スピノーダル型永久磁石合金の磁束温度係数

宮 本 毅 信*

Toshinobu Miyamoto : Temperature Coefficients of Magnetic Flux in Spinodal Decomposed Magnet Alloys. Reversible temperature coefficients of magnetic flux densities at various operating points on the demagnetization curves of columnar Alnico 5, columnar Alnico 8 and Fe-Cr-Co alloy magnets were measured using a nuclear magnetic resonance method. The temperature coefficient of Alnico 5 is $-(2.0 \pm 0.3) \times 10^{-4}/^{\circ}\text{C}$ between -20 and 50°C , of which the absolute value has a tendency to decrease slightly with decreasing permeance. For Alnico 8 and Fe-Cr-Co alloy, however, the temperature coefficients strongly depend on their operating points, and they markedly decrease with decreasing permeance, until the sign of temperature coefficient changes from negative to positive at some operating points near the knees of their demagnetization curves. It is found that for Alnico 8 the coefficient strongly depends on the aging condition also.

The temperature effects are reasonably explained by an offset effect of the magnetization between the weakly ferromagnetic matrix and strongly ferromagnetic precipitates in the spinodal decomposed magnet alloys, which can be expected to vary with their operating points as well as with the aging condition.

(Received April 21, 1977)

I. 緒 言

前報ではスピノーダル型磁石材料の安定性に関して、開路磁束の時間的な変化について述べた⁽¹⁾。本報では同じスピノーダル型磁石材料について、その磁気特性の温度に対する安定性を調べるために種々のパーミアンスにおける磁束の温度係数を検討した。

永久磁石はかなり広い温度範囲で使用しうることが望ましい。ここで取扱うスピノーダル型磁石はその温度に対する安定性が優れているので、計測機器などに多く利用されている。したがってその磁気特性の温度変化、すなわちその温度係数は実用上きわめて重要である。

一般に開路磁束の温度変化には可逆的なものと不可逆的なものがある。室温で着磁した磁石を高温度あるいは低温に短時間さらしたのち室温に戻すと減磁がおこる。これは不可逆な温度変化で、よく知られているフェライト磁石の低温減磁はこの不可逆変化の1つである。スピノーダル型磁石に属する Alnico 5 においても着磁直後では僅かな低温減磁が現われることが知られている⁽²⁾。しかしながらこのような不可逆温度変化は、適当な磁気枯しをあらかじめ行くと無視しうる程になりその磁束は約 $-40 \sim 120^{\circ}\text{C}$ の温度範囲で専ら可逆的な変化のみとなる。

本論文ではスピノーダル型磁石の開路磁束の可逆温度変化、すなわち温度係数を取扱う。既に知られているように磁束の温度係数はそのパーミアンスにも依存する⁽³⁾が、またいくつかの材料では温度にも依存する。したがってこれらの材料では、磁束の温度依存性は直線的ではなく曲線で

表わされるものとなる。その原因を明らかにするために、特に Alnico 8 について種々の時効処理条件のもとの磁束-温度曲線を調べ考察を加えた。

II. 実験方法

スピノーダル型磁石のうち柱状晶 Alnico 5, 柱状晶 Alnico 8 および Fe-Cr-Co 磁石合金を取り上げた。実験に用いた試料は前報⁽¹⁾とはほぼ同じもので、それらの寸法、組成および熱処理を Table 1 に示す。

各円柱状試験片をシリコンオイルバス中のつば型電磁石にセットし、自記磁束計により減磁曲線を測定した。定温槽油温は $-40 \sim 140^{\circ}\text{C}$ 間の種々の温度に設定した。

また、各材料について Table 1 の同一試験片を8個準備し試片の個数を変化することによって磁石のパーミアンスを変化させてその磁束の温度変化を測定した。この場合には、試片を磁気回路に装着し室温で着磁したのち DC パルス磁界により約 10% の安定化減磁を行い、そのまま室温で約 14h 放置した。この磁気回路を恒温槽に入れ、約 30 min 保持したのちその空隙磁束密度を核磁気共鳴法により測定した。磁気回路の形状、磁極片寸法および核磁気共鳴装置は前報と同じである。

III. 実験結果

1. 減磁曲線の温度変化

まず、各材料の減磁曲線の温度変化を調べた。Fig. 1 (a)~3(a)にはそれぞれの材料の -40 , 20 および 140°C に

* 住友特殊金属株式会社技術開発部(R & D Dept. Sumitomo Special Metals Co., Ltd., Mishima-gun, Osaka)

Table 1 Preparation of specimens.

Materials	Dimensions(mm)	Composition(wt%)	Heat treatments
col. Alnico 5	$\phi 28 \times 23$	8 Al-14 Ni-24Co -3 Cu-0.5 Si-bal. Fe	1250°C×30 min soluted, 20°C/min field cooled, 650°C×30 min +575°C×14h aged
col. Alnico 8	$\phi 23 \times 24$	7 Al-14 Ni-35 Co 5 Ti-3 Cu-bal. Fe	1250°C×30 min soluted, 810°C×8 min field- treated, 650°C×30 min +575°C×14 h aged
Fe-Cr-Co	$\phi 23 \times 24$	28 Cr-23 Co-1 Si -bal. Fe	1300°C×30min soluted, wa- ter quenched, 640°C×40 min field treated, 610°C×1 h + 580°C×2 h +550°C×2 h aged

Fig.1 Temperature variations in demagnetization curve (a) as well as in Br and Hc (b) for columnar Alnico 5 magnet. Fig.2 Temperature variations in demagnetization curve (a) as well as in Br and Hc (b) for columnar Alnico 8 magnet.

おける減磁曲線を示す。同図(b)にはこのような種々の温度の減磁曲線から読み取った Br および Hc の変化率を測定温度に対してプロットした。ここでその変化率は 20°C におけるそれらの値を基準にした。

Fig.1に示す柱状晶 Alnico 5 では、 Br は温度に対して負の勾配をもつほぼ直線的な変化を示し、その温度係数は約 $-0.023\%/^{\circ}\text{C}$ である。 Hc は低温側で正の温度係数をもつが、室温以上ではほとんど変化を示さない。これらの結果は Alnico 5 における従来の研究結果⁽³⁾ とほぼ一致する。

柱状晶 Alnico 8 (Fig. 2) でも Br は負の勾配をもつほぼ直線的な変化を示す。しかしその温度係数は約 $-0.020\%/^{\circ}\text{C}$ で、Alnico 5 より僅かに小さい。 Hc については Alnico 5 と同じくほとんど温度変化がないが、80°C 以上の高温で小さな負の温度係数を示す。以上のごとく、Alnico 5 および Alnico 8 の減磁曲線の温度変化はほぼ類似の傾向を示す。ところが Fe-Cr-Co 合金 (Fig. 3) では明らかにアルニコと違った振舞を示す。すなわち種々の温度で測定された減磁曲線は相互に交差する。その結果、同図(b)に見られるように温度に対して Br が低下するの

Fig.3 Temperature variations in demagnetization curve (a) as well as in Br and Hc (b) for anisotropic Fe-Cr-Co magnet.

に対して Hc は上昇する。 Br の温度変化は下に凸の曲線で示され、その温度係数は室温以下で約 $-0.057\%/^{\circ}C$ となる。この値はアルニコにくらべて約 2~3 倍大きい。しかし $80^{\circ}C$ 以上の高温では約 $-0.030\%/^{\circ}C$ でアルニコの値に近い。これに対して、 Hc の温度変化は上に凸の曲線で示され、アルニコにくらべて非常に大きい正の温度係数を示す。 $20^{\circ}C$ 以下ではその係数が約 $0.08\%/^{\circ}C$ に達する。

2. 開路磁束の温度変化

永久磁石が使用される任意のパーミアンスにおける磁束の温度係数は必ずしもその Br の温度係数とは一致しない。そこで各材料について種々のパーミアンスをもつ磁気回路を作り、その開路磁束の可逆温度変化を測定した。その結果をそれぞれ Fig. 4~6 に示す。ここではそれぞれ $20^{\circ}C$ の磁束値を基準にした磁束の変化率(%)を温度に対してプロットした。図中の数字は磁気回路のパーミアンス係数($B/\mu_0 H$)を示す。また比較のために、前述の Br の温度変化を点線によって記入した。これはパーミアンスが無限大のときの温度係数に対応する。

Fig. 4 に示す柱状晶 Alnico 5 の開路磁束の温度変化は、いずれのパーミアンスにおいても負の勾配をもつ直線で表わされる。その温度係数は $(BH)_{\max}$ 点 ($B/\mu_0 H \approx 18$) より Br 寄りの動作点では $-0.020 \sim -0.023\%/^{\circ}C$ で Br

Fig.4 Reversible temperature variation in the gap flux density at different operating points of columnar Alnico 5 magnet.

Fig.5 Reversible temperature variation in the gap flux density at different operating points of columnar Alnico 8 magnet.

の温度係数にはほぼ等しい。動作点が Hc 寄りに近づくと、すなわちパーミアンスが低下すると僅かではあるが次第にその温度係数の絶対値が低下する。この結果は Alnico 5 合金についての Tenzer の報告⁽⁴⁾とよく一致している。

これに対して柱状晶 Alnico 8 の開路磁束の温度変化 (Fig. 5) は磁石動作点に著しく依存することが注目される。パーミアンスの高い Br 寄りの動作点では Alnico 5 と同じく負の勾配をもつ直線的な変化を示す。しかしそのパーミアンスの低下にともない温度係数の絶対値は著しく小さくなる。さらにパーミアンスが低下して $(BH)_{\max}$ 点 ($B/\mu_0 H \approx 6$) 付近の動作点では、その温度変化は上に凸な曲線変化で示される。その曲線の極大点より高温側では負の温度係数であるが、低温側では正の係数を示す。このように温度係数が正から負へと温度に依って変化する傾向は Alnico 5 では全く見られなかったものである。そのた

Fig. 6 Reversible temperature variation in the gap flux density at different operating points of anisotropic Fe-Cr-Co magnet.

めに、パーミアンスが $(BH)_{\max}$ 点付近における Alnico 8 の磁束の温度変化はきわめて小さく、たとえば $B/\mu_0 H=7$ に対して、 $-20\sim 50^\circ\text{C}$ での変化は 0.2% 以下となる。これは同じ温度範囲の Alnico 5 にくらべて約 1/4 である。

次に Fe-Cr-Co 合金 (Fig. 6) でも Alnico 8 と同じ傾向を示し、その温度係数はパーミアンスにより大きく変化する。しかし Alnico 8 と違って Br 寄りの温度変化は大きく、また Hc 寄りの低パーミアンスにおいても測定した温度範囲内でその変化は上に凸の曲線変化にはならずほぼ直線的である。

図に見られるように、 $B/\mu_0 H=11$ と 7 の間でその温度係数の符号が反転する。したがって、この合金では温度係数がほとんど 0 になる磁石動作点が存在する。また、 Br の温度係数の絶対値はアルニコにくらべて大きいけれどもパーミアンスによる変化の割合が大きいので $(BH)_{\max}$ 点 ($B/\mu_0 H \approx 16.5$) 付近では Alnico 5 と同じ $-0.018\%/^\circ\text{C}$ の係数となる。この合金における温度係数のパーミアンスによる変化は McCaig⁽⁵⁾の結果にも示されている。彼の結果は直線変化でなく、複雑な曲線変化を示しているが、多分、組成および測定方法の違いによるためと思われる。

3. 時効処理による温度係数の変化

以上のように、スピノーダル型磁石材料の開路磁束の温度変化がその磁石動作点によって変化し、その変化の仕方が材料によって大きく異なることが明らかにされた。スピノーダル型合金は弱い強磁性ないし非磁性の α_2 相マトリックス中に分散析出した強い強磁性 α_1 相粒子からなるもの

であることが知られている。このため観測される温度変化の中には、これら両相の飽和磁化の温度変化が含まれる。とくに、キュリー温度が室温付近にあると考えられる α_2 相の飽和磁化の変化はその温度係数に大きな影響を及ぼすことが期待される。

そこで、柱状晶 Alnico 8 について磁場中等温処理を行ったのち、 $650^\circ\text{C} \times 30 \text{ min}$ の時効処理を行い、その後の 600°C における第 2 段時効処理時間を 0~10 h に種々変化した試料についてその開路磁束の温度変化を測定した。この時効時間の変化によって α_2 相の組成、したがってその磁化が次第に変化すると予想される。Table 2 に第 2 段の時効時間による磁石特性の変化をまとめた。 Br はあまり時効時間に依存しないが、 Hc および $(BH)_{\max}$ は時間とともに増加する。この増加は α_2 相マトリックスの磁化が時間とともに減少して行くためであると推測される。

それぞれの時効時間試料における開路磁束 ($B/\mu_0 H=7$) の温度変化率を Fig. 7 に示す。ここで図中の数字は 600°C での時効時間を示す。 600°C の時効を行なわない試料では、磁束は $-20\sim 60^\circ\text{C}$ にわたって正の勾配の温度変化を

Table 2 Effect of aging on the magnetic properties of columnar Alnico 8 magnets.

t^* (h)	Br (T)	Hc (kA/m)	$(BH)_{\max}$ (kJ/m ³)
0	1.06	121	64.0
3	1.06	129	71.2
5	1.06	130	72.0
7	1.06	130	72.0
10	1.06	130	72.8

* $1250^\circ\text{C} \times 30 \text{ min}$ soluted, $810^\circ\text{C} \times 8 \text{ min}$ field treated, $650^\circ\text{C} \times 30 \text{ min}$, and $600^\circ\text{C} \times t$ aged.

Fig. 7 Reversible temperature variations in the open flux of the columnar Alnico 8 magnet with permeance coefficient $B/\mu_0 H=7$, aged at 600°C for various durations.

示し、40°C 以上でその勾配が緩やかになる。3h の時効を行なった試料ではその磁束温度変化は約 40°C 付近に極大をもつ曲線を示し、高温側で小さな負の温度係数をもつ。さらに時効時間が長くなると、この極大は次第に低温側にシフトする。10 h の時効を行なった試料ではその極大は -20°C 以上には存在せず、-20~60°C の範囲で上に凸の負の勾配の曲線を示す。

以上の結果は Alnico 8 において、600°C における第 2 段時効処理時間を変化することにより、開路磁束の温度係数を広範囲に制御しうることを示唆するものとして注目される。

IV. 考 察

磁束の温度変化がその飽和磁化の温度変化によるとすれば、磁束に関して負の温度係数が期待される。実際 Alnico 5 の開路磁束はパーミアンスによらず常に負の温度係数が観測された (Fig. 4 参照)。またその値のパーミアンス依存性はきわめて小さい。しかしながら Alnico 8 および Fe-Cr-Co 合金ではその開路磁束の温度変化はパーミアンスに依存するのみならず、また Alnico 8 においてはその熱処理条件にも著しく依存することが見出された (Fig. 5~7 参照)。特に注目すべきは、低パーミアンスの場合に正の温度係数を示すことである。このような磁束に関する正の温度係数については従来ほとんど検討されていない。そこで、これらのスピノーダル合金に特有な 2 相構造にもとづいてその原因を考察する。

Alnico 8 試料の室温付近における飽和磁化の温度依存性を Fig. 8 に示す。ここでは 0°C の磁化を基準にした比磁化を温度に対してプロットした。曲線 (I) は 650°C × 30 min の 1 段時効を行なった試料の結果であり、また曲線 (II) は、これをさらに 600°C × 10 h 第 2 段時効を加えた場合のものである。図中の矢印で示す曲線上のクニックは合金中の弱強磁性 α_2 相のキュリー温度である。この α_2 相

Fig. 8 Temperature dependence of magnetization of columnar Alnico 8 subjected to various aging treatments.

のキュリー温度は第 2 段時効により約 45°C から -15°C に低下する。これは時効中に α_2 相の組成が変化することによる⁽⁶⁾。

強磁性の理論によれば、キュリー温度付近では磁化の急激な低下が現われるべきである。しかしスピノーダル合金中の非磁性相 (α_2 相) は組成に関していくらかのゆらぎを持つため、ある一点のキュリー温度を示さず、種々のキュリー温度の集まりとして示される。その結果 α_2 相のキュリー温度付近では Fig. 8 に見るように、むしろなだらかな飽和磁化の低下が現われるものと考えられる。

したがって室温付近の熱磁曲線は α_2 相のキュリー温度 (θ_2) で勾配を変える折線によってよく近似することができる。Fig. 8 の場合にはその勾配は、

$$\begin{aligned} \text{(I)} \quad & \begin{cases} (1/I_s) (dI_s/dT) = -4.25 \times 10^{-4}/^\circ\text{C} (T < \theta_2) \\ (1/I_s) (dI_s/dT) = -3.0 \times 10^{-4}/^\circ\text{C} (T > \theta_2) \end{cases} \\ \text{(II)} \quad & \begin{cases} (1/I_s) (dI_s/dT) = -5.3 \times 10^{-4}/^\circ\text{C} (T < \theta_2) \\ (1/I_s) (dI_s/dT) = -3.3 \times 10^{-4}/^\circ\text{C} (T > \theta_2) \end{cases} \end{aligned}$$

ここで I_s は合金の飽和磁化である。

α_1 および α_2 相の飽和磁化をそれぞれ I_1 および I_2 とし、その占積率を p および $(1-p)$ で表わすと、 $I_s = pI_1 + (1-p)I_2$ となる。

そこで減磁曲線上の任意の点における開路磁束の温度変化に注目する。ここでは反磁界の作用により α_1 および α_2 相のある部分が磁化反転しているとし、その反転部分の体積率をそれぞれの相について X_1 および X_2 で表わす。するとその点における磁化 (I) は次式で与えられる。

$$I = p(1-X_1)I_1 + (1-p)(1-X_2)I_2 \quad (1)$$

ここでパラメーター X_1 および X_2 は減磁曲線上で $I \geq 0$ であるから、 $0 \leq X_1 \leq 1$ 、 $0 \leq X_2 < 2$ の範囲で変化すると近似される。すなわち、その磁化反転において弱磁性 α_2 相は α_1 相に先行して磁化反転するものと仮定する。

またスピノーダル型磁石では室温付近において $I_1 \gg I_2$ である。したがって式 (1) において右辺の第 2 項は第 1 項に対して無視することができ、 $I \approx p(1-X_1)I_1 = p(1-X_1)I_s$ とおくことができる。これを考慮して式 (1) から開路磁束の温度係数を求めると、

$$\frac{1}{I} \frac{dI}{dT} = \frac{1}{I_s} \cdot \frac{dI_1}{dT} + \frac{(1-p)}{p} \cdot \frac{(1-X_2)}{(1-X_1)} \cdot \frac{1}{I_s} \frac{dI_2}{dT} \quad (T < \theta_2) \quad (2)$$

$$\frac{1}{I} \frac{dI}{dT} = \frac{1}{I_s} \cdot \frac{dI_1}{dT} \quad (T > \theta_2) \quad (2')$$

となる。 θ_2 以下の温度においては、 $(1/I_s) (dI_1/dT)$ および $(1/I_s) (dI_2/dT)$ は前述のごとくいずれも負の定数であるが $(1-X_2)/(1-X_1)$ が負の大きな値を取るならば、式 (2) の右辺、すなわち開路磁束の温度係数は正の値を取りうるであろう。しかし θ_2 以上の温度では $I_2 = 0$ となるので、その温度係数は式 (2') に与えられるように常に負の一定値を与える。

この事情を明らかにするために、磁化反転において

X_2/X_1 は一定に保たれると仮定し, $X_2/X_1=2$ および $X_2/X_1=6$ の 2 つの場合について I_1 および I_2 の温度係数を適当な値を入れて式 (2) によって開路磁束の温度係数を θ_2 の上下の種々の温度について計算した. ただし, $X_2/X_1=6$ の場合, たとえば $X_1>0.34$ に対して $X_2>2$ となるが, この場合 I_2 の向きが完全に反転しているのだから $X_1>0.34$ に対しては $X_2=2$ 一定として計算した. ここで $(1/I_1)(dI_1/dT) = -2.0 \times 10^{-4}/^\circ\text{C}$, $(1/I_2)(dI_2/dT) = -2.0 \times 10^{-4}/^\circ\text{C}$, $\theta_2=45^\circ\text{C}$, $p=0.54^{(6)(7)}$ とした. $(1/I)(dI/dT)$ の計算値にもとづいて $\Delta B/B$ を温度に対して図示すると Fig. 9 のようになる.

Fig. 9 Temperature variations calculated from eq. (2).

$X_2/X_1=2$, すなわち α_2 相の磁化反転する部分が α_1 相のその 2 倍となる場合には図の上段に示すごとく, $T<\theta_2$ の温度に対して磁束の温度係数は常に負であるが, X_1 の増加とともに, すなわちパーミアンスの低下にともないその勾配が緩やかになる. これは Alnico 5 の場合に対応するように見える.

しかし $X_2/X_1=6$ の場合には図の下段に示すように, 開路磁束の温度係数のパーミアンス依存性はきわめて大きくなる. パーミアンスが低くなると, すなわち X_1 が大きくなると正の温度係数を示すようになる. このような傾向は Fig. 5 および Fig. 6 に示した Alnico 8 および Fe-Cr-Co の結果を説明するものである. ただし, この計算では $(1/I_2)(dI_2/dT)$ を定数としたこと, および X_2/X_1 を一定としたことなどの仮定を含むが, これらの近似の粗さを考慮するならば, 以上の議論は実験の定性的な説明の域を越えないものである. Alnico 8 の実験結果に見られるような

曲線的な温度変化を説明するにはさらにその近似の精度を上げる必要がある.

さらに, $X_2/X_1=6$, $X_1=0.5\sim0.4$ の計算結果に見るように磁束の温度変化は $T=\theta_2$ において極大を示す. この考え方が正しいものとすれば, Fig. 7 における種々の時効を施した Alnico 8 の $B/\mu_0 H=7$ に対する磁束の温度変化の極大点はその合金の θ_2 に対応すると考えられる. したがって, このようなスピノーダル合金では時効処理が不十分であれば α_2 相のキュリー温度が室温よりも高くなり, 低パーミアンスの状態ではそのキュリー温度以下で正の温度係数を示しうると結論される.

V. 結 言

柱状晶 Alnico 5, 柱状晶 Alnico 8 および Fe-Cr-Co 合金についてその残留磁束密度, 保磁力および種々のパーミアンスにおける開路磁束の可逆温度変化を測定した. 得られた結果は以下のようにまとめることができる.

(1) 2 種類のアルニコ合金については, Br は約 $-0.02\%/^\circ\text{C}$ の温度係数をもつ直線で表わされ, Hc は $-40\sim140^\circ\text{C}$ 間ではほとんど変化を示さない. これに対して Fe-Cr-Co 合金では, Br の温度係数の絶対値はアルニコより約 2~3 倍大きく, Hc も約 $0.08\%/^\circ\text{C}$ と大きな正の温度係数を示す.

(2) 開路磁束の温度係数のパーミアンス依存性は各材料によって大きく異なる. すなわち, Alnico 5 ではそのパーミアンス依存性は僅かであり, いずれのパーミアンスでも負の勾配をもつほぼ直線的な温度変化を示す.

(3) Alnico 8 ではそのパーミアンス依存性はきわめて大きく, パーミアンスが低下すると温度係数の絶対値は著しく小さくなり, $B/\mu_0 H \leq 7$ の低パーミアンスでは磁束-温度曲線が極大をもち, それより低温側で正の温度係数となる.

(4) Fe-Cr-Co 合金でも温度係数のパーミアンス依存性は大きく, その低下にともない温度係数の絶対値は低下する. この合金でも $B/\mu_0 H=7$ の低パーミアンスに対して正の温度係数が観測されたが, Alnico 8 と違って曲線変化は示さない.

(5) Alnico 8 における上述の磁束-温度曲線の極大点は, 時効処理条件によっても変化し, 不十分な時効に対してはそれは室温より高温側にあり, 時効の進行にともない次第に低温側にシフトする.

(6) スピノーダル型合金における上述のような開路磁束の温度変化に対して, 室温付近にそのキュリー温度がある弱磁性相 (α_2 相) の磁化の温度変化に注目した. 減磁曲線における α_2 相の磁化反転を考慮することにより, 開路磁束の温度変化が定性的に説明しうることが示された.

(7) このモデルから Alnico 8 合金における磁束-温度

曲線の極大点は α_2 相のキュリー温度に対応しており、この合金では時効処理を変化することにより、その室温付近における温度係数をかなりの範囲で調整しうることが推論された。

本研究にあたり数々の御指導および御援助を賜りました名古屋大学工学部 岩間義郎教授に深く感謝致します。

文 献

(1) 宮本毅信：日本金属学会誌，**40**(1976)，1111.

- (2) 山川和郎，小西芳吉：金属材料技術研究報告，**1**(1958)，80.
 (3) R. J. Parker and R. J. Studders： *Permanent Magnet and Their Applications*, John Wiley & Sons, Inc., New York, London, (1962)，345.
 (4) R. K. Tenzer： *J. Alpp. Phys. Sup.*, **30**(1959)，115.
 (5) M. McCaig： *IEEE Trans.*, **Mag-11** (1975)，1443.
 (6) Y. Iwama： *Trans. JIM*, **8**(1967)，18.
 (7) V. Sergeyev and T. Y. Bulygina： *IEEE Trans. Mag.*, **Mag-6**(1970)，134.

Ni-Fe-Nb 系 Hardperm の特性に及ぼす板厚 および熱処理の影響*

増 本 量** 比内正勝** 村上雄悦**

Hakaru Masumoto, Masakatsu Hinai and Yûetsu Murakami: Influence of Sheet Thickness and Heat Treatment on the Magnetic Properties of Hardperm Alloys in the Ni-Fe-Nb System. Ni-Fe-Nb alloys were heated in purified H_2 gas at temperatures ranging from 750 to 1150°C for 1 h. The effects of sheet thickness and heat treatment on the magnetic properties of the alloys was investigated. Increasing the heating temperature resulted in increases in initial permeability μ_0 and maximum permeability μ_m and a decrease in coercive force H_c . In the case of thin sheet thicknesses of less than 0.05 mm, the alloys showed small values of μ_0 and μ_m and a large value of H_c .

The effective permeability μ_e showed a peak as a function of magnetic field H . The peak value decreased and finally disappeared with increasing frequency. The critical frequency at which the peak value disappeared increased with decrease in sheet thickness. With increasing frequency, μ_e at $H=0.4$ A/m first decreased gradually and then sharply. The frequency range where a gradual decrease in μ_e occurred became much wider with decreasing sheet thickness and lowering heating temperature. In the frequency range where the sharp decrease took place, however, the decrement in μ_e became smaller.

(Received May 12, 1977)

I. 緒 言

著者らは先に Ni-Fe-Nb 系合金が極めて高い透磁率および高い硬度を有することを見出し、これを Hardperm と称した⁽¹⁾⁽²⁾。したがって Hardperm は耐摩耗性を必要とする磁気記録再生ヘッドの磁心として好適であり、現在 Permalloy 系合金に代って広く使用されている。もちろん磁気ヘッドは交流磁場の下で作動するので、その磁心には高周波損失を少なくするために積層した薄板が用いられている。従来高透磁率合金の薄板の動的に関する研究⁽³⁾⁽⁴⁾はかなり発表されておるが、静的および動的特性におよぼす板厚および熱処理の影響に関する詳細な研究は数少ない⁽⁵⁾。

よって著者らは Ni-Fe-Nb 系 Hardperm の直流および交流磁場における特性におよぼす板厚および熱処理の影響について詳しく研究することにした。

II. 試料および実験方法

試料の原料としては純度 99.8% の電解 Ni，99.9% の電解 Fe および 99.9% の金属 Nb を使用した。試料を造るには全重量 3.2 kg の原料を真空中で溶解し、これに Mn 0.2% を加えて脱炭脱硫を行なった。つぎにこれを鉄型に注入して得た 50 mm 角の鋳塊を鍛造によって厚さ 10 mm，幅 100 mm とした後，厚さ 4 mm まで熱間圧延した。さらに厚さ 4→1→0.3→0.2→0.1 mm の段階で冷間

** 財団法人電気磁気材料研究所 (The Research Institute of Electric and Magnetic Alloys, Yagiya-Minami 2, Sendai)

* 1975年10月日本金属学会札幌大会に発表；財団法人電気磁気材料研究所研究報告第104号