中国工程热物理学会　　传热传质学
学术会议论文　　编号：233364

相角对扭曲椭圆管套管换热器性能影响

田震[1]，胡珞瑜[1]，何爱玲[2]，罗超[3]，宋克伟[1]
（[1]兰州交通大学，兰州 730070；[2]青海民族大学，西宁 810007；[3]Tokyo Metropolitan University，Tokyo）
(Email: songkw@mail.lzjtu.cn)

摘要：本文数值研究了不同相角下扭曲椭圆管套管式换热器环形扭曲通道中的流动与传热特性，并与普通直管套管式换热器进行了对比。结果表明：与普通直管套管式换热器相比，扭曲椭圆管套管式换热器换热面平均努塞尔数和阻力系数均增大；随着相角的增大，换热面平均 *Nu* 先增大后减小，相角为 60°时，平均 *Nu* 增加了 89.4%，阻力系数 *f* 增加了 49%，综合性能因子 *JF* 最大值 1.66，综合性能提高了 66%。

关键词：扭曲管；相角；套管式换热器；综合性能

0 前言

随着现代工业生产的不断推进以及能源问题的逐步严峻，现有的传统间壁式换热器已经难以达到目前的工业需求，故而对换热器综合性能的改良是势在必行的。套管式换热器在石油化工、食品工业和制冷等领域广泛使用。研究提升传统套管式换热器的性能，对于节约能源和提高换热器紧凑性有着十分重要的意义。

扭曲椭圆管也被称为三维变形管和螺旋扭曲管，其横截面呈椭圆形，轴向壁面呈螺线形扭转，这种特殊的结构使扭曲椭圆管具有优良的强化传热特性和阻垢性能。Chang[1]等发现扭曲椭圆管的扭曲比和短长轴比对管内流体的流动产生重要影响。Guo[2]等研究发现，层流状态下椭圆管的扭转引起了管内流体的二次流动，增强了对流换热，也增大了流动阻力。Bishara 等[3]研究发现，椭圆管的扭曲引起的二次流促进了与流动方向垂直平面内的流体混合，这种混合使得管壁附近存在较大的温度梯度，增强了换热效果。Yu 等[4]数值研究了湍流状态下扭曲椭圆管管内流体传热特性，发现椭圆管中靠近螺旋壁面的流体呈螺旋形状前进，内芯的流体呈直线形前进。Liu 等[5]实验研究了低雷诺数纵向流下扭曲椭圆管束壳侧流动特性，发现扭曲椭圆管束与布局相同的圆形管束相比具有更优异的传热性能，Barraza-Colón 等[6]发现减小扭曲管的长短轴比和扭曲节距可以获得更高的传热性能。

国内外学者对套管式换热器也开展了大量研究。Akpinar 等[7]将涡产生器置于套管换热器内管入口段，研究了其对换热效率的影响。结果表明，涡产生器可以实现高达 130%的换热效率。Ali 等[8]通过在套管换热器的内管上添加酒窝使得换热器的 *Nu* 最高提升了 50%。Zhang 等[9]实验研究了钢绞线对套管换热性能的影响，发现转子钢绞线可以显著提高 *Nu* 约 71.5%-123.1%，而摩擦系数仅从 37.4%增加至 74.8%。Hasgul 和 Cakmak[10]通过

基金项目：国家自然科学基金(52266003)

实验和数值研究了波纹内管的波数对套管换热器换热性能的影响。研究结果表明，当波纹内管的波数为 16 时，换热面的 *Nu* 最大增加了 270%。韩怀志等[11]通过数值模拟研究了具有波节管和光管的套管换热器壳程内流体的流动和传热特性，并对比了两种换热管的性能。发现流体在波节套管的壳程内可以产生脱体漩涡，使得边界层被破坏而换热增强，同时阻力也有所增加。Luo 等[12]数值研究了一种由两个不等扭距椭圆管组成的套管式换热器，结果表明随着扭距比的增大，传热效果先增大后减小，不同扭距比的努塞尔数和摩擦系数的最大差异分别为 71.4%和 19.0%。

综上所述，国内外学者针对扭曲管开展了大量研究工作，而针对扭曲管组成的套管换热器的研究较少，有关内外扭曲管相角的研究尚未见报道。本文建立了由两个扭曲椭圆管组成的扭曲套管换热器模型，分析了内外扭曲椭圆管的相角对套管流动与换热性能的影响。研究结果对扭曲管套管换热器的设计具有重要参考价值。

1 模型建立与数值计算的方法研究

1.1物理模型

套管式换热器主要由内外两个尺寸不同的同心管以及 U 型肘管等组成，其模型示意图如图 1 所示。由于其管程较长，在数值模拟中一般会对其进行简化，选取其流向中的一段作为计算域来进行研究。同时做以下几个方面的简化：外管壁面绝热；内外管壁面厚度不计，且均为无滑移边界。

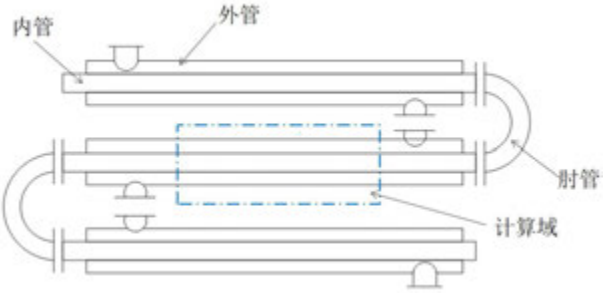


图 1 套管式换热器示意图

建立的相角为θ的扭曲椭圆管套管式换热器通道(TT)示意图如图 2 所示。将环形管内外管的扭距（P）保持在 360mm。表 1 列出了模型的详细参数。

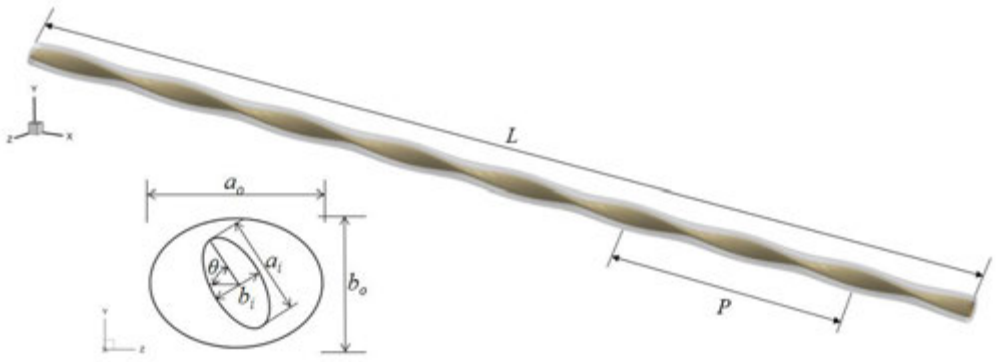


图 2 扭曲椭圆管套管式换热器计算模型

表 1 结构参数表

参数	数值	单位
a_o	41	mm
b_o	30.75	mm
a_i	24	mm
b_i	9.6	mm
θ	0°~90°	-
L	1500	mm
P	360	mm
$e= b_i/a_i$	0.4	-

1.2 控制方程及参数定义

1.2.1 控制方程

本文中的流动介质为具有常物性不可压缩的空气，不考虑体积力和黏性耗散。根据文献[9]可知，Re>3000 时为湍流。湍流计算选择采用 RNG k–ε湍流模型，此模型考虑了涡流对湍流的影响，在高速流动中有较高的准确性，能够可靠预测扭曲椭圆管套管式换热器通道中的流动及传热情况。控制方程如下：

质量守恒方程（连续性方程）：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\rho u_i = 0 \tag{1}$$

层流流动时，动量及能量方程：

动量方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho u_i u_j\right) = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\mu\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \tag{2}$$

能量方程：

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

湍流流动时，动量及能量方程：

动量方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho u_i u_j\right) = -\frac{\partial P}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\left(\mu+\mu_t\right)\frac{\partial \mu_j}{\partial x_i}\right) \tag{4}$$

能量方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho C_p u_i T\right) = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\left(\lambda+\lambda_t\right)\frac{\partial T}{\partial x_i}\right) \tag{5}$$

RNG k–ε 湍流模型方程：

湍流动能方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho k u_i\right)=\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\left(\mu+\mu_t\right)\frac{\partial k}{\partial x_i}\right)+G_k-\rho\varepsilon \tag{6}$$

湍流耗散率方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho\varepsilon u_i\right)=\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\left(\mu+\mu_t\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}\right)+C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}G_k-C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k} \tag{7}$$

$$\mu_t=\rho C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon} \tag{8}$$

其中 $C_{1\varepsilon}$，$C_{2\varepsilon}$和 C_μ为常量，分别等于 1.42，1.68 和 0.0845。

1.2.2 边界条件

所采用的计算区域边界条件为：

进口边界条件：选用速度进口(velocity-inlet)，进口为均匀分布的速度 u_{in} 及固定温度 T_{in}=293K，当流动为湍流时进口湍流强度 I=0.16Re−1/8。

$$u\left(x,y,z\right)=u_{\text{in}},\ v\left(x,y,z\right)=0,\ w\left(x,y,z\right)=0,\ T\left(x,y,z\right)=T_{\text{in}} \tag{9}$$

外管壁面边界条件：选用固体壁面边界条件(wall)，设为无滑移且绝热边界条件。

$$u\left(x,y,z\right)=0,\ v\left(x,y,z\right)=0,\ w\left(x,y,z\right)=0,\ \frac{\partial T}{\partial n}=0 \tag{10}$$

换热内管壁面边界条件：选用固体壁面边界条件(wall)，设为无滑移边界条件，温度 T_w=363K。

$$u\left(x,y,z\right)=0,\ v\left(x,y,z\right)=0,\ w\left(x,y,z\right)=0,\ T=T_{\text{w}} \tag{11}$$

出口边界条件：出口为自由出口(outflow)。

$$\frac{\partial}{\partial x}u\left(x,y,z\right)=0,\ \frac{\partial}{\partial x}v\left(x,y,z\right)=0,\ \frac{\partial}{\partial x}w\left(x,y,z\right)=0,\ \frac{\partial}{\partial x}T\left(x,y,z\right)=0 \tag{12}$$

1.2.3 参数定义

当量直径 D_h:

$$D_h=\frac{4A}{L_p} \tag{13}$$

其中 A 为进口横截面积，L_p 为进口湿周长度。

雷诺数 Re:

$$Re=\frac{\rho u_{in}D_h}{\mu} \tag{14}$$

摩擦系数 f:

$$f=2\frac{D_h}{\rho u_{in}^2}\frac{\Delta P}{L} \tag{15}$$

努塞尔数 *Nu*:

$$Nu = \frac{hD_h}{\lambda} \tag{16}$$

综合换热评价因子 *JF*:

$$JF = \frac{Nu/Nu_0}{(f/f_0)^{1/3}} \tag{17}$$

其中，下标 0 表示不扭曲的普通直管套管换热器的参考值。

1.3 数值方法

本文采用 Fluent 2021 软件进行了数值模拟。压力与速度场的耦合采用 SIMPLE 算法，方程中的梯度项采用基于单元的最小二乘法，压力项采用二阶精度，动量和能量均采用二阶迎风方案，当能量方程的残差小于 10^{-8}，其他方程的残差小于 10^{-7} 时，即可认为计算结果是收敛的。计算模型通过 ICEM 使用非均匀六面体网格进行网格划分。由于计算域通道是环形通道，因此在网格划分中主要使用 O 型切分，所有模型的 y+值都约等于 1，近壁网格的生长因子为 1.2。计算域的网格细节如图 3 所示。本文对双扭曲椭圆管套管式换热器在扭距为 360mm，*Re*=2000 时进行了网格独立性考核，选择网格数分别为 2407680、4092480 和 6389280，计算结果如表 2 所示。

表 2 网格独立性考核

网格数	*Nu*	*Nu*（误差%）	*f*	*f*（误差%）
2407680	8.54	0.59%	0.0678	0.3%
4092480	8.49	0	0.0676	0
6389280	8.48	0.12%	0.0675	0.15%

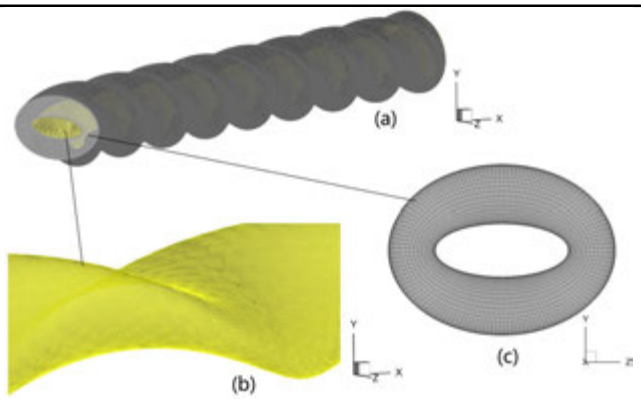


图 3 计算区域网格：(a)整体网格；(b)内扭曲椭圆管局部网格；(c)截面网格

结果表明：2407680 和 4092480 网格数所得努塞尔数相差 0.59%，阻力系数相差 0.3%；4092480 和 6389280 网格数所得努塞尔数相差 0.12%，阻力系数相差 0.15%。证明该模型计算域网格具有独立性。因此，在保证计算结果精确性和节约计算时间的条件下，本文最终采用了 4092480 的网格数。

为确保计算的准确性，建立了与文献[13]中所使用模型相同的椭圆套管式换热器。

在所有参数都与文献中相同的情况下，计算所得结果与文献对比如图 4 所示。结果表明数值计算所得的努塞尔数与文献的最大误差小于 6%，阻力系数最大误差小于 6%。同时为进一步确保准确性，引入了文献[18]中对 Genielinski 光滑管修正后的套管式换热器计算公式，数值计算与经验公式对比中，努塞尔数的最大误差小于 10%，阻力系数的最大误差小于 14%。从而证明数值模拟所用的方法是准确的。

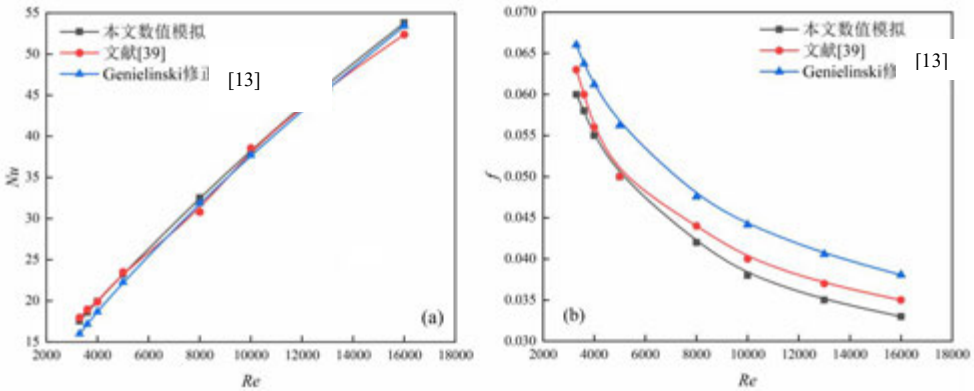


图 4 数值模拟结果与文献对比图：(a)换热面平均 *Nu* 对比；(b)通道内 *f* 对比

2 结果和分析

2.1 对流场的影响

Re=2600 时，双扭曲椭圆管套管式换热器环形通道内流场分布如图 5 所示。双扭曲椭圆管套管式换热器环形通道内流体受到内外扭曲椭圆管的影响，其内外壁面附近的流体均呈螺线形流动。为了观察扭曲椭圆管对套管式换热器通道内流体的影响，在通道中垂直于流体流向的 *x*=690mm 处选取横截面。横截面速度分布可以明显看到内扭曲椭圆管壁附近和外扭曲椭圆管长轴两端产生了速度较大的二次流，如图 5(b)中所示。在区域 I 上，二次流诱导流体流动冲刷内扭曲椭圆管壁面，在区域 II 上二次流诱导流体流动远离内扭曲椭圆管壁面。如图 5(c)中所示的局部速度分布可以看到二次流方向始终沿着扭曲椭圆管的扭转方向。

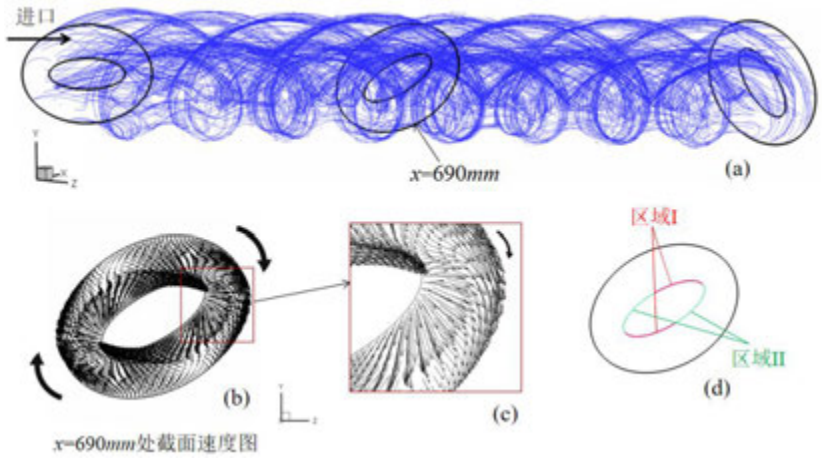


图 5 双扭曲椭圆管套管式换热器流场图

当 *Re*=2600 时，不同相角的双扭曲椭圆管套管式换热器在 *x*=690mm 横截面上的速度分布如图 6 所示。从图中可以看出，增加相角可以有效地促使双扭曲椭圆管环形通道内产生较强的二次流。当相角为 0°时，内管附近截面二次流较大的区域位于内扭曲椭圆管长轴两端，当相角从 0°到 60°逐渐增大时，内管附近截面二次流较大的区域逐渐增大，在相角为 60°时，内管壁附近所有流体均产生较大的二次流。当相角从 60°到 90°继续增大时，内管长轴两端二次流速度继续增大，短轴两端及附近区域的二次流速度明显减小。外扭曲椭圆管壁面附近二次流变化规律与内管不同，随着相角从 0°到 90°逐渐增大时，外管长轴两端二次流逐渐增大，在相角为 90°时达到最大。

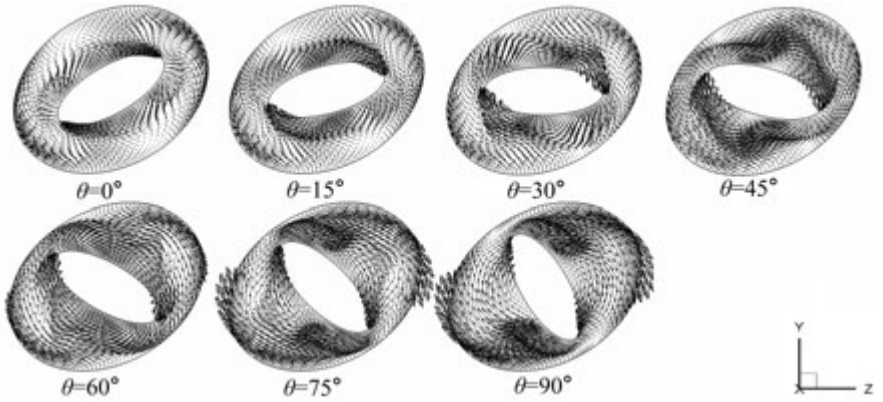


图 6 不同相角时，*x*=690mm 横截面上速度分布

2.2 对温度场和局部 Nu 的影响

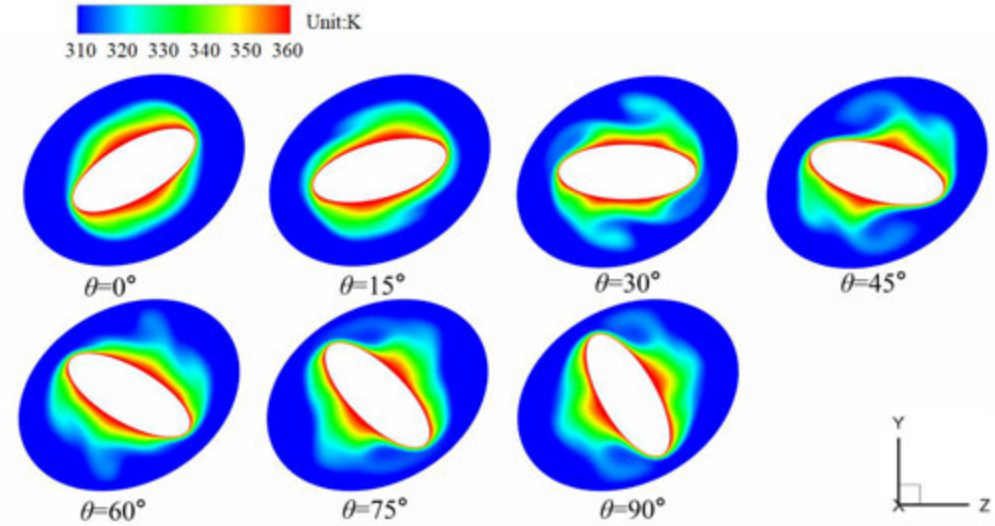


图 7 不同相角时，*x*=690mm 横截面上温度分布

Re=2600 时，不同相角的双扭曲椭圆管环形通道在 *x*=690mm 横截面上的温度分布如图 7 所示。横截面上的温度分布关于截面中心旋转对称。由于内管壁为高温壁面，外管

壁为绝热壁面，横截面上的温度从内管壁向外管壁逐渐降低。当相角在 0°~45°范围内，随着相角的增大，内管长轴两端逐渐形成明显的二次流，二次流诱导流体远离内管壁面附近的区域温度梯度较大，二次流诱导流体冲刷内管壁面附近的区域温度梯度较小。当相角为 60°时，内管壁面周围二次流速度均较大，有效的破坏了内管壁周围热边界层。当相角大于 60°后，内管短轴两端二次流速度及绝对涡量值减小，其短轴两端存在换热较差的高温区域。

Re=2600 时，不同相角时内扭曲椭圆管局部 *Nu* 分布如图 8 所示。入口处的局部 *Nu* 较大，随着流体流动，局部 *Nu* 从入口开始逐渐减小。局部 *Nu* 较大的区域位于边界层较薄的区域。当相角从 0°到 30°增大时，内管局部 *Nu* 逐渐增大，相角为 30°时内扭曲椭圆管后端也出现局部 *Nu* 较大的区域。相角从 30°增大至 45°时，内扭曲椭圆管后端局部 *Nu* 减小，入口处附近局部 *Nu* 增大。相角从 45°增大至 60°时，内管局部 *Nu* 继续增大。相角从 60°增大至 90°时，内扭曲椭圆管入口附近以及后端的局部 *Nu* 均略有减小。

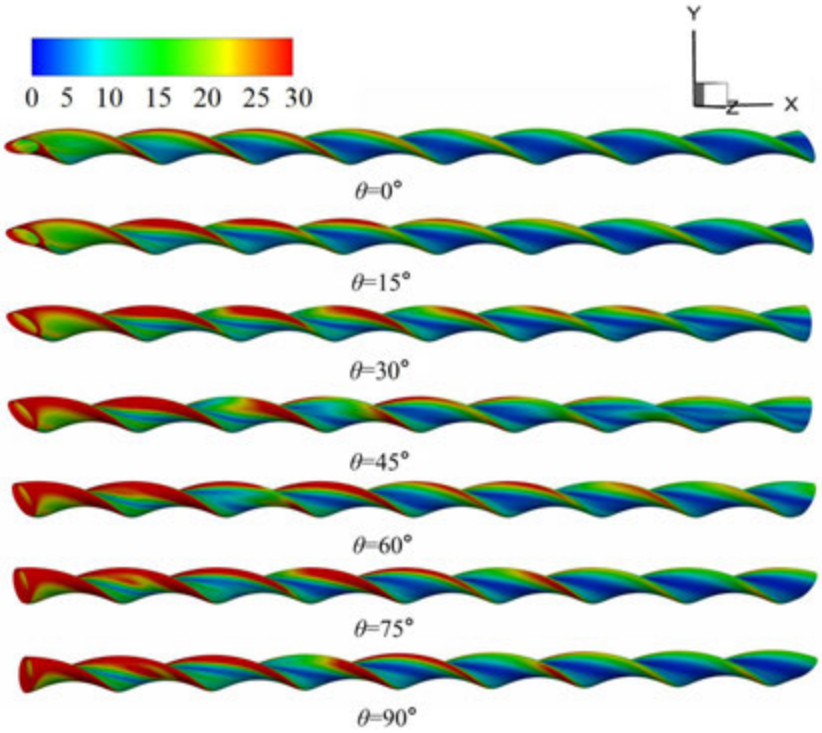


图 8 不同相角时，内扭曲椭圆管上局部 *Nu* 分布

2.3 对平均 *Nu* 和 *f* 的影响

相角对双扭曲椭圆管套管式换热器换热面平均 *Nu* 的影响如图 9(a)所示。换热面平均 *Nu* 随着 *Re* 的增加而增大，当 *Re*>3000 时，双扭曲椭圆管套管式换热器环形通道内的流体流动从层流状态改变为湍流状态，其换热面平均 *Nu* 急剧增大。当环形通道内流体处于层流区和雷诺数低于 6000 的湍流区时，相角为 60°时的双扭曲椭圆管套管式换热器

的换热效果最佳，当环形通道内的流体在雷诺数大于等于 6000 的湍流状态时，相角为 45°时的双扭曲椭圆管套管式换热器的换热效果最佳。不同相角的双扭曲椭圆管套管式换热器间平均 *Nu* 相差 2.6%~47%。

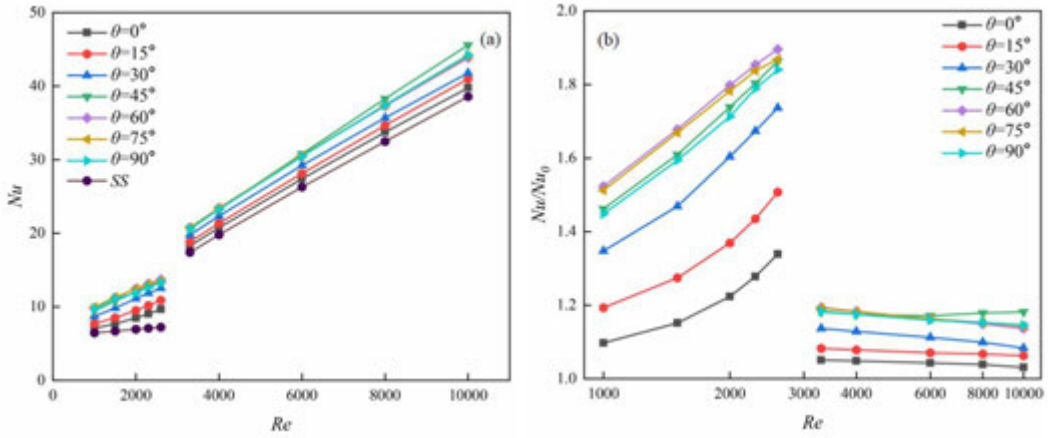


图 9 不同相角*θ*时：(a) *Nu* 随着 *Re* 的变化图；(b) *Nu*/*Nu*$_0$ 随着 *Re* 的变化图

双扭曲椭圆管套管式换热器换热面平均 *Nu* 与普通直管套管式换热器换热面平均 *Nu*$_0$ 比值 *Nu*/*Nu*$_0$ 的分布如图 9(b)所示，此比值可以观测出双扭曲椭圆管套管式换热器换热面平均 *Nu* 增加的百分比。当流体处于层流流动时，*Nu*/*Nu*$_0$ 随着 *Re* 的不断增加而增大，并且在 *Re*=2600 时达到最大值。当 *Re* 超过 3000，流体流动由层流转变为湍流，*Nu*/*Nu*$_0$ 急剧下降，而后随着 *Re* 增加，相角为 45°的 *Nu*/*Nu*$_0$ 先减小后略有上升，其余相角的 Nu/Nu0 缓慢下降。当 *Re*=2600 且相角为 60°时，*Nu*/*Nu*$_0$ 达到最大值 1.89，这表明了与普通直管套管式换热器相比，双扭曲椭圆套管式换热器的平均 *Nu* 增加了 89.4%。同时在相角为 45°，*Re*=10000 时，平均 *Nu* 仍然能够增加 18.1%。不同相角的双扭曲椭圆管套管式换热器换热面平均 *Nu* 相比于普通直管套管式换热器换热面平均 *Nu*$_0$ 提升了 3.1%~89.4%。

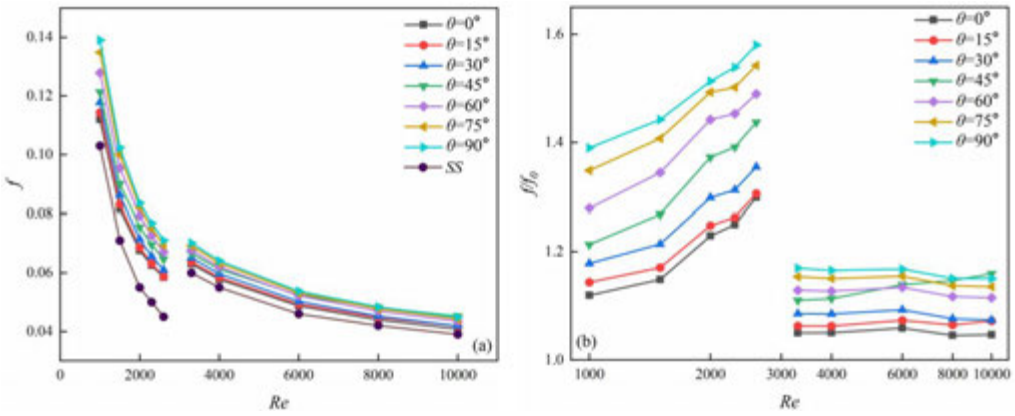


图 10 不同相角θ时：(a) *f* 随着 *Re* 的变化图；(b) *f*/*f*$_0$ 随着 *Re* 的变化图

相角对通道内阻力系数 f 的影响如图 10(a)所示。不同相角的双扭曲椭圆管套管式换热器通道内 f 均大于普通直管套管式换热器。f 随着 Re 的增大而呈逐渐减小的趋势，在 Re=3000 时通道内流体流动状态从层流变为湍流，通道内 f 略有上升，之后 f 继续随着 Re 的增大而减小。不同相角的双扭曲椭圆管套管式换热器间 f 相差 0.8%~34.3%。不同相角下 f/f_0 的分布如图 10(b)所示，在 Re≤3000 的层流区域内，不同相角的 f/f_0 随着 Re 的增大而增大。与流体层流流动不同，在湍流时不同相角的 f/f_0 分布规律不同。在 Re>3000 的湍流区域内，相角为 45°的 f/f_0 随着 Re 的增大依然增大，其余相角的 f/f0 随着 Re 的增大呈平缓折线形变化。在 Re=2600 时，相角为 90°的 f/f_0 达到最大值 1.58，表明了与普通直管套管式换热器相比，双扭曲椭圆管套管式换热器环形通道内 f 增加了 58%。在 Re=2600 时，相角为 60°的双扭曲椭圆管套管式换热器换热面平均 Nu 具有最大值，此时与普通直管套管式换热器相比，阻力系数 f 增加了 49%。不同相角的双扭曲椭圆管套管式换热器环形通道内的 f 相比于普通直管套管式换热器环形通道内 f_0 增加了 4.5%~58%。

2.4 对综合性能的影响

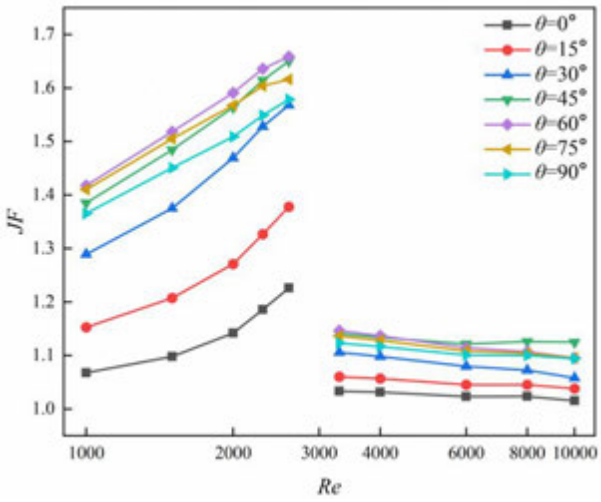


图 11 相角θ对 JF 的影响

采用强化传热综合性能评价因子 JF 对双扭曲椭圆管套管式换热器的综合性能进行评估，不同相角对 JF 的影响如图 11 所示。在 Re≤3000 的层流状态下，JF 随着 Re 的增加而增大，当 Re>3000 时，通道内流体流动转变为湍流，JF 急剧下降，而后相角为 45°的 JF 随着 Re 的继续增大先减小后略有上升，其余相角的 JF 随着 Re 的增大缓慢减小。由于流体流动处于湍流状态时，扭曲管的强化换热效果随着流体湍流程度的不断变大而逐渐减小，导致扭曲管对换热的强化逐渐减小，并伴随着较大的阻力。因此，在湍流状态下随着 Re 的增加，JF 逐渐接近于 1。在雷诺数小于 6000 时，当相角从 0°到 60°逐渐增大时，JF 逐渐增大，而当相角从 60°到 90°继续增大时，JF 减小。在雷诺数大于等于 6000 时，相角从 0°到 45°逐渐增大时，JF 逐渐增大，从 45°到 90°继续增大时，JF 减小。

不同相角下的*JF*均大于1，因此使用扭曲椭圆管能很好的提升套管式换热器的综合性能。在 *Re*≤3000 的层流状态，当 *Re*=2600，相角为 60°时，双扭曲椭圆管套管式换热器 *JF* 达到最大值，为 1.66。在 *Re*>3000 的湍流状态，当 *Re*=3300，相角为 60°时，双扭曲椭圆管套管式换热器 *JF* 达到最大值，为 1.15。

3 结论

本文数值研究了不同相角的双扭曲椭圆管套管式换热器壳程流体的流动与换热情况，分析了相角对双扭曲椭圆管套管式换热器综合性能的影响，主要结论如下：

(1)与普通直管套管式换热器相比，双扭曲椭圆管套管式换热器壳程内靠近扭曲管附近的流体呈螺线形流动，在同等条件下，综合性能优于普通直管套管式换热器。

(2)随着相角的增大，平均 *Nu* 先增大后减小，当 *Re*=2600 且相角为 60°时，双扭曲椭圆套管式换热器的换热面平均 *Nu* 相比于普通直管套管式换热器增加了 89.4%。同时在相角为 45°，*Re*=10000 时，平均 *Nu* 仍然能够增加 18.1%。在 *Re*=2600 时，相角为 0° 和 60° 时的换热面平均 *Nu* 最大相差 47%。

(3)雷诺数相同时，随着相角的增大，阻力系数 *f* 逐渐增大，在 *Re*=2600，相角为 90° 时，双扭曲椭圆管套管式换热器环形通道内 *f* 相比与普通直管套管式换热器增加了 58%。

(4)在 *Re* 小于 6000 时，相角为 60°的双扭曲椭圆管套管式换热器 *JF* 始终最大，在 *Re* 大于等于 6000 时，相角为 45°的双扭曲椭圆管套管式换热器 *JF* 始终最大。不同相角下的双扭曲椭圆管套管式换热器 *JF* 均大于 1，因此使用扭曲椭圆管能很好的提升套管式换热器的综合性能。在 *Re*≤3000 的层流状态，当 *Re*=2600，相角为 60°的双扭曲椭圆管套管式换热器 *JF* 达到最大值，为 1.66。在 *Re*>3000 的湍流状态，当 *Re*=3300，相角为 60°的双扭曲椭圆管套管式换热器 *JF* 达到最大值，为 1.15。

参考文献：

[1]Chang K S, Choi J S, Kim J S. Laminar fluid flow in a twisted elliptic tube[J]. Ksme Journal, 1988, 2: 44-51.

[2]Guo A N, Wang L B. Parametrization of secondary flow intensity for laminar forced convection in twisted elliptical tube and derivation of loss coefficient and Nusselt number correlations by Numerical analysis[J]. ·International Journal of Thermal Sciences, 2020, 155: 106425.

[3]Bishara f, Jog M A, Manglik R M. Computational simulation of swirl enhanced flow and heat transfer in a twisted oval tube[J]. Journal of Heat Transfer, 2009, 131(8).

[4]Yu C, Zhang H, Wang Y, et al. Numerical study on turbulent heat transfer performance of twisted oval tube with different cross sectioned wire coil[J]. Case Studies in Thermal Engineering, 2020, 22: 100759.

[5]Liu S, Yin Y, Tu A, et al. Experimental investigation on shell-side performance of a novel shell and tube oil cooler with twisted oval tubes[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2020, 152: 106290.

[6]Barraza-Colón J, Picón-Núñez M. Improved heat recovery using twisted tube exchanger technology[J]. Cleaner Engineering and Technology, 2022, 10: 100557.

[7]Akpinar E K, Bicer Y, Yildiz C, et al. Heat transfer enhancements in a concentric double pipe exchanger equipped with swirl elements[J]. International communications in heat and mass transfer, 2004, 31(6): 857-868.

[8]Ali M A, Shehab S N. Numerical analysis of heat convection through a double-pipe heat exchanger: Dimpled influence[J]. Journal of Engineering Research, 2023, 11(1): 100016.

[9]Zhang Z, Ding Y, Guan C, et al. Heat transfer enhancement in double-pipe heat exchanger by means of rotor-assembled strands[J]. Chemical Engineering and Processing: Process Intensification, 2012, 60: 26-33.

[10]Hasgul C, Cakmak G. Heat transfer analysis of double tube heat exchanger with wavy inner tube[J]. Thermal Science, 2022, 26(4 Part B): 3455-3462.

[11]韩怀志, 李炳熙, 何玉荣, 等. 外凸式波节套管换热器壳程流动与传热机理的数值模拟[J]. 化工学报, 2014, 65(S1): 85-94.

[12]Luo C, Song K W, Tagawa T. Heat transfer enhancement of a double pipe heat exchanger by Co-Twisting oval pipes with unequal twist pitches[J]. Case Studies in Thermal Engineering, 2021, 28: 101411.

[13]Luo C, Song K W, Tagawa T, et al. Heat Transfer Enhancement in a Novel Annular Tube with Outer Straight and Inner Twisted Oval Tubes[J]. Symmetry, 2020, 12(8): 1213.

[14]林建忠. 流体力学[M]. 清华大学出版社有限公司, 2005.

[15]帕坦卡著, 张政译. 传热与流体流动的数值计算[M].北京:科学出版社,1984.

[16]吴予牛. 计算流体力学基本原理[M].北京:科学出版社,2001.

[17]李敬法, 石国赟, 陈宇杰, 等. 流动与传热数值计算通用控制方程的研究[J].北京石油化工学院学报,2020,28(04):18-23

[18]Gnielinski V. Heat transfer coefficients for turbulent flow in concentric annular ducts[J]. Heat transfer engineering, 2009, 30(6): 431-436.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233371

矩形流道内密度极值流体 Poiseuille-Rayleigh-Benard 对流传热研究

朱玉枝，李友荣*

（重庆大学能源与动力工程学院，重庆, 400044）

（E-mail: liyourong@cqu.edu.cn）

摘 要：为了研究密度极值流体 P-R-B 对流流动和传热性能，采用有限容积法对具有不同宽高比水平流道内冷水的 Poiseuille-Rayleigh-Bénard（P-R-B）对流进行了三维数值模拟。结果表明，随着密度倒置参数的增加，Rayleigh-Bénard 对流减弱，表明密度倒置参数对二次流动具有抑制作用。充分发展段平均 Nusselt（Nu）数随 Rayleigh 数和截面宽高比的增大而增加，随密度倒置的增大而减小。基于计算结果，得到了密度极值流体 P-R-B 对流充分发展段的传热关联式。

关键词： Poiseuille-Rayleigh-Benard 对流，密度倒置参数，流型，传热，数值模拟

0 前言

对于下部加热、上部冷却的水平流体层，当温差超过某一临界值后，水平流体层内将会发生热对流，这种流动被称为 Rayleigh-Bénard（R-B）对流。如果整个液层还存在一个定向的泊肃叶流动，则称为 Poiseuille-Rayleigh-Bénard（P-R-B）对流。P-R-B 对流问题由于在太阳能集热器、电子元器件的冷却、加热基板上制备薄膜或涂层的化学气相沉积（CVD）等工业生产过程中的广泛应用而备受关注。

对早期的 P-R-B 对流，特别是关于无限大液层内 P-R-B 对流的研究，Nicolas[1]进行了很好的总结和评述。近年来，关于 P-R-B 对流的研究主要集中于有限宽高比的矩形流道内，在流型结构的多样性及其稳定性方面取得了重要进展。Mergui 等[2]对空气 P-R-B 对流中纵向滚胞的形成及发展进行了实验和数值计算，发现，纵向滚胞总是从入口处两侧壁附近的速度边界层内开始发展，并沿翼展方向向流道中心区域发展，滚胞数目与流体入口温度和截面宽高比有关，而且一定为偶数。Benderradji 等[3]通过实验和数值模拟相结合的方法研究了恒定热流密度加热下水混合对流中纵向滚胞的产生机制，研究发现，瑞利数较低时由侧壁引起的热扰动引发，瑞利数较高时由侧壁效应和底部边界层超临界垂直梯度共同作用引起，且当 Ra/Re^2 接近 18 时，两种机制将发生转变。Bonnefoi 等[4-5]对水平矩形流道内水混合对流的热不稳定性进行了实验和数值模拟，研究表明，流道内流动结构由两个纵向滚胞嵌入一个主要的横向滚胞组成，并给出了恒定热流密度加热时[Re, Ri]平面的稳定性图。Taher 等[6]对恒定热流密度条件下常温水的混合对流进行了数值模拟，并与实验结果进行对比，发现沿流动方向存在入口区、充分发展区、失稳区和湍

基金项目：国家自然科学基金资助项目 (No. 52076017).

流区四个区域，并给出了失稳区和湍流区开始时的特征长度与瑞利数和雷诺数的关系式。Nicolas 等[7-9]基于四种不同的数值方法，建立了水平矩形通道中三维混合对流的数值基准解，并分析了产生温度梯度不连续的壁面热边界条件对结果的影响。Nassim 等[10]使用热晶格玻尔兹曼方法对从下加热的水平通道中的混合对流进行了二维数值模拟，发现等温线、速度、平均 Nusselt 数分布等与其他文献一致，验证了该数值代码的准确性。

在 P-R-B 对流中，各种流型结构将会改变壁面传热传质特性，使得壁面温度或热流分布不均，从而对工业生产过程产生影响。因此，国内外学者们对 P-R-B 对流的传热特性进行了深入研究。Boulemtafes-Boukadoum 等[11]数值研究了纵横比和雷诺数对太阳能空气加热器内传热的影响，研究发现，当雷诺数增加时，传热可能增强或削弱，取决于加热器的纵横比。Taher 等[12]采用平面激光诱导荧光技术，对宽高比为 10 的矩形流道内水 P-R-B 对流中纵向滚胞的传热特性进行了实验研究，根据不同瑞利数和雷诺数下的实验结果，建立了充分发展区努塞尔数的传热关联式。Nicolas X 和 Mergui[13]通过在入口处速度剖面中引入谐波机械激励来调控流型结构，获得更均匀的时间平均传热，其效果主要与 *Re* 数、*Ra* 数、扰动频率与幅度等相关。宁利中等[14]对不同雷诺数和倾斜角工况下的倾斜腔体中的 PRB 对流进行了数值模拟，发现不同对流区域处 *Nu* 数随腔体倾斜角的变化规律不同。Liu 和 Gau[15]对底部加热条件下水平发散或收敛通道中的传热性能进行了分析比较，结果发现，发散通道中减速的不稳定效应导致更明显的传热强化，而收敛通道中加速的稳定效应则引起相反的结果。

上述所有 P-R-B 对流的国内外研究中，采用的工质均为空气、水等满足 Boussinesq 假设的常规流体，而密度极值流体 P-R-B 对流研究较少。然而，在实际生产过程和自然现象中，总是存在一些密度极值流体，即密度随温度不是单调变化的工质，例如，如环己烷/氧气混合物[16]、冷水[17]等。冷水是一种常用的蓄冷及冷却介质，自然界也常发生水的结冰和冰的融化现象，以及工业过程中的电子元器件冷却等。由于密度倒置特性的存在，冷水 P-R-B 对流流动和传热性能较常规流体将更加复杂，因此本文采用三维数值模拟的方法对其展开研究。

1 物理数学模型

水平矩形流道内密度极值流体 P-R-B 对流的物理模型，如图 1 所示。截面为矩形的水平流道长为 l，宽为 b，高为 h。水平流道由入口段和加热段组成，加热段顶部壁面维持较低温度 T_c，底部壁面维持较高温度 T_h，其余壁面均绝热。温度为 T_m 的流体由入口流入，首先流经绝热入口段，以获得充分发展的 Poiseuille 流动，再进入加热段内进行对流换热，密度最大值所对应的温度 T_m 位于 T_c 和 T_h 之间，最后从出口流出。

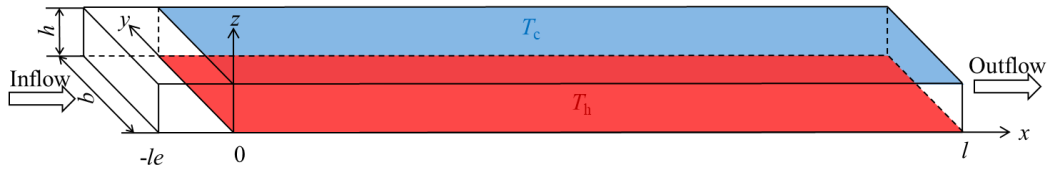


图 1. P-R-B 对流物理模型

为简化模型，引入以下基本假设：(1) 冷水为不可压缩牛顿流体，且流动状态为层流；(2) 除浮力项中的密度外，所有物性参数均为常数；(3) 固体壁面满足无滑移边界条件，忽略粘性耗散。

浮力项中冷水密度采用文献[17]提出的非线性密度公式，其随温度的变化关系如下：

$$\rho(T)=\rho_{\mathrm{m}}\left(1-\gamma\left|T-T_{\mathrm{m}}\right|^{\mathrm{q}}\right) \tag{1}$$

式中，ρ_{m} 为密度最大值，ρ_{m}=999.972 kg/m^3，其对应的温度 T_{m}=4.029325℃，热膨胀系数 γ=9.297173×10^{-6}(℃)$^{-q}$，指数 q=1.894816。另外，冷水的其余热物性参数在所研究的范围内变化较小，均取参考温度 T_{m} 所对应的值，如表 1 所示。

表 1 T_{m}=4.029325℃时冷水的物性参数

物性参数	符号	数值	单位
导热系数	λ	0.569	W/(m·K)
运动粘度	ν	1.567×10^{-6}	m^2/s
热扩散系数	α	1.354×10^{-7}	m^2/s
Prandtl 数	Pr	11.573	-

分别以 h，u_{m}，ρu_{m}^2 和 h/u_{m} 为长度、速度、压力和时间的无因次参考尺度，则描述水平矩形流道内密度极值流体 P-R-B 对流的无因次控制方程为：

质量守恒方程：

$$\nabla\cdot\boldsymbol{V}=0 \tag{2}$$

动量守恒方程：

$$\frac{\partial\boldsymbol{V}}{\partial\tau}+(\boldsymbol{V}\cdot\nabla)\boldsymbol{V}=-\nabla P+\frac{1}{Re}\nabla^2\boldsymbol{V}+\frac{Ra}{Pr\,Re^2}\left|\Theta-\Theta_{\mathrm{m}}\right|^{q}\boldsymbol{e}_z \tag{3}$$

能量守恒方程：

$$\frac{\partial\Theta}{\partial\tau}+\boldsymbol{V}\cdot\nabla\Theta=\frac{1}{PrRe}\nabla^2\Theta \tag{4}$$

其中，$\boldsymbol{V}$ 为无量纲速度矢量，Θ 为无量纲温度，Θ=(T-T_{c})/(T_{h}–T_{c})，$\boldsymbol{e}_{\mathrm{Z}}$ 为垂直方向上无量纲单位矢量。Prandtl (Pr)数、密度倒置参数 Θ_{m}、Rayleigh(Ra)数、Reynolds(Re)数和截面宽高比 B 分别定义为：

$$Pr=\frac{\nu}{\alpha},\ \Theta_{\mathrm{m}}=\frac{T_{\mathrm{m}}-T_{\mathrm{c}}}{T_{\mathrm{h}}-T_{\mathrm{c}}},\ Ra=\frac{g\gamma\left(\Delta T\right)^{q}h^3}{\alpha\nu},\ Re=\frac{u_{\mathrm{m}}h}{\nu},\ B=\frac{b}{h} \tag{5}$$

无因次变换后定解条件如下：

入口处（X=-Le, 0≤Y≤B, 0≤Z≤1）

$$U=1,\ V=W=0,\ \Theta=\Theta_{\mathrm{m}} \tag{6}$$

入口段上/下壁面（Z=0/1, -Le≤X≤0, 0≤Y≤B）

$$\frac{\partial\Theta}{\partial Z}=0 \tag{7}$$

侧壁面（Y=0, Y=B, -Le≤X≤L, 0≤Z≤1）

$$U = V = W = 0,\ \frac{\partial \Theta}{\partial Y} = 0 \tag{8}$$

顶部冷壁面（Z=1, 0≤X≤L, 0≤Y≤B）

$$U = V = W = 0,\ \Theta = 0 \tag{9}$$

底部热壁面（Z=0, 0≤X≤L, 0≤Y≤B）

$$U = V = W = 0,\ \Theta = 1 \tag{10}$$

出口处（X=L, 0≤Y≤B, 0≤Z≤1）

$$\frac{\partial U}{\partial X} = \frac{\partial V}{\partial X} = \frac{\partial W}{\partial X} = \frac{\partial \Theta}{\partial X} = 0 \tag{11}$$

式中，L=l/h 为流道加热段的长高比，Le=le/h 为流道入口段的长高比。初始化时，流体的速度和温度与入口边界规定的速度和温度相等。

传热性能可通过翼展方向平均 Nusselt 数（$Nu_{\mathrm{m,sp}}$）描述，其定义如下：

$$Nu_{\mathrm{m,sp}} = \frac{1}{B}\int_0^B Nu\mathrm{d}Y \tag{12}$$

控制方程用有限容积法进行离散，压力-速度耦合采用 SIMPLE 算法处理，对流项采用 QUICK 格式，扩散项采用二阶中心差分格式。采用定时间步长模拟计算，在同一时间步下，当温度和速度前后两次最大迭代相对误差小于 10^{-5} 时，则认为计算收敛。

计算域采用非均匀六面体网格，由于顶部、底部和侧壁处流动速度和温度梯度变化较大，为了确保精度对壁面附近处进行网格加密，矩形流道任意 Y-Z 面的网格分布如图 2 所示。对于截面宽高比 B=2、5 和 10 的矩形流道，在不同雷诺数、瑞利数和密度倒置参数下划分四组不同数量的网格进行模拟计算以验证网格的独立性，对不同网格数下底部壁面平均努塞尔数进行比较，结果如表 2 所示。从计算结果可以看出，随着网格数的增加，Nu_{ave} 变化较小，综合考虑计算时间和计算精度，对于不同截面宽高比的矩形流道，均采用第三套网格进行后续数值计算。

为了检验数值方法的正确性，将 Pr=6.4、Re=1.02 和 Ra=3494 时数值计算结果与 Ouazzani 等[18]实验结果进行比较，计算所得 X=15.7、Z=0.5 处垂直速度沿翼展方向的分布与实验结果吻合良好。同时，对 Pr=0.7、Ra=5000 和 Re=50 时的 P-R-B 对流进行数值计算，X=12 和 X=32 截面上的温度分布如图 4 所示，显然，计算所得的温度场与文献[19]一致。另外，计算所得无量纲温度沿 Y 方向的分布与文献结果也吻合较好。因此，本文所用的计算方法是可靠的。

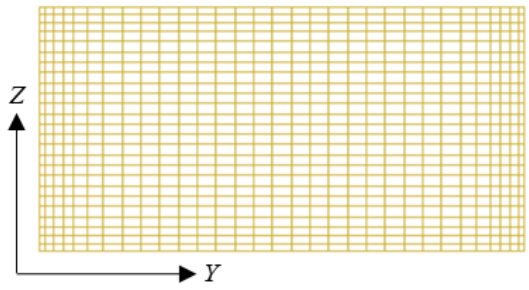


图 2 B=2 的水平矩形流道截面网格

表 2 网格无关性验证

B	Θ_m	Re	Ra	mesh	$Nu_{m,h}$
2	0.3	25	5×10^4	280544	2.978
				435240	3.015
				679675	3.029
				1057199	3.023
5	0.1	10	3×10^4	624848	3.360
				970920	3.352
				1512825	3.357
				2331014	3.356
10	0.5	50	7×10^4	1160432	1.959
				1791180	1.961
				2784475	1.967
				4292477	1.965

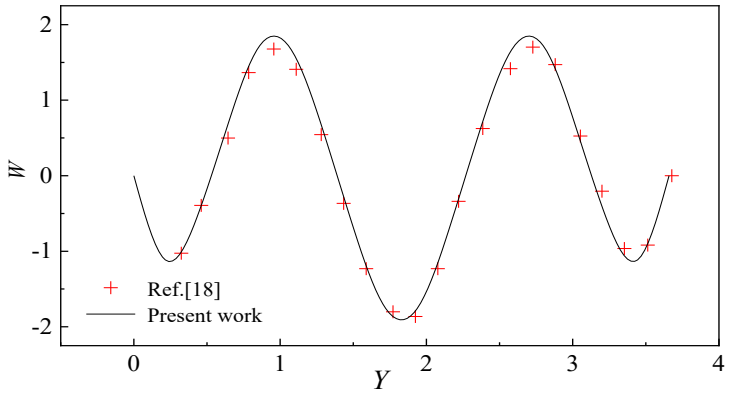


图 3. X=15.7 和 Z=0.5 处垂直速度沿翼展方向的分布

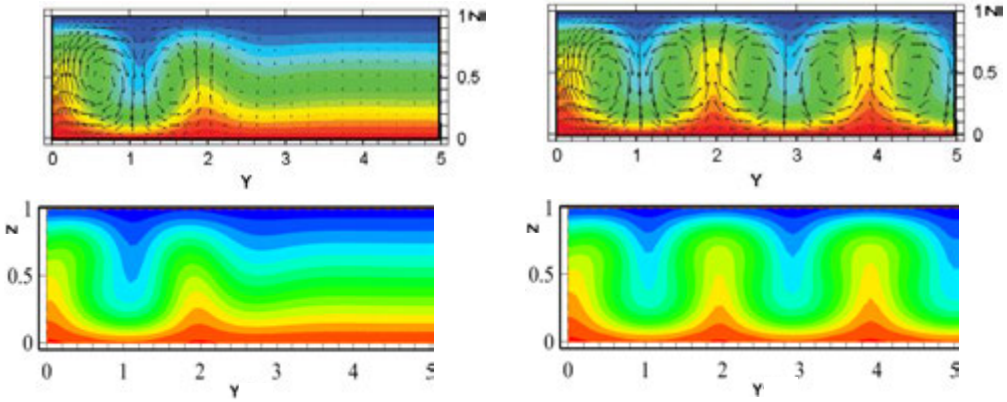


图 4. Pr=0.7、Ra=5000 和 Re=50 时 X=12 和 X=32 截面上的温度分布

上：Rahli 等[19]结果；下：本文计算结果

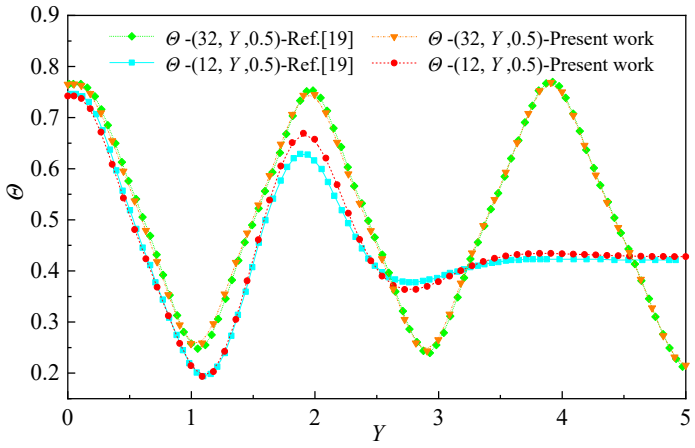
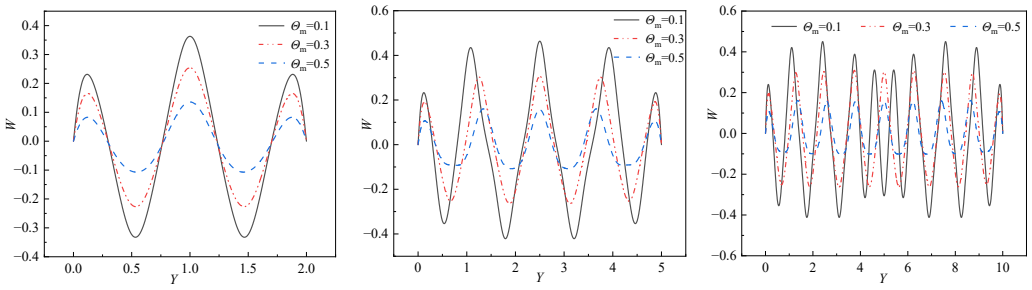


图 5. 不同截面沿 Y 方向的无量纲温度变化

2 结果分析

2.1 流动特性

图 6 给出了 Re=20 和 Ra=6×10⁴ 时不同密度倒置参数和宽高比下无量纲垂直流速 W 沿翼展方向的分布。由图可知，无量纲垂直流速沿翼展方向均呈对称分布，并在壁面处和滚胞中心处为零。还可以发现，不同宽高比下，随着密度倒置参数的增加，无量纲垂直流速逐渐减小，表明密度倒置参数对二次流动具有抑制作用，且密度倒置参数越大，抑制作用越明显。在 B=2 流道内，随着密度倒置参数的增加，无量纲垂直流速达到极值的位置基本一致，而随着宽高比增加，无量纲垂直流速达到极值的位置发生偏移。在 B=10 的大高宽比流道内，侧壁对流道中心的抑制作用减弱，又由于密度倒置参数为 0.1 时对流动的抑制作用较 0.3 和 0.5 更小，流道内中心滚胞会发生分裂，产生一对附加滚胞，使系统的总能量达到最低，以维持系统的稳定。

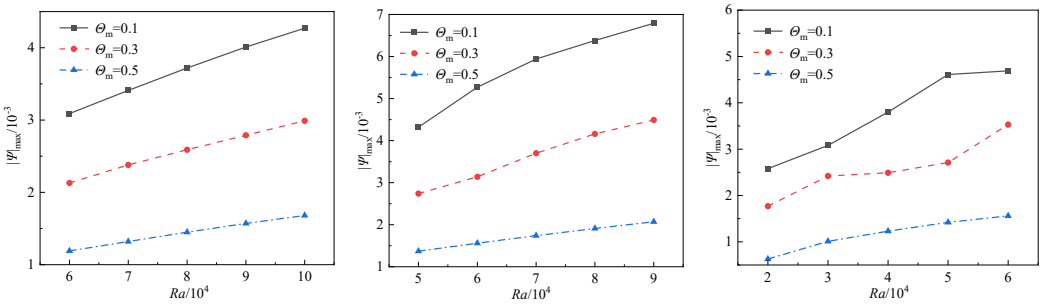


(a) B=2　　(b) B=5　　(c) B=10

图 6. Re=20 和 Ra=6×10⁴ 时不同 Θ_m 和 B 下无量纲垂直流速 W 沿翼展方向分布

图 7 给出了 Re=10 不同密度倒置参数和宽高比下 X=110 截面最大流函数 $|\Psi|_{max}$ 随 Ra 数的变化。可以发现，不同宽高比流道内最大流函数均随 Ra 数的增大而逐渐增大，这说明截面上的流动强弱与浮升力大小密切相关，浮升力越大，二次流动越强。在密度极值

流体 R-B 对流系统中，密度极大值通常位于液层中间某一位置，在密度极大值以上和以下的流体层中，密度梯度的方向是完全不同的，当密度倒置 Θ_m=0.1 时，此时密度倒置特性对流道内二次流动的抑制作用较弱，随着密度倒置参数的增加，密度极值点上部稳定流体层的抑制作用对整个系统的影响将会更加强烈，流道内二次流动强度降低，最大流函数急剧减小。还可以看出，在 B=10 流道内，纵向滚胞发生分裂时，系统的总动能降低，截面上的流动强度减弱，最大流函数下降。

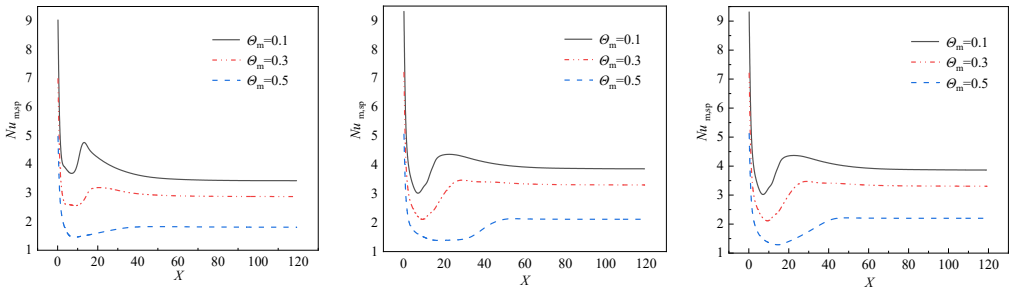


(a) B=2　　(b) B=5　　(c) B=10

图 7. Re=10 时不同 Θ_m 和 B 下 X=110 截面最大流函数$|\Psi|_{max}$随 Ra 数变化

2.2 传热特性

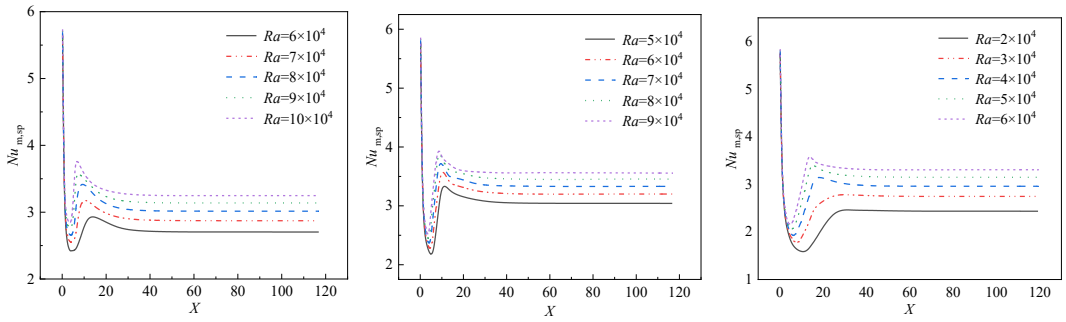
图 8 为 Re=20 和 Ra=6×10^{4}时不同密度倒置参数和宽高比下翼展方向平均 Nu 数沿 X 的变化。由图可以看出，翼展方向平均 Nu 数沿 X 的变化可分为三个区域：首先是入口附近的强制对流区域，此时浮力对流还未形成，沿流动方向底壁热边界层不断增厚，Nu 数逐渐减小；其次是混合对流发展区，此时上升的热流体沿着底部加热壁面的侧壁生长，并在两侧壁附近分别产生第一对纵向滚胞，随着流动向下游移动，纵向滚胞向翼展中心区域发展，Nu 数逐渐增大并达到某一最大值；最后是混合对流充分发展区，Nu 数逐渐较小并趋于恒定值，此时换热强度将保持不变。不同宽高比下，随着密度倒置参数的增加，流体与下壁面的温差减小，流道内温度不均匀性较小，浮升力作用减弱，平均 Nu 数减小。还可以看出，随着密度倒置参数的增加，平均 Nu 数达到最大值的所对应的位置越大。



(a) B=2　　(b) B=5　　(c) B=10

图 8. Re=20 和 Ra=6×10^{4}时不同 Θ_m 和 B 下翼展方向平均 Nu 数沿 X 变化

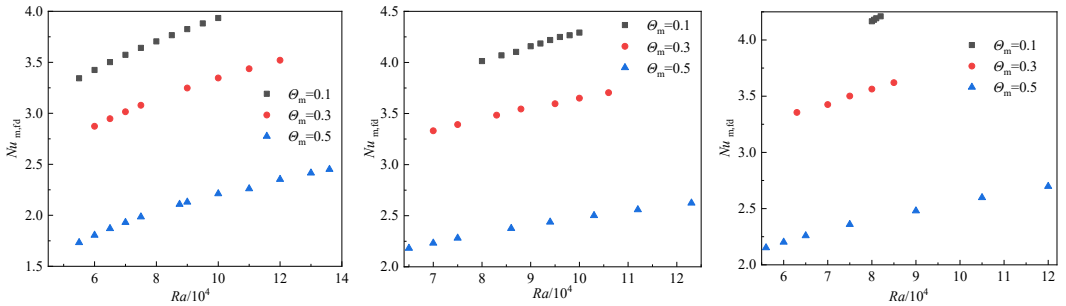
图 9 给出了 Re=10 和 Θ_m=0.3 时不同宽高比流道内纵向滚胞翼展方向平均 Nu 数随 Ra 的变化。由图可知，不同宽高比下翼展方向平均 Nu 数均随 Ra 数的增加明显增大，这是由于 Ra 数越大，流动内的浮力作用越强，流体以更大的垂直流速冲刷上、下壁面附近的热边界层，增强了流道内的传热。还可以看出，在相同的 Ra 数和密度倒置参数下，B=2 流道内侧壁的限制作用增强，沿翼展方向温度不均匀性更大，流道内将更早的出现浮力对流，随着宽高比的增加，沿翼展方向不均匀性相对较小，浮力对流出现的位置将向下游移动。此外，在相同宽高比下，随着 Ra 数增加，流体与下壁面的温差增大，流道内温度不均匀性增大，侧壁将更早的产生第一对纵向滚胞，纵向滚胞的建立长度将减小。



(a) B=2　　(b) B=5　　(c) B=10

图 9. Re=10 和 Θ_m=0.3 时不同 B 下翼展方向平均 Nu 数随 Ra 数变化

P-R-B 对流整体的传热性能可以用充分发展区平均 Nu 数来衡量，图 10 给出了不同密度倒置参数和宽高比下流道内充分发展区平均 Nu 数随 Ra 数的变化。由图可知，随着瑞利数的增加，充分发展区平均 Nu 数增大，流道内传热得到明显增强。还可以看出，当密度倒置参数和瑞利数一定的时，随着宽高比的增加，充分发展区 Nu 数增大，并且增大的幅度逐渐减小。这是因为宽高比较小时，在侧壁较强的限制作用下，流动较弱，传热能力较差，随着宽高比的增加，流道内形成了更多的热对流滚胞，流体的流动和掺混更加强烈，并且侧壁的限制作用逐渐减弱，流动变强，传热能力明显增强。



(a) B=2　　(b) B=5　　(c) B=10

图 10. 不同 Θ_m 和 B 下流道内充分发展区平均 Nu 数随 Ra 数变化

根据计算结果，拟合得到充分发展区平均 Nu 数 $Nu_{m,fd}$ 关于密度倒置参数 Θ_m、Ra 数

和宽高比 B 的传热关联式如下：

$$Nu=(3+0.405B)(0.0468-0.0642\Theta_{\mathrm{m}})Ra^{(0.282-0.005B+0.098\Theta_{\mathrm{m}})} \tag{13}$$

该式适用于 $2\le B\le 10$、$10\le Re\le 25$ 和 $5.5\times10^4\le Ra\le 1.36\times10^5$ 范围内水平矩形流道内冷水 P-R-B 对流充分发展区的流动。图 11 给出了充分发展段 Nu 数的数值计算结果与拟合结果的对比，可以发现数值模拟结果与拟合结果的偏差在±6.3%以内。

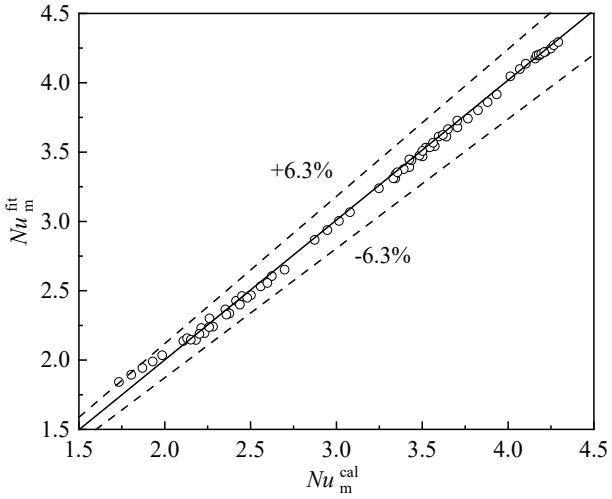


图 11. 充分发展区平均 Nu 数计算结果与拟合值对比

4 结 论

通过对具有不同宽高比水平矩形流道内密度极值流体 P-R-B 对流的数值模拟，结果表明：

(1) 不同宽高比下，随着密度倒置参数的增加，Rayleigh-Bénard 对流减弱，表明密度倒置参数对二次流动具有抑制作用，且密度倒置参数越大，抑制作用越明显。

(2) 随着密度倒置参数的增加，翼展方向平均 Nu 数减小，传热显著下降，且平均 Nu 数达到最大值所对应的 X 越大。

(3) 充分发展区平均 Nu 数随着 Ra 数和 B 的增大而增加，随着密度倒置参数 Θ_{m} 的增大而减小。基于数值计算结果，获得了充分发展区平均 Nu 数关于 Θ_{m}、Ra 数和宽高比 B 传热关联式。

参考文献

[1] Nicolas X. Bibliographical review on the Poiseuille-Rayleigh-Bénard flows: the mixed convection flows in horizontal rectangular ducts heated from below[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2002, 41(10): 961-1016.

[2] Mergui S, Nicolas X, Hirata S. Sidewall and thermal boundary condition effects on the evolution of longitudinal rolls in Rayleigh-Benard-Poiseuille convection[J]. Physics of Fluids, 2011, 23: 084101.

[3] Benderradji A, Haddad A, Taher R, et al. Characterization of fluid flow patterns and heat transfer in

horizontal channel mixed convection[J]. Heat Mass Transfer, 2008, 44: 1465-1476.

[4] Bonnefoi C, Abid C, Medale M, et al. Poiseuille-Benard instability in a horizontal rectangular duct water flow[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2004, 43(8):791-796.

[5] Abid C, Medale M, Papini F, et al. Mixed convection in a horizontal rectangular duct heated from below[J]. International Journal of Low-Carbon Technologies,1,3(2006-01-07), 2006(3):236-244.

[6] Taher R, Ahmed M M, Haddad Z, et al. Poiseuille-Rayleigh-Benard mixed convection flow in a channel: Heat transfer and fluid flow patterns[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 180: 121745.

[7] Medale M, Nicolas X. Call for contributions: Towards numerical benchmark solutions for 3D mixed convection flows in rectangular channels heated from below[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2006, 45(4):331-333.

[8] Nicolas X, Medale M, Glockner S, et al. Benchmark solution for a three-dimensional mixed-convection flow, Part 1: Reference solutions[J]. Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals, 2011, 60(5): 325-345.

[9] Nicolas X, Gounand S, Medale M, et al. Benchmark solution for a three-dimensional mixed-convection flow, Part 2: Analysis of Richardson extrapolation in the presence of a singularity[J]. Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals, 2011, 60(5): 346-369.

[10] Nassim N M, Houat S, Saidi N, Simulation of mixed convection in a horizontal channel heated from below by the lattice Boltzmann method [J]. European Physical Journal Applied Physics, 2017, 78(3): 34806.

[11] Boulemtafes-Boukadoum A, Abid C, Benzaoui A. 3D numerical study of the effect of aspect ratio on mixed convection air flow in upward solar air heater[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2020, 84: 108570.

[12] Taher R, Abid C. Experimental determination of heat transfer in a Poiseuille-Rayleigh-Bénard flows[J]. Heat Mass Transfer, 2018, 54: 1453-1466.

[13] Nicolas X, Mergui S. Harmonic mechanical excitations of steady convective instabilities: A means to get more uniform heat transfers in mixed convection flows?[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014, 77: 419-438.

[14] 宁利中, 张珂, 宁碧波, 等. 倾斜 Poiseuille-Rayleigh-Benard 流动的对流分区与动力学特性[J]. 物理学报, 2020, 69(12): 283-291.

[15] Liu C W, Gau C. Onset of secondary flow and enhancement of heat transfer in horizontal convergent and divergent channels heated from below[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2004, 47(25):5427-5438.

[16] Palymskiy I B, Fomin P A, Li Y R, et al. Rayleigh-Bénard convection in a gas-vapor medium at the temperature close to the critical temperature[J]. Journal of Physics: Conference Series, 2019, 1382: 012200.

[17] Gebhart B, Mollendorf J C. New density relation for pure and saline water[J]. Deep Sea Research, 1977, 24(9): 831-848.

[18] Ouazzani M T, Platten J K, Mojtabi A. Experimental-study of mixed convection between 2 horizontal plates at different temperatures-II[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1990, 33(7): 1417-1427.

[19] Rahli O, Bennacer R, Bouhadef K, et al. Three-dimensional mixed convection heat and mass transfer in a rectangular duct: case of longitudinal rolls[J]. Numerical Heat Transfer, Part A: Applications, 2011, 59(5): 349-371.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233372

相变材料与液冷复合电池热管理系统研究

吴俊辉，邱雪梅，范瑞金，周天，郑年本*，孙志强*

(中南大学能源科学与工程学院，湖南长沙 410083)

(Tel: 0731-88879863, Email: zhengnb@csu.edu.cn, zqsun@csu.edu.cn)

摘要：本文针对相变材料潜热有限导致电池热管理失效问题提出了一种新型液冷结构，即翅片和液冷复合系统，以恢复相变材料的潜热。采用数值模拟方法研究了电池间距、液冷结构参数以及冷却液流速等因素对复合系统热管理性能的影响，并确定了最佳参数取值。结果表明，采用三种液冷运行模式都能将电池模组温度稳定地控制在 50℃以内。此外，通过优化液冷运行时间，可以保证相变材料的潜热得到及时恢复，并且实现相变材料潜热的最大化利用。

关键词：锂离子电池；热管理；相变材料；液冷

0 前言

锂离子动力电池具有能量密度高、自放电率低、循环寿命长等优点，成为了新能源汽车的首选储能单元。然而，锂离子电池在充放电过程中存在产热问题，这些热量来源于电池内部化学反应可逆热以及由欧姆内阻和极化内阻产生的不可逆热[1-2]，如果这些热量不能及时释放出去，将导致电池温度不断升高，造成电池材料老化、容量减少、充放电性能衰退[3-4]，严重时甚至引发热失控、自燃爆炸事故[5-6]，因此采取合理有效的电池热管理方法是保障电动汽车安全运行的关键。

现有的锂离子电池冷却方式包括空气冷却、液体冷却、热管冷却以及相变材料冷却，其中相变材料冷却方式具有无功耗，温控性能好，安装简单等优势，在锂离子电池热管理方面更具有应用前景[7]。然而相变材料的潜热是有限的，相变材料吸热电池热量超过相变区间后，潜热利用完毕，进入液态显热储热阶段，蓄热能力显著下降，成为热绝缘材料[8]，Zhang[9]等人通过实验证明，采用单一相变材料热管理，经过四次充放电循环后，电池温度升高了 13.27 ℃。因此，相变材料耦合其它热管理技术十分有必要，以满足电池实际充放电应用场合。

目前基于相变材料的复合热管理研究主要集中在空气-相变材料与液体-相变材料热管理技术，相比空气-相变材料热管理技术，液体-相变材料热管理技术可以在相变材料内部布置管道，冷却能力更强，在电池模组高倍率放电下能对内部相变材料进行更及时有效的冷却，成为了研究的重点[10]。

液体-相变材料热管理系统按液冷结构可分为液冷管式-相变材料复合热管理系统[11]和液冷板式-相变材料热管理系统[12]。Rao [13]等人设计了微管道液冷结合相变材料的电池热管理系统，实验结果表明，微管道液冷能够及时将内部相变材料的热量带走，达到避免了相变材料失效的目的。Bai[14]等人研究发现，在 5 个充放电循环后，液冷板结合相变材料的热管理系统仍然能够有效低限制电池最高温度以及提升电池温度场的均匀性，证实了液冷结合相变材料进行电池热管理的优越性。

液体-相变材料复合热管理系统需要充分发挥液冷和相变材料热管理的各自优势，其目标是以较低的能耗满足热管理要求。Kong[15]等人基于相变材料温度对液冷系统的流速大小进行调控，使液冷的散热能力和相变材料热工况相匹配，减少了系统功耗。Chen[16]等人采用延迟液冷策略，使相变材料的潜热得到更充分的利用，在没有牺牲热管理性能的情况下将

基金项目：国家自然科学基金青年项目(NO. 51906259)

系统功耗减少了 33.3%。

由于液冷管在相变材料中占据较小的体积，存在着对相变材料冷却不均匀的问题。与此相反，液冷板式-相变材料热管理系统能对相变材料进行均匀的冷却，但液冷板在相变材料中占据较大的体积。而液冷管-翅片-相变材料复合热管理系统[17]可以克服以上两类复合热管理的缺点，在占据较小体积的同时，能对相变材料进行均匀的冷却。然而，目前这类复合热管理系统研究较少。

基于以上研究，本文针对相变材料潜热有限而导致热管理失效问题，设计了翅片和液冷复合的新型液冷结构来恢复相变材料的潜热。本文研究弥补了液冷管-翅片-相变材料复合热管理系统的研究不足，同时实现了相变材料与液冷系统的协调运行。

1 相变材料与液冷复合热管理系统结构设计

相变材料与液冷复合的电池模组散热结构模型如图 1 所示，23 个呈叉排布置的电池包覆于复合定形相变材料中[18]。蛇形液冷管道和导热翅片结合成整体，共同构成液冷系统，翅片嵌入到相变材料中，负责收集相变材料的热量，冷却液在蛇形液冷管道内流动，负责带走热量，冷却液的进口温度为 20 ℃。为了减少电池模组温差，在电池模组上下两侧都布置了液冷系统，并采取逆流布置。电池之间的距离由参数 s、p 决定，外围电池表面到相变材料外边界的距离为 4 mm，系统模型的长度为 l_{mod}，宽度为 w_{mod}，高度与电池的高度保持一致。液冷管的内径为 4 mm，外径为 6 mm，翅片长度为 l，高度为 h，厚度为 w，电池的直径 d_b 为 26 mm，高度 z_b 为 65 mm。外径较大的液冷管布置于相变材料之外，而厚度较小、表面积较大的翅片布置于相变材料内部，克服了传统液冷结构占据体积大、对相变材料冷却不均匀的缺点，同时也有利于提升电池热管理系统的能量密度。在 COMSOL Multiphysics 软件中构建出上述系统的热模型，完成模型验证后开展系统结构参数优化研究。

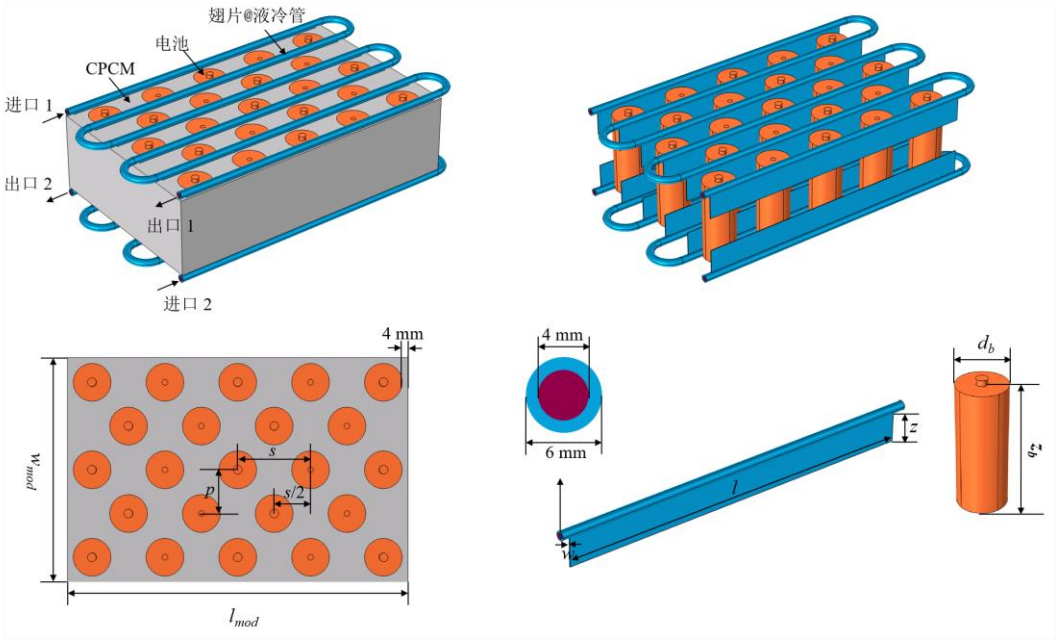


图 1 相变材料与液冷复合的电池模组散热结构

2 模型验证

2.1 网格和步长独立性验证

为了保证计算的可靠性，分别进行网格和时间步长独立性分析。由图 2(a)可以看出，当网格最大尺寸从 0.0229m 降到 0.0157 m 时，温度升高 0.03%，考虑到计算成本，选取 0.0229 m 网格尺寸进行后续的研究计算。从图 2(b)可以看出，时间步长为 5 s 的计算结果与 10 s 时基本一致，因此时间步长选取 10 s 满足计算要求。

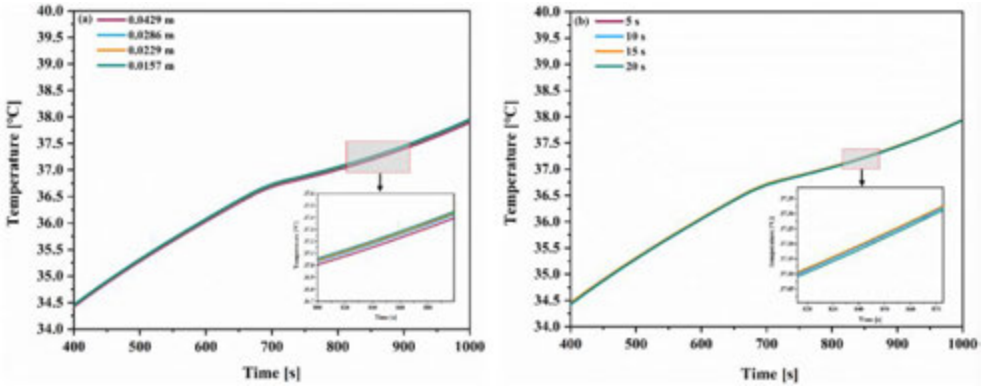


图 2 模型验证: (a)网格独立性验证; (b)步长独立性验证

2.2 数值模拟方法验证

在完成网格、时间独立性分析的基础上，开展模型以及数值模拟方法验证。图 3(a)为实验过程，利用 PC 端的 IT9000 软件，通过充放电仪控制电池的充放电过程，电池表面和相变材料表面的温度由数据采集仪记录，并保存在 PC 端。为了减少实验误差，布置了多组热电偶测量相变材料和电池表面的温度，并取平均值作为最终结果。在自然对流冷却情况下，电池在 3 C 放电倍率下的温升曲线如图 3(b)所示，数值模拟结果和实验值拟合地较好，最大误差为 2.8%在可接受范围内。在相变材料的包覆下，电池在 3 C 放电倍率下的温升曲线如图 3(b)所示，可以看出数值模拟结果与实验值拟合的较好，最大误差在 5%以内。

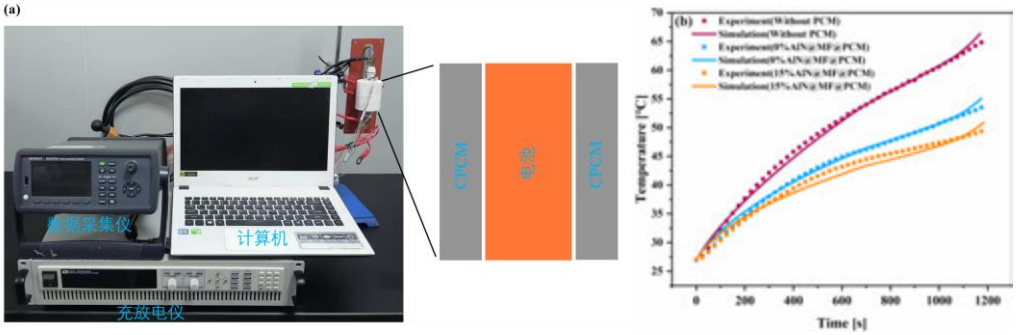


图 3 (a)实验设备；(b)数值模拟验证

3 复合热管理系统结构参数优化研究

3.1 电池间距对热管理性能影响

考虑到电池模组的能量密度和热管理性能，当电池之间的距离过小时，会导致相变材料不足，不利于电池模组的热管理；当电池之间的距离过大时，会导致相变材料过量，降低电池模组的能量密度。由于电池模组采用叉排布置方式，与电池之间的距离直接相关的两个参数为 s、p，如图 1 中所示。考虑到 s、p 之间可能存在交互影响，在不同的 p 值下研究 s 对热管理性能的影响。p 值分别取 20 mm、25 mm、30 mm、35mm，s 值在 35 mm、45 mm、50 mm、55 mm 之间变化。图 4 为 s，p 值变化对电池模组最高温度及温差的影响，当 s 从 35 mm 变化到 50 mm 时，电池模组的最高温度与温差均明显降低，例如当 p= 20 mm 时，最高温度与温差分别降低了 5.66 ℃与 4.15℃；当 s 从 50 mm 变化到 55 mm 时，电池模组的最高温度与温差基本不变，例如当 p=20 mm 时，最高温度与温差分别降低了 0.43 ℃与 0.24℃。因此，电池的横向间距 s 取 50 mm。

p 对模组热管理性能的影响与 s 呈现相似的规律。当 p 从 20 mm 变化到 30 mm 时，电池模组的最高温度及温差均显著降低，例如当 s= 35 mm 时，温度与温差分别下降了 5.86 ℃与 4.35℃；当 p 从 30 mm 变化到 35 mm 时，电池模组的最高温度与温差变化不明显，因

此，电池的纵向间距 p 取 30 mm。

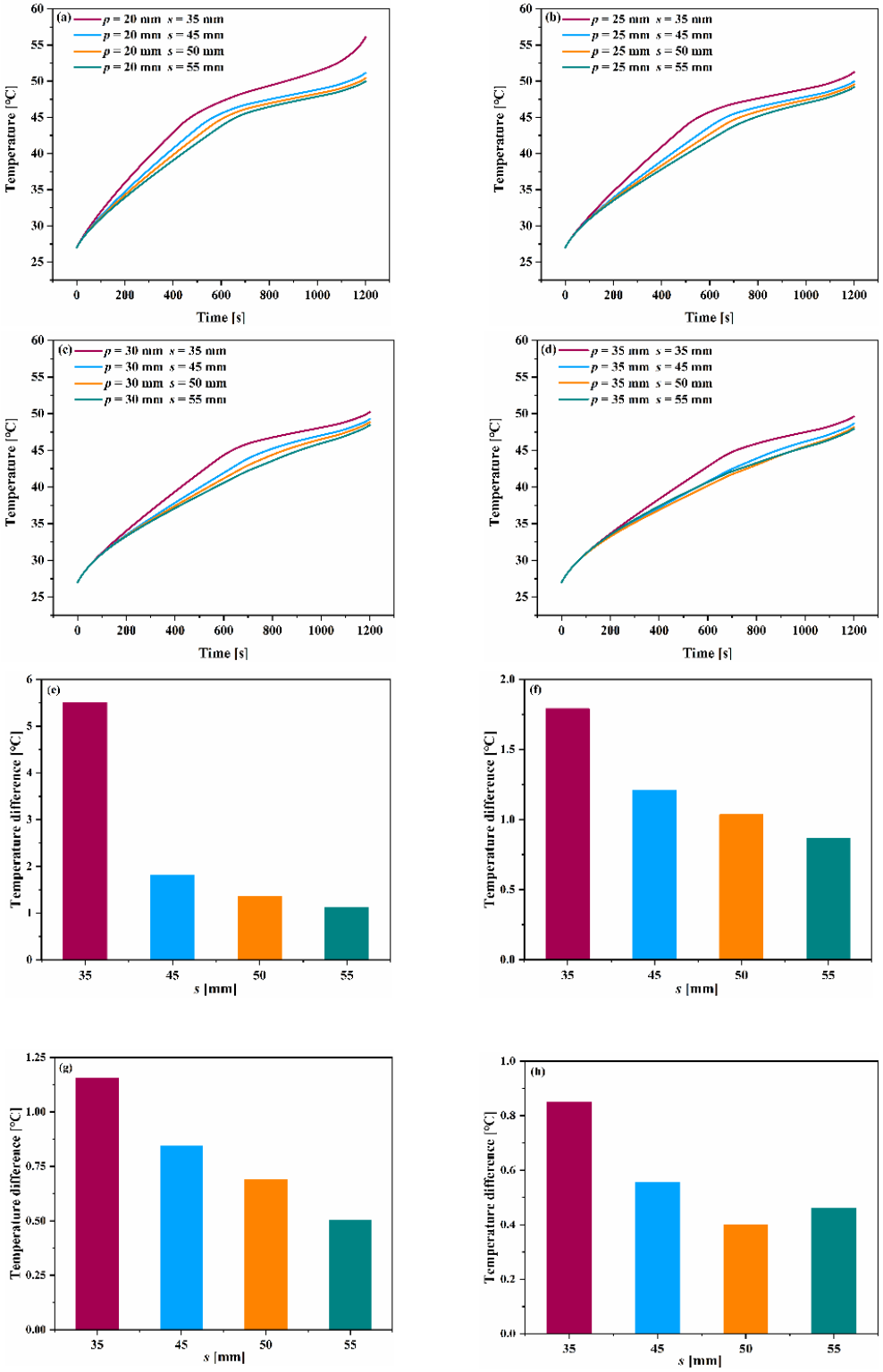


图 4　(a) p=20 mm；(b) p=25 mm；(c) p=30 mm；(d) p=35 mm　时电池模组温度以及(e) p=20 mm；(f) p=25 mm；(g) p=30 mm；(h) p=35 mm　时电池模组温差

3.2 翅片结构对热管理性能影响

液冷系统与相变材料之间依靠导热翅片连接起来，因此其关键结构参数主要包括翅片长度 l、翅片高度 z、翅片厚度 w，需要确定合适的参数值以确保热管理性能，同时提高系统经济性。为了使结果更具有普遍意义，在研究翅片长度与高度时，分别定义了无量纲长度

l^*(翅片真实长度 l 与电池模组的总长度 l_{mod} 之比)与无量纲高度 z(翅片真实高度 z 与电池半高 $z_b/2$ 之比)。

图 5(a)、图 5(b)为 l^*对电池模组表面最高温度与温差的影响，当 l^*从 0.95 增加到 1 时，最高温度与温差分别降低了 0.20 ℃与 0.23℃，表明翅片长度 l^*达到 0.95 后，对热管理系统温控性能基本没有影响，因此，翅片长度 l^*取 0.95(222.30 mm)。图 5(c)、图 5(d)可以看出，当 z^*=0.8 与 z^*=1.0 的最高温度与温差分别降低了 0.05℃与 0.3℃，且 z^*=0.8 时的温差为 2.22℃，综合考虑电池模组最大温度与温差后，翅片高度 z^*取 0.8(26 mm)。随着翅片厚度的增加，模组的温度在减少，但减少的速度逐渐变慢。如图 5(e)、图(f)所示，当翅片厚度从 0.016 增加到 0.020 时，模组最高温度与温差分别降低了 0.22 ℃与 0.21℃，表明当翅片厚度增加到 0.016 时，再增大翅片厚度对模组的最高温度与温差影响不大。因此翅片厚度取 0.016(0.8 mm)。

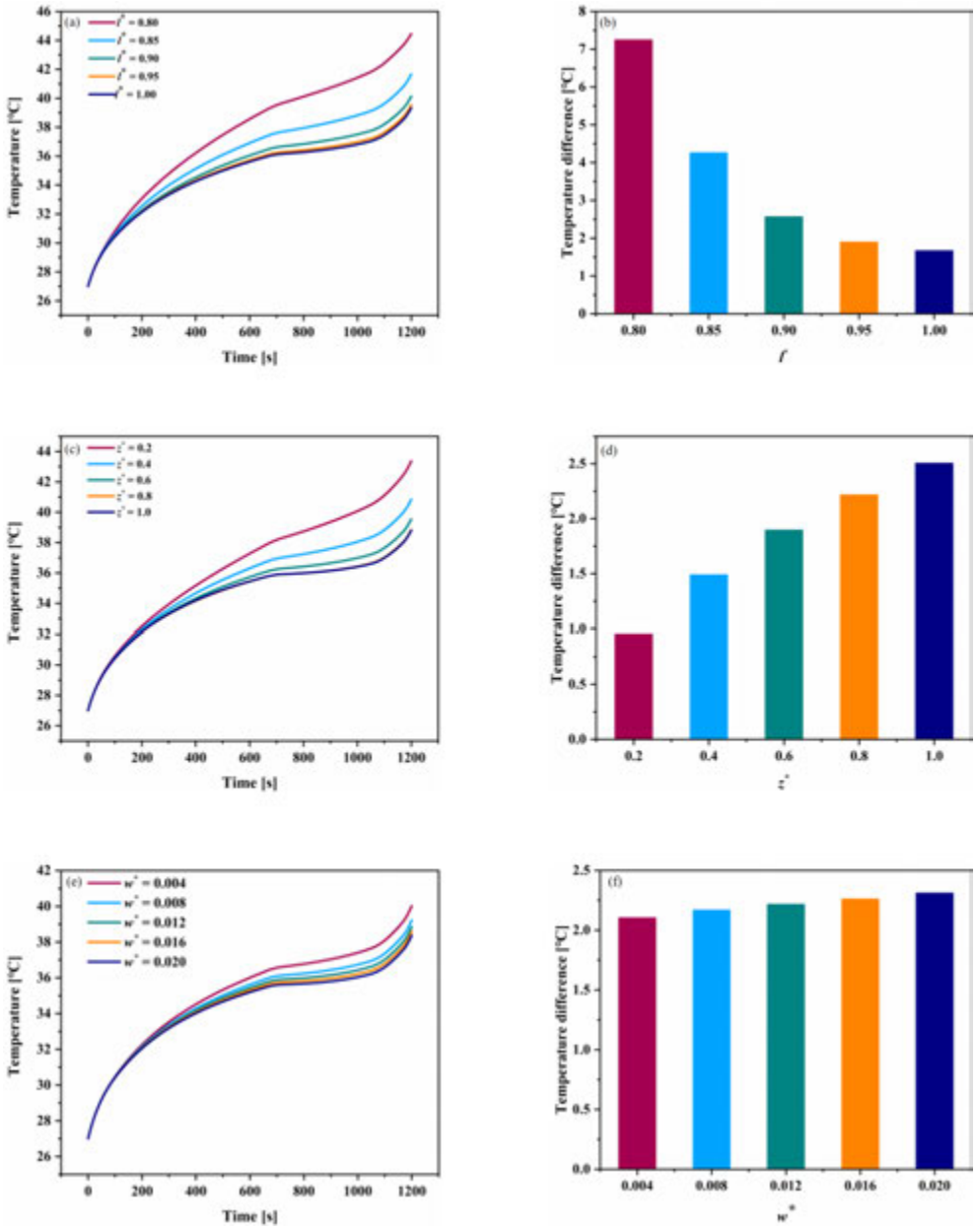


图 5 不同翅片结构对电池模组最高温度与温差的影响：不同翅片长度电池模组(a)最高温度与(b)温差；不同翅片高度电池模组(c)最高温度与(d)温差；不同翅片厚度电池模组(e)最高温度与(f)温差

3.5 冷却液流速对热管理性能影响

液冷系统不同区段的换热能力有差异，增加流速有利于减少这种差异，但是流速增大意

味着系统的功耗也会增多，需要从中进行权衡。图 8(a)为冷却液流速对模组最高温度的影响，当冷却液流速低于 0.20 m/s 时，随着冷却液流速的增加，模组最高温度有大幅度的下降，当流速从 0 m/s 增加到 0.20 m/s 时，模组最高温度降低了 14.81 ℃；当流速从 0.20 m/s 增加到 0.25 m/s 时，模组最高温度只降低了 0.40 ℃ ，说明当流速增加到 0.20 m/s 后再增大流速对模组最高温度影响不大。图 8(b)为冷却液流速对模组温差的影响，随着冷却液流速的增大，模组温差先增大后减少，其中流速为 0.05 m/s 时温差最大，为 2.26 ℃；当冷却液流速从 0.20 m/s 增加到 0.25 m/s 时，模组温差只减少了 0.01 ℃，说明当冷却液流速增加到 0.20 m/s 后，再增大冷却液流速对模组温差影响不大。综上所述，冷却液流速取 0.20 m/s。

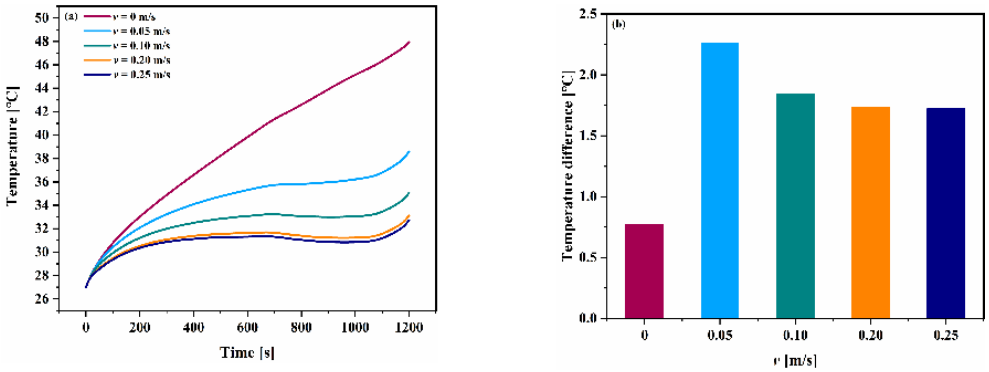


图 8 不同冷却液流速下电池模组(a)最高温度与(b)温差

4 复合热管理系统协调运行探索

在确定复合热管理系统的结构参数后，要实现液冷系统与相变材料的协调运行，提升复合系统的综合性能，还需要对液冷系统的运行模式进行研究。为了研究更具有实际意义，在电池模组高倍率充放电循环下开展研究。单个循环主要包括 3 C 的恒流放电过程，5 min 的搁置过程，2 C 的恒流充电过程，4.2 V 的恒压充电过程,一共 3 个循环。定义了 3 中液冷典型运行工况：LCOM1(冷却液作用于全过程)、LCOM2(冷却液只作用于放电阶段)、LCOM3(冷却液只作用于充电阶段)，冷却液流动时的流速为 2m/s。同时，设置了仅依靠相变材料进行热管理的对照组。功耗是复合热管理系统的一个重要评价指标，复合热管理系统的目标是以较低的功耗满足热管理要求。复合系统功耗的计算公式如下所示：

$$W = \int_0^{\tau_1} V \cdot (P_{in} - P_{out})\, d\tau \qquad (1)$$

式中，τ_1是液冷系统运行时间。V是冷却液体积流量，P_{in}、P_{out}分别是液冷系统进出口压力。

图 9(a)、9(b)、9(c)、9(d)分别为液冷系统在不同时段运行下，电池模组的温度、电池模组温差、相变材料液相率、以及系统功耗情况。通过对比不同运行工况下电池模组的温度及温差，液冷介入工况下的最高温度要优于纯相变材料冷却工况，且温度都均可控制在 50℃以下。其中 LCOM1 模式有最佳的温控效果，最高温度为 32.10℃，温差为 1.83℃，相较于纯相变材料热管理的最高温度与温差分别降低了 52.4%与 84.65%。然而，充放电全过程进行冷却液冷却的温控效果虽然极具优势，但其相变材料液相率始终保持为 0，热管理过程完全依赖液体冷却，导致系统功耗最大。在冷却液流速为 0m/s 时，相变材料液相率增加，从图 9(c)中可以看出，三种液冷运行模式中，LCOM2 的相变材料液相率最大，达到了 0.23，而 LCOM3 的相变材料利用率最大。同时，图 9(d)可明显看出 LCOM2 与 LCOM3 模式相较于 LCOM1 模式具有更低的系统功耗，分别降低了 18.43%与 18.41%。因此，通过减少液冷系统运行时间，使相变材料得到充分的利用，可以进一步降低复合系统的功耗。

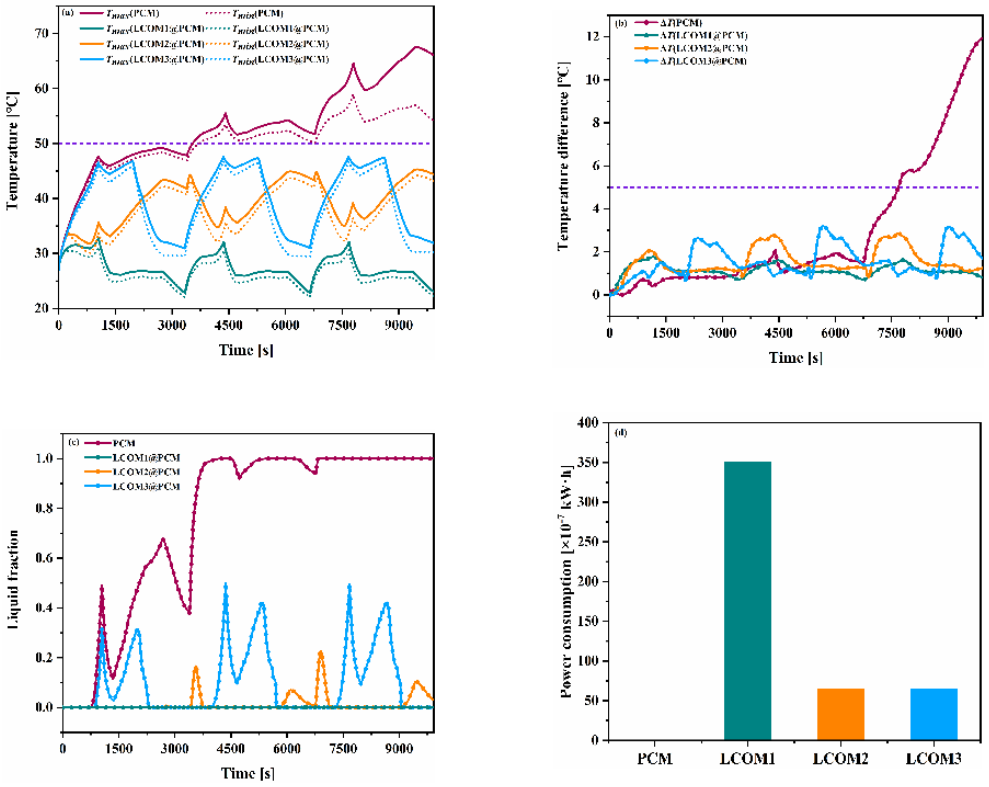


图 9 不同液冷运行时段下电池模组温度(a)；电池模组温差(b)；相变材料液相率(c)；系统功耗(d)

5 结　论

本文针对相变材料潜热有限而导致热管理失效问题，提出了采用蛇形管@翅片新型液冷结构恢复相变材料的潜热。首先研究了电池间距、液冷结构参数、冷却液流速对复合系统热管理性能的影响，并确定了最佳参数取值。在此基础上，以电池模组温度、电池模组温差、相变材料利用率、系统功耗为评价指标，研究了不同液冷运行时段对复合系统综合性能的影响，旨在实现相变材料与液冷系统的协调运行，主要结论如下：

(1) 电池模组的最高温度随着电池间距的增大及翅片长度、宽度、厚度的增加而降低，但超过相应的最优值时，对模组最高温度基本没有影响。

(2) 在电池模组高倍率充放电循环下，仅依靠相变材料进行热管理时，电池模组的最高温度和最大温差分别达到了 67.50 ℃，11.92 ℃，说明相变材料进行热管理时需要辅助冷却。

(3) 运行时段不同的三种液冷运行模式都能将电池模组温度、电池模组温差分别稳定地控制在 50 ℃与 5 ℃以内。液冷系统能够恢复相变材料潜热，避免热量在相变材料中积累。然而，液冷系统全过程运行时会抑制相变材料的潜热利用，增加系统功耗。相比于液冷系统在模组放电阶段运行，液冷系统在模组充电阶段运行使相变材料利用地更充分。

参考文献

[1] Manikandan Balasundaram, Vishwanathan Ramar, Christopher Yap, Heat loss distribution: Impedance and thermal loss analyses in LiFePO4/graphite 18650 electrochemical cell, Journal of Power Sources, 328(2016) 413-421.

[2] Ashkan Nazari, Siamak Farhad, Heat generation in lithium-ion batteries with different nominal capacities and chemistries, Applied Thermal Engineering, 125(2017) 1501-1517.

[3] Xuning Feng, Mou Fang, Xiangming He, Minggao Ouyang, Thermal runaway features of large format prismatic lithium ion battery using extended volume accelerating rate calorimetry, Journal of Power Sources, 255(2014) 294-301.

[4] Lingling Zhang, Jilong Liu, Lei Du, LiNi0.5Co0.2Mn0.3O2/graphite batteries storing at high temperature:

Capacity fading and raveling of aging mechanisms, Journal of Power Sources, 496(2021) 229858.
[5] Peifeng Huang, Ping Ping, Ke Li, Haodong Chen, Qingsong Wang, Jennifer Wen, Jinhua Sun, Experimental and modeling analysis of thermal runaway propagation over the large format energy storage battery module with Li4Ti5O12 anode, Applied Energy, 183(2016) 659-673.
[6] Zonghou Huang, Ting Shen, Kaiqiang Jin, Jinhua Sun, Qingsong Wang, Heating power effect on the thermal runaway characteristics of large-format lithium ion battery with Li(Ni1/3Co1/3Mn1/3)O2 as cathode, Energy, 239(2022) 121885.
[7] Jiangfeng Wang, Qiqiu Huang, Xinxi Li, Guoqing Zhang, Changhong Wang, Experimental and numerical simulation investigation on the battery thermal management performance using silicone coupled with phase change material, Journal of Energy Storage, 40(2021) 102810.
[8] Deqiu Zou, Xianfeng Ma, Xiaoshi Liu, Pengjun Zheng, Yunping Hu, Thermal performance enhancement of composite phase change materials (PCM) using graphene and carbon nanotubes as additives for the potential application in lithium-ion power battery, International Journal of Heat and Mass Transfer, 120(2018) 33-41.
[9] Jiangyun Zhang, Xinxi Li, Guoqing Zhang, Characterization and experimental investigation of aluminum nitride-based composite phase change materials for battery thermal management, Energy Conversion and Management, 204(2020) 112319
[10] S. Hekmat, M.A. Bamdezh, G.R. Molaeimanesh, Hybrid thermal management for achieving extremely uniform temperature distribution in a lithium battery module with phase change material and liquid cooling channels, Journal of Energy Storage, 50(2022) 104272,
[11] Jalal Alsarraf, Abdulwahab A. Alnaqi, Abdullah A.A.A. Al-Rashed, Effect of nanoparticles shape on the cooling process of a lithium ion battery in geometry with capillary channels in the presence of phase change material, Journal of Energy Storage, 48(2022) 103998.
[12] Jalal Alsarraf, Abdulwahab A. Alnaqi, Abdullah A.A.A. Al-Rashed, Effect of nanoparticles shape on the cooling process of a lithium ion battery in geometry with capillary channels in the presence of phase change material, Journal of Energy Storage, 48(2022) 103998.
[13] Zhonghao Rao, Qingchao Wang, Congliang Huang, Investigation of the thermal performance of phase change material/mini-channel coupled battery thermal management system, Applied Energy, 164(2016) 659-669.
[14] Fanfei Bai, Mingbiao Chen, Wenji Song, Ziping Feng, Yongliang Li, Yulong Ding, Thermal management performances of PCM/water cooling-plate using for lithium-ion battery module based on non-uniform internal heat source, Applied Thermal Engineering, 126(2017) 17-27.
[15] Furen Zhang, Lei Zhai, Lin Zhang, Mengfei Yi, Bolin Du, Shiyuan Li, A novel hybrid battery thermal management system with fins added on and between liquid cooling channels in composite phase change materials, Applied Thermal Engineering, 207(2022) 118198.
[16] Depeng Kong, Rongqi Peng, Ping Ping, Jin Du, Guoming Chen, Jennifer Wen, A novel battery thermal management system coupling with PCM and optimized controllable liquid cooling for different ambient temperatures, Energy Conversion and Management, 204(2020) 112280.
[17] Xing Chen, Fei Zhou, Wen Yang, Yang Gui, Yu Zhang,A hybrid thermal management system with liquid cooling and composite phase change materials containing various expanded graphite contents for cylindrical lithium-ion batteries, Applied Thermal Engineering, 200(2022) 117702.
[18] Nianben Zheng, Chenglong Zhang, Ruijin Fan, Zhiqiang Sun, Melamine foam-based shape-stable phase change composites enhanced by aluminum nitride for thermal management of lithium-ion batteries, Journal of Energy Storage, 52 (2022) 105052.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233374

磁场对熔盐射流冲击传热影响的实验研究

张雪冬，陈永昌*，郭家涛，程思捷，马重芳
（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，
北京工业大学环境与生命学部，北京 100124）
(Tel: 010-67391985-8313, Email:chenyongchang@bjut.edu.cn)

摘要：本文通过搭建的射流冲击传热实验装置，在外加永磁体产生的磁场作用下，进行了熔盐射流冲击换热的实验研究。实验结果显示，磁场对熔盐射流冲击换热具有强化效果。强化效果在驻点区(r/d<0.8)内较为显著，且驻点的努塞尔数随磁场强度的增加而增大；在雷诺数 *Re*=6680 和磁场强度 *B*=3500Gs 的条件下，熔盐驻点努塞尔数较无磁场条件下提高了约 6.83%。磁场对于射流冲击换热的强化主要是来自于磁场增加了管内熔盐的横向速度波动及射流湍流度。

关键词：熔盐，射流冲击，磁场，驻点，强化传热

0 前言

熔盐是一种具有优良传热蓄热性能的高温熔融无机盐，与常规工质相比，其具有比热容高、黏度低、蒸汽压力低、适用温度范围广等特点，广泛应用于太阳能热发电、核能等领域，得到了国内外学者们的重视和研究[错误!未找到引用源。]。相关研究主要集中在熔盐热物性参数的测量，如粘度、潜热、固相和液相的比热容等[错误!未找到引用源。]。近年来，更多研究关注于熔盐在管道内的流动与传热过程。陈玉爽等[3]使用实验的方法对管内熔盐强迫对流换热特性进行了研究，通过实验数据拟合出了熔盐管内换热关联式。方立军与沈向阳等[4,5]针对熔盐强迫对流传热进行了数值模拟，得出了熔盐管内换热努塞尔数随雷诺数变化的关系。

射流冲击作为一种高效的传热方式，其被广泛应用于钢铁冶金、燃气轮机叶片、电子器件冷却等工程领域。Choo 等[6]以空气/水为工质研究了喷射间距（*z/d*=0.1~40）的变化对射流冲击换热驻点努赛尔数 Nu_0 的影响，并且依据喷射间距将射流部分分为：驻点区（$z/d\leq0.6$）、势流核心区（$0.6<z/d\leq7$）、自由射流区（$7<z/d\leq40$）。当喷射间距 $z/d\leq0.6$（驻点区）时，射流冲击换热驻点 Nu_0 随着喷射间距的增大而急剧减小；当喷射间距 $7<z/d\leq40$（自由射流区）时，射流冲击驻点 Nu_0 随着喷射间距的增加而减小，与驻点区类似；当喷射间距 $0.6<z/d\leq7$（势流核心区）时，射流冲击换热驻点 Nu_0 基本不受影响。Baonga 等[7]以水为传热工质实验研究了喷射间距的变化对水射流冲击传热性能的影响，结果表明：射流 *Re* 保持一定时，传热面平均努赛尔数基本不随喷射间距的变化而变化。Garimella 和 Rice[8]采用 FC-77 为传热工质，对其圆形受限浸没射流冲击传热特性进行了实验研究，实验结果表明：在 $z/d<5$、$8500\leq Re\leq23000$ 的条件下，对流换热系数 *h* 随径向距离变化的分布出现二次峰值，且二次峰的峰值随着射流 *Re* 数的增加而增大。周定伟等[9]通过实验研究射流工质与周围流体之间卷吸效应的影响。王磊等[10]以制冷剂 R113 为分别进行自由表面和筋膜射流冲击实验，对于自由表面射流冲击过程，换热系数呈钟形分布；而对于浸没射流冲击换热，在径向距离 $r/d\approx1.5$ 附近，出现明显的二次峰。射流冲击换热的基础研究已经有了相对充足的研究，且产出诸多公认的结果和理论，但是射流冲击换热方式和自身换热能力较弱的结合性研究却相对较少，有待进一步深入研究。

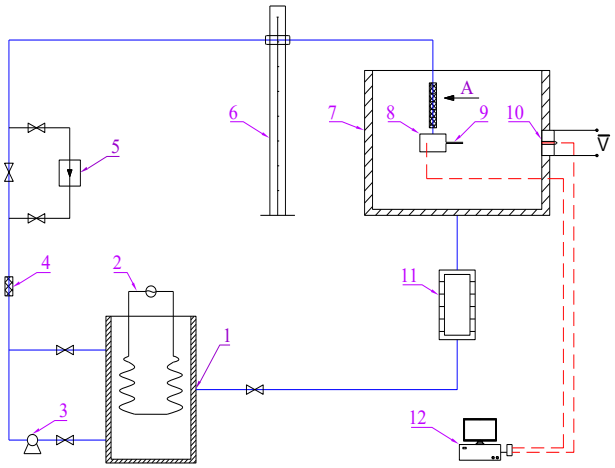
随着能源危机的出现和科技水平的快速提高，复合强化传热技术在工程技术领域得到迅速发展。其中磁场技术作为有源强化传热的手段之一，已经在工业上得到较为广泛的应用。

基金项目：国家自然科学基金资助项目(51276004)

熔盐作为一种具有导电性的新型传热蓄热工质，并且目前大多数的研究集中在常规对流换热过程，其电磁相关特性的研究还非常有限，在一定程度地限制了熔盐在工程技术领域的传热应用。本文在现有研究的基础之上，进行了永磁体磁场作用下熔盐的射流冲击换热的实验研究，认识外加磁场对熔盐射流冲击传热规律的影响，以期为熔盐复合换热应用提供参考。

1 实验装置及方法

图 1 为射流冲击换热实验系统图。主要包储液罐、电加热器、转子流量计、齿轮泵和射流室等。本实验使用的流体工质分别为水和熔盐并进行传热性能的比较。液体工质在首先在储液罐里面经 2kW 电加热棒加热到设定温度，然后再经过齿轮泵输送进实验管路。作为单相传热工质的水，在实验中被加热到 40℃的工作温度。实验所采用的实验室配制的四元混合硝酸熔盐(KNO_3、$NaNO_3$、$LiNO_3$、$Ca(NO_3)_2$)的熔点为 98.5℃。为了避免温度过低导致熔盐固化堵塞管路，故将熔盐加热至 150℃。工质首先在熔盐罐内被加热到设定温度后经过齿轮泵驱动，流经过滤器到达稳流室，后经过喷管射出，工质喷射并冷却加热面后流经流量测量室进入熔盐罐。本实验使用转子流量计和流量测量室分别测量水和熔盐的流量。在工质流经实验管路的过程中由于工质会通过管壁向外界散失热量因此为了防止熔盐在管内流动时固化在管道外加装伴热带。与此同时加装伴热带能够在实验前充分预热管道，融化管道中残存的熔盐和减少熔盐在管道中的热量散失，除此外在实验循环管路外铺设硅酸铝棉保温层，从而进一步减少向环境散热保证了喷嘴出口的熔盐温度恒定。



1-储液罐；2-电加热器；3-熔盐泵；4-过滤器；5-流量计；6-三维坐标架；7-射流室；8-稳流室；9-喷嘴；10-实验测试件；11-流量测量室；12-数据采集仪器

图 1 实验系统图

Fig. 1 Experimental system diagram

实验采用耐高温 350℃的钐钴矩形永磁体作为磁场发生装置。永磁铁布置图图 3 为矩形磁铁的布置方式示意图，钐钴矩形永磁体对称布置于来流管道两侧，其中永磁体共有两种规格：永磁体 I（50mm×10mm×10mm）和永磁体 II（50mm×10mm×20mm）。永磁体所产生的磁场强度通过 BLD-550 高斯计测得，其中心处的磁场强度分别为 2600Gs 和 3500Gs，两块永磁体的布置间距为 16mm。

图 3 为稳流室截面图，稳流室是由铝合金制成的空腔正方体，射流工质在流经实验管路后进入稳流室，在稳流室内稳定流动和压力，然后从喷嘴内喷射到换热面上。喷嘴为内径为 2mm 的圆形 316L 不锈钢毛细管，其长径比 L/d=20，足够的长径比以确保工质在管内充分发展。为了保证热电偶能够准确测量到工质从喷嘴流出时的温度，需要将热电偶放置在与喷嘴中心线在同一高度。

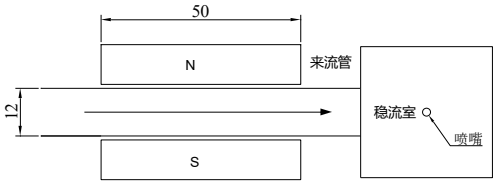


图 2 永磁铁布置图

Fig. 2 Permanent magnet layout

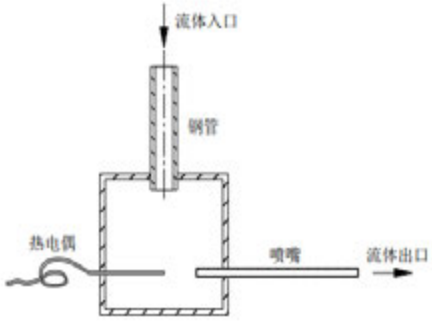
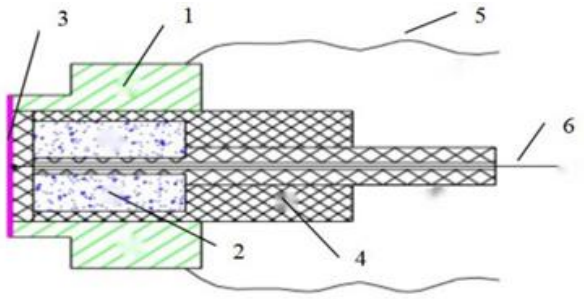


图 3 稳流室图

Fig. 3 Diagram of steady flow chamber

1-铜电极；2-保温棉；3-康铜膜；4-聚四氟乙烯；5-导线；6-热电偶

图 4 为测试件的示意图，该组件主要由聚四氟乙烯、硅酸铝棉、紫铜电极、康铜膜、T 型热电偶、导线组成。以聚四氟乙烯为基体内部填充硅酸棉，T 型热电偶粘结在康铜膜的背面以测量其表面的温度。紫铜电极连接直流电源和康铜膜，康铜膜通电产生热量充当加热面和换热面，其厚度为 10μm，面积为 30mm*5mm。由于康铜膜的厚度只有 10μm 且其导热系数很小，故及时在实验中即使换热面的在横向导热热阻很大，从而导致横向的热流量非常小从而忽略不计，因此实验中近似的认为加热面为等热流边界条件。在实验件外表面包敷硅酸铝棉保温材料以减少热量损失。



1-铜电极；2-保温棉；3-康铜膜；4-聚四氟乙烯；5-导线；6-热电偶

图 4 实验测试件图

Fig. 4 Experimental test piece diagram

在实验中，由于热电偶测温点固定不动，通过移动三维坐标架来改变喷嘴位置进而改变喷嘴与换热面之间的喷射间距比 *z/d* 和径向比 *r/d*，三维坐标架的调节精度为±0.01mm。其中 *z* 为喷嘴与换热面之间的纵向距离，*r* 为热电偶的测温点距离射流驻点中心的径向距离。

射流工质在垂直冲击加热表面时会产生非常强烈的换热效果，其换热系数可按照(1)计算：

$$h = \frac{q}{t_w - t_f} \tag{1}$$

式中的热流密度 q 为康铜膜通电时产生的热量:

$$q = \frac{I^2 R}{A} \tag{2}$$

故工质的局部 *Nu*、射流 *Re* 和 *Pr* 计算公式如下:

$$Nu = \frac{hd}{\lambda} \tag{3}$$

$$Re = \frac{ud}{\nu} \tag{4}$$

$$Pr = \frac{\nu}{a} \tag{5}$$

式中：q 为热流密度，W/m^2；I 为流过康铜膜电流，A；A 为康铜膜的面积，m^2；R 为康铜膜的电阻，Ω；t_w 为康铜膜表面的温度，℃；t_f 为射流工质温度，℃；h 为对流换热系数，W/(m^2·K)；d 为喷嘴内径，m；ν 为运动粘度，m^2/s；λ 为工质导热系数，W/(m·K)；a 为工质热扩散系数，m^2/s。

本实验的温度由精度为±0.02℃的 T 型热电偶进行测量，熔盐流量采用容积流量计进行测量。本文误差计算方法均为线性叠加法，实验温度的最大不确定度为 1.17%，电流表的量程为 0-10A，精度等级为 0.2 级。故雷诺数 *Re* 的最大误差为 5.07%，努塞尔数 *Nu* 的误差不超过 4.82%。

2 永磁体磁场对熔盐射流冲击传热的影响

实验采用水和四元混合硝酸熔盐这两种工质进行了实验，工质的射流冲击换热效果与其热物性紧密相关，表 1 给出了实验操作温度下熔盐(150℃)和水(40℃)的相关热物性参数。

表 1 熔盐与水热物性参数

Tab. 1 Thermal properties between molten salt and water

符号	物性参数	单位	熔盐(150℃)	水(40℃)
ρ	密度	kg/m^3	1952.8	992.2
η	动力粘度	Pa·s	5.395×10-3	0.6533×10^{-3}
λ	导热系数	W/(m·K)	0.5257	0.635
c_p	定压比热容	kJ/(kg·K)	1.5	4.2
a	热扩散系数	m^2/s	0.1795×10^{-6}	0.153×10^{-6}
Pr	普朗特数	——	15.4	4.3

实验中首先用水为射流工质以验证试验台的可靠性。以水为工质时，采用最小二乘法，对水射流冲击传热实验数据进行拟合，得到水驻点传热关联式如下：

$$Nu_0 = 0.6502Re^{0.4895}Pr^{1/3} \tag{6}$$

其中，Pr≈4.52，5000≤Re≤12000，拟合误差最大值为 3.38%。

由图 5 可知，水的驻点努塞尔数均随射流雷诺数的增大而增大，拟合曲线的走势与文献[11-12]中拟合曲线的趋势相同，雷诺数的指数接近 0.5，表明水射流冲击驻点区(r/d<0.8)具有层流流动特性，这也表明本实验系统具有可靠性。

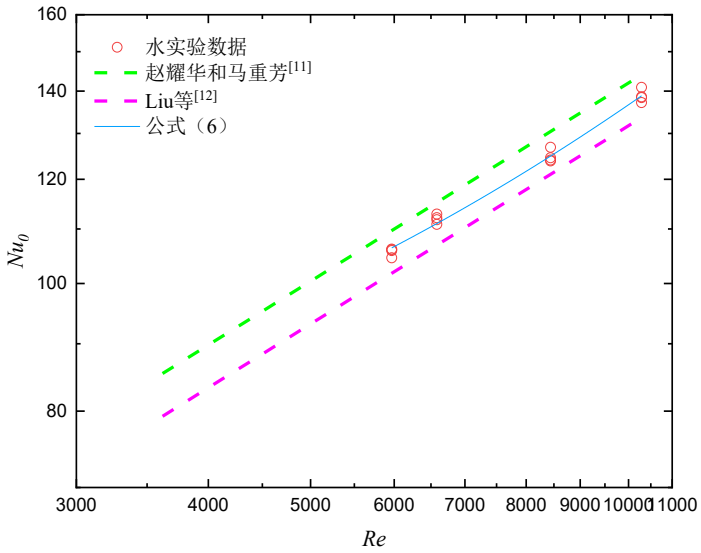


图 5 水驻点传热随 *Re* 的变化

Fig. 5 Variation of heat transfer at stagnation point of water with *Re*

从图 6 中可以看出熔盐的局部 *Nu* 在径向 *r/d* 呈钟形分布，换热最强处为驻点位置，这是由于工质射流冲击在换热面时速度骤降静压骤增使热边界层厚度被极大程度的削减，因此驻点位置的换热是最强。在工质射流冲击壁面后在静压差的推动下会向两边流动，随着流动的发展，热边界层逐渐加厚，换热效果随着边界层的加厚逐渐减弱，故局部 *Nu* 随径向距离 *r/d* 的增加变化呈先增大后减小的钟形分布。若壁面无限大满足流动充分发展的需求，则最终局部 *Nu* 会趋于稳定几乎不变。在相同径向位置处，随着 *Re* 增加流速随之增大，进而在换热面处会有更多的动压转换成静压，热边界层随着静压增大而减小，故局部 *Nu* 随 *Re* 的增大而显著增大。当 *Re*=6680 时，在驻点区内平均换热效果（驻点区内各点努塞尔数取平均值代表平均换热效果）比 *Re*=3620 提高了 35%；但在壁面射流区的强化效果逐渐减少。

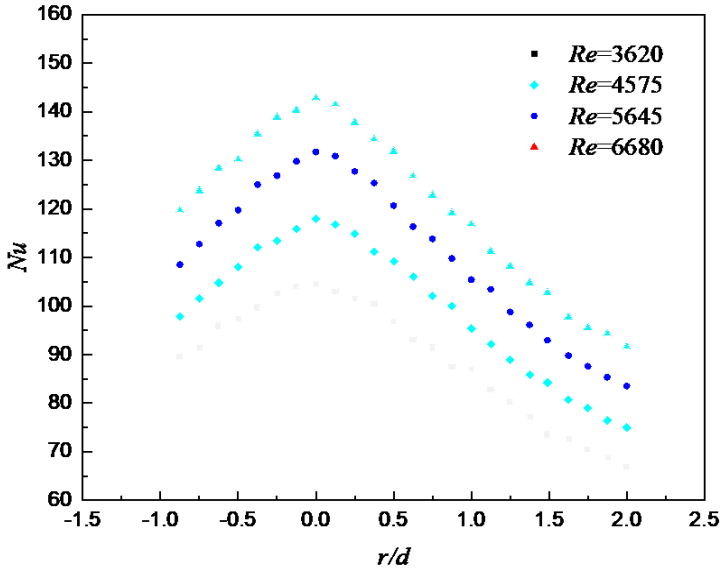


图 6 熔盐局部换热径向分布

Fig. 6 Radial distribution of molten salt local heat transfer

图 7 给出在永磁体产生的磁场作用下熔盐局部 *Nu* 的径向分布。从图中可看出，局部 *Nu* 沿径向距离 *r/d* 的变化呈现关于驻点对称且沿径向逐渐减小。在磁场作用下，驻点区域的换热效果得到显著增强，其强化效果随射流雷诺数的增加而更加明显。外加磁场强度 *B*=3500

时，Re=3620 时驻点区内平均强化效果提升了 2.927% ，Re=6680 时驻点区内平均强化效果提升了 4. 936%。随径向距离 *r/d* 增加，增强效果逐渐减小。在 *r/d*>0.8 时，由外加磁场所带来的强化效果逐=渐消失。

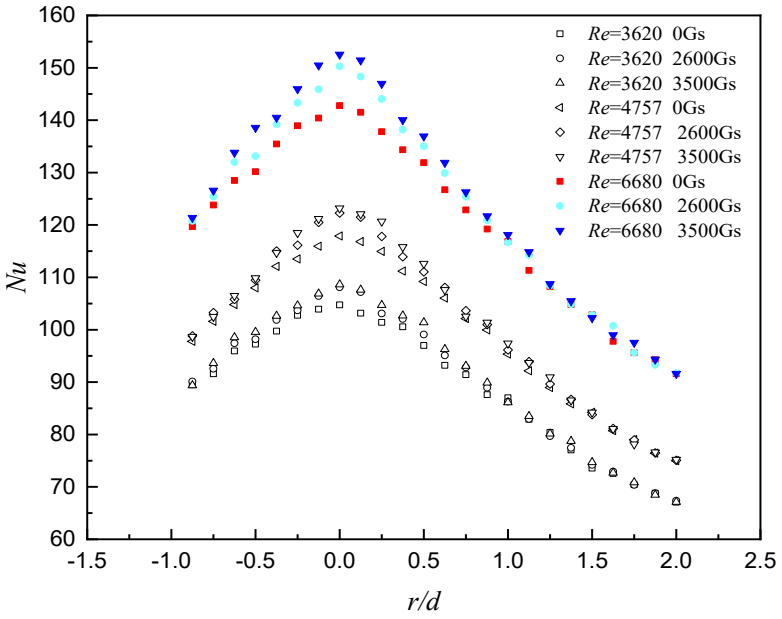


图 7 磁场作用下熔盐局部换热径向分布

Fig. 7 Radial distribution of molten salt local heat transfer under magnetic field

根据射流冲击的主要特征，本文重点关注磁场作用对熔盐射流冲击驻点区传热特性影响。下图为无外加磁场熔盐换热和外加磁场熔盐换热时，驻点努塞尔数随射流雷诺数和磁场强度的变化。从图 8 中可见在磁场作用下，其驻点努塞尔数随着射流雷诺数的增加而增大，且随着磁场强度的增加，驻点努塞尔数的增幅也逐渐变大。当外加磁场 *B*=3500Gs 时，驻点换热效果在 *Re*=3620 提升了 3.7%，而在 *Re*=6680 提升了 6.87%；故外加磁场对于驻点换热的强化效果较为明显。

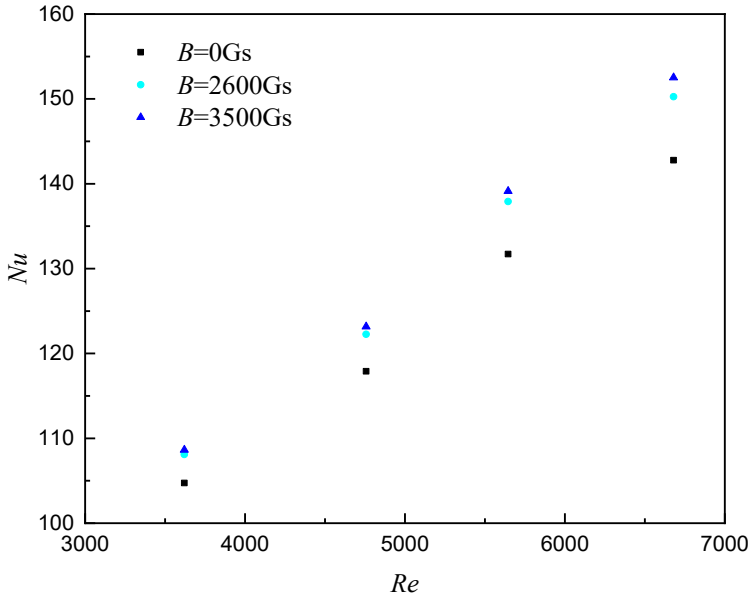


图 8 磁场作用下熔盐驻点换热随 *Re* 变化

Fig. 8 Variation of heat transfer at stagnation point of molten salt with Re under magnetic field

为了更加清楚呈现出磁场作用对熔盐射流冲击换热的强化效果，本文提出了传热强化率

k,其定义式如下：

$$k=\frac{Nu_c-Nu}{Nu}\times 100\% \tag{7}$$

式中 Nu_c 和 Nu 分别为磁场作用下的熔盐努塞尔数和无磁场作用下的熔盐努塞尔数。

由下图 9 可知，在磁场作用下，熔盐驻点换热强化率 k 随着雷诺数的增大而显著增大，说明外加磁场对驻点传热有重要的促进作用。当 Re=3620 时外加磁场提高 900Gs,强化效果提升了 0.52%，而在 Re=6680 时，强化效果提升了 1.589%。从图 10 中可见，局部射流强化率沿径向逐渐减小，在壁面射流区随着流动边界层的发展，磁场的作用也受到削弱，在磁场强度 B=3500Gs 和射流雷诺数 Re=6680 的条件下，熔盐驻点努塞尔数提高了约 6.83%。

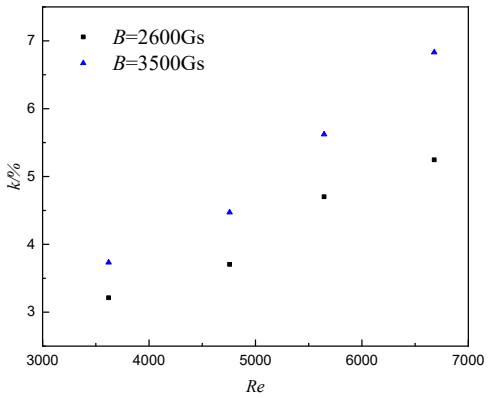


图 9 磁场作用下熔盐驻点换热强化率随 Re 变化

Fig. 9 The heat transfer enhancement rate of molten salt at stagnation point changes with Re under magnetic field

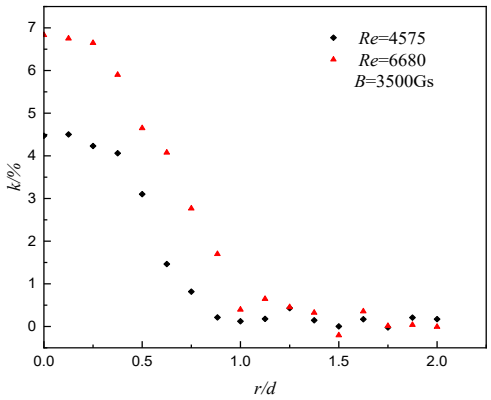


图 10 磁场作用下熔盐局部换热强化率的径向变化

Fig. 10 Radial variation of local heat transfer strengthening rate of molten salt under magnetic field

熔盐即是高温熔融体，也是由阴阳粒子构成的导电流体，故其流动必定会受到管外磁场的影响。文献[58-60]采用与本文类似的成对永磁体产生的局部非均匀磁场或类似磁场，研究了磁感应强度和非均匀磁场的宽度相对流道宽度（M_y/L_y）对导电流体层流流动和传热的影响。研究结果表明：当非均匀磁场的宽度相对流道宽度 $M_y/L_y\leq 1$，较强的磁场作用于导电流体层流流动时，磁场作用核心区域的导电流体由于受到强洛伦磁力的阻碍作用而出现回流从而形成涡流结构被称为磁钝体。如图 11 所示，由文献[15]可知，当流体流过磁钝体时流动轨迹会偏离原来的方向而呈现出绕流状态，因此通道侧壁附近流体必然加速，从而形成较大的速度梯度，在局部范围内强化了流体的紊流度和对流换热能力。磁钝体与固体钝体的不同之处在于磁钝体芯部是旋转，因而磁钝体的涡流区本身也可以强烈促进冷热区流体的混合。

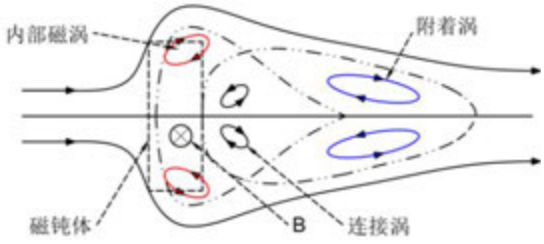


图 11 磁钝体

Fig. 11 Magnetic obstacle body

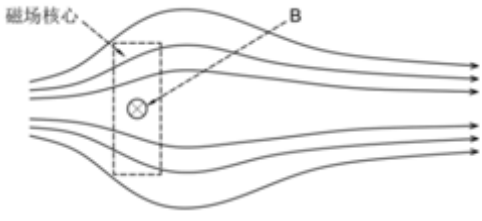


图 12 未形成磁钝体时的流线路径[15]

Fig. 12 The path of the flow line before magnetic obstacle body formed[15]

如图 12 所示，当磁场较小时导电流体经过磁场作用的核心区域不会出现回流，因此没有形成磁钝体涡流结构，但是由于洛伦兹力的作用，导电流体在磁场作用区域有展向运动(垂直于主流方向的横向流动)，偏离原来的轨迹的展向运动使流体横向混合加快。

基于上述的理论分析，本文模拟了在射流雷诺数 Re=6680 和 B=3500Gs 工况下，施加均

匀磁场对于管内工质流动产生的影响。均匀磁场的施加方向为沿 X 正方向（横向），施加区域为 0.25L 到 0.5L(L=240mm)。当喷管出口射流雷诺数 *Re*=6680 时，稳流室前管道内雷诺数 1113，故在模拟中施加磁场的管道内熔盐流态为层流。图 13 和图 14 为磁场作用区域出口处(0.5L)截面的电流分布和洛伦兹力的分布图。当导电流体在圆管内流动时，将垂直于外加磁场方向的壁面称为哈特曼壁面,其附近的边界层称为哈特曼边界层；将平行于外加磁场方向的壁面称为罗伯特壁面,其附近的边界层称为罗伯特边界层。熔盐在外加横向磁场的作用下会产生感应电流，由于壁面导电，电流会进入壁面中进而改变电流分布影响熔盐流动。图 13 中管道内熔盐产生的感应电流经过固液交界面进入管壁，导致大量电流聚集在与交界面的哈特曼壁附近；根据电荷守恒原理可知熔盐中心区域的电流密度很小。

根据安培定则，流动截面上产生的感应电流会与外部所施加的横向磁场相互作用产生洛伦兹力，该洛伦兹力作为一种体积力作用在流体微团上。在哈特曼边界层内的感应电流与外加磁场方向存在一定的夹角且其内的电流密度很大，因此在哈特曼边界层会内产生极大的洛伦兹力。而在罗伯特边界层内的感应电流与外加磁场方向几乎平行且其内电流密度较小，故在罗伯特边界层内产生的洛伦兹力很小。

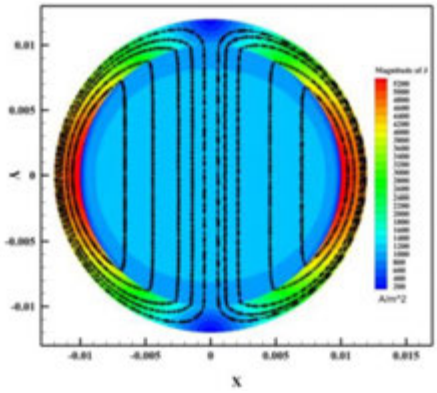


图 13 0.5L 处截面电流分布

Fig 13 Current profile on cross section at 0.5L

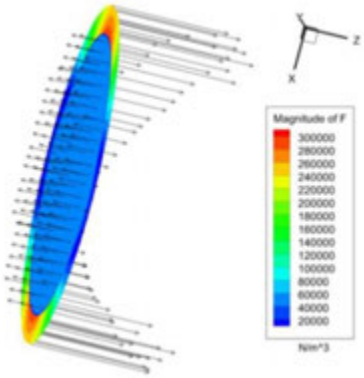


图 14 0.5L 处截面洛伦兹力分布

Fig 14 Lorentz force profile on cross section at 0.5L

在主流区域的感应电流方向与哈特曼层的感应电流方向相反，故在两个区域产生的洛伦兹力也相反。在哈特曼边界层内产生洛伦兹力的方向与来流方向一致，因此加速了其边界层区域的熔盐流速；而在主流区产生的洛伦兹力与熔盐流动相反，故主流区的流体会被减速。在外加横向磁场时，主流区域的流动会被抑制，部分流体会进入罗布特边界层。根据质量守恒，罗伯特边界层内的体积流量会增加，其内的熔盐流速也会随之增加。在外加磁场时，圆管内主流区熔盐会被抑制致使流体流向侧壁，出现主流区流体被减速，边界层区域出现高速射流，使流体的流态发生改变，增加了流动的混乱程度。

由图可得当外加磁场时，出口截面处（为磁场区域后 120mm 处）横向速度的波动要远大于未加磁场时，磁场对于管内熔盐在出口处的横向速度变化呈现先增大后减小，其磁场作用效果在径向距离与半径比 *L*/*r*=0.2-0.7 之间时尤为明显，且在径向距离与半径比 *L*/*r*=0.4 时，速度差(在 *B*=3500Gs 与 *B*=0Gs 时，横向速度之差即为速度差)最大，且外加磁场的横向速度大约是未加磁场的 3.5 倍。这与上述分析中磁场作用会强化管内工质的横向速度波动，增加射流的初始湍流度，进而强化射流冲击换热。

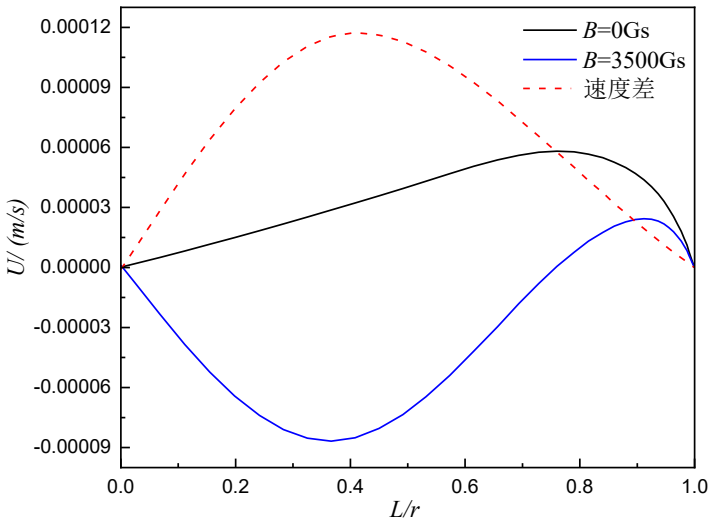


图 15 出口截面横向速度径向分布

Fig. 15 Radial distribution of lateral velocity in outlet cross-section

结合上述分析可知，外加磁场对于射流冲击换热的强化主要是增加的管内熔盐流动的横向速度，进而增强射流的初始湍流度，故外加永磁体磁场能强化射流冲击换热。在本文的实验范围内，磁场并没有显著改变主流速度，传热强化效果主要与流体的紊流度有关。模拟显示横向速度的波动比未加磁场时更大，进而增加射流的初始湍流度，最终导致射流驻点区换热得到大幅度增强，但强化效果随着流动的发展，在壁面射流区热边界层迅速加厚，致使这种强化效果迅速减弱。

3 结论

本文通过外加永磁体产生永磁场影响熔盐的流动，进而得到磁场作用下的射流冲击换热特性，主要结论如下：

1） 熔盐的局部努塞尔数整体呈现钟形分布，随径向距离 *r/d* 的增加而减小。局部努塞尔数随射流雷诺数的增加而增大，且对于换热的强化程度随着磁场强的增加而增强。

2） 熔盐的驻点换热努塞尔数随射流雷诺数的增大而显著增大，且在射流雷诺数一定时，外加磁场强度会使驻点努塞尔数进一步增大，从而使得换热效果的强化更加显著。当磁场强度为 3500Gs 和射流雷诺数为 6680 时，熔盐驻点努塞尔数比无磁场时提高了约 6.83%。

3） 在实验中，外加磁场的强化效果在 *r/d*<0.8（驻点区）范围内尤为明显，而在壁面射流区的强化效果较弱。

4） 外加磁场对射流换热的强化主要是由于外磁场使管内熔盐的阴、阳离子产生了更大横向速度波动，增强了射流的湍流度。

参考文献

[1] 吴玉庭, 任楠, 马重芳. 熔融盐显热蓄热技术的研究与应用进展[J]. 储能科学与技术, 2013(6): 586-592.
WU Yu-Ting, REN Nan, MA Chong-Fang. Research and application progress of the explicit heat storage technology of molten salt [J]. Energy Storage Science and Technology, 2013 (6): 586-592.

[2] Takahashi Y, Sakamoto R, Kamimoto M. Heat capacities and latent heats of LiNO3, NaNO3, and KNO3[J]. International Journal of Thermophysics, 1988, 9(6): 1081-1090.

[3] 陈玉爽, 田健, 朱海华, 等. 熔盐圆管内湍流对流换热实验研究[J]. 核技术, 2019,42(04): 77-82.
CHEN Yu-Shuang, TIAN Jian, ZHU Hai-Hua, et al. Experimental study on turbulent convective heat transfer in molten salt round tube [J]. Nuclear Technology, 2019,42 (04): 77-82.

[4] 方立军, 杨泽良, 李阳, 等. 二元熔盐在螺旋槽管内流动和传热特性数值模拟[J]. 华北电力大学学报(自然科学版), 2020,47(02): 103-110.

FANG Li-Jun, YANG Ze-Liang, LI Yang, et al. Numerical simulation of the flow and heat transfer characteristics of the binary molten salt in the spiral tank tube [J]. Journal of North China Electric Power University (Natural Science edition), 2020,47 (02): 103-110.

[5] 沈向阳, 丁静, 陆建峰. 自然对流对吸热管内熔盐对流传热的影响[J]. 当代化工, 2015,44(07): 1628-1631.

Shen Xiangyang, Ding Jing, Lu Jianfeng. Effect of natural convection on convective heat transfer of molten salt in endothermic tube [J]. Contemporary Chemical Industry, 2015,44(07): 1628-1631.

[6] Choo K, Friedrich B K, Glaspell A W, et al. The influence of nozzle-to-plate spacing on heat transfer and fluid flow of submerged jet impingement[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016, 97: 66-69

[7] Baonga J B, Louahlia-Gualous M, et al. Experimental study of the hydrodynamic and heat transfer of free liquid jet impinging a flat circular heated disk[J]. Applied Thermal Engineering, 2006, 26(11): 1125-1138.

[8] Garimella S V, Rice R A. Confined and submerged liquid jet impingement heat transfer[J]. Journal of Heat Transfer, 1995, 117(4): 871-877.

[9] 周定伟,马重芳,刘登瀛.圆形液体射流冲击单相局部对流传热的实验研究[J].动力工程,2003(4):2578-2581,2529.

Zhou Dingwei, Ma Chongfang, Liu Dengying. Experimental study on single-phase local convective heat transfer under Impact of circular liquid jet [J]. Power Engineering,2003(4):2578-2581,2529.

[10] 王磊,苑中显,马重芳,陈永昌.R-113圆形射流冲击模拟电子芯片单相对流换热的实验研究[J].工程热物理学报,1999(04):487-490.

Wang Lei, Yuan Zhongxian, Ma Chongfang, Chen Yongchang. Experimental study on single-phase convective heat transfer in electronic chip simulated by R-113 Circular Jet Impact [J]. Journal of Engineering Thermophysics,1999(04):487-490.

[11] 赵耀华, 马重芳. 圆形自由射流冲击任意热流密度平板时的换热分析[J]. 北京工业大学学报, 1989, 15(3): 7-13.

Zhao Yaohua, Ma Chongfang. Heat transfer analysis of a circular free jet impacting a plate with arbitrary heat flux [J]. Journal of Beijing University of Technology, 1989, 15(3): 7-13.

[12] Liu X, Lienhard J H, Lombara J S. Convective heat transfer by impingement of circular liquid jets[J]. International Journal of Heat Mass Transfer, 1991, 3(113): 571-582.

[13] Kenjereš S, et al. Vortical structures and turbulent bursts behind magnetic obstacles in transitional flow regimes[J]. Heat Fluid Flow, 2011, 32: 510-528.

[14] Kenjeres S. Energy spectra and turbulence generation in the wake of magnetic obstacles[J]. Phys. Fluids, 2012, 24, 115111: 1-19.

[15] 张喜东. 磁钝体尾迹演化及其对钝体绕流控制和传热的作用[D]. 南京, 南京航空航天大学, 2014.

Zhang Xidong. Wake evolution of magnetic blunt body and its effect on flow control and heat transfer around blunt body [D]. Nanjing, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2014.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：14xxxx

基于自相关函数的气膜孔内形貌表征方法研究

孙晓琦，孙思谋，陈娉婷*，毛军逵
(南京航空航天大学 能源与动力学院，江苏，南京，210016)
(Tel: 025-84893666, Email: cpt09@nuaa.edu.cn)

摘要：近年来不断成熟的增材制造技术为涡轮气膜孔设计提供了更多的自由度，但也带来了孔内粗糙度过大的问题，而增材制造造成的孔内粗糙度无法用传统砂砾粗糙度来表征。因此，本文首先使用自相关函数方法，通过特征参数对粗糙表面进行表征；然后采用半椭球型粗糙结构建立模拟粗糙表面，使其对应的特征参数与真实粗糙表面相符；最后对真实粗糙表面和模拟粗糙表面进行圆孔内表面逆向建模，并通过计算流体力学(CFD)模拟对比气膜冷却效率，从而验证了基于自相关函数的气膜孔内形貌表征方法的有效性。

关键词：增材制造，粗糙度，自相关函数，气膜冷却效率

0.前言

随着航空发动机的发展，涡轮前进口燃气温度不断提高，这会带来严重的高温问题。目前对涡轮进口温度提高需求的增长始终高于叶片材料耐高温性能的发展[1]，所以在继续发展耐高温材料和热障涂层的同时，对于先进的冷却技术的探索仍然是不可或缺的，而气膜冷却就是涡轮先进冷却结构的重要组成部分。

为了提高气膜冷却效率，学者们开发了不同的气膜冷却结构[2][3]。然而，上述气膜孔结构仍然受制于传统机加工方法，而不断成熟的增材制造技术为先进气膜冷却结构的设计创造了可能性。然而，增材制造气膜孔面临气膜孔收缩、表面粗糙度等问题[4]，其中气膜孔收缩可以通过补偿设计来修正[5]，外表面粗糙度可以通过打磨抛光进行去除，但是对尺寸小且结构复杂的气膜孔通道则难以进行内表面处理，使得孔内粗糙形貌成为影响增材制造气膜孔流动换热特性的重要影响因素[6-9]。Aghasi P[10]等人通过实验发现与立体光刻技术(SLA)相比，熔融沉积建模技术(FDM)试验片孔内表面更粗糙，而粗糙的样品在低吹风比时冷却效率较低，因为边界层内的湍流掺混较强。Vinton, K. R.等人[11]对于增材制造多排圆孔气膜冷却的实验结果表明，相比于传统工艺，增材制造孔内粗糙度使得侧向平均气膜冷却效率降低了至少50%。以上研究是对单一气膜孔进行扫描得到孔内形貌后通过冷却试验得到气膜冷却效率，但实际上相同增材制造工艺形成的气膜孔内粗糙形貌存在概率分布，如何定量描述粗糙形貌

特征从而对增材制造气膜孔冷却效率进行定量评估是目前需要解决的问题。

金属增材制造采用金属粉末加热-融化-凝固过程，这使得增材制造孔内既存在较大尺度的粗糙结构又存在微尺度的表面粗糙，原有当量砂径均匀粗糙度[12]无法正确表达孔内粗糙度特征。在大尺度粗糙结构表征方面，Baier, M.等人[13]基于三角函数拟合增材制造圆孔底部轮廓，并引入渣滓峰角、松弛蜂角、凹陷角等参数表征圆孔顶部轮廓；在微尺度粗糙结构表征方面，Hanson, D. R.等人[14]采用二维 z 轴回归自组织映射方法（2D-SOM-ZR）过滤试件表面的大尺度粗糙结构而仅保留微尺度表面粗糙结构，进而研究其对通道压损及摩擦系数的影响。以上方法虽然都具有重要意义，但相对来说这些参数及公式过于复杂。Clemenson[15]等则利用自相关函数对冰积表面的粗糙度进行表征，通过匹配均方根粗糙度高度 R_q、主要流向波长 λ 和表面微观尺度的纵横比 ε，生成了与真实粗糙表面特征参数相符的模拟粗糙表面。通过流动传热试验发现，真实粗糙表面和原始粗糙表面在对流换热系数和平均表面摩擦系数方面基本一致。

本文首先对真实粗糙表面进行自相关函数的处理，从而得到特征参数；然后使用半椭球状凸起模拟真实粗糙表面，得到与真实粗糙表面的特征参数相符的模拟粗糙表面；并根据真实粗糙表面和模拟粗糙表面的形貌进行带粗糙结构的圆柱形气膜孔内表面的逆向建模，通过计算流体力学(CFD)模拟对比了两种粗糙气膜孔的气膜冷却效率，从而验证基于自相关函数得到的特征参数构建气膜孔内模拟粗糙表面的方法是可靠的。

1. 气膜冷却数值模拟方法

本文采用 Sinha[14]等的经典圆孔气膜冷却实验设置计算条件。如表 1 所示，为该试验的几何及流动参数。

表 1 Sinha[14]等实验的几何及流动参数

参数	取值
孔径 D/mm	12.7
倾斜角 α/°	35
无量纲孔长度 L/D	1.75
主流速度 U_∞/m·s^{-1}	20
主流湍流度 Tu/%	0.2
吹风比 M	0.5

数值计算的几何模型示意如图 1 所示。用 ICEM 对计算模型进行结构化网格划分，在壁面附近进行加密，保证 y+均小于 1。经过网格无关性验证，最后求解使用的网格量为 203 万。

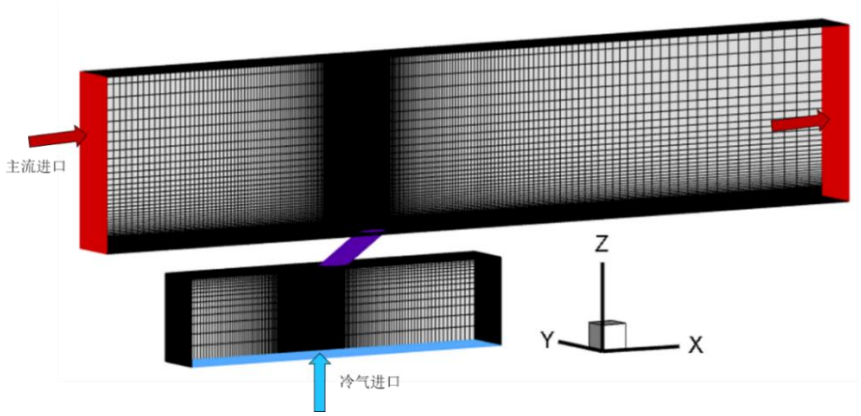


图 1 数值计算的几何模型及网格

计算时几何和边界条件，参照实验设置，主流通道为速度进口，主流速度 U_∞为 20 m/s，进口总温为 300 K，湍流强度为 0.2%；次流通道为速度进口，U_j=0.06545 m/s，温度为 153K，湍流强度为 5%，数值仿真使用商业软件 Fluent。为了对比 Fluent 中不同湍流模型预测圆形孔气膜冷却有效度的准确性，分别采用低雷诺数 *k-ε*、SST *k-ω*、Realizable *k-ε*、、Standard *k-ω* 四种湍流模型在吹风比 *M*=0.5 时进行数值求解，图 2 分别给出了不同湍流模型下中心线处平均气膜冷却有效度分布。如图所示，Realizable *k-ε* 湍流模型在吹风比 *M*=0.5 的情况下对中心线处平均绝热气膜冷却有效度的预测上表现最好，可以较为准确地预测圆形孔气膜冷却有效度的变化。在之后的计算中，均选用 Realizable *k-ε* 湍流模型进行计算。

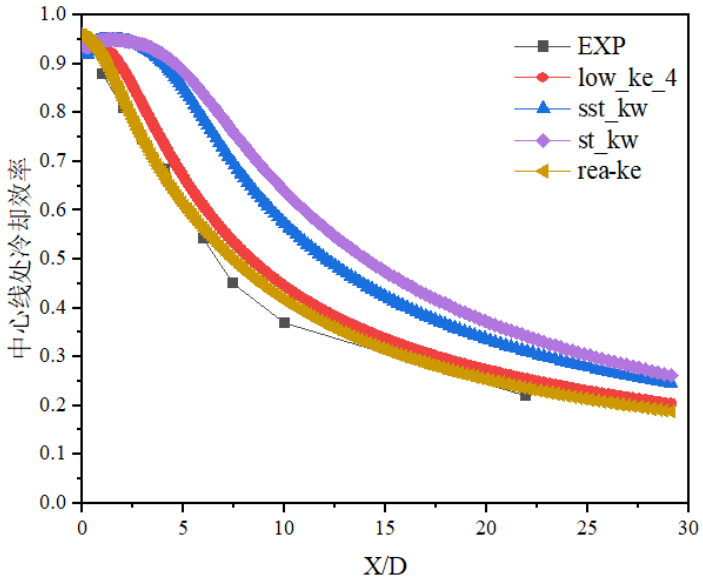


图 2 不同湍流模型下的中心线处冷却效率

在 2.1 中得到真实粗糙气膜孔和模拟粗糙气膜孔之后，对模型进行混合网格的划分，气膜孔部分使用 workbench 进行非结构化网格的划分，除气膜孔以外的部分使用 ICEM 进行结

构化网格的划分，在主流区域平板处、冷气孔壁面附近添加边界层，确保主流平板各个位置y+均小于 1，数值计算的几何模型及网格如图 8 所示。在计算时使用 Realizable *k-ε* 湍流模型进行计算，空间离散采用二阶迎风格式。计算时边界条件同 Sinha *M*=0.5 的实验工况保持一致。

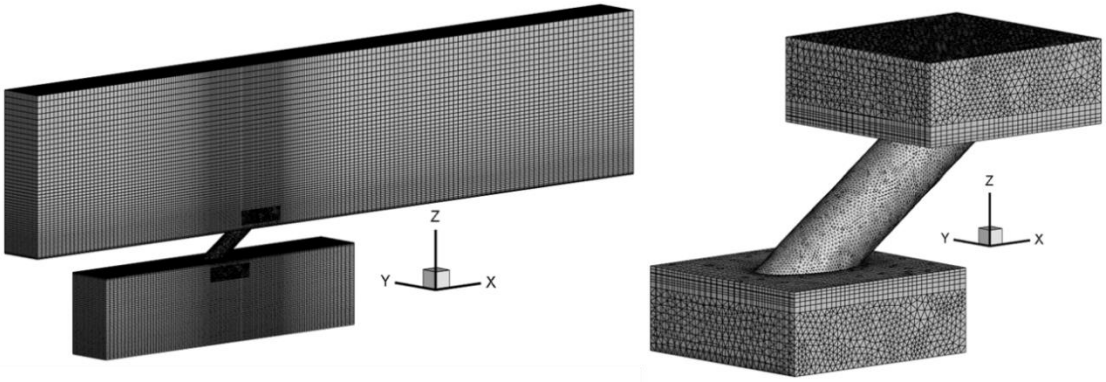


图 8 数值计算的几何模型及网格

2. 基于自相关函数的粗糙形貌表征

2.1 自相关函数表征粗糙形貌的原理

自相关函数描述了表面高度值在不同位置之间的相似程度。它是一个关于位置差的函数，用来表示同一表面上不同位置处的高度值之间的相互关系。自相关函数可以用数学公式表示为：

$$R_{AC}(\Delta x,\Delta z)=\left[\frac{1}{N_X N_Z}\left|\sum Y'(x,z)\cdot Y'(x+\Delta x,z+\Delta z)\right|\right]^{0.5}\cdot sign\left(\sum Y'(x,z)\cdot Y'(x+\Delta x,z+\Delta z)\right) \tag{1}$$

$$Y'(x,z)=Y(x,z)-\bar{Y} \tag{2}$$

选择公式(1)中的自相关函数的形式是因为它产生了 Δx = 0 和 Δz = 0 时的表面均方根粗糙度高度。此外，最右侧的符号函数乘法器区分了表面的峰和谷，如果没有这种分化，自相关函数中在表面半波长位置会出现额外的峰值。式(2)中，Y(i,j)表示表面在 (i,j)处的高度值，$\bar{Y}$表示表面所有高度值的平均值，x 和 z 分别表示表面的行数和列数，Δx 和 Δz 分别表示位置差。

自相关函数的值域在[−1,1]之间。当 Δx=Δz =0 时，自相关函数的值为 1，表示在同一位置处的高度值完全相同。当 Δx 或 Δz 增大时，自相关函数的值逐渐减小，表示高度值之间的相似程度降低。当 Δx 或 Δz 达到一定的值时，自相关函数的值趋近于 0，表示高度值之间没有任何相关性。

2.2 基于自相关函数的表面粗糙特性

自相关结果用于表征粗糙表面宽高比和长度尺度特征，从而表征粗糙表面与流体的相互作用。在自相关函数中，匹配的三个主要特征参数是：(1)中心峰的大小，$R_{AC}(0,0)$，它在数值上等于粗糙度的均方根高度；(2)到次级脊的流向距离 λ，它是主要的流向波长；(3)中心峰表面微尺度的纵横比，也即公式(3)中的平均粗糙度单元偏心度 ε。

$$\varepsilon = \frac{a}{b} \tag{3}$$

本文所采用的真实粗糙表面是通过 MATLAB 生成的带有随机粗糙形貌的表面，如图 3(a)所示。随后，将真实粗糙表面数据带入自相关公式（公式(1)和(2)）进行数据分析，得到真实粗糙表面的自相关结果，如图 3(b)所示。

其中，此模拟表面的自相关表面特征如下：R_q=0.041，ε=1.333，λ=1.4751

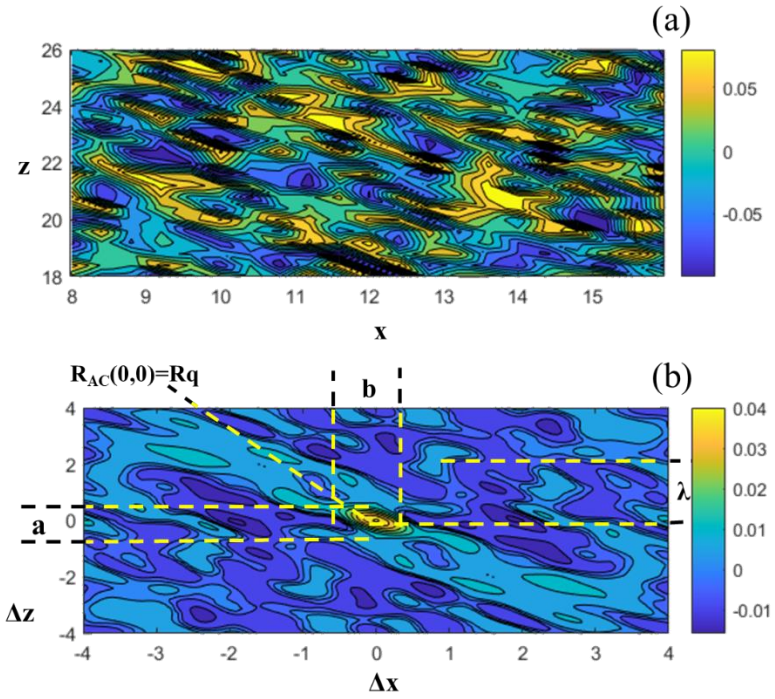


图 3 (a)真实粗糙表面分布图 (b)自相关结果分布图

2.3 基于自相关函数的模拟粗糙表面

由于在增材制造加工过程中表面融化时可以比拟成液滴聚合，且试验中可以用制造半圆形凸起的方式来简化随机粗糙表面，本文采用随机液滴模型来模拟随机粗糙模型。

如图 4 所示，为本文生成的初始半球形粗糙元件分布图。在 x 方向和 z 方向分别取 10 个点，构成一个 10×10 的点集，每一个点作为半球的球心。按照正态分布生成每个点的随机值，将每个点对应的随机值当作以这个点为球心的半径，其中随机值按照正态分布，最大值不超过 0.5。画出球体之后，如果两个球体之间发生了相交，则取相交区域的半径的最大值。

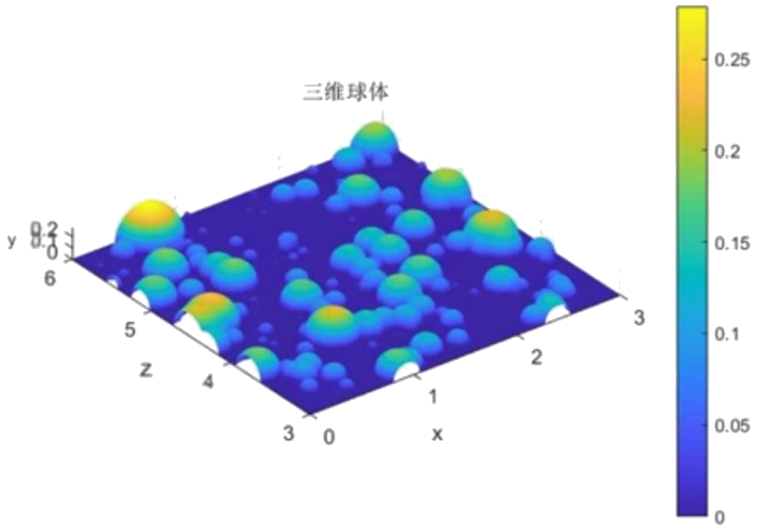


图 4 初始半球形粗糙元件分布示意图

生成半球状凸起粗糙表面后，使用以下三个参数对粗糙元件进行修正：1)随机粗糙表面截面微尺度相关的偏心率 ε，2)直径缩放因子 F_D，3)展向缩放因子 F_X。使用公式(4)-(7)可以将得到的半球状凸起转变为椭球体的分布。

$$a_i = F_D \cdot D_i \tag{4}$$

$$b_i = \frac{F_D}{\varepsilon} \cdot D_i \tag{5}$$

$$\overline{Z_i} = F_D \cdot Z_i \tag{6}$$

$$\overline{X_i} = F_X \cdot X_i \tag{7}$$

式中 D_i 为圆球直径，其中 F_D 跟 F_X 的取值，则是通过 fmincon 函数来搜索，其目标是保证模拟粗糙表面的Rq、ε、λ 与真实粗糙表面的特征参数相符，最终得到的值为 F_D=1.61，F_X=1.69，其对应的模拟粗糙表面如图 5 所示。对模拟粗糙表面进行自相关函数分析得到图 6 的自相关图像。表 2 给出了三个参数 Rq、ε、λ 的对比，其中，模拟粗糙表面与真实粗糙表面的 Rq 相同，ε 和 λ 由于存在测距时的人工误差，计算后结果近似。可见，本文所生成的模拟粗糙表面与真实粗糙表面的自相关特征参数相符。

表 2 随机模拟表面自相关特征和粗糙表面模化后自相关特征的自相关特征对比

	随机模拟表面自相关特征	粗糙表面模化后自相关特征
R_q	0.041	0.041
ε	1.333	1.154
λ	1.4751	1.3023

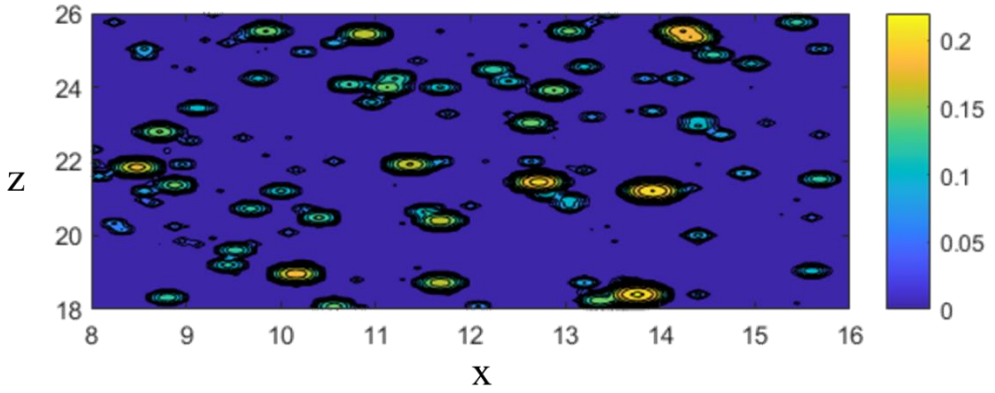


图 5 本文所生成的模拟粗糙表面

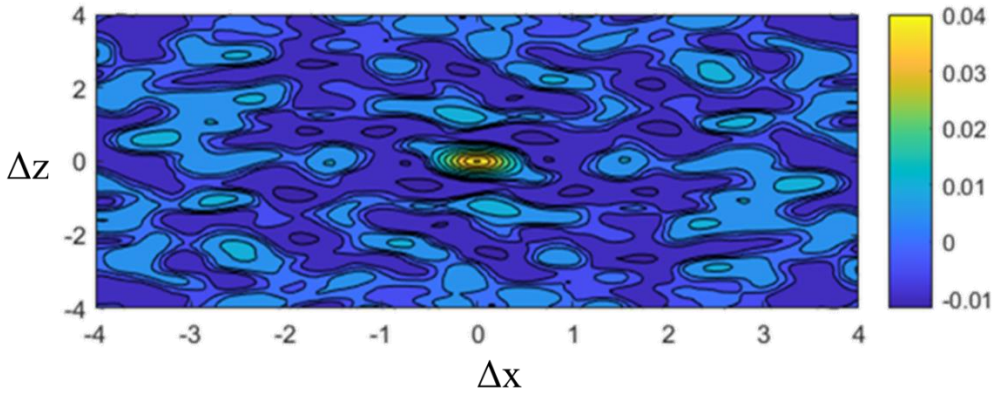


图 6 模拟粗糙表面自相关图像

3. 粗糙形貌表征对气膜冷却效率的影响

3.1 气膜孔的逆向建模方法

本节将前面生成的真实粗糙表面和模拟粗糙表面映射到气膜孔内表面。首先将正方形粗糙表面插值到圆柱形气膜孔表面，并沿圆柱截面形成一组点云。将点云文件导入 UG 软件，形成一组样条曲线，如图 7（a）所示。然后通过这组样条曲线建立带有粗糙形貌的圆柱面，如图 7（b）所示。该圆柱面即为气膜孔内表面。针对真实粗糙表面和模拟粗糙表面两个表面，分别进行上述逆向建模操作，从而形成两组气膜孔内表面，记为真实粗糙气膜孔和模拟粗糙气膜孔。

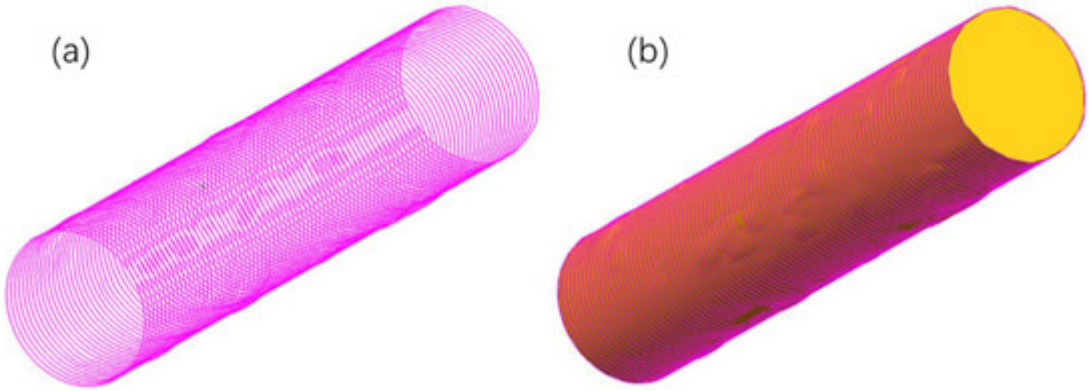


图 7 (a)样条曲线 (b)气膜孔模型

3.2 粗糙形貌表征及孔内粗糙对气膜冷却效率影响

采用第 1 节所介绍的数值模拟方法对真实粗糙气膜孔和模拟粗糙气膜孔的冷却效率进行分析，得到真实粗糙气膜孔和模拟粗糙气膜孔流动传热特性的数值验证气膜冷却效率的分布云图（图 9）、侧向平均冷却效率分布图（图 10）和中心线处的冷却效率分布图（图 11）。可见，真实粗糙气膜孔和模拟粗糙气膜孔除在孔出口处存在细微的差别外，气膜冷却效率基本一致；这说明基于自相关函数得到的特征参数构建模拟粗糙表面的方法是可行的。

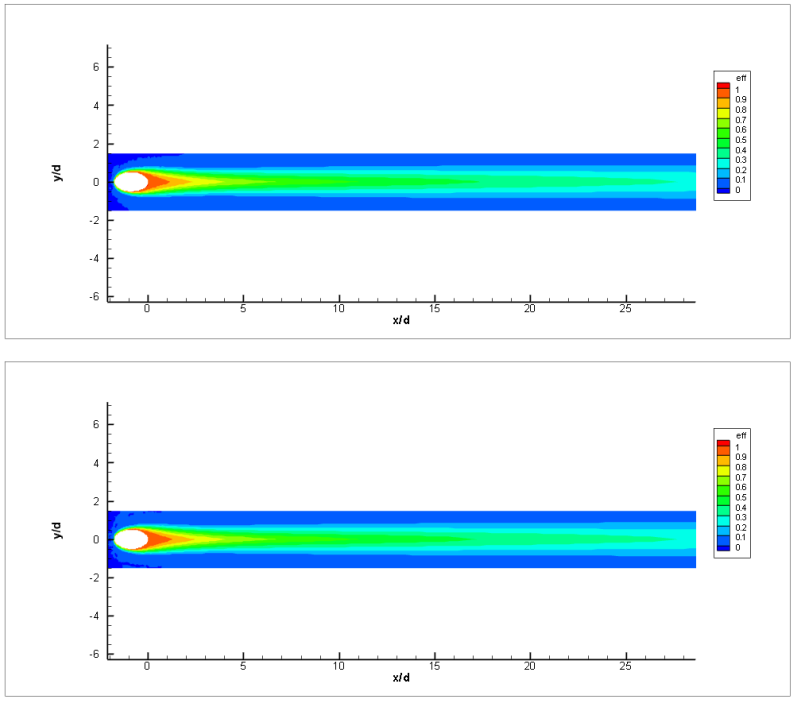


图 9 真实粗糙表面模型/模拟粗糙表面模型的气膜冷却效率的分布云图

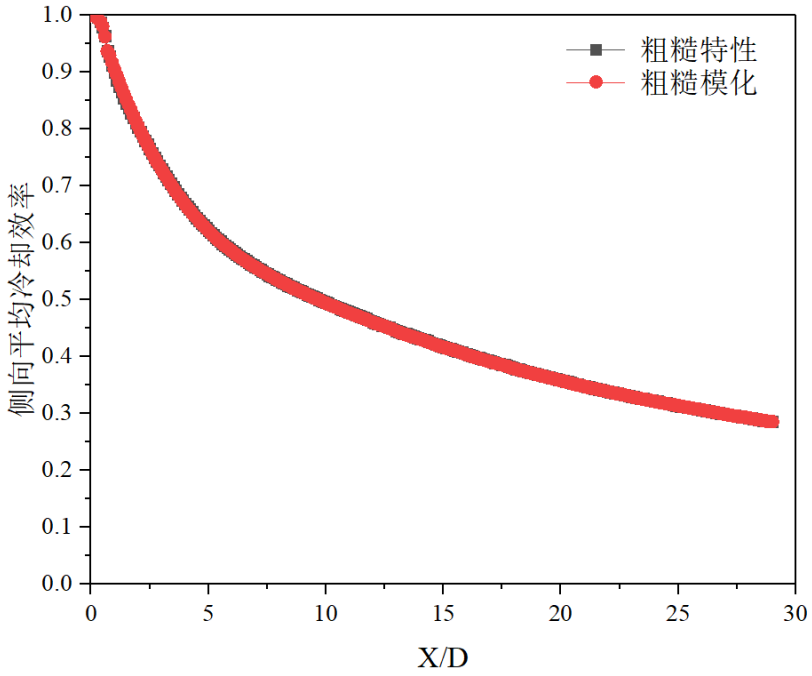


图 10 真实粗糙表面模型/模拟粗糙表面模型的侧向平均冷却效率分布图

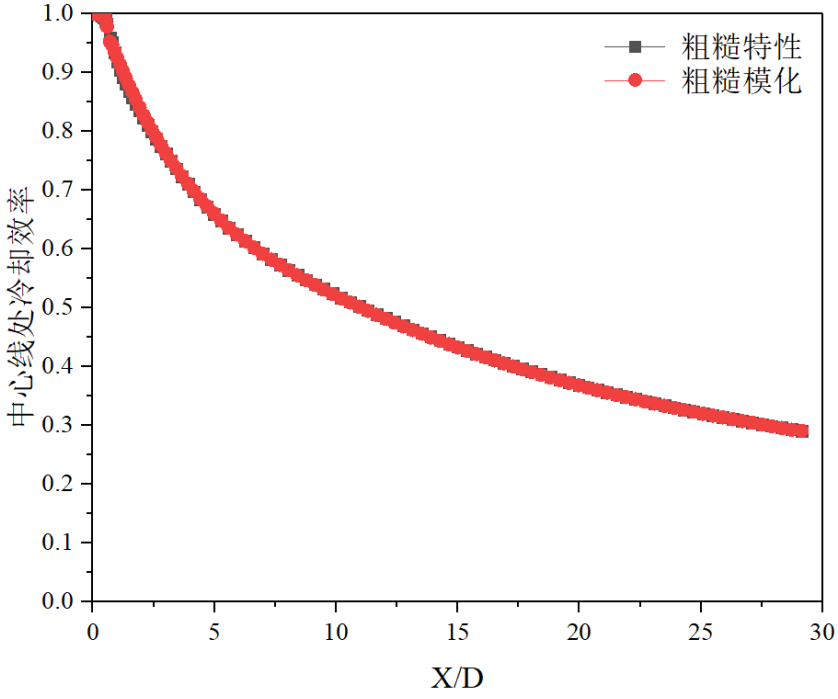


图 11 真实粗糙表面模型/模拟粗糙表面模型的中心线处的冷却效率分布图

图 12 对比了真实粗糙气膜孔、模拟粗糙气膜孔和经典圆孔的冷却效率，可见带有粗糙度的模型的冷却效率明显降低。

通过对比带有粗糙特性模型和经典圆孔模型的孔内剖面速度分布图（图 13(a)为经典圆

孔的孔内剖面速度分布图，图 13(b)为对比带有粗糙特性的孔内剖面速度分布图）可知，粗糙表面的存在使得实际上气膜孔内截面积变小，射流加速，而随着气膜孔出口冷气速度的增大，冷气入侵主流的程度更深，因此更容易发生冷气的耗散，导致冷却效率的下降。

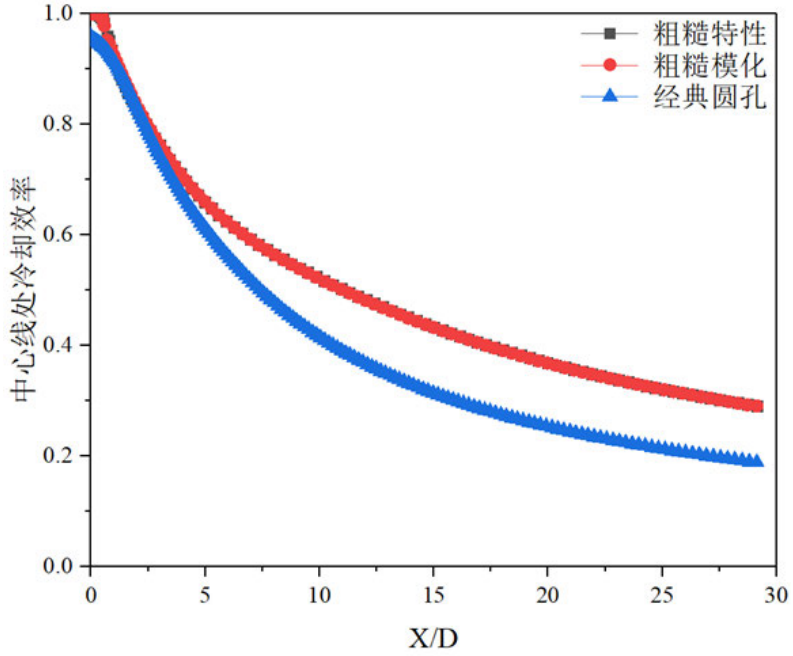


图 12 真实粗糙表面模型/模拟粗糙表面模型和光滑圆孔的中心线处的冷却效率分布图

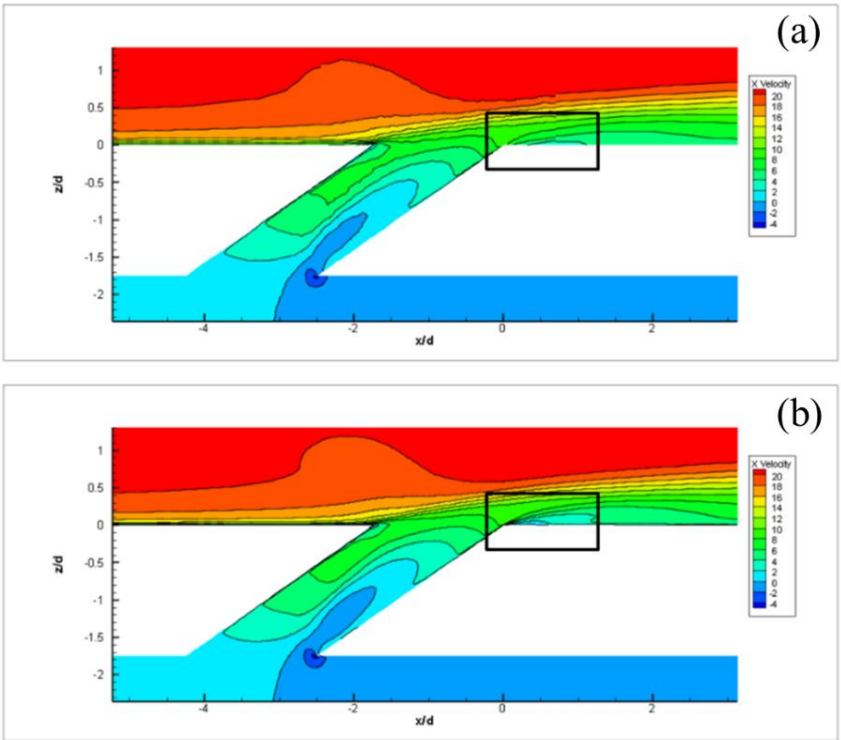


图 13 气膜孔孔内剖面速度分布图

4.结论

本文针对增材制造气膜孔内粗糙形貌表征的问题开展研究，利用自相关函数对真实粗糙表面进行处理，得到特征参数，并使用半椭球状凸起模拟真实粗糙表面，得到与真实粗糙表面的特征参数相符的模拟粗糙表面，通过逆向建模方法将真实粗糙表面和模化粗糙表面导入到圆形气膜孔中进行计算流体力学(CFD)模拟，主要结论如下：

1. 在基于自相关函数的粗糙度表征方面，发现 Rq、ε、λ 等自相关特征参数能够有效地描述气膜孔内表面的形貌特性，通过逆向建模的方法将真实粗糙表面和模拟粗糙表面导入进圆形气膜孔中，基于数值模拟发现真实粗糙气膜孔和模拟粗糙气膜孔的气膜冷却特性具有一致性。因此，在本文研究范围内，采用自相关函数进行孔内粗糙形貌表征是可行的通过数值。

2.通过对比粗糙气膜孔与光滑气膜孔的气膜冷却效率，发现当气膜孔内存在粗糙度时，气膜冷却效率下降。这是因为粗糙表面的存在使得实际上气膜孔内截面积变小，射流加速，而随着气膜孔出口冷气速度的增大，冷气入侵主流的程度更深，因此更容易发生冷气的耗散，导致冷却效率的下降。

参考文献

[1]靳智平，王毅林．电厂汽轮机原理及系统:第 2 版［M］．北京:中国电力出版社，2006:71-79．

[2]Dhungel A, Lu Y P, Phillips W, et al. Film cooling from a row of holes supplemented with anti vortex holes[C]//Proceedings of ASME Turbo Expo 2007:Power for Land, Sea, and Air. Montreal, 2009.

[3]Heidmann J D, Ekkad S. A novel anti-vortex turbine film coling hole concept[C]//Proceedings of ASME Turbo Expo 2007:Power for Land, Sea, and Air. Montreal, 2009.

[4]陶云亚, 薛伟鹏, 唐洪飞, 苏云亮, 黄顺洲, 赵晓明. 激光增材制造技术在涡轮叶片中的应用[J]. 燃气涡轮试验与研究, 2016, 029(006):44-50,55.

[5] Snyder J C, Stimpson C K., Thole K A, Mongillo D. Build direction effects on additively manufactured channels[J]. Journal of Turbomachinery, 2016, 138(5).

[6] Snyder J C, Thole K A. Effect of Additive Manufacturing Process Parameters on Turbine Cooling[J]. Journal of Turbomachinery, 2020, 142(5).

[7] Stimpson C K., Snyder J C, Thole K A, Mongillo D. Effectiveness measurements of additively manufactured film cooling holes[J]. Journal of Turbomachinery, 2018, 140(1).

[8] Vinton K R, Nahang-Toudeshki S, Wright L M, Carter A. Full Coverage Film Cooling Performance for Combustor Cooling Manufactured Using DMLS[C]//Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air. American Society

of Mechanical Engineers, 2016, 49798: V05BT17A005.

[9] Klingaa C G, Bjerre M K, Baier S De, Chiffre L, Mohanty S, Hattel J H. Roughness investigation of SLM manufactured conformal cooling channels using X-ray computed tomography[C]//9th Conference on Industrial Computed Tomography, Padova, Italy. 2019: 1-10.

[10] Aghasi P, Gutmark E, Munday D. Dependence of Film Cooling Effectiveness on Three-Dimensional Printed Cooling Holes[J]. Journal of Heat Transfer, 2017, 139(10).

[11] Vinton K R, Nahang-Toudeshki S, Wright L M, Carter A. Full Coverage Film Cooling Performance for Combustor Cooling Manufactured Using DMLS[C]//Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air. American Society of Mechanical Engineers, 2016, 49798: V05BT17A005.

[12] Schlichting H. Experimental Investigation of the Problem of Surface Roughness[J].Ingenieur-Archiv, Vol. VII, No. 1,1936.

[13] Baier M, Sinico M, Witvrouw A, Dewulf W, Carmignato S. A Novel Tomographic Characterisation Approach for Sag and Dross Defects in Metal Additively Manufactured Channels[J]. Additive Manufacturing, 2021: 101892.

[14] Hanson, D R., McClain, S T., Snyder, J C., Kunz, R F., Thole, K A. Flow in a scaled turbine coolant channel with roughness due to additive manufacturing[C]//Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air. American Society of Mechanical Engineers, 2019, 58653: V05BT21A004.

[15] Clemenson, J M; Shannon, T A.; McClain, S T. A Novel Method for Constructing Analog Roughness Patterns to Replicate Ice Accretion Characteristics.[C]// 2018 Atmospheric and Space Environments Conference. 2018: 3015.

[16] Sinha A K, Bogard D G, Crawford M E. Film-cooling effectiveness downstream of a single row of holes with variable density ratio[J]. ASME Journal of Turbomachinery, 1991, 113.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233379

不同径向排布下层板结构换热的数值研究

王燕嘉 程泽源 黄俊杰 朱剑琴*
（北京航空航天大学能源与动力工程学院，北京 100191）
(Tel：010-82319181， Email：zhujianqin@buaa.edu.cn)

摘要：本文采用数值模拟方法研究了燃气进口温度不均匀分布条件下，径向排布对层板结构换热的影响。通过参数化，使用 9 个径向间距参数描述了层板结构的径向排布，对 3 中不同径向排布方案的层板结构进行了数值模拟。结果表明，径向排布改变对外表面温度和冷却气流量的影响很小，相对变化在 0.3%以内。对外表面温度场均匀程度的影响较大。相比于径向均匀分布的结构，在高温区域对孔柱进行加密的结构将最大温差降低了 16.4K。

关键词：数值模拟；径向间距；层板结构

0 前言

航空发动机涡轮叶片处于严苛的高温环境中，为保证涡轮叶片的使用寿命，需要为叶片设计合理的冷却结构。层板结构是现代涡轮叶片中常用的一种高效冷却结构[1]，受到了广泛的关注和研究。

现有文献对层板结构的设计和优化进行了研究。吕东[2]将层板结构简化为周期性的冷却单元进行了实验和数值模拟研究，研究了层板排布形式、扰流柱填充比对层板结构流动换热的影响，结果表明一种气膜孔、扰流柱、冲击孔数量为 1：6：1 的层板结构有利于消除流动死区，具有优良的冷却效果；当增加层板结构的扰流柱填充比时，会引起结构流阻的增加，从而使得通过结构的流量降低。Chen[3]等通过实验方法研究了气膜孔入射角对层板结构外表面冷效的影响，发现入射角增加使得层板结构上游冷效增加，下游冷效减小。Liu 等[4]采用数值模拟方法研究了吹风比对层板结构流动换热的影响，作为研究对象的层板结构在流向和径向方向均匀分布。研究发现吹风比增加时，气膜绝热冷效降低，但内部换热增强，总体冷效升高，该结果表明内部换热在层板结构冷却中占主导地位。

在实际涡轮叶片中，燃气进口边界往往不是均匀的总温分布，而是在径向方向上按照一定的变化趋势进行分布[5,6]。现有研究往往针对径向均匀排布的层板冷却结构进行设计，然而这样的结构在实际燃气进口温度径向不均匀分布的工作条件下，会产生较大的温度梯度，从而对叶片寿命产生不利影响[7]。为了提升层板结构冷却的均匀程度，需要设计一种径向不均匀排布的层板结构，以适应实际叶片工作条件。通过改变径向方向上孔和孔之间的间距，是一种能够产生径向不均匀排布层板结构的手段。

基金项目：国家自然科学基金项目（No.52122604）；航空发动机气动热力国防科技重点实验室基金项目(2021-JCJQ-LB-062-0409)

在本研究中，在给定径向温度不均匀分布的燃气进口条件下，采用数值模拟方法研究了径向排布对层板结构流动换热的影响。首先，对层板结构的径向排布进行了参数化，规定了描述径向排布的 9 个径向间距参数。接着，设计了 3 种不同径向排布方案的层板结构，其中，将径向均匀排布的方案作为对照组。对设计的 3 个方案进行网格划分和数值模拟计算，最后比较 3 个方案层板结构的冷却气流量使用量以及外表面温度场分布，以研究径向排布改变对层板结构流动换热的影响。

1 计算模型及方法

1.1 几何模型描述

本研究将一种双层壁层板冷却结构作为研究对象，其排布形式参考了文献[1]，其中气膜孔、扰流柱、冲击孔数量为 1：6：1，结构如图 1 中所示。冷却气从冲击孔进入，冲击外壁内表面，接着在经过层间的扰流柱进行对流换热，最后从外壁上的气膜孔流出，在外表面形成气膜覆盖。图 1 中给出了描述层板结构的几何参数，在本研究中，除径向间距以外的其他几何参数均根据实际工程经验进行给定。其中，内壁厚度 t1、层间距离 t2、外壁厚度 t3 分别为 0.8mm、0.7mm、0.7mm, 扰流柱直径 dp。气膜孔直径 df、冲击孔直径 di 分别为 0.8mm、0.7mm、1.1mm，气膜孔入射角 α 为 30°，孔排流向间距 Sf 为 4.0mm。在实际研究中，取流向方向（即 X 方向） 的两排气膜孔，径向方向（即 Z 方向）的 10 排气膜孔孔进行了建模，如图 2 中所示。对径向孔排分布进行了参数化，分布用 9 个径向间距参数 Pf1，Pf2，…,Pf9 表示。

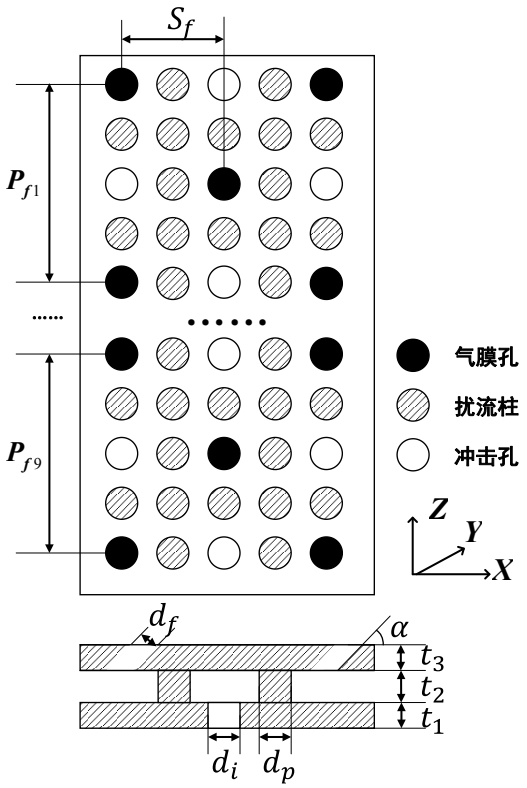


图 1 双层壁层板结构示意图

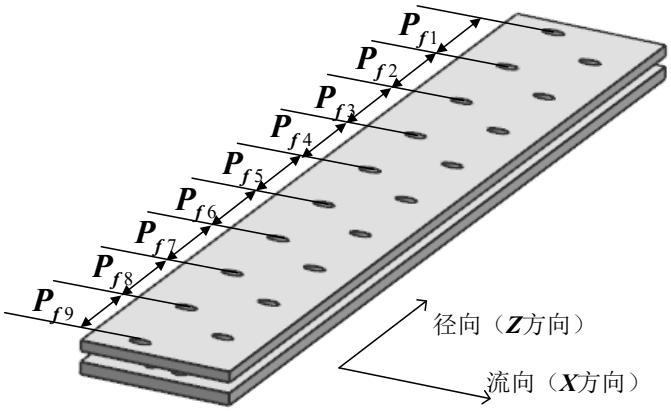


图 2 径向排布的参数化

为了研究在燃气进口径向不均匀温度分布下，层板结构的径向排布对冷却的影响，设计了 3 中不同径向排布方案的层板结构进行数值模拟研究。这三种方案对应的设计参数数值如表 1 中所示。其中，方案 1 是径向方向均匀排布的层板结构，这组方案在研究时主要作为对照组使用。在实际涡轮叶片中，燃气进口的径向温度分布规律往往体现为：叶片底部温度最低，沿径向方向上温度逐渐升高，在一定高度达到最大值后在逐渐下降。为了适应上述进口温度分布，设计了不均匀径向排布的层板设计方案 2 和层板设计方案 3。方案 2 和方案 3 从底部到顶部，径向间距先减小再升高，并且在进口温度最高的位置附近冷却结构排布最密集。两个方案的不同点体现在，方案 2 的径向分布疏密程度更大，方案 3 的径向分布变化则相对平缓。

表 1 不同径向分布方案

方案序号	P_{f1} /mm	P_{f2} /mm	P_{f3} /mm	P_{f4} /mm	P_{f5} /mm	P_{f6} /mm	P_{f7} /mm	P_{f8} /mm	P_{f9} /mm
方案 1	6.2	6.2	6.2	6.2	6.2	6.2	6.2	6.2	6.2
方案 2	6.875	6.25	5.625	5	5.4	5.905	6.41	6.915	7.42
方案 3	6.275	6.05	5.825	5.6	5.6	6.005	6.41	6.815	7.22

1.2 计算设置

为了研究径向排布对层板结构换热的影响，对 3 个不同径向排布方案的层板结构进行了流热耦合数值模拟。图 3 展示了计算的边界条件，高温燃气在冷却结构外侧流过，冷却气从冷却结构的底部进气，经由冲击孔、气膜孔后流出，与燃气进行掺混。燃气进口设定为质量流量进口，进口流量为 0.361kg/s，进口总温在径向方向上不均匀分布，温度值由式（1）计算得出。为直观显示进口径向温度分布规律，绘制了燃气进口的径向温度分布了曲线，如图 4 所示。燃气出口为压力出口，其静压值为 24bar。冷却气进口设

定为压力进口，总压为 27.5bar，总温为 836.9K。这样的边界条件和实际航空发动机涡轮叶片的工作条件是类似的。

$$T = -5.664\times10^{-5}z^4 + 8.386\times10^{-3}z^3 - 6.188\times10^{-1}z^2 + 21.77z + 1550 \qquad (1)$$

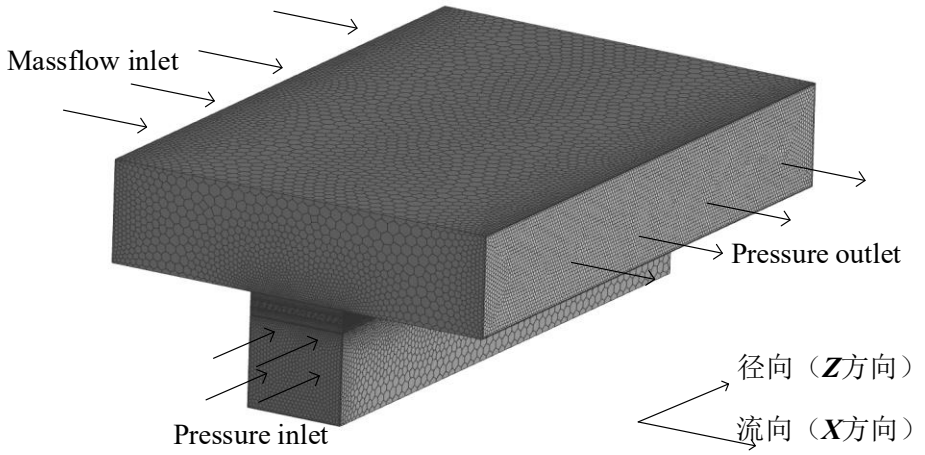


图 3 计算边界条件

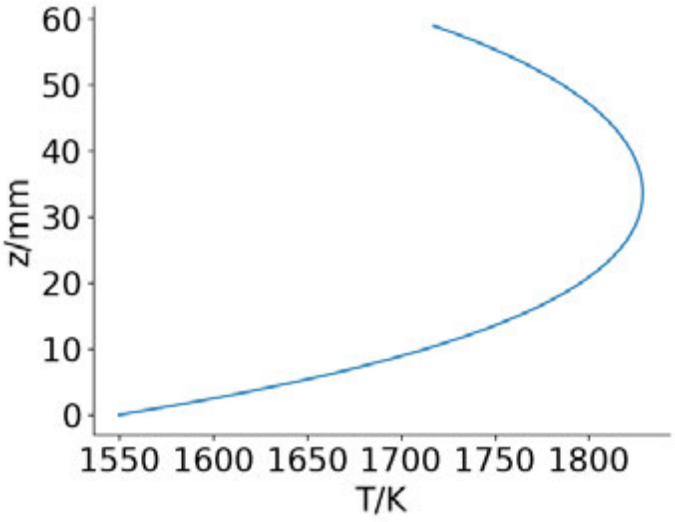


图 4 燃气进口的径向温度分布曲线

对待计算模型进行了雷诺平均的数值模拟，首先使用 Fluent Meshing 形成了计算网格，如图 3 所示。网格的生成方法为 ploy-hexcore 体网格生成方法，这种方法能提高网格中六面体网格的数量，有利于实现网格总量和后续计算时间的降低。图 5 展示了网格划分的细节，在孔柱附近进行了网格的加密，在流体域的近壁面区面区生成了边界层网格，第一层边界层网格的无量钢距离 y+小于 1.0，这是和计算采用的 k-ω SST 湍流模型相适应的。在网格划分的基础上，使用 Fluent 求解器进行了数值计算。计算方程的离散格式均采用二阶格式，采用 couple 算法在 6000 步迭代后，达到了收敛的解。计算时将

出口压力 24bar 作为计算的参考压力，压力的计算值用和参考压力之间的差来表示，即相对压力。

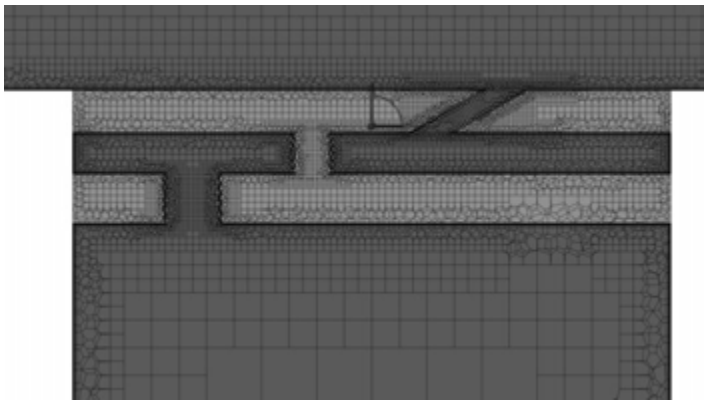


图 5 局部网格划分细节

1.3 网格无关性验证

为了减小离散误差，同时确定计算中适合采用的网格密度和网格数量，对计算模型进行了网格无关性的验证。通过加密孔柱附近等物理场梯度变化较大的区域，生成了三组数量不同的网格，网格数量分别为 330 万、600 万和 990 万。通过后处理得到了不同网格数量下，流向第一排气膜孔下游 x=5mm 位置处的径向温度变化，如图 6 所示。和 990W 网格的计算结果相比，330 万网格温度结果的平均相对误差为 0.75%，600W 网格温度结果的平均相对误差为 0.47%，可以认为基本达到了网格无关解。本研究的计算中实际采用了 600W 网格对应的网格密度进行计算。

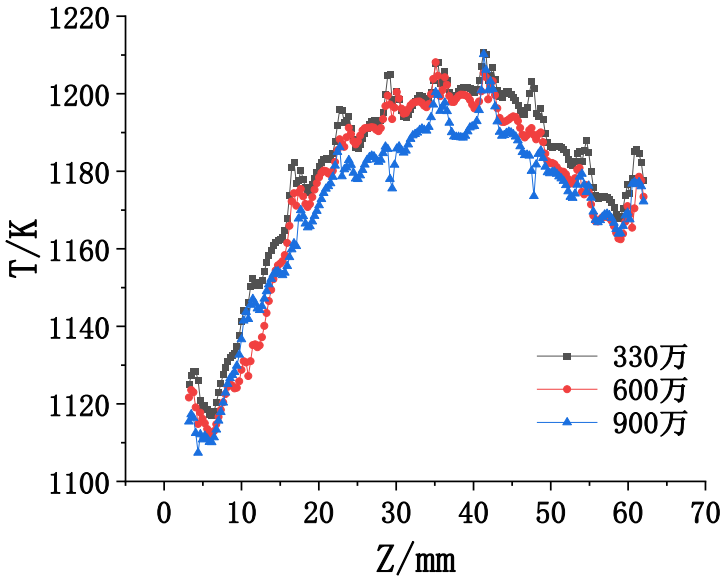


图 6 不同网格数量下 x=5mm 位置的径向温度变化

2 计算结果分析

2.1 径向排布改变对冷气流量的影响

在航空发动机涡轮叶片中，对冷却结构通以低温气体进行冷却，会造成用于产生发动机推力的气体质量流量减少。因此，在冷却结构的设计中，要严格限制冷却气的使用量。数值模拟计算收敛后，通过 Fluent 的后处理功能统计了冷却气进口的质量流量，得到了不同径向排布方案下层板结构使用的冷却气使用量，如表 2 中所示。从表中可以看出，径向排布的变化对冷气质量流量产生的影响很小，引起的相对误差在 0.2%以内。

分析原因认为：在层板结构中起到节流作用的主要是气膜孔，而在径向排布改变时，气膜孔的总数和总出流面积都没有发生改变，因此总的冷气质量流量也保持不变。这使得通过改变结构径向排布来优化层板结构温度场时，不需要考虑是否会引起冷却气流量增加从而对发动机推力造成不利影响。

表 2 不同径向排布方案的冷气质量流量

方案序号	冷气质量流量/(kg/s)
方案 1	0.01168
方案 2	0.01168
方案 3	0.01166

2.2 径向排布改变对外表面温度场的影响

在本小节中，对径向排布改变引起的外表面温度场变化进行了研究。通过外表的平均温度评价冷却的总体性能，通过外表面最大温差评价温场的均匀程度。图 7 中展示了不同径向排布方案的外表面温度场云图。从图中可以看出，在径向方向上外表面温度场变化表现出了和燃气进口温度分布相同的趋势，温度最低的区域位于在冷却结构底部，温度最高的区域出现在冷却结构中部。相比于方案 1 中的径向均匀排布结构，方案 2 和方案 3 在高温区域对结构进行了加密，在低温区域对结构进行了分散，一定程度上实现温度场的优化。在方案 2 和方案 3 中，冷却结构底端的低温区域面积明显减小，在径向方向上，温度布分布更加均匀，但面平均温度基本不变（变化程度小于 0.3%）。这说明改变径向分布对层板结构起到的优化作用，主要体现在能够提升外表面温度场的均匀程度上。

为了定量化地比较径向排布改变对外表面温度场均匀程度的影响，通过 fluent 自带的后处理工具得到了不同径向排布方案下外表面的最高温度、最低温度及最大温差，如表 3 所示。和方案 1 相比，方案 2 和方案 3 分别将最大温差降低了 16.4K 和 15K。从表中可以看出，3 种方案的最高温度均对应了较高的数值，这可能是由于在流向方向上仅取了两排气膜孔对应的层板结构进行了建模研究，在流向第二排气膜孔下游没有再布置孔柱结构，从而使得这部分下游区域受主流高温的影响较大，在冷却结构的中部产生了温度较高的区域。在实际叶片中，冷却结构是布满整个叶片的，从而能消除上述的高温区域。

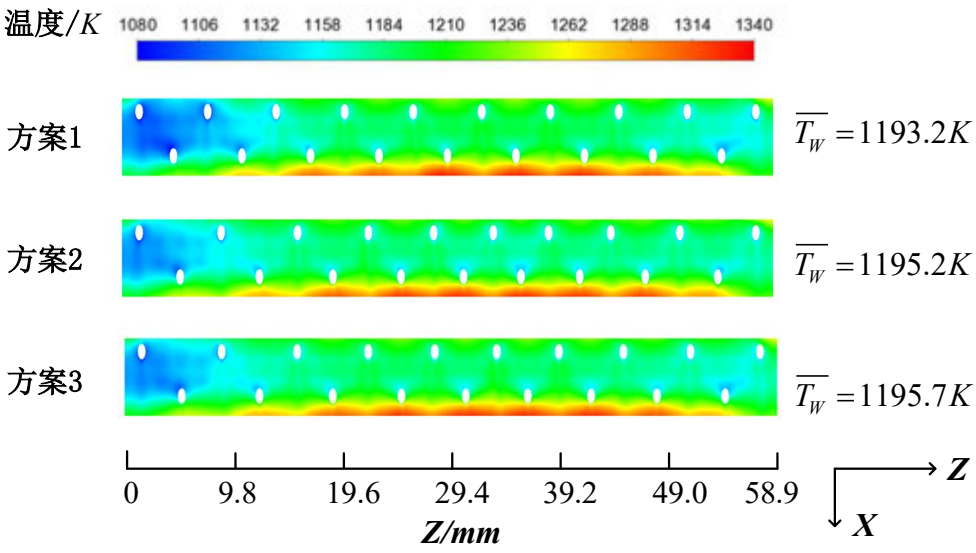


图 7 不同径向排布方案的外表面温度场云图

表 3 不同径向排布方案的最高温度、最低温度及最大温差

方案序号	最高温度/K	最低温度/K	最大温差/K
方案 1	1333.5	1080.9	252.6
方案 2	1329.2	1093	236.2
方案 3	1328.7	1091.1	237.6

3 结　论

本文用 9 个径向间距参数描述了层板结构的径向排布，设计了 3 种不同方案径向排布的层板结构，对比这个 3 种方案的冷却气使用量和外表面温度场，得到了以下结论。

（1）在燃气进口温度非均匀的工作条件下，均匀排布层板结构的外表面温度场在径向方向上体现出和燃气进口温度相似的变化趋势，即在冷却结构底端出现低温区，在冷却结构中部出现高温区。

（2）改变层板结构的径向排布，基本不会对结构的整体流阻及通过结构的冷却气流量产生影响。3 种不同方案径向排布的层板结构使用的冷却气流量之间的相对误差小于 0.2%。

（3）改变层板结构径向排布，外表面平均温度基本不变，但会引起最大温差的变化。通过增大低温区域的气膜孔径向间距，减小低温区域的气膜孔径向间距，最大温差最多降低了 16.4K，说明通过优化层板结构的径向排布，有利于使得结构在燃气进口温度非均匀条件下，具有更均匀得冷却效果。

参考文献

[1] Chen Y, Wei H, Zu Y Q. Experimental study on the conjugate heat transfer of double-wall turbine blade components with/without pins[J]. Thermal Science and Engineering Progress, 2018, 8: 448-456.

[2] 吕东.层板结构流动换热机理及优化设计研究[D].北京航空航天大学.2007

[3] Chen Y, Wei H, Zu Y Q. Experimental study on the conjugate heat transfer of double-wall turbine blade components with/without pins[J]. Thermal Science and Engineering Progress, 2018, 8: 448-456.

[4] Liu Y, Rao Y, Yang L, et al. Flow and heat transfer characteristics of double-wall cooling with multi-row short film cooling hole arrangements[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2021, 165: 106878.

[5] Mostofizadeh A R, Adami M, Shahdad M H. Multi-objective optimization of 3D film cooling configuration with thermal barrier coating in a high pressure vane based on CFD-ANN-GA loop[J]. Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering, 2018, 40: 1-15.

[6]Chi Z, Liu H, Zang S, et al. Conjugate heat transfer optimization of the nonuniform impingement cooling structure of a HPT 2nd stage vane[C]//Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air. American Society of Mechanical Engineers, 2015, 56710: V05AT10A001.

[7] Chi Z, Ren J, Jiang H. Coupled aerothermodynamics optimization for the cooling system of a turbine vane[J]. Journal of Turbomachinery, 2014, 136(5): 051008.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233380

不同倾角下辐射加热腔内流动及传热响应

袁思利，陈泽康，周瑞睿，李凌
（上海理工大学能源与动力工程学院，上海 200093）
(Tel:18504254537, Email: zhouruirui_suye@163.com)

摘要： 研究辐射从不同角度加热方腔系统对于太阳能利用具有积极意义。本文通过研究方腔倾斜角($0°\le\varphi\le90°$)对系统 Nu 数、流动特性以及温度与速度分布的影响发现，在光学厚度 $\tau=5$，普朗特数 $Pr=0.701$，Ra_l =10^5 时候腔体内部 Nu 数和对流强度随着倾斜角发生明显变化，且都随着倾斜角的增加先增强后减弱。当 φ =90°时，瑞利数 Ra_l =10^4 和 10^5 下，腔内流体的传热和流动强度会发生剧变。

关键词： 倾斜角；辐射加热腔；自然对流；半透明流体；太阳能利用技术

0 前言

由于我国可供消耗的化石能源有限且随着双碳目标的提出，发展可再生能源和提高能源利用效率是十分必要的。太阳能热利用技术正逐渐成为能源领域的热点。最近，流体直接吸收太阳能技术也引起了广泛关注，这种技术可用于太阳能直接吸收器[1]、具有光学窗口的太阳能吸热器[2]和新型的半透明墙[3]等各种工程应用系统。此外，辐射吸收引发的自然对流在自然界中普遍存在，例如恒星内部的热核反应所引起的自然对流[4]、大气中吸收太阳辐射后产生的垂直和水平运动[5]，以及水体吸收太阳辐射时的自然对流[6]等。研究加热腔体内流体的自然对流传热现象及规律对于工业应用和自然现象的理解是很有必要的。

对于带倾角的加热腔系统自然对流的研究，前人已经做了很多工作。宁利中等[7]针对倾斜角对腔内对流斑图的影响进行了研究，结果表明随着倾斜角的变化，密实的多圈型流型过渡到疏松的多圈型流型，并给出了临界倾斜角与相对瑞利数的关系曲线。Armfield 等[8]使用数值模拟研究了二维差热倾斜腔内的流动结构和传热规律，发现当方腔倾斜角增加时，会出现临界倾斜角，使腔内流动出现分叉现象。Cianfrini 等[9]研究了二维水平侧加热腔的自然对流，确定了换热效果最好的最佳倾斜角并给出了其与瑞利数和高宽比的关系。林金清[10]使用数值模拟研究了倾斜封闭腔内半透明流体在入射辐射诱导下的自然对流，文中给出了某一个特定工况下，不同倾斜角下的流动结构，得出一个

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）

临界倾斜角，使得流动在一个大循环流与若干并列的小循环流之间转变。

正如上文所提到的研究现状，目前传统恒壁温或恒热流驱动的自然对流已经得到比较广泛研究，关于辐射驱动的自然对流，现有的研究主要针对顶部或底部垂直入射辐射驱动自然对流的情形，但实际情况中也存在不同方向加热的情况。本文研究不同倾角的辐射加热腔内半透明流体的稳态响应，通过数值模拟，分析了不同倾角下，腔内自然对流的传热与流动强度，对于非垂直地面放置的各类太阳辐射利用相关工程系统具有科学意义。数值模拟研究采用 MATLAB 自编程方法，通过改变方腔倾斜角输出腔体内等流线、等温线、速度和努塞尔数图进行相关流动与传热特性的分析。

1 物理模型与控制方程

1.1 物理模型

图 1 为本研究的物理模型。该模型为倾斜的封闭方腔，方腔与水平面倾角为φ，里面充满了半透明流体。方腔左侧为透明壁面，右侧为不透明黑壁面。辐射从方腔左侧平行均匀地射入方腔内，流体吸收辐射后产生水平温差驱动自然对流。由于加热时间较短且流体升温较少，不考虑边界散热，并假设流体本身不发射辐射。

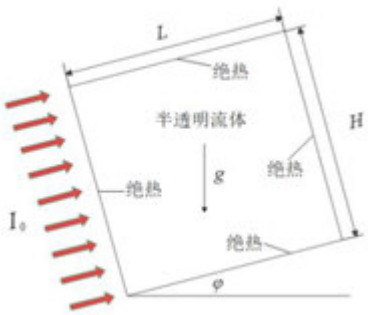


图 1 物理模型

Fig.1 Physical model

1.2 控制方程

为使得研究更具有通用性，本研究采用无量纲方程。后续控制方程与边界条件中的所有变量都是无量纲量。在 Boussinesq 假设下，考虑流体为不可压缩流体，描述稳态下的辐射驱动自然对流现象的无量纲控制方程组为：

$$\frac{\partial U}{\partial X}+\frac{\partial V}{\partial Y}=0 \tag{1.1}$$

$$U\frac{\partial U}{\partial X}+V\frac{\partial U}{\partial Y}=-PrRa_I\frac{\partial P}{\partial X}+Pr\left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}\right)+\theta PrRa_I\sin(\varphi) \tag{1.2}$$

$$U\frac{\partial V}{\partial X}+V\frac{\partial V}{\partial Y}=-PrRa_I\frac{\partial P}{\partial Y}+Pr\left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial Y^2}\right)+\theta PrRa_I\cos(\varphi) \tag{1.3}$$

$$U\frac{\partial V}{\partial X}+V\frac{\partial V}{\partial Y}=\left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2}\right)+\tau e^{-\tau X}-1 \tag{1.4}$$

其中，U 、V 分别是无量纲水平方向速度和无量纲垂直方向速度，X 、Y 分别为无量纲水平方向和垂直方向坐标，θ 是无量纲温度，φ 是方腔倾斜角。上式中定义了三个无量纲控制参数：流体水平方向的光学厚度 τ 、普朗特数 Pr 和基于辐射强度定义的瑞利数 Ra_I：

$$\tau=\beta L, Pr=\frac{\upsilon}{a}, Ra_I=\frac{agI_0L^4}{\upsilon a^2\rho C_p} \tag{1.5}$$

为分析方腔内流动与传热规律，定义温差作用下的瑞利数 Ra_T 、努塞尔数 Nu 如下：

$$Ra_T=\frac{agL^3\Delta T_s}{\upsilon a}, Nu=\frac{I_0}{\lambda\Delta T} \tag{1.6}$$

其中：ΔT_s 取左壁面中心处温度与方腔中心处温度的差值，Ra_I 与 Ra_T 满足关系式 $Ra_I=Ra_T\times Nu$ 。方腔各壁面均假定为绝热，满足无滑移条件。未被流体吸收的残余辐射到达右壁面后被完全吸收，然后再以边界热流的形式加热流体。因此，上述无量纲边界条件可写作：

$$X=0, U=V=0, \frac{\partial\theta}{\partial X}=0 \tag{1.7}$$

$$X=1, U=V=0, -\frac{\partial\theta}{\partial X}+e^{-\tau X}=0 \tag{1.8}$$

$$Y=0, U=V=0, \frac{\partial\theta}{\partial Y}=0 \tag{1.9}$$

$$Y=H, U=V=0, \frac{\partial\theta}{\partial Y}=0 \tag{1.10}$$

2 数值求解程序

2.1 数值求解方法

本文采用有限体积法离散控制方程，使用二阶隐式格式处理非稳态项，采用中心差分格式处理扩散项，QUICK 格式离散处理对流项。使用 SIMPLE 算法处理压力与速度的

耦合，采用交错网格，并且采用非均匀化的网格，使得在壁面附近的网格更密集。使用亚松驰点迭代进行计算，当能量方程计算误差小于 10^{-6}，连续性方程和动量方程计算误差小于 10^{-3} 时，认为计算达到收敛状态，输出最终计算结果。

2.2 程序有效性验证

采用文献[11]中传统恒壁温侧加热腔内左右壁面温差下形成的自然对流算例对程序有效性进行验证，选取瑞利数 Ra_T =10^3、10^4、10^5、10^6，普朗特数 Pr =0.71，高宽比 H/L=1，网格节点数为 80×80。计算结果如表 1 所示，当前模拟结果与文献[11]结果吻合较好，相对误差低于 1%。

表 1 模型验证结果

Table 1 Model Validation Results

Ra_T	Nu		相对误差/%
	文献[11]	本文	
10^3	1.114	1.109	0.448
10^4	2.245	2.236	0.401
10^5	4.510	4.524	0.310
10^6	8.806	8.887	0.919

2.3 网格独立性验证

在 $Ra_l = 10^{10}, Pr = 0.71, H/L = 1, \tau = 5, \varphi = 0$ 的工况下，采用四组网格：211×211、251×251、311×311 和 351×351 进行计算，结果如图 2 所示。为了保证计算精度的基础上节约计算成本，下文中的非稳态计算均采用网格规格为 311×311。

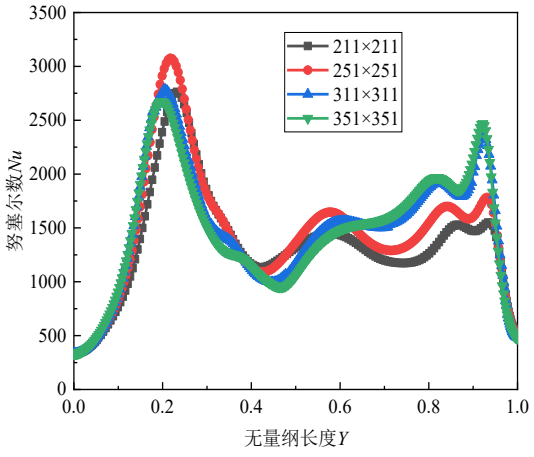


图 2 X=0 处努塞尔数 Nu 随无量纲长度 Y 的分布情况

Fig.2 The distribution of Nusselt number Nu with dimensionless length Y at X=0

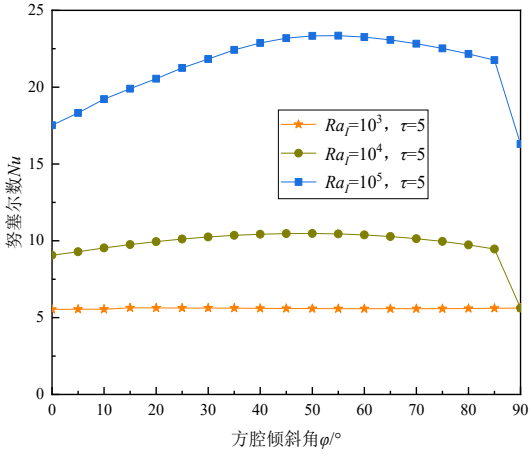


图 3 努塞尔数在不同瑞利数和方腔倾斜角下的变化情况

Fig.3 The variation of Nusselt number under different Rayleigh numbers and square cavity tilt angles

3 倾斜角对方腔内传热特性的影响

3.1 方腔倾斜角对 *Nu* 数的影响

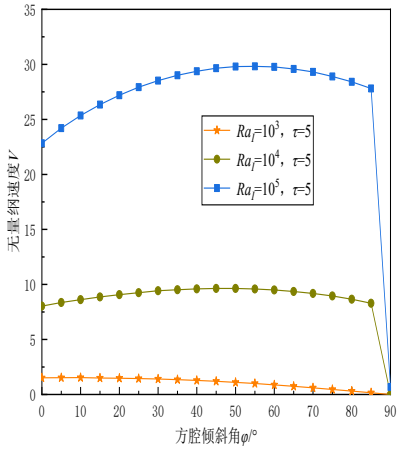
图 3 展示了当 Ra_l=10^3、10^4 和 10^5，φ=0°-90°(5°为间隔选取)，$\tau=5$，$Pr=0.701$ 时 Nu 数随着 φ 的变化情况。当 Ra_l=10^5 时，可以明显观察到，随着 φ 的增大，Nu 数先增大后减小，极值在 φ=55°附近；但当 Ra_l=10^3 和 10^4 时，Nu 数随着 φ 增大的变化不明显。同时可观察到，当 φ=90°时：在 Ra_l=10^4 和 10^5 情况下，Nu 数都会发生剧烈减小，而 Ra_l=10^3 的情况没有明显变化，封闭腔内的流体仍然处于纯导热状态下，Nu 数几乎不变。

由以上结果，初步得到一个临界的 Ra_l 数，使得腔体内流体的传热方式从纯导热到对流的转变，且可以初步判断该临界 Ra_l 数在 10^4 左右。在瑞利数越大时，Nu 数随着倾角的变化越明显，使得腔体内部传热强度随着倾斜角发生明显变化，Nu 数随着倾斜角增加先增强后减弱，这是由于对流的改变，影响传热效果。同时在 φ=90°时，出现 Nu 数突变，初步判断是受到竖直方向重力场对于流动的抑制，使得腔体内部传热效果减小。下一节将分析倾角对于流动特性的影响。

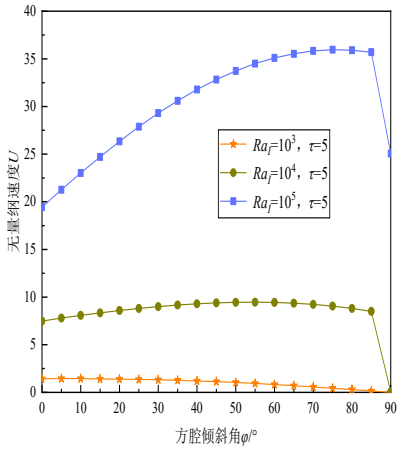
3.2 方腔倾斜角对流动状态的影响

图 4(a)展示了当 Ra_l=10^3、10^4 和 10^5，φ=0°-90°(5°为间隔选取)，$\tau=5$，$Pr=0.701$ 时，左壁面中心附近最大无量纲速度 V 随着 φ 的变化情况；图 4(b)所示为相同工况下上壁面中心附近最大速度 U 随着 φ 的变化情况。明显看出，二者有相同的变化规律，此处就以图 4(a)作分析。

当 Ra_l=10^5 时，随着 φ 的增大，V 先增大后减小。这与对应的 Nu 数随着 φ 的变化情况相似，输入腔体的能量是由辐射热流提供的，除了热传导外，流体还通过浮升力增加垂直方向的速度 V 进而增强传热，因此左壁面中心附近 V 越大，热对流越强，Nu 数越大；当 Ra_l=10^3 和 10^4 时，随着 φ 的增大，无量纲速度 V 的变化并不明显。当 φ=90°时：在 Ra_l=10^4 和 10^5 情况下，V 和 U 都会发生剧烈减小，而 Ra_l=10^3 的情况没有明显变化。



(a)左壁面中心附近最大无量纲速度 V



(b)上壁面中心附近最大无量纲速度 U

图 4 壁面附近同方向的最大无量纲速度随着方腔倾斜角的变化情况

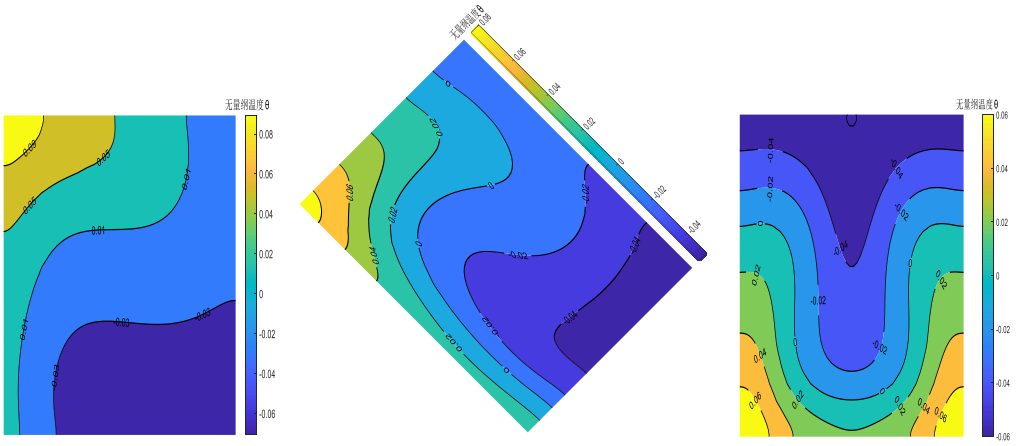
Fig.4 The variation of the maximum dimensionless velocity in the same direction near the wall with the inclination angle of the square cavity

由上可得到结论，存在一个临界的 Ra_l 数，使得腔体内流体开始流动，且可以初步判断该临界 Ra_l 数在 10^4 左右。在不同倾斜角下，重力场与壁面对于腔体内部流动的作用效果不同，在 φ=90°时，重力场对于辐射加热引起的对流的抑制作用最大，此时整个流场的对流强度最小，流动速度发生突变。由此可以解释 3-1 中的结论：速度随着倾斜角增加先增大后减小，在瑞利数越大时，速度随着倾角的变化越明显，对流增强，使得腔体内部传热强度随着倾斜角发生变化越明显。

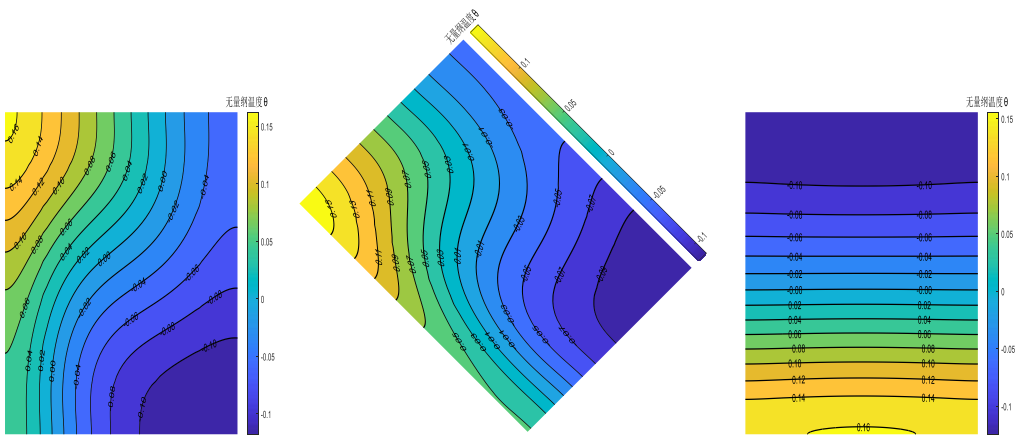
3.3 不同倾斜角下腔体内温度及速度分布

图 5 展示了当 φ=0°、45°和 90°， Ra_l=10^4 和 10^5， $\tau=5$， $Pr=0.701$ 时的等温度线图。随着 φ 从 0°增加到 45°时，等温线图几乎没有变化，但当 φ 增加到 90°时，等温线图发生急剧变化，等温线几乎变成相互平行，这时传热退化为由热传导主导。与图 3 和 4 中的 Nu 数以及无量纲速度 V 和 U 都退化为纯导热状态下的分析相对应。

图 6 展示了当 φ=0°、45°和 90°， Ra_l=10^4 和 10^5， $\tau=5$， $Pr=0.701$ 时的流线图。当 Ra_l=10^4 和 10^5 时，随着 φ 从 0°增加到 45°时，流函数绝对值的最大值增大，即方腔内流体流动加强，与图 3-2 中速度随方腔倾斜角变化相对应。当 φ 增加到 90°时，流线图发生急剧变化，当 Ra_l=10^5 时，方腔内的流动由一个涡转变为流动方向相反的两个涡；当 Ra_l=10^4 时，方腔内的流动由一个涡转变为四个涡，这时的流动及其微弱，可视为热传导。



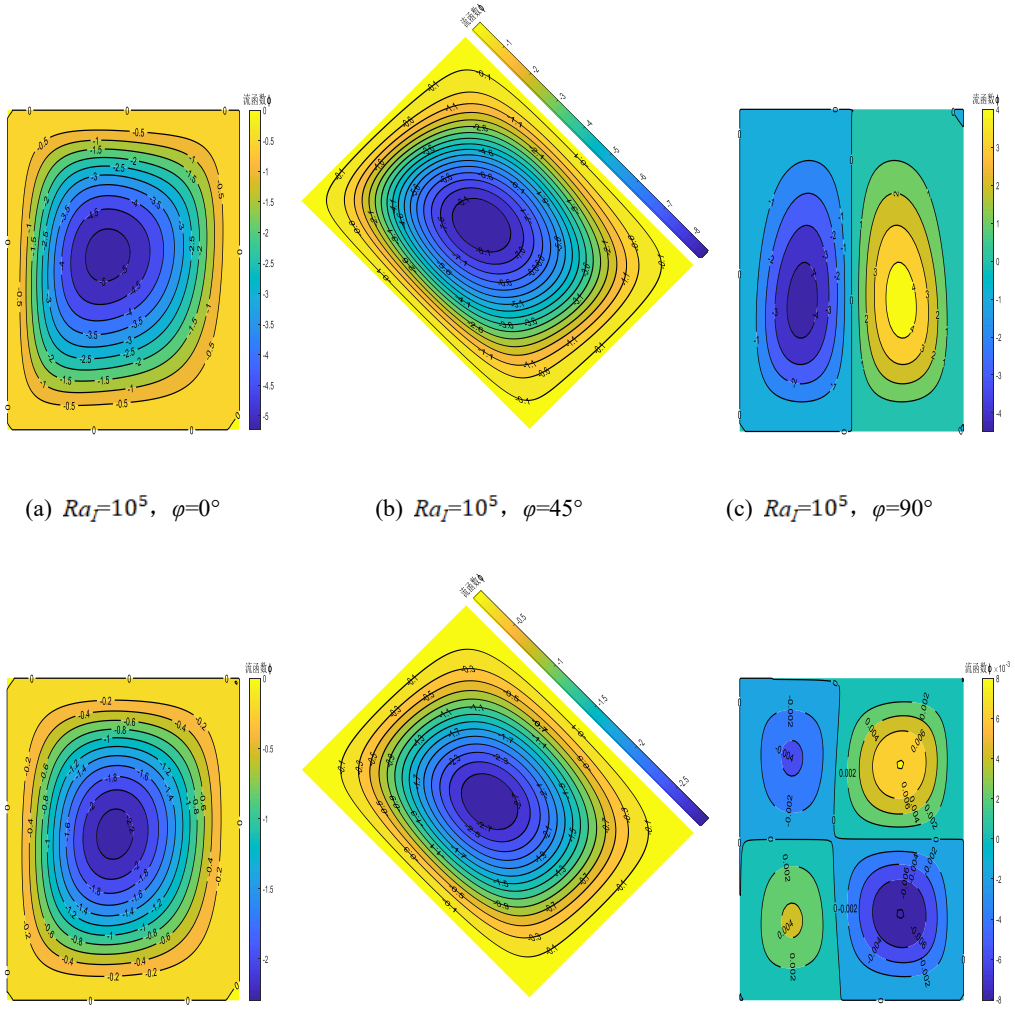
(a) Ra_I=10^5，φ=0°　　(b) Ra_I=10^5，φ=45°　　(c) Ra_I=10^5，φ=90°



(d) Ra_I=10^4，　φ=0°　　(e) Ra_I=10^4，φ=45°　　(f) Ra_I=10^4，φ=90°

图 5　不同倾斜角和瑞利数下的等温度线图

Fig.5 Isothermal plots under different tilt angles and Rayleigh numbers



(a) Ra_I=10^5，φ=0°　(b) Ra_I=10^5，φ=45°　(c) Ra_I=10^5，φ=90°

(d) Ra_I=10^4，φ=0°　(e) Ra_I=10^4，φ=45°　(f) Ra_I=10^4，φ=90°

图 6 不同倾斜角和瑞利数下的流线图

Fig.6 Streamline plots under different tilt angles and Rayleigh numbers

4 结论

本文对辐射从不同角度加热封闭腔内半透明流体，在稳态情况下腔内自然对流的流动与传热特性进行数值模拟，分析了方腔倾斜角对 Nu 数、流动状态、以及温度与速度分布的影响。研究工况取瑞利数 Ra_I=10^3、10^4 和 10^5，φ=0°-90°(5°为间隔选取)，$\tau=5$，$Pr=0.701$，AR=1。

可以得出一个临界的 Ra_l 数，使得腔体内流体开始流动，腔体内流体的传热方式从纯导热到对流的转变，判断该临界 Ra_l 数在 10^4 左右。在瑞利数越大时，速度随着倾角的变化越明显，对流增强，使得腔体内部传热强度随着倾斜角发生变化越明显。

不同倾斜角下，在重力场与壁面对于腔体内部流动的共同作用下，腔体内的流动与传热特性受到影响。重力场与壁面的共同作用对于内部流体的抑制随着倾斜角的增大先减小后增大。速度随着倾斜角增加先增大后减小，Nu 数随着倾斜角增加先增强后减弱。在 φ=90°时，重力场对于辐射加热引起的对流的抑制作用最大，此时整个流场的对流强度最小，流动速度发生突变，使得腔体内部传热效果减小，出现 Nu 数突变。

当 Ra_l 数较大时，φ 对方腔内流场及温度场的影响更大，并且当 φ=90°时，流场和温度场会发生突变，流场由一个涡流核心变成两个（或四个）流动方向相反的涡流核心，温度场由不对称分布变成左右对称分布形式。

参考文献

[1] Bohn M S, Wang K Y. Experiments and Analysis on the Molten Salt Direct Absorption Receiver Concept[J]. Journal of Solar Energy Engineering, 1986, 110(1):45-51.

[2] 李紫卫, 阴继翔, 王然. 非均匀热流下复合圆台形吸热器换热性能研究[J]. 中国科技论文, 2019, 14(10): 1140-1145.

Li Ziwei, Yin Jixiang, Wang Ran Research on the heat transfer performance of composite circular heat exchangers under non-uniform heat flux [J] Chinese Science and Technology Paper, 2019, 14 (10): 1140-1145

[3] Fsa B, Phbc D, Ffb E. Melting of a phase change material in presence of natural convection and radiation: A simplified model - ScienceDirect[J]. Applied Thermal Engineering, 2018, 130:660-671.

[4] Barker A J, Dempsey A M, Lithwick Y. Theory and simulations of rotating convection[J]. The Astrophysical Journal, 2014, 791(13):1-9.

[5] 卢鹏, 张华, 荆现文 . 长波区间太阳辐射对气候模拟的影响[J]. 大气科学学报, 2015, 38(2):175-183.

Lu Peng, Zhang Hua, and Jing Xianwen The Impact of Long Wave Range Solar Radiation on Climate Simulation [J] Journal of Atmospheric Science, 2015, 38 (2): 175-183

[6] Ulloa H N, Wuest A, Bouffard D. Mechanical energy budget and mixing efficiency for a radiatively heated ice-covered waterbody[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2018, 852:R1.

[7] 宁利中, 张迪, 宁碧波, 吴昊, 田伟利.倾角对倾斜腔体对流的影响[J]. 水动力学研究与进展(A 辑), 2020, 35(04):526-531.

Ning Lizhong, Zhang Di, Ning Bibo, Wu Hao, Tian Weili. The influence of inclination angle on convection in inclined cavities [J] Research and Progress in Hydrodynamics (Part A), 2020, 35 (04): 526-531

[8] Armfield S W, Williamson N, Lin W. Nusselt number scaling in an inclined differentially heated square cavity[J]. Begell House, 2014, 290: 319-344.

[9] Cianfrini C, Corcione M, Habib E, Quintino A. Effects of the Aspect Ratio on the Optimal Tilting Angle for Maximum Convection Heat Transfer across Air-filled Rectangular Enclosures Differentially Heated at Sides[J]. Journal of Thermal Science, 2017, 26(03):245-254.

[10] 林金清. 辐射引起倾斜密闭容器内半透过性流体自然对流的研究[J]. 化工学报, 1996, (06):683-689.

Lin Jinqing A study on natural convection of semi permeable fluid in inclined closed containers caused by radiation [J] Journal of Chemical Engineering, 1996, (06): 683-689

[11] Barakos G, Mitsoulis E, Assimacopoulos D. Natural convection flow in a square cavity revisited: Laminar and turbulent models with wall functions[J]. Interna-tional Journal for Numerical Methods in Fluids, 1994, 18:695-719.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233382

湿工况下正弦波纹翅片管换热器传热传质特性的数值研究

张越，崔盼，隆瑞，刘志春，刘伟
（华中科技大学，武汉 430074）
(Tel: 027-87542618, Email: zcliu@hust.edu.cn)

摘要： 本文建立了湿工况下正弦波纹翅片管换热器的数值模型，探究了湿空气的入口速度和相对湿度对翅片管换热器传热和传质特性的影响。结果表明，波纹翅片可以有效改善速度场与温度场、浓度场的协同作用。最大冷凝质量速率发生在第二排管壁的迎风面上。湿工况下入口相对湿度对温度分布和显热传热量影响不大，但对潜热传热量和总传热量有明显影响。而入口速度的增加可以提高湿空气的传热和传质系数。研究得到的无量纲传热和传质因子范围在 0.0025~0.011 之间。

关键词： 湿工况；波纹翅片；传热传质；数值模拟

0 前言

翅片管式换热器（FTHE）是热能转换过程中最常用的换热器类型之一，目前普遍应用于供暖、通风、空调和制冷等行业。在实际应用过程中，常用波纹翅片代替平直翅片，因为波纹翅片可以增大换热面积，同时增强对气体的扰动促进气流混合，可以有效改善换热器性能。然而，波纹翅片管换热器在湿工况下普遍存在冷凝现象，传热过程与传质过程同时发生，且相互影响，因此有必要针对湿工况进行传热和传质特性的研究。

目前，针对析湿工况下换热器的热质传递研究大多依靠实验方法。Wang[1,2]通过实验研究了大管径人字波纹翅片管换热器在干、湿两种工况下的传热和压降特性，并发现湿工况下换热器的压降高于干工况，但波纹翅片在湿工况下的压降增幅比平直翅片更少。Ma[3,4]等探究了翅片间距、管排数和入口相对湿度对有亲水涂层的波纹翅片管换热器的影响，并建立了传热传质因子与阻力因子的理论模型。Pirompugd[5-7]等采用不同方法分析波纹翅片管换热器的传热传质特性，发现当冷凝表面处于部分潮湿状态下时，相对湿度对传质特性的影响会更加明显。Kim[8]等人通过实验对比发现正弦波纹比人字波纹更有利于凝结水的排出。Kuvannarat[9]等通过实验发现当管排数和翅片间距较小时，厚翅片的换热系数比薄翅片高 50%，但随着管排数和翅片间距的增大，翅片厚度对传热系数的影响显著减小。

由于实验方式及结论的局限性和计算机技术的迅速发展，越来越多的学者开始采用 CFD 数值模拟的研究方法探究管翅式换热器在析湿工况下的传热传质特性。Comini[10-13]

基金项目：国家自然科学基金项目(No. 52076088)和燃料电池测试技术及关键零组件研制(2022YFB4003800)

等人针对湿空气的传热传质特性进行了数值仿真研究，其中最重要的简化假设是冷凝液一旦产生就会瞬间消失，因此可以忽略液体对传热的影响。Li[14]等通过数值模拟的方法对五排平直翅片管换热器在析湿条件下的传热传质特性进行了研究，发现在湿工况下，相对湿度对翅片的温度分布影响不大，并且入口区域附近没有发生冷凝，最大的冷凝质量速率发生在第二排管道处。An 和 Choi[15]研究发现多排换热器的翅片效率被明显低估，且翅片效率主要在部分潮湿的区域内变化。Zhuang[16,17]等建立了模拟冷凝液滴行为的数值模型，与实验结果对比，传热因子和传质因子的平均误差分别为 11.8%和 17.3%。

从上述研究可以看出，目前关于湿工况下换热器传热传质特性的数值研究较少，大部分研究仍然没有直接解释传热和传质增强的基本机理。因此本研究对湿工况下的十二排正弦波纹翅片管换热器进行了数值模拟，研究了入口速度和相对湿度对传热传质特性的影响，得到了换热器内温度和水蒸气浓度的分布以及翅片表面的冷凝速率，并结合场协同原理分析了波纹结构提高传热传质性能的基本机理。

1 数值模型

1.1 物理模型

本文所研究的翅片管式换热器物理模型如图 1 (a)所示，分别由换热基管与平行的正弦波纹翅片组成。湿空气在翅片间流动，热量传递至翅片与基管，并由基管内的冷却工质带走。降温的过程中，湿空气中所含的水蒸气达到饱和，析出冷凝水完成热质交换过程。主流方向上，管束呈交错式排布，管排数 N=12，考虑 y 轴与 z 轴方向上的周期性与对称性，选取一个翅片间距的最小计算单元进行建模分析，计算域如图 1 (b)所示，其中，沿来流空气上游方向延长 L_1=90mm 保证空气流入翅片时充分发展，下游延长 L_2=180mm 避免出口处出现回流。图 1 (c)和(d)分别给出了计算模型的局部俯视图与正视图，结构参数如表 1 所示。

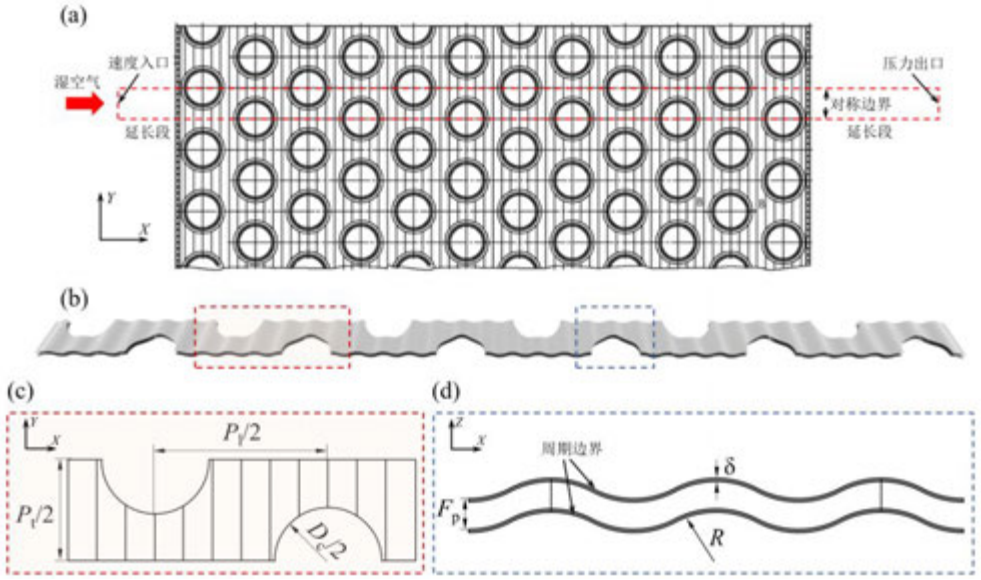


图 1 正弦波纹翅片管计算域：（a）物理模型；（b）计算域；（c）俯视图；（d）正视图

表 1 波纹翅片几何结构参数

参数	值	单位
翅片厚度 δ	0.2	mm
传热管径 D_c	18.28	mm
横向管间距 P_t	34	mm
纵向管间距 P_l	29	mm
翅片间距 F_p	1.8	mm
波纹曲率半径 R	5.2	mm
传热管排数 N	12	--

1.2 控制方程

本研究中，假设冷凝仅发生在冷表面，且由于析湿过程中凝结的液膜较薄，可认为冷凝水能够及时排走，即忽略液膜产生的热阻，因此，多相问题简化为单相多组分问题，冷凝产生的质量在连续性方程和组分方程中被表述为相应的源项，并忽略相变引起的动量传递。基于上述假设，模型求解的控制方程可简化为：

连续性方程：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i}=S_m \tag{1}$$

动量方程：

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i u_j)=-\frac{\partial p}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu_{eff}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\right] \tag{2}$$

能量方程：

$$\frac{\partial(\rho T)}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j T)=\frac{\partial}{\partial x_j}(\frac{\kappa_{eff}}{c_p}\frac{\partial T}{\partial x_j})+S_e \tag{3}$$

组分方程：

$$\frac{\partial(\rho \omega_i)}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \omega_i)=-\frac{\partial J_i}{\partial x_i}+S_i \tag{4}$$

式中，S_m、S_e 和 S_i 分别是连续性、能量和组分方程的源项。

1.3 湿空气传质模型

当湿空气在壁面上冷凝时，根据菲克扩散定律表示水蒸气的扩散质量流率：

$$m''_{dv}=-\rho D\left(\frac{\partial \omega}{\partial n}\right)_{n=0} \tag{5}$$

其中 D 是质量扩散系数，$m^2 \cdot s^{-1}$，ρ 是气体混合物的密度，$kg \cdot m^{-3}$，ω 是水蒸气的质量分数。

水蒸气的对流质量流率为：

$$m''_{\mathrm{cv}}=\rho\omega v_n \tag{6}$$

因此，水蒸气的总质量流率为上述两项的总和：

$$m''_{\mathrm{v}}=m''_{\mathrm{dv}}+m''_{\mathrm{cv}}=-\rho D\left(\frac{\partial\omega}{\partial n}\right)_{n=0}+\rho\omega v_n \tag{7}$$

同样，干空气的扩散质量流率表示为：

$$m''_{\mathrm{da}}=-\rho D\left(\frac{\partial(1-\omega)}{\partial n}\right)_{n=0} \tag{8}$$

干空气的对流质量流率为：

$$m''_{\mathrm{ca}}=\rho(1-\omega)v_n \tag{9}$$

由于空气不会在壁面上凝结，因此空气的总质量流率为 0：

$$m''_{\mathrm{a}}=m''_{\mathrm{da}}+m''_{\mathrm{ca}}=-\rho D\left(\frac{\partial(1-\omega)}{\partial n}\right)_{n=0}+\rho(1-\omega)v_n=0 \tag{10}$$

由此可以算出法向对流速度：

$$v_n=-\frac{D}{1-\omega}\left(\frac{\partial\omega}{\partial n}\right)_{n=0} \tag{11}$$

因此，湿空气的总质量流率为：

$$m''=m''_{\mathrm{v}}+m''_{\mathrm{a}}=m''_{\mathrm{v}}=\frac{\rho D}{\omega-1}\left(\frac{\partial\omega}{\partial n}\right)_{\mathrm{W}} \tag{12}$$

由此，质量源项、组分（水蒸气）质量源项、能量源项可表示为：

$$S_{\mathrm{m}}=m''\frac{A_{\mathrm{face}}}{V_{\mathrm{cell}}}=\frac{\rho D}{\omega-1}\left(\frac{\partial\omega}{\partial n}\right)_{\mathrm{W}}\frac{A_{\mathrm{face}}}{V_{\mathrm{cell}}} \tag{13}$$

$$S_{\mathrm{v}}=\omega S_{\mathrm{m}}=\frac{\omega\rho D}{\omega-1}\left(\frac{\partial\omega}{\partial n}\right)_{\mathrm{W}}\frac{A_{\mathrm{face}}}{V_{\mathrm{cell}}} \tag{14}$$

$$S_{\mathrm{e}}=\gamma S_{\mathrm{m}} \tag{15}$$

其中，γ 是水蒸气汽化的潜热，$\mathrm{J\cdot kg^{-1}}$ 。

水蒸气在翅片表面发生凝结时，边界处水蒸气的饱和浓度为：

$$\omega_{\mathrm{W}}=\frac{P_s}{\rho R_{\mathrm{g,v}}T_{\mathrm{w}}} \tag{16}$$

其中，$R_{\mathrm{g,v}}$ 是水蒸气的气体常数，$\mathrm{J\cdot kg^{-1}K^{-1}}$，$T_{\mathrm{w}}$ 是壁温，单位为 K，P_s 是基于壁温的饱和压力，其计算公式为：

$$P_{\mathrm{s}}(t_{\mathrm{w}})=610.78\exp\left(\frac{17.2694t_{\mathrm{w}}}{t_{\mathrm{w}}+238.3}\right) \tag{17}$$

当壁面附近水蒸气分压对应饱和温度低于壁面温度时，湿空气和壁面的水蒸气浓度差为 0，没有凝结现象发生，当壁面附近水蒸气分压对应的饱和温度高于壁面温度时，

壁面水蒸气质量分数等于壁面温度对应的水蒸气饱和浓度。

湿空气的入口温度为 373.15K，压力为 2.2bar，入口速度为 1 m·s^{-1} 到 5m·s^{-1}（对应的雷诺数范围从 850 到 4184），相对湿度分别为 20%、30%和 40%。管壁温度为 308.15 K。出口为压力出口，翅片的上、下表面设置为周期性边界条件，左、右表面设置为对称边界条件。

求解基于 ANSYS Fluent 平台，源项添加通过自定义函数（User define function, UDF）实现，采用 SIMPLE 算法对压力与速度进行耦合，对流项的离散采用二阶迎风格式。

1.4 数据处理

湿空气冷凝过程中的传热包括潜热和显热，总换热量 Q_t 由下式计算；

$$Q_t = Q_s + Q_l = i_{in} \cdot \dot{m}_{in} - i_{out} \cdot \dot{m}_{out} \tag{18}$$

其中，i_{in} 和 i_{out} 分别是进口处和出口处湿空气的比焓，可以通过公式(19)来进行计算，$c_{p,a}$ 和 $c_{p,v}$ 分别是干空气和水蒸汽的定压比热容，t 为空气的干球温度，单位为℃，d 为含湿量，g·kg^{-1}，h_v 是水蒸气汽化的潜热，J·kg^{-1}。

$$i = (c_{p,a} + c_{p,v} \cdot d) \cdot t + h_v \cdot d \tag{19}$$

潜热传热速率：

$$Q_l = \dot{m} \cdot h_v \tag{20}$$

显热传热速率：

$$Q_s = Q_t - Q_l \tag{21}$$

$$L = \frac{Q_c}{Q_t} \tag{22}$$

显热传热系数：

$$h_c = \frac{Q_s}{\mathrm{LMTD} \cdot A_{total,c}} \tag{23}$$

$$\mathrm{LMTD} = \frac{T_{in} - T_{tube} - (T_{out} - T_{tube})}{\ln\left(\frac{T_{in} - T_{tube}}{T_{out} - T_{tube}}\right)} \tag{24}$$

$$A_{total,c} = A_{tube} + A_{fin} \cdot \eta \tag{25}$$

翅片效率的定义为：实际情况下翅片表面的换热量 Q 和理想情况下(翅片表面温度 T_{fin} 等于管壁温度 T_{tube} 时)的换热量 Q_{max} 之间的比值。计算式如下：

$$\eta = \frac{Q}{Q_{max}} \tag{26}$$

湿空气在翅片表面的传质系数定义如下：

$$h_m = \frac{\Delta m}{\mathrm{LMCD} \cdot A_{total,m}} \tag{27}$$

Δm 为湿空气在翅片表面的总析湿量，即总传质量。LMCD 是类似于 LMTD 的定义方法而定义的对数平均浓度差，$A_{\text{total,m}}$ 为考虑翅片的传质效率的总面积。

无量纲传热和传质因子定义为：

$$j_{\text{h}} = \frac{h_{\text{c}}}{G_{\max} \cdot c_{\text{p}}} \cdot \text{Pr}^{2/3} \tag{28}$$

$$j_{\text{m}} = \frac{h_{\text{m}}}{G_{\max}} \cdot \text{Sc}^{2/3} \tag{29}$$

其中，$G_{\max}$ 为翅片通道内的最大湿空气质量流速，$\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$；$c_{\text{p}}$ 为比热，$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$；Pr 为普朗特数，Sc 为施密特数，其定义如下所示：

$$\text{Sc} = \frac{\mu}{\rho \cdot D} \tag{30}$$

协同角反映了速度场、温度梯度场和浓度梯度场之间的协同作用，可用于分析传热传质增强的机理。

对流传热协同角 α 的定义如下：

$$\alpha = \arccos \frac{\boldsymbol{U} \cdot \nabla T}{|\boldsymbol{U}||\nabla T|} \tag{31}$$

对流传质协同角 β 的定义如下：

$$\beta = \arccos \frac{\boldsymbol{U} \cdot \nabla C}{|\boldsymbol{U}||\nabla C|} \tag{32}$$

式中，α 为反映速度场与温度梯度场协同作用的协同角，α 越小表示流体的传热性能越好；β 为反映速度场与浓度梯度场协同作用的协同角，β 越小表示流体的传质性能越好。

2 模型验证

为了验证本文所建立的空气侧传热传质数值模型的准确性，将模拟结果与实验结果[18]进行了对比分析，实验条件为 $v_{\text{in}} = 1$ m/s，$T_{\text{in}} = 308$ K，$T_{\text{w}} = 278$ K，$\omega_{\text{in}} = 0.01$ 的情况下，冷凝质量流量和显热传热率的最大偏差分别为 5.5%和 1.8%，模拟结果与实验结果吻合较好。

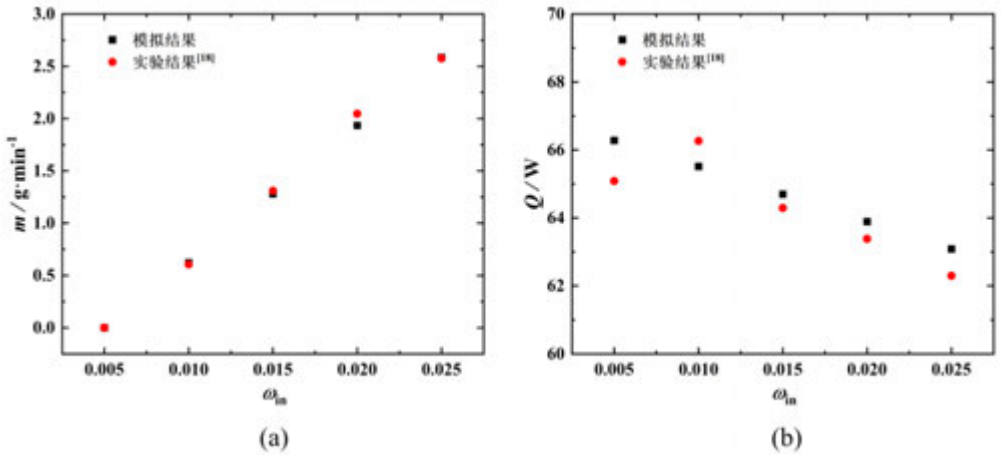


图 2 数值模拟结果与实验结果[18]的对比: (a)冷凝质量流量; (b)换热量

3 结果与讨论

3.1 温度、水蒸气和冷凝质量速率的分布

3.1.1 温度分布

图 3 所示为入口速度为 3 m·s^{-1} 时不同入口相对湿度下的流道中心截面的温度分布。可以看出，湿空气在流动过程中与管壁和翅片表面发生热量交换，沿程温度不断降低。当湿空气流经波纹翅片表面时，波纹结构不仅增加了流体的扰动，而且不断破坏边界层的发展，有效降低了传热边界层的厚度，湿空气与翅片管之间的传热得到增强，湿空气可以在前三排管区域快速冷却。在基管的背风侧，部分湿空气滞留于此，流体温度几乎接近于基管温度，形成传热性能恶化的低温区域。因此，可以在管壁背风侧进行结构优化，以减少管背风侧低温区域的出现。此外，不同入口相对湿度条件下，流道中心横截面处的温度分布几乎相同，这表明相对湿度对温度分布影响较小。

图 4 所示为入口相对湿度为 30%时不同入口速度下的流道中心截面的温度分布。很明显，随着入口速度的增加，湿空气温度下降的趋势变慢，管壁背风侧的低温区减小，这是由于速度的增大使流动滞止区面积得到了有效减小，主流核心区的高温流体与尾流区内的低温流体更好地混合，流体域内温度分布的均匀性得到改善。

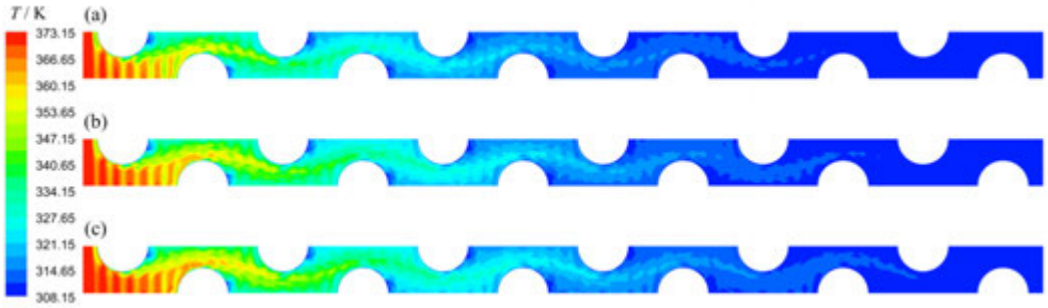


图 3 不同相对湿度下流道中心截面的温度分布(v_{in}=3m·s^{-1}): (a) RH=20%; (b) RH=30%; (c) RH=40%

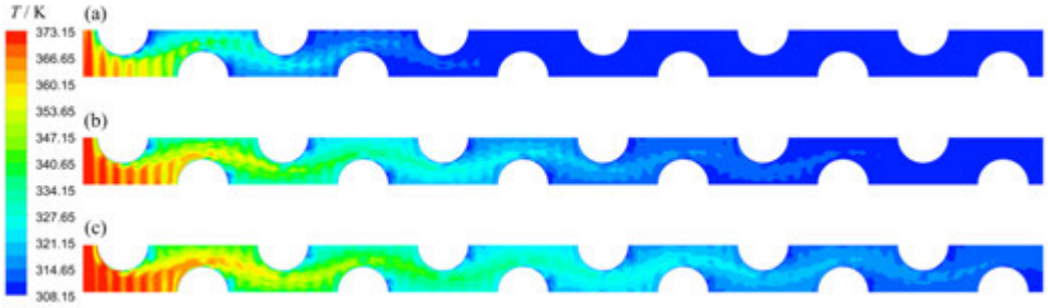


图 4 不同入口速度下流道中心截面的温度分布(RH=30%): (a) v_{in}=1m·s^{-1}; (b) v_{in}=3m·s^{-1}; (c) v_{in}=5m·s^{-1}

3.1.2 蒸汽质量分数分布

图 5 所示为入口速度为 3 m·s^{-1} 时不同入口相对湿度下流道中心截面的蒸汽质量分数分布。可以观察到，浓度的变化与温度的变化类似，湿空气流经翅片管时，空气中的水蒸气逐渐冷凝析出，水蒸汽的质量分数不断降低。管壁背风侧存在明显的低浓度区，其

中水蒸汽质量分数较低，与翅片管的水蒸气浓度差较小，从而导致冷凝传热较弱。还可以看到，随着相对湿度的增加，每个管道后蒸汽的尾流区逐渐减小。

图 6 所示为入口相对湿度为 30%时不同入口速度下的流道中心截面的蒸汽质量分数分布。随着入口速度的增加，水蒸气质量分数的分布出现波动，水蒸气浓度下降变慢，管道背风侧的尾流区域减小。此外，对于相同的入口相对湿度，流道出口处的蒸汽质量分数随着入口速度的增加而增加。

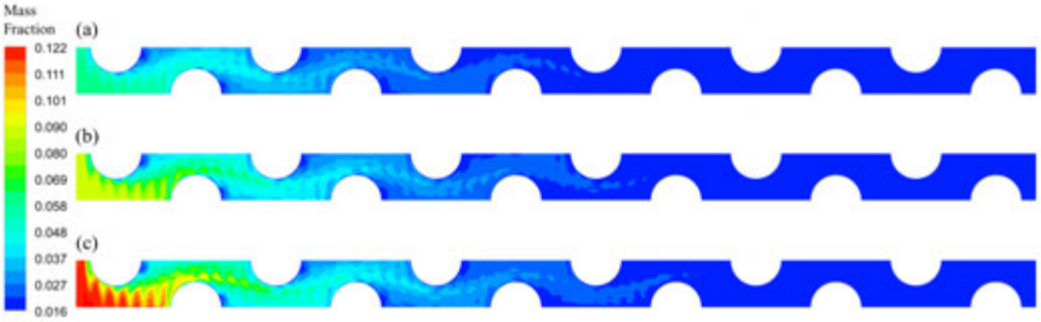


图 5 不同入口相对湿度下流道中心截面的蒸汽质量分数分布(v_{in}=3m·s^{-1}): (a) RH=20%; (b) RH=30%; (c) RH=40%

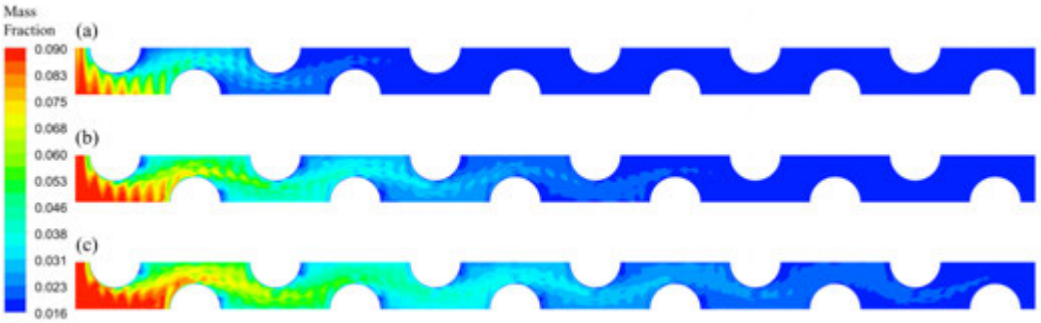


图 6 不同入口速度下流道中心截面的蒸汽质量分数分布(RH=30%): (a) v_{in}=1m·s^{-1}; (b) v_{in}=3m·s^{-1}; (c) v_{in}=5m·s^{-1}

3.1.3 协同角分布

图 7 所示为不同入口速度下速度和温度梯度之间的协同角分布。可以看出，在管道背风侧，速度场与温度场具有良好的协同作用。此外，可以看出波纹结构可以明显改善速度与温度场的协同角，这是因为波纹结构可以有效增加对流体的扰动，提升换热效果。

图 8 所示为不同入口速度下速度和水蒸气浓度梯度之间的协同角分布。在管道背风侧速度场与浓度场也具有良好的协同作用。此外，随着入口速度从 1 m·s^{-1} 增加到 3 m·s^{-1}，管道背风侧协同角较小的区域面积变小，而随着入口速度从 3 m·s^{-1} 增加到 5 m·s^{-1} 速度和温度梯度的协同角分布以及速度和质量浓度梯度的协同角的分布几乎没有变化。

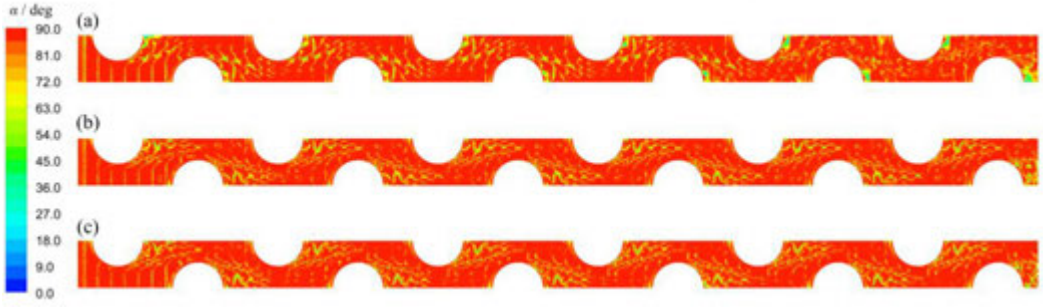


图 7 不同入口速度下流道中心截面的速度和温度梯度的协同角分布: (a) v_{in}=1m·s^{-1}; (b) v_{in}=3m·s^{-1}; (c) v_{in}=5m·s^{-1}

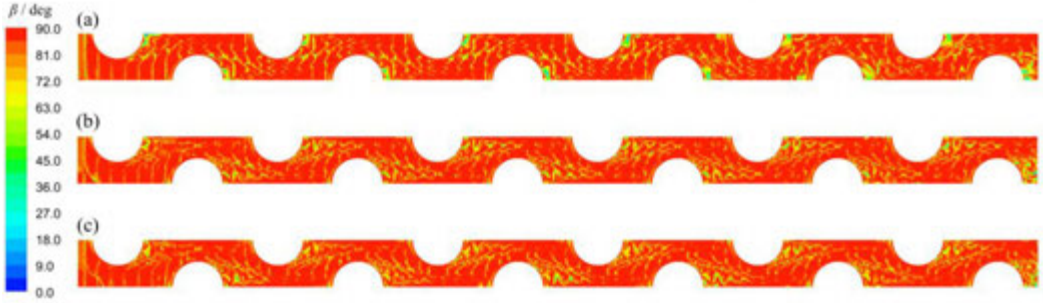


图8 不同入口速度下流道中心截面的速度和水蒸气浓度梯度的协同角分布: (a) v_{in}=1m·s^{-1}; (b) v_{in}=3m·s^{-1}; (c) v_{in}=5m·s^{-1}

3.1.4 翅片表面的局部蒸汽冷凝质量速率

图 9 所示为入口速度为 3 m·s^{-1} 时不同入口相对湿度下翅片表面局部蒸汽冷凝质量速率的分布。从图中可以看出，波纹翅片在计算工况下处于部分潮湿的状态。在不同的入口相对湿度下，冷凝都主要发生在前六排管道上，最大冷凝质量速率发生在第二排管壁的迎风面上。此外，随着入口相对湿度的增加，翅片表面发生冷凝的区域变大，冷凝速率的最大值也明显增大，因此，水蒸汽冷凝质量速率增加。

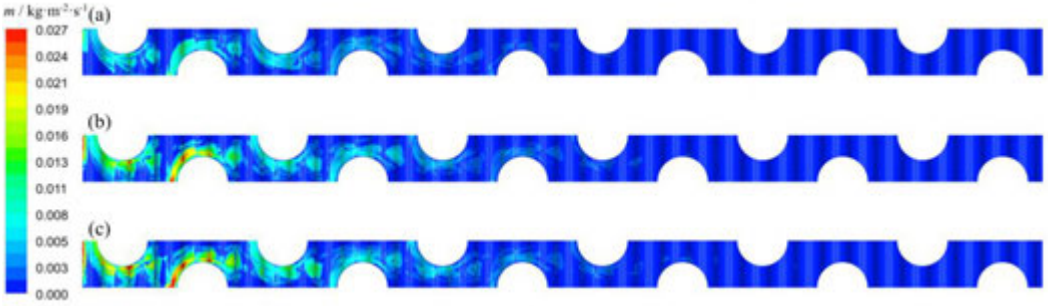


图 9 不同相对湿度下翅片表面的局部蒸汽冷凝质量速率分布(v_{in}=3m·s^{-1}): (a) RH=20%; (b) RH=30%; (c) RH=40%

图 10 所示为入口相对湿度为 30%时不同入口速度下的翅片表面局部蒸汽冷凝质量速率的分布。在较低的入口速度下，冷凝主要发生在前两排管上；然而，随着入口速度

的增加，水蒸汽开始在后排管道上凝结。同样，对于更高的入口速度，冷凝区域面积变大，管道背风侧的无冷凝区域减小；因此，冷凝质量速率增加。此外，还可以看出，在翅片通道的入口处存在冷凝速率为零的干燥区；这是因为入口附近的水蒸汽的温差和浓度差很小，因此冷凝的驱动力也很弱。

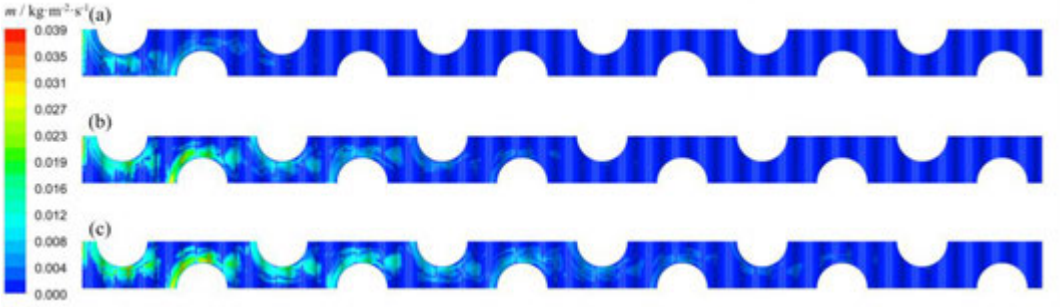


图 10 不同入口速度下翅片表面的局部蒸汽冷凝质量速率分布(RH=30%): (a) v_{in}=1m·s^{-1}; (b) v_{in}=3m·s^{-1}; (c) v_{in}=5m·s^{-1}

3. 2 传热和传质的性能曲线

3.2.1 总冷凝质量流量

不同入口速度和相对湿度下的总冷凝质量流量如图 11 所示。从图中可以看出，总冷凝质量流量随着相对湿度和入口速度的增加而增加。因为相对湿度的增大会导致翅片表面与湿空气的浓度差增加，根据菲克定律，传质过程也会增强。此外，相对湿度的增加会增加水蒸气的分压，使水蒸气的露点温度升高，从而使水蒸气更容易冷凝。同时，随着相对湿度的增大，冷凝过程对入口速度的敏感性增强，表现为在较高的相对湿度下，冷凝质量流量随入口速度变化更为显著。

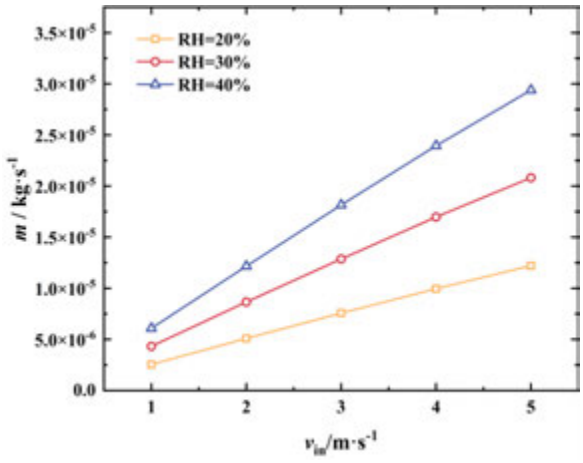


图 11 翅片和管壁表面的总蒸汽冷凝质量流量

3.2.2 总热量及显热量

图 12 所示为换热量随湿空气入口速度和入口相对湿度的变化。可以看出，总换热量与显热量均随着入口速度的增大而增大，这是因为速度的增加促进了湿空气的扰动，从而增强了对流传热的性能。当入口相对湿度增大时，显热换热量变化较小，说明湿空

气相对湿度对对流传热的影响不大，而总换热量明显增大，说明潜热换热量显著增加。显热量与总换热量的比值如图 13 所示。从图中可以看出，入口速度增大时，显热量与总换热量的比值稍有下降，原因是相对湿度不变的条件下，随着来流风速的增大，对流换热效果增强，传质过程被削弱。相对湿度从 20%增长到 40%，显热量与总换热量的比值明显减小，潜热量在总换热量中的比例逐渐增大，说明水蒸气的含量对传质过程影响较大，是决定传质效果的关键参数。

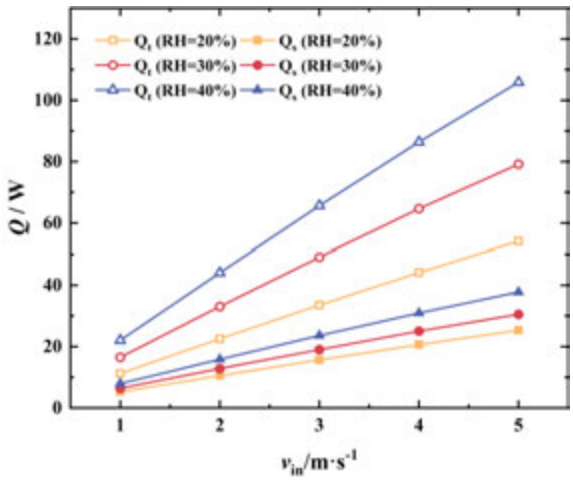


图 12 总换热量和显热换热量

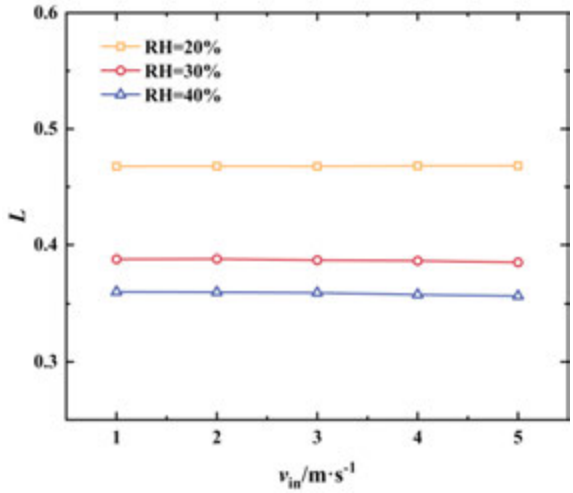


图 13 显热量和总换热量的比值

3.2.3 传热系数和传质系数

不同入口速度和相对湿度下对流换热系数 h_c 和传质系数 h_m 的变化如图 14 所示。从图中可以看出，对流换热系数 h_c 和传质系数 h_m 都随着入口速度和入口相对湿度的增加而增加。随着入口速度的增大，对流换热系数增长缓慢，传质系数增长较为明显，与换热量的增长趋势相同。还可以看出，入口相对湿度的变化对传质系数的影响并不明显。这是因为传质系数不只与凝结量的变化有关，还与水蒸气浓度差有关，当相对湿度较小时，凝结量少，但浓度差也很小，导致传质系数的变化不明显。

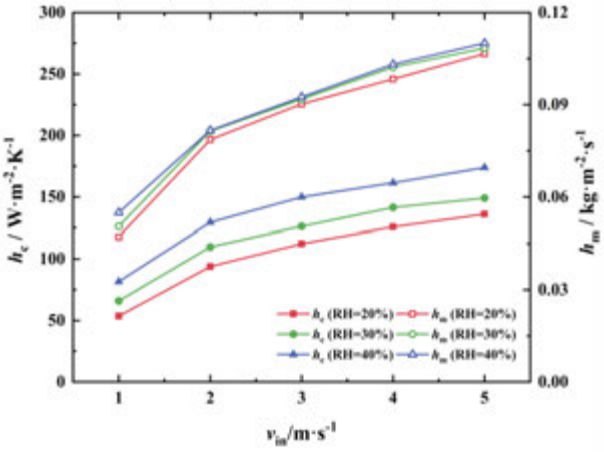


图 14 对流换热系数和传质系数

3.2.4 传热因子和传质因子

图 15 分别给出了相对湿度为 20%、30%和 40%时，j_h 与 j_m 随入口速度的变化关系。可以看出， j_h 与 j_m 的变化趋势相同，均随入口速度的增大而减小，随入口相对湿度的增大而增大。j_h 的变化范围在 0.004~0.011 之间，j_m 的变化范围在 0.0025~0.007 之间。另外，随着入口速度的增加，不同相对湿度下的传热因子差值逐渐减小。

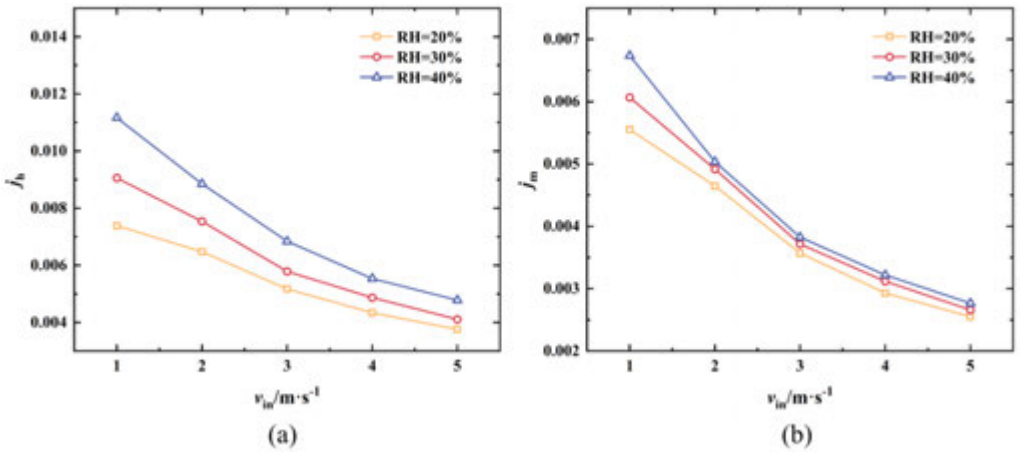


图 15 不同入口速度和相对湿度下的传热传质性能: (a)传热因子; (b)传质因子

4 结　论

本文通过数值模拟研究了正弦波纹翅片管换热器的空气侧析湿过程，探究了入口速度和相对湿度对传热和传质的影响，讨论了流道中心截面处温度、水蒸气浓度和翅片表面的冷凝质量速率的分布，得到了冷凝质量流量和传热速率的性能曲线。本文的主要结论如下。

（1）波纹翅片可以有效提升速度场与温度场和浓度场的协同作用，入口相对湿度

对温度分布影响不大。

（2）翅片和管壁上的冷凝量随入口速度和相对湿度的增大而增大，最大冷凝质量速率发生在第二排管壁的迎风面上；入口区域附近存在无冷凝区域，这种现象在较高的入口速度下更为明显。

（3）总传热量随入口速度和相对湿度的增加而增加，换热过程中的潜热量明显大于显热量。且随着入口相对湿度的增大，潜热量在总换热量中的比例逐渐增大。

（4）入口速度和入口相对湿度的增加可以提高湿空气的传热传质系数，但入口相对湿度对传质系数的影响并不明显。

参考文献

[1] Chi-Chuan Wang, Jane-Sunn Liaw. Air-side performance of herringbone wavy fin-and-tube heat exchangers under dehumidifying condition – Data with larger diameter tube[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2012, 55(11-12): 3054-3060.

[2] Chi-Chuan Wang, Jane-Sunn Liaw, Bing-Chwen Yang. Airside performance of herringbone wavy fin-and-tube heat exchangers – data with larger diameter tube[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2011, 54(5-6): 1024-1029.

[3] Xiaokui Ma, Guoliang Ding, Yuanming Zhang, et al. Airside characteristics of heat, mass transfer and pressure drop for heat exchangers of tube-in hydrophilic coating wavy fin under dehumidifying conditions[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2009, 52(19-20): 4358-4370.

[4] Xiaokui Ma, Guoliang Ding, Yuanming Zhang, et al. Airside heat transfer and friction characteristics for enhanced fin-and-tube heat exchanger with hydrophilic coating under wet conditions[J]. International Journal of Refrigeration, 2007, 30(7): 1153-1167.

[5] Worachest Pirompugd, Somchai Wongwises, Chi-Chuan Wang. Simultaneous heat and mass transfer characteristics for wavy fin-and-tube heat exchangers under dehumidifying conditions[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2006, 49(1-2): 132-143.

[6] Worachest Pirompugd, Chi-Chuan Wang, Somchai Wongwises. Finite circular fin method for wavy fin-and-tube heat exchangers under fully and partially wet surface conditions[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2008, 51(15-16): 4002-4017.

[7] Worachest Pirompugd, Somchai Wongwises. Actual dry-bulb temperature and equivalent dry-bulb temperature methods for wavy fin-and-tube heat exchangers with dehumidification[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 106: 675-685.

[8] Nae-Hyun Kim, Kang-Jong Lee, Yeong-Bin Jeong. Airside performance of oval tube heat exchangers having sine wave fins under wet condition[J]. Applied Thermal Engineering, 2014, 66(1-2): 580-589.

[9] Thirapat Kuvannarat, Chi-Chuan Wang, Somchai Wongwises. Effect of fin thickness on the air-side performance of wavy fin-and-tube heat exchangers under dehumidifying conditions[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2006, 49(15-16): 2587-2596.

[10] G Comini, S Savino. Latent and sensible heat transfer in air-cooling applications[J]. International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, 2007, 17(6): 608-627.

[11] G Comini, C Nonino, S Savino. Numerical Evaluation of Fin Performance Under Dehumidifying Conditions[J]. Journal of heat transfer, 2007, 129(10): 1395-1402.

[12] G Comini, C Nonino, S Savino. Modeling of conjugate conduction and heat and mass convection in tube-fin exchangers[J]. International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, 2008, 18(7/8): 954-968.

[13] G Comini, C Nonino, S Savino. Modeling of Coupled Conduction and Convection in Moist Air Cooling[J]. Numerical heat transfer. Part A, Applications, 2007, 51(1): 23-37.

[14] Mingjie Li, Wenjing Zhou, Jinjia Wei, et al. 3D numerical simulation of heat and mass transfer of fin-and-tube heat exchanger under dehumidifying conditions[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 127: 597-610.

[15] Cheen Su An, Do Hyung Choi. Analysis of heat-transfer performance of cross-flow fin-tube heat exchangers under dry and wet conditions[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2012, 55(5-6): 1496-1504.

[16] Dawei Zhuang, Guoliang Ding, Haitao Hu, et al. Condensing droplet behaviors on fin surface under dehumidifying condition[J]. Applied Thermal Engineering, 2016, 105: 336-344.

[17] Dawei Zhuang, Guoliang Ding, Haitao Hu, et al. Condensing droplet behaviors on fin surface under dehumidifying condition. Part II: Experimental validation[J]. Applied Thermal Engineering, 2016, 105: 345-352.

[18] Riad Benelmir, Salim Mokraoui, Ali Souayed. Numerical analysis of filmwise condensation in a plate fin-and-tube heat exchanger in presence of non-condensable gas[J]. Heat and Mass Transfer, 2009, 45(12): 1561-1573.

中国工程热物理学会 学科类别：传热传质
学术会议论文 编号：233385

液态金属电池放电过程流动稳定性的数值研究

李昱欧,黄护林*
（航天进入减速与着陆技术实验室，南京航空航天大学 航天学院，南京 211106）
（Tel:025-84896183， Email:hlhuang@nuaa.edu.cn）

摘要：液态金属电池（Liquid Metal Battery，LMB）在电网等大规模电能储存上表现出了独特的优势，但因电解质层的电阻率比电极层高四个数量级以上，充放电过程中几乎所有的欧姆加热都发生在电解质层中，引起负极层内强烈的热对流。本文利用COMSOL软件，数值模拟了LMB在大电流放电过程中热对流及其流动稳定性现象，研究结果表明，在考虑磁流体动力学效应时，当放电电流为90A、电解质厚度35mm时，电池的电解质层温度在400 s 后达到稳定，此时电池负极内流体流动出现周期性波动，周期约为21s，波动幅度平均为10mm/s。此外，在洛伦兹力作用下，电池电极内产生了电涡流，使负极流动变得更加复杂，但相比于文献的研究结果，流动更加稳定，不稳定性的波动周期变长。

关键词：液态金属电池，充放电，热对流，流动不稳定性，磁流体动力学。

0 前言

储能技术的应用可在很大程度上解决可再生能源发电的随机性和波动性问题，使其得以广泛、有效地利用，并逐步成为经济上有竞争力的资源。新型的液态金属电池（LMB）具有高功率、低成本和长寿命等诸多优点，在大规模储能方面具有独特的优势[1,2]，已成为目前的研究热点。

液态金属电池完全由互不相溶的液态金属负极 A、熔融盐电解质 E 及液态金属正极 B 组成，在重力作用下自动分成三液层，电池结构如图 1 中间所示[3]。放电时，负极液态金属 A 被氧化以离子形态通过电解质层迁移至正极层，与正极形成合金 AB，此过程负电极被氧化并放热；充电过程与放电过程正好相反。液态金属电池的熔融盐电解质的电导率比电极的液态金属小四个数量级以上，在充放电过程中产生强烈的欧姆热，特别在大电流运行时，其比电极产生的化学反应热高很多，因此主要热源是在电解质层内，使电解质层的温度高于上下两层电极液态金属层的温度。位于电解质上方的负极被从下方加热，负极流体受热膨胀，出现强烈的自然对流现象；此外，还存在浓差对流、溶质毛细对流等多相磁流体流动及泰勒不稳定性等界面不稳定性动力学现象[3]。同时，充放电过程中，电流感应磁场产生的洛伦兹力还诱导出电涡流，虽然也有文献结果认为电涡流相对于热对流较弱[4]。

收稿日期：
基金项目：国家自然基金（No. 52276068）
***通讯作者：**黄护林，教授，主要研究方向：磁流体动力学，Email: hlhuang@nuaa.edu.cn

相对于 Boussinesq 浮力对流，研究表明，负极层与电解质层之间的热毛细对流影响也很弱[6,7]，热对流的影响主要存在上半部分的负极层[7,8]，但也有研究表明电解质层也出现小而圆的下降羽流特征[9]，即其存在的热对流可能会使电解质中的金属间化合物污染负极[10]。由于三层液态金属电池内存在复杂的热质流动，其流动的不稳定性将极大地影响电池的电化学性能和安全，因此，充分研究其内部的流动不稳定性十分重要。本文利用 COMSOL 软件，考虑充放电过程引起的电磁力，数值模拟了 LMB 在大电流充电过程中热对流动及其流动稳定性特征。

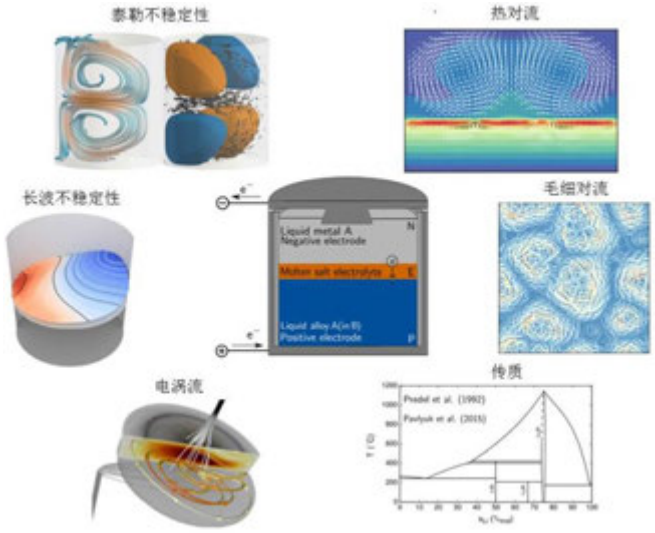


图 1 液态金属电池原理及其典型的热质输运图像[3]

1 物理与数学模型

1.1 物理模型

本文使用液态金属电池的模型内径为 70mm，液态锂金属负极的厚度为 35mm，液态 Sn-Sb 合金正极厚度为 40mm，熔融无机盐电解质层厚度为 35mm。外加电流大小为 90A，由负极集电极流入，从正极集电极流出。液态金属电池简化的物理模型如图 2 所示，其结构参数见表 1。

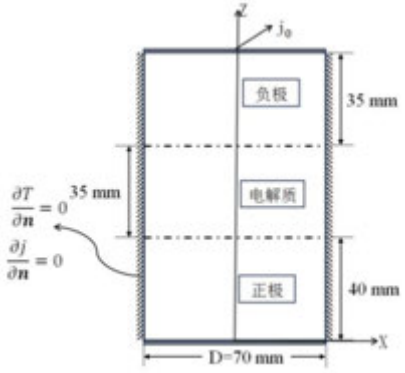


图 2 简化的物理模型

1.2 数学模型

假定液态金属电池三层流体的物性除密度随温度的变化而变化外，其他所有的物性假定为常数，且不考虑电池充放电过程中电化学反应引起的物性变化，流体都为不可压缩，其物性参数见表 1。因热对流速度非常小，混合流动为层流流动，则流体的流动控制方程如下：

（1）质量守恒方程：

$$\rho\nabla\cdot\boldsymbol{V}=0 \tag{1}$$

（2）动量方程：

$$\rho\frac{\partial\boldsymbol{V}}{\partial \mathrm{t}}+\rho(\boldsymbol{V}\cdot\nabla)\boldsymbol{V}=-\nabla p+\nabla\cdot\left[\mu\left(\nabla\boldsymbol{V}+(\nabla\boldsymbol{V})^{\mathrm{T}}\right)\right]+\left(J+\frac{n_e F\rho}{M}\boldsymbol{V}\right)\times\boldsymbol{B}-\rho\boldsymbol{g}+f_{\mathrm{st}} \tag{1}$$

（3）能量方程：

$$c_p\left[\frac{\partial(\rho T)}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho TV)\right]=\nabla\cdot\left(\lambda\nabla T\right)+\frac{J^2}{\sigma} \tag{3}$$

（4）感应磁场方程：

$$\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t}=\nabla\times(\boldsymbol{V}\times\boldsymbol{B})-\frac{1}{\sigma\mu_0}\nabla\times(\nabla\times\boldsymbol{B}) \tag{4}$$

表 1 液态金属电池参数[4]

参数	数值	单位
负电极锂的厚度	35	mm
电解质厚度	35	mm
正电极 Sb-Sn 的厚度	40	mm
电池内径	70	mm
负电极锂密度	485.34	$Kg\cdot10^{-3}$
电解质密度	2190	$Kg\cdot10^{-3}$
Sb-Sn 合金密度	6447	$Kg\cdot10^{-3}$
负电极锂粘度	0.42×10^{-3}	$Pa\cdot s$
电解质粘度	1.4×10^{-3}	$Pa\cdot s$
Sb-Sn 合金粘度	1.7×10^{-3}	$Pa\cdot s$
负电极锂表面张力系数	0.3493	$N\cdot m^{-1}$
无电解质表面张力系数	0.1327	$N\cdot m^{-1}$
Sb-Sn 合金表面张力系数	0.387	$N\cdot m^{-1}$
初始温度	693.15	K
负极锂的电导率	2.937×10^{7}	$S\cdot m^{-1}$
电解质电导率	338	$S\cdot m^{-1}$
Sb-Sn 合金电导率	2.42×10^{6}	$S\cdot m^{-1}$

上式中，ρ，c_p，μ，λ，σ，μ_0 分别为材料的密度，比热容，动力粘度，热导率，电导率和导磁率；*V*，T，*B* 分别流体的速度场，温度场和磁场； J 为充放电电流；t 为时间。

f_{st} 为电磁力项，其表达式为：f_{st}=J×B。

1.3 边界条件及计算方法

根据 LMB 的物理特性及文献[4]中的实验条件，边界条件设定如下：

1) 所有边界均为无滑移速度边界条件；

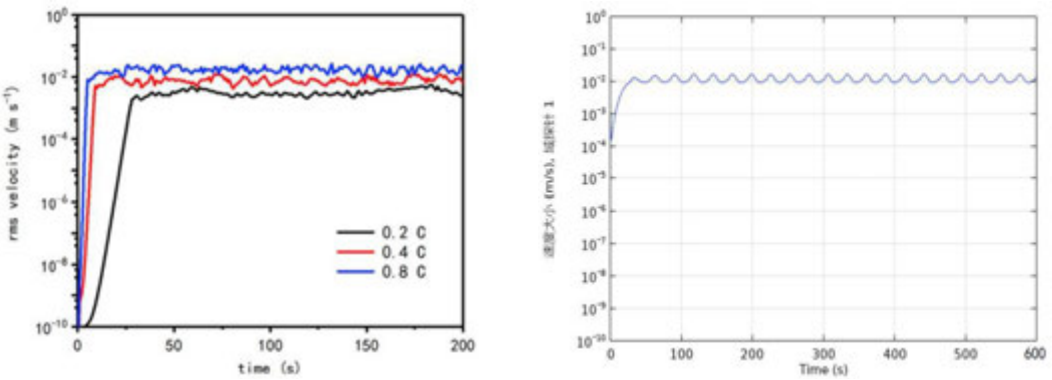
2) LMB 侧壁为绝缘无渗透的电绝缘壁面，电极壁面为理想导体壁面。电流密度边界条件为 $J_i = J_0 e_z$。

3) LMB 所有壁面为绝热壁面。初始时刻，内部温度 T = 693.15K，速度场 V=0。

采用 COMSOL 软件进行计算，该软件能根据物理模型和需求自动划分网格，本文选择较细的网格，特别是在交界面处进行细化。电磁场的求解选择电磁模块，耦合接口中的电磁来源选择电流，热源选择欧姆流体加热。耦合接口中的流体流动选择层流，移动界面选择三元相场。材料属性考虑 Boussinesq 浮升力项，包含粘性耗散。输出步长为 1s，容差因子设为 1，雅可比矩阵设置在每一次迭代中更新。

1.4 程序验证

本文对文献[4]的液态金属电池计算模型，在0.2c 放电速率下的流动过程进行了数值模拟，其液态金属电池内流体流动最大速度变化如图3（b）所示。观察发现，本文与参考文献[4]的模型计算结果均在25s 后达到饱和值，且最大值都约为0.01m/s。



（a）文献[4]的结果　　（b）本文的模拟结果

图 3 液态金属电池内的流体最大流动速度随时间的变化

2 结果与讨论

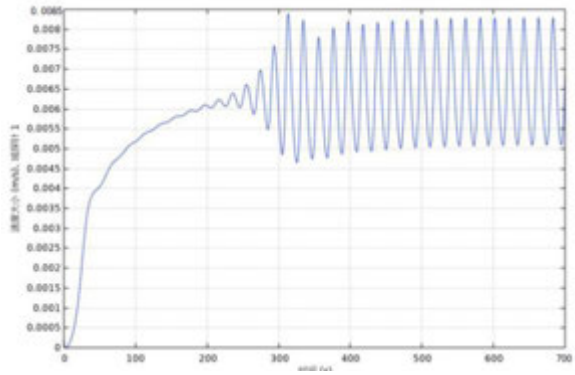
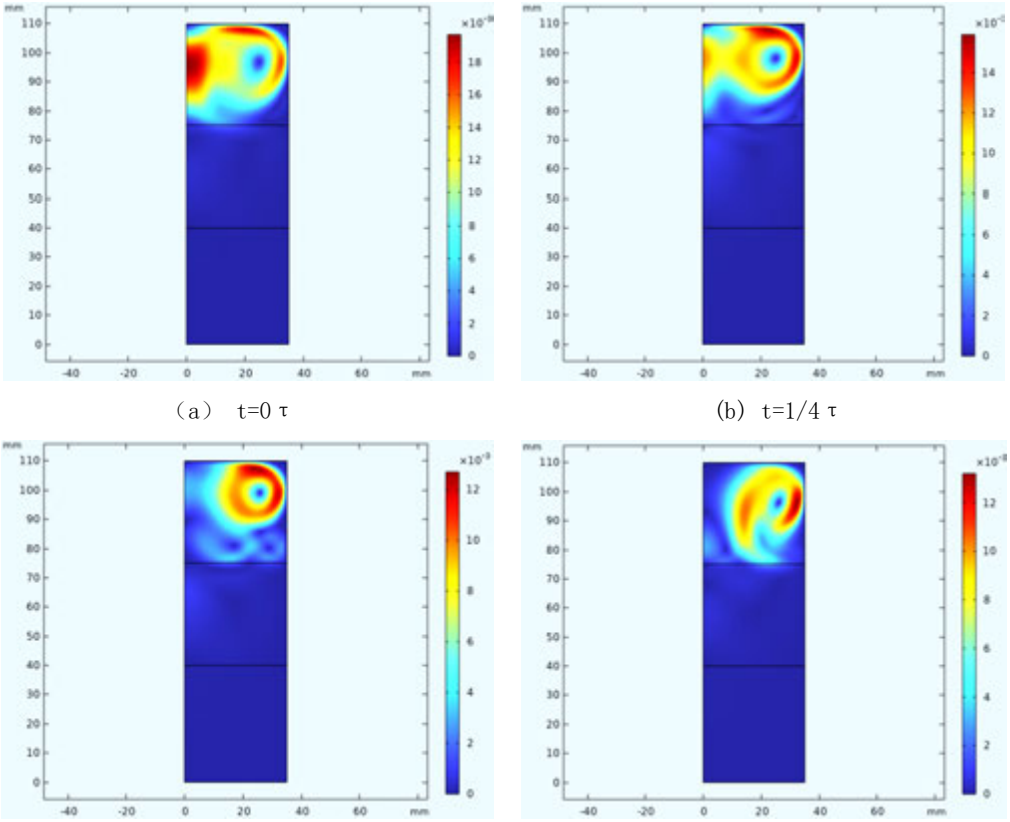


图 4 液态金属电池负极层内平均流动速度随时间的变化

已有的文献[4,11]研究都表明电涡流相对于热对流的强度较弱，而充放电电流诱导的感应磁场产生的洛伦兹力对液态金属的流动有抑制作用，在不考虑磁流体效应的情况下，液态金属电池内热对流速度最大值都较高，流动不稳定性剧烈。

图 4 显示了外加电流为 90A 时，液态金属电池负极锂层内平均流动速度随时间的变化。从图 4 可以看出，在计算开始时，随时间的增加，液态金属电池负极锂层内的平均速度随运行温度的升高而增大，这是因为电解质层的温度随放电时间的增加而增加，温差加大，负极层中的热对流也慢慢加剧。当温度达到平衡后，流动速度达到稳定值。计算时间足够长后，流动开始出现波动现象，其周期 τ 约为 21s。



（a） t=0 τ　　(b) t=1/4 τ

（c） t=1/2 τ　　(d) t=3/4 τ

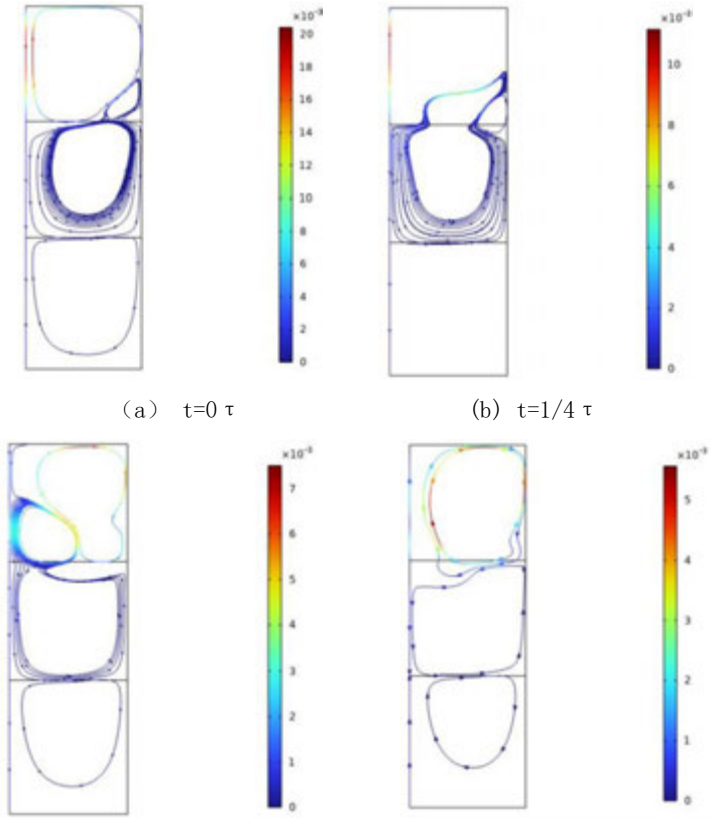
图 5 液态金属电池负极锂层内一个周期内流动的演化

图 5 为一个周期内，负极锂层内流动不稳定性的演化过程。在一个周期的起始时，电池中心横截面的左边存在一个很强的流动区域，而右边出现一个低速区，且低速区外围开始有高速区出现并包围，构成一个涡旋流动。随着流动的发展，左边的高速流动区域慢慢消失，而右边的低速区域面积也稍缩小，但其外围的高速区却渐渐增强，且形成规则的环形状单个对流涡。当流动发展到半个周期时，左边的高速流动区域已经基本消失，而右边，以低速区为中心，外围环绕一圈高速区，形成了规则且均匀的环形带，与低速区一起构成一规则的环形涡旋流动。当 t=3/4 τ 时，右边已经形成完整的环形涡旋，外围高速环慢慢断开，形成一对椭圆形的高速区，构成一对太极状涡旋，而低速区的中心继续向右边移动；右边椭圆形高速区的左边区域慢慢向外围扩散，强度减弱；同时，

左边壁面靠近电解质层又有一小区域的速度在慢慢增加，区域在扩大，又回到一个周期的起点。

从图 5 还可以看出，由于充放电电流感应出环形磁场，产生沿径向的洛伦兹力，此洛伦兹力不仅抑制了流动的演化，使流动相对稳定，表现在演化的周期较文献[11]不考虑洛伦兹力影响的周期长，且流动涡的发展是沿中心向壁面方向拉长。

观察一个周期内液态金属电池内的流线（图6）也可以发现，在波峰速度出现时（0 τ）液态锂金属负极层内只有一个大对流涡，而对应的波谷速度出现时（τ/2）液态锂金属层内有两个方向不同的对流涡；同时可以明显看出负电极层内第二个涡出现的位置都处于负电极层与电解质层交界面附近，并且与电解质中的涡流方向相反，所以液态锂电极中第二个涡流的出现与负电极层和电解质层交界面的表面张力产生的热毛细对流相关。



（a） t=0 τ　　(b) t=1/4 τ

（c） t=1/2 τ　　(d) t=3/4 τ

图 6 液态金属电池内流线的周期演化图

4 结　论

本文考虑了电磁场和洛伦兹力的影响，数值计算了液态金属电池负极锂层内热对流的不稳定性，研究发现在大的充放电过程中液态金属电池内会产生较高的温度梯度从而呈现流动不稳定性，出现周期性的对流涡。在电磁场和洛伦兹力的影响下，其流动不稳定性会被抑制，表现出流动不稳定涡的演变周期较长；同时，负电极层内流动不稳定性

会诱导第二个对流涡，其出现的位置都处于负电极层与电解质层交界面附近，且与电解质中的涡流方向相反。

参考文献

[1] 黎朝晖，朱方方，李浩秒，等. 液态金属电池研究进展. 储能科学与技术，2017， 6（5）：981-989
LI Zhao-Hui, ZHU Fang-Fang, LI Hao-Miao, et al. Research progresses of liquid metal batteries. Energy Storage Science and Technology, 2017， 6（5）：981-989

[2] 刘奇，刘双宇，王博, 等. 液态金属电池研究进展，电源技术，2019，43（12）：2053-2057
LIU Qi, LIU Shuang-Yu, WANG Bo, et al. Research progress in liquid metal batteries. Electric Power Technology, 2019，43（12）：2053-2057

[3] Hojong K, Dane A B, Jocelyn M N. Liquid Metal Batteries: Past, Present, and Future. Chemical Reviews，2013, 113: 2075−2099.

[4] Jiang Y D, Cao T Y, Song P D, Zhang D H, Shi Y X, Cai N S. Effects of magnetically induced flow on electrochemical reacting processes in a liquid metal battery[J]. Journal of Power Sources, 2019, 438：226926.

[5] Ho-Young Kwak, Yong W Kim. Homogeneous Nucleation and Macroscopic Growth of Gas Bubble in Organic Solutions. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1998, 41(4-5): 757—767

[6] Shen, Y, Zikanov, O. Thermal Convection in a Liquid Metal Battery. Theor. Comput. Fluid Dyn., 2016, 30(4): 275–294.

[7] Zikanov, O, Shen, Y. Mechanisms of Instability in Liquid Metal Batteries. Tenth PAMIR International Conference—Fundamental and Applied MHD, DIEE, Cagliari, Italy, 2016, June 20–24, pp. 522–526.

[8] Keollner, T, Boeck, T, Schumacher, J. 2017,Thermal Rayleigh-Marangoni Convection in a Three-Layer Liquid-Metal-Battery Model. Phys. Rev. E, 2017, 95(5): 053114.

[9] Xiang, L, Zikanov, O. Subcritical Convection in an Internally Heated Layer. Phys. Rev. Fluids, 2017, 2(6):063501.

[10] Foster, M S. Laboratory Studies of Intermetallic Cells. Regenerative EMF Cells (Advances in Chemistry), 1967, Vol. 64, C. E. Crouthamel and H. L. Recht, eds., American Chemical Society, Washington, DC, pp. 136–148.

[11] Personnettaz P, Beckstein P, Landgraf S, Köllner T, Nimtz M, Weber N, Weier T. Thermally driven convection in Li||Bi liquid metal batteries[J]. Journal of Power Sources, 2018, 401: 134240

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233387

射流冲击和树形杆复合冷却结构流动和换热性能的数值研究

阮麒成，徐亮，席雷，高建民，冉泓鑫，李云龙
（西安交通大学机械制造系统工程国家重点实验室，西安 710049）
(Tel:13636707323, Email:ruanqicheng93@stu.xjtu.edu.cn)

摘要：针对射流冲击和在顺排和错排两种排列方式下的圆杆和树形杆复合冷却结构的流动和换热性能进行了数值研究。结果表明，在相同孔隙率下，顺排树形杆填充的射流冲击通道的换热性能最好，而压损最大，但综合热性能最高。研究还发现了顺排圆杆或顺排树形杆的换热性能均优于错排圆杆或错排树形杆的，而流动性能相近或稍差，因此，顺排阵列射流冲击结构应搭配顺排圆杆或树形杆结构以实现更高的换热。给出了综合热性能最好的顺排树形杆结构的流动和换热性能的拟合计算公式。

关键词：射流冲击; 树形杆结构；复合冲击冷却结构；流动和换热性能

0 前言

增强换热技术在全球可持续能源发展中发挥着重要的作用。高效的换热结构设计追求冷气量少、换热量高和流损小等，可极大地提升热管理系统的经济效益。射流冲击冷却技术作为单质冷却中最高效的冷却方法之一，被广泛应用至太阳能集热器、涡轮热端部件和电子元件当中[1-2]。然而单一的射流冲击冷却结构常带来极大的换热不均匀性，影响结构热强度性能。随着增材制造技术的发展，在射流冲击通道中填充复杂扰流件以增强换热和结构强度的复杂冲击冷却结构的设计具有很好的应用前景。

近年来，研究者对射流冲击冷却结构和其他冷却结构，如凹坑/凸起靶面、扰流肋、扰流柱等组合成的复合冷却结构进行了大量的实验和数值研究，以获得靶面上更高的换热效果。蒋新伟等[3]对冲击射流和凹坑粗糙靶面复合冷却结果的换热特性进行了实验研究，通过热色液晶瞬态测温技术观察到流向方向上凹坑尾缘换热较强，且与驻点区域的换热相当，此外，冲击射流的角度对冲击靶面的换热影响显著。Salman 等[4]实验研究了射流冲击和凹坑粗糙靶面的复合冷却结构的结构参数对太阳能空气集热器的换热性能的影响，结果表明和单一射流冲击冷却相比，该复合冷却结构靶面的平均努塞尔数提高了

基金项目：陕西省自然科学基础研究计划青年项目（2022JQ-545）；中国博士后科学基金资助项目（2021M702573）。
作者简介：阮麒成（1997-），男，博士研究所，研究方向：涡轮叶片冷却技术。Email: ruanqicheng93@stu.xjtu.edu.cn.

55~80%而摩擦因子也提高了 5~15%。他们[5]还对凸起粗糙靶面和射流冲击的复合冷却结构在双管通道的太阳能集热器上的流动和换热性能进行了实验研究，结果表明凸起凹坑靶面的平均努塞尔数和摩擦因子分别是光滑靶面的 4.34 和 2.23 倍。Vinze 等[6]针对射流冲击和凹坑粗糙靶面复合冷却结构的凹坑间距和深度两个参数对流动和换热性能的影响进行了实验研究，实验结果表明深/浅坑在凹坑间距大于等于 4 倍凹坑直径时凹坑靶面换热性能才优于光滑靶面，且对于浅坑来说，在凹坑间距为 5 倍凹坑直径时靶面换热性能最好，而凹坑间距为 3 倍凹坑直径时靶面换热均匀性最好。陈鹏[7]对 W 型微型扰流肋和冲击冷却复合冷却结构的换热性能进行了数值研究，研究结果表明与光滑靶面对比，W 型微型扰流肋对靶面的平均努塞尔数有 5.1~7%的提升而压损几乎不变，而且后者很好地提高了靶面的换热均匀性。Talapati 和 Katti[8]对靶面上进行了可拆卸肋的安装并实验研究了射流冲击在该靶面上的换热效果，研究表明和光滑冲击靶面对比，安装支架分别为 2、4 和 6 个的扰流肋的靶面平均努塞尔数分别提高了 43%、53%和 58%。Shukla 等[9]采用大涡模拟数值计算后充分了解射流冲击靶面上布置扰流肋后的流动行为和传热强化现象。Amitesh 等[10]实验研究了太阳能集热器上带 V 型肋的射流冲击靶面的换热性能，实验结果表明带肋靶面的射流冲击的最大综合热力性能可达 3.301。Hong 等[11]对射流冲击孔和扰流柱的复合双壁冷却结构的强化传热性能和流阻特性进行了实验和数值研究，研究指出双壁冷却结构的强化传热性能是内部射流冲击冷却、内部横流和扰流柱之间相互作用的结果。杜海权[12]对射流冲击和扰流柱靶面复合冷却结构的流动和换热特性进行了数值分析，研究指出带有扰流柱的靶面比光滑靶面的换热效果更好，且前者的换热均匀性也更好，主要原因在于扰流柱增加了冷气与受热表面的换热面积以及增加了通道内的流体的紊乱程度。可以看到，为增强射流冲击靶面的换热效果和换热均匀性，可以改变靶面的粗糙程度，也可以在靶面上布置扰流柱等支撑结构，虽然二者均可以增加通道内的换热面积以及冷气湍流程度，然而前者破坏靶面的形状易引起强度薄弱的地方，而后者能够为靶面和通道顶部之间提供支撑作用以提高结构强度。有研究表明，树形鳍状结构在热化学储热[13]、换热器散热[14]和潜热储热[15]等方面性能表现优异，是基于结构理论在传热问题中的创新结构设计[16]。Zheng 等[14]在散热器中引入了树形鳍状结构，换热器的效率较普通杆状鳍提高了 53%。Liu 和 Zhang[17]提出了一种新型分支鳍状结构应用于热储存装置之中，研究结果表明和空通道相比，储热性能提高了 84.5%。Natalia 等[18]指出树形分支结构可通过 3D 打印和熔模铸造两种工艺制造，研究结果表明树形分支结构使得储热性能有 5 倍的提升。然而，目前树形结构在强化对流通道中的研究仍比较匮乏。

因此，本文针对叶片中弦区的冷却结构，模化出了一段规则的阵列射流冲击结构。

在射流冲击通道中，使用错排和顺排两种排列方式下的圆杆和树形杆复合冲击冷却结构分别进行了填充以探究它们在流动和换热性能上的优劣。对在相同孔隙率下的圆杆和树形杆复合冲击冷却结构的流动和换热特性进行了数值对比研究，最后分析了圆杆和树形杆的综合热性能及树形杆流动和换热性能公式的拟合。

1 实验和数值方法

1.1 研究对象

图 1 给出了阵列射流冲击及其复合冷却结构的示意图。入口稳流段的长×宽×高为 240×200×100mm^3。出口稳流段内腔体长为 100 mm，宽和高与冲击单元的宽和高一致。冲击冷却单元包括冲击孔板、冲击腔室和目标板三部分，该三部分长（L）和宽（W）相同，厚度分别为 δ_0、H 和 δ。冲击孔板上布置了 5×6 排冲击孔，角落的孔和长边的距离为 w_0，和宽边的距离为 l_0，相邻孔在长度方向布置间距为 l，在宽度方向布置间距为 w，冲击孔直径为 D_j。为增强冲击腔室内的流动、换热以及强度性能，在目标板上布置了扰流元件，如图 1（b）所示。以圆杆扰流单元为例，在目标板上，角落的圆杆和长边的距离为 w_1，和宽边的距离为 l_1，相邻圆杆在长度方向布置间距为 l_t，在宽度方向布置间距为 w_t，圆杆直径为 d_1，高度与冲击通道高度（H）相同。图中还给出了树形杆结构。树形杆的树干直径为 d_2，第一级树枝末端直径为 0.5d_2，第二级树枝末端直径为 0.25d_2。第一级树枝与目标板的夹角为 α，第二级树枝与目标板的夹角为 β。树干高度为 H_2，树枝垂直高度均为 0.5(H-H_2)。研究对象具体的结构参数的数值在表 1 中给出。

表 1　射流冲击和不同扰流单元复合冷却结构的参数

Table 1 The parameters of jet impingement combined with different turbulators composite cooling structures

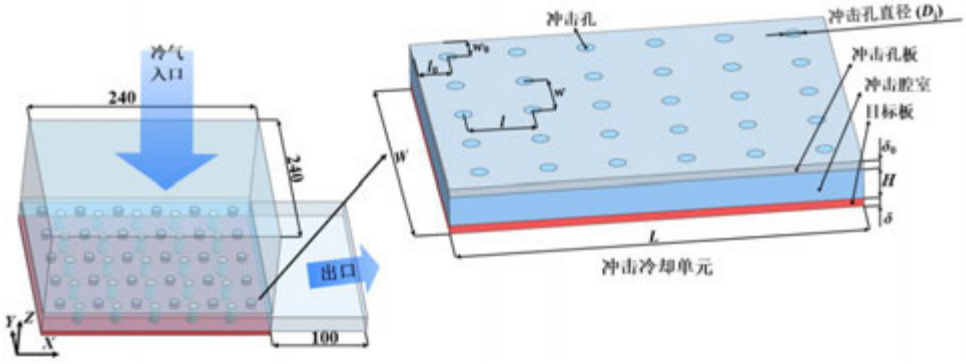
参数	数值
冲击孔直径 D_j	10mm
冲击孔板厚度 δ_0	5mm
目标板厚度 δ	5mm
圆杆直径 d_1	10mm
树形杆直径 d_2	7.8mm
树干高度 H_2	4mm
边缘冲击孔位置 l_0×w_0	20×20mm^2
冲击孔布置间距 l×w	40×40mm^2
冲击腔长宽高 L×W×H	240×200×18mm^3
边缘扰流元位置 l_1×w_1	40×20mm^2

扰流元布置间距 $l_t \times w_t$	40×40mm^2

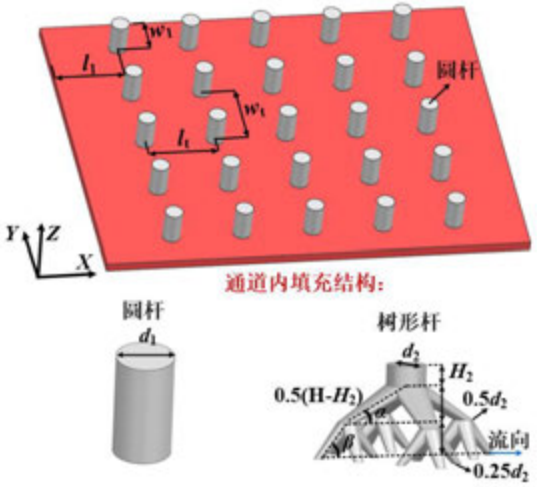
为了定性对比圆杆和树形杆的流动换热性能，保证了二者在冲击腔室的孔隙率（ε_{vol}，见式（1））相同，以圆杆冷却结构的孔隙率为基准，树形杆的孔隙率可通过 UG 建模软件控制结构参数值改变体积以保证与圆杆冷却结构的孔隙率相同。孔隙率的计算公式为：

$$\varepsilon_{vol} = \frac{V_{smooth} - V_{tur}}{V_{smooth}} \tag{1}$$

式中，V_{smooth} 和 V_{tur} 分别是冲击通道的体积/m^3 和通道内所有扰流单元的体积/m^3。



（a）射流冲击和扰流柱复合冷却结构



（b）冲击靶面上的扰流单元

图 1 射流冲击及其复合冷却结构

Fig. 1 Jet impingement and its composite cooling structures

1.2 数据处理

冲击射流入口雷诺数 Re_j 定义为：

$$Re_j = \frac{\rho v_j D_j}{\mu} \tag{2}$$

式中，ρ 为冷气密度/kg·m^{-3}；v_j 为冲击孔处的速度/m·s^{-1}；D_j 为冲击孔直径/m；μ 是冷气

的动力粘度/kg·m^{-1}·s^{-1}。

冷气入口质量流量 m_{j} 定义为：

$$m_{\mathrm{j}}=\frac{n\pi D_{\mathrm{j}}\mu Re_{\mathrm{j}}}{4} \tag{3}$$

式中：n 为冲击孔数量。

目标板冲击靶面或底面的平均温度 T_{ave} 定义为：

$$T_{\mathrm{ave}}=\int_A T_{\mathrm{w}}dA \tag{4}$$

式中：T_{w} 是目标板冲击靶面或底面的当地温度/K。

目标板冲击靶面的当地努塞尔数 Nu_{loc} 定义为：

$$Nu_{\mathrm{loc}}=\frac{qD}{\lambda\left(T_{\mathrm{w}}-T_{\mathrm{g}}\right)} \tag{5}$$

式中，q 是目标板冲击靶面或底面的平均热流密度/W·m^{-2}；D 为冲击腔的水利直径/m，本文 D=D_{j}；λ 是冷气的热导率/ W·m^{-1}·K^{-1}。

目标板冲击靶面的平均努塞尔数 Nu_{ave} 定义为：

$$Nu_{\mathrm{ave}}=\frac{qD}{\lambda\left(T_{\mathrm{ave}}-T_{\mathrm{g}}\right)} \tag{6}$$

通道的压损系数 C_P 定义为：

$$C_P=\frac{\Delta P}{\frac{1}{2}\rho_{\mathrm{out}}v_{\mathrm{out}}{}^2}=\frac{P_{\mathrm{in}}-P_{\mathrm{out}}}{\frac{1}{2}\rho_{\mathrm{out}}v_{\mathrm{out}}{}^2} \tag{7}$$

$$\rho_{\mathrm{out}}=\frac{P_{\mathrm{out}}}{C_0T_{\mathrm{out}}} \tag{8}$$

$$v_{\mathrm{out}}=\frac{m_{\mathrm{out}}}{\rho_{\mathrm{out}}A_{\mathrm{out}}} \tag{9}$$

式中：P_{in} 和 P_{out} 分别是冷气入口和出口的压力/Pa；ρ_{out} 为冷气出口处的密度/kg·m^{-3}；C_0 是定义的气体常数/m^2·K^{-1}·s^{-2}，值为 287 m^2·K^{-1}·s^{-2}；T_{out} 为冷气出口处的温度；m_{out} 为冷气流经出口的质量流量/kg·s^{-1}；A_{out} 为出口截面积/m^2。

综合热性能因子 F 定义为：

$$F=\frac{Nu_{\mathrm{ave}}/Nu_{\mathrm{ave0}}}{\left(C_P/C_{P0}\right)^{1/3}} \tag{10}$$

式中：Nu_{ave0} 和 C_{P0} 分别是光滑通道的平均努塞尔数和压损系数，经过数值计算得到。

1.3 数值模型、边界条件和控制方程

针对射流冲击和树形杆复合冷却结构建立了数值计算模型。从图 2（a）可以看到，

数值模型是从完整模型中截取出来的，由周期性的流体域和固体域组成。周期性模型的宽度为 W_0 为 40mm；入口和出口处的稳流段长度均为 $10D$。数值模型的边界条件见表 2 所示。射流入口的雷诺数为 5000~50000，施加在目标板底面的热流密度为 6000W·m^{-2}，冷气入口温度为 300K，出口为大气压。此外，数值计算模型的侧面为周期性边界条件，流固交界面上的流体面和固体面上温度和热流密度分别处处相同，其余壁面为绝热、无滑移和无渗透壁面。从图 2（b）可以看到，圆杆和树形杆在通道中的布置方式各有顺排和错排两种。

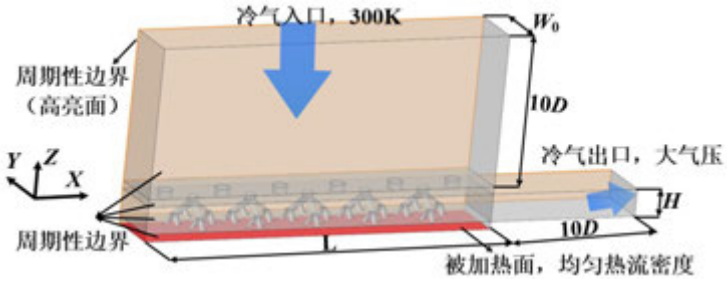
数值计算采用稳态 RANS 方程进行求解，连续性方程、动量方程和能量方程在式（11）、（12）和（13）中分别给出，式中 x 和 u 分别为坐标和速度，μ_t 为湍流粘度，Pr_t 为普朗特数。

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho u_j\right)=0 \tag{11}$$

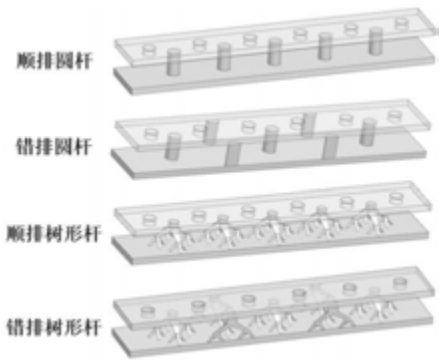
$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho u_i u_j\right)=-\frac{\partial P}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\mu_t\right)\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\right] \tag{12}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho u_j T\right)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\frac{\lambda}{c_P}+\frac{\mu_t}{Pr_t}\right)\frac{\partial T}{\partial x_j}\right] \tag{13}$$

数值计算在商用软件 ANSYS CFX 21.1 中实现。控制方程由高阶差分格式进行离散。为保证数值计算的收敛性，所有计算变量的残差值不大于 10^{-5}。



（a）数值模型



（b）扰流单元填充方式

图 2 数值模型和扰流单元填充方式

Fig. 2 Numerical model and the filling method of turbulator units

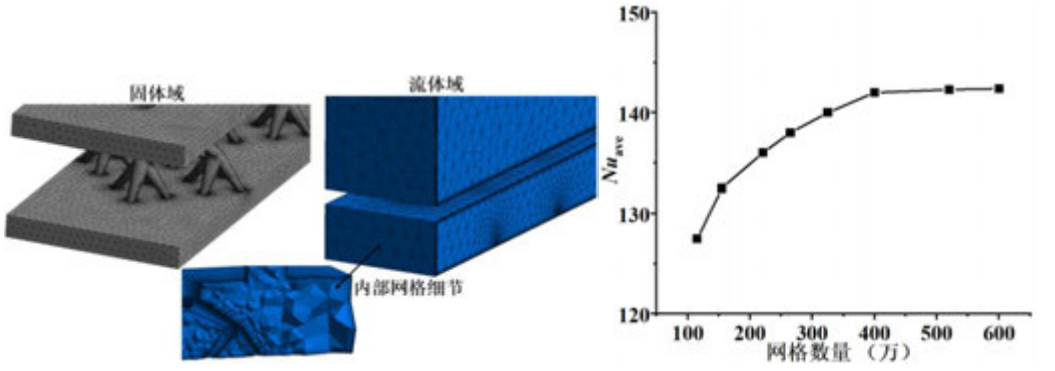
表 2 边界条件

Table 2 Boundary conditions

工况参数	值
射流雷诺数 Re_j	5000~50000
冷气入口温度 T_g	300K
冷气出口压力 P_{out}	101325Pa
目标板承受的热流密度 q	6000W/m^2

1.4 网格生成和网格独立性验证

采用 ANSYS 21.1 商用软件的 Meshing 模块对数值计算模型进行网格生成，流体域近壁面网格进行了加密处理，边界层第一层网格高度为 0.004mm，增长因子 1.3，该设置保证了近壁面的 y^+值小于 1，边界层的总层数为 15 层。图 3（a）给出了周期性数值计算模型的网格细节。为了提高数值计算的可信度和减少计算时间，对该尺寸下的冲击和水滴杆 Kagome 桁架复合冷却结构的数值计算模型进行了网格无关性检验。采用冲击靶面的平均努塞尔数作为网格敏感的变量进行了流体域网格尺寸的加密，如图 3（b）所示为冲击射流雷诺数 Re_j=30000 时，冲击靶面的平均努塞尔数随不同网格数的变化折线图，从图中可得，随着网格数的增加，平均努塞尔数也在不断提高，当网格数增长到 400 万（固体域 113 万，流体域 287 万）时，平均努塞尔数的变化不再明显，这说明网格数量达到 420 万时平均努塞尔数的计算结果具备网格独立性。



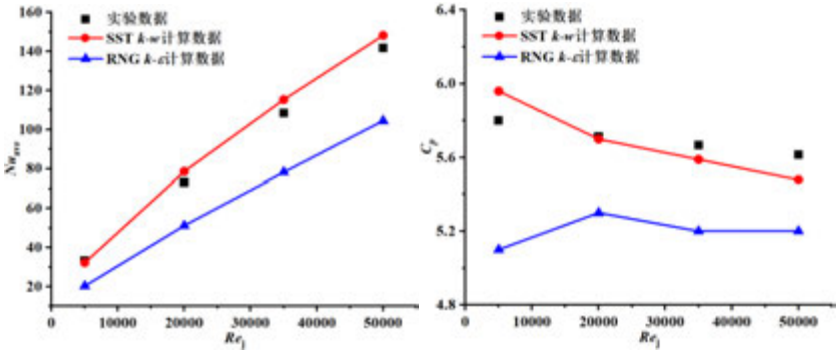
（a）网格细节　　（b）网格模型网格无关性验证（树形杆，Re_j=30000）

图 3　网格划分及其独立性验证

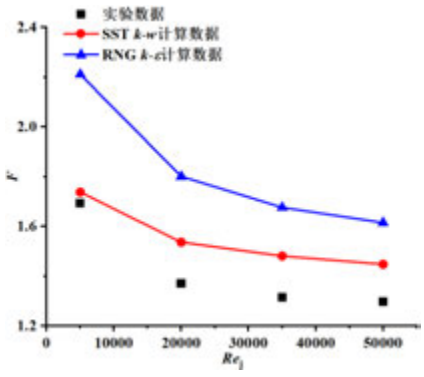
Fig. 3 Mesh generation and its independence validation (tree-shaped rod, Re_j=30000)

1.5 数值模型的验证

采用了文献[19]的阵列射流冲击和水滴 Kagome 桁架复合冷却结构的实验数据对本文的数值计算方法的准确性进行了验证。将本文数值模型中所用树形杆替换为了文献[19]中的水滴 Kagome 桁架结构，并进行了相应的数值计算。湍流模型选取了常用的 RNG *k-ε* 和 SST *k-ω*。数值计算采用高阶迎风差分格式进行计算，所有计算值迭代变化差值小于 10^{-5} 时认为结果收敛。如图 4（a）~（c）所示，分别给出了平均努塞尔数、压损系数和综合热性能因子在不同射流雷诺数下的实验数据与数值计算数据的对比图。可以看到，使用 SST *k-ω* 湍流模型对复合冷却结构的流动和换热性能进行计算所得到计算数据与实验数据的趋势更为接近，平均努塞尔数、压损系数和综合换热因子的计算值与实验测量值之间的误差分别在 7%、3%和 12%以内，可以认为 SST *k-ω* 湍流模型能够较好地预测阵列射流冲击和水滴杆 Kagome 桁架复合冷却结构通道内实际的流动和传热性能。进一步地，可以认为本文采用 SST *k-ω* 湍流模型的数值计算方法能够准确地预测阵列射流冲击和圆杆/树形杆复合冷却结构的流动和传热性能。因此，后续对射流冲击和不同扰流单元的复合冷却结构的数值计算中均选用 SST *k-ω* 湍流模型。



（a）平均努塞尔数　　（b）压损系数



（c）综合热性能因子

图 4　湍流模型的验证（水滴杆 Kagome 桁架[19]）

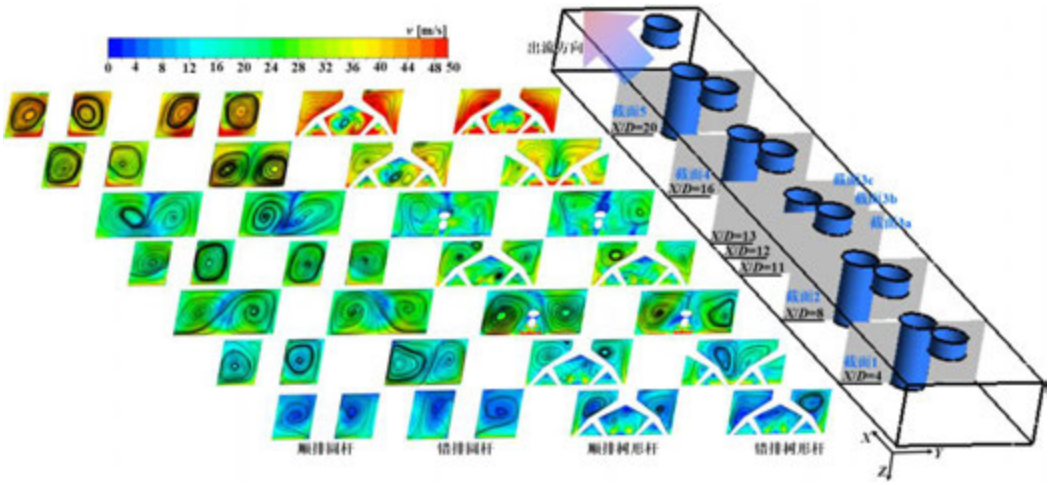
Fig. 4 Validation of turbulence model (water-drop-shaped Kagome truss[19])

2 结果分析与讨论

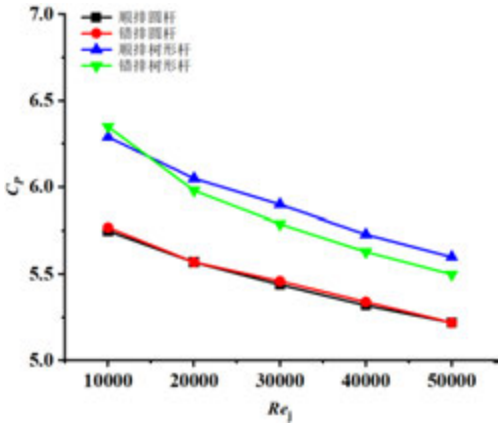
2.1 流动特性分析

如图 5（a）所示，给出了在射流雷诺数固定为 20000 时，圆杆和树形杆扰流单元在顺排和错排两种方式下的不同截面的流线和流速分布。图中，截面 1、2、3b、4 和 5 均为经过扰流单元中心线的截面，而截面 3a 和 3c 则为扰流单元与射流冲击孔中心连线的中间截面。可以看到，与圆杆相比，树形杆的扰流作用更为强烈，表现在各个截面上树形杆的流线比圆杆的流线分布更为紊乱，前者形成了更多和更小的涡旋。圆杆和树形杆结构的沿 X 方向不同截面上的流速依次提升，树形杆的流速提升幅度较圆杆的大，且树形杆结构减小了低速涡旋的尺度并在近冲击靶面产生了高速流动区域（见截面 3a）。从截面 1、2 和 4 可以明显看到，与顺排圆杆相比，错排圆杆结构增加了截面上的低速流动区域，同时也增加了低速涡旋的尺度，因此错排圆杆在射流冲击通道中的扰流作用较顺排圆杆的差。同样从截面 1、2 和 4 可以明显看到，与顺排树形杆相比，错排树形杆结构增加了截面上的低速流动区域，同时也增加了低速涡旋的尺度，因此错排树形杆在射流冲击通道中的扰流作用较顺排树形杆的差。

如图 5（b）所示，给出了顺排、错排圆杆和顺排、错排树形杆在射流冲击通道中的压损系数。可以观察到，顺排、错排圆杆和顺排、错排树形杆在射流冲击通道中的压损系数均随射流雷诺数的增加而不断降低，这说明高射流雷诺数下，这些复合冷却结构的通道摩擦损失变小。顺排圆杆结构的压损系数低于错排圆杆结构 0.35~0.38%，而顺排树形杆结构的压损系数仅在射流雷诺数在 10000 左右低于错排树形杆结构的，而高雷诺数下，顺排树形杆结构的压损系数较错排树形杆的要高出 1.16~1.86%。与顺排圆杆结构对比，不同射流雷诺数下，顺排树形杆结构的压损系数高出 7.28~9.39%。这说明顺排圆杆结构较错排圆杆结构在通道中的摩擦损失较少，而顺排/错排树形杆结构较圆杆结构在通道中的摩擦损失较大。值得注意的是，圆杆结构和树形杆结构在射流冲击通道中的孔隙率相同，而后者与冷却气体的接触面积却远高于前者的，因此增加了冷却气体在射流冲击通道中的摩擦损耗。



（a）不同截面的流线和流速分布（Re_j=20000）



（b）压损系数

图 5 流线、流速和压损系数分布

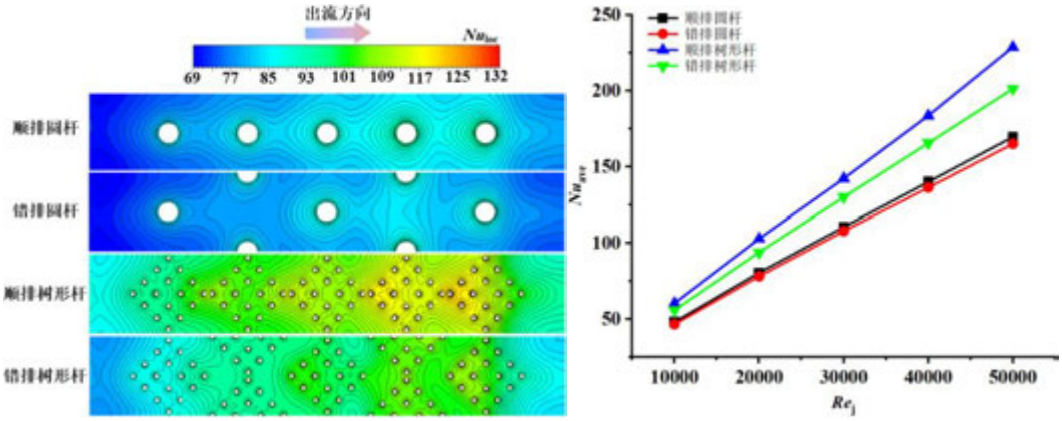
Fig. 5 Distributions of streamline, velocity and pressure coefficient

2.2 换热分析

如图 6（a）所示，给出了在射流雷诺数固定为 20000 时，圆杆和树形杆扰流单元在顺排和错排两种方式下的射流冲击靶面上的局部努塞尔数分布。从图中可以明显看到，树形杆结构的冲击靶面上的局部努塞尔数较圆杆结构的更高且更加均匀。与顺排圆杆相比，错排圆杆结构的冲击靶面上的局部努塞尔数略低，这在出流方向下游区域更加明显，因此可以推测出顺排阵列射流孔应该搭配顺排圆杆结构，以更大程度地提高冲击靶面的换热能力，而根据前面的流动性能分析来看，顺排圆杆结构的通道压损不高于错排圆杆结构的。对于顺排树形结构来说，其冲击靶面上的局部努塞尔数高于错排树形结构的，且均匀性更优于错排树形结构的，这些规律在整个冲击靶面均能明显地表现出来。因此，可以推测出顺排阵列射流孔应该搭配顺排树形杆结构，以更大程度地提高冲击靶面的换热能力，但是，依据前面的流动性能分析来看，顺排树形杆结构在通道中的压损稍大。

如图 6（b）所示，给出了圆杆和树形杆扰流单元在顺排和错排两种方式下的射流冲击靶面上的平均努塞尔数随射流雷诺数变化的分布。可以看到，无论是顺排还是错排，

圆杆和树形杆结构的冲击靶面平均努塞尔数均随射流雷诺数的增加而线性增加，但树形杆结构平均努塞尔数增加的幅度较圆杆的大，顺排结构平均努塞尔数增加的幅度较错排结构的也大。顺排树形杆结构的冲击靶面平均努塞尔数较顺排圆杆结构的高出25.5~34.9%，较错排树形杆的高出 8.2~13.6%。因此，可以总结出顺排树形杆在射流冲击通道中的换热能力最优，而错排圆杆在射流冲击通道中的换热性能最差。与错排树形杆相比，顺排树形杆的换热能力提高的幅度要高于其流动性能降低的幅度。而顺排圆杆的换热能力和流动性能均优于错排圆杆的。

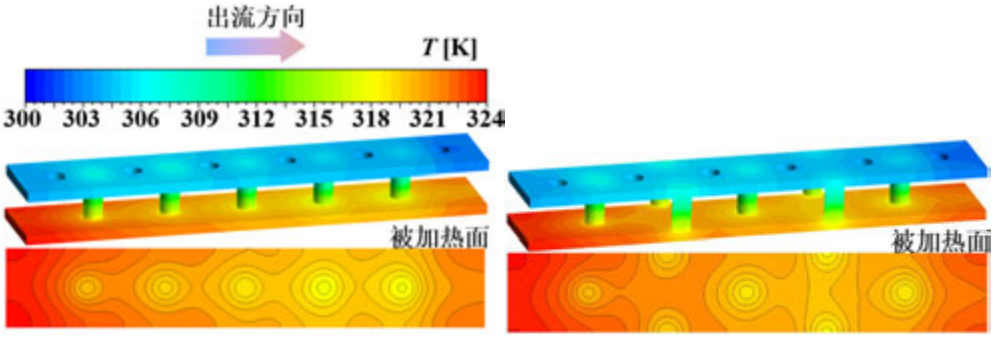


（a）局部努塞尔数（Re_j=20000）　　（b）平均努塞尔数

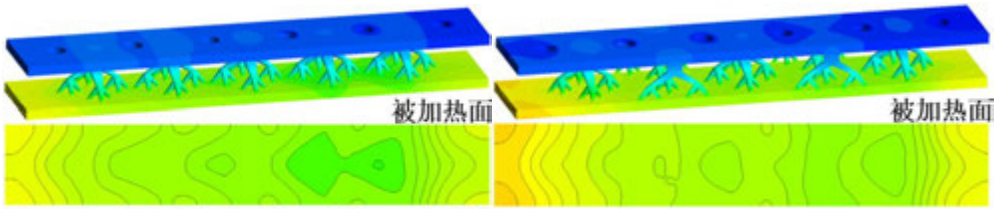
图 6　局部努塞尔数和平均努塞尔数分布

Fig. 6 Distributions of local Nusselt number and average Nusselt number

图 7（a）~（d）给出了在射流雷诺数固定为 20000 时，圆杆和树形杆扰流单元在顺排和错排两种方式下的整体结构的温度分布。可以看到，不同冷却结构的被加热面（底面）的温度较射流冲击靶面的温度较低，但温度的分布规律基本一致，这说明厚度为 5mm 的底板存在一定导热效应，使得被加热面和被冲击的靶面换热情况存在一定差异。从图中还可以明显看到，树形杆整体结构的温度较圆杆整体结构的温度更低，且前着的上、下板的隔热效果更好。与顺排圆杆和错排圆杆相比，顺排树形杆和错排树形杆在底板上的温度数值上低约 10K，温度下降约 3%。观察温度分布云图也可以总结到，顺排树形杆的换热能力最好，而错排圆杆的换热能力最差。



（a）顺排圆杆　　（b）错排圆杆



（c）顺排树形杆　　（d）错排树形杆

图 7　温度分布（Re_j=20000）

Fig. 7 Temperature distribution (Re_j=20000)

2.3 综合热性能分析和公式拟合

图 8 给出了不同射流雷诺数下圆杆和树形杆扰流单元在顺排和错排两种方式下的综合热性能因子分布。可以看到，顺排/错排圆杆和树形杆结构的综合热性能因子均随射流雷诺数的增加而逐渐降低。顺排树形杆结构的综合热性能因子最高，而错排圆杆结构的综合热性能因子最低。不同射流雷诺数下，顺排树形杆结构的综合热性能因子较错排树形杆结构、顺排圆杆和错排圆杆结构的分别高出 8.6~12.9%、21.8~31.8%和 25.8~35.4%。因此，顺排树形杆结构在射流冲击通道中的综合热性能最好。

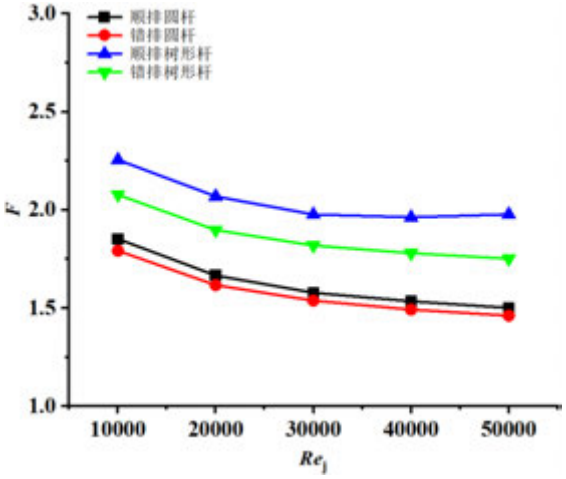


图 8　综合热性能因子分布

Fig. 8 Distributions of comprehensive thermal performance factor

对顺排树形杆结构的流动、换热和综合热性能分别进行了公式拟合。

首先，顺排树形杆结构的射流冲击靶面上的平均努塞尔数和射流雷诺数的关系可表示为式（11），该公式的拟合精度为 0.999。拟合公式中射流雷诺数取为 5000~50000。

$$Nu_{\mathrm{ave}} = 18.52 Re_{\mathrm{j}} \tag{11}$$

顺排树形杆结构的射流冲击通道中的压损系数和射流雷诺数的关系可表示为式（12），该公式的拟合精度为 0.998。拟合公式中射流雷诺数取为 5000~50000。

$$C_P = 4.93 + 1.62 e^{-1.74\times10^{-5} Re_{\mathrm{j}}} \tag{12}$$

顺排树形杆结构的综合热性能因子和射流雷诺数的关系可表示为式（13），该公式的拟合精度为 0.998。拟合公式中射流雷诺数取为 5000~50000。

$$F = 2.49 - 2.72\times10^{-5} Re_{\mathrm{j}} + 3.44\times10^{-10} Re_{\mathrm{j}}^{2} \tag{13}$$

3 结论

对射流冲击和圆杆/树形杆扰流单元组成的复合冷却结构的流动和换热性能进行了数值研究。结论如下：

1）相同孔隙率下，顺排圆杆/树形杆填充的射流冲击通道较错排圆杆/树形杆填充的射流冲击通道的综合换热性能好，而流动性能相近或稍差。因此，顺排阵列射流冲击结构搭配顺排圆杆/树形杆扰流结构能够更好地提升结构的换热性能。

2）顺排树形杆填充的射流冲击靶面的平均努塞尔数较顺排圆杆填充的高出25.5~34.9%，前者射流冲击通道中的压损系数较后者高出7.28~9.39%，前者的综合热性能因子较后者高出25.8~35.4%。因此，顺排树形杆增强换热的同时引起压损的增加，但综合热性能有所提高。

对相同孔隙率的圆杆和树形杆的流动和换热性能分析可知，增加射流冲击通道中扰流元件的散热面积能够较好地提升结构换热性能，同时也会引起压损的提升，但综合热性能有所提升。因此，提出的三级树形杆分形结构能够很大程度改善通道中的带走热量的能力，对未来高效增强换热结构的设计提供了新思路。提供了顺排树形杆在所研究结构参数和工况参数下的流动和换热性能的拟合计算公式，未来还应对顺排树形杆的结构参数对流动和换热性能的影响进行进一步地研究。

参考文献

[1] Mousa M, Miljkovic N, Nawaz K. Review of heat transfer enhancement techniques for single phase flows[J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2021, 137: 110566.

[2] Xu L, Lan J, Ma Y, et al. Numerical study on heat transfer by swirling impinging jets issuing from a screw-thread nozzle[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 115: 232-237.

[3] 蒋新伟,许卫疆,朱惠人.冲击射流在凹坑壁面通道内的换热特性研究[J].工程热物理学报，2016, 37(12): 2638-2644.

JIANG Xinwei, XU Weijinang, ZHU Huiren. Study of heat transfer characteristics in a dimpled wall channel with impingement jets[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2016, 37(12): 2638-2644.

[4] Salman M, Chauhan R, Singh T, et al. Experimental investigation and optimization of dimple-roughened impinging jet solar air collector using a novel AHP-MABAC approach[J] Environmental Science and Pollution Research, 2022, 1-17.

[5] Salman M, Chauhan R, Poongavanam G, et al. Utilizing jet impingement on protrusion/dimple heated plate to improve the performance of double pass solar heat collector[J]. Renewable Energy, 2022, 181: 653-665.

[6] Vinze R, Khade A, Kuntikana P, et al. Numerical investigation on the flow and heat transfer in swirl chambers with distributed multi exit slots and dimple/protrusion structure[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2020, 119: 104923.

[7] 陈鹏. 先进结构化表面冲击冷却性能研究[D].上海交通大学, 2016.

CHEN Peng. Investigation of Impingement Cooling Performance on Advanced Structured Surfaces[D]. Shanghai Jiaotong University, 2016.

[8] Talapati R, Katti V. Influence of turbulator under the detached rib on heat transfer study of air jet impinging on a flat surface[J]. Journal of Heat Transfer, 2020, 142(4): 042301.

[9] Shukla A, Dewan A, Singh D, et al. Heat transfer characteristics of jet impingement on a surface mounted with ribs using LES[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2023, 187: 108210.

[10] Sharma A, Thakur A, Dhiman P. Jet impingement in a V-rib roughened solar air heater: an experimental approach[J]. Energy Sources, Part A: Recovery, Utilization, and Environmental Effects, 2022, 44(3): 6970-6984.

[11] Wei H, Zu Y．Experimental and numerical studies on the enhanced heat transfer performance and the flow resistance characteristics of the double-wall cooling structure with jet impingement holes and pin fins[J]．International Journal of Thermal Sciences, 2023, 186: 108109.

[12] 杜海权．基于聚光太阳能电池冷却的新型矩阵式微射流圆柱肋热沉传热性能研究[D]. 景德镇陶瓷大学,2022.

DU Haiquan. Study on Heat Transfer Characterizations of Multiple Micro-Jet Cylindrical Fin Based on Concentrating Solar Cell Cooling[D]. Jingdezhen Ceramic University, 2022.

[13] Ye H, Tao Y, Chang H, et al. Structure optimization of a novel porous tree-shaped fin for improving thermochemical heat storage performance[J]. Applied Thermal Engineering, 2023, 225: 120190.

[14] Zheng J, Wang J, Chen T, et al. Solidification performance of heat exchanger with tree-shaped fins [J]. Renewable Energy, 2020, 150: 1098-1107.

[15] Huang Y, Cao D, Sun D, et al. Experimental and numerical studies on the heat transfer improvement of a latent heat storage unit using gradient tree-shaped fins[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 182: 121920.

[16] Feng H, Zhang Z, Chen L, et al. Constructal design for tree-shaped compound heat transfer channel in a disc heat generation body [J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2022, 132: 105929.

[17] Liu F, Zhang G. Study on melting and solidification performances improvement of phase change material using novel branch fin structure [J]. Journal of Energy Storage, 2023, 63: 107097.

[18] Natalia R, Anna D, Maria S, et al. The performance of thermally conductive tree-like cast aluminum structures in PCM-based storage units[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2023, 142,106606.

[19] Ruan Q, Xu L, Xi L, et al. Experimental Study on Flow and Heat Transfer Characteristics of Jet Array Impingement Combined with Kagome Truss Structures with/without Cross-flow[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2023, 207,124007.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：14xxxx

基于红外测温技术的涡轮叶片综合冷效实验研究

吴丽玲，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: 13384897376, Email: wulilling@nuaa.edu.cn)

摘要：本文基于红外测温技术及热电偶测温技术对涡轮叶片的综合冷却效率开展了实验研究，获得了实验涡轮叶片表面的温度分布情况，并分析了不同主流落压比、主次流温度比和次流与主流流量比对涡轮叶片综合冷却效率的影响规律。结果表明，叶片的高温区位于前缘、尾缘以及叶尖三处区域，冷却效果较差；叶片整体综合冷效随流量比增大有明显的提升，流量比从 0.016 升高为 0.026 时，综合冷却效率大幅提升，当流量比从 0.026 升高至 0.036 以及从 0.036 升高到 0.046 时，综合冷却效率的增幅略有下降；主流落压比及主次流温比对实验叶片综合冷效影响较小。

关键词：涡轮叶片，综合冷效，红外测温技术，温度分布

0 前言

随着现代航空飞行器的快速发展，航空发动机的推力和推进效率不断提高，继而极高的燃气温度对发动机燃烧室及涡轮等热端部件的耐温能力提出了更高的要求[1]。目前，部分先进航空发动机的涡轮进口燃气温度已然超过了涡轮叶片材料的熔点[2]，因此，国内外众多学者致力于研究涡轮叶片冷却技术的创新及优化。气膜冷却作为一种高效的表面冷却方式是航空航天推进系统热防护的有效有段之一[3]。通过对传统圆柱型气膜孔的冷却性能影响因素的深入研究，发现传统圆柱型气膜孔结构的冷气射流易在气膜孔出口下游附近形成一对方向相反的旋转涡对结构，发生流动分离、裹挟高温主流加剧主次流掺混等现象，削弱气膜的冷却效率[4]。因此近几十年来，对气膜冷却的研究焦点在于气膜孔结构的优化上，诸多研究成果[5-16]证明了孔型的优化（扩张型孔等）及其创新设计（槽、缝结构等）可较大幅度提升气膜冷却结构的有效性。

然而，单凭外部的气膜冷却还不足以保证涡轮叶片的耐温性能，现下的涡轮叶片通常采用双层壁结构的设计，应用冲击冷却技术耦合气膜冷却完成冷却性能指标。冲击冷却结合扰流结构可显著提高换热面积并且增强流体扰动以强化传热[17]，达到冷却涡轮叶片的目的。Singh 等学者对比研究了三种扰流元（圆柱形、立方体形和同心圆形）在阵列冲击下的传热效率，结果表明同心圆形结构最优，拥有最高的传热效率及最小的压力损失[18]。Han 等学者对通道内部几种微小肋（V 肋、斜肋、直肋以及间断肋）的性能进行了深入的研究，结论指出就换热性能而言，直肋的效果最差；而在流阻特性方面，直肋优于其他肋形[19]。Nowak 等学者提出喷涂热障涂层，耦合内部冷却通道辅以适当的扰

流结构，以及外部气膜冷却等复合冷却以降低涡轮叶片金属基体表面温度[20]。可见对涡轮叶片的冷却性能评估需同时考虑气膜冷却及冲击冷却等多种冷却技术作用下的复合冷却性能，不同的气膜冷却结构和冲击冷却结构组合需通过测试其综合冷却效率以验证设计的合理性。本文采用红外热像测温技术结合热电偶测温技术对实验涡轮叶片开展综合冷效实验，获得落压比、流量比和温比对综合冷却效率的影响规律，以期为涡轮叶片的冷却结构设计工作提供指导意义。

1 实验系统

1.1 实验风洞

实验风洞系统如图 1 所示，主要由主气流管路、次气流管路、实验段和测量系统组成。对于主气流管路，从压气机流出的空气进入稳压罐，使气流保持均匀稳定，然后流经孔板流量计，再由电加热器将气流加热至所需温度后进入实验段。实验段主流入口布置有热电偶和压力探针，用以测量主气流温度和压力。次流管路包括阀门、罗茨流量计、超声波流量计、加热器和测温热电偶，测量叶片由罗茨流量计精确控制次流流量，陪衬叶片通过超声波流量计供气。气流通过稳压罐进入次流管路，调节管路上的阀门和电加热器从而控制进入实验段的冷气质量流量和温度。

主、次流管路的热电偶均通过温度巡检仪获得温度数据，压力由 16 通道压力扫描阀测得精确数据。实验段涡轮叶片壁面温度由壁面埋设热电偶和红外热像系统同时精确测量。实验系统中，孔板流量计的量程为 0.2kg/s～0.8kg/s，精度为 0.5 级；温度巡检仪的量程为<1000℃，精度为±0.1℃；9116 压力扫描阀的量程为-12～35Psi，精度为<120Pa；红外热像仪的测温范围为 0～800℃，精度为 1%。管道中测量主流温度所使用的热电偶为 K 型铠装热电偶，直径为 2mm，测量范围为 0～900℃，精度为±0.1 度。超声波流量计的量程 0～158Nm^3/h，精度为 1%。

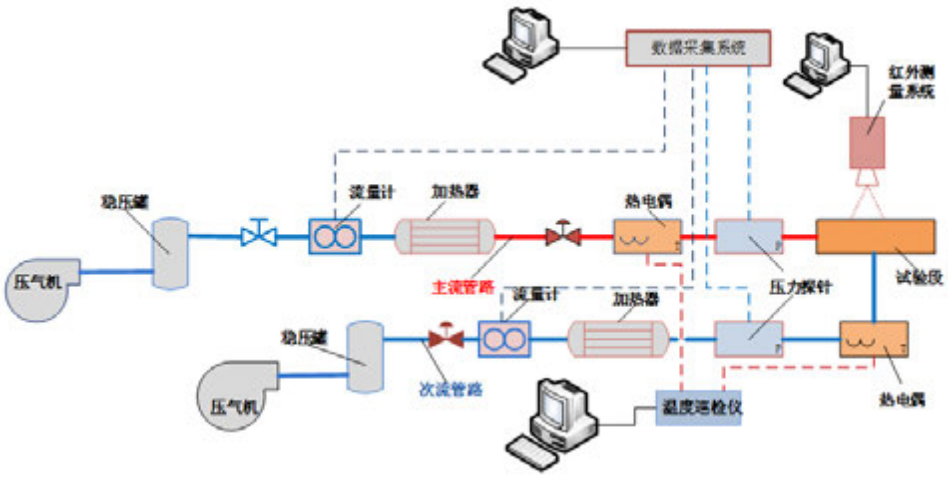


图 1 风洞系统示意图

1.2 实验叶片及工况参数

实验涡轮叶片采用 3D 打印技术制作而成，材料为 GH4169。为了准确测量叶片表面温度，在叶片中截面处开槽放置热电偶。叶身中部共放置 12 根热电偶，其中叶盆处放置

5 根热电偶，叶背处放置 7 根热电偶。之后将相同的材料喷涂在叶片表面并打磨，保证叶片型面不发生变化，不影响叶片表面流场，实验叶片如图 2 所示。



图 2 实验叶片

实验过程中定义研究变量落压比、流量比、温比以及综合冷效各参数的表达式如下所示，各部分的实验工况参数见表 1-3。

落压比：

$$\pi_T^* = \frac{P_{in}^*}{P_{out}} \tag{1}$$

式中，P_{in}^*为实验段入口总压，P_{out}为实验段出口静压。

流量比：

$$M = \frac{m_c}{m_g} \tag{3}$$

式中，m_c为次流流量，m_g为主流流量。

温比：

$$K = \frac{T_g}{T_c} \tag{2}$$

式中，T_g为主流温度，T_c为次流温度。

综合冷却效率：

$$\eta = \frac{T_g - T_w}{T_g - T_c} \tag{4}$$

式中，T_g为主流温度，T_c为次流温度，T_w为叶片表面温度。

表 1 落压比影响实验参数

落压比	主流温度/K	冷气温度/K	温度比	流量比
1.15	767	280	2.74	0.036
1.25				
1.35				
1.457				
1.49				

表 2 流量比影响实验参数

落压比	主流温度/K	冷气温度/K	温度比	流量比
1.457	767	280	2.74	0.016
				0.026
				0.036
				0.046

表 3 温比影响实验参数

落压比	主流温度/K	冷气温度/K	温度比	流量比
1.457	767	387	1.98	0.036
		348	2.2	
		319	2.4	
		280	2.74	

1.3 红外标定

本文采用埋设热电偶结合红外热成像技术获取实验叶片表面的温度分布，图 3 所示为红外拍摄窗口。实际红外测温时，当被测表面等效漫射表面不成立的状况无法避免，在一定的被测表面法向与测量方向夹角范围内，可以通过测定当地发射率来修正红外测量偏差。近距离测量，通常可以忽略大气的吸收作用，因此可以通过如下所示的漫射条件假设的热像仪真实温度计算简化公式计算当地发射率，将计算的当地发射率输入红外处理软件即可得到红外测量的被测表面的真实温度。

$$T_0 = \left\{\frac{1}{\varepsilon}\left[T_0'^{\,n} - (1-\varepsilon)T_u^n\right]\right\}^{1/n} \tag{5}$$

式中，T_0 为被测表面温度（热电偶测量温度），T_0'为红外测量未修正的表面温度，T_u为反射温度，ε 为名义发射率。



图 3 实验段的红外拍摄窗口

图 4 所示为叶片中截面处综合冷却效率红外热像仪测量结果与热电偶测量结果的比较。通过二者比较可以看出，红外热像仪得到的结果与热电偶测量结果基本一致。

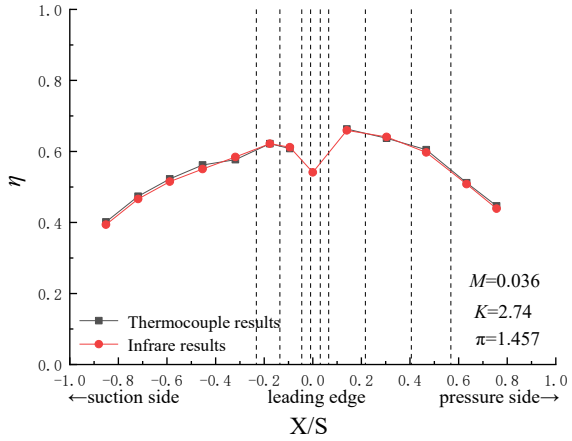
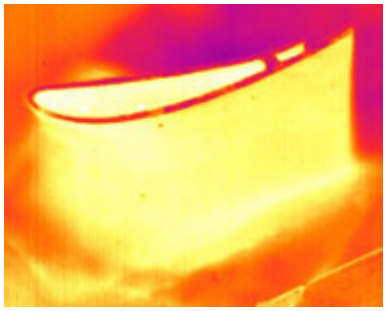


图 4 红外热像仪测量结果与热电偶测量结果比较

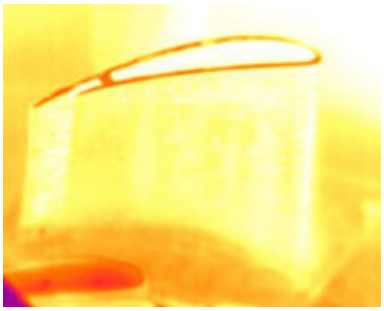
2 实验结果与分析

2.1 叶片表面恢复温度分布

图 5 所示为主流温度 767K 时无气膜冷却红外热像仪拍摄得到的叶片表面温度场分布。在叶片前缘，主流冲击滞止点，温度最高且高于主流流体静温，随后主流膨胀加速降温，叶片表面温度随主流温度逐渐降低后趋于不变。



（a）吸力面温度分布



（b）压力面温度分布

图 5 叶片表面恢复温度红外云图

图 6 为叶片表面热电偶测量得到的恢复温度分布。根据图中温度分布可以看出叶盆与叶背两个位置的温度分布相近，前缘位置温度略微偏高，这与理论分析得到的结果保持一致，与红外热像仪拍摄得到的温度场一致。因此可认为叶片表面埋设的热电偶测温效果良好，无损坏，同时红外热像仪能够反映叶片表面的温度场分布。

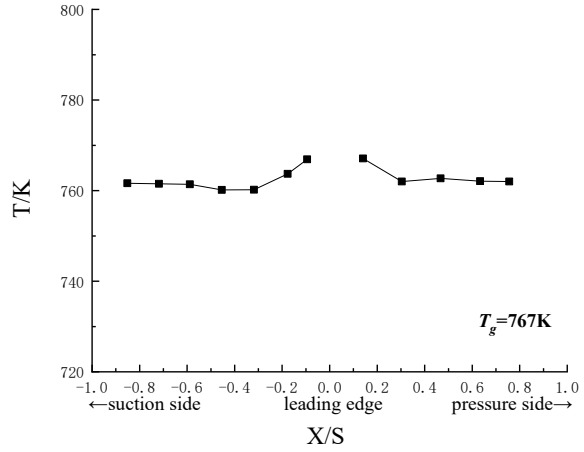


图 6 叶片表面热电偶测得恢复温度分布

2.2 实验可重复性检验

图 7 为分别独立改变落压比、流量比和温比下典型工况的综合冷却效率分布规律，T-ratio 是研究主次流温比对叶片综合冷却效率影响时设计工况的实验结果，Q-ratio 和 P-ratio 分别是流量比和落压比实验设计工况的实验结果。四次设计工况下实验结果基本一致，实验具有可重复性。

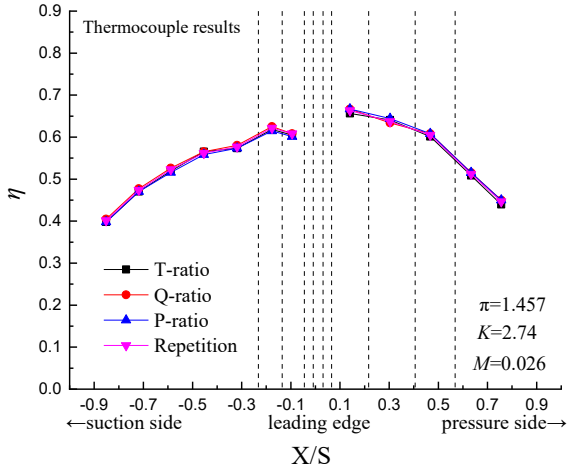


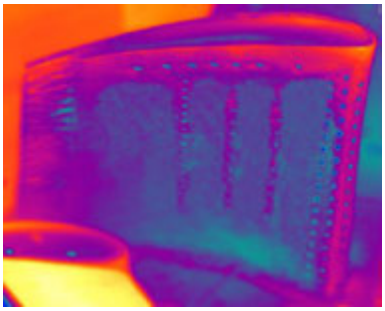
图 7 典型工况下叶片综合冷却效率

2.3 落压比对综合冷却效率影响

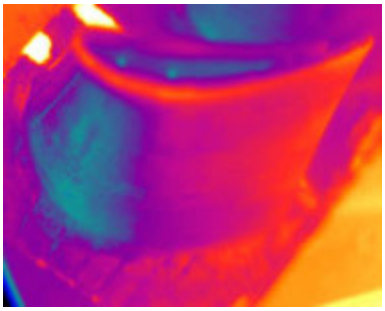
图 8 为主流温度为 767K 时变落压比实验叶片压力面和吸力面的温度云图。不难看

出，在不同落压比下，叶片表面的温度分布大致相同。在叶片前缘驻点区域温度偏高。叶盆由于内部冷却以及外部气膜保护的共同作用并没有出现较高的温度区域。此外，整个叶顶区域处于高温状态下，尤其是尾缘叶尖处与前缘叶尖处高温更明显。对于叶片吸力面，前缘区域由于高温主流的冲击，前缘温度较高，冷气的出流使叶背出现较为明显的低温区，随后尾缘区域温度又逐渐升高，在尾缘处出现高温区。同时可以看出，叶片前缘及尾缘叶尖区域温度均处于较高水平。

随着落压比的增大，叶片表面温度逐渐降低，但分布趋势相近。主流流量随落压比增大相应增加，同时次流流量增大以保证流量比，这使得叶片内部得到了更好的换热，同时降低了气膜孔冷气出流的温度，所以随着落压比的增加叶片表面温度逐渐降低。

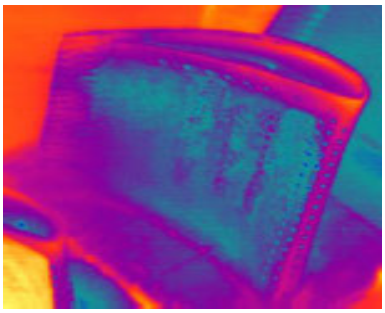


(a)叶盆

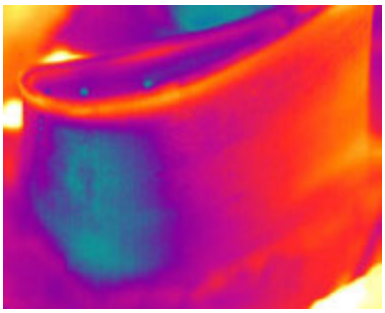


(b)叶背

π=1.49

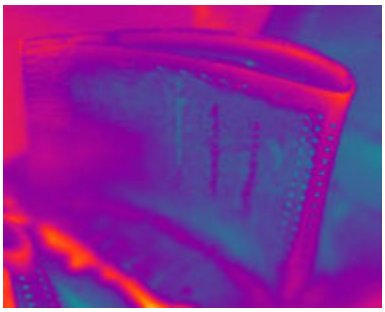


(c)叶盆

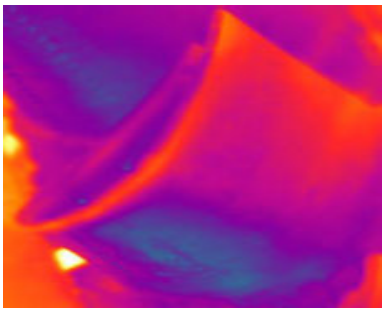


(d)叶背

π=1.457

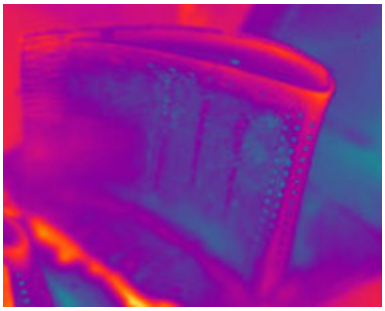


(e)叶盆

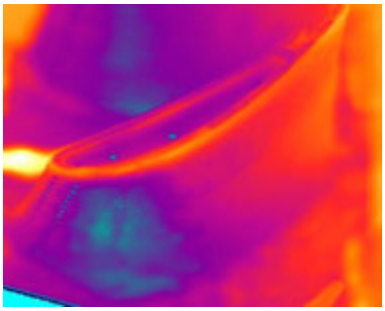


(f)叶背

π=1.35

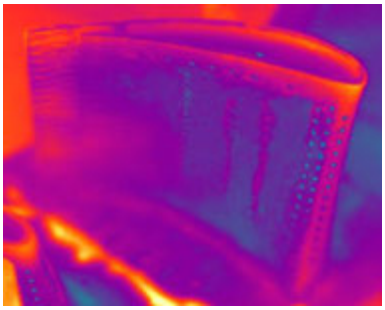


(g)叶盆

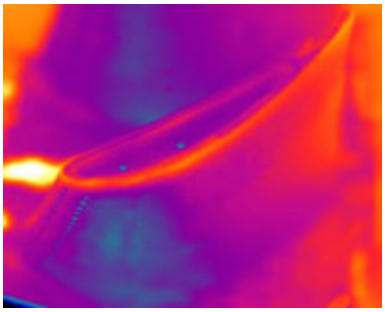


(h)叶背

π=1.25



(g)叶盆



(h)叶背

π=1.15

图 8 不同落压比时叶片表面温度场

图 9 为落压比对叶片综合冷却效率影响规律的热电偶测量结果，可以看出，当冷气与高温主流流量比保持不变（m_c/m_g=0.036），随着落压比的增加，叶栅通道内高温气流流动速度随之增大，相应地高温主流流量亦随之增加。由于流量比保持不变，因此冷气流量亦随着落压比的增大而增加，一方面使得冷气与叶片内部的对流换热得以加强，另一方面叶片表面喷出的冷却气温度降低，形成更高品质的冷却气膜层，从而更加有效阻隔高温气流与叶片表面间的对流换热，因此叶片温度随落压比的增加而略微降低，使得综合冷却效率略加增大。

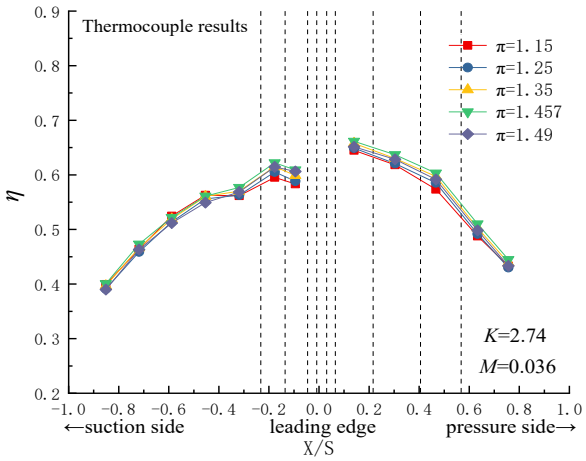
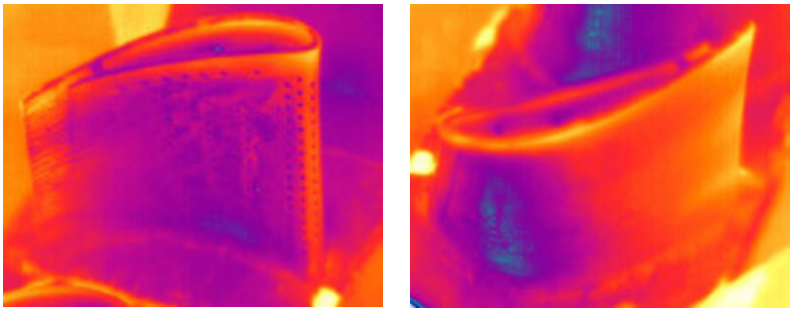


图 9 落压比对综合冷却效率影响

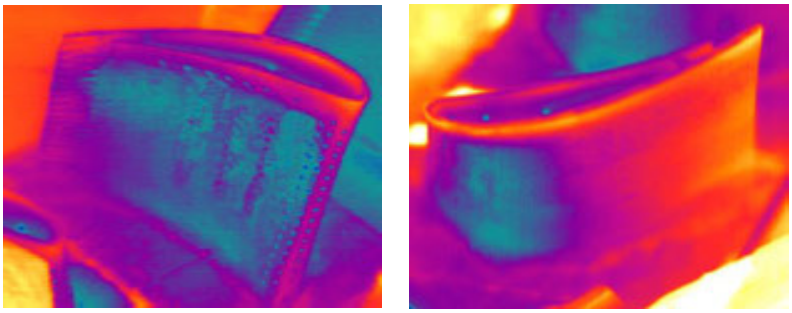
2.3 流量比对叶片综合冷却效率影响

图 10 是主流温度为 767K 时四个流量比叶片压力面、吸力面的温度分布云图，由图可知，随着流量比的增加，叶片表面的温度分布较为相似，温度较低的区域基本集中在叶盆以及叶背气膜孔下游附近的位置，涡轮叶片前缘区域温度随着流量比的增加逐渐降低。当流量比为 0.016 时，由于次流流量过低，未能对叶片进行较好的保护，叶片前缘位置由于冷气出流不畅，出现局部高温区，换热量较大，且前缘处主流压力较大，温度较高。随着流量比的增加，前缘气膜出流效果得到改善，在流量比达到 0.036 时前缘局部高温区基本消失。



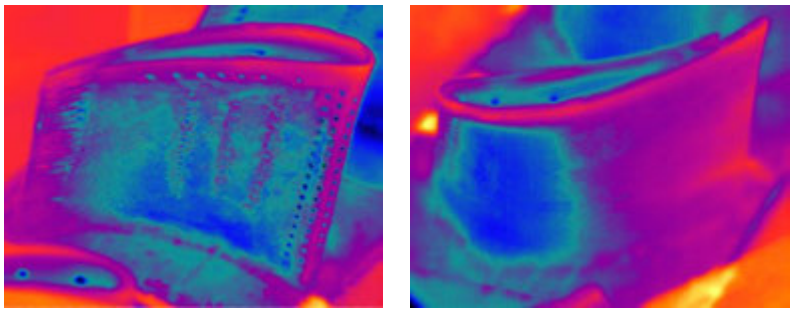
(a)叶盆　　(b)叶背

M=0.016



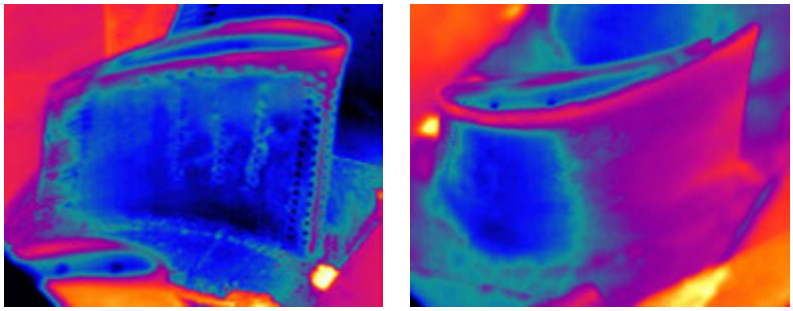
(c)叶盆　　(d)叶背

M=0.026



(e)叶盆　　(f)叶背

M=0.036



(g)叶盆　　(h)叶背

M=0.046

图 10 不同流量比时叶片表面温度场

图 11 为流量比对叶片综合冷却效率影响，由图可知，不同流量比的综合冷却效率变化趋势相同；随着流量比的增加，冷却气流量增加，内部换热加强带走更多热量，叶片表面温度下降，综合冷却效率上升。当流量比从 0.016 升高为 0.026 时，综合冷却效率提升明显，当流量比从 0.026 升高至 0.036 以及从 0.036 升高到 0.046 时，综合冷却效率的增加幅度下降，说明当流量比为 0.026 时综合冷却效率相对较高，继续增加冷气量综合冷却效率的增加幅度不明显。

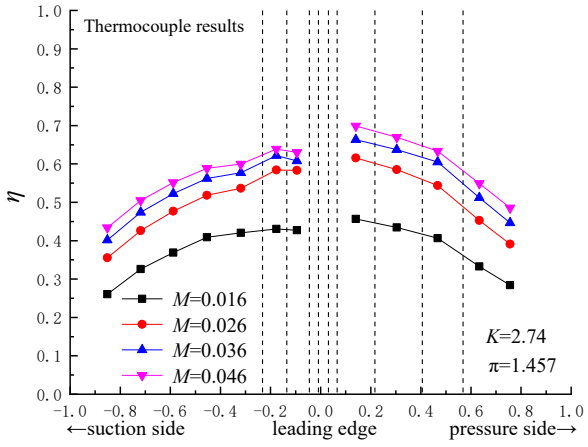
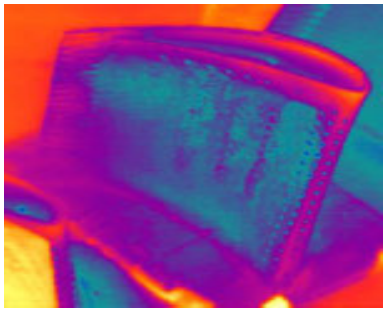


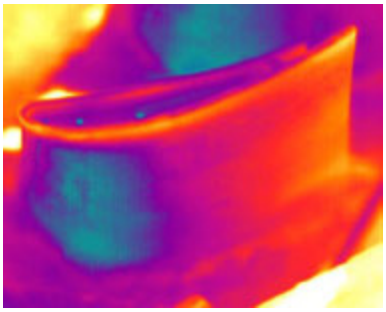
图 11 流量比对综合冷却效率影响

2.4 温比对叶片综合冷却效率影响

图 12 给出了主流温度 767K 时四个温比实验下叶片压力面、吸力面的温度分布云图，从图中我们可以看到，随着温比的增加，各温比叶片表面温度分布情况类似。由于各温比下主流温度变化不大，所以叶片外部主次流掺混气体和叶片温度变化很小，可认为叶片热侧对流换热热阻、固体域的导热热阻和冷侧对流换热热阻不变，根据牛顿冷却定律和傅里叶定律可知，主流与叶片外表面温差与主次流温差成正比，所以次流温度越低，叶片表面温度也就越低。

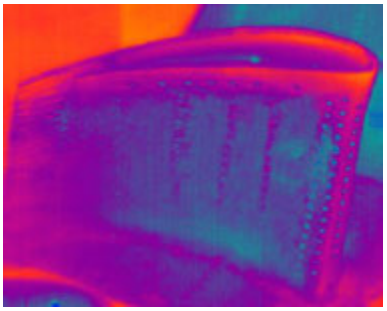


(a)叶盆

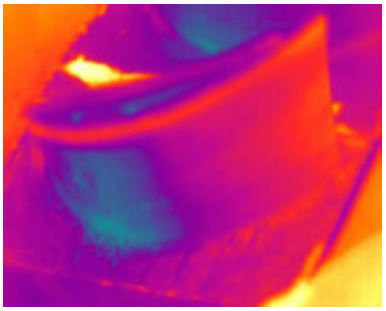


(b)叶背

K =2.74

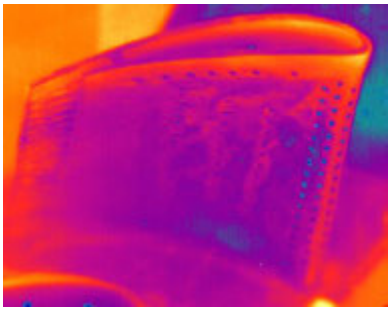


(c)叶盆

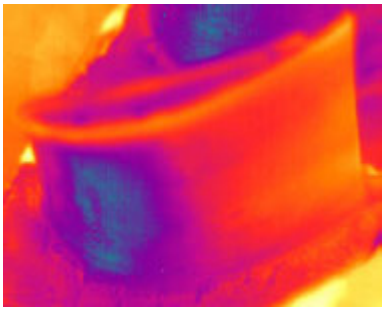


(d)叶背

K =2.4

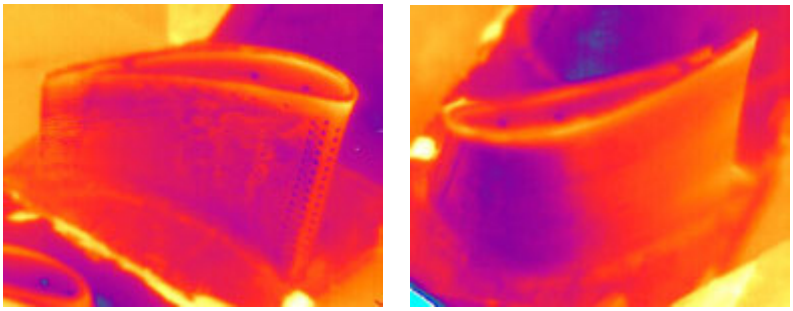


(e)叶盆



(f)叶背

K =2.2



(g)叶盆　　(h)叶背

K =1.98

图 12 不同温比时叶片表面温度场

图 13 为热电偶测量结果的不同主次流温比综合冷却效率沿表面的变化曲线图。实验中保持主流进口温度不变，通过改变次流进口温度实现温比的变化，次流温度随温比的提高而下降。由图可知，不同温比下叶片表面综合冷却效率大小变化较小，随着温比的增加，次流温度下降，叶片表面的温度有所降低，综合冷却效率缓慢降低。

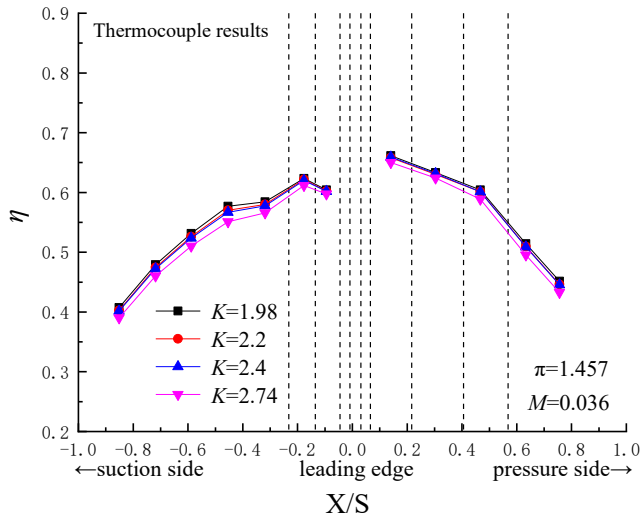


图 13 温比对综合冷却效率影响

3 结论

本文基于红外热成像技术及热电偶测温技术对涡轮叶片表面温度分布进行了实验研究，获得了落压比、流量比和温比对涡轮叶片的综合冷却效率的影响规律，主要结论如下：

1）叶片前缘受主流冲击较大，使得前缘驻点区域温度较高，冷却效率较低。吸力面气膜孔下游存在局部高温区，温度相对较低，冷却效率较高，叶片压力面气膜孔出流改善了叶盆的冷却效果。

2）随流量比增加，冷气量增加，叶片前缘低温区逐渐消失，气膜覆盖的效果及内部换热能力增强，叶片表面温度降低，冷却效率变大。

3）随着温比增加，综合冷却效率略有降低，主要与次流的温度变化有关。

4）随落压比增加，主流流量增加，但由于流量比不变，所以冷却气流的流量也增加，使叶片表面气膜覆盖效果提高，叶片表面温度有所降低，但总体而言，落压比对叶片表面综合冷却效率影响较小。

参考文献

[1] BUNKER R S. Gas turbine heat transfer: ten remaining hot gas path challenges[J]. ASME Journal of Turbomachinery, 2007,

129(2): 193-210

[2]韦宏，祖迎庆．双层壁冷却结构中多排射流冲击的换热和流阻特性[J]．航空动力学报，2021,36（8）:1621-1632.

[3]任加万，谭永华．冲压发动机燃烧室热防护技术［J］,火箭推进, 2006, 32(4):38-42．

[4] FRIC T F, ROSHKO A. Vortical structure in the wake of a transverse jet[J]. Journal of Fluid Mechanics,1994,279:1-47

[5]黄莺,张靖周,王春华.涡轮叶片吸力面扇形孔气膜冷却效率优化[J].中南大学学报(自然科学版),2018,49(11):2868-2876.

[6] LIU Cunliang, ZHU Huiren, BAI Jiangtao, et al. Film cooling performance of converging slot-hole rows on a gas turbine blade[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2010,53(23/24): 5232-5241.

[7] TENG S, HAN J C, POINSATTE P E. Effect of film-hole shape on turbine-blade film cooling performance[J]. AIAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 2001, 15(3): 257-265

[8] BUNKER R S.A review of shaped hole turbine film-cooling technology[J].Journal of Heat Transfer,2005,127（4）:441-453.

[9] GOLDSTEIN R J, ECKERT E R G. Effect of hole geometry and density on three-dimensional film cooling[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer,1974,17（5）:595-607.

[10] HAVEN B A,KUROSAKA M. Kidney and anti-kidney vortices in crossflow jets[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1997, 352:27-64.

[11] HAVEN B A,YAMAGATA D K,KUROSAKA M, et al. Anti - kidney pair of vortices in shaped holes and their influence on film cooling effectiveness[R].ASME Paper 97-GT -45,1997.

[12] SUN X K,ZHAO G,JIANG P X, et al. Influence of the hole geometry on the film cooling effectiveness for a constant exit flow area[J].Applied Thermal Engineering,2018,130:1404-1415.

[13] SAUMWEBER C, SCHULZ A. Free-stream effects on the cooling performance of cylindrical and fan-shaped cooling holes[J]. Journal of Turbomachinery,2012,134（6）:061007.1-061007.12.

[14] 孙小凯,彭威,姜培学.定出流面积条件下气膜冷却孔型的研究[J].工程热物理学报,2015,37（8）:1711-1716.

[15] HYAMS D, LEYLEK J.A detailed analysis of film cooling physics: Part III streamwise injection with shaped holes[J]. Journal of Turbomachinery,2000,122（1）:122-132.

[16] SAUMWEBER C, SCHULZ A. Effect of geometry variations on the cooling performance of fan-shaped cooling holes[J]. Journal of Turbomachinery, 2012, 134（6）: 061008.1 -061008.16.

[17]郭亮亮,朱惠人,王铭睿等.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):166-179.
[18]Singh P，Zhang M，Ahmed S，et al. Effect of Micro Roughness Shapes on Jet Impingement Heat Transfer and Fin-Effectiveness［J］. International Journal of Heat and Mass Transfer，2019，132：80-95.
[19]Han J C，Chen H C. Turbine Blade Internal Cooling Passages with Rib Tabulators［J］. Journal of Propulsion and Power，2006，22（2）：226-248
[20] Nowak G，Wróblewski W. Optimization of Blade Cooling System with Use of Conjugate Heat Transfer Approach［J］. International Journal of Thermal Sciences，2011，50（9）：1770-1781.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：14xxxx

超临界 CO_2 对流摩擦压降特性实验研究

王征[1,2]，肖刚[1,2]*
1（浙江大学清洁能源与碳中和浙江省重点实验室，浙江杭州 310027）
2（浙江大学清洁能源利用国家重点实验室，浙江杭州 310027）
*(Tel:15068878066, Email: xiaogangtianmen@zju.edu.cn)

摘要： 超临界 CO_2 的流动阻力特性在布雷顿循环系统的设计、运行控制及系统动态仿真过程中有着至关重要的作用。然而，由于 CO_2 在拟临界区域剧烈的热物理性质变化，通常难以找到合适的理论和模型来准确预测其变化规律。本文针对不同热流密度边界条件和管壁粗糙度条件下对竖直上升流的超临界 CO_2 的摩擦阻力特性进行了实验研究。结果表明，随着热流密度增大，超临界 CO_2 的摩擦因子在相同的定性温度下呈减小趋势，且随着管壁粗糙度的增加，这种减小趋势将变得不显著。此外，结合实验结果以及过往研究的分析还表明，在拟临界点附近，超临界 CO_2 的摩擦因子将呈现异常增大的趋势。本文首次使用临界密度涨落理论合理地解释了这一现象。

关键词： 超临界 CO_2，竖直上升流动，摩擦因子，等温及非等温过程，临界密度涨落。

0 前言

超临界 CO_2 是一种极具前景的工质，其在先进能源系统[1]、先进热泵系统[2]等领域发挥着重要作用。特别是超临界 CO_2 布雷顿循环，由于其具有高效率、快速变负荷能力[3]等优势，可以适用于如核电、化石能源以及聚光太阳能等多个领域。在超临界 CO_2 热力系统中，系统内部的 CO_2 在系统启停、负载变化以及常规运转过程中通常经历着复杂的状态变化。准确了解超临界 CO_2 的流动阻力特性将为管路设计、系统运行控制、设备超温保护以及系统动态仿真过程提供重要参考。

由于拟临界点附近热物性参数剧烈变化的特点，超临界流体的摩擦阻力特性通常呈现着复杂的模式，受到不少研究者的广泛关注。Pioro 等[4]对前苏联和美国在 20 世纪 50 年代至 80 年代进行的超临界流体流动阻力研究进行了调研。他发现，由于超临界压力高热流密度情况下流体热物性的剧烈变化，几乎不存在可以准确预测超临界流体压降特性的分析方法以及数值方法。然而，他也指出，可以通过引入物性校正因子将超临界流体的总压降与亚临界流体的压降进行统一。Pettersen 等[5]对 0.787 毫米微管中超临界 CO_2 在冷却条件下的流动阻力特性进行了实验研究。他们发现，Blasius 关联式低估了超临界 CO_2 的压降，而 Colebrook 关联式可以准确地预测实验结果。但值得注意的是，他们的实验结果并未排除由于流动加速效应所产生的压降。Liao 和 Zhao[6]通过实验研究了 0.5~2.16 毫米管超临界 CO_2 冷却过程中的压降特性。他们的实验结果表明，随着管径减小，压降呈下降趋势，但压降在 Re 变化时保持相对稳定的水平。Yamashita 等[7]通过实验研究了在 4.4 毫米管道中超临界 R22 加热条件下竖直向上流动过程的流动阻力。随着

热流密度的增加，观察到 R22 的摩擦因子在拟临界点附近显著下降。他认为这是由于壁面附近的流体粘度显著降低所致。Jiang[8]在 9.4 毫米水平管道中实验探究了超临界 R404 的压降特性。他们发现，随着 Re 的增加，R404 的摩擦因子不断下降，并且在实验数据中临界点附近的摩擦因子有明显增大的趋势。通过将超临界态分为三个区域并结合 Churchill 关联式[9]，最终拟合得到了适用于其实验工况条件的摩擦因子关联式。Jiang 等[10]通过实验验证了超临界 R134a 在 4.01 毫米水平管道冷却过程的摩擦压降随着压力接近临界压力而显著增加。结合 Petrov 和 Popov 相关式[11]以及物性参数修正项和热流密度修正项，他们获得了一个可精确预测其实验结果的关联式。Zhang 等[12]针对 RP3 的实验报道了与先前研究存在较大不同的结果。他们发现，跨越拟临界点后，RP3 的摩擦因子与传统单相流体截然不同：随着 Re 增加，其摩擦因子会增加而不是减小。Wang 等[13]在考虑管道粗糙度影响的情况下，对超临界 CO_2 的绝热流动阻力进行了实验研究。他们提出了一种摩擦因子关联式，该结果对其实验值的预测精度优于 Colebrook 关联式。Fang 等[14]对前人针对超临界流动阻力的研究结果进行了系统性总结，并通过引入新的无量纲数 Ch，得到了一个更好的预测粗糙管内超临界绝热流动的摩擦因子关联式。

近些年来，有部分研究者使用超临界两相流类比的方法对超临界 CO_2 的摩擦因子特性进行解释，如 Zhang 等人[15]提出的使用超临界“类蒸发”无量纲数 K 来预测摩擦因子，以及 Hao 等人[16]通过引入超临界三态模型[17]并结合“超临界类气分率 χ”的摩擦因子模型。这些模型都能够合理地解释其各自的实验结果。然而，也需要更多的实验结果来验证超临界两相类比的必要性。

为了更深入地理解超临界流动过程摩擦因子的特性，本文通过实验，系统性的开展了不同热流密度、不同壁面粗糙度条件下的超临界 CO_2 摩擦压降特性研究。通过实验数据分析了摩擦因子变化的规律性特性，以期帮助学界更深入地理解超临界流动中流体的摩擦因子效应。

1 实验设备

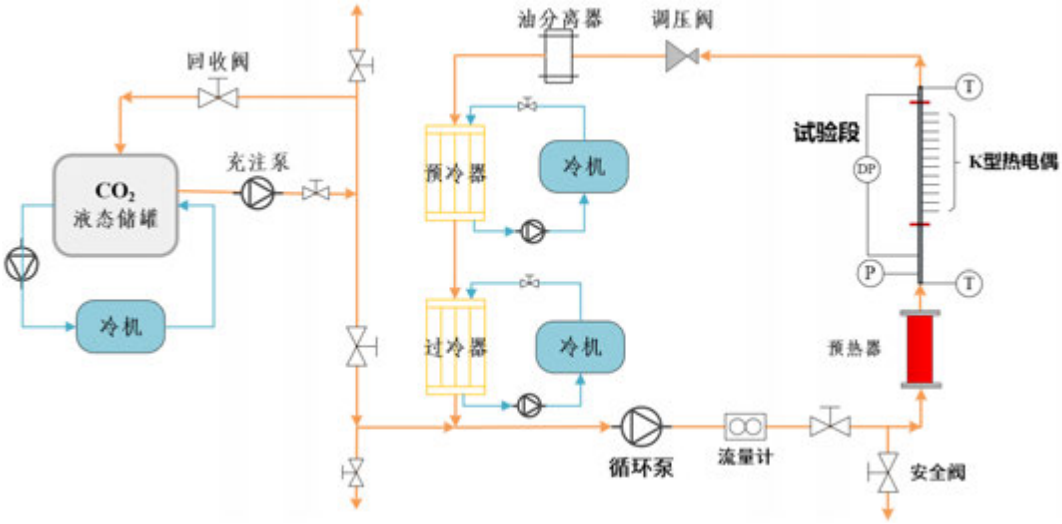


图 1 实验系统图

本文的实验在浙江大学青山湖能源研究基地的跨临界二氧化碳循环实验系统上开

展。如图 1 所示，该实验系统主要由 CO_2 液体储罐、循环泵、螺旋线圈直流电预热器、垂直电加热段（即试验段）、调压阀以及两个管壳式水冷换热器组成。

在实验开始前，纯度为 99.9%的 CO_2 从 CO_2 液体储罐注入跨临界 CO2 循环回路中。循环泵将回路中的液态 CO_2 加压，使其开始循环。通过调节预热器的直流电压（即加热功率），对试验段进口的 CO_2 温度进行精确调控。经过预热后的 CO_2 将进入压降测试的试验段。试验段为 316L 不锈钢制成的长无缝钢管，其两端通过三通连接主管路以及压差变送器的测压支路。在试验段靠近两端的固定位置夹持有正极和负极铜板片。外部直流电源向该试验段通电产生的焦耳热使管路实现管路壁面实现均匀加热的效果，通过调节直流电压可以精确控制管路壁面所产生的热流密度。试验段外侧布置有绝缘接头以防止电压经由外部回路导通。试验段的压差通过与其并联的压差变送器测量。进口处布置有压力变送器以测量管段入口 CO_2 压力，进出口 CO_2 的温度由 T 型热电偶测量得到。试验段外壁面温度由其表面均匀布置的 K 型抱箍式热电偶测得。整体试验管路外表面覆盖有 100 毫米的热绝缘层以确保管路热量散失维持在极小的程度。试验段的压力由位于其后的调压阀控制，经过调压阀节流后，气态 CO_2 首先进入油分离器进行过滤，然后通过两个管壳式冷却器进行两级冷却，最终达到过冷液态，返回循环泵。

为了显著体现出不同粗糙度管之间压降特性的差异，本文选取了两种粗糙度规格的不锈钢管。试验所用不锈钢管的具体参数如下表 1 所示。其中管 1 为经过了电解抛光处理的粗糙度较低的管；管 2 仅经过了酸洗抛光，因此其表面粗糙度较高。管路粗糙度均使用 TR200 手持式粗糙度测量仪进行测试，并以测量得到的 R_{zd} 值视为管路实际粗糙度值[18]。

表 1 试验管尺寸参数

管 1		管 2	
外径/ mm	9.4	外径/ mm	10.2
内径/ mm	12.7	内径/ mm	12.7
入口段长度/ mm	420	入口段长度/ mm	466
加热段长度/ mm	2340	加热段长度/ mm	2304
出口段长度/ mm	115	出口段长度/ mm	120
粗糙度/ μm	1.440	粗糙度/ μm	19.428

2 数据处理

2.1 计算方法

在本文实验中，由于管路竖直布置，需要考虑流体重力引起的压降。此外，管中的流动加速效应所引起的压降也需要进行修正。以下将对具体的数据处理方法进行说明。

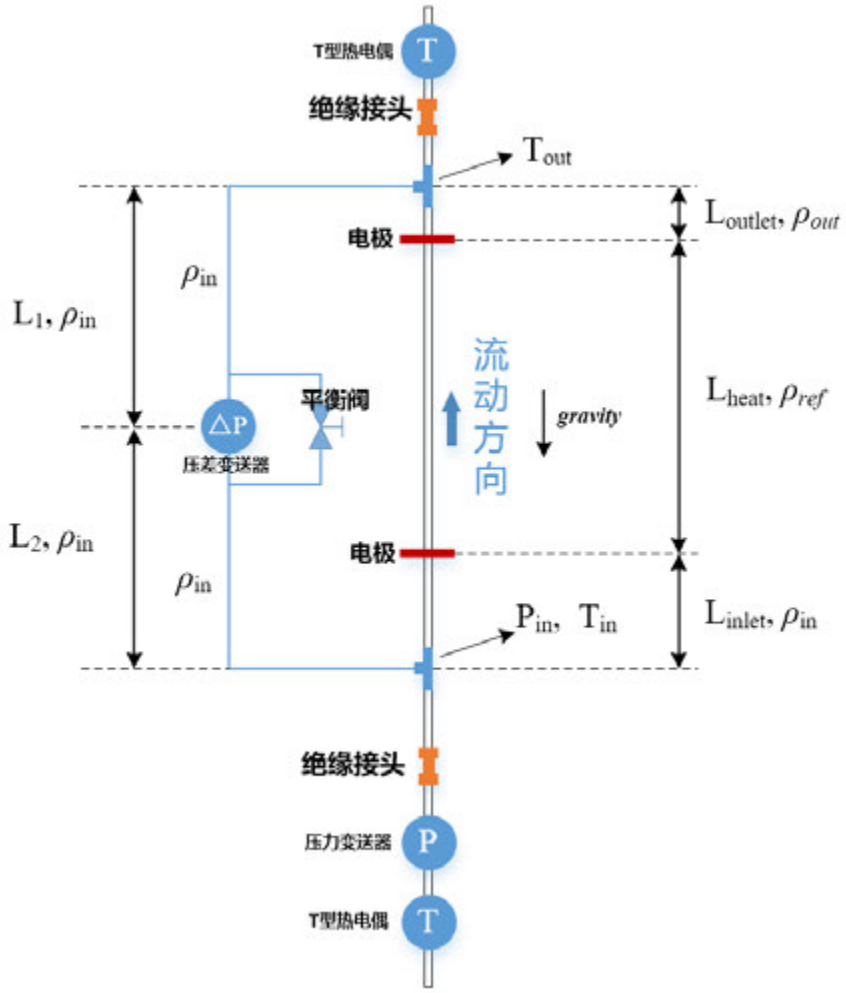


图 2 试验段参数示意图

以一次具体的实验测试为例。调整好试验段的温度、压力等参数，并使其稳定一段时间后，如图 2 所示，打开与压差变送器并联的平衡阀，以确保试验段进口温度状态下的流体充分填充压差变送器的测压管路。当压差变送器的读数稳定后，切断平衡阀，并进一步等待压差变送器的读数稳定。随后，记录所有测试参数。从流体流过竖直主管路的角度而言，可以得到式（1）所示的压力平衡方程：

$$P_{in} - \Delta P_f - \Delta P_{height} - \Delta P_{\Delta\rho} = P_{out} \tag{1}$$

其中，P_{in} 是试验段进口压力；ΔP_f 是试验段的摩擦压降；ΔP_{height} 是由于进出口高度差引起的重力压降；$\Delta P_{\Delta\rho}$ 是由于进出口密度变化引起的压降（即加速压降）；P_{out} 是试验段出口处的压力。ΔP_{height} 和 $\Delta P_{\Delta\rho}$ 的表达式分别由式（2）和式（3）给出：

$$\Delta P_{height} = \rho_{in} g L_{inlet} + \rho_{ref} g L_{heat} + \rho_{out} g L_{outlet} \tag{2}$$

$$\Delta P_{\Delta\rho} = G^2 \left(\frac{1}{\rho_{out}} - \frac{1}{\rho_{in}} \right) \tag{3}$$

其中，ρ_{in} 是进口流体的密度；g 是重力加速度；L_{inlet} 是试验段入口长度；ρ_{ref} 是加热段的定性密度；L_{heat} 是加热段的长度。

进一步地，从压差变送器的测压管路角度，可以得到另一个压力平衡方程，如式（4）所示：

$$\left(P_{in}-\rho_{in}gL_2\right)-\left(P_{out}+\rho_{in}gL_1\right)=\Delta P_{measure} \tag{4}$$

其中，L_2 表示压差变送器高压感应端与管道进口之间的垂直高度差；L_1 表示压差变送器低压感应端与管道出口之间的垂直高度差；$\Delta P_{measure}$ 是压差变送器测量得到的压力差，为正值。L_1 和 L_2 之间的几何关系由式（5）表示：

$$L_1+L_2=L_{inlet}+L_{heat}+L_{outlet} \tag{5}$$

将式（1）~（5）联立，我们可以得到管路摩擦压降表达式：

$$\Delta P_f=\Delta P_{measure}-G^2\left(\frac{1}{\rho_{out}}-\frac{1}{\rho_{in}}\right)+\rho_{in}gL_{total}-\rho_{in}gL_{inlet}-\rho_{ref}gL_{heat}-\rho_{out}gL_{outlet} \tag{6}$$

其中，加热段的定性密度采用进出口焓平均下的密度。

根据测量得到的摩擦压降，即可计算流体的摩擦因子：

$$f=\frac{2d_{in}\Delta P_f}{\rho u^2 L_{total}} \tag{7}$$

其中，d_{in} 为管路内径；ρ 为流体的定性密度；u 为流体流速；L_{total} 为管路总长，即 L_{inlet}、L_{heat} 与 L_{outlet} 之和。

2.2 不确定度分析

表 2 实验设备的 B 类不确定度

设备	测量参数	范围	不确定度
流量计	质量流量	0 ~ 0.3 kg/s	±0 .2% FS
压力变送器	入口压力	-0.1 ~ 25 MPa	± 0.075% FS
压差变送器	压差	-100 ~ 500 kPa	± 0.075% FS
T 型热电偶	进口/出口温度	0 ~ 200 ℃	± 0.3℃
K 型热电偶	壁面温度	0 ~ 600 ℃	± 1.5℃

本文中实验设备的 B 类不确定度如表 2 所示。对于具体的实验结果的不确定度，可以通过链式求导法则进行传递计算。将式（6）等式右边的后四项合并为$\Delta P_{\Delta Height}{}^{a}$，可以得到摩擦压降的总不确定度为：

$$U^2\left(\Delta P_f\right)=U^2\left(\Delta P_{measure}\right)+U^2\left(\Delta P_{\Delta\rho}\right)+U^2\left(\Delta P_{\Delta Height}{}^{a}\right) \tag{8}$$

其中测量不确定度可以从压差变送器示数的 B 类不确定度得到，如式（9）所示：

$$U\left(\Delta P_{measure}\right)=500kPa\times 0.075\%=\pm 375Pa \tag{9}$$

对于$\Delta P_{\Delta\rho}$项的不确定度，如式（10）所示：

$$U\left(\Delta P_{\Delta\rho}\right)=\sqrt{U^2\left(\frac{\dot{m}^2}{\pi^2 R_{in}{}^4\rho_{out}}\right)+U^2\left(\frac{\dot{m}^2}{\pi^2 R_{in}{}^4\rho_{in}}\right)}= \\ \sqrt{\frac{\dot{m}^2}{\pi^4 R_{in}{}^8\rho_{out}{}^2}\left(4\cdot U^2\left(\dot{m}\right)+\frac{\dot{m}^2}{\rho_{out}{}^2}\cdot U^2\left(\rho_{out}\right)\right)+\frac{\dot{m}^2}{\pi^4 R_{in}{}^8\rho_{in}{}^2}\left(4\cdot U^2\left(\dot{m}\right)+\frac{\dot{m}^2}{\rho_{in}{}^2}\cdot U^2\left(\rho_{in}\right)\right)} \tag{10}$$

其中 $\dot{m}$ 代表质量流率；R_{in} 代表管内半径；$U^2(\dot{m})$可以从质量流量计的 B 类不确定度计算得到；$U^2(\rho_{in})$和 $U^2(\rho_{out})$可以被进一步表达为式（11）的形式：

$$\begin{cases} U^2\left(\rho_{in}\right)=\left(\dfrac{\partial\rho_{in}}{\partial P_{in}}\right)^2\cdot U^2\left(P_{in}\right)+\left(\dfrac{\partial\rho_{in}}{\partial T_{in}}\right)^2\cdot U^2\left(T_{in}\right) \\ U^2\left(\rho_{out}\right)=\left(\dfrac{\partial\rho_{out}}{\partial P_{out}}\right)^2\cdot U^2\left(P_{out}\right)+\left(\dfrac{\partial\rho_{out}}{\partial T_{out}}\right)^2\cdot U^2\left(T_{out}\right) \end{cases} \tag{11}$$

其中 $U(P_{in})$，$U(T_{in})$和 $U(T_{out})$均可从仪器设备的 B 类不确定度计算求得。$U(P_{out})$如下式（12）所示：

$$U\left(P_{out}\right)=\sqrt{U^2\left(P_{in}-\Delta P_{measure}-\rho_{in}gL_{total}\right)}=\sqrt{U^2\left(P_{in}\right)+U^2\left(\Delta P_{measure}\right)+\left(gL_{total}\right)^2U^2\left(\rho_{in}\right)} \tag{12}$$

$\Delta P_{\Delta Height}{}^a$项的不确定如式（13）所示：

$$U\left(\Delta P_{\Delta Height}{}^a\right)=\sqrt{U^2\left(\rho_{in}gL_{total}\right)+U^2\left(\rho_{in}gL_{inlet}\right)+U^2\left(\rho_{out}gL_{outlet}\right)+U^2\left(\rho_{ref}gL_{heat}\right)} \tag{13}$$

对于 Re，其不确定度表达式为：

$$U^2\left(\frac{\dot{m}d_{in}}{\pi R_{in}{}^2\mu}\right)=\left(\frac{d_{in}}{\pi R_{in}{}^2\mu}\right)^2\cdot U^2\left(\dot{m}\right)+\left(\frac{-d_{in}\dot{m}}{\pi R_{in}{}^2\mu^2}\right)^2\cdot U^2\left(\mu\right) \tag{14}$$

其中 μ 为动力粘度。$U^2(\mu)$可以被表达为式（15）：

$$U^2\left(\mu\right)=\left(\frac{\partial\mu}{\partial T_{ref}}\right)^2\cdot U^2\left(T_{ref}\right)+\left(\frac{\partial\mu}{\partial P_{ref}}\right)^2\cdot U^2\left(P_{ref}\right) \tag{15}$$

摩擦因子的不确定度可以被表达为式（16）：

$$U^2\left(f\right)=U^2\left(\frac{4\pi^2\Delta P_f R_{in}{}^5\rho_{ref}}{\dot{m}^2L_{total}}\right)= \\ \left(\frac{4\pi^2R_{in}{}^5\rho_{ref}}{\dot{m}^2L_{total}}\right)^2\cdot U^2\left(\Delta P_f\right)+\left(\frac{4\pi^2\Delta P_f R_{in}{}^5}{\dot{m}^2L_{total}}\right)^2\cdot U^2\left(\rho_{ref}\right)+\left(\frac{-8\pi^2\Delta P_f R_{in}{}^5\rho_{ref}}{\dot{m}^3L_{total}}\right)^2\cdot U^2\left(\dot{m}\right) \tag{16}$$

实验主要计算结果的平均不确定度和最大不确定度列在表 3 中。最大不确定度出现在拟临界点附近，这是由温度对热物性影响显著所致。所有的实验结果都加入了误差棒，以指示出与每个实验条件相关的具体不确定度范围。

表 3 主要实验结果的不确定度

管 1			管 2		
	平均%	最大%		平均%	最大%
压降	4.5	25.2	压降	4.0	24.4

Re	2.3	18.7	Re	2.5	21.3
摩擦因子	5.0	29.5	摩擦因子	4.7	25.6

3 结果和讨论

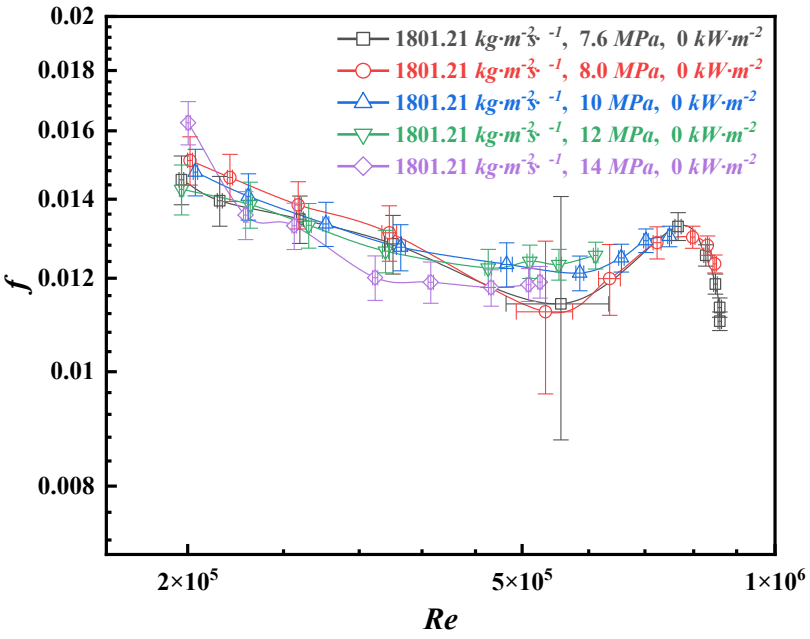
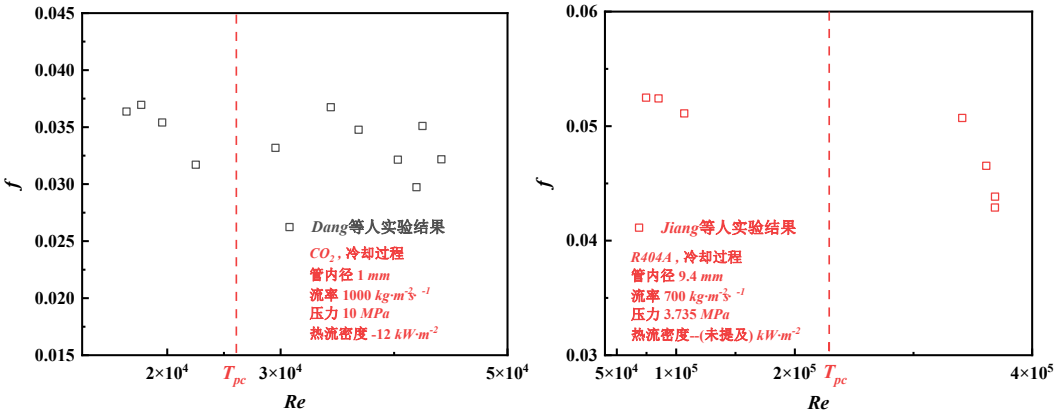


图 3 管 1 中绝热变压力条件下摩擦因子与 Re 的关系

图 3 展示了管 1 中摩擦因子随雷诺数的变化规律。对于绝热工况，当质量流率保持不变时，摩擦因子在不同的压力下表现出几乎相似的“S 型”趋势，即随着 Re 增大摩擦因子先减小后增加，随后再次减小。最大值出现的位置似乎在拟临界点附近。这与单相流体绝热流阻的传统理论显著不同。这是因为传统理论认为，雷诺数的增加会导致摩擦因子降低。

一些研究人员也报道了拟临界区域摩擦因子的异常增大现象[23,45]，但他们均没有对该现象提供合理的解释。我们收集并仔细分析了现有文献[8, 10, 13, 19-21]中关于超临界流体流动压降的实验数据，并将其绘制在了图 4 中。



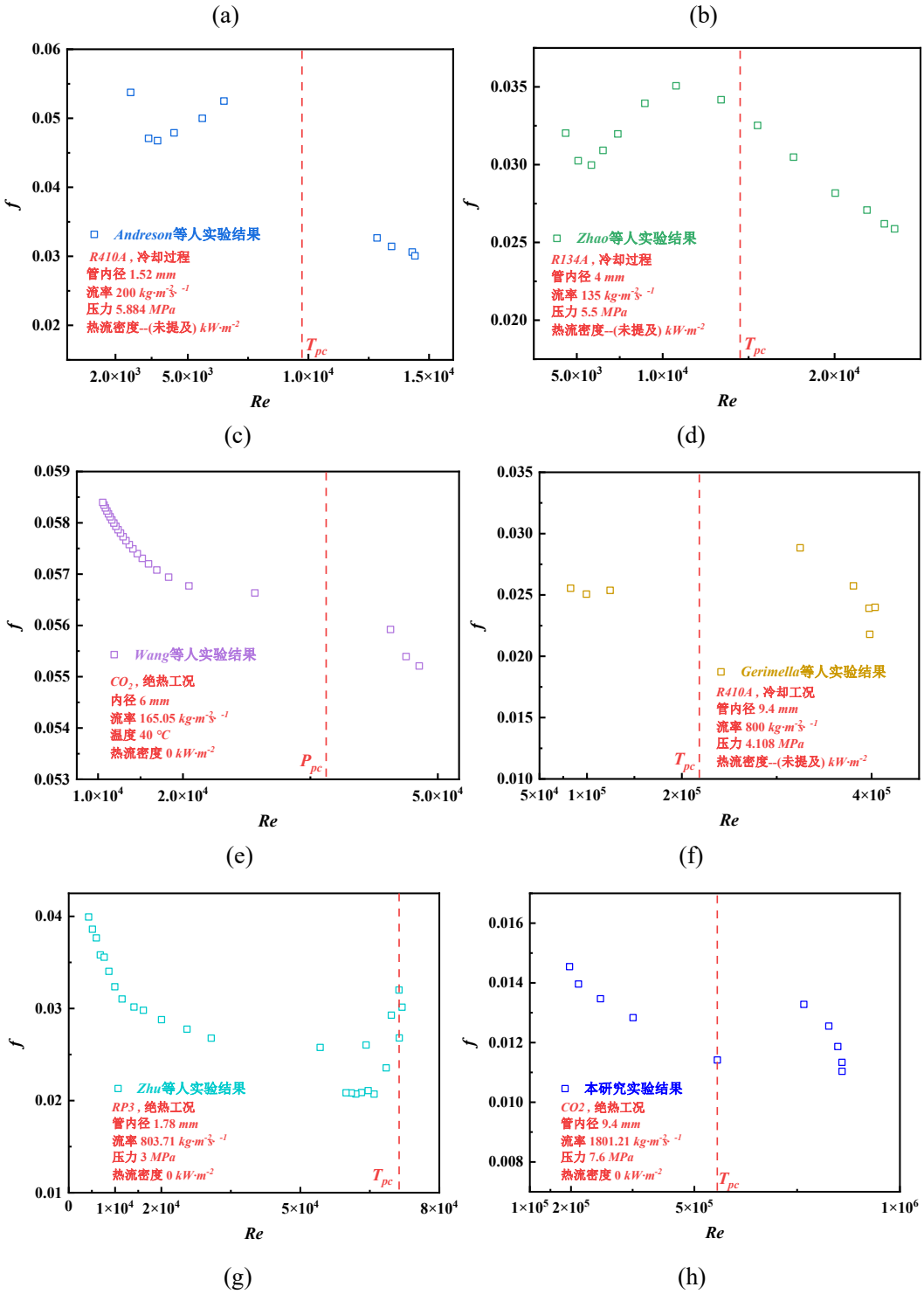


图 4 与文献中典型实验结果的对比分析

图 4 展示了各研究者得到的典型实验工况。每个图中用虚线标出了拟临界点的位置。其中(a)～(d)以及(f)为冷却工况，而(e)、(g)和(h)为绝热工况。如图 4(a)~(h)所示，仔细比较发现，在拟临界点附近各研究者得到实验结果均存在一致的摩擦因子异常增大情况。

然而，各研究中观测到的摩擦因子极值的位置有所区别。其中，Dang 等人的结果、Jiang 等人的结果和 Gerimella 等人的结果表明，在拟临界点以上存在摩擦因子峰值。根据我们的仔细分析，在冷却条件下，摩擦因子最大值发生在拟临界温度之上更为合理。事实上，根据临界乳光理论[22]，接近拟临界点时，物质的等温膨胀率将变得非常大，这意味着即使是微小的扰动也会使流体产生明显的密度涨落。因此，可以推断在接近拟临界点时，更显著的密度涨落会导致流体微团相互之间产生额外动量交换，并可能导致更剧烈的湍流耗散，这很可能导致了更大的摩擦阻力损失。此外，由于壁面剪切层附近的流体承担了流场中主要的湍流耗散，在冷却条件下，当壁面温度接近拟临界点时，主流温度刚好高于拟临界温度。此时，流体对应于最强的湍流耗散水平，即对应于最大的摩擦因子。值得注意的是，Andreson 等人和 Zhao 等人的结果似乎与这种模式相矛盾。可以合理推断出的是，这种差异很可能归因于其实验测温仪器或其他因素导致的系统误差。Zhu 等人的结果清楚地表明，在绝热流动条件下，最大摩擦因子恰好出现在拟临界点处。然而，如图 4(h)所示，在本研究 7.6 MPa 的实验中观察到最大摩擦因子出现在比拟临界温度更高的位置。这是由于本研究实验工况下的质量流率和管径显著高于文献中的大多数研究，这导致了管内流体的散热效应更加显著。即使有轻微的散热，壁面温度也会稍低于主流流体温度，从而导致类似于“冷却”工况下观察到的效应。因此，本文实验得到的摩擦因子随 Re 的变化趋势有着整体向右的略微偏移。

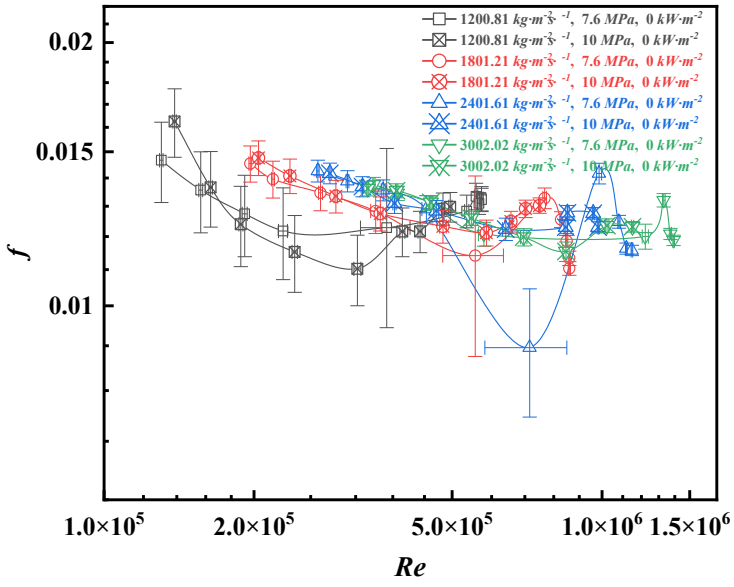
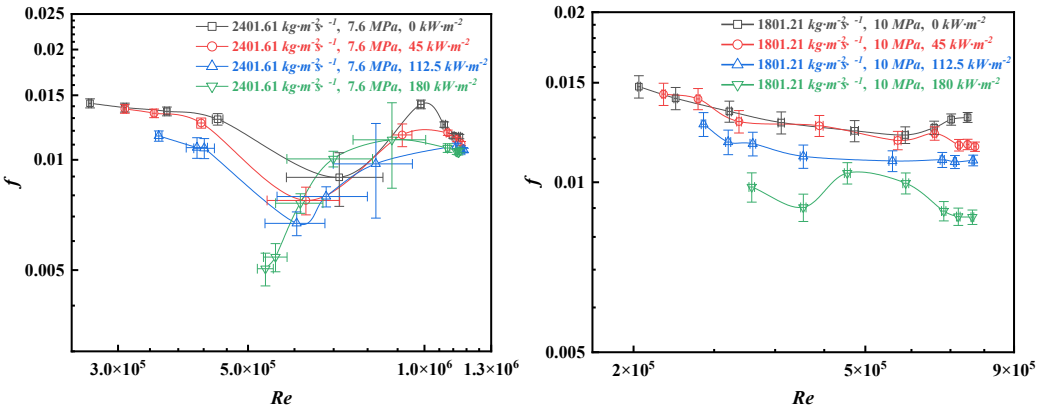


图 5 管 1 中绝热变流量条件下摩擦因子与 Re 的关系

此外，如图 5 所示，在管 1 中对不同质量流率下摩擦因子随雷诺数的变化趋势进行了比较。这看似奇特的趋势可以通过临界密度涨落理论合理解释：当质量流率增加时，达到拟临界温度的雷诺数也会增加。因此，摩擦因子在更高质量流率下的拐点会向更高雷诺数偏移，使得摩擦因子曲线随质量流量的增大呈现出整体“右移”的趋势。



(a) (b)

图 6 管 1 中变热流密度条件下摩擦因子与 Re 的关系

图 6 展示了在管 1 中不同热流密度下摩擦因子随雷诺数变化的结果。总体而言，随着热流密度的增加，摩擦因子呈现整体的下降趋势。当更接近临界压力时，摩擦因子受影响的程度将变得更加复杂，这是由于临界点附近复杂的热物性变化规律所致。

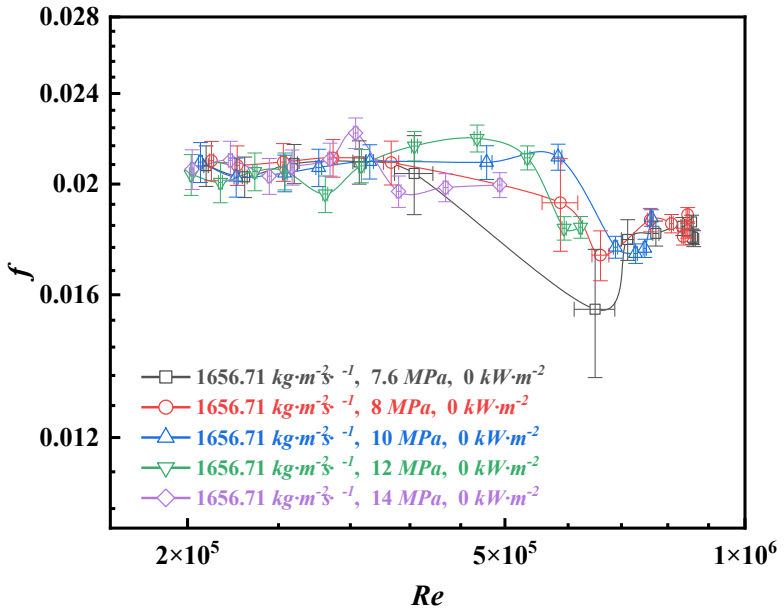


图 7 管 2 中变压力条件下摩擦因子与 Re 的关系

对于管 2，在不同压力下，如图 7 所示，摩擦因子在拟临界点之前和之后都呈现出近乎恒定的趋势。这是因为，在当前雷诺数和管壁粗糙度下，流动已经处于“充分粗糙区”[23]，此时摩擦因子不再与雷诺数相关。但有趣的是，摩擦因子似乎位于两个不同的“平台区”，这二者之间由拟临界线分隔开来。这种现象在图 8 中更为明显。在低质量流率条件下，雷诺数达到较低的水平时流体的温度就已经穿过了拟临界点并进入了“低平台区”。而在高质量流率条件下，雷诺数需要达到更高才能使摩擦因子过渡到“低平台区”。这种奇特的行为可能是由高壁面粗糙度、流动边界层内的临界密度涨落以及接近壁

面的热物理性质的非线性变化等因素导致的复杂交互作用所致。

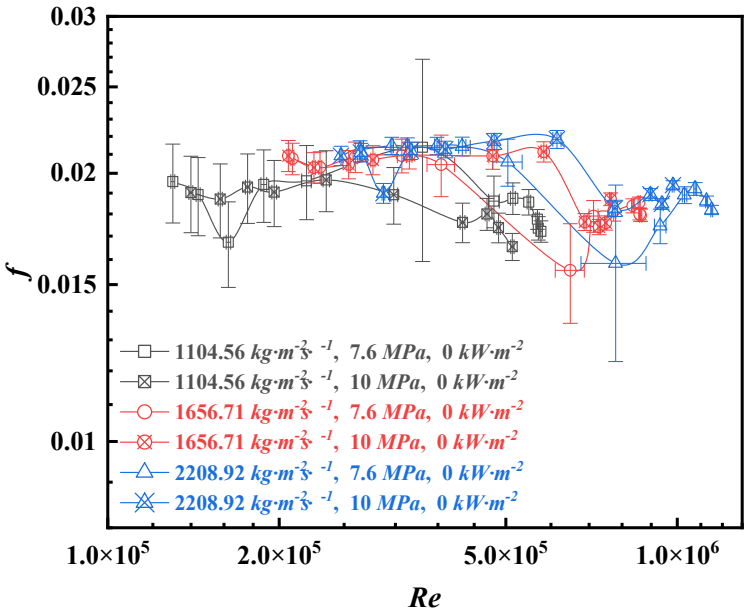
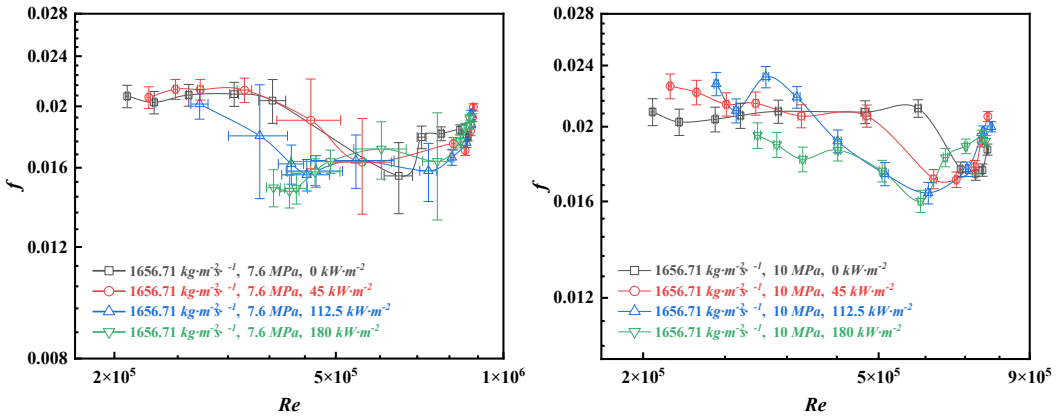


图 8 管 2 中变热流密度条件下摩擦因子与 Re 的关系

图 9 展示了在管 2 中，不同热流密度条件下摩擦因子随 Re 的变化结果。与管 1（低粗糙度管）相比，在管 2（高粗糙度管）中，热流密度对摩擦因子的影响程度变得不显著。这表明壁面的高粗糙度显著抑制了超临界流体摩擦因子的受影响程度。



(a) (b)

图 9 管 2 中变热流密度条件下摩擦因子与 Re 的关系

4 结　论

本文通过实验研究了超临界 CO_2 在不同热流密度、不同粗糙度条件下的近邻界摩擦因子特性。实验结果表明，随着加热热流密度增大，相同 Re 条件下的管内摩擦因子逐渐呈降低趋势。当壁面粗糙度较大时，热流密度对摩擦因子的影响趋势被削弱。另外，实验结果发现，在接近拟临界点时，摩擦因子呈现出异常的增大效应。本文首次结合临

界密度涨落理论，解释了在拟临界点附近流体微团动量交换过程显著增强所导致的摩擦因子异常增大现象。对于粗糙管而言，在拟临界点以上和拟临界点以下呈现出了两个不同的摩擦因子“平台区”，这可能是由于临界密度涨落特性、高壁面粗糙度效应以及壁面附近强烈的非线性物性变化共同导致。研究结果有望对超临界 CO_2 在复杂边界条件下的流动阻力特性提供更清晰的认识。

基金项目：作者感谢国家自然科学基金(52176207)、浙江省自然科学基金(LR20E060001)以及中央高校基本科研业务费专项资金(2022ZFJH04)的支持。

参考文献

[1] Y. Ahn, S.J. Bae, M. Kim, S.K. Cho, S. Baik, J.I. Lee, J.E. Cha, Review of supercritical CO2 power cycle technology and current status of research and development, Nuclear Engineering and Technology, 47(6) (2015) 647-661.

[2] B. Dai, C. Liu, S. Liu, D. Wang, Q. Wang, T. Zou, X. Zhou, Life cycle techno-enviro-economic assessment of dual-temperature evaporation transcritical CO2 high-temperature heat pump systems for industrial waste heat recovery, Applied Thermal Engineering, 219 (2023).

[3] H. Li, Y. Zhang, W. Bai, Y. Yang, K. Li, W. Gao, L. Zhang, C. Zhang, S. Wu, X. Zhang, Y. Qiao, Y. Zhou, J. Wu, Control strategies and dynamic experimental tests on the wide-range and rapid load regulation of a first pilot multi-megawatts fossil-fired supercritical CO2 power system, Energy Conversion and Management, 279 (2023).

[4] I.L. Pioro, R.B. Duffey, T.J. Dumouchel, Hydraulic resistance of fluids flowing in channels at supercritical pressures (survey), Nuclear Engineering and Design, 231(2) (2004) 187-197.

[5] J. Pettersen, R. Rieberer, S.T. Munkejord, Heat transfer and pressure drop for flow of supercritical and subcritical CO2 in microchannel tubes, NORWEGIAN UNIV OF SCIENCE AND TECHNOLOGY TRONDHEIM DEPT OF REFRIGERATION AND …, 2000.

[6] S.M. Liao , T.S. Zhao, Measurements of Heat Transfer Coefficients From Supercritical Carbon Dioxide Flowing in Horizontal Mini/Micro Channels, Journal of Heat Transfer, 124(3) (2002) 413-420.

[7] T. Yamashita, H. Mori, S. Yoshida, M. Ohno, Heat Transfer and Pressure Drop of a Supercritical Pressure Fluid Flowing in a Tube of Small Diameter, Memoirs of the Faculty of Engineering Kyushu University, 63(4) (2003) 227-244.

[8] Y. Jiang, Heat transfer and pressure drop of refrigerant R404A at near-critical and supercritical pressures, Iowa State University, 2004.

[9] S.W. Churchill, Comprehensive correlating equations for heat, mass and momentum transfer in fully developed flow in smooth tubes, Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals, 16(1) (1977) 109-116.

[10] C.-R. Zhao, P.-X. Jiang, Experimental study of in-tube cooling heat transfer and pressure drop

characteristics of R134a at supercritical pressures, Experimental Thermal and Fluid Science, 35(7) (2011) 1293-1303.
[11] N. Petrov, V. Popov, Heat-transfer and resistance of carbon-dioxide being cooled in the supercritical region, Thermal Engineering, 32(3) (1985) 131-134.
[12] C. Zhang, G. Xu, H. Deng, K. Zhu, Investigation of flow resistance characteristics of endothermic hydrocarbon fuel under supercritical pressures, Propulsion and Power Research, 2(2) (2013) 119-130.
[13] Z. Wang, B. Sun, J. Wang, L. Hou, Experimental study on the friction coefficient of supercritical carbon dioxide in pipes, International Journal of Greenhouse Gas Control, 25 (2014) 151-161.
[14] X. Fang, L. Xu, Y. Chen, W. Chen, Correlations for friction factor of turbulent pipe flow under supercritical pressure: Review and a new correlation, Progress in Nuclear Energy, 118 (2020).
[15] H. Zhang, J. Xu, X. Zhu, J. Xie, M. Li, B. Zhu, The K number, a new analogy criterion number to connect pressure drop and heat transfer of sCO2 in vertical tubes, Applied Thermal Engineering, 182 (2021).
[16] B. Hao, C. Zhang, L. Cheng, J. Xu, Q. Wang, Experimental investigation on the pressure drop characteristics of subcritical and supercritical CO2 heated in a horizontal tube, International Journal of Heat and Mass Transfer, 201 (2023).
[17] Q. Wang, X. Ma, J. Xu, M. Li, Y. Wang, The three-regime-model for pseudo-boiling in supercritical pressure, International Journal of Heat and Mass Transfer, 181 (2021).
[18] T. Adams, C. Grant, H. Watson, A Simple Algorithm to Relate Measured Surface Roughness to Equivalent Sand-grain Roughness, International Journal of Mechanical Engineering and Mechatronics, (2012).
[19] U.C. Andresen, Supercritical gas cooling and near-critical-pressure condensation of refrigerant blends in microchannels, Georgia Institute of Technology, 2006.
[20] C. Dang, E. Hihara, In-tube cooling heat transfer of supercritical carbon dioxide. Part 1. Experimental measurement, International Journal of Refrigeration, 27(7) (2004) 736-747.
[21] S. Garimella, B. Mitra, U.C. Andresen, Y. Jiang, B.M. Fronk, Heat transfer and pressure drop during supercritical cooling of HFC refrigerant blends, International Journal of Heat and Mass Transfer, 91 (2015) 477-493.
[22] P. Heller, Experimental investigations of critical phenomena, Rep. Prog. Phys., 30(2) (1967) 731.
[23] J. Nikuradse, Laws of flow in rough pipes, NACA, (1950).

微通道内超临界压力 CO_2 流动换热的可视化实验研究

曹玉立，胥蕊娜，陆浩威，姜培学
（热科学与动力工程教育部重点实验室 北京市 CO_2 资源利用与减排技术重点实验室
清华大学热能工程系，北京 100084）
(Tel:（010）62772661，Email: jiangpx@mail.tsinghua.edu.cn)

摘要： 超临界 CO_2 布雷顿循环系统具有效率高、紧凑性好、成本低等优势，在新一代核能、太阳能等领域具有极为广阔的应用前景。微通道换热器的换热效率对于超临界 CO_2 布雷顿系统循环特性十分重要。本文对超临界压力 CO_2 在 100 μm 深度微通道内的流动换热进行了可视化实验研究。研究表明，微通道内流向速度增大，高雷诺数（Re_{in}=3000, 4000）湍流脉动衰减导致流动换热恶化，而低雷诺数（Re_{in}=2000）流动换热增强，出现局部 Re 越高、Nu 越小的现象。

关键词： 超临界 CO_2；微通道；湍流换热；可视化实验

0 前言

超临界 CO_2 布雷顿循环系统具有效率高、紧凑性好、成本低等优势，在新一代核能、太阳能等领域具有极为广阔的应用前景。由于超临界 CO_2 布雷顿循环系统运行压力高，且结构紧凑、占地面积较小，传统常规尺度的换热器已经不再适用。采用印刷电路板式换热器等微通道换热器来作为超临界 CO_2 布雷顿循环的换热器，换热器的流道尺寸往往在数十微米量级，且壁面热流密度很高，其换热效率对于整个系统循环特性十分重要。研究超临界压力流体在微细通道内的流动和对流换热的机理和规律，准确预测其流动和换热特性，这对于高效紧凑换热器的设计优化以及超临界 CO_2 布雷顿循环系统的发展具有重要意义。

超临界压力流体剧烈变物性的特点决定了其换热特性与亚临界时有较大的区别。早期的实验数据反映出超临界压力流体在管内的湍流对流换热，具有极其复杂的规律，大量的实验表明换热尤其是向上流动时出现了显著的恶化和加强的现象。Shiralkar 和 Griffith[1]发现超临界压力 CO_2 在竖直管内湍流对流换热的传热恶化出现在高热流密度导致流体温度和壁温都高于准临界温度 T_{pc} 的情况下。Ackerman[2]研究了超临界水在竖直光滑圆管中流动换热时压力、质量流量、热流密度和管径的影响，发现这些因素与流体温度都对换热效率有所影响。他指出当准临界温度出现在流体温度和壁面温度之间时，会出现伪沸腾现象导致复杂的传热现象。Hall 和 Jackson[3][4]等学者通过对向上流动和向下流动时传热的比较，观察到等热流密度条件下，向上流动时，当热流密度较高时对流换热出现局部传热恶化现象；而向下流动时却没有出现传热恶化现象，这表明了浮升力对于传热的恶化现象的影响占重要地位。

但是 Shiralkar 和 Griffith[1]的实验发现在相对较小的管径中，不论是向上流动或是向下流动，都会出现传热恶化现象，这表明传热恶化也有可能发生在浮升力不大但是热加速较大的地方。McEligot 等[5][6]提出这是由于沿程温度升高导致密度降低从来产生的整体流动加速所致。沿流向的流动加速会使得湍流层流化，湍流衰减进而导致了传热恶化。本课题组也开展了大量的超临界流体管内湍流对流换热的实验研究，基于实验研究结果姜培学等[7][8]、赵陈儒等[9]提出在微米通道内温度梯度造成的热膨胀与压力梯度造成的流动膨胀对湍流对流换热均具有影响。

由于超临界压力流体的高温高压和光学畸变特性，针对超临界压力流体开展可视化实验测量存在极大的困难，但是可视化实验可以获取传统对流换热实验研究难以获得的内部流场、湍流特性等数据，在机理研究方面具有显著的优势，有少数学者尝试使用激光多普勒测速法（LDV, Laser Doppler Velocimetry）以及粒子图像测速法（PIV, Particle Image Velocimetry）开展了超临界压力流体对流换热的可视化实验研究。目前针对超临界压力流体的可视化实验研究主要为流型定型观测和可视化测速。Ning 等[10]对亚临界压力和超临界压力条件下 RP-3 航空煤油在方形石英管中的流型进行了可视化实验研究，发现超临界压力流动与气液两相流不同，不存在明显的气液界面，观察到类液态向类气态转变时出现皱型流动，应证了拟沸腾理论的不准确。Licht[11][12]首次实现了超临界压力水强迫和混合对流换热的 LDA 测量，利用双组分激光多普勒测速系统测量的平均速度和湍流速度，解释了超临界压力水中传热的恶化和增强。郑艳[14]开展了蛇形管内超临界压力界压力 R-23 在蛇形通道内的 LDA 测量，结合数值模拟研究揭示了蛇形管内二次流发展更强，切向流发展较弱的强化换热机理。Valori[15][16]首次利用 PIV 开展了超临界压力流体流动换热的速度场测量，研究了超临界压力流体在热驱动下的 Rayleigh-Bénard 流动，对不同密度差下上下表面之间的大尺度环流结构进行了研究。

综上所述，由于高压和高温环境以及强烈的光学指数随温度波动，难以直接获得超临界流体的湍流速度场和温度场，因此目前对于微通道内较高热流密度下超临界压力流体流动换热的可视化研究较少。为了更好地认识超临界压力 CO_2 在微通道内的流动与换热机理，本文通过将微流控芯片、高压流体驱动系统、显微粒子图像测速（Micro-PIV）系统与数据采集系统相结合，建立超临界压力流体流动换热可视化实验系统，实现超临界压力流体流动换热速度场和温度场的同步在线测量，从而直观地揭示变物性和受限空间约束下流动和换热机理。

1 实验系统及实验方法

1.1 超临界压力微观可视化实验系统

本文搭建了超临界压力流体可视化实验系统，实现了超临界压力流体速度场和微通道壁面温度同步测量。图 1 为实验系统示意图，工作流体为 CO_2，气态 CO_2 由高压气瓶流入高压柱塞泵 ISCO 100DX 中，高压柱塞泵具有精准控制压力和体积流量的作用，在恒定体积流量模式下，通过背压阀调节背压，可以使得系统中 CO_2 保持恒定的压力。高压 CO_2 在高压柱塞泵之后流过止回阀，保证后面流路中添加的荧光粒子不会回流到高压柱塞泵中，随后高压 CO_2 被泵送至预热段，预热段为 U 型不锈钢管，通过缠绕电加热丝对管内流体进行预热。CO_2 流出预热段后，通过三通流入旁路进入预热超声搅拌釜，在

超声搅拌釜中与预先加入的荧光示踪粒子充分混合并预热至所需要的入口温度。在实验过程中，通过三通电磁阀调节主路与旁路，将实验段置于真空腔体，通过 KF 真空接头与航空接头与外界连接。待加热达到稳态时，利用 Micro-PIV 测量微通道内的速度场，在实验段进出口处通过压力传感器测量进出口压力，通过铠装热电偶测量流体进出口温度，实验段出口的高温 CO_2 在空气中冷却后，经过背压阀返回到储液罐中。

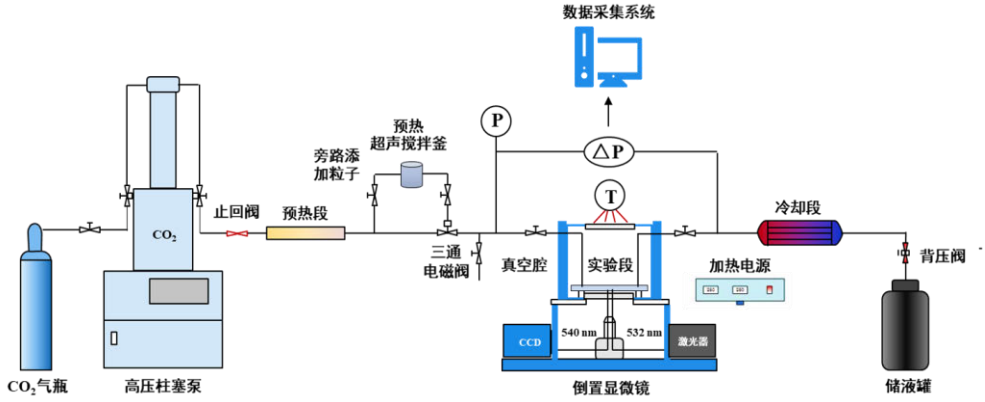


图 1 超临界压力流体可视化实验系统示意图

1.2 微米深度微细通道模型加工工艺

本文提出了可视化速度场测量与温度测量一体化的微观模型设计与加工方法，微观一体化模型可以耐受最高 12 MPa 的压力。芯片基底为 0.625 mm 厚度的硅片，采用干法刻蚀通道结构，对硅片表面进行热氧处理后，将硅片正面与 1 mm 厚度的肖特玻璃（BF33）进行阳极键合，可以通过显微观测平台透过玻璃对微米通道内的流场进行观测。硅片背面通过分层磁控溅射金属图案与沉积绝缘层，金属为热敏金属铂，通过铂丝实现通道底部均匀面加热与局部温度测量。

图 2 给出了微观模型示意图，微通道横截面尺寸为 100 μm×250 μm。如扫描电子显微镜（SEM, Scanning Electron Microscope）的测量图像所示，微通道形貌平整，底面较为光滑，通道壁面陡直度较高，硅片和玻璃边缘的毛刺来源于切片造成的“崩边”，切片后的芯片不再用于实验。经测量微米通道深度误差不超过 2 nm。

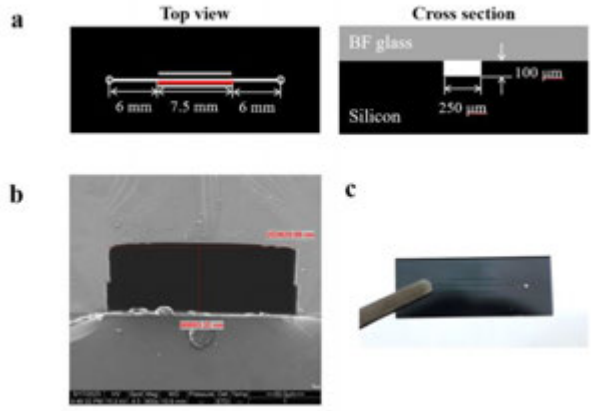


图 2 微观模型示意图（a）模型尺寸（b）微槽道截面 SEM 测量图像（c）模型实物图

1.3 实验步骤和实验流程

实验步骤和流程包括实验工况的设计，测温电阻标定，安装实验段，对实验段抽真空并检漏，进行散热实验，在旁路中添加示踪粒子，系统加压并开始流动换热实验。本实验研究中使用的 CO_2 纯度>99.99%，所采用的荧光示踪粒子为 1.1 μm 聚苯乙烯微球，在 CO_2 中的质量分数为 0.02%。通过对实验工况的估算，本文的实验工况如表 1 所示，CO_2 体积流量范围为 2500-5000 μL/min，进口雷诺数 Re_{in}=2000-4000，入口压力为 7.6 MPa，实验段热流密度范围为 0.68-2.42 MW/m^2。通过实验误差分析，Micro-PIV 测量的速度值与理论值误差不超过 5%，局部温差和局部 Nu 数的最大不确定度不超过 5%

表 1 微通道内 CO_2 对流换热实验工况（通道深度 100 μm）

工况	入口压力 (MPa)	入口温度 (℃)	进口雷诺数 Re_{in}	热流密度（MW/m^2）
1-1				1.20
1-2			3000	1.78
1-3				2.39
2-1	7.6	27.0		1.26
2-2			4000	1.82
2-3				2.42
3-1			2000	0.68

2 结果与讨论

2.1 瞬时与平均速度场分布

图 3 给出了较低进口雷诺数（Re_{in}=3000）微通道瞬时速度场分布。上图为不同轴向位置处的荧光粒子原始图像，下图为对相邻两帧图像进行互相关分析得到的瞬时速度场定量结果，其中云图的颜色深度表示速度的绝对值大小，箭头方向和长度分别表示速度矢量的方向和大小。从速度矢量图中可以看出，微米通道内的瞬时速度场呈现典型的过渡态湍流特征，瞬时速度脉动较为明显，在流场中可以观察到展向涡结构，此时湍流猝发现象与湍流结构带来的流体掺混使得动量和热量的湍流输运较强。对比三个轴向位置处的速度场云图发现，流体的速度绝对值沿着流动方向越来越大。

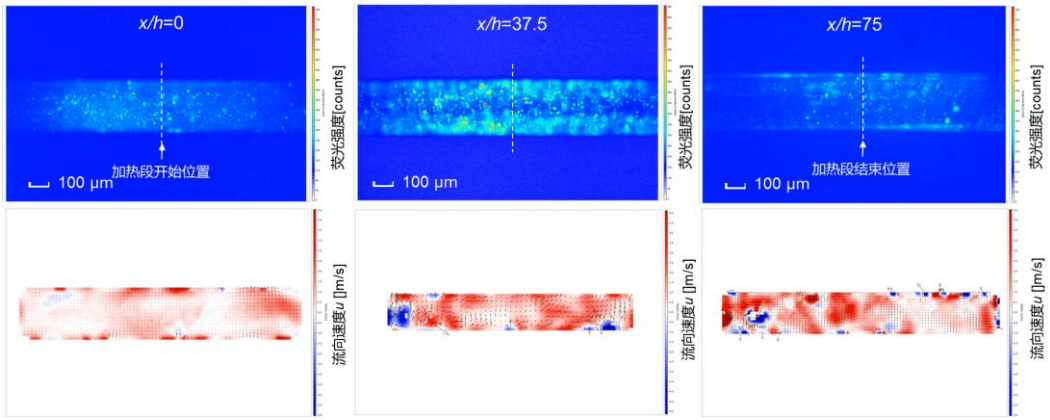


图 3 较低进口雷诺数（Re_{in}=3000）微通道瞬时速度场分布

P_{in}=7.7 Mpa, T_{in}=27.0 °C, q_w=1.20 MW/m^2

图 4 进一步分析流道中心线处的瞬时速度分布发现，在进口 x/h=0 处流动速度伴随着剧烈的脉动，在流动中游 x/h=37.5 处流向速度增大但速度脉动变的较为平稳，在出口 x/h=75 附近逐渐恢复了湍流脉动。在槽道两侧靠近壁面处观察到瞬时的法向速度矢量，代表着湍流在近壁面处的猝发现象，其中沿着侧壁面法向的速度矢量表示上喷事件（u'<0, v'>0），与侧壁面法向相反的速度矢量表示下扫事件（u'>0, v'<0）。在进口附近局部的猝发现象较频繁，但是在流动的中游，速度脉动减弱的同时猝发现象也减少，呈现类似层流的流动特征。在加热段结束的位置，此时湍流脉动大幅度地恢复，同时靠近槽道壁面区域的猝发现象发生恢复。猝发现象在湍流脉动生成中起着重要的作用，是近壁区湍流雷诺应力产生的重要来源。因此，在槽道中游猝发现象和湍流脉动的减少表明在加热过程中湍流强度发生了衰减。

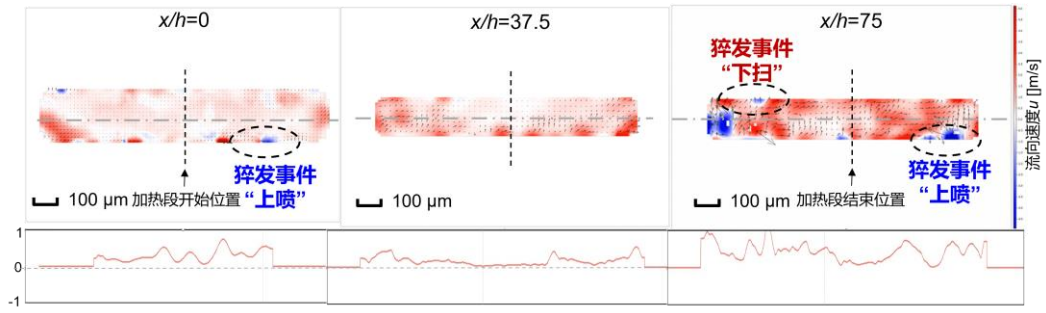


图 4 较低进口雷诺数（Re_{in}=3000）微通道瞬时速度脉动

P_{in}=7.7 Mpa, T_{in}=27.0 ℃ , q_w=1.20 MW/m^2

图 5 给出了较高进口雷诺数（Re_{in}=4000）微通道瞬时速度场分布。对于更高进口雷诺数的流动，入口处的湍流强度更高，瞬时速度的脉动更强。对比不同轴向位置处流向速度的大小可以看出，沿着流动方向速度云图的颜色越来越深，说明沿着流动方向流向速度逐渐增大。在流动加速的同时，下游流动的湍流度降低，湍流脉动程度减弱、展向涡结构减小。由于流体的质量流量增大，在同样的热流密度加热下，沿着流动方向发生流动加速程度弱于低雷诺数湍流。

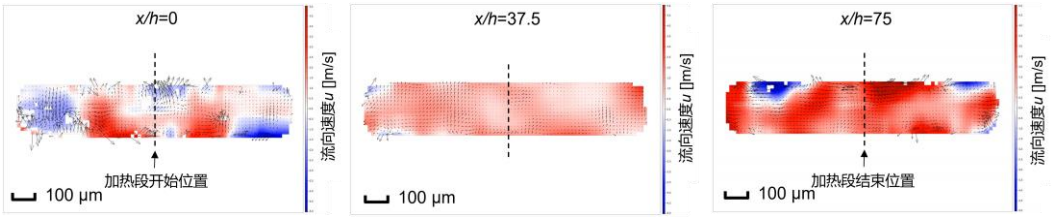


图 5 较高进口雷诺数（Re_{in}=4000）微通道瞬时速度场分布

P_{in}=7.7 Mpa, T_{in}=27.0 °C, q_w=1.26 MW/m^2

对于微元段有单位面积流量 $G=\rho_b u_b$，根据连续性方程可以导出：

$$\frac{\mathrm{d}u_b}{\mathrm{d}x}=-\frac{u_b}{\rho_b}\frac{\mathrm{d}\rho_b}{\mathrm{d}x}=-\frac{u_b}{\rho_b}\left[\left(\frac{\partial\rho_b}{\partial p}\right)_{T_b}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}+\left(\frac{\partial\rho_b}{\partial T_b}\right)_{p}\frac{\mathrm{d}T_b}{\mathrm{d}x}\right] \tag{1}$$

由上式可得，沿着流动方向的速度梯度与密度梯度成反比。当流体温度靠近准临界温度时，密度大幅度降低，沿着流动方向形成了负的密度梯度，导致了沿着流向的流动加速。图 6 和图 7 分别给出了两个不同进口雷诺数工况下微通道内平均速度场分布。图中的点表示对应位置处拍摄视场内平均速度。对于较低进口雷诺数（Re_{in}=3000）和较高进口雷诺数（Re_{in}=4000）的工况，流向速度沿流向均逐渐增大。在一定热流密度下，随着流体进口雷诺数增加，平均速度沿流向的速度梯度减小。

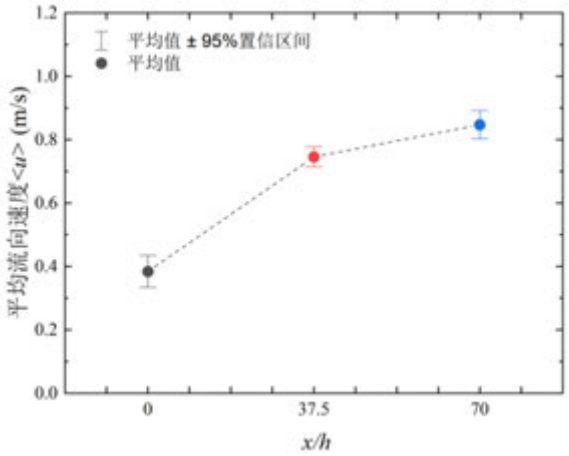


图 6 较低进口雷诺数（Re_{in}=3000）微通道平均速度场分布

P_{in}=7.7 Mpa, T_{in}=27.0 °C, q_w=1.20 MW/m^2

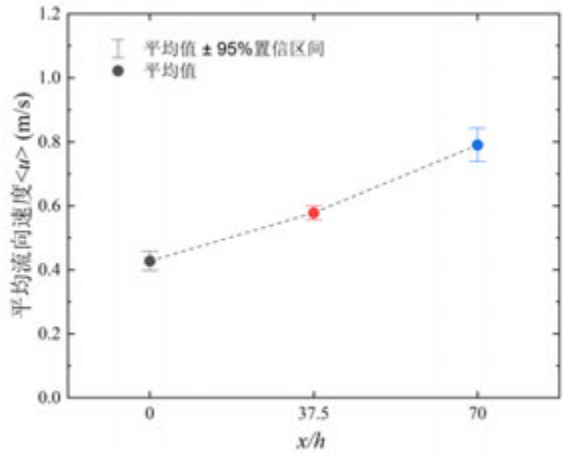


图 7 较高进口雷诺数（Re_{in}=4000）微通道平均速度场分布

P_{in}=7.7 Mpa, T_{in}=27.0 °C, q_w=1.26 MW/m^2

2.2 微通道湍流换热特性

图 8 和图 9 给出了不同热流密度下沿程壁面温度和局部 Nu_x 分布。在高热流密度加热下，微槽道壁面温度存在非单调性变化，壁面温度先增大后减小，存在明显的峰值和谷值，局部 Nu_x 先减小后增大。在流动加速的同时流动换热出现局部恶化然后恢复，并且随着热流密度升高，壁面温度的峰值向入口处移动，说明随着热流密度的增大，微槽道内局部换热最恶化点出现的位置有所提前。

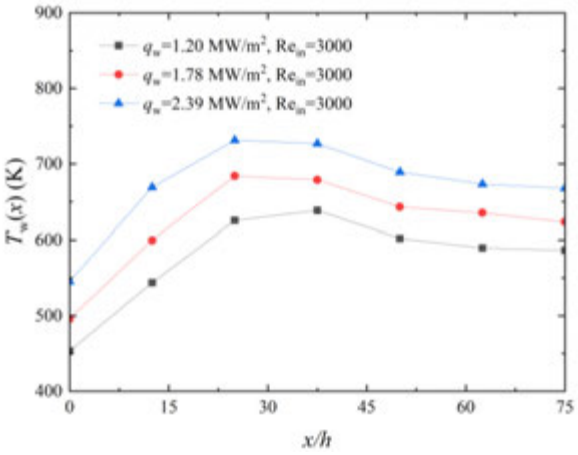


图 8 不同热流密度下沿程壁面温度分布

P_{in}=7.7 Mpa, T_{in}=27.0 °C, Re_{in}=3000

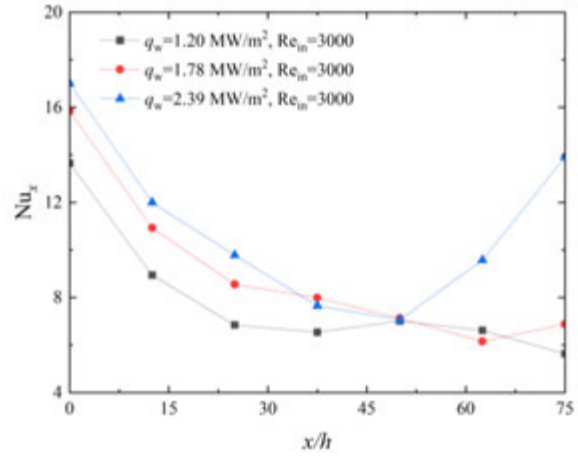


图 9 不同热流密度下局部 Nu_x 分布

P_{in}=7.7 Mpa, T_{in}=27.0 °C, Re_{in}=3000

图 10 和图 11 分别给出了不同进口雷诺数下沿程壁面温度和局部 Nu_x 的分布。对比不同进口雷诺数的流动换热结果发现，当进口为过渡态湍流时（2300<Re_{in}<4000），壁面温度在 x/d=30~45 附近存在明显的壁面温度的峰值，随后壁面温度又降低，局部 Nu_x 先减小后增大，发生了局部换热恶化与恢复。对于一定的热流密度，随着进口雷诺数的增加，壁面温度降低，局部 Nu_x 增大，换热恶化的壁温峰值降低，同时局部换热恶化的位置向出口处移动。

当 Re_{in}=2000 时，壁面温度先增大后减小，流动换热没有出现显著的换热恶化，反而在流动下游流体温度跨越准临界温度时出现换热增强。在较大的壁面热流密度加热下，槽道内的流动会受到较显著外界热扰动，随着流体被加热密度降低，流动加速并发生从层流向湍流的转捩，这种转捩增强了流动换热的能力。因此在 Re_{in}=2000 的工况中，对流换热的 Nu 要高于等热流密度条件下的层流换热，并且在下游当流体温度跨越准临界

温度时，在热物性变化的影响下，流动换热发生增强的趋势。

对比 Re_{in}=3000 和 Re_{in}=2000 工况的 Nu_x 分布可以发现，在前者发生局部换热恶化的最恶化点，高雷诺数流动的 Nu_x 在局部接近甚至低于低雷诺数流动的 Nu_x。这说明在流动加速的作用下，高雷诺数流动换热恶化，低雷诺数流动换热增强，在局部出现了 Re 越高、Nu 越小的对流换热规律。

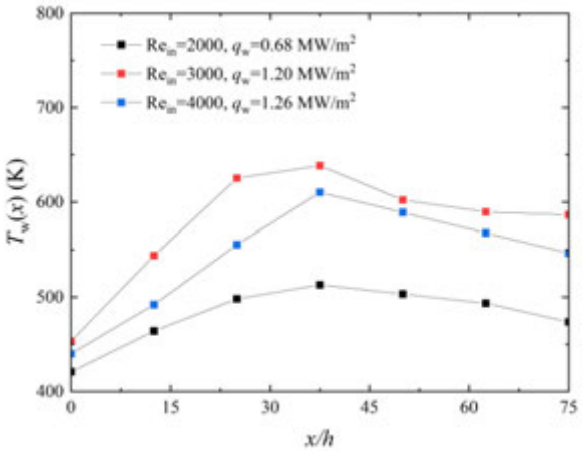


图 10 不同进口雷诺数下沿程壁面温度分布

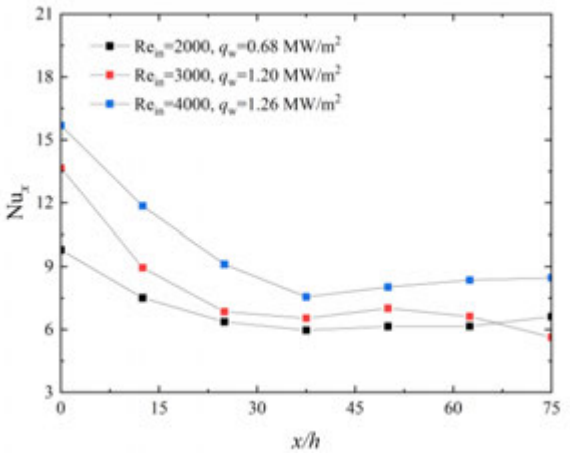


图 11 不同进口雷诺数下局部 Nu_x 分布

2.3 可视化实验与 DNS 结果对比

为了进一步验证和揭示实验观察到的异常换热规律与机理，本文针对实验中的工况开展了直接数值模拟。图 12 给出了平均流向速度的实验与 DNS 结果，速度场的实验与 DNS 结果符合良好。随着流动的进行，平均速度逐渐增大，两个工况下的出口速度约为进口速度的两倍。

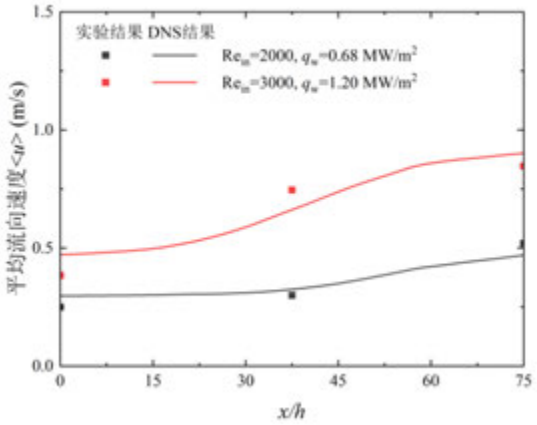


图 12 平均流向速度的实验与 DNS 结果

图 13 给出了不同进口雷诺数下沿程湍动能分布的 DNS 结果。可以看出，对于进口雷诺数 Re_{in}=3000 的工况，湍动能在进口段之后大幅度降低，此时加速湍流发生了向层流的逆转捩，湍动能在 x/d=30-40 达到最小值后逐渐发生恢复，但是在流动下游湍动能的强度仍小于进口的湍流。而对于进口雷诺数 Re_{in}=2000 的工况，由于进口流动的湍流脉动较小，在进口段之后湍动能没有发生较大的变化，在流动的下游湍流脉动呈现逐渐增强的趋势。这说明在微槽道内超临界压力流 CO_2 的流动换热特性与湍流特性存在高度耦合关系，微槽道湍流受到流体变物性与流动加速等因素的影响，发生湍流衰减和再生成，进而导致了局部传热恶化。

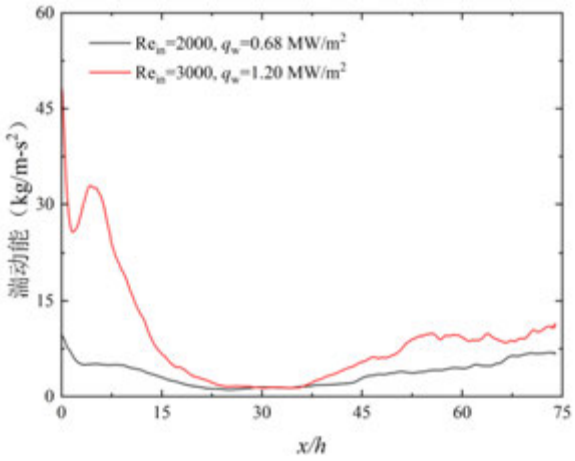


图 13 沿程湍动能分布的 DNS 结果

4 结　论

通过对微通道内流体速度场和壁面温度的同步测量，揭示了不同进口雷诺数下超临界压力 CO_2 湍流换热规律以及流动加速下湍流衰减与再生成机理，主要结论如下：

（1）当进口雷诺数 Re_{in}=3000, 4000 时，随着流体沿程被加热，超临界压力 CO_2 的流向速度沿流向逐渐增大，进口处流动伴随着剧烈的脉动，随着流体沿流向被加热，由

于沿程密度降低，流体的平均流向速度增大，同时速度脉动变的较为平稳，呈现出类似层流的状态。在一定热流密度下，随着流体进口雷诺数增加，局部传热恶化程度降低，最恶化点的位置向出口位置移动。

（2）当进口雷诺数 Re_{in}=2000 时，壁面温度先增大后减小，流动换热没有出现显著的换热恶化，在流动下游流体温度跨越准临界温度时出现换热增强。

（3）在流动加速作用下，高雷诺数（Re_{in}=3000, 4000）流动换热恶化，低雷诺数（Re_{in}=2000）流动换热增强，出现局部 Re 越高、Nu 越小的对流换热规律。

（4）提供了可视化实验结果与 DNS 结果的直接对比，速度场和温度场结果均符合良好，进一步验证了微米通道内超临界压力 CO_2 在加热条件下发生流动加速，湍流发生局部衰减与再生成的同时发生局部传热恶化与恢复。

参考文献

[1] B. S. Shiralkar and P. Griffith, The effect of swirl, inlet conditions, flow direction, and tube diameter on the heat transfer to fluids at supercritical pressure, J. Heat Transfer 92, 465 1970.

[2] J. W. Ackerman, Pseudo boiling heat transfer to supercritical pressure water in smooth and ribbed tubes, J. Heat Transfer 92, 490 1970.

[3] W. B. Hall and J. D. Jackson, Laminarization of a turbulent pipe flow by buoyancy forces, in ASME Paper No. 69-HT-55, ASME 11th National Heat Transfer Conference, Minneapolis, MN ASME, New York, 1969.

[4] Hall W B, Jackson J D. Heat transfer near the critical point. Advances in Heat Transfer, 1971, 7(1): 86.

[5] McEligot D M, Coon C W, Perkins H C. Relaminarization in tubes. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1970, 13(2): 431-433.

[6] McEligot D M, Jackson J D. “Deterioration” criteria for convective heat transfer in gas flow through non-circular ducts. Nuclear engineering and design, 2004, 232(3): 327-333.

[7] Jiang P X, Zhao C R, Liu B. Flow and heat transfer characteristics of r22 and ethanol at supercritical pressures. Journal of Supercritical Fluids, 2012, 70: 75-89.

[8] Jiang P X, Liu B, Zhao C R, et al. Convection heat transfer of supercritical pressure carbon dioxide in a vertical micro tube from transition to turbulent flow regime. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013, 56(1-2): 741-749.

[9] 赵陈儒. 超临界压力流体在圆管内流动与对流换热研究 [博士学位论文]. 北京: 清华大学, 2011.

[10] Ning, Wang, Jin, et al. Experimental investigation on flow patterns of RP-3 kerosene under sub-critical and supercritical pressures[J]. Acta Astronautica, 2014, 94(2): 834-842.

[11] Licht J R. Heat transfer and fluid flow characteristics in supercritical water[D]. The University of Wisconsin-Madison, 2008.

[12] Licht J, Anderson M, Corradini M. Heat transfer and fluid flow characteristics in supercritical pressure water[J]. Journal of Heat Transfer, 2009, 131: 072502.

[13] 罗峰. 增强型地热系统和二氧化碳利用中的流动与换热问题研究[D]. 北京: 清华大学, 2014.

[14] 郑艳. 超临界压力流体在蛇形管内流动的换热规律研究[D]. 北京: 清华大学, 2022.

[15] Valori V. Rayleigh-Bénard convection of a supercritical fluid: PIV and heat transfer study[D]. Delft University of Technology, 2018.

[16] Valori V, Elsinga G E, Rohde M, Westerweel J, van Der Hagen T H. Particleimage velocimetry measurements of a thermally convective supercritical fluid[J]. Experiments in Fluids, 2019, 60: 143.

中国工程热物理学会 传热传质
学术会议论文 编号：233449

液态金属电池电极中的 MHD 流动数值研究

韩晓飞，黄护林*，王少政
（南京航空航天大学 航天学院，航天进入减速与着陆技术实验室，江苏 南京 211106）
(*Tel：18952018950，Email：hlhuang@nuaa.edu.cn)

摘要： 本文通过数值模拟研究了液态金属电池电极中瑞利-贝纳德对流与电涡流耦合的磁流体流动（Magnetohydrodynamics，MHD）现象。结果表明：在本文研究的电流密度范围内，电极中的瑞利-贝纳德对流及耦合 MHD 流动均呈现不稳定流动；电涡流可以在一定程度上提高瑞利-贝纳德对流的流动强度，且流速与电流密度大小呈正相关；一定强度的电涡流可以有效地增强电极中的混合作用，混合时间 τ 随着电流密度增大而减小，利于电极中的传热传质过程。

关键词： 液态金属电池（LMB）；瑞利-贝纳德对流（RC）；电涡流（EVF）；电流感应磁场；洛伦兹力

0 前言

为应对能源危机及日益增长的环境压力，实现人类社会可持续发展，可再生清洁能源的开发及大规模应用愈发重要[1]。发展低成本、大容量、长寿命、环境友好的储能技术成为目前可再生能源利用领域的关键问题。液态金属电池（Liquid Metal Battery，LMB）作为一种电化学储能方法，具有高效率、长循环寿命、制造简单和易于放大等诸多优点，在电网大规模静态储能中具有独特的优势和广阔的应用前景，成为目前的研究热点[2-4]。

工作状态下，LMB 正负极及无机盐电解质均呈熔融状，三层液态物质因密度差及互不相溶性在重力作用下自然分层，具有自我修复及快速充放电能力[5]。但同时正是这种分层液态结构使其内部存在复杂的多物理场耦合现象，内部流动受到多种因素影响。首先，电池内部温度需高于电化学材料熔点；另外，由于熔融盐电解质的电导率相较液态金属要小 3 ~ 5 个数量级，因此 LMB 内的焦耳热主要产生于电解质层，使得该层温度高于两个液态电极层的温度，出现热对流现象[6]。在电池充放电过程中还会在电解质层上下两个交界面附近产生大量的电化学热[7]；其次，充放电电流还会在电池内部产生感应磁场，该电流与感应磁场及环境磁场作用产生洛伦兹力，诱发电涡流（Electro-Vortex Flow，EVF）等流动现象[8]。由于 LMB 各层厚度较小，因此内部出现的热对流形式主要表现为瑞利-贝纳德对流（Rayleigh-Bénard Convection，RC）。Personnettaz 等[9]通过数值仿真对 Li||Bi 电池中的热对流进行了研究。结果表明，LMB 中的 RC 热对流不存在周期性且对流强度有限，并不能威胁到电池内部的稳定分层。但 RC 热对流并不独

收稿时间：
基金项目：国家自然科学基金（No.52276068）
作者简介(第一作者)：韩晓飞，男，博士研究生，主要从事液态金属电池中多场耦合下热质流动研究
通讯作者：黄护林，教授，博士生导师，主要研究方向：磁流体动力学；Email: hlhuang@nuaa.edu.cn

立存在，一定伴随着 EVF 的发生。Kelley 和 Sadoway[10]首次通过实验的方式对液态金属电极（Liquid Metal Electrode，LME）中 RC 热对流及其与 EVF 的耦合流动进行了研究，利用超声多普勒测速仪（UDV）对 LME 中特定方向上的径向速度实现监测。结果表明，低电流密度下，EVF 可以抑制流场空间分布的随机变化并增强 Bénard 涡的强度。随着电流密度的增加，LME 中的流速进一步增大。由于 UDV 方法仅能获得速度矢量在单一方向分量上的分布，无法更为准确地描述流动状态，因此相关学者利用数值模拟进行了深入地研究。Beltran[11]在 Kelley 和 Sadoway 实验装置基础上建立了数值模型，但该模型未考虑实验模型中实际集流器配置对 EVF 的影响，并忽略了地球磁场的作用，研究结果也主要侧重于洛伦兹力对电极传热的干涉，并未对 EVF 耦合 RC 热对流的 MHD 流动特征进行分析。Ashour 等[12]在数值模型中加入了对环境磁场的考虑，但仅分别研究了 RC 热对流及 EVF 对 LME 内流场的影响，同样缺少对应实验的耦合 MHD 流动分析。另外，他们在实验复现过程中发现，LME 顶部温度在整个实验过程中波动幅度高达 2 ℃，LME 侧壁也无法实现绝热。Timchenko 和 Reizes[13]的研究结果表明，自然对流对边界条件的变化极为敏感，因此数值模型的验证尤为困难，但实验与模拟计算结果之间的差异并不影响数值计算的有效性。

本文建立了与 Kelley 和 Sadoway 的实验装置相对应的 LME 研究模型，并考虑了地球磁场的影响，通过数值仿真分别对 RC 热对流，不同电流密度大小下的 EVF 及其与 RC 热对流耦合的 MHD 流动进行了模拟研究，分析了 LME 中的流动特征。

1 物理和数学模型

1.1 物理模型

LME 物理模型如图 1 所示，不锈钢圆柱外壳兼做正极集流器，内径 88.9 mm，内部填充共熔铅铋合金（ePbBi）作为液态金属电极，层高 16 mm，电极顶部与负极集流器相接，直径为 64 mm。电流 I 由圆柱外壳底部均匀引入，由负极接线柱引出，外部热源由外壳底部实现均匀加热，装置四周进行隔热处理，图中虚线所示为数值计算域，模型采用笛卡尔坐标系建立，坐标原点位于 LME 底部圆心处，z 轴指向模型轴向方向（$-44.45 \le x, y \le 44.45, 0 \le z \le 16$; 单位：mm）。ePbBi 材料物性参数见表 1。

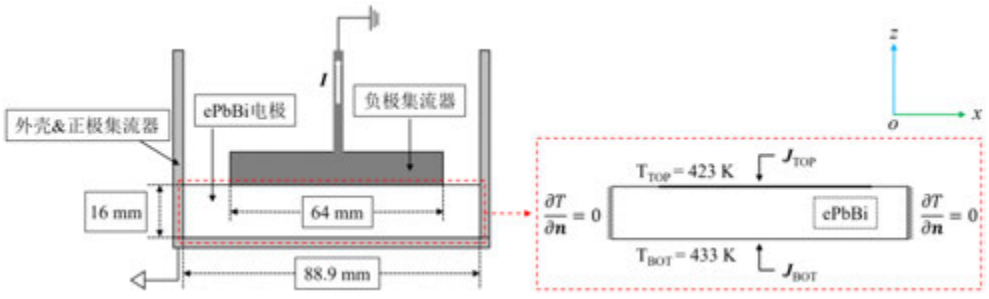


图 1 LME 物理模型[10]

为便于模拟研究 LME 中的流动特征，本文作出以下几点假设：

1) ePbBi 为不可压缩牛顿粘性导电流体；
2) 除密度外，流体的物性参数均为各向同性常物性，磁导率为真空磁导率；
3) 流动为层流流动；

4) LME 层上表面为刚性壁面，模型中所有壁面均忽略厚度，忽略 ePbBi 与壁面间接触电阻。

表 1 ePbBi 材料物性参数[10,11]

物性参数（T_0= 150 ℃）	ePbBi
运动粘度 ν （m^2/s）	2.79×10^{-7}
密度 ρ_0（kg/m^3）	10540
热导率 λ（W/m·K）	9.6
热膨胀率 β（1/K）	4.24×10^{-5}
比热容 c_p（J/kg·K）	148.76
电导率 σ（S/m）	9.26×10^{5}
磁导率 μ（H/m）	1.25664×10^{-6}
热扩散率 α（m^2/s）	6.15×10^{-6}
普朗特数 Pr	0.045

1.2 数学模型

本文研究范围内，LME 中典型磁雷诺数 Re_m 值为 1.47×10^{-4}，远小于 1，故由流动引起的感应磁场可以忽略[14]。基于该假设，LME 中的 Maxwell 方程组简化为：

$$\nabla\cdot\boldsymbol{B}=0 \tag{1}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{J}=0 \tag{2}$$

$$\nabla\times\boldsymbol{B}=\mu\boldsymbol{J} \tag{3}$$

$$\nabla\times\boldsymbol{E}=0 \tag{4}$$

式中，磁场 $\boldsymbol{B}$ 包括电流感应磁场 $\boldsymbol{b}$ 及附加磁场 $\boldsymbol{B}_0$ 两部分；$\boldsymbol{J}$ 表示电流密度矢量，由附加电流密度矢量 $\boldsymbol{J}_0$ 及感应电流密度 $\boldsymbol{j}$ 组成；$\boldsymbol{E}$ 为电场强度；μ 为真空磁导率。

$$\boldsymbol{B}=\boldsymbol{B}_0+\boldsymbol{b} \tag{5}$$

$$\boldsymbol{J}=\boldsymbol{J}_0+\boldsymbol{j} \tag{6}$$

电流感应磁场 $\boldsymbol{b}$ 由通过 LME 的电流诱导产生，满足磁守恒方程式(1)，存在以下关系：

$$\boldsymbol{b}=\nabla\times\boldsymbol{A} \tag{7}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{A}=0 \tag{8}$$

式中，$\boldsymbol{A}$ 为磁矢势；由安培定理可知：

$$\nabla^2\boldsymbol{A}=-\mu\boldsymbol{J}_0 \tag{9}$$

求得磁矢势后，由式(7)得到电流感应磁场 $\boldsymbol{b}$。

电流密度 $\boldsymbol{J}$ 满足广义欧姆定律：

$$\boldsymbol{J}=\sigma\left(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{U}\times\boldsymbol{B}\right) \tag{10}$$

磁场作用下，不可压缩粘性导电牛顿流体的质量守恒方程，Navier-Stokes 方程及能量守恒方程表示为：

$$\nabla\cdot\boldsymbol{U}=0 \tag{11}$$

$$\frac{\partial\left(\rho\boldsymbol{U}\right)}{\partial t}+\nabla\cdot\left(\rho\boldsymbol{U}\boldsymbol{U}\right)=-\nabla p+\nabla\cdot\left[\rho\nu\left(\nabla\boldsymbol{U}+\nabla\boldsymbol{U}\right)^{\mathrm{T}}\right]+\boldsymbol{F}_{\mathrm{L}}+\boldsymbol{F}_{\mathrm{T}} \tag{12}$$

$$c_{\mathrm{p}}\left[\frac{\partial \rho T}{\partial t}+\nabla\cdot\left(\rho T\boldsymbol{U}\right)\right]=\nabla\cdot\lambda\nabla T+\frac{\boldsymbol{J}^2}{\sigma} \tag{13}$$

式中，$\boldsymbol{U}$ 表示速度矢量，p 表示压力，v 为运动粘度，ρ 为密度，c_{p}为等压比热容，λ 为导热系数，$\boldsymbol{J}^2/\sigma$ 表示焦耳热源项。$\boldsymbol{F}_{\mathrm{L}}=\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B}$，为洛伦兹力源项。$\boldsymbol{F}_{\mathrm{T}}$为由温度梯度引起的浮升力源项，根据 Oberbeck-Boussinesq 近似，表示为：

$$\boldsymbol{F}_{\mathrm{T}}=\rho\boldsymbol{g}=\rho_0\left[1-\beta\left(T-\mathrm{T}_0\right)\right]\boldsymbol{g} \tag{14}$$

式中 β 为热膨胀系数，ρ_0为参考温度 T_0 下的参考密度。

1.3 边界条件及计算方法

根据 LME 的物理特性及文献[10]中的实验条件，边界条件设定如下：

1) 所有边界均为无滑移速度边界条件；
2) LME 侧壁为绝热、无渗透电绝缘壁面，电极壁面为理想导体壁面。其中：顶部电极集流器壁面（$-32\le x,y\le 32, z=16$）电流密度边界条件为 $\mathrm{J}_{\mathrm{TOP}}=C_1$，底部电极集流器壁面（$-44.45\le x,y\le 44.45, z=0$）电流密度边界条件为 $\mathrm{J}_{\mathrm{BOT}}=C_2$，$C_1$、$C_2$为对应电流强度 I 下的电流密度大小；
3) LME 顶部壁面为冷壁面，采用定壁温边界条件，$\mathrm{T}_{\mathrm{TOP}}$ = 423 K；底部为热壁面，$\mathrm{T}_{\mathrm{BOT}}$ = 433 K；
4) 初始时刻，LME 内部流场 T = 423 K，速度场 $\boldsymbol{U}=0$，电流感应磁场 $\boldsymbol{b}=0$，附加磁场为地球磁场 $\mathbf{B}_{\mathrm{e}}(19\cdot\mathbf{e}_{\mathrm{x}}, -37\cdot\mathbf{e}_{\mathrm{y}}, 49\cdot\mathbf{e}_{\mathrm{z}})$ μT。

控制方程采用有限体积法进行空间离散，基于压力隐式求解器进行瞬态求解，压力—速度耦合方程采用 PISO 算法处理，时间项采用二阶隐式推进法，对流项采用二阶迎风格式，扩散项采用中心差分格式；考虑到浮升力及洛伦兹力作用，压力项离散采用体积力加权插值格式；采用 Laminar 层流模型；电流感应磁场及 Maxwell 方程组在 FLUENT 中 MHD 模块电势法基础上结合 UDF 二次开发接口实现求解；所有算例均采用定时间步长计算（$\Delta t=5\times10^{-3}$ s），收敛判定条件为1×10^{-6}。

1.4 网格无关性验证

表 2 网格无关性验证

	网格数量	最大单元尺寸 / mm	监测点 P1 处温度 / K	与 M5 相对误差 / %	监测点 P2 处温度 / K	与 M5 相对误差 / %
M1	207888	1	428.54159	0.1438%	426.78032	0.1693%
M2	414740	0.8	429.1928	0.1010%	426.59793	0.0176%
M3	974916	0.6	429.44491	0.0324%	426.02949	0.0412%
M4	1663104	0.5	429.1111	0.0412%	426.3433	0.0366%
M5	3263880	0.4	429.2682	/	426.16758	/

为保证计算精度，LME 模型采用 O-grid 网格划分，考虑到电磁场的求解，所有边界层处均进行了网格加密处理，首层网格尺寸为 0.1 mm。表 2 所示为网格无关性验证结果，以 $\mathrm{J}_{\mathrm{BOT}}$ =3500 A/m^2 下的耦合 MHD 流动为算例分别就 5 种网格划分方式进行瞬态模拟，并对 t=10 s 时刻下监测点 P1（0, 0, 8）及监测点 P2（0, 0, 4）处的温度相对误差进行比较，以 M5 为基准，对应网格最大单元尺寸为 0.4 mm，当网格最大单元尺寸小于 0.6 mm 时，监测点温度相对误差已小于 10^{-3} 数量级，此时继续减小网格最大单元尺

寸对监测点温度几乎无影响。综合考虑计算成本及精度，模型均采用 M3 网格配置。

1.5 数值计算程序验证

为验证数值计算模型的准确性，本文与 Ashour 等[12]在 OpenFOAM 平台下的 EVF 数值模拟结果进行了对比，验证过程中数值模型各项条件及参数均与文献[12]保持一致。如图 2 所示为 I=40 A，t=100 s 时 LME 中监测点（0，0，6）处的径向速度分布，结果表明本文所使用数值计算程序有效，可以较为准确地模拟 LME 中的 MHD 流动。

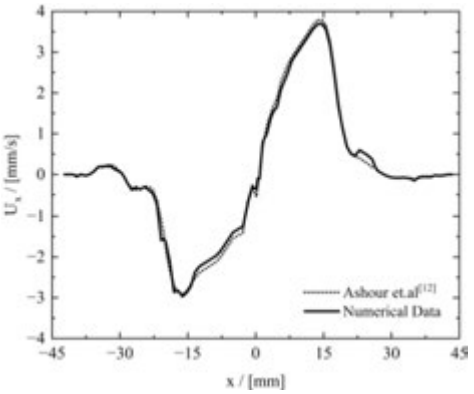


图 2 数值计算程序验证

2 结果与讨论

2.1 LME 中的 RC 热对流

为获取 LME 中由温差引起的流动特征，本文首先不考虑电磁场作用，对温差驱动下的 RC 热对流进行三维瞬态数值研究。

如图 3 所示为 LME 内部监测点 P1（0，0，8）处温度及速度随时间变化曲线，当 t > 150 s 时内部温度及速度出现不同程度的波动，但并无显著规律，说明该流动为不稳定流动，且流速大小在数量级上与文献[10]中的实验结果相吻合。对于不稳定流动，通过体积平均化可以有效提取其一般化特征。如图 4 所示，由于 ePbBi 的普朗特数 *Pr* 仅为 0.045，其热扩散能力远大于动量扩散能力，热边界层厚度远大于速度边界层，因此在模拟初始阶段极短的时间内 LME 中的体积平均温度迅速上升至约 428 K，而动量传递过程较为缓慢。

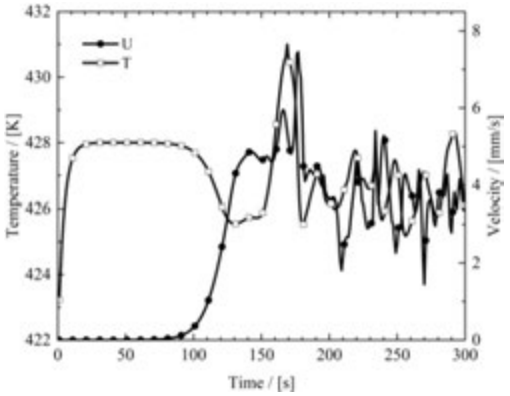


图 3 监测点 P1 处温度及速度随时间的变化

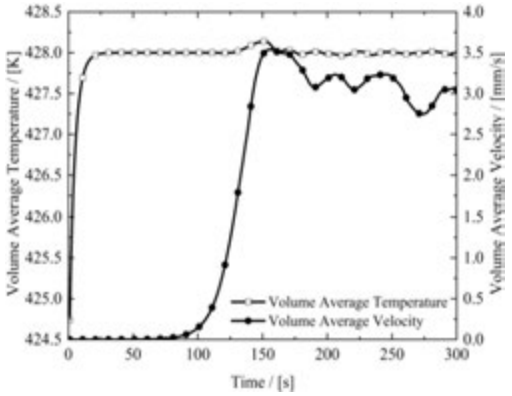


图 4 体积平均温度及速度随时间的变化

图 5 及图 6 所示为不同时间节点 t=50 s，t=150 s 及 t=300 s 下 *y*=0 截面处温度及速

度分布。在 t=50 s 时刻，LME 中温度主要以热扩散方式传递，此时内部存在极为微弱的热对流，速度峰值仅为 0.003 mm/s 左右，无法影响温度场的分布。随着时间推移，内部热对流逐渐加剧并呈现出典型的热羽流及 Bénard 涡核，图 6 中箭头表示该处速度矢量方向，对比图中不同时刻速度大小及方向分布可以得出相同结论，即 LME 中 RC 热对流在时间和空间上均为不稳定流动，且不存在对称性。LMB 快速放电场景下，电解质层与正极层交界面间金属离子瞬时输运通量极大，较差的流动性易造成局部负极金属离子富集产生金属间化合物而恶化电池性能，因此对于 LME 中的流动需考虑其他干预方式以加快流动。

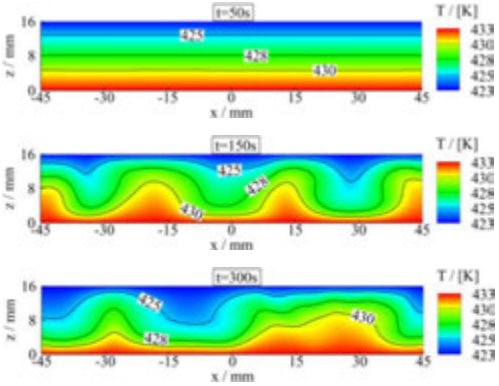


图 5 不同时间下 y=0 截面温度分布

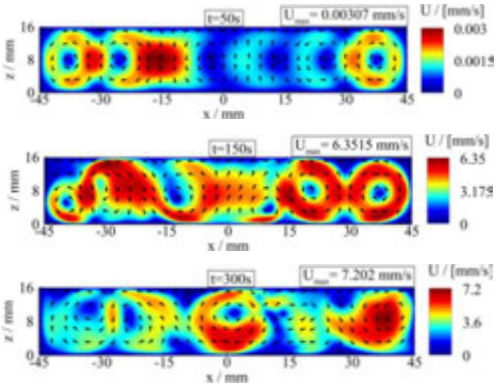
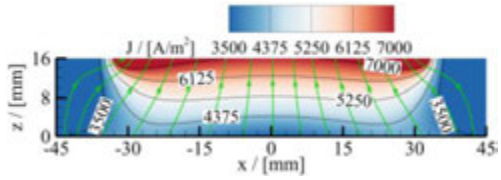


图 6 不同时间下 y=0 截面速度分布

2.2 LME 中的 EVF

由于工艺及装配等原因，LMB 电极集流器直径与电池直径并不相等。集流器与电池横截面积的差异使得充放电电流在集流器附近发生汇集或扩散，与其产生的电流感应磁场相互作用产生洛伦兹力而形成 EVF。为单独研究 LME 中电流密度大小对 EVF 的影响，本节数值模型中不考虑温度场，电流由 LME 底部（集流器半径 45 mm）垂直汇入，由顶部（集流器半径 32 mm）垂直引出。电流密度大小以底部集流器面积为基准，分别设定为 $J = J_{BOT} = 499$ A/m^2，1250 A/m^2，3500 A/m^2。附加磁场为实际地球磁场 $\mathbf{B}_e$（$19\cdot\mathbf{e}_x$, $-37\cdot\mathbf{e}_y$, $49\cdot\mathbf{e}_z$, 单位：μT）。



(a) y=0 截面处电流密度大小及电流流线分布　　(b) y=0 截面处洛伦兹力大小及方向分布

图 7 y=0 截面处电流密度及体积洛伦兹力分布

图 7(a)所示为 y=0 截面处 J=3500 A/m^2 下电流密度分布，图中流线表示电流密度方向。电流线在横截面积更小的集流器附近汇集，且彼此并不平行，使得电流密度在该处增大，形成非均匀分布。根据安培定律，电流会在 LME 内部产生非均匀周向感应磁场，该感应磁场强度与地球磁场 $\mathbf{B}_e$ 具有相同数量级，非均匀分布电流与磁场相互作用产生的体积洛伦兹力如图 7(b)所示，电流密度在顶部集流器附近更大，使得该处产生的电流感应磁场强度较其他区域更大，最终形成 7(b)所示具有非零旋度的由四周指向轴心

的非均匀洛伦兹力。该力并不能由压力平衡，因此会自然地驱动流体运动，使得在集流器附近的液态金属从 LME 壁面附近区域向电池中心流动。

图 8 所示为 t=300 s 时，J=3500 A/m^2 下 z=8 mm 截面处速度分布，图中箭头方向为该处速度矢量。图 9 所示为 t=300 s 时不同电流密度大小下速度沿径线（x, 0, 8; -44.45≤x≤44.45）分布。相较 RC 热对流，LME 中的 EVF 呈现较为稳定的周向旋流，且流速沿径向先增大后减小，在 x，y=±32 mm 附近达到最大值,说明电极中 EVF 流动特征主要受电极集流器半径影响。LME 中流速大小与电流密度大小呈正相关，且主要影响周向速度的大小，如图 9 中速度分量 Uy 沿径线分布。电流密度大小的变化对轴向速度 Uz 影响极小，J=3500 A/m^2 下 Uz 最大值较其他速度分量相差一个数量级，说明 LME 中的流动在竖直方向上极为微弱。另外，流速在 LME 轴心附近几乎为 0，说明该处流体几乎不流动。考虑到 LMB 实际应用中的传热传质过程，文献[10]中所配置电极集流器产生的 EVF 对电极中心的搅拌作用十分有限。

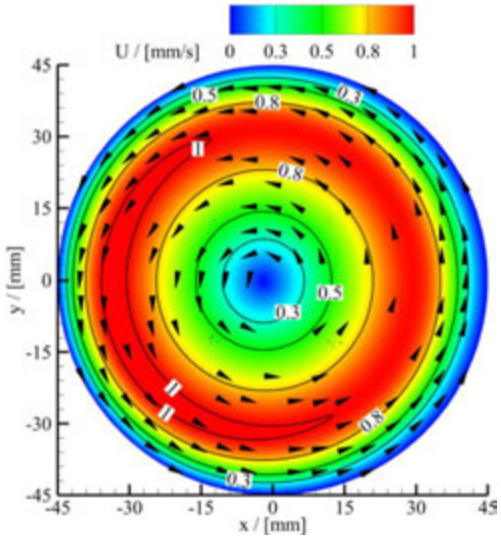


图 8 J=3500 A/m^2 下 z=8 截面处速度分布

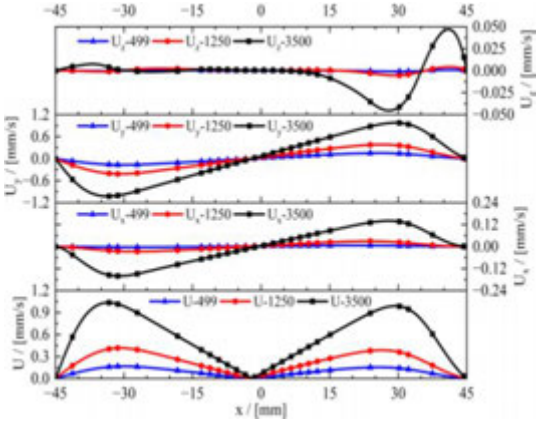


图 9 不同电流密度下沿径线（x，0，8）的速度分布

2.3 耦合 MHD 流动

LME 中 EVF 耦合 RC 热对流的 MHD 流动仍为不稳定流动。图 10 所示为不同电流密度大小下体积平均速度随时间的变化关系。当电流密度大小为 0，即 LME 内部流动为 RC 热对流时，其体积平均流速峰值为 3.54 mm/s，对应时间节点为 156 s。随着电流密度大小增加，LME 中体积平均流速峰值随之增大，且对应达到峰值流速所需时间逐渐减小。当电流密度大小为 3500 A/ m^{2}时，其体积平均流速峰值为 3.98 mm/s，对应时间节点仅为 75 s，相较 RC 热对流，体积平均流速峰值提高了 11%，达峰所需时间减少 1 倍。对应图 11 所示为不同电流密度下体积平均温度随时间的变化关系。从图 11 中可以看出随着电流密度大小增加，体积平均温度略有增大但幅度十分有限，分析主要原因为 ePbBi 导电性良好，因此产生的焦耳热十分有限。相比之下，电流密度大小对体积平均温度达峰时间影响显著。电流密度大小为 3500 A/ m^{2}时相较 RC 热对流达峰时间缩短了 93%。

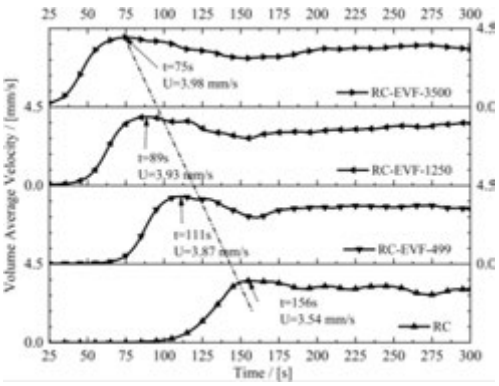


图 10 不同电流密度下体积平均速度随时间变化

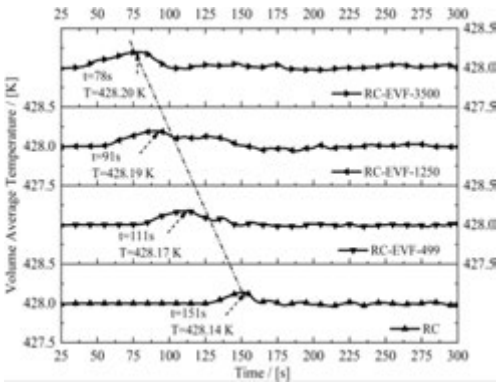


图 11 不同电流密度下体积平均温度随时间变化

综上，EVF 可以在一定程度上提高 RC 热对流的流动强度，且流动速度与电流密度大小呈正相关。另外，EVF 对 LME 中 RC 热对流的建立具有显著影响，电流密度越大，形成一定强度的对流流动所需时间越短，同时也有效提高了 LME 内部温度场的传递。对于具有高粘度低普朗特数的液态金属材料，一定强度的 EVF 可以有效地增强 LME 中的混合作用，利于电极中的传质过程，同时也进一步抑制了内部非均匀温度场的形成。

电流密度大小的变化直接影响 MHD 流动的流速，流形以及其在时空上的分布，因此通过引入混合时间 τ 来度量 EVF 的混合作用，混合时间越短，对应混合作用越强，τ 定义如下[10,16]：

$$\tau = \frac{L}{U_{\mathrm{cr}}} \tag{15}$$

式中，L 为 LME 层高；U_{cr} 为对应整个模拟时长 300s 下的时间加权体积平均速度。图 12 所示为本文研究范围内混合时间 τ 与电流密度大小 J 的关系。

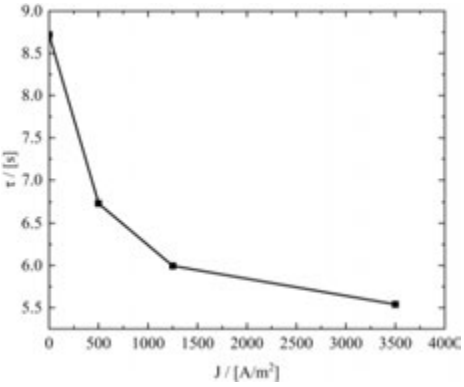
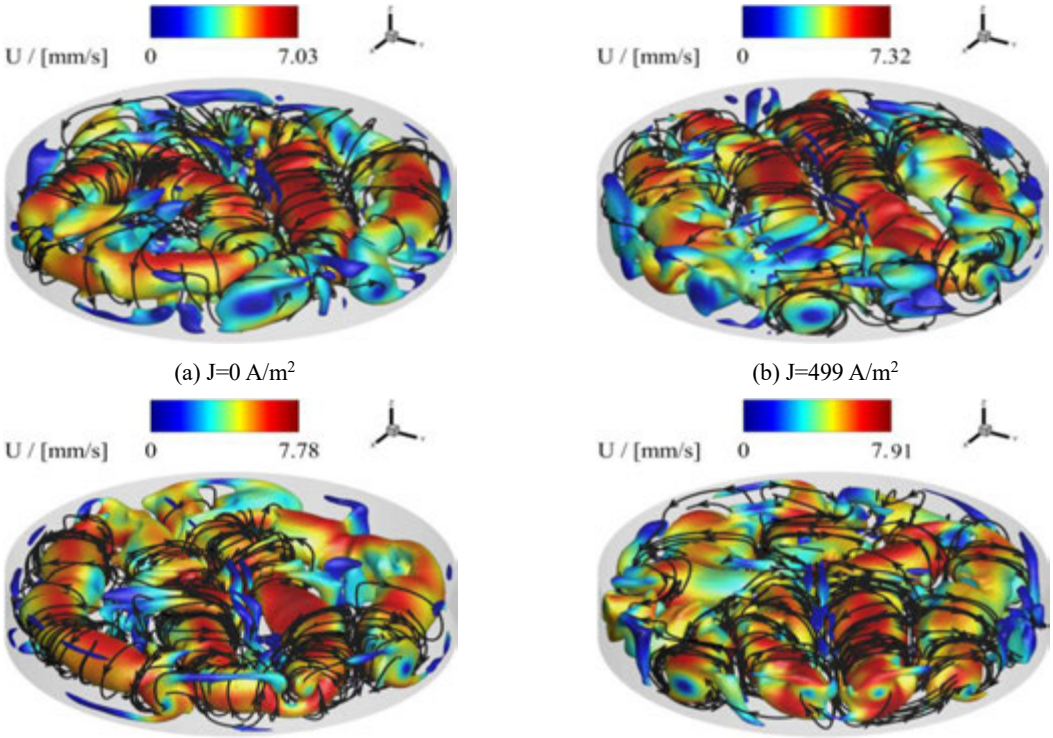


图 12 混合时间 τ 与电流密度大小关系

由于 LME 中的耦合 MHD 流动在时空上存在不稳定性，因此很难通过某点或线或某一截面上物理量的变化精确地体现不同电流密度大小下的耦合流动特征。故为便于提取 LME 中 MHD 流动的空间特征，本文采用 Ω 涡识别方法对 LME 中对流涡进行提取[17]。图 13 所示为 t=300 s 时，不同电流密度大小下涡核等值面分布，云图表示速度大小，曲线为速度流线，箭头表示流动方向。对比各图可以看出，不同电流密度大小下

LME 中的流动形式均为 RC 热对流，具有明显的 Bénard 涡核，且涡流方向保持一致，进一步说明在电流密度范围 0<J≤3500 A/m^2 内，EVF 强度不足以破坏 Bénard 涡核进而改变 RC 热对流的形式。同时随着电流密度增加，内部对流流速随之增大，且所提取涡核等值面愈加规则平滑，说明一定强度的 EVF 有助于增强 LME 中的传热传质过程，并适当提高内部流动的有序性，这与文献中的研究结论相一致[10-12]。



(a) J=0 A/m^2　　(b) J=499 A/m^2

(c) J=1250 A/m^2　　(d) J=3500 A/m^2

图 13 不同电流密度大小下涡核等值面及速度分布，Ω=0.52

3 结论

本文通过数值模拟对 LME 中 RC 热对流及不同电流密度下的 EVF 及其耦合 RC 热对流的 MHD 流动与特征进行了研究，主要结论如下：

1、LME 中，RC 热对流及耦合 MHD 流动在时间和空间上均为不稳定流动，且不存在对称性；附加电流密度大小在 0<J≤3500 A/m^2 范围内时，EVF 强度不足破坏 Bénard 涡核，RC 热对流始终为 LME 中主导流动形式。

2、LME 中，非均匀电流密度分布形成由四周指向轴心的非均匀洛伦兹力，该力并不能由压力平衡，因此会自然地驱动流体运动，故 EVF 呈现较为稳定的周向旋流，流动特征主要受电极集流器半径影响，且电流密度大小主要影响其周向速度的大小。

3、EVF 可以在一定程度上提高 RC 热对流的流动强度，且流动速度与电流密度大小呈正相关。另外，EVF 对 LME 中 RC 热对流的建立具有显著影响，电流密度越大，形成一定强度的对流流动所需时间越短。

4、一定强度的 EVF 可以有效地增强 LME 中的混合作用，混合时间 τ 随电流密度增大而减小，利于电极中的传质过程；同时也进一步抑制了内部非均匀温度场的形成，

提高内部流场的有序性。

参考文献

[1] Crowley, Bill. BP: Statistical Review of World Energy 2021[R]. Hydrocarbon Processing, 2021.

[2] Li H., Yin H., Wang K., et al. Liquid Metal Electrodes for Energy Storage Batteries [J]. Advanced Energy Materials, 2016, 6(14): 101002.

[3] Kim H., Boysen D. A., Newhouse J. M., et al. Liquid Metal Batteries: Past, Present, and Future. Chemical Reviews, 2013, 113(3): 2075-2099.

[4] Wang K., Jiang K., Chung B., et al. Lithium–antimony–lead liquid metal battery for grid-level energy storage. Nature, 2014, 514(7522): 348-350.

[5] 黎朝晖, 朱方方, 李浩秒,等. 液态金属电池研究进展[J]. 储能科学与技术, 2017.

[6] Köllner T., Boeck T., Schumacher J. Thermal Rayleigh-Marangoni convection in a three-layer liquid-metal-battery model[J]. Physical Review E, 2017, 95(5).

[7] Personnettaz P., Beckstein P., Landgraf S., et al. Thermally driven convection in Li||Bi liquid metal batteries[J]. Journal of power sources, 2018, 401(OCT.15):362-374.

[8] Weber N., Galindo V., Priede J., et al. The influence of current collectors on Tayler instability and electro-vortex flows in liquid metal batteries[J]. Physics of Fluids, 2015, 27(1): 014103.

[9] Personnettaz P., Beckstein P., Landgraf S., et al. Thermally driven convection in Li||Bi liquid metal batteries[J]. Journal of Power Sources, 2018, 401: 362-374.

[10] Kelley D. H., Sadoway D. R. Mixing in a liquid metal electrode[J]. Physics of Fluids, 2014, 26(5):915-920.

[11] Beltrán A. MHD natural convection flow in a liquid metal electrode[J]. Applied Thermal Engineering, 2017, 114:1203-1212.

[12] Ashour R.F., Kelley D.H., Salas A., et al. Competing forces in liquid metal electrodes and batteries, J. Power Sources 378 (2018) 301–310.

[13] Timchenko V., Reizes J.A., Validation problems in computational modelling of natural convection, in: A. Runchal (Ed.), 50 Years CFD Eng. Sci. A Commem. Vol. Mem. D. Brian Spalding, Springer Singapore, Singapore, 2020, pp. 689-718.

[14] Weber N., Nimtz M., Personnettaz P., et al. Numerical simulation of mass transfer enhancement in liquid metal batteries by means of electro-vortex flow[J]. Journal of Power Sources Advances, 2020, 1: 100004.

[15] Davidson P. A., Belova E. V. An introduction to magnetohydrodynamics[M]. World Publishing Corporation. 2010.

[16] Hutter K., Wang Y. Fluid and Thermodynamics. Volume 2: Advanced Fluid Mechanics and Thermodynamic Fundamentals[M]. 2016.

[17] 王义乾,桂南.第三代涡识别方法及其应用综述[J].水动力学研究与进展(A辑),2019,34(04):413-429.

中国工程热物理学会 学科类别：动力机械及工程
学术会议论文 编号：233455

基于壁面扰流的并联通道流量分配与对流换热优化方法

李欣，郭玉杰，左婧滢，韦健飞，章思龙，鲍文
（哈尔滨工业大学能源科学与工程学院，哈尔滨 150001）
(Tel: 18845043847, Email: xinli_1007@hit.edu.cn)

摘要： 随着高超声速推进技术不断向高马赫数发展，推进系统热防护压力激增，再生冷却通道面临高热质比，极易诱发超临界压力碳氢燃料的流量分配不合理与局部超温难题。本文探索了壁面扰流结构对并联通道流量分配与综合换热性能的双重调控功能。研究发现：微肋能够有效减弱流量分配的不均匀性，从而降低强热偏差下双通道间的流体温度偏差，降低了由于流量分配不足而引发的局部高温。冷却通道流量不均匀系数减小 30%~70%，而压力损失仅增加了 17%~40%。

关键词： 并联通道，流量分配，微肋，碳氢燃料，超临界压力。

0 前言

进入 21 世纪以来，高超声速（Ma≥5）飞行器在军用与民用航空器发展方面具有越来越重要的地位，而超燃冲压发动机是实现高超声速飞行的首要关键技术[1]。随着飞行马赫数不断增加，发动机热防护系统的热载荷压力激增[2]。超燃冲压发动机主动热防护系统一般采用推进剂作为冷却剂的再生冷却方式。油箱中的推进剂在进入燃烧室之前首先流经燃烧室壁面的多根再生冷却通道，吸收高温燃气侧的热量从而对发动接燃烧室壁面进行冷却。为了保证喷射效果和避免再生冷却通道内发生不稳定的沸腾传热恶化，通常要求冷却通道出口压力在 2.5MPa 以上，超过了航空煤油的临界压力[3]。

由于高马赫数下再生冷却通道中的热质比过大，再生冷却通道中碳氢燃料的温度一般从常温升高至1000 K以上，油温将依次经过亚临界温区、跨临界温区、超临界温区及高温热裂解区。由于碳氢燃料在不同温区的热物理性质差异巨大，再生冷却通道中的燃料的流动传热与阻力特性在不同温区也呈现出巨大差异，继而恶化局部冷却结构的超温问题并引起机体热变形失效[4]，这极大地增加了再生冷却通道的设计难度。

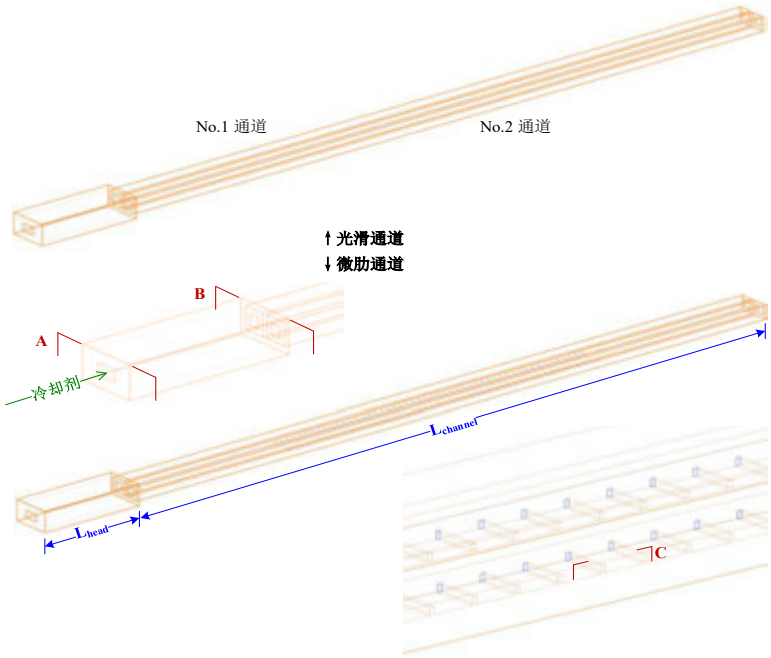
针对再生冷却过程的流量分配问题，部分学者从应用角度出发对管路形式等进行优化，通过增大通道数量[5]、优化分流腔高宽比、提高分流腔压力[6]、减小冷却通道间的肋厚、降低横截面面积[7]从而一定程度上优化并联通道的流量分配问题。但该种调控思路的实际效果有限。同时，另有学者基于“冷端节流”方法，通过增大冷却通道内对加热不敏感的低温区阻力份额来抑制流量偏差[8]。但采用冷端节流会使通道压力损失将额外增加 5 倍[9]，对发动机燃料的供给系统带来极大的压力。因此，亟需一种低成本调控方法来优化再生冷却并联通道间的流量分配问题。

基于壁面湍流扰动的微扰流结构作为典型的强化换热结构在工业领域已具有广泛

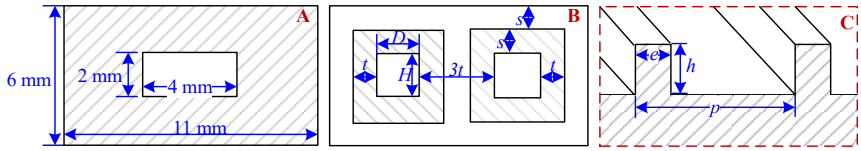
应用。近年来随着金属 3D 打印技术的快速发展，微扰流结构在航空发动机热防护领域也得到了关注。基于微扰流结构对超临界压力下碳氢燃料的强化换热性能，本文将进一步挖掘微扰流结构对再生冷却并联通道流量分配的有利作用，从而实现利用壁面扰流同时对超燃冲压发动机再生冷却并联通道流量分配与综合换热性能的双重调控功能。对此，本文建立了简化的再生冷却双通道对流换热数值计算模型，探究了微肋结构对强热偏差下超临界碳氢燃料在双通道内的流量分配与对流换热的影响机制，并进一步对微肋的高度参数进行优化设计，为高马赫数热防护系统的设计与优化提供新的解决思路。

1 数值计算模型

1.1 物理模型及边界条件



(a)　光滑通道及微肋通道示意图



(b)　尺寸示意图

图 2　再生冷却简化双通道模型示意图

实际再生冷却通道由多根并联通道、分流结构及汇流结构等部分组成。本节采用简化再生冷却双通道模型，如图 2 所示。冷却通道前端为一个矩形分流腔，分流腔头部的燃料总入口结构如图 2 (b)，分流腔尾部连接两个结构相同的并联冷却通道，分流腔尺寸为：长度 30 mm、高度 6 mm、宽度 11 mm。为避免通道间的固体导热对研究结果的影响，两个单元冷却通道相互独立且中间不连接。单元冷却通道宽度与高度均为 2 mm，壁厚为 1 mm。光滑通道作为参照，微肋集中布置在单元通道加热段的中心处。总入口流量给定为 10 g/s，出口背压为 3 MPa (>P_c=2.11 MPa)。由于整个简化的双通道物理模型左右

对称，因此当通道下底面受到相同的热流密度时，理论上两个通道中的流量一致。

为了保证不同通道的热量输入一致，设置了五组热流密度，如表 1 所示。同时，定义流量不均匀系数 β，如公式(2)。当双通道的质量流量分配一致时，流量不均匀系数 β 为零，双通道的质量流量分配差距越大，流量不均匀系数 β 越大。

$$\beta=\frac{|\dot{m}_1-\dot{m}_2|}{\dot{m}_{\text{total}}} \tag{2}$$

式中$\dot{m}_1$、$\dot{m}_2$、$\dot{m}_{\text{total}}$分别为 1 号通道、2 号通道的质量流量和总质量流量（g/s）。

表 1 冷却通道五组热流密度

$L_{Channel}$ (mm)	热流密度 (MW/m^2)	q-1	q-2	q-3	q-4	q-5
500	1 号通道	0.50	0.60	0.70	0.80	1.00
	2 号通道	2.50	2.60	2.70	2.80	3.00
200	1 号通道	1.25	1.50	1.75	2.00	2.50
	2 号通道	6.25	6.50	6.75	7.00	7.50

1.2 超临界压力碳氢燃料物性计算

正确预测超临界压力下碳氢燃料的热物性变化对再生冷却过程的流动传热计算至关重要。而航空煤油成分非常复杂，本文选用正癸烷（$C_{10}H_{22}$，P_c=2.11 MPa，T_c=617.7 K）作为航煤的替代研究燃料。采用 Peng-Robinson 立方型状态方程计算其密度。公式如下：

$$p=\frac{RT}{V-b}-\frac{a}{V^2+2bV-b^2} \tag{3}$$

正癸烷定压比热的计算基于热力学基本方程结合流体状态方程导出[10]：

$$C_{\text{p}}=C_{\text{v}}+\frac{T}{\rho^2}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{\rho}^{2}/\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_{\text{T}} \tag{4}$$

$$C_{\text{v}}=C_{\text{p,0}}-\frac{R}{M}+\frac{T}{bM}\frac{\partial^2}{\partial T^2}(\alpha a)\ln\left(1+\frac{b\rho}{M}\right) \tag{5}$$

式中 $C_{\text{p,0}}$ 为理想状态下的定压比热（kJ/(kg・K)；

正癸烷导热系数与粘度主要考虑高压修正，采用 Chung 方法[10]，如下：

$$\mu=\mu^{*}\frac{36.344(MT_{\text{c}})^{0.5}}{V_{\text{c}}^{2/3}} \tag{6}$$

$$\lambda=\frac{31.2\lambda^{0}\psi}{M}\left(G_2^{-1}+B_6 y\right)+qB_7 y^2 T_{\text{r}}^{0.5}G_2 \tag{7}$$

式中 μ^0 为正癸烷处于低压气态时的粘度（μPa）。

当正癸烷发生热热裂解反应时，采用文献[11]提出的混合规则计算热裂解产物与正癸烷组成的混合流体的热物性。

1.3 控制方程及求解方法

对再生冷却通道内超临界压力下碳氢燃料的稳态流动与传热问题而言，控制方程涉及到质量守恒方程、动量守恒方程、能量守恒方程[12]，如下所示：

质量守恒方程为：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i)=0 \tag{8}$$

动量守恒方程为：

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho u_i u_j - \tau_{ij} + \delta_{ij} P\right) = 0 \tag{9}$$

式中 τ_{ij} 为应力张量（Pa）。

能量守恒方程为：

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho u_j e_t - \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j}\right) + p\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \tag{10}$$

式中 e_t 为流体总内能（J/kg）；

当考虑燃料在高温下发生的热裂解反应时，还需求解组分方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho u_j Y_i + \rho D_i Y_i\right) = \omega_i \tag{11}$$

式中 Y_i、D_i、ω_i 分别为 i 组分的质量分数、扩散系数及生成速率。当发生热裂解反应时，总内能包含化学反应生成焓，因此能量守恒方程中不包含源项。

通过计算流体力学商业软件 ANSYS Fluent 进行数值求解。对于冷却通道内的湍流传热流动，采用 RANS 方法计算。控制方程采用压力基求解器。压力与速度间的耦合采用 SIMPLEC 算法。密度、动量及湍流项采用二阶迎风格式离散。本文采用 SST k-ω 湍流模型预测再生冷通道中具有强强剪切效应与复杂二次流的湍流流动。

1.4 模型验证

由于缺乏相应实验数据，因此本文的数值计算模型验证将分步进行，下面进行介绍。采用正癸烷作为航空煤油的替代研究燃料，利用文献[13]中正癸烷在超临界压力下的流动换热实验数据进行模型验证。图 4 给出了试验段正癸烷的平均温度与壁面温度的实验数据与数值模拟结果，二者的差距非常小，说明本文采用的数值计算模型能够有效预测超临界压力下航空煤油的流动换热过程。

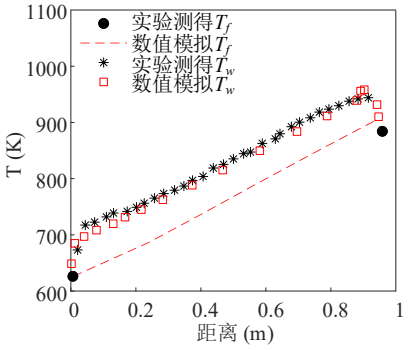


图 4 加热段正癸烷平均温度与壁面温度实验与数值计算结果

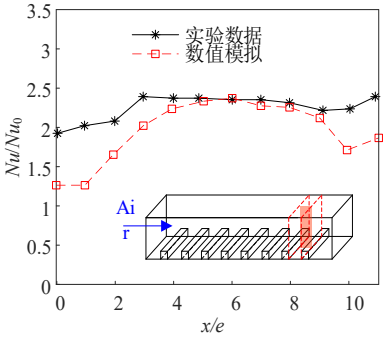


图 5 Re_{in}=8000 条件下微肋通道流体 Nu/Nu_0 的实验结果与数值计算结果

针对带有微肋结构的通道中的流动传热过程，选取文献[14]中的实验数据进行验证。图 5 给出了 Re_{in}=8000 条件下微肋通道流体 Nu/Nu_0 的实验结果与数值计算结果。二者的最大相对误差出现在微肋前缘与后缘位置，为 34.3%。在数值计算中，加热过程给定底面的热流密度，并且其余壁面为绝热条件，因此数值计算得到的壁面温度相对于实验会略微增大，因此数值计算得到的换热系数会较小，因此无量纲努塞尔数的分布也会小于实验值。但是数值计算能够非常好地预测微肋附近的 Nu/Nu_0 的涨落趋势，尤其是空气流过微肋结构与微肋前缘与后缘的“类冲击”作用带来的换热能力的变化。

采用文献[15]九根并联通道内水的流量分配问题进行验证。图 6 给出了每一个元管道的质量流量的实验与数值计算对比结果。三种条件下二者最大相对误差分别为 16.66%、12.28%和 11.15%，说明本数值模型能够比较准确的预测并联通道内的流量分配问题。

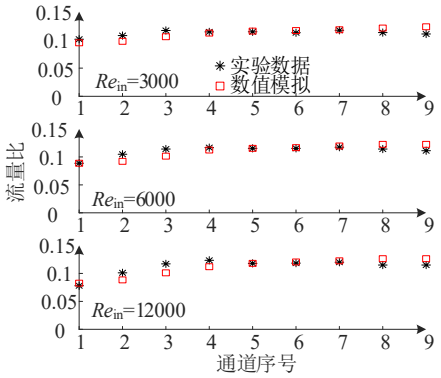


图 6 元通道质量流量的实验与数值计算结果

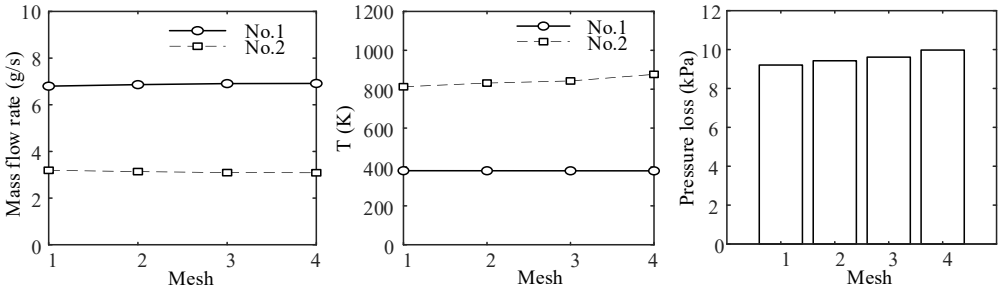
1.5 网格无关性验证

为了保证数值计算的准确性，开展了网格无关性验证，采用的四组网格如表 2 所示。通道入口总流量为 10 g/s，出口压力为 3 MPa，1 号通道与 2 号通道的热流密度分别为 1.50 MW/m^2、6.50 MW/m^2。特别说明的是：为了便于后文分析，设定 1 号通道为低热流密度通道，又称 No.1 channel；2 号通道为高热流密度通道，又称 No.2 channel。

表 2 无关性验证网格设置

	流体域				固体域
	第一层网格厚度	y+	增长率	网格数量	网格数量
Mesh 1	0.001	<1	1.2	0922080	0564972
Mesh 2	0.001	<1	1.2	1917112	1079524
Mesh 3	0.001	<1	1.2	2770676	1385160
Mesh 4	0.001	<1	1.2	3595016	2062844

从图 7 可以看出四组网格计算结果之间差距不大，Mesh 3 与 Mesh 4 间的质量流量、出口温度以及压力损失的相对误差分别为 4.01%、1.94%、3.79%。因此选择 Mesh 3 网格用于后续计算与分析。



(a) 流量 (b) 出口平均温度 (c) 压力损失

图 7 再生冷却并联双通道网格无关性验证结果

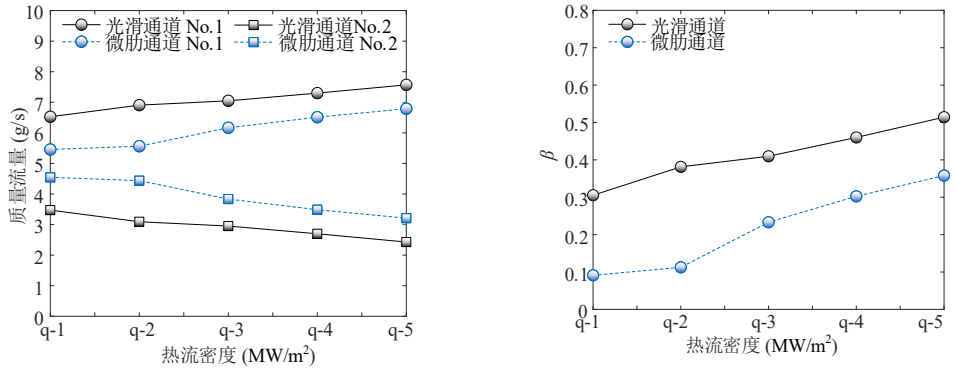
2 结果与讨论

2.1 微肋对强热偏差下碳氢燃料流量分配与换热特性的调控机制

在本小节，笔者在冷却通道中布置微肋结构阵列，研究其产生的湍流扰动对并联双

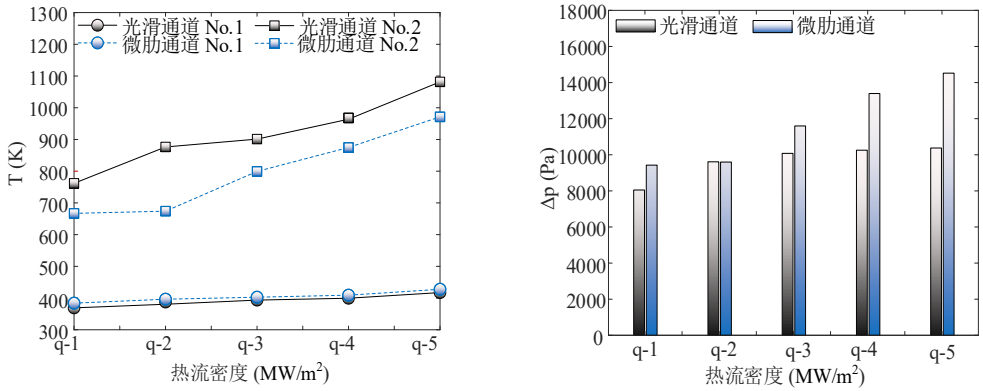
通道燃料流量分配的影响。通道长度为 200 mm，微肋参数为：h=0.4 mm，e=0.2 mm，p=2 mm。微肋数量为 50，均匀分布在加热段中心 100 mm 处。底面热流密度见表 2。

图 8 给出了不同热流密度下光滑通道与微肋通道质量流量及流量不均匀系数。可以看出微肋结构能够有效的减弱双通道间的质量流量分配不均现象。微肋冷却通道的流量不均匀系数也显著下降，当热流条件分别为 q-1 与 q-5 时，流量不均匀系数 β 分别从 0.3054、0.5142 减小至 0.10314、0.3374。这说明微肋确实有效地抑制了跨临界温区碳氢燃料在强热偏差下的流量分配不均匀性，为强热偏差下的流量分配提供了新的思路。



(a) 质量流量　　(b) 流量不均匀系数

图 8 不同热流密度下光滑通道与微肋通道质量流量及流量不均匀系数

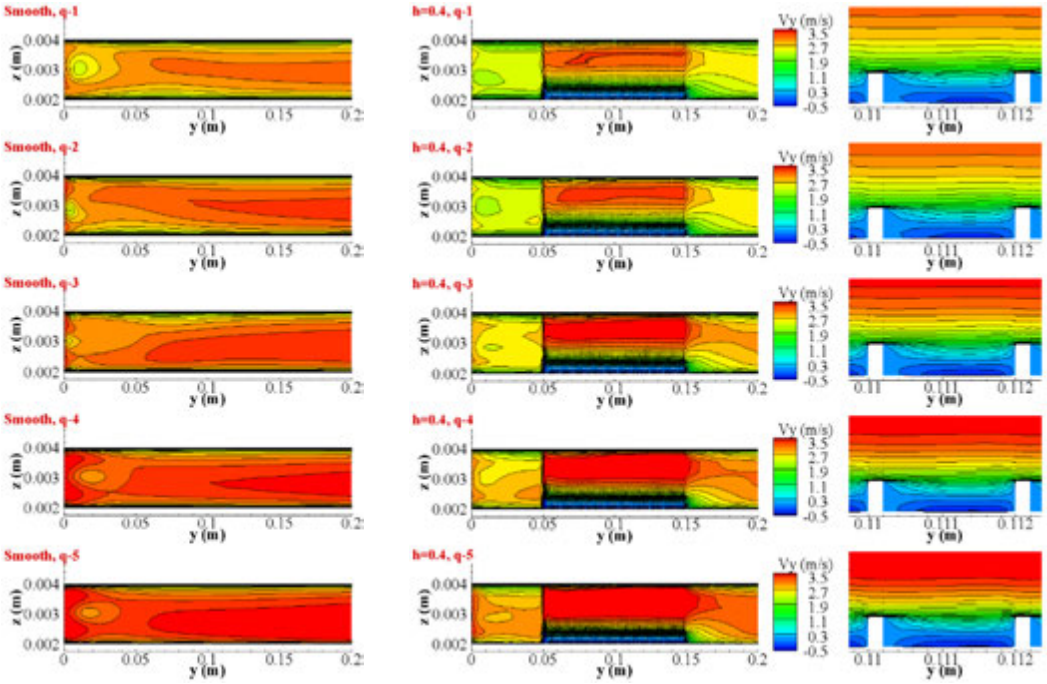


(a) 出口温度　　(b) 压力损失

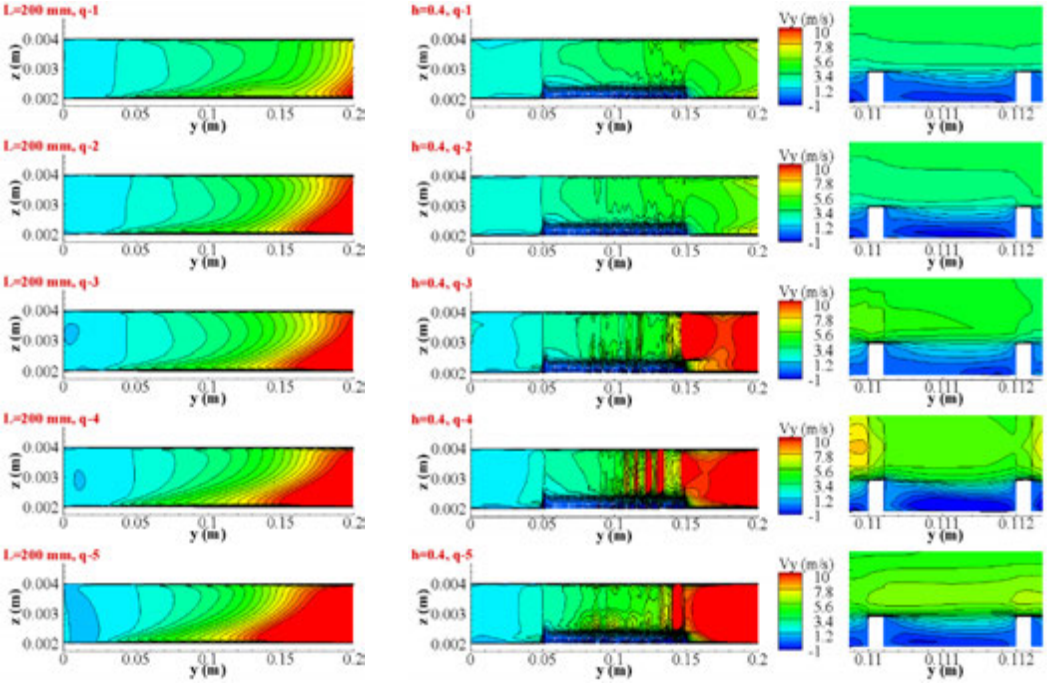
图 9 不同热流密度下光滑通道与微肋通道出口温度及压力损失

图 9 给出了不同热流密度下光滑通道与微肋通道出口温度及压力损失。由于燃料流量分配不均匀性的降低，微肋通道内双通道间的流体温度偏差大幅度减低。1 号通道出口温度被微肋结构略微提高，而 2 号通道出口温度则被微肋结构略微显著降低近 100~150 K，这对冷却通道的温度分布均匀性有十分积极的调控效果。

同时需要注意的是，由于超临界压力下燃料的热物性变化剧烈，近临界温区时正癸烷的比热较大，因此虽然两个通道的流量变化绝对值一致，但二者的温度变化绝对值并不一致。此外，与光滑通道相比，微肋通道的压力损失增加地并不明显，当热流密度从 q-1 变化至 q-5 时，微肋通道的压力损失相较于光滑通道分别增加了 17.1%、-0.2%、15.1%、30.6%、40.0%，在热流密度条件为 q-2 时，微肋对冷却通道壁面摩擦的抑制作用显著增强，因此微肋通道的压力损失甚至略低于光滑通道，更加证实微肋结构的低阻性能。



(a) 1 号通道



(b) 2 号通道

图 10 不同热流密度下光滑通道与微肋通道中心面轴向速度云图

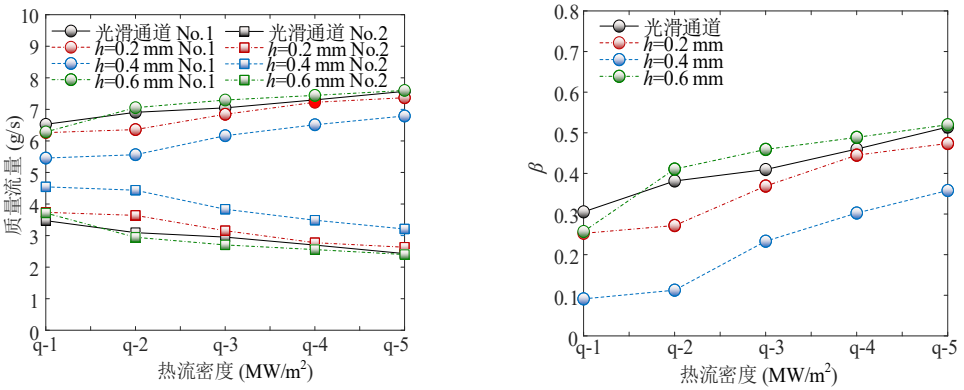
下面来看图 10 不同热流密度下光滑通道与微肋通道中心面轴向速度云图。在热流密度相对较低而质量流量却相对较高的 1 号通道内，微肋结构的表现近乎一个长距离周期性的节流元件，这显著促进了远离近壁面区域的流体的热加速效应，如图 10 (a)所示。并且，随着热流密度逐渐增大，微肋结构的节流效应愈加显著。而在热流密度相对较高

而质量流量却相对较小的 2 号通道内，流体受热后密度下降，速度普遍高于 1 号通道。微肋改变了流体的速度曲线形状，并且显著影响了速度梯度的分布，这也进一步降低了通道中阻力损失随热流密度变化的敏感性。

2.2 微肋高度对碳氢燃料流量分配与换热特性的影响规律

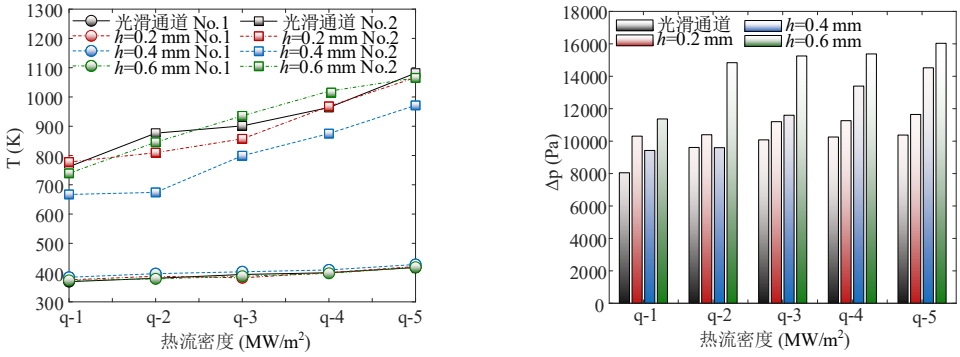
本节旨在研究微肋高度对其燃料流量分配调控效果的影响。冷却通道尺寸与上节一致，三种高度的微肋如下：h=0.2 mm、0.4 mm、0.6 mm，此时微肋高度占冷却通道高度的百分比为 h/H=10%、20%、60%。微肋宽度均为 0.3 mm，微肋阵列数量为 50。

图 11 给出了不同微肋高度下通道质量流量及流量不均匀系数，并非所有高度的微肋构都能够有效减弱双通道流量分配的不均匀性。当 h=0.6 mm 时，除了 q-1，其余热流条件下微肋通道的质量流量偏差竟大于光滑通道，此外，虽然 h=0.2 mm 的微肋也能削弱双通道间的流量分配不均现象，但是其调控的有效性不如高度 h=0.4 mm 的微肋结构，这表明微肋结构高度太低或者太高对其流量分配不均抑制作用都会带来不利影响。



(a) 质量流量　　(b) 流量不均匀系数

图 11 不同微肋高度下通道质量流量及流量不均匀系数

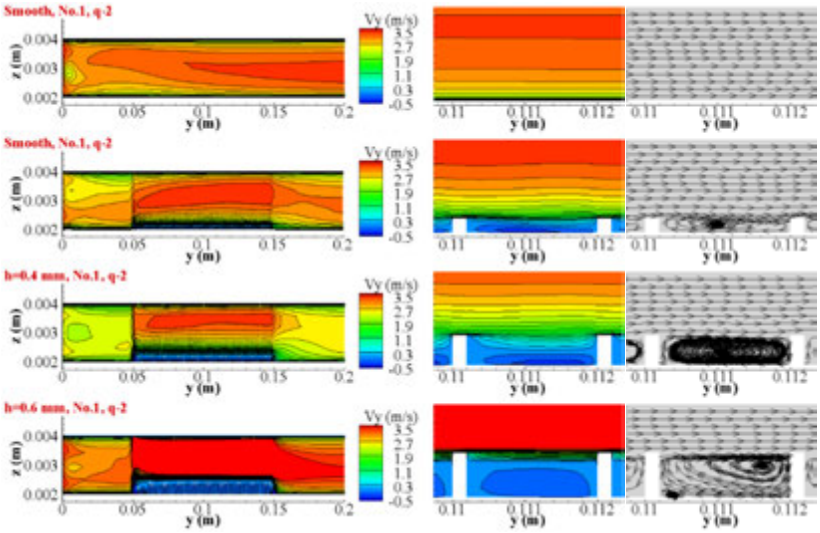


(a) 出口温度　　(b) 压力损失

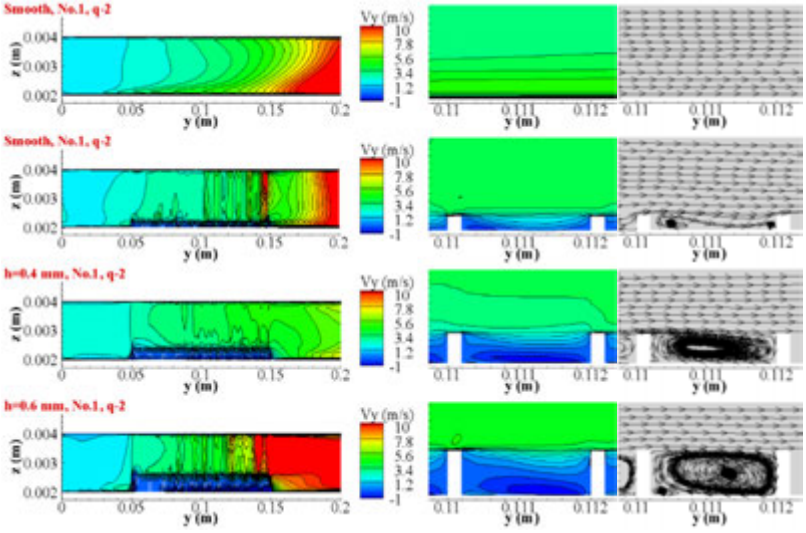
图 12 不同微肋高度下通道出口温度及压力损失

如图 12 (b)，微肋通道的压力损失与光滑通道保持在同一水平，尤其是微肋高度为 h=0.2 mm、0.4 mm 时，这也说明作为典型微扰流结构，h/H=10%~30%的微肋在并联通道中的流量分配调控作用不会产生过多额外压力损失。当微肋结构无法有效降低通道之间的质量流量偏差时，通道的流体温度偏差亦会增大，这二者的影响主要表现在热流密度相对较高而质量流量相对较低的 2 号通道。

为了深入的分析微肋结构高度对强热偏差下并联通道内流体流动换热的影响，图 13 给出了 q-2 热流密度条件下不同微肋高度通道轴向速度及中心面流线分布。在图 13 中，可以明显发现微肋高度为 h=0.6 mm 时，通道内微肋的节流作用太强而使得中心流体加速过快，因此在近壁面低速流体与高速流体之间的剪切层显著减薄，产生了一个天然的屏障阻止流体更加有效地掺混，以至于远离壁面的中心处流体温度无法有效得到促进，而近壁面流体温升却显著提高，进一步恶化了通道内的热分层现象。



(a) 1 号通道



(b) 2 号通道

图 13 q-2 不同热流密度条件下通道中心面轴向速度云图与局部流线分布

3 结论

针对高马赫数下超燃冲压发动机再生冷却系统的流量分配困难和局部超温难题，本文探索了基于壁面湍流扰动的并联通道流量分配与换热性能调控手段。在毫米级的微细冷却通道内布置微肋结构，利用数值计算的手段，探究其对并联双通道的流量分配不均匀性以及壁面超温的抑制效果。

研究发现，针对强热偏差下的再生冷却通道，微肋结构能显著减小双通道间的质量流量偏差同时降低流量分配随热流密度变化的敏感性。在给定的 5 组热流密度条件下，微肋将冷却通道流量不均匀系数减小 30%~70%，热侧通道出口温度降低 95~200 K，而压力损失仅增加了 17%~40%。

微肋对并联通道的流量分配的积极调控作用主要来源于其对不同流动状态燃料的流动调节作用。在冷侧通道内，微肋起到节流元件的作用，促进中心处流体的热加速效应；而在热侧通道，微肋通过改变速度梯度而促进通道内的流体掺混，减弱热分层效应。这种双向调节机制能有效降低通道阻力特性对热输入的敏感性。该调节机制与微肋高度密切相关。若微肋高度过高，其对低温流体产生的节流效应过强，阻碍了通道内的有效掺混；而若微肋高度过低，则对强热分层下的燃料无法有效促进其掺混。在简化的再生冷却双通道中，对碳氢燃料流量分配效果调控作用最合理的微肋高度为 h_r/H =20%。

参考文献

[1] 岳连捷,张旭,张启帆等.高马赫数超燃冲压发动机技术研究进展[J].力学学报,2022,54(02):263-288.

[2] 章思龙,秦江,周伟星等.高超声速推进再生冷却研究综述[J].推进技术,2018,39(10):2177-2190.

[3] 王彦红,陆英楠,李素芬等.周向非均匀加热水平圆管内超临界正癸烷换热特性[J].化工学报,2021,72(03):1342-1353.

[4] LI Y, XIE G N, et al. Transient flow and heat transfer in a horizontal rectangular channel considering thermal-fluid-structure interaction[J]. Journal of Energy Resources Technology, 2022, 144: 112107.

[5] YANG Z Q, MIAO R P, JIN Z, et al. Hydrocarbon fuel in horizontal parallel channels with nonuniform heat flux boundary[J]. Heat Transfer Research, 2022; 53(8): 55-74.

[6] JIANG Y G, QIN J, XU Y X, et al. The influences of the header geometry on hydrocarbon fuel flow distribution in compact parallel channels[J]. Aerospace Science and Technology, 2018, 79:318-327.

[7] JIANG Y G, QIN J, CHETEHOUNA K, et al. Effect of geometry parameters on the hydrocarbon fuel flow rate distribution in pyrolysis region of scramjet cooling channels[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 141:1114-1130.

[8] JIANG Y G, XU Y X, ZHANG S L, et al. Parametric study on the distribution of flow rate and heat sink utilization in cooling channels of advanced aero-engines[J]. Energy, 2017, 138:1056-1068.

[9] 颜建国,郑书闽,郭鹏程等.并联受热通道内超临界 CO2 流量偏差特性及其抑制方法实验研究[J].水动力学研究与进展(A 辑),2019,34(06):713-719.

[10] POLING B E, PRAUSNITZ J M, O'CONNELL J P. The properties of gases and liquids [M]. McGraw-Hill, 2000.

[11] XU K K, MENG H. Modeling and simulation of supercritical pressure turbulent heat transfer of aviation kerosene with detailed pyrolytic chemical reactions[J]. Energy & Fuels, 2015, 29:4137-4149.

[12] KIM S K, CHOI H S, KIM Y. Thermodynamic modeling based on a generalized cubic equation of state for kerosene/LOx rocket combustion[J]. Combustion and Flame, 2012, 159(3): 1351-1365.

[13] ZHU Y, LIU B, JIANG P. Experimental and numerical investigations on n-decane thermal cracking at supercritical pressures in a vertical tube[J]. Energy & Fuels, 2014, 28(1):466–474.

[14] WANG L, SUNDN B. Experimental investigation of local heat transfer in a square duct with continuous and truncated ribs[J]. Experimental Heat Transfer, 2005, 18(3): 179-197.

[15] WANG C C, YANG K S, TSAI J S, et al. Characteristics of flow distribution in compact parallel flow heat exchangers, part I: typical inlet header. Applied Thermal Engineering, 2011, 31(16): 3226-3234.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：14xxxx

螺旋管内超临界航空煤油的流动换热特性研究

韩鸿博[1,2],鲍泽威[1,2,*]
(1 四川大学 化学工程学院，四川 成都 610065；：2 四川大学 空天动力燃烧与冷却教育部工程研究中心，四川成都 610065)
（*通讯联系人，Tel：028-85407797， Email：zewei.bao@scu.edu.cn）

摘要：使用航空煤油作为冷源的预冷冷却空气技术在涡轮前温度不断升高的情况下具有良好的应用前景，螺旋管被考虑用于其中。本文首先对航空煤油在螺旋管内的流动换热进行了实验研究和模拟分析。实验结果表明，在加热初始阶段会出现不充分发展的热边界层，影响对流换热系数和努塞尔数的分布变化情况；模拟发现流体在螺旋管内流动时会受到离心力的影响，速度较高的流体会向外侧运动，并使外侧流体温度下降。

关键词：航空煤油；超临界；螺旋管；流动换热；数值模拟

0 前言

随着热力学、燃烧学等学科的进步，航空发动机中涡轮前温度不断上升，并预计将达到2000K 以上[1]。而就目前材料的耐高温能力来看，距离涡轮前温度还有一定的差距，并且随着燃料燃烧时温度的不断上升，这种差距存在进一步扩大的趋势，因此对涡轮的冷却就显得十分重要。因为航空发动机的工作环境，不可能携带很多的冷却介质，因此现行方法通常将空气作为冷却介质对涡轮叶片进行冷却。但为了满足日益增长的冷却需求，势必要使用更多的冷却空气，然而冷却空气使用量越多，对涡轮前温度和增压比提升带来的利益抵消也就越强[2]，会产生致使燃烧室燃烧不充分等问题。但随着科技的进步，涡轮前温度日益增加，便出现了 CCA（Cooled Cooling Air）技术。CCA 技术通常采用外涵道空气作为冷源[2]。使用外涵空气做换热冷源的换热器已经在一些发动机上得到了应用，比如俄罗斯所使用的 AL-31F 发动机[3]。

Liu 等[4]采用多目标优化的方法，以空油换热器空气侧压降和功重比作为优化条件，以螺旋套管换热器圈数和夹层厚度作为变量，对螺旋套管空油换热器的结构进行了优化，探讨了更为高效的换热器。空气—燃油换热器在航空发动机中的应用对于提高发动机冷却空气品质以及热能的利用率有着良好的发展前景。但是为了保证喷油效果，航空发动机上的油路管道内通常会保持一个较高的工作压力，而这一压力要高于航空煤油的临界压力，这就使得流动换热过程在超临界压力下进行。航空煤油在临界点附近（T_c=645K，p_c=2.39MPa）[5]，煤油的比热增加很快，同时煤油的黏度下降，这些因素都对换热有很大影响[6]。因此研究超临界状态下螺旋管内碳氢燃料的换热特性，便显得尤为重要。

胡志宏等人[7]通过用电加热超临界压力下的煤油流过的圆管，以此实验方法对换热规律进行了研究，通过对实验结果的分析，发现当煤油处于超临界压力下时，随着温度的升高，当壁温上升到拟临界温度时，煤油的热物性会发生剧烈的变化，由此会出现第一次传热强化；温度继续升高，当煤油开始出现化学变化时，就会出现第二次传热强化。王雷雷等[8]对RP-3进行流/固/热耦合数值模拟，以壁面热流密度以及流体入口速度作为变量，通过改变这两个参数，研究分析结果，来探讨其对超临界状态传热过程的影响。结果表明因为入口效应的存在，入口与之后壁面温度的变化有所不同，同时因为煤油导热系数较小，壁

面导热就显得尤为重要，这些结论为其他软件模拟模型的建立以及所需考虑的要点提供了借鉴意义。

螺旋管内超临界航空煤油流动传热研究方面，付衍琛等人[9]在结合现有研究结果的前提下，通过测量压差的方式，进而求取流体流动的阻力系数，来探讨螺旋管中超临界航空煤油流动阻力特性的影响因素。实验结果显示，当质量流量和压力固定时，随着工质温度的升高，流体密度和黏度都会减小，最终会导致局部阻力损失系数伴随着温度的上升而变低，而实验范围内的压力变化对阻力系数影响较小；螺旋直径方面，根据5MPa下所得的实验结果表明：在温度和雷诺数相同的情况下，当螺旋直径变大时，局部阻力系会随之减小，但当螺旋直径与管径之比小于22.2之后，局部阻力系数受螺旋直径与管径之比影响较小；质量流速方面，实验表明在其他条件相同的情况下，局部阻力系数随着质量流速的提升大而略有降低，但在实验范围内(质量通量分别为786、1179、1572kg/(m^2·s))，质量流速对局部阻力系数并不十分明显。Wen等人[10]对竖直螺旋管内航空煤油的流动换热进行了研究，实验结果发现，螺旋管中的超临界流体的努塞尔数会沿着螺旋管内流体流动的方向缓慢增加，但湍流情况下增加值比层流情况下更大；而螺旋管的离心力会引起二次流动，二次流会在截面处会向外移动；螺旋管的内部和外部的对流传热系数也有所不同，外部传热系数平均要比内部大31.5%。雷志良等[11]对水平螺旋管内层流状态下的航空煤油的流动传热特性展开了实验研究，探究了不同变量对传热特性的影响，分析了不同浮升力影响的大小以及拟合了层流状态下的传热关联式。

目前针对超临界航空煤油在螺旋管内的流动换热特性研究虽已有很多，但相对而言实验研究数据特别是层流状态下实验研究数据仍然较少，而本文所用结构也未曾在其他文章中出现过。本文通过电加热螺旋管，通过测量实验进出口温度、压力以及壁温等，推导传热系数、努赛尔数等表征传热的变量，探究热流密度、质量流量等参数变化对其影响，进而达到探讨螺旋管内超临界航空煤油流动换热特性的目的。

1 实验与数值模拟方法

1.1 实验系统与方法

本文的主要实验系统如图 1 所示，燃料桶中的航空煤油 RP-3 通过高压恒流泵加压后，经过质量流量计进入螺旋管，通过调节恒流泵的设置来改变进口的质量流量，质量流量的研究范围为 1—5g/s。螺旋管使用电加热装置，通过改变直流电源的加热功率达到调节壁面热流密度的目的，热流密度的研究范围为 150—300kW/m^2；螺旋管出口的航空煤油通过冷凝器和背压阀后进入废油桶，背压阀控制压力为 4MPa。

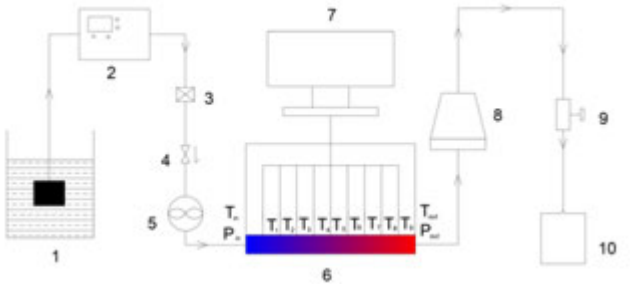


图 1 实验流程简图

1. 燃料筒；2. 高压恒流泵；3. 过滤器；4. 止回阀；5. 质量流量计；6. 加热工段；7. 数据采集系统；8. 冷却塔；9 背压阀；10 废料桶

加热段所用的实验加热器具螺旋管如图 4 所示，其中螺旋直径为 40mm，螺距为 15mm，螺旋管内径为 2mm，外径为 3mm。每隔 180° 设置一个壁温采集点，通过焊接 K 型热电偶的方式采集壁温。

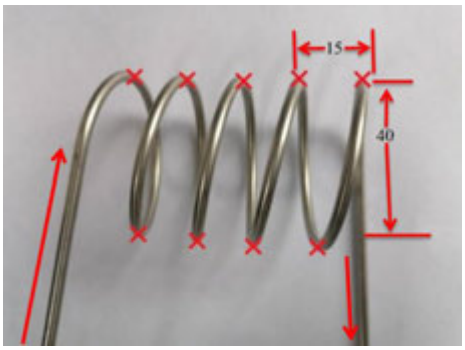


图 4 螺旋管实物图及热电偶分布（×为壁温采集点）

1.2 实验数据分析方法

对流换热系数的定义为：

$$h=\frac{q_w}{T_{w,ave}-T_f} \tag{1-1}$$

其中 q_w 为对应加热功率下的热流密度，T_f 为流体温度，$T_{w,ave}$ 为内壁温。因为焊接的热电偶位于管壁的外侧，需要用外壁温推导内壁温。将管壁视为具有均匀内热源的圆筒，其一维稳态导热方程如下所示：

$$\dot{\phi}=-\frac{1}{\mathrm{r}}\cdot\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda r\frac{\partial T}{\partial r}\right) \tag{1-2}$$

其中体发热功率为：

$$\dot{\phi}=\frac{UI}{\pi l\left(R_o^2-R_i^2\right)} \tag{1-3}$$

在此实验情况条件下的边界条件为：

$$r=R_o,\quad \lambda\frac{\partial T}{\partial r}=q_{loss,loc}$$

$$r=R_o,\quad T=T_w$$

其中 $q_{loss,loc}$ 为热损失，R_o 为外径，T_w 为测量所得的外壁温，将边界条件代入微分方程，计算可得内壁面温度计算公式：

$$T_{w,ave}=T_w+\frac{UI}{4\pi\lambda l}+\frac{R_o}{\lambda}\left(\frac{UI}{2\pi l}\cdot\frac{R_o}{R_o^2-R_i^2}-q_{loss,loc}\right)\ln\frac{R_{\mathrm{i}}}{Ro} \tag{1-4}$$

对实验所用螺旋管进行空管加热进行散热标定，所得数据图如图 5 所示：

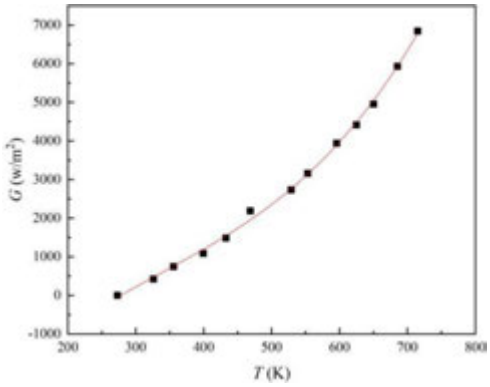


图 5 螺旋管散热标定

对图中数据进行拟合，所得热损失方程如下：

$$q_{loss,loc} = -0.000149106T_w^3 + 0.04533T_w^2 + 5.41684T_W + 10.84793 \quad (1\text{-}5)$$

流体温度根据能量守恒公式计算沿程：

$$\Delta T_x = \frac{\Delta h_x}{c_p} = \frac{(UI/l - 2\pi R_o q_{loss,loc})\Delta x}{\dot{m}c_p} \quad (1\text{-}6)$$

$$T_f = T_{in} + \sum \Delta T_x \quad (1\text{-}7)$$

其中，Δx 为相邻另个热电偶之间的距离，ΔT_x 为螺旋管管内相应距离之间流体温度温升。为进一步探究螺旋管传热特性，需计算沿程雷诺数、普朗特数和努塞尔数：

$$\text{雷诺数 } Re = \frac{d_h u \rho}{\upsilon} = \frac{\dot{m} d_h}{A\upsilon} \quad (1\text{-}8)$$

$$\text{普朗特数 } Pr = \frac{c_p \upsilon}{\lambda} \quad (1\text{-}9)$$

$$\text{努塞尔数 } Nu = \frac{h d_h}{\lambda} \quad (1\text{-}10)$$

对不确定度展开分析，依据文献[11]中式子（式 2-11、式 2-12）计算可得，对流换热系数和努赛尔数不确定度分别为 7.0%和 7.3%。

$$u_r(h) = \left(\left(\frac{\partial h}{\partial q_w} \right)^2 u_r^2(q_w) + \left(\frac{\partial h}{\partial \Delta T} \right)^2 u_r^2(\Delta T) \right)^{1/2} \quad (1\text{-}8)$$

$$u_r(Nu) = \left(\left(\frac{\partial Nu}{\partial h} \right)^2 u_r^2(h) + \left(\frac{\partial Nu}{\partial d} \right)^2 u_r^2(d) + \left(\frac{\partial Nu}{\partial \lambda} \right)^2 u_r^2(\lambda) \right)^{1/2} \quad (1\text{-}9)$$

2 航空煤油在螺旋管内换热特性实验研究

2.1 质量流量对传热的影响

在得出了不同工况下的平均壁温、流体温度、*Re*、*h*、*Nu* 和 *Pr* 的沿程分布之后，需要

进一步探索不同因素对螺旋管内超临界航空煤油的流动换热特性研究，因此需要将不同工况的曲线绘制到一起，这样对比更加直观，更加有利于去探讨不同因素对其换热特性的影响。考虑到实验当中分别以热流密度和质量流量作为变量，因此我们分别做出以质量流量和热流密度作为对比量时的螺旋管内各个参数的沿程分布图，作图时保证另外一个量不变，在此基础上对实验数据展开分析探究。

在螺旋管中，流型对流动传热的影响十分重要，螺旋管中临界雷诺数的计算常用到如下式子：

$$\text{Srinivasan}: Re_c = 2100[1+12(\frac{d}{D})^{0.5}]^{[12]} \quad (2-1)$$

$$\text{Schmidt}: Re_c = 2300[1+8.6(\frac{d}{D})^{0.45}]^{[13]} \quad (2-2)$$

首先以质量流量为对比量进行绘图分析研究，热流密度选择 200kW/m^2，所得数据如图 6 所示。图 6 的六个分图分别绘制了 200kW/m^2 热流密度时不同质量流量下平均壁温、流体温度、*Re*、*h*、*Nu* 和 *Pr* 的沿程分布。由图 6(a)可得，螺旋管壁温基本上程沿程递增分布，沿程流体温度分布也是如此，这是由路程越长吸热量越多所致。在固定热流密度的前提下，流量越大，单位质量航空煤油吸收热量越小，因此质量流量越小的工况温升越高，质量流量越大的工况温升越小，壁温和流体温度的曲线也就越平坦，如图 6(a)和 6(b)所示。依据这一分析，同样可知 0.001kg/s 工况下流体温度上升最为剧烈，结合其物性可知温度的急剧上升会引起黏度的剧烈变化，进而导致了雷诺数的急剧上升（如图 6(c)所示），但由 6(c)可知，在 200kW/m^2 的热流密度下，不同质量流量下的流体的雷诺数没有超过螺旋管中临界雷诺数数值的，因此流体全程处于层流状态，流型并未发生改变。

由于流体湍动程度的上升，0.001kg/s 工况下流体的后半程的努塞尔数也出现了较为剧烈的上升(如图 6(d)所示)。由图 6(d)和图 6(e)可知，对流换热系数和努塞尔数出现了先下降后上升的趋势，是因为起初热边界层发展不充分，出现了入口段传热恶化的现象，所以对流换热系数和努塞尔数起初较高。而随着流体温度的升高，表征动量边界层与热量边界层的普朗特数进一步下降(如图 6(f)所示)，说明热边界层得到了发展，这也带来了努塞尔数和对流换热系数的下降，而在热边界层得到发展之后，雷诺数的上升表明流体的湍动程度得到了加强，因此努塞尔数和对流换热系数又再次上升。从图 6(f)可知，随着质量流量的增加，Pr 数增加，这表明速度边界层与热边界层厚度的比值随着质量流量的增加而增加。

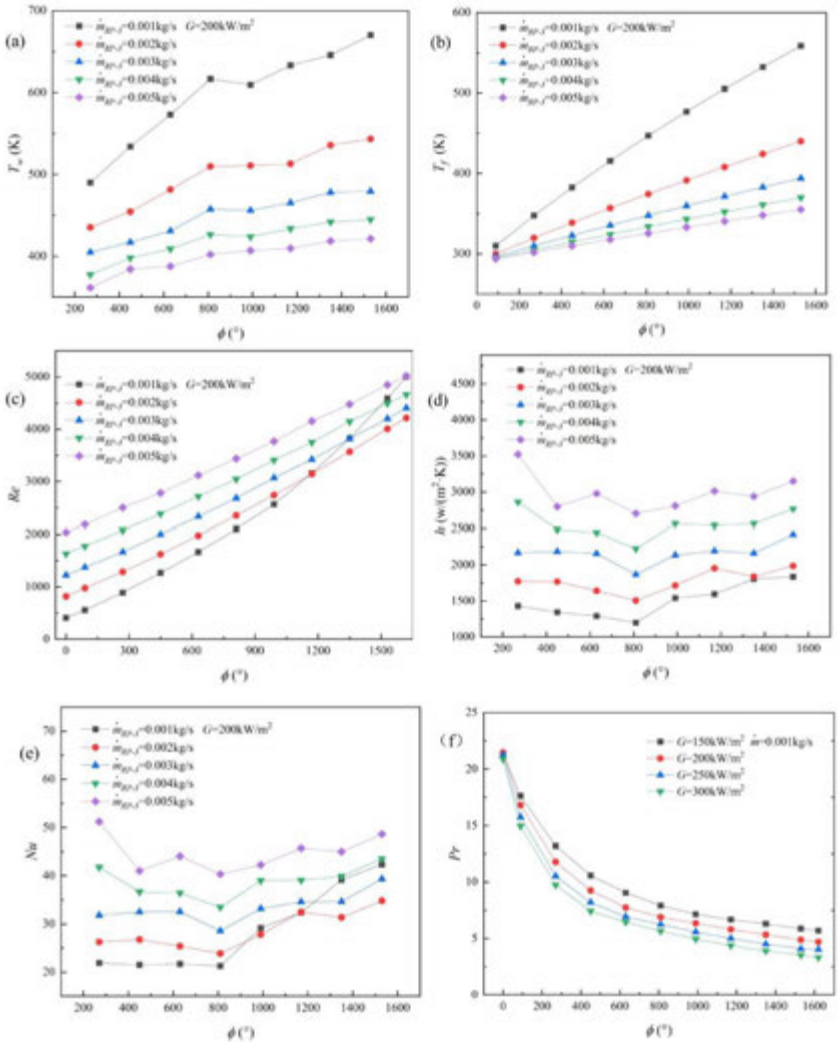


图 8 不同质量流量下(a)平均壁温；(b)平均流体温度；(c)*Re*；(d)*h*；(e)*Nu* 和(f)*Pr* 的分布

2. 2 热流密度对传热的影响

在探究完质量流量的影响之后，再以热流密度为对比量进行绘图分析研究，质量流量选择为 1g/s，所得数据如图 7 所示。

图 7 给出了质量流量为 0.001kg/s 时，不同热流密度下平均壁温、流体温度、*Re*、*h*、*Nu* 和 *Pr* 的沿程分布。由图 7(a)可得，螺旋管平均壁温基本上沿程递增分布，沿程流体温度分布也是如此，这主要是因为流体流经路程越长，吸收热量越多的缘故。由于加热功率的不同，在相同质量流量下加热功率越大则单位质量航空煤油吸收热量越大，因此热流密度越大的工况温升也越高(如图 7(b)所示)。

由图 7(c)可得，所选工况下流体的雷诺数基本全程小于临界雷诺数，在高热流密度时后半段个别点超过了临界值，因此流体基本上为层流，热流密度越大雷诺数越大，表明流体温度上升导致黏度下降，这也与航空煤油物性相吻合。由图 7(d)和 7(e)可知入口处努塞尔数与对流换热系数出现了不同程度的下降，是因为入口处的热边界层发展不充分所导致。在后半段热边界层充分发展之后，热流密度越高（流体温度越高），对流换热系数和努塞尔数越大，表明温度增加后，随着 RP-3 的定压比热容加大，黏度减下，流体的湍动程度得到了加强，传热得到了加强。从图 7(f)可以看出，随着热流密度的增加，Pr 数减小，这表明热流密度增加后，热边界层得到了更充分的发展，因此速度边界层与热边界层厚度的比值随之出现了下降。

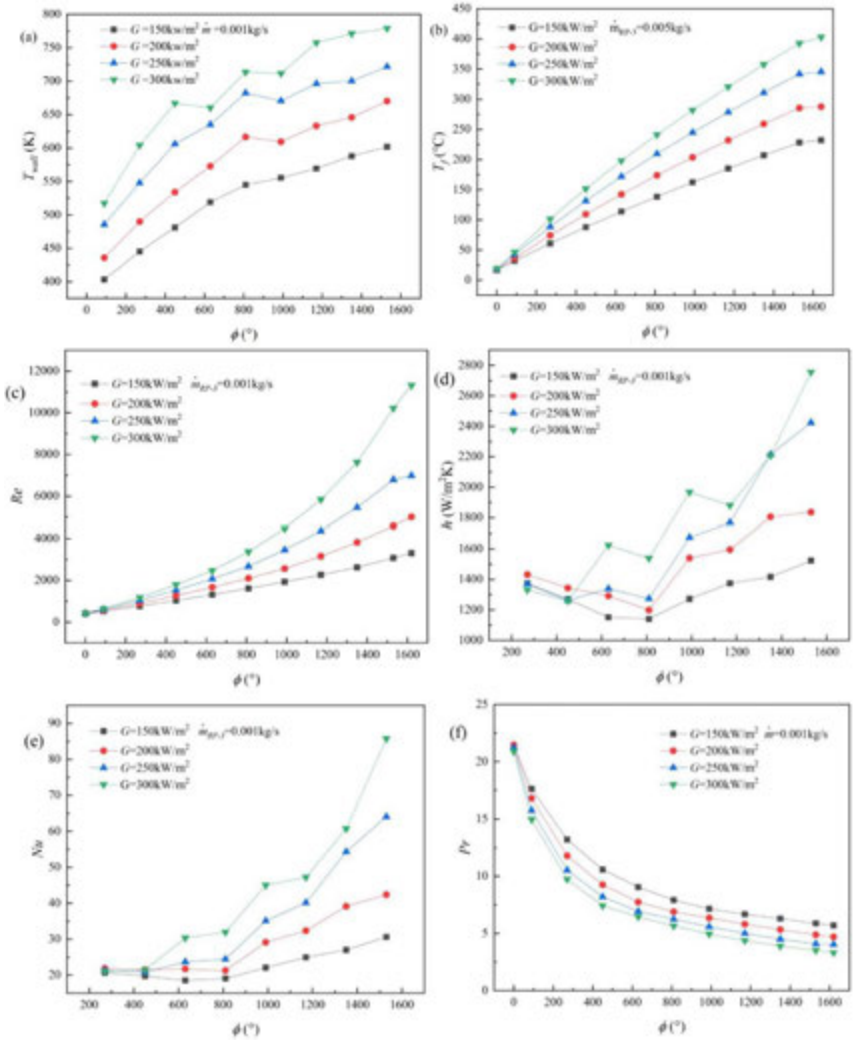


图 7 不同热流密度下(a)平均壁温；(b)平均流体温度；(c)*Re*；(d)*h*；(e)*Nu* 和(f)*Pr* 的分布

2.3 二次流与浮升力

由于螺旋管本身结构具有的特性，流体在螺旋管内流动时会受到离心力的影响，并且离心力会引起二次流和浮生力，对换热产生一定的影响，因此需要对其进行研究探讨。因为引起二次流的离心力与螺旋管的结构有关，所以求解二次流，需要用到曲率（δ）和挠度（τ）两个与螺旋管本身有关的结构参数，其定义如下式所示：

$$\delta=\frac{\mathrm{d}}{D} \tag{2-3}$$

$$\tau=\frac{P_s}{R_c^2+P_s^2} \tag{2-4}$$

其中 R_c 为螺旋管半径，单位 m； P_s 为螺旋管的斜度常数，计算式如下：

$$P_s=\frac{P}{D} \tag{2-5}$$

其中 P 为螺距，单位 m。

在受热螺旋管中，由螺旋管中离心力产生的二次流称为 Dean 旋涡；挠率产生的二次流称为涡流二次流[14]。

离心力引起的二次流占比依据下式计算：

$$\frac{u_1}{u}=\delta^{0.5}\ [15] \tag{2-6}$$

代入本章中螺旋管数据可知离心力引起的二次流占比为 22.36%。

螺旋管内挠率引起的涡流二次流占主流的比例可以用下式计算：

$$\frac{u_2}{u}=\frac{2\pi\gamma\delta}{1+4\pi^2\gamma^2}\quad [16] \tag{2-7}$$

其中γ为无量纲螺距，$\gamma=\dfrac{P}{D}$

代入数据计算可得挠率引起的二次流占比为 1.80%。说明在螺旋管中离心力引起的二次流占比较大。

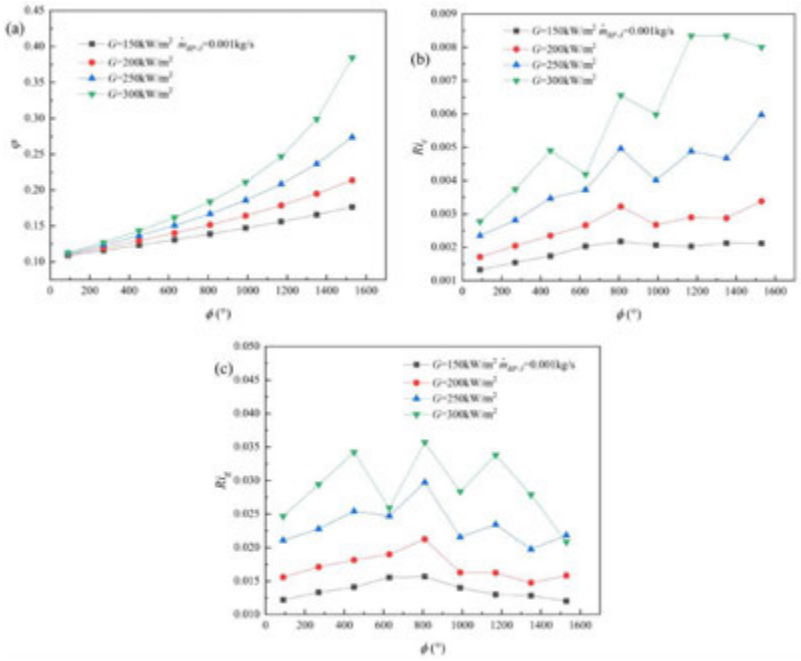


图 8 不同热流密度下(a) φ；(b)Ri_g；(c)Ri_c

此外螺旋管内的流体受到重力和离心力的作用，会产生两类浮升力，分别用 Gr_g 和 Gr_c 表示[12]，定义如下：

$$Gr_g=\frac{(\rho_f-\rho_w)\rho_f g d^3}{u_f^2} \tag{2-8}$$

$$Gr_c=\frac{\delta}{4}\frac{(\rho_f-\rho_w)\mathrm{Re}^2}{\rho_f} \tag{2-9}$$

由此可以计算得出重力理查森数 Rig 和离心力理查森数 Ric 如下：

$$Ri_g=\frac{Gr_g}{\mathrm{Re}^2} \tag{2-10}$$

$$Ri_c=\frac{Gr_c}{\mathrm{Re}^2} \tag{2-11}$$

同时为了表征离心力引起的浮升力与重力引起的浮升力之比，引入下式：

$$\varphi=\frac{Ri_c}{Ri_g} \tag{2-12}$$

图 8 给出了质量流量为 0.001kg/s 时的工况下 φ、Ri_g 和 Ri_c 的分布。从图 10(a)和 10(b)可以看出，热流越大，离心力引起的强制对流越强，这是因为温度升高导致密度下降，致使流体速度加快所致。但在 0.001kg/s 的质量流量下，φ 值整体较低，证明基本处于自然对流和强制对流都存在的混合流状态。由图 10(c)可知，热流密度增加会导致重力理查德森数上升，这主要是因为热流密度增加的同时提升了流体和管壁的密度差，同时黏度下降所致。

图 9 给出了 200kW/m^2 下 φ、Ri_g 和 Ri_c 的分布。从图 11(b)中可以看出，质量流量越大，离心力引起的强制对流越弱，而在质量流量减小到 0.002 或者 0.001kg/s 时，重力引起的自然对流开始变大（图 9(c)所示），此时需要考虑重力引起的自然对流的影响，而流体则处于自然对流和强制对流额混合状态。然对流开始变大（图 9(c)所示），此时需要考虑重力引起的自然对流的影响，而流体则处于自然对流和强制对流额混合状态。

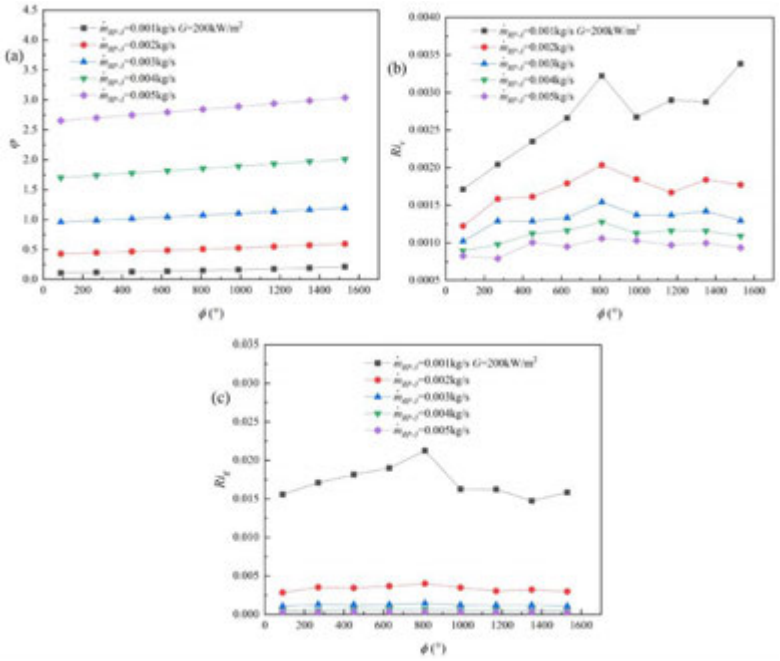


图 9 不同质量流量下(a) φ；(b)Ri_g；(c)Ri_c

2.4 传热关联式

从图 9（c）中可以看出，0.001kg/s 的工况下，大部分处于层流状态。入口处热边界层发展不充分，拟采用入口处 200mm 之后的式子进行传热关联式的拟合，适用工况为 Re<7586.26、T_f<Tpc、Pr<0.9、p=4MPa 和$\dot{m}$=0.001kg/s。

目前螺旋管中的传热经验关联式较少有针对层流状态下超临界航空煤油介质实验数据进行拟合，因此本文对实验数据进行新的传热关联式拟合，拟采用以下式子：

$$Nu = A \cdot De^{B} \cdot \mathrm{Pr}^{C} \tag{2-13}$$

其中 De 为迪恩数，定义式为：

$$De = Re \cdot (\frac{d}{D})^{0.5} \tag{2-14}$$

代入 150kW 下入口符合条件的数据，所拟合出的式子如下：

$$Nu = 0.0408 \cdot De^{0.91} \cdot Pr^{0.4} \tag{2-15}$$

将 0.001kg/s 下的其他符合情况的点代入，误差拟合图如图 10 所示，由图 10 可知拟合出来的式子具有较好的适合性，符合条件的点误差均在 15%以内。

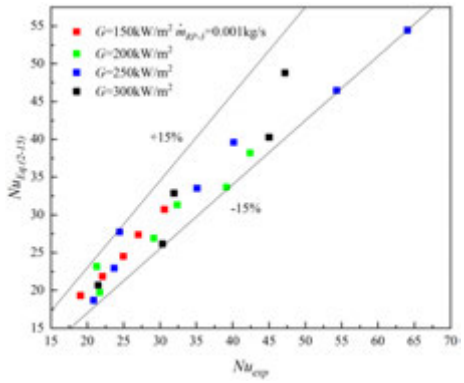


图 10 拟合式关于其他工况的适用情况

3 主要结论

本文通过对实验数据进行的总结分析，得到如下结论：

（1）螺旋管入口处由于开始加热的影响，会出现热边界层，由于入口段的热边界层发展不充分，所以努塞尔数与对流换热系数都受其影响，出现了先下降后上升的沿程分布。

（2）流体温度变化方面，质量流量越小温升越高，质量流量越大，其沿程变化温度越平缓；相同热流密度下质量流量为 0.001kg/s 的流体温升最为剧烈，进而导致黏度变化较为剧烈，致使雷诺数上升远快于相同热流密度下其他质量流量下沿程雷诺数的分布；质量流量减小，重力引起的浮升力和离心力引起的浮升力都会上升，但其比值基本不变，热流密度的增加强化了离心力引起的二次流的影响，但却会减弱重力引起的二次流的影响。

（3）对 0.001kg/s 下的沿程努塞尔数进行了传热关联式的拟合，使用 150kW 热流密度下的数据进行拟合，将其他质量流量下 0.001kg/s 的工况下的数据进行验证，得到的结果皆在 15%以内的误差。

参考文献

[1] 方昌德. 航空发动机的发展前景. 航空发动机, 2004, 30(1): 1-5.

[2] 于霄, 吕多, 李洪莲, 等. 空气冷却器在航空发动机上的应用及流动传热试验分析技术研究.计测技术, 2017, 37(3): 34-38.

[3] 胡训尧. 航空发动机外涵空气换热器性能研究[博士论文]. 南京：南京航空航天大学, 2011.

[4] Liu Penghua, Hongbo Han, Zewei Bao. Multi-objective Optimization of Fuel-air Tube-in-tube Helical Coil Heat Exchangers for Cooled Cooling Air System Applied in Aeroengines. Aerospace Science and Technology, 130 (2022): 107933.

[5] 孙青梅, 米镇涛, 张香文, 等. 吸热型碳氢燃料 RP-3 仿 JP-7 临界性质(t_c、P_c)的测定. 燃料化学学报, 2006, 34(4): 466-470.

[6] 黄丹. 超临界压力下航空煤油换热特性的实验和数值模拟研究[博士论文]. 杭州：浙江大学, 2016.

[7] 胡志宏, 陈听宽, 罗毓珊, 等. 超临界压力下煤油传热特性试验研究. 西安交通大学学报, 1999, 33(9):

33-37.

[8] 王雷雷, 徐可可, 孟华，等. 航空煤油超临界压力流/固/热耦合数值模拟. 工程热物理学报, 2013, 34(7): 1357-360.

[9] 付衍琛, 邓宏武, 吕品, 等. 螺旋管内超临界航空煤油流动阻力特性. 航空动力学报, 2013, 3: 688-694.

[10] Wen J, Huang H R, Fu Y C, *et al*. Heat transfer performance of aviation kerosene RP-3 flowing in a vertical helical tube at supercritical pressure. Applied Thermal Engineering, 2017, 121: 853.

[11] Lei, Zhiliang, and Zewei Bao. Experimental Investigation on Laminar Heat Transfer Performances of RP-3 at Supercritical Pressure in the Helical Coiled Tube. International Journal of Heat and Mass Transfer 185 (2022): 122326.

[12] Srinivas P, Nandapur S, Holland F A. Friction factors for coils. Transactions of the Institution of Chemical Engineers and the Chemical Engineer, 1970, 48(4-6): 156-161.

[13] Schmidt E F. Wärmeübergang und druckverlust in rohrschlangen. Chemie Ingenieur Technik, 1967, 39(13): 781-789.

[14] Dean W R. Note on the motion of fluid in a curved pipe. Philosophical Magazine, 1927, 4(7): 208-223.

[15] Wang C Y. On the low Reynolds number flow in a helical pipe. Journal of Fluid Mechanics, 1981, 108(1): 185-194.

[16] Ciofalo M, Arini A, Liberto M D. On the influence of gravitational and centrifugal buoyancy on laminar flow and heat transfer in curved pipes and coils. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2015, 82(3): 123-134.

中国工程热物理学会 传热传质
学术会议论文 编号：233466

燃机间冷器压缩空气流动换热特性研究

张凯[1]，成克用[1,2,3]，淮秀兰[1,2,4]，陈俊霖[1,2]
(1.中科南京未来能源系统研究院，南京，211100)
(2.中国科学院工程热物理研究所，北京，100190)
(3.中国科学院大学南京学院，南京，211135)
(4.中国科学院大学工程科学学院，北京，100049)
(Tel:18940112373, Email:k18940112373@163.com)

摘要：233466 印刷电路板式换热器具有高效紧凑的特点可应用于燃机间冷器，本文利用数值模拟方法研究压缩空气在不同换热通道中的流动与换热规律，结果表明，不同通道换热性能与压力损失均随着系统进口质量流量的增大而增大，Z 型通道、对称翼型通道、非对称翼型通道和菱形通道相较于直通道换热性能与压力损失均增大，并使用场协同原理分析了不同通道强化换热机理。最后对五种通道流动换热性能进行综合分析，非对称翼型通道综合换热性能最佳。

关键词：间冷器；压缩空气；换热通道；场协同

0 前言

燃气轮机已广泛应用于舰船动力系统，为进一步提升燃机总体性能，间冷、间冷回热等先进燃机循环得到应用[1]。低压压气机出口空气进入间冷换热器冷却降温，而后进入高压压气机，可有效降低压气机功耗，提高燃机总功率，间冷器是先进燃机循环系统的重要组成部分。舰用燃气轮机需满足紧凑度要求，印刷电路板式换热器（PCHE）是由金属板经光化学刻蚀加工形成毫米级微通道，并经扩散焊将各个金属板连接而成，具有结构紧凑、换热效率高等特点，在核能、航空航天等领域有广阔的应用前景[2-3]。

文超柱[4-5]等针对板翅式间冷器通道建立计算模型，研究了板翅式通道内部流动换热规律。陈吉铖[6]设计了 CC 型交叉波纹板式间冷器，经理论计算与实验得出 CC 型交叉波纹板式间冷器换热性能良好。周雷[7]通过实验研究了 CC 型波纹板芯体间冷器的流动阻力特性和换热特性。PCHE 通道结构主要为直通道、Z 型通道、S 型通道、翼型通道等，Seo [8]针对氦气在直通道的 PCHE 中进行了实验研究，结果表明，冷热流体采用逆流布置方式的平均传热速率和比顺流高 6.8%。Chen[9]对氦气在直通道结构换热器开展实验研究，根据实验结果拟合得到流动传热关联式。Yoon[10]采用数值仿真研究了 Z 型通道的相对长度比、弯曲角度和弯曲曲率半径等几何参数的影响。Zhang[11]对超临界二氧化碳（S-CO_2）在 Z 型通道的流动换热开展数值研究，研究发现在计算工况条件下弯曲角度为 110°~130°时综合换热性能最好。Chen[12]针对氦气在 Z 型流道内的流动换热特性进行

基金项目：国家科技重大专项(J2019-III-0021-0065)；国家自然科学基金(52106117)

了实验研究并拟合了流动传热关联式。同时与直通道相比，Z 型通道具有更好的整体传热性能。Kim[13-14]通过数值仿真与实验研究了以氦气、水为工质的 Z 型通道换热器的热力性能。Kim[15]对对称翼型通道模型中 S-CO_2 流动传热特性进行了数值研究，研究发现，翼型通道单位体积总换热速率与Z型通道基本相同，而压降仅为Z型通道的1/20。Zhao[16]以超临界液化天然气为工质，数值研究了对称翼型翅片布置方式对传热和流动阻力的影响，研究表明交错排列的翼型比平行排列的翼型表现出更好的传热性能。Chen[17]通过数值仿真分析对比压缩湿空气在直通道、Z 型通道以及对称翼型通道的换热性能，结果表明，对称翼型通道具有最佳的热力综合性能并拟合湿空气在对称翼型通道的流动换热关联式。Chu[18]采用数值仿真研究了 S-CO_2 在对称翼型、非对称翼型通道内的换热特性。Zhu[19]通过数值仿真研究了非对称翼型通道翅片排列方式、攻角、水平间距对流动和换热性能的影响。Xu[20]提出一种菱形通道结构，与对称翼型通道相比，流阻性能更为优异。Polat[21]采用数值仿真研究了以水为工质菱形翅片流动换热特性。结果表明，菱形翅片角度是影响流动传热性能的主要几何设计变量。Yang[22]对菱形翅片通道进行了实验研究，研究发现，菱形翅片通道以相对较低的压降为代价，实现与之字形通道相当的单位体积换热速率。韩增孝[23]等利用数值模拟比较了湿空气在直通道、Z 型流道、对称翼型流道的流动换热特性，结果表明对称翼型通道综合换热性能更优。

目前 PCHE 研究主要集中于以 S-CO_2、氦气为工质的发电系统换热器，面向压缩空气为工质的燃机间冷器研究较少，同时针对 PCHE 的研究主要以单一种类通道结构的换热性能研究，缺少非对称翼型、菱形通道的综合换热性能的对比分析研究。因此，本文将研究压缩空气在直通道、Z 型通道、对称翼型通道、非对称翼型通道、菱形通道内的流动换热性能，分析不同通道结构对传热影响机理，为燃机间冷器优化设计提供参考。

1 物理模型与计算方法

1.1 物理模型与网格划分

如图 1 所示，不同流道长度 L 均为 120mm，其中，直通道流道直径 D 为 3.5mm，Z 型通道流道由 10 个锯齿段组成，每个锯齿段长度为 12mm, 流道直径 D 为 3.5mm，锯齿段夹角 α 为 140°。对称翼型翅片通道、非对称翼型翅片通道、菱形翅片通道高度 H 分别为 1.198mm、1.210mm、1.195mm。对称翼型为 NACA0015 翼型，非对称翼型为 NACA6413 翼型，翅片弦长 L_v 为 6mm，翅片横向间距 L_t 为 12mm，通道宽度 L_h 为 5mm。



(a)直通道计算模型　(b)Z 型通道计算模型　(c)对称翼型翅片计算模型

(d) 菱形翅片计算模型　(e)非对称翼型翅片计算模型　(f)不连续翅片排列几何参数

图 1 计算模型结构示意图

采用 ICEM 软件对模型进行网格划分，采用结构化网格并对近壁处网格进行加密，计算模型局部网格图如图 2 所示，网格整体质量大于 0.7，壁面附近 y^+ 小于 1。对直通道、Z 型通道、翼型通道进行网格无关性验证，如表 1、表 2、表 3 所示，不同通道结构网格 3 与网格 4 的换热系数误差分别为 0.29%、0.11%和 0.34%，为提升计算效率，选择网格 3 进行仿真分析。



(a)半圆截面网格图　(b)对称翅片网格图　(c)菱形翅片网格图　(d)非对称翅片网格图

图 2 计算模型局部网格图

表 1 直通道网格无关性验证

	网格数	换热系数 h/W·m^{-2}·K^{-1}
网格 1	30 万	158.37
网格 2	50 万	148.89
网格 3	66 万	148.21
网格 4	78 万	147.77

表 2 Z 型通道网格无关性验证

	网格数	换热系数 h/W·m^{-2}·K^{-1}
网格 1	35 万	273.72
网格 2	54 万	235.72
网格 3	71 万	231.74
网格 4	85 万	231.48

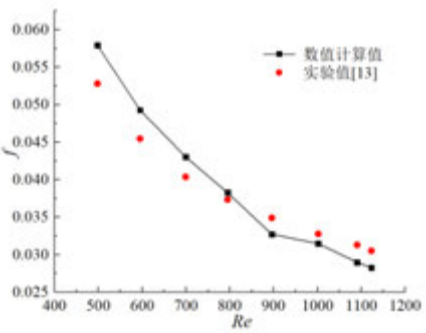
表 3 翼型通道网格无关性验证

	网格数	换热系数 h/W·m^{-2}·K^{-1}
网格 1	32 万	217.88
网格 2	53 万	205.59
网格 3	78 万	203.51
网格 4	92 万	204.22

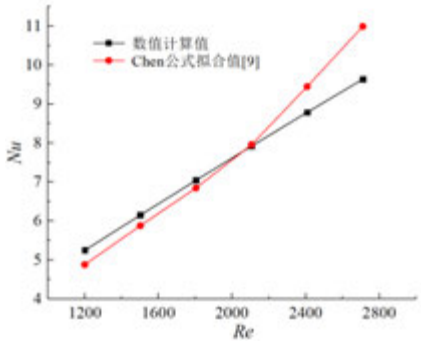
1.2 边界条件与模型验证

模型进口给定质量流量，总温为 400K，出口给定静压为 300kPa，壁面为无滑移固壁，并给定热流密度-5 kW/m^2。使用 CFX 进行稳态求解，选择 SST k-w 湍流模型。使用与本文相同的数值模拟方法对文献[13]中实验模型进行计算，并与实验结果进行对比，结果如图 3 所示，数值模拟结果与实验值误差在 2%~10%之间，验证了本数值模拟方法的可靠性。并且将直通道模拟结果与文献[9]中流动换热关联式进行对比，将 Z 型通道模

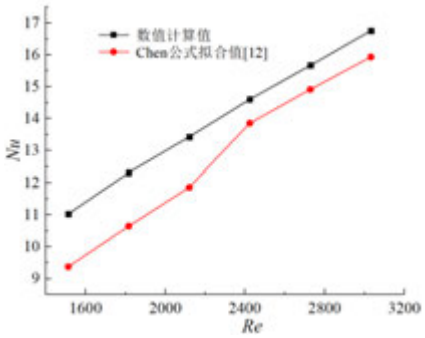
拟结果与文献[12]中关联式进行对比，将翼型通道模拟结果与文献[17]中关联式进行对比，直通道模拟结果与关联式计算结果误差在 2%~14%之间，Z 型通道误差在 4%~15%之间，翼型通道误差在 1%~7%之间，进一步验证了本文数值模拟方法的准确性。



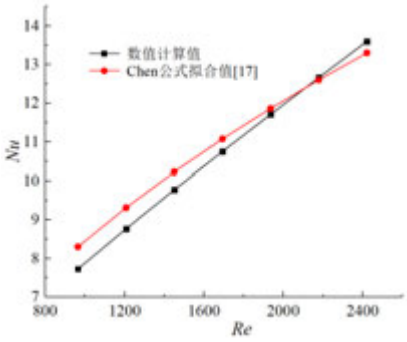
(a)数值结果与实验结果对比



(b)直通道数值结果与公式拟合值对比



(c)Z 型通道数值结果与公式拟合值对比



(d)翼型通道数值结果与公式拟合值对比

图 3 数值模拟方法验证

1.3 参数定义

雷诺数、水力直径、对流换热系数、努塞尔数、传热 j 因子以及范宁摩擦系数分别为：

$$Re=\frac{\rho u D_{\mathrm{h}}}{\mu}, D_{\mathrm{h}}=\frac{4S}{P}, h=\frac{q}{T_{\mathrm{w}}-T_{\mathrm{ave}}}, Nu=\frac{hD_{\mathrm{h}}}{\lambda}, j=\frac{Nu}{RePr^{1/3}}, f=\frac{\Delta p}{2\rho u^2}\frac{D_{\mathrm{h}}}{L} \tag{1}$$

式中，ρ 表示密度，u 表示速度，μ 表示动力黏度，D_{h} 表示水力直径。S 表示流体横截面积，P 表示润湿周长，q 表示热流密度，T_{w} 表示壁面温度。T_{ave} 表示流体进出口平均温度，λ 表示流体导热系数，Pr 表示流体普朗特数，Δp 表示流体进出口压降，L 为进口到出口有效流动长度。

衡量 Z 型通道、对称翼型通道、菱形通道以及非对称翼型通道相对于直通道的流动传热综合强化效果，定义强化率 η 为：

$$\eta=\frac{(j_{\mathrm{i}}/j_0)}{(f_{\mathrm{i}}/f_0)^{1/3}} \tag{2}$$

式中，下标 0 表示直流道结构，下标 i 表示其他流道结构。

2 计算结果分析

2.1 流动特性分析

当流道进口质量流量 m 为 0.15g/s 时，不同流道结构中段位置处流线及速度云图如图 4 所示。Z 型流道内气流流速最高，直通道次之，翼型翅片及菱形翅片通道速度较低。直通道内气流流动较为平缓，流线整齐分布。 Z 型通道内气流流向发生多次改变，流速波动较大，在通道拐角靠近壁面位置存在低速区。气流在翼型翅片、菱形翅片前缘减速滞止，沿着翅片翼弦方向通道变窄，气流速度增大，在翅片尾缘处由于边界层的逐渐发展，气流减速。在翅片尾缘后区域气流相互混合至下一翅片前缘处滞止减速。由于对称翼型翅片、菱形翅片的对称性，通道内气流流速沿翼弦方向呈对称分布，而非对称翼型翅片叶背侧流速大于叶盆侧。菱形翅片尾缘后混合区域明显大于翼型翅片，这是因为菱形翅片后段向内折转角较大，气流发生流动分离。

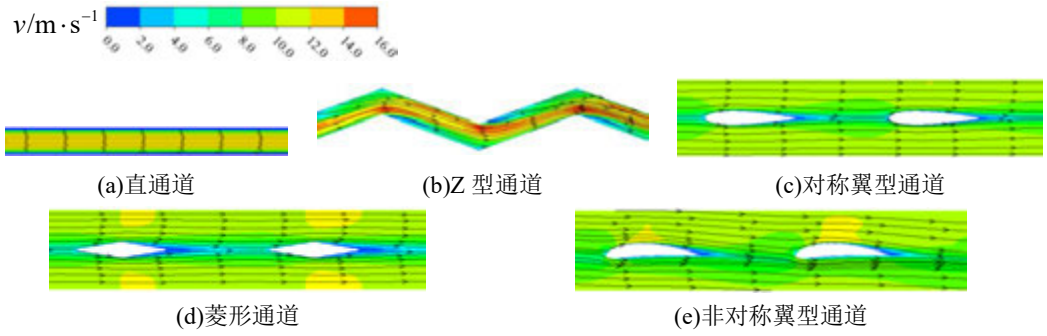


图 4 不同通道结构局部流线及速度云图

不同通道结构总压损失曲线如图 5 所示。随着 m 的增大，不同流道结构总压损失均增大。这是由于当 m 增大时，通道内气流流速增大，流动损失也随之增加。Z 型流道结构总压损失最大且增幅明显高于其他四种流道结构，Z 型流道内气流流速较大，气流方向受壁面约束发生多次改变，气流扰动较为剧烈。直通道总压损失最低，翼型通道、菱形通道总压损失较为接近。当 m 小于 0.15g/s 时，翼型翅片与菱形翅片总压损失相差较小。当 m 大于 0.15g/s 时，对称翼型翅片总压损失则低于非对称翼型以及菱形。

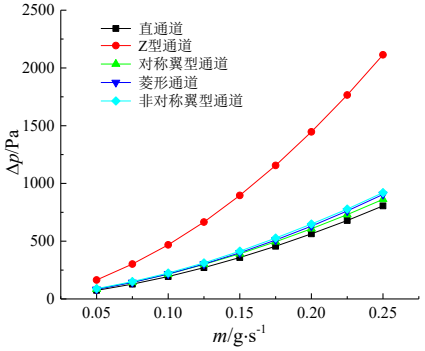


图 5 不同通道结构总压损失变化曲线

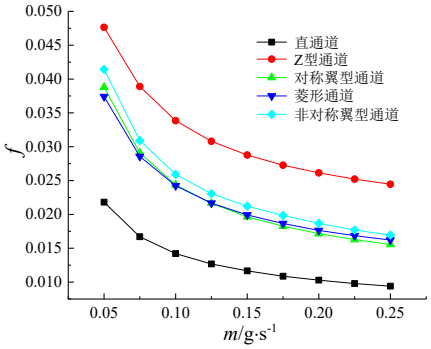


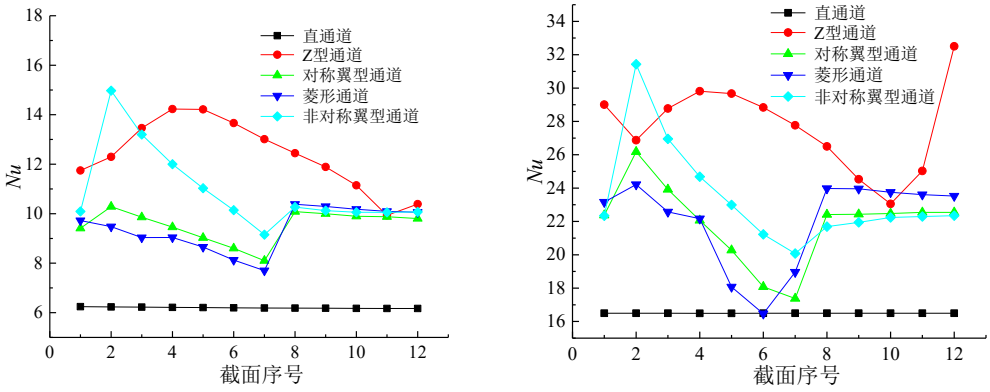
图 6 不同通道结构 f 因子变化曲线

由图 6 可知，不同通道结构摩擦因子 f 均随 m 的增大而降低，这是由于当 m 增加，

流体雷诺数也随之增大，而摩擦因子与雷诺数成反比。Z 型通道 f 因子最大，直通道 f 因子最小，非对称翼型翅片 f 因子高于对称翼型翅片与菱形翅片，在低流量条件下，菱形翅片 f 因子低于对称翼型翅片，在高流量条件下，则高于对称翼型翅片。

2.2 换热特性分析

在不同结构换热通道内，在流道中部位置建立 12 个等值面，对应 Z 型流道为第 5 锯齿位置，对应不连续翅片结构为第 5 个翅片通道。如图 7 所示，当 m 分别为 0.05g/s、0.2g/s 时沿程 Nu 分布。直通道结构气流流动较为稳定，沿程 Nu 几乎不改变，Z 型通道由于内部气流扰动较大，局部 Nu 变化规律较为复杂。翅片通道 Nu 存在局部高点，之后 Nu 先降低后升高，最后趋于稳定。气流冲击翅片前缘，起到强化换热的作用，并且前缘位置气流边界层较薄，故翅片前缘 Nu 较大，随着气流边界层在尾缘附近的发展变厚，Nu 降低。在翅片尾缘后混合区域，气流间混合扰流作用增强，Nu 则增大后趋于稳定。



(a) m=0.05g/s　　(b) m=0.2g/s

图 7 不同通道结构局部截面 Nu 变化曲线

不同通道结构 Nu 随 m 的变化曲线如图 8 所示，随着 m 的增加，流体雷诺数增大，流体间扰动增强了换热，故不同结构 Nu 均增大。其中，Z 型通道 Nu 数最大，直通道 Nu 数最小，翼型翅片与菱形翅片 Nu 介于二者之间。非对称翼型翅片 Nu 数高于对称翼型翅片与菱形翅片。

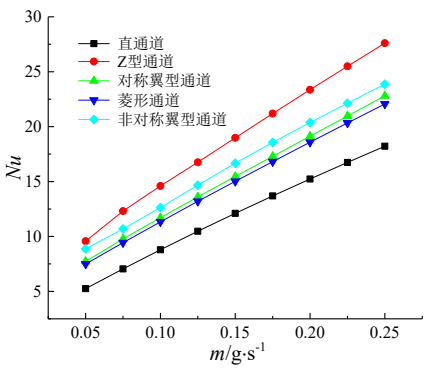


图 8 不同通道结构 Nu 变化曲线

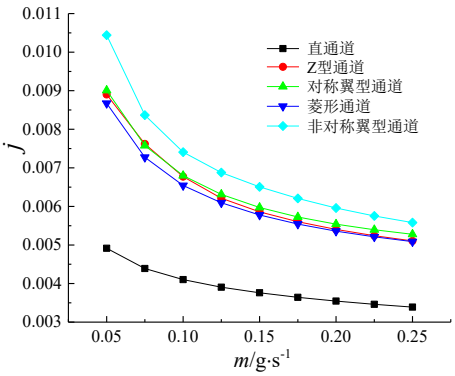


图 9 不同通道结构 j 因子变化曲线

由于不同通道内雷诺数存在差异，由图 9 可知不同通道结构的 j 因子变化规律与 Nu

数不尽相同。直通道 j 因子仍为最小值，非对称翼型翅片 j 因子最大，而 Z 型通道 j 因子与对称翼型翅片、菱形翅片差异则较小。根据 j 因子定义式可知，j 因子与 Nu 数成正比，与 Re 数成反比，故当 m 增大时，j 因子则降低。由于 Z 型通道内气流雷诺数较高，故 j 因子低于非对称翼型通道。

根据协同场原理，Nu 数可以表示为：

$$Nu = RePr\int_0^1 (\overline{\mathbf{U}}\bullet\Delta\overline{\mathbf{T}})d\overline{y}, \quad \overline{\mathbf{U}}\bullet\Delta\overline{\mathbf{T}}=\left|\overline{\mathbf{U}}\right|\left|\Delta\overline{\mathbf{T}}\right|\cos\theta \tag{3}$$

将式(3)变形，可得场协同数的定义式：

$$Fc = \frac{Nu}{RePr} = \int_0^1 (\overline{\mathbf{U}}\bullet\Delta\overline{\mathbf{T}})d\overline{y} \tag{4}$$

其中，$\overline{\mathbf{U}}$ 是速度矢量，$\Delta\overline{\mathbf{T}}$ 是温度梯度矢量，θ 是两矢量间的夹角。由式中可知，强化换热的基本思路就是提高速度场与温度梯度的大小以及提升速度与温度梯度间的协同性。流道中部 12 个等值截面处场协同角 θ 分布云图如图 10 所示，直通道结构 θ 较小值分布在中心位置，沿流动方向分布规律几乎不变。Z 型通道结构 θ 较小值分布面积广，θ 较小值主要集中于靠近壁面位置处，沿流动方向分布变化大。翼型翅片结构与菱形翅片结构 θ 分布较为相似，θ 较小值主要分布在在通道高度中部位置以及翅片尾缘后气流混合区。

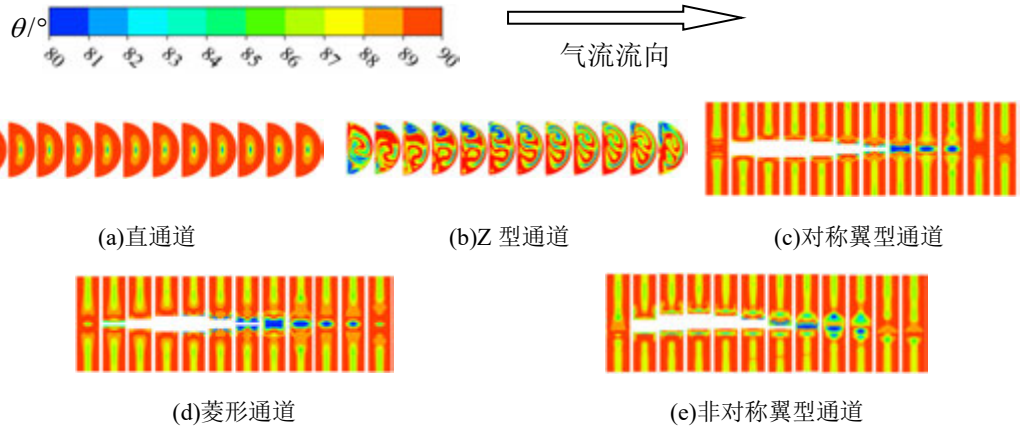
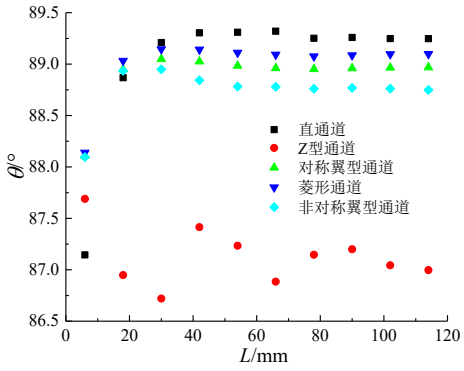


图 10 不同通道结构局部截面 θ 分布云图

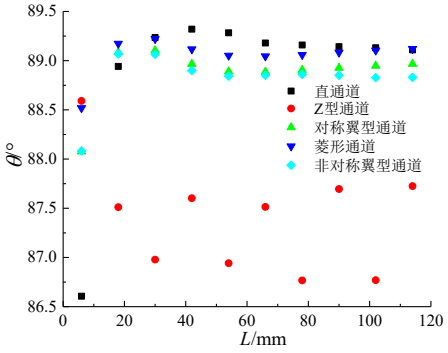
当进口质量流量分别为 0.05g/s、0.2g/s 时沿程场协同角 θ 分布曲线如图 11 所示。在不同 m 条件下，通道沿程 θ 变化规律大致相同。Z 型通道结构 θ 最小，沿程 θ 波动较大。直通道结构除入口位置附近处 θ 较小外，沿程 θ 均为高于其他通道结构。在三种不连续翅片通道结构中，菱形翅片通道 θ 最高，而非对称翼型通道 θ 低于对称翼型通道及菱形通道。

流道内场协同数 Fc 变化曲线如图 12 所示，不同流道结构 Fc 均远小于 1，有很大的改进空间。随着 m 的增加，不同通道结构 Fc 均逐渐降低，说明雷诺数的增加速度场与温度梯度场的协同性逐渐降低。其中，非对称翼型通道场协同性最好，直通道场协同性最差。由上文可知，Z 型通道 Nu 最大，非对称翼型翅片次之，直通道最小。对比可知，Z 型通道速度绝对值较大，非对称翼型翅片速度场与温度梯度场整体协同性较好，从而

使通道内换热性能得到强化，场协同原理可较好的解释不同通道结构的强化换热机理。



(a) m=0.05g/s



(b) m=0.2g/s

图 11 不同通道结构沿流动方向 θ 变化曲线

不同 m 条件下五种通道结构强 化率变化如图 13 所示，以直通道结构为基准，Z 型通道以及三种不连续翅片通道强化率均大于 1。说明以压缩空气为工质，Z 型通道以及三种不连续翅片通道均可提升综合换热性能。非对称翼型翅片强化率最高，非对称翼型翅片具有最优的综合换热性能。

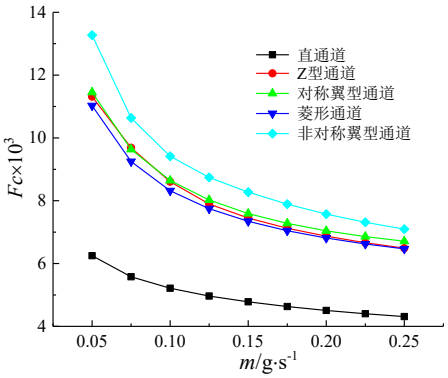


图 12 不同通道结构场协同数 Fc 变化曲线

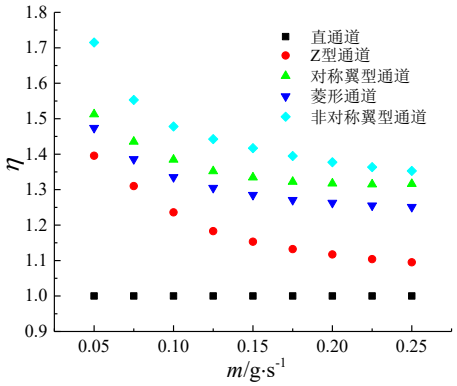


图 13 不同通道结构强化率对比

3 结　论

随着系统进口质量流量的增加，通道内流体雷诺数增大，增强了气流间的扰动，直通道、Z 型通道及不连续翅片通道结构换热系数及总压损失均增大。直通道流动特性最优，Z 型通道流动特性最差。非对称翼型翅片流动性能低于对称翼型翅片与菱形翅片，而在小流量条件下，菱形翅片流动性能优于对称翼型翅片，在高流量条件下，则低于对称翼型翅片。

直通道换热性能最差，Z 型通道换热性能最优，三种不连续翅片通道结构中，翼型翅片换热性能优于菱形翅片，非对称翼型翅片优于对称翼型翅片。利用场协同原理对通道内对流换热机理进行分析，Z 型通道及三种不连续翅片通道内场协同数均高于直通道结构，表示速度场与温度梯度场协同性较好，能起到强化换热的效果。

对五种通道结构流动换热性能进行综合分析，非对称翼型通道结构强化率最高，故在计算工况条件下，非对称翼型通道具有最佳的综合换热性能。

参考文献

[1] 赵璧,宣益民.航空发动机间冷器及回热器发展研究综述[J]. 航空学报,2017,38(09):6--26.
Zhao Bi, Xuan Yimin. A review of research on intercoolers and recuperators in aero-engines[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica,2017,38(09):6--26.

[2] 于改革,陈永东,李雪等.印刷电路板式换热器传热与流动研究进展[J]. 流体机械,2017,45(12):73--79.
Yu Gaige, Chen Yongdong, Li Xue, et al. Research Progress in Heat Transfer and Fluid Flow of Printed Circuit Heat Exchange[J]. Fluid Machinery,2017,45(12):73--79.

[3] 杨光,邵卫卫.印刷电路板换热器结构及传热关联式研究进展[J]. 化工进展,2021,40(S1):13--26.
Yang Guang, Shao Weiwei. Review of optimization and heat transfer correlations of printed circuit heat exchange[J]. Chemical Industry and Engineering Progress, 2021,40(S1):13--26.

[4] 文超柱,董威.舰载燃气轮机间冷器传热与流动的数值模拟[J]. 航空动力学报,2010,25(03):654--658.
Wen Chaozhu, Dong Wei. Numerical Simulation of Heat Transfer and Fluid Flow on Marine Gas Turbine Intercooler[J]. Journal of Aerospace power,2010,25(03):654--658.

[5] 文超柱,董威,侯玉柱.舰载燃气轮机间冷器内部流动的三维数值模拟[J]. 能源技术,2009,30(03):149--154.
Wen Chaozhu, Dong Wei, Hou Yuzhu. CFD Simulation of Heat Transfer and Fluid Flow on Marine Gas Turbine Intercooling Heat Exchanger[J]. Energy Technology,2009,30(03):149-154.

[6] 陈吉铖,马健,黄祖耀等.间冷回热循环发动机间冷器结构设计与工艺研究[J]. 燃气涡轮实验与研究,2017,30(02):1--4.
Chen Jicheng, Ma Jian, Huang ZuYao, et al. Structural Design and Technical Study for Intercooler of Intercooled and Recuperated Aero-engine[J]. Gas Turbine Experiment and Research, 2017,30(02):1--4.

[7] 周雷,方弘毅,朱晓华等.间冷回热循环发动机间冷器流动换热性能实验[J]. 燃气涡轮实验与研究,2017,30(02):11--16.
Zhou Lei, Fang hongyi, Zhu Xiaohua, et al. Heat Transfer Performance of Intercooler for an Intercooled and Recuperated Cycle Engine[J]. Gas Turbine Experiment and Research, 2017,30(02):11--16.

[8] Seo J W, Kim Y H, Kim D,et al. Heat Transfer and Pressure Drop Characteristics in Straight Micro Channel of Printed Circuit Heat Exchangers [J]. Entropy , 2015, 17(5): 3438--3457

[9] Chen Minghui, Sun Xiaodong, Christensen R N, et al. Experimental and Numerical Study of a Printed Circuit Heat Exchanger[J]. Annals of Nuclear Energy, 2016, 97(5): 221--231

[10] Yoon S J, Brien J O, Chen M H, et al. Development and Validation of Nusselt Number and Friction Factor Correlations for Laminar Flow in Semi-circular Zigzag Channel of Printed Circuit Heat Exchanger [J]. Applied Thermal Engineering, 2017,123:1327--1344.

[11] Zhang Haiyan, Guo Jiangfeng, Huai Xiulan, et al. Studies on the Thermal Hydraulic Performance of Zigzag Channel with Supercritical Pressure CO2[J]. the Journal of Supercritical Fluids, 2019,148(5): 104--115

[12] Chen Minghui, Sun Xiaodong, Christensen R N. Pressure Drop and Heat Transfer Characteristics of a High-Temperature Printed Circuit Heat Exchanger[J]. Applied Thermal Engineering, 2016, 108(5): 1409--1417

[13] Kim I H, No H C, Lee J I, et al. Thermal Hydraulic Performance Analysis of the Printed Circuit Heat Exchanger Using a Helium Test Facility and CFD Simulations[J]. Nuclear Engineering and Design, 2009, 239:2399--2408

[14] Kim I H, No H C, Thermal Hydraulic Performance Analysis of a Printed Circuit Heat Exchanger Using a Helium Water Test Loop and Numerical Simulations[J]. Applied Thermal Engineering,2011,31: 4064--4073

[15] Kim D E, Kim M H, Cha J E, et al. Numerical Investigation on Thermal–hydraulic Performance of New Printed Circuit Heat Exchanger Model[J]. Nuclear Engineering and Design, 2008,238:3269--3276

[16] Zhao Zhongchao, Zhao Kai, Jia Dandan, et al. Numerical Investigation on the Flow and Heat Transfer Characteristics of Supercritical Liquefied Natural Gas in an Airfoil Fin Printed Circuit Heat Exchanger[J]. Energies,2017,10,1828

[17] Chen Junlin, Guo Jiangfeng, Li Xunfeng, et al. Thermal-hydraulic Performance of Compressed Humid air Flowing in a Recuperator[J]. Applied Thermal Engineering, 2021,188, 116620

[18] Chu Wenxiao, Bennett K, Cheng Jie, et al. Thermo-hydraulic Performance of Printed Circuit heat Exchanger with Different Cambered Airfoil Fins[J]. Heat Transfer Engineering, 2020,41(8): 708--722

[19] Zhu Chuanyong, Guo Yong, Yang Huangqing, et al. Investigation of the Flow and Heat Transfer Characteristics of Helium Gas in Printed Circuit Heat Exchangers with Asymmetrical Airfoil Fins[J]. Applied Thermal Engineering, 2021,186,116478

[20] Xu Xiangyang, Ma Ting, Li Lei, et al. Optimization of Fin Arrangement and Channel Configuration in an Airfoil Fin PCHE for Supercritical CO2 Cycle[J]. Applied Thermal Engineering, 2014,70:867--875

[21] Polat M E, Cadirci S. Artificial Neural Network Model and Multi-objective Optimization of Micro Channel Heat Sinks With Diamond-shaped Pin Fins[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022,194, 123015

[22] Yang Yu, Li Hongzhi, Xie Beibei, et al. Experimental Study of the Flow and Heat Transfer Performance of a PCHE with Rhombic Fin Channels[J]. Energy Conversion and Management, 2022,254, 115137

[23] 韩增孝,郭江峰,张海燕等.湿化循环燃机回热器加压湿空气流动换热特性研究[J].工程热物理学报,2021,42(11):2899-2910.

Han Zengxiao, Guo Jiangfeng, Zhang Haiyan, et al. Study on the Flow and Heat Transfer Characteristics of Pressurized Humid Air in Humidification Cycle Gas Turbine Regenerator[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2021,42(11):2899-2910.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233477

内置转子强化管的流动与传热数值模拟

欧根，刘志春，刘伟*
（华中科技大学能源与动力工程学院，湖北武汉，430074）
（Tel：027-87541998，Email：w_liu@hust.edu.cn）

摘要：针对有关自转插入物的传统数值模拟方法的不足，本文引入六自由度模型，优化了转速求解过程，提出了一种新的数值模拟方法，对内置叶片型转子圆管的流动传热过程进行数值模拟，并与实验对比来验证模型的准确性。通过与固定转子的比较发现，转子的旋转使得管内换热性能略微降低的同时有效降低了流动阻力，自转转子的综合性能更为优异。此外，本文还分析了不同结构参数对管内流动换热的影响，可为后续的结构参数优化设计提供指导。

关键词：转子，六自由度模型，数值模拟，强化传热

0 前言

为缓解能源危机和环境污染等问题，推动绿色发展和转型，我国提出“碳达峰”和“碳中和”的战略目标。要实现这一战略目标，不仅需要加大对太阳能、风能、生物质能等可再生能源的研究和投入，同时也需要进一步提高对能源的利用效率。换热器是一种最常见的热交换设备，在化工、石油、电力、食品等许多工业部门都有广泛的应用。提高换热器的综合换热效率对提升工业能源利用率、节约能源具有重大意义。

作为常用的基本换热元件，换热管在各类换热设备中有着普遍的存在，强化换热管的换热性能是提高整个换热器性能的关键。管内插入物作为管内无源强化传热技术的一种，具有结构简单、易安装拆卸和清洁维护等优点，得到了广泛的研究。Li 等[1]对内置多条 L 型扭带的换热管进行了数值模拟，并比较了不同结构参数对换热性能的影响。结果表明，L 型扭带的布置使得流体的轴向速度部分转化为径向速度，不仅延长了流动路径，还产生了更多的涡流，综合换热性能最高可达 1.78。Keklikcioglu 等[2]以石墨烯/水纳米流体为工质对内置新型锥形线圈的换热器进行了实验研究，结果表明，在研究范围内其综合换热性能最大可达 1.63。Liu 等[3]通过 PIV 实验验证了内置多锥形片圆管管内形成的多涡纵向旋流结构，并数值研究了锥形条的数量和倾角对热工水力性能的影响。研究发现，内置多锥形片强化管的传热性能和流动阻力分别提高了约 2.54-7.63 和 2.40-28.74 倍，综合传热性能系数为 1.23-6.05。

研究人员在固定式插入物的基础上，还提出了一系列自转式插入物。该类型元件的特点是：在管内流体的冲击下，强化元件的自旋转在强化换热的同时还会对管壁产生刮蹭，以此产生除垢效应。俞秀民教授、宣益民院士等提出了自旋转扭带应用于强化传热技术领域，对改进扭带结构设计[4,5]、扭带转动特性[6,7]和自清洁能力[8,9]等方面进行了一系列研究。林清宇教授团队提出了一种用于强化传热和管壁除垢的微型液轮机。该团队通过实验研究发现，微型液轮机可有效强化管内换热性能，相比光管，换热性能提高到

* 基金项目：国家自然科学基金重点项目（No.51736004）

1.49-1.62 倍，阻力系数提高到 1.13-1.16 倍[10]。他们还实验研究了微型液轮机的主要结构参数对转动性能的影响，确定了具有良好综合性能的结构参数[11]。此外，他们通过理论计算推导得出微型液轮机的转速计算式，通过实验对比验证了理论表达式的准确性[12]。考虑到扭带和微型液轮机的转动惯量较大，研究人员提出了转子和涡发生器等新型结构。杨卫民教授团队[13-17]提出了螺旋转子结构，如图 10（a）所示，转子由一根钢丝绳连接，每间隔数个转子布置一个固定卡头以防止轴向移动。Zhang 等[15]实验研究了内置转子的强化换热管的换热性能。结果表明，相比光管，强化管的传热性能提高了 17.1%-22.4%，而流动阻力增加了 16.9%-57.4%。Zhang 等[16]还通过多重参考系模型（MRF）对内置转子的换热管进行了数值模拟，并分析了截面形状、转子轴径和叶片数量对传热和流动特性的影响。He 等[17]对内置转子的换热管的流场特征进行了 PIV 实验研究。结果表明，管内产生了涡流，湍流强度和径向速度得到了显著提高。Bilen 等[18]通过数值模拟和实验对不同螺旋角的自转涡流发生器进行了研究，研究表明，该结构将换热管的传热性能提高了 10%-41%，同时流动阻力增加了 1.3-5.76 倍。

在众多的强化传热元件中，自转式插入物相比固定式插入物具有更小的流阻，具有优异的发展潜力。从研究现状来看，对自转式插入物的研究大多数采用的是实验研究，若需研究各个参数对热工水力性能和除垢特性的研究则需制造大量不同几何结构的元件，这会耗费大量人力、物力和财力。由于模型建立和数值计算的复杂性，数值模拟方法基本采用 MRF 模型，转速获取需要依靠实验或者理论计算，而复杂结构对应的理论推导也较为困难，导致相关技术的数值模拟研究较少。从而无法从理论上分析强化传热机理。因此对自转式插入物的数值模拟研究值得进一步深入。基于上述分析， 本文提出了一种新的数值模拟方法，对内置叶片型转子圆管的流动与传热进行了数值模拟，并与实验进行对比验证模型的准确性。此外，本文还分析了不同结构参数对强化管的流动与换热特性的影响，并与内置固定转子圆管进行了性能比较。

1 物理模型介绍

本文选取的叶片型转子结构和管道模型如图 1 所示。单个转子由旋转轴套和 3 个周向均匀布置螺旋叶片组成。通过一根钢丝绳穿过旋转轴套的中心孔以将各个转子连接起来，每个转子通过卡头固定防止轴向位移，再通过管端的固定件将转子悬挂布置于圆管内。转子的主要参数有：叶片长度 l_b，叶片螺旋节距 p_b，叶片外径 d_b 和转子布置间距 p。叶片型转子和管段模型的相关结构参数列于表 1。

表 1 叶片型转子及管段主要结构参数

结构参数	值
管长 L/mm	500
管径 D/mm	24
旋转轴套内径 d_s/mm	2.5
旋转轴套外径 d_r/mm	5
叶片外径 d_b/mm	18，20，22
叶片长度 l/mm	10
叶片螺距 p_b/mm	200，300，400
转子布置间距 p/mm	80

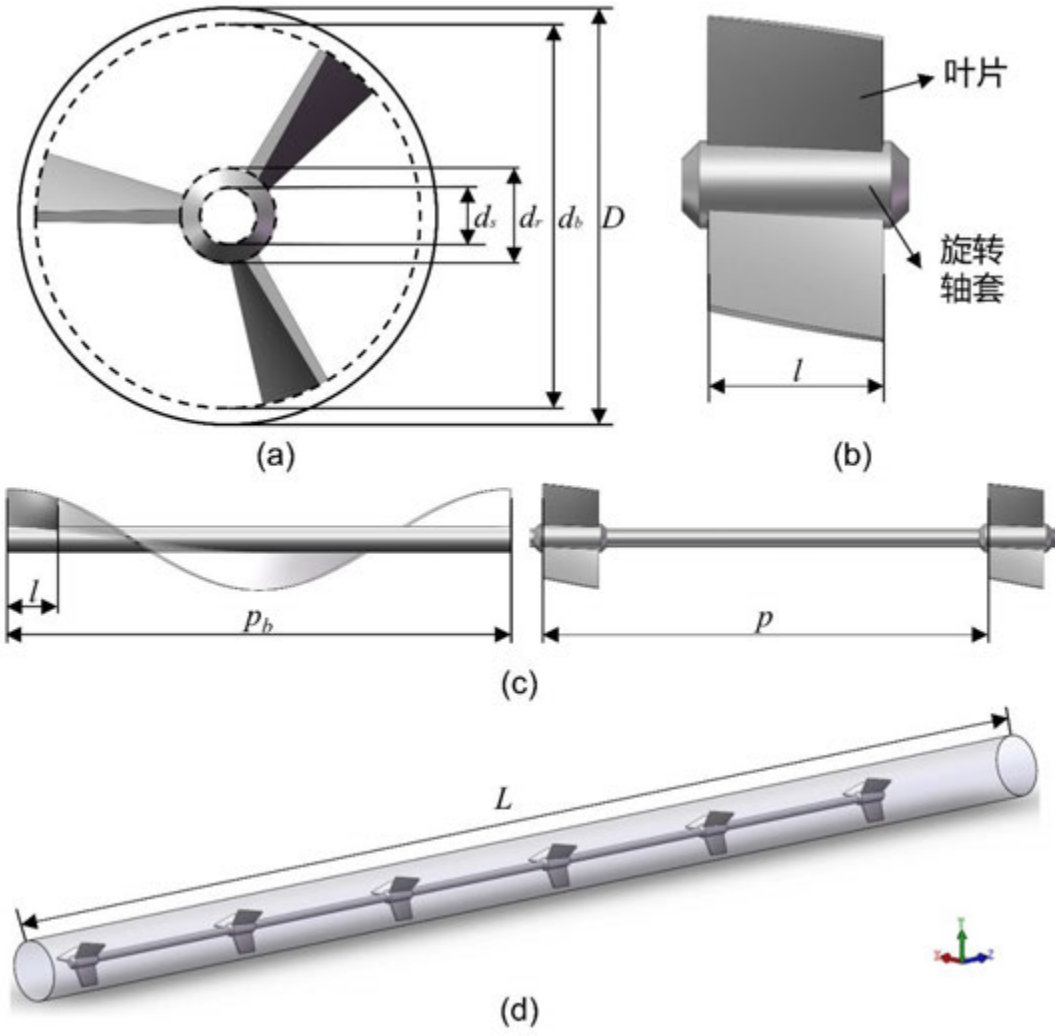


图 1 叶片型转子及管段模型结构示意图

2 数值模拟方法

2.1 控制方程与计算方法

在本文数值模拟中，使用的流体工质为液态水，考虑到计算资源有限，对计算模型作出以下理想化假设：管内壁及叶片表面为无滑壁面；不考虑动叶片其振动和变形；流体为连续、不可压缩各向同性介质；忽略重力和粘滞加热的影响。本研究中的工况雷诺数均大于 10000，工质为湍流状态，RNG k-ε 湍流模型对于在强涡旋与边界分离流动具有较高的精确度，因此被应用于本研究中[19]。具体控制方程组如下所示：

连续性方程：

$$\frac{D\rho}{Dt}+\rho\frac{\partial u_i}{\partial x_i}=0 \tag{1}$$

动量方程：

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_i}=-\frac{\partial P}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)-\frac{2}{3}\mu\frac{\partial u_i}{\partial x_i}\right) \tag{2}$$

能量方程：

$$\rho c_p\frac{DT}{Dt}=\frac{\partial}{\partial x_j}\cdot\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial x_j}\right)+\frac{DP}{Dt} \tag{3}$$

湍流动能 k 方程：

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

湍流能量耗散率 ε 方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon)+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\varepsilon u_i)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\alpha_\varepsilon\mu_{efff}\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j}\right]+C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}G_k-C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k}-R_\varepsilon \tag{5}$$

式中，ρ、u、P、T 和 μ 分别代表导热流体的密度、速度、压力、温度和粘度；G_k 和 G_b 分别代表平均速度梯度和浮力产生的湍流动能；Y_M 代表可压缩湍流中波动膨胀对总耗散率的贡献；α_k 和 α_ε 分别代表 k 和对应有效普朗特数的倒数；$C_{1\varepsilon}$ 和 $C_{2\varepsilon}$ 为常数，分别为 1.42 和 1.68。

采用 Coupled 算法求解压力和速度场，采用二阶迎风格式离散动量方程和能量方程。本研究收敛标准为：连续性方程残差小于 10^{-4}，能量方程残差小于 10^{-7}，其他方程残差小于 10^{-6}，或者所有方程残差保持稳定。

2.2 求解流程与转速确定

以往的数值模拟研究通常采用多重参考系模型（MRF）。MRF 假定流场为定常状态，通过给定自转插入物的转速，来近似模拟其流动传热特性。转速的获取有两种方式：一是实验获得；二是理论推导计算。理论推导可以通过动量矩定理求得自转插入物的驱动力矩和阻力矩，再根据力矩平衡得到转速表达式；还有一个方式是给定转速，通过 Fluent 直接读取自转插入物受到的驱动力矩和阻力矩，再通过判断力矩平衡来不断修正转速。前一种方式不适用于复杂结构，而后一种方式较为繁琐，对于每一种不同结构都需要判断力矩平衡来不断修正转速，不利于参数分析和后续优化工作。本文引入六自由度模型，采用非定常模拟方法，转子受到流体的冲击自发旋转，基于力矩平衡原则，如式（6）所示，自动计算角加速度再积分得到角速度，经过迭代计算达到平衡状态。

$$\dot{\boldsymbol{w}}_B=\boldsymbol{L}^{-1}\left(\sum\boldsymbol{M}_B-\boldsymbol{w}_B\times\boldsymbol{L}\boldsymbol{w}_B\right) \tag{6}$$

式中，L 是惯性张量；M_B 是力矩矢量；ω_B 是刚体角速度矢量。

在转子的旋转过程中，转子会受到流体作用的推力和摩擦力、转子与防止转子轴向位移的卡头之间的摩擦力、转子与钢丝绳之间的摩擦力等，相对应的力矩为流体驱动力矩 M_d、流体摩擦力矩 M_f、卡头摩擦力矩 M_{fl} 和钢丝绳摩擦力矩 M_{f2}。其中，M_{f2} 对应的摩擦力和力臂都很小，因此相比其他力矩可忽略不计；M_d 和 M_f 可由 Fluent 自动读取；M_{fl} 通过式（7）进行计算。

$$M_{f1} = \mu N L_N \tag{7}$$

式中，μ 为摩擦系数，根据转子材料确定，取 0.3；N 为转子受流体冲击作用产生的轴向力；L_N 为轴向力的力臂，根据旋转轴套与卡头接触面积确定。

由此可得转子受到的总力矩 M：

$$M = M_d + M_f + M_{f1} \tag{8}$$

通过给定转子的转动惯量，再限定沿 X、Y、Z 轴方向的平移自由度和除流动方向外其余两个主轴方向的旋转自由度，在迭代过程中计算式（6）、式（7）和式（8）以得到转子转速，当总力矩 M=0 时，即达到收敛。

2.3 边界条件与数据处理

为了消除入口段的影响，本文将 500 mm 长光管模型计算得到的充分发展的速度和温度分布作为入口边界条件，其中入口温度为 290 K，这相当于工质以 290 K 的温度流过一段较长的光管后再进入计算管段，速度与温度均处于非均匀分布。另外，出口边界类型定义为压力出口类型，以尽量消除出口处的回流。管壁面设置温度为 310K 的恒定壁温边界。

本文涉及到的主要参数包括：雷诺数（Re）、传热系数（h）、摩擦系数（f）和平均努谢尔数（Nu）定义如下：

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho u_{\mathrm{in}} D}{\mu} \tag{9}$$

$$h = \frac{q}{\left(T_{\mathrm{w}} - T_f\right)} \tag{10}$$

$$Nu = \frac{hD}{\lambda} \tag{11}$$

$$f = \frac{2\Delta P D}{\rho u_{\mathrm{in}}^2 L} \tag{12}$$

式中，u_{in} 代表圆管入口流体平均速度；ρ，μ，λ 分别代表工质的密度、动力粘度和导热系数；q 代表管壁的平均热流密度；T_w 和 T_f 分别是壁面平均温度和工质平均温度，其中 T_w=310 K；ΔP 代表流体流过管段的压降；L 代表对应管段的长度。

为了评估强化传热管相较于光滑圆管综合性能的提升幅度，本文使用综合评价指标 EEC[20]，其表达式为：

$$EEC = \frac{Nu/Nu_0}{f/f_0} \tag{13}$$

式中，Nu 和 f 分别是强化传热管的努谢尔特数和阻力系数；Nu_0 和 f_0 分别是光滑圆管的努谢尔特数和阻力系数。

2.4 网格独立性验证

为了消除网格数对计算结果的影响，对带叶片型转子的强化管进行了网格独立性验证，所取转子结构参数为，l_b=10 mm， p_b=200 mm，d_b=20 mm 和 p=80 mm；入口速度为 u_{in}=0.5 m/s。本文选取了数量分别为 1064266、2232181、4495444 和 10083519 的网格进行数值模拟作为网格独立性验证，结果如表 2 所示。结果表明，当网格数增加到

4495444 时，计算结果之间的偏差已经足够小，这种网格尺寸的精度可以满足需求。

表 2 网格独立性验证结果

网格数	*Nu*	*Nu* 偏差	*f*	*f* 偏差	平均转速	转速偏差
1064266	140.55	2.91%	0.0740	7.46%	16.74	1.26%
2232181	138.03	1.06%	0.0715	3.89%	16.61	0.51%
4495444	137.10	0.38%	0.0695	0.91%	16.57	0.24%
10083519	136.58		0.0688		16.53	

2.5 模型验证

为了验证计算模型的准确性，本文对文献[21]中的转子进行建模，使用相同的数值模拟方法对强化传热管的流动传热性能进行计算，并与其实验结果进行对比，结果如图 2 所示。模拟结果与实验结果吻合较好，努谢尔数、阻力系数和平均转速的最大相对误差分别为 5.39%、8.31%和 8.37%，因此，可以认为本文采用的数值模型具有较好的准确性。

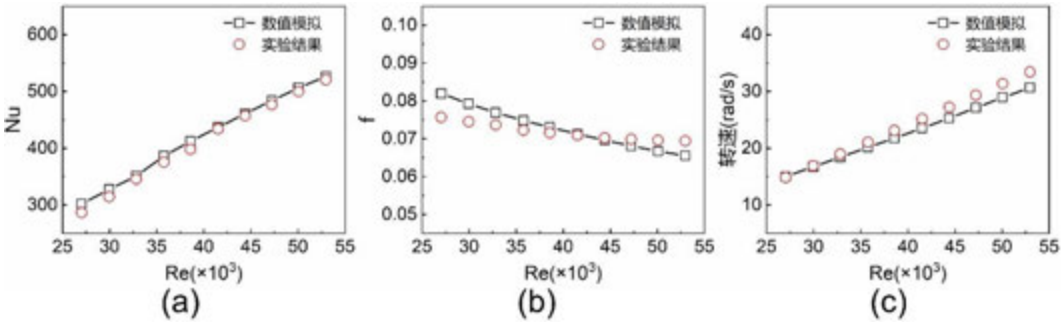


图 2 数值模拟与实验结果的对比验证

3 结果与讨论

本章对内置叶片型转子强化管内流动传热过程进行分析，还研究了不同结构参数对强化管的流动与换热特性的影响，并与内置固定转子圆管进行了性能比较。

图 3 给出了内置转子强化管内通过转子的部分流线图。从图中可以看出，当管内置入叶片型转子后，由于叶片自身的螺旋形状，流体在带动叶片产生旋转后流向发生改变，整体呈现出三维螺旋流动状态。这种螺旋流动延长了流体微团的运动路径，加强了流体的湍流强度和对边界层的扰动，进而达到强化传热的效果。图 4 给出了转子下游位置处强化管和光管横向速度分布云图。如图 4 所示，由于转子对流体运动的阻碍作用，内置转子强化管内流体流向偏转而产生了横向速度，增强了流体的径向流动和切向流动，使得管壁附近流体与核心区流体有效混合，从而改善了管内流体的温度梯度场和速度场的协同程度，提高了换热性能。

流体在光滑圆管内需要流经一段距离才能达到充分发展段。同样，流体在强化管内流动会受到转子的扰动，温度场和速度场会发生激烈变化，在经过一段过渡区域后，就会形成流场周期性变化的稳定发展段。图 5 给出了内置自转转子的强化管局部努谢尔数和局部阻力系数沿流动方向的变化趋势。从图中可以看出，强化管在流经 2 组转子后，强化管内的流场和温度场就达到了相对稳定的状态，局部努谢尔数和局部阻力系数以转子布置节距为周期开始周期性变化。

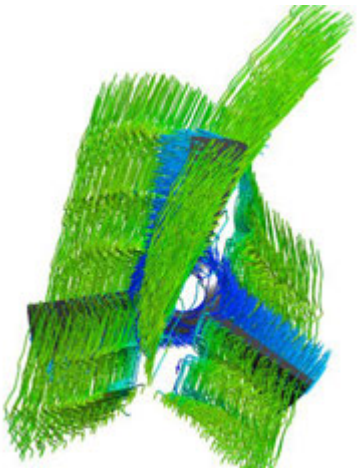


图 3 强化管内流线图

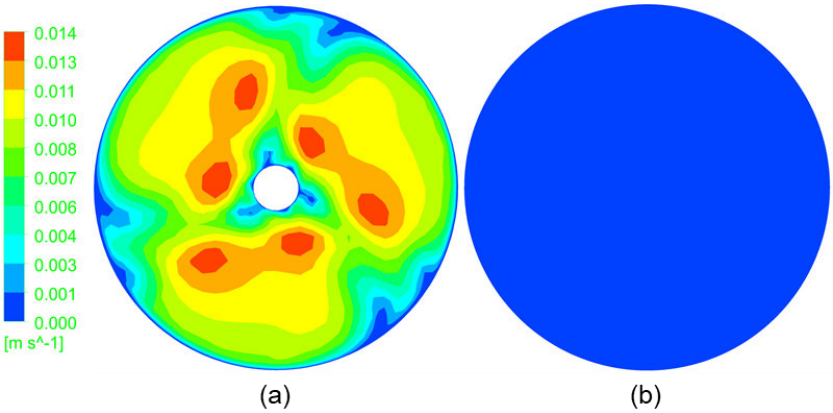


图 4 管内横向速度云图：（a）强化管；（b）光管

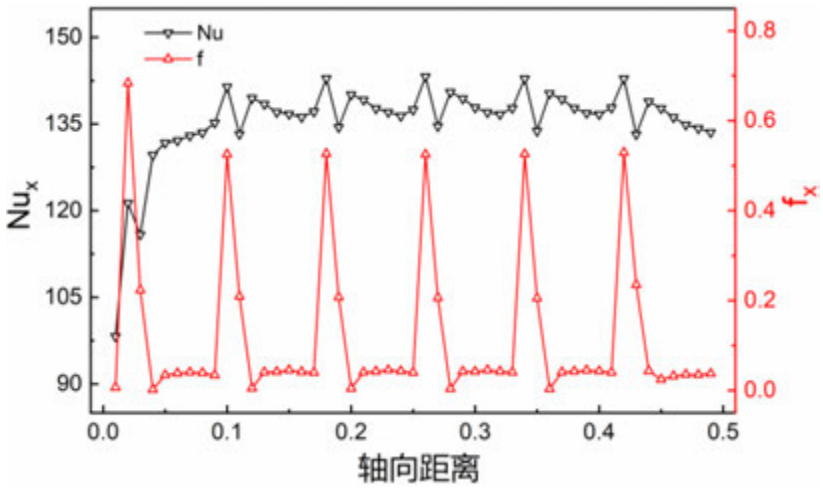


图 5 管内局部努谢尔数和局部阻力系数沿轴向的变化

图 6 给出了固定 d_b=20 mm，l=10mm 时，不同叶片螺距 p_b 对布置固定和自转转子

的强化管流动和传热性能的影响。从图 6（a）可以看出，p_b 的改变对换热性能影响较小，自转转子的换热性能稍弱于固定转子。p_b 对固定转子和自转转子的影响是不同的。对于固定转子而言，随着 p_b 的增大，叶片螺旋升角逐渐减小，转子对流场的扰动能力逐渐减弱，由此导致换热性能减弱。而对于自转转子而言，流体的部分动能需用于带动转子旋转，从图 6（d）可以看出，转子的旋转角速度随 p_b 的增大而逐渐减小。转子旋转越快，所带来的流体动能损失也越大，反而可能导致削弱换热性能，如图 6（a）所示，p_b=400 mm 的自转转子换热性能略微好于 p_b=200 mm 或 300mm 的自转转子换热性能。随着 p_b 的增大，转子带动流体产生的径向速度和切向速度减小，如图 6（b）所示，自转转子和固定转子的阻力系数都随着 p_b 的增大而逐渐减小，并且固定转子对流场的阻碍作用更显著，自转转子产生的流动压降明显低于固定转子。随着 p_b 的增大，管内传热能力改变幅度很小，但流动阻力显著减小，所以综合评价指标 *EEC* 随 p_b 的增大明显增大，并且自转转子的综合性能明显优于固定转子，如图 6（c）所示。

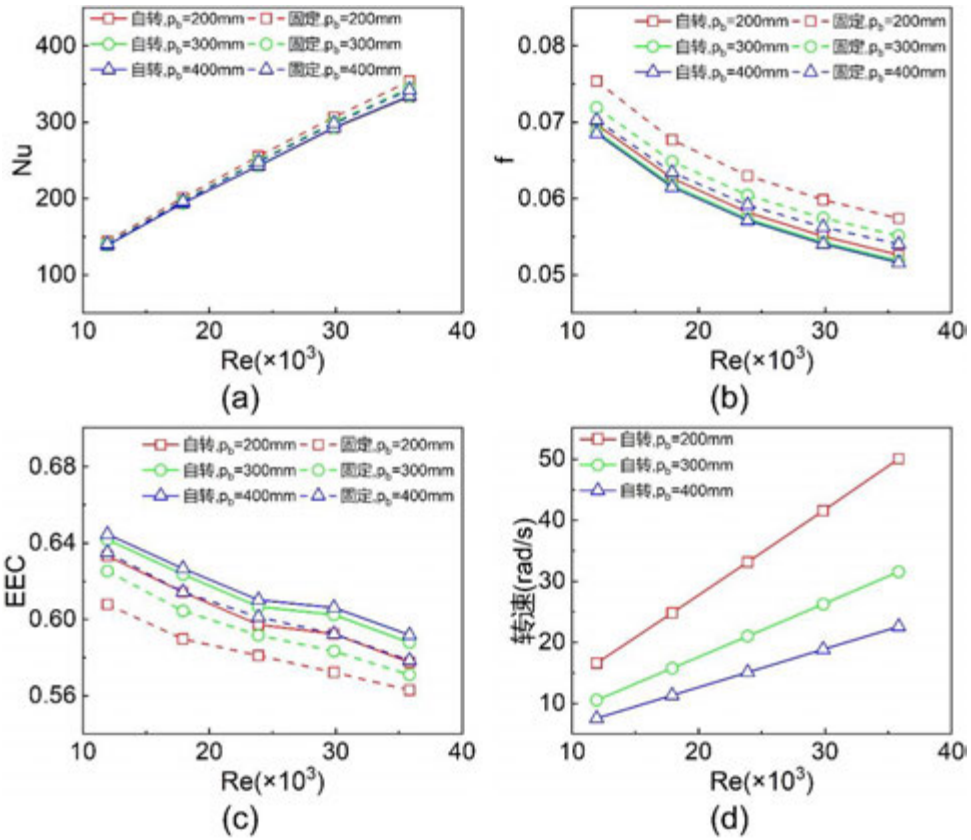


图 6 不同叶片螺距对流动传热性能的影响：（a）*Nu*；（b）*f*；（c）*EEC*；（d）平均转速

图 7 给出了固定 p_b=200 mm，l=10mm 时，不同叶片外径 d_b 对布置固定和自转转子的强化管流动和传热性能的影响。从图 7（a）可以看出，对于自转转子，d_b 对管内换热影响很小，而随着 *Re* 的增大，固定转子和自转转子的换热性能差距逐渐增大。这是因为转子转速随 *Re* 增大而增大，如图 7（d）所示，流体的动能损失也就越大，进而拉大了固定转子与自转转子的换热性能差距。而随着 d_b 的增大，叶片对湍流边界层的扰动作

用增强，自转转子和固定转子的阻力系数也随之增大，如图 7（b）所示。同样，自转转子的阻力系数要小于固定转子的阻力系数。从图 7（c）可以看出，d_b=18 mm 和 20 mm 时，自转转子的综合评价指标 *EEC* 要大于固定转子；而当 d_b=22 mm 和 *Re*>20000 时，自转转子的 *EEC* 要小于固定转子，这表明转子旋转带来的流动阻力下降的收益不足以平衡换热性能削弱的代价。

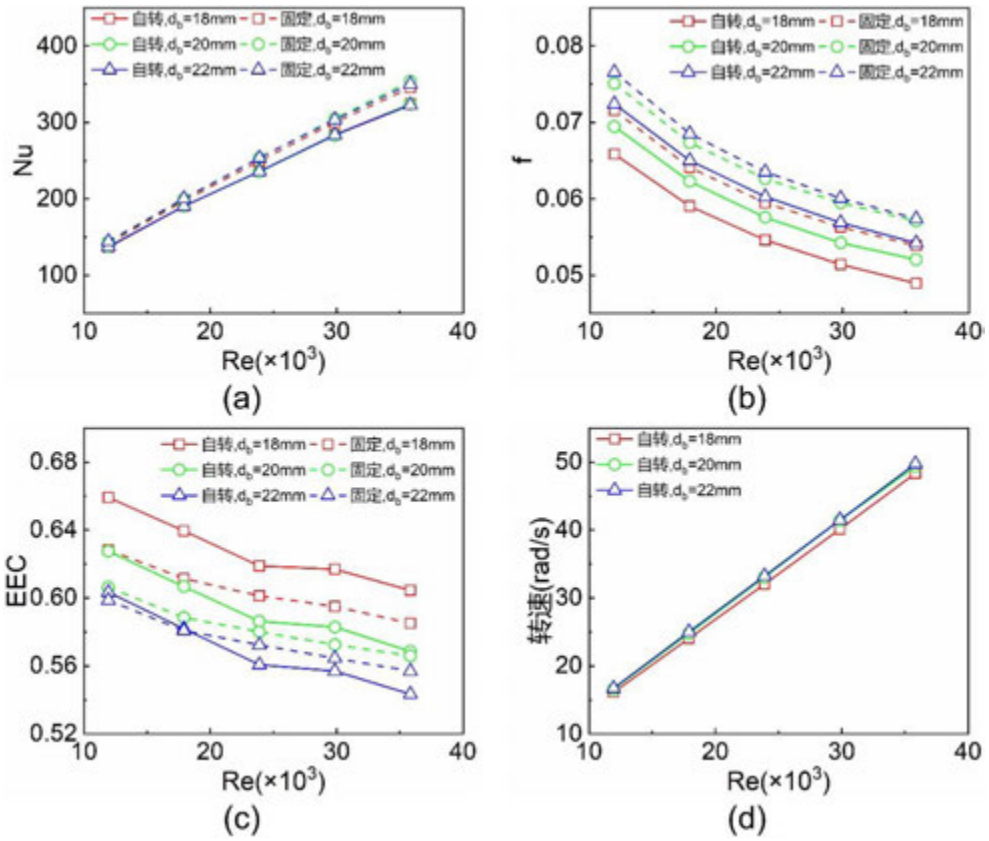


图 7 不同叶片外径对流动传热性能的影响：（a）*Nu*；（b）*f*；（c）*EEC*；（d）平均转速

4 结　论

针对有关自转插入物的传统数值模拟方法（MRF）的不足，本文引入了六自由度模型，优化了转速求解过程，提出了一种新的数值模拟方法，对内置叶片型转子圆管的流动与传热进行了数值模拟，并与实验进行对比验证模型的准确性。此外，本文还分析了不同结构参数对强化管的流动与换热特性的影响，并与内置固定转子圆管进行了性能比较。本文主要完成的工作以及结论如下：

（1） 将本文提出的数值模拟方法得到的结果与实验进行了对比，努谢尔数、阻力系数和平均转速的最大相对误差均小于 10%，说明本文采用的数值模型具有较好的准确性，该数值模拟方法可为自转插入物的结构参数分析与优化研究提供思路。

（2） 叶片型转子在管内诱导产生了螺旋流动，延长了流体的流动路径，增强了管内流体的混合。通过自转转子和固定转子的对比分析可知，流体的部分动能用于带动转子旋转，导致了换热性能的削弱；但转子旋转后减小了对流场的阻碍作用，使

得内置自转转子的强化管内流动阻力减小。在大部分情况下，内置自转转子强化管的综合性能要优于内置自转转子强化管。

（3） 叶片螺距和外径结构参数的变化对管内换热性能影响较小，而对流动阻力影响较大。在研究范围内，内置固定转子强化管的努谢尔数分别增大为光管的 1.40-1.56 倍，阻力系数增大为光管的 2.39-2.60 倍，*EEC* 为 0.56-0.64；而内置自转转子强化管的努谢尔数分别增大为光管的 1.32-1.50 倍，阻力系数增大为光管的 2.19-2.46 倍，*EEC* 为 0.54-0.66。

参考文献

[1] Shijie L, Zuoqin Q, Qiang W. Optimization of thermohydraulic performance of tube heat exchanger with L twisted tape [J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2023, 145:

[2] Keklikcioglu O, Ozceyhan V. Thermohydraulic performance evaluation for horizontal tube by using combination of modified coiled wire inserts and graphene nanoplatelet-water nanouids [J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2021, 123:

[3] Liu P, Zheng N, Shan F, et al. An experimental and numerical study on the laminar heat transfer and flow characteristics of a circular tube fitted with multiple conical strips inserts [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 117: 691-709.

[4] 卿德藩, 俞天兰, 俞秀民, 等. 传热设备自动清洗纽带的开孔结构优化研究 [J]. 化学工程, 2002: 20-2+8-2.

[5] 刘志儒, 刘吉兆, 彭德其, 等. 电厂真空冷凝器污垢自动清洗螺旋纽带的结构优化研究 [J]. 机床与液压, 2001: 32-3+14-2.

[6] 卿德藩, 周立, 俞天兰, 等. 电厂凝汽器污垢自动清洗纽带的阻力特性研究 [J]. 机械研究与应用, 2001: 3-4.

[7] 蒋少青, 俞天兰, 彭德其. 自动清洗纽带入口反旋强化的动力矩计算方法研究及其应用 [J]. 电站辅机, 2005: 28-31.

[8] 刘跃平, 俞天兰, 蒋少青, 等. 盐矿电厂真空冷凝器的纽带自动清洗技术研究 [J]. 中国井矿盐, 2002: 38-40.

[9] 俞天兰, 蒋少青, 刘桂英, 等. 电厂汽轮机冷凝器污垢纽带清洗技术研究 [J]. 应用能源技术, 2002: 1-3.

[10] 林清宇, 李培宁, 林榕端, 等. 液轮机强化管内换热的研究 [J]. 机械工程学报, 2004: 165-9.

[11] 林清宇, 林榕端, 李培宁. 换热管内自动防垢液轮机主要结构参数试验研究 [J]. 中国机械工程, 2004: 66-8.

[12] 林靖宇, 林清宇, 林榕端. 换热管内液轮机的转速计算 [J]. 机械工程学报, 2008, 44: 105-11.

[13] 刘鑫, 阎华, 关昌峰, 等. 组合转子阻垢特性的实验研究 [J]. 北京化工大学学报(自然科学版), 2017, 44: 76-80.

[14] 何立臣, 杨卫民, 关昌峰, 等. 管内组合转子转动特性实验 [J]. 化工进展, 2017, 36: 3604-9.

[15] ZHANG Z, YANG W, GUAN C, 等. Heat transfer enhancement in a tube fitted with helical blade rotors with grooves [J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2013, 48: 169-76.
[16] Zhang Z, Yang W, Guan C, et al. Numerical study on thermo-hydraulic characteristics of turbulent flow in a circular tube fitted with helical blade rotors [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013, 60: 603-11.
[17] He L, Yang W, Guan C, et al. Experimental investigation on flow characteristics in circular tube inserted with rotor-assembled strand using PIV [J]. Chinese Journal of Chemical Engineering, 2019, 27(1): 1-9.
[18] Bilen K, Tokgoz N, Solmaz İ, et al. Thermo-hydraulic performance of tube with decaying swirl flow generators [J]. Applied Thermal Engineering, 2022, 200:
[19] Yu M, Xin F, Lai X, et al. Study of oscillating flows through a novel constructal bifurcation Stirling regenerator [J]. Applied Thermal Engineering, 2021, 184:
[20] 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.
[21] 张震, 杨卫民, 关昌峰, 等. 螺旋叶片转子强化传热机理分析 [J]. 化工学报, 2013, 64: 3927-32.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233508

横掠管束流场及阻力的实验测量和理论研究

谢箫阳[1]，罗昀昊[1]，马智骞[2]，赵后剑[2]，李晓伟[1]，吴莘馨[1]
1（清华大学，核能与新能源技术研究院，北京 100084）
2（华北电力大学，核科学与工程学院，北京 102206）
（Tel：010-62784825，E-mail: lixiaowei@tsinghua.edu.cn）

摘要：螺旋管式换热器换热系数高且结构紧凑，被用于高温气冷堆的蒸汽发生器及中间换热器。准确预测横掠螺旋管束阻力对于该类换热器设计非常重要。在冷态风洞中，测量了 S/D = 1.88和 1.58 的两种管束在不同 Re 下的阻力系数及管表面压力系数沿周向分布，同时采用粒子图像测速(PIV)方法测量了其流场。阻力系数测量结果表明，S/D =1.88 阻力系数随 Re 增大而减小，而 S/D =1.58 管束的阻力系数几乎不随 Re 变化而变化，并且现有经验关联式不能准确预测测量结果。采用测量得到的管表面压力系数及湍流流场分析了导致此现象的原因。然后通过分析管束回流区和主流区控制体的受力，将横掠管束阻力转化为主流通道的阻力。基于PIV测量结果拟合了流向平均的无量纲时均速度分布。基于该速度分布推导出了 S/D = 1.88 和 1.58 顺排管束的阻力系数公式，该关联式与本文测量结果吻合良好。

关键词：横掠管束，风洞实验，粒子图像测速，阻力系数

0 前言

直流螺旋管式换热器结构紧凑、换热系数高，被用于高温气冷堆的蒸汽发生器和中间换热器[1]-[2]。由于高温气冷堆氦气工质对流换热系数小，因此蒸汽发生器和中间换热器需要很大的换热面积。为了提高紧凑性，该类换热器通常需要采用小间径比(S/D < 2.00)的管束结构。尽管一次侧横掠管束流动作为钝体绕流的经典案例已经被广泛研究过，但众多研究表明小 S/D 下横掠管束流动特性复杂且不清晰[3]-[6]。

在以往有关横掠管束流动的研究中，已经建立了一些覆盖这一间径比管束的阻力关联式[7]-[8]，但所有关联式中均存在 Re 的幂函数项，且其幂指数为负。这说明横掠管束流动阻力系数随 Re 增大而逐渐减小，这一现象与横掠单根圆柱有很大差距。横掠单根圆柱的阻力系数在 Re 达到超临界绕流区间之前几乎不发生变化[10]。对于横掠单根圆柱流动，在 Re 达到超临界绕流区间之前，转捩均发生在剪切层和回流区，边界层一直处于层流状态。 Re 达到超临界绕流区间时，转捩点前移至边界层，管阻力才出现下降(阻力危机)[9]。在横掠管束流动的充分发展区域，湍流充分发展，不存在类似圆柱绕流的层

基金项目：国家科技重大专项资助项目(ZX06901)
国家自然科学基金(51906068)

流边界层，因此阻力系数随 Re 增大而减小也是非常合理的。在之前的研究中，Xie 等人[12]以横掠管束流动管后分离泡为控制体，研究分离泡的受力平衡，发现是随 Re 增加逐渐增大的无量纲雷诺切应力引起的边界层分离后压力恢复现象导致了阻力随 Re 增加而逐渐减小的现象。

尽管之前的研究解释了阻力系数随 Re 变化的原因，但没有结合横掠管束流动的详细流场特性给出阻力系数关联式。本文中采用粒子图像测速 (PIV) 测量了 S/D=1.88 和 1.58 时横掠管束的流场，并测量了其在不同 Re 下的阻力系数及管表面压力系数分布。通过分析管束回流区和主流区控制体的受力平衡，将横掠管束阻力转化为主流通道的阻力。然后基于 PIV 测量得到的速度分布，分别给出了 S/D = 1.88 和 1.58 顺排管束的阻力计算公式。

1. 实验台架及数据处理方法

图 1 (a) 展示了本文所用的风洞实验台架。风洞为开式风洞，主要结构由收缩段、稳定段、实验段、扩张段以及风机组成。稳定段包括蜂窝器和阻尼网，用于提高实验段入口均匀性及降低湍流度。实验时通过变频器控制风机转速以实现不同 Re 的测量。实验段为流向 20 排，横向 8 层的正方形排列管束，流向和横向管间距 $S_1 = S_2 = 60$mm，管径 $D = 32$、38 mm，分别对应间径比 $S/D = 1.88$、1.58。横掠管束流动 Re 定义如下：

$$\mathrm{Re} = \frac{u_{\mathrm{gap}} D}{v}, \quad u_{\mathrm{gap}} = \frac{u_{\mathrm{in}} S_1}{S_1 - D} \tag{1}$$

其中 u_{gap} 为管间截面积最小处的平均速度，u_{in} 为管束入口速度，v 为空气运动粘度。

实验测量了横掠管束流动压降。测量时，将引压管分别接在实验段管束区域前后的壁面上。采用 Surrey 的压力扫描阀测量管束实验件前后的压降。测量时采用 0-0.18kPa 和 0-1.20kPa 两种量程的压差变送器。该系列扫描阀的压差变送器精度为 0.75%，对应两种量程的测量绝对误差分别为1.35Pa 和 9.00Pa。可以按下式采用测量得到的压降计算横掠管束流动阻力系数，

$$\xi = \frac{2\Delta P}{N\rho u_{\mathrm{gap}}^2}, \quad u_{\mathrm{gap}} = \frac{u_{\mathrm{in}} S_1}{S_1 - D} \tag{2}$$

其中，ΔP为测量所得压降，N为管排数。

本文中采用粒子图像测速方法 (PIV) 测量横掠管束流动的流向和横向速度分布。图 1 (b) 展示了 PIV 示意图，激光器产生的激光束经由导光臂引至实验件上方，经一组二维透镜转化为片光源。片光源所在平面与管束轴向垂直，激光波长为 527nm。示踪粒子为橄榄油滴，由置于风洞入口前的粒子发生器产生。橄榄油滴的直径低达 2-5μm，可以视为完全跟随流体。PIV 拍摄所使用的高速相机为Phantom VEO 640，放置于管束前方，其 CMOS 芯片平面与片光源平行。实验时，电脑控制同步器产生一组具有不同时间延迟的信号，分别控制相机曝光以及激光器产生激光。通过调整时间延迟大小，将激光产生时间控制在相机曝光时间之内，以完成粒子图像的拍摄。完成拍摄后，将存储在相机内存的照片传输至电脑中。本实验中，相机频率为 3200 Hz，图像分辨率为 1024×1024 pixels^2。相机采用双帧模式，以保证相邻两张用于计算速度矢量的粒子图像具有足够的相关性。由于相机内存的限制，每次实验一共拍摄 22400 帧粒子图像，对应 11200 组

速度矢量，采样时间为 7s。粒子图像通过基于 MATLAB 的开源 PIV 后处理程序 PIVLab 进行处理[11]。在计算速度矢量时，为了保证每个计算窗口内有至少有5个示踪粒子的情况下得到更多的速度矢量，最终使用的计算窗口大小为 12×12 pixels^2，共对应 84×84 个速度矢量。经计算，本文中 PIV 测量的不确定度 $\sigma_u = 0.17$ m/s，在 Re =18000 时，回流区最小速度处相对误差为 9.44%。具体的误差分析可参考文献[12]。由于激光对亚克力材料的实验件穿透能力有限，本文仅对图 1 (c) 所示的绿色阴影区域进行测量。

除流场测量外，还采用 Surrey 的压力扫描阀对不同 Re 下的管表面压力分布进行了测量。如图 1 (d) 所示，在测量表面压力时，将图示引压实验件插入实验件，替代原管束中的管子。引压实验件中心段为实心亚克力块，在表面有 4 个深 5.00mm 直径 0.50mm 的引压孔，引压孔压力经由钢管导至压力扫描阀进行测量。压力扫描阀具体参数同管束压降测量时所用扫描阀。管束表面压力系数定义如下：

$$C_P = \frac{2(P - P_{\theta=0^\circ})}{\rho u_{gap}^2}, \quad u_{gap} = \frac{S_1 u_{in}}{S_1 - D} \tag{3}$$

其中，P 为管表面压力，$P_{\theta=0^\circ}$ 为 $\theta = 0^\circ$ 时的表面压力。

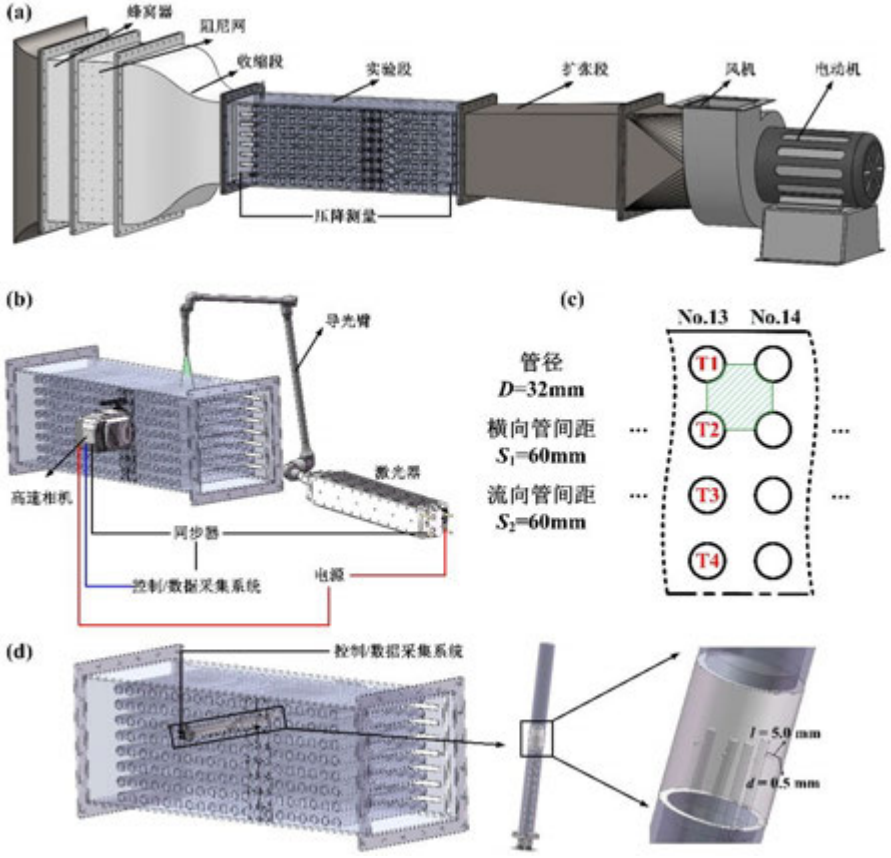


图 1 风洞实验台架及测量方法，(a). 风洞实验台架[12]，(b). PIV 测量方法示意图，(c). PIV 测量区域及参数定义，(d). 表面压力分布测量方法示意图

2 结果与讨论

2.1 时均流场特性

图 2 展示了 S/D = 1.88 时不同 Re 下 PIV 测量得到的时均流场。横掠管束流场可以分为管后的回流区和管间的主流通道(以分离流线为分界线)。主流区流体流出管间后，由于流通截面积变大，流速减小，速度分布被展平。在流入管间区域时，由于流通截面减小，流速逐渐增大。回流区内存在分离涡，分离涡大小随 Re 的增大而逐渐减小。因此主流区流通截面积变化随 Re 增大而加剧。

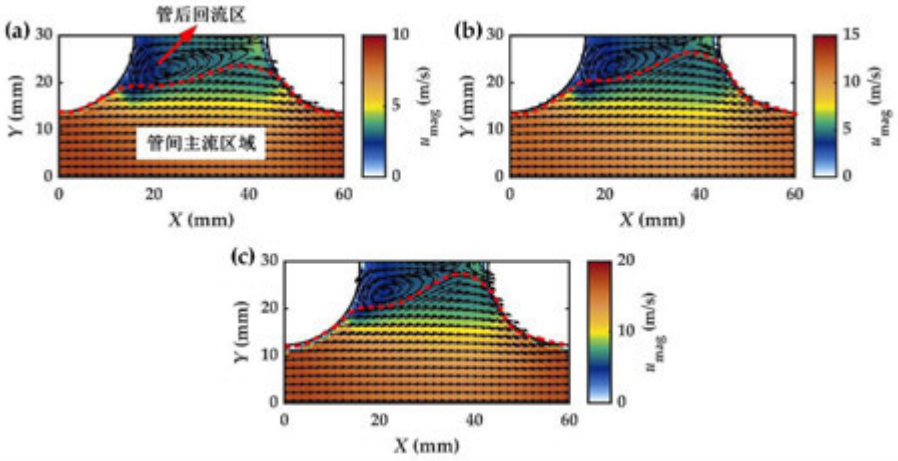


图 2 S/D = 1.88时不同Re下横掠管束速度云图与当地流线

(a). Re = 18000，(b). Re = 25285，(c). Re = 36000

与 S/D = 1.88 的管束类似，当 S/D 缩小至 1.58 时，管后管间流场仍然可以分为主流通道和回流区 (如图 3 所示)。但是由于管径增大，前后管间的空间减小，回流区内的分离涡相对更大，因此主流通道与回流区之间的分界线起伏程度减小。随着 Re 增加，回流区内分离涡大小虽有所减小，但变化幅度相比 S/D = 1.88 的管束更小，流场受 Re 变化影响更小。

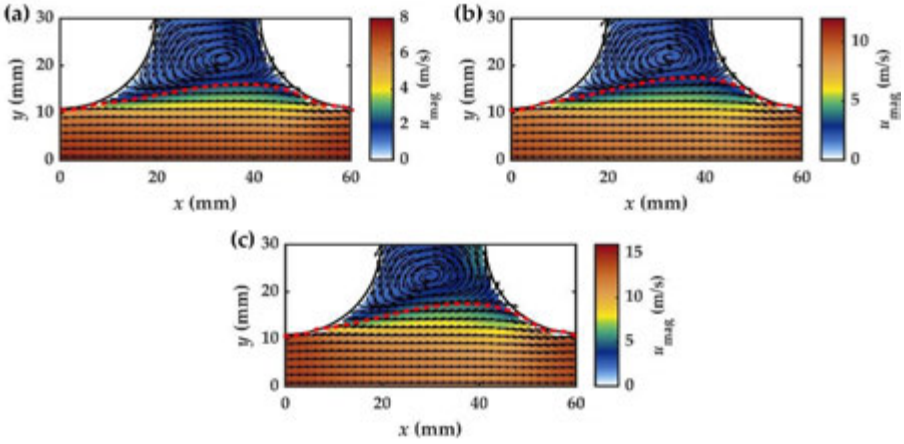


图 3 S/D = 1.58时不同Re下横掠管束速度云图与当地流线

(a). Re = 18000，(b). Re = 25285，(c). Re = 36000

为更深入了解上述两个不同管束的流动特性，本文还测量了管表面压力分布。图 4 展示了上述两个管束的管表面平均压力系数 C_P 分布。C_P 的峰值出现在 35° 附近，对

应着主流在管前缘的冲击点。主流冲击管后，进入同排相邻两管之间形成的渐缩通道，主流因此被加速，导致 C_P 在 $\theta = 35°\text{-}90°$ 之间逐渐降低。在流经管间最小截面后，进入渐扩通道，C_P 随之恢复，开始随 θ 逐渐增大。$S/D = 1.88$ 时，C_P 分布随着 Re 增大而逐渐减小。而 Re 对 $S/D = 1.58$ 管束的 C_P 分布影响很小，这与 PIV 测量所得流动结构随 Re 变化很小的结果相对应。

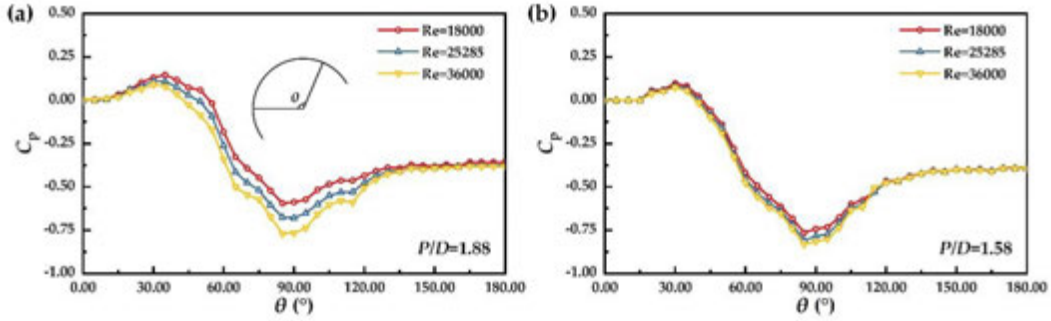


图 4 不同Re下横掠管束管表面平均压力系数C_P分布，(a). $S/D = 1.88$，(b). $S/D = 1.58$

横掠管束流动阻力主要来源于管所受的压差阻力，$S/D = 1.58$ 管束 C_P 分布受 Re 影响很小说明该结构下，管束阻力系数随 Re 几乎不变。图 5 所示的管束阻力系数 ξ 随 Re 变化也说明了这一现象。$S/D = 1.88$ 管束 ξ 随 Re 增大而逐渐减小。而$S/D = 1.58$ 管束 ξ 几乎不随 Re 变化而变化，这与常见阻力系数公式[7]-[8]所描述的现象相悖，因此为了更好的预测横掠管束流动阻力系数，需要结合流场信息开发更准确的阻力系数公式。

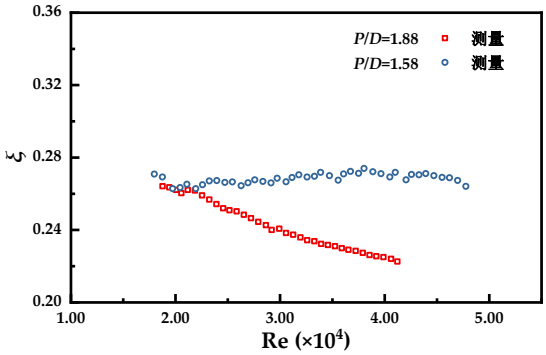


图 5 阻力系数 ξ 随 Re 变化

2.2 横掠管束阻力系数推导

在单根圆柱绕流的时均流场中，以分离泡边界(分离流线)和管壁构成的封闭区域无流线穿入穿出，Balachandar 等人[13]以该区域为控制体，从积分型动量方程的角度分析了圆柱受力情况，

$$\int_\Omega \left(\frac{P}{\rho}\mathbf{n}_1\right)\cdot \mathrm{d}\mathbf{s} + \int_\Omega \left[\left(\overline{u'u'} - \nu\frac{\partial \bar{u}}{\partial x}\right)\mathbf{n}_1\right]\cdot \mathrm{d}\mathbf{s} = \int_\Omega \left[\left(\overline{u'v'} - \nu\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}\right)\mathbf{n}_1\right]\cdot \mathrm{d}\mathbf{s} \tag{4}$$

其中 Ω 为分离泡边界及管壁构成的封闭区域边界，$\overline{u'u'}$ 和 $\overline{u'v'}$ 分别为雷诺切应力和正应力，$\nu\frac{\partial \bar{u}}{\partial x}$ and $\nu\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$ 则为粘性正应力和粘性切应力，$\mathbf{n}_1$表示流向的单位矢量。

Xie 等人[12]采用类似的方法对横掠管束流动的管后分离泡进行了研究，发现管束阻力随 Re 升高而降低的现象是由分离泡边界处增大的雷诺切应力导致的背流面压力恢复现象引起的。如图 6(a) 所示，对于间径比较小的管束，管后分离泡往往会和后一排

管接触，如果以前一排管分离点开始沿分离流线至后一排管冲击点的路径和后排管冲击点至分离点的管壁为边界，可将管束流场分为如图 6 (b) 和 (c) 所示的两个封闭区域。

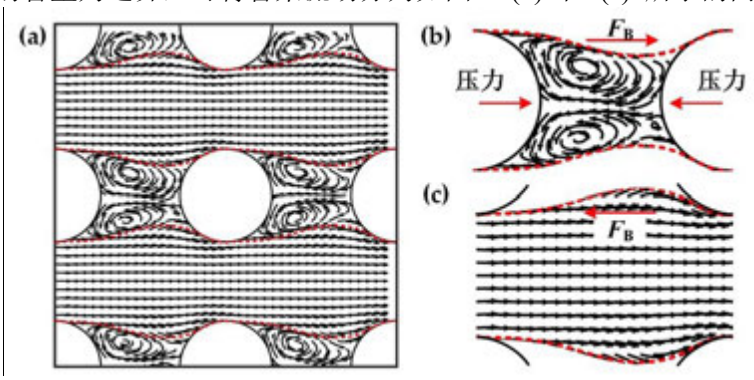


图 6 控制体受力分析示意图，(a). 管间主流通道与回流区分界示意图，(b). 回流区控制体示意图，(c).主流通道控制体示意图。

类似的，以上述分离流线边界及管壁组成的封闭区域为回流区控制体 (图 6 (b))，其积分型控制方程可写为，

$$\begin{aligned}&\int_{\Omega_1}\left(\frac{P}{\rho}\mathbf{n}_1\right)\cdot\mathrm{d}\mathbf{s}+\int_{\Omega_1}\left(\nu\frac{\partial\overline{u}}{\partial y}-\nu\frac{\partial\overline{u}}{\partial x}\right)\mathbf{n}_1\cdot\mathrm{d}\mathbf{s}=\\&-\int_{\Omega_2}\left(\frac{P}{\rho}\mathbf{n}_1\right)\cdot\mathrm{d}\mathbf{s}-\int_{\Omega_2}\left[\left(\overline{u'u'}-\nu\frac{\partial\overline{u}}{\partial x}\right)\mathbf{n}_1\right]\cdot\mathrm{d}\mathbf{s}+\int_{\Omega_2}\left[\left(\overline{u'v'}-\nu\frac{\partial\overline{u}}{\partial y}\right)\mathbf{n}_1\right]\cdot\mathrm{d}\mathbf{s}\end{aligned}\tag{5}$$

其中 Ω_1 为前后两根管管壁（没有雷诺应力），Ω_2 为上述分离流线边界。

式 (5) 左端为管总阻力 F_D，由压差阻力和粘性阻力构成，式 (5) 右端为边界处受力F_B，包含边界上的压差阻力、摩擦阻力以及时均雷诺应力在水平方向的投影。边界上平均切应力为$\tau_{w,ave}$，则有，

$$F_B=\tau_{w,ave}S_2\tag{6}$$

主流通道控制体如图 6 (c) 所示，充分发展横掠管束流动管间位置速度分布在不同排管处均相同，边界上受力F_B仅引起通道内压降，

$$\tau_{w,ave}S_2=\Delta P(S_1-D)\tag{7}$$

横掠管束流动压降转化为图 6 (c) 所示通道内的压降。采用圆管湍流 Blasius 阻力公式和槽道湍流 Dean 阻力公式的推导方法对通道内阻力公式进行研究。假设图 6 (c) 所示通道内流向平均的速度分布符合幂函数分布，

$$u^+=my^{+1/n},\quad u^+=u/u_\tau,\quad u_\tau=\sqrt{\tau_{w,ave}/\rho},\quad y^+=yu_\tau/\nu\tag{8}$$

其中 u^+ 为无量纲速度, y^+ 为无量纲边界距离，那么通道中心区域速度，

$$u_c^+=m\delta^{+1/n}\tag{9}$$

其中δ为通道半高宽($(S_1$-$D)/2$)。上述两式相除，

$$\frac{u}{u_c}=\left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/n}\tag{10}$$

那么平均速度u_b，

$$u_b=\frac{1}{\delta}\int_0^\delta\left[u_c\left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/n}\right]\mathrm{d}y=\frac{n}{n+1}u_c\tag{11}$$

阻力系数 $C_f=2\tau_{w,ave}/\rho u_b^2$，那么 $u_\tau=(\tau_{w,ave}/\rho)^{0.5}=u_b(C_f/2)^{0.5}$。于是，

$$\frac{u_c}{u_b\sqrt{C_f/2}}=m\left(\frac{(S_1-D)u_b\sqrt{C_f/2}}{\nu}\right)^{1/n},\quad C_f/2=\left(\frac{n+1}{mn}\right)^{2n/(1+n)}2^{2/(1+n)}\,\mathrm{Re}^{-2/(1+n)} \tag{12}$$

那么平均边界处切应力，

$$\tau_{w,ave}=\left[\left(\frac{n+1}{mn}\right)^{2n/(1+n)}2^{2/(1+n)}\,\mathrm{Re}^{-2/(1+n)}\right]\rho u_b^2 \tag{13}$$

通道内压降，

$$\Delta P=\frac{\tau_{w,ave}S_2}{S_1-D}=\left[\left(\frac{n+1}{mn}\right)^{2n/(1+n)}2^{2/(1+n)}\,\mathrm{Re}^{-2/(1+n)}\right]\rho u_b^2\frac{S_2}{S_1-D} \tag{14}$$

横掠管束流动阻力系数，

$$\xi=\frac{\Delta P}{1/2\,\rho u_b^2}=\left[\left(\frac{n+1}{mn}\right)^{2n/(1+n)}2^{2/(1+n)}\,\mathrm{Re}^{-2/(1+n)}\right]\frac{S_2}{2(S_1-D)} \tag{15}$$

2.3 阻力系数公式拟合及验证

由公式(15)可知，最终阻力系数公式需要对平均的无量纲通道截面时均速度分布 u^+ 以幂函数的形式进行拟合。本节中采用 PIV 测量得到的速度分布拟合 u^+ 与 y^+ 之间的关系，以确定阻力公式的最终形式。

由于管间通道存在渐扩和渐缩区域，通道截面高度不一且截面速度在不同流向位置各不相同。为了得到平均的速度分布，采用下式计算通道不同流向位置处的速度分布进行无量纲，

$$u_{loc}^+=u/u_\tau,\quad u_\tau=\sqrt{\frac{\Delta P(S_1-D)}{nS_2\rho}},\quad y^+=\frac{[\delta(X)-Y]u_\tau}{\nu}\frac{S_1-D}{\delta(X)} \tag{16}$$

其中ΔP由压降测量直接测量得到，n表示管排数，$\delta(X)$表示流向X处的通道半高宽。

图 7 (a) 和 (b) 展示了 $S/D=1.88$ 时流向 7 个不同位置处的速度分布情况，这 7 不同截面的具体位置见图 7 (c)。管间最小截面处，流速最大，随后由于通道截面渐扩，流速减小，再次进入管间渐缩区域后流速逐渐增大。

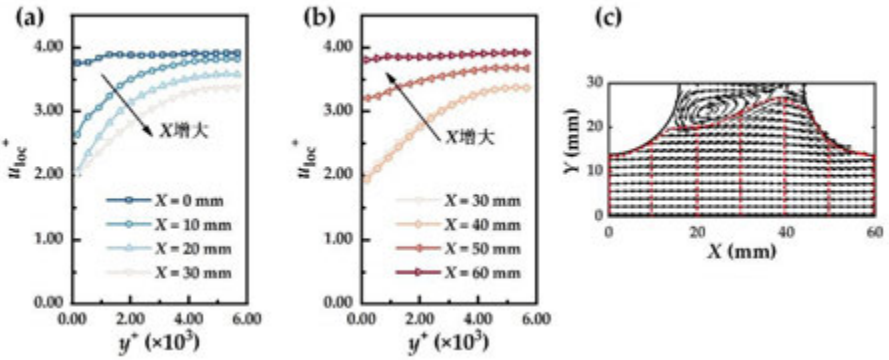


图 7 流向不同位置处截面时均速度u_{loc}^+分布，(a). $X=0$, 10, 20,30mm，(b). $X=30$, 40, 50,60mm (c). **流向不同位置示意图。**

由于y^+的定义，尽管通道内流向不同位置处高度不一，u_{loc}^+-y^+ 分布中 y^+ 范围仍然保持一致。对 u^+ 分布沿流向进行平均，可得流向平均的无量纲通道截面时均速度分布，

$$u^+\left(y^+\right)=\frac{1}{\mathrm{Re}_\tau}\int_0^{\mathrm{Re}_\tau}u^+_{\mathrm{loc}}\left(X,y^+\right)\mathrm{d}x \tag{17}$$

图 8 (a) 展示了 S/D = 1.88 时三个不同 Re 下的 u^+-y^+ 分布。发现不同 Re 下通道中心处 u^+ 大小几乎一致，这是因为随着 Re 增大，管后分离泡变小，主流通道壁面起伏更剧烈，引起了更大的压差阻力，导致通道边界摩擦速度变大，因此 u^+ 大小几乎不变。这一现象与具有特定粗糙元表面的壁湍流的速度分布规律相似。马国祯[14]发现，当粗糙单元随Re成比例增长时，通道中心处 u^+ 几乎不变。

由于 u^+-y^+ 分布规律随 Re 变化，因此不能直接采用式 (8) 的形式直接进行拟合。考虑到不同 Re 下通道中心处 u^+ 大小几乎一致，采用以下形式对速度分布进行拟合，

$$u^+=m(\mathrm{Re})(y)^{+1/n},\quad m(\mathrm{Re})=p\,\mathrm{Re}^q \tag{18}$$

拟合结果如下：

$$u^+=1.4504\,\mathrm{Re}^{-0.048}\,y^{+1/6.2667} \tag{19}$$

图 8 (a) 展示了拟合结果与 PIV 测量结果之间的比较，式 (19) 能够准确描述不同Re下平均无量纲通道截面时均速度分布。以 1.4504Re$^{-0.048}$ 作为式 (8) 中的m，6.2667作为式 (8) 中的 n 可以计算得到阻力系数的最终形式，

$$\xi=0.8227\frac{S_2}{(S_1-D)}\mathrm{Re}^{-0.1924} \tag{20}$$

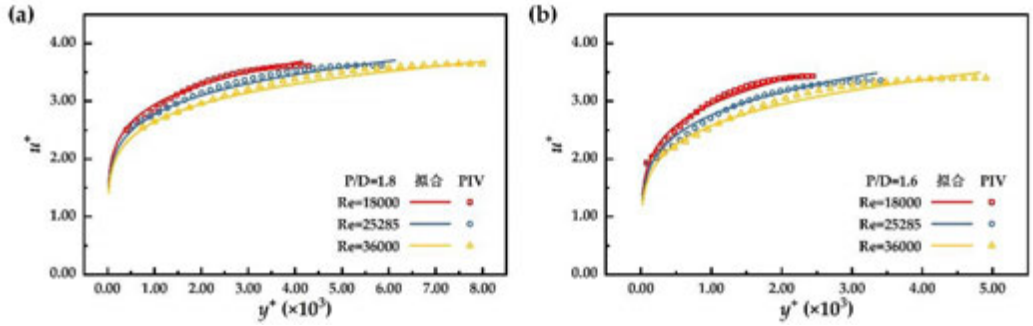


图 8 平均无量纲通道截面时均速度分布 u^+

类似的，对 S/D = 1.58 的实验数据进行处理和拟合得到，

$$u^+=5.0803\,\mathrm{Re}^{-0.194}\,y^{+1/5.1626} \tag{21}$$

对比公式 (19)，尽管 S/D = 1.58、1.88 管束主流通道的平均无量纲通道截面时均速度分布 u^+ 拟合结果中指数项 n 相差不大，但系数项 m 中 Re 的指数却有较大差异。结合公式 (15) 由于 m 中包含 Re 的幂函数项，m 中 Re 的指数和 n 共同决定了最终关联式中 Re 的指数，最终 S/D = 1.58 管束阻力系数公式如下

$$\xi=0.1057\frac{S_2}{(S_1-D)}\mathrm{Re}^{-0.0050} \tag{22}$$

其中 Re 的指数很小，对应了S/D = 1.58 管束阻力系数受 Re 影响小的现象。图 9 展示了式 (20) 及式 (22) 在不同Re时的预测结果与实验测量结果的对比，图中还展示了广泛应用的 Idelchik 关联式[7]以及 Zukauskas 关联式[8]的预测结果。Idelchik 关联式以及 Zukauskas 关联式具体如下，

Idelchik[7]: $$\xi = 0.34\left(\frac{S_1 - D}{S_2 - D} - 0.94\right)^{-0.59}\left(\frac{S_1}{D} - 1\right)^{-0.5} \mathrm{Re}^{-0.2\left(\frac{S_1 - D}{S_2 - D}\right)^{-2}} \tag{23}$$

$$\mathrm{Re} = 3\times10^3 \sim 10^5, \quad 0.06 \le (S_1 - D)/(S_2 - D) \le 1.0$$

$$\xi = 2\times 0.307\,\mathrm{Re}^{-0.1}\left(\frac{S_1}{D} - 1\right)^{-0.36}$$

Zukauskas[8]: $$\mathrm{Re} = 4\times10^4 \sim 8\times10^5 \tag{24}$$

$$S_1/D \times S_2/D = 1.4\times1.12, 1.3\times1.12, 1.2\times1.12, 1.2\times1.9$$

本文新提出的两个关联式与当前实验测量结果吻合良好，而Idelchik 关联式以及Zukauskas 关联式均不能有效预测 $S/D = 1.58$ 管束的阻力系数。

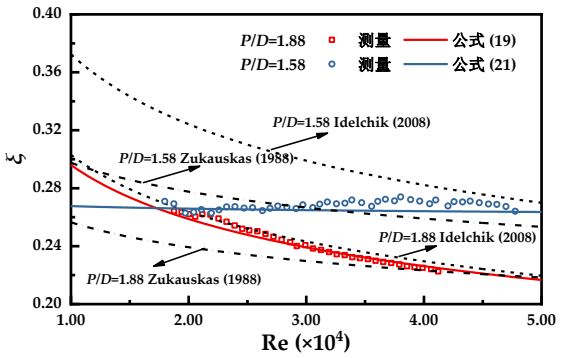


图 9 阻力系数关联式预测与实验结果对比

3. 结论

横掠小间径比 (S/D<2.00) 管束流动特性复杂，缺少准确预测其阻力系数的经验关联式。在以往的研究中，横掠管束阻力系数关联式基本全部来自于对实验数据的直接拟合，缺少从机理出发的研究。本文中采用 PIV 方法测量了 S/D=1.88、1.58 管束的流场、表面压力系数分布，以及不同 Re 下的阻力系数。然后通过分析管束回流区和主流区控制体的受力平衡，得到了最终的阻力公式。主要结论如下：

(1). 采用 PIV 方法测量了横掠 S/D =1.88 和 1.58 顺排管束流动的流场，流场可分为主流区和回流区，回流区内存在两个分离泡，分离泡随雷诺数增加而减小。相比于 S/D =1.88 管束，S/D =1.58 管束分离泡大小随 Re 变化较小。

(2). S/D =1.88 管束阻力系数随Re增加而减小，现有经验关联式可以准确预测；而S/D =1.58 管束系数几乎不随Re变化，现有经验关联式不能准确预测。

(3). 采用压力扫描阀测量了横掠 S/D =1.88 和 1.58 管束流动的管表面压力系数，S/D =1.88 管束表面压力系数 C_P 随 Re 增大而减小，而 S/D =1.58 管束 C_P 几乎不随 Re 变化而变化。

(4). 对管束回流区和主流区控制体进行受力平衡分析，将横掠管束阻力转化为主流通道处阻力，假设主流通道湍流速度具有幂函数分布，理论推导给出了具有待定系数的阻力系数计算公式。

(5). 采用幂函数形式对PIV测量得到的主流通道流向平均的时均速度分布进行拟合，给出了不同 S/D 下阻力系数计算公式的待定系数，所得到的公式与实验测量结果符合良

好，并且优于常用的 Idelchik 关联式以及 Zukauskas 关联式。

参考文献

[1] Li, X., Wu, X., & Zhang, Z. (2019). Thermal hydraulics of HTGR helical tube once through steam generator. Atomic Energy Science and Technology, 53(10), 1906.

[2] Zhang, Z., & Sun, Y. (2007). Economic potential of modular reactor nuclear power plants based on the Chinese HTR-PM project. Nuclear Engineering and Design, 237(23), 2265-2274.

[3] da Silva, B. L., Luciano, R. D., Utzig, J., & Meier, H. F. (2019). Analysis of flow behavior and fluid forces in large cylinder bundles by numerical simulations. International Journal of Heat and Fluid Flow, 75, 209-226.

[4] da Silva, B. L., Luciano, R. D., Utzig, J., & Meier, H. F. (2018). Flow patterns and turbulence effects in large cylinder arrays. International Journal of Heat and Fluid Flow, 69, 136-149.

[5] Nishikawa, E., & Ishgai, S. (1977). Structure of gas flow and its pressure loss in tube banks with tubes axes normal to flow. Trans. of the JSME, 43(373), 3310-3319.

[6] Blackall, J. L., Iacovides, H., & Uribe, J. C. (2020). Modeling of in-line tube banks inside advanced gas-cooled reactor boilers. Heat Transfer Engineering, 41(19-20), 1731-1749.

[7] Idelchik, I. E. (2008). Handbook of hydraulic resistance. 4rd Edition, Jaico Publishing House.

[8] Zukauskas, A., Ulinskas, R., Katinas, V., & Karni, J. (1988). Fluid dynamics and flow-induced vibrations of tube banks. Hemisphere Pub.

[9] Rodríguez, I., Lehmkuhl, O., Chiva, J., Borrell, R., & Oliva, A. (2015). On the flow past a circular cylinder from critical to super-critical Reynolds numbers: Wake topology and vortex shedding. International Journal of Heat and Fluid Flow, 55, 91-103.

[10] Achenbach, E. (1968). Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to Re= 5× 106. Journal of Fluid Mechanics, 34(4), 625-639.

[11] Thielicke, W., & Stamhuis, E. (2014). PIVlab–towards user-friendly, affordable and accurate digital particle image velocimetry in MATLAB. Journal of open research software, 2(1).

[12] Xie, X., Ma, A., Zhao, H., Li, X., & Wu, X. (2023). Experimental investigation and analysis on the cross flow characteristics over inline tube bundles with S/D= 1.875. International Journal of Heat and Mass Transfer, 203, 123800.

[13] Balachandar, S., Mittal, R., & Najjar, F. M. (1997). Properties of the mean recirculation region in the wakes of two-dimensional bluff bodies. Journal of Fluid Mechanics, 351, 167-199.

[14] 马国祯. (2022). 粗糙壁湍流外区相似性和标度规律的数值研究[D], 清华大学, 26-27.

中国工程热物理学会 传热传质
学术会议论文 编号：14xxxx

基于变密度法的湍流拓扑优化研究

张浩然 王定标* 王光辉 彭旭 秦翔

（郑州大学机械与动力工程学院，郑州，450001）

（联系电话：1719996928 ，E－mail：zhanghaoran@gs.zzu.edu.cn）

摘 要：换热器内流体真实的流动情况多为湍流流动，而目前学者大多是在层流流动条件下研究换热器拓扑优化的。本文基于变密度法，采用 RANS（雷诺时均）κ-ω 湍流模型对流-热耦合问题进行拓扑优化，并对不同 Re（雷诺数）下的拓扑结构、温度场、速度场和目标函数值进行对比研究，证明了在流-热耦合拓扑优化问题中考虑湍流流动的可行性。

关键词：变密度法；流-热耦合；湍流流动；拓扑优化；RANS κ-ω 模型

1 引言

流体拓扑优化是一项新兴技术，目前在航天、汽车、芯片等领域均有相关应用。与尺寸优化相比，拓扑优化突破了经验性思维对设计的影响，以其极高的自由度获得充满想象力的复杂新颖的结构[1]。

拓扑优化方法通过流体或固体材料在设计域上不断更新分布情况，从而实现优化目标函数在一定约束下的最大化或最小化。Borrvall 和 Petersson[2]首次将此方法扩展至流体流动领域，将此技术应用于 2D 流道问题，以最大限度地减少设计域上的能量耗散，从此流体拓扑优化在层流方面研究由此展开。Deng 等人[3]研究了层流流体拓扑优化在不稳定流、微通道流、两相流等领域应用。Dede[4]首次将流体拓扑优化方法拓展到流-热耦合问题中，并通过二维和三维流-热耦合案例讨论其提出方法的应用性和局限。Romero 和 Silva[4]的工作研究了应用于流动机器的拓扑优化方法，其中设备中的流体流动被建模为 Navier-Stokes 流，并添加了旋转参考系统，以考虑旋转产生的离心力。裴元帅等人[5]利用变密度法的拓扑优化对新型电子元件热沉进行设计，利用 MMA 算法得到恒温边界条件下的最优流道。无论是流体拓扑优化，还是流-热耦合问题的拓扑优化，它们真实的流动情况大多为湍流流动，而以上学者均是在层流条件下进行研究的。

湍流拓扑优化问题存在较强的非线性，需要较大的计算成本，近年来随着计算机技术发展，湍流拓扑优化问题研究取得一定的进展。Papoutsis-Kiachagia 和 Giannakoglou[6]最早在拓扑优化中考虑湍流，他们通过使用连续伴随方法对滑翔机和其他工业应用进行

国家自然科学基金项目资助（21576245，52206120）；中国博士后科学基金资助项目（2022M712855）

了形状和拓扑优化。Yoon[7]提出了使用 Spalart-Allmaras 模型针对不同雷诺数优化通道内的流动。Dilgen[8]提出了一种用于湍流系统拓扑优化的快速方法，该方法在求解灵敏度时无需任何假设，能获得精确的灵敏度，基于有限体积离散雷诺平均 Navier-Stokes 方程以及单方程或双方程湍流闭合模型，利用自动微分求解伴随，为设计涉及湍流的大规模多物理场问题开辟了新的可能性。Luís F.N. Sá[9]将 Yoon[7]的湍流流体拓扑优化方法扩展到了旋转流体机械领域，提出了一种旋转/曲率校正 Spalart–Allmaras 模型来考虑基于密度的材料模型，从而扩展了湍流的拓扑优化模型。目前的湍流拓扑优化发展刚刚起步，大多数研究是基于单流体流动问题的优化，优化目标是最小化流动耗散，很少关于湍流流-热耦合换热器领域的研究。

本文将 Dilgen[8]的 RANS-κ-ω湍流拓扑优化方法拓展到流-热耦合问题中，以传热最优作为目标函数，并利用二维换热器模型验证了该方法的有效性，为考虑湍流流动情况的换热器拓扑优化应用提供了基础。

2 控制方程

2.1 流体流动控制方程

流体的流动是在稳态不可压缩的雷诺平均纳维-斯托克斯（RANS-Navier-Stokes）方程下建立的。在下文中，假设流体的物理特性不随流体温度的变化而变化。因此，温度是一个被动的标量，计算中采用弱耦合形式。所研究问题的 RANS 方程被写为

$$\rho\nabla\cdot\boldsymbol{u}=0 \tag{1}$$

$$\rho\left(\boldsymbol{u}\cdot\nabla\right)\boldsymbol{u}=\nabla\cdot\left[-p\boldsymbol{I}+\left(\mu+\mu_T\right)\left(\nabla\boldsymbol{u}+(\nabla\boldsymbol{u})^T\right)\right]+F \tag{2}$$

其中∇是梯度算子，$\boldsymbol{u}$ 是平均速度矢量，p 是压力，μ_T 是流体的湍流动态黏度，$\boldsymbol{\rho}$ 是流体密度。

下式（3）为增加的惩罚项，称为 Brinkman 摩擦项[10]，代表空间变化的反渗透性，用于实现优化过程中的固体/流体分布。固体和流体之间的插值是在函数$\alpha\left(\gamma\right)$的帮助下实现的，插值函数的具体形式将在第 3 节讨论。

$$F=\alpha\left(\gamma\right)\boldsymbol{u} \tag{3}$$

Wilcox[11]提出的 *k-ω* 湍流模型被用来描述湍流效应。在该模型中，湍流涡流粘度被定义为下式：

$$\mu_T = \rho \frac{k}{\omega}$$

$$\omega = max\left[\omega, C_{lim}\sqrt{\frac{2\mathbf{S}:\mathbf{S}}{\beta^*}} \right] \tag{4}$$

$$C_{lim} = \frac{7}{8}$$

其中:表示两个张量之间的标量乘积，k 是湍流动能，ω 是比耗散率，两者可以通过求解以下两个额外的（稳态）输运方程得到。

$$\rho(\boldsymbol{u}\cdot\nabla)k = \nabla\cdot\left[\left(\mu+\mu_T\sigma^*\right)\nabla k\right] + P_k - \rho\beta^*\omega k - \alpha(\gamma)k \tag{5}$$

$$\rho(\boldsymbol{u}\cdot\nabla)\omega = \nabla\cdot\left[\left(\mu+\mu_T\sigma\right)\nabla\omega\right] + C_1\frac{\omega}{k}P_k - \rho\beta_\omega\omega^2 - \alpha(\gamma)(\omega-\omega_b) \tag{6}$$

公式（5）和（6）中的最后一项是添加的惩罚项，通过插值函数$\alpha(\gamma)$，可将固体区域的 k 和 ω 分配为零。P_{k} 是湍流动能的剪切生产率，定义为：

$$P_{\mathrm{k}} = \mu_{\mathrm{T}}\left[\nabla\boldsymbol{u}:\left(\nabla\boldsymbol{u}+(\nabla\boldsymbol{u})^{\mathrm{T}}\right)\right] \tag{7}$$

所有的系数和参数都定义如下：

$$C_1 = 0.52 \quad \beta_0 = 0.0708 \quad \beta^* = 0.09 \quad \beta_\omega = \beta_0 f_\beta$$

$$f_\beta = \frac{1+85\chi_\omega}{1+100\chi_\omega} \qquad \chi_\omega = \left|\frac{\Omega_{ij}\Omega_{jk}S_{ki}}{(\beta^*\omega)^3}\right| \left(\chi_\omega=0 \text{ in 2D}\right)$$

$$\sigma = 0.5 \qquad \sigma^* = 0.6 \qquad \sigma_{d0} = 0.125 \tag{8}$$

$$\sigma_d = \begin{cases} \sigma_{d0}, \nabla k\cdot\nabla\omega > 0 \\ 0, \nabla k\cdot\nabla\omega \le 0 \end{cases}$$

$\boldsymbol{\Omega}$ 是平均涡度张量，$\boldsymbol{S}$ 是平均应变率张量。

$$\boldsymbol{\Omega} = \frac{1}{2}\left(\nabla\boldsymbol{u} - \nabla\boldsymbol{u}^T\right) \tag{9}$$

$$\boldsymbol{S}=\frac{1}{2}\left(\nabla \boldsymbol{u}+\nabla \boldsymbol{u}^{T}\right)$$

壁面的时间平均速度采用无滑移边界条件，壁面处的湍流动能 k 和湍流比耗散率 ω 为：

$$\begin{aligned} k_b &= 0 \\ \omega_b &= \frac{60\mu}{\rho\beta_1 y_1^2}, \beta_1 = 0.075 \end{aligned} \tag{10}$$

其中 y_1 表示从壁面到离壁面最近的单元中心的距离。因为我们在设计域中使用了固定的、近似均匀的网格，所以我们参考文献[8]中的处理方法，将 y_1 定义为平均单元尺寸的一半。

2.2 传热控制方程

稳态条件下散热器的传热路径主要分为两种：热传导和对流传热。能量方程描述了材料在热传导和对流作用下的热传递，同时考虑了在该区域的流动情况，如式（11）所示。

$$\begin{aligned} \rho c_f(u)\boldsymbol{u}\cdot\nabla T &= \nabla\cdot\left(k_f\nabla T\right) \text{（流体域）} \\ 0 &= \nabla\cdot\left(k_s\nabla T\right)+Q_0 \text{（固体域）} \end{aligned} \tag{11}$$

其中，T 代表温度，c_f 是流体的比热容，k_f 和 k_s 分别代表流体和固体的热导率，Q_0 代表固体域产生的热源。上式可以合并成同时包含固体和流体的插值形式的传热方程，如式（12）所示。

$$\alpha_{\mathrm{t}}(\gamma)\rho c_p\boldsymbol{u}\cdot\nabla T=\nabla\cdot\left[k(\gamma)\nabla T\right]+Q_0 \tag{12}$$

插值方程 $\alpha_{\mathrm{t}}(\gamma)$ 可以控制传热控制方程对流项的开启（$\alpha_{\mathrm{t}}(\gamma)=1$）与关闭（$\alpha_{\mathrm{t}}(\gamma)=0$），$k(\gamma)$ 是关于流体与固体导热率的插值方程，方程的具体插值形式在第 3 节中介绍。

3 湍流拓扑优化理论

3.1 插值方程

在本中，我们通过密度模型将拓扑优化问题转变为材料分布问题。在密度方法中，材料密度γ也被当做设计变量，用来表示固体和流体的分布。$\gamma=1$代表流体域，$\gamma=0$代表固体域。γ也可以取 0 和 1 之间的中间值，但这会对实现固体与流体清晰分布产生不利的影响，为了避免中间值的产生，让γ的值更接近于 0 或者 1，我们采用插值方程对其进行惩罚。在雷诺时均方程和湍流输运方程中的相关项上采用了 RAMP 插值方程。

$$\begin{aligned}\alpha(\gamma)&=\alpha_{\min}+(\alpha_{\max}-\alpha_{\min})\frac{q(1-\gamma)}{q+\gamma}\\ \alpha_{\max}&=\frac{\mu}{Da\cdot L^2}\end{aligned}\tag{12}$$

其中，q是惩罚参数，$\alpha_{\min}$是最小逆渗透率，本文取 0，$\alpha_{\max}$是最大逆渗透率，用来控制密度模型中流体在固体的通过率，Da是达西数，本文取 10^{-4}，L是特征长度。

有效热导率$k(\gamma)$，无量纲方程$\alpha_{\mathrm{t}}(\gamma)$采用 SIMP 插值方法，具体形式如下。

$$\begin{aligned}k(\gamma)&=(k_f-k_s)\gamma^{P_1}+k_s\\ \alpha_{\mathrm{t}}(\gamma)&=(0-1)\gamma^{P_2}+1\end{aligned}\tag{13}$$

p_1，p_2是 SIMP 插值方程的惩罚参数。

3.2 密度投影与过滤

棋盘格、灰度和网格依赖性等都是拓扑优化中常见的数值不稳定现象。图 1 展示了拓扑优化中出现的棋盘格现象，从图中看到，从入口分叉出的流道周围存在许多白点，产生了十分粗糙的流道结构，为后续模型的制造带来了极大的挑战。



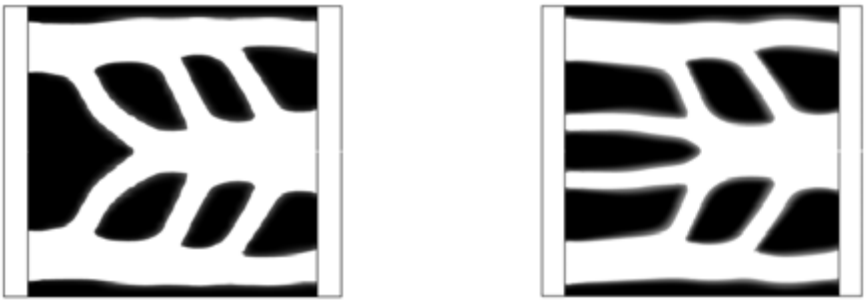
图 1 拓扑优化中棋盘格现象

图 2 展示了拓扑优化中出现的灰度现象，灰度产生是因为优化结果中设计变量γ取到了 0 和 1 之间的中间值，从而导致设计单元产生介于固体和液体之间的过渡区域。



图 2 拓扑优化中灰度现象

从图 3 中可以看出，当网格划分数目增多时，流道结构会发生变化。这是由于拓扑优化存在一定的网格依赖性



（a）网格划分为 60×60　　（b）网格划分为 120×120

图 3 拓扑优化中网格依赖性

为了解决拓扑优化产生的数值不稳定现象，本文采用了密度过滤与投影的方法，采用本文采用 Helmholtz 偏微分方程过滤，具体形式如下：

$$\begin{cases} r^2\nabla^2\gamma_f+\gamma_f=\gamma, \text{ in } D \\ \boldsymbol{-n}\cdot\left(-r^2\nabla\gamma_f\right)=0, \text{ on } \partial D \end{cases} \tag{14}$$

这里，D 是设计域，∂D 是设计域边界，γ 是起始设计变量，γ_f 是过滤后的设计变量，r 是过滤半径，其大小约等于网格单元大小。

密度过滤会在流固界面处产生灰色区域，通过引入双曲切线投影，可以缓解灰度过渡，得到清晰的流固界面布局。双曲正切投影的具体形式如下：

$$\gamma_{\mathrm{P}}=\frac{\tanh\left(\beta\left(\gamma_f-\gamma_\beta\right)\right)+\tanh(\beta\gamma_\beta)}{\tanh\left(\beta\left(1\text{-}\gamma_\beta\right)\right)+\tanh(\beta\gamma_\beta)} \tag{15}$$

γ_{P} 表示投影后的设计变量，β 表示投影斜率，本文设置为 8，γ_β 是投影点，本文设置为 0.5。

在本文中，设计变量 γ 首先被过滤为 γ_f，然后经过投影输出为 γ_{P}，最终 γ_{P} 成为拓扑优化中基本设计变量。

3.3 拓扑优化数学的形式

优化是在一定的压降下进行的，所以引入了一个表示设计域内最小平均温度的目标函数，以获得性能更好的散热器的最佳拓扑优化布局，其定义为：

$$\boldsymbol{C}\left(\mathbf{U},\gamma\right)=\frac{\int_\Omega T\mathrm{d}\Omega}{\int_\Omega 1\mathrm{d}\Omega} \tag{16}$$

Ω 是设计区域。优化问题的数学形式定义为：

$$\begin{aligned}&\text{Minimize}\ \ \boldsymbol{C}\left(\mathbf{U}\left(\gamma\right),\gamma\right),\gamma\in\left[0,1\right]\\&\text{Subject to}\begin{cases}\mathbf{R}_1,\ \mathbf{R}_2,\ \mathbf{R}_3,\ \mathbf{R}_4,\ \mathbf{R}_5(\mathbf{U}\left(\gamma\right),\gamma)=0;\\V_{\text{fluid}}=\int_\Omega\gamma d\Omega\le V_L\\\underset{\text{solid}}{0}\le\boldsymbol{\gamma}\le\underset{\text{fluid}}{1}\end{cases}\end{aligned} \tag{17}$$

$\mathbf{R}_1$，$\mathbf{R}_2$，$\mathbf{R}_3$，$\mathbf{R}_4$，$\mathbf{R}_5$ 分别代表连续性方程，雷诺时均纳维斯托克斯方程，κ-ω 湍流输运方程和传热控制方程的弱形式，它们均是关于设计变量 γ 的函数。

4　数值案例研究

4.1　参数设定

本案例演示了一个二维流-热耦合散热器的优化模型。目标是最小化设计域平均温度，以达到最大化换热的目的，如式(14)中所定义。流体体积被限制在整个计算域的 50%，即 V_L 为 0.5。流-热耦合优化问题设置示意图如图 4 所示。为了保证入口流体流动充分发展，防止出口流体回流，我们分别在入口和出口都增加了一个延长段。入口处的温度设置为 300K，出口处使用零压边界条件，所有其他边界条件都实现为绝热壁，无滑移。二维模型结构对称、边界对称，为了节省计算成本，在优化过程中只考虑了设计区域的一半，设计区域的中心线为对称线。热源分布于固体区域。图 4 中具体边界条件如下：

入口：$p = p_{in} = \dfrac{\mu^2 \mathrm{Re}^2}{\rho L^2},\ T = T_{in} = 300\mathrm{K}$　　对称：$-\boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{n} = 0,\ -\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{q} = 0$

出口：$p = p_{out} = 0\ Pa$　　壁：$\boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{n} = 0,\ -\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{q} = 0$

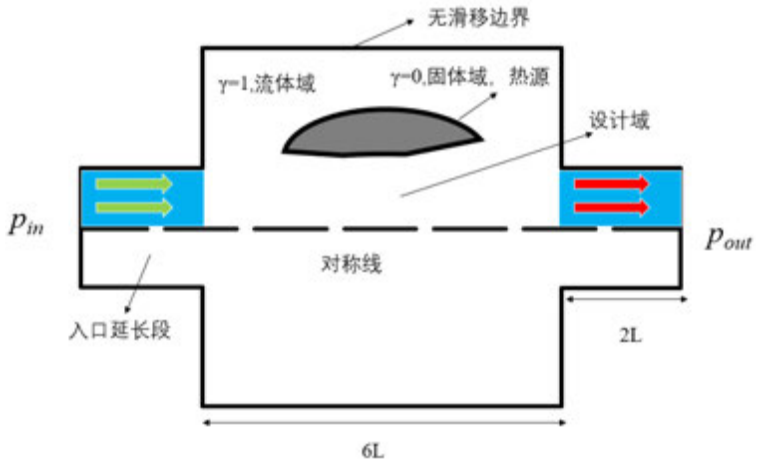


图 4 2D 流-热耦合散热器模型示意图

4.2　不同入口边界条件的研究

为了进一步验证所构建湍流拓扑模型的可行性，本文保持其他参数不变，研究了湍流条件下，不同的进口雷诺数 *Re* 下的拓扑结构，并对不同的拓扑结构进行对比。图 5 中为入口 *Re* 数分别为 5000、6000、7000、8000、9000、10000 时对应的拓扑流道结构图，图中白色区域代表流体流道，黑色区域代表固体。在优化过程中，当雷诺数 *Re* 增

大，优化器选择牺牲部分压降达到增强换热的效果，所以在相对较低的 *Re* 情况下，拓扑结构具有较少且宽的流道分支，且固体与液体分界处对比清晰，随着雷诺数 *Re* 的增大，流道分支数量增加，并更加狭窄，这些变化达到了增大换热面积和增强扰流的目的。因为变密度法拓扑优化是通过使用 Brinkman 惩罚使材料分布产生对流体运动的影响进行建模的，过高的入口 *Re* 会导致流道速度急剧增加，使优化过程中出现数值不稳定现象，进而导致狭窄流道处出现灰度单元，且有死区出现。其中固体区域仍然包含影响薄通道中速度分布的压力梯度，这是 Brinkman 惩罚的缺陷。可以通过增加薄通道过渡区域的网格分辨率或减少 *Da* 参数来减少这种问题的出现。

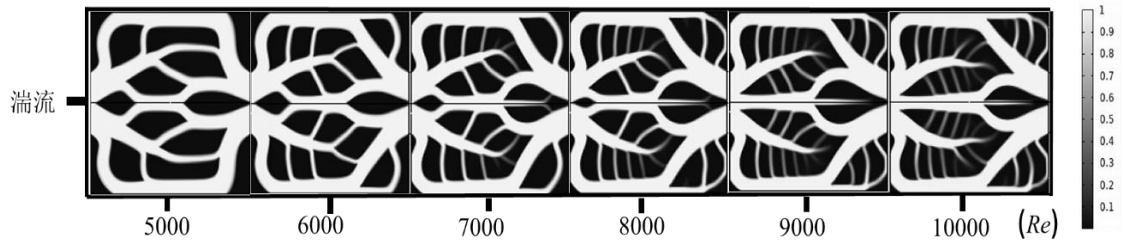


图 5 不同湍流条件下 2D 流-热耦合散热器的拓扑结构

图 6 中所示为二维流-热耦合模型拓扑结构的速度场和温度场，对称轴的上半部分为速度场，下半部分为温度场，分别对应雷诺数 *Re* 从 5000 到 10000 的拓扑结果。从速度场中看出，高速流分别出现在上中下的三条主干道，支流流道因为过于狭窄或者灰度的原因，流速较小。随着入口 *Re* 增加，优化器选择牺牲部分压降达到增强换热目的，因此通道数量，特别是支流流道数量逐渐增加，通道也更加曲折和分叉。越来越多细长的分支从宽阔的主通道中生长出来，将流体引导到远离入口和主通道的区域。优化目标函数为设计域温度最小，也就是使设计域换热效果最大，设计区域中分支流道增多有助于增强扰流，有助于提高对流换热面积，从而更有利于降低设计区域内的平均温度。随着入口 *Re* 增加，在整个设计域中增加了均匀分布的多个蜿蜒通道，温度场也更加均匀，切断了固体区域以防止热量在固体域中积聚并将热量传递出散热器。

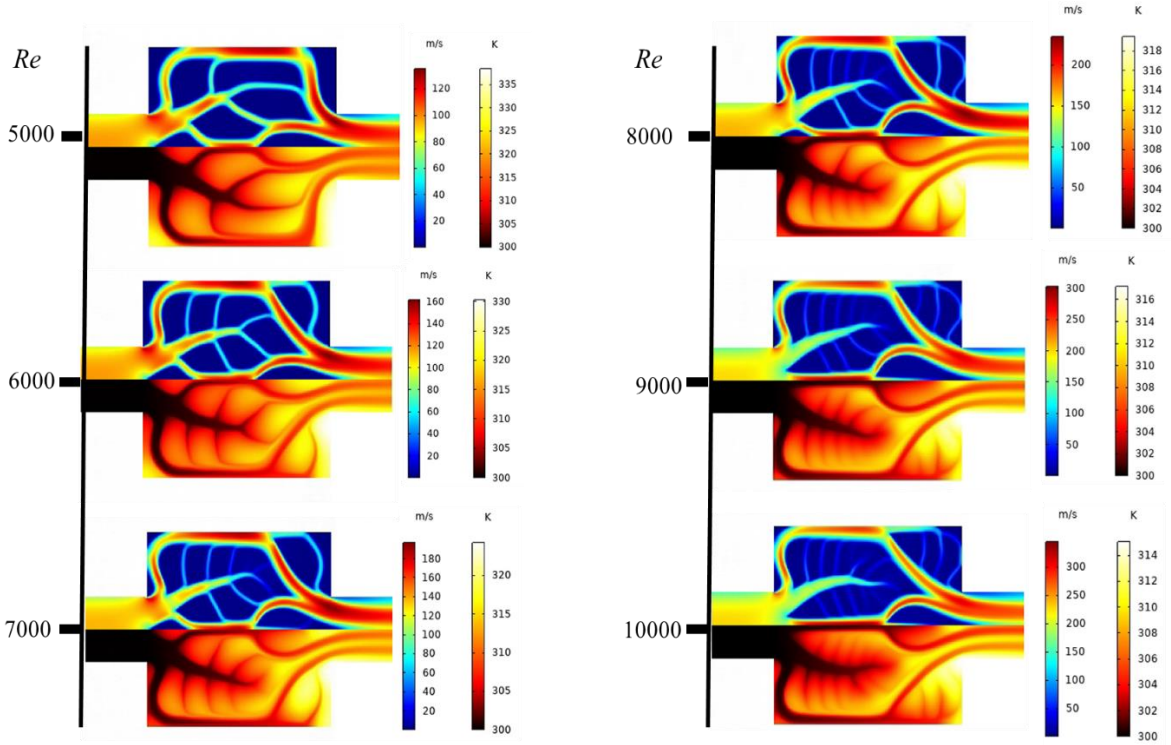


图 6 湍流拓扑速度（上半部分）与温度场（下半部分）

图 7 是拓扑优化后的目标函数值随雷诺数的变化情况。随着入口雷诺数的增大，流道中液体的流动速度增大，增强了对流换热效果，所以目标函数随着雷诺数增大逐渐减小。在 *Re* 从 5000 增加到 6000 时，目标函数下降趋势较为明显，这是因为相比于 *Re* 为 5000 的拓扑结构，*Re* 为 6000 的拓扑结构多出许多较为清晰的支流流道，这会增大散热器的温度均匀性。*Re* 从 6000 增加到 10000 时，目标函数呈下降趋势，且随着 *Re* 的增加，目标函数的下降速度越来越慢，主要原因是高 *Re* 支流流道虽然密集，但是太过狭窄，且伴随产生了一定的灰度，对换热器对流换热效果提升不太明显。

。

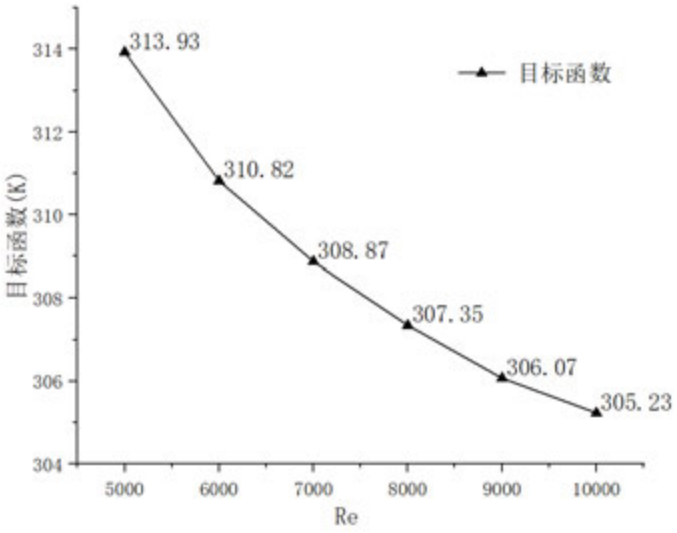


图 7 优化目标函数随 *Re* 变化情况

5 结论

本文采用变密度法，在流-热耦合问题的拓扑优化中考虑了流体的湍流流动情况，并通过 2D 散热器案例对该方法进行了验证研究，分析了不同的入口 *Re* 对拓扑结构，温度场、速度场和目标函数的影响。可以得到如下结论：随着 *Re* 的增加，第一，拓扑流道会越来越复杂，流道分支数量增加，并更加狭窄，过高的入口 *Re* 会导致流道速度急剧增加，使优化过程中出现数值不稳定现象，进而导致狭窄流道处出现灰度单元，且有死区出现；第二，支流数目逐渐增加，整个设计域中增加了多个均匀分布的蜿蜒通道，温度场也更加均匀，切断了固体区域，以防止热量在固体域中积聚并将热量传递出散热器，但是支流流道因为过于狭窄或者灰度原因导致流体流速相对较小；第三，目标函数逐渐下降，在 *Re* 从 5000 到 6000 下降速度很快，6000 到 10000 下降速度越来越慢，主要原因是高 *Re* 支流流道虽然密集，但是太过狭窄，影响流体对流换热效果。

参考文献

[1]王定标 王帅 张浩然 等. 流体拓扑优化的方法及应用综述[J]. 郑州大学学报(工学版) 2023 44(02):1-13.

[2] Borrvall T Petersson J. Topology optimization of fluids in Stokes flow[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids 2003 41(1):77-107.

[3] Deng Y Wu Y Liu Z. Topology Optimization Theory for Laminar Flow[M]. 2018.

[4] Dede E. Multiphysics Topology Optimization of Heat Transfer and Fluid Flow Systems[M]. 2009.

[5]裴元帅 王定标 王光辉 等. 恒定压降下电子元件热沉的拓扑优化设计[J]. 低温与超导 2020 48(01):56-61.

[6] Papoutsis-Kiachagias E M Giannakoglou K C. Continuous Adjoint Methods for Turbulent Flows Applied to Shape and Topology Optimization: Industrial Applications[J]. Archives of Computational Methods in Engineering 2014 23(2):255-299.

[7] Yoon G H. Topology optimization for turbulent flow with Spalart–Allmaras model[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 2016 303:288-311.

[8] Dilgen C B Dilgen S B Fuhrman D R et al. Topology optimization of turbulent flows[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 2018 331:363-393.

[9] Sá L F N Yamabe P V M Souza B C et al. Topology optimization of turbulent rotating flows using Spalart–Allmaras model[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 2021 373

[10] Arquis E Caltagirone J P. Sur les conditions hydrodynamiques au voisinage d'une interface milieu fluide-milieu po*Re*ux: Application à la convection natu*Re*lle[J]. 1984

[11] Wilcox D C. Formulation of the k - ω Turbulence Model *Re*visited[J]. AIAA Journal 2008 46(11):2823-2838.

Turbulent flow topology optimization for coupled flow-thermal problems

Wang Dingbiao Zhang Haoran Wang Guanghui

(School of Mechanical and Power Engineering Zhengzhou University Zhengzhou 450001)

Abstract: The real flow conditions of fluid in heat exchangers are mostly turbulent flows while most of the current scholars study the topology optimization of heat exchangers under laminar flow conditions. In this paper the RANS (Reynolds time-averaged) κ-ω turbulence model is used for topology optimization of the flow-thermal coupling problem and the topology structure temperature field velocity field and objective function values are compared and studied under different Re (Reynolds number) to demonstrate the feasibility of considering turbulent flow in the flow-thermal coupling topology optimization problem.

Keywords: Flow-thermal coupling; Turbulent flow; Topology optimization; RANS κ-ω model

中国工程热物理学会 传热传质学
学 术 会 议 论 文 编号: 233525

具有内置热源的封闭圆柱腔体耦合自然对流-辐射传热研究*

陈晨，于佳佳，吴春梅，李友荣

（重庆大学能源与动力工程学院, 重庆, 400044）

(Tel: 023-65112284, E-mail: liyourong@cqu.edu.cn)

摘 要：为了了解壁面辐射对封闭腔体内部热源散热过程的影响，对封闭圆柱腔体内外耦合自然对流-辐射传热进行了数值模拟，分析了几何参数、Rayleigh 数和固壁发射率对封闭圆柱腔体内外耦合自然对流-辐射传热的影响。结果表明，与纯自然对流相比，考虑壁面辐射时封闭圆柱腔体内部温度降低，流动增强，流动结构更为复杂；几何参数对封闭圆柱腔体内外耦合自然对流流型和平均 Nusselt 数具有重要影响。基于计算结果，拟合得到了耦合自然对流-辐射传热平均 Nusselt 数传热关联式。

关键词：自然对流；耦合传热；辐射传热；封闭腔体；数值模拟

0 前言

辐射-自然对流耦合传热广泛存在于建筑物隔热、电子元器件冷却和太阳能集热器等领域，因此封闭腔体辐射-自然对流耦合传热一直是研究热点。很多学者研究了封闭腔体内辐射对自然对流传热的影响[1-6]以及封闭腔体内辐射-自然对流与壁面导热的耦合作用[7-17]，但是，壁面辐射传热对封闭腔体内外耦合自然对流传热的影响的研究较少。因此，本文采用数值模拟方法对中心放置圆柱热源的封闭圆柱腔体内外耦合自然对流-辐射传热进行研究，通过改变圆柱热源几何尺度、封闭圆柱腔体径高比和表面发射率，分析各参数对耦合自然对流-辐射传热特性的影响。

1 理论模型和数值方法

1.1 物理数学模型

物理模型如图 1 所示。假定半径为 r_1、高度为 h_1 的封闭圆柱腔体内部中心放置有半径为 r_0、高度为 h_0、温度为 T_h、表面发射率为ε的圆柱热源。热源的热量首先通过封闭腔体内的自然对流和表面辐射传至腔体壁，然后在腔体外再以自然对流和辐射的形式传给温度为 T_∞的周围环境，因此，腔体内外自然对流和辐射传热相互耦合，决定了热源表面的散热性能。定义内置圆柱热源无量纲高度和半径分别为 $H=h_0/h_1$ 和 $R_0=r_0/h_1$，封闭圆柱腔体的径高比为 $A=r_1/h_1$。圆柱腔体置于地面上，通过地面散热很少，因此设为绝热边界。计算域大小为封闭圆柱腔体尺寸的 8 倍[18]。

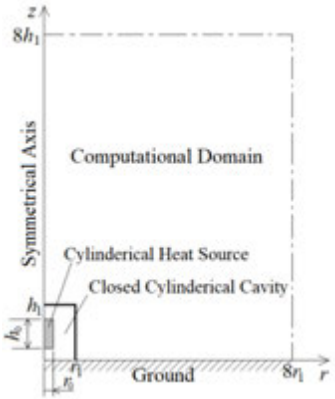


图 1 物理模型

基金项目：国家自然科学基金资助项目 (No. 52076017).

为简化起见，假设：（1）空气为不可压缩牛顿流体；（2）流体流速很小，流动处于层流状态；（3）除浮力项中的密度外，物性参数为常数，与温度无关；（4）固体壁面满足无滑移边界条件，忽略粘性耗散；（5）通过封闭腔体壁的导热热阻很小，可忽略不计。

无量纲长度、速度、时间、压力和温度定义如下：

$$(R,Z)=\frac{(r,z)}{h_1},\ (V_R,V_Z)=\frac{(v_r,v_z)}{\nu/h_1},\ P=\frac{p}{\rho\nu^2/h_1^2},\ \Theta=\frac{T-T_\infty}{T_h-T_\infty} \tag{1a-d}$$

描述封闭腔体内外耦合的自然对流传热无量纲控制方程和定解条件、以及固体表面辐射传热的 DO 模型见文献[19]。控制参数 Rayleigh（Ra）数被定义为：

$$Ra=\frac{g\beta\Delta T h_1^3}{\nu\alpha} \tag{2}$$

式中，β是体积膨胀系数，ν是运动粘性系数，α是热扩散率。

壁面局部 Nu 数和辐射 Nu 数[7]的计算式为：

$$Nu=\left|\frac{\partial\Theta}{\partial n}\right|,\ Nu_{rad}=N_{\mathrm{rad}}Q_{\mathrm{rad}} \tag{3a-b}$$

其中，$N_{rad}=\frac{\sigma T_\infty^4 h_1}{\lambda\Delta T}$，$Q_{rad}=\frac{q_r}{\sigma T_\infty^4}$。$\lambda$是导热系数，$\sigma$是黑体辐射常数，$q_r$是辐射热流密度。

封闭圆柱腔体内外耦合自然对流传热特性由内置高温圆柱表面到环境空气整个传热过程的平均 Nu 数表示：

$$Nu_{ave}=\frac{\Phi h_1}{F_s(T_h-T_\infty)\lambda} \tag{4}$$

式中，F_s 是内置圆柱热源表面积，Φ 是总传热量。

1.2 计算方法及验证

计算方法和计算网格与文献[19]相同。为验证考虑辐射传热时数值方法的正确性，对中心放置高温方形热源且考虑壁面辐射的封闭矩形腔体中的耦合辐射-自然对流进行了计算，得到了固体壁面平均辐射-对流 Nusselt 数，并与文献[14]中的计算结果进行了比较，偏差均在 1%以内，如表 1 所示。因此，数值方法可用于封闭圆柱腔体内外耦合自然对流-辐射换热的数值模拟。

表 1 与文献[14]矩形腔体内 $Ra=10^6$ 时 Pr=0.72 流体耦合自然对流-辐射传热 Nusselt 对比

ε	0	0.25	0.5	0.75	1.0
本文	7.333	9.358	11.580	14.272	17.457
文献[14]	7.322	9.313	11.562	14.187	17.344
偏差，%	0.15	0.48	0.16	0.60	0.65

2 计算结果与讨论

2.1 流场和温度场

2.1.1 内置圆柱高度的影响

图 2 和 3 分别给出了表面发射率 ε=0 和 0.6 时不同内置圆柱无量纲高度 H 和 Ra 数

下封闭腔体内外等温线和流线。比较可见，壁面辐射传热使得温度梯度增大，换热增强，封闭腔体内部温度降低。除此之外，壁面辐射传热使得封闭腔体内部温度分布更为均匀。对于耦合自然对流-辐射传热而言，随着 H 增加，热源发热量增加，封闭腔体内部温度升高。如果 H 保持不变，当 Ra=10^4 时，由等温线分布可以看出，此时导热是主要传热方式；当 Ra=10^6 时，由于对流作用增强，等温线发生变形。内置圆柱周围和腔体顶部壁面附近温度梯度随着 Ra 数的增加而增大，换热能力增强。

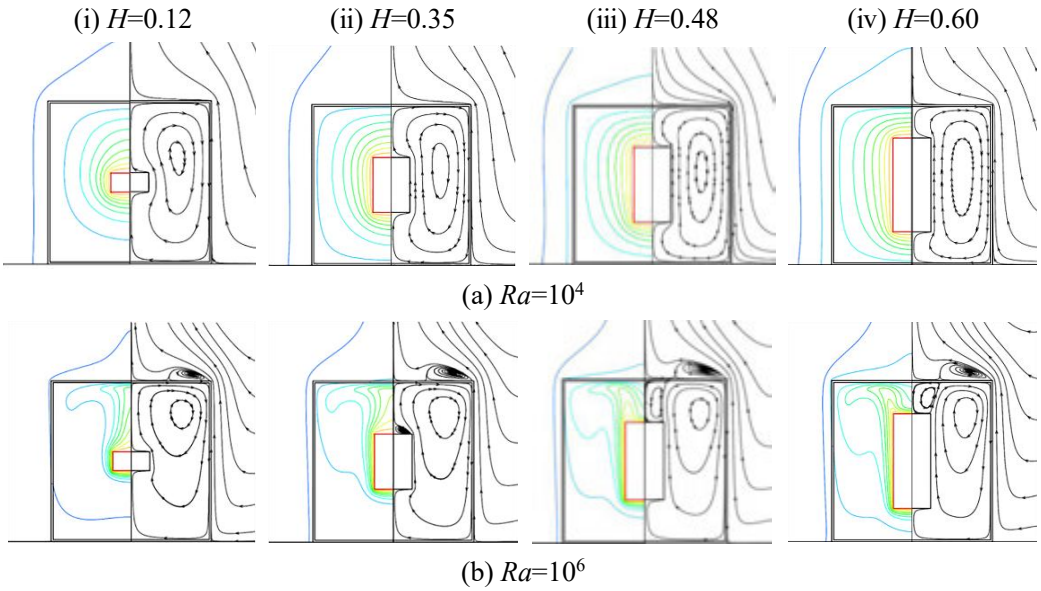


图 2 R_0=0.12、A=0.5 和 ε=0 时不同 H 和 Ra 数下腔体内外等温线（左）和流线（右）($\delta\Theta$=0.1)

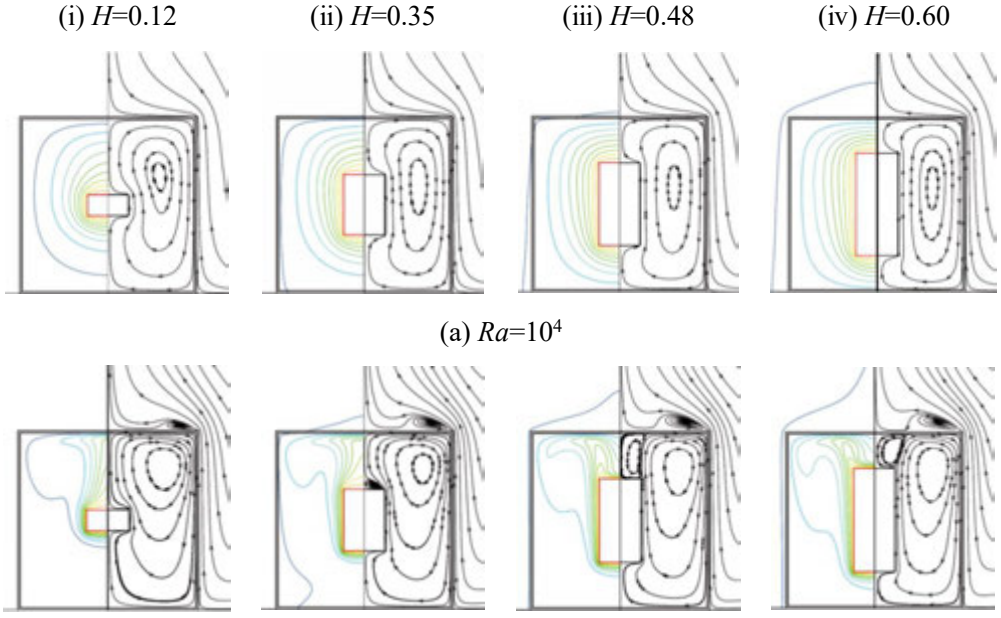


图 3 R_0=0.12、A=0.5 和 ε=0.6 时不同 H 和 Ra 数下封闭腔体内外等温线（左）和流线（右） ($\delta\Theta$=0.1)

与不考虑壁面辐射的耦合自然对流相比，其流动结构更为复杂。对比图 2 和 3 可知，当 Ra=10^4 和 10^6 时，考虑壁面辐射时腔体内外的流动结构随 H 的变化规律与不考虑壁面辐射时一致。Ra=10^4 时，对于不同 H，封闭腔体内部都只存在一个主流胞。Ra=10^6 时，腔体内部流动结构随 H 增加逐渐在圆柱顶部形成次级流胞，并且圆柱腔体外表面顶部边缘处的流胞尺寸也随 H 增加逐渐增大。当进一步增大时，壁面辐射对腔体内外的流动结构则会产生较大影响。在 H=0.12 时，可以在封闭腔体内部观察到两个流胞，分别位于腔体上、下部分，由于腔体下半部分流动相较于上半部分更弱，所以下半部分流胞较小。随着 H 增加，封闭腔体内部流动受限，导致下半部分的流胞逐渐消失。在封闭腔体外表面，其顶部流胞尺寸随 H 增加而增大，并逐渐充满封闭圆柱腔体顶部径向方向。

当 R_0=0.12 和 A=0.5 时，不同 H 和 Ra 数下封闭腔体内部中间水平截面处无量纲温度和垂直速度分布如图 4 所示。由图可知，无量纲温度和速度分布与纯自然对流时相似。当 H=0.12 时，无量纲温度随 Ra 数增加而降低；当 Ra 数保持不变时，无量纲温度随 H 增加而升高。辐射换热增强了封闭圆柱腔体与周围环境的散热，因此在不同 Ra 数下封闭腔体侧壁温度更为接近。中截面垂直速度随 H 和 Ra 数增加而增大，内置圆柱热源附近的速度边界层随着 H 增加而变厚，随着 Ra 数增加而变薄。

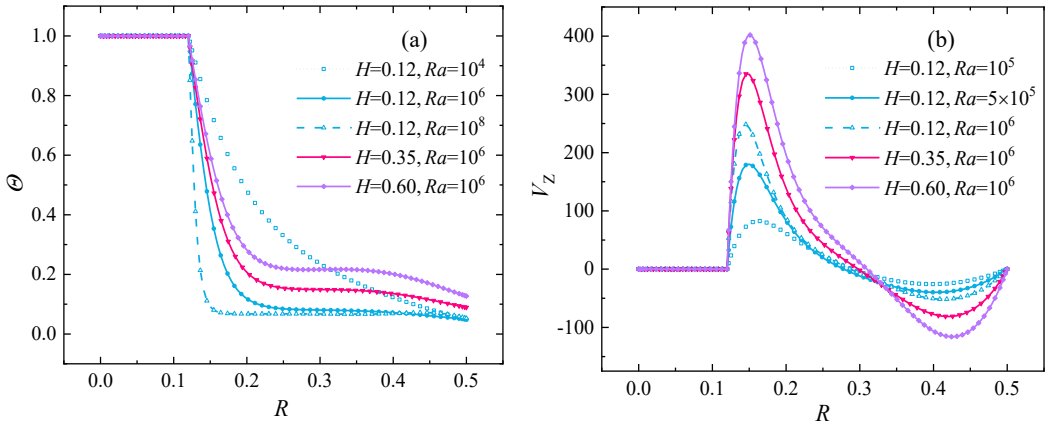


图 4 R_0=0.12、A=0. 5 和 ε=0.6 时不同 H 和 Ra 数下中间水平截面处温度（a）和垂直速度（b）分布

图 5 对比了不同 Ra 数下耦合自然对流-辐射换热（ε=0.6）与纯自然对流（ε=0）条件下中间水平截面处封闭腔体内部无量纲温度和速度分布。考虑壁面辐射时，封闭腔体壁面温度升高，使得壁面附近空气温度上升。相较于纯自然对流，壁面辐射传热增强了换热，所以耦合自然对流-辐射传热时的无量纲温度低于纯自然对流时的无量纲温度。由于壁面辐射使得温度梯度增加，从而使得流动增强，所以垂直流速也增加。

H 和 Ra 数对封闭腔体内无量纲平均温度和平均流速的影响如图 6 所示。随着 H 增加，内置圆柱热源发热量增加，因此封闭腔体内无量纲温度升高。由图 3 可知，当几何参数不变时，封闭腔体内部流体无量纲平均温度随 Ra 数增加而降低，与图 6(a)中无量纲平均温度随 Ra 数的变化规律相同。相较于纯自然对流，耦合自然对流-辐射传热时封闭腔体内部无量纲平均温度更低，这是因为壁面辐射增强了换热。由图 6(b)可知，壁面辐射传热使得封闭腔体内部流体平均流速增大。另外，还可以发现，封闭腔体内部平均流速随 H 和 Ra 数增加而增大。

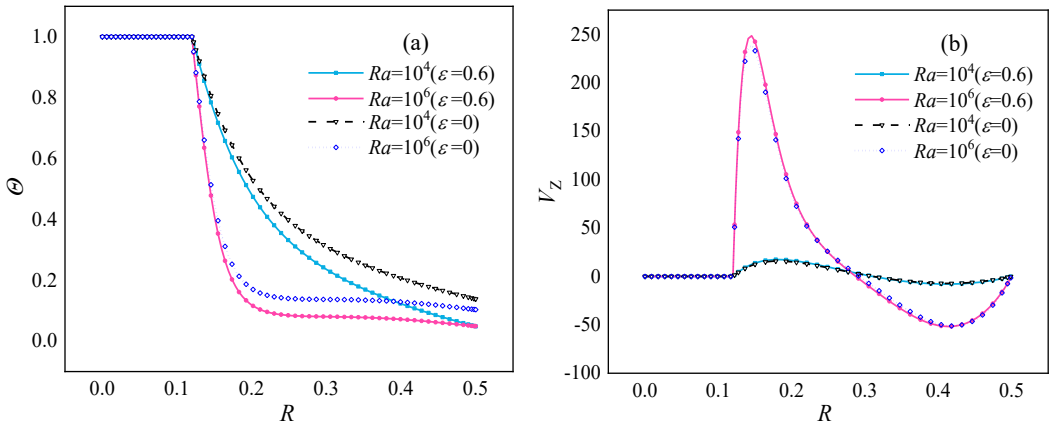


图 5 H=0.12、R_0=0.12 和 A=0.5 时不同 ε 下中间截面处无量纲温度（a）和垂直速度（b）分布

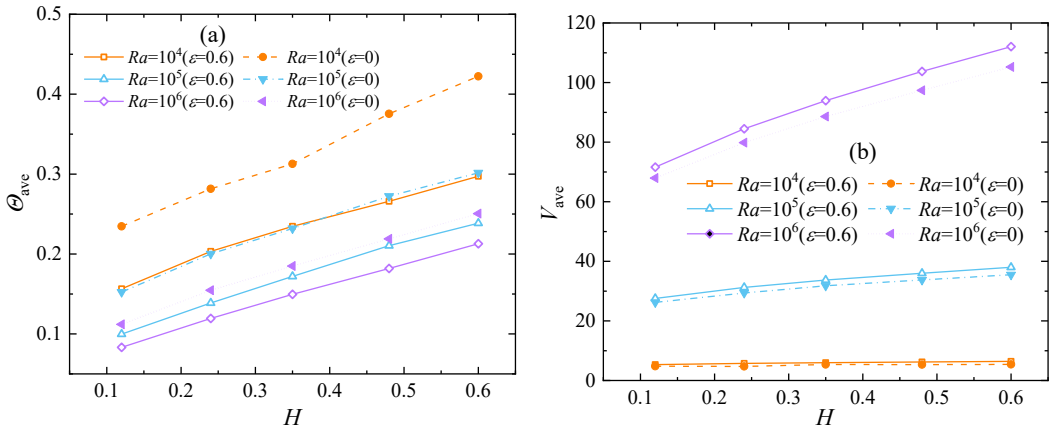


图 6 R_0=0.12 和 A=0.5 时不同 ε 下封闭腔体内无量纲平均温度（a）和平均流速（b）变化

2.1.2 内置圆柱半径的影响

图 7 为不同内置圆柱无量纲半径 R_0 和 Ra 数下封闭腔体内外等温线和流线。由图可知，随着 R_0 增加，无量纲温度梯度逐渐减小；封闭腔体内部流体无量纲温度随 R_0 增加而升高，随着 Ra 数增加而降低。观察图中流线发现，当 Ra=10^6 时封闭腔体内部存在一个主流胞和位于热源与封闭腔体顶部之间的次级流胞。除此之外，在封闭腔体外表面顶部边缘处出现了一个流胞，该流胞尺寸随 R_0 增加而增大。当 Ra=5×10^6 时，封闭腔体内部还是存在一个主流胞和一个次级流胞，腔体外表面顶部流胞随 R_0 增加由单涡胞流动转变为双涡胞流动，并且由外表面顶部边缘向中心发展。当 Ra=5×10^7 时，受壁面辐射换热影响，封闭腔体内部出现双涡胞流动。内置圆柱顶部的次级流胞随 R_0 增加而增大，在 R_0=0.16 时内置圆柱顶部出现两个流胞，随着 R_0 继续增加，封闭腔体内部流动增强，内置圆柱顶部又仅存在一个次级流胞。另外，封闭腔体外表面顶部流胞总是充满整个径向方向，且均为双涡胞流动。相同流动结构时，封闭腔体内部流动强度随 R_0 和 Ra 数增加而增强。

当 H=0.6、A=0.64 和 ε=0.6 时，不同 R_0 和 Ra 数下封闭腔体内部中间水平截面处无量纲温度和垂直速度分布如图 8 所示。随着 Ra 数的增加，在封闭腔体内部会出现温度分层现象。无量纲温度随 R_0 和 Ra 数的增加而增大，封闭腔体侧壁（R=0.64）附近无量

纲温度梯度随 R_0 和 Ra 数的增加而增大。由图 8(b)可知，沿内置圆柱热源上升气流的速度随 Ra 数增加逐渐增大，而 R_0 对上升气流速度基本没有影响；沿封闭圆柱腔体侧壁下降的气流速度随 R_0 和 Ra 数的增加而增大。

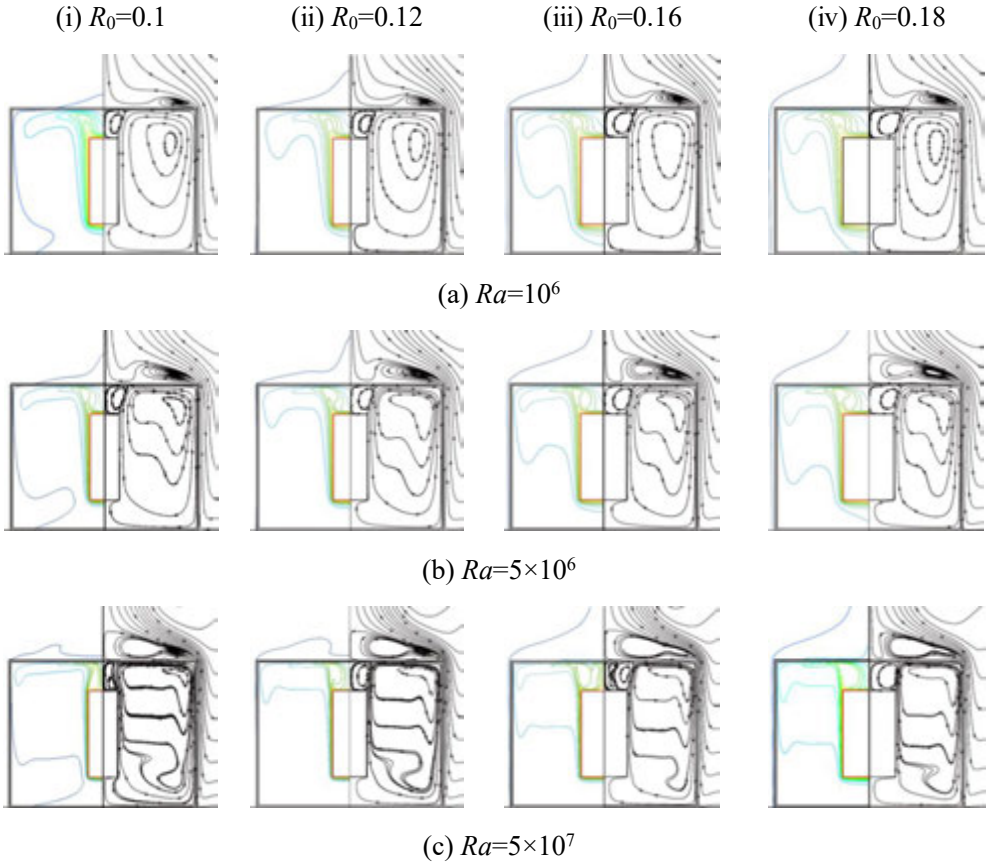


图 7 H=0.6、A=0.64 和 ε=0.6 时不同 R_0 和 Ra 数下封闭腔体内外等温线（左）和流线（右） ($\delta\Theta$=0.1)

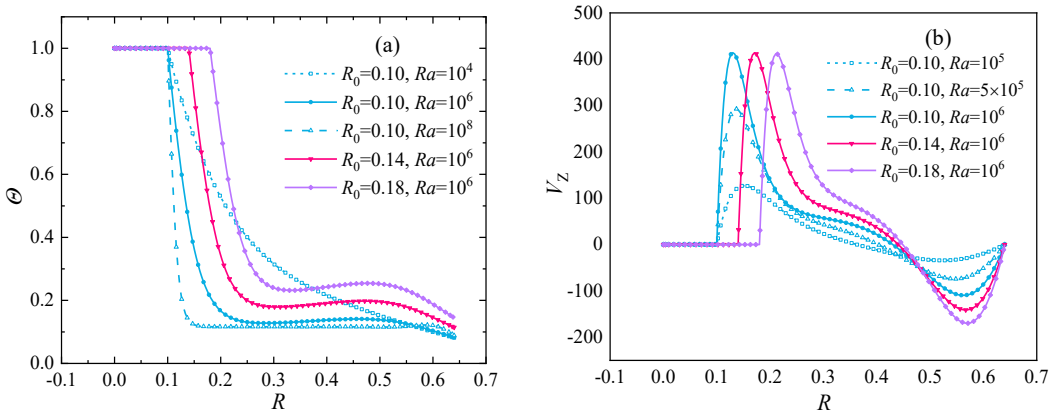


图 8 H=0.6、A=0.64 和 ε=0.6 时不同 R_0 和 Ra 数下中间截面处无量纲温度（a）和垂直速度（b）分布

图 9 给出了内置圆柱无量纲半径 R_0、Ra 数和壁面发射率 ε 对封闭圆柱腔体内无量

纲平均温度和平均流速的影响。可以看出，无论是否考虑壁面辐射，封闭腔体内部无量纲平均温度都随 R_0 增加逐渐升高，随着 Ra 数增加而降低。对比耦合自然对流-辐射传热和纯自然对流时封闭腔体内部无量纲平均温度，可以发现，由于壁面辐射增强了换热，所以耦合自然对流-辐射传热时的无量纲平均温度更低。由图 9(b)封闭腔体内部无量纲平均速度可知，随着 R_0 和 Ra 数增加，内置圆柱热源发热量增加，对流作用增强，封闭腔体内部流速随之增大。考虑壁面辐射换热时，封闭腔体内部流动更强，并且随着 Ra 数的增大，耦合自然对流-辐射传热的平均流速与纯自然对流的平均流速的差值也增大。

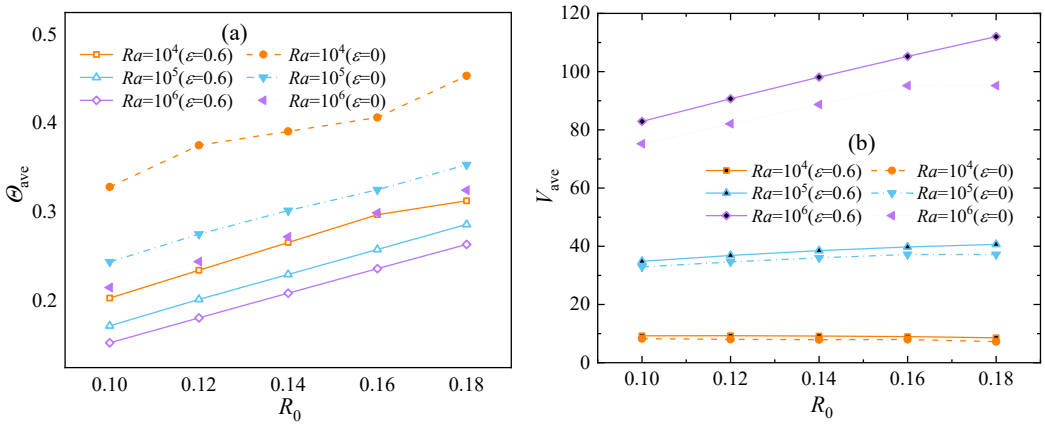


图 9 H=0.6、A=0.64 时不同 ε、R_0 和 Ra 数下封闭腔体内平均温度（a）和平均流速（b）

2.1.3 封闭圆柱腔体径高比的影响

图 10 给出了 H=0.6、R_0=0.12 和 ε=0.6 时不同封闭圆柱腔体径高比 A 和 Ra 数下腔体内外的等温线和流线。由图可知，随着 A 增加，封闭腔体内部等温线分布由横向分层转变为纵向分层，并且温度逐渐降低；随着 Ra 数增加，腔体内部出现温度纵向分层现象。封闭腔体径高比 A 和 Ra 数对封闭腔体壁面附近温度分布也有明显影响。在封闭腔体侧壁附近，温度梯度随着 A 增大而减小，说明侧壁换热能力减弱；随着 Ra 数增加，温度梯度增大，换热增强。

当 Ra=10^5 时，封闭腔体内部流动结构由占据较大空间的主流胞和位于内置圆柱顶部的次级流胞组成。A=0.36 时，内置圆柱顶部出现较小的次级流胞，其尺寸随 A 增加而增大，当 A≥0.48 时，次级流胞充满内置圆柱热源和封闭腔体顶部之间的空间。当 Ra=10^6 时，对于所有径高比 A，封闭腔体内部都存在一个主流胞和一个次级流胞。当 Ra=5×10^7 时，在 A=0.36 和 0.48 时封闭圆柱腔体内部流动结构由一个主流胞和一个次级流胞组成；在 A=0.72 和 0.84 时封闭圆柱腔体内部流动由双涡胞流动和次级流胞流动组成，双涡胞流动中两个涡胞分别位于封闭腔体上、下部分。在封闭腔体外部，当 Ra=10^5 时，在 A=0.36 时腔体外表面顶部边缘有较小流胞，随着 A 增大，腔体壁面温度逐渐降低，沿其侧壁上升气流速度减慢，所以腔体外表面顶部边缘处的流胞随着 A 增加逐渐减小，并且 A≥0.72 时腔体外表面边缘处的流胞消失。当 Ra=10^6 时，由于腔体壁面温度随 A 增加而降低，腔体外表面顶部流胞由充满顶部壁面径向方向转变为只位于腔体外表面顶部边缘处。当 Ra=5×10^7 时，腔体外表面顶部处的流动结构由单涡胞流动转变为双涡胞流动。

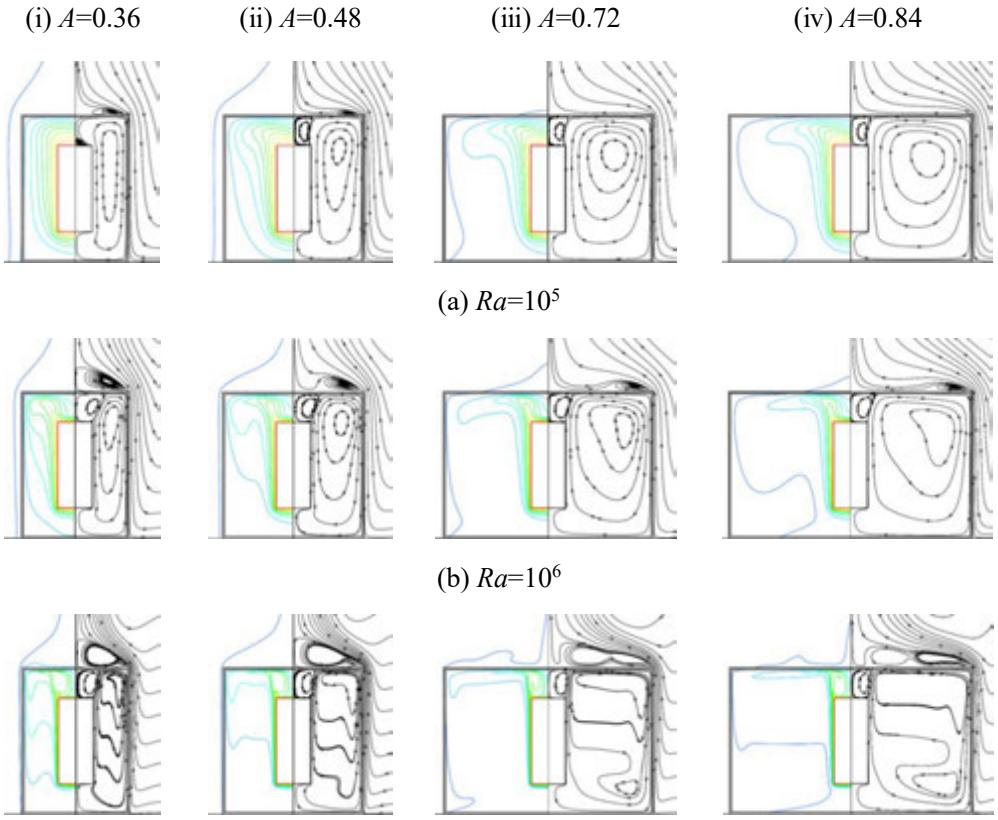


图 10 H=0.6、R_0=0.12 和 ε=0.6 时封闭腔体内外等温线（左）和流线（右） ($\delta\Theta$=0.1)

当 H=0.6、R_0=0.12 和 ε=0.6 时，不同 A 和 Ra 数下腔体内部中间水平截面处无量纲温度和垂直速度分布如图 11 所示。由温度分布可知，随着 A 增加，内置热源附近温度梯度增大，而封闭腔体侧壁附近温度梯度减小；随着 Ra 数增加，内置圆柱侧壁和封闭腔体壁面附近温度梯度增大。由速度分布可知，由于 Ra 数增加导致对流作用增强，所以上升流和下降流的垂直速度随 Ra 数增加逐渐升高。同时还发现，随着 A 增加，封闭腔体内部上升气流的速度逐渐增加，而下降气流的速度逐渐减小。

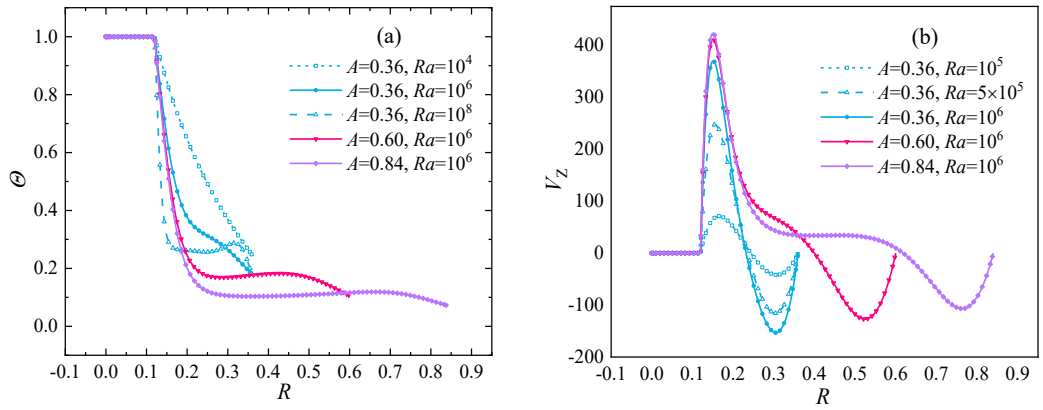


图 11 H=0.6、R_0=0.12 和 ε=0.6 时不同 A 和 Ra 数下水平截面处无量纲温度（a）和垂直速度（b）分布

图 12 对比了不同 A 和 Ra 数下耦合自然对流-辐射传热和纯自然对流条件下封闭腔体内部无量纲平均温度和平均流速。由图可知，耦合自然对流-辐射传热时封闭腔体内部平均温度总是低于纯自然对流时的平均温度，平均速度总是大于纯自然对流时的平均速度。封闭腔体内部无量纲平均温度随 A 和 Ra 数增加而降低。同时，当 Ra=10^4 时，由于对流作用很弱，封闭腔体内部的平均流速随着 A 增加逐渐升高；随着 Ra 数增加，腔体内部出现分层现象，流动主要集中在腔体上部，下部流速低。随着 A 增加，下半部分低速区增大，所以当 Ra 数增大为 10^6 时封闭腔体内部无量纲平均流速随着 A 增加而降低。

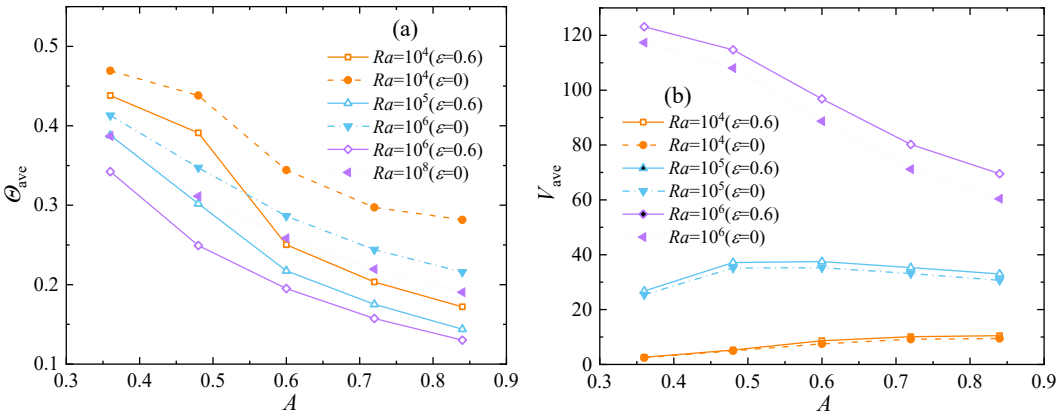


图 12 H=0.6、R_0=0.12 时不同 ε 下封闭腔体内无量纲平均温度（a）和平均流速（b）

2.2 传热特性

2.2.1 局部 Nusselt 数变化规律

封闭腔体内的表面辐射改变了壁面温度分布，从而影响表面局部 Nu 数及其分布。图 13(a)和(b)给出了发射率 ε=0.6 和 0 时不同 H 和 Ra 数下内置圆柱表面和封闭腔体内表面局部 Nu 数的变化。由图可知，各表面局部 Nu 数随 Ra 数的增加逐渐增大。对于不同 H 和 Ra 数，内置圆柱底部 Nu 数都是沿径向方向逐渐增大。如前所述，在内置圆柱侧壁附近，流体温度梯度从下至上逐渐减小，所以 Nu 数由侧壁底部沿侧壁逐渐减小。在内置圆柱顶部，当不存在次级流胞时，局部 Nu 数沿顶部壁面径向方向逐渐增加；当产生次级流胞时，内置圆柱顶部 Nu 数最大值出现在内置圆柱顶部壁面中心，沿径向方向逐渐减小，在靠近边缘处，受侧壁上升气流的影响，局部 Nu 数又突然增大。另外，还可以发现，随着 H 增加，内置圆柱侧壁 Nu 数减小，并且随着 Ra 数的增加，Nu 数减小得更多。对比 H=0.24 和 Ra=10^7 时考虑壁面辐射和纯自然对流条件下内置圆柱热源表面局部 Nu 数可知，纯自然对流时内置圆柱表面局部 Nu 数更小，说明壁面辐射增强了热源表面换热能力。

在封闭腔体内表面侧壁（$0.5\leq S_1\leq 1.5$），局部 Nu 数变化趋势一致，都是沿侧壁从下至上逐渐增大，在靠近顶部处，由于流动受顶壁和侧壁的限制，流速明显降低，所以 Nu 数随之减小。由图可知，侧壁换热能力随着 H 和 Ra 数增大逐渐增强。在封闭腔体内表面顶部，当次级流胞不占据内置圆柱和封闭腔体顶部壁面之间的空间时，局部 Nu 数最大值出现在顶部中心处；当次级流胞发展到充满内置圆柱顶部空间时，封闭腔体顶部

壁面 *Nu* 数最大值出现在上升气流与顶部壁面垂直接触处。将耦合自然对流-辐射传热表面局部 *Nu* 数与纯自然对流时进行对比，考虑壁面辐射时壁面局部 *Nu* 数更大，尤其是在封闭圆柱腔体顶部，可以看出辐射传热增强了圆柱表面和腔体内表面的换热能力。

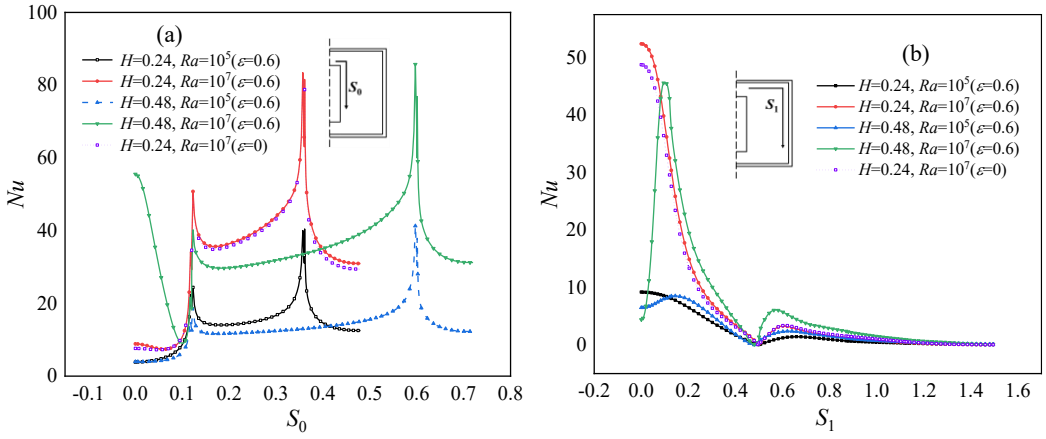


图 13 R_0=0.12、A=0.5 时不同 ε、H 和 Ra 数下内置圆柱表面（a）和腔体内表面（b）局部 *Nu* 数变化

图 14 和 15 分别给出了不同几何条件下内置圆柱表面和封闭圆柱腔体内表面局部 *Nu* 数的变化。由图可知，在内置圆柱底部和侧壁，*Nu* 数的变化趋势相同，在底部沿径向方向逐渐增加，在侧壁由下至上逐渐减小。而在内置圆柱顶部，由于流动结构不同，使得 *Nu* 数沿径向方向呈现不同的变化趋势。在封闭腔体内表面，其侧壁局部 *Nu* 数都是由下至上先增大、后减小；而在顶部表面，由于次级流胞的影响，局部 *Nu* 数呈现出两种变化趋势。当不存在次级流胞时，*Nu* 数最大值出现在顶部中心处，并沿径向方向逐渐减小；当出现次级流胞时，*Nu* 数最大值出现在热上升流体垂直撞击顶部壁面处，*Nu* 数沿径向方向先增加、后减小。与纯自然对流时局部 *Nu* 数相比，耦合自然对流-辐射传热时表面局部 *Nu* 数更大，说明壁面辐射换热增强了换热能力。相对内置圆柱和封闭腔体侧壁，在内置圆柱和封闭腔体顶部更能明显观察到局部 *Nu* 数的增大。

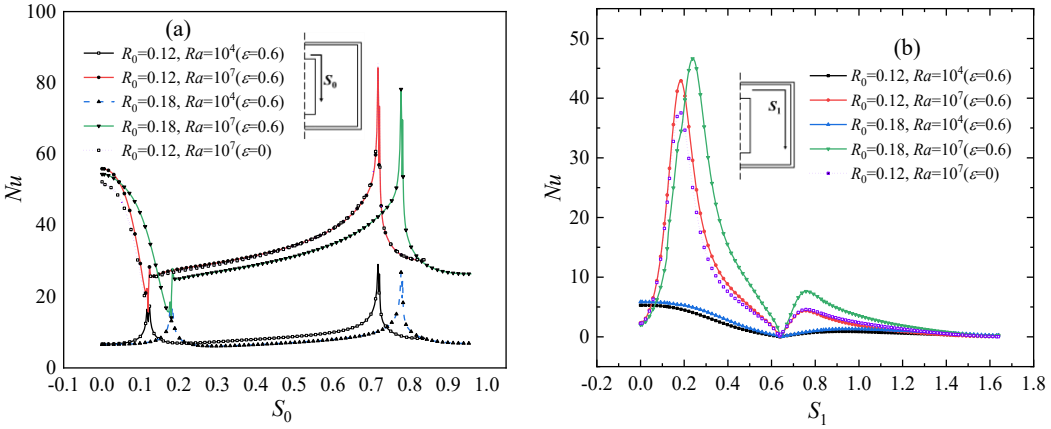


图 14 H=0.6、A=0.64 时不同 ε、R_0 和 Ra 数下内置圆柱表面（a）和腔体内表面（b）局部 *Nu* 数变化

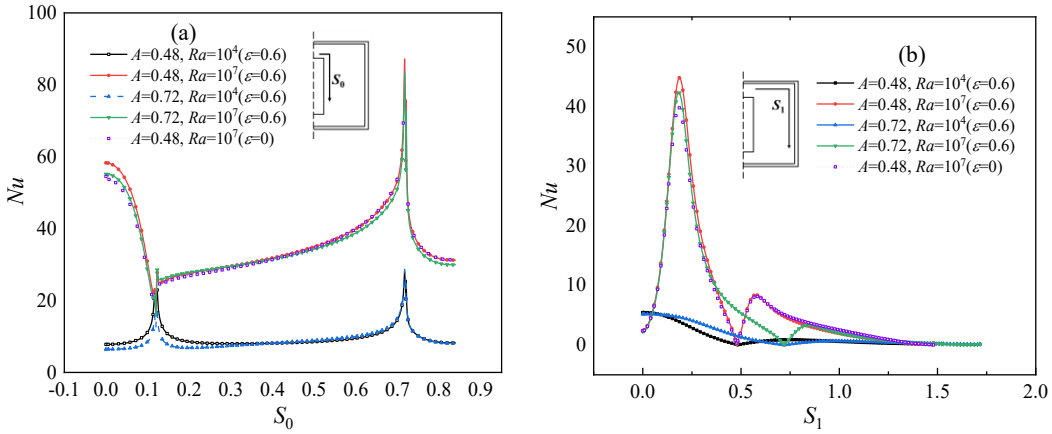
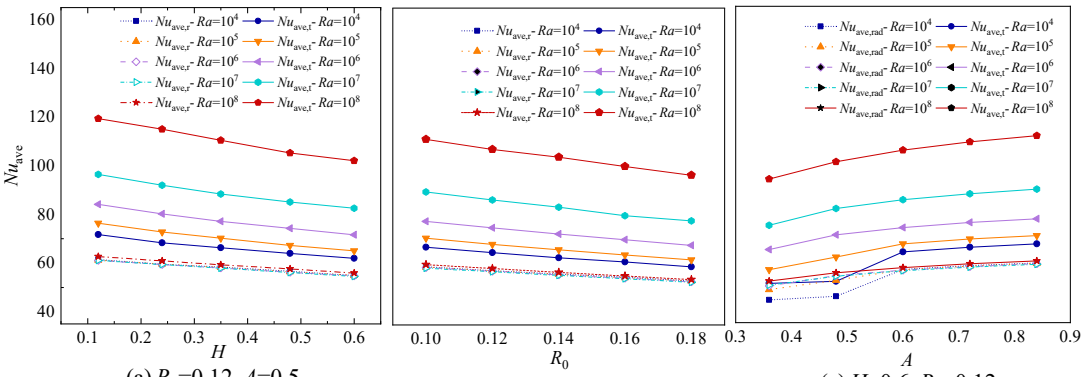


图 15 H=0.6、R_0=0.12 时不同 ε、A 和 Ra 数下圆柱表面（a）和封闭腔体内表面（b）局部 Nu 数变化

2.2.2 耦合自然对流-辐射传热特性

图 16 给出了 ε=0.6 时不同 Ra 数下耦合自然对流-辐射传热的总传热平均努塞尔数 $Nu_{ave,t}$ 和平均辐射努塞尔数 $Nu_{ave,\ r}$ 随几何参数（H、R_0、A）的变化。由图可知，平均 Nu 数和平均辐射 Nu 数随 H 和 R_0 增加而减小，随 A 增加而增加。当几何参数保持不变时，随着 Ra 数增加，耦合自然对流-辐射传热的平均 Nu 数逐渐增大，平均辐射 Nu 数变化较小。



(a) R_0=0.12, A=0.5　(b) H=0.6, A=0.64　(c) H=0.6, R_0=0.12

图 16 ε=0.6 时几何参数(H、R_0、A)和 Ra 数对耦合自然对流平均 Nu 数的影响

为了了解表面发射率 ε 对耦合自然对流-辐射传热的平均对流 Nu 数和总的平均 Nu 数的影响，图 17 给出了不同 ε 下平均 Nu 数随 Ra 数的变化。对于平均对流 Nu 数，如图 17(a)所示，表面发射率 ε 对对流换热影响较小，平均对流 Nu 数随 Ra 数的变化曲线基本重合，在 Ra 数较大时，平均对流 Nu 数随表面发射率 ε 增加而增大。由图 17(b)可知，平均 Nu 数随 ε 增加逐渐增大，主要原因是平均辐射 Nu 数随 ε 的增加而增大。

如前所述，当表面发射率 ε 不变时，Ra 数对耦合自然对流-辐射传热平均辐射 Nu 数影响较小，对流 Nu 数是影响平均 Nu 数的主要因素，因此分析对流换热对了解总传热过程有着重要影响。图 18 给出了 ε=0.6 时不同 Ra 数下耦合对流-辐射传热平均对流 Nu 数和纯自然对流耦合换热平均对流 Nu 数随几何参数（H、R_0、A）的变化。显然，

耦合自然对流-辐射传热的平均对流 *Nu* 数都随 *H* 和 R_0 增加而减小，随 *A* 和 *Ra* 数增加逐渐增大。平均对流 *Nu* 数的变化趋势与总传热平均 *Nu* 数的变化趋势相同。与纯自然对流时平均 *Nu* 数比较，由于考虑壁面辐射时对流作用增强，所以辐射-对流耦合换热对流平均 *Nu* 数更大。

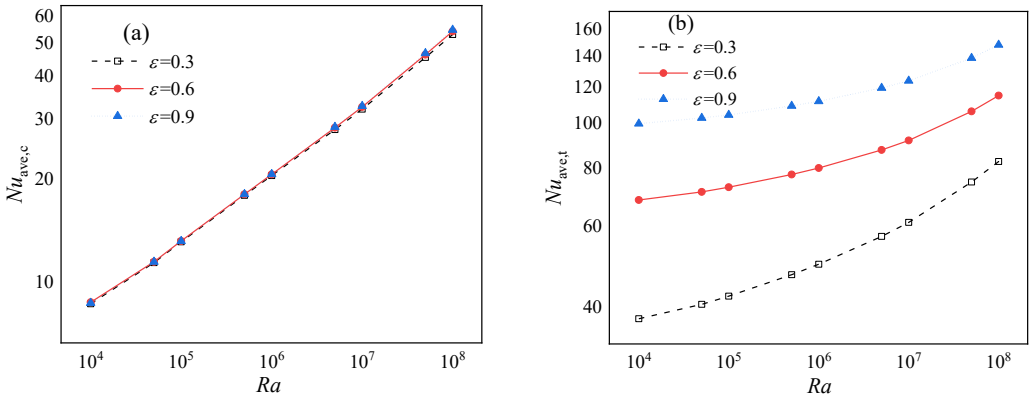
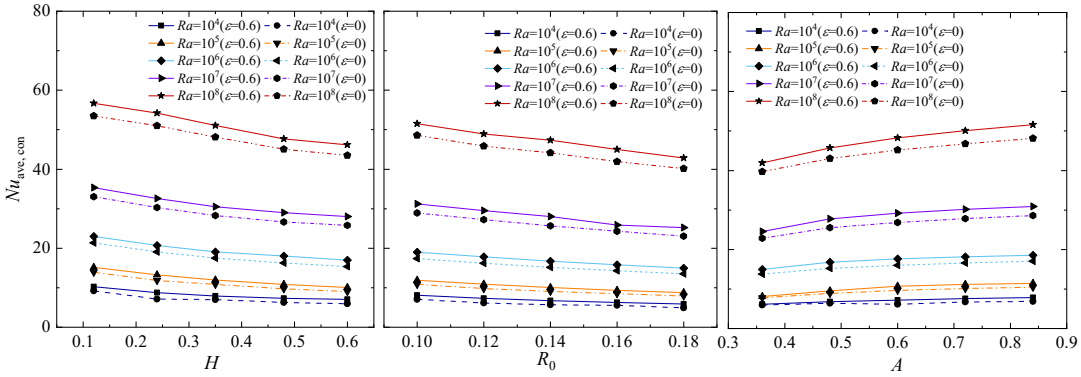


图 17 *H*=0.24、R_0=0.12 和 *A*=0.5 时不同 *ε* 下耦合自然对流-辐射传热平均对流 *Nu* 数（a）和总的平均 *Nu* 数（b）随 *Ra* 数的变化



(a) R_0=0.12, *A*=0.5　(b) *H*=0.6, *A*=0.64　(c) *H*=0.6, R_0=0.12

图 18 *ε*=0.6 时不同 *Ra* 数下耦合自然对流-辐射传热平均 *Nu* 数和纯自然对流换热 *Nu* 数随几何参数变化

基于计算结果，拟合得到封闭圆柱腔体内外耦合自然对流-辐射传热时总传热平均 *Nu* 数的传热关联式为：

$$Nu_{\mathrm{ave}} = 30.87 Ra^{0.059} \varepsilon^{0.712} H^{-0.124} R_0^{-0.236} A^{0.2} \tag{5}$$

上式的适用范围是：$10^4 \le Ra \le 10^8$、$0.3 \le \varepsilon \le 0.9$、$0.12 \le H \le 0.6$、$0.1 \le R_0 \le 0.18$ 和 $0.36 \le A \le 0.84$。

图 19 给出了耦合自然对流-辐射传热时封闭圆柱腔体内外耦合自然对流总传热平均 *Nu* 数的模拟值与拟合值的比较结果，大部分数据点的偏差都在±10%以内。

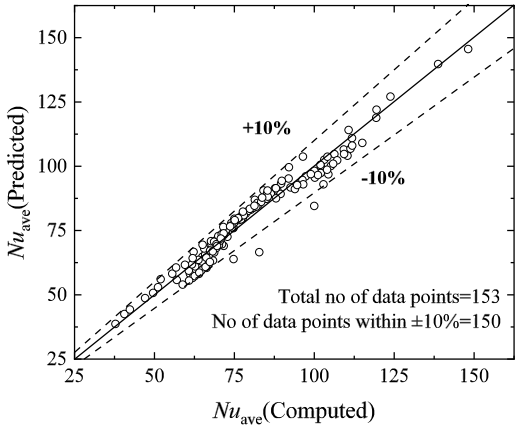


图 19 耦合自然对流-辐射传热平均 *Nu* 数模拟值与拟合值的比较

3 结论

采用数值模拟方法研究了几何参数、壁面辐射传热对具有等温热源的封闭圆柱腔体内外耦合自然对流的温度场、流场及传热特性的影响。计算参数范围是 $10^4 \le Ra \le 10^8$、$0.3 \le \varepsilon \le 0.9$、$0.12 \le H \le 0.6$、$0.1 \le R_0 \le 0.18$ 和 $0.36 \le A \le 0.84$。主要结论如下：

(1) 与纯自然对流相比，壁面辐射使得封闭腔体内部温度分布更为均匀，温度相对更低。受壁面辐射影响，封闭腔体内部出现了双涡胞流动，并且壁面辐射使得封闭腔体内部平均流速升高，流动增强。

(2) 壁面辐射增强了对流效应，局部 *Nu* 数和总传热过程平均 *Nu* 数相对纯自然对流时增大，换热能力更强。增加表面发射率 ε 或增大 *Ra* 数，都有利于增强换热能力。

(3) 耦合自然对流-辐射传热平均 *Nu* 数、平均辐射 *Nu* 数和平均对流 *Nu* 数都随 *H* 和 R_0 增加而减小，随 *A* 和 *Ra* 数增加而增加。基于计算结果，拟合得到了封闭圆柱腔体内外耦合自然对流-辐射传热总传热平均 *Nu* 数的传热关联式。

参考文献

[1] Saury D, Rouger N, Djanna F, et al. Natural convection in an air-filled cavity: Experimental results at large Rayleigh numbers[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2011, 38(6): 679–687.

[2] Nadjib H, Adel S, Djamel S, et al. Numerical investigation of combined surface radiation and free convection in a square enclosure with an inside finned heater[J]. Fluid Dynamics & Materials Processing, 2018, 14(3): 155-175.

[3] El Moutaouakil L, Boukendil M, Zrikem Z, et al. Natural convection and surface radiation heat transfer in a square cavity with an inner wavy body[J]. International Journal of Thermophysics, 2020, 41(8): 109.

[4] Nia M F, Ansari A B, Nassab S A G. Transient combined volumetric radiation and free convection in a chamber with a hollow heat-generating solid body[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2020, 119: 104937.

[5] El Moutaouakil L, Boukendil M, Zrikem Z, et al. Natural convection and radiation in a cavity with a

partially heated cylinder[J]. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 2021, 35(2): 312–322.

[6] Hidki R, El Moutaouakil L, Boukendil M, et al. Natural convection coupled to surface radiation in an air-filled square cavity containing two heat-generating bodies[J]. Heat Transfer, 2022: htj.22778.

[7] Kuznetsov G V, Sheremet M A. Conjugate heat transfer in an enclosure under the condition of internal mass transfer and in the presence of the local heat source[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2009, 52(1–2): 1–8.

[8] Zhan N, Yang M, Xu P. A two-dimensional study on natural convection and heat transfer in the enclosure with heat transfer and radiation coupled in natural convection[J]. Science China Technological Sciences, 2010, 53(4): 991–999.

[9] Kuznetsov G V, Sheremet M A. Conjugate natural convection in a closed domain containing a heat-releasing element with a constant heat-release intensity[J]. Journal of Applied Mechanics and Technical Physics, 2010, 51(5): 699–712.

[10] Kuznetsov G V, Sheremet M A. Conjugate natural convection in an enclosure with a heat source of constant heat transfer rate[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2011, 54(1–3): 260–268.

[11] Martyushev S G, Sheremet M A. Surface radiation influence on the regimes of conjugate natural convection in an enclosure with local energy source[J]. Thermophysics and Aeromechanics, 2013, 20(4): 417–428.

[12] Martyushev S G, Sheremet M A. Conjugate natural convection combined with surface thermal radiation in an air filled cavity with internal heat source[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2014, 76: 51–67.

[13] Miroshnichenko I V, Sheremet M A, Mohamad A A. Numerical simulation of a conjugate turbulent natural convection combined with surface thermal radiation in an enclosure with a heat source[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2016, 109: 172–181.

[14] Saravanan S, Sivaraj C. Combined thermal radiation and natural convection in a cavity containing a discrete heater: Effects of nature of heating and heater aspect ratio[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2017, 66: 70–82.

[15] Miroshnichenko I V, Sheremet M A. Radiation effect on conjugate turbulent natural convection in a cavity with a discrete heater[J]. Applied Mathematics and Computation, 2018, 321: 358–371.

[16] Nee A, Chamkha A J. Thermal and flow analysis in a room with a radiant ceiling panel[J]. Journal of Thermal Analysis and Calorimetry, 2022, 147(15): 8367–8380.

[17] Nee A, Kim B, Chamkha A J. Three-dimensional simulation of full conduction-convection-radiation coupling with high Rayleigh numbers[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2023, 184: 107958.

[18] Dash M K, Dash S K. A comparative numerical study on conjugate natural convection from vertical hollow cylinder with finite thickness placed on ground and in air[J]. Journal of Thermal Science and Engineering Applications, 2021, 13 (2): 021026.

[19] 陈晨, 封闭圆柱腔体内外耦合自然对流传热研究[D]，重庆大学，2023.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：0858

基于格子 Boltzmann 方法和水平集方法的自然对流拓扑优化

罗纪旺，陈黎*，夏阳，郑鑫建，陶文铨
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
Tel: 18966722665, Email: lichennht08@mail.xjtu.edu.cn

摘要：本文介绍一种用于强化自然对流传热的梯度型拓扑优化方法。其中状态变量采用格子 Boltzmann 方法求解，伴随变量则以伴随格子 Boltzmann 方法求解，并采用水平集方法描述几何结构。本文将上述拓扑优化方法应用于三维自然对流拓扑优化问题，用于设计具有更强散热能力的被动式散热器，得到了显著强化换热的“花形分支”散热器结构，其在格拉晓夫数为 1.2×10^4~4.1×10^6 的区间内相比传统矩形直肋翅片可使发热元件平均温度进一步降低至少 9.7%，证明了该拓扑优化方法的有效性。

关键词：拓扑优化，格子 Boltzmann 方法，水平集方法，对流传热问题，换热器设计

0 前言

获得最佳结构设计是许多工程问题的主要目标。拓扑优化是一种优化结构设计的可靠方法，它通过求解给定设计域内的材料分布优化问题来获得优化设计并实现性能提升。经过几十年的快速发展，拓扑优化已被广泛应用于结构力学、流体力学和传热学等各种学科领域[1-3]。2003 年, Borrvall 和 Petersson[2] 求解了以最小化流动耗散功率为目标的 Stokes 流动优化问题，首次将拓扑优化应用于流体力学领域。此后，该方法被拓展到由完整 Navier-Stokes 方程控制的粘性流动优化问题[4,5]，以及对流换热问题等[6,7]。

一般而言，常用的拓扑优化方法可分为如下两类。第一类是由 Bendsøe[8]提出的均匀化方法，该方法后来演化为更加通用的密度法。此类方法的基本思想是使用类似多孔介质的中间物性值材料代替间断的材料界面，以使原来的非连续优化问题转换为连续优化问题。然而，这些中间值物性，也称为灰度区域，是通过人为插值获得的，并不具有实际物理意义，因此往往需要采用后处理手段将其尽可能消去。第二类则是水平集方法，该方法采用高维的水平集函数来表征材料分布，以水平集函数的 0 等值面代表两种材料的分界面[9]。因此该方法得到的结构设计中不存在灰度区域，不同材料之间的界面始终是清晰的。

在拓扑优化求解中，原物理问题也被称为正演问题，其解也被称为正演解。在流动传热问题的拓扑优化中，除了直接离散求解 Navier-Stokes 方程以得到计算区域内的正演解外，还可以使用基于气体动理论的格子 Boltzmann 方法（Lattice Boltzmann method:

基金项目：国家自然科学基金（52376074）

LBM）获得流场、温度场等正演解[10]。LBM 被公认具有计算效率较高、并行特性好以及对复杂界面适应性强等优点。在梯度型优化方法中，除了求解正演问题以评估目标函数外，还需要求解目标函数关于设计变量的一阶导数，也即梯度，并根据梯度逐次迭代更新结构设计。此时通常使用伴随方法来简化梯度计算，在该方法中，需要引入额外的伴随变量，并基于优化问题定义使用拉格朗日乘子法推导得到其满足的方程，也即所谓伴随方程，而后求解伴随方程获得伴随变量，最后基于正演解和伴随变量计算梯度。由于伴随方程通常具有跟正演问题控制方程相似的数学形式和特征，因此二者可以采用相似的求解方法进行求解。至于正演问题求解的方法所具有的优势，一般而言在其伴随方程求解中也同样具备。

2016 年，Yaji 等[11]提出了基于速度离散 Boltzmann 方程（Discrete Velocity Boltzmann Equation: DVBE）的伴随方法。该方法基于连续伴随方法的框架，但是其速度离散特性使其可以基于 Zou-He 边界格式推导得到合适的伴随边界格式，从而改善了伴随求解的一致性，提高了梯度计算的准确性。而后 Dugast 等[12]基于 Yaji 等的工作发展了一套新的伴随方程推导策略，以在推导过程中直接考虑边界条件相关的约束项。Dugast 等[13]进一步发展了多松弛时间的伴随 LBM 方法以提高正演求解和伴随方程求解的数值稳定性，并将该方法应用于流动传质反应问题的拓扑优化研究。近期，Luo 等将伴随 LBM 应用于求解热斗篷设计问题[14]，并将该方法拓展到自然对流过程拓扑优化研究[15]。

本文将伴随格子 Boltzmann 方法结合水平集方法应用于自然对流拓扑优化问题。首先介绍了求解自然对流正演问题的格子 Boltzmann 模型，并推导了相应的伴随模型[11]，说明了相应的求解方法。进一步使用上述方法设计了发生自然对流换热过程的方腔内的三维散热器优化结构，比较分析了优化结构的性能，验证了优化方法的有效性。

1 正演问题的格子 Boltzmann 模型

本节介绍用于求解正演问题（即自然对流问题）的格子 Boltzmann 模型。基于气体动理论，LBM 使用一组速度分布函数来表征流体粒子的行为，通过统计获得所需的宏观量如速度、压力、温度等，而非直接离散求解 Navier-Stokes 方程和能量守恒方程等宏观控制方程。在 LBM 模拟中，只考虑在 $\boldsymbol{c}_0, \boldsymbol{c}_1, \ldots, \boldsymbol{c}_{q\text{-}1}$ 的 q 个离散方向上的分布函数。如进一步采用 BGK（Bhatnagar-Gross-Krook）近似[16]，则速度分布函数的演化遵循如下给定的简单规则

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \boldsymbol{c}_i \cdot \nabla f_i = -\frac{1}{\tau_f}\left(f_i - f_i^{\mathrm{eq}}\right) + F_i \tag{1}$$

其中 f_i 是方向 $\boldsymbol{c}_i$，位置 x 和时间 t 处的速度分布函数，离散方向 $\boldsymbol{c}_i$ 也被称为离散速度。τ_f 是无量纲松弛时间，其值由流体运动粘度 ν 确定如下

$$\nu = \frac{1}{3}\left(\tau_f - 0.5\right) \tag{2}$$

f_i^{eq} 是局部平衡态分布函数。对于不可压缩流动，f_i^{eq} 可以表示为

$$f_i^{\mathrm{eq}} = \omega_i \left[\rho + 3\rho_0 \left(\boldsymbol{c}_i \cdot \boldsymbol{u} \right) + \frac{9}{2} \rho_0 \left(\boldsymbol{c}_i \cdot \boldsymbol{u} \right)^2 - \frac{3}{2} \rho_0 \boldsymbol{u}^2 \right] \tag{3}$$

式中 ρ/ρ_0 和 $\boldsymbol{u}$ 分别为流体的密度和速度矢量，它们可通过对分布函数 f_i 求矩得到

$$\rho = \sum_{i=0}^{18} f_i, \ \rho_0 \boldsymbol{u} = \sum_{i=0}^{18} \boldsymbol{c}_i f_i \tag{4}$$

式(3)中 ω_i 为权重系数。对于三维模拟，通常采用如下 19 个离散速度的集合

$$\begin{aligned} &\left[\boldsymbol{c}_0 \ \ \boldsymbol{c}_1 \ \ \boldsymbol{c}_2 \ \ \boldsymbol{c}_3 \ \ \boldsymbol{c}_4 \ \ \boldsymbol{c}_5 \ \ \boldsymbol{c}_6 \ \ \boldsymbol{c}_7 \ \ \boldsymbol{c}_8 \ \ \boldsymbol{c}_9 \ \ \boldsymbol{c}_{10} \ \ \boldsymbol{c}_{11} \ \ \boldsymbol{c}_{12} \ \ \boldsymbol{c}_{13} \ \ \boldsymbol{c}_{14} \ \ \boldsymbol{c}_{15} \ \ \boldsymbol{c}_{16} \ \ \boldsymbol{c}_{17} \ \ \boldsymbol{c}_{18} \right] \\ &= \begin{bmatrix} 0 & 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 & 1 & -1 & 1 & -1 & 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & -1 & 0 & 0 & 1 & 1 & -1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 & 1 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 1 & -1 & -1 & 1 & 1 & -1 & -1 \end{bmatrix} \end{aligned} \tag{5}$$

相应的权重系数值为

$$\omega_i = \begin{cases} 1/3 & (i = 0) \\ 1/18 & (i = 1 \sim 6) \\ 1/36 & (i = 7 \sim 18) \end{cases} \tag{6}$$

式(1)中 F_i 为离散外力项，其表达式如下

$$F_i = \omega_i \left\{ 3\left(\boldsymbol{c}_i \cdot \boldsymbol{F} \right) + \left(1 - \frac{1}{2\tau_f} \right) \left[9\left(\boldsymbol{c}_i \cdot \boldsymbol{F} \right)\left(\boldsymbol{c}_i \cdot \boldsymbol{u} \right) - 3\left(\boldsymbol{F} \cdot \boldsymbol{u} \right) \right] \right\} \tag{7}$$

式中 $\boldsymbol{F}$ 为外力。对于本文中研究的自然对流问题，根据 Boussinesq 假设，$\boldsymbol{F}$ 的计算式为

$$\boldsymbol{F} = -\beta \boldsymbol{g}\left(T - T_0 \right) = \left(0, 0, \beta g \left(T - T_0 \right) \right) \tag{8}$$

式中 β 为体膨胀系数，$\boldsymbol{g}$ 为重力加速度，T 和 T_0 分别为温度和参考温度。

关于流动边界条件，在壁面处采用标准反弹格式以实现无滑移边界条件，而在对称面上采用镜面反弹格式以实现对称边界条件。

上述格子 Boltzmann 模型用于求解计算域内的不可压缩流动过程，而传热过程则需要引入另一个额外的分布函数 g_i 进行求解，其演化方程如下

$$\frac{\partial g_i}{\partial t} + \boldsymbol{c}_i \cdot \nabla g_i = -\frac{1}{\tau_g} \left(g_i - g_i^{\mathrm{eq}} \right) + \omega_i' S \tag{9}$$

式中 S 为热源项。首先值得指出的是，由于温度场的控制方程，也即对流扩散方程，相比连续方程和 Navier-Stokes 方程更易于求解，对离散速度集的要求更低，因此此处的离散速度 $\boldsymbol{c}_i$ 仅保留式(5)中的前 7 个速度，相应的权重系数也调整为

$$\omega_i^{'}=\begin{cases}1/4 & (i=0)\\ 1/8 & (i=1\sim 6)\end{cases} \tag{10}$$

式(9)中 τ_g 需要通过热扩散系数 a 确定，具体关系为 a=(τ_g-0.5)/4。而其中的平衡态分布函数为

$$g_i^{\mathrm{eq}}=\omega_i^{'}T\left(1+4\boldsymbol{c}_i\cdot\boldsymbol{u}\right) \tag{11}$$

温度 T 可通过对分布函数 g_i 求和得到

$$T=\sum_{i=0}^{6}g_i \tag{12}$$

至于温度边界条件，采用标准反弹格式实现底部边界面的绝热条件，采用镜面反弹格式实现对称面上的对称边界条件，其余面上的恒定温度边界条件则采用如下格式实现（以顶部低温壁面为例）

$$\text{顶部壁面：}g_6=\frac{1}{4}T_0-g_5 \tag{13}$$

2 伴随格子 Boltzmann 模型

一般地，求解一个优化问题是指从可行解的集合中找出目标函数的极小值点。一个拓扑优化问题的一般数学描述如下：

$$\text{最小化 } J(\phi)$$
$$\text{满足 } F(\phi,\alpha)=0,\ G(\alpha)\le 0$$

上述问题的解是满足上述两个条件的最优设计变量值 α 及其相应的状态变量 ϕ。其中 $J(\phi)$为目标函数，也即作为判断某解是否最优的准则，在针对某一物理过程的拓扑优化问题中通常选取所关心的性能评价指标作为目标函数。$F(\phi,\alpha)=0$，$G(\alpha)\le 0$ 分别为规定 α 和 ϕ 可行解集的等式和不等式约束条件。上述包含约束条件的拓扑优化问题通常难以直接求解，但可以通过拉格朗日乘子法转化为无约束优化问题进行求解。该问题的拉格朗日函数为[17]

$$L\left(\alpha,\phi,\lambda,\eta\right)=J\left(\phi\right)+\left\langle\lambda,F\left(\phi,\alpha\right)\right\rangle+\left\langle\eta,G\left(\alpha\right)\right\rangle \tag{14}$$

其中λ和η分别为等式约束及不等式约束的拉格朗日乘子，也称为伴随变量，算子<·,·> 代表内积运算。上述拉格朗日函数的极值条件为[17]

$$\begin{aligned}&\frac{\partial L}{\partial\lambda}=0\Rightarrow F\left(\phi,\alpha\right)=0 && \text{正演问题}\\ &\frac{\partial L}{\partial\phi}=0\Rightarrow\frac{\partial J}{\partial\phi}+\lambda\frac{\partial F}{\partial\phi}=0 && \text{伴随问题}\\ &\frac{\partial L}{\partial\alpha}=0\Rightarrow\frac{\partial J}{\partial\alpha}+\lambda\frac{\partial F}{\partial\alpha}+\eta\frac{\partial G}{\partial\alpha}=0 && \text{最优性条件}\end{aligned} \tag{15}$$

联立求解上述极值条件即可获得原优化问题的最优解，但直接求解上述偏微分方程组显然是十分困难的，因此一般采用梯度型算法迭代求解上述方程组，该方法的求解过程可分为三步：首先求解正演问题以获得当前设计变量 α 下状态变量 ϕ 的值；其次求解伴随问题以获得伴随变量 λ 的值；最后基于获得的状态变量和伴随变量计算梯度，根据梯度型算法逐次迭代更新设计变量 α 直至收敛。收敛后的解将使最优性条件得到满足，即为最优解。

对于本文中研究的自然对流拓扑优化问题，状态变量即为分布函数 f 和 g，相应的演化方程即式(1)和(9)为等式约束。伴随变量表示为 f^* 和 g^*，且使用如下的特征函数作为设计变量

$$\alpha(x)=\begin{cases}0 & x\text{为固体点}\\ 1 & x\text{为流体点}\end{cases} \tag{16}$$

本优化问题中的目标函数定义为达到稳态后（$t=t_f$）发热元件的平均温度，其表达式如下[15]

$$J(g_i)(t=t_f)=\frac{1}{2V_0^{\,2}}\int_{X_0}T^2\mathrm{d}X=\frac{1}{2V_0^{\,2}}\int_{X_0}\sum_{i=0}^{6}g_i\sum_{i=0}^{6}g_i\mathrm{d}X \tag{17}$$

式中 V_0 为发热元件的体积。不等式约束则给定了设计域 X_1 内固体体积分数上限 $V_{\max}$

$$G=\int_{X_1}(1-\alpha)\mathrm{d}X-V_{\max}\int_{X_1}\mathrm{d}X\le 0 \tag{18}$$

综上，本优化问题对应的拉格朗日函数为

$$L=J(f_i,g_i)+R_1+R_2+\eta G \tag{19}$$

式中 R_1 和 R_2 为两个等式约束对应的约束项，其具体表达式如下[15]

$$R_1=\int_0^{t_f}\int_X\sum_{i=0}^{18}f_i^*\left\{\frac{\partial f_i}{\partial t}+\boldsymbol{c}_i\cdot\nabla f_i+\frac{1}{\tau_f}\left(f_i-f_i^{\mathrm{eq}}\right)-F_i\right\}\mathrm{d}t\mathrm{d}X \tag{20}$$

$$R_2=\int_0^{t_f}\int_X\sum_{i=0}^{6}g_i^*\left\{\frac{\partial g_i}{\partial t}+\boldsymbol{c}_i\cdot\nabla g_i+\frac{1}{\tau_g}\left(g_i-g_i^{\mathrm{eq}}\right)-\omega_i'S\right\}\mathrm{d}t\mathrm{d}X \tag{21}$$

使用分部积分，可以重新整理上述两个积分项。将上述整理后的项代入原拉格朗日函数，根据式(15)所示的伴随方程的定义，可得如下伴随方程

$$-\frac{\partial f_i^*}{\partial t}-\boldsymbol{c}_i\cdot\nabla f_i^*+\frac{1}{\tau}\left(f_i^*-f_i^{\mathrm{eq},*}\right)-F_i^*+S_g=0 \tag{22}$$

$$-\frac{\partial g_i^*}{\partial t}-\boldsymbol{c}_i\cdot\nabla g_i^*+\frac{1}{\tau}\left(g_i^*-g_i^{\mathrm{eq},*}\right)-S_f+Q_g(t=t_f)=0 \tag{23}$$

其中 $f_i^{\mathrm{eq},*}=\sum_{j=0}^{18}f_j^*\frac{\partial f_j^{\mathrm{eq}}}{\partial f_i}$，$F_i^*=\sum_{j=0}^{18}f_j^*\frac{\partial F_j}{\partial f_i}$，$S_f=\sum_{j=0}^{18}f_j^*\frac{\partial F_j}{\partial g_i}$，$g_i^{\mathrm{eq},*}=\sum_{j=0}^{6}g_j^*\frac{\partial g_j^{\mathrm{eq}}}{\partial g_i}$，

$S_g=-\sum_{j=0}^{6}\frac{g_j^*}{\tau_g}\frac{\partial g_j^{\mathrm{eq}}}{\partial f_i}$，$Q_g=\frac{T}{V_0^2}\left(t=t_f\right)$。

伴随方程的初始条件可选为如下

$$f_i^*\left(t=t_f\right)=0,\ g_i^*\left(t=t_f\right)=0 \tag{24}$$

流动的伴随边界条件可从式(22)中的边界积分项中推导得到，例如，将标准反弹边界代入被积函数，可整理得到其伴随边界格式[15]。限于篇幅，此处不再展开。但推导所得的结论是相当简洁的，标准反弹边界的伴随边界仍为标准反弹，镜面反弹的伴随边界仍为镜面反弹本身。同理可以推导得到传热的各个伴随边界条件，此处不再赘述。

可以注意到上述伴随模型与原格子 Boltzmann 模型在数学形式上十分相近，因此可以采用相似的离散策略和求解步骤予以求解。换言之，对于伴随方程仍采用一阶显式格式予以离散，同样通过依次实施碰撞、迁移、边界格式等步骤进行求解。上述方法也被称为伴随格子 Boltzmann 方法（ALBM）。在求解正演问题和伴随问题，分别获得正演解和伴随变量解后，即可方便地计算优化所需的梯度。本文中的梯度定义为拉格朗日函数对设计变量的一阶偏导数，其表达式如下

$$\frac{\partial L}{\partial\alpha}=\frac{\partial J}{\partial\alpha}+\frac{\partial R_1}{\partial\alpha}+\frac{\partial R_2}{\partial\alpha}+\eta\frac{\partial G}{\partial\alpha} \tag{25}$$

代入相关项，可得设计域内每一点的梯度计算式如下[15]

$$\begin{aligned}\nabla J=-\eta&+\sum_{i=0}^{6}g_i^*\left[\left(\frac{1}{\tau_f}-\frac{1}{\tau_s}\right)\left(g_i-g_i^{\mathrm{eq}}\right)-\frac{4\omega_i'T\boldsymbol{c}_i\cdot\boldsymbol{u}}{\tau_g}\right]\\&+\sum_{i=0}^{18}f_i^*\begin{bmatrix}-\frac{\omega_i\rho}{\tau}\left(1+3\left(\boldsymbol{c}_i\cdot\boldsymbol{u}\right)+\frac{9}{2}\left(\boldsymbol{c}_i\cdot\boldsymbol{u}\right)^2-\frac{3}{2}\boldsymbol{u}^2\right)\\-\omega_i\left(1-\frac{1}{2\tau_f}\right)\left[9\left(\boldsymbol{c}_i\cdot\boldsymbol{F}\right)\left(\boldsymbol{c}_i\cdot\boldsymbol{u}\right)-3\left(\boldsymbol{F}\cdot\boldsymbol{u}\right)\right]\end{bmatrix}\end{aligned} \tag{26}$$

设计变量 $\alpha(x)$由连续的水平集函数 $\psi(x)$表征，其 0 等值面代表两种材料间的界面，即[12]

$$\alpha\left(x\right)=\begin{cases}0 & \psi\left(x\right)<0\\1 & \psi\left(x\right)\geq 0\end{cases} \tag{27}$$

在优化求解过程中，首先依据梯度更新水平集函数 $\psi(x)$，而后再根据上述关系式更新设计变量 $\alpha(x)$。在本文中使用如下扩散反应方程更新水平集函数

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -K\left(\nabla J - \sigma \nabla^2 \psi\right) \tag{28}$$

式中 K 为步长，σ 为扩散系数。

3 结果与讨论

本文中自然对流拓扑优化算例的几何设置如图 1 所示。尺寸为 16×16×8（格子单位）的发热元件（加热域）位于绝热底壁面上方，其内含均匀体热源 S=0.03（格子单位）。四周及顶部均为恒定低温壁面。整个计算域的尺寸为 160×160×160（格子单位），设计域的大小为 112×112×80（格子单位），且其位于加热域正上方。考虑到对称性，仅对计算域的 1/4 区域进行仿真，在计算域切割面上采用对称边界条件。图 1 中展示的即为 1/4 计算域。采用前述优化算法在设计域内设计散热器（翅片）以强化计算区域内的自然对流传热，在设计域内添加不超过其体积 10%的固体，即 $V_{\max}$=0.1。将该自然对流过程控制方程进行无量纲化可知，控制该过程的三个无量纲数为格拉晓夫数（Grashof number，Gr），普朗特数（Prandtl number，Pr）以及固体与流体的导热系数比（k）。由于计算域内流体为空气，因此设置 Pr=0.71 为常数，而导热系数比 k 则取为 20。由于此处热源以体热源形式给定，格拉晓夫数 Gr 中的特征温差只能计算后得到，因此 Gr 不能事先给定。本文中进行了多个 Gr 数下的拓扑优化。在保持其他参数不变的情况下，通过调节体积膨胀系数 β 来变化 Gr 值。

图 2 给出了 Gr=1.2×10^4、1.1×10^5 以及 4.1×10^6 时的优化结构及其速度场，图 3 则给出了优化结构的温度场分布。由图可知随着 Gr 增加，计算域内流体流速逐渐增加，热源及散热翅片（优化结构）的温度随之降低。此外可以发现，优化结构随着 Gr 数增加整体呈现收缩趋势。当 Gr 数较小时，如 Gr=1.2×10^4，流体流速低、对流弱，计算域内的传热由导热主导，此时优化结构向四周及顶壁延伸地尽可能远，以降低导热热阻。当增大 Gr 数时，如 Gr=1.1×10^5，方腔内对流增强，此时其中的传热开始受到对流显著影响，结构适当收缩给周围流体留出空间，使得方腔内形成的涡得以更充分地发展，保证对流不受到抑制。当进一步增大 Gr 数时，如 Gr=4.1×10^6，对流在传热过程中占据主导地位，因此结构进一步收缩以确保对流不受固体结构阻碍。上述结构变化的趋势表明，不同 Gr 数下的结构变化是由物理机理驱动的，因而优化所得结构是具有鲜明物理意义的。尽管由于自然对流中流体流动过程的非线性强，且其与流固共轭传热过程双向耦合，使得结构强化换热的机理不容易直观理解，但优化结构的上述变化趋势仍为我们进行高效散热器设计提供了一定指导纲领。

为验证优化结构的散热性能，进一步将优化结构与传统的矩形直肋作比较。图 4 给出了在上述优化对应的三个特征 Gr 数下矩形直肋的温度分布图，相关的目标函数值列于表 1 中。该矩形直肋由 6 片尺寸为 6×66×33（格子单位）的矩形翅片组成，且此时肋片的固体体积分数恰好为优化设计域的 10%，以在所消耗固体材料相同的基准下与优化结构进行公平的比较。由表 1 及图 4 所见，不同 Gr 数下优化结构始终表现优于传统矩形直肋结构，即前者的对应的发热元件及翅片的温度均低于后者。定量来看，在上述三个 Gr 数下，优化结构对应的发热元件平均温度相比矩形直肋结构分别降低 15.1%，11.8%

和 9.7%，表明了优化结构可以有效增强散热性能，证明了前述优化算法的可靠性。

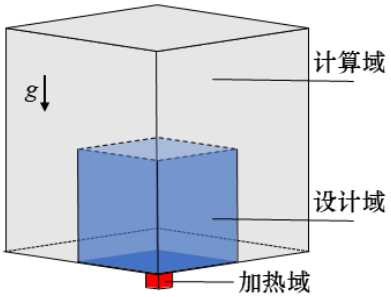


图 1 自然对流拓扑优化几何设置

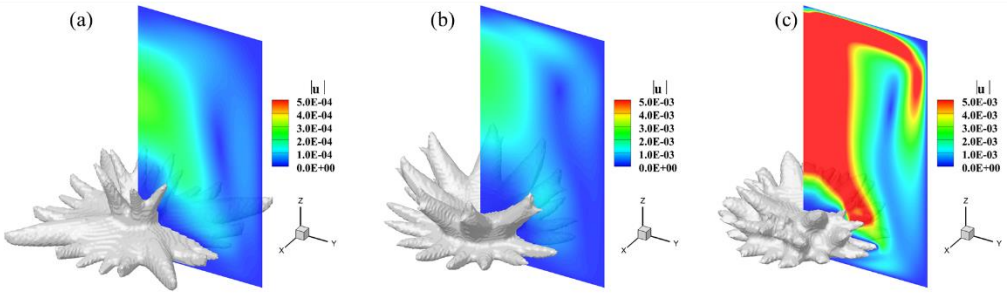


图 2 不同 *Gr* 数下的优化结构及速度分布：（a）Gr=1.2×10^4，（b）Gr=1.1×10^5，（c）Gr=4.1×10^6

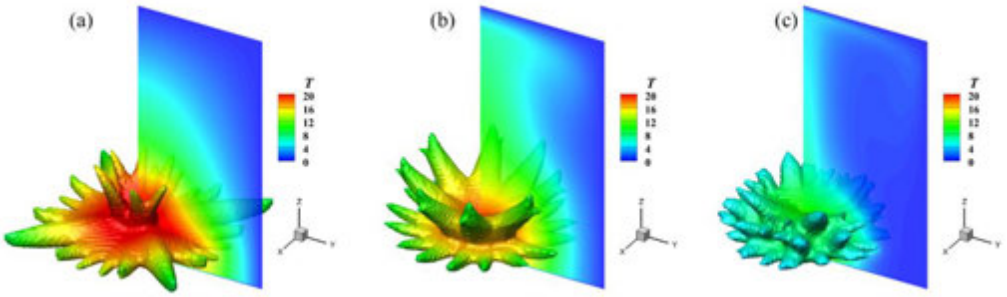


图 3 不同 *Gr* 数下的优化结构的温度分布：（a）Gr=1.2×10^4，（b）Gr=1.1×10^5，（c）Gr=4.1×10^6

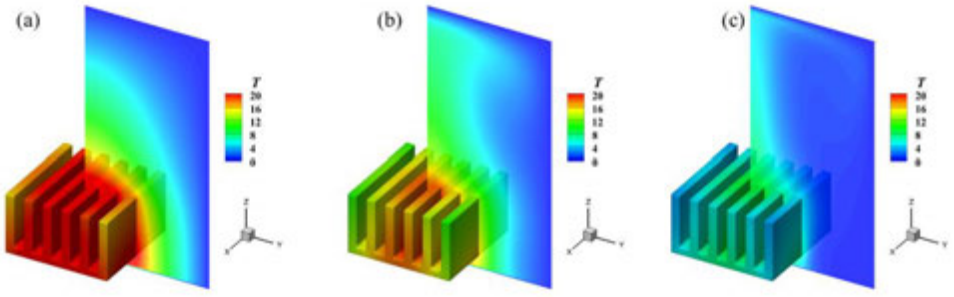


图 4 不同 *Gr* 数下的矩形直肋翅片的温度分布：（a）Gr=1.2×10^4，（b）Gr=1.1×10^5，（c）Gr=4.1×10^6

表 1 不同结构设计的目标函数值比较

	发热元件平均温度/℃	
Gr	优化设计	矩形直肋
1.2×10^4	32.13	37.83
1.1×10^5	29.19	33.08
4.1×10^6	22.16	24.53

4 结论

本文介绍了一种基于伴随格子 Boltzmann 方法和水平集方法的流动传热拓扑优化方法。本文首先阐述了求解自然对流问题的格子 Boltzmann 模型，然后推导了基于速度离散 Boltzmann 方程的伴随方程，并得到了相关伴随边界条件。此外，采用类似 LBM 的离散方法求解得到的伴随方程，使得伴随求解也具有计算效率高、并行特性好和界面处理能力强等优点。使用水平集方法对几何结构进行数学描述，保证了结构演化过程中两种材料之间始终存在清晰界面。本文将上述拓扑优化方法应用于求解三维自然对流拓扑优化问题，用于设计具有更强散热能力的被动式散热器（翅片）。该问题的目标函数是最小化给定热源发热元件的平均温度，并施加固体体积分数限制。使用上述方法得到了显著强化换热的“花形分支”散热器结构，其在格拉晓夫数为 1.2×10^4~4.1×10^6 的区间内相比传统矩形直肋翅片可使发热元件平均温度进一步降低至少 9.7%，证明本文拓扑优化方法的有效性。

参考文献

[1] Yamada T, Izui K, Nishiwaki S, et al. A topology optimization method based on the level set method incorporating a fictitious interface energy[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2010, 199(45-48): 2876-2891.

[2] Borrvall T, Petersson J. Topology optimization of fluids in Stokes flow[J]. International journal for numerical methods in fluids, 2003, 41(1): 77-107.

[3] Pingen G, Meyer D. Topology optimization for thermal transport[C]. Fluids Engineering Division Summer Meeting, 2009: 2237-2243.

[4] Gersborg-Hansen A, Sigmund O, Haber R B. Topology optimization of channel flow problems[J]. Structural and multidisciplinary optimization, 2005, 30(3): 181-192.

[5] Deng Y, Liu Z, Zhang P, et al. Topology optimization of unsteady incompressible Navier–Stokes flows[J]. Journal of Computational Physics, 2011, 230(17): 6688-6708.

[6] Dede E M. Multiphysics topology optimization of heat transfer and fluid flow systems[C]. proceedings of the COMSOL Users Conference, 2009.

[7] Matsumori T, Kondoh T, Kawamoto A, et al. Topology optimization for fluid–thermal interaction problems under constant input power[J]. Structural and Multidisciplinary Optimization, 2013, 47: 571-581.

[8] Bendsøe M P. Optimal shape design as a material distribution problem[J]. Structural optimization, 1989, 1(4): 193-202.

[9] Wang M Y, Wang X, Guo D. A level set method for structural topology optimization[J]. Computer methods in applied mechanics and engineering, 2003, 192(1-2): 227-246.

[10] Chen S, Doolen G D. Lattice Boltzmann method for fluid flows[J]. Annual review of fluid mechanics, 1998, 30(1): 329-364.

[11] Yaji K, Yamada T, Yoshino M, et al. Topology optimization in thermal-fluid flow using the lattice Boltzmann method[J]. Journal of Computational Physics, 2016, 307: 355-377.

[12] Dugast F, Favennec Y, Josset C, et al. Topology optimization of thermal fluid flows with an adjoint Lattice Boltzmann Method[J]. Journal of Computational Physics, 2018, 365: 376-404.

[13] Dugast F, Favennec Y, Josset C. Reactive fluid flow topology optimization with the multi-relaxation time lattice Boltzmann method and a level-set function[J]. Journal of Computational Physics, 2020, 409: 109252.

[14] Luo J-W, Chen L, Wang Z, et al. Topology optimization of thermal cloak using the adjoint lattice Boltzmann method and the level-set method[J]. Applied Thermal Engineering, 2022, 216: 119103.

[15] Luo J W, Chen L, He A, et al. Topology optimization of convective heat transfer by the lattice Boltzmann method[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2023, 95(3): 421-452.

[16] Bhatnagar P L, Gross E P, Krook M. A model for collision processes in gases. I. Small amplitude processes in charged and neutral one-component systems[J]. Physical review, 1954, 94(3): 511.

[17] Gunzburger M. Adjoint equation-based methods for control problems in incompressible, viscous flows[J]. Flow, Turbulence and Combustion, 2000, 65(3-4): 249-272.

中国工程热物理学会 传热传质
学术会议论文 编号：233541

带斜向连通沟槽的逆流微通道的换热特性研究

黄勃侨[1]，汪大海[2]，张朝阳[1*]
（1. 上海交通大学巴黎卓越工程师学院，上海，200240
2. 上海交通大学机械与动力工程学院工程热物理研究所，上海，200240）
(Tel：021-54740100，Email: chaoyzhang@sjtu.edu.cn)

摘要：随着科技的发展，传统的单向流散热已经难以满足高功率电子设备的散热需求，因此微通道两相流换热技术日益受到关注。本研究通过以 R1233zd(E)为工质的泵驱动两相流实验回路系统，设计了两种新型斜向连通沟槽逆流微通道热沉结构，研究了它们的换热效果和壁面温度特性。实验发现，由于相邻通道中冷热流体掺混效果的增强，两种微通道结构在质量流量较高时，在高热流密度区间有更好的换热性能，并且在高热流密度下这两种结构能显著降低通道两侧的壁面温度，使微通道中保持核态沸腾状态，且相对于平直通道都具有较好的均温性。

关键词：逆流微通道，连通通道，流动沸腾传热，均温性

0 前言

如今，军工、航空航天、计算机等领域的快速发展，以电子芯片为首的电子设备的发热功率不断升高。某些特殊领域电子设备的热流密度已超过 1000 W/cm^2，而在可预见的未来，电子设备的热流密度很可能达到 2500 W/cm^2 或更高[1]。温度的升高会降低电子设备的性能和可靠性，电子元件的工作温度每升高 10 K，其失效率就会增大 1 倍[2]。因此，针对小体积、高热流密度的散热技术正面临严峻的挑战。微通道热沉作为一种高热流密度散热方法最先由 Tuckerman 和 Pease[3]于 1981 年提出，得益于它的小体积和较强的散热性能，如今，它已经广泛应用在电子器件热管理中，比如用于 CPU、GPU 和 IGBT 的冷却[4]。

微通道的换热强化一直是研究的热点，主要手段是对通道结构的优化和改进以提高局部的换热系数、提高流动稳定性和降低通道内压降[5]。常见的换热结构优化包括翅片、连通通道等扰流结构，通道内的凹陷结构，表面以及体多孔结构，纳米结构等[7-13]。例如 Deng 等[7]研究了一种开放式环形凸起结构对于传热特性、两相流压降和两相流动稳定性的影响，还对比了该结构的纵列式排列和交错式排列。他们发现，该结构能够促进气泡早期成核，加强核态沸腾起始点附近的换热效果。并且，该结构打断了弹状流的发展，

基金项目：国家自然科学基金青年基金项目（No. 52306262），上海交通大学深蓝计划项目（SL2022MS005）

避免了由热流密度增加引起的换热系数的快速下降。Zhou 等[8]探究了侧椭圆凹槽-侧椭圆凸起和侧椭圆凹槽-中心椭圆翅片这两种微通道结构的沸腾传热特性。郭勇等人[9]利用三维数值模拟探究了通道内的扰流挡板对于换热过程的影响。梅响等[10]利用二维数值模拟方法探究了连通通道的换热强化机理。他们发现当支流和主流通道呈 45°时，强化换热的效果最好。Cheng 和 Wu[11]研究了沟槽宽度为 20 μm 和 40 μm 的连通微通道的换热特性。他们发现，带连通沟槽的微通道能够促进气泡成核，从而降低壁面过热度；并且与平直通道相比拥有较高的临界热流密度。Luo 等人[12]通过实验探究了微通道的多孔侧壁面对于换热及流动过程的影响及其机理。

除了冷却效果之外，在电子元器件的散热应用中，器件表面温度均匀性是微通道换热热沉的另一项重要要求，尤其是在微通道热沉流动方向上的温度差异对顺流排布的限制很大[13]。目前优化工质流向上的均温性的方式主要有：改变通道数量、改变微型翅片密度、改变通道尺寸和层数等等[13]。Peng 等人[14]运用了双层逆流通道，与单层通道相比，它大幅提高了换热面的均温性，使得换热面的最高温和最低温之差在 2 K 左右。Cong 等人[15]将微通道热沉散热和热电晶片（Thermoelectric cooler）相结合，通过热电晶片改变局部热阻，以实现对于单芯片温度和多芯片温度场的精确控制。但是，目前关于均温性的研究大多都停留在单相工质，对于微通道两相流散热均温性的研究较少。

为提高微通道沸腾换热中热沉的换热系数与表面均温性，本文基于逆流连通微通道，提出了两种新型的带不同角度的连通沟槽的逆流微通道结构，并以 R1233zd(E)为工质，利用泵驱动两相流动实验回路，对其换热性能和均温性进行研究。

1 实验系统及方法

1.1 泵驱动两相流回路系统

本实验所采用的泵驱动两相流回路系统简化图如图 1 所示。实验回路的主要部件有储液罐、齿轮泵、质量流量计、换热器、蓄能器和试验段。工质由齿轮泵驱动，流经试验段后在换热器处被冷却水箱的定温冷流体冷却，经过排气装置后返回齿轮泵进行循环驱动，完成循环。该实验回路可针对制冷剂、冷却液进行单相和两相流动换热的实验测试工作。

系统中的储液罐及附近通道可用来向回路中补充工质及在循环中排气。通道中的蓄能器用来调节回路中的压力。蓄能器内部有以隔膜隔开的两部分：外部通过一个三通阀与氮气瓶和大气连接，内部与管路通道相连接。在实验过程中，可以通过改变三通阀的方向进行充放气，从而对蓄能器中的压力进行调节。试验段的进出口都设置了温度传感器，以检测工质进出口温度。试验段出口处设置了压力传感器，以监测系统背压。此外，还可在试验段上方架设高速摄影机，以捕捉通道内的具体气泡运动情况。

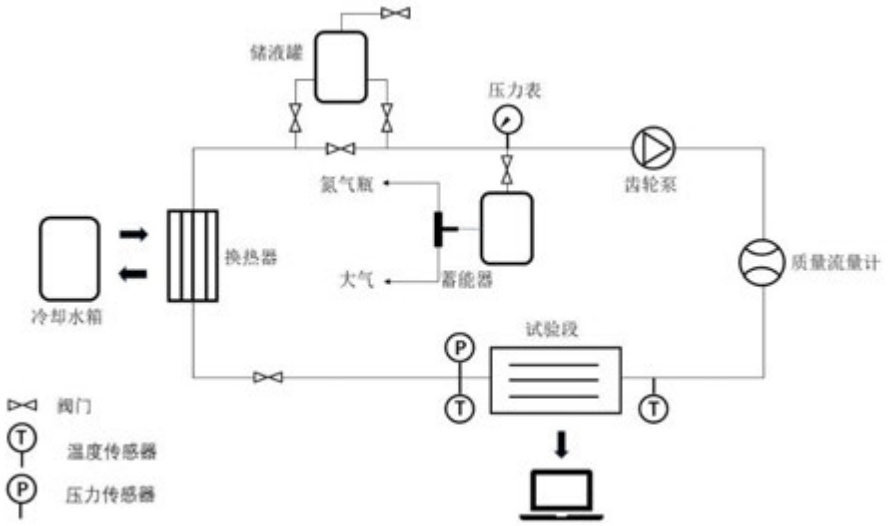
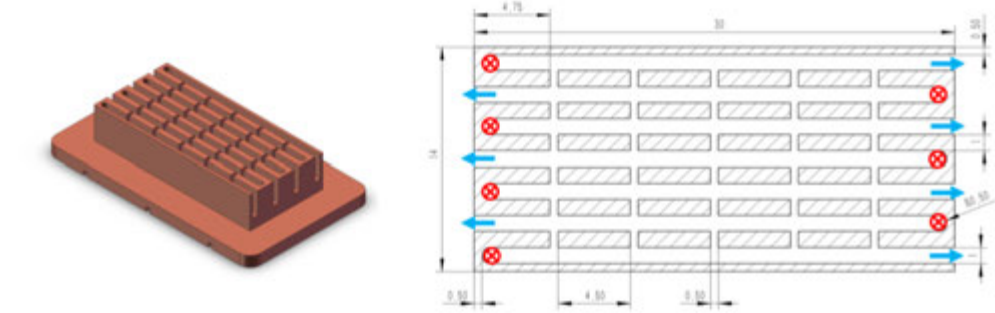


图 1 实验回路简化图

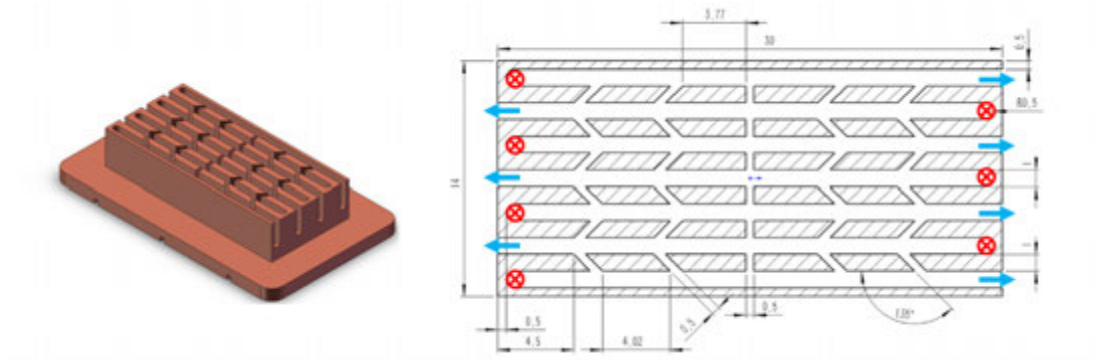
1.2 微通道流动沸腾测试段

微通道试验段自下而上由三个部组成：加热棒、铜块和微通道热沉。其中加热棒与电源相接，插在铜块底部作为模拟热源；铜块采用向加热面收缩的梯度结构，以使热流均匀集中到加热面。铜块顶部表面的尺寸为 30 mm×14 mm。顶部表面下方布置有两层热电偶，上层 4 个，下层 6 个，两层之间垂直高度相差$\Delta z=4$ mm，经模拟验证，在热电偶处铜块截面的热流分布已达到均匀，因此可以采用傅里叶传热定律，利用两层热电偶测得的温度计算热流密度。

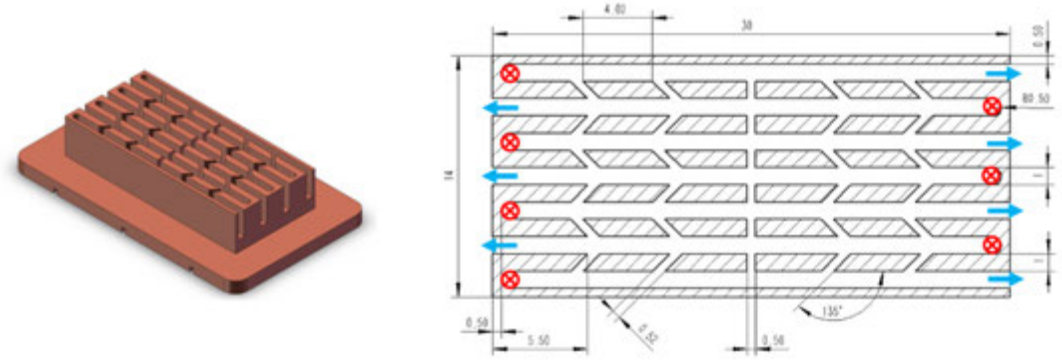
基于已有的逆流竖直连通微通道（CFIM）结构（如图 2(a)），本实验设计了两种逆流连通微通道热沉结构，分别是逆流 45°反向连通微通道（Counter-Flow 45-degree-Interconnected Reverse-direction Microchannel，以下简称 CFIRM）结构（如图 2（b））和逆流 45° 同向连通微通道（Counter-Flow 45-degree-Interconnected Co-direction Microchannel，以下简称 CFICM）结构（如图 2（c））。三种通道的底面相同，与模拟热源顶部表面采用高温导热硅脂连接。通道模块设计总高度为 6 mm, 凸台结构高度为 4 mm。在每个微通道结构底部沿流动方向的中轴线上，均匀布置了 5 个热电偶测温点，测温点据通道底面的竖直距离为Δz_1=3.2 mm。



(a) 逆流竖直连通微通道（CFIM）结构



(b) 逆流 45°反向连通微通道（CFIRM）结构



(c) 逆流 45°同向连通微通道（CFICM）结构

图 2 三种逆流微通道结构

图 2 中的红色圆圈和蓝色箭头分别代表微通道热沉的进口和出口，可以看到，每个结构都有 7 个进口和 7 个出口，交叉分布在左右两侧。三种结构中通道宽度都为 e=1 mm。逆流排列的通道之间存在连通通道，这些通道两侧面垂直宽度均为 0.5 mm。对于三种结构，中间部分都是竖直结构，CFIM 其余通道仍保持垂直方向，而 CFIRM 和 CFICM 的两侧连通通道具体分布如图 2 所示，采用 45°倾斜，但倾斜方向相反，使得工质从入口流入的方向与连通通道朝向的关系发生改变。

1.2 数据处理方法

我们将微通道热沉底部的五个测温点的数据记为 T_i，将铜块下层和上层测温点的数据分别记为 $T_{down,i}$ 和 $T_{up,i}$。因为铜的导热性能非常好（取紫铜的导热系数为 $k=380$ W/(m-K)），故可以假设所有在铜块中的传热过程为在垂直方向上的一维传热。由此可以得到微通道热沉的平均截面热流密度 q 的计算方式如下：

$$q = k\frac{\frac{\sum_{i=1}^{6} T_{\mathrm{down},i}}{6} - \frac{\sum_{i=1}^{4} T_{\mathrm{up},i}}{4}}{\Delta z} \tag{1}$$

记微通道底面表面温度为 T_w，可利用热电偶距底面的距离计算如下：

$$T_w = \frac{1}{5}\sum_{i=1}^{5}\left(T_i - \frac{q\,\Delta z_1}{k}\right) \tag{2}$$

平均壁面过热度ΔT_{sat}的计算方式如下：

$$\Delta T_{\mathrm{sat}} = T_w - T_{\mathrm{sat}} \tag{3}$$

其中，T_{sat}为工况压力下的饱和温度。两相换热系数 h 可以由下式求出：

$$h = \frac{q}{\Delta T_{\mathrm{sat}}} \tag{4}$$

本实验的不确定度主要来自于以下方面：实验采用的 T 型热电偶的测温误差在±1 ℃以内；以及回路背压在设定值附近的波动会导致 T_{sat} 测算的误差。

2 实验结果与讨论

2.1 微通道气泡流态

本实验中流体工质选为 R1233zd(E)，背压控制在 2.15 bar，可以得到此时的工质饱和温度为 40 ℃。图 3 给出了 CFIRM 和 CFICM 两种微通道结构在进口温度 20 ℃、质量流量 291 kg/(m^2·s)、低中高三种特征热流密度下的通道内气泡流态实验图像。可以看到，在低热流密度下（q=26 W/cm^2），流型以泡状流为主，并且主流中有些许大气泡被合成。当大气泡经过连通通道时，它的速度会被减慢，或从连通通道内吸收微小气泡，或自身的一部分进入连通通道，而其余部分被主流拉长，形成拉长的泡状流；在中热流密度下（q=91 W/cm^2）主流通道完全被沸腾气泡占据，并且气泡会通过连通通道汇入相邻流道；在高热流密度下（q=164 W/cm^2），微通道两侧与微通道中部的沸腾现象出现差异，两侧气泡活跃，流速较快；中部流速较慢，扰动较小。由此可见，CFIRM 与 CFICM 中由于连接通道的存在，内部的气泡分布比较均匀，且连通沟槽通道的角度会对气泡的密度区域产生影响。

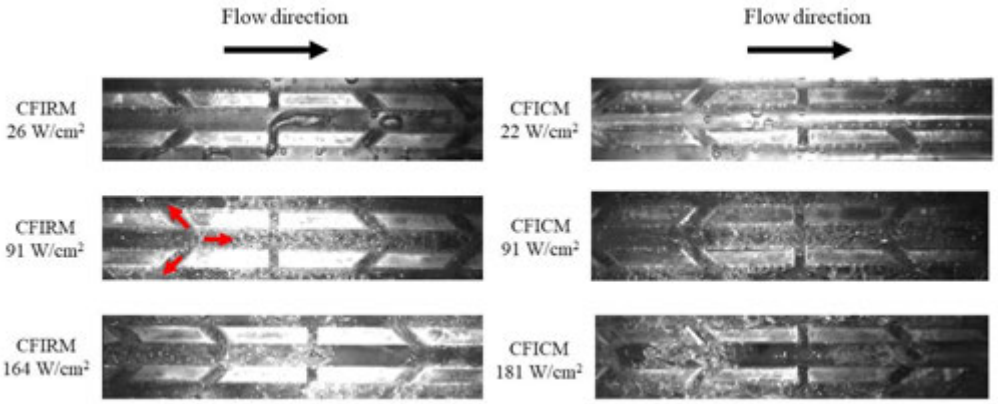


图 3 不同热流密度下的流型

2.2 质量流量的影响

通过控制模拟热源的电压，可得到微通道结构在不同热流密度下的沸腾曲线，由此可对比本文提出的两种微通道的换热特性。实验均以 R1223zd(E)为工质，在进口温度 20 ℃，压力 2.15 bar，工质饱和温度 40 ℃，质量流量为 291 kg/(m^2·s)、470 kg/(m^2·s)的工况下进行。此外，我们还与相应工况下平直顺流通道 CCM 和平直逆流通道 CFM 的沸腾曲线进行对比测试研究。

图 4(a)和图 4(b)分别为以上五种结构（CCM、CFM、CFIM、CFICM 和 CFIRM）在流量为 291 kg/(m^2·s)与 470 kg/(m^2·s)下的沸腾曲线对比。可以看到，相对于顺流结构 CCM, 其它四种逆流通道的换热系数在各个阶段相对都具有明显增强。而在低流量工况下，CFM、CFIM、CFIRM 和 CFICM 的四条沸腾曲线相差不大。在高流量工况下，无论在单相区还是两相区，具有连通通道的微通道结构相对于 CCM 和 CFM 都具有显著的提升。高流量高热流密度下（q > 120 W/cm^2）, CFIRM 和 CFICM 两种结构在相同的壁面过热度下能达到更高的热流密度，相对于垂直连通通道的 CFIM 在 ΔT_{sat}=30 ℃时可提升 5.8%，这说明本实验设计的倾斜连通结构可以进一步提高逆流微通道的换热系数，具有更好的换热性能。同时通过对比发现，逆流连通通道结构比较适合在质量流量较大时使用。这是由于较大的质量流量会带来更大的压差，有助于促进相邻通道的流体掺混。而且，CFIRM 相对于 CFICM 的性能优势可能与其工质入口流向与连通通道朝向相反有关。从几何结构上分析，较 CFICM，CFIRM 的工质更不容易从主流通道进入连通通道，因此在低流量下相邻通道掺混不足，换热性能没有优势。而在高流量下，相邻通道之间更大的压差导致掺混增强，使连通通道内的换热效果变好，并且，相比 CFICM，CFIRM 中有足够的流量进入通道中部进行扰动，优化通道中部散热情况，因此它能在高热流密度下更有优势。而通道中部扰动的减少亦可能导致中部更快形成弹状或环状流，导致通道中部工质速度进一步降低，形成恶性循环。对于图 2 中的三种结构，肋片侧面积远大于通道底面积，因此为了简化计算，我们可以仅考虑肋片侧壁上的换热，并基于此假设，利用二维数值模拟方法对通道内的换热现象进行了定性分析。从图 5 中可以看出几何结

构对于入口冷流体（蓝色区域）冲击距离的影响。CFIRM 通道由于连通通道入口角度与主流夹角呈锐角，可以达到更远的冲击距离，且通道内的流量更大。

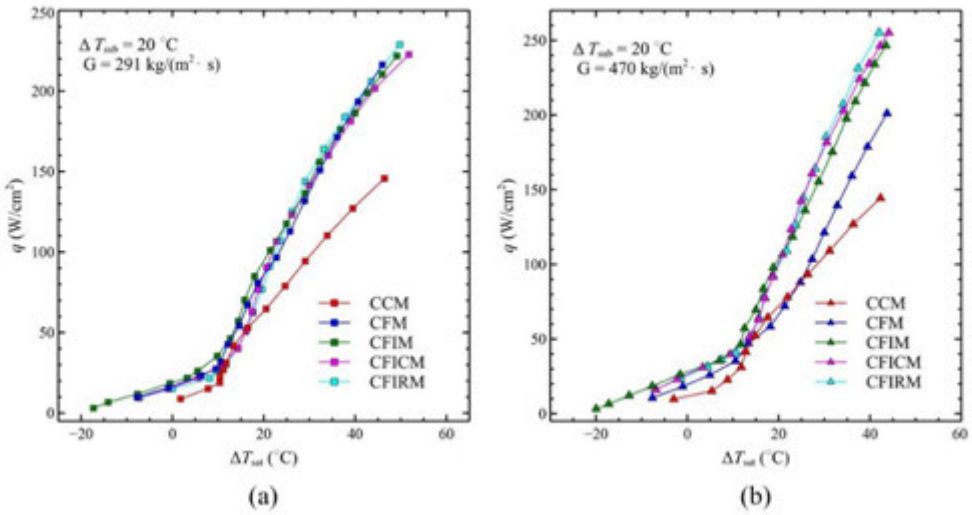


图 4 五种结构沸腾曲线对比

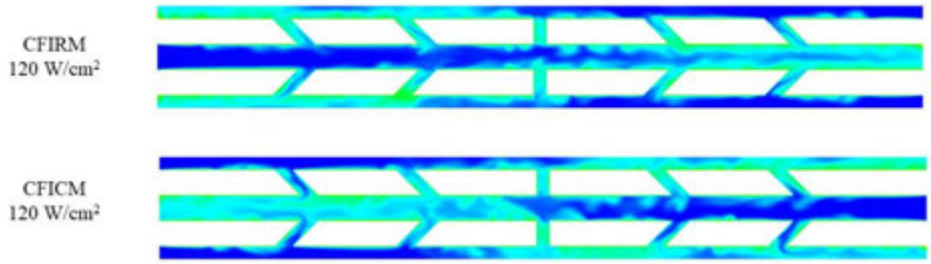


图 5 几何结构对于冷流体冲击距离的影响

2.3 壁面温度特性

为探究微通道热沉的温度均匀性，我们利用微通道底面沿中轴线布置的五个热电偶测得的温度进行分析。图 6(a)显示了流量为 291 kg/(m^2·s)时微通道底面热电偶的最大温差随热流密度的变化曲线。当热流密度在 100 W/cm^2 以下时，CFM、CFIM、CFICM 和 CFIRM 四种结构的均温性差别不大，且都要明显优于 CCM。当热流密度继续升高，各个结构的均温性差异变得明显。在该流量下，CFICM 和 CFIRM 的均温性要明显弱于 CFM 和 CFIM。

图 6(b)显示了流量为 470 kg/(m^2·s)时微通道底面的最大温差随热流密度的变化。可以看到，当流量增大时，CFICM 和 CFIRM 的均温性基本与 CFM 持平，这是因为连通通道被更大流量所带来的更大压差所激活。但是 CFICM 和 CFIRM 的均温性与 CFIM 仍有差距，尤其在高热流密度区域。

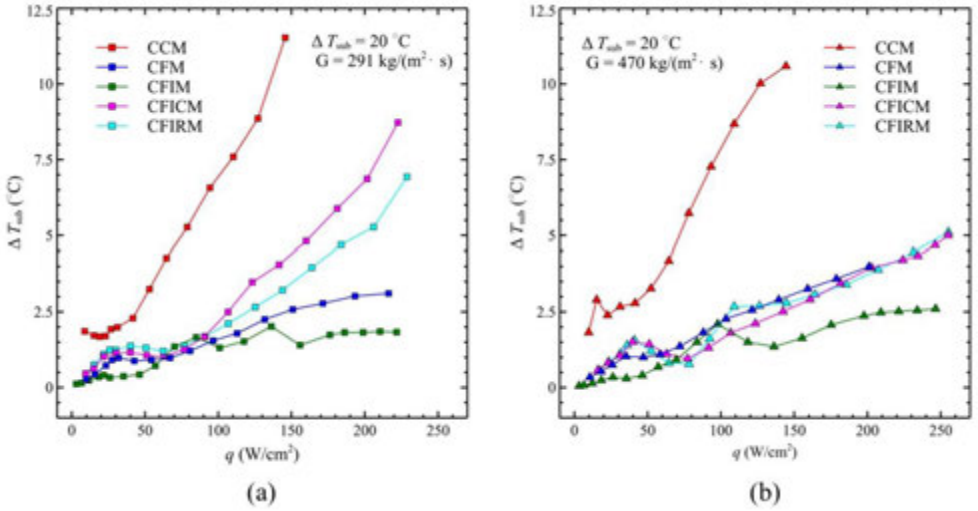


图 6 不同热流密度下的底面最大温差

图 7 展示了不同流量下，低中高特征热流密度下，CFIM、CFICM 和 CFIRM 的壁面温度对比。对比发现，CFIM 结构的壁面温度多呈现中间低两侧高的态势，而 CFICM 和 CFIRM 中间温度较高，两侧温度较低。在高热流密度下，CFICM 和 CFIRM 的壁面温度普遍与 CFIM 持平或要低于 CFIM。在高流量下，虽然其均温性不及 CFIM，但本实验设计的倾斜连通结构的壁面温度会显著低于 CFIM，通道两侧的温度降幅接近 10 ℃。这说明在 CFICM 和 CFIRM 通道的进出口由于流体的掺混作用，换热效果相比 CFIM 更好。

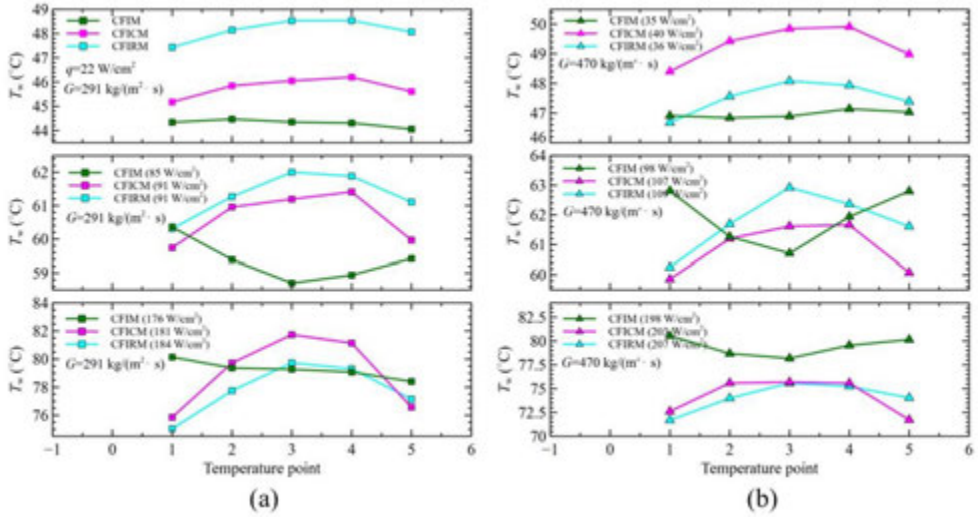


图 7 不同热流密度下的壁面温度比较

3 结　论

本文基于逆流微通道结构，提出了 CFICM 和 CFIRM 两种新型逆流连通微通道结构，并通过以 R1233zd(E)为工质的两相流动沸腾实验，将这两种微通道结构与 CFIM、

CCM 和 CFM 结构进行了对比。结果发现

(1) 在较低流量下，CFICM 和 CFIRM 的换热性能相对于 CFIM、CCM 和 CFM 结构并无明显优势，在较高流量下，CFICM 和 CFIRM 在高热流密度区域的换热性能优于其他三种结构，其中，CFIRM 的换热性能优于 CFICM，这是由于 CFIRM 能促进通道中部的换热。

(2) 在壁面温度方面，CFICM 和 CFIRM 的两侧壁面温度在高热流密度下显著低于 CFIM。在较低流量下，CFICM 和 CFIRM 的均温性明显弱于 CFM 和 CFIM。当流量增大，CFICM 和 CFIRM 的均温性提升。

(3) 相比于低流量工况，在高流量工况下，斜向 45°连通微通道的换热性能与其他结构相比更具优势。

参考文献

[1] EBADIAN M A, LIN C X. A Review of High-Heat-Flux Heat Removal Technologies. Journal of Heat Transfer[J], 2011, 133(11): 110801. DOI:10.1115/1.4004340.

[2] 张亮. Ω 型凹槽微通道内的气泡行为及流动沸腾特征[D]. 江苏大学, 2019
ZHANG L, Bubble Behaviors and Characteristics of Flow Boiling in Microchannel with Ω-grooves[D], Jiangsu University, 2019

[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] RAMESH K N, SHARMA T K, RAO G A P. Latest Advancements in Heat Transfer Enhancement in the Micro-channel Heat Sinks: A Review[J]. Archives of Computational Methods in Engineering, 2021, 28(4): 3135-3165. DOI:10.1007/s11831-020-09495-1.

[5] DENG D, CHEN L, WAN W et al. Flow boiling performance in pin fin- interconnected reentrant microchannels heat sink in different operational conditions[J]. Applied Thermal Engineering, 2019, 150: 1260-1272. DOI:10.1016/j.applthermaleng.2019.01.092.

[6] DENG D, ZENG L, SUN W. A review on flow boiling enhancement and fabrication of enhanced microchannels of microchannel heat sinks[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 175: 121332. DOI:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121332.

[7] DENG D, ZENG L, SUN W et al. Experimental study of flow boiling performance of open-ring pin fin microchannels[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 167: 120829. DOI:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120829.

[8] ZHOU J, CHEN X, LI Q. Numerical study on two-phase boiling heat transfer performance of interrupted microchannel heat sinks[J]. Science China Technological Sciences, 2022, 65(3): 679-692. DOI:10.1007/s11431-021-1923-1.

[9] 郭勇,朱传勇,郭雯等.扰流结构微通道流动沸腾换热特性的数值研究[J].工程热物理学报, 2022, 43(05):1296-1303.
GUO Y, ZHU C Y, GUO W et al. Numerical Study on Heat Transfer Characteristics of Flow Boiling in Microchannel With Turbulence Structure[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2022, 43(05):1296-

[10] 梅响,姚元鹏,吴慧英.连通微通道内过冷流动沸腾传热强化机理分析[J].化工进展,2022,41(06):2884-2892.DOI:10.16085/j.issn.1000-6613.2021-1538.
MEI X, YAO Y P, WU H Y. Analysis of heat transfer enhancement mechanism on subcooled flow boiling in interconnected microchannels[J]. Chemical Industry and Engineering Progress, 2022,41(06):2884-2892.DOI:10.16085/j.issn.1000-6613.2021-1538.

[11] CHENG X, WU H. Improved flow boiling performance in high-aspect-ratio interconnected microchannels[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 165: 120627. DOI:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120627.

[12] LUO K, LI W, MA J et al. Silicon microchannels flow boiling enhanced via microporous decorated sidewalls[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 191: 122817. DOI:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.122817.

[13] HE Z, YAN Y, ZHANG Z. Thermal management and temperature uniformity enhancement of electronic devices by micro heat sinks: A review[J]. Energy, 2021, 216: 119223. DOI:10.1016/j.energy.2020.119223.

[14] PENG H, DU Y, HU F et al. Thermal management of high concentrator photovoltaic system using a novel double-layer tree-shaped fractal microchannel heat sink[J]. Renewable Energy, 2023, 204: 77-93. DOI:10.1016/j.renene.2023.01.001.

[15] CONG B, KONG Y, YE Y et al. A combined solution of thermoelectric coolers and microchannels for multi-chip heat dissipation with precise temperature uniformity control[J]. Applied Thermal Engineering, 2023, 219: 119370. DOI:10.1016/j.applthermaleng.2022.119370.

中国工程热物理学会 对流换热
学术会议论文 编号：233553

增材制造微通道换热器性能实验研究

张月亮，饶宇，吕玥萱
（上海交通大学，上海 200240）
(Tel:15921961812, Email:yurao@sjtu.edu.cn)

摘要：换热器是微型燃气轮机提升效率的关键，但传统的换热器加工技术难以满足微型燃气轮机效率提升的需求。本研究采用模块化的设计理念，基于增材制造加工技术，设计了一款共形化波纹板微通道换热器，并通过实验对换热器性能进行了验证。结果表明相比于传统板式换热器，增材制造微通道换热器换热性能明显升高，换热效率在实验雷诺数范围内相对稳定，相比于传统的板式换热器增材制造换热器重量与体积均能减小 30%以上。

关键词：微通道换热器，增材制造，微型燃气轮机，模块化

0 前言

微型燃气轮机由于其结构简单、效率高、启动快、运行稳定等优势正成为未来氢/氨低碳能源潜在动力装备，这对于减少碳排放有良好的促进作用[1]。但由于微型燃气轮机简单循环的效率非常低（16~20%），已经被市场淘汰，加装换热器的复杂循环微型燃气轮机将在动力装备的竞争中占据一定的市场规模。虽然基于传统加工工艺的换热器效率难以提升，但增材制造技术为研究新型高效紧凑式换热器提供了技术支持[2]。

全球学者与工业界对微型燃气轮机换热器结构、材料等进行了多种研究，其中 Lewinsohn 等[3]对铝合金和碳化硅两种材料的换热器效率进行了对比分析， Wilson[4]采用高温碳化硅陶瓷研制了微通道换热器。除了对材料的研究，也有许多学者在结构的创新中做了一些研究，如 Vick 等[5]针对小功率微型燃气轮机设计了一款基于分层实体制造方式的环形薄壁微通道陶瓷换热器。Shih 等则[6]提出了一种带有瑞士辊式换热器的微燃机结构。

增材制造的迅速发展为换热器的研究带来了新的机遇，Ventola 等[7]研究了粗糙度对增材制造换热器流热性能的影响。除此之外更多的是基于增材制造工艺研发的换热器新结构并研究其对性能的影响，如 Kirsch 等[8]研究了不同波型对波纹板换热器性能的影响，Greiciunas、İpek、Arie 等[9-11]创新性的设计了一些结构并研究了其流热特性。其中有代表性的一种则是 Cobra Aero[12]采用增材制造的方式加工了基于晶格结构的换热器。

分析文献中的研究表明，增材制造换热器能够在有限的体积及质量要求内提高换热器工作效能，但增材制造换热器的潜力还有待继续挖掘。与之前研究不同的是，在本文的研究中，基于 SLM 工艺设计了一款具有共形化特性的扇形模块化波纹板微通道换热器，并采用实验的方式对其进行了性能验证。

1 物理模型

本文提出了一种基于增材制造技术的模块化设计的环形换热器，芯体设计模型见图 1。环形换热器采用模块化设计和制造，以 18° 的周期角周向分布 20 个单元，每个单元包含沿轴向交替布置的冷、热通道，各单元均可作为独立的换热器加工并工作。芯体详细参数见表 1。

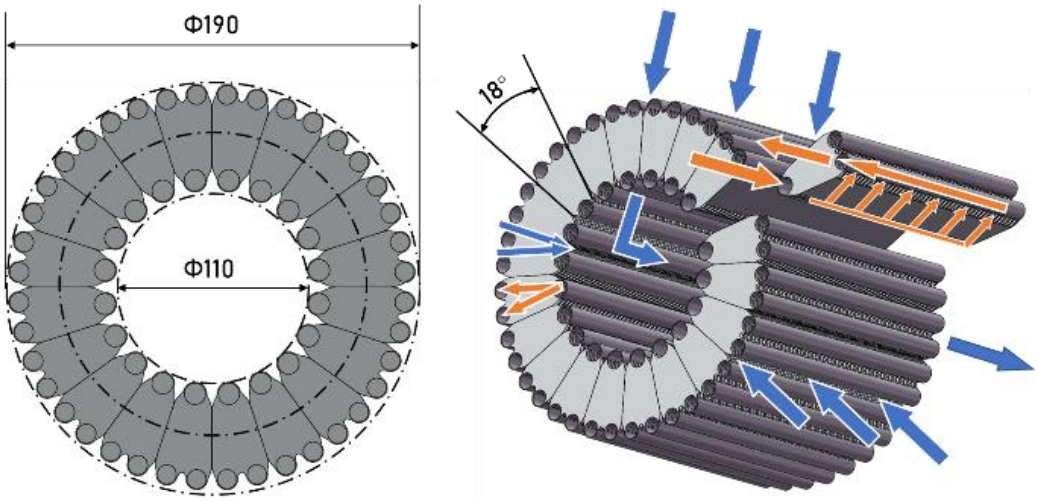


图 1 环形换热器芯体设计模型

表 1 微通道换热器芯体参数

主要几何参数	设计值	主要几何参数	设计值
芯体内径/mm	110	单元数量	20
芯体外径/mm	190	换热间壁厚/mm	0.35
冷侧通道高度/mm	0.7	单元周向角/（°）	18
热侧通道高度/mm	0.7	紧凑度/(m^2/m^3)	1736

换热器工作时，来自前方涡轮出口的热侧气流由入口集气管进入，在流动过程中流量沿程分配至热侧通道内，并沿径向向外圈流动换热，最后于出口集气管内汇集并流出；冷侧气流由外圈入口流入冷侧通道内，并沿径向向内圈流动换热，最后于芯体内圈汇集并流向燃烧室入口。

该样件单元共有 26 个燃气通道和 26 个冷气通道，通道间壁为波纹板，波纹周期为 3.2mm。波纹板在垂直板面的方向厚度最小为 0.35mm。换热器内圈区域每 2°设置一条直肋，而外圈区域每 1.5°设置一条直肋，直肋在中间环线处截断，保留了沿径向长 0.8mm 的肋通道间的掺混区间。通道内靠近出入口的位置采用导流肋设计，使得流速在板间分布更加均匀，提高有效换热面积。微通道换热器模块化单元的三维模型与内部冷、热侧通道设计图如图 2 所示。

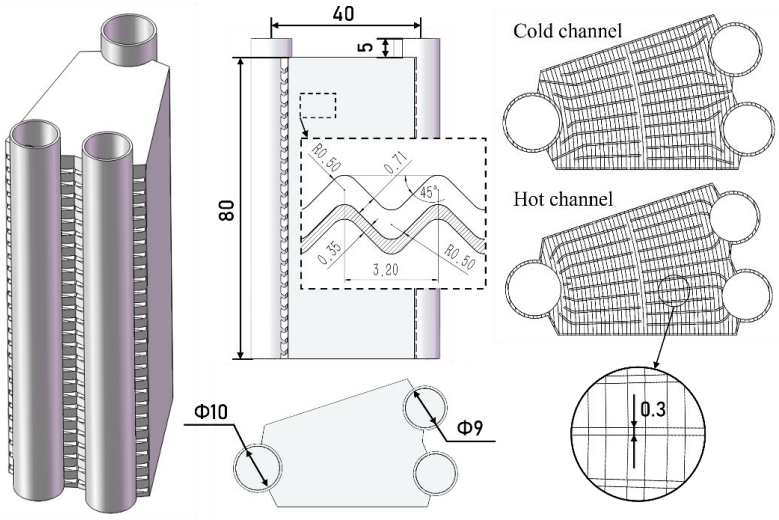


图 2 换热器模块化单元与冷、热通道设计

2 实验设置及不确定度分析

2.1 实验设置

环形换热器整机高温实验系统原理如图 3 所示。整机实验使用两条气路：冷侧气路来源于储气罐，通过 D07-9E 质量流量控制器搭配 D08-1F 流量显示仪（小流量工况）以及 ABB FSS430 DN80 旋进式流量计（大流量工况）控制气路流量；热侧气路来源于 45 kW 功率的变频离心风机，通过风机变频器与 ABB FSS430 DN50 旋进式流量计配合来控制气路流量。旋进式流量计下游还安装了温度计与压力表，保证两侧气路流量的计算准确。选用 40 kW 管道式空气加热器搭配变频温度控制柜，实现对来流空气温度的实时精准调控。数据采集方面，使用 K 型铠装热电偶与风压变送器搭配数采模块实现对各测量点数据的实时采集。冷热两侧空气质量流量保持一致，质量流量工况分别为 0.0260 kg/s、0.0364 kg/s、0.0468 kg/s、0.0572 kg/s、0.0676 kg/s，热侧入口温度为 363K、393K、413K、433K、453K、473K，冷侧入口温度由热电偶实际测得。实验误差主要是由设备测量误差、实验件加工误差等因素造成的，实验误差整体在可控范围之内。

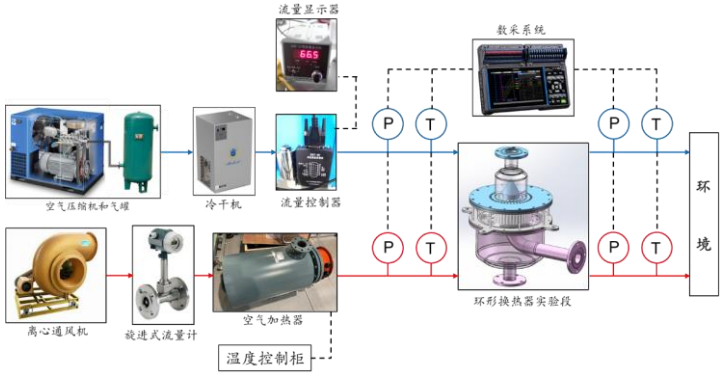


图 3 环形换热器整机高温实验系统原理图

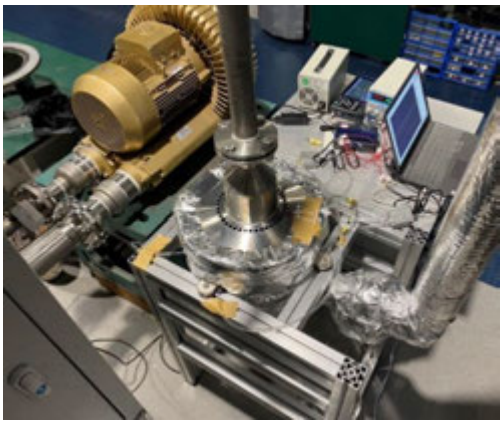


图 4 环形换热器整机高温实验台实物图

3 结果与讨论

3.1 传热性能

根据无相变逆流式换热器的换热效率的定义，本文增材制造波纹板换热器的换热效率的计算公式可以表示为：

$$\varepsilon = \frac{Q_h}{Q_{\max}} = \frac{\left(\dot{m}c_p\right)_h \left(T_{h,i} - T_{h,o}\right)}{(\dot{m}c_p)_{\min}(T_{h,i} - T_{c,i})} \tag{1}$$

不同热侧入口温度下环形换热器换热效率随雷诺数的变化如图 5 所示。在实验涉及的小流量范围内，环形换热器的最佳换热效率达到了 0.82（Re=387，T_h=473K）。换热效率随雷诺数的增加出现波动，在 T_h=363K 工况下，换热效率随雷诺数的变化为 9.6%；在 T_h=473K 工况下，换热效率随雷诺数的变化为 13.8%。增材制造波纹板微通道换热器的换热效率在实验雷诺数范围内相对稳定，这种特性保证了实际应用中换热器的变工况稳定性，以及换热器的多工况适用性。

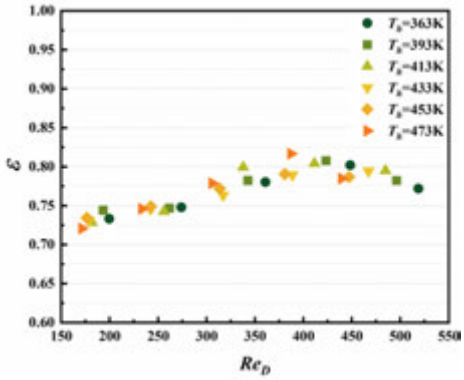


图 5 不同热侧入口温度下换热效率随雷诺数的变化

图 6 给出了本文换热器与三种原表面换热器的 Nu 数随雷诺数变化的对比。在低雷诺数下，本文提出的环形换热器相比平板式原表面换热器具有较大的换热性能优势，与波纹板式原表面换热器具有相近的换热能力。随着雷诺数的增加，本文换热器 Nu 数的

提升更为显著。在 *Re*=400 时，本文换热器的 *Nu* 数较平板式原面换热器[13]提高了 1.63 倍，较星形板式原表面换热器提升了 61.4%，较波纹板式原表面换热器[14]提高了 18.6%。从本文换热器的 *Nu* 数随雷诺数变化趋势与波纹板式原表面换热器的对比中可以看出，在较低的雷诺数下，波纹板结构对强化换热的作用占主导；在较高的雷诺数下，本文换热器的 *Nu* 数仍有提升，说明此时增材制造方式造成的粗糙表面对强化换热的强化作用更为显著。

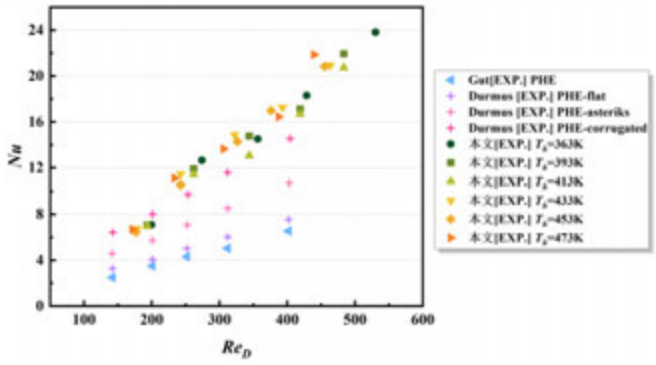


图 6 本文换热器与原表面换热器换热性能的对比[13-14]

根据逆流换热器的关系，有

$$NTU = \frac{1}{C_{\min}/C_{\max}-1}\ln\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon C_{\min}/C_{\max}-1} \tag{2}$$

增材制造环形波纹板式换热器 ε-NTU 关系与逆流式微通道换热器[15]的对比如图 7 所示。本文换热器的传热单元数在 2.5~4.1 之间，NTU 数对应的效率值与热侧入口温度的大小几乎无关，这与换热效率的规律保持一致。在相同的传热单元数下，波纹板换热器的换热效率相比 Fend 等[15]的微通道换热器具有明显的优势：相较优化前的微通道换热器，波纹板微通道换热器的换热效率最多提升了 56.8%；相较优化后的微通道换热器，波纹板微通道换热器的换热效率的提升也可达 23.9%。

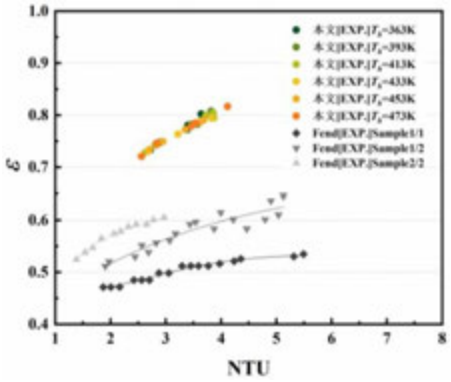


图 7 本文换热器与其他微通道换热器 ε-NTU 关系的对比[15]

3.2 压损性能

图 8 展示了不同热侧入口温度下换热器相对压损系数随雷诺数的变化，选取了最具

有代表性的 T_h=363K（下称低温工况）和 T_h=473K（下称高温工况）两种工况。实验工况范围内，本文增材制造微通道换热器的热端相对压损系数最大为 14.5%，冷端相对压损系数最大为 9.1%。热侧入口温度的升高对冷、热两侧的压损具有同等的提升作用，高温工况的热侧压损相对低温工况提高了 15.7%~20.0%，冷侧压损提高了 18.5%~20.4%。

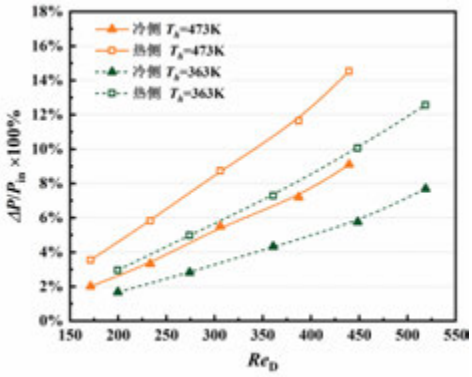


图 8 不同热侧入口温度下相对压损系数随雷诺数的变化

为能够更加全面地评估换热器的性能，引入综合性能因子 PEC[16]（Performance Evaluation Coefficient），其表达式为

$$PEC = \frac{Nu / Nu_0}{(f / f_0)^{1/3}} \tag{3}$$

其中 Nu_0 和 f_0 分别为光滑通道中的努塞尔数和摩擦因子。

本文增材制造环形换热器的综合性能因子随雷诺数的变化如图 9 所示。PEC 随雷诺数增大先升高后下降，实验工况范围内，换热器最大 PEC 为 1.84。热侧入口温度的变化对 PEC 的影响不明显，不同温度工况下 PEC 的平均偏差仅为 0.5%~4.6%。T_h=363K 时，最大流量下 PEC 降低了 9.4%；T_h=473K 时，最大流量下 PEC 降低了 12.2%。PEC 在多个高雷诺数工况下的降低可以说明换热器压损在综合性能评价中的重要影响，在后续工作中如何降低增材制造微通道换热器的压损应是优化本文换热器性能首要考虑的问题。

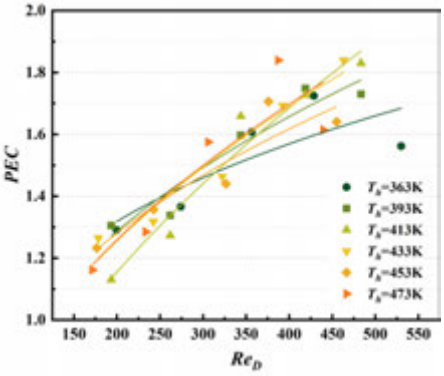


图 9 环形换热器综合性能因子随雷诺数的变化

4 结论

本文基于增材制造加工方法，采用模块化的设计理念，设计了一款共形化波纹板微通道换热器，并通过实验对换热器的性能进行了验证，得出以下结论：

（1）在实验雷诺数范围内，热侧入口温度对换热效率的影响很小。在实验涉及的小流量范围内，环形换热器的最佳换热效率可达 0.82（Re=387，T_h=473K），换热效率在实验雷诺数范围内相对稳定；

（2）环形换热器的 Nu 数均随流量的增加而增大，在实验流量范围内的最大 Nu 数为 23.8，在与原表面换热器的对比中，本文换热器的 Nu 数相比平板式原表面换热器提升了 1.63 倍；

（3）各工况下冷、热两侧的压力损失均随雷诺数的增加而增大，在实验雷诺数范围内，热侧压损是冷侧压损的 1.5~1.8 倍，冷端相对压损系数最大为 9.1%；

（4）实验工况范围内，换热器最大 PEC 为 1.84。热侧入口温度对 PEC 的影响不明显，不同温度工况下 PEC 的平均偏差仅为 0.5%~4.6%。

参考文献

[1] 戴韧. 微型燃气轮机及其“混合动力”的技术进展[J]. 热力透平,2005 (第 1 期): 7-11.

[2] 于忠斌, 张中标, 尹婷婷, 等. 金属 3d 打印技术概述[J]. 机械管理开发,2022,37 (01): 266-268.

[3] Lewinsohn C. Compact Ceramic Microchannel Heat Exchangers[R]. United States: 2016: 1344124.

[4] Wilson M A, Recknagle K, Brooks K. Design and Development of a Low-Cost, High Temperature Silicon Carbide Micro-Channel Recuperator[C]// ASME Turbo Expo 2005: Power for Land, Sea, and Air. Reno, Nevada, USA: 2005: 1029-1034.

[5] Vick M, Young T, Kelly M, et al. A Simple Recuperated Ceramic Microturbine: Design Concept, Cycle Analysis, and Recuperator Component Prototype Tests[C]// Proceedings of the ASME Turbo Expo 2016: Turbomachinery Technical Conference and Exposition. Seoul, South Korea: International Gas Turbine Institute, 2016: GT2016-57780.

[6] Shih H-Y, Wang D, Kuo C R. Feasibility Study of an Innovative Micro Gas Turbine with a Swiss-Roll Recuperator[C]// Proceedings of the ASME Turbo Expo 2006: Power for Land, Sea, and Air. Barcelona, Spain: 2006: 459-466.

[7] Ventola L, Robotti F, Dialameh M, et al. Rough Surfaces with Enhanced Heat Transfer for Electronics Cooling by Direct Metal Laser Sintering[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer,2014,75: 58-74.

[8] Kirsch K L, Thole K A. Heat Transfer and Pressure Loss Measurements in Additively Manufactured Wavy Microchannels[J]. Journal of Turbomachinery-Transactions of the ASME,2017,139 (1).

[9] Greiciunas E, Borman D, Summers J, et al. A Numerical Evaluation of Next Generation Additive Layer Manufactured Inter-Layer Channel Heat Exchanger[J]. Applied Thermal

Engineering,2019,162.
[10] Ipek O, Kilic B, Gurel B. Experimental Investigation of Exergy Loss Analysis in Newly Designed Compact Heat Exchangers[J]. Energy (Oxford),2017,124: 330-335.
[11] Arie M A, Shooshtari A H, Dessiatoun S V, et al. Numerical Modeling and Thermal Optimization of a Single-Phase Flow Manifold-Microchannel Plate Heat Exchanger[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer,2015,81: 478-489.
[12] Blakey-Milner B, Gradl P, Snedden G, et al. Metal Additive Manufacturing in Aerospace: A Review[J]. Materials & Design,2021,209: 110008.
[13] Gut J A W, Fernandes R, Pinto J M, et al. Thermal Model Validation of Plate Heat Exchangers with Generalized Configurations[J]. Chemical Engineering Science,2004,59 (21): 4591-4600.
[14] Durmus A, Benli H, Kurtbas I, et al. Investigation of Heat Transfer and Pressure Drop in Plate Heat Exchangers Having Different Surface Profiles[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer,2009,52 (5-6): 1451-1457.
[15] Fend T, Völker W, Miebach R, et al. Experimental Investigation of Compact Silicon Carbide Heat Exchangers for High Temperatures[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer,2011,54 (19): 4175-4181.
[16] LIU W, LIU Z, GUO Z. Physical Quantity Synergy in Laminar Flow Field of Convective Heat Transfer and Analysis of Heat Transfer Enhancement[J]. Chinese Science Bulletin,2009,54 (19): 3579-3586.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233557

燃机叶片工况下桁架阵列通道冷却性能的数值研究

席雷，赵振，阮麒成，高源，高建民，徐亮
（西安交通大学机械制造系统工程国家重点实验室，西安 710049）
(Tel:13669277239, Email: xilei100@mail.xjtu.edu.cn)

摘要：为探究 X 型桁架阵列结构在涡轮叶片中弦区的应用方式，设计了 3 种布置方案的桁架阵列通道，分析了实验工况和实际工况下桁架阵列通道的流动与传热性能，并于传统的带肋通道进行了对比，最后拟合得到了相应的传热和摩擦关联式。结果表明：在实验工况下，三种方案桁架阵列通道的传热性能均优于带肋通道，而流动摩擦阻力也均大于带肋通道。方案 1 桁架冷却通道的综合热力性能与带肋通道相近，而方案 2 和方案 3 通道的综合热力性能明显优于带肋通道。方案 3 桁架冷却通道的传热性能最优，流动摩擦阻力适中，因此其综合热力性能最优。与实验工况下相似，在实际工况下，桁架阵列通道的流动摩擦阻力要高于带肋通道，而传热性能和综合热力性能依然要优于带肋通道。在实验工况下不同雷诺数时，方案 3 桁架阵列通道的平均努塞尔数和综合热力系数分别比带肋通道提升了 101%~156%和 21.5%~47.4%。在实际工况下不同雷诺数时，方案 3 桁架阵列通道的平均努塞尔数和综合热力系数分别比带肋通道提升了 36.2%~87.5%和 2.1%~35.1%。

关键词：涡轮叶片，桁架通道，带肋通道，冷却性能，数值研究

0 前言

先进燃气轮机的涡轮转子进口温度已经高达 1700 ℃，使得涡轮叶片的工作环境越来越恶劣，这对涡轮叶片的冷却效率和结构强度提出了更高的要求[1]。燃气轮机涡轮叶片的传统冷却方式包括肋片扰流冷却、柱肋扰流冷却、冲击冷却、气膜冷却等[2]。然而，这些传统冷却方式很少综合考虑冷却结构对涡轮叶片结构强度的影响，气膜冷却甚至会严重削弱叶片的结构强度。因此，亟需探索既能够提高叶片冷却效率，又能保障叶片结构强度的新型冷却方式，以保证燃气轮机涡轮叶片的可靠、安全运行。

桁架单元是近年来出现的一种多功能结构拓扑优化下产生的性能优异的构型，它通过周期性地阵列布置而组成桁架阵列结构，大量文献证明桁架阵列结构具有高比刚度、高比强度、高能量吸收、高强韧等良好的力学性能[3]以及优异的热性能[4]。如果在涡轮叶片内冷通道中填充桁架阵列结构，定能够既提升涡轮叶片结构强度，又有效地改善涡轮叶片的冷却效率。

基金项目：陕西省自然科学基础研究计划青年项目（2022JQ-545）；中国博士后科学基金资助项目（2021M702573）；西安交通大学基本科研业务费基础研究专项（xzy012023071）。
作者简介：席雷（1990-），男，助理教授，研究方向：涡轮叶片冷却技术。Email: xilei100@mail.xjtu.edu.cn.

当前，许多学者已经开展了有关桁架阵列通道流动与传热特性及性能的研究。Kim等[5]率先对 Kagome 型桁架阵列结构的压力损失和传热特性进行了的实验和数值研究。研究指出：由于马蹄形旋涡的形成，桁架杆端部周围以及倾斜和偏转的桁架杆后方出现了高传热区域。Lu 等[6]综述了具有承载和主动冷却能力的周期性桁架阵列芯体的金属夹层结构的热特性。Joo 等[7]研究了单层和多层编织 Kagome 桁架阵列夹芯结构的传热与压降损失特性，指出该结构的传热系数主要受到开口面积比的影响，压降损失主要受到流阻面积的影响。Moon 等[8]研究了孔隙率对桁架阵列结构传热特性的影响，并得到了相应的努塞尔数经验关联式。Son 等[9]对四面体桁架阵列结构通道内流体的流动和传热特性进行了实验和数值研究，指出四面体桁架阵列结构相比于金属泡沫材料具有更高的孔隙率和更低的压降。Gao 等[10]通过数值方法研究了几种桁架阵列结构在水强制对流作用下的热行为和热传输特性。研究指出，桁架结构的芯体杆件周围所形成的多种局部涡旋流动是实现高主动传热效率的主要机制。杨肖虎等[11]实验研究了金属丝网编织 Kagome 热沉的自然对流传热性能及其影响因素，测量了不同倾角下的自然对流传热热阻。研究表明：金属丝网编织 Kagome 芯体具有更高的比表面积，其自然对流传热热阻较光滑表面降低了 42%；倾角约为 50°的金属丝网编织 Kagome 芯体的传热热阻最小。

综上，尽管很多学者对桁架通道的流动和传热特性进行了研究，但鲜有学者开展有关于桁架通道在涡轮叶片中的布置方案研究，且几乎未有学者探究涡轮叶片实际工况下桁架通道的流动与传热性能。因此如何在将桁架结构合理地布置于涡轮叶片内冷通道之中，并在实际工况下与传统的带肋通道进行对比分析，是一个值得研究的问题。

针对上述问题，本文开展了某 F 级 50MW 级燃气轮机涡轮实验叶片[12]结构下如何布置桁架阵列结构的数值模拟研究。首先，将该涡轮叶片中弦区简化为宽高比为 2 的矩形直通道。接着，设计了 3 种布置方案的桁架阵列通道，分析了实验工况（进口温度 298.15 K、压力 0.1 MPa、雷诺数 10 000~60 000，壁面热流密度 3 000 W·m^{-2}）和实际工况（进口温度 723.15 K、压力 2.5 MPa、雷诺数 10 000~200 000，壁面热流密度 25 000 W·m^{-2}）下桁架阵列通道的流动与传热性能，并于传统的带肋通道进行了对比。最后，拟合得到了相应的传热和摩擦关联式。研究结果可为未来先进燃气轮机高温涡轮叶片桁架阵列冷却结构的设计提供参考和借鉴。

1 研究对象

本文研究对象来源于本课题组完成的某 F 级 50MW 级燃气轮机涡轮实验叶片[12]的中弦区域，该叶片为导向叶片，材料为不锈钢 304（0Cr18Ni9），其结构示意图如图 1 所示。该叶片具有 4 个冷却腔室，前缘冷却腔与气膜孔相连，为气膜冷却提供冷气；尾缘冷却腔与尾缘出流孔相连，为尾缘出流孔对流冷却提供冷气；中弦区 2 个冷却通道采用肋片扰流冷却，每个冷却通道的宽高比约为 1，整个中弦区的宽高比约为 2。为方便研究，本文将该涡轮叶片中弦区简化为宽高比为 2 的矩形直通道，通道的宽度 W = 80 mm，高度 H = 40 mm。

1.1 桁架通道

对于桁架通道，首先对模化得到的矩形直通道划分子通道，之后根据文献[13]中基于综合热力性能最优得到的优化结果以原通道或子通道的高度来确定 X 型桁架单元的特征

长度、直径以及横向间距和流向间距，最后将 X 型桁架单元填充于原通道或子通道。由于涡轮叶片冷却中的雷诺数较高，因此本文以文献[13]中最高的雷诺数（Re = 60 000）时的优化结果为例，即 d/H = 0.248、X_s/C = 2.482 和 Z_s/C = 1.946，来设计 X 型桁架阵列通道的布置方式。图 2 给出了 X 型桁架阵列结构在涡轮叶片中弦区内冷通道中的 3 种布置方案。方案 1 为在冷却通道中直接布置 X 型桁架阵列，由于桁架单元的特征尺寸与其高度正相关，因此方案 1 中桁架单元的长度和宽度较大，在冷却通道中只能布置 1 排 4 列的桁架单元。方案 2 为双子通道，即在原通道中截面添加 1 mm 厚的隔板将其分为 2 个子通道，并在各子通道中布置桁架阵列结构，根据子通道的高度及桁架阵列的最优间距，方案 2 中布置了 2 排 8 列的桁架阵列结构。方案 3 为三子通道，即在距离原通道上下壁面 0.35 倍高度的位置各添加了 1 mm 厚的隔板，将其分为 3 个子通道，考虑到冷却通道的总质量，以及中间子通道距离传热面较远，传热效果较差等原因，只在靠近壁面的两个子通道中布置了桁架阵列结构；根据文献[13]中的优化结果，两个子通道中各布置了 3 排 11 列的桁架阵列结构。3 种方案 X 型桁架阵列通道的具体结构参数见表 1。

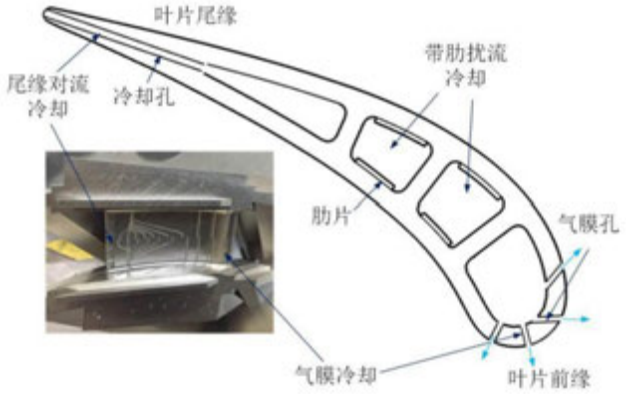
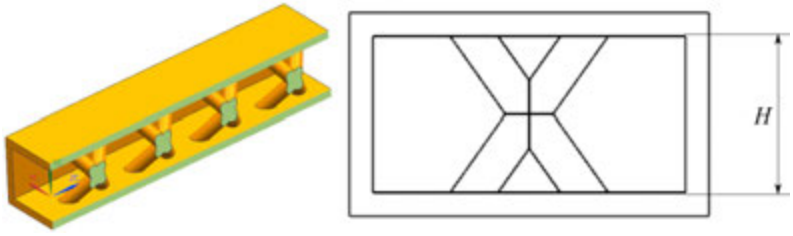
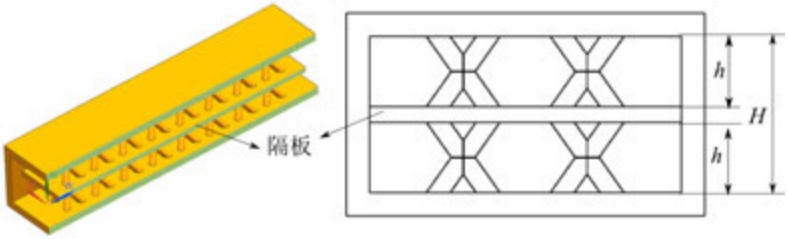


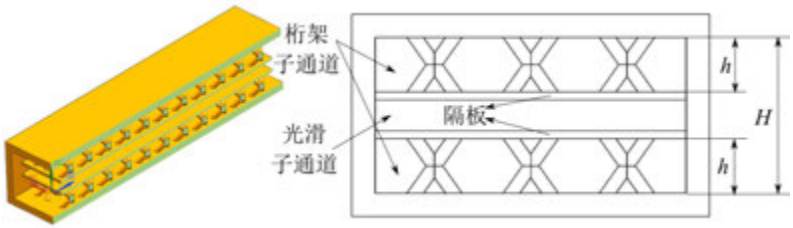
图 1 某 F 级 50MW 级燃气轮机涡轮叶片



（a）方案 1：单通道



（b）方案 2：双子通道



（c）方案 3：三子通道

图 2 三种方案 X 型桁架通道的结构示意图

表 1 三种方案 X 型桁架通道的结构参数（基于 Re = 60 000 时的优化结果）

通道类型	子通道高度比 h/H	d/mm	X_s/mm	Z_s/mm
方案 1：单通道	1	4.96	35.101	27.521
方案 2：双子通道	0.475	2.356	16.673	13.074
方案 3：三子通道	0.35	1.736	12.285	9.632

1.2 带肋通道

与 X 型桁架阵列通道相对比的带肋通道选择的是文献[14]中基于综合热力性能最优而优化得到的带肋通道，同样也选取了雷诺数为 60 000 时的优化结果为例。带肋通道的结构示意图如图 3 所示，其具体参数见表 2。

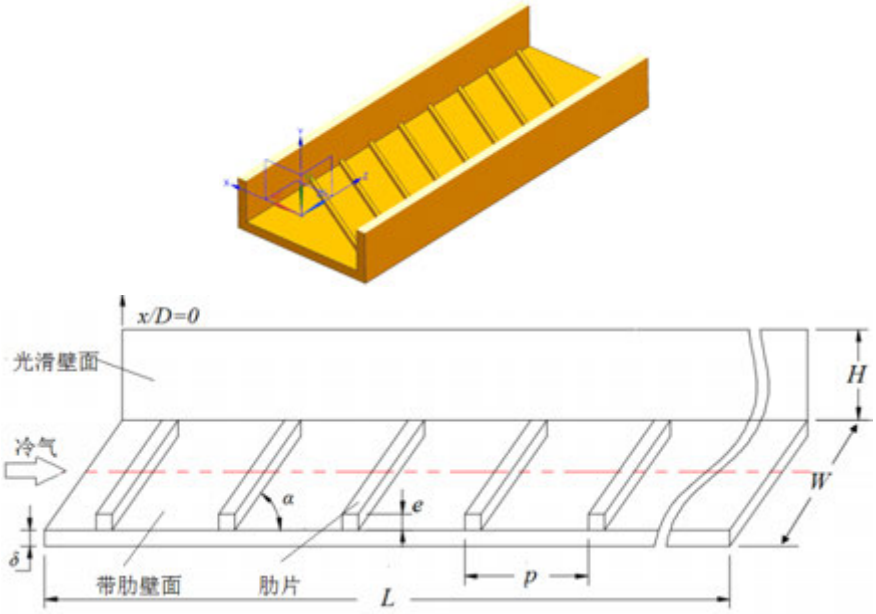


图 3 带肋通道的结构示意图

表 2 带肋通道的结构参数（Re = 60 000 时的优化结果）

W/mm	H/mm	W/H	D/mm	e/mm	P/e	α
80	40	2	53.33	2.5	10	65°

2 数值方法

2.1 数值方法

本文采用了流固耦合传热计算方法来求解冷却通道内的流动及传热性能。在耦合传热计算方法中，将流体域与固体域的交界面设置为耦合面，该耦合面两侧具有相同的热通量和温度。流体域被假设为三维、定常、无重力的流动，采用基于有限元的有限差分法来离散控制方程，通过 ANSYS CFX 求解三维可压缩的雷诺时均 N-S 方程，方程中的扩散项、源项和对流项均采用高精度的离散格式进行离散。固体域只求解导热方程。数值模拟的整体残差水平设置为 10^{-6}。

数值计算模型如图 4 所示，由于冷却通道沿高度方向中截面对称，选取 1/2 冷却通道为数值模型。数值模型主要包括冷却通道固体域和流体域。为消除通道进、出口回流对冷却气体流动和传热的影响，分别在通道进、出口延长了 200 mm 的光滑整流段。对于湍流模型的选择，文献[15-16]均表明 SST k-ω 模型可以较准确地预测桁架阵列通道和带肋通道内的流动和传热特性。因此，本文数值模拟也采用了 SST k-ω 湍流模型。

数值计算的边界条件设置如下：流体域进口给定温度和速度边界条件，温度为实验工况下的 298.15 K 和实际工况下的 723.15 K，法向均匀进气，冷气速度根据雷诺数计算得出，实验工况下雷诺数的范围为 10 000~60 000，实际工况下雷诺数的范围为 10 000~200 000，进口湍流度设置为 5%；出口给定平均静压边界条件，实验工况下为 0.1 MPa，实际工况下为 2.5 MPa，允许静压在平均值的 5%以内波动。流固交界面设置为耦合面，固体域外壁面给定等热流密度，实验工况下为 3 000 W·m^{-2}，实际工况下为 25 000 W·m^{-2}。

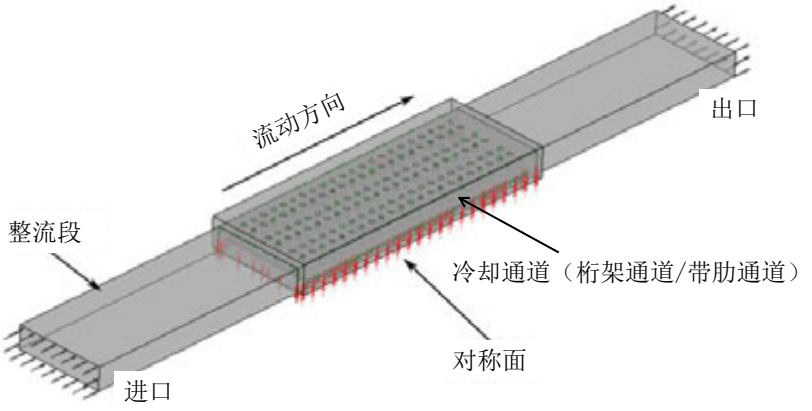
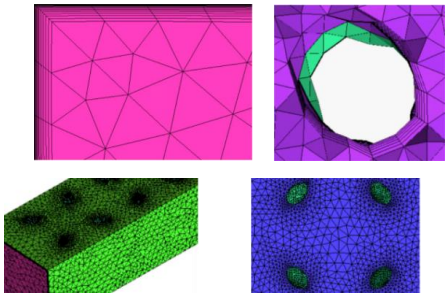
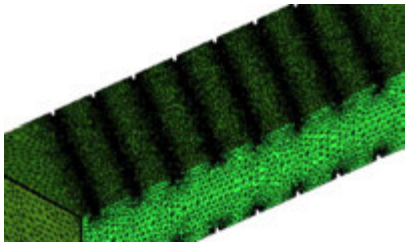


图 4 数值模型

图 5 所示为桁架阵列通道和带肋通道的网格模型图。流体域近壁面进行了棱柱体网格划分以模拟近壁面流动边界层和热边界层。为适应 SST *k-ω* 模型，对流体域近壁面区域棱柱体网格进行了细化处理。近壁面第一层网格尺寸 0.001 mm，网格增长率 1.2，边界层的层数 15。固体域和流体域中桁架/肋片及其邻近区域也都进行了网格细化处理。将固体域和流体域交界面上的网格节点进行了匹配，以减少流固交界面上的传递误差。同时还进行了网格无关性验证，通过改变最大网格尺寸来控制网格数量。网格无关性的结果表明，桁架阵列通道和带肋通道的总网格数分别达到 644 万和 500 万时可以满足网格无关性的要求。



（a）桁架通道



（b）带肋通道

图 5 网格模型

2.2 数据处理

雷诺数：

$$Re = uD/\upsilon \tag{1}$$

式中：u 为通道入口平均速度；D 为通道当量直径；υ 为冷却空气的运动粘度。

努塞尔数：

$$Nu = qD/[(T_w - T_f)\lambda] \tag{2}$$

式中：T_w 为壁面温度；T_f 为参考温度；q 为当地热流密度；λ 为冷气导热系数/W·m^{-1}K $^{-1}$。

带肋通道：

$$f = \Delta pD/(2\rho Lu^2) \tag{3}$$

式中：Δp 为通道进、出口之间的压差。

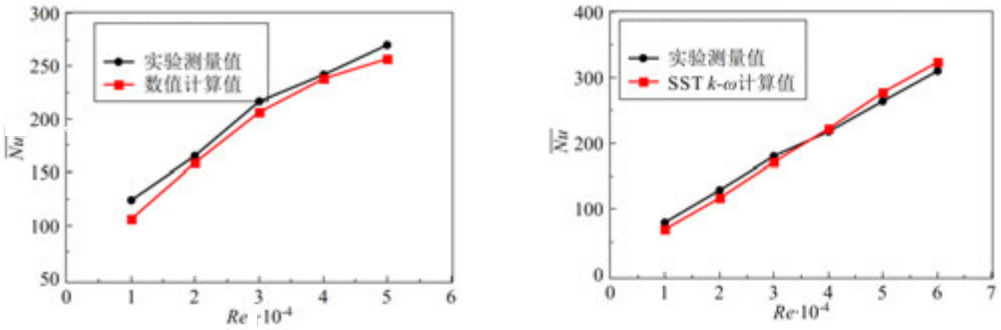
采用 $\overline{Nu}$ 和 $f^{1/3}$ 的比值来衡量冷却通道的综合热力性能：

$$G = \overline{Nu}/f^{1/3} \tag{4}$$

2.3 方法验证

为保证数值方法的可靠性，通过文献[15-16]中的实验数据验证了本文的数值方法。图 6（a）和（b）分别给出了桁架阵列通道和带肋通道的平均努塞尔数计算结果与文献[15-16]中实验数据的对比。由图 6 可见，对于桁架阵列通道和带肋通道，数值结果和实验结果得到的努塞尔数随雷诺数的变化趋势都各自保持一致。同时，数值计算得到的两种冷却通道的平均努塞尔数值与实验值都很接近，平均误差都在 8%以内，这说明 SST *k-ω* 模

型可以较为准确地模拟桁架阵列通道和带肋通道中的传热情况。综上，本文采用的数值方法是可靠的。



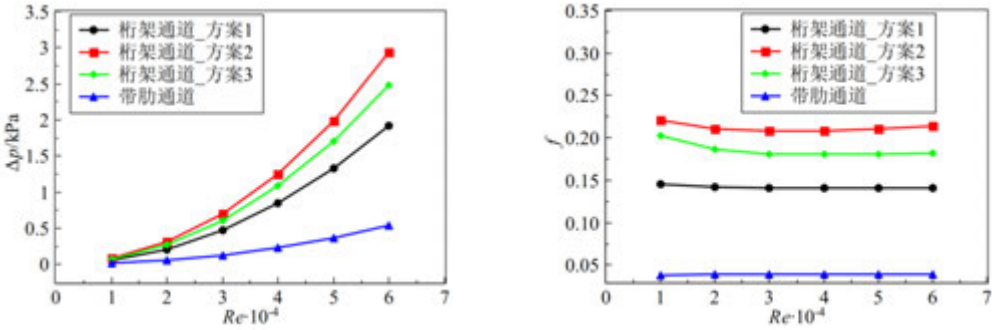
（a）桁架通道　　（b）带肋通道

图 6 数值方法验证

3 计算结果分析与讨论

3.1 流动性能分析

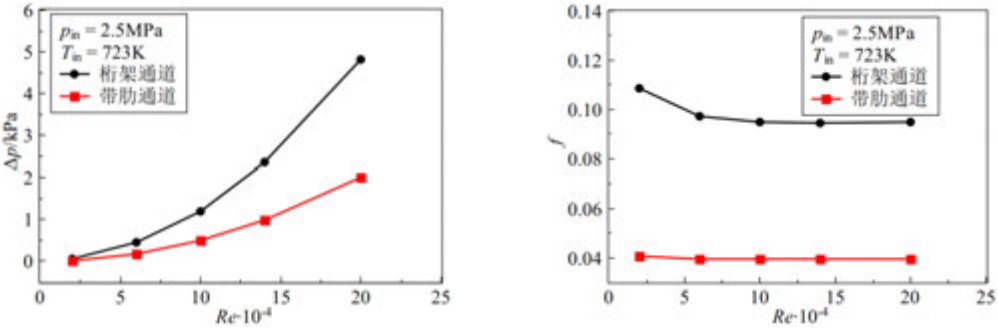
图 7 所示为实验工况下三种布置方案的 X 型桁架阵列通道及带肋通道的进出口压差和摩擦系数随进口雷诺数的变化曲线。由图 7（a）可知，X 型桁架阵列通道和带肋通道的进出口压差都随着雷诺数的增大而迅速增大。当雷诺数为 10 000 时，三种布置方案的 X 型桁架阵列通道和带肋通道的进出口压差都很低，且比较接近；当雷诺数大于 10 000 以后，X 型桁架阵列通道的进出口压差及其随雷诺数的增速都要显著高于带肋通道。在 X 型桁架阵列通道的三种布置方案中，方案 2 通道的进出口压差最大，且随雷诺数的增速最快，其次为方案 3 通道，方案 1 通道的进出口压差及其随雷诺数的增速均最小。由图 7（b）可知，X 型桁架阵列通道及带肋通道的摩擦系数都随着雷诺数的增大而先减小后又基本保持不变，这是因为通道进出口压差随雷诺数的增速小于通道进口速度平方随雷诺数的增速所导致的。与进出口压差相同，方案 2 的 X 型桁架阵列通道的摩擦系数最大，其次为方案 3 的 X 型桁架阵列通道，再次为方案 1 的 X 型桁架阵列通道，而带肋通道的摩擦系数最小。经计算可知，雷诺数从 10 000 至 60 000 增大时，方案 1、方案 2 和方案 3 的 X 型桁架阵列通道的摩擦系数分别降低了 3.22%、2.99%和 10.45%，而带肋通道的摩擦系数则增加了 3.12%。不同雷诺数时，方案 1、方案 2 和方案 3 的 X 型桁架阵列通道的摩擦系数分别较带肋通道增加了 2.55~2.78 倍、4.38~4.72 倍和 3.57~4.27 倍。



（a）压差　　（b）摩擦系数

图 7 实验工况下不同布置方案桁架通道的流动性能对比

图 8 展示了在燃气轮机高温涡轮叶片实际运行工况下 X 型桁架阵列通道（方案 3）及带肋通道的进出口压差和摩擦系数随雷诺数的变化曲线。对比图 7 和图 8 可知，在燃机涡轮实际工况下和实验室工况下，雷诺数对 X 型桁架阵列通道和带肋通道的流动特性的影响规律基本一致，即雷诺数的增大使得 X 型桁架阵列通道和带肋通道的进出口压差都速增大，摩擦系数都先缓慢减小后又基本保持不变。与实验室工况下的结果相一致，在燃机高温涡轮实际运行工况下，X 型桁架阵列通道的进出口压差和摩擦系数也要高出带肋通道许多。经过计算分析可知，在燃机高温涡轮实际运行工况下，当雷诺数从 10 000 增大至 200 000 时，X 型桁架阵列通道和带肋通道的摩擦系数分别降低了 12.8%和 3.2%；而在不同雷诺数时，X 型桁架阵列通道的摩擦系数较带肋通道增加了 1.39~1.67 倍。综上，本文在实验室工况下获得的雷诺数对各冷却通道流动特性的影响规律可以扩展到燃机涡轮叶片实际运行工况下的应用之中。



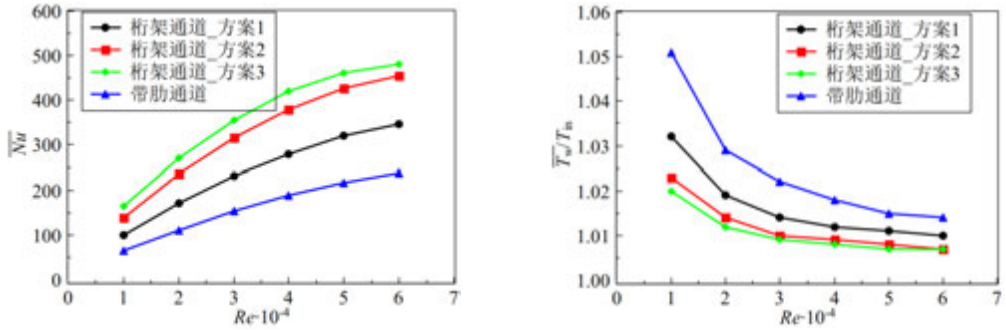
（a）压差　　（b）摩擦系数

图 8 实际工况下桁架通道（方案 3）和带肋通道的流动性能对比

3.2 传热性能分析

图 9 所示为实验工况下三种布置方案的 X 型桁架阵列通道及带肋通道的平均努塞尔数和平均壁面温度随进口雷诺数的变化曲线。从图 9 中可以看出，随着雷诺数的增大，三种布置方案的 X 型桁架阵列通道及带肋通道的平均努塞尔数均呈对数形式的增大，相应的平均壁面温度则先迅速后又缓慢地降低。这是因为雷诺数的增大增加了通道内冷流体的流动速度和扰动作用，进而增强了通道中心冷流体与壁面附近热流体的热交换，强

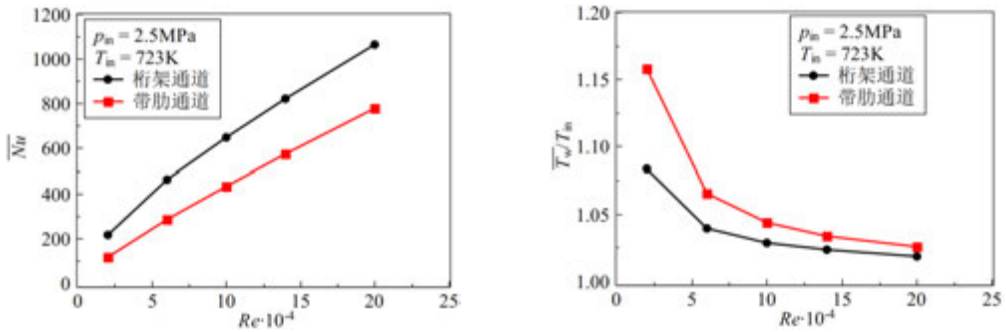
化了通道的传热性能，降低了通道壁面温度。从图 9 中还可以发现，三种布置方案的 X 型桁架阵列通道的传热性能都明显高于带肋通道，这使得 X 型桁架阵列通道相应的平均壁面温度都低于带肋通道。在 X 型桁架阵列通道的三种布置方案中，方案 3 通道的平均努塞尔数最高，传热性能最好，其次为方案 2 通道，而方案 1 通道的平均努塞尔数最低，传热性能最差。经过计算分析可知，雷诺数从 10 000 至 60 000 增大时，方案 1、方案 2 和方案 3 的 X 型桁架阵列通道以及带肋通道的平均努塞尔数分别提高了 2.45、2.29、1.93 和 2.72 倍。不同雷诺数时，与带肋通道相比较，方案 1、方案 2 和方案 3 的 X 型桁架阵列通道的平均努塞尔数分别提升了 45%~56%、90%~116%和 101%~156%。综上，从传热性能的角度来讲，X 型桁架阵列通道要优于带肋通道，且方案 3 的 X 型桁架阵列通道的布置形式最优。



（a）平均努塞尔数　　（b）平均壁面温度

图 9 实验工况下不同布置方案桁架通道的传热性能对比

图 10 所示为在燃气轮机高温涡轮叶片实际运行工况下 X 型桁架阵列通道（方案 3）及带肋通道的平均努塞尔数和平均壁面温度随雷诺数的变化曲线。由图 10 可知，在燃机涡轮实际工况下，雷诺数的增大使得 X 型桁架阵列通道和带肋通道的平均努塞尔数都逐渐增大，平均壁面温度都逐渐降低，即传热性能逐渐增强。与本文 5.2.3 小节中的图 9 进行对比可知，在燃机涡轮叶片实际运行工况下雷诺数对两种类型冷却通道传热特性的影响规律与在实验室工况下时基本一致。经过计算分析可知，在燃机涡轮叶片实际运行工况下，雷诺数从 10 000 至 200 000 增大时，X 型桁架阵列通道和带肋通道的平均努塞尔数分别提高了 3.92 倍和 5.77 倍；不同雷诺数时，X 型桁架阵列通道的平均努塞尔数分别较带肋通道提高了约 36.2%~87.5%。



（a）平均努塞尔数　　（b）平均壁面温度

图 10 实际工况下桁架通道（方案 3）和带肋通道的传热性能对比

3.3 综合热力性能分析

图 11 给出了实验工况下三种布置方案的 X 型桁架阵列通道及带肋通道的综合热力系数随进口雷诺数的变化曲线。从图 11 中可以看出，X 型桁架阵列通道和带肋通道的综合热力性能均随着雷诺数的增大而呈现出对数形式的增大。在 X 型桁架阵列通道的三种布置方案中，方案 3 通道的综合热力性能最好，其次为方案 2 通道，最后为方案 1 通道。方案 3 和方案 2 通道的综合热力性能明显优于带肋通道。当雷诺数较低时，方案 1 通道的综合热力性能与带肋通道基本相同，而当雷诺数较高时，方案 1 通道的综合热力性能要略微低于带肋通道。经过计算分析可知，雷诺数从 10 000 至 60 000 增大时，方案 1、方案 2 和方案 3 的 X 型桁架阵列通道以及带肋通道的综合热力系数分别提高了 2.49、2.32、2.04 和 2.69 倍。不同雷诺数时，方案 2 和方案 3 的 X 型桁架阵列通道的综合热力性能分别较带肋通道提高了约 8.8%~20.8%和 21.5%~47.4%，而方案 1 通道的综合热力性能则较带肋通道降低了约 0.2%~4.9%。

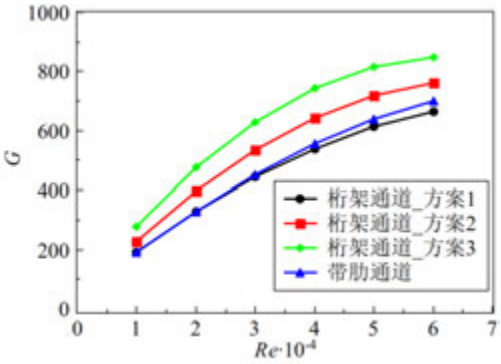


图 11 实验工况下不同布置方案桁架通道的综合热力性能对比

图 12 绘制了燃机涡轮叶片实际运行工况下 X 型桁架阵列通道（方案 3）和带肋通道的综合热力系数随进口雷诺数的变化曲线。与实验室工况下相类似，在燃机涡轮叶片实际运行工况下 X 型桁架阵列通道和带肋通道的综合热力性能均随着雷诺数的增大而增大。当雷诺数小于等于 150 000 时，X 型桁架阵列通道的综合热力性能明显优于带肋通道；当雷诺数大于 150 000 时，X 型桁架阵列通道和带肋通道的综合热力性能之间的差距有所减小，但 X 型桁架阵列通道的综合热力性能还是要好于带肋通道。经过计算分析可知，雷诺数从 10 000 至 200 000 增大时，X 型桁架阵列通道和带肋通道的综合热力系数分别提高了 4.15 倍和 5.85 倍；不同雷诺数时，X 型桁架阵列通道的综合热力系数分别较带肋通道提高了约 2.1%~35.1%。综上，在燃机高温涡轮叶片实际运行工况下 X 型桁架阵列通道都能够取得良好的、且优于带肋通道的传热性能和综合热力性能，是一种新型的可以替代带肋通道的内部扰流通道。

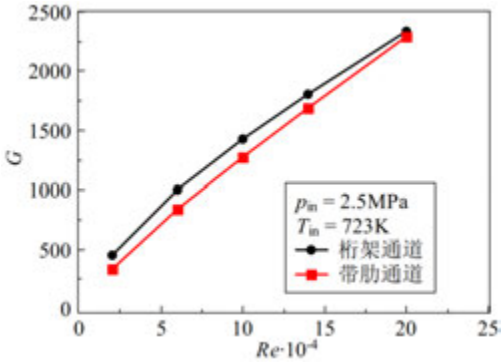


图 12 实际工况下桁架通道（方案 3）和带肋通道的综合热力性能对比

3.4 关联式拟合

桁架通道、带肋通道的传热关联式和摩擦关联式对于指导未来重型燃机涡轮叶片中弦区冷却结构的设计具有非常重要的意义。由于各通道的参数关联性较小，因此，只能单独拟合各个通道的传热系数和摩擦系数与雷诺数之间的关联式。

基于研究结果，采用幂函数分别拟合了实验工况下以及实际工况下 X 型桁架阵列通道和带肋通道的平均努塞尔数和摩擦系数与雷诺数的关联式，其形式假设为：

$$\overline{Nu} = C_1 Re^{m_1} \tag{5}$$

$$f = C_2 Re^{m_2} \tag{6}$$

式中：C_1、C_2、m_1 和 m_2 为需要拟合求解的关联式的参数。

实验工况下的拟合结果详见表 3，实际工况下的拟合结果详见表 4。从表 3 和表 4 中可以看出，所有的传热关联式和摩擦关联式的拟合确定系数均较高，即拟合结果较准确。因此，本小节拟合得到的关联式可以为未来先进燃机高温涡轮叶片中弦区内部冷却通道的设计提供参考。

表 3 实验工况下传热和摩擦关联式的拟合参数值

方案	C_1	m_1	R_1^2	C_2	m_2	R_2^2	雷诺数
桁架通道-方案 1	0.163	0.700 1	0.995 3	0.172 1	-0.019	0.883 9	10 000~60 000
桁架通道-方案 2	0.286 1	0.675 7	0.991	0.258	-0.019	0.865 7	10 000~60 000
桁架通道-方案 3	0.604 8	0.6136	0.984 9	0.350 6	-0.062	0.807 3	10 000~60 000
带肋通道	0.069 7	0.743 6	0.996 8	0.033 2	0.016 1	0.984 2	10 000~60 000

表 4 实际工况下传热和摩擦关联式的拟合参数值

方案	C_1	m_1	R_1^2	C_2	m_2	R_2^2	雷诺数
桁架通道（方案 3）	0.233 5	0.689 6	0.999	0.198 4	-0.063	0.864 5	10 000~200 000

带肋通道	0.0311	0.829 3	0.999	0.046 8	-0.015	0.755 5	10 000~200 000

4 结　论

本文对 X 型桁架阵列结构在某燃气轮机涡轮叶片中弦区的应用进行了深入的研究，并与传统带肋通道进了对比分析，得到了以下主要结论：

1）在实验工况下，三种方案桁架阵列通道的传热性能均优于带肋通道，而流动摩擦阻力也均大于带肋通道；方案 1 桁架冷却通道的综合热力性能与带肋通道相近，而方案 2 和方案 3 通道的综合热力性能明显优于带肋通道；方案 3 桁架冷却通道的传热性能最优，流动摩擦阻力适中，因此其综合热力性能最优。

2）与实验工况下相似，在实际工况下，桁架阵列通道的流动摩擦阻力要高于带肋通道，而传热性能和综合热力性能依然要优于带肋通道。

3）在实验工况下不同雷诺数时，方案 3 桁架阵列通道的平均努塞尔数和综合热力系数分别比带肋通道提升了 101%~156%和 21.5%~47.4%。在实际工况下不同雷诺数时，方案 3 桁架阵列通道的平均努塞尔数和综合热力系数分别比带肋通道提升了 36.2%~87.5%和 2.1%~35.1%。

4）拟合得到了不同布置方案和不同工况下有关 X 型桁架阵列通道和带肋通道的传热和摩擦关联式，为未来先进燃机高温涡轮叶片内部冷却结构设计提供参考和借鉴。

参考文献

[1] Wu W, Yao R, Wang J, et al. Leading edge impingement cooling analysis with separators of a real gas turbine blade[J]. Applied Thermal Engineering, 2022, 208: 118275.

[2] Han J C. Advanced cooling in gas turbines 2016 Max Jakob memorial award paper[J]. Journal of Heat Transfer, 2018, 140(11)：113001.

[3] Gasparetto V E L, ElSayed M S A. Multiscale optimization of specific elastic properties and microscopic frequency band-gaps of architectured microtruss lattice materials[J]. International Journal of Mechanical Sciences, 2021, 197: 106320.

[4] Shahrzadi M, Emami M D, Akbarzadeh A H. Heat transfer in BCC lattice materials: Conduction, convection, and radiation[J]. Composite Structures, 2022, 284: 115159.

[5] Kim T, Hodson H P, Lu T J. Contribution of vortex structures and flow separation to local and overall pressure and heat transfer characteristics in an ultralightweight lattice material[J]. International Journal of Heat & Mass Transfer, 2005, 48:4242-4264.

[6] Lu T J, Valdevit L, Evans A G. Active cooling by metallic sandwich structures with periodic cores[J]. Progress in Materials Science,2005, 50:789–815.

[7] Joo J H, Kang K J, Kim T, et al. Forced convective heat transfer in all metallic wire-woven bulk Kagome sandwich panels[J]. International Journal of Heat & Mass Transfer, 2011, 54:5658-5662.

[8] Moon C, Kim D, Abadi G B, et al. Effect of ligament hollowness on heat transfer characteristics of open-cell metal foam[J]. International Journal of Heat & Mass Transfer, 2016, 102:911-918.

[9] Son K N, Weibel J A, Kumaresan V, Garimella S V. Design of multifunctional lattice-frame materials for compact heat exchangers[J],International Journal of Heat & Mass Transfer, 2017,115 :619–629.

[10] Gao L, Sun Y. Active Cooling Performance of All-composite Lattice Truss Core Sandwich Structure[J]. Heat Transfer Research, 2016, 47(12).

[11] 杨肖虎，白佳希，卢天健,等. 金属丝网编织 Kagome 自然对流实验研究[J]. 西安交通大学学报, 2014, 48(7):12-16.

YANG Xiaohu, BAI Jiaxi, LU Tianjian, et al. Experimental investigation to natural convective heat transfer in wire-woven bulk kagome truss[J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2014, 48(7):12-16.

[12] Xu L, Wang W, Gao T, Gao J. An experimental research on the cooling performance of the turbine vane with an advanced duplex-medium combined cooling[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014, 79: 72-81.

[13] Xi L, Xu L, Gao J, et al. Cooling performance analysis and structural parameter optimization of X-type truss array channel based on neural networks and genetic algorithm[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 186: 122452.

[14] Lei Xi, Jianmin Gao, Liang Xu, et al. Study on Heat Transfer Performance of Steam-Cooled Ribbed Channel Using Neural Networks and Genetic Algorithms[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 127: 1110-1123.

[15] Xi L, Xu L, Gao J, et al. Numerical analysis and optimization on flow and heat transfer performance of a steam-cooled ribbed channel[J]. Case Studies in Thermal Engineering, 2021, 28: 101442.

[16] 席雷, 徐亮, 高建民, 等. 涡轮叶片厚壁带肋通道冷却性能的实验研究[J]. 西安交通大学学报, 2021, 55(03): 29-36.
XI Lei, XU Liang, GAO Jianmin, et al. Experimental study on cooling performance of thick-wall ribbed channels in turbine blade[J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2021, 55(03): 29-36.

中国工程热物理学会 传热传质
学术会议论文 编号：233561

新型氯盐-SCO_2在翼型通道中流动与传热特性研究[1]

李诚展[1*]，王涛[2**]，朱宗升[1]，赵松松[1]，田绅[1]，刘斌[1]，谭思聪[3]，姜玉雁[3]

（1.天津商业大学，天津， 300134）
（2.北京化工大学，北京，100029）
（3.北京理工大学，北京，100081）
(Tel:13161125560, Email:lichengzhan@tjcu.edu.cn)

摘要： 本文以第三代太阳能光热发电技术的应用背景，根据其应用技术条件，以 PCHE 换热器作为研究对象，研究其熔盐侧流动与换热特性。首先构建了三种翼型翅片结构的 PCHE 的新型熔盐—SCO_2换热器的 3D 耦合传热数值模型，并对该模型适用性进行了确认，最终选用 Realizable k-ε 湍流模型作为最终的计算模型。对直通道和三种翼型翅片结构的 PCHE 的新型熔盐—SCO_2换热器的熔盐侧的流动与换热特性进行了分析，分析结果表明，NACA0035 传热性能最优，NACA0025 次之，NACA0015 最差；NACA0035 摩擦系数最大，NACA0025 次之，NACA0015 最小。采用㶲耗散热阻对三种翼型翅片的 PCHE 换热器进行了比较分析，表明在相同泵功下 NACA0025 性能最优。最后提出了用于新型氯盐的 NACA0025 翅片通道对应的传热关联式和范宁因子关系式。

关键词： 新型氯盐，超临界 CO_2，翼型翅片，流动及换热特性。

0 前言

太阳能利用技术是世界清洁能源发展的重要方向，是促进能源清洁低碳转型、助力实现“碳达峰、碳中和”目标的重要技术之一。太阳能集热蓄热系统耦合超临界二氧化碳布雷顿循环作为新一代太阳能集中发电技术，可为能源转换领域带来重大变革的颠覆性前沿技术，2018 年被美国《麻省理工学院科技评论》评为“全球十大科技突破”之一，被中国科协列为《能源动力领域十项重大工程技术难题》的第二位，对清洁能源利用、国家能源革命和国防建设具有重要推动作用[1]。该发电技术具有发电效率高（> 45%）、对水资源依赖度低、连续性供电、结构紧凑（蒸汽系统体积的 1/20-1/30）、设备腐蚀率低、适用热源范围广等优势[2]。太阳能集热系统需要通过换热流体将热量传递给 SCO_2，同时为了满足用户连续性用电需求，需要储能介质将热量储存起来，需要良好的储热换热介质，在高温下熔盐被认为是一种高热容量、低蒸汽压、温度区间合适、价格低、来源广泛的储热传热介质，同时也是第三代 CSP 技术路线图中重点推荐的技术路径之一。基于熔盐蓄热系统和 SCO_2—熔盐中间换热器，能够有效缓解需求和电力供应不平衡的状况，改善负载波动对电网的影响。进一步而言，新型熔盐与 SCO_2 中间换热器的传热

[1] 基金项目：天津市教委科研计划项目（No. 2022ZD001）。

性能与 SCO_2 透平入口参数有着直接关系，进而对 SCO_2 发电循环效率产生重要影响，因此，为开发出更为高效的 SCO_2—熔盐中间换热器，需要全面了解 SCO_2 与熔盐耦合传热规律。实际上，目前世界上运行的太阳能光热发电系统已超过 21GWh，超过 95%太阳能光热发电系统是基于高温熔盐储热技术建立的[3]，因此从实际背景上而言亦需要获得高温熔盐与超临界二氧化碳的耦合传热规律。

随着太阳能光热发电技术的逐渐商业化，不少学者开展了关于硝酸盐的传热特性实验。根据调研结果，表 1 列出了一些代表性的熔盐的传热特性研究。可以看出，目前已有的研究主要测试了部分氟化盐、Hitec Salt 和太阳盐在直管道或者同心套管的传热性能。下面主要介绍文献中关于熔盐在一些经典的换热器的传热性能的研究。

西安交通大学的何雅玲院士团队系统研究了熔盐在普通的管壳式换热器壳侧[4]、大小孔折流板换热器壳侧[5]、弓形折流板换热器壳侧[6]、折流杆换热器壳侧[7]等 4 种管壳式换热器(图 1)以及印刷电路板换热器翼形通道侧[8]内的换热规律。

表 1 代表性的熔盐的传热特性研究

来源	管道状况	流动参数	研究方法	工作流体
Lu et al.(2013)[9]	螺旋槽管（管内：熔盐）	雷诺数：5000–15000 普朗特数：3.5–15.2	实验	Hitec Salt (53% KNO_3+40% $NaNO_2$+7% $NaNO_3$)
Chen et al.(2016)[10]	套管式换热器（内管：导热油；环形管：熔盐）	雷诺数：10000-50000 普朗特数：11-27	实验	Hitec Salt (53% KNO_3+40% $NaNO_2$+7% $NaNO_3$)
Kim et al.(2018)[11]	套管式换热器（内管：水/水蒸气；环形管：熔盐）	雷诺数：3279-27376 入口温度：200-400℃	实验	$NaNO_3$+$NaNO_2$+ KNO_3+KNO_2+$LINO_3$
Dong et al.(2019)[12]	套管式换热器（内管：水/水蒸气；环形管：熔盐）	质量流速：340-520 kg/m^2 s 入口温度：400-500℃	实验	Solar Salt(40% KNO_3+60% $NaNO_3$)
Dong et al.(2020)[13]	倾斜的直管道	雷诺数：10000-36000 普朗特数：4.75-8.0	实验	Solar Salt(40% KNO_3+60% $NaNO_3$)

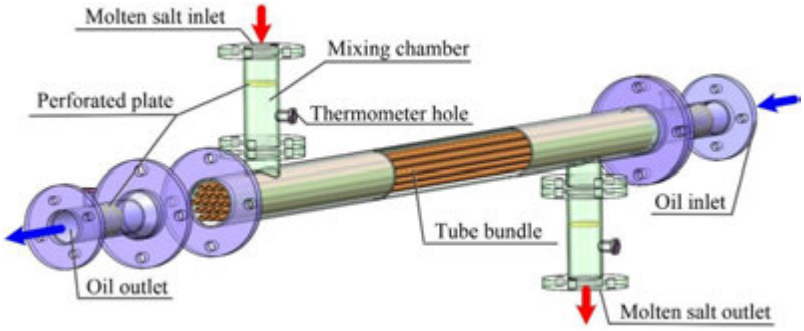
何雅玲院士团队[18]通过对比熔盐（Hitec Salt）（另一层流体为导热油）在 4 种典型管壳式换热器的复杂壳侧结构中的对流换热性能，发现其换热能力为大小孔折流板换热器>折流杆换热器>弓形折流板换热器>普通的管壳式换热器。他们进一步对比了熔盐在印刷电路板换热器翼侧和大小孔折流板换热器壳侧的单位体积换热量，发现翼型肋片印刷电路板换热器的单位体积换热量可达到管壳式换热器的单位体积换热量的 70 倍以上。

中科院工程热物理研究所[14]利用上海应物所的实验平台探究了 Hitec Salt 在弓形折

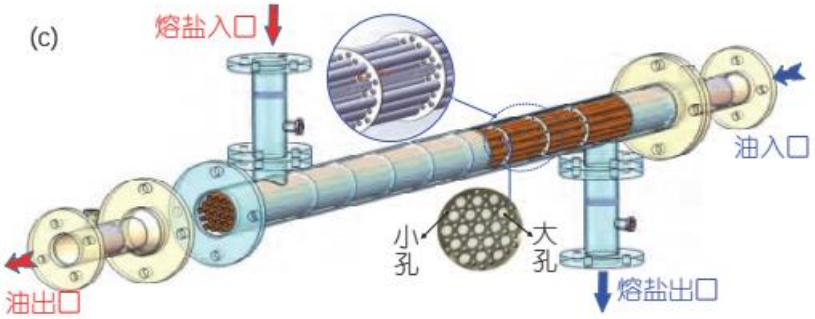
流板式管壳换热器壳侧的传热特性。他们与何雅玲团队不同的是，管侧与壳侧流体均为Hitec Salt，他们发现在壳侧 Re<210 时流动为层流形式，210 ≤ Re ≤ 550 时流动为过渡流，Re>550 时流动为湍流，这与熔盐—油折流板换热器在壳侧的传热有明显差别。

西安交通大学的多相流实验室毕勤成团队[15]探究了太阳盐在普通壳管式换热器壳侧的换热特性，管壳流体为水/水蒸气，他们指出熔盐的传热性能受水压、熔盐入口温度、水和熔盐的质量流速的影响。

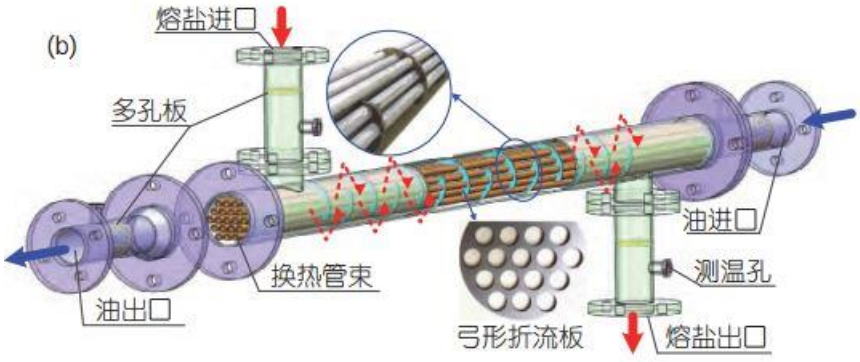
从上面结果来看关于熔盐在一些经典的换热器的传热性能的研究较少。而在太阳能光热发电系统中，目前采用的主要是管壳式换热器，用以实现将蓄热系统储存的热量传递给动力系统中的水/水蒸气。另外，水/水蒸气的压力较高，高达 17MPa，需要承压能力较高的换热器，而印刷板式换热器是未来紧凑式换热器的发展方向之一，能够承受高压达 100MPa[16]，可用作熔盐—水/水蒸气换热器，文献中涉及此方面传热性能鲜有报道。



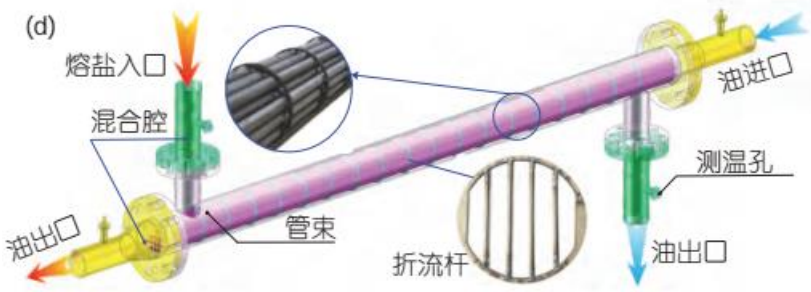
（a）普通管壳式换热器



（b）大小孔折流板式管壳式换热器



(c)弓形折流板式管壳式换热器



（d）折流杆式管壳式换热器

图 1 四种不同类型的管壳式换热器[18]

通过对熔盐在管道内和换热器的传热性能的调研，可以看出关于熔盐在换热器的传热性能研究相对较少，且主要集中在管壳式换热器，管壳式换热器的研究主要集中在熔盐与水/水蒸气或导热油的换热特性研究阶段，此部分研究主要基于第二代太阳能光热技术的应用背景来开展的。而针对第三代太阳能光热发电技术为应用背景，熔盐与 SCO_2 的传热性能亟需开展，对于熔盐—SCO_2 换热器而言，需要承受压力较高，至少 20MPa 以上，而目前常用的管壳式换热器可能无法满足承压的需求，同时此种换热器紧凑度较小，印刷板式换热器（PCHE）是未来紧凑式换热器的发展方向之一，能够承受高压达 100MPa，可用作第三代太阳能光热发电系统中的中间换热器，亟需开展熔盐与 SCO_2 在 PCHE 结构中的传热性能研究，为研发高效低阻可靠的 SCO_2—新型熔盐中间换热器提供理论支撑。

另一方面，从熔盐种类来看，目前传热实验所用的盐主要以 Hitec salt 为主，部分涉及太阳盐。而对于第三代太阳能光热技术而言，对应的工作温度要高达 650℃，甚至有的高达 750℃，现采用的太阳盐最高工作温度为 600℃（一般为 565℃），采用现有的太阳盐就无法满足实际需求，需要采用新型低成本的熔盐，而 KCl-$MgCl_2$-NaCl 作为一种新型氯盐，其工作温度最高可达 800℃，能有效满足需求，基于此，亦需开展关于新型氯盐与 SCO_2 的传热特性研究。

本文以第三代太阳能光热发电技术的应用背景，进一步根据采用的技术条件，从而

引出了 PCHE 紧凑式换热器作为研究对象，研究其熔盐侧流动与换热特性。首先分析了熔盐—SCO_2 换热器的特点，依据其特点采用 PCHE 形式的换热器，从而针对不同翼型翅片通道的 PCHE 的流动与换热特性进行了分析，最终得出用于指导翼型翅片 PCHE 形式的熔盐—SCO_2 换热器设计准则。

1 高温熔盐-SCO_2翼型翅片印刷板式换热器计算模型

为进一步减小通道内的流动阻力，Kim 等[17]创新性地提出使用 NACA 翼型作为 PCHE 内的肋结构，得益于翼型的流线型结构，使用翼型肋可以大大降低 PCHE 通道内的压降；在获得基本相同的换热量的条件下，翼型肋的通道结构内的压降仅为之字形通道内的 1/20。针对高温熔盐流体高粘度的特点，来分析翼型翅片结构下高温熔盐的流动与换热特性。

1.1 几何结构模型

在翼型 PCHE 换热器中，有诸多微通道结构，这里选取其中一个单元来进行计算，上层为阵列式的翼型翅片通道结构，下层为矩形通道结构，其中翼型通道通过的是高温熔盐流体，下层矩形通道结构通过的是 SCO_2 冷却流体，如图 2 所示，计算单元的主要尺寸见表 2。图 3 给出了上层熔盐通道处翼型翅片的分布状况，翼型翅片等距离错列分布。

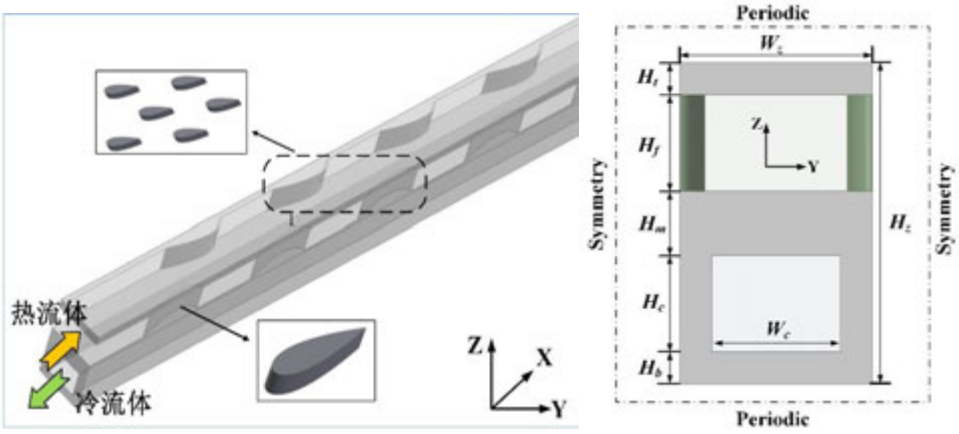


图 2 计算模型示意图

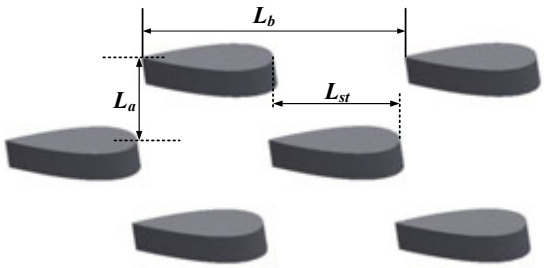


图 3 翼型翅片分布图

参考翼型数据库 ProfiliV2，选用对称的四位数字翼族翅片，NACA0015、NACA 0025 和 NACA0035 翼型翅片作为 PCHE 中使用的换热强化元件进行研究。NACA0025 是一种

对称翼型，如图 4 所示，其中“00”表示翅片相对弯度为 0，“25”表示翼型的厚度与弦长之比为 25%[19]。其中上下表面的中点的连线构成了中弧线，由于该翼型属于对称结构，因此中弧线的长度等于弦长。对于翼型肋片印刷电路板换热器，其翼型通道的截面不断变化，目前文献中对其特征尺寸的定义方法，文献[18]的定义方法综合考虑了翼型肋片的相关几何参数，且被广泛使用。因此，当前计算也采用该方法对翼型印刷电路板换热器的特征尺寸进行定义。在该方法中，选取翼型通道的一个等效流体单元，如图 5 所示，则翼型通道的特征尺寸 D_h 可由式(1)～(3)得到。

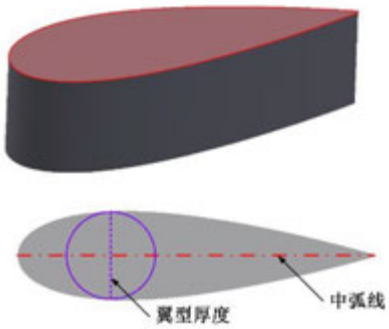


图 4 NACA0025 翼型构造图

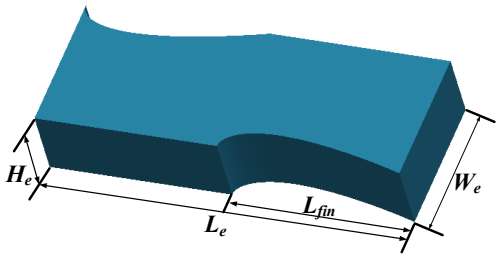


图 5 等效流体单元示意图

表 2 计算模型几何尺寸

Parameters	Value (unit)	Parameters	Value (unit)
计算单元总长度 L_z	104mm	翅片水平间隙 L_{st}	4mm
计算单元总宽度 W_z	3mm	矩形通道宽度 W_c	2mm
计算单元总高度 H_z	5mm	矩形通道度 H_c	1.5mm
翼型翅片高度 H_f	1.5mm	顶部壁面高度 H_t	0.5mm
翼型翅片长度 L_f	4mm	中间壁面高度 H_m	1mm
翅片纵向间距 L_a	3mm	底部壁面高度 H_b	0.5mm
翅片水平间距 L_b	8mm		

翼型结构水力直径计算

$$D_h = \frac{4V_h}{S} \tag{1}$$

$$V_h = \left(L_e W_e - S_a\right) H_e \tag{2}$$

$$S = 2\left(P_a H_e / 2\right) + 2\left(L_e W_e - S_a\right) \quad (3)$$

其中 V_h 代表该图 5 中所示单元的体积；S 代表该单元的润湿面积；L_e、W_e、H_e 分别代表该单元的长度、宽度和高度；S_a 代表该单元上表面的面积；P_a 代表对应翼型翅片的周长。

NACA0015、NACA 0025 和 NACA0035 翼型翅片等效的水力直径分别为 1.942mm、1.895mm 和 1.845mm，三种翅片的截面对比图见图 6。

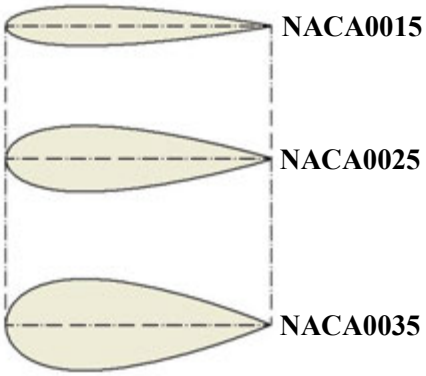


图 6 三种翼型翅片的对比图

1.2 控制方程和边界条件

本文采用 3D 流体控制方程对流体在直通道内的流动与传热进行数值模拟。采用 Fluent 软件进行计算，所选用的计算模型为 Realizable k-ε 湍流模型。对于速度和压力的耦合计算，采用了基于压力方程的半隐式（SIMPLE）算法，压力的空间离散方法采用的是二阶迎风格式，动量和能量方程的离散采用的是二阶迎风格式，输运方程的离散方法采用的是一阶迎风格式。控制方程的收敛残差均控制在 10^{-5} 以下，能量方程控制在 10^{-9} 以下。流体通道的入口边界条件为流体的质量流率和温度，出口采用压力边界条件。流体与固体交界面采用无滑移边界条件。在上下壁面、左右壁面分别设定周期性边界条件和对称边界条件，如图 2 所示。

本研究基于 Chen 的高温熔盐的实验数据[10]，对模型的换热特性的准确性预测进行了对比分析，Chen 的实验管段为同心套管，如图 7 所示，管道长 1200mm，壁厚为 2.5mm，内管直径为 20mm，外管直径为 39mm，为排除入口效应的影响，前端设置 700mm 的绝热段，内部管道流动的是 Hitec salt 熔盐，被外侧管道的导热油所冷却。该管段对应出的计算网格同样绘制在图 7 中，利用该模型对 Realizable k-ε 模型在换热系数预测的准确性上进行进一步的验证。图 8 绘制了对实验数据的模拟结果，从图中可以看出，数值结果与实验结果吻合良好，最大误差出现雷诺数较低的时候，最大误差约为 10%。因此，可以认为计算模型可靠。

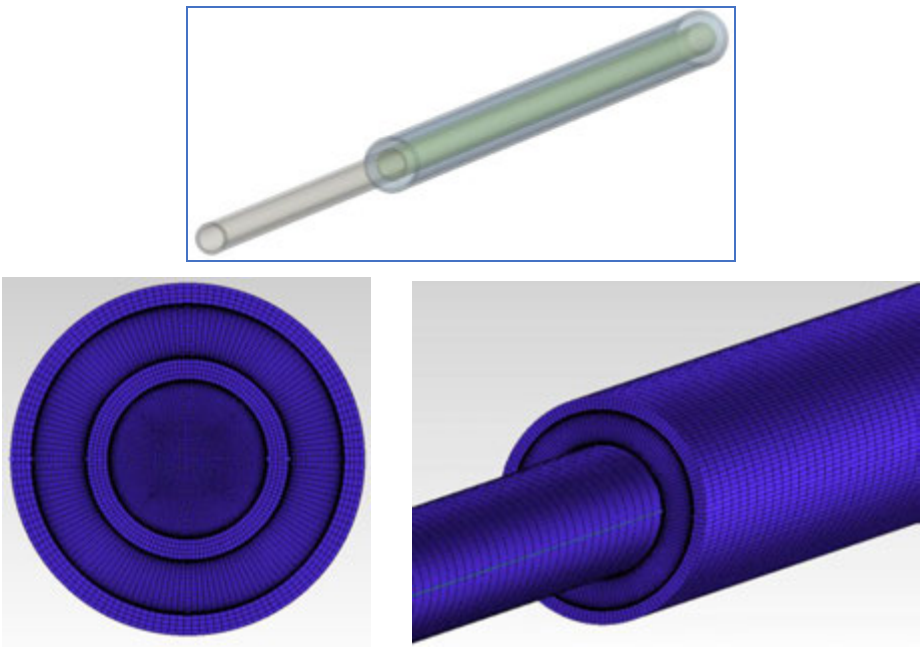


图 7　Chen 实验管段模型与仿真计算所用网格

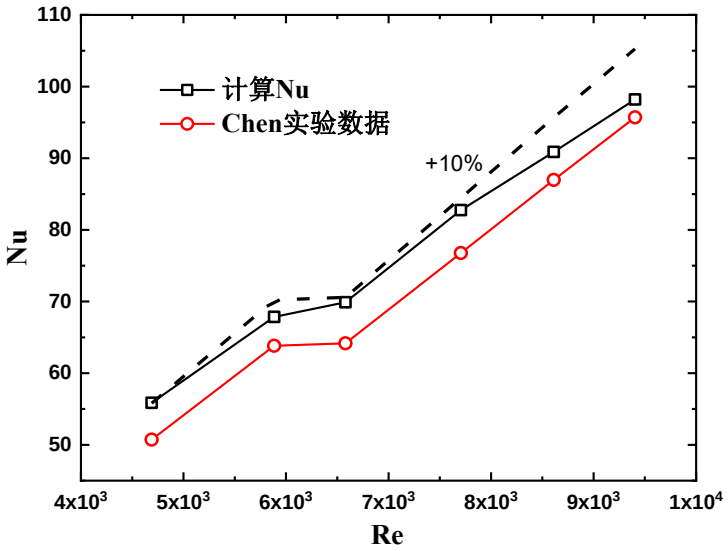


图 8 数值模拟与实验数据对比

1.3 网格划分

图 9 展示了计算模型中的局部网格分布情况。对于该计算模型，本文采用 ICEM 软件中的分块网格划分的方法，不同块通过在 Fluent 软件中将接触面设定为 interface 进行连接。在流体区域靠近壁面处，对靠近壁面的边界层网格进行了加密，以确保第一层网格的 y^+值接近于 1，边界层网格尺寸的增加比率为 1.2。

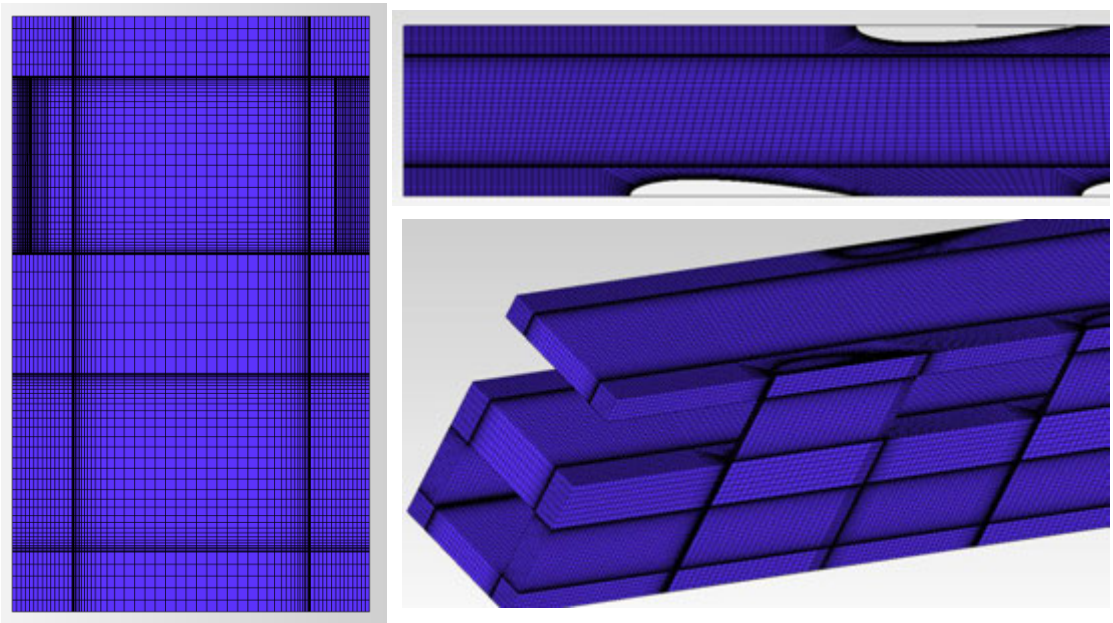


图 9 计算模型局部网格分布

为了获得较为准确的计算结果，同时避免计算量过大，需要对不同网格数量下的计算结果进行对比，以获取合适的模型网格数。本节对 PCHE 换热器耦合换热单元进行不同数量的网格划分，在相同的 CO_2 和高温熔盐进出口条件下，对比了不同网格数量下的整体耦合换热量结果，如表 3 所示。结合计算机配置和计算速度，最终选用 710 万的网格来实现较为准确的模拟工作。

表 3 翼型通道 PCHE 耦合换热单元网格无关性验证

网格数量	换热量 *Q*/W	相对误差（%）
2963742	258.5346	11.40
5204082	273.608	6.23
7102027	290.773	0.35
11203047	291.792	0

1.4 传热流体热物性分析

新型氯盐对应的物性见图 10，计算温区为 773K-973K，此温区氯盐物性与常温常压水的物性相对比，其对比结果见表 4。从表中可以看出，熔盐的相比来说，比热相差接近三倍，导热系数相差较小，比水低 32.5%，粘度相比水提高了 71.4%，密度提升了 41.1%。

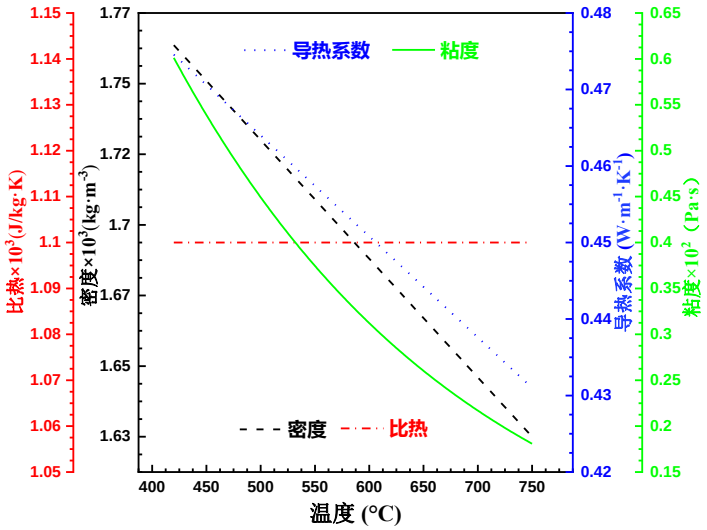


图 10 新型氯盐的物性

表 4 新型氯盐与水的热物性对比

物性参数	氯盐	水（20℃）	与平均值相差
密度(kg·m^{-3})	1625.0~1763.6	998.2	41.1%
比热(J·kg^{-1}·K^{-1})	1100	4182	-280.2%
导热系数(W·m^{-1}·K^{-1})	0.4310~0.4746	0.6	-32.5%
粘度(Pa·s)	0.001808~0.006011	0.001003	71.4%

而对于 SCO_2（25MPa）流体来说，此处对应的为远临界点区域，此时比热变化较小，此温区内最大差值仅为 1.03%，密度和粘度最大差值分别为 33.27%和 14.48%，导热系数最大差值为 20.61%（如图 11）。从物性角度来看，此时 SCO_2（25MPa）流体在远临界点处的物性变化相对较小。

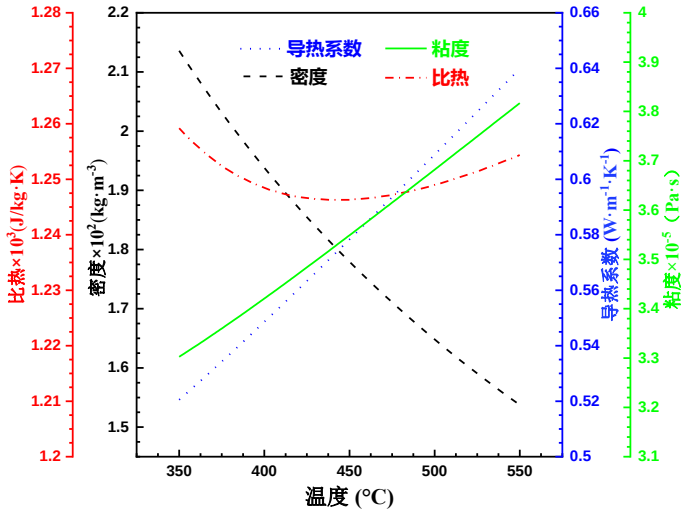


图 11 SCO_2 的物性(25MPa)

2 数据处理与简化

传热流体雷诺数 Re_L 为：

$$Re_L = \frac{G \cdot D_h}{A_L \cdot \mu_f} \tag{4}$$

式中 G 为质量流量，kg/s；A_L 为通道局部截面面积，m^2；μ_f 为通道内流体的动力粘度，Pa·s。

沿程阻力损失 ΔP_L 为：

$$\Delta P_L = f_L \frac{l}{D_h} \cdot \frac{G}{2\rho_f A_L^{\ 2}} \tag{5}$$

式中，f_L 为范宁摩擦因子；l 为管段长度，m；ρ_f 为流体密度，kg/m^3。

相应地，范宁摩擦因子 f_L 为：

$$f_L = \Delta P_L \frac{D_h}{l} \cdot \frac{2\rho_f A_L^{\ 2}}{G} \tag{6}$$

流体经过换热器后，换热得到的热量 Q 为

$$Q = c_p \cdot G \cdot \left(T_{hot,in} - T_{hot,out}\right) \tag{7}$$

其中，c_p 为工作流体的比热，J / (kg·K)；$T_{hot,in}$ 和 $T_{hot,out}$ 分别为热侧流体经过换热器时进口与出口的温度，℃。

换热器熔盐侧轴向距离 L 处的局部对流换热系数为

$$h_L = \frac{\dot{q}_L}{T_{bulk,L} - T_{wall,L}} \tag{8}$$

换热器熔盐侧轴向距离 L 处的局部努谢尔数 Nu_L 为

$$Nu_L = \frac{h_L D_h}{\lambda_L} \tag{9}$$

其中，λ_L 为局部流体的导热系数，W/(m·K)。

换热器熔盐侧轴向距离 L 处的局部普朗特数 Pr_L 为

$$Pr_L = \frac{\mu_L c_{pL}}{\lambda_L} \tag{10}$$

Colburn 因子为

$$j_L = \frac{Nu_L}{Re_L\, Pr_L^{1/3}} \tag{11}$$

采用综合评价参数 η 对通道流体传热性能进行整体评价：

$$\eta = \frac{\left(Nu / Nu_0\right)}{\left(f / f_0\right)^{1/3}} \tag{12}$$

基于㶲耗散理论，发展出了新的换热评价标准，如㶲耗散热阻、㶲耗散数等[20]。因此，本文采用㶲耗散数来衡量换热器的不可逆性，㶲耗散热阻来衡量换热器的总体性能。

传热引起的局部㶲耗散率可以表示为：

$$E'''_{dis} = -\dot{q}\cdot\nabla T = \lambda\left|\nabla T\right|^2 \tag{13}$$

总体㶲耗散率通过对局部进行积分可得：

$$E_{dis} = \iiint_V E'''_{dis}\,dV = \iiint_V \lambda\left|\nabla T\right|^2 dV \tag{14}$$

从而㶲耗散热阻可以定义为：

$$R_h = \frac{E_{dis}}{Q^2} \tag{15}$$

根据场协同原则，努谢尔数 Nu_L 可以写为：

$$Nu_L = Re_L\, Pr_L \int_0^1 \left(\overline{U}\cdot\nabla\overline{T}\right)d\bar{y} \tag{16}$$

被积因子可以写为：

$$\overline{U}\cdot\nabla\overline{T} = \left|\overline{U}\right|\cdot\left|\nabla\overline{T}\right|\cdot\cos\beta \tag{17}$$

其中 $\overline{U}$ 为速度矢量，$\nabla\overline{T}$ 为温度梯度矢量，β 为速度矢量与温度梯度矢量的夹角。

3 翼型翅片通道内熔盐流动及换热特性分析

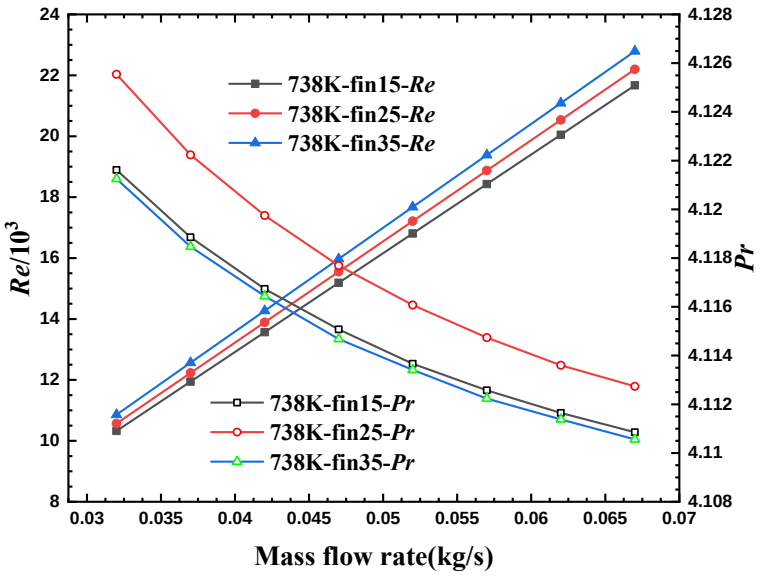
3.1 三种翼型翅片通道 PCHE 的性能对比

在相同工况下，采用不同类型翅片的 PCHE，其换热和流动表现不尽相同。图 12 显示了采用三种翼型翅片对应的雷诺数 Re 和普朗特数 Pr，(a)-(c)对应的入口温度分别为 738K、788K 和 838K。

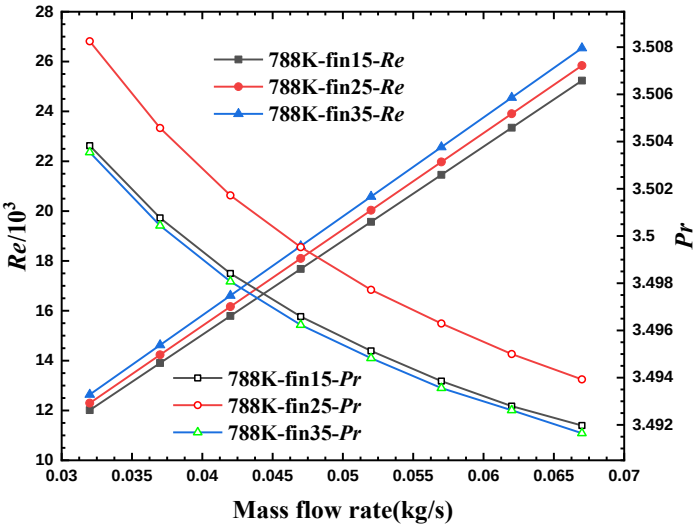
由于各翼型翅片的水力直径不同，在相同质量流量下，计算所得的雷诺数 Re 也略有差异。相同质量流率的条件下，NACA0035 的 Re 最大，NACA0015 的 Re 最小。从图 12 可以看出，随着质量流率增加，Re 数逐渐增加，Pr 数逐渐减小。三种翅片对应 Re

数范围为 10000-30000，Pr 数范围为 3.01-4.13。从数值上比较，在相同流量相同入口温度条件下，三种翅片对应的普朗特数接近一致，而雷诺数相差接近 1000。

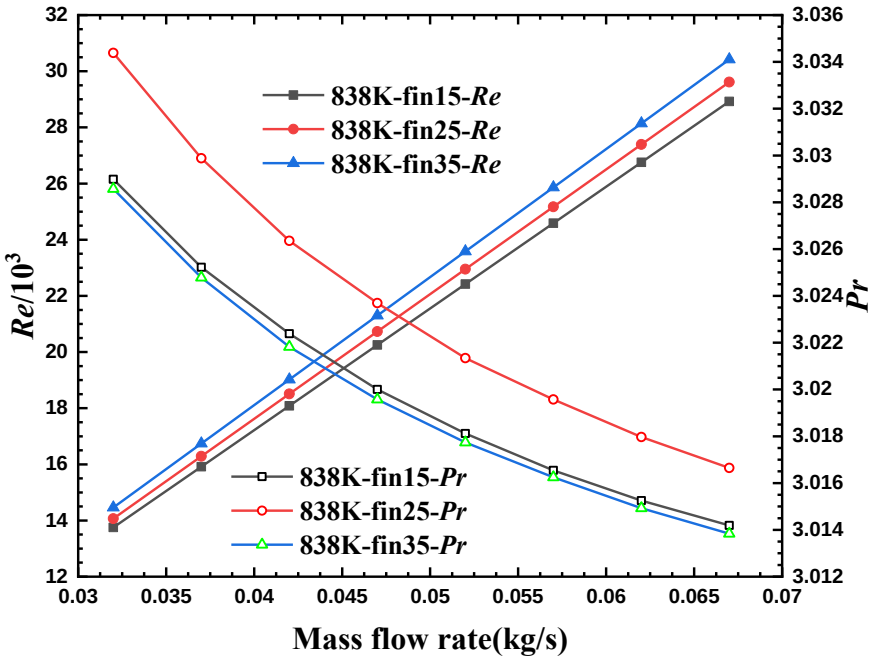
图 13 给出了不同入口温度、不同流量条件下努谢尔数与 *j* 因子的变化，可以看出随着 Re 的增加（Re 随流量增加），*Nu* 数逐渐增加，*j* 因子逐渐减小。从定义式中可以看出，*j* 因子与 Re 成反比，因此如图所示，随着 Re 的增加，两者均呈减小的趋势。随着入口温度的增加，Nu 数逐渐增加，这主要是因为入口温度提升，熔盐粘度逐渐降低，对应的传热性能得以提升。相同质量流率条件下，NACA0035 的 Nu 数最大，NACA0015 的 Nu 数最小，而 *j* 因子趋势亦相同。这表明在相同质量流率条件下，NACA0035 的传热性能最佳，NACA0015 的传热性能最差。



(a) 738K

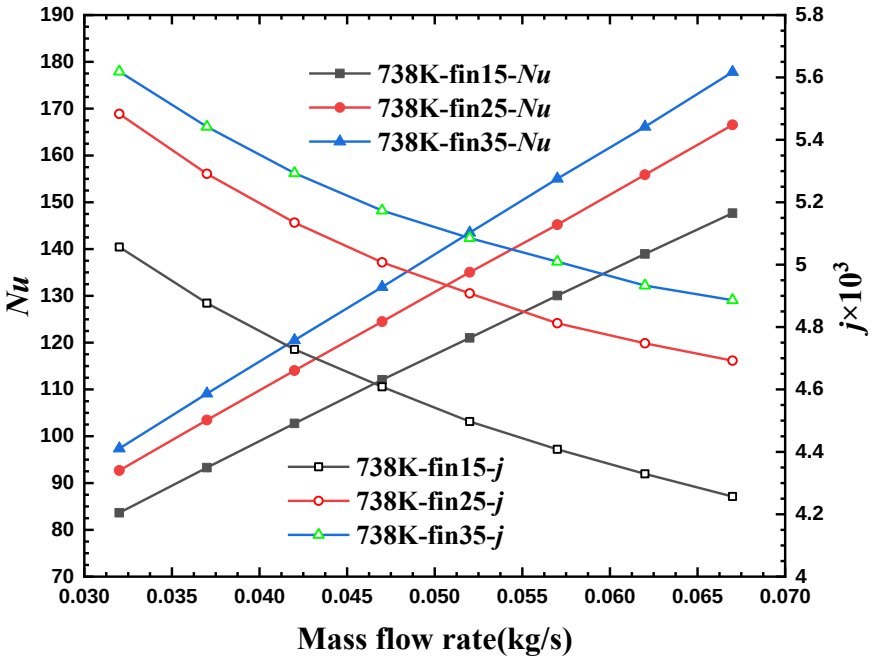


(b) 788K

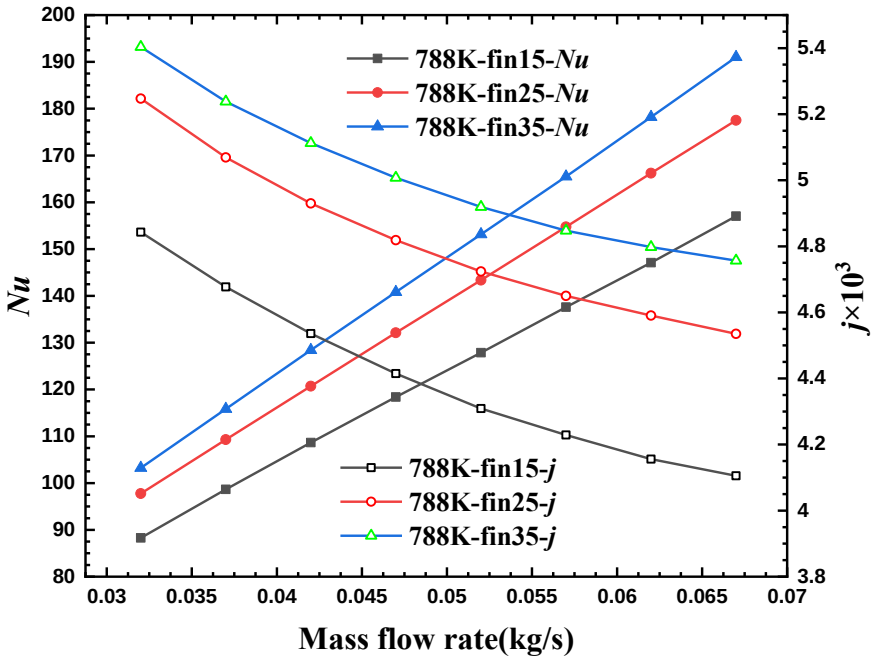


(c) 838K

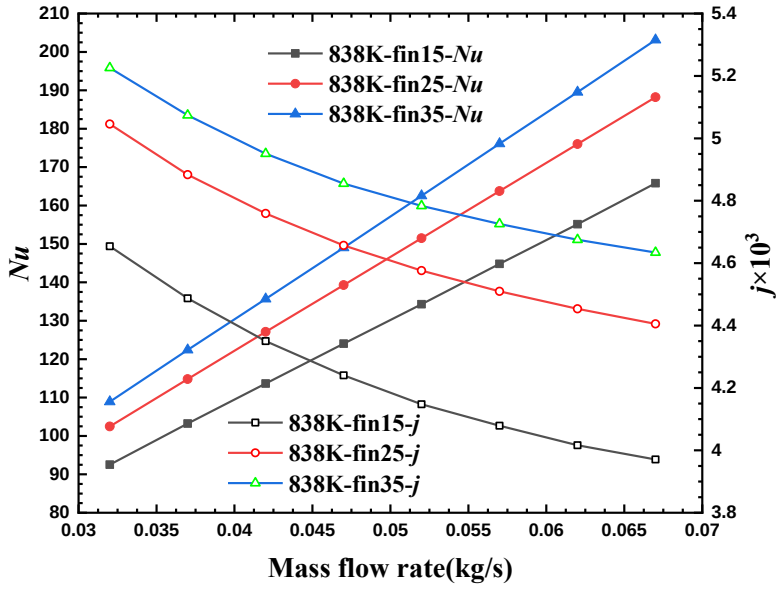
图 12 不同入口温度不同翼型翅片的平均雷诺数与平均普朗特数



(a) 738K



(b) 788K

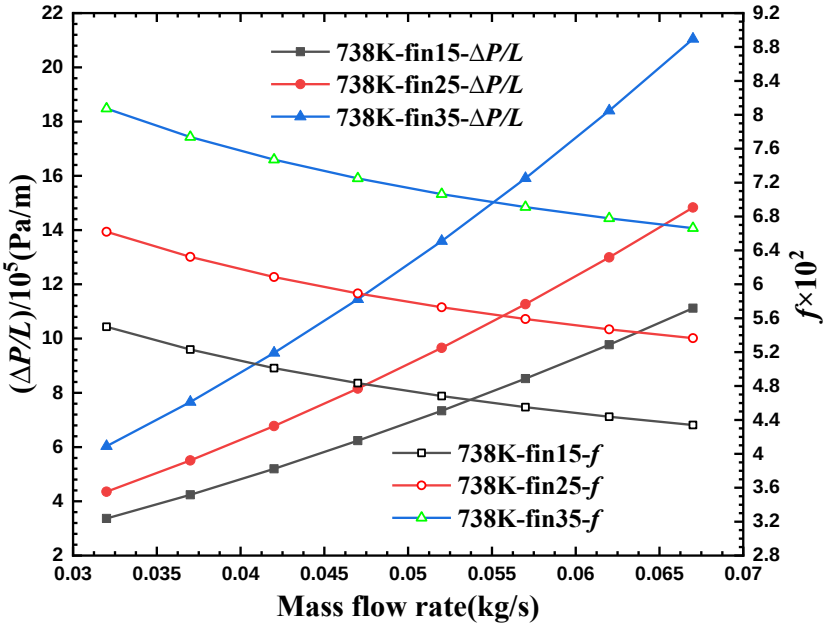


(c) 838K

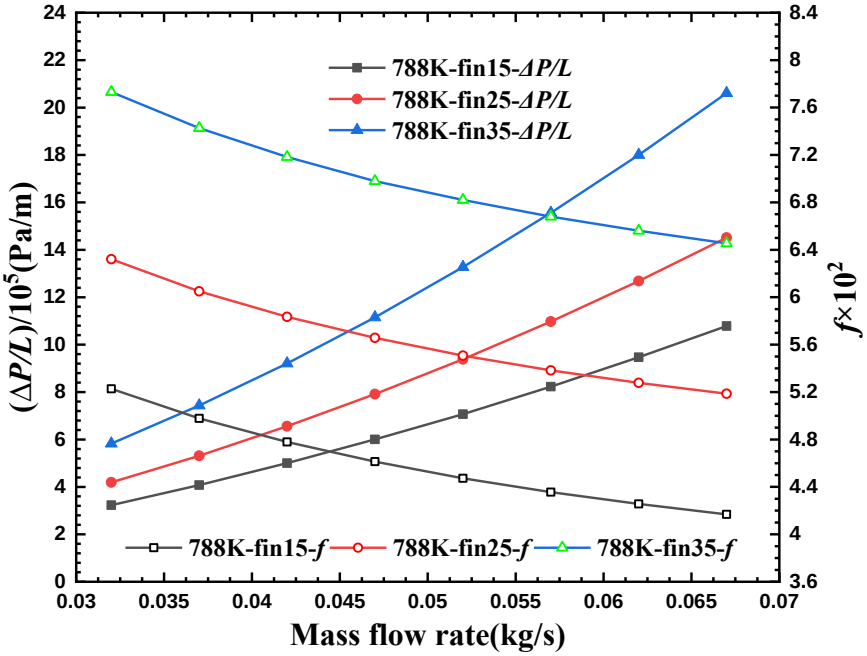
图 13 不同工况下的平均 *Nu* 与 *j* 因子

图 14 给出了不同入口温度、不同流量条件下三种翼型翅片单位长度的压降（Δp/L）与范宁因子的变化，可以看出随着 Re 的增加，（Δp/L）逐渐增加，范宁因子逐渐减小。从定义式中可以看出，*f* 与 Re 成反比，因此随着 Re 的增加，*f* 呈减小的趋势。随着入口温度的增加，范宁因子逐渐减小，这主要是因为入口温度提升，熔盐粘度逐渐降低，相应的摩擦阻力降低，范宁因子逐渐减小。三种类型的翅片结构中，NACA0035 的范宁摩

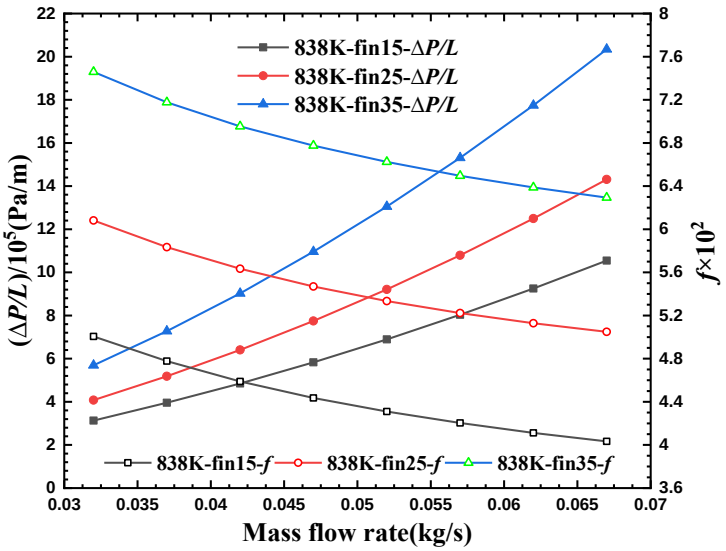
擦因子最大，NACA0015 的范宁摩擦因子最小。



(a) 738K



(b) 788K



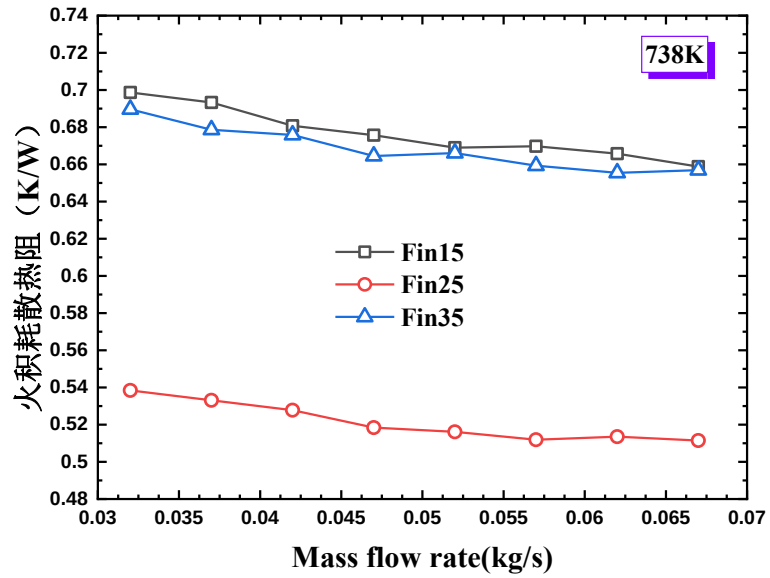
(c) 838K

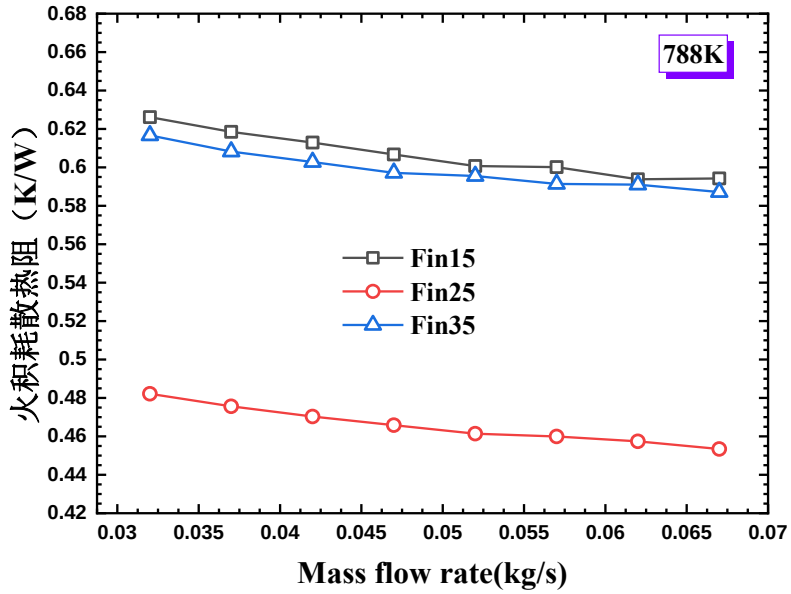
图 14 不同工况下的单位摩阻 ΔP/L 与范宁因子 *f*

3.2 三种翼型翅片的综合性能评价

一般来说，换热器的最小㶲耗散热阻总是对应于换热器的最佳性能。因此，本节采用㶲耗散热阻来比较三种类型翼型翅片通道的性能。图 15 展示了三种翅片通道的㶲耗散热阻随质量流量的变化。如图所示，NACA0025 的㶲耗散热阻远低于其他两种翅片的㶲耗散热阻。这就表明三种翅片中 NACA0025 在 PCHE 通道内的性能最佳。另外，从图中可以看出，NACA0035 的㶲耗散热阻要略低于 NACA0015 的㶲耗散热阻，这就表明 NACA0035 性能优于 NACA0015。三种翅片对应的㶲耗散热阻均随着质量流量的增加而逐渐降低。

因此，采用综合评价参数和㶲耗散热阻对三种翼型翅片的 PCHE 换热器进行了比较分析，均表明 NACA0025 性能最优。


738K
Fin15
Fin25
Fin35
火积耗散热阻（K/W）
Mass flow rate(kg/s)
0.74
0.72
0.7
0.68
0.66
0.64
0.62
0.6
0.58
0.56
0.54
0.52
0.5
0.48
0.03
0.035
0.04
0.045
0.05
0.055
0.06
0.065
0.07


788K
Fin15
Fin25
Fin35
火积耗散热阻（K/W）
Mass flow rate(kg/s)
0.68
0.66
0.64
0.62
0.6
0.58
0.56
0.54
0.52
0.5
0.48
0.46
0.44
0.42
0.03
0.035
0.04
0.045
0.05
0.055
0.06
0.065
0.07

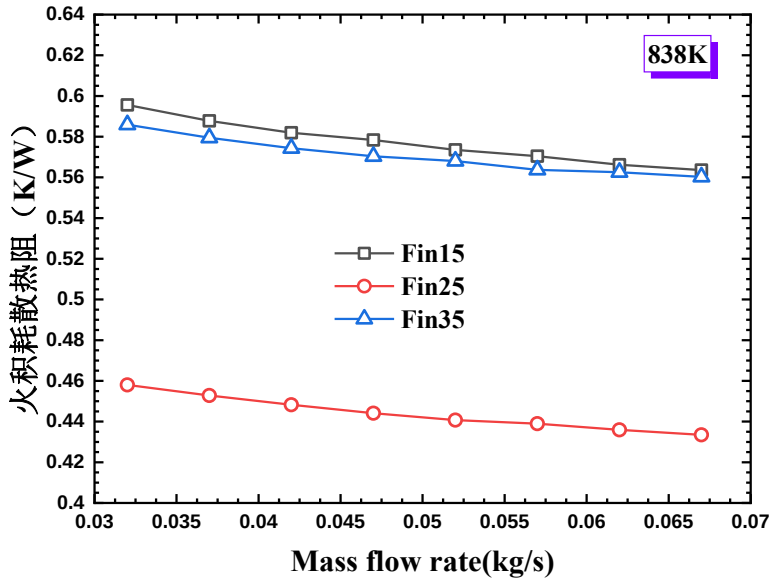


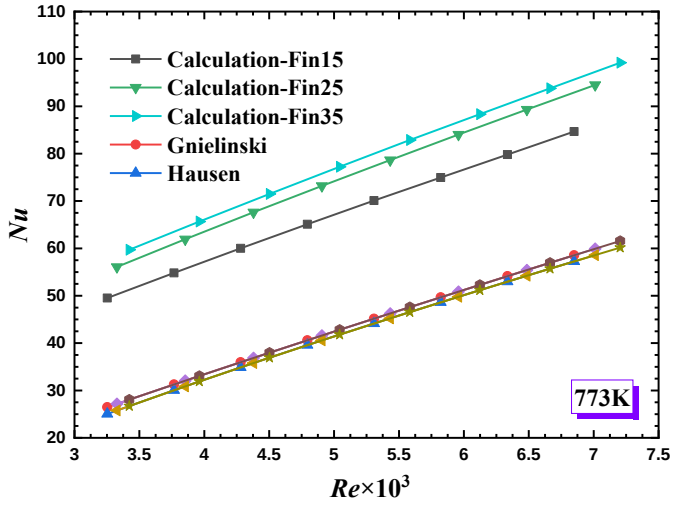
图 15 不同翼型通道内的㶲耗散热阻比较

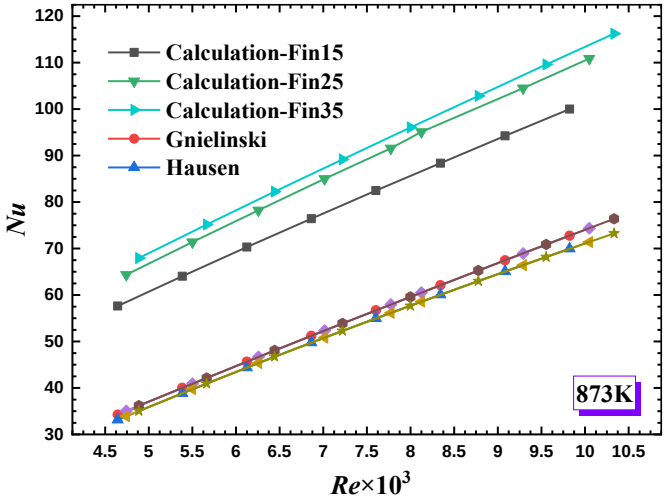
4 三种翼型翅片通道内熔盐关联式分析

本节将三种翅片的努谢尔数与 Hausen 和 Gnielinski 经典关联式进行了比较，见图 16，从图中可以观察到总传热系数随着雷诺数的变化呈现出较好的规律性，从趋势上与 Hausen 关联式 Gnielinski 经典关联式吻合较好，然而所有计算工况点与经典关联式的偏差均比较大，相比来说，Gnielinski 经典关联式更接近计算值。三种入口温度条件下（773K、873K 和 973K），NACA0015 翅片的努谢尔数分别较 Gnielinski 经典关联式高 37.4%、32.8%和 29.0%，较 Hausen 关联式高 39.2%、35%和 32.4%；NACA0025 翅片的努谢尔数分别较 Gnielinski 经典关联式高 43.0%、38.6%和 34.4%，较 Hausen 关联式高 44.5%、40.6%和 37.7%；NACA0035 翅片的努谢尔数分别较 Gnielinski 经典关联式高 44.3%、39.5%和 35.9%，较 Hausen 关联式高 45.8%、41.5%和 39.1%。相比太阳盐来说，其值相比经典关联式偏离更大。由于三种翅片中 NACA0025 性能最优，进一步对 NACA0025 翅片的计算结果提出了该翅片的拟合传热关联式：

$$Nu_{foil,clsalt} = 0.06238 Re^{0.73987} Pr^{1/3} \left(\mu_{salt}/\mu_{w}\right)^{0.14}$$

其中该关联式的 Re=3000~15000, Pr=5.5~10.8。





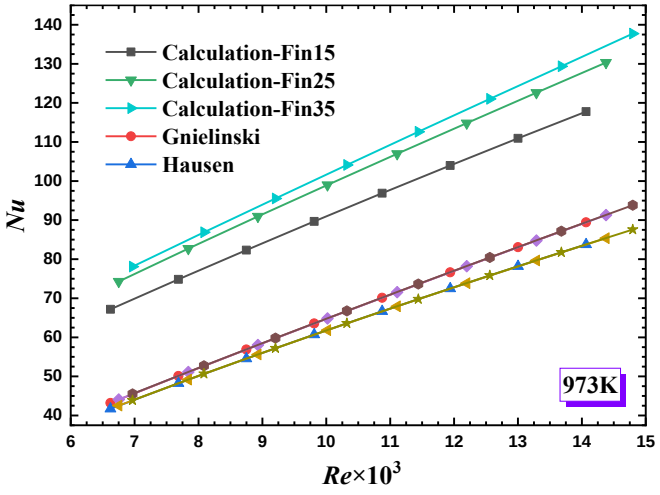


图 16 不同翼型通道内努谢尔数与经典关联式对比

5 结　论

本章首先根据第三代太阳能光热发电技术的应用背景，进一步根据采用的技术条件，从而引出了 PCHE 紧凑式换热器作为研究对象，研究其熔盐侧流动与换热特性。本章首先根据新型熔盐—SCO_2 换热器的特点，对不同翼型翅片通道的 PCHE 的流动与换热特性进行了分析，最终得出用于指导翼型翅片 PCHE 形式的熔盐—SCO_2 换热器设计准则。主要结论如下：

（1）建立三种翼型翅片的传热模型，对其流动与换热特性进行了分析。分析结果表明，NACA0035 传热性能最优，NACA0025 次之，NACA0015 最差；NACA0035 摩擦系数最大，NACA0025 次之，NACA0015 最小。

（2）采用㶲耗散热阻来比较三种类型翼型翅片通道的性能。NACA0025 的㶲耗散热阻远低于其他两种翅片的㶲耗散热阻，NACA0025 在 PCHE 通道内的性能最佳，NACA0035 次之，NACA0015 最差。采用综合评价参数和㶲耗散热阻对三种翼型翅片的 PCHE 换热器进行了比较分析，均表明在相同泵功下 NACA0025 性能最优。

（3）三种翼型翅片努谢尔数远高于采用 Hausen 关联式和 Gnielinski 关联式计算结果，Hausen 关联式的预测值低于 Gnielinski 关联式的预测值。三种翼型翅片范宁因子远高于采用 Blasuis 关系式和 Filonenko 关系式计算结果，Blasuis 关联式的预测值与 Filonenko 关系式的预测值几乎一致。

（4）提出了新型氯盐在 NACA0025 翼型通道内的传热关联式和范宁因子关系式：

$$Nu_{foil,clsalt}=0.06238Re^{0.73987}Pr^{1/3}\left(\mu_{salt}/\mu_{w}\right)^{0.14},\quad f_{foil,clalt}=1.63439Re^{-0.34513},$$

其中该关联式的 Re=3000~15000, Pr=5.5~10.8。

参考文献

[1] 程虎，奚正稳，孙登科. 超临界二氧化碳循环在塔式太阳能热发电中的应用[J]. 技术与市场，2019，26(04)：33-35.

[2] 周昊，裘闰超，李亚威. 基于超临界 CO_2 布雷顿再压缩循环的塔式太阳能光热系统关键参数的研究[J]. 中国电机工程学报，2018，38(15)：4451-4458.

[3] REN21. Renewables 2020 global status report [R]. Paris: REN21 Secretariat, 2020.

[4] Du B C, He Y L, Qiu Y, et al. Investigation on heat transfer characteristics of molten salt in a shell-and-tube heat exchanger [J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2018, 96: 61-68.

[5] 王坤. 超临界二氧化碳太阳能热发电系统的高效集成及其聚光传热过程的优化调控研究 [D]. 西安: 西安交通大学, 2018.

[6] Du B C, He Y L, Wang K, et al. Convective heat transfer of molten salt in the shell-and-tube heat exchanger with segmental baffles [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 113: 456-465.

[7] Qiu Y, Li M J, Wang W Q, et al. An experimental study on the heat transfer performance of a prototype molten-salt rod baffle heat exchanger for concentrated solar power [J]. Energy, 2018, 156: 63-72.

[8] Wang W Q, Qiu Y, He Y L, et al. Experimental study on the heat transfer performance of a molten-salt printed circuit heat exchanger with airfoil fins for concentrating solar power [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 135: 837-846.

[9] Lu J F, Shen X Y, Ding J, et al. Convective heat transfer of high temperature molten salt in transversely grooved tube [J]. Applied Thermal Engineering, 2013, 61: 157-162.

[10] Chen Y S, Wang Y, Zhang J H, et al. Convective heat transfer characteristics in the turbulent region of molten salt in concentric tube [J]. Applied Thermal Engineering, 2016, 98: 213-219.

[11] Kim H, Kim H, Lee S, et al. A study on heat transfer characteristics of quinary molten salt mixture. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 127: 465-472.

[12] Dong X Y, Bi Q C, Yao F. Experimental investigation on the heat transfer performance of molten salt flowing in an annular tube [J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2019, 102: 113-122.

[13] Dong X Y, Bi Q C, Cheng X, et al. Convective heat transfer performance of solar salt in an inclined circular tube [J]. Applied Thermal Engineering, 2020, 178: 115349.

[14] Qian J, Kong Q L, Zhang H W, et al. Experimental study of shell-and-tube molten salt heat exchangers [J]. Applied Thermal Engineering, 2017, 124: 616-623.

[15] Dong X Y, Bi Q C, Jiang J L, et al. Experimental investigation on the shell-side heat transfer performance of molten salt steam generator [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 135: 837-846.

[16] Li Q, Flamant G, Yuan X G, et al. Compact heat exchangers: A review and future applications for a new generation of high temperature solar receivers [J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2011, 15: 4855-4875.

[17] Kim D E, Kim M H, Cha J E, et al. Numerical investigation on thermal–hydraulic performance of new printed circuit heat exchanger model [J]. Nuclear Engineering and Design, 2008, 238(12): 3269-3276.

[18] 何雅玲，王文奇，邱羽等. 熔盐在复杂换热结构内的对流换热特性实验研究及进展. 科学通报，2019，64(Z2): 3007-3019.

[19] 钱翼稷. 空气动力学[M]. 北京：北京航空航天大学出版社, 2005.

[20] 梁新刚，陈群，过增元等. 传热㶲理论及其应用[M]. 北京：科学出版社, 2018.

中国工程热物理学会 传热传质学
学 术 会 议 论 文 编号: 233565

含内热源的封闭圆柱腔体内外耦合自然对流传热研究*

陈晨，于佳佳，吴春梅，李友荣

（重庆大学能源与动力工程学院, 重庆, 400044）

(E-mail: liyourong@cqu.edu.cn)

摘要：为了解封闭腔体内部热源的散热过程，对封闭圆柱腔体内外耦合自然对流进行了数值模拟，分析了几何参数和 Rayleigh 数对封闭圆柱腔体内外耦合自然对流流动和传热的影响。结果表明，随着 Rayleigh 数的增加，封闭圆柱腔体内、外的对流结构均会发生变化，并且耦合自然对流平均 Nusselt 数会增加；几何参数对封闭圆柱腔体内外耦合自然对流流动结构和平均 Nusselt 数具有重要影响。基于计算结果，得到了耦合自然对流平均 Nusselt 数传热关联式。

关键词：自然对流；耦合传热；封闭腔体；数值模拟

0 前言

封闭腔体内的自然对流广泛存在于各种工程实际问题中，如电子设备的散热、太阳能集热器、航天航空、建筑散热等领域，因此一直是学术界的研究热点[1-4]。

近几十年来，具有内置热源的封闭腔体内自然对流更是受到了国内外学者的密切关注。Kumar 和 Dalal[5]对上下壁面绝热、侧壁低温的封闭矩形腔体内水平高温方形柱体周围的层流自然对流进行了数值模拟，结果表明，与壁面恒定热流密度条件下的计算结果相比，恒定壁面温度时的总传热量更大。Kim 等[6]研究了放置在冷方形腔体内不同垂直位置的加热水平圆柱体的自然对流，结果发现，圆柱体表面和腔体表面的 Nusselt（*Nu*）数取决于腔体内涡胞中心的位置，当 Rayleigh（*Ra*）数较高时，平均 *Nu* 数最大值出现在腔体底部附近。Lee 等[7]对具有内置圆柱热源、上壁面冷却而其余壁面绝热的方形外壳中的自然对流进行了研究。结果表明，小 *Ra* 下底壁局部加热区的尺寸对温度分布和流动结构的影响可以忽略不计，而大 *Ra* 下，由于沿侧壁下降的气流发生分离，腔体下半部产生次级流胞。Seo 等[8]在 $10^3 \le Ra \le 10^6$ 范围内对位于冷立方体外壳中的高温水平圆柱周围的自然对流进行了三维数值模拟，结果表明，当 $10^3 \le Ra \le 10^5$ 时流动是稳定的，并且无论圆柱体半径如何变化，流动结构与二维计算所得结果相同。Moukalled 和 Acharya[9]对内置同轴高温水平圆柱的低温立方腔体内的自然对流进行了研究，得到了不同内置圆柱半径和 *Ra* 数下腔体内的温度分布及传热特性。Zhang 和 Su[10]数值研究了内部具有导热圆柱体的方形腔体中的耦合自然对流，结果显示，在 $Ra=10^4$ 时，腔体内部为稳定流动，没有形成局部涡流。当 $Ra=10^6$ 时，内置圆柱两侧分别产生局部循环涡流，并且涡流位置随着内置圆柱导热系数增加而向上移动。Alsabery 等[11]对包含内部实心圆柱体和柔性右壁的方形腔体中共轭自然对流进行了数值分析，结果表明，空腔柔性右壁的形状会转变为 S 形，柔性增加会使得热壁的平均 *Nu* 数增加。Gibanov 和 Sheremet[12]

基金项目：国家自然科学基金资助项目 (No. 52076017).

对具有不同几何截面局部热源、侧壁低温、且上下壁面绝热的封闭立方体空腔内的层流自然对流进行了数值研究，结果发现梯形形状热源传热速率更高。Hussain 和 Rahomey[13]对具有不同几何形状内置热源的冷方形外壳内的自然对流进行了数值模拟，结果表明，在相同条件下，当热源为三角形时传热速率更好。Dong 和 Li[14]研究了内置水平圆柱热源、左右壁面低温、下壁面绝热且考虑上壁面导热的空腔内的自然对流，结果发现，在稳态条件下，流动和传热随固体区域导热系数的增加而增强，几何形状和 *Ra* 数对整体流动和传热有很大影响。Sheremet[15]对垂直封闭圆柱内的非定常三维对流换热进行了数值分析，研究发现，在 $10^4 \le Ra \le 2\times10^5$ 范围内，增大固体壁面材料的导热系数会使平均 *Nu* 数减小，而在 $2\times10^5 \le Ra \le 10^6$ 范围内平均 *Nu* 数则增大。

目前，绝大多数的研究都是针对含内置物的封闭腔体内部的自然对流，其壁面边界条件都是给定的，关于考虑腔体壁面与外界环境换热的封闭圆柱腔体内外耦合自然对流的研究较少。在工程应用中，封闭腔体壁面外表面与外界环境的换热过程必然会对腔体内部的换热产生影响。因此，本文采用数值模拟方法对内置高温圆柱体的封闭圆柱腔体内外耦合自然对流进行研究，通过改变内置圆柱内热源强度、*Ra* 数、内置热源高度、内置热源半径和封闭圆柱腔体半径等，研究各参数对封闭圆柱腔体内外耦合自然对流流动和换热的影响，得到封闭圆柱腔体内外耦合自然对流传热关联式。

1 物理数学模型

1.1 物理模型

物理模型如图 1 所示。半径为 r_1、高度为 h_1 的封闭圆柱腔体内部中心放置有半径为 r_0、高度为 h_0、强度为 Φ_v（W/m^3）的圆柱热源。热源释放出的热量首先通过封闭腔体内的自然对流传至腔体壁，然后在腔体外再以自然对流的形式传给温度为 T_∞的环境，因此，腔体内外自然对流相互耦合，决定了热源表面的散热性能。定义内置圆柱热源无量纲高度和半径分别为 $H=h_0/h_1$ 和 $R_0=r_0/h_1$，封闭圆柱腔体的径高比为 $A=r_1/h_1$。圆柱腔体置于地面上，通过地面散热很少，因此设为绝热边界。计算域大小为封闭圆柱腔体尺寸的 8 倍[16]。

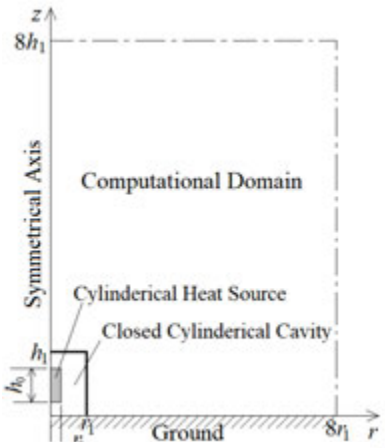


图 1 物理模型

为简化起见，引入以下假设：（1）空气为不可压缩牛顿流体；（2）流体流速很小，流动处于层流状态；（3）除浮力项中的密度外，物性参数为常数，与温度无关；（4）固体壁面满足无滑移边界条件，忽略粘性耗散；（5）通过封闭腔体壁的导热热阻很小，可忽略不计。

无量纲长度、速度、时间、压力和温度分别定义如下：

$$(R,Z)=\frac{(r,z)}{h_1},\quad (V_R,V_Z)=\frac{(v_r,v_z)}{\nu/h_1},\quad \tau=\frac{t}{h_1^2/\nu},\quad P=\frac{p}{\rho\nu^2/h_1^2},\quad \Theta=\frac{T-T_\infty}{\Phi_v h_1^2/\lambda_s}$$

由此可得无量纲控制方程为：

质量守恒方程：

$$\nabla\cdot\boldsymbol{V}=0 \tag{1}$$

动量守恒方程：

$$\frac{\partial\boldsymbol{V}}{\partial\tau}+(\boldsymbol{V}\cdot\nabla)\boldsymbol{V}=-\nabla P+\nabla^2\boldsymbol{V}+\frac{Ra}{Pr}\Theta\boldsymbol{e}_z \tag{2}$$

能量守恒方程：

流体部分：

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau}+(\boldsymbol{V}\cdot\nabla)\Theta=\frac{1}{Pr}\nabla^2\Theta \tag{3}$$

固体部分：

$$\frac{\alpha}{\alpha_s}\frac{\partial \Theta}{\partial \tau}=\frac{1}{Pr}\left(\nabla^2\Theta+1\right) \tag{4}$$

初始条件(τ=0)：

$$\tau=0,\ V_R=V_Z=0,\ \Theta_s=\Theta=0 \tag{5}$$

内置圆柱热源表面：

$$V_R=V_Z=0,\ \lambda\frac{\partial \Theta}{\partial n}=\lambda_s\frac{\partial \Theta_s}{\partial n} \tag{6}$$

封闭腔体壁面与气体接触界面边界条件可表示为：

$$V_R=V_Z=0,\ \left(\lambda\frac{\partial \Theta}{\partial n}\right)_{in}=\left(\lambda\frac{\partial \Theta}{\partial n}\right)_{out},\ \Theta_{in}=\Theta_{out} \tag{7}$$

底部地面：

$$\partial\Theta/\partial Z=0 \tag{8}$$

对称边界条件：

$$\frac{\partial \Theta}{\partial R}=0,\frac{\partial V_Z}{\partial R}=0,V_R=0 \tag{9}$$

无量纲参数 *Ra* 数和 *Pr* 数定义为：

$$Ra=\frac{\beta g\Phi_v h_1^5}{\alpha\nu\lambda_s},\ Pr=\frac{\nu}{\alpha} \tag{10}$$

局部 *Nu* 数的计算式为：

$$Nu=\left|\frac{\partial \Theta}{\partial n}\right| \tag{11}$$

封闭圆柱腔体内外耦合自然对流传热特性由内置高温圆柱表面到环境空气整个传热过程的平均 *Nu* 数表示：

$$Nu_{ave}=\frac{\Phi h_1}{F_s\left(T_{s,ave}-T_\infty\right)\lambda} \tag{12}$$

式中，F_s 是内置圆柱热源表面积，$T_{s,ave}$ 是内置圆柱热源平均温度，Φ 是总传热量。

2 数值方法

控制方程和边界条件采用有限体积法离散，动量和能量方程中的对流项和扩散项分别采用二阶迎风差分格式和二阶中心差分格式，压力项采用 Coupled 算法。当连续性方程、动量方程、能量方程的残差都小于 10^{-6} 时，则认为其收敛。

计算域采用非均匀四边形网格，由于壁面附近速度和温度梯度较大，为保证计算精度对壁面附近处进行网格加密。为了检查网格的独立性，在不同 *Ra* 数和几何参数下分别选取四组网格进行计算，结果如表 1 所示。可以看出，各组网格数下得到的圆柱壁面平均 *Nu* 数非常接近。综合考虑数值计算精度和时间，最终都分别选取第三套网格进行后续的计算。

为了验证计算方法的正确性，对中心放置高温水平圆柱的封闭方形腔体内自然对流进行了数值模拟，并计算了内置水平圆柱表面的平均 *Nu* 数，得到的结果与文献[6]中的结果偏差都在 5%以内，如表 2 所示。因此，本文的计算方法是正确可靠的。

表 1 网格无关性验证

H	R_0	A	Ra	Mesh	Nu_{ave}
0.24	0.12	0.5	10^6	92159	19.00
				185436	19.03
				344720	19.05
				690816	19.05
0.6	0.1	0.64	10^5	105534	14.28
				209614	14.28
				407946	14.31
				825552	14.27

表 2 内置水平圆柱表面平均 *Nu* 数与文献[6]的对比

Ra	Nu_{ave}		Deviation(%)
	Present	Ref. [6]	
10^4	5.15	5.13	-0.39
10^5	8.06	7.82	-3.07
10^6	14.50	14.13	-2.62

3 计算结果与讨论

3.1 流场和温度场

3.1.1 内置圆柱高度的影响

图 2 给出了不同内置圆柱无量纲高度 *H* 和 *Ra* 数下封闭腔体内、外的等温线和流线分布。由图可知，随着 *Ra* 数增加，无量纲温度逐渐降低，腔体内部出现了明显的温度分层现象；随着 *H* 的增加，无量纲温度逐渐升高，并且在 H=0.72 和 Ra=5×10^7 时可以观察到由于沿固壁温度梯度变化所导致的圆柱热源温度不均匀。在内置圆柱底部和封闭腔体上表面可以观察到明显的边界层，并且随着 *Ra* 数的增加，对流作用增强，等温线向上移动，从而导致热边界层减薄。由于来自内置圆柱热源的上升气流冲击封闭腔体顶部，使得顶部热边界层更薄，从而增强传热。

在不同 *H* 和 *Ra* 数下，封闭腔体内部的流动结构类似，即来自内置圆柱热源的上升气流冲击封闭腔体顶部表面，然后沿腔体顶部流向侧壁，再沿侧壁向下流动。当 H=0.24 时，随着 *Ra* 数的增加，对流作用增强，沿侧壁的上升气流速度增大，内置圆柱顶部会逐渐出现次级流胞，其尺寸会随着 *Ra* 数的增加而增大。在封闭腔体外表面，其顶部流胞尺寸随着 *Ra* 数的增加会由外沿向中心逐渐增大。当 H=0.48 时，在封闭腔体内部，内置圆柱顶部的流胞在 Ra=10^5 时充满圆柱顶部与封闭腔体顶部之间的空间。当 *Ra* 数增加到 10^7 时，由于内部流动增强，圆柱顶部流胞受沿侧壁上升气流的挤压，不再充满腔体内部的竖直空间。随着 *Ra* 数继续增大，热源周围产生更强的浮力对流，使得边界层分离，因此可以在封闭腔体底部观察到微弱的涡胞。在封闭腔体外表面，随着 *Ra* 数的增大，其顶部流胞尺寸呈现先沿径向方向由外沿向中心逐渐增大，然后又由中心向外沿减小的变化。当 Ra=10^6 时，外表面顶部流胞充满整个径向空间，当 *Ra* 数增加到 10^8 时则

不再占据整个径向方向，外表面顶部流胞出现这种变化主要受腔体内部流动的影响。

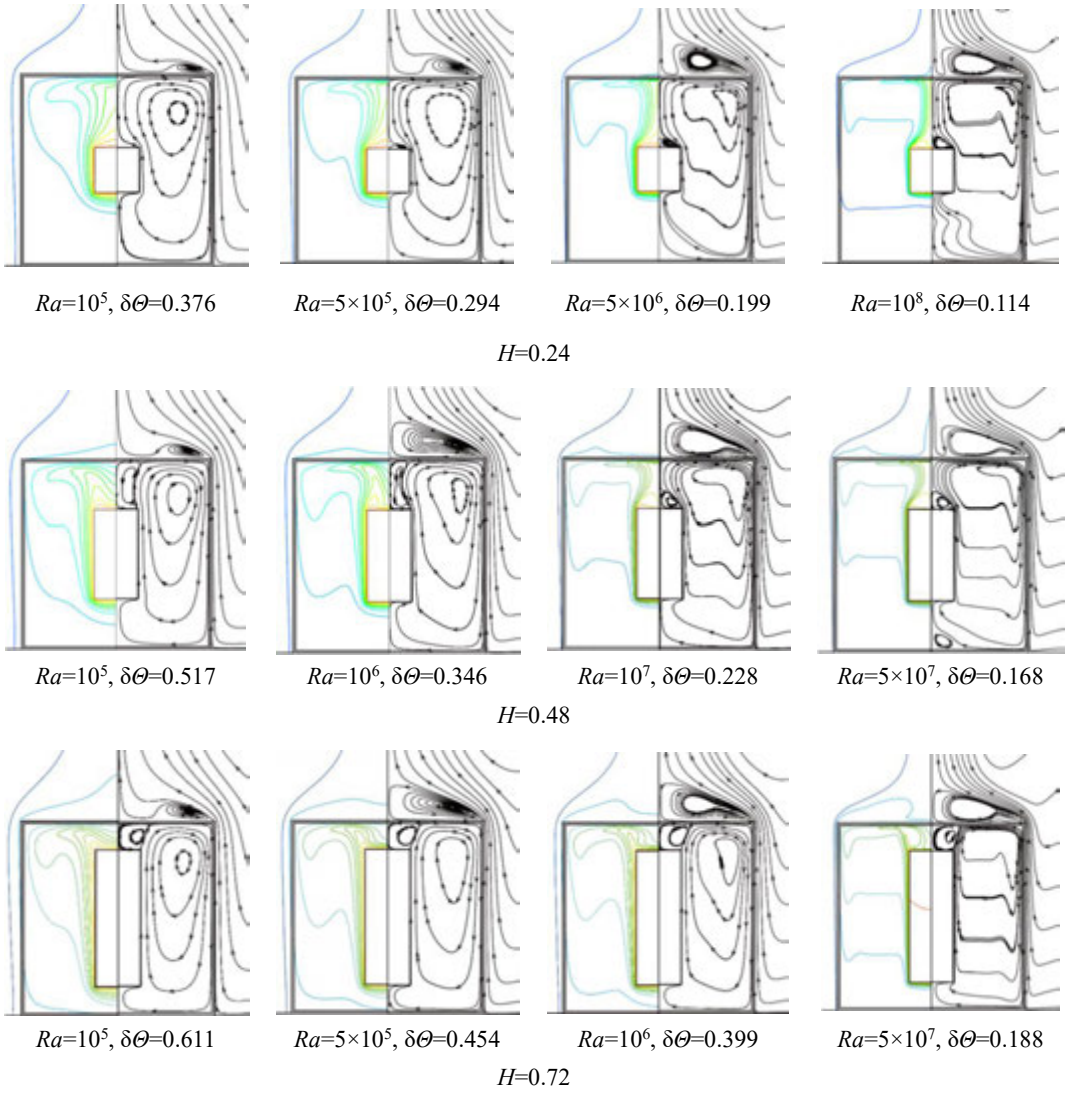


图 2 R_0=0.12 和 A=0.5 时不同 H 和 Ra 数下封闭腔体内外的等温线（左）和流线（右）

在 H=0.6 时，内置圆柱顶部与封闭腔体顶部之间的空间更小，随着 Ra 数增加，圆柱顶部流胞始终充满这个空间。在 Ra=10^8 时，也可以在封闭腔体底部观察到边界层分离产生的微小涡胞。封闭腔体外表面顶部流胞的变化趋势与 H=0.48 时相似。因为内置圆柱高度会影响腔体内部传热，因此 Ra=10^7 时腔体外表面顶部流胞则不充满整个径向方向。当 H=0.72 时，由于空间限制，内置圆柱顶部始终存在次级流胞。在 Ra≥5×10^5 时腔体外表面顶部流胞充满整个径向方向。当 H=0.9 时，内置圆柱顶部与封闭腔体顶部之间的空间非常小，即使是在 Ra=10^5 时，内置圆柱顶部也会产生两个次级流胞，随着 Ra 数继续增大，内置圆柱顶部会由两个涡胞转变为三个涡胞，最后又转变为两个涡胞。封闭腔体外表面顶部流胞尺寸也是呈现先增大、后减小的变化趋势。

图 3 给出了 H=0.24 时不同 Ra 数下中间水平截面处腔体内的无量纲温度和垂直速度

分布。由图可知，随着内热源强度增加，热源温度升高，无量纲温度逐渐降低。除此之外，内置圆柱热源侧壁（R=0.12）附近的温度梯度随 Ra 数逐渐增大，传热增强。无量纲温度沿径向变化的区间随着 Ra 数增大而减小，这与图 2 中观察到的温度分层现象对应。观察图 3（b）所示的垂直速度分布发现，内热源强度增大，封闭腔体内部浮力作用增强，流速随之增加，速度边界层减薄。

图 4 给出了 Ra=10^5 时 H 对封闭腔体内部中间水平截面处温度分布和垂直速度分布的影响。由图 4（a）可知，无量纲温度随内置圆柱热源无量纲高度的增大而升高。由于内热源强度相等，H 更大的热源其发热量更多，圆柱热源同一位置处的无量纲温度相对更高，所以无量纲温度会随之升高。封闭腔体侧壁的温度梯度随着内置圆柱无量纲高度 H 的增加而增大，传热性能增强。中间水平截面处的垂直无量纲速度分布如图 4（b）所示，随着 H 增加，热源尺寸增大，发热量增加，导致封闭腔体内部由温差驱动的浮力对流增强，所以垂直流速增大。另外，内置圆柱热源高度增加导致相同无量纲位置处沿侧壁的上升气流增多，从而内置圆柱侧壁的速度边界层变厚。

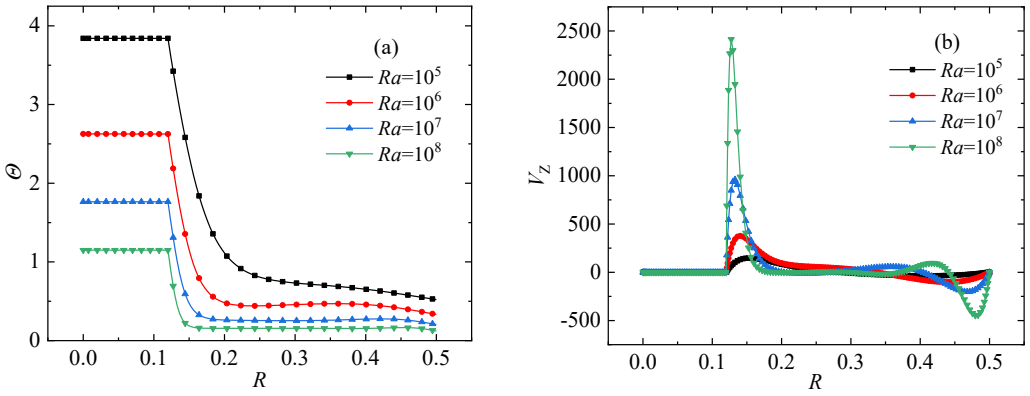


图 3 H=0.24、R_0=0.12 和 A=0.5 时封闭腔体内中间水平截面处温度（a）和垂直速度分布（b）

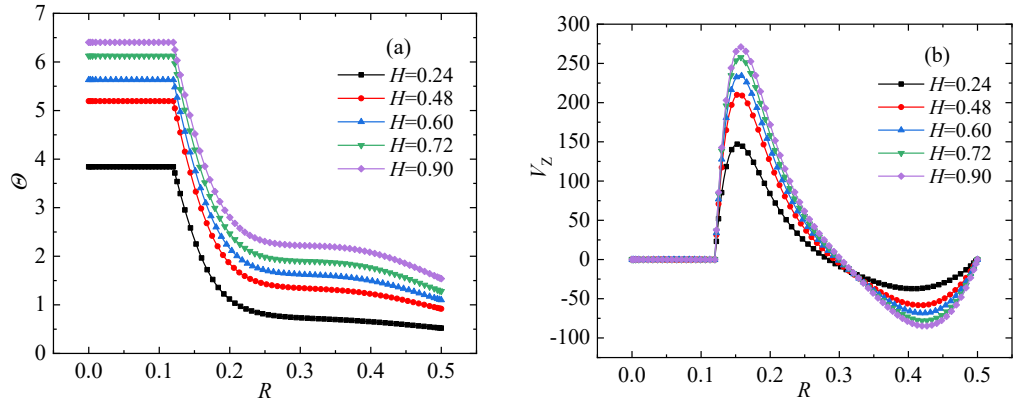


图 4 R_0=0.12、A=0.5 和 Ra=10^5 时封闭腔体内中间水平截面处温度（a）和垂直速度分布（b）

3.1.2 内置热源圆柱半径的影响

当 H=0.6 和 A=0.64 时，内置圆柱热源无量纲半径 R_0 和 Ra 数对封闭腔体内外温度分布和流场的影响如图 5 所示。由于内置圆柱热源给定的是内热源强度，所以可以观察到圆柱热源温度分布不均匀。随着 Ra 数增加，内热源强度增加，对流作用增强，封闭

腔体内部等温线向上移动，内置圆柱热源周围和封闭腔体顶部温度梯度明显增大，而腔体下半部分的温度梯度相对减小。由于内置圆柱无量纲半径 R_0 增加会导致圆柱热源尺寸增大，总发热量增多，而封闭腔体尺寸不变，所以无量纲温度随着 R_0 的增加而升高。

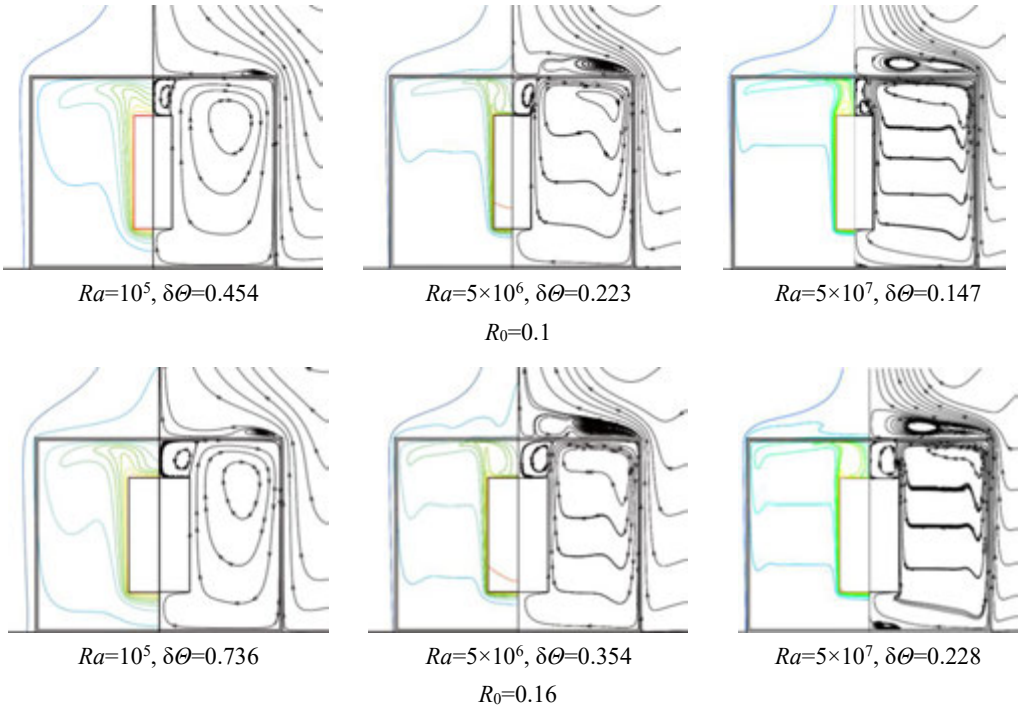


图 5 H=0.6 和 A=0.64 时不同 R_0 和 Ra 数下封闭腔体内外的等温线（左）和流线（右）

当 R_0 不变时，对比不同 Ra 数下的流线分布可以发现，当 Ra=10^5 时，腔体内部由占据大部分空间的主流胞和占据内置圆柱顶部与封闭腔体顶部之间的次级流胞组成。由于腔体顶部壁面的限制，来自圆柱热源周围的上升气流撞击到腔体顶部后，沿径向方向分别向顶壁壁面中心和外沿流动，从而形成主流胞和内置圆柱顶部的次级流胞。在腔体外表面顶部，由于沿侧壁的上升气流方向突然改变，所以在顶部壁面外沿形成了封闭的流胞。随着 Ra 数继续增加，例如 Ra=5×10^6 时，腔体内部还存在占据腔体内大部分空间的主流胞和占据内置圆柱顶部与封闭腔体顶部之间的次级流胞。而在腔体外表面顶部，受封闭圆柱腔体内部传热影响，其顶部流动由单涡胞流动转变为双涡胞流动。当 Ra 继续增大到 5×10^7 时，封闭腔体内部对流作用更为显著，内置圆柱顶部次级流胞受主流胞的挤压产生变形，同时在腔体底部发生边界层分离而出现微小涡胞。由于 R_0 增加，即热源尺寸增加，导致腔体内部对流作用增强，因此腔体底部涡胞在 R_0 较大时更为明显。

当 Ra=10^5 时，不同内置圆柱无量纲半径 R_0 条件下封闭腔体内部中间水平截面处温度和垂直速度分布如图 6 所示。由温度分布可知，随着 R_0 增加，圆柱热源温度升高，热源周围和封闭腔体侧壁附近温度梯度增大，流体温度沿径向方向变化更为明显，封闭腔体内部传热增强。由速度分布可以发现，随着 R_0 增加，热源发热量增加，封闭腔体内部的浮力对流增强，内置圆柱侧壁上升气流和沿封闭腔体侧壁的下降气流的速度随之增大。

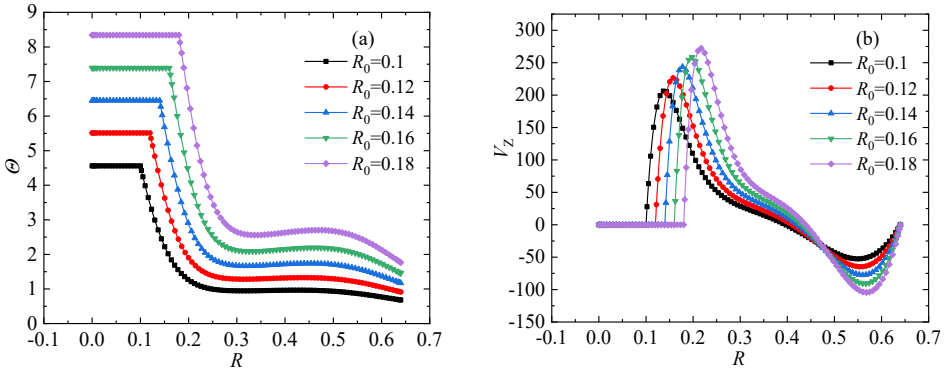


图 6 H=0.6、A=0.64 和 Ra=10^5 时封闭腔体内中间水平截面处温度（a）和垂直速度分布（b）

3.1.3 封闭圆柱腔体径高比的影响

图 7 为不同封闭腔体径高比 A 和 Ra 数下封闭腔体内外的等温线和流线。当封闭腔体径高比 A=0.36 时，腔体内部空间较小，随着 Ra 数的增加，封闭腔体内部对流增强，可以观察到无量纲等温线由横向分层向纵向分层转变。对于不同的径高比 A，增大内热源强度都会使固壁附近的温度梯度增大。当 Ra 数不变时，增大 A 会使腔体内部空间增大，因此无量纲温度随之降低，封闭腔体侧壁附近温度梯度减小。当 A 增大到 0.84 时，封闭腔体顶部换热增加，热流体沿顶部壁面运动时被冷却，使得封闭腔体侧壁温度梯度小于 A=0.72 时温度梯度，所以 A=0.84 时封闭腔体内无量纲温度与 A=0.72 时差别不大。

由流线图可知，在封闭腔体内部，热源附近的上升气流受封闭腔体顶部的限制，在冲击到封闭腔体顶部时分别沿顶部壁面向中心和外沿运动，从而形成位于内置圆柱顶部的次级流胞和沿内置圆柱侧壁上升、沿封闭腔体侧壁下降的主流胞。随着 Ra 数增加，封闭腔体内部主流胞的对流增强，顶部的次级流胞受到挤压产生变形，所以在 Ra=4.99×10^7 时内置圆柱顶部流胞形状与 Ra 数较小时不同。除此之外，强对流作用使得封闭腔体底部发生边界层分离，从而产生小的流胞。由等温线图可知，封闭腔体下半部分温度梯度随 A 增加而减小，由温差驱动的对流作用减弱，所以封闭腔体底部由于边界层分离而产生的微小流胞尺寸随着 A 增大而减小。当 A≤0.72 时，在 Ra=5×10^7 条件下可以在封闭腔体底部观察到流胞；而当 A=0.84 时，Ra 数增大到 10^8 时，封闭腔体底部才会发生边界层分离。

封闭腔体外表面顶部流胞随 A 的增大而变低。当 A=0.36 时，由于封闭腔体尺寸较小，腔体顶部流动受到限制，始终只有一个流胞。当 A=0.6 和 0.72 时，Ra=5×10^6 条件下腔体顶部流体受来自腔体侧壁上升气流和腔体内部传热的共同影响，在腔体外表面顶部形成了双涡胞流动。当 A=0.84 时，腔体侧壁温度降低，而顶部外沿处流胞的形成主要受来自腔体侧壁上升气流的影响，所以 Ra=10^5 时在封闭圆柱腔体顶部外沿处不能观察到流胞，而在 Ra=5×10^5 时封闭腔体顶部外沿处出现流胞，在 Ra=5×10^7 时封闭圆柱腔体顶部出现双涡胞流动。

图 8 给出了 Ra=10^5 时不同封闭圆柱腔体径高比 A 下腔体内中间水平截面处无量纲温度和垂直速度分布。随着 A 增大，来自封闭腔体壁面的冷空气增多，内置圆柱热源被冷却，所以无量纲温度均降低。另外，还应注意到，靠近封闭腔体侧壁流体温度梯度随着 A 增大而减小，封闭圆柱腔体侧壁换热能力减弱。由速度分布可以看出，在 0.36≤A≤0.72 范围内，内置圆柱侧壁附近上升气流速度随着 A 的增加而增大；当 A=0.84 时，由于封闭腔体侧壁温度梯度减小，腔体内部流动减弱，所以靠近内置圆柱热源附近上升气流速

度相较于 A=0.72 时略小。同时，A 增加将使得固壁附近温度梯度减小，从而导致流动减弱，因此封闭腔体侧壁附近下降流速度减小。

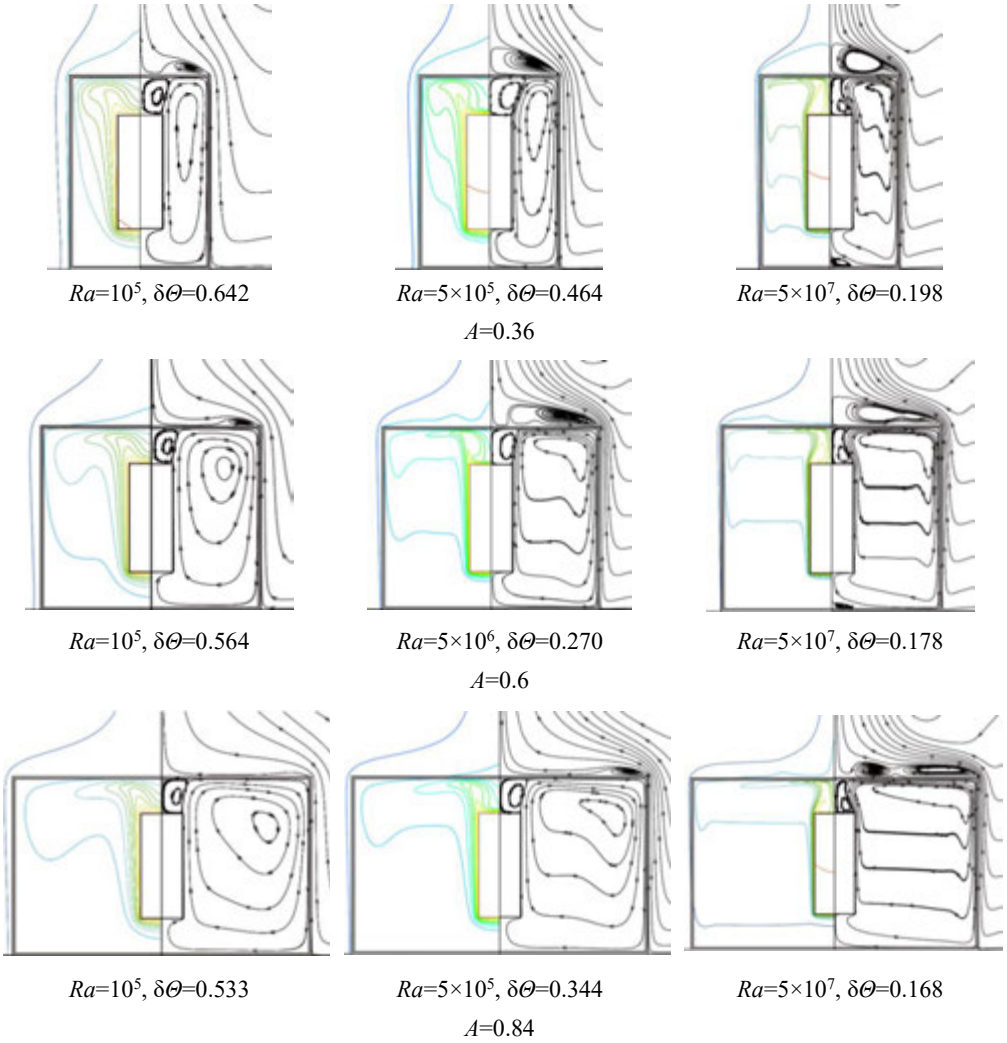


图 7 H=0.6 和 R_0=0.12 时不同 A 和 Ra 数下封闭腔体内外等温线（左）和流线（右）

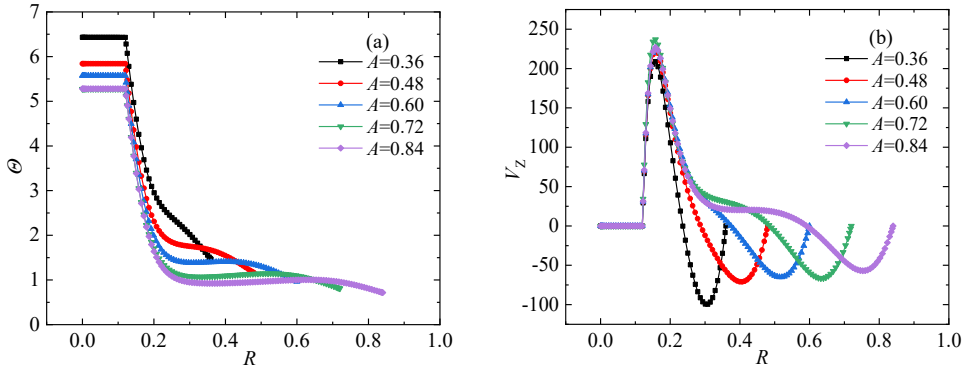


图 8 H=0.6、R_0=0.12 和 Ra=10^5 时不同 A 下中间水平截面处温度（a）和垂直速度分布（b）

3.2 传热特性

3.2.1 局部 Nusselt 数变化规律

在封闭圆柱腔体内外耦合自然对流传热过程中，内部有限空间自然对流占据主导地位，因此，这里仅讨论腔体内部表面的局部传热性能，如图 9 所示。

图 9（a）给出了 H=0.24 时不同 Ra 数下内置圆柱表面局部 Nu 数的变化。当 Ra=10^5 和 10^6 时，受来自内置圆柱侧壁上升气流的影响，圆柱顶部 Nu 数由中心向边缘逐渐增大；当 Ra=10^7 和 10^8 时，内置圆柱顶部形成次级流胞，同时受侧壁上升气流的影响，顶部 Nu 数沿径向方向呈现先减小、后增大的变化趋势。在内置圆柱侧壁，对于不同的 Ra 数，局部 Nu 数的变化趋势都是由下至上逐渐减小。随着 Ra 数增大，侧壁温度梯度增大，因此 Nu 数增大。在内置圆柱底部，对于不同的 Ra 数，局部 Nu 数都沿径向方向增大。由于边缘效应，局部 Nu 数在靠近底部边缘处明显增大。

图 9（b）给出了 Ra=10^5 时不同内置圆柱无量纲高度 H 条件下局部 Nu 数沿内置圆柱表面的变化。由图可知，局部 Nu 数的最大值随 H 的增加而增大。在内置圆柱顶部（$0 \le S_0 \le 0.12$），对于不同的 H，圆柱顶部呈现不同的流动结构，使得局部 Nu 数沿径向方向变化趋势不同。内置圆柱底部和侧壁 Nu 数的变化趋势均一致，在内置圆柱底部由中心沿径向方向逐渐增大，在侧壁由下至上逐渐减小。

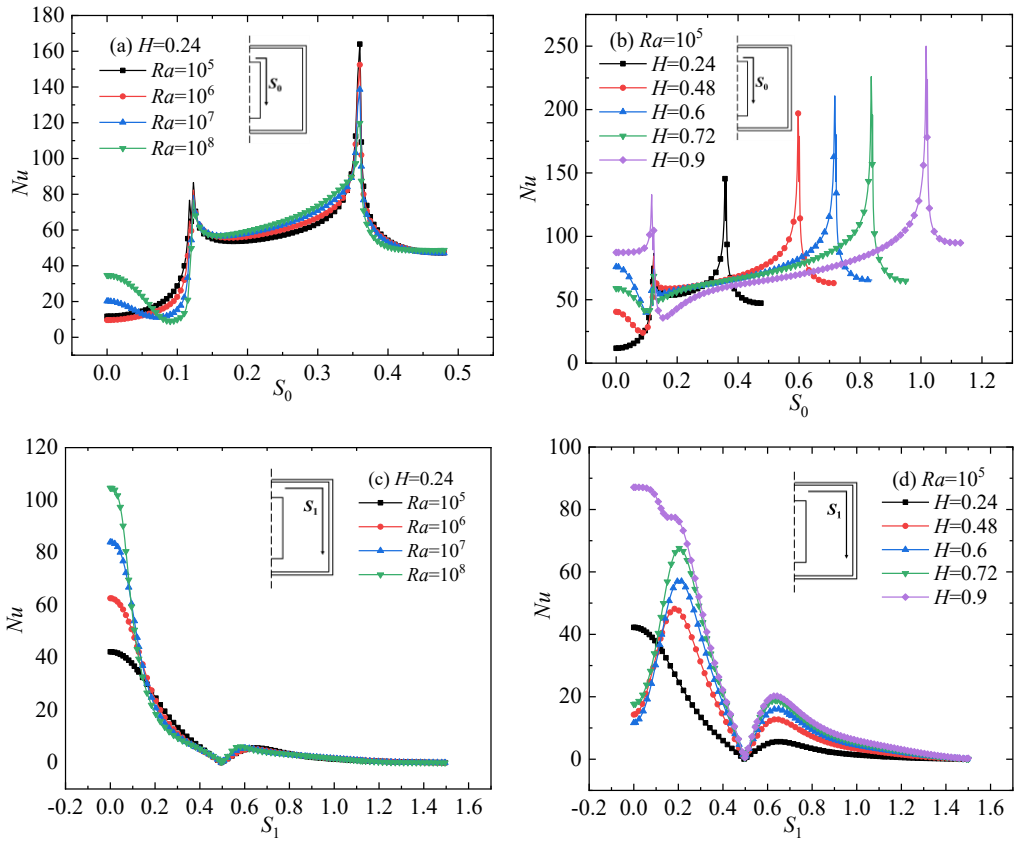


图 9 R_0=0.12 和 A=0.5 时局部 Nu 数沿内置圆柱表面（a-b）和封闭圆柱腔体内表面（c-d）的变化

图 9（c）反映了 H=0.24 时 Ra 数对封闭腔体内表面局部 Nu 数的影响。局部 Nu 数在封闭腔体内表面顶部和侧壁具有相同的变化趋势，在顶部（$0 \le S_1 \le 0.5$）由中心沿径向方向逐渐减小，在侧壁（$0.5 \le S_1 \le 1.5$）由下至上先增大、后减小。除此之外，还发现 Ra

数对封闭腔体顶部 *Nu* 数的影响更为显著，随着 *Ra* 数增加，封闭腔体内表面顶部 *Nu* 数明显增大，由于等温线整体向上移动，侧壁 *Nu* 数最大值出现在更靠近封闭腔体顶部处。

图 9（d）对比了不同 *H* 下封闭腔体内表面局部 *Nu* 数的变化。在封闭腔体内表面顶部，当 *H*=0.24 时，由图 2 可知，沿内置圆柱的上升气流不会受到封闭腔体顶部的限制，在中心处流速最高，*Nu* 数最大。当 0.48≤*H*≤0.72 时，受内置圆柱顶部次级流胞的影响，沿圆柱侧壁的上升气流在 S_1=0.3 附近垂直撞击封闭腔体顶部壁面后，流动方向改变，分别沿封闭腔体顶部壁面向中心和外沿运动，由于流动方向与顶部壁面基本平行，所以 *Nu* 数明显减小，因此封闭腔体顶部 *Nu* 数沿径向方向呈现先增大、后减小的变化趋势。当 *H*=0.9 时，封闭腔体顶部和内置圆柱顶部之间的空间非常小，此时在内置圆柱顶部存在两个流胞，所以 *Nu* 数呈现不同于其他 *H* 时的变化趋势。对于不同 *H*，封闭腔体内表面侧壁 *Nu* 数都是沿侧壁由下至上先增大、后减小，并且 *Nu* 数随着 *H* 的增加而增大。

图 10（a）和（b）分别给出了 *Ra*=10^5 时不同内置圆柱无量纲半径 R_0 下局部 *Nu* 数沿圆柱表面和封闭腔体内表面的变化。随着 R_0 增大，内置圆柱壁面附近温度梯度增大，使得壁面 *Nu* 数随之增加。同时，封闭腔体内表面 *Nu* 数也随 R_0 的增大而增加。

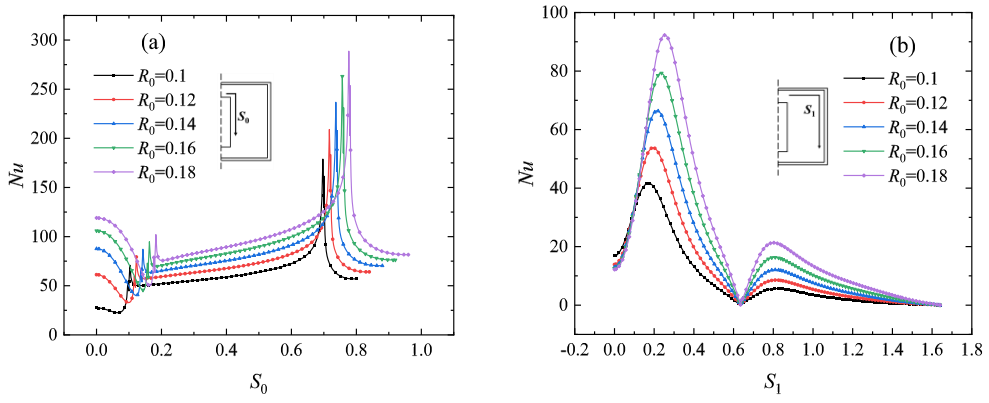


图 10 *H*=0.6、*A*=0.64 和 *Ra*=10^5 时 *Nu* 数沿内置圆柱表面（a）和封闭腔体内表面（b）的变化

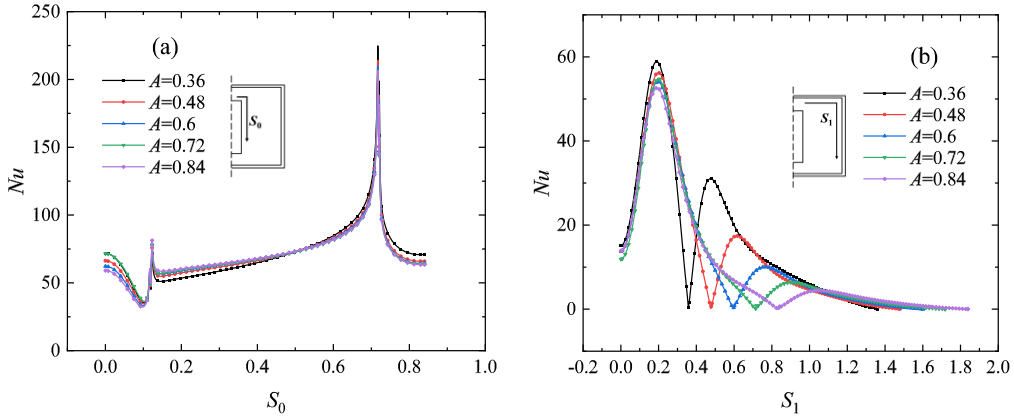


图 11 *H*=0.6、R_0=0.12 和 *Ra*=10^5 时局部 *Nu* 数沿圆柱表面（a）和封闭腔体内表面（b）的变化

图 11（a）和（b）给出了 *H*=0.6、R_0=0.12 和 *Ra*=10^5 时，不同封闭圆柱腔体径高比 *A* 下内置圆柱表面和封闭腔体内表面局部 *Nu* 数的变化。在内置圆柱表面，随着 *A* 增大，底部 *Nu* 数减小。由于圆柱周围的温度变化随着 *A* 增加而减小，因此侧壁 *Nu* 数变化的斜率随着 *A* 增加也减小。同时，由于内置圆柱顶部存在次级流胞，所以顶部 *Nu* 数的最

大值总是出现在内置圆柱顶部中心。在封闭腔体内表面，A 主要影响腔体侧壁的传热。在腔体顶部，受次级流胞影响，上升气流在 S_1=0.2 附近垂直撞击封闭腔体内表面，此处温度梯度明显增大，所以在 S_1=0.2 附近 Nu 数最大；此后，流体沿顶部壁面分别向中心和外沿运动，流动方向与顶部壁面平行，所以 Nu 数迅速减小。在封闭腔体侧壁，由于温度梯度随 A 增大而减小，因此侧壁 Nu 数随着 A 增大也减小。

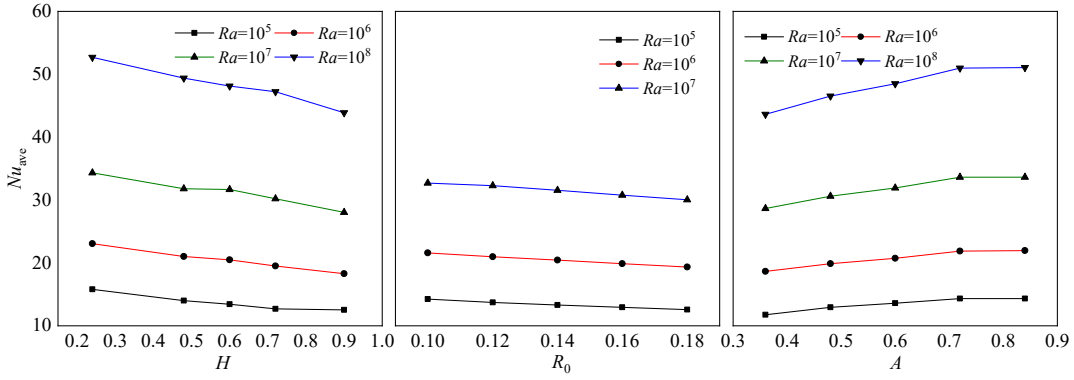
3.2.2 耦合自然对流传热规律

图 12 给出了不同几何参数和 Ra 数下封闭腔体内外耦合自然对流总的平均 Nu 数的变化。由图可知，在几何参数不变时，随着内热源强度的增加，封闭圆柱腔体内外对流作用增强，所以耦合自然对流总的平均 Nu 数随之增加。当 Ra 数保持不变时，耦合自然对流平均 Nu 数随内置圆柱无量纲高度 H 和无量纲半径 R_0 的增加而减小，随封闭腔体径高比 A 的增加而增加。

基于计算结果，拟合得到给定内热源强度条件下封闭圆柱腔体内外耦合自然对流总的平均 Nu 数的传热关联式为：

$$Nu_{\mathrm{ave}} = 1.2Ra^{0.1848}H^{-0.1371}R_0^{-0.1519}A^{0.1858} \tag{13}$$

上式的适用范围是: $9.98\times10^4 \le Ra \le 9.98\times10^7$、$0.24 \le H \le 0.9$、$0.1 \le R_0 \le 0.18$ 和 $0.36 \le A \le 0.84$。模拟结果与拟合值所有点的偏差都在±6%以内。



(a) R_0=0.12, A=0.5　(b) H=0.6, A=0.64　(c) H=0.6, R_0=0.12

图 12 几何参数和 Ra 数对耦合自然对流平均 Nu 数的影响

4 结论

对内置恒定内热源强度的封闭圆柱腔体内外耦合自然对流进行了数值模拟，分析了几何参数和内热源强度对封闭腔体内外耦合自然对流的温度场、流场和传热特性的影响。主要结论如下：

(1) 内置圆柱热源无量纲温度随圆柱热源无量纲高度 H 和半径 R_0 增加而升高，随封闭圆柱腔体径高比 A 增大而降低。

(2) 随着 Ra 数增大，内热源强度增加，内置圆柱顶部会出现次级流胞，当内热源强度足够大时，封闭腔体底部会发生边界层分离并形成小的涡流。

(3) 内置圆柱无量纲高度 H 和半径 R_0 对封闭腔体顶部和侧壁换热都有较大影响，而封闭圆柱腔体径高比 A 主要影响封闭腔体侧壁换热。封闭腔体内外耦合自然对流传热总的平均 Nu 数随 H 和 R_0 的增加而减小，随 A 的增加而增大。基于计算结果，拟合得到了定热源强度下封闭腔体内外耦合自然对流平均 Nu 数的关联式。

5 参考文献

[1] Touihri R, Ben Hadid H, Henry D. On the onset of convective instabilities in cylindrical cavities heated from below. I. Pure thermal case[J]. Physics of Fluids, 1999, 11(8): 2078–2088.

[2] Papanicolaou E, Belessiotis V. Transient natural convection in a cylindrical enclosure at high Rayleigh numbers[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2002, 45(7): 1425–1444.

[3] Rodriguez I, Castro J, Perez-Segarra C D, et al. Unsteady numerical simulation of the cooling process of vertical storage tanks under laminar natural convection[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2009, 48(4): 708–721.

[4] Ghalambaz M, Doostani A, Izadpanahi E, et al. Conjugate natural convection flow of Ag–MgO/water hybrid nanofluid in a square cavity[J]. Journal of Thermal Analysis and Calorimetry, 2020, 139(3): 2321–2336.

[5] Kumar De A, Dalal A. A numerical study of natural convection around a square, horizontal, heated cylinder placed in an enclosure[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2006, 49(23–24): 4608–4623.

[6] Kim B S, Lee D S, Ha M Y, et al. A numerical study of natural convection in a square enclosure with a circular cylinder at different vertical locations[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2008, 51(7–8): 1888–1906.

[7] Lee H J, Doo J H, Ha M Y, et al. Effects of thermal boundary conditions on natural convection in a square enclosure with an inner circular cylinder locally heated from the bottom wall[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013, 65: 435–450.

[8] Seo Y M, Doo J H, Ha M Y. Three-dimensional flow instability of natural convection induced by variation in radius of inner circular cylinder inside cubic enclosure[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016, 95: 566–578.

[9] Moukalled F, Acharya S. Natural convection in the annulus between concentric horizontal circular and square cylinders[J]. Journal of Thermophysics and *Heat* Transfer, 1996, 10(3): 524–531.

[10] Zhang W, Su X. Effect of an internal thermal-conductive cylinder on the conjugate conduction-convection in an enclosure[J]. Numerical Heat Transfer, Part A: Applications, 2021, 80(10): 505–523.

[11] Alsabery A I, Saleh H, Ghalambaz M, et al. Fluid-structure interaction analysis of transient convection heat transfer in a cavity containing inner solid cylinder and flexible right wall[J]. International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, 2019, 29(10): 3756–3780.

[12] Gibanov N S, Sheremet M A. Natural convection in a cubical cavity with different heat source configurations[J]. Thermal Science and Engineering Progress, 2018, 7: 138–145.

[13] Hussain S H, Rahomey M S. Comparison of natural convection around a circular cylinder with different geometries of cylinders inside a square enclosure filled with Ag-Nanofluid superposed porous-nanofluid layers[J]. Journal of Heat Transfer, 2019, 141(2): 022501.

[14] Dong S F, Li Y T. Conjugate of natural convection and conduction in a complicated enclosure[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2004, 47(10–11): 2233–2239.

[15] Sheremet M A. Three-dimensional conjugate natural convection in a vertical cylinder under heat transfer to the surroundings[J]. Fluid Dynamics, 2011, 46(4): 647–657.

[16] Dash M K, Dash S K. A comparative numerical study on conjugate natural convection from vertical hollow cylinder with finite thickness placed on ground and in air[J]. Journal of Thermal Science and Engineering Applications, 2021, 13 (2): 021026.

中国工程热物理学会 传热传质
学术会议论文 编号：14xxxx

射流微通道散热器流动传热数值模拟研究

张雪 1，靳蒲航 2*，谭志明 1，谢公南 1*
（1 西北工业大学航海学院，西安 710072；2 西北工业大学海洋研究院，太仓 210054）
（Tel：18702909949， Email：phjin@nwpu.edu.cn）

摘要：随着数据中心、5G 基站、高功率电子器件以及空天科技的快速发展，高热流密度散热成为亟待解决的一大难题。本文针对射流微通道散热器，使用商业软件进行了仿真分析，对其进行了阵列排布和肋片几何参数的改进设计。研究发现，相比于 6×6 阵列，5×6 阵列在保证散热效果的同时降低了泵功；研究了矩形和椭圆肋片在相对主流方向旋转 0-45°范围内散热器的传热和流动特性，两者的最佳旋转角度不同，椭圆肋片的流动传热综合特性好于矩形肋片散热器。

关键词：射流微通道；数值模拟；阵列；强化肋片

0 前言

随着电子器件的小型化发展，高热流密度散热问题给科学和工业领域带来了重大挑战。利用微通道进行热排散是一种高效的热管理手段，广泛应用于微电子芯片[1]、动力电池[4]、光伏系统[5]等。与传统的微通道散热器相比，射流微通道散热器具有热阻小、泵功低和温度梯度小等优点。

彭明等[9]研究了一种多射流微通道散热器，发现流量越大、出口越宽、翅片高度与通道宽度比越小时冷却性能越好。崔海川等[10]研究了直肋和斜肋射流微通道热沉，发现斜肋的平均对流传热系数较直肋时提高 20%左右。高伟等[11]设计了一种带有梯形翅片的二次通道的多射流冲击系统，分析了各参数对压降、传热系数和整体性能的影响，发现射流模式对其影响最大，翅片角度对其影响最小。Zhang 等[12]提出了一种具有高密度微翅片的叠板射流冲击微通道，发现增加射流长度、增加分离器厚度以及减小分离器间隙均可改善其散热性能。Cong 等[13]通过实验研究了 36 nm 的 Al_2O_3 纳米流体在浸没冲击射流时的换热性能，发现当喷嘴与表面的中间距离为 5 mm 且纳米流体的颗粒体积分数为 2.8%时，可以获得最高的表面传热系数。

尽管国内外学者已经对射流微通道进行了大量研究工作，但对于射流阵列布置和受热面强化结构的耦合设计经验仍然缺乏。本文基于 6×6 阵列射流微通道散热器，通过数值模拟分析了其流动和传热特性。并在此基础上进行了结构改进，即通过改变射流孔阵列排布、射流速度、底面肋片结构等提升射流微通道散热器压降和传热综合性能，最高可以满足 500 W/cm^2 热流密度的散热需求。

1 数值模拟方法

1.1 几何模型

射流微通道散热器如图 1 所示，模型的整体尺寸为 16×12×3 mm。顶部的入口射流孔布置成 6×6 阵列，射流孔直径为 0.6 m，*x* 轴方向孔距为 1.6 mm，*y* 轴方向孔距为 1.65 mm。出口设置在右侧，出口截面积为 10×2 mm。底部设置有矩形肋片作为扰流装置，肋片布置成 6×6 阵列，肋片的尺寸为 1×0.35×0.5 mm，*x* 轴方向间距为 1.6 mm，*y* 轴方向间距为 1.65 mm。底面 10×10 mm 区域作为加热区。射流孔与矩形肋片中心垂直对齐。

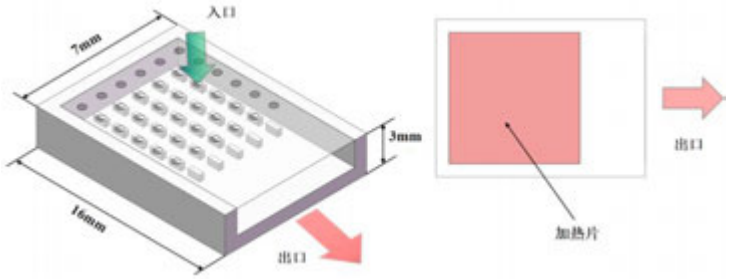


图 1 6×6 阵列射流微通道散热器模型

1.2 边界条件和求解方法

数值计算中做了如下假设：冷却介质为连续不可压缩流体；流动状态为稳定湍流；固体和流体交界面无滑移；冷却介质流入射流孔时，速度和温度均匀。

入口条件为速度入口，射流速度 3-12 m/s，出口条件为压力出口，设置表压为 0 Pa。底面为恒热流边界，热流密度为 200-500 W/cm^2。其他外壁面为绝热边界条件。

采用 FLUENT 软件进行数值求解，湍流模型选用 *k*-*ω* SST 模型，求解器选择压力基求解器，采用 Coupled 算法进行压力和速度耦合，对流项和扩散项采用二阶迎风格式进行空间离散化处理。

1.3 网格划分和独立性验证

本文所采用的网格为结构化网格，网格质量在 0.65 以上，在近壁面处以及肋片附近生成了边界层网格，第一层网格高度为 0.01 mm，网格增长比率为 1.2，如图 2 所示。进行网格独立性验证时生成了四套网格，网格数量分别是 138.9 万、290.5 万、431.3 万以及 5857 万，入口速度 4 m/s，热流密度 300 W/cm^2，得到的温度和压降数据如表 1 所示。当网格数量为 290.5 万时，各参数的偏差都在 0.5%以内，认为满足网格独立性。

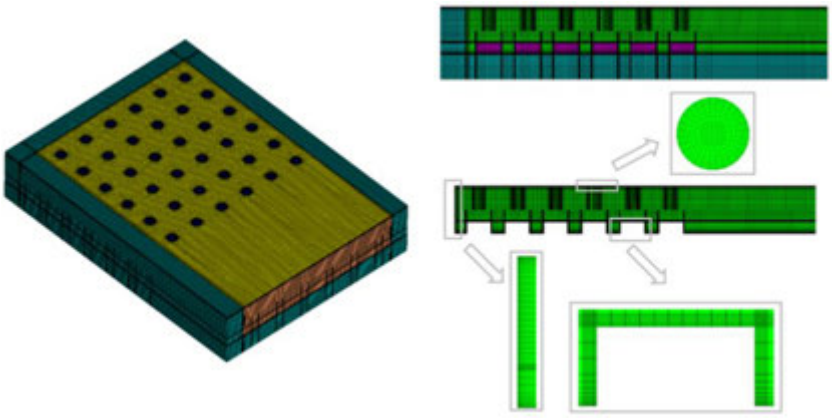


图 2 6×6 阵列射流微通道散热器网格

表 1 6×6 阵列散热器模型的网格独立性验证

网格数量 (万)	最高温度 T_{max} (K)	相对偏差 (%)	平均温度 T_{ave} (K)	相对偏差 (%)	压降 ΔP (Pa)	相对偏差 (%)
138.9	327.44	0.74	322.92	0.72	2613.26	0.33
290.5	325.73	0.21	321.41	0.25	2612.77	0.31
431.3	325.28	0.07	320.91	0.09	2632.79	1.08
585.7	325.04	0.00	320.62	0.00	2604.66	0.00

1.4 模型验证

选择 Browne 等[14]的实验工作进行模型可靠性验证。根据文中的实验数据，当热密度为 1110 W/cm^2 时，平均表面温度为 50 ℃。在数值模拟计算中，边界条件与实验保持一致，仿真得到的平均表面温度为 49.36 ℃，与实验数据的偏差仅为 1.32%，证明所采用的数值模型适用于射流微通道数值仿真。

2 6×6 阵列射流微通道散热性能分析

针对 6×6 阵列射流微通道散热器设计了 9 种工况，入口流速在 3-6 m/s 之间，热流密度在 200-300 W/cm^2 之间。图 3 展示了 9 种工况下射流微通道散热器的底面温度云图。从图中可以看出，随着热流密度的增大，底面温度也会相应升高；而在相同的热流密度下，提高入口流速可以显著地降低底面温度。最高温度位于加热面中心偏右的位置。

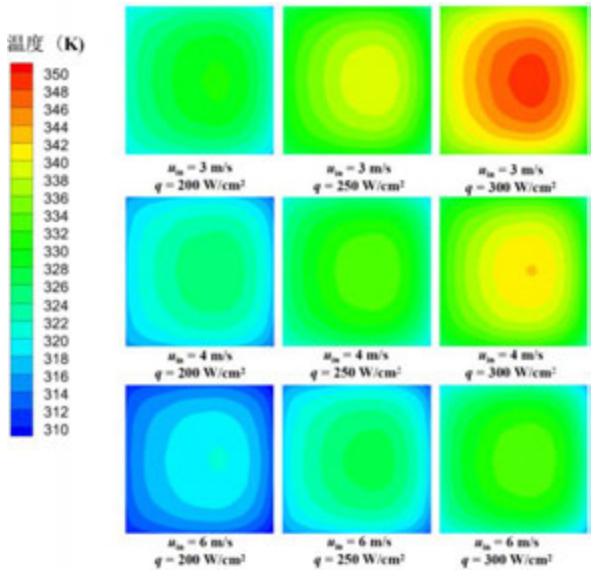


图 3 9 种工况的底面温度云图

平均传热系数可以用以下公式表示：

$$h = \frac{q}{T_{ave} - T_{f,ave}} \tag{1}$$

其中 q 为热流密度，T_{ave} 为底面平均温度，$T_{f,ave}$ 为流体的进出口平均温度。

平均努塞尔数可以用以下公式表示：

$$Nu = \frac{hD}{\lambda} \tag{2}$$

其中 D 为通道水利直径，λ 为流体的导热系数。

图 4 展示了努塞尔数与雷诺数之间的关系图。随着雷诺数的增加，努塞尔数随之增加。这是因为随着流体速度的增加，湍流变得更加旺盛，从而使增强了换热效果。另外，不同热流密度下的努塞尔数与雷诺数关系曲线几乎完全重合。这表明热流密度对于热沉散热效果的影响可以忽略不计。

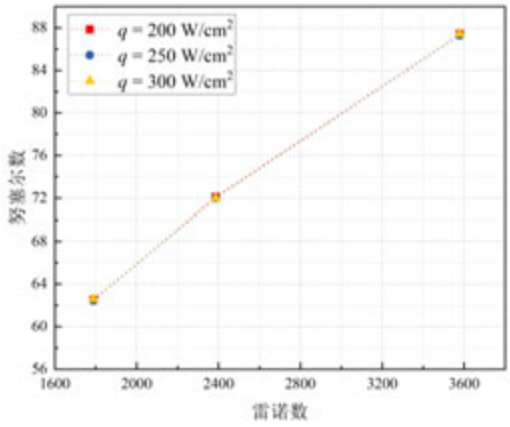


图 4 努塞尔数与雷诺数关系图

3 射流微通道设计改进

3.1 阵列排布

在原模型上，本文提出去掉靠近出口的一列射流孔，将 6×6 阵列变成 5×6 阵列。通过调整入口流速来达到两种散热器泵功相等的效果，两种散热器的底面热流密度均为 300 W/cm^2。

泵功可以用以下公式表示：

$$P = V\Delta p \tag{3}$$

其中 V 为体积流量。

图 5 为等泵功时两个不同阵列散热器的底面温度云图。可以看出等泵功条件下，5×6 阵列的散热器底面温度明显低于 6×6 阵列的散热器。这是因为在散热器内存在横流效应，最后一列射流由于主流速度过高，不能直接冲击到底面，而是沿着流动方向偏向下游，没有起到射流冲击冷却的效果。

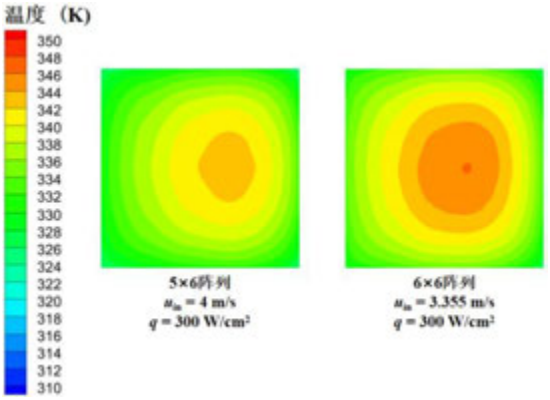


图 5 等泵功条件下底面温度云图

3.2 底面肋片

为了实现更高热流密度的散热，对底面肋片结构设计进行了系统研究。在 5×6 阵列的基础上对将矩形肋片和椭圆肋片顺时针方向旋转一定的角度(15-45°)，将热流密度提高至 500 W/cm^2，入口流速为 12 m/s。

图 6 所示为矩形和椭圆肋片旋转不同角度时的底面温度云图，可以发现肋片旋转后底面温度明显降低，就底面温度而言，在工况相同时，矩形肋片散热器的底面温度更低。矩形肋片倾斜 40°时，底面温度最低；椭圆肋片旋转 45°时底面温度最低。

为了综合分析散热器的传热和压降特性，比较了流动传热影响因子。流动传热影响因子表示为：$(Nu/Nu_0)/(\Delta p/\Delta p_0)^{1/3}$，其中 Δp 代表压降，即入口压力与出口压力之差。下标 0 代表矩形直肋的工况，流动传热影响因子越大，表明流动传热综合特性越高效。图 7 中展示了肋片旋转不同角度时，传热流动影响因子随倾斜角度变化关系图。从图中可以看出，随着角度的增大，传热流动影响因子轻微波动，矩形肋片旋转 15°时，流动传热综合性能最好，椭圆肋片旋转 30°时，流动传热综合性能最高效。肋片旋转角度为 45°，流动传热影响因子小于 1，其他情况下均大于 1。整体而言，椭圆肋片的流动传热综合性能高于矩形肋片。

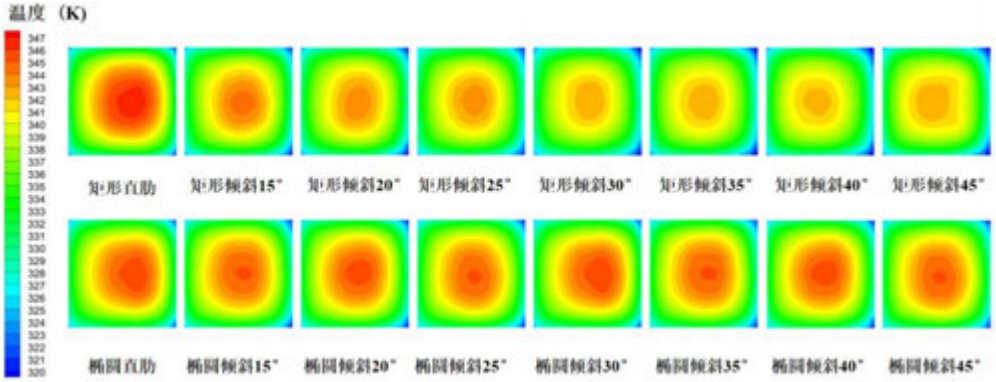


图 6 矩形肋片和椭圆肋片散热器底面温度云图

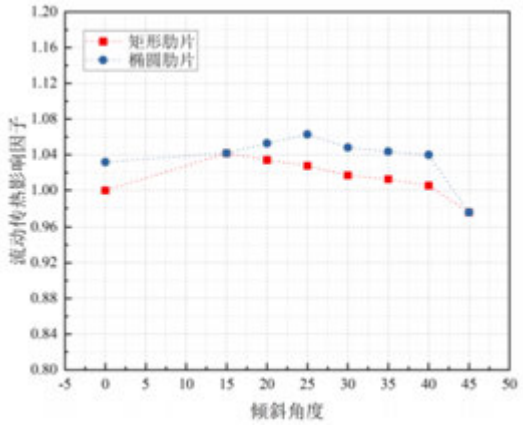


图 7 流动传热影响因子与倾斜角度关系图

4 结　论

本文通过数值模拟研究了射流阵列微通道散热器的流动和传热特性，并通过改变阵列排布和底面肋片优化散热器综合性能，主要结论如下：

（1）5×6 阵列射流微通道传热和压降特性优于均匀排布的 6×6 阵列；

（2）在底面布置肋片后可大大提升散热性能，在底面最高温度不超过 75℃时，最大热流密度可达 500 W/cm^2；

（3）椭圆肋片的流动传热综合特性优于矩形肋片，两者效率最高时的旋转角度分别为 25°和 15°。

参考文献

[1] Kanbur, B B, Wu, C, Fan, S, et al. Two-phase liquid-immersion data center cooling system: Experimental performance and thermoeconomic analysis. International Journal of Refrigeration, 2020, 118: 290-301.

[2] Mohammadpour, J, Lee, A. Investigation of nanoparticle effects on jet impingement heat transfer:A review. Journal of Molecular Liquids, 2020, 316: 113819.

[3] Chen, K, Xu, R N, Jiang, P X. Experimental study of jet impingement boiling cooling with CO_2 at subcritical pressures and comparisons with at supercritical pressures. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 165: 120605.

[4] Jones-Jackson, S, Rodriguez, R, Emadi, A. Jet impingement cooling in power electronics for electrified automotive transportation: current status and future trends. IEEE Transactions on Power Electronics, 2021, 36(9): 10420-10435.

[5] Gilmore, N, Timchenko, V, Menictas, C. Microchannel cooling of concentrator photovoltaics: A review. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2018, 90: 1041-1059.

[6] Ewe, W E, Fudholi, A, Sopian, K, et al. Jet impingement cooling applications in solar energy technologies: Systematic literature review. Thermal Science and Engineering Progress, 2022: 101445.

[7] Javidan, M, Moghadam, A J. Experimental investigation on thermal management of a photovoltaicmodule using water-jet impingement cooling. Energy Conversion and Management, 2021, 228: 113686.

[8] Abo-Zahhad, E M, Ookawara, S, Radwan, A, et al. Numerical analyses of hybrid jet impingement/microchannel cooling device for thermal management of high concentrator triple-junction solar cell. Applied Energy, 2019, 253: 113538.

[9] Peng, M, Chen, L, Ji, W T, et al. Numerical study on flow and heat transfer in a multi-jet microchannel heat sink. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 157: 119982.

[10] Cui, H C, Lai, X T, Wu, J F, et al. Overall numerical simulation and experimental study of a hybrid oblique-rib and submerged jet impingement/microchannel heat sink. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 167: 120839.

[11] Gao, W, Zhang, J F, Qu, Z G, et al. Numerical investigations of heat transfer in hybrid microchannel heat sink with multi-jet impinging and trapezoidal fins. International Journal of Thermal Sciences, 2021, 164: 106902.

[12] Zhang, Y, Zhang, P, Chen, L, et al. Numerical study on thermal and hydraulic performance of a stacked-plate jet-impingement/microchannel heat sink. Applied Thermal Engineering, 2023, 225: 120134.

[13] Cong, T N, Galanis, N, Polidori, G, et al. An experimental study of a confined and submerged impinging jet heat transfer using Al_2O_3-water nanofluid. International Journal of Thermal Sciences, 2009, 48(2): 401-411.

[14] Browne, E A, Michna, G J, Jensen, M K, et al. Experimental investigation of single-phase microjet array heat transfer. Journal of Heat Transfer, 2010, 132: 041013.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233579

尾缘为圆台结构叶片冷却性能的数值研究

赵振，席雷，高建民，徐亮，李云龙
（西安交通大学机械制造系统工程国家重点实验室，西安 710049）
（Tel:13669277239, Email: xilei100@mail.xjtu.edu.cn）

摘要：为了探究适用于高温涡轮叶片尾缘的新型冷却结构，对尾缘分别为光滑通道和圆台结构叶片的冷却性能进行了数值研究。探究了主流进、出口压比，冷气与主流温度比和流量比对尾缘分别为圆台结构和光滑通道叶片的冷却性能（包括冷却效率和无量纲温度）的影响规律，并采用全因子试验设计和幂函数公式相结合的方式拟合得到了叶片冷却性能的经验公式。结果表明：在相同的工况下，与尾缘为光滑通道叶片相比，尾缘为圆台结构的叶片在中弦区和尾缘区域展现出更高的冷却效率分布和更低的无量纲温度分布。当主流进、出口压比，冷气与主流温度比和流量比分别从 1.3～1.5，0.6～0.7，3～8 增大时，尾缘为圆台结构叶片与尾缘为光滑通道叶片相比，平均冷却效率分别提高了 4.34%～5.54%，4.46%～5.21%，3.53%～6.35%，同时平均无量纲温度分别降低了 0.78%～0.91%，0.68%～1.01%，0.69%～0.88%。拟合得到的经验公式有较高的拟合精度，拟合偏差小于 5%。研究结果可为未来新型高温涡轮叶片尾缘冷却结构的设计和分析提供参考和借鉴。

关键词：涡轮叶片，圆台结构，经验公式，冷却效率，无量纲温度

0 前言

为了满足空气动力学的要求，高温涡轮叶片尾缘的内部通道具有狭窄、截面面积小和承受热应力较大等特点，因此叶片尾缘的冷却面临着结构尺寸限制、冷却相对困难、以及结构强度要求等难题，亟需寻找一种适用于叶片尾缘的冷却结构[1,2]。

为了解决上述难题，很多专家学者对适用于叶片尾缘的冷却结构进行了探究。柱-肋结构[3]、格栅通道[4]及迷宫通道[5]等均被大量研究，而新型的冷却结构-凹陷/凸起结构因其优良的流动与传热性能备受关注[6,7]。Murata 等探究了不同水滴型旋转角度对顺排、错排凹陷表面叶片尾缘通道性能的影响规律[8]。Yamamoto 等探究了顺排和错排水滴型凹陷通道流动和传热的差异[9]。Leontiev 等对球形、椭圆形和水滴形等六种不同形状的凹陷表面通道的流动和传热性能进行了实验研究，结果表明为了获得传热性能更好流动阻力性能更低的结构，还须对凹陷阵列与凹陷形状等进行进一步的实验研究[10]。Xie 等研究表明，与球形、椭圆形凹陷通道相比，水滴形凹陷改善了管道的传热性能；管道的努塞尔数和摩擦系数随凹陷深度和半径的增大而增大，随间距的增大而减小[11]。冯岩等探

基金项目：国家自然科学基金资助项目（51876157）；陕西省自然科学基础研究计划青年项目(2022JQ-545)；中国博士后科学基金资助项目（2021M702573）。
作者简介：赵振（1990-），男，博士生，研究方向：高端部件冷却技术。Email:316921916@qq.com.

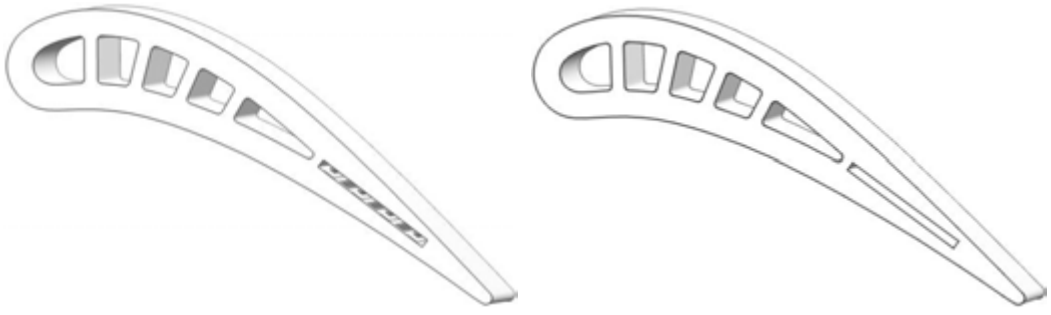
究了凹陷形状如球形、椭球形、倾斜椭球形及水滴形对通道性能的影响。结果表明水滴形凹陷通道的综合热力系数最好[12]。

上述文献综述表明，球形、椭圆形及水滴型凹陷/凸起结构有较好的流动与传热性能，但这些结构无法像圆台结构一样提供支撑作用，很难满足高温涡轮叶片尾缘的结构强度要求。基于此，本课题组在具有高传热的凸起和具有低流阻的凹陷结构的基础上提出了一种新型的具有较好结构强度的圆台冷却结构，并对圆台通道的流动与传热性能及结构优化等进行了深入地研究[13-15]。因此，本文为了探究适用于高温涡轮叶片尾缘的新型冷却结构，将优化得到的圆台结构应用到某型五内冷叶片的尾缘。采用数值方法探究了冷气与主流温度比，主流进、出口压比以及冷气与主流流量比对尾缘分别为圆台结构和光滑通道叶片冷却性能（包括冷却效率和无量纲温度分布）的影响规律，并采用全因子试验设计和幂函数公式相结合的方式拟合得到了叶片冷却性能的经验公式。研究结果可为未来新型高温涡轮叶片尾缘冷却结构冷却性能的分析提供参考和借鉴。

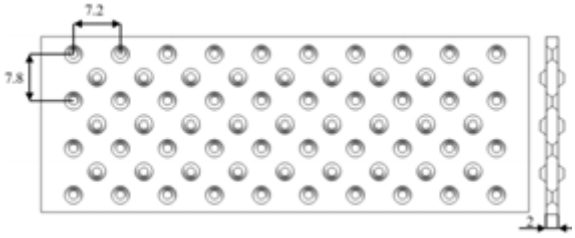
1 研究对象和数值方法

1.1 研究对象

图 1 给出了具体的研究对象，图 1（a）和图 1（b）分别给出了尾缘分别为圆台结构和光滑通道的新型叶片，目的是为了对比分析不同工况参数对尾缘分别为圆台结构和光滑通道对叶片冷却性能的影响规律。图 1（c）给出了圆台结构的布置，根据本课题组前期的研究，选取了流动与传热性能最优的一种圆台结构[14]，并将其尺寸缩小 10 倍，具体如下：圆台高度为 1mm，圆台底部直径为 3mm，角度为 29.85°，流向间距为 7.2mm，展向间距为 7.8mm，圆台通道的高度为 2mm，长度为 83mm，宽度为 30mm。为了对比分析，选取了尾缘为光滑通道的叶片，光滑通道的入口尺寸与圆台结构通道相同。



（a）尾缘为圆台结构的叶片　　（b）尾缘为光滑通道的叶片



（c）圆台结构的布置

图 1　研究对象

1.2 数值方法

图 2 给出了具体的数值模型，研究时将叶片两侧流道设置为周期性边界条件。尾缘分别为圆台结构和光滑通道的冷气流量根据其相应的当量直径占总冷气流量的 7.5%。此外，为了保证数值模拟的准确性，将冷气通道的进口和出口分别延长了 100mm。尾缘分别为圆台结构和光滑通道叶片通道数值计算的边界条件具体如下：主流入口给定总温和总压，冷气入口给定静温和质量流量；主流出口设置为平均静压，其值与实验获得的出口平均静压相同，并允许静压在平均值的 5%以内波动。将与流体域有接触的叶片壁面设置为流-固交界面，流体面和固体面具有相同的温度分布和热流密度分布；其余固体表面设置为绝热壁面。

采用商用软件 CFX 对尾缘分别为圆台结构和光滑通道叶片通道的冷却性能进行数值研究，在本研究中，残差水平包括连续性方程、动量方程和能量方程等均被设置为 10^{-6}。此外，参考文献[16]的研究结果表明，使用 SST *k-ω* 湍流模型可以准确地预测涡轮叶片的冷却性能，并与实验结果更加吻合。因此，在本文对叶片通道冷却性能的研究中，也采用了 SST *k-ω* 湍流模型来进行数值研究。

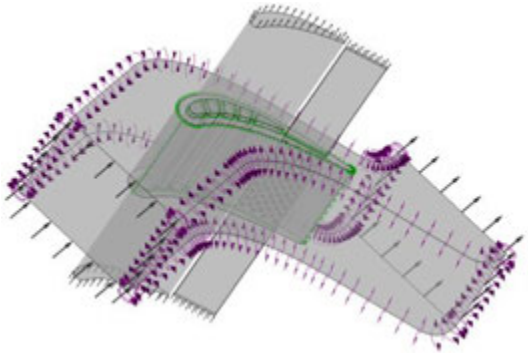
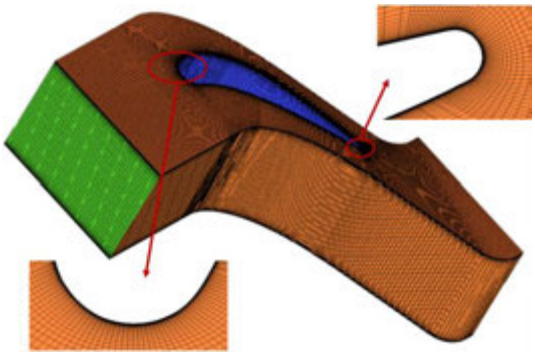


图 2　数值模型

图 3 给出了具体的网格模型，主流流体域的网格采用结构化网格进行划分，而叶片固体域网格均采用非结构化网格进行划分。其中，3（a）和 3（b）分别给出了尾缘圆台结构和光滑通道叶片的非结构化网格，由于均为固体域网格，因此不需要对边界层进行加密，在网格划分时定义最大网格尺寸为 0.5mm，并对有圆角及结构尺寸细小的区域进行了局部加密。图 3（c）给出了叶栅流道的结构化网格，由图 3（c）可知，对流体域的近壁面网格进行了细分化处理，第一层网格尺寸为 0.001mm，网格增长比为 1.2，这样可以保证网格的 y^+值小于等于 1。另外，剩余区域的网格较为简单，所以并未给出。



（a）尾缘为圆台结构的叶片　　（b）尾缘为光滑通道的叶片



（c）叶栅流道网格

图 3　网格模型

1.3 数据处理

冷却效率公式如下：

$$\varepsilon=\frac{T_{\mathrm{gi}}-T_{\mathrm{w}}}{T_{\mathrm{gi}}-\mathrm{T}_{\mathrm{ci}}} \tag{1}$$

式中：T_{gi} 为主流的入口温度/K；T_{w} 为叶片表面的温度/K；T_{ci} 为冷却空气的入口温度/K。

平均冷却效率公式如下：

$$\varepsilon_{\mathrm{ave}}=\int_{A}\varepsilon \mathrm{d}A \Big/ A \tag{2}$$

式中：A 为叶片的表面积。

无量纲温度公式如下：

$$\eta=T_{\mathrm{w}} / T_{\mathrm{gi}} \tag{3}$$

平均无量纲温度公式如下：

$$\eta_{\mathrm{ave}}=\int_{A}\eta \mathrm{d}A \Big/ A \tag{4}$$

表 1 给出了具体的实验工况，实验工况包括主流入口温度、主流出口压力、主流进、出口压比、冷气与主流温度比以及流量比，文献[17]表明上述五个实验工况中，主流入口温度和主流出口压力对叶片冷却性能的影响较小，因此，保持主流入口温度为 695 K 和主流出口压力 140 kPa 不变，冷气与主流温度比的变化范围为 0.6 ~ 0.7，主流进、出口压比的变化范围为 1.3 ~ 1.5，冷气与主流流量比乘以 100 即 M_{r} 的变化范围为 3 ~ 8。对冷气与主流温度比、流量比和主流进、出口压比进行了全因子试验设计，每个因子有三个水平，因此共有 27 组实验工况。

表 1　具体的实验工况

工况参数	变化范围
主流入口温度 T_{gi}/K	695K
主流出口压力 p_{go}/kPa	140kPa
冷气与主流温度比 T_{r}	0.6 ~ 0.7
主流进、出口压力比 p_{r}	1.3 ~ 1.5
冷气与主流流量比乘以 100 即 M_{r}	3 ~ 8

2 网格无关性和实验验证

2.1 网格无关性

为保证模拟方法的经济和可靠，对尾缘为圆台结构的叶片通道进行了网格无关性验证。其中，叶栅流道的网格数量选取为 248 万。针对尾缘为圆台结构的叶片共划分了 5 套网格，表 2 对比给出了计算域的总网格数分别为 271 万、283 万、291 万、304 万、310 万时在所有工况参数均处于中值时尾缘为圆台结构叶片表面的平均冷却效率、平均无量纲温度的变化规律。表 2 显示，尾缘为圆台结构叶片表面的平均冷却效率和平均无量纲温度随着网格数的增加而增加。固体域网格每次增加约 10 万，当总网格数从 271 万增加到 310 万时，两个参数的差异都低于 1%，表示已经满足网格无关性的要求。因此，本文采用了与第 4 套网格相同的划分方式对叶片通道进行网格划分。第 4 套网格共有 304 万网格数量，其中流体域网格数量为 248 万，固体域网格数量为 56 万。

表 2　尾缘为圆台结构叶片通道的网格无关性验证

固体域网格	总网格数	ε_{ave}	η_{ave}
234870	2713080	0.386	0.802
352182	2830392	0.401	0.817
426875	2905085	0.425	0.831
564780	3042990	0.442	0.845
624792	3103002	0.443	0.846

2.2 实验验证

本文旨在探究不同工况参数对尾缘分别为圆台结构和光滑通道叶片通道的冷却性能的影响规律。为了模拟燃气轮机中叶栅环境和高温流场，本课题组对与本文研究相同叶型的具有五个内冷通道的叶片（简称五内冷叶片）进行了实验和数值研究[17,18]。图 4 给出了具体的五内冷叶片的实验系统图。本文研究的叶片是在五内冷叶片基础上，在其尾缘分别添加了圆台结构和光滑通道。因此，本文采用五内冷叶片的实验数据对数值方法研究进行验证。

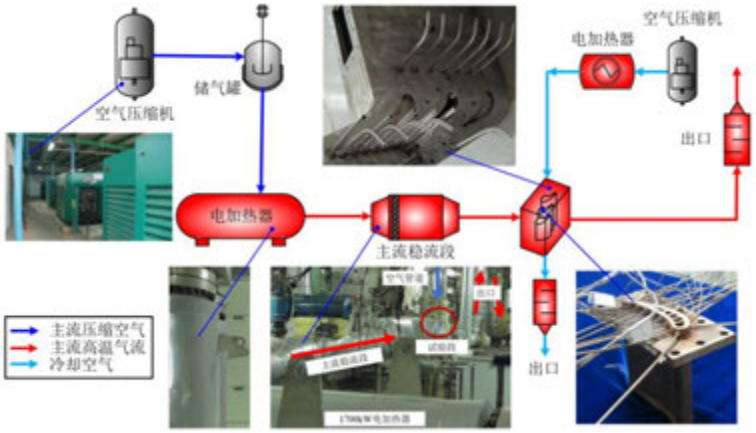


图 4　五内冷叶片的实验系统图

图 5 给出了当所有工况条件均处于中值时五内冷叶片表面当地温度的实验值和模拟值。图中，横坐标-1～1 表示涡轮叶片的无量纲相对轴向弦长，-1～0 表示叶片的压力面，0～1 表示叶片的吸力面。由图 5 可知，在相同工况条件下，实验获得和数值计算获得的五内冷叶片表面的当地温度分布曲线在叶片表面不同位置的温度变化大致相同，最大偏差出现在叶片压力面尾缘的位置，数值约为 3.6%。这说明采用 SST k-ω湍流模型的数值方法可以精确地得到叶片表面的温度分布和冷却性能。

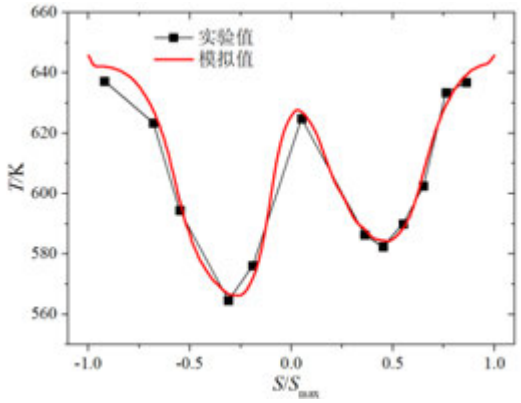
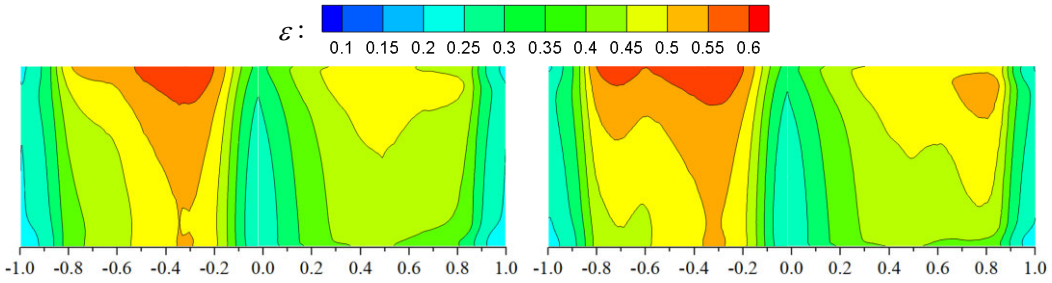


图 5　实验验证

3 数值结果分析与讨论

3.1 尾缘分别为圆台结构和光滑通道叶片的冷却性能

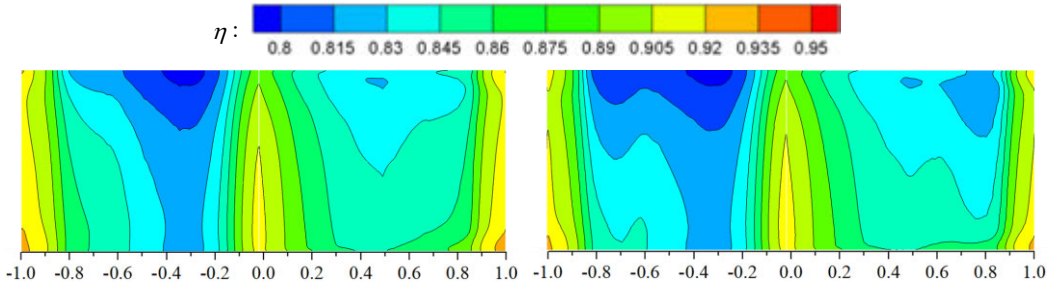
图 6 对比给出了当所有工况参数均处于中值时（即 T_{gi} = 695K，P_{go} = 140kPa，T_r = 0.65，P_r = 1.4，M_r = 5.5）尾缘分别为光滑通道和圆台结构叶片表面的冷却效率分布云图。图中，横坐标-1～1 表示涡轮叶片的无量纲相对轴向弦长，-1～0 表示叶片的压力面，0～1 表示叶片的吸力面，下同。由图 6 可知，在相同的工况条件下，尾缘为圆台结构叶片与尾缘为光滑结构叶片相比，叶片表面的冷却效率分布在叶片前缘的变化较小，但在叶片中弦区和尾缘区域，尾缘为圆台结构叶片表面的冷却效率会有较大的增加。这是由于圆台结构不仅会增大叶片尾缘的传热面积，同时，周期性的圆台结构会增加气流的扰动。这些扰动可以削弱流动边界层和热边界层，从而增强了传热效果。经过计算可知，在叶片相对轴向弦长-1～-0.65 和 0.65～1 区域尾缘为圆台结构叶片的冷却效率与尾缘为光滑结构叶片相比高约 4.52%～14.62%。此外，与尾缘为光滑通道叶片相比，尾缘为圆台结构叶片的平均冷却效率提高了约 4.84%。



（a）尾缘为光滑通道　　（b）尾缘为圆台结构

图 6　叶片表面的冷却效率分布云图

图 7 对比给出了当所有工况参数均处于中值时（即 T_{gi} = 695K，P_{go} = 140kPa，T_r = 0.65，P_r = 1.4，M_r = 5.5）尾缘分别为光滑通道和圆台结构叶片表面的无量纲温度分布云图。由图 7 可知，在相同工况条件下，尾缘为圆台结构叶片表面的无量纲温度分布与尾缘为光滑通道叶片相比叶片前缘的冷却效率变化不大，但叶片中弦区和尾缘的无量纲温度会略微降低。经过计算可知，在叶片相对轴向弦长-1～-0.65 和 0.65～1 区域尾缘为圆台结构叶片的无量纲温度与尾缘为光滑结构叶片相比低约 1.05%～2.36%。此外，与尾缘为光滑通道叶片相比，尾缘为圆台结构叶片的平均无量纲温度降低了约 0.85%。

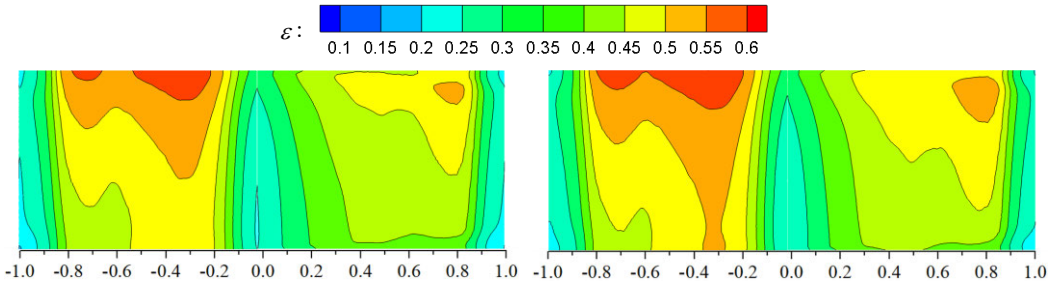


（a）尾缘为光滑通道　　（b）尾缘为圆台结构

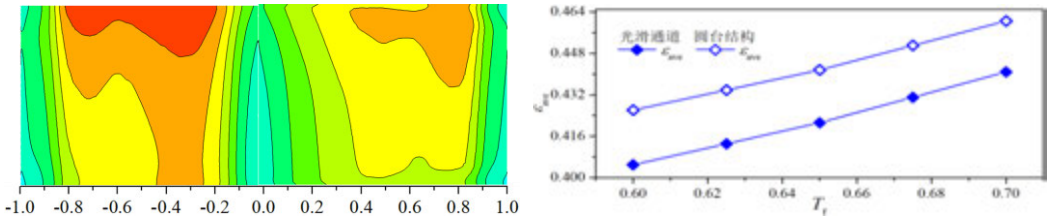
图 7　叶片表面的冷却效率分布云图

3.2 冷气与主流温度比的影响

图 8 给出了冷气与主流温度比 T_r 对尾缘为圆台结构叶片表面冷却效率分布云图的影响规律。由图 8（a）~8（c）可知，当冷气与主流温度比 T_r 从 0.6 增大到 0.7 时，尾缘为圆台结构叶片表面冷却效率的分布范围为 0.19 ~ 0.60。尾缘为圆台结构叶片表面的冷却效率随着冷气与主流温度比 T_r 的增大均呈现出增大的趋势，这说明冷气与主流温度比 T_r 会提高尾缘为圆台结构叶片表面的冷却效率。经过计算可知，当冷气与主流温度比 T_r 从 0.6 增大到 0.7 时，尾缘为圆台结构叶片表面的平均冷却效率增大了 8.07%。与尾缘为光滑通道的叶片相比，尾缘为圆台结构的叶片在尾缘有更高的冷却效率。在参数研究范围内，当冷气与主流温度比 T_r 相同时，在相对轴向弦长-1～-0.65 和 0.65～1 区域，尾缘为圆台结构叶片与尾缘为光滑通道叶片相比，叶片表面的冷却效率高约 9.23%～10.92%。由图 8（d）可知，当冷气与主流温度比从 0.6 增大到 0.7 时，尾缘为圆台结构比尾缘为光滑通道叶片表面的平均冷却效率高约 4.46%～5.21%。值得注意的是，随着冷气与主流温度比 T_r 的增大，叶片表面平均冷却效率的提升会减弱。



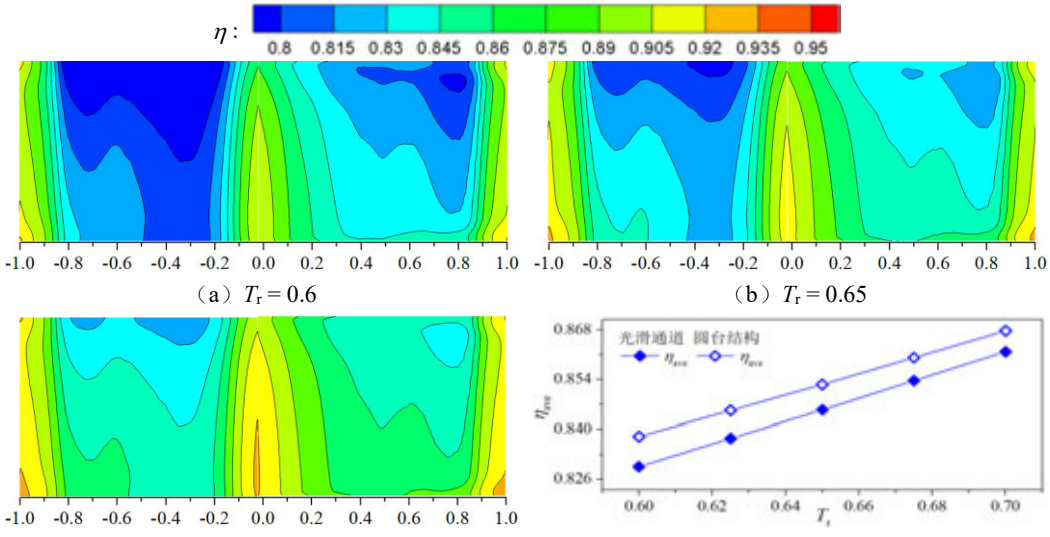
（a）T_r = 0.6　　（b）T_r = 0.65



（c）$T_r = 0.7$　　（d）平均值的变化规律

图 8　叶片表面的冷却效率分布云图

图 9 给出了冷气与主流温度比 T_r 对尾缘为圆台结构叶片表面的无量纲温度分布云图的影响规律。由图 9（a）~9（c）可知，当冷气与主流温度比 T_r 从 0.6 ~ 0.7 增大时，尾缘为圆台结构叶片表面的无量纲温度分布范围为 0.77 ~ 0.93。当冷气与主流温度比 T_r 相同且从 0.6 增大到 0.7 时，在相对轴向弦长-1 ~ -0.65 和 0.65 ~ 1 区域，尾缘为圆台结构叶片的无量纲温度与尾缘为光滑通道叶片相比低约 1.35% ~ 2.01%。由图 9（d）可以看出，当冷气与主流温度比从 0.6 增大到 0.7 时，尾缘为圆台结构叶片的平均无量纲温度与尾缘为光滑通道叶片相比低约 0.68% ~ 1.01%。随着冷气与主流温度比 T_r 的增大，叶片平均无量纲温度的降低幅度会减弱。由图 9（a）~9（c）还可知，当冷气与主流温度比 T_r 从 0.6 增大到 0.7 时，尾缘为圆台结构叶片表面的无量纲温度均呈现出增大的趋势。经过计算可知，当冷气与主流温度比 T_r 从 0.6 增大到 0.7 时，尾缘为圆台结构叶片的平均无量纲温度提高了 3.89%。



（a）$T_r = 0.6$　　（b）$T_r = 0.65$

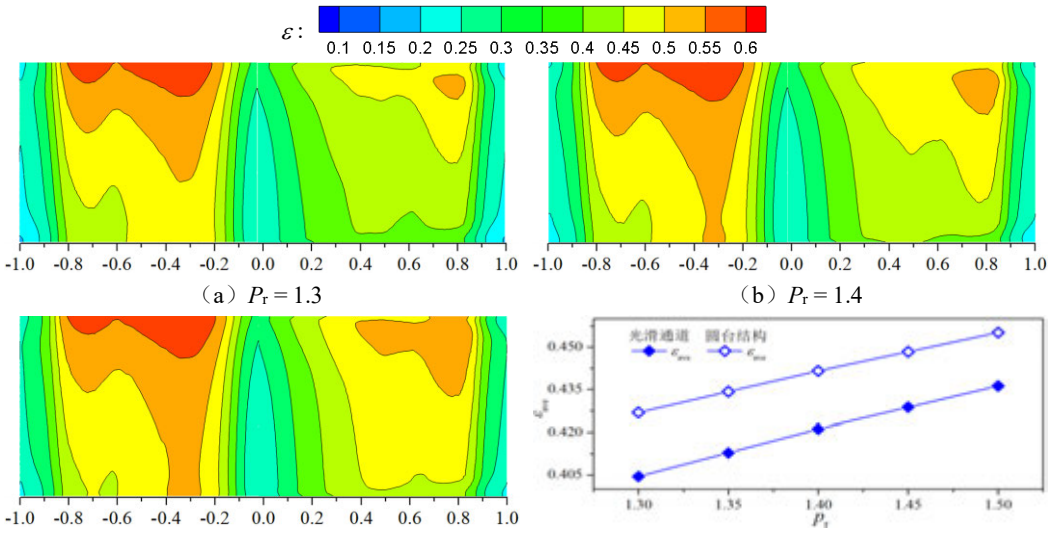
（c）$T_r = 0.7$　　（d）平均值的变化规律

图 9　叶片表面的无量纲温度分布云图

3.3 主流进、出口压比的影响

图 10 给出了主流进、出口压比 P_r 对尾缘为圆台结构叶片表面冷却效率分布的影响规律。由图 10（a）~10（c）可知，当其余工况参数保持不变，主流进、出口压比 P_r 从 1.3 ~ 1.5 增大时，尾缘为圆台结构叶片表面的冷却效率分布范围为 0.18 ~ 0.59。尾缘为圆台结构叶片表面的冷却效率分布会增大。经过计算可知，当 P_r 从 1.3 增大到 1.5 时，

尾缘为圆台结构叶片的平均冷却效率提高了 6.63%。经过对比可知，在相对轴向弦长-1～-0.65 和 0.65～1 区域，尾缘为圆台结构叶片的冷却效率与尾缘为光滑通道叶片相比高约 9.02%～11.59%。由图 10（d）可以看出，当主流进、出口压比从 1.3～1.5 增大时，尾缘为圆台结构叶片的平均冷却效率与尾缘为光滑通道叶片相比高约 4.34%～5.54%。值得注意的是，随着主流进、出口压比的增大，平均冷却效率的增大幅度会减弱。

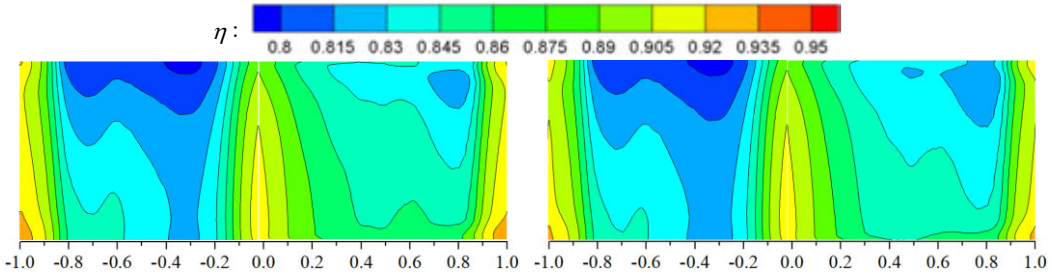


（a）$P_r = 1.3$　（b）$P_r = 1.4$

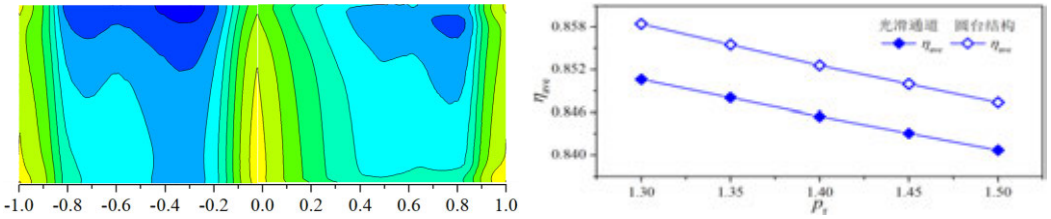
（c）$P_r = 1.5$　（d）平均值的变化规律

图 10　叶片表面的冷却效率分布云图

图 11 给出了主流进、出口压比 P_r 对尾缘为圆台结构叶片表面无量纲温度分布云图的影响规律。当其余工况参数处于中值并保持不变，主流进、出口压比 P_r 从 1.3～1.5 增大时，尾缘为圆台结构叶片表面的无量纲温度分布范围为 0.79～0.94。由图 11（a）~11（c）可以看出，当主流进、出口压比 P_r 增大时，尾缘为圆台结构叶片表面的无量纲温度均有所降低。其中，叶片前缘的无量纲温度变化较小，仅降低约 0.1%，而叶片中弦区和尾缘区域的无量纲温度降低了约 1.2%。经过计算可知，当主流进、出口压比 P_r 从 1.3 增大到 1.5 时，尾缘为圆台结构叶片的平均无量纲温度降低了 1.16%。经过对比可知，当主流进、出口压比 P_r 从 1.3 增大到 1.5 时，在相对轴向弦长-1～-0.65 和 0.65～1 的区域，尾缘为圆台结构叶片的无量纲温度与尾缘为光滑通道叶片相比低约 1.57%～1.81%。由图 11（d）可以看出，当主流进、出口压比 P_r 增大时，尾缘为圆台结构叶片的平均无量纲温度与尾缘为光滑通道叶片相比低约 0.78%～0.91%。值得注意的是，随着主流进、出口压比 P_r 的增大，平均无量纲温度的降低幅度会减弱。



（a）$P_r = 1.3$　（b）$P_r = 1.4$

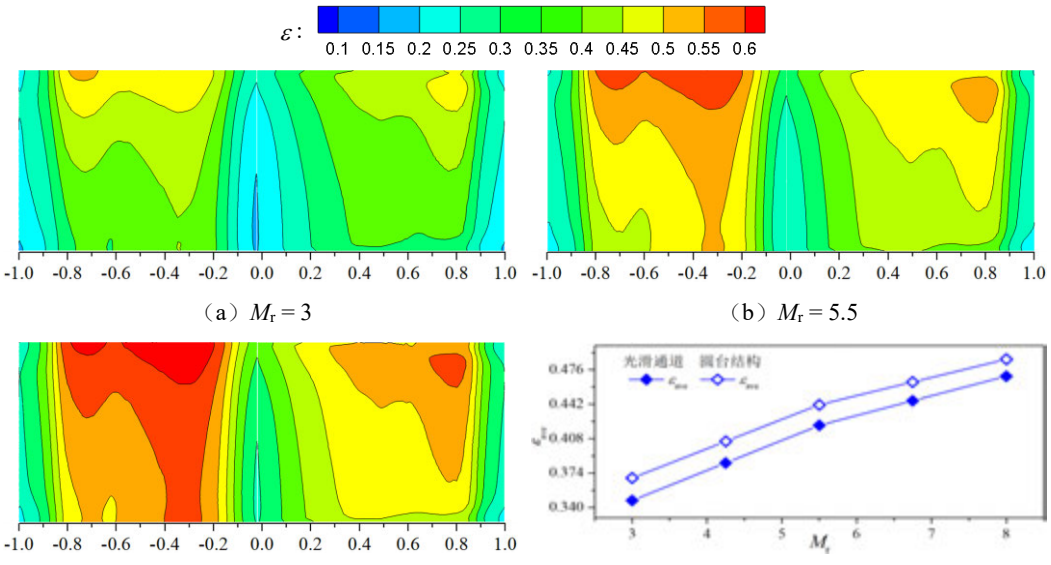


（c）$P_r = 1.5$　　（d）平均值的变化规律

图 11　叶片表面的无量纲温度分布云图

3.4 冷气与主流流量比的影响

图 12 给出了冷气与主流流量比乘以 100 即 M_r 对尾缘为圆台结构叶片表面冷却效率分布云图的影响规律。由图 12（a）~12（c）可知，当 M_r 分别为 3、5.5、8 时，尾缘为圆台结构叶片表面的冷却效率分布范围分别为 0.19 ~ 0.51、0.21 ~ 0.59 和 0.22 ~ 0.64。这说明 M_r 的增大会显著提高尾缘为圆台结构叶片表面的冷却效率。经过计算可知，当 M_r 从 3 增大到 8 时，尾缘为圆台结构叶片的平均冷却效率增大了 31.74%。经过对比可知，在相对轴向弦长-1 ~ -0.65 和 0.65 ~ 1 的区域，尾缘为圆台结构叶片的冷却效率与尾缘为光滑通道叶片相比高约 8.44% ~ 12.88%。由图 12（d）可以看出，当 M_r 从 3 增大到 8 时，尾缘为圆台结构与尾缘为光滑通道相比，叶片的平均冷却效率与高约 3.53% ~ 6.35%。值得注意的是，平均冷却效率的增大幅度会随着 M_r 的增大而减弱。



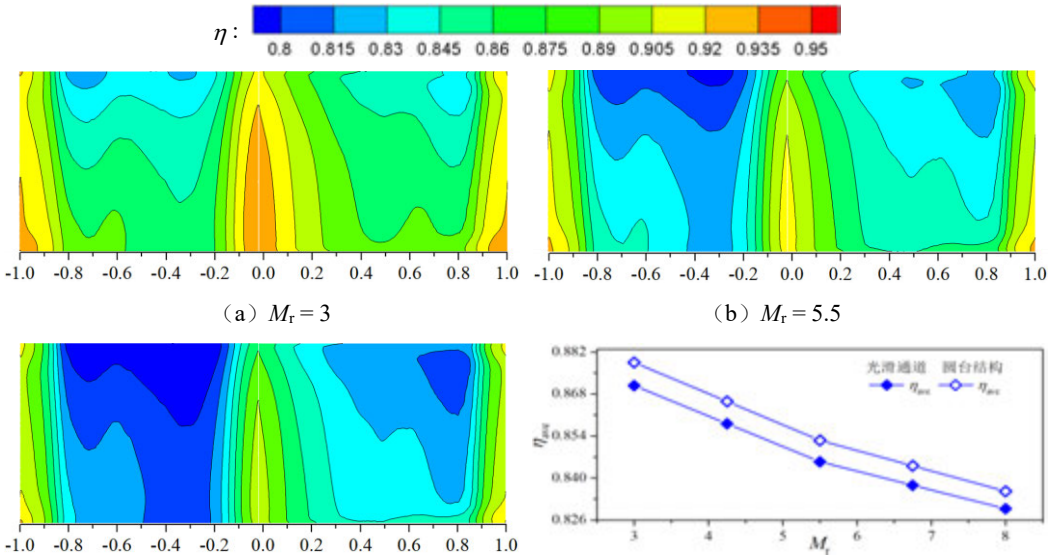
（a）$M_r = 3$　　（b）$M_r = 5.5$

（c）$M_r = 8$　　（d）平均值的变化规律

图 12　叶片表面的冷却效率分布云图

图 13 给出了冷气与主流流量比乘以 100 即 M_r 对尾缘为圆台结构叶片表面的无量纲温度分布的影响规律。由图 13（a）~13（c）可知，当 M_r 分别为 3、5.5、8 时，尾缘为圆台结构叶片表面的无量纲温度分布范围分别为 0.82 ~ 0.94、0.80 ~ 0.93 和 0.78 ~ 0.92。这说明 M_r 的增大会降低尾缘为圆台结构叶片表面的无量纲温度。经过计算可知，当 M_r 从 3 增大到 8 时，尾缘为圆台结构叶片的平均无量纲温度降低了 4.71%。经过对比可知，

当 M_r 从 3 增大到 8 时，在叶片尾缘，即相对轴向弦长-1～-0.65 和 0.65～1 的区域，尾缘为圆台结构叶片的无量纲温度与尾缘为光滑通道叶片相比低约 1.55%～1.69%。这说明圆台结构与光滑通道相比能更好地降低叶片表面的无量纲温度。从图 13（d）可以看出，当 M_r 从 3 到 8 增大时，尾缘为圆台结构叶片的平均无量纲温度与尾缘为光滑通道叶片相比低约 0.69%～0.88%。值得注意的是，随着 M_r 的增大，平均无量纲温度的降低幅度会减弱。



（a）$M_r = 3$　　（b）$M_r = 5.5$

（c）$M_r = 8$　　（d）平均值的变化规律

图 13　叶片表面的无量纲温度分布云图

3.5 经验公式的拟合

尾缘为圆台结构叶片冷却性能的拟合公式对于指导未来新型高温涡轮叶片的冷却结构设计具有一定的指导意义，因此对其进行公式拟合很有必要。本课题组研究表明幂函数形式的拟合公式能够较好地满足拟合要求[15,19]。根据本文节 3.2～3.4 叶片冷却性能的分析可知，尾缘为圆台结构叶片的冷却效率和无量纲温度均随着冷气与主流温度比、主流进、出口压比和冷气与主流流量比的增大单调增大或降低，这满足幂函数公式拟合的条件。因此，可以将涡轮叶片冷却性能ε_{ave}、η_{ave} 与工况参数 T_r、P_r 和 M_r 的拟合公式设置为幂函数的形式，即：

$$\varepsilon_{ave}、\ \eta_{ave} = aT_r^b P_r^c M_r^d \tag{5}$$

基于 27 个工况点，采用幂函数方法拟合出反映 T_r、P_r 和 M_r 对尾缘为圆台结构高温涡轮叶片平均冷却效率ε_{ave} 和平均无量纲温度η_{ave} 影响的拟合公式，即：

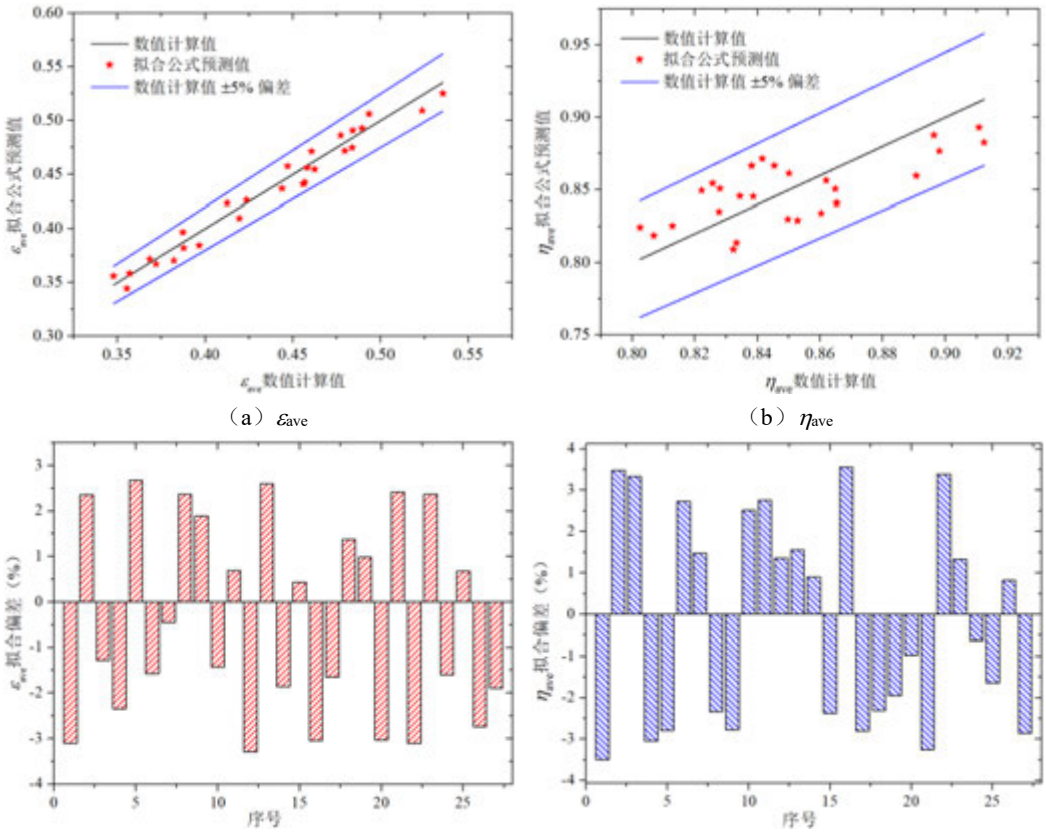
$$\varepsilon_{ave} = 0.289T_r^{0.501}P_r^{0.448}M_r^{0.286} \tag{6}$$

$$\eta_{ave} = 1.052T_r^{0.051}P_r^{0.248}M_r^{-0.049} \tag{7}$$

拟合公式的适用范围为：$0.6 \le T_r \le 0.7$，$1.3 \le P_r \le 1.5$，$3 \le M_r \le 8$。

图 14 给出了通过幂函数拟合得到的叶片冷却性能经验公式的偏差，图 14（a）和图 14（b）分别给出了尾缘为圆台结构叶片平均冷却效率和平均无量纲温度的数值计算值和

拟合公式预测值的差异。图 14（c）和图 14（d）分别给出了两者的偏差分布。由图 14 可知，与数值计算值相比，叶片冷却性能经验公式的偏差基本在±5%以内。叶片平均冷却效率经验公式的最大偏差为 3.56%，同时偏差绝对值的平均值为 1.32%。平均无量纲温度经验公式的最大偏差为 3.11%，同时偏差绝对值的平均值为 1.64%。因此，本文通过全因子试验设计和幂函数相结合拟合得到的经验公式能较为准确地预测尾缘分别为圆台结构和光滑通道叶片的冷却性能。



（a）ε_{ave}　　（b）η_{ave}

（c）ε_{ave} 的偏差分布　　（d）η_{ave} 的偏差分布

图 14　拟合公式偏差

4 结　论

本文采用 SST *k-ω* 湍流模型对尾缘分别为圆台结构和光滑通道叶片的冷却性能进行了数值研究，并采用全因子试验设计和幂函数拟合得到了相关的经验公式。得到的主要结论如下：

（1）当所有工况参数均处于中值时，尾缘为圆台结构叶片表面的冷却效率分布与尾缘为光滑通道叶片相比，在叶片前缘的冷却性能变化不大。然而，在叶片中弦区和尾缘区域，尾缘为圆台结构叶片与尾缘为光滑通道叶片相比，冷却效率高约 4.52% ~ 14.62%，同时无量纲温度低约 1.05%～2.36%。

（2）当冷气与主流温度比从 0.6 增大到 0.7 时，尾缘为圆台结构叶片与尾缘为光滑通道叶片相比，平均冷却效率高约 4.46% ~ 5.21%，同时平均无量纲温度低约 0.68% ~

1.01%。当主流进、出口压比从 1.3～1.5 增大时，前者比后者的平均冷却效率高约 4.34%～5.54%，同时平均无量纲温度低约 0.78%～0.91%。当流量比从 3～8 变化时，前者与后者相比，平均冷却效率高约 3.53%～6.35%，同时平均无量纲温度低约 0.69%～0.88%。

（3）采用幂函数拟合得到的有关叶片冷却性能的经验公式有较高的拟合精度。平均冷却效率经验公式的最大偏差为 3.56%，同时偏差绝对值的平均值为 1.32%。平均无量纲温度经验公式的最大偏差为 3.11%，同时偏差绝对值的平均值为 1.64%。

参考文献

[1] Du W, Luo L, Jiao Y, et al. Heat transfer in the trailing region of gas turbines – A state-of-the-art review[J]. Applied Thermal Engineering, 2021, 199: 117614.

[2] 王虹越．扰流柱结合凹凸结构对涡轮叶片尾缘冷却效果的影响[D]．吉林：东北电力大学，2021．

[3] Otto M, Kapat J, Ricklick M, et al. Heat Transfer in a Rib Turbulated Pin Fin Array for Trailing Edge Cooling[J]. Journal of Thermal Science and Engineering Applications: Transactions of the ASME, 2022(4): 14.

[4] Carcasci C, Facchini B, Pievaroli M, et al. Heat Transfer and Pressure Loss Measurements of Matrix Cooling Geometries for Gas Turbine Airfoils[J]. Journal of Turbomachinery, 2014, 136(12): 121005.

[5] Du W, Luo L, Wang S, et al. Enhanced heat transfer in a labyrinth channels with ribs of different shape[J] International journal of numerical methods for heat and fluid flow. 2020, 30(2): 724-741.

[6] Rashidi S, Hormozi F, Sundén B, et al. Energy saving in thermal energy systems using dimpled surface technology – A review on mechanisms and applications[J]. Applied Energy, 2019, 250: 1491-1547.

[7] Jing Q, Xie Y, Zhang D. Numerical investigation on the flow and heat transfer in swirl chambers with distributed multi exit slots and dimple/protrusion structure[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2020, 119: 104923.

[8] Murata A, Yano K, Hanai M, et al. Arrangement Effects of Inclined Teardrop-Shaped Dimples on Film Cooling Performance of Dimpled Cutback Surface at Airfoil Trailing Edge[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 107: 761-770.

[9] Yamamoto S, Murata A, Saito H, et al. Arrangement Effects of 30 deg Inclined Teardrop-Shaped Dimples on Film Cooling Flow Over Dimpled Cutback Surface at Airfoil Trailing Edge Investigated by 2D3C-PTV[J]. Journal of Heat Transfer, 2020, 142(4): 042301.

[10] Leontiev A I, Kiselev N A, Vinogradov Y A, et al. Experimental Investigation of Heat Transfer and Drag on Surfaces Coated with Dimples of Different Shape[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2017, 118: 152-167.

[11] Xie S, Liang Z, Zhang J, et al. Numerical Investigation on Flow and Heat Transfer in Dimpled Tube with Teardrop Dimples[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 131: 713-723.

[12] 冯岩，饶宇，李博．凹陷涡发生器形状对湍流流动与传热性能的影响[J]．上海交通大学学报，2015，49(05)：614-619．

FENG Yan, RAO Yu, LI Bo. Influence of Dimple Shapes on Turbulent Flow and Heat Transfer[J]. Journal of Shanghai Jiaotong University, 2015, 49(05): 614-619.

[13] 赵振，徐亮，高建民，等．圆台扰流换热器的流动与传热特性研究[J].西安交通大学学报，2021，55(10)：131-143．

ZHAO Zhen, XU Liang, GAO Jianmin, et al. Study on the Flow and Heat Transfer Characteristics of the Heat Exchanger with Cone-Type Vortex Generaters[J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2021, 55(10): 131-143.

[14] Zhao Z, Xu L, Gao J, et al. Multi-Objective Optimization of Parameters of Channels with Staggered Frustum of a Cone Based on Response Surface Methodology[J]. Energies, 2022, 15(3), 1240.

[15] 赵振，高建民，徐亮，等．叉排圆台通道流动和传热特性的数值研究[J]．工程热物理学报，2022，43(09)：2423-2432．

ZHAO Zhen, GAO Jianmin, XU Liang, et al. Numerical Study on Flow and Heat Transfer Characteristics of Channels with Staggered Frustum of a Cone[J]. Journal of Engineering thermophysics, 2022, 43(09): 2423-2432.

[16] 徐亮，税琳棋，高建民等．透平叶片双工质冷却流量和流向的优化配置[J]．西安交通大学学报，2012，46(05)：7-12+90．

XU Liang, SHUI Linqi, GAO Jianmin, et al. Investigation on Optimal Allocation of Mass Flow and Direction for Binary Cooling Turbine Test Blades[J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2012, 46(05): 7-12+90.

[17] Zhao, Z.; Xi, L.; Gao, J.; Xu, L.; Li, Y. Numerical Study on Cooling Performance of a Steam-Cooled Blade Based on Response Surface Method[J]. Applied Sciences, 2023, 13(11), 6625.

[18] 王维．燃气轮机透平导叶双工质冷却性能及热应力协同研究[D]．西安：西安交通大学，2013．

[19] 席雷，高建民，徐亮，等.涡轮叶片前缘阵列冲击冷却流动及传热特性数值研究[J].工程热物理学报,2021, 42 (02): 430-437.

XI Lei, XU Liang, GAO Jianmin, et al.Numerical Study on Flow and Heat Transfer Characteristics of Jet Array Impingement Cooling in Turbine Blade Leading Edge[J].Journal of Xi'an Jiaotong University,2021, 55 (03): 29-36.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：14xxxx

变截面水平半圆通道内超临界 CO_2 传热特性的数值研究

朱兵国，巩楷刚，施佳宝，彭斌
（兰州理工大学机电工程学院，甘肃 兰州 730050）
(Tel: 13919835339, Email: zhubg@lut.edu.cn)

摘要：印刷电路板式换热器（PCHE）作为 S-CO_2 发电系统实现热能传递的关键设备，其性能对系统的效率至关重要。本文采用数值模拟的方法探索了水平变截面半圆通道内 S-CO_2 对流传热特性。计算结果表明，在相同的工况条件下，与均匀通道相比，渐扩通道可以有效地增强传热，总传热系数最多提高 101.7%。从温度、密度、导热系数和湍动能的分布，揭示了 S-CO_2 在不同通道内传热性能的机理。该结论对 S-CO_2 布雷顿循环系统换热器的优化设计和经济运行具有一定的指导意义。

关键词：变截面通道；超临界二氧化碳；强化传热；类气膜

0 前言

近年来，我国一直贯彻新发展理念，推动高质量发展，顺应全球绿色低碳发展潮流。超临界二氧化碳（S-CO_2）循环发电技术由于其系统紧凑性、高效性和灵活性等无可比拟的优势得到了国际上的广泛关注，在火电、光热发电、新一代核电、余热发电和先进舰船动力系统等领域具有很广阔的应用前景，成为了顺应时代背景的热点课题[1-5]。

S-CO_2 热物性在拟临界温度（定压比热达到最大值对应的温度）附近呈现剧烈的非线性变化，由此引发其在通道中的流动边界层结构更加复杂，传热规律更加难以预测。Pioro 和 Duffey[6-10]对众多学者发表过的超临界 CO_2 和超临界水的对流传热文章进行大量的统计，将超临界流体传热归纳为三种类型：正常传热(NHT)、强化传热(EHT)和恶化传热(HTD)。当 HTD 发生时，内壁温度将会急剧升高，导致受热表面将因温度过高被烧毁而失效，甚至导致超温爆管，影响工程安全[9-11]。此外，换热器作为 S-CO_2 循环发电系统的关键核心部件，其性能直接影响 S-CO_2 循环发电系统的整体效率。因此，探索不同运行条件下 S-CO_2 的对流传热特性，揭示其传热机理，阐述 HTD 产生的原因，提出强化传热的新方法，这将对 S-CO_2 循环发电系统的安全稳定运行和换热器性能的提升都具有重大意义[12]。

在 S-CO_2 循环发电系统中，换热器是其中最为关键的核心部件。印刷电路板式换热器（PCHE）因其结构紧凑、传热效率高、体积比小、耐高温高压等优点，被认为是 S-CO_2 发电系统中最有前途的换热器[13]。为了改进 PCHE 的设计和优化，大量的研究者开展了 S-CO_2 对流传热的研究。Pizzarelli 等[14]对超临界流体传热恶化研究现状做了较为详尽的

基金项目：甘肃省青年科学基金项目（22JR5RA283）

综述，认为尽管科学界已经做出了巨大的努力，但超临界流体传热恶化的问题还远没有被完全解决。Xie 等[15]对超临界流体的传热行为做了综述总结，认为如何提高动力循环和能量转换中的热效率首当其冲就应该考虑高效的工作介质。Zhang 等[16]从 S-CO_2 布雷顿循环关键传热部件的设计与优化角度出发，探索了 S-CO_2 不同运行工况的传热机理，提出了一种新的传热分析方法，发现边界层导热对 S-CO_2 的整体传热性能有很大的影响。刘占斌等[17]构建了泡沫材料有效热导率的预测模型，研究了不同泡沫材料填充方式对集热管内 S-CO_2 对流传热性能的影响。颜建国等[18]开展了 S-CO_2 在内凸管内对流传热特性的试验研究，得出内凸管结构可以通过牺牲较小的阻力来获取较高的传热系数增幅，从而强化传热[19]。王柯等[20]对 S-CO_2 在垂直微细管道内的传热特性进行了数值模拟，发现增大质量流速可以减小壁面边界层厚度，从而强化传热。Zhang 等[21]采用数值模拟方法研究了垂直螺旋管内 S-CO_2 的对流传热特性，主要分析了浮升力和流动加速对传热的影响机理，认为浮升力和离心力在径向方向引起了二次流动，从而提高了传热效率。Lau 等[22]为了抑制超临界水在垂直向上管内发生传热恶化现象，采用收敛、渐扩和周期性变化的截面结构进行数值模拟研究，发现收敛管道可以很好的抑制传热恶化发生，且抑制效果与渐变程度成正比。为了强化传热，众多研究者在均匀通道中间加十字形通道和交错的之字形通道、NASA 翼形肋，新型翼形等[23,24]，但增加了阻力。也有学者为了增强换热性能，同时减小压降，提出了非连续肋通道的 PCHE，例如翼形 PCHE 和 S 形翅片 PCHE[25]。

综上所述，超临界流体传热恶化的研究一直是一个热点问题，解释超临界流体传热恶化发生的原因并不统一，对超临界流体传热强化的机理也亟需研究。此外，绝大多数强化传热方法采用扩展传热面、粗糙表面、管内插入物等来促进流体扰动或交混的传统方法，都未能很好的解决增大传热系数带来的压降惩罚问题。但是换热器作为 S-CO_2 发电系统实现热能传递最为关键的设备之一，也是循环中不可逆损失较大的部件，其对系统安全、稳定运行以及发电效率的提高具有重要作用，故换热器综合性能的提升就显得尤为重要。

在相同换热面积下，相较于等截面管，变截面管会改变管内流体流场和温度场的分布，进而影响流动边界层和热边界层的演化、湍流场分布、场协同性以及类气膜厚度的发展，最终影响其流动传热性能。因此，采用变截面通道来提升 S-CO_2 的传热性能，是一个可能突破的新方向。因此，本文的目的是对半圆形变截面通道 PCHE 的对流换热性能进行数值研究。首先，在相同换热面积下，建立了半圆形等截面通道和半圆形变截面通道的物理模型；然后比较了半圆形等截面通道和提出的半圆形变截面通道在不同工况下的换热性能。最后，揭示了变截面通道强化换热的机理。本工作旨在为 S-CO_2 发电系统换热器的设计和优化提供新的思路。

1 数值方法

1.1 物理模型

渐扩通道是指可变横截面半圆形通道，均匀通道是指均匀横截面半圆形通道。均匀通道和渐扩通道的物理模型如图 1 所示。为读者方便阅读理解，在下面的讨论中，A、B 分别表示均匀通道和渐扩通道。A 通道的直径为 5mm，加热段长度为 1200mm；B 通道

的入口直径为 3mm，出口直径为 7mm，为了与 B 通道保证相同的换热面积，计算得 B 通道加热长度为 1199.99mm。此外，入口和出口分别建立了长度为 300mm 和 100mm 的绝热段，以消除入口效应和出口回流对 S-CO_2 对流传热特性产生影响。重力方向设定为与 y 轴反向相同，半圆管中心顶部母线定义为顶母线，底部中心母线定义为底母线。本文主要研究 S-CO_2 在水平半圆通道内对流传热的特性，管壁厚度并不会影响流体域，故忽略管壁厚度。

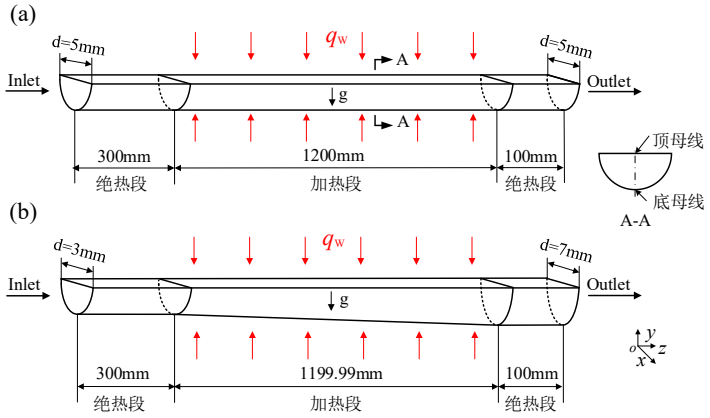


图 1 物理模型和坐标系统

1.2 控制方程

由于本文主要研究的是 S-CO_2 管内对流传热特性，而 S-CO_2 的热物性在拟临界点附近相当剧烈，不同的运行工况条件对其传热行为的影响较为显著，因此，需要选用合适的湍流模型为本文数值模拟奠定理论基础，故对湍流模型进行了初步的评估及选取。三维稳态湍流对流传热控制方程在直角坐标系下表示为：

质量守恒方程：

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

动量守恒方程：

$$\frac{\partial\left(\rho u_i u_j\right)}{\partial x_j}=-\frac{\partial p}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu\frac{\partial u_i}{\partial x_j}-\overline{\rho u_i' u_j'}\right)+\rho g_i \tag{2}$$

能量守恒方程：

$$\frac{\partial\left(\rho u_i h\right)}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_i}\left[\mu\left(\frac{1}{Pr}+\frac{\mu_t/\mu}{Pr_t}\right)\frac{\partial h}{\partial x_i}\right] \tag{3}$$

关于 AKN、LS、RNG、Standard k-ε、YS 和 SST k-ω 湍流模型输运方程表达式及相关常数项和函数项详细信息可参考文献[26,27]。本文选取已有的实验数据，评估了 AKN、LS、RNG、Standard k-ε、YS、SST k-ω 六种湍流模型预测 S-CO_2 传热的能力，以确定合

适的湍流模型分析水平管内 S-CO_2 的传热特性。

式(1-3) 中：u 为速度矢量，m/s；ρ 表示密度，kg/m^3；μ 为粘度系数，Pa·s；h 为比焓，kJ/kg；重力加速度 g 取 9.8m/s^2，Pr_t 为湍流普朗特数，其它常数项和函数项详见文献[26]。

1.3 网格划分

使用 ANSYS-ICEM 软件创建了结构化六面体网格。为了让网格能够与模型完美关联，对半圆形通道采取 C 型网格结构划分，图 2 展示了 C 型网格结构划分的方法及其网格质量，由于 S-CO_2 的热物性在拟临界点附近变化显著，因此应在流体域近壁面附近采取加密处理，此外，为了满足 SST k-ω 湍流模型对计算的要求，本文中设定第一层网格的高度为 0.001 2 mm，来保证流体域中靠近壁的第一个网格的无量纲 y+<1[28]。图 2(b) 展示了网格质量，可以看出网格质量的范围在 0.85-1 之间，表明网格划分方法是合理的，从而保证计算结果的准确性。

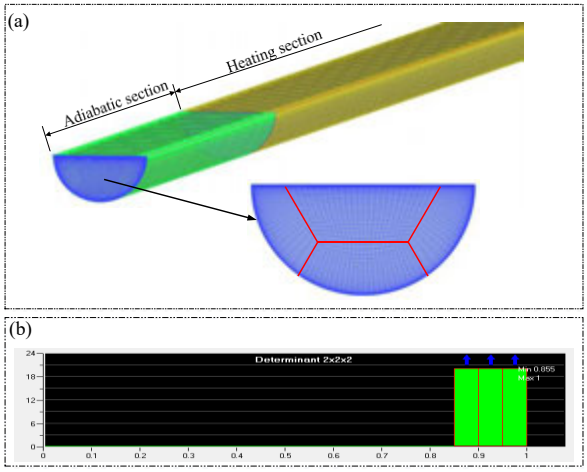


图 2 网格划分及网格质量展示

1.4 边界条件与计算方法

基于压力求解器求解控制方程，通过 Fluent 软件对水平渐扩管内的流动传热特性进行了数值模拟计算。采用有限体积法对控制方程离散，离散格式采用二阶迎风算法，对压力速度耦合方程采用 SIMPLEC 算法求解。边界条件的设置在一定程度上根据关键部件的实际运行工况而定，入口边界条件类型设置为 Mass-flow-inlet，出口边界条件类型设置为 Pressure-outlet，壁面边界条件为无滑移剪切力边界条件，加热方式为恒定热流加热。

计算过程中能量项的松弛因子设定为 0.8，其余保持默认值。为了获取到准确的 CO_2 物性，计算过程中采用 NIST 实际气体模型。当质量方程和动量方程的最大残差值小于 10^{-5}、能量方程方程的残差值小于 10^{-6} 且内壁温度不随迭代次数变化时认为计算收敛。

截面处的主流温度、主流焓值和传热系数分别定义为：

$$T_b = \frac{\int \rho u c_p T dA}{\int \rho u c_p dA} \tag{4}$$

$$i_{\mathrm{b}}=\frac{\int \rho u i dA}{\int \rho u dA} \tag{5}$$

$$h_o=\frac{1}{n}\sum_{z=1}^{n}h_z \tag{6}$$

$$h_z=\frac{q_{\mathrm{w}}}{\overline{T_{\mathrm{w,z}}}-T_{\mathrm{b}}} \tag{7}$$

式(4-7)中：A 为流体域截面面积，h_z 是沿流动方向不同横截面处的局部传热系数。n 的值表示沿流向的局部位置总数，$\overline{T_{\mathrm{w,z}}}$ 表示不同截面下的平均圆周内壁温度。q_{w} 是对应壁面的热流密度。

底母线和顶母线的传热系数可以表示为：

$$h_{\mathrm{top}}=\frac{q_{\mathrm{w}}}{T_{\mathrm{w,top}}-T_{\mathrm{b}}},h_{\mathrm{bot}}=\frac{q_{\mathrm{w}}}{T_{\mathrm{w,bot}}-T_{\mathrm{b}}} \tag{8}$$

上式中，$T_{\mathrm{w,top}}$ 和 $T_{\mathrm{w,bot}}$ 分别是顶母线和底母线的内壁温度。

为了定量评估 B 管的传热性能，评估标准定义为：

$$\eta=\frac{h_{\mathrm{B},o}-h_{\mathrm{A},o}}{h_{\mathrm{A},o}} \tag{9}$$

其中 $h_{\mathrm{B,o}}$ 是 B 通道的对流总传热系数，$h_{\mathrm{A,o}}$ 是 A 通道的对流总传热系数。η 表示 B 与 A 的相对增加/减少比率。

1.5 湍流模型的评价及优选

选择合理准确的湍流模型对数值模拟结果的准确性起着决定性作用，因此大量的研究者对湍流模型进行深入的研究，认为 SST k-ω 湍流模型对 S-CO_2 在不同的通道内具有较高的预测精度，但是大部分研究质量流速主要集中在中高质量流速条件下。由于 S-CO_2 热物性在拟临界点附近变化剧烈，在低质量流速下更容易发生传热异常现象。因此，本文对水平通道内 S-CO_2 在低质量流速条件下的对流传热特性进行了湍流模型的选取及评价。

图 3 为六种模型的预测结果与实验数据的对比。由图可知，六种湍流模型均能预测加热条件下内壁温度随 T_{w} 随主流焓值 i_{b} 的变化趋势。通过模拟数据与实验数据[29]的比较，可以看出 SST k-ω 湍流模型能够很好的预测 S-CO_2 管内对流传热规律。低雷诺数 AKN 和 YS 模型均较早的预测了传热恶化的发生，且预测的峰值温度也远远高于实验值；而 LS、RNG 和 Standard k-ε 湍流模型，虽然能够较为准确的预测传热恶化发生的管壁位置，但预测的峰值温度和内壁温度在整个主流区远远低于实验值。因此，本文选取 SST k-ω 湍流模型开展水平通道内 S-CO2 的对流传热特性数值模拟研究能够保证计算结果的

准确性和可靠性。

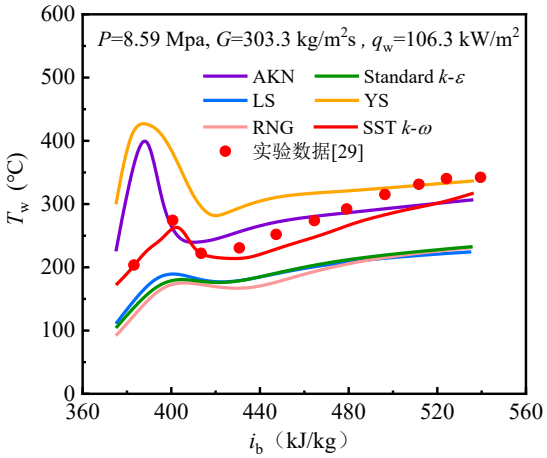


图 3 湍流模型的比较

1.6 网格独立性验证与模型验证

众所周知，网格数量过多将会浪费计算资源，过少则将会导致不能够很好的捕捉物性信息，因此选择合适的网格数量不仅有利于提高计算效率还可以保证计算精度。本文对水平均匀横截面半圆形通道，采用了 3 个不同节点数的网格系统进行测试网格独立性。从图 4 可以看出网格 1、网格 2 和网格 3 计算的内壁温度有很大不同，但网格 2 和网格 3 计算的结果非常接近。因此，鉴于计算效率和求解精度的综合影响，选择网格 2 进行计算。

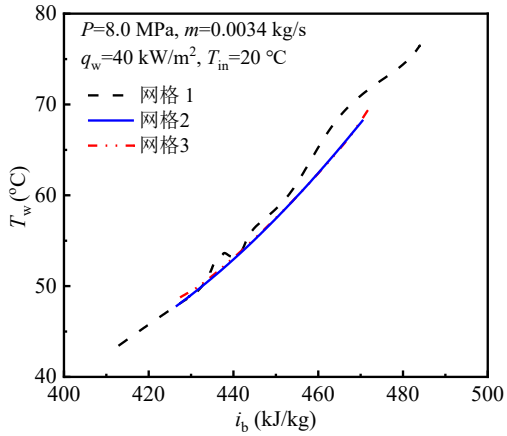


图 4 网格独立性验证

为进一步验证湍流模型和网格质量的可靠性和准确性，本文采用文献[30]的实验数据进行了数值模型验证。图 5 显示了数值模拟结果与实验数据的对比，可以观察到数值模拟计算得到的内壁温度与实验测量的内壁温度非常接近，趋势也几乎一致，从而验证了本文数值计算方法的准确性。

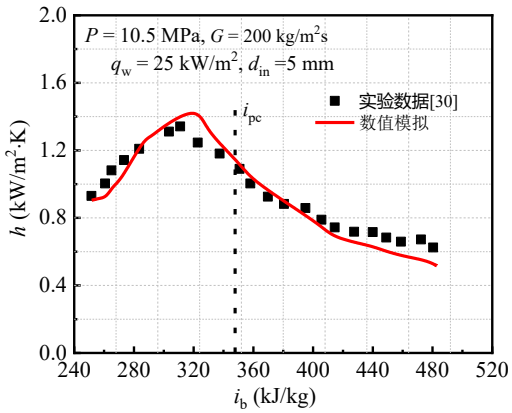


图 5 数值模拟结果与实验数据的对比

2 结果与讨论

本文通过与两种类型通道的传热性能对比，进一步验证了变截面通道传热强化的有效性。在通道传热面积不变的条件下，讨论了压力 P、热流密度 q_w 和质量流量 m 对水平通道内 S-CO_2 传热性能的影响。在分析局部传热特性的基础上，进一步探讨了渐扩通道内 S-CO_2 传热强化的机理。计算工况条件如表 1 所示。

表 1 计算工况条件

管道类型	P/MPa	m/kg/s	q_w/kW/m2	T_{in}/℃
A	8/10/12/15	0.00245/0.00295/0.00344	30/35/40/45/50	20
B		0.00393/0.00442		

2.1 压力对传热性能的影响

图 6 显示了在相同质量流量 m、热流密度 q_w 和入口温度 T_{in} 的条件下，压力 P 对两种不同管道内 S-CO_2 总传热系数 h_o 的影响。如图 6(a)所示，通道 A 中 S-CO_2 的 h_o 随压力的增加而增大，而 B 通道的 h_o 随压力的增加先增大后几乎不变。与 A 通道相比，在不同超临界压力下，B 中 S-CO_2 的 h_o 始终高于 A，在 P=8 MPa、P=10 MPa、P=12 MPa 和 P=15 MPa 的压力下，如图 6(b)所示，B 通道中 S-CO_2 的性能评价因子 η 分别提高了 74.84%、51.16%、44.72%和 40.5%，表明 B 通道的传热性能明显高于 A，即 B 通道类型可以有效地增强 S-CO_2 传热能力。

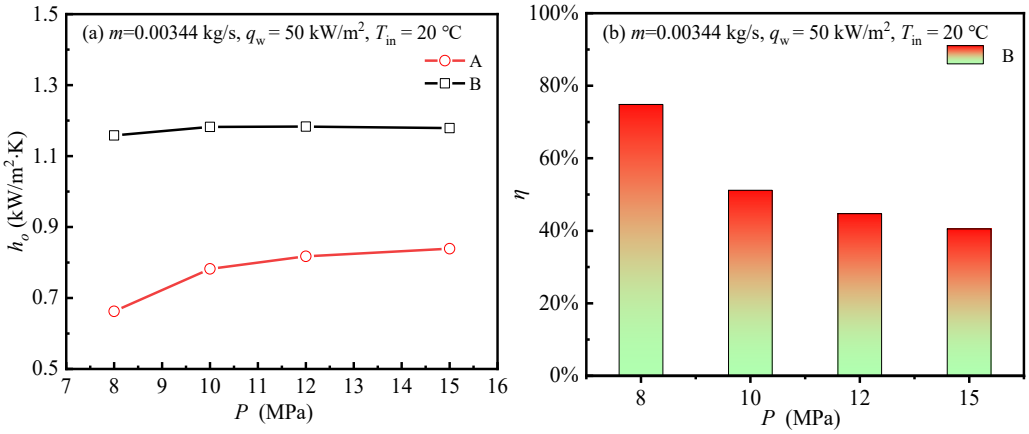


图 6 压力对两类管道传热性能的影响

2.2 质量流量对传热性能的影响

图 7 展示了质量流量对 S-CO_2 在两类不同的水平加热通道内传热性能的影响。当 P、q_w 和 T_{in} 恒定时，两种类型的通道中 S-CO_2 的传热系数 h_o 都随质量流量的增加而增加。如图 7(a)所示，B 通道的传热系数 h_o 曲线始终高于 A 的 h_o 曲线，这表明 B 通道的传热性能优于 A。与 A 通道相比，当质量流量 m 分别为 0.002 45 kg/s、0.002 95 kg/s、0.003 44 kg/s、0.003 93 kg/s 和 0.004 42 kg/s 时，如图 8(b)所示，B 中 S-CO_2 的 η 分别增加了 50.5%、101.7%、74.84%、61.35%和 59.25%。以上结果表明，B 通道有效地增强了 S-CO_2 的传热性能。此外，B 通道内 S-CO_2 的性能评价因子 η 随质量流量 m 的增加先增大后减小。

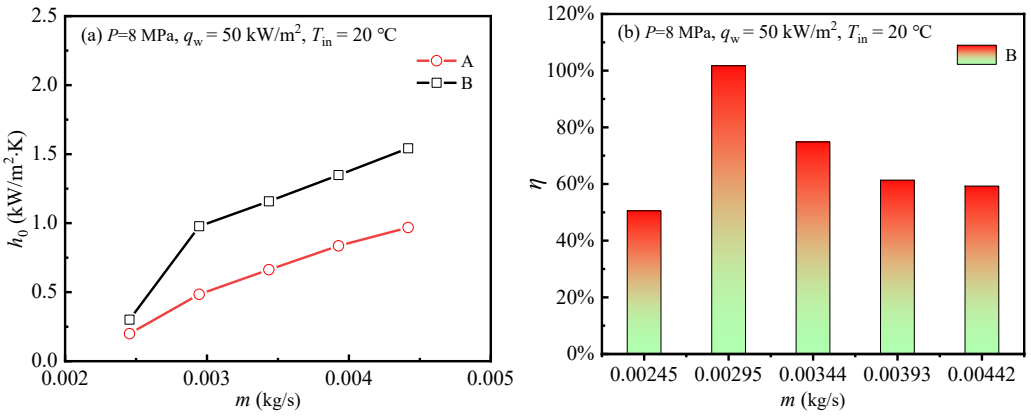


图 7 质量流量对两类通道传热性能的影响

2.3 热流密度对传热性能的影响

图 8 展示了在 P=8 MPa，m=0.003 44 kg/s，q_w=30-50 kW/m^2 时，S-CO_2 在两类水平加热通道中，热流密度 q_w 对其传热性能的影响。如图 8(a)所示，当 q_w 增加时，两类通道中 S-CO_2 的传热系数 h_o 都减小，但可以明显地观察到 B 通道中 S-CO_2 的传热性能优于 A。由图 8(b)可以观察到，当 q_w 从 30 kW/m^2 增加到 50 kW/m^2 时，B 通道内 S-CO_2 的性能评价因子 η 从 34.72%增加到 74.84%。

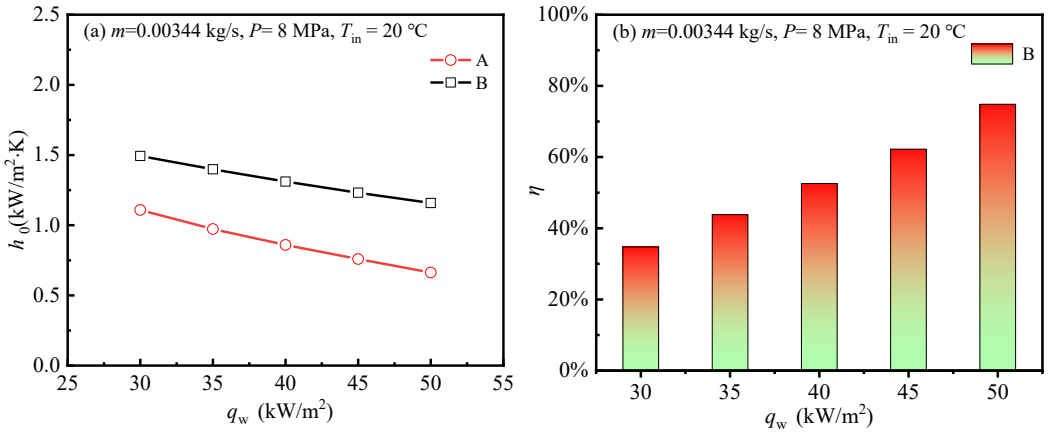


图 8 热流密度对两类通道传热性能的影响

3 局部传热特性及强化传热机理

为了进一步解释渐扩通道内 S-CO_2 传热产生强化的原因，沿流动方向对局部传热特性进行了比较。图 9 显示了 P=8 MPa、m=0.003 44 kg/s、T_{in}=20 ℃和 q_w=50 kW/m^2 时，两类通道中 S-CO_2 在顶母线处的传热系数 h_{top} 沿流动方向的分布曲线。如图 9 所示，在 z=0.7 m 之前，B 通道的 h_{top} 明显大于 A 的 h_{top}；然而，在 z=0.7 m 之后，A 通道的 h_{top} 曲线略高于 B 的 h_{top}，但总体而言 B 通道的整体传热性能优于 A。为了更好地理解 S-CO_2 在渐扩通道中强化传热的机理，选取横截面 z=0.2m、z=0.4 m、z=0.6 m、0.8 m 和 z=1.0 m 进行了分析。图 10 显示了在 P=8 MPa、m=0.003 44 kg/s、T_{in}=20 ℃和 q_w=50 kW/m^2 条件下，A 通道和 B 通道在不同截面处 S-CO_2 的温度 T（图 10a）、密度 ρ（图 10b）、导热系数 λ（图 10c）和湍动能 k（图 10d）的云图。

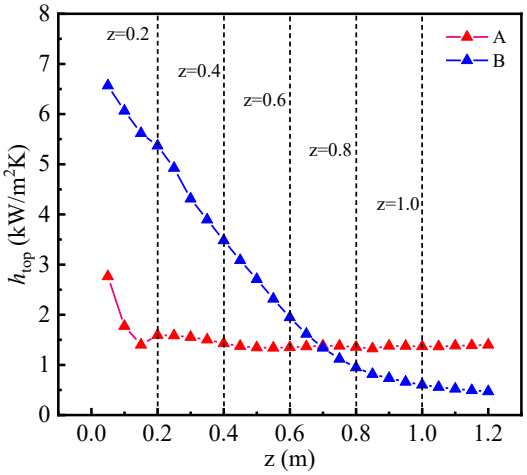


图 9 S-CO_2 在两类通道中沿流动方向的传热系数分布曲线

如图 10 所示，在 A 通道横截面 z=0.2 m 处，不难发现在顶部壁面附近径向温度梯度分布更加清晰。由于 S-CO_2 在拟临界区域附近时，密度对温度变化非常敏感，而较大的温度梯度使得 S-CO_2 密度发生剧烈的变化，最终由于剧烈的密度变化产生了显著的浮升力。浮升力推动较轻的类气流体向上流动，而在重力作用下使得较重的类液流体向下流动，导致在 A 通道中逐渐形成极薄的高温、低密度、低导热系数的类气膜，从而使得

具有低导热性能的类气膜抑制了顶部区域流体的传热特性。总而言之，类气膜越厚则热阻越大，传热能力越差。然而，对于 B 通道而言，在横截面 z=0.2 m 处没有形成类气膜，这也导致在横截面 z=0.2 m 处 B 中 S-CO_2 的顶母线处的传热系数大于 A。此外，湍动能 k 是对湍流强度的评价，其大小将直接影响着边界层传递的动量和热量。在横截面 z=0.2 m、z=0.4 m、z=0.6 m、z=0.8 m 和 z=1.0 m 处，湍动能 k 在两类通道中的分布如图 10(d)所示，在截面 z=0.2 m 处，B 通道中 S-CO_2 的 k 明显大于 A 通道的 k，并且在近壁面区域附近更清晰。较大的湍动能 k 进一步增强了 S-CO_2 在 B 通道中的传热性能。

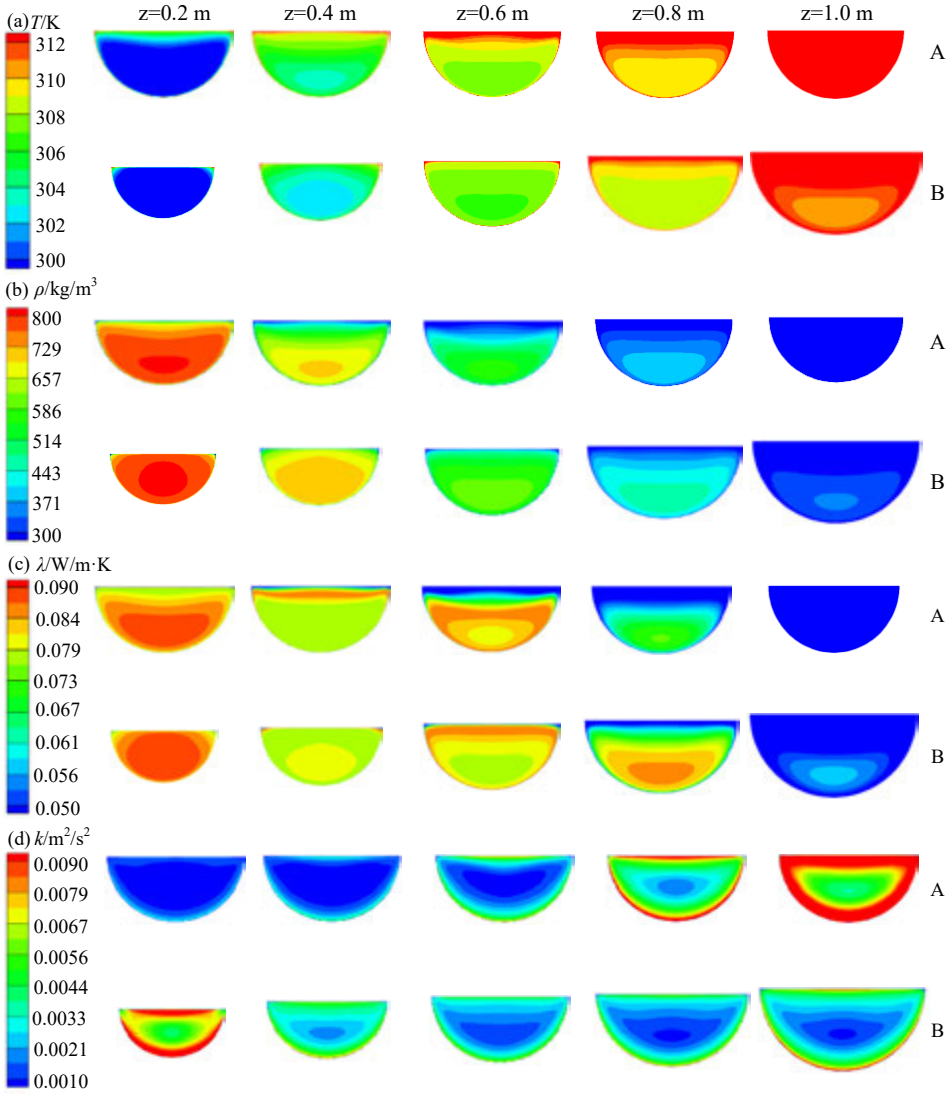


图 10 两类管道的特征横截面处 S-CO_2 云图展示—温度(a)、密度(b)导热系数(c)和湍动能(d)

在横截面 z=0.4 m 处，在 A 通道顶部附近具有低导热系数的类气膜的厚度也逐渐变厚，这意味着传热进一步恶化，但是 B 通道的类气膜的厚度明显小于 A 通道，导致 B 通道传热能力得到了显著的增强。这进一步说明了类气膜的热物性和类气膜的厚度变化对 S-CO_2 传热性能的影响至关重要。此外，在横截面 z=0.4 m 处，从图 10(d)也可以观察

到通道 B 中 S-CO_2 的湍动能 k 大于 A 通道的 k，使得 S-CO_2 的传热能力得到了进一步的增强。在横截面 z=0.4 m 处，类气膜厚度的减小和湍动能的增加使得通道 B 中 S-CO_2 的顶母线处的传热系数 h_{top} 大于通道 A 的 h_{top}。在横截面 z=0.6 m 处，传热机理与横截面 z=0.4 m 处相同，此处不再赘述。

由图 9 可以观察到截面 z=0.8 m 处，通道 A 的顶母线处的传热系数 h_{top} 略大于通道 B 的顶母线处的传热系数 h_{top}，表明通道 A 在该截面处的传热能力强于通道 B 的传热能力。其原因主要是虽然聚集在通道 A 顶部区域的类气膜厚度大于通道 B 的类气膜厚度，但由图 10(d)不难发现通道 A 在近壁区域的湍动能 k 远大于通道 B 的 k，从而使得通道 A 中的顶母线处的传热系数 h_{top} 大于通道 B 的 h_{top}。

如图 10 所示，在截面 z=1.0 m 处，导热系数低的类气流体充满了通道 A 和 B，此时湍动能 k 是影响传热性能的主要因素，不难发现在横截面 z=1.0 m 处，通道 A 中 S-CO_2 的湍动能 k 明显大于通道 B 的 k，导致通道 A 中 S-CO_2 的顶母线处的传热系数 h_{top} 明显大于通道 B 的 h_{top}。

图 11 显示了 S-CO_2 在通道 B 底母线和顶母线的传热系数 h 的变化，不难发现，顶母线和底母线的传热系数 h 都沿通道流动方向逐渐减小，顶母线的传热系数 h 小于底母线的传热系数 h。上述结果也可以用类气膜的分布和湍动能 k 来解释。例如，在截面 z=0.4 m 处，顶部区域形成了导热系数较低的类气膜，而底部区域没有形成，这是底母线传热系数大于顶母线传热系数的原因之一。此外，底壁区域附近的湍动能 k 大于顶壁区域附近的湍动能 k，这是底母线传热系数大于顶母线的另一个主要原因。

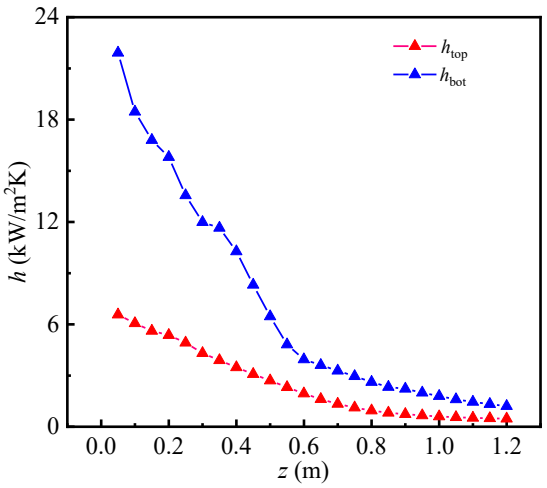


图 11 S-CO_2 在通道 B 顶母线和底母线的传热系数比较

4 结　论

本文首先对水平通道内 S-CO_2 在低质量流速条件下的对流传热特性进行了湍流模型的选取及评价，其次进行了网格独立性验证和数值模型验证，发现 SST k-ω 湍流模型对水平通道内 S-CO_2 传热规律的预测更加准确可靠。最后利用 SST k-ω 湍流模型对 S-CO_2 在水平均匀通道及渐扩通道中的对流传热进行了数值模拟研究。在压力 P 为 8~15 MPa，

质量流量 m 为 0.002 45-0.004 42 kg/s，热流密度 q_w 为 30~50 kW/m^2 范围内，详细分析了压力、质量流量和热流密度对 S-CO_2 在不同通道传热性能的影响。主要结论如下：

1) 压力、质量流量和热流密度对水平加热管内 S-CO_2 的对流传热特性的影响非常大。一般情况下，增大热流密度将削弱 S-CO_2 的传热能力，而压力和质量流量的增加都可以提升 S-CO_2 的传热性能，此外可以发现不同通道内 S-CO_2 传热性能受运行工况条件的影响规律并不一致。

2) 渐扩通道会影响 S-CO_2 的传热性能。在相同的工况下，与均匀通道相比，渐扩通道可以有效地增强传热，总传热系数最多可提高 101.7%，而类气膜厚度的有效降低是渐扩通道传热能力增强的重要原因之一。此外，湍动能分布及大小也直接影响着 S-CO_2 的传热性能。

3) 通过对温度、密度、导热系数和湍动能云图的分析，可以明显地发现在近壁区形成了高温、低密度、低导热系数的类气膜，而类气膜对 S-CO_2 的传热能力具有抑制作用，类气膜厚度直接影响着 S-CO_2 的传热性能。湍动能和类气膜的分布可以合理地解释顶母线的传热系数小于底母线的传热系数，也成功揭示了渐扩通道中 S-CO_2 传热强化的机理。

参考文献

[1] 杨勇平. 燃煤发电系统能源高效清洁利用的基础研究综述[J]. 发电技术, 2019, 40(4): 308-315.

[2] Wu C B, Guan P B, Zhong L N, et al. An optimized low-carbon production planning model for power industry in coal-dependent regions a case study of Shandong, China[J]. Energy, 2020, 192: 116636.

[3] 师亚东, 李靓. 国际能源企业低碳化转型实践研究[J]. 中国能源, 2021, 43(03): 75-79.

[4] 王哮江, 刘鹏, 李荣春, 等. “双碳”目标下先进发电技术研究进展及展望[J]. 热力发电, 2022, 51(01): 52-59.

[5] 张珍珍, 吕清泉, 张健美. “双碳”目标下分布式光伏发电技术的研究进展及展望[J]. 太阳能, 2023(01):17-21.

[6] Pioro 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(1-3): 69-91.

[7] Pioro I L, Duffey R B, Dumouchel T J. Hydraulic resistance of fluids flowing in channels at supercritical pressures (survey)[J]. Nuclear engineering and design, 2004, 231(2): 187-197.

[8] Duffey R B, Pioro I L. Experimental heat transfer of supercritical carbon dioxide flowing inside channels (survey)[J]. Nuclear Engineering and Design, 2005, 235(8): 913-924.

[9] 朱兵国. 超临界二氧化碳垂直管内对流传热研究[D]. 北京: 华北电力大学, 2020.

[10] 张良, 朱兵国, 吴新明, 等. 超临界二氧化碳在垂直光管内的传热特性[J].中国电机工程学报, 2019, 39(15): 4487-4497.

[11] 闫晨帅, 朱兵国, 张海松, 等. 超临界压力 CO_2 在倾斜光管内传热特性数值分析[J]. 中国电机工程学报, 2020, 40(02): 583-592.

[12] 朱兵国, 巩楷刚, 杨小亮, 等. 轴向非均匀热流条件下超临界二氧化碳垂直管内换热特性[J/OL]. 热力发电: 1-8.

[13] Liu G, Huang Y, Wang J, et al. A review on the thermal-hydraulic performance and optimization of printed circuit heat exchangers for supercritical CO_2 in advanced nuclear power systems[J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2020, 133: 110290.

[14] Pizzarelli M. The status of the research on the heat transfer deterioration in supercritical fluids: A

review[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2018, 95: 132-138.
[15] Xie G, Xu X, Lei X, et al. Heat transfer behaviors of some supercritical fluids: A review [J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2022, 35(1): 290-306.
[16] Zhang Q, Li H, Liu J, et al. Numerical investigation of different heat transfer behaviors of supercritical CO_2 in a large vertical tube[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 147: 118944.
[17] 刘占斌, 何雅玲, 王坤, 等. 泡沫填充方式对管内超临界 CO_2 流动传热的影响研究[J]. 化工学报, 2019, 70(09): 3329-3336.
[18] 颜建国, 朱凤岭, 郭鹏程, 等. 超临界 CO_2 在内凸管内对流传热强化试验研究[J]. 太阳能学报, 2020, 41(07): 244-250.
[19] 颜建国, 朱凤岭, 郭鹏程, 等. 高热流低流速条件下超临界 CO_2 在小圆管内的对流传热特性[J]. 化工学报, 2019, 70(05): 1779-1787.
[20] 王珂, 谢金, 刘遵超, 等. 超临界二氧化碳在微细管内的传热特性[J].化工学报, 2014, 65(S1): 323-327.
[21] Zhang S, Xu X, Liu C, et al. The buoyancy force and flow acceleration effects of supercritical CO_2 on the turbulent heat transfer characteristics in heated vertical helically coiled tube[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 125: 274-89.
[22] Lau K T, Khan S A, Eze C, et al. Numerical investigation on deteriorated heat transfer of supercritical water flowing upward in tubes with variable cross-sectional geometries[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2022, 136: 106203.
[23] Lv Y G, Wen Z X, Li Q, et al. Numerical investigation on thermal hydraulic performance of hybrid wavy channels in a supercritical CO_2 precooler[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 181: 121891.
[24] Zhang H, Guo J, Cui X, et al. Experimental and numerical investigations of thermal-hydraulic characteristics in a novel airfoil fin heat exchanger[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 175: 121333.
[25] 杨光, 邵卫卫. 印刷电路板换热器结构及传热关联式研究进展[J]. 化工进展, 2021, 40(S1): 13-26.
[26] Wang K, Xu X, Wu Y, et al. Numerical investigation on heat transfer of supercritical CO_2 in heated helically coiled tubes[J]. The Journal of Supercritical Fluids, 2015, 99: 112-120.
[27] Menter F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. AIAA Journal, 1994, 32(8): 1598-1605.
[28] Li Z, Wu Y, Tang G, et al. Comparison between heat transfer to supercritical water in a smooth tube and in an internally ribbed tube[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2015, 84: 529-541.
[29] Liu S, Huang Y, Wang J, et al. Numerical investigation of buoyancy effect on heat transfer to carbon dioxide flow in a tube at supercritical pressures[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 117: 595-606.
[30] Lei X, Zhang J, Gou L, et al. Experimental study on convection heat transfer of supercritical CO_2 in small upward channels[J]. Energy, 2019, 176: 119-130.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233587

折流板对槽式太阳能吸热器换热性能的影响模拟研究

井源，陈红伟，李洋*，熊悦
(辽宁石油化工大学石油天然气工程学院，抚顺 113001)
(Tel: 024-56861820, Email: liyang@lnpu.edu.cn)

摘要：为提高槽式集热器的换热效率，设计了一种添加折流板的吸热器高效换热结构，在模拟条件下，该系统出口处导热介质温度均匀性强，系统换热效率高(73.53%)，折流板处产生的热应力小。同时采用了强化换热评价标准对换热效率进行评价，新系统在等泵功下换热效率优于原结构。

关键词：太阳能吸热器；折流板；高效换热；换热评价

0 前 言

太阳能清洁且可再生，太阳能利用技术的研究具有十分重要的意义。槽式集热器是太阳能利用中比较成熟的一种设备，应用广泛[1]，因此提高集热器的热效率对太阳能的高效利用至关重要。

为提高太阳能集热器的换热效率，国内外学者做了较多重要研究。İbrahim[2]等人提出在吸收管中插入线圈，以减小管上的温度梯度提升槽式集热器的性能，使用插入物后，集热器传热性能提高了 183%，热效率提高了 0.4~1.4%； Aneeq[3]等设计了一种带螺旋插片的集热器，模拟研究后得出随着插片厚度以及螺旋角度的增加努赛尔数和压降均增大，随着插片内径的增加，努塞尔数先增大后减小； Oveepsa[4]等设计了一种螺旋集热管的槽式集热器，经过模拟研究后得出，相比直管集热器，其总效率、热效率㶲效率分别提高了 3.5%~10%，4%~10%和 4%~5%；高健健[5]等设计了一种使用变面积槽式集热器的新型集热系统，提高了集热器的热利用率。

以上研究虽然较好地提高了集热器的效率，但仍存在结构复杂，工质动能损耗大等缺点；也未考虑扰流装置数量与集热器换热效率的关系。本文分析了在集热器内添加不同数量折流板时，折流板数量与集热器效率间的关系，对实际应用有着一定的参考价值。

1 模型描述

1.1 物理模型

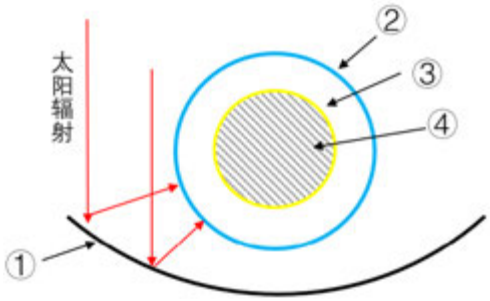
本文采用与桑迪亚国家实验室相同的条件进行模拟[5]，集热器几何构型详见表 1，集热器原理如图 1 所示。

表 1 集热器的几何构型

Table.1 Geometrical configurations of the collector

	数值
吸热器长度(m)	7.8
吸热管外径(mm)	70
吸热管内径(mm)	66
导热流体	Syltherm 800

基金项目：国家自然科学基金青年项目(NO. 52006094)、辽宁省教育厅科学研究经费项目-面上项目(LJKMZ20220719)、“抚顺英才计划”青年拔尖人才资助项目(FSYC202107007)资助。

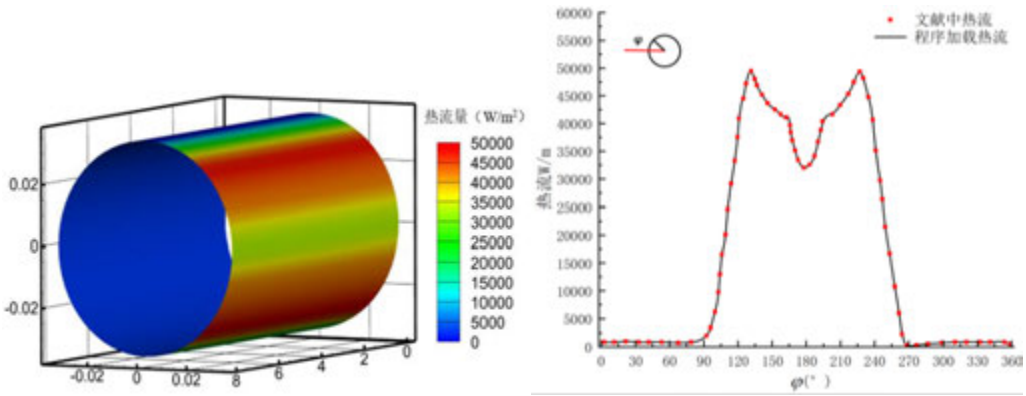


1-反光镜 2-玻璃罩 3-吸热管 4-导热油

图 1 槽式太阳能集热器原理图

Fig.1 The diagram of trough solar collector

由于本文主要考虑吸热管内部折流板对吸热器性能的影响，故不考虑玻璃管、限流部件及外部环境对吸热器造成的影响，通过用户自定义函数（UDF）将热流加载到集热器吸热管上[7]，吸热管上热流如图 2 所示，其余边界条件如表 2 所示。



(a)吸热管热流分布云图　　(b) 吸热管热流分布图

图 2 吸热管热流分布云图

Fig.2 Heat flux distribution on the absorber outer surface

表 2 边界条件

Table.2 Boundary conditions

边界	边界条件
入口	质量流量入口
出口	自由出流
吸热管侧壁面	绝热边界
吸热管外壁面	热流边界(通过 UDF 加载)
其他边界	绝热边界

1.2 数学模型

为方便计算，做出以下假设[8]：

(1)跟踪装置性能极强，可消除光学误差；

(2)内部吸热管与外玻璃罩间真空度很高，可以消除对流换热影响；

(3)忽略限流装置等部件对吸热管内流动和传热的影响；

1.2.1 流体力学模型

在本文的实验条件下，流体处于湍流区和紊流区，因此连续性、动量、能量和标准 k–ε

双方程湍流模型可表示为[9]：

$$\frac{\partial}{\partial x_{\mathrm{i}}}(\rho u_{\mathrm{i}})=0 \tag{1}$$

流体的动量方程可表示为：

$$\frac{\partial}{\partial x_{\mathrm{i}}}(\rho u_{\mathrm{i}}u_{\mathrm{j}})=-\frac{\partial p}{\partial x_{\mathrm{i}}}+\frac{\partial}{\partial x_{\mathrm{j}}}\left[(\mu_{\mathrm{t}}+\mu)\left(\frac{\partial u_{\mathrm{i}}}{\partial x_{\mathrm{j}}}+\frac{\partial u_{\mathrm{j}}}{\partial x_{\mathrm{i}}}\right)-\frac{2}{3}(\mu_{\mathrm{t}}+\mu)\frac{\partial u_{\mathrm{l}}}{\partial x_{\mathrm{l}}}\delta_{ij}\right]+\rho g_{\mathrm{i}} \tag{2}$$

流体的能量方程可表示为：

$$\frac{\partial}{\partial x_{\mathrm{i}}}(\rho u_{\mathrm{i}}T)=\frac{\partial}{\partial x_{\mathrm{i}}}\left[\left(\frac{\mu}{\mathrm{Pr}}+\frac{\mu_{\mathrm{t}}}{\sigma_{\mathrm{T}}}\right)\frac{\partial T}{\partial x_{\mathrm{i}}}\right]+S_{\mathrm{R}} \tag{3}$$

k 的控制方程为：

$$\frac{\partial}{\partial x_{\mathrm{i}}}(\rho u_{\mathrm{i}}k)=\frac{\partial}{\partial x_{\mathrm{i}}}\left[\left(\mu+\frac{\mu_{\mathrm{t}}}{\sigma_{\mathrm{k}}}\right)\frac{\partial k}{\partial x_{\mathrm{i}}}\right]+\mathrm{G_k}-\rho\varepsilon \tag{4}$$

ε 的控制方程为：

$$\frac{\partial}{\partial \mathrm{x}_{\mathrm{i}}}(\rho u_{\mathrm{i}}\varepsilon)=\frac{\partial}{\partial x_{\mathrm{i}}}\left[\left(\mu+\frac{\mu_{\mathrm{t}}}{\sigma_{\varepsilon}}\right)\frac{\partial k}{\partial x_{\mathrm{i}}}\right]+\frac{\varepsilon}{k}(c_1G_{\mathrm{K}}-c_2\rho\varepsilon) \tag{5}$$

湍流粘度 μ_t 的控制方程为：

$$\mu_{\mathrm{t}}=\mathrm{C}_{\mu}\rho\frac{\mathrm{k}^2}{\varepsilon} \tag{6}$$

k 的生成速率 G_k 的控制方程为：

$$G_{\mathrm{k}}=\mu_{\mathrm{t}}\frac{\partial u_{\mathrm{i}}}{\partial x_{\mathrm{j}}}\left(\frac{\partial u_{\mathrm{i}}}{\partial x_{\mathrm{j}}}+\frac{\partial u_{\mathrm{j}}}{\partial x_{\mathrm{i}}}\right) \tag{7}$$

上述公式中标准常数如下：

C_{μ}=0.09，c_1=1.44，c_2=1.92，σ_{k}=1.0，σ_{ε}=1.3，σ_{T}=0.85

1.2.2 热力学模型

吸热管内的换热为一维换热过程，真空集热管处于稳定状态，且吸热管的长度远大于其外径，因此吸热管内部的热传导可看成是常物性、无内热源的单层圆筒壁的热传导，吸热管内壁向吸热管外壁的导热量 $q_{\mathrm{abi,abo,cd}}$ 可通过下式进行计算。

$$q_{abi,abo,cd}=\frac{2\pi\mathrm{k_{ab}}(T_{\mathrm{abi}}-T_{\mathrm{abo}})}{\ln\frac{\mathrm{D_{abo}}}{\mathrm{D_{abi}}}} \tag{8}$$

吸热管到工质的对流换热 $Q_{\mathrm{ab,fluid}}$ 为：

$$Q_{\mathrm{ab,fluid}}=h_1D_{\mathrm{abi}}\pi\Delta T_{\mathrm{fluid,ab}} \tag{9}$$

$$h_1=Nu_{D_{abo}}\frac{k_{\mathrm{fluid}}}{D_{\mathrm{abo}}} \tag{10}$$

$$Nu_{\mathrm{D_{abi}}}=\frac{\left(\frac{f_{\mathrm{abi}}}{8}\right)(Re_{\mathrm{fluid}}-1000)Pr_{\mathrm{fluid}}}{1+12.7\sqrt{\frac{f_{\mathrm{abi}}}{8}}\left(Pr^{\frac{2}{3}}-1\right)}\left(\frac{Pr_{\mathrm{fluid}}}{Pr_{\mathrm{abi}}}\right)^{0.11} \tag{11}$$

$$f_{\mathrm{abi}}=\left[1.82\log_{10}\left(Re_{D_{\mathrm{abi}}}\right)-1.62\right]^{-2} \tag{12}$$

式中 h_{l}——对流换热系数，W/(m²·K);

$\mathrm{D_{abi}}$——吸热管内径，m;

$\Delta T_{\mathrm{fluid,ab}}$——流体与吸热管的温差，K;

Nu_{Dabi}——努塞尔数；

K_{ab}——导热流体换热系数，W/(m²·K)

f_{abi}——吸热换内表面的摩擦系数，Hz；

Pr_{fluid}——基于工质温度的普朗特数；

Pr_{abi} ——基于吸热管内壁面温度的普朗特数；

Re_{fluid}——工质的雷诺数；

通过吸热管的热量 $Q_{\mathrm{abi,abo}}$ 为：

$$Q_{\mathrm{abi,abo}}=\frac{2\pi k_{\mathrm{abi,abo}}\Delta T_{\mathrm{abi,abo}}}{\ln\frac{D_{\mathrm{abo}}}{D_{\mathrm{abi}}}} \tag{13}$$

选用 Syltherm800 导热油作为导热介质，其物性可通过下式表达[10]：

$$C_p=1107.798+1.7087T \tag{14}$$

$$\lambda=0.19-1.8753\times10^{-4}T-5.7535\times10^{-10}T^2 \tag{15}$$

$$\rho=1105.702-0.41535T \tag{16}$$

$$\mu=8.49\times10^{-2}-5.51\times10^{-4}+1.39\times10^{-6}T^2-1.57\times10^{-9}T^3+6.67\times10^{-13}T^4 \tag{17}$$

吸热管材料为不锈钢，其导热系数为 54 W/(m·K)。

1.2.3 强化换热结构的评价方法

虽然在吸热器内添加折流板能促进流体的混合，但同时会增大流体的阻力，因此需要一套评价强化传热的标准来评价吸热器的效率。

集热器的效率 η 定义为有效热量(Q_{u})与太阳总辐照量(Q_{s})之比。

$$\eta=\frac{Q_u}{Q_s} \tag{18}$$

有效热量(Q_{u})可通过流体的出口平均温度(T_{out})，进口温度(T_{in})，流体的质量流量(m)和热容(C_{P})计算。

$$Q_u=m\cdot c_p\cdot(T_{out}-T_{in}) \tag{19}$$

太阳总辐照量($\mathrm{Q_s}$)是吸热器面积($\mathrm{A_a}$)与太阳黑体辐射强度(I_b)之积：

$$Q_s=\mathrm{A_a}\cdot I_b \tag{20}$$

性能评价准则(PEC)是评价系统性能的常用指标，本系统主要考虑了不同数量折流板时努塞尔数和阻力系数的关系，该参数的定义如下式所示[11]：

$$PEC=\frac{Nu/Nu_0}{(f/f_0)^{1/3}} \tag{21}$$

式中 Nu——未添加折流板时集热器努塞尔数；

Nu_0——未添加折流板时集热器努塞尔数

f——未添加折流板时集热器阻力系数;

f_0——添加折流板时集热器阻力系数;

式(21)是在相同泵功下，添加折流板工况与光滑工况之间换热效率之比。此比率可以描述为努塞尔数与阻力系数的三分之一次方的比。该值越大，说明换热效率越高。

2　模型验证

2.1 网格无关性验证

本文对集热管出口处的质量流量与流体介质出口处平均温度进行验证，结果由图 3 所示。当网格数量达到 1007 万时，模拟结果与网格关联性较小，故确定网格数量为 1007 万。

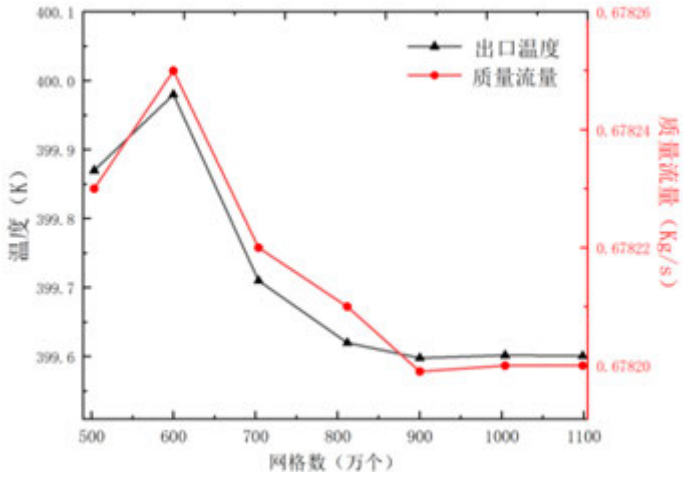


图 3 出口处质量流量，平均温度与网格数量间关系

Fig.3 Grid independence validation

吸热管的网格划分如图 4 所示。

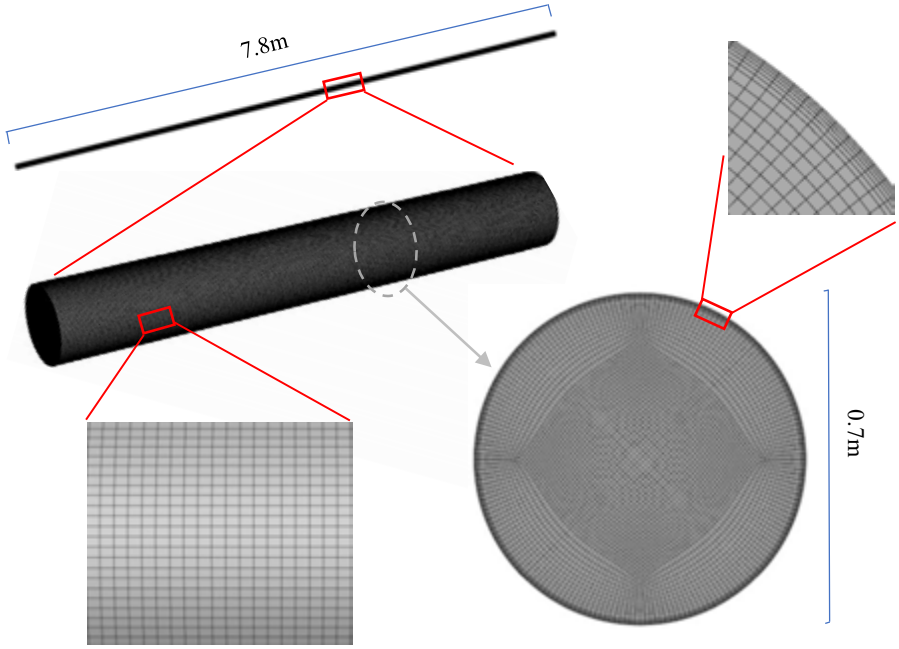


图 4 吸热管网格划分

Fig.4 The mesh of absorber tube

2.2 模型验证

将模拟数据与 Roldán 等[11]的实验数据进行对比，实验中使用的集热器详细参数如表 3

所示。

表 3 实验中集热器的详细参数

Table 3 Detailed parameters of collector used in experiment

吸热管长度(m)	4.06
吸热管内径(m)	0.07
吸热管外径(m)	0.05
吸热管横截面积(m^2)	2.40×10^{-3}
吸热管内部粗糙度(m)	3.0×10^{-5}
吸热管材料	A335 P22 铁素体钢
抛物面反光镜开口宽度(m)	5.76

实验条件如表 4 所示，在表 4 中 P_{in} 为吸热管入口压力；T_{in} 为吸热管入口温度；E_{sun} 为太阳辐照度；CR 为集热器几何浓缩比；M 为吸热管内导热介质的质量流量。

表 4 实验条件

Table.4 Experimental conditions

条件	P_{in}(MPa)	T_{in}(K)	E_{sun}(W/m^2)	CR	M(kg/s)
1	6.0	557.5	838	45	0.73
2	6.0	566.3	766	45	0.51
3	6.0	573.0	627	45	0.56
4	6.1	598.1	761	45	0.62
5	6.0	607.3	635	45	0.55

模拟结果与实验结果的对比如表 5 所示。表中 $T_{Max,Exp}$，$T_{Min,Exp}$ 为实验中集热器内导热介质的最高和最低温度；$T_{Max,Num}$ ，$T_{Min,Num}$ 为模拟中集热器内导热介质的最高和最低温度；σ 为相对误差。

表 5 实验数据与模拟数据的对比

Table.5 Comparison of numerical results with experimental ones

条件	1	2	3	4	5
$T_{Max,Exp}$	635.5	604.7	635.5	649.1	647.0
$T_{Max,Num}$	641.9	609.0	648.0	669.8	649.0
σ	1.01%	0.71%	1.97%	3.2%	0.3%
$T_{Min,Exp}$	593.6	571.4	604.3	616.6	612.2
$T_{Min,Num}$	603.7	587.1	610.7	623.9	612.7
σ	1.70%	2.74%	1.40%	1.19%	0.08%

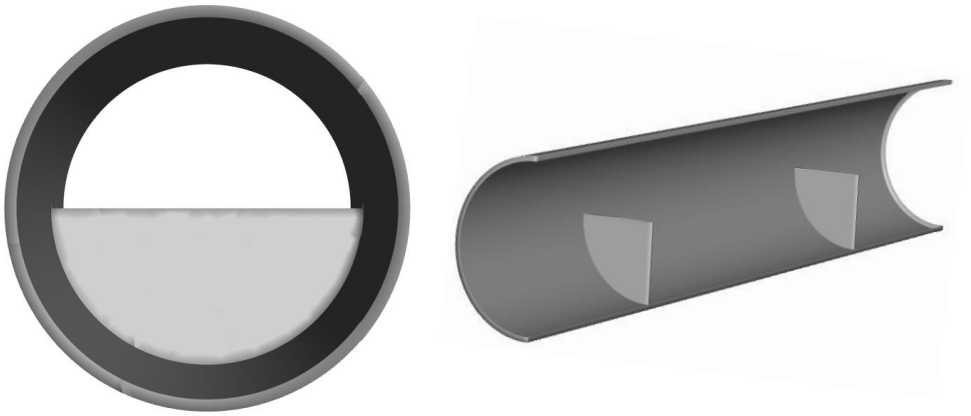
将导热介质出口温度与和集热器效率的模拟结果与实验结果进行比较，表 3 的对比结果表明模拟数据与实验数据基本吻合，最大误差为 3.2%，平均误差小于 2%，证明了模拟结

果的可靠性。

3 强化传热结构的建立

本节算例基于表 3 中实验条件 1 进行模拟。

在吸热管内添加了 h=0.5D 的半圆形折流板，其结构如图 5 所示。



(a)主视图　　(b)侧剖图

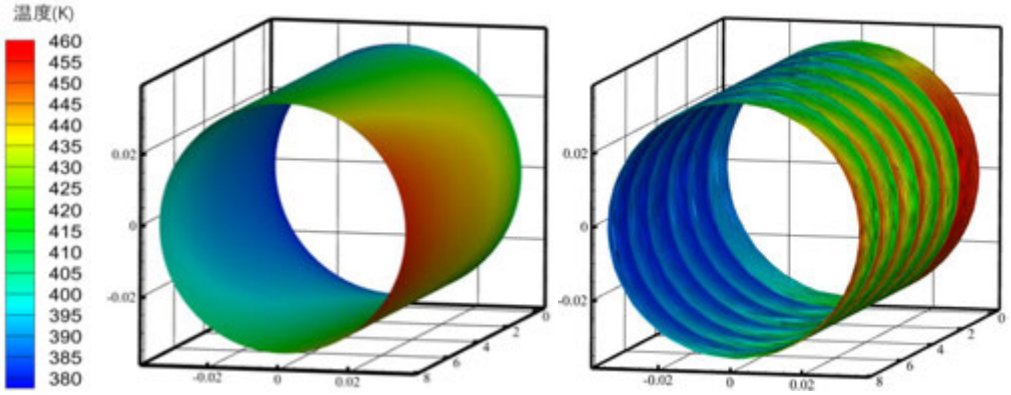
图 5 吸热管结构图

Fig.5 Structure diagram of absorber tube

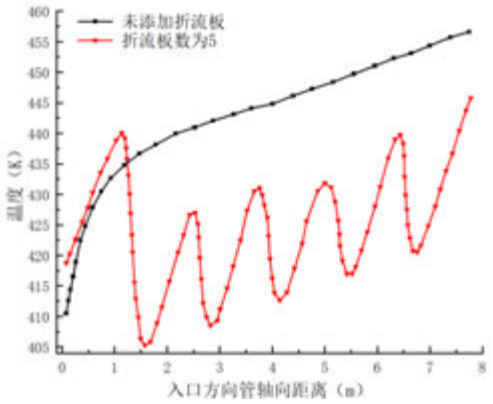
在吸热管中添加折流板可以促进吸热管内流体的混合，在吸热管中创造更多的湍流条件。本文通过改变吸热管内折流板的数量，提高吸热管的换热效率。

圆管集热器与折流板数为 5 的集热器温度分布如图 6 所示，圆管集热器温度沿入口方向逐渐升高。当流体介质流经折流板时，吸热管管壁温度在折流板处温度降低。

流体流经折流板时的速度分布与温度分布如图 7 所示，由于折流板的阻挡，管内流体只能从折流板上方通过，在折流板上方形成了高流速区，使该区域温度降低，折流板下方区域因折流板影响形成低流速区，使该区域温度升高。



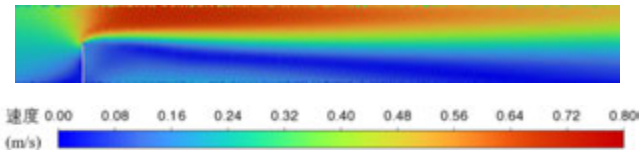
(a)无折流板　　(b)折流板数为 5



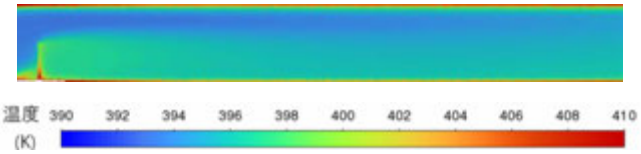
(c)吸热管轴向温度分布($\varphi = 0^\circ$)

图 6 吸热管温度分布

Fig.6 Temperature distribution of the absorber tube



(a)折流板处速度分布



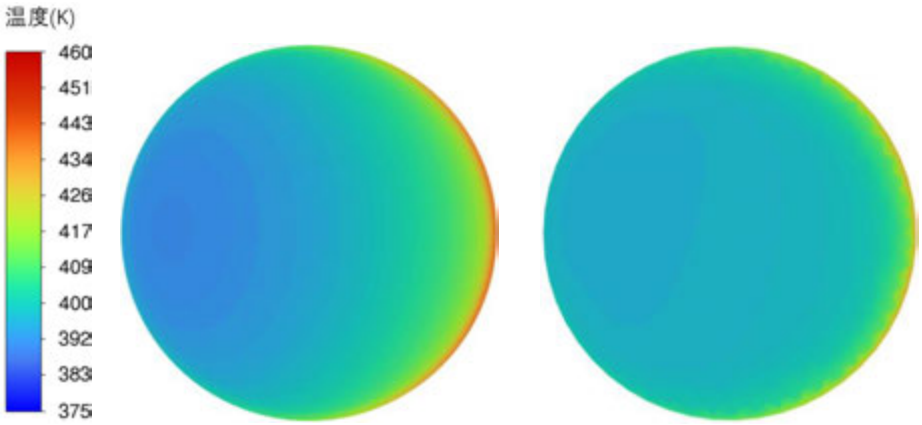
(b)折流板处温度分布

图 7 折流板处速度、温度分布云图

Fig.7 Velocity and temperature distribution at baffle

观察式(14)、(15)可知，随着导热油温度升高，其比热容上升，热导率下降，所以在相同的能量输入情况下集热器内导热温度均匀性越强，集热器效率越高。集热器出口处的流体温度分布分布不均匀性最大，故集热器出口处温度分布可较好的反应集热器内工质流体的温度分布情况。

吸热管出口处流体介质温度分布如图 8 所示。添加折流板后，温度在 440K 以上的高温区域消失。由于折流板产生的湍流使集热器内不同温度流体相互混合，使集热器内导热油温度更为均匀，这种现象同时体现在集热器出口温度上。



(a)无折流板　　(b)折流板数为 5

图 8 吸热管出口处温度分布

Fig.8 Temperature distribution at the outlet of the absorber tube

随着折流板数量的增加，集热器内由折流板产生的湍流强度增加，不同温度传热流体间混合越发剧烈，使努塞尔数增大，但同时添加折流板会显著的增加集热器的阻力系数。为平衡努塞尔数与阻力系数对集热器性能的影响，本文引入了 PEC 来评价添加折流板后集热器性能。

Nu/Nu_0 与 f/f_0 的变化趋势如图 9 所示，不同数量折流板的 PEC 如表 4 所示。通过表 4 可知，当折流板数量为 5 个时，集热器效率达到最大。观察图 9 可知，随着折流板数增加，努塞尔数的增加趋势逐渐减缓，当折流板数超过 5 个时，努塞尔数基本不会随着折流板数的增加继续增加。而阻力系数增长速度随着折流板数的增加快速增加。故当折流板数大于 5 时，集热器的 PEC 与效率下降。

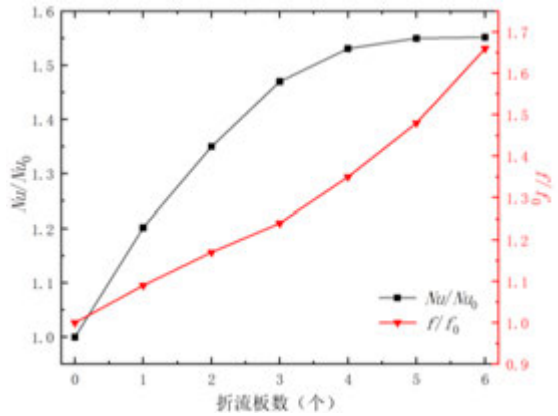


图 9 不同数量折流板下努塞尔数、摩擦系数的对比

Fig.9 Comparison of Nusselt number and friction factor under different number of baffles

表 6 不同数量折流板下集热管的 PEC

Table.6 The PEC of absorber tube under different number of baffles

折流板数	Nu/Nu_0	f/f_0	η	PEC
0	1	1	72.51%	1.00
1	1.152	1.09	72.57%	1.124

2	1.367	1.17	72.65%	1.302
3	1.453	1.24	72.92%	1.356
4	1.531	1.35	73.28%	1.393
5	1.588	1.48	73.53%	1.387
6	1.621	1.66	73.24%	1.368

通过表 4 可得，当折流板数为 5 个时，集热器效率达到最大。

4 结论

设计了一种高效的吸热器换热结构，对其进行了模拟，用此结构计算了集热器的换热效率，并对强化传热结构的 PEC 进行了分析。得到主要结论如下：

(1)添加折流板的换热器集热管表面温度更低，最高温出现在第一个折流板后。且出口流体温度相较未添加折流板的集热器更加均匀。

(2)本文提出的强化换热结构换热效率达到 73.53%，性能评价准则数可达 1.393，表明强化换热结构可有效提高集热器的换热效率。

(3)集热器热效率不会随折流板数量增加持续增大，折流板数为 5 时，集热器热效率达到最大，为 73.53%。表明适量添加折流板可增强集热器的换热效率。

参考文献

[1] 李智豪，赵加佩，袁金良，等.可替代能源系统的技术进展和案例评述[J].能源与环境，2021 (03):94-96.

[2] İbrahim Halil Yılmaz, Aggrey Mwesigye, Taha Tuna Göksu. Enhancing the overall thermal performance of a large aperture parabolic trough solar collector using wire coil inserts[J]. Sustainable Energy Technologies and Assessments,2020,6(39):1-11.

[3] Raheem Aneeq, Siddique Waseem, Farooqui Zaryab H., et al. Performance evaluation of adding Helical-screw Tape Inserts in Parabolic Solar Trough Collectors as a Source of Cleaner Energy Production[J]. Journal of Cleaner Production,2021,297:1-19.

[4] Chakraborty Oveepsa, Roy Sujit, Das Biplab, et al. Effects of helical absorber tube on the energy and exergy analysis of parabolic solar trough collector – A computational analysis[J]. Sustainable Energy Technologies and Assessments,2021,44:1-14.

[5] 高健健,洪慧,孙杰,等.变面积槽式太阳能卡琳娜循环热力性能研究[J].工程热物理学报,2016,37(08):1595-1601.

[6] V. Dudley, G. Kolb, M. Sloan, D. Kearney, SEGS LS2 solar collector — test results, Report of Sandia National Laboratories, SANDIA94-1884, USA, 1994.

[7] Cheng Z D, He Y L, Xiao J, et al. Three-dimensional numerical study of heat transfer characteristics in the receiver tube of parabolic trough solar collector[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2010, 37(7): 782-787.

[8] 侯宏娟,於震跃,杨勇平等．槽式太阳集热器烟分析[J]．太阳能学报, 0254.0096(2014)06—1022.07

[9] 陶文铨.数值传热学.第五版.高等教育出版社.2019.

[10] Q M.D.-T. Agustín, G.-R. Lourdes, Comparison of solar technologies for driving a desalination system by means of an organic Rankine cycle, Desalination 216 (2007) 276–291.

[11] Roldán, M.I., Valenzuela, L., Zarza, E., 2013. Thermal analysis of solar receiver pipes with superheated steam. Appl. Energy 103 (1), 73–84.

[12] Bellos E, Tzivanidis C, Tsimpoukis D. Optimum number of internal fins in parabolic trough collectors[J]. Applied Thermal Engineering, 2018, 137: 669-677.

中国工程热物理学会　　学科类别：工程热物理
学术会议论文　　编号：14xxxx

轴向通流旋转腔换热特性分析

王源鹤，郭临稷，王嗣鹏，罗翔
（北京航空航天大学，北京 102206）
(Tel:15844085231, Email:wangyuanhe2001@163.com)

摘要：为探究航空发动机压气机旋转盘腔换热特性，对轴向通流旋转盘腔开展数值模拟，分析了旋转腔盘面换热特性随旋转雷诺数、轴向雷诺数、盘心间隙比的变化规律。结果表明，高半径处盘面换热主要受旋转影响，低半径处盘面换热受旋转和轴流共同作用，且轴流对下游盘冲击作用比对上游盘作用强烈。增加盘心间隙比使得上下游盘各半径处换热均增强。

关键词：轴向通流；旋转盘腔；盘面换热

0 前言

随着对航空发动机性能要求的不断提高，探索空气系统冷却规律，优化冷却方式及结构，成为发动机设计的关键问题之一。高压压气机盘腔是空气系统承上启下的关键环节，其内部流动具有三维性、非定常性、不稳定性。研究盘腔内流动换热规律有助于更准确掌握热应力，提高叶尖间隙可靠性，同时利于合理分配二次流流量，提高二次空气系统性能，是设计空气系统的基础。

航空发动机高压压气机旋转腔模型如图 1 所示，由压气机主流道抽取空气，轴向贯通流过高压压气机盘孔，流动时部分轴向贯通气体进入旋转盘腔，与轮盘及盘罩对流换热。

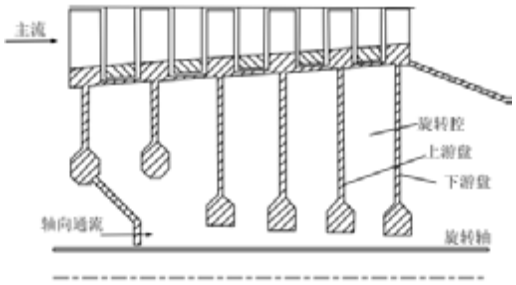


图 1 航空发动机高压压气机旋转腔模型

目前，国内外学者对盘面换热特性随边界条件及几何结构变化规律进行了一系列研究。Kim 等[1]，Jackson 等[2]，Bohn 等[3]，Sri 等[4]及张泽群等[5]通过实验研究了盘面努塞尔数 Nu 和盘面温度分布随流场无量纲数变化规律。研究发现努塞尔数 Nu 主要随旋转雷诺数 Re_ω、轴向雷诺数 Re_Z 改变而变化，Re_ω 和 Gr 不变时，改变压力和转速对盘面换热几乎没有影响。曹楠等[6]对等温轴流旋转盘腔开展实验研究，从受力角度分析了盘腔换热特性。结果表明，轴流流量增大使得惯性力增加，转速增加使得哥式力增加，两种力对彼此换热影响有削弱作用，二者综合作用使得不同工况下盘腔换热情况不同。

随着数值模拟技术的发展，数值仿真在盘腔流动换热研究中得到了广泛应用。郭隽等[7]使用 RNG k-ε 湍流模型从流动结构角度讨论了旋转雷诺数 Re_ω 对单级旋转腔盘面换热的影响。全永凯[8]使用 k-ε 湍流模型对多级压气机盘腔开展数值仿真，探究了哥式力与浮升力对盘腔流动换热的影响。Feng Gao 等[9]对旋转腔进行大涡模拟(large eddy simulations,LES)，研究表明除下游盘低半径处，盘面换热主要由非定常埃克曼层之间的热传导控制。

在对旋转盘腔随几何结构变化的研究中，Long 等[10]对间隙比对盘罩换热影响展开实验研究。研究表明，4≤*Ro*≤5 时，宽间隙比盘腔涡破裂强，增加间隙比盘罩努塞尔数 *Nu* 显著增大；*Ro*≥5 时，宽间隙比通流更易影响腔内流动换热，增加间隙比盘罩努塞尔数 *Nu* 稍有增大。

先前研究对模型几何结构对盘面换热的影响规律研究较少，本研究对单机压气机盘腔进行数值模拟，研究了不同工况、不同结构下旋转腔不同半径处上下游盘换热特性随旋转雷诺数 Re_ω、轴向雷诺数 Re_Z、盘心间隙比 s_c/b 的变化规律。

1 研究方法

1.1 模型建立

本文以实际旋转盘腔结构为基础，做适当简化，建立了多种几何结构的模型，示意图如图 2 所示。固体域由上下游盘的一半以及盘罩组成，盘心处参考实际航空发动机设计，进行加宽处理。流体域设置盘半径 *b*=226.5mm，进气半径 *a*=70mm，中心轴半径 r_s=59mm，上下游盘间隙比 *s/b*=0.291。为探究间隙比对旋转盘腔换热的影响，选取盘心间隙比 s_c/b 为几何变量，取值分别为 0.1、0.133、0.2。此外，入口出口分别加设 5 倍、10 倍盘腔宽度(*s*)的延长段以减少该位置边界条件对计算区域的影响。

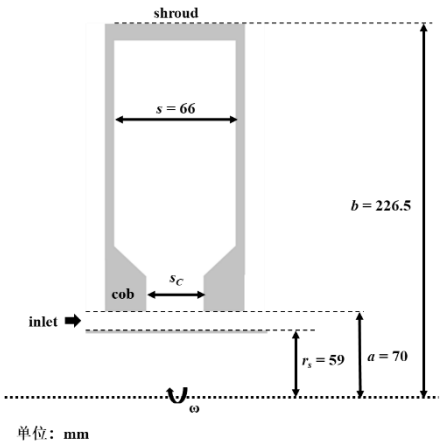


图 2 研究模型结构示意图

1.2 网格划分

本研究利用 Ansys ICEM CFD 软件对模型进行结构化网格划分。经检验，网格质量均大于 0.8。网格示意图如图 3 所示。

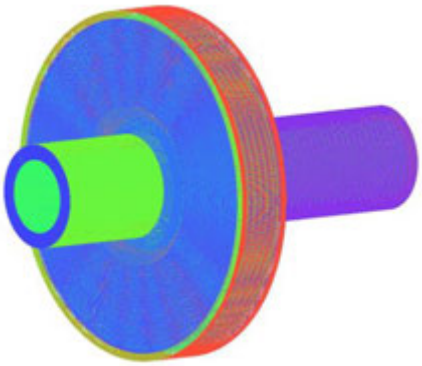


图 3 网格划分示意图

第一层网格高度设置为 0.0011mm，对应 y^+小于 1，符合湍流模型要求。以盘罩平均热流密度 q_{sh} 作为测试变量对网格无关解进行验证，如图 4 所示，验证结果表明网格数超过 753 万后网格数量对计算结果影响较小，满足网格无关性要求。最终选用网格数为 753 万的网格进行后续计算。

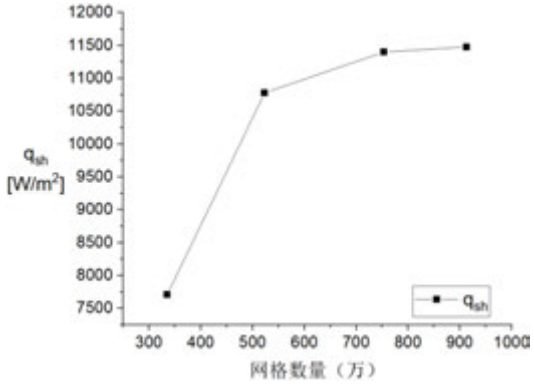


图 4 网格无关性验证

1.3 湍流模型选取及边界条件设置

针对旋转盘腔结构的数值模拟研究中，陈航[11]、李雪[12]、曹楠[13]、黄远锋[14]、杨阳[15]、贺忠良[16]、Da Soghe[17]等学者分别应用 k-ε 模型、RNG 模型、Realizable 模型、SST 模型进行数值模拟并与实验结果对比，验证结果表明 SST 模型能够良好处理边界层内换热及主流的流动，与实验结果吻合度高。故最终选定用 SST 模型进行数值模拟。

本文用 Ansys CFX 进行边界条件设置。流体域设置为旋转域，转速变化详见表 1。工质选取理想空气，参考压力设为 0atm，湍流模型选用 SST 模型。固体域设置为静止域，材料选取目前航空发动机常用的钛合金，以模拟得到接近实际航空发动机的温度分布。

流体域边界条件设置具体为入口设置为流量入口，流量变化范围详见表 1，入口温度设置为 573.15K；出口设置为压力出口，压力大小为 1atm。固体域边界条件设置将盘罩外壁面设为第三类边界条件，流体温度设为 873.15K，对流换热系数设为 2000W/(m^2·K)。除流固耦合面外，所有壁面均为绝热边界条件。流固耦合交界面设置为仅有热量交换，没有动量交换。求解精度对流项和湍流项均设置为 High Resolution。

表 1 边界条件设置

选项	设置
旋转雷诺数	3.31×10^5-1.14×10^6
轴向雷诺数	1.31×10^4-5.25×10^4
入口温度	573.15K
出口压力	1atm
壁面加热	2000 W/(m^2·K)
湍流模型	SST
离散格式	High Resolution

2 结果与讨论

2.1 边界条件对盘面换热特性的影响

2.1.1 旋转雷诺数的影响

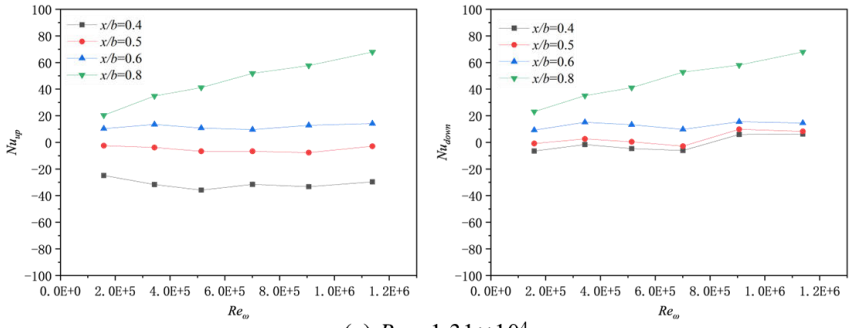
为探究旋转效应对盘面换热的影响，选取 s_c/b=0.133 的盘腔模型，分析轴向雷诺数分别为 Re_Z=1.31×10^4、2.62×10^4、3.94×10^4、5.25×10^4 时盘面努塞尔数 Nu 随旋转雷诺数 Re_ω 的变化规律，如图 5 所示。

由于在参考温度选取的过程中，为便于工程应用与计算，本文选取入口温度 T_{in} 作为参考温度 T_{ref}，这导致在对流换热系数的计算过程中，温差恒为正，所以当壁面被流体冷却时，努塞尔数为正，壁面被流体加热时，努塞尔数为负，低半径处努塞尔数出现负值代表该位置处，壁面被流体加热。

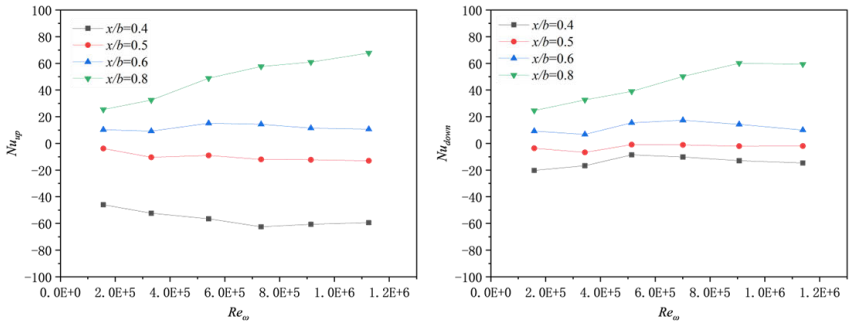
同一无量纲半径下，下游盘换热比上游盘剧烈，对应努塞尔数 Nu 更大。这是因为下游盘受轴流直接冲击，换热更为剧烈，上游盘由回流冷却，相较于下游盘换热较弱。下游盘中低半径处换热差距比上游盘相同位置的换热差距小，这是因为轴流冲击下游盘的作用范围较大，作用范围内的换热水平相近，而上游盘通过回流换热，轴流对其的直接作用较小，旋转对其的换热作用相对更强，半径对换热的影响更显著。

无量纲半径 r/b=0.8 时盘面努塞尔数 Nu 均随旋转雷诺数 Re_ω 增大而增大，这是由于旋转雷诺数 Re_ω 增加使得主要影响高半径区换热的自然对流增强，换热变强。

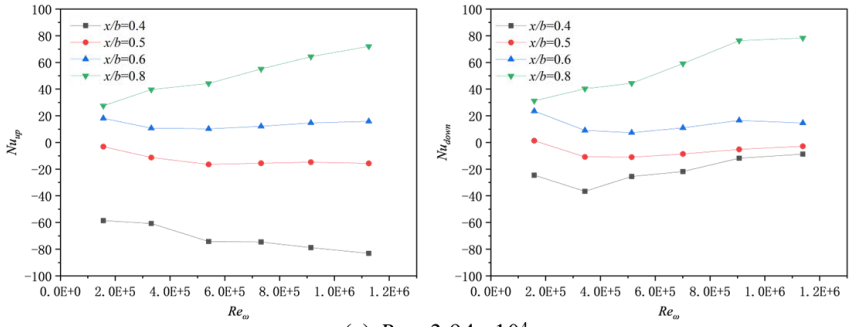
中低半径处，盘面努塞尔数 Nu 随旋转雷诺数 Re_ω 增大先减小后增大，这是旋转与轴流耦合作用于盘腔换热，旋转雷诺数 Re_ω 增大使得旋转对换热的影响加强，但同时也导致轴向通流引起的惯性力被抑制，且惯性力被抑制带来的换热损失无法被旋转带来的换热加强所抵消造成的。并且，轴向雷诺数 Re_Z 越大，这种抑制作用表现的越明显。但当旋转雷诺数 Re_ω 增大到一定值后，惯性力被抑制带来的换热损失得以抵消，盘面努塞尔数 Nu 再次出现上升趋势。



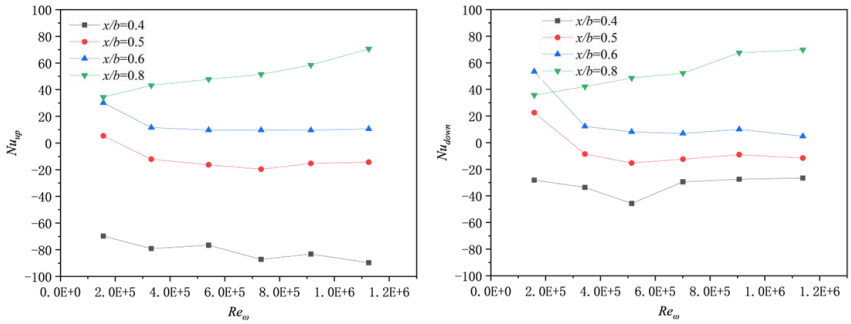
(a) Re_Z=1.31×10^4



(b) Re_Z=2.62×10^4



(c) Re_Z=3.94×10^4

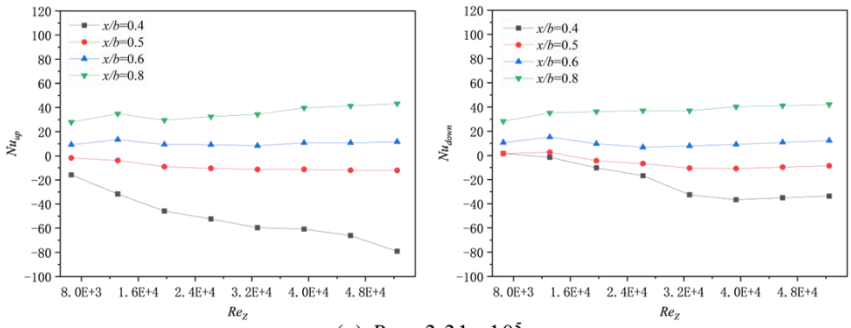


(d) Re_Z=5.25×10^4

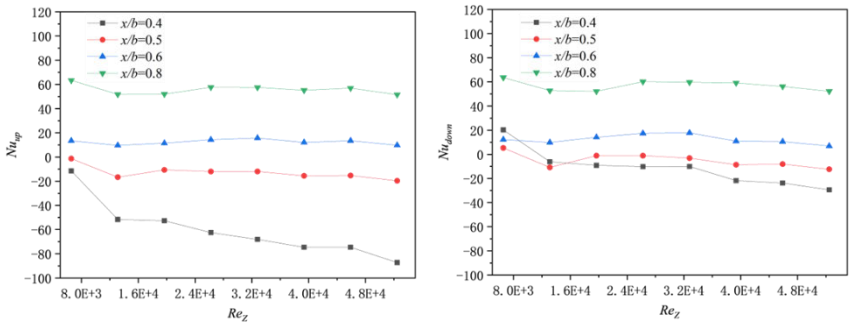
图 5 不同轴向雷诺数下盘面努塞尔数 *Nu* 随旋转雷诺数变化规律

2.1.2 轴向雷诺数的影响

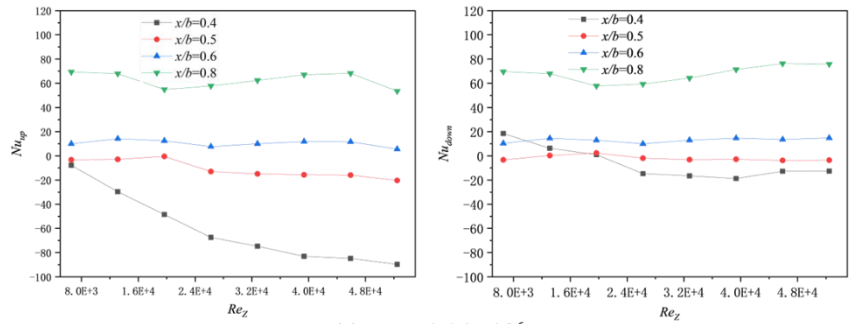
为探究轴向通流对盘面换热的影响，选取 s_c/b=0.133 的盘腔模型，分析旋转雷诺数分别为 Re_ω=3.31×10^5、7.19×10^5、1.14×10^6 时盘面努塞尔数 Nu 随轴向雷诺数 Re_Z 的变化规律，如图 6 所示。



(a) Re_ω=3.31×10^5



(b) Re_ω=7.19×10^5



(c) Re_ω=1.14×10^6

图 6 不同旋转雷诺数下盘面努塞尔数 Nu 随轴向雷诺数变化规律

无量纲半径 r/b=0.5、0.6、0.8 的中高半径位置，盘面努塞尔数 Nu 随轴向雷诺数 Re_Z 变化不明显，说明轴流对中高半径处的作用较小。

无量纲半径 r/b=0.4 低半径位置，三组旋转雷诺数 Re_ω 下上游盘努塞尔数 Nu 均随轴向雷诺数 Re_Z 增加而减小，且旋转雷诺数 Re_ω 越大该现象越明显，这同样是旋转对轴流的抑制作用造成的，且清晰地展示了轴流越强抑制越明显的现象。而对于下游盘，盘面努塞尔数 Nu 随轴向雷诺数 Re_Z 的增加呈现先减小再增大的规律，这是由于轴流冲击对下游盘作用更明显，尽管轴向雷诺数 Re_Z 较小时轴流对换热的增强作用无法抵消旋转

被抑制带来的换热损失，但当轴向雷诺数 Re_Z 增大到一定值后，换热损失被抵消，低半径处盘面换热随着轴流作用的增强而增强。

2.2 盘心间隙比对盘面换热特性的影响

为探究盘心间隙比对盘面换热的影响，选取 s_c/b=0.1、0.133、0.2 的盘腔模型，分析各结构表 2 四种工况时盘面努塞尔数 Nu 随盘心间隙比 s_c/b 的变化规律，如图 7 所示。

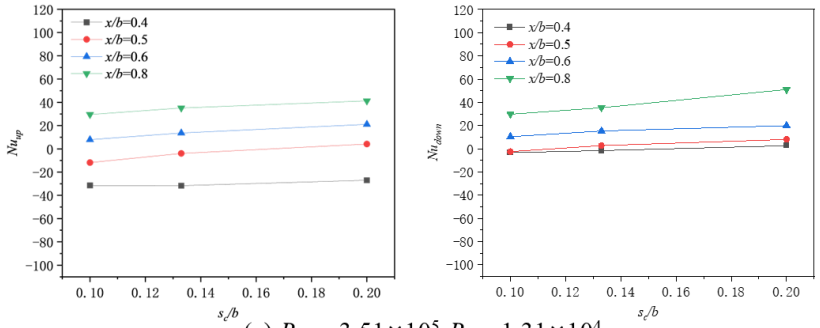
表 2 盘心间隙比对盘面换热影响工况设置

序号	旋转雷诺数 Re_ω	轴向雷诺数 Re_Z
工况 1	3.51×10^5	1.31×10^4
工况 2	3.51×10^5	5.25×10^4
工况 3	1.05×10^6	1.31×10^4
工况 4	1.05×10^6	5.25×10^4

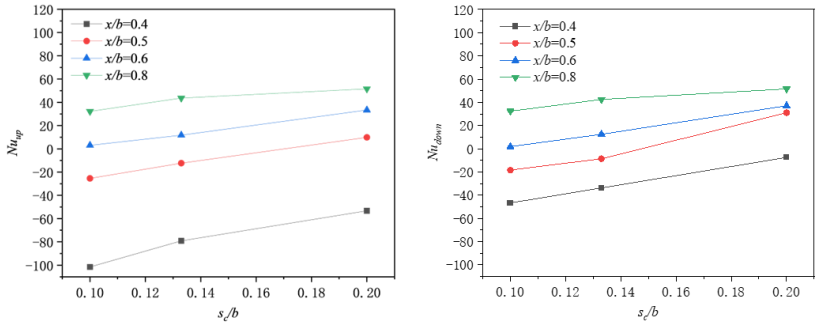
上下游盘各半径处努塞尔数 Nu 均随盘心间隙比 s_c/b 的增大而增大，这是由于盘心间隙比 s_c/b 增大有助于更多流体流入盘腔内部，增强了流体与壁面的换热。

旋转雷诺数 Re_ω 较大时高半径 x/b=0.8 处努塞尔数 Nu 随盘心间隙比 s_c/b 增大而增大的速率比旋转雷诺数 Re_ω 较小时更大，这是转速增加使得更多流体到达高半径区域与壁面换热的结果。

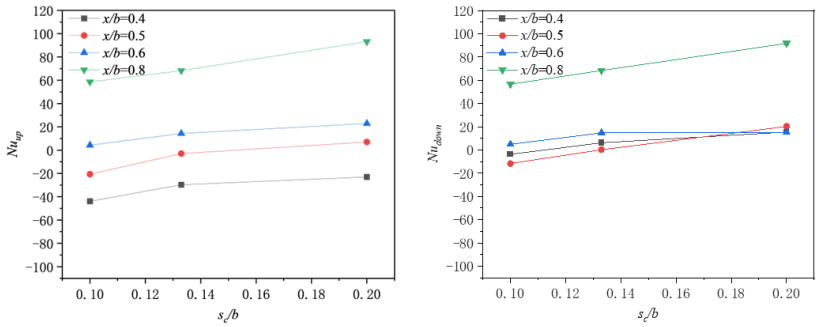
轴向雷诺数 Re_Z 较大时中低半径 x/b=0.4、0.5、0.6 处努塞尔数 Nu 随盘心间隙比 s_c/b 增大而增大的速率比轴向雷诺数 Re_Z 较小时更大，这是因为轴流主要作用于中低半径区，增大盘心间隙比 s_c/b，入口流量较大的工况下轴流导致的中低半径处换热增加更显著。



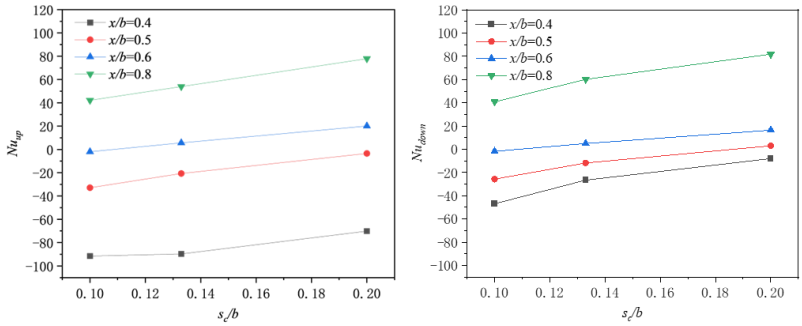
(a) Re_ω=3.51×10^5 Re_Z=1.31×10^4



(b) Re_ω = 3.51×10^5 Re_Z=5.25×10^4



(c) $Re_\omega = 1.05\times10^6$ $Re_Z=1.31\times10^4$



(d) $Re_\omega = 1.05\times10^6$ $Re_Z=5.25\times10^4$

图 7 不同工况下盘面努塞尔数 *Nu* 随盘心间隙比变化规律

3 结　论

本文以航空发动机高压压气机旋转盘腔为研究对象，运用数值模拟方法对轴向通流旋转盘腔盘面换热特性进行分析，在本文的计算参数范围内，主要结论如下：

（1）高半径处盘面换热主要受旋转影响，轴流对其影响不大，随旋转雷诺数 Re_ω 增大而增大，但增速变缓；低半径盘面换热受轴流和旋转的复合影响，且轴流的影响更大，上下游盘面努塞尔数 *Nu* 随旋转雷诺数 Re_ω 增大先减小后增大，上游盘努塞尔数 *Nu* 随轴向雷诺数 Re_Z 增加而减小，下游盘努塞尔数 *Nu* 随轴向雷诺数 Re_Z 增加而先减小后增大，此差别是下游盘受轴流冲击换热，上游盘由回流换热导致的。

（2）盘心间隙比 s_c/b 的增加使得同一工况下进入腔内的流体流量增加，促进了盘面换热；旋转作用较强时高半径区换热随盘心间隙比 s_c/b 增加而增加的速率较高；轴流流量较大时中低半径区换热随盘心间隙比 s_c/b 增加而增加的速率较高。

参考文献

[1] Kim S.Y., Han J.C., Morrison G.L. Local Heat Transfer in Enclosed Co-rotating Disks with Axial Throughflow．Transaction of the ASME, 1994, V116: 66-72

[2] Jackson R W, Luberti D , TANG Hui ,et al. Lock.Measurement and Analysis of Buoyancy-Induced Heat Transfer in Aero-Engine Compressor Rotors. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power,2021, Vol.143(6): 061004

[3] Bohn D, Deutsch G, Simon B, et al. Flow Visualisation in a Rotation Cavity with Axial Throughflow. 2000.

[4] Owen J M. Review of Buoyancy-Induced Flow in Rotating Cavities. Journal of Turbomachinery, 2015,

137(3): P.031006.1-031006.7

[5] 张泽群, 罗翔, 曹楠. 轴向通流旋转盘腔流动换热稳态实验与数值模拟.北京航空航天大学学报, 2021, 47(11):2369-2377

ZHANG Ze-Qun，LUO Xiang，CAO Nan. Steady-state Experiment and Numerical Simulation on Flow and Heat Transfer of a Rotating Cavity with Axial Flow. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2021, 47 (11): 2369-2377

[6] 曹楠, 窦志伟, 罗翔, 徐国强. 轴向通流旋转盘腔换热特性.航空动力学报,2018, 33(05):1178-1185

CAO Nan, DOU Zhi-wei, LUO Xiang, et al. Heat Transfer Characteristics of a Rotating Cavity with Axial Throughflow of Cooling Air. Journal of Aerospace Power, 2018, 33(05):1178-1185

[7] 郭隽, 李庆. 轴向通流旋转盘腔流动换热的数值研究.推进技术,2018, 39(08):1790-1796

GUO Jun, LI Qing. Numerical Study of Flow Structure and Heat Transfer in Rotating Cavity with Axial Throughflow. Journal of Propulsion Technology, 2018, 39(08):1790-1796

[8] 全永凯. 多级高压压气机旋转盘腔换热特性研究: [博士论文]. 北京: 北京航空航天大学, 2012

Quan Yongkai. Study on the Heat Transfer Characteristics in Multiple High-pressure Compressor Rotating Cavity: [Ph.D. Thesis]. Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2012

[9] Gao F, Chew J W. Flow and Heat Transfer Mechanisms in a Rotating Compressor Cavity Under Centrifugal Buoyancy-Driven Convection. Journal of engineering for gas turbines and power: Transactions of the ASME, 2022(5):144

[10] Long C A . Disk Heat Transfer in a Rotating Cavity with an Axial Throughflow of Cooling Air[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 1994, 15(4):307-316

[11] 陈航. 复杂涡轮盘腔流动换热特性的数值研究: [硕士论文]. 北京: 北京航空航天大学, 2019

Chen Hang. Nunerical Study of Flow and Heat Transfer in Complex Turbine Cavity: [M.S. Thesis]. Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2019

[12] 李雪. 多级轴向通流旋转盘腔换热和沿程温增特性研究: [硕士论文]. 北京: 北京航空航天大学, 2019

Li Xue. Research on Heat Transfer and Temperature Rise in Multistage Rotating Cavity with Axial Thoughflow: [M.S. Thesis]. Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2019

[13] 曹楠. 民用航空发动机轴颈腔流动与换热特性研究: [博士论文]. 北京: 北京航空航天大学, 2020

Cao Nan. Investigation on the Flow Structure and Heat Transfer in the Conical Cavity of Civil Aeroengine: [Ph.D. Thesis]. Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2020

[14] 黄远锋. 小型航空发动机涡轮盘腔流动和换热特性研究: [硕士论文]. 北京: 北京航空航天大学, 2020

Huang Yuanfeng. Investigation of the Flow and Heat Transfer Characteristics Inside the Turbine Disc Cavity of Small-sized Aero Engine: [M.S. Thesis]. Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2020

[15] 杨阳. 基于数据分析的旋转盘腔流动换热特性的数值研究: [硕士论文]. 北京: 北京航空航天大学, 2020

Yang Yang. Numerical Study of Flow and Heat Transfer in Rotating Cavity based on Data Analysis: [M.S. Thesis]. Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2020

[16] 贺忠良. 带篦齿盘腔风阻与换热特性研究: [硕士论文]. 北京: 北京航空航天大学, 2021
He Zhongliang. Study On the Windage and Heat Transfer Characteristics Of the Cavity with Labyrinth Seal: [M.S. Thesis]. Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2021

[17] Da Soghe R., Facchini B., Innocenti L., Micio M.. Analysis of Gas Turbine Rotating Cavities by a One-Dimensional Model: Definition of New Disk Friction Coefficient Correlations Set. Journal of Turbomachinery, 2011, V. 133: 021020-1~021020-8

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233596

横流管束减阻与强化传热研究

高辰，杨凡奇，漆悦，张强，宋克伟
（兰州交通大学机电工程学院，兰州 730070）
(Email: songkw@mail.lzjtu.cn)

摘要：管束换热器因其结构紧凑和的高效节能的特点，被广泛应用在众多行业中。但随着行业的发展，对换热器的换热性能要求越来越高，这就需要强化换热技术来提高换热性能。目前，在管束换热器中布置扰流元件是一种有效的强化换热技术，但这种方法虽然可以提高换热性能，同时也会增加流动阻力，制约了换热器的综合换热性能。因此，需要一种既能提高换热性能也能减小流动阻力的强化换热技术。本文在换热管的前后均布置了分流板，通过数值方法分析了分流板对管束换热器的流动与传热特性的影响。结果表明，当分流板长度与换热管管径之比为 1.0 时，通道内的阻力系数 *f* 最小，与没有分流板的的阻力系数 *f* 相比最大减小了 31.6%，平均 *Nu* 数和换热量 *Q* 却最大增加了 52.3%和 31.5%。当分流板长度与管径之比为 1.25 时，平均 *Nu* 数和换热量 *Q* 最大，相比光通道的平均 *Nu* 数和换热量 *Q* 最大增加了 86.7%和 47.4%，阻力系数 *f* 却减小了 15.6%。综上所述，分流板不仅能提高管束换热器的换热性能，同时还能减小流动阻力。

关键词：分流板；横流；管束；减阻；强化传热

0 前言

管束换热器因能灵活调节管节距，达到控制工作温度和质量流量的目的，使得管束换热器在工业应用领域中被广泛应用。为提高管束换热器的换热性能，通常会在管束周围布置连续翅片或间断翅片，增加换热面积，从而提高换热能力。目前，国内外学者研究了多种强化传热技术来提高管束换热器的换热性能，如改变翅片形状[1-5]、改变换热管形状[6,7]、在管翅式换热器中增加涡产生器[8-12]、改变涡产生器参数[13-16]、改变管排数[17]及布置方式[18]、以及采用螺旋翅片[19,20]等。然而，这些技术在强化换热的同时会增大阻力，导致泵功也增大，影响了管束换热器的综合换热性能。因此，需要一种既能提高换热性能也能减小流动阻力的强化换热技术。

为了提高管束换热器的综合换热能力，并有效地减小换热通道内的流动阻力，国内外学者在这方面做了许多深入的研究。Sporrow[21]发现在管上组合纵向翅片使得回流区面积减小，从而减小了流动阻力损失。在管上增加的这种纵向翅片也称为分流板。国内外关于分流板的研究工作大部分都集中在单个圆管结构[22-26]。Apelt 等[22]利用实验研究了

基金项目：国家自然科学基金(52266003)

分流板长度对流动的影响。发现分流板长度等于圆管直径时，通道内的回流区和阻力系数都最小。Ibrahim 等[23]利用实验研究了分流板位置对椭圆管管束换热器流动与传热的影响。结果表明在椭圆管前后均布置分流板时，换热性能要优于前后单独组合分流板的情况。Mangrulkar 等[24]利用实验和数值方法研究了分流板对叉排横流管换热器传热性能及阻力系数的影响。结果表明分流板长度等于圆管直径时，在 *Re*=5500 的平均 *Nu* 增加 50%以上。Mangrulkar 等[25]利用实验和数值模拟研究了在 *Re*=5000~25000 的范围内，分流板长度和厚度对流动与传热特性的影响，研究结果表明板长与圆管直径比为 1.0、板厚与圆管直径比为 0.2 时，换热性能会有明显地提升。Abraham 等[26]数值研究了锥形分流板对换热通道内流动与传热特性的影响，结果表明锥形分流板明显提高了换热通道的综合换热性能。

综上所述，分流板明显提高了管束换热器的换热性能，并且能同时降低换热通道的流动阻力。但是目前关于分流板的研究主要集中在换热管的尾部布置分流板，以及在单根换热管上布置分流板。而对于管束换热器，在换热管的前端和尾部均布置分流板的研究较少。因此本文针对圆管管束换热器，在 *Re*=5000~25000 的范围内，数值分析了在换热管前后均布置分流板对流动阻力以及换热性能的影响。研究结果为今后设计高效的管束换热器有一定的指导意义。

1 数值方法

1.1 物理模型

本文物理模型如图 1 所示，具体几何参数与文献[25]中的实验模型参数相一致，这是为了后续能快速地验证数值方法的准确性。圆管直径 *D*=25.4mm，计算域前延长段为 3*D*，后延长段为 12*D*，纵向管间距 S_L=2.0*D*，横向管间距 S_T=2.0*D*。在叉排布置的圆管前后均焊接相同长度的分流板，前后分流板长度 *L*=*B*=0.5*D*、0.75*D*、1.0*D*、1.25*D*、1.5*D*，厚度 *t*=0.08*D*。

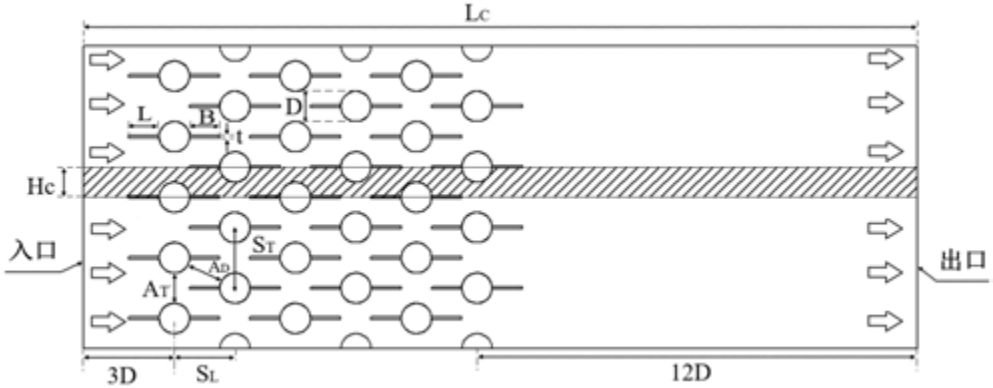


图 1 物理模型

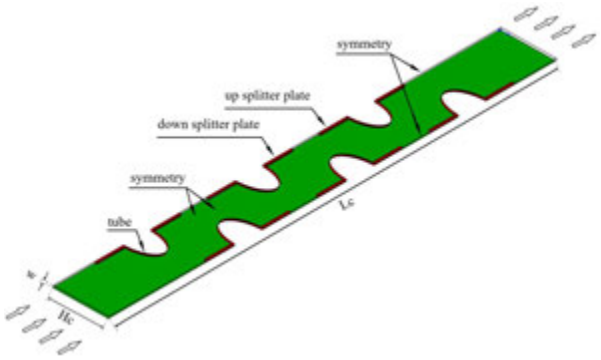


图 2 计算域模型图

为了节省计算资源，选取了图 1 中的阴影部分作为一个计算单元，如图 2 所示。计算域宽度 $H_c=D$，高度 W=1mm。

1.2 数值方法

本文采用有限体积法对控制方程进行离散，压力场和速度场的耦合使用了 SIMPLEC 算法，对流项和扩散项的离散分别采用二阶迎风格式和中心差分法。当连续性方程和能量方程收敛残差分别达到 10^{-6} 和 10^{-8} 时，则判断计算收敛。为简化计算，考虑对计算模型做以下假设：(1)物性参数为常数；(2)属于黏性不可压缩流动，处于湍流状态；(3)不考虑黏性耗散、体积力、重力以及辐射。流体湍流状态的控制方程如下：

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

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i u_j)=-\frac{\partial p}{\partial x_j}+\frac{\partial \partial}{\partial x_i}\left((\mu+\mu_t)\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho C_p u_i T)=\frac{\partial}{\partial xi}\left((\lambda+\lambda_t)\frac{\partial T}{\partial x_i}\right) \tag{3}$$

选用 SST k-ω为湍流计算模型，k 和 ω 方程为：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left((\mu+\frac{\mu_t}{\delta_\varepsilon})\frac{\partial k}{\partial x_j}\right)+G_k-Y_k+S_k \tag{4}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_j)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left((\mu+\frac{\mu_t}{\delta_\omega})\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right)+G_\omega-Y_\omega+S_\omega \tag{5}$$

1.3 边界条件

入口为速度进口边界条件，入口温度为 T_{in}=300K：

$$u(x,y,z)=u_{in},v(x,y,z)=w(x,y,z)=0 \tag{6}$$

出口采用压力出口边界条件：

$$P(x,y,z)_{out}=0 \tag{7}$$

上下及前后面采用对称边界条件：

$$\frac{\partial u}{dz}=\frac{\partial v}{dz}=\frac{\partial T}{dz}=0,w=0 \tag{8}$$

$$\frac{\partial u}{dy}=\frac{\partial v}{dy}=\frac{\partial T}{dy}=0,v=0 \tag{9}$$

管束壁面为等壁温边界条件，管束壁面温度为 T_W=355K，壁面无滑移。

$$u = v = w = 0, T_W = 355K \tag{10}$$

1.4 参数定义

本文换热通道中 2(S_D-D)>(S_T-D)，故通道内最大速度发生在相邻圆管间的垂直位置。当分流板长度小于 D 时，则最大速度为：

$$V_{\max} = \frac{S_T}{(S_T - D)} \cdot V \tag{11}$$

当分流板长度大于 D 时，则最大速度为：

$$V_{\max} = \frac{S_T}{\left[S_T - (D + \mathrm{t})\right]} \cdot V \tag{12}$$

雷诺数 Re

$$Re = \frac{V_{\max} D}{\upsilon} \tag{13}$$

努塞尔数 Nu

$$Nu = \frac{hD_{eff}}{k} \tag{14}$$

$$D_{eff} = \frac{C}{\pi} \tag{15}$$

式中 D_{eff}是等效直径，h 是对流换热系数，k 是空气的导热系数，C 是分流板与圆管组合换热通道的湿周。

阻力系数 f

$$f = \frac{2 \cdot \Delta p}{\rho_0 \cdot V_{\max}^2 \cdot N_L \cdot x} \tag{16}$$

横向平均 Nu_s

$$Nu_s(x) = \frac{\int_S Nu_{local} dS(z)}{\int_S dS(z)} \tag{17}$$

热性能评价因子 JF

$$JF = \left(\frac{Nu}{Nu_0}\right)\left(\frac{f_0}{f}\right)^{1/3} \tag{18}$$

式中，Nu_0 和 f_0 分别为光通道的平均努塞尔数和阻力系数。

1.5 网格独立性考核及数值方法验证

计算模型的网格如图 3 所示。整个计算域的网格为六面体结构化网格，换热边界层 y+值取 1，网格增长率为 1.1。选取 5 组不同数量的网格进行网格独立性考核，网格数从 36 万增加至 66 万，具体结果如表 1 中所示。当 Re=5000 时，网格数从 42 万增加至 66 万，Nu 及 f 的差异均小于 1%，网格数量对数值结果不再有影响。因此，本文所有计算模型采用的网格数量约为 42 万。

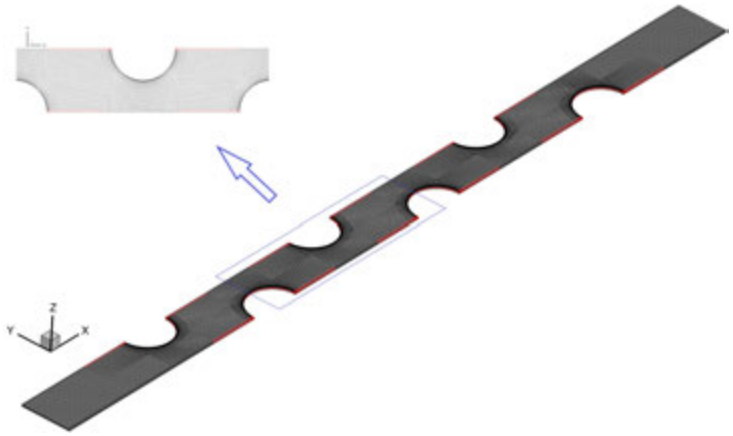


图 3 计算域网格

表 1 网格独立性考核

网格	光通道	
	Nu(误差%)	*f*(误差%)
363876	47.08705（1.6%）	0.518764（1.6%）
427115	46.02246（0.6%）	0.528412（0.18%）
524415	46.24368（0.2%）	0.52815（0.13%）
660147	46.33217（-）	0.52743（-）

图 4 是本文数值结果与文献[25]中的实验和数值结果的对比。数值结果与文献[25]中的结果偏差很小。对于光通道模型，本文数值结果与文献[25]中的实验和数值结果的最大相对误差分别为 8.7%和 7.4%。对于布置分流板的模型，本文的数值结果与文献[25]中的实验和数值结果的最大相对误差为 2.3%和 0.5%，相对误差均在合理的范围之内。因此，数值方法是可靠的。

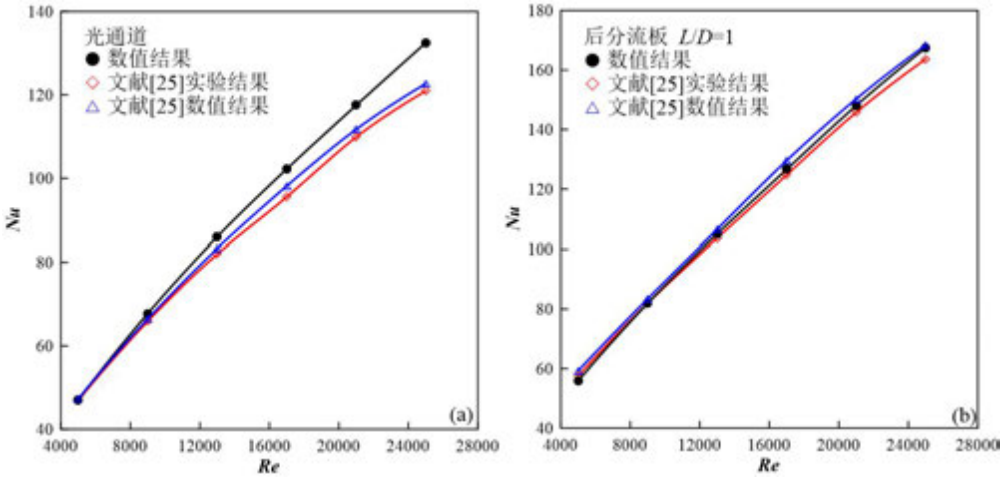


图 4 数值方法验证

2 结果与讨论

2.1 分流板长度对流动的影响

在 *Re*=13000 时，分流板的长度对流线的影响如图 5 所示。从图中可以看出，在未布置分流板的光通道通内，当流体掠过换热管后，会在换热管后出现明显的涡旋。这是因为流体会在圆管两侧分离，使得圆管尾部的流体速度变小，压力变大，而圆管侧面的流体速度变大，压力变小，从而形成明显的涡旋。而当在圆管前后布置分流板后，可以看出在圆管前面会产生涡旋，并且圆管尾部的涡旋会随着分流板长度的增加而变小。当 *L*=0.5*D* 时，通道内的流线分布如图 5(b)所示。由于分流板长度较小，对圆管后回流区内涡旋间的干涉阻隔作用较小。在粘滞阻力的作用下，流体在圆管前也产生了相对较小的回流区，回流区阻碍了来流流体与圆管的直接对冲，使圆管上流体分离点滞后，圆管后回流区比光通道中略有减小，分流板减小了阻力损失。

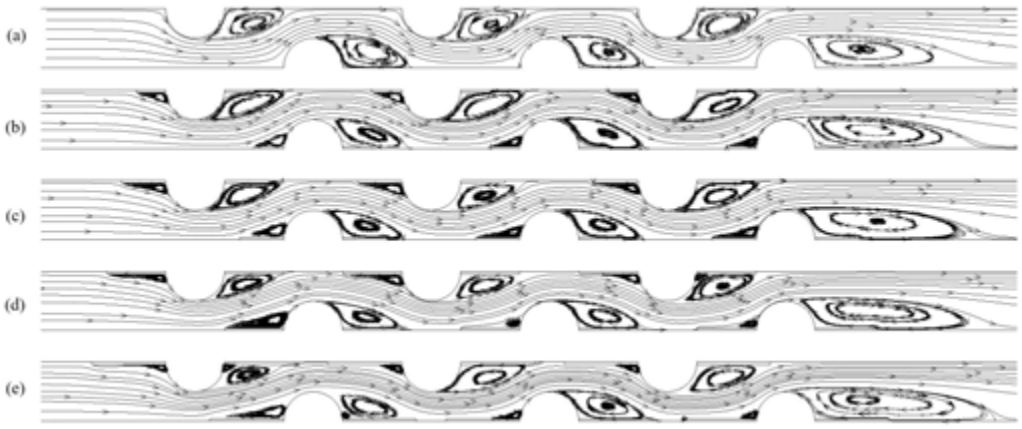


图 5 *Re*=13000 时流线图：(a) 光通道, (b) *L*=0.5*D*，(c) *L*=0.75*D*，d) *L*=*D*，(e) *L*=1.25*D*

当 *L*/*D* 由 0.5 增加至 1.0 时，后分流板阻碍了圆管后回流区中流体涡旋的相互干涉，使得粘滞阻力增加，同时压差阻力减小，圆管后回流区的面积逐渐减小，而在圆管前的回流区面积逐渐增大。当 *L*/*D* 由 1.0 增加至 1.25 时，圆管前回流区逐渐减小，圆管上的流体分离点逐渐前移，导致圆管后回流区逐渐增大，分流板的减阻效果减弱。圆管后过长的后分流板完全阻隔了圆管后回流区内的两涡旋，使得粘滞阻力也持续增大。所以，当 *L*/*D*=1.0 时，圆管上的流体分离点滞后最为明显，圆管前回流区最大且圆管后回流区达到最小。

流体横掠换热管束会产生扰动从而形成湍流，而湍动能是影响湍流发展或衰退的重要因素，湍动能的耗散往往对通道内的换热以及压降性能有直接的影响。在 *Re*=13000 时，不同长度的分流板对湍动能的影响如图 6 所示。从图 6(a)可以看出，光通道内流体湍动能沿着流动方向逐渐增加，在每排管束后的回流区具有较大值。这是由于管束的叉排布置形式使得通道内流体的流速变化较大，且圆管后回流区内的流体涡旋使得流体具有较高的湍动能。相比于光通道，当 *L*/*D* 由 0.5 增加到 1.0 时，湍动能均逐渐减小。当 *L*/*D*=1.0 时，湍动能为最小，说明圆管后回流区的面积和通道内压差阻力损失达到最小。当 *L*/*D* 进一步增大至 1.25 时，湍动能又略有增大，表明通道内的阻力损失小幅增加。

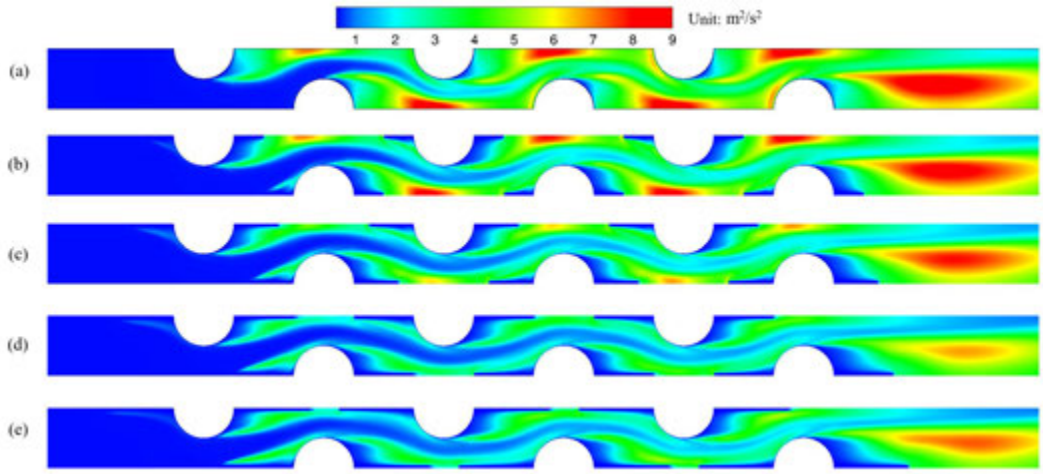


图 6 *Re*=13000 时湍动能云图：(a) 光通道, (b) *L*=0.5*D*, (c) *L*=0.75*D*, (d) *L*=*D*, (e) *L*=1.25*D*

2.2 分流板长度对传热的影响

通道内流体的温度场是反映换热性能的重要指标。*Re*=13000 时，分流板长度对换热通道内温度的影响如图 7 所示。在光通道中，由于圆管后回流区不利于管后流体与主流的混合，导致回流区流体温度较高。虽然沿分流板长度方向因导热存在着温度梯度，但分流板长度较短时温度变化较小。分流板使换热面积增加，有利于通道内流体与换热面之间更多的热量交换。流体流经前分流板后温度明显升高，同时在回流区由于流体与后分流板换热，均导致回流区温度升高，如图 7(b)-(e)。随着分流板长度增加，换热管前后都出现较为明显的温度梯度，沿分流板长度方向温度有所降低。当 *L*/*D* 从 0.5 变化到 1.25 时，通道内换热面积随着分流板长度的增加而增加，换热通道内温度逐渐升高，出口温度明显增大。

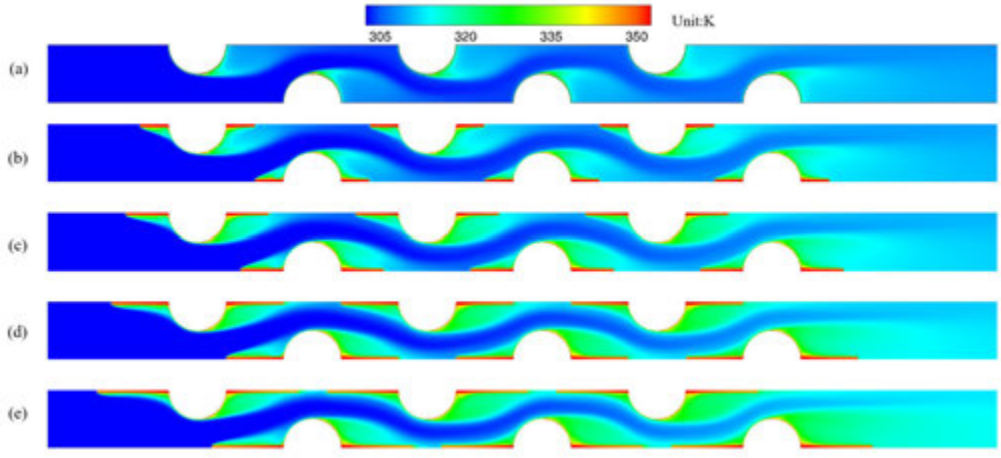


图 7 *Re*=13000 时温度分布图：(a) 光通道, (b) *L*=0.5*D*, (c) *L*=0.75*D*, (d) *L*=*D*, (e) *L*=1.25*D*

2.3 分流板长度对阻力系数的影响

不同 *Re*，通道内阻力系数随分流板长度的变化如图 8 所示。相比光通道，布置分流板通道的阻力系数明显减小。随着 *L*/*D* 从 0.5 增加到 1.25，*f* 先减小后增大。*L*/*D*=1.0 时，换热通道的 *f* 取得最小值，相比于光通道减小了 22.53%~31.58%。*L*/*D*=0.5 时，换热通道

的 f 减小了 2.9%~10.8%。L/D=0.75 与 1.25 时，f 相差不大，在低 Re 时，L/D=1.25 时的 f 略小于 L/D=0.75。L/D=0.75 时，f 相比光通道减小了 19.1%~19.4%，L/D=1.25 时，f 相比光通道减小了 19.3%~21.1%。

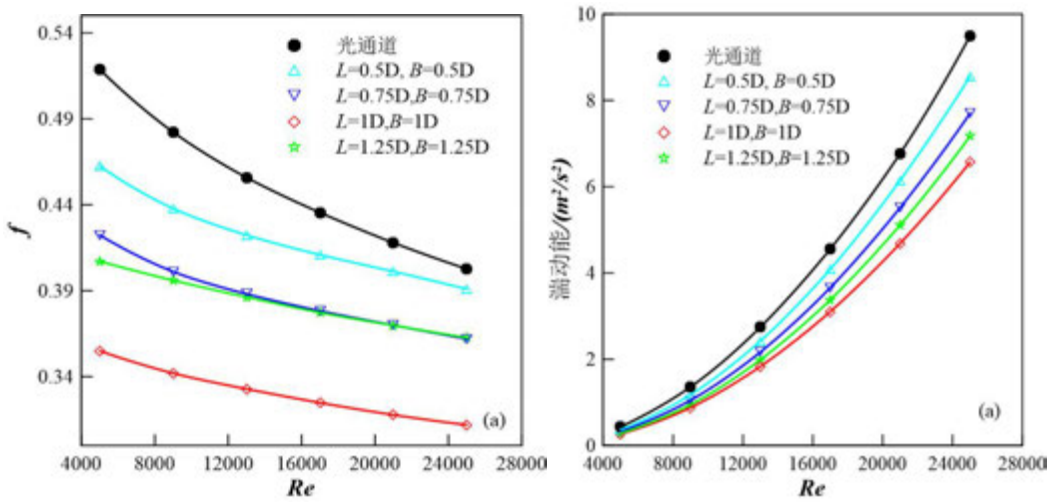


图 8 分流板长度对 f 和湍动能影响：(a) f, (b) 湍动能

分流板长度对通道内湍动能及湍动能比的影响如图 8(b)所示。湍动能随着 Re 增大而逐渐增大。与光通道相比，组合分流板换热通道的湍动能均较小。分流板长度对换热通道内湍动能的影响随着 Re 的增大而逐渐增大。随着分流板长度的增大，流体的湍动能先减小后增大，当 L/D=1.0 时，湍动能取得最小值，与光通道相比，L/D=1.0 时的湍动能减小了 30.8%~38.5%。

2.4 分流板长度对换热的影响

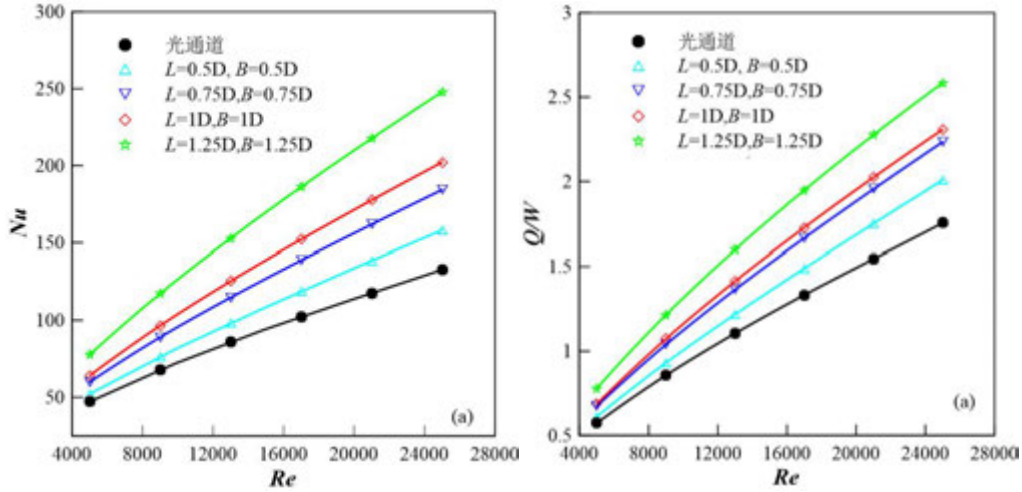


图 9. 不同分流板板径比下：(a) Nu-Re, (b) Nu/Nu_0-Re

分流板长度对平均 Nu 的影响如图 9(a)所示。随着 Re 的增大，Nu 均逐渐增大，且布置分流板通道内的 Nu 均大于光通道。随着 L/D 从 0.5 增加到 1.25，Nu 逐渐增大；通道内 Nu 在 L/D=1.25 时最高，与光通道相比提高 64.8%~86.7%，当 L/D 为 1.0 时，Nu 相比

光通道提高 35.9%~52.3%。不同分流板长度对应 *Nu* 间的差别先减小后增大，当 *L*/*D* 由 0.75 增加到 1.0 时，换热通道内平均 *Nu* 差别最小，为 7%~9.7%；当 *L*/*D* 由 1.0 增加到 1.25 时，换热通道内的平均 *Nu* 差别最大，为 21.2%~22.6%。

分流板长度对换热量 *Q* 的影响如图 9(b)所示。布置分流板后，换热通道内的换热量比未布置分流板的光通道大幅提高。随着 *Re* 和分流板长度增加，换热量 *Q* 也逐渐增加。在 *Re*=25000 和 *L*/*D*=1.25 时，换热量 *Q* 达到最大值，为 2.63W。与光通道相比，在 *Re*=5000~25000 的范围内，*L*/*D*=1.25 时的换热量 *Q* 增加了 35.9%~47.4%，*L*/*D*=1.0 时的换热量 *Q* 增加了 19.8%~31.5%。随着 *L*/*D* 从 0.5 增加到 1.25，换热量 *Q* 的差别先减小后增大，当 *L*/*D* 由 0.75 增加到 1.0 时，换热量 *Q* 的差别最小，为 10.1%~11.3%；当 *L*/*D* 由 1.0 增加到 1.25 时，换热量的 *Q* 差别最大，为 11.95%~13.46%。

2.5 分流板长度对综合评价准则 *JF* 的影响

分流板长度对综合强化传热评价因子 *JF* 的影响如图 10 所示。布置分流板后，换热通道 *JF* 均大于 1，且 *JF* 随着 *Re* 的增大而逐渐增大。*JF* 也随着分流板长度的增大而逐渐增大，在 *L*/*D*=1.25 时的 *JF* 最大：1.787~1.934。这表明当 *L*/*D*=1.25 时，换热通道内的强化传热效果最佳，相比于光通道最大提高了 93.4%。

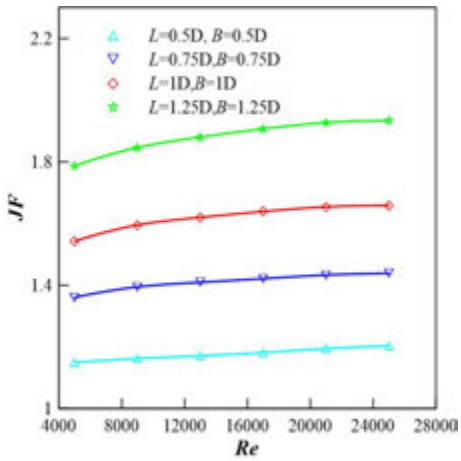


图 10 不同分流板宽度下 *JF* 随 *Re* 的变化

4 结　论

本文通过在圆管管束换热器的换热管前后均布置分流板，从而达到提高换热性能的同时减小流动阻力的目的。通过数值模拟的方法，详细分析了分流板长度对圆管管束换热器内流动与传热特性的影响，主要结论总结如下：

(1) 分流板长度在 0.5*D*~1.25*D* 时，阻力系数 *f* 随着分流板长度的增大而先增大后减小。在长度为 1.0*D* 时，与光通道相比，阻力系数 *f* 的最大减小了 31.58%。

(2) 分流板长度在 0.5*D*~1.25*D* 时，平均 *Nu* 与换热量 *Q* 随着分流板长度的增大而增大。与光通道相比，分流板长度为 1.25*D* 的平均 *Nu* 与换热量 *Q* 分别增加了 52.3%和 31.5%。

(3) 综合强化传热性能随着分流板长度的增大而增大。在分流板宽度为 1.25*D* 时，强化传热平均评价因子 *JF* 达到最大，为 1.934，与光通道相比增加了 93.4%，。

参考文献

[1] 曹纬. 国外新型换热器介绍[J]. 化学工程, 2000(06): 50-56.

[2] Tao Y B, He Y L, Huang J, et al. Three-dimensional numerical study of wavy fin-and-tube heat exchangers and field synergy principle analysis[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2007, 50(5/6): 1163-1175.

[3] Wang C C, Hwang Y M, Lin Y T. Empirical correlations for heat transfer and flow friction characteristics of herringbone wavy fin-and-tube heat exchangers[J]. International Journal of Refrigeration, 2002, 25(5): 673-680.

[4] Wu H L, Ying G, Zhu X. Air Flow and Heat Transfer in Louver-Fin Round-Tube Heat Exchangers[J]. American Society of Mechanical Engineers, 2007, 129(2): 765-769.

[5] Q Wang, Z Qian, J Cheng, W Huang, et al. Analysis on thermal hydraulic performance of the elliptical tube in the finned-tube heat exchanger by new method[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2019, 134: 388-397.

[6] Chen Y, Fiebig M, Mitra N K. Conjugate heat transfer of a finned oval tube part a: flow patterns[J]. Numerical Heat Transfer, 1998, 33(4): 387-401.

[7] Wang P, Jiang J, Li S, et al. An investigation of influence factor including different tube bundles on inclined elliptical fin-tube heat exchanger[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019, 142: 118448.

[8] Ashish J. Modi, Manish K. Rathod. Experimental investigation of heat transfer enhancement and pressure drop of fin-and-circular tube heat exchangers with modified rectangular winglet vortex generator[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 189: 122742.

[9] Vaelikangas T, Singh S, Sorensen K, et al. Fin-and-tube heat exchanger enhancement with a combined herringbone and vortex generator design[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 118: 602-616.

[10] 华亮. 涡强化扁管管片式散热器换热特性[J]. 洛阳理工学院学报（自然科学版）, 2014, 024(002): 84-88.

[11] Wang C, Lei L, Lei W, et al. Effects of vortex generators on the jet impingement heat transfer at different cross-flow Reynolds numbers[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016, 96: 278-286.

[12] 李刚, 于永兴, 王良璧. 管间距对涡强化扁管管片散热器传热的影响[J]. 工程热物理学报, 2004, 25(3): 3.

[13] Song K W, Tagawa 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.

[14] Zeeshan M, Nath S, Bhanja D, et al. Numerical investigation for the optimal placements of rectangular vortex generators for improved thermal performance of fin-and-tube heat exchangers[J]. Applied Thermal Engineering, 2018: S1359431117376238.

[15] Wang W, Yang B, Wang Y. Numerical investigation of a finned-tube heat exchanger with novel longitudinal vortex generators[J]. Applied Thermal Engineering, 2015: 86.

[16] 曾卓雄, 刘建全, 王漳军等. 矩形小翼和三角形小翼纵向涡发生器流动换热的研究[J]. 热能动力工程, 2016, 31(1): 7.

[17] 胡万玲, 管勇. 管排数对三角小翼式涡产生器式管片换热器换热影响的数值分析[J]. 工业加热, 2007, 36(6): 3.

[18] Jang J Y, Wu M C, Chang W J. Numerical and experimental studies of three-dimensional plate-fin and tube heat exchangers[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1996, 39(14): 3057-3066.

[19] H Huisseune, C T Joen, P Brodeoux, et al. Thermal hydraulic study of a single row heat exchanger with helically finned tubes[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2010, 132: 061801_1-061801_8.

[20] A Lemouedda, A Schmid, E Franz, et al, Numerical investigations for the optimization of serrated finned-tube heat exchangers[J]. Applied Thermal Engineering, 2011,31: 1393-1401.

[21] E M Sparrow, S S Kang. Longitudinally finned cross flow tube banks and their heat transfer and pressure drop characteristics[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1985, 28: 339-350.

[22] C J Apelt, G S West, A A Szewczyk, The effects of wake splitter plates on the flow past a circular cylinder in the range $10^4 < Re < 5 \times 10^4$[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1973,61(01): 187-198.

[23] E Ibrahim, M Moawed. Forced convection and entropy generation from elliptic tubes with longitudinal fins[J], Energy Conversion and Management, 2009, 50: 1946-1954.

[24] C K Mangrulkar, A S Dhoble. Experimental and CFD prediction of heat transfer and friction factor characteristics in cross flow tube bank with integral splitter plate[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 104: 964-978.

[25] C K Mangrulkar, A S Dhoble, J D Abraham, S Chamoli. Experimental and numerical investigations for effect of longitudinal splitter plate configuration for thermal-hydraulic performance of staggered tube bank[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 161: 120280.

[26] Jijo Derick Abraham, Ashwinkumar S Dhoble, Chidanand K Mangrulkar. Numerical analysis for thermo-hydraulic performance of staggered cross flow tube bank with longitudinal tapered fins[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2020, 118: 104905.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：622

基于有限体积法容积比热插值的传热拓扑优化

籍日添 1，屈治国 1*，汪辉 2，焦斌斌 3，叶雨欣 3
1. 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，西安 710049
2. 西北工业大学，航空学院，西安 710072
3. 中国科学院微电子研究所，北京 100029
(Tel: 029-82668543, Email: zgqu@mail.xjtu.edu.cn)

摘要：散热设计是大功率芯片设计的主要难题之一，传统的参数优化和形状优化难以满足目前的散热器设计需求，随着增材制造技术的发展，散热器的大规模拓扑优化成为了当前的研究热点。以开源平台 OpenFOAM 为框架，本文提出了一种基于有限体积方法的容积比热插值拓扑优化方法，有效减少了拓扑优化敏度计算及物理量插值的计算成本。而后，本文将该拓扑优化系统应用于典型体热源散热问题，发现对于给定尺寸的散热结构，存在一个最优泵功约束，在该约束下整体的平均温度相对于直流道降低了 25.42%，而其截面泵功仅需要 0.001576W/m。

关键词：拓扑优化，变密度法，对流换热，有限体积法，容积比热插值。

0 前言

拓扑优化随着增材制造技术的发展从之前理论上的可行迈向了实际的可应用[1]，且由于其设计自由度高、优化效果显著成为目前散热器设计领域的一个研究热点。传统的散热器设计方法主要基于散热器设计人员对 CFD（Computational Fluid Dynamics）模拟结果、实验结果的分析和理解，主要体现在对散热器尺寸参数的变参分析、乃至整体形状的改变尝试，这两种优化方法分别对应了参数优化和形状优化。拓扑优化整体在参数优化和形状优化之上，既包含了每个区域的材料分布参数或整体材料界面的描述参数优化，同时对于材料分布形状或材料界面形状进行了形状优化。在这基础上能够引入前两者无法出现的整体拓扑形貌的改变，例如在微流道结构分布中引入分叉，或在材料中引入空腔来减少材料整体所需的重量，而分叉、空腔的数量是经过优化算法计算的，研究人员从一开始无法得知优化的形貌，在不同约束条件下可能出现形貌差距很大的结果，这些优化结果大大增加了研究人员的选择性，体现了拓扑优化在散热器设计领域的优越性。

散热器的拓扑优化是一种考虑多种材料分布来实现某种换热效果最优或某种温度指标更好的优化。与传统力学领域的拓扑优化不同的地方在于其约束更加复杂，以导热为主的散热器中需要考虑导热方程的约束，以对流换热、辐射换热为主的散热器则需要

考虑 N-S 方程（Navier-Stokes equations）[2]和辐射传递方程[3]来实现更加复杂的优化设计，同时对于瞬态效应明显，例如含相变过程的拓扑优化问题，其不同时间尺度离散及不同相的热非平衡问题，为研究的难点。针对稳态问题，常规的材料区分在于对导热系数的描述，以拓扑优化密度法为例，以连续分布的伪密度变量来将不同材料的导热系数进行区分，同时加入滤波函数，使伪密度值趋近于零一分布，吴璇[4]使用有限体积方法针对热源边界的平均温度进行优化，给出了三维方管和扁管内层流强制对流的热沉优化构型，该构型增加了纵向涡的数量。王运宇[5]使用商用软件 COMSOL 中有限元方法对对流传热的结构进行了拓扑优化，提出了求解对流换热的一个弱化的方法，将第三类边界条件直接引入控制方程内，提高了计算速率但是精度有所下降。Wang 等人[6]提出了一种基于密度梯度的拓扑优化方法，将第三类边界条件通过法向量转换为了体积力，但是需要的伪密度界面厚度较薄，由于插值函数的选取存在一定的误差。Qian 等人[7]研究了物性随温度变化情况下，流体特征对共轭传热拓扑优化的影响，分析了水物性随温度变化和不随温度变化下拓扑优化结果的差异，体现了水物性随温度变化作为拓扑优化过程的必要性，但仅考虑了水这一种流质物性随温度的变化，没有考虑固体区域。Liu 等人[8]使用 COMSOL 商用软件以三个目标函数来综合考虑歧管微通道的换热、流阻和温度均匀性指标下的拓扑优化效果，同时使用场协同角对优化结果进行了分析，给出了其多目标优化的帕累托前沿，但是固体糊状区的达西数不够小，存在着一定的优化误差。Janus 等人[9]针对大量自由度及双向耦合特性的自然对流问题进行拓扑优化，提出了一种使用简化物理控制的降阶模型来减少计算工作量的方法，并与全阶模型的优化结果进行了对比，大大提高了拓扑优化的效率，在保证一定精度的基础上对高效化工程应用做出了一定贡献。目前研究者们针对含固定体热源、非稳态导热过程进行拓扑优化时，需要考虑对热容、密度进行插值，本文给出了一种仅考虑容积热容插值的拓扑优化方法，减少了整体的插值变量数量，提高了整体优化过程的计算效率。

1 控制方程及拓扑优化列式

1.1 传热问题的描述

计算区域描述如图 1 所示，其中尺寸 l=0.01m，l_0=0.001m，整体入口尺寸经过对称后为 0.002m。

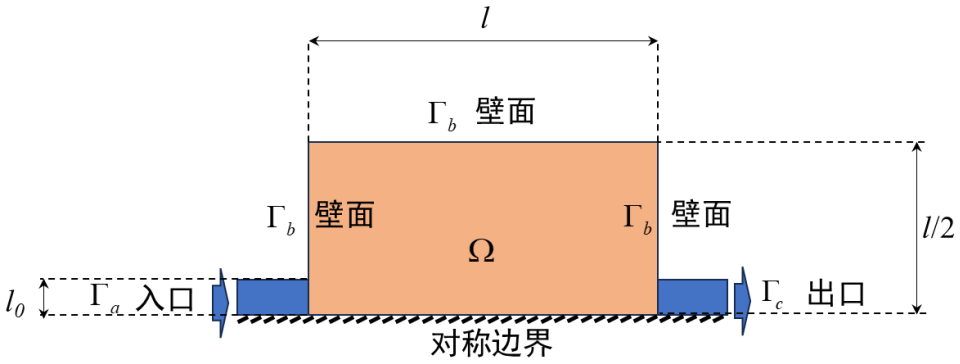


图 1 计算域示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the computational domain

考虑不可压缩流动下稳态恒热源的过程，其控制方程组 N-S 方程和温度方程 $\mathbf{R}_1$=**0** 描述如下：

$$\mathbf{R}_1=\begin{bmatrix} -\nabla\cdot\mathbf{u} \\ \nabla\cdot\left(\mathbf{u}\otimes\mathbf{u}\right)+\nabla\left(\frac{p}{\rho}\right)-\nabla\cdot\nu\left(\nabla\otimes\mathbf{u}+\left(\nabla\otimes\mathbf{u}\right)^T\right)+\frac{\alpha}{\rho}\cdot\mathbf{u} \\ \left(\rho c_p\right)\nabla\cdot\left(\mathbf{u}T\right)-\nabla\cdot\lambda\left(\nabla T\right)-Q \end{bmatrix}=\begin{bmatrix}0\\ \mathbf{0}\\ 0\end{bmatrix} \tag{1.1}$$

在控制方程组 $\mathbf{R}_1$=**0** 中 **u** 为速度矢量，ρ 为密度，p 为压强，ν 为运动学粘度，α 为区别不同材料的流阻系数，c_p 为比热容，$\left(\rho c_p\right)$ 这里将密度与比热相乘作为容积比热，λ 为导热系数，Q 为体积热源源项。该组控制方程实际为拓扑优化问题的一组约束，具体约束表达在列式中介绍。

边界条件 $\mathbf{R}_2$=**0** 描述如下：

$$\mathbf{R}_2=\mathbf{0}\Leftrightarrow\begin{cases} T=T_{in}\ \ \mathbf{u}=\mathbf{u}_0\ \text{on}\ \Gamma_a \\ \partial T/\partial\mathbf{n}=0\ \ \mathbf{u}=\mathbf{0}\ \text{on}\ \Gamma_b \\ \partial T/\partial\mathbf{n}=0\ \partial p/\partial\mathbf{n}=0\ \text{on}\ \Gamma_c \end{cases} \tag{1.2}$$

1.2 拓扑优化列式

考虑整体区域平均温度的优化问题，则对于区域 Ω，优化的目标函数可以描述如下：

$$\Phi=\overline{T}=\frac{\int_\Omega T d\Omega}{\int_\Omega 1 d\Omega}=\frac{1}{\Omega}\int_\Omega T d\Omega \tag{1.3}$$

同时对于该优化体系的材料分布需要引入一种设计表示，本文采用密度法，引入伪密度 γ 来表征材料的分布，针对式(1.1)的约束，需要对导热系数 λ，容积热容 $\left(\rho c_p\right)$ 以及流阻系数 α 进行表征，插值方法选择了达西插值：

$$\lambda=\lambda_f+\left(\lambda_s-\lambda_f\right)\frac{q\left(1-\gamma\right)}{q+\gamma} \tag{1.4}$$

$$\left(\rho c_p\right)=\left(\rho c_p\right)_f+\left(\left(\rho c_p\right)_s-\left(\rho c_p\right)_f\right)\frac{q\left(1-\gamma\right)}{q+\gamma} \tag{1.5}$$

$$\alpha=\alpha_f+\left(\alpha_s-\alpha_f\right)\frac{q\left(1-\gamma\right)}{q+\gamma} \tag{1.6}$$

$$0\le\gamma\le 1 \tag{1.7}$$

其中左侧为插值后的物理量，即在优化过程中 $\mathbf{R}_1$ 的直接使用量，右侧为达西插值，针对下标 s 的固体材料和下标 f 的流体材料插值，材料参数见表 1。

表 1 材料物性

Table 1 Physical properties of materials

物理量名称	水	铝
导热系数 λ (W/m/K)	0.61	237
容积比热 ρc_p (J/m^3/K)	4.18×10^6	2.376×10^6
密度 ρ (kg/m^3)	1000	2700
流阻系数 α (kg/m^3/s)	0	10^{10}
运动学粘度 ν (m^2/s)	10^{-6}	—
体热源 Q(W/m^3)	10^8	10^8

其中针对拓扑优化等效的固体多孔区的流阻系数与达西数，满足以下关系[10]：

$$Da=\frac{\rho_f \nu_f}{\alpha_s l^2} \tag{1.8}$$

l 为固体区的特征长度，且由文献结果[10, 11]给出了拓扑优化过程中二维和三维问题的固体糊状区达西数分别需要小于 10^{-5} 和 10^{-6} 时才能满足固体区域的非流动等效。在本文的拓扑优化过程中 $\alpha_s=10^{10}$ kg/m^3/s^2，特征尺寸 l 为 0.01m，满足 $Da=10^{-9}$。

同时还有泵功的整体约束，泵功为：

$$\begin{aligned}\Lambda &= \int_\Omega \left(\frac{\rho\nu}{2}\left(\nabla\otimes\mathbf{u}+(\nabla\otimes\mathbf{u})^T\right):\left(\nabla\otimes\mathbf{u}+(\nabla\otimes\mathbf{u})^T\right)+\alpha\mathbf{u}\cdot\mathbf{u}\right)d\Omega \\ &= -\int_{\Gamma_a \ and \ \Gamma_c}\left(p+\frac{1}{2}\rho\mathbf{u}^2\right)\mathbf{u}\cdot\mathbf{n}d\Gamma\end{aligned} \tag{1.9}$$

整体拓扑优化的列式如下：

$$\begin{aligned}&\text{Find } \boldsymbol{\gamma}=(\gamma_1,\gamma_2,\cdots,\gamma_n) \\ &\min \Phi=\bar{T}\left(\mathbf{u}(\boldsymbol{\gamma}),p(\boldsymbol{\gamma}),T(\boldsymbol{\gamma}),\boldsymbol{\gamma}\right) \\ &\text{s.t.:}\quad \int_\Omega \mathbf{R}_1 d\Omega=\mathbf{0} \text{ with } \mathbf{R}_2=\mathbf{0} \\ &\qquad \Lambda\le\Lambda_0 \\ &\qquad \int_\Omega \gamma d\Omega \le V_{st}\int_\Omega 1 d\Omega \\ &\qquad 0\le\gamma_i\le 1, i=1,2,\cdots,n\end{aligned} \tag{1.10}$$

V_{st} 为体积约束，约束了流道的整体体积占比，即散热器固体区域与整体优化区域的体积比，本文中给出的流道约束为 $V_{st}=0.3259$。

1.3 优化列式的求解

式(1.10)给出了一个带复杂约束的最优化问题，通过构建拉格朗日对偶函数 L，获得其拉格朗日对偶问题如下：

$$
\begin{aligned}
&\text{Find } \boldsymbol{\gamma}=\left(\gamma_1,\gamma_2,;,\gamma_n\right)\\
&\quad \boldsymbol{\xi}=\left(p'\left(\mathbf{u}(\boldsymbol{\gamma}),p(\boldsymbol{\gamma}),T(\boldsymbol{\gamma}),\boldsymbol{\gamma}\right),\mathbf{u}'\left(\mathbf{u}(\boldsymbol{\gamma}),p(\boldsymbol{\gamma}),T(\boldsymbol{\gamma}),\boldsymbol{\gamma}\right),T'\left(\mathbf{u}(\boldsymbol{\gamma}),p(\boldsymbol{\gamma}),T(\boldsymbol{\gamma}),\boldsymbol{\gamma}\right)\right)\\
&\min L\left(\mathbf{u},p,T,\boldsymbol{\gamma}\right)=\Phi+\left\langle\boldsymbol{\xi},\mathbf{R_1}\right\rangle=\overline{T}+\int_{\Omega}\boldsymbol{\xi}\mathbf{R_1}d\Omega \text{ with } \mathbf{R}_2=\mathbf{0}\\
&\text{s.t.:}\quad \Lambda\le\Lambda_0\\
&\qquad \int_{\Omega}\gamma d\Omega\le V_{st}\int_{\Omega}1d\Omega\\
&\qquad 0\le\gamma_{\mathrm{i}}\le 1,i=1,2,;,n
\end{aligned}
\tag{1.11}
$$

对于 Φ 和 Λ，分别代表了该优化问题的两个目标函数，温度目标和泵功目标，分别需要求解敏度信息，这里以 Ψ 代指任意一方，便于通用化分析。

式(1.11)中 $\boldsymbol{\xi}=\left(p',\mathbf{u}',T'\right)$ 为拉格朗日乘子，即伴随变量，伴随变量与原方程的状态变量及设计变量 $\left(\mathbf{u},p,T,\boldsymbol{\gamma}\right)$ 相关，式(1.11)此时表示的优化问题则为凸问题，最优点处状态变量 $\mathbf{u},p,T$ 满足 Karush-Kuhn-Tucker(KKT)条件：

$$
\begin{cases}
L_{\mathbf{u}}=\lim\limits_{t\to0}\dfrac{L(\mathbf{u}+t\hat{\mathbf{u}})-L(\mathbf{u})}{t}=\Psi_{\mathbf{u}}+\left\langle\boldsymbol{\xi},\mathbf{R_1}\right\rangle_{\mathbf{u}}=0\\
L_p=\lim\limits_{t\to0}\dfrac{L(p+t\hat{p})-L(p)}{t}=\Psi_p+\left\langle\boldsymbol{\xi},\mathbf{R_1}\right\rangle_p=0\\
L_T=\lim\limits_{t\to0}\dfrac{L(T+t\hat{T})-L(T)}{t}=\Psi_T+\left\langle\boldsymbol{\xi},\mathbf{R_1}\right\rangle_T=0
\end{cases}
\tag{1.12}
$$

式(1.12)给出了 L 对于三个状态变量的加托导数为 0。

同时由于 $\mathbf{R}_1=\mathbf{0}$，$\Psi=L$ 其敏度为：

$$
\begin{aligned}
\frac{dL}{d\boldsymbol{\gamma}}&=\frac{\partial L}{\partial\boldsymbol{\gamma}}+\frac{\partial L}{\partial\mathbf{u}}\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial\boldsymbol{\gamma}}+\frac{\partial L}{\partial p}\frac{\partial p}{\partial\boldsymbol{\gamma}}+\frac{\partial L}{\partial T}\frac{\partial T}{\partial\boldsymbol{\gamma}}\\
&=\frac{\partial\left(\Psi+\left\langle\boldsymbol{\xi},\mathbf{R_1}\right\rangle\right)}{\partial\boldsymbol{\gamma}}+\frac{\partial\left(\Psi+\left\langle\boldsymbol{\xi},\mathbf{R_1}\right\rangle\right)}{\partial\mathbf{u}}\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial\boldsymbol{\gamma}}+\frac{\partial\left(\Psi+\left\langle\boldsymbol{\xi},\mathbf{R_1}\right\rangle\right)}{\partial p}\frac{\partial p}{\partial\boldsymbol{\gamma}}+\frac{\partial\left(\Psi+\left\langle\boldsymbol{\xi},\mathbf{R_1}\right\rangle\right)}{\partial T}\frac{\partial T}{\partial\boldsymbol{\gamma}}\\
&=\frac{\partial\Psi}{\partial\boldsymbol{\gamma}}+\frac{\partial\left\langle\boldsymbol{\xi},\mathbf{R_1}\right\rangle}{\partial\boldsymbol{\gamma}}+\left(\frac{\partial\Psi}{\partial\mathbf{u}}+\frac{\partial\left\langle\boldsymbol{\xi},\mathbf{R_1}\right\rangle}{\partial\mathbf{u}}\right)\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial\boldsymbol{\gamma}}+\left(\frac{\partial\Psi}{\partial p}+\frac{\partial\left\langle\boldsymbol{\xi},\mathbf{R_1}\right\rangle}{\partial p}\right)\frac{\partial p}{\partial\boldsymbol{\gamma}}+\left(\frac{\partial\Psi}{\partial T}+\frac{\partial\left\langle\boldsymbol{\xi},\mathbf{R_1}\right\rangle}{\partial T}\right)\frac{\partial T}{\partial\boldsymbol{\gamma}}\\
&=\frac{\partial\Psi}{\partial\boldsymbol{\gamma}}+\frac{\partial\left\langle\boldsymbol{\xi},\mathbf{R_1}\right\rangle}{\partial\boldsymbol{\gamma}}+\left(\Psi_{\mathbf{u}}+\left\langle\boldsymbol{\xi},\mathbf{R_1}\right\rangle_{\mathbf{u}}\right)\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial\boldsymbol{\gamma}}+\left(\Psi_p+\left\langle\boldsymbol{\xi},\mathbf{R_1}\right\rangle_p\right)\frac{\partial p}{\partial\boldsymbol{\gamma}}+\left(\Psi_T+\left\langle\boldsymbol{\xi},\mathbf{R_1}\right\rangle_T\right)\frac{\partial T}{\partial\boldsymbol{\gamma}}
\end{aligned}
\tag{1.13}
$$

引入式(1.12)中的 KKT 条件，式(1.13)简化为：

$$
\frac{d\Psi}{d\boldsymbol{\gamma}}=\frac{dL}{d\boldsymbol{\gamma}}=\frac{\partial\Psi}{\partial\boldsymbol{\gamma}}+\frac{\partial\left\langle\boldsymbol{\xi},\mathbf{R_1}\right\rangle}{\partial\boldsymbol{\gamma}}
\tag{1.14}
$$

此时需要求解各个状态变量的加托导数，为了方便求解对状态变量进行分部积分如下：

$$
\begin{aligned}
&L(\mathbf{u},p,T,\boldsymbol{\gamma})=\Psi+\langle\boldsymbol{\xi},\mathbf{R_1}\rangle\\
&=\Psi-\int_{\Omega}p'(\nabla\cdot\mathbf{u})d\Omega+\int_{\Omega}T'\left(\left(\rho c_p\right)\mathbf{u}\cdot\nabla T-\nabla\cdot\lambda(\nabla T)-Q\right)d\Omega\\
&+\int_{\Omega}\mathbf{u}'\left(\nabla\cdot(\mathbf{u}\otimes\mathbf{u})+\nabla\left(\frac{p}{\rho}\right)-\nabla\cdot\nu\left(\nabla\otimes\mathbf{u}+(\nabla\otimes\mathbf{u})^T\right)+\frac{\alpha}{\rho}\cdot\mathbf{u}\right)d\Omega
\end{aligned}
\tag{1.15}
$$

$$
\begin{aligned}
&=\Psi+\int_{\Omega}\mathbf{u}(\nabla\cdot p')d\Omega-\int_{\Omega}\left(T\left(\rho c_p\right)\mathbf{u}\cdot\nabla T'+\lambda(\nabla T)\cdot(\nabla T')+T'Q\right)d\Omega\\
&-\int_{\Omega}\left((\mathbf{u}\otimes\mathbf{u})\nabla\cdot(\mathbf{u}')+\frac{p}{\rho}\nabla\cdot(\mathbf{u}')-\left(\nabla\otimes\mathbf{u}+(\nabla\otimes\mathbf{u})^T\right)\nabla\cdot\nu\mathbf{u}'-\frac{\alpha}{\rho}\mathbf{u}\cdot\mathbf{u}'\right)d\Omega\\
&-\int_{\Omega}\nabla\cdot(p'\mathbf{u})d\Omega+\int_{\Omega}\left(\mathbf{u}\cdot\left(\rho c_p\right)\nabla(TT')-\nabla\cdot(T'\lambda(\nabla T))\right)d\Omega\\
&+\int_{\Omega}\left(\nabla\cdot\left(\mathbf{u}'(\mathbf{u}\otimes\mathbf{u})\right)+\nabla\left(\frac{p}{\rho}\mathbf{u}'\right)-\nabla\cdot\left(\nu\mathbf{u}'\left(\nabla\otimes\mathbf{u}+(\nabla\otimes\mathbf{u})^T\right)\right)\right)d\Omega
\end{aligned}
\tag{1.16}
$$

引入高斯散度定理：

$$
\begin{aligned}
&L(\mathbf{u},p,T,\boldsymbol{\gamma})=\Psi+\langle\boldsymbol{\xi},\mathbf{R_1}\rangle\\
&=\Psi+\int_{\Omega}\mathbf{u}(\nabla\cdot p')d\Omega-\int_{\Omega}\left(T\left(\rho c_p\right)\mathbf{u}\cdot\nabla T'+\lambda(\nabla T)\cdot(\nabla T')+T'Q\right)d\Omega\\
&-\int_{\Omega}\left((\mathbf{u}\otimes\mathbf{u})\nabla\cdot(\mathbf{u}')+\frac{p}{\rho}\nabla\cdot(\mathbf{u}')-\nu\left(\nabla\otimes\mathbf{u}+(\nabla\otimes\mathbf{u})^T\right)\nabla\cdot\mathbf{u}'-\frac{\alpha}{\rho}\mathbf{u}'\cdot\mathbf{u}\right)d\Omega\\
&-\int_{\Gamma}p'\mathbf{u}\cdot\mathbf{n}d\Gamma+\int_{\Gamma}\left(\left(\rho c_p\right)(\mathbf{u}TT')-\left(T'\lambda(\nabla T)\right)\right)\cdot\mathbf{n}d\Gamma\\
&+\int_{\Gamma}\mathbf{u}'\left(\left(\frac{p}{\rho}\right)\mathbf{I}-\left(\nu\left(\nabla\otimes\mathbf{u}+(\nabla\otimes\mathbf{u})^T\right)\right)\right)\cdot\mathbf{n}d\Gamma+\int_{\Gamma}\mathbf{u}'(\mathbf{u}\otimes\mathbf{u})\cdot\mathbf{n}d\Gamma
\end{aligned}
\tag{1.17}
$$

进行加托导数求导可得：

$$
\begin{cases}
L_{\mathbf{u}}=\Psi_{\mathbf{u}}+\int_{\Omega}\left((\nabla\otimes\mathbf{u})\cdot\mathbf{u}'-(\mathbf{u}\cdot\nabla)\mathbf{u}'-\nu\left(\nabla\otimes\mathbf{u}'+(\nabla\otimes\mathbf{u}')^T+\alpha\mathbf{u}'+\rho c_pT'\nabla T\right)+\nabla p'\right)\hat{\mathbf{u}}d\Omega\\
+\int_{\Gamma}\left((\mathbf{u}\cdot\mathbf{n})\mathbf{u}'-\left(\left(\frac{p}{\rho}\right)+\left(\nu\left(\nabla\otimes\mathbf{u}+(\nabla\otimes\mathbf{u})^T\right)\right)\right)\cdot\mathbf{n}\right)\hat{\mathbf{u}}d\Gamma=0\\
L_p=\Psi_p-\int_{\Omega}\left(\frac{1}{\rho}\nabla\cdot(\mathbf{u}')\right)\hat{p}d\Omega+\int_{\Gamma}\left(\mathbf{u}'\left(\frac{1}{\rho}\right)\right)\cdot\mathbf{n}\hat{p}d\Gamma=0\\
L_T=\Psi_T-\int_{\Omega}\left(\left(\rho c_p\right)\mathbf{u}\cdot\nabla T'+\lambda\nabla\cdot(\nabla T')\right)\hat{T}d\Omega+\int_{\Gamma}\left(\left(\rho c_p\right)(\mathbf{u}T')+\lambda\nabla T'\right)\cdot\mathbf{n}\hat{T}d\Gamma=0
\end{cases}
\tag{1.18}
$$

式(1.18)即为伴随 N-S 方程，假设优化目标 Ψ 由体积分 P 和边界积分 Q 构成：

$$
\Psi=\int_{\Omega}P(\mathbf{u},\nabla\cdot\mathbf{u},T,\nabla T,p,\nabla p,\gamma)d\Omega+\int_{\Gamma}Q(\mathbf{u},T,p,\gamma)\cdot\mathbf{n}d\Gamma
\tag{1.19}
$$

则其加托导数满足：

$$\begin{cases}\Psi_{\mathbf{u}}=\int\limits_{\Omega}\left(\dfrac{\partial P}{\partial \mathbf{u}}-\nabla\cdot\dfrac{\partial P}{\partial\nabla\mathbf{u}}\right)\cdot\hat{\mathbf{u}}d\Omega+\int\limits_{\Gamma}\left(\dfrac{\partial P}{\partial\nabla\mathbf{u}^{T}}\cdot\mathbf{n}+\dfrac{\partial Q}{\partial\mathbf{u}}\right)\cdot\hat{\mathbf{u}}d\Gamma\\ \Psi_{p}=\int\limits_{\Omega}\left(\dfrac{\partial P}{\partial p}-\nabla\cdot\dfrac{\partial P}{\partial\nabla p}\right)\cdot\hat{p}d\Omega+\int\limits_{\Gamma}\left(\dfrac{\partial P}{\partial\nabla p}\cdot\mathbf{n}+\dfrac{\partial Q}{\partial p}\right)\cdot\hat{p}d\Gamma\\ \Psi_{T}=\int\limits_{\Omega}\left(\dfrac{\partial P}{\partial T}-\nabla\cdot\dfrac{\partial P}{\partial\nabla T}\right)\cdot\hat{T}d\Omega+\int\limits_{\Gamma}\left(\dfrac{\partial P}{\partial\nabla T}\cdot\mathbf{n}+\dfrac{\partial Q}{\partial T}\right)\cdot\hat{T}d\Gamma\end{cases}\tag{1.20}$$

联立式(1.3)、式(1.18)、式(1.19)和式(1.20)可得到伴随方程组，其边界条件对应边界部分积分，求解得到伴随变量$\boldsymbol{\xi}=(p',\mathbf{u}',T')$，进而由式(1.14)可以得到敏度：

$$\begin{aligned}&\frac{d\Phi}{d\boldsymbol{\gamma}}=\frac{\partial\Phi}{\partial\boldsymbol{\gamma}}+\frac{\partial\langle\boldsymbol{\xi},\mathbf{R}_{\mathbf{1}}\rangle}{\partial\boldsymbol{\gamma}}=0+\int\limits_{\Omega}\left[\frac{\partial\left(\rho c_p\right)}{\partial\gamma}T'\mathbf{u}\cdot\nabla T-\frac{\partial(\lambda)}{\partial\gamma}T'\nabla^2T+\frac{1}{\rho}\frac{\partial(\alpha)}{\partial\gamma}\mathbf{u}'\cdot\mathbf{u}\right]d\Omega\\&=\int\limits_{\Omega}\left[\left(\left(\rho c_p\right)_f-\left(\rho c_p\right)_s\right)T'(\mathbf{u}\cdot\nabla T)-\left(\lambda_f-\lambda_s\right)T'\nabla^2T+\frac{1}{\rho}\left(\alpha_f-\alpha_s\right)\mathbf{u}'\cdot\mathbf{u}\right]\frac{q(1+q)}{(q+\gamma)^2}d\Omega\\&=\int\limits_{\Omega}\left[\left(\left(\rho c_p\right)_f-\left(\rho c_p\right)_s\right)T'(\mathbf{u}\cdot\nabla T)+\left(\lambda_f-\lambda_s\right)(\nabla T'\cdot\nabla T)+\frac{1}{\rho}\left(\alpha_f-\alpha_s\right)\mathbf{u}'\cdot\mathbf{u}\right]\frac{q(1+q)}{(q+\gamma)^2}d\Omega\\&-\int\limits_{\Gamma}\left[\frac{q(1+q)}{(q+\gamma)^2}\left(\lambda_f-\lambda_s\right)(T'\cdot\nabla T)\right]\cdot\mathbf{n}d\Gamma\end{aligned}\tag{1.21}$$

由边界条件式(1.2)可知Γ_b与Γ_c以及对称边界上$\nabla T=0$，在Γ_a边界上可知由式(1.18)和式(1.20)可得边界积分部分对应为：

$$\int\limits_{\Gamma_a}\left(\frac{\partial P}{\partial\nabla T}\cdot\mathbf{n}+\frac{\partial Q}{\partial T}\right)\cdot\hat{T}d\Gamma=\int\limits_{\Gamma_a}\left(\left(\rho c_p\right)(\mathbf{u}T')+\lambda\nabla T'\right)\cdot\mathbf{n}\hat{T}d\Gamma\tag{1.22}$$

$$T'=0\text{ on }\Gamma_a\tag{1.23}$$

因而将式(1.21)简化并考虑到泵功目标的敏度：

$$\begin{aligned}&\frac{d\Psi}{d\boldsymbol{\gamma}}=\frac{\partial\Psi}{\partial\boldsymbol{\gamma}}+\frac{\partial\langle\boldsymbol{\xi},\mathbf{R}_{\mathbf{1}}\rangle}{\partial\boldsymbol{\gamma}}\\&\frac{\partial\Phi}{\partial\boldsymbol{\gamma}}=\int\limits_{\Omega}\left[\left(\left(\rho c_p\right)_f-\left(\rho c_p\right)_s\right)T'(\mathbf{u}\cdot\nabla T)+\left(\lambda_f-\lambda_s\right)(\nabla T'\cdot\nabla T)+\frac{1}{\rho}\left(\alpha_f-\alpha_s\right)\mathbf{u}'\cdot\mathbf{u}\right]\\&\qquad\frac{q(1+q)}{(q+\gamma)^2}d\Omega\\&\frac{\partial\Lambda}{\partial\boldsymbol{\gamma}}=\int\limits_{\Omega}\left[\frac{1}{\rho}\left(\alpha_f-\alpha_s\right)\mathbf{u}'\cdot\mathbf{u}\right]\frac{q(1+q)}{(q+\gamma)^2}d\Omega\end{aligned}\tag{1.24}$$

为了预防棋盘格格式同时减少结果中的灰度区域：

$$-r^2\nabla^2\gamma+\gamma=\gamma'\text{ with }\nabla\gamma\cdot\mathbf{n}=0\text{ on boundary}\tag{1.25}$$

$$\gamma'' = \frac{\tanh\left(\beta\eta_h\right) + \tanh\left(\beta\left(\gamma' - \eta_h\right)\right)}{\tanh\left(\beta\eta_h\right) + \tanh\left(\beta\left(1 - \eta_h\right)\right)} \tag{1.26}$$

γ' 为各向同性偏微分方程滤波后的伪密度场，r 为滤波参数。γ'' 为保体积 Heaviside 过滤后密度场，优化过程中不断计算 η_h 来保证过滤前后材料量一致，大于 η_h 时趋近于 1，小于 η_h 时趋近于 0。

最终的敏度可以通过链式求导得到：

$$\frac{d\Psi}{d\gamma} = \frac{d\Psi}{d\gamma''}\frac{d\gamma''}{d\gamma'}\frac{d\gamma'}{d\gamma} \tag{1.27}$$

γ'' 为式(1.24)中所求敏度，$\frac{d\Psi}{d\gamma''}$ 可由式(1.24)得到，而 $\frac{d\gamma''}{d\gamma'}$ 可由式(1.26)求导得到，对于 $\frac{d\Psi}{d\gamma''}\frac{d\gamma''}{d\gamma'}$ 设其为 $\Psi_{\gamma'}$，同时设 $\frac{d\Psi}{d\gamma}$ 为 Ψ_{γ} 代入式(1.25)得到：

$$-r^2\nabla^2\Psi_{\gamma} + \Psi_{\gamma} = \Psi_{\gamma'} \text{ with } \nabla\Psi_{\gamma}\cdot\mathbf{n} = 0 \text{ on boundary} \tag{1.28}$$

直接求解式(1.28)可得到 $\frac{d\Psi}{d\gamma}$。

2 数值离散格式及求解

2.1 数值离散格式

对于式(1.1)及式(1.18)与式(1.20)，本文以 OpenFOAM 求解器采用有限体积方法对其进行数值离散，其中梯度求解默认为高斯线性修正格式，对于导热系数、温度及伴随温度的梯度求解用了最小二乘格式，对于对流项，速度及伴随速度的对流项采用高斯一阶迎风有界格式，对于温度及伴随温度的对流项采用高斯线性迎风格式，拉普拉斯离散格式采用高斯线性修正，插值格式采用线性。

2.2 数值求解流程

整体求解以 SIMPLE 算法为数值计算基础，对 N-S 方程及其伴随方程进行求解，以移动渐近线法为优化求解工具，反复迭代更新伪密度场，直到优化结果收敛。整体求解流程如图 2 所示。

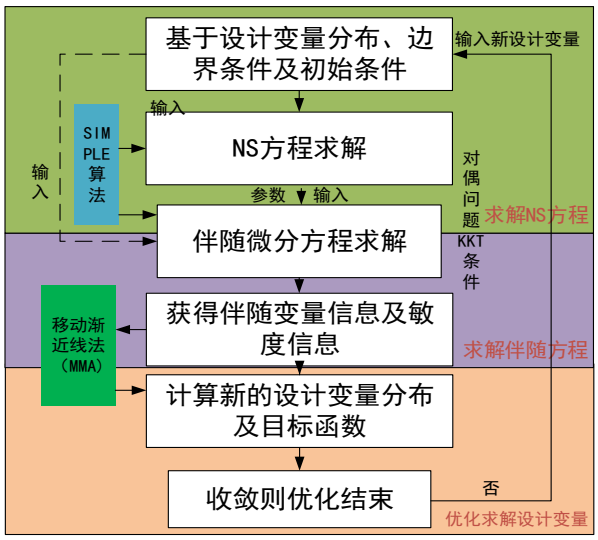
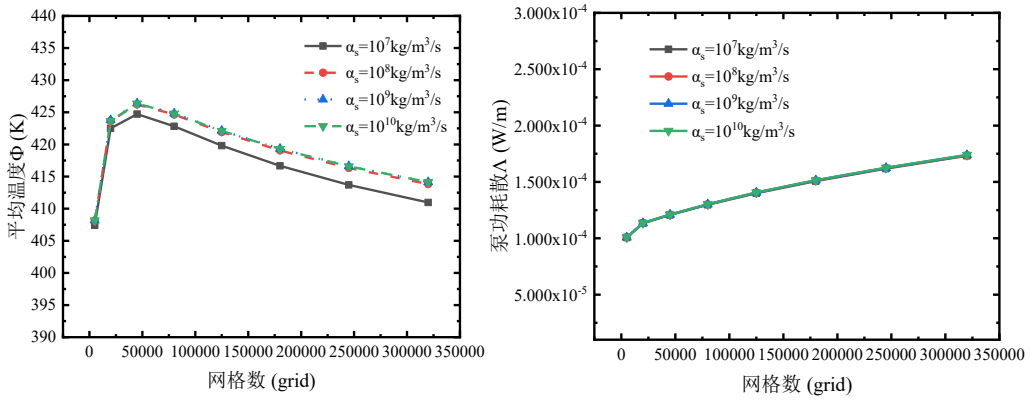


图 2 伴随拓扑优化流程图

Fig. 2 Flowchart of adjoint topology optimization

2.3 网格无关性及优化等效准确性验证

由于对于固体区域的流动方程采用了糊状区等效，以加大体积力惩罚的方式来等效流动阻塞实现固体区速度接近于 0，因此需要考虑其等效的准确性。同时加入偏微分方程滤波后，优化结果可以实现网格无关，但本身约束方程求解仍需要考虑网格的影响，因此首先对不同网格下的结果进行了分析，首先针对不同网格下直流道的流动换热计算结果进行对比，如图 3 所示，平均温度 Φ 与二维泵功 Λ 随网格和固体区流阻系数 α_s 的增加而逐渐收敛，其中平均温度 Φ 在不同固体区流阻系数 α_s 下变化较大，在 α_s 大于 10^8kg/m^3/s 时同网格下均已收敛，本文选择的 α_s =10^{10}kg/m^3/s 满足收敛性的要求，在同一流阻系数 α_s 下时，可以观察到当网格数大于 7.5×10^4 时，平均温度 Φ 和泵功 Λ 不再发生明显变化，考虑到优化成本及计算精度，本文优化求解过程的网格量选取为 8×10^4。



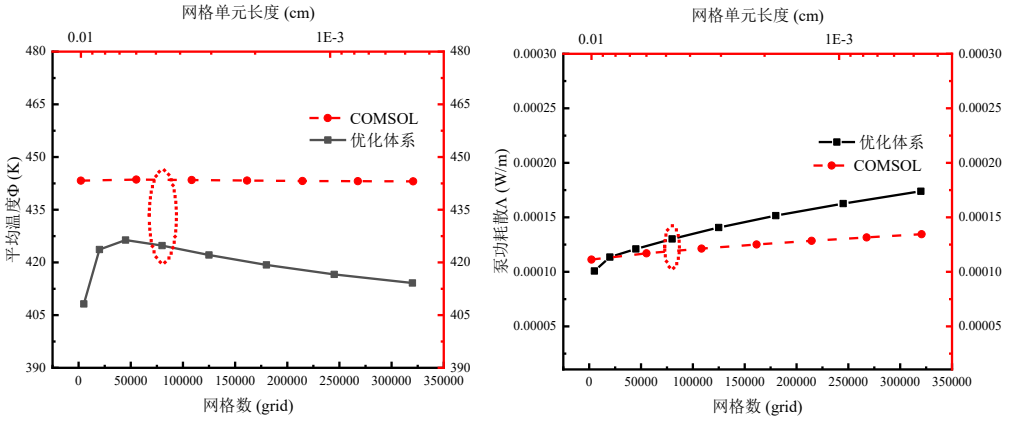
(a) 平均温度　　(b)泵功

(a) Average temperature　　(b) Power dissipation

图 3 二维拓扑优化求解器的网格无关性验证

Fig. 3 Mesh-independent validation of 2D topology optimization solver

在对网格无关性验证之后，仍需要对求解精度进行校检，对比了商用软件 COMSOL 的同建模下计算结果，该优化体系下选择 α_s=10^{10}kg/m^3/s，如图 4 所示，可以看到优化等效结果中，平均温度 Φ 使用优化求解器计算的结果略低于 COMSOL 计算结果，这是因为固体糊状区不能做到完全无速度等效导致的，糊状区存在很小的速度会导致固体内部出现额外的对流换热效果，从而增强了能量的耗散。优化算法需要考虑计算效率的影响，提高额外精度可以通过增加温度方程的残差约束或增加迭代次数的方式来进行，但是同样会增加优化成本。选取 8×10^4 网格量和 α_s=10^{10}kg/m^3/s 进行优化计算其统计的平均温度 Φ 与 COMSOL 实际建模的模拟结果的计算相对误差为 4.12%，而泵功 Λ 的计算相对误差为 3.21%，在实际应用的接受范围内。



(a) 平均温度　　(b)泵功

(a) Average temperature　　(b) Power dissipation

图 4 求解器结果同 COMSOL 模拟结果对比

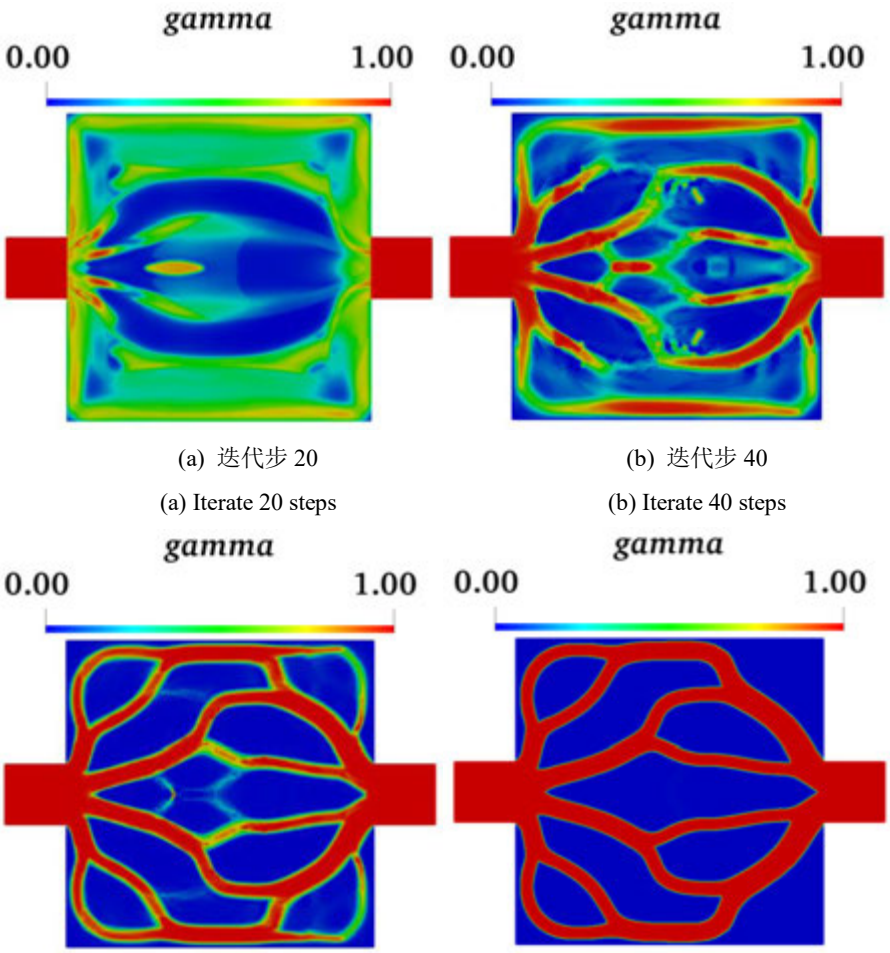
Fig. 4 Comparison of solver results with COMSOL simulation results

3 结果分析与讨论

以第二节讨论的 8×10^4 网格量和 α_s=10^{10}kg/m^3/s 作为优化参数进行计算，优化结果的泵功约束以 $\Lambda_{st}=1.57572\times10^{-4}$ W/m 作为基础约束，分别考虑泵功约束 $\Lambda\le\beta\Lambda_{st}$ 的不同 β 下，优化结果的变化。

3.1 泵功约束 $\beta=5$ 时优化结果

对泵功约束为 $5\Lambda_{st}$ 的结果进行了优化迭代，伪密度场随迭代步数变化的过程如图 5 所示，由于优化过程中存在着流阻系数随优化步骤逐渐增加的过程，最终固体的流阻系数 α_s 会达到最大即 10^{10}kg/m^3/s，因而优化过程前期显示的是等效多孔区的形貌演变，随着流阻系数的增加，整体的流道路径也更加明显，最终迭代稳定，形成了稳定的多支路流道结果。



(a) 迭代步 20

(a) Iterate 20 steps

(b) 迭代步 40

(b) Iterate 40 steps

(c) 迭代步 80

(c) Iterate 80 steps

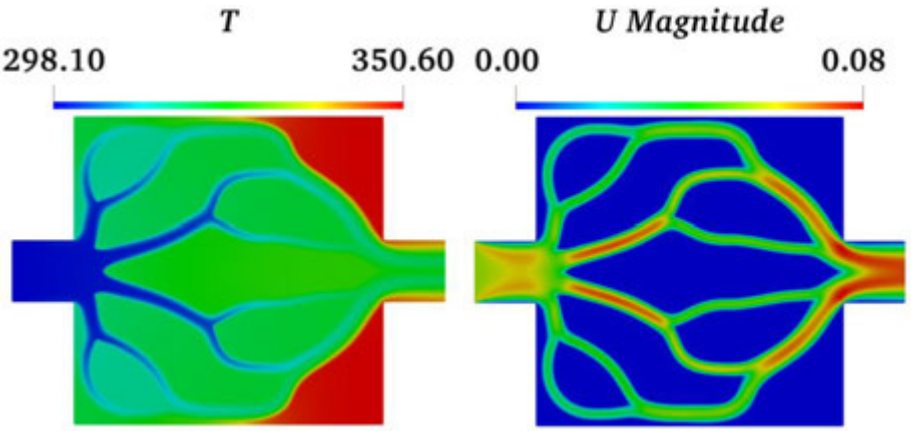
(d) 迭代步 200

(d) Iterate 200 steps

图 5 $\beta = 5$ 时优化结果随迭代过程变化示意

Fig. 5 Schematic of the change of the optimization result with the iterative process when $\beta = 5$

流道的温度场和速度场如图 6 所示，多支路的流道在降低整场平均温度额同时兼顾整体流阻不会增加过多，但由于过多的约束使得温度场在接近出口边缘时，出现高温区域，导致整体平均温度较高，为 322.2K，相对于图 3 直流道结果降低了 24.14%，最高温度为 350.6K。



(a) 温度场结果　　(b) 速度场结果

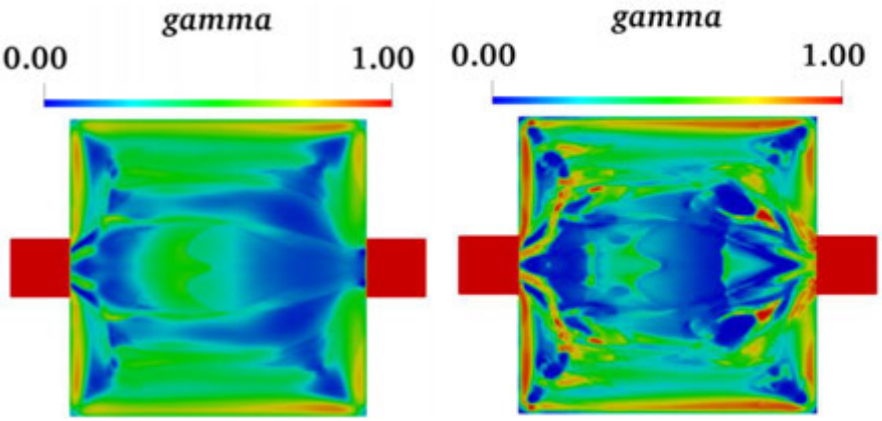
(a) Temperature contour　　(b) Velocity contour

图 6 $\beta=5$ 时下温度场和速度场结果

Fig. 6 Temperature and velocity contour results when $\beta=5$

3.2 泵功约束 $\beta=10$ 时优化结果

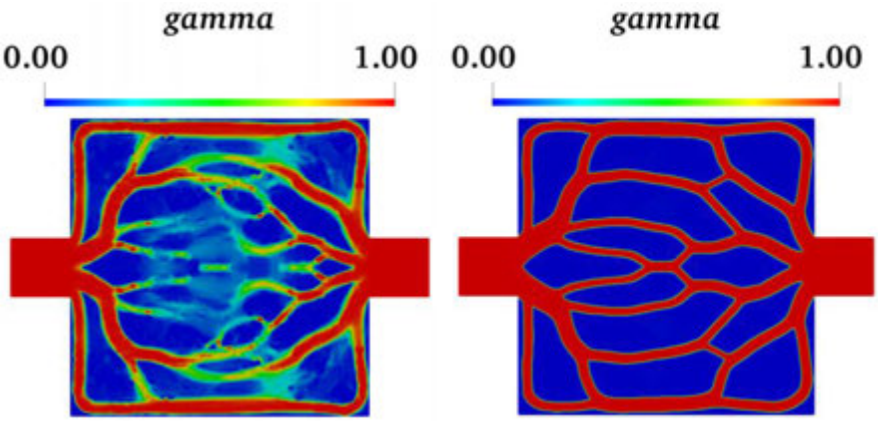
对泵功约束为 $10\Lambda_{st}$ 的结果进行了优化迭代，伪密度场随迭代步数变化的过程如图 7 所示，该约束下流道分布更为复杂，同时由于约束的放宽，整体流道分布更加均匀，换热效果更强。



(a) 迭代步 20　　(b) 迭代步 40

(a) Iterate 20 steps　　(b) Iterate 40 steps

(c) Iterate 80 steps　　(d) Iterate 200 steps



(c) 迭代步 80　　(d) 迭代步 200

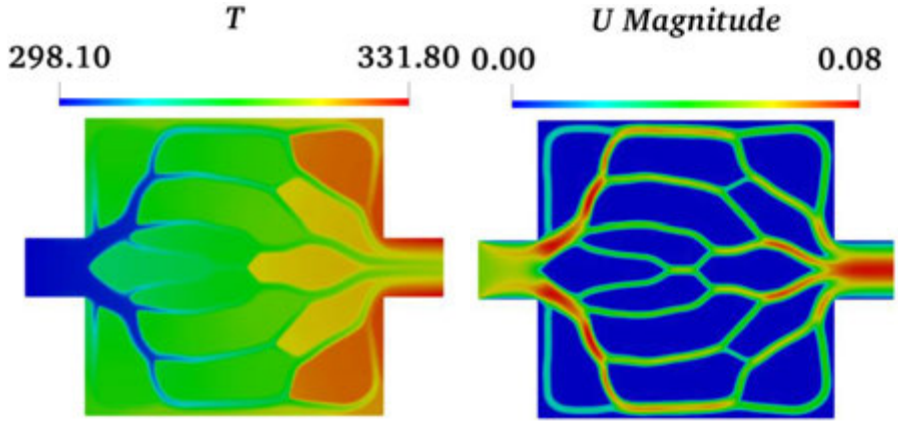
(c) Iterate 80 steps　　(d) Iterate 200 steps

图 7 $\beta=10$ 时优化结果随迭代过程变化示意

Fig. 7 Schematic of the change of the optimization result with the iterative process when $\beta=10$

流道的温度场和速度场如(a) Temperature contour　　(b) Velocity contour

图 8 所示，增加的支路填补了在 5 倍约束工况下的高温区，将平均温度降低到 316.818K，相对于图 3 直流道结果降低了 25.42%，最高温度降低到 331.8K。



(a) 温度场结果　　(b) 速度场结果

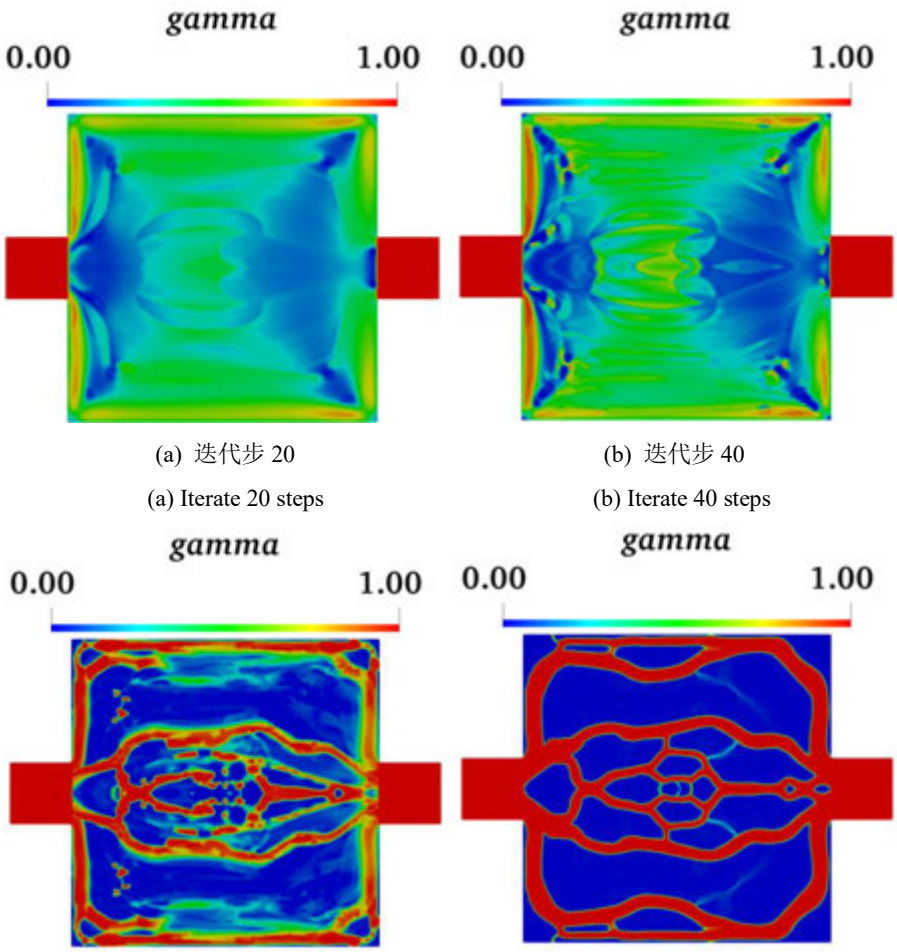
(a) Temperature contour　　(b) Velocity contour

图 8 $\beta=10$ 时温度场和速度场结果

Fig. 8 Temperature and velocity contour results when $\beta=10$

3.3 泵功约束 $\beta=15$ 时优化结果

对泵功约束为$15\Lambda_{st}$的结果进行了优化迭代，伪密度场随迭代步数变化的过程如图 9 所示，可以看到该泵功约束下在优化后期的边缘区域出现了小分支，这种小分支流道对于换热效果的提升不明显，仅仅是为了满足给定的流阻约束，中间流道和两侧流道出现了分层的现象。



(a) 迭代步 20

(a) Iterate 20 steps

(b) 迭代步 40

(b) Iterate 40 steps

(c) 迭代步 80

(c) Iterate 80 steps

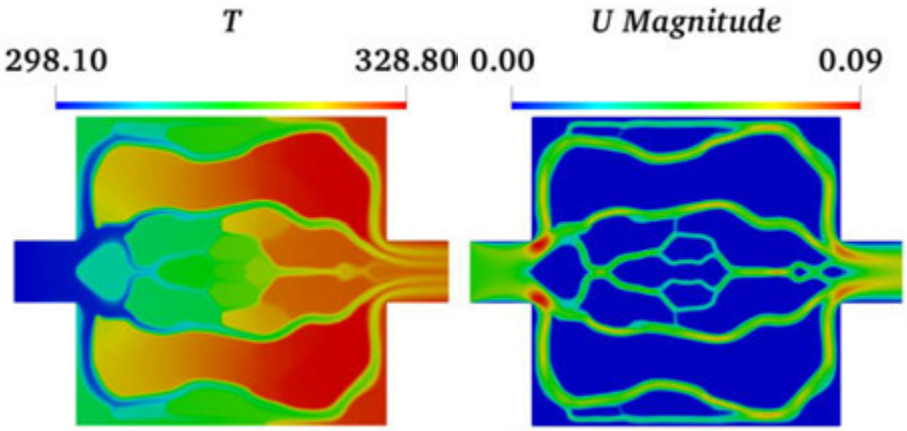
(d) 迭代步 200

(d) Iterate 200 steps

图 9 $\beta=15$ 时优化结果随迭代过程变化示意

Fig. 9 Schematic of the change of the optimization result with the iterative process when $\beta=15$

流道的温度场和速度场如图 10 所示，可以看到更多支路情况下，温度较为均匀得分布在上下两层，平均温度为 318.225K，比十倍泵功约束的优化结果反而有所降低，但最高温度得到了降低，降低到了 328.8K。



(a) 温度场结果　　(b) 速度场结果

(a) Temperature contour　　(b) Velocity contour

图 10 $\beta=15$ 时温度场和速度场结果

Fig. 10 Temperature and velocity contour results when $\beta=15$

4 结 论

本文针对含体热源的稳态散热问题，提出了一种基于容积比热插值的伴随拓扑优化方法，并以该方法针对流阻和换热相互矛盾的设计问题进行不同约束下的优化分析，得出以下结论：

（1）在含有恒定体热源的导热问题中需要对热容与密度进行材料插值时，可以将密度和热容相乘作为容积热容直接插值，从而可以减少敏度、物理场插值的计算量；

（2）在放宽泵功约束的优化过程中，平均温度整体会不断下降，两倍泵功的约束提升可以使得平均温度降低 5.40℃，而最高温度可以降低 18.8℃；

（3）过大的泵功耗散并不一定意味着散热效果的提高，而较低泵功的约束会使得出流区域出现热点，该尺寸下最佳的二维泵功约束为1.57572×10^{-3} W/m 。

参考文献

[1] O. Ibhadode, Z. D. Zhang, J. Sixt, et al., Topology optimization for metal additive manufacturing: current trends, challenges, and future outlook, Virtual and Physical Prototyping, 18 (2023).

[2] David S. Makhija, Philip S. Beran, Concurrent shape and topology optimization for unsteady conjugate heat transfer, Structural and Multidisciplinary Optimization, 62 (2020) 1275-1297.

[3] S. Ouchtout, B. Rousseau, Y. Favennec, Finite element framework for modeling conducto-radiative transfers within heterogeneous media at both discrete and continuous scales, Int. J. Heat Mass Transf., 197 (2022).

[4] Xuan Wu, Qun Chen, Topology Optimization of Convection Heat Sink Based on Pseudo-density Method, Journal of Engineering Thermophysics, 43 (2022) 763-769.

[5] 王运宇, 阎琨, 蔡贤辉, 等. 基于 COMSOL 的简化对流传热结构拓扑优化方法, 计算力学学报, DOI (2022) 1-6. Wang Yun-Yu, Yan Kun, Cai Xian-Hui, et al. Topology Optimization of Simplified Convective

Heat Transfer Problem by COMSOL. Chinese Journal of Computational Mechanics/Jisuan Lixue Xuebao, 2023, 40(4)

[6] Cunfu Wang, Xiaoping Qian, A density gradient approach to topology optimization under design-dependent boundary loading, Journal of Computational Physics, 411 (2020) 109398.

[7] Sihao Qian, Shunxi Lou, Chaoliu Ge, et al., The influence of temperature dependent fluid properties on topology optimization of conjugate heat transfer, International Journal of Thermal Sciences, 173 (2022) 107424.

[8] X. Liu, L. Chen, M. Peng, et al., Topology optimization of the manifold microchannels with triple-objective functions, Numerical Heat Transfer Part B-Fundamentals, 80 (2021) 89-114.

[9] Janus Asmussen, Joe Alexandersen, Ole Sigmund, et al., A "poor man's" approach to topology optimization of natural convection problems, Structural and Multidisciplinary Optimization, 59 (2019) 1105-1124.

[10] L. H. Olesen, F. Okkels, H. Bruus, A high-level programming-language implementation of topology optimization applied to steady-state Navier-Stokes flow, International Journal for Numerical Methods in Engineering, 65 (2006) 975-1001.

[11] S. B. Dilgen, C. B. Dilgen, D. R. Fuhrman, et al., Density based topology optimization of turbulent flow heat transfer systems, Structural and Multidisciplinary Optimization, 57 (2018) 1905-1918.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233598

斯特林正弦波纹通道回热器的设计与振荡流性能研究

喻敏杰，徐磊，刘志春，刘伟*
（华中科技大学能源学院, 湖北武汉，430074）
（Tel: 027-87541998，Email: w_liu@hust.edu.cn）

摘要：为了获得相对横流式回热器和平行流式回热器更优的综合热质传递特性，提升斯特林发动机的热功转换性能，本文提出了一类基体表面倾斜于主流方向的倾斜流式回热器构形理念，并首次基于波纹结构设计了一种正弦波纹通道倾斜式回热器。我们结合部件和系统两个层面研究并分析了不同几何参数下该类回热器的热质传递性能和机器装配该回热器的热功转换性能，并同横流式回热器和平行流式回热器进行了对比。结果表明，相比于横流式回热器和平行流式回热器，本文设计的正弦波纹通道回热器具有均衡的热质传递特性，其装配于斯特林发动机内可以带来更高的热功转换性能。这证明了本文提出的倾斜流式回热器构形理念和基于该理念设计的正弦波纹通道回热器对于提升斯特林发动机综合输出性能的可行性。

关键词：斯特林发动机；倾斜流式回热器；正弦波纹通道；热质传递；热功转换

0 前言

化石燃料的过度使用带来了日益严重的能源危机和环境问题，逐渐威胁了人类的正常生存和生产活动。在此背景下，太阳能、地热能和生物质能等清洁的可再生能量吸引了越来越多人的关注，如何高效地利用这些能源成为了一个重要的研究课题[1]。斯特林发动机作为一种外燃机，能够灵活地利用多种外部热源，同时，它还具有理论效率高、排放低、运行安静等优点，在应用可再生能源方面具有很大的潜力[2]。

通常，斯特林发动机主要由压缩腔、膨胀腔、加热器、回热器和冷却器等部件组成。其中，回热器对于保证斯特林发动机的高效运行至关重要[3]。回热器安装于机器的加热器和冷却器之间，随着工质往复流过回热器而交替性地向工质吸热和放热。因此，回热器就像机器内部的一块热海绵，能够显著地促进机器对吸入热量的利用率，减小加热器和冷却器的尺寸，提升系统的热效率。基于工质在回热器基体内的流动形式，目前最常用的回热器可以分为横流式[4]和平行流式[5]两类回热器。对于横流式回热器，工质的流向近乎垂直于基体表面，工质与基体的相互作用强烈，工质流经基体表面后会产生大量的流动滞止区和流动分离现象，因此气固对流换热速率高，但工质流动阻力大。这类回热器主要包括堆叠金属丝网回热器和金属泡沫回热器等。而对于平行流式回热器，工质的流向平行于基体表面，工质沿着基体表面流动，基体对工质流动的扰动小，因此工质流动阻力大幅度减小，但气固换热性能也将显著下降。平行板回热器、平行微通道回热器和平行线回热器等均属于该类回热器。

* 基金项目：国家自然科学基金重点项目（No.51736004）

截至目前，大量研究探索了以上两类回热器在定向和振荡流动下的流动和换热特性，并对它们进行了结构优化[6, 7]。这些研究对于理解和提升回热器的热质传递特性，改善斯特林发动机的输出性能具有重要意义。然而，很少有研究考虑通过设计一类新的回热器结构，以平衡横流式和平行流式回热器在流动换热特性上的优劣势。于回热器而言，过大的流动压降和过低的换热性能均会明显削弱回热器的综合性能，从而降低斯特林发动机的输出性能。为了实现更高的综合热质传递性能，设计一类基体结构和内部流动形式居于两者之间的倾斜流式回热器不失为一个合理的尝试。该类新型回热器内工质流向以一定的角度倾斜于基体表面，工质与基体之间的相互作用处于前两类回热器之间，因此其预期具有处于前两类回热器之间的流动换热特性。同时，为了保证回热器具有较高的比表面积和相对均匀且规整的流动空间分布，我们引入了工程实践中高效的波纹结构对倾斜流式回热器进行设计。波纹结构因其顺波纹方向和跨波纹方向显著的几何和机械性能差异，并结合其易加工、低成本的优点，已被广泛应用于包装运输、航空航天、船舶设计、介质分离和换热储能等领域[8]。然而，到目前为止，尚无波纹结构被用于斯特林回热器设计的先例。

针对回热器的研究可以在两个层面上进行：部件层面和系统层面。部件层面的研究一般将回热器视为一个单独的气固耦合换热元件，分析不同结构类型和几何参数的回热器在不同工况下的热质传递特性，并以最佳的综合热质传递性能为目标对回热器参数进行优化。系统层面的研究则是将回热器集总成机器的一个部分，探索回热器综合热质传递性能对机器热功转换性能的影响，以此指导回热器热质传递特性的优化方向。为了定量地表征新的倾斜流式回热器在斯特林发动机内的应用潜力，本文将结合部件和系统两个层面，对新回热器的热质传递特性和该回热器对机器综合输出性能的影响进行研究。

因此，本文研究的主要目的是基于波纹结构，设计一种基体表面倾斜于主流方向的正弦波纹通道倾斜流式回热器，以获得相对横流式回热器和平行流式回热器更优的综合热质传递特性，从而实现更高的斯特林发动机热功转换性能。我们分别采用了回热器有效性和欧拉数来量化回热器的传热特性与传质特性，机器的热功转换性能则由机器实际输出功率和热效率进行表征。本文分别将回热器数值模型和机器性能预测模型与相关实验数据进行了对比，以验证模型的准确性。接下来，我们分析了振荡流工况下回热器的瞬态特性，并研究了主要结构参数对回热器热质传递性能和机器热功转换性能的影响。最后，通过比较分别装配正弦波纹通道回热器、横流式回热器和平行流式回热器的斯特林发动机的综合输出性能，证明了本文设计的倾斜流式回热器在机器内的应用潜力。总的来说，本文的主要创新点包括以下几点：

（1）提出了基体换热表面倾斜于主流方向的倾斜流式回热器构形理念；

（2）首次基于波纹结构对回热器基体进行结构设计；

（3）结合部件和系统两个层面研究了回热器的热质传递特性和机器装配该回热器的热功转换性能。

1 回热器物理模型

本文基于波纹结构设计的正弦波纹通道回热器几何结构如图 1 所示。该回热器整体呈环形筒状，其长度 L 为 72 mm，内径 D_i 和外径 D_o 分别为 60 mm 和 100 mm。回热器由数十片沿主流方向扭转的波纹板组成，各波纹板以一定的角度 θ 绕回热器主轴周期性

旋转分布。每片波纹板由正弦特征函数构造生成，特征函数的形式如式（1）所示。波纹板的的波长和波幅分别为 λ 和 a，沿周向的厚度为 δ。因此，回热器内部将由各波纹板以及内外筒壁隔离出形状规整且分布均匀的孤立流动空间，这将令工质在回热器内具有相对均匀的流动速度，避免产生压降激增点，并使得回热器基体的换热面被充分利用。同时，回热器基体的正弦构造使得基体表面沿轴向周期性地以不同角度与主流方向倾斜。相比于横流式回热器，规则和倾斜的结构既减少了回热器内部的流动分离现象，又消除了大多数的流动滞止点，从而可以显著地降低工质的流动压降；此外，与平行流式回热器对比，周期性倾斜的结构既可以引导流体以一定角度冲刷基体表面，又能促进流体的跨层流动，加速不同流层工质的混合，这些均将减小回热器通道内工质的热边界层厚度，增大基体表面附近的温度梯度，从而增强工质与基体的换热能力。为了优化回热器和机器的综合性能，本文对回热器基体波纹板波长 λ、波幅 a、厚度 δ 和旋转周期角 θ 等重要几何变量进行了参数研究与分析。正弦波纹通道回热器的主要几何参数如表 1 所示。

$$y = a\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right) \tag{1}$$

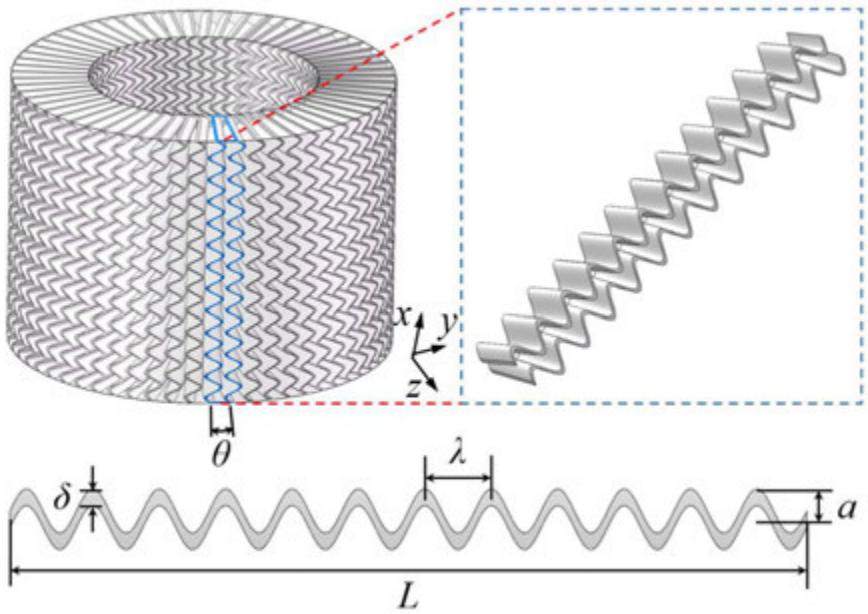


图 1 正弦波纹通道回热器整体及局部结构

表 1 正弦波纹通道回热器主要几何参数

几何参数	值
回热器长度 L	72 mm
回热器外径 D_o	100 mm
回热器内径 D_i	60 mm
基体波纹板波长 λ	6-24 mm
基体波纹板波幅 a	1-2.5 mm
基体波纹板厚度 δ	1-2.5 mm
基体波纹板旋转周期角 θ	4-10°

考虑到回热器基体在周向上的旋转周期性分布，为了节省计算资源和时间成本，取回热器单个孤立的流动空间及其两侧各一半厚度的波纹板基体作为研究的计算域，如图2所示。可以看到，计算域上下两个薄区域代表基体固体域，中间区域为回热器内部的流体域。计算域上下表面为旋转周期性分布的基体沿厚度等分剖面，两侧流体域入口分别为回热器的冷端和热端，其余表面均为基体表面或回热器筒体壁面。

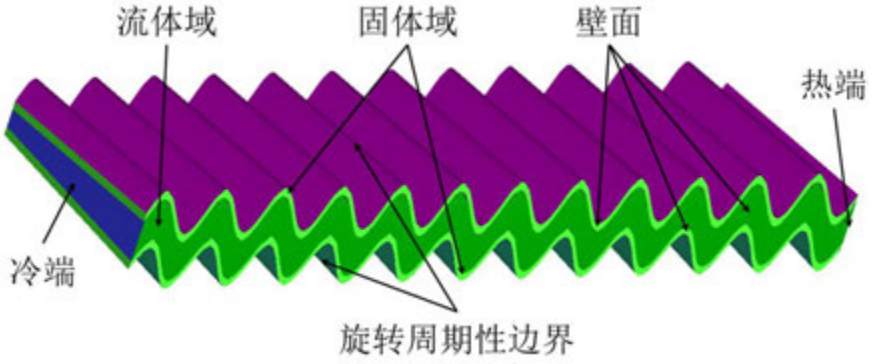


图2 正弦波纹通道回热器计算域示意图

2 回热器数学模型

2.1 控制方程

考虑工质的黏性和可压缩性，工质（氦气）的密度由理想气体状态方程决定，工质的其余物性和基体（材料为不锈钢）的比热容假设为温度的函数。忽略所有体积力和外部热损失的影响。因此，描述回热器内质量、动量和能量守恒的控制方程如下所示[9]：

质量守恒方程：

$$\frac{D\rho_f}{Dt}+\rho_f\nabla\cdot\boldsymbol{u}=0 \tag{2}$$

式中，ρ_f，t 和 $\boldsymbol{u}$ 分别表示工质密度、时间和速度矢量。

动量守恒方程：

$$\rho_f\frac{\partial\boldsymbol{u}}{\partial t}+\boldsymbol{u}\cdot\nabla(\rho_f\boldsymbol{u})=-\nabla p-\frac{2}{3}\nabla[\mu(\nabla\cdot\boldsymbol{u})]+\nabla\cdot[\mu(\nabla\boldsymbol{u}+(\nabla\boldsymbol{u})^T)] \tag{3}$$

式中，p 和 μ 分别为压力和黏度，$\nabla\boldsymbol{u}$ 和 $(\nabla\boldsymbol{u})^T$ 代表两个张量。

气体能量守恒方程：

$$\rho_f c_{p,f}\frac{DT_f}{Dt}=\nabla\cdot(\lambda_f\nabla T_f)+\frac{Dp}{Dt}+h\alpha_r(T_s-T_f) \tag{4}$$

基体能量守恒方程：

$$\rho_s c_{p,s}\frac{\partial T_s}{\partial t}=\nabla\cdot(\lambda_s\nabla T_s)+h\alpha_r(T_f-T_s) \tag{5}$$

式中，T_f、$c_{p,f}$ 和 λ_f 分别表示工质温度、定压比热容和导热系数；T_s、ρ_s 、$c_{p,s}$ 和 λ_s 分别为基体的温度、密度、定压比热容和导热系数。h 为工质和基体表面的总换热系数，α_r 为回热器的比表面积，由下式计算：

$$\alpha_r = \frac{4\varphi}{d_h} \tag{6}$$

式中，φ 和 d_h 分别为回热器基体的孔隙率和水力直径，可由下式确定：

$$\varphi = 1 - \frac{V_{mx}}{V} \tag{7}$$

$$d_h = \frac{4\varphi V}{A_{mx}} \tag{8}$$

式中，V_{mx} 和 V 分别为回热器基体体积和回热器总体积，A_{mx} 为回热器基体表面积。

2.2 边界条件和求解设置

2.2.1 边界条件

在机器运行过程中，工质在回热器冷热两端周期性的往复流动。因此，回热器冷热端工质的速度和压力都将周期性地变化。由于回热器实际所处的振荡边界条件十分复杂，本文将其复杂的进出口边界条件简化为速度和压力呈正弦函数变化。根据作者之前的一项研究[10]，回热器内工质的平均流速为气缸结构和活塞速度等参数的函数：

$$u_{r,m} = \frac{\pi BnA_p}{60A_r}\left[\cos(\alpha+\alpha_0+\psi)\frac{\rho_e}{\rho_{r,m}} - \cos(\alpha+\alpha_0)\frac{\rho_c}{\rho_{r,m}}\right] \tag{9}$$

式中，B 为活塞行程，n 为机器转速，A_p 和 A_r 分别为活塞扫气面积和回热器流通面积，α 和 α_0 分别为活塞曲柄角和初始曲柄角，ψ 为活塞相位角，ρ_e、ρ_c 和 $\rho_{r,m}$ 分别为回热器热端、冷端和平均密度。

对式（9）进行变形后可得：

$$u_{r,m} = u_{\max}\cos(\alpha+\alpha_0-\Lambda) \tag{10}$$

式中 u_{max} 为回热器内工质平均流速的幅值，Λ 为回热器内工质流速与冷端活塞速度的相位差，分别表示为：

$$u_{\max} = \sqrt{J_1^2 + J_2^2} \tag{11}$$

$$\Lambda = \tan^{-1}\left(\frac{J_2}{J_1}\right) \tag{12}$$

式中 J_1 和 J_2 分别为：

$$J_1 = \frac{\pi BnA_p}{60A_r}\left(\frac{\rho_e}{\rho_{r,m}}\cos\psi - \frac{\rho_c}{\rho_{r,m}}\right) \tag{13}$$

$$J_2 = -\frac{\pi BnA_p}{60A_r}\frac{\rho_e}{\rho_{r,m}}\sin\psi \tag{14}$$

工质经过回热器的压降与机器内部的绝对压力相比很小，因此有：

$$\frac{\rho_e}{\rho_{r,m}}=\frac{R_gT_h}{p_e}\Big/\frac{R_gT_{r,m}}{p_{r,m}}\approx\frac{T_h}{T_{r,m}} \tag{15}$$

$$\frac{\rho_c}{\rho_{r,m}}=\frac{R_gT_k}{p_c}\Big/\frac{R_gT_{r,m}}{p_{r,m}}\approx\frac{T_k}{T_{r,m}} \tag{16}$$

上式中 T_h、T_k 和 $T_{r,m}$ 分别为回热器热端、冷端和平均温度，p_e、p_c 和 $p_{r,m}$ 分别为回热器热端、冷端和平均压力，R_g 为工质的气体常数。

因此，本文将回热器冷端设置为速度入口边界条件，速度的变化由式（10）确定；将回热器热端设置为压力出口边界条件，压力的变化为：

$$p_{out}=p_m+p_{\max}\sin(\alpha+\alpha_0-\Lambda) \tag{17}$$

式中 p_m 为机器平均压力，本文固定为 1 MPa，p_{max} 为机器的压力变化幅值，可由绝热模型估算得到，本文研究中其值约为 0.15 MPa。

本文中活塞初始曲柄角设置为 340°，使得回热器内冷端速度入口边界条件恰好满足初始相位角为 0°的正弦变化，以便于分析回热器内振荡流瞬态特性。此外，机器的热端温度 T_H 和冷端温度 T_K 分别设置为 900 K 和 400 K。当工质由回热器热端流向冷端时，回热器热端温度等于机器热端温度，冷端温度由计算获得；反之当工质由回热器冷端流入时，回热器冷端温度等于机器冷端温度，此时热端温度则在计算后得到。计算域中上下两个基体沿厚度上的等分剖面设置为旋转周期性边界条件，所有基体表面和回热器筒体壁面均设置为绝热无滑移壁面边界条件。

2.2.2 求解设置

受到波纹通道的引导，工质在回热器内流动方向处于瞬时变化当中，且在波幅最大处由于流动方向的较大改变，极易出现二次流现象。因此，本文采用 Realizable k-ε 湍流模型对回热器内的工质流动进行预测，该模型相比于 Standard k-ε 湍流模型，对复杂二次流和强流线弯曲流动具有更高的预测精度。采用 SIMPLE 算法实现压速耦合计算。质量、动量和能量方程的空间离散格式均为二阶迎风格式，时间离散格式则采用二阶隐式格式。能量方程的收敛标准取为 10^{-7}，其余方程的收敛标准均取为 10^{-4}。此外，本文研究中所有计算的时间步长均为一个周期的 1/360。

2.3 回热器热质传递性能评价与对比

在本文中，不同类型和几何参数的回热器均工作于相同的工质质量流率下，但由于这些回热器具有不同的特征尺寸，它们内部排除了尺寸效应的无量纲运行条件 Re 均不相同。因此，采用同样排除了尺寸效应的阻力系数 Cf 对回热器的流动阻力特性进行表征是不合适的。这里，我们引入了考虑尺寸效应的无量纲参数欧拉数 Eu 来量化和对比不同几何结构下正弦波纹通道回热器的流动传质性能：

$$Eu=\frac{\Delta p_r}{\rho u_{r,m}^2} \tag{18}$$

式中，Δp_r 为回热器进出口压降。

此外，正弦波纹通道回热器内工质与基体的传热性能由回热器有效性 ε_r 进行表征，其定义为：

$$\varepsilon_r = \frac{T_h - T_k}{T_H - T_K} \tag{19}$$

为了验证正弦波纹通道倾斜流式回热器对于提升斯特林发动机热功转换性能的潜力，有必要将机器分别装配该回热器、横流式回热器和平行流式回热器的输出性能进行比较。而在此之前，我们同样需要获取横流式回热器和平行流式回热器的热质传递特性。本文以经典的堆叠编织丝网回热器和平行微通道回热器分别代表横流式回热器和平行流式回热器，并通过文献中实验或模拟获得的经验公式计算其流动换热性能。这两种回热器的阻力系数和努谢尔特数分别为：

堆叠编织丝网回热器[11]：

$$Cf_c = \frac{129}{Re_h} + 2.91 Re_h^{-0.103} \tag{20}$$

$$Nu_c = \left[1 + 0.99\left(Re_h Pr\right)^{0.66}\right]\varphi^{1.79} \tag{21}$$

平行微通道回热器[5]：

$$Cf_p = \frac{64}{Re_h} \tag{22}$$

$$Nu_p = 1.143 Re_h^{0.2488} \tag{23}$$

以上各式中，Pr 为工质的普朗特数，Re_h 为水力雷诺数，由下式计算得到：

$$Re_h = \frac{u_{r,m} d_h \rho_f}{\mu} \tag{24}$$

因此，通过上述两种回热器的压降为：

$$\Delta p_r = \frac{1}{2} Cf \frac{L}{d_h} \rho_{r,m} u_{r,m}^2 \tag{25}$$

此外，回热器内工质的斯坦顿数 St 可计算为：

$$St = \frac{Nu}{Re_h Pr} \tag{26}$$

基于 St，可以获得回热器传热单元数 NTU 为：

$$NTU = \frac{StA_{mx}\varphi}{2A_r} \tag{27}$$

因此，两种回热器的有效性为：

$$\varepsilon_r = \frac{NTU}{NTU + 1} \tag{28}$$

2.4 机器热功转换性能预测

为了衡量斯特林发动机的输出性能，本文采用实际输出功率和热效率对机器性能进行量化。基于绝热模型[12]，可以获得斯特林发动机的理想循环吸热量和循环做功为：

$$Q_h = \int_{t=0}^{t=\tau} dQ_h \tag{29}$$

$$W_i = \int_{t=0}^{t=\tau} dW_e + \int_{t=0}^{t=\tau} dW_c \tag{30}$$

式中，t 为时间，τ 为机器周期时长。

斯特林发动机由于回热器不完全回热产生的循环热损失为：

$$Q_{r,loss} = \left(1-\varepsilon_{r,m}\right) m_g c_v \left(T_H - T_L\right) \tag{31}$$

式中，$\varepsilon_{r,m}$ 为回热器的循环平均有效性，c_v 为工质定压比热容，m_g 为机器内工质质量，由绝热模型获得。

因此回热器的实际循环吸热量和吸热速率分别为：

$$Q_{ac} = Q_h + Q_{r,loss} \tag{32}$$

$$\dot{Q}_{ac} = Q_{ac} \cdot f \tag{33}$$

式中，f 为机器频率。

回热器内压降造成的循环功损失为：

$$W_{r,loss} = \int_{t=0}^{t=\tau} \left|\Delta p_r u_{r,m}\right| A_r \cdot dt \tag{34}$$

此外，本文还考虑了机器机械阻力和活塞有限速度导致的压降损失，其值分别为[12]：

$$\Delta p_f = \frac{\left(0.4 + 0.0045Bn\right)\times 10^5}{3\phi}\left(1-\frac{1}{r}\right) \tag{35}$$

$$\Delta p_w = \frac{Bn}{60}\left(\frac{4p_m}{\left(1+1/\zeta\right)\left(1+r\right)}\right)\left(\frac{r\ln r}{r-1}\right)\sqrt{\frac{\gamma}{R_g}}\left(\frac{1}{\sqrt{T_K+\Delta T_K}}\right)\left(1+\sqrt{\frac{T_H-\Delta T_H}{T_K+\Delta T_K}}\right) \tag{36}$$

式中，r 为机器压缩比，定义为 $r = V_{\max}/V_{\min}$，其中 $V_{\max}$ 和 $V_{\min}$ 分别为机器循环最大体积和最小体积，由绝热模型获得；ζ 为温度比，定义为 $\zeta = T_K/T_H$；γ 为比热容比，由 $\gamma = c_p/c_v$ 计算；ΔT_K 为机器冷端工质与冷源的温差，ΔT_H 为机器热端工质和热源的温差，在本文中均设为 0；ϕ 为 r 的函数：

$$\phi = 1 - \frac{1}{3r} \tag{37}$$

由机器机械压降和活塞有限速度压降产生的循环功损失分别为：

$$W_{f,loss} = \Delta p_f \left(V_{\max} - V_{\min}\right) \tag{38}$$

$$W_{w,loss} = \Delta p_w \left(V_{\max} - V_{\min}\right) \tag{39}$$

因此，斯特林发动机的实际输出功率和热效率分别为：

$$P_{ac} = \left(W_i - W_{r,loss} - W_{f,loss} - W_{w,loss}\right) \cdot f \tag{40}$$

$$\eta = \frac{P_{ac}}{\dot{Q}_{ac}} \tag{41}$$

为了获得定量化数据，我们将基于 GPU-3 斯特林发动机[13]主要结构参数对装配不

同回热器的机器性能进行研究，本文中研究的斯特林发动机主要指标参数如表 2 所示。

表 2 本文研究中装配不同回热器的斯特林发动机主要指标参数

指标参数	值	指标参数	值
机器整体信息		余隙容积 V_{ed}	30.52 cm^3
工质种类	氦气	**加热器**	
活塞行程 B	31.2 mm	无益容积 V_h	70.88 cm^3
气缸内径 D_c	69.9 mm	加热温度 T_H	900K
相位角 ψ	90°	**冷却器**	
初始曲柄角 α_0	340°	无益容积 V_k	13.8 cm^3
机器转速 n	2500 rpm	冷却温度 T_K	400 K
充气压力 p_m	1 MPa	**回热器**	
压缩腔		长度 L	72 mm
扫气容积 V_c	113.14 cm^3	基体类型	正弦波纹通道
余隙容积 V_{cd}	28.68 cm^3	基体材料	不锈钢
膨胀腔		孔隙率 φ	0.403-0.785
扫气容积 V_e	120.82 cm^3	无益容积 V_r	145.7-284.1 cm^3

3 模型验证

3.1 回热器数值模型验证

为了验证数值模型对回热器内热质传递特性的预测精度，本文基于相同的数值方法获得了与正弦波纹通道回热器结构相似的正弦波纹板翅片式热沉[14]的流动换热特性，并将其与实验数据进行了比较，如图 3 所示。可以看到，通过本文数值方法计算和实验测试获得的正弦波纹板翅片式热沉的流动压降和流固表面换热系数具有良好的一致性，两者在压降和表面换热系数上的平均偏差分别为 10.5%和 6.5%。这表明，本文数值模型对于预测正弦波纹通道回热器的热质传递性能具有较高的准确性。

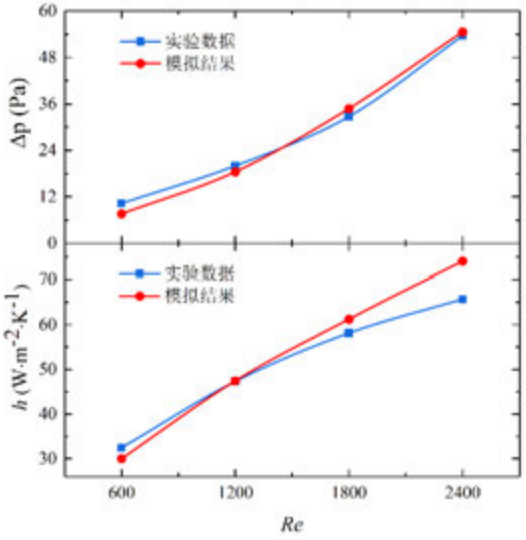


图 3 基于本文数学方法计算与实验获得的正弦波纹板翅片式热沉流动换热性能对比

3.2 机器性能预测精度验证

此外，为了验证 **2.4** 节提出的机器热功转换性能预测方法的可行性，本文基于该方法对 GPU-3 斯特林发动机进行了性能研究，并将比较了相同工况下计算与机器实验测试得到的输出功率和热效率值。表 3 给出了实验中 GPU-3 斯特林发动机的主要指标参数。图 4 为机器在不同平均压力 p_m 下本文预测和实验测试[13]的性能数据对比。可以看到，三种不同平均压力下机器预测输出功率和实验数据的平均相对偏差为 15.3%，机器预测热效率与实验结果的平均偏差为 4.6%，预测结果与实验数据吻合较好。结果表明，本文提出的机器性能预测方法具有较高的可信度，可被用于研究不同回热器基体结构和几何参数对机器性能的影响。

表 3 实验中 GPU-3 斯特林发动机主要指标参数

指标参数	值	指标参数	值
机器整体信息		**加热器**	
工质种类	氦气	无益容积 V_h	70.88 cm^3
活塞行程 B	31.2 mm	加热温度 T_H	922 K
气缸内径 D_c	69.9 mm	**冷却器**	
相位角 ψ	90°	无益容积 V_k	13.8 cm^3
机器转速 n	2500 rpm	冷却温度 T_K	286 K
充气压力 p_m	2.76-5.52 MPa	**回热器**	
压缩腔		长度 L	22.6 mm
扫气容积 V_c	113.14 cm^3	基体类型	编织丝网
余隙容积 V_{cd}	28.68 cm^3	基体材料	不锈钢
膨胀腔		基体线径 d_w	0.04 mm
扫气容积 V_e	120.82 cm^3	孔隙率 φ	0.697
余隙容积 V_{ed}	30.52 cm^3	无益容积 V_r	50.55 cm^3

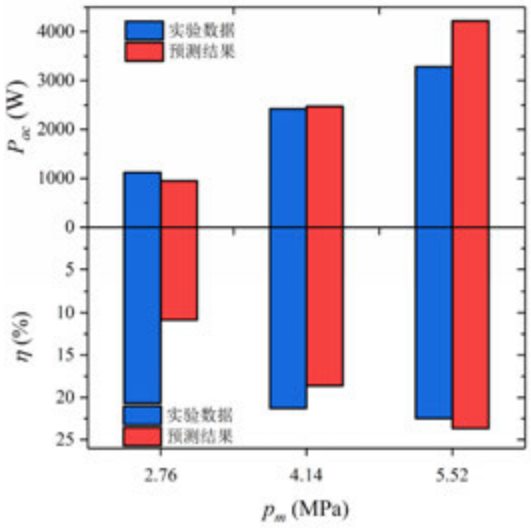
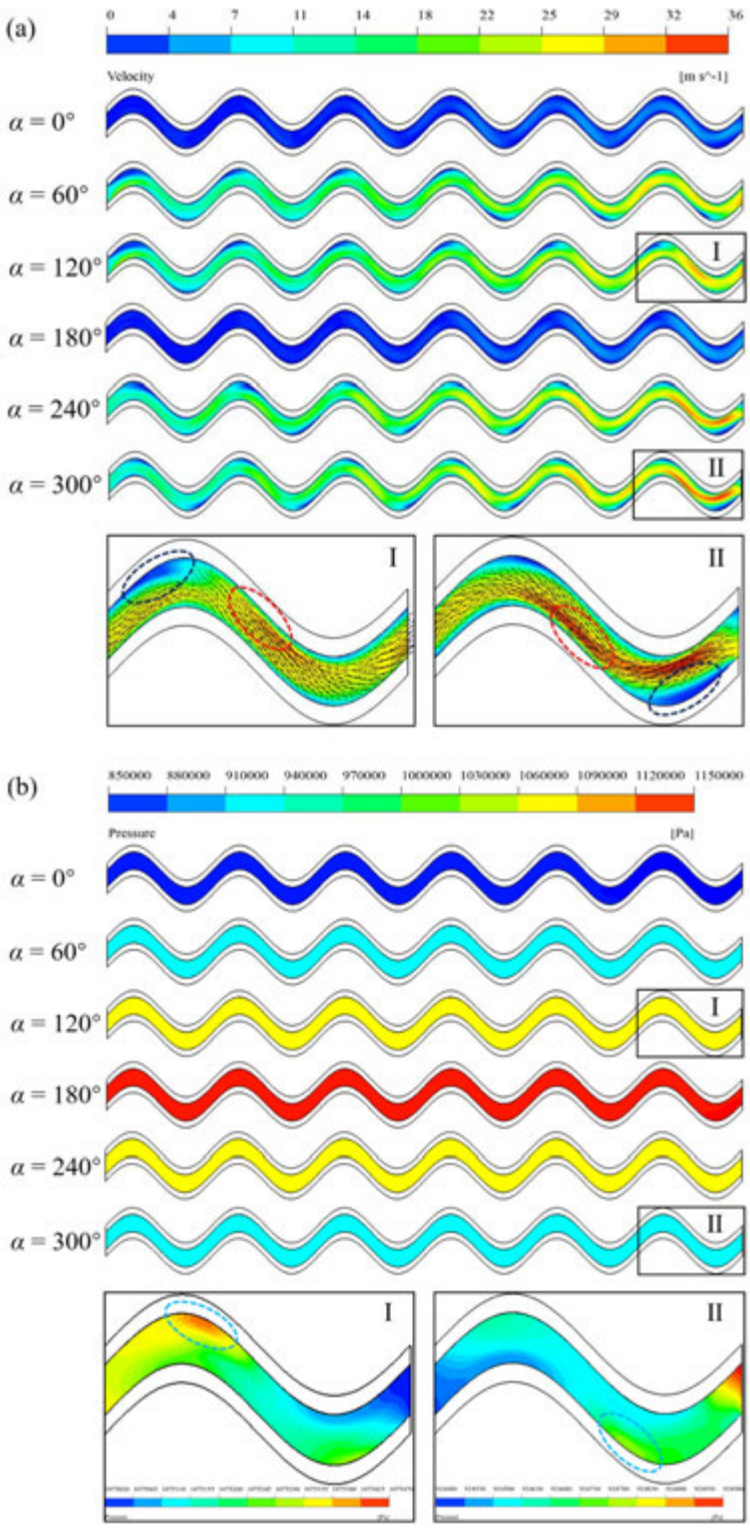


图 4 数学模型与实验获得的输出性能对比

4 结果与讨论

4.1 回热器瞬态热质传递特性分析

本文首先对正弦波纹通道回热器的瞬态热质传递特性进行了定性与定量化研究。图5为正弦波纹通道回热器外径壁面附近轴向截面上不同时刻的速度、压力和温度分布情况。从图5（a）中可以看到，工质在初始曲柄角时，速度几乎为0。随着曲柄角度的增加，工质开始从回热器左侧冷端流入，速度先增后减，在曲柄角为 180°左右时降至 0。在此阶段大部分时刻，工质整体温度低于基体，工质从基体中吸热，其温度沿主流方向逐渐升高，如图5（c）中所示。当曲柄角由180°继续增大时，工质开始自右侧热端流入回热器，经历与上一阶段相同的速度先增后减过程后，在曲柄角为0°左右时再次降为0，循环往复。在该阶段，回热器内工质整体温度几乎均高于基体温度，因此工质向基体中放热，将一部分热量储存在基体当中，以待下个循环利用。从图5（b）中看到，在整个循环中，随着热端压力边界条件的变化，回热器内工质绝对压力随时间变化响应迅速，各时刻工质压力空间分布均匀。压力由曲柄角0°左右的最低值随曲柄角升高，在曲柄角为 180° 左右达到最大值，之后，随着曲柄角的变化逐渐降低至 0。另一方面，分析不同流向下回热器热端附近局部放大云图I和II可以发现，受到波纹通道倾斜基体表面的引导，工质在每一次经过波峰发生速度转向时，均会以一定的倾斜角度冲刷对侧的基体表面（图中红色虚线框标注）。同时，工质速度的转向也促进了通道内基体表面附近和核心区域工质的跨层移动，加速了工质的混合。因此，速度转向后方区域的工质热边界层厚度显著减小，基体表面附近工质温度梯度大幅提高，流固换热性能增强。此外，由于这些区域几乎没有流动滞止点和流动分离现象的出现，工质的压力梯度较低，流动阻力损失小。然而，大量工质被基体引导冲向波峰对侧也会在波峰附近偏向来流的一侧产生速度较小的局部二次流（图中黑色虚线框标注），导致循环中部分工质在此滞留，使得该处工质温度梯度较低，流固换热能力较弱。此外，在波峰附近正对来流方向的一小部分区域内（图中蓝色虚线框标注），工质的垂直冲刷导致了流动滞止点的产生，工质发生了压力激变现象，使得该处压力梯度显著增大，这成为了回热器内压降损失的主要来源之一。因此，通过合理设计正弦波纹通道回热器的几何结构，提升工质对基体表面的倾斜冲刷和工质的跨层混合能力，并减少波峰附近二次流动和流动滞止区域的出现，对于优化回热器的热质传递特性具有重要意义。


(a)
0 4 7 11 14 18 22 25 29 32 36
Velocity
[m s^-1]
α = 0°
α = 60°
α = 120°
α = 180°
α = 240°
α = 300°
I
II
I
II
(b)
850000 880000 910000 940000 970000 1000000 1030000 1060000 1090000 1120000 1150000
Pressure
[Pa]
α = 0°
α = 60°
α = 120°
α = 180°
α = 240°
α = 300°
I
II
I
II

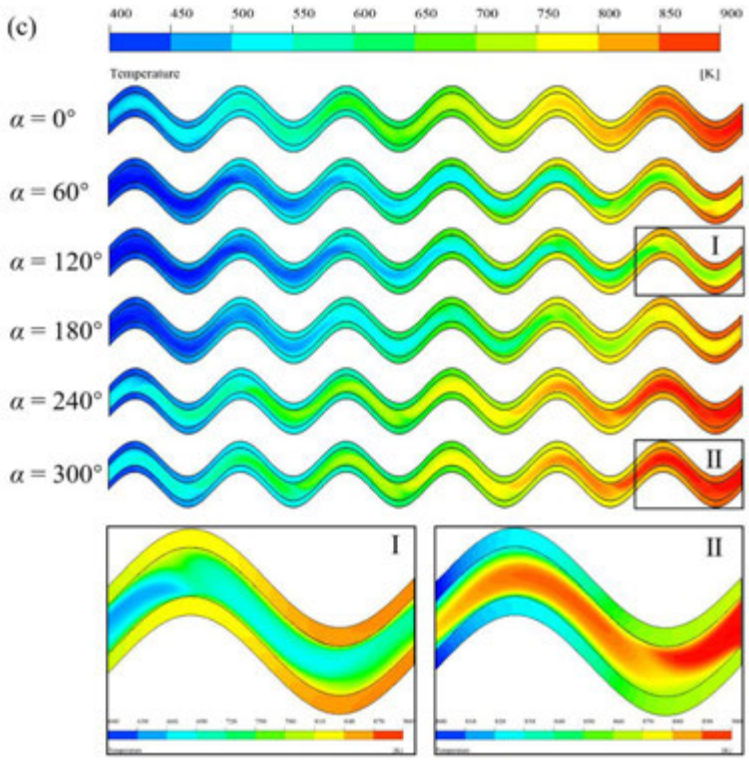


图 5 正弦波纹通道回热器内不同时刻工质的物理场分布：（a）速度与矢量、（b）压力和（c）温度（$\lambda = 12$ mm、$a = 2$ mm、$\delta = 1.5$ mm、$\theta = 4°$）

图 6 为单个循环内正弦波纹通道回热器的传质性能变化情况。主流方向的速度分量 u_x 被用来描述回热器内工质的整体流向，当 $u_x > 0$ 时，工质由冷端流向热端；$u_x < 0$ 则表示工质由热端回流至冷端。Δp 的正负表示回热器压力降低的方向，$\Delta p > 0$ 表示压力由冷端向热端方向降低，反之则表示由热端向冷端方向降低。对于定向流动，压降的方向总是与速度的方向保持一致，但这在振荡流动中则不成立。从图 6 中可以看到，当曲柄角为 0°时，主流速度为负值，但此刻压降的方向却为正。这是因为在振荡流动中，工质的压力损失主要来自两个方面：维持工质流动的沿程阻力损失和工质局部加速度效应带来的压降。在曲柄角为 0°时，工质流动方向为负，其流动速度带来的沿程压降为负，但此时工质具有正方向的最大加速度，其导致的正向的局部加速度压降大于较低的流动速度带来的负向的沿程压降，因此总压降为正值。同理，在曲柄角为 180°时，工质正向流速导致的正向沿程阻力损失小于工质减速带来的负向局部加速度阻力损失，使得总压降方向为负。这一效应在忽略工质流速的无量纲参数 *Eu* 数中得到了清晰的体现。在曲柄角 0°和 180°的转向时刻附近，工质加速度达到了最大，而速度值几乎最小，此时局部加速度效应明显，*Eu* 数显著增大。在曲柄角为 10-90°和 190-270°区间时，速度逐渐增大，加速度效应减弱，*Eu* 数减小；在曲柄角为 90-170°和 270-350°时，工质流速开始减小，但相反方向的局部加速度效应逐步增加，因此工质的 *Eu* 数继续减小，直到工质加速度转向。

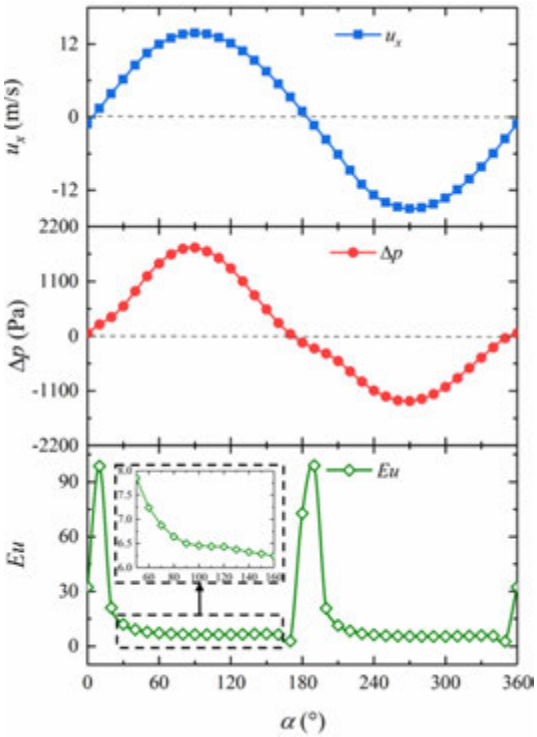


图 6 正弦波纹通道回热器单个循环内工质传质性能变化（λ = 12 mm、a = 2 mm、δ = 1.5 mm、θ = 4°）

图 7 给出了正弦波纹通道回热器的传热性能随曲柄角的变化情况。当工质由冷端流入时，冷端工质温度保持恒定。随着工质流速的增大，工质与基体表面的换热时间减短，热端工质温度下降，回热器有效性随之降低。之后，工质开始减速，工质与基体换热时间增长，热端温度和回热器有效性提升。当工质从热端回流至冷端时，热端工质温度不变，而冷端温度随速度先升高后降低，回热器有效性的变化与前一阶段相似。

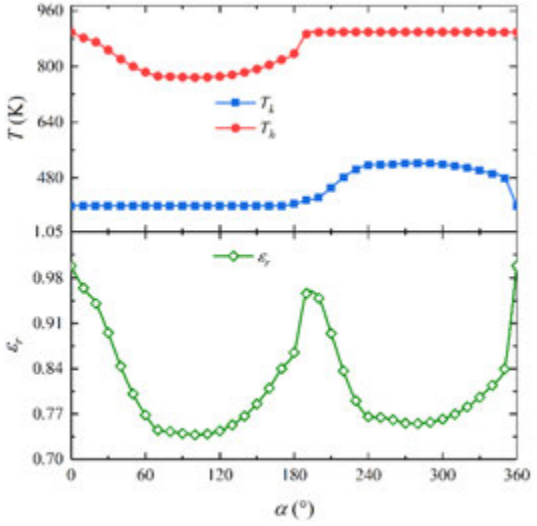


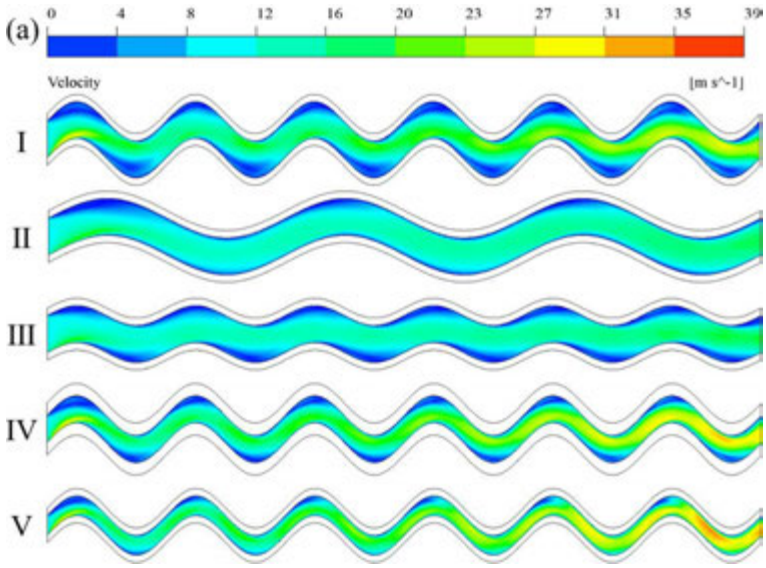
图 7 正弦波纹通道回热器单个循环内工质传热性能变化（λ = 12 mm、a = 2 mm、δ = 1.5 mm、θ = 4°）

4.2 回热器及机器性能参数分析

在定量地研究不同几何参数对回热器及机器性能指标的影响之前，我们选取了 5 种典型结构的正弦波纹通道回热器作为代表，通过对比分析这 5 种不同几何回热器内部的热质传递特性，有助于我们理解结构变化造成回热器及机器性能差异的物理机制。这 5 种正弦波纹通道回热器的具体几何参数如表 4 所示。可以看到，结构II-V同结构I相比分别只在基体波纹板波长 λ、波幅 a、厚度 δ 和旋转周期角 θ 上有所差异，其余几何参数均保持一致。图 8 给出了 5 种不同结构正弦波纹通道回热器外径壁面附近轴向截面上的物理场分布。分别将结构II-V同结构I的物理场进行对比，可以发现，不同结构下回热器内的速度、压力和温度分布均存在明显差异，这表明本文研究的 4 个重要几何参数对回热器的热质传递特性有显著影响。整体上看，换热性能增强的回热器结构其流动压降也有所增大。各几何参数对正弦波纹通道回热器热质传递特性的具体影响将配合接下来的回热器及斯特林发动机性能参数分析进行详细阐述。

表 4 用于几何参数分析的 5 种典型回热器结构

序号	λ	a	δ	θ
I	12 mm	2 mm	1.5 mm	6°
II	24 mm	2 mm	1.5 mm	6°
III	12 mm	1 mm	1.5 mm	6°
IV	12 mm	2 mm	2.5 mm	6°
V	12 mm	2 mm	1.5 mm	4°



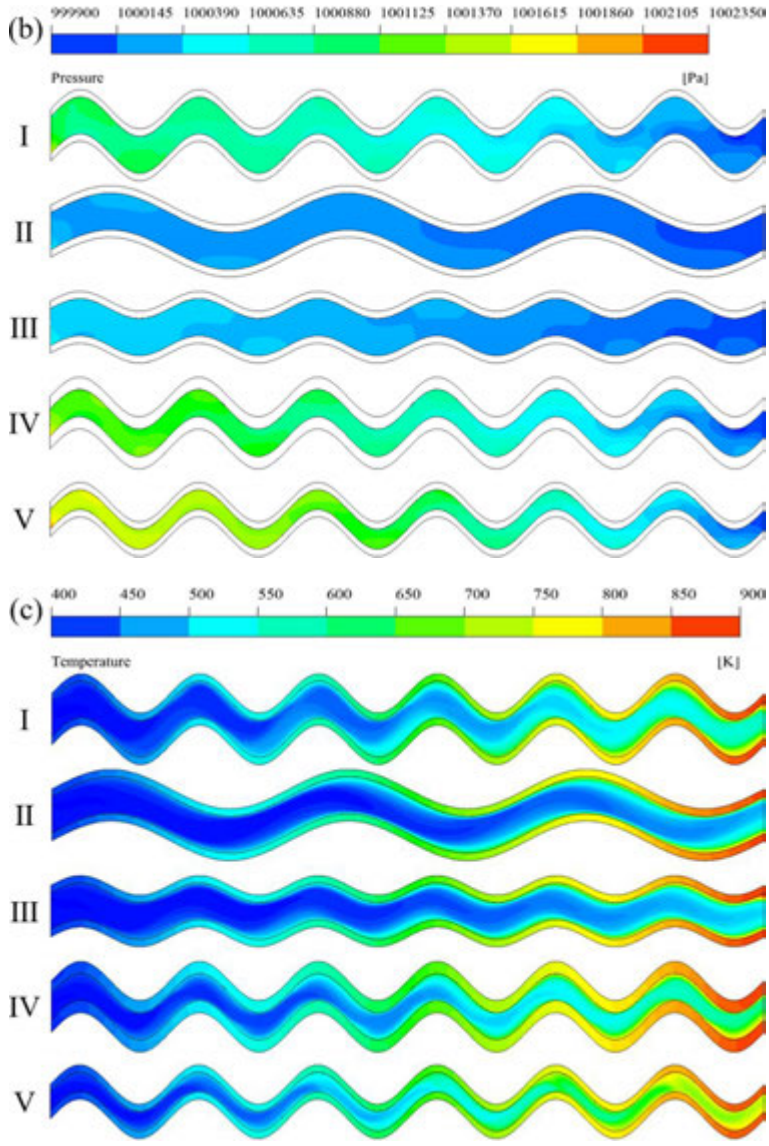


图 8 不同几何参数下正弦波纹通道回热器内相同时刻工质物理场分布对比（$\alpha = 90°$）

不同几何参数对正弦波纹通道回热器热质传递性能和机器热功转换性能的影响如图 9-12 所示。图 9 为基体波纹板波长 λ 对回热器循环平均欧拉数 Eu_m 和回热器有效性 $\varepsilon_{r,m}$，以及机器实际输出功率 P_{ac} 和热效率 η 的影响。随着波长增加，回热器的传质性能提升，但传热性能有所降低。这一现象可以通过对比分析图 8 中结构I和II的物理场进行解释。当波长增大时，回热器基体表面相对于主流方向的倾斜角度减小，此时波纹通道更接近于直通道，使得工质对基体表面的倾斜冲刷效应减弱，且工质跨层移动能力下降，工质在波峰转向后方区域的温度边界层变厚，换热性能降低。但更小的冲刷角度会显著增强工质的流动特性，减小工质压降损失。此外，更大的波长会削弱波峰对工质流动的转向引导作用，弱化波峰处的二次流动和流动滞止点带来的压力激增现象，进一步降低工质的流动阻力。但随着波长的持续增加，基体表面倾斜角度减小的幅度会逐渐下降，因此回热器传质性能的改善和换热性能的减弱均逐渐变缓。由于回热器流动压降的降低，

机器的实际输出功率随波长增加，但回热器有效性的同步减小也会引起机器回热损失和实际吸热量的大幅增加，因此机器的热效率反而单调下降。相互矛盾的机器输出功率和热效率表明，存在一个最优的回热器基体波纹板波长，以实现机器综合性能的最大化。

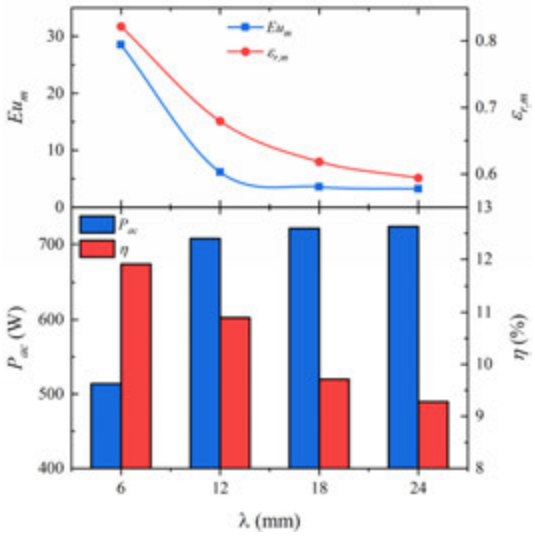


图 9 基体波纹板波长对回热器热质传递性能和机器热功转换性能的影响

图 10 给出了回热器循环平均欧拉数 Eu_m 和回热器有效性 $\varepsilon_{r,m}$，以及机器实际输出功率 P_{ac} 和热效率 η 随基体波纹板波幅 a 的变化。当波幅增大时，回热器内工质的流动形式变化与波长增大时正好相反，如图 8 中结构I和III所示。波幅的增加会加大工质对基体表面冲刷的倾斜角，并会在波峰附近产生更大的二次流和流动滞止区域，从而产生更大的流动压降损失，但同时也会提升回热器内工质与基体的换热性能，回热损失减小。因此，正如图 10 中所示，回热器的传质特性降低，但回热有效性得到提升。逐渐增大的压降损失带来了机器实际输出功率的降低，但回热损失的减小显著减少了机器需求的吸热速率，使得热效率逐渐提升。因此，类似于波长，为了获得最佳的机器热功转换性能，回热器基体波纹板的波幅同样值得进行优化。

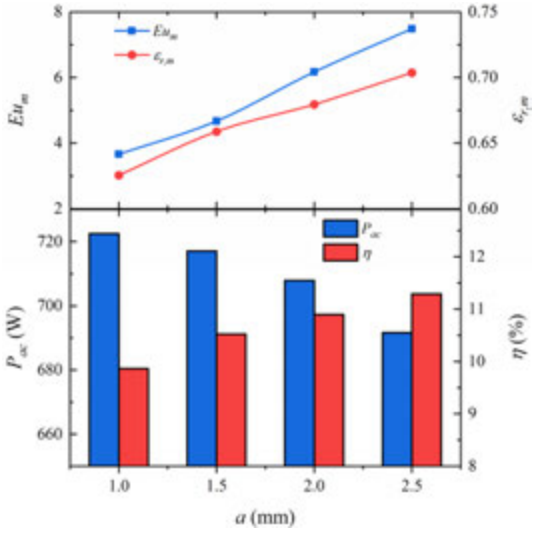


图 10 基体波纹板波幅对回热器热质传递性能和机器热功转换性能的影响

图 11 为不同基体波纹板厚度 δ 下回热器热质传递性能和机器热功转换性能的变化情况。根据图 8 中结构I和IV，随着基体波纹板厚度的增加，回热器内流动空间的周向厚度减小。一方面，这使得工质因垂直冲刷波峰附近正对来流方向一侧基体表面产生的流动滞止区域面积减小，回热器传质性能会因此增强。另一方面，流动空间厚度的减小带来了流通面积的减小，工质流速因此增大。更大的流速会导致工质在波峰处转向时的局部加速度增大，从而增加工质因局部加速度效应带来的流动损失，这会使得回热器传质性能减弱。随着基体波纹板厚度的变化，两种相反作用机制的强度此消彼长，使得回热器的传质性能表现出了先增后减的趋势，即图 11 中回热器的循环平均欧拉数的先降后升。此外，流动空间厚度的减小和流速的增加显著改善了波峰处速度较低的二次流现象，工质和基体的有效换热面积和强度得到提升，因此回热器有效性增大。在图 11 中，尽管当基体厚度增加时，回热器欧拉数先降后增，但由于工质速度的增幅较大，回热器内的压降依然随着厚度单调增大。在抵消了回热器流通面积的减小后，回热器压降导致的功率损失小幅增大。然而，更大的基体厚度显著减小了回热器的无益容积，进而较大幅度地提高了机器的理想输出功率，这反而带来了机器实际输出功率的增大。同时，回热器有效性的提高减少了机器对吸热量的需求，使得机器热效率大幅提升。回热器热质传递性能和机器热功转换性能随基体波纹板旋转周期角 θ 的变化则如图 12 所示。结合图 12 和图 8 中结构I和V的物理场对比可以看到，旋转周期角的增加与基体厚度减小的作用机制相似，因此也带来了类似的热质传递特性变化，即欧拉数先减后增，回热器有效性单调减小。然而，与基体厚度变化不同的是，旋转周期角的增大还会导致回热器内基体波纹板数量的增加，从而显著增大回热器内气固换热面积，因此其带来的回热器有效性增幅相比基体厚度变化的更大。相似地，旋转周期角的增大导致了回热器无益容积的增加，进而减小了机器的理想和实际输出功率，且由于回热器有效性的降低，更大的回热损失带来了更大的吸热量需求，进而导致了机器热效率的大幅降低。此外，结合图 11 和 12 可以发现，回热器阻力特性和机器输出功率的变化并不对应一致，这表明仅靠基于部件的回热器热质传递特性分析不足于评价回热器的应用潜力，从而证明了本文基于系统层面探索回热器对机器性能影响的必要性。

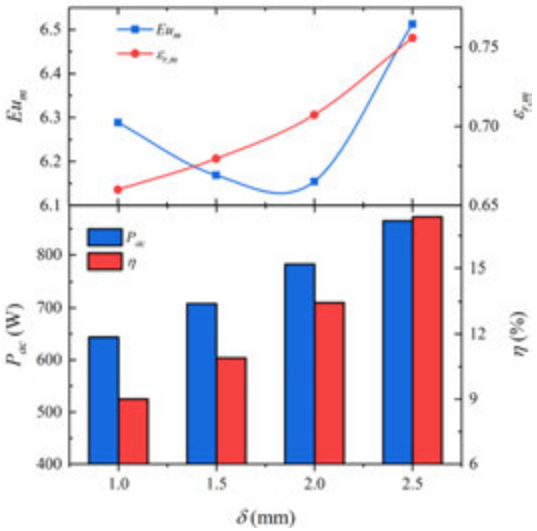


图 11 基体波纹板厚度对回热器热质传递性能和机器热功转换性能的影响

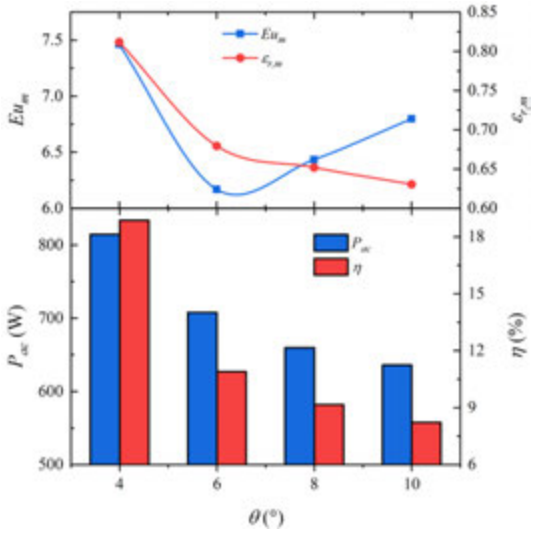


图 12 基体波纹板旋转周期角对回热器热质传递性能和机器热功转换性能的影响

4.3 不同类型回热器性能对比

为了直观的表示正弦波纹通道倾斜式回热器在斯特林发动机内的应用潜力，本文对比了机器分别装配该回热器和目前常用的两类回热器（横流式回热器和平行流式回热器）的欧拉数、回热器有效性、实际输出功率和热效率，如图 13 所示。我们分别选取了经典的堆叠编织丝网回热器（WMR）和平行微通道回热器（PCR）作为横流式和平行流式回热器的代表。图 13 中给出了机器输出功率和热效率分别为最小和最大值情况下四种正弦波纹通道回热器结构对应的回热器和机器性能。可以看到，正弦波纹通道回热器的欧拉数和回热器有效性均处于堆叠编织丝网回热器和平行微通道回热器之间，表明正弦波纹通道回热器实现了本文结构设计时预期获得的倾斜流式回热器热质传递性能。此外，机器装配不同结构正弦波纹通道回热器的性能差异较大，预示该类回热器具有较大的结构优化空间。通过对比机器热功转换性能后发现，堆叠编织丝网回热器尽管具有最高的回热器有效性，但其内的流动阻力也最大，因此其带来的机器实际输出功率显著低于其他回热器，热效率也处于正弦波纹通道回热器的中等水平。而平行微通道回热器具有最低的流动阻力，其在机器内实现了最高的实际输出功率。然而，由于该类平行流式回热器的传热性能较低，机器对吸热量的需求较大，使得其带来的机器热效率基本上低于其他两类回热器。总的来说，相比于堆叠编织丝网回热器和平行微通道回热器，机器装配正弦波纹通道倾斜流式回热器实现了更均衡且较高的输出功率和热效率，且在结构优化后，后者可以带来相比于前两类回热器更高的机器综合输出性能。这证明了本文提出的倾斜流式回热器构形理念以及基于该理念设计的正弦波纹通道回热器对于提升斯特林发动机热功转换性能的可行性。

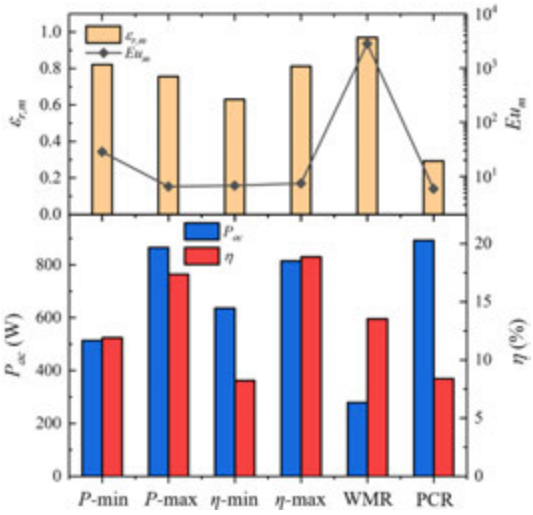


图 13 不同类型回热器热质传递性能和机器热功转换性能对比

5 结 论

为了获得相对横流式回热器和平行流式回热器更优的综合热质传递特性，提升斯特林发动机的热功转换性能，本文提出了一类基体表面倾斜于主流方向的倾斜流式回热器构形理念，并基于波纹结构设计了一种正弦波纹通道倾斜式回热器。我们结合部件和系统两个层面研究并分析了回热器的热质传递性能和机器装配该回热器的热功转换性能，并同横流式回热器和平行流式回热器进行了比较。以下是本文研究的一些重要结论：

（1） 受倾斜基体表面的引导，工质在经过波峰发生速度转向时会以一定的倾斜角度冲刷对侧的基体表面。同时，工质速度的转向也促进了通道内工质的跨层移动和混合。这些均会显著减小工质热边界层厚度，大幅提高基体表面附近工质的温度梯度，增强流固换热性能。此外，除波峰附近的小范围区域外，回热器其他区域很少出现流动分离现象和流动滞止点，因此工质的整体流动阻力损失小。

（2） 与定向稳态流动不同，回热器内振荡流动产生的局部加速度效应带来了回热器传质特性的周期性变化。特别是在回热器内速度改变主流方向的时刻，由于工质较大的加速度和较小的速度，局部加速度效应更加明显，甚至会导致回热器内出现整体压降方向和速度方向相反的现象。

（3） 随着回热器基体波纹板波长的增加和波幅的减小，回热器基体表面相对于主流方向的倾斜角度减小，使得工质对基体表面的倾斜冲刷效应减弱，且工质跨层移动能力下降，工质热边界层厚度减小，传热性能减弱。但更小的冲刷角度会显著增强工质的传质特性，减小工质压降损失。由于回热器压降损失的降低，机器的实际输出功率增加，但回热器传热性能的同步减弱也会引起机器回热损失和实际吸热量的大幅增加，因此机器的热效率反而单调下降。

（4） 当回热器基体波纹板厚度增加和旋转周期角减小时，回热器内流通面积减小，一方面会减小工质因垂直冲刷对侧基体表面产生的流动滞止区域面积，增强回热器传质性能；另一方面又会增大工质的流速，导致工质在波峰处转向时的局部加速度效应增强，从而增加工质流动损失，使得回热器传质性能减弱。随着波纹板

厚度和旋转周期角的变化，两种相反作用机制的强度此消彼长，使得回热器传质性能先增后减。此外，流动空间的减小和流速的增加显著改善了波峰处的二次流现象，提升了工质和基体的有效换热面积和强度，因此回热器传热性能增强。回热器内的压降的增加导致了机器输出功率损失增大。然而，更小的流体空间减小了回热器的无益容积，进而更大幅度地提高了机器的理想输出功率，反而使得机器实际输出功率增大。同时，回热器有效性的提升减少了机器对吸热量的需求，使得机器热效率大幅提升。

（5） 与横流式回热器和平行流式回热器相比，正弦波纹通道回热器实现了本文结构设计时预期获得的倾斜流式回热器均衡的热质传递性能。同时，机器装配该回热器可以实现比前两类回热器更高的综合输出性能。这证明了本文提出的倾斜流式回热器构形理念以及基于该理念设计的正弦波纹通道回热器对于提升斯特林发动机热功转换性能的可行性。

参考文献

[1] BUTTURI M A, LOLLI F, SELLITTO M A, et al. Renewable energy in eco-industrial parks and urban-industrial symbiosis: A literature review and a conceptual synthesis. Applied Energy, 2019, 255: 113825.

[2] CHEN W-L, WONG K-L, CHANG Y-F. A computational fluid dynamics study on the heat transfer characteristics of the working cycle of a low-temperature-differential γ-type Stirling engine. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014, 75: 145-55.

[3] TAVAKOLPOUR A R, ZOMORODIAN A, AKBAR GOLNESHAN A. Simulation, construction and testing of a two-cylinder solar Stirling engine powered by a flat-plate solar collector without regenerator. Renewable Energy, 2008, 33(1): 77-87.

[4] COSTA S C, BARRENO I, TUTAR M, et al. The thermal non-equilibrium porous media modelling for CFD study of woven wire matrix of a Stirling regenerator. Energy Conversion and Management, 2015, 89: 473-83.

[5] ALFARAWI S, AL-DADAH R, MAHMOUD S. Potentiality of new miniature-channels Stirling regenerator. Energy Conversion and Management, 2017, 133: 264-74.

[6] XIAO G, PENG H, FAN H, et al. Characteristics of steady and oscillating flows through regenerator. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 108: 309-21.

[7] COSTA S-C, TUTAR M, BARRENO I, et al. Experimental and numerical flow investigation of Stirling engine regenerator. Energy, 2014, 72: 800-12.

[8] DAYYANI I, SHAW A D, SAAVEDRA FLORES E I, et al. The mechanics of composite corrugated structures: A review with applications in morphing aircraft. Composite Structures, 2015, 133: 358-80.

[9] YU M, XIN F, LAI X, et al. Study of oscillating flows through a novel constructal bifurcation Stirling regenerator. Applied Thermal Engineering, 2021, 184: 116413.

[10] YU M, SHI C, XIE J, et al. Constructal design of a circular micro-channel Stirling regenerator based on exergy destruction minimization. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2022, 183: 122240.

[11] GEDEON D, WOOD J G. Oscillating-flow regenerator test rig: hardware and theory with derived correlations for screens and felts. NASA CR-198442, 1996.

[12] AHMADI M H, AHMADI M-A, POURFAYAZ F. Thermal models for analysis of performance of Stirling

engine: A review. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2017, 68: 168-84.
[13] WI'LIAM R M. Stirling Engine Design Manual: Second Edition, Prepared for National Aeronautics and Space Lewis Research Center Under Grant NSG3194, DOE/NASA/3194-1 NASA CR-168088, 1983.
[14] 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: 565-72.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233608

交错半椭圆肋微通道的流动传热特性分析与多目标优化设计

崔盼，刘伟，刘志春*
华中科技大学能源与动力工程学院，武汉 430074
(Tel:027-87542618，Email: zcliu@hust.edu.cn，995179540@qq.com)

摘要：为了提升微通道的综合传热性能，本文提出了一种交错半椭圆肋微通道结构。采用数值模拟研究了半椭圆肋的三个结构参数对微通道层流流动和传热性能的影响，结果表明周期性交错布置的半椭圆肋诱导通道内产生了涡流，肋宽 *Wr* 和肋高 *Hr* 对微通道性能的影响明显大于肋长 *Lr*。进一步构建了神经网络代理模型，并结合多目标遗传算法获得了雷诺数等于 440 工况下、以微通道传热和流阻为优化目标的帕累托前沿。最后采用 TOPSIS 决策算法获得了半椭圆肋参数的最佳妥协解：*Wr* = 0.195 mm，*Hr* = 0.206 mm，*Lr* = 0.687mm，优化后的微通道具有优良的综合传热性能。

关键词：强化传热；内肋微通道；数值模拟；多目标优化

0 前言

近年来电子设备，尤其是集成电路正向着微型化、高度集成化方向快速发展，与之而来的是电子器件的热流密度持续升高、散热空间不断被压缩。部分计算机芯片的热流密度已经超过 100 W/cm^2，预计未来仍将持续升高，甚至局部热流密度将超过 1000 W/cm^2[1-2]。若这些热量不能及时排出，将显著影响设备的工作稳定性，甚至导致器件高温烧毁失效。因此，电子器件的散热已成为制约其技术发展的关键问题之一[3]，针对高热流密度下的散热方式和技术有着巨大的研究潜力和应用需求。

微通道冷却技术由 Tuckerman 等人在上世纪八十年代提出[4]，与传统的风冷、热管冷却等技术相比，微通道具有体积小、比表面积大、散热密度高等显著优点，被认为是解决高热流密度散热最有前景的液体冷却方案之一[5-6]。然而，传统的微通道是光滑平直的，且流动大多为层流，因此随着流动逐渐发展，边界层越来越厚，直到扩展至整个通道截面区域。这导致微通道下游区域的传热效率显著降低，难以保证电子器件安全运行。为了强化微通道的传热性能，一种常用的方式是在微通道中加入各种肋结构进行局部扰流，诱导产生涡流，促进流体掺混，并破坏热边界层的发展实现传热强化，相关研究人员已经做了许多工作[7-12]。但需要指出，这些肋通常诱导产生横向涡，其流向垂直于主流方向，与纵向涡相比扰流区域更加有限[13-14]。因此，设计可诱导产生纵向涡的扰流装置对于进一步提升微通道的综合传热性能具有重要意义。

基金项目：本研究受到国家自然科学基金项目（No. 52076088）和燃料电池测试技术及关键零组件研制（2022YFB4003800）的资助。

本文提出了一种诱导产生纵向涡的交错半椭圆肋微通道结构，采用数值模拟研究了雷诺数在 220-660 范围内半椭圆肋的三个结构参数对微通道流动和传热性能的影响特性，并构建相应的神经网络代理模型。随后，结合遗传算法对半椭圆肋进行多目标优化设计，获得特定工况下半椭圆肋微通道传热与流动性能的帕累托前沿。

1 模型与计算方法

1.1 微通道物理模型

下图 1 所示为用于计算的交错半椭圆肋微通道几何模型，两列半椭圆肋排布在微通道的对角位置。由于微通道热沉所具有的对称性，这里只选取单条微通道进行计算以加快效率。这种模型简化方法在微通道计算中比较常见，并且 Chen 等人的研究表明这种简化并不会对结果有大的影响[15]。如图 1（a）所示，模型由热沉固体域、交错布置的半椭圆肋和流体域组成。微通道顶部盖板为绝热材料，不参与计算。为了避免微通道出口出现回流影响计算结果，计算中在微通道出口延长其特征长度的 10 倍。图 1（b）和（c）表示了微通道的结构参数和半椭圆肋的位置，固体域的长度 L、宽度 W 和高度 H 分别为 20 mm、0.6 mm 和 0.6 mm，流体域的宽度 W_{ch} 和高度 H_{ch} 均为 0.4mm。同侧相邻的两个半椭圆肋间距为 1mm，分别距离进、出口最近的半椭圆肋其中心位置距离进、出口也均为 1mm。本文中半椭圆肋的三个结构参数：肋宽 Wr，肋高 Hr 和肋长 Lr 为设计变量，具体参数取值见下表 1，其余结构参数均为定值。

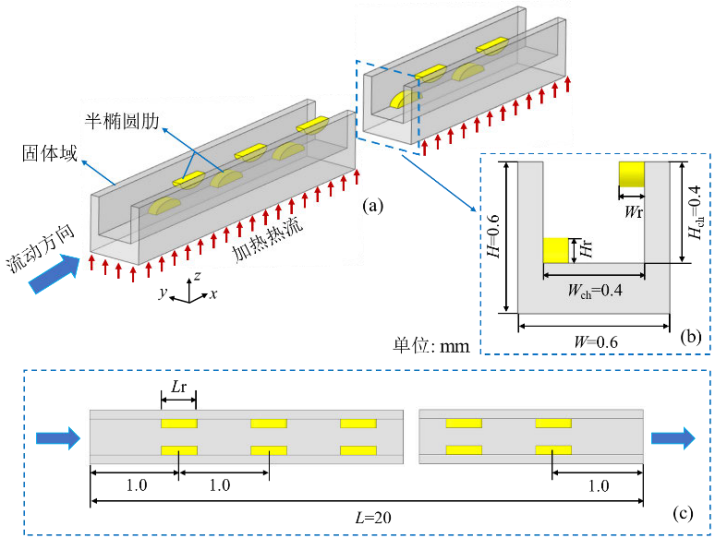


图 1 交错半椭圆肋微通道几何模型

表 1 半椭圆肋结构参数取值

结构参数	参数取值（mm）
Wr	0.05, 0.10, 0.15, 0.20, 0.25, 0.30
Hr	0.05, 0.10, 0.15, 0.20, 0.25, 0.30
Lr	0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7

1.2 数值计算模型

微通道的固体材料为硅，工质为水。进行数值计算时作了如下假设以简化该问题：

（1）假定流动为稳态不可压缩层流；

（2）粘性耗散，辐射和重力可以忽略；

（3）硅的导热系数 λ_s 为定值 148W/(m·K)。水的物性参数中，动力粘度 μ 为温度的分段线性函数[16]，分段点见下表 2。其余物性参数均为常数，具体为：密度 ρ = 998.2kg/m^3，导热系数 λ_f = 0.6W/(m·K)，定压比热容 c_p = 4182J/(kg·K)。

表 2 水的动力粘度与温度关系表

T (K)	μ (kg/(m·s))	T (K)	μ (kg/(m·s))	T (K)	μ (kg/(m·s))	T (K)	μ (kg/(m·s))
293.15	1001.6×10^{-6}	313.15	652.7×10^{-6}	333.15	466.0×10^{-6}	353.15	354.1×10^{-6}
303.15	797.2×10^{-6}	323.15	546.5×10^{-6}	343.15	403.6×10^{-6}	363.15	314.2×10^{-6}

该物理问题的控制方程包括：

连续性方程：

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

动量守恒方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}[\mu(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i})] \tag{2}$$

能量守恒方程：

$$\rho c_p \left(u_i \frac{\partial T}{\partial x_i}\right) = \lambda_f(\frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2}) \tag{3}$$

固体域导热方程：

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} = 0 \tag{4}$$

其中，p 为压强，u_i 表示 x、y、z 方向的分速度，T 为温度。

计算的边界条件设置如下：在微通道入口处（x=0），采用均匀的速度和温度入口，入口水温为 293.15K；流体域出口设置为压力出口，表压为 0；在固体域两侧壁面，采用对称边界条件；在固体域底部，采用均匀热流边界，固定热流密度 q = 100 W/cm^2；在流-固接触面上，采用无滑移和共轭传热 coupled 边界；流体域上表面为无滑移绝热壁面，其余固体壁面均设置为绝热。

数值计算借助 ANSYS Fluent 2019R3 平台开展，压力-速度耦合采用 Coupled 算法，各项采用二阶迎风格式离散。当连续性方程、动量方程和能量方程的残差分别低于 10^{-5}、10^{-6} 和 10^{-8} 时，认为计算收敛。

1.3 数据处理方法

微通道的水力直径 D_h 定义为：

$$D_h = \frac{2W_{ch}H_{ch}}{W_{ch}+H_{ch}} \tag{5}$$

雷诺数（Reynolds number, *Re*）的定义式为：

$$Re = \frac{\rho u_{\mathrm{in}} D_{\mathrm{h}}}{\mu_0} \tag{6}$$

其中 u_{in} 表示入口速度，μ_0 表示水在入口温度下的动力粘度。采用摩擦阻力系数 f 来表征微通道的流动阻力特性：

$$f = \frac{\Delta p D_{\mathrm{h}}}{2\rho u_{\mathrm{in}}^2 L} \tag{7}$$

其中 Δp 表示微通道进、出口间的压降。微通道对流换热系数 h 的定义为：

$$h = \frac{qLW}{A_{\mathrm{f-s}}[T_{\mathrm{w}} - \frac{1}{2}(T_{\mathrm{in}} + T_{\mathrm{out}})]} \tag{8}$$

其中 $A_{\mathrm{f\text{-}s}}$ 为流体与固体的接触传热面积。换热努塞尔数（Nusselt number, *Nu*）的定义为：

$$Nu = \frac{hD_{\mathrm{h}}}{\lambda_{\mathrm{f}}} \tag{9}$$

微通道中添加肋后传热增强的同时也往往伴随着压降的升高，采用性能评价指标（performance evaluation criterion, *PEC*）来表征微通道的综合性能：

$$PEC = \frac{Nu/Nu_0}{(f/f_0)^{1/3}} \tag{10}$$

其中下标 0 表示相同 *Re* 下光滑微通道的性能参数值。

1.4 网格独立性分析与模型验证

采用 Fluent Meshing 生成高质量的非结构网格，下图 2 展示了半椭圆肋切面的网格结构。在流体、固体的中心区域填充高质量的六面体网格，在流体边界区域添加边界层以更好地模拟流动细节，在边界层与六面体网格中间、固体域边界处采用四面体网格过渡。选取基础模型参数为 *W*r = 0.15mm, *H*r = 0.15mm, *L*r = 0.5mm，采用相同的网格划分方法生成了网格数分别为 988696，2395505，5434926 和 8087585 的四套网格，并在 *Re* = 440 条件下进行测试计算。图 3 表示了在这四套网格上的 *Nu* 和 *f* 计算结果，当网格数达到 5434926 时,与网格数为 8087585 的结果相比，*Nu* 的相对误差为 0.67%，*f* 的相对误差为 2.22%，满足计算精度要求。综合考虑采用该套网格尺寸进行后续计算的网格生成。

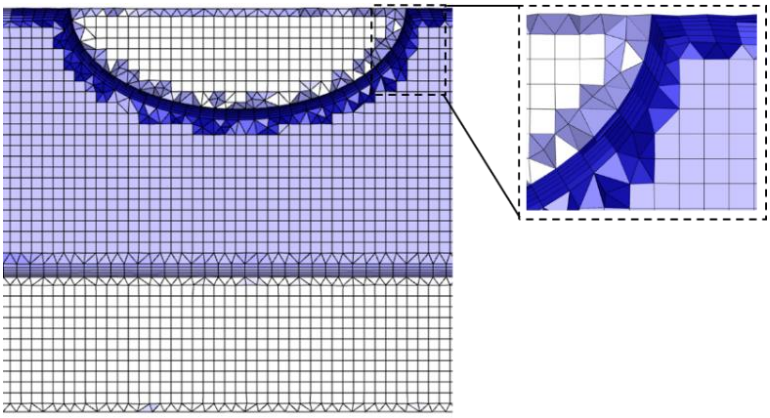


图 2 半椭圆肋切面网格结构

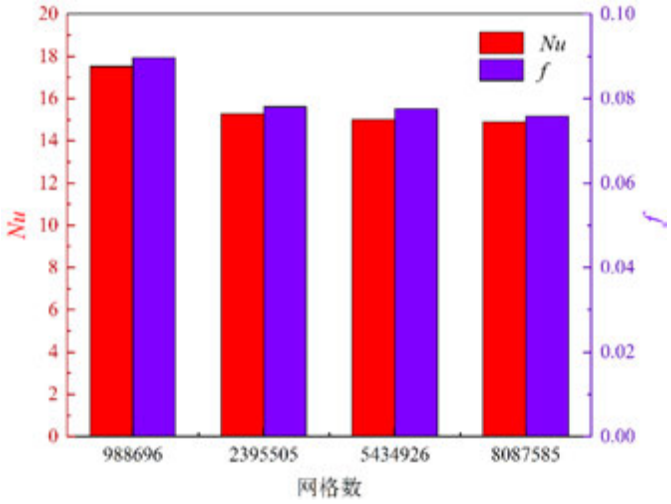


图 3 网格独立性测试结果

为了验证上述数值计算方法的可靠性，建立了与文献[12]中的 F 型微通道相同的模型，并在相同条件下进行模拟计算。图 4 展示了不同 *Re* 下模拟与实验的 *Nu* 和 $f_{app}Re$ 计算结果，可以看到当 *Re* < 697 时，模拟结果与实验的一致性较好，二者变化趋势相同且数值接近，*Nu* 和 *f* 的最大误差分别为 10.03%和 10.47%。本研究中 *Re* 的范围为 220-660，因此可以认为采用的数值计算模型是可靠的。

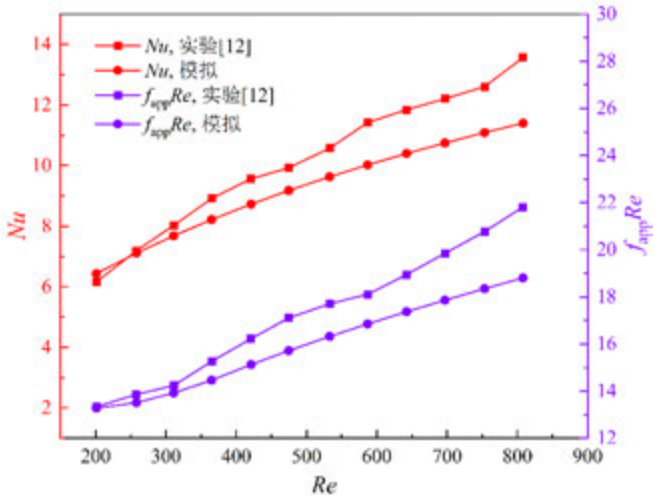


图 4 数值模拟结果与文献[12]实验结果比较

2 交错半椭圆形肋微通道的流动和传热特性分析

2.1 肋宽对微通道流动传热性能的影响

图 5 展示了 *Re* = 440 工况下，保持基础模型的肋高 *H*r = 0.15 mm、肋长 *L*r = 0.5 mm 不变，不同肋宽 *W*r 情况下 5 组不同位置 *yz* 切面处的平面流线和速度云图。*yz* 切面的 *x* 坐标分别为 10.5mm、10.75mm、11mm、11.25mm 和 11.5mm，其中 *x* = 11mm 截面穿过一组半椭圆肋的中心。为了便于比较，后续展示的速度、温度云图均是该工况下相同位置切面的结果。根据图 5 所示的平面流线结果，可以发现交错布置的半椭圆肋逐渐诱导

通道内产生了涡流，其可以分别将微通道下部分的热流体、上部分的冷流体裹挟到中央区域，促进冷热流体掺混以强化热量传递。在一个肋周期内涡流先被诱导产生之后逐渐消散，而周期性排列的交错半椭圆肋可以诱导产生周期性的涡流，从而持续强化工质与加热面间的热量传递。随着 *Wr* 增大，涡流先逐渐加强，影响的区域也更大。并且，微通道平均流通面积减小，局部流速增加，尤其是半椭圆肋中心位置最为明显，强化了射流效应，促使流固接触面的热边界层减薄，局部换热强度得到提升。注意到半椭圆肋的存在也使得流体流过肋后存在低流速区，如图 5 中各云图的左下与右上位置所示，这里速度相对较小。当 *Wr* 过大时，流动分离点的变化使得肋后方的低流速区增加，缩小了涡的发展空间，因此涡流有所减弱。半椭圆肋的后半部分占据了一定空间，且可视为一种引流结构，因此虽然低速区一直存在，但半椭圆肋加速了低速区的消逝。

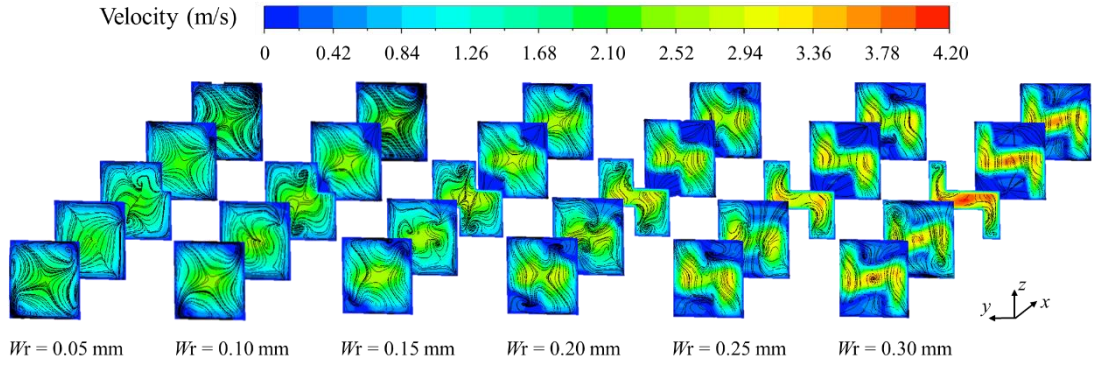


图 5 不同肋宽 *Wr* 下 5 组 *yz* 切面处的平面流线与速度云图

图 6 为对应的温度分布云图，比较图 5 与图 6 的结果，可以发现速度与温度分布具有良好的一致性，流速更大、涡流更强的地方温度更低，且均匀性也更好。*Wr* = 0.05 mm 时，肋产生的扰动强度较小，通道内的温度还比较高、均匀性也较差，壁面附近有着较厚的温度边界层。随着 *Wr* 的增大，扰动强度与扰动范围显著增加，不断强化的涡流进一步促进了流体掺混，热边界层的发展被破坏、变得越来越薄，传热得到改善，表现为微通道内的温度更低，均匀性也得到提升。更大的肋宽也使微通道内的低温区分布更加分散，而非集中在中央区域。*Wr* = 0.15 mm 后，微通道的传热性能已明显改善。

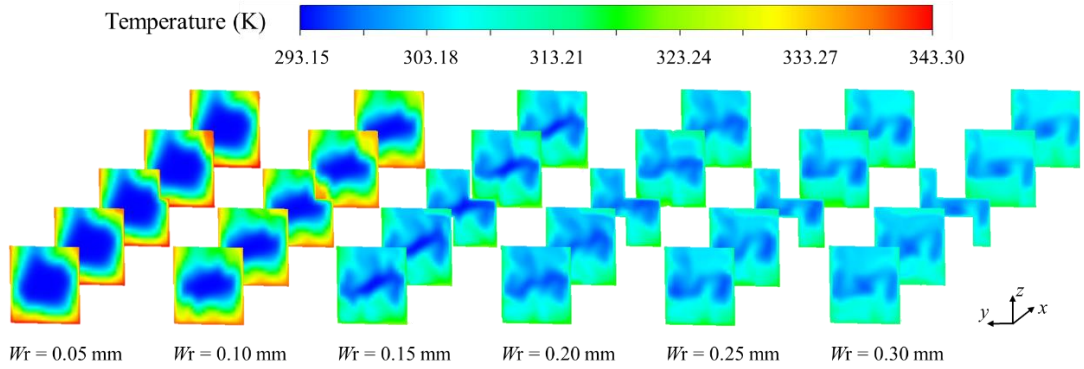


图 6 不同肋宽 *Wr* 下 5 组 *yz* 切面处的温度分布云图

为了进一步定量表示 *Wr* 对微通道传热性能和流动阻力的影响，图 7 展示了微通道

Nu 和 *f* 随 *W*r 和 *Re* 的变化关系。对于传热而言，*Re* 逐渐增大促进了流体掺混和热边界层减薄，使得传热性能提升。由于流动始终处于层流，*Re* 对微通道传热能力的提升是基本一致的，表现为不同肋宽下 5 组 *Re* 对 *Nu* 的提升幅度和变化趋势相近。增加 *W*r 强化了射流效应与流体掺混，使得 *Nu* 也逐渐增加。且与增加 *Re* 相比，*W*r 的增大对微通道 *Nu* 的影响更大。注意到各 *Re* 下，增加 *W*r 使得 *Nu* 的增长率先逐渐降低，而在 *W*r = 0.3 mm 时又明显增大。前者是由于 *W*r 增大使得低流速区逐渐增加，一定程度上削弱了传热的增强，因此 *Nu* 的增长幅度减小；后者则可能与更大的扰动强度使得流动的紊流特征显著增加有关，此时层流模型的收敛速度也显著慢于前面几组。对于流动阻力，增加 *Re* 引起 *f* 逐渐减小，而增加 *W*r 则导致 *f* 不断增大，且变化率也不断增大。具体原因为，增加 *W*r 会增强射流效应，导致粘性应力增大，同时也会增加涡流强度、损失更多的机械能。当 *W*r 过大时，*f* 的增长幅度要明显大于 *Nu*。

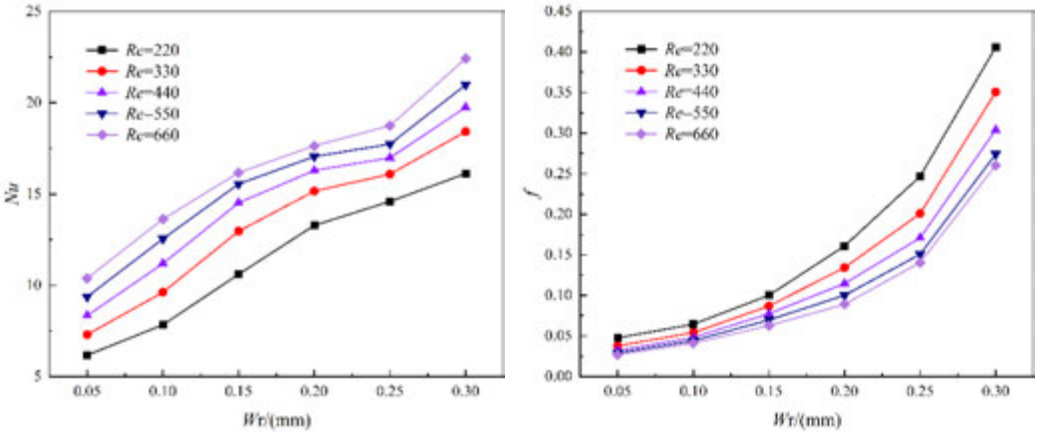


图 7 微通道 *Nu* 和 *f* 随半椭圆肋肋宽 *W*r 与 *Re* 的变化关系

由图 7 可见，增强微通道传热性能的同时也伴随了流阻的升高，因此需要对添加半椭圆肋后的微通道综合传热性能进行表征。图 8 为微通道 *PEC* 随 *W*r 和 *Re* 的变化关系。随着 *W*r 开始增加，扰动强度和射流效应越来越强，*Nu* 和 *f* 也逐渐升高，但 *Nu* 的强化幅度大于 *f*，表现为 *PEC* 逐渐增大。而当 *W*r 达到一定临界值后，继续增大 *W*r 使得传热的增强效果弱于流阻的提升幅度，表现为 *PEC* 转变为逐渐降低。不同 *Re* 的 *PEC* 转变点 *W*r 值不同，*Re* 越大时转变到来的越早，原因是更大的 *Re* 已经提供了更强的涡流强度，此时只需更小的肋宽即可实现更强的综合传热性能。因此，图 8 中 *Re* = 220 工况，虽然其在较小的 *W*r 下时的 *PEC* 最小，但其 *PEC* 转变点到来的更晚，且由于 *W*r 的强化效果要大于层流下的 *Re*，因此图 8 中 *PEC* 最高点也出现在该工况下 *W*r = 0.2 mm 处，具体 *PEC* 值为 1.469。

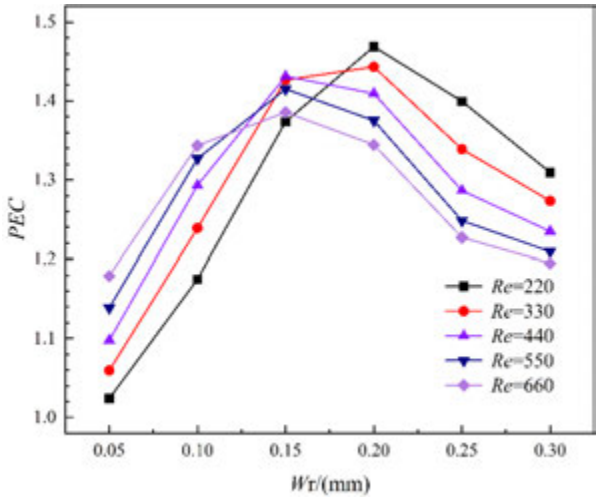


图 8 微通道 *PEC* 随半椭圆肋肋宽 *Wr* 与 *Re* 的变化关系

2.2 肋高对微通道流动传热特性的影响

保持 *Wr* = 0.15 mm 和 *Lr* = 0.5 mm 不变，分析 *Hr* 对半椭圆肋微通道流动传热特性的影响。图 9 给出了 *Re* = 440 工况下不同 *Hr* 时前述 5 组 *yz* 切面处的平面流线与速度云图。同样可以看到，交错半椭圆肋诱导微通道内产生了涡流，且随着 *Hr* 的增加，涡流强度呈现增强趋势，涡流的形成也更加迅速，图中 *Hr* = 0.25 mm 和 0.3 mm 时第一组切面处已存在强度较大的涡流。与增大 *Wr* 的结果对比，可以认为增大 *Hr* 可以更有效的诱导产生涡流，也强化了涡流强度。随着 *Hr* 的增加，截面积的减小使得局部射流效应得到增强，可以减薄热边界层、提升涡流强度，微通道传热性能得到强化。同样地，在半椭圆肋后方也存在流动低速区，且随着 *Hr* 的增大而逐渐增加。*Hr* 较大时更快产生的涡流可以一定程度弥补低速区导致的局部传热性能降低。

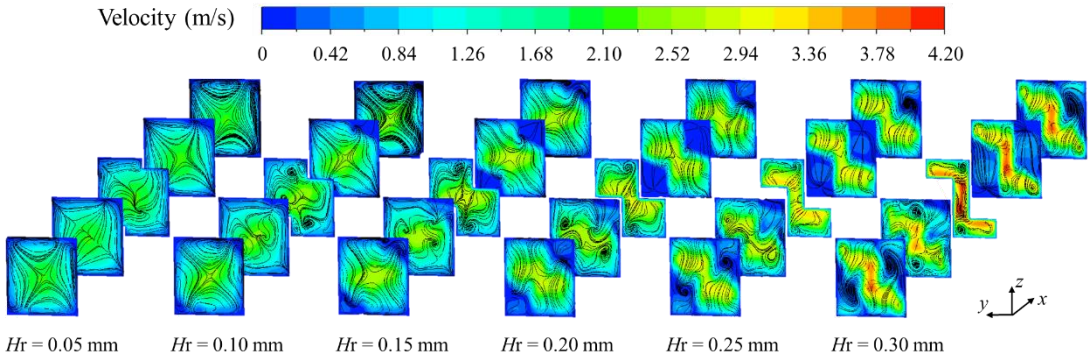


图 9 不同肋高 *Hr* 下 5 组 *yz* 切面处的平面流线与速度云图

图 10 为不同 *Hr* 下前述 5 组 *yz* 切面处的温度分布云图。速度云图与温度云图同样保持了良好的一致性，流速大、涡流强度高的地方温度更低，均匀性也更好。*Hr* = 0.05 mm 时，肋诱导的扰动强度较小，难以有效减薄热边界层和掺混流体，此时通道内的温度较高、均匀性较差。随着 *Hr* 的增大，涡流强度与影响范围显著增加，进一步促进了流体掺混，热边界层越来越薄，微通道内的温度更低，温度均匀性也明显改善。更大的肋

高使微通道内的低温区分布更加分散，而非集中在中央区域。*Hr* = 0.15 mm 后，微通道的传热性能得到明显提升。

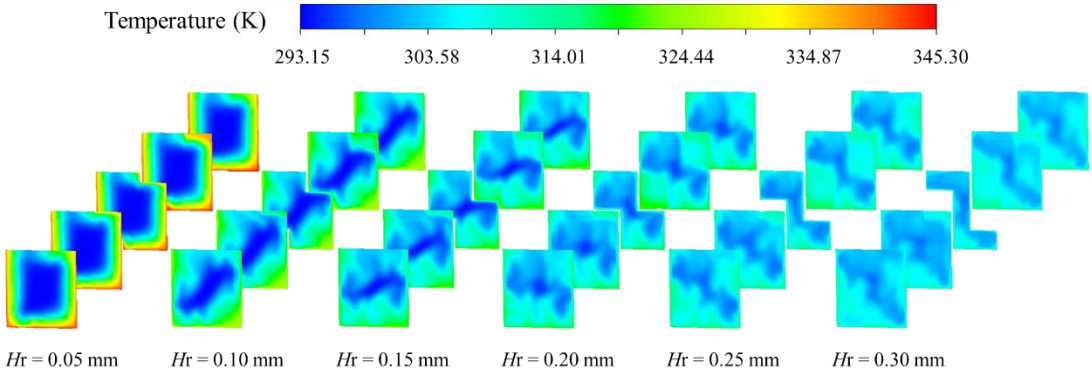


图 10 不同肋高 *Hr* 下 5 组 *yz* 切面处的温度分布云图

图 11 给出了微通道 *Nu* 和 *f* 随 *Hr* 和 *Re* 的变化关系。与 *Wr* 的影响规律类似，增大 *Hr* 强化了局部射流效应与冷热流体掺混，减薄了热边界层，因此 *Nu* 也也随之增大。同时注意到 *Hr* 对 *Nu* 的影响略大于 *Wr*，表现为图 11 中 *Nu* 的变化范围大于图 7，这与增加 *Hr* 可以更快诱导涡流和提升涡流强度有关。对于 *Re* 由小到大，当 *Hr* ≥ 0.15 mm 后，增加 *Hr* 引起 *Nu* 的增长率先降低再升高，而 *Hr* < 0.15 mm 时 *Nu* 的随 *Re* 的增长率基本不变。前者与 *Wr* 情况的相似，其原因也基本一致。而后者情况 *Nu* 保持基本不变的增长趋势，可能是较小的 *Hr* 使得扰动强度相对较低，其紊流特征与 *Hr* ≥ 0.15 mm 相比更不明显。对于流动阻力，增加 *Wr* 导致 *f* 不断增大，且增长率也不断加大。原因同样为增加 *Hr* 会导致粘性应力增大，涡流强度增加，导致更多的机械能损失。当 *Hr* 过大时， *f* 的增长幅度明显大于 *Nu*，不利于增强微通道的综合传热性能。

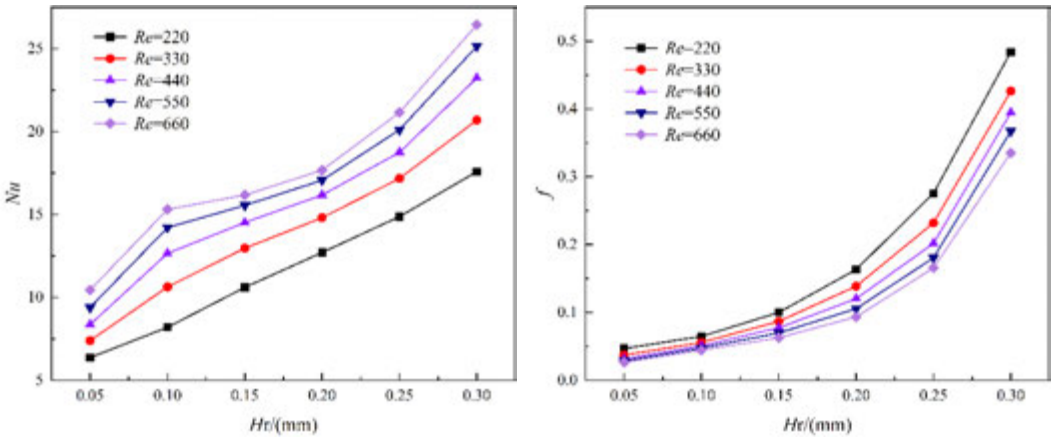


图 11 微通道 *Nu* 和 *f* 随半椭圆肋肋高 *Hr* 与 *Re* 的变化关系

图 12 展示了微通道 *PEC* 随 *Hr* 和 *Re* 的变化关系。开始随着 *Hr* 的增大，扰动强度增强，*Nu* 和 *f* 逐渐升高，但 *Nu* 的强化幅度大于 *f*，表现为 *PEC* 逐渐增大。当 *Hr* 达到一定临界值后，继续增大 *Hr* 使得传热的增强效果弱于流阻的提升幅度，表现为 *PEC* 转变为逐渐降低。不同 *Re* 的 *PEC* 转变点 *Hr* 值不同，*Re* 越大时 *Hr* 对 *PEC* 的影响越大，*PEC* 转变也到来的越早。图中 *PEC* 最高点出现在 *Re* = 660 工况下 *Hr* = 0.1 mm 处，具体 *PEC*

值为 1.476。

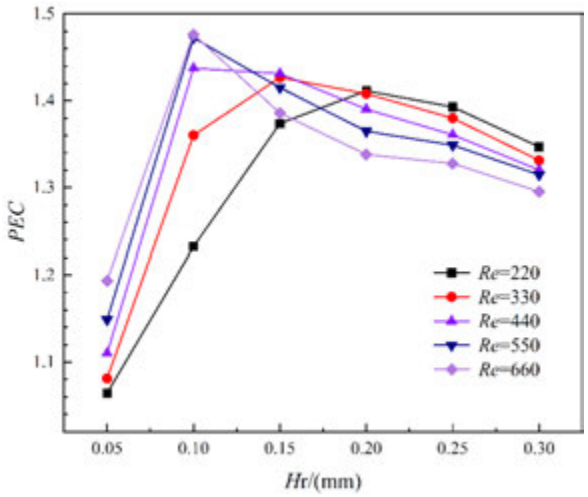


图 12 微通道 *PEC* 随半椭圆肋肋高 *Hr* 与 *Re* 的变化关系

2.3 肋长对微通道流动传热特性的影响

保持 *W*r = 0.15 mm 和 *H*r = 0.15 mm 不变，接下来分析 *L*r 对半椭圆肋微通道流动传热特性的影响。图 13 给出了 *Re* = 440 工况时不同 *L*r 下前述 5 组 *yz* 切面处的平面流线与速度云图。可以看到，交错半椭圆肋也诱导微通道内产生了涡流，与 *H*r 相比，*L*r 对涡流的影响更弱一些，涡流强度更低，原因是更大的 *L*r 导致肋后的涡流发展区域减小，不利于形成涡流。但随着 *L*r 的增加，通道截面积减小范围更大，局部射流效应的影响区域变大，微通道传热性能也得到一定强化。在半椭圆肋后方也存在流动低速区，其随着 *L*r 的增大而逐渐减小，原因在于增大 *L*r 等效于减小 *H*r/*W*r，半椭圆肋曲率更小，一方面减小了射流强度，另一方面半椭圆肋后半部的引流区域也更长。

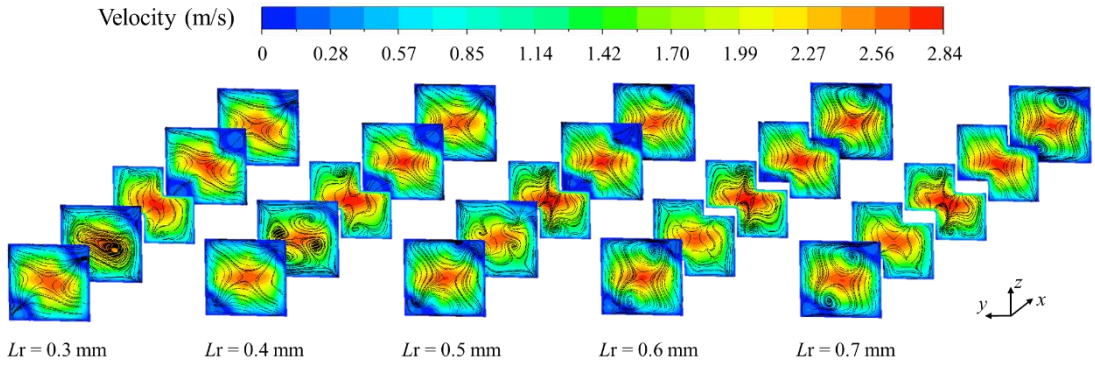


图 13 不同肋长 *L*r 下 5 组 *yz* 切面处的平面流线与速度云图

图 14 为不同 *L*r 下前述 5 组 *yz* 切面处的温度分布云图。可以看到，增大 *L*r 对微通道内的温度分布影响相对较小。这是因为增加 *L*r 并不会显著增加涡流强度和射流强度。相对于增加 *W*r 和 *H*r，此时微通道的温度边界层总体更厚，壁面附近区域的温度始终较高，流体掺混效果较差，温度非均匀性更高。可以认为，*L*r 对微通道的流动传热性能影响程度明显弱于 *W*r 和 *H*r。

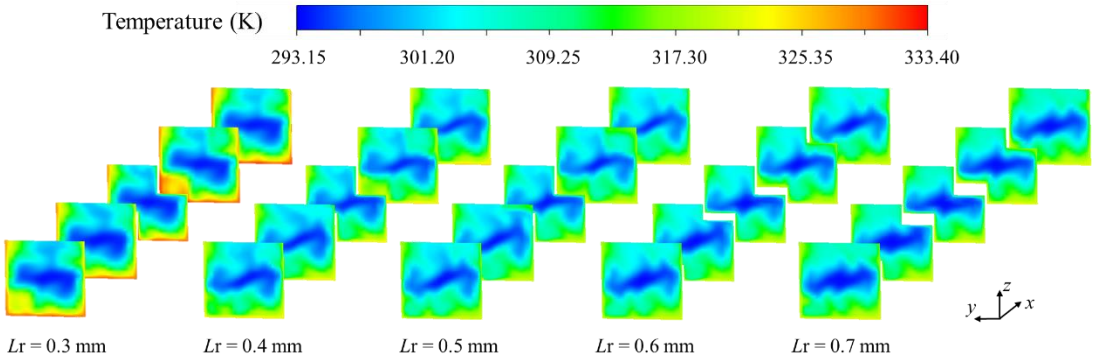


图 14 不同肋长 *Lr* 下 5 组 *yz* 切面处的温度分布云图

图 15 为微通道 *Nu* 和 *f* 随 *Lr* 和 *Re* 的变化关系图。与速度和温度云图的分析相符合，*Lr* 对微通道的流动传热性能影响更小，表现为图 15 中的 *Nu* 和 *f* 变化范围明显更小。随着 *Lr* 逐渐增大，*Nu* 表现为先增大后减小的趋势。当 *Lr* 较小时，射流和涡流影响区域增加，流固接触传热面接也增大，其对传热的影响大于射流强度降低的结果；而当 *Lr* 过大时，半椭圆肋曲率不断降低，射流强度降低，涡流也有所减弱，因此 *Nu* 转变为随着 *Lr* 的增大而减小。当 *Re* 越大时，*Nu* 的转变点对应的 *Lr* 越大，主要在于更大的 *Re* 可以诱导产生更强的涡流和射流效应。由 *f* 的变化曲线可以看到，各 *Re* 下 *Lr* 对 *f* 的影响较小，主要在于 *Lr* 的变化对涡流的影响较小，且增加 *Lr* 减小了流体流过半椭圆肋的局部速度梯度，减小了机械能损失。根据图中所示结果，可以保持适当的肋长以在 *f* 不显著增加的条件下尽量提升 *Nu*。由于 *Lr* 对微通道的流传传热性能影响较小，不再具体分析 *Lr* 对微通道 *PEC* 的影响规律。

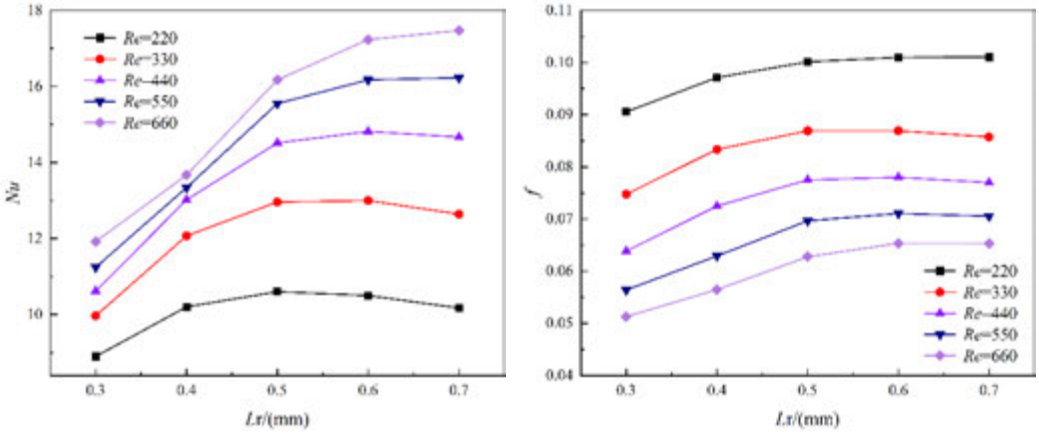


图 15 微通道 *Nu* 和 *f* 随半椭圆肋肋长 *Lr* 与 *Re* 的变化关系

3 半椭圆肋几何参数多目标优化

3.1 优化问题描述和代理模型构建

由上一部分的参数分析可以发现，半椭圆肋可以强化微通道的传热性能，但相应的流动阻力也会随之上升。半椭圆肋的肋宽 *Wr*、肋高 *Hr* 和肋长 *Lr* 都会对微通道的传热和流动性能产生影响，且各参数之间可能具有一定的耦合效应，不合理的参数选取也可能导致流动阻力的增加幅度远大于传热提升幅度。因此，如何优化选取半椭圆肋的结构参

数，更好地平衡微通道传热性能与流动阻力的关系，提升其综合传热性能具有重要意义。

将该优化问题的两个优化目标函数选择为 $J_1 = -Nu / Nu_0$ 和 $J_2 = f / f_0$，J_1 中的负号表示最小化该目标。这两个优化目标分别表征相同 Re 下交错半椭圆肋微通道相比于光滑微通道的传热和流动阻力提升幅度。因此，针对半椭圆肋的几何参数优化问题可描述为：对于特定的 Re，在可行解范围内寻找最优的（Wr, Hr, Lr）参数组合，尽可能使得目标函数 J_1、J_2 最小。

在构建半椭圆肋结构参数、Re 与目标函数的响应关系方面，考虑到若完全采用数值模拟将需要耗费大量时间来生成样本充足的数据集，这会导致优化设计的周期变长、效率较低。因此，本文采用了效率更高的人工神经网络（ANN）代理模型来拟合输入变量和输出目标函数之间的关系。构建的反向传播 BP 神经网络模型包含了输入层、隐含层和输出层。在参数分析的 80 组数据基础上，基于正交试验思想设计了额外的 27 组数据以丰富数据集，共计 107 组数据分别按照 70%、15%和 15%的比例划分为训练集、验证集和测试集。数据集首先进行最小-最大归一化处理，神经网络训练采用 Levenberg-Marquard 算法，训练过程的目标函数为均方误差（Mean Squared Error, MSE），并采用回归系数 R^2 来评估预测模型的性能。二者具体的计算式分别为：

$$MSE = \frac{\sum_{i=1}^{N}(y_i - y_{i,ANN})^2}{N} \tag{11}$$

$$R^2 = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N}(y_{i,ANN} - \bar{y})^2}{\sum_{i=1}^{N}(y_i - \bar{y})^2}} \tag{12}$$

MSE 越小、R^2 越大可认为预测模型的性能越好。

隐含层神经元的数目对于该神经网络的性能有着显著的影响，数目过少可导致欠拟合，使得模型的预测能力偏弱，预测精度较低；数目过多则可能导致过拟合，使得训练好的模型虽然在训练集上的预测精度很高，但在测试集上的性能明显更差。为了选择合适的神经元数目、防止上述两种情况发生，对隐含层神经元数目进行了对比测试，具体结果见图 16。最终对于目标函数 J_1，隐含层神经元取 11 个；对于 J_2，隐含层神经元取 8 个。为了直观给出神经网络模型的预测精度，图 17 展示了代理模型预测值与模拟计算值的比较结果。对于 J_1，预测结果的最大误差为 4.50%；对于 J_2，预测结果的最大误差为 8.35%，可以认为该神经网络模型的预测精度总体符合要求。

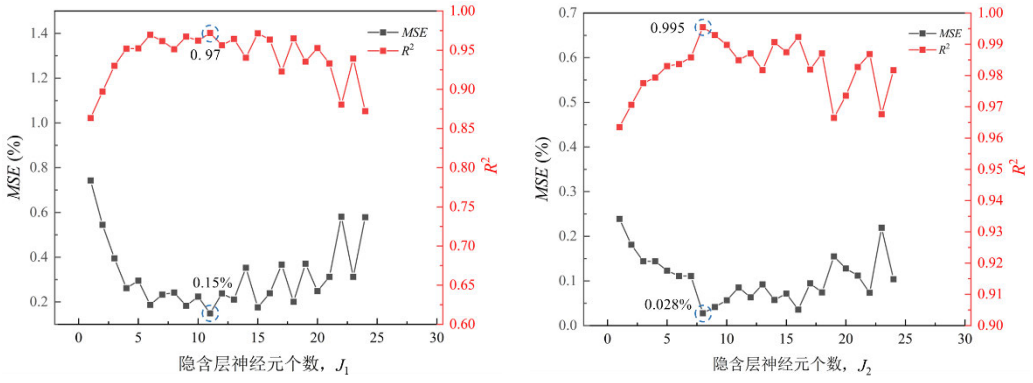


图 16 隐含层神经元个数测试结果

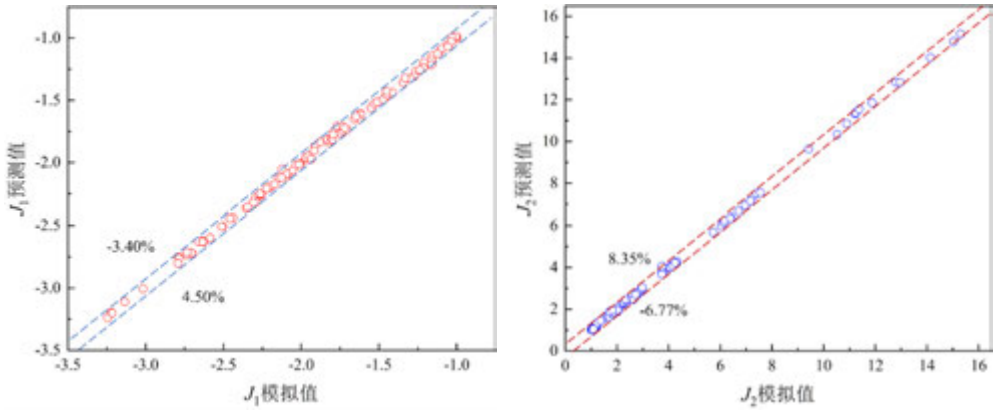


图 17 J_1、J_2 模拟值与预测值比较

3.2 多目标优化结果

在获得了拟合输入和输出关系的神经网络模型基础上，以 $Re=440$ 工况为例采用优化算法获得两个优化目标趋势相反（即增强传热与减小流阻难以兼得）的帕累托前沿解。结合参数分析结果，Wr 和 Hr 过大时会导致流动阻力快速上升，因此设置三个设计变量的范围分别为 $Wr\in[0.05\ \text{mm}, 0.25\ \text{mm}]$，$Hr\in[0.05\ \text{mm}, 0.25\ \text{mm}]$，$Lr\in[0.3\ \text{mm}, 0.7\ \text{mm}]$。本文采用了精英策略快速非支配排序遗传算法（NSGA-Ⅱ），主要的参数设置见表 3，获得的帕累托前沿如图 18 所示。图中左上、右下的两个点分别表示两种极端情况：传热最强和流阻最小，而中间的这些点可以认为是传热与流阻的折中方案。关于如何选取最终的妥协解，本文采用了多目标解决方案的常用决策算法—TOPSIS，该算法的核心思想为检测理想最优解（左下角）和理想最差解（右上角）之间的距离。对目标函数 J_1 和 J_2 设置相同的权重，最终获得了图 18 中红色星号点所示的最佳妥协解，其对应的三个结构参数取值分别为 $Wr=0.195\ \text{mm}$，$Hr=0.206\ \text{mm}$，$Lr=0.687\ \text{mm}$。在该结构参数和工况下，微通道的 $Nu\ /\ Nu_0$ 为 3.01，$f\ /\ f_0$ 为 8.45，优化后的交错半椭圆肋微通道更好的平衡了传热与流阻，具有优良的综合性能。

表 3 遗传算法（NSGA-II）主要参数设置

参数设置	取值
种群数量	200
帕累托前沿比	0.3
功能化残差	10^{-5}
代数	50
交叉比	0.8
变异比	0.2

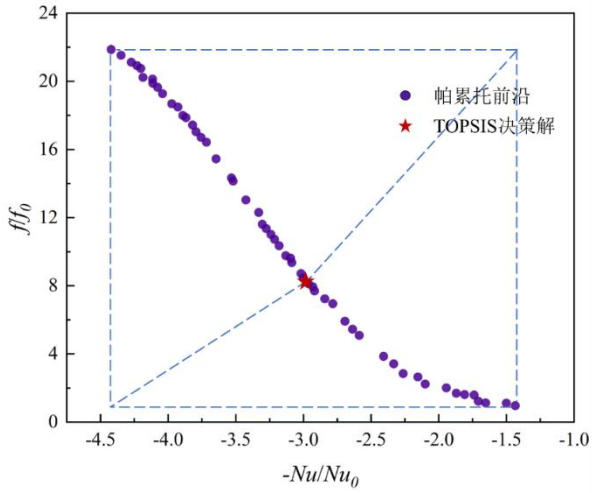


图 18 帕累托前沿与 TOPSIS 决策解

4 结　论

本文提出了一种交错半椭圆肋微通道结构，采用数值模拟分析了半椭圆肋的肋宽 *W*r、肋高 *H*r 和肋长 *L*r 对为微通道流动和传热性能的影响，并利用神经网络代理模型与多目标优化遗传算法获得了 *Re*＝440 工况下、以传热性能和流动阻力为目标函数的帕累托前沿，最后结合 TOPSIS 决策算法获得了半椭圆肋参数的最佳妥协解。本文的主要研究结论如下：

（1）周期性布置的交错半椭圆肋诱导微通道内产生了涡流，且随着半椭圆肋 *W*r、*H*r 的增大，涡流和射流效应增强，微通道传热性能显著提升。增大到一定程度后，阻力系数 *f* 的增长幅度远大于换热 *Nu*，因此微通道综合性能随着 *W*r 和 *H*r 的增大表现为先升高再降低的趋势；

（2）不同 *Re* 下微通道 *PEC* 达到最佳的 *W*r 和 *H*r 不同，*Re* 越小时，最佳 *PEC* 对应的 *W*r 和 *H*r 越大；

（3）相较于 *W*r 和 *L*r，半椭圆肋的长度 *L*r 对为微通道的流动传热行性能影响较小，一定程度增大 *L*r 可以在不明显增加流动阻力的情况下提升传热性能；

（4）利用神经网络代理模型和多目标优化遗传算法对 *Re* = 440 工况下半椭圆肋的结构参数进行优化，结合 TOPSIS 算法在帕累托前沿上选取了最佳妥协解，具体结果为：*W*r = 0.195 mm, *H*r = 0.206 mm, *L*r = 0.687mm。优化后的微通道 Nu/Nu_0 为 3.01，f/f_0 为 8.45，具有优良的综合传热性能。

参考文献

[1] G. Liang, I. Mudawar. Review of spray cooling–Part 1: Single-phase and nucleate boiling regimes, and critical heat flux. Int. J. Heat Mass Tran., 2017, 115: 1174-1205.

[2] 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., 2016, 104: 636-646.

[3] 吴曦蕾, 李晨阳, 刘滢, 等. 面向 IGBT 模块的冷却方式及微通道冷却在 IGBT 中的应用研究. 西安

工程大学学报, 2023, 37(1): 21—37.

[4] Tuckerman D.B., R.F.W Pease. High-performance heat sinking for VLSI. IEEE Electron Device Letters, 1981, 2(5): 126-129.

[5] A. Husain, M. Ariz, N.Z.H. Al-Rawahi, et al. Thermal performance analysis of a hybrid micro-channel, -pillar and -jet impingement heat sink. Appl. Therm. Eng., 2016, 102: 989-1000.

[6] X.M. Huang, W. Yang, T.Z. Ming, et al. Heat transfer enhancement on a microchannel heat sink with impinging jets and dimples. Int. J. Heat Mass Tran., 2017, 112: 113-124.

[7] F Li, Q Ma, G Xin, et al. Heat transfer and flow characteristics of microchannels with solid and porous ribs. Appl. Therm. Eng., 2020, 178: 115639.

[8] Rajalingam A, Chakraborty S. Effect of shape and arrangement of micro-structures in a microchannel heat sink on the thermo-hydraulic performance. Appl. Therm. Eng., 2021, 190: 116755.

[9] Q Zhu, K Chang, J Chen, et al. Characteristics of heat transfer and fluid flow in microchannel heat sinks with rectangular grooves and different shaped ribs. Alexandria Engineering Journal, 2020, 59(6): 4593-4609.

[10] L Chai, G. Xia. HS Wang. Parametric study on thermal and hydraulic characteristics of laminar flow in microchannel heat sink with fan-shaped ribs on sidewalls-Part 1: heat transfer. Int. J. Heat Mass Tran., 2016, 97: 1091-1101.

[11] Q Zhu, R Su, H Xia, et al. Numerical simulation study of thermal andhydraulic characteristics of laminar flow in microchannel heat sink with waterdroplet cavities and different rib columns. Int. J. Therm. Sci., 2022, 172: 107319.

[12] L Chai, G Xia, L Wang, et al. Heat transfer enhancement in microchannel heat sinks with periodic expansion-constriction cross-sections. Int. J. Heat Mass Tran., 2013, 62: 741-751.

[13] Z. Feng, C. Zhou, F. Guo, et al. The effects of staggered triangular ribs induced vortex flow on hydrothermal behavior and entropy generation in microchannel heat sink. Int. J. Therm. Sci., 2023, 191: 108331.

[14] S Zheng, Z Feng, Q Lin, et al. Numericalinvestigation on thermal-hydraulic characteristics in a mini-channel withtrapezoidal cross-section longitudinal vortex generators. Appl. Therm. Eng., 2022, 205: 118004.

[15] Z Chen, Z Feng, Q Zhang, et al. Effects of regular triangular prisms onthermal and hydraulic characteristics in a minichannel heat sink. Int.J.Heat Mass Tran., 2022, 188: 122583.

[16] H Xiao, Z. Liu, W Liu. Conjugate heat transfer enhancement in the mini-channel heat sink by realizing the optimized flow pattern. Appl. Therm. Eng., 2021, 182: 116131.

中国工程热物理学会 多孔介质传热传质
学术会议论文 编号：233616

富油煤原位热解多物理场模拟

程相强，李明杰*，陆忠杰，杨晨龙，魏进家
西安交通大学化学工程与技术学院，西安，710049
Email: mjli2018@mail.xjtu.edu.cn

摘要： 通过耦合传热、流体流动和化学反应，进行了宏观富油煤原位热解多物理场模拟。针对两种几何模型（均质渗透率、非均质渗透率）研究了渗透率、入口流量对传热传质的影响。结果表明，增大渗透率有利于快速生产。针对非均质渗透率模型，在前期增大入口质量流量可以提高传质传热速率，但在后期提高流量对反应速率的影响很小，同时会带来更大的压降。实际生产中需要选择合适的入口质量流量。

关键词： 富油煤，热解，数值模拟，多物理场

0 引言

富油煤是指焦油干基收率在 7%-12%的煤炭，其最大特点是煤中富含较多热解可生成油气的富氢结构，焦油产率较高，是一种集煤油气属性为一体的特殊煤炭资源[1]。陕西已查明 1700 多亿吨煤炭中，富油煤占比超过 85%。富油煤广泛分布于陕北侏罗纪煤田、陕北三叠纪煤田、陕北石炭—二叠纪煤田和黄陇侏罗纪煤田，资源量高达 1500 多亿吨，可提取焦油约 145 亿吨，尤其是榆林地区可“再造一个大庆油田”[2]。当前包括富油煤在内的煤炭热解转化主要是地面热解，即通过井下开采至地面，经洗选加工后进入地面热解设备转化成焦油、煤气和半焦产品。地面热解存在热解半焦产能过剩、大气及水污染等问题；半焦产率占 50% - 70% (wt), 并且气化反应活性低，此外备煤及炼焦工段排放大量粉尘、生产 1 吨焦气体排放量约为 4900m^3, 造成严重的环境污染[3]。富油煤原位热解是指其不经过开采，直接在地层压力下通过热载体传递热量进行热解，所得油气产物通过采集井导出地面进行后续分离及深加工的技术。与现有常规地面热解技术相比具有占地面积小、开采费用低等优点，是一种可持续发展的环境友好型开采方式。原位热解通过热载体（如高温氮气）在地下对煤层进行加热并热解来得到油气产品，无需对煤层进行开采，是近年来新兴的一种煤炭利用技术[4]。

作为一个全新的研究领域，目前，富油煤原位热解工作尚处于起步阶段。王双明院士课题组对于富油煤原位热解过程中油气产出可能面临流体迁移约束与滞留问题开展了实验研究，利用低场核磁共振实验和热重分析实验充分证实了富油煤热解残样中存在油气滞留特征，并基于傅里叶红外光谱数据探讨了热解温度与煤基质结构演化对热解流体迁移的束缚和滞留机制[5]。此外，还提出一种富油煤原位热解及 CO_2 地质封存一体化的方法[6]。国内其他学者也对富油煤原位热解系统、流程、热载体、加热方式、余热利用等方面进行了初步的探索[7-12]。无论采取导热或对流加热，原位热解时煤层热解反应需要吸收大量的热量，反应热和热载体导热/对流共同影响煤层的升温特性，进而又影响反应

速率和产物的收率。此外，反应产物在煤层内的对流和扩散也对煤层温度场分布产生影响，是一个复杂的多孔介质内导热-对流-渗流-反应相互耦合的多物理过程。

目前，对该多物理耦合过程的研究还较少，更多的学者关注油页岩原位热解过程中的对流-导热耦合作用，孔隙、应力及温度场演化规律，而对化学反应以及油气组分的渗透规律研究较少。如毛崎森等[13]通过 Fluent 数值模拟研究了不同布井数量、模式下富油煤原位热解传热规律以及煤层整体温度场均匀性、煤层加热速率等参数。计算过程中忽略了化学反应吸热及组分的扩散作用。王英英等[14]以油页岩原位开采为背景，重点对针对不同的裂隙形态、角度、大小等对进行了油页岩原位注热开采温度场分布的数值模拟。王磊等人[15]开展了原位注水蒸汽热解油页岩的模拟试验，通过 CT 扫描和压汞测试获得了油页岩热解前后内部微观结构的演化特征，并通过数值模拟得到了油页岩矿层的温度演化规律和产油量。计算过程中考虑了油页岩储层的密度、孔隙率、渗透率、热传导系数均随温度的变化，同样忽略了化学反应热对温度分布的影响。王国营等人[16]建立了横观各向同性热流固耦合数学模型对原位注蒸汽开采油页岩进行数值，研究并结合高温作用下传热、渗流、力学参数对油气产量影响敏感性分析，获得的油页岩各向异性物理力学参数。姜鹏飞等人[17]模拟了采用 U 形井注气原位裂解油页岩时的对流传热过程并获得注气加热时间与加热效率因子等参数的变化规律。周科等人[18]用 Fluent 软件模拟非稳态油页岩层裂解区域温度场变化。李姿等人[19]对等温加热棒加热油页岩时的流固耦合问题进行了数值计算，并对加热器温度参数进行了优化。Hao 等人[20]采用多孔介质模型计算了注热后油页岩温度分布情况。Pei 等人[21-23] 对气体注入油页岩原位热解工艺进行了研究，并基于小批量反应器的结果，建立了化学反应模型，通过温度场模拟分析指出方形井网是最佳的布井方式。

此外，针对地下煤气化，M. Gür[24]采用 fluent 模拟了合成气的组成和温度变化特征。Jiang 等人[25]研究了煤层结构变化和孔隙发育对反应和传热传质的影响。基于二维模型，Wu 等人[26]通过地下煤气化过程中的孔隙率变化模型模拟了固气转化过程中空洞的生长，模拟结果与实验结果吻合良好。席建奋[27]针对地下煤气化，借助 COMSOL Multiphysics 对多场耦合进行数值模拟。利用温度作为耦合变量，将煤层燃烧、气化反应热作为温度场的源项进行求解。由于计算过程中浓度场给定常数边界条件，模拟和实验结果吻合的较差。同时计算过程中只考虑煤气产物 CO_2、H_2、CH_4 和 CO 的扩散，无法对固定煤层的消耗以及产物总生成量进行有效的预测。

由上述国内外文献综述可以看出，目前地下原位热解多场耦合机理研究主要集中在油页岩的地下热解和煤炭的地下气化相关领域，计算过程大都忽略了化学反应热对煤层温升特性的影响。此外，由于钻探、开采和原始裂缝，热解过程中热载体及产物组分在裂缝中的扩散与煤层温度场耦合作用，进一步影响反应速率。目前裂缝多孔带中多物理场耦合研究还较少，因而对于煤层温升速率和热载体量的匹配关系难以预测。本研究采用数值模拟来研究宏观尺度上多孔裂缝区域中温度-浓度-渗流-化学反应多物理场耦合问题。根据真实煤田地质工况、理化特性和实验条件进行数值建模，并分析热载体流量、煤层渗透率等参数对传热传质和转化率的影响，为原位热解工程开发提供数据支撑。

1 富油煤原位热解模型

1.1 几何模型

富油煤原位热解实际生产流程如图 1 所示。氮气经加热后进入煤层中的裂缝区域对煤层进行加热。煤层经加热后到达一定温度开始热解，生成焦油及挥发分气体，产物随高温氮气经生产井流出，后续对焦油及挥发分气体进行收集，并分离提纯出高价值的有机物。加热井及生产井边缘用水泥封筑，选取中间煤层进行冲击增渗。考虑到生产实际，选取边长为 10m 的正方体作为几何模型。如图 2 所示，一种模型将煤层整体视作均质的区域，另外一种模型中则为非均质，局部区域（标红区域）渗透率有所不同。

为简化计算，平衡计算效率和精度，对模型做出如下假设：

1. 原位热解过程中不考虑辐射传热；
2. 煤层中心存在大量裂隙和裂纹，将计算区域简化成多孔介质区域；
3. 热解反应进行时的温度通常高于 300℃，产物中的焦油及挥发分产物均为气态；

模型入口为长度为 4m，宽度为 0.1m 的矩形，处于中心区域，出口设置在对称的位置。

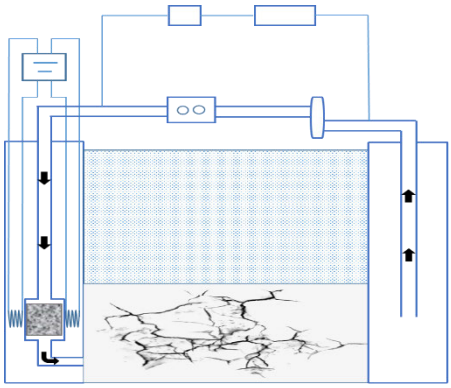
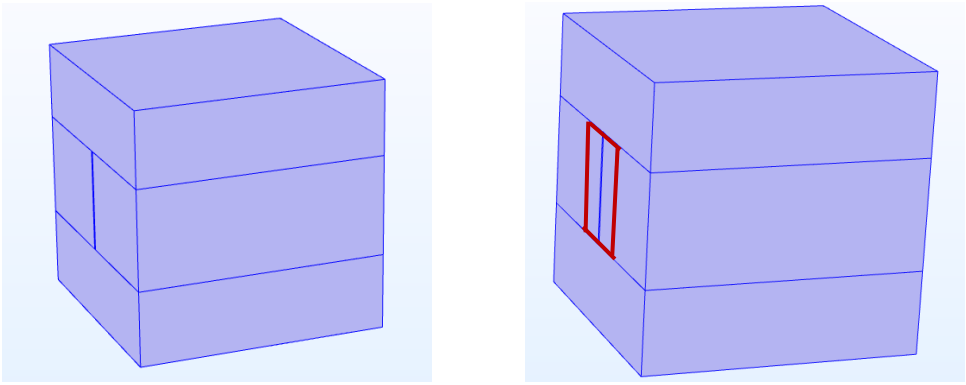


图 1 富油煤原位热解示意图

Fig. 1 Schematic diagram of in-situ pyrolysis of tar-rich coal



（a）均质渗透率　　（b）中心渗透率高，四周渗透率低

图 2 富油煤原位热解几何模型

Fig. 2 Geometric model of in-situ pyrolysis of tar-rich coal

1.2 化学反应模型

富油煤热解反应数据由实验获得，反应方程式可表示如下：

常温-300℃：

$$C_{685.63}H_{586.21}O_{152.90}N_{8.91}S_{5.49} \rightarrow C_{685.63}H_{473.35}O_{95.97}N_{8.91}S_{5.49} + 56.93H_2O$$

300℃-600℃：

$$C_{685.63}H_{473.35}O_{95.97}N_{8.91}S_{5.49} \rightarrow C_{547.47}H_{212.23}O_{6.79}N_{8.91}S_{5.49} + Tar + Gas + 15.23H_2O$$

其中：

$$Tar = 0.45C_{10}H_8 + 0.28C_{12}H_8O + 0.35C_{13}H_{10} + 1.65C_{14}H_{10} + 1.40C_{16}H_{10}$$

$$Gas = 11.67CO + 37.58CH_4 + 31.00CO_2 + 19.75H_2$$

实验结果显示在常温至 300℃这个温度区间内，几乎没有热解气体析出，而当温度超过 300℃后，热解气体大量析出，焦油随之析出，气体生成物在固体中的内扩散变为控速环节。煤热解形成半焦的过程中体积收缩现象并不明显。故采用固体生成物体积不变的内扩散控速模型进行拟合[28]。

固体物质的非等温热分解方程通常可以以方程（1）表示：

$$\frac{d\alpha}{dt} = \delta f(\alpha) \tag{1}$$

$f(\alpha)$为反应机理函数。α为样品转化率，%；可以以方程（2）表示：

$$\alpha = \frac{m_0 - m}{m_0 - m_\infty} \tag{2}$$

其中，m_0为煤初始质量，g；m 为煤热解到某时刻的质量，g；m_∞为煤热解完成之后的最终质量，g。反应速率常数δ根据阿伦尼乌斯方程得到，代入可得

$$\frac{d\alpha}{dt} = A \times exp\left(-\frac{E}{RT}\right) f(\alpha) \tag{3}$$

其中，A 为指前因子，min^{-1}；E 为反应活化能，kJ/mol；R 为气体常数;T 为绝对温度, K；t 为反应时间, min。

煤样热解动力学参数由实验测得，结果如表 1 所示。

表 1 化学反应动力学参数

Table 1 Chemical reaction kinetic parameters

温度（℃）	E（kJ/mol）	A(min^{-1})	R^2
300-600℃	72.35	414.6	0.9902

1.3 流动传热模型

对于富油煤热解的模型来说，反应发生的温度区间内，产物均是以气相的形式存在。氮气作为加热气体，自身并不参与反应。因此气体的质量守恒方程如下：

$$\frac{\partial(\rho_{\mathrm{g}}\varphi_{\mathrm{N}}\varepsilon)}{\partial t}+\nabla[\rho_{\mathrm{g}}\varphi_{\mathrm{N}}\mathbf{u}+D\rho_{\mathrm{g}}\nabla\varphi_{\mathrm{N}}]=\dot{m}_N \tag{4}$$

其中φ_{N}表示气体的摩尔分数，ε为多孔介质的孔隙率，$\dot{m}_N$为质量源项，氮气作为热载体并不参与反应，$\dot{m}_{N_2}$为零。其余产物相应的质量源项以方程（5）表示，M_N表示物质的摩尔质量。r是反应速率。

$$\dot{m}_N=M_N\cdot r \tag{5}$$

$\mathbf{u}$表示气相表观速率，由达西定律决定。如（6）所示，ϑ表示多孔介质的渗透率，μ_{g}表示气体的动力粘度，∇p表示流经多孔介质的压降。

$$\mathbf{u}=\frac{k}{\mu_{\mathrm{g}}}\nabla p \tag{6}$$

能量守恒方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\left(\rho c_p\right)_{\mathrm{eff}}T\right)+\left(\rho c_p\right)_{\mathrm{g}}\mathbf{u}\nabla T+\nabla(\lambda_{\mathrm{eff}}\nabla T)=Q \tag{7}$$

Q表示能量源项，对应于反应的焓变，以方程（8）表示

$$Q=-\Delta H_R\cdot r \tag{8}$$

c_p表示物质的比热容，$\left(\rho c_p\right)_{\mathrm{eff}}$表示气固两相等效热容，$\lambda_{\mathrm{eff}}$表示等效导热系数，计算方式如方程（9-10）所示

$$\left(\rho c_p\right)_{\mathrm{eff}}=\varepsilon\left(\rho c_p\right)_{\mathrm{g}}+(1-\varepsilon)\left(\rho c_p\right)_{\mathrm{s}} \tag{9}$$

$$\lambda_{\mathrm{eff}}=\varepsilon\lambda_{\mathrm{g}}+(1-\varepsilon)\lambda_{\mathrm{s}} \tag{10}$$

2 结果与讨论

2.1 网格无关性验证

为确保网格质量以及提高生成网格的效率，使用结构化网格并局部加密，对网格无关性进行考核。选取网格数量分别为 13325、44400、82620、198450。监测中心点温度，如图所示，根据第 4 天以及第 15 天的结果，当网格数量达到 82620 时，最大误差仅为 1.7%，符合数值模拟要求。后续计算中网格数量选择 82620。

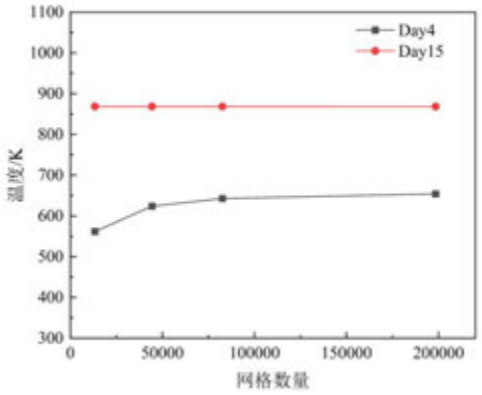
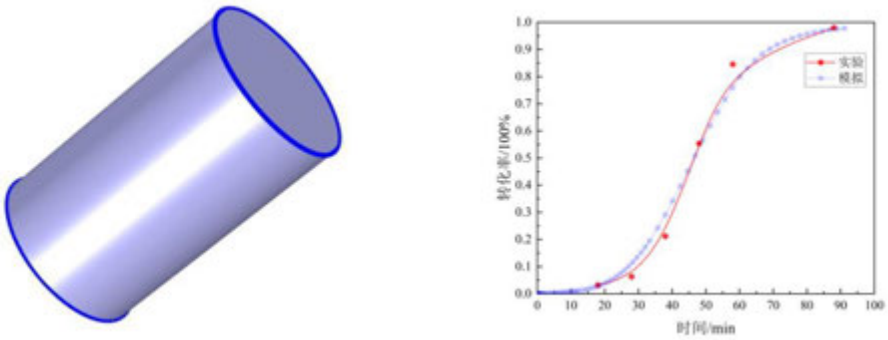


图 3 网格无关性检验

Fig .3 Grid independence test

2.2 模型考核

在实验室范围内做了压力 2MPa 下，程序升温至 600℃然后恒温 30min 的富油煤热解实验，煤样被加工成直径 30mm、高为 50mm 的圆柱形。几何模型如图所示。数值模拟中煤样孔隙率设为 0.2，渗透率为 0.1mD。初始温度和压力分别为 293K 和 0Pa。图 4 显示了模拟与实验的煤样转化率随时间的变化趋势，最大偏差小于 5%，且模拟结果与实验结果整体趋势相同。



(a) 煤热解实验煤样几何模型　　(b) 实验结果与模拟结果

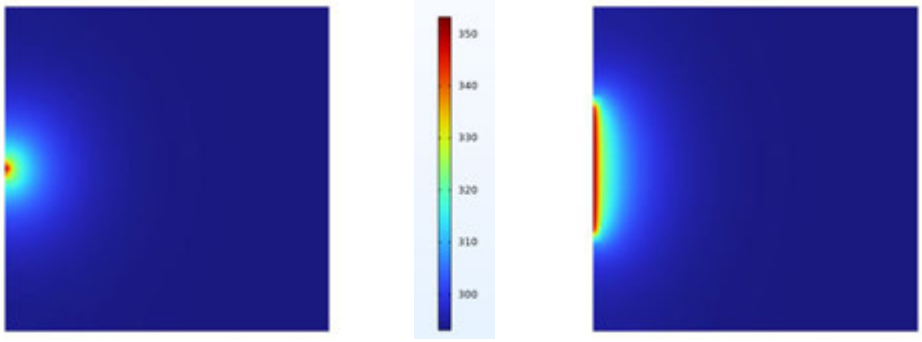
图 4 模拟结果与实验结果对照

Fig. 4 Comparison of the simulation results and experimental results

2.3 不同渗透率

在实际生产中，为了提高原位热解效率和油气产量，常常采用致裂增渗的方式对煤层进行处理，以提高后续的传热传质效率。假设煤层经过致裂增渗作业后增渗效果良好、孔隙分布均匀，求解均质多孔介质区域原位热解模型。针对均质渗透率模型，保持区域内孔隙率不变，改变区域内渗透率，探究渗透率对传热传质的影响。结合生产实际，入口边界流入的物质为 873K 的氮气，入口压力统一设置为 2 MPa，出口压力边界为 0 Pa。

图 5 显示了渗透率分别为 1mD、100mD、1000mD 时的煤层区域温度情况，反应时间为 180 天。氮气从入口进入计算域，由中心向四周扩散，高温区域集中在入口区域附近，向出口扩展。随着渗透率增大，流动阻力减小，煤层内流体流速增大，气体扩散更为剧烈，在相同时间内氮气扩散的区域增大，流动和传热得到强化，高温区域面积增大。



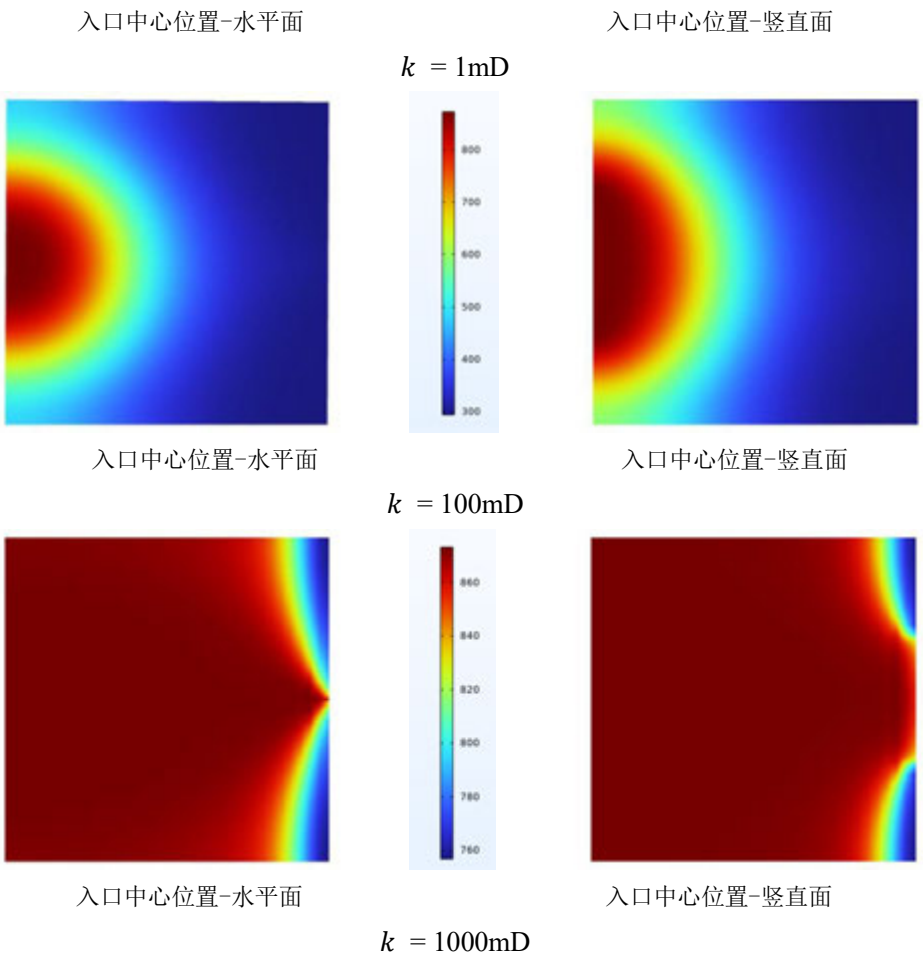


图 5 不同渗透率下温度云图（180 天）

Fig. 5 Temperature distribution with different permeability (on Day180)

由于高温区域扩展速度不同，煤层温度分布也不同，煤层发生热解的速率也不同，图显示了不同渗透率下煤层转化率随时间的变化。可以看出，渗透率为 1mD 时，转化率基本为 0，说明没有发生反应，从 180 天时的温度云图可以发现，区域最高温度仅在 350K 左右，不足以发生反应。当渗透率增大到 100mD 时，传质传热得到强化，可以达到热解所需温度，180 天时反应转化率在 25%左右，和温度云图中的红色高温区域相对应。当渗透率进一步增加到 1000mD 时，可以看到在 140 天左右时，转化率已达到 1，说明反应已经完成。180 天时温度云图显示煤层整体温度已经在 800K 以上，也验证了这一结果。

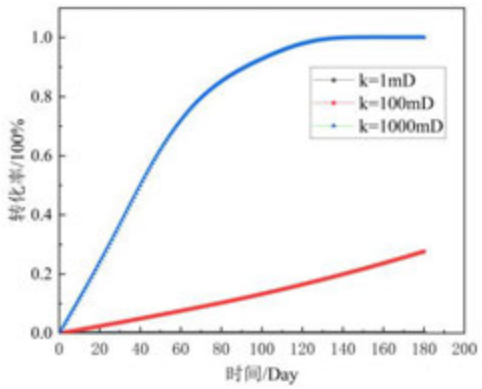
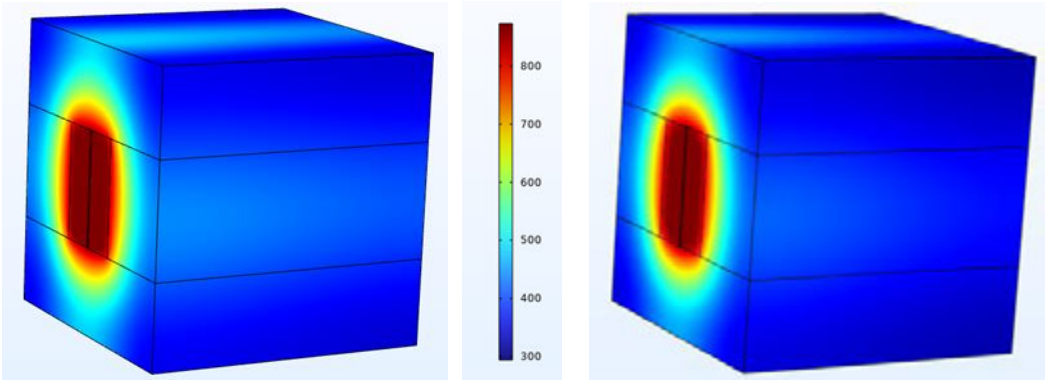


图 6 不同渗透率下煤层转化率情况

Fig. 6 Conversion rate of the coal seam with different permeability

2.4 不同入口质量流量

实际生产作业中，为节约成本以及进行先导性实验，工作人员往往不会对煤层整体进行致裂增渗，而是对某一局部区域进行作业。通过实际热解效果来判断后续如何操作。这也就可能造成煤层局部区域渗透率较大，而其他区域渗透率维持在较低的水平。本节对此类情况进行了研究。结合生产实际，中心渗透率取为 5000mD，四周渗透率取为 1mD。



0.174kg/s　　0.054kg/s

图 7 不同入口质量流量下温度云图

Fig. 7 Temperature distribution of different inlet mass flow rate

如图 7 所示，以入口质量流量分别为 0.174kg/s、0.054kg/s 为例，持续通入高温氮气 180 天后，质量流量为 0.174kg/s 的工况下高温区域面积较大。

图 8 显示不同入口质量时，转化率随时间的变化趋势，可以看出当转化率小于 14%左右时，反应速率较快，入口质量流量越大，反应速率越快。而当转化率超过 14%左右时，中间高渗区域反应基本完成，而由于四周渗透率较小，高温氮气难以流经这些区域，热量传递的方式发生了变化，反应速率变慢。图 9 显示了进出口两端压降，入口质量流量越大，所对应的气体表观流速也就越大，压降也越大。

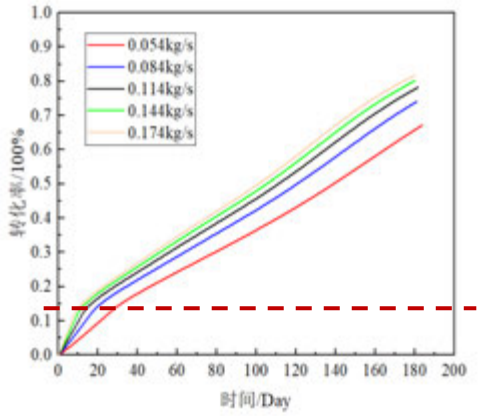


图 8 不同入口质量流量下转化率随时间的变化

Fig. 8 Conversion rate with different inlet mass flow rate

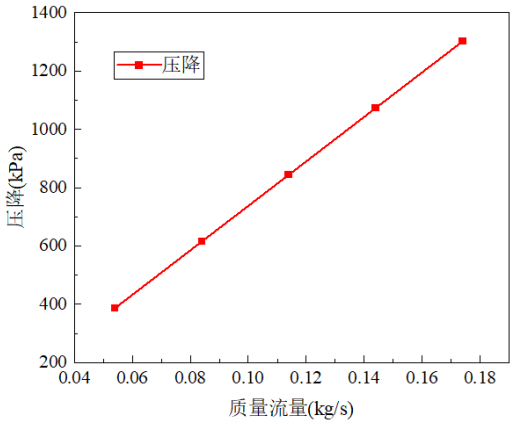
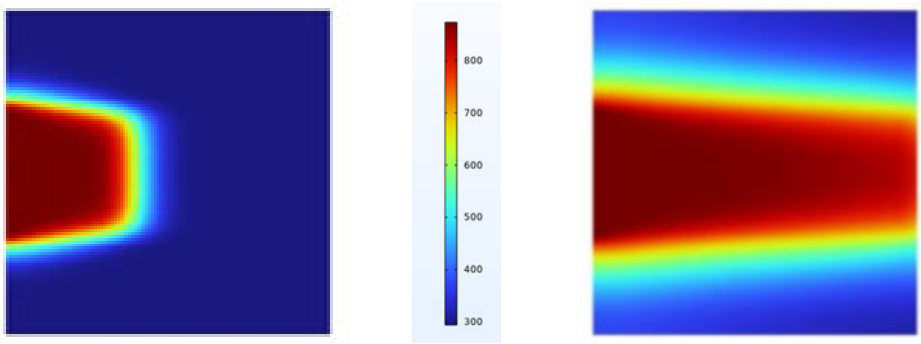


图 9 不同入口质量流量下进出口压降

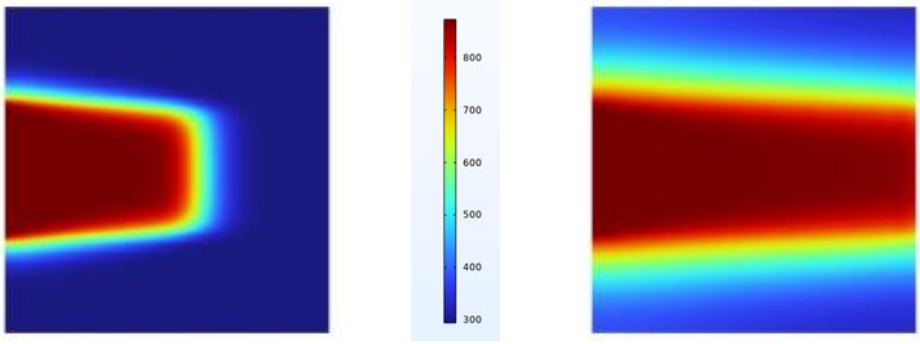
Fig. 9 Pressure drop with different inlet mass flow rate

图 10 显示了不同入口质量流量时，第 10 天以及第 100 天的温度云图。可以看出当转化率小于 12%时，入口质量流量越大，氮气扩散速率越快，传热更迅速，反应速率也就更快。而当转化率大于 12%时，中心高渗透率区域反应几乎完成，热量传递的主要方式为中心高温区域向四周低温区域传导，因此反应速率降低，且不同的入口质量流量所对应的反应速率相差不大。在实际生产中，为节约成本，需要选择合适的入口质量流量以及考虑达到所需渗透率所需要的成本。



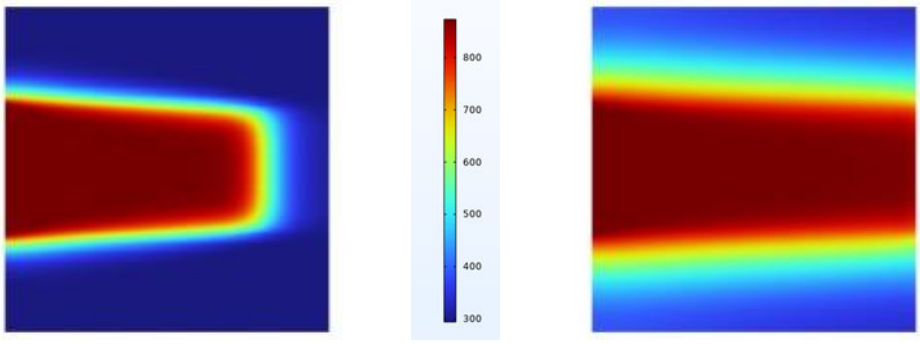
Day10 Day100

(a) 0.054kg/s



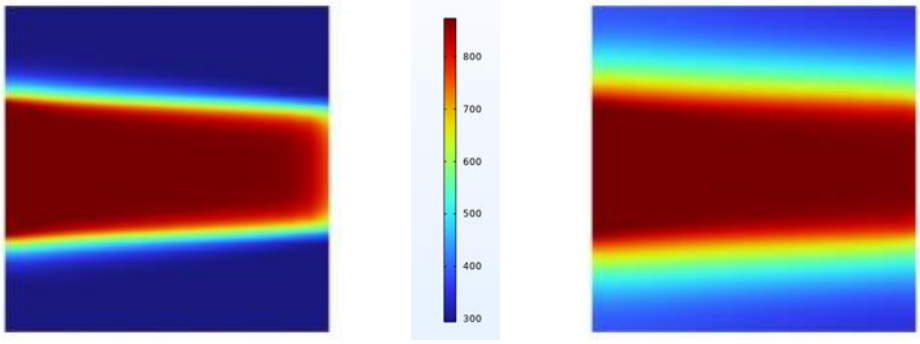
Day10 Day100

(b) 0.084kg/s



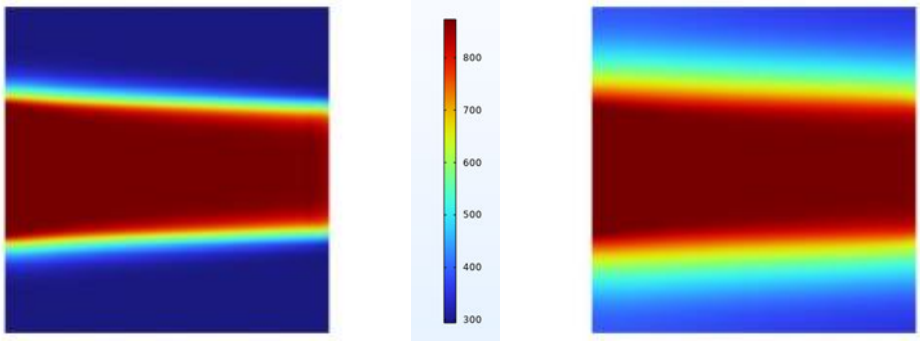
Day10 Day100

(c) 0.114kg/s



Day10 Day100

(d) 0.144kg/s



Day10 Day100

(e) 0.174kg/s

图 10 不同入口质量流量下第 10 天、第 100 天温度云图

Fig. 10 Temperature distribution with different inlet mass flow rate at Day10 and Day100

3 结论

通过耦合传热、流体流动和化学反应，进行了宏观富油煤原位热解多物理场模拟。此外，针对两种几何模型，研究了多孔区域渗透率、入口速度对传热、传质、转化率的影响。主要结论如下。

（1）对于均质渗透率模型来说，增加渗透率可以显著提升传热传质的效率，进而提高反应转化率。

（2）对于非均质渗透率模型来说，前期对流传热起主导作用，提高入口质量流量可以显著提升反应速率，后期热量传递方式为高渗区域向低渗区域的导热。入口质量流量对反应速率的提升影响较小，且会带来更大的压降。

致谢

感谢陕西煤田地质集团有限公司项目(No. SMDZ-2020ZD-1-02) 、华能集团总部科技课题能源安全技术专项(HNKJ20-H8)对本研究的支持和帮助

参考文献

[1] 王双明, 师庆民, 王生全, 等. 富油煤的油气资源属性与绿色低碳开发.煤炭学报, 2021, 46(5):1365--1377

WANG Shuang-Ming, SHI Qing-Min，WANG Sheng-Quan, et al. Resource property and exploitation concepts with green and low-carbon of tar-rich coal as coal-based oil and gas. Journal of China Coal Society, 2021, 46(5) : 1365-1377.

[2] 马丽, 拓宝生. 陕西富油煤资源量居全国之首-榆林可“再造一个大庆油田”. 陕西煤炭, 2020, 39(01): 220-2.

MA Li, TO Bao-Sheng. Shaanxi's tar-rich coal resources rank first in China-Yulin can be "rebuilt a Daqing oilfield". Shaanxi coal, 2020, 39(01): 220-2.

[3] 郭树才, 胡浩权. 煤化工工艺学.第 3 版, 2012.
GUO Shu-Cai, HU Hao-Quan. Coal Chemical Technology. 3rd Edition, 2012.

[4] 王双明, 师庆民, 王生全, 等. 富油煤的油气资源属性与绿色低碳开发. 煤炭学报, 2021.
WANG Shuang-Ming, SHI Qing-Min, WANG Sheng-Quan, et al. Hydrocarbon resource attributes and green and low-carbon development of tar-rich coal. Journal of China Coal, 2021

[5] 师庆民, 米奕臣, 王双明, 等. 富油煤热解流体滞留特征及其机制.煤炭学报, 2022, 47(3):1329-1337.
SHI Qing-Min, MI Yi-Chen, WANG Shuang-Ming, et al. Trap characteristic and mechanism of volatiles during pyrolysis of tar-rich coal. Journal of China Coal Society, 2022, 47(3):1329-1337.

[6] 王双明, 崔世东, 王绪正, 等. 一种富油煤原位热解及 CO2 地质封存一体化的方法. 2021.
WANG Shuang-Ming, Cui Shi-Dong, WANG Xu-Zheng, et al. An integrated method for in-situ pyrolysis of tar-rich coal and CO_2 geological storage. 2021.

[7] 田宇, 寇鹏, 梁得亮, 等. 一种富油煤原位开采的温度控制方法及系统. 2022.
TIAN Yu, KOU Peng, LIANG De-Liang, et al. A temperature control method and system for in-situ mining of tar-rich coal. 2022.

[8] 黄垒, 张翔, 赵卓雅, 等. 富油煤利用热解气化耦合装置和油气净化装置生产煤焦油及合成气的方法. 2017.
HUANG Lei, ZHANG Xiang, ZHAO Zhuo-Ya, et al. Method of producing coal tar and syngas from tar-rich coal by pyrolysis gasification coupling device and oil-gas purification device. 2017.

[9] 王双明, 孙强, 薛圣泽, 等. 一种富油煤热解实时监测的装置和方法. 2022.
WANG Shuang-Ming, SUN Qiang, XUE Sheng-Ze, et al. A device and method for real-time monitoring of tar-rich coal pyrolysis. 2022.

[10] 王长安, 毛崎森, 周磊, 等. 一种富油煤原位热解与碳捕集耦合的系统. 2021.
WANG Chang-An, MAO Qi-Shen，Zhou Lei, et al. A system coupled with in situ pyrolysis of tar-rich coal and carbon capture. 2021.

[11] 王长安, 毛崎森, 周磊, 等. 一种富油煤地下热解热能循环利用系统. 2021.
WANG Chang-An, MAO Qi-Shen, Zhou Lei, et al. A thermal energy recycling system for underground pyrolysis of tar-rich coal. 2021.

[12] 肖国春, 梁得亮, 焦在滨, 等. 一种富油煤原位热解的氮气电加热方法及系统. 2021.
XIAO Guo-Chun, LIANG De-Liang, JIAO Zai-Bin, et al. A nitrogen electric heating method and system for in-situ pyrolysis of tar-rich coal. 2021.

[13] 毛崎森, 刘嘉晔, 王长安, 等.不同布井模式下富油煤原位热解传热规律数值模拟.煤炭转化, 2022, 45(6):7-19.
MAO Qi-Sen, LIU Jia-Ye, WANG Chang-An, et al. Numerical simulation of in-situ pyrolysis heat transfer of tar-rich coal under different well distribution modes. Coal Conversion, 2022, 45(6):7-19.

[14] 王英英. 油页岩原位裂解开采中受复杂裂隙影响的温度场数值模拟:[硕士论文]. 2020.
Wang yingying. Numerical simulation of temperature field affected by complex fractures in in-situ

cracking of oil shale: [Master. Thesis]. 2020.

[15] 王磊, 赵阳升, 杨栋. 注水蒸汽原位热解油页岩细观特征研究. 岩石力学与工程学报, 2020, 39(8): 14.

WANG Lei, ZHAO Yang-Sheng, YANG Dong. Investigation on meso-characteristics of in-situ pyrolysis of oil shale by injecting steam. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2020, 39(8): 14.

[16] 王国营, 杨栋, 康志勤, 等. 原位注蒸汽开采横观各向同性油页岩储层的数值研究. 太原理工大学学报, 2020, (1): 81-90.

WANG Guo-Ying, YANG Dong, KANG Zhi-Qin, et al. Numerical study on in-situ injecting steam thermal recovery of transversely isotropic oil-shale reservoir. Journal of Taiyuan University of Technology, 2020, (1): 81-90.

[17] 姜鹏飞, 唐胜利. U 形井注气加热原位裂解油页岩工艺及其数值模拟. 煤炭技术, 2019, 038(004): 27-29.

JIANG Peng-Fei, TANG Sheng-Li. Technology and numerical simulation of oil Shale in-situ pyrolysis by gas injection in U shape wells. Coal Technology, 2019, 038(004): 27-29

[18] 周科. 热氮气地下原位裂解油页岩温度场数值模拟及野外试验[硕士论文], 2017.

Zhou ke. Numerical simulation and field test of temperature field for in-situ pyrolysis of oil shale with hot nitrogen [Master. Thesis]. 2017.

[19] 李姿. 油页岩注蒸汽原位开采数值模拟研究[硕士论文]. 2017.

Li zi. Numerical simulation of in-situ steam injection in oil shale [Master. Thesis]. 2017.

[20] Hao Y, Duan Y. A feasibility study on in-situ heating of oil shale with injection fluid in China. Journal of Petroleum Science and Engineering, 2014, 122 (51): 304-317.

[21] Pei S, Wang Y, Liang Z, et al. An innovative nitrogen injection assisted in-situ conversion process for oil shale recovery: Mechanism and reservoir simulation study. Journal of Petroleum Science & Engineering, 2018: S0920410518306466-.

[22] Pei S, Cui G, Wang Y, et al. Air assisted in situ upgrading via underground heating for ultra-heavy oil: Experimental and numerical simulation study. Fuel, 2020, 279 (6): 118452.

[23] Pei S, Cui G, Zhang L, et al. Performance and important engineering aspects of air injection assisted in situ upgrading process for heavy oil recovery. Journal of Petroleum Science and Engineering, 2021, (5): 108554.

[24] Gür M, Canbaz ED. Analysis of syngas production and reaction zones in hydrogen oriented underground coal gasification. Fuel, 269.

[25] Jiang L, Chen Z, Ali S. Thermal-hydro-chemical-mechanical alteration of coal pores in underground coal gasification. Fuel, 2019, 262: 116543.

[26] Wu G, Zagorak R, Thomas HR. Insights into solid-gas conversion and cavity growth during Underground Coal Gasification (UCG) through Thermo-Hydraulic-Chemical (THC) modelling. International Journal of Coal Geology, 2021, 237.

[27] 席建奋. 煤炭地下气化过程特征场演化规律研究[硕士论文]. 中国矿业大学(北京), 2016.

Xi jianfen. Study on characteristic field evolution law of underground coal gasification process [Master.

Thesis]. China University of Mining and Technology (Beijing), 2016.

[28] 许越. 化学反应动力学. 化学工业出版社，2005.

Xu Yue. Chemical Reaction Kinetics. Chemical Industry Press, 2005.

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233621

圆环微通道层流入口段的流动换热特性

苏良彬，杨咏怡，胡涛，吴祥成*
（三峡大学机械与动力学院，宜昌 443002）
(Tel: 13811101736, Email: suliangbin2021@126.com)

摘要：本文数值计算了轴向导热与稀薄效应对圆环微通道入口段流动与换热特性的影响。首先通过 UDF 与热阻模型嵌入了速度滑移与温度阶跃边界，随后通过计算得到了同时发展流入口段的摩擦因子与换热系数。发现在通道入口段 $f_{app}Re$ 与局部 Nu 数随着 Re 数的增大而减小，当 $Re < 100$ 时，减小幅度较大，且此时轴向导热对通道入口段换热能力的影响不可忽略；而增强稀薄效会显著恶化通道入口段的换热性能，同时弱化轴向导热对通道换热的影响程度。

关键词：轴向导热；入口效应；稀薄效应；速度滑移；温度阶跃

0 前言

当前，全球面临着可持续发展和能源利用方面的诸多挑战。如何增大能源利用率来降低能源消耗一直都是研究的热点问题。换热器作为一种热量传递装置，在化工、石油、动力、食品及医疗等方面占有重要地位。传统的常规换热器不仅质量大并且所占空间大，难以满足微小空间换热或高热量换热需求。相比之下，微通道换热器具备尺寸小、重量轻、响应快、精度高等特点，表现出了极好的换热性能。然而由于尺寸小，流体过程中巨大的速度梯度也导致极大的流动阻力。因此有必要深入洞悉微通道的流动换热性能，进而确定其是否满足使用需求。

目前针对圆形以及矩形微通道这种单流通域的流动换热研究相对较多，对于双流通域通道的研究往往是针对平行板通道这种理想的通道进行，对于环形通道换热器的探索相对较少。而环形通道由于其简单的几何形状以及承受高压的能力，已广泛用于热交换器、核工业冷却应用和流体加热等多种热力系统[1, 2]，并且同心圆环通道也是较为常见的几何形状[3]，如套管式换热器中的流道。可见环形截面是一种有用的通道形状，具有潜在的实际应用价值，因此了解环形微通道流动的流动与传热特性非常重要。

Meyer 课题组[1, 4-8]对环形通道的流动与换热特性进行了大量的实验研究，分析了圆环通道内外径比与雷诺数（Re）对于摩擦因子以及努塞尔数（Nu）的影响，但主要都是针对液体工质在湍流或者过渡流的流动换热特性展开，尚未涉及到微尺度效应。此外，他们通过实验发现圆环通道的局部传热系数在通道入口段较高，并且会随着边界层的发展而逐渐减小[9]。这是由于通道的入口效应随着流动逐渐减弱，通道入口段的换热问题也通常被称为 Graetz 问题。对于圆环通道的 Graetz 问题，Weigand 等人[10, 11]通过自伴随

作者简介: 苏良彬(1992–)，男，讲师，从事微尺度流体流动与传热研究。 **通信作者**: 吴祥成，讲师，nailao@ctgu.edu.cn。

矩阵法针对不同热边界条件进行了求解，主要分析了轴向导热对于圆环通道换热的影响，并且结果表明，当贝克莱数（*Pe*）小于 50 时，轴向导热的影响非常显著，但他们的计算未考虑微尺度效应，也没有分析通道入口段摩擦阻力的变化。Duan 等人[12]、Avcı 等人[13, 14]、Mohseni 等人[15]以及 Sadeghi 等人理论计算了圆环微通道中微尺度效应的影响，但仅针对不同的边界条件得到了充分发展段的换热系数，并未分析微尺度下圆环微通道入口效应的变化。

对于圆环微通道，除了以上的实验研究以及理论研究，也有学者采用数值模拟的方法计算其中的速度与温度分布[17-21]，但其中多是针对纳米流体作为流动工质，因此很少考虑微尺度效应带来的影响，或者针对稀薄气体但是没有给出 *Nu* 或摩擦因子在圆环微通道入口段的变化规律。可见，圆环微通道的流动换热特性仍受到广泛关注，已有的研究聚焦于液体工质或湍流流态，或者仅分析充分发展段的换热特性。然而微通道内的流动通常为层流流动，并且对于气体工质，其普朗特数（*Pr*）相对较小，从而 *Pe* 较小，因此需要考虑其轴向导热在入口段的影响，此外气体在微尺度下也会产生稀薄效应，因此对于较短的微通道，有必要探索气体工质在圆环微通道入口段的层流流动与换热特性。本文将基于此，针对内外径比为 0.5 的圆环微通道，采用数值模拟的方法进行研究，计算不同壁面加热情况下稀薄效应对圆环微通道摩擦因子与换热系数的影响，并量化轴向导热对入口效应的作用。

1 模型介绍

1.1 几何模型

本文考虑的圆环微通道的几何形状以及采用的坐标系如图 1 所示。圆环微通道的外径为 r_o，内径为 r_i，且内外径比为 0.5，通道长度为 L。本文将基于双连通域的第三类边界条件[22]进行换热计算，即外环壁面恒壁温，内环壁面绝热；入口处的流体将垂直于入口截面流入通道。由于圆环通道的几何对称性以及边界条件具备中心对称，可将通道内的三维流动换热问题简化为二维问题进行数值计算，如图 1 中的红色矩形区域。

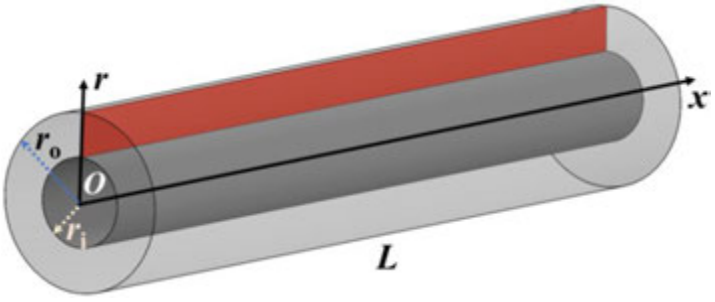


图 1 圆环微通道几何示意图

1.2 控制方程与边界条件

本文研究的流体为空气，流动方向沿着 *x* 方向。假定流体不可压缩且为常物性，同时忽略粘性耗散与辐射换热以及浮力的影响。则相应的控制方程如下：

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \tag{1}$$

$$\rho\left(\vec{u} \cdot \nabla u_i\right) = -\nabla p + \mu \nabla^2 u_i\,,\ i = 1,2 \tag{2}$$

$$\rho c_p \vec{u} \cdot \nabla T = \kappa \nabla^2 T \tag{3}$$

式中　ρ——流体密度(kg/m^3)；

μ——动力粘度(N·s/m^2)；

c_p——定压比热[J/(kg·K)]；

κ——流体导热系数[W/(m·K)]。

入口流速采用均匀速度，即在入口处赋予一个恒定的速度值，由于是恒物性，根据连续性方程，此时的速度也是截面的平均速度 u_{m}，此速度值可根据雷诺数与水力直径求得，即

$$u_{\mathrm{m}}=\frac{\mu Re}{\rho D_h} \tag{4}$$

流体在通道内流动需要驱动力及相应的功耗，而功耗与通道内的流动摩擦阻力有关。在充分发展段，通道内的范宁摩擦因子定义 f 为壁面剪切应力 τ 与流体单位体积动能之比，即

$$f=\frac{\tau}{(1/2)\rho u_{\mathrm{m}}^2} \tag{5}$$

然而，在流动入口段，压降不仅与壁面剪切应力有关，还与动量率有关[23]。根据牛顿第二运动定律，从入口到任意截面的压降与范宁摩擦因子之间的关系可以表示为

$$\frac{\Delta p}{2\rho u_{\mathrm{m}}^2}=\frac{2}{D_h}\int_0^x f\mathrm{d}x+\frac{1}{u_{\mathrm{m}}^2 A}\int_A u^2\mathrm{d}A-1 \tag{6}$$

为了便于计算入口段的摩擦因子，Shah 等[22]定义了表观摩擦因子

$$f_{\mathrm{app}}=\frac{\Delta p D_h}{2\rho u_{\mathrm{m}}^2 x} \tag{7}$$

进一步得表观摩擦因子 f_{app} 与 Re 数的乘积 $f_{\mathrm{app}}Re$ 为

$$f_{\mathrm{app}}Re=\frac{\Delta p}{2\rho u_{\mathrm{m}}^2 x^+} \tag{8}$$

式中的无量纲轴向距离 x^+定义为

$$x^+=\frac{x}{D_h Re} \tag{9}$$

壁面边界条件得设置将基于气体的稀薄程度进行，气体的稀薄程度可用 Knudsen 数（Kn）界定，其定义为气体分子平均自由程 λ 与水力直径的比值，随着通道尺寸逐渐减小，Kn 逐渐增大，当 Kn 在 0.001~0.1 时，气体流态为滑移流，宏观的无滑移壁面边界条件不再适用，需要添加速度滑移与温度阶跃条件对边界条件进行修正。速度滑移即贴近壁面的流体速度与壁面之间存在相对速度，相对速度的大小即为滑移速度，本文将采用第一阶滑移模型，因此滑移速度为

$$u_{\mathrm{s}}=-\frac{2-F}{F}\lambda\frac{\partial u}{\partial r} \tag{10}$$

式中 F 为动量调和系数，通常在 0.8~1 之间，本文取值为 1。同样，由于温度阶跃的存在，在壁面处，壁面温度 T_{w} 与贴近壁面的流体温度 T_{s} 间遵循以下关系

$$T_{\mathrm{s}}-T_{\mathrm{w}}=-\frac{2-F_T}{F_T}\frac{2\gamma\lambda}{(1+\gamma)Pr}\frac{\partial T}{\partial r} \tag{11}$$

式中　F_T——能量调和系数，取值 1；

Pr——普朗特数；

γ——比热容比。

圆环微通道内的局部对流换热系数为

$$h=\frac{q}{T_{\mathrm{w}}-T_{\mathrm{m}}} \tag{12}$$

式中　T_{m}——截面流体的质量平均温度(K)。

因此外环壁面局部 Nu 数为

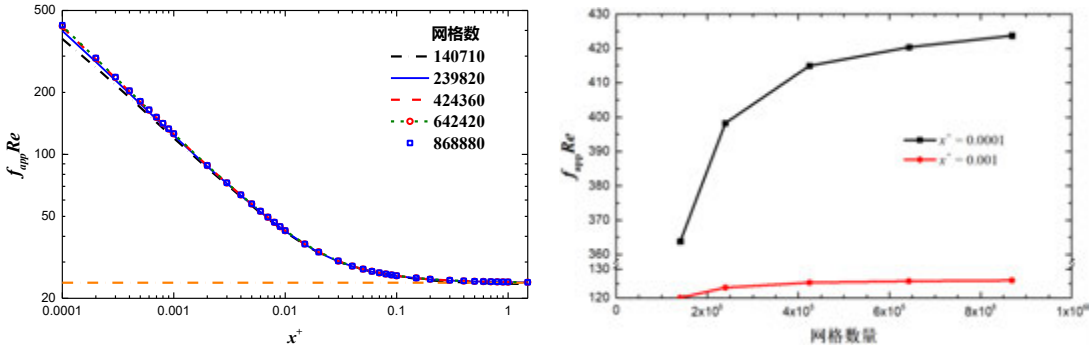
$$Nu_{\mathrm{o}}(x)=\frac{qD_h}{\kappa\left(T_{\mathrm{w}}-T_{\mathrm{m}}\right)} \tag{13}$$

2 数值计算

数值计算过程在 ANSYS Fluent 19.2 上完成，计算过程采用双精度且基于压力的求解器。设置的入口温度为 290K，恒壁温条件下壁温为 300K，另一壁面为绝热边界。基于之前的假设，流动方程（连续性方程与动量方程）与能量方程属于单相耦合，即能量方程受流动方程的影响但不影响流动结果。当流动方程收敛后可以很快的得到能量方程的收敛结果，因此为了节省计算时间可以先计算流动方程再计算能量方程。经比较，采用 Coupled 算法计算可以更快的得到收敛结果。迭代过程采用的二阶迎风格式，流动方程的残差设置为 1×10^{-7}，而能量方程的残差设置为 1×10^{-14}。在后处理中计算局部 Nu 数时，采用 jou 文件划分各截面与对应壁面的点求流体的平均温度以及壁面热流密度。对于速度滑移边界条件，采用 UDF 方式嵌入。借助 BOUNDARY FACE GEOMETRY 宏完成，对于温度阶跃边界条件，采用一种热阻模型嵌入，此模型对于恒壁温边界下的计算无需借助 UDF 便可实现壁面处的温度阶跃效果，具体方法及 UDF 代码已在之前的文献[24]中给出，这里不再赘述。

2.1 网格无关性分析

采用 Gambit 进行网格划分，且均采用四边形网格。由于通道入口段的边界层正在逐渐形成，速度温度变化较大，其流动换热情况较为复杂，因此在入口处设置了较密的径向网格，随后逐次减少径向网格以减少不必要的计算。同样轴向网格的间距也逐次扩大。为验证网格无关性，采用了 5 套网格进行了数值计算，已有结果表明 $Kn=0$ 时的计算结果对网格的变化更加敏感[24]，因此本次以 $Re=1000$ 且 $Kn=0$ 时的 $f_{\mathrm{app}}Re$ 作为目标进行检验。不同网格的影响如图 2(a)所示，可见不同网格主要影响近入口处的结果，在 x^+大于 0.001 后的结果几乎完全重叠，因此为了进一步比较网格数量的作用，给出了不同网格数下 $x^+=0.0001$ 以及 $x^+=0.001$ 处 $f_{\mathrm{app}}Re$ 的结果，如图 2(b)所示，可见随着网格加密，$f_{\mathrm{app}}Re$ 的值逐渐增大，且增大趋势逐渐变缓。以最密网格（868880）的结果为基础，在 $x^+=0.0001$ 以及 $x^+=0.001$ 处，424360 网格的相对误差分别为 2.1%与 0.6%，而 642420 网格的相对误差分别为 0.8%与 0.2%。因此为保证计算精度且节约计算资源，本文中取数量为 642420 的网格进行计算。



(a) (b)

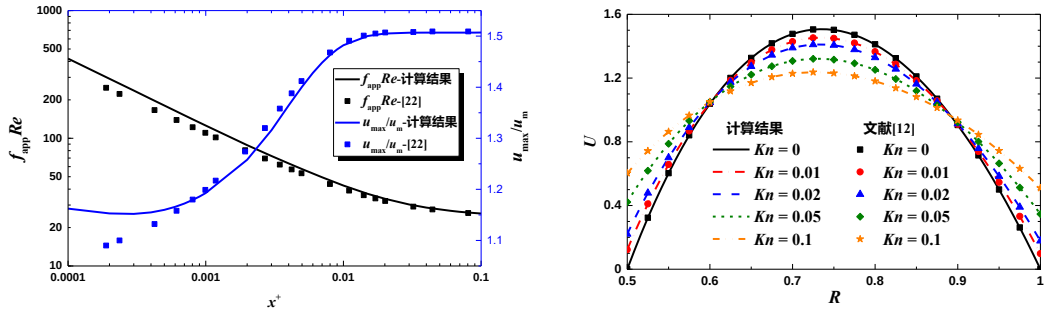
图 2 不同网格数量对(a) $f_{app}Re$ 的影响以及(b)不同 x^+处 $f_{app}Re$ 的影响

2.2 模型验证

Shah 等人[22]给出了无滑移条件下圆环通道流动入口段的 $f_{app}Re$，而在滑移条件下，目前尚未有相应的结果，仅 Duan 等人[12]给出了该条件下圆环微通道充分发展段的速度分布，通过将其速度分布表达式进行整理，可进一步得到无量纲形式的速度分布，即

$$U=\frac{u}{u_{\mathrm{m}}}=2\frac{1-\dfrac{r^2}{r_{\mathrm{o}}^2}+4\left(1-r^*\right)Kn+\dfrac{r^*\left(1-r^{*2}\right)\left(1+4Kn\right)\left[2Kn\left(1-r^*\right)-\ln\dfrac{r}{r_{\mathrm{o}}}\right]}{r^*\ln r^*-2Kn\left(1-r^{*2}\right)}}{1+r^{*2}+8Kn\left(r^{*2}-r^*+1\right)+\dfrac{r^*\left(1-r^{*2}\right)\left(1+4Kn\right)^2}{r^*\ln r^*-2Kn\left(1-r^{*2}\right)}} \tag{14}$$

其中 r^*为内外径比。将文献[22]中可利用的数据与式(14)中的理论结果与当前的计算结果进行对比，如图 3 所示。图 3(a)给出了 $f_{app}Re$ 与各截面最大流速与截面平均流速的比值 u_{max}/u_m 随无量纲轴向距离的变化，可以看出当前的计算结果与文献中的数据变化趋势完全相同，但数值大小在接近入口处的偏差较大，沿着流动方向偏差越来越小。这是由于文献[22]中并未给出具体的 Re 数，也没有考虑 Re 数对入口段摩擦因子的影响，随着 x^+ 增大，Re 数的影响逐渐消失，因此表明了当前模型的可靠性。此外，图 3(b)显示了不同 Kn 数下充分发展段的径向速度分布，可见当前计算结果与文献中的数据完全重合，进一步验证了模型的可靠性。



(a) (b)

图 3 与文献结果进行对比验证：(a)无滑移时的 $f_{app}Re$；(b)充分发展段的速度分布

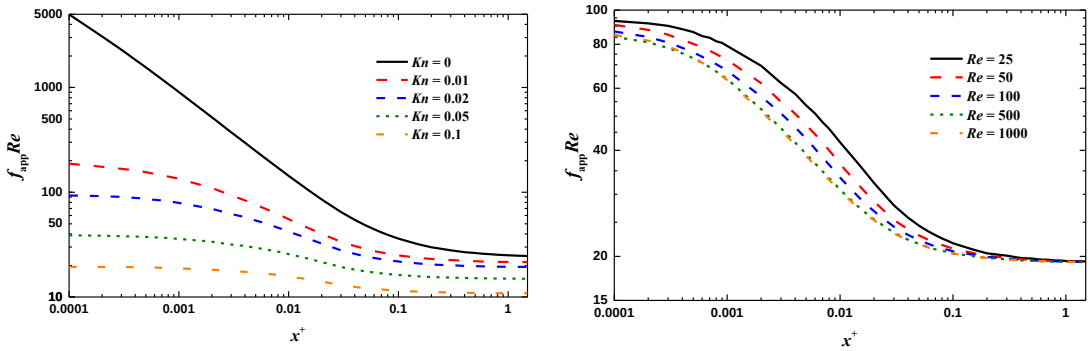
3 计算结果与分析

本文旨在于分析圆环微通道的流动与换热特性，具体表征为摩擦因子与换热系数的

变化规律。主要考虑滑移流态下稀薄效应对 $f_{app}Re$ 的影响以及轴向导热与稀薄效应对局部 Nu 的影响。其中 Re 数的变化范围为 25~1000，Kn 数的变化范围为 0~0.1。

3.1 稀薄效应对摩擦因子的影响

当壁面处发生速度滑移时，速度梯度将减小，因此稀薄效应的存在通过影响速度的分布进而对 $f_{app}Re$ 造成影响。图 4(a)给出了当 Re = 25 时，不同 Kn 数下 $f_{app}Re$ 沿轴向距离的变化，当 Kn 数增大时，$f_{app}Re$ 逐渐减小。当 Kn 数从 0 增加到 0.01 时，靠近入口处的 $f_{app}Re$ 急剧降低，随后 $f_{app}Re$ 随着 Kn 数的增大而减小的幅度明显减弱。此外，在无滑移边界下，贴近入口处 $f_{app}Re$ 与 x^+在对数坐标上保持线性关系且斜率在一定的轴向区间内保持不变，而存在滑移时，这种线性关系逐渐消失，甚至在入口处，斜率接近于 0。因此增强稀薄效应将极大的降低入口段的摩擦损耗，相比之下，稀薄效应对于充分发展段的影响较小，但也较为明显。通过 $f_{app}Re$ 的变化趋势表明对于纳米级甚至更小的通道，可直接用充分发展段的摩擦因子计算管内的压降与功耗。图 4(b)展示了 Kn = 0.02 时，不同 Re 下 $f_{app}Re$ 的变化，可见 $f_{app}Re$ 随着 Re 的增大而减小，且 Re 的影响在入口段较为明显，然而在充分发展段，Re 对 $f_{app}Re$ 的影响几乎完全消失。

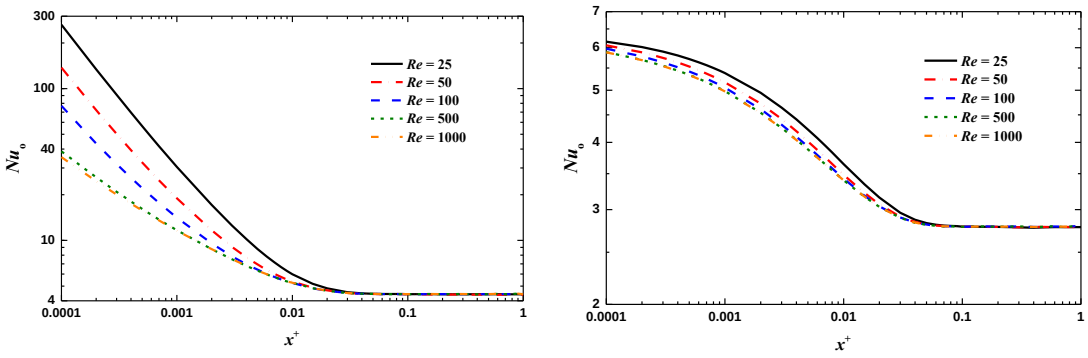


(a) (b)

图 4 $f_{app}Re$ 沿无量纲轴向距离的变化：(a)Re = 25；(b) Kn = 0.02

3.2 轴向导热对换热特性的影响

在本次数值计算中，所用工质为恒物性的空气，Pr 数恒定为 0.74，因此轴向导热对换热的影响以变化 Re 数的形式实现。图 5 展示了外环恒壁温内环绝热时轴向导热对圆环微通道局部 Nu 数的影响，可见，在热入口段的换热系数明显大于在充分发展段的数值，展示了通道内换热过程中的入口效应。随着轴向距离的增大，换热系数逐渐降低最后趋于定值。这是由于入口处的热边界层较薄，而沿着流动方向，热边界层逐渐增厚，从而增大了热阻，减小了换热系数。当 Re 数较小时，即 Pe 数较小时，由于入口段流体内部的轴向导热较强，因此局部 Nu 数明显增大，此时需要考虑轴向导热的影响。在入口段，Nu 数随着 Re 数的增大而减小，然而当 Re > 500 时，轴向导热的影响十分微弱。随着流体流动，Re 数对 Nu 数的影响逐渐减小，到充分发展段，轴向导热的影响可以忽略。对比图 5(a)与图 5(b)可知，轴向导热对圆环微通道局部 Nu 数的作用受稀薄效应的影响较大。当 Kn 增大，即气体稀薄性增强时，会显著削弱轴向导热对换热的影响。

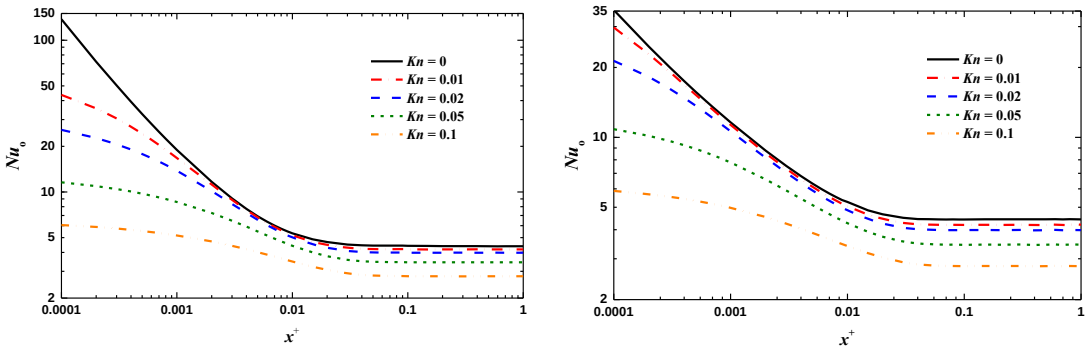


(a) (b)

图 5 Nu_o 沿无量纲轴向距离的变化：(a)$Kn = 0$；(b) $Kn = 0.1$

3.3 稀薄效应对换热特性的影响

图 6 给出了不同 Re 数下稀薄效应对 Nu 数的影响。可以看到，随着 Kn 数的增加，Nu 数逐渐减小，该现象在 Re 数较小时尤为显著。这是由于增大 Kn，气体更加稀薄，减小了气体分子与壁面以及气体分子与分子之间的碰撞，而 Re 数较小时，轴向导热对圆环微通道入口段换热的影响较大，且轴向导热依赖于气体分子间的热传导，因而增大 Kn 将减小了热传递，弱化换热。在对数坐标下，热入口区的 Nu 数相对于 x^+的斜率的绝对值随着 Kn 数的增大逐渐减小，这表明相比于充分发展段，Kn 数对热入口段中的换热有着更大的影响，随着 Kn 数的增大，入口效应也将逐渐减弱。此外，当 Kn 数从 0 增至 0.1，入口效应的影响区间从 x^+为 0.01 增至 0.03。



(a) (b)

图 6 Nu_o 沿无量纲轴向距离的变化：(a)$Re = 50$；(b) $Re = 1000$

4 结　论

本文在 ANSYS Fluent 中导入了速度滑移模型与温度阶跃模型，计算了圆环微通道同时发展流的速度与温度分布，进而分析了气体稀薄效应以及轴向导热对通道内摩擦因子与换热系数的影响，得到的结论如下：

(1) $f_{app}Re$（或局部 Nu 数）随着 Re 数（或 Pe 数）的增大而减小，且 Re 数在 25~100 时，减小的幅度较大，而当 Re 大于 500 时，Re 数的影响逐渐消失。Re 数对 $f_{app}Re$ 的影响沿着流动方向逐渐减小，在 x^+接近于 1 时几乎完全消失。因此对于同时发展流，计算摩擦损耗需要考虑入口段的影响。

(2) 增强稀薄效应可以减小圆环微通道的摩擦损耗，同时也减小了圆环微通道的对流换热系数，且在入口段减小的幅度较大。当 Kn 数从 0 增到 0.01 时，稀薄效应对 $f_{app}Re$ 的影响幅度较大。稀薄效应对 $f_{app}Re$ 与局部 Nu 数的影响沿着流动方向逐渐减弱，直到充分发展段才保持不变。

(3) 在圆环微通道入口段，考虑轴向导热会增强通道入口段的换热能力，尤其是当 Re 数在 25~100 之间时，局部 Nu 数的变化尤为明显；而当 $Re > 500$ 时，轴向导热对局部 Nu 数的影响显著减弱；此外在充分发展段，轴向导热几乎不对 Nu 数产生影响，并且增强稀薄效应将弱化轴向导热对换热的作用。

参考文献

[1] G K Muteba, D R E Ewim, J Dirker, J P Meyer. Heat transfer and pressure drop investigation for prescribed heat fluxes on both the inner and outer wall of an annular duct. Experimental Thermal and Fluid Science, 2023, 145: 110907

[2] H A Mohammed, A Campo, R Saidur. Experimental study of forced and free convective heat transfer in the thermal entry region of horizontal concentric annuli. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2010, 37(7):739-747

[3] Chungpyo Hong, Yutaka Asako, Koichi Suzuki. Convection heat transfer in concentric micro annular tubes with constant wall temperature. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2011, 54: 5242-5252

[4] J Dirker, J P Meyer. Convective Heat Transfer Coefficients in Concentric Annuli. Heat Transfer Engineering, 2002, 26(2): 38-44

[5] W R Van Zyl, J Dirker, J P Meyer. Single-phase convective heat transfer and pressure drop coefficients in concentric annuli[J]. Heat Transfer Engineering, 2013, 34(13): 1112-1123.

[6] D D Ndenguma, J Dirker, J P Meyer. Transitional flow regime heat transfer and pressure drop in an annulus with non-uniform wall temperatures. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 108: 2239-2252.

[7] D D Ndenguma, J Dirker, J P Meyer. Heat transfer and pressure drop in annuli with approximately uniform internal wall temperatures in the transitional flow regime. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 111: 429-441.

[8] F P A Prinsloo, J Dirker, J P Meyer. Heat transfer direction dependence of heat transfer coefficients in annuli. Heat and Mass Transfer, 2018, 54(4): 1145-1161

[9] J Dirker, J P Meyer, B W Kohlmeyer. Local heat transfer coefficients at the inlet of an annular flow passage. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 113: 268-280

[10] B Weigand, F Wrona. The extended Graetz problem with piecewise constant wall heat flux for laminar and turbulent flows inside concentric annuli. Heat and Mass Transfer, 2003, 39(4): 313-320

[11] B Weigand, K Eisenschmidt. The extended Graetz problem with piecewise constant wall temperature for laminar and turbulent flows through a concentric annulus. International Journal of Thermal Sciences, 2012, 54: 89-97

[12] Z Duan, Y S Muzychka. Slip flow heat transfer in annular microchannels with constant heat flux. Journal of Heat Transfer, 2008, 130: 092401

[13] M Avcı, O Aydın. Laminar forced convection slip-flow in a micro-annulus between two concentric cylinders. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2008, 51(13-14): 3460-3467

[14] M Avcı, O Aydın. Mixed convection in a vertical microannulus between two concentric microtubes. Journal of Heat Transfer, 2009, 131: 014502

[15] M M Mohseni, G Tissot, M Badawi. Effects of wall slip on convective heat transfers of giesekus fluid in microannulus. Journal of Heat transfer, 2020, 142: 082503

[16] A Sadeghi, A Asgarshamsi, M H Saidi. Thermodynamic analysis of slip flow forced convection through a microannulus[J]. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 2010, 24(4): 785-795

[17] M I Char, B C Tai. Effects of viscous dissipation on slip-flow heat transfer in a micro annulus. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2010, 53(7-8): 1402-1408

[18] C Hong, Y Asako, K Suzuki. Convection heat transfer in concentric micro annular tubes with constant wall temperature. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2011, 54: 5242-5252

[19] A Malvandi, A Ghasemi, D D Ganji. Thermal performance analysis of hydromagnetic Al_2O_3-water nanofluid flows inside a concentric microannulus considering nanoparticle migration and asymmetric heating. International Journal of Thermal Sciences, 2016, 109: 10-22

[20] S Ghadirzadeh, M Kalteh. Lattice Boltzmann simulation of temperature jump effect on the nanofluid heat transfer in an annulus microchannel. International Journal of Mechanical Sciences, 2017, 133: 524-534

[21] M Heydari, H Shokouhmand. Numerical study on the effects of variable properties and nanoparticle diameter on nanofluid flow and heat transfer through micro-annulus. International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, 2017, 27(8): 1851-1869

[22] R K Shah, A L London. Laminar flow forced convection in ducts: A source book for compact heat exchanger analytical data. New York: Academic Press, 1978

[23] M Renksizbulut, H Niazmand. Laminar flow and heat transfer in the entrance region of trapezoidal channels with constant wall temperature. Journal of Heat Transfer, 2006, 128(1): 63-74

[24] L Su, B He, G Wang, et al. Simultaneously developing flow and heat transfer in circular and parallel-plates microchannels with velocity slip and temperature jump. International Journal of Thermal Sciences, 2022, 177: 107590

中国工程热物理学会 学科类别
学术会议论文 编号：233623

飞行器热防护蜂窝结构冲击射流性能研究

李晨曦[1,3]，梁兴壮[2]，于磊[2]，李勋锋[1,4]，艾凤明[2]，程子阳[1,5]，袁长利[2]，曹宏章[1]

（1.中国科学院工程热物理研究所，北京 100190
2.中国航空工业集团公司沈阳飞机设计研究所，沈阳 110034
3.江苏大学流体机械工程技术研究中心，镇江 212013
4.中国科学院大学工程科学学院，北京 100049
5.华北电力大学能源动力与机械工程学院，北京 100096）

(Tel:15603980836, Email:lcx8036@163.com)

摘要： 飞行器面临的严峻热防护问题制约着飞行器的设计与发展。为研究冲击射流影响下的飞行器蒙皮热防护特性，通过数值模拟的方法，对恒热流作用的蜂窝蒙皮结构冲击射流温度场和速度场进行分析。并对射流入口高度、射流入口形状和射流入口速度等影响流动和传热特性的参数进行分析，优化热防护结构。模拟结果表明，在选取的参数范围内，较低的射流入口高度，圆形射流入口形状和较高的射流入口速度对该结构的换热具有增强作用。

关键词： 飞行器热防护；冲击射流；射流高度；射流入口形状；射流速度

0 前言

飞行器的研发与制造是航空工业的重要组成部分，飞行器在飞行过程中，面临严峻热环境的考验，其主要集中在飞行器的外表面和主动力装置的内表面。飞行器材料通常由于严重的气动加热导致自身弹性模量和强度极限降低[1]，同时由于不同部位材料不同形成较大的热梯度，产生较大的热应力，从而承载能力降低，严重时发生变形，导致无法完成长时间飞行的目标，安全性也无法保证[2]。随着飞行器的飞行速度不断提升，服役环境也趋于恶劣，飞行器的热防护问题已经成为制约其发展的瓶颈问题之一[3]。

目前，飞行器的热防护方式主要有被动防热、半被动防热和主动防热 3 种[3-6]。传统的被动热防护系统，存在较大的质量与体积负担问题；对比被动式热防护，主动式热防护系统可以较为有效的避免飞行器大质量的负担和工作过程中烧蚀产物改变飞行器气动外形等缺陷，是一种高效的热防护手段。基于燃料的主动冷却技术，虽然在热防护性能和气动热的回收利用上有着显著的优势，但是受制于燃料的热沉，无法解决舱体所有的热防护问题，需要发展先进主动冷却技术。冲击射流作为主动式热防护的一种形式，能够高效的解决飞行器面临的严峻的热防护问题。国内外学者对冲击射流冷却在飞行器上的应用进行了广泛的研究，其研究主要集中在热流密度较高的部分舱段，王杏涛等人[7-8]以发动机舱为研究对象，通过数值模拟和实验，分析了发动机舱内部和蒙皮的传热及降温规律，并对其通风冷却效应进行研究。曹学伟[9]等人建立空气射流降温模型，分析空气主动降温模拟过程的特点和要求，并对降温速率的影响因素进行研究。Segal[10]等人通过研究提出了一种能够保持较好通风的飞机发动机舱的设计方案，Rundstrom D 等人[11]研究了冲击射流在电子设备冷却方面的应用，分析了射流雷诺数以及射流与横流速度比对冷却效果的影响，提取了对流换热系数的具体分布和平均值。

本文研究对象为某型飞行器蒙皮结构，因蜂巢结构具有节省材料、强度高等优点[12-14]，在承担气动载荷的同时，对于飞行器的减重具有很大的优势，以此建立了蜂巢结构冲击射流三维模型。用数值模拟的方法分别研究了射流入口高度、射流入口形状和射流入口速度

对冲击射流的影响，最后分析各因素影响下冲击射流换热蒙皮外表面综合降温效果。

1 计算模型及边界条件

1.1 计算模型

本文几何模型为一种集防热承载于一体的热防护结构，不仅能够满足防热隔热功能，而且能够承受较大的气动载荷和结构载荷。该蜂窝单元结构示意图如图 1 所示，结构由隔板、蜂窝夹层和蒙皮三部分组成。隔板上有入流和出流孔口，射流入口为正六边形，出口为四个对称分布的矩形出口。结构的主要参数命名及其数值如图 2 和表 1 所示。蒙皮的外表面为加热面，与流体接触的内表面为冲击射流冷却面。

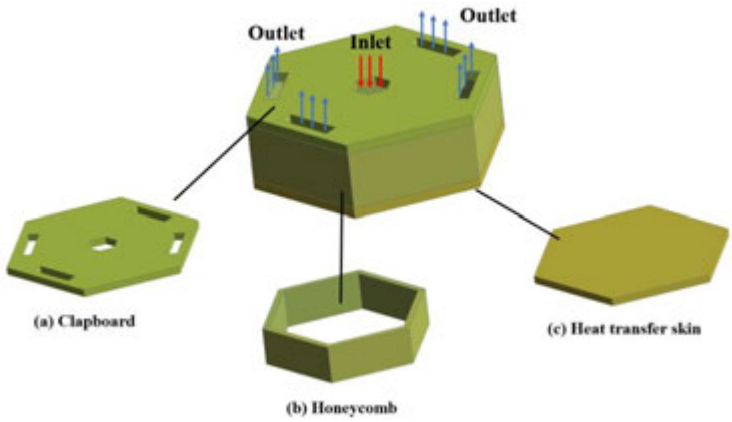


图 1 蜂窝单元冲击射流结构示意图

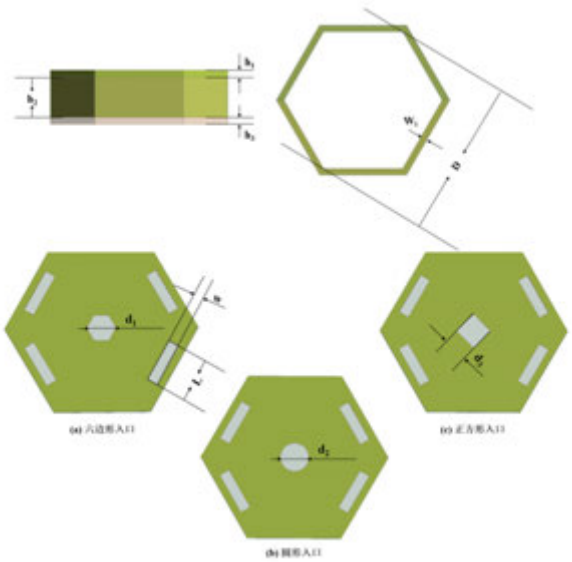


图 2 蜂窝结构主要参数

表 1 数值模拟参数及数值

参数	数值	参数	数值
隔板厚度 h_1/mm	1mm	蜂窝壁厚度 W_i/mm	0.5mm
蜂窝腔高度 h_2/mm	3~9mm	蜂窝直径 D/mm	12mm
蒙皮厚度 h_3/mm	1mm	出流孔长度 L/mm	3mm
六边形入流孔直径 d_1/mm	2mm	出流孔宽度 w/mm	0.75mm
圆形入流孔直径 d_2/mm	1.8mm	正方形入流孔边长 d_3/mm	1.6mm

1.2 物性参数及边界条件

使用 fluent 进行模拟计算，射流入口为速度入口，数值取值范围为 1~3m/s，入口温度为 20℃，出口为自由流出口边界，蜂窝内壁面为流固耦合面，蒙皮外表面模拟飞行器飞行过程中的气动加热现象，在蒙皮外表面施加第二类边界条件，热流密度为 20W/cm²，其余壁面边界条件均为绝热条件。蜂窝单元结构材料选择为铝，射流介质选择为液态水，其热物性参数选取如表 2。

本文中的冲击射流流动状态为湍流，采用 fluent 中的 standard k-ε 模型进行模拟，在计算过程中，压力和速度的耦合采用更为精确和效率更高的 coupled 算法，动量方程和能量方程使用二阶迎风格式。为了保证计算结果的准确性，当收敛计算所有参数的残值小于 10^{-6} 时，认为模拟计算已经收敛。

表 2 材料热物性参数

材料	密度（kg/m³）	比热（j/kg·k）	热导率（w/m·K）	粘度（kg/m·s）
铝	2719	871	202.4	—
液态水	998.2	4182	0.6	0.001003

1.3 网格划分及无关性验证

使用 Fluent Meshing 软件对蜂窝单元结构的 3D 模型进行网格划分，并采用多面体网格的划分方式，以便获得高精度和更快的计算速度。网格的大小和精度影响计算结果，计算中网格的基本尺寸分别采用了 0.25mm、0.22mm、0.2mm 到 0.18mm，对应网格数量分别为 63316、111278、179502 到 225756，计算获得的加热面的最高温度随着网格数量的增加而逐渐减少，如图 4 所示。网格数量从 179502 上升到 225756 时，加热面最高温度减少了 0.058℃，减少量仅为 0.02%。为了兼顾考虑数值模拟计算过程中的效率和精度，在后续的模拟中选择基本网格尺寸为 0.2mm 的网格划分方法，并在流体与固体壁面交接处设置边界层网格，进行加密处理，加密结果如图 5 所示。

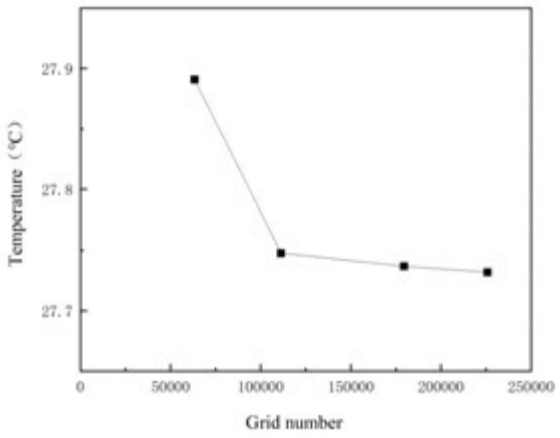


图 3 网格无关性验证

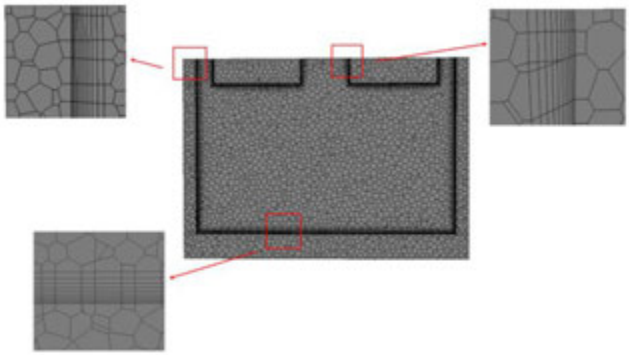


图 4 边界层网格示意图

2 数学模型及参数定义

2.1 控制方程

本文研究的蜂窝单元结构内的流动和换热过程满足以下控制方程；

(1)连续性方程

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho v)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho w)}{\partial z}=0 \tag{1.1}$$

(2)动量守恒方程

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial(\rho uu)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho uv)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho uw)}{\partial z}\\
&=\frac{\partial}{\partial x}(\mu\frac{\partial u}{\partial x})+\frac{\partial}{\partial y}(\mu\frac{\partial u}{\partial y})+\frac{\partial}{\partial z}(\mu\frac{\partial u}{\partial z})-\frac{\partial p}{\partial x}\\
&\frac{\partial(\rho vu)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho vv)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho vw)}{\partial z}\\
&=\frac{\partial}{\partial x}(\mu\frac{\partial v}{\partial x})+\frac{\partial}{\partial y}(\mu\frac{\partial v}{\partial y})+\frac{\partial}{\partial z}(\mu\frac{\partial v}{\partial z})-\frac{\partial p}{\partial y}\\
&\frac{\partial(\rho wu)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho wv)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho ww)}{\partial z}\\
&=\frac{\partial}{\partial x}(\mu\frac{\partial w}{\partial x})+\frac{\partial}{\partial y}(\mu\frac{\partial w}{\partial y})+\frac{\partial}{\partial z}(\mu\frac{\partial w}{\partial z})-\frac{\partial p}{\partial z}-\rho g
\end{aligned} \tag{1.2}$$

(3)能量守恒方程

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial(\rho uT)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho vT)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho vT)}{\partial z}\\
&=\frac{\partial}{\partial x}(\frac{k}{c_p}\frac{\partial T}{\partial x})+\frac{\partial}{\partial y}(\frac{k}{c_p}\frac{\partial T}{\partial y})+\frac{\partial}{\partial z}(\frac{k}{c_p}\frac{\partial T}{\partial z})+S_T
\end{aligned} \tag{1.3}$$

2.2 湍流模型

在该换热结构的模拟中，采用 standard k-ε 模型来模拟湍流。k-ε 两方程模型由 Launder 和 Spalding 在 1972 年提出。输运方程为：

$$\frac{\partial(\rho K)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho\overline{u_j}K)}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu+\frac{\mu_t}{Pr_K})\frac{\partial K}{\partial x_j}\right]+P_K+G_b-\rho\varepsilon-Y_M+S_K \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial\rho\varepsilon}{\partial t}+\frac{\partial(\rho\overline{u_j}\varepsilon)}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}[(\mu+\frac{\mu_t}{Pr\varepsilon})\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j}]+C_{\varepsilon1}\frac{\varepsilon}{K}(P_K+C_{\varepsilon3}G_b)-C_{\varepsilon2}\rho\frac{\varepsilon^2}{K}+S_\varepsilon \quad (1.5)$$

上式中，P_K为平均速度梯度引起的湍流动能 K 的生成项；G_b为浮力引起的湍流动能 K 的生成项，对于不可压流体，G_b=0；$-\rho\varepsilon$为耗散项；Y_M为可压缩性修正项，是可压缩湍流中脉动扩张的贡献；$C_{\varepsilon1}\frac{\varepsilon}{K}P_K$为$\varepsilon$的生成项；$C_{\varepsilon1}\frac{\varepsilon}{K}C_{\varepsilon3}G_b$为浮力修正项；$-C_{\varepsilon2}\rho\frac{\varepsilon^2}{K}$为耗散项；$S_K$和 S_ε分别为 K 方程和 ε 方程的源项。

2.3 参数定义

雷诺数计算公式为：

$$\mathrm{Re}=\frac{\rho vd}{\mu}=\frac{\rho v_{in}D_i}{\mu} \quad (1.6)$$

ρ、μ 分别为流体密度和动力粘性系数，v、d 为流场的特征速度和特征长度；特征速度 v 取入口速度 V_{in} ；特征长度 d 取入口的水力直径 D_i，六边形入口水力直径 D_1=1.74mm、圆形入口水力直径 D_2=1.8mm、正方形入口水力直径 D_3=1.6mm。

定义冲击射流冷却面局部温度为 T_{local} 、入口温度为 T_{in}、局部热流为 q_{local}（局部热流取 fluent 计算结果进行分析）、局部对流换热系数为 h_{local}，则局部对流换热系数 h_{local} 计算公式为：

$$h_{local}=\frac{q_{local}}{(T_{in}-T_{wall})} \quad (1.7)$$

3 影响因素分析

3.1 射流高度对流动换热的影响

射流入口形状为正六边形，射流入口速度 V_{in}=1m/s 保持不变，通过改变蜂窝腔高度 h_2 来改变射流高度，研究了射流高度 H 分别为 3mm、6mm 和 9mm 时对流动传热特性的影响，不同射流高度对应的 H/D 分别为 1.72、3.45、5.17。本文模型结构关于滞止点所在轴线对称，故沿射流入口中心点与射流出口长边中点的连线作截面 A，平行于射流方向，图 5 为截面 A 示意图，定义轴线上距滞止点距离的数值大小为 r。

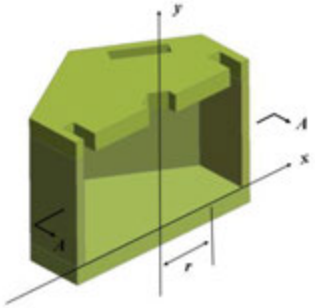


图 5 截面 A 示意图

截面 A 中 h_2 分别为 3mm、6mm 和 9mm 时的射流速度分布如图 6 所示。随着射流高度从 3mm、6mm 增加到 9mm，射流主流中高速区域靠近射流冷却面的头部形状，从“凹面型”

到“平面型”再到“凸面型”，主要是由于随着射流高度的增加，冲击射流冷却面对射流充分发展的限制作用减弱，喷射冲击作用减弱，射流主流得到充分发展。同时从图 6 可以看出，流体与侧壁碰撞卷起的涡轮增加侧壁附近的扰动，当射流高度为 3mm 时，侧壁对流动的扰动明显，靠近侧壁处的流速升高并沿着侧壁从出口处流出，随着射流高度的增加，侧壁碰撞卷起的涡轮逐渐得到充分发展，当射流高度为 9mm 时，可以在图中看到清晰的涡轮形成。在此模型选取的参数情况下，受涡轮影响的侧壁高度范围在 6mm 以下，过高的侧壁高度并不会增强涡轮的形成和发展，同时受涡轮影响的流动换热的也得不到增强。受涡轮影响的换热效果的增强主要是由于涡轮的产生使靠近侧壁处的流动边界层变薄，也正是因为射流在受限空腔内与侧壁碰撞所形成的涡流结构，造成其与自由射流冲击情况下在流动和传热特性上存在较为显著的差异。

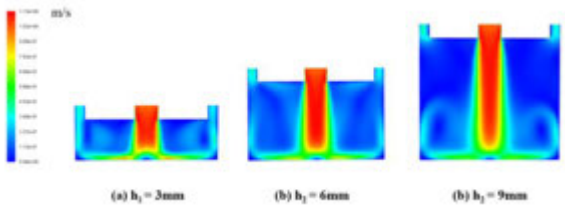


图 6 不同射流高度下截面 A 的流速分布图

选取距离冲击射流冷却面 0.1mm 处的内流体区域平面为近壁面，近壁面处沿 x 轴方向径向流速分布如图 7 所示，随着 r 的增加，不同射流高度下的近壁面径向流速都呈现了先增加后减少的趋势，其原因是射流在到达壁面后，在滞止区内流动速度迅速滞止为 0，并且急剧地由轴向转向径向，在到达壁流区前向外加速流动。同时随着射流高度的增加，近壁面处流动的最大速度降低。近壁面处流动最大速度随射流高度升高而降低的原因是射流对周围流体的卷吸作用，射流与卷吸的流体交换动量，使射流的动量减弱，相应的流动速度也降低。

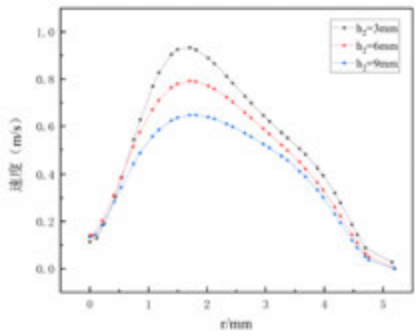


图 7 不同射流高度下近壁面径向流速沿 x 轴方向分布

图 8 给出了不同高度对冲击射流冷却面局部换热系数沿 x 轴分布的影响，当射流高度为 3mm 时，射流流体到达滞止点处时滞止速度为 0，流体在此处进行强烈的动量交换，热边界层较薄，使得滞止点局部换热系数较大，随着 r 的增加，冲击射流冷却面上的局部换热系数先降低后升高，并达到第二峰值，这是由于滞止区内存在较大的压力梯度，使流体沿与冲击面平行方向加速流动，流速的增加导致边界层减薄，对流换热增强。壁流区内随着近壁面处径向射流速度的降低，热边界层厚度增加对流换热减弱，局部换热系数降低。同等入口流速下，随着射流高度的增加，冲击射流 H/D 增大，射流流体对冲击射流冷却面

的喷射冲击作用减弱，流体加速作用被削弱，局部换热系数的第二峰值减弱，射流高度为9㎜时，此时 H/D 较大，局部换热系数的第二峰值消失。

射流入口不变，射流高度变化时，冲击射流 H/D 变化，局部换热系数在滞止区和壁流区内的变化规律不同。当射流高度为 3mm 时，滞止区附近换热系数相比于 6mm 和 9mm 的射流高度时换热系数更小，这是由于在滞止区附近时，3mm 射流高度的近壁面处流动速度较小，热边界层较厚，使对流换热减弱。而在壁流区内，射流高度为 3mm 时，近壁面径向流速较大，热边界层较薄，相比于 6mm 和 9mm 射流高度的局部换热系数更大。滞止点附近，紊流对流动换热的影响较大，而在壁流区内，流体平行流动，紊流对流动的影响可以忽略。

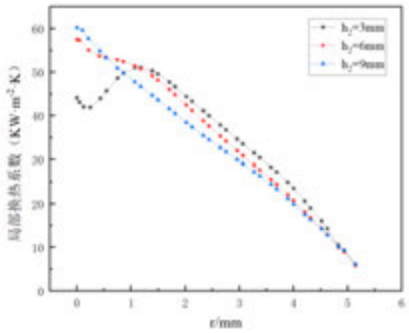


图 8 不同射流高度下的局部换热系数沿 x 轴方向分布

图 9 给出了不同射流高度下冲击射流冷却面温度沿 x 轴方向分布。冲击射流冷却面温度从滞止点开始沿 x 轴方向先上升，在靠近侧壁的位置温度下降，主要是由于随着距离滞止点距离的增加，冲击射流冷却面局部换热系数降低，换热量减少，温度升高，在靠近侧壁的位置，由于侧壁的导热，使侧壁附近的换热量增加，侧壁附近的温度降低。

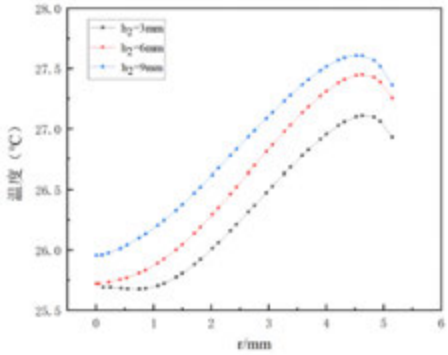


图 9 不同射流高度下的冲击射流冷却面温度沿 x 轴方向分布图

3.2 射流入口形状对流动换热的影响

在射流高度为 6㎜，流速 V_{in}=1m/s 情况下，保持射流入口面积不变，改变射流入口形状，分别为圆形射流入口和正方形射流入口，图 10 为不同射流入口形状近壁面径向速度沿 x 轴分布图，不同射流入口形状的近壁面处径向速度差别不明显，且都随 r 的增加呈现先增加后降低的趋势。图 11 为不同入口形状下冲击射流冷却面的局部换热系数分布图。在射流高度为 6mm、流速 V_{in}=1m/s 情况下，相同面积不同形状的射流入口在局部换热系数的分布上相差不大，这是由于不同形状射流入口的近壁面处径向流速大小相近，流动状态相近，对冲击射流冷却面上边界层的削弱效果一致，对流换热一致，不同的射流入口形状在此射流条件下对局部换热的影响较小。

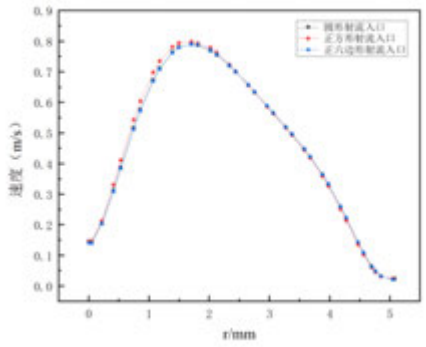


图 10 不同射流入口形状下近壁面径向流速沿 x 轴方向分布

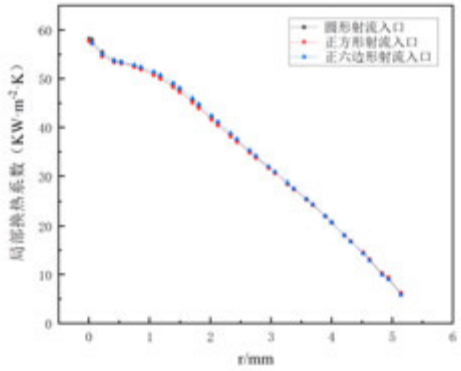


图 11 不同射流入口形状下局部换热系数沿 x 轴方向分布

图 12 为不同射流入口形状下冲击射流冷却面温度沿 x 轴方向分布图。不同射流入口形状下冲击射流冷却面的温度分布相近，主要是由于不同射流入口形状下的近壁面流速和冲击射流冷却面局部换热系数具有相同的变化规律，换热能力相同，侧壁的导热量也相同，因此冲击射流冷却面的温度分布也相近。

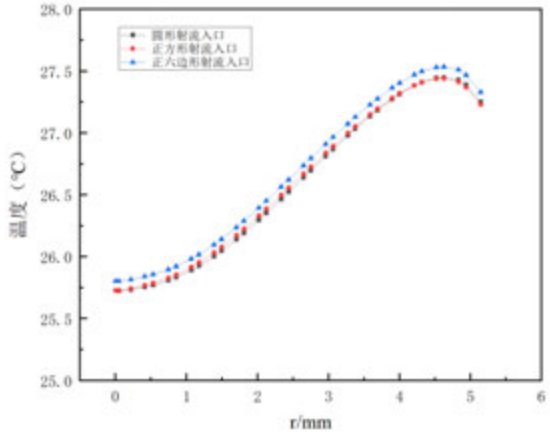


图 12 不同射流入口形状下的冲击射流冷却面温度沿 x 轴方向分布图

3.3 射流速度对流动换热的影响

射流高度为 6mm，射流入口形状为圆形时，改变射流速度分别为 1、1.5、2、2.5 和 3m/s，对应的 Re 数分别为 1791、2687、3582、4478 和 5374。不同射流速度下近壁面径向

流速沿 x 轴方向分布如图 13 所示。不同射流速度下，近壁面径向流速均沿 x 轴先升高后降低，随着射流速度的增大，滞止点处的径向速度增大，近壁面径向流速的最大值增大。这是由于射流速度升高，射流流体的动量增大，流体对冲击射流冷却面的喷射冲击作用增强，流体加速作用被增强。

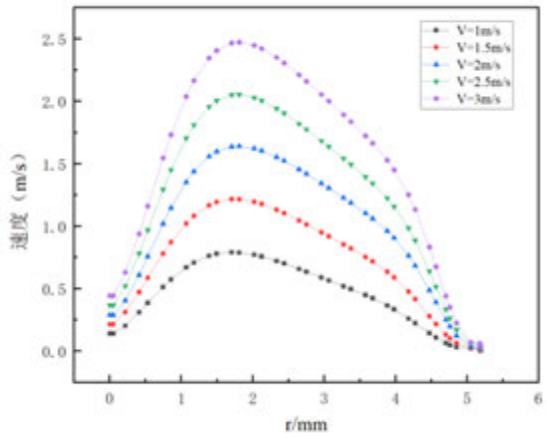


图 13 不同射流速度下近壁面径向流速沿 x 轴方向分布

不同射流速度的局部对流换热系数分布如图 14 所示，随着射流速度的增加，近壁面处的径向流速增加，使冲击射流冷却面的边界层变薄，局部换热系数增大。

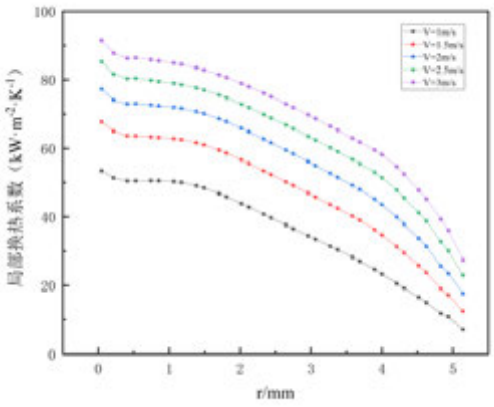


图 14 不同射流速度下的局部换热系数沿 x 轴方向分布

图 15 为不同射流速度下冲击射流冷却面温度分布图。不同流速下的冲击射流冷却面温度均呈现从滞止点开始沿 x 轴方向先上升，在靠近侧壁的位置温度下降。同时，随着射流速度的不断增加，相应的温差从 1.409、1.069、0.854、0.696 到 0.58℃呈现下降的趋势，靠近侧壁处的温度下降现象也逐渐减弱。主要是由于射流速度的升高，局部换热系数增大，换热能力增强，局部换热系数的下降趋势也逐渐平缓，换热的均匀性也得到有效的提高。

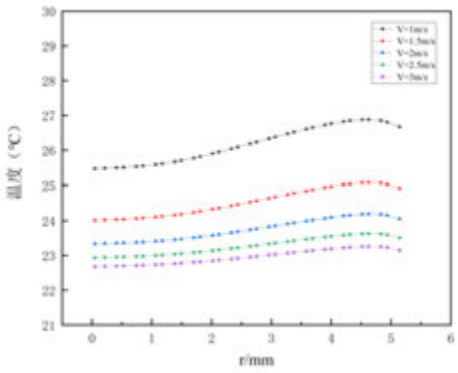


图 15 不同射流速度下冲击射流冷却面温度分布

4. 结论

本文以受限空间蜂窝结构冲击射流换热为研究对象，采用数值模拟方法对不同的射流高度、入口形状和射流速度条件下的流动换热特性进行分析，得到以下结论：

(1)射流高度对冲击射流的流动换热特性具有十分重要的作用。在文本选取的参数范围内，射流高度的增加，近壁面处径向流动的加速作用减弱，近壁面处径向流动减弱。滞止区和壁流区的局部换热系数呈现不同的变化规律，滞止区内，紊流起主要作用，较低射流高度的流动速度较低，边界层较厚，局部换热系数较小，壁流区内，较低射流高度的径向流速较大，边界层较薄，局部换热系数较大，且存在局部换热系数的第二峰值随射流高度的升高而减弱至不明显的现象。

(2)射流入口形状对冲击射流的流动换热特性影响较小。在本文选取的入口形状的对比中，相同射流入口面积下，正六边形射流入口、正方形射流入口和圆形射流入口近壁面处径向流速分布一致，局部换热系数一致，对流换热能力一致。

(3)射流入口速度对冲击射流的流动换热特性具有显著的影响。在本文选取的参数范围内，射流入口速度的增加，流体动量增加，对近壁面流体径向流速动的加速作用增加，近壁面径向流速升高，冲击射流冷却面的边界层变薄，局部换热系数增大，对流换热增强。射流速度的增加也使换热均匀性得到提升。

(4)受限空间内的冲击射流与自由冲击射流情况下在流动和传热特性上存在较为显著的差异。在本文选取的模型参数下，由于流体与侧壁的碰撞而形成的涡轮使靠近侧壁处的流速升高，侧壁附近的扰动增强，流动边界层变薄，对流换热能力得到提高，同时侧壁的导热作用也使冲击射流作用下的整体结构的换热能力得到增强。

参考文献

[1] 许 巍, 赵俊伟, 袁本立,等.飞行器热防护与利用一体化系统实验与模拟.航空动力学报,2022.37(3):555-563

[2] 杨春晓.基于热能利用的高超声速飞行器热防护技术研究: [硕士论文].长沙：国防科技大学,2017.

YANG Chunxiao.Study on thermal protection technology of hypersonic aircraft based on thermal energy utilization:[master's thesis]. Changsha:National University of Defense Technology,2017

[3] 谢永旺, 夏 雨，许学伟,等. 航天飞行器热防护系统研究概况及其发展趋势.空天技术,2022,8(4):73-86

[4] 范绪箕.高速飞行器热结构分析与应用.北京:国防工业出版社,2009.

[5] 姜培学, 张富珍, 胥蕊娜,等.高超声速飞行器发动机热防护与发电一体化系统.航空动力学报,2021,36(1):1-7

[6] 贾洲侠，张伟，吴振强，等.飞行器主动热防护及试验技术进展.强度与环境,2017,44(5):13-20

[7]王杏涛，张靖周，单勇.发动机舱通风冷却和遮挡隔热综合降温效果.南京航空航天大学学报,2013,45(5):652-657
[8]王杏涛，张靖周，单勇.发动机舱内部传热和蒙皮的降温规律.航空动力学报,2016,31(5)：1121-1126
[9]曹学伟，庞传和，张禹.热环境试验中的空气射流降温规律数值模拟研究.北京力学会学术年会,2015.
[10] Segal，Corin. Aircraft Engine Bay Cooling and Ventilation: Design and Modeling.Journal of Aircraft,1997，34(1):141-144.
[11] Rundstrom D，Moshfegh B. Investigation of flow and heat transfer of an impinginget in a cross-flow for cooling of a heated cube. Thermal and ThermomechanicalPhenomena in Electronic Systems,2004.ITHERM'04. The Ninth IntersocietyConference on.IEEE,2004:455-462 Vol.1.
[12]董涛，陈运生，杨朝初，等.仿蜂巢分形微管道网络中的流动与换热.化工学报,2005,56(9):1618-1625
[13]武瞳，刘益才，雷斌义.分形理论及其传热研究现状.真空与低温,2015,21(5):249-254
[14]张黎，张永强，贺佳，等.高速气流作用下能量加载金属蜂窝板数值模拟.强激光与粒子束,2017,29(7):

中国工程热物理学会 学科类别：传热传质
学术会议论文 编号：233631

基于主动冷却热防护结构的高超音速飞行器热-电能源综合利用方案设计与初步分析

乔砚淙[1]，刘伟[2]，刘志春[1,2*]

（1. 华中科技大学中欧清洁与可再生能源学院，湖北武汉，430074）

（2. 华中科技大学能源学院，湖北武汉，430074）

（Tel: 027-87542618，Email: zcliu@hust.edu.cn，741825191@qq.com）

摘要： 当高超音速飞机巡航时，表面会产生巨大的气动热。针对高超音速飞行器主动热防护问题，本文提出了一种基于已设计的添加非连续斜肋的“钻石”型主动热防护结构的热–电能源综合利用方案。整体方案包括两个固体镍基合金层、一个主动热防护层和一个热电转换层。主动热防护层在完成高超音速飞行器主动热防护任务的同时将一部分碳氢燃料预热，热电转换层将一部分气动热直接转化为电能。同时，本文分析了主动热防护层与热电转换层的解耦数值模拟结果。

关键词： 主动冷却热防护；高超音速飞行器；温差发电器；能源转换；数值计算；

0 前言

高超音速飞行器指飞行速度超过 5 倍音速的飞机、导弹、炮弹等有翼或无翼飞行器[1]。该类飞行器以其飞行速度快、突防能力强、射程远等优势在未来国家安全中起着重要作用，是各国竞相发展的一项顶尖技术[2]。随着马赫数的不断增加，热防护效果成为制约高超音速飞行器发展的主要因素[3]，也成为评价一种高超音速飞行器是否具备发展潜力的重要指标。

近年来，针对高超音速飞行器热防护问题，许多学者提出了解决方案，并对方案进行了研究和评估。主动冷却热防护系统(ACTPS)以其设计灵活、冷却能力强、可重复利用等优点受到学者的关注[4]。张[5]等人对多种高超音速飞行器主动热防护措施进行了对比分析，在此基础上详细探讨了相关技术的发展趋势，为高超声速飞行器热防护系统的设计提供了思路。乔[3]等人对多个并联冷却通道的热工水力性能进行了数值模拟。验证了利用碳氢燃料为冷却剂的主动热防护系统的可行性。Luca Ferrari[6]等人研究了一种通过向夹芯板芯部通入气体实现主动冷却的热防护结构，验证了结合复合材料的主动冷却热防护结构优良的热防护性能。陈[7]等人对钝体前缘多孔逆射流方案进行了数值研究，以评估减阻对高超声速飞行器前缘热防护效果的影响。谢[4]等人设计了一种用于高超声速飞行器的波纹夹层主动冷却热防护系统，该研究为高超声速飞行器热防护系统的进一步优化设计提供了有力参考。

高超声速飞行器表面产生大量的气动热，内外壁面产生极大温差，具有很大的能源利用潜力[8]。将主动热防护结构与能源转换技术相结合形成完善的主动热防护系统，可以实现气动热防护与能源综合利用的双重目标。高[9]等人针对高超声速运载火箭，提出了一种具有热电转换和承载功能的多功能热防护系统(MTPS)概念，开发的 MTPS 概念具有承重、热防护和供电等多重有效功能。汪[10]等人提出了一种包含热电发电机、储热单元和储电单元的新型能量收集装置。优化后的器件无需维护即可重复提供 2.5 W 以上的功率输出，与无线传感器的功率水平相匹配，为健康监测系统提供了独特的供电方案。郭[11]等人提出并讨论了一种结合超临界二氧化碳(SCO2)闭式布雷顿循环和燃料蒸气透平的新型动力和热管理系统

* 基金项目：国家自然科学基金重点项目（No.52076088）
顺德区核心技术攻关项目 (No.2130218002932)

(PTMS)。新型 PTMS 利用超燃冲压发动机的余热发电，可以减少使用燃料水槽进行冷却，对于长航时高超声速飞行优势明显。以上的研究中可以发现，温差发电器(TEG)是一种将热能直接转化为电能的发电技术[12]，考虑到高超声速飞行器特殊的热环境导致的较大温差，热电技术具有相当大的应用潜力[13]。温差是驱动温差发电器的动力[14]，热交换器的优化是提高温差发电器热电转换效率的关键[15]。

主动热防护结构中流固耦合换热效率直接影响到热防护效果。过增元院士[16]提出场协同原理的概念，给出了其数值验证。结果发现，对于大多数工程传热情况都有较大的强化传热研究空间。刘伟教授课题组[17]基于场协同强化传热原理，根据流体与管壁对流换热的物理机制，提出了层流场中物理量协同的概念，解释了多涡纵向旋流强化换热的机理。郑[18]等人对一种新型内螺纹管的流动特性和传热性能进行了数值分析，根据传热优化得到的最佳速度场，产生具有多涡的纵向旋流来增强传热性能，且不会引起压降的显著增加。Sriromreun[19]等人通过实验和数值模拟研究了矩形通道内折流板对传热效率的影响，使用 Z 型挡板后通道内产生对湍流强度有显著影响的同向旋涡流动，获得了更高的强化传热效果。乔[20]等人针对高超声速飞行器的热防护问题，基于设计的“钻石”型通道，开展了离散斜肋强化弯管的热工水力性能研究，结果表明，飞行器前缘的弯曲曲率驱动管内形成二次环流，受到非连续斜肋扰流后形成独特的双对称纵向旋流，拥有很好的强化换热效果。

本文针对高超音速飞行器气动热防护问题，结合对流换热的热防护手段与温差发电的能源转换技术，提出一种高超音速飞行器热–电能源综合利用方案，并分别对主动热防护结构与热电转换模块进行了数值计算，从飞行器重量、能源效率、隔热效果等方面对方案进行了初步评估，验证并分析了其作为高超音速飞行器热防护方案的可行性与优势。

1 高超音速飞行器热-电能源综合利用方案

基于主动冷却热防护系统的高超音速飞行器热–电能源综合利用方案如图 1 所示。图 1 (a)展示了整体方案的四个层，包括两个固体镍基合金层、热电层、主动热防护层。图 1 (b)为热–电能源综合利用方案的工作流程。流程中整体结构要完成的主要任务有两项，热防护为最重要的目标，方案中的热防护过程分为四部分，分别为外层固体镍基合金材料通过表面辐射与金属热阻隔热；热电材料隔热；主动热防护通道强化换热以及内层固体镍基合金材料隔热。次要目标为实现气动热能源利用，过程包括热电转换模块与主动热防护通道燃料预热过程。实际应用过程中，高超音速飞行器燃料经过主动热防护通道预热后，热值显著提高，进入超燃冲压发动机后燃烧效率提高。热电模块在起到隔热作用的同时将一部分热能转化为电能，可直接为高超音速飞行器的电气供电，实现了能源利用的最大化。

2. 研究方法

2.1 模型与边界条件

本文提出的基于主动冷却热防护系统的高超音速飞行器热–电能源综合利用方案，可以在实现飞行器热防护的前提下最大程度利用气动热能源，提高燃料利用效率，节省化石能源。选择最具优势的热电模块、主动热防护通道结构，可以保证整体结构具备优良的热防护性能与能源利用效率。本文对主动热防护通道结构、热电模块分别进行了建模与数值计算，选择各部分最具优势的结构。

2.1.1 整体方案

图 2 为整体方案的模型图，利用商业软件 solidworks 进行建模。图 2（a）展示了高超音速飞行器迎风面、背风面和前缘的区域划分及相应尺寸，为了简化计算过程，在飞行器外表面三个区域内分别施加 660 W、110 W 和 1375 W 的热功率，模拟高超音速飞行时的气动加热。图 2 (b)展示了方案整体模型宽度 180 mm。图 2 (c)从主动热防护通道入口截面展示了

基于主动冷却热防护系统的高超音速飞行器热–电能源综合利用方案的四个组成部分。其中，区域 1，区域 4 为固体镍基合金层，区域 2，区域 3 分别为热电层与主动热防护层。图 2 (a) 中可以看到，热电层分布于迎风面与背风面区域，前缘处均为固体镍基合金，保证高温热量被主动热防护结构冷却。

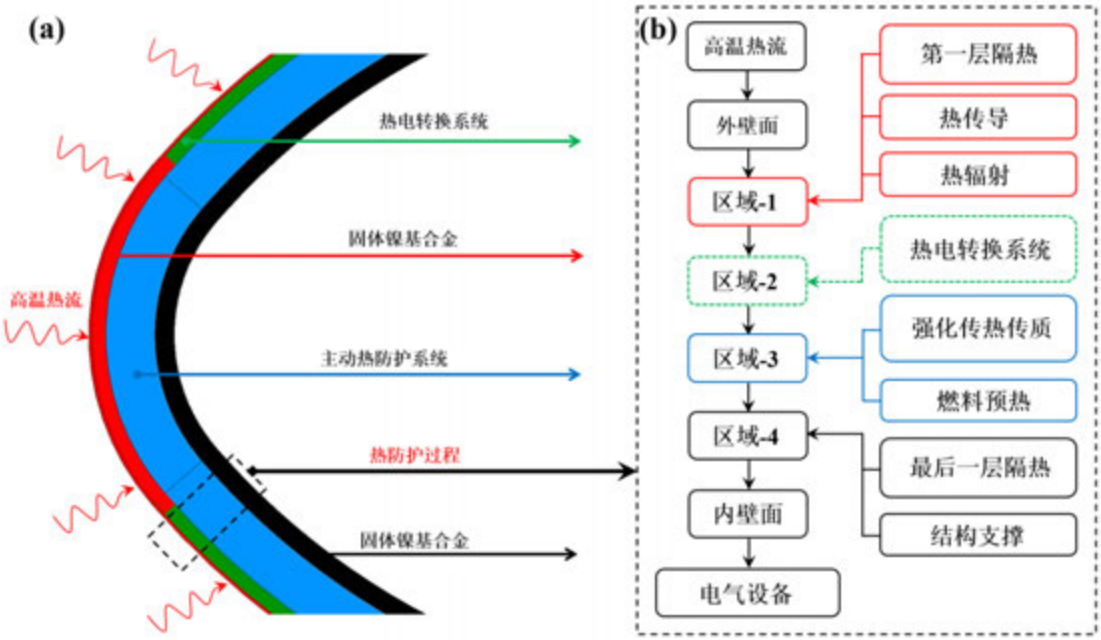


图 1 基于主动冷却热防护系统的高超音速飞行器热–电能源综合利用方案

(a) 示意图 (b) 工作流程图

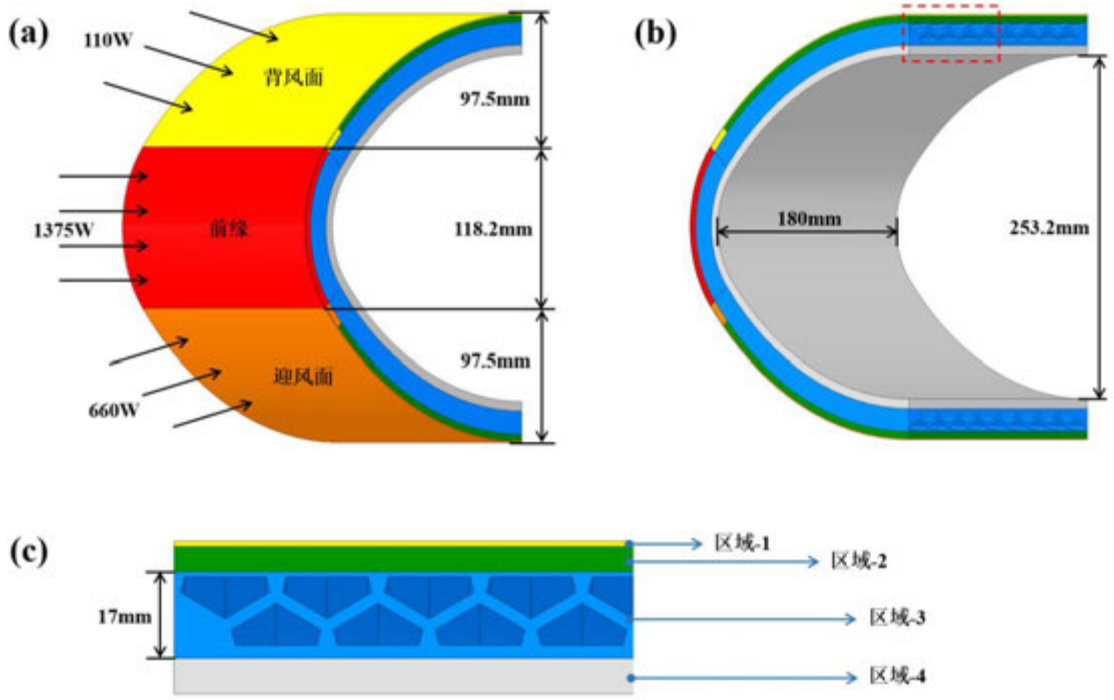


图 2 高超音速飞行器热–电能源综合利用方案示意图及热边界

(a) 热边界及区域分布 (b) 整体尺寸 (c) 隔热层截面分布

2.1.2 主动热防护层

高超音速飞行器热–电能源综合利用方案中，主动热防护过程是最关键的一部分，既承担着带走大部分高温热量的热防护任务，又能将通入管道中的冷却剂碳氢燃料进行预热，实现了热能的直接利用。

乔[3,20]等人设计并分析了一种“钻石”型主动热防护通道(DACTPS)，在前缘处添加不连续斜肋，将弯管产生的二次环流与不连续斜肋的扰流相结合，在热防护通道中形成了独特的多涡纵向旋流，强化了主动热防护通道的换热能力，获得了良好的热力学与热工水力性能。高超音速飞行器热–电能源综合利用方案中主动热防护部分主体为“钻石”型强化换热主动热防护通道，多通道模型如图 3 所示，本节对圆型光滑通道、“钻石”型光滑通道、“钻石”型非连续斜肋强化换热通道进行了数值计算与对比，分析了钻石型强化换热通道的换热优势。

图 3 (a)、(b)分别展示了圆型、“钻石”型截面主动热防护结构的整体模型，低温碳氢燃料流经主动热防护通道，完成对流换热过程。图 3 (c)、(d)为“钻石”型通道的两个视图，本文研究的两种钻石型通道，分别为光滑管“钻石”型热防护通道与非连续斜肋强化换热“钻石”型热防护通道，对外壁面施加与图 2 相同的热功率，碳氢燃料 RP–3 入口温度固定为 253 K。图 3 (e)展示了非连续斜肋排布方式，该类排布方式在单管中被证明为最优结构[20]，本文将研究在整体“钻石”型主动热防护结构中，图 3 (e)的排布方式是否仍然具有较好的热防护效果。

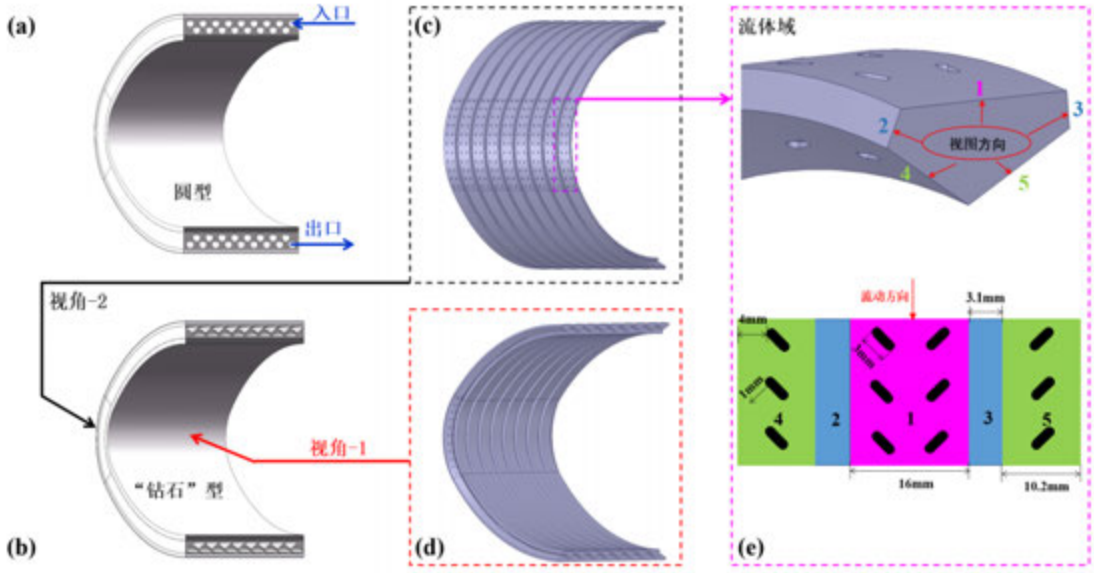


图 3 主动热防护通道示意图

(a) 圆型通道整体 (b) “钻石”型通道整体 (c) “钻石”型强化换热通道

(d) “钻石”型光滑通道 (e) 非连续斜肋排布及尺寸

2.1.3 热电层

应用于高超音速飞行器热–电能源综合利用方案中的热电转换模块由若干热电单元组合而成，为了简化研究过程，选取如图 4 所示的一个热电模块单元进行建模与数值计算。图 4 (a)中展示了热电单元的各层材料，最外层为陶瓷材料，起到导热与绝缘的效果，下侧铜块起到导热功能并且将相邻的热电模块单元进行串联，使电流接通。对于热电模块单元的研究，外壁面施加不同的热功率对应飞行器外壁面气动热流密度，主体热电转换材料分为两层，分别为外侧硅锗(SiGe)电极[21]与内侧碲化铋(Bi_2Te_3)电极[22,23]，SiGe 电极作为高温热电转换

材料，位于外侧可以在高温条件下获得较高的热电转换效率，碲化铋电极为中低温热电材料，置于内层温度较低处。相关尺寸也标注在图 4 中，其中热电单元的宽度为 H,碲化铋电极高 L_1，硅锗电极高度为 L_2。

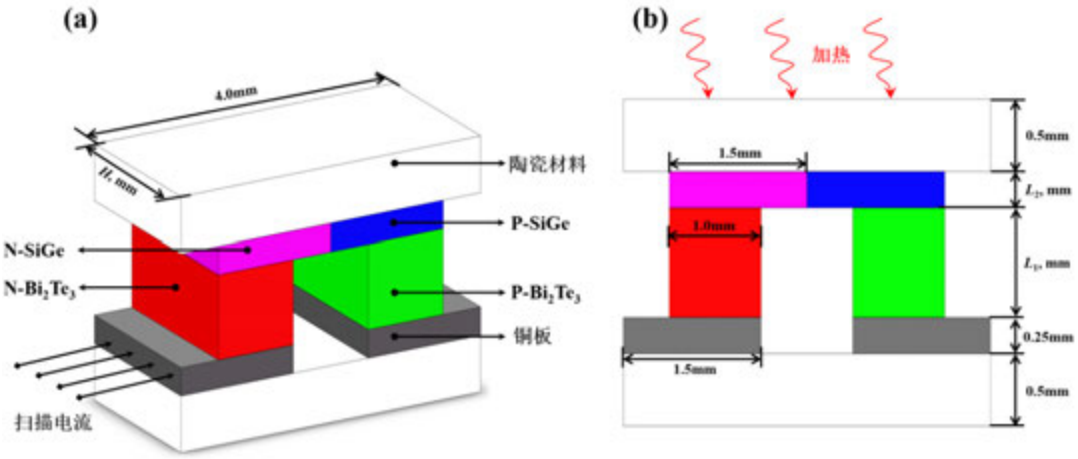


图 4 热电模块单元示意图及边界条件

(a) 侧视图 (b) 主视图

2.2 假设

在本研究中，流体被假设为连续的不可压缩流体。流场由三维纳维–斯托克斯（RANS）方程控制，该方程基于传热和流动过程是湍流和稳定的假设，并且忽略了对环境的热损失[24]。

2.3 控制方程

控制方程采用基于有限体积法(FVM)的 ANSYS Fluent 实现[25]。在本研究中，雷诺数（Re）均大于 3600，流动处于充分发展的湍流状态。剪切应力张量 k–ω 湍流模型（SST k–ω）结合了近壁面处的 k–ω 模型[26]和自由来流处的 k–ε 模型[27]，对于内部流动情况具有较好的精度。同时，当连续性方程和其他所有变量的相对残差值分别小于 10^{-3} 和 10^{-6} 时，认为计算收敛。速度和压力的耦合采用 SIMPLE 算法[28]。相关控制方程如下：

连续性方程：

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

动量方程：

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

能量方程：

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

热传导方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left(K\frac{\partial T}{\partial x_i}\right) = 0 \tag{4}$$

其中K为热导率，c_p为比热容，μ 为动力粘度系数。公式（1)–(4）描述了热传导过程和对流传热过程的一般物理准则。

SST k–ω 的输运方程表示为[29,30]：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\Gamma k \frac{\partial k}{\partial x_i}\right) + G_k - Y_k + S_k \tag{5}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\Gamma \omega \frac{\partial \omega}{\partial x_i}\right) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \tag{6}$$

其中 k 和 ω 分别为动能和比动能耗散率。此外，G_k和G_ω是由平均速度梯度产生的湍流动能（TKE)。Y_k和Y_ω分别表示 k 和 ω 在湍流下的耗散。S_k和S_ω是自定义的能量源项，在本研究中为零。

在热电模块中加入的控制方程表示为[31–33]：

$$\nabla \vec{j} = 0 \tag{7}$$

$$\nabla \vec{q} = Q \tag{8}$$

式中：$\vec{q}$和$\vec{j}$分别为热流密度和电流密度的矢量。Q 为热电模块产生的焦耳热。然而，热能转换为电能需要控制方程来建立联系，如下所示：

$$Q = -V \cdot \vec{J} \tag{9}$$

$$\vec{q} = -K\nabla T + \alpha T \cdot \vec{j} \tag{10}$$

$$\vec{J} = -\sigma \cdot (\nabla V + \alpha \nabla T) \tag{11}$$

$$T\nabla\alpha\vec{J} = \nabla \cdot (K\nabla T) + \vec{J} \cdot (\sigma^{-1}\vec{J}) \tag{12}$$

其中，α为塞贝克系数，σ为材料电阻率。热电模块中的扫描电流受欧姆定律和塞贝克定律的约束，式(12)为公式(7)–(11)的综合。

2.5 物理性质

为了保证模拟的准确性，不能对所有材料都采用恒定的物理性质，有些材料的物理性质随温度变化较大。固体镍基合金 Inconel–625 的热导率和比热容如图 5 所示，源于实验结果。同时，热电材料 SiGe[34]的物理性质随温度的变化如图 6 所示。其他物理性质列于表 1。

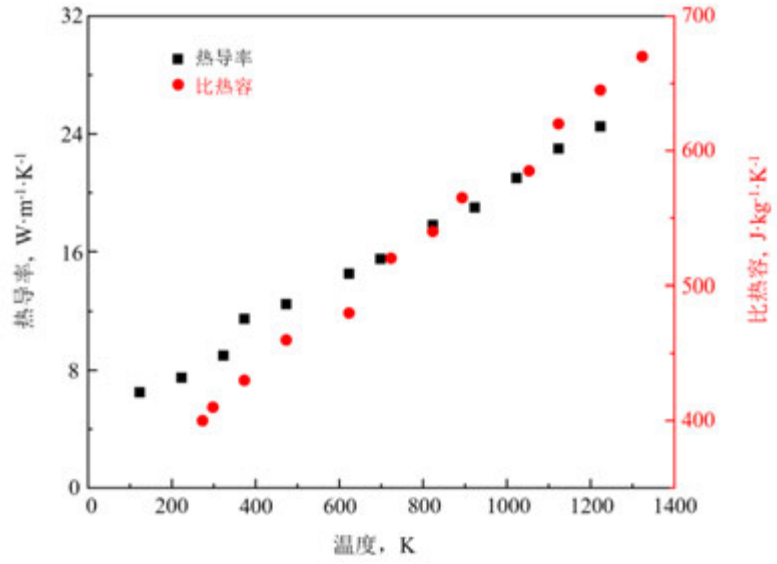


图 5 Inconel–625 的热物性随温度的变化

表 1 材料物理性质[22,35,36,37]

材料	物理性质	取值
镍基合金–625	密度	8440 kg·m^{-3}
	热导率	图 5
	比热容	图 5
陶瓷	密度	3900 kg·m^{-3}
	热导率	30 W·m^{-1}·K^{-1}
	比热容	850 J·kg^{-1}·K^{-1}
铜板	密度	8960 kg·m^{-3}
	热导率	397 W·m^{-1}·K^{-1}
	比热容	318 J·kg^{-1}·K^{-1}
	电阻率	0.0172μΩ·m
P–SiGe	密度	2936 kg·m^{-3}
	热导率	图 6 (a)
	电阻率	图 6 (b)
	塞贝克系数	图 6 (c)
N–SiGe	密度	2936 kg·m^{-3}
	热导率	图 6 (a)
	电阻率	图 6 (b)
	塞贝克系数	图 6 (c)
P–Bi_2Te_3	密度	7642 kg·m^{-3}
	热导率	$4.848\times10^{-5}T^2-0.0332T+6.949$ W·m^{-1}·K^{-1}
	电阻率	$-1.3348\times10^{-4}T^2+0.175T-29.56$μΩ·m
	塞贝克系数	$-4.5312\times10^{-6}T^3+0.0012T^2+0.8712T-27.09$ μV·K^{-1}
N–Bi_2Te_3	密度	7642 kg·m^{-3}
	热导率	$3.07\times10^{-5}T^2-0.02031T+4.722$ W·m^{-1}·K^{-1}
	电阻率	$-1.6384\times10^{-4}T^2+0.1681T-26.1$μΩ·m
	塞贝克系数	$-1.6797\times10^{-5}T^3+0.0222T^2-9.356T+1054.8$ μV·K^{-1}
航空煤油 RP–3	密度	$-0.001T^2+0.0107T+899.14$ kg·m^{-3}
	热导率	$2\times10^{-5}T^2-0.0059T+0.1298$ W·m^{-1}·K^{-1}
	比热容	$1.6071T^2+182.46T+1567$ J·kg^{-1}·K^{-1}
	动力粘度	$1\times10^{-6}T^2+6\times10^{-5}T+0.0001$ kg·m^{-1}·s^{-1}

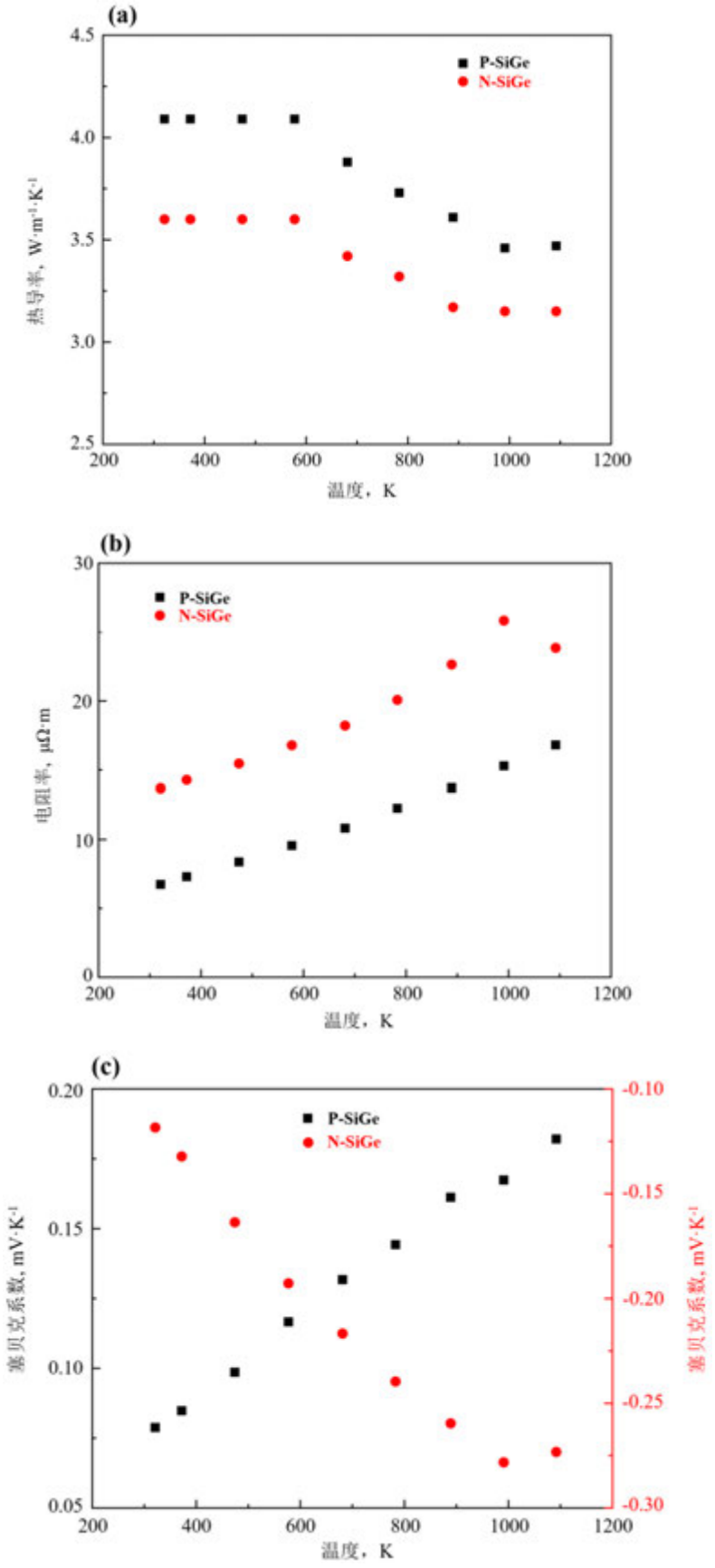


图 6 SiGe 热电材料的物理性质随温度的变化

(a) 热导率 (b) 电阻率 (c) 塞贝克系数

2.6 参数定义

本研究以通道单元的质量流量（M）为横坐标，计算如下：

$$M = \rho u_f \mathrm{S_C} \tag{13}$$

其中，u_f和$\mathrm{S_C}$分别为入口质量加权平均速度和通道截面面积。“钻石”型主动热防护结构的热力学和热工水力性能已在文献[20]中得到验证，因此摩擦因子(f)和努塞尔数(Nu)等相关热工水力参数不是本文关注的重点。为了表征热电能源综合利用方案的冷却性能和能量转换效率，一些评价指标表示为：

$$\Delta T_f = T_{out} - T_{in} \tag{14}$$

$$\Delta E = M C_p \Delta T_f \tag{15}$$

$$\Delta e = C_p \Delta T_f = \frac{\Delta E}{M} \tag{16}$$

$$R_f = \frac{\Delta e}{Q_{HV}} \tag{17}$$

式 (14)–(17)给出了航空煤油 RP–3 通过热防护通道的温度和能量变化。ΔT_f为主动冷却热防护通道进出口温差。此外，ΔE 和Δe 分别为能量与比能量的增量，可以理解为 RP–3 在单位时间和单位质量内通过主动热防护通道的能量吸收量。R_f为Δe与Q_{HV}的比值，是燃料预热的量度，其中，Q_{HV}为 RP–3 的热值。此外，在热电转换过程中应用了一些参数，具体如下：

$$P_{out} = I V_{out} \tag{18}$$

$$\overline{K} = \frac{q_h}{\Delta T_e L} \tag{19}$$

$$\eta_e = \frac{P_{out}}{q_h} \tag{20}$$

其中P_{out}和V_{out}分别为热电模块的功率输出和电压输出。定义了等效热导率($\overline{K}$)来表征热电模块的隔热性能。能量转换效率(η_e)是P_{out}与热通量(q_h)的比值。高超声速飞行器的质量权重是一个非常重要的考虑因素，因此基于质量权重的一些参数定义如下：

$$m = \sum \rho V \tag{21}$$

$$P_S = \frac{P_{max}}{m} \tag{22}$$

$$B_T = \frac{\Delta P_{max}}{\Delta m} \tag{23}$$

式(21)中，质量由每种材料的密度与其对应的体积相乘得到。P_S为比功率，按额定功率(P_{max})与 m 的比值计算。此外，为了表征以质量重量为代价获得的功率输出效益，定义了效益系数(B_T)，如公式(23)所示。

2.7 网格系统

网格系统由 Fluent Meshing 执行。如图 7 所示，分别对流体域和固体域生成 Poly–Hexcore 网格，该网格系统可以在保证计算精度的同时减少网格数量。从图 7 (a)、(c)可以看出，曲率较大处和狭缝处的网格尺寸较小，其中最小尺寸为 0.3 mm，但整体模型的最大网格尺寸可达 5 mm。同时，如图 7 (b)所示，对固液界面施加 14 层边界，整体网格数为 3.2×10^6。图 8

显示了区域–2 中热电单元的网格系统。由于热电单元的尺寸较小，其单独建模的最小网格尺寸为 0.003 mm。

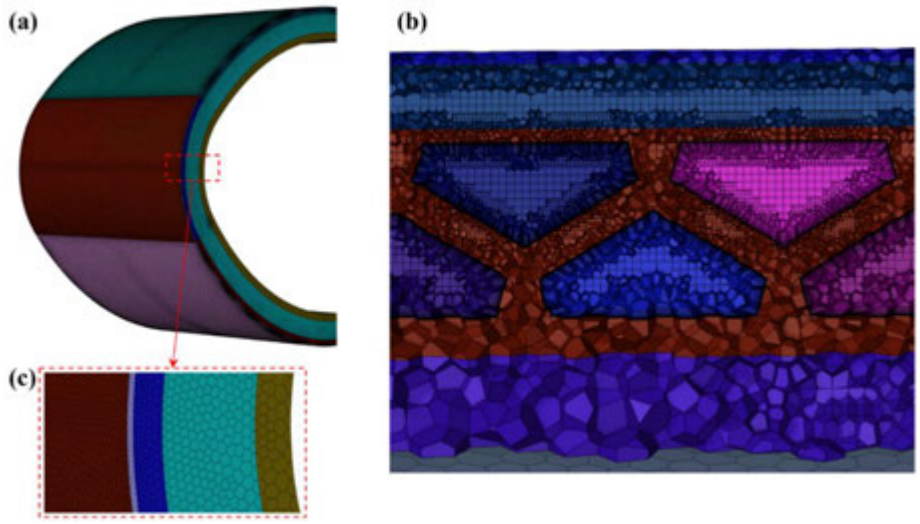


图 7 热–电能源综合利用方案网格系统

(a) 总体网格 (b) 流固耦合细节 (c)壁面网格细节

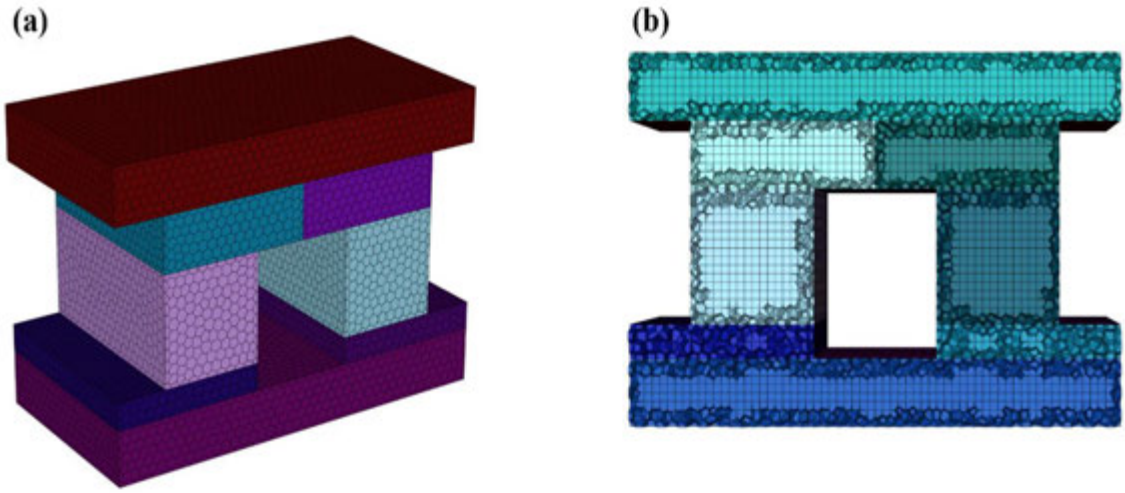


图 8 热电单元的网格系统 (a) 总体网格 (b) 横截面网格细节

3.8 模型验证

模型验证分别应用于“钻石”型光滑主动热防护通道的对流传热过程和热电单元的热电转换过程。对于主动热防护通道，分别在方程(24)和(25)中计算了 Nu 和 f 的 Gnielinski 和 Petukhov 公式[38,39]，以验证对流传热过程的模拟偏差。同时，方程(26)–(28)中给出了相关的校正系数，如下所示：

$$Nu_0 = \frac{(f/8)(Re-1000)Pr.\beta.Cr}{1+12.7(f/8)^{0.5}(Pr^{2/3}-1)} \tag{24}$$

$$f_0 = (1.82lgRe - 1.64)^{-2} \tag{25}$$

$$Pr = \frac{\mu C_p}{K_f} \tag{26}$$

$$Cr = 1 + 10.3(2D_h/\Phi)^3 \tag{27}$$

$$\beta = [1 + (D_h/L)^{2/3}] \tag{28}$$

其中 Pr 是普朗特数，通过表 1 中 RP–3 的热学参数计算得出。Cr 和 β 分别是弯管中二次环流和不规则截面的修正系数。主动热防护结构的模型验证结果如图 9 所示。Nu 和 f 的最大偏差分别约为 4 %和 10 %，这表明本研究中采用的流固耦合数值方法是可靠的。同时，与六面体网格[20]相比，本研究中使用的 Poly–Hexcore 网格具有更高的计算精度。

图 10 为热电模块的验证结果，利用本研究的网格划分对文献[40]的硅钼(SiMo)–硅锗(SiGe)堆叠式热电模块进行数值模拟，将模拟结果与文献实验结果对比。图 10 中可以看到，模拟结果与实验结果高度重合，计算得到的输出电压、输出功率的平均误差不超过 2 %。随着扫描电流的上升，误差略有上升，但不影响整体热电性能的表征。因此，本研究对热电模块的数值计算具有较高的计算精度。

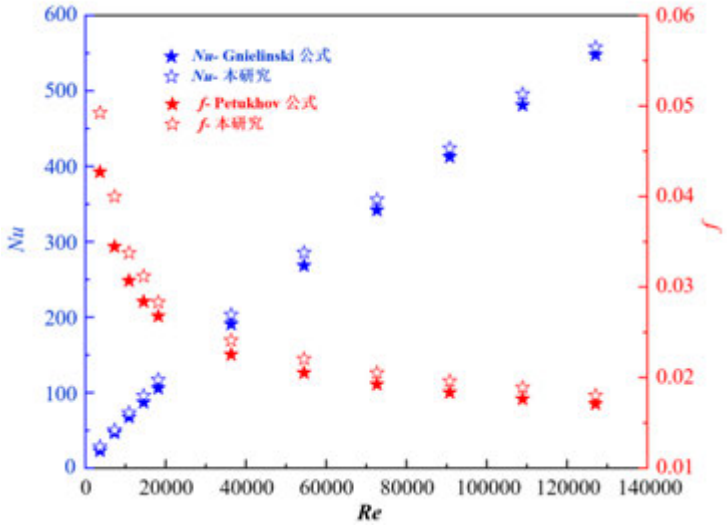
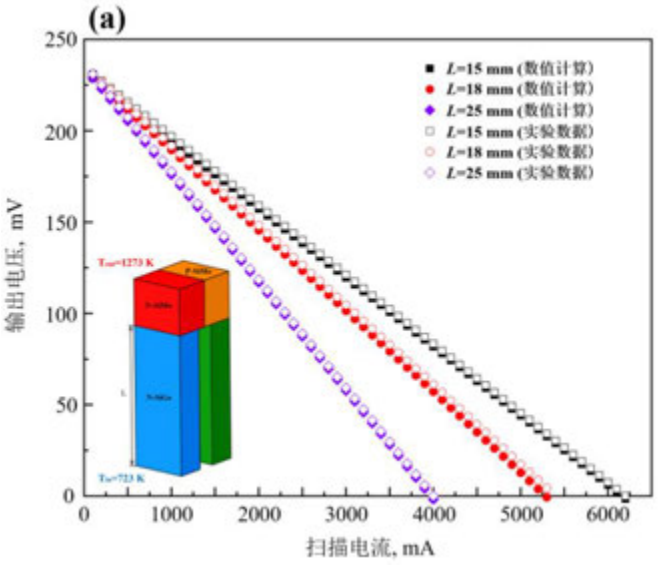


图 9 “钻石”型主动热防护结构对流传热过程数值验证



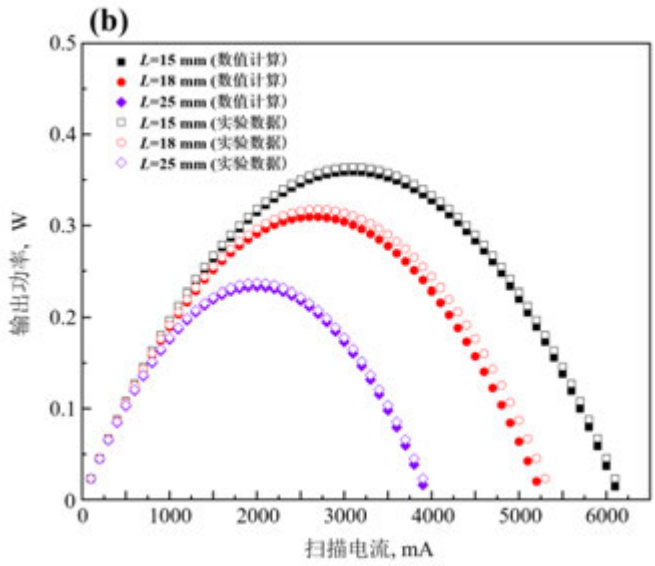


图 10 热电转换过程数值验证

(a) 输出电压及验证模型 (b) 输出功率

4 结果和讨论

4.1 主动热防护通道

为了研究主动热防护通道的冷却效果和热工水力性能，如图 2 (a)所示，比较了三种不同的通道，其中“圆型”模型是光滑圆型通道，“钻石”型模型是钻石型横截面光滑通道，“钻石”型强化模型是参考文献[20]中优化的具有非连续斜肋的“钻石”型通道。值得强调的是，“钻石”型强化模型只在上排管中使用了非连续斜肋，而下排管仍然是平滑的通道。

图 11 展示了 M=0.076 kg·s^{-1} 时不同模型的温度云图。从图 11（a）可以看出，“钻石”型强化模型对外壁面的冷却效果最好，外壁面最高温度不超过 650 K。而“圆型”和“钻石”型光滑通道出现了大面积的高温区域。图 11 (b)显示，“圆型”模型的内壁温度达到 313 K，这给电子设备带来了安全风险。而“钻石”型强化模型的内壁面温度最低。

图 12 描绘了三种不同模型的壁面温度随 M 的变化。如图 12 (a)和(b)所示，“钻石”型强化模型在外壁和内壁上都具有最佳的冷却性能。同时，在 M=0.18kg·s^{-1} 时，外壁温度和内壁温度可以分别降低到 550 K 和 260 K 以下。从图 12 (a)中可以看出，当 M 小于 0.05 kg·s^{-1} 时，“钻石”型模型的外壁面温度意外地高于“圆型”模型。分析是由于 M 较小时，光滑“钻石”型通道中的二次环流没有充分发展，导致高温区域的出现，而“钻石”型强化模型中更强的流体扰动提高了低 M 时的热工水力性能。

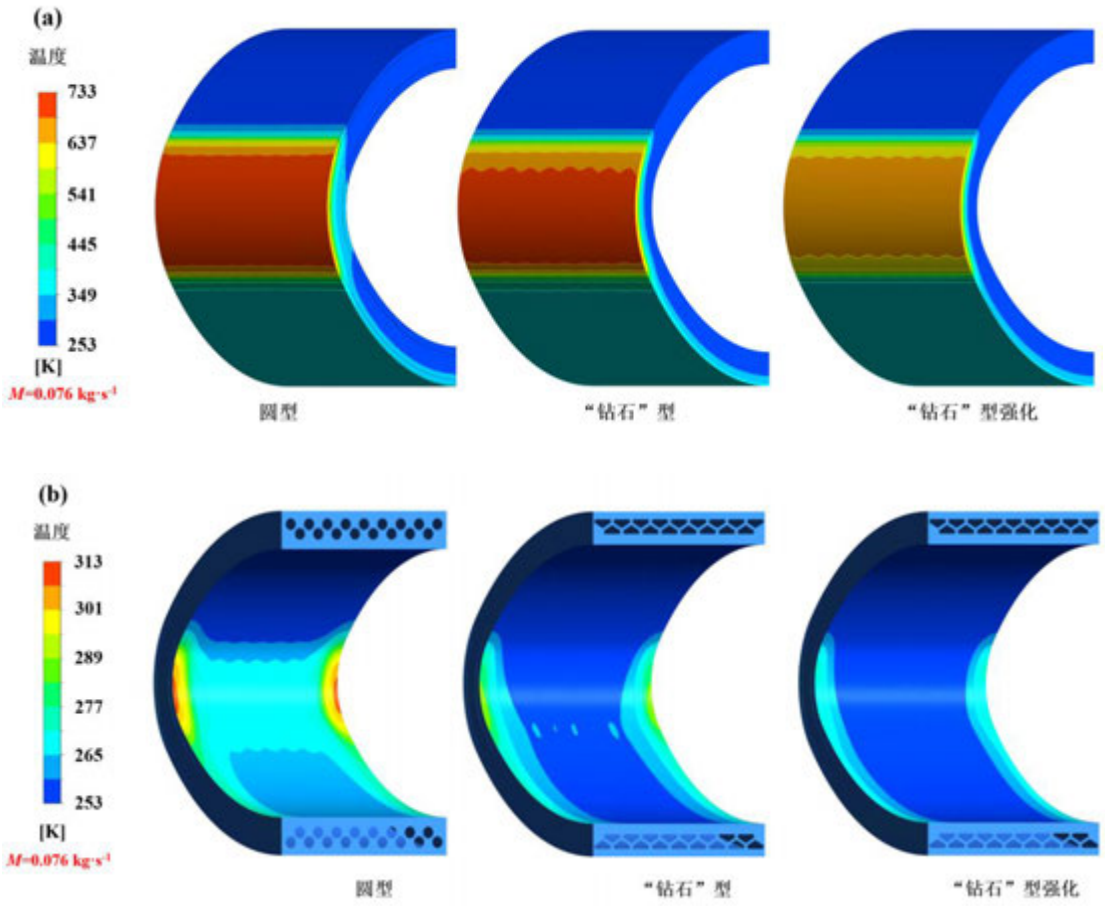
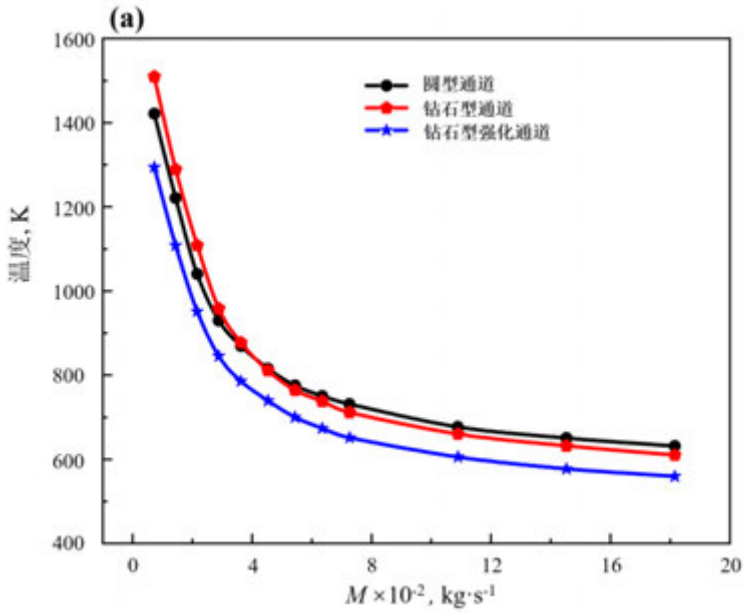


图 11 不同模型在 $M = 0.076\ \mathrm{kg \cdot s^{-1}}$ 时的温度云图

(a) 外壁面 (b) 内壁面



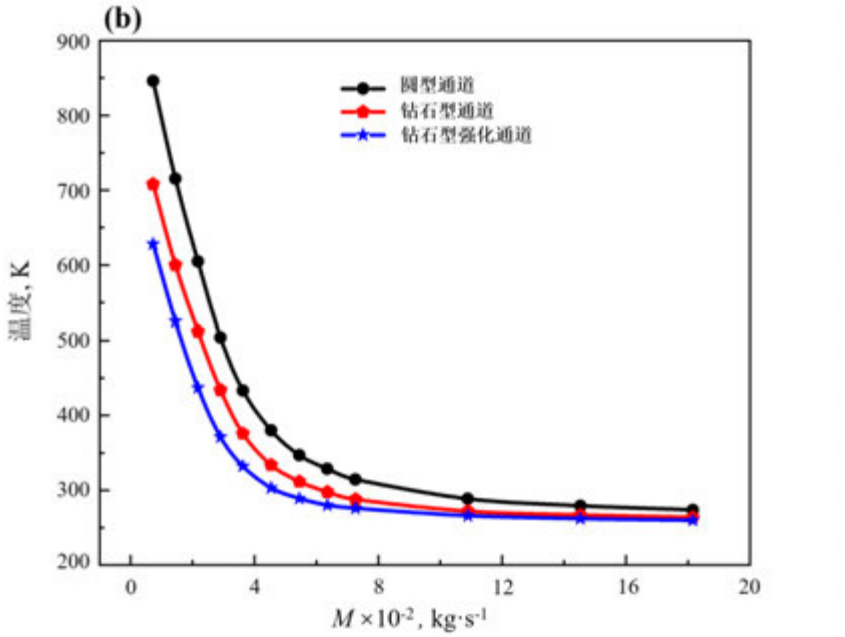


图 12 不同模型的温度变化 (a) 外壁面 (b) 内壁面

高超音速飞行器前缘处受最高热流加热，且曲率最大，其流动状态和冷却效果对主动热防护结构最为关键。图 13 为 M=0.076 kg·s^{-1} 时前缘截面的温度和压力云图。由于非连续斜肋的扰流作用“钻石”型强化模型的压力在通道外侧明显偏高，更强的冲刷效果降低了外壁面的温度，增大了通道附近固体域的温度梯度。

从图 14 可以看出，“钻石”型强化模型的流体域产生纵向旋流，促进冷热流体混合。但“圆型”和“钻石”型光滑通道仅形成了二次环流，对换热效果的改善有限。

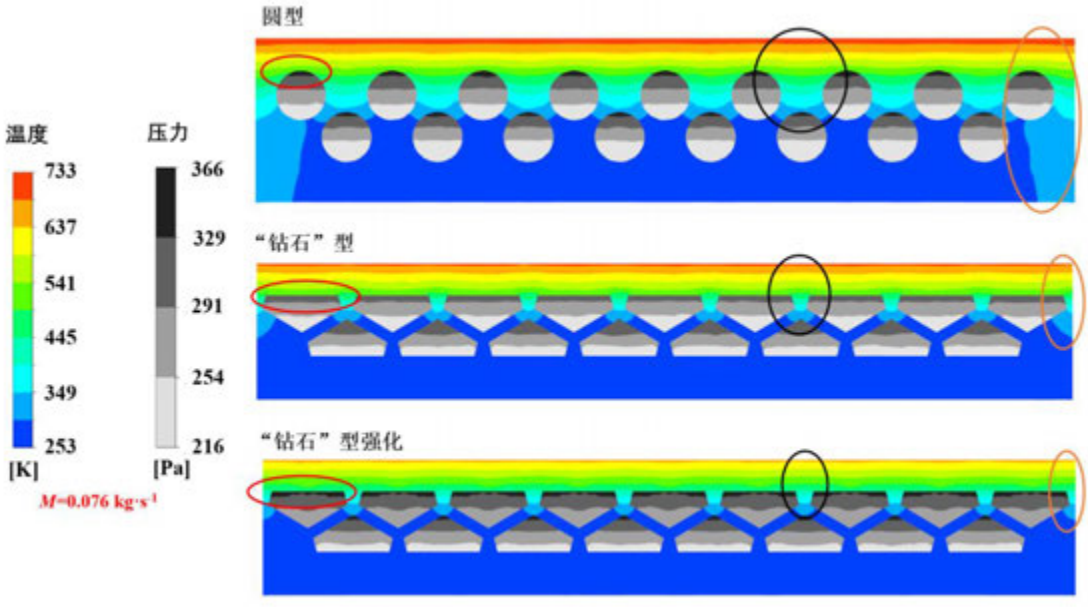


图 13 M=0.076 kg·s^{-1} 时前缘截面的温度和压力云图

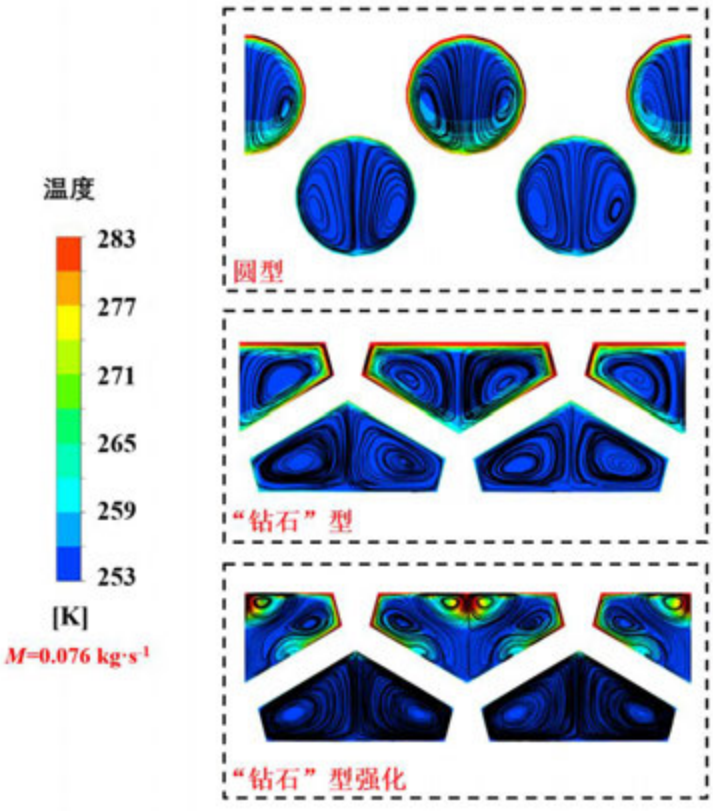


图 14 M=0.076 kg·s^{-1} 时前缘截面的流线和流体温度云图

由上述研究可以得出，“钻石”型强化模型可以显著改善流固耦合面的传热效果，而纵向旋流对不同区域的改善效果不同，如图 14 所示。为探究纵向旋流对固体域温度均匀性的影响，划分了表面 A 与表面 B，如图 15 (b)所示。图 15 (a)表示了前缘的坐标和相对位置。

如图 16 所示，由于非连续斜肋的影响，温度变化呈现周期性波动。图 16 (a)和(b)中，表面 A 的温度远高于表面 B。从图 16 (a)中可以看出，当 X=20 mm、40 mm、60 mm 等时，由于两侧通道的冷却作用，表面 A 的温度曲线处于最低点。此外，如图 16 (b)所示，表面 B 的温度曲线波动更明显，这是因为表面 B 更靠近冷却通道。表面 B 的温度曲线也在 X=20 mm、40 mm、60 mm 等时处于低点，与图 16 (a)中表面 A 的结果一致。图 16 (c)为表面 A 和表面 B 的温差，X=10 mm、30 mm、50 mm 等时温差处于最低点，位于对称斜肋的轴线上。同时，还有许多温差较大的区域，如 X=6 mm、14 mm、26 mm、34 mm 等，这些区域位于肋片附近，对流换热能力较强。

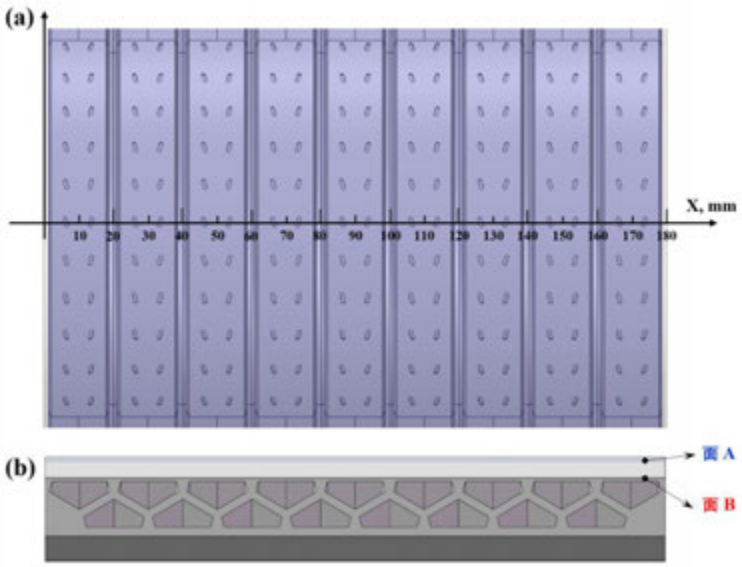
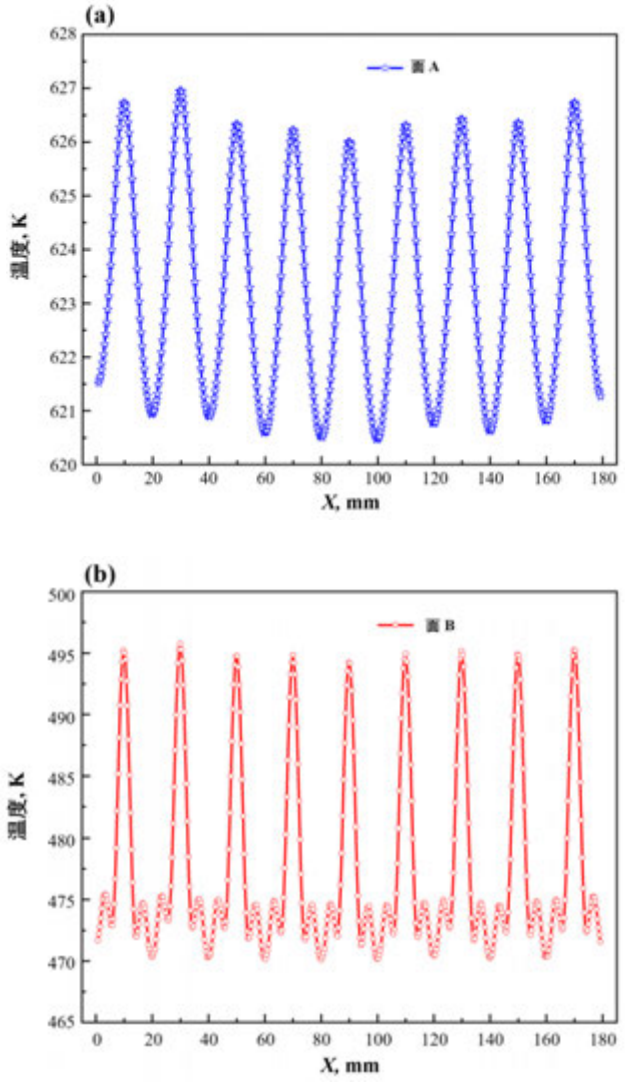


图 15 坐标表示和曲面位置 (a)坐标 (b)表面相对位置。



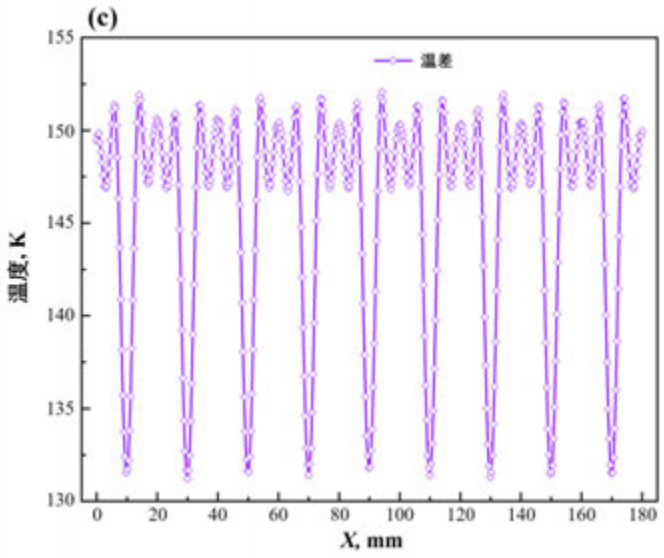


图 16 M=0.076 kg·s^{-1} 时前缘区域的温度变化 (a)表面 A (b)表面 B (c)温差

4.2 热电单元

在本节中，对热电单元进行建模和研究。如图 4 所示，将热量(Q)、热电单元内壁温度(T_{in})、L_1、L_2 和 H 设置为可变参数。分析这些参数对热电单元的影响，为后续总体方案的研究提供基础。

4.2.1 Bi_2Te_3 高度(L_1)的影响

图 20 为 L_2=0.25 mm，H=1.5 mm 和 T_{in}=300 K 时不同 L_1 的电学参数随扫描电流(I_{sc})的变化。从图 20 (a)可以看出，相同的扫描电流下，V_{out} 随着 L_1 的增大而增大；随着 I_{sc} 的增大，V_{out} 线性减小。如图 20 (b)所示，当热功率增加到 1.2 W 时，V_{out} 随 I_{sc} 的变化趋势不再是线性的，且 I_{sc} 的变化范围增大，I_{sc} 超过 1000 mA 时，热电单元被击穿，导致反向电压的出现。

图 20 (c)和(d)分别为 0.2 W 和 1.2 W 加热时的 P_{out}。定义每条曲线顶点处的最大功率为额定功率(P_{max})，对应的 I_{sc} 为额定电流(I_{rc})。图 20 (c)和(d)显示，I_{rc} 和 P_{max} 随着 L_1 的增大而增大。当热功率为 1.2 W 时，相同 L_1 下的 P_{max} 大于热功率为 0.2 W 时的 P_{max}。L_1=1.0 mm 的热电单元在热功率为 1.2 W 时的 P_{max} 超过 0.024 W。

图 20 (e)和(f)为能量转换效率(η_e)，由公式(20)计算得到。η_e的变化趋势与 P_{out} 一致，如图 20 (c)和(d)所示。当加热功率为 1.2 W 时，L_1=1.0 mm 的η_e超过 2 %。

图 21 为 L_2=0.25 mm，H=1.5 mm 时不同 L_1 的热力学参数随扫描电流(I_{sc})的变化。由图 21 (a)、(b)可知，加热功率 0.2 W 时的温差(ΔT_{elec})随 I_{sc} 的变化几乎不发生变化，而加热功率 1.2 W 时 ΔT_{elec} 变化较大。有趣的是，ΔT_{elec} 先略微减小后增大，与预期结果不同。分析为当 I_{sc} 较小时，焦耳热的产生导致材料的热性能的改变，引起等效导热系数的增大，导致温差略微下降。但当 I_{sc} 继续增大时，焦耳热对 ΔT_{elec} 的影响占主导地位，因此 ΔT_{elec} 后来明显增大。

为了简化后续总体方案的模拟，等效热导率($\bar{K}$)也是一个重要的研究参数，如图 21 (c)和(d)所示。当 L_1 超过 1.0 mm 时，$\bar{K}$几乎不随 I_{sc} 的增大而变化。L_1=1.0 mm 的$\bar{K}$稳定在 2 W·m^{-1}·K^{-1} 左右。

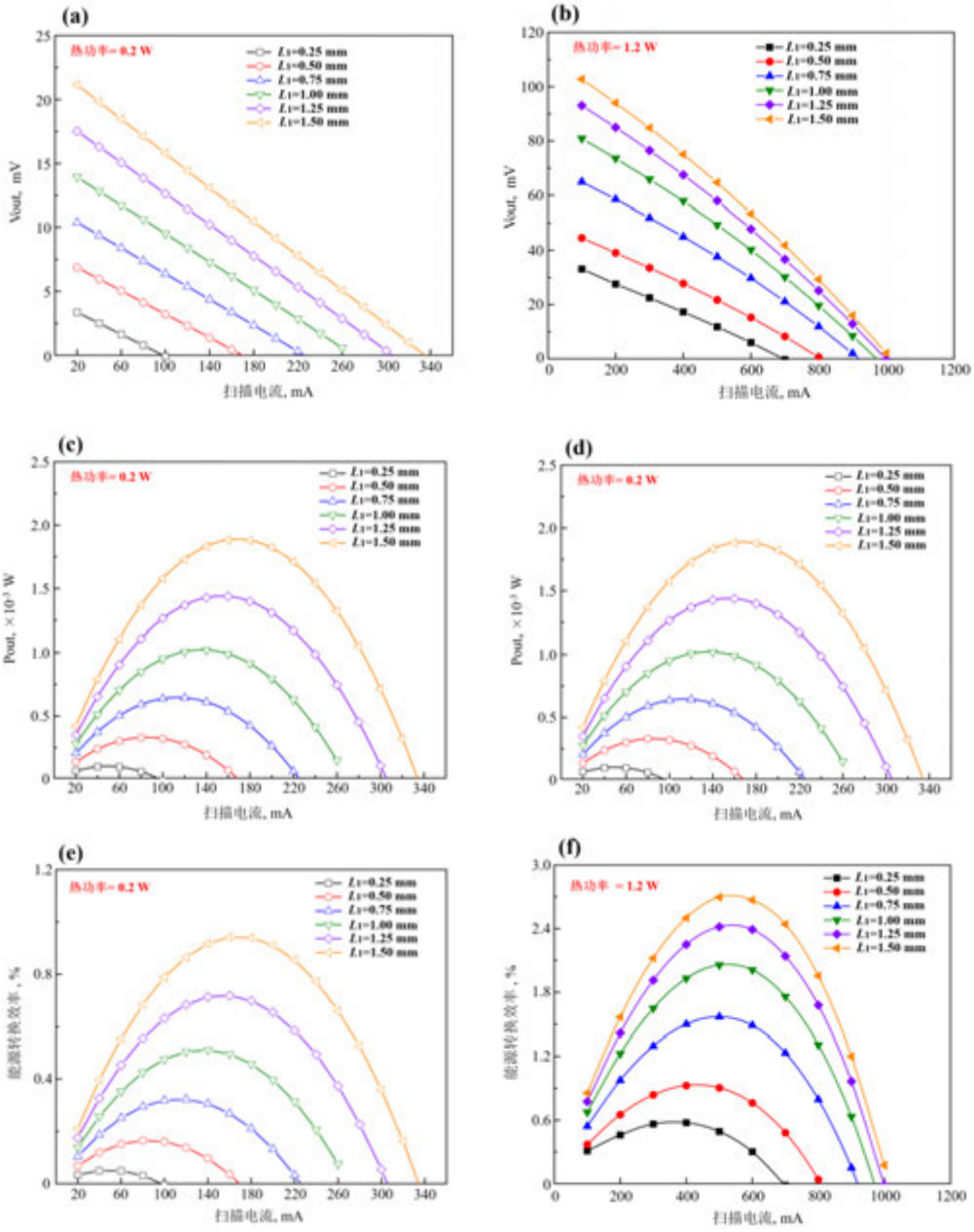


图 20 L_2=0.25 mm，H=1.5 mm 和 T_{in}=300 K 时，不同 L_1 下电学参数随 I_{sc} 的变化

(a) 热功率为 0.2 W 的 V_{out}　(b) 热功率为 1.2 W 的 V_{out}　(c) 热功率为 0.2 W 的 P_{out}

(d) 热功率为 1.2 W 的 P_{out}　(e) 加热 0.2 W 的η_e　(f) 加热 1.2 W 的η_e

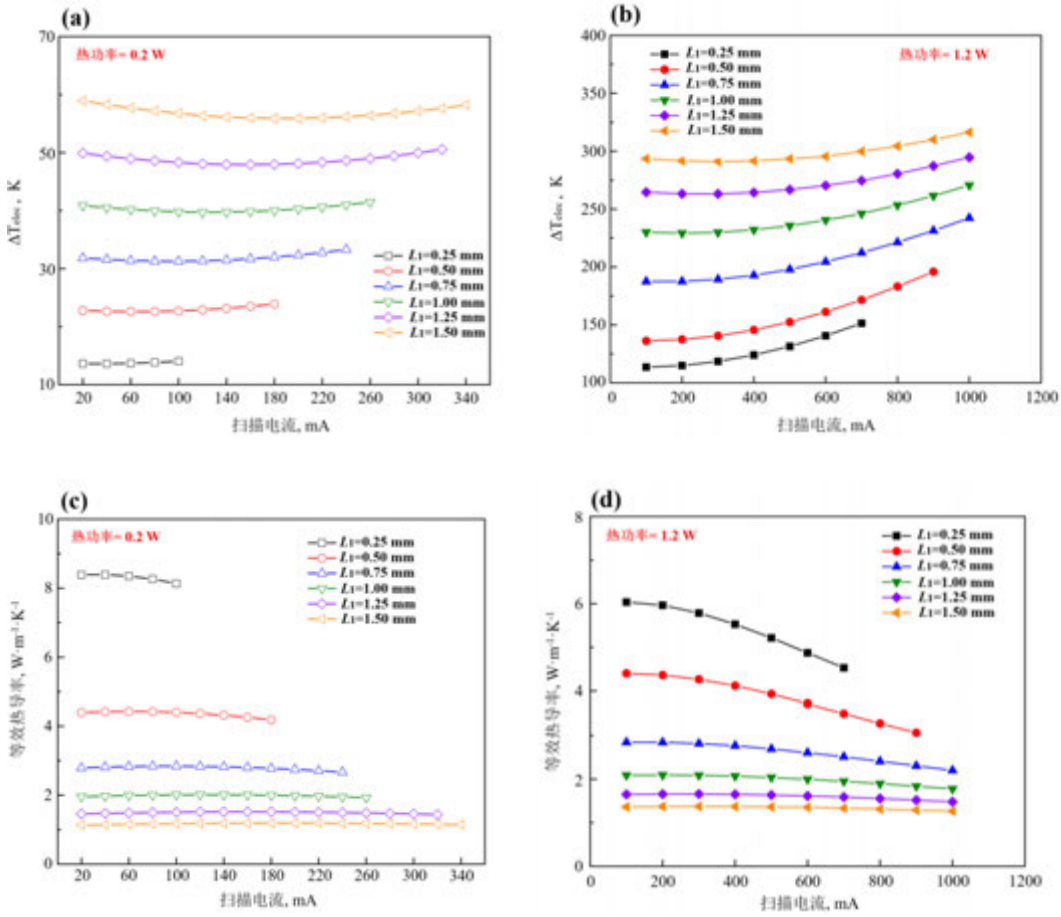


图 21 L_2=0.25 mm，H=1.5 mm 和 T_{in}=300 K 时，不同 L_1 下热力学参数随 I_{sc} 的变化

(a) 热功率为 0.2 W 的 ΔT_{elec} (b) 热功率为 1.2 W 的 ΔT_{elec}

(c) 热功率为 0.2 W 的$\overline{K}$ (d) 热功率为 1.2 W 的$\overline{K}$

图 22 显示了在额定条件下，加热功率 1.2 W 时，不同 L_1 在 L_2=0.25 mm，H=1.5 mm 和 T_{in}=300 K 时的相关参数和指标的变化。实际应用中，在不断变化的空气动力加热下，热电层产生的 V_{out} 是不同的，但可以通过调整电负载来使 P_{out} 最大化。因此，额定条件下的参数和指标至关重要。

根据图 22 (a)和(b)，P_{max} 和η_e随着 L_1 的增加而增加，并且趋势是一致的。然而，$\overline{K}$显著降低，如图 22 (c)所示，L_1=1.0 mm 时的$\overline{K}$低于 2 W·m^{-1}·K^{-1}。从图 22 (e)中可以发现，I_{rc} 并没有随着 L_1 的增加而增加。当 L_1=0.75 mm 时，I_{rc} 在 500 mA 附近稳定。此外，热电单元重量(m)由公式(21)计算，并随着 L_1 线性增加。图 22 (g)和(h)分别显示了方程(22)、(23)定义的P_S和B_T，用于衡量增加的 m 带来的热电转换效益。P_S随着 L_1 的增加而增加，而增加的速率逐渐降低。从图 22 (g)中可以看出，当 L_1=1.0 mm、1.25 mm 和 1.5 mm 时，P_S超过 0.3 W·g^{-1}。B_T在数值上等于由 L_1 的变化引起的热电单元每克质量增加带来的电能转化增益。从图 22 (h)中可以看出，0.5 mm 和 1.0 mm 之间的B_T更高，这意味着热电单元单位质量增加的能量效益可观。L_1=1.0 mm 被确定为后续研究的参数，其P_S达到 0.32 W·g^{-1}。

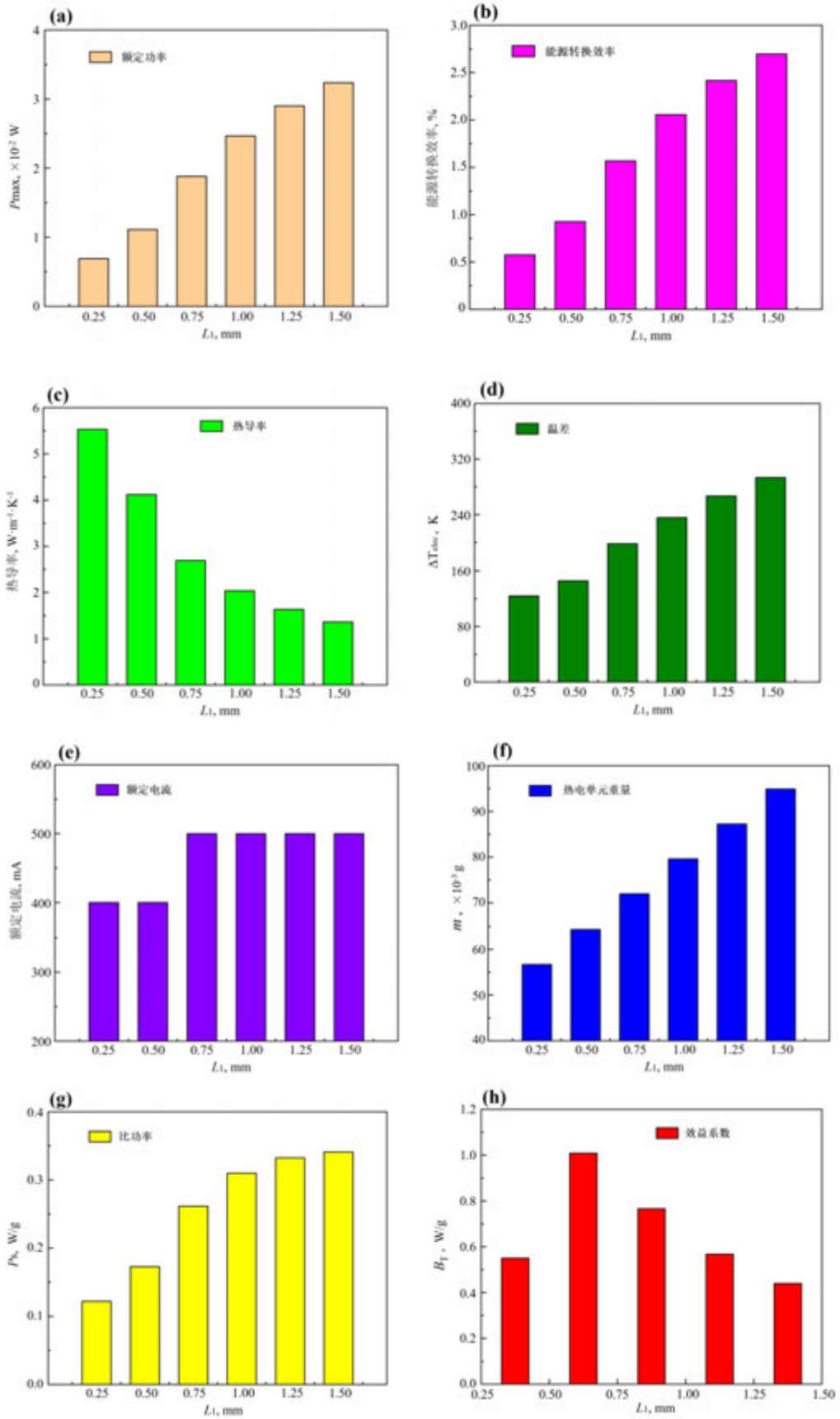


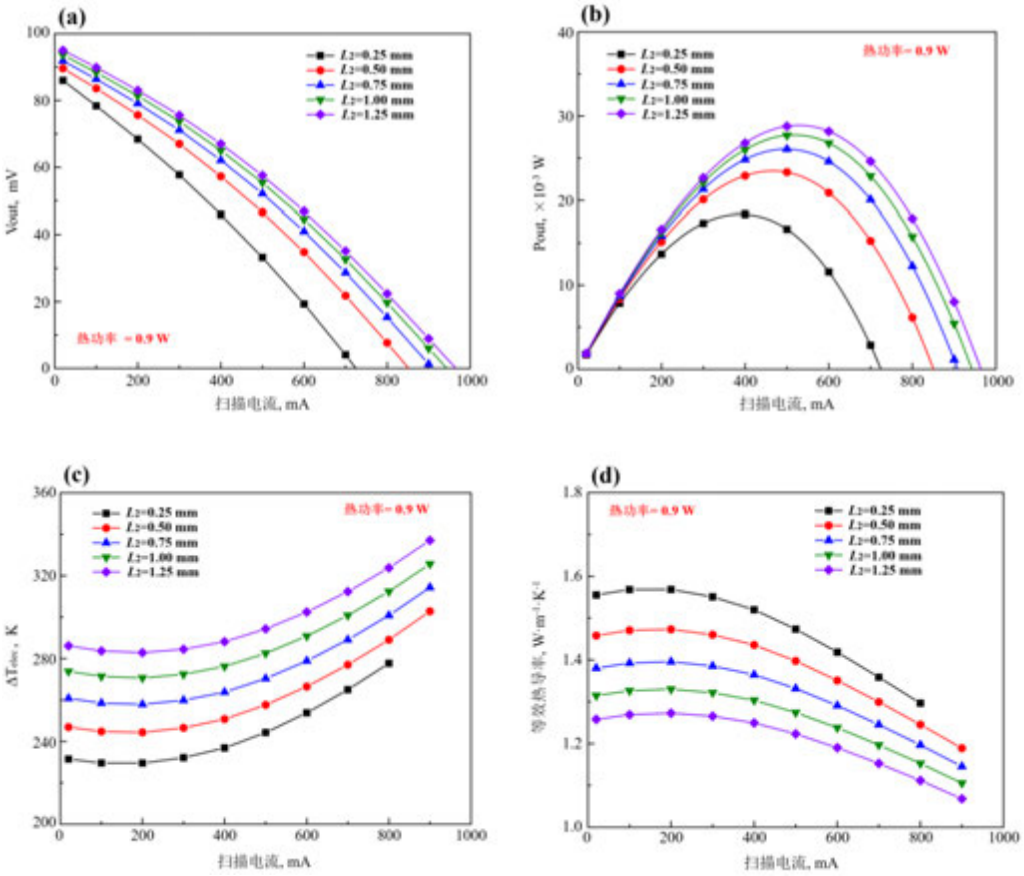
图 22 在额定条件下，L_2=0.25 mm，H=1.5 mm，T_{in}=300 K 和加热功率 1.2 W 时参数和指标随 L_1 的变化

(a) P_{max} (b)η_e (c) $\overline{K}$ (d) ΔT_{elec} (e) I_{rc} (f) m (g) P_S (h) B_T

4.2.2 SiGe 高度(L_2)的影响

图 23 显示了在 L_1=1.0 mm，H=1.5mm，加热功率 0.9W 时不同 L_2 下的电学和热力学参数随 I_{sc} 的变化。可以直观地看出，L_2 的变化对热力学和电学参数的影响较小，这反映在与图 20 和 21 相比，曲线更为密集。此外，图 23 (c)和(d)分别显示了 ΔT_{elec} 和$\overline{K}$的变化。ΔT_{elec} 随 L_2 的增加而增加；ΔT_{elec} 随着 I_{sc} 的增加而变化，趋势与图 21 (a)一致，均先减小后增大。值得注意的是，当 L_2=0.5 mm 时，$\overline{K}$的变化并不显著，其范围从 1.1 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ 到 1.5 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$。根据图 23 (e), 当 L_2=0.5 mm 和 1.0 mm 时，η_e分别超过 2.5 %和 3 %。

图 24 显示了额定条件下，在 L_1=1.0 mm，H=1.5mm，加热功率 0.9W 时不同 L_2 下的相关参数和指标随 I_{sc} 的变化。如图 24 (a)和(b)所示, P_{max} 和η_e随 L_2 的增加而增加。L_2=0.5 mm 时热电单元的 P_{max} 和η_e分别超过 0.02 W 和 2.5 %。图 24 (c)中可以看出，随着 L_2 的增加，$\overline{K}$ 的变化不大，L_2=0.25 mm 和 1.25 mm 的$\overline{K}$分别为 1.5 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ 和 1.2 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$。此外，$I_{rc}$ 和 m 的变化趋势与图 22 (e)和(f)相似。当 L_2 达到 0.5mm 时，I_{rc} 基本稳定在 500 mA，而 L_2 对 m 的影响小于 L_1。图 24 (g)显示，随着 L_2 的增大，P_S先增大，然后略有减小，当 L_2=0.5 mm 时，P_S达到 0.37 $W \cdot g^{-1}$。如图 24 (h)所示，B_T随着 L_2 的增加而急剧减小，0.5 mm 和 0.75 mm 之间的B_T值仅为 0.25 mm 和 0.5 mm 之间B_T的一半，这意味着以增加高超音速飞行器的重量为代价的能量增益急剧下降。因此 L_2=0.5 mm 被选为后续研究的合适参数，其在较小的质量代价下获得的P_S为 0.37 $W \cdot g^{-1}$。



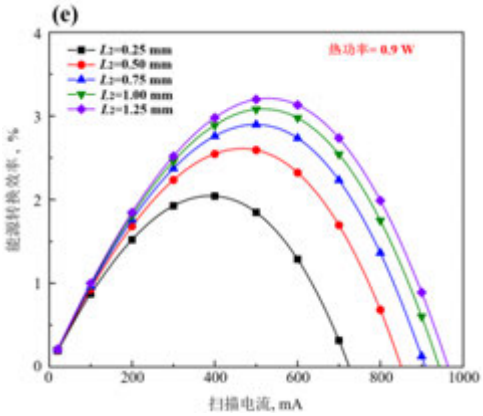
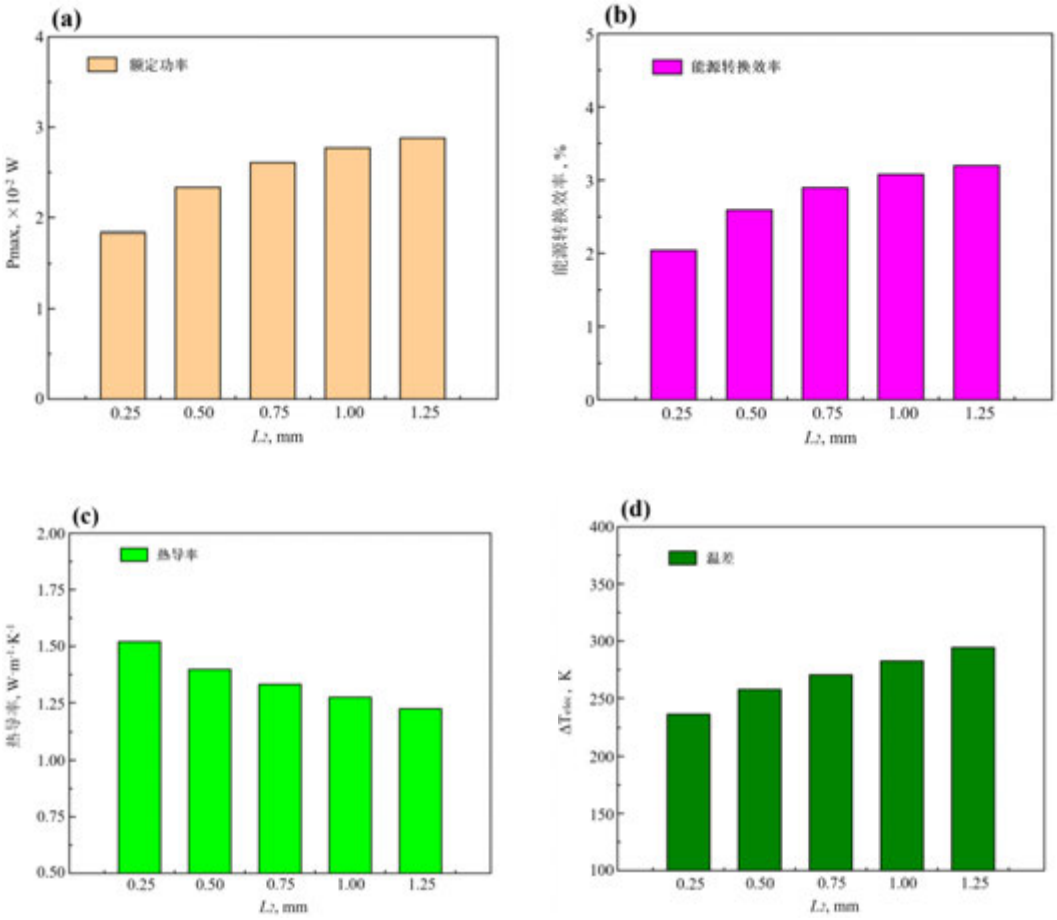


图 23 L_1=1.0 mm，H=1.5 mm，T_{in}=300 K 和加热功率 0.9 W 时，不同 L_2 下热力学参数随 I_{sc} 的变化

(a) V_{out} (b) P_{out} (c) ΔT_{elec} (d) $\overline{K}$ (e) η_e



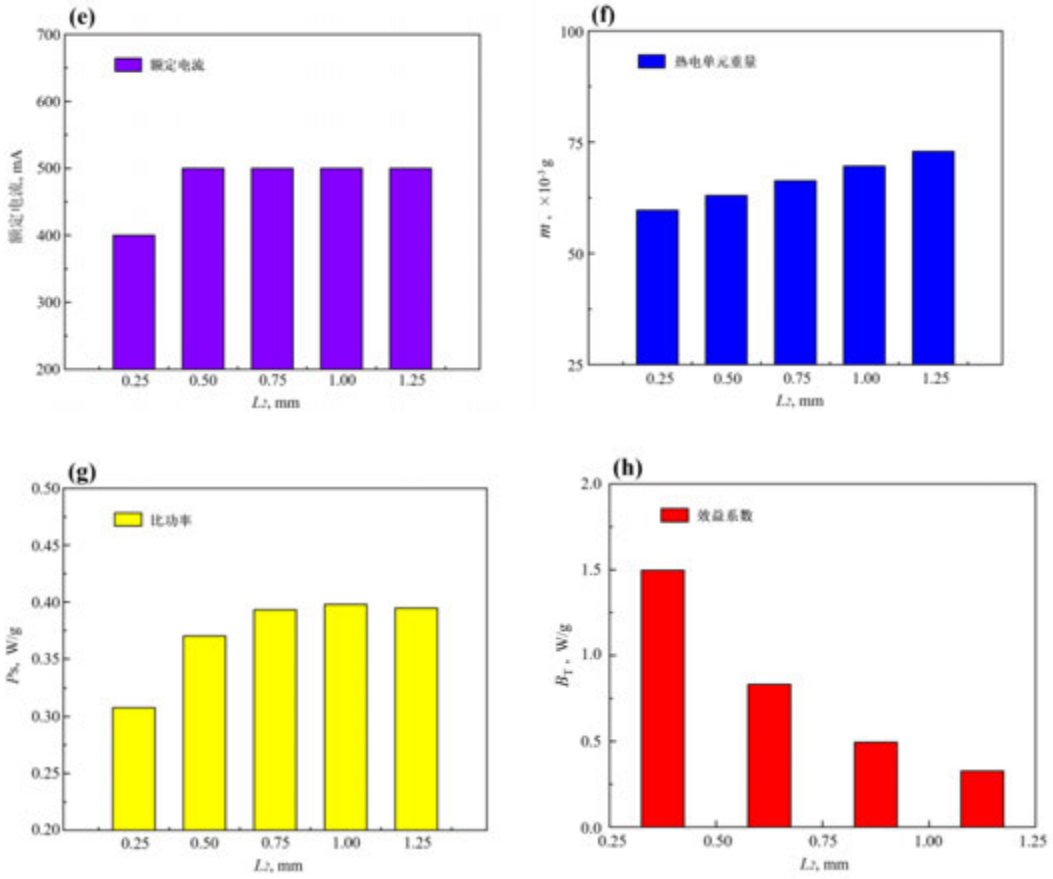


图 24 在额定条件下，L_1=1.0 mm，H=1.5 mm，T_{in}=300 K 和加热功率 0.9 W 时参数和指标随 L_2 的变化

(a) P_{max} (b) η_e (c) $\overline{K}$ (d) ΔT_{elec} (e) I_{rc} (f) m (g) P_S (h) B_T

4.2.3 热电单元宽度的影响(H)

图 25 展示了在 L_1=1.0 mm、L_2=0.25 mm，加热功率 0.9 W 和 T_{in}=300 K 的情况下，不同 L_2 下的电学和热力学参数随 I_{sc}。图 25 (a)显示，H 的变化几乎不会影响电压峰值的大小，但会对击穿电压有显著影响。当 H 达到 1.0 mm 时，最大电压基本保持在 83 mV。图 25 (b)中，P_{out} 与 H 成比例变化。然而，根据图 25 (c)和(d)，ΔT_{elec} 和$\overline{K}$随 H 的变化与图 21 和 23 中的趋势不同，呈“爪形”曲线。图 25 (e)显示了η_e随 H 的变化。当 H=1.5 mm 时，η_e达到 1.5 %。

图 26 显示了在额定条件下，在 L_1=1.0 mm、L_2=0.25 mm，加热功率 0.9 W 和 T_{in}=300 K 的情况下，相关参数和指标随 H 的变化。如图 26 (a)和(b)所示，P_{max} 和η_e几乎与 H 成比例地增加。而图 26 (c)和(d)中，额定功率下的$\overline{K}$和 ΔT_{elec} 稳定在 2 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ 和 535 K，几乎随 H 的变化保持不变。如图 26 (e)和(f)所示，I_{rc} 和 m 随着 H 的增加而增加。值得强调的是，在图 26 (g)和(h)中，P_S和B_T几乎不会随着 H 的增加而变化，而 H=1.5 mm 的P_S略大于其他尺寸。H＝1.5mm 时的 I_{rc} 是 300 mA，处于中等水平。此外，当 H＝1.5mm 时，铜板的底部是正方形结构，具有良好的稳定性和结构强度。因此，选择 H=1.5 mm 进行后续研究。

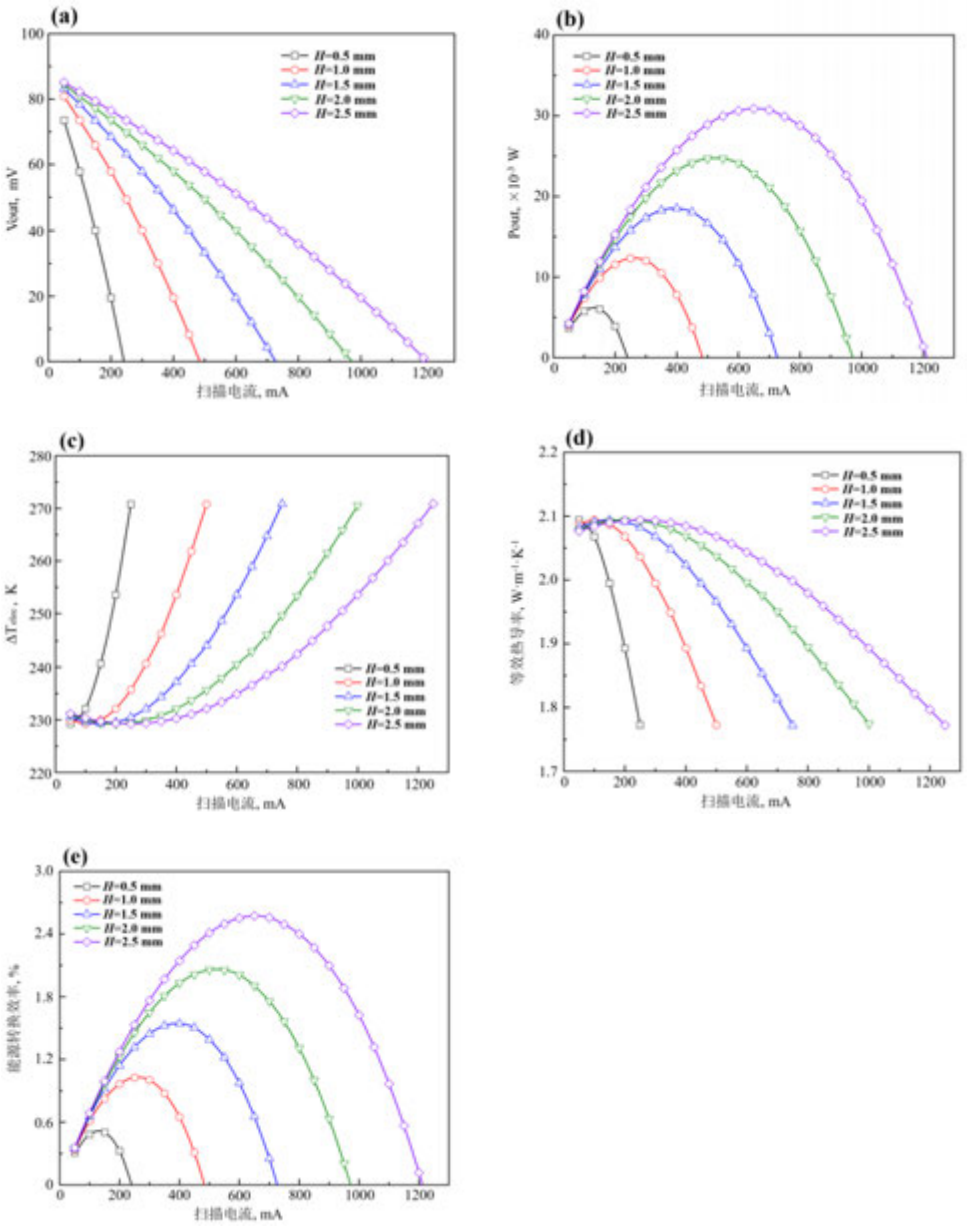
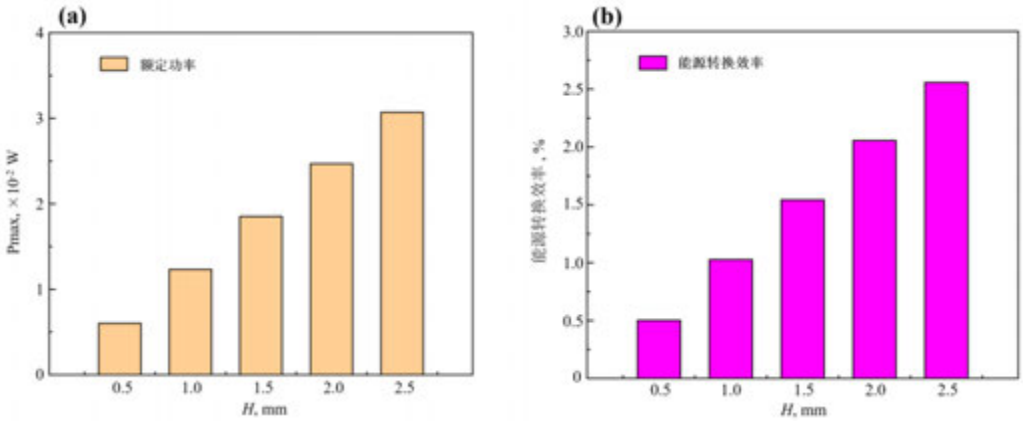


图 25 L_1=1.0 mm，L_2=0.25 mm，T_{in}=300 K 和加热功率 0.9 W 时，不同 H 下热力学参数随 I_{sc} 的变化

(a) V_{out} (b) P_{out} (c) ΔT_{elec} (d) $\overline{K}$ (e) η_e



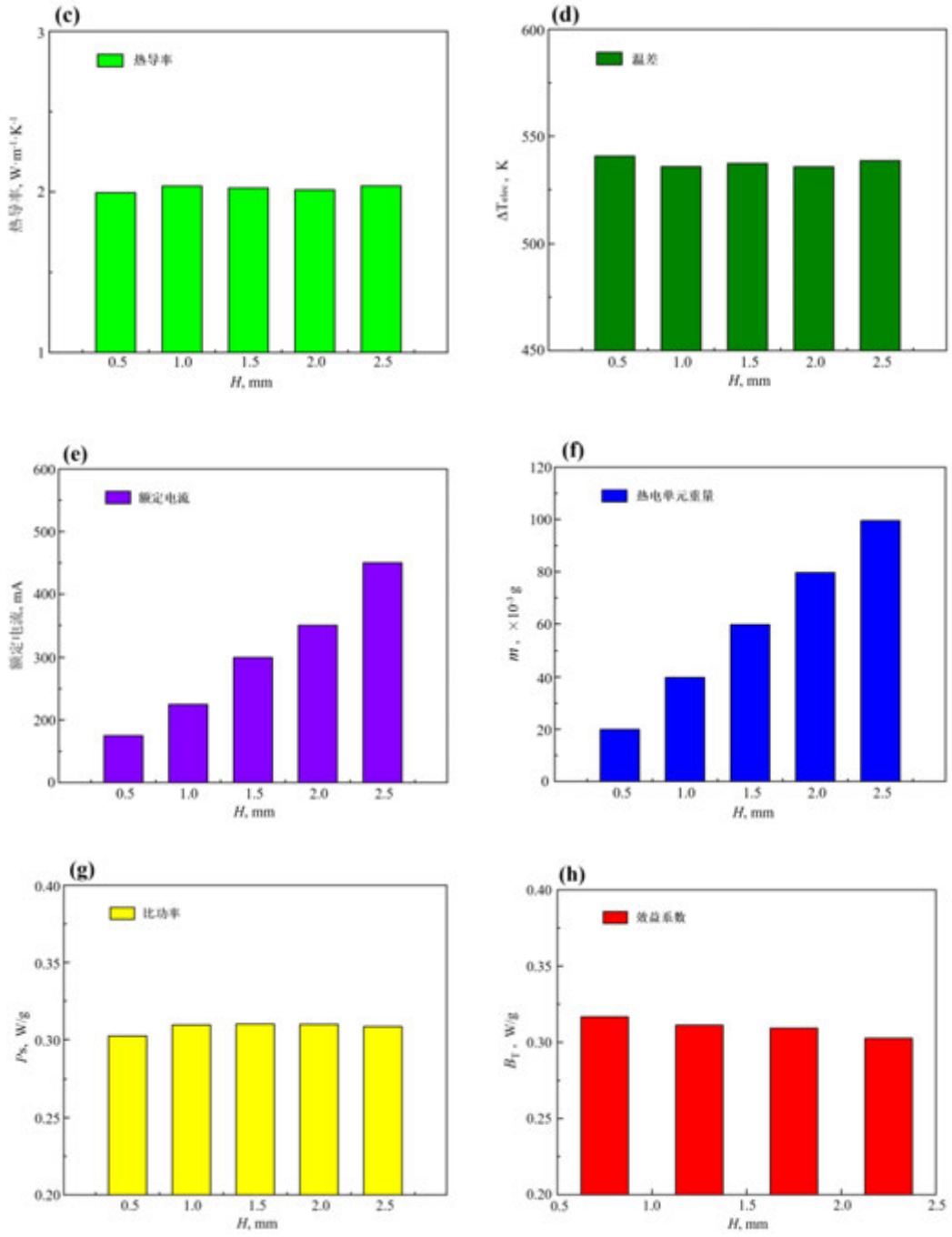


图 26 在额定条件下，L_1=1.0 mm，L_2=0.25 mm，T_{in}=300 K 和加热功率 0.9 W 时参数和指标随 H 的变化

(a) P_{max} (b) η_e (c) $\overline{K}$ (d) ΔT_{elec} (e) I_{rc} (f) m (g) P_S (h) B_T

4.2.4 热电单元内壁温度的影响（T_{in}）

由于主动热防护通道在不同位置的冷却性能不同，热电单元的内壁温度(T_{in})也不同。在本节中，分析了热电单元在不同 T_{in} 下的热电性能。图 27 显示了在 L_1=1.0 mm、L_2=0.25 mm、H=2.0 mm 以及加热功率 1.2 W 的情况下，不同 T_{in} 下的电学和热力学参数随 I_{sc} 的变化。从图 27 (a)和(b)可以发现，随着 T_{in} 的增加，V_{out} 和 P_{out} 显著降低。堆叠式热电单元由内侧中低温 Bi_2Te_3 材料和外侧高温 SiGe 材料组成，构成了热电转换的主要部分，当 T_{in} 增加时，Bi_2Te_3

材料的热电转换能力显著降低。此外，T_{in} 的增加意味着主动冷却热防护通道的冷却效果降低，导致 ΔT_{elec} 降低，如图 27 (c)所示。同时，图 27 (d)中，随着 T_{in} 的增加，$\overline{K}$明显增加。并且，T_{in} 对η_e有显著影响，当 T_{in}=300 K 时，η_e的峰值超过 2 %。

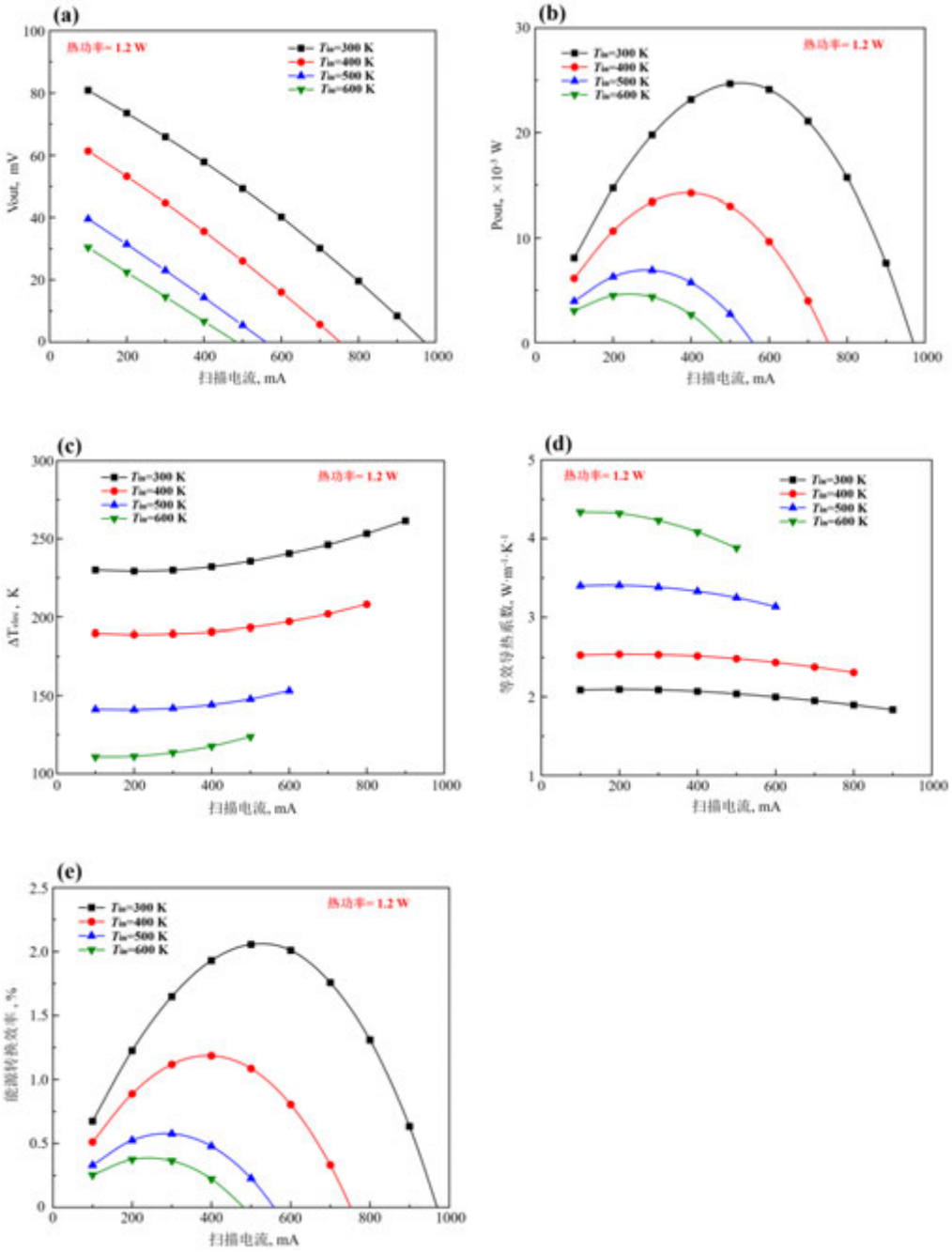


图 25 L_1=1.0 mm，L_2=0.25 mm，H=2.0 mm 和加热功率 1.2 W 时，不同 T_{in} 下热力学参数随 I_{sc} 的变化

(a) V_{out} (b) P_{out} (c) ΔT_{elec} (d) $\overline{K}$ (e) η_e

5 结论

针对高超音速飞行器主动热防护问题，本文提出了一种基于已设计的添加非连续斜肋的“钻石”型主动热防护结构的热–电能源综合利用方案。整体方案包括两个固体镍基合金层、一个主动热防护层和一个热电转换层。主动热防护层在完成高超音速飞行器主动热防护任务

的同时将一部分碳氢燃料预热，热电转换层将一部分气动热直接转化为电能。同时，本文分析了主动热防护层与热电转换层的解耦数值模拟结果。得出的主要结论如下：

（1）研究的三种主动热防护结构(“圆型”通道、“钻石型”光滑通道及“钻石型”非连续斜肋强化换热通道)中，“钻石型”非连续斜肋强化换热通道拥有对内外壁面最佳的冷却效果。M=0.18kg·s^{-1}时，“钻石型”强化通道的外壁温度和内壁温度分别降低到 550 K 和 260 K 以下。由于非连续斜肋的扰流作用，“钻石”型强化模型的压力在通道外侧明显偏高，更强的冲刷作用降低了外壁面的温度，增大了通道附近固体的温度梯度。此外，其流体域产生独特的多涡纵向旋流，促进冷热流体混合。但“圆型”和钻石”型光滑通道仅形成了二次环流，对换热效果的改善有限。

（2）设计的堆叠式热电模块，针对一个热电单元进行了数值模拟与参数分析。Bi_2Te_3 高度(L_1)对等效热导率、输出功率等物理参数的影响较大，热电单元宽度 (H) 对物理参数的影响较小。外侧 Bi_2Te_3 材料与内侧 SiGe 材料相结合，获得了较高的热电转换效率。L_1=1.0 mm，L_2=0.5 mm，H=1.5 mm 被证实具有较好的热电性能，其在较小的重量代价下获得了 0.37 W·g^{-1} 的比功率，热电转换效率超过 2.5 %，被选择作为后续耦合计算的基础。

（3）高温气动热的热防护问题关系到高超音速飞行器的未来发展方向，本文基于已设计的添加非连续斜肋的“钻石”型主动热防护结构，提出了一种热–电能源综合利用方案，为热电转换技术在高超音速飞行器中的应用提供了新思路，整体方案可以在完成主动热防护任务的同时获得较高的能源利用效率。

参考文献

[1] Yibo D, Xiaokui Y U E, Guangshan C, et al. Review of control and guidance technology on hypersonic vehicle[J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2022, 35(7): 1-18.

[2] Sziroczak D, Smith H. A review of design issues specific to hypersonic flight vehicles[J]. Progress in Aerospace Sciences, 2016, 84: 1-28.

[3] Qiao Y, Liu P, Liu W, et al. Analysis and optimization of flow and heat transfer performance of active thermal protection channel for hypersonic aircraft[J]. Case Studies in Thermal Engineering, 2022, 39: 102476.

[4] Xie G, Wang C, Ji T, et al. Investigation on thermal and thermomechanical performances of actively cooled corrugated sandwich structures[J]. Applied Thermal Engineering, 2016, 103: 660-669.

[5] Zhang S, Li X, Zuo J, et al. Research progress on active thermal protection for hypersonic vehicles[J]. Progress in Aerospace Sciences, 2020, 119: 100646.

[6] Ferrari L, Barbato M, Esser B, et al. Sandwich structured ceramic matrix composites with periodic cellular ceramic cores: an active cooled thermal protection for space vehicles[J]. Composite Structures, 2016, 154: 61-68.

[7] Ji C, Liu B, Li S, et al. Parametric investigation on drag reduction and thermal protection characteristics of the porous opposing jet in the hypersonic flow[J]. Aerospace Science and Technology, 2021, 116: 106867.

[8] Gao G, Li D, Gou J J, et al. A study of interfacial electrical contact resistances of thermoelectric generators for hypersonic vehicles by experimental measurements and two-scale numerical simulations[J]. Aerospace Science and Technology, 2022, 131: 107966.

[9] Gao G, Gou J J, Gong C L, et al. A novel mechanical-thermal-electrical thermal protection system concept and its multi-scale performance evaluation for hypersonic launch vehicles[J]. Composite Structures, 2021, 268:

113962.

[10] Wang Y, Cheng K, Dang C, et al. Performance and experimental investigation for a novel heat storage based thermoelectric harvester for hypersonic vehicles[J]. Energy, 2023, 263: 125885.

[11] Liang G U O, Liping P, Xiaodong Y, et al. A power and thermal management system for long endurance hypersonic vehicle[J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2023, 36(2): 29-40.

[12] Buchalik R, Nowak G, Nowak I. Modelling transient states of thermoelectric systems[J]. Applied Thermal Engineering, 2023, 219: 119647.

[13] Cheng K, Qin J, Jiang Y, et al. Performance assessment of multi-stage thermoelectric generators on hypersonic vehicles at a large temperature difference[J]. Applied Thermal Engineering, 2018, 130: 1598-1609.

[14] Bao X, Hou S, Wu Z, et al. Mechanical properties of thermoelectric generators[J]. Journal of Materials Science & Technology, 2023.

[15] Astrain D, Jaramillo-Fernandez J, Araiz M, et al. Enhanced behaviour of a passive thermoelectric generator with phase change heat exchangers and radiative cooling[J]. Applied Thermal Engineering, 2023, 225: 120162.

[16] Guo Z Y, Tao W Q, Shah R K. The field synergy (coordination) principle and its applications in enhancing single phase convective heat transfer[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2005, 48(9): 1797-1807.

[17] Liu W, Liu Z C, Guo Z Y. Physical quantity synergy in laminar flow field of convective heat transfer and analysis of heat transfer enhancement[J]. Chinese Science Bulletin, 2009, 54(19): 3579.

[18] Zheng N, Liu P, Shan F, et al. Heat transfer enhancement in a novel internally grooved tube by generating longitudinal swirl flows with multi-vortexes[J]. Applied Thermal Engineering, 2016, 95: 421-432.

[19] Sriromreun P, Thianpong C, Promvonge P. Experimental and numerical study on heat transfer enhancement in a channel with Z-shaped baffles[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2012, 39(7): 945-952.

[20] Qiao Y, Liu W, Liu Z. Design and optimization study of discrete inclined ribs enhanced bend tube based on “Diamond” active cooling thermal protection systems of hypersonic aircraft[J]. Applied Thermal Engineering, 2023, 228: 120526.

[21] Tayaba S, Sethi H, Shahid H, et al. Silicon-Germanium and carbon-based superconductors for electronic, industrial, and medical applications[J]. Materials Science and Engineering: B, 2023, 290: 116332.

[22] Zhao Y, Lu M, Li Y, et al. Numerical investigation of an exhaust thermoelectric generator with a perforated plate[J]. Energy, 2023, 263: 125776.

[23] Luo D, Sun Z, Wang R. Performance investigation of a thermoelectric generator system applied in automobile exhaust waste heat recovery[J]. Energy, 2022, 238: 121816.

[24] 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[J]. Applied Thermal Engineering, 2015, 90: 232-241.

[25] Li W, Yu B, Wang X, et al. A finite volume method for cylindrical heat conduction problems based on local analytical solution[J]. International journal of heat and mass transfer, 2012, 55(21-22): 5570-5582.

[26] Wilcox D C. Turbulence modeling for CFD. La Canada, CA: DCW Industries[J]. Inc, November, 2006, 34.

[27] Menter F R, Kuntz M, Langtry R. Ten years of industrial experience with the SST turbulence model[J].

Turbulence, heat and mass transfer, 2003, 4(1): 625-632.
[28] Wang X, Zheng N, Liu Z, et al. Numerical analysis and optimization study on shell-side performances of a shell and tube heat exchanger with staggered baffles[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 124: 247-259.
[29] Wilcox D C. Turbulence modeling for CFD. La Canada, CA: DCW Industries[J]. Inc, November, 2006, 34.
[30] Menter F R, Kuntz M, Langtry R. Ten years of industrial experience with the SST turbulence model[J]. Turbulence, heat and mass transfer, 2003, 4(1): 625-632.
[31] Gao Y, Dai Z, Wu D, et al. Transient performance assessment of a hybrid PV-TEG system integrated with PCM under non-uniform radiation conditions: A numerical investigation[J]. Renewable Energy, 2022, 198: 352-366.
[32] Dora T R K, Dora N, Srinivas G, et al. Thermal analysis and numerical simulation of Pulley-Belt driven type NiTiNOL heat engine[J]. Thermal Science and Engineering Progress, 2021, 21: 100757.
[33] Sun H, Ge Y, Liu W, et al. Geometric optimization of two-stage thermoelectric generator using genetic algorithms and thermodynamic analysis[J]. Energy, 2019, 171: 37-48.
[34] Wang S, Deng Z, Li X, et al. Fabrication, structural and optical properties of a virtual GeSi template by Ge filling the porous Si prepared by EC etching[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2020, 59(5): 050904.
[35] Luo D, Sun Z, Wang R. Performance investigation of a thermoelectric generator system applied in automobile exhaust waste heat recovery[J]. Energy, 2022, 238: 121816.
[36] He W, Guo R, Liu S, et al. Temperature gradient characteristics and effect on optimal thermoelectric performance in exhaust power-generation systems[J]. Applied Energy, 2020, 261: 114366.
[37] Li D, Jiang M, Qi H, et al. Optical properties of Chinese RP-3 aviation kerosene at 297 and 423 K[J]. Optik, 2016, 127(6): 3363-3367.
[38] Gnielinski V. New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow[J]. Int. Chem. Eng., 1976, 16(2): 359-368.
[39] Gnielinski V. On heat transfer in tubes[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013, 63: 134-140.
[40]张一凡, 陈晓曦, 张迎增,等. 硅锗合金热电性能统计分布规律及热电器件结构研究[J]. 化学研究与应用, 2022(005):034.

中国工程热物理学会 传热传质学
学术会议论文 编号：233636

不同周期性凹穴结构对微通道换热器强化换热特性影响数值模拟

余廷芳，郭星，汤一村*
（南昌大学先进制造学院，能源与动力工程系，南昌 330031）
（Tel: +86 13161781483, Email: tyc@ncu.edu.cn）

摘要：本文对具有周期性凹穴结构的微通道换热器流动与传热特性开展了数值模拟，设计了三种不同的凹穴结构，包括凸型、凹型和线型。结合流动压降、平均努塞尔数、综合性能系数等指标，将带有周期性凹穴结构的微通道与长直通道进行了比较。结果表明，周期性凹穴结构能够促进流体混合进而强化换热，同时增大了流通截面积从而减小流动压降。线型凹穴的微通道能够将平均努塞尔数提高约 1.7 倍，并且综合性能系数最高，在雷诺数为 648.2 时达到 1.59。

关键词：微通道；凹穴结构；强化换热；综合性能系数；熵产

0 前言

随着激光二极管、车用锂离子电池、电子芯片和微机电系统的快速发展，有限空间内的高热流密度散热已经成为这些工程领域的重要问题[1-4]。微通道换热器因其结构紧凑和高效散热能力受到了广泛关注，被认为是解决有限空间高热流密度散热问题的有效方法。自从 Tuckerman 和 Peace[5]提出了第一个微通道换热器之后，人们对微通道换热器的性能优化开展了大量研究。

早期的微通道结构与性能优化多聚焦于流通截面形状[6-9]。Owhaib 和 Palm[6]实验研究了圆形微通道内径对换热系数的影响，结果表明微通道内径对换热系数影响不大。Alfaryjat 等人[7]研究了六边形、圆形和菱形通道对微通道换热器流动和传热的影响，结果表明六边形微通道流动压降最大，但传热系数最高。在早期的文献中，长直微通道得到了大量研究，然而这种结构缺乏流动扰动，所以限制了强化换热的进一步提高。随后，人们开始研究二级通道、凸状结构、多孔介质填充和不同形状肋对流动换热特性的影响[10-14]。Shi 等[10]提出了一种包含二级通道的微通道换热器，对通道构型和流体流动进行了多目标优化。研究发现优化后的二次流型能够显著提高换热器的综合性能。Kuppusamy 等[11]实验研究了交替倾斜通道对微通道换热器综合性能的影响。结果表明，交替倾斜通道可以使综合性能系数提高 146%。

近年来，周期性扰流结构得到了学者的大量关注[16-20]。Chai 等[16]实验研究了周期性结构对微通道换热器流动和传热性能的影响，研究发现换热器的压降在 Re<300 时减小，在 300<Re<750 时急剧上升。Deng 等[17]提出了一种周期性收缩结构的微通道换热器，他们发现周期性结构可以使换热系数提高 50%-117%，同时流动压降降低 10%-74%。

通过文献调研发现，具有周期性扰流结构的微通道换热器能够显著提升换热性能，而目前能够实现换热性能最优同时压降损失最小的微通道结构仍未见报道。因此，有必要寻求一种新的周期性扰流结构，以增强流体扰动与混合，同时减小流动压降，实现更优的综合性能。本文设计了三种具有不同形状的周期性凹穴微通道，包括凸型、凹型和线型。结合流动压降、平均努塞尔数、阻力系数、综合性能系数等指标，将带有凹穴结构的微通道与长直通道进行了比较。同时，应用熵产最小化和场协同原理对微通道的不可逆热损失和场协同效应进行了分析。本文相关研究结果不仅能够揭示周期性凹穴结构对微通道强化换热的影响机理，还能对工程领域的器件散热设计与优化提供借鉴。

1 理论模型

1.1 物理模型

本文研究的微通道换热器如图 1a 所示，该换热器包括入口区、出口区、微通道以及两侧的导热结构。换热器由硅材料制做而成，总长度为 L，宽度为 W，高度为 H。换热器包含 10 个微通道，其长度为 L_c、总宽度为 W_p，深度为 H_c。入口和出口区长度为 L_t，两侧导热结构的宽度为 W_l。图 1b 为长直微通道以及具有不同周期性凹穴的几何构型，其中长直微通道作为基本散热器进行比较，记为 Case-I；具有凸型凹穴结构的微通道记为 Case-II，沿流动方向的距离 s=0.1mm，半径 r=0.05mm，相邻凹穴的间隔为 0.4 mm；具有凹型凹穴结构的微通道记为 Case-III；具有线型凹穴结构的微通道记为 Case-IV，倾斜角 θ=45º。由于模型的对称性，同时为了节省计算资源，本文选取的计算域如图 1c 所示。本文中物理模型的几何参数列示在表 1 中。

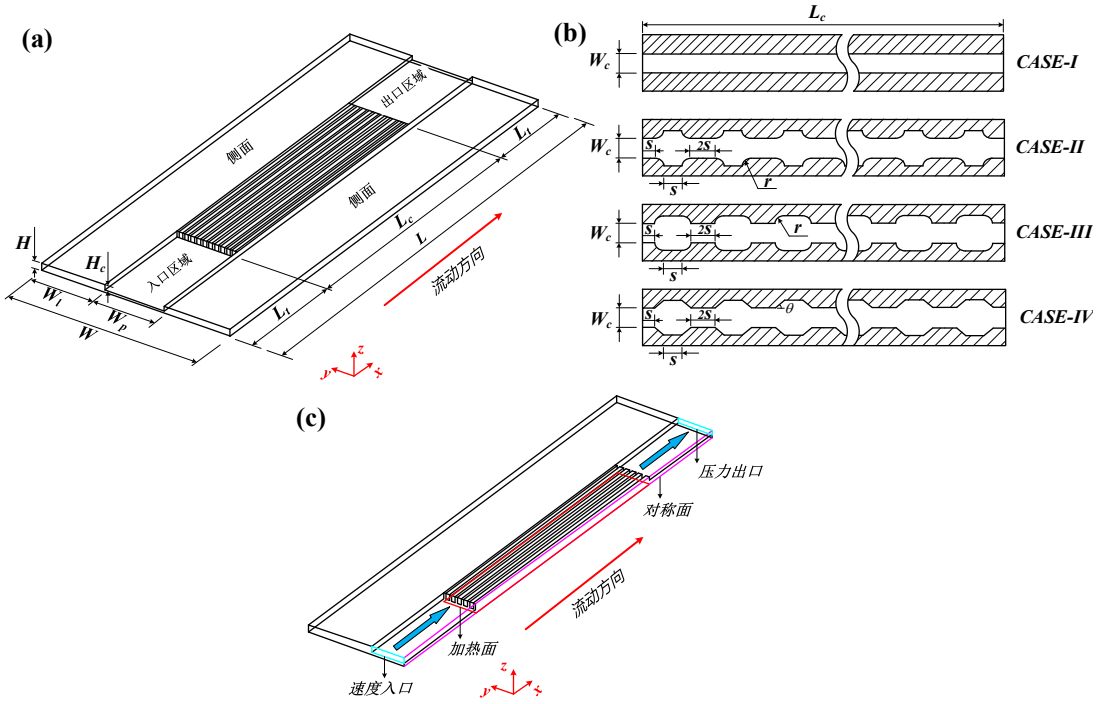


图 1 (a) 微通道换热器整体结构示意图，(b) 微通道几何结构图，(c) 计算域和边界条件

表 1 物理模型几何参数

参数	L	W	H	L_c	W_c	H_c	s	r	L_t	W_p	W_l
长度(mm)	20	10	0.35	10	0.1	0.2	0.1	0.05	5	3	3.5

1.2 数值方法

为了使模型更简单、合理，提出了以下假设：（1）流动为定常层流；（2）流体为不可压缩、粘性牛顿流体；（3）忽略表面张力和重力；（4）忽略热辐射和粘性耗散。

质量方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho_f u_i\right)=0 \tag{1}$$

动量方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho_f u_i u_j\right)=-\frac{\partial p}{\partial x_j}+\frac{\partial}{\partial x_i}\left[\mu_f\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i}+\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right)\right] \tag{2}$$

流体域能量方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho_f u_i c_{p,f} T_f\right)=\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\lambda_f \frac{\partial T_f}{\partial x_i}\right) \tag{3}$$

固体域能量方程：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x_i}\right)=0 \tag{4}$$

式中：p 为静压，T 为温度。λ_s 为固体导热系数，λ_s=148 W/(m·K)。ρ_f，$c_{p,f}$，λ_f 分别为流体的密度、比热容和导热系数。在本文数值模拟中，以去离子水作为冷却液，其热物性为 ρ_f =997 kg/m^3, $c_{p,f}$ =4179 J/(kg·K)，λ_f=0.613 W/(m·K)。动力粘度 μ_f 为温度的多项式函数：

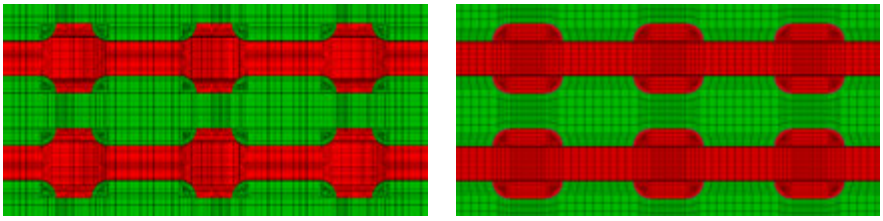
$$\mu_f=0.0721-6\times10^{-4}T+2\times10^{-6}T^2-2\times10^{-9}T^3 \tag{5}$$

边界条件定义：微通道入口设置为速度入口，入口温度 T_{in}=293K；微通道出口设置为压力出口，p_{out}=1atm；在微通道换热器底部施加恒定的热流密度 q'' =0.6MW/m^2，固体与流体的交界面设置为无滑移耦合换热壁面，并且假定顶部边界和侧边界绝热，对称壁面采用对称边界条件。

1.3 数值计算和网格无关性验证

本文中计算域的网格划分在 ICEM CFD 19.0 软件中进行，选择凸型（Case-II）和凹型（Case-III）微通道换热器为代表性微通道，其网格划分情况如图 2 所示，整体采用结构化六面体网格，靠近壁面处划分了边界层网格用于获取固体壁面附近流体的流动情况。近壁面处第一层网格尺寸为 0.001mm，网格增长率为 1.5。

本文进行了网格无关性验证，入口速度设置为 u_{in}=0.3m/s，数值模型在 Fluent 19.0 软件中求解，采用 SIMPLEC 算法，对流项和扩散项分别采用二阶迎风格式和中心差分格式进行离散，计算收敛残差设置为 10^{-6}。Case-II 换热器采用的网格数分别为 83 万、137 万、212 万时，其压降与 298 万网格数相比，误差分别为 8.51%、2.50%、0.14%，底面平均温度的误差分别为 1.00%、0.77%、0.06%。因此，该换热器采用 212 万网格进行计算。Case-III 换热器采用 85 万、150 万和 244 万网格时的压降相对于 349 万网格的误差分别为 6.18%、5.96%和 0.03%，底面平均温度的误差分别为 0.18%、0.05%和 0.02%。因此该换热器采用 244 万网格进行计算。采用同样的方法，最终用于 Case-I 和 Case-IV 换热器的网格数分别为 115 万和 261 万。



（a）Case-II　　（b）Case-III

图 2 凸型和凹型微通道网格划分

1.4 数据处理

微通道水力直径的计算公式为：

$$D_h=\frac{2H_cW_c}{H_c+W_c} \tag{6}$$

定义入口处的雷诺数为：

$$Re=\frac{\rho_f u_{in} D_h}{\mu_f} \tag{7}$$

定义平均努塞尔数为：

$$Nu=\frac{hD_h}{\lambda_f} \tag{8}$$

式中 h 为平均对流换热系数，由下式表示：

$$h=\frac{q''A_w}{A_{con}\left(T_w-T_f\right)} \tag{9}$$

式中：A_w 为换热器底部加热区域的面积，A_{con} 为流体与固体接触面积，T_w 为换热器底面平均温度，T_f 为流体平均温度。流体流动平均阻力系数为

$$f=\frac{D_h\Delta p}{2L\rho_f u_{in}^2} \tag{10}$$

综合性能系数[21]定义为：

$$\eta=\frac{Nu/Nu_0}{\left(f/f_0\right)^{1/3}} \tag{11}$$

式中：Nu_0 和 f_0 分别是长直通道的努塞尔数和阻力系数。

本文采用场协同数 Fc 来评价流场与温度场的协同效应[22]：

$$F_c=\iiint_{V_c}\left(U_{ave}\cdot\nabla T_{f,ave}\right)dV_{ave}=\frac{Nu}{RePr} \tag{12}$$

式中：V_c 为流体体积，U_{ave} 为速度矢量，$T_{f,ave}$ 为流体平均温度，Pr 为普朗特数，定义为 $\mathrm{Pr}=\mu_f c_{p,f}/\lambda_f$ 。

Bejan[23]引入了体积熵产率的概念，体积熵产率包括摩擦熵产率和传热熵产率，定义为：

$$S_{gen,\Delta p}=\iiint S'''_{gen,\Delta p}dV=\frac{m}{\rho_f T_f}\Delta p \tag{13}$$

$$S_{gen,\Delta T}=\iiint S'''_{gen,\Delta T}dV=\frac{q''A_{con}}{T_{con}T_f}\left(T_{con}-T_f\right) \tag{14}$$

熵产分析可以为通道内流体流动与传热过程中热能的利用程度，找出影响传热的因素，从而优化为通道设计。

1.5 模型验证

为了验证本文数值过程的准确性，将当前计算结果与文献中的实验数据进行对比，如图3所示。选择平均努塞尔数和平均阻力系数与雷诺数的乘积作为比较参数。由图3可以看出，本文的计算结果与文献[24]的实验数据具有较好的一致性，其中 fRe 的最大偏差为1.81%，Nu 的最大偏差为 11.97%，这可能是由于通道上壁面的热辐射以及对流换热对周围环境的热损失造成的。结果表明，本文所采用的数值计算方法可进一步应用于含有不同形状周期性凹穴结构微通道的流动和传热计算。

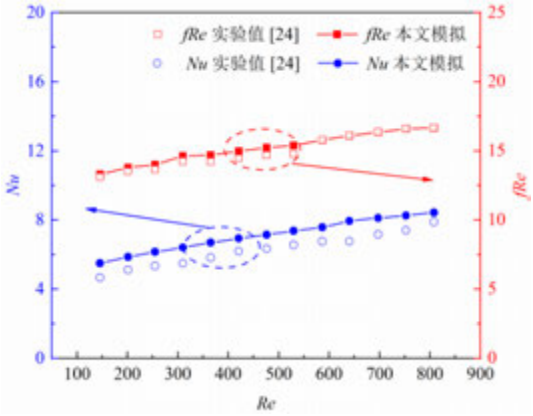


图 3 数值模型验证

2 结果与讨论

2.1 速度与压力分布

本文提取了一个平行于底面且距离底面 0.25mm 的平面，用于观察通道内的速度、流线和压力分布。图 4 给出了在 *Re*=406.1 时，微通道 *z*=0.25mm 处的局部速度和流线分布图。可以清楚地看到，在长直微通道（Case-I）中，流线相互平行，流速在通道内呈抛物线型分布，流动边界层沿流动方向发展。具有周期性凹穴结构的微通道内的流线与长直微通道明显不同，由于截面的周期性扩张与收缩，在凹穴内形成了周期性的旋涡。当流体进入凹穴时，由于流通截面积增大，流体流速减小，周期性的凹穴破坏了流动边界层的发展。在三种凹穴微通道中，凸型微通道（Case-II）内的流体平均流速最大，其次是线型（Case-IV）和凹型（Case-III）。原因是凸型微通道的流通截面积最小。此外，带有周期性凹穴的微通道中都出现了对称性旋涡，且三种微通道内的旋涡尺寸不同，凹型微通道（Case-III）内的漩涡尺寸最大，其次是线型（Case-IV）和凸型（CaseII）。当流体流经周期性凹穴时，在该位置处的流体速度减小，流体分为两部分流动：一部分流体继续沿着微通道流动，另一部分流体则流入凹穴内，与凹穴内已经存在的回流相互作用。然而，当流体从凹穴流回微通道时，由于受到主流的挤压作用，流体速度会增大。此外，由于在凹穴的角落处形成了局部阻滞区，部分流体沿着凹穴壁面往后形成回流，进而重新与主流混合。

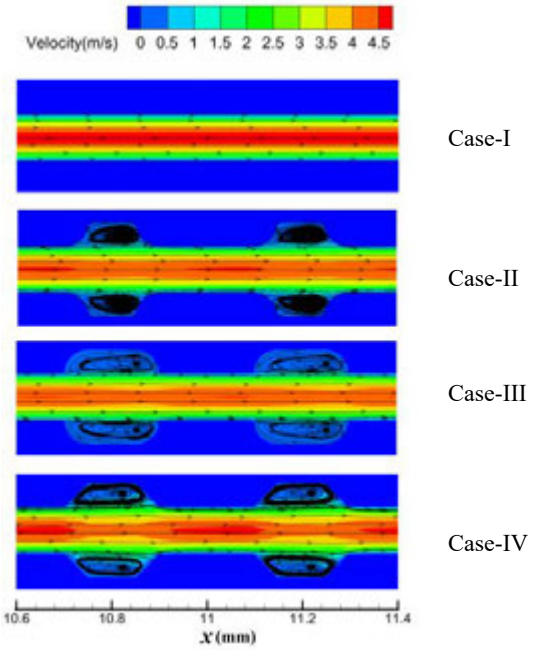


图 4 在 *Re*=406.1 时，微通道 *z*=0.25mm 处的局部速度和流线分布

图 5 给出了在 *Re*=406.1 时，微通道 *z*=0.25mm 处的压力分布。由图可知，周期性凹穴结构对微通道内的压力分布有着重要影响。在所有微通道中，线型微通道（Case-IV）的压降最大，其次是长直微通道（Case-I）、凸型微通道（Case-II）和凹型微通道（Case-III）。图 6a 给出了局部静压力沿着流动方向的变化。在入口区，由于通道壁面的摩擦损失，静压力沿着流动方向均匀下降。在微通道区域，长直微通道的局部静压力均匀下降。然而，三种具有周期性凹穴结构的微通道的压力分布完全不同，呈现“之”字形分布。凸型（Case-II）、凹型（Case-III）和线型微通道（Case-IV）的压降不仅包括流道的沿程压力损失，还包括凹穴结构带来的局部压力损失。线型微通道（Case-IV）的静压力最高，其次是凸型（Case-II）和凹型（Case-III）。当流体进入凹穴时，由于截面积的增大，局部静压力增加，而当流体由凹穴流回微通道时，由于截面积减小，局部静压降低。在出口区，由于流动截面积突然扩大，静压力迅速上升到出口压力。压降随 *Re* 数的变化如图 6b 所示，各微通道的压降随雷

诺数的增大而增大，线型微通道（Case-IV）压降最大，其次是长直、凸型和凹型微通道。

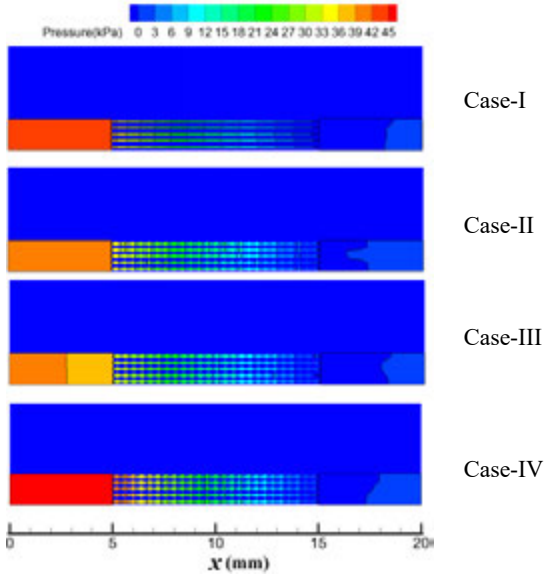


图 5 在 *Re*=406.1 时，微通道 *z*=0.25mm 处的压力分布

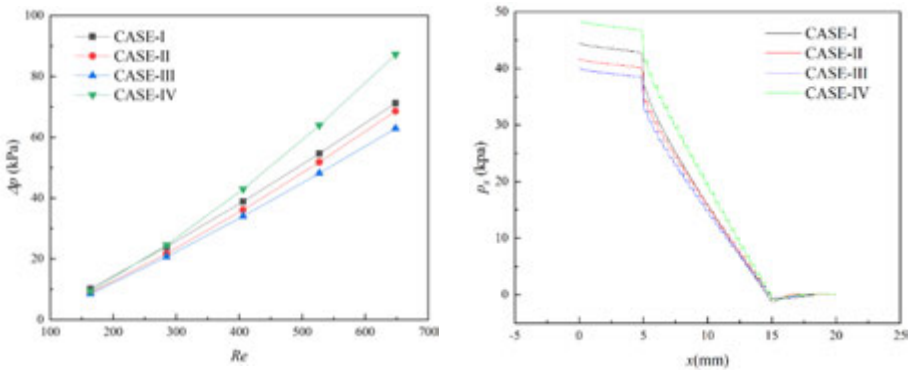


图 6 （a）压降随雷诺数的变化，（b）局部压降沿流动方向的变化

图 7 给出了平均阻力系数 *f* 和 *fRe* 随 *Re* 数的变化。随着雷诺数的增大，阻力系数逐渐减小。当 *Re*<300 时，带有周期性凹穴结构的微通道的平均阻力系数要比长直微通道小。然而，当雷诺数达到 300<*Re*<600 时，线型微通道换热器的平均阻力系数要大于长直微通道，而凸型和凹型微通道的阻力系数仍然较小。此外，线型微通道换热器的 *fRe* 曲线比其他三种换热器增加得更快。这可以解释为周期性凹穴结构对流体造成了强烈的流动扰动，并引起了流动边界层的重新发展。凸型和凹型微通道的 *fRe* 曲线均低于线型微通道，说明线型凹穴结构带来的结构阻力要高于凸型和凹型结构。

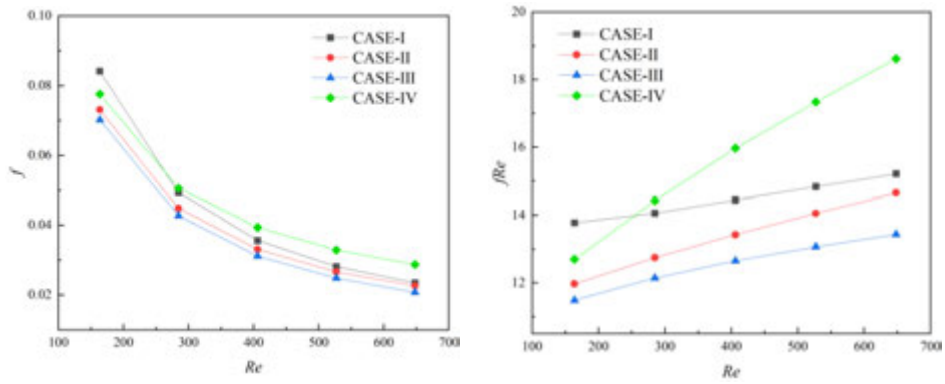


图 7 （a）平均阻力系数 *f*，（b）*fRe* 随雷诺数的变化

2.2 温度分布

图 8 给出了在 *Re*=406.1 时，微通道 *z*=0.25mm 处的温度分布。可以看出，长直微通道（Case-I）的温度分布与具有周期性凹穴的微通道有明显的不同。凸型、凹型和线型凹穴结构微通道的温度分布存在一定的差异，说明凹穴形状对微通道换热器的温度分布有着重要影响。温度最高的位置位于靠近微通道出口的位置，这是因为沿着流动方向流体温度逐渐升高，冷却能力下降。受热面平均温度随雷诺数的变化如图 9a 所示，受热面温度随雷诺数的增大而减小，其原因是随着雷诺数增大，传热也在加强。在四种微通道中，线型结构的散热能力最好，凹型结构的散热能力最差。平均 *Nu* 数随 *Re* 数的变化如图 9b 所示，在所研究的四种微通道中，平均 *Nu* 数随 *Re* 数的增大而增大。然而，带有周期性凹穴的微通道平均 *Nu* 数比长直微通道上升得更快，这验证了周期性凹穴结构具有更优的强化换热特性。与长直微通道相比，随着 *Re* 数从 163.7 增加到 648.2，凸型微通道的平均 *Nu* 数增加了 2.1%-18.8%，线型微通道的平均 *Nu* 数增加了 18.1%-69.8%。而凹型微通道的平均 *Nu* 数仅在 284.9<*Re*<648.2 范围内增加了 1.7%-3.5%。

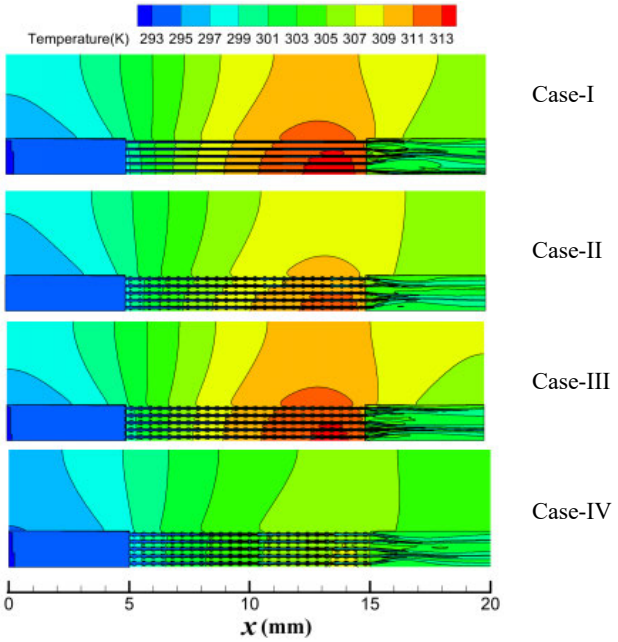


图 8 在 *Re*=406.1 时，微通道 *z*=0.25mm 处的温度分布

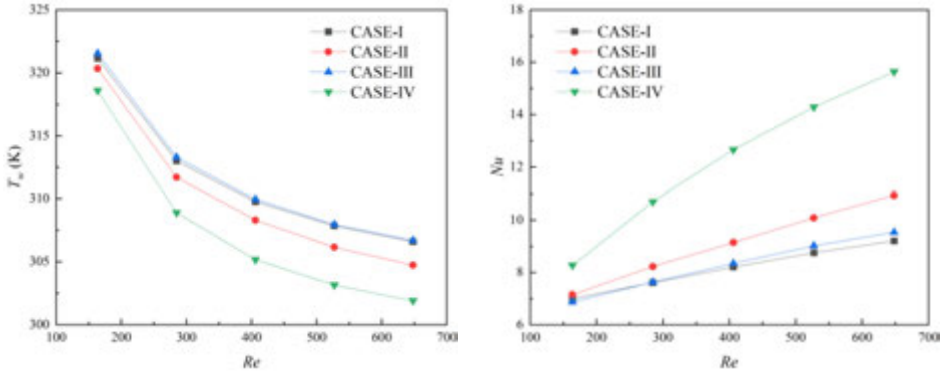


图 9 （a）底面平均温度，（b）平均努塞尔数随雷诺数的变化

2.3 综合性能分析

在本研究中，我们使用综合性能系数（η）来评估新设计的微通道的流动和换热性能。图 10 给出了相对阻力系数（f/f_0）和相对努塞尔数（Nu/Nu_0）随 *Re* 数的变化。随着 *Re* 数的增加，所有带有周期性凹穴结构微通道的 f/f_0 都增加，但线型微通道的增加速度更快，远高于其他

两个微通道。在 163.7<*Re*<648.2 范围内，凸型微通道的相对阻力系数从 0.87 增加到 0.96，凹型微通道从 0.83 增加到 0.88，线型微通道从 0.92 增加到 1.22。此外，所有带有周期性凹穴结构微通道的 Nu/Nu_0 随入口 *Re* 数的增加而增加。线型微通道最高，在 *Re*=648.2 时达到 1.69。凸型微通道和凹型微通道在 *Re* =648.2 时分别达到 1.18 和 1.02。η 随 *Re* 数的变化如图 10c 所示，其变化趋势与 Nu/Nu_0 相似。随着 *Re* 数的增加，所有情况下的综合性能系数均有所增加，且线型微通道的增加速度比凸型微通道和凹型微通道更快，但在高 *Re* 数时，综合性能系数的增加速度较慢。在 *Re*=163.7 时，凹型微通道的最小 η 值为 1.04。在 *Re*=648.2 时，线型微通道的 η 值最高可达 1.59。不同雷诺数下，微通道的综合性能系数均超过 1.0，表明具有周期性凹穴结构的微通道综合性能均优于长直微通道。

图 10d 给出了场协同数(*Fc*)随 *Re* 数的变化。由图可知，各微通道的场协同数均随着 *Re* 数的增加而减小，这可以用 *Re* 数和 *Pr* 数的增加来解释。场协同理论解释了速度矢量和温度梯度的协同效应。两个矢量的内积角越小，对应的协同数越高，换热与流体流动的协同效果越好。在本研究中，线型微通道的温度分布比凸型微通道和凹型微通道更为均匀，并且线型微通道的速度场与温度梯度之间的协同角比凸型微通道和凹型微通道的小，因此场协同数最高。

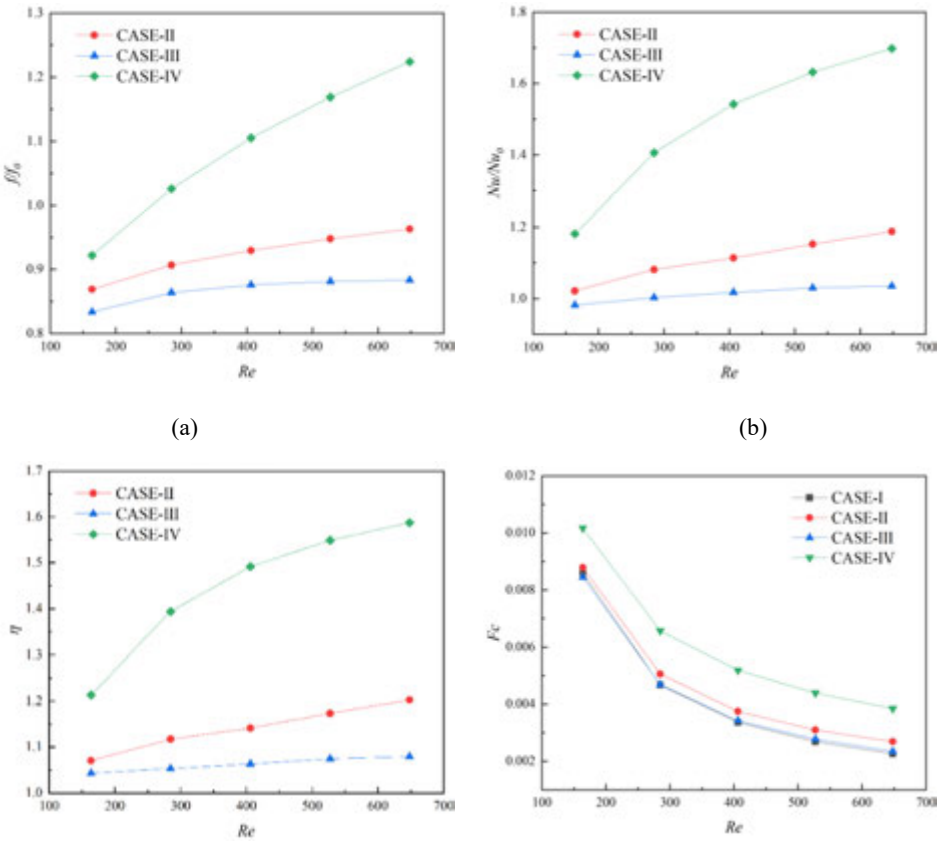


图 10 (a)相对阻力系数 f/f_0，(b)相对努塞尔数 Nu/Nu_0，(c)综合性能系数 η，(d)场协同数 *Fc* 随雷诺数的变化

图 11 给出了摩擦和换热熵产率随 *Re* 数的变化。如前所述，熵产率反映了微通道换热器中不可逆的热损失和热能品质的下降。当雷诺数从 163.7 增加到 648.2 时，摩擦熵产率 $S_{gen,\Delta p}$ 增大，传热熵产率 $S_{gen,\Delta T}$ 减小。$S_{gen,\Delta p}$ 主要受平均阻力系数的影响，如图 7a 所示。线型微通道的摩擦系数最大，因此 $S_{gen,\Delta p}$ 在所有微通道中最高，其次是长直微通道、凸型微通道和凹型微通道。$S_{gen,\Delta T}$ 主要受温差的影响，这可以从图 8 的温度分布图中区分出来。长直微通道

温差最大，因此 $S_{gen,\Delta T}$ 在所有微通道中最高，其次是凹型微通道和凸型微通道。线型微通道的 $S_{gen,\Delta T}$ 最低，这是由于其内部温度分布更为均匀。

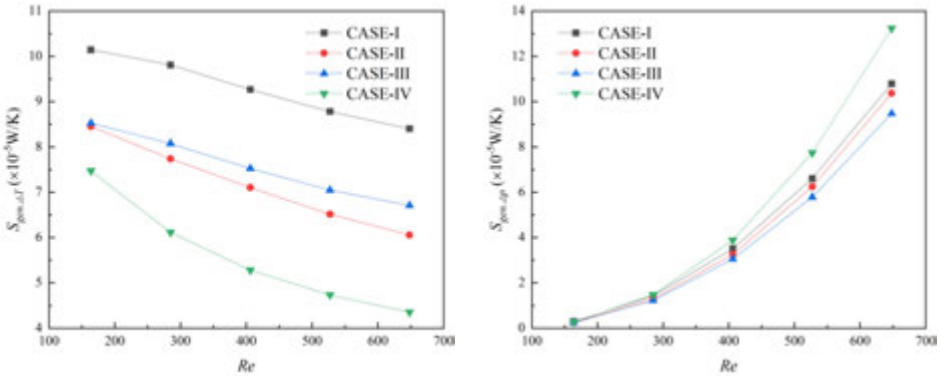


图 11 （a）传热熵产，（b）摩擦熵产随雷诺数的变化

3 结 论

本文对具有周期性凹穴结构的微通道换热器流动与传热特性开展了数值模拟，设计了三种不同的凹穴结构，包括凸型、凹型和线型。结合流动压降、平均努塞尔数、综合性能系数等指标，将带有凹穴结构的微通道与长直通道进行了比较。主要结论如下：

（1）通道侧壁的周期性凹穴结构可以强化换热，同时降低压降，这是由于周期性结构可以促进微通道内的流动扰动、流体混合和周期性流动边界层的重新发展。

（2）当雷诺数从 163.7 增加到 648.2 时，凸型微通道的压降比长直微通道降低 13.1%-3.7%，比凹型微通道降低 16.6%-11.7%，而当雷诺数为 284.9< *Re* <648.2 时，线型微通道的压降比长直微通道增加 2.6%-22.4%。

（3）周期性凹穴结构对微通道换热器的传热性能有显著增强，线型微通道的平均 *Nu* 数比长直微通道增加了 1.70 倍。

（4）线型微通道在 *Re*=648.2 时综合性能系数达到 1.59，为三种周期性凹穴微通道中最高。此外，线型微通道具有最小的场协同数，表明它是最佳的强化换热结构。

（5）与长直通道相比，具有周期性凹穴的微通道的熵产降低了 15.9%-48.2%，能够有效减少流动与传热的不可逆损失。

参考文献

[1] Chen Song, Wentao Cheng, Zijian Huang, et al. A miniature atomization-air-cooled heat sink for electronic chips[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2023.

[2] Lakshmi-Sirisha Maganti, Dhar Purbarun, Sundararajan T, et al. Heat spreader with parallel microchannel configurations employing nanofluids for near–active cooling of MEMS[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017.

[3] Zeng Deng, Shen Jun, Dai Wei, et al. Experimental study on cooling of high-power laser diode arrays using hybrid microchannel and slot jet array heat sink[J]. Applied Thermal Engineering, 2019.

[4] Zhou Zhicheng, Yaojie Lv, Jian Qu, et al. Performance evaluation of hybrid oscillating heat pipe with carbon nanotube nanofluids for electric vehicle battery cooling[J]. Applied Thermal Engineering, 2021.

[5] D-B Tuckerman, Pease R-F-W. High-performance heat sinking for VLSI[J]. IEEE Electron Device Letters, 1981.

[6] Wahib Owhaib, Palm Björn. Experimental investigation of single-phase convective heat transfer in circular microchannels[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2004.

[7] A-A Alfaryjat, Mohammed H-A, Adam Nor-Mariah, et al. Influence of geometrical parameters of hexagonal, circular, and rhombus microchannel heat sinks on the thermohydraulic characteristics[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2014.

[8] Tao Wu, Wang Lizhi, Tang Yicun, et al. Flow and Heat Transfer Performances of Liquid Metal Based Microchannel Heat Sinks under High Temperature Conditions[J]. Micromachines, 2022.

[9] Hongtao Wang, Chen Zhihua, Gao Jianguo. Influence of geometric parameters on flow and heat transfer performance of micro-channel heat sinks[J]. Applied Thermal Engineering, 2016.

[10] Xiaojun Shi, Li Shan, Mu Yingjie, et al. Geometry parameters optimization for a microchannel heat sink with secondary flow channel[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2019.

[11] Navin Raja Kuppusamy, Saidur R, Ghazali N-N-N, et al. Numerical study of thermal enhancement in micro channel heat sink with secondary flow[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014.

[12] Ping Li, Zhang Di, Xie Yonghui, et al. Flow structure and heat transfer of non-Newtonian fluids in microchannel heat sinks with dimples and protrusions[J]. Applied Thermal Engineering, 2015.

[13] Wang Shuo-Lin, Di An, Yan-Ru Yang, et al. Heat transfer and flow characteristics in symmetric and parallel wavy microchannel heat sinks with porous ribs[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2022.

[14] Zhu Qifeng, Ruirui Su, Huixue Xia, et al. Numerical simulation study of thermal and hydraulic characteristics of laminar flow in microchannel heat sink with water droplet cavities and different rib columns[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2021.

[15] Lei Chai, Xia Guo-Dong, Wang Hua-Sheng. Numerical study of laminar flow and heat transfer in microchannel heat sink with offset ribs on sidewalls[J]. Applied Thermal Engineering, 2015.

[16] Lei Chai, Wang Liang, Bai Xin. Thermohydraulic performance of microchannel heat sinks with triangular ribs on sidewalls – Part 2: Average fluid flow and heat transfer characteristics[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019.

[17] Daxiang Deng, Chen Liang, Chen Xiaolong, et al. Heat transfer and pressure drop of a periodic expanded-constrained microchannels heat sink[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2019.

[18] D-D Ma, Xia G-D, Wang W, et al. Study on thermal performance of microchannel heat sinks with periodic jetting and throttling structures in sidewalls[J]. Applied Thermal Engineering, 2019.

[19] Shamsoddini-Lori Mohammad, Kambiz Vafai. Heat transfer and fluid flow analysis of microchannel heat sinks with periodic vertical porous ribs[J]. Applied Thermal Engineering, 2022.

[20] Baekeland Mante, Arthur Vangeffelen, Michel Smet, et al. Flow periodicity analysis in an additively manufactured metal microchannel heat transfer device using micro-PIV[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2023.

[21] R-L Webb. Performance evaluation criteria for use of enhanced heat transfer surfaces in heat exchanger design[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1981.

[22] Z-Y Guo, Li D-Y, Wang B-X. A novel concept for convective heat transfer enhancement[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1998.

[23] Adrian Bejan. Entropy Generation Minimization: The Method of Thermodynamic Optimization of Finite-Size Systems and Finite-Time Processes[A]//1995.

[24] Lei Chai, Xia Guodong, Wang Liang, et al. Heat transfer enhancement in microchannel heat sinks with periodic expansion–constriction cross-sections[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013.