交番磁界中の 50% Ni-Fe テープ磁心における磁壁の動きの測定

大阪大学 白江 公 輔
大阪大学 古 川 久 生

1. ま え が き

交番磁界中の磁壁の動きを測定するには、Kerr 効果の反射光を電気信号に変換する方法が便利であり広く用いられている。しかし、この方法で測定する場合に、試料の全面からの反射光を一つの電気信号に変換すると⁽¹⁾、個々の磁壁の動きに関する情報が全く失われ、微小面積からの反射光を変換すれば⁽²⁾、磁壁の微細な動きの検出はできるが全体の動きがわからなくなるなどの欠点がある。光電変換法におけるこのような欠点を除き、広い測定領域全域における個々の磁壁の動きを測定することのできる装置を試作した。それは測定領域を多数の微小な検出領域に分割し、各検出領域からの反射光をそれぞれ電気信号に変換し、これらの信号を同時にブラウン管上に表示する方式⁽³⁾である。本文はこのような多個所磁壁移動測定装置を用い、交番磁界中の 50% Ni-Fe テープ磁心における磁壁の動きについて研究した結果の報告である。

2. 多個所磁壁移動測定装置⁽³⁾⁽⁴⁾

〈2.1〉 装置の動作 第 1 図に試作した多個所磁壁移動測定装置の構成図を示す。偏光子を通った光は磁心表面で反射され、検光子およびレンズを通して表面の拡大実像を結ぶ。この位置に 28 個のホトトランジスタを配置し光電変換を行なう。各ホトトランジスタの出力電流はそれぞれ直流増幅器で増幅され、電圧信号となって選択スイッチに加えられる。選択スウィ

第 1 図 多個所磁壁移動測定装置の構成図

Fig. 1. Schematic diagram of the apparatus for measurements of domain wall motions.

チには参考信号として出力巻線に生ずる誘起電圧 e およびこれを積分した磁束に比例する電圧 ϕ も加えられる。選択スイッチで 30 個の入力信号の中から任意の個数の信号が選択され、マルチプレクサによって高速で時分割されブラウン管の垂直軸に加えられる。水平軸には励磁電流に比例した電圧が加えられるが、これもマルチプレクサによって左右に振り分けられ、ブラウン管面に最大 30 個の信号が同時に表示される。マルチプレクサの動作周波数は 1MHz であり、一つの入力信号あたりのサンプリング周波数は約 30kHz となる。

〈2.2〉 測定領域と検出領域 第 2 図に磁心表面におけるホトトランジスタの視野の配列を示す。視野は直径 0.6mm の円であり、縦方向には 0.83mm 間隔で 7 個の視野が配列されており、横方向にはこのような列が 1.3mm 間隔で 4 列並べられている。視野内の磁壁の動きが電気信号に変換されるから、各視野が検出領域であり、測定領域は鎖線で示すような長方形

Magnetic Domain Wall Motions in AC Fields. By Kimisuke Shirai, Member & Hisao Furukawa, Non-member (Faculty of Engineering Science, Osaka University).

白江公輔: 正員, 大阪大学基礎工学部
古川久生: 大阪大学基礎工学部

第2図 測定領域と検出領域

Fig. 2. Detectable area of domain wall motions.

第3図 検出領域内の磁化状態と出力電圧の関係

Fig. 3. Relation between the output of a photo-detector and domain wall motion.

となる。

試料磁心として幅5mmのテープ状の磁心（以下これをテープ磁心と呼ぶ）を図のように設置すれば、テープの幅方向は7個の検出領域で縁から縁までおおわれる。テープの長さ方向には同様な7個の検出領域が4列並ぶ。このようにして幅方向は全域、長さ方向は約4.5mmの範囲の磁壁の動きが測定される。各検出領域は幅方向に下からA, B, ……Gで表わし、長さ方向は添字1, 2, 3, 4を付けて区別する。

〈2.3〉 検出領域内の磁化状態と出力電圧の関係 検出領域内の磁化が第3図(a)のように右向きになったとき直流増幅器の出力電圧が V_2 なる値をとり、(b)図のように左向きになったとき V_1 に減少するよう装置が調整されている。(c)図に示すように磁壁が検出領域内を移動すると、出力電圧は(d)図のように磁壁の位置 x にほぼ比例して変化する⁽³⁾。磁壁が検出領域を出れば、出力電圧は検出領域内の磁化方向に応じて V_1 または V_2 におちつく。

3. 本装置による磁壁の動きの測定法

試料として幅5mmのテープ磁心を用い、検出領域が第2図のとおりにな

るように装置に取り付ける。

説明の便宜上、次のような約束を設ける。

(i) 磁界を横軸にとってブラウン管上に表示された直流増幅器の出力電圧波形を単に出力波形と呼び、対応する検出領域の記号を用いて表示する。

(ii) テープ磁心は長さ方向が常に紙面の横方向になるよう配置されているものとする。

(iii) 交番磁界はテープの長さ方向に加えられるが、右向きに増加する半サイクルを⊕記号で、左向きに増加する半サイクルを⊖記号で表示する。また磁界を H 、その最大値を H_p で表わす。

(iv) ⊕における諸現象は実線、⊖における諸現象は点線または破線で表示する。

一般にテープ磁心においてはテープの長さ方向に平行な180°磁壁（以下、単に180°磁壁と呼ぶ）が存在する場合が多い⁽⁵⁾⁽⁶⁾。180°磁壁はテープの長さ方向に配列された検出領域（例えば $B_1 \sim B_4$ ）を同時に通過するから、これらの出力波形も同時に変化する。一方、90°磁壁の場合には長さ方向の出力波形の変化の時刻はそれぞれ異なる⁽³⁾。従って、長さ方向の出力波形の変化の時刻より180°磁壁か否かが判定できる。

180°磁壁であることが確かめられれば、その動きは幅方向に配置された7個の検出領域からの出力波形のみによって測定することができる。第4図についてその方法を説明する。図は上段に磁区図形、中段に磁壁の軌跡、下段に出力波形を示す。磁壁の位置は検出領域の記号で表示する。磁壁の軌跡は刻々の磁界の大きさと、そのときの磁壁の位置の関係を描いたものであ

注1. 上段：磁区図形、中段：磁壁の軌跡、下段：出力波形。
注2. 斜線は磁化(Me)が左向きの領域をあらわす

第4図 出力波形と磁壁の動きの関係

Fig. 4. Relations between the output waveforms of photo-detectors and domain wall motions.

る。まず適当な磁壁の動きを与え、それに対して出力波形および磁壁の軌跡がどのように表わされるかを説明し $((a), (b), (c), (d))$, 次に与えられた出力波形から磁壁の動きを知る方法を述べる $((e), (f), (g))$ 。

(a): $H_p=1.0\text{Oe}$ で磁壁 W_1 が 1 と 2 の間を往復運動する場合を示す。軌跡図に見られるように W_1 は $\oplus$ では $H=0.4\text{Oe}$ で 2 から 1 の移動を始め $H=1.0\text{Oe}$ で 1 に達し, $\ominus$ では -0.4Oe で 1 を出発し -1.0Oe で 2 に達するものとする。対応する出力波形は D であって, $\oplus$ では $H=0.4\text{Oe}$ までは検出領域 D 内の磁化は左向きであるから V_1 レベルに止まっており, 0.4Oe 以上になると V_2 レベルに向かって増加し始め 1.0Oe で V_2 レベルに達する。 $\ominus$ では V_2 レベルから V_1 レベルに変化する。テープの下縁から 2 までは右向き, 1 から上縁までは左向きに磁化しているから, 出力波形 A, B, C は V_2 レベル, E, F, G は V_1 レベルにある。

(b): 磁区の配置が(a)と反対で, 磁壁 W_1 が $\oplus$ では 1 から 2 へ, $\ominus$ では 2 から 1 へ移動する場合を示す。従って, 磁壁の軌跡は(a)と逆になる。しかし, 出力波形 D は(a)と同形である。なぜなら, 出力電圧は検出領域内の磁化の向きにのみ応答し, 磁壁の移動方向には無関係だからである⁽³⁾。

以上のように一つの出力波形の変化からは磁壁の移動方向は判定できない。しかし, 他の出力波形のレベルは(a)と(b)とで異なるから, これらを用いれば移動方向の判定は可能である。

(c): H_p が 1.4Oe まで増加し, 磁壁 W_1 の移動範囲が 3-4 間に広がった場合を示す。軌跡図に見られるように W_1 は, $\oplus$ では検出領域 C, D, E をこの順序で通過するから出力波形も C, D, E の順序で変化する。 $\ominus$ では逆に E, D, C の順序で変化する。検出領域間に不感帯が存在するため, 出力波形の変化期間は相互に重ならない点に注意する。

(d): 磁壁の移動方向が(c)と反対であるから, 出力波形の変化の順序も逆になり, $\oplus$ では E, D, C の順に, $\ominus$ では C, D, E の順になる。

以上のように, 1 枚の 180° 磁壁が二つ以上の検出領域にわたって移動するとき, 出力波形の変化の順序は磁壁の移動方向と一致する。逆に隣接する二つ以上の出力波形の変化が順番に起こり, かつ相互に重ならないときは, 1 枚の 180° 磁壁がその順方向に移動するものと判定する。

180° 磁壁の動きと出力波形の対応が得られたので, 次に出力波形から磁壁の動きを求めてみよう。

(e): $\oplus$ では A から G へ順に変化が生じ, かつ相

互の重なりは見られない。ゆえに, 1 枚の 180° 磁壁がテープの下縁から上縁へ移動したことがわかる。 $\ominus$ では G から A へ順に変化が生じており, 1 枚の 180° 磁壁が上縁から下縁まで移動したことがわかる。これより図のような磁区図形が描ける。 $\oplus$ における磁壁を W_1 , $\ominus$ における磁壁を W_2 で表わしてある。また各出力波形の変化開始点および完了点の磁界の大きさを求め, 磁壁の位置に対して描くと図のような磁壁の軌跡が得られる。これより磁壁- W_1 は -0.8Oe で下縁に発生し, ほぼ磁界の大きさに比例して移動することなどがわかる。

(f): 出力波形 A, C, D, E が変化している。このうち C, D, E は(d)と同形であるから, 1 枚の 180° 磁壁が $\oplus$ では下向きに, $\ominus$ では上向きに移動したことがわかる。一方, A は孤立しており別の 180° 磁壁の存在を示す。 B が V_1 レベルにあるから, この磁壁は $\oplus$ では下縁に発生して上向きに動き, $\ominus$ では下向きに動いて下縁に達し消失することがわかる。磁区図形は図示ようになる。 C, D, E に対応する磁壁を W_1 , A に対応する磁壁を W_2 で示してある。軌跡は図示のように二つのループになる。各磁壁の移動範囲を求めるとき次のような点に注意する。すなわち, $\oplus$ において出力波形 C は磁界が H_p に達する以前に変化を完了している。これは W_1 が検出領域 C を通過して, B との中間(6)まで移動することを意味する。同様に $\ominus$ においては出力波形 E の変化より W_1 は検出領域 E と F の中間(5)まで移動することがわかる。出力波形 A についても同様のことが言えて, W_2 は検出領域 A と B の中間(7)まで移動することがわかる。

(g): $\oplus$ において A, B, C および G, F, E, D がそれぞれこの順序で変化している。 C と D の変化期間には, わずかではあるが重なりが見られるので, D は A, B, C の群には入れない。また各波形は $-H_p$ において V_1 レベルにあるから, 磁心は飽和まで励振されることがわかる。従って A, B, C はテープの下縁に発生し中央部へ移動する 180° 磁壁を表わし, G, F, E, D は上縁に発生し中央部へ移動する別の 180° 磁壁を表わす。磁区図形にはこれらを W_1, W_2 で表わしてある。磁壁の軌跡は二つの線分よりなり, その交点(8)が両磁壁の合体消滅する位置を示す。 $\ominus$ では A, B, C, D および G, F, E, D がそれぞれ一つの群をなす。 D が両方に属している点が $\oplus$ と異なる。磁区図形にはこれらを W_3, W_4 で表わしてある。 W_3 と W_4 の軌跡の交点(9)はほぼ検出領域 D の中央であり, これは出力波形 D が二つの群に含まれることに対応する。

本装置の動作原理はサンプリング方式であって、検出領域がサンプル点に相当する。従って、厳密に言えば与えられた一組の出力波形に対し、磁壁の動きを一意に決定することはできない。しかし、磁壁の動きが検出領域間で急変しないとすれば一意に決めることができる。(e)~(g)ではこのような場合について出力波形から磁壁の動きを求める方法を説明した。以下の実測出力波形の解析もこのような仮定の下に行なう。

4. 実験結果

試料は 50% Ni-Fe のテープ磁心 (幅 5mm, 長さ 230mm, 厚さ 0.1mm) で、950°C で約 1 時間熱処理後、更に磁界中熱処理されたものである。励磁は三角波交流電流で行なった。測定領域は試料の中心である。なお、地磁気の影響は補償巻線により相殺した。

〈4・1〉 磁壁の発生と移動 実験は 0.01Hz から 200Hz までの周波数範囲で行なった。各周波数において磁界の振幅を試料が十分飽和するような大きさ (約 6Oe) から徐々に減じて 0 にし、ここから再び振幅を徐々に増していくときの磁壁の動きを測定した。

磁壁は約 1Hz 以下の超低周波領域, 1~50Hz の低周波領域および約 50Hz 以上の高周波領域においてそれぞれ特徴ある動きを示すことがわかった。第 5 図に各周波数領域での代表例を示す。すべて 180° 磁壁であったので、出力波形は幅方向の 7 個を示すに止めた。

(1) 超低周波領域 第 5 図(a)に代表例を示す。周波数は 0.5Hz である。 $H_p=0.09\text{Oe}$ ではすべての出力波形に変化が見られず磁壁は静止したままである。出力波形のレベルを $H_p=1.5\text{Oe}$ における出力波形の V_1, V_2 レベルと比較すればわかるように、A,

B, C が V_2 レベル, E, F, G が V_1 レベルにあり, D は V_1 と V_2 の中間レベルにある。従って, テープを二等分する位置に 1 枚の 180° 磁壁 (W_1 と記す) が存在することがわかる。

H_p を 0.15Oe に増すと出力波形 D のみに変化が生ずる。これは W_1 の動きを表わしている。移動範囲は磁区図形上に 1 と 2 で示してある。移動方向は矢印で示す。

H_p を 0.36Oe に増すと出力波形 D のほかに C, E にも変化が生じ, W_1 の移動範囲が 3~4 間に広がる。

H_p が更に増すと, W_1 の移動範囲も大きくなり, 遂に $H_p=0.75\text{Oe}$ において全出力波形に変化が生じ, 移動範囲はほぼテープの全幅にわたる。

$H_p=1.5\text{Oe}$ では誘起電圧波形からわかるように, 磁心は飽和まで励振されている。 $\oplus$ では $H \rightleftharpoons -0.5\text{Oe}$ で 1 枚の 180° 磁壁 (W_2) が下縁に発生し, $H \rightleftharpoons 0.7\text{Oe}$ で上縁に達して消滅し, 磁心は右向きに飽和する。 $\ominus$ では $H \rightleftharpoons 0.5\text{Oe}$ で磁壁 W_3 が上縁に発生し -0.7Oe で下縁に達して消滅する。

軌跡図からわかるように, 各磁壁の動きはほぼ H に比例している。

(2) 低周波領域 第 5 図(b)に代表例を示す。周波数は 20Hz である。 $H_p=0.12\text{Oe}$ では磁壁の動きはまだ見られない。磁心は中央に存在する 1 枚の 180° 磁壁 (W_1) によって分割されたままである。 W_1 の上下の磁化方向が(a)図の場合と逆になっているが, これは消磁過程のタイミングによるもので, いずれのパターンが現われるかは確率の問題である。しかし, 磁心が 1 枚の 180° 磁壁で二等分されることに変わりはない。

$H_p=0.15\text{Oe}$ になると出力波形 D に変化が生じ, W_1 が往復運動を始める (1~2 間)。

$H_p=0.21\text{Oe}$ では出力波形 D のほかに A も変化する。 D は W_1 の動きを示し, $\oplus$ では 3 から 4 へ, $\ominus$ では 4 から 3 へ動く。 A は別の 180° 磁壁 (W_2) を表わす。 $\oplus$ においては $H \rightleftharpoons 0.2\text{Oe}$ のとき下縁に発生し 5 まで動き, $\ominus$ では 5 から下縁へ向い $H \rightleftharpoons -0.05\text{Oe}$ で消滅する。

H_p が 0.27Oe に増すと出力波形 A, D のほかに G も変化を始める。 W_1 の移動範囲は 6~7 間に広がり, W_2 の移動範囲も下縁から 8 まで伸びている。出力波形 G は更に別の 180° 磁壁 (W_3) の発生を表わす。 W_3 は $\ominus$ において $H \rightleftharpoons -0.2\text{Oe}$ のときテープの上縁に発生して 9 まで移動し, $\oplus$ では $H \rightleftharpoons 0.1\text{Oe}$ で上縁にもどり消滅する。

$H_p=0.7\text{Oe}$ になると, C を除くすべての出力波形が変化する。変化の順序よりこれらは AB, DE, FG の三つの群に分けられ, それぞれが W_2, W_1, W_3 の動きを表わしている。各磁壁の移動範囲は, W_1 が 10~11 間, W_2 が下縁~12 間, W_3 が上縁~13 間である。各半サイクルにおける磁壁の枚数は, 最初 2 枚であるが途中で 3 枚になり, 最後には再び 2 枚になる。

$H_p=1.1\text{Oe}$ では ϕ の変化から明らかに, 飽和まで励振されている。出力波形は $\oplus, \ominus$ ともに A, B, C, D および G, F, E, D がこの順序で変化する。従って, テープの下縁および上縁から 1 枚ずつ 180° 磁壁 ($\oplus$ では W_4 および W_5 , $\ominus$ では W_6 および W_7) が発生し, テープの中央へ移動して合体消滅する。磁壁の軌跡は図のように山形のパターンを示し, 各磁壁の動きはほぼ H に比例することがわかる。なお, 括弧内の数字は各磁壁発生磁界の大きさを示す。

(3) 高周波領域 第 5 図(c)に代表例を示す。周波数は 70Hz である。未飽和時の磁壁のふるまいは 20Hz の場合と同様であるので省略した。図において出力波形 A, B, C および G, F, E は $\oplus \ominus$ ともにこの順序で変化しているから, テープの下縁および上縁から 180° 磁壁 ($\oplus$ では W_1 と W_2 , $\ominus$ では W_5 と W_6) が発生し中央部へ移動することがわかる。しかし, D はどちらの群にも属さないから, 検出領域 D の中央付近から別の磁壁 ($\oplus$ では W_3 と W_4 , $\ominus$ では W_7 と W_8) が発生し移動するものと解釈できる。軌跡図に示すように, これらの磁壁は両縁に発生する磁壁より遅れて発生する。

<4.2> 磁壁の動きの変動とパルス効果 交番磁界中の磁壁の動きはサイクルごとに変動する。第 6 図

第 6 図 交番磁界中における磁壁の動きの変動とパルス磁界重畳の効果

Fig. 6. Fluctuations of domain wall motions and the effect of pulse field superposition.

(a)は20Hz, 1.5Oeで励磁したときの出力波形であって、長時間露出により約40サイクル間の出力波形が写されている。画面の混雑を避けるため、④と⑤の出力波形は左右に振り分けてある。出力波形の変化部分が何重にもずれて写っているが、これは磁壁の動きがサイクルごとに変動していることを表わしている。C, D, Eなどが特に大きく変動している。この励磁条件では磁壁の軌跡はDにピークをもつ山形の分布を示すことを前節〔第5図(b)〕で述べた。しかし、これはそのパターンが生起ひん度が最も高いということであって、実際には軌跡のパターンはサイクルごとに変動しているのである⁽⁷⁾。磁壁の動きの変動を磁壁が検出領域を通過するときの H の変動(ΔH)として測定すると(b)図の×印のような分布が得られる⁽⁸⁾。これより磁壁の発生時には変動は小さく、中央部へ移動するに伴い変動が増し、両磁壁の合体する点で変動が最大になることがわかる。

磁壁の動きの変動は、交番磁界にパルス磁界を重畳することによりほとんど消滅させ得ることを見いだした⁽⁹⁾。これをパルス効果と呼ぶことにする⁽⁸⁾。(c)図は(a)図と同じ励磁条件で、これにパルス磁界を重畳した場合の出力波形を示す。撮影条件は(a)図と同一である。出力波形にはずれば全く見られず、この写真で見る限り変動は消滅してしまっている。変動の実測結果は(b)図の○印で示すとおりであって、ほとんど零と見なすことができる。パルス磁界は(d)図に示すように、磁心が飽和状態にある期間に飽和を助長する向きに重畳することが必要である。パルス磁界の大きさは約1Oe以上、パルス幅は数十 μ s以上あればよい。パルス効果はひずみの加わった試料や磁界中熱処理を施されていない試料では得られなかった。また励磁周波数が約100Hz以上になるとパルス効果は見られなくなった⁽⁹⁾。

5. 考 察

〈5・1〉 テープ磁心においてテープの縁から磁化反転が始まる理由について 広い励磁周波数範囲においてテープ磁心の磁化反転がテープの縁に発生した180°磁壁の移動で始まることを実験により確かめた。テープ磁心の磁化反転がテープの縁より始まることについてはいくつかの論文で言及されているが⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾、広い周波数範囲にわたって実測したのは本実験が最初であろう。またテープの縁から磁化反転が始まる機構についての説明は見あたらないので、ここに一つのモデルを提案する⁽⁷⁾。

周辺に突起をもつ磁性薄膜を飽和まで磁化しても、

第7図 テープ磁心の縁の凹凸と180°磁壁の発生

Fig. 7. Unevenness of the tape side and nucleation of 180° domain wall.

突起部にはなお逆向きの磁区が残留していることが報じられているが⁽¹²⁾、この事実を考慮して第7図のようなテープの縁の凹凸モデルを仮定する。(a)図は完全に飽和した状態であるが、凹凸部の表面磁極により静磁エネルギーが高まるから、(b)図のように磁極を正負に分割した状態が実現していると考えられる。図には便宜上2枚の磁壁 W_1 , W_2 で分割された状態を示した。磁界が反転すると(c)図のように W_1 , W_2 がテープの内部へ移動するとともに凸端から新たに磁壁 W_3 が発生し、更に磁界が増すと(d)図のように W_1 は凹凸部を脱して1枚の180°磁壁に成長する。このときが本測定装置で180°磁壁発生時として観測される。

W_3 の発生には $2K/M_s$ (K : 磁気異方性定数) ≈ 100 Oe程度の磁界を必要とするが、これは凸部の表面磁極による磁界と印加磁界の和によって与えられる。また凹凸はテープの縁に限らず表面にも存在するが、同一の磁化変化を生ずるに必要な磁壁面積は、表面から磁化される場合のほうが縁から磁化される場合に比しはるかに大きいので、表面の凹凸からの磁化反転は極めて起こりにくいと考えられる。

〈5・2〉 励磁周波数による磁壁の枚数の変化について 〈4・1〉節で述べたように、テープ磁心を飽和まで励振するとき、励磁周波数の増加とともに180°磁壁の数が1枚から2枚に増し、更に4枚に増加する。ここでは磁壁の枚数が励磁周波数によって変化する理由を考える。

第8図(a)のテープ磁心において下縁および上縁における磁壁発生磁界を有効磁界で h_{nA} および h_{nG} と表わし、 $h_{nA} < h_{nG}$ なる関係があるものとする。飽和状態から磁界が反転すると、まず下縁に180°磁壁が

第8図 テープ磁心における180°磁壁と復元力の分布

Fig. 8. A 180° domain wall in a tape core.

発生し、その運動方程式は次のように表わされる。

$$D dx/dt = h - p(x) \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 x は下縁から測った磁壁の位置、 h は有効磁界、 $p(x)$ は磁壁に作用する復元力、 D は制動係数である。

有効磁界は印加磁界 H と次の関係にあるものとする。

$$h = H + H_d(1 - 2x/W) \dots\dots\dots (2)$$

ただし、右辺第二項は反磁界を表わし、 H_d は飽和時の反磁界の大きさ、 W はテープの幅である。また、 $p(x)$ は同図(b)に示すようにテープの両縁においてはその位置の磁壁発生磁界に等しく、途中は直線的に変化するものとする。

印加磁界は三角波交番磁界であるから、その半サイクルにおけるこう配を a とし、磁壁発生時を時間の原点にとれば、時刻 t における H は

$$H = (h_{nA} - H_d) + at \dots\dots\dots (3)$$

と表わせる。ここで $(h_{nA} - H_d)$ は h_{nA} を印加磁界に換算した値である。

以上より有効磁界は次式のように求められる。

$$h = p(x) + at \{1 - \exp(-t/\tau)\} \dots\dots\dots (4)$$

ただし、

$$\tau = DW / (2H_d + h_{nG} - h_{nA})$$

a は励磁周波数に比例するから、超低周波領域では(4)式の右辺第二項は無視できて、 $h \equiv p(x)$ となり磁壁移動中の有効磁界は h_{nG} に達しない。従って、上縁からの磁壁の発生は起こり得ず、下縁に発生した磁壁が上縁まで移動する。

励磁周波数が高くなると第二項の大きさが増し、遂に有効磁界が h_{nG} に等しくなり、上縁にも磁壁の発生を見るに至る。これが低周波領域に相当する。

一方、Goodenough 氏は欠陥の周りのスパイク磁区から2枚の 180° 磁壁が成長し得ることを指摘している⁽¹³⁾。このような磁壁の成長には大きな磁界が必要である。高周波領域では a が大きくなって有効磁界が増し、テープ中央部の欠陥からも磁壁が発生するようになり、磁壁の枚数が増加する。

〈5・3〉 磁壁の動きに変動を生ずる原因とパルス効果の解釈 交番磁界中の磁壁の動きの変動は、各サイクルで磁界が同一の向きで一定の大きさに達したとき、磁壁のとるべき位置がサイクルごとに異なることであると言い直すことができる。従って、同一入力に対しいくつかの異なった出力を出し得るような機構が存在すれば、それは変動を生ずる原因となる。このような機構として以下に述べるような二つの例が考えら

れる⁽¹⁴⁾。

第一は磁心の内部応力や材質の不均一分布である。このような不均一性は磁壁エネルギーや磁化容易軸の場所的変化をひき起こし、磁壁は磁気エネルギー極小位置を求めて不規則に湾曲する⁽¹⁵⁾。このような場合、磁気エネルギーが極小となる磁壁の形状は幾とおりもの形が可能であると考えられ、従って変動の原因となり得るであろう。しかし、わずかに数エルステッドのパルス磁界によって応力の分布や材質を変化させることは不可能であるから、応力や材質の不均一性はパルス効果を示す磁心における変動の原因とはなり得ない。

第二は磁心内の非磁性不純物や空孔などの欠陥である。このような欠陥を磁壁が通過するとき第9図のような磁区構造が形成される⁽¹⁶⁾。すなわち、(a)図の状態から磁壁が上向きに動くと(b)図のようにく形磁区が成長し、これがある長さに達すると(c)図のように破壊してスパイク磁区となり磁壁は欠陥から独立する。く形磁区が破壊するときの長さを臨界長さと呼ぶことにする。単独の欠陥を磁壁が通過するときには以上のとおりであるが、二つの欠陥が接近して存在する場合には事情が違ってくる。

第10図は二つの欠陥間の距離によって磁区構造がいかに異なるかを説明する図である。(a)図は欠陥間距離が臨界長さに比して十分短い場合で、磁壁通過後に欠陥間のく形磁区は相互に合体し、両側にスパイク磁区が残る。(b)図はく形磁区が臨界長さに達したと

第9図 一つの欠陥の周りの磁区構造
Fig. 9. Domain structures around a single defect.

第10図 二つの欠陥の周りの残留磁区
Fig. 10. Domain structures around two defects.

き、その先端がちょうど重なる程度に欠陥間距離が離れている場合で、磁壁通過後には(b-1)あるいは(b-2)に示すような磁区構造の中のどちらかが現われる。二つの欠陥に属するく形磁区が同じ形で成長すれば先端の一部が合体して(b-2)の形になり、もし両く形磁区の成長にわずかでも差があれば(b-1)の形になる⁽¹⁴⁾。実際の磁心では多数の欠陥が存在するので、(b)図の条件を満足する欠陥が多数存在し、磁壁通過後の欠陥の周りの磁区構造(これを残留磁区と呼ぶ⁽⁶⁾)は多数の異なったパターンをとるであろう。残留磁区のうち、スパイク磁区は表面磁極により欠陥の周りに局部磁界を生ずるが、く形磁区は局部磁界を生じない。ゆえに、異なったパターンの残留磁区は異なった局部磁界分布を生ずる。交番磁界のあるサイクルで磁壁は、その前のサイクルに形成された残留磁界の中をその影響を受けつつ移動し新しい残留磁区を形成する。このとき形成される残留磁区のパターンは多数の可能なものの一つであり、前のサイクルにおけるパターンと同一パターンの現われる確率は極めて低い。このようにして磁壁はサイクルごとに異なった残留磁区の中を移動するので、その動きに変動が現われる。

残留磁区の中で合体したく形磁区は不安定なつり合いにあり、パルス磁界はこのつり合いを破壊して安定なスパイク磁区にもどす作用をもつとすれば、パルス磁界重畳後の残留磁区はスパイク磁区のみとなり、変動の原因が取り除かれたことになる⁽¹⁴⁾。

6. む す び

テープ磁心の幅方向の全域にわたって磁壁の動きを測定できるような装置を試作し、これを用いて磁界中熱処理された 50% Ni-Fe テープ磁心の交番磁界中における磁壁の動きを広い周波数範囲にわたって測定した。主な結果をまとめると次のとおりである。

(1) 交流消磁状態ではテープの中央に 1 枚の 180° 磁壁が存在し、磁界の振幅を増していくとこの磁壁が往復運動をはじめ。

(2) 磁界の振幅が大きく、飽和まで励振される場

合は各サイクルで磁壁の発生消滅が起こるが、励磁周波数が約 1Hz 以下ではテープの一方の縁に 1 枚の磁壁が発生し、他の縁まで移動して消滅する。1Hz 以上ではテープの両縁に発生した 2 枚の 180° 磁壁がともにテープの中央部へ移動し合体消滅する。

(3) 飽和まで励振されたとき、磁壁の動きは各サイクルで同じ軌跡をたどらず、サイクルごとに変動する。磁壁の動きの変動は磁心の飽和期間にパルス磁界を重畳することによりほぼ消去し得る。

180° 磁壁がテープの縁に発生する理由については、テープの縁に存在する凹凸が重要な働きをしていることを指摘した。また励磁周波数の増加につれて、180° 磁壁の枚数が増加するのは、有効磁界が励磁周波数の増加とともに増加するためであることを示した。

磁心内の多数の欠陥の周りに生ずる残留磁区が相互の干渉の結果、多くの異なったパターンをとり得ることを示し、これから磁壁の動きの変動やパルス効果が説明されることを明らかにした。

(昭和49年12月27日受付、同50年10月24日再受付)

文 献

- (1) C. A. Fowler, et al.: Phys. Rev. **94**, 52 (1954)
- (2) C. R. Boon, et al.: J. Phys. D (Appl. Phys.) **3**, 327 (1970)
- (3) 白江・古川: 電気学会非線形磁気応用研究会資料 NM-71-12 (昭 46-7)
- (4) 白江・古川: 第4回応用磁気学術講演論文集 13 pA-4 (昭 47-10)
- (5) T. Boonenma, et al.: IEEE Trans. Magnetics **MAG-4**, 741 (1968)
- (6) S. Konishi, et al.: *ibid.* **MAG-6**, 105 (1970)
- (7) 白江・古川: 電気学会磁気応用研究会資料 AM 73-9 (昭 48-11)
- (8) 白江・古川: 電気学会非線形磁気応用研究会資料 NM-72-8 (昭 47-5)
- (9) 白江・古川: 昭47電気学会全大 257
- (10) F. J. Friedlaender: Trans. Amer. Inst. Elect. Engrs pt. I **75**, 268 (1956)
- (11) C. P. Bean, et al.: J. Appl. Phys. **26**, 124 (1955)
- (12) B. D. Cullity: Intro. to Magnetic Materials p.399 (1972) Addison-Wesley
- (13) J. B. Goodenough: Phys. Rev. **95**, 917 (1954)
- (14) 白江: 電気学会磁性材料研究会資料 MAG 75-10 (昭 50-1)
- (15) R. M. Bozorth: Ferromagnetism p. 821 (1968) Van Nostrand)
- (16) B. D. Cullity: *ibid.* p. 317