

水平温差对环形浅液池内 Marangoni-热毛细对流的影响

王飞 彭岚 张全壮 刘佳

Effect of horizontal temperature difference on Marangoni-thermocapillary convection in a shallow annular pool

Wang Fei Peng Lan Zhang Quan-Zhuang Liu Jia

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 140202 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.140202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.140202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I14>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

大气风场和温度对无线电声波探测系统探测高度影响的数值研究

A numerical study of effects on detection height of a radio acoustic sounding system influenced by atmospheric wind and temperature

物理学报.2015, 64(10): 100205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.100205>

轴对称构件受力分析的插值粒子法

Interpolating particle method for mechanical analysis of space axisymmetric components

物理学报.2015, 64(10): 100204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.100204>

镁基合金自由枝晶生长的相场模拟研究

Phase-field modeling of free dendritic growth of magnesium based alloy

物理学报.2015, 64(6): 060201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.060201>

黏弹性问题的改进的复变量无单元 Galerkin 方法

Improved complex variable element-free Galerkin method for viscoelasticity problems

物理学报.2014, 63(18): 180203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.180203>

压缩感知理论在矩量法中的应用

Application of compressed sensing theory in the method of moments

物理学报.2014, 63(12): 120202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.120202>

水平温差对环形浅液池内 Marangoni-热毛细对流的影响*

王飞 彭岚[†] 张全壮 刘佳

(重庆大学, 低品位能源利用技术及系统教育部重点实验室, 动力工程学院, 重庆 400044)

(2015年1月6日收到; 2015年2月15日收到修改稿)

双向温差驱动下的 Marangoni-热毛细对流在许多工程技术领域具有重要作用, 但是, 已有的大部分研究集中于单向温差作用下的流动. 因此, 采用数值模拟的方法研究了水平温差对双向温差驱动下的环形浅液池内 Marangoni-热毛细对流的影响. 在一个给定的顶部换热条件下, 确定了不同水平温差作用下流动由轴对称稳态流动向三维非稳态流动转变的临界底部热流密度. 结果表明, 水平温差使得 Marangoni-热毛细对流不稳定; 随着水平温差的持续增强, 稳态流动转变为一种规律的振荡流动, 最终变得混乱; 发现两种新的状态演化过程; 确定了水平温差和垂直温差在共同驱动流体运动时各自发挥的作用; 随着水平温差的增强, 最初出现在中间区域的最高表面温度不断向热壁移动, 在此过程中, 内壁附近的流动增强, 而外壁附近的流动减弱.

关键词: Marangoni-热毛细对流, 双向温差, 浅液池, 振荡流动

PACS: 02.60.Cb, 05.70.Np, 47.11.-j, 47.55.pf

DOI: 10.7498/aps.64.140202

1 引言

自由表面上的温度不均匀会导致表面张力梯度, 从而驱动流体运动. 当温度梯度垂直于自由表面时, 这种流动被称为 Marangoni 对流. 当温度梯度平行于自由界面时, 这种流动为热毛细对流. 这两种流动广泛存在于晶体生长、薄膜喷涂、液滴蒸发等过程中.

Bénard^[1] 首先实验观察到了出现在一个底部加热和上部冷却的液层表面上的六角形流胞. Pearson^[2] 研究了这种由垂直热梯度导致的 Marangoni 对流, 发现这种流动是由于温度不均匀所引起的表面张力梯度导致的. 为了研究六角形流胞和正方形流胞之间的转换, Schatz 等^[3] 对 Marangoni 对流进行了实验研究, 发现随着 Marangoni 数的增加, 六角形流胞被正方形流胞取代, 然后又变回一个较大的六角形流胞. 此后,

许多学者^[4-9] 采用线性稳定性分析方法研究了表面变形、蒸发、液层旋转、双液层、表面辐射和径深比对 Marangoni 的影响. Zheng 等^[10] 和 Zhang 等^[11] 获得了 Marangoni 对流边界层近似解析解. Bammou 等^[12] 对一个底部均匀加热的水平通道内的混合流动进行了数值模拟, 研究了 Reynolds 数、Rayleigh 数和 Biot 数对流动形态及传热特性的影响. 最近, Rachid 等^[13] 对圆柱容器内考虑了浮力的 Benard-Marangoni 对流进行了数值模拟, 发现规则的流胞主要由 Marangoni 效应导致, 指出自由表面上的热传递对流动形态有显著的影响.

Smith 和 Davis^[14] 对水平温度梯度驱动的热毛细对流进行了线性稳定性分析, 发现了两类热对流不稳定性: 稳定轴向滚胞和斜热流体波. 此后, Garnier 和 Chiffaudel^[15] 实验观察到了 Smith 和 Davis 报道的热流体波, 同时还发现了一种新型热流体波. Li 等^[16] 对环形液池内硅熔体的热毛细对流进行了数值模拟且特别研究了双向温差作用

* 国家自然科学基金 (批准号: 51276203) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: 609164266@qq.com

下的情况,但是只简略讨论了一个固定的垂直热传递和很少的水平温差共同作用的情况. Shi和Imaishi^[17]对环形浅液池内0.65 cSt硅油的热毛细对流进行了数值模拟并确定了热流体波发生的临界Marangoni数. Kuhlmann和Albensoeder^[18]完成了矩形腔内浮力-热毛细对流的线性稳定性分析,发现当宽深比较大时,流动失稳的主要诱因是热毛细力而非浮力. Gong等^[19]采用匹配渐近展开法对旋转环形浅液池内溶质-热毛细对流进行了求解,获得了中心区域的速度、温度和浓度分布. 最近, Takagi等^[20]分析了坩埚旋转和磁场对热流体波的影响,指出坩埚旋转和磁场的联合作用可以很好地控制热流体波.

多年来,学者们对单向温差作用下的Marangoni对流和热毛细对流分别进行了深入的研究,但是对于水平和垂直温度梯度同时存在时的Marangoni-热毛细对流的研究还很少. 在自然界和实际的工业生产过程中,这种双向温度梯度往往同时存在,它们共同驱动流体运动,与单向温差作用时相比,流动变得复杂且差异显著. 因此,本文采用数值模拟的方法研究水平和垂直温度梯度共存时水平温差对环形浅液池内Marangoni-热毛细对流的影响. 这将有助于拓展热毛细对流理论,并为工程实践提供一定的理论基础.

2 物理数学模型

物理模型如图1所示. 内径 $r_i = 15$ mm, 外径 $r_o = 50$ mm, 液池深度 $d = 3$ mm; 池内流体为0.65 cSt硅油; 外壁恒温加热, 温度为 T_H ; 内壁恒温冷却, 温度为 T_C ; 水平温差 $\Delta T = T_H - T_C$. 顶部为自由表面, 与环境温度为 T_C 的外界进行热交换, 表面对流换热系数为 $h = 4$ W/m²·K; 底部为固壁, 加热热流密度为 q . 为简化起见, 假定: 1) 流体为不可压缩牛顿流体, 除了表面张力外, 其他物性参数为常数; 2) 流动为层流; 3) 忽略自由表面变形; 4) 自由表面考虑热毛细力作用(Marangoni效应), 固壁满足无滑移条件.

微重力条件下的无量纲控制方程为

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \tau} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} = -\nabla P + \nabla^2 \mathbf{V}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + \mathbf{V} \cdot \nabla \Theta = \frac{1}{Pr} \nabla^2 \Theta. \tag{3}$$

边界条件如下:

自由表面 ($Z = 1, r_i/d < R < r_o/d, 0 \leq \theta < 2\pi$)

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_R}{\partial Z} &= Re_\gamma \frac{\partial \Theta}{\partial R}, \quad \frac{\partial V_\theta}{\partial Z} = Re_\gamma \frac{\partial \Theta}{R \partial \theta}, \\ V_Z &= 0, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial Z} = -Bi(\Theta - 1); \end{aligned} \tag{4}$$

底面 ($Z = 0, r_i/d < R < r_o/d, 0 \leq \theta < 2\pi$)

$$V_R = V_\theta = V_Z = 0, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial Z} = -Q; \tag{5}$$

内壁面 ($R = r_i/d, 0 \leq Z \leq 1, 0 \leq \theta < 2\pi$)

$$V_R = V_\theta = V_Z = 0, \quad \Theta = 1; \tag{6}$$

外壁面 ($R = r_o/d, 0 \leq Z \leq 1, 0 \leq \theta < 2\pi$)

$$V_R = V_\theta = V_Z = 0, \quad \Theta = T_H/T_C. \tag{7}$$

其中, \mathbf{V} 为无量纲速度, P 为无量纲压力, $\Theta = T/T_C$ 为无量纲温度, λ 为热导率, $Q = qd/(\lambda T_C)$ 为无量纲热流密度, σ 为表面张力, $\gamma = -\partial\sigma/\partial T$ 为表面张力温度系数, α 为热扩散系数, ρ 为流体密度, ν 为运动黏度, μ 为动力黏度. $Pr = \nu/\alpha$, $Bi = hd/\lambda$, $Re_\gamma = \gamma T_C d/(\mu\nu)$ 和 $Ma = -\gamma\Delta T(r_o - r_i)/(\mu\alpha)$ 分别为Prandtl、Biot、毛细Reynolds和Marangoni数(Ma 数). 几何尺寸、速度、压力和时间 τ 的无量纲尺度分别为 $d, \nu/d, \rho\nu^2/d^2$, 和 d^2/ν .

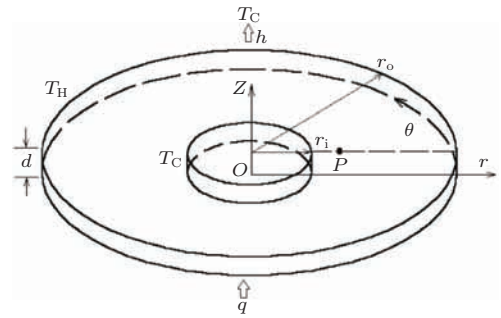


图1 物理模型

Fig. 1. Configuration of system.

采用有限容积法对基本方程进行离散, 扩散项采用二阶中心差分格式, 对流项采用二阶迎风格式, 压力-速度修正采用SIMPLE算法. 程序的正确性验证参阅文献^[21]. 为了检验网格的收敛性, 在 $Q = 5 \times 10^{-4}$, $Bi = 0.12$ 和 $Ma = 105179$ 的条件下, 取三种不同的网格进行了模拟计算, 监视点 P 处 ($Z = 1, R = 6.67, \theta = 0$) 的温度振荡频率和表面波数的计算结果如表1所列. 本文选取的计算网格为 $82^r \times 30^\theta \times 84^Z$.

表1 网格收敛性检验
Table 1. Validation of grid convergence.

网格 ($r \times z \times \theta$)	振荡频率/Hz	波数
62 × 22 × 64	0.0649	8
82 × 30 × 84	0.0627	8
102 × 34 × 104	0.0623	8

3 结果与分析

3.1 水平温差对临界底部热流密度 Q_{cri} 的影响

当底部热流密度 Q 超过临界热流密度 Q_{cri} 时, 稳态 Marangoni-热毛细对流将转化为非稳态的振荡对流. 此时监视点处的温度随时间而周期性地变化, 如图 5 所示. 通过计算一个变化周期内的最高温度与最低温度的差值即可得出该点处的温度振幅. 图 2 给出了 $Ma = 58433$ ($\Delta T = 1$ K) 时监视点 P 处的无量纲温度振幅 A 与 Q 之间的变化规律,

可以看出 A 随 Q 呈线性变化, 利用线性外推法可确定此条件下流动转化的临界条件 $Q_{\text{cri}} = 1 \times 10^{-3}$. 表 2 给出了其他条件下的 Q_{cri} , 可以看出随着水平温差的增加, Q_{cri} 减小, 这说明水平温差会降低 Marangoni-热毛细对流的稳定性.

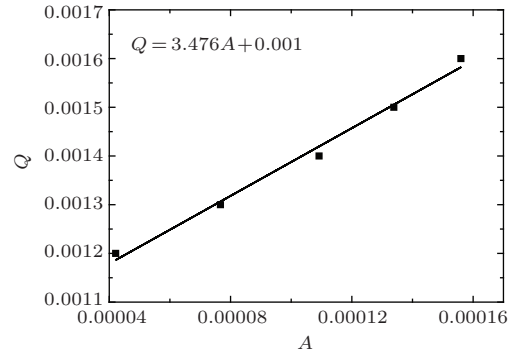


图2 $Ma = 58433$ ($\Delta T = 1$ K) 时监视点 P 处温度振幅 A 与底部热流密度 Q 的关系
Fig. 2. Change of the temperature amplitude A with bottom heat flux Q at $Ma = 58433$ ($\Delta T = 1$ K).

表2 不同 Ma 数下的临界底部热流密度 Q_{cri}
Table 2. Computed Q_{cri} for different Ma .

Ma	$Ma = 0$ ($\Delta T = 0$ K)	$Ma = 29217$ ($\Delta T = 0.5$ K)	$Ma = 58433$ ($\Delta T = 1$ K)	$Ma = 70120$ ($\Delta T = 1.2$ K)
Q_{cri}	2.4×10^{-3}	2.1×10^{-3}	1.0×10^{-3}	8.8×10^{-4}

3.2 水平温差对稳态 Marangoni-热毛细对流的影响

当 Q 小于 2.4×10^{-3} 时, 没有水平温差作用的 Marangoni 对流是稳定的轴对称流动. 当施加一个较小的水平温差时, 流动保持轴对称稳定状态, 这种流动被称为基本流. 图 3 和图 4 显示了这种流动的特性. 在没有水平温差时, 最高表面温度出现在

中间区域, 温度从中间向两壁单调递减. 由于这种温度分布, 在表面张力梯度的作用下表面流体从中间流向两壁, 从而形成了两个流胞. 随着水平温差的增强, 最高表面温度向外壁移动, 使得内壁附近的流胞扩大而外壁附近的流胞缩小, 同时内壁附近的流动增强而外壁附近的流动减弱. 最终, 最高表面温度出现在外壁, 使得只有一个流胞存在, 表面流体从外壁向内壁流动, 然后沿底部返回.

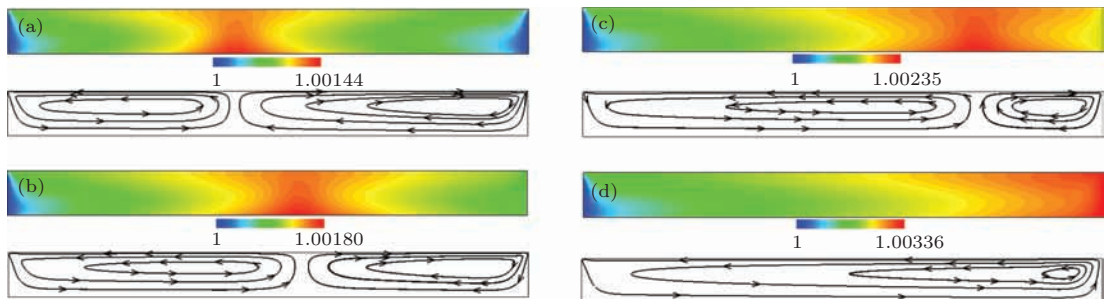


图3 (网刊彩色) $Q = 5 \times 10^{-4}$ 时不同水平温差作用下的 R - Z 面 ($\theta = 0$) 的温度场及流线分布 (a) $Ma = 0$ ($\Delta T = 0$ K); (b) $Ma = 11687$ ($\Delta T = 0.2$ K); (c) $Ma = 29217$ ($\Delta T = 0.5$ K); (d) $Ma = 58433$ ($\Delta T = 1$ K)
Fig. 3. (color online) Temperature field and flow structure on the R - Z plane of $\theta = 0$ for different horizontal temperature differences at $Q = 5 \times 10^{-4}$: (a) $Ma = 0$ ($\Delta T = 0$ K); (b) $Ma = 11687$ ($\Delta T = 0.2$ K); (c) $Ma = 29217$ ($\Delta T = 0.5$ K); (d) $Ma = 58433$ ($\Delta T = 1$ K).

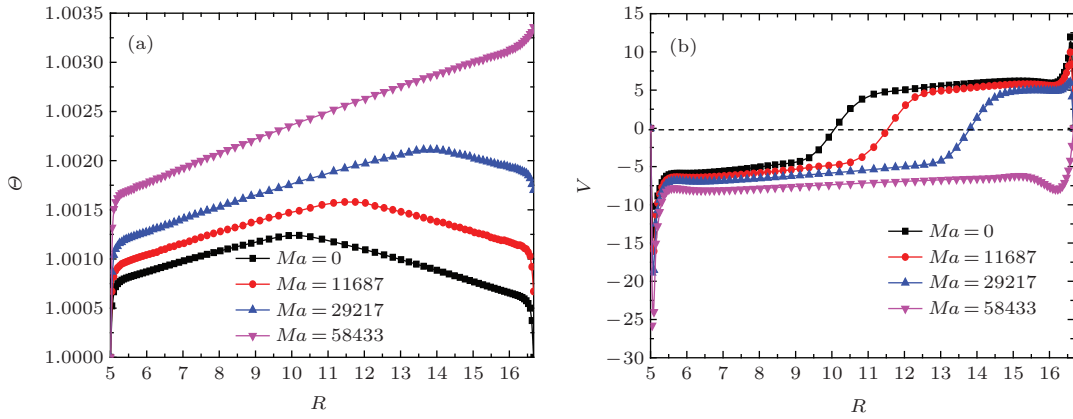


图4 (网刊彩色) 不同 Ma 数时表面温度 (a) 及速度 (b) 随 R 的分布

Fig. 4. (color online) The surface temperature (a) and velocity (b) distributions along the radial direction at different Ma .

随着 Ma 数的增加, 表面张力梯度加大, 流动变强. 当 Ma 数超过相应的临界值 Ma_{cri} 时, 流动变得过快, 使得温度场的改变跟不上流场的变化. 因此, 如图 5 所示, 在温度场与流场的持续相互作用下对流由稳态转变为非稳态. 用线性外推法确定了 $Q = 5 \times 10^{-4}$ 时 $Ma_{cri} = 74791$. 为了更好地研究这种三维振荡流动, 这里定义表面温度波动 $\delta\theta$ 为

$$\delta\theta(R, \theta, Z, \tau) = \theta(R, \theta, Z, \tau) - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \theta(R, \theta, Z, \tau) d\theta. \quad (8)$$

图 6 给出了 P 点处不同 Ma 数下温度随时间的变化过程, 可以看出随着 Ma 数的增大, 温度振荡由规律变为混乱, 这与 Peng 等 [22] 的实验结果相似. 图 7 是流动失稳后表面温度波动随 Ma 数的变化. 当 Ma 数较小时, 流动的不稳定性较弱, 此时波

动形式为点状波. 随着 Ma 数的增大, 不稳定性增强, 波动变为热流体波. 最终, 随着 Ma 数的继续增大, 不稳定性过强, 波动变得混乱. 在这整个变化过程中, 随着 Ma 数的增大, 波动值变大.

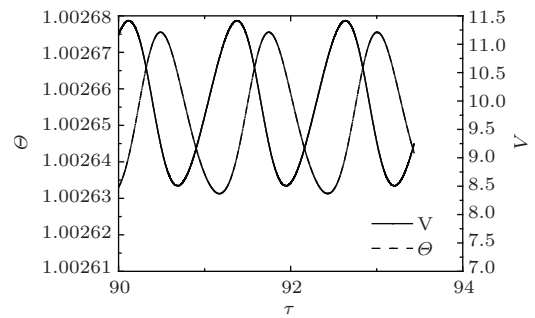


图5 $Ma = 81806$ ($\Delta T = 1.4$ K) 和 $Q = 5 \times 10^{-4}$ 时监视点 P 处温度和速度的振荡过程

Fig. 5. Evolutions of the temperature and velocity with time at the monitoring point P for $Ma = 81806$ ($\Delta T = 1.4$ K) and $Q = 5 \times 10^{-4}$.

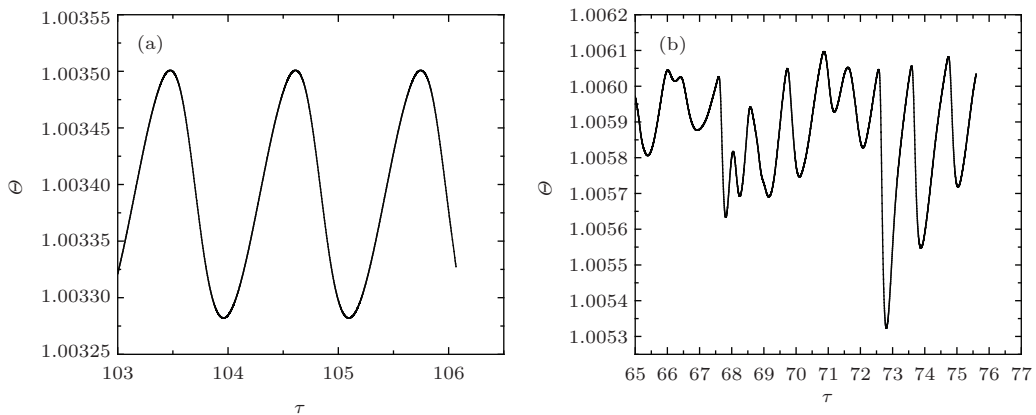


图6 $Q = 5 \times 10^{-4}$ 时不同 Ma 数下监视点 P 处温度随时间的变化 (a) $Ma = 105179$ ($\Delta T = 1.8$ K); (b) $Ma = 175299$ ($\Delta T = 3$ K)

Fig. 6. Evolution of the temperature profiles at the monitoring point P for different Ma at $Q = 5 \times 10^{-4}$: (a) $Ma = 105179$ ($\Delta T = 1.8$ K); (b) $Ma = 175299$ ($\Delta T = 3$ K).

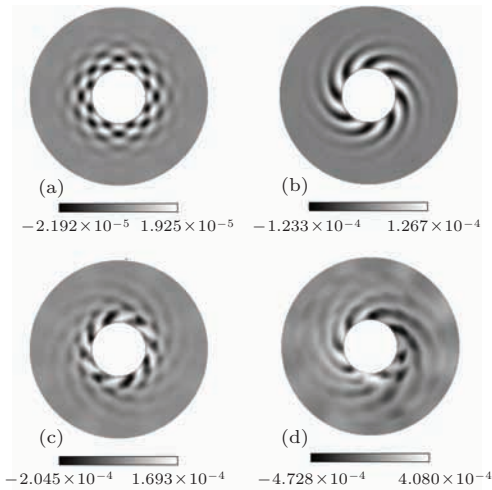


图7 $Q = 5 \times 10^{-4}$ 时不同 Ma 数下的表面温度波动 (a) $Ma = 81806$ ($\Delta T = 1.4$ K); (b) $Ma = 105179$ ($\Delta T = 1.8$ K); (c) $Ma = 128553$ ($\Delta T = 2.2$ K); (d) $Ma = 175299$ ($\Delta T = 3$ K)

Fig. 7. Snapshots of the surface temperature fluctuation for different Ma at $Q = 5 \times 10^{-4}$: (a) $Ma = 81806$ ($\Delta T = 1.4$ K); (b) $Ma = 105179$ ($\Delta T = 1.8$ K); (c) $Ma = 128553$ ($\Delta T = 2.2$ K); (d) $Ma = 175299$ ($\Delta T = 3$ K).

3.3 水平温差对非稳态 Marangoni-热毛细对流的影响

当 Q 大于 2.4×10^{-3} 时, 没有水平温差作用的 Marangoni 对流是非稳态的, 在水平温差变化的过

程中不存在基本流. 为了研究水平温差对这种流动状态的影响, 在 $Q = 3.3 \times 10^{-3}$ 时进行了一系列的数值模拟. 随着 Ma 数的增大, 表面温度及温度波动的变化如图 8 所示. 随着水平温差的增大, 起初位于中间区域的最大表面温度向外壁移动, 这个现象在图 9 (a) 中也可以看到. 相应地, 在没有水平温差作用时, 由于径向存在两个较强且方向相反的表面流动, 在内壁和外壁附近都存在着热流体波, 这种表面温度波动称为“双热流体波”. 小幅增大水平温差, 靠近外壁处的波动变弱而靠近内壁处的波动增强. 随着水平温差的进一步增大, 外壁处的波动消失, 内壁处的波动继续增大. 最终由于水平温差过大, 波动变得混乱. 可以注意到, 外壁附近波动的消失与最高表面温度的移动相关. 因此, 为了研究它们的相关性, 定义平均流速 V_{ave} 为

$$V_{ave} = \frac{1}{s} \int V ds, \quad (9)$$

其中, s 为面积. 最高表面温度的移动改变了温度的分布, 使得表面流动改变. 如图 9 (b) 所示, 随着水平温差的增大, 内壁附近的平均流速变快而外壁附近的平均流速变慢, 这使得内壁附近的流动不稳定性增强而外壁附近的不稳定性减弱. 因此, 内壁附近的波动变得越强, 而外壁附近的波动逐渐变弱且最终消失.

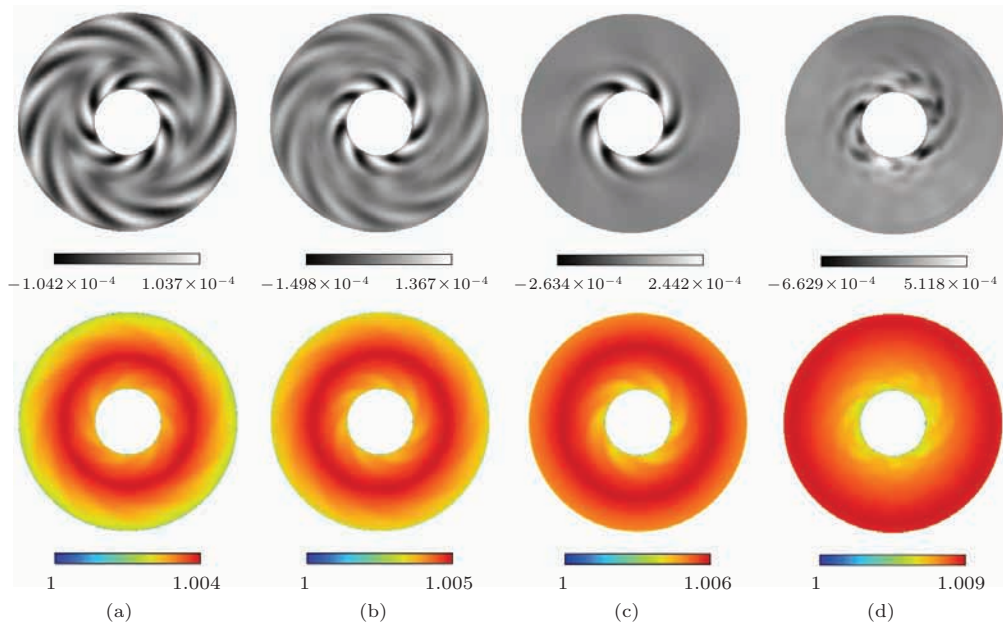


图8 (网刊彩色) $Q = 3.3 \times 10^{-3}$ 时不同 Ma 数下的表面温度波动及温度分布 (a) $Ma = 0$ ($\Delta T = 0$ K); (b) $Ma = 11687$ ($\Delta T = 0.2$ K); (c) $Ma = 46746$ ($\Delta T = 0.8$ K); (d) $Ma = 146083$ ($\Delta T = 2.5$ K)

Fig. 8. (color online) Snapshots of the surface temperature fluctuation and temperature under the condition of $Q = 3.3 \times 10^{-3}$: (a) $Ma = 0$ ($\Delta T = 0$ K); (b) $Ma = 11687$ ($\Delta T = 0.2$ K); (c) $Ma = 46746$ ($\Delta T = 0.8$ K); (d) $Ma = 146083$ ($\Delta T = 2.5$ K).

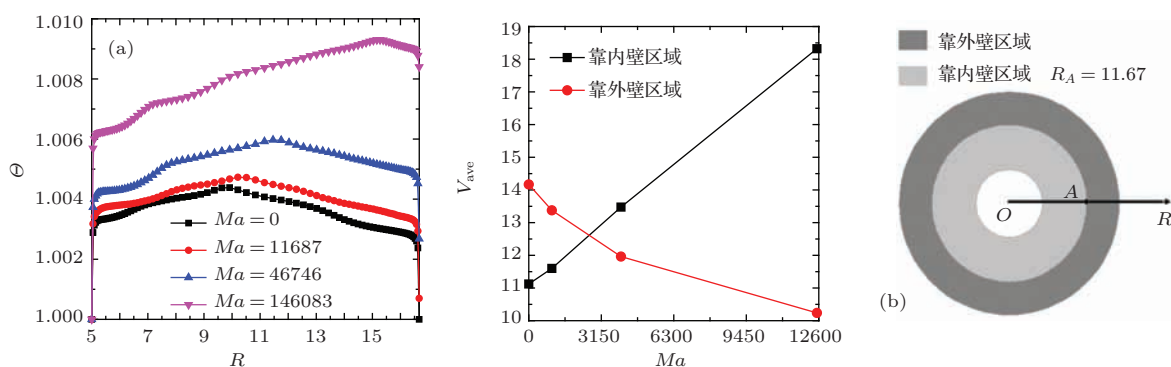


图9 (网刊彩色) $Q = 3.3 \times 10^{-3}$ 时 (a) 表面温度在 $\theta = 0$ 处沿径向的分布, (b) 内外壁附近的平均流速随 Ma 数的变化
 Fig. 9. (color online) For the case of $Q = 3.3 \times 10^{-3}$: (a) the temperature distributions along the surface radial line at $\theta = 0$; (b) the average velocities of inner and outer regions with different Ma .

综上所述, 随着水平温差的增强, 表面温度分布和流速的变化与基本流时的变化一致. 由此可以分析出底部垂直热流使得最高表面温度出现在中间区域, 从而促使表面流体沿两个相反的径向方向流动. 水平温差使得最高表面温度出现在热壁, 此时表面流体沿一个径向方向流动. 垂直热流和水平温差共同驱使流体运动, 它们的共同作用使得流动呈现出不同的形态. 因此, 随着水平温差的增强, 最初出现在中间区域的最高表面温度逐渐向外壁移动. 在这个过程中, 水平温差增强了内壁附近的流动而削弱了外壁附近的流动.

4 结 论

采用数值模拟的方法研究了水平温差和垂直热传递共同作用下的 Marangoni-热毛细对流, 分析了水平温差的影响, 确定了不同 Ma 数下流动由二维轴对称稳态向三维非稳态转变的临界底部热流密度 Q_{cri} . 结果表明, 水平温差使得 Marangoni-热毛细对流变得不稳定. 当 Q 小于 2.4×10^{-3} 时, 没有水平温差作用的 Marangoni 对流是轴对称稳定的; 施加一个小的水平温差, 流动仍然保持轴对称稳定状态; 当水平温差超过一个临界值时, 流动变为三维非稳态; 此后, 随着水平温差的增大, 表面温度波动由点状波变为热流体波, 最终变得混乱; 规律的温度振荡也相应地转变为不规则振荡. 当 Q 大于 2.4×10^{-3} 时, 流动是非稳态的, 在水平温差的变化过程中没有基本流出现; 随着水平温差的增大, 表面温度波动由双热流体波变为单热流体波, 最终变得混乱. 上述现象与单向温差作用时必定存在基本流及波形变换较单一等现象显著不

同. Marangoni-热毛细对流由水平温差和垂直热流共同驱使, 这两种热力学力对流体施加了不同的影响. 本文确定了它们在驱使流体运动的过程中各自发挥的不同作用: 水平温差使得最高表面温度出现在外壁(热壁), 促使表面流体沿单一径向方向由热壁流向冷壁; 垂直热流使得最高表面温度出现在中间区域, 驱使表面流体由中间区域流向两壁. 当这两种作用力的强度对比变化时, 流动呈现出不同形态. 水平温差较小时, 在垂直热流的作用下最高表面温度出现在中间区域, 水平温差的增大驱使其向外壁移动. 在此过程中, 水平温差增强了内壁附近的流动而削弱了外壁附近的流动.

参考文献

- [1] Bénard H 1901 *Ann. Chim. Phys.* **23** 62
- [2] Pearson J R A 1958 *J. Fluid. Mech.* **4** 486
- [3] Schatz M F, Vanhook S J, McCormick W D, Swift J B, Swinney H L 1999 *Phys. Fluids* **11** 2577
- [4] Lebon G, Dauby P C, Regnier V C 2001 *Acta Astronaut.* **48** 617
- [5] Kim J, Choi C K, Kang Y T 2004 *Int. J. Heat and Mass Transfer* **47** 2395
- [6] Xu B, Ai X, Li B Q 2007 *Int. J. Heat and Mass Transfer* **50** 3035
- [7] Siri Z, Hashim I 2008 *Int. Commun. Heat. Mass* **35** 1130
- [8] Siri Z, Mustafa Z, Hashim I 2009 *Int. J. Heat and Mass Transfer* **52** 5770
- [9] Guo W D, Narayanan R 2007 *J. Colloid. Interface. Sci.* **314** 727
- [10] Zheng L C, Sheng X Y, Zhang X X 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5298 (in Chinese) [郑连存, 盛晓艳, 张欣欣 2006 物理学报 **55** 5298]
- [11] Zhang Y, Zheng L C, Zhang X X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5506 (in Chinese) [张艳, 郑连存, 张欣欣 2009 物理学报 **58** 5506]

- [12] Bammou L, Omari K E, Blancher S, Guer Y L, Benhamou B, Mediouni T 2013 *Int. J. Heat Fluid Flow* **42** 265
- [13] Rachid E S, Kamal E O, Yves L G, Serge B 2014 *Int. J. Therm. Sci.* **86** 198
- [14] Smith M K, Davis S H 1983 *J. Fluid. Mech.* **132** 119
- [15] Garnier N, Chiffaudel A 2001 *Eur. Phys. J. B* **19** 87
- [16] Li Y R, Imaishi N, Azami T, Hibiya T 2004 *J. Crystal Growth* **260** 28
- [17] Shi W Y, Imaishi N 2006 *J. Crystal Growth* **290** 280
- [18] Kuhlmann H C, Albensoeder S 2008 *Phys. Rev. E* **77** 036303
- [19] Gong Z X, Li Y R, Peng L, Wu S Y, Shi W Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 040201 (in Chinese) [龚振兴, 李友荣, 彭岚, 吴双应, 石万元 2013 物理学报 **62** 040201]
- [20] Takagi Y, Okano Y, Minakuchi H, Dost S 2014 *J. Crystal Growth* **385** 72
- [21] Li Y R, Zhang H R, Wu C M 2012 *Heat Mass Transfer* **48** 241
- [22] Peng Z, Li D, Qi K 2013 *Int. J. Heat and Mass Transfer* **57** 457

Effect of horizontal temperature difference on Marangoni-thermocapillary convection in a shallow annular pool*

Wang Fei Peng Lan[†] Zhang Quan-Zhuang Liu Jia

(Key Laboratory of Low-grade Energy Utilization Technologies and Systems of Ministry of Education, College of Power Engineering, Chongqing University, Chongqing 400044, China)

(Received 6 January 2015; revised manuscript received 15 February 2015)

Abstract

The surface tension driven convection with the bidirectional temperature differences plays a very important role in many natural processes. However, most of the previous researches have focused only on the convection induced by a unidirectional temperature difference. In this paper, under the coexistence of bidirectional temperature differences, we conduct a series of numerical simulations to investigate the effect of horizontal temperature difference on the Marangoni-thermocapillary convection in a shallow annular pool. The critical values of bottom heat flux Q_{cri} for transition from an axisymmetric steady flow to a three-dimensional unsteady flow at different values of Ma are determined. The result shows the horizontal temperature difference has a negative effect on the stability of Marangoni-thermocapillary convection. The simulation predicts two new state evolutions which do not appear in the convection with a unidirectional temperature difference. When Q is less than the Q_{cri} value of 2.4×10^{-3} , the Marangoni convection without horizontal temperature difference is steady and axisymmetric. When a small horizontal temperature difference is imposed, the convection called basic flow keeps steady and axisymmetric. When the value of Ma exceeds a certain threshold value Ma_{cri} , the convection becomes a three-dimensional unsteady flow. After this unsteady flow happens, with the increase of Ma , the surface temperature fluctuation evolves from a punctate wave to a hydrothermal wave, and finally to a chaotic wave. Accordingly, the temperature oscillation with time is a periodically regular oscillation at first, then turns into a chaotic mess. When Q is larger than the corresponding Q_{cri} value of 2.4×10^{-3} , without a horizontal difference, the convection is unsteady and no basic flow exists in the variation process of Ma . With the increase of Ma , the surface temperature fluctuation evolves from a double hydrothermal wave to a single hydrothermal wave, and finally to a chaotic wave. The vertical heat transfer and horizontal temperature difference have different effects on the fluid, and their separate roles in driving fluid are determined. The bottom heat flux causes the surface fluid to flow in two opposite radial directions as the highest surface temperature is located in the middle region, while the horizontal temperature difference induces the surface fluid to flow in a single radial direction as the highest surface temperature appears at the hot wall. The combined action of these two forces generates different flows. The increase of horizontal temperature difference leads to the highest surface temperature, which originally appears in the middle region due to the bottom heat flux, and moves toward the hot wall. In this process, the horizontal temperature difference has a positive effect on the enhancement of flow near inner wall but it has a negative effect on the flow near outer wall.

Keywords: Marangoni-thermocapillary convection, bidirectional temperature differences, shallow annular pool, oscillatory flow

PACS: 02.60.Cb, 05.70.Np, 47.11.-j, 47.55.pf

DOI: 10.7498/aps.64.140202

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51276203).

[†] Corresponding author. E-mail: 609164266@qq.com