

研究会報告

ほぼ説明される。特に Zn Mn 350ppm の縦方向の帯磁率の非線型部分は $T \geq T_{g\parallel}$ において Ising スピングラスの平均場理論で良く記述され、その臨界指数 r_S , δ も理論値とほぼ一致することが分った。

References

- 1) H. Albrecht, E. F. Wassermann, F. T. Hedgcock and P. Monod, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 819.
- 2) S. A. Roberts and A. J. Bray, J. Phys. **C15** (1982) L527.
D. M. Cragg and D. Sherrington, Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 1190.
- 3) A. J. Bray and L. Viana, J. Phys. **C16** (1983) 4679.
- 4) S. Murayama, K. Yokosawa, Y. Miyako and E. F. Wassermann, to be published in J. Magn. Magn. Mat.
- 5) F. T. Hedgcock, J. Appl. Phys. **49** (1978) 1446.
- 6) L. A. Moberly, R. Roshko and O. G. Symko, Phys. Rev. **B25** (1982) 4695.
- 7) P. Monod and H. Bouchiat, J. Physique Lett. **43** (1982) L45.
- 8) M. Suzuki, Prog. Theor. Phys. **58** (1977) 1151.
- 9) D. Sherrington, J. Phys. **C17** (1984) L823.

超急冷薄帯 $\text{Cu}_{100-X}\text{Fe}_X$ 合金のスピン・グラス

東北大・工 岡本 巖, 宮崎照宜
東北工大 高橋 実

1. まえがき

従来合金系のスピン・グラスに関する研究は Au-Fe, Cu-Mn, Pt-Mn, Ag-Mn 等¹⁾ に代表される固溶型の合金を対象としたものがほとんどであり、しかもそれらのスピン・グラス状態での磁性は多くの場合磁性元素が非磁性元素中にランダムに分布しているという仮定のもとに考察されてきた。しかしながらこれら固溶型合金のスピン・グラスの磁性は、熱処理や塑性変形により著しく変化し、²⁾ しかも低温域 ($\lesssim 5 T_g$) で Curie-Weiss 則からずれる³⁾ ことからスピン・グラスの磁性の解釈には磁性元素の短範囲秩序を考慮することが大切であると考えられる。本報告では短範囲秩序とスピン・グラス状態での磁性との関連を調べるために上記の

固溶型の合金系に較べてはるかに強い短範囲秩序が生ずると考えられる析出型の $\text{Cu}_{100-X}\text{Fe}_X$ 合金⁴⁾ を溶湯急冷法により作成し、その磁性について調べた結果を報告する。

2. 試料並びに実験方法

$\text{Cu}_{100-X}\text{Fe}_X$ ($X = 0 \sim 9.0$) 合金はアルゴン雰囲気中で溶湯急冷法によって作製した。得られた試料は巾約 4 mm, 厚さ約 100 μm , 長さ約 1.5 m のリボン状であった。交流帯磁率は Hartshorn ブリッジ ($\tilde{h} = 3.4 \text{ Oe}$, $f = 110 \text{ Hz}$) により、直流磁化は磁気天秤 ($H \leq 14 \text{ kOe}$) を用いて 4.2 K ~ R. T. の温度範囲で測定した。

3. 実験結果並びに考察

図 1 に $\text{Cu}_{100-X}\text{Fe}_X$ ($X = 0.6 \sim 9.0$) 合金の交流帯磁率 χ_i の温度変化を示す。 $X = 0.8 \sim 5.2$ の合金の $\chi_i - T$ 曲線にはカスパが認められる。このカスパに相当した温度をスピンの凍結温度 T_g とした。また $X = 5.2 \sim 9.0$ の合金の χ_i は図に見られるような特異な温度変化を示す。図 2(a) に T_g の組成依存性を示す。同図中には蒸着⁵⁾ 並びに固相急冷法による Cu-Fe 合金の結果も併せて示してある。これから判るように $X \leq 2$ の合金の T_g の組成依存性は試料の作製法に依らず同様の傾向を示すのに対して $X \geq 2$ の合金では作製法によって T_g の組成依存性は全く異った傾向を示す。更に同合金について直流の磁化測定の解析を行って図 2(b)~(e) に示す諸量

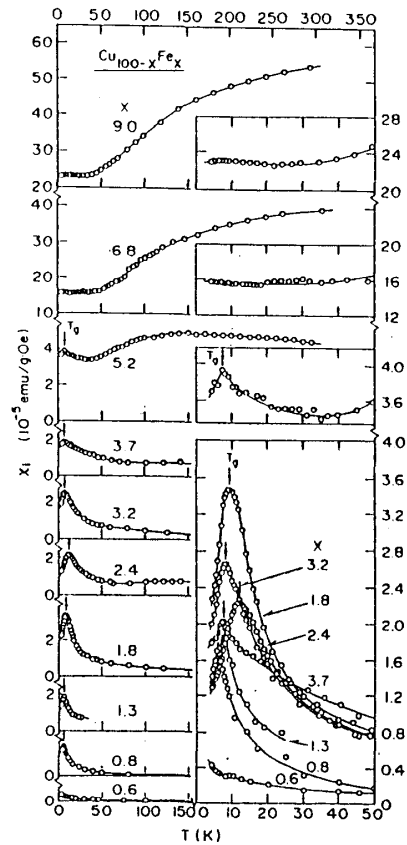


図 1 超急冷薄帯 $\text{Cu}_{100-X}\text{Fe}_X$ 合金の交流帯磁率, χ_i の温度依存性。

の組成依存性を得た。図(b), (c), (d)の $A \cdot \sigma_{S, \alpha\text{-Fe}}$, σ_{para} , θ_p はそれぞれ Cu-Fe 合金 1g 当りの $\alpha\text{-Fe}$ の飽和磁化 ($T = 0 \text{ K}$) とその割合の積, 1 g 当りの常磁性の磁化 ($H = 14 \text{ kOe}$, $T = 0 \text{ K}$) および常磁性 Curie 温度である。これらはこの合金系が常磁性を示す Fe 原子と、強磁性を示す $\alpha\text{-Fe}$ クラスタが混在した状態であるという仮定のもとに磁化の温度変化を解析して得られた量である。まず $\alpha\text{-Fe}$ クラスタの磁化 $A \cdot \sigma_{S, \alpha\text{-Fe}}$ は $X = 5$ 付近から急峻に増大する。また常磁性を示す Fe の磁化 σ_{para} は $X = 2$ 付近迄 X に比例して増大し、

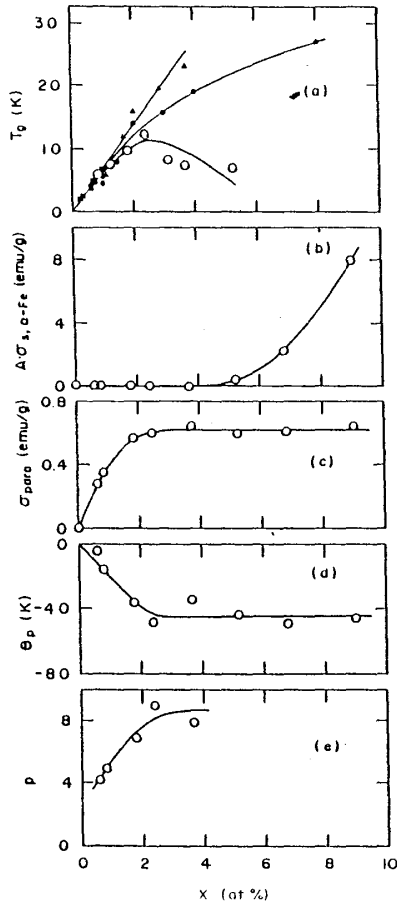


図2 (a) スピン凍結温度, T_g (\circ : 液体急冷 [本報告], \bullet : 蒸着膜⁵⁾, \blacksquare : 固相急冷⁶⁾, \blacktriangle : 固相急冷⁷⁾), (b) 強磁性磁化成分 (α -Feによる磁化, $T = 0\text{ K}$), $A \cdot \sigma_{S, \alpha\text{-Fe}}$, (c) 常磁性磁化成分 ($H = 14\text{ kOe}$, $T = 0\text{ K}$), σ_{para} , (d) 常磁性 Curie 温度, θ_p , (e) 鉄1原子当りのボーア磁子数, p , の濃度依存性。

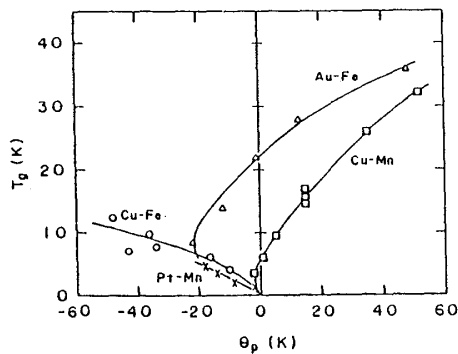


図3 種々のスピン・グラス合金の T_g と θ_p の関係。

$X = 2$ 以上では X に依らず一定となる。この2つの結果から全磁化つまり $A \cdot \sigma_{S, \alpha\text{-Fe}}$ と σ_{para} の和はおよそ $X = 2 \sim 5$ の組成範囲でほぼ一定値となることが判る。これは Fe 原子が r -Fe クラスタとして析出している為であると考えられる。更に図(d)に示したように、常磁性 Curie 温度 θ_p は全ての組成で負の値となり、常磁性を示す Fe 原子間では反強磁性的な相互作用をおよぼしていると解釈できる。また図(e)に示したボーア磁子数 p は、 $H \leq 14\text{ kOe}$ の磁化曲線より帯磁率 $\chi_0 = (\partial \sigma / \partial H)_{H \rightarrow 0}$ の温度変化を解析して得られたものである。これから p は $X = 2$ 付近ではおよそ 8 となり Fe 原子が磁気的なクラスタを形成していることが判る。以上の結果をまとめると液体急冷法によって作製した $\text{Cu}_{100-X}\text{Fe}_X$ ($X = 0 \sim 9.0$) 合金の磁性は Fe の濃度 X について次の3つの領域に分類される。即ち、領域(i) : $X \lesssim 2$, 濃度の増大に伴い Fe 原子は孤立状態から磁気的なクラスタを形成し、それらが常磁性を示す。領域(ii) : $2 \lesssim X \lesssim 5$ では領域(i)で述べた常磁性を示す Fe 原子に加えて r -Fe クラスタが共存する。領域(iii) : $5 \lesssim X$ では領域(i), (ii)の状態にある Fe 原子に加えて強磁性の α -Fe クラスタが共存する。

次に固溶型合金と本報告でとり上げた析出型の Cu-Fe 合金のスピン・グラスの磁性を比較する為に、図3に T_g と θ_p の関係を示した^{3, 8, 9, 10)}これより Cu-Fe 合金の T_g と θ_p の関係は Pt-Mn とはほぼ同様の傾向を示

すのに対し、Au-Fe, Cu-Mnの傾向とは大きく異っている。更にCu-Fe合金は他の合金系と異り、より強い反強磁性的な相互作用によりスピンの凍結が生じていると考えられる。

References

- 1) See for example J. Magn. Magn. Mat. **31-34** (1983) 1289-1431, J. Appl. Phys. **53** (1982) 2168-2239.
- 2) S. Crane, D. W. Carnegie, Jr. and H. Claus, J. Appl. Phys. **53** (1982) 2179.
- 3) A. F. J. Morgownik and J. A. Mydosh, Solid State Commun. **47** (1983) 321, 325.
- 4) M. Hansen and K. Anderko, *Constitution of Binary Alloys* (McGraw-Hill book company, New York, 1958) p. 580.
- 5) D. Korn and G. Zibold, J. Magn. Magn. Mat. **15-18** (1980) 145.
- 6) V. Cannella and J. A. Mydosh, AIP Conf. Proc. **18** (1974)n 651.
- 7) A. V. Vedyayev and V. A. Chrenkov, Sov. Phys. JETP **55**(1982) 287.
- 8) B. R. Coles, B. V. B. Sarkissian and R. H. Taylor, Phil. Mag. **B37** (1978) 489.
- 9) C. A. M. Mulder, A. J. van Duyneveldt and J. A. Mydosh, Phys. Rev. **B23** (1981) 1384.
- 10) E. F. Wassermann, Physica **109+110B** (1982) 1936.

濃厚絶縁体スピングラス $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{TiO}_3$ の磁性

お茶の水大・理 伊藤厚子

スピングラスと呼ばれる状態は合金や稀釈絶縁体化合物で広く見出されており、理論・実験の両面から活発な研究が行われている。その結果、スピングラスは変換相互作用がRKKYであるか、超交換相互作用であるかによらず共通な性質を示すことなど、現象的には多くのことがわかって来ている。しかし、スピングラスへの転移は真の相転移なのか、スピングラス転移温度はどのように定義したらよいかといった基本的な点に関して共通の理解が得られていないのが現状である。これらの点に関して研究を進めるためには、交換相互作用の性質がよくわかっている濃厚絶縁体スピングラスがもっとも望ましい系であると考えられる。そのような系として、これまでに $\text{Rb}_2(\text{Mn}, \text{Cr})\text{Cl}_4$, $\text{FeTiO}_3\text{-Fe}_2\text{O}_3$ などの系が研究されているが、それらには交換相互作用以外の競合も共存している。我々が新しく見出したスピングラス ($\text{Fe}, \text{Mn})\text{TiO}_3$ は、反強磁性体同志の混晶であるが、両者の磁気構造を考えると、本質的には強