中 国 科 学
1992 年 4 月　　A 辑　　第 4 期

半浮区液桥中热毛细对流的自由面振荡

胡文瑞　游洪涛　曹重华
(中国科学院力学研究所,北京 100080)

摘　　要

本文研究了半浮区小液桥中热毛细振荡对流的自由面变形. 用实验的方法给出了自由面振荡的相对位移和相对位相差,给出了不同外加温差时自由面振荡的特性. 本文结果还揭示了一类表面波,这种波动具有小扰动的特征,并在液桥的一个角区具有反常大的振幅.

关键词: 热毛细对流,振荡对流,微重力流体力学实验

一、前　　言

研究表面张力梯度驱动对流的振荡机理不仅对浮区法的空间材料加工有重要应用价值,而且是研究定常流转捩为振荡流的重大基础性课题. 一般用热电偶插入液桥,由温度分布和温度振荡来研究这种振荡流的特征. 这类实验在地面实验室[1-5], 火箭上[6,7], 以及航天飞机上[8]都进行过. 最近,又用非接触的光学诊断方法对这种振荡流进行了分析[9,10].

众所周知,表面张力可以激发张力波. 进一步,剪切的液体层具有不稳定性的特征[11,12]. 人们还讨论了热毛细对流的不稳定性[13,14]和热流体波不稳定性[15]两种模式. 这些分析都假设,在无限延伸的自由面上有均匀的表面温度梯度. 这些假设能否和如何用到浮区液桥的情况,还需要仔细分析. 液桥角区自由面振荡的过稳定性[16]以及浮力不稳定性机制[17]也被用来解释浮区液桥中振荡流的发生. 由此可以看出,浮区液桥的振荡机理仍然是一个众说纷云、悬而未决的问题,有待于进一步探讨,特别是实验的验证.

浮区液桥的振荡特性除了研究其温度振荡外,还应考虑流场的振荡特性和自由面的变形振荡的特性. 我们曾经利用了半浮区液桥的自由面振荡来作为振荡对流产生的判据. 本文将进一步研究半浮区液桥的自由面振荡时,表面波动的一些特征.

二、实 验 方 法

为了使表面张力梯度的作用超过重力的作用,以模拟微重力过程,我们减小液桥的尺寸,使静 Bond 数 $B_0 = \rho g \beta l^2 \Big/ \left|\frac{d\sigma}{dT}\right|$ 小于 1,其中 ρ, T 和 g 为液体密度、温度和重力加速度,β 和 σ 为热膨胀系数和表面张力,l 为液桥的高度. 在柱坐标系中液桥的形状如图 1 所示,上、下两同轴紫铜圆柱的直径均为 $2r_0 = 4$mm,液桥高 $l = 2.4$mm. 两圆柱端面之间充以牌号为

本文 1990 年 12 月 26 日收到,1991 年 6 月14日收到修改稿.

10CST 的硅油作为液桥材料. 上、下两圆柱端面的温度差为 ΔT. 温差 ΔT 由一个控温装置随意调节. 当 ΔT 超过一个临界值时,液桥的液体内部的各点的温度就会出现涨落,同时,液桥的自由面也发生位移振荡.

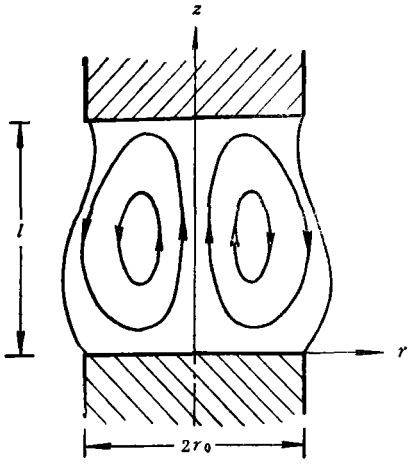

图 1 半浮区液桥的示意图

本文采用了显微摄象系统来测量液桥自由面的振荡. 该系统包括一台三维坐标精确可调的 CCD 显微摄象机和一台带图象信号采集板的计算机系统. 可以采集液桥表面一个典型尺度为 0.2mm 的局部区域的自由面轮廓的实时位置变化. 液桥轮廓在水平方向(z = 常数)的测量精度可达 0.5μm. 在选定的每个测量高度上,可以随时间变化取样 256 个点,以分析表面变化的谱. 对不同的高度进行测量,可以得到上下整个剖面上 (θ = 常数)自由面的位形变化.

这里要指出的是,为了获得尽可能大的放大倍数,每个摄象画面只能取景到液桥自由面轮廓上的一个局部区域. 上下地移动摄象机的位置,才拼集到一幅上下完整的液桥轮廓,从而可以得到同一纵切面上不同高度的液桥自由面的振荡特性.为了获取自由面振荡从上到下的轴向相位分布,还需要使上下相邻两幅画面之间有重叠部分,上下两两重叠衔接地取样.

三、自由面振荡

我们曾经讨论过一个相对较大的液桥中局部自由面区域的振动特性[18]. 本文将分析小液桥的振荡对流,研究其一般特征. 由于本文讨论 $B_0 < 1$ 的情况, 所以它更加接近于微重力过程的模拟.

我们曾经指出, 液桥的最小半径与圆柱的半径比 r_{min}/r_0 是一个敏感的振荡流参数[9,10,19]. 对于本文所讨论的小液体,我们选定这个比值为 $r_{min}/r_0 = 0.625$. 这时,当上圆柱加热时,出现振荡的临界外加温度差值为 $(\Delta T)_{crit} = 48.5℃$. 一般采用插入液桥内部的热电偶测得的温度出现振荡作为液桥内部发生振荡对流的标志. 本文的实验再次证实[9,1019], 当出现温度振荡和流谱振荡的时候, 同时出现液桥的自由面振荡. 这表明, 所有的振荡特征都是同时发生的,是互相关联的. 但是插入液桥的热电偶对于液桥内的传热和流动过程都有显著的影响,液桥的尺寸越小,插入热电偶的影响越大. 相对于无接触的诊断方法而言,插入热电偶后将使临界外加温差值增大[9], 使振荡对流的振荡频率增加[10]. 本文的结果再次肯定了这些影响. 因此,发展非接触的测量方法对于研究热毛细振荡对流就显得非常重要.

维持外加温差 $\Delta T = 63.5℃$,它超过了临界外加温差 $(\Delta T)_c$. 这时, 图 2 给出了在一个固定的纵断面上,在不同高度上的自由面半径随时间的变化关系;而图 3 给出了相应的振动频率谱;图 4 给出了同一断面上表面波的相位随高度的分布. 图 2 和图 3 的结果表明,液桥自由面的半径沿高度以相同的频率振动,振动的幅度在中间较大,向两边逐渐地减小. 但是, 在上圆柱附近的角区, 边界半径的变化有反常大的值, 这点将在后边讨论. 在半浮区液桥的中部($z \simeq 1.2$mm),其振幅约为 7μm. 图 4 的结果表明, 同一断面上的液桥表面波具有不同的相

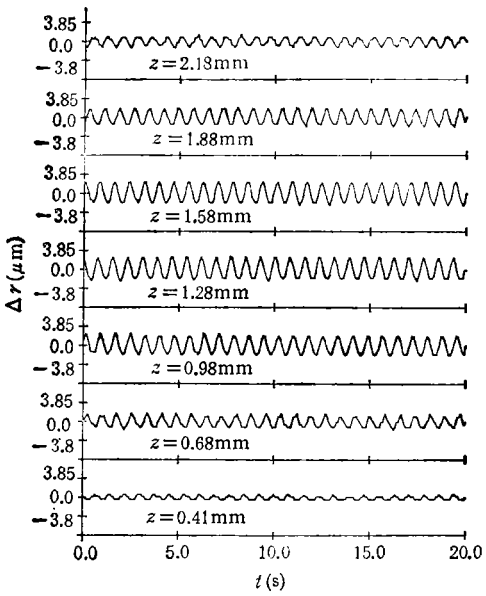

图 2　固定断面上自由面振荡在不同高度上的半径变化
($\Delta T = 63.5$℃)

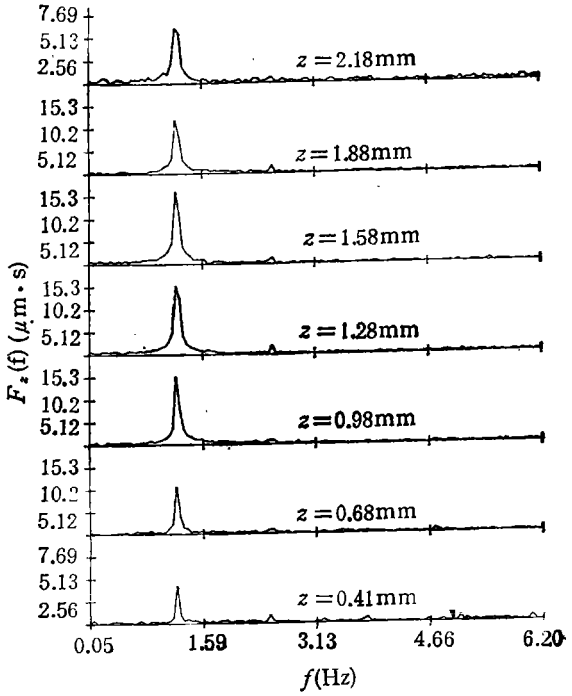

图 3　固定断面上自由面振荡频率在不同高度上的分布
($\Delta T = 63.5$℃)

位，在液桥中部附近，自由面波动的相位随高度变化不大，而在上、下固壁附近，有相当激烈的变化．这意味着，在自由面上存在着沿轴向传播的波动．

我们再着重讨论上固壁附近液桥的角区．由于上圆柱体的温度较高，热毛细对流沿自由面由上向下流，然后形成对流胞，并沿着上圆柱端面向角区挤压，那里的流场和温度场在起振前就比别处变化剧烈．起振后，上角区附近的流场振荡也比别处明显强烈．实验测到上固壁附近角区的自由面振荡具有反常大的幅度．我们具体地讨论 $z = 2.28$mm 和 2.10mm 两个高度处的自由面振荡，其幅度变化分别给在图 5 和图 6 中，其中的外加温度差分别为 48.5℃，55.0℃，60.0℃ 和64.5℃．比较图 5 和图 6 的结果可以看出，靠近角区（$z = 2.28$mm）处的振幅大约是它邻近位置（$z = 2.10$mm）处振幅的 3 倍．显示出角区确是激发振荡的敏感区域．对于同一外加温度差，不同位置上的振动频率是相同的，如图 3 所示．但是，不同的外加温度时，自由面振

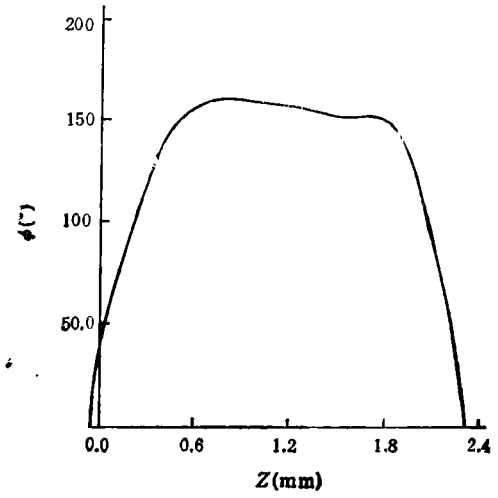

图 4　固定断面上液桥自由面振动波的相位分布
($\Delta T = 63.5$℃)

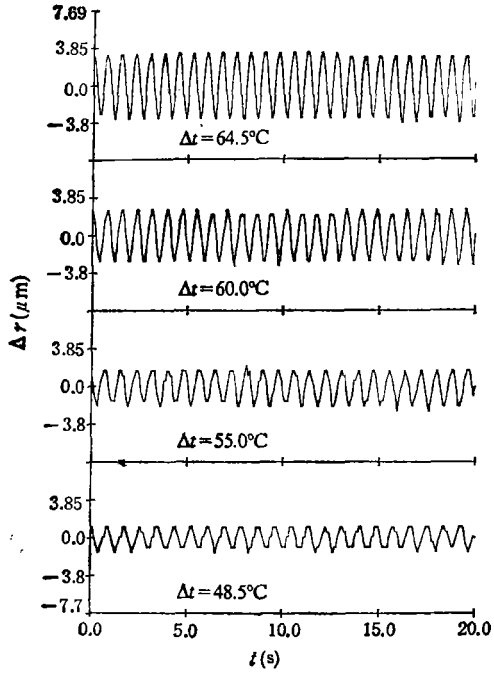

图 5 不同外加温度差 ΔT 时，$z = 2.28$mm 处自由面半径的振动特性

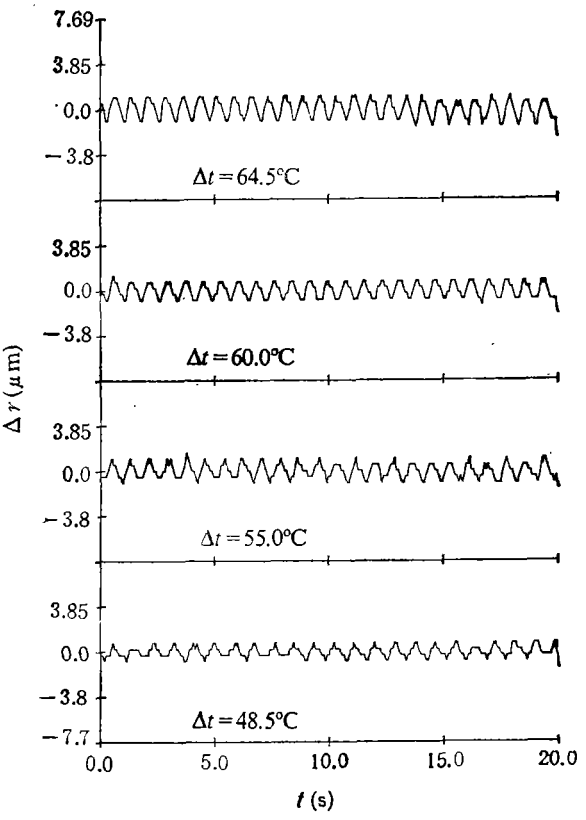

图 6 不同外加温度差 ΔT 时，$z = 2.10$mm 处自由面半径的振动特性

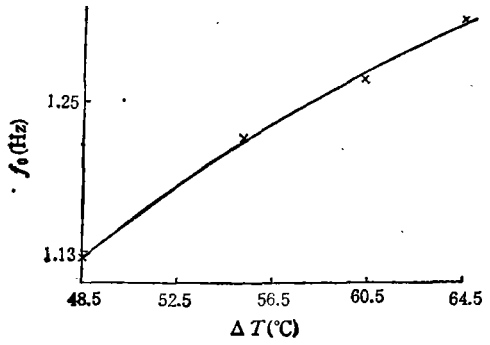

图 7 液桥自由面振动频率与外加温差的关系

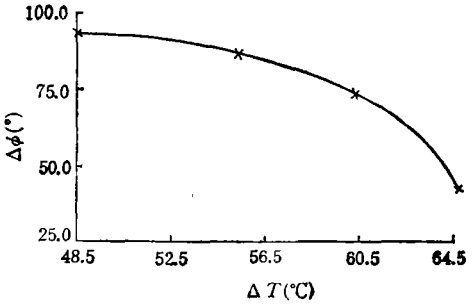

图 8 液桥自由面振动角区相位差 $\Delta\phi = \phi(z = 2.28\text{mm}) - \phi(z = 2.10\text{mm})$ 与外加温差的关系

动主频率有不同的值，它随外加温度差的增大而增大，如图 7 所示。当外加温度由 48.5℃ 增加 33% 时，振动频率由 1.12Hz 几乎线性地增加 16%。考虑到大的外加温差对应着角区液面较大的温度梯度，从而具有较大的驱动对流的表面张力梯度，因而造成了较大的对流速度，这种变化趋势就是可以理解的。图 4 已给出固壁附近的相位差较大，而图 8 则给出角区相位差 $\phi(z = 2.28\text{mm}) - \phi(z = 2.10\text{mm})$ 随外加温度差的增大而减小。这意味着，表面张力驱动对流的作用越强，同一断面上自由面的波动越倾向于同步，在不同高度之间保持较一致的相

位.

综合这些结果可以看出，自由面变形振荡具有波动的特征，它的振动频率与热电偶插入液桥时测量的温度振荡频率相同. 表面变形的波动特性应该是三维的. 本文的诊断方法可以给出径向位移的规律，通过一个断面上的不同局部区域测量给出了波动的轴向变化规律. 而波动的环向变化需要同时测量不同断面的数据，将在以后的文章中讨论.

四、自由面变形振荡的波动特性

当外加温差超过其临界值以后，自由面的位形发生振荡，同时，液桥中的流场和温度场也发生振荡. 实验结果表明，对于给定的外加温度差，自由面振荡的频率不随高度变化，而相位却随高度变化. 如果把定常对流时的自由面形状表示为

$$r = \zeta_0(z), \tag{4.1}$$

则发生振荡时的自由面位形可以表示为

$$r = \zeta_0(z) + \zeta_1(\theta,z)\{\cos[\omega t + \varphi(\theta,z)]\}. \tag{4.2}$$

所有实验数据都表明，$\zeta_1(\theta,z)$ 的量级为若干微米，而半径 $\zeta_0(z)$ 为毫米的量级，所以自由面振荡可以看成是小振幅波，它满足条件

$$\left|\frac{\zeta_1(\theta,z)}{\zeta_0(z)}\right| \ll 1. \tag{4.3}$$

进一步讨论自由面振荡的波动特征. 由关系式 (4.2)，我们可以定义相位的环向角速度和轴向速度，它们是

$$(v_\theta)_{\text{Phase}} = \frac{\omega}{\partial\varphi/\partial\theta}, \tag{4.4}$$

$$(v_z)_{\text{Phase}} = \frac{\omega}{\partial\varphi/\partial z}. \tag{4.5}$$

不同断面的相位分布 φ 可导出 $(v_\theta)_{\text{Phase}}$，而由振动频率 $\omega = 2\pi f$ 和相位的轴向分布可给出 $(v_z)_{\text{Phase}}$. 讨论外加温度差 $\Delta T = 63.5℃$ 的情况，这时的振荡频率 $\omega = 2\pi f = 7.98/s$，如图 3 所示. 而由图 4 给出的相位分布可导出 $\partial\varphi/\partial z$ 的值. 这样，由关系式 (4.5) 就得到表面波的轴向相速度分量的分布.

如果液面的振动确为波的形式，则 (4.2) 式中的 $\varphi(\theta,z)$ 就可表示为

$$\varphi(\theta,z) = m\theta + kz. \tag{4.6}$$

这时，对于固定的 $\theta = \theta_0$，相位 φ 随高度 z 线性地变化. 一般而言，对于一个波动模式，φ 应表示为 z 的单调函数. 根据我们的实验结果，自由面变形的波动明显地表现为两种波动模式的叠加. 一种波动模式表现在自由面主要区域，液桥自由面中部的振幅大，两端的振幅小，如图 2 所示. 根据图 4 中小 z 值时的分布，可估计出这个波动模式的相速度为

$$(v_z)_{p1} \simeq 6.22\text{mm/s}. \tag{4.7}$$

另外一方面，在上角区的振荡表现出另一种波动模式，它与主区的特征明显地不同. 由图 4 的较大 z 值部分的分布，可导出相速度

$$(v_z)_{p2} \simeq -15.0\text{mm/s}. \tag{4.8}$$

这两种波动模式的叠加，就得到图 4 所描述的波动相位的分布. 利用这些结果，可以得到图 9

所给出的 $\Delta T = 63.5℃$ 时的两种波动模式的相速度分布.

本节的讨论是根据实验结果,在一些简化模型近似下得出的. 详细的情况,特别是波动的环向变化,还需要进一步讨论. 但这里已经揭示出了表面波的一些基本特性.

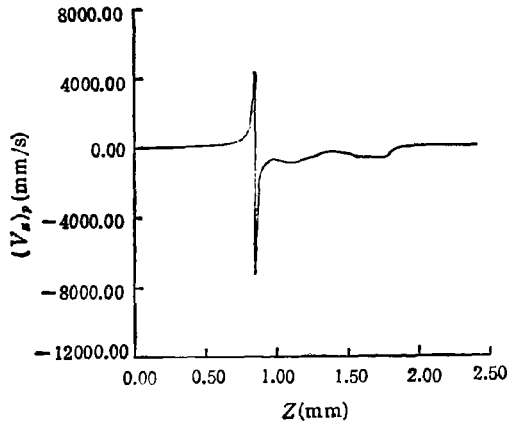

图 9 在外加温差 $\Delta T = 63.5℃$ 时,由关系式 (4.5) 和图 4 的结果所给出的轴向相速度分布

五、讨 论

热毛细对流的问题是微重力科学中的重要课题. 长期以来,人们只用温度的涨落来描述振荡流的特性. 前文曾给出了半浮区液桥自由面振荡的实验方法[10],本文进一步讨论了自由面变形的一般振荡特性. 这样,我们可以同时给出热毛细振荡对流的温度和自由面变形的振荡特性. 实验表明,起振后速度场有较大的偏离,明显地出现非轴对称对流胞,速度场的速度涨落数据尚无测量;另一方面,热电偶测得的涨落温度场和我们测出的自由面半径的涨落值都满足小扰动条件,即涨落温度和自由面半径涨落量都比其平均值小约两个数量级,而自由面半径的平均值与定常对流时的值相差不多.

实验结果与热毛细液层的热流体波不稳定性[15]和表面波不稳定性[14]有较大的差异. 热毛细振荡对流的出现必然有自由面的振荡,这个结果不符合热流体波不稳定性的特征. 速度场在定常流转变为振荡流时由轴对称位形变为非轴对称位形,这可能是问题的关键. 实验给出的表面波特性表明,至少对于有限高度的液桥,采用短波长近似更合理些,这时也很难用表面波不稳定性的机制[14]来解释. 这两种机制都假设未扰动基态具有均匀的轴向温度梯度,这个假设与实际情况有较大的差异.

本文从实验上给出了有限高度液桥的自由面变形振荡波,它包含着径向的小扰动振荡和沿轴向的振荡变化,同时,还给出在角区的振荡的反常增大. 但是,本文在一个断面上的测量不可能给出环向的波动变化规律. 环向波动规律的研究尚在进行之中. 在液桥角区具有强的振荡特性,这个特性曾被过稳定性机制[16]所强调过. 但是本文的实验表明,只有液桥的一个角区具有反常大的振荡,这个大振荡的角区可能是由于对流在这个角区挤压并且液体包向固体圆柱侧面所造成的. 所以,一个角区的大振荡的含义尚需要进一步的分析. 我们曾经提出浮力不稳定性可能是激发振荡的机制[17,18]. 尽管本实验的结果还不能确认这种机制,但它并不与这种机制相矛盾.

参 考 文 献

[1] Chang, C. E., Wilcox, W. R., *J. Crystal Growth*, 28(1975), 8.
[2] Chun, C. H., Wuest, W., *Acta Astronautica*, 6(1979), 1073.
[3] Schwabe, D., Scharmann, A., *J. Crystal Growth*, 46(1979), 25.
[4] Ostrach, S., *Ann. Rev. Fluid Mechanics*, 14(1982), 313.
[5] Monti, R. et al., *4th European Symposium on Materials*, Sciences in Space, ESA SP-101, 1983, 219.
[6] Monti, R., *5th European Symposium on Materials Sciences under Microgravity* ESA SP-222, 1985.

[7] Schwabe, D., Scharmann, A., *Advances in Space Research*, **4**(1984), 43.
[8] Napolitano, L. G., *Naturwissan Schaften*, **73**(1986), 352
[9] Cao. Z. H. et al., *Advances in Space Research*, **11**(1991), 7: 163.
[10] Cao, Z. H. et al., *ibid*, **11**(1991), 7: 229.
[11] Miles, J. W., *J. Fluid Mechanics*, **7**(1960), 469.
[12] Smith, M. K., Davis, S. H., *J. Fluid Mechnics*, **121**(1982), 187.
[13] Pearson, J. R. A., *ibid.*, **4**(1958), 489.
[14] Smith, M. K., Davis, S. H., *ibid.*, **132**(1983), 119.
[15] ————, *ibid.*, **132**(1983), 145.
[16] Ostrach. S. et al., *Physicochemical Hydrodynamics*, **6**(1985), 585.
[17] Hu, W. R., *39th Congress of IAF*, IAF-88-365, 1988, also Acta Astronautica, **19**(1989), 593.
[18] Hu, W. R., Tang, Ze-Mei, *Sciences in China A*, **33**(1990), 934.
[19] Cao, Z. H. et al., *Sciences in China A*, 1991, 9: 964—970.