

# 体積磁歪のバンド理論

信州大・理 寺 尾 洵  
勝 木 渥

(12月15日受理)

## § 1. 序論

われわれは前論文<sup>1)</sup>(以下Iとよぶ)で、バンド巾 $W$ および電子間の有効交換相互作用 $J$ の格子定数への依存性を考慮することによって、 $0^\circ\text{K}$ における自発体積磁歪のバンド理論を strong ferromagnetism の場合について展開し、fcc Fe-Ni 合金系の自発体積磁歪の組成依存性について実験とよく一致する結果を得た。この論文では、Iと同じ立場に立ち、同じ基本的仮定に基づいて (§ 2), weak ferromagnetism の場合の  $0^\circ\text{K}$  における自発磁化の圧力依存性 (§ 3), 強制体積磁歪 (§ 4), 自発体積磁歪 (§ 5) の表式を与える。強制体積磁歪と自発体積磁歪の符号について、前者が正の場合後者は正・負両方の可能性があり、前者が負の場合後者は負でしかありえないことを示す。 $J$ が電子間の correlation を考慮した金森の理論<sup>2)</sup>で与えられるときには、 $0^\circ\text{K}$ の強制体積磁歪はつねに正であることが示される (§ 6)。この結論に相反するような、つまり強制体積磁歪が低温で負であるような強磁性金属合金はまだ見出されていない。<sup>3)</sup> Ni<sup>4)</sup> や Fe<sup>5)</sup> の自発体積磁歪が負であるのに、強制体積磁歪が正である<sup>5-9)</sup> という一見奇妙な現象が上述のことから容易に理解される (§ 7)。強制体積磁歪、自発体積磁歪とバンド構造(状態密度)との関係についての便利な図式的表現法を与える (§ 8)。

## § 2. 基本的な仮定

われわれは、体積磁歪のメカニズムを、体積変化に伴う電子系のエネルギーの変化が磁化の変化をもたらすこと、或は逆に、磁化の変化に伴う電子系

のエネルギーの変化が体積変化をもたらすことに求める。Iと同様に、電子系のエネルギーへの体積変化の効果は、バンドの底のエネルギーを shift させること、バンド巾  $W$  を変化させること、有効交換相互作用  $J$  を変化させることとしてあらわれると考え、状態密度の原型は変化しないと考える。

1原子あたり  $n$  コの電子 (または hole) よりなる系の、常磁性状態および強磁性状態での1原子あたりのエネルギー  $E^P, E^f$  は、電子間相互作用を有効交換相互作用として分子場近似で取扱えば、

$$E^P = 2 \int_0^{\epsilon^P} \epsilon \nu(\epsilon) d\epsilon - nB \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$E^f = \int_0^{\epsilon^+} \epsilon \nu(\epsilon) d\epsilon + \int_0^{\epsilon^-} \epsilon \nu(\epsilon) d\epsilon - nB - 2m^2 J \quad \dots\dots\dots (2)$$

であたえられる。ここで  $\nu(\epsilon)$  は原子あたりの体積 (以下単に体積とよぶ) が  $U$  であるときの、原子あたりスピン方向あたりの状態密度であり、+、- スピン・バンドでその形は同じであると仮定されている。1電子状態のエネルギー  $\epsilon$  はバンドの底から測られており、 $-B$  はある絶対的なエネルギー原点から測ったときの常磁性状態でのバンドの底のエネルギーであり、強磁性状態では  $\pm$  スピン・バンドの底のエネルギーを  $-B^\pm$  とすれば  $B = (B^+ + B^-) / 2$  である。 $\epsilon^P, \epsilon^\pm$  は常磁性状態の、および強磁性状態の  $\pm$  スピン・バンドのフェルミ・レベルで、

$$n = 2 \int_0^{\epsilon^P} \nu(\epsilon) d\epsilon \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$n^\pm = \int_0^{\epsilon^\pm} \nu(\epsilon) d\epsilon \quad \dots\dots\dots (4)$$

の関係をみたしている。ここで  $n^\pm$  はこの強磁性状態での  $\pm$  スピン・バンドにある電子数で、(2)の  $m$  は

$$m \equiv (n^+ - n^-) / 2 \quad \dots\dots\dots (5)$$

で定義される。原子あたりの磁化  $\mu$  は  $\mu = 2m\mu_B$  ( $\mu_B$ : ボーア磁子) であたえられるので、以下では  $m$  を磁化とよぶことにする。 $J$  は有効交換相互作用

で分子場係数に相当する。Stoner<sup>10)</sup> の  $\theta'$  であらわせば、 $J = \kappa \theta' / n$  であり、志水<sup>11)</sup> の  $\alpha$  であらわせば  $J = \mu_B^2 N \alpha$  ( $N$  は系に属する原子数) である。また Curie 温度は  $2 J \int_0^\infty \nu(\epsilon) \left| \frac{\partial f}{\partial \epsilon} \right| \alpha \epsilon = 1$  ( $f$  はフェルミ分布函数) から決められる。 $n^\pm$  は  $n^+ + n^- = n$  の条件下で  $E^f$  を最小にするような値をとる。 $E^f$  が極(小)値をとるような  $n^\pm$  に対しては

$$\Delta \zeta \equiv \epsilon^+ - \epsilon^- = 2 (n^+ - n^-) J \equiv 4 m J \quad (6)$$

が成立つ。<sup>11, 12)</sup>  $\Delta \zeta$  は  $B^+ - B^-$  にも等しい。 $m$  はまた次の関係をみたす。

$$m = \int_{\epsilon^-}^{\epsilon^+} \nu(\epsilon) d\epsilon = \int_{\epsilon_P}^{\epsilon^+} \nu(\epsilon) d\epsilon = \frac{1}{2} \int_{\epsilon^-}^{\epsilon^+} \nu(\epsilon) d\epsilon \quad (7)$$

$E^f$  の kinetic part ((2)の第1項と第2項の和) を  $E^f_{(kin)}$  とかけば、(4)

(5)を用いて

$$\frac{\partial E^f_{(kin)}}{\partial m} = \epsilon^+ \nu(\epsilon^+) \frac{\partial \epsilon^+}{\partial m} + \epsilon^- \nu(\epsilon^-) \frac{\partial \epsilon^-}{\partial m} = \Delta \zeta$$

である<sup>11, 12)</sup>から

$$E^f_{(kin)} = \int^m \Delta \zeta(m) dm \quad (8)$$

とかける。従って、体積が  $U$  のとき、磁化  $m$  と磁化  $m_0$  の状態での電子系の kinetic energy の差は

$$\begin{aligned} E^m_{(kin)} - E^{m_0}_{(kin)} &= \int_{\epsilon_0^+}^{\epsilon^+} \epsilon \nu(\epsilon) d\epsilon + \int_{\epsilon_0^-}^{\epsilon^-} \epsilon \nu(\epsilon) d\epsilon \\ &= \int_{m_0}^m \Delta \zeta(m) dm \quad (9) \end{aligned}$$

で与えられる。I の場合と同様に、われわれは状態密度への体積変化の影響は、たゞバンド巾を一様にせばめたり広げたりすることを通じてのみあらわれ、状態密度の形を変えない、即ち、バンド巾で規格化すれば状態密度は不

である、と仮定する。つまり、体積がある標準の状態  $V_0$  であるときのバンド巾を  $W_0$ ，状態密度を  $\nu_0(\epsilon)$ ，体積が  $V$  であるときのそれらを  $W$ ， $\nu(\epsilon)$  とすれば、

$$W\nu(xW) = W_0\nu_0(xW_0) \quad (10)$$

が成立つものと仮定する。遷移金属の圧縮率が小さいこと、磁気体積効果が一般的に小さいこと等を考えれば、この仮定のもたらす誤差は実際には小さいとみなせるだろう。

$V$  によらない次のような関数を導入しておくと便利である。

$$\begin{aligned} \rho(x) &\equiv \nu_0(xW_0) \\ n(x) &\equiv W_0 \int_0^x \rho_0(x) dx \\ Y(x) &\equiv W_0 \int_0^x x \rho_0(x) dx \end{aligned} \quad (11)$$

これらを用いれば、仮定(10)のもとで

$$E^P = 2WY(x^P) - nB \quad (1')$$

$$E^f = W\{Y(x^+) + Y(x^-)\} - nB - 2m^2 J \quad (2')$$

$$\frac{dY}{dx} = \epsilon_0 \nu_0(\epsilon_0) = \epsilon \nu(\epsilon) \quad (12)$$

$$\text{ただし } \epsilon_0 = xW_0, \quad \epsilon = xW$$

### § 3. 自発磁化の圧力依存性

金属強磁性体に圧力(静水圧)を加えて体積を変化させる際の自発磁化の変化をバンド理論の観点からしらべる。圧力の加わっていない状態を標準の状態と考え、体積を  $V_0$ ，状態密度を  $\nu_0(\epsilon)$ ，バンド巾を  $W_0$ ，磁化を  $m_0$  とし、圧力を加えた状態でのそれらを  $V$ ， $\nu(\epsilon)$ ， $W$ ， $m$  とする。任意の  $m$  の値に対して(7)から

$$\int_{\epsilon_0^-}^{\epsilon_0^+} \nu_0(\epsilon) d\epsilon = \int_{\epsilon^-}^{\epsilon^+} \nu(\epsilon) d\epsilon$$

が成立つから、これに  $\Delta\zeta$  の定義(6)と仮定(10)を用いると、任意の  $m$  に対して

$$\frac{\Delta\zeta(m)}{W} = \frac{\Delta\zeta_0(m)}{W_0} \quad (13)$$

が成立つ。圧力を加えた状態でのエネルギーは

$$E^f = W \{ Y(x^+) + Y(x^-) \} - nB - 2m^2 J \quad (14)$$

であたえられる。実際に現われる  $m$  の値は  $E^f$  が極小値をとるようなものであるが、そのような  $m$  に対しては

$$\Delta\zeta(m) = 4mJ \quad (15)$$

が成立つ。(13)を用いて左辺を書き変えると

$$\frac{W}{W_0} \Delta\zeta_0(m) = 4mJ \quad (16)$$

$W$ ,  $J$  は体積変化に伴って変化するが、 $m$  は  $W$  および  $J$  の変化に伴って変化する。体積変化の 2 次以下の項を無視すれば

$$W = W_0 + W' dv$$

$$J = J_0 + J' dv$$

$$m = m_0 + \frac{dm}{dv} dv$$

たゞし (17)

$$W' \equiv \left( \frac{dW}{dv} \right)_{v_0}, \quad J' \equiv \left( \frac{dJ}{dv} \right)_{v_0},$$

$$\frac{dm}{dv} = \left( \frac{\partial m}{\partial W} \right) W' + \left( \frac{\partial m}{\partial J} \right) J'$$

(17)を(16)に入れて整理すれば、

$$(16)の左辺) = \Delta\zeta_0(m_0) + \frac{\partial \Delta\zeta_0}{\partial m_0} \frac{dm}{dv} dv + \frac{W}{W_0} \Delta\zeta_0(m_0) dv,$$

$$(16)の右辺) = 4m_0 J_0 + 4m_0 J' dv + 4J_0 \frac{dm}{dv} dv$$

(5), (6), (7)から分るように

$$\frac{\partial \Delta\zeta_0}{\partial m_0} = \frac{1}{\nu_0(\epsilon_0^f)} + \frac{1}{\nu_0(\epsilon_0^g)}$$

であり、<sup>12)</sup> また  $\Delta\zeta_0 = 4m_0 J_0$  であるから、結局

$$\frac{dm}{dv} = \frac{4m_0 J_0 \left\{ \frac{W'}{W_0} - \frac{J'}{J_0} \right\}}{\frac{1}{\nu_0(\epsilon_0^+)} + \frac{1}{\nu_0(\epsilon_0^-)} - 4J_0}$$

を得る。圧縮率を  $\kappa$  とすれば  $dv = -\kappa V_0 dp$  であるから、

$$\frac{dm}{dp} = \kappa V_0 \frac{4m_0 J_0 \left\{ \frac{W'}{W_0} - \frac{J'}{J_0} \right\}}{\frac{1}{\nu_0(\epsilon_0^+)} + \frac{1}{\nu_0(\epsilon_0^-)} - 4J_0} \quad (18)$$

強磁性状態が出現するためには  $J_0 > 0$  でなくてはならず、その強磁性状態が安定であるためには(18)の分母が正でなくてはならない<sup>11, 12)</sup>から、 $dm/dp$ の符号と  $(W'/W_0 - J'/J_0)$ の符号とは相等しい。また  $0^\circ K$  での原子あたりの高磁場帯磁率  $x_{hf}$ <sup>13)</sup>

$$x_{hf} = \frac{4\mu_B^2}{\frac{1}{\nu_0(\epsilon_0^+)} + \frac{1}{\nu_0(\epsilon_0^-)}}$$

を用いれば ( $x_{hf}$  の導出については (26) を見よ)

$$\frac{dm}{dp} = \frac{\kappa V_0 m_0 J_0 x_{hf}}{\mu_B^2} \left\{ \frac{W'}{W_0} - \frac{J'}{J_0} \right\} \quad (18)$$

#### § 4. 強制体積磁歪

強制体積磁歪は、熱力学的恒等式

$$\frac{dv}{dH} = -2\mu_B \frac{dm}{dp} \quad (19)$$

を用いて、(18) から直接導きうるが、§ 5 の自発体積磁歪の議論とも関係があるので、われわれの考え方を明確にする意味で、§ 2, § 3 で展開したような考え方に基いて導いてみる。結果は勿論(19)をみたく。

今、磁場のかかっていない状態を標準の状態と考え、体積、状態密度、バンド巾、磁化をそれぞれ  $V_0, \nu_0(\epsilon), W_0, m_0$  とする。磁場をかけると磁化が増大して  $m$  となり、その結果磁気体積効果によって体積は  $V_0$  から  $V$  に変る。この体積変化の結果  $J_0$  は  $J$  に、 $W_0$  は  $W$  に、 $\epsilon_0^\pm$  は  $\epsilon^\pm$  に変る。これらの変化がまた  $m$  に影響をおよぼすので、これらの量はすべて、つじつまがかりように決められなければならない。磁場がかかって平衡に達した状態での電子系のエネルギーは

$$E_H^f = W \{ Y(x^+) + Y(x^-) \} - nB - 2m_H^2 J - 2\mu_B m_H H \quad (20)$$

となる。 $E_H^f$  を極小にする  $m_H$  は

$$\Delta \zeta(m_H) = 4m_H J + 2\mu_B H \quad (21)$$

なる関係をみだす。

I で考えたのと同様に、体積を決定するのは、core による反撥力  $K$  とバンド電子による凝集力の  $P$  のつりあいだと考える。I では  $K$  や  $P$  を原子間の力と考えたが、ここでは内部張力あるいは内部圧力と考える。I では実現する格子定数  $a \sim a_0$  近傍で  $\partial K / \partial a \sim \text{const.}$  と考えたが、ここでも同様に、実現する体積  $V \sim V_0$  近傍で  $K' \equiv \partial K / \partial V = \text{const.}$  と考える。 $V = V_0$  での  $K$  の値を  $K_0$ 、 $V = V_H (= V_0 + \Delta V)$  でのそれを  $K = K_0 + K' \Delta V$  とすれば ( $-K' \kappa V_0 = 1$ )、 $H = 0$  のとき

$$\begin{aligned} K_0 = P_0 &\equiv \left( \frac{\partial E_0^f}{\partial v} \right)_{v=v_0} \\ &= W' \{ Y(x_0^+) + Y(x_0^-) \} + W_0 \left\{ Y'(x_0^+) \frac{dx_0^+}{dv} + Y'(x_0^-) \frac{dx_0^-}{dv} \right\} \\ &\quad - nB' - 4m_0^2 J_0 \frac{dm}{dv} - 2m_0^2 J' \quad (22) \end{aligned}$$

ただし、 $Y' \equiv \frac{dY}{dx}$ 、 $B' \equiv \frac{\partial B}{\partial V}$  である。(22)の第2項と第4項とは、(6)  
(7)、(12)を用いれば互いに消しあうことがわかる。

$H = H$  のとき

$$\begin{aligned}
 K = P &\equiv \left( \frac{\partial E_H^A}{\partial v} \right)_{v=v_H} \\
 &= W \{ Y(x^+) + Y(x^-) \} + W \left\{ Y'(x^+) \frac{dx^+}{dv} + Y'(x^-) \frac{dx^-}{dv} \right\} \\
 &\quad - n B' - 4 m_H J \frac{dm}{dv} - 2 m_H^2 J' - 2 \mu_B H \frac{dm}{dv} \dots \dots \dots (23)
 \end{aligned}$$

(23)の第2項と第4項と第6項とが互に打消しあうことが、(7)、(12)、(21)  
からわかる。(22)、(23)から(9)を用いて

$$\begin{aligned}
 - \frac{\Delta V}{\kappa v_0} &= P - P_0 \\
 &= \frac{W'}{W_0} \int_{m_0}^{m_H} \Delta \zeta_0(m) dm - 2(m_H^2 - m_0^2) J' \dots \dots \dots (24)
 \end{aligned}$$

ここで、Iと同様、 $W'$ 、 $J'$ 、 $B'$ は体積によらず一定であるとした。

$\omega_H = (V_H - V_0) / V_0$  とおけば

$$\omega_H = -\kappa \left\{ \frac{W'}{W_0} \int_{m_0}^{m_H} \Delta \zeta_0(m) dm - 2(m_H^2 - m_0^2) J' \right\} \dots \dots \dots (25)$$

$H$ が小さいとき(25)は

$$(\text{左辺}) = \frac{\partial \omega_H}{\partial H} H$$

$$(\text{右辺}) = -\kappa \left\{ \frac{W'}{W_0} \Delta \zeta_0(m_0) \left( \frac{\partial m_H}{\partial H} \right) H - 4 m_0 J' \left( \frac{\partial m_H}{\partial H} \right) H \right\}$$

他方  $\Delta \zeta_0(m_H) = 4 m_H J_0 + 2 \mu_B H$  を

$$\Delta \zeta_0(m_0) + \frac{\partial \Delta \zeta_0}{\partial m} \frac{\partial m_H}{\partial H} H = 4 m_0 J_0 + 4 J_0 \left( \frac{\partial m_H}{\partial H} \right) H + 2 \mu_B H$$



と展開し、 $\Delta\zeta_0(m_0) = 4m_0 J_0$  を用いれば、

$$x_{hf}^* \equiv \frac{\partial m_H}{\partial H} = \frac{2\mu_B}{\frac{1}{\nu_0(\epsilon_0^+)} + \frac{1}{\nu_0(\epsilon_0^-)} - 4J_0} \dots\dots\dots (26)$$

を得る。これから結局

$$3h'_0 \equiv \frac{\partial \omega_H}{\partial H} = -2\mu_B \kappa \frac{4m_0 J_0 \left[ \frac{W'}{W_0} - \frac{J'}{J_0} \right]}{\frac{1}{\nu_0(\epsilon_0^+)} + \frac{1}{\nu_0(\epsilon_0^-)} - 4J_0} \dots\dots\dots (27)$$

(18)と比べれば分るように、これは(19)をみたらす。 $x_{hf}$ を用いれば

$$3h'_0 \equiv \frac{\partial \omega_H}{\partial H} = -\frac{2\kappa m_0 J_0 x_{hf}}{\mu_B} \left[ \frac{W'}{W_0} - \frac{J'}{J_0} \right] \dots\dots\dots (27')$$

(27)と類似の式は、すでに Stoelinga<sup>7)</sup> によって得られており、 $h'_0$  と  $x_{hf}$  の相関についても彼らによって論じられている。<sup>14)</sup> (27)から明らかのように、 $h'_0$  の符号は  $(W'/W_0 - J'/J_0)$  のそれとは逆である。

§ 5. 自発体積磁歪

strong ferromagnetism の場合の自発体積磁歪を I で論じ、Fe-Ni 合金の自発体積磁歪を評価して、インバー合金の大きな自発体積磁歪がバンド・モデルによって理解できることを示した。ただそこでは、strong ferromagnetism の場合を論じたので、体積の変化による W, J の変化のために m が変化することを考えなくてよかった。weak ferromagnetism の場合にはこの効果も考慮に入れておかななくてはならない。これは (22) の第 2 項のような  $x_{\pm}$  の体積依存性の項と、第 4 項のような m の体積依存性の項としてあらわれるが、平衡状態では (22) においてそうであったように、結局は互いに打消しあってしまう。

基準の状態として、 $0^\circ \text{K}$  での強磁性状態 (磁化  $m_0$ ) をとり、体積、状態密度、バンド巾を  $V_0, \nu_0(\epsilon), W_0$  とする。また  $0^\circ \text{K}$  での常磁性状態を想定し、そこでのそれらを  $V_P, \nu(\epsilon), W$  とする。(25)を導いたのと全く同様にして、

$$\omega_s = -\kappa \left\{ \frac{W'}{W_0} \int_0^{m_0} \Delta\zeta_0(m) dm - 2m_0^2 J' \right\} \quad (28)$$

ただし  $\omega_s \equiv (V_0 - V_P)/V_0$ 。(28)を変形すれば、

$$\omega_s = -\kappa \int_0^{m_0} \Delta\zeta_0(m) dm \left[ \frac{W'}{W_0} - \eta \frac{J'}{J_0} \right] \quad (28')$$

ここで

$$\eta \equiv \frac{2m_0^2 J_0}{\int_0^{m_0} \Delta\zeta_0(m) dm}$$

$\int_0^{m_0} \Delta\zeta_0(m) dm > 0$  であるから、 $\omega_s$  の符号は  $(W'/W_0 - \eta J'/J_0)$  の符号と反対である。強磁性出現のための志水<sup>11)</sup>の条件より、 $\eta > 1$ 。(28)を更に別の形でかけば  $\int_0^{m_0} \Delta\zeta_0(m) dm = E_0^f(\text{kin}) - E_0^P(\text{kin})$  であるから、

$$\frac{\omega_s}{\kappa} = \frac{E_0^f(\text{kin}) - E_0^P(\text{kin})}{W_0} (-W') + 2m_0^2 J' \quad (28'')$$

われわれは I で  $\omega_s$  をこの形で与えた。

## § 6. 体積磁歪の符号

(27)から明らかのように

$$\text{sign } h'_0 = \text{sign} \left[ -\frac{W'}{W_0} + \frac{J'}{J_0} \right] \quad (30)$$

また (28') から明らかのように

$$\text{sign } \omega_s = \text{sign} \left[ -\frac{W'}{W_0} + \eta \frac{J'}{J_0} \right] \quad (31)$$

$W' < 0, \eta > 1$  であることから,  $h'_0$  と  $\omega_s$  の符号について

i)  $h'_0 > 0, \omega_s > 0$  ;

ii)  $h'_0 > 0, \omega_s < 0$  ;

iii)  $h'_0 < 0, \omega_s > 0$  ;

の3つの場合しか起らないことが分る。即ち

iv)  $h'_0 > 0, \omega_s > 0$  ;

は起りえない。

つぎに  $h'_0$  の符号について考察する。

$$\lambda = \frac{J'}{J_0} / \frac{W'}{W_0} = \frac{\partial \ln J}{\partial V} / \frac{\partial \ln W}{\partial V} \quad (32)$$

なる  $\lambda$  を導入する。これを用いれば,

$$\text{sign } h'_0 = \text{sign} (1 - \lambda)$$

$\lambda < 0$  (つまり  $J' > 0$ ) のとき明らかに  $h'_0 > 0$  であるので, 以下  $\lambda > 0$  の場合を考察する。このときは  $\partial \ln W / \partial V, \partial \ln J / \partial V$  が共に負であるので,  $\lambda > 1$  のときは  $\partial \ln W / \partial V > \partial \ln J / \partial V$ , 変形して

$$\partial (\ln j) / \partial V < 0, \text{ ただし } j \equiv J/W.$$

$0 < \lambda < 1$  のときは同様にして,  $\partial (\ln j) / \partial V > 0$ .

従って,

$$\begin{aligned} \frac{\partial j}{\partial V} < 0 \quad \text{ならば} \quad h'_0 < 0 \\ \frac{\partial j}{\partial V} > 0 \quad \text{ならば} \quad h'_0 > 0 \end{aligned} \quad (33)$$

となる。

寺尾・勝木渥

金森<sup>2)</sup>は電子間の correlation を考慮して、有効交換相互作用  $J$  が、

$$J = \frac{U}{1+U/W}$$

で与えられることを示した。ここで  $U$  は原子内クーロン相互作用であるので、 $V$  には依存しないとみなせば、 $W' < 0$  であるから

$$\frac{\partial j}{\partial V} = \frac{\partial}{\partial V} \left( \frac{U}{U+W} \right) > 0 \quad \dots\dots\dots (34)$$

がえられる。つまり (33) から  $h'_0 > 0$  となる。従って金属強磁性体で実際に起りうるのは

i)  $h'_0 > 0, \omega_s > 0$  か

ii)  $h'_0 > 0, \omega_s < 0$  か

のどちらかの場合である。つまり、自発体積磁歪の符号如何にかかわらず、 $0^\circ \text{K}$  で磁場をかければ体積は必ず増し、圧力をかければ磁化は必ず減少する。

### § 7 体積磁歪の実験事実

金属強磁性の、体温における強制体積磁歪または自発磁化の圧力変化の実験は、最近次のような人々によって、いろいろなものに対してなされている。

Stoelinga et al.<sup>8)</sup> : (1.5°K), Ni, Fe, bcc Fe-Ni 合金, bcc および fcc Fe-Co 合金, fcc Ni-Co 合金; ( $d\omega/dH$ ).

Gersdorf et al.<sup>6)</sup> : (4°K), Fe, Fe-Si, Fe-Al, Fe-Be-Al, Fe-Ge, Fe-Sn 合金; ( $d\omega/dH$ ).

Ogawa and Waki<sup>15)</sup> : (4.2°K), Zr Zn<sub>2</sub>; ( $d\omega/dH$ )

Kondorsky and Sedov<sup>16)</sup> : (4.2°K), bcc および fcc Fe-Ni 合金; ( $dm/dp$ ).

Tatsumoto et al.<sup>9)</sup> : (200°K), Fe, Ni; ( $dm/dp$ )

これらはすべて  $d\omega/dH > 0$  または  $dm/dp < 0$  の結果を与えている。また最近の学会講演での Invar 領域の Fe-Ni 合金の強制磁歪についての広根らの報告<sup>17)</sup> も同じ結果を与えている。また徳永と丹下<sup>18)</sup> は Ni の強制磁歪が約 0.7 Tc の温度で低温での正から高温での負へと符号を変えることを報告している。他方 Ni の  $\omega_s$  は熱膨脹異常から負であり、<sup>4)</sup> 同様に Fe の  $\omega_s$  も低温で負であることを Gersdorf<sup>5)</sup> は熱膨脹異常から評価している。fcc Fe-Ni 合金でも Ni の原子濃度が 70% 以下のものは  $\omega_s > 0$ 、70% 以上のものは  $\omega_s < 0$  であることが熱膨脹異常から期待されるが、<sup>19)</sup> 他方  $dm/dp$  は低温でこれら合金に対して負である<sup>16)</sup> (即ち、 $h'_0$  は正である。ことに注意すべきである)。

Lee は、磁歪についての総合報告<sup>20)</sup> の中で、熱膨脹係数の異常部分の符号はつねに  $h'_0$  の符号と逆である (つまり  $\omega_s$  と  $h'_0$  の符号はひとしい) とのべているが、彼の議論が実験と矛盾していることは上の事実からも明らかであろう。彼の議論からは、Fe, Ni および Ni-rich Fe-Ni 合金の  $\omega_s$  が負であるのに  $h'_0$  が正である事実は理解できない。しかし、われわれの議論によれば、これは何ら不思議なことではない。Ni や Fe は、i) の場合なのであり Invar などは ii) の場合なのである。また、Lee は Curie 温度の圧力変化  $dT_c/dp$  と  $h'_0$  の符号はつねに逆であるとのべているが、Curie 温度の圧力変化を与える彼の (7.5) 式からいえることは、 $h'_0 < 0$  ならば必ず  $dT_c/dp > 0$  であるが、 $h'_0 > 0$  の場合には  $dT_c/dp$  は正・負両方の可能性があるということである。

以上のことから、金属強磁性体の体積磁歪を論ずる際には、J の体積変化のみならず、バンド構造の体積変化も考慮しなければならないといえるであろう。  $W' < 0$  であるから、(18) から明らかなように、 $dm/dp > 0$  は必ずしも  $J' > 0$  を意味するものではないことに注意しておこう。

(なお、 $\omega_s$  の符号にかかわらず、低温でつねに  $h'_0 > 0$  であるとの結論を

えたのち東北大金研の藤森啓安博士に実験事実についてといあわせた所、  
「磁歪や圧効果のデータを沢山もっている広根研などで議論してもら  
ったが、低温で  $h_0 < 0$  のものは見つからなかった」旨の手紙<sup>3)</sup>をいた  
だいたことを付記しておく。)

§ 8 図式的表現法

強制体積磁歪，自発体積磁歪とバンド構造（状態密度）の関係は，強磁性  
出現条件の議論の際，志水<sup>1)</sup>が用いたのと類似の図式で便利に表現するこ  
ができる。(28)を変形して

$$-\frac{\omega_s W_0}{\kappa W'} = \int_0^{m_0} \Delta\zeta_0(m) dm - 2m_0^2 \lambda J_0 \quad (35)$$

また(27)をHが小さいとして変形すれば

$$-\frac{\omega_H W_0}{\kappa W'} = 4m_0 J_0 \chi_{hf}^* H [1 - \lambda J_0] \quad (36)$$

ここで  $\chi_{hf}^*$ ， $\lambda$ は(26)，(32)で与えられる。志水にならい，磁化mをた  
て軸に，exchange splitting  $\Delta\zeta_0$ をよこ軸にとる。 $\nu_0(\epsilon)$ と  $\omega_0^p$ の位置か  
らきまる  $\Delta\zeta_0(m)$  曲線Cをかき，他方  $\Delta\zeta_0 = 4mJ_0$  なる直線J，および  $\Delta\zeta_0$   
 $= 4m\lambda J_0$  なる直線J'をひく(Fig. 1)。原点をO，CとJとの交点を  
S，CとJ'との交点(もしあれば)をQ，等とする。強磁性出現条件  $\eta >$   
1は，

$$(\text{面積 OKSSMO}) > (\text{面積 OPQRSS'MO})$$

という条件にひとしい。(35)の右辺は

$$(\text{面積 OPQRSS'MO}) - (\text{面積 OGQHS'MO})$$

に，つまり図で影をつけた部分の面積にひとしい。ただしJ'の左にある部  
分すなわちOGQPOの面積は負とする。磁場Hをかけたときは，直線Jを  
 $2\mu_H H$  だけ右にずらす。Cとの交点をTとする。(36)の右辺は  $H \rightarrow 0$  の

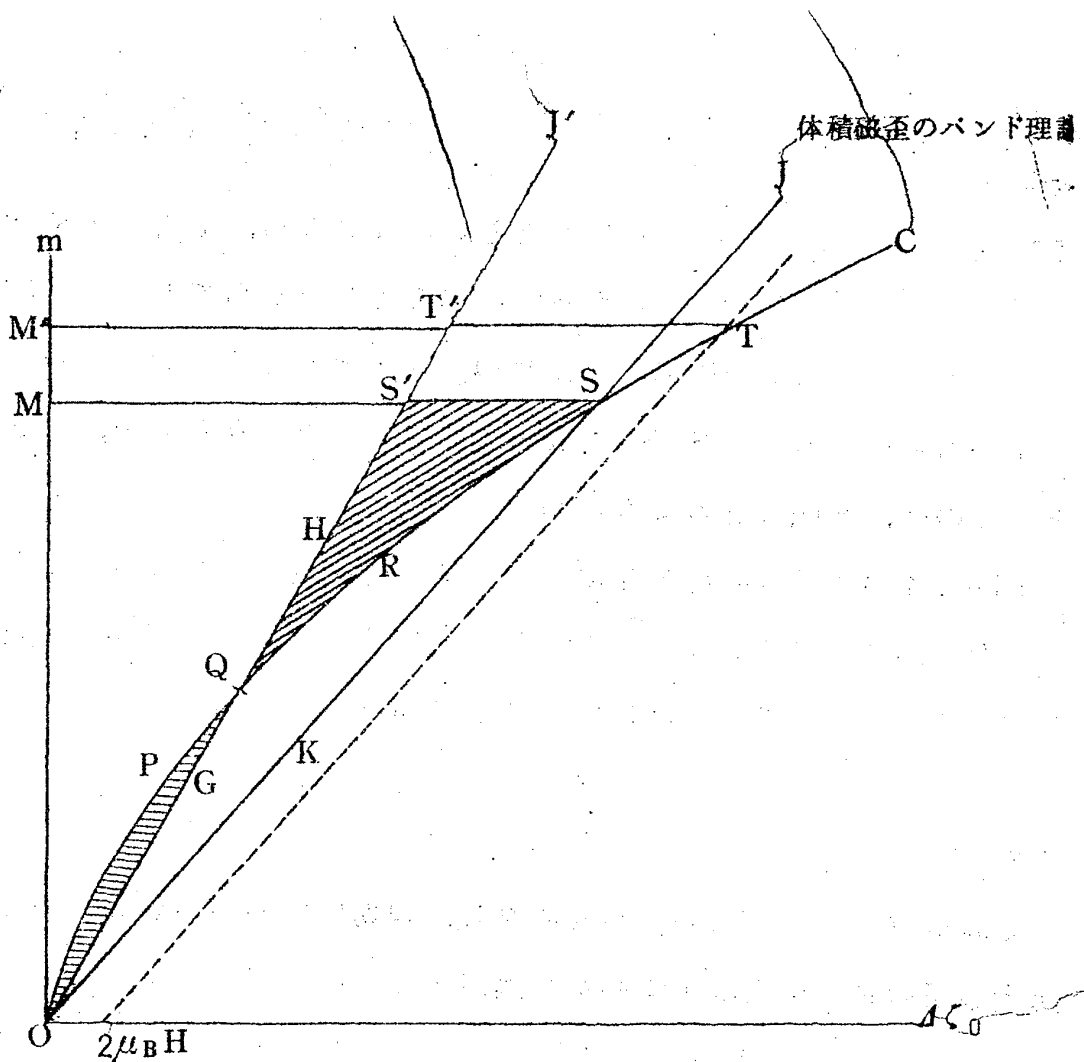


Fig. 1 体積磁歪とバンド構造

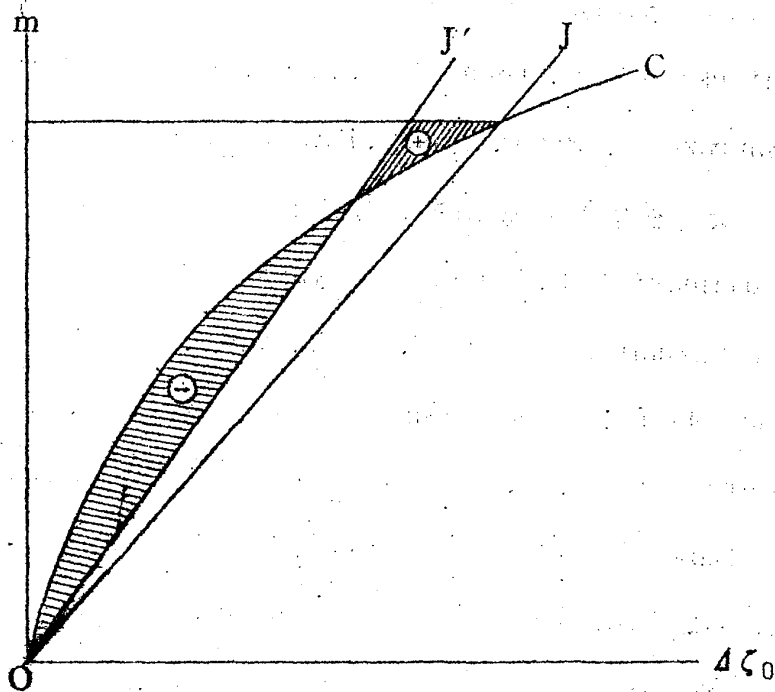


Fig. 2  $\omega_s < 0$ かつ $\omega_H > 0$ の場合

寺尾・勝木渥

極限で（面積  $S' STT' S'$ ）にひとしい。なぜなら、 $x_{\text{hf}}^* H$  が  $\Delta m = MM'$  にひとしく、 $4m_0 J_0 (1-\lambda)$  が  $S'S$  にひとしいからである。 $J' < 0$  の場合は直線  $J'$  が第2象限に出るため  $\omega_s$  が大きくなる。 $\lambda > 1$  のときは、 $J'$  が  $J$  の右側にくるため  $S'S$  が負となり  $\omega_H < 0$  となる。 $\omega_s < 0$  で  $\omega_H > 0$  というのは、Fig. 2 のような場合におこる。

Fig. 1 のような強磁性出現条件の図式的判定法は有限温度でも成立つことがたしかめられている<sup>21)</sup> ので、おそらくこのような図式は有限温度での体積磁歪の考察の際の助けになることが期待される。

#### 謝 辞

実験事実についての問合わせに対し、親切にいろいろお教えいただいた東北大金研の藤森啓安博士に心から感謝する。

#### 文 献

- 1) 勝木・寺尾：物性研究 11 (1968) No.3.  
A・Katsuki and K. Terao : J. Phys. Soc. Japan 投稿中.
- 2) J. Kanamori : Prog. Theor. Phys. 30 (1963) 275.
- 3) 藤森啓安（私信）。なお § 7 も見よ。
- 4) H. Fujimori : J. Phys. Soc. Japan 21 (1966) 1860.  
S. Chikazumi et al. : J. appl. phys. 39 (1968) 939.
- 5) R. Gersdorf : Thesis, Amsterdam 1961 (p. 111).
- 6) R. Gersdorf, J. H. M. Stoelinga and G. W. Rathenau : J. Phys. Soc. Japan 17 (1962) suppl. B - I 342.
- 7) J. H. M. Stoelinga : Thesis, Amsterdam 1967.
- 8) J. H. M. Stoelinga, R. Gersdorf and G. de Vries : Physica 31 (1965) 349.



- 9) E. Tatsumoto, H. Fujiwara, H. Tange and T. Hiraoka :  
J. Phys. Soc. Japan 18 (1963) 1348.
- 10) E. C. Stoner : Proc. Roy. Soc. A 165 (1938) 372.
- 11) M. Shimizu : Proc. Phys. Soc. 84 (1964) 397.
- 12) A. Katsuki : J. Fac. Sci. Shinshu Univ. 2 (1967) 19.
- 13) E. P. Wohlfarth : Phys. Letters 3 (1962) 17.
- 14) J. H. M. Stoelinga, G. de Vries and F. J. du Chatenier : Phys. Letters 14 (1965) 6.
- 15) S. Ogawa and S. Waki : J. Phys. Soc. Japan 22 (1967) 1514.
- 16) E. I. Kondorsky and V. L. Sedov : J. appl. phys. 31 (1960) 3313.
- 17) 広根徳太郎, 神垣知夫, 金子武次郎, 松本実, 藤森啓安 : 日本物理学会講演1967秋13p-F13, 1968春5p-A7.
- 18) 徳永俊彦, 丹下初夫 : 日本物理学会講演1967秋13p-F12.
- 19) R. M. Bozorth : Ferromagnetism(1951) p447.
- 20) E. W. Lee : Rept. Prog. Phys. 18 (1955) 185.  
(特に p216, 218を見よ)
- 21) M. Shimizu : Proc. Phys. Soc. 86 (1965) 147.

五  
六  
公