(Ⅲ) 強磁性薄膜研究の現況とその応用

高 橋 実*

Minoru Takahashi: Some Problem of the Magnetic Properties of Thin Films were Reviewed. Various theory has been proposed for the properties of saturation magnetization of thin film, but the non variance with the decrease of film thickness was concluded from the recent experiment of Neugebauer.

The relation between the method of the preparation and the Anisotropic properties were discussed from experimental standpoints. The applications of thin film for the computers or high speed switching were also described. (Recived May 25, 1961)

I 緒 言

蒸着或いは電着法で製作した強磁性薄膜 ($\sim 1000\text{\AA}$) が電子工学への応用及び物性論研究の課題として最近急速に着目されるに至った。この理由については既に多くの人々によって紹介されているが¹⁾、要約して述べれば電子機器の超小型化、高速化を実現しようとする実用的な要求から注目されるに至ったということが出来る。中でも薄膜は電子計算機の記憶素子として要求される諸特性条件を充分具備していることから大きな期待がかけられている。すなわち薄膜素子の場合には高周波領域で非常問題となる渦流損失が殆んど無視され、且つ素子製作の過程で簡単に一軸的な異方性をつくりうるうえ更に現今のフェライトに較べて金属特有の性能及び製作上の優位性が考えられている。しかしこのように理論的にもまた一部実験的にも実用への可能性が数年前から明らかにされていながら、未だ薄膜素子を用いた計算機が出現していない。他方薄膜の物理的特性は Bulk のそれと非常に異なっていることが知られている。そこでこの原因を基礎的に追求し、明らかにしようとする努力と相俟ってこそ薄膜本来の特性を充分活用した実用化がより早く実現しうるものと確信される。そこで以下には磁性の分野で現在問題とされている自発磁化、磁場中蒸着効果及び磁化逆転の機構を概説し、応用の現況を簡単に記述する。

II 自 発 磁 化

強磁性体は磁気変態温度 (T_c) 以下で原子の磁気モーメントが平行となり物質常数である一定の磁化の値 (自発磁化) M_s をもつようになる。1930年 Bloch²⁾ はこの自発磁化の温度変化は $M_s = \beta N \{1 - 0.13(kT/J)^{2/3}\}$ で表わしうることをスピン波の近似**を用いて理論的に導出した。ここで β は Bohr 磁子***、 N は結晶中の原子の数、 J は交換積分、 K はボルツマン常

数、 T は温度である。しかし Bulk から厚みを次第に減らした二次元或いは一次元の強磁性体においてはスピンが励起されるエネルギー状態の和が発散することから、ある膜の厚さ以下では自発磁化は消失すると結論された。これに対して Klein-Smith³⁾ 続いて Glass-Klein⁴⁾ は Fig. 1 (a) に示した特別の形状をもった単純、面心及び立方格子薄膜についてスピン波近似を用いて数値的な取り扱いを行ない、 M_s の温度変化と膜厚との関係を求めた。その結果は Fig. 1(b)

Fig. 1 (a), (b) 計算を行なうための薄膜の形状及び自発磁化の温度変化。実線は面心立方格子、破線は体心立方格子を示す。 G_n は格子常数を単位とした膜厚、 M_0 は 0°K における自発磁化

* 東北大学金属材料研究所

** Spin 波近似の解説は永宮等：物質の磁性、物性物理学講座、共立出版社 (1958) を参照。

*** 磁気最小の単位であり、 0.924×10^{-20} erg gauss⁻¹ である。Fe, Ni, Co の一原子当りの Bohr 磁子の数はそれぞれ 2.218, 0.604 及び 1.715 である。

Fig. 2 (a), (b) 自発磁化の温度変化、キュリー温度と膜厚との関係、 n は膜面に平行な稠密原子面の数 (Valenta)

に示したように膜厚100原子層 ($\sim 300\text{\AA}$) から、 M_s は明らかに Bulk からはずれ、その温度依存性は Bulk の $T^{3/2}$ 則から単原子層薄膜の T^1 則まで変化する。スピン波近似を用いる限り高温における M_s の変化及び T_c と膜厚との関係は不確実であるが、定性的には Fig. 1 (b) から判るように膜厚の減少に伴い T_c も Bulk のそれと異なってくる。一方1957年 Valenta⁵⁾ は膜面に平行な総ての原子面を考慮し、格子はNéelの副格子を形成していると仮定して、原子面間の相互作用を高温で良好な分子磁場近似を用いて計算を行ない Fig. 2 (a), (b) の結果を得た。これらの結果は Klein 等の結果と定性的には全く一致している。

以上の理論的背景に対して、現在までに非常に多く

Fig. 3 自発磁化と膜厚との関係

の実験的研究がなされて来た。それらの結果を一括して Fig. 3 に示しておいた。中でも上述の理論と厳密に対比し得る実験は Hoffman-Eich⁶⁾, Seavey-Tannenwald⁷⁾ 等の結果であり理論の妥当性を定性的に証明しているものと考えられて来た。しかるに1959年 Neugebauer¹⁰⁾ はかかる現象が強磁性微粒子の場合に認められていないことに不審をもった。そこで 10^{-6}mmHg の高真空中で蒸着した Ni 薄膜試料を空气中に曝すことなく、高磁場下 (10000 Oe) でトルクメーターを用いて精密な測定を行い、Fig. 4 に示した新し

Fig. 4 自発磁化の温度変化 (Neugebauer)

い結果を得た。すなわち M_s 及び T_c は $\sim 20\text{\AA}$ 程度の薄膜においても尚且つ Bulk のそれと全く同じであり、 $\sim 20\text{\AA}$ 以下の薄膜の M_s の減少は Super-param^{*} 的な挙動によるものであると結論した。このようなすぐれた測定結果は M_s 測定に当を得た装置を使用したことによるものと考えられ、高真空中で蒸着を行なったためによるものでないと思われるが、薄膜の特性と蒸着中の真空度との関連性を追求した先駆者的試みとして多いに注目されるべきものである。

上述した研究の状況下において現在尚問題として取り残されている諸点は先ず理論的な面では(1)一般化された薄膜、すなわち一般に薄膜は微結晶の集合体として考えられるため、構造を考慮して理論を考えること(2)スピン波近似の取り扱いにおいて外部及び反磁場の項を取り入れて計算を行なうべきこと(3)計算上における根本的な近似に欠陥が存在するのではないか、等¹¹⁾ が指摘されている。他方実験的には(4)数原子層の理想的に平滑な薄膜製作の可能性に疑問が存在する。(5)薄膜には構造的に非常に多くの欠陥が含まれており、微細結晶粒の酸化等が考えられる。更に(6)数原子層の薄

* 単磁区構造の強磁性超微粒子 (直径 $\sim 4\text{\AA}$) に認められる現象で、自発磁化の異方法による束縛エネルギーと熱的に励起される振動エネルギーが同程度の場合強磁性は恰も常磁性のような現象を示す。これを super-paramagnetism と呼ぶ。詳しくは C.P. Bean, J.D. Livingston: J. Appl. Phys., 30 (1959), 1205 を参照。

膜の絶対的膜厚及び磁化測定等の難しさ等が考えられている。

III 磁場中蒸着及び磁場中焼鈍効果

純金属 Fe, Co 及び Ni 或いは Fe-Ni 合金等を磁場中で蒸着した場合または磁場中で焼鈍を行なった場合には面内に一軸的な異方性が現われる。純金属薄膜におけるこの現象は1957年 Williams¹²⁾ 等によって磁区模様の観察から始めて見出されたものであり、物性論的には勿論応用上からもこの原因を探究することは重要且つ興味ある焦点となった。すなわち Bulk の強磁性合金を磁場中焼鈍した場合には容易に一軸的な異方性いわゆる磁場中焼鈍効果があらわれることはよく知られており、この原因に関しては既に Néel-谷口-近角によって異種原子対異方配列の理論¹³⁾ により充分明らかにされている。(Fig. 5 参照)しかし上述の純金属における異方性出現の原因としては、このような原子論的な取り扱い是不可能であり他にその原因を求めねばならない。そこでこれが原因追求のため現在までに非常に多くの実験的研究がなされて来たが、薄膜製作の困難性のためか、系統的にして信頼し得る結果の集積が少なく理論的な解決の見通しは未だ程遠いものと考えられている。以下にはこれまでになされた実験経過と原因として考えられた二、三の説明を紹介する。

A A B B A	A B A' B A
B A B A A	A B A B B
B A A B B	B A B A B
A B B A B	B A B A A
B A B A A	A A B A B
a) 無 秩 序	b) 一軸性規則配列

Fig. 5 二元合金の原子配列

(a) 焼 鈍 (b) 磁場中焼鈍

1 繊維構造の存在 (入射角効果による異方性の原因): 一般に Fe, Ni 等の蒸着膜には $\langle 111 \rangle$ 繊維構造が存在し¹⁴⁾、その繊維軸の方向は蒸発源と下地面との相対的な位置により異なることが古くから知られている。そこで先ず第一に一軸的な異方性の出現が繊維構造の存在の結果によるものであろうと推察することは至極必然的なことである。Knorr-Hoffman¹⁵⁾ はこの点に着目し蒸発源と下地面との距離を短くして蒸着した純 Fe 薄膜の磁化曲線から Fig. 6 の如き結果を得るとともに電子回折により、この構造の存在を確認した。しかしその後入射角効果と繊維構造に関する磁気的な研究¹⁶⁾ が多くなされたが、最近 Pugh¹⁷⁾ 等は詳細な研究を行ない、次のような結論を得た。すなわち彼等の実験においては繊維軸 $\langle 111 \rangle$ の面の法線方向からの傾きが 16° 以下の場合その異方性エネルギー E_a

Fig. 6 異方性エネルギー (K_u) と繊維構造

は、 K_u を異方性常数、 θ を面内の容易磁化方向からの磁化の角度とすると、 $E_a = K_u \sin^2 \theta$ の式でよく表現できることが判った。また K_u は磁歪を考慮した面内の歪成分を S_x 及び S_y とした場合 $K_u = -AS_x + BS_y - C$ となる。ここで係数 A, B, C は繊維軸の傾きの角 (γ) の函数を表わし、結晶異方性の常数を含んでいる。いまこの式に Bulk の場合に得られた諸常数を用いて数値計算を行なうと次のような実験事実との矛盾につき当った。(i) 計算の結果純 Fe の場合 K_u は負、Ni の場合正となり実験結果と完全に逆となる。(ii) K_u の理論的な絶対値 (7×10^8 erg/c.c.) は実験値 ($2 \sim 3 \times 10^4$ erg/c.c.) より一桁小さく符号が逆となる。そこで入射角効果によって起る異方性の起源として繊維構造説は定性、定量的な両面から否定されるに至った。

2 鎖状結晶粒説¹⁸⁾: 入射角効果によって現われる異方性の起源として Smith 等は微結晶粒の形状異方性を取り入れた鎖状結晶粒説を提案した。Smith 等は下地を炭素蒸着膜で被覆し、その上に Fe-Ni 合金を蒸着、入射角による微小結晶粒の配列を電子顕微鏡を用いて観察し Photo. 1 (a), (b) の如き結果を得た。入射角をもつて製作された薄膜は明らかに写真にみられるように Self-shadowing の機構により結晶が鎖状となる。しかしこのような鎖状結晶粒の形状異方性のみでは Fe-Ni 合金膜の一軸異方性の組成による変化¹⁹⁾ ($\sim 90\%$ Ni-Fe で H_k の符号が逆転する) 及びその大きさ*を説明することは不可能である。そこで Smith は他の要素として磁気弾性常数 B の組成による符号の変化、すなわち磁歪の符号の変化を考慮して定性的な説明を行った。但しこの場合面内に存在する直線的な歪 ($\sim 10^{-8}$) の起源としては個々の球状結晶粒が数個凝集するさい表面エネルギーが減少し、一部弾性エネルギーに変換すると考えれば容易に説明され

* 弱磁物の磁化曲線から求める H_k で異方性の大きさを決定することは当を得た測定法とはいえない。

Photo. 1 (a) 下地炭素膜の上に蒸着した 80% Ni-Fe 膜の電子顕微鏡写真

a-d: 下地温度, 200°C; 入射角, 65° (d の場合にも鎖状結晶粒あり)

e: 下地温度, 200°C; 入射角, 0°

f: 下地温度, 400°C; 入射角, 70° } 結晶粒の幾何学的異方性なし

Photo. 1 (b) 60° 入射の場合の模式的な Self-Shadowing の過程

その大きさも略々妥当なものとなる。しかしながら膜面内にいかなる原因のもとに一軸的な歪が生ずるかは現在明らかでない。

以上入射角をもって製作された薄膜の異方性について記述したが、入射角零で製作した薄膜においても充分大きな異方性²⁰⁾*が現われる。これが原因としては膜内に存在する格子欠陥の一軸的な配列が概念的に考えられているに過ぎない。そこで以下に要約して異方性の原因探究に現在問題とされている項目を著者の狭小な経験から抽出してみると、(1)膜の内部構造に本質的に一軸的な異方性を生ぜしむる起源、すなわち構造

欠陥因子としての不純物、空孔或いは積層不整等の一軸的な配列¹⁷⁾²¹⁾ (2)下地と膜の間の弾性的な相互作用或いは epitaxial growth (3)距視的な膜の構造すなわち結晶粒間の相互作用 (4)膜内に存在する本質的な歪(磁歪)²²⁾、または原因を明らかにする必要のある機械的な一軸的な歪等と異方性との関連性を明らかにすることにある。最終的にはこれら数種の原因の中いずれが主たる要素であるかを実験及び理論的に解決すべきであるが、個々の要素を如何に実験的に分離するかは

* この異方性を Rotatable Anisotropy 或いは M-Induced Anisotropy と呼んでいる。

大きな課題であり、より高精度の実験研究が必要であると思われる。

IV 磁化逆転機構

1 静的磁化特性*: 磁場中で蒸着した薄膜は一軸的な異方性を示すことは上述の通りであり、磁化は簡単な面内の回転で変化することが実験的に確かめられている¹⁾。そこで薄膜に外部磁場 $\vec{H}(H_x, H_y)$ を作用させた場合 (Fig. 7) の全エネルギー E は

Fig. 7 異方性薄膜の静的モデル

$$E = E_u + E_H = K_u \sin^2 \theta - \vec{H} \cdot \vec{M} \\ = K_u \sin^2 \theta - H_x M \cos \theta - H_y M \sin \theta$$

で表わされる。困難及び容易方向の履歴曲線は夫々 $H_x=0, dE/d\theta=0$; $H_y=0, dE/d\theta=d^2E/d^2\theta=0$ とおき $M \sin \theta$ 対 H_y , $M \cos \theta$ 対 H_x の関係を求めることにより容易に得られる。かくして理論的に求められた曲線を Fig. 8 に示しておいた。ここで重要なこ

Fig. 8 縦及び横方向の履歴曲線

とは (1) 垂直方向の磁化曲線は履歴を示さないこと (2) 平行方向の曲線是完全な角型であり、 $2K_u/M \equiv H_K$ (異方性磁場) で飽和し、 $\pm H_K$ で $2M$ の非可逆的な磁化の反転が起ることである。次にまた重要なことは容易磁化方向の履歴曲線に及ぼす直角方向の磁場の影響であるが、これは $H_x \mp H_y \neq 0$ とし $dE/d\theta = d^2E/d^2\theta = 0$ を満足するような条件から求められ、結果を Fig. 9 に示しておいた。図にみるように (3) H_T が次第に増加するにつれて履歴曲線は角型から次第に変化し、 H_0 すなわち磁化逆転の起る磁場 (H_x) は次第に減小して遂に原点を通る S 型の曲線になる。この場合 H_x と H_y の函数関係は、 $H_x^{2/3} + H_y^{2/3} = (2K_u/M)^{2/3}$

Fig. 9 縦方向の履歴曲線に及ぼす H_y の影響

$= H_K^{2/3}$ となり、Fig. 10 に示した曲線となる。すなわちこの曲線の外側の磁場では磁化の反転 (Switching) が起ることになる。更に又 H_x が容易磁化方向と一致しない場合 (4) H_x 方向の履歴曲線は非常に多様な非対称曲線を示すようになる。しかし一般に測定された履歴曲線は Fig. 8 の点線で示したようになり、理想的な磁化回転機構からは程遠く、異方性の場合に記した種々の点がこれら特性に敏感に影響していると考えられているが定性的には余り問題でない。実際に薄膜の電子工学への応用を考える場合には (1)~(4) の磁化特性は非常に重要である。

2 動特性: 高周波磁心、または電子計算機の記憶素子等では磁化の逆転速度が非常に速いことが要求される。この場合、逆転速度を規制するものとしては磁壁の形成、移動速度及び磁化回転の速度等が考えられているが、磁壁移動による逆転速度は $\mu \text{ sec}$ の大きさであるのに対して、磁区の一斉回転によった場合には数 $\mu \text{ sec}$ の大きさになることは計算²³⁾ から求められている。薄膜の場合にはこの一斉回転で逆転が起っていることはたしかであるが²⁴⁾、数 $\mu \text{ sec}$ の変化現象の実験には、Switching の磁場の速さ、大きさ形等が大きな影響を及ぼすと考えられるうに、測定回路の

Fig. 10 H_x 対 H_y の関係

* D.O. Smith: Boston Conference, AIEE (1957), 625 参照。

noise も大きな問題となるため、測定が非常に難しく最近信頼性のある研究²⁵⁾が二、三なされたにすぎない。一例として Gyorgy²⁵⁾ 等の得た結果を Fig. 11 に示しておいたが、これらの報告によれば高速度逆転領域ではスピンの運動方程式としてよく知られた

Landau-Lifshitz の式²⁶⁾

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{M}} &= \gamma \mathbf{T} - (\Lambda/M^2) \mathbf{M} \times \mathbf{T} \\ &= \gamma [\mathbf{M}, \mathbf{H}] - (\Lambda/M^2) [\mathbf{M}, [\mathbf{M}, \mathbf{H}]]\end{aligned}$$

で逆転の様子を記述することが可能である。ここで第一項は Lossness トルク、第二項は Damping トルクとよばれている。また γ はジャイロ磁気定数、 Λ は振動数の次元をもつ制動係数を表わす。しかし図中 I, II 領域の逆転機構が試料の不均一性、周辺効果²⁷⁾ 或いは渦流の影響または膜の本質的な特性によるものかを早急に決断することは不可能である。薄膜の場合渦流による制動は殆んど問題にならず強磁性緩和機構による制動すなわち Λ が重要な役割を果している¹⁾²⁸⁾ と考えられているが、実際に渦流制動が完全に無視し得るか否かを決定し、且つ Λ の本質を明らかにすることは基礎的に重要な課題の一つである。

V 応 用

1 記憶素子：応用上現在最も重点的に研究されている一つであり、素材としては 80% Ni-Fe パーマロイが使用されているが、特性の再現性の点から Gyralloy が優れている²⁹⁾と報じられている。一般に下地材料としては硝子板が使用され、膜のスポットの大きさは直径 2~4mm、膜厚としては 800~1500Å 程度なのが研究されている。また駆動及び読取り用回路の配線には簡単なプリント法が考えられている。MIT の Lincoln Lab. では昨年既に 32語 10 bit の薄膜素子の試験に成功し、最近 Remington Rand では薄膜素子を使用した計算機の実用化に成功し Univac 1107

を公表した (Photo. 2)。

2 3-stroke shift register：パーマロイの膜厚 1000 Å、直径 1cm の磁心を非常に速いパルスで駆動した場合、逆転速度は $2\text{m}\mu\text{sec}$ 、出力電圧は約 1 volt となる。そこで極端に低いインピーダンス配線を行ない、制御及び駆動コイルを併用し、磁化を右或いは左に回転させることにより非常に高性能の shift register が実現される可能性があり、目下研究が企画されつつある。

3 高周波用磁気増幅器：損失のない履歴曲線が容易に得られることを利用し、高性能の増幅器製作が可能である。

Fig. 11 磁化逆転時間と駆動及び横磁場 (H_T) の関係、駆動磁場の立上り時間 $< 10^{-9}$ sec.

Photo. 2 UNIVAC 1107 薄膜素子計算機

- (a) 18×16 列素子
- (b) 素子と駆動、読取り等の配線模様
- (c) 全景 (床面積 13.5m²)

4 Mn-Bi 薄膜⁸⁰⁾：膜面に垂直に高磁場を作用させながら蒸着した場合、磁区の大きさは3000~6000Åとなる。そこでこの個々の磁区を一つの素子と考えると単位面積当たり $10^6 \sim 10^7$ の素子が得られ記憶容量は一挙に $10^5 \sim 10^6$ に増加する。これを記憶素子として使用するにあたっては Faraday 或いは Kerr 効果を利用して磁化の反転を起させる等のことが考えられているが単なる思索の域を脱していない。

5 多重層薄膜：Néel の理論⁸¹⁾によれば膜厚と H_c との関係は

$$H_c = 0.71(\gamma_0/K^2M)^{1/3} \cdot 1/D^{4/3}$$

で与えられる。ここで γ_0 は磁壁の表面エネルギー、 K は結晶異方性常数、 M は飽和磁気の強さ、 D は膜厚である。この理論式から判るように膜厚と H_c との関係は強磁性微粒子の粒子径と H_c の関係と全く同様であり、膜厚の減少に伴い H_c は増加することになる。従来電着及び蒸着膜の H_c に関する研究⁸²⁾は多く行なわれ、定性的には理論の妥当性を立証している。1958年 Ruske⁸³⁾ は銅の円筒上に Ni を電着続いて Cu, Ni, Cu, Ni, …… と交互に電着した多重層膜製作の際種々の機械的変形加工を施した特殊な状態の薄膜について H_c を測定し興味ある結果を得た。Fig. 12 (a), (b) に

Fig. 12 (a) 多重層 Ni-Cu 膜の塑性変形による抗磁力の変化 ($d_{Cu} \approx 10d_{Ni}$)

Fig. 12 (b) 圧縮加工前 (a)、後 (b) 焼鈍した試料の履歴曲線

$$d_{Ni} = 530 \text{ Å}, d_{Cu} = 800 \text{ Å}, H_{m1x} = 3500 \text{ Oe}$$

はその結果の一例を示しておいたが、150~700Å 厚の試料を変形加工後 200°C で一時間焼鈍を行った場合にはそのエネルギー積は $3.5 \times 10^6 \text{ G} \cdot \text{Oe}$ 、 $H_c \approx 1000 \text{ Oe}$ の大きさに到達することを見出している。しかし欠点として時効効果現象が著しい。

以上薄膜の応用について記述したが、これが実用化を困難にしている原因としては、第1に磁気特性の点で再現性のある薄膜製作の困難性、第2には非常にわずかな磁気的な変化量を取り出す電気的な回路の問題が考えられる。まず第1の問題は現在の蒸着法における真空度、蒸着速度及び下地材料の洗滌法並びに周辺効果の除去に厳密な規制を確立することにより解決されるものと信ずる。しかしながら将来蒸着法以外の他の薄膜製法、例えばメッキ⁸⁴⁾、電子溶解蒸着⁸⁵⁾、Sputtering⁸⁶⁾ 法等が開発される可能性も存在する。第2の点に関しては電気的な noise を極力減少させる回路の即時的な開発が希求されている。

VI 結 語

以上薄膜の2, 3の物性と応用を記述したが、現在電子計算機の一部を除いて他は総て実用化されていない状況である。磁石材料として出発したフェライトが高周波用軟質磁性材料としてすでに金属磁性材と対等の地位を確保したことを考えるならば、多くの特異性をもつ薄膜も近い将来金属及びフェライトと同等の地位を占むことが期待されるものと信ずる。

終りに磁区構造、磁気共鳴等に関する興味ある研究を割愛したこと並びに著者の不勉強のため内容の取捨、説明に当を得なかったところが多かったことと思われるが御寛容願いたい。

文 献

- 1) D. O. Smith: J. Appl. Phys., 29 (1958), 264; 権藤: 金属物理; 4 (1958), 221
- 2) F. Bloch: Z. Phys., 61 (1930), 206
- 3) M. J. Klein, R. C. Smith: Phys. Rev., 81 (1951), 378
- 4) S. J. Glass, M. J. Klein: Phys. Rev., 109 (1958), 288
- 5) Valenta. L: Czech: J. Phys., 7 (1957 b), 127; 7 (1957 c), 133
- 6) R. W. Hoffman, A. M. Eich: Boston Conference, AIEE (1957), 78
- 7) M. H. Seavey, P. E. Tannenwald: J. Appl. Phys., 29 (1958), 292
- 8) E. C. Crittenden, R. W. Hoffman: Rev. Mod. Phys., 25 (1953), 310
- 9) A. Drigo: Nuovo Cimento, 8 (1951), 498
- 10) C. A. Neugebauer: Phys. Rev., 116 (1959), 1441
- 11) C. P. Bean: Structure and Properties of Thin Films, John Wiley & Sons, Inc. (1959), 331
- 12) H. J. Williams, R. C. Sherwood: J. Appl. Phys., 28 (1957), 548
- 13) L. Néel: J. Phys. Rad., 15 (1954), 225; S. Ta-

- niguchi M. Yamamoto: Sci. Rep. Res. Inst. Tohoku Univ., A 6 (1954), 330; S. Chikazumi, T. Omura: J. Phys. Soc. Japan, 10 (1955), 842
- 14) D.M. Evans, H. Wilman: Acta. Cryst., 5 (1952), 731
- 15) T. G. Knorr, R. W. Hoffman: Phys. Rev., 113 (1959), 1039
- 16) 例えば D.O. Smith: J. Appl. Phys., Supplement to 30 (1959), 264 S; V. Kambersky, Z. Malek et al: Czechosl. Jour. Phys., (1960)
- 17) E. W. Pugh, E. L. Boyd, J. F. Freedman: IBM Jour. April (1960), 163
- 18) D.O. Smith, M.C. Cohen, G.P. Weiss: J. Appl. Phys., 31 (1960), 291 S; 295 S; 1755
- 19) M. Takahashi, D. Watanabe, T. Kono, S. Ogawa: J. Phys. Soc. Japan, 15 (1960), 1351
- 20) M. Takahashi, D. Watanabe, T. Sasagawa, S. Ogawa: J. Phys. Soc. Japan, 14 (1960), 1459; W. Andrä, Z. Malek, W. Schüppel, O. Stemme: Naturwiss., 46 (1959) 1; J. Appl. Phys., 31 (1960), 442; Ann. Physik, 5 (1960), 174
- 21) R.D. Heidenreich, F.W. Reynolds: Structure and Properties of Thin Films, John Wiley & Sons, Inc. (1959), 402; M. Prutton, E.M. Bradley: Proc. Phys. Soc., 75 (1960), 557
- 22) J.R. MacDonald: Phys. Rev., 106 (1957), 890; W. Andrä, Z. Malek, W. Schüppel, O. Stemme: J. Appl. Phys., 31 (1960), 442
- 23) N. Menyuk, J.B. Goodenough: J. Appl. Phys., 26 (1955), 8; 692
- 24) R.L. Conger, F.C. Essig: Phys. Rev., 104 (1956), 915; J. Appl. Phys., 28 (1957), 855; C.D. Olson, A.V. Pohm: J. Appl. Phys., 29 (1958), 274
- 25) F.B. Humphrey, E.M. Gyorgy: J. Appl. Phys., 30 (1959), 935; W. Dietrich, W.E. Proebster, P. Wolf: IBM. Jour., 4 (1960), 189; J. Appl. Phys., 31 (1960), 281 S; P. Wolf: Z. f. Physik, 160 (1960), 310
- 26) Landau, E. Lifshitz: Physik. Z. Sowjetunion, 8 (1935), 153
- 27) M. Beckerman, K.H. Behrndt: IBM. Jour., 4 (1960), 198
- 28) T.L. Gilbert, J.M. Kelley: Pittsburgh Conf. AIEE (1955), 253
- 29) E.M. Bradley: Electronics, (1960), 79
- 30) L. Mayer: J. Appl. Phys., 29 (1958), 1003; 1454
- 31) L. Néel: Jour. d. Phys. et Rad., 17 (1956), 250
- 32) L. Reimer: Z. Naturforsch., 11a (1956), 649; 12a (1957), 1014; W. Ruske: Ann. Physik, 2 (1958), 274
- 33) W. Ruske: Ann. Physik, 3 (1959), 323
- 34) 後藤: 電子科学, 10 (1960), 44; D.A. Meier: J. Appl. Phys., 30 (1959), 45 S; J.C. Lloyd, R.S. Smith: J. Appl. Phys., 30 (1959), 274 S
- 35) E. Kay: New Yorker Conference, Nov. (1960), 48
- 36) M.H. Francombe, A.J. Noreika: New Yorker Conference, Nov. (1960), 47

抄 録

酸化被膜の影響を考えた金属粉末の焼結経過の研究
[W. Dienst, O. Werner: Z. Metallk., 51 (1960), 45~52]

鉄粉及び銅粉の焼結及びそれを表面酸化した場合の焼結機構について述べている。

精密な連続記録式デイトレーターにより焼結金属粉末の寸法変化が測定され、焼結温度と焼結時間に対する銅又は鉄粉末成形体の収縮の状況がグラフに示される。時間に対する寸法収縮は指数関数で近似でき、活性化エネルギーが各粉末材料につき明らかにされる。この結果にもとづき、焼結初期では塑性流動をそれ以後の段階では粒界拡散が最も妥当な焼結メカニズムだとしている。

金属粉末の表面を酸化させると、初期の焼結過程における活性化エネルギーが著しく減少し、それ故表面における反応が焼結を促進させる働きのあることを示している。(図4, 表3) (岩崎澄男)

焼結鋼の低温衝撃強度 [L. d'A. Menezes: Progress in Pow. Met., 16 (1960), 141-151]

一般に普通鋼や低合金鋼には低温で突然靱性が無くなり、オーステナイトステンレス鋼やある種の鉄ニッケル合金ではこの現象はおこらない場合があるので、スティールメット 100 (1Mn-1Ni-Fe), スティールメット 101 (9Ni-1Mn-Fe), 101 スティールメット 302 (ステンレス 302), スティールメット (2Cu-0.25 Ni-Fe) の低温衝撃値及び組織を調査する。衝撃試験温度は 70°, -40°, -65° F である。

これらスティールメット 100, 101 と 302 の焼結鋼は 70°-65° F の温度領域では著しい靱性低下はあらわれない。スティールメット 100 より Ni 成分の多い 101 は衝撃値が高いので、Ni 成分が高いと低温靱性が良くなる。又 Cr と Ni を含有する 302 は非常に靱性が高く、低温になっても余り悪化しない。Cu と Ni を含むスティールメット 600 は 65° F 附近で靱性が急に悪くなる。特に熱処理すると、カーバイドの析出によってひどくもろくなる。(岩崎澄男)