

表面张力驱动对流的实验研究*

黄晓波

中国科学院力学研究所, 北京 (邮政编码100080)

提要 液桥的表面张力驱动对流问题, 是目前国际上最受重视的空间科学研究课题之一。本文回顾了该问题的起因及实验研究的进展状况, 综述了现有的实验结果, 指出了一些存在的问题。

关键词 微重力; 液桥; Marangoni 对流; 表面张力驱动对流

1 引言

表面张力驱动对流又称 Marangoni 对流, 是指液体因其自由表面各点处表面张力不平衡而导致的流动。探索微重力条件下液桥的 Marangoni 对流是近年来空间流体科学最活跃的领域之一。该问题与空间材料¹⁾生产过程有密切的关系。

逐区熔化法是一种常用的制备晶体技术^[1], 它的优点是无坩埚, 因此既避免了器皿带来的污染, 也避免了生产高熔点晶体时坩埚熔点的限制。在逐区熔化法中熔区是由晶体和多晶原料支撑, 靠表面张力来维持。地面上利用这种生产技术时, 重力的存在使得熔区的尺寸不能太大, 同时温度梯度在重力场中又能导致自然对流, 给生长晶体的质量带来不利影响。

晶体在熔体中生长通过热量输运来实现, 同时热量输运过程还起着限制生长速率的作用。控制热输运过程, 提供一个适当而稳定的温度场, 是生长高质量单晶的一个关键因素。空间环境重力几乎消失, 这使逐区熔化法在地面上的种种不利因素不复存在, 因此倍受重视。然而通过天空实验室及阿波罗宇宙飞船上探索性研究以及初步的理论分析^[2-4], 却发现微重力环境里熔体的流动远比预料的复杂。浮力引起的对流几乎不存在了, 可又出现了表面张力梯度驱动对流问题。因此人们开始关心熔区及其力学模型液桥在低重力或微重力环境中的流动问题。

所谓液桥是指两个相距很近的共轴圆板, 圆板间注入某种液体或熔液, 通常在上下圆板之间沿轴线方向施加一温度场,

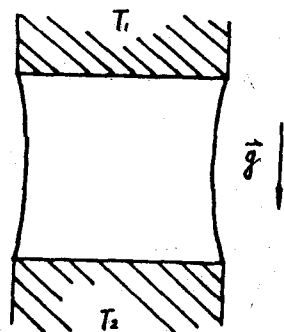


图1 液桥示意图

* 胡文瑞推荐。

1) 这里指微重力条件下生长、加工的材料。

若在重力场中，液桥轴线应沿重力方向，如图 1 所示。液桥周围的环境可以是液体，也可以是气体或真空。

一般地讲，液体的表面张力是浓度、温度和电动势的函数， $\sigma = \sigma(c, T, \nu)$ 。处于平衡状态的静止液体，其自由表面上的表面张力应满足 Laplace 关系

$$p_{\text{I}} - p_{\text{II}} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \sigma$$

这里 $p_{\text{I}}, p_{\text{II}}$ 分别指环境压力和液体自由表面处的压力， R_1, R_2 是自由表面的主曲率半径。当液体的浓度、温度或电动势这几个量任何一个有所变化时就能产生表面张力梯度，导致表面张力驱动对流。表面张力驱动对流有时也因起因的不同而分别称为扩散对流、热毛细对流或热-电驱动对流^[5]。

在液桥上，由于沿其自由表面有温度梯度，因此液桥的问题总是同表面张力驱动对流问题联系在一起。与液桥表面张力驱动对流有关的相似参数有：表示携带热与传导热之比的 Marangoni 数 $Ma = |\partial\sigma/\partial T| L \Delta T / \kappa \nu$ ，惯性力与粘性力之比的 Reynolds 数 $Re = |\partial\sigma/\partial T| L \Delta T / \mu \nu$ ，重力与表面张力之比的 Bond 数 $Bo = \rho g L^2 / \sigma$ ，浮力与粘性力之比的 Grashof 数 $Gr = g \beta \Delta T L^3 / \nu^2$ ，表示动量扩散与热扩散之比的 Prandtl 数 $Pr = \nu / \kappa$ 。这里 κ 为热扩散系数， ν 为动力粘性系数， μ 为运动粘性系数， ρ 为液体比重， g 为重力加速度， β 为膨胀系数， L 为特征长度。

2 实验装置与研究进展

用于液桥实验的装置比较简单，由共轴圆板、增温线圈和液柱组成。共轴圆板通常是用铜或石墨制成，石墨表面镀有一层热解石墨以防液桥液体与石墨发生化学反应，同时也能减小液体的浸润特性。增温装置有两种，即中部环形线圈加热和常见的上下圆板分别加热。液柱的材料常用硅油、甲醇、玻璃或硝酸钠熔液。温度测量主要利用热电偶，液桥自由面形状和流谱用照相显示，速度则根据示踪粒子在底片上的位移推算。

研究液桥是为了探讨空间材料生产中的流动现象，因此需要考虑实验环境。在远离地面的空间实验站上按材料加工炉的尺寸进行的大直径液桥的实验，当然是较理想和较可靠的实验方案。但由于经济条件和技术条件的限制，到目前为止只进行了一次实验^[21]。大多数空间实验是在探空火箭上用小尺寸液桥（ $D = 3 - 5 \text{mm}$ ）完成的。但这些实验或多或少存在一些问题。同空间实验方案相比，地面模拟的实验方案优点很多。其主要问题是如何克服重力的影响。办法有两种。一是采用圆板直径较小的小尺寸液桥，因而，其 Bond 数也小，此时重力与表面张力相比是一个小量，对流动的影响可忽略不计^[5]。采用这种实验方案时，为了减小外界热、大气压等因素的干扰，液桥常加一外罩与外界隔绝，罩上开有观察窗。另一种消除重力影响的办法是采用中性浮力法，即将液桥置于一种密度与液桥液体相等但又与它不互溶的液体中，用该液体的浮力抵消重力。这两种方法中前者主要用于动力学实验，后者多用于静态研究。

1871 年 C. G. M. Marangoni 首先总结了液体表面因浓度梯度产生的表面张力驱动对流，后来人们习惯上就将表面张力梯度对流体的影响称为 Marangoni 效应。本世纪 70 年代以前有关表面张力驱动对流的研究结果，主要集中在液膜、两液体接触面上的扩散问题等方面，Kenning^[6]，Levich 和 Krylov^[7] 对这一时期的工作有一较好的总结。

随着空间材料科学的不断发展, 70年代以来液桥及其对流问题逐渐受到人们的关注。除了进行探索性的空间实验外, 人们开始从数值模拟 (Chang 和 Wilcox^[3]), 解析分析 (Napolitano 和 Colia^[8]) 和地面模拟实验 (Chun 和 Wuest^[9]) 等方法研究液桥对流问题。10多年来研究工作一直沿这三条途径进行, 但由于 Marangoni 对流的非线性过程及自由边界问题的复杂性, 分析工作进展缓慢, 数值模拟和实验研究却取得了较大进展。目前世界上有 4 个较活跃的 Marangoni 对流研究小组: 西德 Chun, Wuest 研究小组; Schwabe, Scharmann, Preisser 研究小组; 意大利 Napolitano 和 Monti 研究小组; 美国以 Ostrach 为首的研究小组。西德两个小组主要从事地面模拟研究。意大利小组的主要成果集中在理论分析方面, 美国小组则从实验、数值模拟和理论分析三方面全面开展工作。

液桥 Marangoni 对流流谱及温度场的系统实验研究是由 Chun 和 Wuest^[9-13], Schwabe, Scharmann 和 Preisser^[14-18] 等人自 1978 年以来陆续完成的, 一些速度场的测量结果可在文献^[11,20]中查到。Kamotani, Ostrach 和 Vargas^[21] 研究了液桥几何参数和液柱的不同性质对振荡对流的影响。Ostrach 小组有关液桥对流研究的综述可参阅文献 [22], 他们工作的最大特点是实验研究与数值模拟总是同步进行。Mackawa 等^[23] 讨论了 Marangoni 对流和自然对流的耦合流动。Monti^[24] 从宏观上对液桥的流态进行了区分, 并定量地测量了对流传热与基本特征参数 Ma 数的关系。Legros 等^[26] 讨论了微重力环境下表面张力具有极小值的溶液中的 Marangoni 对流。Chun 和 Wuest^[12], Kamotani 和 Kim^[26] 考虑了圆板旋转对液桥流场的影响。其他一些与液桥有关的实验研究还有 Mason^[27] 对液桥最大存在尺度比 Ar (液桥高与直径之比) 的研究; Meseguer 及其合作者^[28,29] 在细长液桥静平衡外形同最小失稳体积及尺度比等参数间关系方面的工作, 他们分别考虑了上下圆板直径相等的等液桥和直径不等的不等液桥两种情况; Sanz^[30], Da-Riva 和 Martinez^[31] 对液桥破碎过程和液桥自由表面波动现象的研究。

除去地面模拟研究外, 各研究小组还分别在探空火箭和空间实验站上进行了一些印证性或观察性的空间实验^[17,19,20,25,31,32]。其中文献 [19] 给出了较为详细的实验数据与地面实验的对比。总的来说, 在定性的现象上和在小尺寸液桥上测量的数据, 空间实验与地面模拟大体一致, 但空间实验在数量上和质量上都还不能令人满意, 不同实验结果间相互也有矛盾之处。

表面张力驱动对流的数值研究始于 Chang 和 Wilcox^[3], 他们建立了一个数值模型模拟晶体生长或金属提纯过程的熔区, 但在确定自由边界的流函数值时只满足了边界条件而没有满足 Navier-Stokes 方程, 1980 年 Clark 和 Wilcox^[33] 指出并改正了这个错误。Clark 和 Wilcox 的主要工作是给出了液桥对流涡胞的流谱。Chun^[34] 计算了液桥层流对流的速度和温度分布, 这些结果与在 Texas 探空火箭上的实验基本符合。Kobayashi^[35] 考虑了高 Pr 数和低 Pr 数以及圆板旋转对层流 Marangoni 对流流场和温度场的影响。对各影响表面张力驱动对流参数考虑最周全的要数 Fu 和 Ostrach^[36] 的工作, 他们用有限差分法讨论了 Ma 数、表面张力 Re 数, Pr 数, Gr 数, 液桥尺度比 Ar 及自由表面热损失等多种参量对 Marangoni 对流的影响。Kamotani 和 Ostrach^[37] 为设计有利于不发生振荡同时又便于观测的实验装置进行了数值研究, 讨论了热边界层厚度、自由面变形量及重力跳动的影响。还有一些工作是研究表面张力系数和粘性系数随温度变化时的流动情况, 如 Legros^[38],

Napolitano^[39] 等人的工作。从现有的有关液桥 Marangoni 对流的数值研究文献看，几乎都采用有限差分法研究自由边界平直的液桥，但在实际问题中液桥自由边界的形状是一个由流场、温度场和液柱体积所确定的曲面，同时自由面的弯曲又会反过来影响流场和温度场的分布，因此，如要想更进一步认识液桥 Marangoni 对流的本质，可变形的自由边界应是数值研究中着重考虑的问题。

下面综述有关 Marangoni 对流的实验研究结果。

3 实验结果综述

Marangoni 对流实验发现液桥的流态有层流对流与振荡对流两种，在各流态下人们关心的问题也有所不同。对于前者，温度场、速度场以及这两个场的变化规律是研究的重点；对于后者，则是流谱、各个场的振荡频率及发展规律。对两种流态研究的同时很自然就产生这样的问题：对流是如何从层流变为振荡流？流动的相似准则是什么？怎样延迟或减弱振荡？多年来实验研究就是围绕着这几个问题展开的。为了叙述方便，下面将实验研究结果分 4 部分总结。由于空间实验资料较少，这里就不单独总结，而是将结果与地面模拟结果一并综述。

3.1 层流对流 现有文献大多认为支配表面张力驱动对流的参数中最重要的是 Ma 数。

液桥的两极板间存在温度梯度就会导致自由表面的温度分布不均匀，相应的表面张力梯度将驱动流体产生对流。如果两圆板间的温差不超过某一特定值，更准确地说若此时的 $Ma < Ma_{c.}$ ，流动就会维持层流状态，如图 2 所示，流体在自由面附近从表面张力较小的高温区流向表面张力较大的低温区。（如果该液体表面张力对温度有极小值，且其对应温度又正好介于上下圆板温度之间，如水脂乙醇溶

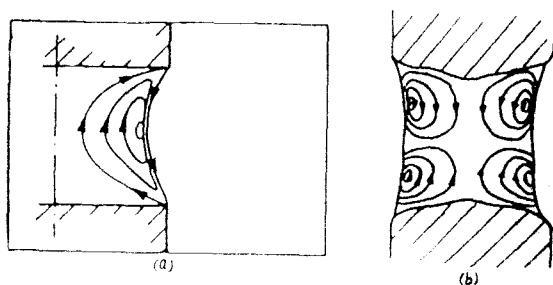


图 2 稳定流谱 (a) 顶部加热 (b) 环形加热

液 (aqueous fatty alcohol solutions), 那么流动总是从四周流向表面张力最低点, 并非从高温区流向低温区^[25].) Chun^[11] 发现在稍大一点的 Ma 数下 ($Ma = 6.6 \times 10^3$, 硅油) 会出现一个对流涡胞中含两个同向转动的小涡 (图 3(a)) 这样的稳定流谱, 而 Preisser 等^[18]

液 (aqueous fatty alcohol solutions), 那么流动总是从四周流向表面张力最低点, 并非从高温区流向低温区^[25].) Chun^[11] 发现在稍大一点的 Ma 数下 ($Ma = 6.6 \times 10^3$, 硅油) 会出现一个对流涡胞中含两个同向转动的小涡 (图 3(a)) 这样的稳定流谱, 而 Preisser 等^[18]

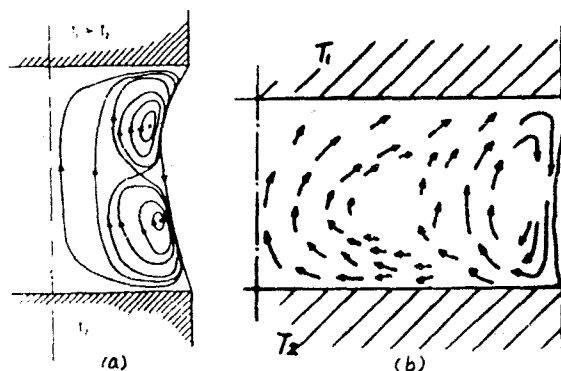


图 3 两种可能的稳定流谱^[11, 18]

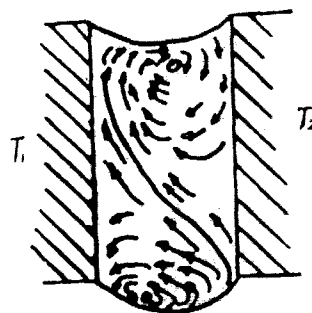


图 4 重力垂直于轴线的稳定流谱^[16]

则认为流谱不仅受 Ma 的影响, 还受尺度的影响, 图 3(b) 是硝酸钠溶液在小尺度比 ($Ar=0.47$, $Ma=5.5 \times 10^2$) 条件下的实验结果. 但这两种流谱尚未在其他实验结果中发现. 以上几种稳定流谱是在微重力或重力沿轴向的条件下得到的. 对于重力垂直于液桥轴线的情况, Schwabe 等^[17] 做过定性的研究, 图 4 是稳定流谱图. 显然这种情况下重力有不可忽略的影响. 应注意, 这种状态下除了表面张力外还有浮力作用于流体.

同其他热对流问题一样, 温度分布也是表面张力驱动对流实验最关心的问题. 图 5 是沿液桥自由表面温度分布. 图 6 是液桥纵轴面上的温度分布. 由图 4 可看出当 $\Delta T_1 \rightarrow 0$, 也就是 $Ma \rightarrow 0$ 时, 温度分布接近于线性分布. 当 Ma 增大时温度呈 S 形分布, 且 Ma 越大, 曲线弯曲越厉害, 因此 [11] 设想当 ΔT 足够大时, 温度会呈 ΔT_3 曲线分布. 因为这时的温度梯度出现负号, 反向流动就有可能出现. 考虑到实际中这种分布是不稳定的, 不可能出现, Chun 和 Wuest 建议可将 $dT/ds = 0$ 作为液桥失稳的判断准则.

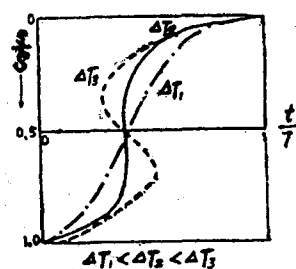


图 5 自由表面温度分布 ($\theta = (T - T_0) / \Delta T$, 八癸烷 $C_{18}H_{36}$, 取自[11])

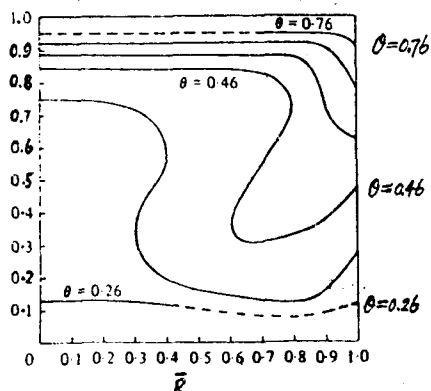


图 6 纵轴面温度分布 ($Ar=0.68$, $\Delta T=9^\circ C$, 硝酸钠 $NaNO_3$, 取自[17])

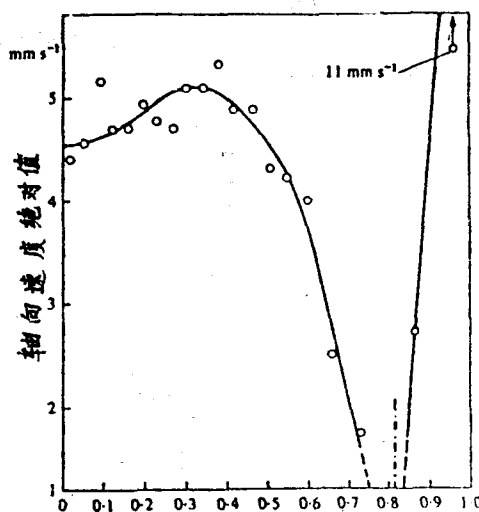


图 7 轴向速度分布 (在 $z=0.68$ 处, $L=0.1mm$, $R=3.0mm$, $\Delta T=10K$, $Ma=4.8 \times 10^3$, $NaNO_3$. 虚线处速度为零. 取自[18])

典型的轴向速度分布见图 7, 可以看到向下运动的表面流动实际上局限在很薄的一薄层里, 空间实验也证实了这一点^[20]. 图 8 是空间实验结果, 图中 V_m 是 Marangoni 速度, $V_m = (\partial\sigma/\partial T)\Delta T/\mu$. 液桥自由表面处的速度除了与液体性质有关外, 还取决于桥高 L , 温差 ΔT 和所处的位置^[11;18], 其中桥高、温差与速度是线性关系. 图 9 是温差与速度的实验测量结果. 速度场的其他测量尚未在文献中发现.

液桥的速度场是根据相片推算出来的. 由于是从相片上量取, 再加上透明的液桥本身又是一个放大率在中心和边缘各不相同的凸透镜, 速度数据有可能存在较大误差.

Monti 等^[28] 用量纲分析的办法分析液桥的传热规律, 将流动分为 Stokes 区 ($0 \leq Ma^{2/3} \leq 350$), 热边界层区 ($350 \leq Ma^{2/3} \leq 1200$) 和振荡流区 ($Ma^{2/3} > 1200$), 在 Stokes 流区传

热量 $Q \propto Ma$ ，而在热边界层和荡振流区 $Q \propto Ma^{2/3}$ 。并且用实验证实了这一结论。

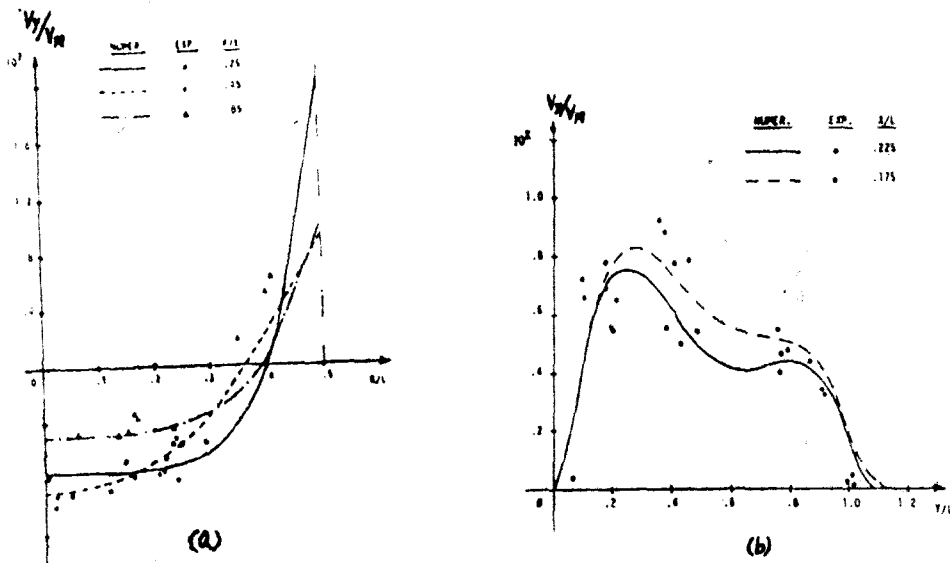


图8 空间测量轴向速度分布
(a) 速度沿径向变化规律 (b) 速度沿轴向变化规律 ($L=60\text{mm}$, $\Delta T=30^\circ\text{C}$, 硅油, 取自[20])

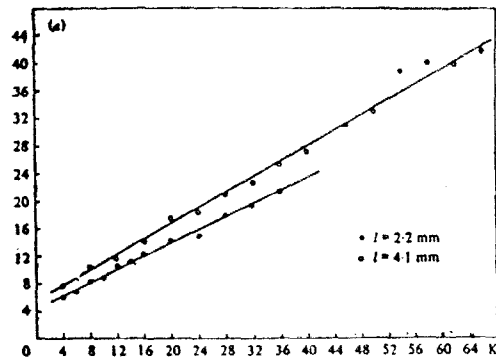


图9 表面速度与温度关系 (测量点 $z=0.9-0.6$, $R=3.0\text{mm}$, NaNO_3 , 取自[18])

图10是 Monti 等^[24]对重力和表面张力对流动的相对影响的分析结果。图11是在 $Ma-Re$ 平面上对流动分区的结果。从这两图中可以看到现有的实验是在什么范围内进行的。

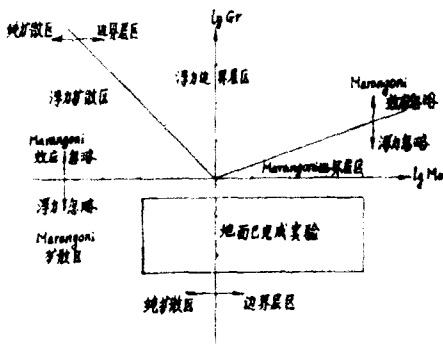


图10 $Ma-Gr$ 平面流动分区图 (取自[27])

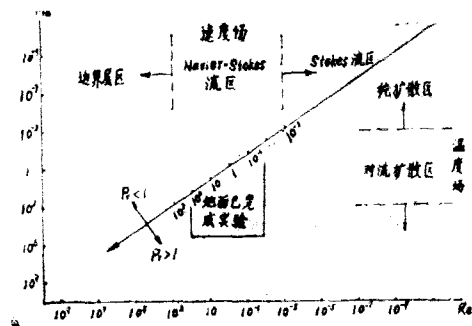


图11 $Re-Ma$ 平面流动分区图 (取自[27])

3.2 振荡流态 当液桥的 Ma 数超过某一临界值时, 稳定流态就会消失, 经过一过渡阶段后, 表面张力驱动对流就会变成一种三维流动, 流型成为一个与空间和时间相关的周期量。这种流动状态被称为振荡流态。从运动学的角度来看, 振荡流动可认为是由周期性的径向和周向运动叠加在纵轴面内的对流而合成。

Chun 和 Wuest^[10] 的实验发现振荡流谱有两种形式, 起决定作用的参量是尺度比 Ar , 当 $Ar \geq 0.5$ 时, 流谱是非对称的, 而当 $Ar \leq 0.45$ 时, 流谱是对称的。沿液桥周向观察流动, 如果把涡管横截面积从极大到显著缩小的极小状态称为一个独立的涡, 那么 Chun 等人所观察到的非对称振荡流态实际上是一个涡在振荡, 对称流态是两个涡在振荡。Preisser 等^[18] 的实验报告证实了 Chun 等人的观察结果, 同时还指出只有满足 $n\lambda = \pi D$ 的振荡才会在液桥中存在, 这里 λ 是周向波长, n 取整数, 称为模数。一定范围内的尺度比对应于一确定的模数, 越小的尺度比有越高的模数。 $n=1$ 时, 是 Chun 称之为非对称振荡的流态, $n=2$ 是对称振荡流态, 但在模数大于 2 以后, 流态不固定, 很容易从一个模数的流态变为另一模数的流态。两种稳定模数振荡流态的流谱示意图见图 12。在 $Ar \leq 0.5$ 时, 模数与尺度比的经验关系是 $nAr = 4.4$ 。

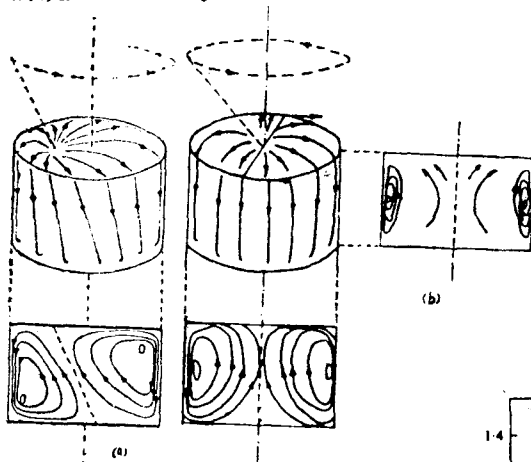


图 12 两种稳定的振荡流态示意图 (a) 模数 $n=1$, 非对称振荡流态 (b) $n=2$, 对称振荡流态

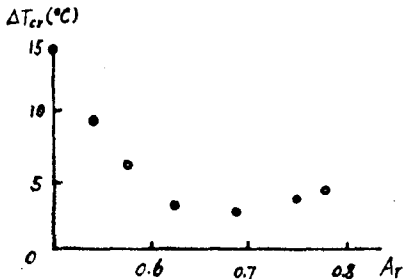


图 13 临界温差与尺度比关系 (硅油, 取自[26])

液桥发生振荡时的温差称为临界温差 ΔT_{cr} , 实验发现在其他条件保持不变的情况下, ΔT_{cr} 随 Ar 的变小而增大, 见图 13, 与增加液体粘性效果等价^[22]。

如果认为液桥的流动是由 Ma , Pr 和 Ar 这三个无量纲量支配, 那么临界 Ma 数 Ma_{cr} 仅是 Ar 和 Pr 数的函数。Preisser 等^[18] 指出 Ma_{cr} 与半径无关。 Ma_{cr} 与液桥高 L 的关系见图 14。应指出, 这个实验结果在

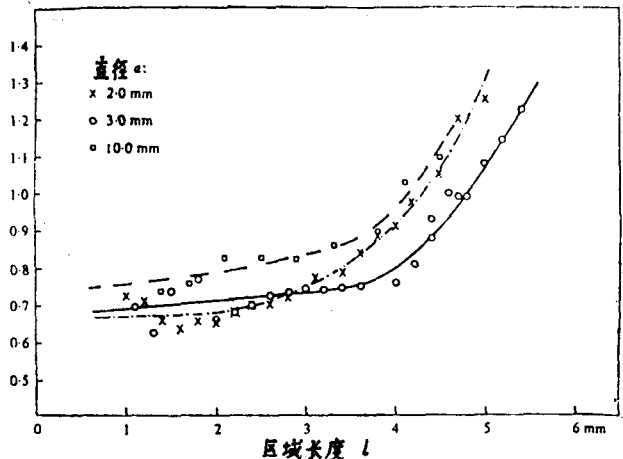


图 14 Ma_{cr} 随 L 变化曲线 ($NaNO_3$, 取自[18])

$L > 3mm$ 以后的数据不可靠, 因为地面上进行有关 Marangoni 对流实验的前提是 $Bo \ll 1$,

在 $L > 3\text{mm}$ 以后, 该液桥的 Bo 数已是 1 的量级, 即此时重力与表面张力相比已不是一个数量, 因此在处理实验数据时应考虑重力的影响, 但文献中并没有注意到这一点, Ma_{cr} 随 L 的增大而增大, 被认为是由径向温度梯度带来的稳定效果。随着液桥的增高, 从液桥自由表面散到周围环境的热量就会增加, 径向的温度梯度会出现或加大, 而轴向的温度梯度却被降低, 因此径向温度梯度被认为是有增稳的倾向。[18] 分别对常规液桥、常规液桥外加水冷管和常规液桥外罩石英绝热管进行了测量。结果发现水冷液桥和石英绝热液桥的 Ma_{cr} 分别比常规液桥增高和降低了 10%。

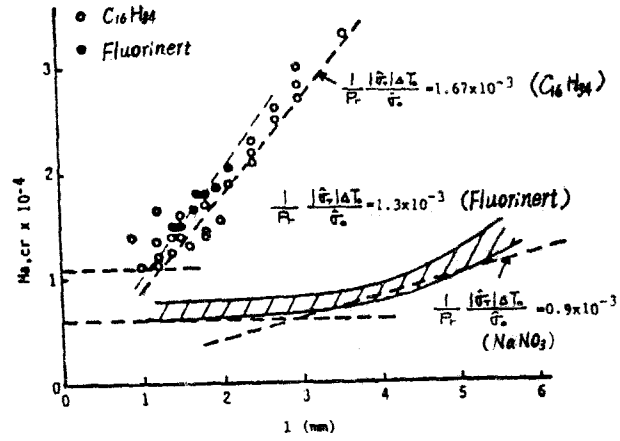


图 15 物性对 Ma_{cr} 的影响 (取自[22])

图 15 是 Ostrach 等 [22] 给出的在不同 Pr 数下 Ma_{cr} 与 Ar 的关系。

Chun 等 [18] 有个假想: 从稳态流转变为振荡流出现时的 Ma_{cr} 与从振荡流转变为稳态流振荡消失时的 Ma_{cr} 可能不一样, 因为 Ma_{cr} 依赖于接近临界状态的方式。Schwabe 和 Scharmann 的实验 [18] 证实了这一点, 在 $R = 3\text{mm}$, $L = 3.7\text{mm}$ 的 NaNO_3 液桥中 $Ma_{cr}(\uparrow) = 10.2 \times 10^3$, $Ma_{cr}(\downarrow) = 9.2 \times 10^3$, 但 Schwabe 和 Scharmann 倾向于认为这种差异是由于系统因温度变化重新达到热平衡需一定的时间而引起的, 并非滞后效应引起的。

重力对 Ma_{cr} 的影响仍是一个尚未弄清楚的问题。Schwabe 等 [18] 曾根据地面和 0.4g 环境下 (TEXUS-3 探空火箭) 同样条件, 液桥产生频率相同的温度振荡的实验作出结论: 温度振荡与重力的大小和方向无关, 但根据重力垂直于液桥轴线和重力平行于液桥轴线的对比实验, 及地面与空间 (TEXUS-5, TEXUS-8 探空火箭) 对比实验 [18] 却发现以上两种对比中前者的 Ma_{cr} 总比后者稍高一些。Napolitano [20] 的空间实验结果则正好相反, 实验时的 Ma 数已高出通常的 Ma_{cr} 值一个量级时仍未出现振荡。

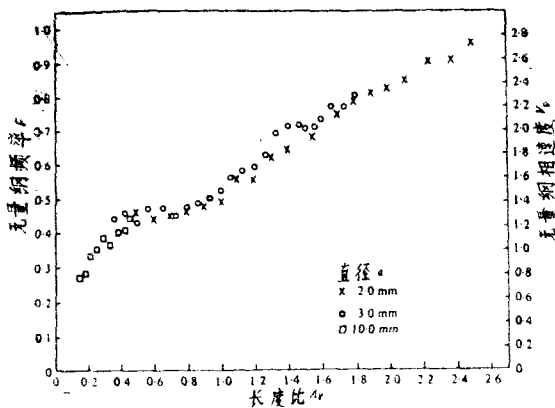


图 16 无量纲频率与尺度比关系 (取自[18])

过程中温度是一个非定常场, 液桥的振荡究竟是因为 Ma 超过了临界值还是因为非定常过程诱

值得注意的是现有的空间实验结果除了 Napolitano 的实验是在航天飞机上进行的之外, 其他各实验均是在探空火箭上完成的。在火箭上实验需考虑火箭飞行的轨道 (影响重力的大小和方向) 和是否自旋 (向心加速度)。由于现有的实验没有记录实验过程中加速度的变化过程, 加速度怎样影响流动就不可得知了。另外探空火箭升空的时间很短, 火箭实验中极板的温度是以每秒若干度的速度线性增加, 也就是说实验过

发引起的还很难说。

一般地讲，温度振荡的频率与液桥高度 L ，直径 D ，温差 ΔT ，Pr 数和 Ma 数有关。Chun^[11] 的实验指出模数越高频率也就越高。Preisser^[18] 发现频率对 L 的变化最敏感，而与半径无关。Schwabe 等^[14] 的实验也有类似的结论。如果定义无量纲频率为

$$F = f\kappa L^{-2} \text{Ma}^{-1/2} \quad (f \text{ 为频率, } \kappa \text{ 为热扩散系数})$$

那么频率就成了尺度比 Ar 的线性函数，实验结果见图16。 F 与其他量无关。Chun^[11] 的实验还指出，如果在完全振荡出现以后继续增大温度梯度，则振荡的频率就会逐渐降低，波长增加。这一现象令人感兴趣的地方是如果不断将温度升高，那么振荡能否重新消失？

3.3 振荡的 Marangoni 对流的抑制 晶体生产中振荡的对流对晶体的质量是极有害的，因此人们总是在千方百计地去延迟或减小振荡。

如果液桥极板旋转，那么离心力引起的强制流动在轴线附近总是从静止的极板流向旋转的极板，在自由表面流向又正好相反。同稳态 Marangoni 对流一样，在旋转引起的强制流动中如果极板转速超过某一临界值，流动也会出现振荡^[21]。旋转的液桥中有三种情况可能出现：①热极板转但冷极板不转。转动产生的强制对流与表面张力驱动对流方向一致。②冷极板转但热极不转。强制流动与表面张力驱动对流方向相反。③两极板以相同角速度旋转。无强制流动出现。

度量两种流动相互作用参量的实验中选取了速度比 V_D/V_m ，这里 V_D 指强制流的轴向速度。Chun 和 Wuest^[12] 建议在理论分析时用 V_D^2/V_m^2 的形式，该形式的物理意义是强制流动的动压与 Marangoni 对流动压之比，它既能表示两者的速度相对值也能表示能量的相对值。量级分析表明，如果 Ar 取 1，那么当 $V_D/V_m \geq 10$ 时强制流动将起主要作用。而当 $V_D/V_m \leq 0.1$ 时 Marangoni 对流起主要作用。

文献[12]的实验是在 $0.08 \leq V_D/V_m \leq 2$ 的条件下完成的，结果发现旋转对振荡频率的影响是：①热极转， f 增大；②冷极转， f 减小。如果 V_D/V_m 选取适当，振荡在一定条件下会消失。③两极板同时转，此时无强制流动，但因有一附加的压力场存在，对液桥对流的影响会产生与冷极转动同样的效果。

Kamotani 和 Kim^[28] 用数值模拟和实验测量相互对比的办法，对离心力和表面张力共同作用的流场进行了定量研究。与 [12] 不同，Kamotani 等选取 Re/R_σ 作为度量两种流动相对强弱的量，其中 $Re = D^2\Omega/\nu$ 为转动雷诺数； $R_\sigma = |\partial\sigma/\partial T|\Delta TD/\mu\nu$ 为表面张力雷诺数。当 $Re/R_\sigma < 0.05$ 时，旋转对 Marangoni 对流不产生任何影响。振荡的 Marangoni 对流在 $Re/R_\sigma = 0.2-0.3$ 之间能被克服，具体数值取决于液桥的 Pr 数和 Ar 。旋转对临界温差的影响，见图17。对应于 $\Delta T_c - \Omega$ 曲线极小值处的频率与液桥的振荡频率是一样的，这一现象不随液桥液体的不同而变化。如果将液桥转速固定在这一值上，振荡不但不会被消除，反而因共振而被加强。转速大于此值后，振荡会逐渐减弱直至完全消失，

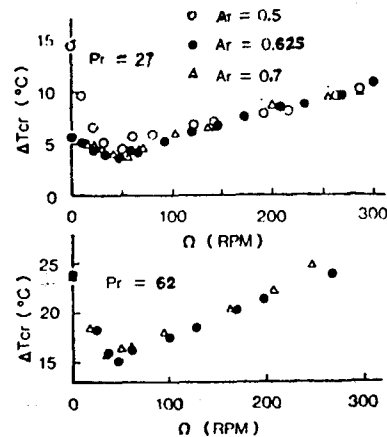


图17 转速对临界温差的影响(硅油, 取自[26])

显然极板旋转是减小或推迟振荡的一种简单而又行之有效的办法。

3.4 振荡状态的成因 从稳定流态到振荡流态间有一过渡状态。Chun 和 Wuest^[10]是这样定义这个失稳的过渡状态：从能够测到温度波动开始到能够明显测得周期振荡为止。相应地有 $1.2 \times 10^4 \leq Ma \leq 2.1 \times 10^4$ 。文献[17]也发现在 $Ma_{cr} - 1.5Ma_{cr}$ 间，温度振荡的振幅随 Ma 数的增大而增大。在过渡过程中温度振荡的频率和振幅无规律可言。

关于失稳机理，Chun 和 Wuest 认为是由于自由表面温度的扰动引起温度梯度和表面张力梯度变化，从而导致速度场和温度场变形。流态是否稳定取决于因速度场变形引起的温度场变形的程度。Kamotani 等^[21]则认为自由表面的变形与速度场、温度场的耦合是导致振荡现象出现的主要因素，至少也是导致表面流动与回流时间滞后的主要因素，由于时间滞后使得对流表现出周期性的强弱变化，因而产生了振荡。

在已发表的实验结果中，绝大部分资料都是以 Marangoni 数作为是否达到临界状态的判断准则，正如在振荡流态一节中所指出的那样。 Ma_{cr} 要受到液桥高度、传热方式、接近临界状态的方式及重力的影响，并非一理想的判断临界点的参量。

Chun^[11]所建议的用 $dT/ds = 0$ 作为失稳的判据也不是理想的判断准则。因为 $T-s$ 关系本身就是一个不易测得或求得的物理关系。

Monti^[40]比较了一批地面实验和空间实验的 Ma_{cr} 数据，为了解决因尺度变化或因地-空环境变化引起的 Ma_{cr} 数值上的巨大差异，Monti 提出 $s_m = \sqrt{2Wed}$ 是一个比 Ma 数更合适的判断准则。这里 Wed 是动 Weber 数。 $Wed = (1/2)\rho V_s^2 L/\sigma$ ， V_s 为自由表面速度， L 为液桥高，物理含意是动压与表面刚度（正比于表面张力）之比。根据实验数据推算出的临界 s_m 值域是 0.125—0.3。考虑到 Monti 引用的空间实验数据只有三个及现有的空间实验数据稀少且相互间又有矛盾，这一观点仍需进一步研究。

Kamotani 等^[21]指出，在 $Pr > 1$ 的条件下，如果 Ma 和 Ar 足够大 ($Ma > 5 \times 10^3$ ， $Ar > 0.5$)，则临界状态既不取决于 R_0 ，也不取决于 Ma 。在这一工作的基础上，Ostrach 等^[22]根据自由表面变形是导致振荡的主要因素这一基本看法，认为液桥在平衡状态被施加一温度扰动后，首先将引起自由面变形，使扰动在流场和温度场中的传播滞后一段时间，自由面变形引起的不平衡迫使流场和温度场做相应的调整。液桥在自由面、流场和温度场的不断调整中达到新的平衡。如果时间滞后较长，流场和温度场调整反应又很迟缓，就可能出现振荡。从这一观点出发，他们提出用参数

$$s_0 = \frac{1}{Pr} \frac{|\partial\sigma/\partial T| \Delta T_{c,r}}{\sigma} \quad (Pr \geq 1)$$

或

$$s_0 = Pr \frac{|\partial\sigma/\partial T| \Delta T_{c,r}}{\sigma} \quad (Pr < 1)$$

作为判断准则。该准则适用于 $Ma \gg 1$ 的情况。用现有的实验数据换算，组合参数 $\frac{|\partial\sigma/\partial T| \Delta T_{c,r}}{\sigma}$ 取值 $1.2 \times 10^{-3} - 1.7 \times 10^{-3}$ ，平均值为 1.45×10^{-3} 。以 Pr 数和组合参数

$\frac{|\partial\sigma/\partial T| \Delta T_{c,r}}{\sigma}$ 为参量的稳定判据见图 18。文献[21]的实验数据表明即使是在旋转液桥中

s_0 仍可作为临界状态的判断准则。 s_0 与转速 Ω 的关系见图 19。

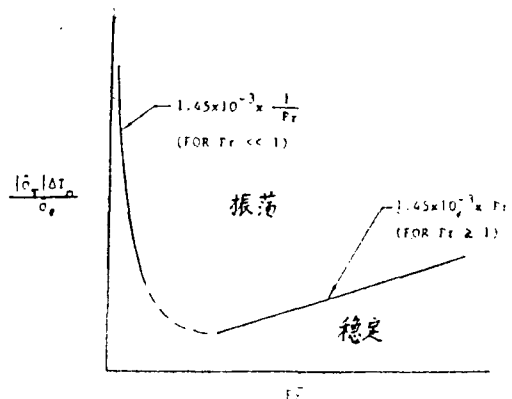


图 18 Ostrach等^[22]的失稳判据

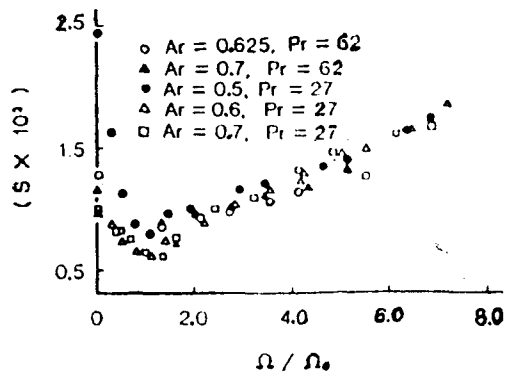


图 19 不同转速下Ostrach失稳判据的变化(取自[31])

引起判断准则争论的原因是由于对失稳机理的认识不足,在讨论究竟哪一个判断准则能更准确地指示液桥已开始失稳时,首先应更进一步了解失稳的物理机理。上面所叙述的几个判断准则实际上都是用一个相似参数的判断准则,相似参数或取 Ma_c , 或取 We 或取 s_0 , 如果是在地面模拟实验就再加上 $Bo \ll 1$ 。但从物理上看,地面环境中液桥上除了有温度场外,还有重力、表面张力及径向温度梯度导致的浮力(因自由面散热产生的),这些量都对流动有直接影响。从流动本身来说,层流对流变为振荡对流与层流变为湍流类似,是一个速度场的变化,只是由于液桥尺寸太小,无法进行速度场的测量,只好用温度场来衡量。然而振荡的判断准则和相似准则就应考虑速度场。考虑到这些因素,仅用一个相似参数来判断液桥的流态显然是不科学的。胡文瑞^[41]分析了小 Bo 数液桥的失稳过程后指出,在大 Ma 数下,如果浮力失稳条件满足,浮力对失稳过程就有着不可忽视的影响。他认为象 Ma , Gr , Pr 和 Bo 这些典型的参数都是直接影响临界状态的量。

4 小 结

总的来说,在地面研究液桥的 Marangoni 对流已取得初步的结果,但小尺寸液桥使得确定流场结构和各种测量工作变得困难重重。人们寄希望于空间实验。然而现有的空间实验无论是数量上还是质量上都还有待进一步提高。从现有的实验结果看,流动从层流转向振荡的失稳过程和判断准则、重力对流动的影响、液体自身特性诸如 Pr 数、粘性等对流动的影响等方面尚需更深入的研究。另外,为了得到较可靠的速度场数据,速度的测试手段也急待改进。

参 考 文 献

- 1 张克义, 张乐惠. 晶体生长. 科学出版社 (1981)
- 2 Nauman R J, Heoring H W. Materials processing in space; early experiments. NASA (1980)
- 3 Chang C E, Wilcox W R. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **19** (1976): 335—366
- 4 Bourgeois S V, Brashears M R. Fluid dynamics and kinematics of molten metals in the low-gravity environment of Skylab. In: Materials Sciences in Space with Application to Space Processing. Ed. by Steg, L., AIAA (1977)
- 5 Ostrach S. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **14** (1982): 313—445
- 6 Kenning D B R. *Appl. Mech. Rev.*, **21** (1968): 1101—1111
- 7 Levich Y G, Krylov L S. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **1** (1969): 293—316
- 8 Napolitano L G, Colia C. *Acta Astronautica*, **8** (1981): 417—434
- 9 Chun C H, Wuest W. *Acta Astronautica*, **5** (1978): 681—686
- 10 Chun C H, Wuest W. *Acta Astronautica*, **6** (1979): 1073—1082

- 11 Chun C H. *Acta Astronautica*, **7** (1980) : 479—488
- 12 Chun C H, Wuest W. *Acta Astronautica*, **9** (1982) : 225—230
- 13 Chun C H, Schwabe D. Marangoni convection in floating zone. In: Convection Transport and Stability Phenomena with Application to Materials Science, Ed. by Zierep, J. & Oerl, H., Verlag G. Brown, Karlsruhe (1982)
- 14 Scharmann A, Schwabe D, Oedler R. Experiments on the relevance of Marangoni convection for materials science in space. In: COSPAR Space Research, Vol. 14, Ed. by Rycroft, M. J., Pergamon Press (1979)
- 15 Schwabe D, Scharmann A. *J. Crystal Growth*, **46** (1979) : 125—131
- 16 Schwabe D, Scharmann A. *J. Crystal Growth*, **52** (1981) : 435—441
- 17 Schwabe D, Scharmann A, Preisser F. *Acta Astronautica*, **9** (1982) : 183—186
- 18 Preisser F, Schwabe D, Scharmann A. *J. Fluid Mech.*, **126** (1983) : 545—567
- 19 Schwabe D, Scharmann A. *Adv. Space Res.*, **4** (1984) : 43—47
- 20 Napolitano L G. *Adv. Space Res.*, **6** (1986) : 19—34
- 21 Kamotani Y, Ostrach S, Vargas M. *J. Crystal Growth*, **66** (1984) : 83—90
- 22 Ostrach S, Kamotani Y, Lai C L. *Physicochemical Hydrodynamics*, **6** (1985) : 585—595
- 23 Mackawa T, Tanasama I, Ochiai J, Kumahara K, Morioka M, Euya S. *Adv. Space Res.*, **4** (1984) : 63—66
- 24 Monti R, Napolitano L G, Russo G. *Acta Astronautica*, **11** (1984) : 369—378
- 25 Legros J C, Petre G, Limbourg-Fontaine M C. *Adv. Space Res.*, **4** (1984) 37—41
- 26 Kamotani Y, Kim J. *J. Crystal Growth*, **87** (1988) : 62—68
- 27 Mason G. *J. Colloid & Interface Sci.*, **32** (1970) : 172—176
- 28 Meseguer J, Mayo L A, Llorente J C, Fernandez A. *J. Crystal Growth*, **73** (1985) : 609—621
- 29 Meseguer J, Sanz A. *J. Fluid Mech.*, **153** (1985) : 83—101
- 30 Sanz A. *J. Fluid Mech.*, **156** (1985) : 101—142
- 31 Da-Riva R, Martinez I. *Naturwissenschaften*, **73** (1986) : 345—347
- 32 Eyer A, Leiste H, Nitsche R. *J. Crystal Growth*, **71** (1985) : 173—182
- 33 Clark A, Wilcox W R. *J. Crystal Growth*, **50** (1980) : 461—469
- 34 Chun C. *Acta Astronautica*, **11** (1984) : 227—232
- 35 Kobayashi N. *J. Crystal Growth*, **66** (1984) : 63—72
- 36 Fu B-J, Ostrach S. Numerical solution of thermocapillary flows in floating zones. Transport Phenomena in Materials Processing. 1—9, ASME (1983)
- 37 Kamotani Y, Ostrach S. Design of a thermocapillary flow experiment in reduced gravity. AIAA—86—200
- 38 Legros J C. *Acta Astronautica*, **13** (1986) : 697—703
- 39 Napolitano L G, Golia C, Viviani A. *Acta Astronautica*, **13** (1986) : 661—667
- 40 Monti R. *Acta Astronautica*, **15** (1987) : 557—560
- 41 Hu Wen-rui (胡文瑞). The influence of buoyancy on the oscillatory thermocapillary convection with small Bond number. IAF-88-365, 39th Cong. Int. Astronautical Federation, Bangalore, India, October 8—15, 1988

EXPERIMENTAL STUDY OF SURFACE-TENSION DRIVEN CONVECTION

Huang Xiao-bo

Institute of Mechanics, Academia Sinica

Abstract Surface-tension driven convection in liquid bridge is one of the most fascinating subjects in space science in the world today. The paper reviews the origin of the subject and the advances in its experimental study, and published experimental results. Some unsolved problems are indicated.

Keywords *microgravity; liquid bridge; Marangoni convection; surface-tension driven convection*