UDC 621.318.13: 537.624.2
621.317.39.082.782.531.781

論文

51-B 74

方向性けい素鋼板を使用した磁気式 ロードセル

安川電機製作所
九州大学

溝口俊明
原田耕介

1. ま え が き

磁気ひずみ効果を利用した磁気式ロードセルは、抵抗線ひずみゲージ式ロードセルに比較して出力が大きく過負荷にも強いなどの特長があり、古くから使用されてきた。この種の磁気式ロードセルには従来、変圧器形⁽¹⁾⁽²⁾と磁気増幅器形⁽³⁾⁽⁴⁾とリアクトル形⁽⁵⁾⁽⁶⁾の種類があるが、いずれもその動作原理についての定量的な解析結果はこれまで発表されていない。

本稿では方向性けい素鋼板を使用したリアクトル形ロードセルの解析を行なうために、まず、単結晶モデルを使用して応力と磁化特性との間の近似的な関係式を求めている。次に、可飽和リアクトルとの相似性と磁心の形状効果を考慮に入れたリアクトル形ロードセルの等価回路を示し、伝達特性やその比例限界、直線性誤差などについて検討を加えている。

2. 外部応力による磁化曲線変化の解析

〈2・1〉 単結晶モデルによる解析 これまで、方向性けい素鋼板の応力下の磁気特性や鉄損については多くの実測結果が発表されているが、ロードセルの基本原理として利用できるように理論的な解析結果はあまりみられなかった。磁気異方性を有する磁性体の応力下の磁気特性が、主として、磁気異方性エネルギー、磁気弾性エネルギー、磁化エネルギーの3つのエネルギーによって左右されることは以前から知られていたが^{(7)~(9)}、方向性けい素鋼板に対し圧延方向に圧縮応

力と磁界を加えた場合の磁化曲線に関しては理想状態の仮定の下に提案されたモデル⁽⁵⁾がある。

本節では、このモデルを拡張して任意方向から圧縮応力と磁界を加えた場合の応力と磁化曲線との間の一般的な関係式を求める。ここでは、方向性けい素鋼板が圧延方向に〔100〕軸をもち、圧延面を〔011〕とする単結晶モデルを仮定し、圧延方向に対して任意の角度 γ の方向から圧縮応力 σ と磁界 H を加えた場合について考察する。この場合、本稿では方向性けい素鋼板を積層して用いるので、厚さ方向の反磁界は無視できるものと仮定した。

結晶の磁気異方性エネルギーを E_K 、応力による磁気弾性エネルギーを E_σ 、磁界による磁化エネルギーを E_H とすると、各エネルギーは一般に知られている下記の式で与えられる。

$$E_K = K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \dots\dots\dots (1)$$

$$E_\sigma = \lambda \sigma \dots\dots\dots (2)$$

$$\lambda = (3/2) \lambda_{100} (\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - 1/3) + 3 \lambda_{111} (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_3 \alpha_1 \beta_3 \beta_1) \dots\dots\dots (3)$$

$$E_H = -J_s H \cos \theta_{JH} \dots\dots\dots (4)$$

但し、 K_1, K_2 : 磁気異方性定数、 $\lambda_{100}, \lambda_{111}$: 磁気弾性定数、 $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$: 自発磁化 J_s の方向余弦、 $(\beta_1, \beta_2, \beta_3) = (\cos \gamma, 1/\sqrt{2} \sin \gamma, 1/\sqrt{2} \sin \gamma)$: 応力 σ の方向余弦、 $\cos \theta_{JH} = \sum \alpha_i \beta_i$: J_s と H のなす角度 θ_{JH} の余弦

従って、これら3つの総エネルギーを $E_T = E_K + E_\sigma + E_H$ とすれば、与えられた大きさの応力 σ 、磁界 H に対して E_T が最小となるような自発磁化 J_s の方向を求めることにより応力下の磁化曲線を求めることが可能である。しかしながら、実際には、けい素鋼

Magnetic Load Cell with Oriented Silicon-Iron Steel Laminations. By Toshiaki Mizoguchi, Member (Yaskawa Electric Co., Ltd.) & Kosuke Harada, Member (Faculty of Engineering, Kyushu University).

溝口俊明: 正員, 安川電機製作所東京工場
原田耕介: 正員, 九州大学工学部電子工学科教授

の結晶異方性が非常に大きいので、応力が弾性限界内 ($\sigma < 10^8 \text{ N/m}^2$) で、かつ磁界の大きさも通常の使用範囲 ($H < 2 \times 10^3 \text{ A/m}$) では、 $K_1 \gg \lambda_{100} \sigma$, $K_1 \gg J_s H$ であって、自発磁化の方向は磁化容易方向である〔100〕,〔010〕,〔001〕方向、あるいはその極く近傍のみを向いていると考えることができる。このことを利用すれば簡単に近似解を求めることができる。すなわち、自発磁化 J_s の方向余弦は θ を〔100〕方向となす角とすると近似的に $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = (\cos \theta, \sin \theta, 0)$ と書けるので、 $E_T = E_T(\theta, H, \sigma)$ と書くことにすれば、 E_T を最小にするような角度 θ_0 は次式から求められる。

$$\theta_0 = \begin{cases} 0, & E_T(0, H, \sigma) - E_T(\pi/2, H, \sigma) < 0 \\ \pi/2, & E_T(0, H, \sigma) - E_T(\pi/2, H, \sigma) > 0 \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & E_T(0, H, \sigma) - E_T(\pi/2, H, \sigma) \\ &= \frac{3}{2} \lambda_{100} \sigma \left(\cos^2 \gamma - \frac{1}{2} \sin^2 \gamma \right) \\ &\quad - J_s H \left(\cos \gamma - \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \gamma \right) \dots \dots \dots (6) \end{aligned}$$

(6) 式から、 $E_T(0, H_T, \sigma) = E_T(\pi/2, H_T, \sigma)$ なる H_T を求めると次式が得られる。

$$H_T = \frac{3}{2} \cdot \frac{\lambda_{100}}{J_s} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \sin \gamma + \cos \gamma \right) \sigma \dots \dots \dots (7)$$

但し、 $\cos \gamma \approx (1/\sqrt{2}) \sin \gamma$

ここで、 H_T は、第1図に示すように、磁界を徐々に増加又は減少させるときに磁化の強さが急に変化する部分の磁界の強さを示すものである。

(イ) 圧延方向、すなわち〔100〕方向から応力と磁界を加える場合、(ロ) 圧延方向に対して直角方向、すなわち〔011〕方向から応力と磁界を加える場合、及び、(ハ)〔111〕方向から応力と磁界を加える場合の各場合

第1図 シリコン鉄単結晶の理想的磁化曲線

Fig. 1. Ideal magnetization curves of single crystals.

について考えると、それぞれ $\gamma = 0^\circ, \gamma = 90^\circ, \gamma = 55^\circ$ に相当するから、 H_T は(7)式から次のようになる。

$$[100] \text{ 方向 } H_T = \frac{3}{2} \cdot \frac{\lambda_{100}}{J_s} \sigma \dots \dots \dots (8)$$

$$[011] \text{ 方向 } H_T = \frac{3}{2\sqrt{2}} \cdot \frac{\lambda_{100}}{J_s} \sigma \dots \dots \dots (9)$$

$$[111] \text{ 方向 } H_T \text{ は存在しない。}$$

一般に常用されている単位として、応力 $\sigma (\text{N/m}^2)$ の代りに $\sigma' = 9.8 \times 10^6 \sigma (\text{kg/mm}^2)$ を、磁界の強さ $H (\text{A/m})$ の代りに $H' = 4\pi H \times 10^{-3} (\text{Oe})$ を使用して3%シリコン鉄について計算すると、定数 $J_s = 2.0 (\text{Wb/m}^2)$, $\lambda_{100} = 26 \times 10^{-6}$ を(8), (9)式へ代入してそれぞれ次式が得られる。

$$[100] \text{ 方向 } H_T' \approx 2.4 \sigma' (\text{Oe}) \dots \dots \dots (10)$$

$$[011] \text{ 方向 } H_T' \approx 1.7 \sigma' (\text{Oe}) \dots \dots \dots (11)$$

(7)~(11)式は、第1図のような応力下の磁化曲線の H_T (又は H_T') が圧縮応力 σ (又は σ') に比例することを示しており、リアクトル形ロードセルの基本となる式である。

〈2・2〉 実験結果と考察 約3%のシリコンを含む板厚0.3mmのG-11級方向性けい素鋼板を使用し、これを第2図の形状に打抜き、窒素ふい気中800°Cで2時間焼鈍した後、積層、接着して磁心を製作した。磁心はそれぞれ γ が $0^\circ, 90^\circ, 55^\circ$ になっている3種類を用意した。

第3図(a)~(c)の各実線は、第2図の磁心に上下方向の圧縮応力を加えた場合の直流磁化曲線の変化を実測したものである。ここで、図中の横軸目盛は応力印加部分の平均磁路長 $l = (l_1 + l_2)/2$ から求めた値である。(a)図、(b)図ではいずれも応力の増加と共に磁化曲線が左右へ移動しているが、(c)図の $\gamma = 55^\circ$ ではほとんど変化していない。これらの傾向は単結晶モ

第2図 磁心の形状

Fig. 2. Magnetic cores geometry.

第3図 磁心の磁化曲線に対する応力の影響
Fig. 3. Effect of compressive stress on magnetization curves of cores.

デルによる解析結果と良くあっている。

実測された磁化曲線が第1図と異なりなめらかなこう配を持っている原因としては、主として以下の3点が考えられる。

中でも一番大きな原因として考えられるのは磁心の形状効果によるもので、実際の磁心が有限の大きさを

第4図 磁心の理想的 ϕ - I 曲線
Fig. 4. Ideal ϕ - I curves of cores.

持つことにより ϕ - I 特性にこう配が表われることである。例えば、第2図の磁心が第1図のような磁化特性を持つ結晶の集合でできていると仮定し、磁心の応力印加部分における最短磁路長を l_1 、最長磁路長を l_2 とすると第4図のような磁化特性が得られる。ここで、それぞれ I_1, I_2 は次式で与えられる。

$$I_1 = (l_1/N_G) H_T \quad (12)$$

$$I_2 = (l_2/N_G) H_T \quad (13)$$

但し、 N_G : 磁心に巻かれた巻線の巻数。

(12), (13)式から次の関係が得られる。

$$I_2/I_1 = l_2/l_1 \quad (14)$$

第3図 (a), (b) には、この実験に使用した磁心の定数、 $l_1 = 70 \times 10^{-3} \text{ m}$ 、 $l_2 = 106 \times 10^{-3} \text{ m}$ を考慮して求めた磁化特性を点線で示してある。実測値と計算値との間には、かなりの一致性がみられる。第4図の I_1 と I_2 との間の磁化特性は直線で示してあるが、磁心の形状によっては異なった曲線となることが予想される。以上述べた l_1/l_2 の外にも、他の寸法やコア単板の厚さ、積層厚さなどが形状効果として磁化特性に複雑に影響していると考えられる。

第2の原因は、結晶配列の不完全さによるものである。実験に使用した方向性けい素鋼板では、メーカの資料によれば、磁化容易軸方向の圧延方向への集積度は 10° 以内が 75% で平均 7° ぐらいと推定される。多結晶性磁性体の磁化率が応力に反比例する⁽¹⁰⁾ ことを考えると、この結晶配列の不完全さにより多少この性質が重畳されているものと考えられる。

第3は応力分布の非一様性によるもので、応力集中などにより磁心内部の応力分布が一樣でない場合には各部の磁化特性が同一にならないために、磁化曲線をなめらかにする原因となる。

最近ではより単結晶性の優れた方向性けい素鋼板も

市販されているので、このような材料で形状効果や応力集中をできるだけ小さくするように磁心を製作することができれば、第1図に示すような単結晶の理想的磁化曲線により近いものが得られるであろう。

3. リアクトル形ロードセル

〈3・1〉 応力と直流制御電流の相似性 単結晶モ

デルによる解析結果によれば、応力印加時の磁心が第1図のような磁化特性変化を示すことが明らかとなったが、この磁化特性変化の様子は拘束磁化状態における可飽和リアクトル⁽¹¹⁾で、直流制御電流をパラメータとした場合の磁化特性変化と類似しており、両者は回路的に同様な取扱いができる⁽¹²⁾。

第5図(a)はリアクトル形ロードセルの基本的な回路構成である。 N_G は磁心に巻かれたゲート巻線の巻数、 e は電源電圧、 R_0 はゲート巻線の抵抗 R_G 及び負荷抵抗を含めた出力回路の全抵抗、 i は出力回路を流れる電流を示している。第5図(b)は同図(a)と相似な可飽和リアクトルの回路構成で、 N_C は磁心の制御巻線の巻数、 I_C は制御電流、 L は十分大きなインダクタンス、 $2e$ は電源電圧、 $2R_0$ は出力回路の全抵抗

第5図 リアクトル形ロードセルの基本回路とこれに相似な可飽和リアクトル回路

Fig. 5. Fundamental circuit of a reactor type load cell and an analogical saturable reactor circuit to the former.

第1表 互換表

Table 1. Analogy between constants.

	第5図(a)	第5図(b)
等価制御電流	$(I/N_G)H_T$	$(N_C/N_G)I_C$
無負荷飽和電圧	E_{s0}	$2E_{s0}$
飽和磁束密度	B_s	$2B_s$
回路の抵抗	R_0	$2R_0$

を示している。すなわち、(a)図の回路で応力 σ を独立変数とした場合の出力電流 i の変化の様子は、直流制御電流 I_C を独立変数とした(b)図の可飽和リアクトル回路の場合と同様にして求めることができる。この場合の両回路の互換性を第1表に示す。但し、 l は

(a) リアクトル形ロードセル

(b) 可飽和リアクトル

第6図 制御特性

Fig. 6. Transfer characteristics.

第 7 図 整流回路

Fig. 7. Rectifier circuit.

応力印加部分の磁心の平均磁路長である。

第 5 図 (a) と (b) の回路に対して同一条件下における制御特性をそれぞれ第 6 図 (a) と (b) に示す。磁心は第 2 図の形状で圧延方向 ($\gamma=0$) に打抜いたものを使用している。又、出力平均電流の測定には第 7 図の回路を使用し、整流器の微小電流における非直線性の影響を受けないようにしている。

又、第 8 図には、第 5 図 (a) と (b) の回路がそれぞれ比例領域において、第 1 表の互換条件を満たすよう

(a) リアクトル形ロードセル $R_0=128\ \Omega$, $\sigma=6\ \text{kg/mm}^2$
 $e=15\ \text{V}$, $Y=10\ \text{V/div}$, $f=60\ \text{Hz}$

(b) 可飽和リアクトル $2R_0=256\ \Omega$, $I_C=150\ \text{mA}$
 $2e=30\ \text{V}$, $Y=20\ \text{V/div}$, $f=60\ \text{Hz}$

第 8 図 励磁電圧と出力電圧の波形

Fig. 8. Oscillograms of magnetizing voltage and output voltage.

な対応した条件下にある場合の各出力電流波形と、そのときの理想的な単結晶モデルにおける理論波形第 8 図 (c) を示す。

第 6 図、第 8 図ともに、(a) と (b) 図との間にはかなり良い相似性がみられる。第 6 図の比例領域で (b) 図よりも (a) 図の方が電源電圧の影響を多く受け、第 8 図では (b) 図よりも (a) 図の方が電流波形に丸みが出ているのは、第 5 図 (b) の回路では制御電流の I_C 変化に対して磁化特性のこう配が一定なのに対して、第 5 図 (a) の回路では第 4 図に示した磁化特性のこう配が応力 σ の増大と共に小さくなるために、電源電圧の波形の影響が現われているためである。

〈3・2〉 等価回路 これまでの議論から、方向性けい素鋼板を使用したリアクトル形ロードセルの等価回路は第 9 図のように書くことができる。すなわち、磁心 A は理想的な単結晶磁心であり、磁心 B は形状効果により生じる ϕ - I 特性のこう配を表わすためにわかりやすく分離した磁心であって、これらの並列回路として考えることができる。

磁心 A と磁心 B の特性を合成した磁化特性が第 4 図の磁化特性に等しいという関係から、第 9 図に示す I_a と I_b を求めると次式が得られる。

$$I_a = l_1 H_T / N_G \dots\dots\dots (15)$$

$$I_b = (l_2 - l_1) H_T / N_G \dots\dots\dots (16)$$

(15) 式から、磁心 A は磁路長 l_1 の単結晶磁心と考え

第 9 図 リアクトル形ロードセルの等価回路

Fig. 9. Equivalent circuit of a reactor type load cell.

ることができる。これに対して、磁心 B は透磁率が応力に反比例する多結晶性磁心と考えることができる。ここで、磁心 B の見掛けの透磁率 $\mu = B_s/(N_G I_b/l)$ は (16) 式から次のようになる。

$$\mu = \frac{l}{l_2 - l_1} \cdot \frac{B_s}{H_T} \quad (17)$$

磁心の形状が $l_2 \approx l_1$ のときには磁心 A が、 $l_2 \gg l_1$ のときには磁心 B が全体の磁化特性を支配するようになる。

〈3・3〉 伝達特性 第9図の等価回路を使用して、ロードセルの入力である応力 σ とロードセルの出力である回路電流 i との間の伝達特性を求めてみよう。ロードセルとしては電源電圧変動の影響を受けにくいのが望ましいので、以下では磁心が非飽和状態にあるとし、形状との関係から3種類の場合に分けて取扱うことにする。

(1) $l_2 \approx l_1$ の場合 (理想的単結晶モデル) この場合には、第9図の等価回路で磁心 A のみを考慮すれば良い。従って、磁心の非飽和条件から比例領域における出力電流 i_a の平均値 I_{ma} を求めると次式を得る。

$$I_{ma} \equiv I_a = (l_1/N_G) H_T \quad (18)$$

前に、(8)、(9)式において H_T が応力 σ に比例することが示されているので、(18)式はロードセルの出力電流 I_{ma} が応力 σ に比例することを表わしている。同時に、出力電流 I_{ma} が電源電圧や周波数に無関係で定電流出力であることがわかる。定電流出力が得られることは単結晶モデルによるリアクトル形ロードセルの優れた特長であって、電源の電圧変動や周波数変動の影響を受けないという実用上の大きな利点がある。

(18)式が成り立つための比例限界は可飽和リアクトルとの相似性から次式で与えられる⁽¹³⁾。

$$I_{ma} \leq 0.8(E/R_0) \quad (19)$$

又は

$$H_T \leq 0.8(N_G/l_1) \cdot (E/R_0) \quad (20)$$

ここで、 E : 電源電圧 e の平均値

(19)式は、比例領域をできるだけ広くするには回路の抵抗 R_0 を小さくすれば良いことを示している。第6図(a)の破線は比例限界を示したものである。

(2) $l_2 \gg l_1$ の場合 (多結晶性) 第9図の等価回路において形状効果により磁心 B が支配的になる場合には、可変インダクタンスとして取扱うことができる。磁心 B を流れる電流 i_b の平均値 I_{mb} は電源電圧の平均値 E 及びインダクタンス L との間に次のような関係がある。

$$I_{mb} = \frac{E}{\omega L \sqrt{1 + (R_0/\omega L)^2}} \quad (21)$$

$$L = \frac{\mu \cdot S \cdot N_G^2}{l} = \frac{B_s \cdot S \cdot N_G^2}{(l_2 - l_1) H_T} \quad (22)$$

但し、 S : 磁路の断面積

$R_0 \ll \omega L$ の場合には

$$I_{mb} = \left(\frac{E}{\omega S N_G B_s} \right) I_b = \left(\frac{B_m}{B_s} \right) I_b \quad (23)$$

ここで、 B_m : 磁束密度の平均値

すなわち、出力は R_0 が ωL に比較して無視できるほど小さいときはインダクタンス L に反比例し、従って応力 σ に比例する。又、電源電圧 E に比例し、周波数 ω に反比例することがわかる。

R_0 が ωL の大きさに比較して無視できないほど大きいときは、応力 σ と出力電流 I_{mb} との間の伝達特性は非線形となり、第10図のように上に凸の特性になる。図中 σ_R は定格応力を示し、実線が伝達特性、一点鎖線が零点と定格点を結ぶ直線である。この場合のロードセルとしての直線性誤差を求めてみよう。直線性誤差 d として次式のように定義する。

$$d \equiv \frac{I_{mb}(\sigma) - (\sigma/\sigma_R) I_{mb}(\sigma_R)}{I_{mb}(\sigma_R)} \times 100 (\% \text{ FS}) \quad (24)$$

L_R を定格応力 σ_R のときのインダクタンスとすれば (24)式は次のように書ける。

$$d = \left(\frac{\sqrt{1 + (R_0/\omega L_R)^2} - 1}{\sqrt{1 + (R_0/\omega L)^2}} \right) \frac{L_R}{L} \times 100 \quad (25)$$

$\partial d / \partial L = 0$ より d の最大値 $d_{\max}$ を求めると

$$d_{\max} = \left(\frac{\omega L_R}{R_0} \right) \left\{ \left(1 + \frac{R_0^2}{\omega^2 L_R^2} \right)^{1/3} - 1 \right\}^{3/2} \times 100 \quad (26)$$

第10図 多結晶磁心を使用したロードセルの伝達特性

Fig. 10. Transfer characteristics of the load cell with polycrystalline magnetic cores.

$$d_{\max} = \frac{R_0^2}{3\sqrt{3}\omega^2 L_R^2} \times 100 \left(\frac{R_0}{\omega L_R} \ll 1 \right)$$

$$= \frac{R_0^2 (l_2 - l_1)^2 H_{TR}^2}{3\sqrt{3}\omega^2 B_s^2 S^2 N_G^4} \times 100 \dots\dots (27)$$

ここで、 H_{TR} : 定格応力時の H_T

(27)式から、 $d_{\max}$ は $(R_0/\omega L_R)^2$ にほぼ比例して大きくなり、従って直線性誤差をできるだけ小さくするためには、定格応力時の磁心のインピーダンス ωL_R が回路抵抗 R_0 に比較して十分大きくなるように磁心の寸法 (l_1, l_2, S) や巻線数 (N)、励磁周波数 (ω) などを決定しなければならない。

(3) 一般の場合 単結晶モデルと多結晶性磁心の組合せで考えられる一般的な場合の伝達特性は、それぞれ単独の場合の結果から容易に求められる。単結晶モデルの場合と多結晶磁心の場合のいずれの場合にも回路の抵抗 R_0 が伝達特性に決定的な影響を持っていることがわかった。すなわち、回路の抵抗 R_0 は前者の場合には伝達特性の比例限界と関係し、後者の場合には、伝達特性そのものの直線性誤差と関係している。従って、リアクトル形ロードセルの場合にはできるだけ回路の抵抗 R_0 が小さいことが望まれる。この場合、 $R_0 \ll \omega L_R$ なる条件下で考えることにすれば、伝達特性は(18)式と(23)式の和として得られる。

$$I_m = I_{ma} + I_{mb} = I_a + (B_m/B_s)I_b \dots\dots (28)$$

この場合の直線性誤差は近似的に次式で与えられる。

$$d_{\max} = \left(1 + \frac{I_a}{I_b} \cdot \frac{B_s}{B_m} \right) \frac{R_0^2}{3\sqrt{3}\omega^2 L_R^2} \times 100 \text{ (\% FS)} \dots\dots (29)$$

ここで、

$$I_a/I_b = l_1/(l_2 - l_1) \dots\dots (30)$$

(29)式から直線性誤差を小さくするにはできるだけ $l_1 \approx l_2$ とし、かつ $R_0 \ll \omega L_R$ にしなければならないことがわかる。但し、極端に $l_1 \approx l_2$ とすることは磁心の柱の大きさに比較して背の高さが高くなることを意味し応力伝達上、不安定になりやすいので注意する必要がある。

第 11 図にロードセルの伝達特性の実測例を示す。応力が約 1.5 kg/mm^2 までは伝達特性に曲りがあるが、それ以上ではすぐれた直線性が得られている。小応力範囲の曲りの原因としては表面の絶縁皮膜の影響や零応力時の鉄損などが考えられるが定量的には不明確である。ロードセルとして使用する場合には $2 \sim 3 \text{ kg/mm}^2$ のバイアス応力を加えて直線性の良い応力範囲だけを利用する。第 12 図には実用応力範囲 $2.7 \sim 5.3 \text{ kg/mm}^2$ における直線性誤差と回路抵抗との関係

第 11 図 ロードセルの伝達特性

Fig. 11. Transfer characteristics of a load cell.

第 12 図 直線性誤差と回路抵抗の関係

Fig. 12. Relation between the linearity error and the resistance of the circuit.

を実測した例を示す。実測値が計算結果より少し大きくなっているが、これはバイアス応力の影響によるものと考えられる。回路抵抗が小さいところでは 0.1% FS 程度の直線性が得られている。第 11 図、第 12 図の実験にはいずれも $\gamma = 0^\circ$ の磁心を使用している。

ロードセルとして最も基本的な特性である直線性の誤差は回路抵抗の大きさに、大きく依存することがわかったが、磁心に一樣な応力を加えることも重要で、そのために応力伝達機構がいろいろ工夫されている。

4. む す び

方向性けい素鋼板の外部応力による磁化曲線変化の解析を行ない、その結果と磁心の形状効果とを考慮してリアクトル形ロードセルの等価回路を作り、これから応力と出力との間の伝達特性及び直線性誤差について解析を行なった。

その結果、方向性けい素鋼板に対する応力の関係が普通の可飽和リアクトルにおける制御電流に対応しており、両者は回路的に同様な取扱いができることがわかった。又、実際の磁心においては形状効果により磁心の見掛けの透磁率が応力と共に減少するようになるため、ロードセルの等価回路は単結晶磁心と多結晶性磁心の並列回路として表わされることを示した。

ロードセルの直線性誤差は、主として回路抵抗 R_0 と定格荷重時の磁心のインダクタンス ωL_R とにより決定され、 $(R_0/\omega L_R)^2$ に比例することが明らかとなった。

リアクトル形ロードセルに関する解析結果は、他の磁気式ロードセルの動作を考察する上でも、最も基本となるものである。

最後に、本研究に終始御援助を頂いた安川電機製作所東京工場の石井次郎課長に謝意を表する。

(昭和50年3月13日受付、同51年2月10日再受付)

文 献

- (1) O. Dahle: 特許 昭 31-495
- (2) O. Dahle: Proc. Interimag. conf **13**, 2 (1963)
- (3) 平塚: 特許 昭 42-16030
- (4) 細江・松林: 計測と制御 **5**, 11, pp. 47 (昭 41)
- (5) 後藤: 昭45電気四学会連大 No. 326
- (6) 安積: 磁歪計測とその応用 (昭 37)
- (7) R. M. Bozorth: Ferromagnetism p. 617 (1951)
- (8) 菊池: 磁歪振動と超音波 (昭 37)
- (9) K. K. ナミトコフ: エレクトロテクニカ **38**, 2, p. 50 (昭42)
- (10) 石井・後藤・溝口: 第17回自動制御連合講演会 4027 (昭 49)
- (11) 茂木: 磁気増幅器 p. 14 (昭 32)
- (12) 石井・溝口・原田: 昭45電気四学会連大 No. 670
- (13) 山村・原田: 磁気増幅器 pp. 117 (昭 34)