



Title	$\gamma$ 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	<a href="https://hdl.handle.net/11094/9795">https://hdl.handle.net/11094/9795</a>
rights	
Note	

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

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

The University of Osaka

# γMn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。<sup>1)</sup>

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。<sup>2)</sup>

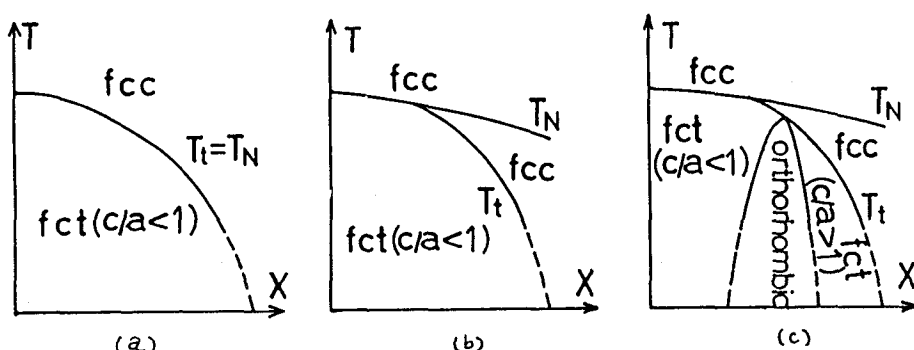


図1.  $Mn_{1-x}M_x$ 合金の立方対称相から正方対称相への転移温度( $T_t$ )とネール温度( $T_N$ )の模式図。 M=Cu (a) Fe (b) Ni (c)

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

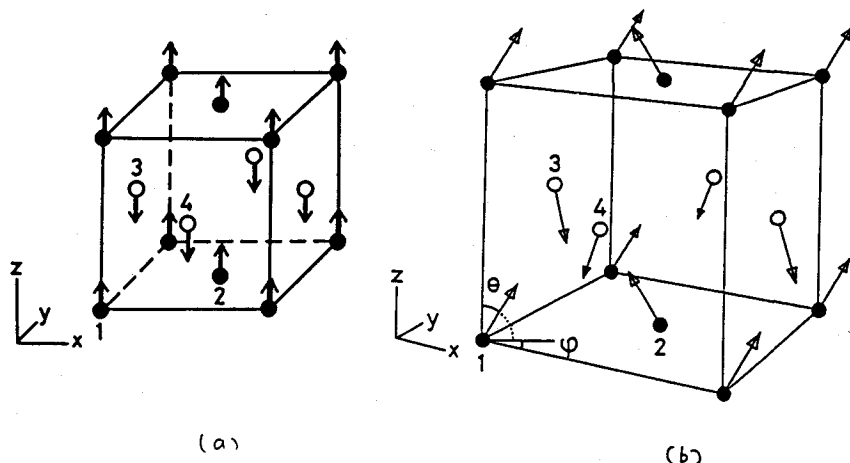


図2. fcc 格子上の第一種反強磁性構造。

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( $E_0, \alpha$  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。

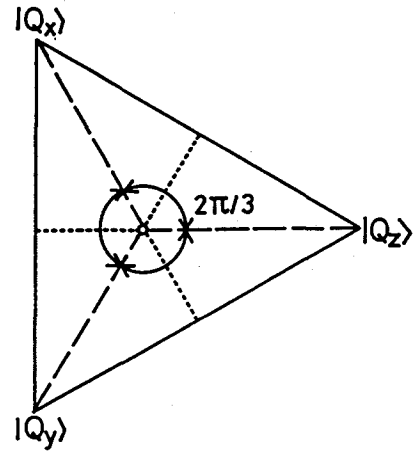
一方実験では、図1 に示した各相でどのような多重スピン密度波が実現されているかは明らかになっていない。

## § 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ピ

ン対の原子間距離を縮め、そうでないスピ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2bで  $\theta = \cos^{-1}(1/\sqrt{3})$ 、 $\varphi = \pi/4$  といったものであり、すべての最近接スピ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2a)を考えよう。xy面内ではスピ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  $|Q_x\rangle$ 、 $|Q_y\rangle$ 、 $|Q_z\rangle$  より成る「3元合金」の「組成」を表わす正三角形次に図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2bで  $\theta = \pi/2$ 、 $\varphi = \pi/4$ )を考えよう。この時xy面内では互いにスピンは逆向きになっているがz方向にはそうはなっていない。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。



## § ランダウの現象論から得られる結果

### Ⅰ. 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1a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1c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からのずれ(fctの場合)を表している、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1c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  $\rightarrow$  三角形の重心  $\rightarrow$  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  $\text{fcc} \rightarrow \text{fcc} \rightarrow \text{fct} (c/a > 1) \rightarrow \text{orthorhombic}$  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。 $\text{fct}$  から  $\text{orthorhombic}$  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  $\text{fcc}$  相で  $\text{triple-Q}$  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。