



# 浮区热毛细对流<sup>\*,\*\*</sup>

胡文瑞<sup>†</sup> 唐泽眉 李 凯

中国科学院微重力重点实验室, 中国科学院力学研究所, 北京 100190

**摘 要** 概述了浮区中平行于自由面的表面张力梯度驱动热毛细对流领域的研究. 研究兴趣集中于振荡热毛细对流的起振, 或者说从定常流动到振荡流动的转捩. 起振依赖于一系列的临界参数, 临界关系可以表示为这些临界参数的复杂函数. 实验结果表明, 振荡流中速度的变化和平均流动的速度有相同的量级, 而其它量的变化, 比如温度和自由面半径的波动, 相比于它们的平均量而言则要小得多. 因此, 起振应是流体中动力学过程的结果, 该问题是强非线性的. 在过去几十年中, 一些理论模型被引入来研究这个问题, 使用的方法包括理论分析方法、线性不稳定性分析方法、能量稳定性分析方法以及非正常的三维直接数值模拟. 其中直接数值模拟被认为是对强非线性过程进行深入分析的最适合方法, 通常能得到和实验较符合的结果. 从振荡热毛细对流向湍流的转捩提供了一个研究混沌行为的新系统, 开创了一个非线性科学的新前沿, 是一个集中了大量近期工作的研究热点. 该文对浮区热毛细对流作了一个回顾, 包括理论模型和分析, 以及实验研究.

**关键词** 浮区, 热毛细对流, 转捩, 稳定性

## 1 引言

空间环境的利用, 特别是载人航天, 是在微重力环境下运作的, 其中毛细作用扮演着支配角色, 而地球重力引起的诸如浮力对流、沉降和压力梯度之类的重力效应则大大减弱. 在载人空间设施(比如航天飞机或空间站)内的生存和工作, 需要对微重力环境下流体行为的深入了解, 那是与地面环境大不相同的体系. 一些背景讨论可参见综述文章 [1]. 微重力下的工程科学, 包括流体管理、热管理、防火、多相流等与微重力环境下的生命支持系统相关的不同分支, 随着大量载人空间探索活动所提出的越来越多的需求而得到迅速的发展.

正如人们的描述 [2~4], 微重力环境提供了一个科学研究及应用的极好平台. 气液自由面或液液界面上表面张力的不均匀驱动的自然对流在微重力环境下的许多传热传质过程中是很重要的. 表面张力依赖于诸如温度、溶质浓度、电势等因素,

表面张力梯度则由这些物理量的梯度引起. 在地面过程中, 除了在比如液膜中的流动或小液滴的迁移之类的小尺度系统中表面张力梯度占主导之外, 大多数是浮力之类的重力效应占主导. 由自由面温度梯度引起, 由表面张力梯度驱动的对流, 称为热毛细对流, 这是本文讨论的中心.

微重力条件下的另一类对流是 Marangoni 对流, 其中温度梯度是垂直于自由面的. Pearson<sup>[5]</sup> 首先研究了微重力下液层的不稳定性, 其中液层介于自由面和加热平板固壁边界之间. 他证明了, 当固壁边界和自由面边界之间施加的温差超过一个临界值时, 就产生对流. 如果忽视机理上的差别, 微重力条件下 Pearson 流动的分析与地面上 Benard-Rayleigh 对流是相似的. 热毛细对流和 Marangoni 对流都是微重力下的基本对流形态. 本文讨论热毛细对流.

自从 20 世纪 50 年代早期开始, 浮区法作为一种净化晶体的区域提纯方法, 主要用于高质量

收稿日期: 2008-12-10, 修回日期: 2008-12-16

\* 国家自然科学基金 (10432060) 和中科院知识创新工程资助项目

\*\* Applied Mechanics Reviews 惠允版权翻译此文 (Published with kind permission from Applied Mechanics Reviews, Volume 61 © 2008 by Applied Mechanics Reviews)

<sup>†</sup> E-mail: wrhu@imech.ac.cn

的半导体晶体生长. 浮区技术的主要优势在于晶体生长过程中是无容器的. 在地面上, 由于浮区在重力下容易破坏, 浮区法的主要局限在于难以生产大尺寸的单晶. 而在微重力环境下, 这个局限性没有了, 使得浮区法成为空间材料制备中最有前景的方法之一. 浮区热毛细对流则成为微重力流体物理和空间材料科学中的主要课题之一.

为了研究浮区的流体行为, 引入如图 1 所示的浮区模型 (又形象地称为液桥模型), 液体由一个自由面和两个同轴的固壁所限制, 其中固壁对应凝固及熔化固液界面. 区分液相区域和固相区域的两个界面在材料制备过程中是弯曲的, 完整问题的求解可以由液桥内部和两个固相区域的解的匹配得到<sup>[6]</sup>. 地面上由于重力的影响, 液桥自由面构型呈如图 1(a), 1(c) 所示的瓦罐型. 这是和微重力条件下不同的, 如图 1(d), 1(e) 所示, 那时自

由面沿纵向是关于液桥中截面对称的. 大量的研究将问题简化为圆柱形液桥. Chang 和 Wilcox 首次对全浮区对流进行了研究<sup>[7]</sup>. 半浮区是将全浮区的一半由加热面处切开而得到的, 并假定切平面内为均匀的高温, 如图 1(b)~1(e) 所示. 这里, 两端施加的温差可以在自由面上引起温度梯度, 从而产生表面张力梯度. 表面张力的不均匀进而在液桥中驱动热毛细对流. 半浮区模型由 Chun 和 Wuest<sup>[8,9]</sup> 以及 Schwabe 等<sup>[10,11]</sup> 提出, 自其引入之后得到了广泛的采用. 相关例子参见文献 [12,13]. 地面上通常分析上端加热的热稳模型, 如图 1(c) 所示. 通常, 典型的液桥流体动力学模型假定两端界面为平面, 如图 2 所示. 为了空间材料制备以及与热毛细对流相关的微重力流体物理理论的进一步发展, 对浮区热毛细对流的深入理解是至关重要的.

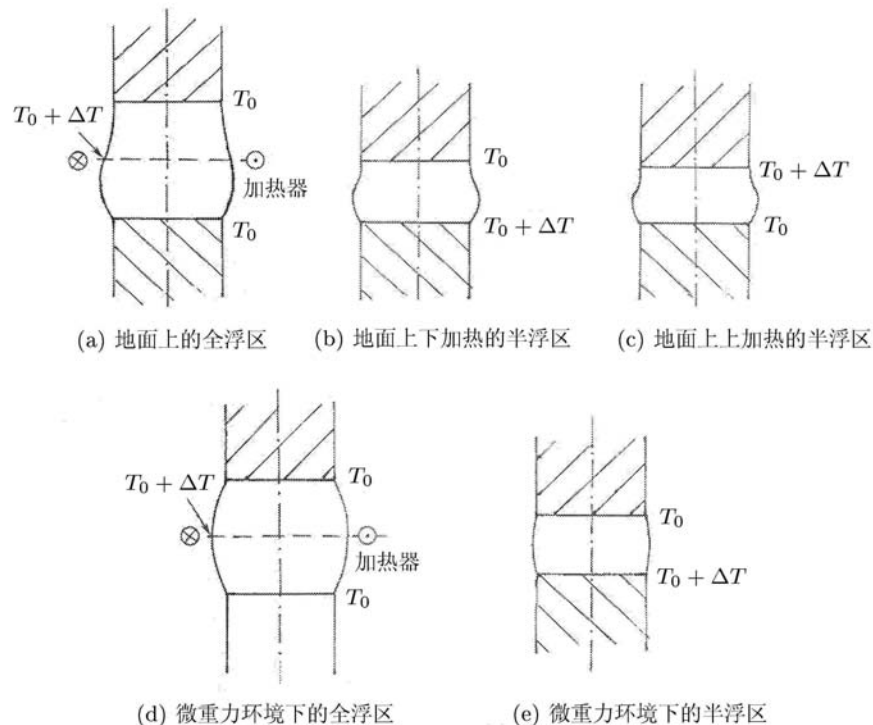


图 1 典型的浮区模型

值得注意的是, 鉴于表面张力作用的主导地位, 地面上的微流动和微重力条件下的大尺度流动的相似性使得一些研究者们去比较这两种过程. 期望可以通过模拟微重力条件下的大尺度流动而得到微流动现象的一些认识, 前者在实验中是较容易观察的.

本文中, 我们着重考虑半浮区模型, 也就是如图 1(c) 所示的地面情形和如图 1(e) 所示的微重力条件情形. 接下来的一部分讨论振荡热毛细对流的临界参数, 将临界关系表为依赖于临界参数的复杂函数. 实验结果, 包括小 Prandtl 数流体 ( $Pr \ll 1$ ) 和大 Prandtl 数流体 ( $Pr > 1$ ) 的结果,

放在第 3 部分. 空间实验的结果很有限, 特别是对于小 Prandtl 数流体. 第 4 部分对理论模型作了总结, 对小 Prandtl 数情形, 不同数值结果对于相同的 Prandtl 数、尺度比和液桥体积比是吻合的. 从振荡热毛细对流到湍流的转捩过程近来引起研究者的注意, 第 5 部分将作一个简要的讨论. 最后一部分对我们的研究做了总结, 并给出我们的结论.

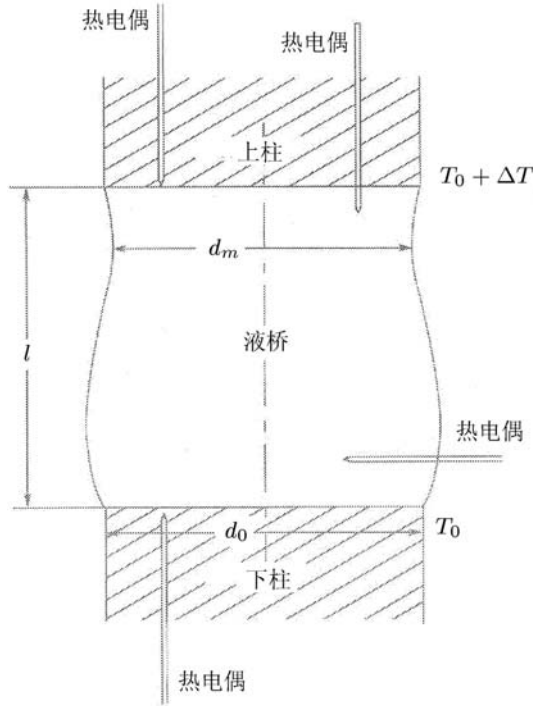


图 2 半浮区对流示意图

## 2 模拟参数

对于浮区对流的典型流体动力学模型, 满足液桥中质量、动量和能量的守恒以及自由面和固壁处适当的边界条件. 浮区晶体生长过程中有时还包括浓度守恒, 整个问题可以联立液桥中的守恒方程和固体区域的能量方程求解<sup>[6]</sup>. 从宏观的流体动力学角度, 液桥中的流体被看作是连续介质, 而诸如液固界面上的凝固和熔化过程被描述

为宏观的浓度和热边界条件.

半浮区物理模型通常由一个浮于两个半径为  $r_0$  的同轴的棒之间的高度为  $l$  的液桥组成, 如图 2 所示. 采用圆柱坐标系  $(r, \theta, z)$ . 上下两杆之间施加温差  $\Delta T$ . 液桥中的流体视为不可压缩牛顿流体, 通常采用 Boussinesq 近似.

无量纲量定义如下: 时间  $t$ 、坐标  $(r, z)$  和速度  $v$  分别除以  $l/v_*$ 、 $l$  和  $v_*$ ; 温度和压力分别除以  $\Delta T$  和  $\rho v_*^2$ ; 体力除以  $\rho v_*^2/l$ . 其中特征速度  $v_* = |\sigma'_T| \Delta T / (\rho \nu)$  由表面张力梯度  $-\sigma'_T$  和黏性应力的平衡得来. 那么, 无量纲方程组为

$$\nabla \cdot \bar{V} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + V \cdot \nabla V = -\nabla P + \frac{1}{Re} \nabla^2 V + F \tag{2}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + V \cdot \nabla \theta = \frac{1}{Ma} \nabla^2 \theta \tag{3}$$

其中  $Re = v_* l / \nu$  为雷诺数. 一个新的无量纲参数, Marangoni 数定义为

$$Ma = \frac{v_* \ell}{\kappa} = \frac{|\sigma'_T| \Delta T \ell}{\rho \kappa \nu} \tag{4}$$

常数  $\kappa$  和  $\nu$  分别为热扩散系数和运动学黏性系数,  $\rho$  是流体密度. 浓度方程可以由类似于式 (3) 的形式给出. 重力  $\rho g$  或者浮力  $-\rho \beta_T (T - T_0) g$  包括在式 (2) 的体力项  $F$  中, 在微重力环境下被忽略. 这里,  $\beta_T$  是热膨胀系数.

地面上的自然对流主要由浮力驱动, 而在微重力环境下则由自由面或界面上的毛细力驱动. 为了比较典型流动的特征, 表 1 对黏性流动、浮力对流和热毛细对流分别列出了无量纲参数,  $Re$ ,  $Pe$ ,  $Pr$ ,  $Gr$ ,  $Ra$  和  $Ma$  分别是雷诺数、Peclet 数、Prandtl 数、Grashof 数、Rayleigh 数和 Marangoni 数. 无量纲参数描述流体动力学过程中各效应的相对重要性. Prandtl 数和 Marangoni 数, 或者相关的雷诺数或 Peclet 数, 是微重力下大量动力学过程的临界参数.

表 1 典型的无量纲参数

	黏性流动	浮力对流	热毛细对流
特征速度	$v_0$	$v_* = g \beta_T \Delta T l^2 / \nu$	$v_* = -\sigma'_T \Delta T / \rho \nu$
	$Re = v_0 l / \nu$	$Gr = v_* l / \nu$	$Re = v_* l / \nu = Ma / Pr$
	$Pe = v_0 l / \kappa = Re Pr$	$Ra = v_* l / \kappa = Gr Pr$	$Ma = v_* l / \kappa = Re Pr$
	$Pr = \nu / \kappa = Pe / Re$	$Pr = \nu / \kappa = Ra / Gr$	$Pr = \nu / \kappa = Ma / Re$

动量边条件要求: 法向上应力分量与表面张力相关的毛细力平衡 (Laplace 关系), 切向上应力分量与表面张力梯度平衡. 因此, 定义 Crissipation 数  $C_r$  为

$$C_{rt} = \frac{|\sigma'_T| \Delta T}{\sigma} \text{ 或 } C_{rs} = \frac{|\sigma'_c| \Delta C}{\sigma} \quad (5)$$

大多数情形下有条件  $C_r \ll 1$ . 这意味着自由面在某种程度上是相对“刚性的”, 自由面上毛细效应引起的位置变化与动力学过程的特征尺度相比是很小的.

微重力流体物理中另一个无量纲参数是 Bond 数, 它表征重力效应和表面张力效应之比, 定义为

$$Bo = \frac{\rho g \ell^2}{\sigma} \text{ 或 } Bd = \frac{Bo}{C_r} \quad (6)$$

参数  $Bo$  和  $Bd$  分别称为静力学 Bond 数和动力学 Bond 数. 如果强调浮力效应, 密度  $\rho$  可以用密度差  $\Delta\rho$  代替. 当在微重力环境下 ( $g$  小)、尺度  $l$  小或者 (并且) 密度差  $\Delta\rho$  小时, Bond 数就小. 因此, 低重力效应可以在地面上通过减小特征尺度  $l$  或密度差  $\Delta\rho$  来模拟. 这是地面上小尺度实验和中性悬浮实验模拟微重力过程中的现象的基础.

当自由面上施加温差时, 就发生热毛细对流. 迄今为止, 热毛细对流最受关注的问题还是振荡对流的起振, 即从层流到振荡对流的转换, 这也是流体力学中的重要问题. 从材料科学的角度而言, 振荡对流的起振是和浮区凝固过程中晶体中条纹的出现相关的, 而避免条纹的出现对于控制晶体质量是重要的. 在施加的温差  $\Delta T$  的增大过程中, 当温差大于某个临界温差  $(\Delta T)_c$  时 (对应某个临界 Marangoni 数  $(Ma)_c$ ), 就产生振荡对流. 因此, Marangoni 数对转换过程而言是一个敏感的临界参数 [8~11].

地面上大多的浮区实验是基于小尺度的小 Bond 数模拟, 而且采用利于光学诊断的透明流体, 相应的 Prandtl 数较大. 然而, 对于大 Prandtl 数流体, 相比于诸如金属和合金之类的非透明的小 Prandtl 数介质而言, 液桥内的传热行为是不同的. Prandtl 数对于振荡对流的起振是另一个临界参数, 而且已经被广泛的研究 [14].

注意到振荡对流的起振依赖于液桥的几何特征, 尺度比  $A = l/r_0$  作为一个几何临界参数被引入. 微重力环境下大尺度空间实验给出的临界 Marangoni 数比地面上相同几何尺度比的小尺度

实验结果大得多. 原因很可能是几毫米直径的小尺度液桥中边界层起着更重要的影响, 而空间实验中的液桥直径为几厘米 [15].

许多模型中的液桥都被视为圆柱形的, 但是, 在常重力条件下, 圆柱构型不能保持, 这只是微重力条件下的一种特殊情形. 结果显示, 对于确定的液桥尺度比, 临界曲线分为瘦桥和胖桥两支, 临界 Marangoni 数随着液桥体积的增大而分别增大和减小. 对于相同的尺度比但不同的液桥体积, 临界 Marangoni 数可以有一到两倍的差别. 结果表明, 液桥体积  $V$  对振荡热毛细对流的起振是一个敏感的临界参数. 因此, 实验结果应该在给定的液桥体积下比较, 否则, 由于不同的体积比, 结果可能很离散而难于比较. 引入无量纲的液桥体积比  $V/V_0$ , 其中  $V_0 = \pi d_0^2 l / 4$  是相应圆柱液桥的体积, 细致的讨论在下一部分中给出 [16,17].

此外, 描述热输运过程的 Biot 数  $Bi = qd/k$  和 Nusselt 数也是起振的临界参数, 其中  $q$  和  $k$  分别是自由面热交换和热传导系数. 总结一下, 振荡热毛细对流起振的临界参数可以分类如下.

- (1) 几何特征: 尺度比  $A$ , 液桥高度  $l$ , 液桥体积比  $V/V_0$ ;
- (2) 流体介质物性: Prandtl 数  $Pr$ , Peclet 数  $Pe$ ;
- (3) 动力学参数: Marangoni 数  $Ma$  或雷诺数  $Re$ , 重力条件下的 Grashof 数  $Gr$ ;
- (4) 液桥热输运: Biot 数  $Bi$ , Nusselt 数  $Nu$ .

振荡热毛细对流起振的研究目的是找到临界关系

$$F(A, V/V_0, l; Pr, Pe; Ma, Gr; Bi, Nu; \dots) = 0 \quad (7)$$

大多数的实验是对大 Prandtl 数的小液桥进行的, 微重力环境下的实验和小 Prandtl 数流体实验是很有限的. 大多数的理论研究, 包括稳定性分析方法、能量方法和非定常三维数值模拟方法, 都是针对圆柱液桥给出的, 近期有一些弯曲自由面情形的结果.

### 3 实验结果

有大量的针对浮区热毛细对流的实验工作. 但是, 为了容易进行光学诊断, 大多数的实验研究是用透明的流体实现的. 空间材料过程中的液桥, 诸如半导体、金属和合金, 都是与小 Prandtl 数

( $Pr \ll 1$ ) 流体行为相关的. 通常拥有大 Prandtl 数 ( $Pr > 1$ ) 的透明流体的液桥便于实验安排, 但  $Pr \ll 1$  时的传热行为难于用  $Pr > 1$  情形较好的模拟. 已经注意到, 小 Prandtl 数  $Pr \ll 1$  时液桥热毛细对流的起振机理和大 Prandtl 数  $Pr > 1$  时是不同的 [18].

### 3.1 小普朗特数 ( $Pr \ll 1$ ) 流体实验

$Pr \ll 1$  时液桥实验的困难包括不透明时的流场可视化和自由面杂质引起的表面张力变化. 微重力环境下的小 Prandtl 数实验比地面上更加困难, 空间的小 Prandtl 数热毛细对流实验到目前为止是极其有限的. Hibiya 等人研究了硅溶体液桥热毛细对流的振荡特征, 包括在地面上和探空火箭上 [19]. 他们实验中的 Marangoni 数比临界 Marangoni 数大很多, 没有关注起振过程.

Levenstam 和 Amberg (1995) 从理论上发现, 小 Prandtl 数流体的液桥有两次分岔, 那就是, 首先从定常轴对称流动到定常非轴对称流动, 然后到振荡

热毛细对流的转捩 [18]. 因此, 分别对应两次转捩, 有两个临界 Marangoni 数  $(Ma)_{c1}$  和  $(Ma)_{c2}$ . 第一次转捩特征还没有被实验证实. 浮区晶体生长实验发现, 在施加的温差增大过程中, 生长的晶体中从无条纹到有有条纹的转变与熔体中振荡对流的出现相关. 这个特征可以从实验上确定第二次转捩的条件和临界 Marangoni 数  $(Ma)_{c2}$ . 表 2 列出了小 Prandtl 数流体情况下全浮区起振对应的临界 Marangoni 数  $(Ma)_{c2}$  的实验结果. 因为相对较大的尺度, 因而较大的 Bond 数, 浮力效应在地面实验中看来是重要的. 临界 Marangoni 数  $(Ma)_{c2}$  的结果分散于从一二百到大于 1000, 这比理论预测值大得多, 文献 [25] 中给出了实验结果的总结

$$(Ma)_{c2} = 2.2 \times 10^4 Pr^{1.32} \quad (8)$$

这些实验中的有些条件没有明确给出, 比如自由面上的污染和液桥体积的影响.

表 2  $Pr \ll 1$  时的全浮区实验结果

材料	$Pr$	高度/mm	直径/mm	$(Ma)_c$	$f_c/\text{Hz}$	参考文献
Ti <sub>3</sub> Cu	—	12.0	6.0	—	0.03	[20]
Si	0.02	14.0	10.0	100~200	~ 1	[21]
Mo	0.025	3.4	2.6	638	~ 1	[22]
		4.1	4.0	925	~ 1	[22]
		5.1	6.0	1 625	~ 1	[22]
Nb	0.025	4.0	6.0	1 025	~ 1	[23]
GaAs	0.068	7.6	6.0	400~500	~ 1	[24]
GaSb	0.016 6	31.5	18.0	375±125	0.034~0.055	[25]*

\* STS-77 上的空间实验

实验中的小 Prandtl 数半浮区模型避开了凝固过程, 这些简化的模型可以满足更多的可控实验条件. Han 和 Sun 等实验研究了一个小 Prandtl 数水银液桥中的热毛细对流, 他们首次从实验上讨论了小 Prandtl 数半浮区内振荡热毛细对流的起振 [26,27]. 一种基于自由面振荡的非接触式光学诊断方法, 结合液桥中的温度振荡, 被用来测量透明流体的转捩过程 [28,29]. 这方法也被用于一个非透明的水银液桥系统, 液桥直径 3mm, 高度可调. 对于一个尺度比  $A = 0.6$  和体积比  $V/V_0 = 0.6$  的液桥, 测得的临界 Marangoni 数和临界频率如下

$$(Ma)_{c2} = 900, f_c = 5 \text{ Hz}$$

对于小 Prandtl 数流体情形, 液桥自由面上容易出现污染膜层, 并可能改变表面张力, 从而改变 Marangoni 数. 上面给出的临界 Marangoni 数很可

能大于没有污染层的液桥的值. Yang 和 Kou 完成了一个类似的半浮区液桥实验, 采用一个高 4mm, 直径 4mm 的锡液桥, 他们得到如下的临界参数

$$(Ma)_{c2} = 194 \pm 14, f_c = (1.1 \pm 0.1) \text{ Hz}$$

这些实验结果是通过一个与自由面接触的 J-型热电偶测得的温度振荡的起振得到 [30]. 这个结果以及其他的实验结果被总结为一个经验公式

$$(Ma)_{c2} = 2000 Pr^{0.6}, 10^{-2} < Pr < 10^2 \quad (9)$$

Takagi 等人 [31] 实施了一个相同的由熔锡组成的半浮区实验, 自由面温度振荡的起振是由一个非接触的辐射温度计系统测得的. 对于一个高度 2.97mm 直径 3mm 的液桥, 临界参数给出如下

$$(Ma)_{c2} = 43.3, f_c = 0.08 \text{ Hz}$$

比较这两个实验, 表明接触式的测量可能大大改变振荡特征, 特别是对于小 Prandtl 数液桥.

由于实验困难, 只有极有限的小 Prandtl 数半浮区液桥地面实验, 而且在目前和近期内都没有确定的空间实验安排. 对小 Prandtl 数液桥的热毛细行为还需要投入更多的研究.

### 3.2 中等和大普朗特数 ( $Pr > 1$ ) 流体实验

从研究开始至今, 大量的实验投入到  $Pr > 1$  条件下液桥的热毛细对流 [8~11], 近期的进展在文献 [13, 15, 32] 中有讨论. 大量的实验研究是在地面上完成的, 采用几个毫米直径的小液桥, 以模拟小 Bond 数 ( $B_o < 1$ ).

半浮区中热毛细对流的初步实验研究针对起振的临界条件, 比如依赖于 Prandtl 数、尺度比的临界 Marangoni 数, 自由面上的速度和温度分布等. 这些实验的典型设备由观察竖直截面内的流型的 PIV 系统和记录液桥内部或自由面附近温度的热电偶系统组成. 起振是由流型从轴对称到非轴对称的转换和某固定点处温度从光滑变化到振荡的转换显示的, 这些实验的总结可参见文献 [14]. 液桥的透明有利于光学测量, 大 Prandtl 数流体减少了由于插入热电偶测温带来的扰动影响 [28, 29]. 如在前一小节 3.1 中讨论的, 在小 Prandtl 数流体情形这个影响相对来说是很大的.

实验研究已经对不同的 Prandtl 数流体实施, 比如,  $Pr = 1.025$  的 KCl [33],  $Pr = 6.8$  的甲醇 [9],  $Pr = 7.05$  的  $\text{NaNO}_3$  [33],  $Pr = 18.7$  的十八烷 [34],  $Pr = 42$  的十六烷  $\text{C}_{16}\text{H}_{34}$  [35],  $Pr = 49$  的二十四烷  $\text{C}_{24}\text{H}_{50}$  [33], 以及覆盖  $Pr = O(10^1) \sim O(10^2)$

范围的各种硅油, 比如  $Pr = 108$  的 10 号硅油, 它因为其化学稳定性而经常被用于热毛细对流实验 [28, 29]. 实验结果表明, 如式 (8) 和 (9) 所描述的, 随着 Prandtl 数从  $10^0$  增大到  $10^2$ , 临界 Marangoni 数几乎从  $10^3$  线性的增加到  $10^4$ .

在地面上的小尺度实验中, Bond 数的量级通常为  $B_o = O(10^0)$ , 浮力效应不能完全忽略. Bond 数在微重力实验中可以远小于 1, 热毛细效应支配对过程. 利用日本微重力中心的落井设施, 可以达到 10s 的微重力时间, 设计了精细的半浮区实验来测量临界 Marangoni 数, 获得了丰富的结果 [36, 37]. 因为在有限的微重力时间内施加的温差调节范围较小, 液桥的特征尺度仍然较小. 一些采用更大特征尺度液桥的实验在拥有 6 min 微重力时间的 TEXUS 微重力探空火箭上进行, 在施加的温差增大过程中获得临界 Marangoni 数 [38~40]. 最重要的关于半浮区热毛细对流的实验由 Monti 所在的研究组在 D-2 空间实验室的航天飞机实验中完成 [41, 42], 实验结果总结在表 3 中. 可以看到, 临界 Marangoni 数比地面实验上的值要大一个量级, 而且在相同的尺度比  $A$  下临界 Marangoni 数随着圆柱液桥直径的增大而增大. 这意味着, 即便是微重力环境下的大尺度液桥, 有量纲的尺度对于起振也是一个重要的参数. 而且, 空间实验结果和许多地面实验呈相反趋势. 对于拥有确定直径的液桥, 当尺度比增大时, 临界 Marangoni 数在地面上随之减小而在空间实验中随之增大. 看来, 需要更多的空间实验结果. 至少, 在近期内, 将有两项空间任务分别在国际空间站的俄罗斯和日本舱内进行, 将获得更多的数据.

表 3 D-2 空间实验室航天飞机实验的结果

直径/mm	高度/mm	$A$	$\Delta T/^\circ\text{C}$	$(Ma)_c$	$f_c/\text{Hz}$
30.0	30.0	1.0	10.1	68 000	0.25±0.05
30.0	45.0	1.5	17.9	180 000	0.25±0.05
30.0	60.0	2.0	15.9	213 000	0.32±0.02
45.0	33.75	0.75	15.2	114 000	0.20±0.02
45.0	45.0	1.0	12.0	120 000	0.14±0.02
45.0	67.5	1.5	12.3	185 000	0.18±0.02
60.0	45.0	0.75	16.5	166 000	0.12±0.02
60.0	60.0	1.0	17.2	230 000	0.12±0.02

寻找敏感的临界参数对于热毛细对流机理的理解是重要的. 尺度比通常被用来描述几何特征, 而且在大多数的地面实验模型中液桥被假定为圆柱形的. 实际上, 除尺度比之外, 液桥体积比  $V/V_0$  是

另一个几何临界参数, 定义为

$$V/V_0 = \frac{1}{r_0^2} \int_0^1 r^2(z) dz,$$

其中  $r = r(z)$  是液桥自由面方程. 这个新的儿

何参数比尺度比对起振更敏感. 依赖于液桥体积比的临界 Marangoni 数已经在实验上进行了研究 [13,16,17,28,43,44]. 临界不稳定曲线分为两支, 瘦桥和胖桥, 示意于图 3. 这些结果表明, 法向应力平衡决定的自由面曲率变化对于切向应力平衡驱动的热毛细对流是重要的. 因为自由面曲率效应, 需要慎重比较地面小尺度液桥实验结果和微重力环境下  $V/V_0 = 1$  时的圆柱液桥理论结果.

为了了解热毛细对流的本质, 最重要的是得到液桥中各物理场及其相互作用的更多详细信息, 而且需要发展新的诊断技术和实验方法. 关于实验系统的一个进展是引入一种透明材料, 比如蓝宝石或玻璃圆盘, 代替半浮区系统中的一个金属棒, 如图 4 所示, 这首先由 Hirata<sup>[37]</sup> 和 Schwabe<sup>[45]</sup> 采用. 这种情况下, 除了竖直截面外, 水平截面内的流场也可以观察, 对应不同周向模式  $m$  的流场和流型可以被观察. 水平和竖直截面内的实验结

果在某种程度上给出了速度场的三维特征, 有利于与理论结果比较. 由一个透明圆盘和金属棒组成的半浮区系统的实验结果与两个金属棒的实验结果作了比较, 特别观察了水平方向的流场 [46].

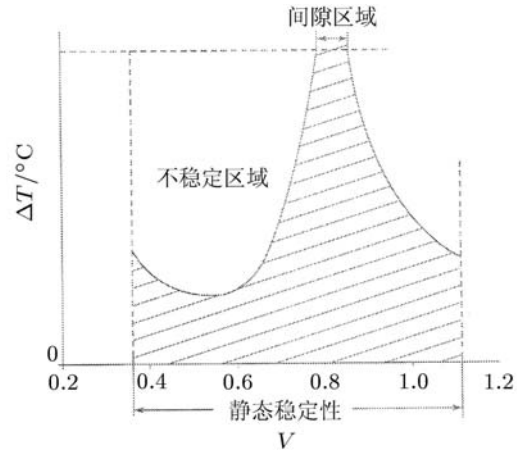


图 3 临界 Marangoni 数与液桥体积比的依赖曲线

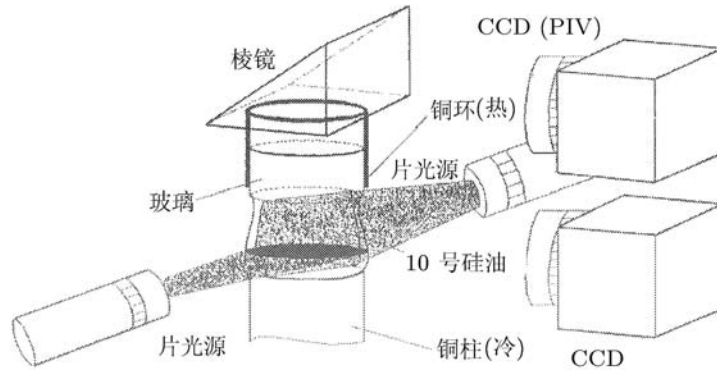


图 4 液桥两交叉截面 PIV 测量系统

流体中的波是流体力学的有趣课题, 被广泛地研究. 微重力环境提供了一个极好的机会来研究流体中热毛细效应支配的波动, 这是一类新的表面波. Hu 等人 (1992) 发展了一种光学显微照相测量系统来观察液桥半径的变化, 测量直接给出液桥竖直截面内的自由面振荡 [47]. 结果表明, 如图 5 所示, 一个几毫米直径的液桥自由面振荡的幅度为几个微米, 而且自由面振荡的起振比温度振荡要稍早 [48]. 进一步, Shu 等人发展了一种光学诊断方法, 一束激光通过隔栅然后由自由面反射, 通过测量反射后网格的畸变观察三维的表面波. 畸变的网格形态由一个 CCD 相机记录, 通过实时的反演给出自由面变形和振荡的过程, 如图 6 所示 [49]. 利用日本的落井设施进行的微重力实验

中, 这两种光学诊断方法都被用来测量小液桥的自由面振荡 [50].

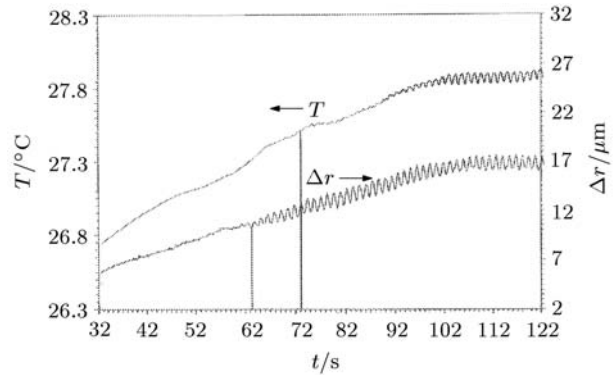


图 5 在一个加热速率为  $0.14^{\circ}\text{C/s}$  的液桥中同时测量温度和自由面半径的起振过程

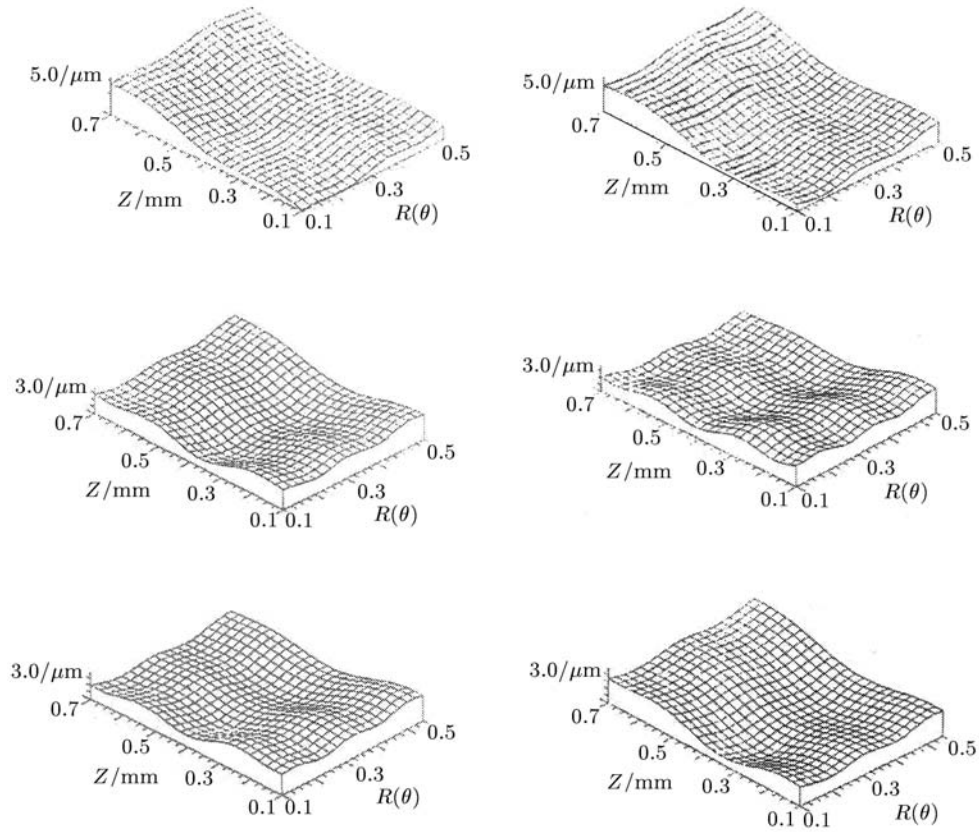


图 6 半浮区液桥中振荡热毛细对流的自由面波动测量结果

实验研究在热毛细对流的研究中是不可或缺的. 总结一下实验研究, 我们可以通过热电偶测量液桥内部某固定点处和自由面附近的温度分布, 通过 PIV 方法测量竖直和水平截面内的流场, 通过光学诊断方法测量几平方毫米视界内的自由面变形和表面波. 这些场可以写为两部分

$$V = V_0 + V' \quad T = T_0 + T' \quad R = R_0(z) + R'$$

其中下标 0 表示缓慢变化的平均部分, 上标' 表示振荡的波动部分. 实验结果给出振荡热毛细对流的量级关系如下

$$\begin{cases} \left| \frac{V'}{V_0} \right| = O(10^0) \\ \left| \frac{T'}{T_0} \right| = O(10^{-1}) \sim O(10^{-2}) \\ \left| \frac{R'}{R_0} \right| = O(10^{-3}) \end{cases} \quad (10)$$

根据关系式 (10), 波动速度和平均速度有相同的量级. 这意味着从原则上说热毛细振荡的起振是一个强非线性的过程, 在研究起振过程时广泛采用的线性扰动不稳定性分析对于研究这种非线性

行为很可能过于简单. 式 (10) 中的自由面结果表明, 自由面变形是很小的, 与自由面变化相关的能量不足以激发速度和温度的波动, 相反自由面波动可能起因于后者. 由于关系式 (10) 中的结果, 焓和动能的平均和波动部分从量级上可以给出如下

$$O(\rho C_p T_0) = 10^8 \sim 10^9 \text{g}/(\text{cm} \cdot \text{s}^2),$$

$$O(\rho C_p T') = 10^6 \sim 10^8 \text{g}/(\text{cm} \cdot \text{s}^2),$$

$$O(\rho V_0^2/2) < 10^2 \text{g}/(\text{cm} \cdot \text{s}^2),$$

$$O(\rho V_0 V') < 10^2 \text{g}/(\text{cm} \cdot \text{s}^2)$$

这些结果表明, 温度的波动不可能由动能激发, 振荡热毛细对流起振的主要缘由应该是和热能相关的项, 细致的讨论见文献 [51].

最近, 研究投入到在大 Prandtl 数半浮区的起振过程中寻找两次分岔转换过程, 那就是说, 对胖桥施加的温差增大的过程中, 定常轴对称对流首先转换到定常非轴对称对流 (通常有周向波数  $m = 1$ ), 然后到振荡热毛细对流 (通常有周向波数  $m = 2$ )<sup>[52~54]</sup>. 这个结论和小 Prandtl 数流体半浮区的转换过程类似, 那时讨论了对应两次分岔转

换的两个临界 Marangoni 数<sup>[15]</sup>. 两次分岔转换过程是一个有趣的课题, 特别是这与振荡热毛细对流的起振机理相关. 称为热流体波不稳定性的机理被广泛用于解释振荡热毛细对流的起振, 而热流体波不稳定性要求有行波作为振荡模式. 显然, 从定常态到另一个定常态的第一次分岔转换是没有行波的. 第二次分岔转换可能和热流体波不稳定性机理有关, 而且在这种情形中, 应该分析从非轴对称对流到振荡热毛细对流的转换. 看来, 两次分岔转换的结论很可能需要不同于热流体波不稳定性的机理来解释.

#### 4 起振的理论模型

线性不稳定性分析方法处理基态上的小扰动, 已经被用来研究半浮区液桥振荡热毛细对流的起振. 在无限长的液层或液桥中, 层流形式的热毛细对流基态为简单的线性流动或回流流动, 自由面上有恒定的温度梯度<sup>[55~57]</sup>. 最近这些年, 大量研究投入到线性不稳定性分析方法, 将给定尺度比下纳维-斯托克斯方程组的轴对称解作为基态, 包括圆柱液桥<sup>[60~64]</sup>和非圆柱液桥<sup>[65~67]</sup>. 求解对于给定的为整数的周向波数  $m$  的扰动态的特征值问题, 以找到对应零增长率  $\omega_r$  的临界不稳定曲线, 其中特征值  $\omega = \omega_r + \omega_i$ , 由增长率  $\omega_r$  和振荡频率  $\omega_i$  组成. 注意到, 线性不稳定性分析的结果描述从层流到振荡流动的转换的起始, 通常对于描述像半浮区对流这种有大波动的非线性过程行为不是很合适.

能量稳定性理论也被用来研究振荡热毛细对流的起振, 给出有限尺度比半浮区保持稳定的判据<sup>[68,69]</sup>. 能量稳定性理论是对基态上的扰动态的非线性分析. 能量稳定性理论中稳定性判据是由扰动的“总能量”的分析得到的, 但不是通过和线性不稳定性分析方法那样计算特征值问题. 因此, 能量稳定性理论的结果给出对任意幅度扰动稳定的充分条件. 关于基态和扰动态的方程组可以和线性不稳定性分析方法中类似得到. 通过求扰动动量方程与扰动速度  $\mathbf{v}'$  的内积并且用  $\lambda Pr T'$  乘以扰动能量方程, 将两个方程相加并对液桥体积积分, 就得到关于扰动总能量  $E = \frac{1}{2} \int (\mathbf{v}' \cdot \mathbf{v}' + \lambda Pr T'^2) dV$  的方程, 那就是

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{1}{E} (-PrD - MaI + PrJ) \quad (11)$$

其中  $\lambda$  是一个正的耦合参数,  $D$  和  $I$  分别是扰动项的相应体积分, 而  $J$  是一个自由面上的积分<sup>[68]</sup>. 采用 Marangoni 数作为不稳定性参数, 和问题相关的其他参数固定. 临界 Marangoni 数可以由方程 (11) 的极大值问题得到, 相应的临界 Marangoni 数给出为

$$(Ma)_c = \max_{\lambda > 0} Ma(\lambda) \quad (12)$$

对于不同的尺度比和 Prandtl 数, 得到了临界 Marangoni 数. 在  $Pr = 1$ ,  $A = 1$  且  $Bi = 0.3$  的情形下的结果为, 二维扰动分析给出  $Ma = 6274$ <sup>[68]</sup>, 三维扰动分析分别给出对应于扰动周向波数  $m = 0, 1, 2$  和  $3$  时  $Ma = 6254, 1503, 2633$  和  $3545$ <sup>[69]</sup>. 能量稳定性理论的结果与线性不稳定性分析作了比较, 两者是比较符合的.

几个关于机理的模型将在下面的几小节中讨论.

##### 4.1 热流体波不稳定性机理

利用线性不稳定性分析方法, Smith 和 Davis 建议用热流体波不稳定性来解释振荡热毛细对流的起振, 包括微重力环境下的无限长的液层<sup>[55]</sup>和无限长的圆柱液桥情形<sup>[57]</sup>. 扰动态的各量假定为与  $\text{Exp}[i(\alpha x + \beta y - \omega t)]$  成正比, 其中坐标  $(x, y)$  在液层或液桥的横截面内. 那么, 数值求解三维扰动方程得到临界 Marangoni 数  $Ma_c$ . 对于回流基态

$$\frac{u}{u_*} = \frac{3}{4} \left(\frac{z}{d}\right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{z}{d}\right), \quad v = w = 0$$

结果给出和起振相关的一系列行波, 该波被定义为热流体波, 对应的不稳定性称为热流体波不稳定性, 这对整个 Prandtl 数  $Pr$  范围都是满足的. 热流体波不稳定性机理是和热对流与热传导之间的平衡相关的, 系统对应的特征值可以从能量方程解出<sup>[58,59]</sup>.

由这样一个简化模型给出的临界 Marangoni 数的量级与有限长液桥实验结果相比要小. 对无限长的液层或液桥的热流体波不稳定性分析中自由面上的温度梯度是常数, 而有限长液层或液桥中的温度梯度则是很不均匀的. 尽管如此, 热流体波不稳定性概念已被广泛地用来解释振荡热毛细对流的起振.

##### 4.2 流体动力学不稳定性机理

热流体波不稳定性首先在小 Prandtl 数情形被质疑. Levenstam 和 Amberg (1995) 用直接数值

模拟分析了小 Prandtl 数  $Pr = 0.01$  液桥, 发现轴对称的层流热毛细对流首先转换到一个定常非轴对称状态然后才到振荡态<sup>[18]</sup>. 结果表明, 有两次分岔转捩, 相应的有两个临界 Marangoni 数, 液桥尺度比  $A = 1$  时分别为  $(Ma)_{c1} = 1960$  和  $(Ma)_{c2} = 6250$ . 转换过程由一种流体动力学不稳定性机理解释, 这与热流体波是明显不同的, 后者与直接到行波形式的非定常态的转捩相关. 小 Prandtl 数液桥振荡热毛细对流的起振通常用流体动力学不稳定性机理解释.

介于流体动力学不稳定性的小 Prandtl 数液桥情形和热流体波不稳定性的大 Prandtl 数液桥情形之间的是中等 Prandtl 数范围. 对于一个  $A = 1$  的圆柱液桥, 临界曲线分为几个部分,  $0 \leq Pr < 0.057$  时是  $m = 2$  的定常对流,  $0.057 \leq Pr < 0.070$  时是  $m = 3$  的振荡对流,  $0.070 \leq Pr < 0.183$  时是  $m = 2$  的驻波振荡对流,  $0.183 \leq Pr < 0.840$  时是  $m = 3$  和  $m = 4$  的驻波振荡对流,  $Pr \geq 0.840$  时是  $m = 2$  的行波振荡对流<sup>[15]</sup>. 原则上说, 线性不稳定性分析只能给出第一次分岔的临界值, 而因为小 Prandtl 数时非透明和表面污染带来的液桥非接触式诊断的困难, 第一次分岔没有实验证明. 数值上非定常三维数值模拟可以描述两次分岔转捩的完整发展过程.

近期的研究表明, 和小 Prandtl 数液桥类似, 较大体积比和较小尺度比的大 Prandtl 数液桥情形也存在两次分岔转捩, 这些结果是由非定常三维数值模拟得到<sup>[52,53]</sup>. 使用大 Prandtl 数液桥有利于实验诊断, 之前已经讨论了对一个 10 号硅油液桥实施的实验中两次分岔转捩的发展过程<sup>[52,54]</sup>. 实验结果和数值模拟结果是吻合的.

### 4.3 基于自由面变形的机理

Ostrach 和 Kamotani 建议了一种基于自由面变形的机理<sup>[70,71]</sup>. 因为如关系式 (7) 所示, 临界 Marangoni 数依赖于特征尺度, 他们引入了一个新的观点和参数来描述自由面变形. 根据这种机理, 热的流体源于一个相对较小的加热区域 (对于液桥在角区附近, 对于圆柱液池在中心附近), 这个小的加热区域内的速度相对较大. 这个区域内的特征流动时间相比于整个对流的时间来说较小. 小的流动时间与温度场的快速变化相关, 进而与热毛细驱动力相关; 从而, 整个流动的回流不能对热区表面流动的快速变化做出迅速回应, 将首先

使自由面变形产生充分大的压力梯度以做出反馈. 换句话说, 存在一个时间滞后, 这正是振荡机理中的主要因素.

基于量级分析, 一个新的  $S$  参数被引入如下

$$S = \left( \frac{\rho\kappa}{\sigma\ell} \right)^{1/2} Ma^{11/8} Pr^{1/8} \left( \frac{\mu_c}{\mu_m} \right)^{1/8} \quad (13)$$

其中下标  $c$  和  $m$  分别是在低温  $T_c$  和平均温度  $(T_H + T_c)/2$  时的值. 实验结果给出起振的临界条件  $S = 69 \pm 14\%$ , 或者说若  $S$  参数大概大于 70 则热毛细对流开始振荡. 这种情况下, 临界 Marangoni 数给出为

$$(Ma)_c = 21.973 Pr^{-1/11} \left( \frac{\mu_m}{\mu_c} \right)^{1/11} \left( \frac{\sigma\ell}{\rho\kappa} \right)^{4/11} \quad (14)$$

已经投入空间实验来检验这个理论模型, 实验考察了一个开放的圆柱池内的热毛细对流, 自由面中心区域用一个  $\text{CO}_2$  激光加热<sup>[71,72]</sup>. 另一方面, 这个机理也被用于浮区对流<sup>[35]</sup>.

注意到, 这个机理要求一个小的热区, 比如开放池的加热区或半浮区的角区, 不能应用到像讨论热流体波不稳定性时的无限长的自由面有常数温度梯度的液层或液桥情况<sup>[55]</sup>. 这个机理不同于热流体波不稳定性观点.

地面上的实验结果<sup>[47,48]</sup>和微重力环境下的结果<sup>[49,71,72]</sup>表明, 像在关系式 (10) 中显示的, 相比于系统的特征尺度, 振荡过程中自由面尺度量级的变化小到  $O(10^{-3})$ . 这意味着, 与自由面变形相关的能量相对来说是较小的.

### 4.4 非定常三维数值模拟

非定常三维直接数值模拟是研究半浮区对流完整转捩过程的极好方法, 特别是对这种强非线性行为而言. 从 20 世纪 80 年代开始, 非定常三维数值模拟就被用来研究转捩过程. 诸如实验结果的三维信息等详细特征可以由非定常三维数值模拟清晰地显示出来.

Rupp 等人 (1989) 发展了非定常三维数值模拟方法并比较了小 Prandtl 数浮区振荡热毛细对流起振的数值模拟结果和实验结果<sup>[24]</sup>. 另外, Levenstam 和 Amberg (1995) 发现小 Prandtl 数  $Pr = 0.01$  半浮区的两次分岔转捩<sup>[18]</sup>. 后来, 大量的数值研究投入到对小 Prandtl 数半浮区分岔特征的研究. 最近, 由 9 个研究组联合进行了一个基准研究, 比较了各自关于弯曲自由面小 Prandtl 数半浮区的结果, 结果的差别在 15% 的合理范围内<sup>[73]</sup>.

非定常三维数值模拟方法已经被用来研究大 Prandtl 数半浮区, 包括圆柱构型 [74,76] 和弯曲自由面 [75] 情形. 这个方法也被用来研究大 Prandtl 数液桥两次分岔转捩的条件 [52,53,77]. 这些关于大 Prandtl 数的数值结果有利于和实验结果的三维演化特征比较, 该演化特征是强非线性的.

#### 4.5 和实验的比较

大多数的半浮区热毛细对流实验是在地面上进行的, 为了减小浮力效应凸出热毛细效应, 采用特征尺度为几个毫米直径的液桥. 简化的热流体波不稳定性的理论模型给出的临界 Marangoni 数从量级上说比实验值小 [57], 这是因为理论模型只强调基本的因素, 甚至没有考虑 Prandtl 数的影响. 近来的非定常三维数值模拟给出临界 Marangoni 数和流型 [53], 这和地面上小尺度半浮区的实验结果相当吻合, 比如 10 号硅油情形 [54]. 许多因素都可能对结果产生影响, 对小尺度的高温流体组成的半浮区的结果的比较需要格外小心.

同样用非定常三维数值模拟研究了微重力条件下的起振, 并与 MAXUS 微重力火箭 1b 和 D2 空间实验室的几厘米直径的圆柱形半浮区空间实验作了比较 [71]. 对 MAXUS 探空火箭和 D2 航天飞机实验的硅油液桥的临界 Marangoni 数的数值结果分别是  $6.4 \times 10^4$  和  $1.9 \times 10^5$ , 而空间实验结果分别是  $6.5 \times 10^4$  和  $1.8 \times 10^5$ . 结果还显示所有的流型都是  $m = 1$  的模式. 看来, 非定常三维数值模拟可以给出和硅油半浮区的空间实验相符的结果.

对于  $A = 1$  和  $Pr = 0.01$  的半浮区对流, 发现第二次分岔转捩的临界雷诺数为  $(Re)_{c2} = 6250$ , 相应的第二临界 Marangoni 数为  $(Ma)_{c2} = 62.50$  [18]. 大量的理论结果给出了第一临界 Marangoni 数的讨论, 只有有限的关于第二临界 Marangoni 数的结果 [73], 而只有后者才能与实验作比较. 关于第二临界 Marangoni 数的实验结果分别有,  $A = 2.2$  且  $Pr = 0.012 \sim 0.008$  时  $(Ma)_{c2} = 43.3$  (相应的温度为  $T = 570 \text{ K} \sim 770 \text{ K}$ ) [31],  $A = 2$  且  $Pr = 0.012 \sim 0.008$  时  $(Ma)_{c2} = 194$  [30],  $A = 0.6$  且  $Pr = 0.025$  时  $(Ma)_{c2}$  小于  $900$  [26,27]. 基于中等 Prandtl 数的实验和理论结果, 临界 Marangoni 数随着尺度比的增大而减小. 因此,  $A = 2.2$  且  $Pr = 1$  时的第二临界 Marangoni 数的理论结果将小于  $62.50$ . 与日本的实验 [31] 做一个细致的比较,  $Pr = 0.009$  且  $A = 2.2$  时数值模拟给出

的第二临界 Marangoni 数为  $(Ma)_{c2} = 37.48$  [78]. 与实验结果相比, 理论结果预测较小的第二临界 Marangoni 数、较小的振荡幅度和较高的临界频率. 进一步数值模拟给出临界条件  $(Ma)_{c2} = 29$  和  $f_c = 1.9 \text{ Hz}$  [79,80], 不能和实验结果  $(Ma)_{c2} = 43.3$  和  $f_c = 0.08 \text{ Hz}$  定量吻合, 但是, 第二临界 Marangoni 数的理论和实验的差别还是在一个合理的范围内.

注意到, 在高温下的实验中自由面污染从而改变表面张力是一个严重的问题, 而自由面构型与圆柱形状的偏离可以引起临界 Marangoni 数的大偏差, 特别是比较理论结果和实验结果的时候. 这些问题需要在将来进行细致的研究.

### 5 向湍流的转捩

在热毛细振荡对流起振之后, 若施加的温差继续增大, 各物理量的波动就会表现出明显的非线性行为, 并且当温差足够大时, 振荡对流会逐渐转捩到湍流或混沌状态. 混沌是自然界非线性系统的普遍行为, 而热毛细对流系统为非线性科学的研究提供了一个新的领域. 对于 Benard 对流, 诸如混沌行为的转捩过程已被广泛地研究, 而且向湍流的转捩是流体力学的基本问题. 已经进行了广泛的关于热对流的混沌行为的实验研究, 向湍流的转捩过程复杂的依赖于许多参数, 比如几何参数 (像尺度比、液桥直径、液桥体积), Prandtl 数等.

1979 年, Feigenbaum 从理论上阐明了一种向混沌的倍周期分岔途径 [81], 而且分频分岔满足普遍关系

$$\delta_n = \frac{f_{n+1} - f_n}{f_{n+2} - f_{n+1}} \rightarrow 4.6642016, n \rightarrow \infty$$

其中  $f_0$  是主频, 分频分岔  $f_n = f_0/2^n$  ( $n = 2, 3, 4, \dots$ ) 在温差增大过程中接连出现.

Chun 于 1984 年讨论了半浮区液桥中振荡热毛细对流发展成的湍流 [82]. 可能由于问题的困难, 这个课题在随后的 10 年中没有再讨论. 理论和实验研究都致力于寻找半浮区系统中的分频分岔 [83]. 采用一个 10 号硅油 ( $Pr = 105.6$ ) 液桥,  $d_0 = 3 \text{ mm}$ ,  $A = 0.95$ , 且  $d_{\min}/d_0 = 0.7$ ,  $d_{\min}$  是液桥的最小直径 (直径比  $d_{\min}/d_0$  和体积比  $V/V_0$  一一对应). 数值模拟给出的自由面上一固定点处温度的频谱如图 7 所示, 其中明显出现分频序列. 数值结果给出  $\delta_4 = 4.853$ , 这和 Feigenbaum 给出的普适常数  $4.664$  是很吻合的 [81]. 最近, 对一个半浮区液桥

系统,  $d_0 = 4 \text{ mm}$ ,  $A = 0.96$  且  $d_m/d_0 = 0.9$ , 实验结果给出了分频序列, 结果表明  $\delta_2 = 4.69 \pm 0.05$  且  $\delta_4 = 4.6 \pm 0.1$ , 如图 8 所示<sup>[84]</sup>.

Schwabe 等人继续了这方面的研究, 包括地面实验<sup>[45]</sup>和在 STS 89 的 (GAS) (gas away special) payload G-141 上的实验, 其空间实验的时间是 14 小时<sup>[85]</sup>. 不仅是系统的混沌行为, 实验结果

还给出了一些过渡的瞬时现象, 特别是到混沌热毛细对流的转捩和通向混沌之路的不同阶段的观察. 地面上的实验是对大 Prandtl 数 ( $Pr = 7, 49$  和  $65$ ) 液桥进行的, 在 STS 89 上则是对  $Pr = 7$  的液桥进行的. 液桥的直径和长度较小, 只有毫米量级. 施加的温差和尺度比是转捩过程中考虑的主要参数.

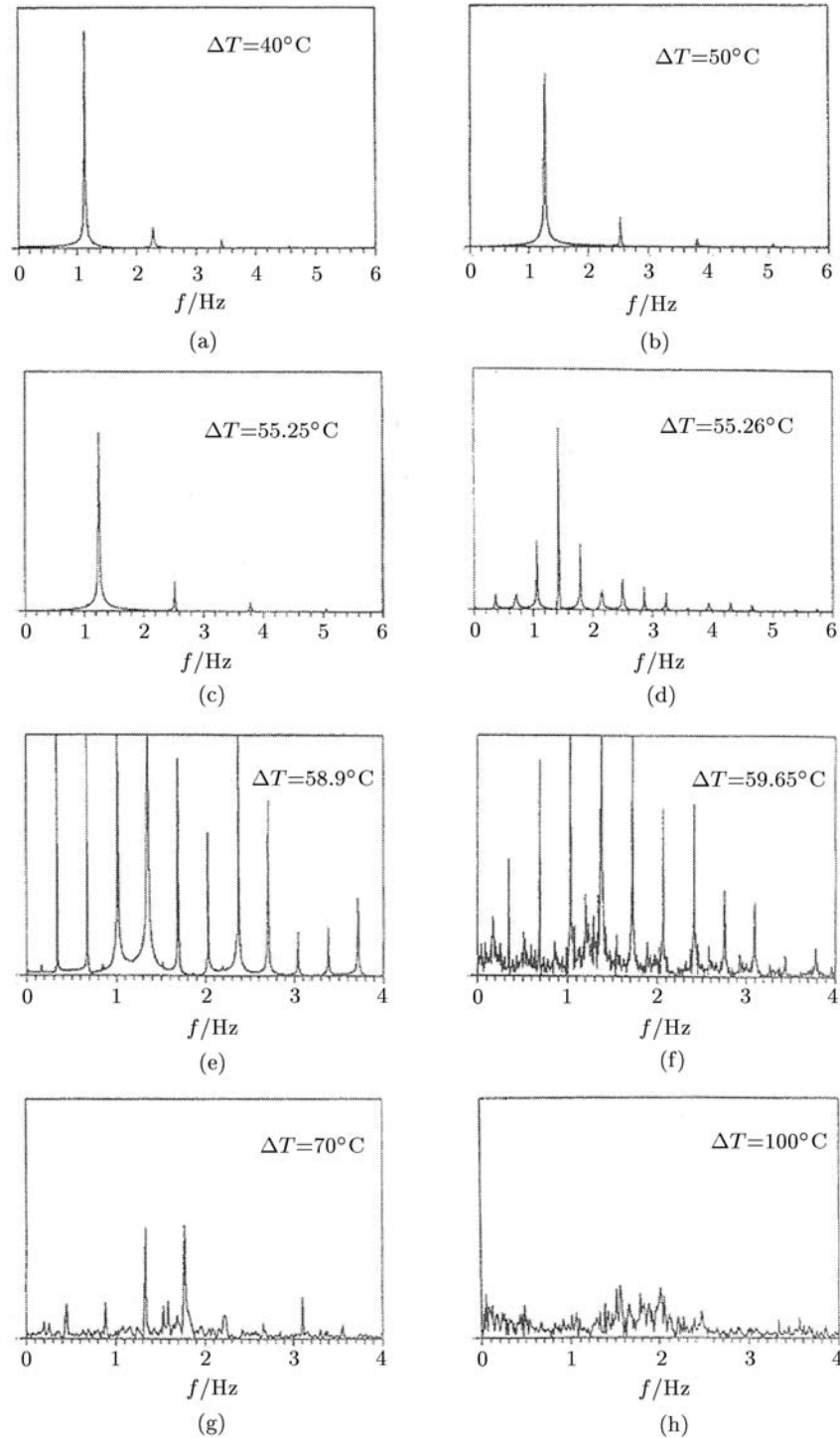
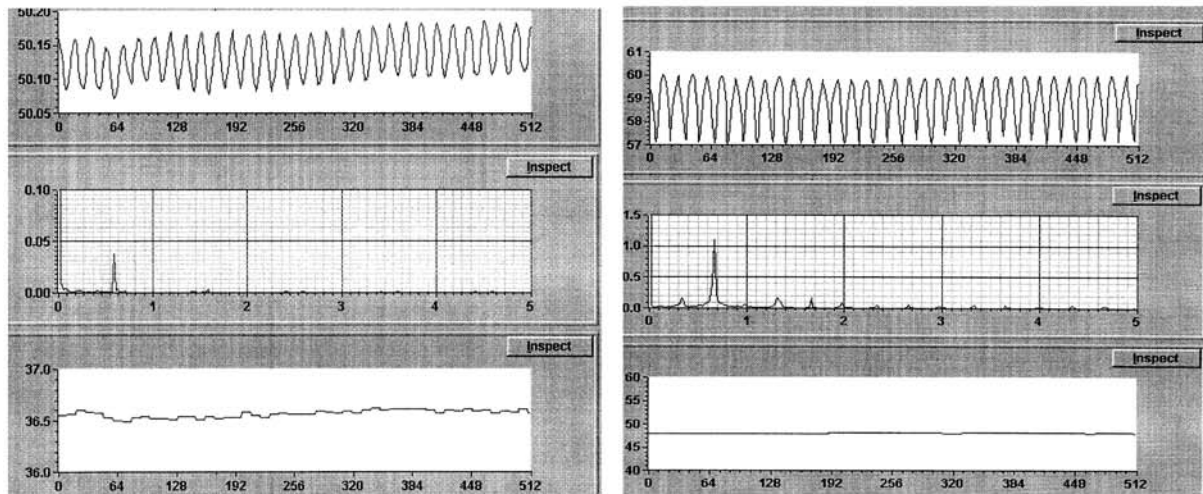
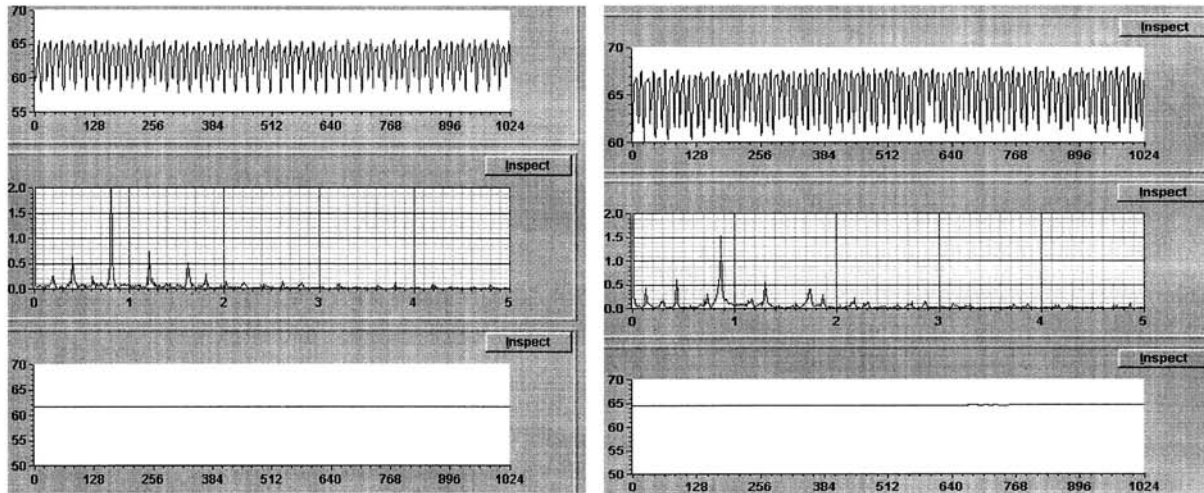


图 7 对数值模拟结果  $z = 0.16 \text{ mm}$  处自由面温度的频谱分析



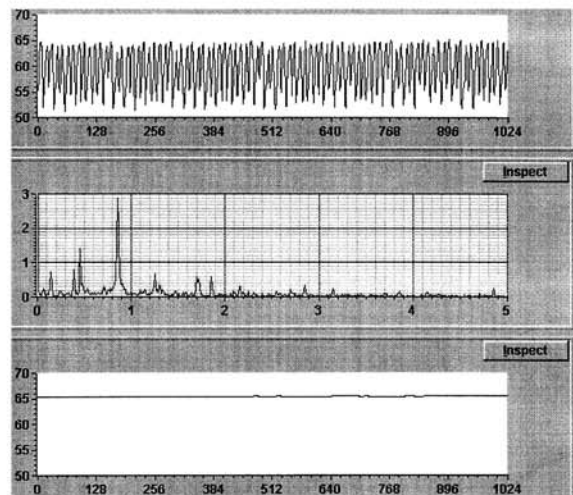
(a)  $f_0 = 36.55^{\circ}\text{C} \pm 0.05^{\circ}\text{C}$

(b)  $f_2 = 48.01^{\circ}\text{C} \pm 0.05^{\circ}\text{C}$



(c)  $f_4 = 61.65^{\circ}\text{C} \pm 0.05^{\circ}\text{C}$

(d)  $f_8 = 64.56^{\circ}\text{C} \pm 0.05^{\circ}\text{C}$



(e)  $f_{16} = 65.15^{\circ}\text{C} \pm 0.05^{\circ}\text{C}$

图 8 实验测量得到的温度分布(a,b), 频谱(c,d)和施加的温差(e)

作为微重力环境下热毛细对流的一个新课题,向湍流的转换的研究目前还处于初步阶段.关于这个课题我们还只有极有限的知识.我们需要研究不同途径对不同参数的依赖性,进而发现细致的演化途径的例子.这个课题是微重力科学,同时也是非线性科学的一个引人入胜的前沿领域.

## 6 一些有趣的近期研究

前面各小节给出了浮区对流的一个概观,并总结了其历史和主要进展,特别是与机理研究相关的部分.近期在国际空间站上安排有大 Prandtl 数半浮区的空间实验,这些实验的结果可能对浮区对流本质的理解作出重要贡献.最近有一些有趣的研究课题,将在下面做一个讨论.

### 6.1 自由面热交换的影响

最近的关于中等和大 Prandtl 数流体的液桥的细致研究表明,放热对临界数有明显的影响,虽然这个想法之前已被大致的讨论了.大多的浮区对流理论研究假设自由面上的热流为零,也就是零 Biot 数  $Bi = 0$ . 之前的数值模拟认为放热的影响是使对流更稳定.然而,最近的大 Prandtl 数实验表明,临界 Marangoni 数随着 Biot 数的增大而减小<sup>[86]</sup>.除了温差之外,冷端和环境气体的温度是另两个有量纲的临界参数,甚至在相同的温差下它们会改变临界 Marangoni 数<sup>[87]</sup>.

对一个 2 号硅油 ( $Pr = 28.1$ ) 液桥,详细的计算结果与实验结果吻合,临界 Marangoni 数随着 Biot 数的增大而减小,另一方面,对一个中等 Prandtl 数的丙酮 ( $Pr = 4.38$ ) 组成的液桥,临界 Marangoni 数随着 Biot 数的增大而增大<sup>[88]</sup>. 还对一个  $Pr = 14$  的情形作了数值模拟,当 Biot 数在  $0 \leq Bi \leq 1.8$  范围内增大时,临界 Marangoni 数随之线性减小,但是,  $Bi = 9.0$  时的临界 Marangoni 数比  $Bi = 0$  时的大<sup>[89]</sup>.

对于大 Prandtl 数流体情形,理论和实验研究的结果都给出了吻合的结论,但是,中等 Prandtl 数流体情形的依赖规律是不同的.中等 Prandtl 数流体时浮区对流表现出反常的特征,有待将来的进一步研究.

### 6.2 密封的半浮区

浮区中的振荡对流的产生与晶体生长过程中晶体中条纹的出现相关,避免或延迟振荡的出现

对于浮区技术是重要的.一个想法是采用密封的浮区,就是用另一种不相融的流体将浮区密封起来,以通过热交换和两不混融流体的界面处的动量平衡来抑制浮区对流<sup>[90]</sup>.这从某种程度上与纯浮区中流体与气体之间通过自由面的热交换有一些类似.

采用不混融的硅油 KF-96 和 FC-70 氟化物作为流体介质,进行了实验<sup>[91]</sup>.对于 KF-96 作为内柱,FC-70 作为外柱的情形,内部浮区的临界 Marangoni 数明显大于没有 FC-70 密封柱的值.对于 FC-70 作为内柱,KF-96 作为外柱的情形,临界 Marangoni 数比 KF-96 浮区的值大,但是明显比没有密封的 KF-96 柱的 FC-70 半浮区的值大.结果表明,浮区振荡对流的起振主要由自由面的剪切力决定,而且,若密封流体相比于浮区流体有较大的黏性,则浮区的临界 Marangoni 数较大.若选择较大黏性的流体作为密封柱的介质,密封柱可能会有利于采用浮区技术生长晶体.

### 6.3 颗粒聚集结构

颗粒聚集结构 (PAS) 是浮区流动中固液相界面的特殊现象,表现为确定参数范围下的颗粒模式.在 Marangoni 数的某个小范围内(接近两倍的临界 Marangoni 数),以及在颗粒构型和密度的某范围内(密度通常大于浮区流体的密度),可以观察到 PAS.进行了地面和空间的实验<sup>[92,93]</sup>,PAS 的机理需要将来进一步研究.

## 7 结论

在过去的几十年,对浮区对流进行了研究,而且我们还在继续深入的理解转换过程的基本特征.实验研究发现了许多关于振荡热毛细对流起振的现象,并提出了一些理论模型来描述这个系统.但是,仍然存在许多问题有待进一步研究.

一些临界参数,比如 Marangoni 数、Prandtl 数和尺度比,是大量研究的重点.除尺度比之外,另一个几何参数,液桥的体积比,近来被分析研究.对于同样的尺度比但不同体积比的液桥,实验结果可能相差很大.此外,相比于地面上几个毫米的小直径液桥,微重力环境下拥有相同尺度比和体积比的几个厘米的大直径液桥对应的临界 Marangoni 数要大得多.这表明,液桥的有量纲的尺度是另一个几何临界参数,需要同尺度比和体积比一起考虑.热输运支配着浮区过程,施加的温

度差, 或 Marangoni 数, 是最重要的临界参数. 每一个临界参数代表一种转捩过程中的效应, 振荡热毛细对流的起振的临界关系是依赖于这些临界参数的复杂函数.

实验结果对于转捩过程的理解有基本的重要性. 因为技术上的困难, 对于小 Prandtl 数流体情形, 浮区对流的定量实验是有限的, 而且结果的数据比较分散. 实施了几个大 Prandtl 数半浮区热毛细对流的实验. 这些空间实验结果显示, 与地面上的实验结果相比, 临界 Marangoni 数较大, 且对尺度比有不同的依赖关系. 因此, 需要另外的空间实验来进一步理解转捩过程的机理. 大量的实验对地面上的小尺度液桥进行, 其中 Bond 数接近于 1, 浮力效应的影响不能忽视. 使用这些地面实验结果, 结合理论模型, 以试图解释微重力条件下的定量特征, 这是很困难的. 一个原因就是重力对地面上的实验有明显的影响, 即便是对一个只有几毫米直径的液桥.

大量的理论模型被建立以解释振荡热毛细对流的起振, 它们中的大多数基于流体的不稳定性观点. Ostrach 和他的同事不同意流体不稳定的观点, 他们引入了一个与自由面变形相关的  $S$  参数 [70~72]. 振荡热毛细对流的起振是一个复杂的过程. 基于各简化模型和不同的机理, 引入了几个起振的判据, 但是, 一个普适的判据, 比如形如关系式 (7) 所描述的, 至今还没有得到.

从振荡热毛细对流向湍流的转捩途径是微重力流体物理的一个新的前沿, 还只有有限的关于这个课题的研究工作. 这个新的研究领域的科学重要性和非线性科学中的一些课题紧密相关, 在不久的将来应该会看到更多的工作投入到这些领域.

## 参 考 文 献

- Ostrach S. Low-gravity fluid flow. *Ann Rev Fluid Mech*, 1982, 14: 313~345
- Walter H U. ed. *Space Fluid Science and Materials Science*, Paris: ESA, 1987
- Ratke L, Walter H, Feuerbacher B. eds. *Materials and Fluids under Low Gravity: Proceedings of the IX European Symposium on Gravity-Dependent Phenomena in Physical Sciences*. Berlin, New York: Springer, 1996
- Jones L E, Narayanan R. *Interface Instability*. New York: Springer, 2002
- Pearson J R A. On convection cells induced by surface tension. *J Fluid Mech*, 1958, 4: 489~500
- Xiong B, Hu W R. Crystal growth in floating zone with phase change and thermo-solutal convection. *J Crystal Growth*, 1992, 125: 149~156
- Chang C E, Wilcox W R. Inhomogeneities due to thermocapillary flow in floating zone melting. *J Crystal Growth*, 1975, 28: 8~12
- Chun Ch H, Wuest W. A micro-gravity simulation of the Marangoni convection. *Acta Astronautica*, 1978, 5: 681~686
- Chun Ch H, Wuest W. Experiments on the transition from the steady to the oscillatory Marangoni-convection of a floating zone under reduced gravity effect. *Acta Astronautica*, 1979, 6: 1073~1082
- Schwabe D, Scharmann A, Preisser F, et al. Experiments on surface tension driven flow in floating zone melting. *J Crystal Growth*, 1978, 43: 305~312
- Schwabe D, Scharmann A. Some evidence for the existence and magnitude of a critical Marangoni number for the onset of oscillatory flow in crystal growth melts. *J Crystal Growth*, 1979, 46: 125~131
- Kuhlmann H C. *Thermocapillary Convection in Model of Crystal Growth*. Berlin, New York: Springer, 1999
- Hu W R, Tang Z M. *Floating Zone Convection*. Beijing, New York: Science Press, 2003
- Levenstam M, Amberg G, Winkler C. Instabilities of thermocapillary convection in a half-zone at intermediate Prandtl numbers. *Phys Fluids*, 2001, 13: 807~816
- Preisser F, Schwabe D, Scharmann A. Steady and oscillatory thermocapillary convection in liquid columns with free cylindrical surface. *J Fluid Mech*, 1983, 126: 545~555
- Hu W R, Shu J Z, Zhou R, et al. Influence of liquid bridge volume on the onset of oscillation in floating zone convection I. Experiment. *J Crystal Growth*, 1994, 142: 379~386
- Tang Z M, Hu W R. Influence of liquid bridge volume on the onset of oscillation in floating zone convection II. Numerical simulation. *J Crystal Growth*, 1994, 142: 385~391
- Levenstam M, Amberg G. Hydrodynamical instabilities of thermocapillary flow in a half zone. *J Fluid Mech*, 1995, 297: 357~372
- Nakamura S, Hibiya T, Imaishi N, et al. Observation of periodic Marangoni convection in a molten silicon bridge on board the TR-IA-6 rocket. *J Jpn Soc Microgravity Appl*, 1999, 16: 99~103
- Chang Y K. The float-zone growth of  $Ti_3Au$  and  $Ti_3Pt$ . *J Crystal Growth*, 1983, 62: 627~632
- Croll A, Muller-Sebert W, Nitche R. The critical Marangoni number for the onset of time-dependent convection in silicon. *Materials Res Bull*, 1989, 24: 995~1004
- Jurisch M, Loser W. Analyses of periodic non-rotational W striation in Mo single crystals due to nonsteady thermocapillary convection. *J Crystal Growth*, 1990, 102: 214~222
- Jurisch M. Surface temperature oscillatory of a floating zone resulting from oscillatory thermocapillary convection. *J Crystal Growth*, 1990, 102: 223~232
- Rupp R, Muller G, Neumann G. Three-dimensional and time-dependent modeling of the Marangoni convection in a zone melting configuration for GaAs. *J Crystal Growth*, 1989, 97: 34~41

- 25 Croll A, Kaiser Th, Schueizer A, et al. Floating-zone and floating-solutal- zone of GaSb under microgravity. *J Crystal Growth*, 1998, 191: 365~376
- 26 Han J H, Sun Z W, Dai L R, et al. Experiment on the thermocapillary convection of a mercury liquid bridge in a floating half zone. *Intl J Colloid and Interface Sci*, 1996, 169: 129~135
- 27 Sun Z W, Han J H, Dai L R, et al. Experimental study of thermocapillary convection on a liquid bridge consisting of fluid with low Prandtl number in a floating half-zone. *Science in China E*. 1997, 29(1): 97~104
- 28 Cao Z H, Xie J C, Tang Z M, et al. The influence of buoyancy on the onset of oscillatory convection in a half floating zone. *Adv Space Res*, 1991, 11(7): 166~170
- 29 Cao Z H, You H T, Tang Z M, et al. Experimental investigation of thermocapillary convection in a half floating zone. *Adv Space Res*, 1991, 11(7): 232~236
- 30 Yang Y K, Kon S. Temperature oscillation in a Tin liquid bridge and critical Marangoni number dependency on Prandtl number. *J. Crystal Growth*, 2001, 222: 135~143
- 31 Takagi K, Otaka M, Natsui H, et al. Experimental study on transition to oscillatory thermocapillary flow in a low Prandtl number liquid bridge. *J Crystal Growth*, 2001, 233: 399~407
- 32 Schatz M F, Neitzel G P. Experiments on thermocapillary instability. *Ann Review Fluid Mech*, 2001, 33: 93~129
- 33 Velten R, Schwabe D, Scharmann A. A periodic instability of thermocapillary convection in cylindrical liquid bridge. *Phys Fluid*, 1991, A3: 267~177
- 34 Chun Ch H. Experiments on steady and oscillatory temperature distribution in a floating zone due to the Marangoni convection. *Acta Astron.*, 1980, 7(4-5): 479~488
- 35 Komotani Y, Ostrach S, Vargas M. Oscillatory thermocapillary convection in a simulated floating-zone configuration. *J Crystal Growth*, 1984, 66: 83~90
- 36 Yao Y L, Shu J Z, Xie J C, et al. Transition of oscillatory floating half-zone convection from earth gravity to microgravity. *Intl J Heat and Mass Transfer*, 1997, 40: 2517~2524
- 37 Hirata A, Sakurai M, Ohishi N, et al. Transition process from laminar to oscillatory Marangoni convection in a liquid bridge. *J Japan Society of Microgravity Applications*, 1997, 14(2): 137~143
- 38 Schwabe, D, Preisser F, Scharmann A. Verification of the oscillatory state of thermocapillary convection in a floating zone under low gravity. *Acta Astron*, 1982, 9: 265~273
- 39 Schwabe D, Scharmann A. Microgravity experiments on the transition from laminar to oscillatory thermocapillary convection in floating zones. *Advance in Space Res.*, 1984, 4(5): 43~47
- 40 Monti R, Fortezza R, Desiderio G, et al. Onset of oscillatory Marangoni flow; Scientific results of the experiment performed in telescience on Texas 23, In: Final Report of Sounding Rocket Experiments in Fluid Science and Material Science. *ESA SP-1132*, 1992, 2: 40~64
- 41 Albanese C, Carotenuto L, Castagnolo E, et al. First results from "onset" experiment during D2 space mission, In: Scientific Results of German Spacelab Mission D-2, Sahn, P.R., Keller, M.H., Schiewe, B. eds., 1995, DARA, 247~258
- 42 Carotenuto L, Castagnolo D, Albabese C, et al. Instability of thermocapillary convection in liquid bridge. *Phys Fluids*, 1998, 10: 555~565
- 43 Monti R, Castagnolo D, Dell'Aversana P, et al. An experimental and numerical analysis of thermocapillary flow in silicon oils in a micro-floating zone. In: 43rd Cong. IAF, 1992, Wanshington DC
- 44 Sumner L B S, Neitzel G P. Oscillatory thermocapillary convection in liquid bridges with highly deformed free surface. *Phys Fluid*, 2001, 13: 107~120
- 45 Frank S, Schwabe D. Temporal and spatial elements of thermocapillary convection in floating zones. *Exp Fluids*, 1992, 23: 234~251
- 46 Han J H, Zhou Y R, Hu W R. Investigation on a simulation model of floating half zone convection II. Experiment. *Intl J. Heat and Mass Transfer*, 1997, 40: 2671~2677
- 47 Hu W R, You H T, Cao Z H. Free surface oscillation of thermocapillary convection in liquid bridge of half floating zone. *Scientia Sinica A*, 1992, 35:1101~1107
- 48 Yao Y L, Liu F, Hu W R. How to determine critical Marangoni number in half floating zone convection. *Intl. J. Heat Mass Transfer*, 1996, 39: 2539~2544
- 49 Shu J Z, Yao Y L, Hu W R. Free surface vibration in oscillatory convection in half floating zone. *Scientia Sinica A*, 1983, 36: 326~332
- 50 Yao Y L, Shu J Z, Xie J C, et al. Transition of oscillatory floating half zone convection from Earth's gravity to microgravity. *Intl J Heat Mass Transfer*, 1997, 40: 2517~2523
- 51 Hu W R, Tang Z M. Onset process of thermocapillary oscillatory convection. *Microgravity and Space Station Utilization*, 2000, 1: 23~30
- 52 Tang Z M, Aa Y, Cao Z H, et al. Two bifurcation transition processes in floating half zone convection of larger Prandtl number fluid. *Acta Mechanica Sinica* (English series), 2002, 18: 328~336
- 53 Hu W R, Tang Z M. Influence of liquid bridge volume on the floating zone convection. *Crystal Res Tech*, 2003, 38: 627~634
- 54 Aa Y, Cao Z H, Tang Z M, et al. Experimental study on the transition process to the oscillatory thermocapillary convection in a floating half zone. *Microgravity Science and Technology*, 2005, 17(4): 5~12
- 55 Smith M K, Davis S H. Instabilities of dynamic thermocapillary liquid layer Part I. Convective instabilities. *J Fluid Mechanics*, 1983, 132: 119~131
- 56 Smith M K, Davis S H. Instabilities of dynamic thermocapillary liquid layer Part 2. Surface wave instability. *J Fluid Mechanics*, 1983, 132: 132~144
- 57 Xu J J, Davis S H. Convective thermocapillary instabilities in liquid bridge. *Phys Fluid*, 1984, 27: 1102~1107
- 58 Smith M K. Instability mechanisms in dynamic thermocapillary liquid layer. *Phys Fluid*, 1986, 29: 3182~3186
- 59 Davis S H. Thermocapillary instability. *Ann. Rev. Fluid Mechanics*, 1997, 19: 403~435
- 60 Chen G, Lizee A, Roux B. Bifurcation analysis of thermocapillary convection in cylindrical liquid bridges. *J Crystal Growth*, 1997, 180: 638~647

- 61 Neitzel G P, Chang K T, Jankowski D F, et al. Linear stability theory of thermocapillary convection in a model of the float-zone crystal-growth process. *Phys Fluid*, 1993, A5: 108~114
- 62 Kuhlmann H C, Rath H J. Hydrodynamic instability in cylindrical thermocapillary liquid bridges. *J Fluid Mech*, 1993, 247: 247~274
- 63 Wanschura M, Shevtsova V M, Kuhlmann H C, et al. Convective instability mechanisms in thermocapillary liquid bridge. *Phys Fluid*, 1995, 7: 912~925
- 64 Sim B C, Zebib A. Thermocapillary convection in cylindrical liquid bridge and annuli. *Comptes Rendus Mecanique*, 2004, 332: 473~486
- 65 Chen Q S, Hu W R. Influence of liquid bridge volume on instability of floating half zone convection. *Intl. J. Heat Mass Transfer*, 1998, 41: 825~837
- 66 Chen Q S, Hu W R, Prasad V. Effect of liquid bridge volume on the instability in small-Prandtl-number half zone. *J Crystal Growth*, 1999, 203: 261~268
- 67 Nienhuser C H, Kuhlmann H C. Stability of thermocapillary flows in non-cylindrical liquid bridge. *J Fluid Mech*, 2002, 458: 35~74
- 68 Shen Y, Neitzel G P, Jankowski, D F, et al. Energy instability of thermocapillary convection in a model of the floating-zone crystal growth process. *J Fluid Mech*, 1997, 217: 639~660
- 69 Neitzel G P, Law C C, Jankowski D F, et al. Energy stability of thermocapillary convection in a model of floating-zone crystal-growth process. II: Nonaxisymmetric disturbances. *Phys Fluid*, 1991, A3: 2841~2846
- 70 Kamatani Y, Ostrach S. Theoretical analysis of thermocapillary flow in cylindrical columns of high Prandtl number fluids. *J Heat Transfer*, 1998, 120: 758~767
- 71 Kamotani Y, Ostrach S. Oscillatory thermocapillary flows in open cylindrical containers induced by CO<sub>2</sub> laser heating. *Intl J Heat Mass transfer*, 1999, 42: 555~564
- 72 Kamotani Y, Ostrach S, Pline A. Analysis of velocity data taken in surface tension driven convection experiment in microgravity. *Physics of Fluid*, 1994, 6: 3601~3609
- 73 Shevtsova V. Thermal convection in liquid bridge with curved free surface: Benchmark of numerical solution. *J Crystal Growth*, 2005, 280: 632~651
- 74 Savino R, Monti R. Oscillatory Marangoni convection in cylindrical liquid bridge. *Phys Fluid*, 1996, 8: 2906~2922
- 75 Tang Z M, Hu W R. Influence of liquid bridge volume on the onset of oscillation in floating zone convection III. Three dimensional model. *J Crystal Growth*, 1998, 207: 239~246
- 76 Leyboldt J, Kuhlmann H C, Rath H J. Three dimensional numerical simulation of thermocapillary flows in cylindrical liquid bridges. *J Fluid Mech*, 2000, 414: 285~314
- 77 Tang Z M, Hu W R, Imaishi N. Two bifurcation transitions of the floating half zone in a fat liquid bridge of large Pr. *Intl J Heat Mass Transfer*, 2001, 44: 1299~1307
- 78 Yasuhiro S, Imaishi N, Akiyama, Y, et al. Oscillatory Marangoni flow in half-zone liquid bridge of molten Tin. *J Crystal Growth*, 2004, 262: 631~644
- 79 Yasuhiro S, Li K, Imaishi N, et al. Oscillatory thermocapillary flow in a half-zone liquid bridge of molten Tin. *J Crystal Growth*, 2004, 266: 399~407
- 80 Li K, Yasuhiro S, Imaishi N, et al. Marangoni flow in half-zone liquid bridge of molten Tin under ramped temperature difference. *J Crystal Growth*, 2005, 280: 620~631
- 81 Feigenbaum M J. The onset spectrum of turbulence. *Phys Lett*, 1979, 74 A:375~378
- 82 Chun Ch H. Verification of turbulence developing from the oscillatory Marangoni convection in a liquid column. *ESA SP-222*, 1984, 271~280
- 83 Tang Z M, Hu W R. Fractal feature of oscillatory convection in half- floating zone. *Int J Heat Mass Transfer*, 1995, 38: 3295~3300
- 84 Aa Y, Cao Z H, Hu W R. Transition to turbulence in the floating half zone convection, IAC-03-J.4.06, 54th International Astronautic Congress, October 2003, Bremen., German
- 85 Schwabe D, Frank S. Experiments on the transition to chaotic thermocapillary flow in floating zones under microgravity. *Adv Space Res*, 1999, 24(1): 1391~1396
- 86 Kamotani Y, Wang L, Hatta S, et al. Free surface heat loss effect on oscillatory thermocapillary flow in liquid bridge of high Prandtl number fluids. *Intl J Heat Mass Transfer*, 2003, 46: 3211~3220
- 87 Selver R. Experiments on the transition from the steady to the oscillatory Marangoni convection of a floating-zone under various cold wall temperature and various ambient air temperature effects. *Microgravity Science & Technology*, 2005, 17: 25~35
- 88 Kousaka Y, Kawamura H. Numerical study on the effect of heat loss upon the critical Marangoni number in a half-zone liquid bridge. *Microgravity Science & Technology*, 2006, 18(3-4): 141~145
- 89 Melnikov D E, Shevtsova V M. Thermocapillary convection in a liquid bridge subjected to interfacial cooling. *Microgravity Science & Technology*, 2006, 18(3-4): 128~131
- 90 Doi T, Koster N. Thermocapillary convection in a two immiscible two layers with free surface. *Phys Fluid A*, 1993, 5: 1914~1921
- 91 Majima S, Kawamura H, Otsubo F, et al. Oscillatory thermocapillary flow in encapsulated liquid column. *Phys Fluids*, 2001, 13: 1517~1520
- 92 Tanaka S, Kawamura H, Ueno I, Schwabe D, Flow structure and dynamic particle accumulation in thermocapillary convection in a liquid bridge. *Phys Fluids*, 2006, 18: 067103-1-067103-11
- 93 Schwabe S, Tanaka S, Mizev A, et al. Particle accumulation structure in time-dependent thermocapillary flow in a liquid bridge under microgravity. *Microgravity Science & Technology*, 2006, 18(3-4): 117~127

(中国科学院力学研究所 寻 波 译自

Thermocapillary convection in floating zones,

*Applied Mechanics Reviews*, 2008, 61: 010803-1~15)

中国科学院力学研究所 李 凯 校)

# THERMOCAPILLARY CONVECTION IN FLOATING ZONES\*

HU Wenrui<sup>†</sup> TANG Zhemei LI Kai

Key Laboratory of Microgravity, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

**Abstract** Abstract: This paper provides an overview of ongoing studies in the area of thermocapillary convection driven by a surface tension gradient parallel to the free surface in a floating zone, with emphases focused around the onset of oscillatory thermocapillary convection, also known as the transition from quasisteady convection to oscillatory convection. The onset of oscillation depends on a set of critical parameters, and the margin relationship can be represented by a complex function of the critical parameters. The experimental results indicate that the velocity deviation of an oscillatory flow has the same order of magnitude as that of an average flow, and the deviations of other quantities, such as temperature and free surface radii fluctuations, are much smaller when compared with their normal counterparts. Therefore, the onset of oscillation should be a result of the dynamic process in a fluid, and the problem is a strongly nonlinear one. In the past few decades, several theoretical models have been introduced to tackle the problem using analytical methods, linear instability analysis methods, energy instability methods, and unsteady 3D numerical methods, the last of which is known to be the most suitable for a thorough analysis of strong nonlinear processes, resulting generally in a better agreement with the experimental results. The transition from oscillatory thermocapillary convection to turbulence falls under the studies of chaotic behavior in a new system, which opens a fascinating new frontier in nonlinear science, a hot research area drawing many recent works. This paper, with 93 references cited, reviews theoretical models and analyses as well as experimental studies on thermocapillary connection in floating zones. DOI: 10.1115/1.2820798

**Keywords** Floating zone, thermocapillary flow, transition, stability

---

\* The project supported by the National Natural Science Foundation of China (10432060) and Knowledge Innovation Project of the Chinese Academy of Sciences

<sup>†</sup> E-mail: wrhu@imech.ac.cn