

强迫对流影响二元合金非等温凝固枝晶生长的相场法模拟^{*}

龙文元^{1)†} 吕冬兰¹⁾ 夏 春¹⁾ 潘美满¹⁾ 蔡启舟²⁾ 陈立亮²⁾

1) 南昌航空大学航空制造工程学院, 南昌 330063)

2) 华中科技大学材料科学与工程学院, 武汉 430074)

(2008 年 12 月 10 日收到, 2009 年 3 月 9 日收到修改稿)

在二元合金相场模型的研究基础上, 建立了耦合溶质场、温度场和流场的相场模型, 采用 Simple 算法求解质量和动量守恒方程, 用交替隐式有限差分法求解温度控制方程, 模拟了流场作用下二元合金等温和非等温凝固过程中枝晶的生长过程, 研究了流场对枝晶生长形貌、溶质场和温度场分布情况的影响, 将流场作用下二元合金等温和非等温凝固枝晶生长过程进行比较, 分析了由于凝固潜热的释放对流场作用下凝固枝晶生长的影响.

关键词: 相场法, 对流, 非等温凝固, 枝晶生长

PACC: 6410, 8130, 6155H, 6100

1. 引 言

相场法是一种用于描述在非平衡态中复杂相界面演变的强有力工具. 在过去的 10 年中, 相场法被广泛用于模拟预测微观组织的演化^[1-6]. 目前进行的合金相场法模拟中主要还是研究无对流条件下进行的枝晶生长. 耦合流场的合金凝固过程的枝晶长相场法模拟的研究相对较少. 日前, 耦合流场的相场模拟也主要是针对纯物质的模拟. Lu 等^[7,8]用多重网格法模拟了强迫对流作用下凝固过程中纯物质三维枝晶的生长, 定量的研究了流速和枝晶尖端生长速率和曲率半径的关系以及流速对枝晶生长形貌的影响. Beckermann, Diepers 等^[9-11]利用相场法模拟了对流对等轴晶生长及合金晶粒粗化过程的影响, 模拟结果表明液态金属的流动使晶粒粗化加快. Lan 等人^[12-14]基于 Wheeler, Boettinger, McFadden 等人^[15]建立的相场模型(WBM 模型), 研究了对流作用下 Ni/Cu 二元合金非等温自由枝晶的生长过程, 模拟了强迫对流对非等温凝固条件下二元合金枝晶生长的影响, 但这些研究主要集中在对流对枝晶形貌的

影响. 而且, WBM 模型是在热力学一致条件下推导的, 并假定固液界面是由浓度相同的固、液相的混合, 从而使得模型中会增加一个额外的双阱势能.

龙文元等人^[2,6,16,17]基于 Kim, Kim, Suzuki 等人^[18]提出的相场模型(KKS 模型), 在假定平衡时固液界面处固、液相的化学势相同而溶质浓度不同的基础上, 推导出了一个应用于合金枝晶生长模拟的改进相场模型, 更符合实际的凝固情况. 本文基于该相场模型, 将流场、温度场和溶质场与相场等四场耦合计算, 对流场作用下 Al-4.5% Cu 二元合金非等温凝固微观组织的演化过程进行模拟, 研究非等温凝固条件下对流对枝晶生长形貌、浓度场和温度场的影响.

2. 相场模型

本文在龙文元等人^[6,16,17]提出的二元合金相场模型基础上, 建立了耦合流场、溶质场和温度场的相场模型. 在非等温凝固过程中, 对流作用下二元合金相场模型由相场控制方程、溶质守恒方程、能量守恒方程和质量与动量守恒方程组成.

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 50176009)及江西省自然科学基金(批准号: 2007GZC1492)资助的课题.

[†] E-mail: longwy@nchu.edu.cn

2.1. 相场控制方程^[6]

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = M \left\{ \varepsilon^2 \nabla^2 \phi + \frac{RT}{V_m} h'(\phi) \left[c \ln \frac{c_s \cdot c_1^e}{c_1 \cdot c_s^e} + (1-c) \ln \frac{(1-c_s) \cdot (1-c_1^e)}{(1-c_1) \cdot (1-c_s^e)} \right] - Wg'(\phi) \right\}, \quad (1)$$

式中, ϕ 为相场变量, $\phi = 0$ 表示液相, $\phi = 1$ 表示固相, 在固液界面上 ϕ 的值在 0—1 之间变化; M 为与界面驱动力有关的相场移动速率; t 为时间; R 是气体常数; T 是温度; V_m 是摩尔体积; ε , W 为相场参数; c 为合金配制的溶质浓度(摩尔分数); c_s 和 c_1 分别代表固相和液相的溶质浓度, 上标 e 表示平衡状态; 势函数 $h(\phi) = \phi^3(10 - 15\phi + 6\phi^2)$, 则 $h'(\phi) = 30\phi^2(\phi - 1)^2$; 剩余自由能函数 $g(\phi) = \phi^2(1 - \phi^2)$, 因此 $g'(\phi) = 2\phi(1 - 2\phi^2)$.

2.2. 溶质守恒方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial c}{\partial t} + \nabla \cdot (vc) \\ &= \nabla \cdot \left\{ D(\phi)c(1-c) \left[h(\phi) \frac{1}{c_s(1-c_s)} + (1-h(\phi)) \frac{1}{c_1(1-c_1)} \right] \nabla c \right. \\ & \quad \left. - D(\phi)c(1-c)h'(\phi) \times \left[\ln \frac{(1-c_1^e)c_s^e}{(1-c_s^e)c_1^e} + \ln \frac{(1-c_s)c_1}{(1-c_1)c_s} \right] \nabla \phi \right\} \quad (2) \end{aligned}$$

式中, v 为熔体流速; $D(\phi)$ 为体系的溶质扩散系数, $D(\phi) = D_1 + h(\phi)(D_s - D_1)$; D_s 和 D_1 分别为固相和液相中的溶质扩散系数.

2.3. 温度场控制方程

液态金属的流动使金属凝固过程中的温度场发生改变, 因此, 通过纯扩散条件下的能量守恒方程可以推导出流场作用下的能量守恒方程, 即

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (vT) = D\nabla^2 T + \frac{L}{C_p} h'(\phi) \frac{\partial \phi}{\partial t}, \quad (3)$$

式中, T 为温度, L 为潜热, C_p 为比热容, λ 为导热系数; D 为 $\frac{\lambda}{\rho C_p}$.

2.4. 流场控制方程

$$\nabla \cdot v = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \nabla \left(\frac{v}{1-\phi} \right) = - \frac{1-\phi}{\rho} \nabla p + \mu \nabla^2 v - M_1^d, \quad (5)$$

式中, p 为压力; ρ 为密度, 在本研究中假设液相和固相的密度相等并为常数; μ 为动力学黏度, 衰减的界面阻力相 $M_1^d = \mu h \phi^2 v / \varepsilon^2$, h 的取值为 2.757.

3. 计算参数的取值

3.1. 相场参数的取值

相场参数 ε 和 W 与界面能 σ , 界面厚度 2λ 有关, M 与界面动力系数有关, 则它们可表示为^[2]

$$\sigma = \frac{\varepsilon \sqrt{W}}{3\sqrt{2}}, \quad (6)$$

$$2\lambda = 2.2\sqrt{2} \frac{\varepsilon}{\sqrt{W}}, \quad (7)$$

$$M^{-1} = \frac{\varepsilon^2}{\sigma} \left[\frac{RT}{V_m} \frac{1-k^e}{m^e} \beta + \frac{\varepsilon}{D_1 \sqrt{2W}} \xi(c_s^e, c_1^e) \right], \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \xi(c_s^e, c_1^e) &= f_{cc}^s(c_s^e) f_{cc}^l(c_1^e) (c_1^e - c_s^e)^2 \\ & \quad \times \int_0^1 \frac{h(\phi)(1-h(\phi))}{(1-h(\phi))f_{cc}^s(c_s^e) + h(\phi)f_{cc}^l(c_1^e)} \\ & \quad \times \frac{d\phi}{\phi(1-\phi)}, \quad (9) \end{aligned}$$

式中, β 为动力系数; R 为气体常数; V_m 为摩尔体积; m^e 为液相线斜率; k^e 为平衡常数; D_1 为液相中的溶质扩散系数; c 为溶质的摩尔浓度; 下标 s, l 分别表示固相和液相. f_{cc} 和 f_{cc} 为自由能密度 f 对浓度的一阶、二阶偏导数.

3.2. 扰动

在相场法模拟枝晶生长时存在固有的误差扰动. 通常扰动可以引发枝晶的侧向分支的生长. 因此, 为了模拟实际凝固过程中界面处的波动, 在计算时加入了随机的扰动. 在本文中以一种简单的方式在相场方程加入扰动, 即

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} \rightarrow \frac{\partial \phi}{\partial t} + 16g(\phi)\chi\omega \quad (10)$$

式中, χ 的取值为 -1 和 +1 之间的随机数; ω 是与时间有关的扰动强度因子; $16g(\phi)$ 用来强制扰动在固液界面中出现, $\phi = 0.5$ 处可能出现最大扰动, 远离界面将迅速减小.

4. 数值求解和模拟参数的取值

4.1. 数值求解方法

由于动量方程式(5)中包含压力项,却没有可用以直接求解压力的方程.本文采用基于同位网格的 Simple (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) 算法求解连续方程式(4)和动量方程式(5),解决了因压力所带来的流场求解难题;用显式有限差分法同时求解相场方程式(1)和溶质守恒方程式(2);用交替方向隐式差分法(ADI)求解温度控制方程,避免了时间步长的限制.因此,计算的时间步长仅受浓度场计算的限制,即 $\Delta t < \Delta x^2/4D_1$, 为此在计算中选择 $\Delta t = \Delta x^2/5 D_1$.

在计算时,根据晶粒的对称性,为了节省时间只计算枝晶生长的二分之一区域,取相场、溶质场和流场的计算网格数为 1000×500 ,网格尺寸为 1.0×10^{-8} m;由于合金的热扩散系数是其溶质扩散系数的几百倍,为了减少计算量,取温度场的计算网格数为 100×50 ,网格尺寸为 1.0×10^{-7} m.数值计算的应用程序是用 Visual C++ 6.0 在 Windows XP 下编制的.

4.2. 初始条件和边界条件

开始计算时假定整个计算区域充满均匀的过冷合金熔体,初始温度 $T = 905$ K,即过冷度 $\Delta T = 28.3$ K,初生晶核设为一个网格数为 30×15 的三角形,即在此三角形区域内,给定该区域节点的相场变量初始值为 1,作为晶核,其余节点为 0,状态相当于过冷的液相.在模拟区域左边界施加一个 v 的入口速度(图 1 箭头所示),并让流体从右边界流出的横向流动,令初始时刻液态金属的横向流速 $v_x = u_0$,纵向流速 $v_y = 0$;初始压力 $p = 0$ MPa,浓度场的初始值为 0.019(摩尔分数).在计算区域的边界上,温度场采用定温边界条件,即 $T_\infty = 905$ K.相场、浓度场、流场及压力场的边界条件如图 1 所示.

4.3. 合金熔体的热物性参数

因为 Al-Cu 合金具有高强度、高韧性及耐热性,应用广泛(仅次于 Al-Si 合金),但铸造性能差,容易产生裂纹和缩松等.进行枝晶生长过程模拟可以预测其凝固组织,进而预测其力学性能.另外,Al-

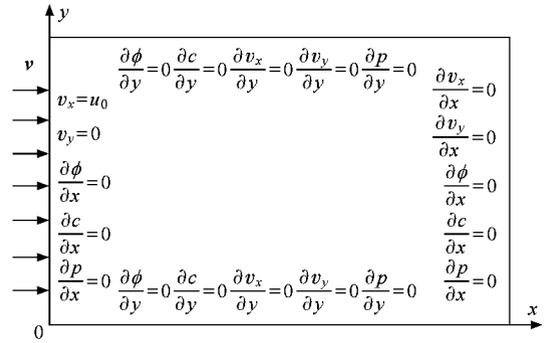


图 1 边界条件的选取

4.5% Cu 合金是全 α 枝晶的单相组织,有利于模拟.为此,本文选用 Al-4.5% Cu 合金为研究对象,计算中使用到的 Al-4.5% Cu 合金物性参数如表 1 所示.

表 1 Al-4.5% Cu 合金的物性参数^[10,11,19]

物性参数	Al-4.5% Cu
界面能 $\sigma/\text{J}\cdot\text{m}^{-2}$	0.093
熔点温度 T_m/K	933.3
液相溶质扩散系数 $D_l/\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$	3.0×10^{-9}
固相溶质扩散系数 $D_s/\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$	3.0×10^{-13}
凝固潜热 $L/\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$	389.0
液相线斜率 $m^*/\text{K}\cdot(\text{mol}\%)^{-1}$	-600.0
定压比热容 $C_p/\text{kJ}\cdot(\text{kg}\cdot\text{K})^{-1}$	1.13
热导率 $k/\text{W}\cdot(\text{m}\cdot\text{K})^{-1}$	192.6
平衡常数 k^*	0.14
运动粘度 $\mu/(\text{m}^2/\text{s})$	1.0×10^{-6}

5. 结果和讨论

5.1. 枝晶的生长形貌

图 2 所示分别为凝固时间 $t = 1.5 \times 10^{-4}$ s 时等温凝固(a)和非等温凝固(b)(c)过程中枝晶生长的模拟结果.图中不同颜色代表了相场变量 ϕ 的不同值,中间颜色较深的是固相,白色区域是液相,介于两者之间的是固液界面.比较图(a)和(b)可以看出,在等温和非等温凝固过程中都可以得到树枝晶,且液态金属的流动都使上游方向枝晶的生长得到促进,而在下游方向受到抑制.但是,等温凝固时上游、法向和下游初生枝晶的生长速度比非等温凝固时要快,二次枝晶较发达.这是由于在非等温凝固时考虑了凝固潜热,凝固过程中潜热的释放使固液界面的

温度升高,从而在一定程度上抑制了枝晶的生长.比较图(b)和(c)可以发现,当忽略对流时($v = 0 \text{ m/s}$),枝晶呈对称性生长.当考虑对流时($v = 0.01 \text{ m/s}$),枝晶生长的对称性遭到破坏,对流使上游枝晶的生长得到促进,枝晶比无对流时生长要快一些,也更发达,而下游枝晶的生长受到抑制,枝晶比无对流时生长要慢一些.这是由于合金凝固过程中溶质的再分配,固相中Cu的浓度低于初始浓度,在不考虑对流时,液相中溶质的扩散速度小于枝晶的生长速度,溶质再分配时从固相中析出的溶质不能充分扩散到液相中,从而富集在枝晶的前沿;当考虑对流的影响时,由于液态金属的流动提高了溶质的扩散速度,溶质随着液态金属的流动从上游扩散到了下游,使得上游液相中的浓度低于下游,而该合金的液相线斜率为负值,浓度越低,过冷度越大,从而使得枝晶在上游的生长速率大于下游,导致了不对称的枝晶生长形貌.

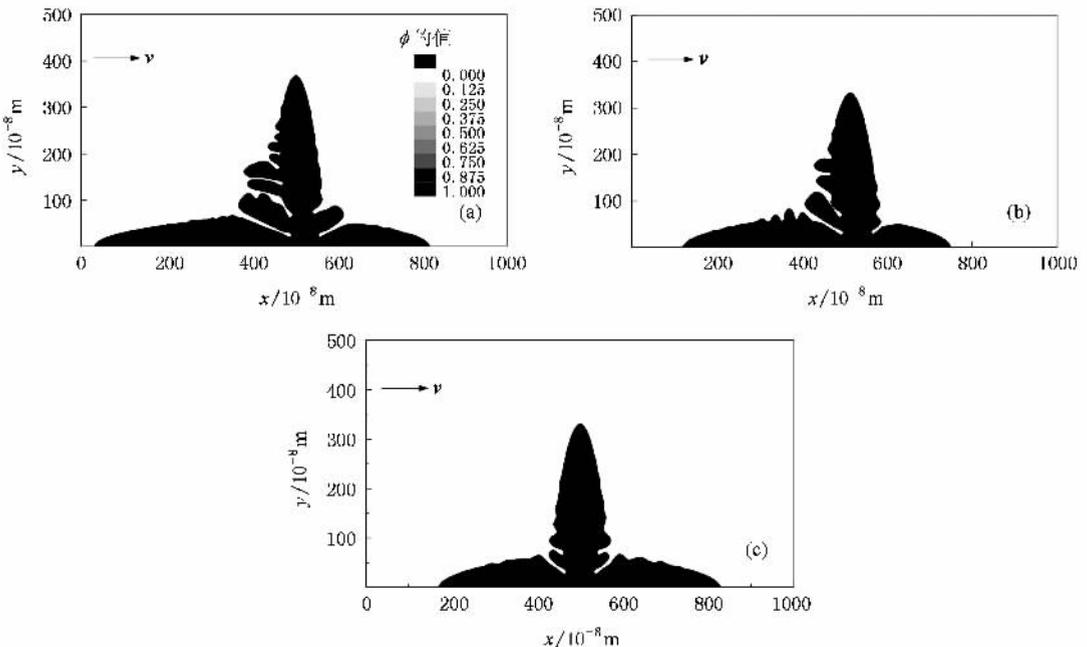


图2 $t = 1.5 \times 10^{-4} \text{ s}$ 时等温和非等温凝固枝晶的生长形貌 (a) 等温, $v = 0.01 \text{ m/s}$; (b) 非等温, $v = 0.01 \text{ m/s}$; (c) 非等温, $v = 0 \text{ m/s}$

固液界面处等高线的密度反映溶质梯度的大小,等高线越密,溶质梯度越大.比较图(a)和(b)可以看出,等温和非等温凝固时枝晶尖端前沿的溶质梯度差别.等温凝固时枝晶固液界面前沿的溶质扩散层比非等温要薄,等高线密,因此,等温凝固枝晶

图3显示了Al-4.5%Cu合金在等温(a)和非等温(b)(c)凝固过程中同一时刻($1.5 \times 10^{-4} \text{ s}$)溶质场的分布情况,图中不同颜色代表了溶质Cu的不同摩尔浓度值.从图中可以看出,在非等温和等温凝固过程中溶质的分布规律基本是一致的.比较图(a)和(b)可以看出,在非等温凝固模拟时,由于考虑了凝固潜热的影响,其最高溶质浓度和最低溶质浓度均比等温凝固时要小,这是由于非等温凝固时的温度升高,凝固点在相图上的液相和固相线左移,使凝固时的平衡浓度降低,从而导致溶质场再分配时固、液相中的溶质浓度降低.此外,从图中还可以看出,等温凝固时固相溶质浓度比非等温要高,这是由于等温凝固过程中忽略了凝固潜热的释放,枝晶的生长速度比非等温凝固时要快.比较图(b)和(c)可以看出,对流使溶质场呈非对称性分布,上游固液界面前沿溶质扩散层变薄,而下游固液界面前沿溶质扩散层变厚.

前沿固液界面区域的浓度梯度要大.比较图(b)和(c)可以看出,在对流作用下,上游枝晶前沿浓度梯度增大,而下游枝晶前沿浓度梯度减小.

图4是Al-4.5%Cu合金等温和非等温凝固过程中枝晶主轴中心方向的溶质再分配情况.两种情

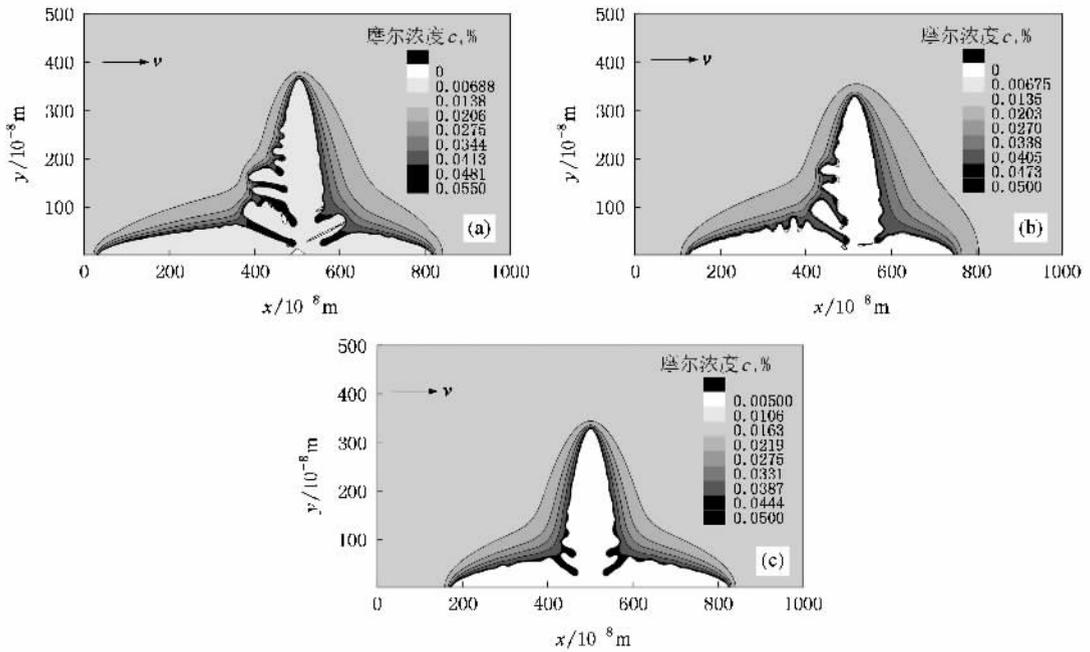


图 3 $t = 1.5 \times 10^{-4}$ s 时等温和非等温凝固过程中溶质场的分布情况 (a) 等温, $v = 0.01$ m/s ;(b) 非等温, $v = 0.01$ m/s (c) 非等温, $v = 0$ m/s

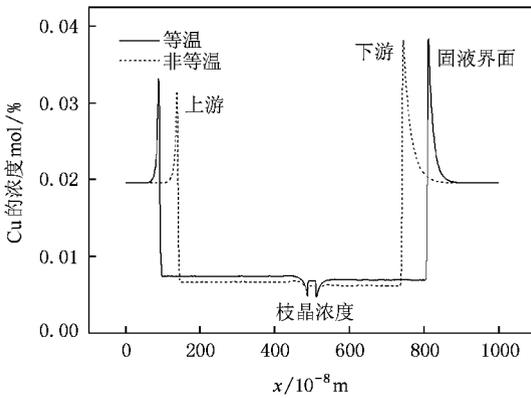


图 4 枝晶主轴中心方向的溶质分布曲线

况下模拟的结果都与溶质再分配理论中非平衡状态下液相中有对流作用的情况相符合. 从图中可以看出, 在对流作用下, 等温和非等温凝固过程中上游枝晶浓度均比下游要高, 这是由于 Al-Cu 合金的固液界面溶质平衡分配系数小于 1, 枝晶生长速度愈大, 实际的固液界面溶质分配系数也越大, 而上游枝晶生长速度要比下游大得多. 所以, 上游枝晶固相中的溶质浓度反而比下游高. 而上游枝晶尖端前沿固液界面处和液相浓度比下游低一些, 这是由于液态金属的流动, 将溶质从上游冲刷到下游. 此外, 在强迫对流作用下, 等温凝固过程中固相和固液界面处的

溶质浓度比非等温凝固要高, 这与图 3 的结果一致. 这是由于非等温凝固过程考虑了凝固潜热的释放.

5.2. 温度场的分布

图 5 为枝晶生长过程中初始温度 $T = 905$ K, 对流速度 $v = 0.01$ m/s 时不同时刻枝晶主轴中心方向上的温度分布情况. 图中竖线标记的位置为枝晶尖端固液界面的位置, 每条曲线上两条竖线中间位置是固相, 两边为液相. 从图中可以看出, 固相中温度要高于液相, 但温度梯度小, 从中心位置向两侧温度梯度不断增大, 在固液界面处的温度梯度最大, 随后又开始减小, 其中上游温度梯度比下游要大. 从图中

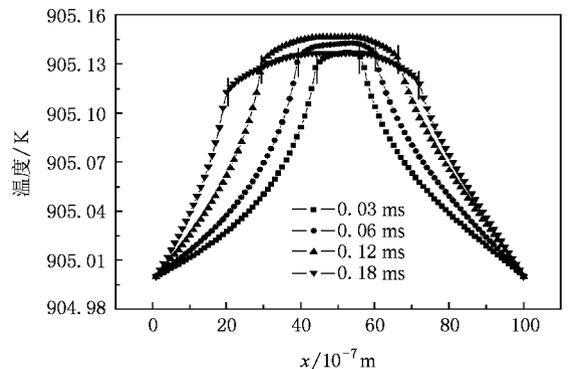


图 5 不同时刻枝晶主轴中心方向上的温度分布

还可以看出,在枝晶生长初期,随着枝晶的生长,枝晶中的温度不断升高,随着枝晶尖端不断靠近边界,升高速度不断减小,当凝固时间为 0.18 ms 时,枝晶中的温度开始下降,这是因为边界温度固定为较低的初始温度 905 K,随着枝晶的生长,其边界的热量是不断发生变化的,枝晶尖端越靠近边界热流量越

大,散失的热量也越多,当散失的热量超过凝固潜热的释放时,温度就会下降.图中上游固液界面处的温度低于下游,这是由于液态金属的流动将热量从上游传输到下游.

图 6 显示了有、无对流时 Al-4.5% Cu 合金非等温凝固过程中温度场分布情况的模拟结果等高线.

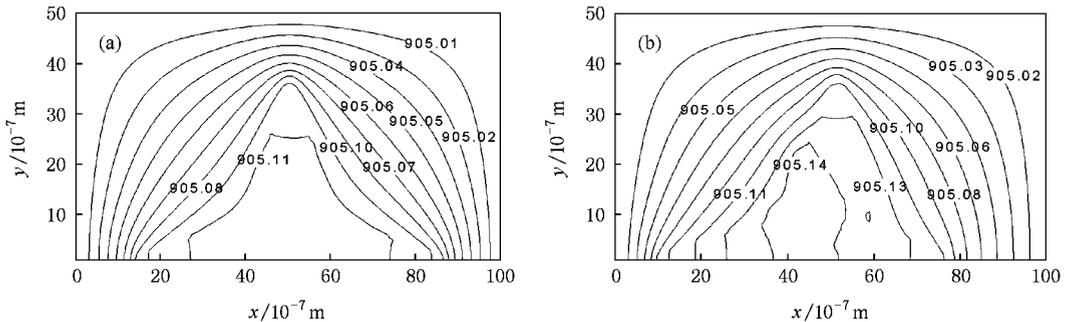


图 6 $t = 0.3$ ms 时刻非等温凝固时的温度场分布情况 (a) $v = 0$ m/s; (b) $v = 0.01$ m/s

从图中可以看出,温度场的分布与枝晶生长的形貌是相一致的,液相中的温度低,由于凝固潜热的释放,固相中的温度要高.图 (a) 中的温度场呈对称性分布,而图 (b) 中上游枝晶温度比下游要高,这是由于在对流的作用下,上游枝晶生长速度快,二次枝晶较发达,释放的潜热多.

图 6 中等高线的密度反映了温度梯度的大小.从图中可以看出,在固液界面处的等高线要密一些,即固液界面处的温度梯度要大,最密的等高线位于枝晶的尖端位置,即其温度梯度最大,固相中等高线的密度最小,即其温度梯度也最小.比较图 (a) 和 (b) 可以发现,对流使固相中的最大温差增大,当 $v = 0$ m/s 时,枝晶中最大温差为 0.11 K,当 $v = 0.01$ m/s 是,枝晶中的最大差值为 0.14 K.此外,对流也使上游温度梯度增大,而使下游温度梯度减小.

6. 结 论

1. 采用相场法模拟了 Al-4.5% Cu 二元合金在等温和非等温条件下对流速度 $v = 0.01$ m/s 时枝晶的生长形貌.模拟结果表明:由于凝固潜热的释放,非等温凝固时枝晶的生长速率比等温时要慢一些.

2. 非等温和等温凝固过程中溶质的分布规律基本是一致的,但等温凝固过程中固相的溶质浓度比非等温凝固要高,而固液界面处的溶质浓度比非等温要低,且枝晶固液界面前沿的溶质扩散层比非等温要薄,等高线较密,枝晶前沿溶质梯度较大.

3. 液态金属的流动改变了合金凝固过程中温度场的分布.对流使固相中的最大温差和上游温度梯度增大,而使下游温度梯度减小.

[1] Zhao D P, Jing T, Liu B C 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1737 (in Chinese) [赵代平、荆涛、柳百成 2003 物理学报 **52** 1737]

[2] Long W Y, Cai Q Z, Chen L L, Wei B K 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 256 (in Chinese) [龙文元、蔡启舟、陈立亮、魏伯康 2005 物理学报 **54** 256]

[3] Nestler B, Wheeler A A, Ratke L, Stöcker 2000 *Physica* **141** 133

[4] Tönhardt R, Amberg G. 2000 *J. Cryst Growth* **213** 161

[5] Yu Y M, Yang G C, Zhao D W, Karma A, Beckermann C 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2423 (in Chinese) [于艳梅、杨根仓、赵达文、Karma A、Beckermann C 2001 物理学报 **50** 2423]

[6] Long W Y, Xia C, Xiong B W, Fang L G 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1078

[7] Lu Y, Beckermann C, Ramirez J C. 2005 *J. Cryst Growth* **280** 320

[8] Lu Y, Beckermann C, Karma A 2002 *Mater Res. Soc.* **22** 1

[9] Beckermann C, Diepers H J, Steinbach I, Karma A, Tong X 1999 *Comput Phys* **154** 468

[10] Diepers H J, Beckermann C, Steinbach I 1999 *Acta Mater* **47** 3663

[11] Tong X, Beckermann C, Karma A 2000 *Physical Rev. E* **61** 49

[12] Lan C W, Shin C J 2004 *J. Cryst Growth* **264** 472

[13] Lan C W, Lee M H, Chuang M H, Shih C J 2006 *J. Cryst Growth* **295** 202

- [14] Lan C W , Hsu C M , Liu C C 2002 *J. Cryst Growth* **241** 379
 [15] Wheeler A A , Boettinger W J , McFadden G B 1992 *Physical Rev. E* **45** 7424
 [16] Long W Y , Cai Q Z , Chen L L , Wei B K 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1341 (in Chinese) [龙文元、蔡启舟、陈立亮、魏伯康 2006 物理学报 **55** 1341]
 [17] Long W Y , Cai Q Z , Chen L L , Wei B K 2003 *Foundry* **52** 695 (in Chinese) [龙文元、蔡启舟、陈立亮、魏伯康 2003 铸造 **52** 695]
 [18] Kim S G , Kim W T , Suzuki T 1998 *Physical Rev. E* **58** 3316
 [19] Ode M , Kim S G , Kim W T 2001 *ISIJ International* **41** 345

Phase-field simulation of non-isothermal solidification dendrite growth of binary alloy under the force flow^{*}

Long Wen-Yuan^{1)†} Lü Dong-Lan¹⁾ Xia Chun¹⁾ Pan Mei-Man¹⁾ Cai Qi-Zhou²⁾ Chen Li-Liang²⁾

¹⁾ College of Aeronautical Manufacturing Engineering , Nanchang Hangkong University , Nanchang 330063 , China)

²⁾ College of Materials Science and Engineering , Huazhong University of Science and Technology , Wuhan 430074 , China)

(Received 10 December 2008 ; revised manuscript received 9 March 2009)

Abstract

Based on the binary phase-field model , the phase-field model coupling with solute field , temperature field and flow field was developed. The mass and momentum conservation equations are solved by using the Simple algorithm , and the thermal governing equation is numerically solved using an alternating implicit finite difference method. The dendrite growth processes during isothermal and non-isothermal solidification of the binary alloy under convection was simulated. The difference in dendrite growth , solute distribute and temperature distribution were investigated. The result of dendrite growth during isothermal and non-isothermal solidification were compared. The effect of latent heat on the dendrite growth under convection was analyzed.

Keywords : phase-field method , convection , non-isothermal solidification , dendrite growth

PACC : 6410 , 8130 , 6155H , 6100

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10176009) and the Natural Science Foundation of JiangXi Province (Grant No. 2007GZC1492) , China.

[†] E-mail : longwy@nchu.edu.cn