

透過中性子偏極率測定によるリエントラント スピングラス $\text{Fe}_{0.7}\text{Al}_{0.3}$ の研究

東大・物性研 満田節生, 吉沢秀樹

東北大・理 遠藤康夫

最近、我々は偏極中性子を試料に送り、透過後の中性子偏極度の変化の中性子波長依存性を測定することにより、試料内のセミマクロな磁氣的不均一さの情報を、中性子スピンのラーモア歳差運動を通して得る方法 (Depolarization の方法) を用いて、幾つかのリエントラントスピングラス (RSG) を調べているが、本報告では $\text{Fe}_{0.7}\text{Al}_{0.3}$ についての結果⁽³⁾ を述べる。この系は、強磁性相からスピングラス相に転移する途中に、磁化測定ではあたかも超常磁性を示す相 ($T_{inv} > T > T_g$) を持ち、通常の RSG よりも複雑な振舞いを示すことが知られており⁽¹⁾、既に中性子散乱によりそのスピンドイナミクスが詳細に調べられて⁽²⁾ ランダム磁場効果モデルによる解釈が行われている。

図1に示された実験に用いた多結晶 $\text{Fe}_{0.7}\text{Al}_{0.3}$ 試料の磁化の温度変化に対応して、各温度 (A-F) における透過中性子の偏極率の中性子波長依存性が図2に示されている。得られたデータの特徴的な点として、①偏極率の中性子波長に対する減衰振動的振舞いが強磁性相、超常磁性相にわたる広範囲で見られ、温度の低下とともに、振動的振舞いを保ちながら偏極率全体が増し、振動の周期が長くなり、振動の減衰率も増加する事、② T_g 以下のスピングラス相では磁化の不可逆性に対応して、零磁場冷却 (Z.F.C) と磁場冷却 (F.C.) における差が生じ、F.C. では減衰振動的振舞いが残ったままであるが、Z.F.C. の場合低温側(A), (B) では偏極率が全く乱されず $P(\lambda) = 1$ となる事があげられる。以上の特徴はデータを以下の式で整理して得られたパラメーター C_1, C_4

$\Delta C_4 / C_4 = \sqrt{2} C_3 / \Delta C_4$ の温度変化として図3に示されている。

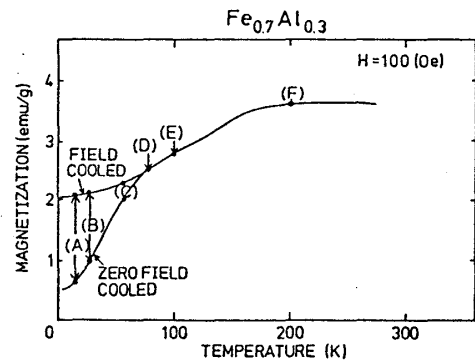


図1 外磁場 100 Oe における $\text{Fe}_{0.7}\text{Al}_{0.3}$ の磁化の温度変化。挿入された記号 (A) - (F) の温度で中性子偏極率の測定を行っている。(A) 14.5 K (B) 28 K (C) 57 K (D) 77 K (E) 100 K (F) 200 K

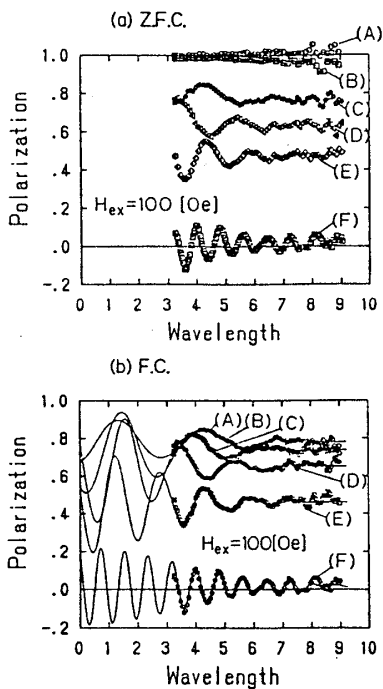


図2 円板状の $Fe_{0.7}Al_{0.3}$ (厚さ 0.45 mm) を透過後の中性子偏極度の中性子波長依存性が上記した (A)–(F) の温度に対して示されている。(a) Z.F.C. の場合は、試料を零磁場で 14 K まで冷却した後 100 Oe の外磁場を加えて温度を上昇させ測定した。(b) F.C. の場合は外磁場 100 Oe を加えたまま室温から温度を下降させて測定した。

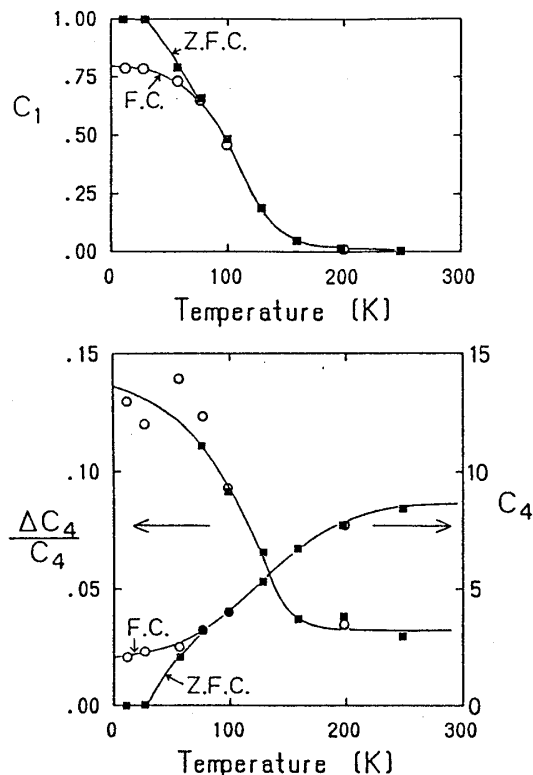


図3 中性子偏極率の波長依存性をフィッティングして得られたパラメータ C_1 , C_4 , $\Delta C_4/C_4$ の温度変化

$$P(\lambda) = C_1 + C_2 \exp[-C_3 \lambda^2] \cos(C_4 \lambda + C_5)$$

偏極率の振動を、通常の強磁性磁区構造において説明⁽³⁾すると、磁区の中性子透過方向の数が1になってしまい、むしろ試料全体に磁壁が広がっており中性子偏極ベクトルは局所磁化の空間的变化に追従して断熱的に歳差運動をしていると考える方が自然である。その意味で C_4 は局所磁化の中性子透過経路に沿った磁場積分の平均値を、 C_3 はその分散 ΔC_4 を与える。 T_{inv} 以下で C_4 が大きく減少し、それに対応して ΔC_4 が増大する振舞いは、温度の減少とともに強磁性クラスターが壊されて、その体積が減少する描像⁽²⁾と対応している様に思われる。

また Z.F.C. によりできたスピングラス状態は上述した様に偏極率を全く乱さないほど、中性子スピンの感じる粗視化された局所磁場が、ランダムなスピン凍結の結果小さくなった状態として捉えることができる。そしてこの状態は有限磁場中では安定ではなく、磁化の時間変化に対応して、強磁性クラスターの存在を意味する偏極率の振動的振舞いが発達する。

今後、幾つかの代表的な RSG について中性子透過偏極率の測定を行い、セミマクロな磁気

的不均一さの見地から PSG の共通性を考察したい。

文 献

- (1) R. D. Shull, H. Okamoto and P. A. Beck: Solid State Commun. **20** (1978) 863.
- (2) K. Motoya, S. M. Shapiro and Y. Muraoka: Phys. Rev. **B28** (1983) 6183.
- (3) S. Mitsuda and Y. Endoh: J. Phys. Soc. Jpn. **54** (1985) 1570.

Competing Antiferromagnet AuCr

阪大・理 国富信彦, 中井 裕

fcc 合金 AuCr は Cr 濃度の高い場合には long range 反強磁性をしめし, 希薄極限では canonical SG となる。帯磁率の測定から決めたこの系の相図を Fig. 1 にしめす。Cr 濃度が約 15% 以上の AF 領域と 10% 以下の SG 領域の中間の濃度では, 帯磁率には Curie-Weiss 則からはずれだす温度 T_1 , 極大をしめす温度 T_m , 磁場冷却効果をしめす温度 T_f が観測される。

この中間濃度では中性子反強磁性反射 100 は低温に至るまで有限の幅をもち, 鋭いブラッグ反射をしめさない。しかし, エネルギー解析の結果によると, この反射は完全に弾性的である。そこで中性子 100 散乱パターンをロレンツ関数で fit させ, 積分強度とピーク幅 κ を 3 つの濃度の異なる試料について温度の関数として求め, これを Fig. 2 にしめす。積分強度は T_1 付近から温度の下降に伴って順調に増加する。しかし, inverse correlation range κ は T_f 付近までは温度低下とともに減少するが, それ以下の温度では殆ど一定である。 κ は 100 に平行と垂直のふたつの方向についてもとめたが, いずれも同じような挙動をしめしている。Fig. 2 で両者の絶対値が異なるのは, フェルミ面の形を反映しているためである。

簡単な計算機実験の結果, この濃度付近では Cr の first neighbor interaction によって中性子回折で観測できる程度のかかりの大きさのクラスターが作られる。このクラスターのなかでは Cr 間の直接の相互作用が存在するので, T_m 以下で反強磁性構造が安定となる。しかし, クラスターの寸法が有限なので磁気反射には幅がある。このクラスターの外側では second neighbor 以上の percolation によって結ばれており, このような相互作用は競合型