioning and Refrigeration, 2019, 1950007.
- [6] L.Li, X.Liu, T.Zhang, W. Lin, Utilization of displacement ventilation and on-site measurement of thermal environment in an ice arena, Build and Environment. 186(2020)107391.
- [7] W.Y. Lin, X.H. Liu, T. Zhang, Z.Q. Zhou. Investigation of displacement and jet ventilation systems applied in an ice rink[J]. Journal of Building Engineering, 2022, 50: 104179
- [8] S. Toomla, S. Lestinen, S. K. ainen, L. Leppa, R. Kosonenb, J. Kurnitski. Experimental investigation of air distribution and ventilation efficiency in an ice rink arena[J]. INTERNATIONAL JOURNAL OF VENTILATION, 2018.
- [9] A. Stobiecka, B. Lipska, P. Koper. Comparison of air distribution systems in ice rink arena ventilation[J], Science — Future of Lithuania/Mokslas — Lietuvos Ateitis 2013, 5(4): 429–434.
- [10] S. Lestinen, T. Laine, T. Sundman. Scoring an HVAC global for hockey spectators, CFD is used to design ventilation systems for sports arenas[J]. ANSYS Advantage I/1(2007).
- [11] 张昕, 钱玮昕, 刘京. 关于室内冰上运动场馆热湿环境控制的模拟研究[J]. 建筑科学, 2021, 37(10): 145-151.
- [12] A. Palmowska, B. Lipska. Experimental study and numerical prediction of thermal and humidity conditions in the ventilated ice rink arena[J]. Building and Environment, 108 (2016) 171-182.

基于纹影法的翻滚过程双扩散特性研究

胡志昊¹, 董亮¹, 左忠琪^{1,*}, 童莉葛¹, 吴平², 王立¹

(¹能源与环境工程学院, 北京科技大学, 北京, 100083)

(²数理学院, 北京科技大学, 北京, 100083)

(Tel: 18001213251, E-mail: zqzuo@ustb.edu.cn)

摘要: 对于低温液空、液化天然气储罐的需求随着近年来储能技术的发展日益增长。研究人员大多通过数值方法探究低温混合物间双扩散对流引起的翻滚现象。但由于缺乏实验数据支撑, 数值仿真模型在实际应用中的可信度仍有待提高。本文创新性地将纹影法应用于多组分混合物分层界面的双扩散对流研究中, 设计并搭建了常温混合物双扩散分层可视化实验系统。通过调整盐水溶液浓度差、外热流强度及加热位置和 PIVlab 后处理图像, 获得了密度分层界面处翻滚时间、速度、涡量等参数与加热功率、界面两侧浓度差和加热位置的关系, 并提出了加热功率、Ra 数与混合物翻滚出现时间的拟合关系式, 可为预防低温混合物翻提供有效参考。

关键词: 低温储罐, 双扩散对流, 翻滚, 纹影, 互相关算法

0 前言

随着全球能源消费日益增长和能源结构可再生转型, 发展高效安全的低温储罐越来越重要[1]。作为最清洁的化石能源, 天然气占我国能源供应的 8%。相比于气态天然气, 液化天然气 (LNG, *liquified natural gas*) 凭借其能量密度高、输运成本低等优势在大规模、长距离运输中占比较高。相应地, 建设大型 LNG 运输船和地面 LNG 储罐的需求也进一步增长[2]。液化空气储能 (LAES, *liquified air energy storage*) 具有高能量密度和无地理条件限制等优点, 非常适用于对现有规模化空分装置进行储能改造, 以构建分布式储能系统, 达到电网调峰的目的。而液空储罐在能量充放过程中的使用效率, 直接影响了液空储能的整体效率。

液化天然气和空气都是包含多种不同沸点组分的混合物。因贮存温度极低, 不可避免的环境漏热将引起低温储罐内液体的蒸发。因此, 贮存过程中混合物气液相组分比例将随贮存时间发生漂移。当低温储罐内加注有不同组分的混合物时, 混合物液体将在重力作用下形成竖直方向上的密度分层[3]。此时, 上层密度较低的液体可与气相直接进行热质交换, 并对下层密度较高的液体形成“液封”, 阻碍其与气体接触[4]。在持续漏热条件下, 下层液体温度不断升高, 密度减小; 而上层液体中密度较低的低沸点组分不断蒸发, 如空气中的氮气、天然气中的甲烷等, 这导致上层密度逐渐增大。当上下层密度接近时, 分层不再稳定, 即出现翻滚现象[5]。Patterson 和 Imberger[6]从运动微分方程入手, 研究了方形储罐内的非稳态自然对流, 并讨论了 Ra 数和长宽比等参数对于矩形腔内对流的影响。November 等人[7]用数值方法探究了不同的热冷边界条件下, 矩形容器内的

自然对流情况,发现在下层液体中部靠下位置加热时,对流传热最为剧烈。翻滚发生时,液层间可能出现剧烈的蒸发和层间混合。自斯佩齐亚 LNG 接收站事故后,翻滚现象被认为是威胁低温混合物安全贮存的重要因素之一。影响翻滚最重要的物理机理是由双扩散对流(DDC, double density convection)驱动的密度分层界面处的扰动导致的不稳定性。

双扩散对流与浮力引起的非线性流动有关,此时密度受以不同速率扩散的两种物理参数共同影响。低温储罐中,双扩散对流通常由浓度和温度梯度共同驱动[8]。其中,浓度梯度变化较为缓慢,起到稳定分层的作用;而温度梯度受环境漏热影响变化较快,主要起扰动分层的作用。若无外热流干扰,储罐中的密度分层系统将一直保持稳定。当外热流存在时,局部温度梯度将引起流体的小幅振荡,并最终发展为层内稳定对流。

近年来,随着计算流体力学的发展,研究人员开展了大量关于双扩散机理的数值研究[9]。王萍等[10]建立了以 16m³ 锥顶储罐为参照的三维几何模型,其包含充满甲烷的气相计算域,并通过蒸发冷凝模型计算出相间传质量,考察了不同翻滚阶段内液面附近蒸气的运动规律以及罐内压力的变化趋势。但由于缺乏实验数据支撑,仿真结果在实际应用中的可信度仍有待增强。特别是针对低温贮箱,验证模型所需的翻滚过程中流体速度与密度分布数据几乎空白,这阻碍了低温流体翻滚机理研究和低温贮箱实际工程设计。Li 等[11]记录并分析了 LNG 储罐中翻滚过程中密度波动及持续时间,但仅定性对比了不同尺寸储罐内翻滚出现的时间,而缺少针对混合物翻滚全过程内流动及换热机理的定量分析。本文创新性地将纹影法应用于多组分混合物分层界面的双扩散对流研究中,设计并搭建了常温混合物双扩散分层可视化实验系统。通过调整盐水溶液浓度差、外热流强度及加热位置,获得了密度分层界面处翻滚时间、速度、涡量等参数与加热功率、界面两侧浓度差和加热位置的关系,结合互相关算法分析了各层流体间的对流特性以及界面动态行为,为翻滚现象的防范和控制提供了数据支撑,并提出了预防翻滚的有效措施。

1 双扩散分层可视化实验

1.1 实验系统介绍

双扩散分层可视化系统示意图及实物图分别如图 1 和图 2 所示。该系统主要由四部分组成:纹影系统、注液系统、实验腔和数据采集系统。其中,纹影系统采用双镜 Z 型光路,可有效避免传统单镜纹影光路中的“重影”问题[12]。使用 200 W 卤素灯作为光源,由该点光源发出的光经过凹面镜反射后形成平行光束,穿过实验腔中密度不均匀的流体折射后形成明暗相间的光斑。光线通过四向狭缝遮挡后进入 CCD 相机,调节狭缝高度使得焦点处光斑正好被遮挡一半,并形成分辨率为 1920*1080 和帧率为 60 FPS 的纹影图像。实验腔截面内径为 90 mm 的圆形,厚度为 40 mm,腔体两侧设置有石英玻璃观察窗。腔体内轴线位置自上而下布置有 8 个精度为 0.5 °C 的 K 型热电偶以记录腔内混合物温度分布。腔壁出口设置有支管连通量程为 0.2 MPa,精度为 0.5%FS 的压力传感器。腔壁外侧对称布置有四片 PI 加热膜,上部布置有一个半导体制冷片,均可按需以变功率独立加热或制冷。数据采集系统主要包括安捷伦 34972A 和热电偶巡检仪,分别采集并记录压力、流量和热电偶读数。注液系统主要包括两个直径为 90 mm 的盐水溶液容器和连接管路、阀门。通过调整注液顺序、流量可满足多工况混合物双扩散对流的实验需求,

详细实验参数汇总参见表 1。

1.2 实验方法及流程

混合物分层间的组分、温度传递导致流体密度发生变化，进而影响其折射率。纹影法基于流体折射率波动将不同浓度盐水溶液间的流动可视化，从而观察液体分层处的双扩散分层现象。实验开始前，将光源与狭缝分别放置于两凹面镜的焦点上。此时，纹影图像呈现出亮部和暗部连续变化，亮暗条纹的位置为流体密度梯度变化的区域。

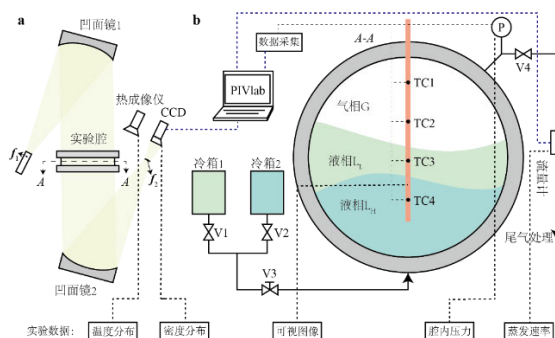


图 1 基于纹影法的混合物双扩散分层可视化实验系统示意图

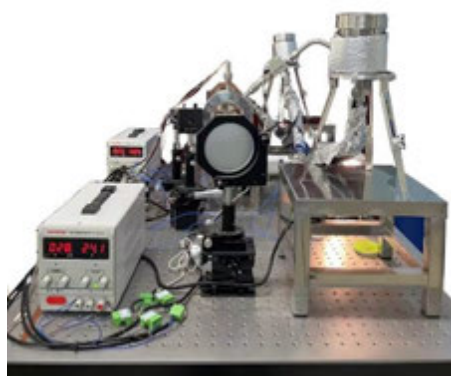


图 2 基于纹影法的混合物双扩散分层可视化实验系统实物图

表 1 实验参数汇总

设备参数 (单位)	值	设备参数 (单位)	值
凹面镜直径 (mm)	90	凹面镜焦距 (mm)	300
相机像素 ($\times 10^4$ px)	2600	相机帧数 (fps)	30
实验腔直径 (mm)	90	注液储罐直径 (mm)	90
PI 膜功率上限 (W)	60	热电偶测点数	4
测温精度 ($^{\circ}\text{C}$)	0.5	实验初温 ($^{\circ}\text{C}$)	~ 29
数据采集间隔 (s)	1	盐水密度差 (wt%)	0.5/1

此时，因界面对光线的折射作用，光线在液体分层处较弱，并形成明显的暗带，如

图 3 所示。

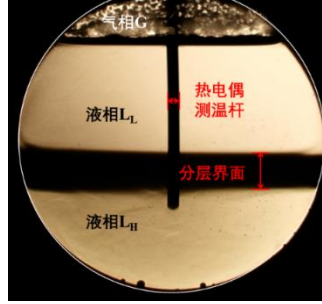


图 3 实验开始无外热流液体分层纹影图

光线的偏折由实验腔中流体和凹面镜间所包围空气的折射率所决定[12]，而偏折角度 $\Delta\varepsilon$ 与折射率 n 的关系可表示为：

$$\Delta\varepsilon = 2\left(\frac{n_s}{n_a} - 1\right)$$

$$n = \frac{c_0}{c}$$

其中， n_s 为流体的折射率； n_a 为空气的折射率； c_0 为真空中光速， 3×10^8 m/s； c 为介质中光速。

本实验中，使用 Gladstone-Dale 关系和理想气体状态方程描述 n_s 和 n_a ：

$$n - 1 = k\rho$$

$$\rho = P/RT$$

其中， k 为 Gladstone-Dale 系数，约为 2.30×10^{-4} m³/s； ρ 为密度； P 为绝对静压； T 为温度； R 为一个大气压下单位摩尔质量的气体常数， $R = 287.085$ Pa•m³/s。

已有研究中，产生翻滚的 LNG 贮箱中的上下层临界密度差为 5.7 kg/m³[13]。由此，配置浓度差为 0.5wt%的两份盐水各 300 ml，其密度差为 6.6 kg/m³。待腔内温度波动小于 0.2 K 后，通入低浓度溶液，静置两分钟后，再缓慢通入高浓度溶液至分层界面处于视野中部。待分层清晰稳定后，打开实验腔底部加热膜，分别以 20、30、40、50 和 60 W 的加热功率 q 对实验腔底部进行加热。待液体分层间不稳定现象出现、发展并结束时，记录各特征时间及各测点对应的温度变化，并以此为对照组 A。实验结束后将实验腔混合液排出。清洗后，用低浓度盐水对实验腔及管道进行润洗，进行下一工况的实验。

为了探究密度梯度对于分层及翻滚的具体影响，配置密度差为 1.0wt%的盐水，保持其他操作不变，按照同样的加热功率梯度进行底部加热并记录数据，记为不同密度差组 B。各工况如表 2 所示。

为了探究加热方向对于分层及翻滚的具体影响，参照 Sugawara 等[13]的翻滚实验数据，配置密度差为 0.5wt%的盐水，保持其他操作不变，以同加热功率梯度对实验腔内与密度分层界面高度相同的侧向壁面进行加热，以保证分层上下两侧液体受热功率相同，

并记为不同加热方向组 C。

表 2 工况汇总表

序号	加热功率 (W)	浓度差 (wt%)	加热位置	序号	加热功率 (W)	浓度差 (wt%)	加热位置
A1	20	0.5	底部	B4	50	1.0	底部
A2	30	0.5	底部	B5	60	1.0	底部
A3	40	0.5	底部	C1	20	0.5	侧向
A4	50	0.5	底部	C2	30	0.5	侧向
A5	60	0.5	底部	C3	40	0.5	侧向
B1	20	1.0	底部	C4	50	0.5	侧向
B2	30	1.0	底部	C5	60	0.5	侧向
B3	40	1.0	底部				

在得到 CCD 相机记录的纹影图像之后，基于 PIVlab 进行纹影图像的后处理。首先在图像中的视场边缘和热电偶添加遮罩，避免干扰溶液区域的处理。在计算环节，依次将窗口边长设置为 128、64 和 32 像素，并进行 3 轮离散傅里叶变换，每轮结果在随后轮次中用于补偿窗口区域，以降低由粒子位移引起的信息损失，并提升速度场分辨率；最后，依据处理结果设置速度阈值以过滤异常值。图像处理完成后，根据速度场计算速度云图和涡量云图以进行后续对比分析。

2 不同工况下翻滚过程的特性分析

2.1 双扩散分层温升过程

分析实验结果之前，引入无量纲参数——瑞利数 Ra 以描述腔内受浮力和粘性力耦合影响的流动特性，在本实验中 Ra 主要受温差影响：

$$Ra = Pr \cdot Gr = \frac{\nu}{\alpha} \cdot \frac{g\beta L^3 \Delta T}{\nu^2}$$

其中， g 为重力加速度； α 为热扩散系数； β 为体积膨胀系数； ν 为运动粘度； L 为特征长度； ΔT 为温差（实验腔壁面与腔内流体温差）。

上下层间流动主要受密度梯度和温度梯度驱动的双扩散影响。可使用无量纲常数——浮升比 R_ρ 定量衡量双扩散对流的强度，其定义为溶质浓度梯度和层间温度梯度的比值：

$$R_\rho = \frac{\beta \Delta C}{\alpha \Delta T}$$

其中, ΔC 为层间浓度差。

图 4 为使用纹影法捕捉的上下层液体在不同扰动阶段下的密度波动图像, 中心竖直阴影为热电偶测温杆, 其中四个 K 型热电偶 I~IV 如图 4 (a) 纵向均匀分布。在两层液体中间, 存在密度连续变化的分界面。向实验腔中充注不同密度的两层液体后, 无外界干扰条件下液体分层能够较长时间稳定存在。开始底部加热时, 下层液体在壁面附近产生层内环流 Ω_1 , 并在层中逐步发展为 Rayleigh-Benard 对流, 此时流动局限于密度分层内部, 为扰动的初始阶段, 如图 4 (a) 所示。加热一段时间后, 下层溶液温度上升, 密度减小, 在分层界面从可观察到由下层涌向上层, 并穿过界面的越层流动 Ω_2 , 如图 4 (b) 所示。而随着溶液温度进一步升高, 界面两侧流动加剧, 上下层液体浓度差减小, 界面逐渐变薄直至完全消失。图 4 (c) 中, 持续的双扩散对流使下层热流体与上层充分混合, 界面完全消失, 此时不同密度和不同温度的流体剧烈混合, 出现翻滚现象, 实验腔内充满了小尺度“破碎涡”结构[14]。从界面消失到密度基本均匀的过程为混合阶段。混合阶段结束后, 上下层液体的密度趋于一致, 液相中出现因壁面处加热产生的稳定相内环流 Ω_3 , 如图 4 (d) 所示。

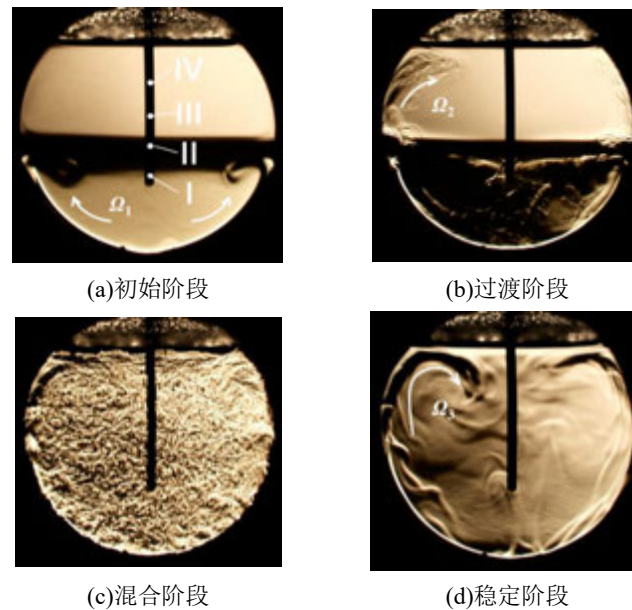


图 4 加热后分层的初始、过渡、翻滚和稳定阶段

图 5 (a) 所示为不同功率下 A 组实验流体在 II 点处的温升曲线。加热功率增高时, 温度并不是以同一速率稳定上升, 但其升温曲线趋势彼此相近。初始阶段一般占翻滚总时间的 10-15%。过渡阶段是翻滚过程持续最长的阶段。过渡阶段的特点是温度以相对稳定的速率升高。但由于近壁面处的越层流动, 上下层间存在局部热质交换, 导致升温过程伴有小幅波动。进一步加热, 溶液开始翻滚, 分层界面消失, 溶液剧烈翻腾, 此时加热时间定义为翻滚出现时间 t_r 。此时, 腔内热质交换大幅增强, 导致界面及上层液体温度快速上升。对比 A1-A5 工况, 随着加热功率的增加, 过渡阶段占总加热时间的比例不断下降。结果表明, 过渡阶段热质交换较温和, 持续时间较长, 且特征明显, 可作为翻滚发生前的临界判据, 并为及时采取措施防范混合物出现剧烈的混合过程提供帮助。

工况 C5 的加热过程中,各测点温度以相近的趋势增加,并表现出与 A 组工况相似的四个阶段,如图 5 (b) 所示。侧向施加外热流时,上下层液体同时升温,层间温差 ΔT_{CS} 与底部加热时的 ΔT_{A5} 相比大大降低,同时 Ra 和 R_ρ 均远小于 A 组工况。特别的是,过渡阶段中,浮升驱动力变小,越层流动也相对平缓,上下层内部各自形成了相对独立的 Rayleigh-Benard 流动。此时上下层液体各自与界面进行热质交换,分层界面随之变薄。过渡阶段结束时,界面基本消失,腔内液体出现大范围混溶,并出现了“类翻滚”阶段,此时上下层液体温度上升速率均显著增加。如图 5 (b) 所示,相同加热功率和密度差下,“类翻滚”出现时间远慢于 A 组翻滚(差值约 200 s)。同时,由于上下层溶液温差较低,翻滚过程腔内扰动强度弱于 A 组实验。

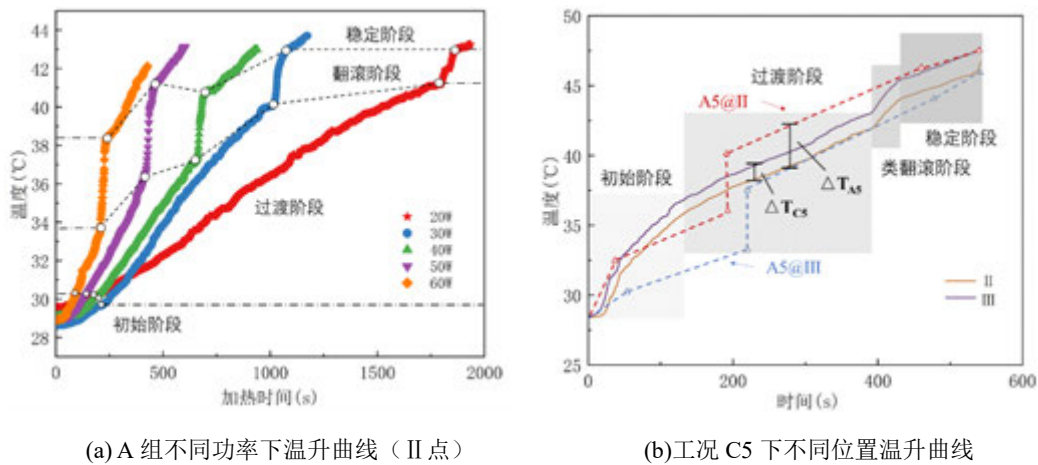
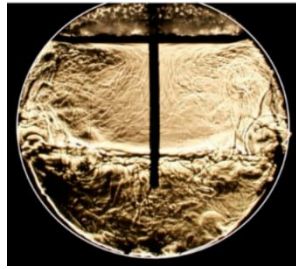


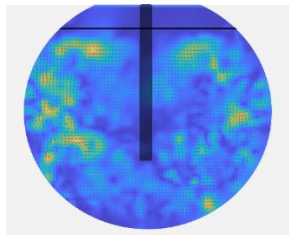
图 5 不同方向加热温升曲线对比

2.2 PIVlab 图像分析

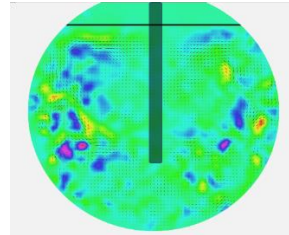
不同浓差下的纹影及 PIVlab 分析图像如图 6、7 所示。图 6 (a)、7 (a) 分别为 A5、B5 工况下加热 200 s 时的纹影图像。此时两种工况都处于过渡阶段。对比纹影图可以发现,高密度差溶液界面相对更稳定,受扰动程度较低。随着界面处的浓度输运,上下层密度差不断减小, R_ρ 随之减小,腔内溶液运动也更为剧烈。基于互相关算法得到的腔内速度与涡量分布分别如图 6 (b)、6 (c)、7 (b)、7 (c) 所示。界面附近速度分布并不均匀,沿受热壁面形成的层内自然对流在运动至界面时形成越层流动,其最大速度约为 0.012 m/s。而界面中心处只有少量热流体在浮力作用下向上运动,最大值仅为 0.009 m/s。当上下层密度差增大时,下层热流体突破界面较难,故此时上层液体受越层流动扰动较小。B5 工况中上下层液体平均速度差较 A5 工况扩大约 22%。对比图 6 (b)、7 (c) 可以发现,涡量分布与速度分布基本一致,在密度界面和气液界面处均存在较强的局部涡流。



(a)低密度差加热后纹影



(b)低密度差速度云图



(c)低密度差涡量云图

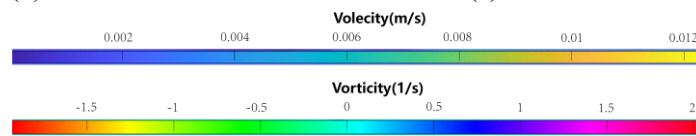
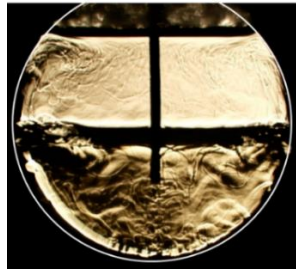
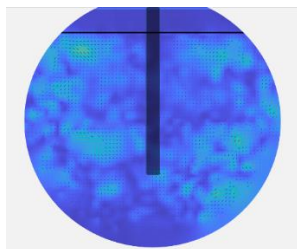


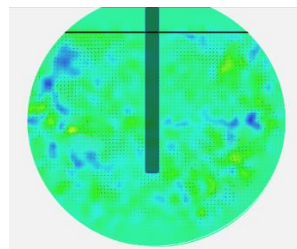
图6 低密度差下速度、涡量云图



(a)高密度差加热后纹影



(b)高密度差速度云图



(c)高密度差涡量云图

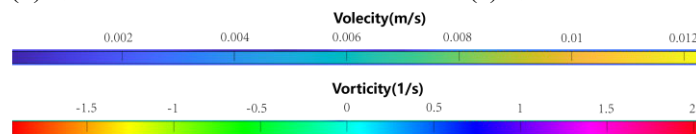


图7 高密度差下速度、涡量云图

2.3 关系式拟合

上下层密度差影响界面两侧流动结构,进而改变界面附近的传热特性。因此,可用 Ra 数衡量不同加热功率下密度差对界面两侧传热的影响,如图 8(a)所示。根据实验数据,将 Ra , R_ρ 拟合为加热功率 P 的函数。其中,功率 P 前系数 c 受运动粘度 ν 、腔内直径 L 、热扩散系数 α 、质扩散系数 β 等参数影响。对于对照组不同工况下瑞利数 Ra 、浮升比 R_ρ 和加热功率 P 之间的关系,并进一步使用 R_ρ 表示翻滚出现时间 t_r , 如下所示:

$$Ra = cP + d$$

$$R_\rho = a_1 P^{b_1}$$

$$t_r = a_2 R_\rho + b_2$$

其中, $a_1=1159.7$; $b_1=-1.01$; $c=3.67 \times 10^6$; $d=5.12 \times 10^6$; $a_2=-7.72$; $b_2=0.82$ 。

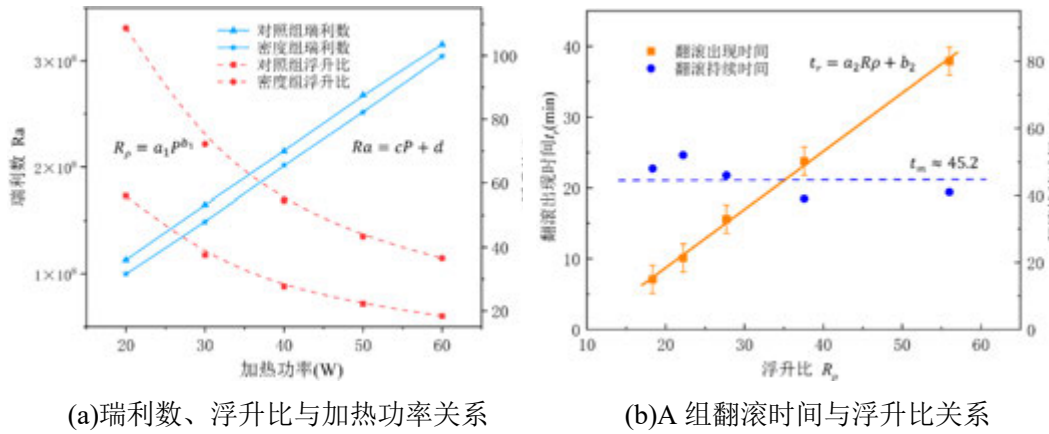


图 8 各工况下加热功率、瑞利数、浮升比及翻滚时间的关系

如图 8 (b) 所示的 A 组工况中翻滚阶段中出现翻滚和翻滚持续的时间对比指出,混合阶段的翻滚持续时间 t_m 与浮升比无关,并基本保持稳定,其平均值为 45.2 s。而 B 组密度差更大的实验中 t_m 平均值为 22.1 s。这说明实际低温混合物贮存过程中,相较于降低漏热,通过控制上下层液体密度差缩短对贮箱危害较大的混合阶段持续时间更为有效。

3 结 论

本文创新性地将纹影法应用于多组分混合物分层界面的双扩散对流研究,设计并搭建了常温混合物双扩散分层可视化实验系统。通过调整盐水溶液浓度,获得了不同密度差和不同方向外热流下密度分层界面处的密度、温度等多物理量的响应特性。并得到了以下结论:

- (1) 根据分层扰动和发展的特性,将混合物密度分层自扰动至完全消失的过程分为初始、过渡、翻滚和稳定四个阶段,并总结各阶段特征及不同工况下的变化趋势规律。其中,过渡阶段热质交换较温和,持续时间较长,且特征明显,可作为翻滚

发生前的临界判据,并为及时采取措施防范混合物出现剧烈的混合过程提供帮助。

- (2) 通过 PIVlab 互相关算法获得了不同加热功率下分层区域的速度及涡量分布。结果指出,分层界面及近壁面处运动较为剧烈,腔内最大速度在 0.012 m/s 左右。界面中心处只有少量热流体在浮力作用下向上运动,最大值仅为 0.009 m/s。涡量分布与速度分布基本一致,在密度界面和气液界面处均存在较强的局部涡流。
- (3) 引入了浮升比 R_ρ 与瑞利数 Ra 的概念以定量分析翻滚现象。拟合了 Ra 、 R_ρ 与加热功率的函数关系并得到了 A 组工况下翻滚出现时间 t_r 和翻滚持续时间 t_m 与 R_ρ 的关系。提出实际低温混合物贮存过程中,通过控制上下层液体密度差缩短对贮箱危害较大的混合阶段持续时间更为有效。

参考文献:

- [1]. 郭志钊与巨永林, 低温液氢储存的现状及其存在问题. 低温与超导, 2019. 47(06): 第21-29页.
- [2]. 贺彬与郭正东, 浅谈LNG低温储罐预冷技术. 广东化工, 2019. 46(18): 第126-127页.
- [3]. Sha, W., et al., Analysis of the interfacial instability and the patterns of rollover in multi-component layered system. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018. 126: p. 235-242.
- [4]. Zuo, Z.Q., et al., Thermal stratification suppression in reduced or zero boil-off hydrogen tank by self-spinning spray bar. International Journal of Hydrogen Energy, 2019. 44(36): p. 20158-20172.
- [5]. Zimmerman, W.B. and J.M. Rees, Rollover instability due to double diffusion in a stably stratified cylindrical tank. Physics of Fluids, 2007. 19(12): p. 123604.
- [6]. Patterson, J. and J. Imberger, Unsteady natural convection in a rectangular cavity. Journal of Fluid Mechanics, 1980. 100(01): p. 65.
- [7]. M. November, M.W.N., Natural convection in rectangular enclosures heated from below and cooled along one side. INTERNATIONAL JOURNAL OF HEAT AND MASS TRANSFER, 1987. 11(30): p. 2433-2440.
- [8]. Mugova, E. and C. Wolkersdorfer, Density stratification and double-diffusive convection in mine pools of flooded underground mines - A review. Water Research, 2022. 214: p. 118033.
- [9]. Benilov, E.S., The multicomponent diffuse-interface model and its application to water/air interfaces. Journal of Fluid Mechanics, 2023. 954.
- [10]. 王萍等, 大型LNG储罐储液翻滚特性的多阶段研究. 石油工程建设, 2016. 42(01): 第14-20页.
- [11]. Li, Y., Z. Li and W. Wang, Simulating on rollover phenomenon in LNG storage tanks and determination of the rollover threshold. Journal of loss prevention in the process industries, 2015. 37: p. 132-142.
- [12]. Gena, A.W., C. Voelker and G.S. Settles, Qualitative and quantitative schlieren optical measurement of the human thermal plume. Indoor Air, 2020. 30(4): p. 757-766.
- [13]. Y. Sugawara, A.K.A.S., Rollover Test in LNG Storage Tank and Simulation Model. Plant Construction Division, Tokyo Gas Co., Ltd., 1984.
- [14]. Xiong, S. and Y. Yang, Identifying the tangle of vortex tubes in homogeneous isotropic turbulence. Journal of Fluid Mechanics, 2019. 874: p. 952-978.

双层针翅歧管微通道热沉歧管层优化研究

汪千翔, 李延涛, 孟庆贺, 李铭晗, 纪玉龙

大连海事大学轮机工程学院, 大连, 116026

[Tel:0411-84725295](tel:0411-84725295); Email: ytl87@dlmu.edu.cn

摘要: 歧管式微通道热沉结构紧凑, 换热效率高, 有望成为大功率电子元件热管理的有效手段。为了进一步提高双层针翅歧管微通道热沉的换热能力以及温度均匀性, 本文对双层针翅歧管式微通道热沉的歧管层进行了结构设计, 并以去离子水为工质对热沉的流动与传热特性进行了数值模拟研究。结果表明, 通过改变歧管层进出口布置使得上下微通道层的工质流向异向时, 可降低热阻的同时降低了热沉表面温差。同横排进口相比, 竖排进口可以降低热阻并提高热沉的综合换热性能。进出口直径比为 1 时热沉表面温差最大, 进出口直径比小于 1 时热阻降低, 而进出口直径比大于 1 时换热能力与等于 1 时相差不大。

关键词: 歧管式微通道, 双层微通道, 针翅, 强化换热, 均温性

0 前言

根据摩尔定律^[1], 每 18 个月集成电路上可以布置的晶体管的个数会变为两倍, 与此同时芯片的性能也会相对的提高一倍。但是在性能提高的同时电子芯片所产生的热流密度也会成倍增加, 而现有的冷却技术已经无法满足性能提高后芯片的散热需求, 因此散热问题已经成为了限制芯片性能提高的一大原因^[2]。Harpole 和 Eninger 等^[3]人提出了歧管式微通道 (Manifold Microchannel, MMC) 这一概念, 该结构相较于现有的热沉具有更好的换热能力以及更低的压降, 因此歧管式微通道热沉有望成为一种解决高功率芯片散热问题的有效手段。

目前已有许多学者针对歧管式微通道热沉进行了研究, 在微通道层结构优化方面, Chen 等^[4]提出了一种直列间断的矩形肋片式歧管式微通道热沉, 该新结构的歧管式微通道热沉与传统的歧管式微通道热沉相比, 其具有更好的传热性能与更小的压降, 其平均温度可降低 6.8K, 压降可减小 15%至 25%。Wu 等^[5]对一种锯齿形肋片的歧管式微通道热沉进行了数值模拟研究, 与直通道相比锯齿形肋片使得射流冲击区域的死区的堵塞, 因此这种新结构较传统的歧管式微通道相比具有更小的压降, 同时锯齿形的尖端可以产生涡流, 从而打破热边界层使得换热能力加强。Zhou 等^[6]对歧管式微通道的肋片进行了拓扑优化, 从而得到了一种新结构的歧管式微通道热沉, 其通过改变压降的约束条件, 得出了三种结构, 这三种结构与传统的歧管式微通道热沉相比, 其换热能力得到了加强同时其压降也有所减小。Cheng 等^[7]将肋片设计成一种波浪形结构, 并运用数值模拟方法进行了研究, 其结果表明该结构可以加强整个热沉的换热能力同时可以降低压降。Mathiyazhagan Shanmugam 等^[8]运用人工神经网络的方法对传统的歧管式微通道热沉进行优化, 其目的为加强换热能力以及减小压降, 优化结构之后运用仿真软件对其进行验证, 其优化后的结构满足其起初的目的。Pan 等^[9]在原有的圆柱形针翅歧管式微通道的微通道层中间添加了肋片, 将微通道层分割为了若干区域, 使

基金项目: 本工作得到国家自然科学基金青年科学基金 (No.52006023) 资助。

得相邻区域的流动方向相反, 并对其进行了结构优化, 最终得出了一个可以使其热阻最低的结构。Nicholas Gilmore 等^[10]提出了一种可以降低压降的结构, 该结构将歧管式微通道热沉的进出口正下方的肋片去除, 从而变成了一片空白的区域, 虽然其压降降低了但是其热阻有所下降。

在歧管层的结构优化方面, Chen 等^[11]研究了锥形、抛物面形和椭圆形歧管对整个热沉的流动和传热性能的影响, 其研究结果表明锥型歧管的压降最小, 椭圆型歧管的温度均匀性最好, 抛物线型歧管的综合性能最好。Tang 等^[12]针对歧管与肋片的发散与收敛结构进行了研究, 其通过数值模拟的方法的得出, 在歧管的进出口宽度比为 1/9, 肋片的进出口宽度比为 9 时其换热能力最好。

同时在 Vafai 和 Zhu 等^[13]提出了双层微通道的概念后, 也有很多学者对其换热性能进行了研究。Shen 等^[14]提出了一种带有偏转板的双层微通道热沉结构, 并对其进行了实验研究, 研究结果表明新结构的换热性能是要优于传统结构的, 尽管该结构造成了压降的增大, 但是其综合考虑之后的效果仍要优于传统结构。Nirav Patel 等^[15]提出了一种变宽度的双层微通道热沉, 通过实验研究得知无论从热阻, 压降还是均温性, 其都要较现有结构更加适用于现实。Shen 等^[16]提出了一种具有 X 结构的双层微通道热沉, 并对其进行了数值模拟研究, 结果表明其较传统结构具有更好的温度均匀性。陈等^[17]提出了一种微通道形状为波浪形的双层微通道热沉, 通过数值模拟的方法发现该结构的均温性以及综合性能都要比传统的双层微通道热沉要好。张等^[18]针对微通道进行了结构优化, 并得出了一种新的结构, 新结构的双层微通道热沉与传统的微通道热沉相比热阻最大降低了 9.42%。

综上所述, 双层微通道具有均温性好, 压降小的优点, 而当前针对歧管式微通道热沉的研究仅仅停留在单层方面, 因此在先前的研究中本团队提出了一种双层针翅歧管微通道热沉^[19], 当前对歧管式微通道热沉的研究主要集中在微通道层结构优化, 针对歧管层的研究较少, 因此本文在之前有关微通道层研究的基础上, 针对其歧管层进行了进一步的优化设计, 并以数值模拟的方法研究了上下层流动方向、进口排布以及进出口直径比对双层针翅歧管微通道热沉传热性能的影响规律, 以实现更好的换热效果以及温度均匀性。

1 仿真方法及数据处理

1.1 控制方程和边界条件

由于本文是在单相流的情况下进行研究, 在微通道中不存在工作介质蒸发与冷凝的情况, 故控制方程如下所示:

连续性方程:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (1.1)$$

动量方程:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i u_j) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right] - \frac{\partial p}{\partial x_j} \quad (1.2)$$

能量方程:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho C_p u_i T) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) \quad (1.3)$$

其中, C_p 为定压比热容, 单位为 $J/(kg \cdot K)$, μ 为液体的黏度, ρ 为液体的密度, 单位为 kg/m^3 , λ 为流体的传热系数, 单位为 $J/(m \cdot K)$ 。

文采用 ANSYS 中的 Fluent Meshing 进行数值模拟研究, 在软件中固体材料选择为铜, 冷却工质选择为液态水, 并设置其进入温度为 293K, 进入时的压力为 0.1MPa。同时设置热沉的进口为速度进口, 出口为压力出口, 加热面的加热方式选择为恒热流密度加热, 热流密度设定为 $100W/cm^2$ 。

1.2 数值仿真方法验证

本文使用 Fluent Meshing 来绘制网格，考虑到仿真结果的准确性，在选择网格时选用了多面体网格来进行网格绘制。多面体网格相较于四面体网格具有数量少且依旧可以准确捕捉精细特征的优点。相比较于 ICEM，Fluent Meshing 的网格生成率更高，且其生成的网格更适用于复杂的几何结构去进行数值模拟计算。为了提高仿真结果的精度，本文将固液边界面设置为五层加密网格，其绘制的网格如图 1 所示。同时为了保证计算精度的同时节约计算资源，本文进行了网格无关性验证，其结果如图 2 所示。由图可知当网格数量大于 808437 个时，努塞尔数以及压降随网格的增加变化不大，故在之后的仿真模拟中我们都采用网格数为 808437 时的设置进行数值模拟计算。之后利用 Drummond^[20]的实验结果进行了仿真验证，仿真结果与实验结果对照如图 3 所示。结果表明仿真结果与实验结果相比误差不足 1%，故可认为使用的仿真方法是可靠的。

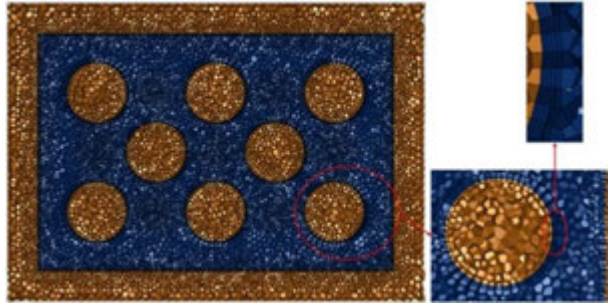


图 1 下层微通道的网格划分

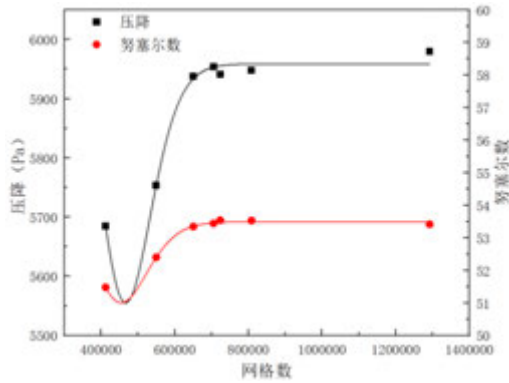


图 2 网格独立性分析

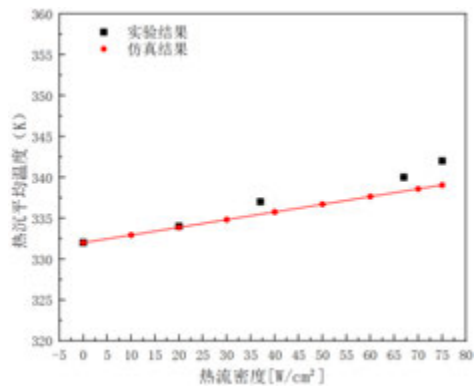


图 3 实验验证

1.3 数据处理方法

双层针翅歧管式微通道热沉的有效热阻如下所示：

$$R_{eff} = \frac{T_s - T_{av}}{q} \quad (1.4)$$

其中, T_s 为热沉的平均温度, 单位为 K, T_{av} 为流体的平均温度, 单位为 K, q 为底面热沉的热流密度, 单位为 W/cm^2 。

去离子水的平均温度:

$$T_{av} = \frac{T_{in} + T_{out}}{2} \quad (1.5)$$

其中, T_{in} 和 T_{out} 分别为去离子水的进口温度和出口温度, 其单位皆为 K。

热沉的温度均匀性由热沉的温差来决定, 即

$$\Delta T = T_{max} - T_{min} \quad (1.6)$$

其中, T_{max} 为热沉的最高温度, 单位为 K, T_{min} 为热沉的最低温度, 单位为 K。

2 仿真结果与讨论

2.1 上下层流动方向的影响

图 4 为作者在之前的研究^[19]中提出的双层针翅歧管微通道结构, 其由下到上分别为上下微通道层, 上微通道层, 出口层以及进口层, 工质的流动方式亦如图所示。其中上下微通道层并联运行, 两个微通道层的工质皆由进口层进入, 后垂直射入两层微通道之中, 经过换热之后由出口排出, 同时在出口层处布置了出口为同向的汇流槽, 将两层微通道的出口汇集起来。为使上下微通道层的流动方向相反, 我们在出口层将上下微通道层的出口分别进行汇流, 并使其汇流槽的出口分别位于热沉的两侧, 如图 5 所示。图 6 和 7 分别为上下微通道层速度分布云图, 由于上微通道层出口的汇流结构出口布置在整个热沉的右侧, 故上微通道层工质的流动方向向右, 同理下微通道层的流动方向向左, 由此实现了上下微通道层的流动方向相反。

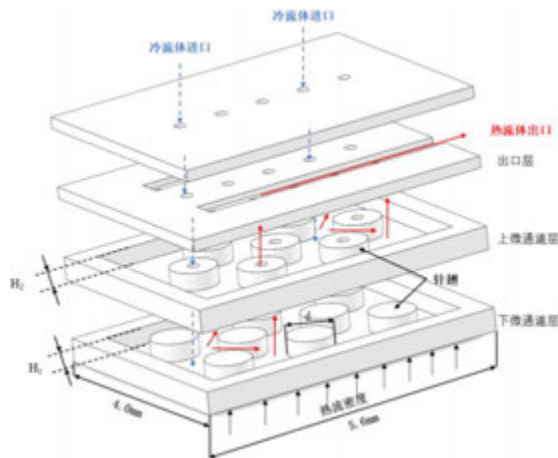


图 4 双层针翅歧管微通道热沉爆炸图

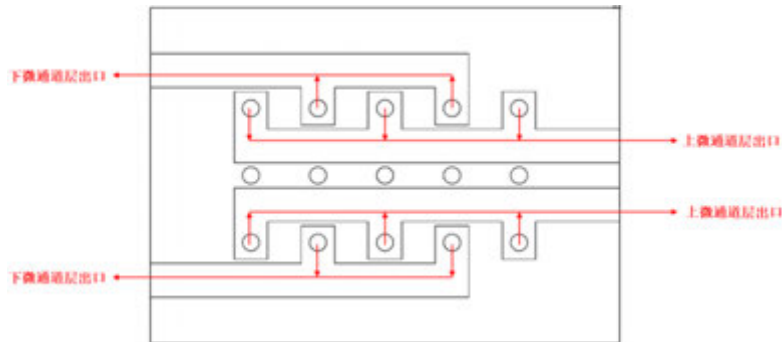


图 5 出口层布置

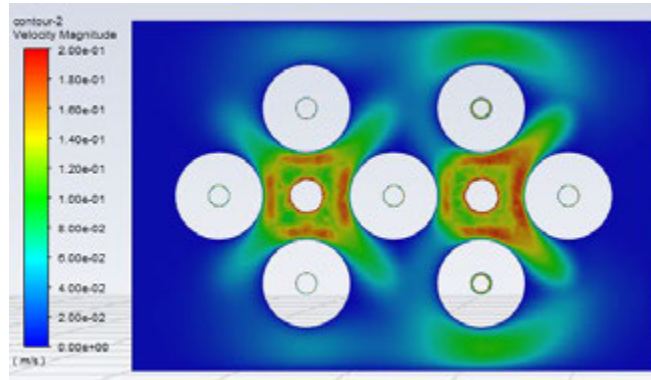


图 6 上微通道层速度分布云图

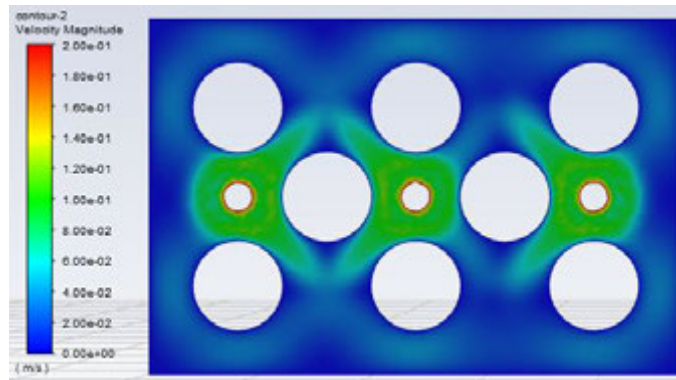
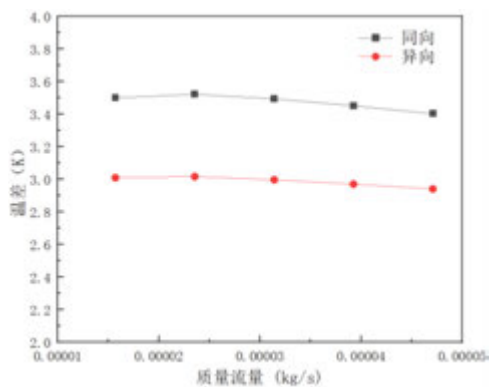
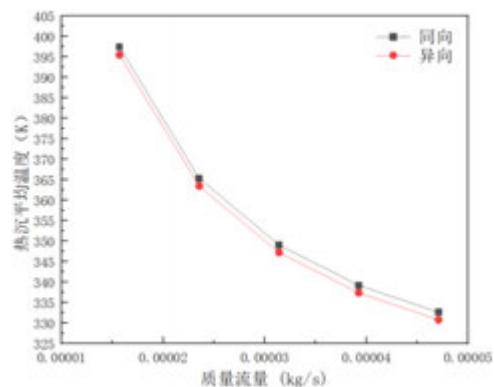


图 7 下微通道层速度分布云图

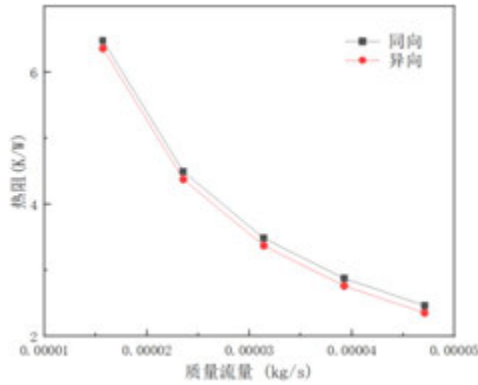
上下微通道层流动方向对双层针翅歧管式微通道热沉的流动与传热特性影响如图 8 所示。图 8 (a) 为流动方向对热沉表面温度均匀性的影响，由图可知上下微通道层的流动方向相反，可使得上下微通道层的温度梯度方向相反，导致上微通道层中的工质可以更好的冷却下微通道层的工质，进而加强了温度均匀性。图 8 (b)，(c) 为流动方向对热沉平均温度以及热阻的影响，由图可知上下微通道层的流动方向相反，可使得上下微通道层温度梯度方向相反，即上微通道层的低温区域对应着下微通道层的高温区域，进而使得温差变大，换热能力变强，热阻变小。



(a) 流动方向对温差的影响



(b) 流动方向对热沉平均温度的影响



(c) 流动方向对热阻的影响

图 8 流动方向对换热性能的影响

2.2 进口分布的影响

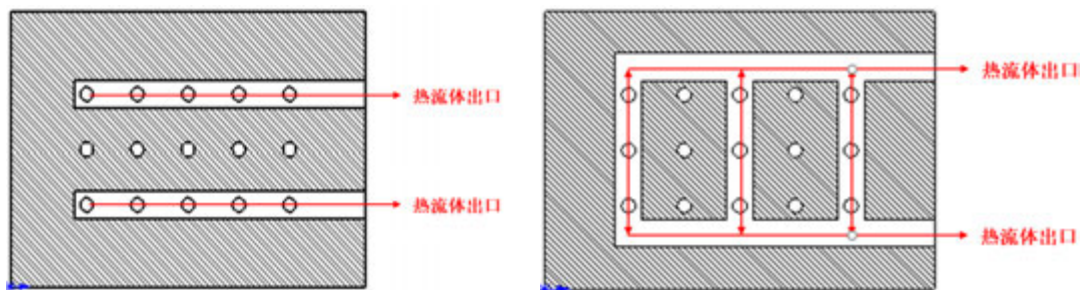
本节对歧管层进口排布的影响进行了研究。图 9 为横排进口与竖排进口结构示意图，与横排进口相比，竖排进口中上微通道层的进口未发生变化，如图 (a) 所示，上微通道层的进口为第二与第四进口，其对应着图 (b) 所示的第二排进口，只是将下微通道层的进出口进行了重新设计，即将图 (a) 所示的第一、第三以及第五进口变为如图 (b) 所示的第一排；与第三排进口。图 10 为横排出口与竖排出口结构示意图，二者下微通道层出口不同，出口的汇流槽道也有所不同，但汇流槽道的宽度、出口数量和出口方向相同。



(a) 横排进口结构

(b) 竖排进口结构

图 9 进口层分布图



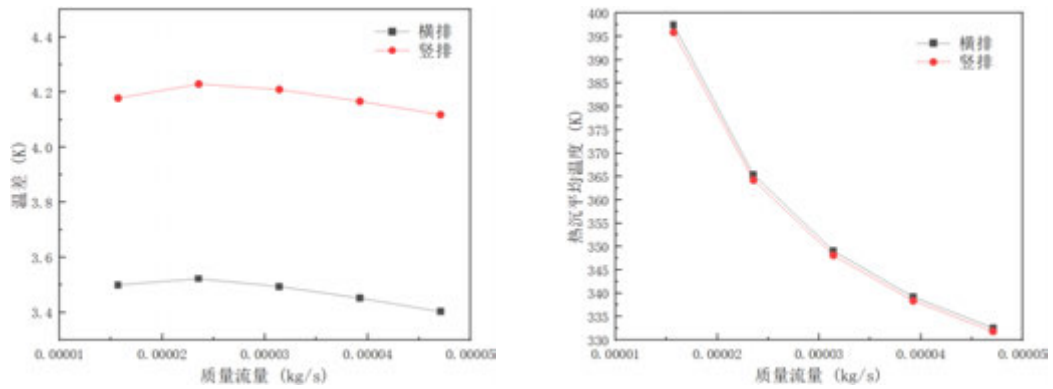
(a) 横排出口结构

(b) 竖排出口结构

图 10 出口层分布图

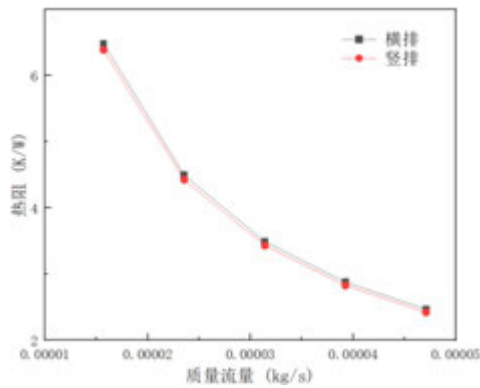
图 11 (a) 为不同进口分布对热沉表面温差的影响，如图可知在相同的质量流量下，竖排进口较横排进口温差更大。对于竖排进口，下微通道层由原来的三进口变为了四进口，即由原来的三个射流冲击区域变为了四个射流冲击区域，从而造成下微通道层射流冲击区变

大，最终导致热沉的最低温度变低，同时最高温度变化不大，故进口竖排分布的情况下，其温差更大。图 11 (b), (c) 为进口分布对热沉平均温度以及热阻的影响，竖排进口分别由于进口由三个变为四个，增强了射流冲击效果，使得下微通道层的换热能力加强，降低了热沉平均温度和热阻。



(a) 进口分布对温差的影响

(b) 进口分布对热沉平均温度的影响



(c) 进口分布对热阻的影响

图 11 进口分布对传热性能的影响

2.3 进出口直径比的影响

本节对进出口直径比对双层针翅歧管微通道热沉传热性能的影响进行了研究。图 12 所示的是上微通道层进出口，其中阴影部分为实体区域，空白部分为流体区域，进口通道的直径定义为 $D1$ ，出口通道的直径定义为 $D2$ 。通过改变进口直径大小来改变进口通道直径与出口通道直径的的比值，即进出口直径比， $\beta = D1/D2$ 。

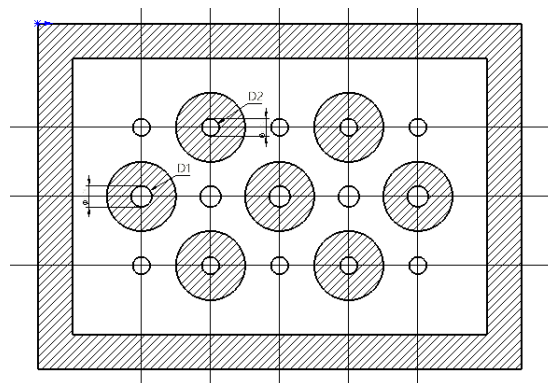
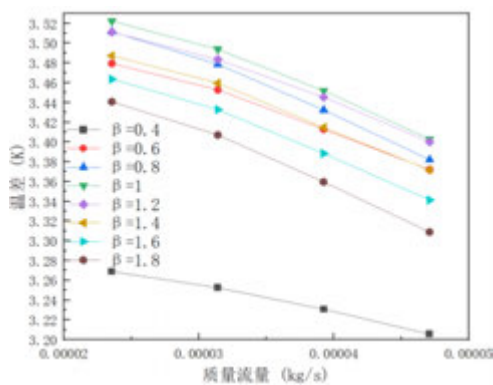


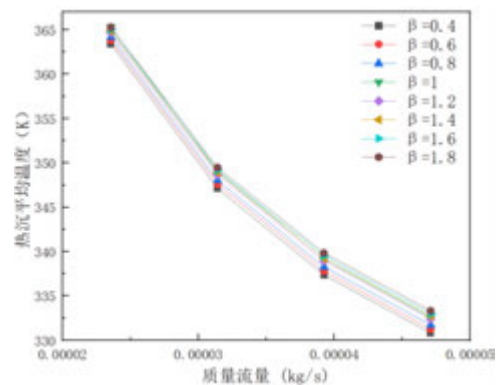
图 12 上微通道层进出口直径比示意图

图 13 (a) 为不同进出口直径比对热沉表面温差的影响，温差随流量的增大呈现出减小的趋势，且不同直径比的温差都要小于进出口直径比为 1 的情况。这是因为当进出口直径比小于 1 时，热沉的进口变小，而单层微通道的总质量流量不变，造成单个进口的流动流速增加，使得进口下方的射流冲击效果增强，迫使整个微通道层中工质的流速加快，并且上微通道层的低温区域与下微通道层两块高温区域重合，上下微通道层的温度云图如图 14、15 所示，进而加强了上微通道层对下微通道层的对流换热效果，从而使得最高温度减小，最低温度变化不大，从而使整体的温差减小，此外，温差随着直径比的减小而减小，其原因为，直径比越小，相对的进口直径越小，进而微通道层的流速越大，对流换热效果越好，使得最高温度降低；而当进出口直径比大于 1 时，随着进口直径的增加，射流冲击面积也会相应变大，导致高温区域相应的减小，从而降低最高温度，但同时由于进口直径的增加，流速下降，射流冲击效果变弱，而最低温度位于进口的正下方，导致其最低温度上升，从而使得热沉的温差降低。

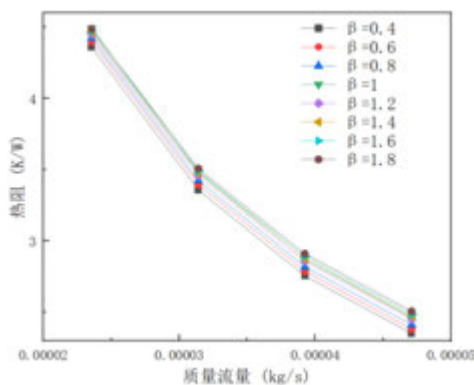
图 13 (b), (c) 为不同进出口直径比对热沉平均温度和热阻的影响，由图可知当进出口直径比小于 1 时，热阻要小于直径比为 1 的热沉的情况，这是因为进口变小，流速增大，进口下方的射流冲击变强，使其对流换热效果增强，进而热阻减小，平均温度降低；而直径比大于 1 时，热沉的热阻与直径比为 1 的热沉热阻相差不大，这是因为进口的增大，虽然可以增加射流冲击的面积，但同时也会降低工质的流速，射流冲击面积的增大可以加强换热效果，但流速的减小也减弱了换热效果，故热阻相差不大，平均温度亦相差不大。



(a) 进出口直径比对温差的影响



(b) 进出口直径比对热沉平均温度的影响



(c) 进出口直径比对热阻的影响

图 13 进出口直径比对传热性能的影响

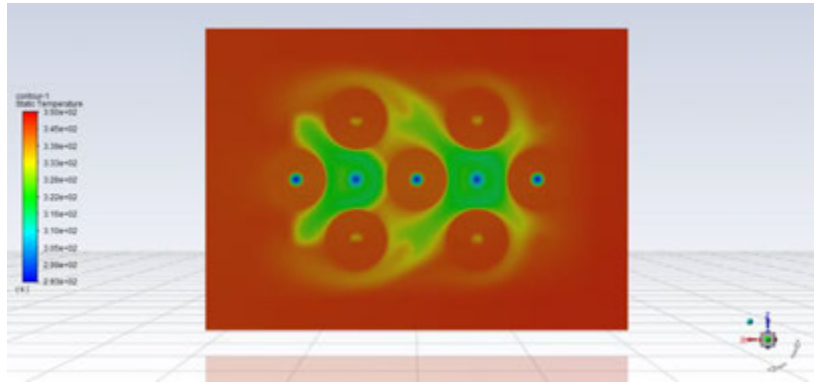


图 14 上微通道层温度云图

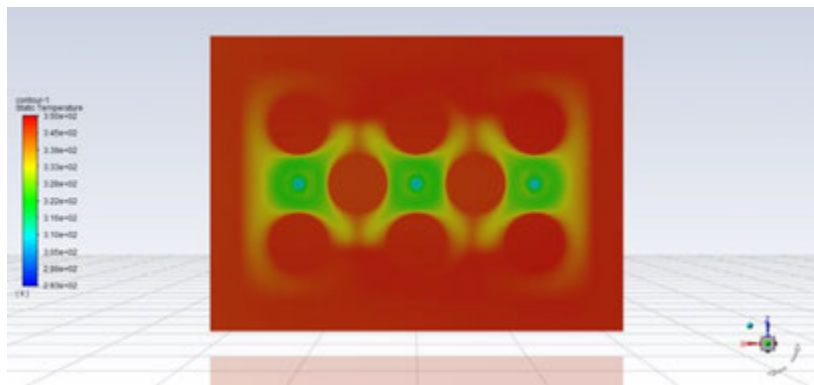


图 15 下微通道层温度云图

3 结 论

本文在对双层针翅歧管式微通道热沉的歧管层进行了设计,并以去离子水为工质对其流动和传热特性进行了数值模拟研究,结论如下:

1) 与上下层微通道流动工质顺流相比,工质逆流可以使得两层微通道的温度梯度方向相反,改善了整个热沉的温度均匀性,且由于温度梯度方向的相反,上下微通道层的高低温度区域得以对应,从而使得上微通道层可以更好的冷却下微通道层,使得整个热沉的换热能力加强,热阻减小。

2) 与横排进口相比较,竖排进口可以增加下微通道层的射流冲击面积,从而使得热沉的最低温度降低,加强了热沉的换热能力,但由于高温区域为出口下方的死区,其换热能力变化不大,导致最高温度不变,使得热沉的温差变大,温度均匀性变差。

3) 与进出口直径为 1 时相比,不同进出口直径比都可以强化热沉的温度均匀性。且当进出口直径比小于 1 时,可以明显强化整个热沉的换热能力,但当直径比大于 1 时强化换热效果不明显。

参考文献

- [1] Moore G E . Cramming more components onto integrated circuits, Reprinted from Electronics, volume 38, number 8, April 19, 1965, pp.114 ff[J]. IEEE Solid-State Circuits Newsletter, 2006, 11(3):33-35.
- [2] Raphael M , Daniel B , Michael O . Embedded Two-Phase Cooling of High Flux Electronics via Press-Fit and Bonded FEEDS Coolers[J]. Journal of Electronic Packaging, 2018.
- [3] HARPOLE G M, ENINGER J E. Micro-channel heat exchanger optimization[C]. Proceedings of the Seventh Annual IEEE Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium (SEMI-THERM VI), 1991: 59-63.

- [4] Chen B, Zhang C, Xu Y, et al. Hydrodynamic and thermal performance of in-line strip-fin manifold microchannel heat sink[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2023, 209: 124131.
- [5] Wu Z, Jiang Z, Yan W, et al. Jet microchannel with sawtooth wall for efficient cooling of high-power electronics[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2023, 206: 123955.
- [6] Zhou J, Li Q, Chen X. Micro pin fins with topologically optimized configurations enhance flow boiling heat transfer in manifold microchannel heat sinks[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2023, 206: 123956.
- [7] Cheng J, Xu H, Tang Z, et al. Multi-objective optimization of manifold microchannel heat sink with corrugated bottom impacted by nanofluid jet[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2023, 201: 123634.
- [8] Shanmugam M, Maganti L S. Multi-objective optimization of parallel microchannel heat sink with inlet/outlet U, I, Z type manifold configuration by RSM and NSGA-II[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2023, 201: 123641.
- [9] Pan Y H, Zhao R, Nian Y L, et al. Numerical study on heat transfer characteristics of a pin–fin staggered manifold microchannel heat sink[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2023, 219: 119436.
- [10] Gilmore N, Timchenko V, Menictas C. Open manifold microchannel heat sink for high heat flux electronic cooling with a reduced pressure drop[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2020, 163: 120395.
- [11] Chen C, Wang X, Yuan B, et al. Investigation of flow and heat transfer performance of the manifold microchannel with different manifold arrangements[J]. *Case Studies in Thermal Engineering*, 2022, 34: 102073.
- [12] Tang K, Lin G, Guo Y, et al. Simulation and optimization of thermal performance in diverging/converging manifold microchannel heat sink[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2023, 200: 123495.
- [13] Vafai K , Zhu L U . Analysis of two-layered micro-channel heat sink concept in electronic cooling[J]. *International Journal of Heat & Mass Transfer*, 1999, 42(12):2287-2297.
- [14] Shen H, Xie G, Wang C C, et al. Experimental and numerical examinations of thermofluids characteristics of double-layer microchannel heat sinks with deflectors[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2022, 182: 121961.
- [15] Patel N, Mehta H B. Experimental investigations on a variable channel width double layered minichannel heat sink[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2021, 165: 120633.
- [16] Shen H, Xie G, Wang C C. Thermal performance and entropy generation of novel X-structured double layered microchannel heat sinks[J]. *Journal of the Taiwan Institute of Chemical Engineers*, 2020, 111: 90-104.
- [17] 陈镇, 张清原, 王祝,等. 波浪形双层微通道流动与传热特性[J]. *中国科技论文*, 2022.
- [18] 张永栋, 蒋翠翠, 郑少鹏. 车用双层微通道散热器热性能的优化研究[J]. *汽车实用技术*, 2023, 48(8):5.
- [19] Li Y, Wang Q, Li M, et al. Investigation of Flow and Heat Transfer Performance of Double-Layer Pin-Fin Manifold Microchannel Heat Sinks[J]. *Water*, 2022, 14(19): 3140.
- [20] Drummond K P, Back D, Sinanis M D, et al. A hierarchical manifold microchannel heat sink array for high-heat-flux two-phase cooling of electronics[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2018, 117: 319-330.

螺旋锯齿翅片管束通道内流动的涡特性及其传热特性研究

杨瑞霞, 王国龙, 王朝霞, 林志敏[#], 侯博, 王良璧
(兰州交通大学机电工程学院 铁道车辆热工教育部重点实验室 甘肃 兰州 730070)
([#]Tel: 0931-4938083, Email: linzhimin@mail.lzjtu.cn)

摘要：本文采用数值方法研究了不同结构参数下的螺旋锯齿翅片管束通道内流动瞬时涡流特性和传热特性，并分析了涡特性对传热性能的影响。结果表明：在研究范围内，时均努塞尔数随着横向管节距的减小而增大，随着纵向管节距和翅片间距的增大而增大，时均欧拉数随着横向管节距的增大而减小，随着翅片间距的增大而减小；涡脱落频率随着横向管节距的增大而减小，随纵向管节距和翅片间距的增大而增大。卡门涡的脱落可以使翅片管局部换热更均匀，而在卡门涡不易脱落时，虽然在翅片管前排有更多的热量传向了低温的翅片管，但在翅片管后的换热效果明显变差，导致翅片管前后温差变大，可能造成翅片管的局部损伤，不利于翅片管的长期使用，在翅片管后产生的局部涡不利于翅片管的换热。在所研究的结构参数范围下获得了 Nu 、 Eu 与 St 与本文所研究的结构参数范围与 Re 的拟合关系式。

关键词：锯齿翅片；涡特性；传热特性； Q 准则；数值模拟

0 前言

“卡门涡街”理论的提出为圆柱绕流问题奠定了基础^[1]。之后，对圆柱管束的涡脱落和声学共振的特性研究逐渐增多^[2,3]。Hanson 和 Ziada^[4]通过实验研究了声学共振对管束的升力影响，发现谐振场造成两方面的影响，一方面形成动态升力，另一方面在管子上形成涡脱落。Khan^[5]等人同样研究了圆管束涡脱落性质。由于翅片侧的热阻较大，因此常在圆管外面增加翅片，以扩充换热面积，从而增强翅侧换热。平直翅片管是最简单的一种增加气侧换热面积的方法，已被广泛用于大型热交换设备中回收烟气。不同学者已对此进行了一定的研究^[6,7]。Mon^[8]和 Nemat^[9]等数值研究了四排平直翅片管束的瞬态流动及传热性能，均发现了马蹄形涡流效应。Jha 和 Bhaumik^[10]设计出一种新型的螺旋翅片散热器，发现在螺旋翅片产生的旋流效应使受限区间的流动显著增强，使螺旋翅片的散热效果相比平直翅片提高了四倍，可以发现螺旋翅片具有一定的传热优势。He^[11]等人实验研究了 13 种螺旋翅片管束，发现 Nu 随着 Re 、横向管节距、翅片间距的增加而增加，随着纵向管节距和翅片高度增加而降低； Eu 随着 Re 、横向管节距、纵向管节距和翅片间距的增大而减小，随着翅片高度的增大而增大。Lindqvist 和 Næss^[12]通过三种管束的小周期截面的流动进行瞬态计算流体动力学研究。结果表明，当使用有效直径对翅片管束数据进行归一化时，带翅片和不带翅片的相同管束的升力系数近似相等。Desai

和 Sonare^[13]通过实验研究发现翅片密度和翅片高度的增加会推迟翅片管阵列的失稳阈值，并与具有相同节距的普通管束相比，翅片管束临界速度的稳定性增加。

螺旋锯齿翅片由于翅化比大、气侧阻力小、重量轻、结构紧凑等特点，且螺旋锯齿翅片可以抑制大尺度涡流，具有减振作用，被广泛用于换热器及烟囱的减振中。并将螺旋翅片与锯齿翅片的传热效果进行对比，发现后者换热能力更好^[14,15]。Hamakawa^[16,17]等人实验测量了锯齿翅片管束中的涡脱落频率、间隙速度和速度波动强度，发现了两种不同频率的涡流，并发现锯齿翅片管束的涡脱落与圆管相似。Næss^[18]通过实验研究分析了管束的排列和翅片的几何形状对锯齿翅片的传热和压降性能的影响。结果表明，在流动面积最大时换热系数达到最大值，并且当横向和角对角线平面上的流动面积相等时，传热系数达到最大值，比等边管束布局高出约 15%。翅片间距和翅片高度增大时，换热系数均会增大；在翅片间距较小时，管排布置对压降性能影响不大，但增大翅片间距后压降减小，而翅片高度对压降影响不大。Lindqvist 等人对螺旋锯齿翅片管束做了一系列的研究^[19-21]，并提出了螺旋翅片与锯齿翅片管束的数值模型，对四种不同的翅片管的数值结果与实验数据进行对比，预测的传热和压降数据与实验结果接近，最大偏差分别为 13.8%和 14.4%。马有福和袁益超分别提出了翅片螺距^[22]、横向节距^[23]、纵向节距^[24]等参数对锯齿螺旋翅片换热管特性影响的实验研究。并对其换热和阻力特性的关联式进行了比较^[25]，得到了与实验结果相符最好的关联式，且偏差控制在 10%以内。Rene^[26,27]等人实验研究了横向管排数对锯齿翅片的影响，并比较了不同结构参数对螺旋翅片与螺旋锯齿翅片管的性能影响，并将其努塞尔数和压降系数与实验结果与文献方程进行比较。

综上，可以发现螺旋锯齿翅片的优点明显，注意到对于涡性能与传热阻力性能的关系研究甚少。因此本文旨在对螺旋锯齿翅片管束流动通道中不同结构参数进行研究，分析其流动阻力与传热性能，并分析传热性能与涡强度之间的关系。

1 物理模型及数学模型

1.1 物理模型

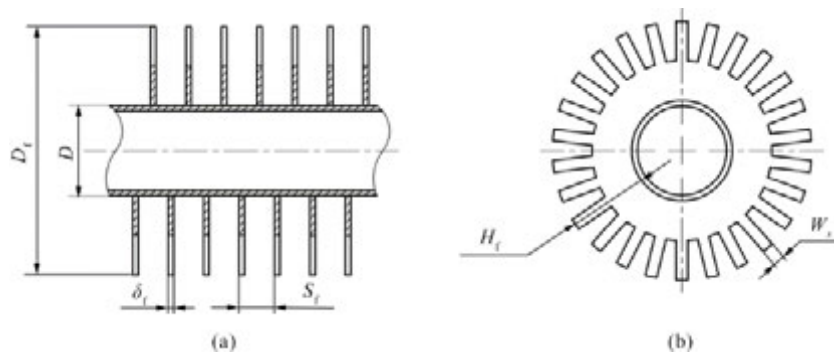


图 1 螺旋锯齿翅片管结构尺寸示意图

Figure 1 Schematic diagram of structural dimensions of spiral serrated finned tubes

如图 1 所示，为螺旋锯齿翅片管的结构尺寸示意图，其中， D 为基管外径， H_f 为翅片高度， D_f 为翅片管直径， S_1 为翅片间距， δ_f 为翅片厚度， W_s 为翅片宽度， S_1 为横向管节距， S_2 为纵向管节距。其中： $D = 31.8\text{mm}$ ， $W_s = 4.58\text{mm}$ ， $\delta_f = 1.2\text{mm}$ ， $H_f = 12.7\text{mm}$ 。

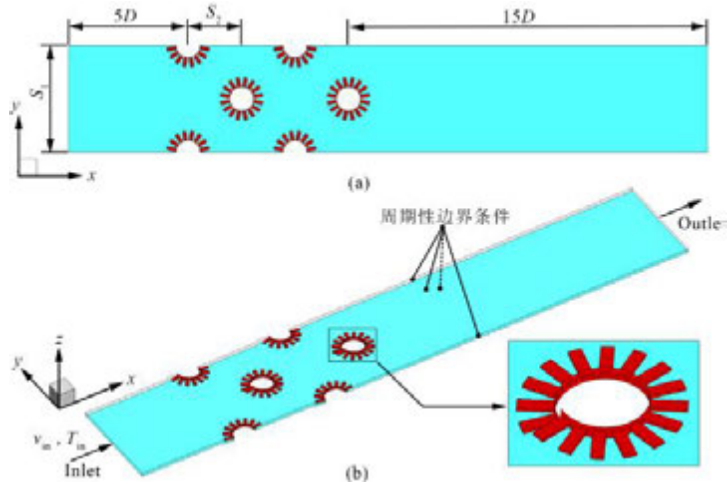


图2 螺旋锯齿翅片管结构尺寸示意图

Figure 2 Schematic diagram of structural dimensions of spiral serrated finned tubes

本文所选取的计算域如图2所示，其中入口截面距离第一排管束中心截面为 $5D$ ，出口截面距离最后一排管束中心截面为 $15D$ ；由于管束在高度方向(z 方向)具有周期性，展向(y 方向)宽度为 S_1 ，翅片高度方向(z 方向)的高度为 S_f 。据文献^[28]报道，当翅片管管排数大于等于四排时，管排数对计算结果的影响可以忽略不计。因此，本文选取四排管束作为研究对象。

1.2 控制方程

本文针对非稳态工况且雷诺数范围为 $Re = 10000-50000$ 的湍流进行模拟，为了建立数学模型，作以下基本假设：(1) 来流流体的物性参数为常数；(2) 来流流体为不可压缩流体；(3) 不计流体中的粘性耗散和质量力。计算域的控制方程如下：

连续性方程：

$$\partial u_i / \partial x_i = 0 \quad (1)$$

动量方程：

$$\partial(\rho u_k) / \partial t + \partial(\rho u_i u_k) / \partial x_i = \partial[(\mu + \mu_t) \partial u_k / \partial x_i] / \partial x_i - \partial p / \partial x_k \quad (k=1,2,3) \quad (2)$$

流体域能量方程：

$$\partial(\rho c_p T) / \partial t + \partial(\rho c_p u_i T) / \partial x_i = \partial[(\lambda + \lambda_t) \partial T / \partial x_i] / \partial x_i \quad (3)$$

固体区域能量方程：

$$\partial(\rho c_p T) / \partial t = \partial(\lambda_f \partial T / \partial x_i) / \partial x_i \quad (4)$$

其中， μ_t 和 λ_t 为湍流动力黏度和热导率，需根据湍流模型确定。 λ_f 为翅片的导热系数。

1.3 边界条件

对螺旋锯齿翅片管束换热器的计算域设置边界条件，进口等流速且恒温流体流入，出口设置为压力出口。在计算段管壁，速度边界设为无滑移边界条件，热边界为等壁温边界条件。在所截取的翅片段，速度边界设为无滑移边界条件，以温度和热流密度的连续性作为耦合边界上的热边界条件。计算域的四个边界，考虑到螺旋锯齿翅片管束在高度方向上的周期性变化，因此在计算域的四个边界均设置为周期性边界条件。

1.4 参数定义

本文的定型尺寸为等效直径 D_e ，定义式为：

$$D_e = D + (D_f - D)\delta_f / S_f \quad (5)$$

雷诺数 Re 的定义式为：

$$Re_{\max} = \rho D_e U_{\max} / \mu \quad (6)$$

式中， ρ 为流体密度； U_{\max} 为流体流经最小流动通道截面的最大流速； μ 为动力黏度。

由于流动中的部分参数呈周期性变化，本文取时间平均值来计算相关特征参数。时均努塞尔数的定义式为：

$$\overline{Nu}_m = \int_t^{t+\Delta t} Nu_m dt / \int_t^{t+\Delta t} dt \quad (7)$$

式中， Nu_m 为面积平均努塞尔数， $Nu_m = \int_A Nu_{\text{local}} dA / \int_A dA$ ； Nu_{local} 为局部努塞尔数，

$Nu_{\text{local}} = h_{\text{local}} \cdot D / \lambda$ ， h_{local} 为局部对流换热系数， $h_{\text{local}} = q_{\text{local}} / (T_{\text{in}} - T(x, y, z)|_w)$ ， λ 为流体的导热系数。

时均欧拉数的定义式为：

$$\overline{Eu}_m = \int_t^{t+\Delta t} Eu_m dt / \int_t^{t+\Delta t} dt \quad (8)$$

式中， $Eu_m = \Delta p / \rho U_{\infty}^2$ ，文献^[12]中 Δp 采用单排压差，即 $\Delta p = (p_{\text{in}} - p_{\text{out}}) / N$ (其中： p_{in} 、 p_{out} 分别为进口和出口的平均静压)，本文也采用此方法来计算； U_{∞} 为来流速度，即入口速度， $U_{\infty} = u_{\text{in}}$ 。

斯特劳哈尔数 St ：

$$St = f \cdot D / U_{\infty} \quad (9)$$

式中， f 为涡脱落频率。

2 数值方法及数值验证

2.1 数值方法

本文利用 ANSYS Fluent 软件进行数值仿真计算。选择 SIMPLE 算法进行计算，对压力项进行二阶差分格式离散，对动量方程和能量方程的对流项进行二阶迎风格式离散，扩散项进行中心差分格式离散；能量方程残差值设为 10^{-11} ，其他方程均设为 10^{-7} 。

2.2 网格独立性考核

表 1 网格独立性考核

Table 1 Grid Independence Verification

序号	网格数量	Re	Nu_m	Eu
Mesh1	66 万	30000	148.816	1.320
Mesh2	120 万	30000	158.809	1.283
Mesh3	180 万	30000	160.323	1.276
最大偏差	-	-	0.94%	0.53%

本文建立了网格数分别为 66 万、120 万、180 万的三套网格，分别计算 $Re = 30000$ 时，不同网格数的平均努塞尔数 Nu_m 和欧拉数 Eu 的结果如表 1 所示。可以发现当网格数从 120 万变化至 180 万时， Nu_m 的偏差为 0.94%， Eu 的偏差为 0.53%，其结果可认为是网格独立性解。考虑到计算经济性，本文采用网格数为 120 万的网格进行数值计算。

2.3 湍流模型选取和数值结果的验证

Nemati 和 Moghimi^[9]对九种湍流模型下的四排平直翅片管束换热器进行数值研究，发现 SST $k-\omega$ 湍流模型^[29]有更好的兼容性，并且与实验结果吻合度较高。本文选取了四种常用的湍流模型(即：RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型、Standard $k-\varepsilon$ 湍流模型、GEKO 湍流模型和 SST $k-\omega$ 湍流模型)进行数值模拟验证，并选取 Enhanced Wall Treatment 壁面函数，对四排平直翅片管束进行数值模拟计算，将所得结果与文献^[8]中的经验公式与文献^[30]中的数值仿真结果进行对比，所得结果如图 3 所示。

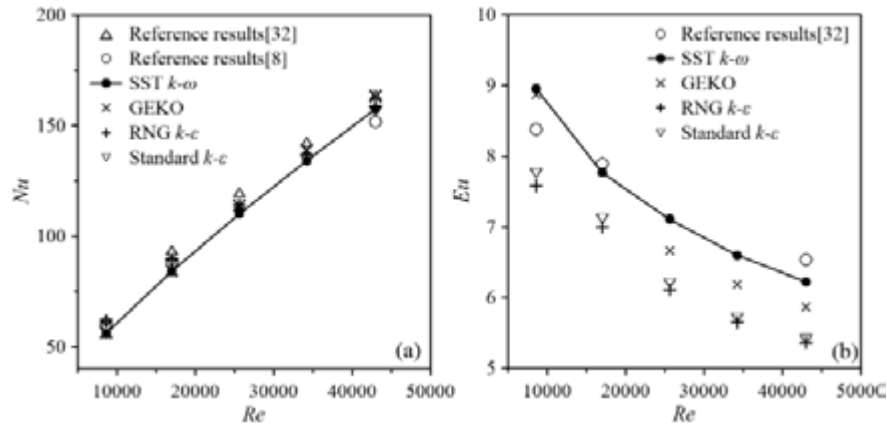


图 3 湍流模型的数值验证

Figure 3 Numerical validation of turbulence model

可以发现，在对四种湍流模型的数值模拟中，对 Standard $k-\varepsilon$ 和 RNG $k-\varepsilon$ 两种湍流模型的传热性能的预测偏差均在 7% 的范围以内，而对流动阻力性能的预测偏差高达 18%；SST $k-\omega$ 与 GEKO 两种模型对传热性能的预测偏差基本在 10% 以内，SST $k-\omega$ 模型对流动阻力性能的预测偏差在 7% 以内，GEKO 模型对流动阻力性能的预测偏差在 10% 以内，比较四种模型的综合性能，SST $k-\omega$ 与 GEKO 模型综合性较好，由于 SST $k-\omega$ 模型自身的优点，本文选取 SST $k-\omega$ 湍流模型进行数值模拟。

3 数值模拟结果与讨论

3.1 平直翅片管束与螺旋锯齿翅片管束的分析

本文旨在相同结构尺寸及流动状态下，研究不同雷诺数 Re 下的平直翅片管束和螺旋锯齿翅片管束的传热性能和流动阻力性能。在 $Re = 10000-50000$ 之间，比较了两种管束 ($S_1 / S_2 = 1.0$, $S_f = 8.47\text{mm}$) 的传热性能与流动阻力性能，结果如图 4 所示。随着雷诺数 Re 的增加，平直翅片管束与螺旋锯齿翅片管束的 \overline{Nu}_m 均呈增加趋势，而 \overline{Eu}_m 则呈现减小趋势。在本文研究范围内，当 Re 一定时， \overline{Nu}_m 提升了 27.1%-30.6%，而 \overline{Eu}_m 上升了 8%-36%。这表明螺旋锯齿翅片管对换热器的传热能力具有一定的提升作用，但同时也因为锯齿翅

片的存在，使得流动阻力有所增加。

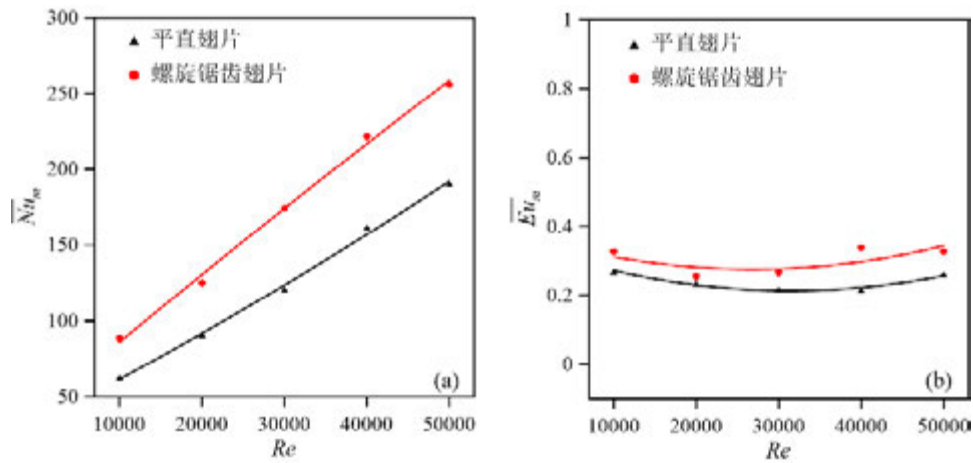


图 4 平直翅片管束与螺旋锯齿翅片管束的 \overline{Nu}_m 和 \overline{Eu}_m 随 Re 的变化

Figure 4: The sum of flat finned tube bundles and spiral serrated finned tube bundles as a function of Re

3.2 横向管节距对螺旋锯齿翅片管束的影响

3.2.1 流体流动及传热特性分析

观察图 5 发现，横向管节距不变时，随着 Re 的增大而增大，随着 Re 的增大稍有减小，但变化不太明显。当 Re 一定时，随着横向管节距的增大而减小， $S1/S2=1.2$ 的比 $S1/S2=1.5$ 增大了 6.4%-18.1%， $S1/S2=1.5$ 比 $S1/S2=2.0$ 增大了 12.8%-17.5%。同时，随着横向管节距的增大而减小， $S1/S2=1.2$ 的比 $S1/S2=1.5$ 增大了 42.4%-50.8%， $S1/S2=1.5$ 比 $S1/S2=2.0$ 增大了 44.8%-48.6%。且从图 5(b) 可以发现，相比于其他两个横向管节距的， $S1/S2=1.2$ 时，阻力大幅度增加，而其增加幅度较小，因此，在选取横向管节距时，需要考虑管节距过小而造成的阻力损失。

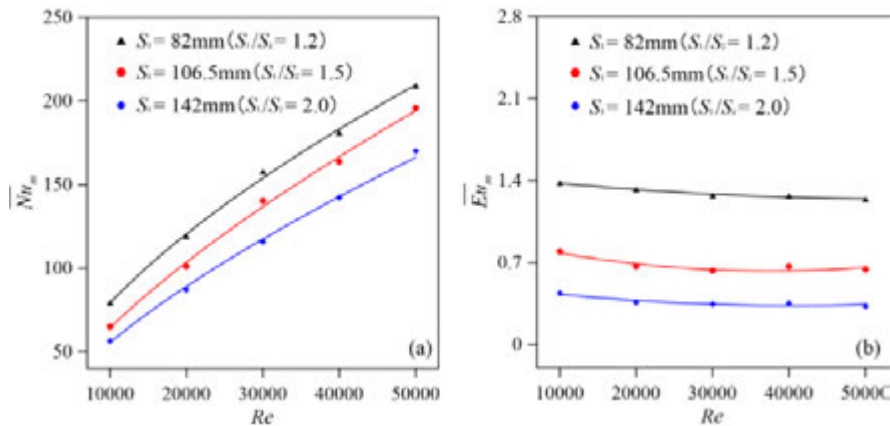


图 5 不同横向管节距下， \overline{Nu}_m 和 \overline{Eu}_m 随 Re 的变化

Figure 5: Variation of and with Re under Different Lateral Pipe Pitch

观察图 6 可以发现，在横向管节距较小时，翅片管管后产生了旋转方向相反的卡门涡，但由于流体流动面积较小并没有完全脱离翅片管，而在最后一排管处翅片管产生的

卡门涡逐渐脱落，但没有形成完整的涡脱落。随着横向管节距的增大，卡门涡越容易脱落，尽管在前排翅片管，也能产生完整的卡门涡脱落。横向管节距变大时，在翅片管流动通道内，卡门涡更容易脱落，这是因为横向管节距增大时，使流体流动阻力减小。

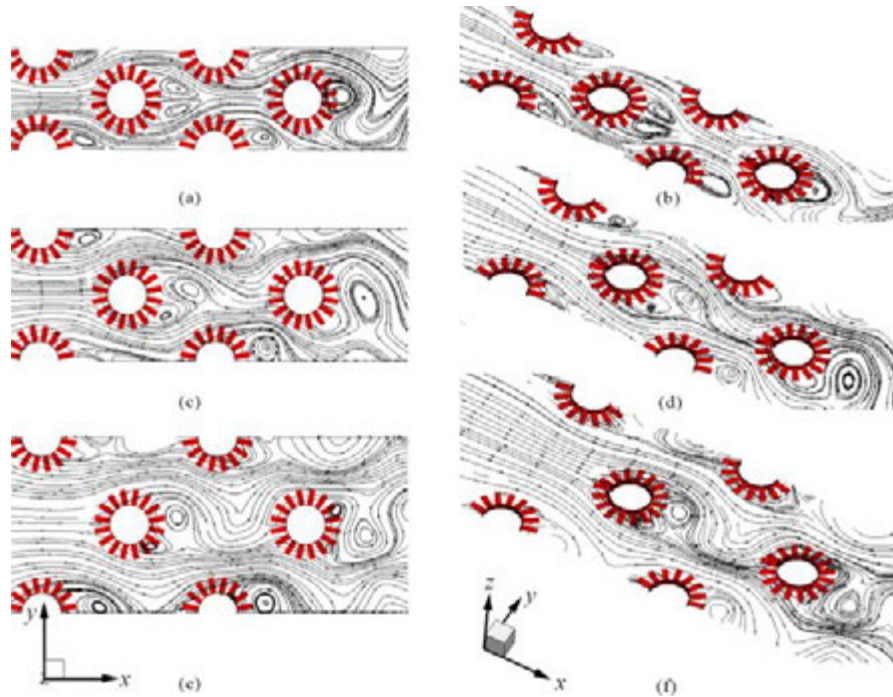


图 6 不同横向管节距的螺旋锯齿翅片管束流动通道内的局部流线图

Figure 6 Local streamline diagram in the flow channel of spiral serrated finned tube bundles with different transverse tube pitches

3.2.2 涡强度分析

由于学者们常用无量纲参数斯特劳哈尔数 St 表征瞬时涡脱落频率 f 的变化大小，本文则用此参数来表征涡脱落频率 f 的变化。

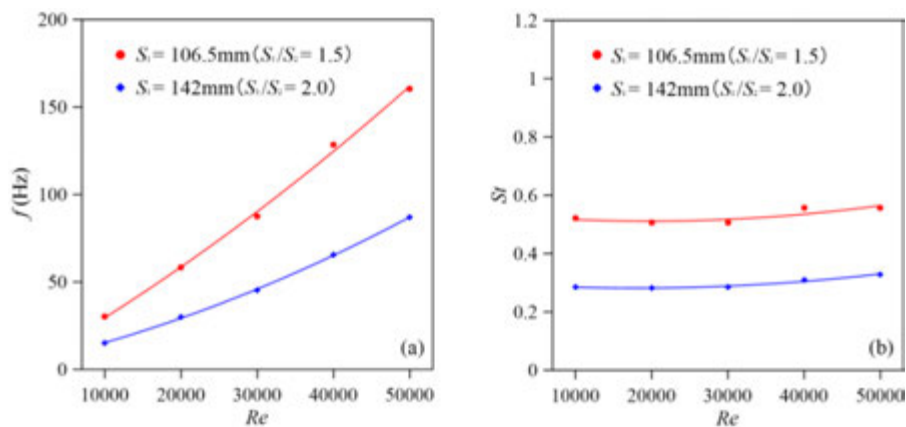


图 7 不同横向管节距下， f 和 St 随 Re 的变化

Figure 7: Changes of f and St with Re under Different Lateral Pipe Pitch

由图 7(a)可以发现, 当 Re 一定时, 涡脱落频率 f 随着横向管节距的增大而减小, 当横向管节距一定时, 涡脱落频率 f 随着 Re 的增大而增大, 且在 $Re = 10000-50000$ 范围内, $S_1 / S_2 = 1.5$ 比 $S_1 / S_2 = 2.0$ 的涡脱落频率 f 增大 45.7%-49.8%, 这是因为随着流速的增大, 来流流体所携带的能量更大, 对翅片管的冲击作用增强, 因此涡脱落速度更快。观察图 7(b)可以发现, Re 一定时, St 随着横向管节距的增大而减小, 当横向管节距一定时, St 随着 Re 的增大稍有增加。这是因为 St 的定义是由涡脱落频率与来流速度两部分决定的, 随着 Re 的增大, 流体流速随之增大, 此时, 涡脱落频率随之也增大, 因此, St 随 Re 的变化不太明显。

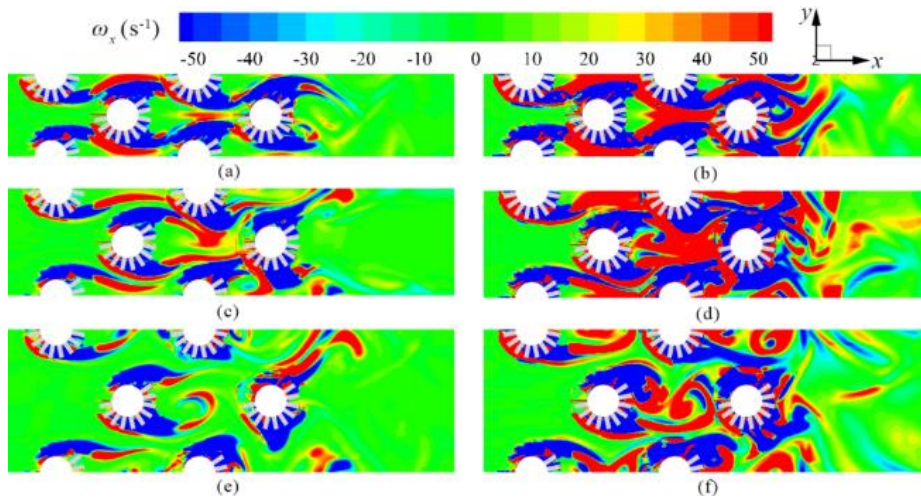


图 8 不同横向管节距, 不同 Re 下, 涡量图

(a)(b) $S_1 / S_2 = 1.2$; (c)(d) $S_1 / S_2 = 1.5$; (e)(f) $S_1 / S_2 = 2.0$; (a)(c)(e) $Re = 10000$; (b)(d)(f) $Re = 50000$

Figure 8 Vorticity plots under different lateral pipe pitches and Re

(a) (b) $S_1/S_2=1.2$ (c) (d) $S_1/S_2=1.5$; (f) $S_1/S_2=2.0$; (a) (c) $Re=10000$; (b) (d) (f) $Re=50000$

如图 8 所示, 为不同横向管节距, 不同 Re 下, 螺旋锯齿翅片管束的涡量云图, 观察同一 Re 时不同横向管间距的涡量云图变化, 可以发现, 随着横向管节距的增大, 翅片管产生的涡强度逐渐减弱, 并且发现逐渐有明显的涡的脱落变化, 这是因为随着横向管节距的增大, 翅片管对流体流动阻力减小, 使翅片管产生的涡更易脱落。随着流体流动, 涡强度逐渐减弱, 这是因为涡脱落后继续向前发展, 脱落涡所携带的能量逐渐耗散, 直至完全消散。对比不同 Re 、同一横向管节距的螺旋锯齿翅片管束的流动通道内的涡强度变化, 发现随着 Re 的增大, 涡强度增强, 且涡的分布更加紊乱, 且翅片管后涡发展的距离更远, 这是因为, 随着流速的增大, 翅片管两侧的流体更加充分地相互掺混, 流体扰动增强, 并且流体流动携带更多的能量, 从而流体能向下游运动更远的距离。

3.2.3 涡强度与传热特性的对比分析

观察图 9(a)(c)(e)可以发现, 随着横向管节距的增大, 流道内流体的温度逐渐均匀, 且在横向管节距较小时, 翅片边缘的局部温度较高, 说明翅片抑制了高温流体向下游的流动, 高温流体的更多热量传递到温度较低的翅片管, 因此其换热能力更强。

观察图 9(b)(d)(f)可以发现, 随着横向管节距的增大, 在前排管后面越容易观察到完整的涡脱落, 这时观察最后一排管的涡脱落变化, 由于在垂直于流动方向存在其他管束, 而在横向管节距增大时, 涡脱落也在横向发展, 相邻涡相互碰撞, 形成一些不太规则的涡。对比温度图与二维涡量图, 涡在翅片管垂直于来流方向的较尾部的两侧发生涡的脱落, 且在涡脱落处翅片管的局部温度较高, 而脱落的涡向前继续发展直至消散。过程中, 流道内流体与涡所在的位置的温差逐渐减小, 直至涡完全消散流道内的温度变均匀。

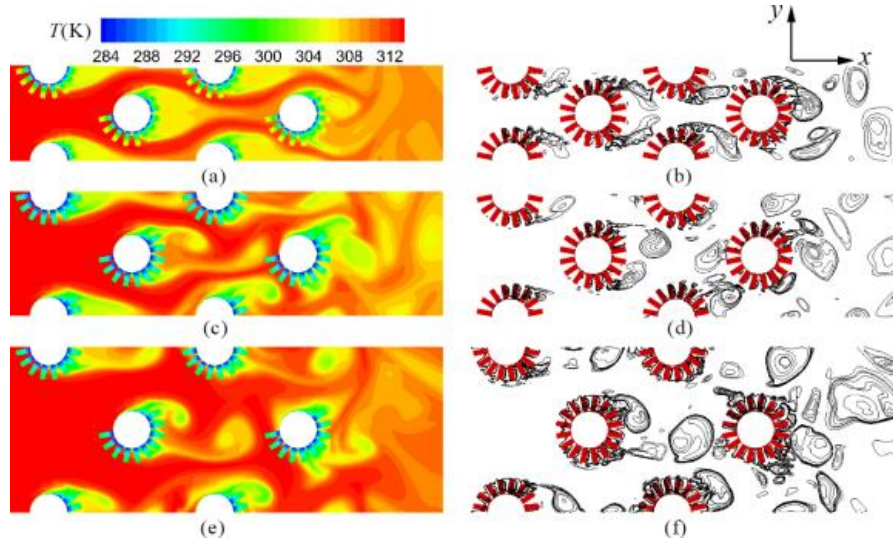


图 9 $Re = 50000$, 不同横向管节距下, 翅片管束流道内的温度图与二维涡量图
(a)(b) $S_1 / S_2 = 1.2$; (c)(d) $S_1 / S_2 = 1.5$; (e)(f) $S_1 / S_2 = 2.0$

Figure 9: Temperature and two-dimensional vorticity plots of finned tube bundles with $Re=50000$ and different transverse pitches

(a) (b) $S_1/S_2=1.2$; (c) (d) $S_1/S_2=1.5$; (e) (f) $S_1/S_2=2.0$

如图 10 所示, 为 $Re = 50000$ 时, 不同横向管节距下的翅片管的局部努塞尔数 Nu_{local} 与局部三维涡结构, 观察图 10(a)(c)(e)可以发现, 随着横向管节距的增大, 翅片管的 Nu_{local} 逐渐变得均匀, 且在翅片管迎流及翅片管尾流处, Nu_{local} 较小, 在翅片管两侧 Nu_{local} 较大。观察图 10(b)发现, 在第二排翅片管后形成了卡门涡, 但由于横向管节距较小, 抑制了卡门涡的脱落, 并将两个涡挤压变形, 而在第四排管形成了稍微完整的涡, 同时发现此排脱落的涡与横向相邻排的管束产生的涡发生了融合, 此现象在横向管节距增大时更加明显, 如图 10(d)和 10(f)所示。随着横向管节距的增大, 可以发现较为完整的涡脱落, 在碰到下一排管时, 涡发生变形并向前流动。对比两者的变化可以发现, 卡门涡的脱落可以使翅片管局部换热更均匀, 而在卡门涡不易脱落时, 虽然在翅片管前排有更多的热量传向了低温的翅片管, 但在翅片管后的换热效果明显变差, 导致翅片管前后温差变大, 可能造成翅片管的局部损伤, 不利于翅片管的长期使用。

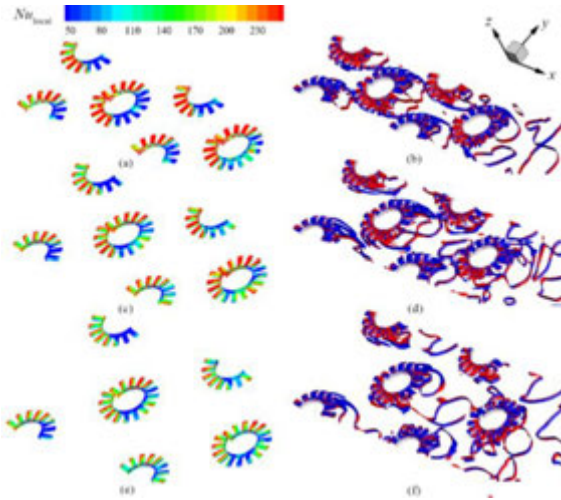


图 10 $Re = 50000$, 不同横向管节距下, Nu_{local} 与局部涡结构

(a)(b) $S_1 / S_2 = 1.2$; (c)(d) $S_1 / S_2 = 1.5$; (e)(f) $S_1 / S_2 = 2.0$

Figure 10. Nu_{local} and local vortex structures under different transverse pitches with $Re=50000$

(a) (b) $S_1/S_2=1.2$ (c) (d) $S_1/S_2=1.5$; (f) $S_1/S_2=2.0$

3.3 纵向管节距对螺旋锯齿翅片管束的影响

3.3.1 流体流动及传热特性分析

如图 11 所示, 可以发现在纵向管节距不变时, \overline{Nu}_m 随着 Re 的增大而增大, \overline{Eu}_m 随着 Re 的增大稍有减小后又有一定的增加。当 Re 一定时, \overline{Nu}_m 随着纵向管节距的增大而增大, 继续增大到一定程度后, 纵向管节距变化不太明显。而 \overline{Eu}_m 随着纵向管节距的增大而稍有减小。当纵向管节距有一定增加时, 对换热能力具有一定的增强作用, 当进一步增大纵向管节距时, 对换热能力与阻力变化影响不大; 这是因为, 当纵向管节距较小时, 翅片管对流体流动具有一定的阻碍作用, 此时抑制了流体流动, 换热能力较差。当纵向管节距增大后, 翅片管对流体流动的抑制作用减小, 其换热能力有一定的增强, 但继续增大纵向管节距时, 纵向管节距对流体的作用已经不太明显。

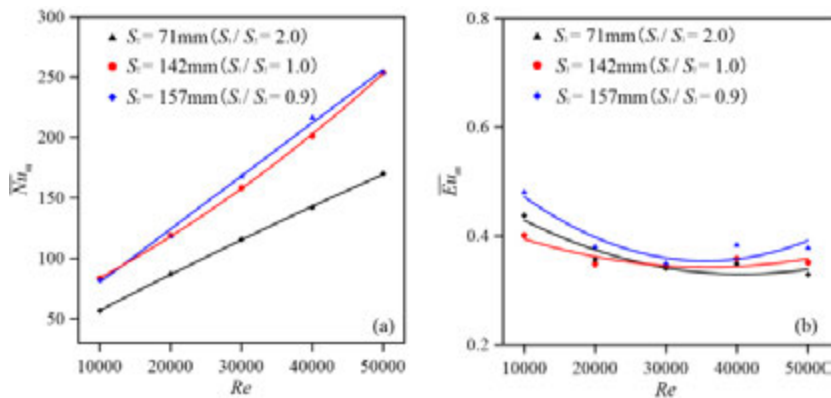


图 11 不同纵向管节距下, \overline{Nu}_m 和 \overline{Eu}_m 随 Re 的变化

Figure 11: Variation of \overline{Nu}_m and \overline{Eu}_m with Re under Different Longitudinal Pipe Pitch

观察图 12 发现在管后均产生了旋转方向相反依次脱落的卡门涡，并发现除了卡门涡产生外，在翅片管尾流还形成较小的尾涡。观察图 12(e)和(f)，发现管后的卡门涡，由于纵向管节距较小，在向下游移动时碰撞，融合，直至消散。随着纵向管节距的增大，翅片管后脱落的涡在向前发展时受到下一排管束的影响逐渐减小。

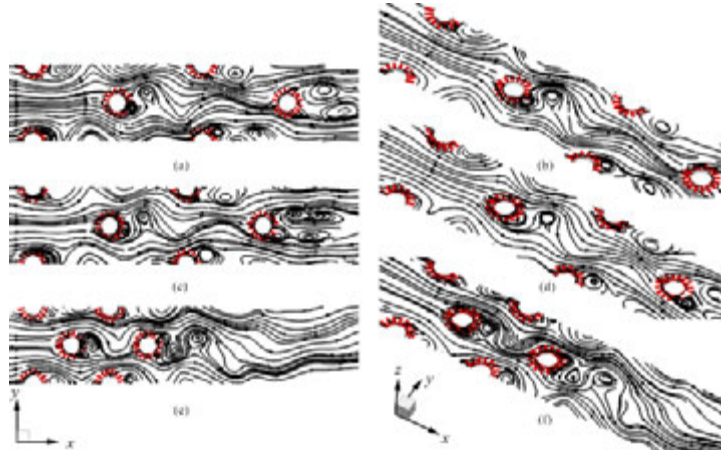


图 12 不同纵向管节距的螺旋锯齿翅片管束流动通道内的局部流线图

(a)(c)(e) 二维(x-y 平面); (b)(d)(f) 三维; (a)(b) $S_1 / S_2 = 0.9$; (c)(d) $S_1 / S_2 = 1.0$; (e)(f) $S_1 / S_2 = 2.0$

Figure 12 Local streamline diagram of helical serrated fin tube bundles with different longitudinal pitches

(a), (c), (e) two-dimensional (x-y plane) (b) (d) (f) Three dimensions; (a) (b) $S_1/S_2=0.9$; (c) (d) $S_1/S_2=1.0$

(e) (f) $S_1/S_2=2.0$

3.3.2 涡强度分析

如图 13 所示，纵向管节距一定时， f 随着 Re 的增大而增大；当增大纵向管节距时，相同 Re 下的翅片管 f 增大，当纵向管节距增大到 142mm 时，对涡脱落频率影响不大。这是因为在流向受到的流动阻力减小，促进了翅片管的涡脱落。而对于 St 的变化，可以发现 St 随着 Re 增大有较小的增加，但是变化不明显，改变纵向管节距后， St 随着纵向管节距的增大而有所减小，尽管 f 有一定的增加，但是由于来流速度的影响，使 St 反而有所下降，但是变化不大。

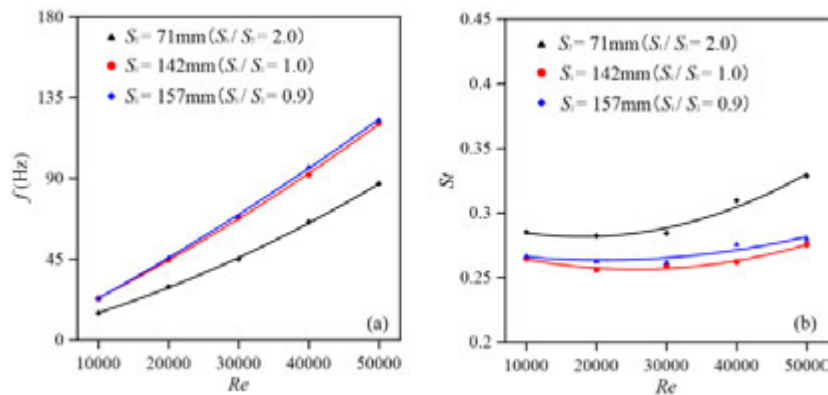


图 13 不同纵向管节距下， f 和 St 随 Re 的变化

Figure 13: Changes of f and St with Re under Different Longitudinal Pipe Pitch

如图 14 所示，发现翅片管束流道内的涡强度随着 Re 的增大有明显的提升，在纵向管节距较大时，翅片管的前排产生的涡向前发展，涡强度逐渐减弱直至消散；在后排产生的涡，与前排涡变化近似。而当纵向管节距较小时，前排产生的涡在脱落后碰到下一排管束，发生碰撞后继续发展，并和下一排涡进行一定的融合，而在下排产生的涡，发生涡脱落，随着流体向前发展，涡的能量逐渐耗散，涡强度减弱，并且脱落的涡消散。

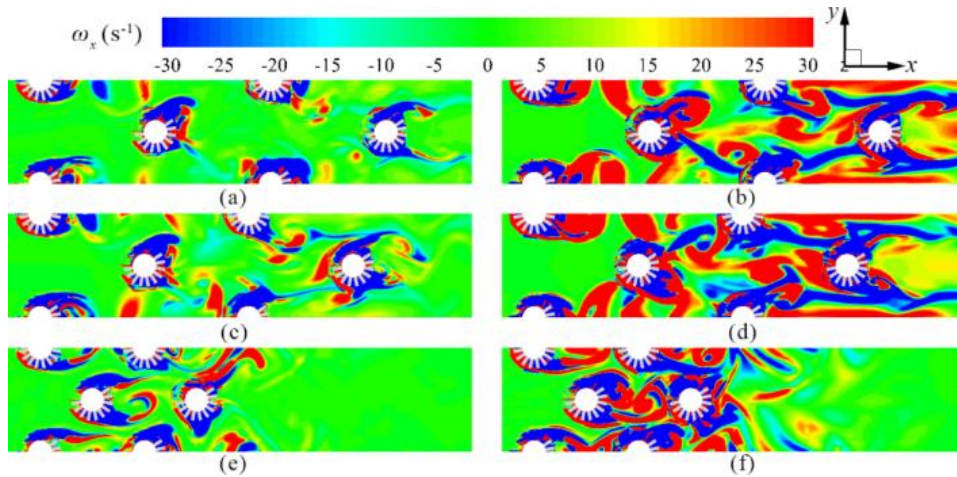


图 14 不同纵向管节距，不同 Re 下，涡量图

(a)(b) $S_1 / S_2 = 0.9$; (c)(d) $S_1 / S_2 = 1.0$; (e)(f) $S_1 / S_2 = 2.0$; (a)(c)(e) $Re = 10000$; (b)(d)(f) $Re = 50000$

Figure 14 Vorticity plots under different longitudinal pipe pitches and Re

(a) (b) $S_1/S_2=0.9$; (c) (d) $S_1/S_2=1.0$; (e) (f) $S_1/S_2=2.0$; (a) (c) (e) $Re=10000$; (b) (d) (f) $Re=50000$

3.3.3 涡强度与传热特性的对比分析

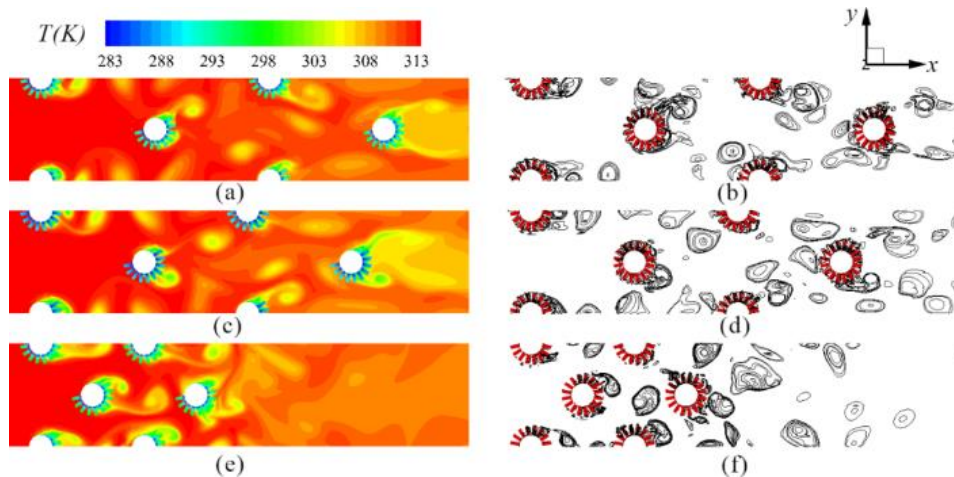


图 15 $Re = 50000$ ，不同纵向管节距下，翅片管束流道内的温度图与二维涡量图

(a)(b) $S_1 / S_2 = 0.9$; (c)(d) $S_1 / S_2 = 1.0$; (e)(f) $S_1 / S_2 = 2.0$

Figure 15. $Re=50000$ Temperature and two-dimensional vorticity map of finned tube bundles under different longitudinal pitches

(a) (b) $S_1/S_2=0.9$; (c) (d) $S_1/S_2=1.0$; (e) (f) $S_1/S_2=2.0$

观察图 15，发现随着纵向节距增大，温度变化逐渐均匀。在纵向管节距较小时，由于流向有管束的抑制作用，涡脱落后向前发展到下一排，然后发生碰撞变形，产生的涡混合并向下游发展。而在纵向管节距较大时，涡向前发展一段距离，所带能量逐渐耗散，到下一排时一部分涡已经消散，而剩余的涡与下排产生的涡发生碰撞混合，所以前排管束对后排管束影响不大。在涡产生和脱落的位置处，局部温度也比较小，因此认为卡门涡的脱落有利于翅片管流动通道内的传热变化。

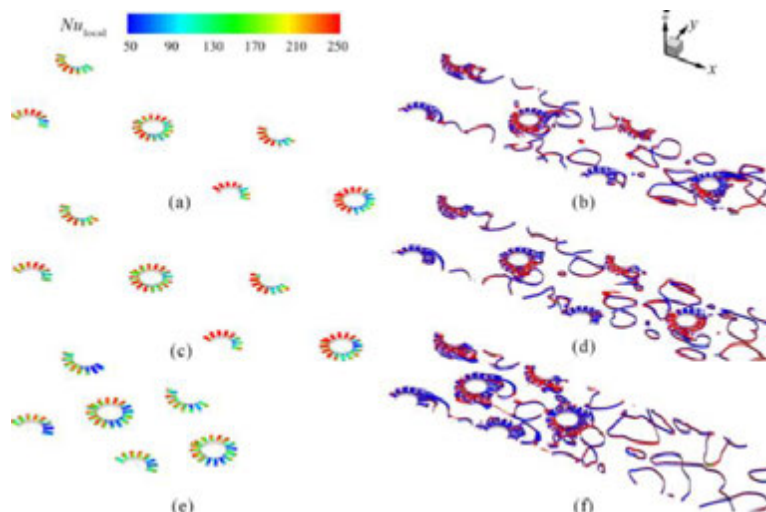


图 16 $Re = 50000$ ，不同纵向管节距下， Nu_{local} 与局部涡结构

(a)(b) $S_1 / S_2 = 0.9$; (c)(d) $S_1 / S_2 = 1.0$; (e)(f) $S_1 / S_2 = 2.0$;

Figure 16. Under different longitudinal pipe pitches with $Re=50000$, Nu_{local} and local vortex structures (a)

(b) $S_1/S_2=0.9$; (c) (d) $S_1/S_2=1.0$; (e) (f) $S_1/S_2=2.0$

如图 16 所示，观察螺旋锯齿翅片管的 Nu_{local} 变化，随着纵向管节距的增大， Nu_{local} 分布逐渐均匀，翅片管的 Nu_{local} 有一定的提升，说明纵向管节距的增大对翅片管换热具有一定的促进作用。对比 Nu_{local} 与局部涡结构的变化关系，发现在翅片管来流处及翅片管尾部两侧 Nu_{local} 均较小，而在卡门涡脱落处 Nu_{local} 较大。说明卡门涡的脱落促进翅片管的换热，而在尾流产生局部涡的位置， Nu_{local} 较小，此时的涡不利于翅片管的换热。

3.4 翅片间距对螺旋锯齿翅片管束的影响

3.4.1 流体流动及传热特性分析

如图 17 所示，发现当翅片间距不变时， \overline{Nu}_m 随着 Re 的增大而增大， \overline{Eu}_m 随着 Re 的增大稍微有减小；当 Re 一定时， \overline{Nu}_m 随着翅片间距的增大而增大，这是因为，当翅片间距增大时，流动的面积增大，阻力减小，且翅片管上下流体混合更加充分，因此翅片管传热增强。当翅片间距增加到 $S_f / D = 0.16$ 后，继续增加翅片间距，对换热能力也有一定的提升。因此，翅片间距在一定范围内对翅片管换热能力具有较好的增强作用。

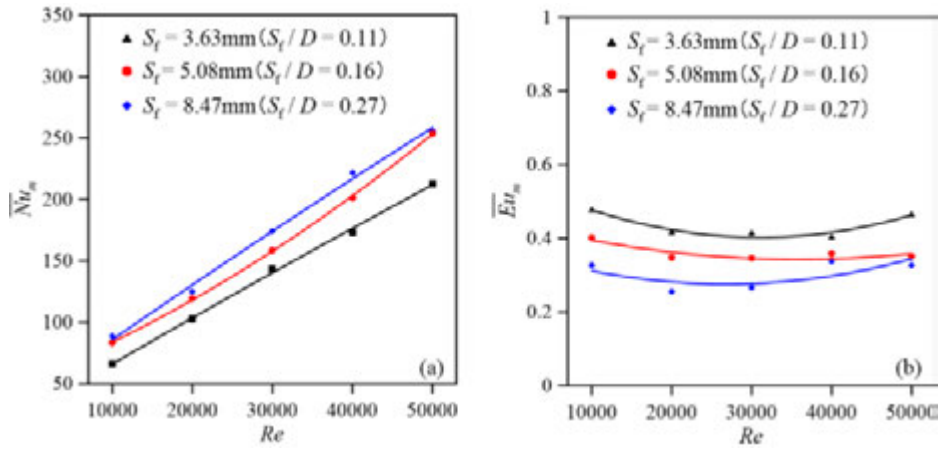


图 17 不同翅片间距下, \overline{Nu}_m 和 \overline{Eu}_m 随 Re 的变化

Figure 17: Variation of \overline{Nu}_m and \overline{Eu}_m with Re under Different Fin Spacing

图 18 所示, 在管后均能观察到涡的脱落, 且随着流体流动, 卡门涡逐渐消散, 在第二排脱落的涡随着流体流动与其他翅片管束的干涉作用, 很快消散, 在第四排脱落的涡随着流体流动, 向前发展并且在翅片下游两侧均发现局部尾涡, 且不随卡门涡脱落。

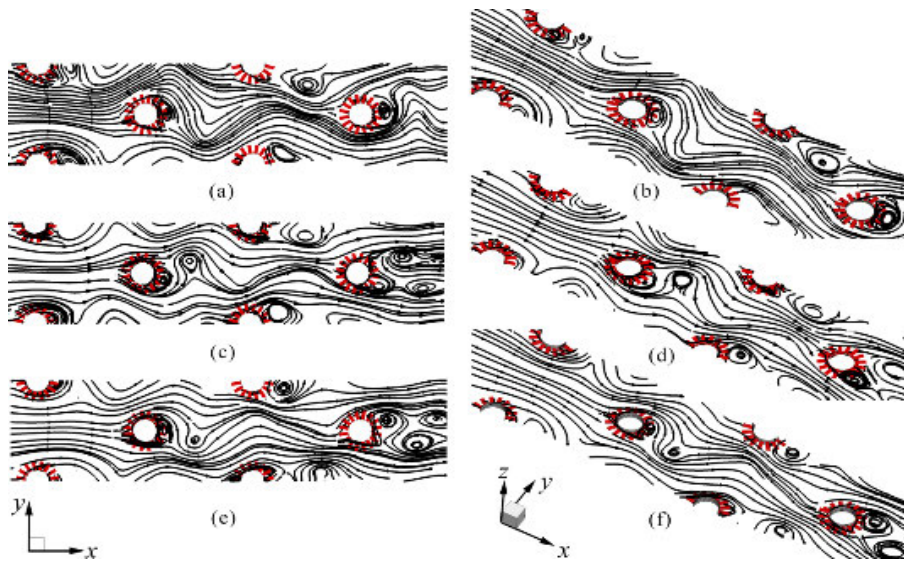


图 18 不同翅片间距的螺旋锯齿翅片管束流动通道内的局部流线图

(a)(c)(e) 二维(x-y 平面); (b)(d)(f) 三维; (a)(b) $S_f/D = 0.11$; (c)(d) $S_f/D = 0.16$; (e)(f) $S_f/D = 0.27$

Figure 18 Local streamline diagram of helical serrated fin tube bundles with different fin spacing

(a)(c)(e) two-dimensional (x-y plane); (b) (d) (f) Three dimensions; (a) (b) $S_f/D=0.11$; (c) (d) $S_f/D=0.16$; (f) $S_f/D=0.27$

3.4.2 涡强度分析

如图 19 所示, 发现翅片间距不变时, f 随着 Re 的增大而增大, St 随着 Re 的增大有一定的提升, 但是变化不太明显。 Re 一定时, f 随着翅片间距的增大而增大。而对于 St

的变化,发现翅片间距的增大对 St 的增大具有促进作用,但是作用不太明显;并且由于 St 受两方面的因素影响,即 U_∞ 与 f 的影响, St 与 f 的变化无一致性。

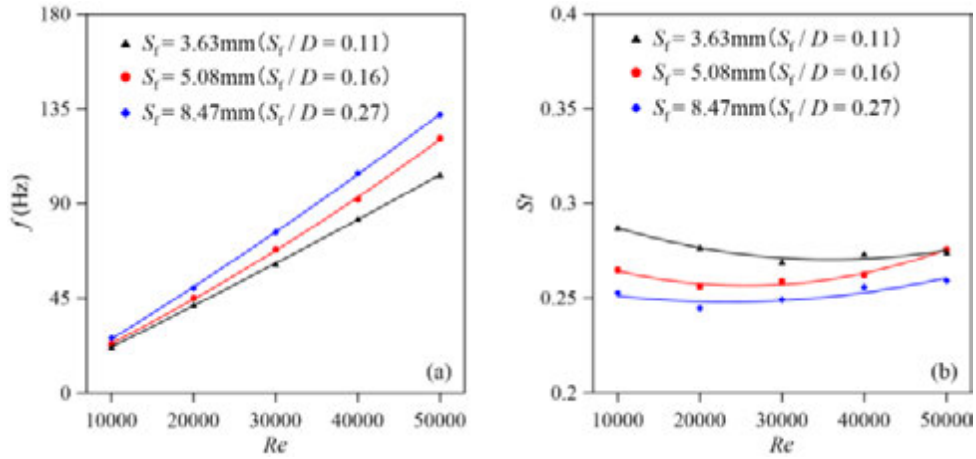


图 19 不同翅片间距下, f 和 St 随 Re 的变化

Figure 19 Changes in f and St with Re under Different Fin Spacing

根据图 20 所示不同翅片间距下, $Re = 10000$ 和 50000 时, 涡量云图的变化, 通过观察图 20(a)、(c)、(e)和图 20(b)、(d)、(f)可以发现, 当 Re 相同时, 随着翅片间距的增大, 涡强度也随之增强, 且涡的发展变得更加紊乱。这是因为翅片间距增大后, 翅片间的扰动更大, 更能充分混合。同时, 对比涡量图, 发现随着 Re 的增大, 涡强度也随之增大。此外, 流速增大会导致流体流动产生的扰动变大。在翅片间距较大时, 涡强度较大, 涡向下游能发展更远的距离, 并逐渐消散。

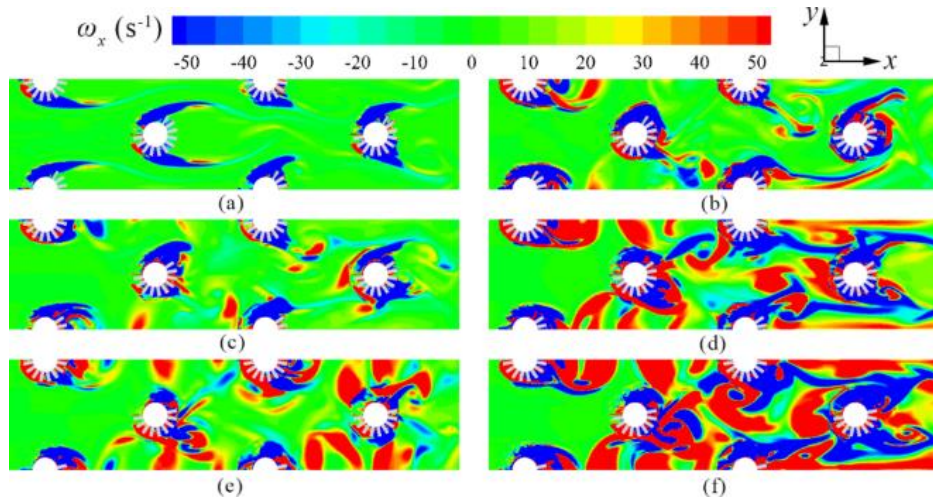


图 20 不同翅片间距, 不同 Re 下, 涡量图

(a)(b) $S_f/D=0.11$; (c)(d) $S_f/D=0.16$; (e)(f) $S_f/D=0.27$; (a)(c)(e) $Re=10000$; (b)(d)(f) $Re=50000$

Figure 20 Vorticity plot under different fin spacing and Re

(a)(b) $S_f/D=0.11$ (c)(d) $S_f/D=0.16$; (e) (f) $S_f/D=0.27$; (a) (c) (e) $Re=10000$; (b) (d) (f) $Re=50000$

3.4.3 涡强度与传热特性的对比分析

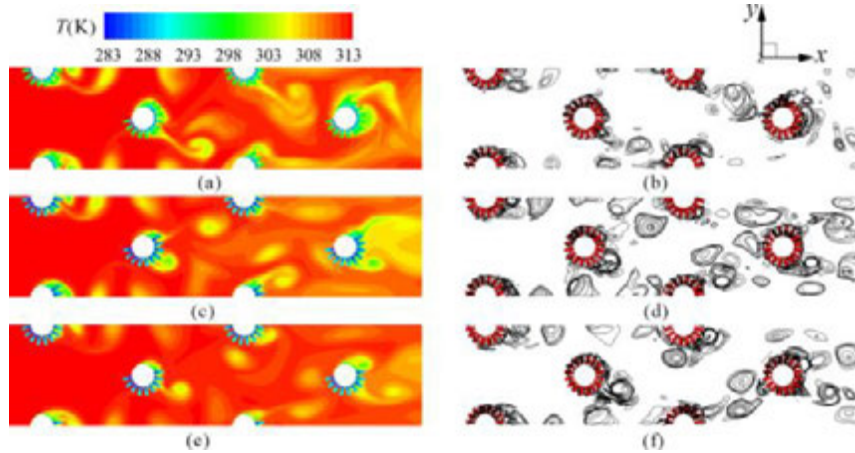


图 21 $Re = 50000$ ，不同翅片间距下，翅片管束流道内的温度图与二维涡量图

(a)(b) $S_f / D = 0.11$; (c)(d) $S_f / D = 0.16$; (e)(f) $S_f / D = 0.27$

Figure 21: Temperature map and two-dimensional vorticity map of finned tube bundles with $Re=50000$ and different fin spacing

(a) (b) $S_f/D=0.11$; (c) (d) $S_f/D=0.16$; (e) (f) $S_f/D=0.27$

观察图 21(a)、(c)、(e)，随着翅片间距的增大，通道内的温度分布更加均匀，在下游的温差随着翅片间距增大而变大。观察图 21(b)、(d)、(f)，不同翅片间距的管束均能发生涡的完整脱落，并随着流体向下游移动，与下一排产生的涡碰撞后变形，并向下游移动。涡向下游流动的同时，横向也运动了一定的距离，因此在垂直于流动方向的横向产生的涡之间也具有一定的影响。

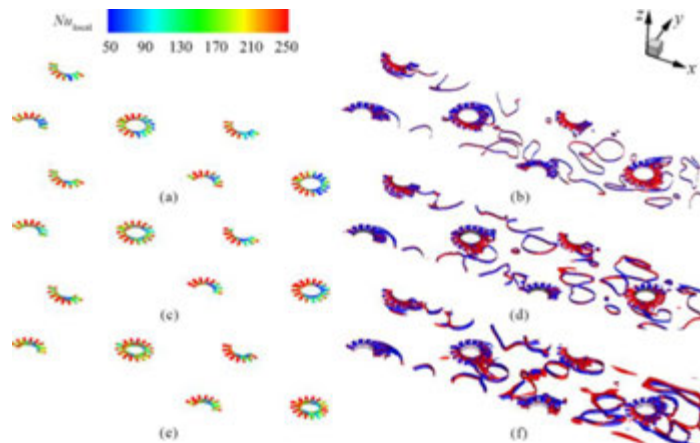


图 22 $Re = 50000$ ，不同翅片间距下， Nu_{local} 与局部涡结构

(a)(b) $S_f / D = 0.11$; (c)(d) $S_f / D = 0.16$; (e)(f) $S_f / D = 0.27$

Figure 22: Nu_{local} and local vortex structures with $Re=50000$ and different fin spacing

(a) (b) $S_f/D=0.11$ (c) (d) $S_f/D=0.16$; (f) $S_f/D=0.27$

如图 22 所示，在研究 $Re = 50000$ 时，不同翅片间距的 Nu_{local} 的变化时，利用 Q 准

则分析了三维涡结构的变化。对比不同翅片间距下的 Nu_{local} 变化，发现在翅片管迎流及尾流两侧的位置 Nu_{local} 较小，而在涡脱落的位置 Nu_{local} 较大，并且随着翅片间距的增大， Nu_{local} 变化逐渐均匀。同时观察图 22(a)、(c)、(e) 的第二排管束和第四排管束发现，第二排管束的 Nu_{local} 较大，而在后面的管排束流体所带能量逐渐耗散，温差变小，因此 Nu_{local} 较小。图 22(d)、(e)、(f) 将涡强度设置为 1 和 -1 变化的值，发现随着翅片间距的增大，涡强度变化明显，涡强度在 z 向呈现正、负的变化；同时，相邻管束间产生的卡门涡相互碰撞混合，形成不规则的涡向下游移动。

3.5 结构参数影响的拟合关系式

本章研究横向管节距、纵向管节距及翅片间距对流体流动、传热特性及涡强度特性的影响关系，通过一个近似的拟合关系式来表示结构参数与流体流动、传热及 f 之间的关系，如公式(10)、(11)与(12)所示：

$$Nu = 0.2466 Re^{0.6801} (S_1 / D)^{-0.5178} (S_2 / D)^{0.455} (S_f / D)^{0.2382} \quad (10)$$

$$Eu = 12.009 Re^{-0.0836} (S_1 / D)^{-2.3367} (S_2 / D)^{0.0795} (S_f / D)^{-0.4147} \quad (11)$$

$$St = 4.2889 Re^{0.0264} (S_1 / D)^{-2.0107} (S_2 / D)^{-0.149} (S_f / D)^{-0.1026} \quad (12)$$

如图 23 所示，横向管节距对影响相比于纵向管节距的影响大，翅片间距对 St 的影响较小。并且可以发现 Re 对螺旋锯齿翅片管束的传热效果影响较大，而对于流动阻力及 f 的影响较小，与前文所得的结果一致。

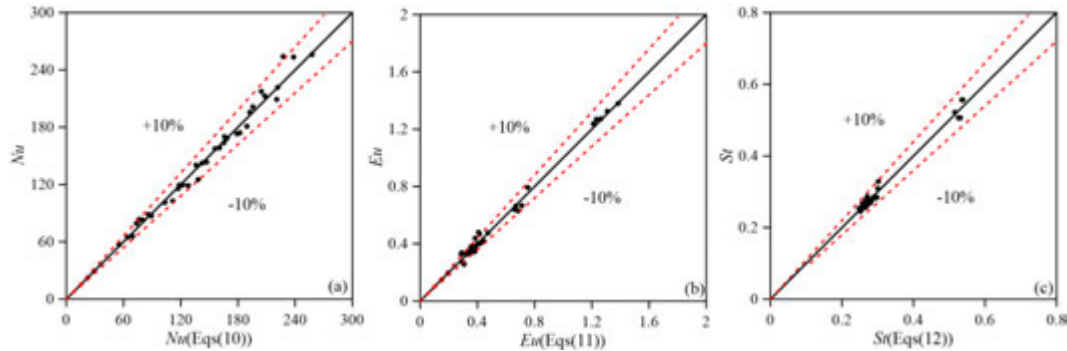


图 23 不同翅片高度下， \overline{Nu}_m 和 \overline{Eu}_m 随 Re 的变化

Figure 23: Changes in \overline{Nu}_m and \overline{Eu}_m with Re at Different Fin Pitch

4 结论

本文数值研究了横向管节距、纵向管节距和翅片间距对流体流动特性、传热特性及涡脱落频率 f 之间的影响关系，并且分析了传热特性与涡强度之间的关系。得到如下结论：

(1) \overline{Nu}_m 随着 Re 的增大而增大， \overline{Eu}_m 随着 Re 的增大稍有减小，但是变化不太明显。当 Re 一定时， \overline{Nu}_m 随着横向管节距的减小而增大，增大幅度为 6.4%-18.1%， \overline{Eu}_m 也随着横向管节距的增大而减小，减小了 42.4%-50.8%。 \overline{Nu}_m 随着纵向管节距的增大而增大，

增大了 26.9%-33.1%，当增大到一定程度后，继续增大纵向管节距变化不太明显；而 \overline{Eu}_m 随着纵向管节距的增大而稍有减小，但变化不太明显。 \overline{Nu}_m 随着翅片间距的增大而增大，最高可达 21%， \overline{Eu}_m 随着翅片间距的增大而减小，减小最多达 26.6%。

(2) 同一结构尺寸时， f 随着 Re 的增大而增大；当 Re 一定时， f 随着横向管节距的增大而减小，随纵向管节距和翅片间距的增大而增大。

(3) 随着横、纵向管节距与翅片间距的增大，翅片管的 Nu_{local} 分布逐渐均匀，且在纵向管节距较小时，翅片管 Nu_{local} 较小，增大纵向管节距后，翅片管的 Nu_{local} 有一定地提升，说明纵向管节距的增大对翅片管换热具有一定的促进作用。

(4) 卡门涡的脱落可以使翅片管局部换热更均匀，而在卡门涡不易脱落时，虽然在翅片管前排有更多的热量传向了低温的翅片管，但在翅片管后的换热效果明显变差，导致翅片管前后温差变大，可能造成翅片管的局部损伤，不利于翅片管的长期使用，在翅片管后产生的局部涡不利于翅片管的换热。

(5) 对横向管节距、纵向管节距与翅片间距对流体流动性能、传热性能及涡强度性能的影响关系进行分析，获得了 Nu 、 Eu 与 St 与本文所研究的结构参数范围与 Re 的拟合关系式。并将拟合式与数值模拟结果进行对比，偏差基本在 10% 以内。

参考文献

- [1] BATCHELOR G K. An introduction to fluid dynamics [M], Cambridge: Cambridge University Press, 1967.
- [2] HAMAKAWA H, FUKANO T, NISHIDA E, et al. Effect of Flow Induced Acoustic Resonance on Vortex Shedding from Staggered Tube Banks [J]. Jsme International Journal Series B-fluids and Thermal Engineering, 2006, 49: 142-151.
- [3] Hamakawa H, NAKAMURA T, ASAKURA K, et al. Effect of Arrangement of Tube Banks on Acoustic Resonance [J]. Open Journal of Fluid Dynamics, 2012, 2(04): 311-317.
- [4] HANSON R, ZIADA S. Effect of Acoustic Resonance on the Dynamic Lift of Tube Arrays [J]. Journal of Fluids and Structures, 2011, 27(3): 367-382.
- [5] KHAN M A, Anwer S F, Khan S A, et al. Hydrodynamic and Heat Transfer Characteristics of Vortex-Induced Vibration of Square Cylinder with Various Flow Approach Angle [J]. International Journal of Thermal Sciences, 2020, 156: 106454.
- [6] NIR A. Heat Transfer and Friction Factor Correlations for Crossflow over Staggered Finned Tube Banks [J]. Heat Transfer Engineering, 1991, 12: 43-58.
- [7] 李家乐. 环形翅片管自然对流传热特性的数值模拟研究[J]. 船舶工程, 2013, 35(01): 42-45.
LI JiaLe. Numerical simulation study on natural convective heat transfer characteristics of annular finned tube[J]. Naval Architecture Engineering, 2013, 35(01): 42-45.
- [8] MONM S, Gross U. Numerical study of Fin-Spacing Effects in Annular-Finned Tube Heat Exchangers [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2004, 47(8-9): 1953-1964.
- [9] NEMATIH, MOGHIMI M. Numerical Study of Flow Over Annular-Finned Tube Heat Exchangers by Different Turbulent Models [J]. CFD Letters, 2014, 6(3): 101-112.
- [10] JHA V K, BHAUMIK S K. Enhanced Heat Dissipation in Helically Finned Heat Sink Through Swirl Effects in Free Convection [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 138: 889-902.
- [11] HE F J, CAO W W, Yan P. Experimental Investigation of Heat Transfer and Flowing Resistance for Air Flow Cross over Spiral Finned Tube Heat Exchanger. Energy Procedia, 2012, 17: 741-749.

- [12] LINDQVIST K, NÆSS E. Numerical Modeling of Vortex Shedding in Helically Wound Finned Tube Bundles in Cross Flow [J]. *International Heat Transfer Conference 16*, 2018: 1843-1850.
- [13] DESAI S R, MANGALSING N S. Effect of Fin Density and Fin Height on Flow-Induced Vibration Behavior of Finned Tube Arrays Subjected to Water Cross Flow [J]. *Multidiscipline Modeling in Materials and Structures*, 2023, 19 (2).
- [14] KAWAGUCHI K, OKUI K, KASHI T. Heat Transfer and Pressure Drop Characteristics of Finned Tube Banks in Forced Convection (Comparison of the Heat Transfer Characteristics between Spiral Fin and Serrated Fin) [J]. *Heat Transfer—Asian Research*, 2005, 34 (2): 120-133.
- [15] LEMOUEDDA A, SCHMID A, FRANZ E, et al. Numerical Investigations for the Optimization of Serrated Finned-Tube Heat Exchangers [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2011, 31(8-9): 1393-1401.
- [16] HAMAKAWA H, FUKANO T, NISHIDA E. Vortex Shedding from Serrated-fin-tube Banks [C]. *Aeroacoustics Conference & Exhibit*. 2000.
- [17] HAMAKAWA H, MURAOKA K, NISHIDA E, et al. Vortex Shedding from Tube Banks with Closely Mounted Serrated Fin [J]. *Journal of Environment and Engineering*, 2011, 6(1): 69-80.
- [18] NÆSS E. Experimental Investigation of Heat Transfer and Pressure Drop in Serrated Finned Tube Banks with Staggered Layouts [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2010, 30(13): 1531-1537.
- [19] LINDQVIST K, WILSON Z T, NÆSS E, et al. A Machine Learning Approach to Correlation Development Applied to Fin-Tube Bundle Heat Exchangers [J]. *Energies*, 2018, 11(12): 3450.
- [20] LINDQVIST K, NÆSS E. A Validated CFD Model of Plain and Serrated Fin-Tube Bundles [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2018, 143: 72-79.
- [21] LINDQVIST K, NÆSS E. On Correction Factors in Thermal-Hydraulic Correlations for Compact Fin-Tube Bundles [J]. *Heat and Mass Transfer*, 2020, 56(01): 1713-1723.
- [22] 马有福, 袁益超, 陈昱等. 翅片螺距对锯齿螺旋翅片换热管特性的影响[J]. *化工学报*, 2011, 62(09): 2484-2489.
- MA Youfu, YUAN Yichao, CHEN Yu et al. Effect of Finned Pitch on Characteristics of Serrated Helical-Fin Heat Exchanger Tube[J]. *CIESC Journal*, 2011, 62(09): 2484-2489.
- [23] 马有福, 袁益超, 刘聿拯等. 横向节距对锯齿螺旋翅片换热管特性影响的实验研究[J]. *中国电机工程学报*, 2011, 31(08): 67-72.
- MA Youfu, YUAN Yichao, LIU Yuzheng et al. Experimental study on the effect of transverse pitch on the characteristics of sawtooth spiral fin heat exchanger tube[J]. *Proceedings of the CSEE*, 2011, 31(08): 67-72.
- [24] 马有福, 袁益超, 刘聿拯等. 纵向节距对锯齿螺旋翅片换热管特性影响的试验研究[J]. *机械工程学报*, 2011, 47(08): 163-168.
- MA Youfu, YUAN Yichao, LIU Yuzheng et al. Experimental study on the effect of longitudinal pitch on the characteristics of sawtooth spiral fin heat exchanger tube[J]. *Journal of Mechanical Engineering*, 2011, 47(08): 163-168.
- [25] 裴育峰, 马有福, 刘宏伟. 锯齿螺旋翅片管束换热和阻力特性关联式的比较[J]. *热能动力工程*, 2014, 29(06): 651-656+757.
- PEI Yufeng, MA Youfu, LIU Hongwei. Comparison of heat transfer and resistance characteristics of serrated spiral finned tube bundles[J]. *Journal of Engineering for Thermal Energy and Power*, 2014, 29(06): 651-656+757.
- [26] HOFMANN R, FRASZ F, PONWEISER K. Heat Transfer and Pressure Drop Performance Comparison of Finned-Tube Bundles in Forced Convection [J]. *Wseas Transactions on Heat and Mass Transfer*, 2007, 4(2).

- [27] HOFMANN R, FRASZ F, PONWEISER K. Experimental Heat Transfer Investigation of Tube Row Effects at Air-Side Heat Exchanger with Serrated Finned-Tubes [J]. Conference: 6th IASME/WSEAS International Conference on Heat Transfer, Thermal Engineering and Environment (HTE'08), 2008.
- [28] WEIERMAN C, TABOREK J, MARNER W J. Comparison of the Performance of Inline and Staggered Banks of Tubes with Segmented Fins [J]. The American Institute of Chemical Engineers Symposium, 1978, 74 : 39-46.
- [29] MENTER F R, KUNTZ M, LANGTRY R. Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model [J]. Heat and Mass Transfer, 2003, 4.
- [30] VEREIN D I, VDI-Wärmeatlas: Berechnungsblätter für den Wärmeübergang [M]. 8th ed. Berlin : Springer, 2002.

曲面 Z 型环气膜冷却结构流场特性数值模拟

刘雨昂, 钱程, 杨卫华

(南京航空航天大学 能源与动力学院, 江苏 南京 210001)

(Tel:15651779906, Email:liu_yuang@nuaa.edu.cn)

摘要: 针对回流燃烧室大弯管处的典型 Z 型环气膜冷却结构, 采用数值模拟的方法研究了双插排气膜孔间距、排距和吹风比对气膜孔附近及下游的流场的影响。结果表明, 随着气膜孔间距、排距的变化, 第一排和第二排孔中心线所在的流场特征基本保持不变; 随着吹风比的增加, 主次流之间靠近次流侧的漩涡尺寸逐渐变小, 同时气膜孔下游贴壁的漩涡尺寸逐渐变小直至消失。

关键词: 回流燃烧室、气膜冷却、几何参数、吹风比、流场特性。

0 前言

回流燃烧室火焰筒大弯管在工作时承受着高温燃气的冲击, 使得该部分温度梯度较大, 容易出现变形和裂纹, 进而降低回流燃烧室火焰筒的寿命。Z 型环气膜冷却作为一种广泛应用的火焰筒冷却技术, 通过在热壁面上开孔, 冷气从气膜孔流入在壁面形成低温气膜层, 对高温燃气进行隔离, 达到冷却壁面的效果^[1]。

Z 型环的气膜冷却结构与传统平板气膜冷却结构存在差异, 平板气膜冷却结构的结论不一定适用, 前者结构上更类似于主流为后向台阶流条件下次流平行进气的气膜冷却。针对采用含圆形射流孔的缝隙式冷却结构, 文献^[2-3]通过引入气膜展向非均匀度建立了缝隙出口下游绝热壁面温度关于缝隙几何参数的函数模型, 并通过流动可视化试验和数值计算得到了缝隙内部流场及冷却特性。文献^[4]研究了气膜孔长径比、排列方式以及吹风比对流量系数的影响。文献^[5]利用红外热像仪获得了不同孔径和排列方式下的绝热壁温, 得到了气膜冷却效率随吹风比和无量纲流向距离变化的经验关联式。文献^[6]采用试验与数值模拟结合的方法研究了不同几何参数、雷诺数、吹风比条件下的流动与换热特性, 并基于人工神经网络建立了几何参数到展向冷却效率的预测模型。针对上游存在斜坡的平板气膜冷却结构, 文献^[7]试验研究了斜坡角度和吹风比对气膜孔下游壁面冷却效率的影响。

研究旨在利用数值模拟获得大弯管 Z 型环气膜冷却结构不同气膜孔几何结构与流动参数下近壁区流场特征, 揭示贴壁处冷却气膜与主流的掺混机制, 为回流燃烧室 Z 型环气膜冷却结构设计奠定基础。

1 数值计算方法

1.1 计算模型及网格划分

由于气膜孔叉排均匀排列，计算时取一个平移周期单元体作为研究对象进行数值模拟，进而得到整个流体域内的流场特征，计算模型如图 1.1 所示。

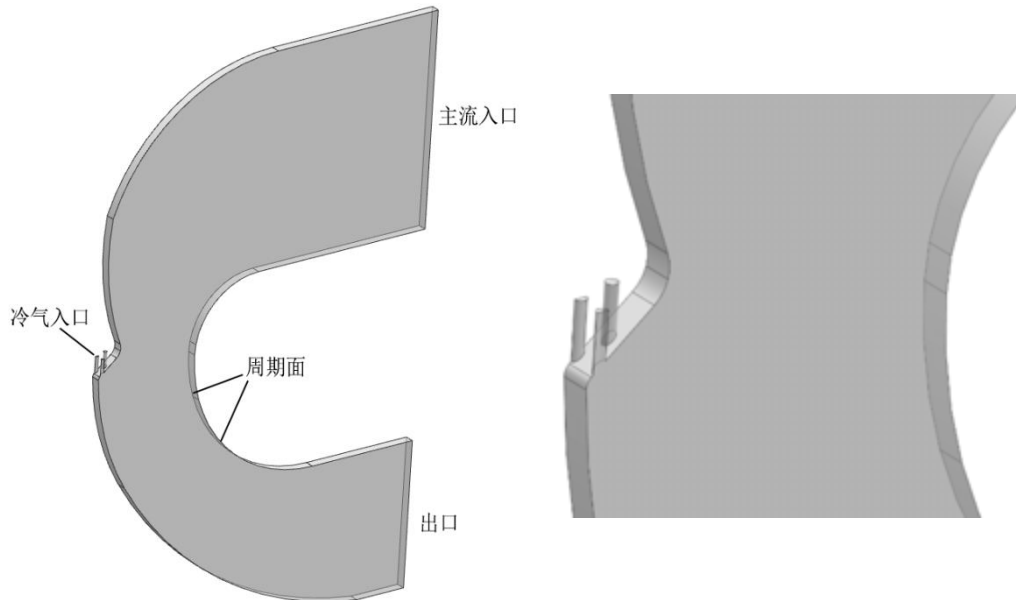


图 1.1 计算模型

模型采用结构化网格，网格数量为 229 万，在流体与固体交界面均划分了边界层网格，第一层网格高度分别设置为 0.021，增长率为 1.1，网格质量均在 0.66 以上，网格划分结果如图 1.2 所示。

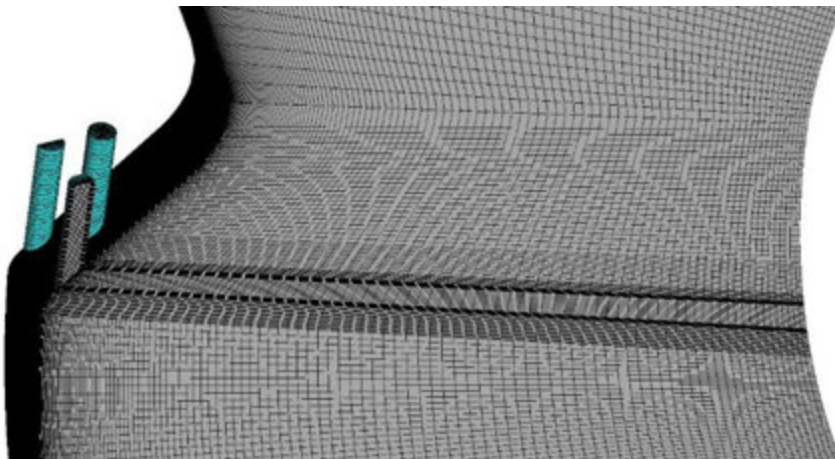


图 1.2 气膜孔附近网格划分

错误!未找到引用源。图 1.3 为模型网格数量对气膜孔下游壁面平均温度的影响，由图可知网格数量由 145 万提高到 229 万壁面平均温度有所变化，但当网格数量由 229 万提高到 352 万时壁面平均温度基本不再变化，故计算模型采用网格数量为 229 万。

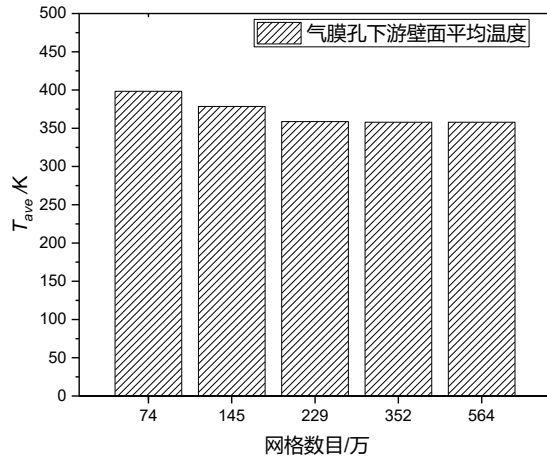


图 1.3 网格无关性验证

1.2 边界条件与收敛标准

计算时湍流模型选取基于 SST (Shear Stress Transport) 模型的 $k-w$ 方程, 其考虑了湍流剪切应力的传输, 可以精确的预测流动的开始和负压力梯度条件下流体的分离量。

采用理想不可压流体进行计算, 主流进口为速度进口, 大小为 10m/s, 温度为 390K, 次流进口速度根据吹风比换算得到, 温度为 300K, 出口设置为压力出口, 压力为 101325Pa。设置平移周期面, 求解方法采用压力与速度耦合的 coupled 算法。

为保证计算结果的可靠性, 对流和湍流均采用高阶求解格式, 求解收敛的依据为物理量的残差精度均小于 10^{-6} 且残差曲线趋于平直, 同时气膜孔中心线截面平均速度基本保持不变。

1.3 参数定义与计算工况

气膜孔排距 s 定义为两排气膜孔中心所在直线的距离; 气膜孔间距 p 定义为同一排的两个相邻气膜孔中心距离, 如图 1.4 所示, 为保证开孔面积一致, 在气膜孔间距 p 发生变化时, 气膜孔孔径 d 也相应调整。

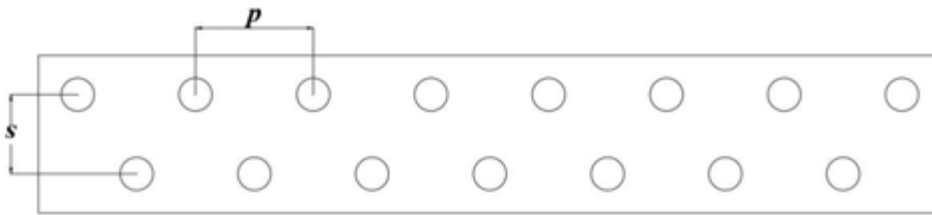


图 1.4 气膜孔几何参数示意图

吹风比的定义为:

$$M = \frac{\rho_c u_c}{\rho_\infty u_\infty} \quad (1-1)$$

式中 ρ_c 、 u_c 分别为次流的密度和平均流动速度, ρ_∞ 、 u_∞ 分别为气膜孔附近主流的密度和平均流动速度。

表 1.1 数值模拟工况

工况编号	几何模型	气膜孔间距 p/mm	气膜孔直径 d/mm	气膜孔排距 s/mm	吹风比 M
1					0.5
2					1.0
3	A1	1.6	0.55	0.8	1.5
4					2.0
5					3.0
6	A2	1.6	0.55	1.0	1.0
7	A3	1.6	0.55	1.2	1.0
8	B1	1.2	0.48	0.8	1.0
9	B2	1.2	0.48	1.0	1.0
10	B3	1.2	0.48	1.2	1.0
11	C1	0.8	0.39	0.8	1.0
12	C2	0.8	0.39	1.0	1.0
13	C3	0.8	0.39	1.2	1.0

为便捷表示各个结果所对应的几何结构与工况，在后续的试验结果展示中，命名方式依照“几何模型-第几排孔-吹风比”的形式，例如“A1-h1-M1.0”代表在吹风比为 1.0 时 A1 模型第一排孔的结果。

2 数值计算结果与分析

2.1 气膜孔间距的影响

2.1.1 气膜孔附近及下游三维流场的影响

图 2.1 展示了气膜孔排距 $s=0.8\text{mm}$ ，气膜孔间距 p 分别为 1.6mm、1.2mm、0.8mm，吹风比 $M=1.0$ 时气膜孔附近的三维流场图。从图中可以看出，在高温主流与低温次流的影响下，突扩区域内形成两个旋向相反的漩涡，在掺混涡内，主流与次流发生强烈的掺混与热量交换。随着气膜孔间距的增加，这两个漩涡的位置与尺寸基本不变。

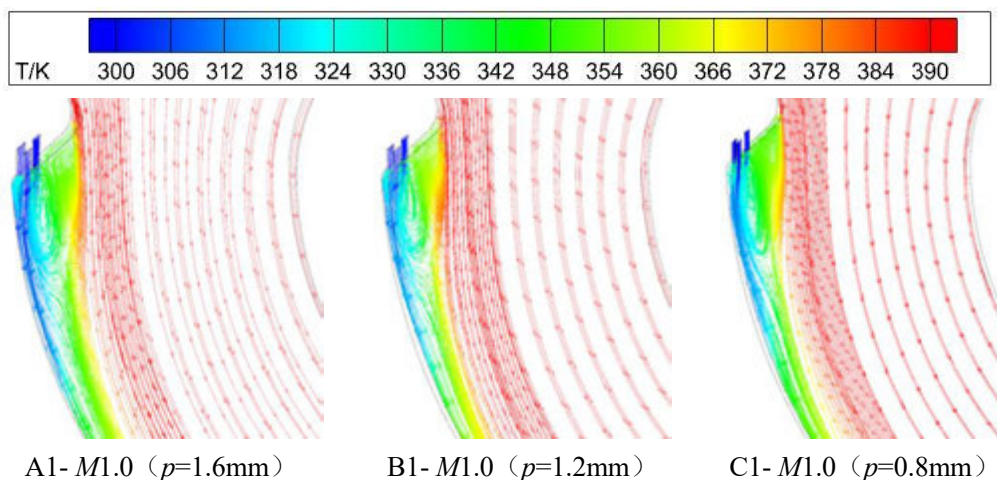


图 2.1 不同气膜孔间距下的三维流场

2.1.2 第一排孔中心线所在面流场

图 2.2 展示了气膜孔排距 $s=0.8\text{mm}$ ，气膜孔间距 p 分别为 1.6mm 、 1.2mm 、 0.8mm ，吹风比 $M=1.0$ 时第一排孔中心线所在面的流场，从图中可以看出，次流从第一排孔流出后，由于孔轴线的方向与壁面顶端切线方向夹角较小，且孔距离壁面的距离较近，大部分冷气从气膜孔流出后沿着固体壁面向下流动，同时少部分流体在壁面附近形成旋涡，另有少部分流体与第二排孔流体以及主流进行掺混。随着气膜孔间距的变化，第一排孔中心线所在面流场特征没有明显变化。

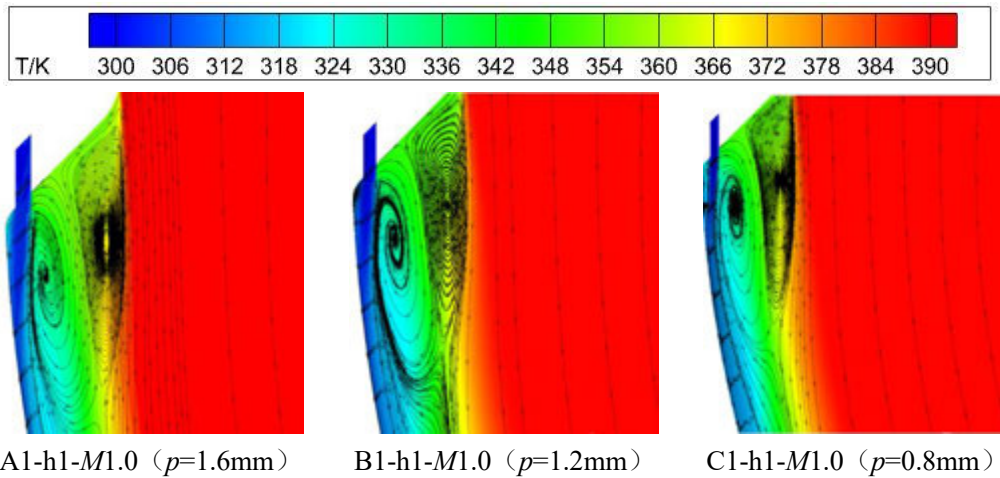
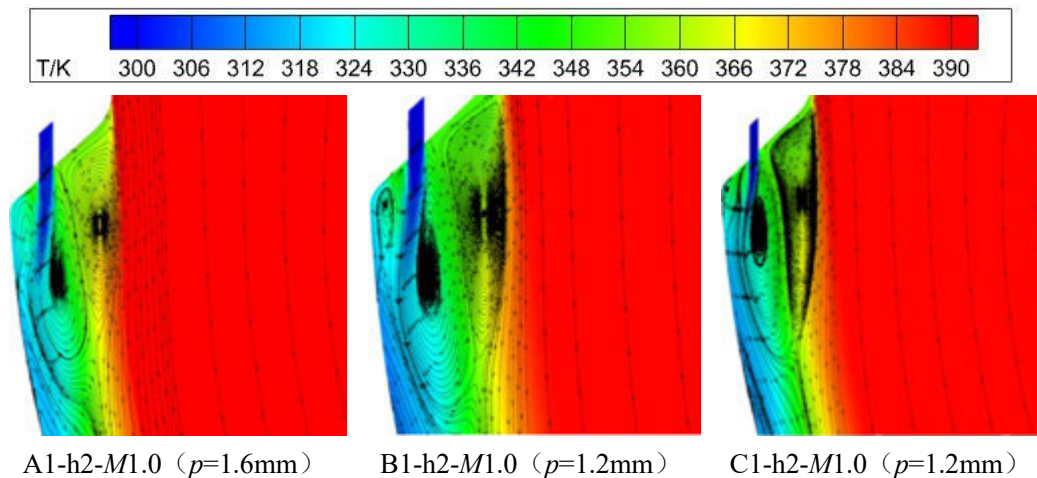


图 2.2 不同气膜孔间距下的流场（第一排孔）

2.1.3 第二排孔中心线所在面流场

图 2.3 展示了气膜孔排距 $s=0.8\text{mm}$ ，气膜孔间距 p 分别为 1.6mm 、 1.2mm 、 0.8mm ，吹风比 $M=1.0$ 时第二排孔中心线所在面的流场，从图中可以看出，由于主流和次流的粘性力的作用，在次流两侧依旧形成旋转方向相反的旋涡，在主流在流经到气膜孔附近宽阔区会形成顺时针旋转的旋涡。且由于流经第一排气膜孔次流的挤压以及主流的吸引作用，流经第二排气膜孔的次流的出流方向会发生偏折。随着气膜孔间距的变化，第二排孔中心线所在面流场特征基本不变。



A1-h2-M1.0 ($p=1.6\text{mm}$) B1-h2-M1.0 ($p=1.2\text{mm}$) C1-h2-M1.0 ($p=1.2\text{mm}$)

图 2.3 不同气膜孔间距下的流场（第二排孔）

2.2 气膜孔排距的影响

2.2.1 第一排孔中心线所在面流场

图 2.4 展示了气膜孔间距 $p=1.2\text{mm}$ ，气膜孔排距 s 分别为 0.8mm 、 1.0mm 、 1.2mm ，吹风比 $M=1.0$ 时第一排孔中心线所在面的流场。从图中可以看出，在高温主流与低温次流的影响下，突扩区域内形成两个旋向相反的漩涡，在掺混涡内，主流与次流发生强烈的掺混与热量交换。随着气膜孔排距的增加，这两个漩涡的位置与尺寸基本不变。

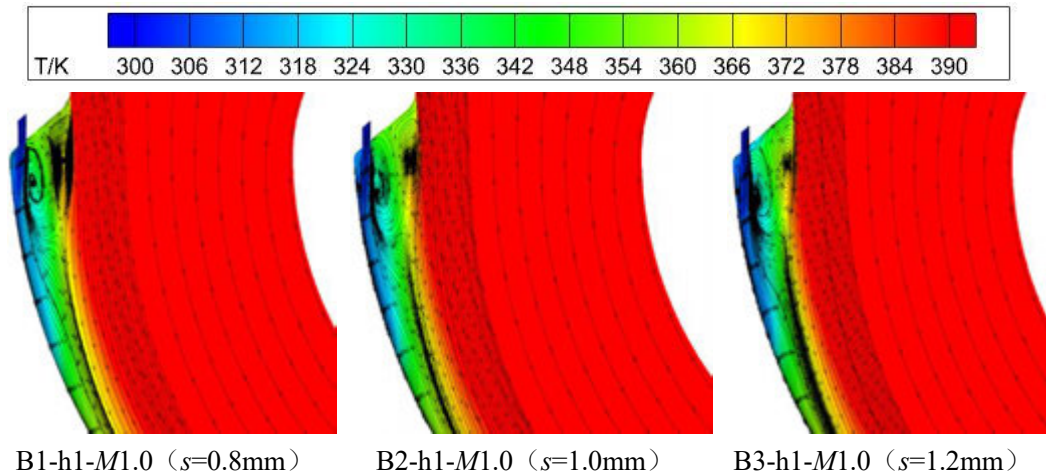
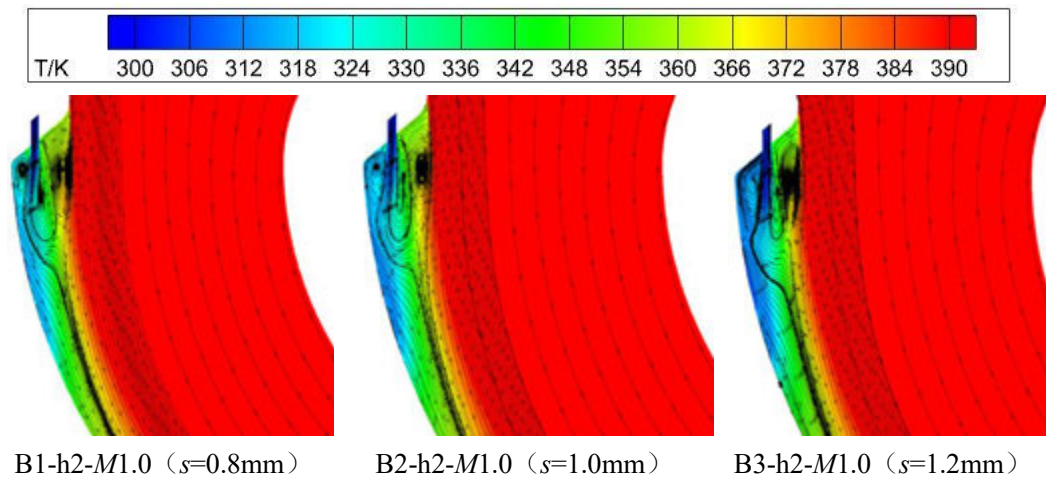


图 2.4 不同气膜孔间距下的流场（第一排孔）

2.2.2 第二排孔中心线所在面流场

图 2.5 展示了气膜孔间距 $p=1.2\text{mm}$ ，气膜孔排距 s 分别为 0.8mm 、 1.0mm 、 1.2mm ，吹风比 $M=1.0$ 时第二排孔中心线所在面的流场。从图中可以看出，由于主流和次流的粘性力的作用，在次流两侧依旧形成旋转方向相反的旋涡，在主流在流经到气膜孔附近宽阔区会形成顺时针旋转的旋涡。且由于流经第一排气膜孔次流的挤压以及主流的吸引作用，流经第二排气膜孔的次流的出流方向会发生偏折。随着气膜孔排距的变化，第二排孔中心线所在面流场特征基本不变。



B1-h2-M1.0 ($s=0.8\text{mm}$) B2-h2-M1.0 ($s=1.0\text{mm}$) B3-h2-M1.0 ($s=1.2\text{mm}$)

图 2.5 不同气膜孔间距下的流场（第二排孔）

2.3 吹风比的影响

2.3.1 气膜孔附近及下游三维流场的影响

图 2.6 展示了气膜孔间距 $p=1.6\text{mm}$ ，气膜孔排距 $s=0.8\text{mm}$ ，吹风比 M 分别为 0.5、1.0、1.5、2.0、3.0 时气膜孔附近的三维流场。从图中可以看出，经气膜孔出流后的冷气大部分沿着壁面向下游流动，少部分冷气在突扩区与主流发生强烈的掺混与动量交换，随着吹风比的增大，更多的冷气直接贴着壁面向下游运动，仅存在少量冷气与主流相互作用产生一系列的漩涡。随着吹风比的增大，壁面下游形成的贴壁的漩涡尺寸变小，同时靠近冷气侧的漩涡尺寸越来越小，冷气射流形成的气膜覆盖范围明显增大。

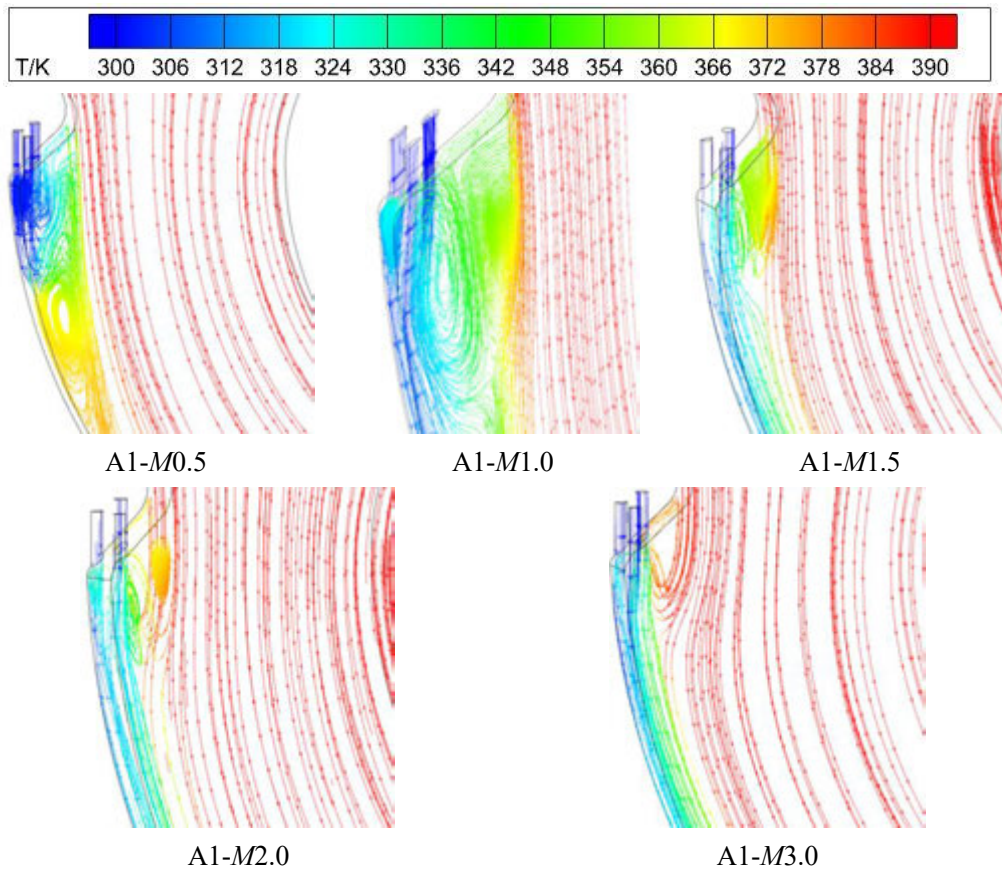


图 2.6 不同吹风比下的三维流场

2.3.2 第一排孔中心线所在面流场

图 2.7 展示了气膜孔间距 $p=1.6\text{mm}$ ，气膜孔排距 $s=0.8\text{mm}$ ，吹风比 M 分别为 0.5、1.0、1.5、2.0、3.0 时第一排孔中心线所在面的流场。从图中可以看出，经气膜孔出流后的冷气大部分沿着壁面向下游流动，少部分冷气在突扩区与主流发生强烈的掺混与动量交换，随着吹风比的增大，更多的冷气直接贴着壁面向下游运动，仅存在少量冷气与主流相互作用产生一系列的漩涡。另外，随着吹风比的增大，靠近冷气侧的漩涡尺寸越来越小，这主要是由于吹风比较大时，次流出流的速度较大，具有更大的动量和惯性，面对相对固定的主流吸引，只有少部分次流运动方向发生变化与主流掺混形成漩涡。除此之

外，随着吹风比的增大，冷气射流形成的气膜覆盖范围明显增大。

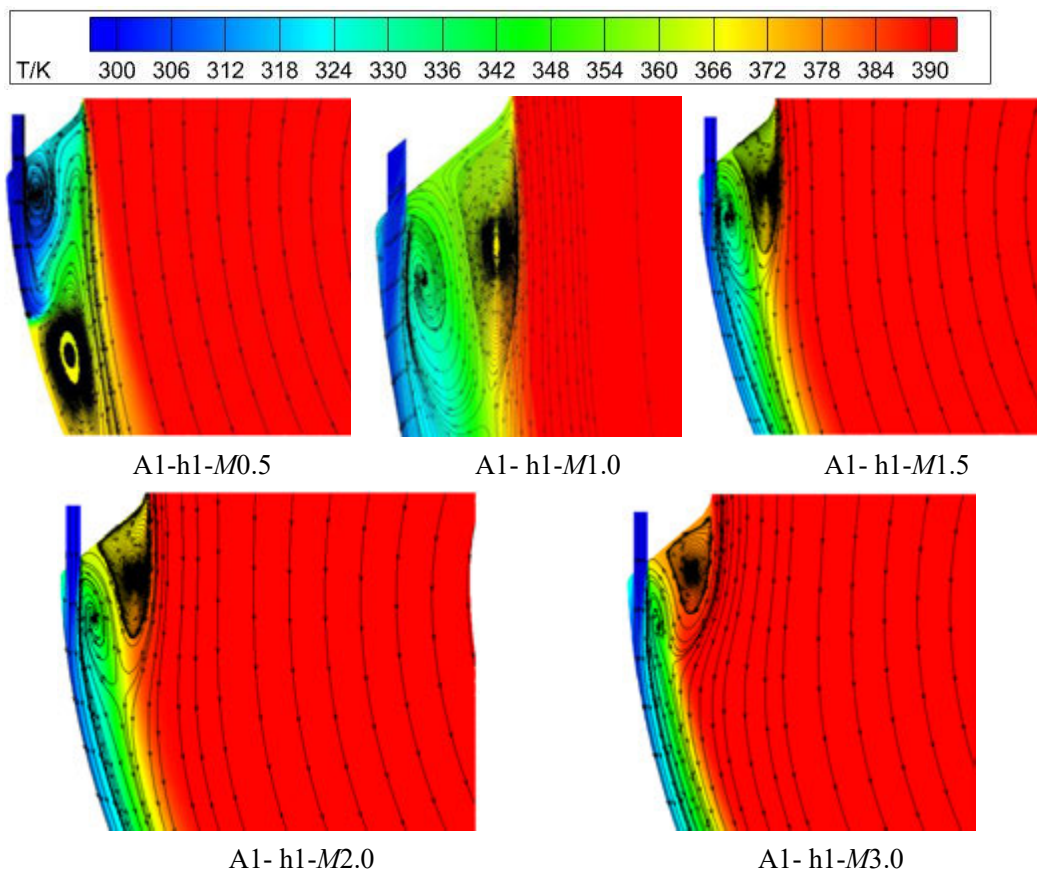
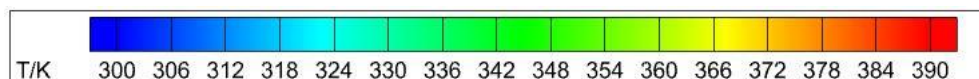


图 2.7 不同吹风比下的流场（第一排孔）

2.3.3 第二排孔中心线所在面流场

图 2.8 展示了气膜孔间距 $p=1.6\text{mm}$ ，气膜孔排距 $s=0.8\text{mm}$ ，吹风比 M 分别为 0.5、1.0、1.5、2.0、3.0 时第二排孔中心线所在面的流场。从图中可以看出，经气膜孔出流后的冷气大部分沿着壁面向下流动，少部分冷气在突扩区与主流发生强烈的掺混与动量交换，随着吹风比的增大，更多的冷气直接贴着壁面向下游运动，仅存在少量冷气与主流相互作用产生一系列的漩涡。相较于第一排孔，随着吹风比的增大，第二排孔出流的次流在下游壁面形成的贴壁的漩涡尺寸变小，这主要是由于吹风比越大，下游形成的顺压力梯度越大，下游壁面越难形成贴壁漩涡。随着吹风比的增大，靠近冷气侧的漩涡尺寸越来越小，这主要是由于吹风比较大时，次流出流的速度较大，具有更大的动量和惯性，面对相对固定的主流吸引，只有少部分次流运动方向发生变化与主流掺混形成漩涡。除此之外，随着吹风比的增大，冷气射流形成的气膜覆盖范围明显增大。



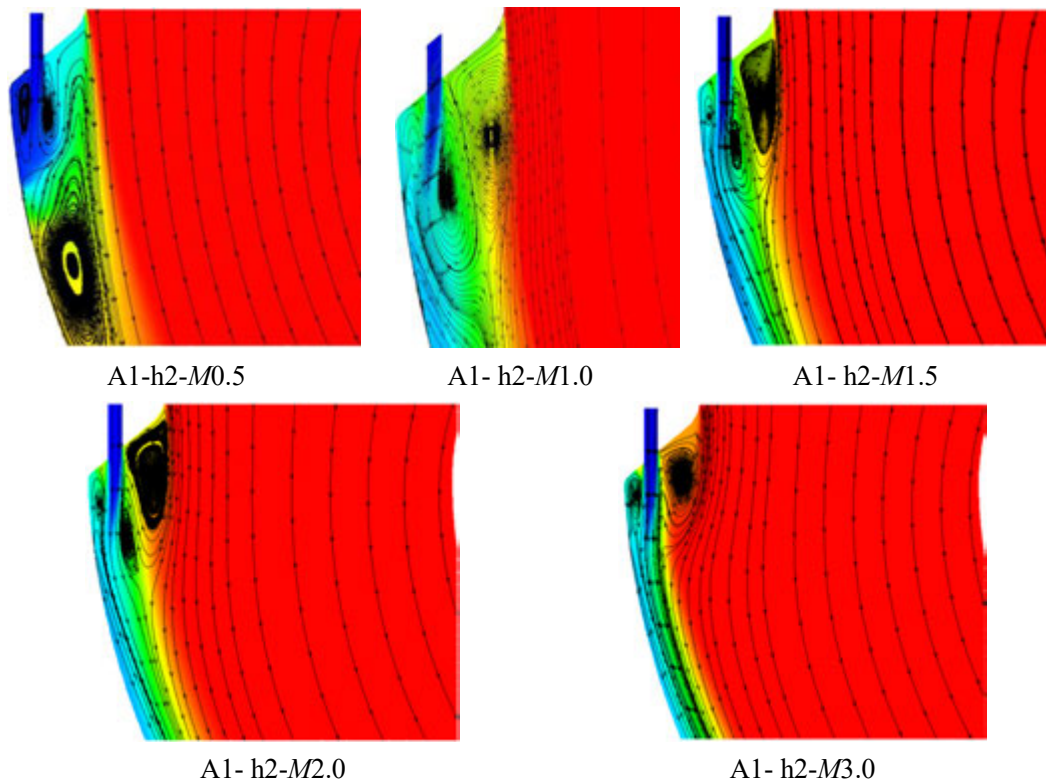


图 2.8 不同吹风比下的流场（第二排孔）

4 结 论

研究针对回流燃烧室大弯管处的典型 Z 型环气膜冷却结构，采用数值模拟的方法研究了双插排气膜孔间距、排距和吹风比对气膜孔附近及下游的流场的影响，得到了以下结论：

- (1) 随着气膜孔间距的变化，第一排和第二排孔中心线所在的流场特征基本不变。
- (2) 随着气膜孔排距的变化，第一排和第二排孔中心线所在的流场特征基本不变。
- (3) 随着吹风比的增加，更多的次流出流直接向下游运动，气膜覆盖范围更大。
- (4) 随着吹风比的增加，主次流之间靠近次流侧的漩涡尺寸逐渐变小。
- (5) 随着吹风比的增加，气膜孔下游壁面的贴壁漩涡尺寸逐渐变小直至消失。

参考文献

- [1] Lefebvre A H, Whitelaw J H. Gas turbine combustion[J]. Hemisphere, 1983. DOI:10.1016/0142-727X(84)90057-2.
- [2] Sturgess G J, Pfeifer G D. Design of Combustor Cooling Slots for High Film Effectiveness: Part II—Film Initial Region[J]. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 1986, 108(2). DOI:10.1115/1.3239912.
- [3] Sturgess, G. J. Design of Combustor Cooling Slots for High Film Effectiveness: Part I—Film General Development[J]. Journal of Engineering for Gas Turbines & Power, 1986, 108(2):354. DOI:10.1115/1.3239911.
- [4] 杨卫华, 马国锋, 张靖周, 张泽远. 气膜冷却孔几何结构对流量系数的影响[J]. 推进技术, 2005, (05):413-416.
- [5] 马国锋, 张靖周, 杨卫华. 离散孔切向进气气膜冷却效率的实验[J]. 航空动力学报, 2006, (02):290-296.
- [6] Ananda Prasanna Revulagadda, Buchi Raju Adapa, C. Balaji, Arvind Pattamatta, Fluid flow and heat transfer characteristics of three-dimensional slot film cooling in an annular combustor, International Journal of Heat and Mass Transfer, V211, 2023, 124211, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2023.124211>.
- [7] Chen S P, Chyu M K, Shih I P. Effects of upstream ramp on the performance of film cooling[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2011, 50(6):1085-1094. DOI:10.1016/j.ijthermalsci.2010.10.005.

多段弧形表面柱体流致振动响应及传热特性研究

邹群峰¹, 王海博¹, 何自强^{2*}, 李秀权²

1. 常州大学石油与天然气工程学院、能源学院, 常州 213164

2. 重庆市特种设备检测研究院, 重庆 401121

(Email: ziqiang.he@foxmail.com)

摘要: 本文数值研究了多段弧形组成横截面的柱体的流致振动响应, 并分析了柱体的传热特性。研究表明, 适当的弧形覆盖角(θ)与高度(H)可显著提升柱体的流致振动振幅, 最大振幅可达 $1.00D$ ($\theta=90^\circ$, $H=0.100D$, $U^*=9$)。在低覆盖角下 ($\theta=22.5^\circ$) 可观察到频率锁定现象, 且弧形高度增加可拓宽该区间, 频率锁定区间内的柱体振幅较高。此外, 与圆柱 ($H=0$) 对比, 覆盖角为 45° 的柱体在较大的弧形高度时, 可观测到高折减速度区间内显著的传热强化, 平均努塞尔数最大提升了 23.9% ($H=0.050D$, $U^*=10$)。

关键词: 流致振动, 传热强化, 振幅响应, 频率响应, 努塞尔数

0 前言

流致振动(Flow-induced vibration, FIV)作为一种经典的流固耦合现象, 常见于线缆风致振动、海洋立管、桥梁及换热器等工业工程领域^[1-3]。在过往的研究中, 因其对结构具有破坏性, 尤其是引起结构疲劳损伤, 往往专注于 FIV 抑制。然而, 研究亦表明, 流致振动在强化传热领域具备较大的潜力^[4]。Ding 等^[5]针对错列三圆柱流致振动传热问题进行了数值分析, 结果表明, 考虑热浮力作用时, 柱体流致振动振幅最高上升了 206% , 且局部努塞尔数分布显著受到边界层分离的影响。Izadpanah 等^[6]则对单圆柱的流致振动与传热问题进行了研究, 发现折减速度和阻尼比对换热有较大影响, 且在零阻尼是观测到较大的传热强化。此外, Izadpanah 等^[7]在单圆柱流致振动传热优化的研究基础上, 针对带翅片圆柱的流致振动与传热行为进行研究, 分析了翅片数量与排列方式对 FIV 于传热特性的影响。结果表明, 在振动状态下, 带翅片的圆柱换热性能比静止状态提高了 50.4% , 比光滑圆柱的换热性能提高了 64% 。因此相较于静止结构, FIV 可改变热边界层行为, 进而有效地加强传热。此外, 研究亦表明, 优化 FIV 传热优化的主要措施为加强 FIV 响应、提高传热表面积、多振子尾流干扰等^[8-10]。

不同于圆柱, 非光滑过渡表面对边界层存在一定干扰, 可调节流致振动强度进而加强传热强度。Ebrahimi 等^[11]采用多孔介质铺于圆柱表面, 研究其对 FIV 响应和传热强化

的影响。结果表明,对于所有的折减速度,多孔层内部的温度分布不受圆柱位置的影响,且多孔介质使得平均努塞尔数最大提升 10%。Kumar 等^[12]则采用 D 形截面柱体 FIV 来强化流动传热,数值结果表明,D 形柱体 FIV 响应主要由涡激振动(Vortex-induced Vibration, VIV)与驰振(Galloping)构成,D 形截面柱体的 FIV 导致热边界层(TBL)的破坏,从而使得传热增强。

综上所述,优化 FIV 对传热强化的最主要方式是改变结构表面特征。然而,过去典型的非光滑过渡表面,例如方柱、带翅片圆柱等,对 FIV 强化传热相对有限。因此,本文以自然界中生物表面为基础,参考水仙花外形特征,设计了多段弧形组成非光滑过渡表面,并通过数值模拟研究了具有该表面的柱体的 FIV 响应与传热特性。本文的折减速度范围为 $3 \leq U^* \leq 14$ 。

1 物理模型

本文以自然界中常见仿生弧形结构为基础,采用表面弧形柱体,研究其对 FIV 及传热的影响,探讨弧形表面振子流致振动对传热强化的潜力。如图 1(a)所示,水仙花具有对称的弧形花瓣,其外轮廓线较长。基于水仙花轮廓的弧形表面柱体流致振动物理模型如图 1(b)所示,振动系统为典型的质量-弹簧-阻尼系统,振子在垂直到向由刚度为 K 的弹簧弹性支撑,系统阻尼为 C ,振子内直径为 D ,弧形表面高度为 H ,弧形表面覆盖角为 θ 。振子表面温度恒定为 T_s ,并在速度为 U_∞ 和温度为 T_∞ 的均匀来流作用下发生流致振动与传热。系统自然频率为 $f_n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K}{m}}$,其中 m 为振动系统质量。本文物理模型的主要参数可见于表 1。

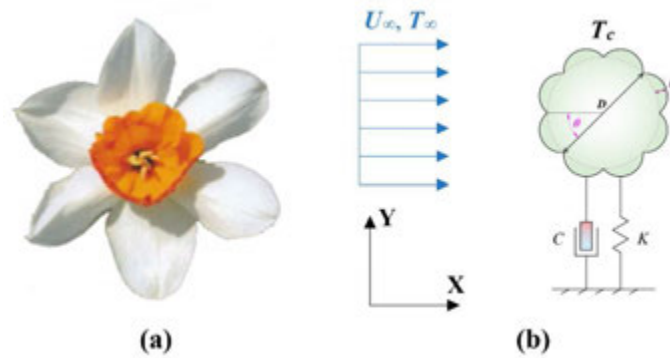


图 1 (a) 水仙花; (b) 物理模型

表 1 参数详情

参数	符号	数值
质量比	m^*	2.56
振动系统自然频率	f_n [Hz]	0.671
振动系统弹性系数	K [Nm]	44.5
弧形表面高度	H/D	0-0.1
弧形表面覆盖角	θ [°]	22.5-90

2 数值方法

2.1 流场方程

本研究中的流体介质为 25℃的水，考虑本研究中的速度较低，假定流体不可压缩。通过求解非定常雷诺平均 Navier-Stokes 方程，结合 SST $k-\omega$ 湍流模型^[13]，对流场参数进行求解。连续方程和动量方程的数学表达式如下：

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \nabla^2 \bar{u}_j - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j}, \quad (2)$$

式中，

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} k_t \delta_{ij}, \quad (3)$$

式中 x_i 为 i 方向坐标， u 为 x 方向速度， $-\overline{u'_i u'_j}$ 为雷诺应力， p 为流体压力， ρ 为流体密度， ν_t 为湍流涡旋粘度， k_t 为湍流动能。

2.2 振动控制方程

假设柱体风致振动系统为经典的质量-弹簧-阻尼系统，则结构振动控制方程如下所示：

$$m\ddot{y} + C_2\dot{y} + K_2y = F_{\text{fluids},y} \quad (4)$$

其中 m 为振动系统的惯性质量； $F_{\text{fluids},y}$ 表示作用在柱体上的垂直于流向的流体力； y 、 \dot{y} 、 \ddot{y} 分别为柱体在 y 方向上的位移、速度、加速度；振动系统的阻尼为 C ，弹簧刚度为 K 。方程(4)可通过四阶龙格库塔法进行离散并求解。

2.3 网格设置

本文采用尺寸为 $60D \times 50D$ 的计算域进行计算，即柱体中心在初始时刻距入口边界 $20D$ ，距出口边界 $40D$ ，距上下边界 $25D$ 。进口为均匀速度 U_∞ 与恒定温度 T_∞ 的来流，出口为充分发展的压力出口 ($\partial u / \partial y = 0$, $\partial v / \partial y = 0$)，上下边界设置为滑移壁面。柱体表面为无滑移壁面，表面温度恒定为 T_c 。如图 2 所示，采用光顺动网格 (Smoothing Spring) 技术，柱体附近网格采用 O 型切分，柱体壁面附近及尾流区域进行加密，以精确捕获振子振动及尾流演变。此外，主体表面采用边界层网格，且由于采用 $k-\omega$ SST 湍流模型， y^+ 应小于 1。本研究所采用的网格均为结构化网格。

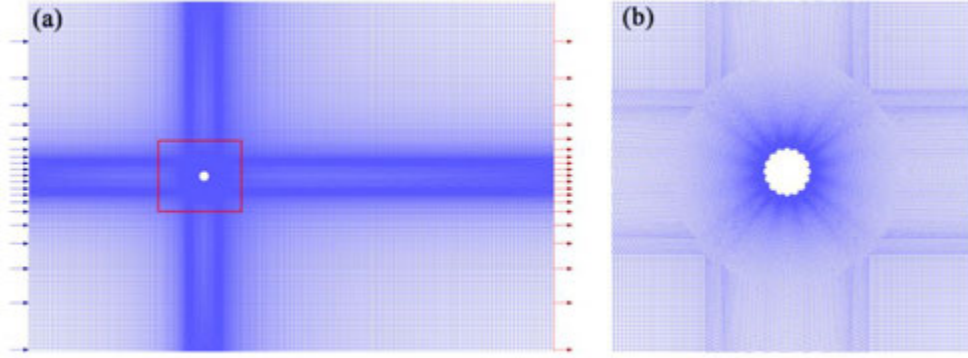


图2 网格设置, (a) 网格整体视图; (b) 振子区域网格加密

为确保网格对计算精度不造成影响, 且兼顾计算时间与资源的消耗, 本研究进行前进行了网格无关化验证。该过程采用的计算工况为: $\theta=0^\circ$, $H/D=0$, $U^*=5$ 。本研究中, 柱体振幅无量纲化为折减振幅或振幅率, 定义为 $A_y^*=A_y/D$, 其中 A_y 为 FIV 振幅, D 为柱体直径; 升力系数 C_l 为稳定周期振动区间内足够多升力系数峰值的绝对平均值, C_{d_mean} 为稳定周期振动区间内阻力系数的时均值; Nu_A 为柱体换热平均努塞尔数, $Nu_A = \frac{1}{2\pi T_{osc}} \int_0^{T_{osc}} \int_0^{2\pi} Nu_L dt d\beta$, 其中 Nu_L 为局部努塞尔数, 定义为 $Nu_L = hD/\lambda$, 其中 h 和 λ 为传热系数和流体的热导率, T_{osc} 为一个稳定振动周期, t 为时间, β 为圆柱表面极坐标角度。本文采用了三种网格精度 (网格数) 进行数值模拟, 得到振幅响应、受力响应及平均努塞尔数较为接近 (如表 2 所示)。因此, 本文数值模拟采用中等密度网格。

表2 网格无关化验证结果

网格数	A_y^*	C_l	C_{d_mean}	Nu_A
206804	0.5121	0.7171	2.162	99.80
284096	0.5115	0.7170	2.167	100.5
389600	0.5110	0.7170	2.161	100.9

2.4 算法验证

为验证本文算法的有效性, 对 $m^*=8.82$ 的光滑单圆柱单自由度 FIV 进行数值模拟, 并对比了 Mackowski 和 Williamson^[14] 的实验结果。如图 3 所示, 当折减速度 $U^* \leq 4$ 时, 振子振幅远小于 $0.1D$, A_y^* 随折减速度的增加而基本保持不变, 且振幅极低, 为 VIV 初始分支。当 $4 < U^* \leq 6$ 时, 振幅 A_y^* 随 U^* 的增加快速上升。当 $6 < U^* \leq 11$ 时, 振幅随折减速度的增加先缓慢降低后快速下降至 0 附近。当 $U^* > 11$ 时, 振子的振幅基本不随折减速度的变化而变化, 整体维持在 0 附近。采用本文的数值方法计算和实验得到的最大振幅都出现在 $U^*=6$ 处, 分别为 $0.68D$ 和 $0.70D$ 。模拟结果与实验结果匹配良好, 证明本文采用的数值算法是可靠的。

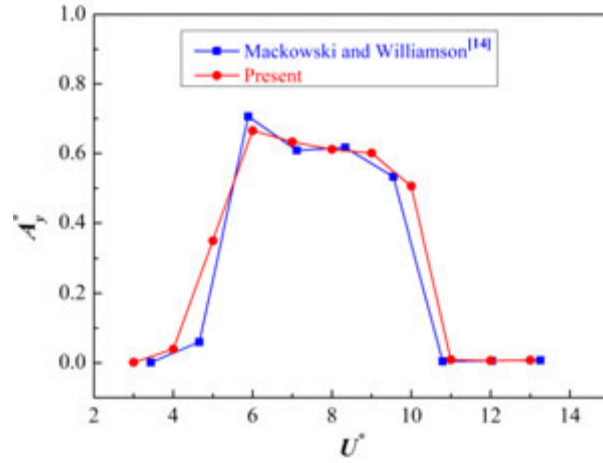


图3 算法验证($\theta=0^\circ$, $H/D=0$)

3 结果分析与讨论

3.1 FIV 响应

当 $\theta=22.5^\circ$ 时, 振幅响应如图 4(a) 所示。该覆盖角下的所有柱体在垂直流向的振幅 A_y^* 随在 U^* 的先增加后降低至 0 附近, 并保持不变。对于 $0 \leq H \leq 0.025D$ 的柱体, 最大值出现在 $U^*=4$ 处, 分别为 $0.64D(H=0)$, $0.66D(H=0.010D)$ 与 $0.65D(H=0.025D)$ 。而对于 $H > 0.025D$ 的柱体, 最大值出现在 $U^*=5$ 处, 分别为 $0.70D(H=0.050D)$ 与 $0.80D(H=0.075D)$ 。值得注意的是, 当 $H=0.075D$ 时, 下部分支的区间显著变短, 柱体在所选的折减速度范围内具有更宽的高振幅区间。图 4(b) 为 $\theta=22.5^\circ$ 时频率响应, 当 $0 \leq H \leq 0.050D$ 时, 折减振动频率 $f_y^*(=f_y/f_n)$, 其中 f_y 为柱体振动频率) 在 $3 \leq U^* \leq 6$ 范围内随 U^* 的增加而缓慢上升, 并在 $6 < U^* \leq 10$ 范围内随折减速度的增加而保持在 1.0 附近, 观察到频率锁定现象; 在折减速度从 10 上升至 11 时快速跃升, 在 $10 < U^* \leq 14$ 区间内随折减速度的增加单调上升。当 $H=0.075D$ 时, f_y 随折减速度变化的整体趋势与 $0 \leq H \leq 0.050D$ 时基本一致, 不同之处在于 $H=0.075D$ 时折减振动频率保持在 1.0 附近的区间为更宽的 $6 \leq U^* \leq 12$ 。

当 $\theta=45^\circ$ 时, 振幅响应如图 4(c) 所示。当 $H=0.025D$ 时, 振幅 A_y^* 随在 U^* 的先增加后降低, 最大值为 $0.58D(U^*=5)$ 。当 $H=0.050D$ 时, 振幅 A_y^* 在 $3 \leq U^* \leq 7$ 区间内随折减速度的增加先上升后下降, 最大值为 $0.52D(U^*=4)$, 在 $7 < U^* \leq 13$ 范围内随折减速度的增加而变化不大, 整体保持在 $0.40D$ 附近, 并在折减速度从 13 上升至 14 时出现跃升。当 $H=0.100D$ 时, A_y^* 值在 $3 \leq U^* \leq 6$ 区间与 $7 < U^* \leq 14$ 区间内都随 U^* 的增加而先上升后下降, 两个区间内的峰值分别为 $0.50D(U^*=5)$ 与 $0.86D(U^*=13)$ 。图 4(d) 为 $\theta=45^\circ$ 时频率响应, $0.025D \leq H \leq 0.050D$ 是振动频率随折减速度的变化趋势类似, 都是先随 U^* 的增加先单调上升后出现下降, 并再次出现上升趋势。当 $H=0.100D$ 时, f_y 随折减速度的变化趋势与前者类似, 然而下降幅度极大, 使得折减振动频率在 $11 \leq U^* \leq 14$ 范围内保持在 0.50 附近。

当 $\theta=90^\circ$ 时, 振幅响应如图 4(e) 所示。当 $0.025D \leq H \leq 0.100D$ 时, 柱体振幅随折减速度的增加而先快速上升后降低, 最大值分别为 $0.70D(H=0.025D, U^*=5)$ 、 $0.81D(H=0.050D, U^*=5)$ 以及 $1.00D(H=0.100D, U^*=9)$ 。值得注意的是, 当 $H=0.100D$ 时, 振幅的上升区间较大, 为 $3 \leq U^* \leq 9$, 且振幅最大值显著大于该覆盖角下的其他工况。因此, 在当 $\theta=90^\circ$ 时,

覆盖弧的高度增加能显著提高柱体振幅，加强 FIV 响应。图 4(f)为 $\theta=90^\circ$ 时频率响应， $H=0.025D$ 与 $H=0.050D$ 时， f_y 随折减速度的增加而在 1.0 附近保持缓慢上升趋势。 $H=0.025D$ 时，折减振动频率在 $3 \leq U^* \leq 9$ 区间内随折减速度的增加整体变化不大，保持在 0.90 附近，对应振幅快速上升区间；在折减速度从 9 上升至 10 时， f_y 发生快速跃升，对应振幅快速下降区间；在 $10 \leq U^* \leq 14$ 区间内，折减振动频率随折减速度的变化整体保持在 1.25 附近，对应低振幅区间。

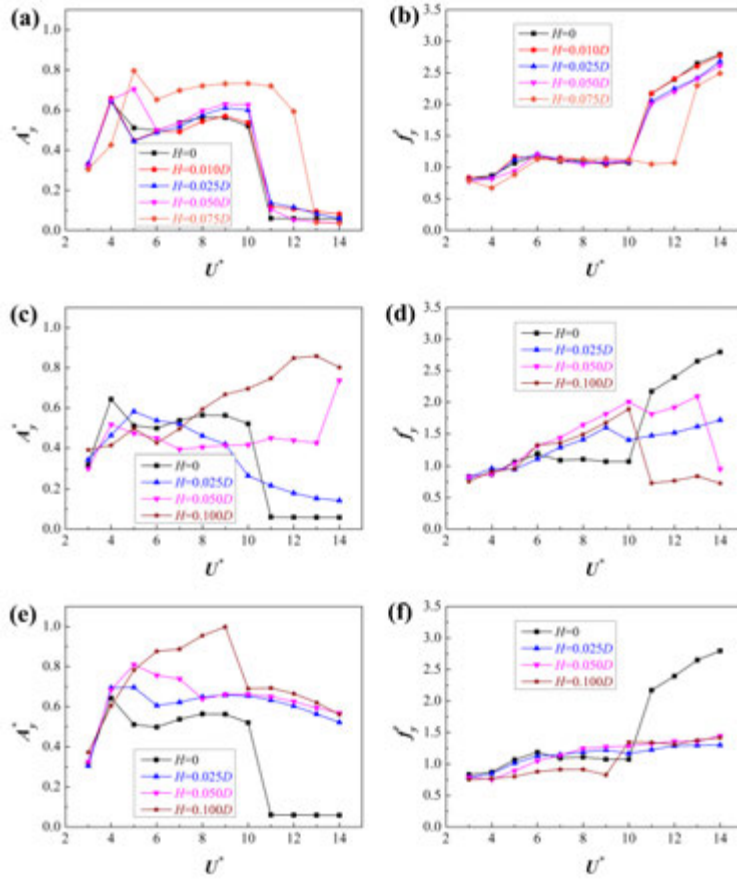


图 4 流致振动响应，(a) $\theta=22.5^\circ$ 时振幅响应；(b) $\theta=22.5^\circ$ 时频率响应；(c) $\theta=45^\circ$ 时振幅响应；(d) $\theta=45^\circ$ 时频率响应；(e) $\theta=90^\circ$ 时振幅响应；(f) $\theta=90^\circ$ 时频率响应

3.2 传热特性

本文对柱体表面努塞尔数进行时间及空间积分，得到平均努塞尔数，以表征柱体的换热性能。如图 5(a)所示，覆盖角为 $\theta=22.5^\circ$ 的柱体平均努塞尔数整体随折减速度的增加而上升，且在 $3 \leq U^* \leq 5$ 区间内上升较快，在此区间内， $H=0$ 的柱体于其他柱体的努塞尔数差距不大。当 $H=0.010D$ 时，柱体的平均努塞尔数在 $U^* > 5$ 范围内始终大于圆柱($H=0$)的努塞尔数，表明 $H=0.010D$ 的柱体换热性能强于圆柱。当 $H=0.025D$ 时，柱体的平均努塞尔数在 $5 \leq U^* \leq 13$ 范围内始终大于大于圆柱($H=0$)的努塞尔数，而折减速度上升至 $U^*=14$ 时则小于圆柱的 Nu_d 值，即 $H=0.025D$ 的柱体在中等折减速度区间内的换热性能强于圆

柱。当 $H=0.050D$ 与 $0.075D$ 时，平均努塞尔数与 $H=0.025D$ 时的趋势基本一致，且换热性能强于圆柱的区间变窄。此外，在中等折减速度区间内，即带多段弧形表面的柱体换热性能强于圆柱的区间内，弧形高度 H 越大，则换热性能越强(Nu_A 数越大)。因此，对于 $\theta=22.5^\circ$ 覆盖角，相较于圆柱，能够实现换热性能的优化区间为中等折减速度区间，且此时弧形高度的提高对换热强化具有积极作用。

覆盖角为 $\theta=45^\circ$ 的柱体平均努塞尔数如图 5(b)所示， $H=0.025D$ 时，柱体的平均努塞尔数在绝大部分折减速度下均小于圆柱的 Nu_A 值，即在该覆盖角下， $H=0.025D$ 对应的柱体换热性能弱于圆柱，形成该现象的原因是中等覆盖角下，一定高度的弧形是柱体表面出现回流区，使得热边界层较厚，且难以分离，最终导致传热恶化。而当 $H=0.050D$ 与 $0.100D$ 时，柱体表面平均努塞尔数在 $3 \leq U^* \leq 6$ 范围内小于圆柱的 Nu_A 值；在 $U^* > 6$ 范围内则远大于圆柱的平均努塞尔数，平均努塞尔数最高可提升 23.9%($H=0.100D$, $U^*=10$)。因此， $H=0.050D$ 与 $0.100D$ 对应的柱体在高折减速度区间内，传热性能优于圆柱($H=0$)。

覆盖角为 $\theta=90^\circ$ 的柱体平均努塞尔数如图 5(c)所示，多段弧形表面的柱体平均努塞尔数在绝大部分折减速度区间内小于圆柱($H=0$)的 Nu_A 值，只有 $H=0.050D$ 的柱体在 $6 < U^* \leq 10$ 范围内传热性能强于圆柱。造成上述现象的原因是大覆盖角下，柱体外轮廓整体圆柱，然而却在各段弧形之间存在回流区，热边界层难以脱落，造成虽然该覆盖角下的多段弧形柱体的换热面积大于圆柱，但换热性能却弱于圆柱。

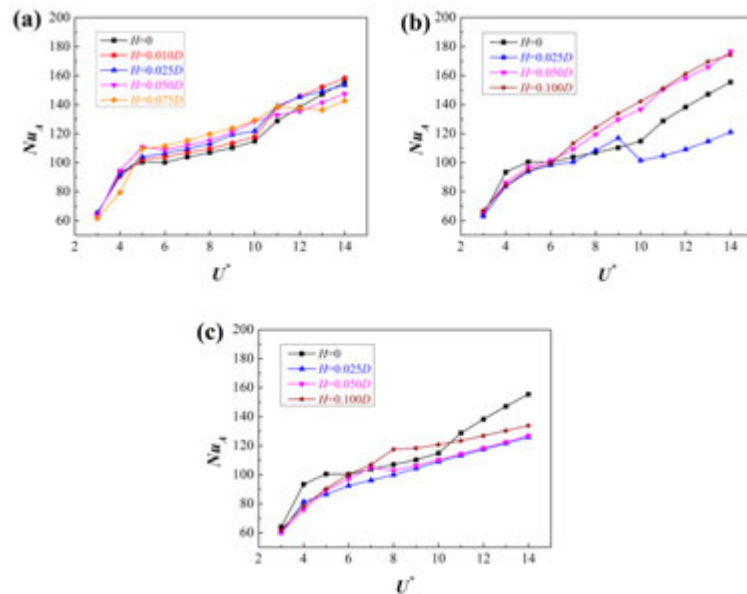


图 6 平均努塞尔数 Nu_A ，(a) $\theta=22.5^\circ$ ；(b) $\theta=45^\circ$ ；(c) $\theta=90^\circ$ ；

4 结 论

本文基于花瓣外轮廓，构建了多段弧形表面的柱体，通过数值模拟研究了该仿生结构在垂直流向的流致振动响应与换热性能，并与圆柱进行对比，讨论了振幅与频率响应、平均努塞尔数等参数，分析柱体之间的换热差异及形成原因。得到以下结论：

(1) 适当的弧形覆盖角与高度，可以显著的提升柱体流致振动的振幅，圆柱最大振幅为 $0.64D$ ($U^*=4$)，多段弧形表面的柱体最大振幅为 $1.00D$ ($\theta=90^\circ$, $H=0.100D$, $U^*=9$)。

(2) 覆盖角较低时($\theta=22.5^\circ$), 由多段弧形组成表面的柱体振动频率随折减速度的变化趋势与圆柱类似, 均可观察到频率锁定现象, 且在大弧形高度时频率锁定区间更宽。而高覆盖角下($\theta=90^\circ$), f_y 随折减速度的增加而在 1.0 附近保持缓慢上升趋势。

(3) 与圆柱($H=0$)对比, 覆盖角为 45° 的柱体在较大的弧形高度时, 可观测到高折减速度区间内显著的传热强化, 平均努塞尔数最大提升了 23.9%($H=0.050D$, $U^*=10$), 适当的覆盖角与弧形高度可有效的破坏柱体表面热边界层, 使得柱体于流体之间的传热强化。

参考文献

- [1] Wang H, Ding L, Zhang L, et al. Control of two-degree-of-freedom vortex induced vibrations of a circular cylinder using synthetic Jets: Effect of synthetic jet orientation angle and phase difference. *Ocean Engineering*, 2020, 217: 107906.
- [2] Houdroge F Y, Leweke T, Hourigan K, et al. Wake dynamics and flow-induced vibration of a freely rolling cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 2020, 903.
- [3] Zou Q, Ding L, Wang H, et al. Two-degree-of-freedom flow-induced vibration of a rotating circular cylinder. *Ocean Engineering*, 2019, 191: 106505.
- [4] Zou Q, Ding L, He H, et al. Investigation on heat transfer and flow-induced vibration of three cylinders in equilateral triangle arrangement. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2022, 136: 106177.
- [5] Ding L, He H, Song T. Vortex-induced vibration and heat dissipation of multiple cylinders under opposed thermal buoyancy [J]. *Ocean Engineering*, 2023, 270: 113669.
- [6] Izadpanah E, Amini Y, Ashouri A. A comprehensive investigation of vortex induced vibration effects on the heat transfer from a circular cylinder. *International Journal of Thermal Sciences*, 2018, 125: 405-18.
- [7] Izadpanah E, Ashouri A, Liravi M, et al. Effect of vortex-induced vibration of finned cylinders on heat transfer enhancement. *Physics of Fluids*, 2019, 31(7): 073604.
- [8] Shi J, Hu J, Schafer S R, et al. Numerical study of heat transfer enhancement of channel via vortex-induced vibration. *Applied thermal engineering*, 2014, 70(1): 838-45.
- [9] Chen G, Liang X-F, Li X-B, et al. Numerical investigation of vortex induced vibration effects on the heat transfer for various aspect ratios ellipse cylinder. *International Journal of Thermal Sciences*, 2021, 170: 107138.
- [10] Khan M A, Anwer S F, Khan S A, et al. Hydrodynamic and heat transfer characteristics of vortex-induced vibration of square cylinder with various flow approach angle. *International Journal of Thermal Sciences*, 2020, 156: 106454.
- [11] Ebrahimi E, Amini Y, Imani G. Heat transfer characteristics of a circular cylinder covered by a porous layer undergoing vortex-induced vibration. *International Journal of Thermal Sciences*, 2021, 166: 106974.
- [12] Kumar V, Garg H, Sharma G, et al. Harnessing flow-induced vibration of a D-section cylinder for convective heat transfer augmentation in laminar channel flow. *Physics of Fluids*,

2020, 32(8): 083603.

[13] Singhal A K, Spalding D B. Predictions of two-dimensional boundary layers with the aid of the $k-\epsilon$ model of turbulence. *Computer Methods in Applied Mechanics & Engineering*, 1981, 25(3): 365-83.

[14] Mackowski A, Williamson C. An experimental investigation of vortex-induced vibration with nonlinear restoring forces. *Physics of Fluids*, 2013, 25(8): 087101.

超声波阻垢特性及机理分析

任凯, 陈永昌, 杨晗, 赵依菲, 马重芳

(北京工业大学环境与能源工程学院, 传热强化与过程节能教育部重点实验室, 传热与能源利用北京市重点实验室, 北京 100124)

(Tel: 01067391985-8313, Emails: chen Yongchang@bjut.edu.cn)

摘要: 本文利用实验室搭建的污垢动态监测实验台, 考察了人工配置硬水在循环状态和一次性通过换热测试段两种流通状态下, 超声波功率对换热表面结垢过程的影响。实验过程采用频率为 20kHz 的超声波, 功率为 0-250W, 结果表明在超声波的作用下, 渐进污垢达到渐进值的时间有效缩短, 污垢热阻值有所降低; 阻垢率与功率为非线性关系, 在冷却水循环状态、功率为 150W 时, 阻垢效果最好, 阻垢率为 37.5%; 通过对晶型的观察, 发现在超声波作用下文石比例明显增加。

关键词: 超声波; 阻垢; 功率; 晶型

0 前言

换热器在电力、能源、化工、石油等众多工业领域有着广泛的应用, 在工业生产中, 污垢的产生会对换热设备的换热性能产生极大的不良影响, 对于工业生产造成严重的经济损失。Cho 等^[1]报道换热设备表面积垢在几毫米左右就会使总传热系数降低 50% 左右, 极大的影响了换热设备的换热效率。目前的阻垢技术主要分为物理方法和化学方法, 作为物理阻垢技术之一, 超声波阻垢技术因具有安全可靠、无污染、自动化程度更高等优点, 且在除垢阻垢的同时可对换热设备进行强化传热, 已经越来越多的应用于工业过程中^[2]。

目前, 国内外学者对超声波的阻垢效果进行了大量的研究。Li 等^[3]通过设计防除垢系统研究了超声波频率、功率等对换热器换热效果的影响, 实验表明, 在超声波的作用下换热器的强化换热效果, 当频率为 21kHz 时优于 45kHz 的强化换热效果, 功率为 90W 优于 30W 的强化换热效果。刘芑宏等^[4]对比了 20kHz、50 kHz 和 80 kHz 低频超声空化强度结果表明, 超声空化强度随着频率升高而降低, 20kHz 超声输入条件下的空化强度是 80kHz 的 5 倍, 而 50kHz 超声输入条件下的空化强度是 80kHz 的 3 倍。Li 等^[5]设计了动态实验, 运用正交法得出超声波频率在 28kHz、功率 0.61W、处理时间 15min、时间间隔 2h 时为最佳匹配关系, 最大的除垢率为 81.1%。吴亿成等^[6]进行超声波静态防垢实验, 研究结果表明, 超声波功率一定时, 频率低、作用时间长, 防垢效果较好; 超声波频率一定时, 功率大、作用时间长, 防垢效果较好。余涛等^[7]设计了超声波防除垢及强化传热试验台并通过实验得出了影响超声波除垢和强化换热的因素, 适当提高超声波的频率、功率和反应体系的温度有利于增强超声波的除垢效果。傅俊萍等^[8]对比频率在 20kHz、28kHz、40kHz 时的超声波除垢效果。结果发现, 垢片放置在垂直换能器方向, 频率越高除垢效果越好; 三种频率下, 20kHz 时有效除垢范围最大,

40kHz 时有效除垢范围最小。孙文乐等^[9]实验考察了在超声波处理下, 铝酸钠结晶过程中超声波频率和功率对铝酸钠结晶和晶体形貌的影响。结果表明, 随着超声波功率变小, 铝酸钠晶体颗粒变大; 随着超声波频率增加, 晶体簇尺寸变大。袁萌等^[10]通过实验研究发现, 超声波功率与抑垢、除垢有一定的匹配关系, 即超声波在功率 200W 以下时主要是抑垢影响, 功率大于 200W 时则主要是除垢效果。刘振等^[11]研究了超声波对碳酸钙结垢的影响规律, 得出结论, 超声波功率越大, 除垢效果越好, 在频率为 20kHz~50kHz 时提高超声波频率可以提高除垢效果, 但随着频率继续增加空化发生比较困难, 除垢效果反而下降。Dalas^[12]研究了超声波对碳酸钙形成过程的影响。通过有无超声波对碳酸钙形成形态的对比, 得出超声波可以阻止水垢的形成; 超声波辐射不影响形成 CaCO_3 的性质、形态、大小, 仅仅影响晶体生长的增长率。袁萌^[13]通过实验研究了流体在管内流动时, 超声波功率对抑垢、除垢的匹配关系及声场作用下强化传热的影响。结果表明, 当超声波功率达到 200W 时出现了除垢效果, 且直至 600W 时均表现为除垢率随着超声波功率的增大而增大。刘玉强等^[14]在探究超声波对反应结晶过程及结晶产品平均粒径和粒度分布的影响中, 发现超声处理有效抑制了碳酸锂晶体团聚。随着超声功率的增大, 晶体粒径略微增大。

已有的大量实验研究表明, 超声波对阻垢除垢有一定的效果, 并且超声波的阻垢性能与频率功率布置方式等密切相关, 对于不同水质状况也表现出不同的阻垢效果, 由于目前研究条件各不相同致使研究结果缺乏一致性, 在水的流通状态方面的影响比较缺乏, 相关研究工作非常有限, 对于超声波阻垢缺乏系统深入的理论研究, 特别是对于阻垢机理缺乏足够认识。本文通过搭建热阻动态监测装置, 通过配置人工硬水模拟工业水处理过程, 考察了水在循环状态和一次性通过换热测试段两种流通状态下超声波对于换热表面结垢过程的影响, 由于水循环状态下随着污垢的形成, 溶液中离子浓度不断下降, 在冷却水一次性通过条件下, 能够保持溶液中离子浓度稳定, 排除因离子浓度变化等因素对实验结果产生的干扰, 同时能够对不同的工业过程溶液的流通状况进行分析, 为溶液一次性通过换热器的情况提供依据, 并通过金相显微镜对于结晶形态的观察, 便于检测在超声波处理过程中碳酸钙晶体形态的变化, 从微观层面上进一步认识超声波的阻垢机理, 为超声波阻垢技术在工业水处理的实际应用提供参考。

1 实验装置及方法

1.1 实验装置

本文利用污垢热阻动态监测装置进行实验研究, 系统如图 1 所示, 该装置由水流管路、测控装置、超声波装置和换热测试段组成。

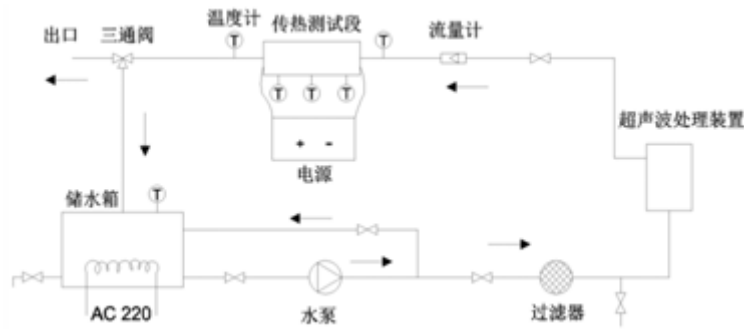


图 1 污垢热阻动态实验装置示意图

Fig. 1 Schematic diagram of a small scale dynamic experimental device for fouling resistance

水流管路主要包括储水箱、水泵、过滤器和连接管道等。储水箱中设有带恒温功能的电加热器，使储水箱中的水温在设定范围内。另外，可以通过调节回路阀门以调节管路内水的流速。

换热测试段如图 2 所示，换热测试段是流通面为矩形的管道。换热测试段由两部分组成，一部分为矩形管道的顶面及两侧面构成，另一部分为带槽镂空的底板，上下通过螺栓连接。换热测试段材质亚克力板(丙烯酸塑料)，可以更加直观地观测污垢地沉积过程。底板的中间镂空位置，可选择不同材质及表面特性的加热壁作为研究对象，该实验选用的是表面光滑厚度为 1mm 的黄铜板。

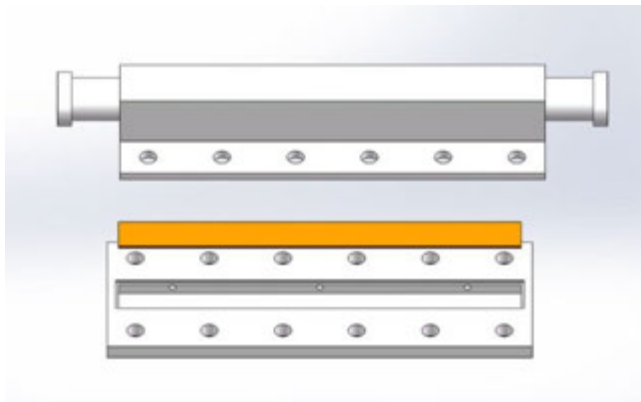


图 2 换热测试段

Fig. 2 Heat transfer test section

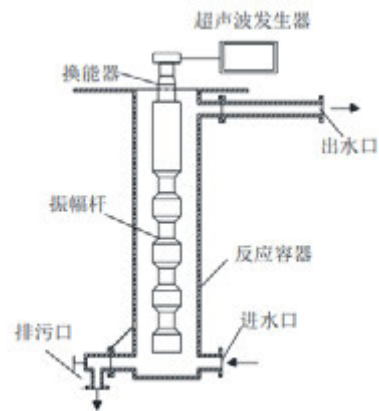


图 3 超声波处理装置示意图

Fig. 3 Schematic diagram of ultrasonic treatment device

超声波装置主要包括超声波发生器，换能器和振幅杆，结构如图 3 所示，超声波发生器的输入电压为 220V，工作频率为 20kHz，可实现超声波工作功率 0~250W 连续可调。换能器和振幅杆以紧固螺栓连接。

换热测试段采用电加热的加热方式，热源为电加热丝制成加热带，由一台直流电源供电。换热测试段与水流管路通过卡箍连接，方便安装与拆卸。如图 4 所示，电加热丝均匀地铺设在有效换热面内，三个测温点均匀的布置在铜板与加热带之间，热电偶探头固定在铜板的加热壁面上。



图 0 加热带内电加热丝的布置情况

Fig. 4 The arrangement of electric heating wires in the heating strip

1.2 计算方法

传热测试段内的换热过程稳定时，满足如下热平衡方程组：

$$Q = c_p \rho q_v (t_{c2} - t_{c1}) \quad (1)$$

式中， Q 为传热量，(W)； t_{c2} 为出口温度，(°C)； t_{c1} 为进口温度，(°C)； c_p 为水的定压比热容，[J/(kg·K)]； ρ 为水的密度，(kg/m³)； q_v 为流体的体积流量，(L/h)。

$$Q = \lambda_w A \frac{t_{w0} - t_{wi}}{\delta} \quad (2)$$

式中， λ_w 为加热壁的导热系数，[W/(m·K)]； A 为有效换热面积，(m²)； t_{w0} 为加热壁面温度，(°C)； t_{wi} 为换热表面温度，(°C)； δ 为加热壁厚度，(m)。

$$Q = hA(t_{wi} - t_c) \quad (3)$$

式中， h 为换热表面与流体之间的对流换热系数，W/(m²·K)； t_c ——传热测试段内流体的平均温度，(°C)。

$$Q = KA(t_{w0} - t_c) \quad (4)$$

则传热测试段的总传热系数为：

$$\frac{1}{K} = \frac{\delta}{\lambda_w} + \frac{1}{h} \quad (5)$$

污垢热阻：

$$R_f = \frac{1}{K_t} - \frac{1}{K_0} \quad (6)$$

式中， K_t 和 K_0 分别为结垢状态下和洁净状态下的总传热系数，[W/(m²·K)]。

阻垢率：

$$\eta_f = 1 - \frac{R_f'}{R_f} \quad (7)$$

式中, R_f' 为经处理后的污垢热阻, ($\text{m}^2 \cdot \text{K}/\text{W}$); R_f 为未处理时污垢热阻, ($\text{m}^2 \cdot \text{K}/\text{W}$)。

在仪器误差的基础上, 利用公式 3 对在数据处理过程中产生的累积误差进行分析计算。

$$\delta Y = \left\{ \sum_{i=1}^N \left(\frac{\delta y}{\delta x_i} \delta X_i \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

表 1 为主要计算参数的相对误差值。本文实验中污垢热阻值相对误差为 8.209%, 实验数据对研究污垢热阻变化趋势具有较高的可靠性。

表 1 相对误差值

Tab. 1 Relative error

名称	$\delta Q/Q$	$\delta K/K$	$\delta R_f/R_f$	$\delta \eta/\eta_f$
相对误差(%)	4.042	4.105	5.805	8.209

2 实验结果分析

实验条件: 传热测试段入口处冷却水温度为 26°C 、加热壁面温度为 50°C , 流速为 0.2m/s , 冷却水初始钙离子浓度为 0.005mol/L (硬度为 500mg/L), 碳酸氢根离子浓度为 0.01mol/L 。实验过程超声波频率为 20kHz , 超声波功率为 $50\text{W} \sim 250\text{W}$, 与未经超声波处理的结垢实验对比, 考察水在循环状态和一次性通过两种不同流通状态下, 超声波功率对阻垢效果的影响, 并取样观察换热表面上碳酸钙的晶体形态。

当冷却水处于循环状态, 超声波功率大小对污垢热阻的影响如图 5 所示。由图 5 可知, 未经超声波处理的污垢热阻在是实验初期迅速增长, 2 个小时后污垢热阻的增长速度缓慢, 5 小时后, 污垢热阻值趋于稳定; 当冷却水一次通过时, 超声波功率大小对污垢热阻的影响如图 6 示。从图 6 可知, 未经超声波处理的污垢热阻在是实验初期迅速增长, 3 小时后污垢热阻的增长速度缓慢并趋于稳定; 冷却水循环状态和一次性通过状态下换热表面碳酸钙污垢微观形貌为图 7 所示。在无超声波处理时, 在两种流通状态下, CaCO_3 污垢晶体都是以方解石为主, 其中在一次性通过的状态下, 污垢的渐进热阻大于循环状态的污垢热阻, 污垢热阻值趋于稳定的时间更短。

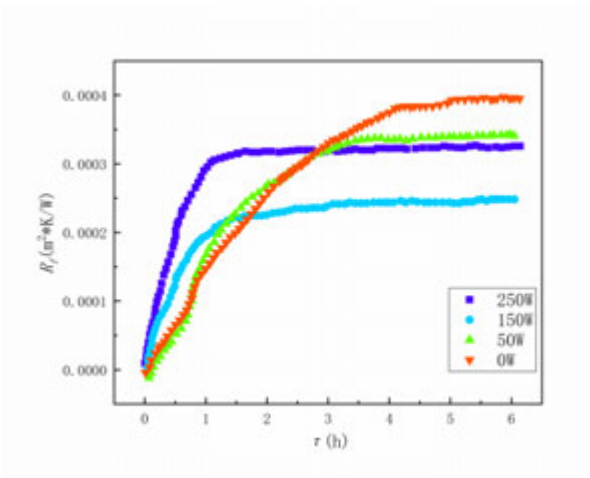


图 5 冷却水循环状态下污垢热阻变化情况
Fig. 5 The change of fouling resistance under the condition of cooling water circulation

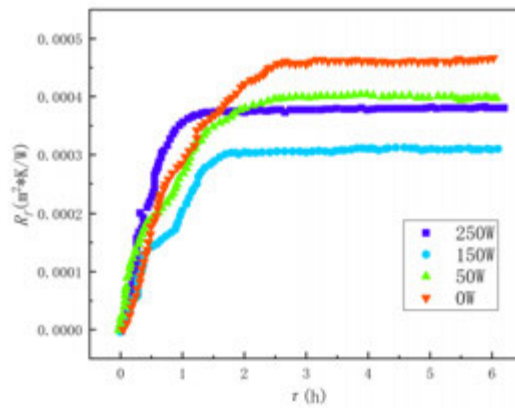
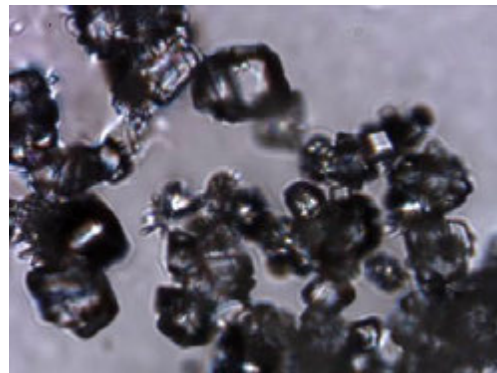
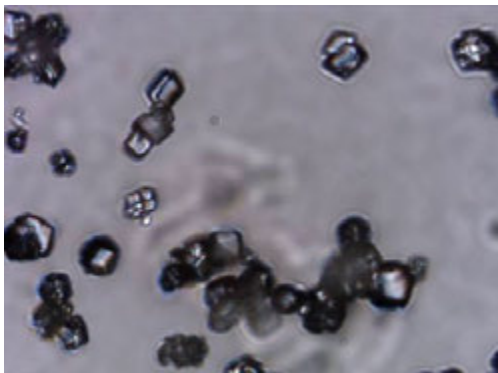
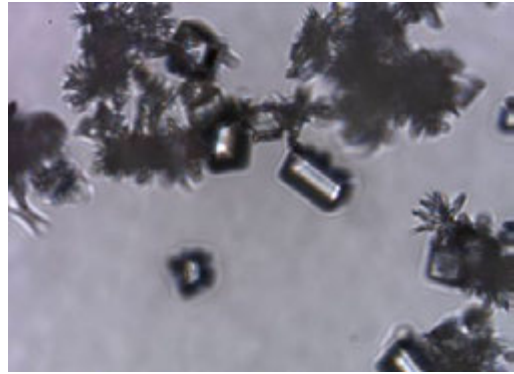
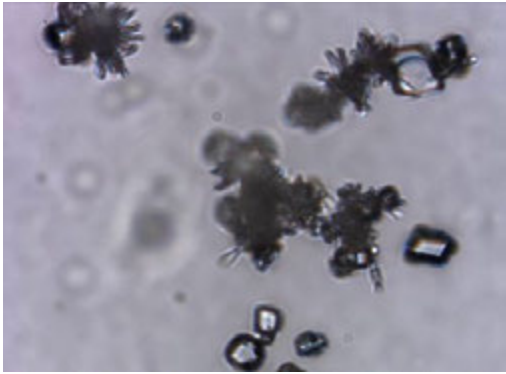


图 6 冷却水一次性通过状态下污垢热阻变化情况
Fig. 6 The change of fouling resistance of cooling water under one-pass condition

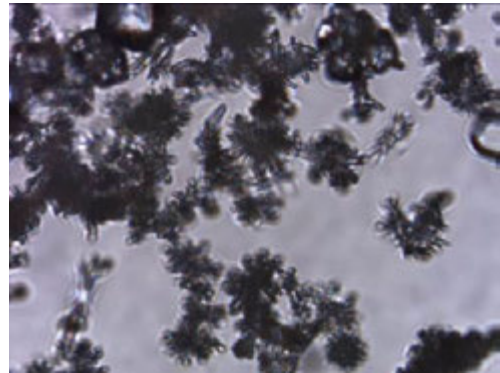
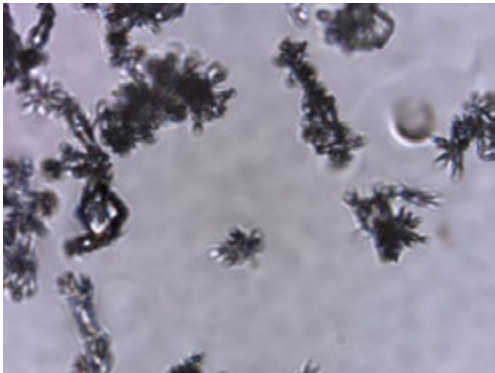
在循环状态时，经过超声波处理后污垢热阻的增长速度明显减慢，污垢热阻值明显减小，污垢热阻值并没有随着超声波功率的增加单调增加或减小。当超声波功率分别为 50W、150W、250W 时，污垢热阻趋于稳定所需的时间大约分别为 4.5 小时，3 小时，1.5 小时。在一次性通过状态下，当超声波功率分别为 50W、150W、250W 时，污垢热阻趋于稳定所需的时间大约分别为 2.5 小时，2 小时，1 小时，超声波处理能够有效缩短污垢热阻达到渐进值所需要的时间。从晶体形态上看，经过超声波处理后，冷却水中 CaCO_3 的结晶环境将被显著改变，超声波功率为 50W 时，晶体大部分为文石，少部分为方解石；当超声波功率为 250W 时，晶体以文石为主，有个别的方解石；当超声波功率为 150W 时，晶体基本为文石。



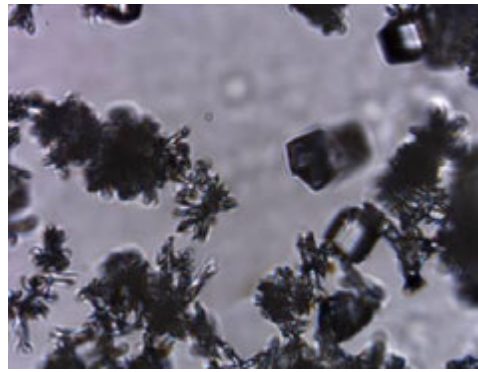
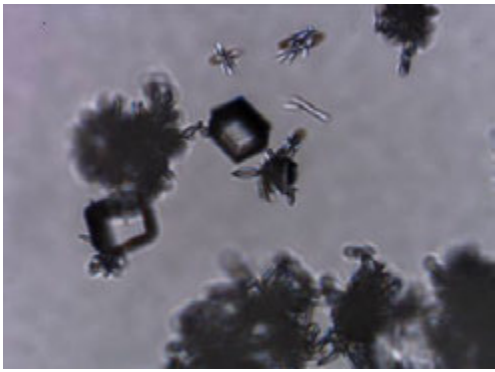
(a) 超声波功率 0W



(b) 超声波功率 50W



(c) 超声波功率 150W



(d) 超声波功率 250W

图 7 热表面碳酸钙污垢微观形貌(放大 500 倍)

Fig. 7 microstructure of calcium carbonate fouling on heat transfer surface (magnified 500 times)

在超声波的影响下，冷却水中将在短时间内产生大量 CaCO_3 晶核，大量晶核在生长过程中相互抢夺冷却水中的结垢离子，导致冷却水中的结垢离子数量不足以使所有文石都转变为方解石，于是文石在 CaCO_3 污垢中的占比升高了。未经超声波处理后形成的碳酸钙晶体大部分为方解石，更容易沉积在换热表面，且形成的积垢较为致密坚硬，不易被水流冲击而脱出换热器表面，所以较未经超声波处理时污垢热阻值较大；超声波改变了冷却水中碳酸钙的结晶环境，降低了晶核形成能，促进了文石的大量快速生长，

抑制了方解石的生长，文石体积小且质量轻，不易沉积而悬浮于流动液体中，且形成的积垢比较疏松从而大大减少了碳酸钙晶体在换热表面和管壁上的沉积量，达到阻垢的目的。当超声波的功率超过一定范围后，会在流体中产生大量气泡，从而阻碍了超声波的传递，使得声能的利用率降低，不足以产生大量文石，使得文石比例有所降低，从而使结垢效果减弱。

实验稳定后，通过对冷却水循环状态和一次性通过状态下较平稳段的污垢热阻平均值进行比较，发现经过超声波处理时，污垢热阻值在功率为 50W 时最大，250W 时次之，150W 时最小。说明污垢热阻值并不是随着超声波功率的增大而减小的，当超声波功率为 250W 时，污垢热阻值较大，阻垢效果有所减弱。

冷却水在循环状态和一次通过不同功率下的阻垢率为图 8 所示。冷却水在循环状态和一次性通过状态时，在超声波处理后，阻垢率均为正值，说明超声波处理具有阻垢作用；并且在一次性通过状态下和循环状态下，超声波功率为 150W 时，渐进污垢热阻都是最小的，而阻垢率都是最大的，其中在循环状态时为 37.5%，在一次性通过时为 33.3%；超声波功率 50W 时，均表现出渐进污垢热阻最大，阻垢率最小，在循环状态时为 14.9%，在一次性通过时为 12.5%；当超声波功率为 250W 时，渐进污垢热阻值和阻垢率均适中。

冷却水循环状态小于一次性通过时的渐进污垢热阻阻值，说明冷却水一次性通过时，换热表面更容易结垢。相同超声波功率下，对于换热表面，一次性通过来流中钙离子浓度不变，即碳酸钙的过饱和度为定值，则碳酸钙的结晶速率不变；而当冷却水处于循环状态时，由于结垢过程持续进行，来流中结垢离子浓度逐渐下降，碳酸钙过饱和度持续降低，使得碳酸钙的结晶速率下降。冷却水循环状态小于一次性通过时的渐进污垢热阻阻值，说明冷却水一次性通过时，换热表面更容易结垢。

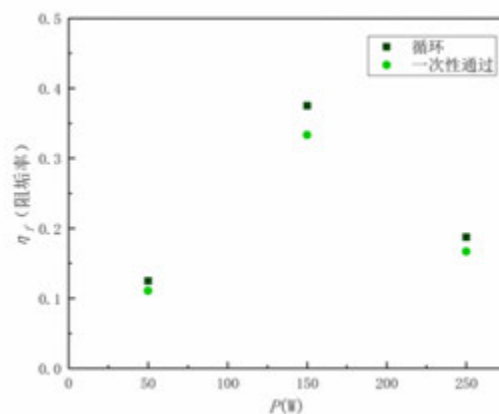


图 8 阻垢率
Fig. 8 Scale inhibition rate

3 结论

本文利用污垢动态监测实验装置进行了超声波阻垢性能实验。超声波频率为 20kHz，功率分别为 50W、150W 和 250W，考察了冷却水分别在循环通过、一次性通

过状态下，超声波功率对换热表面结垢过程的影响。得出的结论如下：

(1)在超声波的作用下能够缩短污垢热阻达到渐进值的时间，在功率 250W 时由 4.5 小时缩短至 1.5 小时，并且降低渐进污垢热阻值，具有明显的阻垢效果；

(2)阻垢率随着超声波功率的增大先增大后减小，呈现非单调变化。在循环通和一次性通过状态下在超声波功率为 150W 时，超声波作用具有最好的阻垢效果，循环状态时阻垢率为 37.5%；

(3)通过对冷却水的通过状态进行对比，发现冷却水在一次性通过时换热表面更容易结垢，冷却水循环状态的渐进污垢热阻较小，阻垢率大，阻垢率提高了 4%左右；

(4)在超声波的作用下，文石在碳酸钙污垢层中的比例增大，方解石比例减小。当超声波功率为 150W 时，文石占比也最大；当超声波功率过大时，由于流体中气泡过多，不利于超声波传播，使阻垢性能降低。

参考文献

- [1] CHO Y I, Fan C F. Theory of Electronic Anti-fouling Technology to Control Precipitation Fouling in Heat Exchangers[J]. Int.Comm.Heat Mass Transfer. 1997, 24 (6): 757-770.
- [2] 王蕾, 关洪宇. 超声波技术在强化传热及防垢除垢技术中应用进展[J]. 应用化工, 2022, 51(09): 2788-2790+2797.
Wang Lei, Guan Hongyu. Research Progress of Ultrasonic Enhanced Heat Transfer and Scaleprevention and Descaling Technology[J]. Applied Chemical Industry, 2022, 51(09): 2788-2790+2797.
- [3] Li B, Han X, Wan Z, et al. Influence of ultrasound on heat transfer of copper tubes with different surface characteristics in sub-cooled boiling[J]. Applied Thermal Engineering, 2016, 92: 93-103.
- [4] 刘芑宏. 超声化学反应器内空化强度表征与影响因素[D].天津大学,2016.
Liu Penghong. The Characterization and Influencing of Cavitation Intensity in the Sonochemical Reactor[D].Tianjin University,2016.
- [5] Li X, Zhang J, Yang D. Determination of Antiscaling Efficiency and Dissolution Capacity for Calcium Carbonate with Ultrasonic Irradiation[J]. Industrial & Engineering Chemistry Research, 2012, 51(27): 9266–9274.
- [6] 吴亿成,崔海娟. 超声波防垢机理及船舶冷却水防垢应用的探讨[C].2007 年船舶防污染学术年会论文集.2007:66-71.
Wu Yicheng, Cui Haijuan. Discussion on Ultrasonic Anti-scaling Mechanism and Application of Ship Cooling Water Anti-scaling[C].Proceedings of 2007 Ship Anti-pollution Conference.2007:66-71.
- [7] 余涛,傅俊萍.超声波在线防垢、除垢与强化传热的实验研究[J]. 湖南冶金职业技术学院学报, 2005, 5(3): 327-329.

- Yu Tao, Fu Junping. Experimental Study on Ultrasonic Online Antiscaling, Descaling and Enhanced Heat Transfer[J]. Journal of Hunan Metallurgical Vocational and Technical College, 2005, 5(3): 327-329.
- [8] 傅俊萍,石沛,何叶从,等.超声波频率对除垢范围及除垢效率的影响[J].化工进展, 2015, 34(10): 3809-3813.
- Fu Junping, Shi Pei, He Yecong, et al. Effect of Ultrasonic Frequency on Descaling Range and Descaling Efficiency[J].Chemical Industry and Engineering Progress, 2015, 34(10): 3809-3813.
- [9] 孙文乐,张扬,马淑花,王月娇,丁健,唐振华,郑诗礼.超声波强化铝酸钠结晶工艺[J].过程工程学报, 2013,13(06):992-997.
- Sun Wenle, Zhang Yang, Ma Shuhua, Wang Yuejiao, Ding Jian, Tang Zhenhua, Zhang Shili. Crystallization Process of Ultrasound-enhanced Sodium Aluminate[J]. Chinese Journal of Process Engineering, 2013,13(06):992-997.
- [10] 袁萌. 超声波防垢除垢及强化传热实验研究[J]. 应用能源技术, 2016(3):15-17.
- Yuan Meng. Experimental study on Ultrasonic Antiscaling, Descaling and Enhanced Heat Transfer[J]. Applied Energy Technology, 2016(3):15-17.
- [11] 刘振,王丽玲.动态实验研究超声波对碳酸钙结垢影响规律[J].当代化工, 2014(6): 935-938.
- Liu Zhen,Wang Liling. Dynamic experimental study on the influence of ultrasonic waves on calcium carbonate scaling[J].Chemical Industry and Engineering, 2014(6): 935-938.
- [12] Dalas E. The effect of ultrasonic field on calcium carbonate scale formation[J]. Journal of Crystal Growth, 2001, 222(1-2): 287-292.
- [13] 袁萌.超声波防垢除垢及强化传热实验研究[J].机械管理开发, 2016, 31(06):41-42+73.
- Yuan Meng. Experimental study on ultrasonic anti-scaling and enhanced heat transfer[J].Machinery Management Development, 2016, 31(06):41-42+73.
- [14] 刘玉强,张志强,毕秋艳,张一瑶.超声波对碳酸锂反应结晶过程的影响[J].无机盐工业, 2019, 51(04):42-47.
- Liu Yuqiang, Zhang Zhiqiang, Bi Qiuyan, Zhang Yiyao. Effect of Ultrasonic Waves on Crystallization Process of Lithium Carbonate Reaction[J].Inorganic Salt Industry, 2019, 51(04):42-47.

横向磁场下等温壁面水平管道内的混合对流研究

徐海波, 陈龙, 倪明玖

(中国科学院大学 工程科学学院, 北京 101408)

([Tel:17302201301](tel:17302201301), [Email:17302201301@163.com](mailto:17302201301@163.com))

摘要: 本文采用 SM82 模型, 通过直接数值模拟研究了横向水平磁场下等温壁面水平管道内的混合对流, 分析了不同参数下的流动状态、速度和温度分布情况及壁面平均剪切力、平均努塞尔数的变化趋势。结果表明: 流动失稳的主要特征为对流涡的出现, 格拉晓夫数 Gr 作为不稳定因素使得管道内流动由稳态逐步过渡到不稳定状态, 而哈特曼数 Ha 作为稳定因素会抑制不稳定的发生, 且在研究范围内壁面平均剪切力与平均努塞尔数呈负相关关系。

关键词: SM82 模型, 直接数值模拟, 等温壁面, 横向磁场, 混合对流

0 前言

可控核聚变是一种清洁无污染的发电方式, 它通过核聚变产生的能量产生发电。核聚变已经为人类所掌握, 如氢弹。但是要实现可控核聚变, 利用聚变反应中产生的能量, 是目前困扰人类的世界性难题。为解决这一难题, 实现可约束的可控的核聚变, 人类进行了艰难探索。上世纪五十年代, 托卡马克(Tokamak)概念由前苏联科学家提出, 托卡马克是一种环形容容器, 内部有强磁场用于约束等离子体实现磁约束聚变。目前人类多个国家联合发起国际热核实验反应堆(ITER)项目^[1], ITER 是目前世界上正在建设的最大的核聚变反应堆。聚变堆由高温等离子体、等离子体约束系统、等离子体腔室等部件组成。等离子体腔室由带有第一壁的包层, 偏滤器, 辐射屏蔽装置等组成。其中包层是聚变堆中的能量转换的关键部件, 用于提取和输运上述聚变反应产生的能量, 并进行氦的增殖以保证自给自足。

在聚变堆中由于中子与锂铅合金流体发生增殖反应, 产生大量的热, 提高了包层内流体温差, 温差引起大浮力。包层内流体有多种流动形态^[2], 其中混合对流是我们的研究重点。当流体流动所需的动力由泵产生的压力梯度提供时, 它被称为强迫对流。而自然对流是由流体中温度的不均匀分布引起的浮力驱动的循环流动。在许多实际应用中, 两种对流形式并存: 这种强制和自然对流相结合也称为混合对流。磁流体力学效应(MHD 效应)强烈地影响了包层内流体流动分布、稳定性、耦合传热及质量输运。MHD 效应和热量及质量输运是任何液态包层首先要考虑的事情。

二十世纪五六十年代, Shercliff^[3], Hunt^[4]和 Walker^[5]对不同几何模型充分发展 MHD 流进行分析, 得到解析解。前人这些研究成果为后人研究多物理场中混合对流及数值研究磁流体力学相关问题提供了参考和基准算例, 尤其是管道方面的理论研究为包层内的数值分析提供了理论依据和思路。

在管道中混合对流问题的数值模拟研究中, Zhang^[6]采用直接数值模拟和线性稳定性分析方法, 研究了高哈特曼数 ($50 \leq Ha \leq 800$) (Ha :无量纲数, 代表作用在流体上的洛伦兹力与粘性力之比)和格拉晓夫数 ($10^5 \leq Gr \leq 10^9$) (Gr :无量纲数, 代表作用在流体上的浮力与粘性力之比)数值下横向磁场作用下水平管道内的混合对流。研究发现, 当湍流被完全抑制时, 自然对流机制导致了大尺度相干结构的发展。Xuan Zhang^[7]采用准二维(Q2D)模型, 对单壁加热和强横向磁场的垂直管道中向下流动的混合对流的研究表明, 由于浮力的作用,

流动逐渐变得不稳定。Zhang^[8]对纵向磁场（沿流向）作用下，具有非均匀体积热源的水平绝缘方管混合对流传热进行了数值模拟，发现在高 Gr 和 Ha 的情况下，管道内出现了聚变环境下典型的二维或近似二维的湍流的对流，即使发生向三维的转变，三维扰动能量与二维分流量的能量相比也很小。Zikanov^[9]通过直接数值模拟和线性稳定性分析，研究了在底部施加恒速加热并施加横向水平磁场的水平管道中的混合对流。验证并应用 Q2D 模型对比完整的三维分析，以研究与核聚变反应堆包层条件对应的先前未探索的控制参数范围内的流动行为，证明了在非常高的哈特曼数下流动的准二维结构并不能保证经典二维近似的准确性。Q2D 模型在研究中考虑的最高 Gr 下，准确性会下降。

以上研究均为施加面热源/体积热源，现阶段缺乏对等温壁面管道内混合对流的相关研究，因此可以研究横向磁场作用下等温壁面管道模型的相关流动情况及热量运输，以便于之后更好的研究水冷锂铅包层内部的流动以及对工业开发提供参考。

1 问题定义

1.1 物理模型及基本方程

如图 1.1 所示，本文考虑宽高比 $\Gamma = 3.5$ 的水平管道，流动介质为锂铅合金，管道长为 4π 。管道上壁面为均匀稳定低温 T_c ，下壁面为均匀稳定高温 T_h ，且管道壁面电绝缘。入口处来流速度为 U 、水平磁场沿 z 向，重力沿 y 轴负方向，其中 x 表示流向、 y 表示垂向、 z 表示展向。

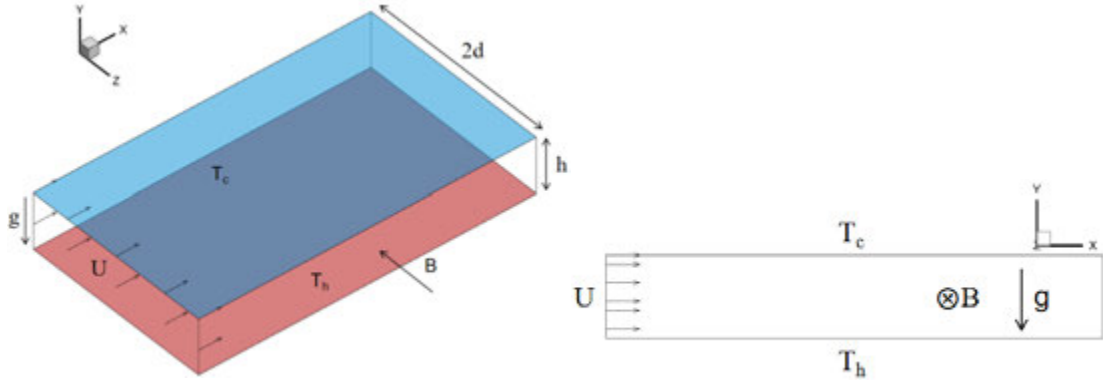


图 1.1 物理模型和坐标系

Figure 1.1 Flow geometry and coordinate system

本文研究 $Pr = 0.025, Re = 5000, 10^7 \leq Gr \leq 10^8, 500 \leq Ha \leq 10^4$ 时管道内的流动情况。在此参数下，可以认为本文中施加的磁场足够强，且 Hartmann 和 Stuart 数满足 $Ha \gg 1$ ， $N \equiv \frac{\sigma B^2 d}{\rho U} = \frac{Ha^2}{Re} \gg 1$ ，可以使用准二维模型（SM82 模型）。

在计算中，采用 Boussinesq 近似，即密度变化产生的浮力表示为温度的线性函数，将洛伦兹力以及浮力代入流体力学方程组。分别使用 d ， U 和 $(T - T_0)/(T_h - T_c)$ 作为长度，速度和温度标度来对方程进行无量纲化处理，该方程组的无量纲形式表示如下：

在计算中，采用 Boussinesq 近似，即密度变化产生的浮力表示为温度的线性函数，将洛伦兹力以及浮力代入流体力学方程组。分别使用 d ， U 和 $(T - T_0)/(T_h - T_c)$ 作为长度，速度和温度标度来对方程进行无量纲化处理，该方程组的无量纲形式表示如下：

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -(\nabla p + \nabla \hat{p}) + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u} - \frac{Gr}{Re^2} T - \frac{Ha}{Re} \mathbf{u}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) T = \frac{1}{RePr} \nabla^2 T$$

其中 \mathbf{u} 为速度， p 为压力项， \hat{p} 为压力驱动项，雷诺数 $Re = \frac{UL}{\nu}$ ，普朗特数 $Pr = \frac{\nu}{\kappa}$ ，哈特曼数

$Ha = Bd \sqrt{\frac{\sigma}{\rho\nu}}$, 理查德森数 $Ri = \frac{Gr}{Re^2}$ 代表相对于惯性力的浮力的强度, ρ 为密度, B 为磁场强度, ν 为粘性系数。在本文的模拟中, \hat{p} 在每个时间步长均进行调整以保持恒定的平均速度。

将表征对流传热效率的管道壁面平均努塞尔数 Nu 及壁面平均剪切力定义为

$$Nu = \frac{1}{A_s} \int_{A_s} \frac{\partial T}{\partial y} dA_s, \tau_y = \frac{1}{Re} \int_{-\frac{2}{\Gamma}}^{\frac{2}{\Gamma}} \frac{\partial U_x}{\partial y} dy$$

其中 T 为无量纲温度, U_x 为无量纲流向速度, A_s 表示管道壁面的面积。

边界条件为上下壁面为无滑移边界条件, 且为等温壁面, 上壁面为冷壁, 下壁面为热壁; 管道出入口采用周期性边界, 入口处的无量纲速度分量为 $u = 1, v = 0$, 温度为 T_0 ; 计算域出口处管道壁面边界受到无应力条件的影响, 即 $\partial T / \partial y = 0$ 。

1.2 网格无关性验证

本文在 MHD-UCAS 平台^[10]基于有限体积法对物理问题进行直接数值模拟, 在时间和空间上均具有二阶精度。通过投影算法来处理压力和速度的耦合场。在边界层处采用加密的非均匀网格以兼顾可接受的计算成本和对小尺度涡结构的精细捕捉。磁场对速度梯度的衰减允许我们降低沿磁场方向的网格分辨率要求, 具体的网格数分布如图 1.2 所示。

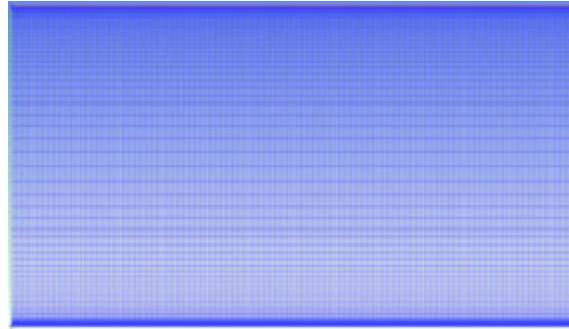


图 1.2 部分网格分布

Figure 1.2 Partial distribution of grids

直接数值模拟需要高质量的网格以保证数值结果的准确性, 本文采用了三套网格 ($N_x \times N_y$ 分别为 3000×100 , 5000×200 , 1200×50) 分别模拟 $Re = 5000, Gr = 10^8, Ha = 1000$ 时的流动情况, 计算所得的流向速度时空平均的剖面分布结果如图 1.3 所示。

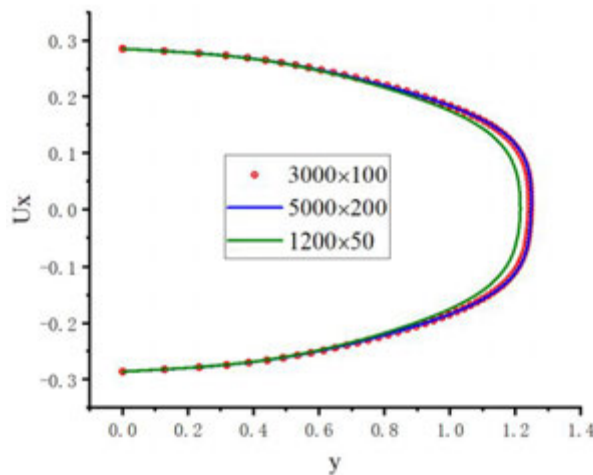


图 1.3 三套网格所计算的流向速度时空平均的剖面分布结果

Figure 1.3 The profiles of u_x obtained by averaging over x and time by three sets of grids

考虑结果的准确性及计算成本，本文采用了 $N_x \times N_y = 3000 \times 100$ 的网格分布。同时，在 $Ha = 10^4$ 的情况下，侧层厚度 $\sim \frac{d}{100}$ 量级，该网格在侧层内能够放置八层网格，足以确保侧层内计算结果的准确性。

表 1 不同参数时的流动情况

Table 1 Integral characteristics of the computed flow states

Re	Gr	Ha	τ_y	Nu	E_x	E_y	E_t	$d\hat{p}/dx$	<i>Regime</i>
5000	10^7	1000	0.00709	-1.73368	1.05407	0	0.33145	1.83535	S
5000	1.5×10^7	1000	0.00710	-1.74384	1.05407	0.00001	0.33247	1.83536	S
5000	2×10^7	1000	0.00706	-2.20838	1.06190	0.00360	0.32792	1.83432	U
5000	3×10^7	1000	0.00667	-3.16229	1.10197	0.01939	0.32153	1.82319	U
5000	4×10^7	1000	0.00650	-3.72302	1.13278	0.03920	0.07543	1.81831	U
5000	5×10^7	1000	0.00643	-4.78175	1.17733	0.08688	0.31795	1.81630	U
5000	6×10^7	1000	0.00634	-5.51366	1.22002	0.13345	0.01439	1.81365	U
5000	7×10^7	1000	0.00629	-6.06647	1.26113	0.17836	0.01090	1.81231	U
5000	8×10^7	1000	0.00629	-6.54949	1.30233	0.22467	0.31118	1.81233	U
5000	10^8	1000	0.00630	-7.44381	1.38846	0.32452	0.30695	1.81236	U
6000	10^8	1000	0.00535	-6.70491	1.28041	0.20042	0.31190	1.51331	U
7000	10^8	1000	0.00468	-5.91843	1.21093	0.12340	0.31679	1.29989	U
8000	10^8	1000	0.00401	-3.67846	1.13909	0.02998	0.32180	1.13481	U
5000	10^8	500	0.00637	-8.27695	1.62372	0.57998	0.30166	0.99784	U
5000	10^8	600	0.00623	-8.08539	1.55733	0.50734	0.30249	1.15770	U
5000	10^8	700	0.00621	-7.88650	1.50193	0.44639	0.30451	1.31992	U
5000	10^8	800	0.00615	-7.80661	1.45721	0.39944	0.30563	1.48131	U
5000	10^8	900	0.00620	-7.60674	1.41967	0.35861	0.30643	1.64648	U
5000	10^8	2000	0.00800	-6.65946	1.22478	0.15849	0.30680	3.49385	U
5000	10^8	3000	0.01017	-6.25556	1.15520	0.10028	0.30415	5.18859	U
5000	10^8	4000	0.01212	-6.03893	1.11581	0.07579	0.30256	6.87682	U
5000	10^8	4500	0.01302	-5.90874	1.10161	0.06669	0.30188	7.71913	U
5000	10^8	5000	0.01386	-5.79166	1.09024	0.05966	0.30218	8.55941	U
5000	10^8	5500	0.01465	-5.68287	1.08085	0.05377	0.30218	9.39818	S
5000	10^8	6000	0.01539	-5.58267	1.07306	0.04873	0.30279	10.23558	S
5000	10^8	7000	0.01674	-5.37433	1.06084	0.04049	0.30372	11.90696	S
5000	10^8	8000	0.01796	-5.17665	1.05186	0.03410	0.30539	13.57451	S
5000	10^8	9000	0.01908	-4.98923	1.04507	0.02903	0.30716	15.23901	S
5000	10^8	10000	0.02011	-4.81435	1.03974	0.02493	0.30918	16.90106	S

2 等温壁面水平管道内的混合对流模拟结果

表 1 总结了本文部分已完成模拟的结果，该表显示了不同参数情况下的流动情况包括壁面平均剪切力 τ_y 、壁面平均努塞尔数 Nu 、流向和垂向速度的平均动能 E_x 、 E_y 和温度的均方 E_t ，压力驱动项 $\frac{d\hat{p}}{dx}$ (由于上下壁面的壁面剪切力及平均努塞尔数几乎相等，所以本文均使用上下壁面平均剪切力及平均努塞尔数)以及其流动状态(S 代表稳定状态，U 代表不稳定状

态), 其中

$$E_x = \int_{-\frac{2}{\Gamma}}^{\frac{2}{\Gamma}} U_x^2 dy, \quad E_y = \int_{-\frac{2}{\Gamma}}^{\frac{2}{\Gamma}} U_y^2 dy, \quad E_t = \int_{-\frac{2}{\Gamma}}^{\frac{2}{\Gamma}} T^2 dy$$

本文出入口采用周期性边界, 为了确保达到流动的充分发展状态, 本文所有算例计算时间均超过 100 个时间单位, 在某些情况下, 计算时间可达 200 个时间单位。图 2.1 为表 1 中不同参数下管道内流动状态的相图, 从图中可以看出稳定与不稳定状态存在大致的边界。

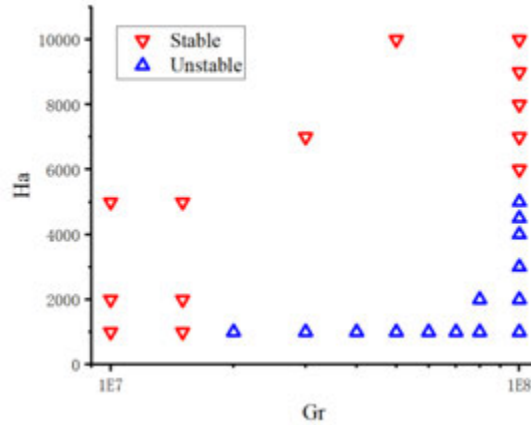


图 2.1 不同参数下的流动状态相图

Figure 2.1 Summary charts of the flow states for all the cases

2.1 不稳定的发生和流型的演变

首先考虑 $Re = 5000, Ha = 1000, 10^7 \leq Gr \leq 10^8$ 时的流动, 此时 $0.4 \leq Ri \leq 4$, 可以认为管内流动为混合对流。对于此情况, 当 Gr 较低时, 流动为稳定状态, 随着 Gr 的增大, 流动向不稳定过渡, 直至发展为不稳定状态, 其主要特征是对流涡的出现。流动发展过程的温度分布情况如图 2.2 所示, 对于 $Gr = 10^7$ 的流动, 流动为稳定状态, 温度在热壁到冷壁间呈线性分布(a)。随着上下壁面温差的增大, 管道下部热流体向上运动从而挤压冷流体向下流动, 导致温度分布由稳定状态逐渐过渡至波动状态(b), 此时 $Gr = 1.5 \times 10^7$ 。温差继续增大, 温度波动加剧, 最终形成蘑菇状胞体(c)。

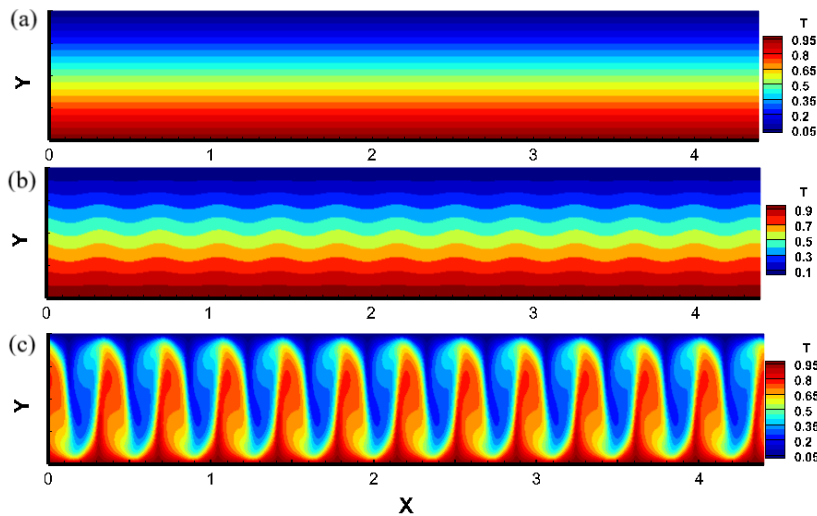


图 2.2 $Re = 5000, Ha = 1000, Gr = 10^7(a), 1.5 \times 10^7(b)$ 和 $10^8(c)$ 时, 温度 T 分布情况

Figure 2.2 Flow structure at $Re = 5000, Ha = 1000, Gr = 10^7(a), 1.5 \times 10^7(b)$ and $10^8(c)$ shown using instantaneous distributions of T

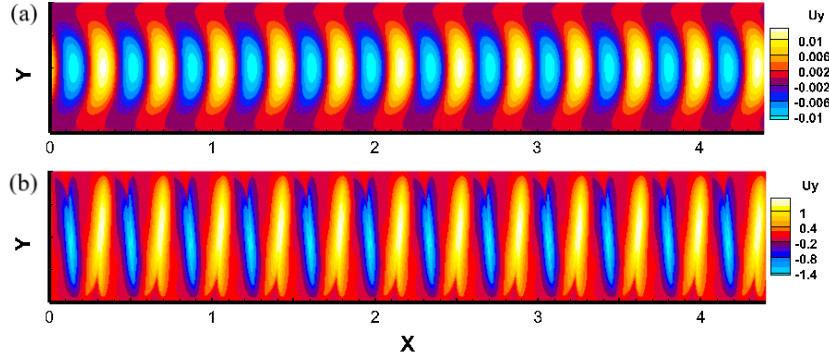


图 2.3 $Re = 5000, Ha = 1000, Gr = 1.5 \times 10^7$ (a)和 10^8 (b)时, 垂向速度 u_y 分布情况

Figure 2.3 Flow structure at $Re = 5000, Ha = 1000, Gr = 1.5 \times 10^7$ (a) and 10^8 (b) shown using instantaneous distributions of u_y

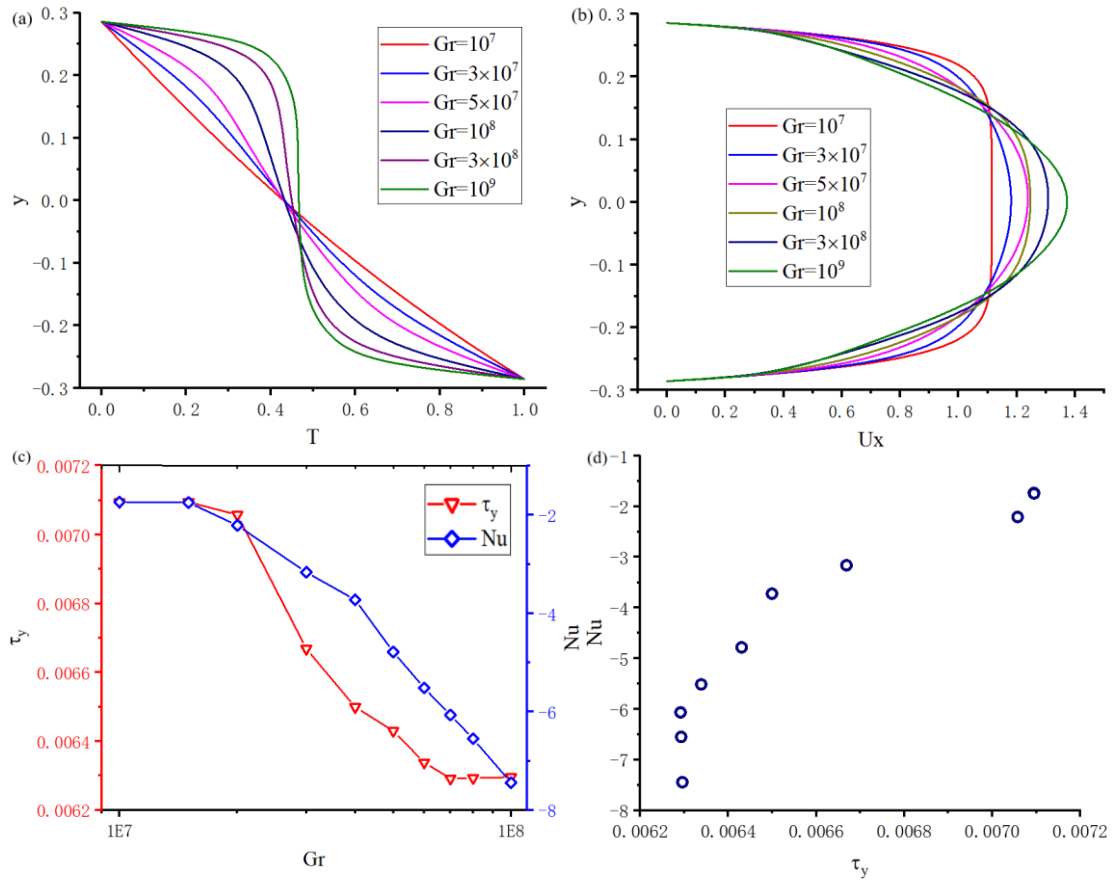


图 2.4 不同 Gr 下, 沿流向和时间上取平均值获得的温度剖面(a)和速度剖面(b), (c)为不同 Gr 下, 壁面平均剪切力 τ_y 和平均努塞尔数 Nu 的变化趋势, (d)为平均努塞尔数 Nu 随平均剪切力 τ_y 分布图

Figure 2.4 Temperature profile (a) and velocity profile (b) obtained by averaging along the flow direction and time for different Gr . Variation trends of average wall shear stress τ_y and average Nusselt number Nu for different Gr (c), and the distribution of average Nusselt number Nu with average wall shear stress τ_y (d)

随着 Gr 增加, 由于非线性作用, 会导致更复杂的速度分布。图 2.3 为 $Gr = 1.5 \times 10^7$ 和 10^8 时, 垂向速度 u_y 分布情况。 $Gr = 1.5 \times 10^7$ 时, 由于温度波动导致温度分布沿流向出现差异, 致使流体开始作垂向运动。但此时流向温度变化较小, 垂向速度仅为平均速度的 1%大小, 此时速度分布大致为对称涡状图案, 如图 2.3(a)。随着 Gr 的增大, 温度转变为蘑菇状分布, 此时大温差导致了流体在垂向的剧烈运动, 使得对流涡逐渐形成。同时管道内冷热流体

混合加剧，速度分布从低 Gr 下的对称涡状图案转变至较大 Gr 下的蝴蝶状图案，如图 2.3b 所示，此时垂向速度达到平均速度大小，进一步加剧了温度的混合。即随着 Gr 的增加，由于非线性作用，出现了更复杂的流动状态，并且观察到温度场向蘑菇状转变和垂向速度场的蝶状分布。

进一步研究不同 Gr 时管道内流体的流动情况，我们分别沿流向和在时间上取平均值，从而获得温度剖面，如图 2.4(a)和速度剖面如图 2.4(b)。在较低 Gr 时，如 $Gr = 10^7$ ，此时流动处于稳定状态，温度在 y 向呈线性分布，而由于磁场的存在，速度呈现与 *shercliff* 解相似的速度分布。随着 Gr 的增大，温度剖面呈致为中心对称分布，由于热边界层的影响，在壁面处速度变化较快，远离壁面部分仍大致为线性分布。而速度剖面则逐渐转变为抛物型分布，且最大速度不断增大。当 $Gr = 10^8$ 时，温度仅在薄的温度边界层内剧烈变化，边界层外区域几乎不变。图 2.4(c)为不同 Gr 下，壁面平均剪切力 τ_y 和平均努塞尔数 Nu 的变化趋势，从图中可知随着 Gr 的增大，平均剪切力 τ_y 逐渐减小，而 Nu 逐渐增大，即对流换热能力增强。图 2.4(d)为平均努塞尔数 Nu 随平均剪切力 τ_y 分布图，即此时 Nu 与 τ_y 呈负相关关系。

当 Re 、 Ha 固定时， Gr 作为不稳定因素使得管道内流动由稳态逐步过渡到不稳定状态，在此过程中壁面附近的温度梯度增大，导致了壁面平均努塞尔数增大，而速度梯度减小，导致了壁面平均剪切力减小。

2.2 不稳定的演变—— Ha 作用

本节考虑在 $Re = 5000, Gr = 10^8, 500 \leq Ha \leq 10000$ 时的流动,此时 $Ri = 4$ ，同样可视为混合对流。当 Ha 较小时，如图 2.5 所示，此时 $Ha = 500$ ，温度分布呈蘑菇状(a)，垂向速度分布呈蝴蝶状(b)，流向速度在壁面处呈现为正负交替分布(c)。而当 Ha 较大时，如图 2.6 所示，此时 $Ha = 10000$ ，温度分布呈现出分层状态，但此时温差仍然较大；垂向速度转变为近似对此的涡图案(b)，大小减小到平均速度的 0.35 倍；流向速度也为规则均匀分布，且最大速度减小一倍。可见随着 Ha 增加，流动逐渐转变为稳定状态，当 Ha 足够大时，流动可转变为层流状态。

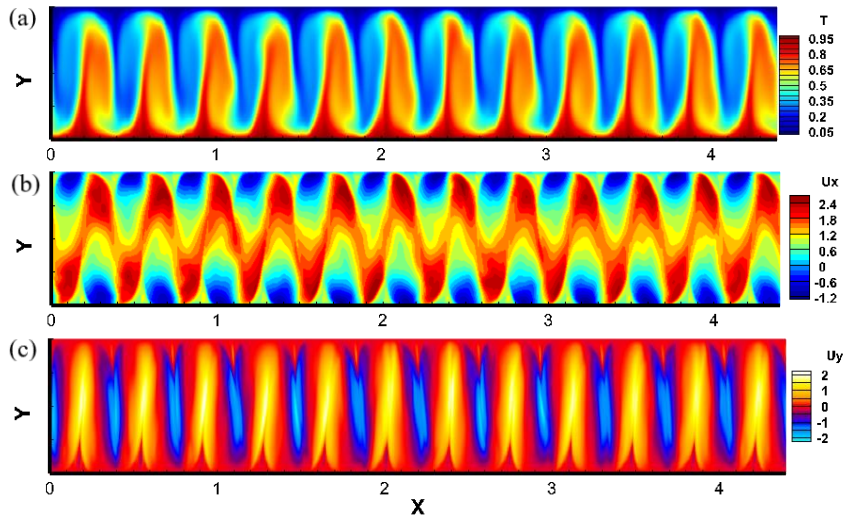


图 2.5 $Re = 5000, Gr = 10^8, Ha = 500$ 时，温度 T (a)、流向速度 u_x (b)、垂向速度 u_y (c)分布情况

Figure 2.5 Flow structure at $Re = 5000, Gr = 10^8, Ha = 500$ shown using instantaneous distributions of $T(a), u_x(b), u_y(c)$

进一步研究不同 Ha 时管道内流体流动情况，沿流向和在时间上取平均值，从而获得温度剖面，如图 2.7(a)和速度剖面如图 2.7(b)。当 $Ha = 500$ 时，此时流动处于不稳定状态，温度在温度边界层内剧烈变化，在外区域变化较小。此时施加磁场较小，速度大致呈抛物线

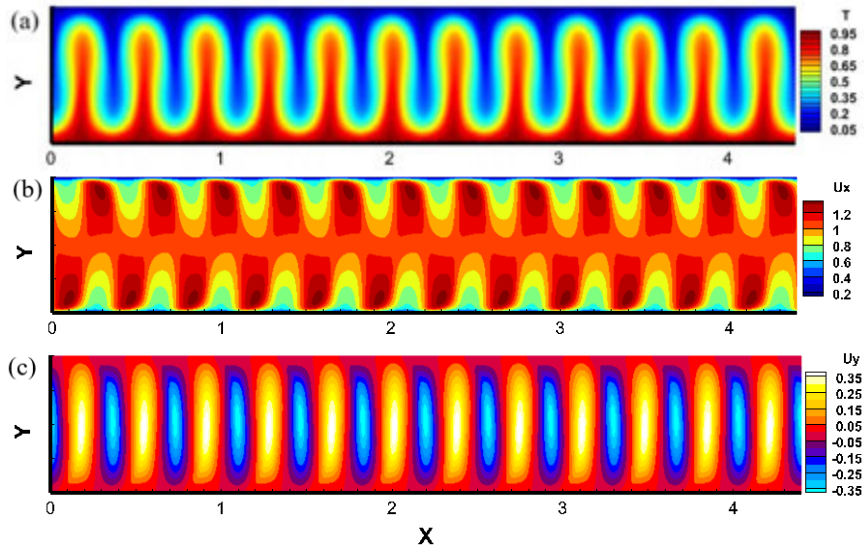


图 2.6 $Re = 5000, Gr = 10^8, Ha = 1000$ 时, 温度 $T(a)$ 、流向速度 $u_x(b)$ 、垂向速度 $u_y(c)$ 分布情况
 Figure 2.6 Flow structure at $Re = 5000, Gr = 10^8, Ha = 1000$ shown using instantaneous distributions of $T(a), u_x(b), u_y(c)$

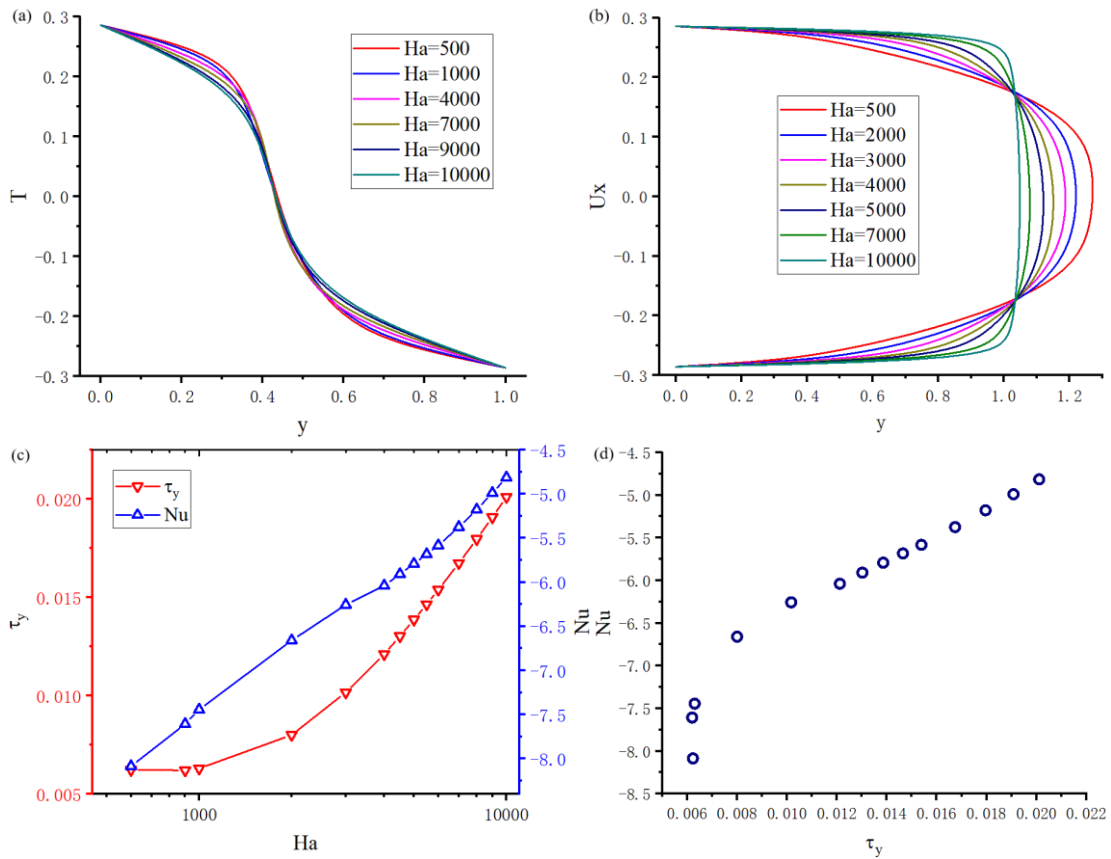


图 2.7 不同 Ha 下, 沿流向和时间上取平均值获得的温度剖面(a)和速度剖面(b)。(c)为不同 Ha 下, 壁面平均剪切力 τ_y 和平均努塞尔数 Nu 的变化趋势, (d)为平均努塞尔数 Nu 随平均剪切力 τ_y 分布图
 Figure 2.7 Temperature profile (a) and velocity profile (b) obtained by averaging along the flow direction and time for different Ha . Variation trends of average wall shear stress τ_y and average Nusselt number Nu for different Ha (c), and the distribution of average Nusselt number Nu with average wall shear stress τ_y (d)

分布。随着施加磁场的增大，温度剖面变化较小，而速度剖面则逐渐转变为与 shercliff 解相似的速度分布，由于阻力的增大，导致最大速度不断减小。图 2.7(c)为不同 Ha 下，壁面平均剪切力 τ_y 和平均努塞尔数 Nu 的变化趋势，从图中可知随着 Ha 增大，平均剪切力 τ_y 逐渐增大，而平均努塞尔数逐渐减小，即对流换热能力减弱。图 2.7(d)为平均努塞尔数 Nu 随平均剪切力 τ_y 分布图，即此时平均努塞尔数与平均壁面剪切力呈负相关关系。

当 Re 、 Gr 固定时， Ha 作为稳定因素使得管道内流动由不稳定状态逐步过渡到稳态，在此过程中壁面附近的温度梯度减小，导致了壁面平均努塞尔数减小，而速度梯度增大，导致了壁面平均剪切力增大，且相较于速度，温度变化程度较小。同时， Ha 越大，驱动流体运动所需的力越大。

3 结论

本文使用 SM82 模型，通过直接数值模拟研究了横向磁场下等温壁面的水平管道内的混合对流，分析了不同参数下的流动状态、速度和温度分布情况及壁面平均剪切力、平均努塞尔数的变化趋势，可以得到以下结论：

1. 流动失稳的主要特征为对流涡的出现，当对流运动开始时，温度的特征是波浪状规则分布，当 Gr 增加时，由于非线性作用，出现了更为复杂的流动状态，并观察到温度场向蘑菇状的转变和垂向速度的蝶形分布。

2. Gr 作为不稳定因素使得管道内流动由稳态逐步过渡到不稳定状态，在此过程中壁面附近的温度梯度增大，导致了壁面平均努塞尔数增大，而速度梯度减小，导致了壁面平均剪切力减小。

3. Ha 作为稳定因素使得管道内流动由不稳定状态逐步过渡到稳态，期间壁面附近的温度梯度逐渐减小，导致了壁面平均努塞尔数减小；而速度梯度增大，导致了壁面平均剪切力增大，且相较于速度，温度变化较小。同时， Ha 越大，所需的驱动力越大。

参考文献

- [1] Giancarli L M , Abdou M , Campbell D J , et al. Overview of the ITER TBM Program[J]. Fusion Engineering & Design, 2012, 87(5-6):395-402. DOI:10.1016/j.fusengdes.2011.11.005.
- [2] Smolentsev S , Rhodes T , Pulugundla G , et al. MHD thermohydraulics analysis and supporting R&D for DCLL blanket in the FNSF[J]. Fusion Engineering and Design, 2017, 135(PT.B):314-323. DOI:10.1016/j.fusengdes.2017.06.017.
- [3] Shercliff J A . Steady motion of conducting fluids in pipes under transverse magnetic fields[J]. Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 1953, 49. DOI:10.1017/S0305004100028139.
- [4] Hunt J C R , Stewartson K . Magnetohydrodynamic flow in rectangular ducts. II[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1965, 23(3):563-581. DOI:10.1017/S0022112065001544.
- [5] J,S,Walker, et al. Three-dimensional MHD duct flows with strong transverse magnetic fields. Part 3. Variable-area rectangular ducts with insulating walls[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1972. DOI:10.1017/S0022112072002228.
- [6] Zikanov O , Listratov Y I , Sviridov V G . Natural convection in horizontal pipe flow with a strong transverse magnetic field[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2013, 720:486-516
- [7] Zhang X , Zikanov O . Mixed convection in a downward flow in a vertical duct with strong transverse magnetic field. 2018[2023-06-14]. DOI:10.1063/1.5048286.
- [8] Zhang X , Zikanov O . Mixed convection in a horizontal duct with bottom heating and strong transverse magnetic field[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2014, 757:33-56.
- [9] Akhmedagaev R , Zikanov O , Listratov Y . Magnetoconvection in a horizontal duct flow at very high Hartmann and Grashof numbers[J]. 2021. DOI:10.48550/arXiv.2106.04231.

[10]Chen, L., Pothérat, A., Ni, M. J., Moreau, R. (2021). Direct numerical simulation of quasi-two-dimensional MHD turbulent shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 915.

斜温层单体蓄热罐相似特性分析

王憧, 崔跃龙, 徐磊, 杜小泽, 卫慧敏*

(电站能量传递转化与系统教育部重点实验室, 北京市 昌平区 102206)

(Tel: 010-61773923, Email: weihm@ncepu.edu.cn)

摘要: 以斜温层纯水蓄热罐为研究对象, 基于蓄放热过程的控制方程和定解条件, 理论分析了不同尺寸纯水蓄热罐蓄放热过程的相似条件: 在相同的雷诺数和蓄放热初始条件下, 蓄放热时间之比等于几何尺寸放大倍数的平方。采用相同 Re 数在不同蓄热流速下对大、小纯水蓄热罐的蓄放热过程进行仿真验证, 结果表明, 在大、小纯水蓄热罐的蓄放热过程中无量纲温度分布在相同无量纲时间下基本相似, 在放热的无量纲时间内两者容量利用率最大差值仅为 0.06%。本研究可为纯水蓄热罐设计、优化过程提供一定的理论参考。

关键词: 蓄热罐, 相似, 容量利用率, 数值模拟

0 前言

以斜温层为基础的单罐蓄热技术具备经济性和灵活性技术特点, 被认为是提高热电联产机组调峰能力最经济可行的技术路线, 已陆续应用于国家电投通辽第二发电公司、大唐辽源发电厂等电站: 在供热负荷较低时, 通过加热热网循环水引出至蓄热罐中, 在机组电负荷较低甚至停机时对外放出。由于电站实际配备的热水蓄热罐尺寸巨大, 投资及占地面积较高。因此, 在维持蓄放热时间的前提下对蓄热罐结构参数与运行参数优化有着重要的工程意义。

对蓄热罐的性能评价指标以蓄/放热功率、无量纲温度、斜温层厚度以及放热容量利用率等参数为主。其有限空间内斜温层的演化特性受到罐体结构参数、蓄放热运行参数的耦合影响, 全尺寸性能实验测试难度较大, 是制约进一步研究蓄热罐与供热机组的容量匹配特性与集成运行特性的主要障碍。唐佳丽^[1]对蓄热罐单罐进行实验和数值模拟分析, 发现流量对斜温层厚度的影响更为显著。同时, 该研究还发现使用合适的布水器能够有效减弱流量和温差对斜温层的影响。Altuntop^[2]经模拟实验后同样认为, 在热水蓄热罐内布置形状适当的布水器对热水的自然分层有积极作用。Bayon^[3]用定性累计分布方程研究斜温层单罐内蓄热放热过程和保持期内的特性, 表明斜温层厚度与斜温层温度界限息息相关。Haller^[4]采用简化版模型, 利用 VB 程序对 10 节点蓄热系统就行模拟, 以决定温度分层效率。Guo^[5]采用 fluent 软件对固体介质蓄热进行二维模拟, 结果显示添加铅箱是一种很好的强化传热方法。Cabello^[6]考虑到传统方法优化电站设计不可靠, 因而使用遗传算法研究蓄热系统。Yang^[7]用 whitec 和石英填料作为换热流体和蓄热介质, 利用有限体积法, 求解放热曲线。结果表明, 在低雷诺数和较高的罐体高度时, 放热效率较

善。Mawire^[8]采用实验装置研究堆积床蓄热系统特性，通过 Visual Basic 程序控制 HTF 入口温度巧定，研究不同入口情况下的系统蓄热特性。可知当前对蓄热罐的研究主要以实验尺寸的高径比和运行参数进行离散分析，或基于径向温度均匀假设的一维集成，模化分析尚不完善。

本文通过建立纯水蓄热罐能量与动量运输的无量纲表述，基于容量利用率分析了单罐蓄热的相似条件，为进一步研究纯水蓄热罐与供热机组的容量匹配特性与集成运行特性提供选型及优化工具。

1 斜温层单体蓄热罐数学描述

在单罐内，由于蓄放热流体温差引起的密度差实现冷热流体分层，并在冷、热流体之间形成斜温层。蓄热工况时，罐体内冷流体在底部流出，热流体逐渐增多，斜温层逐渐下移。放热工作过程与之相反。

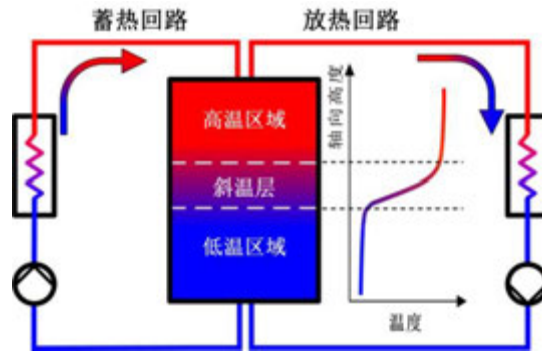


图1 斜温层单体蓄热罐技术^[9]

蓄放热过程的控制方程有如下形式：

连续性方程：

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial r} = 0 \quad (1)$$

动量方程：

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} \right) = F_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \eta \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} \right) \quad (2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial \tau} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right) = F_r - \frac{\partial p}{\partial r} + \eta \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} \right) \quad (3)$$

能量方程：

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial r} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial r^2} \right) \quad (4)$$

蓄热过程：

$$x=0: \left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_+ = 0, \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_+ = 0 \quad (5)$$

$$x = H : u|_{-} = -u_m, T|_{-} = T_H \quad (6)$$

放热过程:

$$x = 0 : u|_{+} = u_m, T|_{+} = T_L \quad (7)$$

$$x = H : \partial u / \partial x|_{-} = 0, \partial T / \partial x|_{-} = 0 \quad (8)$$

为了验证上述数学模型的准确性,建立了一个运行温度为 $T_H=356.15\text{K}$ 和 $T_L=323.15\text{K}$ 的纯水蓄热罐。另外,将罐的轴向高度与罐的高度之比定义为无量纲高度,记为 z 。图 2 为蓄热流量 $0.5\text{m}^3/\text{h}$ 的纯水蓄热罐各时刻轴向温度分布的实验数据与数值模拟数据对比。后缀“Exp”表示实验数据,后缀“Num”表示数值模拟数据。

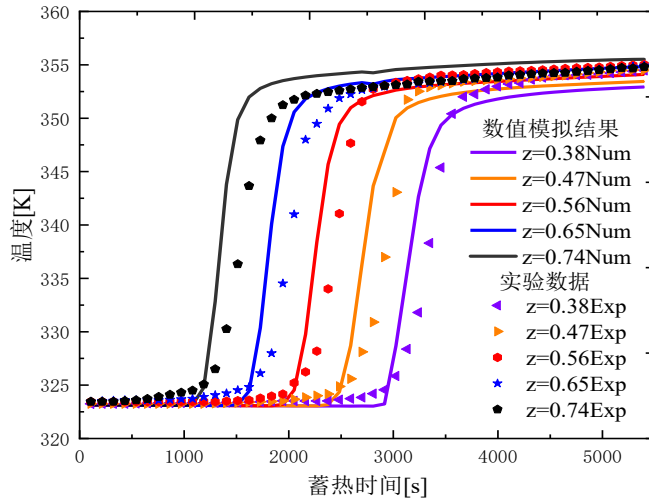


图 2 数值模拟和实验结果对比图

数值模拟和实验数据之间的误差集中在纯水蓄热罐的顶部和底部。主要原因是实验中罐体的蓄放热空间布置导致了较大的温度扰动,而模拟中简化了罐体顶部和底部的不规则几何形状。通过比较图 2 中的数据,可以得到最大的相对误差约为 4%。如果考虑到上述误差的原因,可以验证本文数值模拟结果的准确性。

2 相似理论

2.1 相似条件求解

大纯水蓄热罐、小纯水蓄热罐对应不同的物理问题,分别由相应控制方程与定解条件描述。但大纯水蓄热罐由小纯水蓄热罐的几何参数等比放大得到,并且考虑蓄热罐的用途,两者具有相同的温度边界条件。可知,在相同的定解条件下,只需两者的控制方程一致即可满足大、小纯水蓄热罐相似。

本节理论推导大、小纯水蓄热罐的相似条件。为简化问题,首先引入以下假设:

- 1). 忽略布水器布水效果的影响,认为传热流体在蓄热罐内流动为均匀活塞流;
- 2). 传热流体为不可压缩的牛顿型流体;
- 3). 忽略传热流体粘性耗散产生的耗散热;

- 4).忽略以热辐射形式交换的热量;
- 5).忽略蓄热罐内部径向温度的变化;
- 6).蓄热罐的散热损失忽略不计。

在上述假设下, 对大、小纯水蓄热罐连续方程、动量方程和能量方程中涉及变量的关系, 设为式(9)-(11):

$$\frac{x_{P,Bi}}{x_{P,Li}} = \alpha \quad (9)$$

式中,

$x_{P, Bi}$ ——大纯水蓄热罐某处由小纯水蓄热罐相应处放大后的长度, m;

$x_{P, Li}$ ——小纯水蓄热罐相应位置的长度, m;

α ——大纯水蓄热罐相应位置对比小纯水蓄热罐的放大倍数。

$$\frac{u_{Bi}}{u_{Li}} = \beta \quad (10)$$

式中,

μ_{Bi} ——大纯水蓄热罐传热流体的流速, m/s;

μ_{Li} ——小纯水蓄热罐传热流体的流速, m/s;

β ——大、小纯水蓄热罐传热流体速度之比。

$$\frac{\tau_{Bi}}{\tau_{Li}} = \gamma \quad (11)$$

式中,

τ_{Bi} ——大纯水蓄热罐由初始状态达到某状态(与小纯水蓄热罐相似)的时间, s;

τ_{Li} ——小纯水蓄热罐由初始状态达到某状态(与大纯水蓄热罐相似)的时间, s;

r ——大、小纯水蓄热罐达到相似状态时所需时间之比。

在大纯水蓄热罐的控制方程代入式(9)-(11), 方程两侧各项系数均随之变动。为满足大、小纯水蓄热罐相似, 由于引入上式带来的系数变动应相同。以能量方程为例:

$$\frac{1}{\gamma} \cdot \frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\beta}{\alpha} \cdot u \frac{\partial t}{\partial x} = \frac{1}{\alpha^2} \cdot \frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \quad (12)$$

为满足大、小纯水蓄热罐相似, 式(12)应满足式(13):

$$\frac{1}{\gamma} = \frac{\beta}{\alpha} = \frac{1}{\alpha^2} \quad (13)$$

考虑到大、小储热水箱的几何尺寸, 比例放大率为 α 。由式(13)进一步可知, 大、小纯水蓄热罐相似的需满足 $\alpha \cdot \beta = 1$ 。该条件为两者流速与几何尺寸间关系, 根据 Re 数定义, $\alpha \cdot \beta = 1$ 可表述为大、小纯水蓄热罐需满足 Re 数一致, 该结论也易由无量纲能量方程或动量方程中得到。式(13)亦给出了大、小纯水蓄热罐状态相似的时间条件, 应满足:

$$\gamma = \alpha^2 \quad (14)$$

总之，具有相同边界条件的大、小纯水蓄热罐，在满足 Re 数相似的前提下，小纯水蓄热罐与经历几何尺寸等比放大倍数的平方倍数时间的大纯水蓄热罐相似。

2.2 无量纲放热时间相似

定义放热过程实际时间 t 与蓄热罐放热出口热水温度下降至放热出口热水温度再低 3°C 的用时之比为无量纲时间 C ，使用 C 作为放热程度的度量。

$$C = \frac{t}{t_{(\text{fangout} - 3^\circ\text{C})}} \quad (15)$$

由式(11)、(14)可得，在满足大、小纯水蓄热罐呈几何尺寸等比放大倍数条件下，大、小纯水蓄热罐放热过程实际时间成比例，再因大、小罐内无量纲温度相似，则 C 达成相似。进而当大、小纯水蓄热罐需满足 Re 数一致，两罐的 C 达成相似结论直接成立。

2.3 容量利用率相似

容量利用率 (utilization rate) 在部分研究文献中亦称为效率 (efficiency)，基于热力学第一定律，放热容量利用率 (UR_d) 定义为实际放热量与理论总蓄热量之比^[10]：

$$UR_d = \frac{\int_0^{\tau_{end}} P_d d\tau}{E_w + E_p + E_{ss}} \quad (16)$$

式中 τ_{end} 为放热过程用时。由于温度数据每 10 秒记录一次，因此放热功率 P_d 实际上不是连续函数。为此，式 (9) 等号右边的分子部分调整为：

$$\int_0^{\tau_{end}} P_d d\tau = \sum_{i=1}^{n-1} \left(\frac{P_i + P_{i+1}}{2} \right) \Delta\tau \quad (17)$$

式中：
 i ——时间节点；
 n ——时间节点总数；
 $\Delta\tau$ ——时间步长 (10s)。

引入大、小纯水蓄热罐相似的假设条件，放热容量利用率理论上仅与节点温度及放热时间相关。因离散的时间仍然满足式(14)，且满足大、小纯水蓄热罐内无量纲温度场相似，则当大、小纯水蓄热罐需满足 Re 数一致，两罐放热容量利用率 UR_d 达成相似。

3 相似性模拟验证

某纯水蓄热罐设计条件满足应用场景需求 (热水温度为 356.15K，冷水温度为 323.15K，供热温度不少于 355.15K，供热流量为 1.18m³/h，满足 8h 供热时长)，在此条件下设计纯水蓄热罐尺寸 (半径 1.06m，高度 2.80m)。可通过相似理论得到小纯水蓄热罐结构参数半径 0.45m，高 1.18m，其所搭建实验系统^[10]保持一致。两罐布水器模型均简化为全顶、底分布的等径同心环面布置方式，大、小纯水蓄热罐模型尺寸如图 3 所示，数值模拟边界条件设置与求解方法采用小罐与文献对比验证，具体验证过程^[11]。

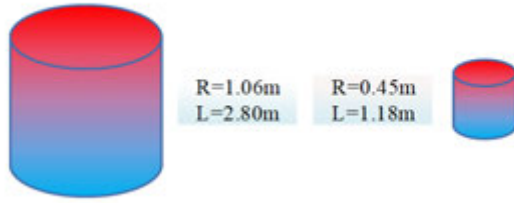


图3 大、小单罐尺寸对比示意图

为验证不同容量既大、小纯水蓄热罐放热容量利用率 UR_d 和无量纲放热时间 C 的相似特性，采用两组工况的放热实况进行模拟（以小罐为基准，A 工况下的放热流量为 $0.5\text{m}^3/\text{h}$ ，B 工况下的放热流量为 $0.9\text{m}^3/\text{h}$ ）。大、小纯水蓄热罐满足同 Re 条件下，进行放热模拟时的不同无量纲时间 C 时刻温度云图。如下图 4 所示，在放热过程中，相同的无量纲放热时间下，大、小罐内温度分布具有相似性。

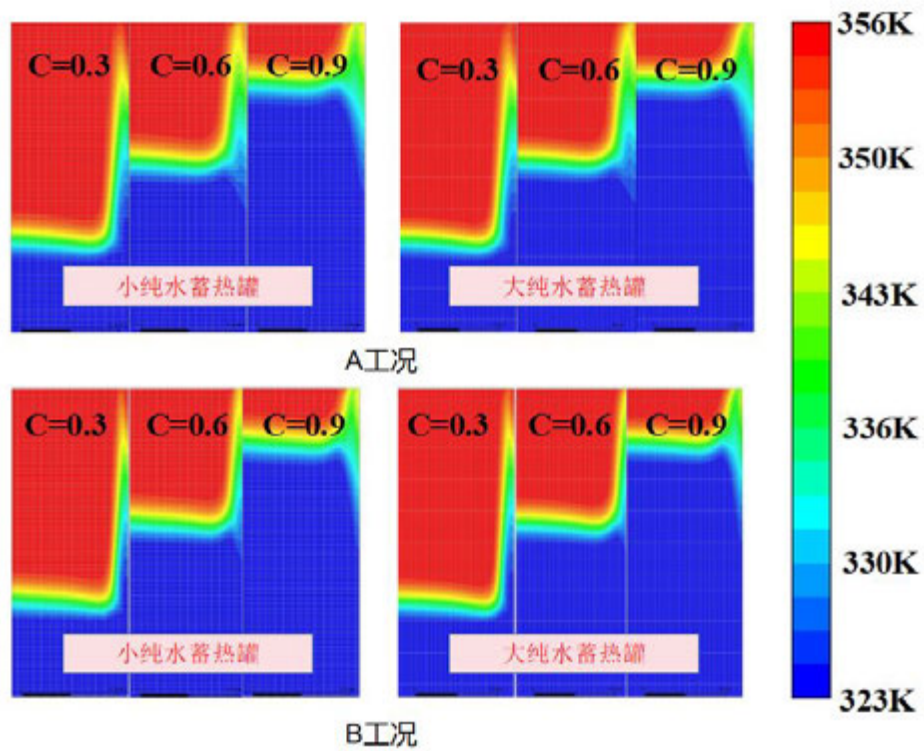


图4 大、小罐满足同 Re 条件下不同流量工况对应温度云图

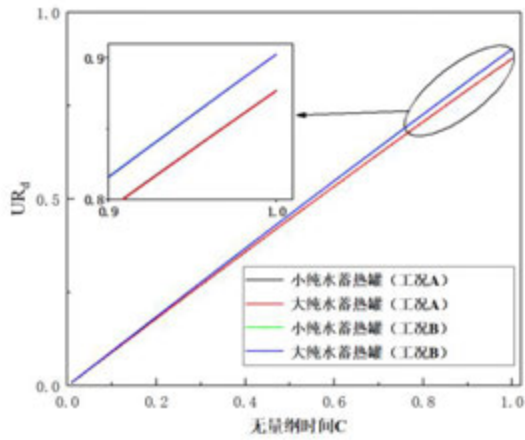


图5 大、小罐满足同 Re 条件下，不同工况对应 UR_d 图

在满足同 Re 条件下改变放热流量，进行多次再模拟，发现大、小纯水蓄热罐两者的 UR_d 差值在无量纲时间 C 上依旧较小。

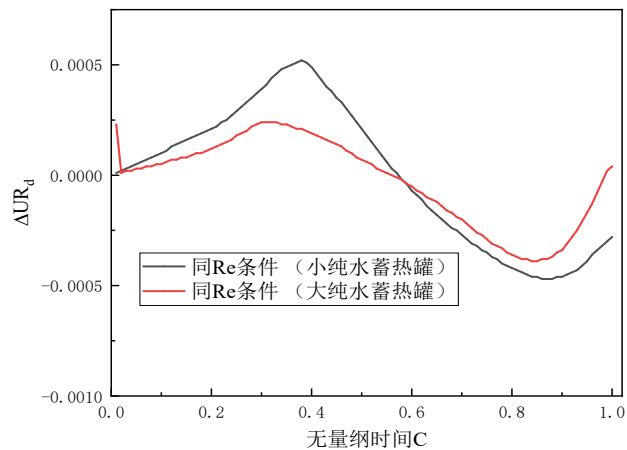


图6 大、小罐满足同 Re 条件下 UR_d 差值图 (A 工况)

仅对 A 工况进行模拟，可知大、小纯水蓄热罐流动满足同（取小罐流量 $0.5\text{m}^3/\text{h}$ 、大罐流量 $1.3\text{m}^3/\text{h}$ ） Re 条件，两者的 UR_d 差值较小，在放热的无量纲时间 $C=1$ 内两者 UR_d 差值最大为 0.06% 。

因此，认为等雷诺数的相似性条件是合理的。

4 结论

本文通过比例分析得到了不同尺寸热水储罐的相似条件，又基于斜温层单体蓄热罐控制方程和定解条件，首先从理论上分析了不同容量纯水蓄热罐在蓄放热过程中相似应满足的具体条件，即大、小纯水蓄热罐满足相似需具有相同的雷诺数、边界条件和初始条件并且大、小纯水蓄热罐经历蓄放热时间之比等于几何尺寸放大倍数的平方。数值模拟验证结果表明，在放热的无量纲时间内两者容量利用率差值最大仅为 0.06% ，为进一步研究蓄热罐与供热机组的容量匹配特性与集成运行特性提供选型及优化指导。

参考文献

- [1] 唐佳丽, 欧阳峥嵘, 仇文君. 基于SHMFF水蓄冷系统斜温层厚度影响因素分析[J]. 低温工程, 2013, (03)35-37.
- [2] Altuntop N, Arslan M, Ozceyhan V, et al. Effect of obstacles on thermal stratification in hot water storage tanks[J]. Applied Thermal Engineering, 2005, 25(14-15):2285-2298.
- [3] Bayon R, Rojas E. Analytical function describing the behavior of a thermocline storage tank: A requirement for annual simulations of solar thermal power plants[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014, 68:641-648.
- [4] Haller M Y, Yazdanshenas E, Andersen E, et al. A method to determine stratification efficiency of thermal energy storage processes independently from storage heat losses[J]. Solar Energy, 2010, 84(6):997-1007.
- [5] Guo C, Zhang W, Numerical simulation and parametric study on new type of high temperature latent heat thermal energy storage system[J]. Energy Conversion and Management, 2008, 49:919-927.
- [6] Cabello J M, Cejudo J M, Luque M, et al. Optimization of the size of a solar thermal electricity plant by means of genetic algorithms[J]. Renewable Energy, 2011, 36(11):3146-3153.
- [7] Yang Z, Garimella S V. Thermal analysis of solar thermal energy storage in a molten-salt thermocline[J]. Solar Energy, 2010, 84:974-85.
- [8] Mawire A, McPherson M. Experimental characterization of a thermal energy storage system using temperature and power controlled charging[J]. Renewable Energy, 2008, 33:682-693.
- [9] 钱怡洁. 单罐斜温层蓄热性能实验研究[D]. 北京:华北电力大学, 2017.
- [10] He Z, Wang X, Du X, et al, "Cyclic characteristics of water thermocline storage tank with encapsulated PCM packed bed," Int. J. International Journal of Heat and Mass Transfer, 139, pp. 1077-1086, (2019).
- [11] Gómez M A, Collazo J, Porteiro J, et al, "Numerical study of an external device for the improvement of the thermal stratification in hot water storage tanks," Int. J. Applied Thermal Engineering, pp. 144: 996-1009, (2018).

人字形翅片微通道强化传热特性研究

孙瑞奇, 刘萍*, 胡亮红, 桑世明, 邱雨生
安徽理工大学机械工程学院, 安徽淮南, 邮编 232001;
Tel: 13865548797, Email: pingliu@mail.ustc.edu.cn

摘要: 微通道冷却是实现高热流密度电子器件快速散热的冷却方法之一, 在本研究中, 为了实现更高的换热效率, 通过数值模拟分析, 研究了翅片的不同结构及排布对微通道散热器冷却电子芯片换热效果的影响。模拟结果表明, 相比于直形翅片, 由正弦曲线驱动的翅片结构对微通道散热器的强化换热效果更加明显, 且流体动性能更优; 奇数列翅片与偶数列翅片呈交错状排布对微通道散热器的换热与流动性能起到更优的影响效果。

关键词: 微通道散热器; 翅片; 结构及排布; 强化换热; 数值模拟

0 前言

随着微电子技术的飞速发展, 电子芯片被广泛应用于电子器件中且逐渐趋于集成化、微小化。在电子器件中, 电子芯片的集成度和电流电压处理能力急剧提高, 在这种情况下, 电子芯片所能释放的热通量已达到高达 $100W/cm^2$ 的数量级, 远远超出了传统冷却技术的能力。散热问题在芯片领域至关重要, 研究表明, 对于稳定持续工作的电子芯片, 最高温度不能超过 $85^\circ C$, 温度过高会导致芯片损坏, 在 $70-80^\circ C$ 内, 单个电子元件的温度每升高 $10^\circ C$, 系统可靠性降低 50%。传统的散热技术很难满足高性能器件的散热要求, 会直接导致芯片的失效, 研究和开发高效紧凑的散热技术迫在眉睫。

Tuckerman 和 Pease^[1]首次提出了一种称为微通道散热器的新型冷却技术, 通过对比, 微通道散热器具有冷却液需求低、结构紧凑、散热能力高等突出优点。综上所述, 在电子芯片领域, 微通道散热器是一种高效且有前景的微电子器件冷却技术。

Wang 和 Zhu^[2]研究设计了二次分支设计增强对称和平行波纹微通道散热器, 并对该模型进行数值模拟分析, 研究表明, 二次分支大大降低了经过修改的对称配置的压降, 但不合理的间隙以及振幅与波长比会由于二次分支喉部的吸力效应从而削弱通道产生的 Dean 涡流, 进而降低换热性能, 且平行配置比对称配置更具优势。

Khoshvaght-Aliabadi 和 Hassanib^[3]研究了直形通道与波浪形通道连续针翅以及间断针翅的换热效果, 结果表明, 波浪形微通道散热器出口温度高于直形, 且有更高的对流换热系数。相比于连续针翅, 间断针翅会产生再循环流, 从而提高对流换热系数。

Hassani^[4]等研究了人字形翅片中断对微通道流体传输特性及换热性能的影响, 冷却液速度场和温度场受到散热器中人字形翅片不同中断的影响。间断模型通过使用产生的涡流来增强冷却剂的混合传热。间断翅片的传热系数变化百分比在 -9.3% 至 $+43.6\%$ 之间,

而压降变化百分比在-43.5%至-92.7%之间。

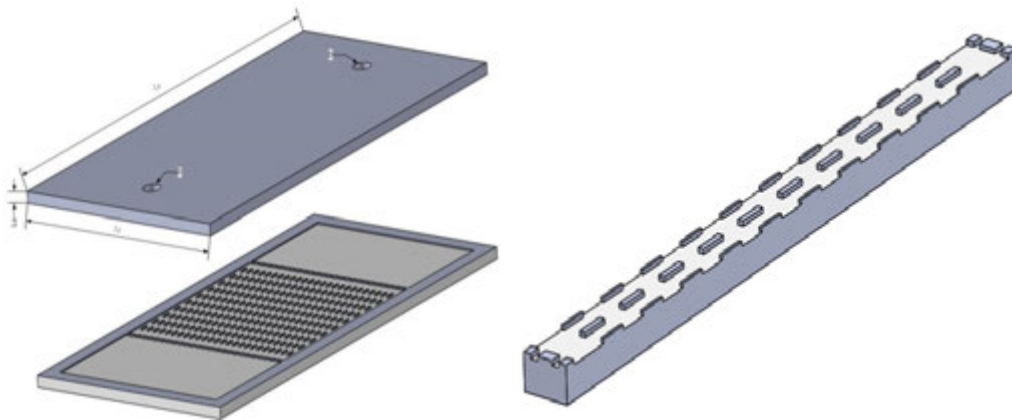
本文评估了微通道中翅片布置对热性能和效率的影响。初步准备了具有直形中断和波浪形中断正弦翅片的微通道散热器,分为平行和对称布置,以评估整体热工水力性能。在初始设计的基础上,通过对微通道散热器的传热和流动特性的分析,得到了强化传热的优化模型。然后,为了提高整体性能,对其进行优化和修改,以获得具有三种不同类型翅片排列的微通道散热器。

1 计算方法

1.1 模型

所研究的针翅形微通道换热器的示意图如图 1 (a) 所示。所有微通道都有相同的整体尺寸,长 $L_x = 25\text{mm}$,宽 $L_y = 12\text{mm}$,高 $L_z = 10\text{mm}$,进口及出口直径均为 $D=1\text{mm}$,每个 MHS 包含 10 行 25 列针翅,在第一列 x 轴负方向及最后一列针翅 x 轴正方向 0.75mm 处设置宽度为 0.13mm 的进口限制及 0.1mm 的出口限制。基于几何周期性,只有一个单元被建模为并行配置的计算域,如图 1 (b) 所示,该单元包含一行完整的和两行中心截断的针翅,以及两个进出口限制。

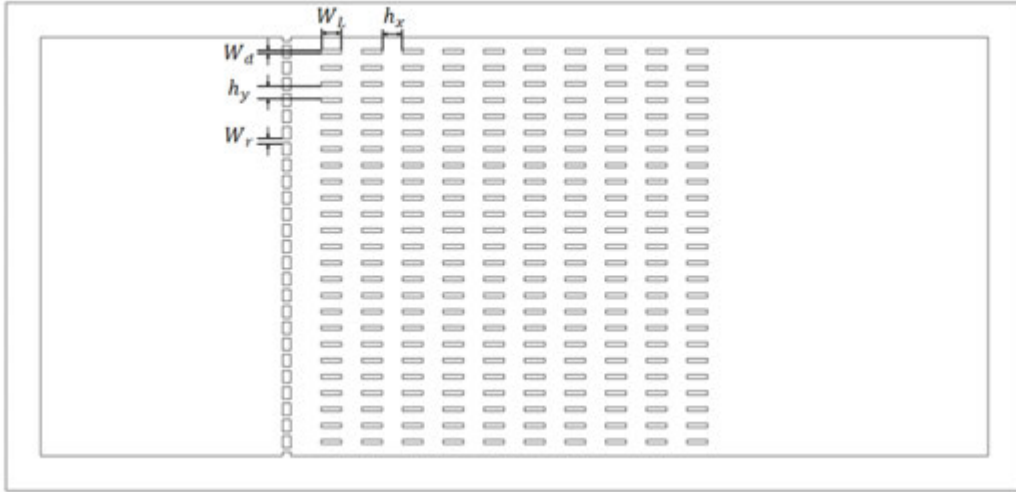
初始设计三种 MHSs,如图 2 (a) 所示,直形微通道散热器 (MHS) 针翅类型为矩形,两种波浪形 MHS 针翅类型为方程 $y=0.1\sin(2\pi x)$ 驱动的正弦曲线形。三种初始设计 MHS 针翅长度 $W_l = 0.5\text{mm}$,宽度 $W_d = 0.1\text{mm}$,高度 $W_h = 0.06\text{mm}$, x 方向间距 $h_x=0.5\text{mm}$, y 方向间距 $h_y=0.3\text{mm}$ 。在原有三种 MHSs 基础上,改进设计了三种 MHSs,如图 2 (b) 所示。改进模型针翅均为方程 $y=0.1\sin(2\pi x)$ 驱动的正弦曲线形,针翅尺寸间距与初始设计相同。不同处在于,改进设计一中,偶数列针翅与奇数列针翅呈交错状排布,且数量变为 24 个。改进设计二中,偶数列针翅 y 方向间距变为 $h_{y1}=0.7\text{mm}$,且偶数列第一行针翅与奇数列第二行针翅对应,数量变为 12 个。改进设计三中,在改进设计一的基础上,在偶数列针翅 x 负方向 0.25mm 处,设置直径 $d=0.1\text{mm}$,高度 $h=0.06\text{mm}$ 的圆柱形针翅。值得注意的是,由于改进设计,三种改进设计 MHS 的计算单元发生相对应的改变。



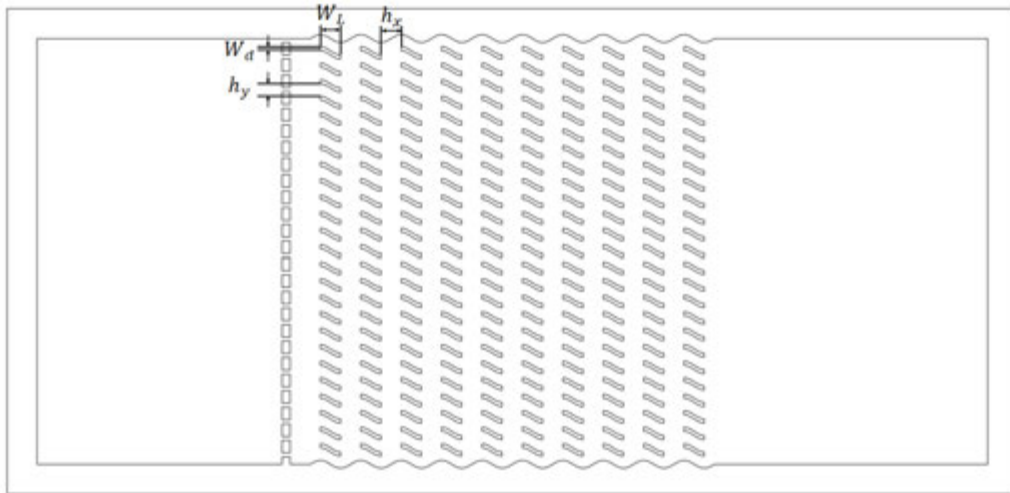
(a) 微通道整体图

(b) 微通道计算单元图

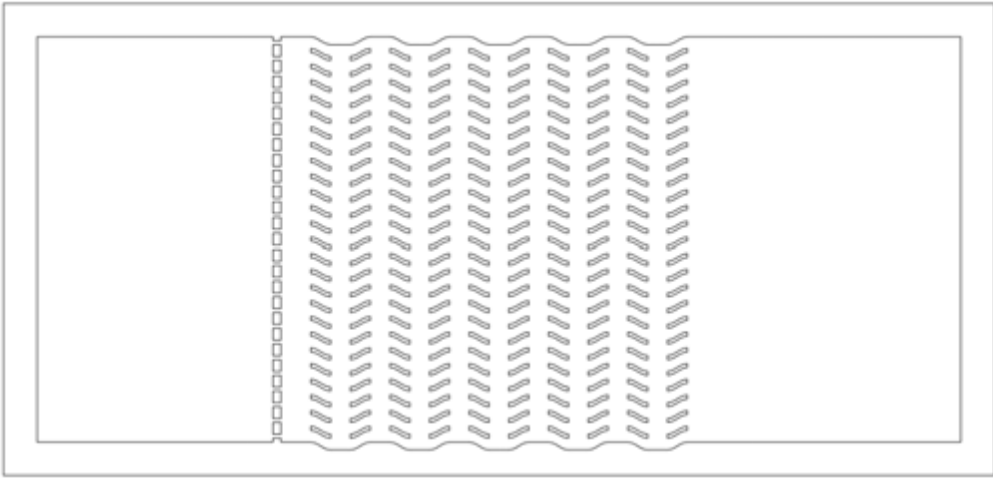
图1 针翅形微通道换热器的示意图



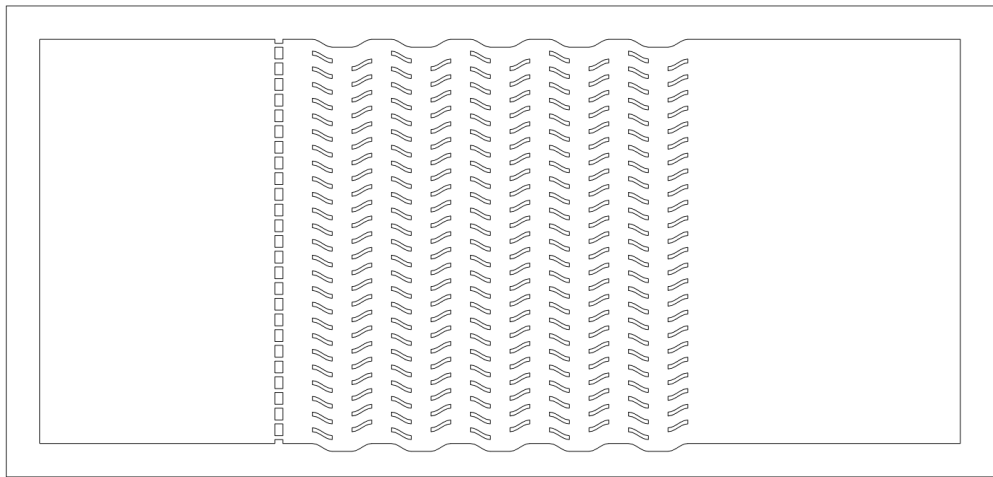
(a)



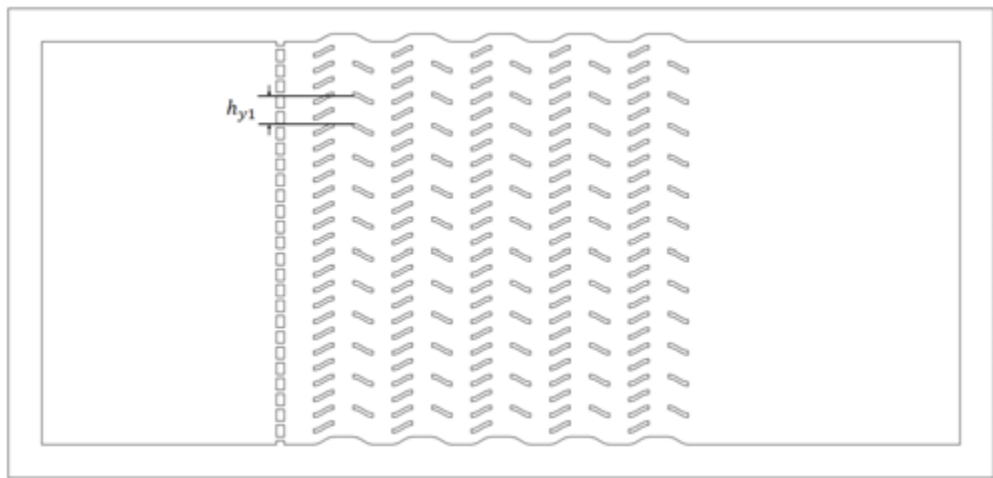
(b)



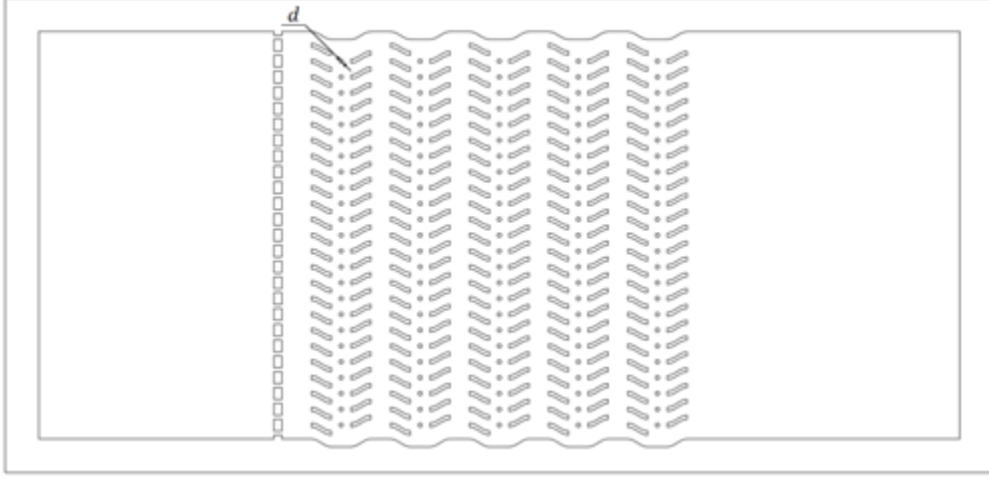
(c)



(d)



(e)



(f)

图2 不同设计的 MHS 示意图: (a)模型 I; (b)模型 II; (c)模型 III; (d)模型 IV; (e)模型 V; (f)模型 VI。

1.2 数值计算方法

该模型采用了以下假设: (1) 散热器在稳态下运行; (2) 流体是不可压缩的层流; (3) 除了散热器的底壁外, 对环境的热损失被忽略; (4) 芯片和散热器之间的热接触电阻被忽略; (5) 采用恒定的流体和固体性质。基于上述假设, 流体区域的控制方程可以写成

连续性方程如公式(1)所示:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x} + \frac{\partial u_j}{\partial y} + \frac{\partial u_k}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

动量平衡方程如公式(2)-(4)所示:

$$\rho \left(u_i \frac{\partial u_i}{\partial x} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial y} + u_k \frac{\partial u_i}{\partial z} \right) = \mu \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_i}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2)$$

$$\rho \left(u_i \frac{\partial u_j}{\partial x} + u_j \frac{\partial u_j}{\partial y} + u_k \frac{\partial u_j}{\partial z} \right) = \mu \left(\frac{\partial^2 u_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_j}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_j}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial p}{\partial y} \quad (3)$$

$$\rho \left(u_i \frac{\partial u_k}{\partial x} + u_j \frac{\partial u_k}{\partial y} + u_k \frac{\partial u_k}{\partial z} \right) = \mu \left(\frac{\partial^2 u_k}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_k}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_k}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial p}{\partial z} - \rho g \quad (4)$$

流体的能量守恒方程如公式(5)所示:

$$u_i \frac{\partial T}{\partial x} + u_j \frac{\partial T}{\partial y} + u_k \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{k_f}{\rho c_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (5)$$

固体区域的控制方程只包含能量方程, 由公式(6)给出:

$$k_s \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) = 0 \quad (6)$$

在方程中 (1) - (6), u_i 、 u_j 和 u_k 分别是 x 、 y 和 z 方向上的分量速度, ρ 是流体密度, μ 是流体粘度, P 是压力, c_p 是恒定压力下的比热, T 是温度, k_f 和 k_s 分别是流体和固体肋的热导率。

努塞尔数计算公式为:

$$Nu = \frac{h_m D_h}{k_f} \quad (7)$$

$$h_m = \frac{A_b q_w}{n A_w (T_w - T_m)} \quad (8)$$

其中, h_m 是平均对流换热系数, D_h 是微通道水力直径, A_b 是微通道底面面积, A_w 是对流换热面积, n 是微通道数量, T_w 是壁面温度, $T_m = 1/2(T_{in} + T_{out})$ 是冷却剂进口和出口的平均温度。

1.3 边界条件

边界条件描述如下: 恒定的进口速度 u_{in} 以及恒定的进口温度施加在微通道散热器进口。微通道散热器出口设定为恒定不变的压力出口。在微通道散热器底部施加恒定不变的热通量 $q_w = 400000 \text{ W/m}^2$ 作为热源。所有微通道壁面均设置为无滑移条件。采用速度和压力耦合的 simple 算法进行求解, 压力项的迭代计算采用二阶格式, 能量方程、动量方程、湍流耗散率、湍动能方程均选取二阶, 计算过程中所有能量方程的收敛残差均设为 1×10^{-6} 。微通道散热器内部固液交界面均为固液耦合, 其它壁面为绝热面。选用水作为微通道散热器的冷却介质, 硅作为微通道散热器的固体材料。

1.4 网格无关性验证

整体模型使用 SOLIDWORKS 软件进行三维建模, 使用 ICEM 软件划分六面体结构网格, 如图 3(a) 所示, 并在整体网格尺寸的基础上对固液耦合面进行了网格局部加密。

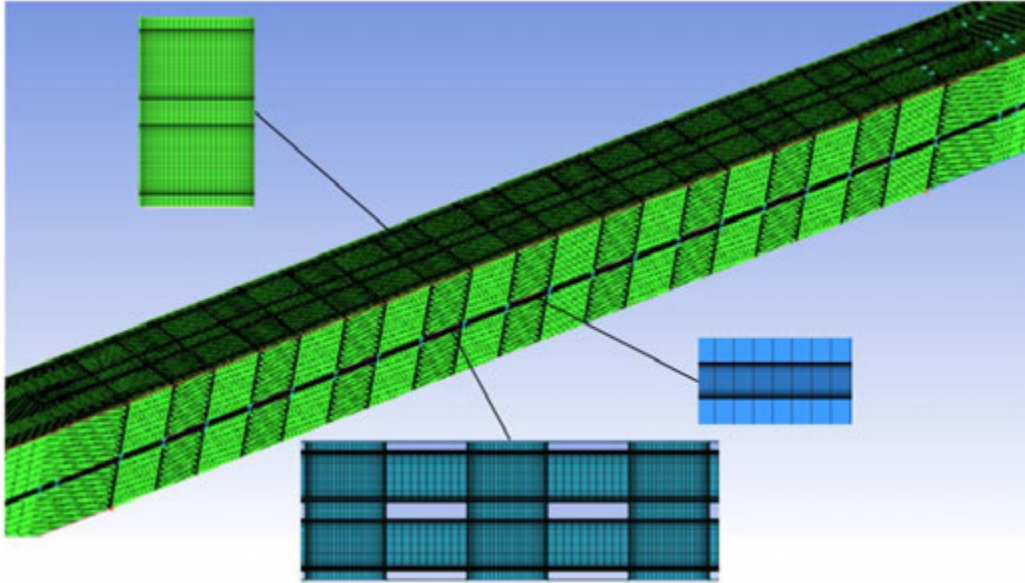


图3 网格模型

在验证过程中，采用了三种网格方案，分别为 1986525 (网格 I)，2693275 (网格II) 和 3046251 (网格III)。在相同雷诺数下，计算了 3 种不同网格数下模型 I 的努塞尔数和压降，如表 1 所示。努塞尔数和压降在 3 种网格数下的相对偏差均小于 1 %。综合考虑计算成本和精度，选择网格 II。

表 1

模型 II 在 $Re = 200$ 时的网格无关性验证。

	网格数量	Nu	ΔP (Pa)
网格 I	1986525	6.21	2649.52
网格 II	2693275	6.22	2649.03
网格 III	3046251	6.23	2648.89

1.5 模型验证

在进行数值计算之前，首先对模型进行了验证，以表明模拟方法的适用性。为了验证类似几何配置下的模拟，验证了 Zheng 的 $\gamma = 0.05$ 并行数据结果。在本研究中，选择硅作为平行 MHS 的固体材料，水作为冷却剂。入口雷诺数在 50-700 之间。预测结果与 Zheng 的努塞尔数结果的比较如图 4 所示。对于努塞尔数，模拟结果和验证结果之间的相对偏差小于 1%。因此，本模型可用于波浪形 MHS 的传热性能预测。

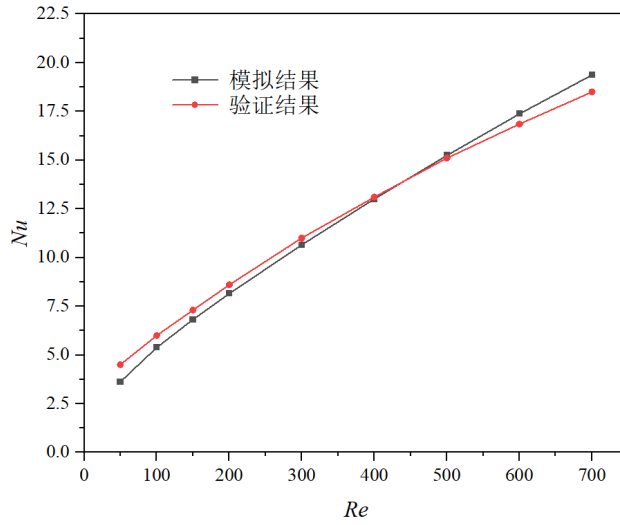


图4 模型验证。

2 结果分析

2.1 初始设计换热性能分析

图5为雷诺数 $Re=200$ 时,三种初始设计换热面 z 轴正方向 $z=0.44\text{mm}$ 处的温度云图,此时进口速度 $u_{in}=0.857\text{m/s}$, 出口压力 $P_{out}=101325\text{Pa}$, 对比三种初始设计温度云图,可得到,在相同的参数下,模型III换热面温度要低于模型 I、II, 且更加均匀。这是由于翅片呈人字分布, 流体在两相邻翅片之间, 在两对称翅片相邻无翅片部分产生四个的涡流, 如图6所示。其中左侧上下两涡流在两对称形翅片相邻无翅片部分中心处在垂直于流动路径的横截面上为 Dean 涡流, 两部分 Dean 涡流旋向相反, 上部分 Dean 涡流呈顺时针旋转, 下部分 Dean 涡流呈逆时针旋转。这两个涡流逐渐长大并在两对称翅片相邻无翅片区域 x 轴正向移动, 在无翅片区域中心部分达到最大值, 随后开始收缩。在无翅片区域内, 四个涡流呈现出对称地分布, 并逐渐向通道的中心区域发展。涡流在两相邻翅片中间处达到最大值, 它们随后收缩并最终消失在翅片区域。综上所述, 翅片呈人字形分布的微通道散热器相较于平行分布翅片以及直形翅片, 有更好的流动特性、换热性能以及热均匀性。

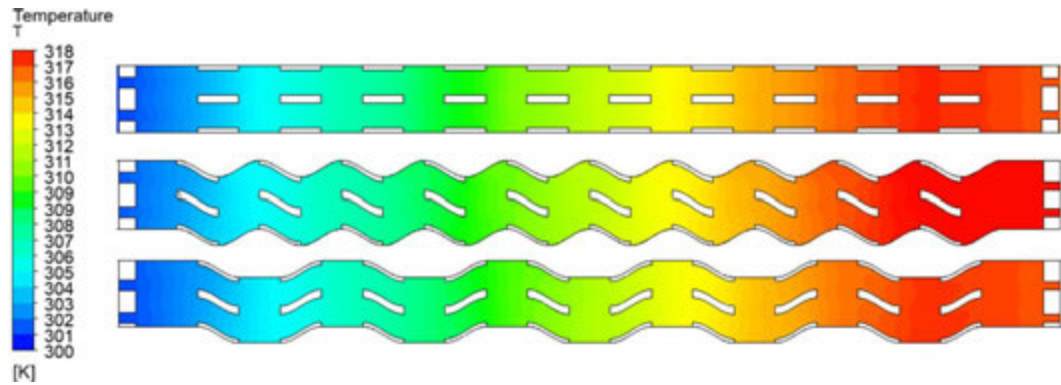


图5 雷诺数 $Re=200$ 时, 三种初始设计换热面 z 轴正方向 $z=0.44\text{mm}$ 处的温度云图。

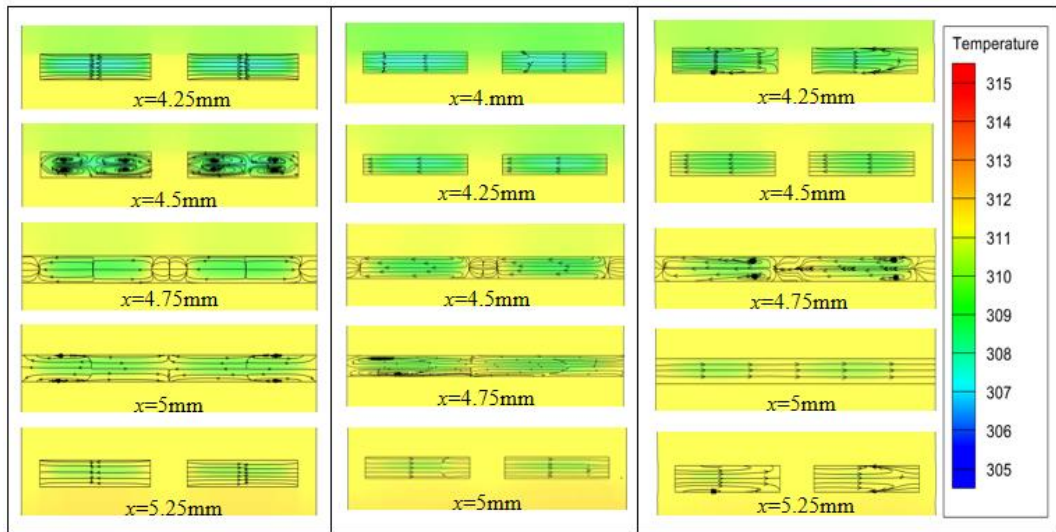


图6 在 $Re = 200$ 时，三种初始设计的流线和温度分布图：(a) 模型 I。(b) 模型 II。(c) 模型 III。

2.2 改进设计换热性能分析

图7为雷诺数 $Re=200$ 时，三种改进设计换热面 z 轴正方向 $z=0.44mm$ 处的温度云图，此时进口速度 $u_{in}=0.857m/s$ ，出口压力 $P_{out}=101325Pa$ ，对比三种初始设计温度云图，可得到，在相同的参数下，模型IV换热面温度要低于模型V，VI，且模型IV的换热面温度云图相较于模型V，VI更加均匀。这是因为，在模型IV中，在奇数列与偶数列相邻的无翅片区域形成八个涡流，上下各平行分布四个涡流，上下对应的为一组，每组均为旋向相反的 Dean 涡流，其中一组 Dean 涡流上部分 Dean 涡流呈顺时针旋转，下部分 Dean 涡流呈逆时针旋转。这四组涡流并行分布在奇数列与偶数列相邻的无翅片区域的流动方向横截面，并且这八个涡流的旋向相反。这些涡流在奇数列翅片流体流动区域产生，沿着 x 轴正向移动并且逐渐长大，在奇数列翅片末端处达到最大，在奇数列与偶数列相邻的无翅片区域内继续沿着 x 轴正向，并且随着流动逐渐开始收缩，最终消失在偶数列翅片流体流动区域，在偶数列翅片末端重新产生沿着 x 轴正向，并且在奇数列翅片前端处达到最大，又逐渐收缩最终消失在奇数列翅片流体流动区域。往复循环直至流出。改进设计三由于圆肋的存在，影响了奇数列与偶数列相邻的无翅片区域流体的流动，从而换热效果的提高不如模型IV，具体如图8所示。综上所述，模型VI添加针翅微通道散热器相较于其他，有更好的换热性能以及热均匀性。

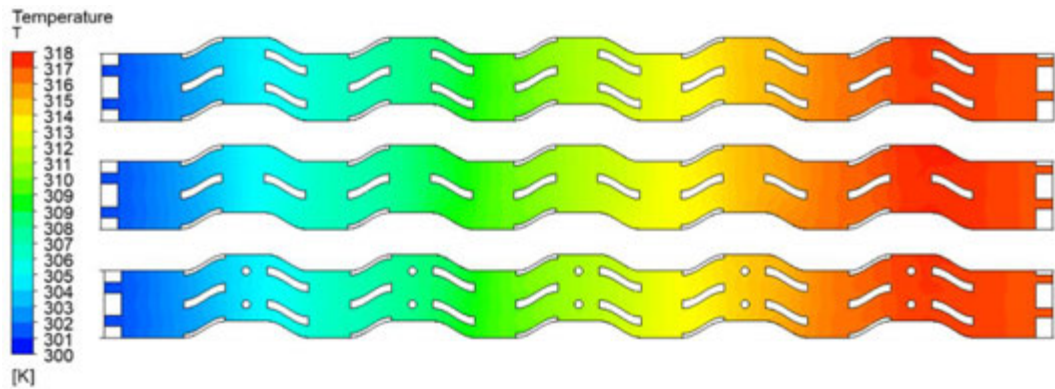


图 7 雷诺数 $Re=200$ 时，三种改进设计换热面 z 轴正方向 $z=0.44\text{mm}$ 处的温度云图。

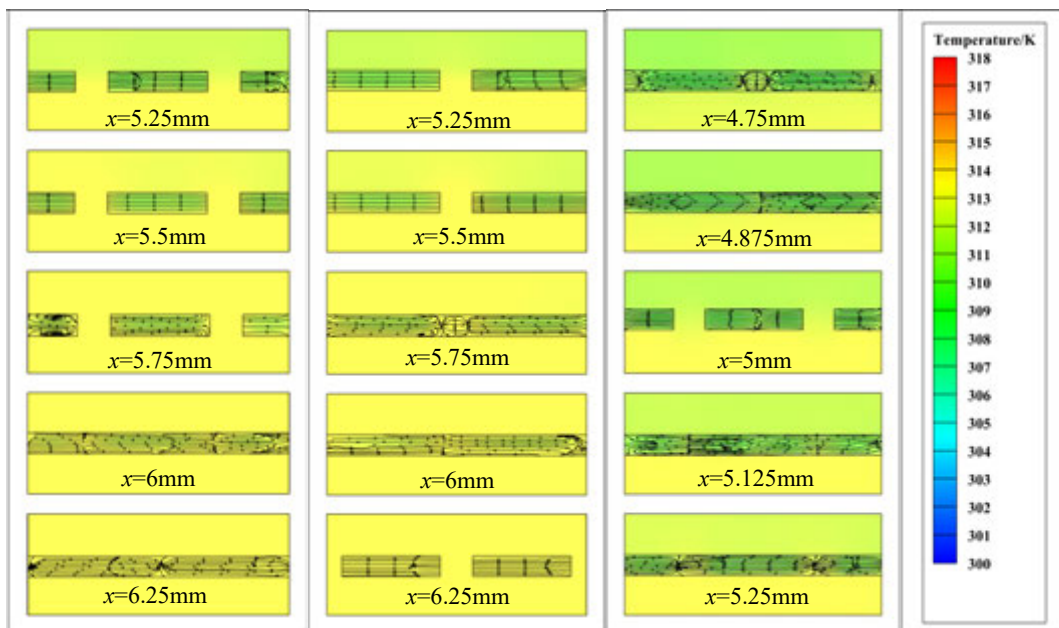


图 8 在 $Re = 200$ 时，三种改进设计的流线和温度分布图：(a) 模型 IV。(b) 模型 V。(c) 模型 VI。

3 结 论

本文在翅片型微通道冷却的基础上，提出了三种初始设计翅片型微通道散热器，以及三种改进设计翅片型微通道散热器，通过数值模拟的方法对该种散热器模型进行了研究，得到如下结论：

(1) 翅片呈人字形分布的微通道散热器相较于平行分布翅片以及直形翅片，有更好的流动特性、换热性能以及热均匀性，主要是因为，在垂直于流动路径的横截面上产生了涡流，这些涡流提高了冷却剂的换热效果，从而提高了翅片呈人字形分布的微通道散热器的换热性能

(2) 奇数列偶数列人字形翅片交错排布微通道散热器相较于其他，在垂直于流动路径的横截面上产生了更复杂且数量更多涡流，进一步提高了冷却剂的换热效果，从而提高了奇数列偶数列人字形翅片交错排布微通道散热器的换热性能

参考文献

- [1] D.B. Tuckerman, R.F. Pease, High performance heat sinking for VLSI, *IEEE Electron. Device Lett.* 15 (5) (1981) 126 - 130.
- [2] S.L. Wang, J.F. Zhu, D. An, B.X. Zhang, L.Y. Chen, Y.R. Yang, S.F. Zheng, X.D. Wang, Heat transfer enhancement of symmetric and parallel wavy microchannel heat sinks with secondary branch design, *International Journal of Thermal Sciences* 171 (2022) 107229.
- [3] M. Khoshvaght-Aliabadi, S.M. Hassani, S.H. Mazloumi, Performance enhancement of straight and wavy miniature heat sinks using pin-fin interruptions and nanofluids, *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification* 122 (2017) 90-108.
- [4] S.M. Hassani, M. Khoshvaght-Aliabadi, S.H. Mazloumi, Influence of chevron fin interruption on thermo-fluidic transport characteristics of nanofluid-cooled electronic heat sink, *Chemical Engineering Science* 191 (2018) 436-447.
- [5] H. Sadique, Q. Murtaza, Samsher, Heat transfer augmentation in microchannel heat sink using secondary flows: A review, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 194(2022) 123063.
- [6] L. Liu, Z.Y. Cao, C. Xu, L. Zhang, T. Sun, Investigation of fluid flow and heat transfer characteristics in a microchannel heat sink with double-layered staggered cavities, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 187(2022) 122535
- [7] Y.H. Pan, R. Zhao, Y.L. Nian, W.L. Cheng, Numerical study on heat transfer characteristics of a pin - fin staggered manifold microchannel heat sink, *Applied Thermal Engineering* 219(2023) 119436.
- [8] G. Lu, J. Zhao, L. Lin, X.D. Wang, W.M. Yan, A new scheme for reducing pressure drop and thermal resistance simultaneously in microchannel heat sinks with wavy porous fins, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 111(2017): 1071-1078.
- [9] H. Lu, M.H. Xu, L. Gong, X.Y. Duan, J.C. Chai, Effects of surface roughness in microchannel with passive heat transfer enhancement structures, *International Journal of Heat & Mass Transfer* 148(2020) 119070.
- [10] E. Mandev, E. Manay, Effects of surface roughness in multiple microchannels on mixed convective heat transfer, *Applied Thermal Engineering* 217(2022) 119102.

岩石离散裂隙网络渗流特性研究

王碧飞, 陈佳豪, 谢九天, 李期斌*

(重庆大学低品位能源利用技术及系统教育部重点实验室, 重庆 400044)

(联系电话: 18580504513, Email: qibinli@cqu.edu.cn)

摘要:

单个裂隙中的流动换热特性无法直接应用描述增强型地热系统复杂裂隙网络中的取热行为。构建复杂裂隙网络模型是开展干热岩热储渗流换热特性数值分析的前提, 统计参数重构的离散裂隙方法, 是目前构建复杂裂隙网络渗流模型的重要工具。本文构建了离散裂隙网络模型并通过渗透率张量分析, 应用 comsol 计算了两种裂隙的渗透率张量, 进一步分析了不同孔隙度下裂隙岩石的渗流特性。通过川渝地区二叠统栖霞-茅口组目标靶区地质情况调研, 构建了当地的离散裂隙网络模型并进行了渗透率张量计算。

关键词: 地热系统, 离散裂隙, 换热特性, 渗流特性

0 引言

能源绿色化, 可持续化是实现双碳目标的有效实现途径之一, 转变现有能源结构, 寻找多种可再生能源是实现能源可持续发展的必由之路。地热能资源具有储量大, 分布广等特点与风能、太阳能、潮汐能等可再生资源相比, 地热能利用不受季节和昼夜更迭的影响, 是一种极具竞争力的清洁可再生能源。地热资源以其成因和产出形式, 分为水热型地热资源和干热岩型地热资源。其中干热岩型地热资源以其分布的普遍性和高热储温度而更具开发潜力与前景^[1]。

干热岩是指普遍埋藏于地下 3-10km, 温度范围在 150°C—650°C 之间^[2-4], 由于低孔隙度和渗透性而缺少流体的岩体, 通常需要通过人工压裂形成增强型地热系统 (Enhanced Geothermal System) 得以开采^[5]。

EGS 的原理是在干热岩中钻一口直井或者定向井, 然后用水进行压裂作业^[6]。高温干热岩体遇大量高压冷水较易产生大量裂缝, 有效增加干热岩热储区域整体渗透率。随着高压流体的不断作用, 裂缝不断扩大增加, 并最终连通形成一个可高效采热的人工构造热储。将冷水从注入井中注入, 在热储区域进行充分换热后, 高温高压流体从采出井中抽出, 用来进行发电或能源梯级利用。最常见的布井模式为对井布置, 通过一口注入井加上一口采出井的方式研究换热流体在热储中的换热特性。基于对井系统, 国内外学者做了大量的研究^[7-9]。此外还有其他布井方案, 水平井布置、套管式换热器和热管提取干热岩技术^{[10] [11,12]}。许天福等^[13]提出了一种基于开挖的增强型地热系统, 能有效增加热储体积, 提高换热面积。而热储特性^[14]、换热流体性质^[15]和裂隙走向^[16]对采热过程也有重要影响。对岩石的热力学及渗流特性模拟实验和数值模拟分析建立单裂隙模型和多裂隙模型乃至离散裂隙模型^[17]。利用离

散裂隙网络方法,采用管单元的连接形式可以简化渗流模型,通过渗透张量的稳定性与存在性分析可以通过三维模型计算渗透系数,提高了计算真实性与精度^[18]。离散裂隙模型对于干热岩热储渗透率还原度最高是目前最为符合的裂隙模型,即建立离散裂隙模型并对裂隙渗透率张量进行计算。

1 离散裂隙网络模型构建

本文的离散裂隙网络模型基于 Baecher 提出的圆盘模型^[19],假设裂隙是不透水的圆形薄片,且具有一定开度。裂隙位置由其中心点坐标确定,裂隙形态由其产状(物体在空间产出的状态和方位的总称。地质体可大致分为块状体和面状体两类。块状体的产状,指的是其大小、形态、形成时所处位置,与周边关系。)、直径和开度决定。应用离散裂隙模型首先要对裂隙的这些特性拟合或假定概率分布,根据现场测得的数据,应用蒙特卡洛方法进行随机抽样获得需要的裂隙参数,从而生成与实际裂隙具有相同特征的裂隙网络。岩石裂隙分布的特征通常用对数正态分布、指数分布和伽马分布来描述,进一步研究发现,裂隙系统的幂律分布是天然均质岩石材料断裂过程中的固有特征。围绕离散裂隙网络,本文假定:

- (1) 裂隙位置由泊松过程确定;
- (2) 裂隙为椭圆形薄片,椭圆长轴和椭圆短轴分别符合幂律分布,且相互独立;
- (3) 椭圆产状相互独立,都服从 Fisher 分布;
- (4) 椭圆产状和椭圆位置相互独立;
- (5) 为便于研究,裂隙开度假定为恒定值;
- (6) 流体为不可压缩;
- (7) 忽略裂隙面交叉处的局部压力损失。

在研究中采用 COMSOL 软件生成上述的椭圆盘状裂隙,可便捷地将椭圆盘处理成二维的椭圆,极大简化建模和计算过程。计算过程中的控制方程包括连续性方程和流体流动方程。

研究中将岩石基质看作多孔介质,由于天然岩石渗透率极小,裂隙岩体渗流主要依赖裂隙网络结构,故岩石渗透率设为 $1 \times 10^{-15} \text{ m}^2$,^[20]流体在多孔基质中的流动:

$$\nabla \cdot \left(\frac{A k_m}{\mu} \nabla P \right) + Q = 0 \quad (1.1)$$

式中 k_m 为多孔基质渗透率, A 为多孔介质的横截面积, Q 为质量源项。

使用立方定律描述光滑裂隙中流体流动:

$$\nabla \cdot \left(\frac{A_f \delta^2}{12\mu} \nabla P \right) + Q = 0 \quad (1.2)$$

式中 A_f 为裂隙横截面积, δ 为裂隙开度, μ 为流体粘性, Q_f 为裂隙的源项。

首先,裂隙位置的确定由裂隙上具有特征的点来确定,椭圆盘裂隙的位置由其椭圆中心确定。目前常采用泊松过程确定点的位置来定位裂隙,该过程只需要一个参数,在三维裂隙

的描述中，即为裂隙的体密度 λ_v 。

裂隙的形态即产状可以用 Fisher 分布、正态分布等来描述。Fisher 分布是一种双参数分布，可以用来描述平均产状在球面上的对称分布，本文中用它描述裂隙面的产状。描述所要的产状信息包括结构面的倾向和倾角。Fisher 分布描述角度相对于坐标方向的平均偏差，其概率密度函数可以写为如下形式：

$$f(\theta) = K \frac{\sin \theta e^{K \cos \theta}}{e^K - e^{-K}} \quad (1.3)$$

式中 K 为 Fisher 常数，描述变量 θ 分布的离散程度，在建模过程中 θ 可为倾向 α 或倾角 β 。

使用幂律分布描述裂隙大小，其概率密度函数为：

$$f(x) = \frac{a-1}{x_{min}} \left(\frac{x}{x_{min}} \right)^{-a} \quad (1.4)$$

需要定义其幂律指数 a 和最小轴长 x_{min} 。由于在模拟中将裂隙看作椭圆盘，故使椭圆的长轴和短轴分别服从幂律分布。

根据上述分布结合蒙特卡洛模拟可以得到相应的离散裂隙网络模型，对应的生成过程集成在了 COMSOL 内置的插件中，生成的模型如图 1.1 所示。

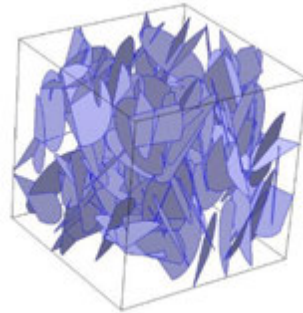


图 1.1 利用 COMSOL 生成的离散裂隙网络模型

Fig.1.1 The discrete fracture network model generated by COMSOL

2 渗透率张量计算方法

2.1 渗透率张量计算

渗透率的获取基于达西定律，其一般形式如下：

$$v_i = -\frac{\rho g}{\mu} k_{ij} \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \quad (2.1)$$

裂隙岩体的渗透率张量可以通过试验方法、解析方法和裂隙网络模拟方法得到。渗透率测量现有的实验方法主要为压力脉冲法^[21]，也有学者提出用固液间的动电效应测量地层渗

透率^[22]，试验成本一般较高，且由于岩体裂隙网络分布的不确定度较大，不同位置取样试验的结果差异较大导致结果具有尺度效应，尚未得到广泛应用。

法国工程师达西最早提出了渗流的立方定律，发现渗流的体积流量和裂隙的开度三次方成正比。Snow 通过解析方法求解了单个裂隙和一组平行裂隙的渗透张量，并提出复杂裂隙网络某一点的渗透率张量为经过此点的不同组裂隙的渗透率张量的叠加值^[23]。

针对单一裂隙渗透率可以通过下式计算：

$$k_f = \frac{b^2}{12} \quad (2.2)$$

当存在一组平行裂隙时，其渗透率可以通过下式计算：

$$k_f = \frac{b^2}{12d} \quad (2.3)$$

式中 k 为裂隙渗透率， b 为裂隙开度， d 为裂隙间距。

考虑裂隙走向时，裂隙渗透率将成为二阶张量，Chen 等对裂隙的各向异性进行了讨论，使用解析方法，对任意位置的渗透率进行计算，考虑了各向异性对岩石渗透率的影响，其结果如下^[24]：

$$k_{ij} = \frac{b^3}{12d} \begin{bmatrix} n_1^2 + n_3^2 & n_1 n_2 & n_2 n_3 \\ n_1 n_2 & n_2^2 + n_3^2 & -n_1 n_3 \\ n_2 n_3 & -n_1 n_3 & n_1^2 + n_2^2 \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

n 为裂隙面的单位法向量在坐标轴 x, y, z 方向的分量。单位法向量沿坐标轴分量计算如下式。

$$n_1 = \cos \varphi \sin \psi \quad (2.5)$$

$$n_2 = \cos \varphi \cos \psi \quad (2.6)$$

$$n_3 = -\sin \varphi \quad (2.7)$$

当裂隙的倾角为 β ，倾向为 α 时，有：

$$\varphi = \pi / 2 - \beta \quad (2.8)$$

$$\psi = \alpha \quad (2.9)$$

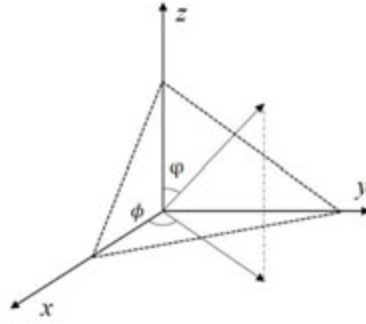


图 2.2 裂隙方向示意图

Fig.2.2 Schematic diagram of fracture direction

上式可以用来计算单个裂隙渗透率张量,也可以用来计算一组方向相同的平行裂隙的渗透率张量。当存在 N 组裂隙时,总的渗透率张量等于各组渗透率张量之和。

$$k_{ij}^* = \sum_1^m k_{ij}^m \quad (2.10)$$

基于上述理论,应用计算机数值解法可以对复杂的裂隙系统渗流特性进行进一步研究。在已知裂隙网络的统计学参数(如产状、方位和裂隙宽度)时,可以通过建立离散裂隙模型的方法对裂隙流动进行模拟,分析结果得到岩石裂隙系统的渗透率。

流动沿梯度方向时,有

$$\frac{Q_g}{A} = -\frac{\rho g}{\mu} k_g \nabla \varphi \quad (2.11)$$

其中 Q_g 是梯度方向的流量, A 是横截面积, k_g 是梯度方向的渗透率。当梯度方向和坐标轴 x 方向重合时, $k_g = k_{xx}$ 。通过调整梯度方向,使坐标轴方向和梯度方向重合,计算各个方向的 k_g ,可以绘制出渗透率椭圆,其主轴 K_1 、 K_2 和 K_3 ,分别为对应的渗透率主值。

对于平直裂隙,梯度方向的流量可以使用裂隙内流速的积分得到,如下所示。

$$v_{ij} = \frac{\iiint v_{ij}}{V} \quad (2.12)$$

式中 v_{ij} 为在 i ($i=1, 2, 3$) 方向流量作用下, j ($j=1, 2, 3$) 方向产生的流速。

通过统计模拟得到的对应方向渗流速度,由模拟结果计算得到的渗透率张量可由下式计算:

$$k_{ij,m} = v_{ij} \cdot \mu_w / \nabla P_i \quad (2.13)$$

由于尺度效应,当研究尺度足够大,能够体现岩石裂隙系统的平均性时,岩石裂隙系统可以看作均匀的多孔介质。即使对于均匀的多孔介质,其渗透率也是以二阶张量的形式出现的。在一般的地热应用尺度研究中,对于渗透率的处理往往将其看作水平方向和竖直方向的

固定值，忽略了裂隙岩石各向异性的特征。

2.2 计算方法验证

为验证模型，建立一组 $\alpha=30^\circ$ 、 $\beta=60^\circ$ ，裂隙间距 0.1m 的裂隙，一组 $\alpha=60^\circ$ 、 $\beta=30^\circ$ ，裂隙间距为 0.1 m 的裂隙和由上述两组裂隙叠加的交叉裂隙如图 2.3 所示。

其边界条件设定如下：岩石周向存在沿坐标轴 n_i ($i = 1, 2, 3$) 方向的压力梯度 ∇P_i ，岩石基质进出口压力为定值。计算过程中，指定裂隙入口压力和裂隙出口压力，裂隙表面流体的流速和压力连续。通过解析方法计算得到的裂隙网络渗透率张量分别为 $K_{1,a}$ 、 $K_{2,a}$ ，其计算结果如下：

$$K_{1,a} = \begin{bmatrix} 3.646 \times 10^{-10} & 2.706 \times 10^{-10} & -3.125 \times 10^{-10} \\ 2.706 \times 10^{-10} & 6.771 \times 10^{-10} & 1.804 \times 10^{-10} \\ -3.125 \times 10^{-10} & 1.804 \times 10^{-10} & 6.250 \times 10^{-10} \end{bmatrix}$$

$$K_{2,a} = \begin{bmatrix} 7.813 \times 10^{-10} & 0.902 \times 10^{-10} & -1.804 \times 10^{-10} \\ 0.902 \times 10^{-10} & 6.771 \times 10^{-10} & 3.125 \times 10^{-10} \\ -1.804 \times 10^{-10} & 3.125 \times 10^{-10} & 2.083 \times 10^{-10} \end{bmatrix}$$

两组裂隙叠加得到的交叉裂隙网络渗透率张量为 $K_{3,a}$ ，数值上， $K_{3,a}$ 为 $K_{1,a}$ 、 $K_{2,a}$ 之和：

$$K_{3,a} = \begin{bmatrix} 1.146 \times 10^{-9} & 3.608 \times 10^{-10} & -4.929 \times 10^{-10} \\ 3.608 \times 10^{-10} & 1.354 \times 10^{-9} & 4.929 \times 10^{-10} \\ -4.929 \times 10^{-10} & 4.929 \times 10^{-10} & 8.333 \times 10^{-10} \end{bmatrix}$$

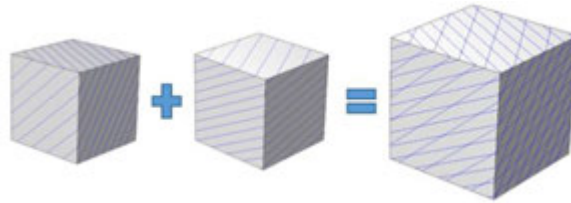


图 2.3 模型构建示意图

Fig.2.3 Schematic diagram of validate model

模拟得到的渗透率张量为 k_n ，模拟计算的误差为 ω ，其定义为：

$$\omega = \frac{|k_n - k_a|}{k_a} \quad (2.14)$$

表 2.1 渗透率张量计算结果

Table 2.1 Calculation results of Permeability tensor

渗透率分量	k_a (10^{-10} m^2)	K_n (10^{-10} m^2)	ω (%)
$\alpha = 30^\circ$ 、 $\beta = 60^\circ$ 、 $d = 0.1 \text{ m}$			
k_{xx}	3.646	3.641	0.119
k_{yy}	6.771	6.762	0.121

k_{zz}	6.250	6.242	0.121
k_{xy}	2.706	2.703	0.123
k_{xz}	-3.125	-3.121	0.124
k_{yz}	1.804	1.802	0.120
$\alpha = 60^\circ, \beta = 30^\circ, d = 0.1 \text{ m}$			
k_{xx}	7.813	7.815	0.036
k_{yy}	6.771	6.773	0.035
k_{zz}	2.083	2.084	0.035
k_{xy}	0.902	0.902	0.036
k_{xz}	-1.804	-1.805	0.034
叠加裂隙			
k_{xx}	11.458	11.457	0.010
k_{yy}	13.542	13.536	0.040
k_{zz}	8.333	8.327	0.079
k_{xy}	3.608	3.606	0.079
k_{xz}	-4.929	-4.926	0.064
k_{yz}	4.929	4.928	0.022

对渗透率张量进行计算，表 2.1 结果表明，在不同的两组平行裂隙和相交的一组交叉裂隙的模拟中，对渗透率张量各个分量的模拟误差不超过 0.2%，表明模拟过程可行。

3. 渗流特性分析

裂隙岩体的孔隙率受两个因素影响，分别为裂隙体积和裂隙数量，本节分别生成四组裂隙网络，探究孔隙率对渗透率张量的影响。

四组裂隙平均倾向和倾角均设为 0 度。为使研究单元尽量具有体积无关性，选取足够大的裂隙密度进行计算，分别取岩石裂隙的孔隙度为 0.5% 和 0.25%，估算得到裂隙数量分别为 168 条和 84 条。A1 组裂隙数量为 168 条，裂隙短轴最小值为 0.1 m，裂隙长轴最长值为 0.5 m，幂律分布指数均为 $a = 2$ ；A2 组裂隙数量为 168 条，裂隙形状为圆盘面，圆盘半径为 0.2 m；A3 组裂隙数量为 84 条，裂隙短轴最小值为 0.1 m 裂隙，裂隙长轴最长值为 0.5 m，幂律分布指数均为 $a = 2$ ；A4 组裂隙数量为 84 条，裂隙形状为圆盘面，圆盘半径为 0.2 m；

COMSOL 软件有预设的达西定律模块，和相应的裂隙生成插件，可快速生成裂隙，且计算中能够对裂隙面作简化，在三维问题中将裂隙作为二维平面处理，能极大的简化网格划分和计算过程，故本章借助 COMSOL 软件对该问题进行求解，模型建立如下，对物理场网格进行计算，在研究中使用的是 COMSOL 自带的物理场控制网格。网格生成过程使用流体动力学物理场较细化网格尺寸，通过调整最小网格尺寸调整网格数量，得到的网格数量分别为 435 万、624 万、1031 万、3147 万、5632 万，发现当网格数量从 1031 万增加到 3147 万时，渗透率计算值变化不超过 0.01%，可以认为此时网格数量对计算结果已经没有影响，综合考虑计算速度和计算精度，选取网格数量为 1031 万的最小网格尺寸设定，对后续所有模

型采用相同的网格尺寸进行求解。

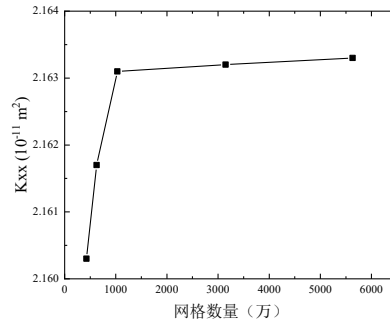


图 3.1 网格无关性验证

Fig.3.1 Mesh agnostic validation

比较其渗透率张量的六个分量，结果如表 3.1 所示，从 A1, A2 组和 A3, A4 组的对比可以看到，当裂隙面从椭圆盘变为圆盘时，其主轴渗透率有所增加，非主轴渗透率则并没有呈现规律的变化特征。从 A1, A3 组和 A2, A4 组的对比可以看到，当裂隙数量降低一半而裂隙其他参数不变时，裂隙渗透率张量的各个分量均有所降低，且大部分分量的降低幅度超过 50 %。从计算结果可知，沿主轴方向的渗透率张量分量往往比非主轴方向分量大一个数量级，故在后续的热储换热特性分析中，只考虑主轴方向上的分量。

表 3.1 渗透率张量计算结果

Table 3.1 Permeability tensor calculation results

渗透率(10 ⁻¹³ m ²)	组别			
	A1	A2	B1	B2
K _{xx}	216.32	258.16	106.32	121.81
K _{yy}	254.11	311.69	122.08	152.46
K _{zz}	147.55	188.57	75.15	10.00
K _{xy}	-8.33	-4.42	-1.27	2.06
K _{xz}	96.88	113.55	43.91	53.16
K _{yz}	12.07	5.72	4.09	-4.13

A1 组裂隙面达西流速最小值为 2.54×10^{-3} m/s，出现在和压力梯度接近垂直的裂隙面中，最大值为 3.68×10^{-2} m/s，出现在平面法线与压力梯度接近垂直的平面中，且达西流速较高平面多于流速较低平面。当裂隙为圆盘面时，达西流速范围相同，主轴渗透率均有所提升，原因在于相同裂隙分布情况下，圆盘状裂隙的面积更大，岩石节理有更大的体积流量，等效的

达西流速更大，主轴渗透率有所增加。

随后分别生成裂隙数量为 20、40、60、80、100 的椭圆盘裂隙网络和圆盘裂隙网络，计算其渗透率张量并以孔隙率为横坐标，绘制图 4.2 如下。从图 3.2 (a) 可以看到，在相同孔隙度条件下，裂隙形状对渗透率有所影响，图中实线部分是椭圆形裂隙，虚线部分是圆盘形裂隙计算结果，两组裂隙的倾向和倾角设置都相同。 y 轴方向渗透率大致相等， x 轴方向渗透率则为椭圆形裂隙稍高于圆形裂隙，而 z 轴方向渗透率为圆形裂隙稍高于椭圆盘裂隙，但差别均较小。

对于同类裂隙，随着裂隙数量增加，裂隙岩石系统的孔隙度随之增加，更多的裂隙数量使得裂隙相交的可能性增加，裂隙间更容易联通。高孔隙度裂隙系统在相同的压力条件下能保持更大的流体流量，渗透率也更大，孔隙度和渗透率两者之间关系在图线中表现出近似线性关系。圆盘裂隙孔隙度为 0.25% 时，主轴渗透率 K_{xx} 、 K_{yy} 、 K_{zz} 分别为 $1.21 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ 、 $1.52 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ 、 $1.00 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ ；当孔隙度增加到 0.5% 时，主轴渗透率 K_{xx} 、 K_{yy} 、 K_{zz} 分别为 $2.58 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ 、 $3.12 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ 、 $1.89 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ ，增加幅度分别为 113 %、105 %、89 %。椭圆盘裂隙孔隙度为 0.2% 时，主轴渗透率 K_{xx} 、 K_{yy} 、 K_{zz} 分别为 $1.06 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ 、 $1.22 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ 、 $0.75 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ ；当孔隙度增加到 0.43% 时，主轴渗透率 K_{xx} 、 K_{yy} 、 K_{zz} 分别为 $2.26 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ 、 $2.93 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ 、 $1.52 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ ，增加幅度分别为 113 %、140 %、103 %。

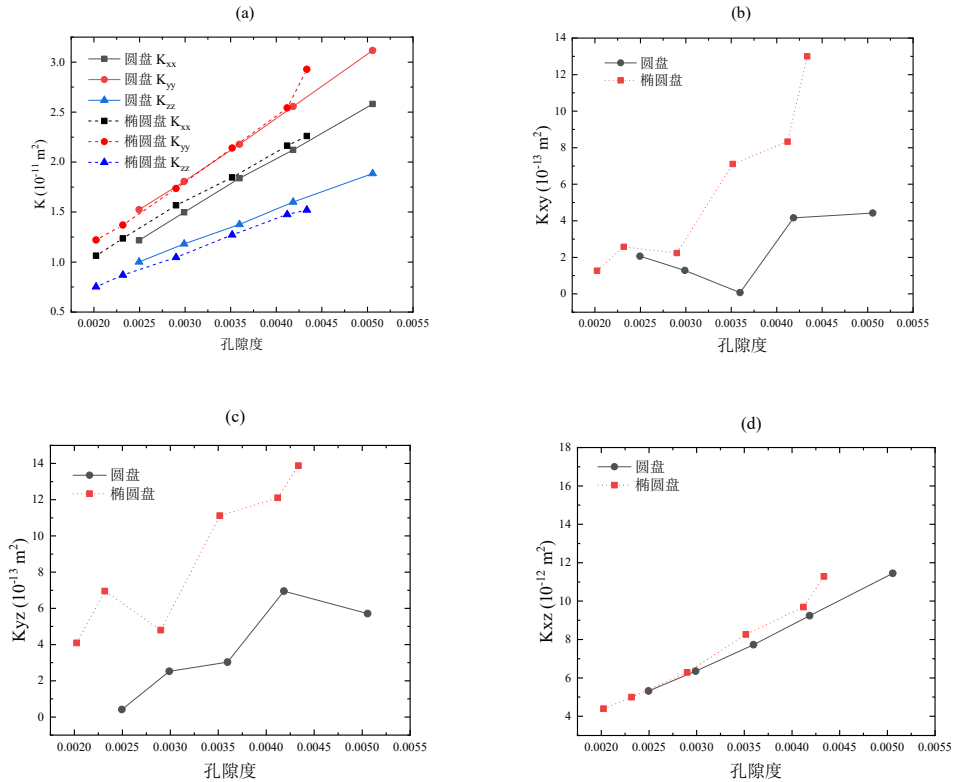


图 3.2 渗透率变化情况

(a). 主轴渗透率 (b-d). 非主轴渗透率 K_{xy} , K_{yz} , K_{xz}

Fig.3.2 Changes in non-spindle permeability (a: K_{xy} , b: K_{yz} , c: K_{xz})

(a). spindle permeability (b)-(d). Changes in non-spindle permeability K_{xy} , K_{yz} , K_{xz}

对非主轴渗透率，随孔隙度增加，非主轴方向渗透率呈现逐渐增加趋势，但波动较为明显，与裂隙分布情况有关，渗透率绝对值随孔隙度变化如图 3.2(b)-(d)所示。相同孔隙率情况下，圆形裂隙渗透率均低于椭圆形裂隙，因为椭圆长轴更容易造成裂隙面的相交，增大了相应的非主轴渗透率。上述研究表明裂隙的形状对主轴渗透率的影响较小，对非主轴渗透率的影响较大，而在一定孔隙度时，非主轴渗透率的大小更依赖于裂隙产状的随机性，可能会出现孔隙率足够大而非主轴渗透率却较小的情况。

4 目标靶区裂隙渗透率计算

4.1 川渝地区二叠统栖霞-茅口组裂隙特征

资料显示，目标地区岩石的平均孔隙率在 0.85-5.83 % 之间，天然渗透率在 $1.40-3.05 \times 10^{-3} \mu\text{m}^2$ ，裂缝发育良好，未填充微裂缝密度可达 10 条每米，产状在 70° 以上。在卧龙河地区卧 83 井的钻井数据显示，逆断层带的裂缝发育形成的裂缝系统从茅口组延伸到栖霞组，垂直穿层 300 米左右^[25]。故裂隙的平均倾角设定为 75° ，Fisher 分布弥散度为 0.1。裂隙强度由于缺少数据，选择文献^[69]中的统计结果近似，故在本研究中取 0.2 进行计算。由于工程建设前可以人为调整对井系统的相对位置，在此处设置平均倾向为 0，Fisher 分布弥散度为 0.1；由文献^[88]中裂隙迹长分布在 2-10 m，且 2-10 m 裂隙占裂隙总数 72.3%，故取裂隙最短轴长为 2 m，最长轴长为 10 m，裂隙开度取恒定值 0.3 mm。考虑到结果可能受裂隙分布随机性的影响，取表征单元体体积为 $5 \text{ m} \times 5 \text{ m} \times 5 \text{ m}$ ，尺寸远大于裂隙间距，已经具有表征单元体特征，对应的裂隙密度均取为 0.2，用以确定相应的裂隙数量，生成五组裂隙对单元体渗透率张量进行计算。

4.2 川渝地区二叠统栖霞-茅口组裂隙渗透率计算

生成的裂隙模型如图 4.1 所示，由于裂隙的形成具有一定随机性，为避免随机性对计算结果的影响，在相同的裂隙分布条件下，本节共生成了五组裂隙，分别计算其各个方向的渗透率大小，将计算结果绘制在图 4.2 中。裂隙面压力分布和达西流速分布如图 4.3 和图 4.4 所示。

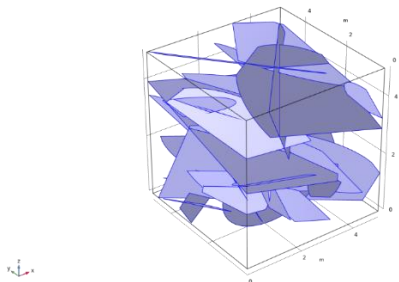


图 4.1 软件生成的离散裂隙网络模型

Fig.4.1 Software-generated discrete fracture network model

对五组结果求平均值得到三个方向主轴渗透率大小分别为， $1.270 \times 10^{-12} \text{ m}^2$ 、 $1.600 \times 10^{-12} \text{ m}^2$ 、 $0.404 \times 10^{-12} \text{ m}^2$ 。

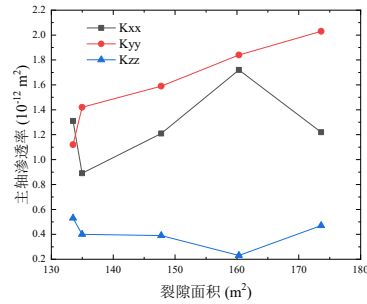


图 4.2 主轴渗透率随裂隙面积变化情况

Fig.4.2 Spindle permeability varies with fractures area

图 4.2 为对不同裂隙面积条件下主轴渗透率张量的计算结果，对于研究体中的五组裂隙，其渗透率有一定波动情况，这是由于裂隙分布的随机性造成的。图中数据表明，在相应的裂隙分布条件下，裂隙系统中水平方向的流动占主导地位。由前一节的分析可知，当裂隙面积增大时，相同体积的研究对象孔隙率增加，等效达西流速也会增加，故主轴渗透率也会有一定程度的增加。将得到的 $5 \text{ m} \times 5 \text{ m} \times 5 \text{ m}$ 研究体主轴渗透率结果用于下一章目标靶区的热储换热特性计算中。

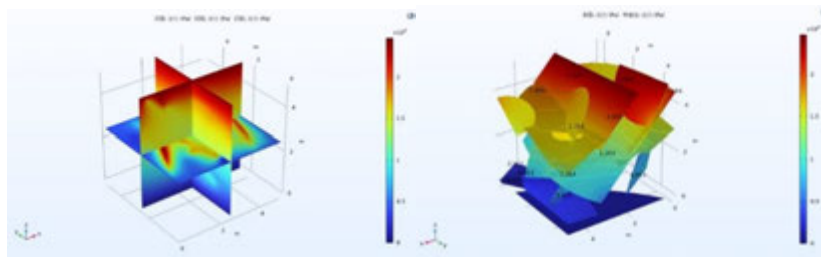


图 4.3 裂隙内压力分布

Fig.4.3 Distribution of pressure within the fractures

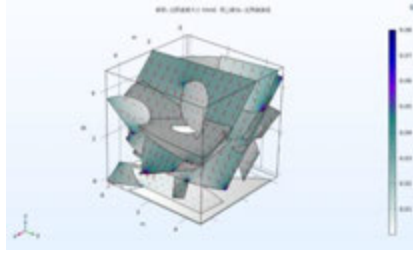


图 4.4 裂隙内达西流速分布

Fig.4.4 Distribution of Darcy velocity within the fractures

图 4.3 为裂隙岩石内不同截面的压力分布情况，可以看到裂隙周围有较大的压力梯度，无裂隙区域的压力梯度较小，分布较为均匀。裂隙的存在极大地增加了压力分布的不均匀程度。从压力分布等值线可以看到，裂隙网络的压力分布仍表现出一定规律性，整体变化并不剧烈，在裂隙相交处存在较大的压力梯度。由于裂隙分布的不连续性，导致裂隙系统中压力分布也呈现各向异性特征。

从图 4.4 中可以发现，裂隙网络内存在明显的局部低流速区和高流速区，裂隙内最小达西流速为 4.12×10^{-7} m/s，局部最大的达西流速可以达到 0.29 m/s，流速分布呈现不均匀性，底部裂隙内流速极低，Z 轴底部附近的裂隙，由于其分布特点，流体几乎没有流动处于静止状态，成为流动“死区”。从图 4.4 中还可以看到，贯穿整个模型的大裂缝具有较大的流量和流速，裂隙内流动也更加均匀。在裂隙交界处的流动较为复杂，会产生较高的局部流速，速度分布情况表明，裂隙系统内存在一定的优先流路径。

5. 结论

本文介绍了离散裂隙网络模型的构建和渗透率张量分析，应用 COMSOL 对不同裂隙形状和裂隙数量下的复杂裂隙网络进行研究，计算了椭圆盘形裂隙和圆盘型裂隙的渗透率张量。进一步分析了不同孔隙度情况下，裂隙岩石系统的渗流特性。借助川渝地区二叠统栖霞-茅口组目标靶区地质特征参数，构建了当地的离散裂隙网络模型并进行了渗透率张量计算。主要结论如下：

(1) 对平行裂隙和交叉裂隙渗透率分别进行数值方法和解析方法计算，两种方法得到的结果误差不超过 0.2%，验证了基于数值模拟的渗透率计算方法。

(2) 在裂隙分布相同情况下，圆形裂隙岩石由于具有更大的裂隙面积，等效的达西流速和主轴渗透率高于椭圆形情况。不同孔隙率情况下渗透率张量大小的计算结果，表明随孔隙率的增加裂隙渗透率有所增加，两种裂隙的主轴渗透率相差较小。随孔隙率增加，非主轴渗透率分量波动较为明显，椭圆形裂隙更容易造成裂隙之间的联通，非主轴渗透率较大。

(3) 根据调研数据，对目标靶区典型裂隙网络系统进行离散裂隙构建，计算相应渗透率张量，得到三个方向主轴渗透率大小分别为 1.270×10^{-12} m²、 1.600×10^{-12} m²、 0.404×10^{-12} m²，为下一章目标靶区热储传热特性研究提供重要参数。

本研究尚有不足, 不能实现孔隙度和渗透率的实时变化, 难以实现地下热储热-流-固双向耦合, 在后续的研究中会进一步研究多物理场耦合条件下的热储换热研究。

参考文献

- [1] Jiyang W, Shengbiao H, Zhonghe P, Lijuan H, Ping Z, Chuanqing Z, Song R, Xiaoyin T, Yanlong K, Lu L, Weiwei L. Estimate of Geothermal Resources Potential for Hot Dry Rock in the Continental Area of China[J], 2012, 30(32): 25-31.
- [2] 赵金昌. 高温高压条件下冲击一切削钻孔破岩实验研究[D].太原理工大学, 2010.
Zhao Jin-Chang. Experimental Research on Rock Breaking by impacting-cutting Drilling under high-temp and high-press Condition [D].TaiYuan: Taiyuan University of Technology,2010.
- [3] 赵阳升, 杨栋, 冯增朝, 梁卫国, 康志勤. 多孔介质多场耦合作用理论及其在资源与能源工程中的应用[J]. 岩石力学与工程学报, 2008, (07): 1321-1328.
Zhao Yang-Sheng, Yang Dong, Feng Zeng-Chao, Liang Wei-Guo, Kang Zhi-Qin. MULTI-FIELD COUPLING THEORY OF POROUS MEDIA AND ITS APPLICATIONS TO RESOURCES AND ENERGY ENGINEERING [J] Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2008, (07): 1321-1328.
- [4] 王淑玲, 张炜, 张桂平, 孙张涛. 非常规能源开发利用现状及趋势[J].中国矿业, 2013, 22(02): 5-8.
Wang Shu-Ling, Zhang Wei, Zhang Gui-Ping, Ssun Zhang-Tao. Exploitation and development trend of unconventional energy[J].China Mining, 2013, 22(02): 5-8.
- [5] 许天福, 张延军, 曾昭发, 鲍新华. 增强型地热系统(干热岩)开发技术进展[J].科技导报, 2012, 30(32): 42-45.
Xu Tian-Fu, Zhang Yan-Jun, Zeng Zhao-Fa, Bao Xin-Hua. Technology Progress in an Enhanced Geothermal System (Hot Dry Rock) [J].Science & Technology Review, 2012, 30(32): 42-45.
- [6] 王贵玲 刘彦广, 朱喜, 张薇. 中国地热资源现状及发展趋势[J].地学前缘, 2020, 27(1): 1-9.
Wang Gui-Ling, Liu Yan-Guang, Zhu Xi, Zhang Wei. The status and development trend of geothermal resources in China [J]. Earth Science Frontiers, 2020, 27(1): 1-9.
- [7] 曲占庆, 张伟, 郭天魁, 孙江, 田雨, 李小龙. 基于 COMSOL 的储层参数与层理缝对地热产能影响规律研究[J].地球物理学进展, 2017, 32(6): 9.
Qu Zhan-qing, Zhang Wei, Guo Tian-kui, Sun Jiang, Tian Yu, Li Xiao-long. Research on the effect of geothermal reservoir parameters and bedding fractures on geothermal deliverability based on COMSOL[J].School of Petroleum Engineering, 2017, 32(6): 9.
- [8] Huang W, Cao W, Jiang F. Heat extraction performance of EGS with heterogeneous reservoir: A numerical evaluation[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 108: 645-657.
- [9] Jiang F, Chen J, Huang W, Luo L. A three-dimensional transient model for EGS subsurface thermo-hydraulic process[J].Energy, 2014, 72: 300-310.
- [10] Zeng Y-C, Wu N-Y, Su Z, Wang X-X, Hu J. Numerical simulation of heat production potential from hot dry rock by water circulating through a novel single vertical fracture at Desert Peak geothermal field[J]. Energy, 2013, 63: 268-282.
- [11] Cheng W-L, Liu J, Nian Y-L, Wang C-L. Enhancing geothermal power generation from abandoned oil wells with thermal reservoirs[J]. Energy, 2016, 109: 537-545.
- [12] 黄文博, 曹文灵, 李庭樑, 蒋方明. 干热岩热能重力热管采热系统数值模拟研究与经济性分析[J].化工学报, 2021.
Huang Wen-Bo, Cao Wen-Jiong, Li Ting-Liang, Jiang Fan-Gming. Numerical study and economic analysis of gravity heat pipe hot dry rock geothermal system[J].CIESC Journal, 2021, 72(03):1302-1313.
- [13] 亢方超, 唐春安. 基于开挖的增强型地热系统概述[J].地学前缘, 2020, 27(1): 9.
Kang Fang-Chao(), Tang Chun-An. Overview of enhanced geothermal system (EGS) based on excavation in China[J].Geoscience Frontiers, 2020, 27(1): 9.
- [14] Aliyu M D, Chen H-P. Sensitivity analysis of deep geothermal reservoir: Effect of reservoir parameters on production temperature[J]. Energy, 2017, 129: 101-113.
- [15] Cao W, Huang W, Jiang F. Numerical study on variable thermophysical properties of heat transfer fluid affecting EGS heat extraction[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016, 92: 1205-1217.
- [16] Hadgu T, Kalinina E, Lowry T S. Modeling of heat extraction from variably fractured porous media in Enhanced Geothermal Systems[J]. Geothermics, 2016, 61: 75-85.
- [17] 高俊义, 项彦勇, 雷海波. 稀疏非正交填充裂隙岩体水流—传热—应力模型与离散元模拟[J].高校地质

-
- 学报, 2019, 25(04): 502-511.
- Gao Jun-Yi, Xiang Yan-Yong, Lei Hai-Bo. Model Tests and Discrete Element Simulations for Water Flow, Heat Transfer and Thermal Stress in Sparsely Non-Orthogonal Sand-Filled Fractured Rocks [J]. Geological Journal of Universities, 2019, 25(04): 502-511.
- [18] 彭国华. 三维离散裂隙网络模型确定岩体渗透张量的研究.[J]水利规划与设计, 2016, (09): 70-73.
Peng Guo-Hua. Study on three-dimensional discrete fracture network model to determine rock mass permeability tensor[J]. Water planning and design, 2016, (09): 70-73.
- [19] Baecher G B J J O T I a F M G. Statistical analysis of rock mass fracturing[J]., 1983, 15: 329-348.
- [20] 黄文博, 陈继良, 蒋方明. 热储分层影响 EGS 采热的数值模拟研究[J]. 新能源进展, 2014, 2(04): 295-304.
Huang Wen-Bo, Chen Liang-Ming, Jiang Fang-Ming. Numerical Study of EGS Heat Extraction from Stratified Heat Reservoirs[J]. New energy progress, 2014, 2(04): 295-304.
- [21] 周博, 胥蕊娜, 姜培学. 致密破碎多孔介质渗透率测量方法[J]. 化工学报, 2014, 65(S1): 353-358.
Zhou Bo, Xu Rui-Na, Jing Pei-Xue. Permeability measurement method of crushed tight porous medium[J]. CIESC Journal, 2014, 65(S1): 353-358.
- [22] 王军, 胡恒山, 徐小蓉, 李新, 程希, 孙宝佃. 基于动电效应的岩芯渗透率实验测量[J]. 地球物理学报, 2010, 53(08): 1953-1960.
Wang Jun, Hu Heng-Shan, Xu Xiao-Rong, Li Xin, Cheng Xi, Sun Bao-Dian. Experimental measurement study on rock permeability based on the electrokinetic effect[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2010, 53(08): 1953-1960.
- [23] Snow D T J W R R. Anisotropic permeability of fractured media[J], 1969, 5(6): 1273-1289.
- [24] Chen M, Bai M, Roegiers J-C J M G. Permeability tensors of anisotropic fracture networks[J], 1999, 31: 335-373.

基于隔板结构的涡轮叶片冷却特性研究

陈志敏¹, 杨绪飞², 宇波², 王博弘³, 陈宇杰^{2*}, 蔡伟华¹,

(¹ 东北电力大学热流科学与核工程实验室, 吉林 132012;

² 北京石油化工学院机械工程学院, 北京 102617;

³ 临港石油天然气储运技术国家地方联合工程实验室/浙江省石油化工环境污染控制重点实验室, 舟山 316022;)

(Tel:13261595127, Email: yujiechen@bipt.edu.com)

摘要: 双层壁冷却结构具备较高的综合冷却效率, 逐渐成为下一代涡轮叶片设计的基础。为了进一步提高涡轮叶片的冷却效率, 本研究在层板结构的基础上提出了一种新型的叶片隔板冷却结构。在不同的吹风比条件下, 对比分析了双层壁冷却结构、层板冷却结构、隔板冷却结构的外部绝热气膜冷却效率、综合冷却效率; 以双层壁冷却结构为参考结构, 对比了层板冷却结构和隔板冷却结构的性能比较指数。结果表明, 受到射流湍流强度影响, 在低吹风比条件下, 隔板冷却结构平均绝热气膜冷却效率最高; 高吹风比条件下, 层板冷却结构平均绝热气膜冷却效率最高。但是隔板的设置大大增加了内部换热面积, 使得隔板冷却结构内部换热量增加, 在高吹风比时, 隔板冷却结构的综合冷却效率更高。与双层壁冷却结构、层板冷却结构相比, 隔板冷却结构平均综合冷却效率分别提高了 9.02%-14.08%和 2.77%-3.66%。此外, 不同吹风比条件下, 隔板冷却结构的性能比较指标均大于 1, 可在控制压降的同时, 提高换热效率; 相同吹风比条件下, 隔板冷却结构的性能比较指标比层板冷却结构提高了 1.51%-5.81%, 冷却性能更优。本研究的结果为设计更高效的涡轮叶片冷却结构提供了理论基础。

关键词: 隔板冷却结构, 吹风比, 气膜冷却效率, 综合冷却效率, 性能比较指数

0 前言

燃气涡轮叶片的主要作用是将高速、高温气体的能量转化为机械能, 该部件是航空发动机的工作核心之一。涡轮叶片特别是一级导向叶片的前缘部分直接面对燃烧室高温气流的冲刷, 这对叶片材料的耐高温性能提出很高的要求。叶片长期暴露在高温气流下会导致金属热疲劳或者烧蚀等现象出现。第四代军用航空发动机 F135 温度达到了 1850K-1950K^[1], 下一代航空发动机涡轮进口燃气温度将会超过 2200K^[2], 远超过了大多数基板材料的温度上限。如果不能对高温叶片进行有效的冷却降温将会导致严重事故发生, 因此, 高效的涡轮叶片冷却技术一直是航空发动机发展的重点工作之一。

叶片冷却主要分为内部冷却^[3,4]和外部冷却^[5]两大类。内部冷却包括冲击冷却和绕流冷却, 而外部冷却则涵盖气膜冷却和发散冷却。有些学者通过在通道内设置绕流肋等方式来强化内部对流换热。Karthik Krishnaswamy 等人^[6]采用实验方法, 研究了狭窄通冷却通道内好的增强效果, 并且 V 形肋沿跨度热传输变化较大, 而 W 形肋沿流向热传输变化较大。V 形肋和 W 形肋对传热的影响, 发现在雷诺数为 20000-80000 时, 两种肋对热传输都有较还。有一些学者通过改进气膜孔形状、角度、间距等来增强外部冷却效果。王晓增等人^[7]在高速风洞中开展了叶片吸力面上气膜孔复合角的冷却特性实验研究, 分析了不同雷诺数、不同吹风比、不同湍流度对气膜冷却特性的影响规律, 并发现在湍流度较高、吹风比为 0.8 时, 文献气膜孔复合角的冷却性能最佳。刘聪等人^[8]采用瞬态方法在导向叶片吸力面上开展了簸箕型气膜孔冷却效果的实验研究, 发现该异形气膜孔的冷却效果要好于圆形气膜孔, 在文献设计的雷诺数下, 最佳吹风比区间为 0.9-1.2。上述研究都是在单层壁上开展的, 内部冷却与外部冷却相结合的双层壁冷却结构和层板冷却结构可以带来较高的冷却收益, 逐渐

基金项目: 国家自然科学基金项目, 52106073; 国家自然科学基金项目, 52306185

成了关注的重点。

双层壁冷却是在现有通道冷却方式的基础上，内部利用带有冲击射流的窄通道增强叶片内部换热，外表面采用复杂的气膜冷却阵列降低叶片热负荷，进一步提涡轮叶片的冷却效率。因此，众多学者针对双层壁冷却结构开展了冷却特性研究。Liu 等人^[9]开发了一种具有新型六边形气膜孔布置的双层壁冷却结构，经过对比研究表明，六边形布置的气膜孔对双层壁的外表面有明显的冷却效果，并且当毕沃数为 0.56 时，整体冷却效果提高了 24.5%。层板冷却是在双层壁冷却的基础上，在内外壁之间增加了扰流柱，通过增加对流换热面积、增强内部流体扰动来提升结构的冷却效果。英国 Rolls-Royce 公司提出 Transply 层板结构，并将该层板结构应用于燃烧室冷却中，发现相同工况下，比常规冷却方式的冷气量节省了 67%^[10]。有学者将层板冷却结构应用到了航空发动机涡轮叶片冷却中，获得了较好的冷却效果，这引起了众多学者对层板冷却结构的研究兴趣。陶智等人^[11]对典型的 1:4:1 层板结构的流阻和换热特性进行了实验研究，发现了层板间距、进气孔直径、出气孔直径、出气孔倾角等对层板结构流阻和不同部分换热系数的影响规律。Gao 等人^[12]在双层壁平板单元中引入了半扰流柱结构，研究了不同吹风比下半扰流柱对双层壁冷却性能和流场的影响。研究发现，半扰流柱的高度不同，冷却效果会不同，并找出了冷却效果最佳的单元结构配置。

许多学者已经在双层壁冷却结构和层板冷却结构方面做了很多有意义的研究工作，但是随着涡轮发动机的不断发展，涡轮前温度进一步攀升，需要继续提高叶片结构的冷却效率，为此本研究在典型双层壁冷却结构的基础上，在各单元间增加扰流柱和隔板，构建了隔板冷却结构。在不同吹风比条件下，本研究分别开展了双层壁冷却结构、层板冷却结构、隔板冷却结构的冷却特性的对比分析，并明确了隔板冷却结构的冷却性能。

1 几何模型

在本研究中，双层壁冷却结构、层板冷却结构、隔板冷却结构的单元结构如图 1 所示。为了对比改进部分的冷却效果，三种冷却结构的基本配置参数保持一致，如图 2 所示。

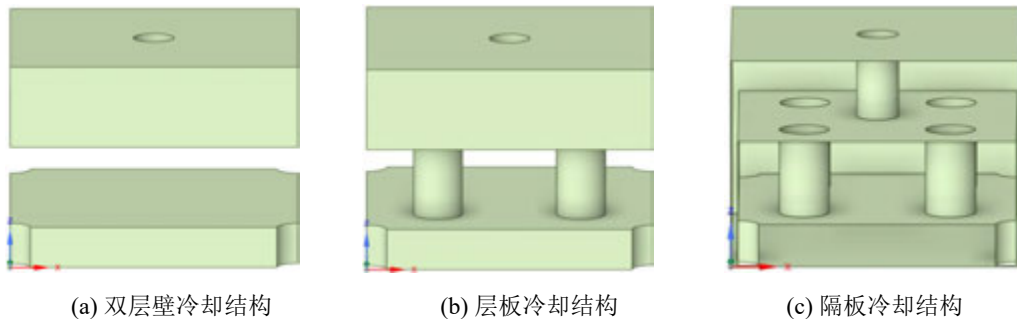


图 1 三种冷却结构的示意图

Fig.1 Schematic diagram of three cooling structures

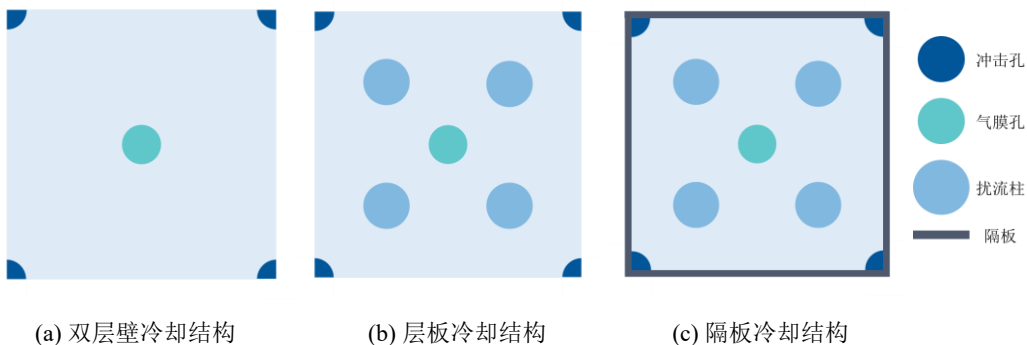


图 2 三种冷却结构的配置

Fig.2 Configuration of three cooling structures

三种冷却结构的详细配置如下，下层板为冲击板，厚度为 3mm；上层板为靶板，厚度为 6mm；冲击板和靶板表面为正方形，边长为 21mm，两板间距为 6mm；冲击孔位于冲击板四个角，面积为四分之一圆，直径为 3mm；气膜孔位于靶板中心，直径为 3mm；层板冷却结构和隔板冷却结构的均有四个扰流柱，直径为 3.6mm；隔板冷却结构的隔板厚度为 0.5mm。

冷却结构几何模型的计算域如图 3 所示。整个计算域由流体域和固体域组成，其中流体域由主流通道和冷流通道组成，固体域由七个单元冷却结构组成。主流通道的高度为 60mm，宽度与平板单元的宽度一致。主流入口位于固体域上游，为了使主流能够充分发展，主流入口距离固体域 60mm。主流出口位于固体域下游，为避免回流，主流出口距离固体域 80mm。冷却流体从底部进入计算域，冷流通道的横截面与固体域截面一致，冷流入口距离固体域 39mm。为了减少计算量，沿主流方向计算域两侧采用周期性边界条件，固体域和流体域之间的界面设置为共轭边界，其他壁面设置为绝热壁面。流体域为不可压缩理想空气，主流入口为速度入口，温度为 672 K，速度为 84 m/s。冷流入口为速度边界条件，温度为 320 K。主流出口为压力出口，设置为大气压力。固体域为镍基高温合金，其热导率随温度变化。在吹风比 $M=0.2、0.4、0.6、0.8、1.0、1.2$ 条件下，对三种冷却结构开展测试。吹风比公式定义，如式 (1) 所示。

$$M = \frac{V_c \rho_c}{V_m \rho_m} \quad (1)$$

式中， V_c 表示冷却流体速度，m/s； ρ_c 表示冷却流体密度， kg/m^3 ； V_m 表示主流速度，m/s； ρ_m 表示主流密度， kg/m^3 。

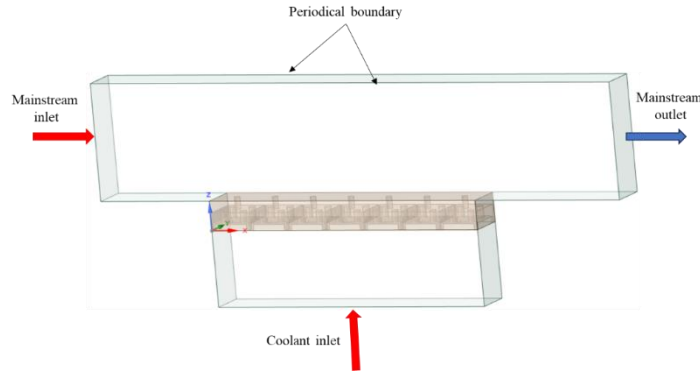


图 3 计算域

Fig.3 Computational domain

2 仿真方法

涡轮叶片的冷却过程遵可以通过连续性方程、动量方程、能量方程进行数学描述，如式(2)-式(4)所示。

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial P}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right] \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i T) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\lambda}{c_p} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} \right] \quad (4)$$

式中， x_i 表示坐标轴方向坐标，m； ρ 表示密度表示气体密度， kg/m^3 ； u_i 表示沿坐标轴方向的速度，m/s； P 表示压力，Pa； μ 表示流体粘度，Pa·s； μ_t 表示湍流粘度，Pa·s； T 表示温

度, K; λ 表示导热系数; c_p 表示比热, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$; Pr_t 表示湍流普朗特数。

本研究采用 Fluent Meshing 软件对上述流固耦合模型进行网格划分。计算域体网格采用 Poly-Hexcore 网格划分, 边界层采用了 15 层网格, 并保持第一层 Y^+ 小于 1。使用 ANSYS Fluent 软件进行仿真计算, Li 等人^[13]使用数值模拟方法对 Nakamata 等人^[14]实验的中的 STAG 模型进行了验证。分别采用了 Standard $k-\omega$, SST $k-\omega$, Realizable $k-\epsilon$ 和 Standard $k-\epsilon$ 四种湍流模型仿真计算, 并与实验结果进行了对比。结果表明, 采用 Realizable $k-\epsilon$ 湍流模型时的计算结果与实验吻合较好, 且面积平均综合冷却效率最大偏差为 8.5%。因此, 本研究中也采用 Realizable $k-\epsilon$ 湍流模型开展仿真研究。仿真求解算法选择 SimpleC 算法, 当各项残差小于 10^{-6} 时表示计算收敛。

为了保证仿真计算结果的独立性, 本文分别选择了 200 万、500 万和 900 万, 三种数量的网格进行网格无关解验证, 如图 4 所示。图中显示了吹风比 $M=0.4$ 时, 三种网格的展向平均温度沿主气流方向的变化。其中, 200 万网格时与 500 网格的平均温度偏差为 1.18%, 500 万网格与 900 万网格的平均温度偏差为 0.13%, 500 万网格时满足网格无关解的要求, 因此选择体网格数量为 500 万时进行仿真计算。

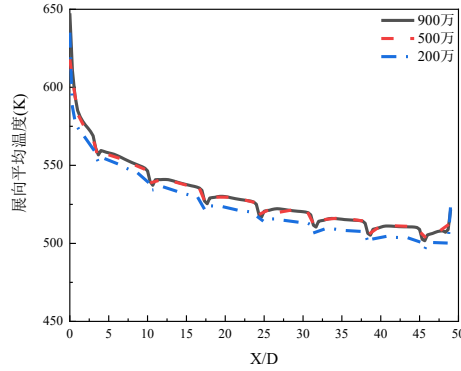


图 4 网格无关解验证

Fig.4 Verification of Grid Independent Solutions

3 参数定义

耦合壁面条件下, 内部对流冷却效果与外部气膜冷却效果相互耦合, 难以单独开展研究, 因此需要设置绝热壁面达到内外冷却效果解耦的目的。绝热气膜冷却效率可以通过公式 (5) 定义。

$$\eta_a = \frac{T_m - T_{aw}}{T_m - T_c} \quad (5)$$

式中, T_m 表示主流温度, K; T_{aw} 表示绝热壁面温度, K; T_c 表示冷流温度, K。

涡轮叶片冷却中的综合冷却效率反映了叶片冷却系统的性能和冷却技术的有效性。它是一个重要的参数, 可以用来评价涡轮叶片的冷却效果。耦合壁面的综合冷却效率可以通过公式 (6) 定义。

$$\eta = \frac{T_m - T_w}{T_m - T_c} \quad (6)$$

式中, T_w 表示耦合壁面温度, K。

本研究以对应的原有结构的综合冷却效率与总压损失系数作为比较依据, 在等流量约束条件下定义了性能比较指标^[15,16], 如式 (7) 所示。如果性能比较指标大于 1, 表明该约束条件下能够在控制总压损失的同时, 可以提高换热效率, 反之则不能。

$$\xi = \frac{\eta_e / \eta_r}{(C_l)_e / (C_l)_r} \quad (7)$$

式中, ξ 表示性能比较指标; C_l 表示总压损失系数; 下标 e 表示强化结构; 下标 r 表示参考

结构。

总压损失系数反应了冷却结构对流动能量损失的影响^[17]。Wilfert 等人^[18]认为如果对具有气膜孔的叶片总压损失系数计算过程中忽略冷却空气的影响，就不能准确描述气膜冷却结构成的总压损失。因此，需要采用质量加权^[19-21]的方法对入口压力进行修正。总压损失系数定义如式（8）所示。

$$C_l = \frac{\frac{m_c}{m_c + m_m} p_c + \frac{m_m}{m_c + m_m} P_m - P_{out}}{0.5 \cdot \rho_m \cdot v_m^2} \quad (8)$$

式中， m_c 表示冷却气体质量流量，kg/s； m_m 表示主流气体质量流量，kg/s； P_c 表示冷却气体入口压力，Pa； P_m 表示主流气体入口压力，Pa； P_{out} 表示主流气体出口处压力，Pa； v_m 表示主流气体速度，m/s。

4 结果与讨论

为了评估新型冷却结构的冷却性能，下面将在不同吹风比条件下，分别对比研究双层壁冷却结构、层板冷却结构、隔板冷却结构的绝热气膜冷却效率、综合冷却效率，并以双层壁冷却结构为参考结构，对比分析了层板冷却结构和隔板冷却结构的性能比较指标。

4.1 三种冷却结构的绝热气膜冷却效率对比研究

本小节将叶片壁面设置为绝热壁面，测试并对比三种冷却结构的绝热气膜冷却效率，并结合气膜孔湍流强度变化，探究隔板冷却结构对外部绝热气膜冷却的影响。

图 5(a)展示了不同吹风比条件下，三种冷却结构的绝热壁面平均气膜冷却效率变化情况。从图中可以看出，隔板冷却结构的绝热气膜冷却在低吹风比时具有一定优势，但在高吹风比时没有冷却优势。低吹风比时，隔板冷却结构的绝热壁面平均气膜冷却效率最高，双层壁冷却结构的绝热壁面平均气膜冷却效率最低；吹风比 $M=0.6$ 时，三种冷却结构的绝热壁面平均气膜冷却效率基本一致；高吹风比时，层板冷却结构的绝热壁面平均气膜冷却效率最高，隔板冷却结构的绝热壁面平均气膜冷却效率最低。

下面结合湍流强度对绝热气膜冷却效率的影响，对上述变化规律产生的原因进行分析。图 5(b)展示了不同吹风比条件下，三种冷却结构在气膜孔出口处湍流强度的变化情况。低吹风比时，气膜孔出口处，双层壁冷却结构湍流强度最高，层板冷却结构湍流强度次之，隔板冷却结构湍流强度最低。低吹风比时，气膜孔出口处，层板冷却结构湍流强度最高，双层壁冷却结构湍流强度次之，隔板冷却结构湍流强度最低。冷却气流冲击到靶板后向四种扩散，双层壁冷却结构中，没有扰流柱，四周流体直接在靶板中心处相互混合，最后从靶板中心的气膜孔处流出。而层板冷却结构中，流体经过绕流柱后，再流向靶板中心的气膜孔。吹风比较低时，流速相对较低，扰流柱的作用相对较小，并不足以显著增强湍流强度，而双层壁冷却结构中，四周流体直接相对冲击混合，更容易增强湍流强度，所以双层壁冷却结构在气膜孔出口处湍流强度高于层板冷却结构，如图 6 所示。高吹风比时，流速相对较快，扰流柱带来的扰动会更加显著，更容易促使新的湍流涡旋的形成和湍流强度的升高，所以双层壁冷却结构在气膜孔出口处湍流强度低于层板冷却结构，如图 7 所示。隔板结构大大增加了流固的接触面积，使得原本高端流区域成为了层流底层，大大减小整个流场的湍流强度，因此，隔板冷却结构气膜孔出口处湍流强度始终低于另外两种冷却结构。

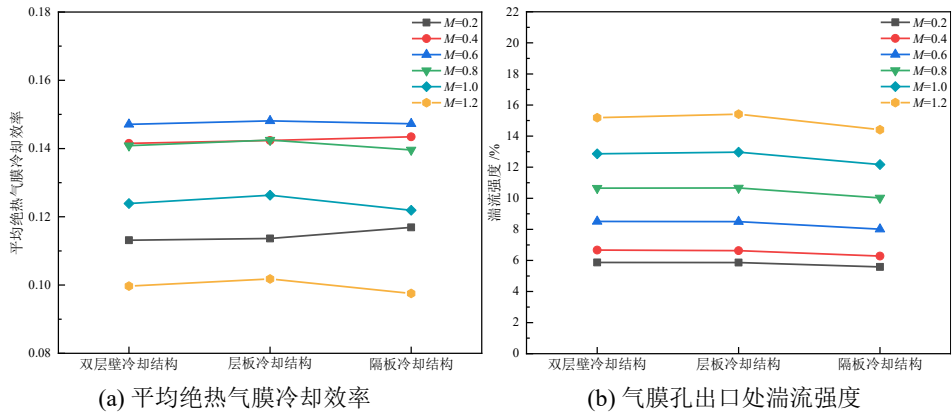


图5 不同吹风比下, 三种冷却结构平均绝热气膜冷却效率及气膜孔出口处湍流强度

Fig.5 The average adiabatic film cooling efficiency and turbulence intensity at the outlet of film holes for three cooling structures under different blowing ratios

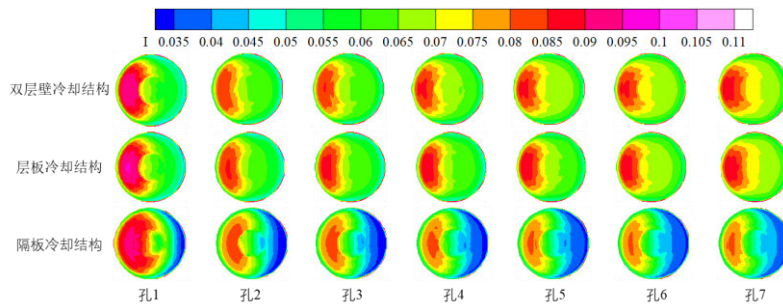


图6 低吹风比条件下, 三种冷却结构的气膜孔出口处湍流强度分布

Fig.6 Turbulence intensity distribution at the outlet of film holes for three cooling structures under low blowing ratio

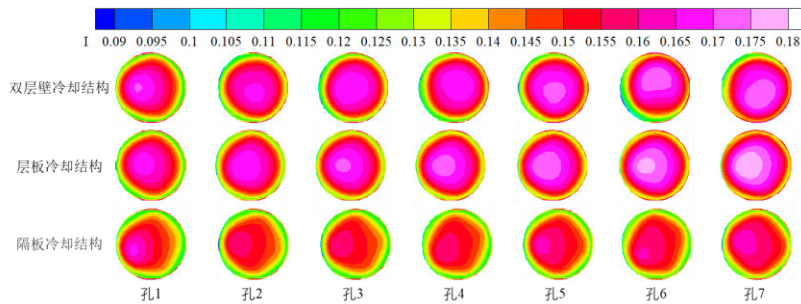


图7 高吹风比条件下, 三种冷却结构的气膜孔出口处湍流强度分布

Fig.7 Turbulence intensity distribution at the outlet of film holes for three cooling structures under high blowing ratio

冷却气体由气膜孔高速射出, 与横向流动的主流体相互作用, 形成一个肾形的涡对结构。相同吹风比条件下, 射流不同的湍流强度比会对肾形涡对强度、涡对区域等产生影响, 从而影响外部气膜冷却效果^[22]。低吹风比时, 肾形的涡对的提升力较小, 冷却气膜没有脱离壁面, 如图 8(a)所示, 高湍流强度会使冷却气体与主流气体掺混程度加剧, 造成冷却气体耗散增加, 使得绝热壁面的气膜冷却效率降低。因此, 隔板冷却结构的绝热壁面平均气膜冷却效率最高, 双层壁冷却结构的绝热壁面平均气膜冷却效率最低。高吹风比时, 肾形的涡对的提升力较大, 将冷却气膜抬离壁面, 如图 8(b)所示, 高湍流强度增强了冷却气体的穿透能力和扩散性, 可以更好地向壁面扩散, 从而使绝热壁面冷却效率升高。因此, 层板冷却结构的绝热气膜冷却效率最高, 隔板冷却结构的绝热气膜冷却效率最低。

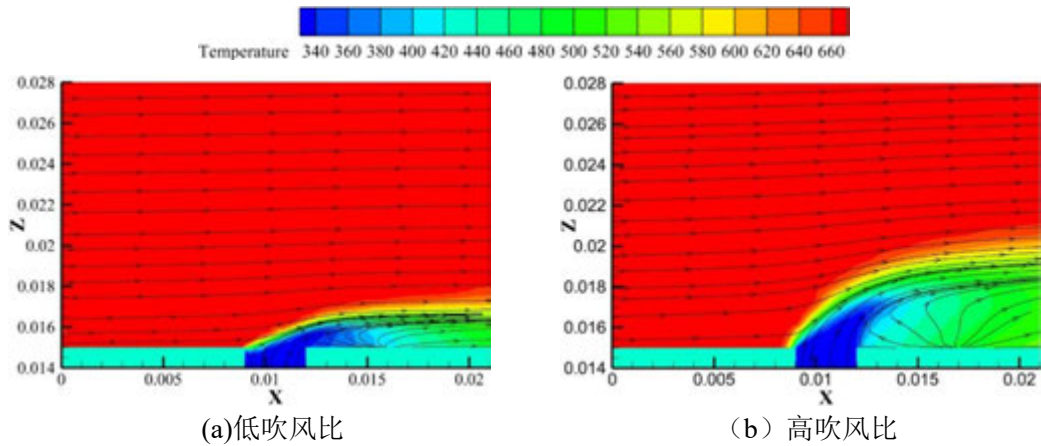


图 8 不同吹风比下，形成的冷却气膜

Fig.8 Cooling film formed under different blowing ratios

本小节结合气膜孔出口处冷却气流的湍流度对绝热气膜冷却效率的影响，结果表明隔板冷却结构绝热气膜冷却效率在低吹风时高于另外两种冷却结构，在高吹风比时低于另外两种冷却结构。但对于内外冷却耦合的结构来说，内部冷却站主导地位^[23]，外部气膜冷却影响较低，还需要对三种冷却结构的综合冷却效率进行对比分析。

4.2 三种冷却结构的综合冷却效率对比分析

本小节将在耦合壁面条件下，结合结构的对内、外部冷却的影响，开展三种冷却结构综合冷却效率的对比研究。图 9(a)展示了不同吹风比条件下，三种结构的综合冷却效率分布情况及平均综合冷却效率变化情况。图中可以看出，隔板冷却结构的综合冷却效率最高、冷却效果最好。不同吹风比条件下，隔板冷却结构的平均综合冷却效率比双层壁冷却结构提高了 9.02%-14.08%，比层板冷却结构提高了 2.77%-3.66%。

首先是结构对内部冷却的影响。隔板的设置大大增加了冷却结构内部换热面积，隔板冷却结构的内部换热总面积比双层壁冷却结构增加了 163.72%，比层板冷却结构增加了 62.24%。主流热量通过与叶片外表面对流换热进入叶片固体区域，隔板冷却结构内部换热面积大大增加，提升了叶片固体区域与内部冷却流体热交换的总量，如图 9(b)所示，隔板冷却结构的内部热交换总量比双层壁冷却结构增加了 11.76%-25.04%，比层板冷却结构增加了 5.26%-6.55%，从而降低了固体区域的温度，提升了叶片综合冷却效率，保护了叶片。

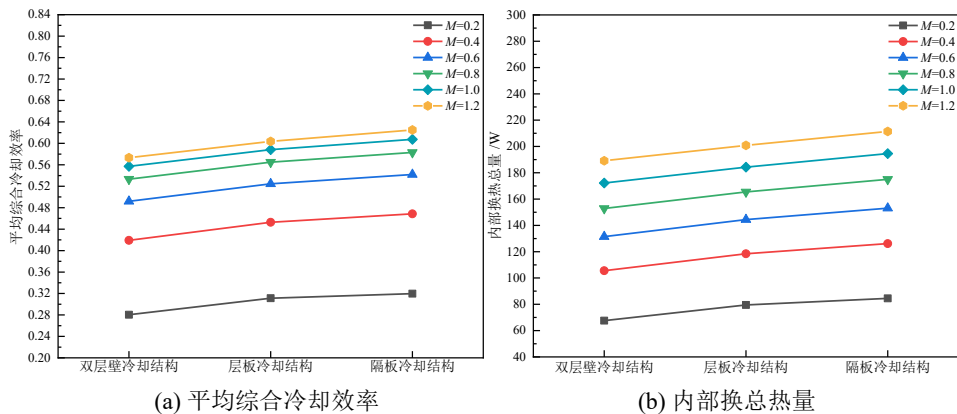


图 9 不同吹风比条件下，三种冷却结构的平均综合冷却效率及内部换总热量

Fig.9 The average overall cooling efficiency and total internal heat transfer of three cooling structures under different blowing ratios

其次是结构对外部冷却的影响。通过 4.1 节可以知道，隔板结构会影响流场湍流强度，高吹风比时，隔板冷却结构的绝热壁面气膜冷却效率小于层板冷却结构。但采用耦合壁面

条件时，冷却结构内部温度升高，流体流速增快，导致了气膜孔出口处湍流强度增大。由于隔板增加了内部换热面积和换热量，使得内部流体温度较高、流体速度较快，促使了气膜孔出口处湍流强度增长率较高，如图 10 所示。从图中可以看出，在高吹风比下，隔板冷却结构气膜孔出口处湍流强度增长率大于层板结构，导致层板冷却结构的外部气膜冷却相对于隔板冷却结构的优势减弱。这个也促使了隔板冷却结构的综合冷却效率在各种吹风比条件下均最高。

本小节从结构对内、外冷却的影响入手，对比分析了采用耦合壁面条件时三种冷却结构的综合冷却效率，明确了隔板冷却结构相对另外两种冷却结构的冷却优势。但冷却结构构建过程中，除了综合冷却效率外，还需要考虑结构对总压损失的影响。因此，需要采用性能比较指标对隔板冷却结构进一步综合评估。

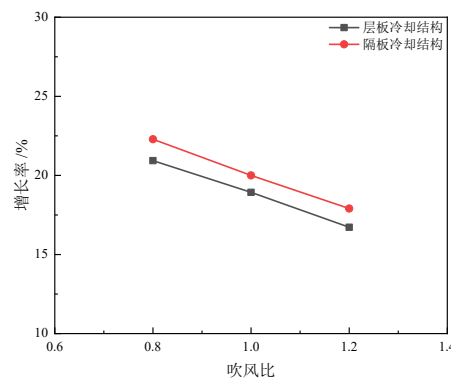


图 10 耦合壁面下，层板冷却结构和隔板冷却结构在气膜孔出口处湍流强度增长率

Fig.10 The growth rate of turbulent intensity at the outlet of the film hole for laminated cooling structure and partition cooling structure under the coupled wall

4.3 性能比较指标对比

本节以双层壁冷却结构为参考结构，对比了不同吹风比下层板冷却结构和隔板冷却结构的性能比较指数。图 11 显示了层板冷却结构和隔板冷却结构的性能比较指标随吹风比的变化情况。从图中可以看出，各种吹风比条件下，隔板冷却结构的性能比较指标均大于 1，说明提出的隔板冷却结构能够在控制总压损失的同时，也能够有效地提高叶片传热效率。相同吹风比下，隔板冷却结构的性能比较指标比层板冷却结构提高了 1.51%-5.81%，说明了隔板冷却结构的冷却性能优于层板冷却结构。另外，从图 11 中还可以看出，两种结构的性能比较指标变化趋势基本一致，随着吹风比的增加，性能比较指标逐渐下降，且下降趋势趋于平缓，表明随着吹风比的增加，冷却结构改进带来的冷却性能收益逐渐下降。

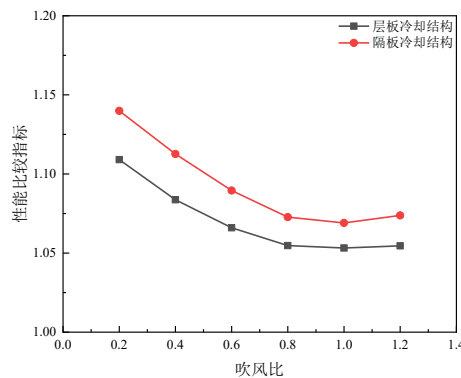


图 11 层板冷却结构和隔板冷却结构的性能比较指标随吹风比的变化

Fig.11 Performance evaluation criterion of laminated cooling structure and partition cooling structure with changes

5 结论

本研究基于叶片层板冷却结构提出了一种综合冷却效率更高、性能指标更优的隔板冷却结构,对比分析了三种冷却结构对外部气膜冷却、综合冷却效率的影响,并对比了层板冷却结构和隔板冷却结构的性能比较指标,得出了如下结论。

(1) 隔板冷却结构绝热气膜冷却效率在低吹风比时具有冷却优势,但在高吹风比时低于另外两种冷却结构。由于不同叶片内部结构对流体湍流强度产生不同影响,引起了气膜孔出口处冷却气体湍流强度的不同。而低吹风比时,射流湍流度高会降低绝热气膜冷却效率,射流湍流度低会提升绝热气膜冷却效率,而在高吹风比时,绝热气膜冷却效率变化规律完全相反。

(2) 隔板冷却结构的综合冷却效率优于另外两种冷却结构。隔板大大增加了隔板冷却结构内部对流换热面积,使得隔板冷却结构的内部热交换总量比双层壁冷却结构增加了11.76%-25.04%,比层板冷却结构增加了5.26%-6.55%。换热量大促进了流体温度升高、流速增快,使得气膜出口处湍流度增长率高,减小了高比吹风时隔板冷却结构与层板隔板冷却结构的外部气膜冷却差距。隔板冷却结构的平均综合冷却效率比双层壁冷却结构提高了9.02%-14.08%,比层板冷却结构提高了2.77%-3.66%。

(3) 隔板冷却结构的冷却性能更优,性能比较指标比层板冷却结构提高了1.51%-5.81%。不同吹风比条件下,隔板冷却结构的性能比较指标均大于1,该冷却结构可以在控制总压损失的同时,也能够有效地提高叶片传热效率。

参考文献

- [1] Du K, Chen Q H, Meng X L, et al. Advancement in application and thermal analysis of ceramic matrix composites in aeroengine hot components[J]. *J. Propuls. Technol*, 2022, 43: 107-125.
- [2] Zhang J, Zhang S, Chunhua W, et al. Recent advances in film cooling enhancement: A review[J]. *Chinese Journal of Aeronautics*, 2020, 33(4): 1119-1136.
- [3] Nourin F N, Amano R S. Review of gas turbine internal cooling improvement technology[J]. *Journal of Energy Resources Technology*, 2021, 143(8): 080801.
- [4] Unnikrishnan U, Yang V. A review of cooling technologies for high temperature rotating components in gas turbine[J]. *Propulsion and Power Research*, 2022, 11, 293-310.
- [5] Xu L, Sun Z, Ruan Q, et al. Development Trend of Cooling Technology for Turbine Blades at Super-High Temperature of above 2000 K[J]. *Energies*, 2023, 16(2): 668.
- [6] Krishnaswamy K, Sivan S. Improvement in thermal hydraulic performance by using continuous V and W-shaped rib turbulators in gas turbine blade cooling application[J]. *Case Studies in Thermal Engineering*, 2021, 24: 100857.
- [7] 王晓增, 阚瑞, 任明等. 高速条件下吸力面复合角孔气膜冷却特性[J]. *航空动力学报*, 2023, 38(02): 269-278. DOI:10.13224/j.cnki.jasp.20220544.
WANG Xiaozeng, KAN Rui, REN Ming, LIU Cunliang. Film cooling characteristics of compound angle hole on suction side under high-speed conditions[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2023, 38(02): 269-278. DOI:10.13224/j.cnki.jasp.20220544.
- [8] 刘聪, 朱惠人, 付仲议等. 涡轮导叶吸力面簸箕型孔气膜冷却特性实验研究[J]. *推进技术*, 2016, 37(06): 1142-1150. DOI:10.13675/j.cnki.tjjs.2016.06.019.
LIU Cong, ZHU Hui ren, FU Zhongyi, LI Zheng, ZHANG Hong. Experimental Study of Film Cooling Characteristics for Dust-Pan Shaped Holes on Suction Side in Turbine Guide Vane[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2016, 37(06): 1142-1150. DOI:10.13675/j.cnki.tjjs.2016.06.019.
- [9] Liu Y, Rao Y, Yang L. Numerical simulations of a double-wall cooling with internal jet impingement and external

- hexagonal arrangement of film cooling holes[J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2020, 153: 106337.
- [10] Ashmole P.J., Rolls-Royce Limited, East Kilbride. Introduction The Rolls-Royce Tay. AIAA/SAE/ASME 19th Joint Propulsion Conference. Washington, 1983, 1-12.
- [11] 陶智,魏豪杰,丁水汀等.典型层板冷却结构中流体流阻与换热特性的实验[J].*航空动力学报*,2007(02):193-198.DOI:10.13224/j.cnki.jasp.2007.02.005.
- TAO Zhi, WEI Haojie, DING Shuiting, DENG Hongwu, XU Guoqiang, LIN Yuzhen. Experimental investigation of flow resistance and heat transfer characteristics of typical lamilloy models. *Journal of Aerospace Power*, 2007(02):193-198. DOI:10.13224/j.cnki.jasp.2007.02.005.
- [12] Wenjing GAO, Honglin LI, Lei LI, et al. Numerical simulation of broken pin effects on the flow field and cooling performance of a double-wall cooling configuration[J]. *Chinese Journal of Aeronautics*, 2021, 34(2): 358-375.
- [13] Li H, Xie F, Wang Y, et al. Numerical investigation on the cooling effectiveness and pressure loss of a novel laminated cooling configuration with cellular partition[J]. *Journal of Thermal Science and Engineering Applications*, 2023, 15(1): 011015.
- [14] Nakamata C, Mimura F, Matsushita M, et al. Local cooling effectiveness distribution of an integrated impingement and pin fin cooling configuration[C]//*Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air*. 2007, 47934: 23-34.
- [15]陶文铨. 传热学(第五版).高等教育出版社.2019:270.
- Tao Wenquan. *Heat transfer(5th Editon)*. Higher Education Press.2019:270.
- [16] Ji W T, Fan J F, Zhao C Y, et al. A revised performance evaluation method for energy saving effectiveness of heat transfer enhancement techniques[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2019, 138: 1142-1153.
- [17] Zhang R, Luo C, Zhou L, et al. Impingement/film cooling of C3X vane with double-wall cooling structure using air/mist mixture[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2022, 188: 122594.
- [18] Wilfert G, Fottner L. The aerodynamic mixing effect of discrete cooling jets with mainstream flow on a highly loaded turbine blade[J]. 1996, 468-478.
- [19] Gräf L, Kleiser L. Film cooling using antkidney vortex pairs: effect of blowing conditions and yaw angle on cooling and losses[J]. *Journal of Turbomachinery*, 2014, 136(1): 011008.
- [20] Zhou W, Deng Q, He W, et al. Effects of hole pitch to diameter ratio P/D of impingement and film hole on laminated cooling effectiveness[C]//*Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air*. American Society of Mechanical Engineers, 2017, 50879: V05AT10A005.
- [21] Zhang R, Luo C, Zhou L, et al. Impingement/film cooling of C3X vane with double-wall cooling structure using air/mist mixture[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2022, 188: 122594.
- [22] Huang X, Pu J, Zhang T, et al. Effect of length-to-diameter ratio on film cooling and heat transfer performances of simple and compound cylindrical-holes in transverse trenches with various depths[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2022, 185: 122328.
- [23] 刘润洲,李海旺,由儒全等.基于双层壁冷却结构的综合冷效数值解耦研究[J/OL].*航空动力学报*:1-9[2023-10-13].<https://doi.org/10.13224/j.cnki.jasp.20220372>.
- LIU Runzhou, LI Haiwang, YOU Ruquan, et al. Numerical decoupling of overall cooling effectiveness based on double-wall cooling structure[J/OL]. *Journal of Aerospace Power*:1-9[2023-10-13]. <https://doi.org/10.13224/j.cnki.jasp.20220372>.

温敏磁流体无泵回路性能的数值研究

郑舒泽¹, 曾达¹, 黄毅², 朱桂平^{1*}

(1.南京航空航天大学 航天学院, 江苏 南京, 210000

2.北京航空航天大学 航空发动机研究院, 北京, 102206)

(*Tel: 13222086588, Email: zhuguiping@nuaa.edu.cn)

摘要: 闭合回路中的温敏磁流体, 会在温度场与磁场作用下自发由高温流向低温, 从而实现热量传输。本文通过对磁-热-流的耦合求解, 研究回路中温敏磁流体的自发流动。采用监测回路流量及加热段出口温度方式对比驱动及冷却效果, 并从体积力角度进行分析。研究表明: 回路驱动及冷却性能随着永磁体磁化强度、永磁体端面间温度差、加热段热流密度的提高及冷却温度的降低而增强, 其中磁化强度的影响效果会随着磁流体进入磁饱和状态而逐渐降低。

关键词: 温度敏感型磁流体; 液体冷却; 无泵回路; 热磁对流

0 前言

多年以来, 寻求高效的散热方式一直是科学研究的追求。液体冷却技术具备高效、轻便、紧凑等优势, 可适用绝大多数工况, 已广泛应用于工业领域。其中, 液体无泵冷却回路可不依赖于泵体驱动进行自发流动及热量传递, 系统结构简单、稳定性高、能够长期运行。流体的自发运动可通过采用温度敏感型磁流体作为工质, 其饱和和磁化强度随温度变化, 回路运行依赖于该特性及外加磁场与温度场的耦合作用, 无需外部机械能输入即可产生压力差, 从而产生热磁对流。对于抗扰动能力较弱、集成度高、难以定期维护的电子元器件以及特殊任务的设备而言, 具有极其重要的意义。

早在1977年, Matsuki等人^[1]就提出了利用温度敏感型磁流体可以自发进行能量传递这一特点。进入21世纪, 随着计算机仿真的逐渐普及, 对计算流体力学的研究上升到了一个全新的高度, 从最初研究人员自行编写的计算程序^[2], 到现在被广泛运用的COMSOL^[3, 4]和FLUENT^[5, 6]等商业CFD软件, 计算机有限元模拟在温敏磁流体无泵冷却回路研究中起到越来越重要的作用。目前国内外对于温敏磁流体无泵回路驱动及冷却性能的研究还有较大提升空间。常见的温敏磁流体主要以煤油作为载液, 对于水基、硅油基等不同类型磁流体还缺少系统的研究。此外, 多数研究回路的外部磁场构型较为单一, 对于不同构型之间驱动性能的研究尚不充分。本文利用磁-热-流耦合的方法, 以水基磁

研究温敏磁流体无泵回路在不同磁场、加热功率、冷却温度等条件下运行状况，并从体积力的角度分析其作用机理。

1 回路仿真运算模型

1.1 数学模型

本文回路中的流体视为稳定且均匀分布的不可压缩流体，其遵守如下包含磁热源项的N-S方程组^[7]，其中连续性方程为：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1)$$

动量守恒方程为：

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{u} = \rho \mathbf{g} + f_m - \nabla p + \eta_H \nabla^2 \mathbf{u} \quad (2)$$

能量守恒方程为：

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p (\mathbf{u} \cdot \nabla) T + p \nabla \cdot \mathbf{u} = \lambda \nabla^2 T + \Phi \quad (3)$$

式中， ρ 为气体密度， \mathbf{u} 为流体速度矢量， p 为静压， f_m 为单位体积磁场力， η_H 为粘性系数， c_p 为比热容， λ 为磁流体导热系数， Φ 为机械功损耗。

回路中，温敏磁流体发生磁化主要受回路外永磁体的影响，因此需要求解永磁体磁场在空间中分布。永磁体具有的宏观磁性，可等效看作在其内部分布着大量极化电流^[8]。本文中的永磁体，其内各点磁化强度相同，极化电流只分布于磁体表面，在此情况下有：

$$\mathbf{j} = \mathbf{M} \times \mathbf{n} \quad (4)$$

其中， \mathbf{j} 为面电流密度， \mathbf{M} 为永磁体磁化强度， \mathbf{n} 为磁体表面法线方向的单位矢量。在此基础上，利用毕奥-萨伐尔定律，得到单位面积极化电流在空间中一点磁感应强度 \mathbf{B} ^[9]：

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{(\mathbf{M} \times \mathbf{n}) \times \mathbf{r}}{r^3} \right) dS \quad (5)$$

其中 \mathbf{r} 为从表面到空间中所计算点的矢径， dS 为磁体表面的面积微元， μ_0 为真空磁导率。通过该式可求出当圆筒形永磁体中心位于坐标原点，其在轴线上的磁场强度 B_z 分布：

$$B_z = \frac{\mu_0 M_0}{2} \left[\left(\frac{\frac{d}{2} - z}{\sqrt{r_{ou}^2 + \left(z - \frac{d}{2}\right)^2}} - \frac{-\frac{d}{2} - z}{\sqrt{r_{ou}^2 + \left(z + \frac{d}{2}\right)^2}} \right) - \left(\frac{\frac{d}{2} - z}{\sqrt{r_{in}^2 + \left(z - \frac{d}{2}\right)^2}} - \frac{-\frac{d}{2} - z}{\sqrt{r_{in}^2 + \left(z + \frac{d}{2}\right)^2}} \right) \right] \quad (6)$$

其中， d 为永磁体高度， r_{in} 和 r_{ou} 分别为内外径。磁体沿轴向均匀磁化，磁化强度为 M_0 。

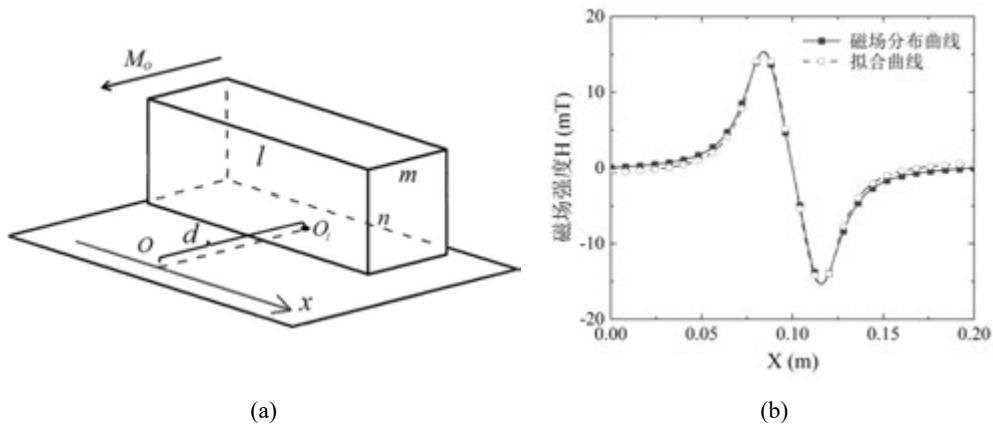


图1 条形磁体拟合

对于条形永磁体磁场，本文中主要研究区域为：在其所放置平面内，与磁体底面中心 O_1 距离为 d ，平行于长边的直线上。设 X 轴位于直线上，原点对应长边中点 O ，如图1(a)在利用毕奥-萨伐尔定律求解直线上的磁场分布时，所列出的不定积分没有原函数，无法直接求解出磁场强度 H 关于 X 的函数。解决方法为利用有限元软件求解出直线上各点磁场强度分布，再对获得的数据进行拟合。所使用的有限元软件为COMSOL Multiphysics，磁体长、宽、高分别为0.03 m、0.02 m、0.015 m，磁化强度 M_0 为 2.5×10^5 A/m，距离 d 为20 mm，磁化方向平行于短边。利用matlab对多项式拟合，获得磁场如图1(b)所示。

常规铁磁质的磁化强度大小 M 随外加磁场强度 H 升高而增大，磁化强度到达饱和磁化强度 M_s 后则不再增长，而铁磁质的磁化强度 M 随着温度的升高而减小。如图2所示，当温度达到一定临界值，物质从铁磁体转化为顺磁体，可磁化率 χ 降为零，这个临界温度 T_c 称为居里温度。在居里温度附近，磁性物质的可磁化率受温度的影响最为明显。普通磁流体的居里温度远高于沸点，工作范围内可磁化率受温度影响很小，温度敏感型磁流体的居里温度则较为接近流体沸点，在工作温度范围内，可磁化率对温度的变化异常敏感，因此对温敏磁流体 M - T 关系的正确表述，是仿真运算准确性的重要保证。

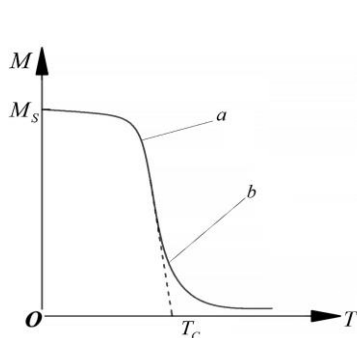


图2 铁磁质的M-T关系示意图^[10]

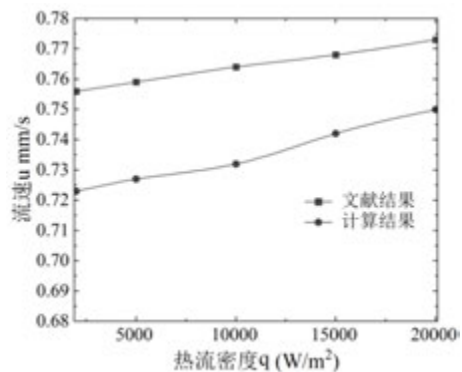


图3 圆筒形永磁体作用下流速变化

对于工作范围内温度变化处于图2中a、b点之间的系统，本文参考孙慧等人^[7]采用的

估算斜率的方法，将 M-T 关系简化为线性函数：

$$M = K(T - T_C) \quad (7)$$

式中， T_C 为居里温度， K 定义为热磁系数，用于表述流体磁化强度对温度变化的敏感程度，定义为：

$$K = -\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H \quad (8)$$

对于磁场与流体之间的相互作用，Joseph L.等人^[1]推导出单位体积磁流体做功的微分形式：

$$\delta W = -\mu_0 H dH - \mu_0 H dM \quad (9)$$

式中， M 为流体磁化强度， H 为磁场强度的大小。求微分后，得到单位体积磁力 f_m 为：

$$f_m = \mu_0 \chi H \nabla H - \mu_0 H K \nabla T \quad (10)$$

其中 K 为热磁系数， χ 物质的磁化率，定义为流体磁化强度与外磁场强度的比值：

$$\chi = \left(\frac{\partial M}{\partial H}\right)_T \quad (11)$$

公式(10)右边第一项表示由磁场梯度引起的力，即开尔文力；第二项是流体内的温度梯度引起的力，为方便表述，以下简称热磁力。对于处在梯度磁场中和温度场中的温度敏感型磁流体来说，这两项都不能忽略。

本研究采用有限元求解器进行数值模拟，利用用户定义函数（UDF）功能将磁场分布和流体磁化强度变化规律等内容输入求解器，在动量方程中添加了单位体积磁场力作为源项。通过瞬态求解的方式，利用SIMPLE算法中的二阶迎风格式，计算不同永磁体磁场驱动下多种因素对回路性能的影响。为验证上述数学模型对于无泵回路仿真运算的有效性与精确度，按照孙慧等人^[7]研究中的参数进行了建模，选取磁化强度为 1×10^5 A/m 的圆筒形永磁体作用下的数据，将计算结果与文献中的进行对比，如图3所示，数值计算得到平均流速与文献中相差不超过5%，模型的有效性得到验证。

1.2 物理模型

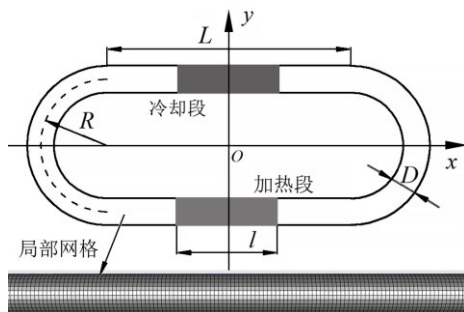


图4 冷却回路简图

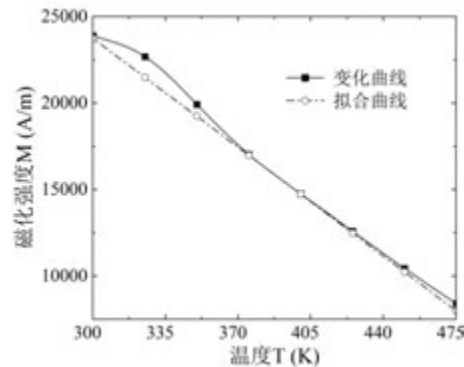


图5 材料 M-T 曲线

本文所研究的模型为三维闭合管道回路，其在xoy平面上的截面如图4所示。回路关

于原点 o 呈中心对称,忽略壁面厚度,管道直径 D 为0.001 m,弯管部分半径 R 为0.085 m,直管部分长度 L 为0.265 m,加热段与冷却段长度 l 都为0.053 m,关于 x 轴对称分布。

在进行仿真计算时,网格独立性会直接影响到计算结果精度及其合理性。本文采用结构化网格,由于模型的长径比非常高,所以主要改变网格在轴向上的密度,同时适当调整截面网格密度。以网格量分别为39万、82万和180万的模型开展计算,相同边界条件下,回路稳定时对应的质量流量分别为 5.96×10^{-6} kg/s、 5.90×10^{-6} kg/s、和 5.89×10^{-6} kg/s。因此,本文后续研究将选取数量为82万的网格进行计算。

2 仿真运算及结果分析

计算中所采用的温敏磁流体工质为商业材料TC3030W,其密度 ρ 为1340 kg/m³,比热容 c_p 为3000 J/kg·K,导热率 λ 为0.6 W/m·K,动力粘度 η 为0.004 (kg/m·s)。该材料为水基磁流体,动力粘度小于常见的煤油基磁流体,有着相对更强的流动性。由于受到液体中的铁磁纳米颗粒、表面活性剂等物质的影响,流体密度大于水,比热容小于水。计算中将考虑磁流体为不可压缩流体,流体在壁面处无滑移。该温敏磁流体在外磁场 $H_m = 4 \times 10^5$ A/m时,达到饱和磁化强度 $M_s = 2.4 \times 10^4$ A/m,其饱和磁化强度随温度变化规律的M-T关系如图5所示。按照公式(7)的方法将其近似为线性函数,其中热磁系数 $K = 87.6$ A/mK,居里温度为560.85 K,如图5中虚线所示,线性关系能够较好地计算磁化强度随温度的变化。

2.1 条形磁体计算结果分析

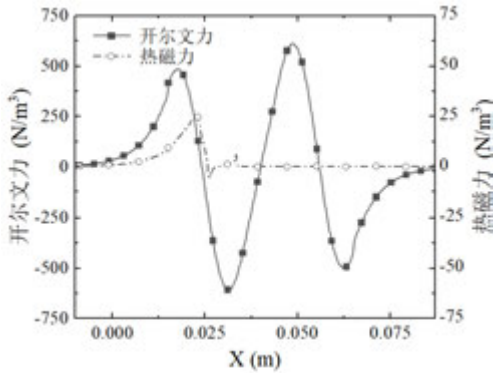


图6 $x_1 = 0.04$ m时加热段轴线处磁场力

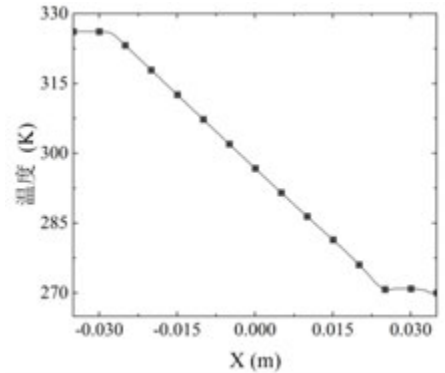


图7 $x_1 = 0.04$ m时加热段轴线温度分布

研究采用的条形磁体长、宽、高分别为0.03 m、0.02 m、0.015 m,长边与 X 轴平行,短边与 Y 轴平行;磁体底面放置在 XY 平面上靠近加热段位置,底面形心的坐标为 (x_1, y_1, z_1) ,其中 y_1 为-0.105 m, z_1 为0 m;磁体沿 X 轴均匀磁化,磁化强度为 M_0 。由于管道直径较小,在径向上磁场强度的变化较小,故忽略磁场径向上的变化。加热段热流密度为 q_1 ,冷却段保持恒温 T_1 ,其余部分为绝热管道。由于该模型处于梯度磁场与梯度温度场中,故要同时考虑开尔文力与热磁力。图6为永磁体磁化强度 $M_0 = 2.5 \times 10^5$ A/m、冷却段温度 $T_1 = 272$ K、加热段热流密度 $q_1 = 6000$ W/m²、永磁体位置 $x_1 = 0.04$ m时加

热段轴线处流体受力，开尔文力在X轴方向上做负功，热磁力做正功，且开尔文力所作功的绝对值是热磁力的1.45倍左右，故该区域流体中开尔文力为主要驱动力，流体向X轴负方向流动，因此取回路顺时针方向为正方向。考虑温度敏感型磁流体为不可压缩流体，故可通过回路流动稳定时某一截面内的质量流量来分析回路的驱动性能。图7为 $x_1 = 0.04 \text{ m}$ 时加热段轴线上温度分布，流体温度在加热段中逐步升高，到达末端时温度趋于稳定，本文通过提取加热段出口温度的数值来分析回路的冷却效果。

2.1.1 磁场对回路性能影响

现保持加热段热流密度 $q_1 = 6000 \text{ W/m}^2$ ，冷却段温度 $T_1 = 272 \text{ K}$ 不变，分别选取磁化强度 M_0 为 $2.5 \times 10^5 \text{ A/m}$ 、 $3 \times 10^5 \text{ A/m}$ 、 $3.5 \times 10^5 \text{ A/m}$ 和 $4 \times 10^5 \text{ A/m}$ 的不同永磁体布置在回路加热段。通过改变 x_1 的数值，调整永磁体所激发磁场在回路中的位置，考察不同磁场强度与磁场位置对回路驱动性能及冷却性能的影响。由公式(5)可知，当永磁体磁化强度增大 n 倍时，磁场强度与磁场梯度同样会增大 n 倍，代入公式(10)得开尔文力与热磁力的增大倍数为 n^2 ，因此在相同的温度条件下，随着永磁体磁化强度的增大，相邻两组回路产生流量的差值逐步增大。然而图8(a)中所示，其差值几乎相同，这是因为当流量增大时加热段流速加快，导致温度梯度降低，进而造成图8(b)中加热段出口温度的下降。温度梯度的降低反作用于磁场，使磁场力减小，导致相邻两组流量差值未产生较大变化。

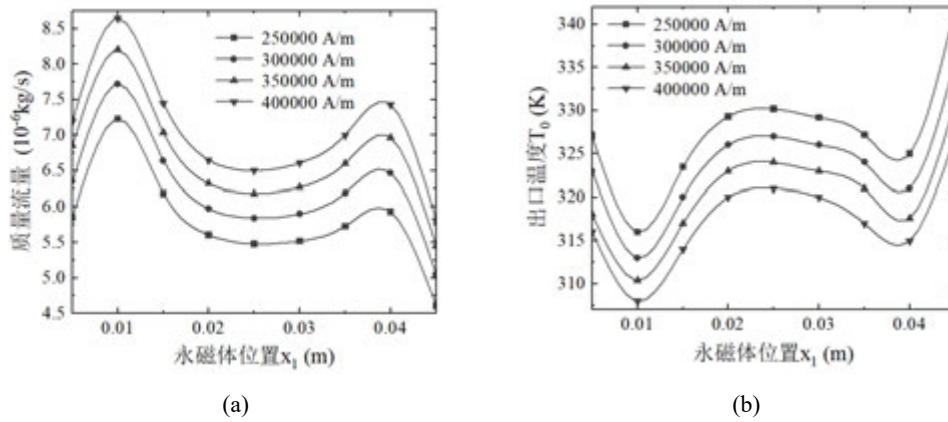


图8 不同磁场强度与位置下回路驱动及冷却性能

由图8(a)可知，在条形磁体底面中心位于0.01 m与0.04 m附近处，回路质量流量取得极值，且0.01 m处流量较大，本文从磁场力的角度，对该现象进行分析。在同一流速下，加热段温度分布不变，其轴线上各处温度梯度基本相同，由公式(10)可知，在这种情况下，该区域的热磁力仅与磁场分布有关，在永磁体磁化强度不变的情况下，移动永磁体只会改变热磁力分布位置，几乎不影响其做功大小，因此，移动永磁体位置的影响主要产生在开尔文力上。图9为开尔文力分布特征，对于向X轴负方向流动的流体，开尔文力在A、C段在上做负功，B、D段做正功。由公式(10)可知，当温度均匀分布时，可磁化率不变，开尔文力为中心对称分布，总功为零。当永磁体自加热段外逐渐向 $x_1 = 0.04 \text{ m}$ 位

置移动时，永磁体左端面接近加热段，A段磁场力的值a开始因温度影响而减小，开尔文力总功为正且逐渐增大；在 $x_1 = 0.04$ m 附近B段磁场力的值b开始受到温度影响减小，总功逐渐减小；直到 $x_1 = 0.025$ m 附近，C段磁场力的值c减小，总功再次呈上升趋势；最终在 $x_1 = 0.01$ m 附近，永磁体右端面越过加热段入口，d开始因受热减小，总功不再增大，同时，由于回路对称布置，当永磁体靠近加热段中心时，即 x_1 接近0时，初始时的压力差过小，回路难以启动，造成 $0 - 0.01$ m 范围内流速迅速下降。而 $x_1 = 0.01$ m 处流量较大，是因为此时A、D两段温差大于 $x_1 = 0.04$ m 处，且B、C两段较近，温差较小，对总功影响小于A、D两段。由此可知，当永磁体两端面接近加热段入口时流量取得极值，所处位置间温差越大，回路的流量越大，驱动性能越强。

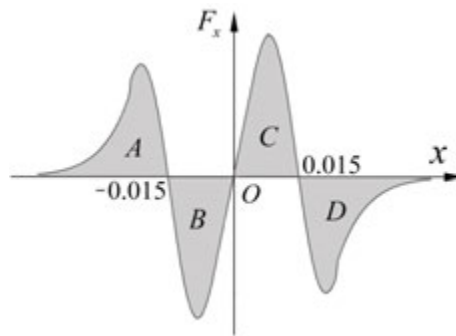


图9 开尔文力分布特征

2.1.2 加热段热流密度及冷却段温度对回路性能影响

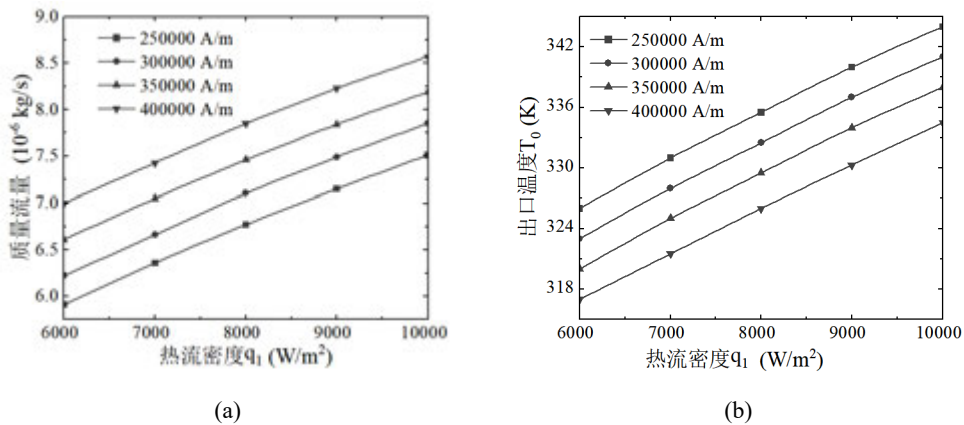


图10 不同热流密度下回路驱动及冷却性能

保持冷却温度 $T_1 = 272$ K，选取磁化强度 M_0 为 2.5×10^5 A/m、 3×10^5 A/m、 3.5×10^5 A/m、 4×10^5 A/m 的四个不同永磁体，固定于 $x_1 = 0.04$ m 处，将加热段热流密度 q_1 自 6000 W/m^2 升高至 10000 W/m^2 ，计算在上述四种磁场分布下加热功率对回路驱动及冷却性能的影响，计算结果如图10所示，流量及温度随热流密度变化规律接近线性分布，随着热流密度增大，加热段出口温度上升，加热段温度梯度增大，回路流速增大，驱动性能增强。

随后保持热流密度 $q_1 = 6000$ W/m^2 不变，将冷却段温度 T_1 自 272 K 升至 300 K，分析

冷却温度对回路的影响,结果如图11所示,在冷却段温度升高后,磁流体的流速会减缓,加热段出口温度升高,驱动性能与冷却性能都呈现下降趋势。同时可观测到改变冷却段温度回路的质量流量变化率很低,因此,冷却段温度对回路驱动性能的影响相对较小。

结合图10、图11中的计算结果,可得到增大加热段热流密度或降低冷却段温度能够增强回路驱动性能的结论,其原理都是通过增大了加热段部分的温度梯度,从而影响磁场力,增大回路中的压力差,进而造成回路中流速增大。

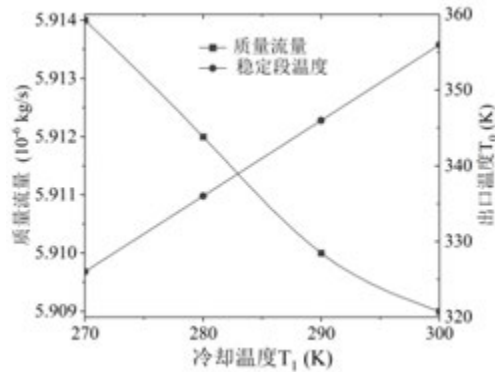


图11 不同冷却温度下回路驱动及冷却性能

2.2 圆筒形磁体计算结果分析

本组仿真采用圆筒形磁体,为便于进行对比分析,其尺寸与前文条形磁体相近。因此,高、外径、内径分别取0.03 m、0.015 m、0.005 m;圆筒轴线与管道加热段轴线重合,其中心坐标为 (x_2, y_2, z_2) ,其中 y_2 为-0.085 m, z_2 为0 m。永磁体沿X轴正方向均匀磁化,磁化强度为 M_0 。与条形磁体相同,忽略磁场在管道径向上的变化。设加热段热流密度为 q_2 ,冷却段保持恒温 T_2 ,其余部分为绝热管道。由于 M_0 取 2.5×10^5 A/m时回路流量为 3.15×10^{-6} kg/s,局部温度达到沸点,不符合计算模型,故将磁化强度升至 4×10^5 A/m。

2.2.1 磁场对回路驱动性能影响

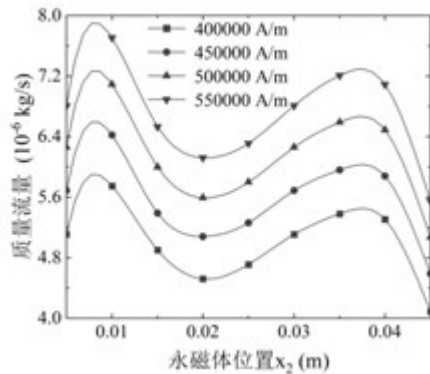


图12 不同磁场位置下回路的驱动性能

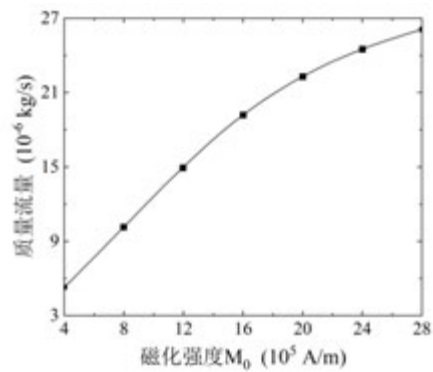


图13 不同磁化强度下回路驱动性能

在保持加热段热流密度 $q_2 = 6000$ W/m²和冷却段温度 $T_2 = 272$ K不变的情况下,将永磁体磁化强度自 4×10^5 A/m逐步提升至 2.8×10^6 A/m,通过改变 x_2 的数值,调整永磁

体所激发磁场在回路中的位置，通过对比各组质量流量，研究其驱动性能。

如图12所示，当永磁体位于0.01 m及0.04 m附近时，回路流量达到峰值，与条形磁体磁场驱动下的影响规律一致。图13为 $x_2 = 0.04$ m 处质量流量随磁化强度的变化特性，当磁化强度位于 4×10^5 A/m 至 1.2×10^6 A/m 区间时，回路流量的增长率保持稳定，这与条形磁体相邻对照组间差值几乎相同的结论相吻合；而当磁化强度高于 1.6×10^6 A/m 时，流量增长率呈下降趋势，这是由于在该磁化强度下，部分位置的磁场强度高于 4×10^5 A/m，磁流体达到饱和磁化强度，其磁化强度不再随着磁场强度增大，当外部磁场提高 n 倍时，磁场力不再提升 n^2 倍，更大的流量造成温度梯度降低，增长率逐渐下降。

2.2.2 饱和磁化强度下加热段热流密度对回路性能影响

此外，为考察饱和磁化强度下的回路特性，选择 1.6×10^6 A/m、 2×10^6 A/m、 2.4×10^6 A/m、 2.8×10^6 A/m 四个不同磁化强度的永磁体。保持 $x_2 = 0.04$ m，冷却段温度 $T_2 = 272$ K，将加热段热流密度 q_2 由 6000 W/m² 逐步提高至 10000 W/m²，其结果如下。

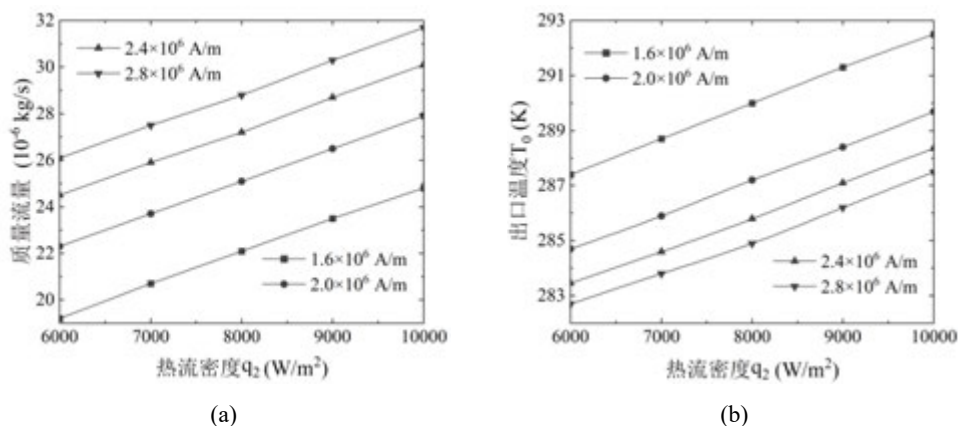


图14 不同热流密度下回路的驱动性能及冷却性能

如图14可知，加热段出口温度及回路流量随着热流密度的升高而升高，变化接近线性分布，与前文结论一致。所以，流体的饱和磁化状态不会影响加热功率对回路的作用规律。这是因为，流体的饱和磁化强度依旧会随着温度的升高而减小，变化趋势与未饱和时相同，服从图5中的M-T曲线，由此造成了饱和和前后加热功率作用规律一致。

对比两种永磁体磁场驱动下回路性能可知，二者受磁场、温度场影响规律基本一致。而相同磁化强度下，条形磁铁的驱动能力优于圆筒形磁体，更适宜作为回路外部磁场。

3 结 论

本文以水基温敏磁流体为工作流体，采用磁-热-流耦合的研究方法，模拟了工质在闭合回路中的流动状态。从体积力的角度分析了磁化强度、热流密度、冷却温度等因素对温度敏感型磁流体无泵回路驱动及冷却性能的影响。研究结果表明：

(1) 在磁场方面：回路的性能会随着永磁体磁化强度的增大而提升，且随着磁流体接近磁饱和状态，提升幅度逐步减小；当条形和圆筒形永磁体端面接近加热段入口时，回

路流量取得极值，其流量大小由两端面间温度差决定；在同样的磁化强度下，外形相近的条形磁体较圆筒形磁体对回路有着更强的驱动性能。

(2) 在温度场方面：增大加热功率可提高回路性能，且提升幅度与流体是否处于饱和状态无关；降低冷却温度同样可提升回路性能，但在水的工作温度范围内，对驱动性能的提升效果并不显著。

参考文献

- [1] Matsuki H., Yamasawa K., Murakami K. Experimental considerations on a new automatic cooling device using temperature-sensitive magnetic fluid. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2003, 13(5): 1143-5
- [2] 桑原拓也, 大西雅志, 山口博司, ほか. 磁性流体を用いた熱輸送装置の磁場分布形状による熱輸送および駆動力特性への影響. *日本機械学会論文集, B編*, 2007, 73(734): 113-9
Takuya Kuwahara, Masashi Ohnishi, Hiroshi Yamaguchi, et al. Heat Transport and Driving Force Characteristics of Heat Transport Device Using Magnetic Fluid in Various Magnetic Fields. *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Part B*, 2007, 73(734): 113-9
- [3] Chaudhary V., Wang Z., Ray A., et al. Self pumping magnetic cooling . *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2017, 50(3)
- [4] 张旭乐. 温度敏感型磁性液体无泵冷却系统的研究: [硕士学位论文]. 河北工业大学, 2012
Zhang Xule. Research on Temperature Sensitive Magnetic Liquid Pumpless Cooling System: [M.A. Thesis]. Tianjin: Hebei University of Technology, 2012
- [5] 连文磊. 磁性液体热磁对流与传热机理--能量自主传递方法研究: [博士学位论文]. 南京: 南京理工大学, 2010
Lian Wenlei. Mechanism of Thermomagnetic Convection and Heat Transfer in Magnetic Liquids--Study on Energy Autonomous Transfer Method: [Ph.D. Thesis]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2010
- [6] Lian Wenlei, Xuan Yimin, Li Qiang. Design method of automatic energy transport devices based on the thermomagnetic effect of magnetic fluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2009, 52(23-24): 5451-8
- [7] 孙慧. 温度敏感型磁流体自动冷却回路的传热特性研究: [硕士学位论文]. 南京: 南京理工大学, 2006
Sun Hui. Research on Heat Transfer Characteristics of Temperature Sensitive Magnetic Fluid Automatic Cooling Circuit: [M.A. Thesis]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2006
- [8] 董生智, 苏航, 李岫梅, 等. 永磁体空间磁场的计算与分析. *金属功能材料*, 2001, (01): 14-7
Dong Shengzhi, Su Hang, Li Xiumei, et al. Calculation and Analysis of Space Magnetic Field of Permanent Magnets. *Metal Functional Materials*, 2001, (01): 14-7
- [9] 戴道生. 铁磁学. 第2版. 科学出版社, 2017
Dai Daosheng. *Ferromagnetism. Version 2*. Science Press, 2017
- [10] 李德才. 磁性液体理论及应用 . 磁性液体理论及应用, 2003
Li Decai. *Magnetic Liquid Theory and Application*. *Magnetic Liquid Theory and Application*, 2003
- [11] Neuringer J. L., Rosensweig R. E. Ferrohydrodynamics . *Physics of Fluids*, 1964, 7(12): 1927-37

超临界压力碳氢燃料结焦特性及其对传热的影响

程钰翔, 王昱森, 姜培学, 祝银海

(清华大学能源与动力工程系 热科学与动力工程教育部重点实验室, 北京 100084)

(Tel:18811555106, Email: chengyx21@mails.tsinghua.edu.cn)

摘要: 本文采用实验方法研究了超临界压力正癸烷结焦特性及其对传热的影响, 并利用扫描电镜观察焦炭形貌, 分析碳氢燃料结焦机制以及结焦影响传热的作用机制。研究表明, 结焦对传热的影响可分为 3 个区域: 氧化结焦区域, 结焦对壁面形貌的改变较小, 结焦导致传热恶化; 低裂解率区域, 生成丝状碳, 增大了孔隙率和壁面粗糙度, 导致传热强化; 高裂解率区域, 焦炭厚度较大, 且焦炭分布均匀性比低裂解率下更高, 结焦导致传热恶化。

关键词: 超临界压力; 正癸烷; 结焦; 传热

0 前言

由于飞行马赫数极高, 高超声速飞行器承受极大的热负荷, 热防护问题成为高超声速飞行器发展的瓶颈^[1]。再生冷却技术作为一种主动热防护技术, 利用飞行器自身携带的吸热型碳氢燃料而非额外冷却剂对高温部件进行冷却, 具有减轻冷却系统质量、充分利用燃烧废热等优势, 是目前重点研究的热防护技术^[2]。吸热型碳氢燃料在冷却通道内通常处于超临界压力下进行对流换热, 达到一定温度后, 碳氢燃料会发生裂解反应, 产生结焦并沉积在通道表面, 影响冷却性能, 堵塞冷却通道, 威胁飞行器的安全运行。研究超临界压力碳氢燃料的结焦规律以及结焦对传热的影响对再生冷却设计及性能预测有重要意义。

碳氢燃料结焦涉及流动、传质、体相反应、表面反应等多个物理化学过程, 因此, 结焦特性受到温度^[3]、压力^[4]、质量流量^[5]、壁面材料^[6]等因素的影响, 目前已有大量学者对这方面的问题开展研究。

另一方面, 碳氢燃料产生结焦并附着在壁面, 改变了壁面与流道特征, 从而对流动和传热造成影响。Liu 等^[7]发现碳氢燃料结焦对换热的影响体现为两个方面, 分别为壁面粗糙度增大导致的换热强化, 以及结焦层热阻导致的换热恶化, 其中, 低结焦速率下前者占主导, 高结焦速率下后者占主导。袁立公等^[8]研究了 RP-3 氧化结焦特性对换热的影响, 发现换热特性沿实验段可以分为 3 个区域: 低温进口段的传热稳定区、结焦峰值处的传热恶化区和出口高温段的短期强化区。Fu 等^[9]对 RP-3 在螺旋管内氧化结焦与传热特性进行研究, 发现传热系数随时间呈先上升后下降的趋势。Liu 等^[10]对 RP-3 在水平管内结焦与传热特性进行研究, 发现结焦导致圆管外壁面温度剧烈振荡, 且整体上对换热起强化作用。

目前, 有关碳氢燃料结焦特性对对流换热影响的研究, 主要侧重于较低温度下的氧化结焦, 对于更符合再生冷却工况的裂解结焦研究较少。此外, 大部分研究对碳氢燃料结焦对传热的影响机制解释不够明确, 缺少与结焦生成与沉积机理相结合的分析。本文以正癸烷为工质, 进行结焦与对流换热实验, 研究正癸烷的结焦特性以及结焦对传热的影响。结合扫描电镜图像, 分析不同反应时间、不同裂解率下的焦炭形貌特性, 进而分析碳氢燃料结焦机制, 以及结焦对传热的影响机制。

1 实验系统与数据处理

1.1 实验系统简介

超临界碳氢燃料裂解结焦与对流换热实验系统如图 1 所示。实验工质使用柱塞泵增压后进入预热段, 通过电加热达到预定入口温度, 随后在实验段再次被加热, 温度升高并发生裂解与结焦, 流出加热段的工质通过水冷换热器冷却至室温, 并通过背压阀降至常压。工质通过气液分离器, 气液相产物样品被分别进行收集。剩余气相产物通过燃烧器燃烧后排放到大气; 剩余液相产物排入废油桶中。预热段和实验段均采用直接通电加热的方式对工质进行加热。使用硅酸铝保温棉对预热段和实验段进行包裹, 以形成近似绝热壁面。

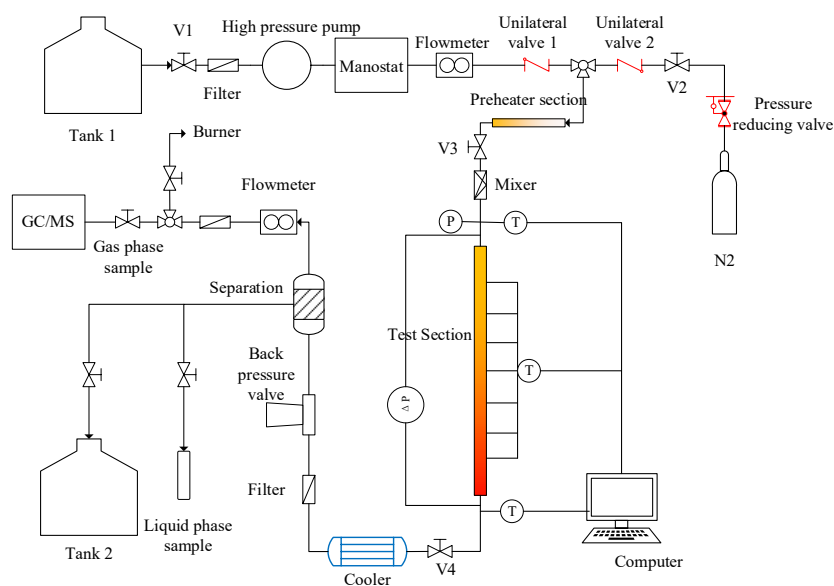


图 1 超临界碳氢燃料裂解结焦与对流换热实验系统

图 2 为实验段示意图。实验段为外径 3 mm、内径 2 mm 的 316L 不锈钢圆管, 图中加热电极片的距离为 760 mm, 实验段出口紧挨换热器, 保证流体从实验段中流出时能够尽快冷却至裂解温度以下, 在实验段管道与换热器入口之间有 40 mm 的连接段, 在其中燃料仍进行裂解反应。为了消除浮升力引起的传热恶化, 所有工况均为向下流动。实验工质为正癸烷, 其临界压力为 2.11 MPa, 临界温度为 344.6℃。

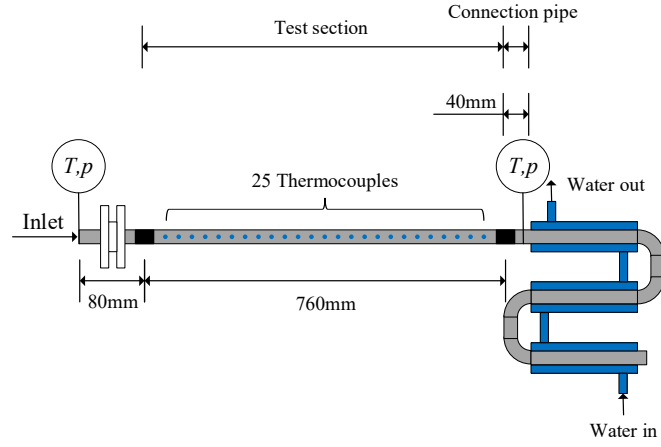


图2 实验段示意图

1.2 测量方法与数据处理

1.2.1 测量及不确定性分析

在加热段长度方向等距布置25个K型热电偶测量实验段壁温,热电偶间距为30mm,热电偶丝径为0.2mm,测量不确定度为 $\pm 0.4\%$ 。使用直径2mm的K型铠装热电偶测量进出口流体温度,测量不确定度为 $\pm 0.4\%$ 。流体压力由压力变送器EJA430A测量,进出口压差由压差变送器EJA130A测量,误差均为 $\pm 0.075\%$ 。使用MASS2100型科里奥利力流量计测量碳氢燃料流量和裂解气的流量,误差不超过0.1%。使用岛津GC-MSQP2010SE气相色谱/质谱联用仪(GC/MS)分析气相产物和液相产物,得到实验段出口处的组分质量分数,产物质量分数测量误差不超过2.5%。实验段沿程组分质量分数由文献[11]提出的DGR模型计算得到,计算得到的实验段出口裂解率与GC/MS测量结果的相对误差不超过2%,各组分质量分数与GC/MS测量结果的最大相对误差不超过8%。

1.2.2 局部传热系数计算

碳氢燃料结焦通过增大导热热阻、减小通流面积、增大壁面粗糙度从而增强对边界层的扰动等因素影响传热。因此,采用局部传热系数衡量结焦对传热的综合影响:

$$k_x = \frac{q_w(x)}{T_{w,si}(x) - T_f(x)} \quad (1)$$

其中, $T_{w,si}(x)$ 为不锈钢管内壁温, $T_f(x)$ 为局部流体温度, $q_w(x)$ 为局部热流密度。局部热流密度由式(2)计算:

$$q_w(x) = \frac{I^2 R_x(T) - Q_{loss,\Delta x}}{\pi d_i \Delta x} = \frac{I^2 \rho(T) \Delta x / [\pi(d_o^2 - d_i^2) / 4] - q_{loss} \pi d_o \Delta x}{\pi d_i \Delta x} \quad (2)$$

其中, ρ 为金属管电阻率, d_i 为管道内径, d_o 为管道外径。 q_{loss} 为外壁面散热热流密度,通过散热实验得到,更多细节可参考文献[12]。

不锈钢管内壁温由式(3)计算:

$$T_{w,si}(x) = T_{w,o}(x) + \frac{q_w(x)}{16\lambda} [d_o^2 - d_i^2] + \frac{q_w(x)}{8\lambda} d_o^2 \ln \frac{d_i}{d_o} \quad (3)$$

其中, q_v 为单位体积内热源。

局部流体温度 $T_f(x)$ 由流体局部焓值通过 NIST 数据库^[13] 得到, 而流体局部焓值根据热平衡计算得到:

$$h_f(x) = h_{f,in} + \frac{\pi d_i}{G} \int_0^x q_w(y) dy - \Delta H(x) \quad (4)$$

其中, G 为工质的质量流量, $\Delta H(x)$ 为单位质量工质从入口到轴向坐标 x 处的裂解反应吸热量 (化学热沉)。裂解反应吸热量由式(7)计算:

$$\Delta H(x) = \frac{\sum_i v_i(x) \left[\int_{T_{ref}}^{T(x)} M_i \cdot c_{p,i} dT + h_i^0(T_{ref}) \right]}{M_{C_{10}H_{22}}} \quad (5)$$

其中, M_i 为组分 i 的分子量, $c_{p,i}$ 为组分 i 的定压比热容, h_i^0 为组分的标准摩尔生成焓, 其参考温度 T_{ref} 为 293.15 K, $v_i(x)$ 为组分 i 的化学计量系数, 反应物的化学计量系数为 -1, 产物的化学计量系数由 DGR 模型^[11] 得到:

$$v_i(\varepsilon, P) = \frac{(a_i + b_i \varepsilon + c_i \varepsilon^{d_i-1}) \ln(P)^{e_i} \cdot M_{C_{10}H_{22}}}{M_i} \quad (6)$$

其中, ε 为燃料裂解率, P 为压力, $a-e$ 为系数。燃料裂解率的定义如下:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\dot{m}_{C_{10}H_{22}}}{\dot{m}_{total}} = 1 - Y_{C_{10}H_{22}} \quad (7)$$

其中, \dot{m}_{total} 为总质量流量, $\dot{m}_{C_{10}H_{22}}$ 为正癸烷的质量流量。

1.2.3 焦炭质量及结焦形貌分析

实验结束后, 对实验段进行线切割, 使用棉球蘸取乙醇擦拭金属管外表面, 去除金属管表面的油污, 随后将金属管置于烘干箱中, 在 120°C 下干燥 1 小时。将部分金属段沿轴向剖开, 使用蔡司 Merlin 场发射扫描电子显微镜观察金属段内壁面的焦炭形貌。

利用程序升温氧化 (TPO) 方法测量焦炭质量。TPO 系统如图 3 所示。将附着焦炭的金属管样品置于管式炉中, 通入氧气进行灼烧, 在样品之后放置氧化铜催化床, 将不完全燃烧生成的 CO 转化为 CO₂。控制管式炉升温速度 15°C/min, 氧气流量 0.80 L/min。气体流量通过微型流量计测量, 流量计测量误差不超过 0.5%。使用 GXH-3052E CO₂ 红外分析器测量 CO₂ 浓度, 通过测量 CO₂ 的量得到焦炭的质量, 红外线分析器线性误差不超过 1%。

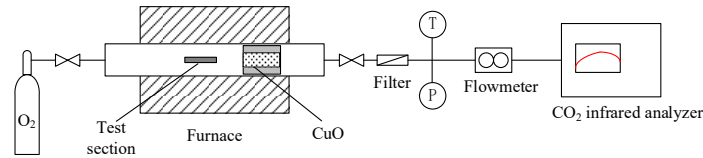


图 3 TPO 系统

2 实验结果与讨论

本研究的实验工况如表 1 所示。

表 1 实验工况

工况编号	质量流量 [kg/h]	出口压力 [MPa]	入口温度 [K]	出口温度 [K]	热流密度 [kW/m ²]
1	2.0	3.0	407	925	280
2	2.0	3.0	408	913	265
3	2.0	3.0	410	926	273
4	2.0	3.0	405	933	306
5	2.0	3.0	421	943	310

2.1 结焦对传热的影响

2.1.1 初始时刻传热特性

以工况 1、工况 2 为例分析初始时刻实验段外壁温、流体温度以及裂解率沿轴向分布，如图 4 所示，其中，图中 T_{pc} 表示正癸烷的准临界温度。实验段外壁温沿轴向整体上呈上升趋势，且存在 2 个有温度局部极大值点的区间（用灰色标出）。第一个温度极大值点位于主流温度略高于准临界温度处（ $x=0.3\text{m}-0.35\text{m}$ ），这是由于热边界层内流体密度

和比热容沿轴向迅速下降，根据 $\lambda_{\text{eff}} = \lambda + \lambda_t$ ， $\lambda_t = \frac{V_t}{Pr_t} \rho c_p$ ，流体的湍流导热系数 λ_t 迅

速下降，进而有效导热系数 λ_{eff} 迅速下降，从而导致传热恶化。第二个温度极大值点位于主流裂解率约 5%-15%处，在该点之后，裂解反应的热效应显著增强，由于裂解反应吸热强化对流换热，出现局部外壁温沿轴向下降的现象。

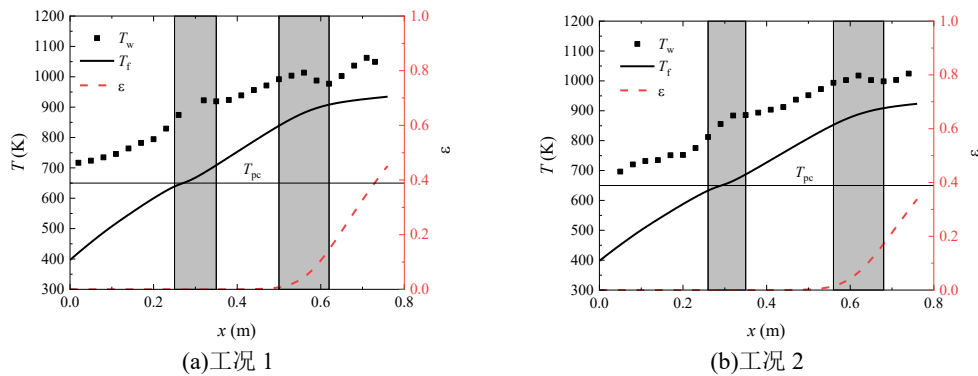


图 4 初始时刻 ($t \leq 5\text{min}$) 实验段外壁温、流体温度、流体裂解率沿轴向分布

2.1.2 压差线性增长阶段传热特性

压差线性增长阶段，部分时刻壁温相比初始时刻的变化量沿轴向的分布如图 5 所示。由于碳氢燃料结焦沉积随机性较强，壁温相比初始时刻的变化在时间和空间分布比较发散。整体而言，在没有发生裂解反应的区域，壁温大部分比初始时刻更高，结焦导致传热恶化；在低裂解率区域（ $\varepsilon < 0.15$ ），壁温大部分比初始时刻更低，结焦导致传热强化；

在高裂解率区域 ($\varepsilon > 0.15$)，壁温大部分比初始时刻更高，结焦导致传热恶化，具体原因将在论文 2.2 节进一步分析。

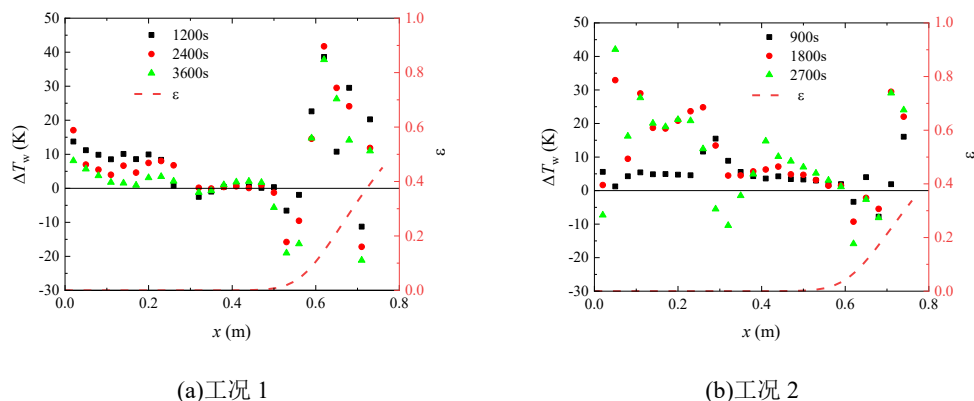


图 5 外壁温相比初始时刻的变化量

2.1.3 压差迅速增长阶段传热特性

以工况 3 为例分析压差迅速增长阶段壁温与压差随时间的变化，如图 6 所示。从整体上看，壁面温度随时间的变化无显著规律。实验过程中，存在 3 个明显有压差极大值的区间（用灰色标出），在这些区间中，压差的上升和下降阶段分别代表松散块状焦炭在壁面的沉积与脱落。此外，在这些区间中，压差与壁温随时间的变化趋势相反。其中，820s-860s, $x = 0.71$ m 处的壁温变化尤为显著。这是因为主流生成的块状焦炭形状不规则且体积较大，其在壁面的沉积主要造成两个效果：（1）增强局部扰流；（2）减小局部通流面积，从而增大流速。两个效果共同强化了对流换热，导致壁温下降。松散块状焦炭脱落后，其对换热的强化作用消失，壁温恢复。

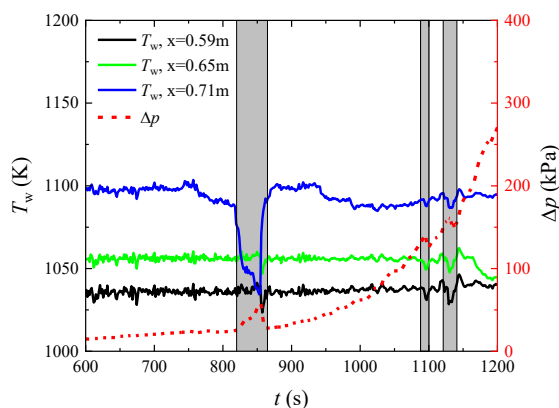


图 6 压差迅速增长阶段壁温与压差随时间的变化

2.2 焦炭质量与焦炭形貌

2.2.1 焦炭质量

工况 1-工况 4 的单位面积焦炭质量分布如图 7(a)所示。氧化结焦区域的焦炭质量接近于 0，远小于裂解结焦区域的焦炭质量。在裂解结焦区域，随着裂解率增加，焦炭质量呈快速上升趋势。由单位面积焦炭质量除以实验时长得到的平均结焦速率分布如图 7(b)

所示，相近的实验条件下，随着实验时长的增加，平均结焦速率呈下降趋势。

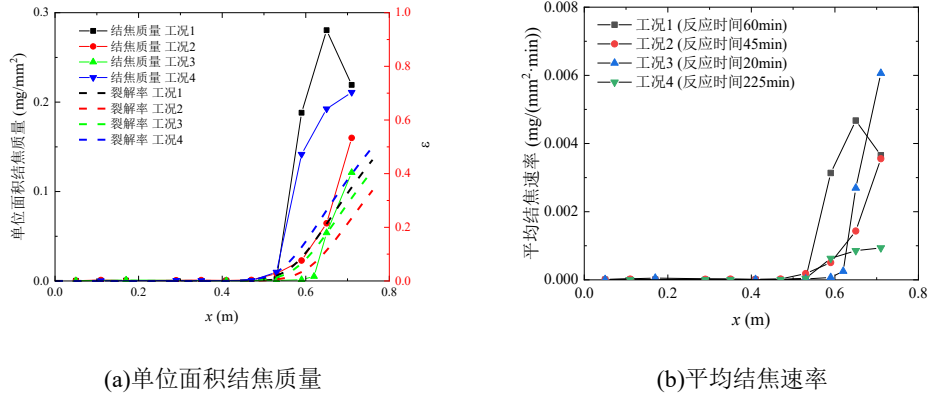
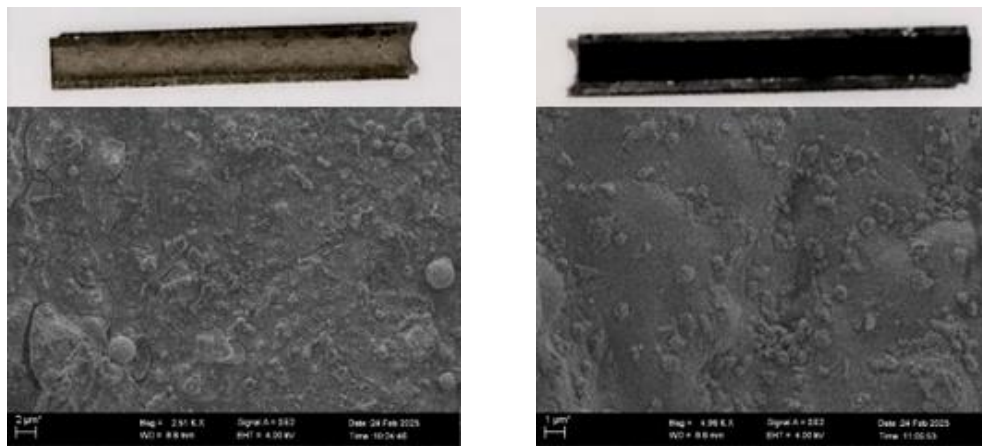


图7 单位面积结焦质量沿轴向的分布

2.2.2 焦炭形貌

使用 SEM 观察附着在实验段内壁面的焦炭的形貌，以分析焦炭的生成机制以及影响传热的机制。

氧化结焦区域与裸金属管内壁的比较如图 8 所示。通过宏观图像对比可知，氧化结焦区域内壁宏观表现为黑色，与无结焦的裸金属管有明显区别。然而，通过 SEM 观察得到的氧化结焦区域内壁形貌与裸金属管差别较小，说明氧化结焦区域焦炭量很小，这与之前通过烧炭得到的结焦质量结果一致；结焦对壁面形貌的改变很小，结焦对传热的影响主要体现为热阻增大导致的传热恶化。结合焦炭生成机制进一步分析，氧化结焦区域，主要发生壁面催化反应，由于壁温较低，结焦速率低，结焦优先发生于表面缺陷区域，焦炭覆盖表面活性位点后抑制了催化反应的继续进行。



(a) 裸露金属管

(b) 氧化结焦区域 ($x \approx 0.32m$)

图8 裸露金属管和氧化结焦区域的宏观图像与 SEM 图像

裂解结焦区域的焦炭形貌如图 9 所示。图 9(a)-(c)为较低裂解率区域的焦炭形貌，焦炭以丝状碳为主，含有少量球形碳，部分丝状碳聚集成团簇，焦炭在壁面分布比较不均匀。图 9(d)-(i)为较高裂解率区域的焦炭形貌，丝状碳、无定形碳与球形碳均存在；整体

而言，焦炭在壁面的分布比较均匀，但由于壁温、结焦前驱体浓度、反应时间等因素不同，且表面发生的非均相结焦反应与主流中焦炭向壁面的沉积均存在随机性，不同区域的焦炭形貌差异较大。图 9(d)和(g)对应的反应时间较短，焦炭形貌为直径较小的丝状碳和少量球形碳；图 9(e)、(f)、(h)、(i)对应的反应时间较长，焦炭形貌为直径较大的丝状碳、球形碳和无定形碳。

结合焦炭生成机制以及焦炭形貌，分析不同裂解率下结焦对传热的影响。低裂解率下，主流中前驱体含量较低且结焦反应具有随机性，焦炭在壁面的分布不均匀，焦炭显著增大内壁面粗糙度，丝状碳团簇区域形成多孔结构，增强对边界层的扰动，导致传热强化。高裂解率下，主流中焦炭的沉积与壁面焦炭的横向生长速率较快，减小了焦炭的孔隙率并提高了焦炭分布的均匀性。热阻效应对传热的恶化与粗糙表面对传热的强化形成竞争关系，通常情况下热阻效应占主导，表现为传热恶化。

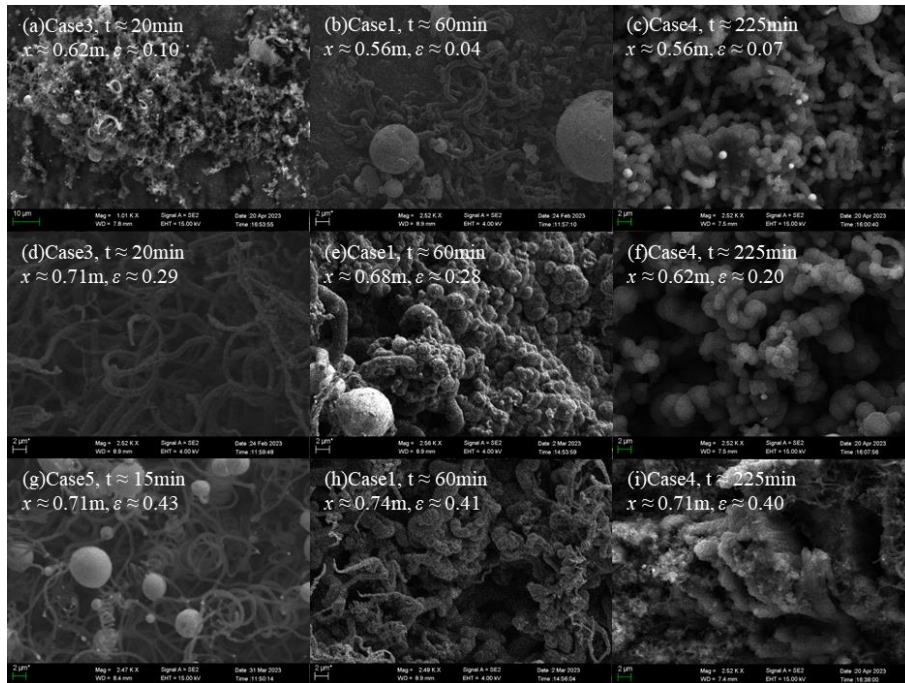


图 9 裂解结焦区域 SEM 图像

4 结论

本文研究了超临界压力正癸烷在圆管内的结焦特性及其对流动、传热的影响，并结合扫描电镜图像，分析结焦机制以及结焦影响传热的作用机制。主要结论如下：

(1) 压差线性增长阶段，碳氢燃料结焦对传热的影响可以分为 3 个区域：氧化结焦区域，结焦主要导致传热恶化；低裂解率区域，结焦导致传热强化；高裂解率区域结焦导致传热恶化。压差快速增长阶段，松散块状焦炭的沉积和脱落分别导致传热强化和传热强化恢复。

(2) 结焦前驱体含量通过决定焦炭生成机制影响焦炭形貌，进而影响传热特性。氧化结焦区域，结焦前驱体含量很小，焦炭主要通过壁面催化反应生成，结焦对壁面形

貌的改变较小，结焦通过增大热阻导致传热恶化。低裂解率区域，烯烃等结焦先驱体含量增加，壁面催化反应和自由基生长反应占主导，生成丝状碳，增大壁面粗糙度并形成多孔结构，导致传热强化。高裂解率区域，随着反应时间增加，焦炭形貌从丝状碳向无定形碳和球形碳转变，进一步增大了焦炭分布的均匀性，热阻效应超过扰动效应，导致传热恶化。

参考文献

- [1] Jackson T A, Eklund D R, Fink A J. High speed propulsion: performance advantage of advanced materials. *J Mater Sci*, 2004, 39(19): 5905-5913.
- [2] Chen F, Tam W, Shimp N, et al. An innovative thermal management system for a Mach 4 to Mach 8 hypersonic scramjet engine. 34th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. 1998: 3734.
- [3] Edward T, Zabamick S. Supercritical fuel deposition mechanisms. *Ind Eng Chem Res*, 1993,32(12): 3117-3122.
- [4] Experimental study on influences of physical factors to supercritical RP-3 surface and liquid-space thermal oxidation coking. *Energy & Fuels*, 2014, 28(9):6098-6106.
- [5] Pan Y, Zhang H, Zhang C, et al. Supercritical Pyrolysis and Coking of JP-10 in Regenerative Cooling Channels. *Energy & Fuels*, 2020,34(2):1627-1638.
- [6] Sun Y, Huang M, Li J, et al. Anti-coking performance of Cr/CeO₂ coating prepared by high velocity oxygen fuel spraying. *Fuel Processing Technology*, 2022,225:107043.
- [7] Liu Z, Bi Q, Guo Y, et al. Hydraulic and Thermal Effects of Coke Deposition during Pyrolysis of Hydrocarbon Fuel in a Mini-Channel. *Energy & Fuels*, 2012,26(6):3672-3679.
- [8] 袁立公, 邓宏武, 徐国强, 等. 超临界压力下航空煤油 RP-3 壁面结焦特性对换热的影响[J]. *航空动力学报*, 2013,28(4):832-837
Yuan L, Deng H, Xu G, et al. Effect of RP-3 coke deposition on heat transfer under supercritical pressure. *Journal of Aerospace Power*, 2013,28(4):832-837.
- [9] Fu Y, Wen J, Tao Z, et al. Surface coking deposition influences on flow and heat transfer of supercritical hydrocarbon fuel in helical tubes. *Experimental Thermal & Fluid Science*, 2017, 85:257-265.
- [10] Liu Z, Pan H, Feng S, et al. Dynamic behaviors of coking process during pyrolysis of China aviation kerosene RP-3. *Applied Thermal Engineering*, 2015,91:408-416.
- [11] Wang Y, Jiang P, Zhu Y. A novel global reaction modeling approach considering the effects of pressure on pyrolysis of n-decane at supercritical pressures. *Fuel*, 2021, 287: 119416.
- [12] Zhu Y, Liu B, Jiang P. Experimental and numerical investigations on n-decane thermal cracking at supercritical pressures in a vertical tube. *Energy Fuel* 2013,28: 466-74.
- [13] Ely J F, Huber M L, NIST Standard Reference Database 4-NIST Thermophysical Properties of Hydrocarbon Mixtures, Version 3.0, National Institute of Standards and Technology (NIST), Gaithersburg, MD, 1999.

柔性板涡致振动对螺旋板换热器流动传热性能的影响研究

高承中, 孙浩然, 高辰, 张强, 宋克伟
(兰州交通大学机电工程学院, 甘肃 兰州 730070)
(Email:songkw@mail.lzjtu.cn)

摘要: 本文数值研究了柔性板涡致振动对螺旋板换热器内流动和换热性能的影响, 分析了不同柔性板长度对涡致振动的影响。研究表明, 螺旋通道内柔性板的涡致振动, 可以破坏螺旋通道壁面的热边界层, 具有明显的强化换热效果。螺旋通道内的 Nu 值随柔性板长度的增大而增大, 当入口速度为 6.5m/s, 柔性板长为 6 mm 时, 换热性能提升最大, Nu 增大 75.02%, 综合换热性能提升 10.8%。
关键词: 螺旋板换热器; 柔性板; 涡致振动; 强化传热。

0 前言

螺旋板换热器相比其他换热器具有结构紧凑、换热性能好、散热损失小等优点^[1-2], 在工业生产领域得到广泛应用。王冰^[3]、刘宝庆等^[4], 以及国外的研究者 Zhang 等^[5], 从换热器的结构参数入手, 研究了螺旋板换热器间距、基圆直径、螺旋圈数、定距柱尺寸、定距柱布置方式等参数变化对通道流动与换热的影响, 结果表明, 在以上强化换热手段中, 选择恰当的换热增强方式, 均可以达到提高换热器性能的目的。

而柔性板涡致振动是提升风冷散热器换热性能的有效手段。涡致振动这种破坏边界层的强化传热技术是利用流动过程中产生的周期性涡旋, 诱导钝体自身或者可以发生大幅变形的柔性材料产生振动, 从而打破壁面附近的边界层, 以达到强化传热的目的。由于振动是依靠流体自身的能量产生的, 没有额外的能量输入, 这种强化传热方法可以被归类为被动强化传热技术。此外涡致振动技术在大幅提升传热系数的同时, 不需要设置复杂的供能装置, 可以灵活地布置在通道内, 因此可以被广泛应用到微观和宏观尺度上, 小至便携式设备中的微型冷却系统, 包括笔记本电脑、传感器等, 大到数据中心、冷却器、空调、烘干机、冰箱和其他工业换热器等大型系统。

Mittal^[7]采用浸入边界法研究了柔性板的涡激振动及其对通道内对流换热的影响, 发现由于柔性板的振动, 通道的换热会增强。Hidalgo 和 Glezer^[8]进行了一项利用柔性板颤振进行传热的研究。他们在集成温度控制和诊断的微通道内进行了实验。在平行板之间安装一个柔性板, 然后与没有柔性板的通道进行换热比较。结果表明, 在相同的热流密度和壁面温度下, 拥有柔性板的通道可以实现高达 300% 的局部传热改善。Hidalgo 和 Glezer^[8]也证明了流速对颤振柔性板通道换热性能的影响。他们注意到, 随着 Re 的增加, 柔性板频率增加, 这可以导致更高的传热系数和更低的通道壁温度。

Soti^[9]等模拟了附着在刚性圆柱体背风侧的弹性薄板在受热通道层流中的传热现象。模拟结果表明,在较高的 Re 下观测到较高的平均努塞尔数,同时较高的 Re 数也会导致较大的压降,但是较高的 Re 依然拥有较高的综合换热能力。Ali^[10]等人数值研究了一个含有三维柔性涡发生器的换热器的换热性能,该换热器由一个圆形管道组成,其中四个等间距的梯形 VGs 以相对于管壁以 45° 插入五组柔性板。比较了弹性板和刚性板两种模式,发现相对于光滑管道,弹性板通道和刚性板通道分别提高约 118%和 97%的总换热。Dadvand^[11]等人研究了在距离通道入口一定距离处放置一个固定的刚性圆柱体,同时在圆柱体下游布置一个柔性板涡发生器。结果表明与刚性板相比,这种柔性板涡发生器的总 Nu 数增加了 18.46%,摩擦系数减少了 42.33%,热性能系数增加了 42%。Amini 等^[12]将多个柔性板和方柱应用于换热器内,以提高其换热性能,结果表明,与刚性板相比,柔性板具有更好的传热性能和更高的水热性能。同时通过选择适当的配置,在水热总效率相对于光滑通道降低 10%的情况下,废热可提高 190%。Kang 等^[13]研究了在壁面布置柔性板对通道换热性能的影响,并利用神经网络算法、支持向量回归算法和随机森林算法对换热通道的性能进行预测,结果表明当弯曲刚度为 0.06,初始倾角为 75° ,间隙距离为柔性板长度的 2.4 倍时,含非对称柔性板系统的换热性能比光滑通道提高了 122%。Nassab 等^[14]研究了通过加装柔性多孔涡流发生器来改善太阳能空气加热器的换热性能。结果表明采用多孔涡流发生器的换热器性能提升高达 500%,同时提升气流率 8.3%和出口温度 135%。

由于目前涡致振动强化换热的研究大多集中于柔性板在通道的布置,但柔性板长度等对螺旋通道内涡致振动换热产生重要影响的参数暂未得到国内外学者的注意,因此本文利用 ANSYS 数值模拟软件,通过改变柔性板的长度,分析柔性板长度对通道内横向涡分布和发展规律的影响。结合柔性板的运动规律和换热通道内的流量分布,对比不同柔性板长度对换热通道的平均 Nu 和阻力系数 f 的影响。同时考虑不同柔性板长度对综合性能评价因子 JF 的影响,以确定综合性能最优的板长。为进一步提升螺旋板换热器的换热性能,具有重要意义。

1 模型建立与数值计算的方法研究

1.1 物理模型

经研究发现,若在入口前部加装延长段,流体在充分发展后,在换热器内的速度分布的最值点会向内侧偏移。这一现象在常开忠的研究中也得到了验证^[16]。同时,这种现象导致一个结果,即流体通过圆柱时形成的卡门涡街所带来的侧向力也会向下偏移。在这种情况下,柔性板无法受到均匀的周期力,从而无法振动。考虑到实际情况中不可避免存在入口段,为了使柔性板能顺利振动,本研究将第一组柔性板和圆柱布置在靠近入口侧的位置。流体域模型如图 1 所示。

本文研究所采用的固体域模型如图 2 所示。考虑到三维流固耦合问题存在较多不确定因素和湍流的影响,固体域的振动可能呈现复杂的多自由度三维运动,包括扭转和拉伸等现象。为了减少干扰,实现二维条件下的涡致振动,简化处理如下:将圆柱和柔性板在 Z 轴方向上的四个截面设为对称面,并将圆柱和柔性板沿 Z 轴方向的厚度

设为一层网格高度。将圆柱壁面和圆柱壁面与柔性板接触处设置为固定支撑，将柔性板与流体交界面设为流固交界面。

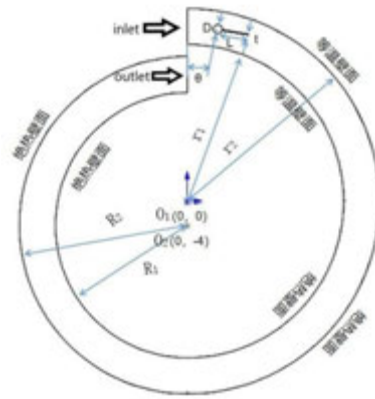


图2 圆柱及柔性板模型图

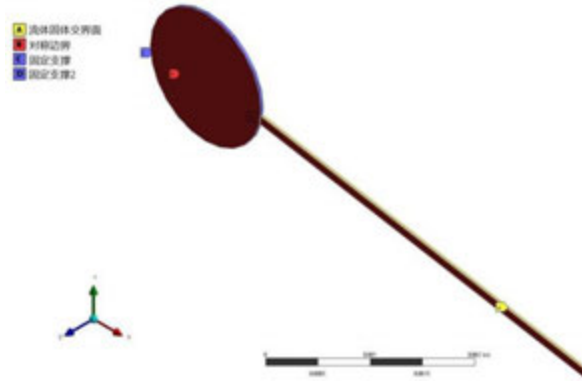


图1 螺旋板换热器模型

加装柔性板的螺旋板换热器的具体尺寸参数如表 1 所示。

表 1 通道结构尺寸/mm

通道结构	位置及尺寸 mm	通道结构	位置及尺寸 mm
圆心 O_1	(0, 0)	圆柱与入口侧角度 θ	10°
圆心 O_2	(0, -4)	圆柱直径 D	1.5
螺旋通道内径 r_1	26	螺旋板厚度 t	0.1
螺旋通道外径 r_2	32	螺旋板长度 L	4.5

当柔性板的长度、宽度和厚度确定后，可以根据 ASTM（美国材料试验协会）对材料物性的研究，确定材料的动态杨氏模量、密度和泊松比等重要参数。

1.2 控制方程及参数定义

根据文献[17]的实验结果，当 $Re < 2300$ 时，流动处于层流状态，而本文研究的 Re 范围为 3200~4500，属于湍流流动。为了简化计算过程，现做出以下假设：(1)流动介质为 25℃ 下的空气，其物性参数保持不变，且视为粘性不可压缩流体；(2)考虑到三维

流固耦合计算量较大，通道内的流体流动被假设为二维非定常流动；(3)不考虑流体在流动过程中的重力、体积力、自然对流和辐射等因素的影响。流体湍流流动下的控制方程^[17]如下：

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i}((\mu + \mu_t) \frac{\partial u_j}{\partial x_i}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho C_p u_i T) = \frac{\partial}{\partial x_i}((\lambda + \lambda_t) \frac{\partial T}{\partial x_i}) \quad (3)$$

SST k- ω 湍流模型中的湍流动能和湍流耗散率：

湍流动能：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i}((\mu + \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i}) + G_k - \beta^* \rho \omega k \quad (4)$$

湍流耗散率：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i}((\mu + \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i}) + \alpha \frac{\omega}{k} G_k - \beta \rho \omega^2 \quad (5)$$

在 *SST k- ω* 模型中，进一步引入湍流黏度限制，使其具有更广泛的应用^[18]：

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{SF_2}{\alpha_1 \omega}]} \quad (6)$$

F_2 为另一个混合函数：

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (7)$$

$$\arg_2^2 = \max[2 \frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega d}, \frac{500 \mu}{\rho d^2 \omega}] \quad (8)$$

$$\alpha = 0.52, \alpha^* = 1, \beta = 0.075, \beta^* = 0.09$$

多自由度系统的振动原理是由单自由度系统振动理论发展起来的。在解决多自由度系统问题时，沿用了单自由度振动系统中的处理思想，例如利用力学原理建立动力学方程，使用叠加原理求解响应，但在多自由度系统内，引入多个自由度就意味着系统的固有频率不再是一个单一值，而可被视为多个单自由度简谐运动的叠加。其作用力方程为：

$$M \ddot{X}(t) + kX(t) = p(t) \quad X(t) \in R^n \quad (9)$$

固有振动方程为：

$$M \ddot{X}(t) + kX(t) = 0 \quad (10)$$

M 为质量矩阵, k 为刚度矩阵, $X(t)$ 为位移列阵, $\ddot{X}(t)$ 为加速度列阵, $p(t)$ 为激励力列阵。

ASTM 美国材料试验协会通过实验总结出了柔性板杨氏模量 E 计算公式:

$$E = 0.9465 f^2 \times (\rho_s l t) \left(\frac{l}{t}\right)^3 [1 + 6.585 \left(\frac{t}{l}\right)^2] \quad (11)$$

表2 柔性板杨氏模量

$\rho_s(\text{kg/m}^3)$	$l(\text{mm})$	$t(\text{mm})$	$E(\text{mpa})$
1000	3	0.1	6.4
1000	4.5	0.1	32.2
1000	6	0.1	1401

1.3 边界条件

入口边界条件: 采用速度入口边界条件(velocity-inlet), 入口流体速度均匀且温度恒定 $T_{in}=313.15\text{K}$,具体描述如下:

$$u(x, y, z) = u_{in}, v(x, y, z) = 0, w(x, y, z) = 0, T(x, y, z) = T_{in} \quad (12)$$

通道上下壁面采用无滑移等温壁面边界条件, 壁面温度为固定值 $T_w=343.15\text{K}$:

$$u(x, y, z) = 0, v(x, y, z) = 0, w(x, y, z) = 0, T = T_w \quad (13)$$

圆柱壁面为无滑移绝热壁面边界条件 (wall) :

$$u(x, y, z) = 0, v(x, y, z) = 0, w(x, y, z) = 0 \quad (14)$$

计算区域两侧边界采用对称边界条件:

$$\frac{\partial}{\partial z} u(x, y, z) = 0, \frac{\partial}{\partial z} v(x, y, z) = 0, w(x, y, z) = 0, \frac{\partial}{\partial z} T(x, y, z) = 0 \quad (15)$$

柔性板上下壁面为流固交界面 (wall) 且采用绝热边界条件:

$$\begin{aligned} v_i &= u_i \\ T_{sij} n_j &= T_{fij} n_j \end{aligned} \quad (16)$$

出口采用零压力出口边界条件。

1.4 参数定义

水力直径 D_h :

$$D_h = \frac{4A}{P} \quad (17)$$

A 为入口截面的横截面积 P 为入口截面的湿周长度。

雷诺数 Re :

$$Re = \frac{\rho u_{in} D_h}{\mu} \quad (18)$$

阻力系数 f :

$$f = \frac{2D_h \Delta p}{\rho_f L U_{in}^2} \quad (19)$$

局部努塞尔数 Nu_{local} :

$$Nu_{local} = -D_h \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_w / (T_w - T_s(x)) \quad (20)$$

$$T_s(x) = \frac{\iint_A u(x, y, z) T(x, y, z) dA}{\iint_A u(x, y, z) dA} \quad (21)$$

平均努塞尔数 Nu :

$$Nu = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{1}{L} \int Nu_{local} \cdot dx \quad (22)$$

涡量 ω :

$$\omega = \omega_x i + \omega_y j + \omega_z k = \begin{vmatrix} i & j & k \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ u & v & w \end{vmatrix} \quad (23)$$

综合换热因子 JF ^[20-21]:

$$JF = \frac{Nu}{Nu_0} \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-1/3} \quad (24)$$

其中, Nu_0 和 f_0 分别为光通道的努塞尔数和阻力系数

1.5 场协同原则

过增元院士认为减小速度矢量与温度梯度之间的夹角是强化对流换热的有效措施即提高换热面速度矢量和温度梯度的协同度就可提高换热器的换热性能。

$$Nu = RePr \int_0^1 (\bar{U} \cdot \nabla \bar{T}) d\bar{y} \quad (25)$$

被积因子可写成:

$$u \cdot \nabla \bar{T} = |u| |\nabla \bar{T}| \cos \beta \quad (26)$$

式中 β 为速度矢量和温度梯度矢量的夹角。当 $\cos \beta$ 趋近于 0 时, 流体流动对热量的输运毫无贡献。当 $\cos \beta$ 的绝对值在 0 和 1 之间时, 换热得到改善。为使对流换热效果较佳, 应使热流场及速度场协同性较好, 所以要使 $\cos \beta$ 的绝对值趋近于 1。

2 网格独立性及结果验证

2.1 网格独立性验证

本文使用 ICEM 前处理软件对流体计算区域进行六面体网格划分。选择 $Y^+=1$ 来计算第一层网格高度，计算结果为 $3.5 \times 10^{-5} \text{m}$ ，并设置生长率为 1.2。在柔性板振动过程中，由于高频振动会导致网格变形较大，柔性板顶点位移最大，因此需要在柔性板后端进行网格加密。圆柱、柔性板壁面以及柔性板后端的网格加密情况如图 3 所示。由于固体网格无需像流体域网格一样，对边界层网格和网格生长率都有较高要求，因此无需将壁面附近的网格全部加密。为保证数据映射顺利，将固体域网格整体尺寸设为 $5 \times 10^{-5} \text{m}$ ，网格示意图如图 4 所示。

本文选取进口速度为 6.5m/s ， $Re=4260$ 时的光通道进行网格独立性考核。选取网格数依次为 250000、510000、710000 三种情况进行考核，如表 2 所示。不同网格总数下的 Nu 和对应情况下的 P_{lost} 值的差距都较小，其中 Nu 相差最大为 0.0035%， P_{lost} 差距最大为 0.09%，因此可以认为在此数量范围内，网格数量对于计算的影响可以忽略不计。但考虑到柔性板振动过程中，流体域和固体域都会发生剧烈变形以及计算机算力等因素，因此选择网格数量为 510000 进行后续计算。

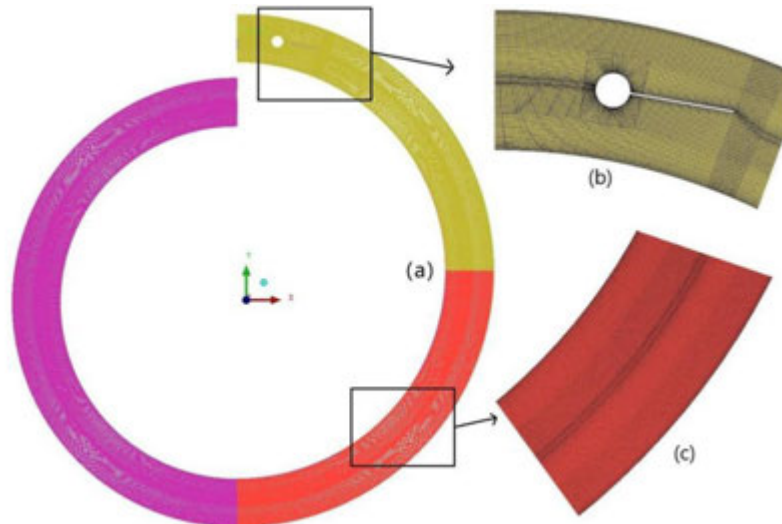


图 3 流体域网格示意图

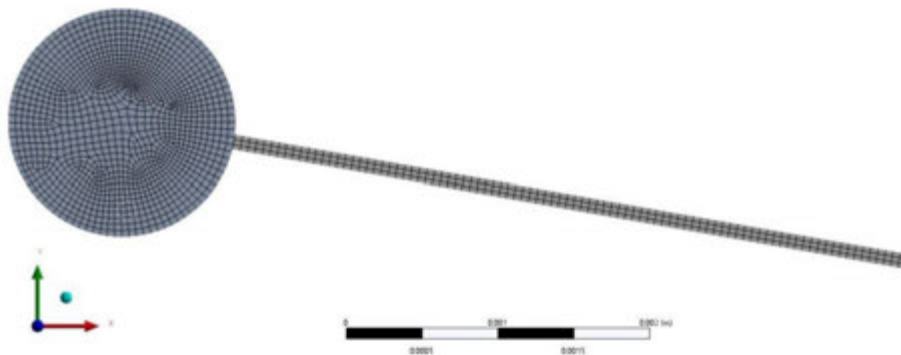


图 4 固体域网格示意图

表 2 网格独立性考核

网格数	P_{out}	T_{out}	Nu
250000	10.5581	318.5904	27.815
510000	10.5491 (0.09%)	318.5905	27.816 (0.0035%)
710000	10.5492 (0.001%)	318.5905	27.8161 (0.00036%)

2.2 合理性验证

为验证本文数值计算方法和结果的准确性，与 Gnielinskizai^[16]的实验关联式对比如图 5 所示。SST $k-\omega$ 湍流模型与实验关联式的误差相对较小，当 $Re=3408$ 时， Nu 误差最大为 13.58%。与 Shi^[15]模型侧力的对比如图 6 所示，本文方法计算得出的柔性板振动频率为 555Hz，而文献中得出的柔性板振动频率为 530Hz，误差为 4.71%。根据论文中估算的柔性板固有频率为 560Hz，与实际结果相差 5.36%，而本文方法结果与柔性板固有频率相差仅为 0.89%。因此，本文的计算方法和计算结果具有可靠性。

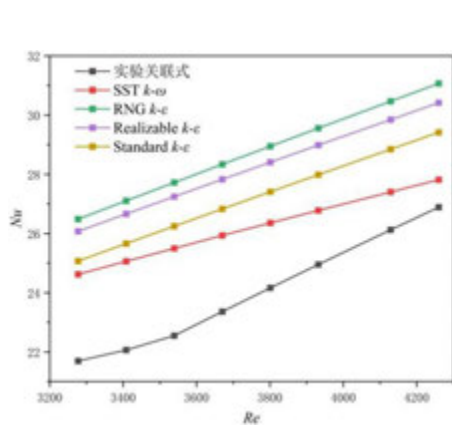


图 5 数值结果与实验结果的比较^[21]

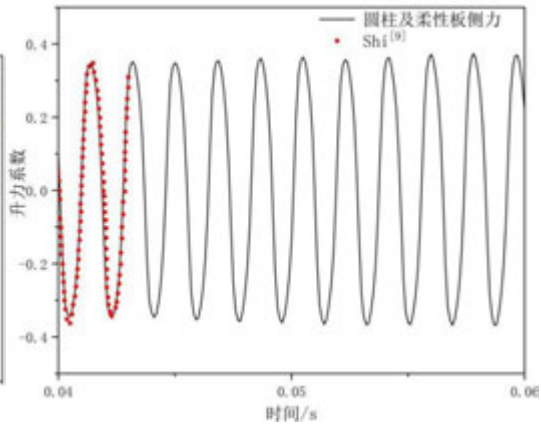


图 6 数值结果与论文中模型侧力的比较

3 计算结果

3.1 不同长度柔性板的运动特性

图 7 为 $Re=4260$ 时不同长度柔性板位移情况。当柔性板长度为 3mm 时，柔性板上下波动呈现整体不稳定现象，尤其在点 C 和端点 D 处，振动高频尤为显著。而在板长为 4.5mm 和 6mm 时，柔性板整体振动状态则都较为稳定，各监测点的振幅随着板长的增大而增大，顶端位移与其他三个点存在 1/2 周期的相位差，且没有明显高频部分出现。这是因为涡街在板的上下壁面存在聚合现象。较长的柔性板更容易发生涡街积聚，对涡的脱落也具有明显的缓冲作用。因而在板长较长时，柔性板受到来自上下壁面涡街的压力更大，振动频率更低，板上各点的振动幅度也更加稳定。但当柔性板长度为 6mm 时，C 点的振动位移曲线出现横向偏移，这是由于在低风速、低阻尼下，线性自激振动问题具有一定的不稳定性，结构内部存在失稳，点 C 处涡振和驰振同时出现，振动存在模态失稳现象所致。

3.2 不同长度柔性板对速度场的影响

图 8 为 $Re=4260$ 时不同柔性板长通道内的速度分布图。随着板长增加，卡门涡街在柔性板上的卷积发展过程中带来的速度差增大，同时引起主流区速度增大，壁面附近速度梯度变大。特别是在板长为 6mm 时，流场中柔性板附近的速度差最大且衰减较慢，延续的距离最长，涡街引起主流区速度增加幅度最大且壁面附近速度梯度也最大。这是由于柔性板长度的变化会导致柔性板两侧的压力差发生变化，并影响从柔性板上脱落的卡门涡街的强度。板长越长，涡街聚积区域越大，涡街脱落的时间延长，涡街蓄力时间越长，强度越大，对壁面附近扰动强度变大，同时引起中后段高低流速流体掺混作用增强。

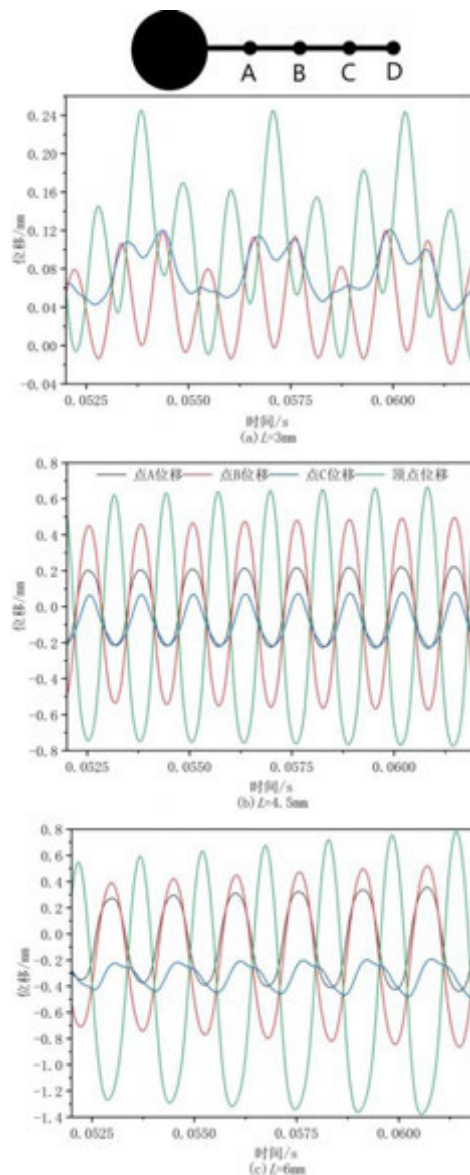


图 7 $Re=4260$ 时不同长度柔性板不同位置振动位移曲线，
(a) $L=3\text{mm}$; (b) $L=4.5\text{mm}$; (c) $L=6\text{mm}$

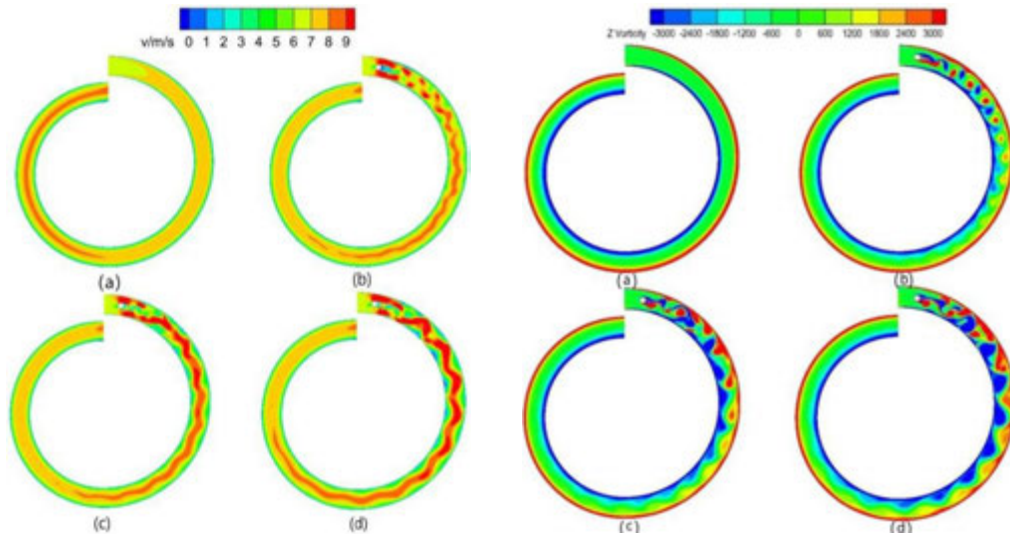


图 8 $Re=4260$ 时, 不同柔性板长度下的速度场, 图 9 $Re=4260$ 时, 不同柔性板长度下的涡量分布, (a)光通道; (b) $L=3\text{mm}$; (c) $L=4.5\text{mm}$; (d) $L=6\text{mm}$ (a)光通道; (b) $L=3\text{mm}$; (c) $L=4.5\text{mm}$; (d) $L=6\text{mm}$

3.3 不同长度柔性板对温度场和涡量场的影响

图 9 是 $Re=4260$ 时不同通道下的涡量分布图。从图 9(b)可以观察到, 当柔性板板长为 3mm 时, 卡门涡街在柔性板后方脱落的频率较高, 但强度较低, 对中下游流体的影响较小, 同时壁面附近掺混效应较弱。由图 10(c)和(d)可得, 随着板长增加, 卡门涡街的强度增大, 脱落频率降低。涡街对中下游流体的影响逐渐增强, 壁面附近流体混合作用增强。尤其在板长为 6mm 时, 通道内产生的卡门涡街脱落频率最低, 强度最大, 对中下游主流区和壁面附近的作用最为显著。这是因为在卡门涡街脱落过程中, 柔性板越长, 涡街脱落前的形成时间延长, 涡街聚合现象更容易发生, 因此增强了卡门涡街的强度, 更高能量的涡街甩向壁面导致壁面附近流体相互作用变强, 随着能量的衰减, 更高能量的涡街与主流区流体的混合依然要强于低能量涡街。而更长的脱落过程导致脱落时间延长, 从而降低了卡门涡街的脱落频率。

不同柔性板长度下的温度分布如图 10 所示($Re=4260$)。通道内未安装柔性板时, 由于边界层的发展, 壁面附近温度逐渐升高。圆柱产生的卡门涡在柔性板周期性振动下, 沿着螺旋通道壁面向后发展。卡门涡冲刷壁面, 减薄热边界层并破坏边界层的发展, 使得壁面附近的温度梯度呈现周期变化。当板长为 3mm 时, 如图 10(b), 在卡门涡的作用下, 壁面附近高温流体与主流低温流体混合, 使得主流区温度比图 10(a)光通道明显升高。当柔性板长度为 4.5mm 和 6mm 时, 如图 10(c)和(d), 柔性板后产生的卡门涡街频率较低, 但涡的强度增大, 卡门涡与壁面的相互作用增强, 导致涡对热边界层的破坏效果更好, 从而增强了换热通道的换热性能。通道内冷热流体间的混合随着柔性板长度的增大而增强, 在柔性板长度为 6mm 时, 柔性板振动引起的冷热流体混合作用最强, 通道内低温区域最少, 出口温度最高, 换热性能最好。

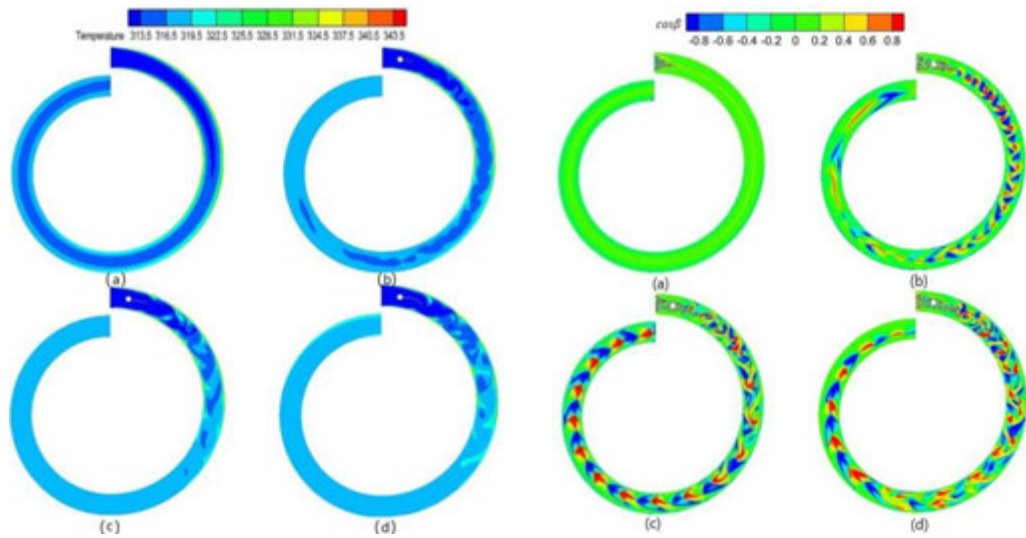


图 10 $Re=4260$ 时,不同柔性板长度下的温度分布, (a)光通道; (b) $L=3\text{mm}$; (c) $L=4.5\text{mm}$; (d) $L=6\text{mm}$ 图 11 $Re=4260$ 时,不同柔性板长度下场协同角分布, (a) $L=3\text{mm}$; (b) $L=4.5\text{mm}$; (c) $L=6\text{mm}$

3.4 螺旋通道内场协同分析

图 11 为 $Re=4260$ 时不同柔性板长度通道内的场协同角的分布图。通道内安装柔性板后,通道内协同角相比图 11(a)光通道中的协同角明显增大。当柔性板长度为 3mm 时,通道内场协同角绝对值趋于 1 的区域主要集中在通道中心,而壁面附近的温度场和速度场的协同角的绝对值则更多的趋近于 0。因此,流体在壁面处的流动对热量的输运贡献较小,不能有效增强壁面的换热性能。随着柔性板长度增加,通道内场协同角绝对值趋于 1 的区域增大且向壁面附近散开。比较图 11(c)和(d),当柔性板长度为 6mm 时,场协同角绝对值趋于 1 的部分分布最广且更靠近壁面,因此长柔性板能够更好地改善换热器壁面处温度场和速度场的协同性,从而更好地增强换热效果。

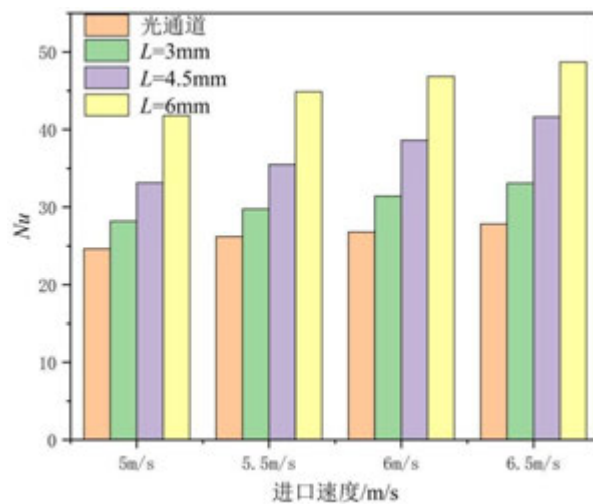


图 12 不同柔性板长度和速度下的平均 Nu 值

3.5 不同长度柔性板对平均 Nu 和压降 ΔP 的影响

图 12 为不同柔性板长度和速度下的平均 Nu 值。在相同的进口速度下, Nu 随着柔性板长度的增加而增大, 在柔性板长度为 6mm 时, Nu 值最大。这是因为较长的板长可以增加脱落的卡门涡街的强度, 在卡门涡被甩向壁面的过程中为涡提供更大的动能, 增强了卡门涡与壁面的相互作用。进口速度越大, 产生的卡门涡街强度越大, 加装柔性板对于换热通道性能的提升幅度也增大。因此, 在同一板长下, Nu 随着速度的增加而增大。在柔性板长度为 3mm 时, 对于整个换热通道的换热能力提升有限, 入口速度 6.5m/s 时, Nu 值最大提升了 18.94%。当板长为 4.5mm 时, 换热通道的换热性能显著提高, Nu 普遍提升了 30%以上, 在入口速度 6.5m/s 时最大增大了 49.66%。柔性板长度为 6mm 时, 换热通道的换热性能大幅提升至 69%以上, 在入口速度 6.5m/s 时, Nu 最大提升至 75.02%。

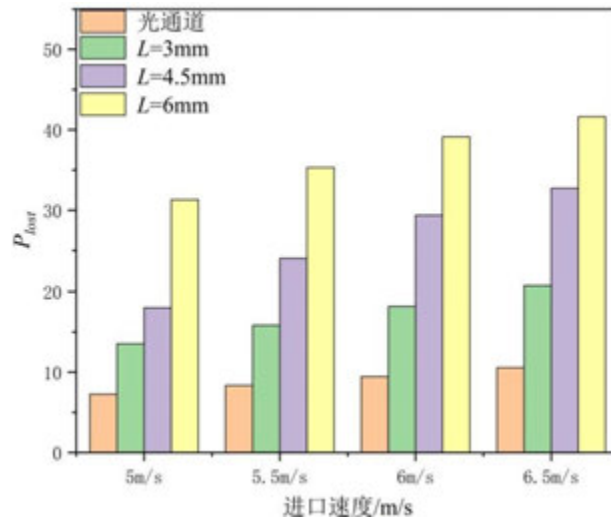


图 13 不同柔性板长度和速度下的压力损失

图 13 为不同柔性板长度和速度下通道内的阻力损失。对于相同长度的柔性板, 随着速度的增加振动加强, 压降也随之增加。在相同的速度下, 随着柔性板长的增加, 较长的柔性板在振动过程中消耗更多能量, 导致换热通道内的压降也随着板长增加而增大。当板长为 3mm 时, 换热通道内的压力损失约为光通道的 1.86 至 1.96 倍; 而当板长为 6mm 时, 换热通道内的压力损失超过光通道的 4 倍以上。

3.6 不同长度柔性板对综合性能的影响

不同长度柔性板通道综合性能因子 JF 如图 14 所示。在相同的入口速度下, 螺旋板换热器的综合换热性能随着板长的增加而增大。这是因为柔性板的振动随着板长的增大而增强, 卡门涡在柔性板作用下更靠近壁面, 从而能更有效地破坏热边界层的发展, 增强壁面换热性能。在柔性板板长为 6mm 时, 综合性能因子 JF 均大于 1.0, 最大达到 1.11, 综合性能比光通道提高了 11%。但由于柔性板振动随着板长的增加, 在

强化传热的同时，引起较大的压力损失。因此，在柔性板长度较小时，由板长增加引起的换热增加值不足以抵消压降增大带来的损失值，进而使柔性板较小的综合性能相比光通道减弱，综合性能因子小于 1.0。

4 结 论

本文将柔性板布置于螺旋板换热器通道内，分析了柔性板涡致振动螺旋板换热器流动与传热性能的影响。得出以下结论：

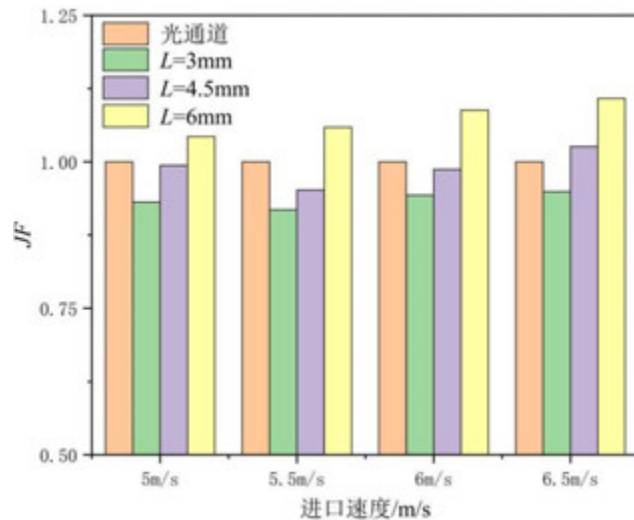


图 14 不同长度柔性板通道综合性能因子 JF

(1) 圆柱后卡门涡街引起柔性板振动，涡致柔性板振动能够有效改善螺旋板换热器内温度场和速度场的协同性，板长越长，对于换热壁面处温度场和速度场的协同性改善效果越好。

(2) 卡门涡被振动的柔性板甩向螺旋通道壁面，有效促进了冷热流体间的交换，减薄壁面边界层增强了壁面换热。柔性板涡致振动强化传热的效果随着板长增加而增大，在柔性板板长为 6mm，速度为 6.5m/s 时，换热通道内 Nu 最大提升了 75.02%。

(3) 柔性板振动消耗能量，涡致柔性板振动在强化传热的同时，引起较大的压力损失。在柔性板板长为 6mm，入口速度为 5.5m/s 时，通道压力损失是光通道压力损失的 4.32 倍。

(4) 在柔性板长度较小时，综合性能相比光通道减弱，综合性能因子小于 1.0。综合性能因子随着板长的增大而增加，在柔性板板长为 6mm 时，综合性能因子 JF 大于 1.0，最大值达到 1.11，综合性能比光通道提高了 11%。

参考文献

- [1] Rangasamy R. Experimental and numerical studies of a spiral plate heat exchanger[J]. Thermal Science, 2014, 18(4): 1355-1360.
- [2] He Y L, Tang S Z, Tao W Q, et al. A general and rapid method for performance evaluation of enhanced heat transfer techniques[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 145: 118780-.

- [3] 王冰.可拆式螺旋板换热器结构和传热的有限元分析与实验研究[D].浙江大学, 2007.
- [4] 刘宝庆,王冰,蒋家羚等.可拆式螺旋板换热器传质传热的数值模拟[J].应用基础与工程科学学报, 2010,18(01):71-79.
- [5] Ji Z, Zhu X, Mondejar M E, et al. A review of heat transfer enhancement techniques in plate heat exchangers[J]. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2019, 101: 305-328.
- [6] 李雪.螺旋管内二次流演变规律与沸腾传热特性数值研究[D].郑州大学,
- [7] Shoele K, Mittal R. Computational study of flow-induced vibration of a reed in a channel and effect on convective heat transfer. *Phys. Fluids* 2014, (12) 127103.
- [8] P. Hidalgo, A. Glezer. Small-scale vorticity induced by a self-oscillating fluttering reed for heat transfer augmentation in air cooled heat sinks, InterPACK/ICNMM2015, San Francisco, CA, 2015.
- [9] Soti A K, Bhardwaj R, Sheridan J. Flow-induced deformation of a flexible thin structure as manifestation of heat transfer enhancement. *Int J Heat Mass Transf* 2015;84:1070–81.
- [10] Ali S, Habchi C, Menanteau S, Lemenand T, Harion J, et al. Three dimensional numerical study of heat transfer and mixing enhancement in a circular pipe using self-sustained oscillating flexible vorticity generators. *Chem.Eng. Sci*2017. 162, 152–174.
- [11] Abdolrahman D, Soheil H, Saharnaz A B, Cheong K. Enhancement of heat and mass transfer in a microchannel via passive oscillation of a flexible vortex generator. *Chemical Engineering Science* 207, 2019,556–580.
- [12] Amini Y, Habibi S E. Effects of multiple flexible vortex generators on the hydrothermal characteristics of a rectangular channel[J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2022, 175: 107454.
- [13] Kang M S, Park S G, Dinh C T. Heat transfer enhancement by a pair of asymmetric flexible vortex generators and thermal performance prediction using machine learning algorithms[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2023, 200: 123518.
- [14] Nassab S A G, Sheikhejad Y, Nia M F. Novel design of natural solar air heat for higher thermal performance utilizing porous vortex generator[J]. *Thermal Science and Engineering Progress*, 2022, 33: 101385.
- [15] Shi J, Hu J, Schafer S R, et al. Numerical study of heat transfer enhancement of channel via vortex-induced vibration[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2014, 70(1):838-845.
- [16] 常开忠.圆环微通道流动特性的理论分析和数值模拟研究[D].北京交通大学, 2021.
- [17] Gnielinski V. *New Equations for Heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and*

- Channel Flows[J]. *Int.chem.eng*, 1976, 16: 359-368.
- [18] Yogesh S S, Selvaraj A S, Ravi D K, et al. Heat transfer and pressure drop characteristics of inclined elliptical fin tube heat exchanger of varying ellipticity ratio using CFD code[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2018, 119: 26-39.
- [19] Menter F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. *Aiaa Journal*, 1994, 32: 1598-1605.
- [20] Song K W , Hu D L, Zhang Q, et al. Thermal-hydraulic characteristic of a novel wavy fin-and-circle tube heat exchanger with concave curved vortex generators[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2022, 194: 123023.
- [21] Song K W, Toshio T. The optimal arrangement of vortex generators for best heat transfer enhancement in flat-tube-fin heat exchanger[J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2018, 132: 355-367.
- [22] 过增元. 对流换热的物理机制及其控制:速度场与热流场的协同[J]. *科学通报*, 2000(19): 2118-2122.
- [23] 过增元. 换热器中的场协同原则及其应用[J]. *机械工程学报*, 2003(12):1-9.

热扰动下超临界 CO₂-丙酮界面传质机理可视化实验

张文红^{1,2}, 陈林^{1,3,*}, 梅德清²

(1. 中国科学院工程热物理研究所, 北京 100190; 2. 江苏大学汽车与交通工程学院, 镇江 212016;

3. 中国科学院大学, 北京 100049)

(Tel:010-82543109, Email:chenlin2018@iet.cn)

摘要: 本文利用像素阵列掩模相移干涉方法针对超临界条件下界面传质过程开展了热扰动对液相丙酮-超临界 CO₂ 界面传质可视化研究。研究获得了四相位延迟角的干涉图像, 经过图像处理算法解析获得瞬态的定量化浓度场。结果表明: 在相对较高热流密度的工况, 丙酮迅速地进入超临界相, 并引起界面浓度变化, 而在较低的热流密度的工况下丙酮传质较为缓慢; 底面热流密度为 0 W/m²、184.44 W/m²、317.78 W/m² 和 528.89 W/m² 的条件下, 超临界 CO₂-丙酮二元体系中丙酮的传质系数分别为 1.12×10^{-8} m²/s、 3.90×10^{-9} m²/s、 6.02×10^{-9} m²/s 和 1.13×10^{-8} m²/s。本实验结果可为超临界传质应用研究提供参考。

关键词: 超临界 CO₂, 激光干涉, 界面传质, 定量可视化

0 前言

超临界流体的物性兼具液体性质和气体性质, 密度大大高于气体, 粘度比液体小很多, 扩散度接近于气体。超临界流体应用广泛^[1], 例如液化天然气中的冷能存储^[2]、超临界 CO₂ 布雷顿循环^[3]、化学萃取和分离工艺^[4]等。超临界 CO₂ 处理环境污染是一种“绿色技术”, 适用于处理各种类型的污染物而不破坏土壤本身性质, 其利用超临界状态的零表面张力和高溶解度, 以及超临界区域的巨大溶解度变化来实现高效分离。本研究使用丙酮作为一种替代污染物开展超临界 CO₂ 处理污染物的传质实验^[5]。

随着超临界传质问题研究的不断深入, 超临界环境下的传质模型广泛得到学者们的关注。Chrastil^[6]基于密度建立了半经验溶解度方程, 可以用于计算超临界流体中固体和液体的溶解度。谭飞等人^[7]改进和发展了半经验 Chrastil 方程, 提出了用于计算超临界流体中物质溶解度的计算式, 不仅考虑了化学缔合作用, 而且考虑了物理作用。超临界流体传质经验方程^[8-9]具有较简单的形式和较好的试验数据拟合程度, 广泛应用于缺少基础数据的萃取过程。刘书成等^[10]基于微分床的质量守恒定律建立了超临界 CO₂ 干燥罗非鱼片的传质数学模型, 发现溶质传质以对流扩散为主, 而以轴向扩散为辅。于恩平^[11]使用静法在一个带可视窗的高压平衡池内测定了三种多氯联苯(PCBs)同系物在超临界 CO₂ 中的溶解度以及超临界 CO₂ 萃取 PCBs 的传质速率。近期的超临界 CO₂ 和水的岩心灌注实

基金项目: 国家自然科学基金(51961145201, 52076207), 中国科学院稳定支持基础研究领域青年团队计划(YSBR-043), 中国科学院前沿科学重点项目(ZDBS-LY-JSC018)及中国科学院人才启动经费。

验^[12]研究了超临界 CO₂ 在水中的溶解和传质及其对位移和浸润的影响。目前这些研究主要集中在超临界流体萃取等领域, 针对超临界流体萃取、分离的宏观参数开展了定性和半量化实验。在这一方面仍然需要一种有效的量化测量技术, 解析流场的详细信息。Kanda 等^[13]使用高速相移干涉仪定量测量了减压过程中气液界面附近由热传导引起的瞬时密度分布。本团队^[14]搭建了一个像素阵列掩模相移干涉仪系统, 开展了液体界面快速质量扩散过程的测量, 获得了乙醇在蒸馏水中的基本扩散特性。杨董等^[15]利用像素阵列掩模相移干涉仪测量了不同跨/超临界射流过程中相变界面的瞬态密度场, 得到了跨/超临界射流过程中的射流特性。Zhang 等^[16]使用像素阵列掩模相移干涉仪开展了近临界 CO₂ 瞬态边界传热过程的可视化实验, 获得了密度场和温度场。当前还较少有二元或者多元物质条件下超临界环境传质过程的定量实验研究。

本文通过建立一个超临界 CO₂-液态丙酮传质实验模型, 并开展液相到超临界相缓慢传质过程的浓度场的量化相移干涉测量, 研究了热流密度对超临界 CO₂ 环境下丙酮的浓度分布的影响, 初步获得了液态丙酮在超临界腔体内的传质过程的定量结果。

1 实验模型建立

1.1 物理模型

此研究建立了超临界条件下的 CO₂-液态丙酮传质实验模型(如图 1)。该模型由超临界 CO₂ 流体区域与液态丙酮流体区域组成。超临界 CO₂ 区域为一个尺寸为 3 mm(x)×5 mm(y)×4 mm(z)的长方体区域。液态丙酮区域为一个尺寸为 3 mm(x)×3 mm(y)×1 mm(z)的长方体区域。

1.2 超临界 CO₂-丙酮界面传质相移干涉实验

实验系统图如图 1 所示。利用像素阵列掩模法同时获得多相位延迟角的干涉图像。线偏振 He-Ne 激光器(输出功率>1.8 mW, 波长 λ 为 632.8 nm)发出的光束通过偏振分光棱镜将光束分为了测试光束(偏振角为 0)和参考光束(偏振角为 $\pi/4$), 测试光束将穿过可视腔, 再通过一个偏振分光棱镜与参考光束合成。偏振信号采集器接受合成后的光束。采集器将光学信号转化为干涉图像, 对数据进行处理后, 可以获得瞬态的浓度分布, 此外, 可以获得质量扩散系数、密度和温度分布等参数信息。干涉仪的空间分辨率可达 3.45 μm , 时间分辨率是 0.001 s。经过校核, 实验系统的温度测量精度在 ± 0.01 °C, 位置分辨率约为 0.004 mm, 误差一般小于一个像素微元(3.45 μm), 相对不确定度约为 $\pm 0.03\%$ 。

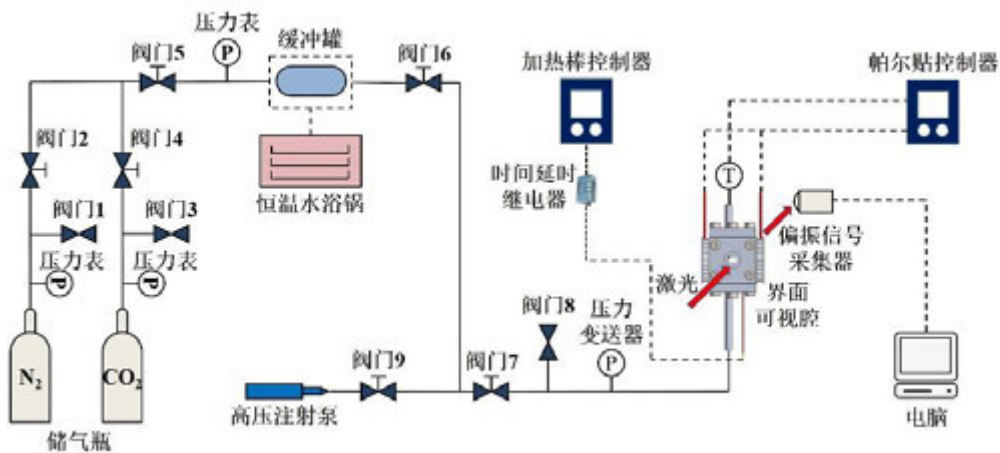
1.3 超临界实验测控

在中国科学院工程热物理研究所廊坊实验中心恒温室(温度控制范围是 0-40 °C, 精度为 ± 1 °C)内搭建了超临界 CO₂-丙酮界面传质实验回路, 如图 1 所示。实验回路中包含高压精密注射泵、缓冲罐、压力变送器、温控仪、可视腔等关键部件。

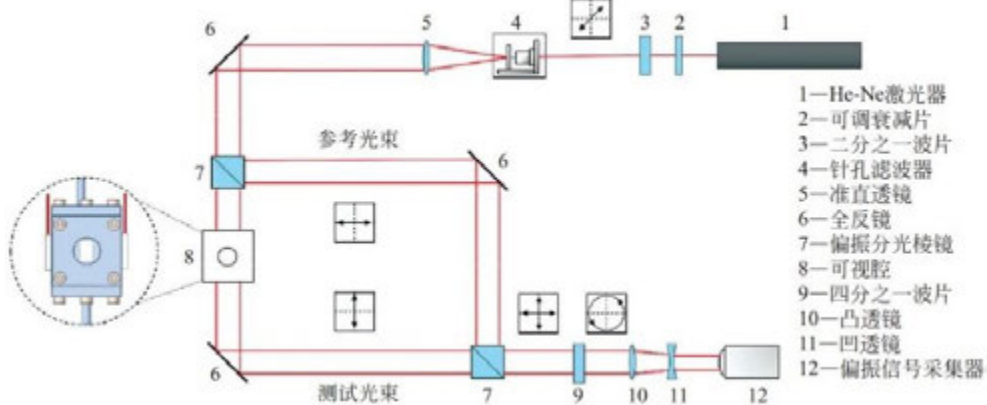
本文设计的可视腔结构尺寸如图 1(a)所示, 内部腔体尺寸为 3 mm×5 mm×4 mm, 底部设置加热棒(2 mm×20 mm(发热长度 8 mm))。整体可视腔由铝合金加工。沿 x 方向有用于激光透过的观察窗口, 观察窗口直径为 12 mm, 厚度为 3 mm。实验左侧上方为进

样接口,右侧上方为测温接口,选用高温分辨率的NTC(Negative Temperature Coefficient)热敏电阻,该热敏电阻将与帕尔贴温度控制器连接控制帕尔贴元件。内置加热棒用于加热内部流体,提供瞬时加热。

实验中每隔 0.036 s 采集获取浓度场的四相位干涉数据图像,通过相移算法重构^[14, 17],可以从原始四相位干涉图像得到包裹在 $(-\pi, \pi)$ 的相位数据,以 8 位 256 阶的灰度图像表达于图像上,相位梯度用颜色梯度表示。根据最小二乘法展开包裹相位,以获得连续的相位分布。利用初始浓度进行定标就能够得到具体的浓度场分布^[18]。



(a) 实验系统图



(b) 实验光路图^[15]

图 1 超临界实验设计(a) 实验系统图; (b) 实验光路图^[15]。

2 结果与讨论

2.1 实验工况

在实验中测量了不同底面热流密度下液态丙酮快速传递到超临界 CO₂ 环境后的相位场变化,初始温度为 32.0 °C,初始压力为 7.6 MPa,热流密度分别为 184.44 W/m², 317.78 W/m² 和 528.89 W/m²。实验时,使用同步器控制加热棒和相机的起始拍摄时间,相机以

28 fps 的采集频率同时获得四相位延迟角($0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$)的干涉图像。

2.2 超临界传质过程可视化实验结果

本节研究了初始条件为 7.6 MPa, 32.0 °C, 不同底面热流密度条件下超临界 CO₂ 环境中丙酮传质过程的相位场分布(图 2)。输入热流对超临界 CO₂ 中丙酮传质过程的相位场的影响随着输入热流的增大而明显增强。相对未加热的工况(1)条纹变化区域在纵向的发展速度更快, 反映出更好的传质效率; (2)在较高热流密度的工况(317.78 W/m², 图 2(c); 528.89 W/m², 图 2(d))的相位分布图像中可以观察到十分明显的明条纹簇, 而在较低热流密度的工况(184.44 W/m², 图 2(b))中明条纹簇的范围较小。

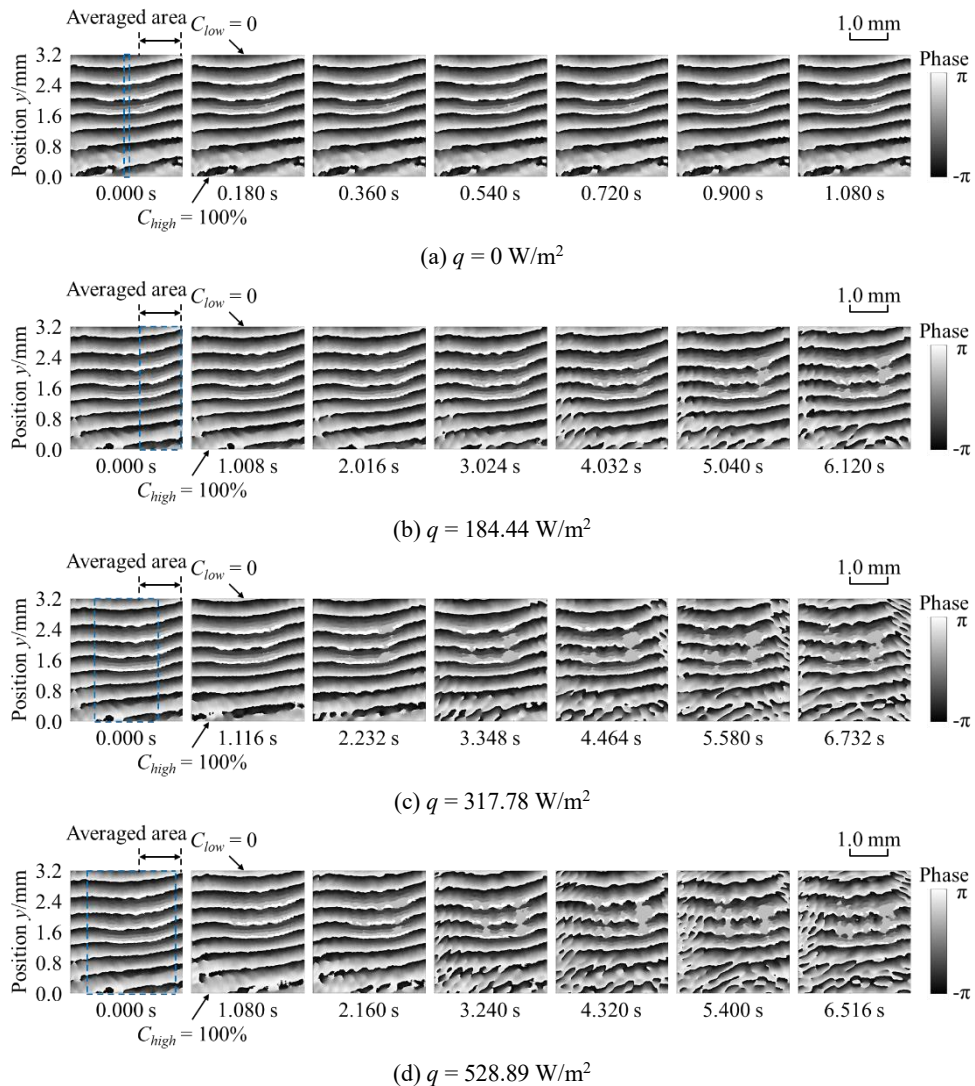


图 2 不同加热功率下瞬时加热超临界 CO₂-丙酮传质过程的相位场分布($p = 7.6 \text{ MPa}, T = 32.0 \text{ }^\circ\text{C}$)

图 3 给出了不同底面热流密度下超临界 CO₂-丙酮传质过程的浓度场分布。研究截取了从初始时刻到丙酮浓度达到最大值时刻的结果。定义 $y = 0.0 \text{ mm}$ 到 $y = 3.2 \text{ mm}$ 为可视

化区。当底面存在热扰动时，如图 3(b)、图 3(c)和图 3(d)所示，丙酮受热传递到超临界 CO₂后，丙酮的浓度分布不均匀，而且浓度随着热流密度的增大而增大。

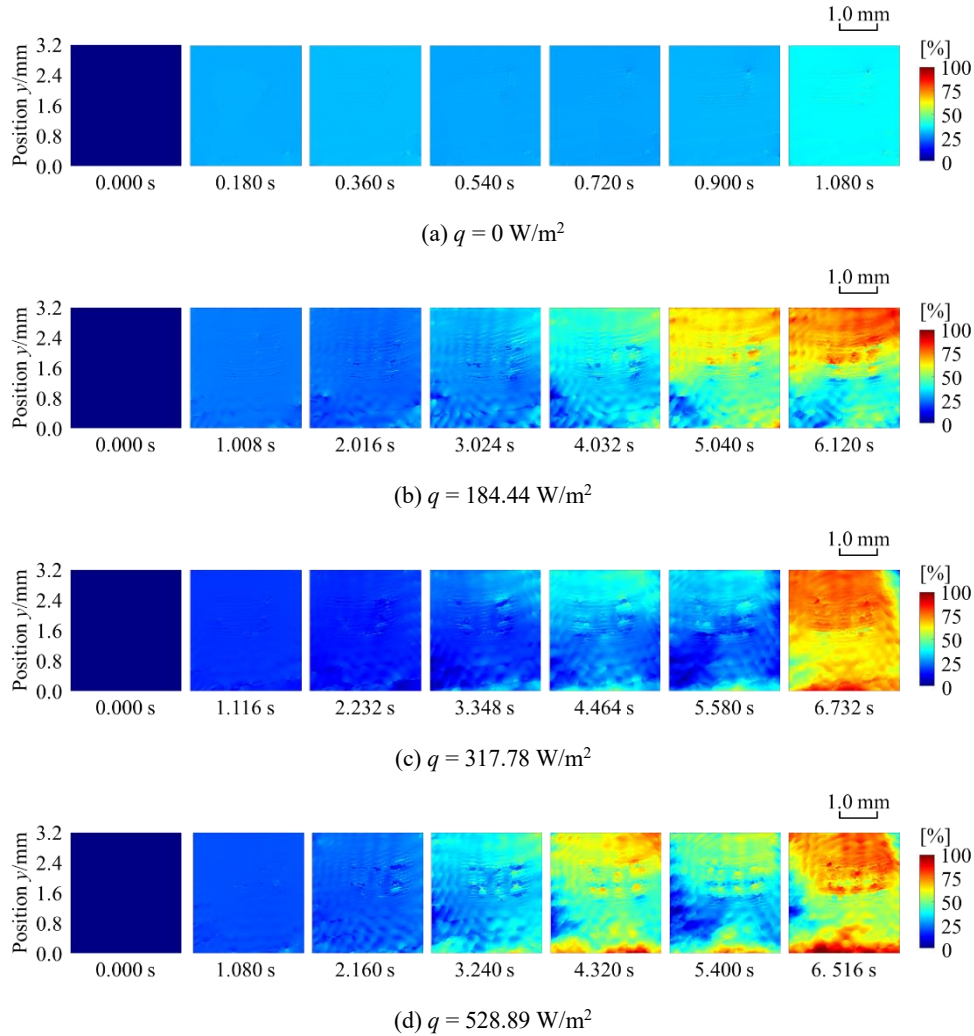


图 3 不同加热功率下瞬时加热超临界 CO₂-丙酮传质过程的浓度场分布($p = 7.6 \text{ MPa}$, $T = 32.0 \text{ }^\circ\text{C}$)

实验获得沿 y 方向的浓度分布曲线如图 4 所示。随着时间增加，沿 y 方向的浓度分布随着时间的增加而增加。对于不加热的工况，界面附近的浓度分布沿 y 方向迅速下降，这可能是由于丙酮快速挥发以及超临界 CO₂ 与丙酮发生缔合反应；对于 184.44 W/m^2 的底面热流密度条件，丙酮的浓度分布在界面附近沿 y 方向表现出波动下降；对于 317.78 W/m^2 和 528.89 W/m^2 的底面热流密度条件，较高的热流密度引起的快速对流传质增强了丙酮在超临界 CO₂ 中的溶解，界面附近波动较小。

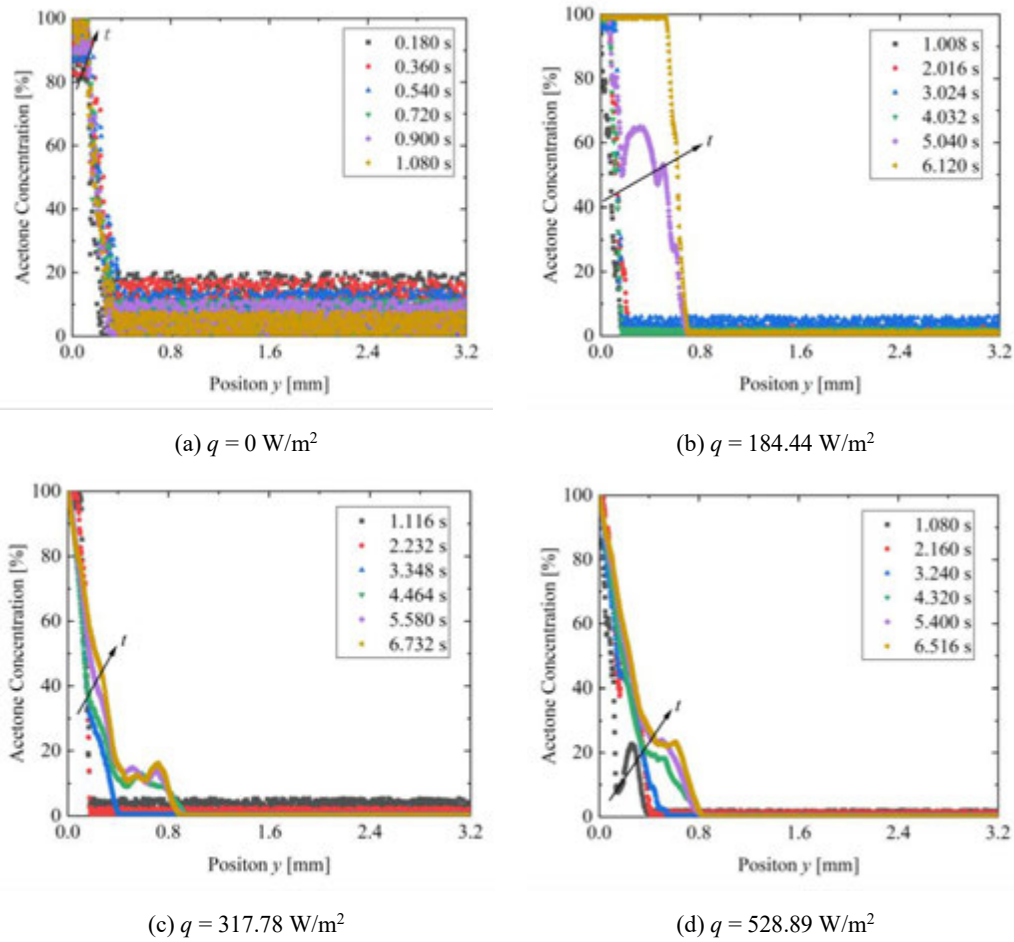


图 4 丙酮浓度随时间变化曲线

2.3 等效扩散传质系数结果

由图 4 的结果可以看出，除了底面不加热的工况，传质系数大致呈现随浓度的增加而增大的趋势。本实验测得底面不加热的条件下，超临界 CO_2 -丙酮二元体系中丙酮的传质系数为 $1.12 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$ ，底面热流密度为 184.44 W/m^2 和 317.78 W/m^2 的条件下，超临界 CO_2 -丙酮二元体系中丙酮的传质系数为 $10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ 数量级；底面热流密度为 528.89 W/m^2 的条件下，超临界 CO_2 -丙酮二元体系中丙酮的传质系数为 $10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$ 数量级。

3 结论

本文使用新型相移干涉测量法开展了超临界 CO_2 环境中丙酮在不同边界条件下的瞬态传质现象的可视化测量。研究发现：(1) 当底面存在热扰动时，丙酮的浓度分布不均，而且浓度随着热流密度的增大而增大。(2) 不加热工况界面附近的浓度分布迅速下降；对于较低的底面热流密度，浓度分布在波动下降；对于较高热流密度，丙酮浓度在界面附近波动较小。(3) 系统等效传质系数约为 $10^{-9} \sim 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$ 数量级。

致 谢

本研究得到了国家自然科学基金(No.51961145201, No.52076207), 中国科学院稳定支持基础研究领域青年团队计划(YSTR-043), 中国科学院前沿科学重点研究计划(No.ZDBS-LY-JSC018)及中国科学院人才启动经费等支持, 特此致谢! 本工作由江苏大学梅德清教授课题组派往中国科学院工程热物理研究所联合培养硕士生张文红在陈林研究员的指导下完成。

参考文献

- [1] Chen L, Handbook of Research on Advancements in Supercritical Fluids Applications for Sustainable Energy Systems[M]. IGI Global, USA, 2021.
- [2] Nakano A, Shiraishi M. Numerical simulation for the Piston effect and thermal diffusion observed in supercritical nitrogen[J]. Cryogenics, 2004, 44(12): 867-873.
- [3] Iverson B D, Conboy T M, Pasch J J, et al. Supercritical CO₂ Brayton cycles for solar-thermal energy[J]. Applied Energy, 2013, 111: 957-970.
- [4] McHugh M, Krukonis V. Supercritical fluid extraction: principles and practice[M]. Elsevier, 2013.
- [5] Chen L, Hasanov J, Chen J, et al. Supercritical fluid remediation for soil contaminants: Mechanisms, parameter optimization and pilot systems[J]. The Journal of Supercritical Fluids, 2022, 189: 105718.
- [6] Chrastil J. Solubility of solids and liquids in supercritical gases[J]. The Journal of Physical Chemistry, 1982, 86(15): 3016-3021.
- [7] 谭飞, 杨基础, 沈忠耀, 等. 超临界流体中物质溶解度的研究(I)[J]. 化工学报, 1989, 40(4): 402-409.
- [8] Barton P, Hughes Jr R E, Hussein M M. Supercritical carbon dioxide extraction of peppermint and spearmint[J]. The Journal of Supercritical Fluids, 1992, 5(3): 157-162.
- [9] Dean J R, Liu B. Supercritical fluid extraction of Chinese herbal medicines: Investigation of extraction kinetics[J]. Phytochemical Analysis: An International Journal of Plant Chemical and Biochemical Techniques, 2000, 11(1): 1-6.
- [10] 刘书成, 张常松, 张良, 等. 超临界 CO₂ 干燥罗非鱼片的传质模型和数值模拟[J]. 农业工程学报, 2012, 28(21): 236-242.
- [11] 于恩平. 用超临界流体萃取方法处理多氯联苯污染物[J]. 北京化工学院学报, 1994(04): 11-19.
- [12] Chang C, Zhou Q, Guo J, et al. Supercritical CO₂ dissolution and mass transfer in low-permeability sandstone: Effect of concentration difference in water-flood experiments[J]. International journal of greenhouse gas control, 2014, 28: 328-342.
- [13] Kanda Y, Shoji E, Chen L, et al. Measurement of transient heat transfer in vicinity of gas-liquid interface using high-speed phase-shifting interferometer[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2017, 89: 57-63.
- [14] Wu Q, Chen L, Komiya A. Dynamic imaging and analysis of transient mass transfer process using pixelated-array masked phase-shifting interferometry[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 174: 121339.

- [15] 杨董, 陈林. 跨/超临界多相射流过程瞬态密度场可视化实验[J]. 化工进展, 2021, 40(12): 6432-6440.
- [16] Zhang Y, Chen L, Wu Q, et al. Preliminary measurements of transient boundary heat transfer process under supercritical pressures using pixelated phase-shifting interferometry[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2022, 138: 106396.
- [17] Ishikawa K, Yatabe K, Chitanont N, et al. High-speed imaging of sound using parallel phase-shifting interferometry[J]. Optics express, 2016, 24(12): 12922-12932.
- [18] Chen L, Zhang Q, Wu Q, et al. Measurement of transient transport process of different molecules across mixed fiber (CA-CN) membrane by pixelated-array masked phase-shifting interferometer[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2022, 130: 110490.

非均衡流量分配下分流式微肋阵热沉传热和流动特性研究

刘璐瑶, 刘洪涛, 唐继国

(四川大学 水力学与山区河流开发保护国家重点实验室, 水利水电学院, 四川 成都 610065)

(Tel: 028-85405633, Email: tangjigu@sina.cn)

摘要: 本文基于计算流体力学方法, 对分流式微肋阵热沉 (Manifold Micro Pin-fin Channel Heat Sink, MMPF-HS) 的传热和流动特性进行研究, 并分析了流量分配的影响。相比于常规分流式微通道热沉, MMPF-HS 能够显著提高加热面温度分布均匀性, 在强化传热的同时降低功耗。此外, MMPF-HS 分流层两侧流量分配不均对传热和压降影响极小, 对加热面温度分布影响较大, 其加热面高低温差仍比常规分流式微通道热沉低 10℃ 以上。上述结果表明, 通过对流量和流量比的精细控制, MMPF-HS 可用于非均匀时变发热设备的冷却。

关键词: 分流式微肋阵热沉; 压降; 温度分布; 流量分配

0 前言

太阳能具有清洁、使用安全及资源丰富的优点, 地球每年接收到的总太阳辐射是世界每年总能源消耗量 450 EJ 的 7500 多倍^[1], 因此太阳能将是未来能源问题的解决方案之一。聚光光伏 (Concentrator Photovoltaic, CPV) 技术发电效率高、占地面积小, 是国际能源署给出的五个光伏技术主要发展方向之一^[2], 其中高聚光光伏 (High Concentrator Photovoltaic, HCPV) 因具有较高的聚光比 (200-2000) 而可以大幅削减系统材料成本, 具有与其他光电转换系统相比更强的竞争力。但常规冷却方法已经无法满足 HCPV 热管理的需求, 对电池性能和使用安全造成严重影响, 因此开发高效冷却技术对 HCPV 发展具有重要意义。

微通道 (Microchannel Heat Sink, MHS) 最早由 Tuckerman and Pease^[3] 等人提出, 其结构紧凑, 传热效率高, 是目前冷却 HCPV 的最有可能的潜在技术之一。然而, 一般的并行微通道存在严重的温度分布不均问题^[4]。为改进微通道冷却性能, 近年来开发了許多不同的微通道热沉结构, 如渐变式微通道^[5]、蛇形和 U 形微通道^[6-8]、射流冲击微通道^[9-11]以及分流式微通道等^[12]。相比于并行微通道热沉, 分流式微通道热沉 (Manifold Microchannel Heat Sink, MMHS) 具有更高的传热能力。而 Brighenti 等^[13] 利用入口效应, 提出了一种结构更为紧凑的超薄 MMHS, 其传热能力进一步得到强化, 但该热沉仍存在温度分布不均的情况。为进一步解决该问题, Tang 等^[14] 近年来提出了一种由微肋阵通道和特殊设计的分流通道组成的分流式微肋阵热沉 (Manifold Micro Pin-fin Channel Heat Sink, MMPF-HS)。MMPF-HS 中冷却工质由入口分流通道两侧进入, 分流后进入微肋阵通道传热, 随后返回出口分流通道, 并从上方圆形出口流出。本文在文献^[14] 的基础上,

将 MMPF-HS（圆形肋）底部微肋阵结构中的圆形肋片改为方形肋片，以降低加工制造难度和成本，并进一步讨论了分流通道两侧流量分配情况对 MMPF-HS 传热和流动的影响。

1 数值模拟方法

MMHS 和 MMPF-HS 均由底部微通道和上部分流通道组成，具体结构如图 1 所示。为便于比较，模型的具体尺寸参数以相关文献中的研究案例^[15]为参考：微通道层整体高 $H_1=0.3\text{ mm}$ ，总长度 $L=10.2\text{ mm}$ ，微通道深度 $m_h=0.1\text{ mm}$ ，微通道宽度 $m_w=0.8\text{ mm}$ ，肋片宽度 $m_f=0.2\text{ mm}$ ，分流层高 $H_2=0.8\text{ mm}$ ，冷却流体进口宽度 W_1 、出口宽度 W_2 和分流层宽度 W_3 均为 0.2 mm ，顶部盖板高 $H_3=0.2\text{ mm}$ 。为简化计算、节省算力，根据几何模型的对称结构，选择热沉的一个子通道单元作为研究对象进行建模，如图 1 所示。将计算域划分成流体域以及固体域两部分，为避免进出口效应影响，分别对单元模型的进出口流体区域进行拉伸处理，拉伸长度为进出口截面水力直径的 10 倍。

热沉固体材料为硅，其热物理性质假定为常数，冷却剂流体为水，物理性质由 IAPWS-IF97（水）模型计算，其密度、导热系数、粘度等参数均由局部压力和温度决定。模型中进口采用定流量进口模型，入口温度 $20\text{ }^\circ\text{C}$ 。出口采用压力出口模型，其表压为 0 Pa 。热沉底部表面设置为恒定热流加热面，热流密度为 1 MW/m^2 ，计算模型的两个侧面为对称边界条件，其它表面设定为绝热无滑移壁面。

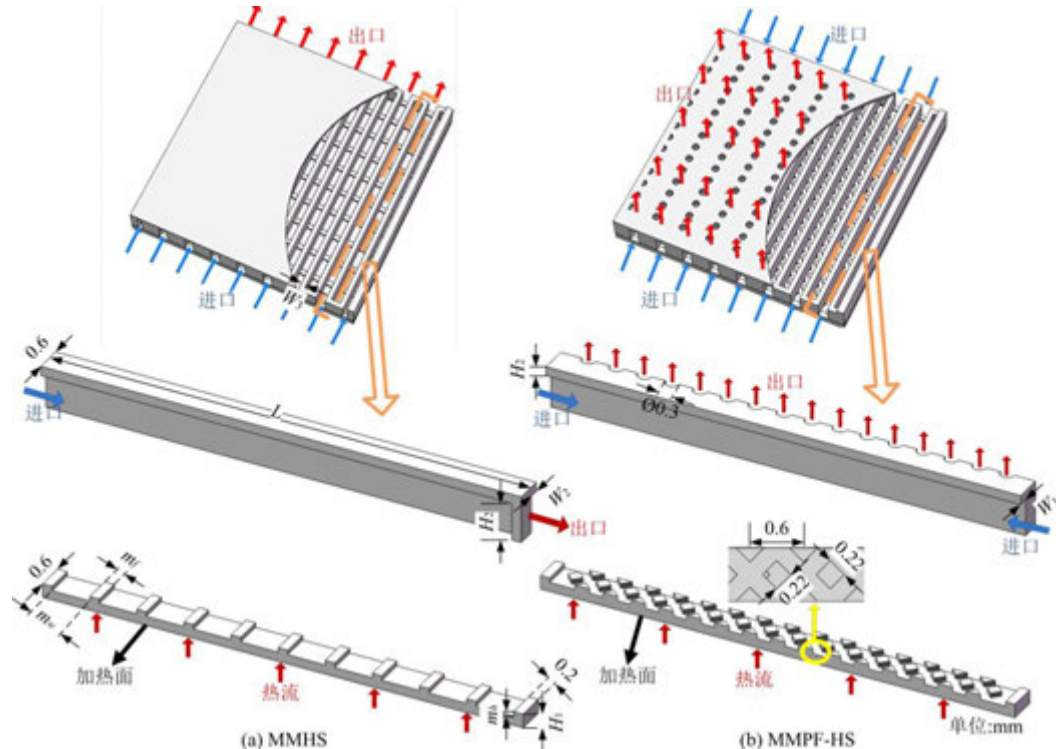


图 1 分流式微通道热沉几何模型示意图：(a) MMHS，(b) MMPF-HS

由于所有计算工况中 Reynolds 数均小于 1600，微通道热沉内冷却剂的流动状态假设为层流，则计算中的流体守恒方程为：

$$\nabla \cdot (\rho_l \mathbf{v}) = 0 \quad (1)$$

$$\mathbf{v} \cdot \nabla(\rho_l \mathbf{v}) = -\nabla P + \nabla \cdot (\mu_l \nabla \mathbf{v}) \quad (2)$$

$$\mathbf{v} \cdot \nabla(\rho_l c_{pl} T) = \nabla \cdot (k_l \nabla T) \quad (3)$$

其中， ρ_l 为流体密度， μ_l 为流体动力粘度， c_{pl} 为流体比热容， k_l 为流体导热系数， \mathbf{v} 表示流体速度向量， ∇ 为向量微分算子， P 为压力， T 为温度。

固体域中的热传导方程为：

$$\nabla \cdot (k_{hs} \nabla T) = 0 \quad (4)$$

上式中， k_{hs} 为热沉的热导率。采用计算流体力学软件 STAR-CCM+求解以上守恒方程，压力-速度耦合采用 Simple 算法，各方程的离散格式均为二阶迎风格式。

计算网格采用多面体网格，在固液界面液体侧进行了网格局部加密，如图 2 所示。为验证网格无关性和计算模型准确性，对比了 360 万、410 万和 610 万网格数量下计算结果与文献[15]中的结果，如图 3 所示。可以看到，当网格数量增加到 410 万后，其对计算结果无明显影响，且与文献中的结果接近。

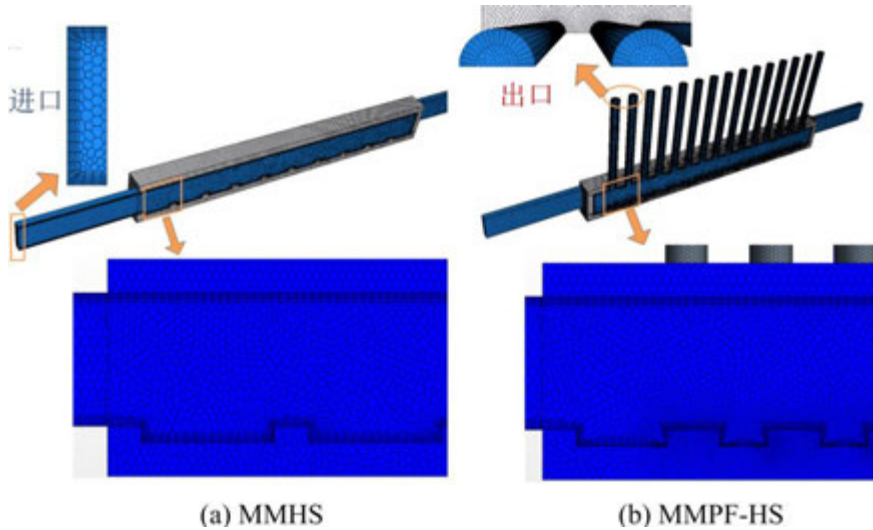


图 2 热沉数值计算模型网格

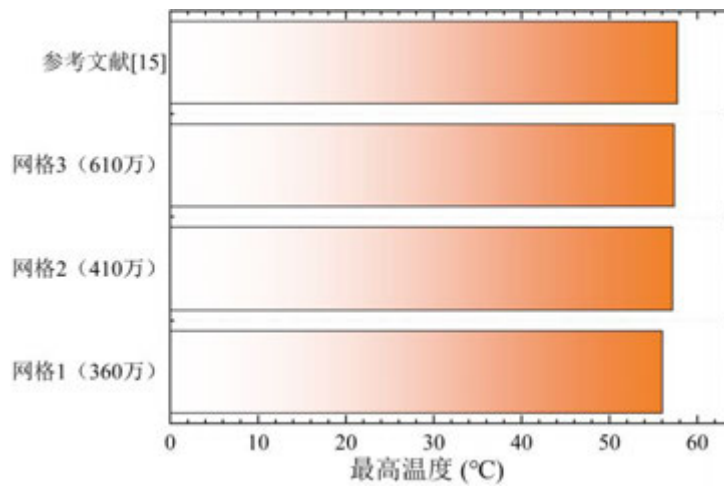


图 3 网格无关性验证结果

为了便于分析，采用加热面高低温差和平均换热系数等评价热沉传热特性。其中加热面温差定义为：

$$\Delta T = T_{max} - T_{min} \quad (5)$$

式中， T_{max} 为加热面最高温度， T_{min} 为加热面最低温度。平均换热系数定义为：

$$h_{ave} = \frac{q}{T_{ave} - T_{in}} \quad (6)$$

式中， q 为热流密度， T_{ave} 代表加热面的平均温度， T_{in} 为冷却剂进口温度。

将 MMPF-HS 子通道两侧流量之比定义为：

$$R_{Q_{in}} = \frac{Q_R}{Q_L} \quad (7)$$

式中， Q_R 为 MMPF-HS 右侧进口流量， Q_L 为左侧进口流量。

2 结果分析

图 4 对比了常规 MMHS、文献[14]中圆形肋 MMPF-HS 以及本文方形肋 MMPF-HS 加热面温差、压降以及温度分布。可以看到，三种热沉 ΔT 均随流量增加而降低且降低趋势相近，但 MMPF-HS 的加热面高低温差明显低于 MMHS。在 $Q_{in}=1.44 \text{ kg/h}$ 流量下，相比于 MMHS，方形肋和圆形肋 MMPF-HS 的 ΔT 分别降低了 13.2°C 和 13.3°C ，下降 10 倍以上。此外，两 MMPF-HS 的压降也同样显著低于 MMHS，约为 MMHS 的 1/6。如图 4 (c)所示，在 $Q_{in}=1.44 \text{ kg/h}$ 流量下，MMPF-HS 整体温度远低于 MMHS，且温度分布呈现均匀对称的特点。上述结果表明，MMPF-HS 的结构改进能够有效强化传热，缓解温度不均匀问题的同时降低流动阻力。

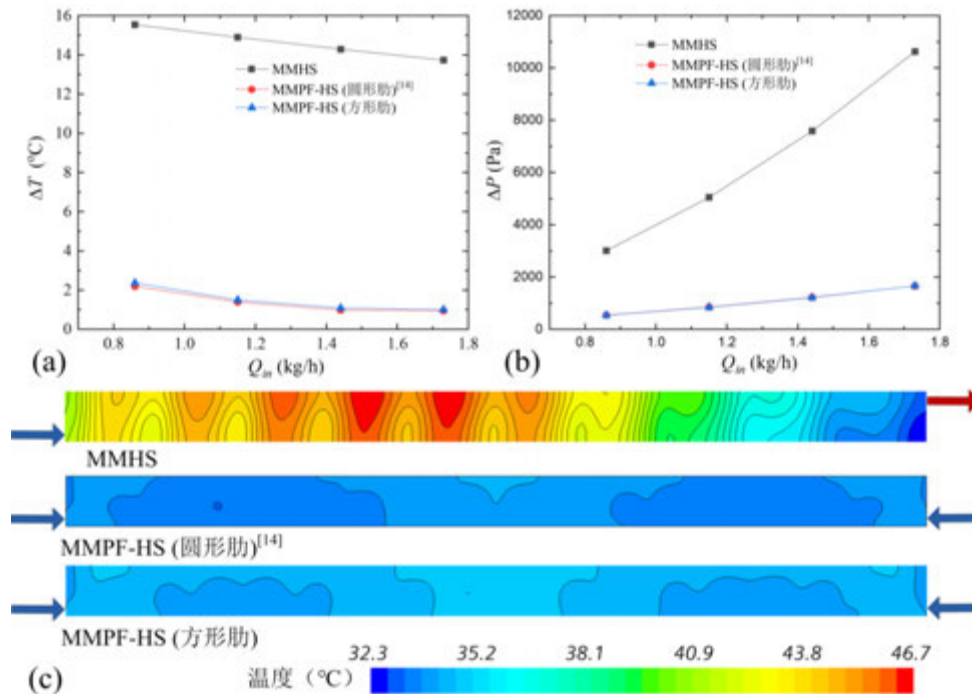


图 4 不同热沉结构对比：(a) 高低温差，(b) 压降，(c) $Q_{in}=1.44 \text{ kg/h}$ 流量下加热面温度分布
 MMPF-HS 结构改进对热沉传热和流动的具体影响机理分析如下：微肋阵结构与微

通道相比,不仅可以有效增大传热面积,还可以增加流动扰动,强化热沉整体传热性能。MMPF-HS 两端设置的平行进口,能够缓解 MMHS 中由于入口歧管段过长导致的流动停滞效应,对改善流量分配、提高温度均匀性等问题都有积极影响。另一个突出优点是:在热沉的传热和流量分布得到改善的同时,不像射流冲击等一些强化传热技术一样以增加流动阻力为代价,模拟结果表明 MMPF-HS 的进出口压降与 MMHS 相比反而有显著下降。经对比分析可知,与 MMPF-HS (圆形肋)相比,换用方形肋片后 MMPF-HS 传热性能虽略有下降,但方形肋片几何形状更为简单,易于加工制造,更具有实际应用价值。

与常规 MMHS 分流层一侧进一侧出不同, MMPF-HS 分流层冷却剂两侧进上侧出。一方面两侧流量不匹配可能会导致流动不均,影响温度分布;但另一方面,这也为 MMPF-HS 冷却效果局部精细控制提供了一种方案。因此,本文进一步研究了两端进口流量不平衡对 MMPF-HS 传热特性的影响。图 5 给出了不同流量下两侧流量比 R_{Qin} 对 MMPF-HS 传热和流动特性影响。可以看到,随 R_{Qin} 增大,分流层两侧流量分配不均性增加,但平均温度变化不超过 0.1°C ,压降降低不超过 5%。 R_{Qin} 对温度不均匀性影响较为显著, $Q_{in}=0.86\text{ kg/h}$ 时 ΔT 由 2.4°C 升至 3.2°C (升高了 35%), $Q_{in}=1.44\text{ kg/h}$ 时, ΔT 由 1.1°C 升至 2.5°C (升高了 127%)。然而,即使在流量比为 4:1 的极端情况下, MMPF-HS 的高低温差也显著低于 MMHS (低 10°C 以上)。在 $Q_{in}=1.44\text{ kg/h}$ 流量下,随着 R_{Qin} 增大, T_{min} 逐渐下降, T_{max} 在 $R_{Qin}<4$ 时略有上升,但在 $R_{Qin}=4$ 时则出现明显升高。因此, ΔT 的增大在低 R_{Qin} 下 ($R_{Qin}\leq 7/3$) 主要来源于 T_{min} 的下降,随着 R_{Qin} 继续增大, T_{max} 的升高、 T_{min} 的下降都对 ΔT 的增大有贡献。

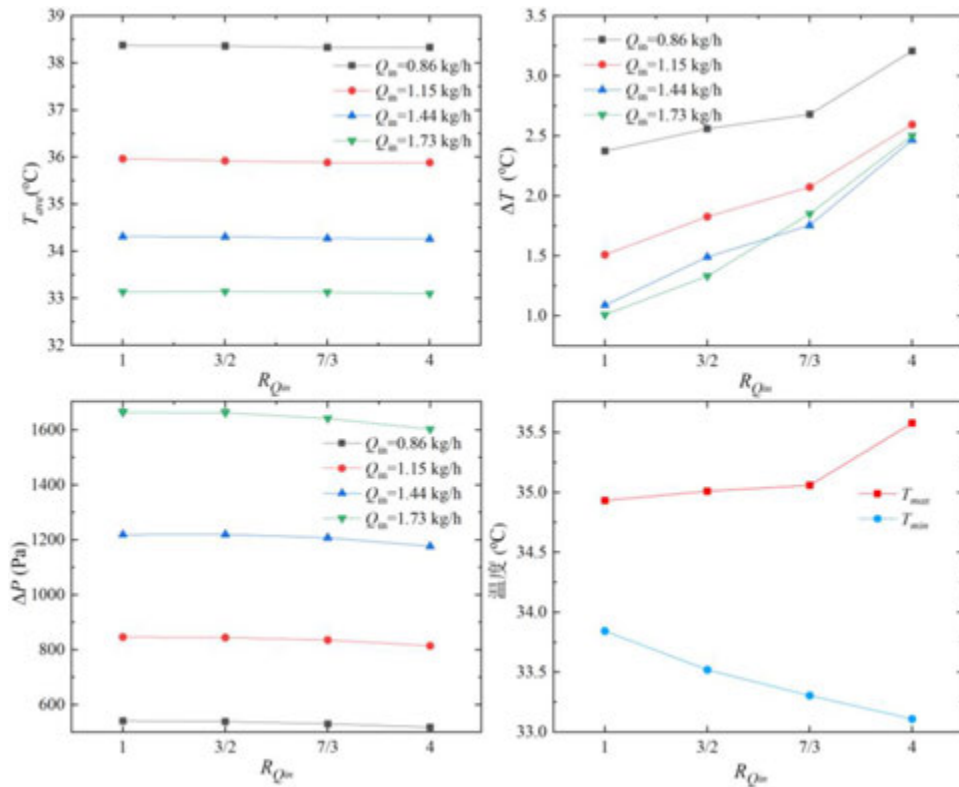


图 5 R_{Qin} 对 MMPF-HS 的 T_{ave} 、 ΔT 、 ΔP 及 T_{max} 和 T_{min} ($Q_m=1.44$ kg/h) 影响

图 6 所示为 R_{Qin} 对 MMPF-HS 加热面温度分布影响。低流量下，热沉内进口流量分配不均时，加热面温度不再呈均匀对称分布，热点出现在低流量进口侧，低温点出现在高流量进口侧，如图 6(a)所示。随 R_{Qin} 增大，热点位置向低流量进口侧偏移。在高流量时，随着 R_{Qin} 增大，两侧温度差异逐渐减小，底部加热面的温度分布逐渐趋于均匀，如图 6(b)所示。

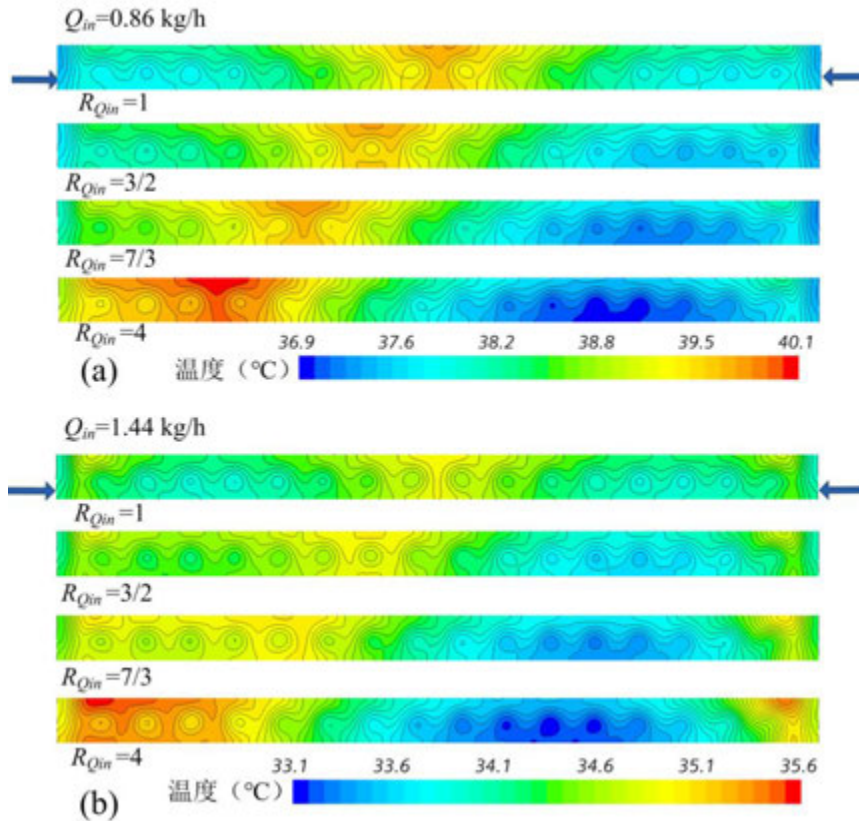


图 6 R_{Qin} 对 MMPF-HS 加热面温度分布影响: (a) $Q_m=0.86$ kg/h, (b) $Q_m=1.44$ kg/h

图 7 和图 8 对比了 $R_{Qin}=3/2$ 和 $R_{Qin}=4$ 时流量对 MMPF-HS 加热面温度分布和流动特性的影响。当 $R_{Qin}=3/2$ 时，热点位置相对于 $R_{Qin}=1$ 向低流量侧发生偏移，流量对整体高低温位置影响较小，但当流量增加到 1.73 kg/h 后，在分流层两侧出口位置出现明显的新高温区。这可能是由于在高流量下，受惯性力的影响，流体更多的流入后续通道导致的。从图 8(a)中可以看到，高流量下靠近两侧进口通道流速度相对于中心区域明显更低。当 $R_{Qin}=4$ 时，流量对低流量高温侧位置和范围影响更加明显。随着流量增加，低流量高温区域整体向进口侧偏移。同样，在 1.73 kg/h 流量下，在高流量低温侧对应的出口位置也出现了局部热点，如图 7(b)所示。

综上，两侧进口流量不均衡对 MMPF-HS 平均温度和压降影响较小，对温度分布有一定影响，但即使在 1:4 的流量比下加热面高低温差也显著低于常规 MMHS。此外，流量比和流量大小均对 MMPF-HS 加热面温度分布有较为明显的影响，可以用来调节局部热点位置。上述研究表明，MMPF-HS 可以通过灵活控制每个子通道两侧流量以满足

非均匀时变散热设备的冷却需求。

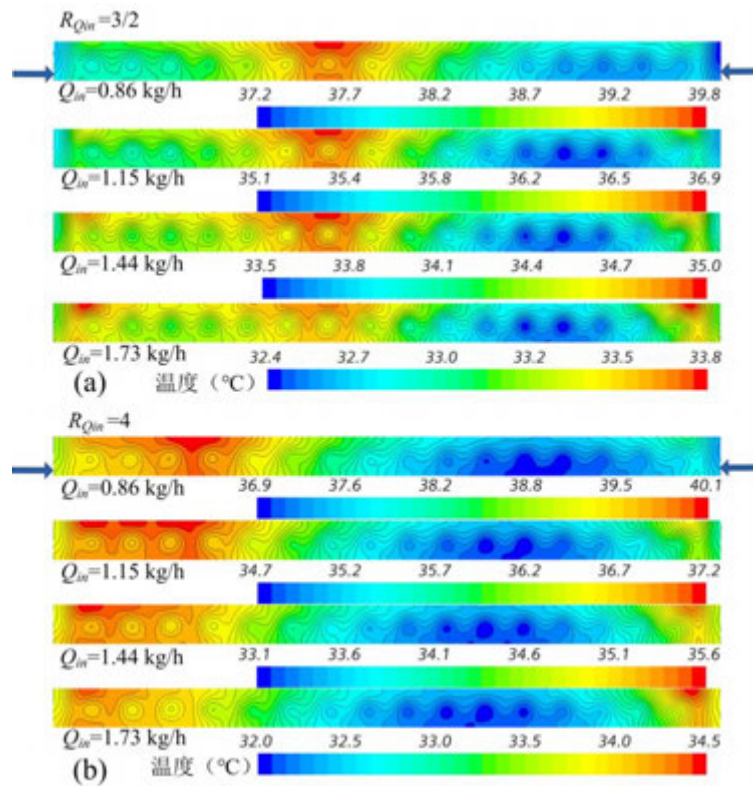


图 7 流量对 MMPF-HS 加热面温度分布影响: (a) $R_{Qin}=3/2$, (b) $R_{Qin}=4$

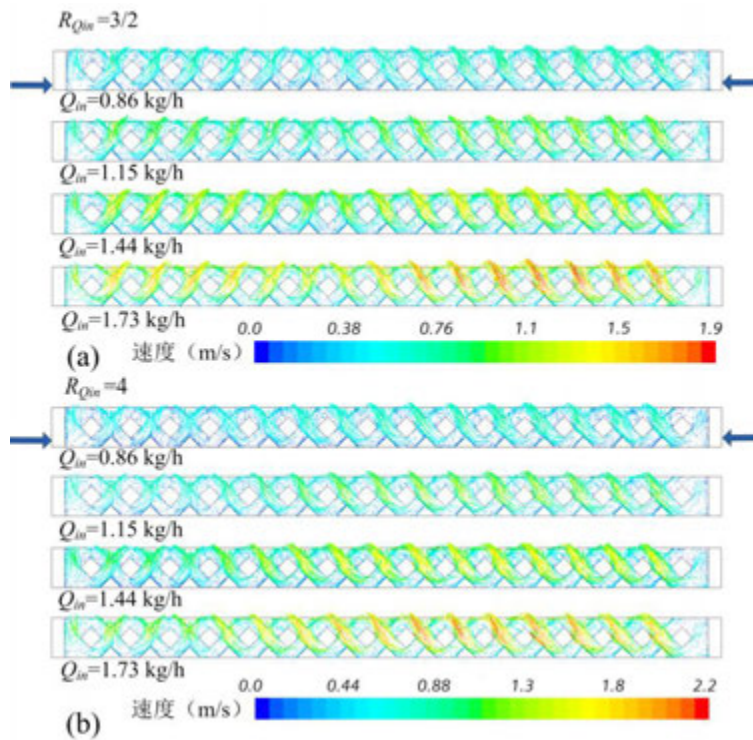


图 8 流量对 MMPF-HS 流动特性影响: (a) $R_{Qin}=3/2$, (b) $R_{Qin}=4$

3 结 论

本文借助计算流体力学方法对分流式微肋阵热沉传热和流动特性进行了研究，并详细讨论了分流通道两侧进口流量分配情况的影响，得到的主要结论如下：

(1) 分流式微肋阵热沉分流层两侧流量分配不均对加热面平均温度和压降影响较小，对加热面温度分布均匀性影响较大，但其高低温差仍比常规分流式微通道热沉低 10℃ 以上。

(2) 流量与流量比对分流式微肋阵热沉温度分布均有明显影响。低流量下，随两进口流量比增加，热沉高温点向低流量侧偏移。高流量下，由于流体惯性影响，在分流通道高流量出口侧出现高温点。

(3) 分流式微肋阵热沉可以通过调整每个分流层两侧流量分配灵活控制局部高低温位置，可用于满足非均匀时变散热需求。

参考文献

- [1] Thirugnanasambandam M, Iniyan S, Goic R. A review of solar thermal technologies[J]. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2010, 14(1): 312–322.
- [2] Kurtz S. Opportunities and challenges for development of a mature concentrating photovoltaic power industry (revision): NREL/TP-5200-43208[R/OL]. National Renewable Energy Lab. (NREL), Golden, CO (United States), 2012.
- [3] Tuckerman D B, Pease R F W. High-performance heat sinking for vlsi[J]. *IEEE Electron Device Letters*, 1981, 2(5): 126–129.
- [4] Reddy K S, Lokeswaran S, Agarwal P, et al. Numerical investigation of micro-channel based active module cooling for solar cpv system[J]. *Energy Procedia*, 2014, 54: 400–416.
- [5] Y.M. Ali A, M. Abo-Zahhad E, Elqady H I, et al. Thermal analysis of high concentrator photovoltaic module using convergent-divergent microchannel heat sink design[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2021, 183: 116201.
- [6] Al-Neama A F, Kapur N, Summers J, et al. An experimental and numerical investigation of the use of liquid flow in serpentine microchannels for microelectronics cooling[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2017, 116: 709–723.
- [7] Ramos-Alvarado B, Li P, Liu H, et al. CFD study of liquid-cooled heat sinks with microchannel flow field configurations for electronics, fuel cells, and concentrated solar cells[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2011, 31(14–15): 2494–2507.
- [8] Zhang J, Lin P T, Jaluria Y. Design and optimization of multiple microchannel heat transfer systems[J]. *Journal of Thermal Science and Engineering Applications*, 2014, 6(1): 011004.
- [9] Barrau J, Chemisana D, Rosell J, et al. An experimental study of a new hybrid jet impingement/micro-channel cooling scheme[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2010, 30(14): 2058–2066.
- [10] Barrau J, Rosell J, Chemisana D, et al. Effect of a hybrid jet impingement/micro-channel cooling device on the performance of densely packed pv cells under high concentration[J]. *Solar Energy*, 2011, 85(11): 2655–2665.

- [11] Barrau J, Omri M, Chemisana D, et al. Numerical study of a hybrid jet impingement/micro-channel cooling scheme[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2012, 33–34: 237–245.
- [12] Harpole G M, Eninger J E. Micro-channel heat exchanger optimization. In: *Proceedings of Seventh IEEE Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium*. 1991. 59 - 63.
- [13] Brighenti F, Kamaruzaman N, Brandner J J. Investigation of self-similar heat sinks for liquid cooled electronics[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2013, 59(1–2): 725–732.
- [14] Tang J, Li X, Hu R, et al. A novel designed manifold ultrathin micro pin-fin channel for thermal management of high-concentrator photovoltaic system[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2022, 183: 122094.
- [15] Tang W, Sun L-C, Liu H-T, et al. Improvements in performance of a self-similarity heat sink through structure modification[J]. *Heat Transfer Engineering*, 2020, 41(17): 1512–1530.

锂离子电池 PCM 和液体冷却混散热设计与优化

荣龙, 白晓帅, 李梦飞, 杨卫卫*

(西安交通大学, 热流科学与工程教育部重点实验室, 能源与动力工程学院, 陕西西安, 710049)

(Tel: 029-82664348, Email: yangww@mail.xjtu.edu.cn)

摘要: 本文提出了一种新型的混合冷却配置, 采用相变材料(PCM)和液体冷却, 并研究其热性能。棱柱形电池通过两个导热翅片连接到底部的冷板和冷却液, 缝隙中填充 PCM。建立三维模型来研究并优化了具有不同几何参数的电池的热特性, 结果表明混合冷却显著降低了电池温度上升速率和提升了温度均匀性, 可以将最高电池温度控制在 35°C 内, 温差在 4°C 内。在优化分析中提出了 PCM 的不均匀分布, 相对于原始结构, 可以将温差降低 26%(0.9°C), 显著改善电池的温度均匀性。

关键词: 锂离子电池, 热管理, 相变材料, 液冷, 混合冷却

0 前言

锂离子电池因其高容量、高能量密度、自放电小、长循环寿命和无记忆效应等优点被广泛用作电动汽车的动力电池^[1]。然而, 在电池的充放电过程中, 由于电化学反应热和欧姆热效应^[2], 电池内部会产生大量的热量, 导致电池温度升高。锂离子电池的过热会严重影响电池的使用寿命, 甚至可能导致热失控^[3], 造成严重的安全事故。随着能量密度的不断增加和快速充电技术的快速发展, 锂离子电池面临的过热问题变得更加严峻。有效的热管理策略能够将电池模块保持在温度限制范围内, 通常最大允许温度为 25-40°C, 温差范围为 5°C^[4,5]。

为了满足电池的安全要求, 常用的热管理策略包括主动冷却方法(即空气冷却^[6]和液体冷却^[7])和被动冷却方法(相变材料(PCM)冷却^[8])。空气冷却系统简单可靠成本低, 但随着快速充电技术和电池模块的发展, 空气冷却无法满足电池模块的散热要求。液体冷却剂具有高热导率和高热容, 液体冷却具有出色的冷却性能。除了空气冷却和液体冷却等主动冷却方法外, PCM 冷却正在得到越来越多的关注。PCM 的潜热能够吸收大量热量, 从而提高电池模块的散热性能, 防止热失控的发生。Al-Hallaj^[9]首次提出了在锂离子电池的热管理中使用 PCM(石蜡)的方法, 研究表明 PCM 具有优异的可逆热效应, 在未完全熔化的情况下可以显著改善电池模块放电期间的温度均匀性。

在 PCM 冷却系统中, 当 PCM 没有完全熔化时, 电池的温度可以得到很好的控制。然而, 当电池的充放电速率增加或电池持续工作时, PCM 可能会完全熔化, 导致电池温度继续上升, 此时需要将 PCM 被动冷却系统中储存的热量传导出来。为了解决这个问题并提高热管理系统的性能, 人们将 PCM 与空气冷却^[10]、液体冷却^[11]和热管冷却^[12]等

冷却技术相结合。其中研究最多的是 PCM 和液体混合冷却系统，然而在这些研究当中液体通道大多位于电池旁边，这可能会导致液体泄漏并导致短路。此外，近年来文献中尚未很好地解决高充放电率下的热管理问题。

为了解决上述问题，本文提出了一种 PCM 和液体混合冷却的电池热管理系统，建立了如图 1 所示的三维模型，研究了散热系统的不同几何尺寸对于电池温度的影响，在不同环境温度下验证了混合散热系统的有效性，并基于 PCM 分布提出了如图 2 所示的非均匀分布优化构型（为方便起见，仅显示了模型的一部分），数值分析结果表明 PCM 非均匀分布能够显著提升电池温度的均匀性。

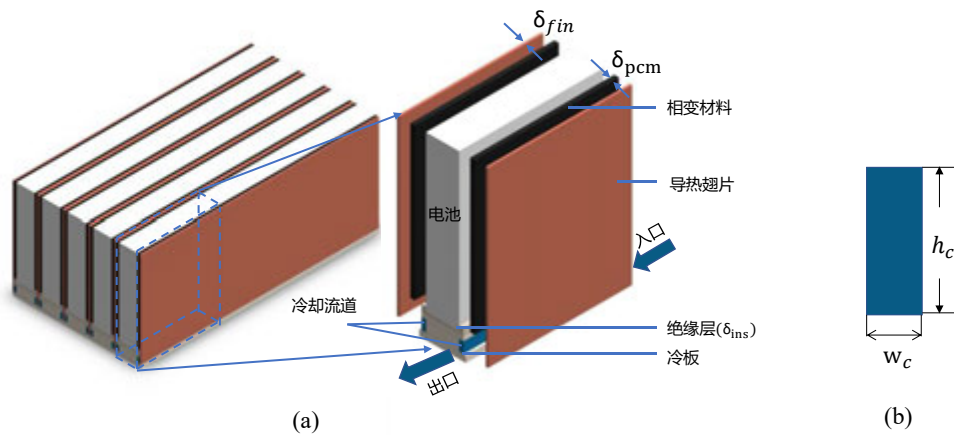


图 1 电池混合冷却模型示意图 a:单电池模型 b:流道横截面示意图

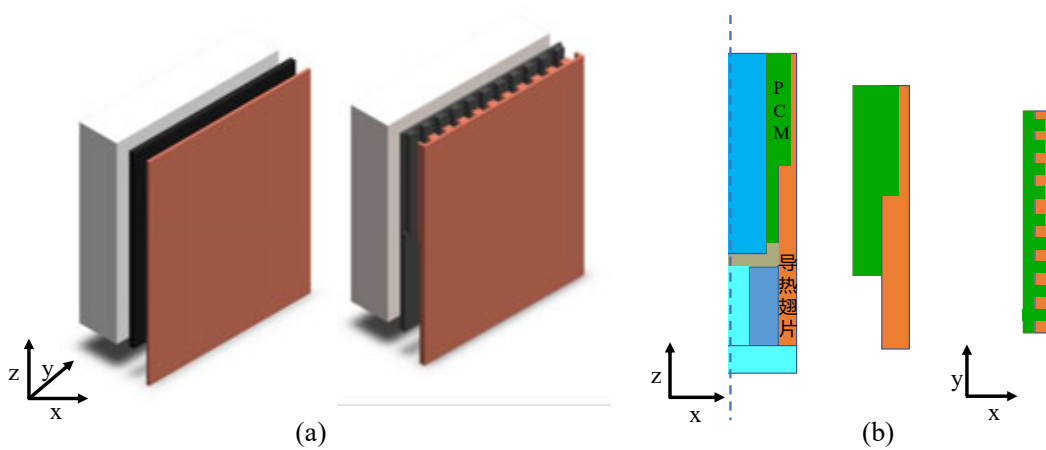


图 2 PCM 不均匀分布示意图 a:均匀分布与不均匀分布对比 b:不均匀分布简图

1 模型与计算方法

1.1 模型建立

该模型主要由电池、PCM、导热翅片、绝缘层和带有微通道的冷板组成。电池模型尺寸为 $15\text{mm} (x) \times 65\text{mm} (y) \times 140\text{mm} (z)$ ，每个电池的液体通道数量为 2 个，每个

流道的横截面积为 $2\text{mm (W)} \times 5\text{mm (H)}$ 。如图 1 所示，由电池两侧的两个导热翅片形成直接的热传递路径，连接到底部的冷板和冷却液，PCM 填充在导热翅片电池之间的缝隙中。液体与电池分开，因此避免了由于液体泄漏而导致的电路短路。PCM 和导热翅片厚度均为 2mm （基础工况），放置在电池和冷板之间，绝缘层厚度为 1mm 。混合冷却系统的边界条件如图 3 所示，冷却系统的入口处设置为速度入口，入口流量固定为 0.3L/min ，入口速度为 0.5 m/s ，使用水作为冷却介质。为了研究模块中电池的热性能，电池的侧面设置为周期性边界条件。表 1 和表 2 分别列出了本文使用的 PCM 及其他材料的热物性，本文使用的不同放电速率下的锂离子电池发热率列在表 3 中。

表 1 相变材料的热物性参数^[12]

PCM/EG mixture	
熔点, °C	29.96
焓, kJ/kg	214.5
热容, kJ/(kg·K)	3.09
热导率, W/(m·K)	2.521

表 2 本文使用的材料热物性参数^[13]

材料	密度, kg/m ³	比热, J/(kg·K)	导热系数, W/(m·K)	
水	998.2	4182	0.60	
铝（冷板）	2719	871	155	
铜（导热翅片）	8978	381	387.6	
绝缘层	1000	1200	0.19	
电池	2110	1264	15.6//	1.4⊥

表 3 电池产热率

放电倍率	3C	5C
产热率 q, W	10.45	25.4

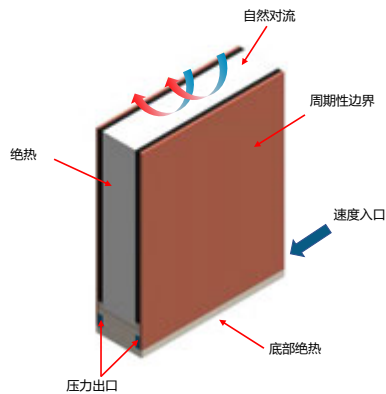


图3 边界条件

1.2 模型验证

使用 Fluent 2022R1 软件建立和求解三维双精度瞬态模型。时间步长的优化表明，时间步长为 0.4 秒和 0.5 秒之间的电池温度偏差小于 0.1%，因此将时间步长设置为 0.5 秒以减少计算时间。总时间步数为 2400，对应实际时间为 1200 秒。当速度分量的残差误差小于 1×10^{-3} ，能量数量的残差误差小于 1×10^{-6} 时，认为计算收敛。在 ANSYS 2022R1 的 ICEM 中创建网格，全局网格的最大尺寸为 0.4 毫米，并且 PCM 部分被赋予密集的网格单元大小为 0.2 毫米。图 4 中显示的网格独立性验证表明，当模型网格从网格 2 (331,292) 增加到网格 3 (705,770) 时，电池温度的变化小于 0.02%。因此，在本文中使用网格 2。本文使用 Xu 等人^[4]的实验结果来验证电池模型的数值解。如图 5 所示，在各种操作条件下的模拟结果与实验数据非常一致，0.8C 时的最大相对误差小于 2%，这在实际工程应用中是可以接受的。

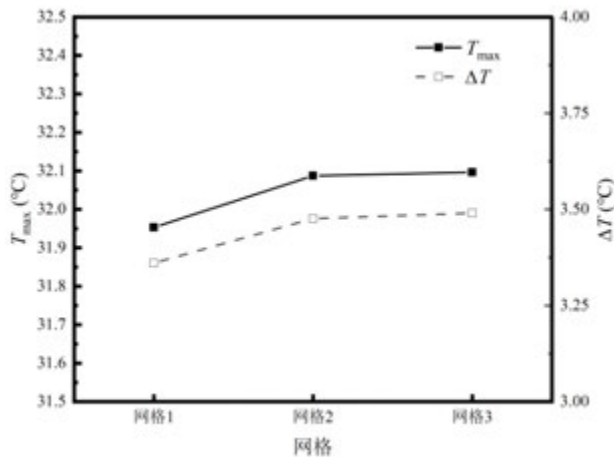


图4 网格独立性验证

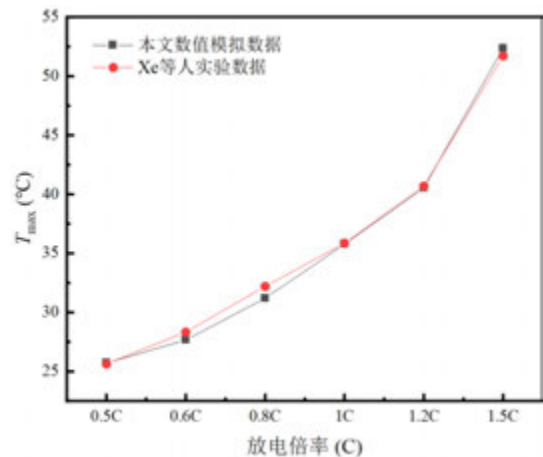


图5 电池模型验证

2 结果与讨论

2.1 混合冷却的热特性

针对不同的冷却条件，研究了三种电池冷却条件下电池的温度特性：PCM 冷却、液体冷却和混合冷却，并与自然对流冷却进行了比较。这里使用电池的最高温度(T_{max})和温差(ΔT)作为评价指标。如图 6 所示，在 PCM 冷却的情况下，将 PCM 填充在电池之间，以与混合冷却进行比较。如图 7(a)所示，三种不同的冷却条件显示出电池温度升高的不同趋势：对于自然冷却系统的电池而言，最高温度与放电时间呈线性增长关系；而采用液体冷却时，电池最高温度随放电时间推移增长趋势逐渐减缓；对于采用 PCM 冷却的电池，其温度在初始阶段急剧上升，当放电时间达到 1000 秒时，电池温度曲线出现一个转折点，这是因为 PCM 开始熔化并吸收大量热量，然后电池温度缓慢上升，随着放电时间达到 1100 秒，电池温度曲线再次出现转折点，表明此时 PCM 完全熔化，电池温度继续上升；对于混合冷却来说，电池温度在整个放电过程中上升都比较缓慢，且电池温度曲线的拐点出现较晚，即 PCM 熔化时间有推迟，在 PCM 开始熔化后，电池温度上升速率显著减缓。放电结束后，自然冷却下的温度远超安全范围^[5]，相比三种不同冷却条件下的温度混合冷却的温度最低且温度上升较为缓慢。如图 7(b)中温差的角度来看，由于 PCM 的温度在相变过程中几乎不变，因此纯 PCM 冷却条件下电池的最大温度差最小，而在纯液体冷却条件下最大。可以得出结论，混合冷却系统在保证电池温度最低的同时也能将温差控制在安全范围内(即 5°C ^[5])。

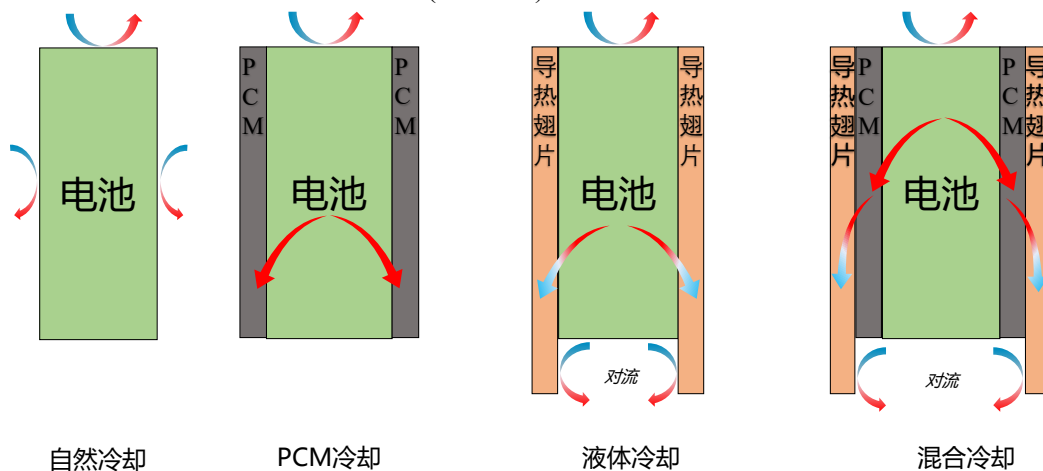
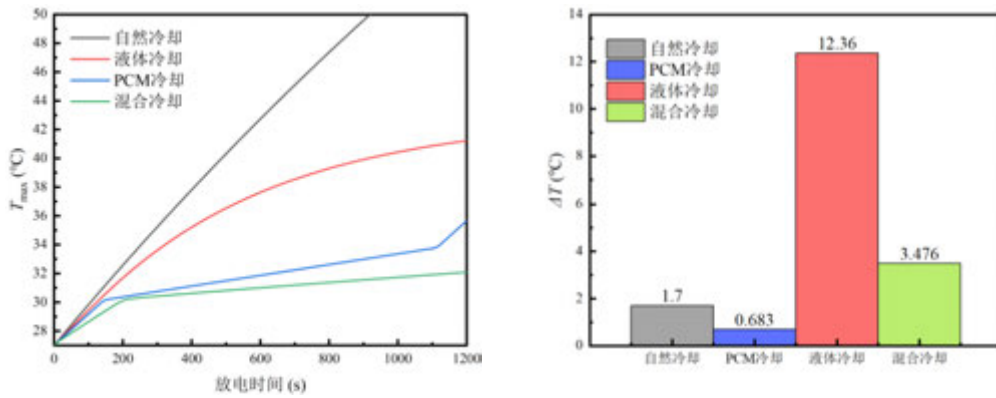


图 6 不同冷却条件下散热结构简图



(a)不同冷却条件下的最高温度(T_{max})

(b)不同冷却条件下的最大温差(ΔT)

图7 不同冷却条件下电池温度特性对比

2.2 环境温度的影响

实际情况下,气候温度在不同季节的白天和晚上会有所变化。对于基于PCM的热管理系统,PCM的熔点应该高于最高气候温度但低于允许的电池温度。为了检验环境温度的影响,本研究在25-33°C的不同环境温度(即模型初始温度)下进行混合冷却系统的热性能研究。图8展示了五种不同环境温度下放电结束时电池温度的变化。研究发现,随着环境温度的升高,电池的最高温度和PCM液相率也会增加,在31°C之前,随着环境温度的升高,电池的温升和温差在持续下降,这种趋势在31°C时发生逆转,这是因为在环境温度较低时,PCM的利用率较低,此时随着环境温度的升高,虽然电池温度上升,但混合冷却系统能够很好地控制电池的温升与温差,但是随着环境温度高于PCM的相变温度时,在电池放电结束之前PCM已经完全熔化(液相率达到1),导致电池的温升和温差再次上升。

总的来说,在PCM的熔化温度范围内,随着环境温度的升高,电池模块的热管理得到了改善。然而,当环境温度超过PCM的熔化温度时,混合冷却系统的热管理效果会变差。

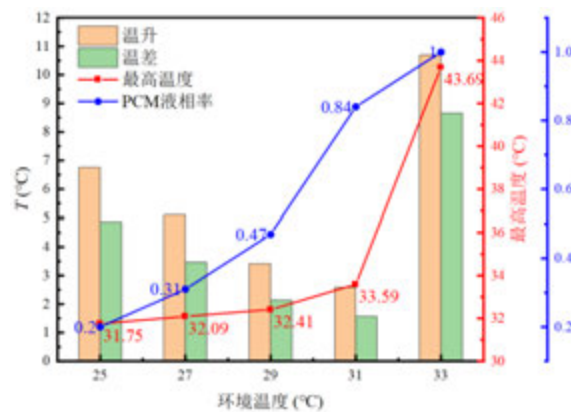


图8 不同环境温度下的温升、温差、最高温度以及液相率的变化

2.3 PCM 与翅片厚度的影响

为了研究 PCM 和导热翅片厚度对散热性能的影响，表 4 展示了不同情况的设计方案，并对 PCM 厚度从 1mm 到 4mm（即工况 1）和翅片厚度从 1mm 到 6mm（即工况 2）进行了研究。如图 9(a)所示，随着 PCM 厚度的增加，电池的最高温度从 33.5°C 降到 31.3°C，电池温度上升速率逐渐减缓，这是因为随着 PCM 厚度的增加可供利用的潜热也相应增加，电池散热过程中 PCM 吸收的热量也会增加。如图 9(b)所示，与 PCM 厚度的影响类似，随着导热翅片厚度的增加，电池温度上升速率减缓，电池的最高温度下降，这是因为随着厚度的增加，翅片导热系数增加，导热效果增强。然而，与 PCM 厚度带来的影响相比，改变散热片厚度对电池温度并没有带来太大的变化，从导热翅片厚度从 1mm 到 6mm，电池的最高温度仅降低了 1°C。可以得出结论，改变 PCM 厚度和散热片厚度都可以降低电池的最高温度，并且 PCM 厚度对电池散热性能的影响大于散热片厚度。

表 4 本节所研究的工况

	放电倍率(C)	PCM(mm)	导热翅片(mm)
基础工况	3	2	2
工况 1	3	1/2/3/4	2
工况 2	3	2	1/2/3/4/5/6

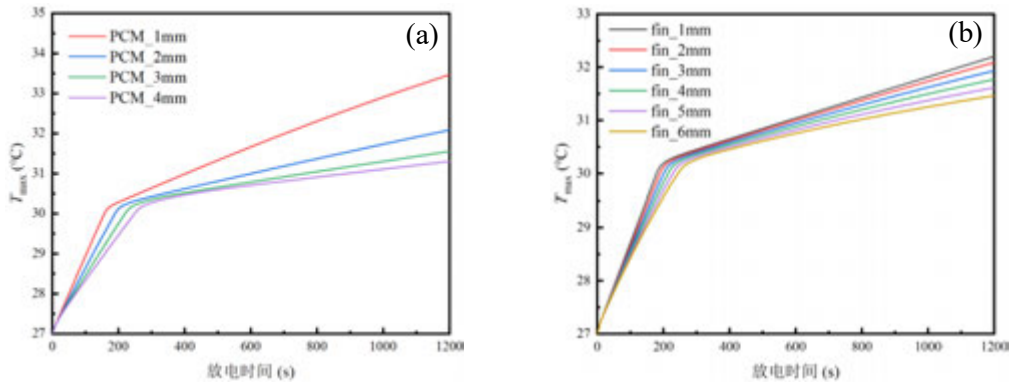


图 9 PCM 与导热翅片 (fin) 不同厚度下电池温度变化

2.4 PCM 分布的影响

前面的结果表明，电池的热管理特性更多地依赖于相变材料 (PCM) 的厚度而不是翅片的厚度。在本节中，进一步讨论了 PCM 分布对电池热管理的影响。

如图 10 所示，电池放电结束时上半部分的温度较高，并且更多的 PCM 发生相变，因此，提出了如图 2 所示的不均匀分布的 PCM 结构。这种 PCM 不均匀分布结构与原始

结构（PCM 均匀分布）具有相同整体厚度，而在电池上半部分有更多的 PCM。图 11 中给出了均匀和不均匀 PCM 布局下电池的最高温度和温差的比较。可以观察到，不均匀分布下的最高温度和温差要低于均匀 PCM 布局。具体来说，在不均匀 PCM 分布下，与均匀 PCM 分布相比，电池温度降低了 0.3°C ，而温差降低了 26%。这主要是因为 PCM 不均匀分布下，电池上半部分可以使用的 PCM 更多，并且 PCM 与导热翅片的接触面积更大，换热效果更好。可以得出结论，不均匀分布可以显著改善电池的热管理效果。

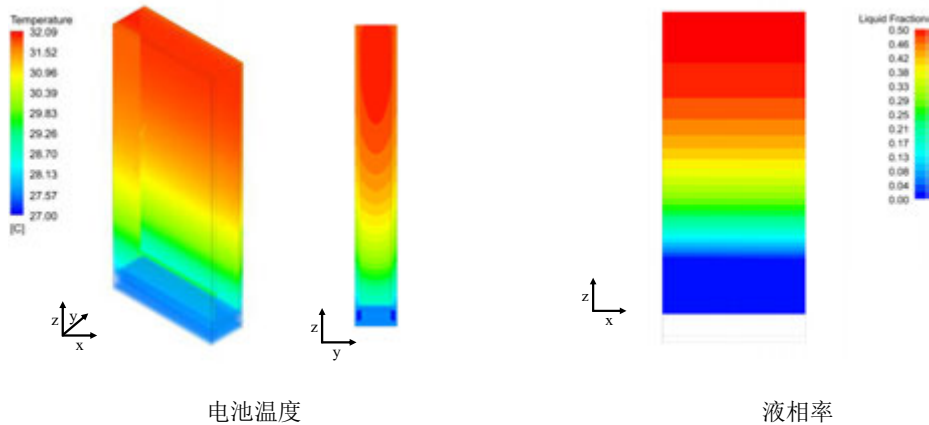


图 10 均匀分布下电池温度与 PCM 液相率分布情况

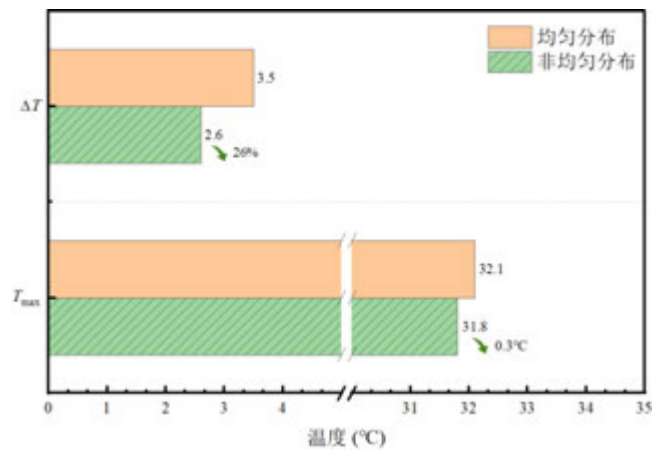


图 11 PCM 均匀分布与非均匀分布下电池温度特性对比

3 结论

本文对 PCM 和液体混合冷却的热性能进行了数值研究，分析了不同散热条件下性能对比，研究了不同厚度对于混合冷却的影响，最后提出 PCM 非均匀分布并分析其对电池散热的影响。以下是结论：

1) 混合冷却可以显著减缓电池的温度上升速率，相对于单一液体冷却，混合冷却可以将电池最高温度和最大温差控制在 35°C 与 4°C 以内。

2) PCM 和散热片厚度对电池散热性能的影响程度不同, PCM 厚度可以相对更大地影响电池温度和温度差。这是因为越多的 PCM 会在电池的放热过程中吸收更多的热量。

3) 与 PCM 均匀分布对比, PCM 的非均匀分布可以降低 26% 的电池温差, 显著提升电池温度的均匀性。

参考文献

- [1] Jarrett A, Kim I Y. Design optimization of electric vehicle battery cooling plates for thermal performance[J]. *Journal of Power Sources*, 2011, 196(23): 10359-10368.
- [2] Song L M, Zhang H Y, Yang C. Thermal analysis of conjugated cooling configurations using phase change material and liquid cooling techniques for a battery module[J]. *INTERNATIONAL JOURNAL OF HEAT AND MASS TRANSFER*, 2019, 133: 827-841.
- [3] Wang H, Lara-Curzio E, Rule E T, et al. Mechanical abuse simulation and thermal runaway risks of large-format Li-ion batteries[J]. *JOURNAL OF POWER SOURCES*, 2017, 342: 913-920.
- [4] Lu L, Han X, Li J, et al. A review on the key issues for lithium-ion battery management in electric vehicles[J]. *JOURNAL OF POWER SOURCES*, 2013, 226: 272-288.
- [5] Lv Y, Yang X, Li X, et al. Experimental study on a novel battery thermal management technology based on low density polyethylene-enhanced composite phase change materials coupled with low fins[J]. *APPLIED ENERGY*, 2016, 178: 376-382.
- [6] Fan L, Khodadadi J M, Pesaran A A. A parametric study on thermal management of an air-cooled lithium-ion battery module for plug-in hybrid electric vehicles[J]. *JOURNAL OF POWER SOURCES*, 2013, 238: 301-312.
- [7] Zhao C, Cao W, Dong T, et al. Thermal behavior study of discharging/charging cylindrical lithium-ion battery module cooled by channeled liquid flow[J]. *INTERNATIONAL JOURNAL OF HEAT AND MASS TRANSFER*, 2018, 120: 751-762.
- [8] Verma A, Shashidhara S, Rakshit D. A comparative study on battery thermal management using phase change material (PCM)[J]. *Thermal Science and Engineering Progress*, 2019, 11: 74-83.
- [9] Al-Hallaj S, Selman J. A Novel Thermal Management System for Electric Vehicle Batteries Using Phase-Change Material[J]. *Journal of The Electrochemical Society*, 2000, 147: 3231-3236.
- [10] El Idi M M, Karkri M, Tankari M A, et al. Hybrid cooling based battery thermal management using composite phase change materials and forced convection[J]. *JOURNAL OF ENERGY STORAGE*, 2021, 41.
- [11] Hekmat S, Molaeimanesh G R. Hybrid thermal management of a Li-ion battery module with phase change material and cooling water pipes: An experimental investigation[J]. *APPLIED THERMAL ENGINEERING*, 2020, 166.
- [12] Jiang Z Y, Qu Z G. Lithium-ion battery thermal management using heat pipe and phase change material during discharge-charge cycle: A comprehensive numerical study[J]. *APPLIED ENERGY*, 2019, 242: 378-392.

- [13] Ye Y, Saw L H, Shi Y, et al. Numerical analyses on optimizing a heat pipe thermal management system for lithium-ion batteries during fast charging[J]. APPLIED THERMAL ENGINEERING, 2015, 86: 281-291.
- [14] Xu X M, He R. Review on the heat dissipation performance of battery pack with different structures and operation conditions[J]. RENEWABLE & SUSTAINABLE ENERGY REVIEWS, 2014, 29: 301-315.

基于等值电路法的固体氧化物燃料电池跨尺度 动态建模分析

郝彤, 王星策, 郝俊红*, 杨云溪, 杜小泽, 洪烽

(华北电力大学能源动力与机械工程学院, 新能源电力系统全国重点实验室(华北电力大学),
北京市 102206)

(*Tel: 010-61772248, Email: hjh@ncepu.edu.cn)

摘要: 准确预测和分析固体氧化物燃料电池(SOFC)的内部多物理过程和外部多传热装置之间的动态耦合特性, 是燃料电池系统高性能运行和与分布式能源系统集成关键。无论是复杂的多维仿真模型还是简化的外部特征模型, 都无法实现对SOFC系统快速准确的动态性能分析。本文采用等值电路法分析外部热管理系统, 采用等效电路法分析内部传热传质和电化学反应多物理耦合过程, 从而构建了一个新型SOFC系统跨尺度动态模型。该模型利用特征参数实现了SOFC系统从内部传热传质和电化学反应到外部热交换过程的整体跨尺度动态建模。最后, 利用MATLAB/SIMULINK平台构建并模拟了固体氧化物燃料电池系统的动态特性验证了模型的可行性。本文提出的跨尺度动态模型可用于包括其他能源转换装置在内的分布式能源系统的整体建模。

关键词: 燃料电池; 固体氧化物; 动态建模; 热阻; 等值电路

0. 引言¹

燃料电池是高温(600-1000°C)能量转换装置, 它可以直接将化学反应的化学能转化为电能, 同时省去了燃烧过程, 因此不受卡诺循环的限制^[1]。燃料电池有很多优点, 如高效率、低排放和可扩展性^[2]。固体氧化物燃料电池(SOFC)不仅可以利用氢气, 还可以利用碳氢化合物, 并且由于其较高的工作温度高, 使得它对普通化石燃料的杂质有一定的容忍度, 可以利用生物炭作为燃料。SOFC主要排出高温蒸汽, 其高品质的废热可以与汽轮机相结合, 实现热电联产^[3]。因此, 精确和可靠的SOFC建模对于SOFC系统的仿真分析和优化控制至关重要。

然而, SOFC的高非线性和非凸性特征使得精确的动态建模相当棘手。Yang等人^[4]回顾了过去几十年来设计的建模方法, 可以进一步将其分为三类, 即白盒模型(如物理和等效电路)、灰盒模型(如基于统计和数据驱动的方法)和黑盒模型(如物理和经验相结合)。Ang等人^[5]回顾了燃料电池的建模和优化方法, 并总结了燃料电池模型的特点, 包括电池级、堆芯级和系统级。各种建模和优化方法, 如机械法、经验法或半经验法, 已被提出并发展为不同情景下的SOFC或基于SOFC的热电联产系统建模。连琰珂^[6]等人总结了目前SOFC建模的方法。按照建模对象不同, SOFC模型可分为电极机理模型、单电池模型、电堆模型、系统级模型等。对于宏观的SOFC建模, 列举了一些已有商业CFD软件建模方法, 如Fluent、COMSOL、gPROMs和STAR-CD等。Dang等人^[7]建立并求解了一个平面SOFC的气体流动、传热、传质和电化学反应多物理场耦合的数值模型, 分析了SOFC电池内的速度、温度和浓度分布。李卓言^[8]等人基于AspenPlus分别建立对应的1MW级SOFC发电系统模型和MCFC系统模型, 并对系统的运行进行仿真分析。Mateusz Palus等

人^[9]在 Aspen Dynamics 中开发了一种新的基于两级 SOFC 堆的热电联产系统的动态模型，以研究运行参数（燃料利用率和电流密度值等）对 SOFC 性能的影响。

基于上述研究，内部和外部的耦合建模对于 SOFC 系统的分析和性能改进非常重要，特别是，SOFC 系统中的外部传热和传质过程对于内部电池堆中的电化学反应是至关重要的。然而，内部电化学反应和外部热交换的多参数、多层次和多过程的特点使得在系统层面进行跨尺度动态建模和分析变得困难。最近，人们从系统角度提出了等值电路法和能量流法用于换热器和热系统的建模^[10, 11]。能量流法在热力学和综合能源系统建模中的应用使不同能量传递过程的标准化系统建模成为可能^[12-14]，并减少了非必要的中间参数以确保完整的系统约束。因此，这种方法为解决考虑内部电化学反应和外部热传递过程的 SOFC 系统的跨尺度建模提供了一种替代方案。

因此，本文提出并构建了一个新的 SOFC 系统跨尺度动态模型，运用等值电路法分析外部传热子系统，运用等效电路法分析内部传热传质和电化学反应多物理耦合过程。该模型通过使用 MATLAB/SIMULINK 平台验证了其可行性。

1. SOFC 系统的结构与流程

SOFC 系统除了电堆发电模块外的模块统称外部辅助设备（BOP）。图 1 为 SOFC 独立发电系统示意图，主要包括 5 个子系统。燃料供应系统：燃料供应系统负责将燃料输送到电池。这个系统通常包括燃料储存、燃料输送和燃料预热设备等。空气供应系统：空气供应系统负责将空气输送到电池的阴极。这个系统通常包括预热器和空气输送等设备。电堆：电堆是 SOFC 系统的核心部分，由多个燃料电池单元组成。每个电池单元包括阳极、电解质和阴极。阳极用于氧化燃料，电解质用于传导氧离子，阴极用于还原氧气。尾气回收系统：尾气回收系统负责回收电池排出的尾气，以提高系统的热效率。这个系统通常包括热交换器、余热回收设备和尾气处理设备。电控子系统：电控子系统负责控制和监视 SOFC 系统的运行。这个系统通常包括电池管理系统（BMS）、电力转换设备（如逆变器和变压器）和监控设备。

该 SOFC 独立发电系统系统将燃料预热和空气预热过程合二为一构成了一种更高效紧凑的换热子系统。燃料和空气两路气体同时集中在一个二级换热系统，利用尾气燃烧产生的高温烟气预热后，进入 SOFC 电堆进行电化学反应。最后，SOFC 电堆排放的尾气（剩余的空气和氢气）进入燃烧室完全燃烧产生高温烟气，高温烟气作为换热系统的高温热源。

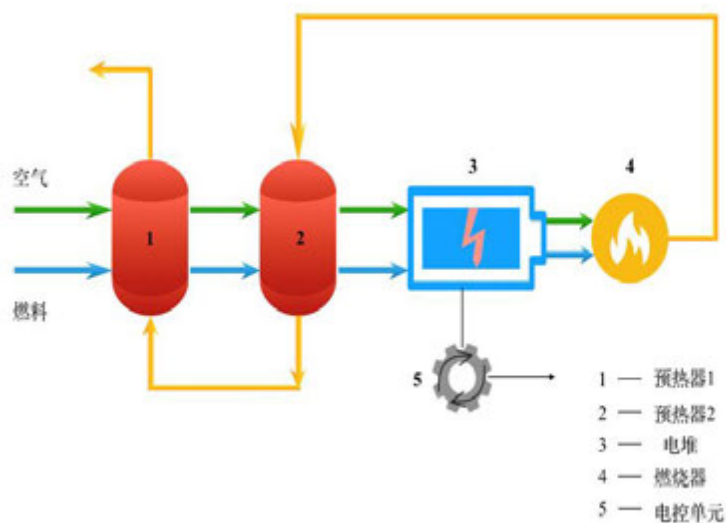


图 1 SOFC 发电系统结构图

2. SOFC 的跨尺度动态模型

SOFC 系统的跨尺度动态模型是分析和提升 SOFC 系统性能的有力工具，它可以预测 SOFC 系统在不同工作条件下的动态行为，如温度、压力和燃料流速。本章通过应用等值电路法和等效电路法，基于 SOFC 系统的电化学和热力学特性以及质量和能量守恒定律，提出了一个新的 SOFC 跨尺度动态模型。

2.1 管状 SOFC 电堆的热力学模型

图 2 展示了 SOFC 电堆的工作原理。空气通过中央供气管（AST）被送入电池内部（阴极表面）后回流到开口端，燃料（氢气和水蒸气混合物）平行空气流过电池的外部（阳极表面）。相邻燃料电池之间的温差可以忽略不计，每个燃料电池内部的热传输主要通过辐射、对流和传热进行。在这个系统中，空气流入 AST 时温度为 $T_{air,o}$ ，温度为 $T_{air,i}$ 通过 AST 时温度为 T_{AST} ，并与温度为 T_{AST} 的 AST 进行对流传热，换热量由 $Q_{conv,AST,inner}$ 表示。在电池内，空气与 AST 和电池管发生对流传热，换热量分别由 $Q_{conv,AST,outer}$ 和 $Q_{conv,air}$ 表示。同时，进入电池的燃料温度为 $T_{fuel,o}$ ，在温度 $T_{fuel,i}$ 下与电池进行对流传热，换热量由 $Q_{conv,fuel}$ 表示。此外，电池管和 AST 之间有辐射传热，用 Q_{rad} 表示， $Q_{flow,air,cell}$ ， $Q_{flow,air,AST}$ 和 $Q_{flow,fuel}$ 被定义为由于不同质量流量的热交换。

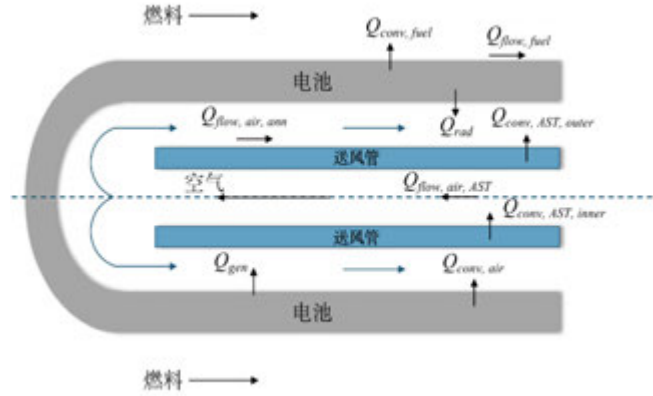


图 2 SOFC 电堆的原理图

SOFC 内部化学反应的放热量可表示为

$$Q_{gen} = Q_{chem} - Q_{elec} \quad (1)$$

Q_{chem} 是化学反应释放的可用功，其计算公式为

$$Q_{chem} = n\Delta H \quad (2)$$

其中， ΔH 是 SOFC 内部化学反应的焓值变化。 Q_{elec} 是燃料电池的输出电功率，定义为

$$Q_{elec} = I \cdot V_{out} \quad (3)$$

Q_{rad} 是电池和 AST 之间的辐射传热量，表示为

$$Q_{rad} = \varepsilon_{AST} \sigma A_{AST,outer} (T_{cell}^4 - T_{AST}^4) \quad (4)$$

图 3 给出了基于等值电路法的 SOFC 电堆的动态能量流模型。 $Q_{conv,AST,inner}$ ， $Q_{conv,AST,outer}$ ， $Q_{conv,air}$ 和 $Q_{conv,fuel}$ 分别流经的四个热阻 $R_{conv,AST,inner}$ ， $R_{conv,AST,outer}$ ， $R_{conv,air}$ 和 $R_{conv,fuel}$ 由四个线性温差驱动，分别为 $T_{AST} - T_{air,i}$ ， $T_{aircell,o} - T_{AST}$ ， $T_{cell} - T_{aircell,i}$ 和 $T_{cell} - T_{fuel,i}$ 。其中，进入电池前后各流体的温差如 $T_{fuel,i} - T_{fuel,o}$ ， $T_{aircell,i} - T_{aircell,o}$ 和 $T_{air,i} - T_{air,o}$ 可以被类比为附加

的热动势（如电动势）。升高的热动势是换热量与相应流体的热容量流之比。以上四个热阻被定义为

$$R_{conv,AST,inner} = \frac{T_{AST} - T_{air,i}}{Q_{conv,AST,inner}} = \frac{1}{G_{air}(1 - e^{-a_{air1}})} \quad (5)$$

$$R_{conv,AST,outer} = \frac{T_{aircell,o} - T_{AST}}{Q_{conv,AST,outer}} = \frac{1}{G_{aircell}(1 - e^{-a_{air2}})} \quad (6)$$

$$R_{conv,air} = \frac{T_{cell} - T_{aircell,i}}{Q_{conv,air}} = \frac{1}{G_{aircell}(1 - e^{-a_{air3}})} \quad (7)$$

$$R_{conv,fuel} = \frac{T_{cell} - T_{fuel,i}}{Q_{conv,fuel}} = \frac{1}{G_{fuel}(1 - e^{-a_{fuel}})} \quad (8)$$

其中， $a_{air1}=(KA)_1/G_{air}$ ， $a_{air2}=(KA)_2/G_{aircell}$ ， $a_{air3}=(KA)_3/G_{aircell}$ ， $a_{fuel}=(KA)_4/G_{fuel}$ 。 $(KA)_1$ ， $(KA)_2$ ， $(KA)_3$ 和 $(KA)_4$ 是四个热交换过程的导热系数和换热面积的乘积。 G_{air} 和 $G_{aircell}$ 被定义为 AST 和电池中空气的热容量流。 G_{fuel} 是燃料的热容量流，分别是流体的质量流量和热容的乘积。

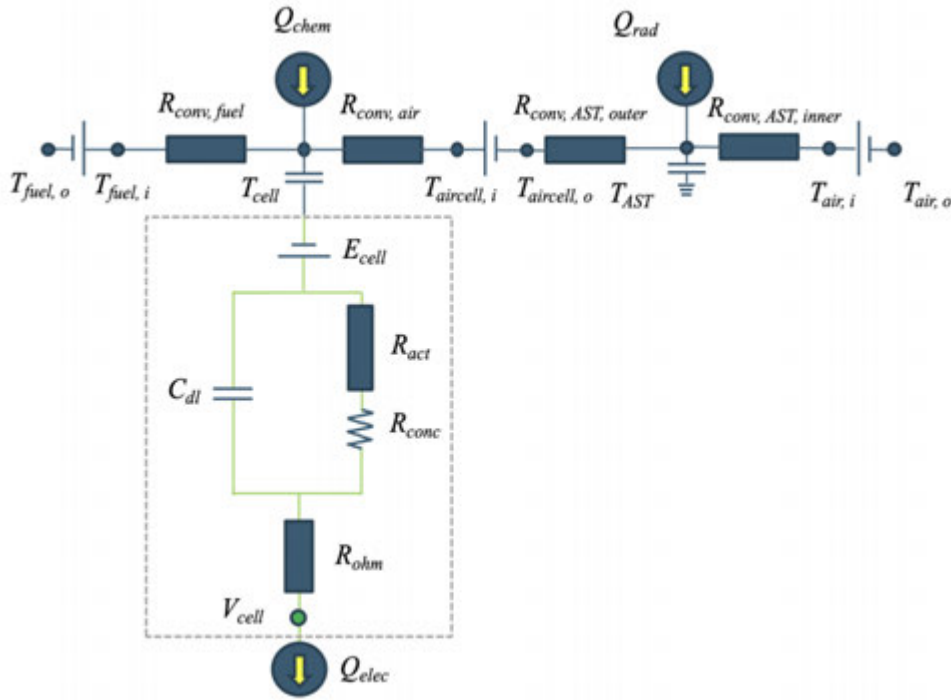


图 3 SOFC 电堆的动态能量流模型

对于 AST 和电池，根据能量守恒方程：

$$C_{AST} \frac{dT_{AST}}{dt} = Q_{rad} + \frac{(T_{aircell,o} - T_{AST})}{R_{conv,AST,outer}} - \frac{(T_{AST} - T_{air,i})}{R_{conv,AST,inner}} - G_{air}(T_{air,i} - T_{air,o}) \quad (9)$$

$$C_{cell} \frac{dT_{cell}}{dt} = Q_{chem} - Q_{elec} - Q_{rad} - \frac{(T_{cell} - T_{aircell,i})}{R_{conv,air}} - \frac{(T_{cell} - T_{fuel,i})}{R_{conv,fuel}} - G_{aircell}(T_{aircell,i} - T_{aircell,o}) - G_{fuel}(T_{fuel,i} - T_{fuel,o}) \quad (10)$$

其中， C_{AST} 和 C_{cell} 是 AST 和电池的热容。描述每个节点的温度变化的微分方程为

$$(mc)_{air} \frac{dT_{air}}{dt} = Q_{conv,AST,inner} \quad (11)$$

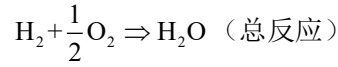
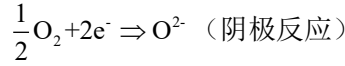
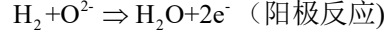
$$(mc)_{aircell} \frac{dT_{aircell}}{dt} = Q_{conv,air} \quad (12)$$

$$(mc)_{fuel} \frac{dT_{fuel}}{dt} = Q_{conv,fuel} \quad (13)$$

其中, $(mc)_{air}$, $(mc)_{aircell}$ 和 $(mc)_{fuel}$ 是不同流体的热容和质量的乘积。

2.2 SOFC 电堆的电化学模型

电化学反应的阴极、阳极和总反应方程式如下^[15]:



在图 3 中, 虚线框内的等效电路展示了 SOFC 的电化学反应过程。能斯特电压代表阴阳极之间的电动势 E_{cell} 。当电流流经电池时, 阴阳极之间的电位差会对电流产生阻力, 如 R_{act} , R_{conc} 和 R_{ohm} , 它们是 SOFC 的内部电阻。

能斯特方程可以用来计算电池的开路电压^[16]

$$E_{cell} = E_0 + \frac{RT}{4F} \ln \left[\frac{(p_{H_2}^{ch})^2 \cdot p_{O_2}^{ch}}{(p_{H_2O}^{ch})^2} \right] \quad (14)$$

E_0 是一个关于温度的函数:

$$E_0 = E_0^\circ - k_E(T - 298) \quad (15)$$

其中, E_0° 是标准状态下 (298 K 和 1 atm) 的标准参考电位。

在电化学反应过程中, 活化极化、浓差极化和欧姆极化代表了不同的电压损失, 这些损失会对 SOFC 的整体电阻产生影响。因此, 燃料电池的实际输出电压低于电池的开路电压, SOFC 的实际输出电压可以表示为:

$$V_{cell} = E_{cell} - V_{act} - V_{ohm} - V_{conc} \quad (16)$$

对串联的电池的输出电压进行叠加可以获得固体氧化物燃料电池堆的输出电压:

$$V_{out} = N_{cell} V_{cell} \quad (17)$$

固体氧化物燃料电池堆的输出电压可以通过推导电压降或内部电阻来计算。

活化电压降:

$$V_{act} = \frac{2RT}{zF} \sinh^{-1} \left(\frac{I}{2I_0} \right) \quad (18)$$

其中 I_0 为交换电流(A), z 为参与电子数。交换电流是温度的函数, 可表示如下^[17]:

$$I_0 = k_{a1} T \exp \left(-\frac{k_{a2}}{T} \right) \quad (19)$$

式中, k_{a1} 和 k_{a2} 是经验常数。

等效活化电阻可以被定义为

$$R_{act} = \frac{V_{act}}{I} = \frac{2RT}{zFI} \sinh^{-1} \left(\frac{I}{2I_0} \right) \quad (20)$$

欧姆电压降:

SOFC 的欧姆电阻主要包括电极电阻、电解质电阻和连接电池间的电阻。SOFC 内部的总欧姆电压损失可以表示为:

$$V_{ohm} = V_{electrodes} + V_{ohm,electrolyte} + V_{ohm,interc} = IR_{ohm} \quad (21)$$

与电解质和连接电池间的电阻相比, 电极电阻可以忽略不计, 因此在计算欧姆电压降时可以表示为:

$$R_{ohm} = \frac{a_{electrolyte} \exp(b_{electrolyte} / T)}{A_{cell}} \delta_{electrolyte} + \frac{a_{interc} \exp(b_{interc} / T)}{A_{interc}} \delta_{interc} \quad (22)$$

式中, $a(\Omega m)$ 和 $b(K)$ 为常数; δ_i 为厚度 (m); A 为有效面积(m^2)

浓度电压降:

浓度压降是指由阴阳两极反应物的浓度梯度差异引起的电压损失。这种类型的电阻是由于阴阳极之间反应物的浓度差异造成的。燃料电池中的浓度电压降可以表示为:

$$V_{conc} = \frac{RT}{4F} \left\{ \ln \left[\frac{(p_{H_2}^{ch})^2 p_{O_2}^{ch}}{(p_{H_2O}^{ch})^2} \right] - \ln \left[\frac{(p_{H_2}^*)^2 p_{O_2}^*}{(p_{H_2O}^*)^2} \right] \right\} = V_{conc,a} + V_{conc,c} \quad (23)$$

$$V_{conc,a} = \frac{RT}{2F} \ln \left[\frac{1 + (RTI_a I_{den}) / (2FD_{H_2O,H_2} p_{H_2O}^{ch})}{1 - (RTI_a I_{den}) / (2FD_{H_2O,H_2} p_{H_2}^{ch})} \right] \quad (24)$$

$$V_{conc,c} = -\frac{RT}{4F} \ln \left\{ \frac{1}{p_{O_2}^{ch}} [p_c^{ch} - (p_c^{ch} - p_{O_2}^{ch}) \exp(\frac{RTI_{den} l_c}{4Fp_c^{ch} D_{O_2,N_2}})] \right\} \quad (25)$$

式中, $p_{H_2O}^{ch}$ 、 $p_{H_2}^{ch}$ 是阳极通道的 H_2 和 H_2O 的分压。 $p_{O_2}^{ch}$ 是阴极通道的 O_2 的分压; $p_{H_2}^*$ 、 $p_{O_2}^*$ 、 $p_{H_2O}^*$ 是各成分的有效分压。浓缩压降的等效电阻可以通过浓度电压降除以电流来确定。

$$R_{conc} = \frac{V_{conc}}{I} \quad (26)$$

双电层效应:

在 SOFC 中, 电解质将两个电极分开并形成两个边界层: 阳极-电解质层和电解质-阴极层, 由于极化效应, 这两个边界层可以储存电能, 这一现象被称为双电层效应。

在图 3 的等效电路中, C_{dl} 是双层电荷效应的等效电容, R_{act} , R_{ohm} 和 R_{conc} 是活化、欧姆和浓度电压降的等效电阻, 可分别根据式 (20)、(22) 和 (26) 计算。等效电容 C_{dl} 的电压可以写成:

$$V_C = (I - I_C)(R_{act} + R_{conc}) = (I - C \frac{dV_C}{dt})(R_{act} + R_{conc}) \quad (27)$$

综上所述, 将求得各电压降代入式(17)可以求出 SOFC 堆的输出电压 (V_{out})。

2.3 SOFC 子系统的预热器模型

预热器的功能是利用燃烧器产生的高温烟气预热进入电堆的空气和氢气。本文的预热器采用一种单层套管结构^[18] (图 4), 图 5 为其横截面图。冷流体 (空气和氢气) 与热流体 (高温烟气) 逆向流动, 冷、热流体通过金属管道壁换热: 温度为 T_{bur} 的烟气流入烟气管道, 并与温度为 $T_{air,tube}$ 的空气管道和温度为 $T_{fuel,tube}$ 的燃料管道进行对流换热, 换热量分别为 $Q_{conv,bur,airtube}$ 和 $Q_{conv,bur,fuel,tube}$ 。同时, 温度为 T_{air} 的空气和温度为 T_{fuel} 的氢气进入道, 并分别与空气管道和燃料管道进行对流换热, 换热量分别为 $Q_{conv,air,tube}$ 和 $Q_{conv,fuel,tube}$ 。



图 4 单层套管换热器结构图

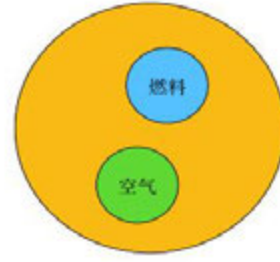


图 5 换热器的横截面图

图 6 给出了基于等值电路法的预热器动态能量流模型。 $R_{conv,bur,airtube}$ 、 $R_{conv,bur,fueltube}$ 、 $R_{conv,air,tube}$ 和 $R_{conv,fuel,tube}$ 为换热过程的四个热阻， $Q_{conv,bur,airtube}$ 、 $Q_{conv,bur,fueltube}$ 、 $Q_{conv,air,tube}$ 和 $Q_{conv,fuel,tube}$ 为四个热阻的换热量，其由四个线性温差驱动，分别为 $T_{bur} - T_{air,tube}$ ， $T_{bur} - T_{fuel,tube}$ ， $T_{air,tube} - T_{air}$ 和 $T_{fuel,tube} - T_{fuel}$ 。

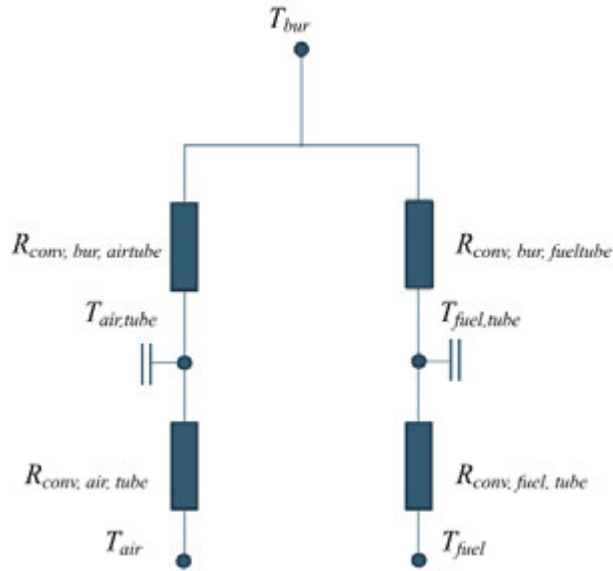


图 6 SOFC 子系统中换热器的动态能量流模型

以上四个换热过程的热阻和换热量分别被定义为：烟气与空气管道的换热过程：

$$R_{conv,bur,airtube} = \frac{1}{G_{bur} \cdot (1 - \exp(-a_{bur,air}))} \quad (28)$$

$$Q_{conv,bur,airtube} = \frac{T_{bur} - T_{air,tube}}{R_{conv,bur,airtube}} \quad (29)$$

烟气与燃料管道的换热过程：

$$R_{conv,bur,fueltube} = \frac{1}{G_{bur} \cdot (1 - \exp(-a_{bur,fuel}))} \quad (30)$$

$$Q_{conv,bur,fueltube} = \frac{T_{bur} - T_{fuel,tube}}{R_{conv,bur,fueltube}} \quad (31)$$

空气管道与空气的换热过程：

$$R_{conv,air,tube} = \frac{1}{G_{air} \cdot (1 - \exp(-a_{air}))} \quad (32)$$

$$Q_{conv,air,tube} = \frac{T_{air,tube} - T_{air}}{R_{conv,air,tube}} \quad (33)$$

燃料管道与燃料的换热过程:

$$R_{conv,fuel,tube} = \frac{1}{G_{fuel} \cdot (1 - \exp(-a_{fuel}))} \quad (34)$$

$$Q_{conv,fuel,tube} = \frac{T_{fuel,tube} - T_{fuel}}{R_{conv,fuel,tube}} \quad (35)$$

式中, $a_{bur,air}=(KA)_{bur,air}/G_{bur}$, $a_{bur,fuel}=(KA)_{bur,fuel}/G_{bur}$, $a_{air}=(KA)_{air}/G_{air}$, $a_{fuel}=(KA)_{fuel}/G_{fuel}$ 。 $(KA)_{bur,air}$ 、 $(KA)_{bur,fuel}$ 、 $(KA)_{air}$ 、 $(KA)_{fuel}$ 是四个热交换过程的换热系数与换热面积的乘积。 G_{bur} , G_{air} 和 G_{fuel} 被定义为烟气、空气和燃料的热容量流, 分别是流体的质量流量和热容的乘积。

对于空气管道和烟气管道, 根据能量守恒方程可得:

$$M_{airtube} c_{p,airtube} \frac{dT_{airtube}}{dt} = \frac{T_{bur} - T_{airtube}}{R_{conv,bur,airtube}} - \frac{T_{airtube} - T_{air}}{R_{conv,air,tube}} \quad (36)$$

$$M_{fueltube} c_{p,fueltube} \frac{dT_{fueltube}}{dt} = \frac{T_{bur} - T_{fueltube}}{R_{conv,bur,fueltube}} - \frac{T_{fueltube} - T_{fuel}}{R_{conv,fuel,tube}} \quad (37)$$

其中, $C_{p,airtube}$ 和 $C_{p,fueltube}$ 为空气管道和燃料管道的热容, $M_{airtube}$ 和 $M_{fueltube}$ 为空气管道和燃料管道的质量。描述每个节点的温度变化的微分方程为:

$$\frac{dT_{air}}{dt} = \frac{Q_{conv,air,tube}}{c_{air} m_{air}} \quad (38)$$

$$\frac{dT_{fuel}}{dt} = \frac{Q_{conv,fuel,tube}}{c_{fuel} m_{fuel}} \quad (39)$$

$$\frac{dT_{bur}}{dt} = \frac{-(Q_{conv,bur,airtube} + Q_{conv,bur,fueltube})}{c_{bur} m_{bur}} \quad (40)$$

3. 仿真过程与结果讨论

结合上述方程, 本文利用 Matlab 对一个 5kw 电池堆的 SOFC 系统的动态特性进行计算。这些特性是在恒定燃料流量下进行的。计算过程包括对预热器和电池堆内部的热传递和进行建模。物理模型考虑了高温烟气、空气和燃料在各自通道中的热交换。利用热传导、对流传热和能量平衡的数学方程计算温度分布。模拟结果揭示了系统的热行为, 有助于 SOFC 系统的优化和设计。

SOFC 电堆的计算参数如表 1 所示, 该模型采用 96 个串联的电池叠加获得固体氧化物燃料电池堆的输出电压。SOFC 子系统中预热器的计算参数如表 2 所示, 两个相同的预热器串联以预热进入电堆前的气体。空气和燃料的初始温度均为 295 K, 高温尾气的初始温度为 1106 K。

表 1 SOFC 电堆计算参数

名称	参数	名称	参数
电池长度 (m)	0.001	单电池个数	96
电池比热容 (J/(kg-K))	740	电池质量 (kg)	0.738
阳极通道体积 (m ³)	62×10 ⁻⁶	送风管质量 (kg)	0.023
阴极通道体积 (m ³)	99×10 ⁻⁶		

表 2 SOFC 子系统预热器计算参数

名称	尺寸/m	名称	尺寸/m
烟气管道半径	0.1776	烟气管道厚度	0.1×10 ⁻³
空气管道半径	0.0658	空气管道厚度	0.1×10 ⁻³
燃料管道半径	0.0622	燃料管道厚度	0.1×10 ⁻³
管道长度 (m)	1	高温烟气初始温度 (K)	1106
空气初始温度 (K)	295	燃料初始温度 (K)	295

图 7、图 8 为空气、氢气和高温烟气在预热器 1 和预热器 2 中流动时，流体温度随流体在管内流动距离增加的变化过程。在预热器 1 中：空气的初始温度为 295K，经过预热器 1 后，空气温度上升至 756.9K。与空气类似，氢气在预热器 1 中也吸收了热量，温度从 295K 升高到了 622K。

对于高温烟气，流出预热器 2 时的温度为 980.2K，在预热器 1 中流动过程中逐步降低至 891.5K，这说明高温烟气在预热器 1 中将热量传递给了空气和氢气。在预热器 2 中：空气在预热器 1 中温度已经上升到了 756K。进入预热器 2 后温度继续上升，最终到达 845.2K。氢气在进入预热器 2 之前的温度为 622K。在预热器 2 中的最终达到 772.4K。在进入预热器 2 之前，尾气燃烧后的温度 1106K，进入预热器 2 后高温烟气将热量传递给空气和氢气，其温度降低至 980.2K。

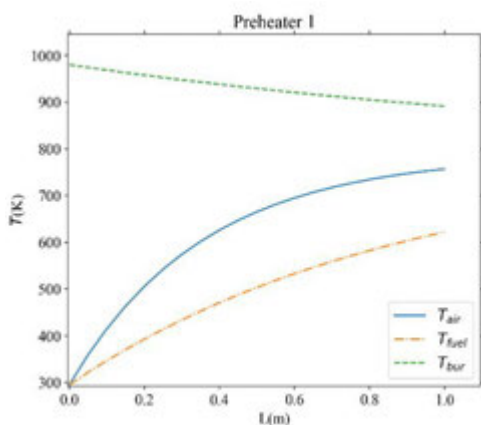


图 7 换热器 1 的空间温度分布

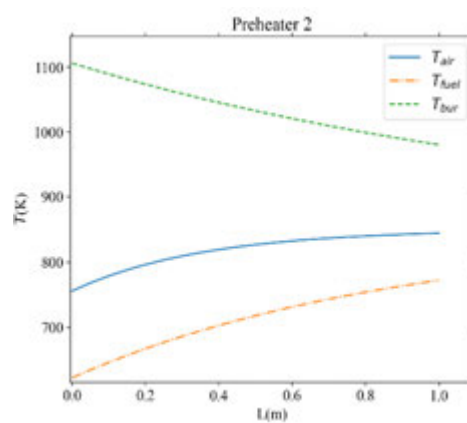


图 8 换热器 2 的空间温度分布

如图 9 所示，空气和氢气经过换热子系统的预热后，分别以 845.2K 和 772.4K 的温度进入 SOFC 电堆进行电化学反应。在电化学反应的过程中生成电能和热能，这个过程会伴随着温度的上升。空气在 SOFC 电堆的阳极侧参与反应。空气中的氧气会因为电化学反应，被还原成氧离子。在这个过程中，大量的热量被释放，这使得空气的温度在反应过程中从 845.2K 升高到了 1060.9K。氢气在 SOFC 电堆的阴极侧发生反应。氢气与氧离子发生电化学反应，生成水和电子，释放出能量，氢气的温度也因为反应的热量释放，从 772.4K 升高到了 981.7K。空气和氢气在 SOFC 电堆中，不仅是电化学反应的参与者，它们的温度升高过程也是电化学反应能量转换和热管理的重要一环。这也是 SOFC 电池能够高效、持久运行的重要因素之一。

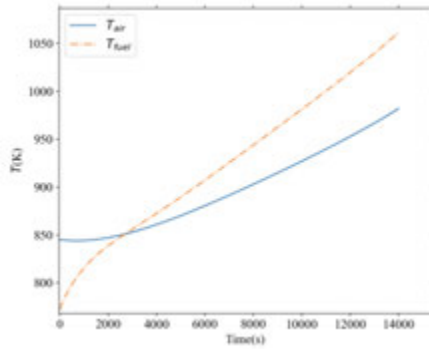


图 9 SOFC 电堆内气体温度的动态特性

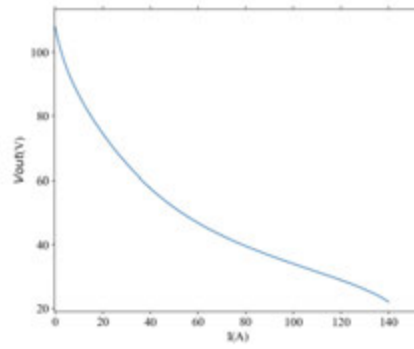


图 10 SOFC 输出电压的动态特性

电压的降低通常是由于多种因素造成的，其中最主要的是电池的内阻增加、电化学反应的速率减慢以及由于燃料和氧气耗尽导致的反应条件恶化。在低电流阶段电池各项内阻较小，进而导致由公式（16）计算得到的输出电压处于较高水平，如图 10 所示，SOFC 的电压最高点在 107.9V。当负载电流不断增大，欧姆电压降与电流成正比，并在总电压降中占主导地位，此时 SOFC 输出电压会明显下降。在电化学反应的过程中，尤其是在高温下，一些材料可能会发生退化，如电解质、电极或内部互连体可能发生结构或化学性质的变化，这会导致电阻的增大，也会引起电压的下降。到最后阶段，当电池电压降至 22.0V 时，这可能表示电池已经接近极限工作状态，电池的输出功率也随之降低。通过对电池的监测和管理，可以对这些变化进行控制和优化，以维持电池的稳定运行和延长电池的使用寿命。

4. 结论

固体氧化物燃料电池热电联产系统由于其出色的能源效率和燃料灵活性，将成为未来最有前途的能源技术之一。固体氧化物燃料电池的运行涉及各种复杂的多物理现象，包括气体扩散、电化学反应和发热等，基于等值电路法，本文开发了一种完整的固体氧化物燃料电池系统的跨尺度动态模型，该动态模型可以准确地实现 SOFC 的内部传质与电化学反应过程的耦合以及外部辅助设备换热过程的预测。结果表明流体流动、传热和电化学反应的协同考虑对于改善燃料电池动态性能是必要的。最后，该跨尺度动态模型为未来分布式能源系统的整体建模提供了可靠的基础。

参考文献

- [1] Abdalla A M, Hossain S, Azad A T, et al. Nanomaterials for solid oxide fuel cells: A review [J]. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2018, 82: 353-68.
- [2] Kendall M. Fuel cell development for New Energy Vehicles (NEVs) and clean air in China [J]. *Progress in Natural Science: Materials International*, 2018, 28(2): 113-20.
- [3] 钟财富. 国内外分布式燃料电池发电应用现状及前景分析 [J]. *中国能源*, 2021, 43(02): 34-7+73.
- [4] Yang B, Wang J-B, Zhang M-T, et al. A state-of-the-art survey of solid oxide fuel cell parameter identification: Modelling, methodology, and perspectives [J]. *Energy Conversion and Management*, 2020, 213: 112856.
- [5] Ang S M C, Fraga E S, Brandon N P, et al. Fuel cell systems optimisation – Methods and strategies [J]. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2011, 36(22): 14678-703.
- [6] 连琰珂, 明平文, 蔡黎明. 固体氧化物燃料电池/燃气轮机混合动力系统建模仿真研究进展 [J]. *洁净煤技术*, 2023, 29(03): 26-39.
- [7] Dang Z, Shen X, Ma J-Y, et al. Multiphysics Coupling Simulation and Parameter Study of Planar Solid Oxide Fuel Cell [J]. *Frontiers in Chemistry*, 2021, 8.

- [8] 李卓言, 段丽平, 李少华, et al. 基于 AspenPlus 的兆瓦级燃料电池分布式发电系统建模及仿真分析 [J]. 南方能源建设, 2022, 9(04): 78-86.
- [9] Palus M, Pianko-Oprych P. A mathematical model of two-stage Solid Oxide Fuel Cell, SOFC, stacks for dynamic simulation of Combined Heat and Power system fed by natural gas [J]. Polish Journal of Chemical Technology, 2021, 23(2): 1-11.
- [10] Chen Q, Hao J-H, Zhao T. An alternative energy flow model for analysis and optimization of heat transfer systems [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 108: 712-20.
- [11] Hao J-H, Chen Q, Li X, et al. A Correction Factor-Based General Thermal Resistance Formula for Heat Exchanger Design and Performance Analysis [J]. Journal of Thermal Science, 2021, 30(3): 892-901.
- [12] He K-L, Chen Q, Dong E-f, et al. An improved unit circuit model for transient heat conduction performance analysis and optimization in multi-layer materials [J]. Applied Thermal Engineering, 2018, 129: 1551-62.
- [13] Wang Y-F, Zhang Y-F, Hao J-H, et al. Modeling and operation optimization of an integrated ground source heat pump and solar PVT system based on heat current method [J]. Solar Energy, 2021, 218: 492-502.
- [14] Hao J-H, Chen Z-X, Ge Z-H, et al. Optimal flow layout and current allocation for improving the thermoelectric refrigeration system based on heat current method [J]. International Journal of Energy Research, 2022, 46(3): 2826-39.
- [15] M F, HC M. Fuel Cells—The Clean and Efficient Power Generators [J]. Proc IEEE, 2001, 89: 1819-29.
- [16] 谭勋琼, 吴政球, 周野, et al. 固体氧化物燃料电池的集总建模与仿真 [J]. 中国电机工程学报, 2010, 30(17): 104-10.
- [17] Chan S H, Low C F, Ding O L. Energy and exergy analysis of simple solid-oxide fuel-cell power systems [J]. Journal of Power Sources, 2002, 103(2): 188-200.
- [18] 曹红亮. 固体氧化物燃料电池发电系统动态建模与控制 [D]; 华中科技大学, 2012.

考虑 Soret 效应的纳米流体双扩散对流问题数值研究

刘道钦, 孟光范, 王照亮

(中国石油大学(华东) 新能源学院, 山东 青岛 266580)

(wzhaoliang@upc.edu.cn)

摘要: 在方腔模型内对 CNT、GNP、GQD 三种低维纳米粒子制成的纳米流体进行了考虑 Soret 效应的双扩散对流现象数值研究。研究纳米粒子体积分数、 Ra 数和浮力比 N 对传热传质效果的影响, 对流场、温度场、浓度场进行描述。结果表明: 增大体积分数及 Ra 数对传热传质都有促进效果。浮力比 $N < 0$ 时促进传热传质, 此时增大 Sr 数传热效果增加, 传质效果减弱。浮力比 $N > 0$ 时传质作用增加明显, 传热效果下降, 此时增大 Sr 数传热传质效果都减弱。

关键词: Soret 效应; 双扩散自然对流; 数值模拟; 纳米流体; 传热传质

0 前言

双扩散对流^[1]是指流体中的温度梯度和浓度梯度会引发温度和浓度的扩散, 并且之间相互作用, 引起流体自然对流的一种现象, 双扩散对流问题是传热传质问题中的一个重要研究方向^[2]。以往对双扩散对流中传热传质的研究大多是采用数值或解析方法, 研究不同的边界条件和几何形状等物理模型方面的变化, 关注的是不存在 Soret 效应的双扩散对流^[3-4]。而流体中温度梯度和浓度梯度较大时, 则有必要考虑 Soret 效应的影响。关于考虑 Soret 效应的流体双扩散自然对流现象, 已经有学者展开了研究。

Bejan^[5]对空腔内部在水平温度和浓度梯度作用下的自然对流进行了基础研究, 用尺度分析确定热量和质量的传输特性。陈宝明等^[6]采用有限元方法数值模拟侧壁面加热条件下多孔介质中的交叉耦合扩散效应, 研究 Soret 效应和 Dufour 效应对传热传质的影响。Nithyadevi 等^[7]在考虑 Soret 效应的情况下, 采用 SIMPLE 算法研究了封闭方腔内侧壁面加热条件下的双扩散自然对流, 得到不同边界条件、瑞利数(Ra)、Soret 系数(Sr)和 Dufour 系数等对传热传质的影响。张拴羊等^[8]对中心存在加热圆的方腔内双扩散自然对流现象进行数值模拟, 发现在相同 Soret 和 Dufour 数条件下, 随着浮力比的增大, Nu 数和 Sh 数均先减弱后增强, 传热传质能力变化明显。

纳米流体是改善流体传热性能的一种重要手段, 纳米流体在微小空间内的强化传热也是目前研究的热点^[9-10]。但有学者发现微小空间纳米流体受温度与浓度的耦合影响, 会出现不同的传热传质规律。Meng 等^[11]、Zhang^[12]、谭^[13]指出在加热功率较高的低雷诺数区域, Soret 效应会引起的微柱群内纳米颗粒迁移, 纳米流体会向加热面聚集, 传热效果有所下降。针对这一现象, 为研究微柱群内 Soret 效应对纳米流体传热传质的影响机

理, 讨论了微柱群散热模型中微柱之间方形区域的情况, 并将其简化为二维方腔内底部加热的自然对流模型进行了研究。Esfahani 等^[14]最先对方腔内纳米流体双扩散自然对流进行研究, 发现纳米流体的种类在传热传质过程中起到重要的作用。Ibtissem 等^[15]研究了方形加热腔内考虑 Soret 效应的纳米流体自然对流的流动。分析瑞利数、纳米颗粒浓度和纳米流体类型的影响, 发现由 Soret 效应产生的纳米流体的非均质性增加了传热。Ghachem 等^[16]对 CNT-水低维纳米流体的双扩散对流进行研究。对浮力比、纳米颗粒体积分数和瑞利数等调控参数进行研究, 从流动结构、传热传质率变化等方面证明 CNT 粒子换热的优势。张贝豪^[17]讨论了 Soret 和 Dufour 效应准则数对流体传热传质的影响, 发现浮力比 N 时影响传热传质的重要参数, $N < 1$ 时在多孔介质方腔中添加纳米流体可以有效提升传质效率, $N > 1$ 时传热效率有明显增加。

综上所述, 考虑 Soret 效应的双扩散自然对流现象已有一定研究, 但对温度场与浓度场垂直分布情况下, 受 Soret 效应影响的双扩散自然对流的研究较少, 并且对其中纳米颗粒偏移现象的研究尚很少见。本文利用 COMSOL 多物理场耦合软件进行数值模拟, 研究了温度和浓度场的垂直分布情况下, 方腔内低维纳米流体受底部加热时的双扩散自然对流问题, 考虑了 Soret 效应, 并讨论了热量传递和物质运输规律。该模型能较为准确地揭示微柱群底部加热条件下, 纳米流体的传热传质现象以及颗粒的偏移规律。

1 物理模型和数学方法

1.1 物理模型

本文的研究对象为二维方腔内稳定的双扩散自然对流, 物理模型如图 1 所示。方腔长宽均为 L , 腔体内的流体介质为纳米流体, 重力的作用方向竖直向下。方腔的下壁面保持恒定高温 T_h , 上壁面保持低温 T_l , 其余壁面保持绝热; 左壁面设置为高浓度 c_h , 右壁面设置为低浓度 c_l , 其余壁面不可渗透。考虑方腔内的 Soret 效应进行模拟。

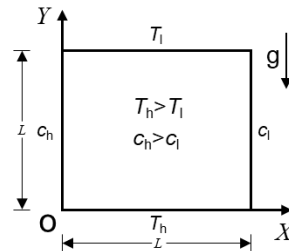


图 1 物理模型

Fig. 1 Physical models

本文所研究的三种纳米流体是在基液水中分别加入碳纳米管 (CNT)、石墨烯纳米片 (GNP)、碳量子点 (GQD) 低维纳米颗粒而形成的悬浮液, 计算中所涉及的纳米颗粒和水的相关热物性参数如表 1 所示。

表 1 纳米颗粒和水的物性^[18-19]

Table 1 Thermophysical properties of nanoparticles and water^[18-19]

Material	$\rho(\text{kg}/\text{m}^3)$	$\beta(\text{K}^{-1})$	$k(\text{W}\cdot(\text{m}\cdot\text{K})^{-1})$	$C_p(\text{J}\cdot(\text{kg}\cdot\text{K})^{-1})$
Water	997.1	2.1×10^{-4}	0.613	4179
CNT	2600	1.6×10^{-6}	6600	425
GNP	2200	0.7×10^{-6}	5300	790
GQD	400	8×10^{-6}	3000	643

根据已知的纳米颗粒和水的物性参数，可以计算得出不同体积分数下各纳米流体的有效物性参数，具体计算公式如表 2 所示，其中考虑了局部浓度的变化对纳米流体有效物性的影响。纳米流体的有效粘度参照 Meng 等^[11]的测量及预测结果。

表 2 热物性参数表^[20]
Table 2 Thermophysical parameters^[20]

热物性参数	计算表达式
纳米流体有效密度	$\rho_{nf} = (1-\phi)\rho_f + \phi\rho_p$
纳米流体热容	$(\rho c_p)_{nf} = (1-\phi)(\rho c_p)_f + \phi(\rho c_p)_p$
纳米流体热扩散系数	$\alpha_{nf} = \frac{k_{nf}}{(\rho c_p)_{nf}}$
纳米流体热膨胀系数	$(\rho\beta)_{nf} = (1-\phi)(\rho\beta)_f + \phi(\rho\beta)_p$
纳米流体导热系数	$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_p + 2k_f - 2\phi(k_f - k_p)}{k_p + 2k_f + \phi(k_f - k_p)}$

数值计算中采用 Boussinesq 近似假设^[21]来考虑自然对流效应：

$$\rho = \rho_0[1 - \beta_T(T - T_0) - \beta_C(c - c_0)] \quad (1)$$

1.2 数学模型

基于上述的基本假设，在 Soret 效应下二维方腔内纳米流体双扩散自然对流问题模型的连续性方程、动量方程和传热传质的无量纲方程描述如下：

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \text{Pr} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \quad (3)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \text{Pr} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) + \text{Pr} Ra(\theta - NC) \quad (4)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{\alpha_{nf}}{\alpha_f} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (5)$$

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} + U \frac{\partial C}{\partial X} + V \frac{\partial C}{\partial Y} = \frac{1}{Le} \left(\frac{\partial^2 C}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial Y^2} \right) + Sr \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (6)$$

模型中各无量纲参数定义如下：

$$R = \frac{\alpha}{L}, \quad (U, V) = \frac{(u, v)}{R}, \quad (X, Y) = \frac{(x, y)}{L}, \quad \theta = \frac{T - T_l}{T_h - T_l}, \quad C = \frac{c - c_l}{c_h - c_l}, \quad P = \frac{p}{\rho R^2}, \quad \tau = \frac{tR}{L},$$

$$Ra = \frac{g\beta_T(T_h - T_l)L^3}{\alpha\nu}, \quad N = \frac{\beta_C\Delta c}{\beta_T\Delta T}, \quad Pr = \frac{\nu}{\alpha}, \quad Le = \frac{\alpha}{D}, \quad Sr = \frac{\kappa_{CT}\Delta T}{\kappa_T\Delta c}.$$

无因次边界条件如下：上壁面 $U=V=0, \theta=0, \frac{\partial C}{\partial Y}=0$ ；下壁面 $U=V=0, \theta=1, \frac{\partial C}{\partial Y}=0$ ；左壁面 $U=V=0, \frac{\partial \theta}{\partial X}=0, C=1$ ；右壁面 $U=V=0, \frac{\partial \theta}{\partial X}=0, C=0$ 。

边界上的传热、传质可分别用平均 Nusselt 数 \overline{Nu} 和平均 Sherwood 数 \overline{Sh} 来描述

方腔下壁的平均 Nusselt 数定义为：

$$\overline{Nu} = \int_0^1 -\frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=0} dX \quad (7)$$

方腔左壁的平均 Sherwood 数定义为：
$$\overline{Sh} = \int_0^1 -\frac{\partial C}{\partial X} \Big|_{X=0} dY \quad (8)$$

2 网格独立性检验

为确保计算结果与网格大小无关，选用 6636、16952、24912 三套网格进行了网格独立性考察。在 $Pr=0.7$ 、 $Le=1$ 、 $N=-0.5$ 、 $Sr=0.5$ 时对方腔内自然对流换热进行数值模拟，得到不同网格数下 Nu 数、 Sh 数随 Ra 数的变化结果见图 2。可以发现，选择 16952 数量的网格，可以基本消除网格数量对仿真结果的影响，满足计算要求。为了保证计算的精确性和节约成本，本文选择网格数为 16952 的条件进行模拟计算。

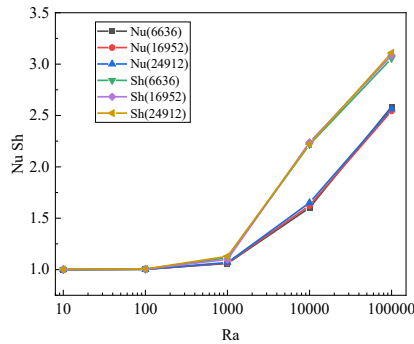


图 2 网格独立性检验
Fig. 2 Grid independence test

3 模拟结果与分析

由于纳米颗粒的热物理性质以及各无量纲参数对流动、传热和传质都有重要影响，本文主要分析讨论了 CNT、GNP、GQD 三种纳米颗粒制备成的纳米流体在不同体积分数以及不同瑞利数 Ra 下的流动传热及传质规律，并以 CNT-水纳米流体为例，讨论浮力比 N 、Soret 系数 Sr 对流动传热及传质的影响。

3.1 Ra 数的影响

首先讨论了 CNT-水纳米流体在不同 Ra 数和体积分数下的变化规律。如图 3 给出了 $Pr=6.2$ 、 $N=-0.5$ 、 $Sr=-0.5$ 时，下侧高温壁面在不同 Ra 数下相对 Nu 随体积分数的变化趋势。如图所示，不同 Ra 数下的相对 Nu 数随着体积分数的增大而增加。说明在一定的体积分数范围内，体积分数的增加对于 CNT-水纳米流体的换热有着明显的加强效果。

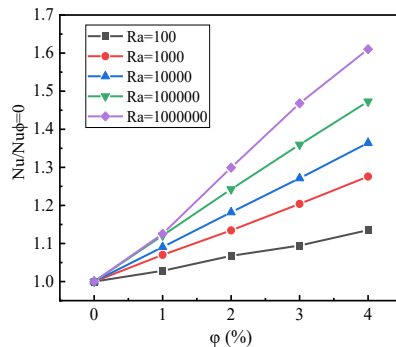


图 3 纳米流体浓度对不同 Ra 相对换热的影响

Fig. 3 Effect of nano-fluid concentration on relative heat transfer of different Ra

同时可以发现，在相同的体积分数下，相对 Nu 数随 Ra 数的增加而增大，呈现单调增加的趋势，且增加的幅度随着纳米流体体积分数的增加会更加明显，这也说明 Ra 数

对方腔内流体自然对流换热影响较大。而 Ra 数与热浮升力相关，影响着壁面边界层附近的自然对流强度，从而影响方腔内流场的整体流动，使方腔内的环流有明显的变化，所以 Ra 数会影响传热传质的效果。因此当 Ra 数较大时，腔体内浮升力处于比较高水平，方腔内对流的效果促进了热量传递，流体自然对流换热强度显著增加。当 Ra 数较小时，腔体内浮升力相对较弱，所以相对 Nu 数没有太大变化。

绘制不同 Ra 数下 CNT-水纳米流体在体积分数为 4% 时的流场、温度场和浓度场，如图 4 所示。流场的典型特征是在方腔核心区域内存在圆形流胞，且随着 Ra 数的增大，方腔中心漩涡逐渐变大，同时方腔的角落区出现小的涡旋。温度场和浓度场方面，在低 Ra 数时的等温线和等浓度线几乎都是水平的，此时流体受到热浮升力的作用较为微弱，所以方腔内流体传热传质的方式以导热扩散为主；但随着 Ra 数的增加温度场逐渐向低温的上壁面扩散，浓度场逐渐向低浓度的右壁面扩散，传热传质的方式向对流转变，观察到明显的分层和温度梯度变化，边界层也逐渐变薄，突出了流动的对流性质。同时沿温度递减方向变化，浓度逐渐升高，说明增大 Ra 数纳米粒子会沿着温度梯度的方向迁移。浓度场的变化也反映出在 Soret 效应的作用下，随着 Ra 数的增大，纳米颗粒会更容易远离加热底板，向方腔上侧的低温区域扩散。

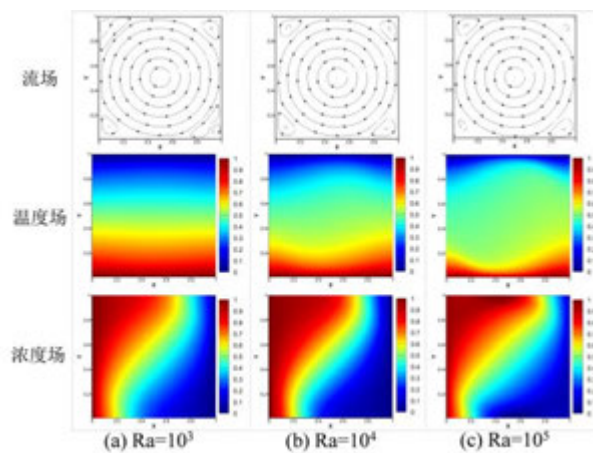


图 4 体积分数 4% 时的流场、温度场和浓度场

Fig. 4 Flow Field, temperature field and concentration field at 4% volume fraction

3.2 纳米粒子性质的影响

图 5、图 6 给出了三种纳米流体在 $Ra=10^4$ 时，不同体积分数 ϕ 对下侧高温壁面平均 Nu 数和左侧高浓度壁面平均 Sh 数的影响。可以注意到，对于三种纳米流体，平均 Nu 数和平均 Sh 数随体积分数的增加都呈现出线性增长的趋势。说明随着纳米粒子体积分数的增大，纳米流体的流动和换热特性都是增强的。对于三种纳米流体，在低体积分率下的平均 Nu 数差别不明显，但随着体积分数的增加平均 Nu 数增幅有所不同，GQD-水纳米流体的平均 Nu 数一直是最高，传热效果是最好，而 GNP-水纳米流体的传热效果最差。对于平均 Sh 数而言，GQD-水纳米流体的 Sh 数变化幅度也是最大的，而 CNT-水纳米流体和 GNP-水纳米流体的变化大体相同。说明增加体积分数对 GQD-水纳米流体传质作用的提升是最明显的，但三种纳米流体的平均 Sh 数变化都不大，也反映出纳米流体体

积分数的变化对传质作用的影响较小。

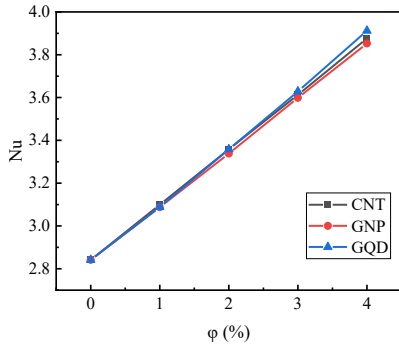


图 5 纳米颗粒性质对 Nu 的影响

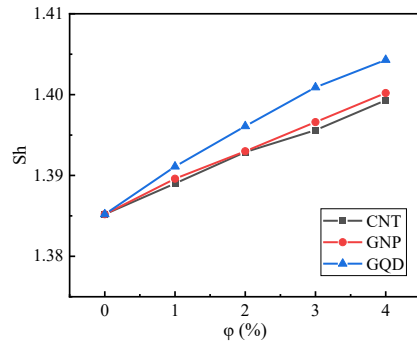


图 6 纳米颗粒性质对 Sh 的影响

Fig. 5 Effect of nano-particle properties on Nu Fig. 6 Effect of nano-particle properties on Sh

随着体积分数的增加，流体粘度虽然略微上升，但同时导热系数显著增加。由于导热系数的增加对传热作用的效果更为显著，因此纳米流体的热传递效果得到增强。同时，随着纳米粒子体积分数的增大，纳米颗粒的布朗运动增强，碰撞强度会明显增强，影响着微观粒子与基液之间的相互作用效果，使得纳米颗粒和水之间的对流换热增强。

3.3 浮力比 N 的影响

浮力比 N 表示的是温度梯度和浓度梯度的比值，反映温度场和浓度场的耦合关系；Soret 系数 Sr 数则表现的是温度梯度对传质效果的影响，反映了两者的耦合效应。浮力比 N 和 Soret 系数 Sr 是双扩散自然对流中的两个重要参数，对 N 和 Sr 展开研究。以 CNT-水纳米流体为例，研究了在 $Ra=10^4$ 下浮力比 N 从 -6 变化到 2 时对传热传质的影响，讨论了 $Sr=0, \pm 0.5, \pm 1$ 共五种情况。其中，Soret 系数正值表示纳米流体在低温区浓缩，在温度梯度的作用下产生从高温到低温的传质，负值代表在高温区浓缩，在温度梯度的作用下产生从低温到高温的传质。Soret 系数的数值是受所施加的温度与浓度的梯度计算迭代得到的。图 7 和图 8 给出了不同浮力比 N 时下侧高温壁面平均 Nu 数和左侧高浓度壁面平均 Sh 数的变化曲线图，从图中可以看出，浮力比 N 和热扩散系数 Sr 对传热和传质都有很大的影响。

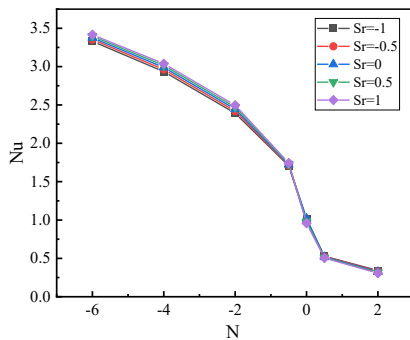


图 7 浮力比 N 对平均 Nu 数的影响

Fig. 7 Effect of buoyancy ratio N on Nu

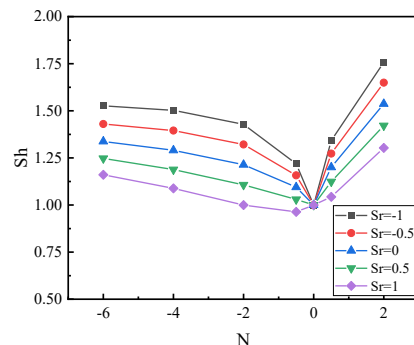


图 8 浮力比 N 对平均 Sh 数的影响

Fig. 8 Effect of buoyancy ratio N on Sh

浮力比是温度梯度和浓度梯度的比值，正负取值表示了温度场和浓度场对速度场的耦合关系，因此将 N 以分成正负两部分进行讨论。当 $N < 0$ 时，随着 $|N|$ 的增加，平均 Nu

数都有着非常明显的增加,对传热作用是增强的。同时可以发现,不同 Sr 下的下侧高温壁面平均 Nu 数差别不大,随着 Sr 的增加,平均 Nu 数仅有小幅增加,最大增幅为 4.3%,说明当 N 为负值时增大 Sr 对传热的效果是增加的。对于平均 Sh 数而言,总体上随着 $|N|$ 的增加,平均 Sh 数是增大的,但增加的幅度没有平均 Nu 数的幅度大,说明 $N < 0$ 的情况热效应占主导地位。同时增大 Sr 平均 Sh 数减小, $N = -6$ 时 Sh 数减小了 31.5%,说明传质的作用是减弱的。当 $N > 0$ 时,传热的的作用出现不一样的现象。随着 N 值的增加,不同 Sr 下的平均 Nu 数都减小,同时随 Sr 的增大平均 Nu 数是下降的, $N = 2$ 时 Nu 数下降了 10.3%。对于平均 Sh 数而言,保持着相同的变化规律:随着 N 值的增大,平均 Sh 数增加,而且有着更明显的变化幅度,传质作用增强;随 Sr 的减小平均 Sh 数增大, $N = 2$ 时 Sh 数增大了 34.8%。

对于浮力比对传热传质的影响,是由于浮力比的变化改变了温度梯度和浓度梯度之间的关系,热浮升力和浓度浮升力发生改变,从而影响着温度场和浓度场之间的耦合关系。当 $N < 0$ 时,浓度梯度和温度梯度的方向相反,此时热浮升力和浓度浮升力相互配合。随着 $|N|$ 的增加,二者之间的作用是相互加强的,所以促进了传热传质的作用,平均 Nu 数和平均 Sh 数增大。当 $N > 0$ 时,浓度梯度和温度梯度的方向相同,此时热浮升力和浓度浮升力的作用是相互抵消,但浓度浮升力占主导地位,传质的作用有着明显增加,而传热的效果下降,因此平均 Sh 数增加明显,平均 Nu 数逐渐趋向于水平。

绘制 $Sr = -0.5$ 时的流场、温度场和浓度场,如图 9 所示。可以发现,当 N 为负值时,方腔角落区的流场存在小的涡旋,温度边界层减薄,纳米颗粒主要聚集在加热底板附近,此时的传热效果较差,传质效果较好。Soret 效应引起纳米颗粒的迁移现象与 Meng 等^[21] 的研究结论相对应。

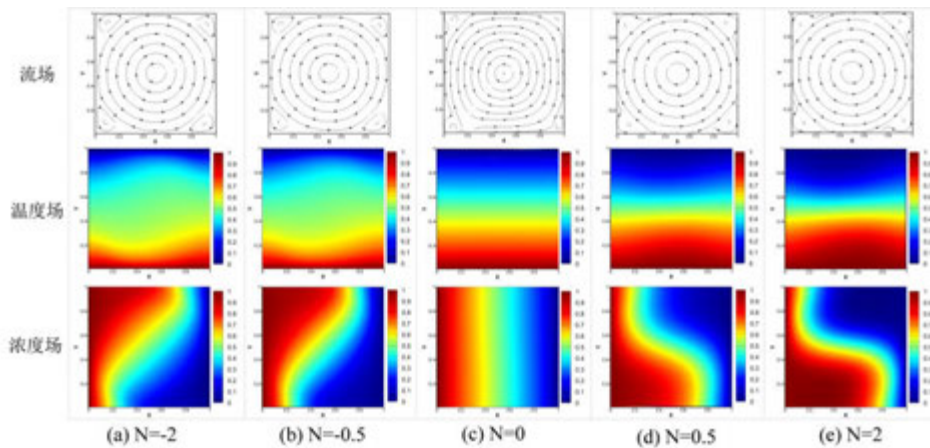


图 9 不同 N 时的流场、温度场和浓度场

Fig. 9 Flow Field, temperature field and concentration field at different N

4 结 论

本文通过数值模拟的方法研究了二维方腔结构内考虑 Soret 效应的双扩散自然对流传热传质现象,讨论纳米流体体积分数、纳米颗粒性质、瑞利数 Ra 、浮力比 N 、 Sr 数对传热传质的影响,得到结论如下:

(1) 在基液水中添加纳米粒子,能有效地提升方腔内自然对流的换热能力。在一定的体积分数范围内,纳米粒子体积分数的增加对 CNT-水纳米流体的换热是有着明显的加强效果;而随着 Ra 数的增加,热浮升力增加,方腔内对流的效果促进了热量传递,壁面 Nu 数增加, CNT-水纳米流体自然对流换热增强。

(2) 对于三种纳米流体, GQD-水纳米流体的强化传热的效果是最好,而 GNP-水纳米流体的效果最差。同时 GQD-水纳米流体的强化传质作用也是最明显的,但三种纳米流体的平均 Sh 数变化都不大,也反映出纳米流体体积分数的变化对传质作用的影响较小。

(3) 浮力比 N 影响着温度场和浓度场之间的耦合关系。 $N < 0$ 时促进传热传质,此时增大 Sr 对传热的效果是增加的,而传质的效果会减弱; $N > 0$ 时热浮升力和浓度浮升力互相削弱,但浓度浮升力占主导地位,传质的作用有着明显增加,而传热的效果下降,此时增大 Sr 传热传质效果都减弱。

参考文献

- [1] H.E. Huppert, J.S. Turner. Double-diffusive convection[J]. Fluid Mech, 1981, 106: 299–329.
- [2] Dutta S, Kalita JC. Heat and mass transfer characteristics of double-diffusive natural convection in a porous annulus: A higher-order compact approach[J]. Heat Transfer, 2022, 51(8): 140-169.
- [3] Chen Sheng , Tölke Jonas, Krafczyk, et al. Numerical investigation of double-diffusive (natural) convection in vertical annuluses with opposing temperature and concentration gradients[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2010, 31(2): 217-226.
- [4] Esfahani J. A., Bordbar V. Double Diffusive Natural Convection Heat Transfer Enhancement in a Square Enclosure Using Nanofluids[J]. Journal of Nanotechnology in Engineering and Medicine. 2011, 2(2): 021002.
- [5] A. Bejan, Mass and heat transfer by natural convection in a vertical cavity[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 1985, 6(3): 149-159.
- [6] 陈宝明, 王补宣, 张立强, 等. 多孔介质传热传质中耦合扩散效应的研究[J]. 工程热物理学报, 2004, 25(S1): 123-126.
Chen B M, Wang B X, Zhang L Q, et al. Numerical Study on Soret-Effect And Dufour-Effect in porous enclosure[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2004, 25(S1): 123-126.
- [7] Nithyadevi N, Yang R J. Double diffusive natural convection in a partially heated enclosure with Soret and Dufour effects[J]. International Journal of Heat & Fluid Flow, 2009, 30(5): 902-910.
- [8] 张拴羊, 徐洪涛, 梁天生, 等. Soret 和 Dufour 效应对方腔内双扩散自然对流影响的格子 Boltzmann 模拟[J]. 空气动力学学报, 2019, 37(02): 207-215.
Zhang S Q, Xu H T, Liang T S, et al. Lattice Boltzmann simulation of double diffusive natural convection with Soret and Dufour effects in enclosure[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2019, 37(02): 207-215.
- [9] Prasad A.R., Singh S, Nagar H. A Review on Nanofluids: Properties and Applications[J]. International Journal of Advance Research and Innovative Ideas in Education. 2017, 3(3): 3185-3209.
- [10] Apmann K, Fulmer R, Scherer B, et al. Nanofluid Heat Transfer: Enhancement of the Heat Transfer

Coefficient Inside Microchannels[J]. *Nanomaterials*. 2022, 12(4): 615-670.

- [11] Meng G., Chen G., Tan Z. et al. Fluid flow and heat transfer of carbon nanotubes- or graphene nano platelets-based nanofluids in a channel with micro-cylinders: an experimental study[J]. *Heat Mass Transfer*. 2022, 58(1): 2221-2234.
- [12] Zhang X R, Meng G F, Wang Z L. Experimental study on flow and heat transfer characteristics of SiC-water nanofluids in micro-cylinder-groups[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2019, 147(2): 118971.1-118971.9.
- [13] 谭照昆. 微柱群内水基多壁碳纳米管纳米流体流动换热特性研究[D]. 中国石油大学, 2022
Tan Z K, Study on flow and heat transfer characteristics of MWNT-water nanofluids in micro-cylinder-group[D]. China University of Petroleum, 2022.
- [14] Esfahani J A, Bordbar V. Double Diffusive Natural Convection Heat Transfer Enhancement in a Square Enclosure Using Nanofluids[J]. *Journal of Nanotechnology in Engineering and Medicine*. 2011, 2(2): 021002.
- [15] Ibtissem M, Oueslati F, Bennacer R. Nanofluid convection taking into account the Soret effect and its impact on heat transfer and fluid flow[J]. *MATEC Web of Conferences*, 2020, 330: 01021.
- [16] Ghachem K., Kolsi L., Larguech S. et al. Heat and mass transfer enhancement in triangular pyramid solar still using CNT-water nanofluid[J]. *Cent. South Univ*, 2021, 28(11): 3434-3448.
- [17] 张贝豪. 多孔介质方腔内纳米流体双扩散自然对流的格子 Boltzmann 模拟[D]. 南京理工大学, 2020.
Zhang B H, Lattice Boltzmann simulation of double diffusion natural convection of nanofluids in a square cavity of porous media[D]. Nanjing University of Science and Technology, 2020.
- [18] Saboori A, Moheimani S, Dadkhah M, et al. An Overview of Key Challenges in the Fabrication of Metal Matrix Nanocomposites Reinforced by Graphene Nanoplatelets[J]. *Metals*, 2018, 8(3): 172-197.
- [19] Motevali A, Hasandust R, Mohammadreza, et al. Evaluation and Improvement of PCM Melting in Double Tube Heat Exchangers Using Different Combinations of Nanoparticles and PCM (The Case of Renewable Energy Systems) [J]. *Sustainability*, 2021, 13(19): 10675.
- [20] Tiwari RK, Das MK. Heat transfer augmentation in a two-sided lid-driven differentially heated square cavity utilizing nanofluids[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2007, 50(9-10): 2002-2018.
- [21] Gray D D, Giorgini A. The validity of the boussinesq approximation for liquids and gases [J]. *International Journal of Heat & Mass Transfer*, 1976, 19(5): 545-551.

锂离子电池组单相浸没冷却自然对流研究

刘倩, 贺可寒, 石千磊, 徐超, 巨星*
(华北电力大学能源动力与机械工程学院, 北京 102206)
(Tel.: 010-61773876, Email: scottju@ncepu.edu.cn)

摘要: 本文搭建了电池组浸没冷却测试平台, 实验研究了电池组单相浸没冷却的自然对流问题。首先对比研究了恒倍率和恒功率放电这两类典型工况下电池组和冷却液的热性能; 其次, 理论计算了不同工况下的自然对流的努赛尔数; 最后, 建立了不同放电工况与努赛尔数的关联关系。结果表明, 当放电电流/功率大于 $2C/2P$ 时, 恒功率放电下电池组的温度、温差、格拉晓夫数和努赛尔数明显大于恒倍率放电, 得到的放电工况与努赛尔数的关系式可总体预测浸没冷却电池组不同工况下的自然对流强度。
关键词: 锂离子电池, 浸没冷却, 自然对流, 恒功率, 恒倍率

0 前言

为解决当前能源短缺和温室气体排放问题, 储能系统和电动汽车被大规模应用^[1]。锂离子电池已经成为了储能系统和电动汽车的首选能源^[2]。然而, 电池的性能直接受到温度的影响。锂离子电池的安全工作温度范围是 $25\sim 50^{\circ}\text{C}$, 且温差应保持在 5°C 范围内^[3]。电池的大规模成组使用导致了温度分布不均匀和局部热点等问题, 严重时将可能引发热失控^[4]。因此, 电池热管理系统 (BTMS) 对于保证系统的运行安全和提高使用寿命是至关重要的。

目前常用的 BTMS 包括空气冷却、液体冷却、相变材料 (PCM) 冷却^[5], 以及热管冷却^[6]。由于结构简单成本低的优势, 空气冷却已被广泛使用, 但工作介质空气的低比热和低热导使得其在散热能力方面具有局限性^[7]。PCM 和热管冷却通常需要复合其他冷却方式来弥补它们在散热方面的不足^[8]。相较而言, 液体冷却具有较高散热能力和较低成本的优点, 成为具有发展潜力的热管理方式之一^[9]。采用各种类型的冷板^[10,11]的间接液体冷却方式已经得到了广泛的研究。然而, 由于间接冷却方式下电池组和冷却剂之间存在较大的接触热阻和结构热阻, 导致传热受限。相比之下, 应用于数据中心^[12]和芯片冷却^[13]的浸没冷却则不存在热边界问题, 且冷却结构设计更加简单紧凑。

根据冷却剂的流动方式, 浸没冷却可以分为两类: 静态流动和强制流动^[14]。尽管浸没冷却是具有应用前景的 BTMS 方式之一, 但关于其的研究相对较少且主要集中在浸没冷却下电池温度表现方面。Wang 等人^[15]使用变压器油以 0.8 L/min 的流速冷却软包电池, 发现电池的温度明显低于自然空气冷却。Wu 等人^[16]使用二甲基硅油以 8 L/min 的流速冷却包含 840 个电芯的电池组, 发现电池的最高温度和温差只有间接液体冷却下的 $20\% \sim 30\%$ 。Sundin 等人^[17]使用 Amp AC-100 对单个 68 Ah 的方形电池进行了静态浸没实验, 观察到电芯的平均温度为 22.5°C , 远远低于强制空气冷却下的 28.7°C 。

尽管已有研究证实了浸没冷却在电池温控方面的优势, 但是关于该方式的作用机理

探究却仍有不足。电池作为时变热源处于静态浸没环境中其表面的自然对流换热机制尚不明晰，同时随着电池充放电条件和工作环境的变化，自然对流强度与电池电热性能的关系尚未完全明确。

本文搭建了串联方形锂离子电池组浸没冷却实验平台，从实验角度对比分析了恒倍率和恒功率放电下的电池组在静态单相浸没冷却液中的性能表现，理论分析了电池组在不同运行条件下其外部的自然对流情况，并建立电池充放电条件与自然对流强度的关系。本文的研究成果为总体上预测浸没冷却电池组内部的自然对流换热能力提供了参考，对于补充锂离子电池组单相浸没冷却传热机理具有一定的意义。

1 实验样品

该实验涉及的样品主要有商业方形锂离子电池和单相浸没冷却液。其中电池的型号及参数如表 1 所示，本研究中将三块电池进行串联成组测试，电池组总能量为 240 Wh。浸没状态下电池直接与冷却剂进行热量交换，为防止电池短路并保证良好的换热性能，冷却剂需绝缘且有较高的比热容和热导率。本文选用绝缘润滑油作为冷却液，其物性参数如表 2 所示。

表 1 国轩 25Ah 方形锂电池参数

参数	规格
尺寸（长*宽*高）/mm	140*100*21
重量/kg	0.64
标称电压/V	3.2
额定容量/Ah	25
内阻/mΩ	≤3.0
充电截止电压/V	3.65
放电截止电压/V	2.5

表 2 绝缘润滑油物性参数

物性	参数
密度/kg·m ⁻³	803
闪点/°C	≤170
燃点/°C	≥210
40 °C下运动粘度/mm ² ·s ⁻¹	7.6
热导率/W(m·K) ⁻¹	0.134
比热容/(K kg·K) ⁻¹	2130
击穿电压/KV	>35

2 实验系统及测试方法

2.1 实验系统

图 1 为电池组单相浸没冷却实验平台，其主要设备包括电池充放电测试仪、蠕动泵、恒温槽、浸没冷却电池组、恒温恒湿箱和数据采集器。其中浸没冷却电池组放置于恒温恒湿箱中进行测试，充放电测试线、热电偶和电压线等通过温箱与外界的连接口与电池

组进行连接。浸没冷却箱体由亚克力制作而成，箱体底部设置了保证电池 5mm 间隔的支撑部件，箱体两侧分别设有冷却剂的出入口，其顶部盖板采取滑动抽取的方式，箱体盖板上与电池间隔相对应的位置处设有热电偶插口。由于本研究的目的主要在于揭示静态浸没条件下不同电池组运行工况的自然对流情况，故本实验重点对电池和冷却液的温度监测点进行了设计。

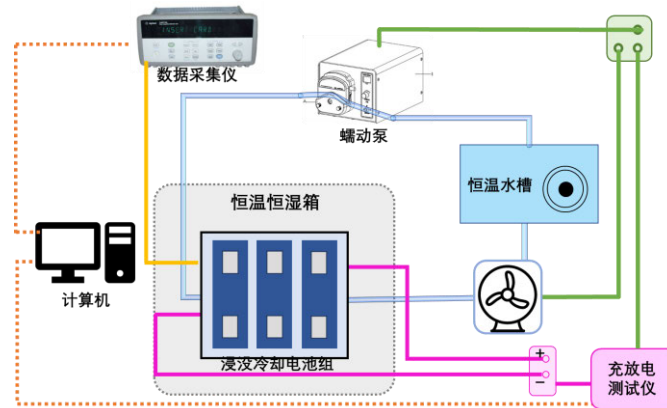


图 1 电池组单相浸没冷却实验平台

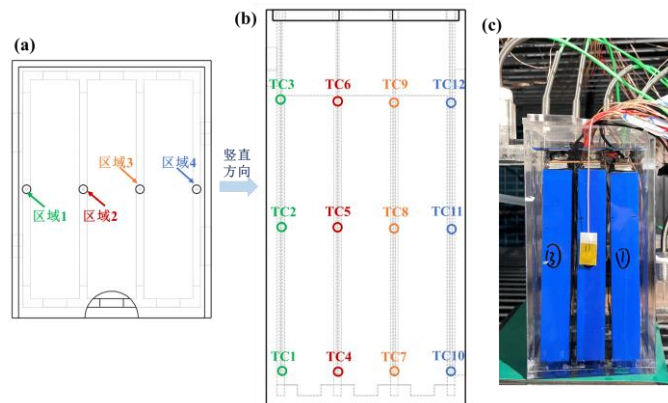


图 2 冷却液的测温方案示意图。(a) 测温区域；(b) 竖直方向上的测温点分布；(c) 实验装置照片。

本实验共有 21 个温度监测点，其中电池表面温度测点 9 个，冷却液温度监测点 12 个。每个电池表面各设有三个温度测点，沿轴向由上而下分别固定于靠近极耳处、电池中部、电池底部。冷却液的温度监测直接影响着自然对流强度计算的准确性，本研究中采用的温度监测方案如图 2 所示。根据三个方形锂离子电池在冷却箱体中的位置，外部的冷却液被划分成了四个区域（区域 1~4），热电偶通过盖板上的定位插孔后监测位于相应区域中间轴向上的冷却液温度，具体监测区域分布如图 2a 所示。图 2b 中展示了在竖直方向上每个测温区域对应有三个测温点，它们分别与电池表面测温点处于同一高度，用 TC1~TC12 表示。浸没冷却电池组的装置实物图如图 2c 所示，实验过程中，冷却液完全浸没电池极耳和汇流排。

2.2 实验测试方法

本研究主要针对静态浸没冷却下电池组在恒倍率和恒功率放电时的性能对比，所以

实验部分重点关注于放电阶段，充电阶段统一设置为 0.5C 恒流恒压充电。恒倍率测试程序如图 3a 所示，放电阶段分别选择 0.5C、1C、2C、3C 和 4C 的恒流放电过程（对于该串联电池组 1C = 25 Ah）。恒功率测试程序如图 3b 所示，放电阶段对应选择 0.5P、1P、2P、3P 和 4P 的恒功率放电过程（对于该串联电池组 1P = 240 W）。从测试流程中的电压电流曲线对比可以看出，相较于恒倍率放电过程，恒功率放电过程中存在放电电流逐渐增大的情况，且功率越大，电流增大的越多。

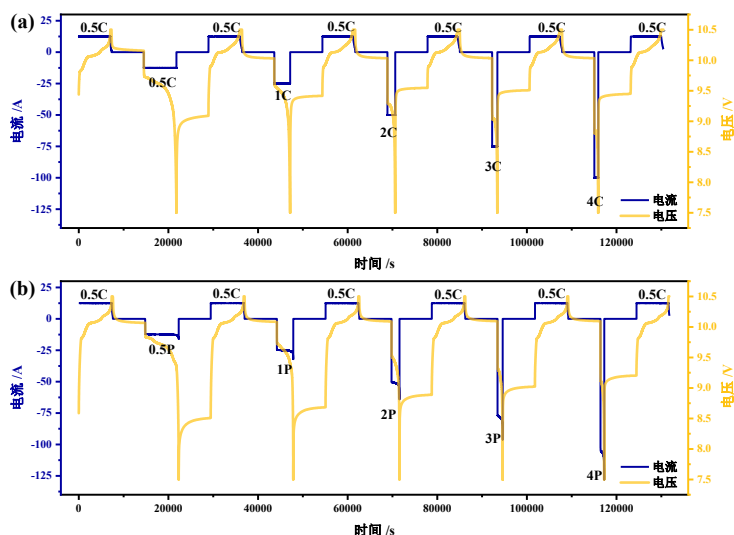


图 3 实验测试流程图。(a) 恒倍率测试的电流电压情况；(b) 恒功率测试的电流电压情况。

3 结果与分析

3.1 恒倍率与恒功率放电情况下电池组温度对比

按照 2.2 节中的实验流程进行测试后，对实验结果分析得到该浸没冷却电池组在恒倍率与恒功率放电情况下的温度表现如图 4 所示。其中，整个电池组的平均温度 $T_{ave-module}$ 、模组的最高温度 $T_{max-module}$ ，模组的最大温差 $\Delta T_{max-module}$ 分别用公式 (1) ~ (3) 定义。其中 $T_{b,ij}$ 表示第 i 个电池的第 j 个温度测点的温度，其中 $i=1\sim 3$, $j=1\sim 3$ 。

$$T_{ave-module} = \frac{\sum_{i=1, j=1}^{i=3, j=3} T_{b,ij}}{9} \quad (1)$$

$$T_{max-module} = \max\{T_{b,11}, T_{b,12}, \dots, T_{b,33}\} \quad (2)$$

$$\Delta T_{max-module} = \max\{T_{b,11}, T_{b,12}, \dots, T_{b,33}\} - \min\{T_{b,11}, T_{b,12}, \dots, T_{b,33}\} \quad (3)$$

从图 4a 和图 4b 电池温度随放电时间的变化情况中总体看出，电池在恒功率放电过程中的温度变化趋势与恒倍率过程相同，电池组平均温度均高于恒倍率放电过程，且两者的差距随着放电时间的增加不断加大。造成该现象的原因是恒功率放电过程中的电流先保持不变而后不断增大，尤其是放电结束阶段，电流增大的更快，从而导致电池的生热量大于恒倍率放电即恒流放电过程的生热量，同时大电流下电池内部极化现象更为严

重，电池的内阻增大。从图 4a 和 b 中也可对比看出，1C 和 1P 放电时电池的温度表现近乎相同，其余工况下两者的温度差随着放电倍率和功率的增大而增大。

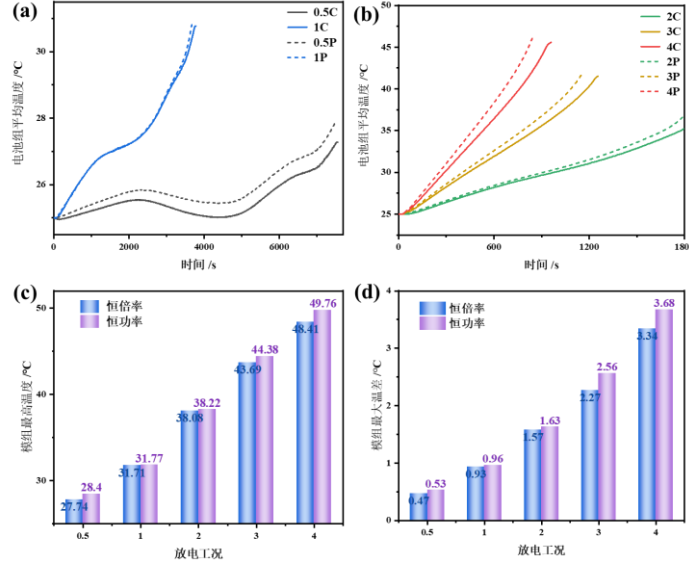


图 4 电池组在恒功率和恒倍率放电时的温度表现对比。(a) 0.5C/0.5P、1C/1P，(b) 2C/2P、3C/3P 和 4C/4P 的电池组平均温度；(c) 电池组最高温度；(d) 电池组最大温差。

除电池组平均温度外，电池组的最高温度和最大温差也与运行安全密切相关。从图 4c 和 4d 中可看出随着放电工况的增加，模组的最高温度和最大温差近似线性增长，即便是 4C 和 4P 的大电流工况，电池组的温度也仍在安全运行范围之内，即最高温度低于 50℃，最大温差低于 5℃。从图中数据来看，电池组在 0.5C/0.5P、1C/1P 和 2C/2P 工况下的温差区别不大，分别为 0.06℃、0.03℃和 0.06℃。3C/3P 和 4C/4P 放电时的最高温度差别为 0.69℃和 1.35℃，最大温差区别为 0.29℃和 0.34℃。综上，恒功率放电条件相较恒倍率放电更为严苛，对应工况下电池的温度表现更差，相较于恒倍率放电而言，恒功率放电过程中需要更为高效的散热。

3.2 恒倍率与恒功率放电情况下冷却液温度对比

电池组浸没在冷却液中，由于热量的传递与积累会使得不同区域的冷却液温度不同，对于整个电池组而言，其外部的冷却液间存在温度梯度，从而使得在静止状态下，由于冷却液自身温度场的不均匀引起自然对流现象产生。不同区域冷却液的温度情况如图 5a 和图 5b 所示，该温度通过公式 (4) ~ (7) 计算得到。其中 T_{fk} ($k=1\sim 12$) 指冷却液温度测点 TC (k) 的温度。

$$T_{area1} = (T_{f1} + T_{f2} + T_{f3})/3 \quad (4)$$

$$T_{area2} = (T_{f4} + T_{f5} + T_{f6})/3 \quad (5)$$

$$T_{area3} = (T_{f7} + T_{f8} + T_{f9})/3 \quad (6)$$

$$T_{area4} = (T_{f10} + T_{f11} + T_{f12})/3 \quad (7)$$

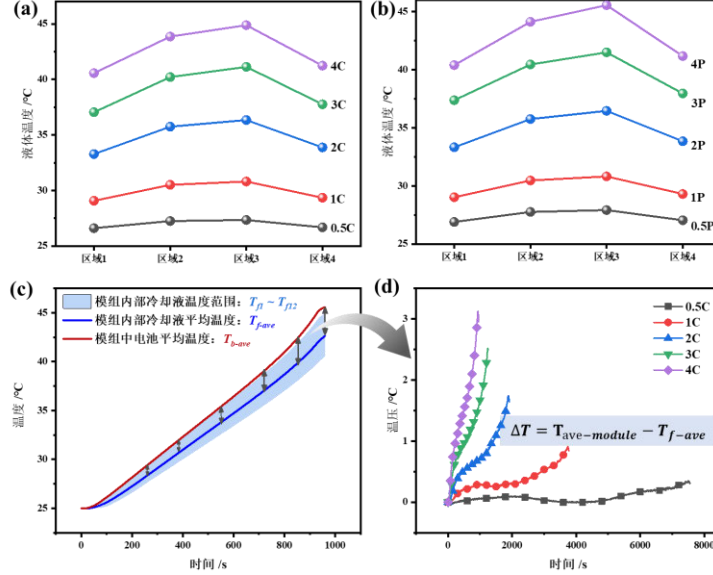


图 5 恒功率和恒倍率放电时的液体温度表现对比。(a) 0.5C~4C 恒倍率放电时液体各个区域的温度情况；(b) 0.5P~4P 恒功率放电时液体各个区域的温度情况；(c) 4C 放电时浮升力推动力—温压的示意图；(d) 恒倍率放电时温压随时间的变化情况。

图 5a~b 中可以看出，无论是恒倍率放电还是恒功率放电，均在呈现出两侧区域温度低，中间区域温度高的趋势。其中区域 3 的冷却液温度最高，这是由于电池在放电过程中产生热量，且成组之后存在热量积累和传递现象，导致中间电池的温度明显高于两侧电池温度，所以区域 2 和区域 3 靠近中间电池两侧的区域冷却液温度升高明显。而由于电池组中最外侧两块电池的温度表现不尽相同，区域 3 和区域 4 中间的电池的温度远高于区域 1 和区域 2 间的电池，所以综合来看区域 3 液体温度最高。

对于静态浸没状态下的电池组，外部冷却液由于不均匀的温度场造成了不均匀的密度场，从而产生的浮升力成为自然对流的动力^[18]。一般不均匀温度场发生在靠近换热壁面的薄层中，对于该实验，贴近电池表面处的冷却液的温度等于电池表面温度，其在离开电池表面的方向上逐渐降低，直至为环境液体温度。因此，从整体角度分析，浮升力的推动力——温压 ΔT 可用电池和冷却液的温差的来表示（公式（8））。

$$\Delta T = T_{ave-module} - T_{f-ave} \quad (8)$$

$$T_{f-ave} = \sum_{k=1}^{k=12} T_{fk} / 12 \quad (9)$$

图 5c 为在 4C 放电时，电池组平均温度和冷却液平均温度的变化情况，图中蓝色区域为电池组内部冷却液所有测点的温度分布范围。图 5d 所示即为 0.5C~4C 放电时温压随放电时间的变化情况。温压随放电倍率的增大而增大，最大值分别为 0.348 °C、0.909 °C、1.742 °C、2.519 °C 和 3.127 °C。

3.2 恒倍率与恒功率放电情况下自然对流强度对比分析

静态浸没条件下电池组的自然对流强度反映了其外部换热能力的大小。自然对流现象中，格拉晓夫数（Gr）的作用与强制对流中雷诺数（Re）的作用相当^[18]，因此本部分主要从不同放电条件下冷却液 Gr 数的变化情况入手，利用浸没体自然对流的实验关联式，求得自然对流情况下的 Nu，并建立该浸没冷却条件下不同放电工况与 Nu 的关联关系。

Gr 数是浮升力/粘滞力的比值，通常用公式（10）表示^[18]。其中 α_{vf} 表示体膨胀系数，对于本实验选用的绝缘冷却油，该值为 0.00084 K^{-1} 。g 为重力加速度， ν 为动力粘度，L 为特征长度，用公式（11）表示， A_p 为电池组在冷却液中的总换热面积，P 为电池组的总周界边长。随放电过程进行而计算得到的 Gr 数的变化情况如图 6 所示。图 6a~6e 的纵坐标保持一致，通过对比可以直观看出，随着放电倍率或放电功率的增加，Gr 数也不断增加。对于 0.5C/0.5P 放电工况，Gr 数在稳定阶段（对应放电平台阶段）的变化范围大约为 1000~2300。对于 1C/1P 放电工况，Gr 在稳定阶段的变化范围大约为 3000~6000。以上两组工况的 Gr 数差别不大。2C/2P 放电平台阶段，Gr 数约在 6000~15000 范围内；3C/3P 放电平台阶段，Gr 数变化范围约为 9000~24000；4C/4P 放电平台阶段 Gr 的范围约为 13000~32000。在 2C 和 2P 放电工况以上，恒功率放电条件下的 Gr 数明显大于恒倍率放电，且两者差距随倍率或功率工况的增大而增大。

$$Gr = \frac{g\alpha_{v,f}(T_{ave-module} - T_{f-ave})L^3}{\nu^2} \quad (10)$$

$$L = \frac{A_p}{P} \quad (11)$$

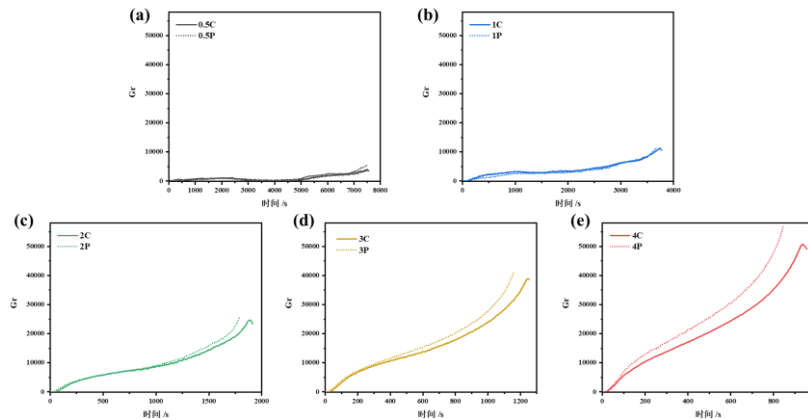


图 6 恒功率和恒倍率放电的 Gr 数随时间的变化。(a) 0.5C/0.5P, (b) 1C/1P, (c) 2C/2P, (d) 3C/3P 和 (e) 4C/4P。

根据大尺寸方形锂离子电池的几何特征和生热情况，本研究选用 S.W.Churchill 等提出的浸没垂直板自然对流传热关联式^[19]（公式（12））计算该实验中自然对流的努赛尔数 Nu。该关联式在瑞利数 Ra 和 Gr 数从 0 到 ∞ 的完整范围内可较好的代表垂直板的自然对流的平均传热能力，但是该关联式尚不能表明从层流到湍流的离散过渡情况。公式中

Ra 数为普朗特数 Pr 和 Gr 数的乘积，Pr 数为动量扩散能力和热量扩散能力的评价参数，如公式（14）所示。

放电过程中 Nu 随时间变化的情况如图 7 所示。为较清晰地对比显示不同放电工况下的 Nu 数情况，图 7a 为 0.5C/0.5P 和 1C/1P 工况下的对比情况，图 7b 为 2C/2P、3C/3P 和 4C/4P 工况下的对比情况。0.5P 放电过程中各个时刻计算得到的 Nu 数均大于 0.5C 放电，3000 s 到 5000 s 时 0.5C 放电的 Nu 数明显减小，这是因为此时电池处于放电平台，内阻较小，生热量较小，电池和冷却液间的温差逐渐缩小，放电后段，内阻增大，两者间温差增大，Nu 增加。而对于 0.5P 放电过程，电流处于稳步缓慢增加的过程，前期同恒倍率放电相同，电流几乎保持恒定，后期电流增大，生热量增加，Nu 增大。0.5C 放电过程的平均 Nu 为 10.019，0.5P 放电过程的平均 Nu 为 11.067。1C 和 1P 放电过程的 Nu 变化趋势相近，平均值分别为 15.270 和 14.608。从图 7b 上可以看出，2C 和 2P 放电前期两者的 Nu 有明显差别，放电平台期几乎相同，放电末端 2P 的 Nu 增大速率大于 2C 放电末端。2C 和 2P 放电过程中 Nu 的平均值分别为 18.827 和 18.662。随后，当放电倍率和放电功率继续增加时，恒功率放电过程的 Nu 明显大于恒倍率放电过程。

$$Nu = \left[0.825 + \frac{0.387Ra^{1/6}}{\left[1 + (0.492 / Pr)^{9/16} \right]^{8/27}} \right]^2 \quad (12)$$

$$Ra = Pr \cdot Gr \quad (13)$$

$$Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda} \quad (14)$$

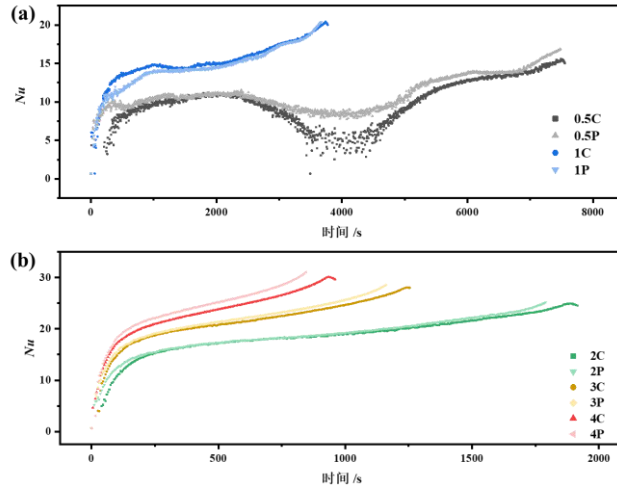


图 7 恒功率和恒倍率放电过程中自然对流的 Nu_n 数随时间的变化。(a) 0.5C/0.5P 和 1C/1P；(b) 2C/2P，3C/3P 和 4C/4P。

将不同倍率和不同功率放电过程的平均 Nu 数按照关系式： $y = a - b \times \ln(x - c)$ 进行拟合，结果如图 8 所示。对于恒倍率放电情况，放电倍率与自然对流 Nu 数的关系为： $y = 16.30764 + 4.89772 \times \ln(x - 0.22128)$ ， $R^2 = 0.9974$ ，拟合较好。对于恒功率放电情

况，放电功率与自然对流 Nu 数的关系为： $y = 11.63047 + 7.99374 \times \ln(x + 0.43548)$ ， $R^2=0.9997$ ，拟合较好。通过以上分析得到的放电倍率—自然对流 Nu 数、放电功率—自然对流 Nu 数的对应关系式，可总体上预测该电池组在静态浸没冷却系统中处于不同放电工况下的自然对流强度，从而判断浸没冷却电池组内部冷却液的换热能力，为浸没冷却热管理的优化提供参考基础。

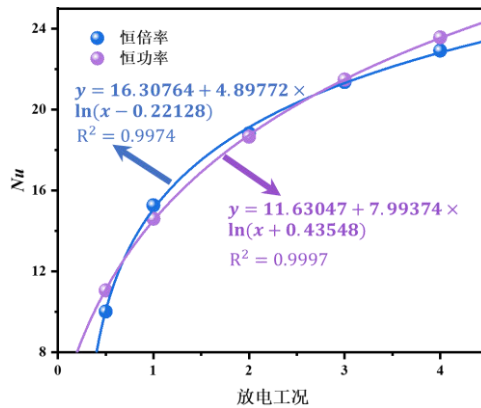


图 8 恒功率和恒倍率放电工况与自然对流的平均 Nu 数的对应关系。

4 结 论

本文主要针对锂离子电池组单相浸没冷却中的自然对流问题展开研究，对比了恒功率和恒倍率这两类电池典型运行工况下的电池组和冷却液的热性能表现，并通过理论计算研究了不同放电工况下浸没冷却自然对流强度的变化规律，主要结论有以下三点：

(1) 恒功率放电工况下电池组的平均温度均高于对应的恒倍率放电工况，对热管理要求更为严苛；随着放电倍率或放电功率的增加，两类工况下电池组最高温度的差距增大，3C/3P 和 4C/4P 放电时的最高温度差别为 0.69 °C 和 1.35 °C，最大温差区别为 0.29 °C 和 0.34 °C。

(2) 电池组外部冷却液存在温度梯度，区域 3 的温度最高；作为浮升力推动力的温压随放电倍率的增大而增大，0.5C、1C、2C、3C 和 4C 放电情况下温压的最大值分别为 0.348 °C、0.909 °C、1.742 °C、2.519 °C 和 3.127 °C。

(3) 放电电流或放电功率大于 2C 和 2P 时，恒功率放电条件下的 Gr 数和自然对流的 Nu 数明显大于恒倍率放电，且两者差距随倍率或功率工况的增大而增大；分析得到的放电倍率/放电功率—自然对流 Nu 数的对应关系式，可总体上预测该电池组在静态浸没冷却系统中处于不同放电工况下的自然对流强度。

参考文献

- [1] Alkhulaifi Y M, Qasem N A A, Zubair S M. Exergoeconomic assessment of the ejector-based battery thermal management system for electric and hybrid-electric vehicles. *Energy*, 2022, 245: 123252.
- [2] Dai H, Jiang B, Hu X, et al. Advanced battery management strategies for a sustainable energy future: Multilayer design concepts and research trends. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2021, 138: 110480.

- [3] Chombo P V, Laoonual Y. A review of safety strategies of a Li-ion battery. *Journal of Power Sources*, 2020, 478: 228649.
- [4] Jia Z, Huang Z, Zhai H, et al. Experimental investigation on thermal runaway propagation of 18,650 lithium-ion battery modules with two cathode materials at low pressure. *Energy*, 2022, 251: 123925.
- [5] Zhou Z, Wang D, Peng Y, et al. Experimental study on the thermal management performance of phase change material module for the large format prismatic lithium-ion battery. *Energy*, 2022, 238: 122081.
- [6] Zhang W, Qiu J, Yin X, et al. A novel heat pipe assisted separation type battery thermal management system based on phase change material. *Applied Thermal Engineering*, 2020, 165: 114571.
- [7] Yang W, Zhou F, Zhou H, et al. Thermal performance of axial air cooling system with bionic surface structure for cylindrical lithium-ion battery module. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2020, 161: 120307.
- [8] Yang Y, Chen L, Tong K, et al. Thermal-electrical characteristics of lithium-ion battery module in series connection with a hybrid cooling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2022, 184: 122309.
- [9] Wu W, Wang S, Wu W, et al. A critical review of battery thermal performance and liquid based battery thermal management. *Energy Conversion and Management*, 2019, 182: 262–281.
- [10] Panchal S, Khasow R, Dincer I, et al. Thermal design and simulation of mini-channel cold plate for water cooled large sized prismatic lithium-ion battery. *Applied Thermal Engineering*, 2017, 122: 80–90.
- [11] Kalkan O, Celen A, Bakirci K. Multi-objective optimization of a mini channeled cold plate for using thermal management of a Li-Ion battery. *Energy*, 2022, 251: 123949.
- [12] Kanbur B B, Wu C, Fan S, et al. System-level experimental investigations of the direct immersion cooling data center units with thermodynamic and thermoeconomic assessments. *Energy*, 2021, 217: 119373.
- [13] Birbarah P, Gebrael T, Foulkes T, et al. Water immersion cooling of high power density electronics. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2020, 147: 118918.
- [14] Roe C, Feng X, White G, et al. Immersion cooling for lithium-ion batteries – A review. *Journal of Power Sources*, 2022, 525: 231094.
- [15] Wang H, Tao T, Xu J, et al. Thermal performance of a liquid-immersed battery thermal management system for lithium-ion pouch batteries. *Journal of Energy Storage*, 2022, 46: 103835.
- [16] Wu S, Lao L, Wu L, et al. Effect analysis on integration efficiency and safety performance of a battery thermal management system based on direct contact liquid cooling. *Applied Thermal Engineering*, 2022, 201: 117788.
- [17] Sundin D W, Sponholtz S. Thermal Management of Li-Ion Batteries With Single-Phase Liquid Immersion Cooling. *IEEE Open Journal of Vehicular Technology*, 2020, 1: 82–92.
- [18] T.L. Bergman, D.P. DeWitt, F.P. Incropera, A.S. Lavine AS, *Fundamentals of heat and mass transfer*, New York: John Wiley & Sons, 2011.
- [19] Churchill S W, Chu H H S. Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1975, 18(11): 1323–1329.

锥形表面换热特性的数值研究

张一帆, 鲁录义

华中科技大学能源与动力工程学院, 武汉 430074

Tel:18860471211, Email:hzyf993@163.com

摘要: 为探究线性锥化圆柱体表面的流动与换热特性, 采用大涡模拟数值模型对三维小锥度比下的锥化圆柱绕流进行数值模拟与分析。模拟结果表明, 与圆柱绕流相比, 锥化圆柱的几何特征起到减小阻力, 抑制升力波动的作用, 且锥化圆柱的表面附近存在二次流。在流动特性的影响下, 柱体前缘区域的换热系数呈现两端高, 中间低的分布规律; 在柱体侧面, 随直径的增加, 换热系数最小值位置逐渐后移。

关键词: 锥化圆柱, 大涡模拟, 二次流, 换热特性。

0 前言

锥齿轮传动具有传动平稳、噪音低、承载能力强等优点。在传动过程中摩擦产生的热量通过被润滑油吸收, 接着以对流换热的方式传递给箱壁, 箱壁通过热传导方式传递给外壁, 最后主要通过对流换热的方式散至环境中。在实际工程中, 锥齿轮转向箱通常被设计成锥度比很小的锥化圆柱体, 因此研究三维线性锥形圆柱体的流动和传热特性意义重大。

圆柱作为钝体绕流的经典问题之一, 其流动特性和对流换热特性已有相当丰富的研究成果, 横掠圆管强制流动传热已有许多实验资料公开发表, 给出了空气横掠单管强制对流换热的实验关联式和 Nu 随周向角度的变化规律等^[1-4]。然而目前大部分的研究工作主要集中在展向均匀截面的钝体, 对展向非均匀截面的钝体的研究较少, 如沿展向直径呈线性均匀变化的圆柱钝体(即线性锥化圆柱)。故本文研究了在小锥度比情况下线性锥化圆柱的流动以及对流换热特性。

目前对于流体掠过线性锥化圆柱表面的研究集中在低雷诺数下细长锥体后尾流的流动特性。由 Gaster^[5]首先对低雷诺数下细长圆锥体的流动特性进行研究, 并提出了锥度比的概念 ($TR=l/(d_2-d_1)$, 其中 l 为柱体长度, d_1, d_2 分别为锥体的窄端和宽端直径)。有关锥化圆柱的后续研究均围绕细长锥体的尾流结构展开, 并在试验和数值模拟过程中观察到胞状涡结构、漩涡分裂、涡位错等流动特征^[6-8], 但是仍没有对锥化圆柱换热特性的研究。

近年来, 有学者开始研究沿展向截面直径呈波浪形变化的钝体的流动及传热特性。Kim and Yoon^[9]采用数值模拟的方法研究了不同波长比对波浪形圆柱传热特性的影响, 考虑了波长比在 1.136-6.06 范围内的波浪形圆柱。他们发现在波长比 $\lambda/D_m=1.894$ 和 $\lambda/D_m=6.06$ 处, 减阻和抑制升力波动的效果最好; 而对于换热特性, 在波长比 $\lambda/D_m=3.79$ 处时均努塞尔数最大, 柱体沿展向在鞍点处换热效果最好。Jahoon Moon 等^[10]在 Kim 和 Yoon 的基础上研究非对称波浪形圆柱 (ASW) 在亚临界雷诺数下的流动和传热特性。他

们发现 ASW 在不对称比为 0.5 时减小阻力和抑制升力波动的效果最好；其时均总表面平均努塞尔数比光滑圆柱和对称波浪形圆柱都小。Hyun Sik Yoon 等^[11]将研究对象的截面形状由圆形变为椭圆形，进一步研究其流动和换热特性，并将其与圆柱和椭圆柱进行对比，发现其减阻效果最好，换热效果最差。

由于线性锥化圆柱的换热特性还没有相关研究，因此本文将对小锥度比下线性锥化圆柱的流动和传热特性进行分析，并和无限长圆柱的模拟结果进行对比，从而了解线性锥化圆柱的几何特征所引起的三维特性对流动及换热的影响。

1 数学模型

1.1 几何模型及边界条件

本文选取在亚临界雷诺数(平均直径 d_m)3000 下横掠锥化圆柱的均匀流动为对象。以柱体的平均直径 d_m 为特征尺度，其中 $d_m=(d_1+d_2)/2$ ， d_1 和 d_2 表示锥化圆柱局部直径的最小值和最大值。沿展向直径变化为 $d_z=d_2-z/TR$ ，其中 TR 为锥度比。几何模型如图 1 示。其参考坐标为笛卡尔坐标，坐标原点位于几何模型底面的柱体轴线上。

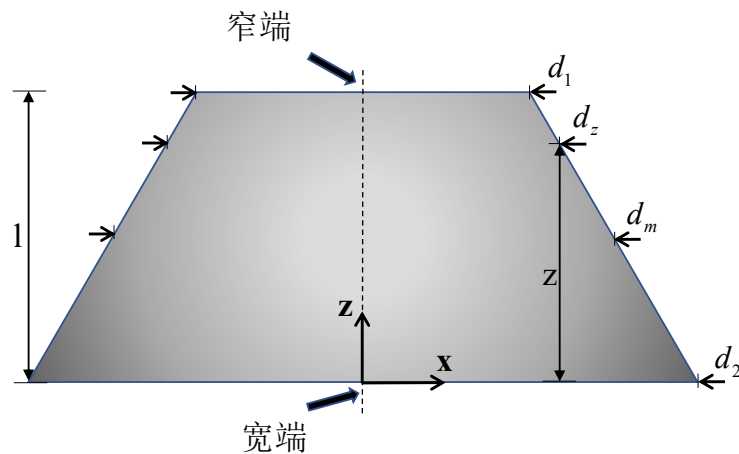


图 1 几何模型

图 2 分别给出了模型每个方向上的区域大小。其中 x 为来流速度方向（顺流向）， y 为垂直来流速度方向（横流向）， z 为柱体展向。无限长模型计算域的展向长度 l 选择为 $\sqrt{3}/3 d_m$ ，在垂直柱长方向上，选取计算区域分别为 32 和 16 倍特征长度 d_m ，这与 Moon 等^[10]使用的尺寸相对应，并且沿顺流向对计算域进行了延长。

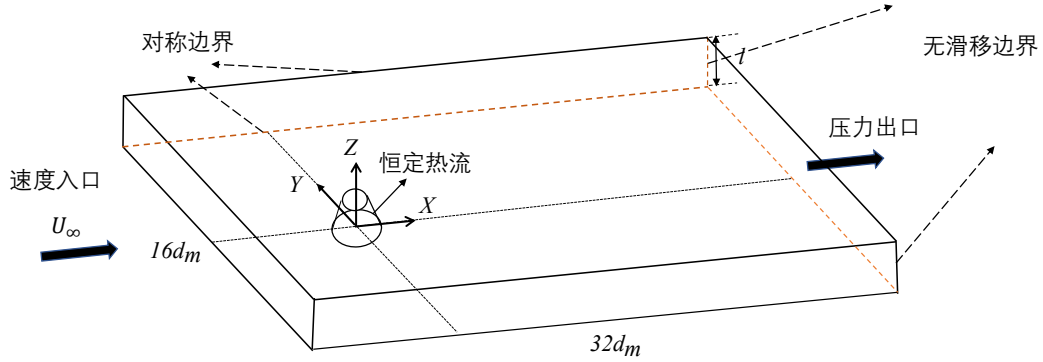


图2 计算域

沿顺流向给出了入口、出口边界条件。流体域进口设定为速度进口，以空气作为流动介质，来流速度和温度均匀分布， $u=U_\infty, v=0, w=0, t=T_\infty$ 出口边界采用压力出口边界条件。沿横流向的两个面采用无滑移壁面边界条件。沿展向的两个面采用对称边界条件。柱体壁面采用无滑移边界条件，施加恒定热流 q_w 。

1.2 数学模型

考虑了 Navier-Stokes 方程、连续性方程和能量方程来模拟线性锥化圆柱周围的非定常三维不可压缩流场和热场。质量守恒方程、动量守恒方程和能量守恒方程可以表示为：

(1) 质量守恒方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (1)$$

式中， ρ 为所研究流体的密度， \vec{v} 为所研究流体速度矢量， t 为流体流动时间。

(2) 动量守恒方程

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) &= -\nabla p + \nabla \cdot (\vec{\tau}) + \rho \vec{g} + \vec{F} \\ \vec{\tau} &= \mu \left[(\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{v} I \right] \end{aligned} \right. \quad (2)$$

式中， p 为静压， $\vec{\tau}$ 为应力张量， $\rho \vec{g}$ 为重力， \vec{F} 为外力， μ 为动力黏度， I 为单位张量，等式右边第二项为体积膨胀的影响。

(3) 能量守恒方程

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial (\rho E)}{\partial t} + \nabla \cdot [\vec{v} (\rho E + p)] &= \nabla \cdot [K \nabla T + \mu \cdot \vec{v}] \\ E &= h - \frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2} \end{aligned} \right. \quad (3)$$

式中， h 为焓值， k_{eff} 为导热系数。

本文采用大涡模拟(LES)数值模型，用亚格子尺度模型(SGS)模型来表征小尺度涡对

流体运动的影响。同时，压力速度耦合格式采用 SIMPLE 算法进行求解。在空间离散化方面，动量方程采用中央差分格式；能量方程采用 QUICK 格式。瞬态方程采用二阶隐式格式进行求解。

1.3 网格划分

为了验证网格无关性，对于该线性锥化圆柱，考虑采用粗、中、细三套网格系统。为了更准确的模拟剪切层和近尾迹区域中急剧的梯度变化，在柱面附近和尾迹区域设置更密集的网格。以最细的一套网格为例，在圆柱周围直径 $3D$ 以内范围的区域采用了 O 形网格剖分，贴近圆柱表面的径向第一层网格厚度取 $\Delta = 0.0025d_2$ ，O 形网格区域以内相邻两层网格的伸展系数最大为 1.02；O-Block 型网格分布如图 3 所示。通过比较不同网格数量下的时均阻力系数，均方根升力系数以及时均总表面平均努塞尔数进行无关性验证，如表 1 所示。

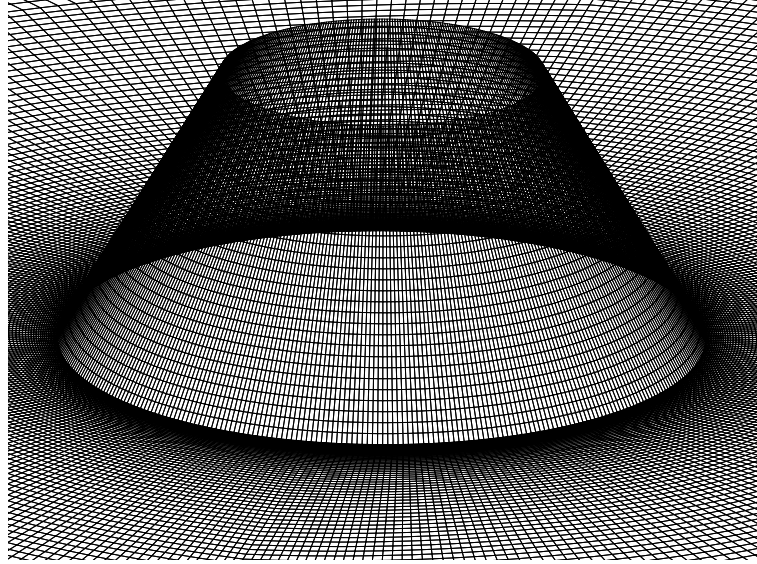


图 3 网格划分

表 1 网格无关性检验

算例	$N_x \times N_y \times N_z$	N_{total}	\bar{c}_D	$C_{L,rms}$	\bar{Nu}
M1	271×140×23	872620	0.89	0.1279	35.64
M2	291×160×25	1164000	0.79	0.0349	32.91
M3	336×220×30	2217600	0.80	0.0407	33.59

在本研究中，阻力系数和升力系数定义为：

$$C_D = \frac{2F_D}{\rho U_\infty^2 A} \quad (4)$$

$$C_L = \frac{2F_L}{\rho U_\infty^2 A} \quad (5)$$

式中 ρ 为流体密度； U_∞ 为自由流速度； A 为柱体在流向方向上的投影面积； F_D 和 F_L 分别为总阻力和总升力。

Nu 定义为：

$$Nu = \frac{hd_z}{k} \quad (6)$$

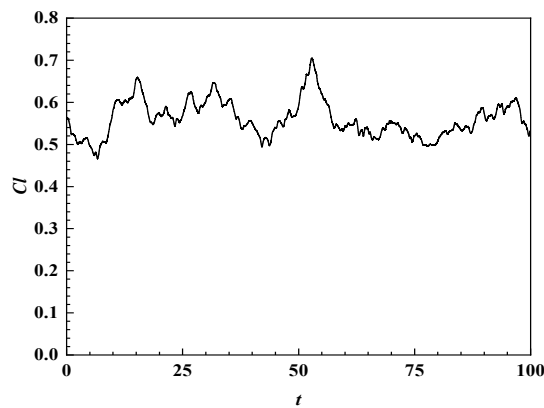
式中， h 为对流换热系数； k 为热传导系数。

网格无关性结果表明，从最粗的网格逐级细化，结果有明显的变化，最终在 M3 级网格附近收敛。任何额外的改进都不会显著提高结果的质量。因此，在本研究中选择了 $336 \times 220 \times 30$ 的最细网格作为最终计算的网格，力求在最大的精度下对壁面附近的流动进行求解。为了获得控制方程的时间精确解，将所需时间步长设为 $\Delta t = 0.001$ ，最大库朗数 $C_o = 0.586$ 。

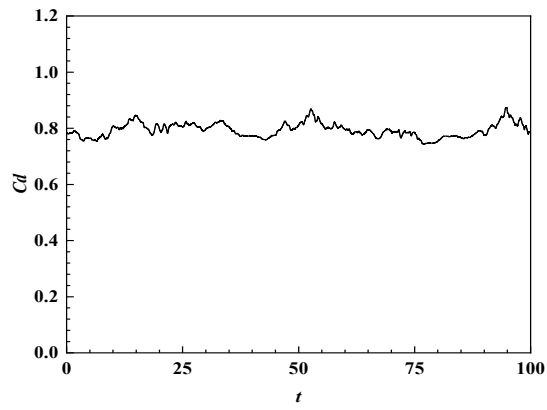
2 计算结果分析

2.1 流动特性

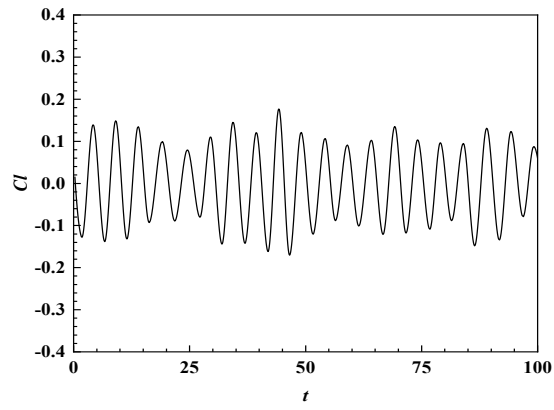
图 4 为线性锥化圆柱和光滑圆柱升、阻力系数瞬态时程曲线。图中分别给出了 100s 内两种柱体的升、阻力系数变化趋势，其中光滑圆柱的升、阻力系数变化趋势由 Jahoon Moon^[10]的模拟结果得到。如图 4(c)所示，光滑圆柱模型的升力系数在 0 附近上下波动，有明显的周期性变化，且幅值较为对称；而从图 4(a)中可以看出，线性锥化圆柱模型的升力系数恒大于 0，并在大于 0 的某个值处上下波动，虽然也有波峰和波谷，但周期性并不明显。结合图 4 和表 1 可以得出，与光滑圆柱相比，线性锥化圆柱提供了更小的阻力和升力系数脉动幅值。



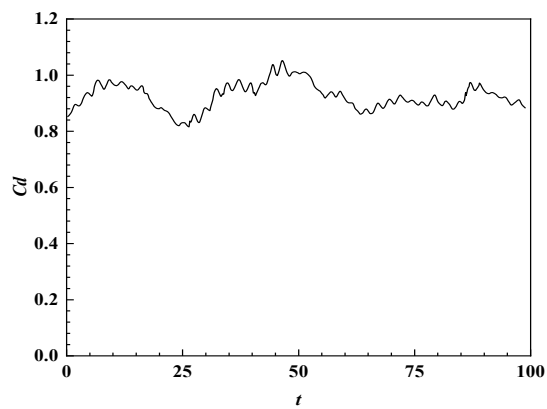
(a) 线性锥化圆柱升力系数



(b) 线性锥化圆柱阻力系数



(c) 光滑圆柱升力系数

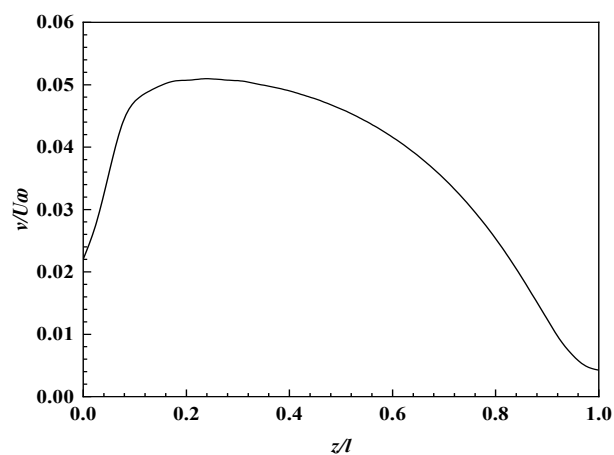


(d) 光滑圆柱阻力系数

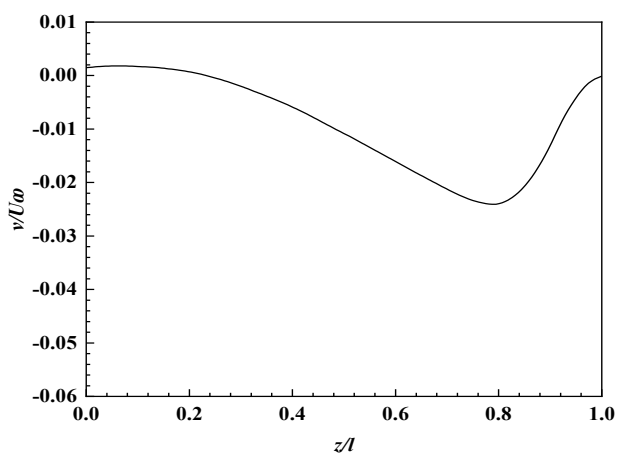
图4 线性锥化圆柱和光滑圆柱升、阻力系数瞬态时程曲线

另一个与圆柱绕流情况的不同之处在于，锥化圆柱的截面直径沿柱体展向呈线性变

化，这给流动带来了明显的三维特性。根据 VD Narasimhamurthy^[12]的研究，在展向压力梯度的驱动下，线性锥化圆柱的前驻点线、后驻点线以及沿前驻点线往后 90°处，均会产生沿展向的二次流。图 5 为柱体前驻点线以及后驻点线附近的展向速度。如图 5(a)所示，在柱体前驻点线附近，二次流从柱体的宽端流向窄端，展向速度先增大后减小；而在柱体尾流区域二次流的流动方向则相反，从柱体的窄端流向宽端，并且由于二次流的存在，在柱体的后缘壁面处形成回旋，产生了尾涡，如图 6 中截面时均速度流线图所示。



(a) 柱体上游



(b) 柱体下游

图 5 不同位置处的展向速度

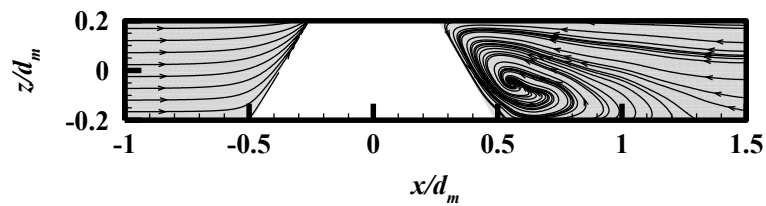


图 6 流线图

2.2 换热特性

2.2.1 总表面平均努塞尔数

图 7 为线性锥形圆柱的总表面平均努塞尔数随时间的变化趋势。考虑到升阻力系数的变化趋势可以看出, Nu 变化情况与柱体力系数有很强的依赖关系。当阻力和升力波动减小时, Nu 也随之减小。这一结论与 Jahoon Moon^[10]的研究结果相符合。阻力和升力波动被抑制是因为尾流区形成了细长和减弱的涡, 因此尾流附近的气体交换变弱, 导致换热减小。

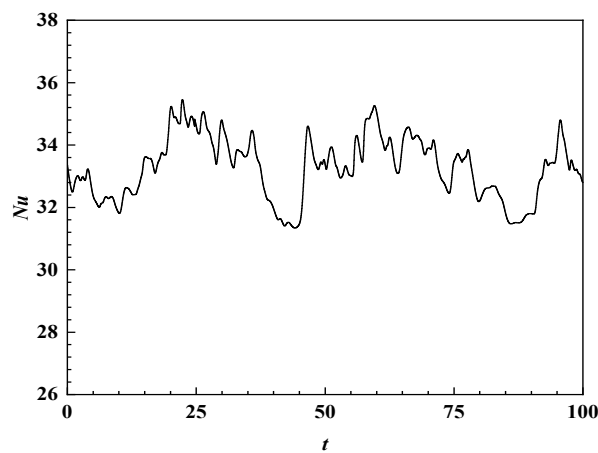


图 7 总表面平均努塞尔数时程曲线图

2.2.2 局部平均努塞尔数

通过研究局部换热特点及局部对流换热系数的分布规律, 就可以知道哪些部位换热效果最好, 哪些部位换热效果最差。首先研究 Nu 的展向变化。图 8 中展示了线性锥化圆柱模型表面的平均努塞尔数的分布云图。根据 Jahoon Moon^[10]的模拟研究可知, 光滑圆柱体的周向 Nu 值分布在展向上是不变的, 而从图 8 中可以看出, 锥度的存在明显影响了 Nu 的分布。

如图所示, 在柱体的前缘部分, 线性锥化圆柱的 Nu 分布情况呈现出两端 Nu 分布密集, 中间区域 Nu 分布稀疏且较为均匀。其中靠近窄端、 Nu 分布密集的为区域 I, 模型中间部分 Nu 均匀分布的为区域 II, 靠近宽端、 Nu 分布密集的为区域 III。对于线性锥化圆柱模型, 在柱体窄端一侧的区域 I 内, Nu 在窄端下方的某一前驻点处最大, 并以

其为中心呈不规则椭圆状向外扩散；区域 II 内的 Nu 值较区域 I 更小，但分布的更加均匀；沿展向进入区域 III， Nu 分布得更加密集， Nu 数快速增加，并在最底部达到最大值。

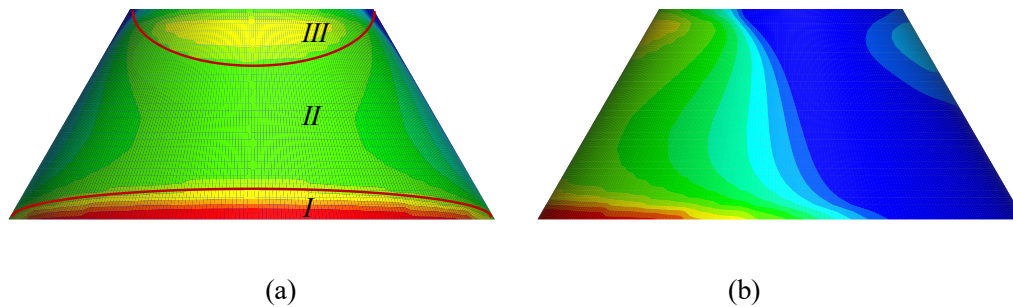


图 8 时均努塞尔数分布云图

在柱体侧面，如图 8(b)所示， Nu 数随着周向角的增加而减小，并在某一点处达到最小值，此点即为流动分离点。从图中可以看出，线性锥化圆柱局部 Nu 最小值的位置随着直径的增加不断向后推移。

3 结 论

本文基于大涡模拟数值方法，对 $Re=3000$ 工况下的线性锥化圆柱在小锥度比下的流动及传热特性进行研究。得到以下结论：

(1) 与无限长圆柱相比，线性锥化圆柱的流动现象更为复杂，具有明显的三维流动特性。一方面，从升阻力系数时程图可以看出，锥化圆柱的几何结构起到减阻、减小升力脉动的作用，其时均阻力系数比圆柱低 18%；另一方面，由于锥度比的存在，锥化圆柱壁面附近存在二次流，影响了表面的换热规律；

(2) Nu 变化情况与柱体力系数有很强的依赖关系。当阻力和升力波动减小时， Nu 也随之减小。阻力和升力波动被抑制是因为尾流区形成了细长和减弱的涡，因此尾流附近的气体交换变弱，导致换热减小。

(3) 光滑圆柱体柱面上 Nu 的二维表面分布与展向无关，而线性锥化圆柱前缘区域的 Nu 分布轮廓呈漏斗状，两端 Nu 分布密集，中间部分则较为稀疏；柱体侧面沿展向随着直径的增加，分离点位置逐渐后移，因此 Nu 最小值点也逐渐后移。

参考文献

- [1] Hilpert R. Heat transfer from cylinders[J]. Forsch Geb Ingenieurwes, 1933.
- [2] McAdams, William H. Heat Transmission /-3rd ed[M]. Heat Transmission /-3rd ed, 1954.
- [3] Perkins H C, Leppert G. Forced Convection Heat Transfer From a Uniformly Heated Cylinder[J]. Journal of Heat Transfer, 1962, Vol: 84(3):219-234
- [4] Hilpert R. Wärmeabgabe von geheizten Drahten und Röhren[J]. forsch.geb.ingenieurwes, 1933.
- [5] Gaster M. Vortex shedding from slender cones at low Reynolds numbers[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1969,38(3):565-576.
- [6] Piccirillo P S, Van Atta C W. An experimental study of vortex shedding behind linearly tapered cylinders

- at low Reynolds number[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1993,246:163-195.
- [7] De A K, Sarkar S. Three-dimensional wake dynamics behind a tapered cylinder with large taper ratio[J]. *Physics of Fluids*, 2020,32(6):63604.
- [8] Hsiao F B, Pan J Y, Chiang C H. The study of vortex shedding frequencies behind tapered circular cylinders[J]. *ASME-PUBLICATIONS-PVP*, 1993,245:103.
- [9] Kim,M.I, Yoon H S. Large eddy simulation of forced convection heat transfer from wavy cylinders with different wavelenths[J].*INTERNATIONAL JOURNAL OF HEAT AND MASS TRANSFER*, 2018,127:18.
- [10] Moon J, Yoon H S, Kim H J, et al. Forced convection heat transfer from an asymmetric wavy cylinder at a subcritical Reynolds number[J].*INTERNATIONAL JOURNAL OF HEAT AND MASS TRANSFER*, 2019,129:14.
- [11] Yoon H S, Nam S H, Kim M I. Effect of the geometric features of the harbor seal vibrissa based biomimetic cylinder on the forced convection heat transfer[J]. *INTERNATIONAL JOURNAL OF HEAT AND MASS TRANSFER*, 2020,159:19.
- [12] Narasimhamurthy V D, Andersson H I, Pettersen B. Steady viscous flow past a tapered cylinder[J]. *Physics of Fluids*, 2017,29(9):15.

基于机器学习的单双斜向肋通道对流传热优化

王翔宇，徐向华，梁新刚*
(清华大学航天航空学院，北京 100084)

(Tel:15652659878, Email:xy_wang7777@qq.com)

摘要：结构参数优化对于提升通道对流传热特性具有重要意义。本文基于机器学习方法开展了单双斜向肋通道的结构参数优化研究。首先通过批量化建模获得了大量数据，然后通过量纲分析获得训练模型时应考虑的无量纲参数。之后通过筛选，选择高斯回归过程模型进行训练，并利用数值模拟结果和训练结果分析结构参数对通道流动传热特性的影响。最后利用训练好的机器学习模型，通过拟牛顿法分别优化获得了 Nu 和 PEC 最优时对应的结构参数，获得的最优结构参数相比于优化前具有更好的对流传热特性和综合传热特性。并总结归纳了基于机器学习的对流传热优化流程，该方法具有一定的普适性。

关键词：对流传热；数值模拟；机器学习；高斯过程回归

0 前言

对流传热过程广泛出现在航空航天、化工、新能源汽车、芯片传热、储能等领域中，在保护关键部件的正常运转、提高工业生产效率、营造更舒适的环境、节能减排等方面扮演着重要的角色。强化对流传热过程对于增强热防护效果，改善传热过程，增强系统稳定性与可靠性具有重要意义。

根据传热强化的方式不同，可将对流传热的强化分为主动传热强化和被动传热强化。其中主动传热强化主要指的是通过外部能量输入来强化传热，比如通过电磁场来增强流体扰动，主动传热强化过程存在的弊端在于会带来额外的部件和能源消耗。被动传热强化主要是通过改变通道结构，改变通道表面形状，或内置扰流物的方式实现的，被动传热因其成本低，故应用范围更广^[1]。

常见的被动强化传热方式之一，是通过增加肋片来扩展换热面积、增强流体扰动实现的。不过借助于肋结构强化传热的同时，也会带来阻力增加，为了平衡工程实践过程中的传热强化与压降损失，有很多学者进行了深入的研究。其中传热强化与压降损失平衡的非常出色的通道结构型式之一，是孟等提出的不连续双斜向肋通道^[2]，该通道结构基于对流传热过程中的场协同优化获得的最优化流场设计而成^[3]，其优势在于可产生多纵向涡的扰流结构，起到强化传热效果，并且其引起的压降损失增加也较低，拥有着出色的综合传热特性。

针对于不连续双斜向肋通道的传热强化，也有很多学者开展了相应的研究^{[4][5][6][7]}。王等通过场协同优化方法，获得了最优化的单面传热流场，之后参考不连续双斜向肋通道的设计思路，提出了一种新型的单双斜向肋通道，该通道应用于单面加热通道中具有

出色的传热强化效果，且引起的压降损失增加较低^[6]。

新型的传热肋结构，要想更好地被应用于工程实践中，还需要进行相应的结构参数优化。传统的传热肋结构参数优化，因其结构参数变化的数量少，故难以获得最优化的结构参数布置方案^[8]。近年来，伴随着机器学习的发展，其也越来越多地被应用于传热结构优化和实验数据处理上。相比于传统的通过人工拟合获得通道传热特性的方式，机器学习方法的优势在于可轻松构建起大量数据输入和输出之间的关系。已有学者通过机器学习分析了肋结构参数与流动传热特性之间的关系，发现构建起来的规律可实现高精度的传热特性预测。Kwon 等^[9]借助于机器学习的随机森林算法分析了 2D 通道中，不同肋高下的传热特性，并通过将预测结果和数值模拟结果的对比验证了所采用算法的可靠性；Krishnayatra 等^[10]借助于机器学习中的邻近算法对一种新型肋结构的肋效率进行了设计和优化，结果验证该方法能够准确地对肋效率进行预测；Schniewind 等^[11]利用机器学习对层流流动通道的结构进行了研究，验证了卷积神经网络能够在一定范围内准确预测层流通道的传热特性，并发现 S 型通道是帕累托改进最优的，未来可扩展到更复杂的通道中。

尽管现在已经有不少利用机器学习方法开展传热结构研究的工作，但是目前尚未发现利用机器学习开展三维肋结构参数优化的工作，本文基于之前研究中提出的单双斜向肋通道^[6]，通过批量化几何建模和数值模拟的方式获得单双斜向肋通道的流动传热数据，借助机器学习方法构建了通道三维几何参数与流动传热特性的关系，最后通过优化算法实现了几何参数的优化。

1 单双斜向肋通道几何模型及传热强化机理

本文采用的单双斜向肋通道的几何模型如图 1 所示，在通道加热面上有一对双斜向肋，而在通道两侧的壁面则各有一个单斜向肋。顶面肋与来流方向的夹角为 135° ，侧面肋与来流方向的夹角为 45° 。由于在之前的研究中^[6]中发现这种肋结构布置方式具有更好的传热特性，故本文不再对夹角进行优化。肋中间的半圆柱加两侧 $1/4$ 球形构成，这样的形状有助于降低阻力。为了减少后确定模型的几何参数数量，降低本文算例的数量，故将本文的肋结构设置成相同大小、相同间距的，本文肋的几何参数仅由肋长、肋间距、肋半径三个参数组成。

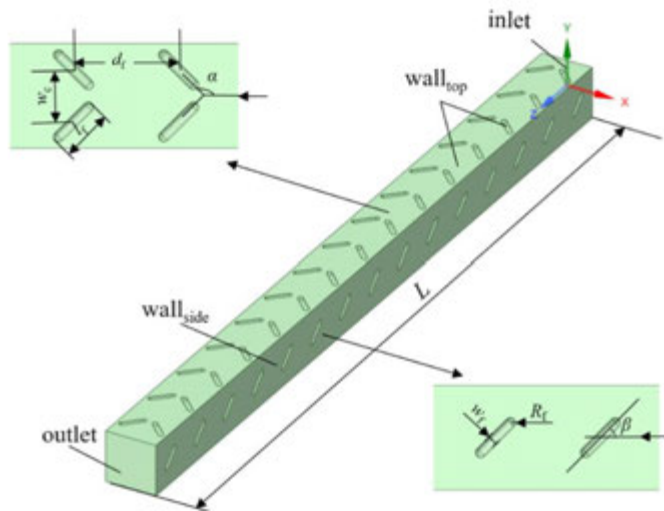


图1 通道几何结构模型^[6]

单面加热的单双斜向肋通道与常见的强化传热通道存在的区别在于，其不仅在加热面上布置了传热强化的不连续双斜向肋结构，还在加热面附近的侧面布置了一对单斜向肋结构。通道的截面速度矢量和温度场如图2所示，从速度矢量分布中可以看出，两侧的单斜向肋会起到将流体向上扰流的效果，其与顶部加热面上的双斜向肋的产生的绕流起到很好的协同效果，因此其具有出色的传热特性。从温度场的分布中可以发现，其高温区不只是集中在顶面附近，而是有明显的向下混合的效果。故该通道具有出色的流动传热特性。

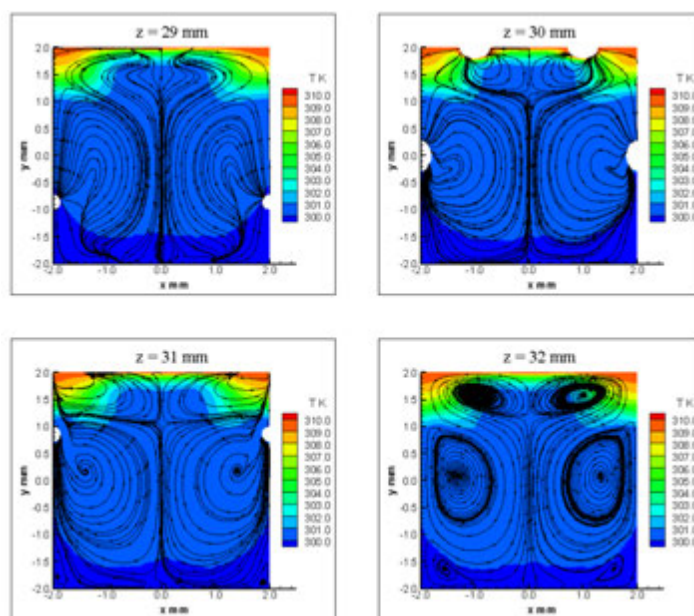


图2 单双斜向肋通道流动截面的速度矢量和温度场

2 数值模型

考虑到本文所研究的工况下，通道内的流体的雷诺数较低，故采用层流模型进行模

拟。稳态层流不可压缩过程的求解需满足的连续性方程，动量方程和能量方程分别如下所示：

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} \quad (2)$$

$$\rho c_p \mathbf{u} \cdot \nabla T = \lambda \nabla^2 T \quad (3)$$

其中， ρ 是流体的密度， \mathbf{u} 是速度矢量， T 是温度， p 是压力， λ 是热导率， μ 是动力粘度。

模型工质用的是水，物性为常物性，密度 ρ 为 998.2kg/m³，热导率 λ 为 0.6 W/(mK)，粘度为 0.001003 Pa·s。边界条件设置如下：给定质量流量入口和压力出口，入口温度为 300 K，加热面采用等壁温边界条件， $T=310$ K。

数值求解过程，采用 SIMPLEC 算法，压力、动量、能量方程离散为二阶精度。求解过程中，能量方程可收敛到 1×10^{-10} ，连续性方程可收敛到 1×10^{-8} ，以充分保证模型收敛。

3 量纲分析

在进行数值模拟前，需先分析影响结果的因素，这里采用量纲分析法来确定机器学习的输入参数。

单双斜向肋通道的对流传热系数 h 主要受以下参数影响：

$$h = f(u, d_h, \lambda, \mu, \rho, c_p, l_f, d_f, R_f, L) \quad (4)$$

其中， u 为流速， d_h 为当量水力直径， λ 为工质的热导率， μ 为工质的粘度， ρ 为工质的密度， c_p 为工质的比热， l_f 为肋长， d_f 为肋间距， R_f 为肋半径， L 为通道长度。

与单双斜向肋通道对流传热相关的物理量有 11 个，由 4 个基本物理量的量纲：时间，长度，质量和温度组成。根据 π 定理，物理量总数 $n=11$ ，基本物理量 $r=4$ ，故可组成 7 个无量纲数，如下所示：

$$\begin{aligned} \pi_1 &= \frac{hd_h}{\lambda}, Nu; \quad \pi_2 = \frac{\rho u d_h}{\mu}, Re; \quad \pi_3 = \frac{\mu c_p}{\lambda}, Pr \\ \pi_4 &= \frac{l_f}{d_h}, \quad \pi_5 = \frac{d_f}{d_h}, \quad \pi_6 = \frac{R_f}{d_h}, \quad \pi_7 = \frac{L}{d_h} \end{aligned} \quad (5)$$

其中， $\pi_1 \sim \pi_3$ 是大家熟知的流动传热过程无量纲数，分别是努塞尔数 Nu ，雷诺数 Re 和普朗特数 Pr ；而 $\pi_4 \sim \pi_6$ 则是与单双斜向肋通道结构相关的参数，将其定义为与当量水力直径的比值， π_7 则是与通道长度相关的无量纲参数。

故可建立 Nu 数和 Re 、 Pr 等无量纲数之间的关系：

$$Nu = f\left(Re, Pr, \frac{l_f}{d_h}, \frac{d_f}{d_h}, \frac{R_f}{d_h}, \frac{L}{d_h}\right) \quad (6)$$

同理，可构建单双斜向肋通道阻力系数 ε 与无量纲数之间的关系：

$$\varepsilon = f\left(Re, \frac{l_f}{d_h}, \frac{d_f}{d_h}, \frac{R_f}{d_h}, \frac{L}{d_h}\right) \quad (7)$$

进一步，考虑到本文研究只改变通道肋结构参数，不对流体物性进行过改变，通道长度也均保证为 $L/d_h=15$ ，故本文的通道模型的 Nu 数只与 Re ，肋长 l_f ，肋间距 d_f ，肋半径 R_f 等有关；阻力系数的变化，也不考通道长度的影响。

在工程应用中，除了传热特性，人们还关心通道的综合传热特性。综合传热特性出色的通道，在提升传热特性的同时，带来了更低的压降损失，故具有更好的经济性。常用于评价带有肋结构通道综合传热特性的参数是 PEC ，其定义如下：

$$PEC = \frac{Nu / Nu_0}{(\varepsilon / \varepsilon_0)^{1/3}} \quad (8)$$

其中，下标 0 的含义是对应的相同当量水力直径的直通道的特性。

根据前文分析，散热通道的阻力系数、努塞尔数、综合传热特性都只与 $l_f/d_h, d_f/d_h, R_f/d_h$ ，以及 Re 有关：

$$\varepsilon, Nu, PEC = f\left(\frac{l_f}{d_h}, \frac{d_f}{d_h}, \frac{R_f}{d_h}, Re\right) \quad (9)$$

4 数据收集

在数据收集过程中，本文通过批量化几何构建的方式创建了不同几何参数的肋结构模型，然后利用 Fluent Meshing 网格划分软件生成网格，之后再在 Fluent 中进行数值模拟，并统计数值模拟结果。

获得的肋结构通道的几何参数和雷诺数取值如表 1 所示，选择肋长范围为 1.6 mm~2.6 mm，肋间距范围为 1.5 mm~4.0mm，肋半径范围为 0.1mm~0.3mm，雷诺数范围为 250~1500。在实际的几何构建过程中，去掉肋几何结构超出通道的模型，最终获得了 96 组几何模型。在雷诺数计算过程中，考虑到计算资源和计算时长，选择在 $Re=1000$ 下计算全部 96 组模型，其余的 Re 条件下计算获得 215 组算例，总计获得了 311 组结果。

表 1 几何参数与雷诺数的取值

参数	值
l_f mm	1.6, 1.8, 2.0, 2.2, 2.4, 2.6
d_f mm	1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 4.0
R_f mm	0.1, 0.15, 0.2, 0.25, 0.3
Re	250, 500, 750, 1000, 1250, 1500

5 机器学习

机器学习是一种利用计算机和数据获得知识、经验、规律的方法。根据输入和输出的数据是否有标签，可将其分为有监督学习和无监督学习。本文的输入参数和输出参数都是带有标签的，故属于有监督学习。常用的有监督学习算法包括线性回归、神经网络、支持向量机、决策树、高斯过程回归等。

针对本文需解决的问题，利用肋结构参数、雷诺数等实现对肋流动传热特性的预测。考虑到可用于训练的数据量不大，故采用全部数据进行训练。为了防止过拟合，选择 5 折交叉验证的方式，将数据分成 5 份，用 4 份进行训练，1 份测试，然后用 5 次训练结果的平均值作为最终的平均结果。机器学习的训练目标选择的是均方根误差 $RSME$ ，其

反应了预测结果与目标结果的平均预测误差。

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (y_{\text{pre}} - y)^2} \quad (10)$$

在进行机器学习模型训练时，通过前期对不同模型的训练结果进行测试，最终选择了高斯回归过程模型^[12]。高斯回归过程模型是一种利用高斯过程作为先验分布进行机器学习的非参数回归模型，其适用于解决具有连续输入和输出值的问题，常用于小数据量的学习任务。

高斯过程回归的训练结果依赖于数据点之间的核函数选择，核函数是一种协方差函数，其定义了输入空间中任意两个点之间的相似性度量，常见的核函数包括平方指数核、二次有理核、Matern 核等。

不同的核函数适用于不同的数据，平方指数核适用于二阶可微的平滑、连续数据；二次有理核适用于具有非线性特征的数据，而 Matern 核根据不同形状参数取值，具有平稳和非平稳两种形式，具有较高灵活性的 Matern 5/2 核函数的形式如下所示：

$$k(x, x') = \sigma^2 \left(1 + \frac{\sqrt{5} \|x - x'\|}{l} + \frac{5 \|x - x'\|^2}{3l^2} \right) \exp \left(-\frac{\sqrt{5} \|x - x'\|}{l} \right) \quad (11)$$

其中， x 和 x' 是空间中的点； l 是长度参数，影响函数的平滑程度，控制不同点之间的相似性衰减速度； σ^2 是信号方差，表示函数值的变化幅度； $\|x - x'\|$ 表示两点之间的欧氏距离。

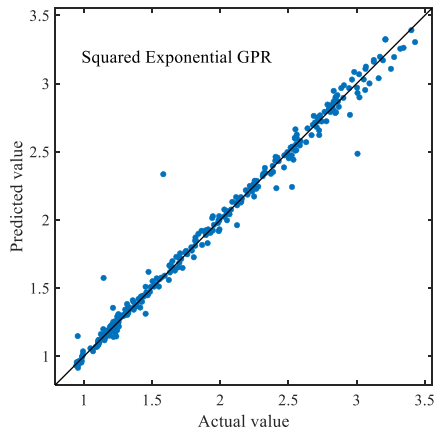
在机器学习训练过程中，选择的高斯回归过程模型的核函数，除了 Matern 5/2，还有平方指数和二次有理两种，其区别主要是核函数的形式。

在机器学习过程中，以 l_f/d_h 、 d_f/d_h 、 R_f/d_h 、 Re 这四个输入参数，以阻力系数、努塞尔数和 PEC 为训练目标，获得的结果的均方根误差如表 2 所示。从结果中可以看出，Matern 5/2 高斯过程回归训练得到的阻力系数、努塞尔数和 PEC 均具有最小的均方根误差，故下文优化基于该模型的训练结果进行。

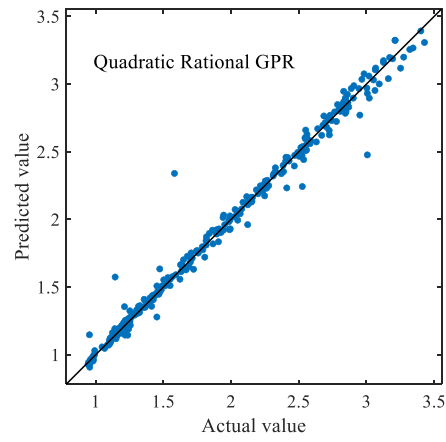
表 2 不同核函数训练的均方根误差

核函数	ε	Nu	PEC
平方指数	0.0100	1.236	0.0761
二次有理	0.0090	1.216	0.0763
Matern 5/2	0.0082	1.173	0.0758

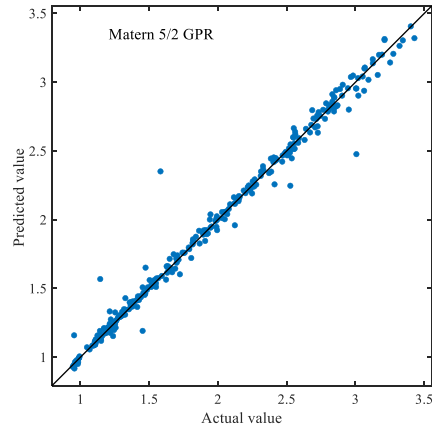
以 PEC 的训练结果为例，不同核函数获得的预测值和真实值之间的关系如图 3 所示，在应用于 PEC 预测时，三者均具有很不错的预测效果。



(a) 二次有理



(b) 平方指数



(c) Matern 5/2

图3 预测值与真实值之间的对比

6 结构参数对单双斜向肋通道流动传热特性的影响

基于前文训练和数值模拟的结果，分析肋长、肋间距和肋半径等结构参数对单双斜向肋通道流动传热特性的影响。其中，肋长对通道流动传热的影响如图4所示，散点为数值模拟计算的结果，线为机器学习训练模型的预测结果。从趋势上看，阻力系数和努塞尔数均随着肋长的增加而增大， PEC 也是，故适当增加肋长有助于提升传热特性和综合传热特性，但也会带来阻力的增加。

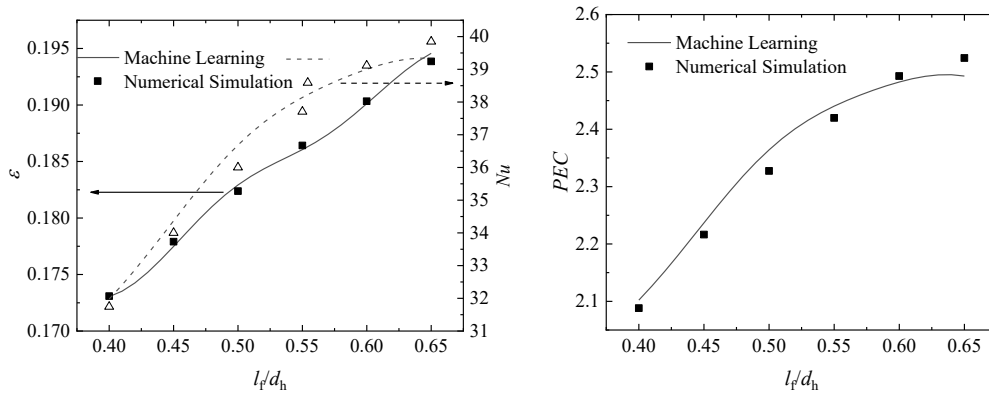


图4 肋长对通道流动传热特性的影响 ($d_f/d_h=0.625$, $R_f/d_h=0.05$, $Re=1000$)

肋间距对通道流动传热特性的影响如图5所示,阻力系数、努塞尔数和 PEC 均随着肋间距的增加而降低。故较低的肋间距,有助于提升系统的传热特性和综合传热特性。但肋间距也不能无限降低,当肋间距为0时,通道会接近于直通道,将不利于提升传热效果。

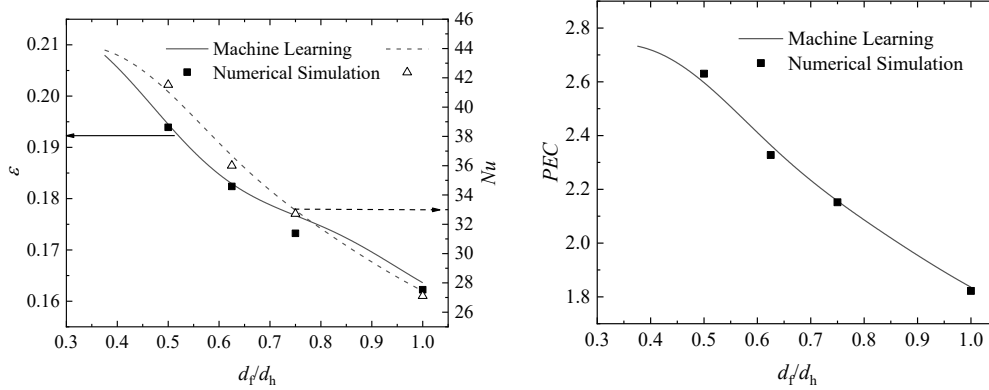


图5 肋间距对通道流动传热特性的影响 ($l_f/d_h=0.5$, $R_f/d_h=0.05$, $Re=1000$)

肋半径对通道流动传热的影响如图6所示,阻力系数、努塞尔数和 PEC 均随着肋半径的增加而增大。肋半径的增加有助于增大换热面积,但也会带来更大的阻力,但是有助于提升系统的综合传热特性,机器学习训练结果和数值模拟结果的变化趋势也很接近。

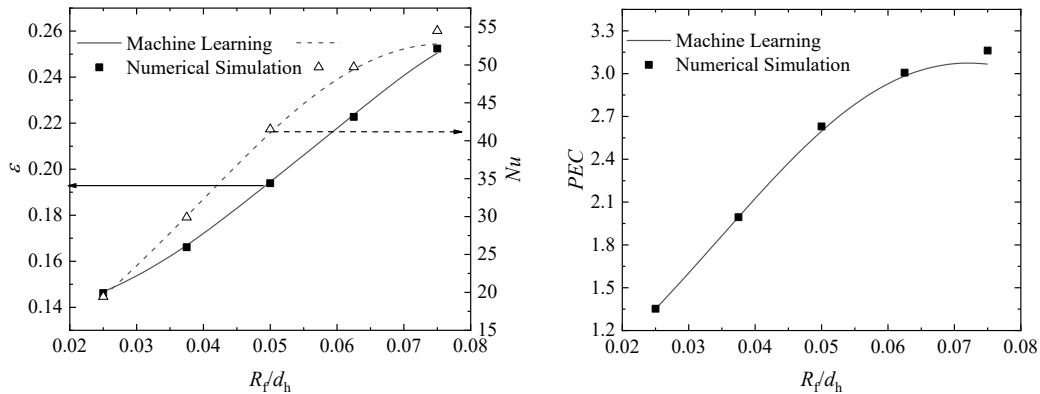


图6 肋半径对通道流动传热特性的影响 ($l_f/d_h=0.5$, $d_f/d_h=0.5$, $Re=1000$)

综上，设计拥有更强传热特性和综合传热特性的肋结构，可采用增加肋长，缩短肋间距和增大肋半径的方式。

7 单双斜向肋通道结构参数优化

在获得了可用来预测单双斜向肋通道的模型后，除了可用于单双斜向肋通道的设计和分析外，还可基于该模型对单双斜向肋通道的最佳结构参数进行寻优。在优化过程中，分别以 Nu 、 PEC 作为本文的优化目标。由于目标是 Nu 或 PEC 最大，故给优化函数加个负号，如下所示：

$$Nu, PEC = -\min f(x), x \in X \quad (12)$$

优化过程的约束条件为肋长、肋间距和肋半径的取值范围，这里考虑的是在实际建模过程中，要构建完整的肋结构模型应符合的范围。雷诺数取定值， $Re=1000$ ，其余约束条件如下所示：

$$\text{s.t.} \begin{cases} 0.4 \leq l_f/d_h \leq 0.65 \\ 0.375 \leq d_f/d_h \leq 1.0 \\ 0.025 \leq R_f/d_h \leq 0.075 \end{cases} \quad (13)$$

求解时采用的方法是拟牛顿法，其通过逐步逼近目标函数的 Hessian 矩阵的逆来更新迭代点，从而获得目标的最优解。在求解时需要给定初值，这里初值选择的是： $l_f/d_h=0.5$ ， $d_f/d_h=0.5$ ， $R_f/d_h=0.05$ ，分别对 Nu 和 PEC 进行优化求解，优化得到的最优解随着迭代次数的变化如图 7 所示，均在迭代 10 步左右就能够获得最优解。

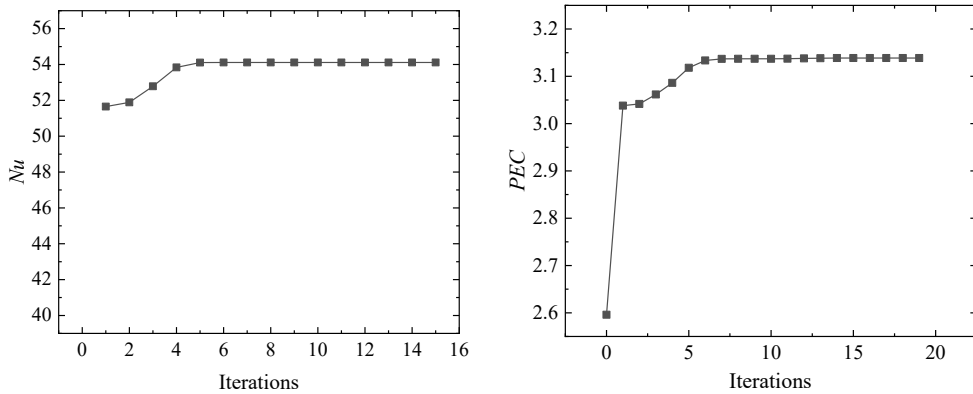


图 7 拟牛顿法得到的最优解随迭代次数的变化

优化获得的两组最优结果如表 8 所示，其中最佳努塞尔数为 54.1，对应的阻力系数 ε 和 PEC 分别为 0.271 和 3.12。优化获得的最优 PEC 为 3.14，对应的阻力系数和努塞尔数分别为 0.259 和 53.7。

表 3 优化获得的最优解

	ε	Nu	PEC	l_f/d_h	d_f/d_h	R_f/d_h
$Nu\text{-opt}$	0.271	54.1	3.12	0.58	0.47	0.076
$PEC\text{-opt}$	0.259	53.7	3.14	0.56	0.46	0.071

将上述优化的结果与数值模拟结果进行对比，绘制的散点图如图 8 所示，从图中能发现，优化后获得的最佳努塞尔数和 PEC 均相比于之前的数值模拟结果有提升，但本文的优化提升的幅度并不是很大，努塞尔数相比于数值模拟算例中最好的结果 ($Nu=52.4$) 提升了 3.2%， PEC 相比于数值模拟结果中的最优解 ($PEC=3.09$) 仅提升了 1.6%。之所以本文优化提升的幅度较低，与本文数值模拟的算例布置的相对密集，本身潜在的提升空间有限有关。

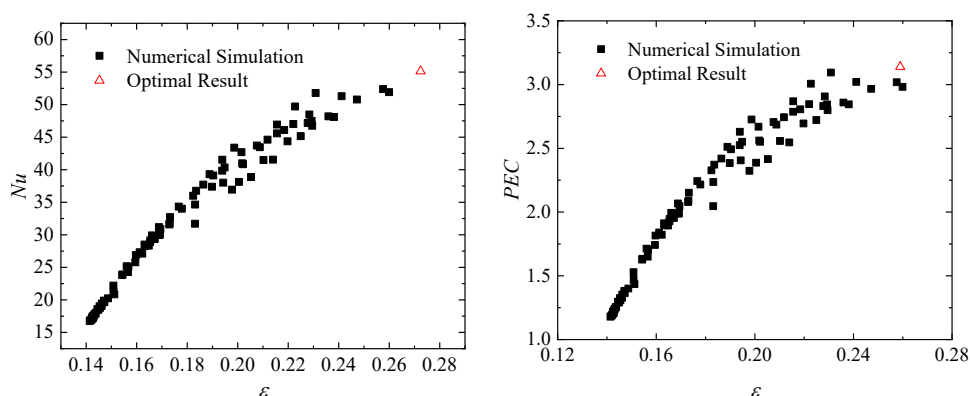


图 8 最优化结果与数值模拟结果对比

8 基于机器学习的传热肋结构优化流程

根据本文开展机器学习的传热肋结构优化过程，形成优化流程图如图 9 所示。主要步骤如下：

- 1) 首先通过数值模拟/实验的方式收集到训练数据；
- 2) 然后借助于机器学习方法构建模型输入输出关系；
- 3) 之后基于训练获得的模型开展优化工作；
- 4) 然后判断优化结果是否满足需求；
- 5) 如果结果不满足需要的话，可重复上述过程，直到结果满足需求。

尽管前文论文介绍过程中，未展现重复补充数据的迭代优化过程，但其在处理过程中，是通过不断增加算例迭代该流程最终才获得了让人满意的结果。该机器学习优化方法具有一定的普适性，可应用于传热通道肋结构参数优化，也可应用于多物理过程或工程实践的参数优化。

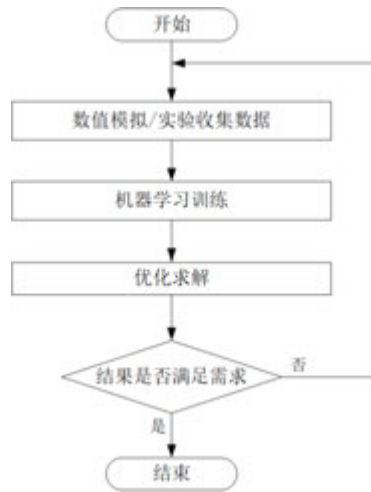


图9 基于机器学习的传热肋结构优化流程图

9 结论

本文开展了基于机器学习的单双斜向肋通道对流传热优化，在开展机器学习训练前，通过量纲分析的方式，分析了通道流动传热特性与参数之间的关系，然后借助于批量化的构建几何模型、划分网格、数值模拟获得了大量的数据。

然后基于机器学习中的高斯回归过程对获得的数据进行训练和学习，获得了与数值模拟结果吻合很好的训练模型。并且利用该模型分析了结构参数对通道流动传热特性的影响，结果表明采用增加肋长、缩短肋间距和增大肋半径的方式，可获得具有更强传热特性和综合传热特性的肋结构。

之后利用机器学习获得的模型，在约束的肋结构参数范围内，采用拟牛顿法对努塞尔数和 PEC 进行了优化。并将最优化结果与数值模拟结果进行了对比，发现利用该方法获得的最优结果相比于数值模拟结果有一定的提升，表明可利用该方法优化获得更优的传热肋结构参数。

并且总结了基于机器学习的传热肋结构优化流程，该方法具有一定的普适性，可应用多种物理过程或工程实践的参数优化。

参考文献

- [1] Manglik R M. Heat transfer enhancement[J]. Heat transfer handbook, 2003: 1029-1130.
- [2] Meng Ji-An, Li Zhi-Xin, Guo Zengyuan. Performance of enhanced heat transfer tube with discrete double-inclined ribs[J]. Journal of Chemical Industry & Engineering, 2005, 56(006):995-998.
- [3] Meng J A, Liang X G, Li Z X. Field synergy optimization and enhanced heat transfer by multi-longitudinal vortexes flow in tube. Int. J. Heat Mass Transfer, 2005, 48(16): 3331-3337.
- [4] Zheng N, Liu W, Liu Z, et al. A numerical study on heat transfer enhancement and the flow structure in a heat exchanger tube with discrete double inclined ribs. Appl. Therm. Eng., 2015, 90: 232-241.
- [5] Tang X Y, Zhu D S. Flow structure and heat transfer in a narrow rectangular channel with different discrete rib arrays. Chem. Eng. Process., 2013, 69: 1-14.

- [6] Wang X Y, Xu X H, Liang X G. Enhancement of laminar flow heat transfer with single/double-inclined ribs for unilaterally-heated channel[J]. Science China Technological Sciences, 2023: 1-11.
- [7] Zheng N, Yan F, Zhang K, et al. A review on single-phase convective heat transfer enhancement based on multi-longitudinal vortices in heat exchanger tubes[J]. Applied Thermal Engineering, 2020, 164: 114475.
- [8] 王翔宇,徐向华,梁新刚.微小通道氢—氦换热器传热分析与结构改进[J].工程热物理学报, 2022, 43(11):7.
- [9] Kwon B, Ejaz F, Hwang L K. Machine learning for heat transfer correlations[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2020, 116: 104694.
- [10] Krishnayatra G, Tokas S, Kumar R. Numerical heat transfer analysis & predicting thermal performance of fins for a novel heat exchanger using machine learning[J]. Case Studies in Thermal Engineering, 2020, 21: 100706.
- [11] Schniewind M, Stroh A, Ladewig B P, et al. Machine learning for rapid discovery of laminar flow channel wall modifications that enhance heat transfer[J]. arXiv preprint arXiv:2101.08130, 2021.
- [12] Seeger M. Gaussian processes for machine learning[J]. International journal of neural systems, 2004, 14(02): 69-106.

微直肋管内置涡产生器的流动与传热特性 数值研究

王崇兆, 吴林凯, 李鑫鹏, 林志敏[#], 侯博, 王良璧
(兰州交通大学机电工程学院 铁道车辆热工教育部重点实验室 甘肃 兰州 730070)
(*Tel: 0931-4938083, Email: linzhimin@mail.lzjtu.cn)

摘要: 为探究微直肋管内置涡产生器的管内流动与传热特性及不同结构参数如扭率 T_r (3、4、5 和 6)、间距比 S/W (0.83、1、1.25 和 1.67)和基带宽度比 W_b/W (0.3、0.45、0.6 和 0.75)对其影响, 本文采用数值方法进行了相关研究。结果表明: Re 在 3000~30000 范围内, 微直肋管内置涡产生器的 Nu_m/Nu_0 和 ff_0 分别为 1.17~2.16 和 3.87~5.07, 综合传热因子 JF 最大可达 1.3; 微直肋管内置等腰梯形涡产生器后, 随着扭率 T_r 的减小, 管内平均努塞耳数 Nu_m 增大, 而 W_b/W 对 Nu_m 影响较小; 低 Re 下 Nu_m 不随 S/W 的改变而有明显变化, 高 Re 下随着 S/W 增大, Nu_m 呈降低趋势; 同一 Re 下, 阻力系数 f 随 T_r 、 S/W 的减小及 W_b/W 的增大而增大。相较于微直肋管、光滑圆管内置涡产生器及扭带和光滑圆管, 微直肋和涡产生器各自优点相结合, 共同起到了强化传热的作用, 因而具有更好的换热效果。

关键词: 微直肋管; 强化传热; 二次流; 涡产生器

0 引言

管内强化传热技术作为改善管壳式换热器性能的重要举措, 目前各式的强化传热管已被开发出来, 主要为: 异型管如螺旋槽纹管、横纹管、波纹管、缩放管和内螺纹肋管^[1-5]和内置扰流插件管, 如内置螺旋线圈及弹簧、绕花丝、锥形环和扭带等^[6-12]。

微肋管作为异型管之一, 自 1966 年 Lawson 等报道螺纹管以来, 相关从业人员对该类管的性能开展了大量研究。Li 等^[13]以油和水为工质, 探究了不同范围的 Re (2500~90000)和 Pr (3.2-220)对微肋管内压降和传热特性的影响。Sapali 等^[14]实验研究了 HFC-134a 和 R-404A 在光滑圆管及微肋管中冷凝时传热系数(HTC)的变化规律, 并获得了冷凝 HTC 的关联式。Copetti 等^[15]在层流与湍流工况下对比分析了微肋管与光滑圆管内水单相流动的传热与摩擦特性。

扭带具有较好的强化管内换热效果, 但较大的形体阻力是其不足之一。部分学者为减少扭带的形体摩擦, 相继研究了松弛扭带^[16]、变扭率扭带^[17]、切口扭带^[18]、涡产生器^[19-22]等内插件的流动与传热特性。Lin 等^[20]采用数值方法分析了等壁温边界条件及不同 Re 数下, 变结构参数的平行四边形涡产生器对圆管内流动和传热的影响。研究表明, 当 $Re=50\sim 600$ 时, 相比于光滑圆管, Nu 和阻力系数 f 分别增加了 76.4%-190.9% 和 179.9%-289.1%, 综合传热因子最大为 1.85。Chamoli 等^[22]以空气为介质, 对穿孔涡产生器(PVG)在不同 Re 数及均匀热流条件下的流动与传热性能进行了实验研究, 并获得了 Nu 和 f 与 PVG 结构参数相关的经验关联式。Xu 等^[23]对圆管中内置不同攻角 β (0°、15°、30°和 45°)、阻塞比 B (0.1、0.2 和 0.3)、行值 N (4、8 和 12)以及节距比 PR (4.8、2.4 和 1.6)的涡产生器(VG)热性能和流动特性开展实验研究。结果表明, VG 的最大 Nu 和 f 约分别为光滑圆管的 2 倍和 4.8 倍, 最大热增强系数可达 1.45。

部分学者关注微肋管内置扰流元件组合强化传热技术。Al-Fahed 等^[24]以油为工质，实验研究了光管、微肋管及内置扭带的微肋管在层流条件下压降和传热系数的变化规律。Nithiyesh Kumar^[25]在 Re 为 3000~14000 范围内，对内置三角形切割扭曲带的内槽管的热性能、烟效率及其影响因素进行分析研究。Eiamsa-ard S 等^[26]以银-水纳米流体为工作介质，探究了湍流条件下微肋管插入非均匀扭带时 Nu 、阻力系数 f 和热性能参数的变化，并分析了扭率、扭带布置方式和 Re 等对热性能和压降的影响规律。

综上所述，微肋管代替光滑圆管及在管内插入内插件均可强化管内换热效果。微肋管的强化传热机理可表述为，在光滑圆管的基础上加工出可扩展管内传热面积的微肋，增强管内对流换热的同时增大管内摩擦；内插扰流元件的强化传热机理为，内插件会使管内流体产生增强冷热流体掺混程度的二次流或旋流，从而提高换热管的对流换热系数。本文提出了一种涡产生器和微直肋管相结合的组合式强化传热管，微直肋管扩展了管内传热面积，涡产生器对流体产生扰动作用，根据各自的优点来强化管内传热。

1 物理模型

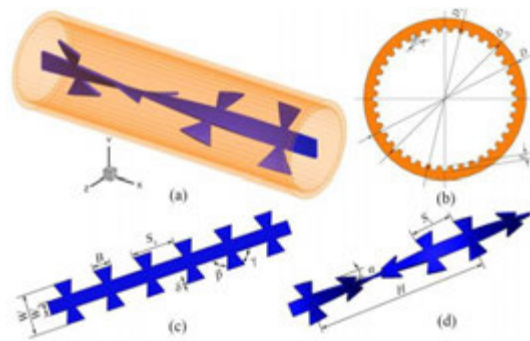


图 1 微直肋管内置涡产生器结构示意图

(a)整体示意图; (b)微直肋管结构参数标示图; (c)涡产生器基片; (d)涡产生器

Fig. 1 Schematic diagram of the structure of the vortex generator in the micro-straight ribbed tube
(a)the overall schematic diagram; (b) the marking diagram of the structural parameters of the micro-straight ribbed tube; (c) the base-unit of the vortex generator; (d) the vortex generator

如图 1 为微直肋管的物理模型结构简图，其中图 1(a)为整体示意图，图 1(b)为微直肋管结构参数标示图，具体结构参数如表 1 所示，图 1(c)为涡产生器基片的结构参数标示图，图 1(d)为涡产生器的结构参数标示图。

表 1 涡产生器的几何结构参数
Table 1 Geometric structure parameters of vortex generators

编号	T_r	S_s/W	S_l/W	β	γ	B/W	W_b/W	W	δ
VG1	3	1.13	1	60	60	0.5	0.3	12	0.6
VG2	4	1.07	1	60	60	0.5	0.3	12	0.6
VG3	5	1.05	1	60	60	0.5	0.3	12	0.6
VG4	6	1.03	1	60	60	0.5	0.3	12	0.6
VG5	5	0.87	0.83	60	60	0.5	0.3	12	0.6
VG6	5	1.31	1.25	60	60	0.5	0.3	12	0.6
VG7	5	1.75	1.67	60	60	0.5	0.3	12	0.6
VG8	3	1.13	1	60	60	0.5	0.45	12	0.6
VG9	3	1.13	1	60	60	0.5	0.6	12	0.6
VG10	3	1.13	1	60	60	0.5	0.75	12	0.6

其中图 1(b)中, e 为微直肋的高度, θ 为肋顶角, D_0 为微直肋管的内径, D 为外径, D_i 为减去肋高的管内径。涡产生器基片是在金属薄片上按照既定几何形状裁去部分材料得来, 结构简图如图 1(c)所示。在此基础上沿轴向扭转即为涡产生器(VG), 其结构简图如图 1(d)所示。图(c)和(d)中, 有 VG 部分的基片宽度为 W , 无 VG 部分的基带宽度为 W_b ; VG 的迎流形状控制角为 β , 背流形状控制角为 γ ; VG 的轴向长度为 B ; 未扭转前相邻 VG 之间的间距为 S_s , 扭转之后相邻 VG 之间的间距为 S_t ; δ 为 VG 的厚度; 节距 H 为 VG 扭转 180 度时的轴向长度; α 为 VG 攻击角。其具体结构参数如表 1 所示。其中, T_r 为 VG 的扭率, S_t/W 和 W_b/W 分别是 VG 间距比和基带宽度比。

VG 的扭率 T_r 定义为:

$$T_r = H/W \quad (1)$$

VG 的 α 与 T_r 关系如式(2)所示:

$$\alpha = \arctan[\pi / (2H / W)] \quad (2)$$

α 和 S_s 共同决定 S_t 的大小, 具体关系如式(3)所示:

$$S_t = S_s / \sqrt{1 + \tan^2 \alpha} \quad (3)$$

2 数学模型

为建立微直肋管内流体流动与传热的数学模型, 作以下简化假设: (1) 流体和涡产生器的物性参数为常数; (2) 内置涡产生器的微直肋管内流体流动为定常不可压缩流动; (3) 不考虑流体中的粘性耗散和质量力。

2.1 控制方程

连续性方程:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4)$$

动量方程:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i u_j) = \frac{\partial}{\partial x_i} [(\mu + \mu_t) \frac{\partial u_j}{\partial x_i}] - \frac{\partial p}{\partial x_j}, (j=1,2,3) \quad (5)$$

流体域能量方程:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho c_p u_i T) = \frac{\partial}{\partial x_i} [(\lambda + \lambda_t) \frac{\partial T}{\partial x_i}] \quad (6)$$

固体域能量方程:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\lambda_s \frac{\partial T}{\partial x_i}) = 0 \quad (7)$$

本文采用 Realizable k - ε 湍流模型进行计算, 近壁区流动采用增强壁面函数法处理。Realizable k - ε 湍流模型的湍动能及湍流耗散的输运方程如下式:

k 方程:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - \rho \varepsilon \quad (8)$$

其中 G_k 表示由速度梯度引起的湍动能; σ_k 是湍动能的普朗特数; $\mu_t = c_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}$, 表示为湍流粘性系数; c_μ 是应变率与旋转张量的函数。

ε 方程:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + \rho C_1 S \varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} \quad (9)$$

其中 $C_1 = \max[0.43, \frac{\eta}{\eta + 5}]$, $C_2 = 1.9$, $\eta = S \frac{k}{\varepsilon}$, $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$, σ_ε 是耗散率的湍流普朗特数。

2.2 边界条件

进出口采用周期性边界条件:

$$\mathbf{u}(x, y, z)|_{\text{in}} = \mathbf{u}(x, y, z)|_{\text{out}} \quad (10)$$

无量纲温度 Θ 定义为: $\Theta(x, y, z) = (T(x, y, z) - T_w) / (T_b - T_w)$

在微直肋管管壁和流体与基带、涡产生器的流固接触面上, 速度采用无滑移边界条件, 如式(12)所示; 热边界条件采用等壁温边界条件。

$$u(x, y, z) = v(x, y, z) = w(x, y, z) = 0 \quad (11)$$

热边界条件通过接触面上温度和热流密度连续施加:

$$T|_f = T|_s, \lambda_f \frac{\partial T}{\partial n}|_f = \lambda_s \frac{\partial T}{\partial n}|_s \quad (12)$$

式中, f 表示与流体区相关的变量或参数, s 表示与固体域相关的变量或参数, n 表示截面法线方向。

2.3 参数定义

Re 和阻力系数 f 定义为:

$$Re = \frac{\rho u_{in} D_o}{\mu}, f = \frac{2\Delta p D_o}{\rho u_{in}^2 L}, q_m = \rho u_{in} A_{in} \quad (13)$$

式中, L 为计算域微直肋管的长度, Δp 是计算域中进出口压降, u_{in} 是微直肋管进口截面的平均速度, q_m 为流体的质量流量, A_{in} 是除去基片部分的进口横截面积。

局部对流换热系数 h_{local} 和微直肋管周向局部努塞尔数 Nu_{local} 按下式计算:

$$q_{local} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n}|_w, h_{local} = \frac{q_{local}}{T(x, y, z)|_w - T_b}, Nu_{local} = \frac{h_{local} D_o}{\lambda_f} \quad (14)$$

式中, T_b 为沿流体流动方向上横截面的平均温度。

$$T_b = \frac{\iint u(x, y, z) T(x, y, z) dydz}{\iint u(x, y, z) dydz} \quad (15)$$

沿流动方向微直肋管表面局部对流换热系数 (沿程对流换热系数) h_x 和微直肋管轴向局部努塞尔数 (沿程努塞尔数) Nu_x 按下式计算:

$$h_x = \frac{q_x}{(T(x, y, z) - T_b)}, Nu_x = \frac{h_x D_o}{\lambda} \quad (16)$$

式中, q_x 为沿流动方向微直肋管表面局部热流密度, 计算公式如下:

$$q_x = \frac{\oint q_{local} dl}{\pi D_o} \quad (17)$$

利用热平衡式确定平均对流换热系数:

$$q_m C_p (T_{out} - T_{in}) = h_m A \Delta T \quad (18)$$

式中, q_m 为质量流量, T_{in} , T_{out} 分别为进出口截面上的平均温度, A 为微直肋管内表面积, h_m 为微直肋管内表面的平均对流换热系数。 ΔT_m 按对数平均温差计算, 如下所示:

$$\Delta T_m = \frac{(T_w - T_{in}) - (T_w - T_{out})}{\ln\left(\frac{(T_w - T_{in})}{(T_w - T_{out})}\right)} \quad (19)$$

平均努塞尔数 Nu_m 按下式计算:

$$\beta' = \frac{A}{A_0}, h'_m = \beta' h_m, Nu_m = \frac{h'_m D_0}{\lambda} \quad (20)$$

式中, β' 为管内表面面积增加系数, A_0 为圆管内表面面积, h'_m 为以圆管为基准的管内表面平均对流换热系数。

强化传热因子 JF 定义式为:

$$JF = \frac{Nu / Nu_0}{(f / f_0)^{1/3}} \quad (21)$$

式中, Nu_0 和 f_0 分别为光滑圆管的平均努塞尔数和阻力系数。

描述二次流强度的参数定义为^[27]:

$$Se_{local} = \frac{\rho D^2 |\Omega_x|}{\mu} = \frac{\rho D_0^2}{\mu} \left| \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right| \quad (22)$$

沿流动方向横截面平均二次流强度为:

$$Se_x = \frac{1}{A(x)} \int_{A(x)} Se_{local} dA(x) \quad (23)$$

流体域体积平均二次流强度为:

$$Se = \int_V Se_{local} dV / V \quad (24)$$

3 网格独立性考核及数值方法验证

使用 ICEM CFD 19.0 软件分别划分出微直肋管管壁固体域网格、管内流体域网格及涡产生器流体域和固体域网格, 最终将这三部分网格组合在一起形成计算域结构化网格, 如图 2 所示。

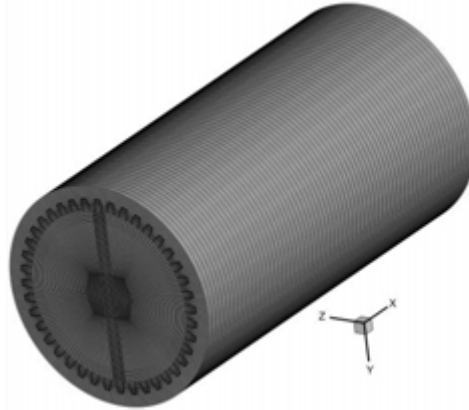


图 2 计算域结构化网格

Fig. 2 Computational domain structured grid

采用商用软件 ANSYS FLUENT 19.0 进行数值计算工作。梯度项选择“Least Squares Cell Based”格式, 压力项采用二阶离散格式; 动量和能量方程采用二阶迎风离散格式, 湍流动能和湍流耗散率采用一阶迎风格式, 压力与速度的耦合解采用 SIMPLE 算法。定义收敛的条件为: 能量方程的相对误差设置为 10^{-8} , 其他变量的相对误差设为 10^{-6} 。

在等壁温边界条件及 $Re=15000$ 时, 对微直肋管内置 VG ($T_r=3$, $S_l/W=1$, $W_b/W=0.3$, $\beta=\gamma=90^\circ$) 后, 以管内 Nu_m 与 f 的数值计算结果进行网格考核, 不同网格数下的计算结果如

表 2 所示。由表 2 可知，达到该数量规格的网格，再改变网格数量对 Nu_m 和 f 无明显影响，不同网格数下 Nu_m 的最大相对误差为 0.505%， f 的最大相对误差为 3.16%。

表 2 网格考核结果
Table 2 Grid assessment results

编号	网格数量	Nu_m	f
网格 1	1372416	271.80	0.147
网格 2	1903496	270.86	0.149
网格 3	2490348	272.24	0.151

三种不同网格数量的计算模型在 $x=0.018m$ 处壁面的 Nu_{local} 自 0° 到 180° 的径向变化如图 3 所示。从图 3(a)和(b)可以看出，三种不同网格数的径向 Nu_{local} 分布基本无太大变化，说明在该网格数量附近再增加或减少网格数不会对计算结果造成明显影响。考虑计算资源的消耗和计算效率，最终选取网格 2 为计算网格。

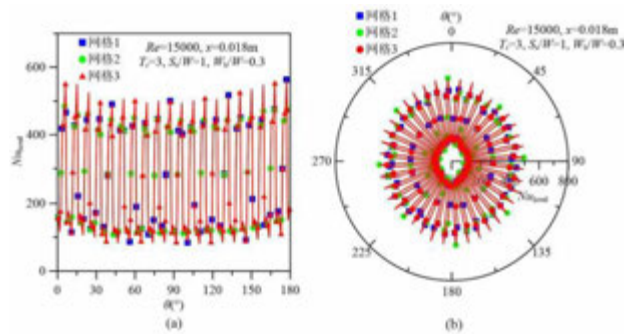


图 3 网格独立性考核结果
Fig. 3 Results of grid independence assessment

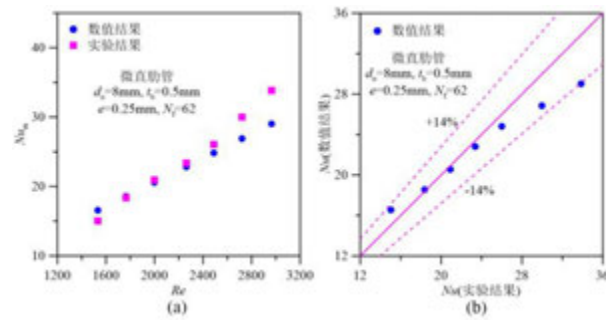


图 4 Nu_m 的数值结果与实验结果对比
Fig. 4 Comparison of numerical results with experimental results of Nu_m

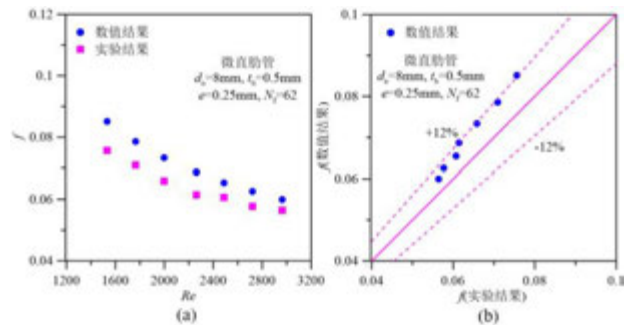


图 5 f 的数值结果与实验结果对比
Fig. 5 Comparison of numerical results with experimental results of f

将数值结果与文献^[28]中的实验结果进行对比,如图4和图5所示。分析发现,数值计算获得的 Nu_m 和 f 与实验值 Nu_m 和 f 基本一致,如图4(a)和图5(a)所示。与实验所得的 Nu_m 和 f 相比,数值计算值 Nu_m 和 f 的最大偏差分别为 14%和 12%,如图4(b)和图5(b)所示。综上所述,所采用的数值方法是可靠的。

4 结果分析与讨论

4.1 内置涡产生器对微直肋管管内流体流动与传热特性的影响

4.1.1 平均特性

图6为等壁温边界条件及 Re 为 3000~30000 时,微直肋管内置 VG、微直肋管、光滑圆管内置 VG 及扭带和光滑圆管的管内 Nu_m 、 f 和 JF 随 Re 的变化。由图6(a)可知,上述5种管的 Nu_m 均随 Re 的增大而增大。其中, $5000 < Re < 30000$ 时,微直肋管内置 VG 的 Nu_m 高于分别内置 VG 和扭带的光滑圆管的 Nu_m 。相较于光滑圆管,微直肋管内置 VG、光滑圆管内置 VG、光滑圆管内置扭带的 Nu_m 分别提高了 17%~116%、18%~89%和 17%~74%,其中微直肋管 Nu_m 最高可提升 15%。由图6(b)分析可知,同一 Re 下,微直肋管内置 VG 的 f 高于其他4种管子。在 $Re=3000\sim 30000$ 范围内,微直肋管内置 VG、微直肋管、光滑圆管内置 VG 和光滑圆管内置扭带的 f 分别比光滑圆管高出 287%~407%、6%~19%、233%~282%和 188%~226%。

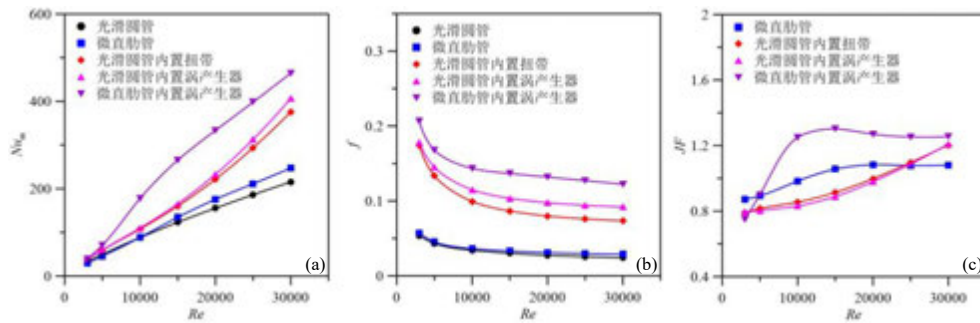


图6 微直肋管内置涡产生器的 Nu_m 、 f 和 JF 随 Re 的变化

(a) $Re-Nu_m$; (b) $Re-f$; (c) $Re-JF$

Fig. 6 Variation of Nu_m , f and JF of vortex generators in micro-straight ribbed tube with Re

(a) $Re-Nu_m$; (b) $Re-f$; (c) $Re-JF$

论文采用 JF 评价微直肋管内置涡产生器的传热性能, JF 越高,则代表管的综合传热性能越好。如图6(c)所示, $Re=3000$ 时,微直肋管内置涡产生器的 JF 最小。 $10000 < Re < 30000$ 时,光滑圆管内置涡产生器和内置扭带的 JF 相差不大,且 JF 均在 $25000 < Re < 30000$ 范围内大于 1; Re 处于 3000~30000 时,微直肋管内置 VG、微直肋管、光滑圆管内置 VG 及光滑圆管内置扭带的 JF 分别为 0.75~1.3、0.87~1.08、0.79~1.21 和 0.79~1.20。这说明, Re 在 10000~30000 范围内,微直肋管内置 VG 相较于其他管而言,有更优越的强化换热能力。

4.1.2 管内流线分布

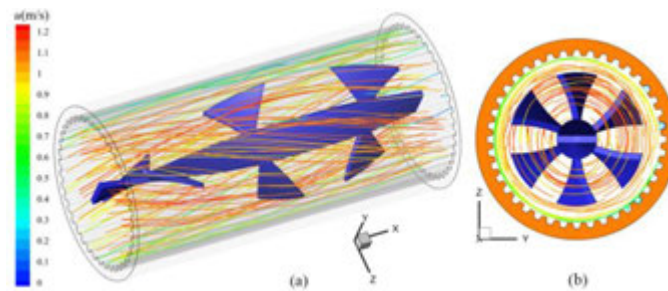


图7 微直肋管内置涡产生器的流线分布图($Re=15000$):

(a) 3D 流线图; (b) $y-z$ 平面流线分布

Fig. 7 Streamline distribution of the vortex generator in a micro-straight ribbed tube ($Re=15000$):

(a) 3D streamline diagram; (b) Y-Z plane streamline distribution

图 7 详细说明了微直肋管内置 VG 的涡流特性($Re=15000$)。由图 7(a)可看出, 基带和 VG 使得管内流体作螺旋状流动, 加速了流体掺混程度, 进而增强了管的对流换热效果。其中, VG 周围流体的流线显得较为杂乱, 相比于其他部分的流体, 其混合程度更加剧烈。由于基带有更好的连续性, 因而其对流体的扰动相比于 VG 而言较为平缓。由图 7(b)可知, 当流体流经存在 VG 的位置时, 管道内有效流通面变小, 流体流动速度加快。

4.1.3 沿管内壁面周向局部努塞尔数分布

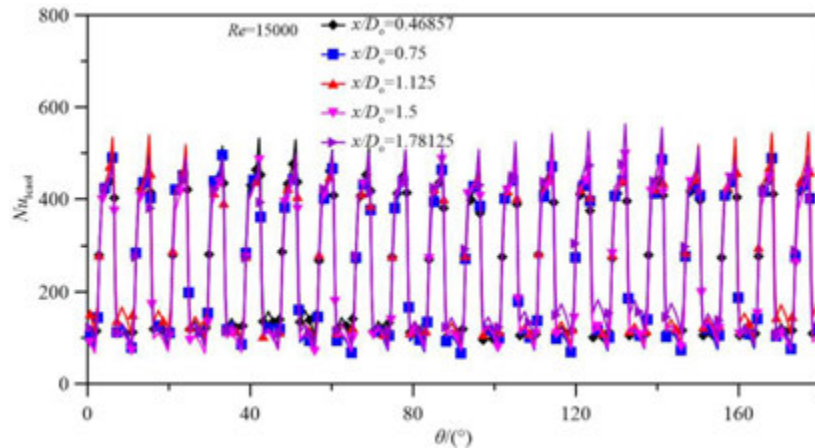


图 8 不同横截面管内壁 Nu_{local} 的分布($Re=15000$)

Fig. 8 Distribution of Nu_{local} on the inner wall of tubes with different cross sections ($Re=15000$)

$Re=15000$ 时, 微直肋管内置 VG 在不同横截面处 Nu_{local} 的分布如图 8 所示。由上图可知, 微直肋管内置 VG 后, Nu_{local} 的分布与微直肋、基带和 VG 的分布位置有关。不同横截面处 Nu_{local} 的峰值在基带或 VG 存在的位置处取得, x/D_o 分别取 0.46875、0.75、1.125、1.5 和 1.78125 时, 其横截面的 Nu_{local} 峰值分别在 42° 、 24° 、 0° 、 150° 和 132° 处取得。

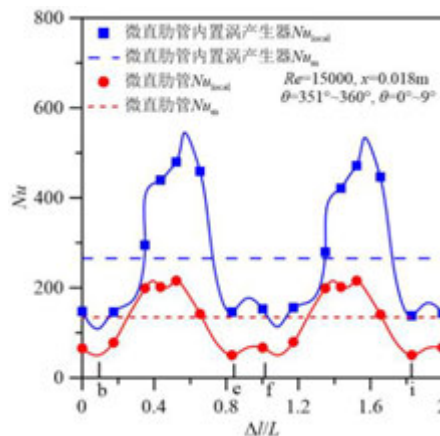


图 9 管内壁 Nu_{local} 分布图($Re=15000$ 、 $x=0.018m$ 、 $\theta=351^\circ\sim 360^\circ$ 、 $\theta=0^\circ\sim 9^\circ$)

Fig. 9 Nu_{local} distribution of the inner wall of the tubes ($Re=15000$, $x = 0.018m$, $\theta = 351^\circ \sim 360^\circ$, $0^\circ \sim 9^\circ$)

微直肋管内置 VG 和微直肋管的 Nu_{local} 分布如图 9 所示($Re=15000$ 、 $x=0.018m$ 、 $\theta=351^\circ\sim 360^\circ$ 、 $0^\circ\sim 9^\circ$)。本文的微直肋管共 40 个肋, 此处展示两个肋(b-e 和 f-i)的 Nu_{local} 以作研究。由上图可知, 微直肋管内置 VG 后, 管内壁 Nu_{local} 变化起伏程度较大, 其峰值在肋处取得。微直肋管 Nu_{local} 的最大值为 216.03, 是其 Nu_m 的 1.61 倍; 微直肋管内置 VG 的 Nu_{local} 最大值为 545.15, 分别是其 Nu_m 和微直肋管 Nu_{local} 最大值的 2.05 倍和 2.52 倍。

4.1.4 管内平均二次流强度和沿程流动与对流换热的关系

图 10 为微直肋管内置 VG 时, 管内对流换热与二次流强度的平均特性和沿程特性关系

趋势图。从图 11(a)中可看出, Re 在 3000~30000 范围内, Nu_m 和 Se 均随 Re 的增加而增大, 且二者关系密切。这是因为涡产生器诱导流体做螺旋状流动形成二次流, 而螺旋流动可增大核心流动区域的冷流体及管壁附近热流体的掺混程度, 提升管壁附近的温度梯度, 也会使管内流体温度分布更加均匀, 从而提高换热管的换热能力。同时也说明了微直肋管内置涡产生器后, 其强化对流换热效果很大程度上取决于二次流强度的增加。从图 11(b)中可以看出, $Re = 15000$ 时, 微直肋管内置 VG 后, Nu_x 和 Se_x 的变化趋势基本一致, 且二者的峰值均处于 VG 存在的位置。相比于基带部分, 流体流经涡产生器存在的位置时, 流体会被诱导而产生强烈的二次流。涡产生器引导流体流至管壁区域, 流体不断冲刷管壁破坏了边界层的发展, 而且会增加冷热流体的掺混, 提升了管子在该区域的换热效果, 因此 Nu_x 和 Se_x 的变化趋势基本一致。

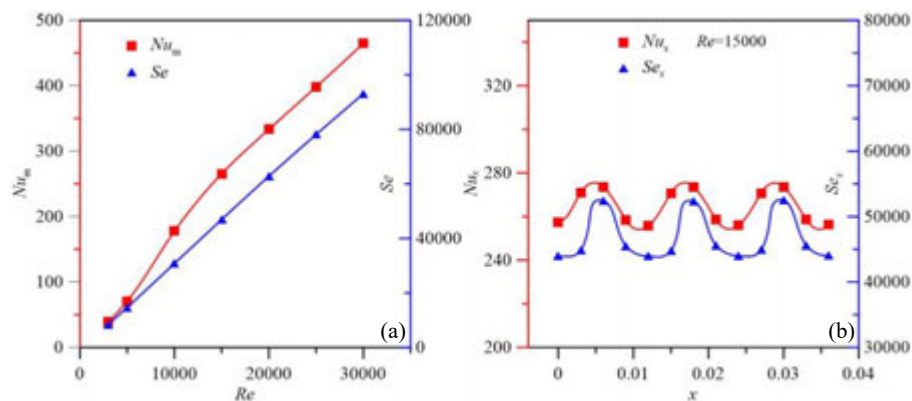


图 10 微直肋管内置涡产生器管内对流换热和二次流强度的平均特性和沿程特性
(a)平均特性; (b)沿程特性

Fig. 10 Average and along-flow characteristics of convective heat transfer and secondary flow intensity in vortex generators in micro-straight ribbed tubes
(a)average characteristics; (b) characteristics along the way

4.2 涡产生器扭率对微直肋管管内流动与传热特性的影响

T_r 为 3 (VG1)、4 (VG5)、5 (VG6)、6 (VG7) 的等腰梯形涡产生器的具体结构参数如表 1 所示。分析了结构参数 $\beta = 60^\circ$ 、 $\gamma = 60^\circ$ 、 $B/W = 0.5$ 、 $W_b/W = 0.3$ 和 $S_t/W = 1$ 时, 四种不同 T_r 对微肋管管内流体流动与传热特性的影响。

4.2.1 平均特性

图 11 为等壁温热边界条件下, 内置不同 T_r (3, 4, 5 和 6) 涡产生器的微直肋管的 Nu_m 、 f 、 JF 和 Se 随 Re 的变化 ($Re = 3000 \sim 30000$)。图 11(a)为 Nu_m 随 Re 的变化, 下图表明, 在微直肋管插入四种不同 T_r 的 VG 后, 管内的 Nu_m 均高于光滑圆管。在同一 Re 下, 微直肋管内置 T_r 为 3 的 VG 的 Nu_m 最高, 其次为 T_r 为 4 的 VG, T_r 为 6 的涡产生器 Nu_m 最小。这是由于不同 T_r 的 VG 扭曲程度不同, T_r 越小的涡产生器扭曲程度越大, 对流体的扰动越强, 故强化换热效果越明显。与光滑圆管相比, 微直肋管内置 T_r 依次增大的涡产生器 Nu_m 分别提高了 17%~116%, 11%~99%, 7%~83% 和 5%~74%, 这说明在微直肋管内置涡产生器可提升管内的换热能力, 且换热能力随 T_r 的减小而增大。

由图 11(b)分析可知, 5 种管的 f 随 Re 的增大呈下降趋势。在同一 Re 下, 微直肋管插入四种不同 T_r 的 VG 后, 管内的 f 均大于微直肋管和光滑圆管, 且 f 随涡产生器 T_r 的增大而减小。这是因为 VG 的扭曲程度随 T_r 的增大而减小, 扭曲程度小的 VG 虽然对流体的扰动较小, 但沿程阻力和形体摩擦也会随之减小, 因而 f 也会越小。 Re 在 3000~30000 范围内, 与光滑圆管相比, 内置 T_r 依次增大的 VG 的微直肋管 f 分别提高了 287%~407%、247%~328%、229%~292% 和 217%~266%。

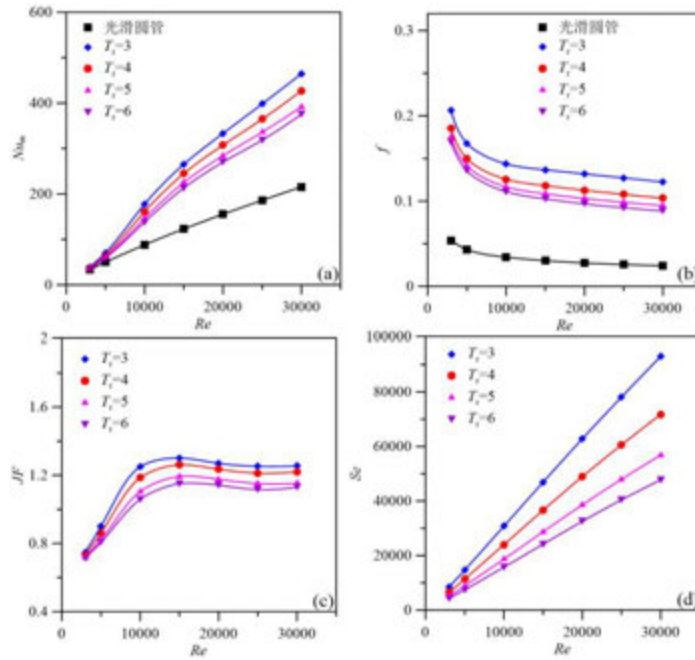


图 11 微直肋管内置不同 T_r 涡产生器的 Nu_m 、 f 、 JF 、 Nu_m/Nu_0 和 ff_0 随 Re 的变化
(a) $Re-Nu_m$; (b) $Re-f$; (c) $Re-JF$; (d) $Re-Se$

Fig. 11 Variation of Nu_m , f , JF , Nu_m/Nu_0 and ff_0 of different T_r of vortex generators in micro-straight ribbed tubes with Re

(a) $Re-Nu_m$; (b) $Re-f$; (c) $Re-JF$; (d) $Re-Se$

如图 11(c)所示,从整体上看,内置不同 T_r 的 VG 后,微直肋管的 JF 均随 Re 的增大先急剧上升再缓慢小幅下降。在相同 Re 下,内置不同 T_r 的 VG 后,微直肋管的 JF 随 T_r 的减小而增大,这是因为微直肋管的换热性能随 T_r 的增大有一定程度的降低,且对比来看, f 随 T_r 增大的降低幅度更大,故 T_r 较小的 VG 的 JF 高于 T_r 较大的 VG。

图 11(d)所示为内置不同 T_r 涡产生器的等腰梯形涡产生器对微直肋管内 Se 的影响。结合图 11(a),相同 Re 下, Nu_m 和 Se 均随 T_r 的增大而减小;在 T_r 相同的情况下, Nu_m 和 Se 均随 Re 的增大而增大,且二者变化具有一致性。

4.2.2 对沿管内壁周向局部努塞尔数分布的影响

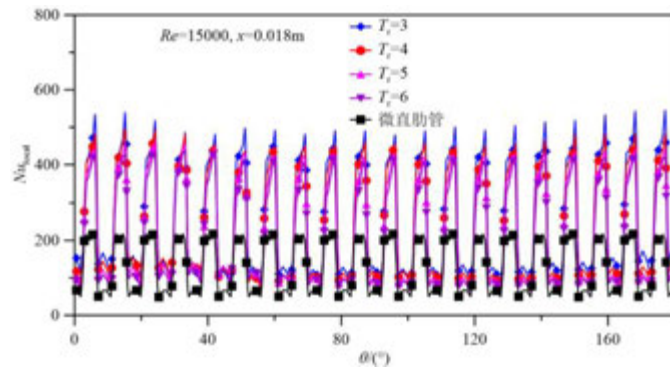


图 12 Nu_{local} 的分布趋势图($Re=15000$ 、 $x=0.018m$)

Fig. 12 Distribution trend chart of Nu_{local} ($Re=15000$, $x=0.018m$)

图 12 所示为内置四种不同 T_r (3、4、5 和 6) 的涡产生器的微直肋管时,管壁表面 Nu_{local} 的周向分布图($Re=15000$ 、 $x=0.018m$)。上图表明,微直肋管管壁表面 Nu_{local} 呈现周期性变化,微直肋存在的位置会出现管壁表面 Nu_{local} 的峰值。在微直肋管内置不同 T_r 的 VG,其管壁表面 Nu_{local} 的明显大于微直肋管的 Nu_{local} ,且同一 θ 下, Nu_{local} 随 T_r 的减小而增大;内

置 T_r 依次增大的 VG 后，微直肋管的 Nu_{local} 峰值分别在 177° 、 15° 、 24° 和 33° 附近取得。

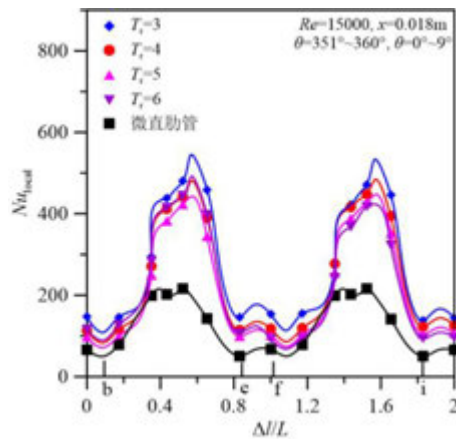


图 13 微直肋管内置不同扭率的涡产生器管内壁 Nu_{local} 的分布 ($Re=15000$ 、 $x=0.018m$ 、 $\theta=351^\circ\sim 360^\circ$ 、 $\theta=0^\circ\sim 9^\circ$)

Fig. 13 Distribution of Nu_{local} in the inner wall of the vortex generator tubes with different torsion ratio ($Re=15000$ 、 $x=0.018m$ 、 $\theta=351^\circ\sim 360^\circ$ 、 $\theta=0^\circ\sim 9^\circ$)

$Re=15000$ 、 $\theta=351^\circ\sim 360^\circ$ 、 $\theta=0^\circ\sim 9^\circ$ 时，微直肋管内置不同 T_r (3、4、5 和 6) 的涡产生器在 $x=0.018m$ 处横截面上的 Nu_{local} 分布如图 13 所示。由上图可知，微直肋管内置不同 T_r 的 VG 后，会对微直肋管内的 Nu_{local} 产生较大影响，且 Nu_{local} 的峰值随 T_r 的增大而减小， Nu_{local} 的峰值在肋处取得。微直肋管内置 T_r 依次递增的 VG 的 Nu_{local} 峰值分别为 545.15、483.69、446.88 和 491.34；微直肋管内置不同 T_r 的 VG 的 Nu_{local} 最大值是微直肋管 Nu_{local} 最大值的 2.52 倍。

4.2.3 对管内流体沿程流动与传热特性的影响

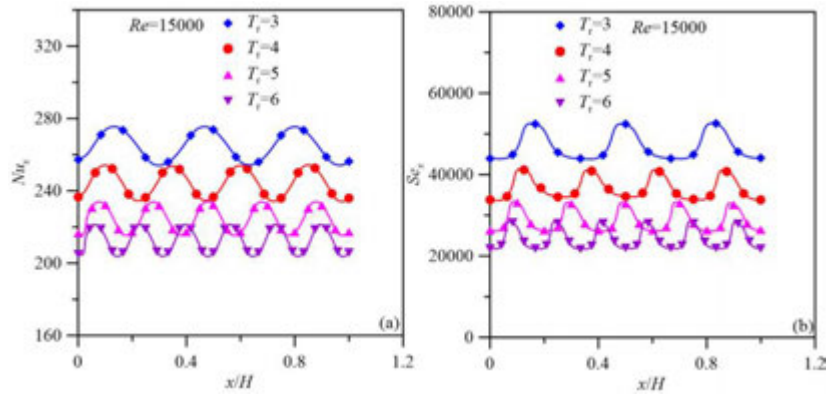


图 14 沿程努塞尔数 Nu_x 和 Se_x 的分布 ($Re=15000$)

Fig. 14 Distribution of Nusselt numbers Nu_x and Se_x along the route ($Re=15000$)

图 14 为微直肋管内置四种不同 T_r ($T_r=3, 4, 5$ 和 6) 的涡产生器后，沿程努塞尔数 Nu_x 和 Se_x 的变化趋势图 ($Re=15000$)。从图中可以看出，四种管子的 Nu_x 和 Se_x 的变化趋势基本一致，同一位置的 Nu_x 和 Se_x 随着 T_r 的减小而增大。不同 T_r 的 VG 会产生不同程度的二次流，VG 扭曲程度随 T_r 的减小而增大，在微直肋管内置扭曲程度大的 VG 后，流体会产生更加强烈的二次流，而二次流会影响管子的换热能力，因此从整体上看， Nu_x 和 Se_x 均会随 T_r 的减小而增大。

4.3 涡产生器间距比对微直肋管管内流动与传热特性的影响

S_t/W 为 0.83 (VG8)、1 (VG6)、1.25 (VG9) 和 1.67 (VG10) 的等腰梯形涡产生器的具体结构参数如表 1 所示。分析了结构参数 $\beta=60^\circ$ 、 $\gamma=60^\circ$ 、 $T_r=5$ 、 $B/W=0.5$ 和 $W_b/W=0.3$ 时, 四种不同 S_t/W 的 VG 对微直肋管管内流体流动与传热特性的影响。

4.3.1 对平均特性的影响

图 15 为等壁温热边界条件及 Re 在 3000~30000 范围内, 内置不同 S_t/W (0.83、1、1.25 和 1.67) 涡产生器的微直肋管的 Nu_m 、 f 、 JF 以及 Se 随 Re 的变化。图 16(a) 为 Nu_m 随 Re 的变化, 下图表明, 在微直肋管插入四种不同 S_t/W 的 VG 后, 管内的 Nu_m 均高于微直肋管和光滑圆管。在同一低 Re 情况下, 内置不同 S_t/W 的涡产生器的 Nu_m 相差不大, 在较高 Re 的情况下微直肋管内置 S_t/W 为 0.83 的 VG 的 Nu_m 最高, 其次为 $S_t/W=1$ 的 VG, S_t/W 为 1.67 的 VG 的 Nu_m 最小。这是由于在相同管长的情况下, VG 数量随 S_t/W 的减小而增加, 且随着 VG 数量的增加, VG 对流体的扰动会有一定程度的增大, 从而产生一定的强化换热效果。微直肋管内置 S_t/W 依次递增的 VG 的 Nu_m 分别比光滑圆管高出 7%~86%, 7%~83%, 6%~80% 和 4%~77%。上述结果表明, 相比于光滑圆管, 微直肋管和涡产生器相结合有更好的换热效果, 且提升的换热能力随 S_t/W 的减小而增大。

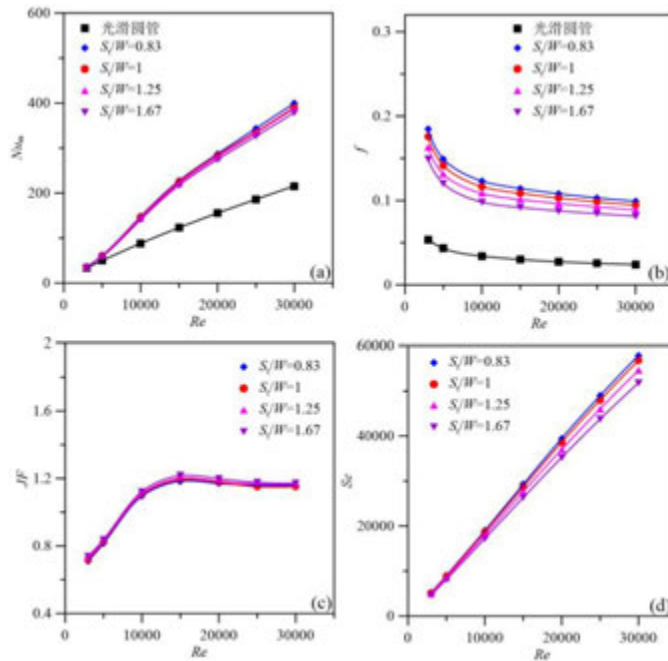


图 15 微直肋管内置不同 S_t/W 的 Nu_m 、 f 、 JF 、 Nu_m/Nu_0 和 ff_0 随 Re 的变化

(a) $Re-Nu_m$; (b) $Re-f$; (c) $Re-JF$; (d) $Re-Nu_m/Nu_0$; (e) $Re-ff_0$

Fig. 15 Changes of Nu_m , f , JF , Nu_m/Nu_0 and ff_0 of different S_t/W in micro-straight ribbed tubes with Re

(a) $Re-Nu_m$; (b) $Re-f$; (c) $Re-JF$; (d) $Re-Nu_m/Nu_0$; (e) $Re-ff_0$

由图 15(b) 分析可知, 随 Re 的增大, 5 种管的 f 呈下降趋势。在同一 Re 下, 在微直肋管插入四种不同 S_t/W 的 VG 后, 管内的 f 均大于光滑圆管, 且 f 随 S_t/W 的增大而减小。这是因为 VG 数量随 S_t/W 的增大而减少, 管内流体受到的沿程阻力和摩擦影响, f 也会相应的减小。如图 15(c) 所示, 从整体上看, 内置 S_t/W 依次递增的 VG 后, 微直肋管的 JF 均呈现随 Re 的增大先急剧上升再缓慢小幅下降的变化趋势。在相同 Re 下, 内置 S_t/W 依次增长的 VG 后, 微直肋管的 JF 随 S_t/W 的增大而增大, 但变化幅度并不十分明显。这是因为微直肋管的换热性能随 S_t/W 的增大有一定程度的降低, 且对比来看 f 随 S_t/W 增大的降低幅度更大。结合图 15(a) 和 (d) 可知, 在相同低 Re 情况下, 随着 S_t/W 的变化, 四种管的 Nu_m 和 Se 均相差不大; 在同一高 Re 情况下, 四种管的 Nu_m 和 Se 均随 S_t/W 的减小而增大; 同一 S_t/W 下, Nu_m 和 Se 均随着 Re 的增大而增大, 且两者变化趋势相同。

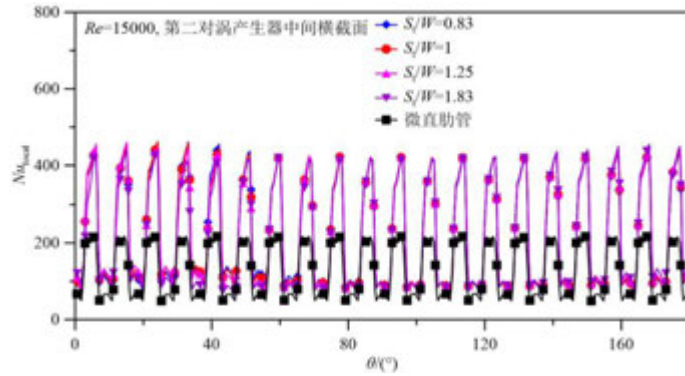


图 16 第二对涡产生器中间横截面处管内壁 Nu_{local} 的分布($Re=15000$)

Fig. 16 Distribution of Nu_{local} on the inner wall of the tubes at the middle cross section of the second pair of vortex generators ($Re=15000$)

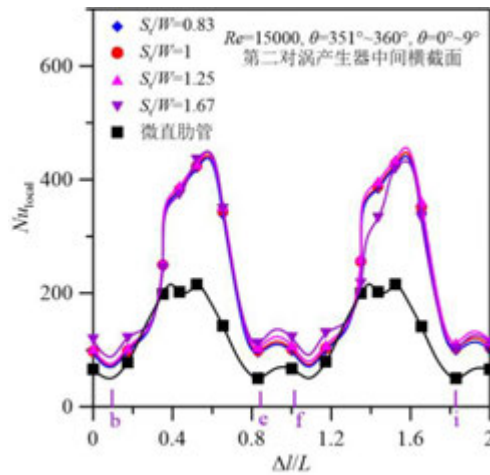


图 17 微直肋管内置不同 S_t/W 的涡产生器在第二对涡产生器中间横截面处 Nu_{local} 的分布($Re=15000$ 、 $\theta=351^\circ\sim 360^\circ$ 、 $\theta=0^\circ\sim 9^\circ$)

Fig. 17 Nu_{local} distribution of vortex generators with different S_t/W in micro-straight ribbed tubes at the middle cross section of the second pair of vortex generators ($Re=15000$, $\theta = 351^\circ \sim 360^\circ$, $\theta = 0^\circ \sim 9^\circ$)

图 16 为微直肋管内置四种不同 S_t/W (0.83、1、1.25 和 1.67) 的涡产生器在第二对涡产生器位置横截面处的管壁表面 Nu_{local} 的分布($Re=15000$)。对比发现,微直肋管内置不同 S_t/W 的 VG 的 Nu_{local} 明显大于未插入 VG 的微直肋管的 Nu_{local} , 且在同一 θ 下, 内置不同 S_t/W 的 Nu_{local} 相差不大; 由于 S_t/W 的不同, 微直肋管管壁表面 Nu_{local} 取得峰值的位置也不同。内置 S_t/W 为 0.83、1、1.25 和 1.67 涡产生器的微直肋管的 Nu_{local} 在 VG 存在的圆周位置取得峰值, θ 分别为 33° 、 24° 、 15° 和 168° 。

$Re=15000$ 、 $\theta=351^\circ\sim 360^\circ$ 、 $\theta=0^\circ\sim 9^\circ$ 时, 微直肋管内置不同 S_t/W (0.83、1、1.25 和 1.67) 的涡产生器在第二对涡产生器中间横截面处 Nu_{local} 的分布如图 17 所示。由图可知, 在微直肋管内置不同 S_t/W 的 VG 后, 对微直肋管内的 Nu_{local} 产生较大影响。由于 S_t/W 的不同, 在第二对 VG 中间横截面上, VG 的位置不一定都位于 $\theta=351^\circ\sim 360^\circ$ 、 $\theta=0^\circ\sim 9^\circ$, 因此不同管子的 Nu_{local} 值有所不同, 但 Nu_{local} 的峰值都在肋处取得。

4.3.3 对管内流体沿程流动与传热特性的影响

图 18 为 $Re = 15000$ 时, 微直肋管内置四种不同 S_t/W (0.83、1、1.25 和 1.67) 的涡产生器后, Nu_x 和 Se_x 的变化趋势图。从图中可看出, 内置四种 S_t/W 的 VG 的 Nu_x 和 Se_x 的均随 VG 的位置呈现周期性变化, Nu_x 和 Se_x 的峰值和最小值之差随 S_t/W 的增大而增大; 不同 S_t/W 的 VG 会产生不同程度的二次流, 相同管长下 VG 数量随 S_t/W 的减小而变多, Nu_x 和 Se_x 的最小值随 S_t/W 的增大而减小, 且二者的变化具有一致性。

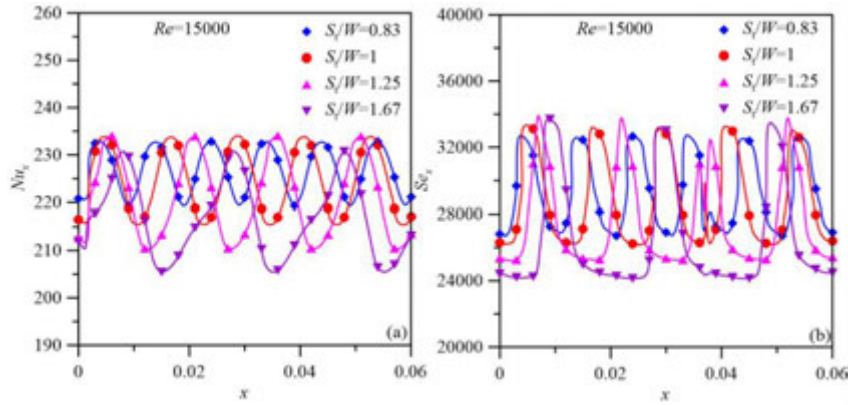


图 18 沿程努塞尔数 Nu_x 和 Se_x 的变化($Re=15000$)

Fig. 18 Changes in Nusselt numbers Nu_x and Se_x along the route ($Re=15000$)

4.4 基带宽度比对微直肋管内流动与传热特性的影响

W_b/W 为 0.3 (VG1)、0.45 (VG11)、0.6 (VG12) 和 0.75 (VG13) 的等腰梯形涡产生器的具体结构参数如表 1 所示。分析了结构参数 $\beta=60^\circ$ 、 $\gamma=60^\circ$ 、 $T_f=3$ 、 $B/W=0.5$ 和 $S_l/W=1$ 时，四种不同 W_b/W 对微肋管管内流体流动与传热特性的影响。

4.4.1 平均特性

图 19 为等壁温热边界条件下，内置不同 W_b/W 的涡产生器的微直肋管 Nu_m 、 f 、 JF 、 Nu_m/Nu_0 和 ff_0 随 Re 的变化($Re=3000\sim 30000$)。图 20(a)表明，在微直肋管插入四种不同 W_b/W 的 VG 后，管内的 Nu_m 均高于微直肋管和光滑圆管。 $Re=3000\sim 30000$ 范围内，微直肋管内置四种不同 W_b/W 的 VG 的 Nu_m 相差不大，说明等腰梯形 VG 的 W_b/W 对微直肋管内对流换热没有明显影响；相比于光滑圆管，微直肋管内置 W_b/W 依次递增的 VG 的换热能力分别提高了 17%~116%、19%~116%、19%~114%和 18%~114%。

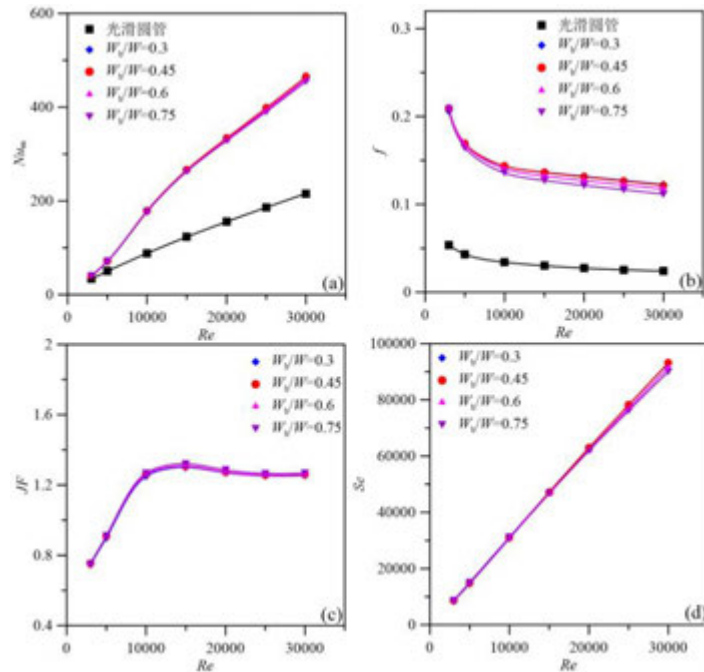


图 19 微直肋管内置不同 W_b/W 涡产生器的 Nu_m 、 f 、 JF 、 Nu_m/Nu_0 和 ff_0 随 Re 的变化

(a) $Re-Nu_m$; (b) $Re-f$; (c) $Re-JF$; (d) $Re-Nu_m/Nu_0$; (e) $Re-ff_0$

Fig. 19 Variation of Nu_m , f , JF , Nu_m/Nu_0 and ff_0 of different W_b/W vortex generators in micro-straight ribbed tubes with Re

(a) $Re-Nu_m$; (b) $Re-f$; (c) $Re-JF$; (d) $Re-Nu_m/Nu_0$; (e) $Re-ff_0$

由图 19(b)知, 同一 Re 下, 微直肋管插入四种不同 W_b/W 的 VG 后, 管内 f 均大于微直肋管和光滑圆管。5000 $<Re<30000$ 时, 微直肋管内置四种 VG 的 f 随 W_b/W 的增大而有小幅度降低。这是因为随 W_b/W 的增加, 两侧 VG 面积相应缩小, 其对流体的扰动变弱, 二次流强度随之减小, f 也会相应降低。在此 Re 范围内, 相比于光滑圆管, 微直肋管内置 W_b/W 依次递增的涡产生器 f 分别增加了 287%~407%、292%~404%、292%~386%和 290%~362%。

如图 19(c)所示, 从整体上看, 内置 W_b/W 依次递增的 VG 后, 微直肋管 JF 均呈现随 Re 的增大先急剧上升再小幅下降的变化趋势; 相同 Re 下, 各微直肋管的 JF 相差不大, 这是因为微直肋管的换热性能不随 W_b/W 的增加而变化, 且对比来看 f 随 W_b/W 增大的降低幅度较小; 3000 $<Re<30000$ 时, 微直肋管 JF 为 0.87~1.07, 且在 $Re=3000$ 时, 微直肋管的 JF 大于内置不同 W_b/W 涡产生器的微直肋管的 JF , 而在 $Re=5000\sim30000$ 范围内情况相反。结合图 19(a)和(d)可知, 同一 Re 下, 四种管的管内 Nu_m 和 Se 不随 W_b/W 的增加而有明显变化; 定 W_b/W 情况下, Nu_m 和 Se 均随着 Re 的增大而增大, 且两者变化趋势相同。

4.4.2 对沿管内壁周向局部努塞尔数分布的影响

图 20 所示为 $Re=15000$ 和 $x=0.018m$ 位置处, 内置四种不同 W_b/W 的涡产生器的微直肋管壁表面 Nu_{local} 分布。下图表明, 微直肋管的 Nu_{local} 的变化与微直肋在管周向分布位置有关。对比发现, 微直肋管内置不同 W_b/W 的 VG 的 Nu_{local} 明显大于未插入 VG 的微直肋管的 Nu_{local} , 且在同一 θ 下, 内置不同 W_b/W 的 Nu_{local} 相差不大; 由于四种 VG 的 T_r 相同, 微直肋管管壁表面 Nu_{local} 取得峰值的位置也一致; 内置不同 W_b/W 涡产生器的微直肋管的 Nu_{local} 在 VG 存在的圆周位置取得峰值, θ 均为 177° 。

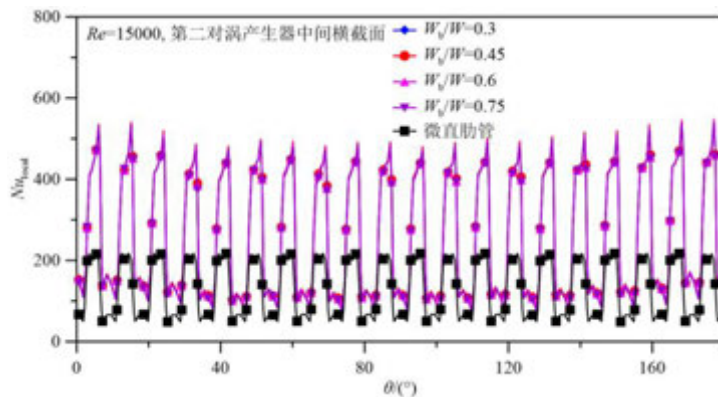


图 20 管内壁 Nu_{local} 的分布($Re=15000$ 、 $x=0.018m$)

Fig. 20 Distribution of Nu_{local} in the inner wall of the tubes ($Re=15000$, $x = 0.018m$)

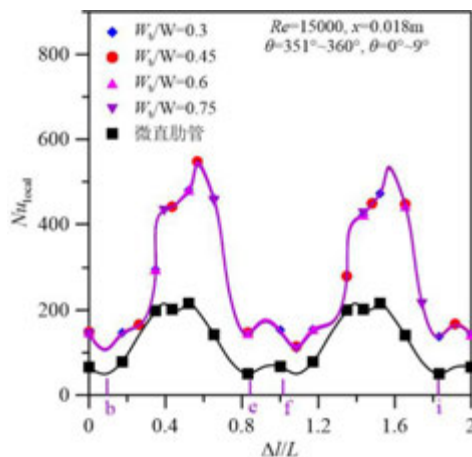


图 21 内置不同 W_b/W 涡产生器的微直肋管内壁 Nu_{local} 的分布($Re=15000$ 、 $x=0.018m$ 、 $\theta=351^\circ\sim360^\circ$ 、 $\theta=0^\circ\sim9^\circ$)

Fig. 21 Distribution of Nu_{local} in the inner wall of micro-straight ribbed tubes with different W_b/W vortex generators ($Re=15000$, $x = 0.018m$, $\theta = 351^\circ \sim 360^\circ$, $\theta = 0^\circ \sim 9^\circ$)

$Re=15000$ 、 $\theta=351^\circ\sim 360^\circ$ 和 $\theta=0^\circ\sim 9^\circ$ 时,微直肋管内置不同 W_b/W 的涡产生器在 $x=0.018m$ 位置横截面处的 Nu_{local} 的分布如图 21 所示。由图可知,在微直肋管内置不同 W_b/W 的 VG 后,对微直肋管内的 Nu_{local} 产生较大影响。在此横截面及 $\theta=351^\circ\sim 360^\circ$ 、 $\theta=0^\circ\sim 9^\circ$ 位置处, VG 均处于管壁附近,微直肋管内置不同 W_b/W 的涡产生器的 Nu_{local} 基本一致,且微直肋管内置不同 W_b/W 的 VG 的 Nu_{local} 最大值是微直肋管 Nu_{local} 最大值的 2.52 倍。

4.4.3 对管内流体沿程流动与传热特性的影响

图 22 为 $Re=15000$ 时,微直肋管内置四种不同 W_b/W (0.3、0.45、0.6 和 0.75)的涡产生器后, Nu_x 和 Se_x 的变化。从图中可以看出,内置四种 W_b/W 的 VG 的 Nu_x 和 Se_x 的均会随 VG 的位置呈现周期性变化。内置 W_b/W 为 0.3 和 0.45 的 VG 的 Nu_x 峰值相差不大,但均大于 W_b/W 为 0.6 和 0.75 的 Nu_x 峰值; Se_x 的峰值由大到小分别为内置 W_b/W 为 0.45、0.3、0.6 及 0.75 的 VG。这是因为 VG 面积随 W_b/W 的增大而减小,面积大的 VG 会诱导产生更激烈的二次流,二次流的强度影响管子的对流换热,不同 W_b/W 的 VG 会产生不同程度的二次流。

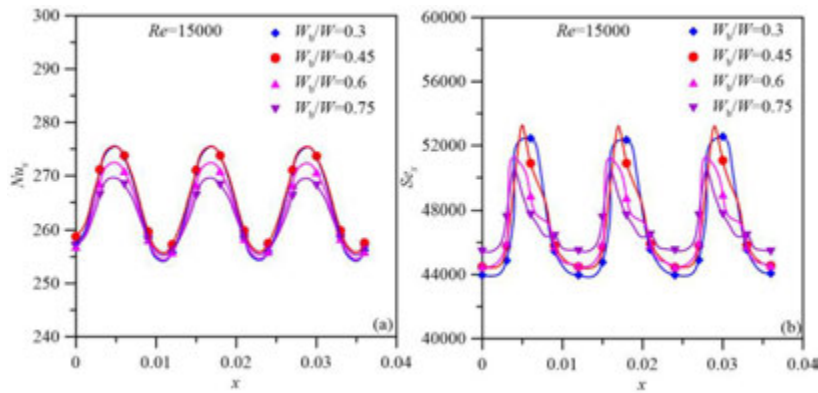


图 22 沿程努塞尔数 Nu_x 和 Se_x 的分布($Re=15000$)

Fig. 22 Distribution of Nusselt numbers Nu_x and Se_x along the route ($Re=15000$)

5 结论

为探究微直肋管内置涡产生器的管内流动与传热特性及不同结构参数如扭率 T_r (3、4、5 和 6)、间距比 S_l/W (0.83、1、1.25 和 1.67)和基带宽度比 W_b/W (0.3、0.45、0.6 和 0.75)对其影响,本文采用数值方法进行了相关研究。主要得到如下结论:

(1) $Re=3000\sim 30000$ 范围内,微直肋管内置涡产生器的 Nu_m/Nu_0 和 ff_0 分别为 1.17~2.16 和 3.87~5.07, JF 最大值可达 1.3。微直肋和涡产生器各自优点相结合,共同起到了强化传热的作用,因而有更好的强化换热效果;

(2) $Re=3000\sim 30000$ 范围内,微直肋管内置不同结构参数的涡产生器的 Nu_m/Nu_0 均大于 1,因此该种组合可有效提升管内换热效果; $Re=10000\sim 30000$ 时,微直肋管内置不同形状涡产生器和不同结构参数涡产生器的强化传热因子 JF 均大于 1,故在此范围内,微直肋管内置涡产生器具有良好的综合换热性能;

(3) $Re=3000\sim 30000$ 范围内,微直肋管内置等腰梯形涡产生器后,随着涡产生器 T_r 的减小,管内平均努塞尔数 Nu_m 增大,而 W_b/W 对 Nu_m 影响较小;低 Re 下 Nu_m 不随涡产生器间距 S_l/W 的改变而有明显变化,而高 Re 下随着 S_l/W 增大, Nu_m 呈降低趋势;同一 Re 下,管内 f 随 T_r 、 S_l/W 的减小以及 W_b/W 的增大而增大。

(4) 微直肋管管壁表面 Nu_{local} 呈现周期性变化,微直肋存在的位置会出现管壁表面 Nu_{local} 的峰值;内置不同结构参数的涡产生器后, Nu_{local} 峰值出现的位置取决于涡产生器存在的周向位置。

参考文献

- [1] Vicente P G, García A, Viedma A. Experimental investigation on heat transfer and frictional characteristics of spirally corrugated tubes in turbulent flow at different Prandtl numbers[J]. *International Journal of Heat & Mass Transfer*, 2004, 47(4): 671-681.
- [2] 陈邦强, 李庆生. 横纹槽管管内流动与强化传热三维数值模拟[J]. *化学工程与装备*, 2018(11): 14-18.
CHEN Bangqiang, LI Qingsheng. Three dimensional numerical simulation of flow and enhanced heat transfer in a horizontally grooved tube[J]. *Chemical Engineering & Equipment*, 2018(11): 14-18.
- [3] 张亮, 原亚东, 孙志强等. 波纹管对管壳式换热器内流体传热及流动特性的影响[J]. *热能动力工程*, 2019, 34(04): 73-78.
ZHANG Liang, YUAN Yadong, SUN Zhiqiang, et al. Effects of Corrugated Tube on Heat Transfer and Flow Characteristics of Fluid in Shell Heat Exchanger[J]. *Journal of Engineering for Thermal Energy and Power*, 2019, 34(04): 73-78.
- [4] 王旭, 陈海峰, 谢霄虎等. 等节距缩放管内传热数值模拟及场协同分析[J]. *热能动力工程*, 2020, 35(03): 151-157.
WANG Xu, CHEN Haifeng, XIE Xiaohu, et al. Numerical Simulation and Field Synergy Analysis of Convective Heat Transfer Characteristics inside the Equal-Pitch Converging-Diverging Tube[J]. *Journal of Engineering for Thermal Energy and Power*, 2020, 35(03): 151-157.
- [5] Zhao Z X, Wang X Y, Che D F. Numerical study on heat transfer and resistance characteristics of supercritical water inside internally-ribbed tube[J]. *Heat and Mass Transfer*, 2014, 50(4): 559-572.
- [6] 刘晓林, 林清宇, 冯振飞等. 换热管内置螺旋线圈的阻力及传热特性实验研究[J]. *化工科技*, 2014, 22(02): 1-4.
LIU Xiaolin, LIN Qingyu, FENG Zhenfei, et al. Experiment research on the characteristic of resistance and heat transfer of the spiral coil inserts in heat exchange tube.[J]. *Science & Technology in Chemical Industry*, 2014, 22(02): 1-4.
- [7] Hasanpour A, Farhadi M, Sedighi K. A review study on twisted tape inserts on turbulent flow heat exchangers: The overall enhancement ratio criteria[J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2014, 55: 53-62.
- [8] Varun, Garg M O, Himanshu Nautiyal, Sourabh Khurana, et al. Heat transfer augmentation using twisted tape inserts: A review[J]. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2016, 63: 193-225.
- [9] Zhang C C, Wang D B, Ren K, et al. A comparative review of self-rotating and stationary twisted tape inserts in heat exchanger[J]. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2016, 53: 433-449.
- [10] Guo J, Fan A W, Zhang X Y, et al. A numerical study on heat transfer and friction factor characteristics of laminar flow in a circular tube fitted with center-cleared twisted tape[J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2011, 50: 1263-1270.
- [11] Suri A R S, Kumar A, Maithani R. Effect of square wings in multiple square perforated twisted tapes on fluid flow and heat transfer of heat exchanger tube[J]. *Case Studies in Thermal Engineering*, 2017,10: 28-43.
- [12] 张龙, 陈峰华. 强化传热元件与高效换热器研究进展[J]. *化工学报*, 2006, 5: 60-62.
Zhang long, Chen Fenghua. Research progress of enhanced heat transfer elements and high efficiency heat exchangers [J]. *Journal of Chemical Engineering*, 2006, 5: 60-62.
- [13] Li X W, Meng J A, Li Z X. Experimental study of single-phase pressure drop and heat transfer in a micro-fin tube[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2007, 32(2): 641-648.
- [14] Sapali S N, Pradeep A. Patil. Heat transfer during condensation of HFC-134a and R-404A inside of a horizontal smooth and micro-fin tube[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2010, 34(8): 1133-1141.

- [15] Copetti J B, Macagnan M H, Souza D D, et al. Experiments with micro-fin tube in single phase[J]. *International journal of refrigeration*, 2004, 27(8): 876-883.
- [16] Ayub Z H, Al-Fanheh S F. Effect of gap width between horizontal tube and twisted tape on the pressure drop in turbulent water flow[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 1993, 14(1): 64-67.
- [17] Sivashanmugam P, Suresh S. Experimental studies on heat transfer and friction factor characteristics of laminar flows through a circular tube fitted with helical screw-tape inserts[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2006, 26: 1990-1997.
- [18] Rahimi M, Shabaniyan S R, Alsairafi A A. Experimental and CFD studies on heat transfer and friction factor characteristics of a tube equipped with modified twisted tape inserts[J]. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, 2009, 48(3): 762-770.
- [19] Liu W, Liu P, Wang J B, et al. Exergy destruction minimization: A principle to convective heat transfer enhancement[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2018, 122: 11-21.
- [20] Lin Z M, Wang L B, Lin M, et al. Numerical study of the laminar flow and heat transfer characteristics in a tube inserting a twisted tape having parallelogram winglet vortex generators[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2017, 115: 644-658.
- [21] Charbel H, Thierry L, Della V D, et al. Heat Transfer in Circular Pipe Fitted with Perforated Trapezoidal Vortex Generators[J]. *Heat Transfer Engineering*, 2022, 43(14): 1179-1192.
- [22] Chamoli S; Yu P; Lu R X. Thermal characteristic of a turbulent flow through a circular tube fitted with perforated vortex generator inserts[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2017, 121: 1117-1134.
- [23] Xu Y, Islam M D, Kharoua N. Experimental study of thermal performance and flow behaviour with winglet vortex generators in a circular tube[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2018, 135: 257-268.
- [24] Al-Fahed S, Chamra L M, Chakroun W. Pressure drop and heat transfer comparison for both micro-fin tube and twisted-tape inserts in laminar flow[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1998, 18(4): 323-333.
- [25] Nithiyesh Kumar C, Llangkumaran M. Experimental study on thermal performance and exergy analysis in an internally grooved tube integrated with triangular cut twisted tapes consisting of alternate wings[J]. *Heat and Transfer*, 2019, 55(4): 1007-1021.
- [26] Eiamsa-ard S, Wongcharee K. Convective heat transfer enhancement using Ag-water nanofluid in a micro-fin tube combined with non-uniform twisted tape[J]. *International Journal of Mechanical Sciences*, 2018, 146-147: 337-354.
- [27] 林志敏. 扭带及涡产生器在管内诱导的二次流强度及其强化传热特性研究[D]. 兰州交通大学, 2011.
Lin Zhimin. The characteristics of secondary flow and heat transfer enhancement in circular tube with twisted tape or vortex generators[D]. Lanzhou: Lanzhou Jiaotong University, 2011.
- [28] 张渊. 管内微直肋强化传热特性的实验与数值研究[D]. 兰州交通大学, 2020.
ZHANG Yuan. Experimental and Numerical Study on Heat Transfer Enhancement enforced by Inner Axial Straight Micro Fin in Circular Tube[D]. Lanzhou: Lanzhou Jiaotong University, 2011.

射流与微细通道复合强化传热特性研究

胡亮红, 刘萍*, 贺牧野, 孙瑞奇

安徽理工大学机械工程学院, 安徽淮南, 邮编 232001;

Tel: 13865548797, Email: pingliu@mail.ustc.edu.cn

摘要: 冲击射流冷却和微通道冷却是实现高热流密度电子器件快速散热的两种冷却方法。为了实现更高的换热效率, 提出一种冲击射流冷却与微通道冷却相结合的散热器结构, 并通过数值模拟方法研究了散热器内部换热面的换热特性。模拟结果表明: 相比于矩形柱肋, 圆形柱肋换热面温度更低, 对流换热系数更高, 拥有更好的流动与换热性能。微通道热沉底面柱肋顺向排列时换热能力要高于底面柱肋叉向排列。

关键词: 微通道热沉; 冲击射流; 柱肋结构; 对流强化换热; 数值模拟

0 前言

在科技日新月异的 21 世纪, 电子芯片被广泛应用于人工智能、量子信息技术、机器人等领域。电子芯片逐渐向集成化, 微型化发展, 其发展规律符合 moore^[1]定律。电子芯片的体积逐渐减小, 导致电子芯片上热流密度骤增, 产生大量的热量。一般电子元件能够稳定可靠运行的最高温度是在 85°C 以下^[2], 超过这个温度, 电子元件的稳定性和可靠性将大打折扣。所以寻求更加高效的冷却技术迫在眉睫。利用有效的冷却手段来增强电子器件的传热特性并消除高热通量是必要且紧迫的。微通道散热器已被广泛用于增强高热通量下的散热^[3]。

通过控制冷却剂流体特性^[4]以及实施针翅片^[5]、肋片^[6] 和多孔材料^[7,8]的扩展表面是微通道散热器中常见的热增强策略。Lin 等人^[9]研究了具有不同几何参数(例如通道宽度、壁宽、横截面纵横比和相对波幅)的波状微通道散热器的热性能。Xia 等人^[10]和 Ghani 等人^[11,12]将肋片引入带有空腔的微通道中, 进一步提高传热性能。Xu 等人^[13]展示了间断的微通道散热器, 它由一组毗邻缩短的平行微通道和横向微室的分离区域组成, Chai 等人^[14]以及 Wong 和 Lee^[15]将交错的肋引入到为了进一步强化横向微室并研究肋几何形状对传热性能的影响。

微通道结构紧凑, 具有较高的换热效率, 但是通道内温差与压降较大。因此可以通过将传统微通道与其他冷却方式相结合来增强传统微通道的传热性能。微通道与射流冲击的技术组合引起了人们的极大兴趣^[16]。而单孔射流在驻点区域的换热效率较高, 但驻点区以外的换热效率便会因为边界层厚度增加而降低, 造成加热表面温度上升。解决该问题可通过布置多个射流孔使驻点区紧密排列, 均匀冲击加热表面, 使温度分布均匀。

Sung 和 Mudawar^[17]建立了一种结合了微通道和射流冲击冷却的混合冷却模块, 并

对该模块的过冷沸腾和临界热流(CHF)特性进行了研究。结果表明,增加冷却剂的流量或过冷度,会使沸腾点(ONB)和 CHF 的起始位置转移到更高的热流密度和壁温,该方法可以有效地预测混合冷却结构的 CHF 数据。San 和 Chen^[18]研究了射流间距和射流高度对密闭圆形射流垂直撞击平面时的努塞尔数的影响,射流间距/射流直径比(s/d)和射流高度/射流直径比(H/d)分别在 2.0~8.0 和 0.5~3.0 范围内。结果表明,射流相互作用随 s/d 和 H/d 的增大而减小,射流阵列下区域内的最大 Nu 随 s/d 几乎呈线性增加。Fabbri 等人^[19]实验研究了水和 FC40 在圆形自由表面射流阵列下的单相换热。研究发现,随着雷诺数、普朗特数增加,努塞尔数得到了改善,且雷诺数对努塞尔数的影响比以往研究人员报道的更强。

本文提出一种新的射流微通道热沉模型,以水为冷却介质,通过数值模拟方法探究射流微通道热沉底部换热面的换热特性以及整体的换热能力。

1 模型设计及数值计算方法

1.1 物理模型

如图 1 所示为射流微通道热沉爆炸视图与整体透视图,本文所研究的微通道热沉采用“上进上出”的结构,由四个部分组成,分别为顶部盖板、射流孔板、矩形边框以及底部的基板。顶部盖板与射流孔板连接,形成入口腔,矩形边框与底部的基板连接形成换热腔,最后顶部盖板与矩形边框连接构成完整的微通道热沉。由于射流微通道热沉尺寸较小,且内部射流孔板与通道结构不对应,所以模拟计算时对整个热沉进行计算。射流微通道底部与加热热源紧密贴合,热量由热源向热沉传递,冷却介质从入口进入热沉内部,在入口腔进行流量分配,经过射流孔板从射流孔喷出,冲击在热沉加热表面进行冲击换热,随后在加热表面水平流动进行对流,吸收热量后从出口排出。

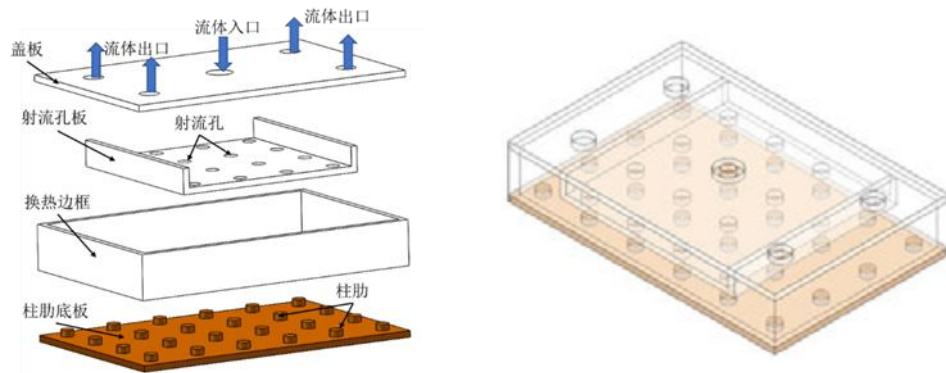


图 1 微通道热沉爆炸视图与整体透视图

如图 2 所示为微通道热沉结构图。工作介质水由顶部盖板上中心位置的进口进入,从四周呈对称分布的出口流出。射流孔布置为 4×4 均匀阵列,如图 2(b)。不同的边框高度对应不同的射流冲击距离,射流孔板与底部柱肋基板之间的冲击距离通过调节边框高度来改变,边框高度越高,冲击距离越大,射流冲击距离为 $H=1 \sim 3d_s$ 。热沉边框具体结构如图 2(c)所示。基板上布置有两种柱肋结构,分别为圆形柱肋与矩形柱肋,柱肋布置为 4×6 均匀阵列,如图 2(d)所示。详细尺寸参数见表 1。

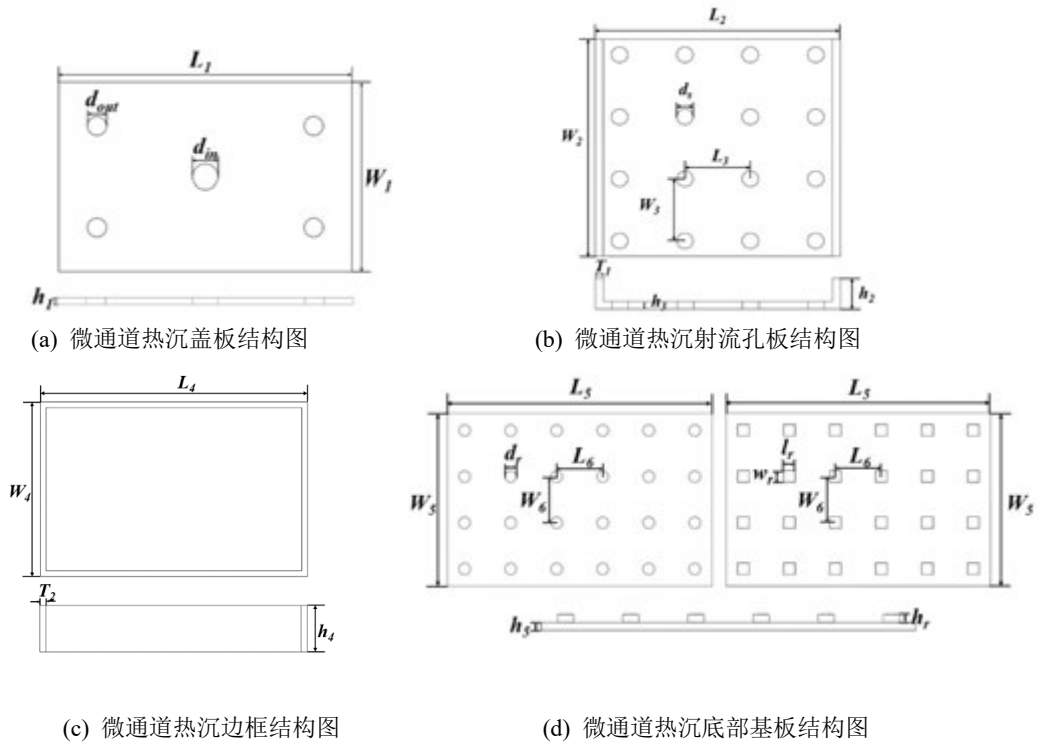


图2 微通道热沉结构图

表1 射流微通道主要结构具体参数

参数	范围	参数	范围
顶部盖板长度 L_1	46mm	边框长度 L_4	30mm
顶部盖板宽度 W_1	30mm	边框宽度 W_4	28mm
顶部盖板厚度 h_1	1mm	边框高度 h_4	6~10mm
入口直径 d_{in}	3mm	四周边框厚度 T_2	1mm
出口直径 d_{out}	4mm	底部基板长度 L_5	46mm
射流孔板长度 L_2	30mm	底部基板宽度 W_5	30mm
射流孔板宽度 W_2	28mm	底部基板厚度 h_5	1mm
射流孔板两侧挡板高度 h_2	4mm	圆形柱肋直径 d_r	2mm
射流孔板厚度 h_3	1mm	矩形柱肋边长 $l_r \times w_r$	2×2mm
射流孔板两侧挡板厚度 T_1	1mm	相邻柱肋行间距 L_6	8mm
相邻射流孔行间距 L_3	8mm	相邻柱肋列间距 W_6	8mm
相邻射流孔列间距 W_3	8mm	柱肋高度 h_r	1~5mm
射流孔直径 d_s	0.5~2mm	射流冲击距离 H	2~6mm
射流孔深度 h_s	1mm		

1.2 数值计算方法

考虑到热沉尺寸较小, 所以把整个热沉作为数值计算区域。本文采用 $RNG\ k-\varepsilon$ 湍流模型用于数值计算。本文在计算时假设冷却流体为不可压缩流体, 且在固体和液体的

耦合面无滑移，满足的控制方程如下：

连续性方程：

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

能量守恒方程：

$$\frac{\partial(u_i T)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (2)$$

动量守恒方程：

$$\frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(u \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u_i u_j} \right) \quad (3)$$

湍动能方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\eta + \frac{\eta_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\eta_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} S_{i,j} - \rho \varepsilon \quad (4)$$

耗散率方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\eta + \frac{\eta_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + 2C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \eta_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} S_{i,j} - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (5)$$

式中， p 是压强， ρ 是流体密度， c_p 是比定压热容， u_i 是 x, y, z 方向上的速度， η_t

涡黏系数， $C_{2\varepsilon} = 1.68$ ， $C_u = 0.085$ 。此外

$$\eta_t = \rho C_u \frac{k}{\varepsilon} \quad (6)$$

$$S_{i,j} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (7)$$

$$C_{1\varepsilon} = 1.42 - \frac{\bar{\eta}(1 - \bar{\eta}/4.38)}{1 + 0.015\bar{\eta}^3} \quad (8)$$

在本文的研究计算中，平均对流换热系数 \bar{h} 的计算公式如下：

$$\bar{h} = \frac{qA_1}{A_2(T_w - T_f)} \quad (9)$$

式中, q 为热流密度。 A_1 为加热面积, A_2 为换热面积。 T_w 为换热面平均温度, T_f 为入口出口温度的平均值。

1.3 边界条件

本文的数值模拟计算采用速度入口和压力出口, 入口冷却介质的速度为 2.62~13.12m/s, 温度为 283K。出口压力为常压, 相对压力 0 Pa。压力-速度的耦合求解采用 COUPLE 算法进行求解, 压力项的迭代计算采用二阶格式, 能量方程、动量方程、湍流耗散率、湍动能方程均选取二阶迎风格式, 计算过程中所有能量方程的收敛残差均设为 1×10^{-6} 。底部热源热流密度为定值, 设置为 100W/cm²。热沉内部固液交界面均为固液耦合面且无滑移, 其它壁面为绝热面。

1.4 网格划分与无关性验证

热沉整体模型使用 SOLIDWORKS 软件进行三维建模, 使用 ICEM 软件划分六面体结构网格, 并在整体网格尺寸的基础上对入口、出口、射流孔板及底部柱肋基板进行了局部网格加密, 如图 3 所示。

考虑到网格尺寸对计算结果的影响, 所以进行网格无关性验证, 分别对圆形柱肋和矩形柱肋微通道热沉划分了五组不同尺寸的网格。由图 4 可知, 随着网格数目的增加, 圆形柱肋微通道热沉底部面的对流换热系数也逐渐增大, 但增加到第五套网格数目的对流换热系数相比于第四套只增加了 0.06%, 计算耗费的时间却远多于第四套网格, 所以考虑到计算效率与计算精度, 最终选择第四套 3883095 的网格数目用以进行后续模拟计算。同样对于矩形柱肋微通道热沉, 由图 4 结果选取 4210326 的网格数目用以进行后续模拟计算。

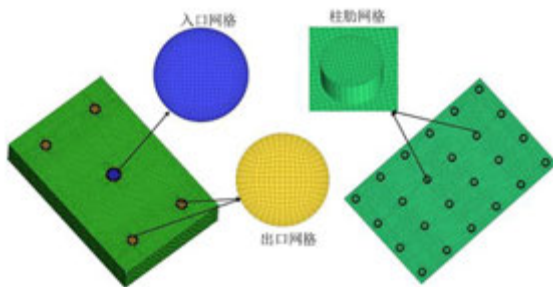


图 3 网格划分示意图

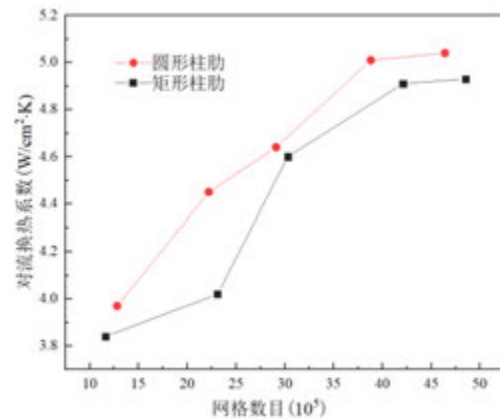


图 4 柱肋微通道热沉网格无关性验证

1.5 验证

为了验证计算方法的可行性, 选择崔海川^[20]的模型进行模拟方法的验证。对比结果如图 5 所示。由图可知, 模拟得出的换热面平均温度与实验的结果具有相似的上升趋势, 且二者换热面平均温度最大误差为 3.34%, 所以计算方法可靠性较高。

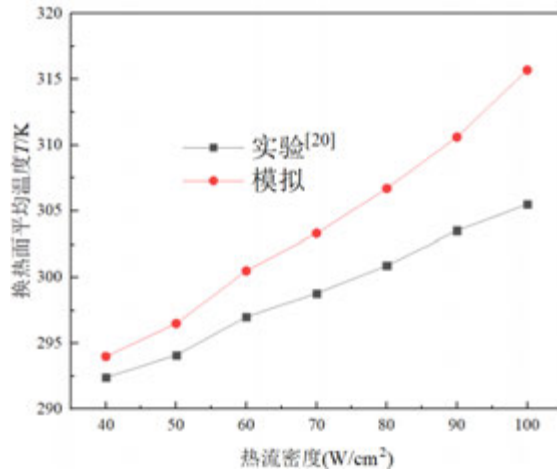


图 5 实验数据与模拟数据对比

2 结果分析

2.1 柱肋形状对换热特性影响

柱肋高度 $h_f=1\text{mm}$ ，冲击距离 $H=6\text{mm}$ ，入口冷却介质温度为 283K ，底部热流密度为 $100\text{W}/\text{cm}^2$ 。圆形与矩形柱肋如图 6 所示。

如图 7 所示圆形柱肋微通道热沉和矩形柱肋微通道热沉底部换热面在不同入口雷诺数 Re 下的温度分布云图。由温度云图可知，在相同的参数条件下，矩形柱肋微通道热沉底部换热面温度比圆形柱肋微通道热沉的要高，且圆形柱肋微通道热沉换热面的温度分布更加均匀。流体冲击在圆形柱肋上，会沿着圆形柱肋的侧壁圆弧面向两侧分流，在柱肋后方形成涡流扰动，阻碍换热面上边界层的形成，增强流体与换热面的对流换热。而对于矩形柱肋，流体冲击在矩形柱肋上，同样会向两侧分流，但因为矩形柱肋的侧壁面为直角面，会有横流甚至逆流产生，使换热后的流体不能及时排出，造成局部热量积聚温度上升，从而导致矩形柱肋换热面温度分布不均匀。

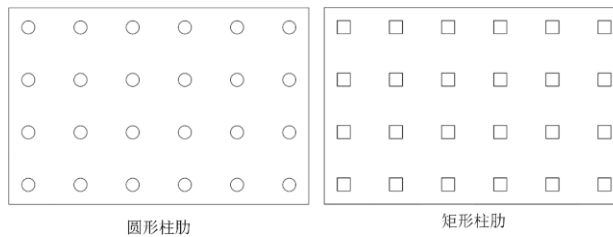


图 6 圆形柱肋与矩形柱肋形状图

如图 8 所示为圆形柱肋微通道热沉和矩形柱肋微通道热沉底部换热面在不同入口雷诺数 Re 下的平均对流换热系数分布趋势图。从图上可知，在模拟计算的五种雷诺数下，圆形柱肋微通道热沉的平均对流换热系数均高于矩形柱肋微通道热沉。在 $Re=6000$ 时，圆形柱肋微通道热沉换热面换热系数相对于矩形柱肋微通道，整体提高了 10.91% 。此外随着雷诺数的不断被增加，二者的换热面平均对流换热系数也逐渐增加，呈现一定的线性变化，但随着雷诺数的增加二者的对流换热系数的差距逐渐减小。这可能是由于当雷诺数较大时，柱肋形状对换热效果的影响逐渐降低，此时换热面的对流换热系数主要受

到流量大小的影响。

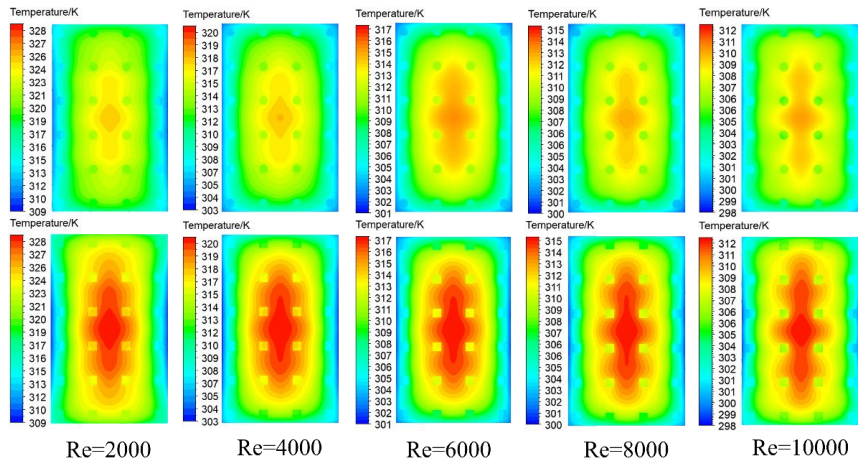


图 7 不同柱肋形状热沉换热面温度分布云图

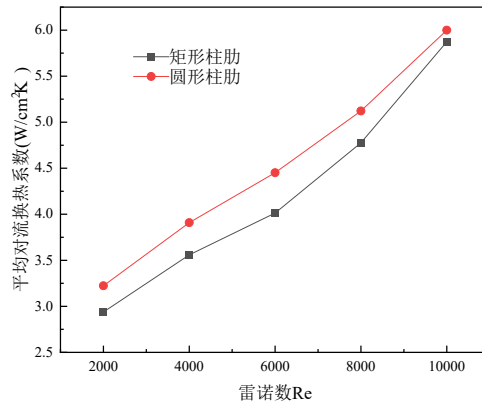


图 8 换热面平均对流换热系数分布趋势图

2.2 柱肋排列方式对换热特性的影响

圆形柱肋射流微通道热沉为例进行计算，柱肋排布方式有叉排与顺排，柱肋高度 $h_r=1\text{mm}$ ，冲击距离 $H=6\text{mm}$ ，入口冷却介质温度为 283K ，底部热流密度为 $100\text{W}/\text{cm}^2$ 。柱肋排列方式如图 9 所示。

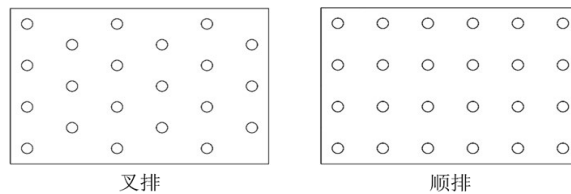


图 9 柱肋排列方式

如图 10 所示顺排柱肋微通道与叉排柱肋微通道热沉底部换热面在不同入口雷诺数 Re 下的温度分布云图，图中上面一排为顺排柱肋微通道温度分布云图，下方一排为叉排柱肋微通道温度分布云图。由温度云图可知，在相同的参数条件下，叉排柱肋微通道热

沉底部换热面温度比顺排柱肋微通道热沉的要高，且顺排柱肋微通道热沉换热面的温度分布更加均匀。这与上述对流动特性的分析相符，顺排柱肋微通道换热腔流体分布更为均匀，由中部向两侧出口均匀分布，且整体流量更对称，而叉排柱肋微通道因柱肋的叉排分布使得换热面中部产生逆流，容易造成热量积聚，说明柱肋叉排分布使得流体不能快速排出，换热效果较低，造成局部热量积聚温度上升，从而导致叉排柱肋微通道热沉换热面温度分布不均匀。

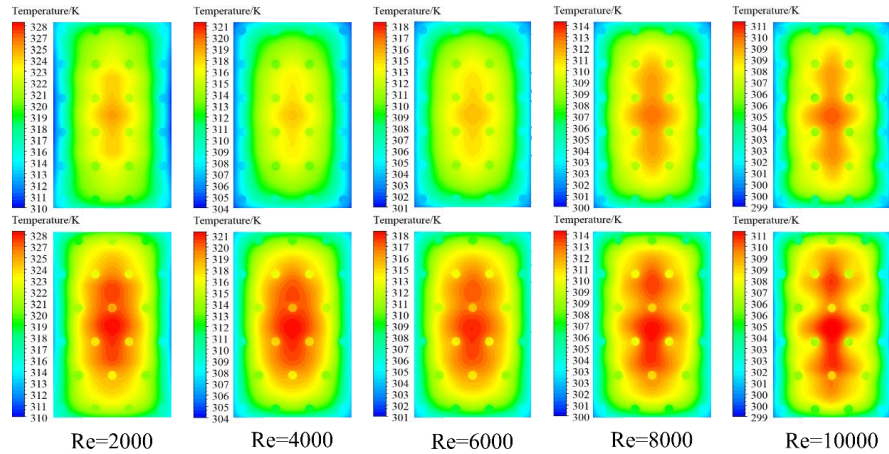


图 10 叉排与顺排微通道换热面温度分布云图

如图 11 所示为顺排柱肋微通道与叉排柱肋微通道热沉底部换热面在不同入口雷诺数 Re 下的平均对流换热系数分布趋势图。从图上可知，在模拟计算的五种雷诺数下，顺排柱肋微通道热沉的平均对流换热系数均高于叉排柱肋微通道热沉。 $Re=6000$ 时，顺排柱肋微通道热沉换热面换热系数相对于叉排柱肋微通道，整体提高了 10.04%。此外随着雷诺数的不断增加，二者的换热面平均对流换热系数也逐渐增加，呈现一定的线性变化，但随着雷诺数的增加二者的对流换热系数的差距逐渐减小。这可能是由于当雷诺数较大时，柱肋排布对换热效果的影响逐渐降低，此时换热面的对流换热系数主要受到流量大小的影响。

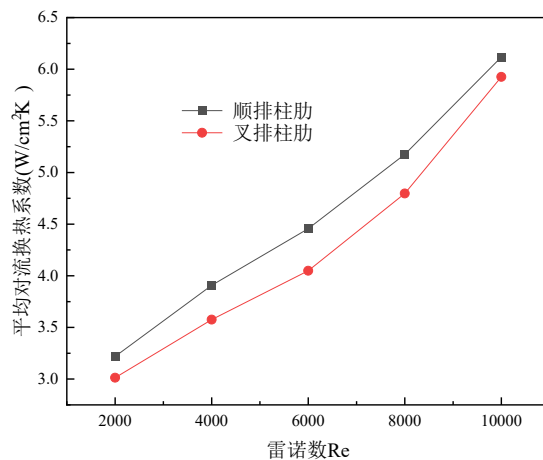


图 11 叉排与顺排微通道换热面平均对流换热系数分布趋势图

3 结论

本文在冲击射流冷却和微通道冷却技术的基础上,提出了一种冲击射流冷却与微通道冷却相结合的散热器结构,通过数值模拟方法对该种散热器模型进行了研究,得到如下结论:

(1) 在相同的热流密度和边界条件下,圆形柱肋比矩形柱肋具有更好的传热效率和换热均匀性,换热系数最大可提高 10.91%。相比于矩形柱肋,流体冲击在圆形柱肋上,会沿着圆形柱肋的侧壁圆弧面向两侧分流形成更大的涡流扰动,阻碍换热面上边界层的形成,增强流体与换热面的对流换热,使换热面具有较好的温度均匀性。

(2) 在相同的参数条件下,叉排柱肋微通道热沉底部换热面温度比顺排柱肋微通道热沉的要高,且顺排柱肋微通道热沉换热面的温度分布更加均匀。顺排柱肋微通道换热腔流体分布更为均匀,由中部向两侧出口均匀分布,且整体流量更对称,而叉排柱肋微通道因柱肋的叉排分布使得换热面中部产生逆流,容易造成热量积聚

参考文献

- [1] G.E. Moore. Cramming more components onto integrated circuits. Proc IEEE, 1998, 86(1): 82–5.
- [2] R. Chein, G.M. HUANG. Thermoelectric cooler application in electronic cooling. Applied Thermal Engineering, 2004, 24(14~15): 2202-2207.
- [3] H. Sadique, Q. Murtaza, Samsher, Heat transfer augmentation in microchannel heat sink using secondary flows: A review, International Journal of Heat and Mass Transfer 194(2022) 123063
- [4] S. Li, H. Zhang, J. Cheng, X. Li, W. Cai, Z. Li, F. Li, A state-of-the-art overview on the developing trend of heat transfer enhancement by single-phase flow at micro scale, International Journal of Heat and Mass Transfer 143(2019).
- [5] M. Ahmadian-elmi, A. Mashayekhi, S.S. Nourazar, K. Vafai, A comprehensive study on parametric optimization of the pin-fin heat sink to improve its thermal and hydraulic characteristics, International Journal of Heat and Mass Transfer 180(2021) 121797.
- [6] L. Chai, L. Wang, X. Bai, Thermohydraulic performance of microchannel heat sinks with triangular ribs on sidewalls – Part 2: average fluid flow and heat transfer characteristics, International Journal of Heat and Mass Transfer 128(2019) 634–648.
- [7] X. Han, Q.I.N. Wang, Y. Park, C.T. Joen, A. Sommers, A. Jacobi, A Review of Metal Foam and Metal Matrix Composites for Heat Exchangers and Heat Sinks, Heat Transfer Engineering 33(2012) 991–1009.
- [8] H.E. Ahmed, B.H. Salman, A.S. Kherbeet, M.I. Ahmed, Optimization of thermal design of heat sinks: a review, International Journal of Heat and Mass Transfer 118(2018) 129–153.
- [9] L. Lin, J. Zhao, G. Lu, X.D. Wang, W.M. Yan, Heat transfer enhancement in microchannel heat sink by wavy channel with changing wavelength/amplitude, International Journal of Thermal Sciences 118 (2017) 423–434.
- [10] Y.F. Li, G.D. Xia, D.D. Ma, Characteristics of laminar flow and heat transfer in microchannel heat sink with triangular cavities and rectangular ribs, International Journal of Heat and Mass Transfer 98 (2016) 17–28.
- [11] I.A. Ghani, N. Kamaruzaman, N.A.C. Sidik, Heat transfer augmentation in a microchannel heat sink with

- sinusoidal cavities and rectangular ribs, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 108 (2017) 1969–1981.
- [12] I.A. Ghani, N.A.C. Sidik, R. Mamat, Heat transfer enhancement in microchannel heat sink using hybrid technique of ribs and secondary channels, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 114 (2017) 640–655.
- [13] J.L. Xu, Y.X. Song, W. Zhang, Numerical simulations of interrupted and conventional microchannel heat sinks, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51 (2008) 5906–5917.
- [14] L. Chai, L. Wang, Thermohydraulic performance of interrupted microchannel heat sinks with different rib geometries in transverse microchambers, *International Journal of Thermal Sciences* 127 (2018) 201–212.
- [15] K.C. Wong, J.H. Lee, Investigation of thermal performance of microchannel heat sink with triangular ribs in the transverse microchambers, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 65(2015) 103–110.
- [16] S.G. Kandlikar, History, advances, and challenges in liquid flow and flow boiling heat transfer in microchannels: A critical review, *Journal of Heat Transfer* 134(3) (2012) 034001.
- [17] M.K. Sung, I. Mudawar. CHF determination for high-heat flux phase change cooling system incorporating both micro-channel flow and jet impingement. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52(3-4) (2009) 610-619.
- [18] J.Y. San, J.J. Chen. Effects of jet-to-jet spacing and jet height on heat transfer characteristics of an impinging jet array. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 71(2014) 8-17.
- [19] M. Fabbri, S.J. Jiang, V.K. Dhir. Experimental investigation of single-phase micro jets impingement cooling for electronic applications. in: ASME 2003 Heat Transfer Summer Conference, Las Vegas: American Society of Mechanical Engineers, 2003, 461-468.
- [20] 崔海川,刘志春,刘伟. 射流-斜肋复合微通道热沉的数值模拟与实验研究[J].*工程热物理学报*,2020,41(11):2774-2781.

RBCC 引射火箭热力耦合数值模拟研究

杨彤辉^{1,2}, 李文强^{1*}, 秦飞¹, 魏祥庚¹, 何国强¹

(1. 固体推进全国重点实验室, 西北工业大学, 陕西 西安 710072;

2. 中航光电科技股份有限公司, 河南 洛阳 471000)

(Tel: 029-88493027, E-mail: lwq@nwpu.edu.cn)

摘要: 火箭基组合循环 (RBCC) 发动机中的引射火箭在工作过程中流量变化大、氧燃比变化宽, 因此在推力室内部极易产生较高的温度梯度, 导致结构内部出现较大的热应力。本文针对引射火箭的再生冷却过程进行研究, 建立了再生冷却过程的热-力耦合三维数值模型, 对于引射火箭的再生冷却通道进行了优化设计, 研究对比了优化前后的热环境与应力场, 结果表明优化构型能够在推力室入口中段有效降低温度约 300K, 在推力室中部及扩张段头部应力值增加约 30MPa, 引射火箭的喉部由于径向产生的温度差也会产生较大的应力。

关键词: 再生冷却; 热力耦合; 引射火箭; 数值模拟

0 前言

RBCC 发动机将高推力火箭和高比冲冲压发动机集合在同一流道内, 具有从引射模态到纯火箭模态的宽域工作特性。随着引射火箭的模态变化, 推力室中的燃烧组分改变, 进而导致燃烧温度、热流以及冷却剂流量的改变。在这种模态转换的过程中, 由于不均匀的温度、热流分布极易导致材料局部超温以及过大的热应力, 给火箭的结构强度、刚度带来了极大的挑战。因此, 针对应用再生、复合冷却的 RBCC 引射火箭进行数值仿真分析以及结构强度分析是目前亟待解决的问题。

再生冷却作为液体火箭发动机广泛采用的冷却手段, 国内外学者在对其应用和发展做了详细的研究。Tausche^[1]首次提出火箭推力室的再生冷却, 即通过燃料或氧化剂流经推力室壁面上的冷却通道进行冷却。Youn^[2]等建立了一个不可压缩流动并且具有耦合传热的矩形管道模型, 基于该模型在考虑热、流体力学和马赫数约束的条件下找到了单个冷却通道的最小质量流率。Toshihito^[3]等采用光刻蚀法制造了两种具有许多冷却通道的构型, 并进行实验测量得到了两种构型的横向热流密度随马赫数、温度和压力的变化, 使用温度辐射计测量了构型的表面温度并于计算值做了对比。

鲍文^[4]等通过对热力循环的分析, 通过建立超燃冲压发动机的准一维燃烧室模型, 得到总效率、熵变等性能参数的变化。分析结果表明, 再生冷却对于回热循环有较高效的提升效果。蒋劲^[5]利用参考焓法建立了一套用于超燃冲压发动机燃烧室再生冷却的准三维分析计算模型, 分析了再生冷却进出口温度对发动机的影响。Zhang^[6]等针对再生冷却系统在不同通道尺寸下的传热行为, 建立了基于燃料实际特性的冷却剂流动三维模型, 探讨了冷却通道面积、纵横比、肋片厚度和冷却剂进口温度对冷却性能的影响。

针对热应力的研究,不少学者也进行了深入的探索。Liu^[7]等对航空发动机涡轮叶片表面高温的薄膜热电偶开展了研究。实验和模拟结果表明,表面粗糙度对薄膜的热应力有缓冲作用。粗糙基体上的膜内热应力明显小于光滑基体上的膜内热应力。Zhu^[8]等对热障涂层三维涡轮叶片的应力分布预测开展了研究。采用流固耦合的方法得到了非均匀的温度分布。结果表示,涡轮叶片表面不同位置温度分布不均匀。整个涡轮叶片的温度最大值与最小值相差约 210K。热障涂层(TBCs)具有良好的绝缘效果,可使衬底温度降低 45~72 K。张均锋^[9]等通过对不同尺寸冷却通道的主动冷却薄壁燃烧室结构瞬态传热特性建立流固耦合传热模型,利用有限元计算方法对燃烧室的热应力、热应变进行计算。计算结果显示,冷却通道内的煤油冷却效果充分发挥的前提下,随着冷却通道距离燃烧室内壁的距离减小,冷却所需要的煤油流量越大,对于燃烧室结构的热应力来说在燃烧 10s 左右达到最大值。

本文对 RBCC 引射火箭采用的再生冷却热防护方法进行数值模拟,探究再生冷却过程中由不均匀热载荷而产生的热应力对引射火箭结构强度、刚度所产生的影响。基于商业软件 Fluent 对引射火箭的热环境进行数值仿真,基于 Workbench 平台对热力耦合过程进行建模分析。

1 物理模型

针对流固耦合过程,本文采用间接耦合方式将引射火箭分为内流场和带再生冷却的结构进行计算。由于 RBCC 引射火箭为中心对称结构,考虑其在冲压发动机内的位置以及结构约束的边界条件,取整个引射火箭的四分之一圆心角作为计算区域。内流场主要为燃气进口、出口和耦合壁面组成,带有再生冷却通道的结构部分主要分为内壁面、再生冷却通道、外壁面以及包裹整个引射火箭的主支板组成。沿轴向可将火箭依次分为推理室、收敛段、喉部以及扩张段。构型几何参数如图 1 所示:

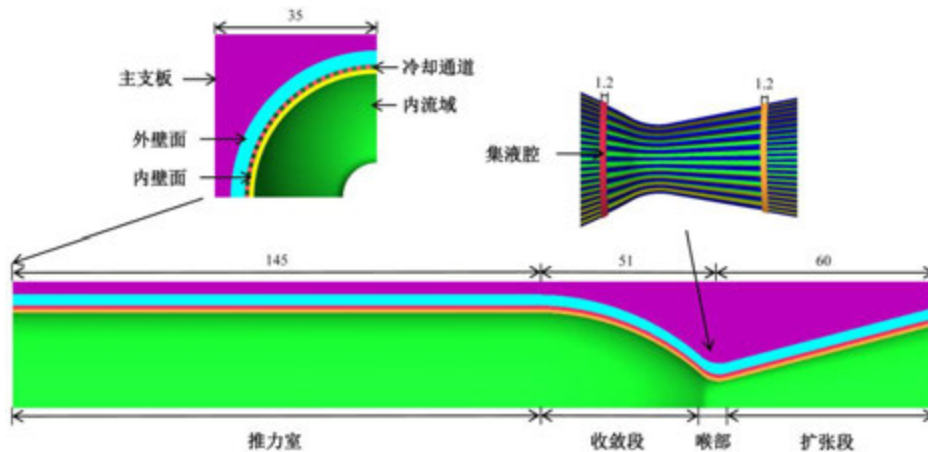


图 1 再生冷却构型及尺寸

图 1 为优化构型的引射火箭,优化方案主要是将推力室入口至收敛段中部的冷却通道进行细化设计,保持通道与肋片的圆心角不变的情况下,将圆心角大小由原来的 4° 变为原来的一半。保持喉部通道高宽比不变的情况下,在收敛段遗迹扩张段中部设置积液腔,积液腔的宽度为 1.2mm。为了充分体现优化构型的优点,本文设置对照组进行对比分析,对照组火箭不做优化设计,整个冷却通道圆心角均为 4° 并取消积液腔设计。

具体结构尺寸如表 1 所示：

表 1 优化构型和对照组尺寸

组别	优化构型	对照组
通道圆心角(°)	2	4
通道数量	88	44
肋厚与通道宽度比	1	2
喉部通道高宽比	2	2
内流场喉部高度(mm)	7.4	7.4

2 数学模型

2.1 控制方程

引射火箭内的燃气流动及热量传递的基本方程主要依据质量守恒方程、动量守恒方程、能量守恒方程、组分守恒方程和状态方程。

(1) 质量守恒方程。该方程可表示为[单位时间内微元体中流体质量的增加]=[同一时间间隔内流入该微元体的净质量]。根据此关系可以得到以下质量守恒方程（又称连续性方程，continuity equation）：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

(2) 动量守恒方程。可表述为：微元体中流体动量对时间的变化率等于外界作用在该微元体上的各种力之和，用方程表述为：

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \text{div}(\rho u \mathbf{U}) = \text{div}(\eta \mathbf{grad} u) + S_u - \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \text{div}(\rho v \mathbf{U}) = \text{div}(\eta \mathbf{grad} v) + S_v - \frac{\partial p}{\partial y} \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \text{div}(\rho w \mathbf{U}) = \text{div}(\eta \mathbf{grad} w) + S_w - \frac{\partial p}{\partial z} \quad (4)$$

其中 S_u ， S_v ， S_w 为三个动量方程的广义源项，其表达式可表达为：

$$S_u = \frac{\partial}{\partial x}(\eta \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\eta \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z}(\eta \frac{\partial w}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial x}(\lambda \text{div} \mathbf{U}) \quad (5)$$

$$S_v = \frac{\partial}{\partial x}(\eta \frac{\partial u}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial y}(\eta \frac{\partial v}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z}(\eta \frac{\partial w}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial y}(\lambda \text{div} \mathbf{U}) \quad (6)$$

$$S_w = \frac{\partial}{\partial x}(\eta \frac{\partial u}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial y}(\eta \frac{\partial v}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial z}(\eta \frac{\partial w}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial z}(\lambda \text{div} \mathbf{U}) \quad (7)$$

(3) 能量守恒方程。可表述为：[微元体内热力学能的增加率]=[进入微元体的净热流量]+[体积力与表面力对微元体做的功]。用方程可表述为：

$$\frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + \text{div}(\rho T \mathbf{U}) = \text{div}(\frac{\lambda}{c_p} \mathbf{grad} T) + S_T \quad (8)$$

其中 S_T 为源项，其值为 $S_T = S_h + \Phi$ ， S_h 为流体的内热源， Φ 为由于粘性作用机械能转换为热能的部分，称为耗散函数（dissipation function），其计算公式如下：

$$\Phi = \eta \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right] \right\} + \lambda \operatorname{div} \mathbf{U} \quad (9)$$

热弹性力学的控制方程由物理方程、平衡微分方程、几何方程构成，求出的解需满足相容方程以及边界条件。

(1) 物理方程。根据线性热应力理论，微元体的总应变由两部分组成，一部分是由温度变化引起的，另一部分是由应力引起的，从而把弹性力学中的虎克定律推广到包含热应力和热应变在内，即：

$$\sigma_{ij} = 2G\varepsilon_{ij} + \lambda\varepsilon_{kk}\delta_{ij} - 2G\alpha t \quad (10)$$

(2) 平衡微分方程。通过弹性力学的平衡微分方程就可按线性热应力理论导出热弹性力学的平衡微分方程式：

$$(\lambda + 2G)\nabla^2 e - \beta\nabla^2 t = 0 \quad (11)$$

式中 e 为体积应变，其值为 $e = \frac{1-2\mu}{E}(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)$ ， β 为热应力系数，其值为 $\beta = \frac{\alpha E}{1-2\mu}$ ， ∇^2

为拉普拉斯算子， $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ 。

(3) 几何方程。是描述微元体应变与位移之间的关系是，表示为：

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2}(\mu_{i,j} + \mu_{j,i}) \quad (12)$$

(5) 边界条件。热弹性体方程的解在物体表面上必须满足边界条件，边界微元体的表面应力分量为 \bar{X} 、 \bar{Y} 、 \bar{Z} ，边界表面的法线方向余弦为 l 、 m 、 n ，故表面应力必须满足的边界条件是：

$$u_i = \bar{u}_i \quad (13)$$

$$\sigma_{ij}n_j = \bar{f}_i \quad (14)$$

2.2 边界条件

引射火箭设计总流量为 1kg，完全燃烧时氧燃比为 O/F=3.4，总压 10MPa，总温为 3800K，燃料体系为气氧/煤油，由于不考虑燃烧反应过程，因此内流场入口为完全燃烧过后的混合气体，其组分如表 2 所示：

表 2 燃气组分

组分	摩尔分数	组分	摩尔分数
H ₂ O	0.30843	H	0.02091
O ₂	0.09043	H ₂ O ₂	0.00004
OH	0.09754	H ₂	0.03749
O	0.02896	CO ₂	0.2025
HO ₂	0.0004	CO	0.21329
HCO	0.00002		

内流场入口为质量流量入口，具体流量由氧燃比、组分以及计算域计算得出。燃气出口为压力出口，其值为完全膨胀压力 101325Pa；冷却通道入口 300K，入口出口总压均为 5MPa，目的是为了让再生冷却的工质煤油保持临界压强。具体计算边界条件如表 3、4 所示：

表 3 内流场边界条件

边界类型	温度(K)	压力(MPa)	质量流率(kg/s)
Mass-Flow-inlet	3780	10	0.25
Pressure-outlet	300	0.101325	/
Symmetry	/	/	/

表 4 再生冷却结构边界条件

边界类型	温度(K)	压力(MPa)	质量流率(kg/s)
Mass-Flow-inlet	300	5	0.002582644
Pressure-outlet	300	5	/
Symmetry	/	/	/
Wall	绝热	/	/

2.3 数值过程

本文采用商业软件 Fluent 进行数值模拟，采用有限体积法对控制方程进行离散化。内流场采用成熟的 k-ε 湍流模型，而冷却通道中的裂解反应采用相对稳定的 k-ε 湍流模型。采用 Couple 算法处理压力-速度耦合，湍流动能和耗散率方程中的对流项采用二阶迎风格式离散，动量和能量方程中的对流项采用二阶迎风格式离散，压力项和扩散项采用中心差分格式进行离散化。当监测项残差低于 10^{-5} 时，认为计算收敛。内流场部分对边界层、喉部位置进行了网格加密，对于再生冷却结构的网格，由于冷却通道尺寸较小，因此只对喉部区域进行网格加密，加密后内流场和再生冷却结构的网格数分别为 72 万

和 166 万。

2.4 材料属性和裂解反应机理

再生冷却部分的结构材料为 GH3128^[10]，其材料属性参数如表 5 所示，其中导热系数是温度的一次函数。引射火箭前后端面以及主支板外壁面均为绝热壁面，内流场与再生冷却部分的耦合面初始温度设置为 1300K，该温度为 GH3128 长时间工作时的许用温度，其余流固耦合壁面边界条件均为 Couple 耦合传热边界。

表 5 GH3128 材料参数^[10]

材料名称	密度 kg/m ³	比热容 J/kg·K	导热系数 W/m·K
GH3128	8810	502.48	5.6467+0.0147×T

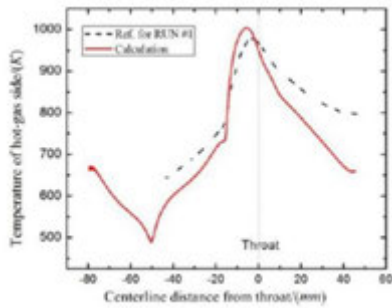
RBCC 发动机中使用的冷却介质为碳氢燃料 HF-I，采用表 6 所示的三步总包裂解反应机理模型，流体的密度和比热容采用 Peng-Robinson (PR) 两参数真实气体方程计算，混合物临界参数采用范德瓦尔混合法则计算，粘度和导热率通过质量加权混合法则计算^[11]。

表 6 HF-I 煤油的裂解反应简化模型^[11]

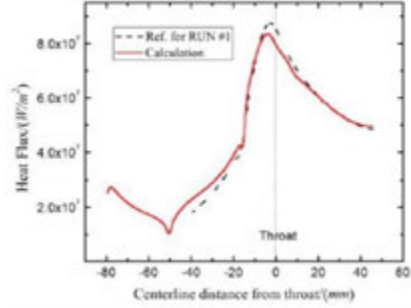
化学反应	指前因子 (m ³ /mol) ⁿ⁻¹ /s	温度指数	活化能 J/mol
$C_{11.85}H_{23.82} \rightarrow 0.1086H_2 + 0.4773CH_4 + 0.5586C_2H_4 + 0.39C_2H_6 + 0.41C_3H_6 + 0.2001C_3H_8 + 0.2246C_4H_8 + 0.0353C_4H_{10} + 0.031C_4H_6 + 0.4857C_{5+} + 0.5112CC_{5+} + 0.0222C_9H_{12}$	2.87×10^{14}	0	2.179×10^5
$C_{5+} \rightarrow 0.14H_2 + 0.48CH_4 + 0.39C_2H_4 + 0.45C_2H_6 + 0.055C_3H_6 + 0.355C_4H_8 + 0.0955C_4H_{10} + 0.0355C_4H_6 + 0.1091C_9H_{12}$	1.23×10^{12}	0	1.896×10^5
$CC_{5+} \rightarrow 0.7488C_6H_6 + 0.1396C_7H_8 + 0.05043C_8H_{10} + 0.03402C_8H_8 + 0.04262C_9H_{12}$	9.69×10^{12}	0	1.944×10^5

3 模型验证

本文选用美国 AEDC 高速风洞喷嘴 Heat-H1 为计算对象。计算取圆心角为 6° 扇形区域为计算域，假设 5000K 的工况下空气中的氮气与氧气并不发生反应。结果如图 2 所示，燃气侧壁面热流密度误差较小，壁面温度低于文献中数据，但在误差允许范围之内。冷却水出口温升 14.8K，与试验数据 13.9K 误差为 6.5%，在误差允许范围内，因此认为该数值模型是准确的^[12]。



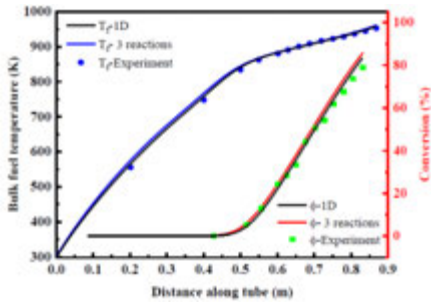
(a) 内流场壁面温度分布



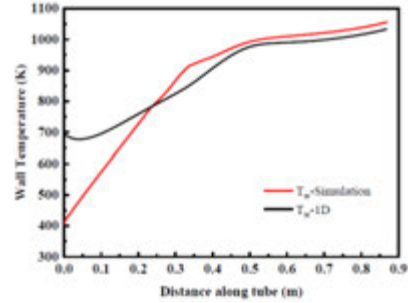
(b) 内流场壁面热流分布

图2 计算结果对比^[12]

简化裂解反应模型通过电加热管实验的结果进行一维和三维的数值模拟进行验证。图3为一维与三维电加热管模拟结果，由图可知三维计算结果与采用一维模型的结果基本一致，因此该简化裂解反应模型是准确的^[11]。



(a) 煤油温度与裂解率



(b) 壁面温度

图3 一维与三维数值模拟结果^[11]

4 结果与分析

图4为优化前后轴向平均温度分布对比图。可以看到在推力室入口处优化后的构型相比于优化前构型的壁面温度下降约300K，整个推力室身部温度都下降了约200K。在推力室的中部、扩张段的前部区域，由于积液腔前后位置的冷却通道数量并未改变，因此在喉部前后位置温度下降并不明显。在推力室和扩张段的积液腔位置附近，温度分布稍微有些不均匀，这是由于积液腔前后冷却通道数量不一致，导致冷却通道中的冷却剂湍流速度增加的问题。

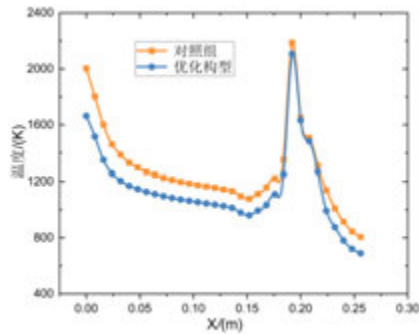


图4 优化前后轴向平均壁面温度分布

图 5 为优化前后推力室收敛段入口位置的再生冷却结构温度分布。从云图中可以看出，未进行优化的再生冷却结构在主支板截面温度明显高于优化后的构型约 80K，这是由于冷却通道的增加，使得换热面积增大。在未优化构型的冷却通道上方出现了局部低温区，低温区的分布方向垂直于每个冷却通道，这是由于冷却通道内冷却剂的边界层效应所导致，冷却剂下边缘位置受到下方高温燃气直接传过来的热量，边缘位置出现局部高温区，但主流区域并未吸收热量。因此冷却剂的上壁面边界层效应不如下壁面，因此在高温合金冷却通道的上壁面部位出现了局部低温区。优化后的构型由于冷却通道的增加，冷却效率大大增加，使得冷却剂上壁面的温度分布更加均匀。

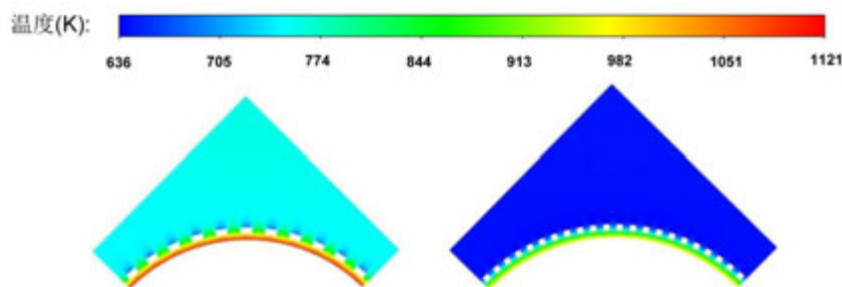


图 5 优化前后收敛段入口再生冷却结构壁面温度

由图 6、图 7 可知，优化后的构型应力主要集中在推力室身段和高温合金内壁面至冷却通道的下壁面之间的区域，由数学模型中的热应力公式可知，热应力分为应力引起和温度引起两部分。在引射火箭的内壁面上，高温合金与燃气直接接触，产生对流换热，经过高温合金的热传导至冷却通道的下壁面，此时再生冷却通道内的冷却剂由低温状态进入火箭进行冷却。冷却剂受热产生分解，总热沉增大，对流换热系数提高，与冷却通道直接受热传导温度升高的下壁面产生对流换热，带走由燃烧室传递过来的热量。因此在冷却通道的下壁面与高温合金燃烧室的内壁面之间会产生较大的温度差，在这两个壁面之间也产生了较大的应力分布。

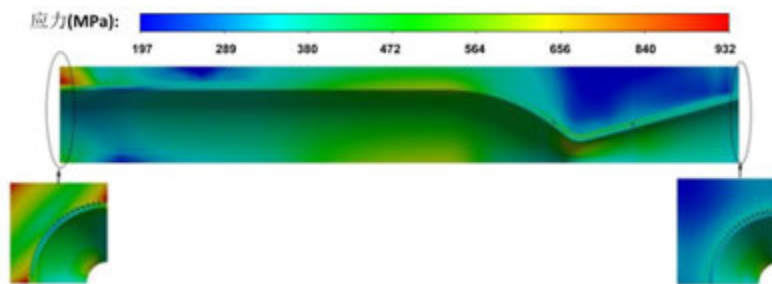


图 6 优化构型的应力分布

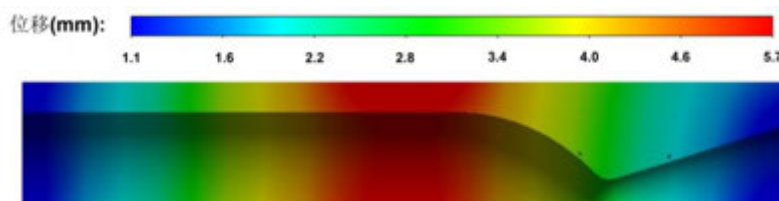


图 7 优化构型的变形分布

由图 6 可知，在喉部的冷却通道肋片的中段产生了沿轴向冷却通道分布的高应力区域，为了解此应力产生原因，将输入载荷的温度和压力分开计算。在输入载荷仅为温度时，应力场的数值模拟结果全部由温度所致，称为纯热应力问题。忽略压力所产生的机械载荷，仅由温度作为载荷得到的纯热应力数值模拟结果如图 8 所示。

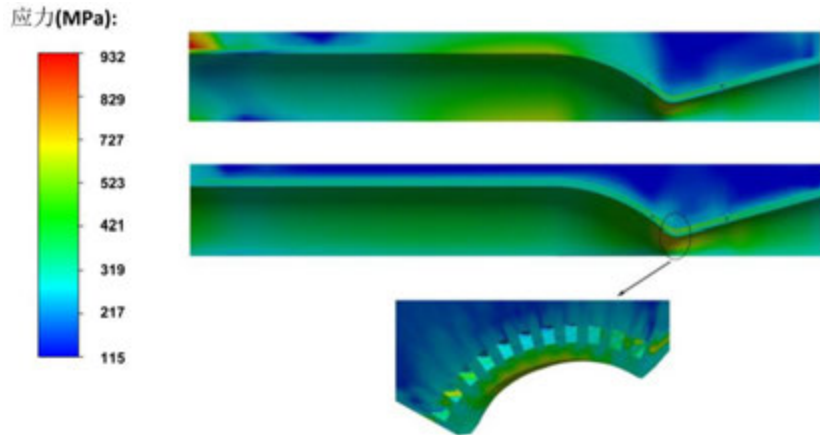


图 8 考虑压力载荷和纯热应力分布

由图 8 可知，由压力所导致的机械应力主要集中在推力室身部，在不考虑压力载荷的纯热应力工况下，推力室入口至收敛段入口位置的应力分布均匀，均在高温合金内壁面与冷却通道下壁面之间。引射火箭喉部位置的冷却通道截面应力在边缘的肋片中部有较高的集中现象，此时的冷却通道内没有施加壁面的压力载荷，因此肋片中部的应力全部由纯热应力引起。在喉部的高温合金内壁面与冷却通道的下壁面之间有不均匀的应力分布，图 9 是轴向喉部截面沿径向的温度分布，虽然在喉部位置属于温度、热流密度集中区域，但集中区域内部也存在温度差，整体沿径向温度呈现“W”型分布，因此在喉部的高温合金内壁面与冷却通道下壁面之间产生了不均匀的应力分布。另外，由于对称面的缘故，在对称面相邻冷却通道外侧的肋片只有中间冷却通道肋片的一半，因此在不均匀的应力分布下，对称面相邻的几个冷却通道肋片的中部承受了大量的载荷，出现了应力集中的现象，此现象在计算整个引射火箭的三维模型时会得到较大的改善。

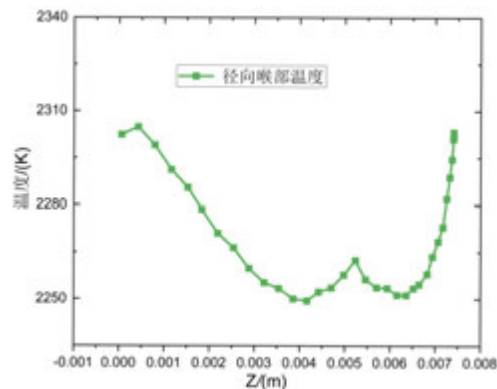


图 9 轴向喉部截面沿径向温度分布

5 结论

本文首先介绍了 RBCC 引射火箭再生冷却计算模型, 然后对模型的热环境做了数值仿真分析, 并用热环境作为输入载荷, 对引射火箭的结构强度、刚度做了数值仿真分析。结果表明, 优化后的再生冷却结构相对于未优化的来说, 温度明显下降 300K 左右, 有利于引射火箭的热防护。对于引射火箭的应力场来说, 应力主要集中在推力室, 喉部位置由于径向温度的不同也会产生较大的应力, 变形主要集中在推力室位置。

参考文献

- [1] Tausche E, Luck O, Harzer W. Heat Transfer and Deposition Behavior of Hydrocarbon Rocket Fuels. Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2013:2-2.
- [2] Youn B, Mills A F. Cooling Panel Optimization for the Active Cooling System of a Hypersonic Aircraft. Journal of Thermophysics & Heat Transfer, 1995, 9(1):136-143.
- [3] Saito T, Ono F, Kanda T, et al. Testing of regeneratively cooled light-weight panel. 31st Joint Propulsion Conference and Exhibit. 1995.
- [4] 鲍文, 章思龙, 秦江. 再生冷却超燃冲压发动机回热循环分析. 第三届高超声速科技学术会议论文集. 2010.
- [5] 蒋劲. 超燃冲压发动机燃烧室再生冷却研究. 西安: 西北工业大学, 2006.
- [6] Zhang S, Feng Y, Zhang D, et al. Parametric numerical analysis of regenerative cooling in hydrogen fueled scramjet engines. International journal of hydrogen energy, 2016, 41(25): 10942-10960.
- [7] Liu S, Duan F L, Ji Z, et al. Thermal Stress Relief Effect of Surface Roughness for Robust Thin Film Sensors Embedded on Turbine Blade Surface. AIAA AVIATION 2021 FORUM. 2021.
- [8] Zhu W, Wang J W, Yang L, et al. Modeling and simulation of the temperature and stress fields in a 3D turbine blade coated with thermal barrier coatings. Surface & Coatings Technology, 2017, 315(Complete):443-453.
- [9] 张均锋, 穆丹, 卞祥德. 复合材料主动冷却薄壁燃烧室设计分析. 航空动力学报, 2013, 28(11):2401-2407.
- [10] 赵熹, 原鲲, 周羽. GH3128 高温拉伸强度设计方法的优化. 清华大学学报 (自然科学版), 2015, 55(9): 998-1002.
- [11] 景婷婷. 碳氢燃料 RBCC 燃烧室再生冷却流动与换热特性研究: [博士论文]. 西北工业大学, 2018.
- [12] 袁彪. RBCC 引射火箭复合冷却数值模拟研究: [硕士论文]. 西北工业大学, 2018.

微藻光生物反应器内 光场-流场协同特性及固碳性能优化研究

张洪泰¹, 李明佳^{2*}, 王睿龙¹, 常天亮¹

(1.西安交通大学 能源与动力工程学院, 热流科学与工程教育部重点实验室, 陕西 西安, 710049

2.北京理工大学 机械与车辆学院, 北京市 海淀区, 100081)

(Tel: 029-82665930, Email: mjli@bit.edu.cn)

摘要: 微藻反应器的优化设计是限制微藻固碳技术应用的重要因素。本文类比强化换热的三场协同原理, 发展了光场-流场协同的反应器优化与性能评价方法。基于该方法设计了典型气升板式反应器结构, 并开展反应器内光场-流场的耦合特性研究, 通过数值模拟和实验验证了所发展方法的有效性。结果表明, 优化后的两组长挡板反应器内的光暗循环周期分别降低了 12.3% 和 16.6%; 添加 45° 长挡板反应器的固碳速率较原始模型提高了 8.45%, 总固碳量提高了 6.62%。

关键词: 微藻光生物反应器; 光场-流场协同; 光暗循环; 两相流; 碳捕集

0 前言

随着温室效应等环境问题日益严峻, 二氧化碳减排技术吸引了越来越多学者的关注。近些年发展起来的微藻固碳技术被认为是解决这一问题的有效方案之一^[1]。微藻光生物反应器 (Photobioreactor, PBR) 是一种用于微藻固碳和生长的培养装置^[2], 微藻的固碳性能受反应器内的流场、光场分布以及微藻颗粒与 CO₂ 气泡之间的传质影响。

围绕反应器内流场-光场优化以及固碳效率提升, 国内外学者开展了大量研究。Li 等人^[3]使用 LBM 方法对板式反应器内微藻的生长动力学特性进行了数值模拟研究, 并分析了流场及气泡分布对光场的影响, 结果表明反应器内气泡的不均匀分布会降低气泡对光场的积极作用。Xu 等人^[4]基于欧拉-欧拉两相流模型对浆轮板式反应器进行数值模拟, 并通过颗粒追踪技术, 研究了反应器内微藻颗粒平均光暗循环周期的变化。Yang 等人^[5]提出了一种耦合微生物燃料电池的新型柱式反应器结构来改善固碳性能。Sun 等人^[6]提出了一种水平堆叠的波纹板导光模块, 来改善反应器内的光场分布。Li 等人^[7]采用数值模拟方法, 分析了锥形瓶反应器内的气液两相流动及光照分布对微藻固碳速率的耦合影响, 并通过添加挡板优化了反应器的结构。上述研究成果均表明, 微藻光生物反应器内流场与光场相互耦合, 通过优化反应器结构, 可以改善两场间的组织关系, 提高微藻的固碳性能^[8]。但对于这种耦合影响, 目前主要是定性描述, 尚缺乏反应光场和流场相互耦合、协同影响微藻固碳速率的有效评价指标。另一方面, 微藻光生物反应器性能的评价大多通过固碳速率^[7]或光暗循环时间^[4]进行, 前者需要周期漫长的微藻培养实验测量; 后者则需要额外通过拉格朗日方法追踪微藻颗粒轨迹^[9]。因此, 现有的评价方法使用较

* 基金项目: 本文得到国家自然科学基金面上项目 (52076161) 的资助。

为复杂且优化周期较长，难以快速、高效的指导光生物反应器结构的进一步优化设计。

针对上述问题，本文以气升板式反应器为研究对象，在本团队提出的强化换热三场协同原理的指导下，发展了基于光场-流场协同的反应器固碳性能优化评价方法。在此基础上设计了典型气升板式反应器结构，从数值和实验两个角度开展了反应器内光场-流场的耦合特性研究。建立了针对气升板式反应器的物理和数学模型，并对实验装置和方法进行了介绍，利用所建立的数值和实验方法验证了光场-流场协同的有效性，旨在为微藻光生物反应器的进一步优化设计提供理论参考。

1 物理和数学模型

为开展气升板式光生物反应器内的光-流动耦合协同特性和固碳性能研究，本节首先设计了一种带有梯形分液盖板的气升板式反应器，在此基础上建立反应器内气-液两相流动耦合辐照的三维数值计算模型，并进行模型的验证。

1.1 物理模型

图 1 给出了气升板式反应器的几何结构示意图，其中 O_PBR 是原始反应器模型，45S_PBR、45L_PBR、SL_PBR 分别是在降液区错位布置 45° 倾斜短板、45° 倾斜长板以及直长板的优化结构，每组挡板的具体尺寸见图 1 及表 1 中标注。反应器整体尺寸为 500 mm×300 mm×150 mm，所有板片均由透明亚克力板组成。

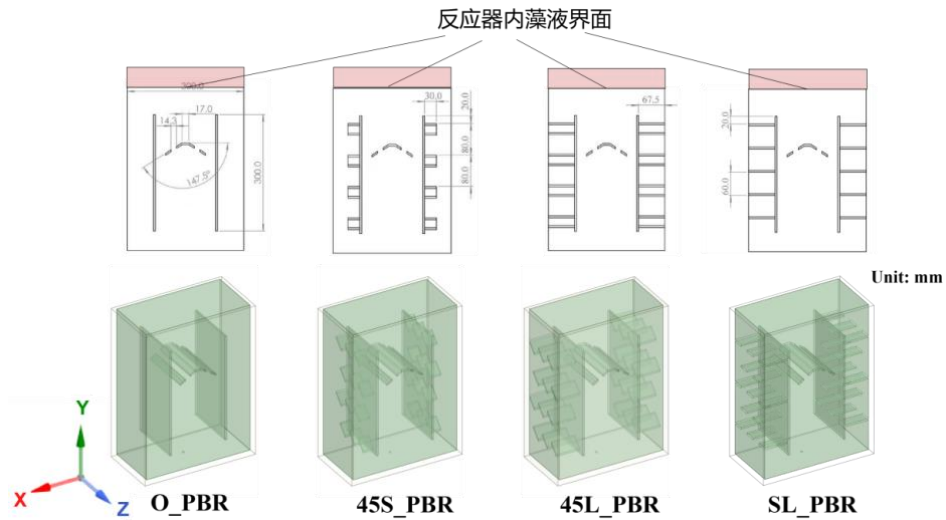


图 1 反应器几何模型

表 1 挡板几何参数

方案	倾角 / °	X 向板长 / mm	Z 向板长 / mm	Y 向间隔 / mm
45S_PBR	45	30	25	80
45L_PBR	45	67.5	25	80
SL_PBR	0	67.5	30	60

1.2 数学模型

1.2.1 控制方程

欧拉-欧拉两相流模型能有效刻画反应器内气体和藻液的相互作用，计算相对准确且

易于收敛，因此被广泛应用于微藻光生物反应器的数值模拟中^[10,11]。该模型的控制方程如下。

连续性方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i \rho_i) + \nabla \cdot (\alpha_i \rho_i \bar{u}_i) = 0 \quad (1)$$

动量方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i \rho_i \bar{u}_i) + \nabla \cdot (\alpha_i \rho_i \bar{u}_i \bar{u}_i) = -\alpha_i \nabla p + \nabla \cdot \bar{\tau}_i + \alpha_i \rho_i \bar{g} + \bar{F}_i \quad (2)$$

式中：下标 i 代表不同的相， $i=g$ 表示气相， $i=l$ 表示液相； α 为网格的相体积分数； ρ 为相密度， $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ； \bar{u} 为速度， $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ； p 为压力，Pa； $\bar{\tau}$ 为相应力-应变的张量，Pa； \bar{F}_i 为气液相间的相互作用力。

能量方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i \rho_i h_i) + \nabla \cdot (\alpha_i \rho_i \bar{u}_i h_i) = \alpha_i \frac{dp_i}{dt} + \bar{\tau}_i : \nabla \cdot \bar{u}_i - \nabla \cdot \bar{q}_i + S_q \quad (3)$$

式中： \bar{q}_i 为热流密度， $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ ； S_q 为辐射源项。

参照文献[12]采用 DO 离散坐标法求解辐射模型以模拟反应器受到的垂直光照，在每个象限离散出 6×6 个立体角，DO 辐射方程：

$$\frac{dI(\bar{r}, \bar{s})}{ds} + (\sigma_a + \sigma_s)I(\bar{r}, \bar{s}) = \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(\bar{r}, \bar{s}') \Phi(\bar{s}, \bar{s}') d\Omega' \quad (4)$$

式中： Φ 为相散射函数，假设反应器内散射为各向同性，取 $\Phi=1$ ； σ_a 和 σ_s 分别为藻液的吸收和散射系数，藻液的具体物性参数从文献[7]中获取，列于表 2 所示。

为了后续计算光暗循环周期，采用拉格朗日方法追踪颗粒的运动轨迹，颗粒直径设置为 5×10^{-6} m，控制方程如下：

$$\frac{d\bar{u}_s}{dt} = F_D(\bar{u}_l - \bar{u}_s) + \frac{\bar{g}(\rho_s - \rho_l)}{\rho_s} + \bar{F}_p \quad (8)$$

式中： F_D 和 \bar{F}_p 分别表示反应器内微藻细胞所受到的曳力系数和压力梯度力作用。

表 2 物性参数^[7]

物性参数	密度 / $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$	动力粘度 / $\text{Pa}\cdot\text{s}$	吸收系数 σ_a / m^{-1}	散射系数 σ_s / m^{-1}
藻液	1.498	7.22×10^{-4}	193	434

基于 FLUENT 商业软件求解上述控制方程。使用 RNG 模型计算反应器内的湍流流动，压力与速度方程采用 Phase Coupled SIMPLE 算法进行求解，瞬态模拟的时间步长为 0.01s，计算 60s。反应器底部圆孔设置为 0.2-0.6 vvm 的速度进口（vvm，通气比，为微藻培养领域常用的进气单位）；顶部出口设置为气相逸出 Degassing 边界，由于本文重点关注藻液内部的流场与光场耦合特性，反应器顶部的气液相界面波动对于该问题的影响相对较小，同时也为了加速计算收敛，在计算时只保留了 420 mm 的液相区域，这种处理方式被大多数的微藻反应器研究所采用^[7,10,11]；为了模拟实际工程应用情况，模型采用单侧打光，迎光面设置为 $50 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ 的恒定辐射强度边界，辐射方向垂直壁面向内。

1.2.2 光暗循环周期定义

光暗循环周期描述了反应器内微藻颗粒从光区到暗区往返运动所需要的平均时间，被公认为是评价反应器固碳性能的有效指标^[4,9]，该参数需要通过拉格朗日方法追踪颗粒轨迹后计算获取。光暗循环周期与反应器的固碳性能呈负相关，光暗周期越小，则相应反应器的微藻生长速率越高，固碳性能越好。具体计算公式如式（9）所示：

$$t_{c,ave} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \left(\frac{1}{n_k} \sum_{i=1}^{n_k} (t_{light,k,i} + t_{dark,k,i}) \right) \quad (9)$$

式中： $t_{c,ave}$ 为所有颗粒的平均光暗循环周期，s； N 表示记录的所有粒子数； n_k 为模拟的时间段内单个粒子经历的光暗周期数。

1.2.3 光场-流场的协同性

为了表征反应器内光场和流场的耦合协同关系，进而指导反应器的结构优化设计，Wang 等^[13]依据何雅玲等^[14]在强化换热领域发展的三场协同理论，提出了光场-流场的协同角概念，协同角的计算公式如式（10）所示。

$$\theta = \arccos \frac{\left| u \frac{\partial \bar{I}}{\partial x} + v \frac{\partial \bar{I}}{\partial y} + w \frac{\partial \bar{I}}{\partial z} \right|}{|\bar{u}| \cdot |\text{grad } \bar{I}|} \quad (10)$$

光场-流场的协同角 θ 为微藻运动的速度矢量与光场梯度的夹角，表示了微藻颗粒沿光衰减方向运动的倾向性，协同角越小表明颗粒在光衰减方向的运动速度分量越大，相应的微藻光暗循环周期越小，反应器的固碳性能也越好。该指标与光暗循环周期都一定程度反映了光场和流场的耦合关系，但协同性分析避免了额外使用拉格朗日方法追踪藻颗粒轨迹，仿真计算速度更快，后续数据处理量更小。

1.3 模型验证

使用 FLUENT MESHING 划分三维蜂巢网格，选取计算 10s 时反应器中央梯形盖板条缝处的液相速度和体平均气含率两个参数作为评价标准进行网格无关性验证，如图 2(a) 所示，当网格数目为 31.2 万时，可满足要求。相应使用气含率进行时间步长的无关性验证，如表 3 所示，当时间步长小于 0.1 s 时，体平均气含率计算结果偏差明显降低。综合考虑计算效率和精度，近似可认为 0.01 s 的步长满足计算要求，这一时间步长^[13]及更大的步长^[11]也被文献所采用。

为了验证所采用数值计算模型的可靠性，使用与文献[10]中气升式反应器相同的二维物理模型进行计算，如图 2(b)所示为计算得到的降液区轴向和径向速度分布与文献结果进行对比，可以看出整体上二者获得了相似的降液区流场变化趋势，一定程度上验证了所采建立数值模型的可靠性。但在高度 520mm 附近，本文计算结果的波动低于文献结果，这可能与此处是气升式反应器升降液区的分界位置，液相流动受欧拉模型气泡尺寸设置不同的影响更为显著有关。

表 3 时间步长无关性验证

时间步长 /s	1	0.1	0.01	0.001	0.0001
体平均气含率	1.02%	0.80%	0.87%	0.81%	0.83%

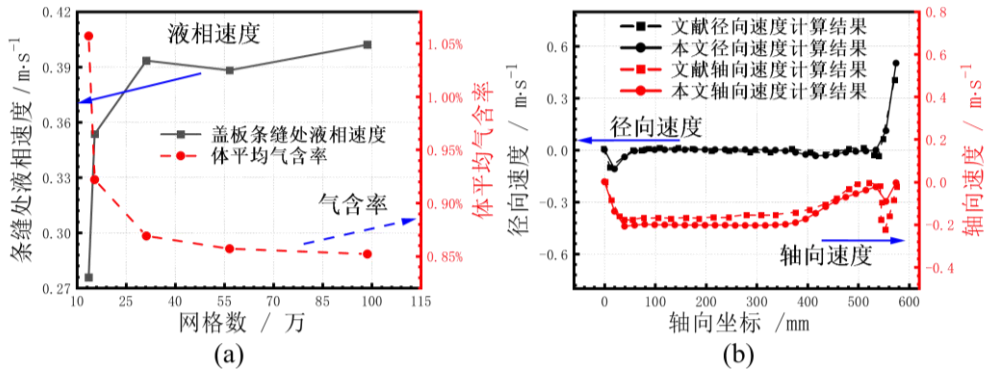


图2 数值模型的网格无关性验证(a)和可靠性验证(b)

2 结果讨论与分析

基于第 1 节建立的数值模型，本节对反应器内光场-流场的协同耦合特性展开研究，并通过光场-流场的协同角评价方法对反应器结构进行了优化。重点分析了协同性优化前后，反应器内的流场、光暗循环特性的提升，进而从数值模拟角度验证所发展的光场-流场协同评价方法的有效性。

2.1 流场特性

反应器的中心截面的速度矢量图如图 3 所示，从原始模型 O_PBR 的矢量图可以看出反应器中心区域以向上升液流动为主，两侧区域以向下降液流动为主，符合气升式反应器的流动特点。产生此种流动趋势是因为中心区藻液受到气相比较强的携带作用，产生向上流动的宏观速度，同时由于气相的通入，导致中心区域密度低于两侧降液区，在密度差和重力作用的驱动下，在整个反应器内形成大的循环流动，使得该类反应器流动死区相对较小，从图 4(a)中也可以看出四组反应器的流动死区（定义液相速度小于 0.01 m·s⁻¹ 的区域为流动死区）均在 1% 以下。

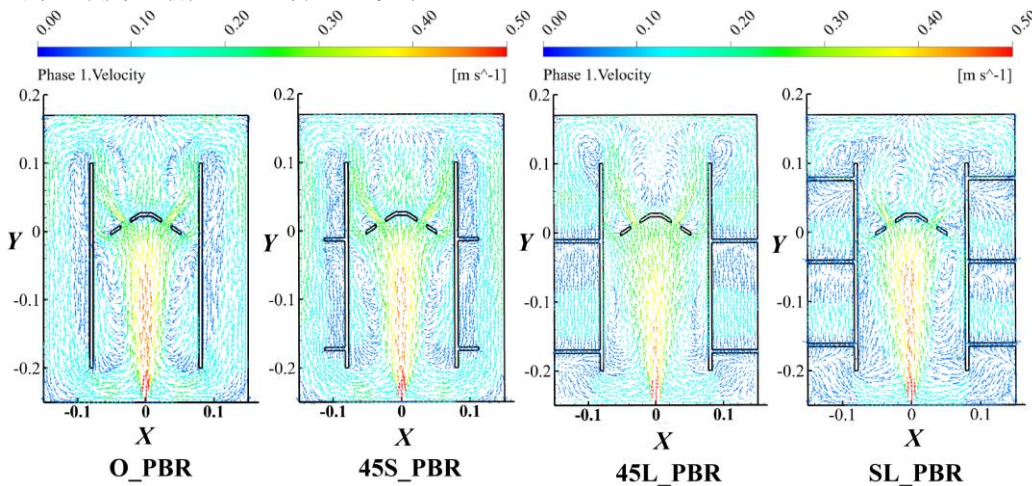


图3 不同反应器模型的速度矢量图

平行光垂直图 3 所示截面入射，并沿 Z 轴方向衰减。从图 3 的速度矢量图可以看出，原始反应器 O_PBR 内的藻液以 Y 轴方向流动为主，光强梯度与流动方向近似垂直，光场与流场没有实现很好的协同，微藻颗粒很难形成从光区到暗区的循环流动，使得反应

器内的光暗循环周期延长，反应器性能较差。因此，在降液区添加沿光衰减方向的挡流板，迫使流体改变流动方向向 Z 轴流动，进而改善两场间的协同性。图 4 为四组反应器内流体动力学特性的对比，在 0.2 vvm 的进口条件下，45S_PBR、45L_PBR 和 SL_PBR 相较于对照组 O_PBR，液相平均流速分别降低了 2.5%、13.9%和 26.1%，但光衰减方向的速度分量却各自提升了 24.4%、94.8%和 51.3%，说明在降液区添加挡板虽然一定程度提高了流动阻力，但显著改善了流场与光场的协同性，且长挡板相较于短挡板更有效。随着进口通气速率的增加，反应器的体平均湍动能、液相平均速度、光衰减方向的液相速度分量都相应增加，反应器内流动死区的份额也进一步减少。

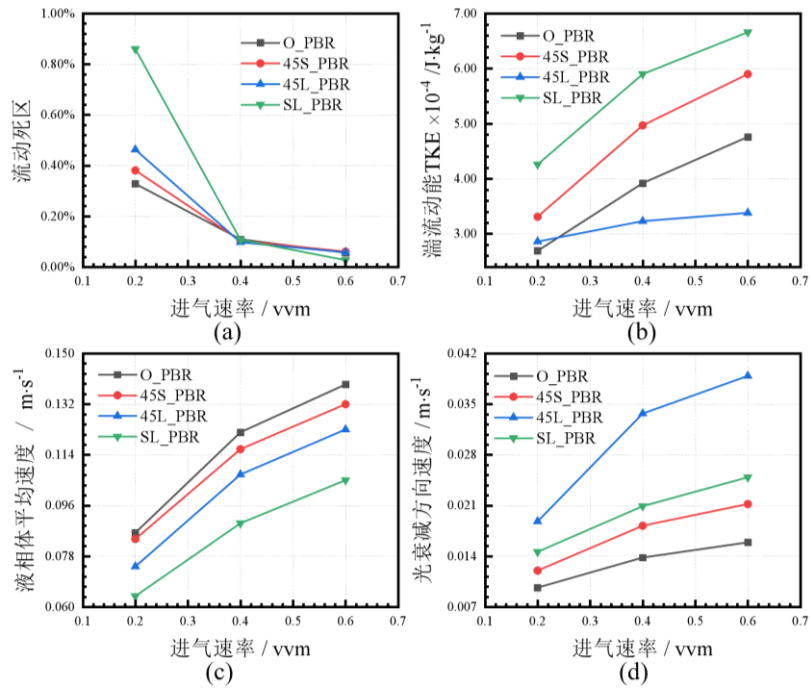


图 4 不同反应器模型的流场特性 (a)反应器内流动死区份额；(b)体平均湍动能；(c)液相体平均速度；(d)液相体平均光衰减方向速度（Z 向速度）

2.2 光场-流场间的协同性与光暗循环特性

图 5 给出了距离入射光截面 35 mm 处的协同角云图，可以看出对于原始模型 O_PBR，反应器内大部分区域协同角趋近于 90°，虽然中心升液区的梯形盖板结构一定程度的改善了局部协同性，但整个反应器的降液区协同性极差，这也印证了前文流场的分析结果。

降液区添加长板后，反应器内的协同性得到明显改善。但添加 30 mm 长的短板并没有起到很好的优化作用，仅短板附近区域的协同性有所增强，这可能与挡板长度不足，不能有效改善降液区域的流动方向有关。

表 4 给出了四组反应器内体平均协同角的变化和微藻颗粒的平均光暗循环周期（简称 L/D 时间），可以看出添加挡板后，三组优化模型协同角都有所减少，分别较原始模型 O_PBR 降低 1.74%、9.60%、7.84%，表明反应器内光场与流场间的协同性得到改善。但随着反应器内添加挡板结构的复杂，协同角的方差有所增加，说明反应器内不同位置协同角的均匀性有所下降，但可以看出四组模型计算的方差量级相当，并不会明显影响

协同性提高带来的积极影响。

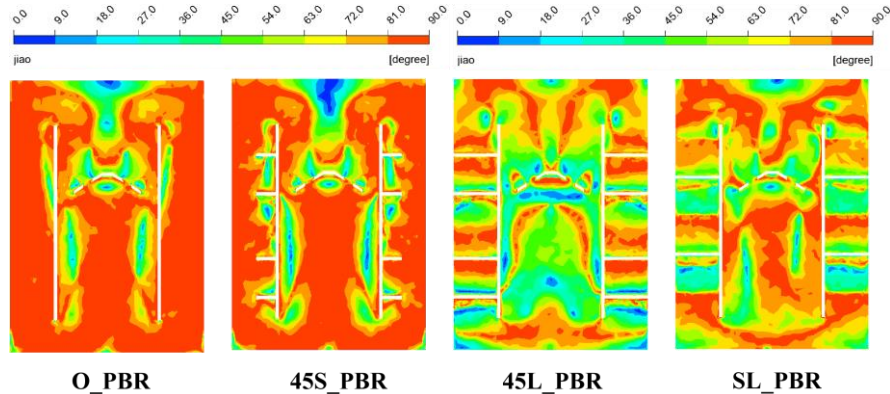


图 5 不同反应器模型的协同角云图（距入射光面 35mm 处）

45L_PBR 和 SL_PBR 的 L/D 时间分别较 O_PBR 组降低了 12.3% 和 16.6%，协同性好的这两组模型，光暗循环周期也有显著优化，二者取得了类似的评价结果，表明协同角是评价反应器性能优化效果的有效准则。而对于添加短板的 45S_PBR，协同角降低了 1.74%，光暗循环周期却有所延长，增加了 34.4%，产生这一现象的原因可能与反应器内流场组织有关。添加挡板在改善局部光场-流场的协同性的同时，还增加了流动阻力，并且带来了额外的涡流耗散。两种作用相互矛盾，综合影响着反应器的性能。

当添加长板时，对于两场协同性的改善效果大于阻力带来的负面效果，表现为反应器的光暗循环周期性能提升；当添加短板时，对于降液区协同性的改善能力有限，从图 3 的 45S_PBR 的流场矢量图中可以看出，降液区仍有较大区域呈现垂直光场方向流动（Y 向流动），阻力和耗散带来的负面作用成为主要的影响因素，表现为反应器光暗循环周期增长，性能降低。这也为今后的研究工作指明了方向，当进行反应器结构优化时，应该综合考虑协同性提升与阻力代价间的关系，处理好二者矛盾的关系。通过四组反应器光暗循环特性模拟结果可以看出，光场-流场间的协同角是评价和优化反应器性能的有效参数。

表 4 光暗循环周期

组别	O_PBR	45S_PBR	45L_PBR	SL_PBR
体平均协同角 /°	80.41	79.01	72.68	74.12
协同角方差	161.1	178.6	290.2	282.5
光暗循环周期 /s	17.08	22.95	14.98	14.24

3 固碳性能实验验证

为了进一步验证光场-流场协同角指标对于反应器结构优化的有效性，选取协同性优化后的反应器 45L_PBR 与原始反应器 O_PBR，进行固碳性能的对照实验。

3.1 实验装置和方法

实验所用的藻种为从中国科学院淡水藻种库购进斜生栅藻（FACHB-12），该藻种具有良好的固碳应用前景，得到了广泛采用^[7]。培养基使用微藻常用的 BG11 培养基，具体配置方法参照文献[15]。

对照实验的整体系统图如图 6 所示，反应器底部的进气孔通过软管与电磁流量计相

连，整个微藻固碳过程通过遮光帘遮光，保证没有外来光源，仅通过实验台的 4 根 LED 灯管对反应器进行单侧打光，为有效控制环境变量，同时对对照组（O_PBR）和实验组（45L_PBR）进行平行实验。通过美国 OMEGA 公司生产的电磁质量流量计 FMA-A-V 来控制供气流量为 0.02 vvm，气体组分为 95% 的空气和 5% 的 CO₂，共培养 14 天。每天固定时间使用紫外-可见分光光度计（日本岛津公司 UV-1800）测量反应器藻液的吸光度。

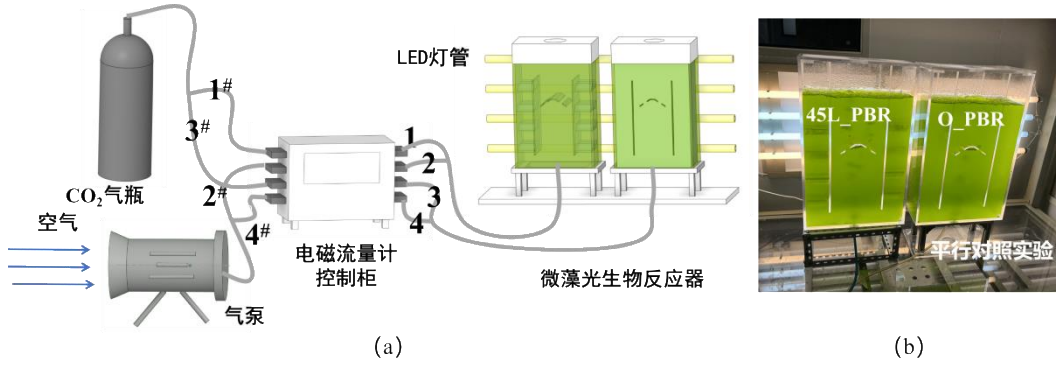


图 6 平行对照实验 (a)实验台系统图；(b)实拍图

根据 Lambert-Beer 定律，对于给定入射光频率，溶液吸光度与溶液浓度有关，因此可通过测量吸光度获得藻液的浓度，使用文献[7]给出的经验公式进行计算，如式（11）所示：

$$C_m = 0.394 \cdot OD_{681} + 0.055 \quad (11)$$

式中： C_m 为藻液浓度， $g \cdot L^{-1}$ ； OD_{681} 为在波长 681 nm 时测得的溶液吸光度。初始两反应器的吸光度均调节为 0.35 ± 0.01 ，对应微藻浓度为 $0.193 \pm 0.00394 g \cdot L^{-1}$ 。

3.2 固碳速率定义

通过估算微藻中碳元素的含量直接计算微藻的固碳速率和总的固碳量，假设微藻细胞内的碳元素含量为常数（ $C_c=50\%$ ），具体的计算式参见式（12）和式（13）^[12]：

$$W_{CO_2} = C_c C_m \frac{M_{CO_2}}{M_C} \quad (12)$$

$$V_{CO_2} = W_{CO_2, \text{today}} - W_{CO_2, \text{yesterday}} = C_c V_{algae} \frac{M_{CO_2}}{M_C} \quad (13)$$

式中： W_{CO_2} 为总固碳量， $g \cdot L^{-1}$ ； M_{CO_2} 和 M_C 为 CO₂ 和 C 的相对分子量； V_{CO_2} 为固碳速率， $g \cdot L^{-1} \cdot d^{-1}$ ，表示单位体积藻液每天固定的二氧化碳量，数值上等于截止到当天总碳固定量减截止到前一天的总固定量，也可以通过微藻的生长速率 V_{algae} 进行换算。

3.3 固碳性能

对原始反应器 O_PBR 和优化后的长板反应器 45L_PBR 进行 14 天的微藻培养对照实验。图 7 给出了两组反应器内的总固碳量和每日固碳速率的变化曲线，从图 7(a)可以看出，经过 14 天的培养，原始反应器单位体积藻液固定二氧化碳量为 $1.78 g \cdot L^{-1}$ ，优化后的反应器单位体积藻液固定二氧化碳量为 $1.90 g \cdot L^{-1}$ ，总固碳量提升了 6.62%。从图 7(b)可以看出，两组反应器内的固碳速率均先增大后降低，在第五天左右达到最大固碳速率，

培养周期内单日平均可固定 CO_2 量分别为 $0.110 \text{ g}\cdot\text{L}^{-1}\cdot\text{d}^{-1}$ 和 $0.119 \text{ g}\cdot\text{L}^{-1}\cdot\text{d}^{-1}$ ，优化后的反应器 45L_PBR 具有更高的固碳速率，14 天内优化后的反应器日固碳速率平均提高 8.45%。通过微藻固碳的对照实验，进一步证明了光场-流场间的协同角是评价和优化反应器性能的有效方法。

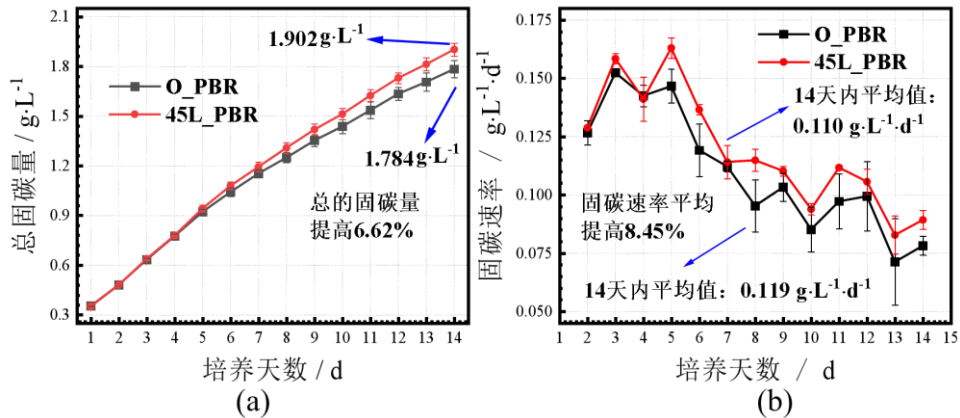


图7 原始模型 O_PBR 和 45°长板优化模型 45L_PBR 的固碳特性 (a)总固碳量, (b)固碳速率

4 结论

本文以气升板式反应器为研究对象,发展了一种综合考虑光场-流场协同性能的微藻光生物反应器优化与性能评价方法。该方法将速度与辐射强度间的协同角作为反应器优化评价指标,可以反映反应器内光场和流场的耦合协同性对微藻固碳速率的影响。在该方法的指导下,设计了包含不同挡板类型的优化反应器结构,从数值和实验两方面验证了该方法的有效性,主要获得了以下结论:

(1)数值模拟方面,在反应器降液区添加长挡板后,虽然增大了反应器内流动阻力,但由于光场-流场间的协同性增强,使得优化后的 45L_PBR 和 SL_PBR 反应器沿光衰减方向的速度分量各自提升了 94.8%和 51.3%,协同角降低了 9.60%、7.84%,光暗循环周期降低了 12.3%和 16.6%。采用基于协同性的反应器优化评价方法与传统光暗循环周期评价方法取得了相似的结论,但光场-流场的协同性评价避免了传统评价中使用拉格朗日方法追踪颗粒轨迹与光暗循环周期的复杂计算,进而有效提高微藻光生物反应器的优化设计效率。

(2)实验验证方面,开展了针对原始反应器 O_PBR 和优化后反应器 45L_PBR 的微藻固碳对照实验,经过 14 天的培养后总的固碳量提高 6.62%,培养周期内日平均固碳速率提高 8.45%。经协同性优化后的 45L_PBR 反应器具有更高的固碳性能,进一步验证了光场-流场协同角指标及其作为反应器优化与性能评价方法的可靠性。

参考文献

- [1] 郭宝文,李煦,宗保宁,等.微藻固碳实现 CO_2 减排与生物质增值[J].石油学报(石油加工),2023,39(03):668-678.
- [2] Ranjna S, Ashutosh K, Panneerselvam R, et al. Design and Applications of Photobioreactors: a Review[J]. Bioresource Technology, 2022, 349: 126858.

- [3] LI Ming-Jia, TONG Zi-Xiang, ZHOU Zhi-Jie, et al. A numerical model coupling bubble flow, light transfer, cell motion and growth kinetics for real timescale microalgae cultivation and its applications in flat plate photobioreactors[J]. *Algal Research*, 2019, 44:101727.
- [4] XU Jun-Chen, CHENG Jun, LAI Xin, et al. Enhancing Microalgal Biomass Productivity with an Optimized Flow Field Generated by Double Paddlewheels in a Flat Plate Photoreactor with CO₂ Aeration based on Numerical Simulation[J]. *Bioresource Technology*, 2020, 314: 123762.
- [5] YANG Yi-Wen, LI Ming-Jia, TAO Wen-Quan, et al. Study of carbon dioxide sequestration and electricity generation by a new hybrid bioenergy system with the novelty catalyst[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2021, 197:117366.
- [6] SUN Ya-Hui, YU Guo-Tao, XIAO Gang, et al. Enhancing CO₂ Photo-biochemical Conversion in a Newly-designed Attached Photobioreactor Characterized by Stacked Horizontal Planar Waveguide Modules[J]. *Science of The Total Environment*, 2021, 760: 144041.
- [7] LI Ming-Jia, WANG Rui-Long, YANG Yi-Wen, et al. Numerical and Experimental Analysis of Optimized Conical Flask Photobioreactor Structures to Improve Liquid-gas Two-phase Distribution and Microalgae Carbon Sequestration[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2020, 180: 115855.
- [8] FUA Jing-Wei, HUANG Yun, LIAO Qiang, et al. Photo-bioreactor design for microalgae: a review from the aspect of CO₂ transfer and conversion[J]. *Bioresource Technology*, 2019, 292: 121947.
- [9] LUO Hu-Ping., Muthanna H. Al-Dahhan, Analyzing and modeling of photobioreactors by combining first principles of physiology and hydrodynamics[J]. 2004. *Biotechnology and Bioengineering*. 85(4): 382-393.
- [10] YE Qing, CHENG Jun, GUO Wang-biao, et al. Numerical Simulation on Promoting Light/dark Cycle Frequency to Improve Microalgae Growth in Photobioreactor with Serial Lanternshaped Draft Tube[J]. *Bioresource Technology*, 2018, 266:89-96.
- [11] SHEN Yu, ZHANG Ying-Shi, ZHANG Qi, et al. Enhancing the flow field in parallel spiral-flow column photobioreactor to improve CO₂ fixation with *Spirulina* sp.[J]. *Science of The Total Environment*, 2021, 799: 149314.
- [12] YE Qing, CHENG Jun, LIU Shu-Zheng, et al. Improving Light Distribution and Light/dark Cycle of 900L Tangential Spiral-flow Column Photobioreactors to Promote CO₂ Fixation with *Arthrospira* sp. Cells[J]. *Science of the Total Environment*, 2020, 720: 137611.
- [13] WANG Rui-Long, LI Ming-Jia, LI Dong, et al. The Synergy of Light/fluid Flow and Membrane Modification of a Novel Membrane Microalgal Photobioreactor for Direct Air Carbon Capture[J]. *Applied Energy*, 2022, 328: 120133
- [14] 何雅玲,陶文铨.强化单相对流换热的基本机制[J].*机械工程学报*,2009,45(03):27-38.
- [15] GUO Cheng-Long, DUAN Dan-Ru, SUN Ya-Hui, et al. Enhancing *Scenedesmus obliquus* biofilm growth and CO₂ fixation in a gas-permeable membrane photobioreactor integrated with additional rough surface[J]. *Algal Research*, 2019, 43: 101620.

制冷剂在改性表面的流动沸腾传热特性 实验研究

许文杰, 李扬, 赵军*, 李敏霞*, 顾磊, 沈仁东

(天津大学, 天津 300350)

(Tel: 13502038363, Email: zhaojun@tju.edu.cn, tjmxli@tju.edu.cn)

摘要: 表面润湿改性被认为是强化制冷剂流动沸腾传热的一种有效手段。目前, 亲水表面和疏水表面对强化传热的作用尚无一致定论, 不同研究结果之间存在争议。为了明确表面润湿改性对制冷剂流动沸腾传热的影响, 本文对制冷剂在不同改性表面的流动沸腾传热进行了实验研究。结果表明, 表面润湿性比表面结构对流动沸腾传热的影响更大。在强化制冷剂流动沸腾传热时, 应首先考虑对表面结构进行改造, 以增加传热面积和汽化核心为出发点在表面上构筑致密的纳米尺度结构。然后, 在此基础上再考虑提高表面亲水性。

关键词: 制冷剂, 润湿性, 表面改性, 流动沸腾

0 前言

表面改性技术是指通过物理/化学的手段对固体表面的结构和润湿性进行改造, 从而满足具体应用场景需求的技术。常见的表面改性技术主要包括: 化学刻蚀、激光加工、机械加工、电沉积、化学气相沉积和表面涂层等^[1-4]。经过表面改性技术处理后, 表面通常会形成微米或纳米级别的结构。不仅如此, 表面的润湿性也会发生改变, 比如从亲水表面转变为超亲水表面, 或是从亲水表面转变为疏水表面。表面微纳结构的形成和表面润湿性的变化赋予了改性表面新的性能, 使得其在多应用领域发挥了重要作用。目前, 表面改性技术已经在强化沸腾传热^[5]、除霜^[6]、自清洁^[7]、减阻^[8]和防腐^[9]等领域得到了应用, 并展现出了可观的应用前景。

在强化沸腾传热领域, 表面改性技术已经被证实可以有效强化制冷剂的流动沸腾传热。Sommers 和 Yerkes^[10]采用激光加工的方法对铝表面进行了改性处理, 并测试了 R134a 在光滑表面和激光加工表面的流动沸腾传热系数。实验在宽 31.75 mm, 高 3 mm 的水平矩形通道内进行。激光加工后, 表面形成了具有纳米尺度的周期性微槽状结构。接触角测试结果表明, 激光加工后表面的亲水性得到增强 (接触角从 90.2°降低至 69.5°)。对比光滑表面, R134a 在激光加工表面的传热系数平均可提高 90~100%。Sommers 和 Yerkes^[10]认为这是因为激光加工表面的纳米级粗糙度结构有助于捕获表面附近的蒸汽汽泡, 同时保持表面湿润, 使得液体能及时输送到成核位点。随后, Sommers 和 Yerkes^[10]又在激光加工表面覆盖了一层疏水涂层, 使得表面的接触角增加至 108°, 表面达到疏水状态。疏水改性处理后, 表面的传热系数相较于光滑表面可平均提高 120%。邓聪^[11]分别采用电

火花切割和表面涂层的方法制备了亲水（接触角 75.7° ）和疏水（接触角 128.9° ）微通道表面，并对 R141b 在具有不同润湿性的微通道内的流动沸腾传热特性进行了探究。微通道尺寸为宽 1 mm，高 2 mm。研究发现，相较于疏水表面，亲水表面的平均换热系数可提高 26.27%。对此，他们给出的解释是亲水表面的润湿性更好，这有利于液体的补充，避免出现局部干涸现象。另一方面，亲水表面具有更高的汽化核心密度，并且汽泡在表面的形成和脱离更为迅速。Zhou 等人^[12]采用直接金属激光烧结的方法对小通道（1.5 mm×1.5 mm）传热表面进行了加工，通过控制加工参数得到了具有微凹腔结构的四种不同改性表面。通过测试 R141b 在不同改性表面小通道内的流动沸腾传热系数，他们发现四种改性表面的传热系数相较于普通表面均可提高 100%以上，最大可提高 162%。这主要归因于改性表面的微凹腔结构促进了汽泡成核。Hu 等人^[13]研究了 R134a 在不同润湿性的泡沫金属填充管内的流动沸腾传热和压降特性。实验在内径为 7.9 mm，填充有 10~40 PPI，孔隙率 90~95%的泡沫金属管内进行。亲水泡沫金属表面通过化学刻蚀的方法制备得到，其前进和后退接触角分别为 15.4° 和 7.3° 。疏水泡沫金属表面通过化学刻蚀-表面涂层的复合加工方法制备得到，其前进和后退接触角分别为 163.9° 和 149.1° 。与未改性处理的泡沫金属管相比，亲水泡沫金属管内的传热系数降低 2~18%，表明亲水泡沫金属管不利于流动沸腾传热。而在疏水泡沫金属管中，制冷剂的传热系数增加 6~30%。Hu 等人^[13]认为，亲水表面的汽泡脱离频率和成核位点减少，导致传热恶化，而疏水表面的成核位点增加，从而强化了传热。

综合现有的文献可以发现，亲疏水表面对流动沸腾传热的影响是存在矛盾的。比如邓聪^[11]的研究结果表明，亲水表面具有更高的汽化核心密度，并且汽泡在表面的形成和脱离更为迅速，因此亲水表面能强化传热。而 Hu 等人^[13]发现，亲水表面的汽泡脱离频率和成核位点减少，导致传热恶化，疏水表面的成核位点增加，使得传热强化。Sommers 和 Yerkes^[10]的结果表明，亲水和疏水表面都能强化传热。这些不同的研究结果令人感到困惑。实际上，经过表面改性处理后，表面的润湿性和微纳结构是同时发生变化的，这两者相互耦合且共同影响着沸腾传热。若单纯地基于表面润湿性讨论对沸腾传热的影响，而忽略改性表面微纳结构的作用，可能会导致相互矛盾的结论出现。因此，有必要结合改性表面润湿性和表面微纳结构这两个方面对制冷剂的流动沸腾传热特性进行分析。本文通过实验手段对比了制冷剂在不同改性表面的流动沸腾传热性能，分析和讨论了表面润湿性和表面微纳结构对制冷剂流动沸腾传热的影响。进一步地，揭示了表面改性对制冷剂流动沸腾传热影响的机理，为制冷剂在改性表面的流动沸腾传热强化指明了方向。

1 改性表面的制备及润湿性测试

在制冷与热泵系统中，紫铜是换热器的常用材料之一。因此，本文中所有的改性表面均以紫铜为基材。为了得到具有不同润湿性的改性表面，本文分别采用激光加工方法和复合加工方法对光滑铜表面进行改性处理。具体的表面改性方法及过程将在后文进行详细描述。在完成改性表面制备后，首先采用扫描电子显微镜（FEI, Quanta FEG 650）对表面的形貌进行拍摄，然后采用光学轮廓仪（Bruker, Countor GT K 3D）对表面粗糙

度进行测试。最后采用接触角测量仪（AST, VCA optima）对水在表面的静态接触角进行测量。表面形貌的拍摄和粗糙度的测试是为了明确改性表面的形貌和结构特征，而静态接触角的测试是为了评价改性表面的润湿性。

1.1 光滑表面

本文所用的铜基材样品为长 30 mm、宽 5 mm、厚 2 mm 的紫铜片（纯度 99.9%）。由于初始的样品表面可能存在氧化层和油污，因此需要对表面进行抛光和清洗处理，进而得到光滑表面。具体的抛光和清洗过程如下：首先，样品表面依次经过 1500 目、3000 目和 5000 目的砂纸抛光，而后再被放入超声波清洗机中依次用丙酮（AR, 99%）、无水乙醇（AR, 99.8%）和蒸馏水各清洗 10 分钟，最后再用压缩氮气进行干燥。

图 1 为扫描电镜拍摄到的光滑表面在不同放大倍数下的表面形貌图（SEM 图）。如图 1(a)所示，光滑表面是较为光滑平整的。但是进一步放大的 SEM 图表明，在砂纸打磨抛光的作用下，表面还是不可避免地形成了随机的划痕，如图 1(b)和(c)所示。利用光学轮廓仪对光滑表面进行了表面粗糙度测试，结果表明光滑表面的平均粗糙度为 $0.237 \mu\text{m}$ 。

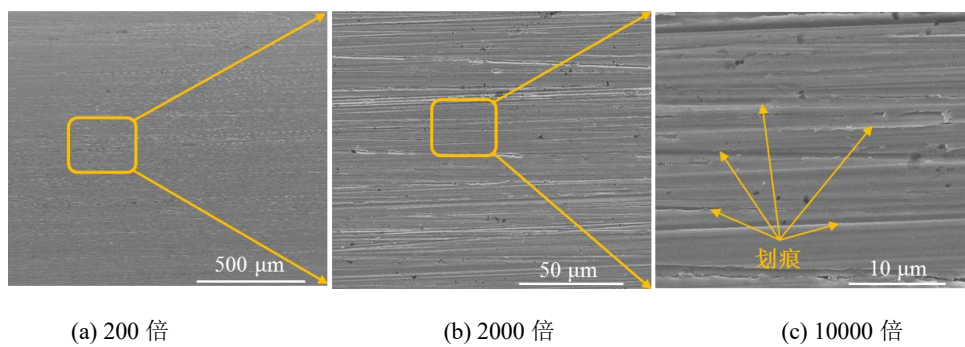


图 1 光滑表面在不同放大倍数下的 SEM 图

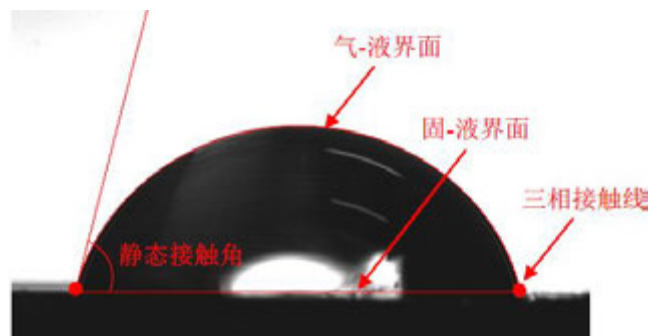


图 2 水在光滑表面的静态接触角测量

在环境温度（ $25 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ）和压力（ 1 atm ）下利用接触角测量仪对水在光滑表面的静态接触角进行了测量。在测量时，控制接触角测量仪上的微量进样器在表面滴一小滴体积为 $4 \mu\text{L}$ 的蒸馏水滴，然后利用摄像机在侧面拍摄液滴在表面的形状，最后通过液滴形状分析软件对拍摄到的液滴图像进行处理（对液滴的气-液界面进行曲线拟合，确定气-液界面在三相接触线处的切线与固-液界面的夹角），进而得到静态接触角，如图 2 所示。

为了提高接触角测量的准确性和可靠性,在光滑表面的五个不同位置进行了接触角测量。最终的接触角测量结果以五次测量值的平均值 \pm 标准差表示。后续水在改性表面的静态接触角测量都按上述步骤进行。测量结果表明,水在光滑表面的静态接触角为 $78.1\pm 2.0^\circ$,表明光滑铜表面是亲水的。

1.2 激光加工表面

激光加工方法是近年来备受关注的一种表面改性方法。一方面是因为激光加工方法具有操作简单、高效、高精度、加工材料广泛、加工图案可控、加工表面稳定和绿色环保等突出优势^[14,15]。另一方面,相较于传统的表面改性方法(如表面涂层),激光加工方法通过表面熔化和再凝固的加工方式对表面进行改性,这解决了表面结构与基底表面粘附不牢靠的问题,赋予了表面更好的耐用性和持久性^[16]。因此,本文选用激光加工方法对光滑铜表面进行改性处理。

本文所采用的激光加工系统为纳秒激光加工系统(Han's Laser, China),其示意图如图3所示。该系统由镜光纤激光器(IPG-YLP-20, Germany)、扩束器、XY扫描镜和聚焦透镜组成。在进行激光加工时,首先通过电脑输入激光加工参数。基于激光加工参数,激光器产生纳秒脉冲激光。从激光器出来后,激光束进入扩束器中。在扩束器的作用下,激光束的发散角减小,直径扩大。从扩束器出来后,激光束经XY扫描镜(用于调节激光束方向)进入聚焦透镜。在聚焦透镜作用下,激光束聚焦到样品表面。固定于工作平台上的样品被匀速移动的激光束等距烧蚀。在加工方向上,激光束首先沿着X方向进行烧蚀,然后再沿着Y方向进行烧蚀,最终形成垂直的烧蚀路径(图3中红色虚线)。在每个加工方向上,激光束以逐行扫描的方式进行移动。具体的激光加工参数如表1所示。

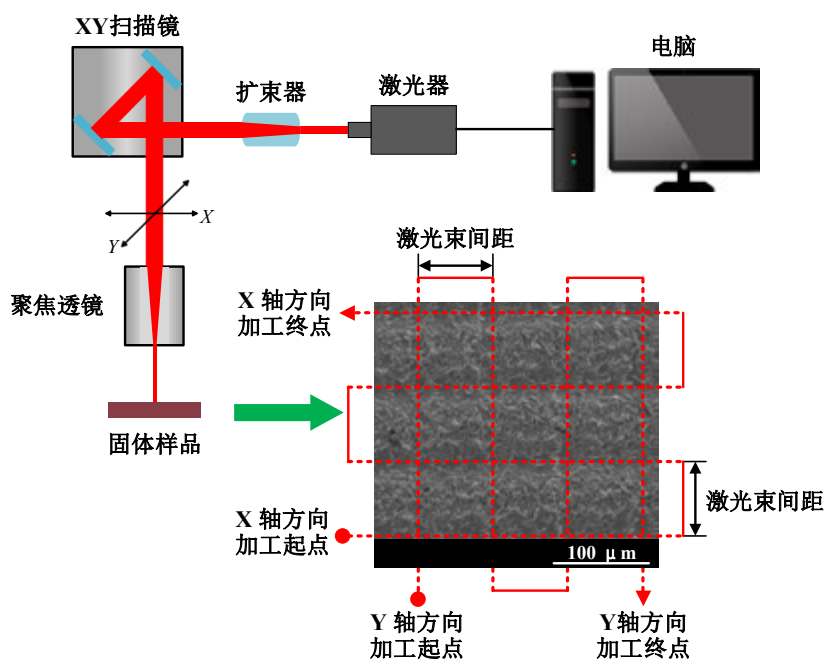


图3 纳秒激光加工系统示意图

表 1 激光加工参数

激光功率(W)	激光束直径(μm)	激光扫描速度(mm/s)	激光束间距(μm)	激光打标次数(次)
12	50	500	80	1

图 4 给出了不同放大倍数下激光加工表面的表面形貌图。在激光烧蚀的作用下，表面材料依次经历了熔化、飞溅和再凝固的过程，导致表面的形貌发生显著变化。从图中可以清晰地看到，在激光烧蚀路径上表面被烧蚀出了沟槽状的形貌结构。由于烧蚀路径上熔融状态的材料会溅射到附近的表面上发生再凝固，因此激光烧蚀后表面上出现了大量不规则颗粒沉积、凸起和空腔结构，并且形成了微纳尺度的复合结构。这些结构特征显著增加了表面的实际面积，同时也不可避免地增大了表面粗糙度。与光滑表面相比，激光加工后表面的平均粗糙度增加到了 $1.056 \mu\text{m}$ ，约是光滑表面粗糙度的 4.5 倍。

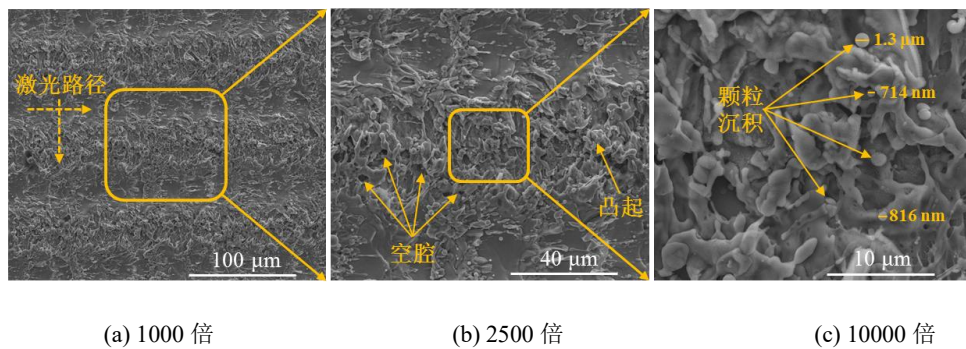


图 4 激光加工表面在不同放大倍数下的 SEM 图

在环境条件下测量了水在激光加工表面的静态接触角。研究发现，激光加工后的初始阶段（第 1 天内），水滴在激光加工表面可以完全铺展成液膜，其静态接触角接近 0° ，如图 5 所示。这表明与光滑表面相比，激光加工后表面的亲水性显著提高，表面呈现出超亲水性。但这种超亲水性无法长久保持。当表面暴露于空气中时，随着时间的推移，水在激光加工表面的静态接触角逐渐增大，表面疏水性逐渐增强。在第 7 天时，水在激光加工表面的静态接触角已经大于 90° ，表面已经转变为疏水表面。最后，在经过 30 天后，表面的润湿性基本达到稳定，静态接触角稳定在 $151.2^\circ \sim 152.0^\circ$ 之间。利用接触角测量仪测量了水在润湿性稳定的激光加工表面的滚动角，结果表明滚动角（滚动角定义为缓慢倾斜固体样品，当液滴在样品表面上刚好开始滚动时，样品与水平面之间的夹角。）为 $6.2 \pm 1.7^\circ$ ，说明激光加工表面最终转变成了超疏水表面。为了便于后文叙述，这里将激光加工后初始阶段的表面简称为初始激光加工表面，将润湿性稳定的激光加工表面简称为稳定激光加工表面。

在激光加工后的初始阶段，表面呈现出超亲水性主要是因为激光加工后表面形成了大量不规则颗粒沉积、凸起和空腔结构，这些结构特征显著增加了表面的实际面积，从而使得激光加工表面的粗糙因子显著增加。根据 Wenzel 理论^[17]，表面粗糙因子的增加会放大表面原本的润湿性。因此，对于本身就亲水的光滑表面而言，激光加工后表面的

粗糙因子显著增加使得表面变得更加亲水。随着时间的推移，激光加工表面的静态接触角逐渐增加，疏水性逐渐增强。对于这一现象，研究者们^[18-22]普遍认为当激光加工表面暴露于空气中时，激光加工表面会逐渐吸附空气中的含有 C-C(H)基团的有机物，从而导致表面的 C-C(H)基团增加。C-C(H)基团被认为是非极性的^[23,24]，因此其在激光加工表面的吸附会导致表面的极性降低，疏水性增强。

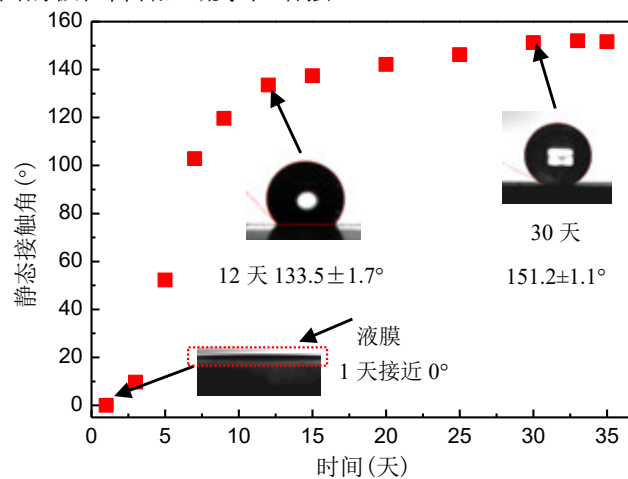


图5 水在激光加工表面的静态接触角测量

值得一提的是，在激光加工表面润湿性的转变过程中（从超亲水转变为超疏水），表面的形貌结构没有发生变化^[18,19,23]，而表面的润湿性却发生了改变。这一独特的润湿转变特性为解耦表面润湿性和表面微纳结构对沸腾传热的影响提供了可能性。这将在后续章节中展开进一步讨论。

1.3 复合加工表面

从图4中可以发现，仅靠激光加工方法是难以制备出细微且致密的纳米结构的。为了制备出细微且致密的纳米结构，从而更好地对比分析表面结构对传热的影响，本文采用激光加工-化学刻蚀-表面修饰的复合加工方法对光滑表面进行改性处理。具体处理过程如下。

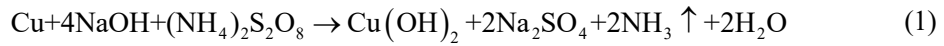
首先，利用纳秒激光加工系统对光滑表面进行激光加工，从而在表面快速构筑微纳米复合结构。激光加工步骤与1.2节中保持一致。在加工方向上，激光束依次沿着 X 方向和 Y 方向对表面进行烧蚀，从而形成垂直的烧蚀路径。在每个加工方向上，激光束以逐行扫描的方式进行移动。具体的激光加工参数如表2所示。

表2 复合加工表面中的激光加工参数

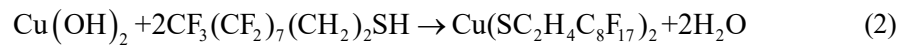
激光功率(W)	激光束直径(μm)	激光扫描速度(mm/s)	激光束间距(μm)	激光打标次数(次)
12	50	100	60	3

其次，采用化学刻蚀方法对激光加工表面进行进一步处理，从而在表面构筑更加致密的微纳米复合结构。具体操作流程如下：将激光加工表面放入超声波清洗仪中依次用稀盐酸(PH=1)和无水乙醇(AR, 99.8%)各清洗3分钟。清洗后的表面再被放入 2.5 mol/L

的 NaOH 和 0.15 mol/L 的 $(\text{NH}_4)_2\text{S}_2\text{O}_8$ 的水溶液中浸泡 5 分钟，该过程中涉及到的化学反应如式 (2-6) 所示。浸泡完成后，将表面取出并用蒸馏水冲洗 3 分钟，最后再用压缩氮气进行干燥。



最后，采用低表面能的化学物质（1H,1H,2H,2H-全氟癸硫醇）对表面进行修饰，以降低表面的表面能，提高表面疏水性。具体操作流程如下：将表面置于 1 wt% 浓度的 1H,1H,2H,2H-全氟癸硫醇的乙醇溶液中浸泡 3 分钟，该过程中涉及到的化学反应如式(2)所示。浸泡完成后，将表面取出并用无水乙醇（AR，99.8%）冲洗 3 分钟，然后在干燥箱中对表面进行干燥处理，干燥温度为 30 ℃，干燥时间为 10 分钟。干燥处理完成后，即可得到复合加工表面。



复合加工表面在不同放大倍数下的表面形貌图如图 6 所示。从图 6(a)和(b)中可以发现，复合加工表面仍然保留了激光加工表面的部分结构特征，比如激光烧蚀路径上的沟槽结构。与激光加工表面不同的是，复合加工表面出现了块状阵列结构，且块状阵列结构上被致密的纳米针状结构覆盖，如图 6(c)所示。利用光学轮廓仪对复合加工表面进行了表面粗糙度测试，结果表明复合加工表面的平均粗糙度为 1.584 μm ，约是光滑表面粗糙度的 6.7 倍。

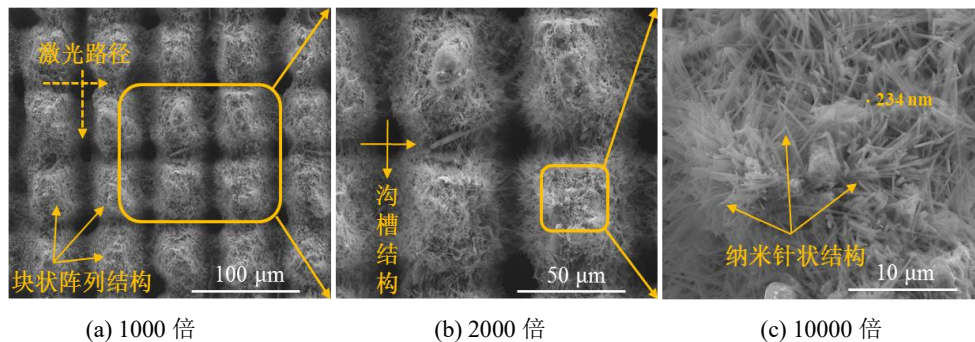


图 6 复合加工表面在不同放大倍数下的 SEM 图

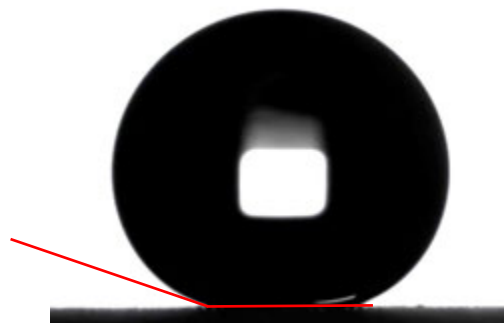


图 7 水在复合加工表面的静态接触角测量

在环境条件下测量了水在复合加工表面的静态接触角。如图 7 所示，水滴在复合加工表面以近似球形的状态存在，其静态接触角达 $161.6\pm 2.5^\circ$ 。此外，滚动角测量结果表明，水在复合加工表面的滚动角为 $2.8\pm 1.3^\circ$ 。静态接触角和滚动角的测量结果表明，复合加工表面具有更加优异的超疏水性（相较于稳定激光加工表面），这主要归功于表面致密的纳米针状结构和低表面能物质的修饰。纳米针状结构的存在阻碍了水滴在表面的填充和润湿，使得水滴在表面的润湿状态处于 Cassie-Baxter 润湿状态。另一方面，低表面能物质的修饰降低了表面的表面能，进一步提高了表面的疏水性。

2 不同改性表面的流动沸腾传热特性

2.1 流动沸腾传热实验测试系统

2.1.1 实验测试系统介绍

为了研究制冷剂在不同改性表面的流动沸腾传热特性，本文设计并搭建了流动沸腾传热实验测试系统，其系统示意图如图 8 所示。该实验测试系统主要由工质循环系统、电加热系统、数据采集系统和高速摄像系统组成。当系统运行时，从储液罐出来的液态工质经过滤器过滤后进入到齿轮泵中。经齿轮泵加压后，液态工质进入恒温水浴中，而后再进入质量流量计中。恒温水浴的作用为调节工质温度，确保进入质量流量计中的工质处于过冷状态。从质量流量计出来后，工质进入到预热段中。在预热段的加热作用下，过冷状态的工质转变为气液两相状态，然后再以一定干度进入到测试段中。在测试段中，工质被进一步加热，干度进一步增加。从测试段流出后，工质经节流阀降温降压，然后流经可视窗进入到冷凝器中。在冷凝器中，工质被冷凝成过冷液，最后回流到储液罐中。

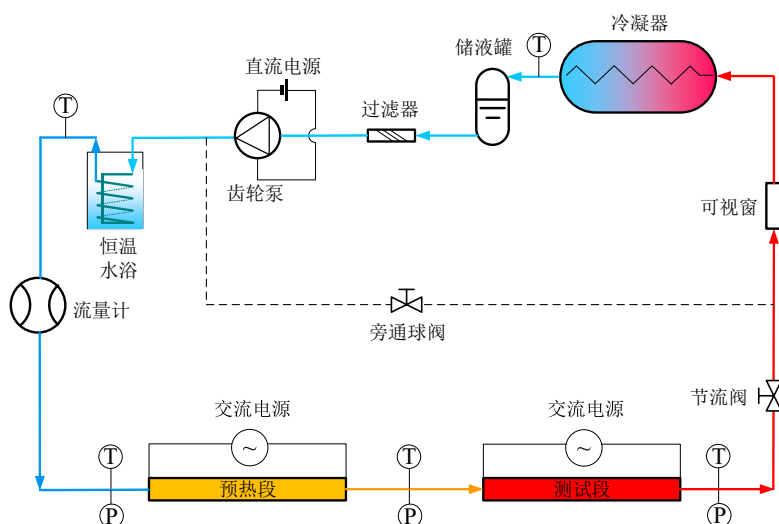


图 8 流动沸腾传热实验测试系统示意图

测试段的三维视图和截面图如图 9 所示。整个测试段从上至下由亚克力板、O 型圈、PEEK 板、O 型圈、传热块和陶瓷加热片装配组合而成，如图 9 (a)所示。亚克力和 PEEK 用作保温材料，其导热系数分别为 $0.2 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ 和 $0.25 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ ，能有效地防止传热块和

工质的热量散失。亚克力板长 450 mm、宽 45 mm、厚 30 mm，其上开设有工质入口和出口，此外还开设有两个测压孔，用于连接压力传感器，从而测量工质流经传热表面时所产生的压降。此外，本文所用的亚克力板具有高透光性，这为流型的可视化拍摄提供了方便。PEEK 板长 450 mm、宽 45 mm、厚 15 mm，其上开设有长 350 mm、宽 10 mm、深 1 mm 的方形槽，该方形槽用作工质的流动通道。在距离入口 120 mm 处，PEEK 板上的方形槽被打通，用于安装传热块。传热块为带有法兰边的长方体紫铜块，法兰边宽度为 9 mm，厚度为 3 mm。法兰边上部为长 200 mm、宽 10 mm、高 12 mm 的紫铜块，下部为长 200 mm、宽 10 mm、高 10 mm 的紫铜块。上部紫铜块的侧面开设有两排直径为 1.1 mm、深 5 mm 的测温孔（内插 T 型热电偶），如图 9 (b)所示。两排测温孔在垂直方向上完全对齐，每一排有 4 个测温孔。在垂直方向上，上排测温孔与传热块上表面的距离为 2 mm，上下两排测温孔的间距为 8 mm。在水平方向上，相邻两个测温孔的间距为 40 mm。传热块底部粘贴有陶瓷加热片。陶瓷加热片通电后可为传热块提供所需的热流密度。在螺栓的紧固作用下，亚克力板、PEEK 板和传热块共同组合形成了一个长宽高为 350×10×1 mm 的矩形扁通道，如图 9 (b)所示。矩形扁通道的前 120 mm 为绝热段，工质不与传热面接触，该段的作用在于确保工质流动的充分发展。中间部分的 200 mm 为加热段，低温工质流经传热面，与传热面进行换热。最后尾部的 30 mm 也为绝热段，工质流经此段后从出口处流出。

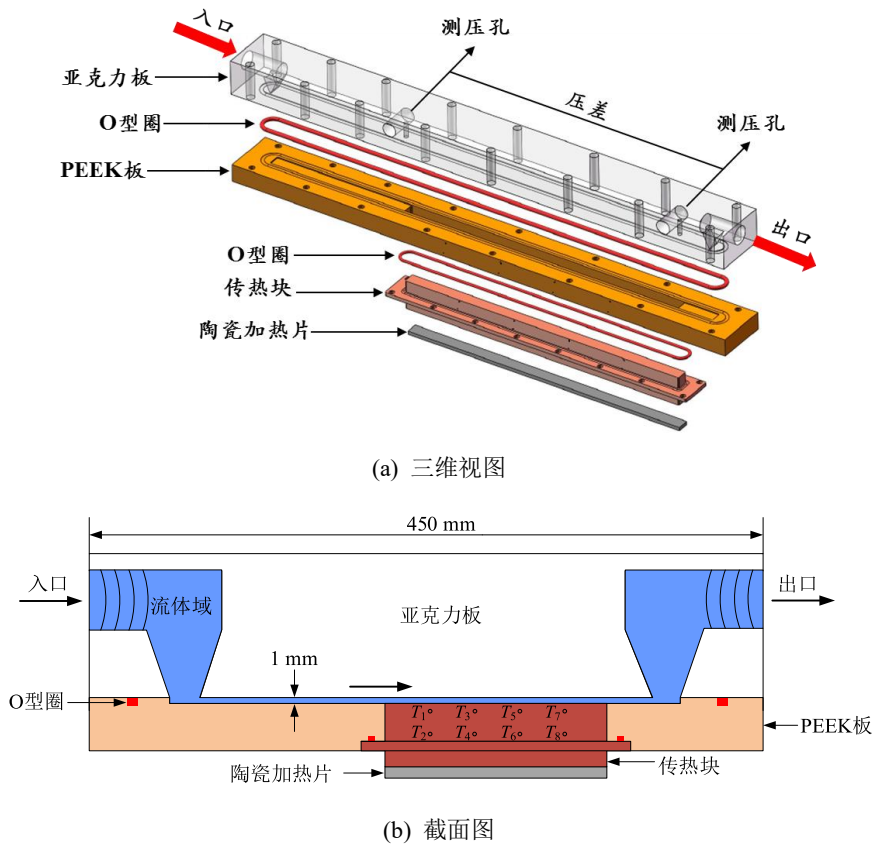


图 9 测试段示意图

2.1.2 数据处理及不确定度分析

基于一维稳态导热定律，通过测试段传热块表面的热流密度 q 可通过下式计算得到：

$$q = \lambda \frac{T_{\text{down},i} - T_{\text{up},i}}{z_{\text{down}} - z_{\text{up}}} \quad (3)$$

式中， λ 为紫铜的导热系数，这里取 398 W/m·K。 T_{down} 和 T_{up} 分别为传热块下排测温点温度和上排测温点温度，下标 i 代表传热块 4 个测温截面的位置编号 ($i=1, 2, 3, 4$)。如图 9(b)所示，沿工质流动方向， T_1 和 T_2 处于第 1 个测温截面， T_3 和 T_4 处于第 2 个测温截面， T_5 和 T_6 处于第 3 个测温截面， T_7 和 T_8 处于第 4 个测温截面。 z_{down} 和 z_{up} 分别为传热块下排测温点和上排测温点距离传热块上表面的距离。

传热块上表面的温度，也即测试面的温度 $T_{w,i}$ ，可通过公式 (4) 计算得到：

$$T_{w,i} = T_{\text{up},i} - \frac{qz_{\text{up}}}{\lambda} \quad (4)$$

壁面过热度 ΔT_i 通过公式 (5) 计算得到：

$$\Delta T_i = T_{w,i} - T_{\text{sat},i} \quad (5)$$

式中， $T_{\text{sat},i}$ 为制冷剂的饱和温度，其可通过在 Refprop^[25]中输入制冷剂的饱和压力 $P_{\text{sat},i}$ 计算得到。

假设加热段的压力沿工质流动方向线性降低，则加热段上测试点的饱和压力 $P_{\text{sat},i}$ 可通过下式计算得到：

$$P_{\text{sat},i} = P_{\text{in}} - \frac{i\Delta P}{5} \quad (6)$$

式中， P_{in} 是通过压力传感器测量得到的测试段的加热段的入口压力， ΔP 是通过压差传感器测量得到的测试段的加热段的工质压降。

制冷剂的干度 x_i 可基于测试点的饱和压力 $P_{\text{sat},i}$ 和比焓 h_i 调用 Refprop^[25] 计算得到。

$$x_i = f(P_{\text{sat},i}, h_i) \quad (7)$$

h_i 可通过公式 (8) 计算得到：

$$h_i = h_{\text{in}} + \frac{qWL_i}{m} \quad (8)$$

式中， h_{in} 为制冷剂在加热段入口的比焓，其可通过公式 (9) 计算得到。 W 为加热段矩形通道的宽度， L_i 为测试点距离加热段入口的长度。 m 为制冷剂质量流量，其可通过质量流量计测量得到。

$$h_{in} = h_{pre,in} + \frac{Q_{pre}}{m} \quad (9)$$

式中, $h_{pre,in}$ 为制冷剂在预热段入口的比焓。由于制冷剂在预热段入口处于过冷状态, 因此 $h_{pre,in}$ 可基于测量得到的预热段入口温度和压力调用 Refprop 计算得到。 Q_{pre} 为预热段加热功率, 其可通过功率计测量得到。

制冷剂的局部传热系数 HTC 可由公式 (10) 计算得到:

$$HTC = \frac{q}{\Delta T_i} \quad (10)$$

根据误差传递法^[26], 对测试段矩形通道的截面积 A 、质量流速 G 、热流密度 q 、工质干度 x 和沸腾传热系数 HTC 的误差进行了计算和分析, 具体的测量误差如表 3 所示。从表 3 中可以看到, 实验测得的间接参数的误差都在可接受范围内, 说明实验结果是可信的。

表 3 实验误差

变量	误差
A	2.01%
G	2.01%
q	1.34% (最大误差)
x	1.71% (最大误差)
HTC	14.54% (最大误差)

2.2 制冷剂在不同改性表面的流动沸腾传热特性研究

本文以 R134a 为测试工质, 研究其在光滑表面、激光加工表面和复合加工表面的流动沸腾传热特性, 进而揭示表面改性对制冷剂流动沸腾传热影响的机理。实验中, 制冷剂的饱和温度设置为 10 ℃, 质量流速设置为 100~400 kg/(m²·s), 热流密度为 24 kW/m², 干度范围为 0~0.95。

2.2.1 光滑表面

不同质量流速条件下, R134a 在光滑表面的流动沸腾传热系数随干度的变化如图 10 所示。在干度方向上, 传热系数先随着干度的增加而增加, 而后在高干度下 (大于 0.7) 逐渐降低。这一传热特性与流型密切相关。图 11 给出了质量流速为 200 kg/(m²·s) 条件下, R134a 在不同干度下的流型。随着干度的增加, 两相流型逐渐从泡状流转变为环状流。在这一过程中, 气相占比逐渐增加。由于气相密度远小于液相密度, 因此气液两相流体的平均密度降低, 两相流体的平均速度增加, 对流传热得到强化。另一方面, 液相占比的减小使得通道壁面附近的液膜变薄, 这使得液膜导热热阻降低, 加强了通道壁面热量的传递。因此, 随着干度的增加, 传热系数首先呈现出增加的趋势。而当干度进一步增加时, 流型从环状流转变为局部干涸流。在这种情况下, 通道壁面局部区域出现了干涸的现象, 如图 11(f) 所示。这意味着在局部干涸区域, 壁面与流体之间不再以相变的形式

进行传热，而是以单相（气相）对流的形式进行传热，这导致局部区域的传热出现恶化。因此在高干度下，传热系数逐渐降低。

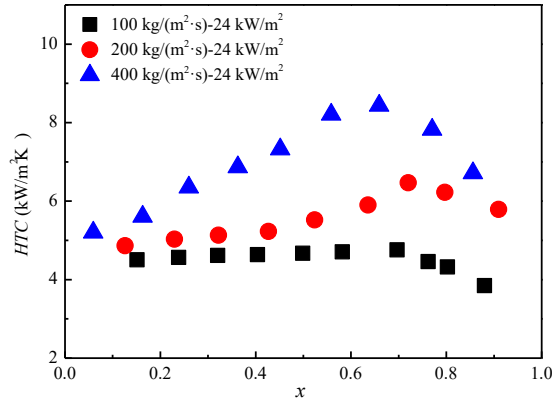


图 10 R134a 在光滑表面的传热系数

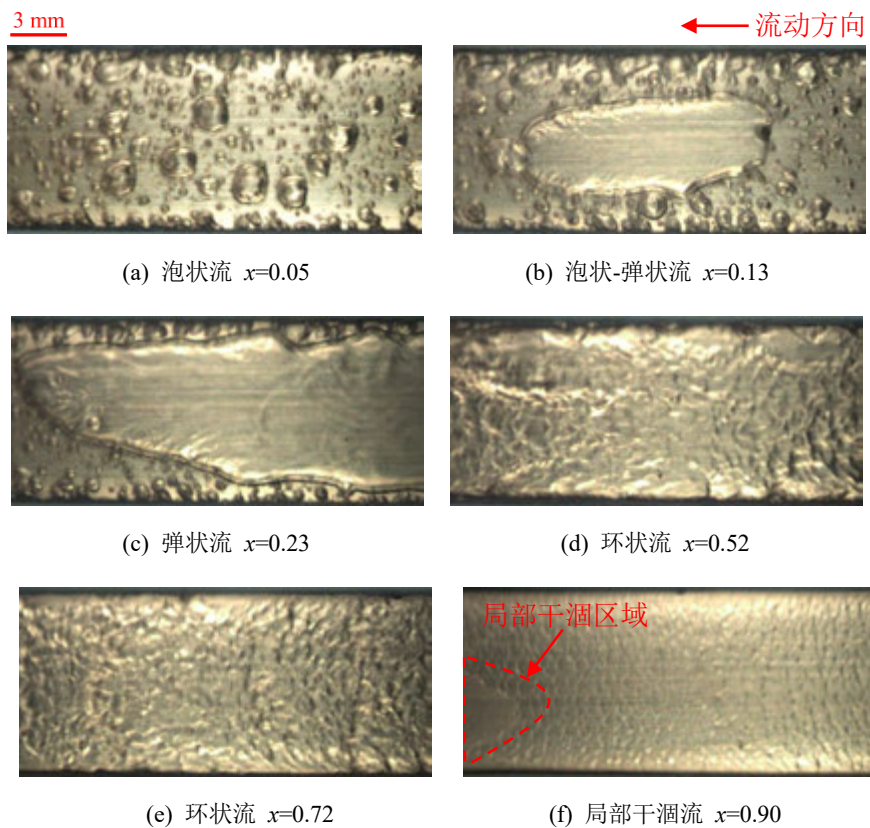


图 11 不同干度下 R134a 在光滑表面的两相流型

当质量流速增加时，在整个干度方向上，传热系数都得到了提高。这是因为质量流速的增加增大了湍流度，从而强化了传热。此外，对比不同质量流速下的传热系数可以发现，在低干度时（小于 0.2）不同质量流速下的传热系数较为相近。当干度大于 0.2 时，随着干度的增加，质量流速的增加会使得传热系数得到明显的提高。这是由于低干度下

核态沸腾占主导地位，质量流速对传热系数的影响较为有限。而随着干度的增加，流体速度增加，核态沸腾逐渐被抑制^[27]，对流蒸发的作用逐渐占主导地位。在这种情况下，质量流速的增加会进一步增强对流蒸发，从而使得传热系数得到明显的提高。

2.2.2 激光加工表面

根据前述的研究，制冷剂在激光加工表面的润湿性会随着时间的推移而转变。在激光加工表面润湿性转变过程中，表面形貌结构不会发生变化。因此，可借助激光加工表面这一独特的润湿转变特性，解耦表面润湿性和表面形貌结构对流动沸腾传热的影响。

如 1.2 节所述，初始激光加工表面是超亲水的，而稳定激光加工表面是超疏水的。基于激光加工表面这一润湿特性，本文首先测试了制冷剂在初始激光加工表面的流动沸腾传热性能。然后，再测试了制冷剂在稳定激光加工表面的流动沸腾传热性能。前后两次测量得到的传热系数如图 12 所示。通过对比相同工况下初始激光加工表面和稳定激光加工表面的传热系数可以发现，初始激光加工表面的传热系数更高。比如，在 $200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 条件下，初始激光加工表面的传热系数相较于稳定激光加工表面最大可提高 21.0%。初始激光加工表面和稳定激光加工表面的主要差别在于初始激光加工表面的亲水性更强。图 13 对比了 $200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 条件下，初始激光加工表面和稳定激光加工表面的两相流型。可以观察到相较于稳定激光加工表面，初始激光加工表面的汽化核心更多，也就是说初始激光加工表面的超亲水性促进了发泡，从而强化了核态沸腾传热，进一步地，强化了流动沸腾传热。因此，可以总结得到，在排除表面结构影响的情况下，提高表面亲水性是有利于强化传热的。

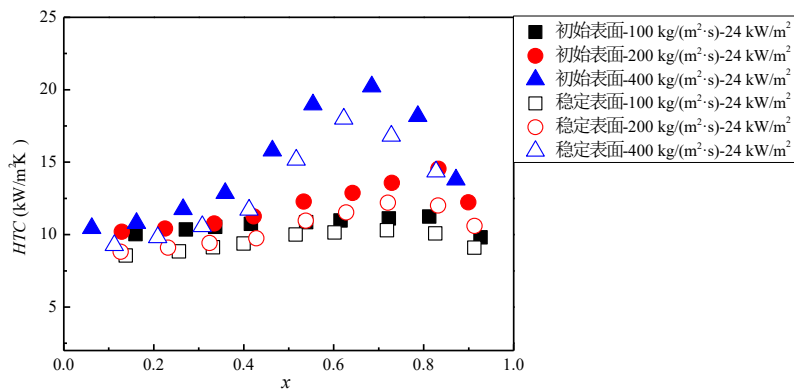
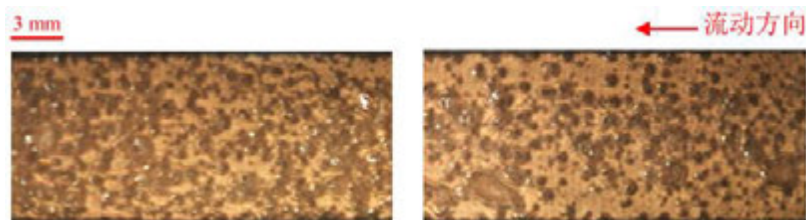


图 12 R134a 在激光加工表面的传热系数



(a) 初始激光加工表面

(b) 稳定激光加工表面

图 13 初始激光加工表面和稳定激光加工表面的两相流型对比 ($x=0.13$)

2.2.3 复合加工表面

R134a 在复合加工表面的流动沸腾传热系数随干度的变化如图 14 所示。就传热系数而言，复合加工表面的传热系数是所有改性表面中最高的。比如在 $400 \text{ kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$ 条件下，复合加工表面的传热系数最高可达约 $40 \text{ kW}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$ ，约是光滑表面传热系数的 4.75 倍，初始激光加工表面传热系数的 1.96 倍。复合加工表面的亲水性是所有改性表面中最差的，根据上一节的研究，提高表面亲水性是有利于强化传热的。复合加工表面极差的亲水性是不利于传热的，因此复合加工表面优异的传热性能与表面润湿性无关，其主要归功于表面结构。复合加工表面覆盖有致密的纳米针状结构，一方面这些结构有效增加了传热面积。另一方面，这些纳米尺度的结构提供了非常可观的汽化核心，因而显著提高了复合加工表面的核态沸腾传热。图 15 给出了 $200 \text{ kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$ 条件下，制冷剂在复合加工表面的两相流型。对比前述光滑表面和激光加工表面的两相流型不难发现，在相同条件下复合加工表面的汽化核心密度最大。在传热面积和核态沸腾的双重强化作用下，复合加工表面的传热性能得到了明显提升。

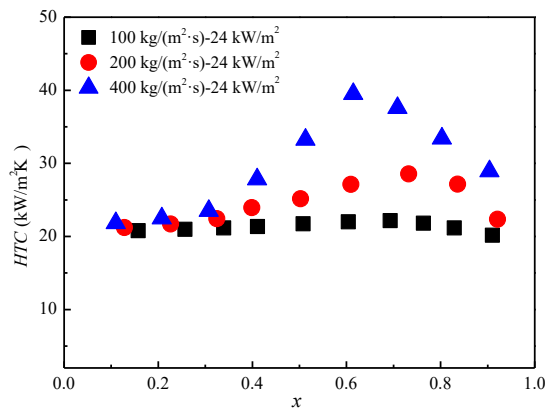


图 14 R134a 在复合加工表面的传热系数

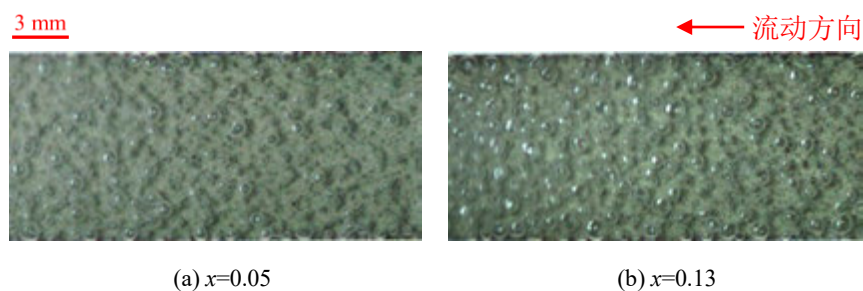


图 15 R134a 在复合加工表面的两相流型

2.2.4 不同改性表面的对比

前述 3 个小节对 R134a 在不同改性表面的流动沸腾传热特性进行了研究。为了更清晰地梳理和讨论表面结构和表面润湿性对流动沸腾传热特性的影响，本小节对 R134a 在不同改性表面的流动沸腾传热系数进行了综合的分析。由于流动沸腾传热的测试工况较

多，为了突出重点，以下仅对 200 kg/(m²·s)条件下不同改性表面的传热系数进行分析。

图 16 对比了 200 kg/(m²·s)条件下 R134a 在不同改性表面的流动沸腾传热系数。以光滑表面为基准，复合加工表面、初始激光加工表面、稳定激光加工表面的传热系数相较于光滑表面平均分别可提高 337.8%、115.2%和 87.9%。相较于其余改性表面，复合加工表面具有突出且优异的传热性能。接下来将从表面润湿性和表面结构出发，讨论两者对流动沸腾传热的影响。首先，对比初始激光加工表面和稳定激光加工表面的传热系数可以发现，在排除表面结构影响的情况下，表面亲水性的提高可强化流动沸腾传热。这主要是由于初始激光加工表面极佳的亲水性强化了核态沸腾传热。其次，光滑表面、稳定激光加工表面和复合加工表面的传热系数对比结果表明，虽然上述三种表面的亲水性依次降低，但是传热系数却依次增加。这主要是受表面结构的影响。相较于光滑表面，稳定激光加工表面具有微纳尺度的粗糙结构，这些粗糙结构不仅增加了传热面积，还增大了流体扰动，同时还促进了发泡（对比图 11 和 13 可知），强化了核态沸腾传热。以上这些有利因素使得稳定激光加工表面的传热性能高于光滑表面。与稳定激光加工表面相比，复合加工表面具有更加致密且更小尺度（纳米尺度）的粗糙结构。这进一步增加了传热面积，强化了核态沸腾传热，使得复合加工表面的传热性能更加优于稳定激光加工表面。最后，对比初始激光加工表面、稳定激光加工表面和复合加工表面的传热系数可以发现，与初始激光加工表面相比，稳定激光加工表面的静态接触角增加约 151°，这导致稳定激光加工表面的传热系数较之初始激光加工表面最大降低 17.4%。与初始激光加工表面相比，复合加工表面的静态接触角增加约 162°，这一静态接触角的差异理论上会使得复合加工表面的传热系数更显著地低于初始激光加工表面的传热系数。但结果表明，复合加工表面的传热系数较之初始激光加工表面最大可提高 112.7%，说明复合加工表面致密的纳米针状结构不仅抵消了较差的表面亲水性所带来的负面影响，在此基础上还进一步提高了传热系数。这主要归功于复合加工表面致密的纳米尺度粗糙结构，其不仅有效地增加了传热面积，还强化了核态沸腾传热。综上所述，提高表面润湿性和构筑微纳尺度表面结构都有利于强化流动沸腾传热。在表面润湿性和表面结构之间，后者比前者对流动沸腾传热的影响更大。因此，在强化制冷剂流动沸腾传热时，应首先考虑对表面结构进行改造，以增加传热面积和汽化核心为出发点在表面上构筑致密的纳米尺度结构。然后，在此基础上再考虑提高表面润湿性。

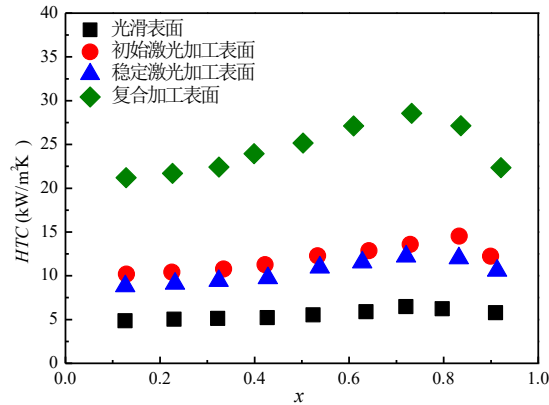


图 16 R134a 在不同改性表面的传热系数

3 结 论

本文对制冷剂在不同改性表面的流动沸腾传热特性进行了实验研究, 讨论和分析了表面结构和表面润湿性对制冷剂流动沸腾传热的影响, 并阐述了潜在的传热机理。本文的主要结论如下:

(1) 对于制冷剂的流动沸腾传热, 在排除表面结构影响的情况下, 表面润湿性的提高可促进发泡, 强化核态沸腾传热, 进而强化流动沸腾传热。

(2) 在表面构筑微纳尺度的粗糙结构有利于增加传热面积, 增大流体扰动, 同时还促进发泡, 这有利于强化流动沸腾传热。

(3) 在表面润湿性和表面结构之间, 后者比前者对流动沸腾传热的影响更大。在强化制冷剂流动沸腾传热时, 应首先考虑对表面结构进行改造, 以增加传热面积和汽化核心为出发点在表面上构筑致密的纳米尺度结构。然后, 在此基础上再考虑提高表面润湿性。

参考文献

- [1] Rukosuyev M V, Lee J, Cho S J, et al. One-step fabrication of superhydrophobic hierarchical structures by femtosecond laser ablation. *Applied Surface Science*, 2014, 313: 411-417.
- [2] Krishnan D V, Kumar G U, Suresh S, et al. Wetting transition in laser-fabricated hierarchical surface structures and its impact on condensation heat transfer characteristics. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2019, 140: 886-896.
- [3] Cheng H C, Jiang Z X, Chang T L, et al. Roughness and wettability properties of plain and silica-coated copper surfaces textured with picosecond laser. *Applied Surface Science*, 2020, 514: 145918.
- [4] Liu X, Shen H, Liu J, et al. A green, maskless, and universal preparation method for patterned surfaces on various metal substrates. *Applied Surface Science*, 2020, 514: 145838.
- [5] Kruse C M, Anderson T, Wilson C, et al. Enhanced pool-boiling heat transfer and critical heat flux on femtosecond laser processed stainless steel surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2015, 82: 109-116.

- [6] Li Y, Li M, Utaka Y, et al. Scraping force characteristics of frost formed on vertical cooling surfaces having different structures and wettability. *International Journal of Refrigeration*, 2019, 101: 148-154.
- [7] Milles S, Soldera M, Kuntze T, et al. Characterization of self-cleaning properties on superhydrophobic aluminum surfaces fabricated by direct laser writing and direct laser interference patterning. *Applied Surface Science*, 2020, 525: 146518.
- [8] Zhao X, Xue Y, Yang H, et al. Drag reduction effect of ultraviolet laser-fabricated superhydrophobic surface. *Surface Engineering*, 2020, 36: 1307-1314.
- [9] Zhao Y B, Shi L Q, Ji X J, et al. Corrosion resistance and antibacterial properties of polysiloxane modified layer-by-layer assembled self-healing coating on magnesium alloy. *Journal of Colloid and Interface Science*, 2018, 526: 43-50.
- [10] Sommers A D, Yerkes K L. Using micro-structural surface features to enhance the convective flow boiling heat transfer of R-134a on aluminum. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2013, 64: 1053-1063.
- [11] 邓聪. 基于不同表面能微通道 Al₂O₃/R141b 纳米制冷剂流动沸腾传热及动态特性研究: [硕士学位论文]. 广州: 华南理工大学, 2016.
- [12] Zhou J, Luo X, Pan Y, et al. Flow boiling heat transfer coefficient and pressure drop in minichannels with artificial activation cavities by direct metal laser sintering. *Applied Thermal Engineering*, 2019, 160: 113837.
- [13] Hu H, Lai Z, Zhao Y. Heat transfer and pressure drop of refrigerant flow boiling in metal foam filled tubes with different wettability. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2021, 177: 121542.
- [14] 兰铃, 底月兰, 王海斗等. 激光复合加工制备超疏水金属表面的研究进展. *表面技术*, 2021, 50(12): 246-256.
- [15] Shi Y, Jiang Z, Cao J, et al. Texturing of metallic surfaces for superhydrophobicity by water jet guided laser micro-machining. *Applied Surface Science*, 2020, 500: 144286.
- [16] Kumar G U, Suresh S, Kumar C S S, et al. A review on the role of laser textured surfaces on boiling heat transfer [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2020, 174: 115274.
- [17] Wenzel R N. Resistance of solid surfaces to wetting by water. *Industrial and Engineering Chemistry*, 1936, 28(8): 988-994.
- [18] Yang C J, Mei X S, Tian Y L, et al. Modification of wettability property of titanium by laser texturing. *International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, 2016, 87: 1663-1670.
- [19] Yang Z, Liu X, Tian Y. Insights into the wettability transition of nanosecond laser ablated surface under ambient air exposure. *Journal of Colloid and Interface Science*, 2019, 533: 268-277.
- [20] Long J, Zhong M, Fan P, et al. Wettability conversion of ultrafast laser structured copper surface. *Journal of Laser Applications*, 2015, 27: S29107.
- [21] Yan X, Huang Z, Sett S, et al. Atmosphere-mediated superhydrophobicity of rationally designed micro/nanostructured surfaces. *ACS Nano*, 2019, 13: 4160-4173.
- [22] Wang M, Yang Z, Yang C, et al. The investigation of mechanical and thermal properties of super-hydrophobic nitinol surfaces fabricated by hybrid methods of laser irradiation and carbon ion

implantation. *Applied Surface Science*, 2020, 527: 146889.

- [23] Bizi-bandoki P, Valette S, Audouard E, et al. Time dependency of the hydrophilicity and hydrophobicity of metallic alloys subjected to femtosecond laser irradiations. *Applied Surface Science*, 2013, 273: 399-407.
- [24] Zhang Y, Zou G, Liu L, et al. Time-dependent wettability of nano-patterned surfaces fabricated by femtosecond laser with high efficiency. *Applied Surface Science*, 2016, 389: 554-559.
- [25] Lemmon E W, Huber M L, McLinden M O. NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP (Version 8.0). National Institute of Standards and Technology, 2007.
- [26] Moffat R J. Describing the uncertainties in experimental results. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1988, 1: 3-17.
- [27] 吕俊复, 吴玉新, 李舟航等. 气液两相流动与沸腾传热. 北京: 科学出版社, 2017.

地下储气库井筒流动与传热模型研究

薛文第, 王艺*, 陈哲

(中国石油大学(北京)油气管道输送安全国家工程实验室/石油工程教育部重点实验室/城市油气输
配技术北京市重点实验室, 北京 102249)

(Tel: 18810905760, Email: wangyi1031@cup.edu.cn)

摘要: 针对地下储气和碳封存新技术的需要, 本文提出了一种改进的井筒流动和传热模型及其求解方法。数学模型上, 引入流动方向因子以适应地下储气库井筒气体流向交替变化的特点, 建立非稳态地层导热模型, 其突破了 Ramey 解析模型的限制, 同时着重考虑相态转换的影响。求解方法上, 提出井筒流动压降非线性模型, 采用牛顿迭代法求解, 解决了逐点迭代法的不稳定问题, 计算时间至少缩短了 40%。

关键词: 地下储气库; 井筒; 相变; 传热; 数值模拟

0 前言

发展和建设地下储气库是“十四五”能源体系规划的重点方向, 有利于提升天然气储备和调节能力^[1]。二氧化碳作为地下储气库垫层气既可减少天然气垫层、大大提高储气库的经济效益, 又可实现大规模碳封存。井筒作为连接地面和储气库的桥梁, 直接影响储气库的注采速率。传统的油气开采井筒模型无法适应新的运行模式。因此, 建立适用于地下储气库和碳封存联合运行的新型井筒模型就显得尤为重要, 这对井筒的流动传热模型和求解方法提出了更高的要求。

地下储气库井筒内气体流动并不一定是单一相态流动, 其存在相态转换。以天然气作为流动介质, 其始终处于超临界态; 而以二氧化碳作为输送介质, 其可能发生气态与超临界态的转换。因此, 在研究井筒内气体流动时, 必须充分考虑井筒内气体物性的变化^[2]。同时, 井筒流动模型可简化为一维轴向模型^[3], 通过数学推导和简化得到压降方程^[4]。在已有研究中, 我们建立了较为完备的井筒流动模型并考虑了气体流向对模型的影响^[5], 但该模型在计算稳定性方面表现较差。

井筒模型的难点在于耦合流动与传热特性^[6-7], 目前大部分传热研究都是基于 Ramey^[8]井筒内部稳态导热、地层非稳态导热解析模型及其改进模型^[9-10]。Ramey 模型中的地层非稳态导热的前提条件是假设井筒内气体轴向温度分布不发生变化, 而在注气和采气阶段, 井筒的质量流量会时刻发生变化, 并且气体比热容较低, 会造成气体沿井筒轴向温度变化较大, 因此 Ramey 模型并不适用于此种情况, 需要建立非稳态导热模型。为此, Mostafa M. Abdelhafiz^[11]和 Qiuyang Zhao^[12]从地层非稳态导热偏微分方程的角度, 建立了适用于地热开采的井筒传热模型。此外, 井筒模型与管道输送模型有许多共同点,

在管道流动和传热耦合研究上已有较为成熟的理论模型^[13-15]，这些研究都为本文的流动和传热模型提供了一定的理论指导。

本文从地下储气库井筒的流动和传热特性出发，建立适用于注气、关井和采气的井筒流动和传热模型，重点改进如下：（1）针对气体物性，采用更准确的物性模型，有效描述相态转换；（2）针对已有流动模型计算稳定性较差的缺点，开发求解方法，增强模型健壮性，增大储气库井筒的应用范围；（3）井筒传热模型采用非稳态导热模型，采用有限容积法离散，有效描述非稳态传热特性，突破 Ramey 模型限制。

1 数学模型

储气库的正常运行周期分为注气、关井、采气三个阶段。如图 1，在注气和采气阶段，井筒内气体流动方向不同，需要考虑气体流向对流动和传热的影响。同时，由于重力影响，即使井筒内气体不流动，在井口和井底也会形成较大压力差。因此，确定井筒内气体流向是一个重要难题。随着周期性的注气和采气，井筒内气体发生周期性的吸热和放热，井筒结构和地层均处于非稳态导热状态，需要着重考虑这一传热过程^[11-12]。

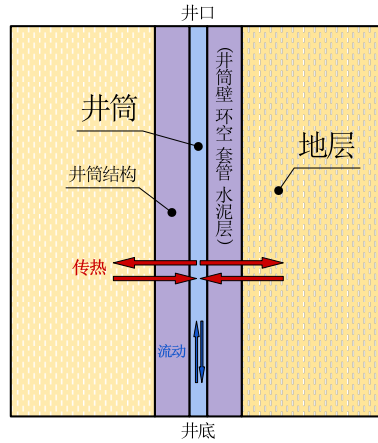


图 1 井筒的流动和传热模型

1.1 井筒流动模型

井筒内气体流动可简化为一维可压缩气体流动，由于井筒长度比较短，不考虑气体瞬变对管道流动的影响，采用稳态流动模型。同时，井筒内气体重组分较少，所有组分相态变化一致，不存在重组分溶解和析出的情况，即井筒内气体组分不发生变化。考虑重力、摩擦阻力和重力的影响，井筒压降模型采用同坡度管段的稳态压降模型^[13-14]，压降模型如下：

$$p_i^2 - p_{i+1}^2 e^{\frac{a}{i+\frac{1}{2}} \sin \theta_{i+\frac{1}{2}} \Delta L} = \frac{M^2 b_{i+\frac{1}{2}}}{a_{i+\frac{1}{2}} \sin \theta_{i+\frac{1}{2}}} \left(e^{\frac{a}{i+\frac{1}{2}} \sin \theta_{i+\frac{1}{2}} \Delta L} - 1 \right) \quad (1)$$

其中： i 表示井筒节点编号， $i+\frac{1}{2}$ 表示管段，井筒节点及管段标号如图 2 所示； M 为质量流量，恒为正值； ΔL 为管段长度； d 为管段内径； p_i 为起点节点压力； p_{i+1} 为终点节点压力； $\sin \theta_i$ 为管段坡度的正切值； Z_i 为压缩因子； T_i 为温度； R 为气体常数。

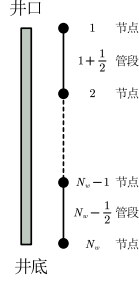


图 2 井筒节点和管段编号

a_i 和 b_i 为模型系数，表达式如下：

$$a_{i+\frac{1}{2}} = \frac{2g}{Z_{i+\frac{1}{2}} RT_{i+\frac{1}{2}}}, \quad b_{i+\frac{1}{2}} = \frac{16Z_{i+\frac{1}{2}} RT_{i+\frac{1}{2}}}{\pi^2 d^5} \lambda_{i+\frac{1}{2}} \quad (2)$$

可以看出，计算过程需要已知管段 $i+\frac{1}{2}$ 的物性，而计算变量为节点 i 和 $i+1$ 的压力 p_i 和 p_{i+1} 。需要根据节点压力计算井筒管段平均压力。根据式(1)，将管段位置 x 处的压力平方 p_x^2 从 0 到 ΔL 积分，得到管段平均压力 $p_{i+\frac{1}{2}}$ 为：

$$p_{i+\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{1}{\Delta L} \int_0^{\Delta L} p_x^2 dx} = \sqrt{\frac{p_i^2 - p_{i+1}^2 + a_{i+\frac{1}{2}} \sin \theta_{i+\frac{1}{2}} \Delta L p_{i+1}^2}{a_{i+\frac{1}{2}} \sin \theta_{i+\frac{1}{2}} \Delta L} - \frac{p_i^2 - p_{i+1}^2}{\left(e^{\frac{a_{i+\frac{1}{2}} \sin \theta_{i+\frac{1}{2}} \Delta L}{-1}} - 1 \right)}} \quad (3)$$

上式中仍存在管段 $i+\frac{1}{2}$ 的参数 $a_{i+\frac{1}{2}} \sin \theta_{i+\frac{1}{2}}$ 。在迭代过程，采用上一次迭代值计算参数。

进一步推导井筒压降模型，将管段 $1+\frac{1}{2}$ 到 $N_w - \frac{1}{2}$ 的井筒压降方程联立，依次消去节点 $2 \sim N_w - 1$ 的压力，得到井筒压降模型如下：

$$p_Q^2 - p_Z^2 e^{a_{sum} \left(N_w - \frac{1}{2} \right) \Delta L} = \frac{M^2 b_{1+\frac{1}{2}}}{a_{1+\frac{1}{2}} \sin \theta_{1+\frac{1}{2}}} \left(e^{\frac{a_{1+\frac{1}{2}} \sin \theta_{1+\frac{1}{2}} \Delta L}{-1}} - 1 \right) + \sum_{i=2}^{N_w-1} \frac{M^2 b_{i+\frac{1}{2}}}{a_{i+\frac{1}{2}} \sin \theta_{i+\frac{1}{2}}} e^{a_{sum} \left(i+\frac{1}{2} \right) \Delta L} - \sum_{i=2}^{N_w-1} \frac{M^2 b_{i+\frac{1}{2}}}{a_{i+\frac{1}{2}} \sin \theta_{i+\frac{1}{2}}} e^{a_{sum} \left(i-\frac{1}{2} \right) \Delta L} \quad (4)$$

其中： $a_{sum} \left(j+\frac{1}{2} \right) = \sum_{k=1}^j a_{k+\frac{1}{2}} \sin \theta_{k+\frac{1}{2}}$ ； p_Q 为井口压力； p_Z 为井底压力。

根据工艺要求，无论处于注气还是采气阶段，井口压力都为设定值，即已知值，这与气藏井筒有着明显的差异。根据井筒内气体质量为 0 时的井底压力 p_Z^0 与井底压力 p_Z 的大小确定井筒内气体流向^[5]。根据式(4)， p_Z^0 的表达式为：

$$p_Z^0 = \sqrt{p_Q^2 e^{-a_{sum} \left(N_w - \frac{1}{2} \right) \Delta L}} \quad (5)$$

根据 p_z 和 p_z^0 确定流向：若 $p_z > p_z^0$ ，处于采气阶段；若 $p_z < p_z^0$ ，处于采气工况。为了将气体流向定量化，引入井筒流向因子 δ_w ：注气阶段为正向流动，此时 $\delta_w = 1$ ；采气阶段为反向流动，此时 $\delta_w = -1$ ；关井阶段不流动，此时 $\delta_w = 0$ 。在注气和采气阶段。同时，井筒内气体流向与摩阻系数的符号有关。摩阻系数采用 Jain 方程^[16-17]，将摩阻系数与流向因子相结合，得到：

$$\lambda_{i+\frac{1}{2}} = \frac{\delta_w}{\left[1.14 - 2 \lg \left(\frac{e}{d} + \frac{21.25}{\text{Re}_{i+\frac{1}{2}}^{0.9}} \right) \right]^2} \quad (6)$$

由于井底到储层之间质量传递也会造成压降，采用 Peaceman 井模型^[18]表示这部分压降。考虑到其质量流量和流向与井筒内气体相同，改进的井模型如下：

$$M = \delta_w C_w \rho_R (p_z - p_R) \quad (7)$$

其中：下标 R 表示储层， C_w 为井模型参数。

1.2 井筒传热模型

井筒内气体与地层处于非稳态传热，并且不同阶段的传热方向不同。如图 3 所示，井筒传热模型由内部气体、管壁、环形空间、套管、水泥层和外部岩石构成，需要考虑轴向和径向的传热机理。

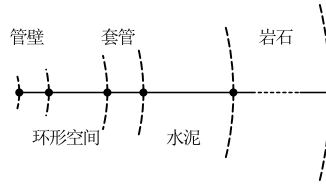


图 3 井筒传热模型

井筒内气体与管壁进行对流换热，从管壁吸收热量或对管壁放出热量，考虑气体压缩性、气体与管壁之间的对流换热和摩擦生热，得到井筒内气体轴向传热模型^[19]，如下：

$$c_p \frac{dT}{dt} = \frac{\lambda}{2d} W^3 + D_i \frac{dp}{dt} - \frac{4h(T - T_w)}{\rho d} \quad (8)$$

其中： T 为气体温度； c_p 为气体比热容； W 为真实气体流速； D_i 为焦耳汤姆逊系数； h 为气体与井筒壁的对流换热系数； T_w 为管壁温度。在注气和采气阶段，对流换热类型为强制对流换热；而在关井阶段，对流换热类型为自然对流换热，相关模型选取参照我们之前的研究^[5]。式(8)是基于拉格朗日描述，采用热力特征法求解。

井筒壁、环形空间、套管、水泥和岩石五部分均采用非稳态导热模型，假设各部分不发生偏离，整体是同心圆环结构，可简化为一维径向非稳态导热，模型如下：

$$r_i \rho_i c_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_i r_i \frac{\partial T_i}{\partial r} \right) \quad i = 1 \sim 5 \quad (9)$$

其中：下标 $i = 1 \sim 5$ 分别为井筒壁、环形空间、套管、水泥、岩石； T 为温度； c 为比热容； ρ 为密度； λ 为导热系数。环形空间内部的介质为液体，其由温度变化引起的自然

对流会增强传热效果，引入当量导热将自然对流折算为环形空间的导热系数，模型采用有限空间内两竖直平板自然对流模型^[20]。

$$\lambda_{2c} = \lambda_2 0.049(\text{Gr Pr})^{1/3} \text{Pr}^{0.074} \quad (10)$$

其中： λ_2 为环空导热系数； λ_{2c} 为折算后环空导热系数。

2 求解方法

式(4)和(7)的耦合模型具有强非线性，通过修正井底压力 p_z 耦合井筒压降模型和井模型。但在迭代过程中发现，井模型参数 C_w 极大影响迭代稳定性： C_w 较小时，井底压力与储层压力相近，井筒流动消耗大部分压降； C_w 较大时，井口压力与井底压力相近，井底到储层的流动消耗大部分压降。同时，随着注气和采气的进行，储层压力发生变化，相应地，井筒压降模型和井模型对压降的影响也会产生变化，这加重了模型的计算不稳定性。在本节中，我们将井筒压降模型和井模型相结合，建立相应的计算方法。

将井筒压降模型（即式(4)）简化为井口压力 p_Q 与井底压力 p_z 的关系，得到：

$$p_Q^2 - \alpha_w p_z^2 = \delta_w \beta_w M^2 \quad (11)$$

相似地，将井模型（即式(7)）简化为井口压力 p_Q 与储层压力 p_R 的关系，得到：

$$p_z = p_R + \frac{\delta_w M}{\chi_w p_R} \quad (12)$$

联立式(11)和(12)，消去井底压力 p_z 得到：

$$f(M) = p_Q^2 - \alpha_w p_R^2 - \frac{2\delta_w \alpha_w M}{\chi_w} - \frac{\alpha_w M^2}{\chi_w^2 p_R^2} - \delta_w \beta_w M^2 = 0 \quad (13)$$

式(13)为一元二次方程，但可能会出现多解大于 0 的情况。采用预估初值和牛顿梯度法联合求解。预估初值如下：

$$M^{(0)} = \min \left(\sqrt{\frac{p_Q^2 - \alpha_w p_R^2}{\delta_w \beta_w}}, \delta_w \chi_w p_R (p_z^0 - p_R) \right) \quad (14)$$

下降梯度如下：

$$\frac{df(M)}{dM} = -\frac{2\delta_w \alpha_w}{\chi_w} - \frac{2\alpha_w M}{\chi_w^2 p_R^2} - 2\delta_w \beta_w M \quad (15)$$

采用有限体积法离散式(9)，以热流密度相等得到界面的导热系数^[21]，离散方程如下：

$$r_p \rho_p c_p \Delta r_p \frac{T_P^{(n+1)} - T_P^{(n)}}{\Delta t} = \frac{T_E^{(n+1)} - T_P^{(n+1)}}{\frac{\Delta r_E}{2\lambda_E r_E} + \frac{\Delta r_P}{2\lambda_P r_P}} + \frac{T_W^{(n+1)} - T_P^{(n+1)}}{\frac{\Delta r_W}{2\lambda_W r_W} + \frac{\Delta r_P}{2\lambda_P r_P}} \quad (16)$$

3 结果分析

3.1 参数选取

气体物性模型中的气体压缩因子和粘度均根据《输气管道设计与管理》^[14]和《采气工程》^[22]选取，比热容和导热系数参考《API Technical Data Book 2016》。井筒长度选取为 3km，其余井筒参数如表 1 所示。

表 1 井筒参数

参数	值	单位
半径 r_{1-5}	76/88.9/120/139.7/237.8	mm
导热系数 λ_{1-5}	48/0.56/48/1.1/2.0	W/(m·K)
比热容 c_{1-5}	465/4186/465/1050/1090	J/(kg·K)
密度 ρ_{1-5}	7900/1000/7900/2400/2600	kg/m ³
环空液体粘度 μ_2	1.45×10^{-3}	N·s/m ²

注： $i=1-5$ 分别为井筒壁、环形空间、套管、水泥、岩石。

3.2 模型稳定性分析

比较井筒流动模型计算方法的稳定性,假设井筒内气体温度分布从 310K 到 370K 线性变化,井口压力范围为 5~40MPa,储层压力范围为 5~40Mpa,井模型参数 C_w 范围为 10^{-5} ~ 10^{-14} ,共设置 24624×2 组算例。

以天然气作为流动介质,以前方法的计算时间为 12.4s,新提出的方法的计算时间为 2.9s,新方法节省了 77.5%的计算时间;以二氧化碳作为流动介质,其在井筒内流动的过程中会发生气态到超临界态的转化,模型非线性更强。以前方法的计算时间为 7.5s,新提出的方法的计算时间为 4.5s,新方法节省了 40.0%的计算时间。如图 4 所示,在低质量流量下,以前的方法存在计算发散的问题,这与模型参数 C_w 有关,而新方法仍然可以保持健壮性。

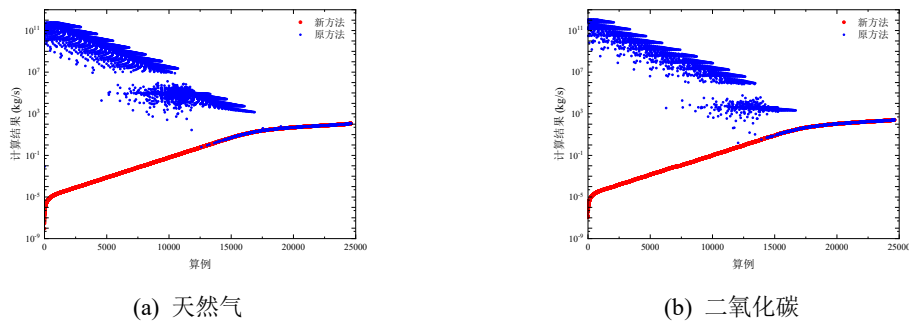


图 4 新方法和原方法的计算稳定性

如图 5,比较两种方法的迭代次数。新方法的平均迭代次数均小于以前方法的迭代次数,并且最大迭代次数不超过 12 次,建议作为后续研究的推荐计算方法。

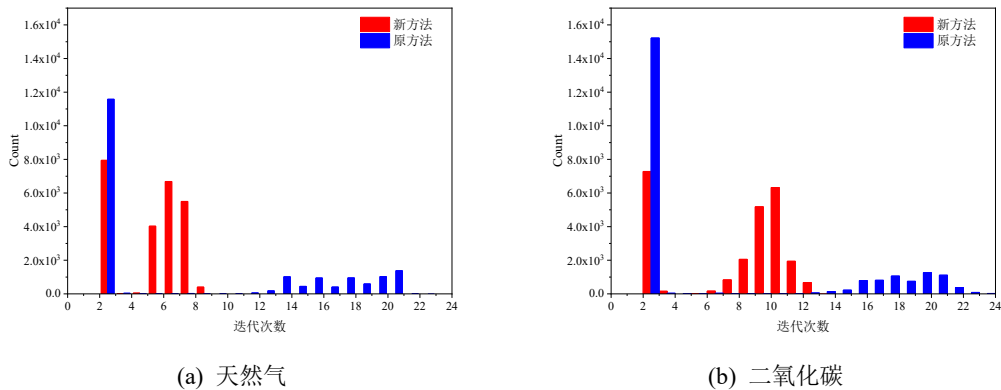


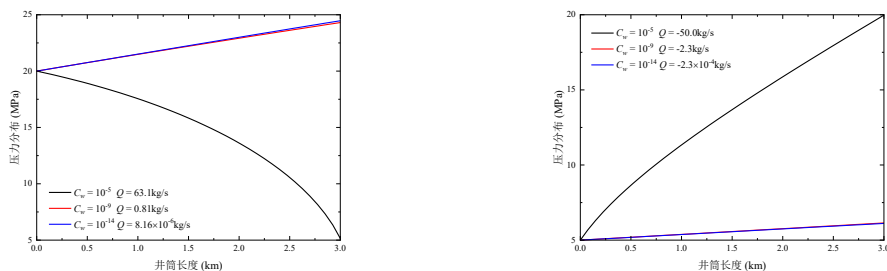
图 5 新方法和原方法的收敛迭代次数

综上，新提出的方法提高了计算健壮性，针对储气库注气和采气阶段的所有工况，新提出的方法均收敛，可以满足现场要求。

3.3 井模型参数对井筒流动的影响

比较井模型参数的取值对井筒内气体流动的影响，仍假设井筒内气体温度分布从 310K 到 370K 线性变化，分析井模型参数对压力分布的影响。运行条件如下：注气阶段：井口压力为 20MPa，储层压力为 5MPa；采气工况：井口压力 5MPa，井底压力为 20MPa。 C_w 分别取 10^{-5} ， 10^{-9} ， 10^{-13} 。

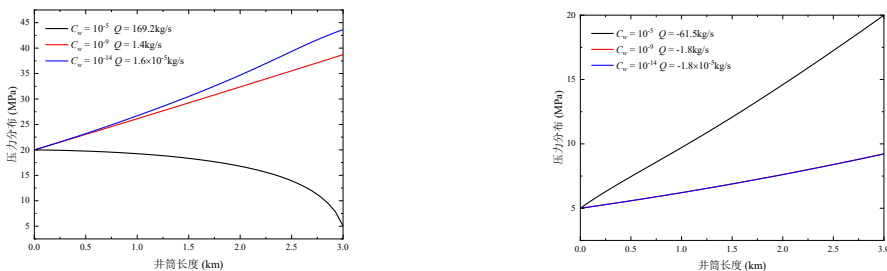
如图 6 和 7，天然气和二氧化碳的注气和采气的规律是相同的：随着 C_w 的减小，井底到储层的压降变大，质量流量的绝对值变小。注气阶段，井底压力变大，由于重力影响，出现井底压力大于井口压力的情况。同时，由于二氧化碳密度远大于天然气，造成二氧化碳的井底压力远大于天然气的井底压力。采气阶段与注气阶段规律相似，井底到储层的压降变大，造成井底压力变小。可以看出，二氧化碳的密度大于天然气的密度，二氧化碳的重力影响更大，更容易被注入到储层，但相对更难以被采出。



(a) 注气

(b) 采气

图 6 天然气：注气和采气阶段不同井模型参数对流动的影响



(a) 注气

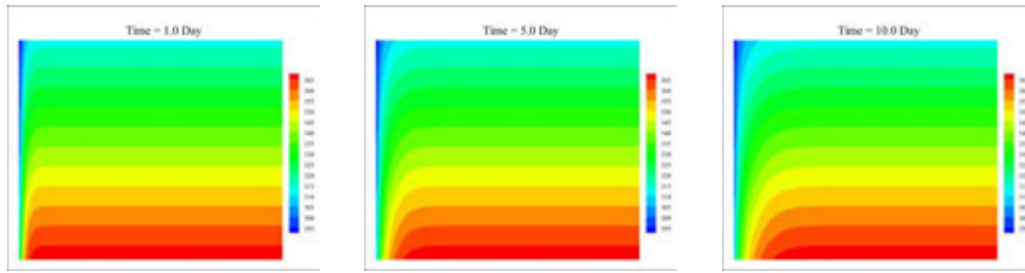
(b) 采气

图 7 二氧化碳：注气和采气阶段不同井模型参数对流动的影响

3.4 注气和采气阶段的流动和传热分析

初始地层温度分布从 310K 到 370K 线性变化，分析注气和采气阶段的流动和传热规律。运行条件如下：注气阶段：井口压力为 20MPa，储层压力为 5MPa，注气温度为 293K；采气阶段：井口压力 5MPa，井底压力为 20MPa，采气温度 373K。 C_w 均取 10^{-6} 。

如图 8 和 9，前 10 天内，井筒外部温度场变化明显，均处于非稳态导热状态，不能近似为稳态导热；而在 10 之后，温度场基本不发生变化。在井筒注气和采气的过程中，考虑井筒的非稳态传热是有必要的。

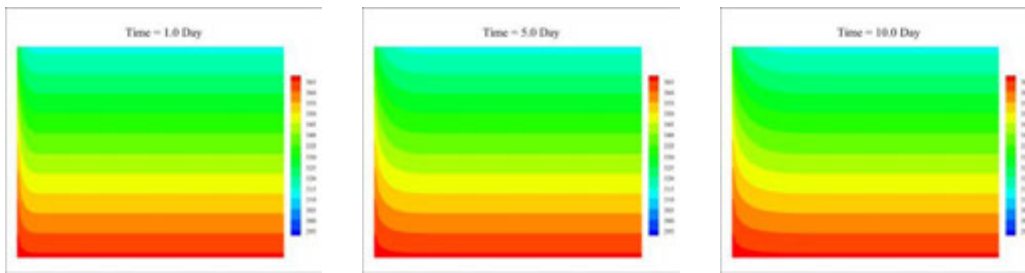


(a) 注气 1 天

(b) 注气 5 天

(b) 注气 10 天

图 8 注气阶段井筒外部温度分布



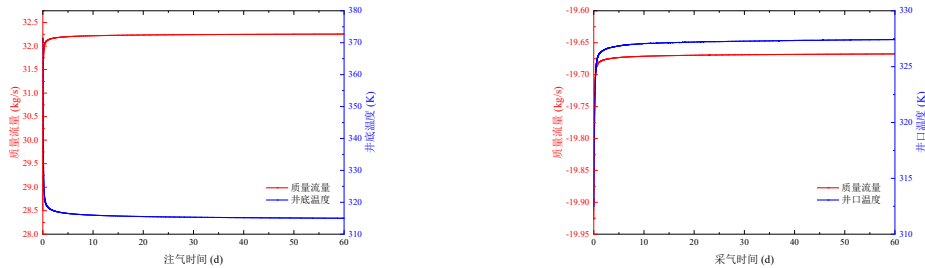
(a) 注气 1 天

(b) 注气 5 天

(b) 注气 10 天

图 9 采气阶段井筒外部温度分布

如图 10，在注气阶段，由于注气温度低于地层温度，井筒内气体温度持续下降，导致质量流量变大，井底温度持续降低。而在采气阶段，由于采气温度高于地层温度，井筒内气体温度持续上升，导致质量流量变小，井口温度持续上升。



(a) 注气

(b) 采气

图 10 注气和采气阶段井筒质量流量和井底温度

4 结 论

为了拓展地下储气库的应用范围，适用于碳封存新技术的需要，针对储气库井筒的流动和传热机理，建立数学模型，开发求解方法，探明流动和传热规律，具体结论如下：

(1) 针对井筒流动模型，建立了管段平均压力的计算方法和井筒整体的压降模型。同时，针对井筒内气体流动方向难以确定的问题，提出流动方向的确定方法并引入井筒流向因子；针对井筒传热模型，建立了非稳态的轴向气体传热和径向导热模型，充分考虑了各个部分的对流换热和导热。

(2) 针对传统方法计算不稳定的问题，将井筒压降模型和井模型相结合，利用牛

顿梯度法求解，这提高了计算方法的健壮性。通过求解结果得到：新提出的方法大大提高了计算稳定性，至少节省了 40% 的计算时间。在极端运行条件下，新模型仍能收敛。

(3) 分析了井模型参数对井筒流动的影响，发现二氧化碳的密度远大于天然气的密度，导致在井筒流动中，二氧化碳的重力影响更大，更容易被注入到储层，但更难以被采出。

(4) 通过模拟结果，分析了注气和采气阶段的流动和传热规律。运行前 10 天，井筒外部温度场变化明显，采用非稳态导热模型是必要的。

参考文献

- [1] 刘焯,何刚,杨莉娜,王念榕,巴玺立,张红燕. “十四五”期间我国储气库建设面临的挑战及对策建议[J]. 石油规划设计, 2020, 31(6): 9-13
LIU Ye, HE Gang, YANG Li-Na, WANG Nian-Rong, Ba Xi-Li, ZHANG Hong-Yan. Challenges and suggestions for countermeasures for gas storage construction in China during the 14th Five-Year Plan[J]. Petroleum Planning and Design, 2020, 31(6): 9-13
- [2] 王庆,吴晓东,刘长宇,王峰. CO₂ 井筒相变流动温度压力计算模型研究[J]. 钻采工艺, 2009, 32(4): 3
WANG Qing, WU Xiao-Dong, LIU Chang-Yu, WANG Feng. Study on the calculation model of CO₂ wellbore phase change flow temperature and pressure[J]. Drilling Technology, 2009, 32(4): 3
- [3] 王建军,曾祥俊,贾善坡,隋晓凤,张赟新,贺海军. 储气库注采井井筒温度场预测与影响因素分析[J]. 科学技术与工程, 2022, 22(18): 13
WANG Jian-Jun, ZENG Xiang-Jun, JIA Shan-Po, SUI Xiao-Feng, ZHANG Yun-Xin, HE Hai-Jun. Prediction of wellbore temperature field in gas reservoir injection wells and analysis of influencing factors[J]. Science Technology and Engineering, 2022, 22(18): 13
- [4] Cullender M.H., Smith R.V. Practical Solution of Gas-Flow Equations for Wells and Pipelines with Large Temperature Gradients[J]. Society of Petroleum Engineers (SPE), 1956, 207(1): 281-287
- [5] Xue Wendi, Wang Yi, Chen Zhe, Liu Hang. An integrated model with stable numerical methods for fractured underground gas storage[J]. Journal of Cleaner Production, 2023, (393): 136268
- [6] Tonkin R.-A., O'sullivan M.-J., O'sullivan J.-P. A review of mathematical models for geothermal wellbore simulation[J]. Geothermics, 2021, (97): 102255
- [7] Tonkin Ryan, O'sullivan John, O'sullivan Michael. A transient geothermal wellbore simulator[J]. Geothermics, 2023, (110): 102653
- [8] Ramey H.J. Wellbore Heat Transmission[J]. Society of Petroleum Engineers (SPE), 1962, 14(4): 427-435
- [9] Cheng Wen-Long, Huang Yong-Hua, Lu De-Tang, Yin Hong-Ru. A novel analytical transient heat-conduction time function for heat transfer in steam injection wells considering the wellbore heat capacity[J]. Energy, 2011, 36(7): 4080-4088
- [10] Hagoort Jacques. Ramey's Wellbore Heat Transmission Revisited[J]. Society of Petroleum Engineers (SPE), 2004, 9(4): 465-474
- [11] Abdelhafiz Mostafa-M., Hegele Luiz-A., Oppelt Joachim-F. Temperature modeling for wellbore circulation and shut-in with application in vertical geothermal wells[J]. Journal of Petroleum Science and

Engineering, 2021, (204): 108660

- [12] Zhao Qiu-Yang, Lei Yu-Huan, Jin Hui, Zheng Li-Chen, Wang Ye-Chuan, Guo Lie-Jin. Numerical simulation of flow and heat transfer performance during supercritical water injection in vertical wellbore: A parameter sensitivity analysis[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2023, (183): 107855
- [13] 李长俊,汪玉春,陈祖泽,梁光川,黄泽俊. 天然气管道输送[M]. 石油工业出版社, 2008
LI Chang-Jun, WANG Yu-Chun, CHEN Zu-Ze, LIANG Guang-Chuan, HUANG Ze-Jun. Natural gas pipeline transportation[M]. Petroleum Industry Press, 2008
- [14] 李玉星,姚光镇.输气管道设计与管理.第2版[M].石油大学出版社,2009
LI Yu-Xing, YAO Guang-Zhen. Gas Transmission Pipeline Design and Management. 2nd edition[M]. Petroleum University Press, 2009
- [15] Tian Shifeng, Adewumi Michael-A. Development of Analytical Design Equation for Gas Pipelines[J]. Society of Petroleum Engineers (SPE), 1994, 9(2): 100-106
- [16] 齐占奎,张同义,张晓辉. 气井油管动态摩阻系数的确定[J]. 天然气工业, 2008, 28(5): 3
QI Zhan-Kui, ZHANG Tong-Yi, ZHANG Xiao-Hui. Determination of dynamic friction coefficient of gas well tubing[J]. Natural Gas Industry, 2008, 28(5): 3
- [17] 张同义,张晓辉,齐占奎. 计算气井油管摩阻系数的新方法[J]. 天然气工业, 2007, 27(3): 3
ZHANG Tong-Yi, ZHANG Xiao-Hui, QI Zhan-Kui. A new method for calculating the friction coefficient of gas well tubing[J]. Natural Gas Industry, 2007, 27(3): 3
- [18] Peaceman D.W. Interpretation of Well-Block Pressures in Numerical Reservoir Simulation(includes associated paper 6988)[J]. Society of Petroleum Engineers (SPE), 1978, 18(03): 183-194
- [19] Yu Bo, Li Chao, Huang Jin-Ping. Numerical simulation of a buried hot crude oil pipeline under normal operation[J]. Applied Thermal Engineering, 2010, (30): 2670
- [20] 章熙民,任泽霏,梅飞鸣.传热学-第5版[M].中国建筑工业出版社,2007
ZHANG Xi-Min, REN Ze-Ji, MEI Fei-Ming. Heat transfer - 5th edition [M]. China Construction Industry Press, 2007
- [21] 陶文铨. 数值传热学(第2版)[M].西安交通大学出版社,2001
TAO Wen-Quan. Numerical heat transfer (2nd edition) [M]. Xi'an Jiaotong University Press, 2001
- [22] 金忠臣,杨川东,张守良.采气工程[M].石油工业出版社,2004
JIN Zhong-Chen, YANG Chuan-Dong, ZHANG Shou-Liang. Gas Extraction Engineering [M]. Petroleum Industry Press, 2004