



非平衡凝固 Fe-Ni 包晶合金的 δ/γ 相变

陈豫增 刘 峰* 杨根仓 刘 宁 周尧和

(西北工业大学凝固技术国家重点实验室, 西安 710072)

摘要 以包晶点合金 Fe-4.33%Ni(原子分数)为研究对象, 详细描述了不同熔体初始过冷度(ΔT)下合金的快速凝固过程以及凝固组织的 δ/γ 相变过程. 以此为基础, 结合相变动力学 TTT(temperature-time-transformation)曲线, 系统探讨了 ΔT 同过冷 Fe-Ni 包晶合金凝固组织中 δ/γ 相变间的物理联系. 结果表明, 初始过冷度的变化不仅会使 δ/γ 相变的路径发生变化, 而且会使不同相变机制控制下的 δ/γ 相变的体积分数发生变化.

关键词 δ/γ 相变 过冷度 非平衡凝固 包晶反应 Fe-Ni 合金

液/固相变和固态相变是金属材料制备过程中两个紧密关联的物理过程. 近年来随着非平衡技术的发展, 材料制备过程的非平衡性逐渐显露出来. 深过冷快速凝固通过使合金液在凝固前获得大的初始过冷度, 从而使合金液形核后, 固/液界面可以以每秒几米甚至每秒几十米的速度移动进而实现非平衡凝固. 许多研究表明, 合金的初始过冷度决定其凝固进程, 当初始过冷度超过某临界值后, 材料的凝固过程及组织会表现出与近平衡凝固炯然有异的特性, 如: 凝固方式的改变、初生相的改变、晶粒的均匀细化等^[1]. 而这些特征也势必会对后续冷却过程中的固态相变过程产生巨大的影响, 进而影响材料最终组织. 因此, 研究非平衡液/固相变对固态相变的影响对材料的组织形成及控制意义重大. 然而, 由于技术和理论上的欠缺, 人们对两者间相互关系的研究重视程度不够.

Fe基合金是一类用途广泛的工程材料, 而 δ/γ 相变是Fe基合金中的一类最普通但又最重要的固态相变过程. 众多研究表明^[1-8], 在Fe基合金的深过冷快速凝固中, 初始过冷度的不同会使合金的凝固方式发生显著变化, 这势必会对随后的 δ/γ 相变产生大的影响. 因此研究Fe基合金凝固的初始过冷度对其凝固组织中 δ/γ 相变的影响, 从理论意义和工程背景而言, 都意义重大. 考虑到许多Fe基合金具有与Fe-Ni合金相似的凝固行为和相转变行为, 因此本文以Fe-Ni包晶点合金Fe-4.33%Ni(原子分数)为研究对象, 旨在探讨初始过冷度与Fe-Ni包晶合金非平衡凝固组织中 δ/γ 相变的物理联系.

收稿日期: 2007-02-12; 接受日期: 2007-04-18

国家自然科学基金(批准号: 50395103, 50501020, 50431030), 西北工业大学博士论文创新基金(批准号: CX200604)资助项目

* 联系人, E-mail: liufeng@nwpu.edu.cn

1 实验

图1为 Fe-Ni 相图, 选取的合金成分为包晶点合金成分.

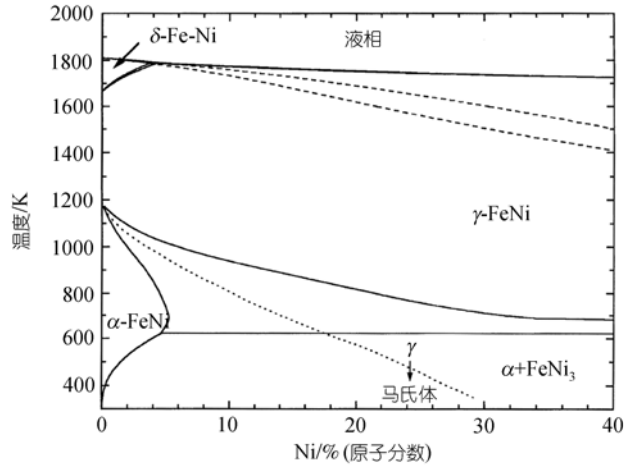


图1 Fe-Ni合金相图 [5,8]

实验用母合金采用纯度为 99.9%的 Fe 和纯度为 99.99%的 Ni 在氩气保护下, 在石英坩锅中采用高频感应加热的方法进行原位熔配. 然后将熔配好的母合金分割成小块, 制成质量为 5 g 的金属试样. 将试样和一定质量的 B₂O₃ 玻璃(一般为试样质量的 15%~20%)装入石英坩锅后置于高频线圈中进行熔炼. 待试样的温度上升至熔点以上约 100 K 时, 保温 5~10 min, 使熔体与净化玻璃充分作用, 从而起到去除杂质的效果, 然后关闭电源, 试样在自发冷却条件下发生凝固. 凝固结束后, 当试样温度降低至约 1473 K 时, 将试样迅速淬入 Ga-In-Sn 合金液(成分分配比为 Ga 62%, In 25%, Sn 13%, 均为质量分数, 温度约为 20℃)中, 从而抑制 δ/γ 相变后的溶质再分配和低温下的共析转变. 采用经过 PtRh30-PtRh6 热电偶恒温标定过的自制红外测温仪(响应时间 5 ms, 误差 ± 1 K)记录试样的温度变化.

实验后, 分别采用光学显微镜、透射电子显微镜(TEM)、X 射线衍射仪(XRD)和电子探针(EPMA)对合金凝固组织的形貌、相结构和成分分布进行分析.

2 分析与讨论

2.1 过冷度相关的凝固方式

Chen等人¹⁾对包晶点Fe-4.33%Ni(原子分数)合金在不同过冷度下的形核、生长及相选择行为给出了详细的描述, 实验和计算结果均表明, 在自发形核的条件下, δ 相总作为初生相从熔体中析出. 这是由于 δ 相的形核驱动力(固液相体积自由能差)比 γ 相大, 且形核阻力(固液相界面能)比 γ 相小.

虽然在所获得的过冷度范围内合金凝固的初生相总为 δ 相, 但针对不同的过冷度, 合金的凝固方式仍不尽相同. 当合金熔体的初始过冷度 $\Delta T < \Delta T^*$ (≈ 130 K, 一个临界值)时, δ 相作为初生相凝固并导致一次再辉, 当系统温度冷却至包晶平台温度以下时, δ 相与液相接触发生包晶

1) Chen Y Z, Liu F, Yang G C, et al. Suppression of peritectic reaction in the undercooled peritectic Fe-Ni melts. Scripta Mater (In press)

反应($\delta+L\rightarrow\gamma$)并形成一个 γ 相的包晶层,而后残余液相在这一包晶层上直接发生外延生长,并导致二次再辉(见图 2). 当 $\Delta T>\Delta T^*$ 时,由于 γ 相发生包晶反应所需的孕育时间大于熔体全部凝固成 δ 相所需的时间¹⁾,包晶反应被抑制,只有 δ 相凝固析出,凝固对应的再辉曲线上只出现一个放热峰,再辉曲线如图 2.

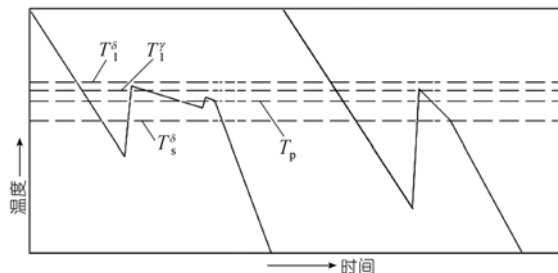
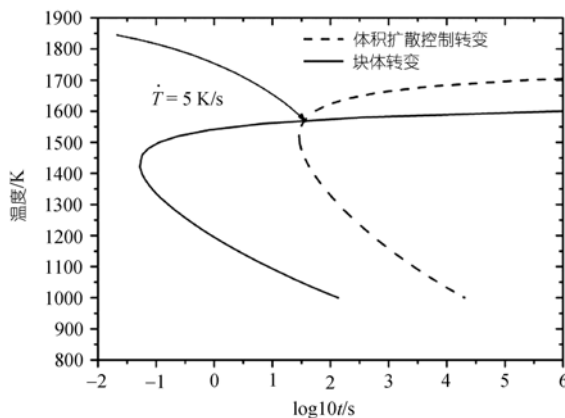


图 2 Fe-4.33%Ni(原子分数)合金凝固的两种典型的再辉曲线示意图
左曲线对应于 $\Delta T<\Delta T^*$, 右曲线对应于 $\Delta T>\Delta T^*$, T_l^δ , T_l^γ , T_p 和 T_s^δ 分别对应于 δ 相的液相线温度、 γ 相的液相线温度、包晶平台温度和 δ 相的固相线温度

2.2 初始过冷度决定的 δ/γ 相变动力学

初生相为 δ 相的凝固组织在随后的冷却过程中一旦进入 γ 相区,系统便具有发生 δ/γ 相变的热力学倾向. 对于包晶点Fe-Ni合金的非平衡凝固组织, δ/γ 相变的途径可分为三种: (i) 液相参与的包晶反应,即 $L+\delta\rightarrow\gamma$,包晶反应是通过三相(L , δ , γ)点前沿的短程扩散进行的,由于短程扩散速度较快,所以包晶反应进行的速度较快^[9]; (ii) 长程扩散控制的体积扩散型固态转变,这类相变是通过原子的长程扩散完成的,相变过程伴随溶质原子在界面处的再分配,通常这类相变进行的速度较慢^[10]; (iii) 界面处短程扩散控制的块体转变,这类相变通过原子在界面处的短程扩散进行,相变后新旧两相的成分不发生变化,这类相变进行的速度较快^[10]. 途径(i)发生的前提条件是过冷度和三相(L , δ , γ)接触点的出现,而后两种途径的发生则取决于具体的相转变动力学条件. 本文在附录中给出了对包晶点Fe-Ni合金的 δ/γ 固态相变动力学TTT曲线的详细计算过程. 结果表明,对于发生在纯固态的 δ/γ 相变,如果系统的冷速 $\dot{T}<5$ K/s,相变将以体积扩散型转变方式进行,反之则以块体转变的方式进行(见图3). 根据图3,抑制 δ/γ 相



1) 同 295 脚注 1)

图3 Fe-4.33%Ni(原子分数)合金的 δ/γ 相变 TTT 曲线

变所需要的冷却速率约为 10^4 K/s 的数量级, 在当前实验条件下 δ/γ 相变是不可抑制的.

XRD 的分析表明, 合金凝固组织在所获得的过冷度区间内的凝固组织均为 bcc 相, 如图4. 由于在室温下马氏体和 α 铁素体均为 bcc 相, 所以本文进一步对合金凝固组织进行了 TEM 观察, 发现小过冷度下的凝固组织为典型的单相马氏体(见图5), 而大过冷度下合金的凝固组织由马氏体和少量 α 铁素体构成(见图6(a)和(b)). 显然, 马氏体是由 γ 相转变生成的, 而 α 铁素

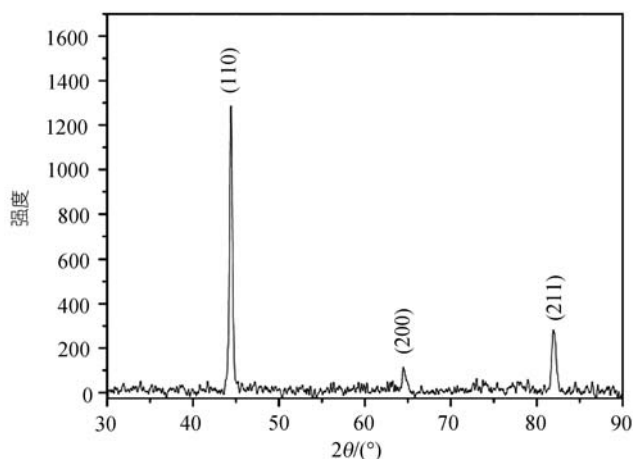
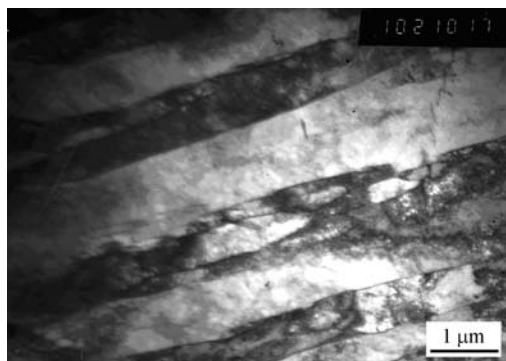
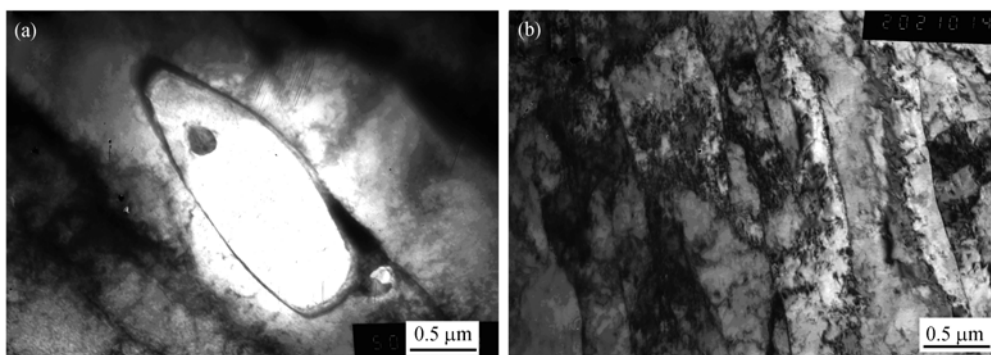


图4 凝固组织的 XRD 图

图5 $\Delta T = 47$ K 凝固组织的 TEM 明场相, 表现出典型的马氏体相的特征图6 $\Delta T = 207$ K 凝固组织的 TEM 明场相

(a) α 铁素体颗粒的形貌; (b) 基体马氏体的形貌

体则是 δ/γ 相变的残余 δ 相转变而来的. 这表明无论小过冷度下还是大过冷度下, 合金的凝固组织均发生了 δ/γ 相变.

显然, 过冷度的变化使合金的凝固行为发生了显著的变化, 而这些变化也势必会对合金的 δ/γ 相变方式产生较大的影响. 下面, 本文以划分凝固行为的临界过冷度 (ΔT^*) 为分界点, 对 Fe-Ni 包晶点合金的 δ/γ 相变行为进行分头论述.

2.2.1 初始过冷度相关的 δ/γ 相变路径

如前所述, 当 $\Delta T < \Delta T^*$ 时, δ 相作为初生相凝固后会与液相发生包晶反应 ($L + \delta \rightarrow \gamma$), 并在初生相的周围形成一个包晶 (γ 相) 层, 随后残余液相在该包晶层上发生外延生长, 并导致二次再辉 (图 2)^[11]. 包晶反应发生后, 包晶层将液相与初生相分隔, 包晶层一方面以凝固的方式向熔体中生长, 另一方面会以 δ/γ 相变的方式向初生 δ 相内部生长. 这个过程中由于系统温度较高, 且系统温度变化速度较慢, 故 δ/γ 相变应受体积扩散机制控制, 在这一点可以由凝固组织中的 Ni 元素分布得到证实. 如图 7(a), 凝固组织晶粒内部与外部之间有一个明显的溶质过渡层, 该层的 Ni 元素分布由内到外逐渐增大. 显然, 这一溶质过渡层是 δ/γ 相变初始阶段的产物, 由于相变受体积扩散型转变机制控制, 因此该层成分呈现逐渐变化的趋势. 凝固结束后, 系统的冷却过程完全受外界冷却条件的控制, 冷速约为 20 K/s, 由 TTT 曲线 (图 3) 可以判断, 剩余的 δ 相应通过块体转变的方式转变为 γ 相. 块体转变过程中, 新旧两相之间的成分不需要发生改变^[10]. 如图 7(a), 晶粒的内部, Ni 元素的分布很均匀, 且远低于平衡相图 γ 相成分, 表明后期的转变未发生成分变化, δ/γ 相变遵循块体转变机制. 需要说明的是, 随 ΔT 的增大, 初生 δ 相的体积分数也不断增大, 所以当 ΔT 相对较大的时候, δ/γ 相变不能进行彻底, 在晶粒内部会残留少量未转变的铁素体颗粒. 上述分析表明, $\Delta T < \Delta T^*$ 时, δ/γ 相变的初始阶段受包晶反应和体积扩散型转变机制控制, 而凝固后转则受到块体转变机制控制.

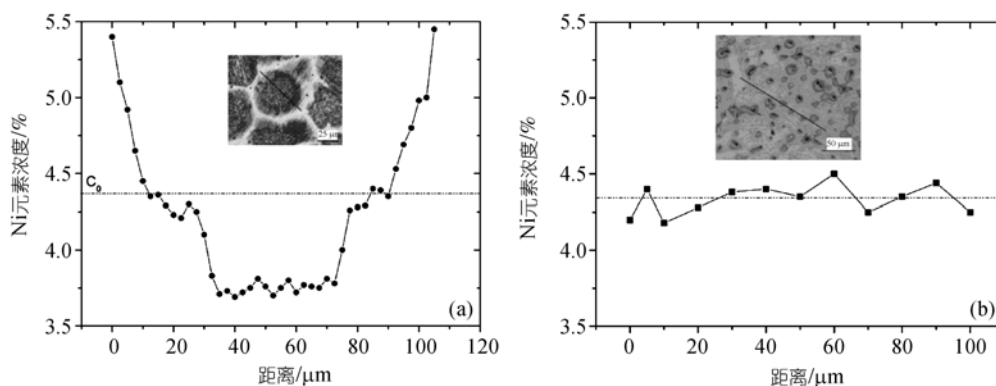


图 7 Ni 元素在过冷 Fe-4.33%Ni (原子分数) 合金凝固组织中的分布

分析位置如插图所示; (a) $\Delta T = 30$ K; (b) $\Delta T = 207$ K

当 $\Delta T > \Delta T^*$ 时, 包晶反应被抑制, 所有的液相均凝固为 δ 相. 随后凝固组织中 δ/γ 相变过程受外界散热条件的控制, 冷速约为 20 K/s. 由图 3 可知, 此时 δ/γ 相变受块体转变机制控制. 另一方面, 随 ΔT 的增大, 合金凝固的溶质截流效应显著增大, 合金凝固后组织的微观偏析大大降

1) 同 295 脚注 1)

低,成分的均一性大大提高,如图 7(b). Massalski等人^[12]指出,成分均一的相更容易发生块体转变. 所以,对于包晶点Fe-4.33%Ni(原子分数)合金,当 $\Delta T > \Delta T^*$ 时,低的溶质偏析率更利于 δ 相以块体转变的方式转变为 γ 相. 当然, δ/γ 相变以块体转变的机制进行,主要还是由TTT曲线所控制的相转变动力学因素所造成的. 由于 $\Delta T > \Delta T^*$ 时,凝固产物全部是 δ 相,而且 δ/γ 相变完全以固态相变的方式进行. 所以,在当前条件下, δ/γ 相变未进行彻底,在室温下的凝固组织中仍残存着未转变的铁素体颗粒. 另一方面,根据EPMA的分析结果,这些残余的铁素体颗粒的成分与相邻基体相的成分基本一致,说明发生转变的新旧两相的成分基本未发生变化,也进一步说明这种情况下的 δ/γ 相变遵循块体转变机制.

综上所述,熔体的初始过冷度决定了 Fe-4.33%Ni(原子分数)合金非平衡凝固组织中 δ/γ 相变的路径,其转变由于过冷度的不同可分为两种路径,如图 8. 当 $\Delta T < \Delta T^*$ 时,在转变的初始阶段 δ/γ 相变以包晶反应和体积扩散控制的转变方式进行,凝固结束后,剩余的 δ 相以块体转变的方式进行;当 $\Delta T > \Delta T^*$ 时, δ/γ 相变则完全以块体转变的方式进行.

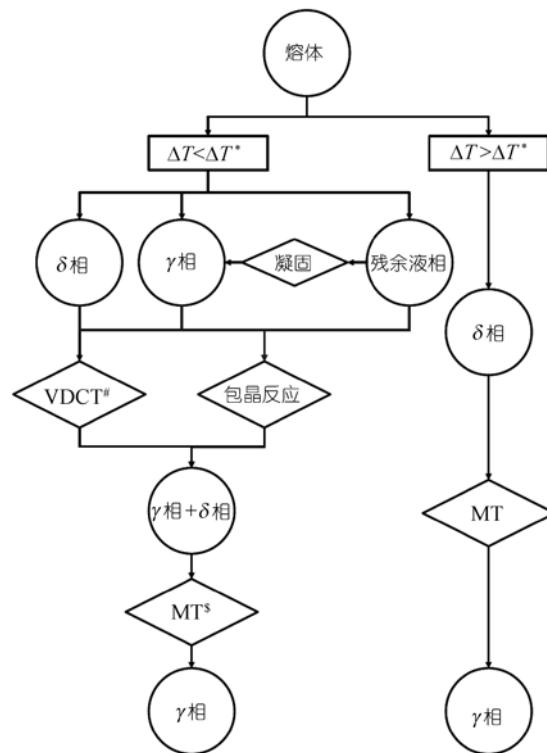


图 8 过冷 Fe-4.33%Ni(原子分数)合金的 δ/γ 相变路径图

示体积扩散控制转变; \$ 示块体转变

2.2.2 初始过冷度对 δ/γ 相变进程的影响

上述动力学分析表明,深过冷 Fe-Ni 合金非平衡凝固组织中的 δ/γ 相变机制远不同于常规意义上的固态相变. 其具体的相变过程不仅与外界的冷却条件相关,而且与合金熔体的凝固行为及凝固参量密切相关,其中起决定性因素的便是熔体的初始过冷度 ΔT .

对于包晶点 Fe-Ni 合金,近平衡条件下,合金的凝固过程遵循相图的杠杆定律. 初生 δ 相先发生凝固,当系统温度降低到包晶平台温度时,初生 δ 相和残余液相的体积分数和成分满足

包晶反应完全进行的条件. 也就是说, 在此条件下 δ/γ 相变完全可以通过包晶反应进行彻底. 显然, 这在过冷熔体的非平衡凝固中是不可能发生的. 对于过冷包晶点 Fe-Ni 合金, 当 $\Delta T < \Delta T^*$ 时, 由于初生 δ 相的体积分数随过冷度的增大而呈线性增加, 使得当包晶反应发生时, 初生相与液相的体积分数将不满足平衡相图的杠杆定律, δ 相不可能完全通过包晶反应的相变机制转变为 γ 相, 而要借助扩散或体积转变的机制进行转变. 另一方面, 前已述及, 二次再辉过程中, 当包晶反应生成的 γ 相将初生 δ 相完全包裹后, δ/γ 相变就会以体积扩散控制的转变方式进行, 转变的驱动力为包晶层与液相接触侧和与初生 δ 相接触侧的成分差. 熔体初始过冷度增大产生的溶质截流效应会使凝固偏析降低, 导致长程扩散控制的 δ/γ 相变驱动力减小, 进而使凝固组织中的溶质过渡层的厚度不断减小(见图9). 显然, 驱动力的下降使 δ 相发生扩散型相变的体积分数也随之降低, 而发生块体转变的 δ 相的体积分数却相应地增加了. 当 $\Delta T > \Delta T^*$ 时, 合金的凝固完全偏离平衡, 所有的熔体全部凝固成 δ 相, 原本应该出现的包晶反应被完全抑制, δ/γ 相变也完全以一种平衡条件下不可能出现的块体转变机制进行. 当然在此情况下块体转变机制的发生主要受到动力学条件, 即凝固后系统冷速的控制. 上述分析表明, 过冷度的改变不但会使 Fe-Ni 包晶点合金 δ/γ 相变模式发生改变, 而且会使不同相变机制控制下的 δ/γ 相变的体积分数发生变化.

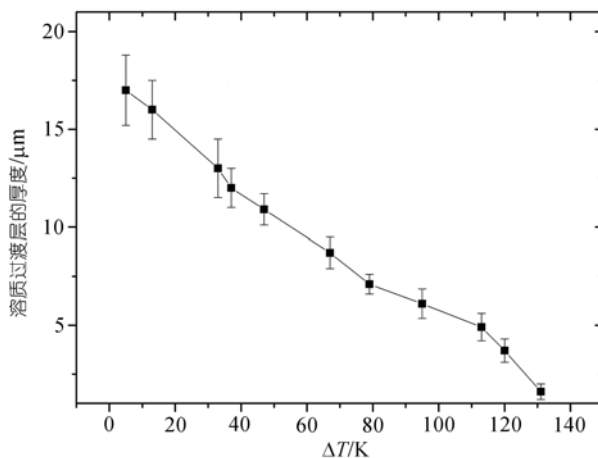


图9 过冷 Fe-4.33%Ni(原子分数)合金凝固组织中溶质过渡层的厚度与初始过冷度的关系

3 结论

本文对过冷包晶点 Fe-Ni 合金非平衡凝固组织中的 δ/γ 相变进行了系统讨论. 得到的主要结论如下:

(i) 当 $\Delta T < \Delta T^*$ 时, 在相变的初始阶段(二次再辉过程中), δ/γ 相变以包晶反应和扩散型转变的方式进行, 当凝固结束后, δ/γ 相变遵循体积转变机制; 当 $\Delta T > \Delta T^*$ 时, δ/γ 相变完全受体积转变机制控制;

(ii) 过冷度的增大不仅会使发生在包晶点合金中的 δ/γ 相变路径发生改变, 而且会影响不同转变机制所控制的转变分数.

致谢 感谢西安交通大学朱蕊花工程师在 TEM 实验中给予的帮助, 同时感谢西北工业大学凝固技术国家重点实验室钟宏和吕海燕博士研究生的建议和帮助, 特别感谢西北工业大学凝

固技术国家重点实验室李双明教授对本课题的建议和细致的讨论.

参 考 文 献

- 1 Herlach D M. Non-equilibrium solidification of undercooled metallic melts. *Mater Sci Eng R*, 1994, 12(4-5): 177—265[DOI]
- 2 Thoma D J, Perepezko J H. Microstructural transitions during containerless processing of undercooled Fe-Ni alloys. *Metall Trans*, 1992, 23A: 1347—1362
- 3 Kattamis T Z, Flemings M C. Dendrite structure and grain size of undercooled melts. *Trans TMS-AIME*, 1966, 236: 1523—1532
- 4 Kim Y W, Lin H M, Kelly T F. Solidification structures in submicron spheres of iron-nickel: Experimental observations. *Acta Metall*, 1988, 36: 2525—2536[DOI]
- 5 Inokuti Y, Cantor B. The microstructure and kinetics of martensite transformations in splat-quenched Fe and Fe-Ni alloys-II. Fe-Ni alloys. *Acta Metall*, 1982, 30: 343—356[DOI]
- 6 Li J F, Jie W Q, Yang G C, et al. Solidification structure formation in undercooled Fe-Ni alloy. *Acta Mater*, 2002, 50: 1797—1807[DOI]
- 7 Chen Y Z, Yang G C, Liu F, et al. Microstructural transitions of metastable phase in undercooled Fe-7.5 at%Ni alloy. *J Crystal Growth*, 2006, 289: 1—5[DOI]
- 8 Zambon A, Badan B, Eckler K, et al. Microstructure and phase selection in containerless processing of Fe-Ni droplets. *Acta Mater*, 1998, 46: 4657—4670[DOI]
- 9 Kerr K W, Kurz W. Solidification of peritectic alloys. *Inter Mater Rev*, 1996, 41: 129—164
- 10 Christian J W. *The Theory of Transformation in Metals and Alloys*. Oxford: Pergamon Press, 1965
- 11 Arai Y, Emi T, Fredriksson H, et al. In-situ observed dynamics of peritectic solidification and δ/γ transformation of Fe-3 to 5 At. Pct Ni alloys. *Metall Mater Trans*, 2005, 36A: 3065—3074[DOI]
- 12 Massalski T B, Perepezko J H, Jaklovsky J. A microstructural study of massive transformations in the Fe-Ni system. *Mater Sci Eng*, 1975, 18: 193—198
- 13 Wilson E A. The $\gamma \rightarrow \alpha$ transformation in low carbon irons. *ISIJ Inter*, 1994, 34(8): 615—630
- 14 Murr L E. *Interfacial Phenomena in Metals and Alloys*. New York: Addison-Wesley Publishing Co, 1975. 131—133
- 15 Lo T S, Dobler S, Plapp M, et al. Two-phase microstructure selection in peritectic solidification: From island banding to coupled growth. *Acta Mater*, 2003, 51: 599—611[DOI]
- 16 Chuang Y Y, Hsieh K C, Chang Y A. A thermodynamic analysis of the phase equilibria of the Fe-Ni system above 1200 K. *Metall Trans*, 1986, 17A: 1373—1380
- 17 Vandyoussefi M, Kerr H W, Kurz W. Directional solidification and δ/γ solid state transformation in Fe-3% Ni alloy. *Acta Mater*, 1997, 45: 4093—4105[DOI]
- 18 Brandes E A, Smithells C J. *Metals Reference Handbook*. 7th ed. London: Butterworth's, 1980. 13—96
- 19 Moharil D B, Purdy G R. The effect of α -Ferrite formation on the post-solidification homogenization of alloy steels. *Metall Trans*, 1974, 5: 59—63

附录 过冷 Fe-4.33%Ni(原子分数)合金的 δ/γ 固态相变动力学的 TTT 曲线的计算

过冷 Fe-4.33%Ni(原子分数)合金 δ/γ 固态相变动力学可用 TTT 曲线来表述, 基于 Johnson-Mehl-Avrami-Kolmogorov 方程, 时间相关的相变体积分数 $x(t)$ 可表示为

$$x(t) = 1 - \exp\left[-\frac{\pi}{3}u^3I_{ss}t^4\right], \quad (1)$$

式中 I_{ss} 为稳态形核率, u 为生长速度, t 为时间. 根据经典形核理论^[10], 发生 δ/γ 相变时 γ 相的稳态形核率 I_{ss} 可以表示为

$$I_{ss} = N_0 \exp\left(-\frac{\Delta G^*}{k_B T}\right), \quad (2)$$

式中 N_0 为常数约为 10^{30} ^[10], ΔG^* 为临界形核功, k_B 为Boltzmann常量 T 为温度. 对于球状晶核, ΔG^* 可用下式

表示:

$$\Delta G^* = \frac{16\pi\sigma^3}{3(\Delta G_v)} f(\theta), \quad (3)$$

式中 σ 为界面能, $\Delta G_v = \Delta S_{\delta \rightarrow \gamma} \Delta T_{tr}$ 为 δ 相与 γ 相的 Gibbs 自由能差, $\Delta S_{\delta \rightarrow \gamma}$ 为相变熵变化, ΔT_{tr} 为相变过冷度, $f(\theta)$ 为异质形核催化因子, 可用下式计算:

$$f(\theta) = \frac{2 - 3\cos\theta + \cos^3\theta}{4}, \quad (4)$$

式中 θ 为接触角.

研究表明^[11], 对于 δ/γ 固态相变, γ 相通常会在两个相邻 δ 相晶粒的晶界上形核. 则 $\cos\theta = \sigma_{\delta/\delta}/2\sigma_{\delta/\gamma}$ (其中 $\sigma_{\delta/\delta}$ 和 $\sigma_{\delta/\gamma}$ 分别为 δ 相两个相邻晶界出的界面能和 δ 和 γ 之间的界面能), 利用表 1 的数据可以求得 $\cos\theta = 0.585$, 进而可以求得 $f(\theta) = 0.1113$.

对于体积扩散型转变, 生长速度 u 可用下式计算^[10]:

$$u = D/(2(Dt)^{1/2}), \quad (5)$$

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{Q_D}{kT}\right), \quad (6)$$

D 为溶质扩散系数, D_0 为常数, Q_D 为扩散激活能. 对于块体转变生长速度 u 可以表示为^[10]

$$u = u_0 \exp\left(-\frac{Q_N}{kT}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta G_v}{kT}\right)\right), \quad (7)$$

式中 u_0 为常数, Q_N 为原子向固相界面跃迁的激活能. 对 Wilson 的研究结果^[13] 估算可知, 对 Fe-Ni 合金 u_0 可取 10^6 m/s 的数量级.

取 $x(t) = 0.001$ 利用 (1)~(7) 式进行计算可以分别得到对应于扩散型 δ/γ 相变和体积型 δ/γ 相变的 TTT 曲线, 如图 3.

表 1 计算所用到的合金物性参数^[14~19]

参数	取值
$\sigma_{\delta/\delta}/\text{J} \cdot \text{m}^{-2}$	0.468
$\sigma_{\delta/\gamma}/\text{J} \cdot \text{m}^{-2}$	0.4
$Q_D/\text{kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$	251.9
$Q_N(\text{kJ} \cdot \text{mol}^{-1})$	126
$\Delta S_{\delta \rightarrow \gamma}/\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	0.64
$D_0/\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	8.2×10^{-6}
T_{tr}/K	1780