探針法による方向性電磁鋼板の局所磁気特性解析

正員 千田邦浩 (川崎製鉄)

正員 石田昌義 (川崎製鉄)

非会員 黒澤光正 (川崎製鉄)

非会員 小松原道郎 (川崎製鉄)

An Analysis of the Localized Magnetic Properties in Grain-Oriented Electrical Steel Using the Needle Probe Method

Kunihiro Senda, Member, Masayoshi Ishida, Member, Mitsumasa Kurosawa, Non-member, Michirou Komatsubara, Non-member (Kawasaki Steel Corporation)

The needle probe method equipped with a Hall probe revealed the details of the magnetic properties in a small area of grain-oriented electrical steel. In addition to the domain width, the localized magnetic flux density and the α -angle strongly effected the localized iron loss. The local change of permeability or domain width within the same grain, caused by magnetic poles along the grain boundaries, also varied a localized iron loss.

キーワード：方向性電磁鋼板，探針法，局所磁束密度，局所鉄損

1. はじめに

近年のエネルギーロス削減の気運によって方向性電磁鋼板の鉄損低減に対する要請はますます高まりつつある。一方、鉄損要因に関する理解は必ずしも詳細が明らかになっていないわけではない。とくに方向性電磁鋼板は二次再結晶粒と呼ばれる粒径の極めて大きな結晶粒から構成されるため、鋼板の内部の磁気特性は局所的に大きく異なっている。このような局所的な磁気特性の変化は鋼板全体の磁気特性へ影響を及ぼすと予想されるため、新たな解析対象として注目されている⁽¹⁾。

従来、方向性電磁鋼板の局所領域における磁気特性の測定には、磁束密度の測定において探りコイル法が、局所鉄損の測定として温度上昇測定法が一般に使用されてきた⁽²⁾⁽³⁾。これらの測定法は原理的に正当な値が得られる方法ではあるものの、前者は鋼板に開孔を施すため磁束分布自体を変化させることが、後者は測定が煩雑でかつ測定精度が不十分なことがそれぞれ難点であった。また、これらの方法単独では局所領域の磁束密度、鉄損を同時に評価することができないため、局所的な鉄損変化の原因を厳密に調査することが困難であった。

上記の方法に対して探針法は局所領域の磁束密度を非破壊かつ簡便に測定できるという利点を有する⁽⁴⁾。筆者らはこれまでに探針法の実用化を図り⁽⁵⁾、方向性電磁鋼板内部の磁束密度の分布とその発生原因を明らかにした⁽⁶⁾⁽⁷⁾。さらに、探針法とホール素子による局所磁界測定との組み合わせにより局所領域の鉄損が測定可能であることを検証した⁽⁵⁾⁽⁸⁾。

本研究では、これらの測定法を用いて方向性電磁鋼板の局所領域の鉄損因子の解析を行った。

2. 実験方法

<2・1> 試料 試料は、板厚0.23mm、Si含有量3.3%の方向性電磁鋼板の脱炭焼鈍板を幅100mm、圧延方向に長さ400mmに剪断後、実験室の焼鈍炉で仕上げ焼鈍し、絶縁張力コーティングを焼き付けることにより作製した。本研究では解析を容易にするために、仕上げ焼鈍を平坦状態で行い、結晶粒内部の β 角(結晶方位[001]の圧延方向からの仰角)を一定値とした。また、仕上げ焼鈍条件を調整して、試料の二次再結晶粒の粒径や方位のずれを通常の製品よりも大きくした。図1に本研究で用いた試料の二次再結晶組織を示し、表1に各結晶粒の磁区幅の平均値と α 角(結晶方位[001]の圧延方向からの圧延面内でのずれ角)をそれぞれ示す。ここで磁区幅は、磁性コロイドによる消磁状態の磁区観察の結果から求め、 α 角は磁区模様から求めた。

試料のB8(磁化力800A/mでの磁束密度)、W17/50($B_m=1.7T, f=50Hz$ における鉄損)はそれぞれ1.919T、1.00W/kgであった。

<2・2> 測定方法 局所領域の磁束密度の測定法として探針法を用いた。探針法は、図2に示すように鋼板の地鉄部分に2本の針を電氣的に接触させて、交番磁化したときに鋼板断面に生じる渦電流から磁束密度を測定する方法であり、渦電流による電圧降下によって探針間に生じる電位差は同じ幅の探りコイルの1/2に相当する⁽⁸⁾。

図1 二次再結晶粒のマクロ組織
Fig.1. Secondary-recrystallized Goss structure.

表1 各結晶粒の磁区幅と α 角

Table 1. Domain wall spacing and α -angle.

結晶粒 番号	磁区幅 (mm)	α 角 (deg.)	結晶粒 番号	磁区幅 (mm)	α 角 (deg.)
a	0.74	0.1	k	0.88	-6.1
b	0.18	19.0	l	0.75	5.6
c	0.15	0.9	m	0.35	-16.4
d	0.10	-2.9	n	0.99	1.3
e	0.79	-5.5	o	0.27	-4.5
f	0.20	-0.4	p	0.18	16.4
g	0.14	-15.3	q	0.13	-0.8
h	0.27	1.3	r	0.48	0.2
i	0.45	-3.3	s	0.89	-7.5
j	0.70	0.4			

本研究では、探針法による磁束密度の測定と同時に、2本の探針の間にホール素子を取り付けて局所領域の磁界を測定し、これらの出力から鉄損計により局所領域の鉄損を測定した⁹⁾。ここで、探針の間隔は10mmとし、ホール素子にはF.W.BELL社BH-700(磁界感受部の幅4.6mm、高さ2.0mm)を使用した。磁界の変化が探針間隔10mmの領域で十分小さいとすれば、これら両者による鉄損の評価領域は幅10mmの部分に相当する。また、局所領域の磁束密度と磁界は図2に示すように圧延方向の成分のみを測定した。また、

図2 探針法による局所磁気測定の概略図
Fig.2. Schematic view of the needle probe method.

探針に加重して針の先端で絶縁被膜を突き破ることにより、探針-地鉄間の電氣的接触を確保した⁵⁾。

上記の測定にあたっては、XYテーブルを用いた自動測定装置を使用した⁵⁾。この装置により単板磁気試験器(SST)と同様に試料全体の磁束密度が周波数50Hzの正弦波、所定の最大磁束密度 B_m となるように励磁し、この状態での局所領域の磁束密度および鉄損を測定した。試料内部での局所領域

図3 幅方向の局所磁束密度、局所鉄損の分布(Y=0mm)
Fig.3. Distribution of localized magnetic properties.

図4 局所磁束密度、局所鉄損の分布(Bm=1.0T,1.7T)
Fig.4. Contour map of localized magnetic properties.

域の磁気測定は、図1に示すようにX方向(試料幅方向)で6~94mm, Y方向(圧延方向)で-75~+75mmの領域において、圧延方向、圧延直角方向でそれぞれ10mm, 5mm ピッチで格子状に行った。

本研究では上記の方法で測定した局所領域における磁束密度、鉄損、磁界をそれぞれ局所磁束密度、局所鉄損、局所磁界と称した。ここで、局所磁束密度、局所磁界は、波形を示す場合以外は時間変化における最大値とした。また、局所磁気特性の測定位置は2本の探針の midpoint の座標で代表させた。

3. 実験結果

図3に試料のY=0mmにおける試料幅方向の局所磁束密度、局所鉄損の分布をBm=1.0~1.9Tについて示す。局所磁束密度は、Bmが低い場合は不均一な分布をとり、Bm $\geq$ 1.8Tの飽和磁化に近い領域では均一化する傾向にある。

図4にBm=1.0T, 1.7Tにおける鋼板面内での局所磁気特性の分布を等高線図として示す。この図より局所鉄損は局所磁束密度の高い部分で増加する様子がわかる。また、結晶粒内部でも局所磁束密度、局所鉄損の分布が生じることが示される。

図5に局所磁束密度に対する局所鉄損の関係を示す。後述のように局所鉄損は結晶粒の α 角に強く依存するため、 α 角が 10° よりも大きい結晶粒での測定結果を除いている。

図5 局所磁束密度と局所鉄損の関係

Fig.5. Relationship between localized flux density and localized iron loss.

局所鉄損はおおむね局所磁束密度の増加に従って増加する関係にあり、試料内部の磁束密度の分布が局所鉄損の変化に強く影響を及ぼしていることがわかる。ここで、Bm=1.0Tでは局所鉄損は局所磁束密度に応じて増加する関係にあるのに対し、Bm=1.7Tでの局所磁束密度は1.55~1.85Tの範囲に集中しており、局所磁束密度と局所鉄損の間の相関が低い。

このように、Bmの増大に伴い試料内部の局所鉄損の変化が局所磁束密度の変化だけでは説明できなくなる。

4. 局所鉄損に関する解析および考察

<4・1> 磁区幅の影響 図5に示したように、局所鉄損は局所磁束密度に依存するが、この他に局所鉄損への影響因子として 180° 磁区幅が考えられる。以下では磁区幅の影響を評価した。

図6に、Bm=1.7Tで励磁した場合に局所磁束密度が1.4~1.5T, 1.6~1.7T, 1.8~1.9Tであった部分の磁区幅と局所鉄損の関係を示す。ここでも図5と同様に α 角が 10° よりも大きい結晶粒の結果を除外した。また、探針間で磁区幅が変化している場合は、この領域での平均値を求め、これを磁区幅とした。図6で局所磁束密度のレベルごとにみると、局所鉄損は磁区幅の増加に従って増加する関係にある。

図6に一例を示した局所鉄損に対する磁区幅の関係を種々の局所磁束密度レベルごとに求め、これを直線回帰したときの局所鉄損の増加率a, y切片bと局所磁束密度(各水準の平均値)の関係を図7に示す。a,bは磁束密度レベルの増加に応じて増加している。bの増加は磁区幅の寄与しない鉄損増加に相当する。一方、aの増加は、磁区幅が広い部分に磁束が集中するほど局所鉄損が高くなることを示している。このような関係は試料により値に若干の差異があるものの、今回評価した試料以外でも確認された。

図6 磁区幅と局所鉄損の関係(Bm=1.7T)

Fig.6. Relationship between domain wall spacing and localized iron loss.

図7 磁束密度とa,bの関係

Fig.7. Relationship between flux density and coefficients a,b.

以上から、局所鉄損は局所磁束密度・磁区幅双方の影響を受けていることが明らかになった。ただし、図6でも局所鉄損のばらつきは大きく、これらの因子のみでは局所鉄損の変化を完全に説明できていない。

<4・2> α 角の影響 方向性電磁鋼板の鉄損に影響を及ぼす因子として、磁区幅とともに結晶方位が知られている。通常、方向性電磁鋼板の結晶方位は、 α 角と β 角に分解して考えられる。 β 角は磁区幅を通じて鉄損に作用する。一方、筆者らはこれまでに鋼板内部の局所磁束密度分布に対する α 角の影響について明らかにしており⁽⁶⁾⁽⁷⁾、局所鉄損に対しても α 角の寄与が大きいことが予想される。そこで、各結晶粒の α 角と局所鉄損の関係を調査した。ここでの局所磁気特性の測定位置として結晶粒の中心付近を代表点として選んだ。

図8に試料の各結晶粒の α 角と $B_m=1.7T$ で励磁した場合の局所鉄損の関係を示す。 α 角と局所鉄損の関係が明確でないのは、 α 角の大きい結晶粒では局所磁束密度が低下するため、局所鉄損の増加が抑えられることが原因であると考えられる。そこで、以下の手順により、各結晶粒の代表点の局所磁束密度がいずれも $1.7T$ となる条件で α 角と局所鉄損の関係を調査した。まず、試料全体を励磁磁束密度 $B_m=1.0, 1.3T, 1.5T, 1.7T, 1.8T, 1.9T$ で磁化して局所領域の磁気測定を行った。この結果から、図9に示す局所磁束密度と局所鉄損の関係(局所 W-B 曲線)を求めた。次にこの関係を用いて局所磁束密度 $=1.7T$ における局所鉄損を求めた。図10に局所磁束密度 $=1.7T$ での局所鉄損と α 角の関係を示す。局所磁束密度のレベルを同一にして比較した場合、 α 角の増加に従って局所鉄損が増加している。また、この関係では、磁区幅よりも α 角の影響の方が顕著であり、仮に全ての結晶粒が同じ磁束密度に励磁された場合には、 α 角の増加に応じて著しく鉄損が増加することが分かる。しかしながら、実際には α 角の大きい粒とその近傍で磁束密度が低下するために、鉄損の増加は均一磁化を仮定した場合よりも小さい。

図8 α 角と局所鉄損($B_m=1.7T$)の関係
Fig.8. Relationship between α -angle and localized iron loss at $B_m=1.7T$.

図9 各粒の局所 W-B 曲線
Fig.9. Localized W-B curves.

図10 α 角と局所鉄損(局所磁束密度 $=1.7T$)の関係
Fig.10. Relationship between α -angle and localized iron loss at localized flux density $=1.7T$.

図11に α 角の異なる結晶粒の局所領域の交流 B-H ループ (局所 B-H ループ) を示す。 α 角の大きい結晶粒では局所磁束密度が低下するとともに局所磁界が顕著に増加する。従って、 α 角増加による鉄損の増加は、 α 角の大きい結晶粒の粒界に生じる磁極による局所的な透磁率の低下が原因であると考えられる。

図11 局所 B-H ループ
Fig.11. Localized B-H loops.

< 4・3 > 結晶粒内での局所鉄損の変化 多くの結晶粒の内部では図9に示した局所W-B曲線はほぼ同一レベルにあり、結晶粒内部での局所鉄損の変化は局所磁束密度の変化のみが原因といえる。これに対し、いくつかの結晶粒では内部で局所W-B曲線が異なる場合がある。このような結晶粒は、(1) α 角の大きい結晶粒の近傍の結晶粒、(2) 磁区幅の広い結晶粒のいずれかに該当した。以下、上記(1)(2)のような結晶粒の内部で生じる局所W-B曲線の差異について考察する。

< 4・3・1 > α 角の大きい結晶粒近傍の結晶粒

図12に各結晶粒内での測定位置(探針中点)を示し、図13に α 角のずれた結晶粒bおよびその周辺の結晶粒a,c内部の局所W-B曲線を示す。図13に明らかなように、 α 角の大きい結晶粒b($\alpha = 19.0^\circ$)の周辺の結晶粒a,c内部では、局所W-B曲線のレベルに差があり、局所磁束密度の変化以外の原因で局所鉄損の変化が生じているといえる。結晶粒a,c内部の局所W-B曲線は測定位置が結晶粒bに近いほど高鉄損側にシフトすることから、結晶粒bのような α 角の大きい結晶粒が周囲の結晶粒の局所鉄損に影響を及ぼしていると推定できる。ここで、結晶粒aでは、結晶粒bからの距離が5mm程度離れると局所鉄損は他の部分と同等になるのに対し、結晶粒cでは10数mm離れた位置でも局所鉄損レベルが高く、結晶粒によって α 角の大きい粒からの影響範囲が異なっている。

図14、図15に結晶粒bおよびc内部の測定点での局所磁

図12 局所磁気測定的位置

Fig.12. Location of measurements of localized magnetic properties.

図13 局所W-B曲線(結晶粒a,b,c)

Fig.13 Localized W-B curves(grain a,b,c)

束密度波形および局所B-Hループを示す。図14では局所磁束密度波形の形状や位相に相違は認められない。一方、図15に示されるように結晶粒cの内部では、結晶粒bに近いほど局所磁界が大きく、局所磁束密度が低い。従って、結晶粒bに近接した部分では、結晶粒bの粒界に生じた磁極の反磁界効果により、局所的な透磁率の低下が起こり、局所鉄損が増加すると考えられる。一方、結晶粒bから離れるに従って粒界磁極の影響が低下して局所鉄損レベルは低下すると推定される。以上の効果は、結晶粒間での 180° 磁区構造の連続性が影響していると考えられるので、圧延方向の隣接粒間で顕著であると推定される。

以上の結果から α 角の大きい結晶粒は、この結晶粒の面積分以上に全体の磁気特性に対する影響を有することが明らかとなった。

図14 局所磁束密度波形(結晶粒b,c内部)

Fig.14. Waveforms of localized flux density (inside grain b,c)

図15 局所B-Hループ(結晶粒b,c内部)

Fig.15. Localized B-H loops (inside grain b,c)

< 4・3・2 > 磁区幅の広い結晶粒 図16に平均の磁区幅が0.79mmと広い結晶粒eの内部の測定点の局所W-B曲線を示す。このときの測定位置は図12中に示した。結晶粒eでは、位置により局所鉄損レベルが異なっており、測定位置10, 13, 16, 17で局所鉄損が高い。ここで結晶粒eの内部では磁区幅が一定ではなく、0.64 ~ 1.3mm程度の範囲で変化していた。同様に磁区幅の広い粒でかつ磁区幅の差を有する結晶粒の内部では局所鉄損レベルに差が生じてい

た。従ってこのような局所鉄損レベルの差は結晶粒内部での磁区幅の違いが原因と考えられる。

図17に結晶粒e内部の測定位置10～18での平均磁区幅と図16の局所W-B曲線から求めた局所磁束密度=1.7Tにおける局所鉄損の関係を示す。図17から結晶粒内部でも磁区幅の増加による局所鉄損の増加が起きているといえる。

図18, 図19に結晶粒e内部の測定点の局所磁束密度波形と局所B-Hループをそれぞれ示す。図19では、磁区幅の広い測定点10は交流保磁力の増加によって局所鉄損が増加している。さらに図18から測定点10は局所磁束密度波形の位相の遅れによって鉄損の増加が生じていることが分かる。同様の現象は測定点13～18でも認められた。ここで、磁区幅の増加にともなう磁束密度波形の位相の遅れは、渦電流による磁壁移動の制動効果として理解できる。

消磁状態で結晶粒内部に生じている磁区幅の不均一は、当初、消磁の不完全性に起因すると考えられたが、上記の結果から、磁化過程全般にわたって影響を及ぼす本質的な差異であることが明らかになった。ただし、図17に示したように磁区幅と局所鉄損の間には結晶粒内でもばらつきがあり、消磁状態の磁区幅は必ずしも局所鉄損の厳密な指標ではないことを示している。

図16 局所 W-B 曲線(結晶粒 e 内部)
Fig.16. Localized W-B curves (inside grain e).

図17 結晶粒 e 内部での磁区幅と局所鉄損(局所磁束密度=1.7T)の関係
Fig.17. Relationship between domain wall spacing and localized iron loss at localized flux density =1.7T.

図18 局所磁束密度波形(結晶粒 e 内部)
Fig.18. Waveforms of localized flux density (inside grain e).

図19 局所 B-H ループ(結晶粒 e 内部)
Fig.19. Localized B-H loops (inside grain e).

次に、磁区幅の広い結晶粒内部での磁区幅の変化の原因について述べる。

本研究で用いたような磁区細分化処理のない方向性電磁鋼板では、 β 角が 0° に近い結晶粒ほど磁区幅が広い。このような結晶粒では表面磁極による磁区細分化効果よりも粒界磁極の作用が相対的に強い。さらに、結晶粒内部での β 角の変化がないため、 180° 磁壁は結晶粒の端から端まで連続しているので粒界磁極の影響はさらに助長されると考えられる。ここで、粒界磁極量は結晶粒間での方位差とともに粒界の方向により決まるため⁶⁾、粒界上で一定値ではない。このため、結晶粒の内部で静磁エネルギーによる磁区細分化効果が異なるので磁区幅が不均一となると考えられる。一方、 β 角の大きい粒では、粒内部で一定な表面磁極の作用が強いため磁区幅も同等となる。

上記から、結晶粒内部の磁区幅の不均一によって局所鉄損にレベル差が生じることが明らかになった。

5. まとめ

探針法とホール素子による局所磁束密度、局所鉄損の測定を実験室で仕上げ焼鈍した方向性電磁鋼板に対して行った。その結果、局所鉄損は局所磁束密度、磁区幅、各結晶粒の α 角の増加に従って増加する関係にあり、これらによ

り、局所鉄損の変化をおおよそ説明できることを明らかにした。また結晶粒内部での局所鉄損の変化は、局所磁束密度のほかに、隣接する α 角の大きい結晶粒の粒界磁極による局所的な透磁率の低下や、 β 角の小さい結晶粒の内部での磁区幅の不均一を原因としていることを明らかにした。

謝辞

本研究で使用した局所鉄損測定法をご指導いただいた福岡工業大学、山口俊尚先生に深く感謝いたします。

(平成10年10月2日受付、平成10年12月24日再受付)

文献

- (1) 中野 恒, 本田厚人, 石田昌義, 佐藤圭司, 福田文二郎, 菅 孝宏:「方向性珪素鋼板の耐熱型磁区細分化技術の開発」, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-92-154(1992)
- (2) 佐々木堂, 今村正明, 鈴木康之:「縦型ヨーク単板磁気試験器における磁化状態の検討」, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-83-54(1983)
- (3) 成田賢仁, 今村正明:「電気鉄板の熱電的部分鉄損測定法」, 電気学会論文誌A, 94, 39(1974)
- (4) F.Werner: Austrian Patent No.191015 (1949)
- (5) 千田邦浩, 石田昌義, 佐藤圭司, 小松原道郎, 山口俊尚:「探針法による方向性電磁鋼板の局所磁気測定」, 電気学会論文誌A, 117, 942(1997)
- (6) 千田邦浩, 石田昌義, 小松原道郎:「探針法による3%珪素鉄単結晶板の局所磁気特性の測定」, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-95-99(1995)
- (7) 千田邦浩, 高宮俊人, 石田昌義, 小松原道郎:「探針法による3%珪素鋼板の磁気特性の局所解析」, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-96-115(1996)
- (8) 山口俊尚, 今村正明, 千田邦浩, 石田昌義, 佐藤圭司, 本田厚人, 山本孝明:「探針法による局所磁束密度測定精度の理論的評価」, 電気学会論文誌A, 115, 50(1995)
- (9) 山口俊尚, 今村正明, 千田邦浩, 石田昌義:「探針法による微小領域磁気特性測定システムの構成」, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-92-265(1992)

千田邦浩 (正員) 1967年5月2日生。1992年3月大阪大学大学院理学研究科物理学専攻修士課程修了。同年川崎製鉄(株)入社。主として電磁鋼板の開発研究に従事。日本物理学会, 日本鉄鋼協会会員。

石田昌義 (正員) 1955年5月30日生。1985年4月東北大学大学院理学研究科博士課程終了。同月同研究科研究生。1986年3月川崎製鉄(株)入社, 現在に至る。主として, 磁性材料の開発研究に従事。理学博士。日本応用磁気学会, 応用物理学会, 日本物理学会会員。

黒澤光正 (非会員) 1953年8月5日生。1980年3月東京大学工学系大学院物理工学専攻修士課程修了。同年4月川崎製鉄(株)入社。電磁鋼板の開発研究に従事, 現在に至る。1991年9月より2年間米国コーネル大学に留学。日本鉄鋼協会会員。

小松原道郎 (非会員) 1949年9月12日生。1974年3月東京大学工学系大学院物理工学専攻修士課程修了。同年川崎製鉄(株)入社。電磁鋼板の開発研究に従事, 現在に至る。1984年12月より2年間フランス・ルイネール研究所に留学。工学博士。日本鉄鋼協会, 日本金属学会会員。