

抽拉速度对 SCN-DC 共晶生长形貌的影响*

白贝贝 林鑫[†] 王理林 王贤斌 王猛 黄卫东

(西北工业大学凝固技术国家重点实验室, 西安 710072)

(2013年7月3日收到; 2013年8月6日收到修改稿)

本文采用类金属透明模型合金丁二腈-23.6 wt%樟脑 (SCN-23.6 wt%DC) 合金, 研究了棒状共晶定向凝固组织的演化行为, 考察了抽拉速度对棒状共晶合金组织形貌演化的影响规律. 结果表明, 在共晶生长初期, 共晶组织首先起源于晶粒晶界或者试样盒型壁处, 随后沿液/固界面和平行于热流方向生长; 在较小的抽拉速度 (0.064—0.44 $\mu\text{m/s}$) 下, 棒状共晶界面前沿呈现平界面形态, 内部两相棒状组织平行生长, 并且随着抽拉速度的增大, 棒状共晶逐渐细化, 棒状间距减小; 而在较大的抽拉速度 (0.67—1.56 $\mu\text{m/s}$) 下, 共晶界面前沿呈现胞状生长形貌, 胞内的棒状共晶呈放射状生长, 同样, 随着抽拉速度的增大, 胞内棒状共晶逐渐细化, 棒状间距减小.

关键词: 定向凝固, 共晶形貌, 抽拉速度, 共晶间距

PACS: 81.30.Fb, 81.10.Aj, 81.10.Dn

DOI: 10.7498/aps.62.218103

1 引言

共晶合金是目前在工业生产中应用很广、也是非常重要的一类工程合金, 最近几十年来, 很多学者致力于开发新型共晶合金, 以满足不同的工业需求^[1,2]. 共晶凝固过程中, 其组织演化通常呈现一种典型的多相凝固自组织现象, 其两相界面形态的演化和选择对最终共晶合金的组织 and 性能具有重要影响^[3-7]. 定向凝固技术是研究共晶合金凝固的一个重要手段. 特别是, 由于定向凝固的相关控制参数准确可控, 使得定向凝固共晶合金的理论和实验研究倍受关注. 至今, 已经有很多研究者对共晶生长理论进行了研究, 并提出了相应的模型, 如 JH 模型^[8]、TMK 模型^[9]、KT 模型^[10]、李周模型^[6]、以及 LZ 模型^[11]. 另外, 还有一些研究者也对经典的理论进行补充, 刘俊明等^[12]研究了定向凝固过程中层片间距选择的动力学因素, 提出了三种间距模型, 并获得了间距与抽拉速度的定量关系. 而采用透明模型合金来实时观察共晶凝固过程已经成为验证共晶凝固理论, 揭示共晶两相演化行为的一个重要途径. 姚向东等^[13]采用 $\text{CBr}_4\text{-C}_2\text{Cl}_6$

共晶合金研究了强制性共晶生长行为, 并对经典的 JH 和 Trivedi 模型进行了验证. Akamastu 等^[14]研究了试样厚度对 SCN-DC 透明共晶合金凝固组织特征参数的影响, 发现小试样厚度有利于共晶组织以类层片共晶形貌生长. Serfoglul 等^[15]则发现保温时间、单相层组织形貌、试样厚度等初始条件是影响定向凝固过程中共晶组织生长行为的关键因素. 孟广慧等^[5]研究试样厚度和界面能各向异性效应对 $\text{CBr}_4\text{-C}_2\text{Cl}_6$ 共晶合金层片间距调整机理的影响规律, 发现当试样厚度明显大于层片间距的选择范围时, 共晶层片的取向大致与热流方向平行. Trivedi 等^[16]采用定向凝固的方法研究 SCN-DC 共晶合金生长时, 发现在厚度较小的试样中形成单层的棒状共晶组织, 并建立了二维棒状共晶理论模型. 另外, 近几年有研究者采用计算机模拟的方法研究共晶生长. Zhu 等^[17]采用多相场模型模拟了定向凝固过程中 $\text{CBr}_4\text{-C}_2\text{Cl}_6$ 层片共晶的稳定性, 指出了层片共晶不稳定的主要原因是溶质边界层的扰动. 吴孟武等^[18]采用元胞自动机法模拟了初始条件对二元规则共晶合金共晶两相生长形貌及间距的变化规律, 再现了共晶层片间距调节机理; 杨玉娟等^[19]采用多相场模型研究了不同抽拉速度

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2011CB610402) 和国家自然科学基金 (批准号: 50971102, 51271213) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: xlin@nwpu.edu.cn

下 $\text{CBr}_4\text{-C}_2\text{Cl}_6$ 共晶合金的形态选择, 建立了形态选择图; Zhu^[20] 利用多相场模型模拟了三种变速条件 $\text{CBr}_4\text{-C}_2\text{Cl}_6$ 凝固过程, 发现在变速条件下, 界面平均生长速率偏离抽拉速率, 界面平均过冷度也发生了变化。

需要指出的是, 虽然目前对共晶生长机理的研究已经取得了较大的进展, 但是大部分对共晶生长的研究主要侧重于共晶两相的平界面生长行为和非规则共晶生长. 对共晶两相随着生长速度增加, 所呈现的平界面共晶、胞状共晶、枝状共晶直至反常非规则生长的完整共晶演化行为仍然较少涉及. 另外, 对共晶组织从生长初期达到稳态的瞬态发展行为, 目前还缺乏较为深入的研究. 实际上, 对这些的准确理解对于完整描述共晶两相的生长机理同样是非常重要的. 基于此, 本文以 SCN-DC 透明共晶合金为研究对象, 研究了共晶凝固初期和平界面共晶和胞状共晶生长过程中共晶两相的演化行为, 考察了抽拉速度对共晶组织演化行为的影响, 以期完善共晶生长理论, 进而为指导生产实践奠定基础。

2 实验方法

采用纯度大于 99.99% 的丁二腈和纯度大于 98% 的樟脑配制名义成分为 SCN-23.6 wt%DC 的共晶点合金. SCN-DC 合金系的相图如图 1 所示, 相关的物性参数如表 1 所示. 实验在如图 2 所示的自制 Bridgman 水平定向凝固系统中进行. 该系统主要由 Jackson-Hunt 温度梯度平台、抽拉系统和显微观察图像采集系统组成. 采用精度优于 0.1 K 的

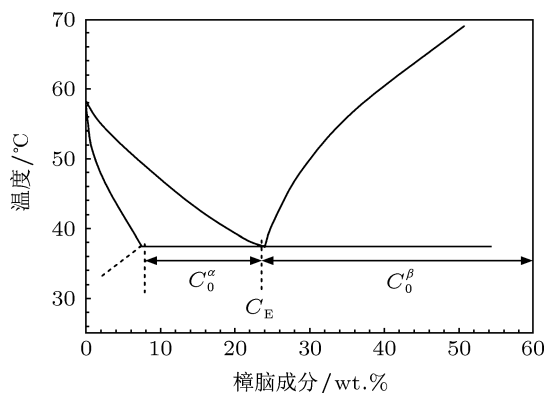


图 1 SCN-DC 合金的部分相图^[16]

恒温水浴来控制平台热端和冷端的温度, 采用 ZEISS Scope A1 显微镜对微观组织进行实时观察, 并通过装在显微镜上的 ProgRoS 高分辨率 CCD 以

5s 的间隔对凝固组织形态进行实时采集. 本文采用的试样盒由 Vitrocom 公司生产的厚度为 20 μm 方形毛细管制作而成. 实验前, 将试样盒放置于抽拉平台的固定位置保温 20 h 进行合金均匀化, 并将该位置作为每次实验的起始抽拉位置, 以保证初始条件的一致性. 实验中, 液/固界面处的温度梯度恒定为 4.5 K/mm.

表 1 共晶模型合金 SCN-DC 的各参数取值^[21]

参数及物理意义	取值
共晶成分 $C_E/\text{wt}\%$	23.6
α 相溶质浓度 $C_{\alpha 0}/\text{wt}\%$	7.10
β 相溶质浓度 $C_{\beta 0}/\text{wt}\%$	100
α 相体积分数 f_α	0.82
β 相体积分数 f_β	0.18
α 相接触角 $\theta_\alpha/(\text{°})$	38.4
β 相接触角 $\theta_\beta/(\text{°})$	66
α 相液相线斜率 $m_\alpha/\text{K}\cdot(\text{wt}\%)^{-1}$	-0.688
β 相液相线斜率 $m_\beta/\text{K}\cdot(\text{wt}\%)^{-1}$	3.664
α 相 Gibbs-Thomson 系数 T_α/mK	6.4×10^{-8}
β 相 Gibbs-Thomson 系数 T_β/mK	7.5×10^{-8}
液相溶质扩散系数 $D/\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$	2.6×10^{-10}

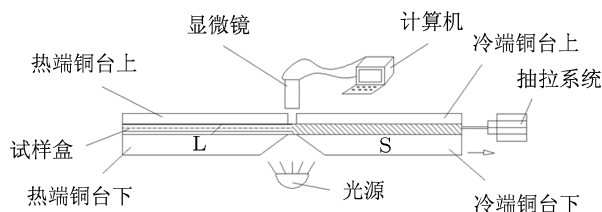


图 2 定向凝固装置示意图

3 实验结果与讨论

3.1 共晶生长初期的组织形貌

图 3 是试样保温 20 h 后的液固界面形态. 从图中可以看出, 在共晶固相组织和液相之间形成了一段 SCN 固溶体单相组织. 这主要是由于, 在试样保温初期, 初始形成的共晶组织发生熟化、部分溶解, 特别是接近固/液界面前沿的共晶固相, 由于温度较高, 溶质扩散速度较快, 同时, 还可与液相较快形成三相平衡, 这样, 随着三相点的迁移, DC 相固溶体的溶解和 SCN 相固溶体的粗化, SCN+DC 共晶两相逐渐转变为粗化的 SCN 单相固溶体. 单相的厚度可由下式计算^[22]:

$$h = m_\beta(C_0 - C_E)/G, \quad (1)$$

其中, h 为单相平界面的高度, m_β 是 β 相液相线斜率, G 为温度梯度, C_E 共晶成分, C_0 为合金

成分. 通过测量多组 h 值, 获得单相层平均厚度 $h = 254 \pm 5 \mu\text{m}$, 由 (1) 式可得, $C_0 = 23.94 \text{ wt.}\%$, 成分的相对误差为 $1.4 \text{ wt.}\%$. 可以看到, 测量的合金实际成分与名义成分符合得很好.

图 4 给出了抽拉速度为 $0.67 \mu\text{m/s}$ 时共晶生长初期液固界面前沿的组织形貌, 图 4(a)—(d) 分别是抽拉时间为 1260 s, 1290 s, 1320 s 和 1350 s 时共晶生长形貌. 从图 4(a) 可以看出, 试样盒中包含 3 个晶粒, 当试样开始向冷端抽拉时, SCN 相固/液界面仍然维持为近似的平界面形态并向冷端不断后退. 在界面不断退缩的同时, SCN 固相中的晶界变得更加明显, 晶界凹槽尺寸增大. 相信这主要是由于晶界处容易产生较大的溶质富集所致. 另外, 还可以发现 DC 相首先出现于 SCN 相晶界处并平行于热流方向生长, 如图 4(b) 所示. 从图 4(c) 可以发现, 在 DC 相生长还未涉及的区域内, SCN 相的固/液界面仍然保持为平界面, 当 DC 相沿晶界传播至 SCN 相的晶界凹槽根部时, DC 相和 SCN 相很快就在该处外延生长形成了细密的耦合生长的棒状共晶组织. 同时, SCN+DC 的棒状共晶组织也开始快速地沿固/液界面前沿开始横向传播, 如图 4(d) 所示. 此时 SCN+DC 的棒状共晶沿固/液界面前沿的横向传播速度明显大于 SCN 固溶体单相的生长速度. 同时, 可以看到, 由于初始 SCN 相晶界凹槽处通常存在较大的溶质富集, 导致初始形成的 SCN+DC 棒状共晶生长速度较快, 呈现两相共晶胞晶生长形态.

为了进一步明晰共晶生长的起源, 图 5 给出了抽拉速度为 $0.064 \mu\text{m/s}$ 时初始只有一个晶粒时的共晶生长初期界面前沿的组织形貌, 图 5(a)—(d) 分别是抽拉时间为 2025 s, 2040 s, 2060 s 和 2135 s 时共晶生长的形貌. 与图 4 不同的是, 从图 5(a) 可以看出, 试样盒内只有一个晶粒, 抽拉一段时间后, 固/液界面依然保持为平界面, 仅在近型壁处由于溶质富集和界面张力的作用, 呈现一定的弯曲. 这也导致此处的溶质富集进一步恶化, 并最终导致共晶组织首先出现于型壁处, 如图 5(b) 所示. 随着抽拉的继续, 共晶组织一方面开始沿平行于热流的方向生长, 同时也快速沿着固/液界面进行横向传播, 如图 5(c), (d) 所示. 还可以看出, 在共晶组织生长还未涉及的区域内, SCN 相的固/液界面仍然保持为平界面形态.

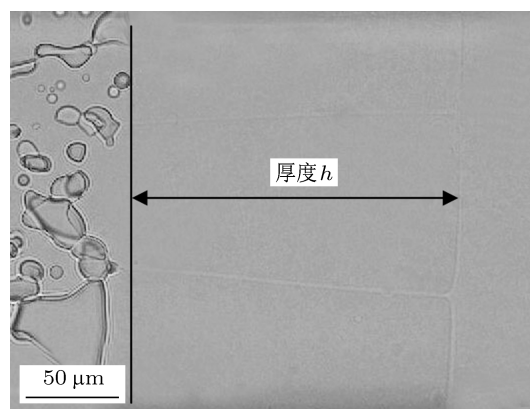


图 3 试样于温度梯度平台静止均匀化后的界面形态

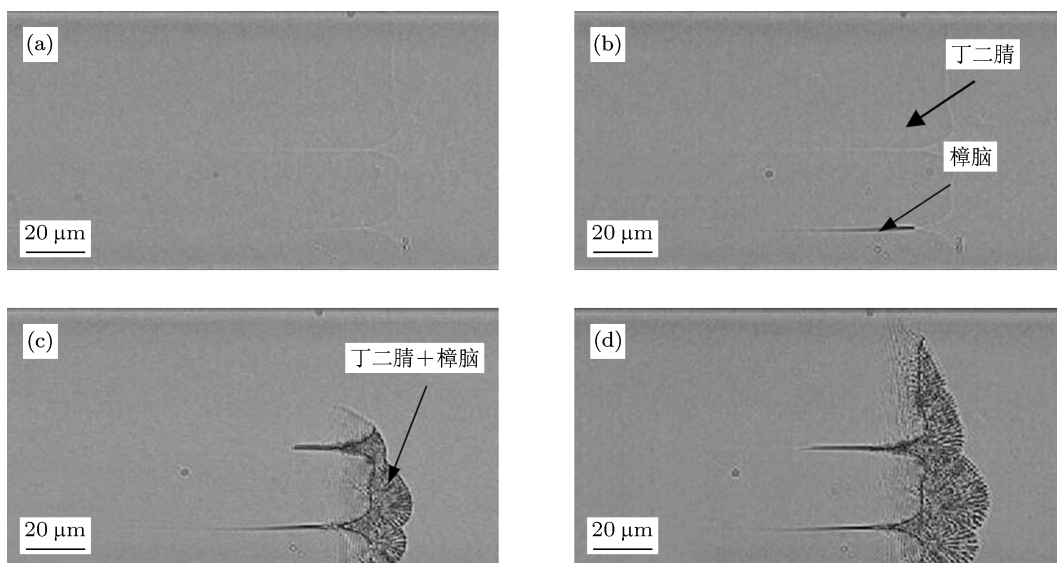


图 4 共晶生长初期晶界处的组织形貌 (a) $t = 1260 \text{ s}$; (b) $t = 1290 \text{ s}$; (c) $t = 1320 \text{ s}$; (d) $t = 1350 \text{ s}$

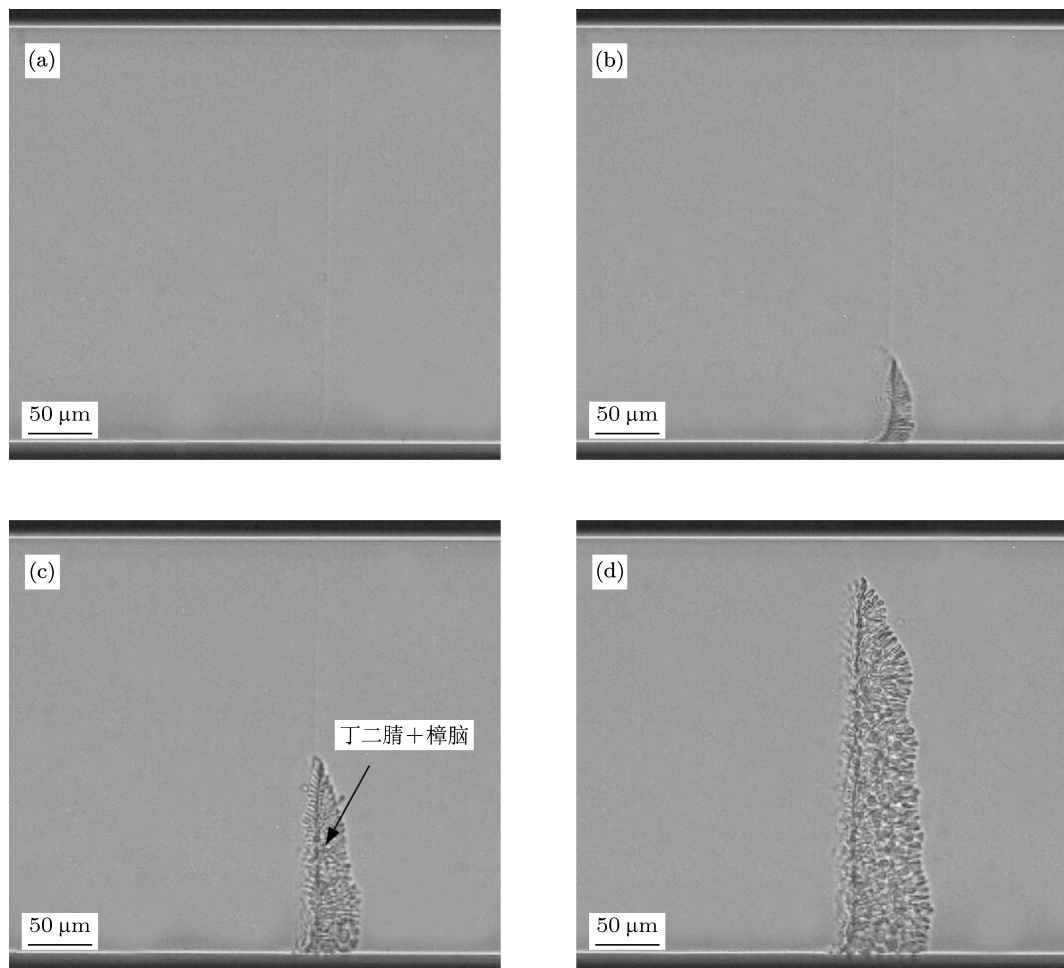


图5 共晶生长初期型壁处的组织形貌 (a) $t = 2025$ s; (b) $t = 2040$ s; (c) $t = 2060$ s; (d) $t = 2135$ s

综合图4和图5,可以看出,在平衡的条件下,晶粒与晶粒之间以及晶粒与型壁之间由于界面张力平衡易形成晶粒的凹槽夹角,在抽拉的过程中,随着DC溶质在此处的逐渐富集,晶界凹槽深度增加,并沿晶界快速形成了狭窄的类楔形的缝隙,同时,缝隙底部的过冷度也不断增加,导致DC相在晶界缝隙处首先开始形核,并在生长至界面凹槽根部时,与初生的SCN相形成耦合共晶生长.这也就是说,在共晶生长初期,共晶组织易于首先于晶粒晶界或者试样盒型壁处开始生长.

3.2 抽拉速度对平界面和胞状界面共晶组织的影响

图6是在相同温度梯度 $G = 4.5$ K/mm 下,较低抽拉速度对应的SCN-23.6 wt.%DC棒状共晶组织形态,图6(a)—(d)所对应的抽拉速度分别为 $0.068 \mu\text{m/s}$, $0.089 \mu\text{m/s}$, $0.13 \mu\text{m/s}$, $0.22 \mu\text{m/s}$.从图6中可以看出,在共晶组织中SCN相和DC相皆沿

热流方向耦合生长,其中细棒状组织为DC相,棒状之间的组织为SCN相.另外,从图中可以发现,在抽拉速度 $0.068\text{—}0.22 \mu\text{m/s}$ 范围内,共晶组织的界面前沿在宏观上始终保持以平界面形貌生长,而且共晶两相组织基本上彼此平行,并与液/固界面垂直.另外,从图6(a)—(d)中可以明显看出,随着抽拉速度的增大,共晶棒状间距明显减小,棒状组织细化.

图7是在温度梯度 $G = 4.5$ K/mm,较高抽拉速度对应的SCN-23.6 wt.%DC棒状共晶组织形貌,图7(a)—(d)的抽拉速度分别为 $0.67 \mu\text{m/s}$, $1.12 \mu\text{m/s}$, $1.56 \mu\text{m/s}$, $2.23 \mu\text{m/s}$.从图7可以看出,在抽拉速度为 $0.67\text{—}2.23 \mu\text{m/s}$ 的范围内,共晶生长的固/液界面宏观上不再是平界面形貌,而是以共晶胞的形貌存在.共晶胞内是与平界面共晶组织类似的典型的棒状共晶组织.但是,共晶胞内棒状共晶组织不再是沿热流方向,而是呈放射状分布,同时,在固/液界面处,棒状共晶生长方向基本垂直于固/液界面.另外,同样可以发现,随着抽拉速度的增大,共晶胞尖

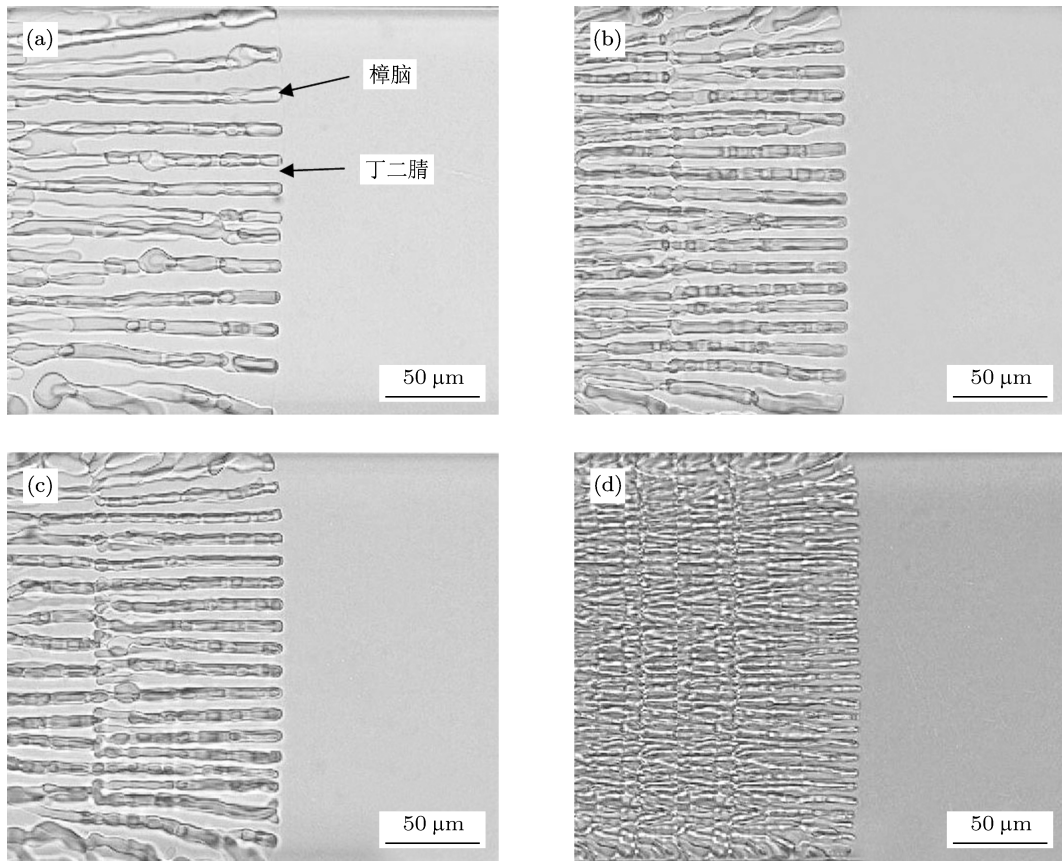


图6 不同抽拉速度下 SCN-DC 共晶生长界面形态 (a) 0.068 $\mu\text{m/s}$; (b) 0.089 $\mu\text{m/s}$; (c) 0.13 $\mu\text{m/s}$; (d) 0.22 $\mu\text{m/s}$

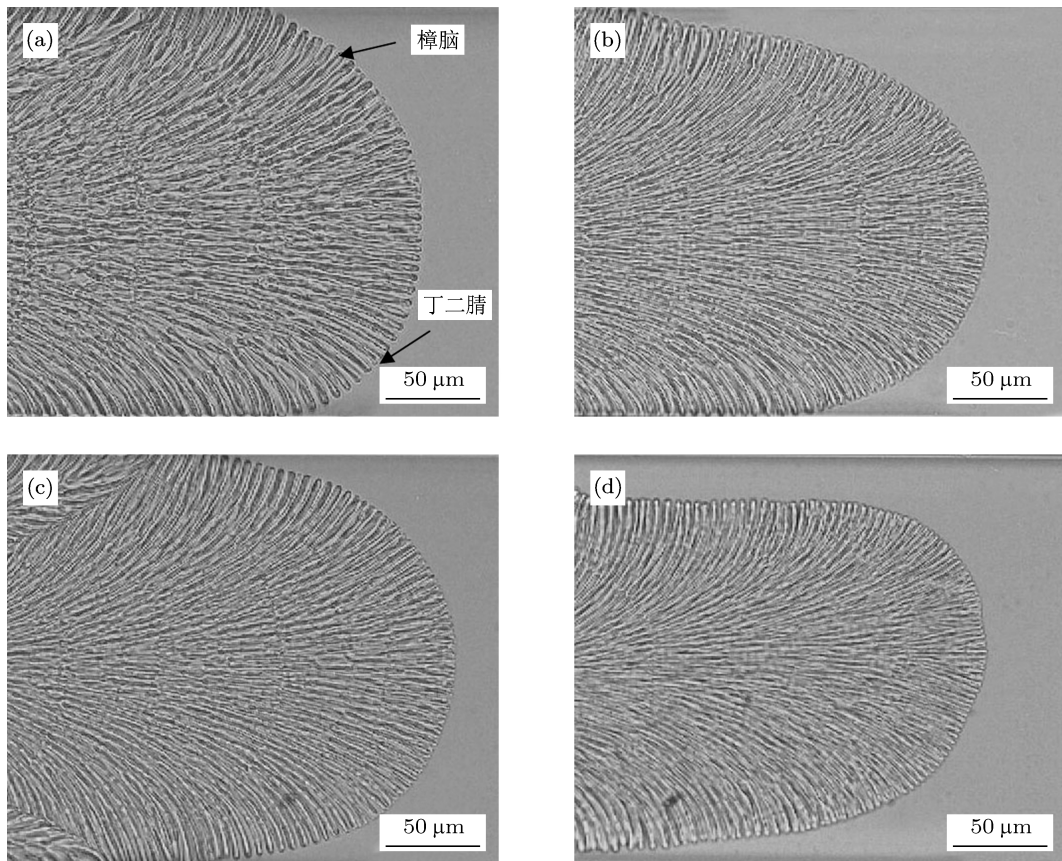


图7 不同抽拉速度下 SCN-DC 共晶生长界面形态 (a) 0.67 $\mu\text{m/s}$; (b) 1.12 $\mu\text{m/s}$; (c) 1.56 $\mu\text{m/s}$; (d) 2.23 $\mu\text{m/s}$

端半径减小, 胞内棒状共晶间距减小. 从共晶尖端到根部, 共晶间距呈增大的趋势.

图 8 显示了抽拉速度为 $1.56 \mu\text{m/s}$ 时共晶胞组织形貌的演化过程. 从图 8(a) 可以看出, 在共晶生长初期, 试样盒内存在多个小的共晶胞, 胞内组织为棒状共晶组织. 随着抽拉的进行, 共晶胞之间相互淘汰, 具有生长优势的共晶胞会抑制两侧的共晶胞生长, 最终将生长劣势的共晶胞淘汰, 如图 8(b) 所示.

从 SCN-DC 共晶相图中可以看出, 这种合金具有较长的共晶线, 共晶两相的成分差别很大. 共晶线越长, 共晶两相的成分和共晶点成分相差越大, 共晶两相要通过原子扩散来达到其各相形成时所需的溶质浓度就较为困难. 在二元共晶合金定向凝固中, 每个相的生长将排出另外一个组元, 并在固/液界面前沿造成溶质富集区, 由于共晶两相界面

前沿液相存在显著地横向扩散作用, 同时, 共晶一相排出的溶质组元同时是另一相所需的溶剂组元, 这使得共晶界面前沿的溶质富集区很窄. 当抽拉速度较低时, 界面前沿液相的溶质富集情况较弱, 溶质沿界面横向扩散的浓度梯度较小, 共晶两相界面前沿的过冷度相差较小, 使得共晶两相易以宏观平界面的形式进行耦合共晶生长. 不过, 随着抽拉速度的提高, 共晶两相界面前沿的各自的溶质富集程度提高, 导致溶质沿界面横向扩散的浓度梯度较大, 使得共晶两相界面前沿的过冷度相差较大, 溶质富集层变厚, 这导致共晶生长的宏观平界面难以维持稳定, 产生胞状共晶生长. 若此时共晶两相的横向扩散仍能较为充分的进行, 胞晶中的共晶两相仍可维持两相耦合共晶生长. 因此, 在较低的抽拉速度下, 共晶界面能维持平界面生长, 但在较大的抽拉速度下, 共晶界面以胞状生长.

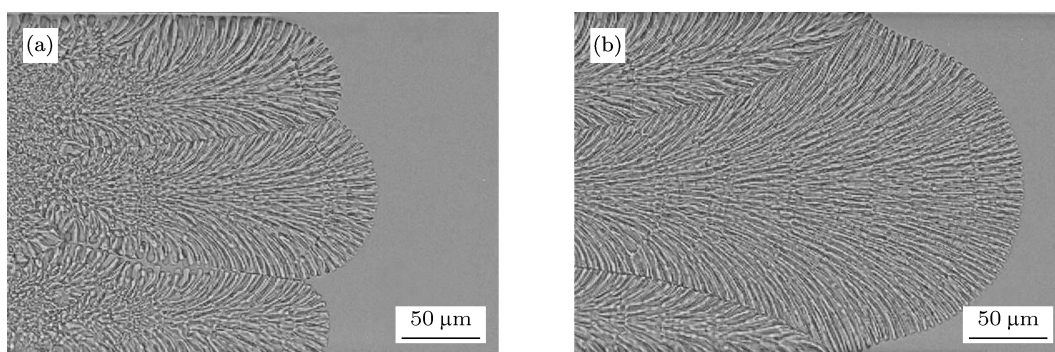


图 8 共晶胞组织形貌演化过程 ($v = 1.56 \mu\text{m/s}$)

为了准确描述共晶组织的特征尺度, 分别引入描述二元共晶凝固的 JH 模型^[8]和 TMK 模型^[9]. Jackson 和 Hunt 对二元规则共晶合金的凝固过程进行数学解析分析, 建立了经典的规则共晶凝固理论模型 (JH 模型). JH 模型可描述二元共晶合金的规则共晶组织平界面、缓慢凝固的情况下其棒状间距的选择机理和共晶组织的形态转变. JH 模型确定的生长速度 V 和棒状间距 λ 之间的函数关系如下:

$$\lambda^2 V = \frac{a^L}{Q^L}, \quad (2)$$

$$a^L = 2 \left[\frac{\Gamma_\alpha \sin \theta_\alpha}{f m_\alpha} + \frac{\Gamma_\beta \sin \theta_\beta}{(1-f) m_\beta} \right], \quad (3)$$

$$Q^L = (Q_0/D)P, \quad (4)$$

$$Q_0 = \frac{C'_0}{f(1-f)}, \quad (5)$$

$$P(f) = \sum_1^\infty \frac{1}{(n\pi)} [\sin(n\pi f)]^2, \quad (6)$$

式中, f 是 α 相共晶组织中占有的体积分数, m_α 和 m_β 分别是 α 相和 β 相的液相线斜率, 规定取正值, C'_0 为共晶线长度, Γ_α 和 Γ_β 分别是 α 相和 β 相的 Gibbs-Thompson 常数, θ_α 和 θ_β 为接触角. 联立 (2)—(6) 式, 即可得到 SCN-23.6 wt.%DC 共晶合金在平界面凝固的条件下, 共晶棒状间距和共晶生长速度之间的变化关系.

Trivedi, Magnin 和 Kurz 则是在 JH 模型基础上, 建立了描述近平衡凝固和较大 Peclet 数条件下的共晶生长的理论模型. TMK 模型确定的生长速度 V 和棒状间距 λ 之间的关系为

$$\lambda^2 V = \frac{a^L}{Q^L}, \quad (7)$$

$$a^L = 2 \left[\frac{\Gamma_\alpha \sin \theta_\alpha}{f m_\alpha} + \frac{\Gamma_\beta \sin \theta_\beta}{(1-f) m_\beta} \right], \quad (8)$$

$$Q_1^L = (Q_0/D)[P + \lambda(\partial P/\partial \lambda)], \quad (9)$$

$$Q_0 = \frac{C'_0}{f(1-f)}, \quad (10)$$

$$P + \lambda(\partial P/\partial \lambda) = \sum_1^\infty \frac{1}{(n\pi)^3} [\sin(n\pi f)]^2 \left[\frac{P_n}{1 + \sqrt{1 + P_n^2}} \right]^2 \frac{P_n}{\sqrt{1 + P_n^2}} \quad (11)$$

$$P_n = 2n\pi/P_e, \quad (12)$$

$$P_e = V\lambda/2D. \quad (13)$$

联立 (7)—(13) 式, 得到共晶合金共晶间距和共晶生长速度之间的变化关系.

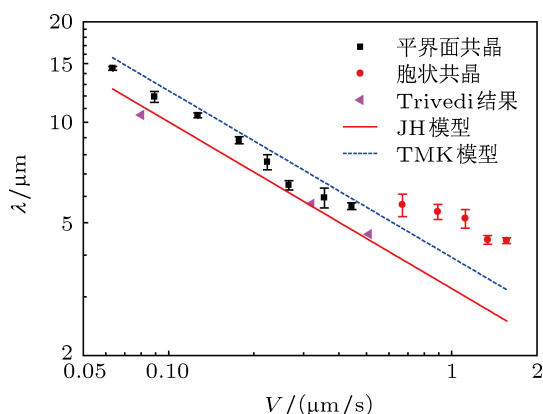


图9 共晶间距与 JH 和 TMK 模型比较

图 9 显示了在不同抽拉速度下, SCN-DC 合金共晶棒状间距与抽拉速度的变化关系. 从图中可以看出, 在该抽拉速度范围内, 共晶的棒状间距随着抽拉速度的增大而减小. 是因为生长速度的增加导致溶质扩散长度减小, 从而使得棒状间距减小. 对于平界面共晶生长 ($V < 0.5 \mu\text{m/s}$), 本实验结果与 Trivedi 等^[16] 研究 SCN-DC 合金在温度梯度为 4.5 K/mm 抽拉速度为 0.005—0.51 $\mu\text{m/s}$ 所得的实验结果、JH 和 TMK 符合得较好; 对于胞状共晶 ($V > 0.5 \mu\text{m/s}$), 尽管实验结果与 JH 和 TMK 存在一定偏差, 但是, 相比之下, 可以看到实验结果与 TMK 模型符合得较好. 同时可以看出, 胞状共晶生长, 共晶间距的选择范围明显比平界面共晶大.

当共晶两相以胞状共晶方式生长时, 共晶胞内两相呈放射状分布, 同时, 胞状生长所产生的尖端多向扩散特征, 也导致从胞状共晶的尖端到胞状共晶的根部溶质富集的情况逐渐增强, 实际上也意味着共晶胞内不同部位的共晶两相将对应不同的生长条件, 这也使得共晶胞生长过程中, 共晶间距相比平界面生长具有较大的存在范围.

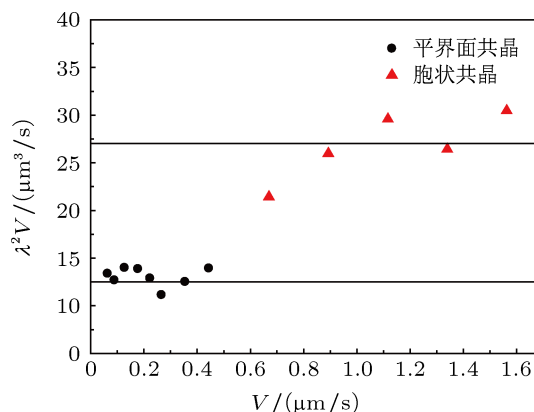


图 10 不同抽拉速度对应的 λ^2V

根据经典的共晶凝固理论, 在共晶两相保持平界面凝固的条件下, 共晶间距和生长速度通常应满足 $\lambda^2V = \text{Constant}$ 这样的定量关系. 图 10 给出了不同抽拉速度所对应的 λ^2V 值. 从图中可以看出, 在较小的抽拉速度 (0.068—0.45 $\mu\text{m/s}$), 对应的共晶组织宏观上是平界面形貌, $\lambda^2V = 12.6 \pm 1.44 \mu\text{m}^3/\text{s}$, 而在较大的抽拉速度下 (0.67—2.23 $\mu\text{m/s}$), 对应的共晶组织宏观上是胞状共晶组织, 此时 λ^2V 值快速增大, 并趋向 $26.8 \pm 3.66 \mu\text{m}^3/\text{s}$. 即随着抽拉速度的增大, 共晶生长方式由平界面共晶生长向胞状共晶生长发生转变, 同时, 平界面较小的 λ^2V 值增大至胞状共晶对应的较大的 λ^2V 值. 同时, 平界面共晶向胞状共晶的转变发生在一个较小的速度范围内 (0.45—0.67 $\mu\text{m/s}$). Akamastu 等^[14] 研究 SCN-23.2 wt.%DC 凝固共晶组织特征参数时, 得出 $\lambda^2V = 10.2 \pm 1.6 \mu\text{m}^3/\text{s}$, 与本文在抽拉速度小时得到的实验结果相一致; 另外根据以往的研究报道^[23,24], λ^2V 值与共晶溶质的 Peclet 数有关, 在较小的抽拉速度下, Peclet 数较小, λ^2V 值较小在较大的抽拉速度下 Peclet 数较大, 使得 λ^2V 值也增大这与本实验的结果相一致.

4 结论

本文采用类金属透明模型合金丁二腈 - 23.6 wt.%樟脑 (SCN-23.6 wt.%DC) 合金, 研究了棒状共晶定向凝固组织的演化行为, 考察了抽拉速度对棒状共晶合金组织形貌演化的影响规律, 主要获得以下结论:

1. 在共晶生长初期, 共晶组织首先起源于晶晶界或者试样盒型壁处, 随后沿液/固界面和平行于热流方向生长.

2. 在较小的抽拉速度 (0.064—0.44 $\mu\text{m/s}$) 下, 棒状共晶界面前沿呈现平界面形态, 内部两相棒状组织平行生长, 并且随着抽拉速度的增大, 棒状共晶逐渐细化, 棒状间距减小. 实验结果与 JH 模型及 TMK 模型符合良好.

3. 在较大的抽拉速度 (0.67—1.56 $\mu\text{m/s}$) 下, 共

晶界前沿呈现胞状生长形貌, 胞内的棒状共晶呈放射状生长, 同样, 随着抽拉速度的增大, 胞内棒状共晶逐渐细化, 棒状间距减小. 实验结果与 JH 模型和 TMK 模型存在一定的偏差. 同时, 胞状共晶生长时, 共晶间距的选择范围明显比平界面共晶大.

- [1] Agular M R, Caram R 1996 *Journal of Crystal Growth* **166** 398
- [2] Cadirli E, Kaya H, Gunduz M 2007 *Journal of Alloys and Compound* **431** 171
- [3] Ginibre M, Akamatsu S, Faivre G 1997 *Phys. Rev.* **56** 780
- [4] Datye V, Langer J S 1981 *Phys. Rev.* **24** 4155
- [5] Meng Guanghui, Lin X, Du L C, Huang W D 2007 *Acta Metall. Sin.* **43** 459 (in Chinese) [孟广慧, 林鑫, 杜立成, 黄卫东 2007 金属学报 **43** 459]
- [6] Li J F, Zhou Y H 2005 *Science in China Ser. E* **35** 449 (in Chinese) [李金富, 周尧和 2005 中国科学 E 辑 **35** 449]
- [7] Seetharaman V, Eshelman, Trivedi R 1988 *Acta Metall.* **36** 1175
- [8] Jackson K A, Hunt J D 1966 *Transaction of the Metallurgical Society of AIME* **236** 1129
- [9] Trivedi R, Magnin P, Kurz W 1987 *Acta Metall.* **35** 971
- [10] Kurz W, Trivedi R 1991 *Metallurgical Transactions A* **22** 3051
- [11] Li J F, Zhou Y H 2005 *Acta Materialia* **53** 2351
- [12] Liu J M, Liu Zh G, W Zh C 1993 *Chin. Phys. Lett.* **10** 253
- [13] Yao X D, H T, Zhou Y H, Hu Z Q 1997 *Progress in Nature Science* **7** 24 (in Chinese) [姚向东, 黄韬, 周尧和, 胡壮麒 1997 自然科学进展 **7** 24]
- [14] Akamatsu S, Bottin-Rousseau S, Perrut M, Faivre G, Witusiewicz V T, Sturz L 2007 *Journal of Crystal Growth* **299** 418
- [15] Serefoglu M, Napolitano R E 2011 *Acta Materialia* **59** 1048
- [16] Teng J, Liu S, Trivedi R 2008 *Acta Materialia* **56** 2819
- [17] Zhu Y C, Wang J C, Yang G C, Zhao D W 2007 *Chin. Phys.* **16** 805
- [18] Wu M W, Xiong S M 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 058103 (in Chinese) [吴孟武, 熊守美 2011 物理学报 **60** 058103]
- [19] Yang Y J, Wang J C, Zhang Y X, Zhu Y C, Yang G C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2797 (in Chinese) [杨玉娟, 王锦程, 张玉祥, 朱耀产, 杨根仓 2009 物理学报 **58** 2797]
- [20] Zhu Y C, Wang J C, Yang G C, Yang Y J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5542 (in Chinese) [朱耀产, 王锦程, 杨根仓, 杨玉娟 2007 物理学报 **56** 5542]
- [21] Melis Serefoglu, R E Napolitano 2008 *Acta Materialia* **56** 3862
- [22] Meng G H 2008 *Ph.D. Dissertation* (Xi'an: Northwestern Polytechnical University) (in Chinese) [孟广慧 2008 西北工业大学博士论文 (西安: 西北工业大学)]
- [23] Zhao S, L J F, Liu L, Zhou Y H 2008 *Acta Metall. Sin.* **44** 1335 (in Chinese) [赵素, 李金富, 刘礼, 周尧和 2008 金属学报 **44** 1335]
- [24] Liu J M 1992 *Acta Phys. Sin.* **41** 861 (in Chinese) [刘俊明 1992 物理学报 **41** 861]

Influence of pulling velocity on microstructure and morphologies of SCN-DC eutectic alloy*

Bai Bei-Bei Lin Xin[†] Wang Li-Lin Wang Xian-Bin
Wang Meng Huang Wei-Dong

(State Key Laboratory of Solidification Processing, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

(Received 3 July 2013; revised manuscript received 6 August 2013)

Abstract

Eutectic solidification is very important in the development of new materials in which the periodic multiphase structures may have a remarkable or enhanced functionality. The morphology evolution during eutectic solidification is investigated experimentally using slab-geometry slides of succinonitrile-(D)camphor (SCN-DC) transparent organic eutectic material. By specifically focusing on the effect of pulling velocity on microstructure in directional growth, the temperature gradient and the thickness are kept the same in all the experiments. It is found that eutectic seeds first occur in the grain boundary channel or the specimen side-wall groove. And the growth of eutectic seeds is both parallel to the direction of temperature gradient and along the liquid/solid interface at the same time. At a low pulling velocity (0.064–0.44 $\mu\text{m/s}$), the macroscopic growth morphology is flat, and the inner microstructure is rod-shaped, which is parallel to the growth direction. It is obvious that the eutectic spacing becomes smaller with the increase of pulling velocity. At a high pulling velocity (0.67–1.56 $\mu\text{m/s}$), the macroscopic growth morphology becomes cellular. However, the inner microstructure is still rod-shaped, but its distribution is radially outward. And the eutectic spacing decreases as pulling velocity increases.

Keywords: directional solidification, eutectic morphologies, pulling velocity, eutectic spacing

PACS: 81.30.Fb, 81.10.Aj, 81.10.Dn

DOI: 10.7498/aps.62.218103

* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2011CB610402), and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 50971102, 51271213).

[†] Corresponding author. E-mail: xlin@nwpu.edu.cn