

研究会報告

いときはネール点でシャープな変化を示すが、磁場を強くして行くに従ってブロードになり、またまろくなっていく⁸⁾。これはランダム磁場効果により結晶全体での長距離秩序が壊されたためと考えられる。しかしパルス磁場を使って磁化の実験をしてみると3次元のときに見られたのと同じように、秩序-無秩序転移が観測されたのである⁹⁾。転移を示す微分帯磁率の形や、その濃度変化、温度変化等は文献8)に詳しく述べられているのでここでは省略するが、Mgが9%のとき480kOeであったその転移磁場はやはりFeF₂とZnF₂の混晶の場合と同じく非磁性のMgを増やすに従って直線的に減少してゆきパーコレーション濃度で零になる。ほんの小さな磁場のもとでも秩序状態が消えてしまう筈のこのような系で、かなり高い磁場で秩序-無秩序転移が観測されるのは、時間的変化の大きいパルス磁場を使っているせいと考えられる。即ち図2に概念的に示されるように、(a)磁場が零のとき、自由エネルギー最低の秩序状態にいた系が、(b)磁場をかけることによって、無秩序状態のいずれか一つの自由エネルギーが低くなったとしても、その間に横たわるエネルギーバリアーのために、すぐには越えることができなく、そのまま秩序状態が保たれる。しかし、(c)外部磁場があるしきい値を越えると無秩序状態のいずれか一つのバリアーが無くなり、その状態へいっきに転移する。但しこの状態が最低エネルギーかどうかは保証されない。(d)外部磁場の下降の課程では、やはりバリアーのためにそのまま零磁場まで無秩序状態のままゆき転移は見られない。そのあとどれくらいの時間でもとの秩序状態に戻るかは次のパルス磁場まで数十分またねばならない我々の実験ではわからない。少なくとも数十分後にはもとへもどっている。従って転移の起こるしきい値磁場H₀。迄は非平衡状態と考えられるがこのH₀がどのような物理量に対応するか明確ではない。またH₀より上でも平衡状態である必然性はない。

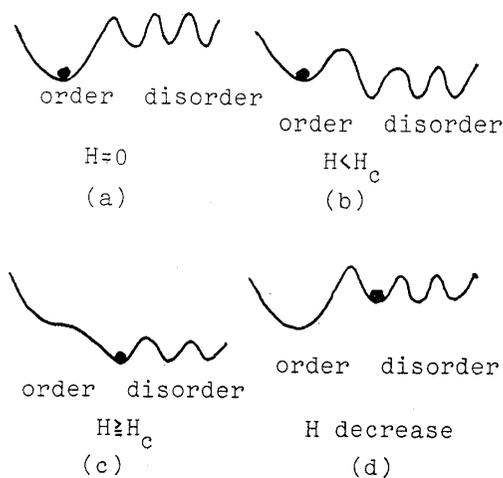


図 2

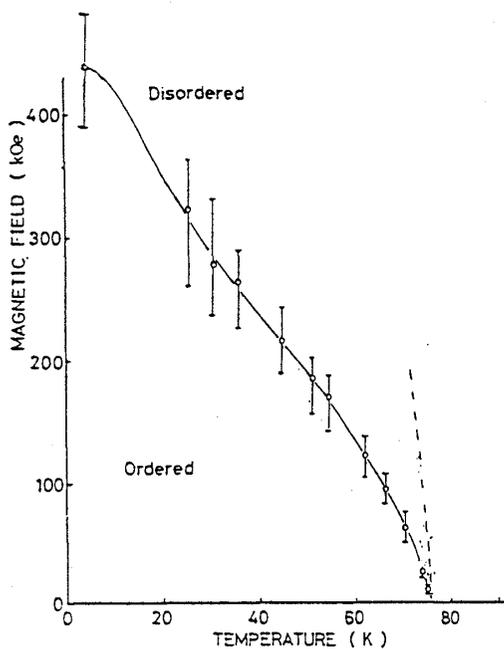


図 3

H₀の温度変化をとってみると図3のようになる。バーは微分磁化率の幅をあらわし転移のするどさ(あるいはなまくらさ)に対応する。温度をあげてゆくとH₀は小さくなってゆき最終的に零磁場でネール点T_Nに一致する。点線は複屈折の実験から得られたdΔn/dTの磁場中では丸くなっているピークの位置の磁場変化をFishman and Aharony

の理論に従って解析し延長したものである⁹⁾。パルス磁場で得られた境界と複屈折から得られたそれとが一致せず、この点が3次元の場合と全く異なる。我々の見ているのは非平衡状態間の転移であり、複屈折の実験は静的におこなわれ、平衡状態を見ているのであるからあわないのは当然であると考えられる。

3. スケーリング則

このような2次元の場合、非平衡状態間の転移にスケーリング則が成り立つかどうか興味がある。実験から得られる情報は

- (1) 微分帯磁率のピーク的位置から温度の関数としての転移磁場 $H_c(T)$ 、あるいはそれを相関図にマップした図3から得られる磁場の関数としての転移温度 $T_c(H)$
- (2) $H_c(T)$ と微分帯磁率の幅 $\Delta H_c(T)$ の関係
- (3) 微分帯磁率の山の高さ A と $H_c(T)$ の関係

これらについて複屈折の実験の解析に用いられた手法⁶⁾をつかってみる。

(1) $T_c(H)$ について

Fishman and Aharony はランダム磁場効果の有る場合 $T_c(H)$ にたいして次のような式を与えている。

$$T_c = T_N - b H^2 - T_N (c h_{RF}^2)^{1/\phi} \quad (1)$$

ここで $b H^2$ は分子場による効果であり計算できる量である。 c はおおよそ1の定数である。 h_{RF} は外部磁場 H をかけたときに誘起されるランダム磁場で、交換相互作用、非磁性イオンの濃度、温度等に依存し、そして H に比例する。 ϕ は帯磁率の臨界指数 γ とひとしい。従ってランダム磁場効果による T_c の磁場変化は $H^{2/\phi}$ に比例することになる。実験からは $H^{1.16}$ に比例することが求められ⁹⁾、これは γ として2次元イジングの場合の $7/4$ をとればもっともよく合うことがわかる。critical lower dimensionality が2のばあいには系のeffective dimension d は $d - 1$ となると考えられるのでいまの場合には1次元の臨界指数になってもいい筈であるがそうはならず本来の次元になっているところが興味深い。

(2) ΔH_c と $H_c(T)$

ランダム磁場効果のために秩序状態のなくなるような系に対してあたえられた自由エネルギーから、それを温度について二度微分することにより比熱がつぎのようにあらわされる⁶⁾。

$$C_m = g (t_h h_{RF}^{-2/\phi}) - A^* \ln h_{RF} + D (t_h, H) \quad (2)$$

研究会報告

ここで $t_H = (T - T_N + b H^2) / T_N$ で、 $g(x)$ 、 D はそれぞれ scaling function 及び non singular back ground と呼ばれるもので、複屈折の実験から得られた比熱に対応するデータをこの式で解析することによりこれらはわかっている。

一方、同じ自由エネルギーを磁場について二度微分して帯磁率が次のように与えられる。

$$\chi = dM/dH = -(2 t_H / \phi)^2 \cdot h_{RF}^{-2} \cdot g(x) \quad (3)$$

但し $x = t_H h_{RF}^{-2/\phi} \quad (4)$

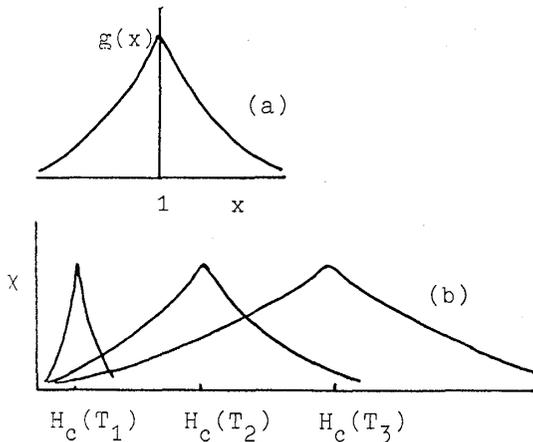


図 4

従って $g(x)$ が χ の形を決めることになり、それは図 4 (a) のようである。 $x=1$ で $g(x)$ はピークになるので温度が変わるとピークになる磁場も変わり、概念的に図 4 (b) のようになる。この結果

$$\Delta H_c \propto H_c(T) \quad (5)$$

が予想される。実験から $\Delta H_c = 0.3 H_c(T)$ となり⁹⁾ consistent である。

(3) A と $H_c(T)$

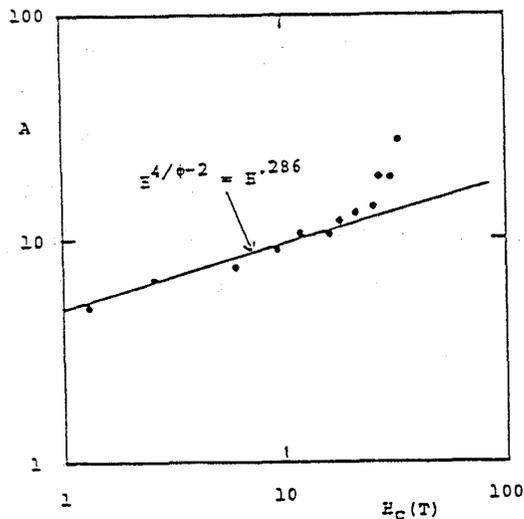


図 5

式(3)を変形すると

$$\chi = -\phi^{-2} 4 (t_H / h_{RF})^2 g(x) \quad (6)$$

とかけるので $x=1$ で $g(x)$ が最大の所では式(4)から χ の高さ A は

$$A \propto (t_H / h_{RF})^2 = h_{RF}^{4/\phi - 2} \quad (7)$$

となり、 ϕ としてやはり 7/4 を使うと

$$A \propto H_c^{0.286} \quad (8)$$

が得られる。実験からは図 5 のように $H_c(T)$ が比較的小さいところ、すなわち温度が T_N 近傍では良くあっていることがわかる。

このようにここで述べられた実験は非平衡状態間の転移であるにもかかわらず、平衡状態間の転移を仮定して作られた理論とよくあい、スケーリング則がなりたっているのは興味深い。

この実験は阪大超強磁場実験施設において伊達教授のグループとおこなわれたものであり、カリフォルニア大学の Jaccarino 教授のグループとの共同研究である。また部分的にはお茶の水女子大の池田助教授との共同研究でもある。カリフォルニア大との共同研究は日本学術振興会の日米科学協力事業によって行われた。

文献

- 1) Y.Imry and S.K.Ma:Phys.Rev.Let.35(1975)1399
- 2) S.Fishman and A.Aharony:J.Phys.C 12(1979)L729
- 3) D.P.Belanger, A.R.King, V.Jaccarino and J.L.Cardy:Phys.Rev.B28(1983)2522
- 4) D.P.Belanger, A.R.King and V.Jaccarino:Phys.Rev.B31(1985)4538
- 5) H.Yoshizawa, R.A.Cowley, G.Shirane, R.J.Birgeneau, H.J.Guggenheim and H.Ikeda:Phys.Rev.Lett.48(1982)438 R.J.Birgeneau, H.Yoshizawa, R.A.Cowley, G.Shirane and H.Ikeda:Phys.Rev.B28(1983)1438 H.Yoshizawa, R.A.Cowley and G.Shirane:Phys.Rev.B31(1985)4548
- 6) I.B.Ferreira, A.R.King, V.Jaccarino and J.L.Cardy:Phys.Rev.B28(1983)5192
- 7) A.R.King, V.Jaccarino, T.Sakakibara, M.Motokawa and M.Date:Phys.Rev.Lett.47(1981)117 and High Field Magnetism ed.M.Date (North Holland 1983)p.11
- 8) M.Motokawa, T.Harada, T.Sakakibara M.Date, H.Ikeda and A.R.King:J.Phys.Soc. Jpn.53(1984)2710
- 9) A.R.King, V.Jaccarino, M.Motokawa, K.Sugiyama and M.Date:J.Appl.Phys.57(1985) 3297