



CSTAM 2012-B03-0162

矩形液池内热毛细对流的流动不稳定性

周彬，朱鹏，段俐，康琦

中国科学院力学研究所微重力重点实验室

潍坊学院建筑工程学院

第七届全国流体力学学术会议

2012年11月12—14日 广西·桂林

矩形液池内热毛细对流的流动不稳定性¹⁾

周彬^{**2)}, 朱鹏⁺, 段俐⁺, 康琦⁺

⁺ (中国科学院力学研究所微重力重点实验室, 北京海淀区 100190)

^{*} (潍坊学院建筑工程学院, 山东潍坊, 261061)

摘要 热毛细对流及其不稳定性是微重力流体科学研究的重要内容, 对该问题的研究不仅有利于人们对微重力环境下流体行为、对流不稳定性及湍流转捩过程等基础物理现象的理解, 而且也将促进晶体生长、薄膜制备等空间和地面高新技术的发展。本文实验研究了矩形液池中浅液层在水平温度梯度作用下产生的热毛细对流及其稳定性。实验中, 成功地利用 PIV 技术对 1cSt 硅油液层内的浮力热毛细对流流场结构进行了大量观测。结果表明, 液层中的流场结构经历了多种状态的转变, 该过程会受到液层厚度的影响。当液层厚度较小时, 比如当 $d=2.8\text{mm}$ 时, 随着液池两端温差的增大, 液层中的流场结构会经历单胞对流到双胞对流再到多胞对流的转变, 到达多胞对流状态之后, 继续增大温差, 对流涡胞的数量会有所减少, 而当温差进一步增大到一定程度以后, 整个液层转变为三维非定常流动; 当液层厚度较大时, 比如当 $d=4.5\text{mm}$ 时, 随着温差的增大, 流动模式的转变主要体现在水平截面流场截面上, 当温差增大到一定程度以后, 在靠近高温端的附近区域会出现具有明显三维效应的“梭形结构”, 该梭形结构的尺寸随着温差的增大而增长, 并在温差超过某个临界值时失去对称性, 整个液层转变为三维非定常流动。

关键词 热毛细对流, 流场结构, 不稳定性

引 言

热毛细对流是一种由界面温度分布不均匀引起的表面张力梯度驱动流, 它广泛存在于包含自由面的流体体系中, 并且在微重力环境和小尺度系统中的许多自然对流过程中起主导作用。对它的研究不仅能够丰富人们对微重力以及微尺度条件下流体行为的认识, 促进人们对流动稳定性以及湍流转捩过程的理解, 还将推动薄膜制备、空间和地面晶体生长等工程技术的完善和发展, 因而具有重要的基础科学研究和应用研究价值。

液层热毛细对流的研究是从理论研究开始的。1966年 Birikh^[1]对二维无限长矩形液池中的稳态浮力热毛细对流进行了理论分析, 在不考虑自由面变形的情况下, 得到了远离液池垂直壁面的速度和温度场的解析解。1983年 Smith 和 Davis^[2, 3]率先采用线性稳定性理论研究了二维无限液层以及二维无限长液池模型中热毛细对流的稳定性问题。分析结果表明, 对于线性流基态而言, 存在三种可能的不稳定模

式, 即静态纵向卷圈流、非定常的热流体波以及表面波不稳定模式。

1998年 Riley 和 Neitzel^[4]采用激光多普勒测速技术 (LDV)、阴影法以及红外成像技术研究了水平截面为 $30\text{mm} \times 50\text{mm}$ 矩形液池中 Prandtl 数为 13.9 的 1cSt 硅油液层的浮力热毛细对流。他们考察了液层厚度对于对流状态转变的影响。结果表明, 振荡对流有可能是从两种不同的对流状态转化而来, 一种是在厚度较小的液层中出现的由单胞对流状态转化而成的 Smith 和 Davis 理论预测的热流体波, 另一种是在厚度较大的液层中出现的由定常多胞对流转化而成的振荡多胞对流。2001年 Burguete 等人^[5]对以往关于液层浮力热毛细对流的实验进行了总结, 并对 Prandtl 数为 10.3 和 30 的硅油液层内的浮力热毛细对流进行了实验研究。结果表明, 对于薄液层, 随着 Ma 的增加, 对流会由二维定常流动转变为斜向传播的行波; 而对于厚液层, 对流会从二维定常流动转变为纵向卷圈结构。2004年, 段俐和康琦^[6]以 Prandtl 数为 390 的 FC-70 液体作为实验流体, 对矩形液池中浮力热毛细对流的表面变形和流动图案进

1) 国家自然科学基金 (11032011, 10972224)、三期创新方向性项目 (KJCX2-YW-L08)、载人航天项目。

2) Email: zhoubin@imech.ac.cn

行了实验研究。在 4mm 的液层厚度下，观察到了存在一个临界值，使得当外加温度梯度大于此临界值时，对流由定常状态转变为振荡对流状态。而陈杰^[7]则对 10cSt 和 50cSt 硅油液层中的浮力热毛细对流进行了 PIV 观测。2007 年 Kawamura 等人^[8]利用实验和数值模拟的方法研究了 1cSt 硅油浅液层中的热流体波，发现在高温壁面附近热流体波的传播方向与由 2cSt 硅油构成的矮液桥（桥高与直径之比等于 1）中自由面温度行波的传播方向十分相似，并据此推断矮液桥中的振荡热毛细对流可以由液层高温壁面附近的热流体波来近似解释。

尽管前人已经进行了大量的地面实验研究和少量短时微重力实验，但是与巨大的参数空间相比，已有的实验研究也只能覆盖很小的参数范围，而且以往的实验也主要是关注热毛细对流从定常流到非定常流的转换，对于更高次的流动模式转换过程则还未涉及。对于热毛细对流及其稳定性的研究已经有半个世纪之久，但是因为其自身所表现出的多样性和复杂性，至今人们仍未对它形成完整的认识，甚至可以说对它的了解还很初步。尽管研究难度很大，但是对它的解决可能意味着非线性科学、湍流转捩过程等经典难题的重大突破，因此仍然吸引着研究人员的关注。

在本文的研究中，搭建了矩形液池热毛细对流地面实验系统，采用流动可视化和 PIV 技术开展了大量实验，观测了液层垂直和水平截面的流场结构，研究了液层厚度和液池两端温差对液层中浮力热毛细对流流场结构的影响。

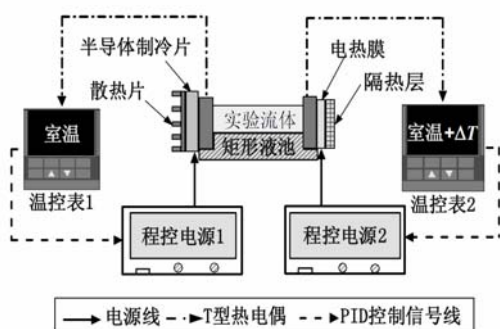


图 1 矩形液池热毛细对流实验系统

1 实验模型及诊断方法

矩形液池热毛细对流实验系统主要由实验液池和控温装置组成，如图（1）所示。液池

的水平截面尺寸为 52mm×36mm，总深 6mm。为了使左右侧壁面尽可能地接近等温边界，实验中采用导热性能良好的 6mm 厚铜板作为壁面材料。为了从侧面观测液层垂直截面上的流场结构，液池的前后侧壁面采用 6mm 厚的 K9 光学玻璃作为壁面材料，K9 光学玻璃良好的透光性和均匀性能减小 PIV 实验中侧壁面对示踪粒子散射光的衰减和扭曲作用。为了缓解由于非均匀温度场导致的液池底面和前后侧壁面之间的热应力，液池底面同样采用 16mm 厚的 K9 光学玻璃作为壁面材料。控温装置由两路控温回路组成：图中左侧为低温控温回路，由 T 型热电偶、半导体制冷片、齿状散热片、欧陆控温表和程控直流电源构成；右侧为高温控温回路，除了用电热膜代替制冷片和散热片以外，其余设备与低温控温回路相同。受到电热膜功率和热承受能力的限制，实验中可实现的最高温度为 100℃。而低温端则通常选择保持在室温或略高于室温的某个温度。

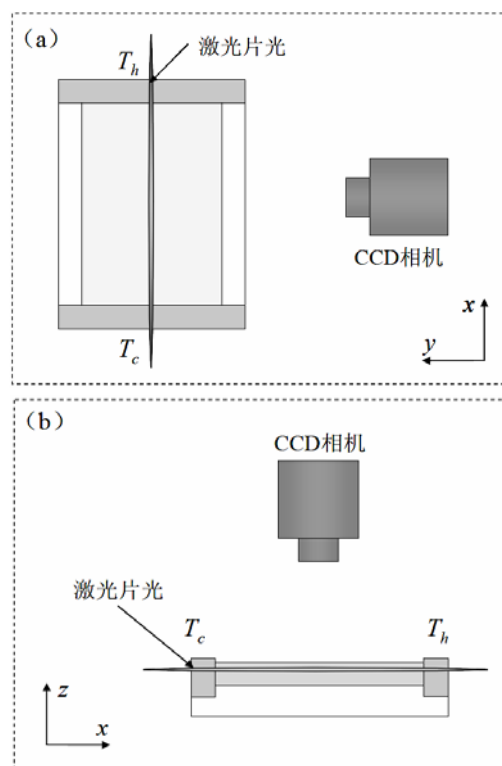


图 2 (a) 垂直截面流场 PIV 观测光路示意图 (b) 水平截面流场 PIV 观测光路示意图

实验中，为了观测液层垂直截面的流场，实验光路需要按照图（2）（a）进行布置，即激光片光从液池上方照亮被测流场，而 CCD 相机从液池侧面进行拍摄；为了观测水平截面流场，

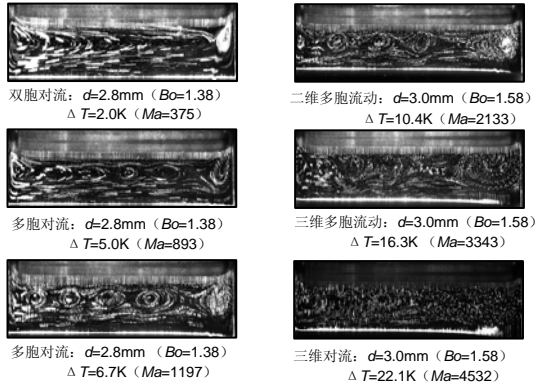


图3 较薄液层对称垂直截面流场结构随温差的转变过程

实验光路则需按照图(2)(b)进行布置,这时激光片光从侧面进入流场,由于片光本身具有一定厚度(约1mm),其中心面距液面约0.5mm,而CCD相机则从液池上方进行拍摄。由于液层垂直截面长宽比通常在10以上,在观测该截面的流场时,选择图像分辨率更高的Flowmap PIV系统进行观测。而在观测水平截面流场时,实验中采用了方便易安装的MiniPIV系统。

2 实验结果及分析

当液池两端温差 ΔT 不为零时,液层中会立刻产生流动。在自由面附近,流体从高温端流向低温端,而在液层底部,流体则从低温端回流至高温端。随着温差的增大,液层中的流动会不断增强,与此同时,流场结构也会发生一定的变化。实验中,对1cSt硅油液层进行了观测,得到多种流场结构的转变。结果表明,对于不同厚度的液层,随着温差的增加,液层中的流场结构具有不同的规律。

2.1 较薄液层垂直截面流场结构

对于较薄的液层,比如对厚度为2.8mm($Bo_d=1.38$)的液层,如图(3)所示,当温差 ΔT 增大到2K左右时,从对称垂直截面上的粒子轨迹图像可以看出,流场结构已经由最初的单胞结构转变为高温端附近的一个尺寸较小的对流涡胞和一个占据液层大部分区域的大对流涡胞,而且后者的对流中心靠近低温端。当温差增大到5K左右时,高温端附近的小对流涡胞仍然存在,但是原本占据液层90%以上区域的对流涡胞被5个小对流涡胞所取代,这5个小对流涡胞中的流动方向一致,均为逆时针

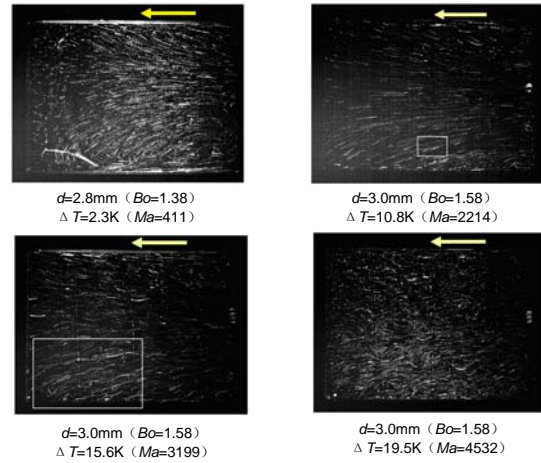


图4 较薄液层自由面附近水平截面流场结构随温差的转变过程

方向。当液池两端温差增大到7K左右时,流场中的对流涡胞数量将由6个减少为5个。

继续增加温差到10K、15K左右时,对流涡胞数量仍然为5个,但是粒子图像会越来越模糊。这是由于此时粒子运动已经不再局限在垂直截面内,粒子时而进入观测平面,时而离开观测平面,粒子轨迹不能连续。当温差最终达到20K左右时,在垂直截面上,稳定的对流涡胞结构已经完全消失,推测这种情况下流场已经转变为非定常三维流动。

2.2 较薄液层水平截面流场结构

同样对于较薄液层($d=2.8mm$),如图(4)所示,从位于上方的水平截面粒子轨迹图可以看出,当温差 ΔT 为2K左右时,侧壁面的存在使其附近的粒子轨迹发生明显的弯曲,严格意义上讲,整个流场是一个三维结构,但是在水平中心线附近的粒子轨迹基本保持直线,这意味着液层对称垂直截面,即上面提及的垂直截面流场的观察平面的流场仍然是一个二维流场。当温差增大到10K左右时,水平截面上的粒子轨迹开始出现波动弯曲,如图中壁面附近用白色方框标出的区域所示。随着温差的进一步增大,粒子运动轨迹发生弯曲的区域会从壁面附近向液层内部扩展。当温差增大到15K时,水平截面上的粒子轨迹均已发生弯曲。当温差最终达到20K左右时,整个水平截面的粒子轨迹则表现得更加杂乱。

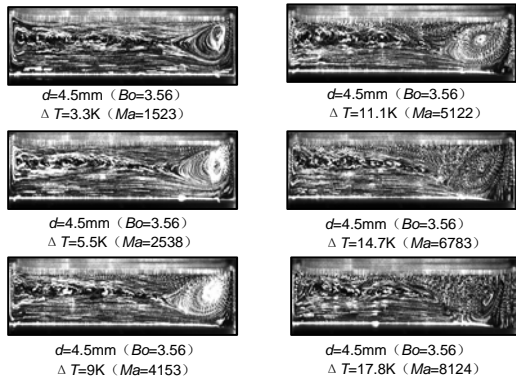


图5 较厚液层对称垂直截面流场结构随温差的转变过程

2.3 较厚液层垂直截面流场结构

对于比较厚的液层，随着温差的增加，其流场结构的转变规律与上述较薄液层有所不同。对于厚度约为 4.5mm ($Bo_d=3.56$) 的液层，如图 (5) 所示，当温差较小比如 3K 左右时，液层垂直截面流场具有三胞对流特征，在右侧高温端附近的对流涡胞中的粒子轨迹十分平滑稳定，低温端附近同样存在一个小的不太明显的对流涡胞，而在中间尺度较大的对流涡胞中的粒子轨迹则存在波动状弯曲，这表明此处的流动可能已经进入某种非定常状态，但是液层的其他区域仍然是定常流动。当液层温差增大到 5K 左右时，三胞结构依然维持，但是高温端附近的对流涡胞结构尺度变得更大，使中间对流涡胞宽度变小，其中的粒子轨迹仍然为波动状。

当温差继续增大到 9K, 11K 左右时，垂直截面流场仍为三胞对流结构，高温端附近对流涡胞结构稳定并进一步扩大，中间对流涡胞则进一步向低温端对流靠近。直到温差增大到 14.7K 时，高温端对流涡胞依然是一个稳定的对流结构，中间对流涡胞有分裂的趋势。当温差最终增加到 17.8K 时，由于高温端附近以及液层表面附近的粒子运动三维效应明显，不局限在液层对称垂直截面之中，而且速度较快，因此液层对称垂直截面上的粒子轨迹图在这些区域变得不清楚，但是依然可以判断流场为一个多胞对流结构。

2.4 较厚液层水平截面流场结构

同样对于较厚液层 ($d=4.5\text{mm}$)，如图 (6) 水平截面粒子运动轨迹图所示，当温差较小如 3K 左右时，粒子运动轨迹已经出现了

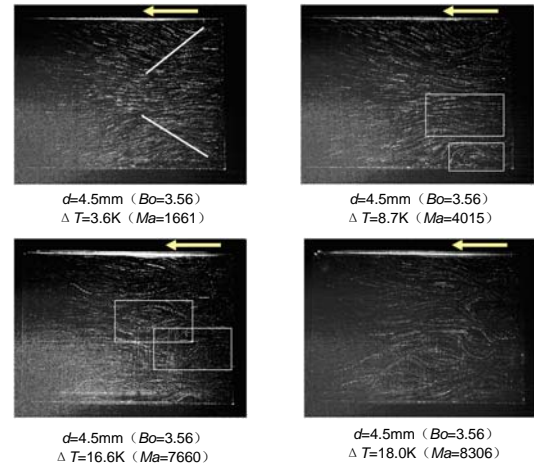


图6 较厚液层自由面附近水平截面流场结构随温差的转变过程

明显的弯曲，在图中标出的白线位置，粒子运动方向将发生偏转，由指向液层对称面转向指向液池垂直侧壁面，但是粒子轨迹线仍然保持对称性，这意味着此时在对称垂直截面上的流动仍然时二维流动。当液层的温差增大至 9K 左右时，水平截面中的粒子轨迹仍然保持对称性。此时流场的特征是在图中标出的大方框当中，开始出现梭形结构，而在靠近液池侧壁的小方框内出现了一个局部的环流结构。当温差增大到 16.6K 以上时，梭形结构就会失去对称性，并且随时间发生摆动，整个流场最终发展为非定常三维流动。

3 结 论

本文利用 PIV 和流场可视化方法对不同厚度的 1cSt 硅油液层中的热毛细对流流场结构进行了观测。当温差在 0~25K 范围内变化时，对于较薄的液层，随着液池两端温差的增加，对称截面流场将首先从单胞对流转变为双胞对流，继而转变为多胞对流，随着温差的进一步增加，对流涡胞的数量反而减少，减少到一定程度后就会转变为三维非定常对流。与较薄液层不同，对于较厚硅油液层，流场结构的变化主要体现在水平截面流场上，随着温差的增加，自由面附近水平截面将出现梭形结构，并随温差不断增加，到达一定程度后，流场失去对称性并发展为三维非定常流动，在以上过程中，液层对称垂直截面流场结构的变化并不显著。

参考文献

- 1 Birikh R V. Thermocapillary Convection in a Horizontal Layer of Liquid. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 1966, 7(3): 43-4.
- 2 Smith M K, Davis S H. Instabilities of Dynamic Thermocapillary Liquid Layers. Part 1. Convective Instabilities. *Journal of Fluid Mechanics*, 1983, 132:119-44.
- 3 Smith M K, Davis S H. Instabilities of Dynamic Thermocapillary Liquid Layers. Part 2. Surface-Wave Instabilities. *Journal of Fluid Mechanics*, 1983, 132: 145-62.
- 4 Riley R J, Neitzel G P. Instability of Thermocapillary - Buoyancy Convection in Shallow Layers. Part 1. Characterization of Steady and Oscillatory Instabilities. *Journal of Fluid Mechanics*, 1998, 359: 143-64.
- 5 Burguete J, Mukolobwiz N, F. Daviaud, et al. Buoyant-Thermocapillary Instabilities in Extended Liquid Layers Subjected to a Horizontal Temperature Gradient. *Physics of Fluids*, 2001, 13(10): 2773-87.
- 6 段俐, 康琦, 胡文瑞. 液层厚度对浮力-热毛细对流面型的影响. *力学学报*, 2004, 36(6): 641-8.
- 7 陈杰. 浮力-热毛细对流模式转变及稳定性的实验研究. 北京: 中国科学院研究生院, 2006.
- 8 Kawamura H, Tagaya E, Hoshino Y. A Consideration on the Relation between the Oscillatory Thermocapillary Flow in a Liquid Bridge and the Hydrothermal Wave in a Thin Liquid Layer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2007, 50: 1263-8.

FLOW INSTABILITY OF THERMOCAPILLARY CONVECTION IN RECTANGULAR POOL

ZHOU Bin ZHU Peng DUAN Li KANG Qi

(Key Laboratory of Microgravity, Institute of Mechanics, C A S, No.15 Beisihuanxi Road, Beijing 100190, China)

Abstract Thermocapillary convection and its instability is an important problem studied in microgravity fluid science. The study on it will not only improve the cognition of fluid behavior in microgravity but also benefit the space and terrestrial applications such as crystal growth, film preparation and so on. This dissertation is devoted to the study of thermocapillary convection in thin liquid layers contained in an open rectangular cavity with differently heated sidewalls. In our experiments, a rectangular cavity with $l=52\text{mm}$ and $w=36\text{mm}$ is used, and silicone oil with kinetic viscosities of 1cSt is chosen as the working fluid whose Prandtl number is 16.2 at 25°C . Particle image velocimetry (PIV) is employed to observe and measure the flow structure in the thin liquid layers. Multiple flow states are observed within the parameter range examined. It is found that the transition routes depend on the thickness of the liquid layer. For thinner layers, as ΔT is increased, the flow structure in the vertical section transits first from unicellular flow to bicellular flow, and then multicellular flow with several corotating rolls embedded in the main flow will get in. And the number of the rolls decreases as ΔT is increased. The flow will eventually become time dependent and three dimensional if ΔT is even larger. While for thicker layers, the transition route is different. As ΔT is increased, the topology of the flow structure in the vertical section changes little, but different flow states can be differentiated in terms of the flow structure in the horizontal section. When ΔT is small, the flow near $y=0$ is two dimensional. As ΔT is increased, there will arise shuttle structures which are symmetric with $y=0$. But larger ΔT will destroy the symmetry and bring the flow to 3D unsteady flow.

Key words thermocapillary convection, flow structure, instability