

环形液池浮力-热毛细对流表面振荡现象的临界温差

张丽 段俐* 康琦

中国科学院力学研究所国家微重力实验室 duanli@imech.ac.cn

摘要: 浮力-热毛细对流在晶体生长和薄膜科学领域有着重要的研究价值^[1-3]。对于上部开口的环形液池, 加载径向温度梯度将使气液接触面上表面张力分布不均匀, 耦合于地面的重力作用, 将会驱动薄层流体形成浮力-热毛细对流。当径向温差 ΔT 达到某一临界值 ΔT_c 时, 液层表面就会出现具有一定规律的振荡现象, 液层厚度 h 和径向温差 ΔT 的改变都会导致振荡模式的变化。本实验采用高精度激光位移传感器系统, 测量了液池表面某点的位移随液层厚度 h 和径向温差 ΔT 的变化曲线, 并在此基础上进行了临界温差及环境因素影响等分析。

1. 引言

过去的几十年中, 浮力—热毛细对流引起了学者们的很大关注, 许多理论分析、实验研究和数值模拟工作已经完成, 结果证实了浮力—热毛细对流过程的转变及多种流动结构形式的存在。Schwabe等人^[4-6]通过外壁加热、内壁冷却, 内外半径分别是20mm和40mm, 深度为2.5-20mm的0.65cSt硅油环形液池浮力—热毛细对流实验, 表明在小的水平温差下, 流动为稳态的多胞流动。随着温差的增大, 流动将失去稳定性, 首先表现为热流体波, 温差再增加时会出现更加复杂的振荡流动。石万元等人^[7]利用有限容积法对外壁受热、内壁冷却、厚度为1 mm的环形浅液池内硅油的热毛细对流进行了三维数值模拟。结果表明, 当Marangoni (Ma) 数小于临界值时, 随着Ma 数的增加, 内、外壁附近的温度梯度上升, 稳定的二维轴对称流动的径向速率增加; 超过临界Ma 数后, 流动转化为三维振荡对流, 形成热流体波, 即对数螺线形波纹。李友荣等^[8]还采用匹配渐进展开法研究了环形双层薄液层内的热毛细对流, 得到了主流区的温度和速度分布。

由于质量守恒, 对流能引起流体表面的流动形成回流[6], 因而流体表面形变与其内部流动状态有关。对中等Pr数流体(0.65cSt硅油, Pr=6.7)的数值模拟[9]结果也表明, 当水平温度梯度较小时, 流动为轴对称稳态流动, 随着温度梯度的增加, 流动将会失去其稳定性, 在浅的液池内($d=3\text{mm}$), 转化成三维振荡流动, 在深的液池内($d=6\text{mm}$), 转化成三维稳定流动。当对流从稳定流转向振荡流时, 表面就会出现振荡。本文就是基于环形液池内流体的浮力—热毛细对流实验得到的表面振荡信号来进行临界温差和环境因素分析的。

实验环形液池的外径 $R=20\text{mm}$, 内径 $r=4\text{mm}$, 深度 $d=12\text{mm}$ (实验时可以增加厚度垫板使液层厚度达到要求并且在位移传感器的测量范围之内); 中心为铜柱, 内有电热膜, 可对硅油进行加热; 环壁为铜并连接半导体散热片, 能将冷端维持在一个相对较低的温度; 底面为绝热的K9玻璃材料。实验流体为KF96-100硅油。由于内外壁温差的存在, 流体径向存在温度梯度, 从而产生环流。环形液池模型结构可以用下图表示:

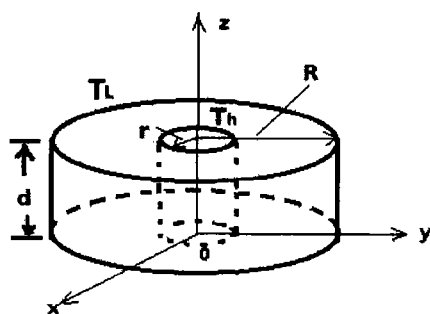


图1 环形液池模型

用直流电源控制高温端及散热外壁温度，使它们按照设定的温控程序变化；用热电偶实时监测中心铜柱和液池边缘的温度。实验中，两端温差逐渐升高，液层内流体的流动将从稳态态转变到不稳定态。

2 实验典型振荡曲线

本实验对环形液池中不同厚度KF96-100硅油进行了表面振荡信号的测量，分别选取液层厚度从2.5mm到7.5mm以0.5mm间隔递增的流体进行实验。将实验测量点固定在离铜柱中心内侧14.0mm处的一点。实验中，用温度控制器精确地控制热端的温度使它按一定速率上升，冷端基本稳定，获得水平径向温差。采用高精度CCD激光位移传感器测量获得浮力-热毛细对流自由面形变。由此得到了位移随时间变化的曲线和频谱图，如图2。

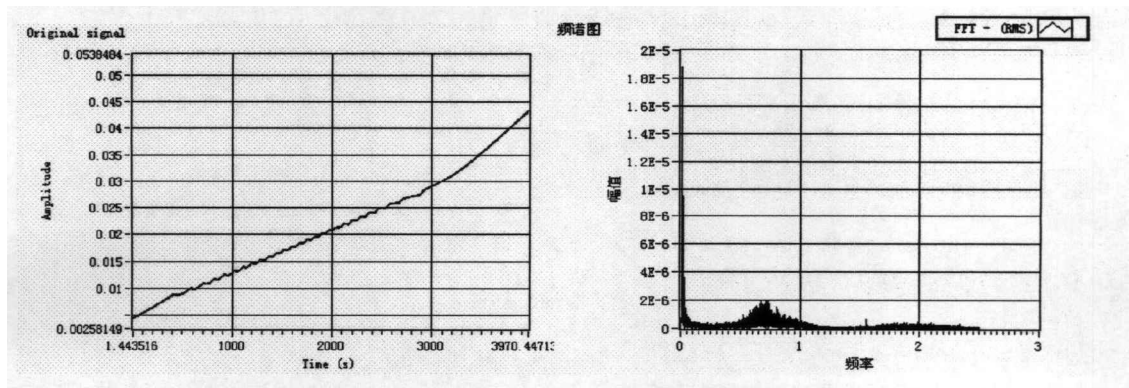


图2 位移随时间变化的曲线和频谱图

3. 临界起振温差和振荡消失温差

由于理论上流体的振荡与内外温差、液池的几何尺寸及硅油本身的物理属性有关，而从图2表面振荡的信息可以推测，流体内部可能经历了一个从稳态流到振荡流，随着温差继续增大又转变为稳态流的过程。表1汇总了实验中选取不同液层厚度下振荡段的临界起振温差 ΔT_{cr1} 、振荡消失温差 ΔT_{cr2} 信息。图3给出了临界起振温差 ΔT_{cr1} 、振荡消失温差 ΔT_{cr2} 与液层厚度 h 的关系。这一结果和Lan Peng及You-Rong Li在2006年的地面实验结果[10]不一致，而与D. Schwabe及S. Benz在2002年的结果相似[11]，并首次观察到了表面振荡消失现象。

表1: 不同液层厚度下的临界起振温差、振荡消失温差

h(mm)	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0	5.5	6.0	6.5	7.0	7.5
$\Delta T_{cr1}(^{\circ}C)$	4.1	8.2	10.4	10.8	12	13.8	3.9	3.2	2.0	1.5	2.2
$\Delta T_{cr2}(^{\circ}C)$	11.7	14.1	14.4	16.4	20.9	18.5	14.0	10.8	10.0	9.2	10.5

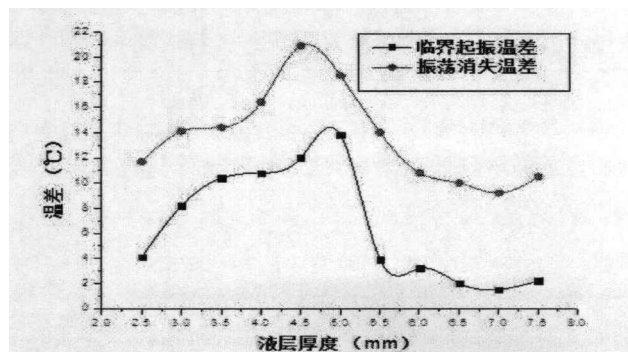


图3 临界起振温差、振荡消失温差与液层厚度的关系

由图 3 可知, 在 2.5~4.5mm 间随着液层变厚, 发生振荡的临界起振温差逐渐增大。这主要是因为薄层流体下流体层越薄, 由流体表面张力驱动的热毛细对流越起主要的控制作用。而在 5.5~7.0 mm 间随着液层变厚, 临界起振温差逐渐减小。原因在于流体层越厚, 由重力驱动的浮力对流越在系统中占主导地位。随着液层厚度增加, 重力作用逐渐增强, 浮力对流强度变大, 流体就容易发生形变。

这就说明表面张力和重力作用的“权衡点”位置在 4.5~5.5 mm 附近。

5.0~5.5mm 之间的落差接近 10℃, 这是由环境温度的差异引起的。2.5~5.0mm 的实验数据是在 3 月份至 4 月份室温较低 (16℃左右) 时得到的, 当时温控程序初始计点温度很低 (低温端设定稳定在 16℃, 跟环境温度接近); 而 5.5mm 以后的数据是在 5 月份至 6 月份室温较高 (20℃左右) 时得到的, 此时温控程序初始计点温度较高 (低温端设定稳定在 20℃, 跟环境温度接近)。室温的升高将会导致硅油膨胀, 粘性减小, 流体相对于低温下更容易发生形变。关于起始温度对临界起振点和消失点的影响, 后文将予以讨论。

同样, 观察振荡消失温差与液层厚度的关系曲线, 发现振荡消失温差也是以 4.5~5.0mm 间一点为极值向两边递减, 而这是相对更为可靠的。因为各组实验时环境温度不同, 但是由于振荡消失时高温端在 30℃上下, 低温端也已经超过 20℃, 所以此时外界环境温度对实验流体的影响不大。

4. 起始环境温度对临界温差的影响

实验中发现, 起始温度对临界起振温差、振荡消失温差有很大的影响。为了形成对照, 实验设置了不同初始环境温度, 相同升温速率的升温曲线如下图 4。在这两种情况下得到的各液层厚度下, 临界起振温差 ΔT_{cr1} 、振荡消失温差 ΔT_{cr2} 信息汇总如表 2。

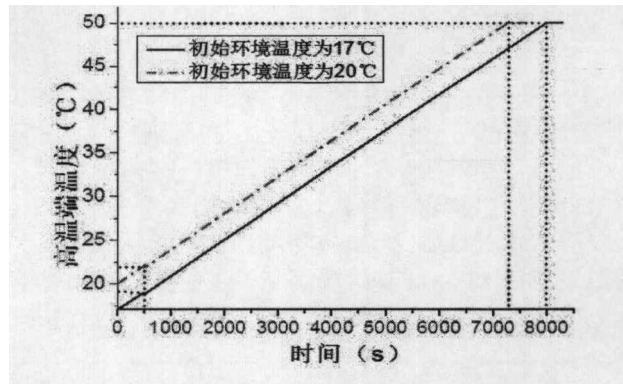
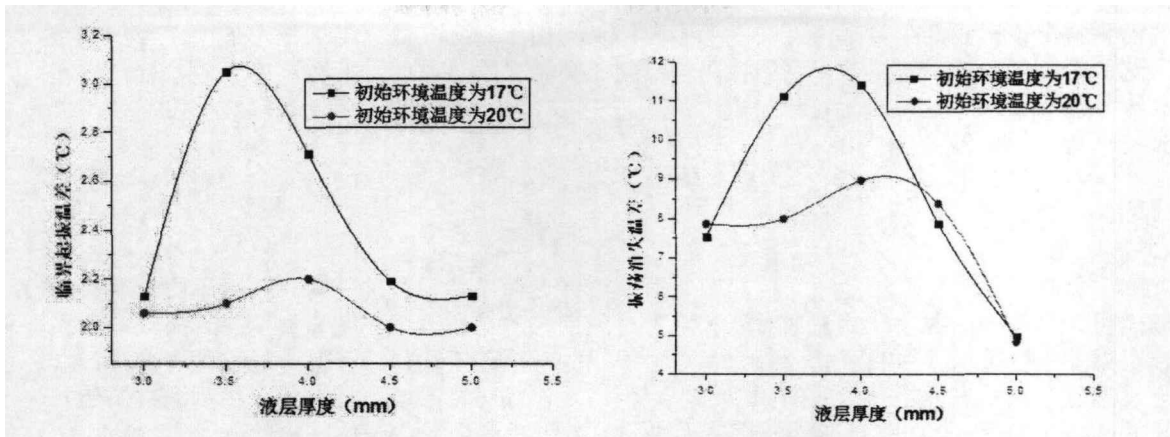


图 4 初始环境温度不同相同升温速率时的升温曲线

表 2: 两种起始环境温度各液层厚度下临界起振温差 ΔT_{cr1} 、振荡消失温差 ΔT_{cr2} (左为环境温度 17℃下临界温差, 右为环境温度 20℃下临界温差)

h(mm)	3.0		3.5		4.0		4.5		5.0	
$\Delta T_{cr1}(^{\circ}\text{C})$	2.13	2.06	3.05	2.1	2.71	2.2	2.19	2.0	2.13	2.0
$\Delta T_{cr2}(^{\circ}\text{C})$	7.53	7.86	11.12	7.99	11.41	8.96	7.87	8.37	4.98	4.83

根据上表信息, 得到临界起振温差及振荡消失温差随液层厚度的变化曲线如图 5:



(a) 临界起振温差随厚度的变化曲线 (b) 振荡消失温差随厚度的变化曲线

图5 临界曲线

显然, 图 5 (a) 说明较低初始温度 (高温端 19°C, 低温端 17°C) 时, 临界起振温差普遍高于较高初始温度 (高温端 22°C, 低温端 20°C) 时的情况, 最高在 3.5mm 时相差可达 0.95°C。而且低初温时以 3.6mm 为极值两边递减, 高初温时以 3.9mm 为分界。由于表面振荡是热毛细对流和浮力对流耦合的综合表现, 起振点的变化也就说明了表面张力和重力作用耦合的“权衡点”在上述两种情况下分别出现在 3.6mm 和 3.9mm 处。换言之, 在该种尺寸环形液池 KF96-100 硅油实验中, 初始温度为 17°C 时, 3.6mm 以下可以认为是薄层流体, 3.6mm 以上则是厚层流体; 初始温度为 20°C 时, 3.9mm 以上才被认为是厚层流体。同样, 图 5 (b) 也说明了初始温度 17°C 时振荡消失要比初始温度 20°C 要来得迟一些。由此可以得出结论, 外界环境温度的升高将会导致硅油膨胀, 粘性减小, 流体相对于低环境温度下更容易发生形变。

5. 最强信号位置

实验还发现起始温度对振荡段主频、幅值具有影响。由于各温差下信号的主频和幅值是不同的, 如果要比较各个厚度、各个温差下的主频和幅值, 不仅工作量大, 而且意义不大。实验中只选了振荡段来进行分析, 因为区别于矩形液池的一个很大不同就是环形液池的信号有一个很明显的振荡段, 而且开始点和结束点都很明显, 研究振荡段的频率和幅值有助于我们了解流体本身的属性。如图 6。

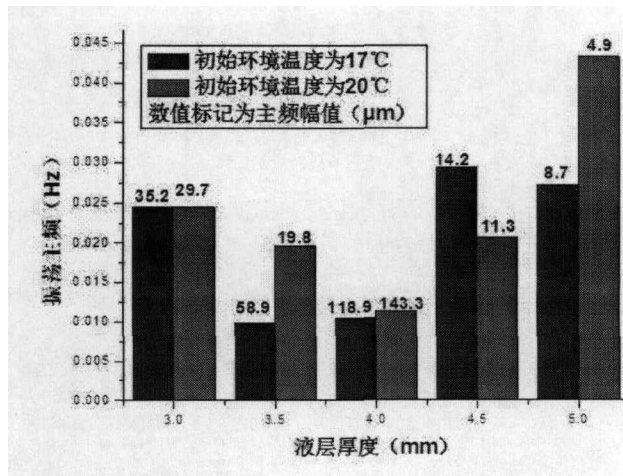


图6 两种情况下主频、主频幅值和厚度的关系

根据上图, 初始温度为 17°C 时振荡段主频除 4.5mm 处外, 其余均低于初始温度为 20°C 时的主频, 可以理解为随环境温度升高, 表面振荡信号“蓝移”。低温时频率以 3.5mm 附近为极小值向两侧递增, 高温时频率以 4.0mm 附近为极小值向两侧递增。即, 随着环境温度的升高, 振荡频率和液层厚度的关系呈抛物线向前推进 (本实验厚度测量范围内)。此外, 由同一点不同厚

度的两种情况下得到的主频幅值可知,高温下主频幅值除 4.0mm 处之外要低于低温下得到的幅值,这就解释了为什么低温下得到的振荡信号要比高温下明显得多。两种温度下主频幅值均在 4.0mm 处达到最大,这也预示着该厚度下离铜柱中心 14.0mm 处的该点无论环境温度高低都能得到一个较强的信号。

6. 结论

本实验开展了对环形液池浮力—热毛细对流流体表面振荡问题的研究,获得了比较明显的实验结果。由于表面振荡是热毛细对流和浮力对流耦合的综合表现,明显振荡段起振温差和振荡消失温差的变化也就说明了表面张力和重力作用的“权衡点”位置。此外,通过对照实验可知,随环境温度升高,表面振荡信号的频率出现“蓝移”;较低环境温度(17℃)下得到的振荡信号要比较高环境温度(20℃)下明显得多;且两种环境温度下主频幅值均在 4.0mm 处达到最大,这预示着该液层厚度下在离铜柱中心 14.0mm 处的该点无论环境温度高低都能得到一个较强的信号。

致谢

本项研究工作受到国家自然科学基金重点项目(11032011)和面上项目(10972224)以及中国科学院方向性项目(KJCX2-YW-L08)的资助。

参考文献

1. Y.K. Yang, S. Kou*, Temperature oscillation in a tin liquid bridge and critical Marangoni number dependency on Prandtl number, *Journal of Crystal Growth* 222 (2001) 135–143
2. L. Duan, Q. Kang, W. R. Hu. The characters of surface deformation and surface oscillation in buoyant-thermocapillary convection, *The Journal of The Japan Society of Microgravity Application*, 2007, Vol. 24, No. 1: 49–53
3. 胡文瑞, 徐硕昌.《微重力流体力学》,北京:科学出版社,1999年4月
4. Benz S. Schwabe D. The three-dimensional stationary instability in dynamic thermocapillary shallow cavities. *Experiments in Fluids*, 2001, 31: 409–416
5. Schwabe D. Buoyant-thermocapillary and pure thermocapillary convective instabilities in Czochralski systems. *J Crystal Growth*, 2002, 237-239: 1849–1853
6. Schwabe D, Zebib A, Sire BC. Oscillatory thermocapillary convection in open cylindrical annuli. I. Experiments under microgravity. *J Fluid Mech*, 2003, 491: 239–258
7. 石万元, 李友荣, 彭岚, 曾丹苓, 今石宣之. 环形浅液池内热流体波的本质特征, *Chinese Journal of Computational Mechanics*, 2009, Vol. 26, No. 1: 59–65
8. 李友荣, 王双成, 石万元, 吴双应. 环形腔内双层薄液层热毛细对流的渐进解, *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2010, Vol. 42, No. 2: 306–311
9. 彭岚, 李友荣, 曾丹苓, 今石宣之. 环形液池内中等 Pr 数流体的浮力—热毛细对流, *ACTA MECHANICA SINICA*, 2005, Vol. 37, No. 3: 266–271
10. Lan Peng, You-Rong Li, Wan-Yuan Shi, Nobuyuki Imaishi. Three-dimensional thermocapillary–buoyancy flow of silicone oil in a differentially heated annular pool, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50 (2007) 872–880
11. Benz S. Schwabe D. THERMOCAPILLARY FLOW INSTABILITIES IN AN ANNULUS UNDER MICROGRAVITY- RESULTS OF THE EXPERIMENT MAGIA, *Adv. Space Res* Vol. 29, No. 4, pp. 629–638, 2002