

电磁悬浮条件下液态 $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ 合金的对流和凝固规律研究

林茂杰 常健 吴宇昊 徐山森 魏炳波

Fluid convection and solidification mechanisms of liquid $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ alloy under electromagnetic levitation condition

Lin Mao-Jie Chang Jian Wu Yu-Hao Xu Shan-Sen Wei Bing-Bo

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 66, 136401 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.136401

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.136401>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I13>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

微重力下 Fe-Al-Nb 合金液滴的快速凝固机理及其对显微硬度的影响

Rapid solidification mechanism of Fe-Al-Nb alloy droplet and its influence on microhardness under microgravity condition

物理学报.2017, 66(10): 106401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.106401>

弱熔体对流对定向凝固中棒状共晶生长的影响

Effect of weak convection on the rod eutectic growth in direction solidification

物理学报.2016, 65(13): 136401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.136401>

液态三元 Fe-Sn-Si/Ge 偏晶合金相分离过程的实验和模拟研究

Experimental investigation and numerical simulation on liquid phase separation of ternary Fe-Sn-Si/Ge monotectic alloy

物理学报.2016, 65(10): 106402 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.106402>

定向结晶条件下聚乙二醇 6000 的强动力学效应

Strong kinetic effect of polyethylene glycol 6000 under directional solidification condition

物理学报.2016, 65(9): 096401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.096401>

深过冷液态 Al-Ni 合金中枝晶与共晶生长机理

Growth mechanisms of dendrites and eutectics within undercooled liquid Al-Ni alloys

物理学报.2015, 64(5): 056401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.056401>

电磁悬浮条件下液态 $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ 合金的对流和凝固规律研究*

林茂杰 常健[†] 吴宇昊 徐山森 魏炳波

(西北工业大学应用物理系, 西安 710072)

(2017年2月8日收到; 2017年5月5日收到修改稿)

基于轴对称电磁悬浮模型, 理论计算了二元 $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ 合金熔体内部的磁感应强度和感应电流, 分析了其时均洛伦兹力分布特征, 进一步耦合 Navier-Stokes 方程组计算求解了合金熔体内部流场分布规律。计算结果表明, 电磁悬浮状态下合金内部流场呈现环形管状分布, 并且电流强度、电流频率或合金过冷度的增加, 均会导致熔体内部流动速率峰值减小, 平均流动速率增大, 并使流动速率大于 $100 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ 区域显著增大。通过与静态凝固实验对比发现, 电磁悬浮条件下熔体中强制对流使得合金内部富 Fe 和富 Cu 区的相界面呈波浪状起伏形貌, 并且富 Cu 相颗粒在熔体上部分出现的概率增加。

关键词: 电磁悬浮, 对流, 深过冷, 相分离

PACS: 64.70.D-, 64.70.qj, 81.05.Bx, 81.30.-t

DOI: 10.7498/aps.66.136401

1 引言

电磁悬浮无容器处理技术避免了合金与容器壁接触引起的异质形核, 从而可以实现液态合金的深过冷和快速凝固^[1-3]。该方法是利用高频载流线圈在合金内部产生感应电流, 感应电流与高频磁场相互作用产生洛伦兹力, 从而实现合金悬浮。同时, 感应电流在合金内引起焦耳热, 加热并熔化合金^[4,5]。

在电磁悬浮实验中, 深过冷液态合金内部的液相流动会影响相关动力学参数测量和合金凝固组织形貌^[6,7]。二元 Co-Cu 合金的电磁悬浮快速凝固实验表明^[8], $\text{Co}_{41.8}\text{Cu}_{58.2}$ 合金在 207 K 过冷时, 其相分离凝固组织中的富 Co 相颗粒半径较大, 富 Co 相与富 Cu 相界面出现扭曲且呈现不规则形状, 而自由落体条件下富 Co 颗粒呈现未扭曲小球形状。该现象表明电磁悬浮条件下, 合金内部的电磁搅拌作用在一定程度上影响凝固组织形貌, 但并未说明熔体内部液相流动规律。

由于液态合金内部流场特征难以直接通过实验观察, 而且合金内部流场与电磁场、温度场等因素相互耦合作用, 使得电磁悬浮条件下液态合金内部对流规律研究更为复杂^[9]。通过电磁场和流体基本理论可以计算分析液态合金内部的强制对流分布规律^[10-13]。本文基于电磁场基本理论, 计算分析液态合金稳定悬浮过程中内部的电磁场分布特征, 结合 Navier-Stokes (N-S) 方程组讨论洛伦兹力导致的强制对流分布随温度的变化规律。同时, 采用电磁悬浮无容器处理实验方法实现二元 $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ 合金的深过冷和快速凝固。利用快速凝固获得强制对流作用下的相分离形貌, 进而探索电磁悬浮状态下液态 $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ 合金的液相流动规律。

2 计算方法与实验过程

2.1 流场计算模拟

理论计算选用的悬浮线圈构型如图 1(a) 所示, 上部分为 2 匝线圈组成的稳定控制绕组, 下部分为

* 国家自然科学基金(批准号: 51401167, 51327901)和中央高校基本科研业务费专项资金(批准号: 3102015ZY097)资助的课题。

† 通信作者。E-mail: jchang@nwpu.edu.cn

7匝线圈组成的悬浮加热绕组, 两组线圈反向串联构成同轴螺线管结构。假设液态合金在悬浮过程中一直保持球形, 悬浮过程中无旋转和形变。当悬浮线圈中载有高频电流时, 利用 Maxwell 方程组, 计算合金样品内部的电磁场和洛伦兹力分布。计算方程如下:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \partial \mathbf{D} / \partial t, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{j} + \partial \mathbf{B} / \partial t, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_1, \quad (4)$$

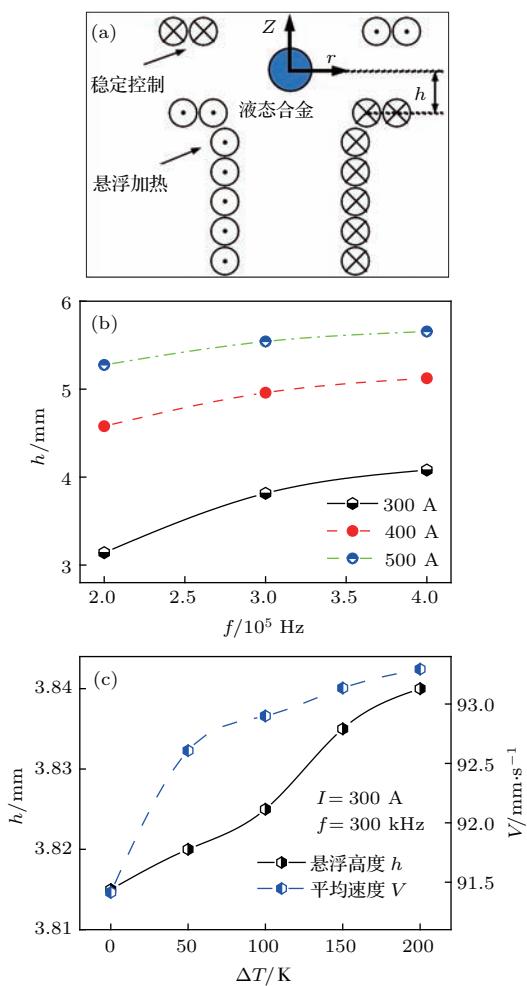


图 1 (网刊彩色) 电磁悬浮模型及悬浮高度计算 (a) 电磁悬浮线圈构型; (b) 悬浮高度随电流频率变化关系; (c) 悬浮高度和平均流动速率随过冷度变化关系

Fig. 1. (color online) Schematic model of electromagnetic levitation and theoretical calculation of levitated height: (a) Coil configuration; (b) levitated height versus current frequency; (c) levitated height and fluid velocity versus bulk undercooling.

(1)–(4)式中, \mathbf{H} 为磁场强度, \mathbf{E} 为电场强度, \mathbf{B} 为磁感应强度, \mathbf{D} 为电位移矢量, \mathbf{j} 为电流密度

矢量, ρ_1 为自由电荷密度。Maxwell 方程组构造为磁矢势形式方程组如下:

$$(j\sigma f - f^2 \varepsilon_0 \varepsilon_r) \mathbf{A} + \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}, \quad (5)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{H}, \quad (6)$$

(5)式中 $\mathbf{A} = A_r \mathbf{i}_r + A_z \mathbf{i}_z + A_\varphi \mathbf{i}_\varphi$, \mathbf{A} 为磁矢势; A_r , A_z , A_φ 为对应的 r , z , φ 方向的三个分量; f 为电流频率; σ 为电导率; ε_0 为真空电介质常数, ε_r 为相对电介质常数。求解得到 \mathbf{B} 后, 由 (2) 和 (3) 式求得 \mathbf{j} 。再利用 (7) 式求解得到合金内部均洛伦兹力。

$$\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}. \quad (7)$$

对时均洛伦兹力在合金体内进行体积分得到合金所受电磁力。当电磁力与重力平衡时, 进行内部流场求解。

由于电磁悬浮条件下熔体内部温度差值小于 1 K [14], 并且 Fe-Cu 合金导热性能优良, 在理论计算时忽略温度场引起的对流, 仅考虑由合金内部洛伦兹力搅拌引起的强制对流效应。本文假定熔体内部为黏性不可压缩流动, 求解动量守恒的 Navier-Stokes 方程和质量守恒的连续性方程。

$$D\mathbf{V}/Dt = \mathbf{F} + \rho\mathbf{g} - \nabla p/\rho + (\mu\Delta\mathbf{V})/\rho, \quad (8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \quad (9)$$

(8), (9) 式中, \mathbf{V} 为流速, μ 为动力黏度。边界条件设置为

$$\mathbf{V}|_{r=r_0} = 0, \quad (10)$$

(10) 式中, r_0 为液态合金半径。

由于合金内部流场流速较低, 选用湍流剪切应力传输 (SST) $k-\omega$ 模型求解流场。该模型综合了湍流 $k-\omega$ 和 $k-\epsilon$ 模型的优点, 在近壁面处采用 $k-\omega$ 模型, 远离壁面处应用 $k-\epsilon$ 模型, 适用于求解合金内部液相流动规律 [15]。SST $k-\omega$ 湍流模型的 k 方程和 ω 方程如下:

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(u + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{D\rho\omega}{Dt} &= \frac{\gamma}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(u + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \\ &\quad + 2(1 - F_1) \rho \sigma \omega^2 \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \end{aligned} \quad (12)$$

式中, τ_{ij} 为湍流的雷诺应力, ν_t 为涡黏系数, F_1 为湍流模型系数的合成函数。相关参数均由 Menter 提出的模型 [15] 确定。理论计算采用的 Fe₅₀Cu₅₀ 合

金物性参数如表 1 所列, 各项参数均由 Fe, Cu 元素的物性参数^[16–19]按合金原子百分比线性拟合得到.

表 1 理论计算采用的物理参数^[16–19]
Table 1. Physical parameters used for calculation^[16–19].

参数	过冷度 $\Delta T/K$		
	0	100	200
密度/g·cm ⁻³	7.470	7.515	7.570
电导率 10 ⁶ /S·m ⁻¹	1.334	1.373	1.423
黏度/mPa·s	4.725	5.596	6.780

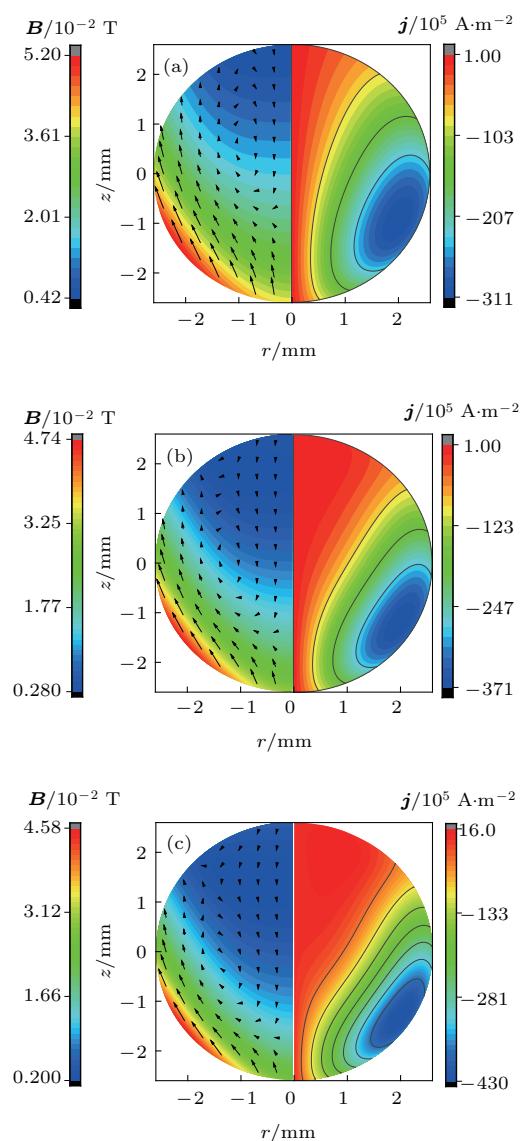


图 2 (网刊彩色) 液态 Fe₅₀Cu₅₀ 合金内部磁感应强度(左)和感应电流(右)分布随电流频率变化规律 (a) $f = 200$ kHz; (b) $f = 300$ kHz; (c) $f = 400$ kHz.
Fig. 2. (color online) Magnetic induction intensity and induced current distribution of liquid Fe₅₀Cu₅₀ alloy at various current frequencies: (a) $f = 200$ kHz; (b) $f = 300$ kHz; (c) $f = 400$ kHz.

2.2 电磁悬浮实验过程

Fe₅₀Cu₅₀ 合金由 99.99%Fe 和 99.999%Cu 的高纯金属配制, 并在高温真空电弧炉内熔炼而成, 样品质量为 0.55 g. 实验时, 将样品放在石英支架上, 并置于电磁悬浮线圈中轴线附近. 抽真空至 3.0×10^{-5} Pa 后反充高纯 He(99.995%) 气至 1.013×10^5 Pa. 用高频感应加热装置悬浮并加热样品至液相线温度 (T_l) 以上 200—300 K 并保温 5—10 s, 向样品吹高纯 He 气, 使熔体冷却并凝固.

实验结束后, 用 FL100 型线切割机将样品沿轴线切开, 并进行镶嵌、抛光、腐蚀等操作, 所用腐蚀剂为体积分数比为 1 : 1 的 HNO₃+H₂O 溶液, 腐蚀时间约为 3 s. 利用 Phenom ProX 电镜对其凝固组织微观形貌进行分析.

3 结果分析与讨论

3.1 电磁悬浮过程的理论计算

由于不同温度下, 合金密度 ρ 、电导率 σ 、黏度 μ 等参数的变化, 对悬浮高度、洛伦兹力分布、内部流速分布均会产生显著影响, 故首先在合金温度处于液相线温度 1705 K, 即 $\Delta T = 0$ K 时, 研究电流强度 I 、电流频率 f 与洛伦兹力 \mathbf{F} 、内部流速 \mathbf{V} 分布之间的关系. 合金悬浮高度随电流强度和电流频率的变化规律如图 1(b) 所示. 当 f 为 300 kHz 时, I 从 300 A 增至 500 A 时, 悬浮位置升高, 悬浮高度增加 $\Delta h = 1.6$ mm; 而给定电流为 300 A, f 从 200 kHz 增至 400 kHz, 悬浮高度仅增加 $\Delta h = 0.9$ mm. 可知, 对此构型的电磁悬浮线圈, 电流强度的变化对悬浮高度影响较大, 增大的电流强度可更有效地提升悬浮位置.

为进一步分析熔体内部电磁场的分布特征, 图 2 给出了在 $I = 300$ A, $\Delta T = 0$ K 时, 平衡位置处不同频率条件下 \mathbf{B} 与 \mathbf{j} 的分布. 当电流频率逐渐增加, 磁感应强度最大值减小, 感应电流最大值增大, 二者趋肤深度明显减小. 利用磁感应强度、磁感应电流计算了合金内部的洛伦兹力分布, 如图 3 所示. 分析可知, 当 f 由 200 kHz 增至 400 kHz, 最大时均洛伦兹力由 8.82×10^5 N·m⁻³ 增至 1.085×10^6 N·m⁻³, 洛伦兹力的趋肤深度显著减小.

耦合洛伦兹力与 N-S 方程组, 计算得流场分布,

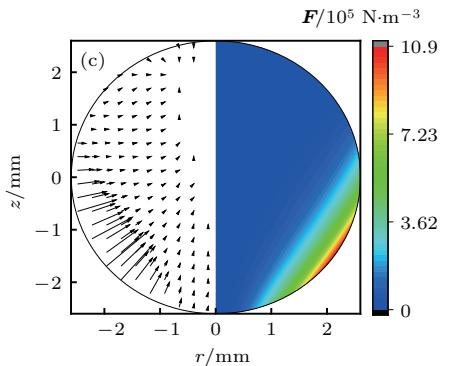
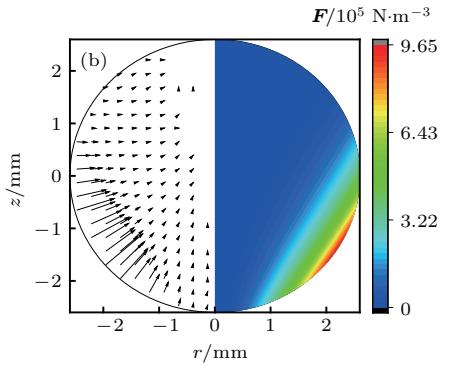
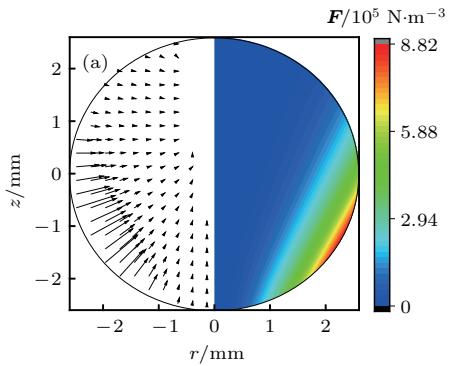


图3 (网刊彩色) 液态 $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ 合金内部时均洛伦兹力分布与电流频率关系 (a) $f = 200 \text{ kHz}$; (b) $f = 300 \text{ kHz}$; (c) $f = 400 \text{ kHz}$

Fig. 3. (color online) Distribution patterns of Lorenz force vs. current frequency within liquid $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ alloy: (a) $f = 200 \text{ kHz}$; (b) $f = 300 \text{ kHz}$; (c) $f = 400 \text{ kHz}$.

如图4所示。当 I 为 300 A, f 由 200 kHz 增至 400 kHz 时, 流动速率峰值由 $360 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ 降为 $327 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ 。但平均流动速率由 $88.0 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ 增至 $94.3 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ 。从图4中流速等值线可知, 上部分流动速率大于 $100 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ 区域面积随着频率的增加而不断增大, 下部分区域则略有减小, 总区域面积增大。另外, 当电流强度增大而频率不变时, 流场中最大流动速率降低, 同时平均流动速率升高, 流场分布随电流强度变化如图5所示。当 $f = 300 \text{ kHz}$, I 由 300 A 增至 500 A 时, 平均流动速率由 $91.4 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ 增至 $96.3 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$, 最大流动

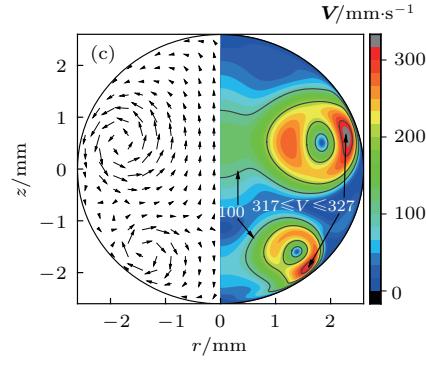
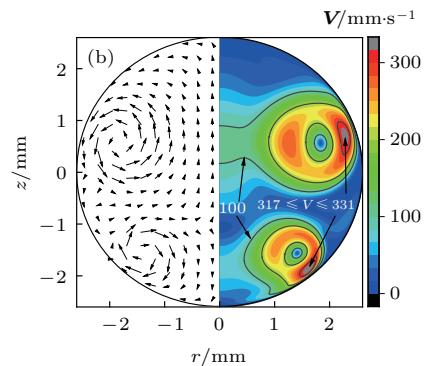
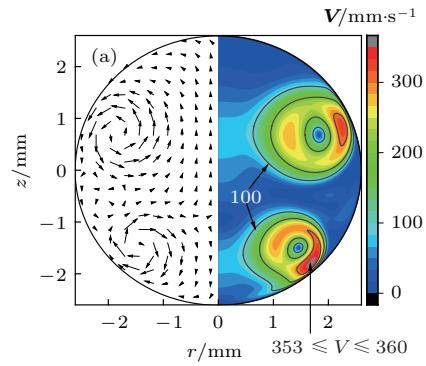


图4 (网刊彩色) 液态 $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ 合金内部流场分布与电流频率变化关系 (a) $f = 200 \text{ kHz}$; (b) $f = 300 \text{ kHz}$; (c) $f = 400 \text{ kHz}$

Fig. 4. (color online) Distribution characteristics of fluid flow within electromagnetically levitated $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ alloy melt: (a) $f = 200 \text{ kHz}$; (b) $f = 300 \text{ kHz}$; (c) $f = 400 \text{ kHz}$.

速率由 $331 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ 降至 $300 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$, 由图中等值线可知, 流动速率大于 $100 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ 区域增大。

为分析过冷度对合金悬浮高度、内部流场分布的影响, 在 I 为 300 A, f 为 300 kHz 条件下计算了不同过冷度时液态合金中的流场特征, 结果如图6所示。可知, 过冷度增大, 合金悬浮高度增加, 如图1(c)所示。当过冷度由 0 K 增至 200 K 时, 流动速率峰值由 $331 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ 降低为 $300 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$; 合金内部流场分布发生变化, 流动速率大于 $100 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ 区域逐渐增大。同时, 平均流动速率由 $91.4 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ 增至 $93.3 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$, 如图1(c)所示。

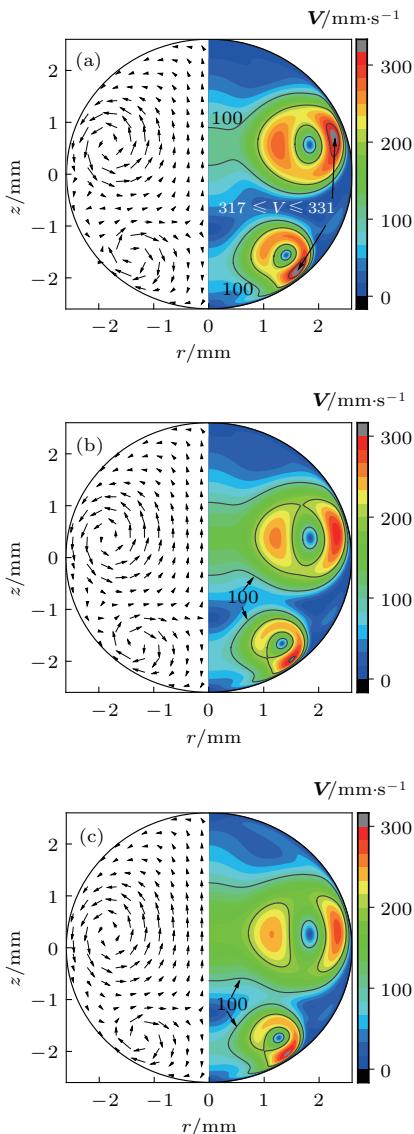


图5 (网刊彩色) 液态 $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ 合金内部流场分布与电流强度变化关系 (a) $I = 300 \text{ A}$; (b) $I = 400 \text{ A}$; (c) $I = 500 \text{ A}$

Fig. 5. (color online) Distribution characteristics of fluid flow within electromagnetically levitated $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ alloy melt: (a) $I = 300 \text{ A}$; (b) $I = 400 \text{ A}$; (c) $I = 500 \text{ A}$.

以上分析表明, 合金内部电磁搅拌作用使液态合金内部流场呈现上下两环形管状分布。增大的电流强度、电流频率或过冷度, 均会引起熔体内部流动速率峰值减小, 平均流动速率增大。

3.2 电磁悬浮条件下凝固组织演变

在非平衡凝固过程中, 液态 $\text{Fe}-\text{Cu}$ 合金存在相分离^[20]现象。根据 $\text{Fe}-\text{Cu}$ 合金相分离凝固组织演变, 可间接分析液态合金内部的流场分布规律。采

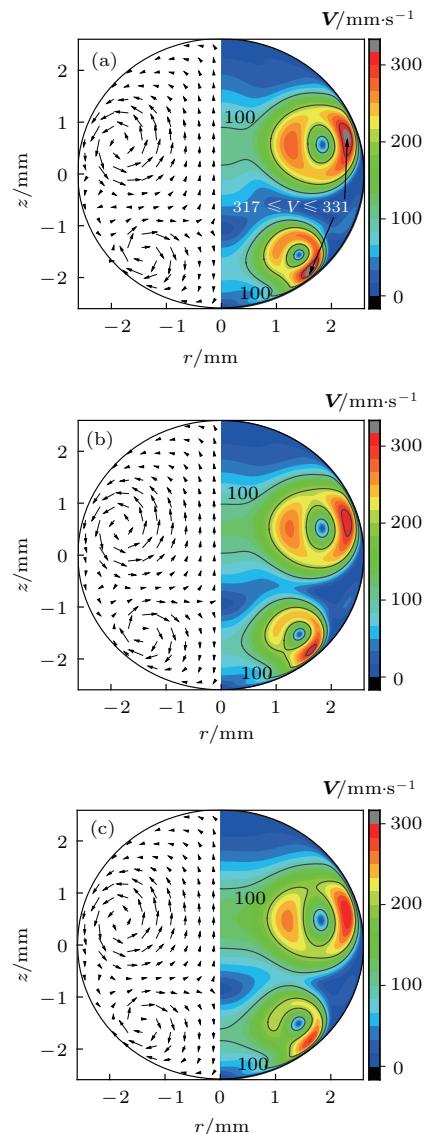


图6 (网刊彩色) 不同过冷度下液态 $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ 合金内部流场分布变化 (a) $\Delta T = 0 \text{ K}$; (b) $\Delta T = 100 \text{ K}$; (c) $\Delta T = 200 \text{ K}$

Fig. 6. (color online) Fluid flow field within electro-magnetically levitated $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ alloy subjected to different undercoolings: (a) $\Delta T = 0 \text{ K}$; (b) $\Delta T = 100 \text{ K}$; (c) $\Delta T = 200 \text{ K}$.

用上述构型的悬浮线圈, 根据理论计算结果, 确定电流强度为300 A, 电流频率为300 kHz条件下, 实现了二元 $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ 合金的深过冷和快速凝固, 实验获得的最大过冷度为204 K。

当过冷度小于69 K时, $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ 合金凝固组织中未发现相分离组织形貌, 其特征为“粗大 α -Fe枝晶+枝晶间隙(Cu)固溶体相”, 如图7所示。当过冷度从24 K增至69 K时, 发生显著的晶粒细化现象, 平均枝晶主干长度由887 μm 减至189 μm 。

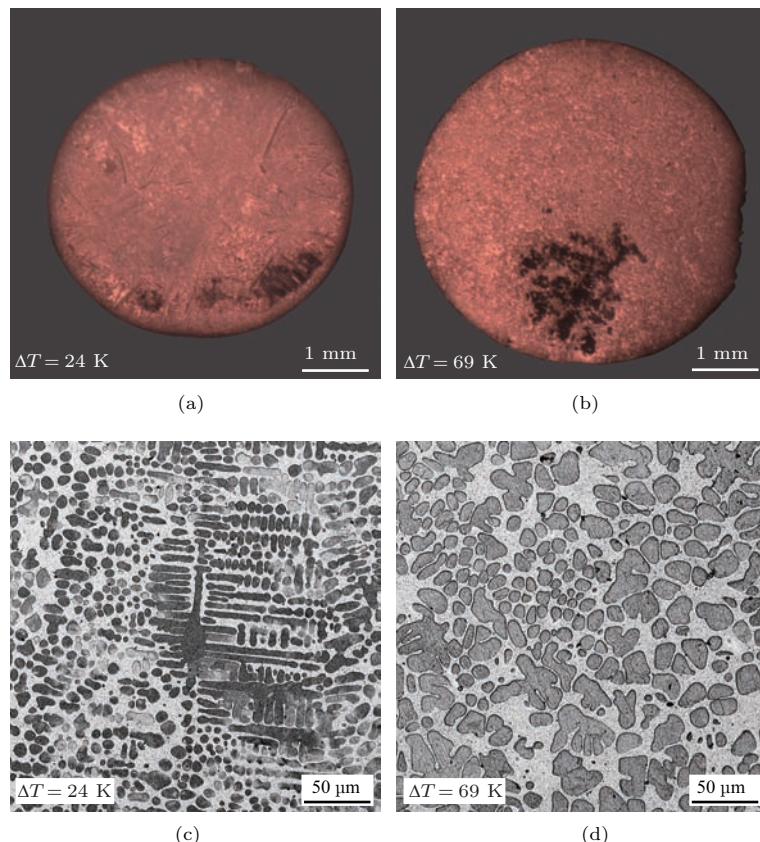


图7 (网刊彩色) 小过冷 $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ 合金的典型凝固组织 (a) $\Delta T = 24 \text{ K}$ 时宏观形貌; (b) $\Delta T = 69 \text{ K}$ 时宏观形貌; (c) 粗大枝晶; (d) 碎断枝晶

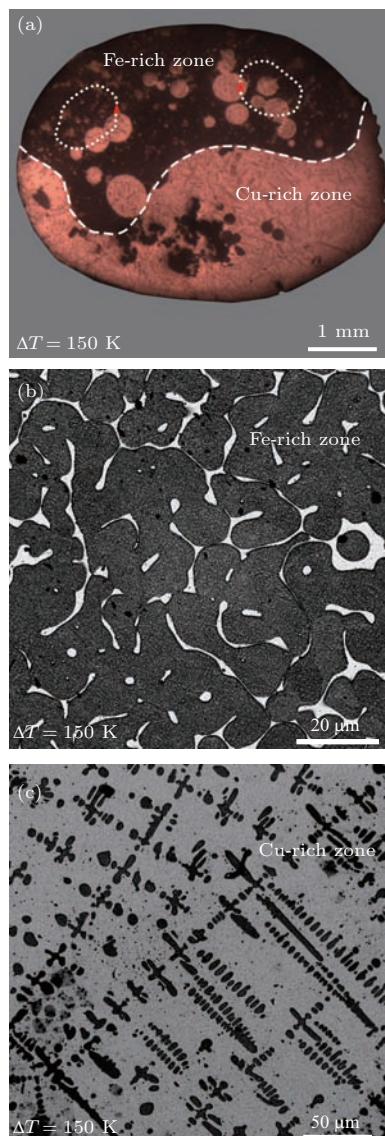
Fig. 7. (color online) Typical solidification microstructures of $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ alloy at small undercoolings: (a) Macroscopic morphology at 24 K undercooling; (b) macroscopic morphology at 69 K undercooling; (c) coarse dendrite morphology; (d) fine dendrite morphology.

而在静态凝固实验条件下, $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ 合金过冷度达到 7 K 时就会发生相分离^[21], 这表明电磁悬浮条件下合金内部的强制对流促进了成分均匀化, 在一定程度上可抑制相分离的发生, 提高了该合金发生相分离的临界过冷度^[22].

当过冷度为 150 K 时, 凝固组织为“上部富 Fe 区 + 下部富 Cu 区”形貌, 且两区域内均有二次液相分离, 如图 8(a) 所示. 富 Fe 区两侧区域存在着较多相分离产生的富 Cu 颗粒. 在环形涡流的作用下, 这些富 Cu 颗粒呈现图中虚线所示的闭合曲线分布的特点. 当过冷度为 204 K 时, 合金凝固组织呈现三层壳核结构, 内部、外层为富 Cu 区, 中间层为富 Fe 区, 如图 9(a) 所示. 与 150 K 时合金凝固组织类似, 其内部富 Cu 颗粒分布也显示出液相流动效应. 在 150 和 204 K 过冷度条件下的相分离凝固组织中, 富 Cu 颗粒沿重力方向分布均无逐渐增大的规律, 并且两相界面存在“波浪起伏”特征, 均表明合金内部电磁搅拌引起的液相对流对凝固组织

产生显著影响. 由图 8(b) 和图 9(b) 可以看出, 在 150 和 204 K 过冷度下富 Fe 区中, 前者的 $\alpha\text{-Fe}$ 相晶界处存在着较多的 (Cu) 相, 后者晶粒连在一起, 内部仅有少量弥散分布的 (Cu) 相. 这表明过冷度增大, 富 Fe 区中 (Cu) 相体积分数减少. 在富 Cu 区中, 前者的 $\alpha\text{-Fe}$ 枝晶组织更大, 而后者中多呈碎断枝晶状. 表明过冷度增大, 使富 Cu 区中 $\alpha\text{-Fe}$ 枝晶逐渐细化, 如图 8(c) 和图 9(c) 所示.

与静态凝固条件下的实验结果相比, 电磁悬浮状态下 $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ 合金快速凝固组织中两相界面形貌特征有显著变化. 在静态凝固时, 合金熔体相分离过程受 Stokes 沉积效应影响, 该合金凝固组织中上部分富 Fe 区与下部分富 Cu 区界面呈“凹”形光滑曲线^[21]. 而电磁悬浮条件下, 相分离过程受到强制对流作用富 Cu 和富 Fe 区两相界面呈不规则“波浪形”, 且强制对流会将富 Cu 颗粒推动到上部分富 Fe 区中并使其形貌发生扭曲.

图8 (网刊彩色) 过冷度为150 K时 $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ 合金凝固组织

(a) 相分离组织; (b) 富Fe区形貌; (c) 富Cu区形貌

Fig. 8. (color online) Microstructure of $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ alloy after phase separation: (a) Phase separation morphology; (b) Fe-rich zone; (c) Cu-rich zone.

4 结 论

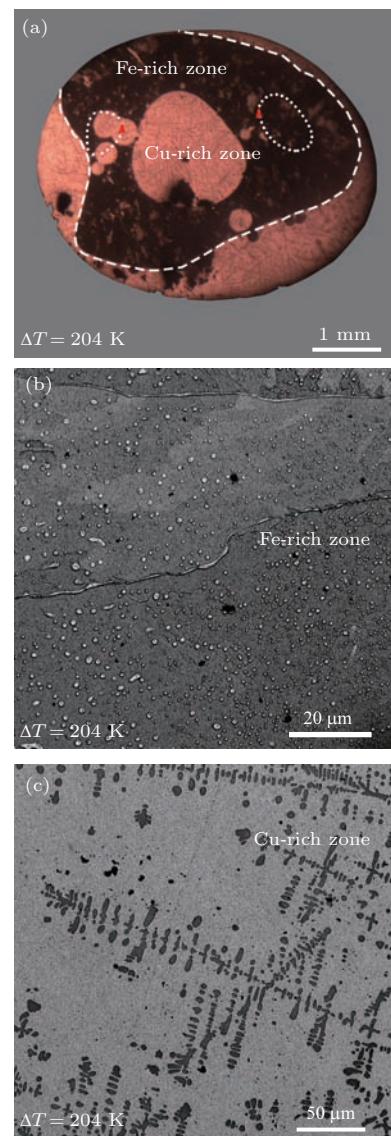
1) 基于轴对称电磁悬浮线圈模型, 计算了液态合金内部的磁感应强度、感应电流、时均洛伦兹力以及流场分布。结果表明, 电流强度和电流频率增大将使液态合金内部磁感应强度、感应电流、时均洛伦兹力的最大值升高。

2) 理论计算表明, 液态合金内部的流场呈两环形管状涡流分布。增大电流强度、电流频率或合金过冷度, 合金内部流动速率峰值减小, 平均流动

速率增大, 流动速率大于 $100 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ 的区域面积变大。

3) 采用电磁悬浮技术实现了液态 $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ 合金的深过冷, 最大过冷度达到 204 K。实验发现, 过冷度小于 69 K 时, 合金未发生相分离, 其凝固组织为“ α -Fe 枝晶 + 枝晶间隙(Cu) 固溶体相”形貌。与静态凝固条件下所得的相分离临界过冷度 7 K^[21] 相比, 强制对流使合金内部成分均匀化, 提高了相分离临界过冷度。

4) 电磁悬浮实验得到过冷度为 150 和 204 K 的合金, 二者凝固组织中富 Cu 和富 Fe 区的界面呈

图9 (网刊彩色) 过冷度为204 K时 $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ 合金凝固组织

(a) 相分离组织; (b) 富Fe区形貌; (c) 富Cu区形貌

Fig. 9. (color online) Microstructure of $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ alloy after phase separation: (a) Phase separation morphology; (b) Fe-rich zone; (c) Cu-rich zone.

“波浪起伏”形貌,且富Cu颗粒不满足重力要求其分布在合金下部分的规律。合金熔体内部环形管状涡流使其富Cu颗粒呈现圆环状分布。

实验过程中得到蔡晓和秦修培等同事的帮助,在此一并致谢。

参考文献

- [1] Seidel A, Soellner W, Stenzel C 2011 *4th International Symposium on Physical Sciences in Space* Bonn, Germany, July 11–15, 2011 p1
- [2] Daun K J 2016 *Metall. Mater. Trans. A* **47** 3300
- [3] Chang J, Wang H P, Zhou K, Wei B 2012 *Appl. Phys. A* **109** 139
- [4] Ma W Z, Ji C C, Li J G 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2233 (in Chinese) [马伟增,季诚昌,李建国 2002 物理学报 **51** 2233]
- [5] Wang H P, Chang J, Wei B 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 033506
- [6] Brillo J, Lohofer G, Schmidt-Hohagen F, Schneider S, Egry I 2006 *Int. J. Mater. Prod. Tec.* **26** 247
- [7] Zhang L B, Dai F P, Xiong Y Y, Wei B B 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 419 (in Chinese) [张蜡宝,代富平,熊予莹,魏炳波 2005 物理学报 **54** 419]
- [8] Lu X Y, Cao C D, Kolbe M, Wei B, Herlach D M 2004 *Mat. Sci. Eng. A: Struct.* **375** 1101
- [9] Hyers R W 2005 *Meas. Sci. Technol.* **16** 394
- [10] Sneyd A, Moffatt H 1982 *J. Fluid. Mech.* **117** 45
- [11] Okress E, Wroughton D, Comenetz G, Brace P, Kelly J 1952 *J. Appl. Phys.* **23** 545
- [12] Spitans S, Jakovics A, Baake E, Nacke B 2013 *Metall. Mater. Trans. B* **44** 593
- [13] Dughiero F, Baake E, Forzan M, Bojarevics V, Roy A, Pericleous K 2011 *Compel.* **30** 1455
- [14] Feng L, Shi W Y 2015 *Metall. Mater. Trans. B* **46** 1895
- [15] Menter F R 1994 *AIAA J.* **32** 8
- [16] Cho Y C, Kim B S, Yoo H, Kim J Y, Lee S, Lee Y H, Lee G W, Jeong S Y 2014 *Cryst. Eng. Comm.* **16** 7575
- [17] Lee G W, Jeon S, Kang D H 2013 *Cryst. Growth. Des.* **13** 1786
- [18] Güntherodt H J, Hauser E, Künzi H, Müller R 1975 *Phys. Lett.* **54** 291
- [19] Gale W F, Totemeier T C 2004 *Smithells Metals Reference Book* (Vol. 8) (Netherlands: Elsevier Butterworth-Heinemann) P14-1–P14-29
- [20] Munitz A, Venkert A, Landau P, Kaufman M J, Abaschian R 2012 *J. Mater. Sci.* **47** 7955
- [21] Luo S B, Wang W L, Chang J, Xia Z C, Wei B 2014 *Acta Mater.* **69** 355
- [22] Zhao J Z, Li H L, Zhao L 2009 *Acta Metall. Sin.* **45** 1435

Fluid convection and solidification mechanisms of liquid Fe₅₀Cu₅₀ alloy under electromagnetic levitation condition*

Lin Mao-Jie Chang Jian[†] Wu Yu-Hao Xu Shan-Sen Wei Bing-Bo

(Department of Physics, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

(Received 8 February 2017; revised manuscript received 5 May 2017)

Abstract

In the electromagnetic levitation experiment, the liquid flow in the undercooled liquid alloy remarkably affects the relevant thermodynamic property measurement and solidification microstructure. Therefore, it is of great importance to understand the fluid convection inside the undercooled melt. Theoretical calculation and electromagnetic levitation experiment have been used to investigate the internal velocity distribution and rapid solidification mechanism of Fe₅₀Cu₅₀ alloy. Based on axisymmetric electromagnetic levitation model, the distribution patterns of magnetic flux density and inducted current for levitated Fe₅₀Cu₅₀ alloy are calculated together with the mean Lorenz force. The Navier-Stokes equations are further taken into account in order to clarify the internal fluid flow. The results of the theoretical calculation reveal that the fluid velocity within levitated melt is strongly dependent on three factors, i.e., current density, current frequency and melt undercooling. As one of these factors increases, the maximum fluid velocity decreases while the average fluid velocity increases. Meanwhile, the area with fluid velocity larger than 100 mm·s⁻¹ is significantly extended. Furthermore, the fluid flow within levitated melt displays an annular tubular distribution characteristic. The Fe₅₀Cu₅₀ alloy melt is undercooled and solidified under electromagnetic levitation condition. In this undercooling regime $\Delta T < 69$ K, solidification microstructures are composed of dendrites, and a morphology transition of “coarse dendrites → refined dendrites” is observed with the increase of melt undercooling. Comparing with the critical undercooling of metastable liquid phase separation in the glass fluxing experiment, the forced flow within the Fe₅₀Cu₅₀ alloy melt has suppressed phase separation substantially. Once the undercooling attains a value of 150 K, metastable phase separation leads to the formation of layered pattern structure consisting of floating Fe-rich zone and sinking Cu-rich zone. A core-shell macrosegregation morphology with the Cu-rich zone distributed in the center and outside of the sample and Fe-rich zone in the middle occurs if the undercooling increases to 204 K. With the enhancement of undercooling after phase separation, the grain size of α -Fe dendrites in Cu-rich zone presents a decreasing trend. In contrast to the phase separated morphology of Fe₅₀Cu₅₀ alloy under the glass fluxing condition, the phase separated morphologies show obviously different characteristics. In such a case, the forced convection induced by electromagnetic stirring results in the formation of wavy interface between Fe-rich and Cu-rich zones, the distorted morphology of the Cu-rich spheres distributed in the Fe-rich zone, and the increased appearance probabilities of Cu-rich spheres at the upper part of electromagnetically levitated sample. Experimental observations demonstrate that the distribution pattern of Cu-rich spheres in Fe-rich zone is influenced by the tubular fluid flow inside the melt.

Keywords: electromagnetic levitation, forced convection, high undercooling, phase separation

PACS: 64.70.D-, 64.70.qj, 81.05.Bx, 81.30.-t

DOI: 10.7498/aps.66.136401

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51401167, 51327901), and Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. 3102015ZY097).

† Corresponding author. E-mail: jchang@nwpu.edu.cn