

L1₂ + D0₂₂体系含共格应变的组织演化和粗化行为模拟*

李永胜¹ 陈 铮^{1,2} 王永欣¹ 卢艳丽¹ 张建军¹

西北工业大学 1. 材料学院; 2. 凝固技术国家重点实验室, 西安 710072

摘要 利用微观相场方法研究了 Ni₇₅Al_xV_{25-x}合金有序沉淀相含共格应变作用的粗化行为。通过对组织演化图像、结构函数的标度行为及平均半径的分析, 得出如下结论: L1₂ 和 D0₂₂ 相的形状转变以及两相间的空间排列关系是由与组态相关的各向异性弹性应变能引起。两相的最终组织形貌呈长方块状, 沉淀颗粒在粗化阶段均达到了动力学标度。由于不同相之间的弹性交互作用, Lifshitz Slyozov Wagner (LSW) 理论并不适用于该沉淀体系的粗化行为。中间浓度时, 两相的沉淀和粗化过程同时发生; 高浓度时, 先析出相的长大和粗化分为较明显的两个阶段, 而后析出相的长大和粗化仍同时进行。

关键词 粗化 共格应变 Ni₇₅Al_xV_{25-x} 微观相场 模拟

在材料的共格多相系统中, 各种相形成复杂的空间排列, 从而形成一定的微结构^[1,2]。多相材料的物理特性不仅依赖于每一相的原子结构, 更重要的是决定于材料的微结构。微结构的形成机制及其演化规律多年来在理论和实验研究方面一直是人们关注的重要内容^[3,4]。由于晶格错配表现为晶体学各向异性, 由此引起的共格应变呈各向异性, 这种各向异性应变能决定了沉淀相的微观组织演化。除此之外, 不同相之间的长程弹性交互作用影响每一相的长大, 这种作用在很大程度上影响沉淀相不同取向变量的空间排布。Chen^[5]讨论了第二相体积分数和共格应变对粗化的影响。Calderon^[6]发现镍基合金沉淀颗粒的粗化动力学并不遵循通常的平均半径的立方与时效时间成线性关系的规律。Wang^[7]等利用相场模型研究了 Ni-Al 合金包含弹性应变的粗化过程。

本文主要研究 Ni₇₅Al_xV_{25-x}合金两种有序相 L1₂ 和 D0₂₂ 在包含微观弹性应变场下的粗化行为。在

Ni-Al-V 合金系统, 共格沉淀有序相 L1₂ 和 D0₂₂ 通过共析反应由无序 f. c. c. 基体析出^[8-10]。由于两相共存, 相间的弹性相互作用会影响各自的长大和粗化行为。本文的目的是研究不同浓度区域两相的组织分布、长大和粗化过程。

1 模型和方法

1.1 微观相场模型

微观相场模型是由 Khachaturyan 创立的^[11]。该方程基于 Ginzburg-Landau 或 Onsager 型动力学方程。Khachaturyan 提出了两相共格系统均匀弹性模量近似的弹性理论^[12], 利用该理论可以计算含任意组织的共格沉淀系统。微观弹性理论可以有效地描述长程弹性交互作用。本文将微观弹性理论与微观相场动力学方程结合描述沉淀过程。

合金沉淀过程组织演化是一个高度非平衡、非线性过程, 可以用基于 Ginzburg-Landau 或 Onsager 型动

2005-07-13 收稿, 2005-09-05 收修改稿

* 国家自然科学基金(批准号: 50071046)、国家高技术研究发展计划(批准号: 2002AA331051)和西北工业大学博士论文创新基金资助项目

E-mail: ysli@mail.nwpu.edu.cn

力学方程发展而来的微观扩散方程描述. 该方程已经应用于二元和三元合金体系不含共格应变的沉淀过程模拟^[13,14]. 该模型中, 原子组态和组织形貌由单晶格占位几率函数 $P_A(r, t)$, $P_B(r, t)$, $P_C(r, t)$ 来描述, 分别表示 A, B 和 C 原子在 t 时刻、占据格点位置 r 的几率. 在三元合金体系下, $P_A(r, t) + P_B(r, t) + P_C(r, t) = 1$, 所以每个格点上只有两个方程是独立的, 由此可得到三元系微扩散方程^[15]. 为了描述形核等起伏过程, 添加一随机噪声项, 得到微观 Langevin 方程为

$$\begin{cases} \frac{dP_A(r, t)}{dt} = \frac{1}{k_B T} \sum_{r'} \cdot \\ \left[L_{AA}(r-r') \frac{\partial F}{\partial P_A(r', t)} + \right. \\ \left. L_{AB}(r-r') \frac{\partial F}{\partial P_B(r', t)} \right] + \xi(r, t) \\ \frac{dP_B(r, t)}{dt} = \frac{1}{k_B T} \sum_{r'} \cdot \\ \left[L_{BA}(r-r') \frac{\partial F}{\partial P_A(r', t)} + \right. \\ \left. L_{BB}(r-r') \frac{\partial F}{\partial P_B(r', t)} \right] + \xi(r, t) \end{cases}, \quad (1)$$

式中 $L_{\alpha\beta}(r-r')$ 是与单位时间内, 一对 α 和 β 原子在格点位置 r 和 r' 上的交换几率有关的常数, α, β ($=A, B$ 或 C), F 为体系的总自由能, $\xi(r, t)$ 为均值为零的 Gauss 分布, 与时间、空间无关, 遵循所谓的涨落-耗散定理. F 为体系的总自由能, 基于平均场近似, 由以下方程给出:

$$\begin{aligned} F = & -\frac{1}{2} \sum_r \sum_{r'} [V_{AB}(r-r') P_A(r) P_B(r') + \\ & V_{BC}(r-r') P_B(r) P_C(r') + \\ & V_{AC}(r-r') P_A(r) P_C(r')] + \\ & k_B T \sum_r [P_A(r) \ln(P_A(r)) + P_B(r) \ln(P_B(r)) + \\ & P_C(r) \ln(P_C(r))] \end{aligned}, \quad (2)$$

其中 $V_{\alpha\beta}(r-r') = V_{\alpha\beta}(r-r')_a + V_{\alpha\beta}(r-r')_e$ 是 α 和 β 之间在位置 r 和 r' 的相互作用能, 包括短程化学作用 $V_{\alpha\beta}(r-r')_a$ 和长程应力相互作用 $V_{\alpha\beta}(r-r')_e$.

由于三元体系中考虑三种原子的跃迁以及可能

的排布, 采用四近邻原子间相互作用近似, 可更为准确地描述自由能. $V_{\alpha\beta}^1, V_{\alpha\beta}^2, V_{\alpha\beta}^3, V_{\alpha\beta}^4$ 分别是第一、二、三、四近邻原子间相互作用能, 本文采用文献[9]给出的数据.

1.2 微观弹性理论

由均匀弹性模量情况所发展的共格多相固溶体的线弹性理论^[16,17], 可以认为, 由任意的浓度或结构的不同所产生的弹性应变能可以表示为浓度或长程序参数场的函数. 因此, 弹性能可以方便的包含在场动力学方程中. 对于镍基合金系统, 假如应变主要是由于浓度分布不均匀引起, 同时满足 Vegard 定律(晶格参数与成分成线性关系), 与组态有关的弹性能可以简化表示为对相互作用^[18]. 与原子分布 $p(r)$ 相关的长程应力相互作用为

$$E_{el} = \frac{1}{2} \sum_{r,r'} V_{\alpha\beta}(r-r')_e P_\alpha(r) P_\beta(r'). \quad (3)$$

由于分解过程依赖于波矢近似为零的浓度波的形成, 在长波近似下, $V_{\alpha\beta}(r-r')_e$ 的 Fourier 变换在二维情况下可以表达为

$$V_{\alpha\beta}(k)_{el} \approx M(n) = M_e \epsilon_0^2 (n_x^2 n_y^2 - \langle n_x^2 n_y^2 \rangle), \quad (4)$$

$n = k/k$ 是倒易空间中 k 方向的单位矢量, $\epsilon_0 = (da/a_0)(1/dc)$ 是由成分改变引起的晶格膨胀系数, a 为溶质的晶格参数, a_0 为基体的晶格常数, c 为溶质的原子分数, $\langle n_x^2 n_y^2 \rangle$ 为 $n_x^2 n_y^2$ 的平均. M_e 是表征弹性性质和晶格失配的应变能参数,

$$M_e = -\frac{4(C_{11} + 2C_{12})^2}{C_{11}(C_{11} + C_{12} + 2C_{44})} \zeta, \quad (5)$$

$\zeta = C_{11} - C_{12} - 2C_{44}$ 是表示系统弹性各向异性的常数, $C_{i,j}$ 是基体的弹性常数, 采用 1250 K 下 $C_{11} = 201.1$ GPa, $C_{12} = 149.5$ GPa, $C_{44} = 87.5$ GPa^[19] 进行计算. 弹性能使用无量纲参数 $\xi = M_e \epsilon_0^2 / \Delta f$, Δf 为体系的局部化学自由能, 计算中输入参量 ξ 为 1200, ϵ_0 取值为 0.049^[20], 则 Δf 值约为 3.4×10^7 J/m³.

1.3 结构函数分析

沉淀颗粒的粗化可以用与时间相关的结构函数来表征^[21,22], 结构函数定义为

$$S(k, t) = \frac{1}{N} \left\langle \sum_r \sum_{r'} [C(r+r', t)C(r', t) - C_0^2] e^{-ikr} \right\rangle, \quad (6)$$

其中求和遍布 L 方向的所有格点, $N=L^2$ 为总的格点数, $C(r)$ 为局部成分, C_0 为平均成分. $S(k, t)$ 进行循环平均得到的结构因子为

$$S(k, t) = \frac{\sum_{k-\Delta k/2 < |k| < k+\Delta k/2} S(k, t)}{\sum_{k-\Delta k/2 < |k| < k+\Delta k/2} 1}, \quad (7)$$

其中 $k=|k|$. 归一化结构因子定义为

$$s(k, t) = \frac{S(k, t)}{\sum_k S(k, t)} = \frac{S(k, t)}{N[\langle C^2(r) \rangle - C_0^2]}. \quad (8)$$

描述典型长度标度 $R(t)$ 的方式有几种, 如归一化结构因子 $s(k, t)$ 的峰值所对应的位置 $k_m(t)$, $s(k, t)$ 的初始时刻位置 $k_1(t)$, $k_1(t)$ 定义为

$$k_1(t) = \frac{\sum_k k s(k, t)}{\sum_k s(k, t)}. \quad (9)$$

本文中利用初始时刻的倒易长度 $1/k_1$ 作为典型长度标度. 由此, 标度函数为

$$g(kR, t) = g(k/k_1, t) = k_1^2(t) s(k, t), \quad (10)$$

如果结构函数确实达到了动力学标度, 那么:

$$g(k/k_1, t) = g(k/k_1). \quad (11)$$

2 结果与讨论

模拟图像以不同灰度值表示原子在格点占位率高低, 图像中白色格点表示 V 原子, 黑色格点表示 Ni 原子, 中间灰色格点表示 Al 原子. 因此, 图像中具有白色格点的区域为 $D0_{22}$ 相, 灰黑色格点区域为 $L1_2$ 相. 模拟图像采用 128×128 格点, 在每个方向上均应用周期性边界条件. 时间采用模拟步长 t^* 代表实际时间. 模拟的初始状态为无序过饱和和固溶体, 时间步长 $\Delta t = 0.0002$, 起初所加的热力学起伏为 3000 步. 晶核形成后去掉热起伏, 体系自由选择动力学路径.

2.1 $Ni_{75}Al_{8.1}V_{16.9}$ 合金组织演化

图 1 为 $Ni_{75}Al_{8.1}V_{16.9}$ 合金 1230 K 下的微观组织演化. 如图 1(a) 所示, $L1_2$ 已经析出, 其形状并不完全一致, 部分为等轴状, 部分呈带状. 随沉淀过程进行, 部分相邻颗粒发生碰撞并融合为一个粒子, 如图 1(a), (b) 中圆圈所示. 在 $t^* = 20$ 时, $D0_{22}$ 开始析出, 同时 $L1_2$ 逐渐长大并沿着倾斜方向伸长, 之后沿着水平方向排列. 由图 1(c)–(f) 中可以看出, $L1_2$ 沿着 $\langle 001 \rangle$ 方向生长, 最终变为长方块状.

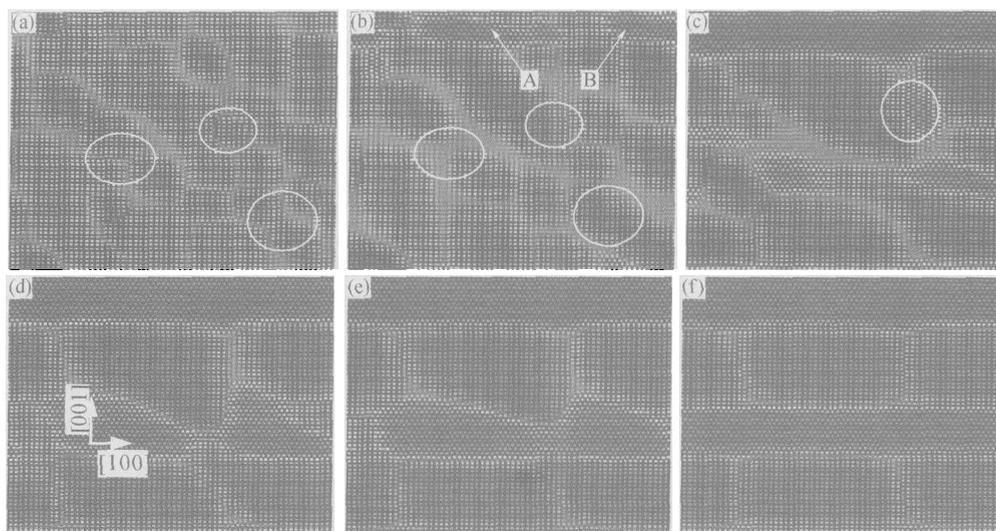


图 1 $Ni_{75}Al_{8.1}V_{16.9}$ 合金 1230 K 下的微观组织演化

(a) $t^* = 2$; (b) $t^* = 20$; (c) $t^* = 60$; (d) $t^* = 80$; (e) $t^* = 90$; (f) $t^* = 130$

DO₂₂从L₁₂形成的界面处析出,并且生长时有明显的取向性. DO₂₂投影后有两个方向,分别为沿短轴的[100]和沿长轴的[001]方向. 由图1(b), (c)可以看出, DO₂₂生长时在[100]方向具有明显优势. 图1(b)中箭头A, B所示的两个DO₂₂颗粒都沿着[100]方向长大,两个DO₂₂中间的L₁₂逐渐缩小最终消失,而两个DO₂₂颗粒互相合并. 在DO₂₂的[001]方向几乎没有生长,在与L₁₂接触时形成了异相界面,并且具有(001)_θ//{100}_γ的取向关系. 处于L₁₂之间的较小的DO₂₂颗粒随着L₁₂的长大也逐渐变小以致最终消失,如图1(c)中圆圈所示. 由于相邻的DO₂₂颗粒合并, DO₂₂相之间没有形成界面,其形状呈条状. 最终, DO₂₂沿着[100]方向排列. 由于系统最终存在两种有序共格沉淀相,两相的形状转变和空间排列是由于与组态相关的各向异性弹性相

互作用引起,尽管表面能是各向同性,弹性应变能在组织演变过程中起着主导作用.

2.2 动力学标度

如果所有的长度都使用一个特征长度标度 $R(t)$ 来衡量, $R(t)$ 代表畴尺寸的大小,并随时间延长不断增长,那么,组织演化的后期阶段在统计分布上和时间无关. 图2为在8个不同时刻的归一化结构因子,其中图2(a)为L₁₂的结构因子变化情况,图2(b)为DO₂₂的结构因子变化. 从图2中可以看出,两相的结构因子的最大值随着时间的增长不断增大,同时轻微向低 k 值方向偏移. 这表明有序畴在实际空间的平均长度增大,即有序畴发生长大和粗化. 两相的不同之处在于DO₂₂结构因子的最大值大于L₁₂的最大值.

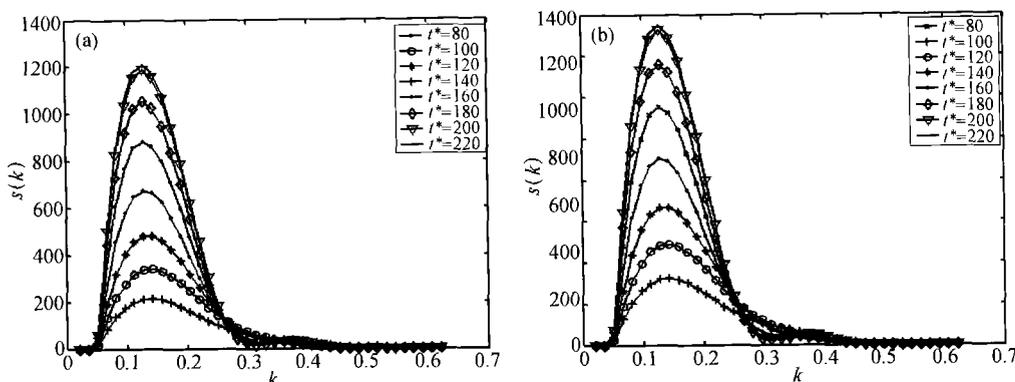


图2 结构因子作为 k 的函数在不同时刻的分布

(a) L₁₂; (b) DO₂₂

图3为标度函数 $k_1^2(t)s(k, t)$ 作为 k/k_1 的函数在不同时刻的分布,图3(a)为L₁₂的标度函数,图

3(b)为DO₂₂的标度函数,采用5个不同时刻的数据. 由图中可以看出,不同时刻的标度函数值基本

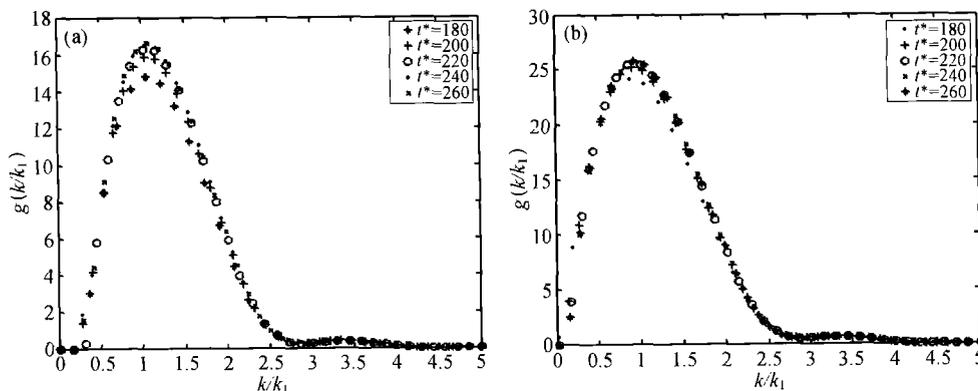


图3 标度函数作为 k/k_1 的函数在不同时刻的分布

(a) L₁₂; (b) DO₂₂

落在同一条主曲线上, 这表明沉淀过程已经达到了动力学标度. 标度函数对于两相的差别仍然在于两者的最大值不同, 但是两相的标度函数的最大值都是在 $k/k_1=1$ 时达到, 如图 3(a), (b) 所示. 因此, 虽然 $L1_2$ 和 $D0_{22}$ 的沉淀先后顺序不同(如图 1(a)—(b)), 但两者在长大和粗化阶段的动力学标度行为是一致的.

2.3 $Ni_{75}Al_{5.5}V_{19.5}$ 合金组织演化

随着 Al 浓度的减小, 先析相由 $L1_2$ 转变为 $D0_{22}$. 图 4(a) 为 $Ni_{75}Al_{5.5}V_{19.5}$ 合金 1230 K 下的沉淀过程, $D0_{22}$ 已经析出并且成等轴状分布. 之后 $L1_2$ 在 $D0_{22}$ 和基体形成的界面处析出, 两相同时逐渐长大, 并且不断伸长, 如图 4(c), (d) 所示. 随着长大和粗化的进行, 两相形状逐渐变得规则, $L1_2$ 沿着 $\langle 001 \rangle$ 方向排列, 最终形成长方块状. 如图 4(c)—(f) 所示, $D0_{22}$ 仍然沿着 $[100]$ 方向伸长, 最终呈带状或长方块状. 如果 $D0_{22}$ 的两个相邻颗粒结构

的拓扑排列满足对方的晶格排列要求, 则两个颗粒合并为一个较大颗粒并成带状; 如果不满足, 两个颗粒之间形成界面, 形状呈长方块状, 如图 4(f) 所示. 由于 $D0_{22}$ 的晶格排列是 f. c. c. 有序结构的第二有序排布, 其为 $L1_2$ 晶格结构的进一步延拓, 因此, 两相表现出相似的弹性特征, 以及形状转变和空间排布. 从图 1(f) 和图 4(f) 可以看出, 随着 Al 浓度的降低, $D0_{22}$ 的体积增加, $L1_2$ 体积减小, 但不同浓度下两相的组织形态是相同的.

模拟的 $L1_2$ 微结构组态和空间分布与通过透射电镜实验观察的镍基合金中 $L1_2$ 的形态一致^[23]. Nunomura^[24] 对 $Ni_3Al-Ni_3Ti-Ni_3V$ 伪三元合金的实验研究中得到了两相 $L1_2 + D0_{22}$ 组织形貌, 本文模拟结果中的两相分布与实验结果相符合. Takeyama 通过实验研究了 $L1_2$ 和 $D0_{22}$ 沉淀相貌, 并发现两相间 $\langle 001 \rangle_\alpha // \{100\}_\gamma$ 的取向关系^[25], 模拟的两相沉淀过程及取向关系与该实验一致.

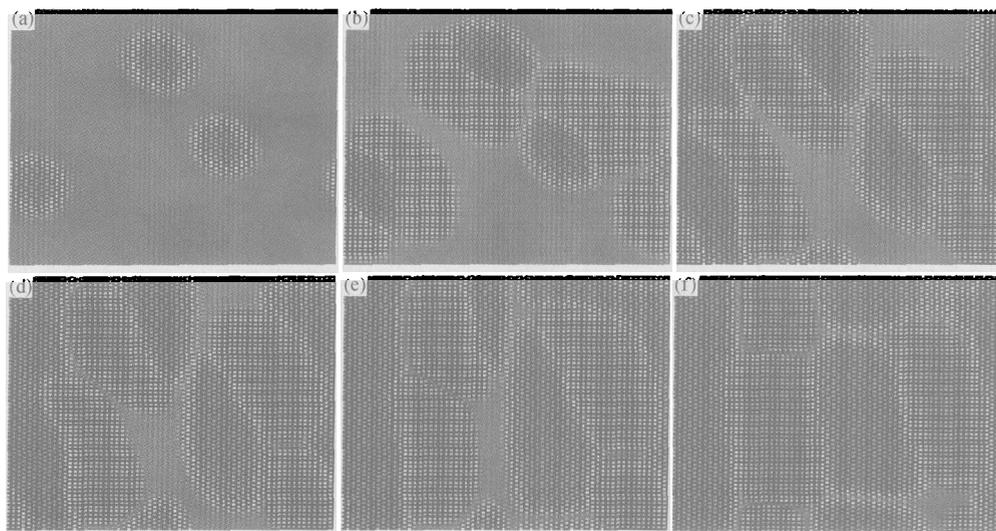


图 4 $Ni_{75}Al_{5.5}V_{19.5}$ 合金在 1230 K 下的微观组织演化

(a) $t^*=5$; (b) $t^*=10$; (c) $t^*=20$; (d) $t^*=43$; (e) $t^*=65$; (f) $t^*=87$

2.4 粗化行为

由于 $L1_2$ 和 $D0_{22}$ 的形状并非呈球形, 在研究其粗化行为时, 我们利用沉淀相面积的等价半径作为衡量长大规律的长度标度. 图 5 为 $L1_2$ 和 $D0_{22}$ 平均半径的立方随时间的变化. 由图 5(a) 看出, $D0_{22}$ 的平均半径和时间之间并不满足 $R^3(t) \sim t$ 的线性关系, 因此, 经典的 LSW 理论对该沉淀体系并不适用. 因为 LSW

理论认为体系中的一种组分体积分数非常小以至基本消失, 即通常的 Ostwald 熟化中孤立第二相假设. Ostwald 熟化的驱动力是表面能的减少, 这相当于假设系统内只存在短程化学相互作用. 然而, 两相共存系统相变过程存在晶格重构, 由此导致晶格错配, 从而在两相间产生应力场. 应力场诱发的相互作用与两相的体积和组态均不可分. 这种情况下, 粗化行为应

该与 Ostwald 熟化有所不同^[17]. 从图 5(b)中 L1₂ 平均半径的变化看, 开始阶段半径增长很快, 因此, 这一阶段生长非常明显, 之后, 半径缓慢增长, 进入粗化阶段.

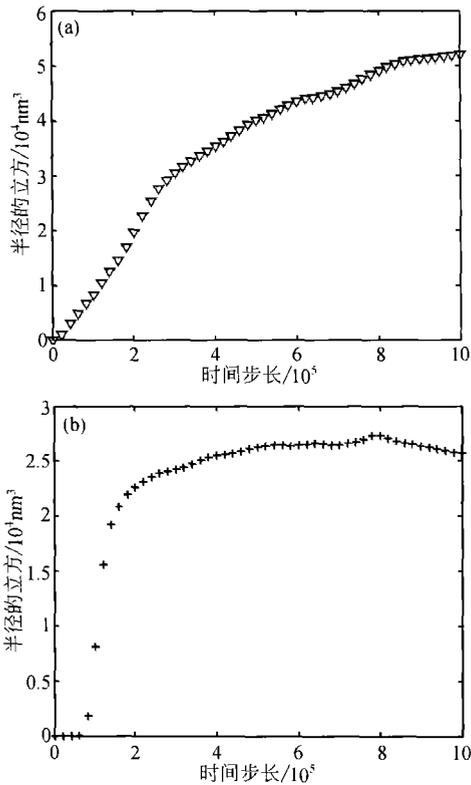


图 5 沉淀相半径的立方随时间的变化
(a) D0₂₂; (b) L1₂

通常沉淀相的生长和粗化通过两种机制进行, 一种方式为 Ostwald 熟化, 这种机制与共存相的结构没有关系, 经由原子扩散实现, 结果表现为小颗粒的溶解, 大颗粒的长大. 另一种为相邻颗粒发生碰撞并合并为较大颗粒^[26]. 从模拟的原子图像来看, Ni₇₅Al_xV_{25-x}合金两相的长大和粗化是通过后一种方式来实现的.

图 6(a), (b), (c)分别为 C_{Al}=0.055, C_{Al}=0.081 和 C_{Al}=0.043 时 L1₂ 和 D0₂₂ 的体积分数随时间的变化. 如图 6(a)所示, 两相体积分数开始阶段均以较快速度增长, 这表明此时以两相的长大为主, 之后体积分数增长较慢, 粗化开始占主导地位. 虽然 D0₂₂ 首先析出, 在 L1₂ 析出后长大较快时, 在约十万时间步时, 其体积曾超过 D0₂₂, 但总

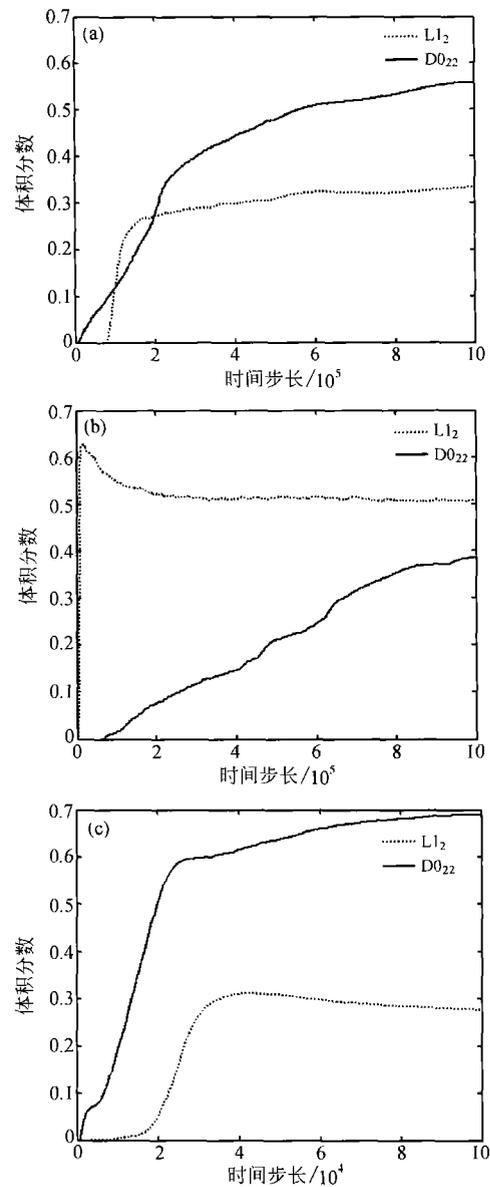


图 6 体积分数随时间的变化曲线

(a) C_{Al}=0.055; (b) C_{Al}=0.081; (c) C_{Al}=0.043

体来看, 两相的长大和粗化同时发生. 当 Al 浓度升高时, 如图 6(b)所示, L1₂ 体积分数很快达最大值, 然后又以较快速度下降, 表明 L1₂ 又发生了分解, 此时, D0₂₂ 体积分数开始缓慢增加直到最大值, 而 L1₂ 体积分数基本不变. 因此, L1₂ 开始阶段的长大和之后的粗化分为两个较明显的阶段, 而 D0₂₂ 的长大和粗化是同时发生的, 没有明显阶段性. 对于低浓度时, 如 C_{Al}=0.043, 两相体积分数变化如图 6(c)所示, 两相长大和粗化基本同时发生.

3 结论

(1) $L1_2$ 和 $D0_{22}$ 相的形状转变以及两相间的相互关系是由与组态相关的各向异性弹性应变引起。两相的最终组织相貌呈长方块状，颗粒的粗化行为均达到了动力学标度。

(2) 由于系统内不同相之间的弹性交互作用，LSW 理论并不适用于该沉淀体系颗粒的粗化过程。粗化方式是以相邻颗粒碰撞并合并为较大颗粒进行。

(3) 对于 1230 K 下沉淀过程，中间浓度和低浓度，两相的沉淀和粗化过程同时发生；高浓度时，先析出相的长大和粗化分为较明显的两个阶段，而后析出相的长大和粗化仍同时进行。

参 考 文 献

- Ni Y, He H, and Yin L. Three-dimensional phase field modeling of phase separation in strained alloys. *Materials Chemistry and Physics*, 2002, 78: 442—447
- Li D Y, Chen L Q. Morphological evolution of coherent multi-variant $Ti_{11}Ni_{14}$ precipitates in Ti-Ni alloys under an applied stress—a computer simulation study. *Acta Mater*, 1998, 46: 639—649
- Wen Y H, Wang Y, Chen L Q. Phase-field simulation of domain structure evolution during a coherent hexagonal-to-orthorhombic transformation. *Philosophical Magazine A*, 2000, 80 (9): 1967—1982
- Tewari R, Mukhopadhyay P, Banerjee S, et al. Evolution of ordered ω phases in (Zr3Al)-Nb alloys. *Acta Mater*, 1999, 47(4): 1307—1323
- Muralidharan G, Chen H. Coarsening kinetics of coherent γ' precipitates in ternary Ni-based alloys: The Ni-Al-Si system. *Science and Technology of Advanced Materials*, 2000, 1: 51—62
- Calderon H A, Kostorz G, Qu Y Y. Cabanas-Moreno coarsening kinetics of coherent precipitates in Ni-Al-Mo and Fe-Ni-Al alloys. *Materials Science and Engineering A*, 1997, 238: 13—22
- Shen C, Chen Y H, Wen J P. Increasing length scale of quantitative phase field modeling of concurrent growth and coarsening processes. *Scripta Mater*, 2004, 50: 1029—1034
- Tanimura M, Hirata A, Koyama Y. Kinetic process of the phase separation in the alloy $Ni_3Al_{0.52}V_{0.48}$. *Phys Rev B*, 2004, 70(9): 094111
- Pareige C, Blavette D. Simulation of the FCC \rightarrow FCC + $L1_2$ + $D0_{22}$ kinetic reaction. *Scripta Mater*, 2001, 44: 243—247
- Marteau L, Pareige C, Blavette D. Imaging the three orientation variants of the $D0_{22}$ phase by 3D atom probe microscopic. *Journal of Microscopy*, 2001, 204(3): 247—251
- Khachaturyan A G. *Theory of Structural Transformation in Solids*. New York: Wiley, 1983, 129
- Khachaturyan A G. *Theory of Structural Transformation in Solids*. New York: Wiley, 1983, 206—220
- Poduri R, Chen L Q. Computer simulation of atomic ordering and compositional clustering in the pseudobinary Ni_3Al-Ni_3V system. *Acta Mater*, 1998, 46(5): 1719—1722
- Zhao Y H, Chen Z, Wang Y X, et al. Atomic-scale computer simulation for early precipitation process of $Ni_{75}Al_{10}V_{15}$ alloy. *Progress in Natural Science*, 2004, 14: 241—246
- Chen L Q. Computer simulation of spinodal decomposition in ternary systems. *Acta Metall Mater*, 1994, 42: 3503—3513
- Su C H, Voorhees P W. The dynamics of precipitate evolution in elastically stressed solids-I. Inverse coarsening. *Acta Mater*, 1996, 44(5): 1987—1999
- Thornton K, Akaiwa N, Voorhees P W. Dynamics of late-stage phase separation in crystalline solids. *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 1259—1262
- Wang Y Z, Chen L Q, Khachaturyan A G. Particle translational motion and reverse coarsening phenomena in multiparticle systems induced by a long-range elastic interaction. *Phys Rev B*, 1992, 46(11): 194—197
- Prikhodko S V, Carnes J D, Isaak D G, et al. Elastic constants of a Ni-12. 69 at. % Al alloy from 295 to 1300 K. *Scripta Mater*, 1998, 38: 67—72
- Wen Y H, Simmons J P, Shen C, et al. Phase-field modeling of bimodal particle size distributions during continuous cooling. *Acta Mater*, 2003, 51: 1123—1132
- Norio A, Voorhees P W. Later-stage phase separation: Dynamic, spatial correlations, and structure functions. *Phys Rev E*, 1994, 49 (5): 3860—3880
- Chakrabarti A, Toral R, Gunton J D. Late-stage coarsening for off-critical quenches: Scaling functions and the growth law. *Phys Rev E*, 1993, 47(5): 3025—3038
- Sequera A D, Calderon H A, Kostorz G, et al. Shape and growth anomalies of γ' precipitates in Ni-Al-Mo alloys induced by elastic interaction. *Scripta Metal Mater*, 1994, 30: 7—12
- Nunomura Y, Kaneno Y, Tsuda H, et al. Phase relation and microstructure in multi-phase intermetallic alloys based on $Ni_3Al-Ni_3Ti-Ni_3V$ pseudo-ternary alloy system. *Intermetallics*, 2004, 12: 389—399
- Takeyama M, Kikuchi M. Eutectoid transformations accompanied by ordering. *Intermetallics*, 1998, 6: 573—578
- Wang Y, Banerjee D, Su C C, et al. Field kinetic model and computer simulation of precipitation of $L1_2$ ordered intermetallics from f. c. c. solid solution. *Acta Mater*, 1998, 46: 2983—3001