アモルファスからのメゾスコピック構造の生成と機能特性

井 上 明 久*

1. アモルファスからメゾスコピック構造を生成する利点

メゾスコピック構造材は、数 nm～数十 nm 直径の結晶相を主相とし、そのような微細組織とすることにより同じ組成の平衡相やアモルファス(以下 Am と記述)単相では得られない優れた特性を示す物質である、と本稿では定義することにする。このようなメゾ組織の粒径を考えた時、メゾ構造材を融液から通常の凝固法で得ることはきわめて困難であり、大過冷液体からの結晶相の核生成と成長を制御する方法⁽¹⁾および大過冷却液体が固化凍結した Am 相の結晶化反応を制御する方法⁽²⁾がメゾ構造相の生成に有効である。本稿では、本特集号の企画案にしたがって、上記の2つの方法のうちの後者の Am 相の結晶化反応によるメゾスコピック構造の生成と機能特性に話題を絞ることにする。

上述したように、Am 固体は過冷却液体の固化凍結相であるため、連続加熱処理や等温時効処理により、Am 相からの結晶の核生成と成長を制御できる利点を有している。また、この結晶の核生成は均質に生じ、しかも成長は数十 nm 径以下では等方的におきる。さらに、結晶/Am の成長界面は一種の結晶/過冷却液体界面とみなすことができ、結晶/結晶界面に比べて界面エネルギーが約 1 桁小さいために過剰空孔などを含まない。しかも、Am 相は時効温度では容易に構造緩和をおこなうために、析出する結晶は内部ひずみをほとんど含まない状態にある。これらは、結晶からの析出が粒界の影響を受けて不均質になり、析出物も優先成長方向に依存した特殊形態をもち、しかも母結晶/析出物界面が大きな界面エネルギーのために多量の過剰空孔を含む状態と根本的に異なっている。

また、母相が Am 相の場合には、溶質元素の拡散が容易であり、しかも溶質元素の固溶量ははるかに大きいことから、ナノ結晶の析出に伴い結晶相のみならず残留 Am 相の成分も徐々に変化している。すなわち、この結晶化を利用することにより、成分も制御しえる利点を持っている。したがって、同じスケールのメゾ複相組織が形成されたとしても、Am-結晶変態を利用した材料と結晶からの析出や変態を利用した材料の間で、その特性は大きく異なるものと予想される。

2. アモルファスのメゾスコピック構造への変態の支配因子と特徴

Am 相はメゾ結晶相を生成させるための前駆体として有用であることを示した。しかし、メゾ結晶への変態はすべての組成の Am 相で生じるのではなく、ある条件を満たした Am 相に限られる。本項では、Am 相からメゾ結晶が生成するための支配因子と相変態の特徴について述べる。

メゾ結晶が Am 相から生成するためには、(1) Am 相が初晶型反応により結晶化し、この初晶の核生成数が多く、成長が抑えられ、ナノスケールを保持することが必要である。この初晶の核生成数を多くするためには、Am 合金の組成が母金属あるいは化合物組成に近く、共晶組成から離れていることが不可欠である。すなわち、共晶組成の Am 合金では結晶化はポリモルファス(同質多形)型で生じ、メゾ結晶は得られない。さらに、多くの核生成数で析出した初晶がナノスケールを保持するためには、成長速度が遅いことが不可欠である。これらの条件を満たすには、ナノスケールな初晶が Am 相で囲まれ、残存 Am 相により成長が抑制されることが重要である。このためには、初晶の析出温度と残存 Am

* 東北大学教授；金属材料研究所(〒980-77 仙台市青葉区片平2-1-1)

Fabrication of Mesoscopic Crystalline Phases from Amorphous Phase and Their Functional Properties; Akihisa Inoue(Institute for Materials Research, Tohoku University, Sendai)

Keywords: *mesoscopic material, amorphous phase, nanocrystallization, high functional characteristics, ultra-high strength, soft magnetism, hard magnetism, high-sensitive magnetostriction*

1995年4月14日受理

相の消失温度との差が大きいことが必要となる。例として、図1は上記のメゾ複相生成の条件を満足する $\text{Al}_{87}\text{Ni}_7\text{Cu}_3\text{Ce}_3$ および $\text{Al}_{87}\text{Ni}_7\text{Cu}_3\text{Nd}_3$ Am 合金の DSC 曲線を示している⁽³⁾。2つの発熱ピークが見られ、低温側のブロードな発熱ピークは Am 相からのナノスケールな fcc-Al 相の析出に、高温側の鋭い発熱ピークは残りの Am 相からの $\text{Al}+\text{Al}_3\text{Ni}+\text{Al}_{11}\text{Ce}_3$ の析出に対応している。第1段目と第2段目の発熱ピークの温度差は約 180 K にも達しており、しかも約 420 K で晶出した Al 相は、図2に示すように、第2段目の発熱ピークの直下温度である 600 K までほとんど粒成長をおこさず、約 5 nm のナノスケールを保持し、第2段目の Am 相の消失に伴いその粒径は大きく増大する。Al のような比較的融点が高い合金においても、410~600 K の広い温度域で Al と Am 相がナノスケールで混在していることが注目される。

同様な2段の結晶化と第1段目と第2段目の広い温度域の存在は、Fe-Si-B-Nb-Cu⁽⁴⁾や Fe-M-B (M=Zr, Hf, Nb)⁽⁵⁾系などの Fe 基 Am 合金においても認められている。例として、図3は Fe-M-B 系 Am 合金の DSC 曲線を示しており、第1段目の発熱ピークは Am からのナノ bcc-Fe の析出に対応しており、第2段目のピーク直下までの約 200 K に達する広い温度域においてナノ bcc-Fe が残存 Am 相と共存している。

図1 $\text{Al}_{87}\text{Ni}_7\text{Cu}_3\text{Ce}_3$ および $\text{Al}_{87}\text{Ni}_7\text{Cu}_3\text{Nd}_3$ アモルファス合金を 0.67 K/s で昇温した示差走査熱量曲線。

図2 低温時効した Al 基アモルファス合金の $(111)_{\text{Al}}$ と $(002)_{\text{Al}}$ 反射リングの一部分から得た暗視野像と制限視野電子回折図形。(a) $\text{Al}_{87}\text{Ni}_{10}\text{Ce}_3$ 合金、523 K で 60 s 時効、(b) $\text{Al}_{87}\text{Ni}_7\text{Cu}_3\text{Ce}_3$ 合金、436 K で 60 s 時効、(c) $\text{Al}_{87}\text{Ni}_7\text{Cu}_3\text{Nd}_3$ 合金、436 K で 60 s 時効。

Al 基および Fe 基合金においてメゾ複相が得られているが、この相の核生成過程は両合金系で少し異なっている。すなわち、Al 基 Am 合金を第1段発熱ピークより低い温度域で等温時効した際の DSC 曲線では、図4に示すように、発熱量は最初に極大値を示した後、時効時間の経過とともに指数関数的に減少し⁽⁶⁾、潜伏期間は認められない。このような発熱反応は、スパッタ法により作製された $\text{Al}_{84}\text{Mn}_{16}\text{Am}$ 薄膜を時効した時にも認められており⁽⁷⁾、正20面体準結晶の核が予め Am 相中に存在し、その後の時効により成長することによるものと解釈されている。したがって、本 Al 基合金における図4に示した DSC 曲線は、Am 相中に予め存在する fcc-Al の核がその後の時効により成長することにより生じたと考えられている。なお、Al 基合金での Al 核の予めの存在は、単ロール法により生成した Am 相の冷却中あるいは時効温度への加熱中に発生するためと推察している⁽⁶⁾。

図3 $\text{Fe}_{90}\text{Zr}_7\text{B}_3$, $\text{Fe}_{89}\text{Hf}_7\text{B}_4$ および $\text{Fe}_{84}\text{Nb}_7\text{B}_9$ アモルファス合金を 0.17 K/s で昇温した示差走査熱量曲線.

図4 $\text{Al}_{87}\text{Ni}_7\text{Cu}_3\text{Ce}_3$ アモルファス合金の fcc-Al の析出に対応する第一発熱ピークの等温時効による示差走査熱量曲線の変化.

一方, Fe-M-B 系 Am 相からのナノ bcc 相の析出は等温時効の場合には潜伏期間を持ち, その体積量は S 字形曲線状に増大し, J-M-A 法で解析できる. その際のアブラミ指数 (n 値) は約 2.3 であり, bcc 核の数が時効時間とともに増大し, 3 次元的に成長する過程により生じることが示されている⁽⁸⁾.

3. メゾスコピック構造の特徴

ナノ Al やナノ Fe 粒子は Am 相から析出した後, 約 180~200 K もの広い温度域でほとんど粒成長をおこさず, メゾ複相組織が保持されることを示した. 本項では, このナノ結晶相と残存 Am 相の構造, 成分を調べ, メゾ複相が広

図5 $\text{Al}_{87}\text{Ni}_{10}\text{Ce}_3$ アモルファス合金を 553 K で 180 s 時効後の高分解能透過電顕写真.

い温度域で存在できる原因について述べる.

図 5 は $\text{Al}_{87}\text{Ni}_{10}\text{Ce}_3$ Am 相を 553 K, 180 s 時効後の Al + Am 相の高分解能 TEM 写真を示している⁽⁹⁾. 約 5 nm の Al 粒子が Am 中に約 5 nm の間隔で均質に分散している. また, Al 粒子のフリンジコントラストに乱れは見られず, Al 粒子には内部欠陥は存在していないことを示している. これは, Al 粒子が内部欠陥を含むには小さすぎ, Al/Am 界面で欠陥が消滅した方が内部エネルギーが低くなるためである. また, Al/Am 界面には空孔などは見られず, 低い界面エネルギーのために界面での原子は稠密に配列していることを示唆している. さらに, Al 粒子はナノスケールで分散しているにもかかわらず無秩序な方位を有しており, 各粒子が Am 相から独立に析出したことを示している.

AP-FIM 法により, ナノ Al と Am 相よりなるメゾ複相の成分分布を調べた⁽¹⁰⁾. 図 6 に示すように, Al 中の Ni と Ce 濃度は公称組成に比べてはるかに低く, 残存 Am 中に Ni と Ce が濃縮していることを示している. また, Am 中での Ni の分布は均一であるが, Ce の分布は Al/Am 界面の Am 側に濃縮されており, 大きな濃度勾配を有している. これは, 時効温度では大きな原子径と Al と Ni に対して大きな負の相互作用をもつ Ce の拡散は容易でないために, 界面近傍に濃縮したものと考えられる. 界面近傍に濃縮した Ce は遅い拡散のために Al 相の成長を抑制し, ナノ Al 相を保持している.

メゾ複相において Am 相への溶質元素の濃縮およびナノ

図6 (a) アモルファス中のAl粒子を横切る面内での積算濃度分布, および(b) 構成元素の濃度分布の模式図. CeがAl/アモルファス界面で濃化されていることを示している. また, 分布の勾配から評価された局部域の濃度が(a)中に示されている.

結晶/Am 界面近傍の Am 相域での大きな原子径をもつ元素の偏析は, Fe-M-B 系のナノ bcc 相においても認められている⁽¹¹⁾. 図7に示す $\text{Fe}_{84}\text{Nb}_7\text{B}_9$ のメゾ複相の高分解能 TEM 写真に見るように, 約 10 nm 径の球状の bcc 相が約 7 nm の厚さの Am 相で囲まれており, また EDX プロファイルに見るように Nb と B 濃度が bcc 相に比べて残存 Am 相で著しく高くなっている. 同様な溶質元素の再分配は, AP-FIM 分析においても確認されている. さらに, FIM 解析により, 最大の原子径を持つ M 元素が bcc/Am 界面で濃縮するとともに, Am 相では大きな濃度勾配が生じていることが明らかになっている. Al 系合金と同様に, Am 相での M 元素の大きな濃度勾配がナノ bcc 相が高温まで保持される要因であると考えられる. この濃度勾配が消失し, M 元素の再分配が終了後, Am 相は化合物を主相とする結晶相に変態し, bcc 相も粗大化する.

ここで, 大きな原子径をもつ元素の大きな濃度勾配が残存 Am 相で生じる時, メゾ複相の準安定性が増大する原因について考えてみる⁽¹²⁾. このような高濃度勾配下では, M 元素のナノ結晶からの Am 相へのさらなる拡散は困難になり, ナノ結晶の成長が抑制されることは上述した. この効果の外に, 大きな濃度勾配がある場合には, Am 相の準安定性が増大し, 結晶化への駆動力が低下することが指摘されている⁽¹³⁾. また, 溶質濃度が高い Am 域では T_x も高くなるが,

不均一核生成による結晶化をおこしやすいナノ結晶/Am 界面で T_x が最高値となっているために, 界面での不均一結晶化が抑制されることになる. さらに, Am 相の溶質濃度はナノ結晶からの排斥効果のために公称組成よりもはるかに高くなっており, このために残存 Am 相の T_x は公称組成から予想される Am 相に比べて相当に高く, 高温域までメゾ複相は保持されることになる.

4. メゾ複相材の高機能特性

上述したように, メゾ複相材では, (1)ナノ結晶と Am 相が数 nm~数十 nm のスケールで均質に共存し, (2)両相の成分は合金の公称組成と大きく異なり, 時効条件に伴って刻々と変化している. (3)ナノ結晶は内部欠陥を含まない完全結晶構造を有しており, (4)ナノ結晶/Am 界面は小さな界面エネルギーのために密な原子配列状態にある. これらの構造, 組成の特徴のために, メゾ複相材では通常の結晶材や Am 材では得られない優れた特性を発現することが示されている. それらの特性として, 本項では高強度, 軟磁性, 硬質磁性および低磁場高磁歪を取り上げて, メゾ複相効果との関連性について紹介する.

図7 $\text{Fe}_{84}\text{Nb}_7\text{B}_9$ アモルファス合金を 923 K で 3.6 ks 加熱した後の高分解能透過電顕写真および領域 a と b から得た EDX ならびに EELS プロファイル。

(1) 高強度特性⁽¹⁴⁾

図8は $\text{Al}_{87}\text{Ni}_7\text{Cu}_3\text{Ln}_3$ ($\text{Ln}=\text{Ce}, \text{Nd}$) 合金の引張強度(σ_f)と組織の焼なまし温度による変化を示している。 $\text{Ln}=\text{Nd}$ 合金の σ_f は Am 単相では 1070 MPa であるが、ナノ Al の混在に伴い大きく増大し、最高 1460 MPa に達しており、ナノ Al の混在により σ_f が Am 単相に比べて約 1.4 倍も高くなることが特筆される。なお、 σ_f の最高値はナノ Al の分散量が 20~25 体積%の時に得られている。 σ_f の増大の外に、ナノ Al 粒子の分散によりヤング率が約 1.1 倍、硬さ(H_v)が約 2 倍、引張破断伸びが約 1.2 倍も同時に上昇することが確認されている。

このような機械的性質の著しい向上は、(1)ナノ Al 粒子の完全結晶効果による粒子自身がきわめて大きな強度を有していること、(2)小さな界面エネルギーのために、界面での原子配列が密になっており、Am 母相からの高強度ナノ粒子への応力伝達が効果的に生じること、(3)Am 相の変形は約 10~20 nm 幅の狭い領域に限定されたせん断により生じるが、このせん断変形域の厚さよりも小さなナノ結晶相は Am 母相の変形を有効に阻止でき、強化相として働くことができること、などの相乗効果に原因することが指摘されている。

(2) 軟磁性⁽⁵⁾⁽¹⁵⁾

図9は $\text{Fe}_{90}\text{Zr}_7\text{B}_3$ Am 合金の飽和磁化(B_s), 1 kHz での透

図8 $\text{Al}_{87}\text{Ni}_7\text{Cu}_3\text{Ce}_3$ および $\text{Al}_{87}\text{Ni}_7\text{Cu}_3\text{Nd}_3$ アモルファス合金の引張強さの時効温度による変化。

磁率(μ_e), 磁歪(λ_s), bcc 相の粒径(D)および組織の焼なまし温度(T_a)による変化を示している。Am 単相材では、インバー効果のために、キュリー点が低く、 B_s も小さな値であるが、 T_a の上昇によるナノ bcc 相の析出により B_s と μ_e は大きく増大し、ナノ bcc+Am が $\alpha\text{-Fe}+\text{Fe}_3\text{Zr}$ に分解する直下の温度で B_s と μ_e は極大値を示し、最高の軟磁気特性が得られている。 D は bcc 相と残存 Am 相の共存状態では約 12 nm のほぼ一定であるが、 $\alpha\text{-Fe}+\text{Fe}_3\text{Zr}$ への分解に従い大きく増大する。一方、 λ_s は Am 相では相当に大きな正の値であるが、ナノ bcc 相の析出に伴い大きく低下し、約 820 K での焼なましにより零を示した後さらに高温ではわずかに負の値を示す。ここで、組織がナノ bcc+残存 Am 相と同じであっても、 λ_s が徐々に減少していることが注目される。 λ_s の連続的な変化は、Zr と B がナノ bcc 相から残存 Am 相中に徐々に再分配しているために生じると考えられる。また、ナノ bcc と残存 Am 相からなるメゾ複相は Fe-Si-B-Nb-Cu 系 Am 相を結晶化することにより得られることが知られている。このメゾ複相においても最高の軟磁気特性

図9 $\text{Fe}_{90}\text{Zr}_7\text{B}_3$ アモルファス合金の組織、飽和磁化(B_s), 透磁率(μ_e), 磁歪(λ_s), および bcc 粒径の焼なまし温度による変化。

が得られる状態での λ_s は、 $\text{Fe}_{90}\text{Zr}_7\text{B}_3$ 合金とは反対に 2×10^{-6} のわずかに正の値となっている⁽¹⁶⁾。これらの結果は、メゾ複相材の λ_s を零に近づけることにより軟磁性をさらに改善できるものと予想される。なお、ナノ bcc と残存 Am 相のメゾ複相で良好な軟磁性が得られる原因は、(1)球状のナノ bcc 粒子の均質分散による見かけの結晶磁気異方性の消失、(2)ナノ bcc 粒子の強磁性 Am 相を介しての磁氣的結合による高い B_s の達成、(3)ナノ bcc 相と残存 Am 間の溶質成分の再分配による零磁歪の達成、(4) Am 相への溶質元素の濃縮により Am 相の熱的安定性が向上し、メゾ複相が高温域まで保持されること、の相乗効果に起因すると考えられている⁽¹⁵⁾。

(3) 硬質磁性

最近、 $\text{Fe}_{90}\text{M}_7\text{B}_3$ ($\text{M}=\text{Zr}, \text{Hf}, \text{Nb}$) の M を Nd で置換することにより、Fe を 90 原子% 含む高 Fe 濃度合金においてもナノ粒径の bcc-Fe と $\text{Fe}_{14}\text{Nd}_2\text{B}$ が残存 Am と共存するメゾ複相状態で優れた硬質磁性が得られることが見出されている⁽¹²⁾⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾。例えば、 $\text{Fe}_{90}\text{Nd}_7\text{B}_3$ Am 合金の加熱に伴う結晶化は、 $\text{Am} \rightarrow \text{Am} + \text{bcc-Fe} \rightarrow \text{Am} + \text{bcc-Fe} + \text{Fe}_3\text{B} \rightarrow \text{Am} + \text{bcc-Fe} + (\text{Fe}_3\text{B}) + \text{Fe}_{14}\text{Nd}_2\text{B} \rightarrow \text{bcc-Fe} + \text{Fe}_{14}\text{Nd}_2\text{B}$ の過程で生じ、

図10 $\text{Fe}_{90}\text{Nd}_7\text{B}_3$ アモルファス合金を 1023 K で 60 s 加熱後の高分解能透過電顕写真. 各粒子の同定はナノビーム電子回析法で行われている.

Am 相の残存状態では bcc-Fe と $\text{Fe}_{14}\text{Nd}_2\text{B}$ はナノ粒径を保持している. 一例として, 図10は $\text{Fe}_{90}\text{Nd}_7\text{B}_3\text{Am}$ 合金を 1023 K で 60 s 焼なまし後の高分解能 TEM 写真であり, 約 20 nm 径の bcc-Fe と約 15 nm 径の $\text{Fe}_{14}\text{Nd}_2\text{B}$ が残存 Am 相と共存している. また, ナノ粒径の $\text{Fe}_{14}\text{Nd}_2\text{B}$ がナノ bcc-Fe と Am 相で囲まれている. このようなメゾ複相組織をもつ $\text{Fe}_{90}\text{Nd}_7\text{B}_3$ と $\text{Fe}_{89}\text{Nd}_7\text{B}_4$ 合金の J-H ヒステリシス曲線は段差のない平滑なループとなっており, 磁気的には単相とみなすことができる. bcc-Fe, $\text{Fe}_{14}\text{Nd}_2\text{B}$ および残存 Am はいずれも強磁性であり, 磁気的な交換結合状態が発生していることを示唆している. 図11はメゾ複相 Fe-Nd-B 合金の残留磁化(B_r), 保磁力(H_c)および最大エネルギー積($(BH)_{\max}$)の焼なましによる変化を示しており, 最適なメゾ複相組織において最高の永久磁石特性が得られている. なお, B_r , H_c , $(BH)_{\max}$ の最高値は, $\text{Fe}_{90}\text{Nd}_7\text{B}_3$ ではそれぞれ 1.14 T, 260 kA/m, 117 kJ/m³ であり, $\text{Fe}_{89}\text{Nd}_7\text{B}_4$ ではそれぞれ 1.28 T, 252 kA/m, 146 kJ/m³ であり, 商用の磁石材料と比較しても高い B_r とかなり大きな $(BH)_{\max}$ が得られているといえる.

この高い B_r は強磁性 Am を介しての bcc-Fe 粒子間の磁気的結合により生じていると理解される. 一方, 大きな H_c は大きな結晶磁気異方性をもつ $\text{Fe}_{14}\text{Nd}_2\text{B}$ の析出に起因している. しかし, この $\text{Fe}_{14}\text{Nd}_2\text{B}$ がほぼ球状のナノ粒径で均質に分布している場合, 結晶磁気異方性は互いに相殺され,

図11 $\text{Fe}_{89}\text{Nd}_7\text{B}_4$ および $\text{Fe}_{88}\text{Nd}_8\text{B}_4$ アモルファス合金の 923 K での焼なまし時間に伴う残留磁化, 保磁力および最大エネルギー積の変化.

図12 $(\text{Fe}_2\text{Tb}_{0.5}\text{Dy}_{0.5})_{97.5}\text{Si}_{2.5}$ アモルファス合金の急冷材および焼なまし材の磁歪の磁場依存性.

H_c は低下することが考えられる。このメゾ複相において、 $\text{Fe}_{14}\text{Nd}_2\text{B}$ の粒子径、分布状態、配向状態と H_c との関係の解明は、この種のメゾ複相材の硬質磁性の特性をさらに大きく向上できる可能性を秘めている。

このような高Fe濃度合金の外に、 $\text{Fe}_{73}\text{Nd}_{4.5}\text{B}_{18.5}\text{Co}_3\text{Si}_1$ のような高B濃度合金においてもナノ粒径の $\text{Fe}_3\text{B}+\text{Fe}_{14}\text{Nd}_2\text{B}$ の組織の場合、同様なナノ粒子間の磁氣的交換結合により良好な硬質磁性が得られている⁽¹⁹⁾⁻⁽²¹⁾。このように、メゾ複相の磁氣的交換結合を利用することによる硬質磁性材料の開発は、良好な磁気特性が従来の磁石材料とは大きく異なる組成域で得られる可能性のために、今後益々活発になるものと予想される。

(4) 低磁場高磁歪特性

Fe_2Tb や $\text{Fe}_2(\text{Tb}, \text{Dy})$ のラーバス化合物が大きな λ_s を示すことは一般に知られているが、この大きな λ_s は強磁場中でのみ得られる。したがって、低磁場中でも大きな λ_s を示す低磁場高磁歪特性を示す材料の開発が強く望まれていた。4.(2)項で、ナノbcc粒子が均一に分散することにより見かけの結晶磁気異方性が消失し、優れた軟磁性が発現することを述べた。もし、ナノ粒径の Fe_2Tb と残存Am相よりなるメゾ複相が生成するならば、見掛けの結晶磁気異方性の低減により低磁場域においても大きな磁歪特性が得られることが期待される。図12は $(\text{Fe}_2\text{Tb}_{0.5}\text{Dy}_{0.5})_{97.5}\text{Si}_{2.5}$ Am相を種々の温度で焼なました場合の λ_s の磁場による変化を示している⁽²²⁾。結晶化の発熱ピーク温度で焼なましすることにより得られたナノ $\text{Fe}_2(\text{Tb}, \text{Dy})$ と残存Amからなるメゾ複相材が最も優れた低磁場高磁歪特性を示しており、メゾ複相化効果が発現しているといえる。

5. 今後の展望

本稿で紹介したメゾ複相組織はいずれの場合もナノ結晶が残存Am相と混在しており、急速凝固中の冷却速度を制御することによっても得られるとしても、Am相の部分結晶化を利用した場合には、その生成ははるかに容易となる。また、このメゾ複相合金で得られている特性は、同じ組成であっても他の組織では得ることができない。この事実は、今後他の種々の組成合金においても、組織をメゾスケールで制御することにより今までに得られていない有用な新物性を発現

させることができるものと期待できる。また同時に、高分解能TEM、ナノビーム電子回折法、ナノビームEDXおよびAP-FIMなどのメゾスケールで組織、構造、組成、成分分布を調査できる手法から得た結果に基づく材料設計により、さらに優れた特性をもつ新しいメゾ複相合金を創製できるものと思われ、メゾ組織制御合金の重要性は今後益々高まっていくものと予想される。

文 献

- (1) A. Inoue: Mater. Sci. Eng., **A179/A180**(1994), 112.
- (2) T. Masumoto, H. M. Kimura, A. Inoue and Y. Waseda: Mater. Sci. Eng., **238**(1976), 141.
- (3) A. Inoue, K. Nakazato, Y. Kawamura and T. Masumoto: Mater. Sci. Eng., **A179/A180**(1994), 654.
- (4) Y. Yoshizawa, S. Oguma and K. Yamauchi: J. Appl. Phys., **64**(1988), 6044.
- (5) K. Suzuki, N. Kataoka, A. Inoue, A. Makino and T. Masumoto: Mater. Trans., JIM, **32**(1990), 743.
- (6) A. Inoue, K. Nakazato, Y. Kawamura, A. P. Tsai and T. Masumoto: Mater. Trans., JIM, **35**(1994), 95.
- (7) L. C. Chen and F. Speapen: Nature, **336**(1988), 366.
- (8) K. Suzuki, A. Makino, A. P. Tsai, A. Inoue and T. Masumoto: Mater. Sci. Eng., **A179/A180**(1994), 501.
- (9) Y. H. Kim, A. Inoue and T. Masumoto: Mater. Trans., JIM, **31**(1990), 747.
- (10) K. Hono, Y. Zhang, A. P. Tsai, A. Inoue and T. Sakurai: Scripta Met. et Mater., **32**(1995), 191.
- (11) Y. Zhang, K. Hono, A. Inoue, A. Makino and T. Sakurai: Acta Met., to be submitted.
- (12) A. Inoue, A. Takeuchi, A. Makino and T. Masumoto: Mater. Trans., JIM, **36**(1995), 676.
- (13) P. J. Desre and A. R. Yavari: Phys. Rev. Lett., **64**(1990), 1533.
- (14) A. Inoue, K. Nakazato, Y. Kawamura and T. Masumoto: Mater. Sci. Eng., **A179/A180**(1994), 654.
- (15) A. Makino, K. Suzuki, A. Inoue and T. Masumoto: Mater. Sci. Eng., **A179/A180**(1994), 127.
- (16) Y. Miyauchi: unpublished research, (1994).
- (17) A. Inoue, A. Takeuchi, A. Makino and T. Masumoto: Mater. Trans., JIM, **36**(1995), 962.
- (18) A. Inoue, A. Takeuchi, A. Makino and T. Masumoto: Proc. of InterMag 95, in press.
- (19) E. F. Kneller and R. Hawig: IEEE Trans. Magn., **27**(1991), 3588.
- (20) Z. W. Li, X. Z. Zhou and A. H. Moish: Hyperfine Interactions, **72**(1992), 111.
- (21) J. Ding, P. G. McComick and R. Street: J. Magn. Magn. Mat., **124**(1993), 1.
- (22) A. Inoue, Y. Tanaka, Y. Miyauchi and T. Masumoto: Sci. Rep. Res. Inst. Tohoku Univ., **A39**(1994), 147.