

ランダム系の相転移におけるぼやけと次元性

阪大・基礎工 長谷田 泰一郎

§ 1. ランダム系において相転移は本当にぼやけるのか？

“ Yes, 実験事実である。いくつもの例を示すことが出来る。” “ しかし, 実験家としても尚信じ難い。なぜならば, 協力現象として起るものなら対称性の異なる相が連続につながるはずがない。”

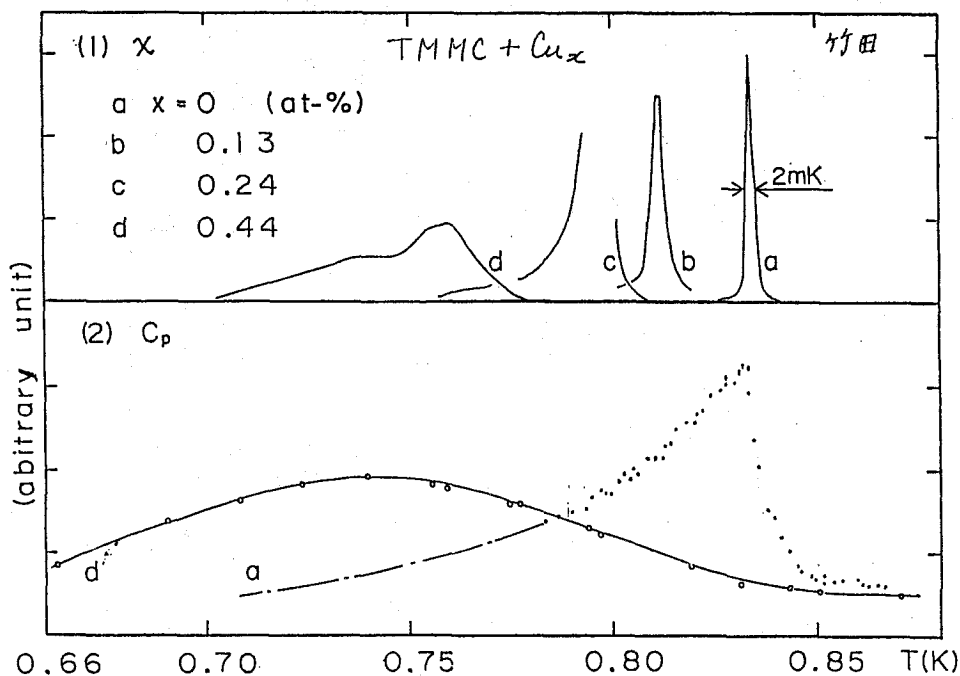


Fig. 1

Fig. 1 は TMMC という Mn^{+2} イオンの擬一次元格子 (1d) に 0.4% の Cu^{+2} イオンをランダムに混入した時の比熱がどんなにぼやけるものかを示した竹田等の実験である¹⁾。Fig. 2 はむしろ非常に珍らしい例で, $\text{Mn}(\text{Zn})$ formate $2\text{H}_2\text{O}$ という擬二次元格子 (2d) のランダム混晶の中で非常に鋭い帯磁率のピークが混晶濃度に比例して 2 本に分裂してゆくのを示している。後者について最近の松浦の考察をあとで述べる。純粋な Mn formate $2\text{H}_2\text{O}$ が 2d 系を作る A 層と, その間に挟まれて A 層からの内部磁場下にあるほとんど常磁性の B 層からな

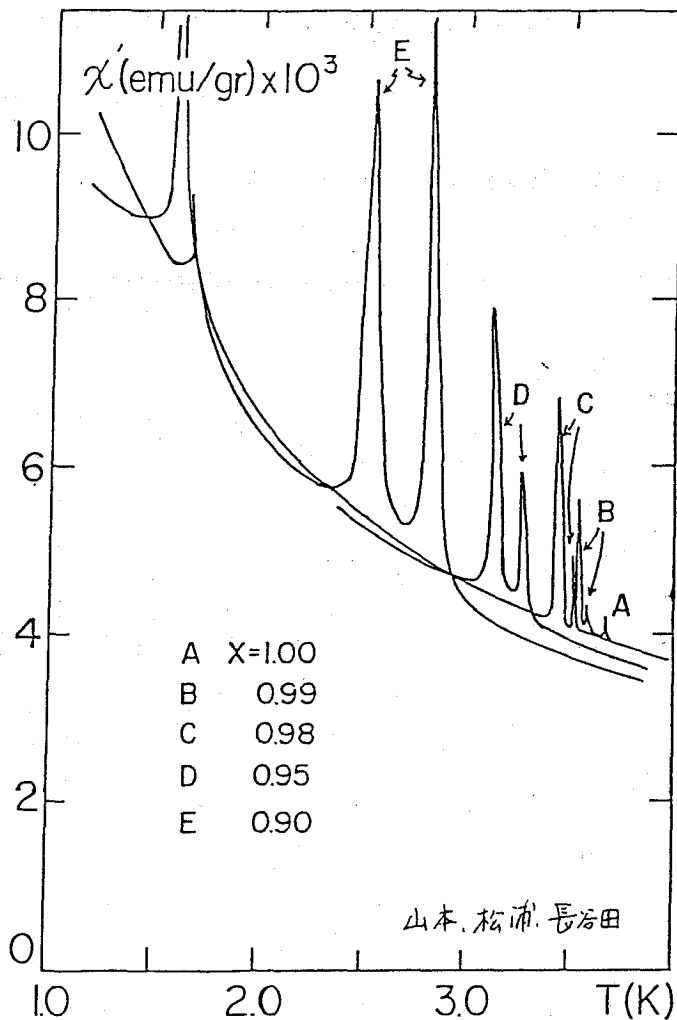


Fig. 2

ることに注目している。

ところで Fig. 1 のように殆んど一般的ともみられる結果に対して、ランダム系は不均一なのであってそのムラ毎に対応する転移点が分布して存在し比熱はブロードになる、実験的には勿論、理論的にもクエンチド系においてはその濃度におけるランダム配置相のアンサンブル平均をとるなら、実験と対比できる結果を得られるという理解の下に解析が試みられている。例えば、分布関数の形を適当に仮定すると転移の臨界指数が濃度に依らないなどというスッキリした結果が得られる²⁾。

これはランダム系の相転移はばやけるという証明なのか、その逆の証明なのか。

Ginzburg,³⁾ Khmel'nitzkii⁴⁾等は“局所転移点”という定義が出来るとして、ランダム系全体としての“真の転移点”はそれ等のパーコレーション点として現われるという解析を提案している。殊にKhmel'nitzkiiによるFig. 3にみるようにランダムの変異が大きい時 $\epsilon = \left| \frac{T-T_0}{T} \right|$ のきわめて狭い領域で鋭い転移が予想される。

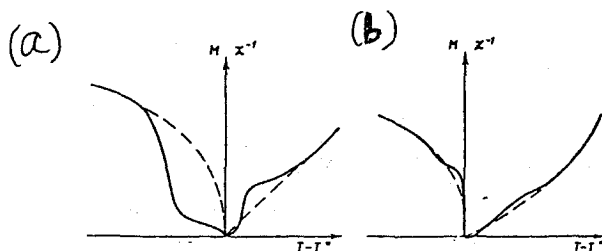


Fig. 3

- (a) ムラの大きいとき
(b) ムラの小さいとき

実験はムラ毎に分布する転移の平均をみることになるというのは、濃度ゆらぎの特性長が熱力学的相関距離より充分大きいという現実的条件によって支持されるという考えがある。しかしGinzburg等はあくまでも相関距離が無限大になる転移点の存在を主張している。そして上述の現実的な条件はムラ毎の島模様、もっとハッキリ言えばミクロクリスタリットの集団と等価な場合として、あり得ると述べている。

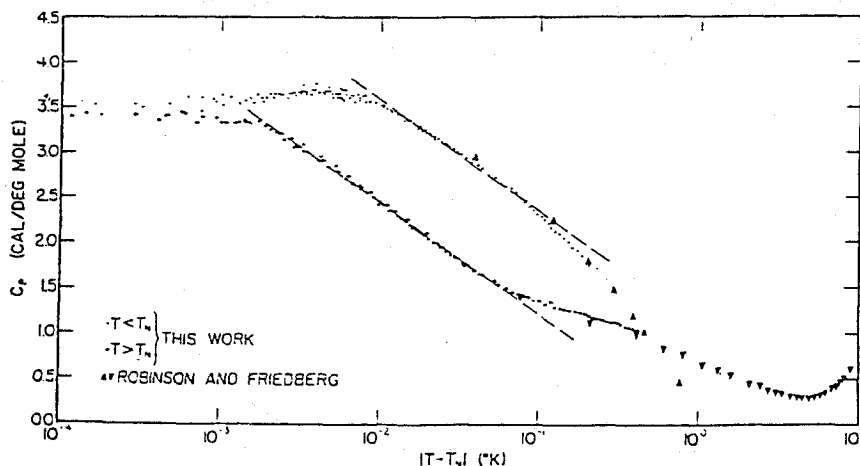
このような考え方の上に、一つの宿題を出してみたい。ある有限の長さ、例えば1cmにわたって単調な濃度分布のある混晶系を考える。そこでは局所転移点を定義することは出来ても、島模様と呼べるムラを見出すのは無理な程ユックリ単調に連続に濃度が変わっているとしよう。

“真の転移点”はどこにどうするか？

MnZnフェライトについて橋本等が実験を試みたが試料が充分によくなかった。

ムラがはげしくなると、いよいよ鋭く狭い領域で転移することになって実験的にはその両側で短範囲オーダーのすんだ“ブロード”な変化をみるばかりだというオソレは多分にある。

それならむしろ、殆んど純粋な試料の転移点直上に鍵はありはしないかという吉森の提案があった。Fig. 4は $\text{CoCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ という塩についてのFriedberg等による詳細な比熱の実験である⁵⁾。彼等は $\text{CoCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ ($T_N = 2.3\text{K}$) について、当時としては恐らく最高の精度の実験を行った。比熱測定において温度上昇の単位を 10^{-4}K にまでしぼって、更に試料の厚みを1mmまで薄くして熱伝導による平衡を充分に得ているとして尚 $|\epsilon| \approx 10^{-4}$ 以下では転移比熱のピー



The heat capacity, C_p , of $\text{CoCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ as a function of $\ln|T-T_N|$ for $T_N = 2.2990^\circ\text{K}$.

Fig. 4

クの上昇は頭打ちになるという実験結果を得ている。

最後に残っている不純物によるものと考えるなら、 $|\epsilon| \approx 10^{-3}$ 以上でみられた指数を決めた直線関係は何を示していることになるか。すぐ後でも述べるように無限に伸びた相関によってではなく、有効的極限值といったものを考えるのも一つであろう。

しかし、ここでは一度実験を疑ってみる。大体、実験家は自分のは勿論他人の実験もなかなか信じない。一番よく知っていると言ってもよい。おそらく理論家が自分の計算は勿論組立てた論理に対して最後まで心配する（だろう）のと同様である。実験家はむしろ理論を信用する。理論家は……。

ところで先述の Friedberg 達は固体では $|\epsilon| \approx 10^{-3}$ が限度で液体ヘリウム以外はそれ以下の ϵ まで測定値を得るのは無意味ではないかと示唆しているが、実は尚あらためて熱平衡を追ってみる必要がある。そしてもう一方試料についても厳しい検討も必要である。

先述の宿題も含めて今実験家は少くとも閉じたクラックのないということは局所転移温度を平均するわけにはいかない試料を作製する責任がある。

ほぼ同じような考えに立って最近松浦は $\text{Mn}(\text{Zn})$ formate $2\text{H}_2\text{O}$ の鋭く分離しているピークについて中性子回折とプロトン NMR の実験を補って解析を試みている。要点は最初の転移点で A 層がほぼ 2d 格子としてオーダーして、第二のピークで B 層イオンも含めて 3d 長距離オーダーに入る。この時それ迄は常磁性的あった B 層イオンにあった大きいエントロピーが全体の“真の転移点”の出現をマークする。

混晶にすることによって 2d 系から 3d 系へのパーコレーションにおくれの生じるのが異常の原因であった。関連する実験的異常が殆んど解明できたとして、ランダム系の相転移の一つの様相をみたと主張している。Fig. 5 に中性子回折と帯磁率の結果を示しておく。

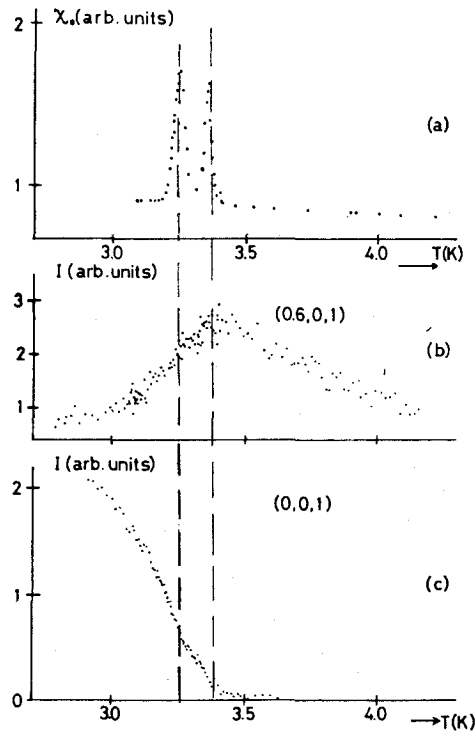


Fig. 5. (a) Temperature dependence of the susceptibility of $\text{Mn}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}(\text{HCOO})_2 \cdot 2\text{D}_2\text{O}$; (b) temperature dependence of the peak intensity of Bragg's ridge; (c) temperature dependence of the peak intensity of Bragg's point at (0, 0, 1).

Fig. 5

§ 2. 希釈ランダム系におけるパーコレーション限界の次元数

希釈と共に次元数が有効的に変化するかどうかはユニバーサリティと関連して相当に興味ある課題である。パーコレーション限界 (p.l.) での様子については中性子散乱によるスピン相関距離の温度変化が self-avoiding-walk になっているという報告がある。長谷田、渡辺はずっと前にシミュレーションで調べられた p.l. が "ベータ格子もどき" になると主張していた。Stanley 達も同様白黒でみれば相互いりくんだひも状になると指摘し有効次元数を議論をしている。⁷⁾

最近我々は $\text{K}_2\text{Cu}(\text{Zn})\text{F}_4$ 系の帯磁率、比熱の温度変化が p.l. で 1dHf の数値と非常によ

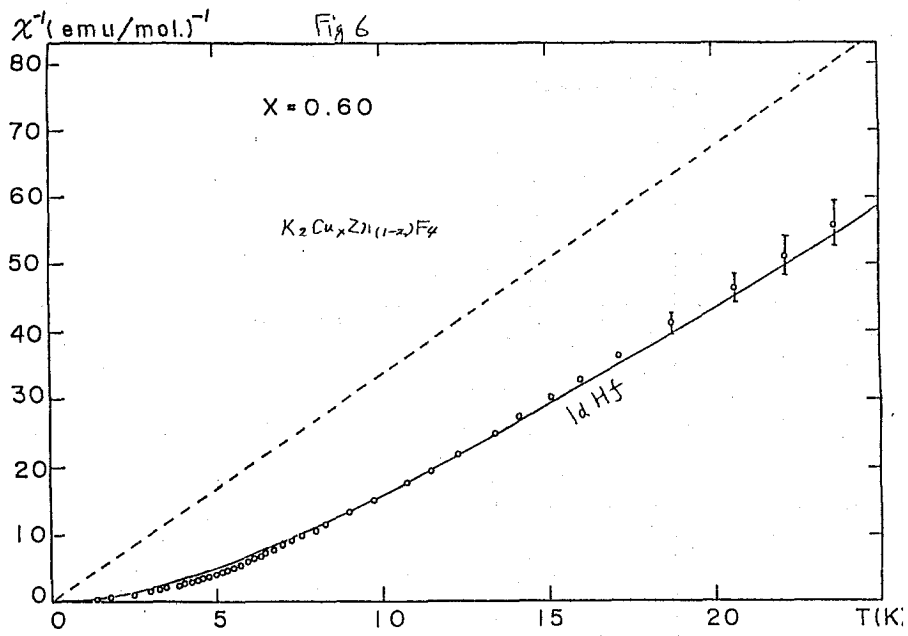


Fig. 6

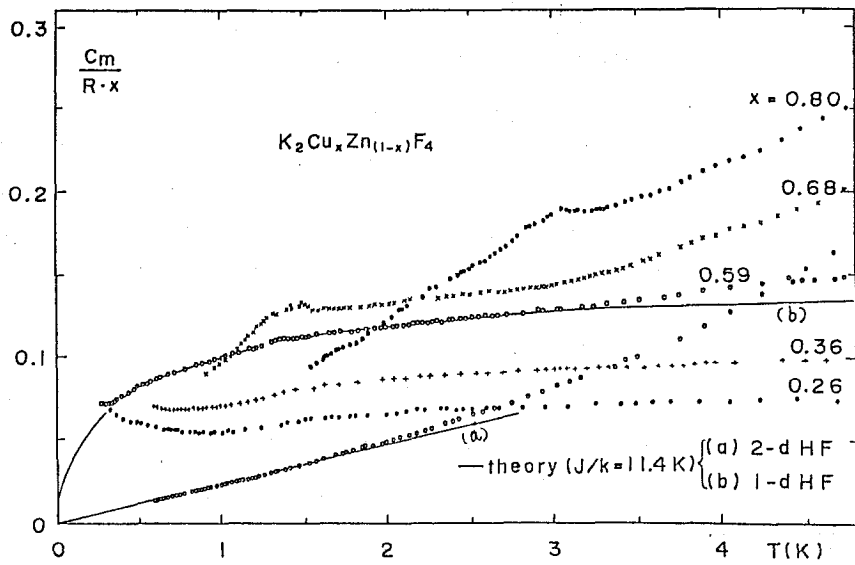


Fig. 7

く一致するという結果を得た。Fig. 6 に帯磁率を Fig. 7 に比熱を示してある。試料は千葉大の山田、帯磁率は奥田、比熱は竹田等による。両者共に $x = 0.60$ で 1 dHf に殆んど完全に一致し、その前後では 1 d からはずれていく。殊に比熱では最低温域で $\propto T^{1/2}$ という特徴的な性質がよく現われている。

前述の Ginzburg 流の考えによればランダム系の相転移点はクラスターのパーコレーション点に当たるわけで、ここでの臨界指数の精密な測定が望まれている。

イジングスピン強磁性結合のベーテ格子は有限温度以下で帯磁率が発散し、しかも自発磁化は零であるという松田⁸⁾ の厳密解がある。今その様な挙動の実在を 1 つでも見出すことは重要である。“ベーテ格子もどき” をより高い近似でのベーテ格子にする工夫が望まれる。最近接数 z のより大きい結晶についての p.l. を期待している。

§ 3. 三角格子 af におけるフラストレーション

いわゆるサイト或いはボンドのランダム系ではないがフラストレーション系はエントロピー源として興味あるわけで三角格子 af の disorder が調べられている。実験の側から言っても原理的にはクエンチド系でない、ヒョットしたらアニール系の姿をみせてくれる機会があるかもというのが大きな期待である。

物性研平川、生越によって注意深く作製された CsFeCl_3 、 RbFeCl_3 単結晶の磁場中オーダーの相境界を Fig. 8 に又比熱を Fig. 9 に示す。要点は、強磁性的 1 d 鎖を作っている $-\text{Cl}_3$

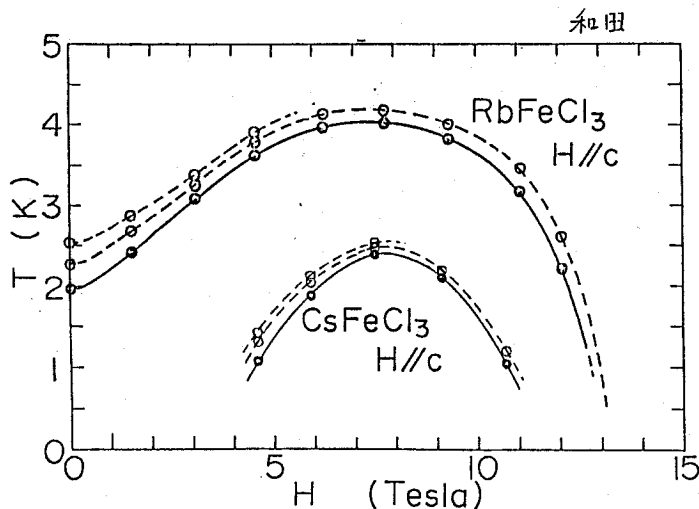


Fig. 8

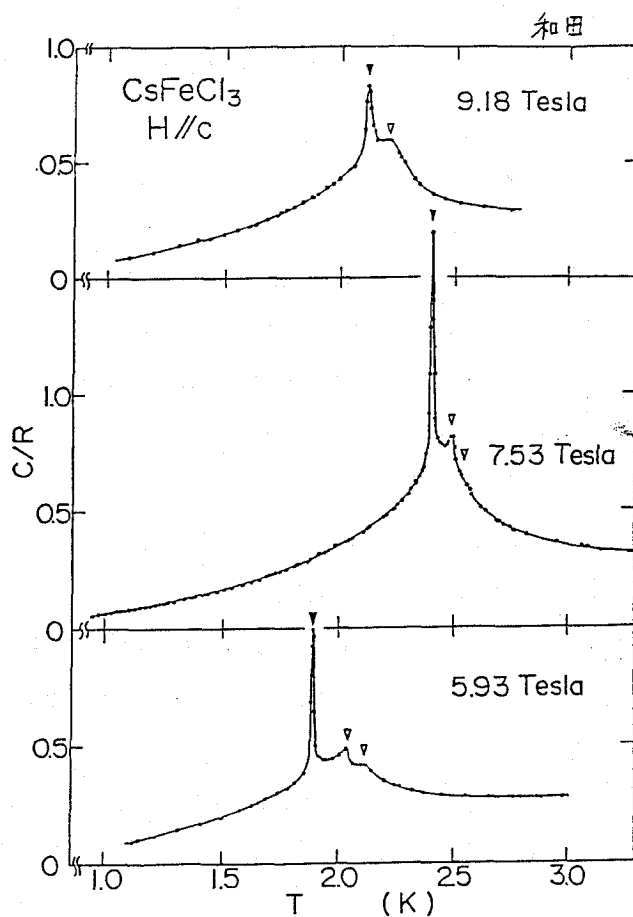


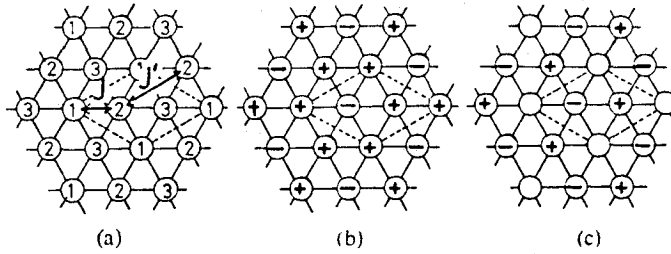
Fig. 9

—Fe—Cl₃—Fe—Cl₃—が垂直に切れば三角格子を作って束になっている結晶で、鎖間が反強磁性であるためフラストレーションを起しておさまりが悪いのである。

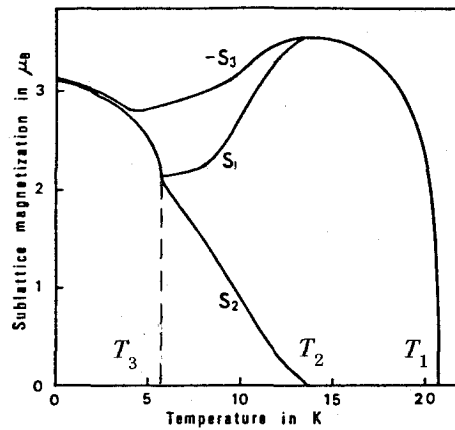
3度目のピークでやっと無理無理落ち着いたと思われる。おさまりの悪い相への転移がどのようにぼやけるか。因みにイジングスピン三角格子 af について目片が与えているパターンの1つを Fig. 10 に示す。⁹⁾ $T_1 \sim T_2$ では正負交互のスピンで作る六角形で囲まれた中央の鎖がブラブラしている。 $T_2 \sim T_3$ の温度で中央のスピンもかたまり始めて、 T_3 以下で全体フェリ磁性となる。六角とブラブラが空間的に固着しないところに上述の機会があり Ginzburg 流と又違ったランダム系となる。

おわりに — イタチの何とか

これ迄我々は規則性周期性を基盤としてすべて出発して来た。理論的にもそうであるし、実



(a) Sublattice in triangular Ising lattice, (b) ferrimagnetic structure and (c) partially disordered antiferromagnetic structure. Dotted line shows magnetic unit cell.



Probable temperature dependence of sublattice magnetizations.

Fig. 10

験的にも測定装置の多くはランダムさは異常として把える。少くともなじみ難く出来ていたと思う。発想の変換を試みる糸口はないか。ランダムなのが正常で、キチンとしているのが異常である。

参 考 文 献

- 1) 竹田和義：未発表
- 2) 池田宏信
- 3) S.L. Ginzburg: Sov. Phys. JETP 46 (5) 1029 (1977).
- 4) D.E. Khmel'nitskii: Sov. Phys. JETP 41 981 (1975).
- 5) J. Skalyo Jr. and S.A. Friedberg: Phys. Rev. Lett. 13 133 (1964).
W.L. Johnson and W. Reese: Phys. Rev. B2 1355 (1970).

長谷田泰一郎

- 6) M. Matsuura : J. Magn. Magn. Mat. **14** 157 (1979).
- 7) H.E. Stanley: J. Phys. A.: Math. Gen. **10** L211 (1977).
- 8) H. Matsuda: Prog. Theo. Phys. **51** 1053 (1974).
- 9) M. Mekata: J. Phys. Soc. Jpn. **42** 76 (1977).
- M. Mekata and K. Adachi: J. Phys. Soc. Jpn. **44** 806 (1978).