

$$F = \frac{1}{2} \chi^{-1} (\mathbf{M} - \sigma \hat{n})^2 - K [\hat{n} \cdot \hat{N}] - \mathbf{H} \cdot \mathbf{M} \quad (1)$$

を用いる (hydrodynamic vector model, 他により複雑な triad model もあり実験的にも確かめられている⁵⁾) $\mathbf{H} \wedge \hat{N} \equiv \theta_H$, $\hat{n} \wedge \hat{N} \equiv \theta$ として $\hat{N}$, $\mathbf{H}$ のなす平面上に $\sigma \hat{n}$ の平衡値が定められ ($\partial F / \partial \mathbf{M} = 0$, $\partial F / \partial \theta = 0$), $\theta_H = \pm \pi$ 以外で θ が θ_H に対し一義的に定まる。スピン共鳴はこの平衡値附近での線形ダイナミックス (振動磁場に関し) として $\dot{X} = \{F, X\}$ なる運動方程式から調べられる。

〔実験結果〕 現象論に現れる異方性エネルギー $K [\cos \theta]$ の正体がもっとも重要な点である。(それは磁場冷却過程によって発生するものであり, TRM の履歴そのものを意味する。)すでに磁化反転, 垂直帯磁率, トルク測定 of 各実験結果の間で異方性の "一方向" 定数 K_1 および "一軸性" 定数 K_2 の測定値に奇妙な不一致が指摘されていた。すなわち, 顕著な磁化反転の履歴曲線を説明するためには $K_2 > K_1$ が必要であるが, 一方他の二種類の測定では $K_2 \approx 0$ とみなされる (もっとも, これらの測定でも $\theta_H \approx \pi$ 附近では理論曲線からの大きなズレが見られる)。スピン共鳴磁場の異方性はこの不一致をもっとも直接的に示すものであった。

参考文献

- 1) J. Owen, M. Browne, V. Arp and A. F. Kip, J. Phys. Chem. Sol 2 (1957) 85.
- 2) P. Monod and Y. Berthier, J. Mag. Mag. M. 15-18 (1980) 149.
- 3) P. Monod, J. J. Préjean and B. Tissier, J. App. Phys. 50 (1979) 7324.
- 4) J. J. Préjean, M. J. Joliclerc and P. Monod, J. de Phys. 41 (1980) 427.
- 5) E. M. Gullikson, D. R. Fredkin and S. Schultz, P. R. L. 50 (1983) 537.
- 6) F. R. Hoekstra and G. J. Nieuwenhuys, K. Baberschke, S. E. Barnes P. R. B29 (1984) 1292; Hoekstra の PHD thesis (筆者の手許にあり)。

異方性スピングラス ZnMn, CdMn の交流帯磁率

北大・理 村山茂幸, 横沢宏一, 都 福仁

はじめに

Albrecht 等¹⁾が六方晶金属 Zn, Cd, Mg に Mn を磁性不純物として加えると, それぞれ, Ising 的, XY 的, Heisenberg 的なスピングラスの振舞いが観測されることを示して以来, 結

晶場による一軸性のイオン異方性を持つスピングラスの研究がさかんになってきた。理論的にも、 m -ベクトルスピングラスのSKモデルに一軸性の異方性 D を導入した平均場理論^{2,3)}が展開され、 D/J (J はランダムな長距離相互作用 J_{ij} の分散)の大きさに応じて以下のような4つの異なった相変化のタイプが起ることが示された：

- (1) P-L, (2) P-L-LT, (3) P-T-LT, (4) P-T.

ここでPは常磁性、Lは縦スピングラス、Tは横スピングラス、LTは縦と横のミックススピングラスである。我々はスピングラスにおけるこの様な一軸性の異方性の影響を研究するため、 $D > 0$ でIsing的なスピングラスZnMn 350ppmと $D < 0$ でXY的なスピングラスCdMn 488ppmの単結晶の交流帯磁率 $\chi_{\parallel}$ (交流磁場 $\parallel$ C軸)及び $\chi_{\perp}$ の測定を行なった⁴⁾。交流帯磁率はHartshorn bridgeを用いて80Hzの周波数で、 He^3 - He^4 希釈冷凍機中で $50\text{ mK} < T < 4.2\text{ K}$ の温度範囲で行なった。

実験結果

(a) ZnMn

図1はZnMn 350ppmの $\chi_{\parallel}$ 及び $\chi_{\perp}$ の温度依存性である。帯磁率の極大は縦方向では0.53K、横方向では0.10Kと全く異なった温度で出現し、それぞれの温度で他方向の帯磁率に異常は現われていない。従って平均場理論で予言された2段階転移のタイプ(2)：P-L転移が $T_{g\parallel} = 0.53\text{ K}$ で、さらにL-LT転移が $T_{g\perp} = 0.10\text{ K}$ で起ったのではないかと期待される。レプリカの対称性の破れを考慮した平均場理論³⁾によると、P-L-LT転移は $0 < D/J < d_{\dagger}$, $d_{\dagger} = 0.499$ の条件で出現する。ZnMnにおいて $D/k = 0.078\text{ K}$ ^{5,6)},

$T_{g\parallel} = 0.53\text{ K}$ の値と平均場理論による $D \ll J$ での近似式 $J = k T_{g\parallel} - 2D$ を用いれば

$$D/J \sim 0.21$$

となりまさに上の条件に当てはまる。Albrecht等¹⁾が行なったZnMn 34ppm及び62ppmではL-LT転移の徴候は見い出せなかったが、ZnMn 62ppmの場合に D/J を評価すると、 $T_{g\parallel}$

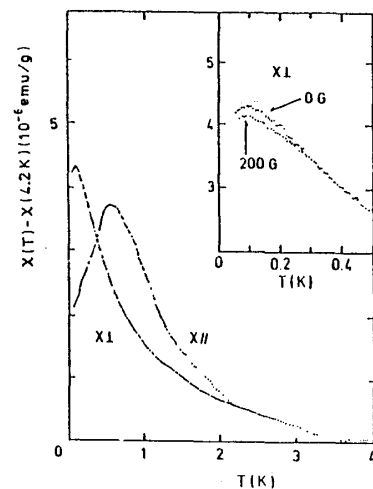


Fig. 1: Temperature dependence of the longitudinal ac susceptibility $\chi_{\parallel}$ and the transverse ac susceptibility $\chi_{\perp}$ of ZnMn 350ppm subtracted for $\chi(T = 4.2\text{ K})$ in each direction. The inset shows $\chi_{\perp}$ below 0.5 K at various coaxial fields ($H \parallel c$).

$$= 0.137 \text{ K ゆえ}$$

$$D/J > D/kT_{g\parallel} = 0.57$$

で $D/J > d_{\uparrow}$ となり平均場理論のタイプ(1)に相当することが分る。以上のように Zn Mn の実験結果は平均場理論と良い一致を示すように思われる。但し、転移温度 T_g は実験的には磁場中冷却 (FC) と零磁場冷却 (ZFC) の磁化の分離が出現する温度と定義されるから、特にこの交流帯磁率測定で示唆された P-L-LT の 2 段階転移の存在を明確にするためには磁化の不可逆性を明らかにする実験が望まれる。図 1

の挿入図と図 2 はそれぞれ外場を C 軸方向に加えたときの $\chi_{\perp}$ と $\chi_{\parallel}$ である。図の様に、外場とともに $\chi_{\perp}$ と $\chi_{\parallel}$ はそれぞれ $T_{g\perp}$ と $T_{g\parallel}$ の周りで減少し、非線型帯磁率が T_g 近傍で負に増大するというスピングラス特有の現象が起っていると解釈される。我々は $\chi_{\parallel}$ の非線型部分の $T_{g\parallel}$ 近傍での振舞いをより明らかにするため、図 3 (a) のように $\chi_{\parallel}(0) - \chi_{\parallel}(H)$ vs $(T - T_{g\parallel}) / T_{g\parallel}$ を $T > T_{g\parallel}$ で両対数プロットした。その結果 $H < 400 \text{ G}$ では $T_{g\parallel}$ に近い温度領域を除いて、

$$\chi_{\parallel}(0) - \chi_{\parallel}(H) \propto H^2 / (T - T_{g\parallel})^{r_S},$$

$$r_S = 0.89 \pm 0.10$$

でフィットされることが分った。この r_S は Ising スピングラスの平均場理論から得られる臨界指数 $r_S = 1$ にほぼ一致する。⁷⁾ 非線型帯磁率は $T_{g\parallel}$ に近づくとつれて図のようにフィッティング直線から大きくずれて平らになる。これはリーディング項 $H^2 / (T - T_{g\parallel})^{r_S}$ に加えてより高次項の寄与が大きくなるためと考えられる。温度 $T_{g\parallel}$ での非線型帯磁率は図 3 (b) のようにほぼ H に比例する。 T_g で M/H が H に比例すること (すなわち $M/H - \chi(0) \propto H^{2/\delta}$, $\delta = 2$) は外場中の Ising スピングラスの S K 方程式から導き出される。^{7, 8)}

(b) Cd Mn

図 4 は Cd Mn 488 ppm の $\chi_{\parallel}$ 及び $\chi_{\perp}$ の温度依存性である。帯磁率の極大は横方向で 0.88 K で明確に観測されたが、縦方向では $\chi_{\perp}$ の極大温度とほぼ同じ温度でブロードな極大が出現

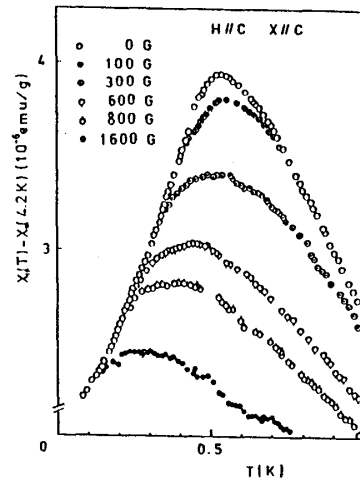


Fig. 2: Temperature dependence of the longitudinal susceptibility at various coaxial fields ($H \parallel c$).

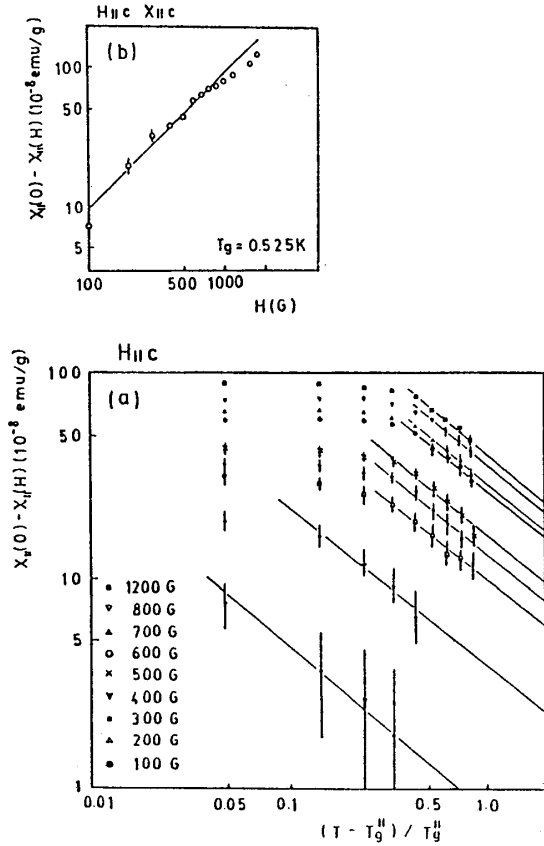


Fig. 3: (a) Log-log plot of $\chi_{||}(0) - \chi_{||}(H)$ vs $(T - T_g^{||})/T_g^{||}$ at various coaxial fields. The solid lines show the best fitting lines except near $T_g^{||}$ having the same slope in each field. (b) Log-log plot of $\chi_{||}(0) - \chi_{||}(H)$ vs coaxial field H at $T_g^{||}$. The solid line determined from the best fitting shows $\chi_{||}(0) - \chi_{||}(H) \propto H^{2/\delta}$, $\delta = 2.15 \pm 0.15$.

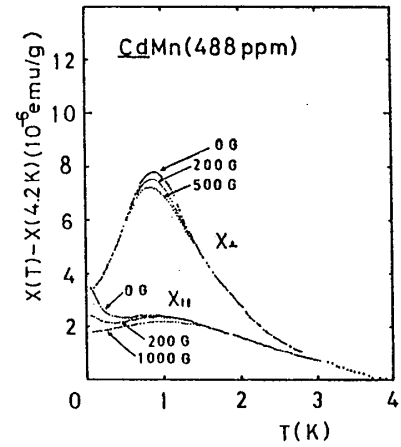


Fig. 4: Temperature dependence of $\chi_{||}$ and $\chi_{\perp}$ in CdMn 488 ppm at various coaxial fields subtracted for $\chi(T=4.2$ K) in each direction.

するもののさらに低温で又増大し続ける。従ってこの場合は2段階転移ではなく、タイプ(4)のP-T転移が $T_{g\perp} = 0.88$ Kで起ったのではないかとと思われる。 $\chi_{||}$ なブロードな山の原因は不明であるが、横方向の凍結が縦方向に回り込んだためと解釈されるかも知れない⁹⁾。CdMnにおいて $D = -0.16$ K,⁵⁾

$T_{g\perp} = 0.88$ Kと $|D| \ll J$ での近似式 $J = k T_{g\perp} + D$ を用いれば

$$D/J \sim -0.22$$

となる。この値は平均場理論のタイプ(3)の2段階転移を示す条件 $0 > D/J > d_-$, $d_- = -0.2578$ に入っているがほぼ限界に近い。従って、 $T > 50$ mKでT-LT転移が観測されなかった実験結果とは矛盾しないものと思われる。

おわりに

これまでの結果のまとめとして、異方的スピングラス Zn Mn 350 ppm, 及び Cd Mn 488 ppmは3次元ベクトルスピンのSKモデルに基づき、一軸性異方性を考慮した平均場理論で

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_g , 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 $\text{Au}-\text{Fe}$, $\text{Cu}-\text{Mn}$, $\text{Pt}-\text{Mn}$, $\text{Ag}-\text{Mn}$ 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