

强磁场条件下金属凝固过程中第二相的迁移行为*

王春江 苑轶 王强[†] 刘铁 娄长胜 赫冀成

(东北大学材料电磁过程研究教育部重点实验室, 沈阳 110004)

(2008 年 6 月 25 日收到; 2009 年 9 月 24 日收到修改稿)

理论分析表明, 第二相的迁移行为可以通过迁移速度进行表征. 影响迁移速度的因素包括第二相和熔体的物理性质、磁场强度和梯度大小、第二相的形状和体积等因素. 强磁场下洛伦兹力的效果为促进第二相在基体中的均匀分布, 其效率在磁场强度大于某一定值时逐渐降低. 在梯度强磁场条件下, 第二相迁移行为和分布状态的主要控制参数是梯度磁场下的磁化力. 在磁场梯度较小时, 因洛伦兹力的制约磁化力控制第二相迁移的效果不明显, 随着磁场梯度的增加, 磁化力的作用效果逐渐增强. 通过研究强磁场下 Al-Si 合金、Al-Ni 合金中原位自生第二相的迁移行为实验验证了理论分析结果.

关键词: 强磁场, 迁移, 第二相, 凝固

PACC: 0755, 6630J, 1340, 4110F

1. 引 言

在金属材料(纯金属、合金或金属基复合材料)的凝固过程中, 通常会涉及到多种杂质析出相或添加相的迁移行为的控制问题. 为了研究方便, 本文将熔体中能够自由运动的粒子(包括溶质、析出相、杂质或外加增强相等)统称为第二相. 金属凝固组织中第二相的分布对材料的凝固组织及其性能具有重大的影响, 但目前的铸造工艺仍然不能根据设计需求灵活地控制第二相的分布. 强磁场技术的快速发展使磁场的作用范围扩展到整个材料领域, 给材料科学的发展带来了前所未有的机遇^[1-6]. 鉴于强磁场在金属熔体中能够产生强大的洛伦兹力、对包括弱磁性在内的所有物质产生的强大的磁化力以及材料间普遍存在导电率、磁化率等物性差异的有利条件, 利用强磁场控制第二相在熔体中的迁移行为具有很大的发展潜力. Sassa 等^[7]研究了正梯度强磁场下 Al-Si-Mn-Fe 合金和 Al-Si 合金凝固组织中初生相分布的规律, 发现金属间化合物受到向上的磁化力最终聚集在熔体的上部, 而 Si 受到向下的力最终聚集在熔体的下方. Ren 等^[8]研究了强磁场对 Bi-1.5Mn 和 Bi-3Mn 合金凝固过程中 BiMn 初生相

迁移行为的影响, 发现 BiMn 相在径向磁化力的作用下向试样的外围迁移, 形成了内部为共晶组织而外围为 BiMn 初生相的环状凝固组织. Colli 等^[9]在利用 12 T 静强磁场去除铝熔体中 SiC 微粒的可行性研究中进一步量化了磁化力的作用效果, 实验中测定 16 μm 的 SiC 微粒在 1 h 内迁移了 25 ± 12 mm 的距离. 然而, 强磁场下金属凝固过程中第二相迁移规律的理论研究仍未完善, 尤其是包括梯度磁场在内的强磁场对第二相分布的研究还未充分展开, 相关机理还需进一步探索. 本文从理论上深入地分析了强磁场下第二相的迁移规律及其影响因素, 并通过研究不同磁场条件下 Al-Ni 合金、Al-Si 合金中原位自生第二相的迁移行为, 对理论分析结果进行了实验验证.

2. 理论分析

2.1. 强磁场下第二相的运动规律

如图 1 所示, 当含有第二相颗粒的金属熔体置于强磁场 H 中时, 熔体中第二相受到的力包括重力 F_g 、阿基米德浮力 F_f 、梯度磁场下的磁化力 F_m (因基体和第二相间密度差和磁化率差所引起), 其综

* 中央高校基本科研业务费(批准号: N090209001, N090109001), 新世纪优秀人才支持计划项目(批准号: NECT-06-0289)及 111 计划项目(批准号: B07015)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: wangq@mail.neu.edu.cn

合作用效果可以用阿基米德合力来表示^[10]

$$F = F_g + F_m + F_r \\ = (1/\mu_0)(\chi_s - \chi_m)B(dB/dz) - (\rho_s - \rho_m)g, (1)$$

式中, F 为单位体积阿基米德合力, ρ 是材料的密度, χ 是磁化率, g 为重力加速度, B 为磁感应强度, μ_0 为真空磁导率, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$. 下标 p 和 m 分别代表第二相及其周围熔体.

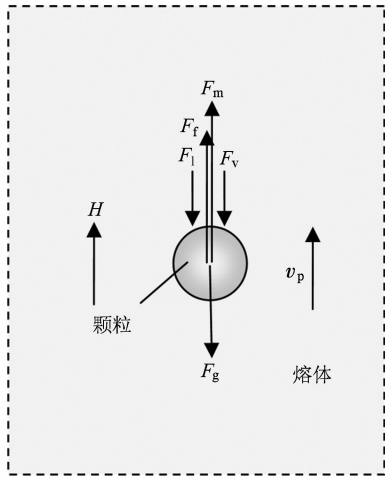


图1 强磁场下运动的第二相受力分析 F_g —重力; F_r —阿基米德浮力; F_m —磁化力; F_v —黏滞阻力; F_l —洛伦兹力

如果阿基米德合力 $F \neq 0$, 熔体中的第二相在力 F 的作用下会沿着 F 的方向运动, 第二相会对周围的熔体产生挤压和黏滞作用而使熔体受迫流动. 如图1所示, 此时第二相还会受到黏滞阻力 F_v 和均匀强磁场下的洛伦兹力 F_l 的作用. 其中, 第二相受到熔体的黏滞阻力可以表示为

$$F_v = -6\pi r \eta_0 v_p \quad (Re \leq 1), \quad (2)$$

式中, η_0 为熔体的动力黏度, v_p 为第二相运动的速度, r 为第二相的半径. 在本文的研究范围内, 一般有 $r \leq 10^{-4} \text{ m}$, $v_p < 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $\eta_0 \approx 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ 和 $\rho_m < 5 \times 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, 因此能够满足雷诺数 $Re \leq 1$ 的条件.

关于第二相所受的洛伦兹力的计算, 由于熔体的运动状态的复杂性, 第二相周围熔体的流动的大小和分布是难以精确测定, 因此, 洛伦兹力是难以精确计算的. 但由于均匀强磁场作用下熔体中由第二相运动而产生的洛伦兹力总是阻碍第二相的运动, 其作用效果和黏滞阻力相同, 并且洛伦兹力和黏滞阻力都与速度成正比, 因此可以将洛伦兹力的作用效果等效为熔体黏滞阻力的变化, 即修正无磁场下熔体的黏度 η_0 为施加磁场后熔体的有效黏度

系数 η , 如下式所示:

$$\eta = f(Ha) \cdot \eta_0, \quad (3)$$

式中, Ha 为 Hartman 数, $Ha = Br \sqrt{\frac{\sigma_m}{\eta_0}}$, $f(Ha)$ 表示关于 Ha 数的函数, 根据 Yasuda 等^[11] 的研究, 当 $Ha \ll 1$ 时, $f(Ha)$ 可以表示为 $f(Ha) \approx 1 + \frac{3Ha}{8}$; 当 $Ha \gg 1$ 时, $f(Ha)$ 可以表示为 $f(Ha) \approx \frac{Ha}{3}$; 当 $Ha \approx 1$ 时, $f(Ha) \approx \frac{Ha}{3} + 1$.

于是, 磁场内运动的第二相的受力可以表示为

$$F_r = \frac{4}{3}\pi r^3 F - 6\pi r \eta v_p. \quad (4)$$

在(4)式右侧, 第一项为第二相运动的动力项, 取决于系统的性质和参数, 第二项为阻力项, 与系统的状态有关. 假设熔体的初始状态是稳定且静止的, 即有 $v_p = 0$. 当 $F \neq 0$ 时, 第二相在 F 的作用下开始加速运动, 随着第二相运动速度的增加, 运动阻力逐渐增大, 其所受合力 F_r 逐渐减小. 当阻力增加到与动力相等, 即 $F_r = 0$ 时, 第二相的速度达到最大值并保持恒定, 系统达到平衡. 平衡时第二相的速度记为 v_i , v_i 可以根据(4)式导出, 即

$$v_i = \frac{2}{9} \frac{F}{\eta} r^2. \quad (5)$$

2.2. 影响第二相迁移的因素

由(5)式可知, 影响第二相迁移速度的因素来源于三个方面, 分别是第二相运动的动力源项(阿基米德合力 F)、熔体的有效黏度 η 以及第二相的尺寸因素 r . 其中, 磁阿基米德力 F 和熔体的有效黏度 η 可以由强磁场的磁场梯度和磁场强度控制. 第二相的尺寸看似与磁场没有直接的关系, 但熔体有效黏度 η 是第二相尺寸 r 的函数. 因此, 第二相尺寸 r 也与强磁场的作用效果有着间接关系. 在上述推导过程中, Ha 是最重要的参数之一, 因此首先对 Ha 数的特征进行分析. 在 $Ha = Br \sqrt{\frac{\sigma_m}{\eta_0}}$ 中, $r \sqrt{\frac{\sigma_m}{\eta_0}}$ 由系统特性决定, 记为 k_1 , 对于多数金属熔体, $\eta_0 \approx 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, $10^7 < \sigma_m < 10^9 \text{ } \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ ^[12, 13]. 当第二相尺寸 r 在 $10^{-6} < r < 10^{-4} \text{ m}$ 的范围时, 有 $0.1 < k_1 < 100$. 图2给出了 Ha 数与磁场的关系曲线. 由图可见, 磁场强度 $B > 1 \text{ T}$ 时, 只有 $k_1 < 1$ 才会使 $Ha \ll 1$, 一般地, 这种情况只出现在熔体的电导率和第二相的尺寸

都很小时. 多数情形下, 金属熔体内几个特斯拉的磁场总会使得 $Ha \gg 1$.

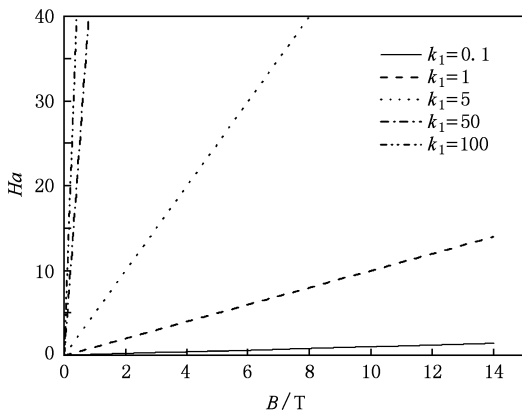


图2 Ha 数与磁感应强度的关系

2. 2. 1. 磁场强度

方便起见, 首先假设磁感应强度 B 是系统中的唯一变量. 当磁场强度很低并使得 $Ha \ll 1$ 或者 $Ha \approx 1$ 时, 利用关系式 $f(Ha) \approx 1 + \frac{3Ha}{8}$ 或 $f(Ha) \approx \frac{Ha}{3} + 1$ 计算可得, 熔体的有效黏度在 $\eta_0 < \eta < 1.375\eta_0$ 的范围内, 可见此时磁场对熔体有效黏度影响比较小. 下面重点分析 $Ha \gg 1$ 时利用磁场强度控制第二相迁移行为的方法.

将条件 $Ha \gg 1$ 变形可得 $B \gg \frac{\sqrt{\eta_0}}{r \sqrt{\sigma_m}}$, 假设 $B_{cr} = \frac{\sqrt{\eta_0}}{r \sqrt{\sigma_m}}$, 多数情形下会有 $B_{cr} < 1$ T. 将 $Ha \gg 1$ 条件下 $f(Ha)$ 的表达式 $f(Ha) \approx \frac{Ha}{3}$ 及(3)式代入(5)式可得 $B > B_{cr}$ 时磁场强度与第二相迁移速度的单值关系式

$$v_i = k_2 B^{-1} \quad (B \gg \frac{\sqrt{\eta_0}}{r \sqrt{\sigma_m}}), \quad (6)$$

式中, $k_2 = \frac{2Fr}{3 \sqrt{\sigma_m \eta_0}}$, 在上文所述的参数范围和 $F < 10^6 \text{ N} \cdot \text{m}^{-3}$ 的条件, 一般会有 $k_2 \ll 0.1$.

图3所示为第二相迁移速度与磁感应强度的关系的示意图. 由图可见, 在磁感应强度较低时, 随着磁感应强度的增加, 第二相的速度急剧降低, 当 B 增大到 2 T 以后, 迁移速度的下降开始趋于缓慢, 在感应强度 B 增大到 6 T 以后, 第二相的迁移速度几乎不再随磁感应强度的增加而降低.

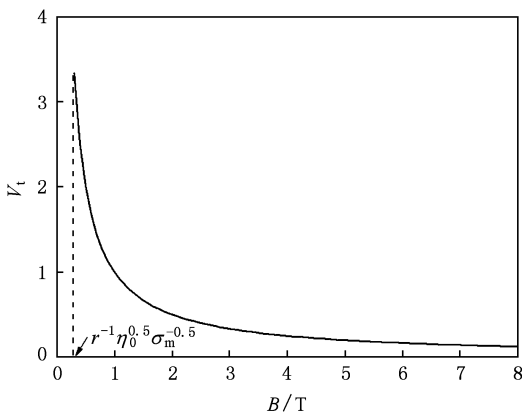


图3 第二相迁移速度与磁感应强度关系曲线

如果将第二相迁移速度对磁感应强度的变化率定义为磁感应强度的控制效率 e , 即 $e = - (dv_i / dB)$, 则根据(6)式可得

$$e = k_2 B^{-2} \quad (B \gg \frac{\sqrt{\eta_0}}{r \sqrt{\sigma_m}}). \quad (7)$$

(7)式显示, 当磁感应强度大于某一值后其控制效率随磁场的增大而减小, 磁感应强度越高, 控制效率越低. 由于 $k_2 \ll 0.1$, 控制效率 e 很快地趋于 0.

2. 2. 2. 磁场梯度

为了使所分析的问题简化并提供准确的结论, 系统中的唯一变量若假设为磁场梯度 dB/dz , 按照梯度磁场的定义, 梯度磁场必然会有 $dB/dz \neq 0$. 即磁场梯度的变化必然会引起磁场强度的相应变化. 因此为能更充分反应梯度磁场的变化, 这里假定系统中的唯一变量为磁感应强度和磁场梯度的乘积 $B(dB/dz)$. 于是(5)式变形为

$$v_i = \frac{2}{9} \frac{(1/\mu_0)(\chi_p - \chi_m)r^2}{\eta} B \frac{dB}{dz} + \frac{2}{9} \frac{(\rho_m - \rho_p)gr^2}{\eta}, \quad (8)$$

令 $k_3 = \frac{2}{9} \frac{(1/\mu_0)(\chi_p - \chi_m)r^2}{\eta}$, $c_1 = \frac{2}{9} \frac{(\rho_m - \rho_p)gr^2}{\eta}$, (8)式可简化为

$$v_i = k_3 B \frac{dB}{dz} + c_1, \quad (9)$$

c_1 的物理意义是磁场梯度为零时由重力和浮力引起的第二相迁移速度, 它既可能为正也可能为负, 其值取决于第二相和基体的物性参数. 当系统确定以后, 可能出现图4所示的八种情况.

根据(9)式, 第二相迁移速度与 $B(dB/dz)$ 应为

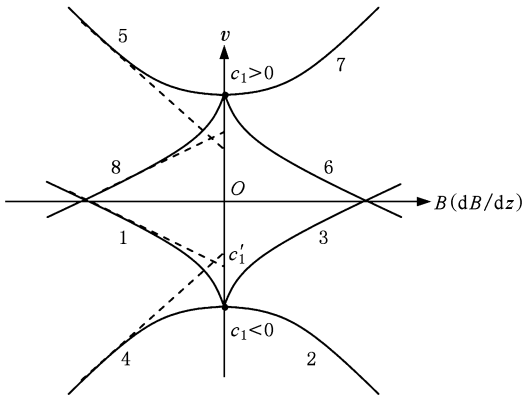


图4 利用磁场梯度控制第二相分布示意图(c'_1 为速度曲线切线与纵坐标的交点,表示对应 $B(dB/dz)_{cr}$ 下重力和浮力对第二相的迁移速度的贡献; $B(dB/dz)_{cr}$ 为第二相所受合力为零时的梯度值与磁场强度的乘积) (1— $c_1 < 0, k_3 < 0, B(dB/dz) < 0$; 2— $c_1 < 0, k_3 < 0, B(dB/dz) > 0$; 3— $c_1 < 0, k_3 > 0, B(dB/dz) > 0$; 4— $c_1 < 0, k_3 > 0, B(dB/dz) < 0$; 5— $c_1 > 0, k_3 < 0, B(dB/dz) < 0$; 6— $c_1 > 0, k_3 < 0, B(dB/dz) > 0$; 7— $c_1 > 0, k_3 > 0, B(dB/dz) > 0$; 8— $c_1 > 0, k_3 > 0, B(dB/dz) < 0$)

线性关系,但考虑到梯度改变时磁场强度也随之变化,二者之间的线性关系受到一定程度的影响,因此在图4中表现为曲线.曲线2,4,5,7的情形下,梯度较小时其对第二相速度的贡献被磁场强度的反作用而抵消,因此曲线相对平缓.但由于磁场强度的效率随着磁场强度的增大而降低,曲线斜率的绝对值逐渐增加.当梯度增大到一定值后,磁场强度的效率变得稳定(趋于零),第二相迁移速度与 $B(dB/dz)$ 基本成线性关系,曲线逐步演化为直线.曲线1,3,6,8的情形下,梯度较小时其对第二相速度的制约效果因磁场强度的贡献而加强,曲线斜率的绝对值较大.而随着梯度的增大,曲线斜率的绝对值会逐渐减小,曲线也最终演化为直线.

从 c_1 的定义可知,磁场强度只能影响其大小而不能改变它的正负,因此图4中虽然 c'_1 的绝对值随着梯度的增加而降低,但必然会保持与 c_1 符号相同.当磁场强度无限增大时, c'_1 趋近于零但永远不等于零.

2.2.3. 第二相尺寸

在系统确定之后第二相的所有参数(包括其尺寸)便不再可以改变.但是从(5)式可以看出,第二相的尺寸是影响其分布的一个重要因素,因此在实验设计中必须作为一个重要的参数来对待.将(5)式整理为关于第二相半径的单值函数

$$v_1 \approx \frac{2F}{9} r^2 \quad (Ha \ll 1), \quad (10a)$$

$$v_1 \approx \frac{F}{6} r^2 \quad (Ha \approx 1), \quad (10b)$$

$$v_1 = \frac{2F}{3B \sqrt{\sigma_m \eta_0}} r \quad (Ha \gg 1). \quad (10c)$$

由公式可以看出,磁场强度较低时,第二相迁移速度与其半径的平方 r^2 成正比,当磁场较强时,第二相迁移速度与其半径 r 成简单正比,即第二相尺寸的影响效果随着磁场强度的增加而降低.如图5所示.上述结果说明,磁场条件不但能够通过直接的影响改变第二相的迁移行为,还可以通过间接的因素影响到第二相的运动规律.从利用磁场的角度讲,磁场条件下第二相的尺寸因素也成为影响其分布的因素.

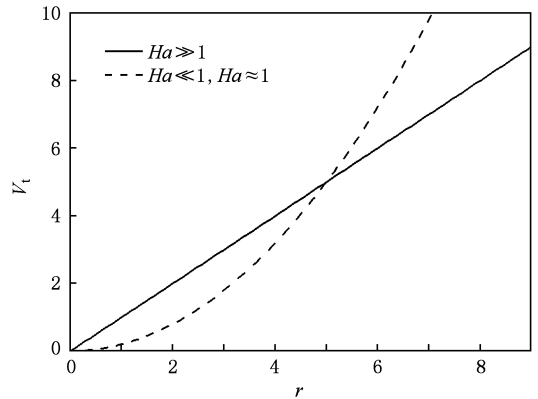


图5 不同磁场强度下第二相迁移速度与其半径的关系

在图5中,随着磁场强度的增加二次曲线逐渐演化为直线.如果设 $k_4 = \frac{2F}{3B \sqrt{\sigma_m \eta_0}}$,则(10c)式可以简化为 $v_1 = k_4 r$.可以看出,当阿基米德合力 F 不变时,磁场强度的增大使得 k_4 减小,即直线的斜率在磁场强度继续增加的过程中逐渐减小.

凝固过程中,第二相的尺寸及其分布区间的选择难以随意改变,而且作为一种间接的手段还需要其他相关因素的配合,因此利用尺寸控制第二相分布具有很大的局限性.然而,根据上述分析,第二相的尺寸与磁场条件的合理搭配对第二相分布具有很大的影响,必须结合根据实际情况作出选择.

3. 实验研究

不同磁场条件下 Al-6.8wt% Ni 试样的宏观凝

固组织如图 6 所示^[14]. 图中黑色条状物为初晶 Al_3Ni 相, 黑色孔洞为凝固缺陷, 其余为 $\text{Al}-\text{Al}_3\text{Ni}$ 的共晶组织. 由图 6(a) 可见, 在无磁场条件下, Al_3Ni 相沉积到试样的下部. 从图 6(b) 可见, 在 1 T 的磁场下, Al_3Ni 相的分布还未明显改变, 而在 4.4 T 的磁场下, Al_3Ni 相已经均匀分布 (图 6(c)). 并且均

匀化程度不再随磁场强度的增加而明显改善 (图 6(d)). 实验结果说明, 均恒磁场能够促进第二相均匀分布, 均匀化程度随磁场的增大而增加. 但其控制效率在磁场强度大于某一值时 ($\approx 1 \text{ T}$) 逐渐降低, 在磁感应强度大于 4.4 T 时, 控制效率已不明显. 这与理论分析的结果是统一的.

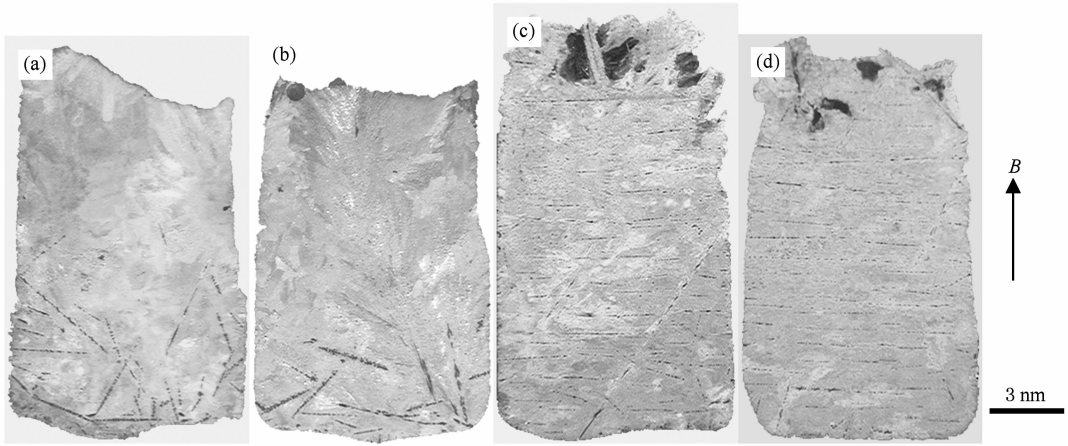


图 6 不同磁场条件下 Al-6.8% Ni 合金的宏观组织 (a) $B=0$; (b) $B=1 \text{ T}$; (c) $B=4.4 \text{ T}$; (d) $B=8.8 \text{ T}$

图 7 为不同梯度磁场条件下 Al-15wt% Si 试样的宏观凝固组织^[15], 其中的黑色粒状物是初晶硅. 没有施加磁场时, 初晶硅主要在试样的四周出现, 并且在重力 (磁场梯度) 方向上出现重力沉积, 如图 7(a) 所示. 图 7(b) 是施加了 $B(\text{dB}/\text{dz}) = 564 \text{ T}^2 \cdot \text{m}^{-1}$ 磁场的照片, 从图中可以明显地看到, 初晶 Si 大部分聚集在试样的下部. 而在施加了 $B(\text{dB}/\text{dz}) =$

$-564 \text{ T}^2 \cdot \text{m}^{-1}$ 的磁场后, 试样中初晶 Si 大部分集中在试样的上部, 如图 7(c) 所示. 可见, 在强磁场下 Al-Si 过共晶合金中凝固过程中, 磁化力是影响初晶硅分布的主要因素, 在其作用下, 初晶硅分别向试样的下部和上部偏聚. 将实验中的各种参数代入理论分析中的相关公式^[15], 二者的结果是完全一致的.

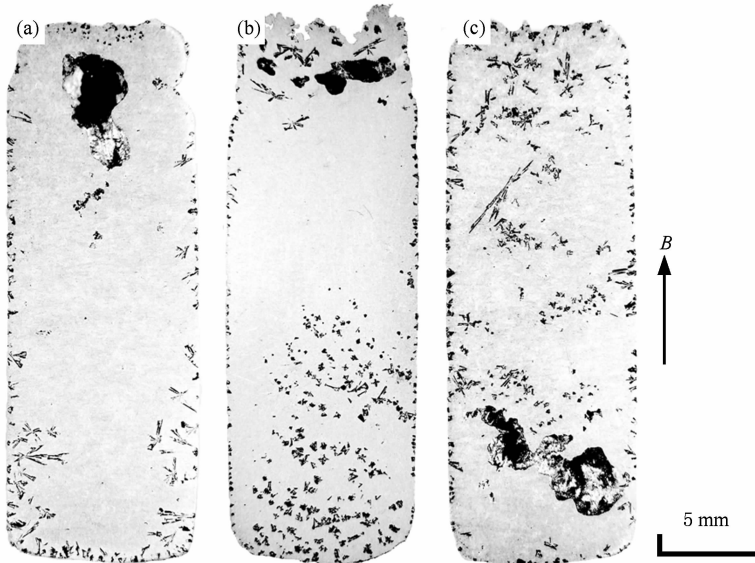


图 7 梯度磁场条件下 Al-15.0wt% Si 试样的宏观凝固组织 (a) 0 T ; (b) 8.8 T , $B(\text{dB}/\text{dz}) = 564 \text{ T}^2 \cdot \text{m}^{-1}$; (c) 8.8 T , $B(\text{dB}/\text{dz}) = -564 \text{ T}^2 \cdot \text{m}^{-1}$

4. 结 论

1. 第二相的分布能够通过控制其在熔体中的迁移速度来实现, 影响迁移速度的因素包括增强相和熔体自身的物理性质、磁场强度和梯度、增强相的体积等因素.

2. 均恒强磁场促进第二相均匀分布, 其主要影响因素是洛伦兹力. 随着磁场强度的增加洛伦兹力的作用效果逐渐增强, 而其效率随磁场强度的增加

而降低.

3. 利用磁场梯度下的磁化力可以主动而灵活地控制第二相的迁移行为, 并最终决定其在基体中的分布状态. 在磁场强度较低时, 磁化力对第二相速度的贡献会受洛伦兹力的制约, 效果不明显. 随着磁场强度和梯度增加, 磁化力的作用效果逐渐增强.

4. 第二相的体积是影响其在强磁场中迁移行为的一个重要因素. 磁场强度较低时, 第二相迁移速度与其半径的平方 r^2 成正比, 当磁场较强时, 第二相迁移速度与其半径 r 成正比.

-
- [1] Wang Q, Wang E G, He J C 2003 *J. Mater. Sci. Eng.* **21** 590 (in Chinese) [王 强、王恩刚、赫冀成 2003 材料科学与工程学报 **21** 590]
- [2] Asai S 2000 *Sci. Technol. Adv. Mater.* **1** 191
- [3] Asai S 2004 *Modell. Simul. Mater. Sci. Eng.* **12** R1
- [4] Wang C J, Wang Q, Wang Y Q, Huang J, He J C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 648 (in Chinese) [王春江、王 强、王亚琴、黄 剑、赫冀成 2006 物理学报 **55** 648]
- [5] Pang X J, Wang Q, Wang C J, Wang Y Q, Li Y B, He J C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5129 (in Chinese) [庞雪君、王 强、王春江、王亚琴、李亚斌、赫冀成 2006 物理学报 **55** 5129]
- [6] Gao A, Wang Q, Wang C J, Liu T, Zhang C, He J C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 767 (in Chinese) [高 翱、王 强、王春江、刘 铁、张 超、赫冀成 2008 物理学报 **57** 767]
- [7] Sassa K, Morikawa H, Asai S 1997 *J. Jpn. Inst. Met.* **61** 1283
- [8] Ren Z M, Li X, Wang H, Deng K, Zhuang Y Q 2004 *Mater. Lett.* **58** 3405
- [9] Colli F, Fabbri M, Negrini F, Asai S, Sassa K 2003 *COMPEL* **22** 58
- [10] Ikezoe Y, Hirota N, Nakagawa J, Kitazawa K 1998 *Nature* **393** 749
- [11] Yasuda H, Ohnaka I, Kawakami O, Ueno K, Kishio K 2003 *ISIJ Int.* **43** 942
- [12] Robert C 1982-1983 *CRC Handbook of Chemistry and Physics* (the 63rd edition) (Florida: CRC Press, Inc.) B-244
- [13] Colin J, Smithells M S 1976 *Metals reference book* (5th edition) (London & Boston: Butterworths & Co. Ltd.) 940
- [14] Wang, C J, Wang, Q, Wang Z Y, Li H T, Nakajima K, He J C 2008 *J. Cryst. Growth* **310** 1256
- [15] Wang Q, Wang C J, Liu T, Wang K, He J C 2007 *J. Mater. Sci.* **42** 10000

Effect of high magnetic fields on the migration of second phases during the solidification of metals^{*}

Wang Chun-Jiang Yuan Yi Wang Qiang[†] Liu Tie Lou Chang-Sheng He Ji-Cheng

(Key Laboratory of Electromagnetic Processing of Materials (Ministry of Education), Northeastern University, Shenyang 110004, China)

(Received 25 June 2008; revised manuscript received 24 September 2009)

Abstract

Theoretical analysis shows that the migration behavior of a second phase during solidification processes in a high magnetic field (HMF) can be described by the migration velocity, which is a function of properties of melt matrix and the second phase, magnetic intensity and its gradient, as well as the geometry and size of the second phase. Lorentz force tends to make the second phase distribute homogeneously, although its efficiency decreases with the increase of magnetic intensity beyond a certain value. When a gradient HMF is imposed, magnetization force becomes the dominant factor for the migration behavior of second phase. The effect of magnetization force increases with magnetic gradient, while it is difficult to control the migration of a second phase due to the constraint of Lorentz force when magnetic gradient is small. The theory has been experimentally verified by controlling the migration of in situ prepared particles in Al-Si and Al-Ni alloys under HMF conditions.

Keywords: high magnetic field, migration, second phase, solidification

PACC: 0755, 6630J, 1340, 4110F

^{*} Project supported by the Fundamental Research Funds for the Central Universities (Grant Nos. N090209001, N090109001), the Program for New Century Excellent Talents in University (Grant No. NECT-06-0289) and the 111 Project (Grant No. B07015).

[†] Corresponding author. E-mail: wangq@mail.neu.edu.cn