隔板对流系统中影响流动和传热的压力分布特性

林泽鹏, 包芸*

中山大学航空航天学院, 广州 510275

*联系人, E-mail: stsby@mail.sysu.edu.cn

收稿日期: 2018-05-29; 接受日期: 2018-06-21; 网络出版日期: 2018-09-06

国家自然科学基金(编号: 11772362, 11452002)资助项目

摘要 本文采用直接数值模拟(Direct Numerical Simulation, DNS)研究隔板对流系统中的压力分布特性和作用. 随着流动失稳, 传热通道中纵向压力差与温度漂移和速度同步产生, 最终形成隔板相间的压力分布. 在隔板对流系统的狭缝和通道中, 压力分布分别具有水平和纵向线性分布特性, 压力梯度为常值. 狭缝中压力分布沿流动方向为顺压分布, 传热通道中的压力分布沿流动方向为逆压分布. 狭缝中是水平压力驱动的二维泊肃叶流动, 流动的速度剖面呈现抛物线型. 传热通道中纵向压力差是抵抗温度漂移产生单向浮力而出现的, 在 $b \geq 4d$ 的条件下流动受纵向合力的影响很小, 主要由水平狭缝流动的连续性保持.

关键词 隔板对流系统, 压力特性, TD 数, DNS

PACS: 44.25.+f, 44.15.+a, 47.11.Bc, 47.15.Rq

1 引言

热对流现象广泛存在于自然界和工业设计中, 热对流传热特性的研究具有重要意义^[1]. Rayleigh-Bénard (RB)热对流是研究由热产生对流现象的重要物理模型之一, 每年都有许多关于RB热对流的理论^[2-5]、实验^[6-8]和数值模拟^[9-11]的研究文章.

非传统RB热对流是研究传热特性变化的热门问题之一. Zhang等人^[12]对粗糙表面RB热对流进行计算研究, 发现对小粗糙高度 h 传热 Nu 减小, 而后随 h 变大热传输增强. Cheng等人^[13]对填充聚合物的黏弹性流体RB对流进行直接数值模拟, 结果表明, 聚合物的加

入降低了热通量, 传热减少量先增大后减少. Chong等人^[14]计算研究了不同 Pr 数RB对流的传热和流动结构对几何约束的依赖性, 发现对于 $Pr \geq 0.5$, 几何约束可以导致热量输送显著增强, 在计算的参数范围内, 最大传热相对增强率一般随 Pr 增大而增大. Joshi等人^[15]通过实验研究在上下底板上的金字塔形粗糙元素对旋转RB对流换热的影响, 结果表明, 在光滑的上下表面时, Ekman抽吸效应对于传热增强起主要作用, 当Ekman层厚度 δE 明显大于粗糙高度 k 时, 系统传热就不受粗糙度的影响. Bao等人^[16,17]在RB热对流系统中等间距插入纵向隔板, 并在隔板顶端留有狭缝, 实验发现隔板对流系统可有效地提高传热, 进一步的数值模拟研

引用格式: 林泽鹏, 包芸. 隔板对流系统中影响流动和传热的压力分布特性. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2018, 48: 104702

Lin Z P, Bao Y. Influence of pressure on flow and heat transfer in partitioned thermal convection (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2018, 48: 104702, doi: 10.1360/SSPMA2018-00183

究发现在特定系统参数下系统传热相比于无隔板时可提升200%以上. 林泽鹏等人^[18]计算研究发现, 隔板热对流的流动和传热特性与系统整体宽高比无关, 而当隔板间的通道宽度 b 和狭缝高度 d 满足 $b \geq 4d$ 时, 狭缝尺寸是控制系统流动和温度分布特性的主要几何参数.

在微管道流动中关于系统压降和压力分布已有较多的相关研究^[19,20]. 在RB系统中, 温度是一个标量, 流动中的压力效应与传热特性基本无关联^[21], 因此对于RB对流系统的压力研究相对较少, 主要讨论局部区域的压力作用^[22]. Togni等人^[23]对 $Pr=0.7$, 低 Ra 数的RB系统进行直接数值模拟, 将系统分为湍流脉动产生、输运和耗散三个区域分析, 分别为核心区、过渡层和边界层, 认为核心区中能量运输主要靠压力和惯性机制, 能量依靠正压运输补充过渡层中的能量耗散. 对于旋转RB热对流, 当 $1/Ra$ 较大, 同时 Ra 数足够使系统维持湍流状态时, 系统会进入地转流动区, 科氏力主要靠压力梯度平衡, 此时传热 Nu 数相比无旋转时低^[24-27]. Zhong等人^[28]对两相流RB热对流系统进行研究, 汽化潜热产生了附加的热传输机制, 发现当压力达到临界值时, 有效导热系数最大值显著增加.

在隔板对流系统中, 温度和速度都变为与隔板相间分布的单向冷流和热流, 同时也发现压力分布同样出现相间分布^[16]. 本文对隔板热对流系统中的压力分布特性进行研究, 讨论系统中压力分布的产生及与系统温度之间的关系, 并探讨压力分布在隔板RB热对流系统对流动的作用.

2 模型与计算方法

三维隔板对流系统的计算研究发现, 在隔板数较多的层流状态, 系统流动及其物理特性具有很好的二维性^[17]. 因此本文采用二维计算, 讨论具有单向层流的隔板对流系统流动传热及压力特性.

基于Oberbeck-Boussinesq近似, 无量纲化的二维RB热对流方程为

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{V} &= 0, \\ \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} &= -\nabla p + \frac{1}{\sqrt{Ra/Pr}} \nabla^2 \mathbf{V} + \theta \mathbf{k}, \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \theta &= \frac{1}{\sqrt{Ra/Pr}} \nabla^2 \theta, \end{aligned}$$

其中, $\mathbf{V}$ 为无量纲速度矢量, θ 为无量纲温度, $\mathbf{k}$ 为单位

垂向矢量, p 为压力, Ra 为瑞利数, Pr 为普朗特数. 计算边界条件为: 所有壁面速度采用无滑移边界条件, 系统侧壁与隔板所有壁面温度均为绝热边界条件, 系统上底板冷却, 无量纲温度给定为 -0.5 , 下底板加热, 温度给定为 0.5 . 控制参数取 $Ra=10^8$, $Pr=5.3$.

隔板对流系统的几何模型如图1(a)所示, D, H 分别代表系统的宽和高, T_t 和 T_b 分别表示上下板的温度. 图1(b)为模型局部放大图, 其中 l 为隔板厚度, d 为狭缝高度, b 代表传热通道的宽度. 计算和结果讨论中涉及的几何参数均为无量纲量, 无量纲化的长度尺寸为系统高度 H .

热对流的求解过程采用投影法. 时间采用一阶格式, 空间为二阶格式, 利用Gauss-Seidel迭代求解压力泊松方程. 时间步长满足Courant-Friedrichs-Lewy (CFL)条件, $CFL \leq 0.2$.

3 隔板热对流系统中的压力分布特性及作用

RB热对流装置中加入隔板后, 将流动的空间分割为隔板与底板之间的水平狭缝和隔板间竖直的传热通道两种子空间. 在 $b \geq 4d$ 的条件下, 狭缝尺寸是决定整个流动的关键几何尺寸^[18], 然而传热却发生在传热通道中, 因此本研究先从传热通道中压力分布特性开始.

图1 (网络版彩图) (a) 隔板对流装置局部放大图; (b) 隔板对流装置数值模拟示意图

Figure 1 (Color online) (a) An enlarged portion of the partition convection device. (b) The model diagram of numerical simulation of partition convection device.

3.1 压力分布的产生及传热通道压力差 ΔP 的变化特性

选取典型系统, 宽高比 $\Gamma=2$, 隔板厚度 $l=0.12$, 狭缝高度 $d=0.015$, 通道宽度 $b=0.116$ 进行数值模拟, 此时隔板数 $n=8$, 分别给出不同计算时间的温度和速度以及压力场分布, 讨论压力分布的生成过程与流动特性变化之间的关系.

图2给出了不同时刻隔板对流系统局部区域两个相邻传热通道的速度和温度分布计算结果, 以及对应的压力分布. 带有速度矢量的传热通道表示温度场, 右侧为通道中的压力场, 颜色深度代表温度和压力的大小. 图2(a)是流动的初始段, 此时流体速度是由于底板温度扩散进入产生浮力而产生的, 只有在传热通道靠近底板的区域有速度, 狭缝中还没有水平速度, 整个系统中压力变化很小, 靠近底板附近有速度的区域压力值有微小降低.

随着对流的作用, 温度被带入传热通道, 流动突然失稳, 如图2(b)所示, 左边通道中上底板产生的冷流向下运动, 右边通道中下底板产生的热流向上运动. 因流量守恒, 狭缝中同时产生水平流动. 左边通道底部两侧的狭缝向外流动, 顶部向内流动, 对应的右边通道两侧的狭缝水平流动则相反. 对应的压力分布发生变化, 左边通道顶部的流入端为低压, 流动方向对应产生高压, 右边通道压力分布产生的原理相同, 但底部为低压, 上

部为高压. 因此不同通道中的压力分布变化, 是随着温度失稳而产生的浮力分布变化同时发生的.

最后流动趋于稳定, 如图2(c)所示, 传热通道中出现不同的高温 and 低温温度漂移现象, 即在整个通道子空间中温度偏离平均温度值, 并形成单向层流流动. 此时的压力分布, 在向下的冷流通道中底部压力高顶部压力低, 而向上的热流通道中顶部压力高底部压力低. 通道中的流动均是逆压流动, 同时也存在由于温度漂移产生的浮力, 浮力方向与压力梯度作用方向相反. 在向上热流通道的底部, 两侧的流动由狭缝射流喷出, 在通道中间相汇, 而后转向. 因此, 通道中间的温度大于两边的温度, 随着流动向上, 温度在通道中变为较均匀的流动. 向下冷流通道也存在相反的流动特征. 图中显示, 压力分布在传热通道中水平方向上是均匀的, 只在沿传热通道的纵向存在分布变化. 由于压力的连续分布, 在狭缝中同样存在压力分布.

定义传热通道中上底板与下底板的平均压力差为 ΔP . 图3给出了 ΔP 在计算过程中随时间的变化, 同时也给出了传热通道中部纵向平均速度 v_z 的变化, 纵向平均速度可以反映通道中单向流动的变化特性. 可以看到, 在计算的初始, 由于温度和速度都在底板附近, 压力差 ΔP 和纵向平均速度 v_z 都为0. 随着计算中羽流的发展, 流动失稳, ΔP 和 v_z 在短时间内迅速增大. 而后经过微小调整, 压力差 ΔP 和纵向平均速度 v_z 都达到了一个稳定值, 最终进入稳定的流动状态. 由此可见, 通道上

图2 (网络版彩图)不同时刻传热通道中速度、温度和压力分布的变化. (a) 无量纲时间 $t=30$; (b) 无量纲时间 $t=135$; (c) 无量纲时间 $t=600$

Figure 2 (Color online) Velocity, temperature and pressure field of partition convection system at different time. (a) Dimensionless time $t=30$; (b) dimensionless time $t=135$; (c) dimensionless time $t=600$.

图 3 (网络版彩图)通道中 ΔP 和纵向平均速度 v_z 随无量纲时间 t 的变化

Figure 3 (Color online) ΔP and v_z in channel with the change of dimensionless time t .

下压力差 ΔP 的生成和稳定与流动是同步进行的。

系统稳定后完整的流动特性如图4所示, 隔板对流系统中速度、温度和压力都是隔板分开的相间分布。图中可见, 系统两侧通道受侧壁影响有部分回流外, 中部的传热通道中流动都是热流向上, 冷流向下的单向层流流动, 压力分布也与流动相对应。传热通道和狭缝中的流动组成绕隔板的环形流动。

隔板对流系统最终形成了低温冷流向下流动, 高温热流向上流动, 所有通道都具有很好的传热能力。这是隔板对流系统传热增强的物理原因。

3.2 传热通道和狭缝中压力分布特性

隔板对流系统中的传热通道和狭缝都存在压力变化。下面探讨压力分布特性对传热通道和狭缝中单向层流流动的不同作用。

图5给出了隔板对流系统不同部位压力的水平变化和纵向变化特性。图5(a)所示为下底板附近的局部压力分布, 其中虚线是底板附近压力值随 x 的变化。可以看到, 在传热通道底部压力沿横向基本不变, 在狭缝中压力沿 x 变化呈线性分布, 狭缝流动入口和出口压力分布有局部过渡。由此, 狭缝中的压力梯度为常数。将传热通道中的压力沿 x 取平均, 画出传热通道中压力沿纵向 z 的分布变化, 如图5(b)所示, 发现传热通道中压力沿纵向的分布特性也是线性变化的。因此, 压力分布特性在传热通道和狭缝中都服从线性变化。传热通道中的压力分布沿流动方向为逆压分布, 而狭缝中压力分布为顺压分布。

在狭缝中只存在水平压力梯度和壁面黏性阻力, 压力作用与温度产生的纵向浮力无关, 因此温度作用和狭缝中的水平流动解耦。在讨论隔板对流系统的关键几何参数时, 曾发现狭缝中的流动特性与二维泊肃叶流动特性基本一致^[18]。

图6给出了狭缝中流动的局部放大图。因为狭缝中的水平压力梯度为常值, 稳定后的狭缝中流动为定常, 因此狭缝中的流动满足二维泊肃叶流动的条件。表1给出了水平狭缝数值计算的狭缝平均速度 u 和由二维泊肃叶流动理论解平均速度 u^* 对比, 可以看到两者几乎是一样的。水平压力梯度的驱动下, 狭缝流动的速度剖面呈现抛物线型。

图7给出了不同传热通道宽度和不同狭缝高度中, 狭缝中间位置的速度剖面。图7(a)为通道宽度 $b=0.116$ 时的三个狭缝高度 $d=0.0108$, $d=0.0146$ 和 $d=0.0205$ 对应的速度剖面, 图7(b)为 $b=0.092$ 的速度剖面, 图7(c)为 $b=0.145$ 的速度剖面。从这三张图中发现, 狭缝中抛物

图 4 (网络版彩图)系统整体的流动状态分布。(a) 对流系统的温度及速度场; (b) 对流系统的压力场

Figure 4 (Color online) The flow in the convection system. (a) Temperature and velocity field; (b) pressure field.

图 5 (网络版彩图)隔板对流系统压力分布. (a) 下底板附近的局部压力分布, 其中虚线是底板附近压力值随 x 的变化; (b) 压力在传热通道中沿着纵向 z 的变化

Figure 5 (Color online) Pressure distribution in the channels of the convection system. (a) Local pressure distribution near the bottom plate. The dashed line represents the pressure near the bottom plates with the different horizontal position x ; (b) pressure in the channel with the change of vertical position z .

线型分布的速度最大值随着传热通道宽度 b 和狭缝高度 d 的加大略微增大, 速度最大值的大小基本一致. 但狭缝高度 d 的不同会使整体流动流量产生不同的变化.

传热通道中的纵向流动由于浮力的存在, 流动和温度耦合在一起, 流动特性和压力的作用变得较为复杂.

3.3 传热通道压力差 ΔP 与表征温度浮力特性的 TD 数

由于压力分布的连续性, 传热通道的纵向压力差与狭缝中的水平压力差在数值上是相等的. 因此, 仅需要分析传热通道纵向压力差 ΔP 的特性.

在本文的无量纲热对流微分方程中, 温度 θ 即为浮力项. 隔板对流系统由于羽流运动失稳, 最终产生的如图4(a)中相间分布的温度漂移, 使传热通道中的流体运动受浮力影响. 为了反映传热通道中的温度浮力特性, 定义 TD 数, TD 数值的计算为传热通道中温度分布量水平平均之后沿纵向积分得到的温度值. 计算得出的传热通道中温度漂移量值 TD_t , 可代表传热通道中温度漂移产生的浮力总量.

图8给出的是高温通道中温度 TD 数和压力差 ΔP 从初始状态开始随时间的变化过程, 可以看到, 表征温度漂移量的 TD 数变化与压力差 ΔP 的产生完全数同步. 这个结果表明, 通道中与流动方向逆向作用的压力分布, 是为了抵抗传热通道中温度漂移产生的单向浮力而产生的.

图9给出了隔板对流系统各个传热通道的温度 TD 数, 同时也给出了通道上下的压力差 ΔP . 结果发现, TD 数的值略比 ΔP 的值大一点, 通道压力差 ΔP 与温度 TD 数在每个通道中都基本相等. 从力学角度讨论传热通道稳定后的流动, 纵向传热通道中存在由于温度漂移产生的浮力和相反方向的压力梯度, 以及隔板侧壁产生的摩擦阻力. 计算得到中间通道的隔板侧壁摩擦阻力 $f=0.005$, 作用要比压力差的作用小2个量级. 从通道中的三个纵向力(温度浮力 TD 数、压力差 ΔP 和侧壁阻

图 6 (网络版彩图)系统压力场和速度场在狭缝区域的局部放大图

Figure 6 (Color online) An enlarged portion of pressure and velocity field of the system that correspond to the area of gap.

表 1 狭缝数值计算平均速度 u 与理论平均速度 u^*

Table 1 Simulated average velocity u and theoretical average velocity u^*

狭缝高度 d	通道宽度 b	压力梯度 dp/dx	狭缝平均速度 u	狭缝理论速度 u^*
0.0146	0.116	1.3635	0.1059	0.1052

图 7 (网络版彩图)不同通道宽度和狭缝高度下狭缝中的速度剖面. (a) $b=0.116$; (b) $b=0.092$; (c) $b=0.145$

Figure 7 (Color online) Velocity profiles of the gaps under different width of channels and different height of gaps. (a) $b=0.116$; (b) $b=0.092$; (c) $b=0.145$.

图 8 (网络版彩图)温度 TD 数和压力差 ΔP 随时间的变化过程

Figure 8 (Color online) Changing process of TD number and differential pressure ΔP over time.

力 f 对流动的作用来看, 浮力方向是顺着流动方向的, 而压力差 ΔP 和侧壁阻力 f 是逆着流动方向的, 三个力在纵向流动中基本达到平衡.

由此分析得到, 传热通道中的纵向流动由于温度浮力 TD 数和几乎相等的压力差 ΔP 的作用相反, 流动受纵向合力的影响很小, 主要由水平狭缝流动的连续性保持.

通过大量计算数据分析, 在 $b \geq 4d$ 的条件下, 对不同通道宽度 b 和狭缝高度 d , 讨论隔板几何参数的 TD 数和压力差 ΔP 的关系. 图10给出不同隔板几何参数的 TD 数和 ΔP , 其中横坐标为狭缝高度的变化, 不同颜色的

图 9 (网络版彩图)隔板对流系统中各通道的 TD 数以及通道压力差 ΔP

Figure 9 (Color online) TD number and differential pressure ΔP in each channels of partition convection system.

点为3组通道宽度不同狭缝高度 d 的温度 TD 数, 相同形状空心黑色符号为对应的压力差 ΔP . 可以看到, 无论隔板对流系统的几何参数变化, 还是 TD 数的不同值, 所有的计算结果都呈现出 TD 数基本与传热通道上下压力差 ΔP 几乎相等的共同规律. 并且在图10的双对数坐标系中, TD 数随狭缝高度 d 的变化存在标度率关系, $TD \sim d^{-1.64}$.

对于通道宽度 b 较小时, 如图10中给出的 $b=0.057$, $d=0.02$ 的情况, 计算结果发现 TD 数明显大于压力差 ΔP . 此时通道纵向流动中浮力影响增大, 流动状态变得复杂, 温度特性也与 $b \geq 4d$ 条件下的情况相比没有一

图 10 (网络版彩图)不同隔板几何参数下的 TD 数和压力差 ΔP

Figure 10 (Color online) TD number and differential pressure ΔP under various geometric parameters of partitions.

致的规律, 因此这里不做进一步讨论.

总体而言, 压力差 ΔP 的产生和分布特性与隔板对流系统中隔板间产生的温度漂移量直接相关. 流动稳定后压力差 ΔP 的作用为在水平狭缝中是二维泊肃叶流动的驱动力, 在纵向传热通道中减弱温度漂移产生的单向浮力作用.

4 结论

已研究发现隔板对流系统具有传热增强的能力, 传热 Nu 数最高能增加200%以上^[17]. 在一定隔板数的

情况下, 由于隔板的加入导致传热通道出现带温度漂移的单向层流流动, 同时发现压力分布也呈现出类似传热通道中温度相间分布的特殊规律. 本文通过二维直接数值模拟(Direct Numerical Simulation, DNS)研究层流状态下隔板对流系统中压力产生的过程、分布特性以及在流动中的作用. 通过对计算结果的分析可以得出以下结论:

(1) 计算初始传热通道压力差 ΔP 为0, 随着羽流的发展流动失稳, ΔP 短时间内迅速增大, 而后经过微小调整压力差 ΔP 达到了一个稳定值. 稳定后传热通道中的流动成为带温度漂移的单向层流流动, 压力分布变为隔板相间分布产生纵向压力差, 并在狭缝两端产生压力差.

(2) 传热通道中纵向压力差 ΔP 是为了抵抗温度漂移产生的单向浮力而产生的. 反映整体浮力的温度 TD 数与通道中纵向压力差 ΔP 基本平衡. 压力分布特性在狭缝和通道中都呈现空间线性分布. 狭缝中压力分布沿流动方向为顺压分布, 传热通道中的压力分布沿流动方向为逆压分布.

(3) 隔板对流系统流动稳定后, 压力分布在狭缝中对流动的作用是水平压力梯度驱动的二维泊肃叶流动, 传热通道中的纵向单向流动由水平狭缝流动的连续性保持.

(4) 在 $b \geq 4d$ 的情况下, TD 数随狭缝高度 d 的变化存在标度率关系, $TD \sim d^{-1.64}$.

参考文献

- Ahlers G, Grossmann S, Lohse D. Heat transfer and large scale dynamics in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Rev Mod Phys*, 2009, 81: 503–537, arXiv: 0811.0471
- Grossmann S, Lohse D. Scaling in thermal convection: A unifying theory. *J Fluid Mech*, 2000, 407: 27–56
- Grossmann S, Lohse D. Thermal convection for large Prandtl numbers. *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 3316–3319
- Shishkina O, Horn S, Wagner S, et al. Thermal boundary layer equation for turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Phys Rev Lett*, 2015, 114: 114302, arXiv: 1411.5826
- Wang Y, He X, Tong P. Boundary layer fluctuations and their effects on mean and variance temperature profiles in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Phys Rev Fluids*, 2016, 1: 082301
- He X, Funfschilling D, Nobach H, et al. Transition to the ultimate state of turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 024502
- Du Puits R, Resagk C, Thess A. Thermal boundary layers in turbulent Rayleigh-Bénard convection at aspect ratios between 1 and 9. *New J Phys*, 2013, 15: 013040
- Vasiliev A, Sukhanovskii A, Frick P, et al. High Rayleigh number convection in a cubic cell with adiabatic sidewalls. *Int J Heat Mass Transfer*, 2016, 102: 201–212
- Huang M J, Bao Y. Logarithmic mean temperature profiles in turbulent Rayleigh-Bénard convection (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*,

- 2017, 47: 74–79 [黄茂静, 包芸. 湍流Rayleigh-Bénard热对流温度剖面中对数律研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2017, 47: 74–79]
- 10 Ye M X, Bao Y. Flow characteristics of turbulent convection with different Prandtl numbers (in Chinese). *Chin J Hydrodyn*, 2017, 32: 463–469 [叶孟翔, 包芸. 不同 Pr 数湍流热对流流动特征. 水动力学研究与进展, 2017, 32: 463–469]
- 11 Bao Y, Gao Z Y, Ye M X. Numerical study of Prandtl number effects in turbulent thermal convection (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2018, 67: 182–188 [包芸, 高振源, 叶孟翔. 湍流热对流Prandtl数效应的数值研究. 物理学报, 2018, 67: 182–188]
- 12 Zhang Y Z, Sun C, Bao Y, et al. How surface roughness reduces heat transport for small roughness heights in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *J Fluid Mech*, 2018, 836: R2
- 13 Cheng J P, Zhang H N, Cai W H, et al. Effect of polymer additives on heat transport and large-scale circulation in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Phys Rev E*, 2017, 96: 013111
- 14 Chong K L, Wagner S, Kaczorowski M, et al. Effect of Prandtl number on heat transport enhancement in Rayleigh-Bénard convection under geometrical confinement. *Phys Rev Fluids*, 2018, 3: 013501, arXiv: 1709.07151
- 15 Joshi P, Rajaei H, Kunnen R P J, et al. Heat transfer in rotating Rayleigh-Bénard convection with rough plates. *J Fluid Mech*, 2017, 830: R3
- 16 Bao Y, Chen J, Liu B F, et al. Enhanced heat transport in partitioned thermal convection. *J Fluid Mech*, 2015, 784: R5
- 17 Bao Y, Lin Z P, Ding G Y. Effect of gaps' height on multiplication of heat transfer and characteristics of temperature drift (in Chinese). *Comput Aided Eng*, 2017, 26: 57–62 [包芸, 林泽鹏, 丁广裕. 狭缝高度对传热倍增及温度漂移特性的影响. 计算机辅助工程, 2017, 26: 57–62]
- 18 Lin Z P, Bao Y. Influence of geometric parameters on flow and temperature characteristics in partitioned thermal convection (in Chinese). *Sci Sin-Pys Mech Astron*, 2018, 48: 054702 [林泽鹏, 包芸. 隔板对流系统中影响流动和温度特性的关键几何参数. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2018, 48: 054702]
- 19 Qu W, Mudawar I. Experimental and numerical study of pressure drop and heat transfer in a single-phase micro-channel heat sink. *Int J Heat Mass Transfer*, 2002, 45: 2549–2565
- 20 Jang J, Wereley S T. Pressure distributions of gaseous slip flow in straight and uniform rectangular microchannels. *Microfluid Nanofluid*, 2004, 1: 41–51
- 21 Owen P R, Thomson W R. Heat transfer across rough surfaces. *J Fluid Mech*, 1963, 15: 321–334
- 22 Ovsyannikov M, Krasnov D, Emran M S, et al. Combined effects of prescribed pressure gradient and buoyancy in boundary layer of turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Eur J Mech-B/Fluids*, 2016, 57: 64–74
- 23 Togni R, Cimarelli A, de Angelis E. Physical and scale-by-scale analysis of Rayleigh-Bénard convection. *J Fluid Mech*, 2015, 782: 380–404
- 24 Julien K, Knobloch E, Rubio A M, et al. Heat transport in low-Rossby-number Rayleigh-Bénard convection. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 254503
- 25 Julien K, Rubio A M, Grooms I, et al. Statistical and physical balances in low Rossby number Rayleigh-Bénard convection. *Geophys Astrophys Fluid Dyn*, 2012, 106: 392–428
- 26 Ecke R E, Niemela J J. Heat transport in the geostrophic regime of rotating Rayleigh-Bénard convection. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 114301, arXiv: 1309.6672
- 27 Stellmach S, Lischper M, Julien K, et al. Approaching the asymptotic regime of rapidly rotating convection: Boundary layers versus interior dynamics. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 254501, arXiv: 1409.7432
- 28 Zhong J Q, Funfschilling D, Ahlers G. Enhanced heat transport by turbulent two-phase Rayleigh-Bénard convection. *Phys Rev Lett*, 2009, 102: 124501, arXiv: 0812.2507

Influence of pressure on flow and heat transfer in partitioned thermal convection

LIN ZePeng & BAO Yun^{*}

School of Aeronautics and Astronautics, Sun Yat-Sen University, Guangzhou 510275, China

The pressure characteristics and effects on the flow in the partitioned thermal convection were studied with the direct numerical simulation (DNS). With the flow instability, the longitudinal pressure difference between the upper and below plates in the heat transfer channel is synchronized with the temperature drift and the velocity, and finally the pressure alternate distribution between the partitions is formed. The pressure has the linear distribution in the horizontal gaps and the vertical channels in the partitioned convection system, and both pressure gradients are the constant value. The pressure gradient have the same direction with the flow in the horizontal gaps, but the opposite direction in the vertical heat transfer channels. The flow in the gaps is the two-dimensional Poiseuille flow driven by the horizontal pressure gradient, and its velocity profile presents parabolic style. The pressure difference in the vertical heat transfer channels is generated by resisting temperature drift which produce one-way buoyancy. The flow in the vertical channels is affected little by the longitudinal force at the condition of $b \geq 4d$, and is mainly maintained by the continuity of the flow in the horizontal gaps.

partitioned convection, pressure characteristics, TD number, DNS

PACS: 44.25.+f, 44.15.+a, 47.11.Bc, 47.15.Rq

doi: [10.1360/SSPMA2018-00183](https://doi.org/10.1360/SSPMA2018-00183)