

有关多层流体对流的研究

刘秋生 Bernard Roux[†] 胡文瑞

中国科学院力学研究所, 国家微重力实验室, 北京 100080

[†]Institut de Mécanique des Fluides de Marseille, CNRS UMR34, Marseille, France.

摘 要 简述多层不相混流体系统的研究发展, 尤其是在空间材料生长过程中的应用; 介绍多层流体系统内流体对流及传热现象, 以及利用理论分析、实验研究和数值模拟方法研究二层及三层流体内的自然对流及热毛细对流的成果, 并分析探讨覆盖液体层对被覆盖液体的动力控制特性及其系统的稳定性.

关键词 流体力学, 多层流, 对流不稳定性, 微重力, 自然对流, 热毛细对流 (Marangoni 对流)

1 引 言

在自然界里和许多工程技术中, 存在着多层不相混合流体系统中的热传递和质量传输现象, 例如, 在地球地幔的对流中; 在化学工程以及电影胶片生产过程中; 在机械、冶金工程和多层铸造工艺方法中, 尤其是在微电子工业中的液体覆盖晶体生长工艺过程中.

近年来, 由于生长高品质半导体晶体材料的需要, 人们开始从理论和实验两方面研究多层流体系统的流体对流和传热规律. 并在微重力环境中, 对该系统中由流体交界面上热微应力引起的对流运动和多流体界面上热应力间的相互作用开展了研究.

本文将围绕液体覆盖晶体生长过程中的多层流体对流现象, 分别介绍国际上对多层不相混合流体系统的理论分析、数值模拟及实验观察的研究近况和发展. 文章分为三部分, 第 1 节为概述, 简要介绍晶体生长中的液体覆盖技术和其它领域中的多层流; 第 2 节将介绍外加温度梯度与流体交界面平行的多层流研究情况; 第 3 节介绍外加温度梯度垂直于流体交界面时的多层流体对流及传热的研究; 最后一节为结束语.

2 多层流体对流和流体界面现象

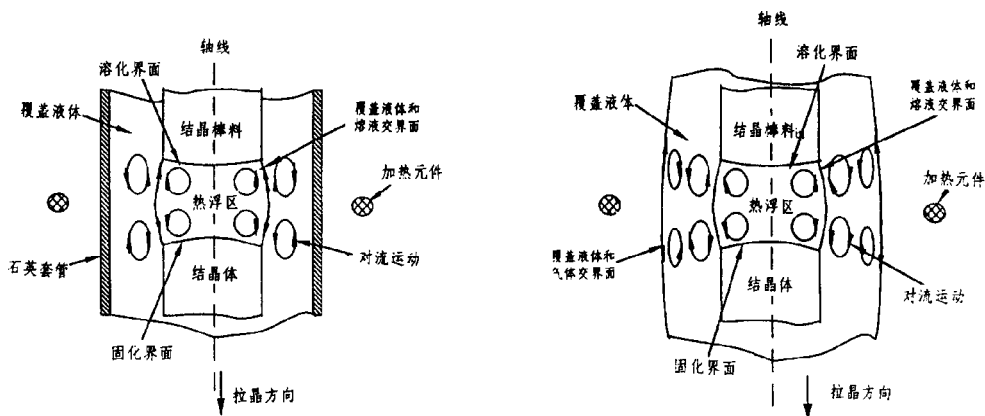
2.1 晶体生长中的液体覆盖技术

为了避免某些人造晶体材料中所含有的挥发性成分的挥发, 液体覆盖技术已长时间用于 Czochralski 晶体生长方法 (简称 LEC 方法). 这种方法是 Metz 等人^[1]1962 年最先提

出的，并被应用于电子材料的生产制造，例如锌化锗被三氧化二硼液体覆盖的生长技术^[2]。但是，由于坩埚的污染，使得用该方法获得的晶体纯度受到一定的限制。

液桥技术 (Floating Zone) 是一种生长高纯度半导体单晶体的方法，它避免了同坩埚的接触。有许多文献论述了这种方法^[3~7]。该方法的一种变形并加上磁阻尼也同时被用到微重力环境中^[8]。在微重力环境中，由于熔液中静压力和体积对流效应的明显减弱，人们可以获得更大直径尺寸和更纯净的单晶体。有关在微重力环境下生长晶体的益处，Carruthers^[9]已经做了论述，并指出液浮桥 (FZ) 生长技术很适合搬到微重力环境中来。

Johnson^[10]于 1975 年提出一种加有一层覆盖液体的液桥方法 (LEFZ 方法)，采用在三氧化二硼 (B_2O_3) 液体的包裹下地面生长锌化锗半导体材料 (GaAs)。1987 年 Barocela 等人^[11]建议在太空 (微重力) 环境中采用该方法生长锌化锗。其方法见图 1 (a)。在 LEFZ 方法的模型中，一层覆盖液体包裹着圆柱形被生长晶体原始棒料，并在覆盖液层之外套加一个试管 (一般为石英材质)，以改善热浮区液桥稳定性。结晶过程的实现主要靠一个外置圆环电热加热器，将试管连同结晶棒料以很慢的相对速度 (每小时几厘米和几毫米的位移量) 穿过加热环。靠近加热环的结晶棒料及覆盖材料 (常温下均为固态) 的局部被加热熔化，离开加热区之后重新冷却固化，以使芯部的棒料结晶成为单晶体。热浮区则形成一个二层不相混合液体系统。如果去掉试管，便形成如图 1 (b) 所示的具有自由表面覆盖液体的液浮桥晶体生长方法。很显然，这种方法更容易在微重力环境中实现。



(a) 覆盖液层被固体表面包裹

(b) 自由悬浮液体覆盖层

图 1 液体覆盖浮区晶体生长法

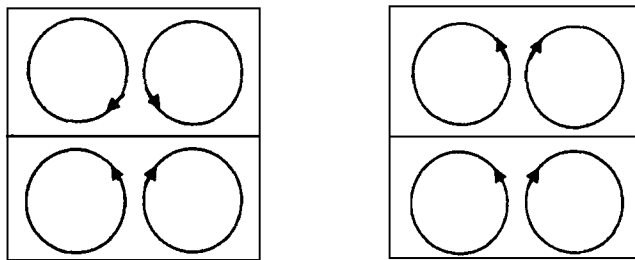
比较无覆盖液层和有覆盖液层这两种液桥晶体生长方法，后者要比前者更复杂，因后者包含二个流体交界面。但是，人们发现引进液体覆盖层不但可防止挥发性成分的挥发，改善结晶过程中的热传递条件，还能够减弱前者方法中由熔液和气体交界面上吸热而引起的热毛细对流强度。这也是近年来人们主要感兴趣来研究多层流体系统内流体的输运规律，尤其是在微重力环境中。同时，对该课题的研究也构成了在太空中实现液体覆盖晶体生长 (圆柱形模型) 技术的第一步。

在 LEFZ 晶体生长炉中，待晶体棒料以及覆盖液体是靠一圆环状加热元件辐射加

热，其液桥外围的温度分布相对液桥来说比较复杂。一般同时存在着沿交界面和垂直于交界面方向上的温度梯度分量。然而由这二种类型的热梯度分别引发的对流运动机理很不相同，它们也是自然对流中引人注意的两种典型的基本对流现象。本文将主要介绍这两种基本对流现象的研究状况。为了便于区分起见，在下文中在热梯度平行于流体交界面情况下产生的对流称为热毛细对流，而热梯度垂直于交界面情况下的称为 Marangoni 对流或 Rayleigh-Marangoni 对流（沿习一层流体研究中之称呼）。

2.2 自然界及工程技术中的二层流

大多数二层不相混合液体对流问题的研究起源于地球地幔层中具有二层对流的建议。一些地质学家提出并解释地下 670 km 地震的不连续处为两种不同地幔材料的分界面，并把地幔分成上下两层^[12, 13]。该问题的几何模型处理为二无限长平行叠加在一起的流层，重力加速度与液体交界面垂直，上下为平行固体表面，并从底面加热下层流体。这实际上是一个多层流体 Rayleigh-Marangoni 对流问题。人们主要从理论和实验着手研究在相同或不同液体厚度层，以及二液体具有不同黏性比情况下热对流的始发点及振荡现象。有些作者专门研究了可能发生在二层流之间的二种极端耦合型式：机械耦合和热耦合作用^[14]。在前一种情况中，上下层内的对流涡相对液体交界面反向旋转，而在后一种情况中，则是同向旋转（见图 2）。



(a) 机械耦合型式

(b) 热耦合型式

图 2 二层流对流系统中的二种可能的耦合型式

另一种同上面介绍的二层流模型很相近的是摄影胶片生产中遇到的多层流体系统。在其涂层过程中，多种液体层通过涂敷器被相继涂置在一条移动的基片上，接着挥发性成分从感色料的涂层中蒸发开来。从生产角度上看，关键要设法使每层涂料厚度均匀，以保证胶片成像质量。而影响厚度变化不均的主要原因是液体在蒸发过程中的流体不稳定性^[15]。因此，人们对二层不相混液体并具有挥发性液体自由上表面的复杂流体系统进行研究，选择适合的操作条件和材料以抑制流体动力不稳定现象。类似的热梯度引起的对流现象在多层冶金铸造中也存在^[16]。

除了介绍的多层流对流物理现象，人们还研究了工程技术中出现的多层强迫流动问题。早在 1967 年，Yih^[17]就对不同粘性的，叠加在一起的二层不相混合液体平行 Poiseuille 流动和平行 Couette 流动现象进行了稳定性研究。80 年代以来，又有许多文献介

绍了对多层强迫流动及其流体不稳定性现象的进一步研究成果^[18~23]。其方法大多采用在基础流场上加小扰动的线性理论分析法，研究流体系统中由流体交界面引起的随 Reynolds 数变化的各种类型的不稳定模式，比如 YIH 或 ZOHB 式不稳定形式等。这些不稳定现象的发生均与交界面处液体粘性突变（不连续）相关，并决定于扰动流的波数和许多流型控制参数（例如二层流厚度比和粘性比）。另外，除了多层平行 Poiseuille 流动的研究，一些科技工作者还完成了二层轴对称（圆环状）Poiseuille 流动和 Couette 流动的线性稳定性分析^[24~26]，以及倾斜平板上多层（三层和五层）流流动的理论研究工作^[27,28]。

此外，多层不相混合液体流动问题还普遍存在于其它一些工程应用中，例如：塑料多层印膜压制^[29]，润滑压迫流动^[30]和油料输送^[31]等等。

许多物理和化学科学家还对广义的多层流体流动现象进行了分析研究。比如在一封闭容器里的气-液二层流体系统，例如 Gilev 等人^[32]于 1987 年采用了线性稳定性分析和数值模拟方法研究了气体（上面）和水二层流体内热毛细和热浮力对流运动；Funada^[33]在 1985 年研究了加在二不同静止气体相中薄液层的 Marangoni 不稳定现象，其中涉及到二个气-液交界面上热应力间的相互作用。

2.3 多层不相混合流体体系的动力学特征

一般的单层流体系统中，不论是强迫对流，还是自然对流或 Marangoni 对流，至多只出现一个与空气相临的自由表面。如果是在一个封闭的容器内，则没有与其它流体介质接触的交界面。比如在单层流体的 Bénard 对流问题中，其“稳定性转变”总是被抑制，并且线性化问题中的特征值是实数；而对二层流体问题，人们发现其特征值既有实部又有复数值范围^[25]。也就是说在二层流体的 Bénard 对流中，可以出现系统振荡不稳定特征。由此可见，由于不相溶液体交界面的存在，使多层流体体系的动力学现象比单层的更复杂多变。尤其是近年来，人们开始研究具有二个流体交界面的多层（三层）流体动力学系统^[34]。其中每两个相邻液层之间通过交界面既有动量传递，也有热耦合。对于中间夹层流体还具有二液体交界面上热微应力之间的相互作用，再加之系统本身的多流体特征参数和几何参数，使其动力学特征更加变化多端，也给理论和实验研究带来一定的难度和复杂性。

多层不相混合流体体系的动力学问题始终伴随着流体（液-液，液-气）交界面现象，也称为毛细现象。它们是由于不同流体相交界面上的表面应力作用引起的，通常出现在以下二种情况下：(a) 当相分离表面具有相当大的弯曲度时；(b) 当表面应力值沿界面而变化时。在这两种情况下，相变交界面附近便会产生作用力改变每一相流体内部运动的特性或引起一种新的运动。根据流体动力学的基础原理，在相变流体交界面上力之间的平衡条件可以写成如下的一般形式

$$\left[p^{(2)} - p^{(1)} + \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \sigma \right] n_i = \gamma \delta_{ij} \text{re } \text{St}$$

$$\left[\frac{\partial v_i^{(2)}}{\partial x_i} + \frac{\partial v_k^{(2)}}{\partial x_i} \right] \text{若干} - \mu^{(1)} \left(\frac{\partial v_i^{(1)}}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k^{(1)}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial \alpha_i}$$

这里 $p^{(1,2)}$, $u^{(1,2)}$, $V_i^{(1,2)}$, 分别是流体 1 和 2 中的压力, 动力粘度和速度分量. τ 是表面切应力; R_1 和 R_2 为表面的曲率半径; n_i ($i=1, 2, 3$) 是表面指向流体 1 的单位法向矢量的分量^[35]. 表面应力 τ 值通常决定于系统中的特征物 (比如: 电场, 温度场), 也决定于交界处附近材料的浓度分布. 在温度场下, 它一般被考虑成随温度的线性变化

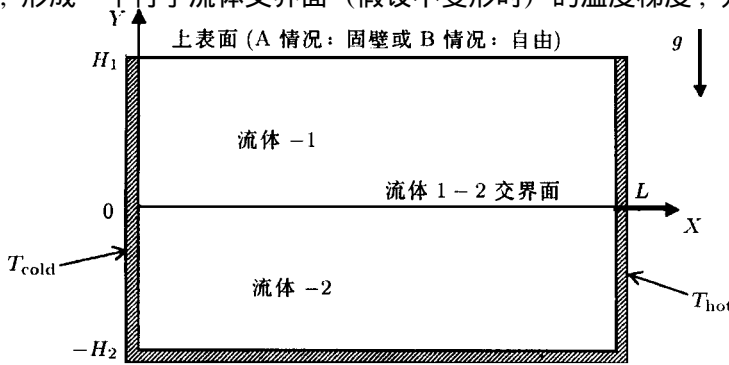
$$\tau^{(1,2)} = \tau_0^{(1,2)} - \beta^{(1,2)} (T - T_0)$$

其中 $\beta^{(1,2)} = -\frac{d\tau}{dT_0}$ 是流体界面切应力强度系数. 对于通常的液体系 $\beta^{(1,2)} > 0$, 即由表面应力温度梯度所造成的剪切引力驱使表面上的 (变界面) 流体从热端向冷端流动. 又由于流体的粘性作用, 交界面邻近的流体被拖动直至流层深处, 形成流体内部的体积对流. 这种对流现象被称作热毛细效应 (Thermocapillary effect)^[36]. 在地面上, 由于重力引起的热浮力效应, 多层流体内部即存在热毛细对流也存在自然对流 (热浮力对流), 一般是二种对流运动的合成.

近年来, 随着空间技术的发展和空间的应用开发, 空间流体试验研究为研究纯热毛细对流现象的基本特征和规律提供了极好的手段和环境. 因此, 美国航天局 (NASA) 和欧洲航天局 (ESA) 于 1994 年借助于航天飞机联合完成了名为 IML-2 任务的国际微重力实验 (BDPU), 其中对二层和三层流体系统在水平和底部两种加热情况下的热毛细对流进行了实验观察和研究^[34,37], 获得了宝贵的实验观测数据.

3 温度梯度平行于交界面情况下多层流体的对流 [T 交界面]

图 3 给出了外加温度梯度平行于流体交界面的多层流体系统, 它是图 1 中所示覆盖液体晶体生长模型的一种简化模型. 矩形槽内装有二层液体, 上表面或被封闭 (称为 A 种情况) 或敞开在大气中 (称为 B 种情况). 矩形槽两侧面分别施加不同的恒定温度, 右边温度高于左边, 形成一平行于流体交界面 (假设不变形时) 的温度梯度, 并导致沿交界面



$H = H_1 + H_2$, 流层总厚度; L , 液池长度; T_{cold} , 低温侧壁面温度; T_{hot} 高温侧壁面温度;

图 3 外界温度梯度与交界面平行的二层流体系统
A 情况: 上表面为固壁; B 情况: 上表面自由敞开

上的热毛细应力的形成. 对于上述几何模型内多层流的流动, 国际上先后从实验, 理论分析和数值模拟三方面进行了深入的研究. 下面分别加以介绍.

3.1 多层热毛细对流的实验研究

多层流热毛细对流的实验观察是近十年来才开始的, 实验通常采用简单的矩形槽并在液池两侧壁保持不同的温度, 改变温度差及其它物理和几何参数, 从而观测液层内部不同的流型和温度分布. 其主要目的有二点: (1) 实验验证多层热毛细对流的理论模型; (2) 观测不相混合液-液交界面的物态.

Villers 和 Platten^[38]首先于 1987 年实验研究了醇-水二层不相混液体内的热浮力和热毛细对流. 二种液体被封装在一个密闭的矩形槽内, 并使两侧端保持不同的温度形成冷热端. 根据所测的几组不同水层厚度 (二流层总高不变) 下的速度分布及界面流动情况, 发现液-液界面处流体的运动随着液层相对厚度的变化而明显改变, 从而从实验角度首次展示了多层热毛细对流中热毛细效应和热浮力效应之间的相互作用. 值得指出的是 Villers 等人的实验结果很好地验证了他们给出的二层流一维近似理论解, 并实验给出了醇-水交界面上随温度而变化的界面切应力分布值. 可以说这项实验在多层流体动力学基础研究方面迈出了很好的一步.

90 年代初 Prakash 等人^[39,40]实验观察了封闭在水平矩形槽内三层流体 (Air-Silicone Oil-Flourinet (底层)) 的自然对流现象. 该实验所采用的多层流模型是敞开式液体覆盖浮桥晶体生长实际模型的一种简化, 其特点是引进了覆盖液体与空气层交界面上的热毛细应力作用. 实验采用二维流场显示技术和实时摄像干涉仪成功地获得液池内 (25.4 mm × 25.4 mm × 38 mm) 流体的速度场和温度场, 图 4 给出了两组流线显示实验结果. 实验证

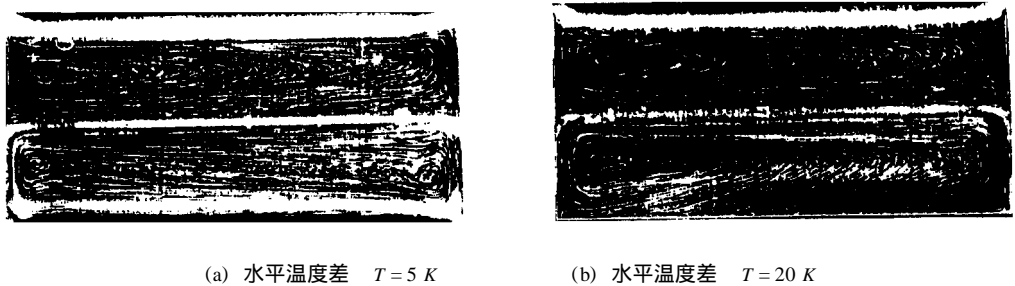


图 4 二层流体中液体的热毛细和浮力对流 (硅油 50 cS/ 氟液 FC-70) (Prakash et al., 1992)

明了多层流对流中的典型的交界面对流涡的存在, 在小温度差值下该对流涡可连续扩展到整个界面宽度上, 从而反映了上下流体层之间的动力耦合和液体界面处流动连续性. 他们在另一次实验中, 实验观测比较了单层水液体和单氟液层的热毛细对流与水覆盖在氟液之上的二层流体热毛细对流结构, 定性地反映了覆盖液体层对被覆盖液体的动力控制作用. 值得指出的是, 上述多层流对流实验均同时包含热浮力效应, 类似的实验研究文献 [41, 42] 也做了介绍. 为了在地基上观察主要由交界面热毛细应力引起的多层流体对流现象, 减弱浮力效应, Azuma^[43]等人采用顶部敞开的一大长宽比液池 ($L/H \geq 20$) 装入氟

液和硅油以及水和硅油二液体（B类情况），每个液层厚度均取很薄（ ≤ 5 mm）。尽管液池两端之间保持一定的温差，但实验观察到的确是 Rayleigh-Bénard 类型流动（每液层内出现多个并排对流涡，而不象上述 Prakash 等人实验中所观察到的水平整体对流涡流型。其原因是由于敞开的硅油上表面伴随着蒸发现象，从而在流层内部形成一个明显的垂直温度梯度，致使实验结果没能反映出模型化的热毛细对流。

综上所述，由水平温度梯度驱动的多层流体对流的实验研究很有局限性，且并不深入。地基上面的实验很难研究以热毛细效应为主的多层流对流运动，而这类热毛细对流在空间液体覆盖晶体生长过程中却占主导地位。为解决这个问题并深入研究多层流体热毛细对流的机理，国际上已经开始进行这方面的空间流体实验研究。主要以美国 Colorado 大学 Koster 领导的实验室参加的国际微重力实验合作研究项目（IML-2）为主。从事水平加热时多层流体纯热毛细对流机理以及覆盖液体对下层液体的动力控制作用的研究。另一方面，有关多层热毛细对流运动由稳态到非稳态的转变以及液-液界面处振荡波的形成现象等的实验研究还有待于开展，因为这些流体问题将主要关系到晶体生长过程控制以及结晶品质的好坏。

3.2 热毛细对流的理论分析

由于在外加温度梯度平行于交界面加热条件下的多层热毛细对流研究是个新课题，加之空间实验准备的要求，于 90 年代初许多科学家开始对其进行理论和数值研究。目的是要找出和分析多层流体体系中对被覆盖液体层的流动和热传递带来主要影响的物理参数和几何参数，研究各流体层流动间的相互作用机理以及浮力效应和热毛细效应间的耦合作用，从而为液体覆盖晶体生长技术设计提供理论依据。目前多数理论研究均采用描述多层流体运动的一维近似解析解。假设盛有二层液体的矩形液池的长宽比趋近于无穷大（ $A = L/H \rightarrow \infty$ ），忽略垂直方向的流动，从而只考虑流层内流体运动的水平速度分量。Villers 和 Platten^[38]用上述方法给出了封闭的二层对流水速度分布和温度分布，并假设流体温度沿水平坐标方向为线性分布。其分析结果展示了二层流内重力和热毛细应力之间复杂的相互作用和有趣的可能存在的各种流型分布，其流型主要决定于 4 个无量纲参数： $Q = \frac{\rho_1 \beta_1 \Delta T_1}{\rho_2 \beta_2 \Delta T_2} (h^*)^2$ ， $Q_\mu = \mu^* / h^*$ ， Gr 数和 Re 数，其中 Q 和 Q_μ 分别反映了上层液体对下层液体的重力效应作用和粘性作用的相对重要性，并与二液层的厚度比（ h^* ）始终相关。在微重力环境中 Q 和 Q_μ 数将从表达式中消失。

本文作者之一在 Villers 等人^[38]的工作基础上，将其理论近似解推广到具有自由表面的二层流，并深入分析比较了重力环境和微重力（ $g = 0$ ）环境中对流的流型分布^[44]。由于在微重力条件下，热浮力效应的减弱，流动涡型变得更简单。无论是在有自由上表面情况下，被覆盖液体层内总是存在一个对流涡，其速度值在交界面处达到最大。作者还给出了在重力为零的条件下，无自由上表面的二层流流函数的一维解析表达式，同时分析了二液体粘性比、厚度比及热扩散系数之比对液体系统的流动及热传递特性的影响^[45]。对

于考虑自由上表面二层流的速度表达式中, 存在一切应力系数比参数, 即自由表面的切应力系数与上下层液体交界面处的切应力系数之比. 利用该公式, 可以验证由 Doi 等人^[46]于 1989 年提出的一个在低 Marangoni 数下可使下层 (被覆盖) 液体“停止运动条件”: 也就是当自由表面上应力梯度值是交界面上应力梯度值的二倍时, 下液层内之液体始终保持静止状态且交界面处的速度为零, 好象上下层液体被隔离开来. 正是这一点, 使人们想到借助液体覆盖层达到控制被覆盖 (熔化晶体或金属) 液层内的热毛细对流运动, 特别是在微重力环境下. Napolitano 等人^[41]用类似的近似理论方法分析了上表面封闭的二层流在浮力对流和热毛细对流共同存在时的情况下 ($g = 0$), 使下层 (被覆盖) 液体处于静止状态的特殊条件, 其中主要包括 Marangoni 数和 Grashof 数的影响. Shevtsova 等人^[47]采用二维近似理论分析法, 研究沿底部加有一线性的温度分布, 而上表面敞开的二层流热毛细对流, 并且表面张力是随温度二次方的变化规律. 他们的理论解也表明了使下液层内“停止运动条件”的存在 ($\beta = 2$). Wang^[48]等人和 Rao 等人^[49]也介绍了类似的二层流理论分析结果, 后者考虑了自由表面和液-液交界面的弯曲变形. 上述的理论分析均证明一点, 即无论是对上表面敞开或封闭的二层流体的自然对流和热毛细对流, 人们均可以从理论上给出抑制下层液体内部流动的最佳综合条件. 这一点对合理设计和选取液体覆盖晶体生长体系是很重要的, 而且也是很有意义的.

关于外界热梯度与液体交界面平行时的多层流体对流运动, 无论是自然对流, 还是纯热毛细对流, 其理论研究目前只局限于揭示流体的稳态流动结构, 而对振荡对流和非稳定特性的分析研究尚未开始. 到目前为止, 笔者尚未见到介绍无限长多层流对流模型的线性稳定性分析的文献, 以及液体界面不稳定机理方面的研究文献, 然而对工程应用中遇到的多层液体强迫流 (Poiseuille 流和 Couette 流), 人们已经对其稳定性问题进行了理论和实验研究. 尽管热毛细对流与强迫流动 (或压力剪切流) 的形成机理很不相同, 但为了了解平行多层流流动中由界面引起的诸多复杂现象, 笔者简要介绍一下多层流体强迫流的研究概况.

二层不相混合 Poiseuille 流和 Couette 剪切流中的界面不稳定性的理论研究最先是 by Yih^[17]于 1967 年完成的. 他采用长波小扰动线性稳定分析法, 给出了无限长二层流不稳定性判别表达式. 研究表明黏性分层 (交界面处黏性不连续) 能引起液体界面的不稳定现象, 甚至是在不引人注意的小 Reynolds 数情况下. 后来, 人们扩充了 Yih 的研究内容, 考虑了特征 (扰动) 波长对二层平板 Poiseuille 流动稳定性的作用^[22], 并分析了重力、交界面应力以及二液体的黏性比、密度比和厚度比变化对系统稳定性的影响. 近来人们明确了导致 Poiseuille 流动稳定性的二个作用机理: 一个是与流体界面的存在相关联; 另一个与壁面边界 (固体表面) 相关. 其中第二种不稳定作用机理与单层或多层流的剪切模式不稳定更加紧密相联^[23]. 人们还发现靠近壁面的一薄层黏稠流体的流动几乎总是不稳定的. 反之, 低黏度的薄层液体中的流动稳定性则决定于扰动波长. 这一研究结果为油品输送和润滑压迫流的实际应用中采用较薄的靠壁面液层提供了理论依据. Nitin 等人^[50]把平板 Poiseuille 流动的研究工作推广到多于二层以上的多层流体系统上, 给出了 n -层流动的控制方程通式和三层液体流动的分析结果, 从而考虑了附加液层对系统流动稳定性的作用. 类似的界面不稳定现象在二层流热毛细对流流动中将是怎样的特征? 它将在什么程度上影响液体覆盖结晶过程等? 该课题有待进一步研究.

总之，近似理论分析法为研究二层流提供了一简便方法，但只是局限于或是无限长二层流或是小参数下的分析计算（ Ma 数和 Gr 数均较小）。若想观察小长宽比矩形槽内多层流的二维稳态或非稳态流动以及侧端壁的影响，便要进行数值模拟计算。

3.3 数值模拟研究

对温度梯度平行交界面的多层流对流的数值模拟研究是近几年才开始的，发表的有关研究文献也不多。笔者较早开展了二层流的数值模拟研究，并做了一定的工作^[44, 45, 51~53]。除前面介绍过的用一维近似理论研究二层流自然对流和纯热毛细对流特征外，还采用了有限差分计算方法求解二层流体的控制方程组（ $N-S$ 方程和能量方程），给出二维对流速度场和温度场的数值解。在重力条件下（ g 的方向垂直于液-液界面）， $Boussinesq$ 近似被用到每层流体上。在微重力条件下，视重力加速度（ g ）始终为零，其物理几何模型见图 3。笔者首先模拟研究了重力场中的浮力和热毛细对流的耦合作用。给出了在上层流体表面封闭和敞开（自由表面）两种情况下，一些典型的二维稳态对流流型分布，它们是由 Grashof 数（ $Gr = g \beta T \frac{H^4}{\nu^2}$ ），Prandtl 数（ $Pr = \frac{\nu}{\alpha}$ ）和 Reynolds 数（ $Re = \frac{\rho U_{1,2} H}{\mu}$ ），以及上下层液体的物理和几何参数比值数（如：高度比 h^* ；密度比 ρ^* ；粘度比 μ^* ；热膨胀系数比 β^* ；热扩散系数比 α^* ；上表面切应力系数与交界面切应力系数之比 τ^* 等）综合决定的。调整二液体的参数可以展现出热浮力对热（大 Gr 数）和热毛细对流（大 Re 数）分别占主导地位时的对流情况。并且流动结构在液-液界面附近区域总是发生明显改变。计算结果表明，一个流体交界面对流涡经常出现在上层或是下层流体内并靠近液体界面，以满足交界面处液体的速度连续条件和应力作用平衡条件，这同前面介绍的实验观察结果是一致的。当两相液层中的任何一相的厚度或是浮力效应减少，界面切应力就在该相液体中起主要作用。此外，数值模拟研究还表明在重力场下的二层流，其界面处的流动和任何一层内的对流能够通过合理地选取物理参数而被有效的控制。比如，验证了由理论近似分析得到的交界面速度为零的必要近似条件：

$$Re = \left(\frac{\mu^* / h^* - 1}{12} \right) Gr \text{ (当上表面封闭时)} \text{ 和 } Re = \left(\frac{3\mu^* / h^* - 2}{12(2 - \mu^*)} \right) h_2^* \text{ (当上表面敞开时)}. \quad \text{体}$$

关于微重力环境下的热毛细对流（ $g = 0$ ），笔者着重研究了应用于空间液体覆盖浮区晶体生长法的二层液体 $GaAs$ 和 B_2O_3 （覆盖液体）。分析了该二层流体系中不同的物理和几何因素对熔化 $GaAs$ 液体内部的流动减弱的动力学影响。应当指出的是 B_2O_3 溶液是一种高粘性液体，并且二液体参数大不相同。计算得到的主要结论可大致归纳如下：无论上表面（ B_2O_3 的表面）封闭还是敞开时，下流层（ $GaAs$ ）内的稳态热毛细对流强烈地受上流层厚度的影响；而且较薄的上层流体更有利于减少下层流体的对流流动。当上表面敞开时，存在一个二液体交界面上的切应力系数比值（ τ^* ）的变化区域。在这一区域内，下层流体的对流强度将会小于上表面封闭时的下层流体流动。当（ $\tau^* > 2$ ）时，下层流体内的流动强度的消减效果几乎达到最大。这表明了上层液体的上表面热毛细应力对交界面上热毛细应力效应的抵消作用，具体结果见图 5 中所示。粘性高的和热扩散能力相对弱的液体覆盖层能够明显利于减小被覆盖层内热毛细对流的强度。对于 $GaAs$ 和 B_2O_3 液体粘性比为 $\mu^* = 1398$ 来讲， μ^* 如减少 1 千倍为 $\mu^* = 1.398$ 后，其下层流的最大流

函数值增大约 1 千倍。适当增加流层的长宽比有利于减弱下层对流的效果，但在两侧壁处流动的强度不会有明显改变。此外，为研究二层流之间基本的相互动力和热力作用，笔者还分析研究了微重力条件下的二层流对称模型系统（上流体 = 下流体）及非对称模型系统（ $k_1 \neq k_2$ 或 $\mu_1 \neq \mu_2$ ），得到了很有意义的结果^[45]。

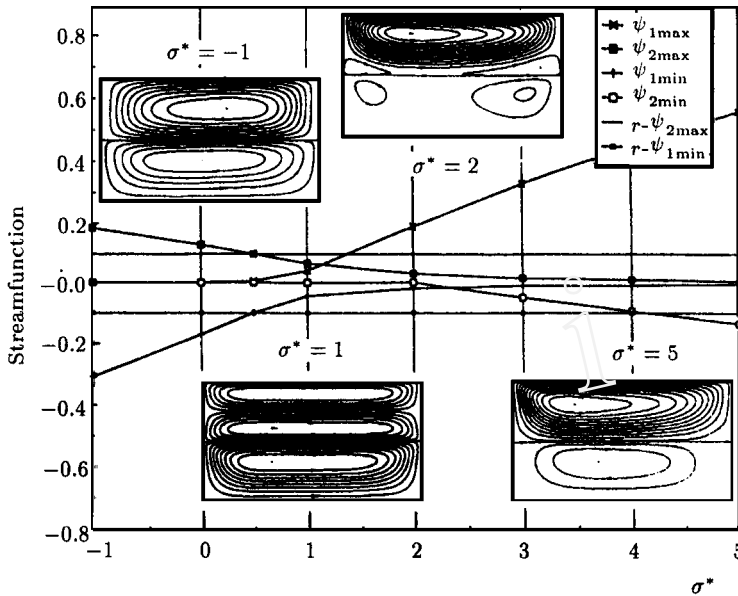


图 5 上表面敞开的二层流体纯热毛细对流

当上表面和界面上切应力系数之比 σ^* 变化时，且 $A (L/H) = 2$, $Ma = 3750$ 和 $H_1/H_2 = 1$,

上下流层中最大和最小流函数的变化和典型的流动结构： $\sigma^* = -1$, $\sigma^* = 1$, $\sigma^* = 2$ 和 $\sigma^* = 5$ (Liu et al., 1995)

Shevtsova 等人^[47]和 Crespo 等人^[54]也数值研究了类似的二层流模型。前者考虑了重力效应，后者只研究了纯热毛细对流。在他们的简化模型中，均假设液-液界面不变形。Fontaine 等人^[55]应用 FIDAP 有限元通用计算程序模拟研究了矩形液池内 ($L/H = 5$) 水和氟液二层流，着重比较了不同重力及微重力环境下 ($10^{-5} g_0 \sim 1 g_0$) 被覆盖流体受控的程度，并考虑了液-气（上表面）和液-液交界面变形所带来的影响。值得指出的是，该二层流体系自由上表面的切应力系数与液-液交界面处的切应力系数之比约等于 3。前面的理论分析表明，这将利于消减下层液体热毛细对流的强度，特别是在微重力环境下。他们的计算结果表明：微重力可以有效地减弱下层流内的热毛细对流，其二液体最大流函数值之比在微重力环境下 ($g = 10^{-5} g_0$) 超过了 13，而在地面上 ($1 g_0$) 只有二倍左右（下层函数值较小）；每个交界面的变形量在二种重力环境下相对于液层厚度均很小，在一个 g_0 情况下界面变形幅值只有液层厚度的约 1/2000；在微重力环境下 ($10^{-5} g_0$) 增加为约 1/180。由此可见，在一般界面切应力系数不太大的情况下，不考虑二层流中界面变形的假设是适用的，不会对流动结构带来太大影响。

关于水平加热条件下的三层不相混流体（上下面均为固壁），Prakash 和 Koster^[56,57]

分别理论分析了 3 个三层流系统 (A) Silicone oil (1cS) / Ethylene glycol/ Fluorinert FC-75, (B) Silicone oil (10cS) / Ethyleneglycol/ Fluorinert (FC-70), (C) Silicone oil (100cS) / Ethyleneglycol/ Fluorinert (FC-71). 其中 (A) 系统中间层液体粘度大于上下二覆盖层, (B) 系统的每层液体粘度基本相同, 而 (C) 系统的上下两层液体粘度均大于中间层. 目的是要研究在对称覆盖和非对称覆盖系统中, 液体交界面的机械耦合作用以及不同的覆盖层粘性和厚度的影响. 其研究结果表明, 在地面重力加速度下, 浮力的影响在低粘性流层内要比高粘性流层大得多. 薄的覆盖层流体厚度可使覆盖层内的流动减小; 在微重力条件下 ($10^{-4} g_0$), 增加覆盖层粘性可导致所有二层内流动速度的减小; 在中等重力水平下 ($10^{-1} g_0$), 浮力和热毛细效应共同决定对流运动, 这两种作用机理甚至存在于很薄的液层, 其流型结构为一般重力和微重力下流动特征的复杂结合. 综上所述, 他们的二维近似理论分析结果同笔者对二层流体的二维数值模拟研究结论是相同的.

多层热毛细对流数值模拟研究目前还只限于二维计算, 并且描述的大多数是定常流动. 三维计算模拟和对大温度梯度下可能发生的非定常自然对流及热毛细对流现象的研究还有待于开展.

4 外加温度梯度垂直于界面 (T 界面) 的多层流流动

当外加温度梯度垂直于流体界面并与重力方向相反 (或相同), 无论是对单层有自由表面液体还是多层液体, 为在其中建立起稳态的液体对流运动均需要建立一定的外加温度差, 这是由于引起对流的作用机理不同于前一种加热情况. 一个流体系统被诱发产生对流所需最小的外加温度差值称为临界的温度值 (T_c), 确定这个临界值也是自然对流研究中的经典问题, 即流体稳定性问题^[58]. 当具有上自由表面的单层液体从底部加热, 要经受二种不稳定的作用机理: Rayleigh-Bénard 型不稳定和 Marangoni 不稳定. 前者与重力相关并由于流体中垂直方向上的密度分层引起; 后者是由流体界面上切应力的局部变化而引起的. 由于近年来晶体材料生长工艺的发展, 这后一种类型不稳定性成为众多实验和理论研究的新课题, 并涉及到二层或三层不相混合流体系统中的 Rayleigh-Bénard 和 Marangoni 对流不稳定性问题. 此外, 与单层流体不同的是, 多层流体中始终存在着液-液界面, 一般情况下, 也就是 Rayleigh-Marangoni 型对流稳定性问题. 应当指出, 以前对这类对流不稳定性问题的研究, 无论是对单层液体还是多层液体, 并不是针对晶体生长过程中所遇见的类似现象, 只是近十年来微重力流体及空间晶体生长的发展促使这类问题得到进一步深入研究, 尤其是对于作用机理的理论和实验研究.

4.1 对流稳定性的实验研究

多层流 (主要是二层流) Rayleigh-Marangoni 对流现象的实验模拟, 主要包括二项内容, 一是捕捉流体系统起动的临界点 (临界温度值); 二是观察对流产生后的流动结构, 比如对地球地幔中二层流现象的分析研究. 在文章开头我们曾经提到二液层对流中二层流

体之间的二种极端的耦合作用型式-----机械耦合和热耦合对流^[59]。后一种耦合型式是忽略界面应力效应的影响, Cserepes^[59]等人认为只有当二流层液体粘性差异非常大时(之比 >30)才会发生热耦合型式的对流运动。法国巴黎南大的 Nataf 等人于 1988 年采用粘度比 <2 的硅油和甘油二液体, 实验再现了二层不相混合液体热耦合对流现象^[14], 可见 Cserepes 等人的理论分析与该实验结果是有差异的。

给出了热耦合对流结构。每流层中有二个对流涡, 上层上升流区域正对应于下层液体内上升流的区域。致使交界面附近流体流速接近于零。由此可以看出, 此时液-液界面上的热毛细应力驱动作用是非常弱的。这种热耦合对流现象是极特别的, 大多数实验观察到的二层流 Rayleigh-Marangoni 对流均是“机械耦合”型式的, 即上下层内相邻的对流涡以相反方向旋转。

Gilev 等人^[60]实验研究了以食醋(底层)和油组成的二层流系统对流产生的过程以及改变二液层厚度比对对流运动的影响(总厚度始终保持不变)。二液体被封装在一个矩形容器内并从底部加热。很有趣的是, 在改变食醋液层厚度(h_2)的过程中, 当其厚度约占二液层高度厚度的 0.4 倍时, 对流运动最先在油层内形成; 而当 $h_2 > 0.4$ 时, 对流运动则最先发生在食醋液层中。这些实验结果很好地验证了 Gershuni 等人^[61, 62]给出的线性稳定性理论分析结果。他们预言对于食醋和硅油这样的二层不相混合液体, 存在一个使对流形式转变的临界厚度比值, 此时其对流是振荡的, 即对流涡的强弱变化在上下流层内交替出现, 而离开这点时, 对流运动始终是稳定的。这一点很好地揭示了二层流中二种液体通过交界面所产生的相互作用现象。该问题还将在下面的理论研究中加以介绍。

实验观测对流运动的始发点一直是一项精细而很困难的工作, 无论是对典型的一层 Bénard 对流或 Marangoni 对流, 还是对近年来人们研究的二层 Rayleigh-Marangoni 对流或纯 Marangoni 对流。Rasenat 等人^[13] 1989 年实验观测了二组不同液体组合的(乙烯乙二醇-油和乙烯乙二醇-癸烷)的二层流对流始发点, 并同理论分析值进行了比较。实验所测的第一组液体临界温度差值, (2.1 ± 0.2) K, 很好地吻合了理论分析值, 2.1 K, 对流运动是稳态的并是热耦合型式。实验还验证了二层流对流转变成热耦合型式之间要经过粘性耦合(机械耦合)对流型式阶段。但是, 该实验没有观测到已被理论预测存在的振荡型对流始发点。Prakash 等人于 1993 年完成了类似的实验^[63], 观测了硅油-乙烯乙醇和硅油-氟液两组实验液体。二层液体对流运动始终是稳定的(上下板最大温差为 5℃), 均没有发现振荡对流现象。

以上介绍的多层 Rayleigh-Marangoni 对流实验都是在地面重力环境下完成的, 既存在由重力引起的浮力效应又存在热毛细效应。近年来, 由于研究多层流热毛细对流的应用背景不同, 以及人们普遍关注热毛细应力引起对流的机理问题, 一些在空间微重力环境下实验观察纯热毛细对流现象(温度梯度垂直于液-液交界面)的工作也已展开。以 Legros 教授为首的比利时自由大学微重力研究中心自 70 年代初就开始进行空间微重力实验($g \sim 10^{-5} g_0 \sim 10^{-6} g_0$)^[64]。分别于 1971 年和 1992 年二次实验搭载宇宙飞船观测单层液体(气-液) Marangoni-Bénard 对流之后, 又于 1994 年和 1996 年完成了多层热毛细对流实验, 其

中三层液体的 Marangoni-Bénard 对流实验搭载是在美国航天飞机上完成的^[65]。实验包括：(1) 测量 Marangoni 对流始发点（临界温差值）；(2) 观测对流结构（速度场和温度场）；(3) 观察多层液体系统的振荡特性；(4) 与地面（考虑重力效应）实验结果进行比较。实验结果表明纯 Marangoni 对流与重力效应影响的热毛细对流之结构全然不同，尤其是前者中的对流涡尺寸比后者的要大；实验观测到的临界值与理论预算值基本相符；但此次空间多层流体实验未能观察到振荡对流现象。另外，空间实验还显示出在微重力环境下仍然可以得到不相混合且变化不大的液-液交界面，这为空间实现液体覆盖晶体生长可行性提供了依据。应当指出，多层热毛细对流实验研究难度大，空间实验费用太昂贵，以及多层流体系统的多参数特点，目前人们只能通过实验观测对流运动的一些基本典型特征，而对其进行深入的分析研究还主要靠理论分析和数值模拟计算。

4. 2 理论分析对流稳定性

外加温度梯度与界面垂直的二层流体对流运动的理论研究，主要包括对流体系统的稳定性问题（对流运动始发点）和振荡对流的机理、以及不稳定状态的分歧点问题方面的研究（不稳定第二分歧点）。采用方法大致可分为二种：一是采用经典的线性稳定性分析方法，即通过引进一般小扰动模型量使系统的动量及能量控制方程组线性化，然后根据所求线性方程组的特征值来判断流体系统的稳定性（第一临界点问题）；另一种是采用非线性分析法（或弱非线性分析法）来研究流体系统在超第一临界状态下的稳定性问题（第二分歧点问题）。对于多层流系统，当外加温度差值小于使流体产生对流运动的临界值时（ $T < T_c$ ），系统内各层流体均处于静止状态。用线性稳定性分析法可确定系统从静止到建立对流运动的临界条件，若三维速度扰动量取为下面的型式^[53]

$$\overline{V}_i(x, y, z, t) = (U_i(z), V_i(z), W_i(z)) \exp(i(k_x x + k_y y) + t)$$

其中下标 i 表示某一流体； k_x 和 k_y 是在 x 和 y 方向上的扰动波数，而是时间增长常数，一般写成复数形式

$$= r + i \omega$$

当 $r > 0$ 时，初始扰动便会随时间发展并且系统将在此扰动下变得不稳定。如 $r < 0$ ，则这个扰动随时间衰减，系统的状态始终是稳定的。当 $r > 0$ 且当 $\omega = 0$ 时，扰动随时间的增长是单调的（趋向一个稳定状态）。相反，如 $r > 0$ 而 $\omega \neq 0$ 时，不稳定性将是振荡模式（趋向一个振荡流动状态）。 $r = 0$ 的情况下，系统处于一种中性（临界）稳定状态。

自 1970 年初，前俄罗斯（Perm）的一些流体力学科学家开始理论研究二层不同流体间的热耦合和机械耦合现象，但没有考虑液体界面上的热毛细应力作用^[56~69]。他们采用线性稳定性分析法，研究了二层流无热毛细效应的 Rayleigh-Bénard 型对流不稳定性特征。以水和汞组成二层流体为例，当二液体热膨胀系数之比趋于零时，和当热扩散之比值趋于无穷大时，系统将会出现振荡不稳定。他们还同时分析了食醋和油组成的二层流，发现二液体的厚度比的变化显著影响液体系统的稳定性特征，并使振荡不稳定模式出现在一特定的液层厚度比值之下，即 $h^* = h_c^*$ ^[61]。这一点已经被实验所证实^[60]。Colinet 等人^[70]于

1994年采用(弱)非线性稳定性分析法也证实了在二层流中存在类似的由机械和热耦合引起的振荡对流模式,并验证了上述线性稳定性分析法得到的结果.由此可见,尽管在理论分析上忽略二层流中液-液交界面上的热毛细应力作用,只考虑重力效应引起的热浮力对流运动(二层流体的 Bénard 对流),二液层通过交界面相互作用(动量传递和热传输)仍然可引起比单层流体 Bénard 对流更复杂的振荡对流模式.众所周知,振荡对流现象无论是在自然现象中还是在工程技术方面一般是人们所要避免的,比如在晶体生长过程中更是如此.因此,振荡不稳定现象也是人们研究多层 Marangoni-Bénard 对流的重点,加之该问题在多层流中变的更加复杂和普遍.下面还将进一步论述.

如果既考虑重力效应又考虑液-液交界面上表面切应力梯度(热毛细应力的变化)驱动作用下,二层水平放置的液体对流不稳定特性将是怎样的?理论分析表明这种更接近真实情况的二层流模型所表现出的不稳定特征更复杂,其中可出现三种不同的不稳定模式:交界面切应力梯度主导的不稳定,浮力主导的不稳定以及界面弯曲造成的不稳定^[71].这三种类型的不稳定现象的发生主要决定于二液层厚度之比和物理参数比,以及加热方式.Zeren^[71]理论分析发现,当水平放置的二液层从上面加热时,浮力作用有利于加强系统的稳定性;而从下面加热时,系统的临界 Marangoni 数(反映界面应力梯度的影响大小)将降低,浮力效用将是造成系统不稳定的主要因素.Renardy^[72]用能量分析法研究同样的问题,发现系统中存在振荡不稳定特征,主要决定于二液体的粘性之比和体积膨胀系数之比.并指出界面热毛细应力对二层流中短波长的扰动总是起稳定作用.Rasenat 等人^[13]于1989年理论和实验分析了类似的二层流对流稳定性问题(从底部加热),发现系统的不稳定既可以发生在粘性(机械)耦合情况下也可以发生在热耦合运动形式下,而在二种典型的耦合运动过渡之间可发生系统的振荡不稳定运动.

较前人工作不同的是在 Wahal 等人^[15]对二层流对流稳定性分析中,引进了第二个流体交界面:液-气表面,即考虑底部加热的二层流上层液体的顶面自由敞开在大气中.分别分析了液体系统在纯热毛细应力驱动下的对流稳定性(忽略浮力效应)和由浮力与热毛细应力共同驱动的对流稳定性,并指出在纯 Marangoni 对流情况下,中间液-液界面的存在,可使上表面自由的二层流体比具有相同总厚度的上表面与空气接触的单一液层更加稳定,从而说明覆盖液层对下层液体具有稳定作用.然而在他们的研究中,自由表面上的切应力系数与液-液交界面的切应力系数之比只假设为1或1.1.笔者^[52,53]通过对一真实二层流体(Silicone Oil-Flourinert) Marangoni 对流稳定性的研究也证实了 Wahal 等人的这个结论,下面还将进一步介绍.

本文作者之一结合 IML-2 国际微重力多层流体实验合作研究项目,采用谱计算方法较系统地研究了二层流和三层流对流不稳定性问题.由于研究课题的应用背景不同于前者的研究工作,大部分分析计算结果是针对微重力环境的(不考虑重力影响, $g = 0$)^[53].作者分别理论研究了二层和三层实验液体^[65]的 Marangoni 对流不稳定性,主要包括:(1)分析比较多层流上表面封闭和自由敞开二种情况对系统稳定性的影响;(2)覆盖层液体厚度对系统稳定性的影响;(3)上自由表面与液-液界面的切应力系数比的变化对系统稳定性的影响,以及在不同液层厚度比下的情况;(4)二层流模型系统中不同粘性系数之比,不同热扩散系数之比对系统稳定性的影响.研究发现,尽管我们只考虑热毛细作用下系统对流运动的不稳定特性,但其结论还是非常有意义的,尤其对液体覆盖晶体生长中热

毛细对流现象的认识. 首先, 对于不同液层厚度比的二层流体 (Silicone Oil-Flourinert), 上表面封闭与上表面自由敞开情况下系统的不稳定特征非常不同; 比如, 存在一个厚度比特征点 $h^* (H_1/H_2) = 0.54$,

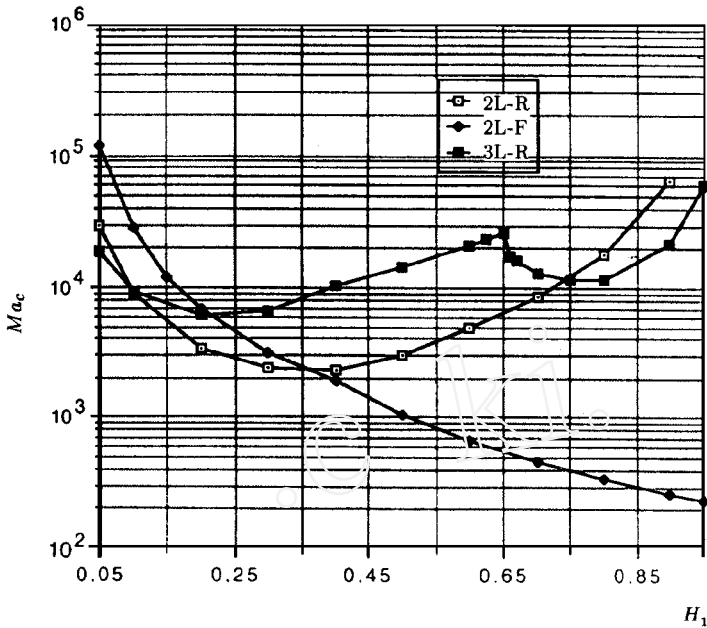


图 6 多层流体纯 Marangoni 对流不稳定性

随覆盖液层厚度变化 (H_1) 的临界稳定值 (Ma_c) 曲线: 曲线 2L-R 表示上表面封闭的二层流体; 2L-F 表示上表面敞开的二层流体; 3L-R 表示上下层流体相同 ($H_3 = H_2$) 的三层流体. (Liu, Roux, 1992)

当 $h^* > 0.54$ 时, 上表面封闭比敞开系统始终更稳定; 而当 $h^* < 0.54$ 时, 前者比后者变得更加不稳定 (见图 6)^[52]. 此外, 一个较薄的上层液体无论是自由表面还是封闭表面均可使系统更加稳定. 如果同单层自由表面液体的 Marangoni 对流相比较, 二层液体系统中的液-液交界面具有使系统稳定的作用, 并导致二层比单层 Marangoni 对流更稳定 (相同总厚度情况下), 但振荡不稳定模式更容易、且经常出现在二层或三层流中. 对于上表面自由的二层流, 两不同界面上表面切应力之间的相互耦合作用也强烈影响系统 Marangoni 对流稳定性. 通过改变二表面切应力系数之比值 (κ^*), 没有发现现象水平加

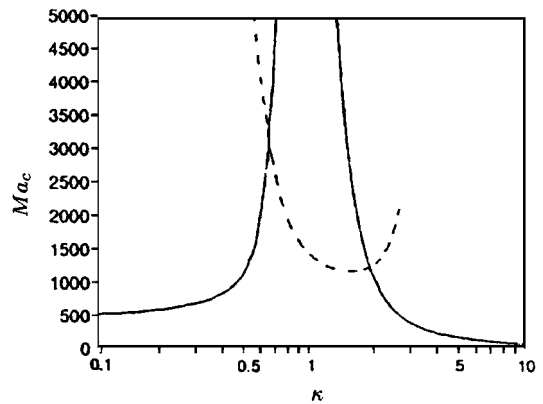


图 7 三层对称流体纯 Marangoni 对流稳定性
临界稳定性 (Ma_c) 随液体热扩散系数比
(κ) 的变化曲线: $H_1 = H_2 = H_3$, $\beta = 1$,
 $\mu = 0.5$, $Pr = 1$. (Simanovskiy et al.,
1992)

热毛细对流情况中可使下层液体对流强度被削弱那样一个特征参数值 (比如 $\beta^* = 2$)^[51], 而使系统 Marangoni 对流始终变得最稳定. 最近笔者对二层流 (上表面封闭) 模型系统稳定性分析表明^[73], 分别改变二液体的粘性或热扩散系数之比值, 不但使系统 Marangoni 对流起始临界值发生变化, 而且还要改下加热为上加热 (顶部温度高于底部) 方式, 才能使系统由稳定变成不稳定. Georis^[74]等人对三层流模式系统研究中, 还证实当每层液体的热扩散系数相接近时, 系统出现振荡不稳定且临界 Marangoni 数增大 (见图 7).

以上所讲的系统对流不稳定, 均是指液体系统由静止到产生对流运动的起始状态, 即“临界状态”. 如果进一步研究对流形成后 (超临界状态下) 液体流动的强度和结构等, 则采用直接数值模拟方法.

4.3 数值模拟多层流体 Marangoni 对流

有关多层流体 Rayleigh-Marangoni 或纯 Marangoni 对流计算模拟的文章发表的很少, 而且这方面的研究起步也比较晚 (80 年代初). 本文作者在理论研究多层流线性稳定性问题的同时, 也利用有限差分法对底部加热矩形液池内多层液体对流运动进行了二维数值模拟. 主要比较研究了两组不同的上表面封闭三层流体系统: Flourinert-Silicone oil-Flourinert (F. S. F) 和 Air-Silicone Oil-Flourinert (A. S. F). 计算表明^[52,53]: 由数值直接模拟得到的 Marangoni 对流运动起始临界温差值略大于线性稳定性分析值, 主要由于矩形液池 ($L/H = 4/3$) 侧端壁的影响; 在微重力环境下, F. S. F 三层流内的对流运动结构与 A. S. F 三层流内的流动结构明显不同, 主要表现在每流层内对流强弱程度上. 这是由于两不同流体系统中对应的每两相邻液层系数比 (粘性系数, 热扩散系数) 的差异所致. 考虑重力效应的对流运动结构与微重力环境下的很不同, 前者比后者更复杂 (见

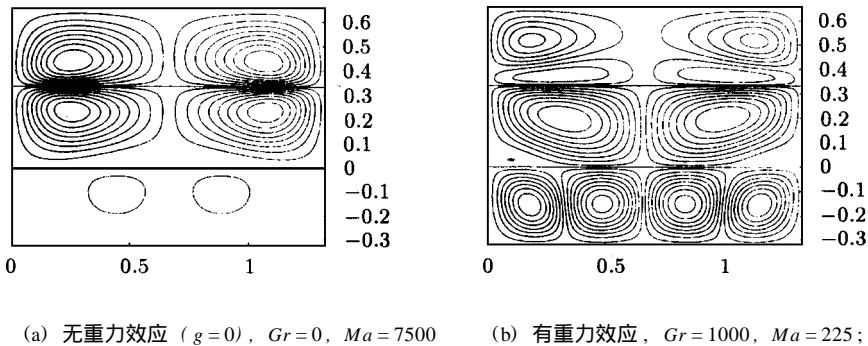


图 8 A. S. F 三层流体对流运动结构 (流函数等值线)

$L/H = 4/3$, $H_1 = H_2 = H_3$ (Liu, 1994)

图 8). 不同长宽比的液池 ($1.333 \leq L/H \leq 4$) 内的三层 Marangoni 对流涡数随着液池加长而增多, 其变化的波长数与线性理论估值相一致, 每液层内对流运动的幅值 (强弱) 随长宽比的变化发生很小的变化. 因两系统的界面切应力系数之比不同, A. S. F 系统底层液体 (Flourinert) 对流运动明显比其它液层内部流动弱, 而在 F. S. F 系统中情况

则正相反，上层液体运动相对最弱。值得指出的是，上述部分计算结果已经被近期国外所做的空间流体实验所验证，并与实验测量结果基本相符^[65]。

Simanovskiy 等人^[75]和 Georis^[34]等人也分别模拟计算了三层流纯 Marangoni 对流运动，液体系统中的上下两层为同一种液体而中间夹层为另一种液体。并主要展示了外层与内层液体的热扩散系数之比的变化强烈影响对流形成过程及对流运动结构，反映了各液层之间的热传递（耦合）对系统对流及其振荡现象形成的影响。

笔者经过多年研究发现，三层流数值模拟计算展示的一些对流特征很复杂，但可以分别对其中两个相邻二液层体系进行分析比较，并参考二层对流运动的计算结果^[76, 77]，有助于清楚解释和理解三层流不同对流结构的形成。

5 结束语

本文简介了自然界和工程技术中的多层不相混合流体系统及其流动现象，并结合晶体材料制造中的液体覆盖晶体生长技术所涉及的多层流体对流，着重论述了多层流体质量传输和热传递规律的理论 and 实验研究成果和进展。

从前面阐述可知，无论是在地面上还是在微重力环境中，由流体（液-液或/和液-气）交界面上温度的不均匀分布而引起的热毛细对流运动是多层流中的基本现象。而对于外加温度梯度平行于或垂直于流体界面这两种不同的加热方式，可在多层流中引起两种不同的基本对流型式。由于机理不同，研究方法和侧重点也不同。按照上边界条件不同，可分为上表面敞开或上表面封闭（固壁）的多层流体系统，非加热固壁面为纯导热式或绝热的多层流体。根据应用背景和环境的不同，又可分为伴随着热浮力效应的多层流热毛细对流和纯热毛细对流（微重力环境）。目前人们已经研究了包括二层，三层甚至三层以上的不相混合流体，其中如果存在二个以上的液-液或液-气交界面的多层流体对流中，还要考虑各交界面上表面切应力之间的相互耦合作用。每一特定的多层流体都有其特殊的流体输运规律及动力学特征。这些在上文中均给出了介绍和讨论。研究表明多层流比单层流蕴含着更丰富的内容，同时也更加复杂，并使其研究工作变得更加困难。

多层流是一流体力学基本问题，它既关系到一些基础理论方面的研究又涉及到工程领域内的应用研究。该课题的前期和近期研究成果已经使人们对多层流体动力学及传热特性有了较全面的认识，例如：对流体界面现象的理论研究方面；工程中对多层流体对流过程的控制以及液体覆盖层的合理应用等等，其中对液体覆盖晶体生长技术的研究表明，覆盖液体的引进既可以改善热过程，又可以控制和消减晶体溶区内的热对流，尤其是在微重力环境下，将有助于得到高品质的晶体制品。随着科学的发展和工程新技术的需要，对多层流体对流的研究在下述方面还有待进一步深化：

实验和理论研究多层流自然对流和热毛细对流的振荡现象和发生机理，尤其是在热毛细应力驱动作用起主导作用的情况下，如微重力环境下。

实验和理论研究液体交界面不稳定性 and 界面波的形成机理，以及与体积对流之间的相互作用和影响。

认识二液体交界面处的局部混溶对热毛细应力作用的影响，以及重力效应对液体混溶程度的影响。

研究由交界面处浓度分布不均匀而引起的多层流体对流现象。

开展三维数值计算模拟多层流体对流运动，从而更真实地再现液体交界面的空间状态。

加强空间微重力多层流体实验，揭示纯热毛细对流的形成过程和作用机理，对其理论模型进行验证和修正。

目前欧美等国仍在深化该课题的研究工作，包括空间实验、地基实验和理论研究。我们深信对多层流体对流运动的进一步研究和认识，在流体力学基础理论研究方面将会有重要的学术价值，对于解决工程技术中的流体力学问题将具有现实意义和应用背景。

参 考 文 献

- 1 Metz E P A, Miller R C, Mazelsky R. *J Applied Physics*, 1962, 33: 2016~2017
- 2 Burggraaf P S. *Semicond Int*, 1982, June: 44~68
- 3 Pfann W G. *Zone melting*, Krueger, Huntington, N Y, 1978
- 4 Pimpitkar S L, Ostrach S. *J Crystal Growth*, 1981, 55: 614~646
- 5 Kobayashi N, Wilcox W R, *J Crystal Growth*, 1982, 59: 616~624
- 6 Brown R A. *Journal Review*, AIChE Journal, 1988, 34 (6): 881~910
- 7 Wilcox W P. AIAA 91-0507, 29th Aerospace Science Meeting, Reno, 1991
- 8 Barmin I V, Egorov A V, Senchenkov A A. Proc VIIIth Eur Sympon Mat and Fluid Sc in Microg, 1992, ESA SP-333. 591~596
- 9 Carruthers J R. *J Crystal Growth*, 1975, 42: 379~385
- 10 Johnson E S. *J Crystal Growth*, 1977, 30: 249~256
- 11 Barocela E, Jalilevand A. AIAA Paper, No. 87-3090, 1987
- 12 Davies G F. *J Geophys Res*, 1984, 89: 6017~6040
- 13 Rasenat S, Busse F H, Rehbery Z. *J Fluid Mech*, 1989, 199: 519~540
- 14 Nataf H C, Moreno S, Gardin Ph. *J Phys France*, 1988, 49: 1707~1714
- 15 Wahal S, Base A. *Phys Fluids*, 1988, 31: 3502~3510
- 16 Kister S F, Scriven L E. *Int J Numer Method Fluids*, 1984, 4: 207
- 17 Yih C S. *Phys Fluids*, 1968, 11: 477
- 18 Hooper A P, Boyd W G C. *J Fluid Mech*, 1983, 128: 507
- 19 Hooper A P, Boyd W G C. *J Fluid Mecn*, 1987, 179: 201~225
- 20 Renardy Y. *Phys Fluids*, 1985, 28: 3441
- 21 Renardy Y. *Phys Fluids*, 1987, 30: 162
- 22 Yiantsios S G, Higgins B G. *Phys Fluids*, 1988, 31: 3225
- 23 Hooper A P. *Phys Fluids*, 1989, A 1 (7)
- 24 Joseph D D, Renardy M, Renardy Y. *J Fluid Mech*, 1984, 141: 309
- 25 Renardy Y, Joseph D D. *Phys Fluids*, 1985, 28: 788~793
- 26 Hooper A P. *Phys Fluids*, 1985, 28: 1613
- 27 Akhtaruzzman A F M, Wang C K, Lin S P. *J Appl Mech*, 1987, 45: 25
- 28 Wang S K, Seaborg J J, Lin S P. *Phys Fluids*, 1978, 21: 1669
- 29 Han C D. *Multiphase Flow in Polymer Processing*, 1981
- 30 Papanastasiou T C, Macosko C W, Seriven L E. *Int J NumerMethods Fluids*, 1986, 6: 819
- 31 Gemmel A R, Epstein N, *Can J Chem Eng*, 1961, 40: 215
- 32 Glev A Y, Nepomnyashchiy A A, Simanovskiy I B. *FluidMech-Soviet Research*, 1987, 16 (3)
- 33 Funada T. *Journal of the Physical Society of Japan*, 1986, 55 (7): 2191~2202
- 34 Góris P, Legros J C. 44th Congress of the internationalastronautical federation, Austria, 1993
- 35 Levich V G, Krylov V S. *Ann Rev Fluid Mech*, 1969, 1: 293~316
- 36 Davis S G. *Ann Rev Fluid Mech*, 1987, 19: 403~435
- 37 Prakash A, Koster J N, Hill M. AIAA 93-0469, 1993

目 录

悼念流体力学家易家训	冯元桢	(433)
Birkhoff 系统动力学的研究进展	梅凤翔	(436)
柔性结构控制中的溢出问题的研究	林嗣廉 孙 涛 徐博英	(447)
空间机械臂动力学与控制研究进展	顾晓勤 刘延柱	(457)
计算机模拟在胚胎形态发育机理研究中的最新进展及前景		
.....	G. Wayne Brodland 陈 红	(464)
自适应有限元方法及其工程应用	郭书祥	(479)
短裂纹群体行为及疲劳寿命预测	乔 宇 洪友士	(489)
单侧界面条件下弹性波传播规律的研究	盖秉政	(504)
有关多层流体对流的研究	刘秋生 Bernard Roux 胡文瑞	(518)
单相受热管动力学模拟	郑建学 陈听宽 陈学俊 杨 冬	(538)

译 文

气体与表面相互作用——最新的观察与解释

..... F. C. Hurlbut (赵大刚 何川萍译 沈 青校) (549)

科学基金

1997 年度力学面上基金项目评审介绍

靳征谟 (560)

动 态

第 13 届国际等离子体化学会议简介

吴承康 (568)

《力学进展》1997 年第 27 卷总目录

(i)

《力学进展》分类索引——1997 年第 27 卷第 1 (总第 109) —第 4 (总第 112) 期

(v)