

ABX<sub>3</sub> 型化合物における逐次相転移

福井大工 日片守

ABX<sub>3</sub> の組成をもつ化合物は立方晶の Perovskite 構造以外に六方晶 CsNiCl<sub>3</sub> 構造ま  
とる化合物も立方晶のものとはほぼ同数知られて  
いる。CsNiCl<sub>3</sub> 構造では図1に示すようにBイ  
オンは扁平な単純六方格子となり、Bイオンが  
磁気モーメントをもつ場合擬一次元格子磁性体  
となる。この格子で一次元磁気鎖はc面上に二  
次元三角格子の配列をもつ。鎖向相互作用が反  
強磁性的であると、相互作用の競合、すなわち  
フラストレーションが起る。その結果、鎖向の  
結合が弱くなり、CsNiCl<sub>3</sub> 型磁性体は磁気モーメントの密度が高いにもかかわらず比較的  
低い一次元性を示す。これらの化合物の磁性は、阿知波<sup>1)</sup>がその一次元性指標率の測定  
から明らかにして以来多数の研究がなされてきた。イオンの組合せにより、イジングスピ  
ン系、XYスピンの系、ハイゼンベルグスピンの系として近似できるモデル化合物、また磁気  
鎖が強磁性的のものや反強磁性的のもの等、これらの化合物群には多様な磁性体が見出されて  
いる。

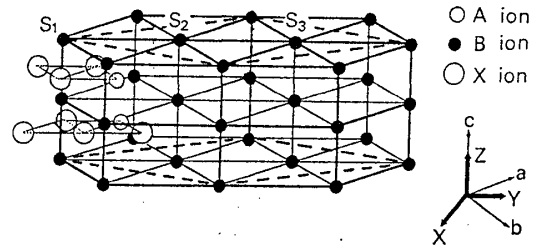


図1 CsNiCl<sub>3</sub> 構造における磁気格子

鎖内の一次元短距離秩序が進んだ系をさらに低温にすると鎖向相互作用のために三次元  
秩序状態に相転移する。Fe化合物、Co化合物、Ni化合物の中にはT<sub>c</sub>以上の温度で相転移  
を起すものがある。このような逐次相転移は一般に複数の相互作用の競合に由来する。  
六方晶 ABX<sub>3</sub> 化合物で知られている競合には三角配列した鎖向相互作用 (例 CsCoCl<sub>3</sub><sup>2)</sup>、  
CsNiCl<sub>3</sub><sup>3)</sup>) の他に結晶場と鎖内相互作用 (例 CsFeCl<sub>3</sub><sup>4)</sup>)、双極子相互作用と鎖向相互  
作用 (例 RbFeCl<sub>3</sub><sup>5)</sup>) があり、歪んだ結晶構造をもつ CsCuCl<sub>3</sub> では Dzyaloshinsky-Moriya  
相互作用と鎖内相互作用が競合する。競合の結果、転移の低下、逐次相転移、非直線磁気  
構造、スピン短縮、弱い臨界分散等の現象が起るが、以下でとりあげる系ではいづれも観  
測されてきた。ここでは反強磁性三角格子の問題と関連する鎖向相互作用の競合に話を限  
る。反強磁性三角格子では競合は対等不厳密な意味でフラストレーションである。

反強磁性三角格子の基底状態は古くから理論家の興味をひき、数多くの計算がなされて  
きた。最もフラストレーションの効果が大きいイジングスピンの三角格子は一次元格子の場合  
と同様OKまで長距離秩序を示さない。基底状態は $\sim 2^{0.49N}$ 程度の非常に大きい縮退度  
をもつ。従って残留エントロピーも大きい<sup>6)</sup>。しかし、強磁性的な第一近接相互作用をとり  
入れると有限温度で長距離秩序状態となり、基底状態では図2に示したような三つの副格  
子に分かれる。XYスピンの系、ハイゼンベルグスピンの系の場合、互いに120°をなす三つの副  
格子からできた三角配置が最も低いエネルギーをもつが、Anderson<sup>8)</sup>が指摘したように、  
量子効果による共鳴厚子価結合を考慮すると、スピンの液体ともいえる構造をとった方が工

エネルギーが低い。この量子効果は長い磁気鎖が三角格子を成す六方晶  $ABX_3$  型化合物の場合にはほとんど効かないので、以下古典的描像で話を進める。交換相互作用より、双極子相互作用が支配的な場合は二副格子の基底状態が安定となる。

三角格子における基底状態の秩序が温度の上昇とともにどのようにくづれていくかは相転移の問題として興味深い。イジングスピン系下は条件によっては二つの転移点があり、副格子の一つが無秩序な部分無秩序相を経て常磁性状態になることが分子場近似によって示された。<sup>9)</sup>その後計算機実験で、この部分無秩序相は秩序変数が空間的にゆるやかに変る Kosterlitz-Thouless 相で、高温側の転移が非常に弱いことが明らかになった。<sup>10)</sup>ハイゼンベルグスピンとイジングスピンの中間のスピン系についても逐次相転移が起こることから計算機実験<sup>11)</sup>と分子場近似<sup>12)</sup>によって示されている。これらの理論が予言する具体的なスピン構造は多様であるが、いづれにせよ  $1/3$  程度の自由度について無秩序化する事によりおこるエネルギー損失でエントロピーを高くし、相を安定化している点は共通している。縮退度の高いフラストレーション系下の特徴である。

磁気鎖内の短距離秩序が発達した低温下起る六方晶  $ABX_3$  型化合物の磁気転移はこのような反強磁性三角格子の転移の性格を強く反映している。単純六角格子磁性体から起る逐次相転移を示すことは計算機実験でも確かめられている。<sup>13)</sup>表1は現在知られている六方晶  $ABX_3$  化合物の逐次相転移である。Co 塩の低温側の転移点  $T_N$  以外のすべての転移点で小さいながらも比熱の異常が観測されている。

交換相互作用の弱い Fe 塩は  $CsFeCl_3$  のように基底一重項状態となって零磁場下は秩序化しない。スピンが生成する  $RbFeCl_3$  は、0K で長距離秩序状態となるが、磁気鎖が反強磁性であるため鎖内の双極子相互作用が

強く、交換相互作用との競合で三つの転移点を生ずる<sup>4)</sup>。これらの相転移については斯波と鈴木により明解に理論づけられた<sup>5)</sup>。一方、反強磁性鎖の  $RbFeBr_3$  の場合には交換相互作用の競合だけとなり、他の反強磁性鎖の場合と同様に二つ転移点が観測され、松原により分子場近似で解釈された<sup>14)</sup>。  $RbFeBr_3$  で興味深いのは、120K でフラストレーションが部分的に解放されるような構造相転移があることであるが、磁気相転移との関連はまた今後明らかに

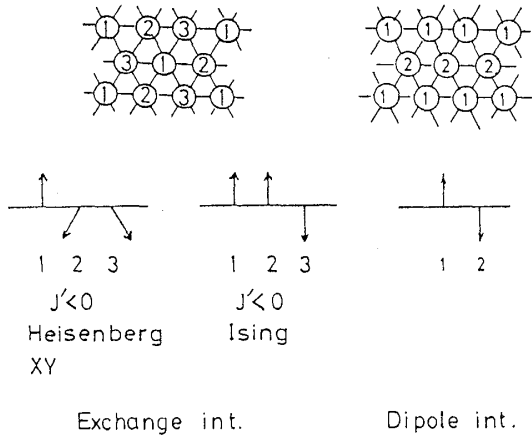


図2 古典スピンの三角格子の基底状態

表1. 六方晶  $ABX_3$  型化合物の逐次相転移

対称性	鎖内配列	化合物	転移温度
ハイゼンベルグスピン	反強磁性	$CsNiCl_3$	4.27K, 4.83K
	反強磁性	$CsNiBr_3$	11.75K, 14.25K
	反強磁性	$RbNiBr_3$	21.47K, 23.50K
X Y スピン	強磁性	$RbFeCl_3$	1.95K, 2.32K, 2.55K
	反強磁性	$RbFeBr_3$	2.00K, 5.61K
イジングスピン	反強磁性	$CsCoCl_3$	9.2K, 21.5K
	反強磁性	$CsCoBr_3$	14.0K, 28.3K

かになっていない。

$CsNiCl_3$  は c 軸を容易軸とするイジング性をわづかに含むハイゼンベルグスピン系で、基底状態はフラストレーションによりスピントロニクス面 (100) 面となる三角構造であることが分っている。 $CsNiCl_3$  の二つの転移点のうち一つは  $^{133}Cs$  の NMR 測定により、はじめに見出された。 $Ni$  の磁気モーメントの c 面内成分に由来する信号が、c 軸成分に由来する信号より 0.5 K 低い温度で消える。当時転移点での二つの比熱のピークに悩んでいた我々もすぐこの NMR の解釈にとびついた。<sup>16)</sup> これらの実験事実と整合する高温相のスピントロニクスについてはいくつかのモデルが提出されている。すなわち、c 面内成分の無秩序状態、一つの副格子が無秩序になった直線型構造、スピントロニクス面 (110) 面の三角構造等である。その後の実験により、高温相の磁気構造の決着はまだついていない。

図3は最近測定した  $CsNiCl_3$  の磁場中比熱である。<sup>17)</sup> 比熱の異常から決定した磁気相図は図4のように磁化率から決めた相図<sup>18)</sup> と一致する。c 軸に平行な磁場中では高温相は釣り鐘型にゆがみ、20 kG までしか安定でないのに、c 面内の磁場では高温相の安定領域は狭くなっていない。

最後に  $CsNiCl_3$  の二つの転移点において光複屈折の異常を見出し<sup>19)</sup>、これは高温相において c 面内の秩序成分があることを意味し、直線型磁気構造では説明できない。一方、最近我々が中性子偏極解析から得た結論はスピンの c 軸からの傾き角は低温下の  $60^\circ$  から  $T_{N2}$  に向って小さくなっていくが、高温相になると  $0^\circ$  になるが  $18^\circ$  下とどまるといふことである<sup>20)</sup> とは、三好、細代等<sup>21)</sup> による Q バンド ESR の共鳴周波数は図5に示すように  $T_{N1}$  で全く異常がなく、 $T_{N2}$  に向って発散する傾向にある。図6に示した鉄中も全く同じ温度変化をする。これらの事実は NMR の時間スケールで見ると、高温相は  $T_{N1}$  以上の短距離秩序状態と変らず、 $T_{N2}$  でじめて大

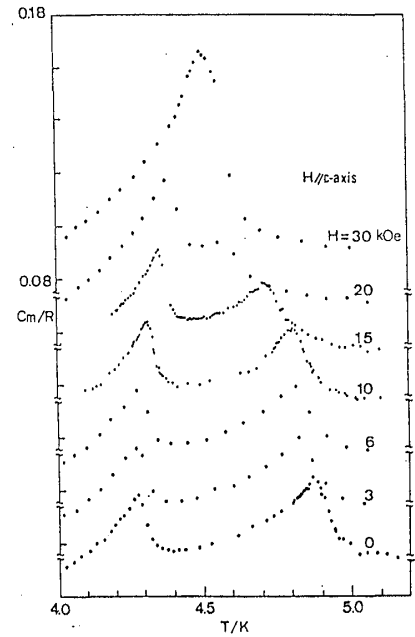


図3  $CsNiCl_3$  の磁場中比熱

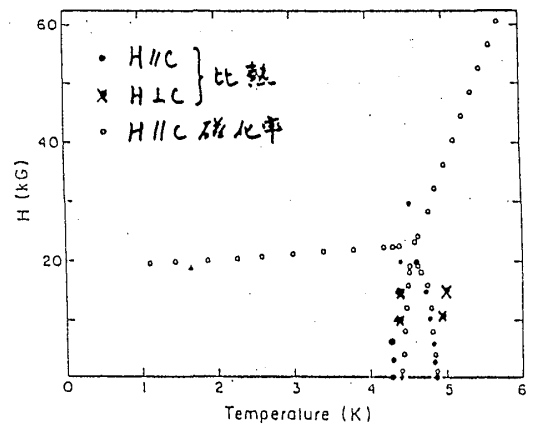


図4  $CsNiCl_3$  の磁気相図

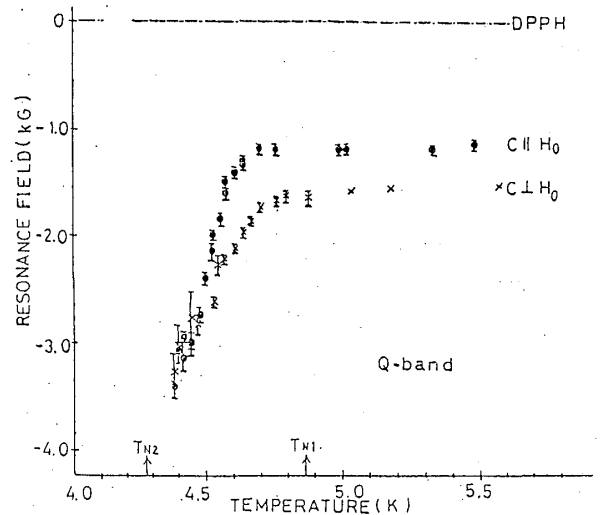


図5  $CsNiCl_3$  の ESR の共鳴磁場

と変化があることを意味し、高温相が常磁性状態と同じような動的状態にあることを示唆している。

また結論で述べたような段階ではないが、これらの事実を総合的に眺めてみると、 $CsNiCl_3$  の高温相ではスピンの c 面内成分が動いていて、 $T_{N2}$  でそれが止まると考えられる。c 面内成分の運動は c 軸から傾いたスピンの位相を揃えた回転のようなものかも知れないし、以下で述べる  $CsCoCl_3$  で観測された隣壁ソリトンが関係しているのかも知れない。いつかはそれらのような動的なモデルに立つと、測定手段の特性時間によつてスピンの c 面内成分が見えたり見えなかりたりすること加理解ができる。

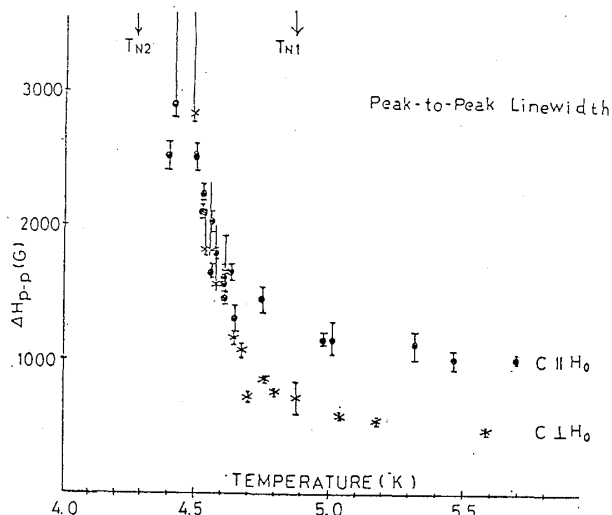


図6  $CsNiCl_3$  の ESR の線中

イジングスピン系では、フラストレーションの効果も強く現れる。イジングスピン系として近似できる  $CsCoCl_3$  において中性子弾性散乱強度の温度変化に異常が見出され、フラストレーションによって生じた部分無秩序相と解釈された<sup>2)</sup>。しかしその後のいろいろの研究から高温相が反強磁性三角格子の分子場近似で得られるような単純なものではないことが分かってきた。とはいっても、高温相が部分的に無秩序な成分を含むエントロピーの高い状態にあり、 $T_{N2}$  以下で急速に秩序化が起ることは確かである。

$CsCoCl_3$  からの中性子散乱を  $T_{N1}$  附近の低温で測定すると、鎖内の短距離秩序のために散乱 c 面内の非常に薄い円板になっているのがみられる。<sup>22)</sup> の円板の中での強度の温度変化を図 7 に示す。 $T_{N1}$  以下で斜線を示した Bragg 反射が (201) に現れるが、スピン系のもつ無秩序が反映してかなり強い散漫散乱が残る。この散漫散乱は  $T_{N2}$  以下で急速に衰えるものの、4.5 K でもなおかなりの強度を保持している。また、円板の厚みは  $T_{N2}$  に向つて徐々に薄くなる。一方単純なモデルでは見えないはずの (301) 反射が高温相でも観測される。これらの結果は、高温相の磁気構造が磁壁の多い部分無秩序相であると考えると納得できる。フラストレーション系では縮退が大きく、エネルギー損失なしに多磁区構造が作れる<sup>23)</sup>。

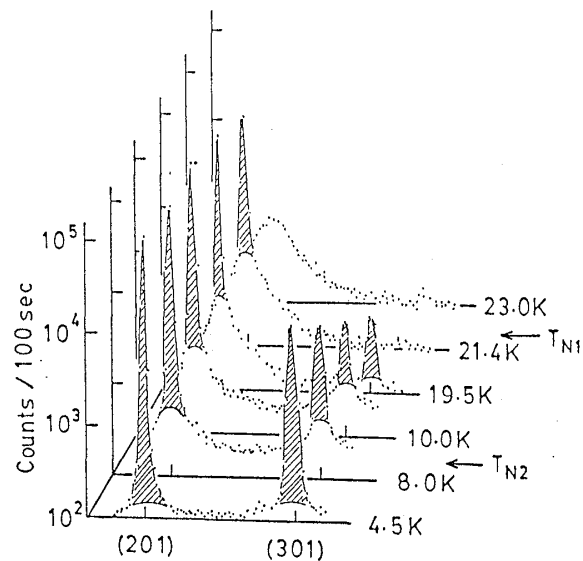


図7  $CsCoCl_3$  の中性子の (h0l) 反射

長い磁気鎖が相対的にあってどうして三角格子の性質を示すことができるのだろうか。

反強磁性イジングスピン鎖の第一励起状態は磁壁ソリトンである。磁壁ソリトンが伝播すると鎖のスピン方向が逆転する。磁気鎖内を動き廻る壁ソリトンがスピン系の熱平衡を保ち、三角格子に配列したそれぞれの磁気鎖がまたかま一個のスピンのように振舞う構構となっていると考えられる。常磁性状態の $\text{CsCoCl}_3^{24)}$ と $\text{CsCoBr}_3^{25)}$ で磁壁ソリトンが中性子回折により観測されているが、足立<sup>26)</sup>は秩序状態においても図8のようなソリトンのESR信号を見出している。この信号がソリトンに由来するものであることは、強度の温度変化、共鳴周波数の角度変化、線形等々斯波の理論<sup>27)</sup>と比較することにより確認された。

ここで注目すべきことは、秩序状態においてもソリトンが伝播していることで、フラストレーションのために周囲に束縛されない磁気鎖が存在するおかげである。しかし、もう少しくわしくみても、ソリトンのESR線中は温度の低下とともに急速に狭くなったが、 $T_{N2}$ 以下で一定値となることか分る。 $T_{N2}$ 以上の線中の温度変化はソリトンの寿命による拡散りとして解析できるので、線中の温度変化は $T_{N2}$ 以下の温度では磁壁が凍結されて動かなくなること表示している。<sup>28)</sup>このことは試料中に含まれる $10^4$ 程度のMn不純物のESR信号の温度変化からも分る。すなわち、内部磁場を受けないMnは励起状態下しか存在しないので、強度の温度変化は、 $T^{-1} \exp(-\Delta E/kT)$ に比例するはずである。観測値は $T_{N2}$ 以下ではこの関係によく従うが、 $T_{N2}$ 以上では予測より急速に早く信号強度が弱くなる。このことは $T_{N2}$ 以上ではソリトンが運動することによって内部磁場が変化するという考え方で理解できる。

$\text{CsCoCl}_3$ 中の $^{133}\text{Cs}$ のNMRの $T_1$ は $T_{N1}$ では異常を示さないが、 $T_{N2}$ において鋭い極大をもつ<sup>29)</sup>一般に $T_{N2}$ での熱力学量の発散は非常に弱く、比熱の異常やはっきりした中性子の臨界散乱も観測されないので、 $T_{N2}$ が相転移点であると云い切れない所があるが、NMRの $T_1$ のこの挙動を限り弱いながらも二次相転移であるといっている。この温度変化は図10に示したように $T_{N2}$ 以上ではソリトンから期待されるものによく一致するが、 $T_{N2}$ 以下ではむしろ2マгноニ過程から期待される温度変化がみられる。この事実も $T_{N2}$

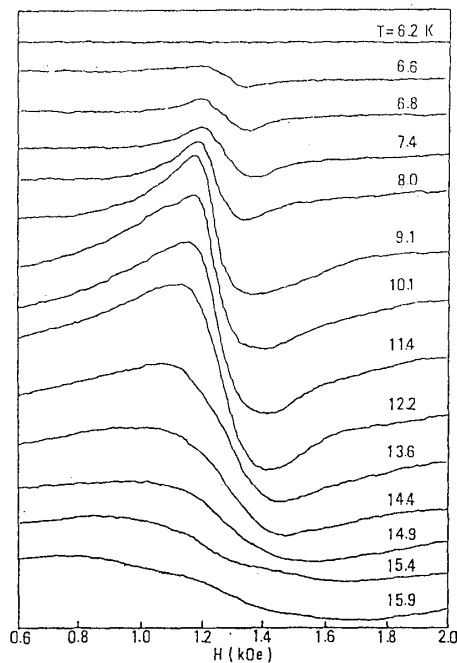


図8  $\text{CsCoCl}_3$ で観測された磁壁ソリトンのESR

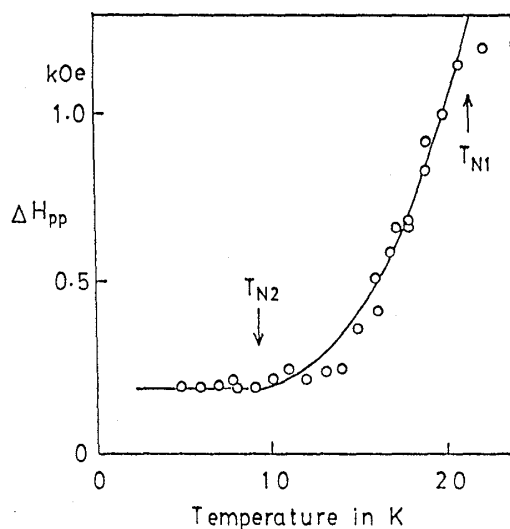


図9  $\text{CsCoCl}_3$ の磁壁ソリトンのESR線中

かソリトンの凍結する温度であるという上述の議論を支持する。

図10で与えた  $T_1$  は高周波磁場を切った直後の磁化回復時定数であるが、核の磁化に比例する信号の強度はそれか熱平衡に達するまで変化し続ける。  $T_{N2}$  以上では数秒で強度が一定値に落ち着くのに、  $T_{N2}$  以下では数秒後から数時間以上にわたって時間に対して対数的な変化をし続ける。核スピンの熱平衡がこれほど長時間を必要とするとは考えられないので、  $T_{N2}$  以下ではパルス磁場によって乱された電子スピン系の緩和が非常に長いことを反映していると考えるのが自然である。強力な緩和過程としてのソリトンが凍結された時、このような現象があらわれても不思議ではない。

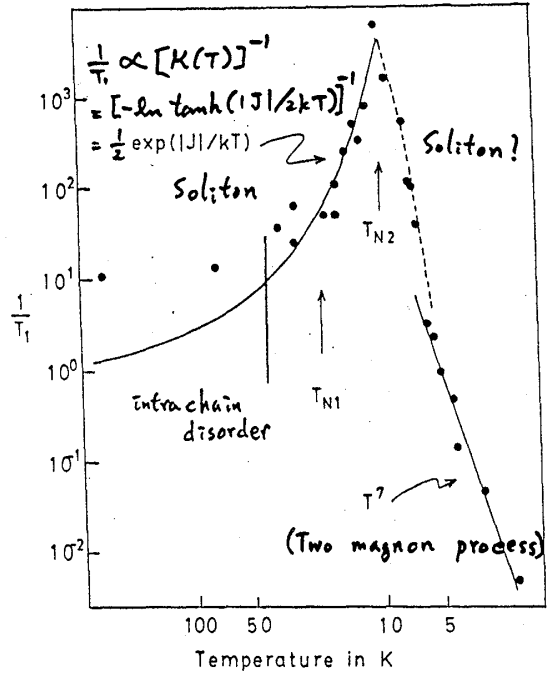


図10  $\text{CsCoCl}_3$  中の  $^{133}\text{Cs}$  の NMR の  $T_1$

図11は(0, 0, 1)面からの磁化反射の温度変化を示している。<sup>30)</sup> ソリトンから期待される実験で示した温度変化は8.5K以下では全く合合わなく、非弾性散乱の実験でも  $T_{N2}$  迄は自由なソリトンからの散乱が観測できるが、  $T_{N2}$  以下では挙動が変化する。以上のように  $T_{N2}$  以下でソリトンが動けなくなるということはかなり確実であるが、どのような材料で凍結が起るかまだよく分っていない。一つの可能性として、ハイゼンベルグスピン系でみるような非直線構造への転移が考えられる。c軸に平行な磁化率が0Kでも有限であること等を考えると一見もっともなモデルであるが、中性子偏極解析法でスピンの傾きは低強でも  $1.5^\circ$  以内ということが分り、<sup>20)</sup> 否定された。

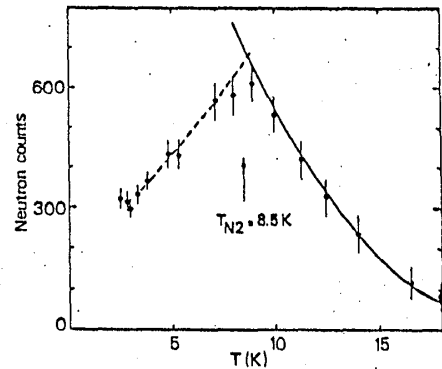


図11  $\text{CsCoCl}_3$  に対して(0, 0, 1)面からの中性子磁化反射

フラストレーション系の相転移に対する不純物の効果をみるために  $\text{CsCoCl}_3$  中の Co を Mg や Zn で置換した試料を作り中性子回折と磁化率の測定を行った。<sup>31)</sup> 図13は転移温度の濃度依存性で、我々の実験以外に、NMR による測定値<sup>32)</sup>も与えた。注目すべきことは、わずか0.3%の非磁性イオンによって  $T_{N2}$  が完全に消失することである。この現象は松原<sup>33)</sup>が指摘したように周期的な磁気構造が不純物によって不規則にピン止め、静的には高温相とも低温相とも区別がつかない多磁区構造となると解釈できる。中性子の(101)反射強度が非磁性イオンの濃度とともに急速に減り、図13にみられるように、温度の低下とともにわづかに移したことは、周期的磁気構造に対する非磁性イオンのピン止め効果の競合として理解できる。中性子弾性散乱強度の温度変化がこれまで微妙に異なっていたのも、不純物に敏感な磁気構造の特異性によるものと考えられる。

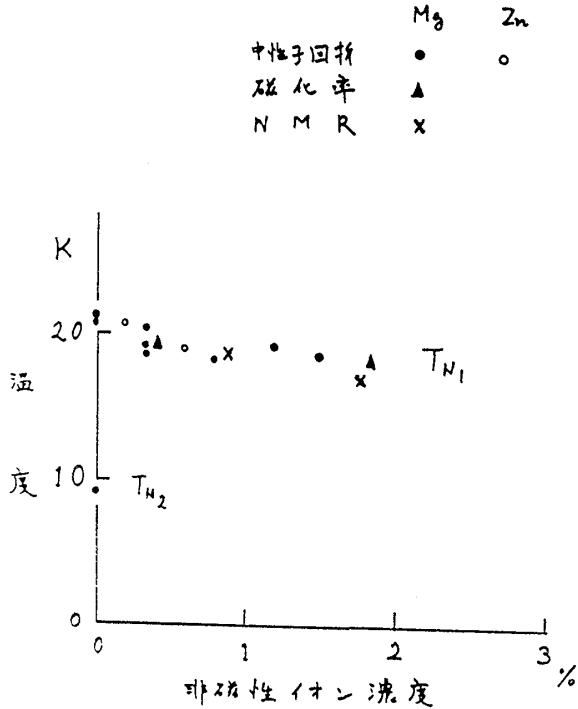


図12  $CsCo_{1-x}M_xCl_3$  の転移温度

非磁性イオンとして  $Mg^{++}$  を含む  $CsCoCl_3$  の磁化率を 5 kOe の磁場下測定した結果を 図14 に示す。非磁性イオンによって切断された磁気鎖の断片の中で奇数個のスピンをもつ断片は反強磁性スピン相間が充分長い温度領域では一つの常磁性スピンのように振舞う。この常磁性断片のために非磁性イオンを含む試料は  $CsCoCl_3$  より大きい磁化率をもつ。これらの常磁性断片も  $T_{N1}$  以下では磁気鎖間相互作用により反強磁性格子に組み込まれるが、フラストレーションにより周囲から分子場を受けない鎖上の奇数スピン断片はそのまま常磁性として残る。自由スピン数の変化に対応して磁化率の温度曲線は  $T_{N1}$  で折れ曲がる。  $T_{N2}$  でも同様の折れ曲がりも期待されるが、それららしい異常は見当らない。このことは非磁性イオンにより  $T_{N2}$  が消失するという中性子回折の結果と一致する。  $T_{N1}$  以下の磁化率の増分を、Curie-Weiss 則で解析すると得られたスピン数は自由な鎖上の奇数スピン断片の数とかなりよく一致する。

磁化率は  $Mg$  濃度によらず 3 K 付近で急激に減少する。これは常磁性断片

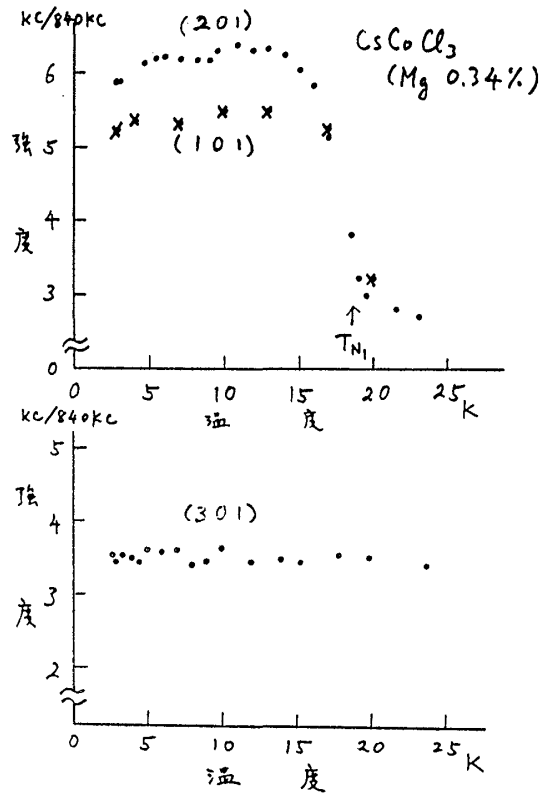


図13  $CsCo_{0.9966}Mg_{0.0034}$  の中性子散乱の積分強度

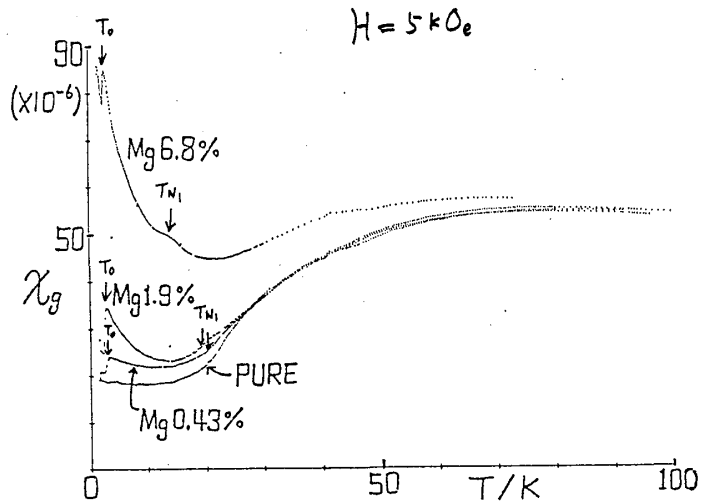


図14  $CsCo_{1-x}Mg_xCl_3$  の磁化率

か $\pi$ の温度下で強磁性格子に組込まれることを示している。Mg濃度依存性 $\pi$ とから、 $\pi$ の凍結に因する相互作用は、常磁性断片に隣接する6本の磁鎖に存在するMg位置で起るものと考えられる。すなわち隣接する鎖のMgは相殺されていた相互作用を局部的に生かすことである。断片一個一つに隣接するMgイオンは濃度による平均6個である。従って異常が起る温度が鎖間相互作用が0.5K位と推定される。これは鎖内相互作用の75Kと比べると約100分の1である。すなわちの温度において15%の磁化率が一定であることは、これらの相互作用の大きさを当然である。研究の初期の段階で、 $\pi$ 次元三角格子との対応からかなり強い第一近接鎖間相互作用を仮定したが、奇数スピンの断片が $\pi$ のように低温まで常磁性的に振舞い、ソリトンが自由に運動することから、 $\pi$ の下では第一近接相互作用はかなり小さいと考えられる。計算機実験の結果は<sup>34)</sup>単純立方格子下では第一近接鎖間相互作用がなくとも、c面の相互作用を考えれば同様の逐次転移が起ることを教えている。

CsCoCl<sub>3</sub>に<sup>57</sup>Feを加えてメスバウアー効果を測定したが、高温相と低温相では内部磁場が3倍も異なるという常識に反する結果を得た。動的な効果も含め今後の問題である。

六方晶ABX<sub>3</sub>化合物は三角格子下ではないが、その逐次相転移にはフラストレーションの効果が顕著である。フラストレーションのために磁気構造の縮退が高く、縮退した構造間の転移が容易なので、秩序状態も無秩序な要素と動的な性格をもつ。非磁性イオンによる著しい効果は、フラストレーション系の相転移が微妙なバランスの上で成立していることを明らかに示している。

これらの事の特に動的な性格についてはまだ我々は限られた知識しかもっていない。例えばCsCoCl<sub>3</sub>の副格子転換やソリトンの運動が止まる機構、非磁性イオンによる周期的磁気構造の乱れ、0Kにおける有限の $\alpha$ 成分、 $\pi$ でない事は多い。六方晶ABX<sub>3</sub>構造のような完全格子でのスピンの挙動がスピンプラスと似ていることが次第に明らかになりつつあることは大変興味深い。これらの問題の糸口をつかむために、我々は現在メスバウアー効果と高周波磁化率の測定を進めている。前者は局所的情報を後者は動的情報を与える。

以上の実験は京大化学の細代芳民、菊池彦光、飯塚貴弘、原田富彦、沖田拓士、中島盤、京大原子エネルギー研の千葉明朗、神戸常盤短大の足立公夫の諸氏と行なうたものである。中性子回折実験では京大原子炉の阿知波紀郎、川野真治、東大物性研の平川金四郎、竹藤雄而、内脇広明の諸氏、メスバウアー効果下では京大化研の新庄輝也氏にお世話になった。これらの方々は勿論、研究に御協力頂いた方々、便宜を計り、頂いた方々、議論を通じたり頂いた方々に厚くお礼を申し上げます。

## 参 考 文 献

1. N.Achiwa: J.Phys. Soc. Jpn. 27 (1969) 561.
2. M.Mekata and K.Adachi: J. Phys. Soc. Jpn. 44 (1978) 806.



3. M.Mekata, K.Adachi, H.Takaki and N.Achiwa: Proc. 12th Intern. Conf. Low Temp. Phys. (1970) 801.
4. T.Haseda, N.Wada, M.Hata and K.Amaya: Physica 108B (1981) 841.
5. H.Shiba: Solid State Commun. 41 (1982) 511.  
N.Suzuki: J. Phys. Soc. Jpn. 52 (1983) 3199.
6. K Adachi, N.Achiwa and M.Mekata: J. Phys. Soc. Jpn. 49 (1980) 545.
7. G.H.Wannier: Phys. Rev. 79 (1950) 357.
8. P.W.Anderson: Mat.Res. Bull. 8 (1973) 153.
9. M.Mekata: J. Phys. Soc. Jpn. 42 (1977) 76.
10. H.Takayama, K.Matsumoto, H.Kawahara and K.Wada: J. Phys. Soc. Jpn. 52 (1983) 2888.
11. S.Miyashita and H.Kawamura: J. Phys. Soc. Jpn. 54 (1985) 3385.
12. S.Miyashita: J. Phys. Soc. Jpn. 55 (1986) 227.
13. F.Matsubara: J. Phys. Soc. Jpn. 51 (1982) 2424.
14. K.Adachi, K.Takeda, F.Matsubara, M.Mekata and T.Haseda: J. Phys. Soc. Jpn. 52 (1983) 2202.
15. R.H.Clark and W.G.Moulton: Phys. Rev. B5 (1972) 788.
16. K.Adachi and M.Mekata: J. Phys. Soc. Jpn. 34 (1973) 269.
17. 足立公大, 網代芳民, 目光守, 竹田和義, 長谷田泰一郎: 神戸常盤短大紀要 7 (1985) 151.
18. P.B.Johnson, J.A.Rayne and S.A.Friedberg: J. Applied Phys. 50 (1979) 1853.
19. H.Hyodo, K.Iio and K.Nagata: J. Phys. Soc. Jpn. 52 (1983) Suppl. 73.
20. 目光守, 網代芳民, 内脇広明, 平川金四郎, 伊藤雄而: 未発表
21. 飯塚貴弘 1986 年度京都大学理学部修士論文
22. M.Mekata, Y.Ajiro and K.Adachi: J. Magn. Magn. Mat. 54-57 (1986) 1267.
23. F.Matsubara and S.Ikeda: Phys. Rev. 28 (1983) 4064.
24. K.Hirakawa and H.Yoshizawa: J. Phys. Soc. Jpn. 46 (1979) 455.
25. S.E.Nagler, W.J.Buyers, R.L.Armstrong and B.Briat: Phys. Rev. B27 (1983) 1784.
26. K.Adachi: J. Phys. Soc. Jpn. 50 (1981) 3904.
27. H.Shiba and K.Adachi: J. Phys. Soc. Jpn. 50 (1981) 3278.
28. 菊池彦光 1985 年度京都大学理学部修士論文
29. 網代芳民, 津田明朗, 沖田拓士: 未発表
30. J.P.Boucher, L.P.Renault, J.Rossa-Mignod, Y.Henry, J.Bouillot and G.Stirling: Phys. Rev. B31 (1985) 3015.
31. 原乙富彦 1986 年度京都大学理学部修士論文
32. J.Ferre, J.P.Jamet, J.P.Renault and B.Briat: J. Phys. C 16 (1983) 1099.
33. F.Matsubara: J. Phys. Soc. Jpn. 54 (1985) 1677, 55 (1986) 622.
34. D.Blankstein, M.Ma, A.N.Berker, G.S.Grest and C.M.Soukoulis: Phys. Rev. B29 (1984) 5250.