



Title	γ Mn合金における多重スピン密度波と格子変形
Author(s)	城, 健男
Citation	大阪大学低温センターだより. 1986, 55, p. 10-13
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/9795
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

γ Mn合金における多重スピン密度波と格子変形

理学部 城 健 男 (豊中 4121)

§ はじめに

磁性体において、その磁気構造の対称性が結晶構造のそれに反映している例は多い。ここでは Mn 合金において見られる比較的バラエティに富んだ格子変形に対し、多重スピン密度波という概念を用いて一つの理論的解釈を提案する。¹⁾

周期律表で Fe の隣に位置する Mn は、低温から温度が上がるにつれて、安定な結晶構造は α 、 β 、 γ (fcc)、 δ (bcc) 相と変化し融解点に達する事が知られている。Mn に他の元素を混ぜた合金は γ 即ち fcc 構造を広い温度範囲で示す。これらの合金はネール温度 T_N 以下で反強磁性秩序を示す。又温度を T 、Mn と合金を作る元素の濃度を x とした時、図 1 に模式的に示す相図が得られている。²⁾

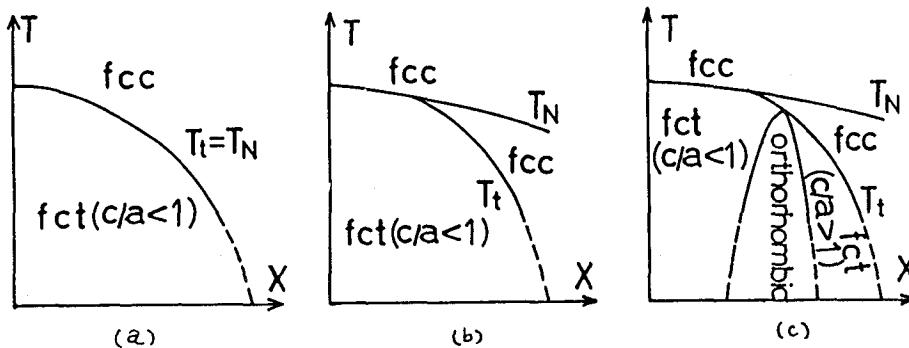


図 1. $Mn_{1-x}M_x$ 合金の立方対称相から正方対称相への転移温度 (T_t) とネール温度 (T_N) の模式図。 $M = Cu$ (a) $M = Fe$ (b) $M = Ni$ (c)

i) 図 1a では T_N と fcc 相から face centered tetragonal (fct) 相への転移温度 T_t は等しい。c 軸と a 軸の格子定数の比 c/a は 1 より小さい。Cu、Zn、Ge との合金がこれに属する。ii) 図 1b では、ある濃度 x までは T_t と T_N は等しいが、その濃度を越えると $T_t < T_N$ となる。fct 相では $c/a < 1$ である。Fe、Pd との合金がこれに属する。iii) 図 1c では ii) の特徴に加え、 $c/a > 1$ となる fct 相も現われ、 $c/a < 1$ の fct 相との間に斜方対称相 (orthorhombic phase) が存在する。Ni との合金がこれに属する。

T_N と T_t が等しいという事は磁気的秩序と格子歪が強く結合している事を示唆している。しかし T_t が T_N より低くなってしまうのは何故だろうか？ 又、MnNi 合金に見られる斜方対称相を含む複雑な相図と磁気構造との関係はどうなっているのだろうか？

§ fcc 格子上の多重スピン密度波

上記の合金はすべて第一種反強磁性構造と呼ばれる磁気秩序を持つ。fcc 格子上でのこの磁気構造の

例を図2 a に示す。xy面内では磁気モーメントは平行にそろっているが、z方向には磁気モーメント

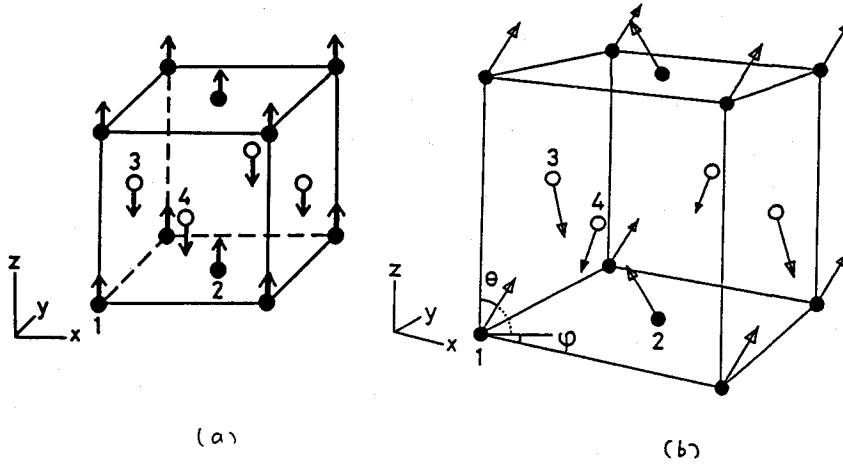


図2. fcc格子上の第一種反強磁性構造。

の向きが互いに反対の面を交互にくり返すというもので、今この構造を $|Q_z\rangle$ で表わす。fcc相ではこれ以外に、x、y方向に磁気モーメントの向きが互いに逆の面を交互にくり返す同等な磁気構造 $|Q_x\rangle, |Q_y\rangle$ が存在する。表題にある多重スピン密度波状態は、今の場合次の重ね合わせ

$$A_x |Q_x\rangle + A_y |Q_y\rangle + A_z |Q_z\rangle$$

で定義される。 A_x, A_y, A_z は規格化の条件 $A_x^2 + A_y^2 + A_z^2 = 1$ を満たす係数である。 $A_x = \sin \theta \cos \varphi, A_y = \sin \theta \sin \varphi, A_z = \cos \theta$ とした場合が図2 b に示されている（図では縦波を仮定しているが以下の議論では、縦波、横波のどちらでもよい）。多重スピン密度波状態のエネルギー E (A_x, A_y, A_z) は対称性の要請により

$$E(A_x, A_y, A_z) = E_0 + \alpha (A_x^4 + A_y^4 + A_z^4) + \dots$$

と展開できる (E_0, α は定数)。この式から明らかな事は、磁性体を記述するのはよく用いられる（古典的）ハイゼンベルグ模型では、上記の多重スピン密度波状態は互いに縮退しているという事である。

一方実験では、図1に示した各相でどのような多重スピン密度波が実現されているかは明らかになっていない。

§ 磁気秩序と格子歪

先に述べた T_t が T_N に等しいかそれより低い事及び c/a の1からのずれが数%であるため歪のエネルギーの大きさが磁気秩序のそれと同程度である事から、以下では磁気秩序と格子歪との結合を考える。

まず、今の多重スピン密度波を記述するのに、図3で示した3つのsingle-Q状態 $|Q_x\rangle, |Q_y\rangle, |Q_z\rangle$ を頂点に持つ正三角形を考えるのが便利である。この正三角形の各点は $|Q_x\rangle, |Q_y\rangle, |Q_z\rangle$ よりなる「3元合金」の「濃度」 A_x^2, A_y^2, A_z^2 を表わす。図2と図3を用いて磁気秩序と格子歪との結合の結果生ずる格子変形について直観的な説明をする。今の場合、fcc格子の最近接格子点にあるスピンは互いに逆向きになった時最も磁気エネルギーが下がる様になっている。fcc格子では、すべての最近接原子対のスピンが互いに逆向きになる事はできない。従って互いに逆向きの或いはそれに近い最近接スピン対とそうでないスピン対（例えれば互いに平行なスピン対）が共存する場合、逆向き或いはそれに近いスビ

ン対の原子間距離を縮め、そうでないスピノン対間の距離を拡げる事によりできるだけ磁気エネルギーを下げようとする。図3の正三角形の重心 ($A_x^2 = A_y^2 = A_z^2$ triple-Qと呼ばれる) の磁気構造では、図2 bで $\theta = \cos^{-1}(1/\sqrt{3})$ 、 $\phi = \pi/4$ とおいたものであり、すべての最近接スピノン対の相対的角度は等しい。従って格子変形を引き起こさず立方対称のままである。次に例えば single-Q の1つである $|Q_z\rangle$ (図2 a)を考えよう。x y面内ではスピノンは互いに平行であり、z方向には反平行になっている。従ってこの時z軸をc軸とすると $c/a < 1$ の fct相へと格子変形する。 $|Q_x\rangle$ 、 $|Q_y\rangle$ についても、それぞれx軸、y軸とする同様の変形が起こる。また重心と $|Q_x\rangle$ 、 $|Q_y\rangle$ 、 $|Q_z\rangle$ を結ぶ線上(破線)の磁気構造は $c/a < 1$ の fct相となる事も容易にわかる(例えば重心と $|Q_z\rangle$ を結ぶ破線上では $A_x^2 = A_y^2 < A_z^2$ である事に注意しよう)。図3で $|Q_x\rangle$ と $|Q_y\rangle$ の中点 ($A_x^2 = A_y^2$ 、 $A_z = 0$ double-Qと呼ばれる)の磁気構造(図2 bで $\theta = \pi/2$ 、 $\phi = \pi/4$)を考えよう。この時x y面内では互いにスピノンは逆向きになっているがz方向にはそうはない。従って、この時z軸をc軸とする $c/a > 1$ の fct相への格子変形が起こる。 $|Q_y\rangle$ と $|Q_z\rangle$ の中点、 $|Q_z\rangle$ と $|Q_x\rangle$ の中点に対応する状態についてもそれぞれx軸、y軸をc軸とする同様の格子変形が起こる。また、図3で重心から3つの辺に下した垂直二等分線上(点線)の磁気構造では $c/a > 1$ の fct相となる事も容易にわかる。正三角形上の以上述べた点以外の磁気構造は、すべて斜方対称相への格子変形を引き起こす。

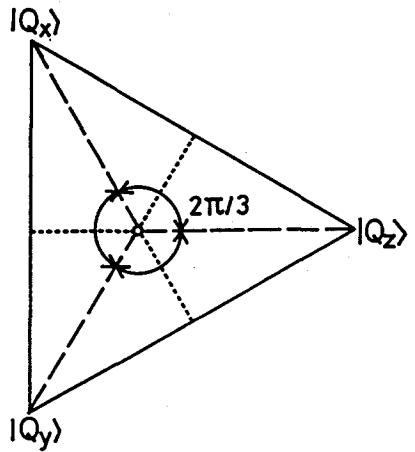


図3 $|Q_x\rangle$ 、 $|Q_y\rangle$ 、 $|Q_z\rangle$ より成る「3元合金」の「組成」を表わす正三角形

§ ランダウの現象論から得られる結果

1. fccからfctへの転移点とネール点の分岐点近傍

図1で $T_N = T_t$ なる領域は、常磁性状態から図3の破線で示した磁気構造(特別な場合として single-Qを含む)へ直接に転移する場合に対応する。また $T_N > T_t$ となる領域は、 $T = T_N$ で常磁性状態から Triple-Q(正三角形の重心)へ転移し、 $T = T_t$ で破線の構造へ転移(但し一次転移)する場合に対応する。図1 aで示した合金では、 T_N と T_t の分岐点に到達する前に反強磁性秩序が消滅するものと考えられる。

II. 斜方対称相が出現する点近傍

ランダウの現象論では、斜方対称相は図1 cで示したものとトポロジカルに同等な出現の仕方をする。 T_t 線上の斜方対称相が出現する点では2次転移であるが、 T_t 線上の他の点では1次転移である。このため、 T_t 線上での c/a の1からのはずれは、この点から離れるに従って0から連続的に有限値へと変化する。先に述べた様に、図3の三角形の重心からのずれは c/a の1からのはずれ(fctの場合)を表しているので、この点近傍では三角形の重心近傍の磁気構造が実現される。具体的には以下の様になる。

図1 cで斜方対称相が出現する点の近傍左側では、温度の低下と共に結晶構造は $fcc \rightarrow fcc \rightarrow fct (c/a < 1) \rightarrow orthorhombic$ と変化する。これに伴い磁気構造は図3で、常磁性→三角形の重心→重心

に近い破線部分→破線からずれた所、と変化する。又、反対側では結晶構造は温度の低下と共に fcc → fcc → fct ($c/a > 1$) → orthorhombic と変化する。これに伴い磁気構造は常磁性→三角形の重心→重心に近い点線部分→点線からずれた所、と変化する。fct から orthorhombic 相への転移は 2 次である。

§ 最後に

以上述べた理論的解釈が正しいかどうかは、実験で各相での磁気構造を直接観測する事（中性子散乱の実験ではこれは困難らしい）により分かる。まず反強磁性 fcc 相で triple-Q である事 ($|Q_x\rangle$ 、 $|Q_y\rangle$ 、 $|Q_z\rangle$ の磁区が同じ割合で共存する状態とは異なる) を確かめる必要がある。これが否定されれば、上述の解釈は誤りという事になり、少くともランダウの自由エネルギーに出てくる秩序変数に別の物理的意味を持たせなくてはならなくなる。

参考文献

- 1) T. Jo and K. Hirai : J. Phys. Soc. Jpn. **55** (1986) 2017.
- 2) N. Honda, Y. Tanji and Y. Nakagawa : J. Phys. Soc. Jpn. **41** (1976) 1931
及びそこでの引用文献。