

doi:10.11835/j.issn.1000-582X.2019.09.001

旋转和磁场耦合作用对振荡 Marangoni-热毛细对流的影响

马 力, 彭 岚, 高 键, 朱承志

(重庆大学 a. 动力工程学院; b. 低品位能源利用技术及系统教育部重点实验室, 重庆 400044)

摘要: 双向温度梯度下环形浅液池内的硅熔体中会形成 Marangoni-热毛细对流, 当其中一个温度梯度超过临界值时, 流动会变成三维振荡流动, 同时, 自由表面上的辐射换热还会使流动变得更加复杂。为了寻找有效削弱三维振荡流动的方法, 通过三维数值模拟分别研究了只有液池旋转、只有轴向磁场和两者耦合时环形浅液池内的 Marangoni-热毛细对流。结果表明, 液池旋转和轴向磁场都可以对 Marangoni-热毛细对流产生一定的削弱作用, 而两者的耦合会相互促进。考虑到磁场的负面效果, 在尽量小的磁场强度下获得了维持轴对称稳态流动的最佳参数组合。

关键词: 旋转; 轴向磁场; 热毛细对流; 环形液池

中图分类号: O782; TK123 **文献标志码:** A **文章编号:** 1000-582X(2019)09-001-09

Coupling effect of pool rotation and axial magnetic field on Marangoni-thermocapillary convection

MA Li, PENG Lan, GAO Jian, ZHU Chenzhi

(a. Key Laboratory of Low-grade Energy Utilization Technologies and Systems, Ministry of Education;
b. College of Power Engineering, Chongqing University, Chongqing 400044, P. R. China)

Abstract: There is Marangoni-thermocapillary convection of silicon melt in annular shallow pool submitted to bidirectional temperature gradients. When either of them exceeds the critical value, the flow becomes a three-dimensional oscillatory convection, which becomes complicated by thermal radiation on the free surface. In order to find an effective method to suppress the three-dimensional oscillatory convection, a series of three-dimensional numerical simulations, considering only pool rotation or only axial magnetic field or their coupling, are carried out. It is found that both pool rotation and axial magnetic field can suppress Marangoni-thermocapillary convection to a certain extent, and their combination can promote the suppression further. To avoid the negative effect of the magnetic field, the optimal parameters to maintain axisymmetric steady flow is obtained under the minimum magnetic field intensity.

Keywords: rotation; axial magnetic field; thermocapillary convection; annular pool

在 Czochralski(Cz) 提拉法生产晶体过程中, 由于 Marangoni-热毛细对流的存在会引起熔体界面温度和杂质浓度的波动, 进而影响固-液界面形状以及杂质在晶体中的分布, 甚至引起物性参数的变化。为了提高

收稿日期: 2019-02-15

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(51276203)。

Supported by National Natural Science Foundation of China (51276203).

作者简介: 马力(1991—), 男, 硕士研究生, 主要从事功能材料制备及加工过程中的热物理研究, (E-mail) 20104056@cqu.edu.cn

通讯作者: 彭岚, 女, 教授, 博士生导师, (E-mail) penglan@cqu.edu.cn。

晶体生长质量,人们对 Marangoni-热毛细对流的产生及发展机理进行了深入研究,在此基础上探索削弱 Marangoni-热毛细对流的方法。Ueno 等^[1]实验发现,在不同的垂直温度梯度和水平温度梯度下会出现 5 种不同的热毛细对流结构。Sakhy 等^[2]通过数值模拟进一步表明,规则的流胞主要是由 Marangoni-热毛细作用引起的。Touihri 等^[3]的研究则考虑了更多的因素,探索了同时存在底部加热和自由表面散热的圆柱形液层内的热毛细-浮力对流。除了传热之外,传质同样会对热毛细对流产生影响,张利等^[4]发现,热毛细对流和表面蒸发相互耦合、相互影响。

系统旋转常常用来削弱自由表面的温度波动,以此获得均匀的温度场。Jou 等^[5]发现,由于科氏力的作用,旋转能够削弱热对流,提高流动的稳定性。Li 等^[6]研究了液池旋转对环形浅液池内硅熔体流型转变过程的影响。Shi 等^[7]通过线性稳定性分析证实了液池旋转能够增强流动的稳定性。Sim 等^[8]进一步研究指出,当 Ta 数较小时,旋转对流动的影响很小;当 Ta 数较大时,流动结构将会发生变化。Zhang 等^[9]确定了不同转速下环形浅液池中热毛细对流失稳的临界热流密度,发现临界热流密度随转速的增加而增大。Yin 等^[10]对低转速旋转液池中的热毛细对流进行了深入研究,确定了流动失稳临界条件,并且利用能量分析进一步阐明了流动失稳的机理。

除了液池旋转外,磁场的加入也可以有效地削弱表面张力引起的热对流,而不同类型的磁场削弱效果也不尽相同。在环形液池中,轴向磁场对径向流动的削弱效果明显,当磁场强度超过某一临界值时,三维震荡流动将变成轴对称稳定流动^[11]。对于径向流动,轴向磁场的削弱效果比会切磁场的削弱效果更好^[12],但是会切磁场对改善晶体生长中的径向偏析更为有利^[13-14]。横向旋转磁场能够搅拌熔体内的周向流动,并且削弱轴向流动,可以有效地控制浮区法晶体生长中的热表面张力流^[15]。磁场也有一些负面效应。Yao 等^[16]的研究发现,施加的磁场较小时,反而会削弱流动的稳定性。Hoshikawa 等^[17]实验研究表明,轴向磁场能够改善硅晶体轴向电阻率的均匀性,同时也会增加其轴向含氧量,导致杂质的偏析。不少学者耦合了磁场和旋转进行研究。Zhou 等^[18]指出,在一定强度的旋转磁场作用下,当晶体和坩埚旋转方向相同时,熔体和晶体中氧浓度含量最低。Takagi 等^[19]的数值模拟研究表明,在较缓慢的液池速度下添加较小强度的轴向磁场,其耦合作用对热流体波的削弱效果甚至比高液池转速单独作用的削弱效果更好。

虽然旋转和磁场都会对 Marangoni-热毛细对流产生一定的削弱作用,但是又都有其局限性,因此,研究耦合液池旋转和轴向磁场作用下的 Marangoni-热毛细对流特性将是一种新的尝试。为了与工业实际生产过程更为接近,考虑了底部加热和自由表面辐射散热的影响。

1 数学物理模型

图 1 为环形浅液池的物理模型。环形浅液池的内半径、外半径、液池深度分别表示为 r_i, r_o, d ,其中 $r_i = 15 \text{ mm}$, $r_o = 50 \text{ mm}$, $d = 3 \text{ mm}$ 。研究介质硅熔体充满整个环形浅液池,它的物性参数如表 1 所示。液池内壁面温度、外壁面温度、水平温差分别表示为 $T_c, T_h, \Delta T$,其中 $T_c = 1683 \text{ K}$, $T_h = 1696 \text{ K}$, $\Delta T = T_h - T_c$ 。环形浅液池顶部为平整的自由表面,对外辐射换热(环境温度 $T_a = 1599 \text{ K}$),底部均匀加热,热流密度为 q 。液池围绕 Z 轴逆时针旋转,角速度为 Ω ($\Omega \leq 3 \text{ r/min}$),同时有静态磁场沿 Z 轴负方向穿过硅熔体,其强度用 B_0 表示。

为了简化计算,需要忽略一些次要影响因素,做如下假设:
1) 硅熔体的密度几乎不发生变化,可以认为是不可压缩牛顿流体;2) 液池内硅熔体流速较低,液池尺寸较小,所有流动均可认为是层流;3) 液池内硅熔体与外界没有质量交换,且流动缓慢,可以认为自由表面平整无变形;4) 热毛细力作用仅存在于硅熔体的自由表面,固壁处均满足无滑移边界条件;5) 表面张力为温度的线性函数,其他物性参数均考虑为常数;6) 所有边界均视为电绝缘边界。

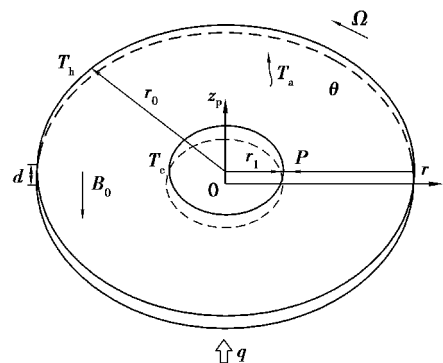


图 1 环形浅液池物理模型

Fig. 1 Configuration of system

表1 硅熔体物性参数($T=1\ 683\ \text{K}$)^[19]Table 1 Physical properties of silicon melt at $T=1\ 683\ \text{K}$ ^[19]

参数	数值
$\rho/(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	2 530
$\sigma/(\text{S} \cdot \text{m}^{-1})$	1.2×10^6
$c_p/(\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	1 000
$\mu_0/(\text{H} \cdot \text{m}^{-1})$	1.26×10^{-6}
T_m/K	1 683
$\gamma_T/(\text{N} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	-7.0×10^{-5}
$\lambda/(\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	64
$\mu/(\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	7.0×10^{-4}

根据上述假设,无量纲控制方程如下:

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \tau} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} = -\nabla P + \nabla^2 \mathbf{V} + \mathbf{F}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + \mathbf{V} \cdot \nabla \Theta = \frac{1}{Pr} \nabla^2 \Theta. \quad (3)$$

式(2)中, \mathbf{F} 代表洛伦兹力,其无量纲分量为

$$F_R = -Ha^2 \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} + V_R \right) e_R, \quad (4)$$

$$F_\theta = -Ha^2 \left(-\frac{\partial \varphi}{\partial R} + V_\theta \right) e_\theta, \quad (5)$$

$$F_Z = 0. \quad (6)$$

其中, φ 为电势,由下述方程确定

$$\nabla^2 \varphi = \nabla \cdot (\mathbf{V} \times \mathbf{B}). \quad (7)$$

边界条件为:

自由表面($Z=D, R_i < R < R_o, 0 \leq \theta \leq 2\pi$)

$$\frac{\partial V_R}{\partial Z} = -\frac{Ma}{Pr} \frac{\partial \Theta}{\partial R}, \frac{\partial V_\theta}{\partial Z} = -\frac{Ma}{Pr} \frac{\partial \Theta}{R \partial \theta}, \frac{\partial \Theta}{\partial Z} = -H_R (\Theta - \Theta_a), V_Z = 0, \frac{\partial \varphi}{\partial Z} = 0; \quad (8)$$

底部($Z=0, R_i < R < R_o, 0 \leq \theta \leq 2\pi$)

$$\frac{\partial \Theta}{\partial Z} = -Q, V_R = V_Z = 0, V_\theta = Re_R \cdot R, \frac{\partial \varphi}{\partial Z} = 0; \quad (9)$$

内壁面($0 \leq Z \leq D, R=R_i, 0 \leq \theta \leq 2\pi$)

$$\Theta = 0, V_R = V_Z = 0, V_\theta = Re_R \cdot R_i, \frac{\partial \varphi}{\partial R} = 0; \quad (10)$$

外壁面($0 \leq Z \leq D, R=R_o, 0 \leq \theta \leq 2\pi$)

$$\Theta = 1, V_R = V_Z = 0, V_\theta = Re_R \cdot R_o, \frac{\partial \varphi}{\partial R} = 0; \quad (11)$$

初始条件($\tau=0$):

$$\tau = 0, \Theta = 0, V_R = V_Z = V_\theta = 0, \varphi = 0; \quad (12)$$

控制方程中的 $V, P, \Theta, B, \varphi, Pr$ 和 Ha 分别是无量纲速度、压力、温度、磁场强度、电势、普朗特数和哈特

曼数,边界条件中的 Q 、 τ 、 H_R 、 Re_R 和 Ma 分别是无量纲热流密度、时间、辐射换热系数、旋转雷诺数和 Marangoni 数,其定义式如下,

$$V = \frac{v}{\nu/(r_o - r_i)}, P = \frac{p}{\rho\nu^2/(r_o - r_i)^2}, \Theta = \frac{T - T_c}{\Delta T}, B = \frac{B}{B_0}, \varphi = \frac{\varphi}{\nu B_0}. \quad (13)$$

$$Pr = \frac{\nu}{a}, Ha = B_0(r_o - r_i) \sqrt{\sigma/(\rho\nu)}, Q = \frac{q}{\lambda\Delta T/(r_o - r_i)}, \tau = \frac{t}{(r_o - r_i)^2/\nu}. \quad (14)$$

$$H_R = \frac{\varepsilon\sigma(r_o - r_i)(T^2 + T_a^2)(T + T_a)}{\lambda}, Re_R = \frac{2\pi\Omega(r_o - r_i)^2}{60\nu}, Ma = \frac{\gamma_T\Delta T(r_o - r_i)}{\mu\alpha}. \quad (15)$$

在低转速的浅液池中,浮力的影响可以忽略不计^[6,20],在控制方程中忽略了浮力项。

控制方程采用有限差分法离散处理,对流项采用 QUICK 格式,扩散项采用二阶中心差分格式,压力-速度耦合采用 PISO 算法,压力插值采用 PRESTO 算法。网格采用 $90^R \times 40^Z \times 120^\theta$ 的非均匀网格,时间步长为 $4.52 \times 10^{-8} \sim 4.52 \times 10^{-6}$ 。

为了验证网格的独立性,在 $Ma = 1798$ 、 $Q = 1.514$ 、 $Re_R = 464$ 和 $Ha = 20$ ($\Delta T = 13$ K, $q = 3.6$ W/cm², $\Omega = 1$ r/min, $B_0 = 13.8$ mT) 时,取不同的网格进行计算,结果如表 2 所示。考虑到计算精度和计算成本,选取 $90^R \times 40^Z \times 120^\theta$ 的网格是合理的。为了验证程序的正确性,模拟计算了与 Zhang 等^[9]的图 7(a)相同的情况,结果如图 2(a)所示。可以发现,与 Zhang 等^[9]的计算结果十分吻合。

表 2 网格独立性验证

Table 2 Verification of grid independence

网格数	振荡周期(S)	相对误差/%	表面波数
$70^R \times 80^\theta \times 30^Z$	—	—	0
$80^R \times 100^\theta \times 35^Z$	10.707	6.10	4
$90^R \times 120^\theta \times 40^Z$	10.091	1.91	4
$100^R \times 140^\theta \times 45^Z$	10.288	—	4

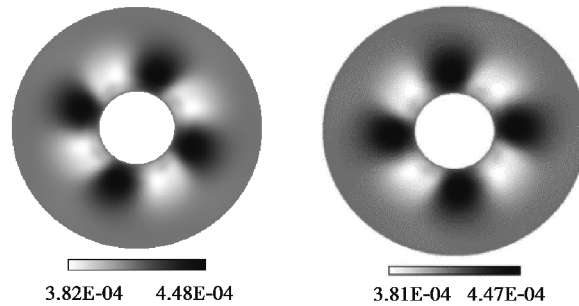


图 2 文中计算结果(左)与文献[9]计算结果(右)的比较

Fig. 2 The comparison of the presented result with that in Ref. [9]

2 结果与讨论

2.1 双温度梯度下的三维振荡流动

底部热流 Q 的存在会导致 Marangoni 对流,水平温差 ΔT 的存在会导致热毛细对流,当两者同时存在时,则会产生 Marangoni-热毛细对流。当底部无因次热流密度 Q 或 Marangoni 数超过相应的某一临界值时,硅熔体内将会出现三维振荡状态的 Marangoni-热毛细对流。图 3 中曲线显示了自由表面监测点 P ($R = 0.571, \theta = 0, Z = 0.086$) 在 $Ma = 1798$ 、 $Q = 1.514$ 、 $Re_R = 0$ 和 $Ha = 0$ 时的径向速度和温度的时变曲线。从图中可以发现,径向速度曲线和温度曲线均表现为周期性振荡,但是温度的振荡稍微超前于径向速度的振荡。

定义温度波动 $\delta\Theta$ 和 R - Z 截面上的流函数 ψ 分别如下,

$$\delta\Theta(R, \theta, Z) = \Theta(R, \theta, Z) - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Theta(R, \theta, Z) d\theta, \tag{16}$$

$$V_R = \frac{1}{R} \frac{\partial\psi}{\partial Z}, V_Z = -\frac{1}{R} \frac{\partial\psi}{\partial R}. \tag{17}$$

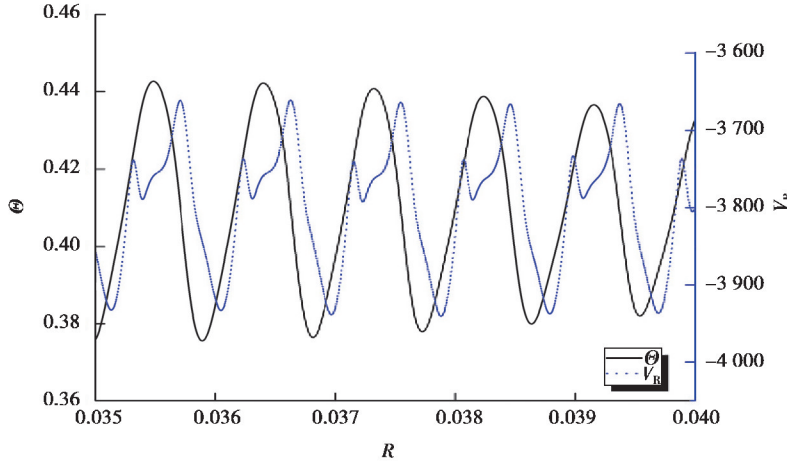


图 3 $Re_R=0$ 和 $Ha=0$ 时监测点 P 处温度和径向速度随时间的变化

Fig. 3 Ranges of temperature and radial velocity at the monitoring point P when $Re_R=0$ and $Ha=0$.

从图 4(a)可以看到,自由表面温度波动呈花瓣状结构,波数 $m=11$,此时流动的不稳定性主要集中在内壁附近,并且在由内壁向外壁传播的同时逐渐减弱。图 5(a)进一步给出了 R - Z 截面上的等流函数线分布,这里,逆时针流向为正,顺时针流向为负。可以看到,内壁面附近存在一个逆时针方向的流胞,而外壁面附近存在一个顺时针方向的流胞,并且逆时针方向的流胞占主导地位。由于底部热流的存在,自由表面的径向温度分布不再是单调递增,而是先增大、后减小,在外壁附近达到最大值,由此形成 2 个分别指向内、外壁的温度梯度,进而产生 2 个反向的表面张力梯度。在表面张力梯度的驱动下,自由表面的流体从最高温度点处分别流向内、外壁,然后,在底部形成相反方向的回流,最终产生 2 个反向的流胞。同时,可以看到在外壁附近的表面上还有一个微小的逆时针流胞,这主要是因为自由表面的辐射散热,使得外壁面附近的熔体温度略低于外壁面温度,形成了一个由内壁面指向外壁面的温度梯度。为了更好地了解熔体内部的流动,图 6(a)给出了 $R=0.571$ 处, θ - Z 截面上的周向速度分布。由于周向温度分布不均匀,导致存在沿逆时针和顺时针方向(逆时针为正,顺时针为负)的 2 个区域,并且 2 个区域在周向上交替出现。此时,沿逆时针方向的流动和沿顺时针方向的流动强度相当。

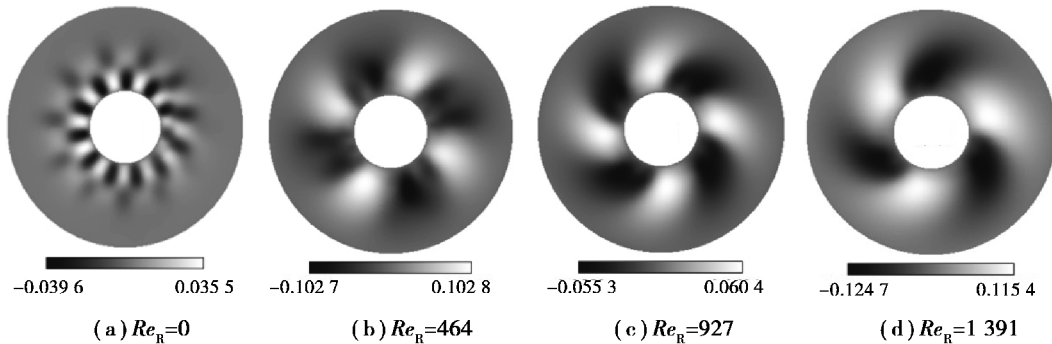


图 4 $Ha=0$ 时自由表面温度波动 $\delta\Theta$

Fig. 4 Snapshots of temperature fluctuation on the free surface when $Ha=0$

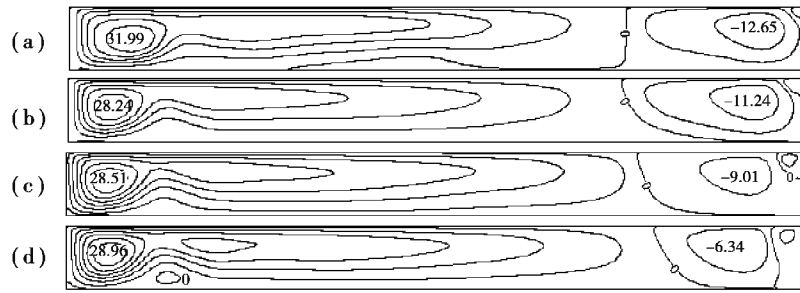


图 5 $Ha=0$ 时 $\theta=0$ 处 $R-Z$ 截面上的流函数:

(a) $Re_R=0$; (b) $Re_R=464$; (c) $Re_R=927$; (d) $Re_R=1391$

Fig. 5 Pseudo streamlines on the $R-Z$ plane at $\theta=0$ when $Ha=0$:

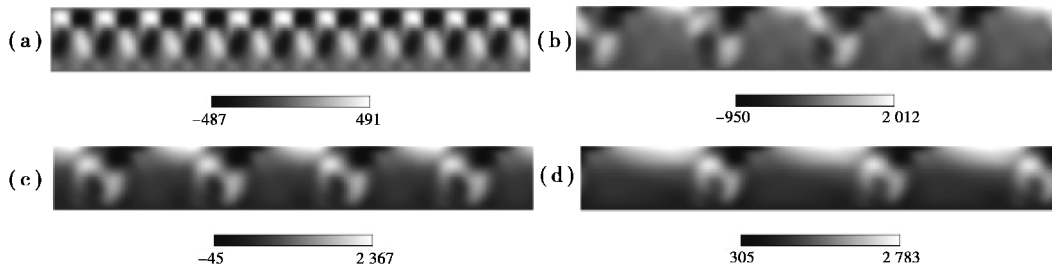


图 6 $Ha=0$ 时 $R=0.571$ 处 $\theta-Z$ 截面上周向速度分布:(a) $Re_R=0$; (b) $Re_R=464$;

(c) $Re_R=927$; (d) $Re_R=1391$

Fig. 6 Snapshots of the circumferential velocity on the $\theta-Z$ plane at $R=0.571$ when $Ha=0$:

2.2 液池转速对三维震荡流动的影响

液池旋转时,硅熔体不仅受到热毛细力作用,还受到科氏力作用,其温度场和流场都会发生相应变化。此时,流动仍然保持三维振荡流动,但自由表面温度波动和周向速度波动都发生了变化,如图 4 所示。液池开始缓慢旋转之后,自由表面温度的花瓣状波动结构转变为热流体波结构,随着 Re_R 数的不断增大,热流体波的波数发生变化,由 4 个减少为 3 个。当 Re_R 数较小时,液池旋转之后,由于外力扰动,温度波动反而增大,导致流动不稳定性增强。此现象与 Hu 等^[21]的研究结果基本相符。同时,文中模拟结果还发现,即使将 Re_R 数增加到足够大,旋转也并非总是能够削弱流动的不稳定性。这主要是因为多流胞的存在,科氏力削弱径向顺时针流动的同时增强了径向逆时针流动。观察图 5 可以发现,外壁附近的小流胞会随着 Re_R 数的增大而扩大,当 Re_R 足够大时(如 $Re_R=1391$),流胞已经扩展到整个液池深度。旋转对硅熔体的周向流速也有显著的影响。图 6 展示了硅熔体的周向速度在 $\theta-Z$ 截面上的分布随 Re_R 数的变化。对比图 6(a)、6(b)、6(c) 可以发现,逆时针方向的流动随着 Re_R 数的增大而明显增强,顺时针方向的流动随着 Re_R 数的增大而明显减弱。当 Re_R 数足够大时(如 $Re_R=1391$),顺时针流动消失,周向上只存在逆时针方向流动。由此表明,旋转能够使熔体的周向流动趋于稳定。不仅如此,在 Re_R 数较大时,旋转还能够降低最高温度,使径向温度梯度变得更均匀^[22],如图 7 所示。

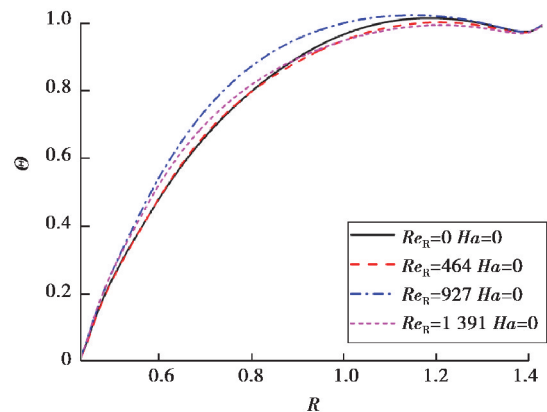


图 7 $Ha=0$ 时 $\theta=0$ 处自由表面上温度的径向分布

Fig. 7 Radial distribution of temperature on the free surface at $\theta=0$ when $Ha=0$

2.3 轴向磁场对三维振荡流动的影响

当 Ha 数较小时,自由表面的温度波动变为 $m=4$ 的直条幅状的热流体波,此时,温度波动并不会沿周向传播,如图 8(a)所示。将图 4(a)和图 8(a)中的温度波动幅度进行对比,可以发现,施加的磁场较弱(Ha 数较小)时,引入的洛伦兹力反而使得流动的不稳定性增强。这与 Yao 等^[16]的结论基本一致。随着 Ha 数的增大,自由表面温度波动随 Ha 数的增大而减小,当 Ha 数足够大时(如 $Ha=60$),自由表面温度几乎没有波动,流动的不稳定性被极大地削弱,流场变得均匀,表现为轴对称稳态。进一步分析发现,磁场对强流动的削弱效果更明显,而对微弱流动几乎没有影响,如图 8 所示。 $R-Z$ 截面上顺时针和逆时针流动都被削弱,如图 9 所示。轴向磁场对硅熔体的周向流动也有显著的影响,图 10 展示了周向速度在 $\theta-Z$ 截面上的分布。对比图 10(a)、10(b)、10(c)可以发现,周向速度随着 Ha 数的增大而逐渐减小,并且趋于均匀。轴向磁场虽然对流动的不稳定性有很好的削弱作用,同时也会增加自由表面温度径向分布的不均匀性^[23],如图 11 所示。

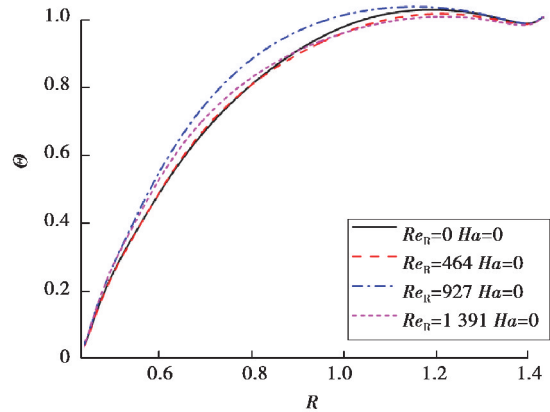


图 8 $Re_r=0$ 时某时刻自由表面温度波动
Fig. 8 Snapshots of temperature fluctuation on the free surface when $Re_r=0$

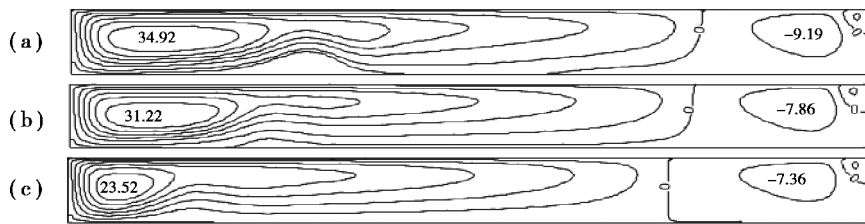


图 9 $Re_r=0$ 时某时刻 $R-Z$ 截面上的等流函数线:(a) $Ha=20$; (b) $Ha=40$; (c) $Ha=60$

Fig. 9 Pseudo streamlines on the $R-Z$ plane at $\theta=0$ when $Re_r=0$;
(a) $Ha=20$; (b) $Ha=40$; (c) $Ha=60$.

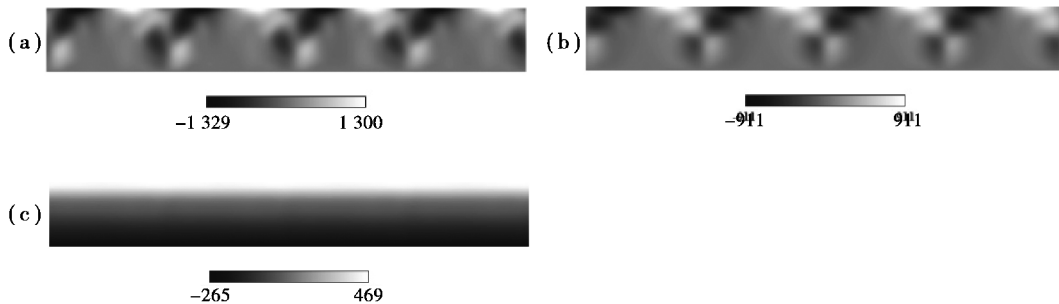


图 10 $Re_r=0$ 时 $R=0.571$ 处 $\theta-Z$ 截面上周向速度分布:

(a) $Ha=20$; (b) $Ha=40$; (c) $Ha=60$

Fig. 10 Snapshots of the circumferential velocity on the $\theta-Z$ plane at $R=0.571$ when $Re_r=0$: (a) $Ha=20$; (b) $Ha=40$; (c) $Ha=60$.

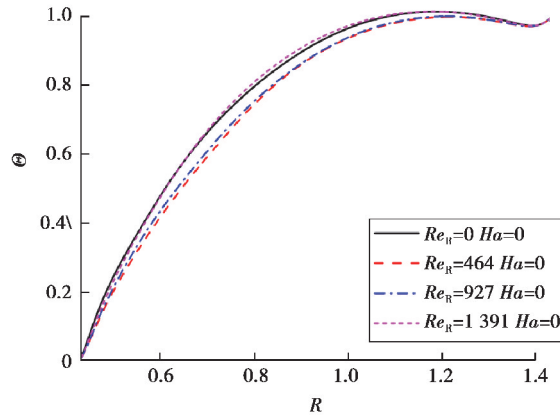


图 11 $Re_R=0$ 时 $\theta=0$ 处自由表面上温度的径向分布

Fig. 11 Radial distribution of temperature on free surface at $\theta=0$ when $Re_R=0$

2.4 液池转速和轴向磁场强度的最佳组合

表 3 给出了耦合液池旋转和轴向磁场作用下三维振荡流动自由表面温度波动。分析表中数据可知,在相同 Ha 数下,自由表面温度波动随 Re_R 数的增大而减小,这与液池旋转单独作用时有显著差别;当 Re_R 数不变时,随着 Ha 数的增大,自由表面温度波动逐渐减小。轴向磁场单独作用时,磁场强度变化对流动不稳定性影响也有相同的趋势,但是其对流动不稳定性的削弱效果更加显著。当 Re_R 数不为 0 时,使流动保持稳态的最小 Ha 数为 50。当 $Ha=50$ 时, Re_R 数的变化对 $R-Z$ 截面的流动强度几乎没有影响。进一步分析发现,自由表面上温度的径向分布也几乎不受 Re_R 数变化的影响,如图 12 所示。但是,周向速度却受 Re_R 数变化的影响显著,其大小与 Re_R 数近似成正比关系。 $\theta-Z$ 截面上的周向速度方向与 Re_R 数的大小无关,均为逆时针方向。在同一 Re_R 数下,液池底部周向速度的大小近似于自由表面的 1/2。当磁场强度较大时($Ha=50$),在不同液池转速下, $q=0$ 处,硅熔体的周向速度沿 Z 轴的分布如图 13 所示。特别的,当 $Re_R=242$ 时,周向速度沿 Z 轴的分布极其规律,近似线性分布。结合温度分布和周向速度分布规律可以发现,当 $Re_R=242$ 、 $Ha=50$ 时,硅熔体的速度场和温度场都相对均匀。因此, $Re_R=242$ 、 $Ha=50$ 是能够使硅熔体的流动保持轴对称稳态的最佳组合。

表 3 不同 Ha 数下 $Re_R=927, 464, 232, 0$ 时自由表面温度波动范围

Table 3 Ranges of temperature fluctuation on the free surface at various

Ha when $Re_R=0, 232, 464, 927$. under various Ha when $Re_R=927, 464, 232, 0$.

Re_R	$Ha=50$	$Ha=40$	$Ha=20$	$Ha=0$
	$\delta\theta$	$\delta\theta$	$\delta\theta$	$\delta\theta$
927	0	-0.055 2~0.060 3	-0.075 9~0.086 8	-0.084 4~0.094 4
464	0	-0.057 0~0.069 0	-0.076 1~0.092 1	-0.102 6~0.108 1
232	0	-0.057 2~0.071 0	-0.090 3~0.096 6	-0.127 7~0.127 3
0	-0.037 5~0.041 4	-0.057 0~0.071 9	-0.081 5~0.094 4	-0.039 5~0.035 5

3 结 论

利用三维数值模拟了液池转速和轴向磁场对双温度梯度下浅液池内硅熔体流动的影响,得到如下结论:

1) 底部热流的存在会使自由表面的最高温度出现在内、外壁之间,导致 $R-Z$ 截面产生双流胞结构。2) 仅存

在液池旋转时, Re_R 数的增大会强化径向的逆时针方向的流动, 削弱顺时针方向流动。虽然液池旋转能够改善硅熔体内速度场的周向均匀性和温度场的径向均匀性, 即使 Re_R 数足够大, 三维振荡流动也不会转变为轴对称稳态。3) 轴向磁场对硅熔体的径向和轴向流动有明显的削弱作用, 并且削弱效果随着 Ha 数的增大而显著增强。当 Ha 数足够大时, 三维振荡流动将转变为轴对称稳态流动。4) 液池旋转和轴向磁场能够相互加强对三维非稳态流动的削弱作用, 在较小轴向磁场作用下施加旋转就会出现轴对称稳态流动。

参考文献:

- [1] Murata Y, Kurosawa T, Ueno I, et al. Thermocapillary convection in a thin liquid layer with a temperature gradient inclined to a free surface; linear flow case [J]. *Jasma Journal of the Japan Society of Microgravity Application*, 2002, 19.
- [2] Es Sakhy R, El Omari K, Le Guer Y, et al. Rayleigh-Bénard-Marangoni convection in an open cylindrical container heated by a non-uniform flux[J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2014, 86: 198-209.
- [3] Touihri R, El Gallaf A, Henry D, et al. Instabilities in a cylindrical cavity heated from below with a free surface. I. Effect of Biot and Marangoni numbers[J]. *Physical Review E*, 2011, 84(5): 056302.
- [4] 张利, 吴春梅, 李友荣, 等. 表面蒸发对环形液池内稳态热毛细对流的影响[J]. *重庆大学学报*, 2017, 40(7): 1-8.
ZHANG Li, WU Chunmei, LI Yourong, et al. Effect of surface evaporation on steady thermocapillary convection in an annular pool[J]. *Journal of Chongqing University*, 2017, 40(7): 1-8.(in Chinese)
- [5] Jou J J, Kung K Y, Hsu C H. Effects of Coriolis force and surface tension on Bénard-Marangoni convective instability [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1997, 40(6): 1447-1458.
- [6] Li Y R, Xiao L, Wu S Y, et al. Effect of pool rotation on flow pattern transition of silicon melt thermocapillary flow in a slowly rotating shallow annular pool[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2008, 51(7/8): 1810-1817.
- [7] Shi W Y, Li Y R, Ermakov M K, et al. Stability of thermocapillary convection in rotating shallow annular pool of silicon melt[J]. *Microgravity Science and Technology*, 2010, 22(3): 315-320.
- [8] Sim B C, Zebib A. Effect of free surface heat loss and rotation on transition to oscillatory thermocapillary convection [J]. *Physics of Fluids*, 2002, 14(1): 225-231.
- [9] Zhang Q Z, Peng L, Wang F, et al. Thermocapillary convection with bidirectional temperature gradients in a shallow annular pool of silicon melt: Effects of ambient temperature and pool rotation[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2016, 101: 354-364.
- [10] Yin L M, Zeng Z, Qiu Z H, et al. Linear stability analysis of thermocapillary flow in a slowly rotating shallow annular pool using spectral element method[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2016, 97: 353-363.
- [11] 李友荣, 刘英杰, 彭岚, 等. 轴向磁场对环形浅液池内硅熔体热毛细对流的影响[C]//2006 中国工程热物理学会传热传质学学术会议, 2006.
LI Yourong, LIU Yingjie, PENG Lan, et al. Effect of axial magnetic field on thermocapillary convection of silicon melt in shallow annular pool[C]//Conference on Heat and Mass transfer of the Chinese Society of Engineering Thermophysics, 2006.(in Chinese)
- [12] Peng L, Gong H. Effects of static magnetic fields on melt flow in detached solidification[J]. *Transactions of Nonferrous Metals Society of China*, 2015, 25(3): 936-943.
- [13] 李亮, 曾忠, 姚丽萍, 等. 组合线圈磁场下的液桥热表面张力流[J]. *工程力学*, 2012, 29(8): 39-44.
LI Liang, ZENG Zhong, YAO Liping, et al. Thermocapillary flow in liquid bridge under magnetic field generated by combined coil configurations[J]. *Engineering Mechanics*, 2012, 29(8): 39-44.(in Chinese)
- [14] Chen C B, Zeng Z, Mizuseki H, et al. Thermocapillary convection of liquid bridge under axisymmetric magnetic fields [J]. *Materials Transactions*, 2008, 49(11): 2566-2571.

- estimations[C]//2011 Aerospace Conference Conference. Big Sky, MT, USA: IEEE, 2011: 1-5.
- [13] 冯辅周, 罗建华, 刘远宏, 等. 基于系统功能-结构-故障模型的 FM MEA 分析方法[J]. 振动.测试与诊断, 2016, 36(3): 413-418.
FENG Fuzhou, LUO Jianhua, LIU Yuanhong, et al. A FMMEA analysis method based on function-structure-failure model[J]. Journal of Vibration, Measurement & Diagnosis, 2016, 36(3): 413-418. (in Chinese)
- [14] 李海伟. 引气系统建模及传感器集优化分析[J]. 民用飞机设计与研究, 2015(2): 51-54.
LI Haiwei. Optimizing analysis of bleed aircsystem modeling and sensor set[J]. Civil Aircraft Design & Research, 2015 (2): 51-54. (in Chinese)
- [15] Hirtz J, Stone R B, Mcadams D A, et al. A functional basis for engineering design: Reconciling and evolving previous efforts[J]. Research in Engineering Design, 2002, 13(2): 65-82.
- [16] Rudov-Clark S D, Stecki J. The language of FMEA: on the effective use and reuse of FMEA data[C]// AIAC-13 Thirteenth Australian Interbational Aerospace Congress. Australia: Australia Defence Science and Technology Organisation, 2009:1-17.
- [17] GJB/Z 1391—2006 故障模式、影响及危害性分析指南[S]. 北京:总装备部军标出版发行部,2006.
GJB/Z 1391—2006 Guide to failure mode, effects and criticality analysis [S]. Beijing: General equipment department military standard publishing and distribution department, 2006. (in Chinese)

(编辑 詹燕平)

(上接第 9 页)

- [15] 姚丽萍, 曾忠, 张永祥. 微重力环境下横向旋转磁场对热表面张力流的影响[J]. 重庆大学学报(自然科学版), 2012, 35(3): 115-120.
YAO Liping, ZENG Zhong, ZHANG Yongxiang. Effects of transverse rotating magnetic field on thermocapillary flow under microgravity[J]. Journal of Chongqing University(Natural Science Edition), 2012, 35(3): 115-120.(in Chinese)
- [16] Yao L P, Zeng Z, Zhang Y, et al. Influence of rotating magnetic field strength on three-dimensional thermocapillary flow in a floating half-zone model[J]. Heat and Mass Transfer, 2012, 48(12): 2103-2111.
- [17] Hoshikawa K, Kohda H, Hirata H. Homogeneous dopant distribution of silicon crystal grown by vertical magnetic field-applied czochralski method[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 1984, 23(1): L37-L39.
- [18] Zhou X M, Huang H L. Numerical simulation of Cz crystal growth in rotating magnetic field with crystal and crucible rotations[J]. Journal of Crystal Growth, 2012, 340(1): 166-170.
- [19] Takagi Y, Okano Y, Minakuchi H, et al. Combined effect of crucible rotation and magnetic field on hydrothermal wave [J]. Journal of Crystal Growth, 2014, 385(1):72-76.
- [20] Shi W Y, Imaishi N. Hydrothermal waves in differentially heated shallow annular pools of silicone oil[J]. Journal of Crystal Growth, 2006, 290(1): 280-291.
- [21] Hu K X, He M, Chen Q S. Instabilities of thermocapillary flows between counter-rotating disks [J]. Procedia Engineering, 2015, 126: 54-57.
- [22] Hur M J, Han X F, Song D S, et al. The influence of crucible and crystal rotation on the sapphire single crystal growth interface shape in a resistance heated czochralski system[J]. Journal of Crystal Growth, 2014, 385: 22-27.
- [23] 张发云, 罗玉峰, 李云明, 等. 磁场应用在硅晶体生长过程中的研究进展[J]. 材料导报, 2013, 27(13): 15-19.
ZHANG Fayun, LUO Yufeng, LI Yunming, et al. Research and development on magnetic field application in the process of silicon crystal growth[J]. Materials Review, 2013, 27(13): 15-19.(in Chinese)

(编辑 陈移峰)