塑性変形に伴う誘導磁気異方性

高 橋 正 氣*

1. は じ め に

Ni-Fe 合金を圧延すると大きな1軸性の磁気異方性が生ずる。これがいわゆる圧延磁気異方性と呼ばれる現象で、約半世紀前に Six, Snoek および Burgers によって発見された⁽¹⁾。

圧延磁気異方性の原因として当時2つのモデルが考えられていた。その1つは、圧延時に入った残留内部応力と磁歪の逆効果によって新しく磁気異方性が生ずるという考えである。しかし、このモデルでは圧延磁気異方性の大きさを十分に説明することができなかった⁽²⁾。もう1つのモデルは、圧延時に外部からの応力で原子の相対的位置が入れ代わり、異方的に新しく原子対が並ぶという考えである。いわゆる原子対モデルである^{(3)~(5)}。

その後、近角らは Ni_3Fe , Fe_3Al 単結晶で詳しい実験を行い、この異方的な原子対のでき方を、結晶の塑性変形に即し説明している。これが slip induced directional order モデルである⁽⁶⁾⁽⁷⁾。このモデルについては文献(8)に詳しく述べられているのでそれを参考にされたい。しかし、このモデルは転位論的に不完全で、圧延磁気異方性を表わす式に実験的に求めることが困難なパラメータを含んでいる。また対をなす超転位の誘導磁気異方性への寄与が無視されている。後の章で示すように、規則度の高い Ni_3Fe 結晶では塑性変形に寄与しているのはこの対をなす超転位である。さらにこのモデルの long range order type を Fe_3Al 等の bcc 規則合金に拡張することが困難であるという理由から、拡張が行われていない。これらの短所を改めたモデルが筆者によって提案され⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾、実験結果との定量的な比較もなされた⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。以後の章でこのモデルについて説明する。

残留内部応力が磁歪の逆効果を通して磁気異方性を生ずるという考えは、その後 Kronmüller らによって展開された⁽¹³⁾。実験的にも磁歪の逆効果による誘導

磁気異方性の存在の確認が Ni ⁽¹⁴⁾ および Fe ⁽¹⁵⁾ 単結晶でなされている。残留内部応力と磁歪の逆効果に関しては馬越⁽¹⁶⁾によって本会報に詳しく述べられているので、ここでは省略する。

次の章で述べる原子対モデルと比較するために、残留内部応力による誘導磁気異方性の大きさを載せる。例えば、双極の転位構造の場合には次の式で与えられる⁽¹³⁾。

$$K_s^l = \frac{9}{32} \frac{G^2 b^2 \lambda_s^2 \rho}{\pi K_1} \ln \left(\frac{R_0}{l_H} \right). \quad (1)$$

ここで l_H は交換距離で

$$l_H = \sqrt{\frac{2A}{HI_s}}, \quad (2)$$

と書くことができる。ここで G は剛性率、 b はバーガスベクトルの大きさ、 λ_s は磁歪定数、 ρ は転位密度、 K_1 は第1結晶磁気異方性定数、 R_0 は平均転位間距離の半分、 A は交換積分、 H は外部磁場の大きさと、 I_s は自発磁化である。

最近では、 Ni_3Fe や Fe_3Al 規則合金における誘導磁気異方性の原因が2つのモデルのうちいずれによるものが問題になっている⁽¹⁷⁾。これは Kronmüller らによる計算結果が実験値を十分説明しうる大きさであるからである。もし2つの異なる原因による誘導磁気異方性が同時に存在するならば、これらの誘導磁気異方性を分離し、比較することが必要であろう。

2. 原子対モデルと超転位

強磁性規則合金では、塑性変形に伴う誘導磁気異方性の原因として、前章で述べた転位のまわりの応力場が磁歪の逆効果を通して生ずるという考えの外に、原子対モデルについて考えなければならない。強磁性規則合金の構造としてここで取り上げるのは、 Ni_3Fe にみられる A_3B 型規則構造、 Fe_3Al 合金にみられる DO_3 型および $B2$ 型規則構造である。

一般に長範囲規則合金には逆位相境界が存在し、 A_3B 型規則構造の場合、逆位相境界のずれベクトルは $a_0/2 \cdot \langle 110 \rangle$ である。また、 DO_3 型規則格子には2つの型の

* 岩手大学助教授；工学部物理
Magnetic Anisotropy Induced by Plastic Deformation;
Seiki Takahashi (Faculty of Engineering, Iwate Univ.
Morioka)
1980年10月29日受理

逆位相境界が存在し、そのずれベクトルは、 $a_0/4 \cdot \langle 111 \rangle$ と $a_0/2 \cdot \langle 100 \rangle$ である。

これらの合金を塑性変形すると結晶中に転位が発生し、それらの転位はすべり面上を逆位相境界を作りながらすべり、変形に寄与する。変形応力を除いた後もこれらの転位は結晶中に残っており、すべり面上には交互に逆位相境界が作られている。この逆位相境界面を狭んで隣接原子の相対的配列が入れ代っている。この隣接原子の再配列は 1 軸性の磁気異方性を発生させる。その誘導磁気異方性エネルギーは、

$$E_o = l_0 \sum_i N_{B-B_i} (\alpha_1 \gamma_{1i} + \alpha_2 \gamma_{2i} + \alpha_3 \gamma_{3i})^2 \\ = \sum_i K_{\sigma i} (\alpha_1 \gamma_{1i} + \alpha_2 \gamma_{2i} + \alpha_3 \gamma_{3i})^2 \quad (3)$$

と表わされる。ここで N_{B-B_i} は i 番目の方向をもつ B-B 原子対で、 l_0 は原子対の双極子-双極子相互作用の係数である。 α_j および γ_{ji} はそれぞれ密気モーメントおよび i 番目の原子対の方向余弦である。

初めに A_3B 型規則格子の誘導磁気異方性の大きさについて述べる。この結晶中の完全転位は 2 本の不完全転位に分かれることが知られているが、 Ni_3Fe 合金では積層欠陥エネルギーが大きいため不完全転位に分かれる現象を無視する。

すべり面上に交互に逆位相境界を作っている転位間距離 r_0 は、転位間の弾性的相互作用エネルギーと逆位相境界エネルギー E_{APB} の和が極小になる条件によって決まり、

$$S^2 r_0 = \frac{Gb^2}{2\pi E_{APB}} \left(\frac{\cos^2 \phi}{1-\nu} - \sin^2 \phi \right), \quad (4)$$

となる。ここで S は長範囲規則度、 ν はポアソン比、 ϕ はすべり面内でのバーガスベクトルと転位線の法線方向との間の角である。逆位相境界エネルギーは fcc 構造に対して近似的に、

$$E_{APB} = \frac{1.41 k T_c}{a_0^2} \quad (5)$$

と書き表わすことができる⁽¹⁸⁾。ただし、 T_c は臨界温度、 k はボルツマン定数、 a_0 は格子定数である。

誘導磁気異方性の大きさ $K_{\sigma i}$ は式(3)から第 1 隣接 Fe-Fe 原子対の数 N_{Fe-Fe_i} に比例する。 N_{Fe-Fe_i} を求めることはすべり面上にできている逆位相境界の面積 A_i を求めることに帰する。この面積 A_i は、

$$A_i = \int_V r_i ds_i \quad (6)$$

となる。 r_i は逆位相境界を作っている転位の転位間距離で、 ds_i はこれらの転位の片方の転位の長さの線分である。積分は結晶全体で行う。Fe-Fe 原子対の方向 i はこれらの転位のバーガスベクトルに依存する。 $\{111\}$ 逆位相境界面を狭んで存在する単位面積当りの Fe-Fe 原子対の数は $S^2/\sqrt{3} a_0^2$ であるので、単位体積当りの Fe-Fe 原子対の数は、

$$N_{Fe-Fe_i} = \frac{S^2}{2\sqrt{3} a_0^2} \bar{r}_i \rho_i \quad (7)$$

となる。ここで $\bar{r}_i$ は r_i の平均値で、 ρ_i はバーガスベクトル $\mathbf{b}_i$ をもつ転位の密度である。

転位が対を組んで分布している場合には、 $\bar{r}_i$ は式(4)の r_0 に等しくなる。このような転位を A 型の超転位と呼ぶことにすると、A 型の超転位による誘導磁気異方性の大きさは、

$$K_{\sigma i}^A = \frac{l_0 S^2 r_0}{2\sqrt{3} a_0^2} \rho_i \quad (8)$$

となり、転位密度に比例し、長範囲規則度には依存しないことが式(4)からわかる。1 本 1 本の転位が独立して分布する B 型の超転位による場合の誘導磁気異方性の大きさは、

$$K_{\sigma i}^B = \frac{l_0 S^2}{2\sqrt{3} a_0^2} \sqrt{\rho_i} \quad (9)$$

となる。塑性変形の初期では、誘導磁気異方性の大きさは式(8)に従い、塑性変形が進むと式(9)に従うと考えられるので、塑性変形的全領域では、

$$K_{\sigma i} = \omega_A K_{\sigma i}^A + \omega_B K_{\sigma i}^B \quad (10)$$

となる。ここで ω_i は i 型の超転位の重荷で、

$$\sum_{i=A,B} \omega_i = 1, \text{ を満足する。}$$

同じ方法で Fe_3Al 規則合金の塑性変形に伴う誘導磁気異方性も計算できる。計算過程については紙面の都合上省略し、結果のみを述べる。

Ni_3Fe 規則合金の場合、誘導磁気異方性を生み出すのは第 1 隣接原子対であったのに対し、 Fe_3Al 規則合金の場合第 2 隣接原子対である。従って、 Fe_3Al の $K_{\sigma i}$ を得るためには第 2 隣接 Al-Al 原子対の数を求めることになる。誘導磁気異方性を生み出す原子対の方向 i は、 DO_3 および B2 型規則合金では転位が分布しているすべり面に依存する。 DO_3 型規則格子においては、超転位の型も a, c, d 型の存在が知られている⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾。a 型の超転位は $a_0/4 \cdot \langle 111 \rangle$ のバーガスベクトルをもつ 4 本の転位が 1 組になって分布しているもので、c 型の超転位は 2 本の転位が 1 組になった場合をいう。1 本 1 本独立して分布している場合を d 型の超転位と呼んでいる。これらの超転位によって生ずる誘導磁気異方性の大きさは次のようになる。

$$K_{\sigma i} = \begin{cases} \frac{l_0 \cdot \bar{r} \cdot S^2}{2\sqrt{2} a_0^2} \rho_i, & \text{a 型} \quad (11) \\ \frac{\sqrt{2} l_0 \cdot S^2}{a_0^2} \sqrt{\rho_i}, & \text{c 型} \quad (12) \\ \frac{l_0 \cdot S^2}{a_0^2} \rho_i, & \text{d 型} \quad (13) \end{cases}$$

ここで $\bar{r}$ は 4 本 1 組の転位における 2 番目と 3 番目の転位の転位間距離の平均値である。 ρ_i はすべり面 i に属する転位の密度である。

B2 型規則合金においては 2 つの型の超転位が存在するであろう。対を組んで分布している場合を a' 型, 1 本 1 本独立して分布している場合を b' 型の超転位と呼ぶことにする。これらの超転位によって生ずる誘導磁気異方性の大きさは,

$$K_{ai} = \begin{cases} -\frac{l_0 \cdot r_0 \cdot S^2}{2\sqrt{2} a_0^2} \rho_i & \text{a' 型 (14)} \\ -\frac{l_0 S^2}{a_0^2} \sqrt{\rho_i} & \text{b' 型 (15)} \end{cases}$$

となる。負の符号は, 塑性変形に伴って第 2 隣接 Al-Al 原子対の数が減少することを意味している。すなわち, 同じすべり系が働いた場合, DO₃ 型の結晶構造における誘導磁気異方性の磁化容易方向は, B2 型の結晶構造の場合磁化困難方向となる。

3. 実験結果との比較

この章では転位のまわりの応力場の効果を無視し, 原子対モデルに従った計算結果と実験結果との比較を簡単に述べる。応力場が磁歪の逆効果を通して生ずる誘導磁気異方性の実験結果との比較検討は次の章で述べる。

高い規則度の Ni₃Fe 単結晶を圧縮変形した後, トルクメータを用い誘導磁気異方性の測定を行った。その後, 同一試料の電子顕微鏡観察を行い, 超転位の型, すべり機構および転位密度を調べた。

圧縮変形の初期すなわち歪みが 3% 以下では, 新しい型の誘導磁気異方性が現れた⁽¹²⁾。この磁化容易方向は前の章で述べた原子対モデルでは説明できない。これについては次の章で述べる。

図 1 には歪みが 3% 以上の試料の圧縮変形に伴う誘導磁気異方性と転位密度の相関が示されてある。電子顕微鏡の観察結果によると, この圧縮変形の範囲内では転位はほとんど対を組んで分布していた。この A 型の超転位の転位間距離 r_0 は 25~30 nm であった。同じ図に計算結果も示してある。すなわち式 (8) の S の値として 0.9,

図 1 塑性変形に伴う誘導磁気異方性 K_a^A と転位密度 ρ との関係。実線および破線は理論値, 線分が実験値を表す。

r_0 の値として 30 nm および 20 nm を代入した結果を直線(実線)で表わしている。 $r_0=30$ nm の場合, 実験結果と計算結果との間に良い一致がみられる。

理論では, A 型の超転位による誘導磁気異方性の大きさは, S および r_0 に依存しない。破線は式 (8) の $S^2 r_0$ に式 (4) を代入した結果をらせん転位および刃状転位について表わしたものである。刃状転位の場合が実験結果に合う。実際に, 電子顕微鏡でも刃状転位が多く観察された。

この Ni₃Fe 合金においては, 実験的に長範囲規則度を求めることが難しいが, 以上の結果からその値を逆に求めることが可能である。この試料の S は 0.9 に近い値であると推定される。

4. 誘導磁気異方性の焼鈍による影響

我々は塑性変形に伴う誘導磁気異方性に対して, 異なる 2 つのモデルを示した。2 つのモデルによる計算結果を比べると, 同じ桁数の大きさの磁気異方性をもつ。例えば, Ni₃Fe に対する式 (8) と式 (1) の比は, $K_a^A/K_a^I \leq 1.3$ となる。従って, Ni₃Fe の誘導磁気異方性はいずれのモデルに基づくかを調べる必要がある。もし両方のモデルによる誘導磁気異方性が存在するならば, それらを実験的に分離することが重要である。この区別および分離の方法を次に述べる。

転位分布が焼鈍により大きく変化したり, 転位密度が減少するのは 1000 K 以上の温度に於いて起ると考えられる⁽¹⁴⁾。これに対して, 塑性変形で新しくできた原子対が壊れる温度は臨界温度 (Ni₃Fe では 763 K, Fe₃Al では 803 K) 以下である。従ってこれらのモデルを区別および分離する方法は, 誘導磁気異方性の焼鈍温度依存性を調べることである。もしこの誘導磁気異方性が原子対モデルによるならば, 臨界温度以下の焼鈍により磁気異方性は消滅してしまうであろうし, 残留内部応力によるならば, 臨界温度での焼鈍ではほとんど変化がみられないであろう。

図 2 に Ni₃Fe 規則合金の誘導磁気異方性の焼鈍温度依存性を調べた結果を示す⁽²¹⁾⁽²²⁾。(110) 面に垂直に 14% 圧縮変形した後, 各温度で 1.8 ks (30 min) 焼鈍を行い, ただちに室温に下げ, 室温で誘導磁気異方性を測定した。これを室温から 803 K まで焼鈍温度を上昇させ, くり返し測定した。413 K から 673 K までの温度範囲で, 誘導磁気異方性の大きさが増加するという, 初めに予期しなかった現象が発見された。誘導磁気異方性の増加の割合は 670 K 付近で 50% にも達する。この現象をこれまで述べた 2 つのモデルで説明することは一見熱力学の法則に矛盾するように思われる。もう 1 つの現象として, 770 K 付近の焼鈍により誘導磁気異方性がいったん消えるが再度現れる。その磁化容易方向は, 消える前

図2 誘導磁気異方性の焼鈍温度に対する変化。トルク, L , を

$$L = -\frac{K_1}{8}(-2 \sin 2\theta + 3 \sin 4\theta) - K'_\sigma \sin 2(\theta - \psi)$$

と表わしたときの K'_σ と ψ の焼鈍温度依存性を示す。

のそれとはまったく異なり、その方向は前章で触れた歪みが3%以下の誘導磁気異方性の磁化容易方向と一致する。これらの誘導磁気異方性は803 Kでの焼鈍によりほとんど消えてしまう。誘導磁気異方性の803 Kでの消失は、誘導磁気異方性の原因が転位のまわりの内部応力によるというよりはむしろ原子対モデルによることを示している。この結論をより明確にするために、誘導磁気異方性の大きさが50%も増加する現象も原子対モデルにより説明できることを次に示す。

この現象を原子対モデルで説明することは、塑性変形により再配列した原子対の数が焼鈍により増加することを示すことに帰する。それは超転位間のすべり面上にできた逆位相境界の面積が焼鈍により増加することを意味している。473 Kの焼鈍により、転位配列に大きな変化が起ることは期待できないが、転位間距離 r_0 が増加することは期待できる。式(8)の ρ_i に変化がなくとも、 r_0 が増加すればそれに伴い誘導磁気異方性も増加する。次に焼鈍に伴う r_0 の変化を電子顕微鏡を用いて観察した結果を示す。

写真1 (a)は5%圧縮変形した試料の室温における転位の電子顕微鏡写真である。転位はすべて対をなしている。いわゆるA型の超転位である。写真1(b),(c)はそれぞれ電子顕微鏡中で約1.8 ks(30 min), 473 Kおよび573 Kで焼鈍した後それぞれの温度で撮った写真である。対をなしている超転位の転位間距離が広がっているのが明確に認められる。写真1(d)はこれらの焼鈍後、試料の温度を室温に降ろして撮った写真である。いったん焼鈍により広がった転位間距離は元に戻らない。転位間距離の広がりの割合は、焼鈍による誘導磁気異方性の増加する割合とほとんど一致する。この一致は、 r_0 の広

がり誘導磁気異方性の大きさの増加の原因であることを示している。

次に焼鈍により転位間距離が大きくなる機構について述べる。結晶中には転位の運動に対する種々の障害物が存在している。対を組んだ転位がすべる場合、当然障害物と相互作用をする。変形応力を取り除くと、これらの転位はエネルギー的に安定な位置に留まるが、障害物に引っ掛るため転位間距離が式(4)で得られる値より小さい。写真1(a)で転位線がなめらかでないのは障害物に引っ掛っているためと思われる。障害物に引っ掛った転位が温度の上昇に伴い活性化され、障害物を飛び越え、転位間距離が式(4)の r_0 の値に近づく。焼鈍後の転位線は比較的なめらかである(写真1)。

最後に臨界温度付近でいったん消えた後、再度現れる誘導磁気異方性を取り上げる。測定は(110)円板試料を用いたので、原子対モデルによる誘導磁気異方性エネルギーは次式で表すことができる。

$$E_\sigma = K_\sigma^A (\rho_1) \sin^2(\theta - \varphi) + K_\sigma^A (\rho_2) \sin^2(\theta + \varphi). \quad (16)$$

塑性変形の初期にみられる誘導磁気異方性は2章で述べたモデルとは別の原因によるものと考えられる。この誘導磁気異方性エネルギーを次式で表現する。

$$E_P = -K_P \sin^2 \theta. \quad (17)$$

式(16)の ρ_1 は $a_0/2 \cdot [101]$ および $a_0/2 \cdot [01\bar{1}]$ のバーガスベクトルを、 ρ_2 は $a_0/2 \cdot [011]$ および $a_0/2 \cdot [10\bar{1}]$ のバーガスベクトルをもつ転位の密度であり、 φ は 0.616 rad (35.3°)である。 θ は $[110]$ と飽和磁化との間の角である。塑性変形に伴う誘導磁気異方性は式(16)と式(17)の和で表現される。 K_σ^A , K_P 両方とも臨界温度付近の焼鈍により消失するが、消失する温度に差異があると考えられる。原子対モデルによる誘導磁気異方性は673 Kを越えると消失し始め、760 K付近ではほとんど消失してしまう。これに対して K_P は750 K付近から消失し始める。このため、

$$\begin{aligned} \{K_\sigma^A(\rho_1) + K_\sigma^A(\rho_2)\} \cos 2\varphi &= K_P, \\ K_\sigma^A(\rho_1) - K_\sigma^A(\rho_2) &\simeq 0, \end{aligned} \quad (18)$$

を満足する温度で、見掛け上誘導磁気異方性が完全に消失したように見える。さらに焼鈍温度を上げると、 K_σ^A の消失が進み K_P のみが残る。これが誘導磁気異方性の773 Kでの焼鈍で再度現れる現象である。

現在 K_P の原因として考えられるものは2つある。その1つは slip induced directional order モデルの short range order type⁽⁶⁾である。他の1つは熱的逆位相境界と超転位との相互作用である⁽¹²⁾。筆者はどちらの原因によるものかは現在決めることができない。測定に用いた試料の長範囲規則度が高いこと、塑性変形の初期に顕著に現れること、さらに塑性変形の初期に1本1本独立した転位が観察されたことから、 K_P は後者によるのではないかと考えている。

写真1 Ni_3Fe の超転位の焼鈍による変化.

- (a) 室温
- (b) 473 K で 1.8 ks 焼鈍後
- (c) 573 K で 1.8 ks 焼鈍後
- (d) これらの焼鈍後室温に降したもの

5. お わ り に

Fe_3Al 規則合金の塑性変形に伴う誘導磁気異方性の焼鈍による影響についても調べられている⁽²³⁾. 誘導磁気異方性は臨界温度よりかなり低い温度 433 K での焼鈍によりほとんど消失してしまうが、この温度での焼鈍による転位分布の変化は認められなかった. このことから、 Fe_3Al 規則合金においても、誘導磁気異方性の原因は原子対の再配列によると断定することができよう.

以上のことから次のように結論することができる. 規則合金においては、転位のまわりの応力場による誘導磁気異方性が存在するとしても、原子対モデルによるものと比較すると無視できるほど小さい.

塑性変形に伴う誘導磁気異方性の原因として、転位のまわりの応力場が磁歪の逆効果を通して現れる効果と、原子対の再配列によるものがある. 規則合金では前者より後者による効果ははるかに強く、前者は無視できるであろう. しかし、Fe, Ni, Co のような原子対モデルがまったく適用できない場合、誘導磁気異方性は転位のまわりの応力場に起因する. 規則合金でこの磁歪の逆効果が現れなかった理由は、転位分布およびその構造が巨視的に等方的で均一なため局部的には式(1)による誘導磁気異方性が存在していても、試料全体では打ち消し合っているものと考えられる.

規則合金の転位構造の研究においては、誘導磁気異方性の測定による方法は有力な手段である。転位密度は、電子顕微鏡による方法や etch pit 法に比べて、1 桁以上精度が良く、試料全体の平均値として求めることができる。さらに転位密度をバーガスベクトルやすべり面で分類することも可能である。また、超転位の間の相互作用の研究、転位とその障害物の相互作用の研究にも役立つであろう。さらに点欠陥および面欠陥の研究にも利用できる。塑性変形によって生じた原子対が壊れるのは、空孔の助けをかりた原子の拡散によるものである。Fe₃Al 合金中の原子の拡散の活性化エネルギーもこの方法で測定されている⁽²³⁾。

最後に、本稿の執筆で規則合金の話題に偏ってしまったことは、筆者の研究に重点を置いたことと、本会報の馬越佑吉氏による解説⁽¹⁶⁾との重複を避けたためであることを付け加えておく。

文 献

- (1) W. Six, J.L.Snoek and W.G.Burgers : De Ingenier, **49**(1934), E195.
- (2) G.W.Rathenau and J.L.Snoek : Physca, **8**(1941), 555.
- (3) L.Néel : J.Phys.Radium, **15**(1945), 225.
- (4) L.Néel : C.R.Acad.Sci. (France), **238**(1954), 305.
- (5) S. Taniguchi and M. Yamamoto : Sci.Rep. Res.Inst.Tohoku Univ., **A6**(1954), 330.
- (6) S.Chikazumi, K.Suzuki and H.Iwata : J. Phys.Soc.Japan, **12**(1957), 1295.
- (7) S.Chikazumi, K.Suzuki and H.Iwata : J. Phys.Soc.Japan, **15**(1960), 250.
- (8) 近角聡信 : 強磁性体の物理, 裳華房, (1965), 267.
- (9) S.Takahashi : Phys.Status Solidi B, **52**(1972), 141.
- (10) S.Takahashi : Phys.Status Solidi A, **42**(1977), 201.
- (11) S.Takahashi : Phys.Status Solidi B, **69**(1975), 227.
- (12) S.Takahashi : Phys.Status Solidi A, **42**(1977), 529.
- (13) H.Kronmüller : J.Appl.Phys., **38**(1967), 1314.
- (14) A. Bhattacharyya, S. R. Pollack and R. Maddin : J.Appl.Phys., **37**(1966), 4443.
- (15) S.Takahashi, S.Hayashi and M.Yamamoto : Phys.Status Solidi A, **4**(1971), K71.
- (16) 馬越佑吉 : 日本金属学会会報, **19**(1980), 645.
- (17) S. Takahashi, H. Kronmüller : J. Magn. Magn. Mater., **15-18**(1980), 1499.
- (18) C.N.Yang : J.Chem.Phys., **13**(1945), 66.
- (19) H.J.Leamy and F.X.Kayser : Phys.Status Solidi, **34**(1969), 765.
- (20) H.J.Leamy, F.X.Kayser and M.J.Marcinkovski : Phil.Mag., **20**(1969), 763.
- (21) S.Takahashi : Phys.Status Solidi A, **45**(1978), 133.
- (22) S.Takahashi : Phys.Status Solidi A, **59**(1980), K135.
- (23) S.Takahashi, S.Hayashi and M.Yamamoto : J.Phys.Soc.Japan, **34**(1973), 273.

◆学協会だより◆

水熱反応国際会議

時 : 昭和 57 年 3 月 22 日 ~ 26 日

所 : 東京工業大学長津田キャンパス総合研究館

主題 : (1) 高温高压下の水の挙動, (2) 高温高压下の溶液の挙動, (3) 水熱合成, 結晶成長, 水熱化学反応, (4) 熱水による侵食, (5) 地熱発電に関係のある地熱水

登録 : 予備登録・昭和 56 年 7 月 15 日

アブストラクト・昭和 56 年 10 月 15 日

申込・照会先 : (227) 横浜市緑区長津田 4259

東京工業大学工業材料研究所内

水熱反応国際会議組織委員会 宗宮重行

(電話 045-922-1111, 内線 2309)

2nd International Symposium on Elastic-Plastic Fracture Mechanics

主催 : American Society for Testing and Materials (ASTM)

時 : 1981 年 10 月 6 日 ~ 10 日

所 : ASTM 本部, 1916 Race St., Philadelphia, PA

アブストラクト : 300 ~ 500 字

締切日 1981 年 4 月 1 日

照会先 : Mr. J.J. Palmer

ASTM Standards Development Div., 1916 Race St., Philadelphia, PA 19103