# 微重力条件下开口矩形容器的小 Pr 热毛细对流<sup>\*</sup>

## 朱丽红 刘秋生 胡文瑞

(中国科学院力学研究所 国家微重力实验室,北京 100080)

摘要:采用数值方法研究了微重力条件下开口矩形容器内小 Prandtl 数镓 (Ga) 熔体生长过程中定常热毛细对流, 讨论了Re 数,几何纵横比A 和侧壁外加温差的相对高度 H 对熔体内温度场和流场分布的影响 计算结果表明,热 毛细对流对熔体温度分布有明显的影响,从而影响着晶体生长过程 自由面两侧温度差很小 (如 0.1K)时,熔体 内温度场将发生变化;当温度差增加即Re 数增加时,热毛细对流加强,对流和扩散相互作用导致温度场分布更加 不均匀 无论多小的 H 值,若自由面存在温差,都会驱动热毛细对流;随着 H 值增加,热毛细对流会扩展到整个 熔区 几何纵横比A 对熔体内温度场和流场也有影响,当A 比较大时,在固/液界面附近扩散起主导作用

关键词: 热毛细对流; 微重力; 晶体生长; 小 Pr 数 PACC: 4425; 4710; 8180; 6150C 中图分类号: 0781 文献标识码: A 文章编号: 0253-4177(2001)05-0580-07

# 1 引言

2

热毛细对流是由于自由面或界面的温度分布不 均匀而引起的表面张力梯度驱动流动,空间技术的 发展使表面张力梯度驱动对流受到重视 在浮区、 Czochralski和水平Bridgman 晶体生长中由于自由 面的存在,热毛细对流将改变界面前沿的温度梯度 和浓度梯度,从而影响着固/液界面的推移和掺杂在 熔体中的分布(宏观偏析).如果流动是非定常的,还 将导致晶体中化学组分的变化,即条纹的出现(微观 偏析)<sup>[1]</sup>.条纹导致晶体性能不均匀,并产生机械应 力和位错<sup>[2]</sup>.正因为流动对晶体生长有重要作用,熔 体中振荡是造成材料不均匀和缺陷的重要原因,掌 握熔体流动的状态,控制晶体生长条件,得到均匀的 晶体材料

在实际应用材料中,熔融的金属和半导体材料 都是小 Prandtl(Pr)数流体,它们基本上是不透明的 介质,且大多数为熔点高、表面能高、极易发生吸附 作用,表面对杂质非常敏感,导致实验上有一定的困 难 因而对于小 Pr 数介质,较多采用数值计算,研究 不定常流动起振的条件和机制 Schwabe 最早用透 明液体实时观测了热毛细对流<sup>[3]</sup>,O strach 阐述了在 不同晶体生长过程中自然对流和M arangoni 对流 对晶体生长的影响<sup>[4]</sup>, Schwabe 阐述了由切向温度 和浓度梯度所驱动的毛细对流在浮区生长、 Czochralski 生长、水平 bridgman 生长中的作用<sup>[5]</sup>, M uller 和O strogorsky 阐述了熔体流动的起因、对 流结构的测量和实验结果的讨论<sup>[6]</sup>, 胡文瑞和唐泽 眉小组研究了半浮区液桥的热毛细对流及对流不稳 定性转捩机制<sup>[7,8]</sup>.

本文所要研究的模型基于以下两种晶体生长过 程,一种类似于直接凝固的热交换法,用于生长大型 单晶材料<sup>[9]</sup>.它通过两侧石墨加热器将原料全部熔 化,控制底部热交换器的温度,保持籽晶不熔化;之 后降低底部热交换器的温度,使籽晶持续生长 在晶 体生长过程中,在坩埚上部原料熔化后形成一自由 界面,由于不断从底部散热,固/液界面向上推移,从 而晶体不断生长 另一种为竖直Bridgman-Stockbarger 方法,晶体熔化后会产生自由界面,这些自由 面上温度不均匀将驱动热毛细对流,影响晶体生长 过程中热与质的传输 这些同时具有自由面和凝固

 <sup>\*</sup> 科技部 95-预-34 资助项目及国家自然科学基金资助项目(编号: 19789201, 59706006).
 朱丽红 女, 1970年出生,博士后,研究兴趣为熔化材料的结晶以及晶体生长输运过程的数值模拟
 2000-04-05 收到, 2000-09-28 定稿

界面的过程可以归纳为如图 1 所示的模型,其中矩 形容器底部为固/液界面,上表面为一水平自由界 面,两侧为固壁,在靠近自由面的固壁局部区域可外 加温度差 在自由面上因表面张力不均匀性,将驱动 熔体热毛细对流 与通常研究的 Bridgm an 模型不 同之处在于,在水平 Bridgm an 模型中,热毛细对流 也由两侧的温度差所驱动,但底部为绝热条件,竖直 Bridgm an 模型具有轴对称性,熔体两侧的温度相 等,上下边界为固/液界面,并且没有考虑热毛细对 流的影响 而本文模型底部为固/液界面,要考虑材 料的相变条件,来研究晶体生长过程中热毛细对流 及其与凝固界面的相互作用



#### 图 1 二维模型的示意图

FIG 1 Schematic Drawing of Two-Dimensional Model

本文采用数值计算方法,研究微重力条件下二 维矩形容器内小 Prandtl 数镓熔体的定常热毛细对 流,分析 Re 数 几何纵横比A 和外加温差部分侧壁 相对高度 H 对熔体流动的影响 利用本文的结果可 以进一步研究熔体中的对流和扩散与凝固界面形态 不稳定之间的关联

## 2 数学模型

图 1 所示二维矩形容器, 取直角坐标系(x, y), x 沿长度方向为 0 x l, y 沿高度方向为 0 y h, 纵横比A = h/l, 高度 y = h(x) 为自由面 在矩形 容器两侧壁距自由面  $h_1$  高度处分别维持恒温  $T_H$  和  $T_c(T_c < T_H)$ , 侧壁其余部分绝热 容器上表面为自 由面, 并假设不变形(y = h(x) = h). 容器底面为固/ 液界面, 假设生长速度足够低, 且生长界面保持平 直, 则不同时刻流场特征可由不同纵横比A 条件下 的流场来很好地近似 本文讨论单质熔体, 其底面为 介质的熔点温度  $T_M$ . 在Boussinesg 近似下, 描述流 体定常运动问题的方程组可表示为:

$$\frac{\partial \mu}{\partial x} + \frac{\partial \nu}{\partial y} = 0 \tag{1}$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = v \left( \frac{\partial u}{\partial x^2} + \frac{\partial u}{\partial y^2} \right) - \frac{1}{\rho} \times \frac{\partial \rho}{\partial x} \quad (2)$$
$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = v \left( \frac{\partial v}{\partial x^2} + \frac{\partial v}{\partial y^2} \right)$$
$$- \frac{1}{\rho} \times \frac{\partial \rho}{\partial y} - g \beta (T - T_c)$$
$$(3)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \kappa (\frac{\partial T}{\partial x^2} + \frac{\partial T}{\partial y^2})$$
(4)

其中(1)为连续性方程, (2)和(3)为动量守恒方程, (4)为能量输运方程, V = (u, v, 0)为速度矢量; T为 温度; p为压力;  $\rho$ , v,  $\beta$ 和  $\kappa$ 分别为密度、运动学粘 度、热膨胀系数和热扩散系数; g为重力加速度 对 于稳定微重力环境  $g = 10^{-6}g_0(g_0 = 9.8 \text{m/s}^2)$ 为地球 上重力加速度),可忽略其影响 假设表面张力为温 度的线性函数  $\sigma = \sigma_0 + \sigma_1(T - T_0)$ ,其中表面张力为温 度系数  $\sigma_1 = -\frac{\Delta T}{\partial T}, T_0 = \frac{1}{2}(T_{\text{H}} + T_{\text{C}}), \sigma_0 为 T_0$ 时表 面张力 由表面张力梯度与粘性应力平衡得到参考 速度,  $U_0 = |\sigma_1|\Delta T / \rho_v$ ,外加温度差  $\Delta T = T_{\text{H}} - T_{\text{C}}$ 

定义无量纲参量:

$$X = \frac{x}{h}, Y = \frac{y}{h}, U = \frac{u}{U_0}, V = \frac{v}{U_0}, H = \frac{h_1}{h},$$
  
$$\Theta = \frac{T - T_C}{T_C - T_M} = \frac{T - T_C}{\Delta T}, P = \frac{p}{\rho U_0^2}, \text{Re} = \frac{U_0 h}{v},$$
  
$$M = \frac{U_0 h}{\kappa}, \text{Pr} = \frac{v}{\kappa} = \frac{M a}{\text{Re}}$$
(5)

其中 (U, V, 0)、P、 $\Theta$ 分别为无量纲速度、压力和 温度;  $\Delta T = T_{C}$ -  $T_{M}$ 表示矩形容器垂直方向上最 小温差, 一般  $\Delta T > 0$  M a, R e, Pr 分别为M arangoni 数, Reynolds 数和 Prandtl 数 H 表示为侧壁加 热部分的相对高度 忽略重力作用, 方程组(1)—(4) 式无纲量形式为:

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \tag{6}$$

$$U \frac{\partial U}{\partial t} + V \frac{\partial U}{\partial t} = - \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial U}{\partial t^2} + \frac{\partial U}{\partial t^2} \right)$$
(7)

$$U \frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial t} = - \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{1}{\operatorname{Re}} \left( \frac{\partial V}{\partial t^2} + \frac{\partial V}{\partial t^2} \right) \quad (8)$$

$$U \frac{\partial \Theta}{\partial t} + V \frac{\partial \Theta}{\partial t} = \frac{1}{Ma} \left( \frac{\partial \Theta}{\partial t^2} + \frac{\partial \Theta}{\partial t^2} \right)$$
(9)

相应的无量纲边界条件可表示为:

581

X = 0, 1 - H Y  $1: U = 0, V = 0, \Theta = \frac{\Delta T}{\Delta T}$ (10a)

$$X = \frac{1}{A}, 1 - H \qquad Y \qquad 1: U = 0, V = 0, \Theta = 0$$
(10b)

$$X = 0, 0$$
  $Y$   $1 - H: U = 0, V = 0, \frac{\partial \Theta}{\partial t} = 0$ 
(10c)

$$X = \frac{1}{A}, 0 \qquad Y < 1 - H : U = 0, V = 0, \frac{\partial \Theta}{\partial t} = 0$$
(10d)

$$Y = 0, 0$$
  $X$   $\frac{1}{A}: U = 0, V = 0, \Theta = -1$ 

(10e)  
$$Y = 1, 0 \quad X \quad \frac{1}{A} : V = 0$$
 (10f)

$$\frac{\partial J}{\partial Y} = - \frac{\Delta T}{\Delta T} \times \frac{\partial \Theta}{\partial X}$$
(10g)

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = -Bi(\Theta - \Theta_t)$$
 (10h)

其中 Biot 数Bi=  $\kappa_{e}h/\kappa$ ,  $\kappa_{e}$  为气体热扩散率 本文 只考虑上表面为绝热的情况, 故取Bi= 0 所求问题 化为在边界条件(10a)—(10h)式下, 求解方程组 (6)—(9)式

采用有限差分方法将上述方程组(6)—(9)式和 相应的边界条件(10a)—(10h)式进行离散,所有空 间微分采用中心差分格式,边界离散采用二阶精度 格式 对流项采用乘方格式 利用交错网格的 SM -PLE 算法迭代求解,迭代收敛判别条件为:

$$\frac{U - U_0}{U_0} \left| 10^{-5}, \left| \frac{V - V_0}{V_0} \right| 10^{-5}, \left| \frac{\Theta - \Theta_0}{\Theta_0} \right| 10^{-5}.$$
(11)

其中  $U, V, \Theta$  为当前的计算值,  $U_0, V_0, \Theta$  为前一次的计算值 考虑在高 Re 数时, 侧壁附近流场变化 剧烈, 故采用非均匀的网格, 在侧壁和上下边界处网 格加密 采用 30×30, 40×40, 50×50 三种非均匀网 格进行计算, 发现当网格数目从 40×40 增加到 50 ×50 时, 自由表面温度分布计算结果没有明显的变 化 综合 CPU 时间和计算精度, 本文选取 40×40 计 算网格 为了验证程序, 计算了 Zeb ib 等人所给出的 典型问题<sup>[10]</sup>, 得到了相同的计算结果 本文研究对 象为 Ga 熔体, 其物性参数如表 1 所示

7

表1 镓(Ga)的物性参数

Table 1Thermophysical Properties of Gallium

$\sigma_{\rm T}/({\rm N} \cdot {\rm m}{\rm K}^{-1})$	$\rho/(kg$	• m <sup>-3</sup> )	$v/(m^2 \cdot s^{-1})$
- 0.10 × 10 <sup>-</sup>	<sup>3</sup> 6.09	$\times 10^{3}$	$3.2 \times 10^{-7}$
$\kappa/(m^2 \cdot s^{-1})$	h/m	Pr	$T_{\rm M}/{\rm K}$
1.05 × 10 <sup>-5</sup>	1.0×10 <sup>-2</sup>	0.024	302.8

# 3 计算结果和讨论

## 3.1 Re 数对热毛细对流影响

取 H = 0.5, A = 1, 研究 Reynolds 数 Re= 2.036 × 10<sup>2</sup>, 2.036 × 10<sup>3</sup>, 2.036 × 10<sup>4</sup> (即  $\Delta T =$ 0.1, 1 和 10) 情况下 Ga 熔体内热毛细对流的温度 场和流场变化 图 2(a)—(c) 分别给出了相应条件 下的等温线和流线分布 当 Re= 2.036 × 10<sup>2</sup> 时, 流 场有两个涡, 流动仅影响到上半部区域温度场的变 化, 底部区域温度场均匀 随着 Re 增加, 整个流场 形成一个涡, 对流相对于扩散作用越来越强, 并影响 到底部区域温度场变化, 固/液界面附近的温度场由 平直变为倾斜(图 2(c)).

表面温度分布和速度分布是热毛细对流重要特 征,图 3 给出了 Re 数对 Ga 熔体自由面的温度分 布、速度分布及X = 0.5 位置速度U 分布的影响 当 Re 较小时,自由面温度变化不大,有一最小值;随着 Re 增大,温度梯度由热端向冷端单调递减 当 Re 数较小时,自由面的速度呈现正弦曲线,这与流场中 呈现两个涡是相符的; Re 数增加时,速度变化不大 自由表面处速度U 始终保持最大; U = 0 的位置随 着 Re 数增大而向下移动,表明 Re 数越大,流动越 强烈,流动向下扩展,这与图 2 结果是一致的

Pr 数大小取决于材料的物理性质, 它反映了热 传输中对流传热和传导传热所占的相对比重, 当 Pr < 1 时热量主要靠传导来传输 当 Re 数很小时, 对 流比较弱, 只影响到熔区的上半区域, 下半区域主要 受扩散作用的影响 当 Re 数增加时, 对流会影响到 整个熔区, 在固/液界面附近温度分布是对流和扩散 双重作用的结果 在较小 Re 数流场等值线中, 对流 涡中心偏向冷端, 当 Re 数增大时对流涡中心则移 向中部, 因此 Pr< 1 情况下冷端热毛细对流影响更 重要 这与 Pr> 1 时对流涡中心偏向热端, 热端热毛 细对流更重要的情况截然不同<sup>[11]</sup>. 它们的差别主要 取决于 Pr 数大小



图 2 Re 数过 Ca 熔体温度场(上图) 和流场(下图) 的影响, 给出流函数最大和最小值, 其中A = 1, H = 0.5 (a) Re= 2.036 × 10<sup>2</sup>,  $\Psi_{max} = 7.956 \times 10^{-3}, \Psi_{min} = -2.656 \times 10^{-2}$ ; (b) Re= 2.036 × 10<sup>-3</sup>,  $\Psi_{max} = 3.165 \times 10^{-6}, \Psi_{min} = -9.256 \times 10^{-3}$ ; (c) Re= 2.036 × 10<sup>4</sup>,  $\Psi_{max} = 3.804 \times 10^{-5}, \Psi_{min} = -3.566 \times 10^{-3}$ .

FIG 2 Effect of Reynolds N um ber on Isotherm s(Upper) and Stream lines (Low er) in the M elt for A = 1, H = 0.5 (a) Re= 2.036 × 10<sup>2</sup>,  $\Psi_{max} = 7.956 \times 10^{-3}$ ,  $\Psi_{min} = -2.656 \times 10^{-2}$ ; (b) Re= 2.036 × 10<sup>3</sup>,  $\Psi_{max} = 3.165 \times 10^{-6}$ ,  $\Psi_{min} = -9.256 \times 10^{-3}$ ; (c) Re= 2.036 × 10<sup>4</sup>,  $\Psi_{max} = 3.804 \times 10^{-5}$ ,  $\Psi_{min} = -3.566 \times 10^{-3}$ .





## 3.2 H 对热毛细对流影响

2

取 R e= 2.036 ×  $10^3$ , A = 1研究 H = 0.25, 0.5, 0.75, 1 情况下 Ga 熔体内温度场分布 (如图 4 所示). 矩形容器内流动是表面张力梯度所驱动的, 当 R e 相同时, 流线图是相近的, 如图 2(b) 所示 从图 4 可知, 随着 H 值增加, 流动将在整个区域内发展, 并 使高温向下扩展, 等温线也更加弯曲, 当 H = 1时,

## 对流效应影响到熔体固/液界面前沿温度场的分布

图 5 给出了不同*H* 值时熔体自由面温度分布, 速度分布及 X = 0.5 位置速度 U 分布 *H* 值较小时,温度曲线有最小值,随着 *H* 值增加,自由表面温 度单调地减少,在相同自由表面位置温度也随着 *H* 值增加略升高;速度呈现单峰并存在一最大值,随着 *H* 值增加,最大值向冷端偏移,在自由表面速度处 始终保持最大,*H* 值大小对速度 U 分布影响不大

5 期

在相同 Re 数和A 值条件下, H 值对自由面的温度 分布和速度分布影响均不大, 但对整个熔区的温度 场有重要影响 在晶体生长过程中, 若存在自由面,

584

即使很小H 值也会驱动热毛细对流,在热毛细对流的作用下,将影响到整个熔区的温度场,从而改变固 /液界面附近热分布





FIG 5 Flow Properties as a Function of H for Re=  $2.036 \times 10^3$ , A = 1.0 (a) Surface Temperature; (b) Surface V elocity U; (c) V elocity U on X = 0.5

## 3.3 A 对热毛细对流影响

取 Re= 2.036 × 10<sup>4</sup>, H = 0.5, 研究 A = 0.2, 0.5, 2 时熔体内热毛细对流温度场和流场分布特 性 图 6(a)、(b)和(c)分别为A = 0.2, 0.5和 2 时温 度等值线和流线图 当A < 1时,随着A减少,自由 面热端处温度梯度比较大,因而自由面速度在热端 也将增大,驱动热毛细对流也比较强,流动沿着整个 区域发展, 温度场等值线变得弯曲 流场图中对流涡 中心偏向冷端更加明显 当A > 1(A = 2.0)时, 流动 影响着熔区上半区域, 该区域温度等值线变得比较 弯曲, 熔区底部附近主要受扩散作用, 同时受到对流 影响, 温度等值线略向上弯曲  $\lambda X = 0.5$ 处速度U分布图可知, 当A = 2时在 Y = 0.38处速度U 降为 零, 这表明当A = 2时流动仅影响到熔区的上半区 域, 在固/液界面附近扩散作用起主导作用

2



图 6 纵横比A 对 Ga 熔体温度场(上图)和流场(下图)的影响,给出流函数最大值和最小值,其中Re= 2.036×10<sup>4</sup>, H = 0.5 (a)A = 0.2,  $\Psi_{max}$ = 1.413×10<sup>-4</sup>,  $\Psi_{min}$ = - 1.414×10<sup>-3</sup>; (b)A = 0.5,  $\Psi_{max}$ = 5.022×10<sup>-5</sup>,  $\Psi_{min}$ = - 3.044×10<sup>-3</sup>; (c)A = 2.0,  $\Psi_{max}$ = 9.018×10<sup>-5</sup>,  $\Psi_{min}$ = - 2.125×10<sup>-3</sup> (左图为温度场, 右图为流场).

FIG 6 Effect of A spect Ratio A on Isothem s (Upper) and Stream lines (Lower) in the Ga M elt for Re= 2.036 × 10<sup>4</sup>, H = 0.5 (a)A = 0.2,  $\Psi_{max} = 1.413 \times 10^{-4}$ ,  $\Psi_{min} = -1.414 \times 10^{-3}$ ; (b)A = 0.5,  $\Psi_{max} = 5.022 \times 10^{-5}$ ,  $\Psi_{min} = -3.044 \times 10^{-3}$ ; (c)A = 2.0,  $\Psi_{max} = 9.018 \times 10^{-5}$ ,  $\Psi_{min} = -2.125 \times 10^{-3}$  (Left: Isothem s, Right: Stream lines).

# 4 结论

本文对小 Pr 数 Ga 熔体在微重力晶体生长中 定常热毛细对流进行了数值模拟研究 结果表明,即 使自由面两侧的温度差仅为 0.1K,熔体内部温度场 将发生变化;当温度差增加即 Re 数增加时,熔体内 部对流加强,对流和扩散相互作用导致温度场分布 更加不均匀 无论多小的 H 值,若自由面存在温差, 都会驱动热毛细对流;随着 H 值增加,热毛细对流 会扩展到整个熔区 几何纵横比A 对熔体内温度场 和流场分布也有影响,当A 比较大时,在固/液界面 附近扩散起主导作用

本文所研究的热毛细对流体系,同时具有上边 界的非等温自由面和与它平行的下部凝固界面,其 研究结果揭示了这种体系的稳态流场和温度场分布 特性,为进一步研究热毛细对流对凝固界面形态不 稳定性的影响奠定了基础

#### 参考文献

- G M uller, Convection and Inhomogeneities in Crystal Grow th from the Melt, in Crystal, Ed by H. C. Freyhardt, Berlin, Spring, 1989, 12: 1.
- J. Volkl, Stress in the Cooling Crystal, in Handbook of Crystal Grow th, Ed by D. T. J. Hurle, 1994, Am sterdam, North-Holland, 2b: 821.
- [3] D. Schwabe, Marangoni Effects in Crystal Growth Melts, Physico Chem. Hydrodyn, 1981, 2: 263
- [4] S Ostrach, Fluid M echanics in Crystal Growth, J. Fluids Eng., 1983, 105: 5.
- [5] D. Schwabe, Surface-Tension-Driven Flow in Crystal Grow th Melts, in Crystal, Ed by H. C. Freyhardt, 1988, Berlin, Spring, 11: 75
- [6] G M uller and A. O strogorsky, Convection in M elt Grow th, in Handbook of Crystal Grow th, Am sterdam, North-Holland, 1994, 2b: 709.
- [7] HU Wen-rui and XU Suo-chang, Microgravity Fluid Mechanics, 1999, Chinese Sciences Press (in Chinese) [胡文瑞, 徐硕

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

#### 昌, 微重力流体力学, 1999, 科学出版社].

- [8] TANG Zermei and HU Wen-rui, Instability and Transient Process of Themocapillary Convection in the Half Floating Zone, Advances in Mechanics, 1999, 29: 461—470 (in Chinese)[唐泽眉, 胡文瑞, 半浮区热毛细对流的不稳定性与 转捩, 力学进展, 1999, 29: 461—470].
- [9] YN Fang-qing, Recent Progress of Heat Exchange M ethod, Synthetic Crystal Growth, 1984, 13: 230 (in Chinese) [殷芳

#### 卿, 热交换法进展现状, 人工晶体生长, 1984, 13: 230].

- [10] A. Zebib, G.M. Hom sy and E.M. eiburg, High Marangoni Number Convection in a Square Cavity. Phys Fluids, 1985, 28: 3467.
- [11] ZHU Li-hong, LU Q iu-sheng and HU W en-rui, Themocapillary Convection of M elt in a Rectangular Cavity, A cta M echanics Sinica (English Series), submitted

# Thermocapillary Convection in Low-Prandtl Fluid in an Open Rectangular Cavity Under M icrogravity Condition<sup>\*</sup>

#### ZHU Li-hong, L U Q iu-sheng and HU W en-rui

(N ational M icrogravity Laboratory, Institute of M echanics, The Chinese A cadeny of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract The steady themocapillary convection of gallium melt with a low Prandtl number in an open rectangular cavity underm icrogravity condition has been investigated by using finite-difference method. The effect of Reynolds number, aspect ratio A of the cavity and the dimensionless height H of the heating side on the isothem s and stream lines of melt has been discussed. Simulation results show that themocapillary convection has great influence on the temperature distribution of low Prandtl number melt, and affects the process of crystal grow th as well. The temperature field varies even if the temperature difference is only 0.1K. Increasing the temperature difference or Re number, the flow will be increased to make the distribution of the temperature field nonuniform ly. A s long as there exists the temperature difference on the free surface, themocapillary convection will be driven no matter how small H is in this way the temperature distribution near the solid-liquid interface is affected. With H and Re increasing, themocapillary convection develops in the bulk melt. The aspect ratio A has also an important influence on the temperature and flow field. If A is large, the diffusion would play amain role on the front of solid/liquid interface

Key words: them ocapillary convection; microgravity; crystal grow th; low Prandtl number PACC: 4425; 4710; 8180; 6150C Article D: 0253-4177 (2001) 05-0580-07

<sup>\*</sup> Project Supported by Advanced Research Program of the Department of Science and Technology Under Grant No. 95-yu-34 and National Natural Science Foundation of China Under Grant Nos 19789201 and 59706006

ZHU Li-hong female, was born in 1970, postdoctoral of National Microgravity Laboratory, whose research interests are in the solidification of melt materials and numerical simulation of transport processes in the crystal grow th

Received 5 April 2000, revised manuscript received 28 September 2000