

電磁鋼板の局所領域磁気特性および
加工劣化に関する研究

2016年3月

千田邦浩

目次

記号表	v
第1章 緒論	1
1.1 鉄心特性向上の重要性	1
1.2 鉄心内部の磁氣的不均一性が鉄損に及ぼす影響	2
1.3 方向性電磁鋼板	5
1.4 無方向性電磁鋼板	6
1.5 本研究の目的	7
1.6 本論文の構成	8
参考文献	8
第2章 電磁鋼板局所領域の磁気特性測定方法の開発	10
2.1 緒言	10
2.2 探針法による局所領域の磁気測定精度の理論的評価	11
2.2.1 探針法の一般論	11
2.2.2 一様磁化モデルによる評価	12
2.2.3 磁区モデルによる評価	14
2.2.4 局所領域の鉄損測定値	20
2.3 探針法による局所磁気測定法の開発	23
2.3.1 測定方法の開発と評価の方針	23
2.3.2 装置構成	23
2.3.3 評価の方法	25
2.3.4 測定条件の検討結果	25
2.3.5 探針法による局所磁束密度測定値の検証結果	29
2.3.6 探針法とホール素子による局所鉄損測定値の検証結果	32
2.3.7 局所領域磁気特性の自動測定装置	34
2.4 結言	34
参考文献	35
第3章 方向性電磁鋼板の局所領域の磁気特性解析	37
3.1 緒言	37
3.2 実験方法	38
3.3 単結晶珪素鋼板の測定結果	42
3.3.1 磁束密度分布	42

3.3.2	磁区構造と磁束分布	48
3.4	双結晶方向性電磁鋼板の磁束密度分布	53
3.5	多結晶方向性電磁鋼板の磁束密度および鉄損分布	56
3.5.1	鋼板内部の磁束密度分布状況	56
3.5.2	α 角のずれた結晶粒周辺の磁束密度分布	58
3.5.3	多結晶試料の局所鉄損分布	62
3.6	考察	74
3.6.1	結晶粒界磁極が磁束密度分布に及ぼす影響	74
3.6.2	方向性電磁鋼板の磁気特性改善の方策	80
3.7	結言	81
	参考文献	82
第4章	無方向性電磁鋼板の磁気特性に及ぼす打抜き加工の影響	84
4.1	緒言	84
4.2	実験方法	87
4.2.1	剪断加工による鉄損・磁束密度の変化	87
4.2.2	打抜き端部の硬度分布	89
4.2.3	磁区観察およびEBSDによる歪分布の調査	89
4.2.4	塑性加工による磁気特性の変化	91
4.3	実験結果と解析	91
4.3.1	剪断による磁気特性の変化	91
4.3.2	剪断加工端部の硬度分布	94
4.3.3	塑性加工による鉄損変化と塑性歪の影響評価	95
4.3.4	剪断加工部付近の磁区模様および結晶方位分布	98
4.4	考察	100
4.4.1	細幅剪断による磁気特性劣化の挙動	100
4.4.2	磁区模様および結晶方位差分布	103
4.5	モータ鉄損の予測	104
4.5.1	目的	104
4.5.2	モータ鉄損の測定および打抜き端部の磁気特性の推定	104
4.5.3	電磁界解析	105
4.5.4	モータ特性の評価結果	106
4.5.5	鉄心の打抜き加工によるモータ特性の劣化	107
4.5.6	電磁界解析によるモータ鉄損の計算結果	108
4.5.7	剪断加工した試料の磁気特性によるモータ鉄損の予測	109
4.6	打抜き加工による磁気特性劣化の推定方法	111

4.7 結言	112
参考文献	113
第5章 鉄心磁気特性に及ぼすカシメ加工の影響	115
5.1 緒言	115
5.2 実験方法	117
5.3 実験結果	120
5.4 コア損失の解析	127
5.5 モータ鉄心の損失予測への適用	130
5.6 磁気特性劣化領域の推定	133
5.6.1 解析の方法	133
5.6.2 解析の結果	139
5.7 カシメ部周辺の局所的な磁気特性分布の推定と鉄心解析への適用	142
5.8 結言	143
参考文献	144
第6章 無方向性電磁鋼板の磁気特性に及ぼす磁化方向応力の影響	145
6.1 緒言	145
6.2 応力下での磁気特性の測定方法の開発	148
6.2.1 開発の目的	148
6.2.2 実験・解析の方法	148
6.2.3 結果および考察	151
6.3 応力による無方向性電磁鋼板の磁気特性変化	157
6.3.1 実験試料	157
6.3.2 測定方法	157
6.3.3 磁区観察方法	158
6.3.4 高磁界強度域での磁歪の測定方法	161
6.3.5 磁気特性に及ぼす応力の影響	162
6.3.6 磁区模様にも及ぼす応力の影響	169
6.3.7 高磁界強度域の磁歪測定の結果	171
6.4 考察	173
6.4.1 消磁状態および低磁界強度域の磁化挙動	173
6.4.2 高磁界強度域の磁化挙動	174
6.4.3 鉄損に及ぼす応力の影響	183
6.5 結言	184
参考文献	185

第 7 章 結論 186

謝辭

研究業績一覽表 I

記号表

第1章

B_m	: 交番磁化条件における試料全体の最大磁束密度 [T]
$\langle B_m \rangle$: 磁性体内部の局所領域の最大磁束密度の平均値 [T]
σ_B	: 磁性体内部の磁束密度分布の標準偏差 [T]
W_u	: 試料全体が $\langle B_m \rangle$ で均一に磁化された場合, この試料全体(平均)の鉄損 [W/kg]
W_d	: 試料内部の磁束密度が $\langle B_m \rangle + \sigma_B$ と $\langle B_m \rangle - \sigma_B$ に等量ずつ分配されたとした場合の試料全体(平均)の鉄損 [W/kg]
θ	: 鉄結晶の $\langle 100 \rangle$ 軸の圧延方向からのずれ角 [$^\circ$]
α	: 鉄の結晶方位 $\langle 100 \rangle$ の圧延面内での圧延方向からのずれ角 [$^\circ$]
β	: 鉄の結晶方位 $\langle 100 \rangle$ と圧延面がなす角 [$^\circ$]
$\langle \theta \rangle$: 試料全体に亘る θ の平均値 [$^\circ$]

第2章

t	: 時間 [s]
d	: 電磁鋼板の板厚の1/2 [m]
D	: 磁区幅(磁壁間隔)の1/2 [m]
B	: 鉄心材料内部の磁束密度 [T]
B_m	: 交番磁束条件における試料全体の最大磁束密度 [T]
s_o	: 試料表面のループ 1-2-5-6-1
S_o	: ループ s_o : 1-2-5-6-1 に囲まれた領域
s_i	: 試料内部のループ 1-2-3-4-1
S_i	: ループ s_i : 1-2-3-4-1 に囲まれた領域
B_a	: 探針とリード線がつくる試料表面近傍のループ s_o : 1-2-5-6-1 内を通る空間磁束 [T]
e_a	: ループ s_o : 1-2-5-6-1 に誘起される電圧 [V]
E	: 電界の強さ [V/m]
$E_y(d)$: 試料表面での電界 (y 方向) [V/m]
$E_z(d)$: 試料断面方向の電界 (z 方向) [V/m]
i_d	: 試料表面での渦電流密度 [A/m^2]
ρ	: 試料の電気抵抗率 [Ωm]
μ	: 材料の透磁率 [H/m]
e_c	: 探りコイルの出力電圧 [V]
e_p	: 探針の出力電圧 [V]
ω	: 励磁の角周波数 [s^{-1}]

- B_0 : 磁束密度波形の振幅 [T]
 B_d : 試料表面での磁束密度 [T]
 B_{av} : 試料内の平均の磁束密度 [T]
 h : 探りコイルの幅 (間隔) [m]
 B_m : 交番磁束条件における試料全体の最大磁束密度 [T]
 B_S : 飽和磁束密度 (ここでは J_s を飽和磁化, 磁気測定で印加する磁界強度を H とするとき, $B_S = J_s + \mu_0 H$) [T]
 y_0 : 磁壁の位置 [m]
 V_1 : 磁壁の左側の電位関数 [V]
 V_2 : 磁壁の右側の電位関数 [V]
 v_D : 磁壁移動の速度 [m/s]
 y_m : 探りコイルまたは探針の一端を $y = 0$ に固定したときのもう一端の位置 [m]
 W_{2D}^{loc} : 鋼板面内 2 次元の磁束密度ベクトルを考慮した局所鉄損 [W/kg]
 $\langle W_{2D}^{loc} \rangle$: 局所鉄損 W_{2D}^{loc} の鋼板全体に亘る平均値 [W/kg]
 V : 試料全体の体積 [m³]
 v : 試料内部の局所的磁気測定領域に対応する体積 [m³]
 \mathbf{H}^{loc} : 局所領域の磁界強度ベクトル [A/m]
 \mathbf{B}^{loc} : 局所領域の磁束密度ベクトル [T]
 \mathbf{m} : 局所領域の磁化ベクトル [T]
 \mathbf{m}' : 磁化ベクトル \mathbf{m} とは異なる部分の磁化ベクトル [T]
 M : 試料全体の磁化ベクトルの励磁方向成分 [T]
 \mathbf{H}_{ex} : 外部磁界強度ベクトル [A/m]
 \mathbf{h}_{dem} : 鋼板内部の局所的な磁化の不均一によって生じた磁荷分布による漏洩磁界 (あるいは反磁界) [A/m]
 \mathbf{r}, \mathbf{r}' : 局所磁化ベクトル \mathbf{m}, \mathbf{m}' の位置ベクトル [m]
 \mathbf{R} : 局所磁化ベクトル \mathbf{m} 位置を基準とする局所磁化ベクトル \mathbf{m}' の位置ベクトル [m]
 m_R, m_R' : 局所磁化ベクトル \mathbf{m}, \mathbf{m}' の R 方向成分 [m]
 H_{ex} : 試料全体に印加される外部磁界強度ベクトル \mathbf{H}_{ex} の励磁方向成分 [A/m]
 B^{loc} : 局所領域の磁束密度ベクトル \mathbf{B}^{loc} の励磁方向成分 [T]
 H^{loc} : 局所領域の磁界強度ベクトル \mathbf{H}^{loc} の励磁方向成分 [A/m]
 \mathbf{h}_{dem} : 鋼板内部の局所的な磁化の不均一によって生じた磁荷分布による漏洩磁界 (あるいは反磁界) \mathbf{h}_{dem} の励磁方向成分 [A/m]
 W^{loc} : 鋼板面内磁束密度, 磁界強度の励磁方向成分 B^{loc}, H^{loc} から局所鉄損算定した局所鉄損 [W/kg]
 $\langle W^{loc} \rangle$: 局所鉄損 W^{loc} の鋼板全体に亘る平均値 [W/kg]
 f : 励磁の周波数 [Hz]

δ	: 鋼板の密度 [kg/m ³]
ΔB	: 探針に加える荷重による局所磁束密度の増分 [T]
ΔW	: 探針に加える荷重による局所鉄損の増分 [W/kg]
B_0	: 探針 1 本あたりに加える荷重 20 g のときの磁束密度 [T]
W_0	: 探針 1 本あたりに加える荷重 20 g のときの鉄損 [W/kg]
$\Delta B/B_c$: 探針測定値の探りコイル測定値からの偏差 [%]
B_{Needle}	: 探針法による磁束密度測定値 [T]
B_{Coil}	: 探りコイルによる磁束密度測定値 [T]

第 3 章

B_m^{loc}	: 局所領域の磁束密度 B^{loc} の交番磁化における最大値 (局所最大磁束密度) [T]
H_m^{loc}	: 局所領域の磁界強度 H^{loc} の交番磁化における最大値 (局所最大磁界強度) [A/m]
W^{loc}	: 局所領域の鉄損 [W/kg]
σ_B	: 鋼板全域 (または測定領域) 内における B_m^{loc} の標準偏差 [T]
B_8	: 50 Hz の交番磁化条件下で磁界強度 800 A/m にて得られる磁束密度の最大値 [T]
$\langle B_m^{\text{loc}} \rangle$: 局所磁束密度の最大値 B_m^{loc} の試料全幅に亘る平均値 [T]
B_{m1}^{loc}	: 試料内 (測定領域内) で最も大きい局所最大磁束密度 [T]
B_{m2}^{loc}	: 試料全体の最大磁束密度 B_m と同等の局所最大磁束密度 [T]
B_{m3}^{loc}	: $B_m - \sigma_B$ に等しい局所最大磁束密度 [T]
θ_1	: B_{m1}^{loc} の等高線方向と圧延方向がなす角 [°]
θ_2	: B_{m2}^{loc} の等高線方向と圧延方向がなす角 [°]
θ_3	: B_{m3}^{loc} の等高線方向と圧延方向がなす角 [°]
a	: 磁区幅対局所鉄損の関係を直線回帰したときの傾き [W/kg/mm]
b	: 磁区幅対局所鉄損の関係を直線回帰したときの切片 [W/kg]
H_c^{loc}	: 局所領域の交流 BH ループでの保磁力 [A/m]
σ	: 結晶粒界や試料の側面における (局所領域の) 磁極密度の平均値 [Wb/m ²]
I	: 短冊状の局所的領域内の平均の磁化 (図 3-48) [T]
θ	: 結晶粒界と圧延方向の角度 [°]
α_1, α_2	: 結晶粒 1, 結晶粒 2 の α 角 (図 3-48) [°]
β_1, β_2	: 結晶粒 1, 結晶粒 2 の β 角 (図 3-48) [°]
c	: 短冊状部分が結晶粒界や試料の側面と鎖交する長さ (図 3-48) [m]
d	: 試料の板厚 [m]
U	: 短冊状部分の磁化のエネルギーと静磁エネルギーの総和 (図 3-48) [J]
K	: 静磁エネルギーに関する比例定数 [-]
L, L_1, L_2	: 図 3-48 中の短冊状部分の長さ [m]
ε_m	: α 角のずれた結晶粒内部の $\langle 100 \rangle$ 方向に沿った短冊状部分における単位長さあたり

の静磁エネルギーの指標 [J/m]

第 4 章

- $W_{15/50}$: 周波数 50 Hz, 最大磁束密度 1.5 T の正弦波で交番磁化させたときの鉄損 [W/kg]
 B_{50} : 周波数 50 Hz, 最大磁界強度 5000 A/m での交番磁化時の磁束密度の最大値 [T]
 B_m : 交番磁化条件における試料全体の最大磁束密度 [T]
 D_d : 細幅の短冊状試料に剪断加工したときの歪領域密度 [mm^{-1}]
 w_i : 細幅の短冊状試料の幅 [mm]
 X_0 : 基準とした 30 mm 幅の試験片の鉄損または磁束密度 [W/kg], [T]
 X : 細幅に剪断した試料の鉄損または磁束密度 [W/kg], [T]
 r_D : 細幅の剪断加工による鉄損および磁束密度の増加率 [%]
 H_0 : 加工の影響のない部分のビッカース硬度 [-]
 H : 加工により硬度の増加を生じた部分のビッカース硬度 [-]
 r_V : 硬度の増加率 [%]
 L_0 : 圧延前の試料長さ [mm]
 L : 圧延後の試料長さ [mm]
 C_R : 圧延による伸び率 [%]
 W_0 : 圧延処理していない場合の鉄損 [W/kg]
 W : 圧延後の鉄損 [W/kg]
 W/W_0 : 圧延処理有無での鉄損の比 [-]
 D_d^* : D_d に対する磁束密度の傾きに変化が生じた歪領域密度 [mm^{-1}]
 w_i^* : $D_d = D_d^*$ のときの w_i ($= 2/D_d^*$) [mm]
 X : 剪断加工端部からの鋼板面内での距離 [mm]
 Y : 剪断加工した試料でのダレ側の鋼板表面から板厚方向への距離 [mm]
 w_d : 剪断加工により生じる磁気特性劣化領域の幅 [mm]
 W_T : 細幅の短冊状に剪断加工し, 再び貼り合せた試料の全幅 [mm]
 N : 幅 W_T の中に存在する歪領域の本数 [-]
 B_{av} : 所定の磁界強度で磁化させたときの, 貼り合せ後試料 (幅 W_T) 中の平均的な磁束密度 [T]
 B_d : 所定の磁界強度で磁化させたときの, 歪領域内部の磁束密度 [T]
 B_n : 所定の磁界強度で磁化させたときの, 歪の無い部分の磁束密度 [T]

第 5 章

- r_V : 加工部付近の硬度の増加率 [%]
 P : コア T2 での, コア内外周部の打抜き歪による鉄損増加量 [W/kg]
 D : コア T2 での, ダボ形成による歪起因の鉄損増加量 [W/kg]

- J : コア T2 でのダボの締結による鉄損増加量 [W/kg]
 J' : コア T3 でのダボの締結による鉄損増加のうち、歪取り焼鈍後も残存する劣化分 [W/kg]
 H : コア TH での、穴の存在による鉄損増加量 [W/kg]
 E_U : コア U での、 P , D , J による鉄損劣化量を超える劣化量 (付加損) [W/kg]
 E_V : コア V での、 P , D , J による鉄損劣化量を超える劣化量 (付加損) [W/kg]
 E_W : コア W での、 P , D , J による鉄損劣化量を超える劣化量 (付加損) [W/kg]
 E_X : コア X での、 P , D , J による鉄損劣化量を超える劣化量 (付加損) [W/kg]
 n : コア T (かしめ 3 箇所) に対するリングコア中のダボ個数の比 [-]
 r_{int} : カシメ関連の各因子による鉄損増分のコア S3 に対する比率 [%]
 ΔW : カシメ要因による鉄損増加量 [W/kg]
 $W(S3)$: コア S3 の鉄損 [W/kg]
 B_{50} : 励磁周波数 50 Hz, 最大磁界強度 5000 A/m としたときの磁束密度の最大値 [T]
 $W_{15/50}$: 励磁周波数 50 Hz, 最大磁束密度 1.5 T としたときの鉄損 [W/kg]
 ΔW : カシメに関連した要因による鉄損増加量 : P , D , J , $E_U \sim E_X$ [W/kg]
 $W(S3)$: コア S3 の鉄損 [W/kg]
 r_{int} : カシメに関する各劣化要因による鉄損増分の比率 [%]
 X_W : リングコア幅方向の位置 [mm]
 R_0 : カシメダボ内部の領域 (図 5-17)
 R_1-R_3 : カシメダボ近傍外部の硬度上昇部を 3 等分した各領域 (図 5-17)
 R_W : 塑性歪部の外側の微弱劣化領域 (弾性歪を含む領域)
 W_0 : リングコアのカシメ 1 個あたりに対応する幅。図 5-17 (a) (b) $W_0 = 10$ mm, (c) (d) $W_0 = 5$ mm
 W_1 : ダボの幅 [mm]
 W_2 : ダボ形成により硬度が増加した領域の幅 [mm]
 W_3 : 磁気特性の微弱劣化部の幅 [mm]
 W_4 : 磁気特性劣化のない部分の幅の合計値 [mm]
 B_N : 磁気特性劣化のない部分の磁束密度 [T]
 B_W : 領域 S3 の磁束密度 = 微弱劣化部の最低の磁束密度 [T]
 B_A : 微弱劣化部の平均の磁束密度 [T]
 B_C : 2 個の微弱劣化部が交差した位置での、または微弱劣化部がコア端部と交差した位置での磁束密度 [T]
 α : 図 5-17(d)中に示す微弱劣化部の片側幅 (微弱劣化部が広い場合) [mm]
 β : 図 5-17(d)中に示す長さ (微弱劣化部が広い場合) [mm]
 L_E : リングコア周方向の磁束密度低下部分の長さ [mm]
 L : リングコア周方向のダボ長さ (本実験では 3 mm) [mm]

k_C	: L_E と L の比 [-]
d	: 材料の板厚 [mm]
k_W	: W_3 と d の比 [-]
B_B	: 図 5-19 の B 部 (カシメを含む部分) の平均磁束密度 [T]
S_d	: 磁性劣化部の断面積 [mm ²]
S_n	: 正常部の断面積 [mm ²]
S	: リングコアの全断面積 (= $S_d + S_n$) [mm ²]
H	: 図 5-19 の B 部に印加されている磁界強度 [A/m]
$B_d(H)$: 磁性劣化部の磁束密度 (磁界強度 H の関数) [T]
$B_n(H)$: 正常部の磁束密度 (磁界強度 H の関数) [T]
L_A	: 図 5-19 の A 部 (カシメを含まない部分) の磁路長 [mm]
L_B	: 図 5-19 の B 部 (カシメを含む部分) の磁路長 [mm]
N	: 一次巻線の巻数 [turns]
I	: 一次巻線に流した電流値 [A]
μ_A	: 図 5-19 の A 部 (カシメを含まない部分) の透磁率 [H/m]
μ_B	: 図 5-19 の B 部 (カシメを含む部分) の透磁率 [H/m]
B	: 鉄心全幅の平均の磁束密度 (A 部, B 部で同じ) [T]
$F(B)$: リングコアの磁気回路計算のための関数 (磁束密度 B を変数とする) [T]
$B(T2)$: コア T2 の磁束密度の実測値 [T]
$B_{Cal}(T2)$: コア T2 の磁束密度の推定値 [T]
$Max\Delta B$: $B(T2) - B_{Cal}(T2)$, $B(U2) - B_{Cal}(U2)$, $B(V2) - B_{Cal}(V2)$, $B(X2) - B_{Cal}(X2)$ のうち絶対値が最大のものの値 (符号付きの数値) [T]
$Sum\Delta B$: 式(5.12)で定義される実測 - 定値差の絶対値の和 [T]

第 6 章

δ	: 焼きばめ代 (半径) [mm]
σ_t	: 周方向の応力 [MPa]
r_a	: 内周のリング状試料の内側半径 (焼きばめ後) [mm]
r_b	: 内周のリング状試料の外側半径 (焼きばめ後) [mm]
r_c	: 外周のリング状試料の外側半径 (焼きばめ後) [mm]
E_a	: 内周のリング状試料のヤング率 [GPa]
n_a	: 内周のリング状試料のポアソン比 [-]
E_b	: 外周のリング状試料のヤング率 [GPa]
n_b	: 外周のリング状試料のポアソン比 [-]
r	: 内側のリング状試料内部の径方向の位置 [mm]
L, LD	: 試料の長手方向 (励磁方向)

T, TD	: 試料の長手方向（励磁方向）と直交する圧延面内の方向
N, ND	: RD, TD と直交する方向（板厚方向）
H_m	: 周波数 50 Hz, 最大磁束密度 1.5 T で交番磁化させたときの磁界強度の最大値 [A/m]
σ_a	: 測定方法(a)による真の応力 [MPa]
σ_b	: 測定方法(b)による見掛けの応力 [MPa]
r_s	: 外部から加えた見掛けの応力 σ_b に対する鋼板が受ける真の応力 σ_a の比 [-]
σ_{App}	: 外部から加えた応力（式(6.2)の σ_b に相当） [MPa]
r_s^{cal}	: 応力計算により求めた r_s [-]
σ_p	: 試料に付与されている局所的な応力 [MPa]
σ_N	: 座屈の防止のために試料の N 方向にかける応力（面圧） [MPa]
K_N	: 式(6.4)で定義される比例定数 [-]
$H_{m 15/50}$: 周波数 50 Hz, 最大磁束密度 1.5 T で交番磁化条件における磁界強度の最大値 [A/m]
μ_0	: 磁気定数（真空の透磁率） $4\pi \times 10^{-7}$ [H/m]
H_{ex}	: 磁区観察用の試料に印加した空間磁界の強さ [A/m]
H_{eff}	: 試料内部の有効磁界の強さ [A/m]
K_S	: 歪ゲージのゲージ率 [-]
ε_i	: 測定された歪量 [-]
ε	: 真の歪量 [-]
$\lambda(B_m)$: 交番磁化条件における $B = B_m$ のときの磁歪 [-]
$\lambda(0)$: 交番磁化条件における $B_m = 0$ のときの磁歪 [-]
λ_{Bm}	: $\lambda(B_m)$ と $\lambda(0)$ の差 [-]
λ_{p-p}	: 磁歪の振幅（最大伸張と最大収縮の差） [-]
$W(0)$: 無応力での鉄損 [W/kg]
$W(\sigma)$: L 方向に応力 σ が付与されたときの鉄損 [W/kg]
$r_{\Delta W}$: $W(0)$ に対する ΔW の比率 [%]
ΔW	: $W(0)$ と $W(\sigma)$ の鉄損の差 [W/kg]
μ_r	: 比透磁率 [-]
J_X	: 周波数 50 Hz, 最大磁界強度 $X \times 100$ A/m での交番磁化時の磁気分極の最大値 [T]
B_m	: 交番磁化条件における試料全体の磁束密度の最大値 [T]
ΔJ_{50}	: 無応力の状態を規準としたときの L 方向圧縮応力 95 MPa による J_{50} の増加量 [T]
ΔJ_{100}	: 無応力の状態を規準としたときの L 方向圧縮応力 95 MPa による J_{100} の増加量 [T]
λ_{100}	: <100>方向の磁歪定数（飽和磁歪） [-]
λ_{110}	: <110>方向の磁歪定数（飽和磁歪） [-]
λ_{111}	: <111>方向の磁歪定数（飽和磁歪） [-]
λ_{111}^A	: 試料 A に代表される, Si 含有量が高く <111>方向の磁歪の負の絶対値が小さい材料の <111>方向の磁歪定数（飽和磁歪） [-]

λ_{111}^D : 試料 D に代表される, Si 含有量が低く <111>方向の磁歪の負の絶対値が大きい材料の <111>方向の磁歪定数 (飽和磁歪) [-]

第 7 章

B_m^{loc} : 交番磁化条件下での局所領域の最大磁束密度 [T]

α : 鉄の結晶方位<100>の圧延面内での圧延方向からのずれ角 [°]

β : 鉄の結晶方位<100>と圧延面がなす角 [°]

J_X : 周波数 50 Hz, 最大磁界強度 $X \times 100$ A/m での交番磁化時の磁気分極の最大値 [T]

$\mu_{r15/50}$: 周波数 50 Hz, 最大磁束密度 1.5 T で交番磁化したときの比透磁率 [-]

第1章 緒論

1.1 鉄心特性向上の重要性

現在、家庭や産業界の至るところで、モータや変圧器、リアクトルに代表される各種の電磁応用機器が利用され、人類の生活や生産活動に欠くことのできないものとなっている。電磁気学的原理に基づいた回転機はモータと発電機に二分され、このうちモータは、電気エネルギーを鉄心の磁気エネルギーを介して機械エネルギーに変換する装置であり、発電機は機械エネルギーを磁気エネルギーを介して電気エネルギーに変換する装置である。一方、静止器の一つである変圧器は、電気エネルギーを磁気エネルギーに変換し、再び電気エネルギーに変換することで電力の変換を行う。また、リアクトルとインダクタは、電気エネルギーを鉄心の磁気エネルギーとして蓄積し開放する機能により、昇圧回路やノイズ除去回路中で使用される機器である。これらの電磁応用機器は、すべて電気エネルギーと磁気エネルギーの変換を行う機能を有しており、その主要部分は電流を流す巻線と磁束を流す鉄心から構成される。鉄心を製造するために使用される材料は鉄心材料と呼ばれ、一般に強磁性体が使用される。強磁性体は自発磁化を有するため、小さな外部磁界で大きな巨視的磁化を発生させることができるので、電磁応用機器の磁気回路を構成する上で必須の材料である。

近年、化石燃料の枯渇や CO₂ 排出量の規制、電力の安定供給に対する不安などの問題から、エネルギー消費量削減の必要性が急速に高まっており、回転機や静止器の高効率化が急務となっている。日本国内の電力使用量は年間約 1 兆 kWh であり、その中でモータで使用される量は約 55% に達しており [1]、仮に全てのモータの効率の平均値が 90% から 91% に改善されたとすれば、50 万 kW 級の原子力発電ユニット 1 基分に相当する省エネルギー効果が得られる。また、送配電に伴う電力の損失は、日本国内では総発電量の約 5% に達するが [2]、このうち 40% が変圧器による損失であり、このうち鉄心に起因する損失は約 50% で [3]、年間約 82 億 kWh と推定される。これらの状況を鑑みると、種々の電磁応用機器のエネルギー効率の改善により、電気エネルギーの有効利用に大きく貢献することが可能と言える。

電磁応用機器の効率改善のためには、鉄心や巻線の構造・構成だけではなく、鉄心材料の磁気的な特性向上が有効である。このため、主に変圧器の鉄心として利用される方向性電磁鋼板、および回転機の鉄心として使用される無方向性電磁鋼板の低鉄損化、高磁束密度化（高透磁率化）が従来より図られてきた。この中で、鋼の純度、結晶粒径、電気抵抗率、結晶方位集積度といった既知の因子による磁気特性向上策は尽くされつつあり、鉄心材料の特性改善を通じた機器の高効率化は手詰まりとなっている感がある。このような状況においては、電磁鋼板内部に生じる磁気的な不均一性や鉄心製造時の電磁鋼板の加工の影響といった二次的な劣化因子についても理解を深め、電磁応用機器の特性向上に繋げることが重要と考えられる。従来、材料や機器に関する研究は、鉄心として使用された電磁鋼板内部の磁気特性を均一として行われることが多かったが、実際には、電磁鋼板自身が内部に持つ磁気特性の不均一性や、鉄心の加工により生じる部分的な磁気特性の変化が存在している。このような電磁鋼板内部の部分的な磁気特性が鉄心全体の

特性に及ぼす影響は、必ずしも小さくない。このため、電磁応用機器のさらなる高性能化のために、鉄心内部での磁気特性の分布状態とその原因を正確に把握することで、鉄心特性を改善する方策を確立していくことが可能と考えられる。

1.2 鉄心内部の磁氣的不均一性が鉄損に及ぼす影響

鉄心材料および鉄心の内部に生じる種々の不均一性により、鉄心損失の総量が増加したり、局所的な発熱量が増加したりするなどの問題を引き起こすと考えられる。鉄心材料の内部の磁氣的な不均一性については、鉄心寸法に比べて十分に小さいマイクロな観点での不均一性と、鉄心寸法との関係が問題となるようなマクロな観点での不均一性の2つがある。

前者に関しては、例えば磁区構造に伴う異常渦電流損の問題があり、 180° 磁壁の移動に伴って磁壁の周辺に渦電流が発生し、磁区構造を持たない均一な磁性体の場合に比べて渦電流損が増加することが知られている [4]。また、無方向性電磁鋼板を構成する結晶粒径 $10\ \mu\text{m}\sim 200\ \mu\text{m}$ の結晶粒は、それぞれの結晶粒径や隣接する結晶粒との方位関係により、結晶粒毎にその磁区構造が異なり、結晶粒個々の磁気特性も異なっていると考えられる。このように、強磁性体、特に電磁鋼板はマイクロなレベルでも種々の不均一性を持っている。

これに対し本論文では、電磁鋼板、および電磁鋼板から構成される鉄心の内部において、電磁鋼板の板厚程度以上で、鉄心寸法よりも小さい $0.3\ \text{mm}\sim 30\ \text{mm}$ 程度の領域を最小単位とした磁気特性の分布や変化を論じることとする。このような鉄心の寸法に近い広がりを持ったマクロな不均一性は、鉄心全体の特性を劣化させる原因となりやすい。例えば、第5章で述べるカシメ加工の場合、カシメ部の周辺には透磁率が低下した領域が生成していると推定された。このような場合、鉄心の磁束総量を確保するために透磁率の低下が少ない部分には磁束が集中して磁束密度が局所的に増加する。この結果、鉄心内部に磁束密度が均一に分布している場合に比べて鉄損の増加が起こる。このように、磁気回路の幅に対して無視できない大きさの磁気特性劣化領域が発生することは、鉄心全体の磁気特性に望ましくない影響を及ぼす。

本論文では、上記のような電磁鋼板内部での局所的な磁気特性の不均一や変化として、方向性電磁鋼板の二次再結晶組織に起因する不均一性と、無方向性電磁鋼板が回転機鉄心として用いられたときの加工や応力の印加による磁気特性の変化について論じた。

磁気特性の不均一が鉄心全体の損失増加を引き起こす現象について、以下に概説する。一般的に、磁性材料の交番磁束条件における鉄損は、図 1-1 に模式的に示すように磁性体内部の磁束密度が特定の値以上となると急激に増加する。交番磁束条件での鉄損は、磁壁移動のピンニングに起因する静的な損失であるヒステリシス損と [5]、磁束変化によって鋼板内部に誘起される渦電流に起因する動的な損失である渦電流損の和であることが知られている。

ヒステリシス損は、交番磁束条件における最大磁束密度を B_m とするとき、 B_m が十分に低い領域では、経験的に $B_m^{1.6}$ に比例して増加するとされているが、 B_m が高い条件では急激な鉄損の増加が生じる。これは、高磁束密度域まで磁化させる場合、エネルギー的な障壁が高く動きにくい磁壁も移動する必要が生じることで、保磁力の増加が著しくなるからである。さらに最大磁束密

度を高めて磁化飽和に近づくと、移動可能な磁壁数が減少するためにヒステリシス損の増加は鈍化する。図 1-1 の模式図は、このような高磁束密度域でのヒステリシス損増加の挙動も考慮した変化を示している。

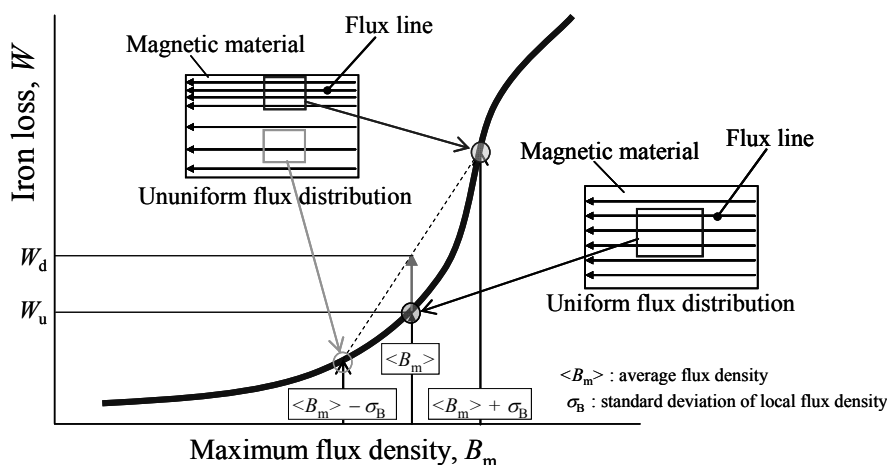


Fig. 1-1. Schematic diagram of the relationship between maximum flux density and iron loss.

W_u : iron loss when flux distributes uniformly. W_d : iron loss when flux distributes ununiformly.

図 1-1 最大磁束密度と鉄損の関係に関する模式図

W_u : 磁束が均一に分布した場合の鉄損 W_d : 磁束が不均一に分布した場合の鉄損

一方、表皮効果による板厚方向の磁束分布の影響が無視できる十分に低い励磁周波数の条件では、瞬時の渦電流損は磁束密度の時間変化率 dB/dt の 2 乗に比例し、磁束密度波形が正弦波の場合の渦電流損は $(dB/dt)^2$ を 1 周期に亘り積分することにより B_m の 2 乗に比例する量となる。これに対して実際の電磁応用機器の鉄心が高磁束密度に達する条件（あるいは鉄心内の部分）では、強磁性体の磁化飽和のために磁束波形が台形状に歪む場合が多い。このような場合の渦電流損は、磁束波形の歪の影響によって正弦波で磁化されたときよりも大きな値となる。したがって、最大磁束密度 B_m が高い条件でヒステリシス損が著しく増加し、さらに磁束波形の歪による渦電流損の増加が加わった場合、高 B_m の領域での鉄損の増大が顕著となる。

このような B_m に対する鉄損の関係があるとき、磁性体内部に局所的に磁束密度の高い部分と低い部分が存在すると、磁束密度が均一に分布した場合に比べ、磁束密度の低い部分の鉄損は小さくなるものの、磁束密度の高い部分では鉄損が著しく増加する。この結果、図 1-1 に示すように均一な磁束密度分布の場合よりも鉄心材料の平均の鉄損が増加する。同図では、磁性体内部での磁束密度の分布を考え、局所領域の最大磁束密度の平均値を $\langle B_m \rangle$ 、磁性体内部の磁束密度分布の標準偏差を σ_B とするとき、磁束密度が低い部分の磁束密度の代表値を $\langle B_m \rangle - \sigma_B$ とし、磁束密度が高い部分の代表値を $\langle B_m \rangle + \sigma_B$ とした。ここでは、試料内部の各部分での局所的な鉄損の水準は同等と仮定しており、局所的な最大磁束密度が決まれば局所的な鉄損は一意に決まるとしている。試料全体が $\langle B_m \rangle$ で均一に磁化された場合、この試料全体（平均）の鉄損を W_u とすると、

試料の内部に磁束密度が $\langle B_m \rangle + \sigma_B$ と $\langle B_m \rangle - \sigma_B$ の部分が等量ずつ存在する場合は、不均一な磁束密度分布の試料の鉄損平均値は図 1-1 に示す W_d となる。この場合、 $W_d - W_u$ が磁束分布の不均一化による鉄損の増加量に相当する。以上では、磁性体各部の鉄損水準（同一磁束密度での鉄損値）が同等としたが、磁性材料内部に鉄損特性の不均一性が存在する場合、磁束の不均一分布による鉄損の増加がさらに顕著になると推定される。例えば、 180° 磁壁間隔の増加に従って異常渦電流損が増加することが知られているが [4]、多結晶の方向性電磁鋼板では結晶粒毎に磁区幅が異なっている。したがって、試料内部の鉄損の水準は同一ではなく、磁区幅が広い結晶粒では高い鉄損を生じやすい。このような磁区幅が広い結晶粒に磁束が集中した場合、磁束密度の不均一な分布は鋼板全体の鉄損の平均値をさらに増加させる原因となる。

鉄心の内部で磁気的な状態が異なる原因は、(1) 鉄心構造および励磁条件、(2) 鉄心に対する加工や損傷による弾塑性歪、(3) 材料自身が有している不均一性、の 3 つに分類できる。これらはいずれも、鉄心の部分および全体の特性を劣化させる原因になり得る。

鉄心構造（磁気回路構成）および励磁条件を原因とする鉄心内部の磁気的な変化については、回転機鉄心のティース部やコアバック部の形状に起因する鉄心内部での磁束密度の大小や磁束方向の変化、ティース・コアバック接合部での回転磁束の存在が挙げられる [6] [7]。また、変圧器においては、鉄心内の内側部分と外側部分での磁路長の差や、鉄心接合部の影響、鉄心材料の磁気異方性などの影響により、鉄心各部で磁束密度とその大きさが異なっている [8] [9]。このような磁気回路の構成に起因する磁気的不均一性を把握することは、鉄心特性を改善するための方策を確立する上で重要であり、鉄心材料の磁気特性と鉄心構造を数値シミュレーションに正確に取り込むことで、鉄心の磁気的挙動を予測することが可能である。

鉄心製造の際の電磁鋼板の加工や回転機製造工程の中で受けるダメージによる鉄心の局所的な磁気特性の変化の原因として、鉄心内に残留する歪の影響が挙げられる。このような歪の代表的な例として、スリット加工や打抜き加工の後に鋼板端部に残留する歪がある。また、鋼板同士を締結するためにカシメを用いた場合も、カシメ部周辺には歪が残留して局所的な磁気特性の劣化が生じる。さらに、鉄心を機器本体に固定する方法として、モータ鉄心では焼きばめや圧入、ボルト固定が一般的に用いられ、変圧器鉄心ではクランプ固定が用いられる場合が多いが、これらの方法においては、固定のための応力が鉄心に加わり、鉄心材料が弾性変形を起こして磁気特性が変化する。また、鉄心材同士を固定するための溶接も、溶接部付近に塑性歪あるいは弾性歪をもたらし、磁気特性を劣化させると考えられる。これら鉄心の加工を主たる原因とする鉄心内部の歪は、鉄心内で歪が残留した部分の特性を劣化させるだけでなく、鉄心内部の磁気特性の分布を不均一化させることにより、鉄心特性を劣化させる原因となる。したがって、鉄心の加工による磁気特性劣化を理解するためには、各種の歪が加わった状態での電磁鋼板の磁気特性とともに、局所的な歪による鉄心内部の磁気特性分布の変化を解明し、これらが鉄心の磁気特性に及ぼす影響を明らかにすることが重要となる。

本研究では上記の観点により、方向性電磁鋼板と無方向性電磁鋼板を対象とした検討を行った。以下、それぞれの材料での研究課題について述べる。

1.3 方向性電磁鋼板

方向性電磁鋼板（Grain-oriented electrical steel, GO）は、二次再結晶と呼ばれる冶金的な現象を利用して、ゴス方位 $\{011\}<100>$ もしくはその近傍方位を有する結晶粒を数 mm から数 10 mm の寸法に成長させた鋼板である。このような大きな結晶粒は二次再結晶粒と呼ばれ、磁化容易軸である $<100>$ 軸が圧延方向（RD）近傍に揃っているため、圧延方向に高い透磁率と低い鉄損を有する。近年の高級方向性電磁鋼板では、 $<100>$ 軸の圧延方向からずれ角 θ の平均値 $\langle\theta\rangle$ が 4° 以下と極めて高い方位集積度が実現されている [10]。ここで、圧延方向からの $<100>$ 軸のずれ角について、図 1-2 を用いて説明する。同図に示すように、圧延面内での圧延方向とのずれ角を α 角と称し、 $<100>$ 軸と圧延面の間の角度を β 角と称している。 α 角、 β 角の値 α 、 β が十分小さい範囲では、ずれ角 θ は近似的に $(\alpha^2 + \beta^2)^{0.5}$ で表され、 $\langle\theta\rangle$ は鋼板試料の全域に亘る θ の平均値である。

上記の結晶組織上の特徴を持つ方向性電磁鋼板は、 180° 磁壁を有するストライプ状の磁区から成り、主たる磁化過程が 180° 磁壁の移動であることが、圧延方向に高い透磁率と低い鉄損値を有する原因である。本論文では、 180° 磁壁で区切られる磁区を「 180° 磁区」と称し、 180° 磁壁の間隔を「 180° 磁区幅」、 180° 磁区から構成される磁区構造を「 180° 磁区構造」と称した。

また、方向性電磁鋼板の特徴として、鋼板表面を被覆する被膜の存在がある。方向性電磁鋼板は、最終仕上げ焼鈍の際に鋼板表面に生じるフォルステライト被膜と [11]、平坦化焼鈍の際に塗布・焼付けされる絶縁コーティングに被覆されており、これらは鋼板表面に電気的な絶縁性を付与するとともに、鋼板の鉄基部分に張力を付与することで、 180° 磁区幅を狭くして鉄損を低減する機能を有している。

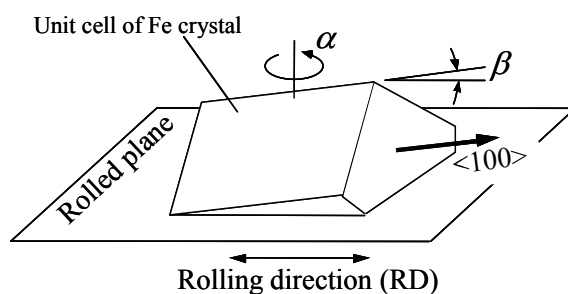


Fig. 1-2. Definition of α and β angle.

図 1-2 α 角および β 角の定義

多結晶体である方向性電磁鋼板では、結晶粒毎に α 角、 β 角が異なっている。単結晶板や多結晶試料を用いた従来の研究から、 α 角および β 角は方向性電磁鋼板の磁気特性に強い影響を及ぼすことが知られている [12] [13] [14]。 α 角の大小によって、各結晶粒の透磁率が異なるとともに、3 章で述べるように隣接結晶粒間の α 角の差により結晶粒界に磁極が生じ、鋼板内部に磁束密度の不均一が生じる。一方、 β 角は α 角と同様に結晶粒の透磁率に影響するだけでなく、鋼板表面

に生じる磁極を通じて 180° 磁区幅に影響するため、結晶粒毎に鉄損特性が異なる原因となると推定される。このように、方向性電磁鋼板では、粗大な二次再結晶粒径と結晶粒間での結晶方位の違いによって、鋼板内部に磁束密度や鉄損の分布が存在すると考えられる。このような方向性電磁鋼板の鋼板内部の磁気特性の不均一性については、筆者の研究以前では、例えば文献 [15] [16] のように、単板磁気試験器 (SST) の精度検証などの観点から調査されることはあったが、二次再結晶組織が及ぼす影響に関して詳細に研究されていなかった。

以上に対し、近年開発されている高磁束密度 (高透磁率) の方向性電磁鋼板は、二次再結晶粒径が従来の材料よりも大きくなる傾向であることから、結晶粒径に起因する鋼板内部での磁気特性の不均一性が増加していると予想される。したがって、結晶粒界や結晶方位といった材料の基本的な因子が鋼板内部の磁気特性の不均一性に及ぼす影響とその機構について理解を深めることは、鉄心設計はもとより、将来の電磁鋼板の特性向上策を見出すために重要と言える。

1.4 無方向性電磁鋼板

無方向性電磁鋼板 (Non-oriented electrical steel, NO) の組織は、結晶粒径 10 μm ~200 μm 程度の一次再結晶粒から成り、方向性電磁鋼板に比べて結晶粒径が細かく、結晶方位の集積度が弱いので、結晶粒径の大きさに起因して生じるマクロなレベルでの磁気特性の不均一性は小さい。しかしながら、鉄心の製造方法として一般的に用いられる打抜き加工によって無方向性電磁鋼板からモータや発電機の鉄心 (回転機鉄心) が製造される場合、鉄心材の端部付近には加工による歪が残留して磁気特性が劣化している。一方、端部から十分に離れた位置では磁気特性の劣化が生じていないので、打抜き加工は鋼板内部に磁気特性の不均一をもたらすことになる。また、鉄心同士を積層し互いに固定するためにカシメ加工が施されると、カシメ締結部付近は歪を有する領域となり、鉄心の磁気特性劣化の原因となる。さらに、カシメ加工では積層鋼板間の電気的な短絡が不可避であるため、局所的な渦電流が積層鋼板間を流れて磁気特性を劣化させる可能性がある。また、鉄心をモータケースに固定するために焼きばめや圧入と呼ばれる方法が適用されることがあるが、このような場合、ステータのコアバック部では鉄心が受ける周方向の圧縮応力によって磁気特性が劣化する。このように無方向性電磁鋼板では、鉄心加工や鋼板同士の締結、鉄心固定のための応力によって鉄心内部において部分的な磁気特性の劣化や不均一が生じている。この他にも回転機鉄心の製造工程において、無方向性電磁鋼板の磁気特性に悪影響を及ぼす種々の因子が加えられ、鉄心に加工する前に比べて加工後の電磁鋼板はその磁気特性が劣化している。これらの劣化因子の概念図を、図 1-3 に示す。

以上述べた磁気特性の劣化は、回転機鉄心を製造する上で不可避とも言えるが、劣化機構を詳細に理解し、これを制御した加工を行うことで、劣化のより少ない加工方法の実現が可能と考えられる。打抜き加工による鉄心材料の磁気特性の変化については、筆者らの研究 [17] の他、文献 [18] [19] [20] など多数があり、いずれも打抜き加工により磁気特性や磁区構造が変化することが述べられているが、磁気特性の劣化領域を明確にするには至っていない。また、カシメ加工が磁気特性に及ぼす影響については、文献 [21] [22] などの研究があるが、カシメによる種々の

劣化因子を分離して定量的に理解するには至っていない。

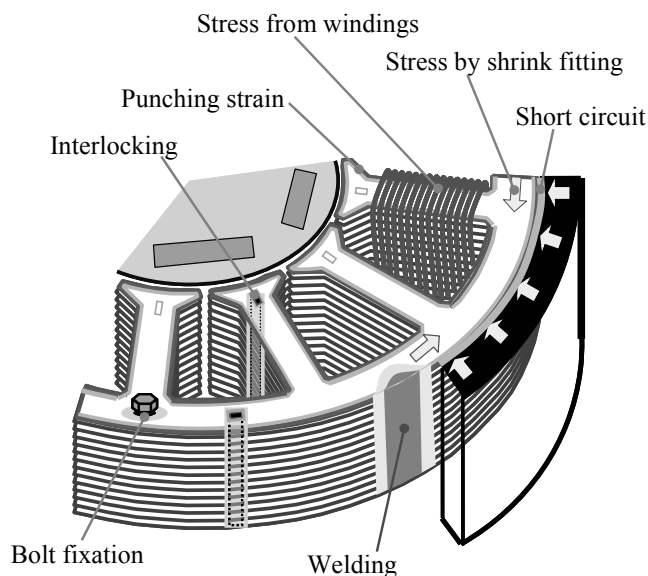


Fig. 1-3. Various factors of deterioration in core magnetic properties of rotating machine.

図 1-3 回転機鉄心における種々の磁気特性劣化因子

1.5 本研究の目的

本研究では、鉄心材料もしくは電磁応用機器の鉄心の特性改善のための基礎的な知見を得るために、材料および鉄心内部の局所的な磁気特性に影響を及ぼす諸因子について、その影響を定量的に把握するとともに局所的な磁気特性変化の原因を明らかにすることを目的とした。鋼板内部の磁気特性の不均一な分布状態は、1.2 節に述べたように電磁鋼板および鉄心の鉄損の劣化を招くと考えられるが、種々の原因によって磁気特性が不均一化する現象とその機構を明らかにすることにより、このような不均一化を防止する方策が見出され、電磁応用機器の特性改善の方策の確立に寄与することが可能と期待される。例えば、鋼板内部の磁気特性を均一化するのに有利な二次再結晶粒の状態の明確化や、加工による局所的な磁気特性劣化を抑制するのに有利な材料設計、あるいは加工による磁気特性劣化の小さい加工方法の開発といった展開が考えられる。これらは、鉄心材料および鉄心内部の磁気特性が均一であるとする前提に立った従来の技術開発とは異なるものであり、これを実現することは必ずしも容易ではない。しかしながら、将来の電磁応用機器のさらなる高効率化のためには、鉄心内部の磁気特性分布に着目した鉄心性能の改善は必須の課題であり、このための第一歩として、局所的な磁気特性に影響を及ぼす因子を定量的に把握し、そのメカニズムを明らかにすることが重要と言える。

1.6 本論文の構成

本研究では、前節で述べた目的の達成のため、モータや発電機、変圧器などの電磁応用機器の鉄心あるいは鉄心材料の内部で生じ得る磁気特性の分布状態や、加工による磁気特性の劣化が鋼板自身あるいは鉄心全体に及ぼす影響の解明を目指し、通常行われる試料全体の磁気特性評価だけでなく、電磁鋼板内部の局所的な領域の磁気特性とその分布に着目した評価と解析を行った。なお本論文では、鋼板内部の局所的な磁気特性と従来から測定されてきた鋼板全体の磁気特性を区別し、鋼板内部の局所的な領域における磁束密度を局所磁束密度 (local flux density)、試料表面近傍の局所的な領域における磁界を局所磁界 (local magnetic field)、局所的な領域の鉄損を局所鉄損 (local iron loss) と称した。

本論文では、まず第2章に、方向性電磁鋼板を対象に、探針法による鋼板内部の局所的な磁気特性の分布を測定する方法の検討結果について述べる。続く第3章に、探針法を用いて方向性電磁鋼板内部で生じる磁気特性の分布を調査し、鋼板全体の磁気特性に及ぼす影響について検討した結果、および局所的な磁気特性分布の観点による方向性電磁鋼板の磁気特性改善の方策に関して述べる。

また、第4章と第5章では、無方向性電磁鋼板から回転機鉄心を製造する際の打抜き加工とカシメ加工が鉄心内部の局所的な磁気特性の変化を通じて鉄心全体の磁気特性に及ぼす影響について検討した結果について述べる。続く第6章では、鉄心を焼きばめや圧入などにより固定した場合の応力による磁気特性の変化、あるいは打抜き加工やカシメにより電磁鋼板の内部に局所的な応力がもたらされた場合の鉄心磁気特性の変化を理解するために必要とされる、応力下での無方向性電磁鋼板の磁気特性について検討した結果について述べる。

参考文献

- [1] (財) エネルギー総合工学研究所：「平成 21 年度省エネルギー設備導入促進事業（エネルギー消費機器実態等調査事業）報告書」, p. 28 (2009)
- [2] 電気事業連合会統計委員会：「平成 26 年版電気事業便覧」, pp. 100-101 (2014)
- [3] 荒井賢一・石山和志：「電磁材料の最近の進歩」, 第 155・156 回西山記念技術講座 軟磁性材料の最近の進歩, (社) 日本鉄鋼協会, pp. 1-21 (1995)
- [4] R. H. Pry and C. P. Bean, “Calculation of the energy loss in magnetic sheet materials using a domain model,” *J. Appl. Phys.*, vol. 29, no. 3, pp. 532-533 (1958).
- [5] J. B. Goodenough, “A theory of domain creation and coercive force in polycrystalline ferromagnetics,” *Physical Review*, vol. 95, no. 4, pp. 917-932 (1954).
- [6] 指方邦文・山口俊尚：「負荷および無負荷時におけるタービン発電機電機子鉄心の回転磁束と高調波磁束分布」, 電気学会マグネティクス研究会資料, MAG-81-22, pp. 11-18 (1981)
- [7] 千田邦浩・石田昌義・本田厚人・大山 勇：「回転状態におけるブラシレス DC モータの局所磁気特性」, 電気学会回転機研究会資料, RM-03-42, pp. 49-54 (2003)
- [8] 中田高義：「三相内鉄型変圧器鉄心内の磁束分布の解析」, 電気学会論文誌 B, vol. 95-B, no.

- 5, pp. 217-223 (1975)
- [9] 石原好之・中田高義・安原和人：「けい素鋼板の磁気特性が変圧器特性に及ぼす影響」, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-81-28, pp. 1-8 (1981)
- [10] 井口征夫・鈴木一弘・小林康宏：「TiN 被覆による一方向性珪素鋼板の超低鉄損化」, 鉄と鋼, vol. 80, no. 12, pp. 62-67 (1994)
- [11] 石飛宏威・上 力：「方向性珪素鋼板におけるフォルスセライト皮膜の形成挙動」, 材料とプロセス, CAMP-ISIJ, vol. 6, p. 1829 (1993)
- [12] T. Nozawa, T. Yamamoto, Y. Matsuo, and Y. Ohya, “Relationship between total losses under tensile stress in 3 percent Si-Fe single crystal and their orientations near (110)[001],” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 14, no. 4, pp. 252-257 (1978).
- [13] M. Komatsubara, Y. Hayakawa, and M. Kawano, “Effect of grain orientation on magnetic properties in secondary recrystallized 3% Si steel,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 133, nos. 1-3, pp. 163-166 (1994).
- [14] 新垣之啓・岡部誠司：「方向性電磁鋼板の磁気特性に及ぼす TiN 高張力被膜の影響」, 日本磁気学会誌, vol. 35, no. 3, pp. 180-184 (2011)
- [15] 中田高義・石原好之・河瀬順洋・土屋英司・池田英夫・岡部正志：「単板磁気試験器の磁界分布解析」, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-80-100, pp. 29-37 (1980)
- [16] 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, pp. 11-20 (1983)
- [17] 千田邦浩・石田昌義・中須洋一・八木正昭：「剪断加工による無方向性電磁鋼板の鉄損および磁区構造の変化」, 電気学会論文誌 A, vol. 125-A, no. 3, pp. 241-246 (2005)
- [18] 柏原義之・藤村浩志・岡村一男・今西憲治・屋鋪裕義：「電磁鋼板の打抜き加工による磁気特性劣化量の推定技術の開発」, 電気学会論文誌 A, vol. 131-A, no. 7, pp. 567-574 (2011)
- [19] M. Takezawa, K. Kitajima, Y. Morimoto, J. Yamasaki, and C. Kaido, “Effect of strain by mechanical punching on non-oriented Si-Fe electrical steels for a nine-slot motor core,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 42, no. 10, pp. 2790-2792 (2006).
- [20] Y. Kurosaki, H. Mogi, H. Fujii, T. Kubota, and M. Shiozaki, “Importance of punching and workability in non-oriented electrical steel sheets,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 320, no. 20, pp. 2474-2480 (2008).
- [21] 藤村浩志・屋鋪裕義・児嶋 浩・中山大成, 電気学会マグネティックス研究会資料：「無方向性電磁鋼板の磁気特性に及ぼす打ち抜き・かしめによる応力の影響」, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-03-190, pp. 9-13 (2003)
- [22] 藤村浩志・屋鋪裕義・児嶋 浩・中山大成：「積層リングコアの磁気特性に及ぼすかしめ形状の影響」, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-06-138, pp. 39-43 (2006)

第2章 電磁鋼板局所領域の磁気特性測定方法の開発

2.1 緒言

電磁鋼板の磁気特性は一般的にエプスタイン試験法や単板磁気試験器 (SST) を用いて測定される [1] [2]。これらの測定法では、試料全体が均一に磁化されることが暗黙に仮定されているが、実際には測定中に試験片全体が均一な磁化状態にあるとはいえず、特に方向性電磁鋼板は、結晶方位が理想的な GOSS 方位 $\{011\}\langle 100\rangle$ から僅かにずれた粗大な二次再結晶粒から成るため、鋼板内部が不均一な磁化状態にある [3]。このような鋼板内部の磁気特性の不均一性は方向性電磁鋼板の磁気特性を劣化させる原因の一つと考えられ、結晶粒径や結晶方位の分布を適正に制御することによって、鋼板内部の磁気特性分布の均一化を通じて磁気特性の改善を図ることが可能と予想される。したがって、このような局所的な観点からの磁気特性改善のためには、鋼板の内部の磁気特性の分布を簡便かつ精度良く測定する方法が必要である。

従来、電磁鋼板の局所領域の磁気特性の測定手法としては、探りコイル法 [3] [4] [5] や温度上昇測定法 [6] [7] が一般的であり、前者は局所領域の磁束密度の測定に、後者は鉄損測定に用いられてきた。探りコイル法では鋼板に2つの穴を開け、この2つの穴により挟まれる部分にコイルを巻いて試料を交番磁化させ、コイルと鎖交する部分を通る磁束量を、コイルに誘導される電圧から測定する方法である。この方法は、穴を開けるために試料鋼板の磁気特性の変化を避けることができないことが最も大きな問題であり、鋼板内部で多数の測定を行って磁気特性の分布を緻密に調査しようとする場合は、探りコイル法では鋼板に多数の穴を開けることになるので、著しい磁気特性の変化を招くことになる。また、ドリルを用いた穴開け加工の場合は、穴部周辺に入った歪を除去するためには歪取り焼鈍を施す必要があり、この煩雑さも迅速な測定の上での障害である。このように探りコイル法は鋼板内部の局所的な磁気測定の方法として最も知られた方法であるものの、電磁鋼板内部の局所的な磁束密度分布の原因を調査するための測定に必ずしも適しているとはいえない。

上記の探りコイル法に対して非破壊で局所的な磁束密度の測定が可能な方法として探針法がある。探針法は Werner により考案された方法とされており [8]、図 2-1 に示すように、測定しようとする磁束の方向と直交する方向に並んだ2本の針を鋼板の鉄部分に電氣的に接触させ、交番磁束により2本の針の間に生じる電圧から、2本の針を結んだ線分と直行する磁束量を測定するもので、探針対は1/2ターンの探りコイルに相当する。

従来、探針法は電磁鋼板の局所的な磁気特性の測定法として必ずしも一般的に使われる方法ではなく、使用事例は回転磁束条件での磁気測定や剪断加工の影響調査のための測定など、一部に留まっていた [9] [10]。この理由のひとつとして、探針法による測定値の理論的な評価が不十分であったことがあげられる。これに対し山口らは、方向性電磁鋼板の局所的な磁束密度測定に関し測定誤差を含めて理論的な評価を行っている [11]。さらに筆者らは実験により探針法の測定精度を検証するとともに、鋼板内の磁気特性分布を評価するための測定手法を確立した [12]。

本章では、まず山口らによる探針法を用いた局所領域の磁束密度測定の理論的な評価 [11]につ

いて説明し、続いて筆者らが方向性電磁鋼板試料を対象として探針法の測定精度を検証した結果を述べる。また、探針法と局所領域の磁界測定を組み合わせる局所的な鉄損測定法を検討した結果について論じる。これらにより、電磁鋼板の局所的な磁束密度および鉄損の測定方法を確立した [12]。

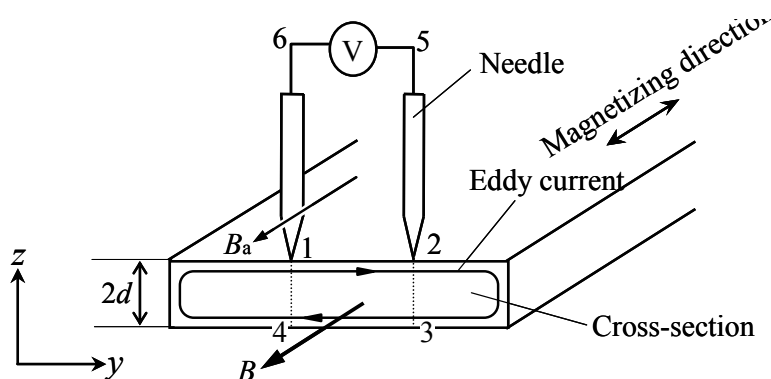


Fig. 2-1. Schematic view of needle probe method.

図 2-1 探針法の概念図

2.2 探針法による局所領域の磁気測定精度の理論的評価

2.2.1 探針法の一般論

本節では山口らによる探針法の測定原理および測定精度の理論的評価について述べる [11]。図 2-1 のように厚み $2d$ の電磁鋼板の 2 点（位置 1, 2）に探針を接触させ、交番磁束によって位置 1-2 間に生じる電圧を測定するものとする。探針による測定においては探針からの電圧出力を測定するためリード線を接続する必要があり、試料表面とこのリード線の間にはループを生じることが避けられない。このようなリード線によるループを s_0 : 1-2-5-6-1 とし、このループが囲む領域を S_0 とする。以下では、1-2-3-4-1 に巻かれた探りコイルによる測定値との比較を行う。

図 2-1 において試料表面の 1-2 に沿った電位差を e_p とすると、探針で測定される電圧 e は、

$$\begin{aligned} e &= e_p - \int_{s_0} (\partial B_a / \partial t) ds \\ &= e_p - e_a \end{aligned} \quad (2.1)$$

で表される。ここに、 B_a はループ 1-2-5-6-1 を通る空間磁束である。また、リード線によるループ s_0 : 1-2-5-6-1 を通る空間磁束によって生じる電圧は下記の式(2.2)で示される。

$$e_a = \int_{s_0} (\partial B_a / \partial t) ds \quad (2.2)$$

この e_a は測定値の誤差となる成分であり、領域 S_0 : 1-2-5-6-1 の面積は十分に小さくする必要はある。ここでの e_a は探針による磁束とはループ積分の方向が逆であるので、試料の磁束による電圧を相殺する関係にあることに注意を払う必要がある。

試料内部の磁束密度を B とすると、 e_p は試料表面に沿った電界の積分値であって、 B の時間変化 dB/dt によって試料表面に誘導される渦電流による電圧降下として観測されるものである。 i_d を試料表面での渦電流密度、 ρ を試料の電気抵抗率、 $E_y(d)$ を試料表面での電界とすると、

$$e_p = \int_{1-2} E_y(d) dy = \int_{1-2} \rho i_d dy \quad (2.3)$$

となる。一方、探りコイルにより生じる起電力 e_c はループ s_i :1-2-3-4-1 で囲まれた断面積 (s_i で囲まれた領域を S_i とする) での磁束の時間変化に等しいので、ループ s_i に沿った電界 E の積分として、式(2.4)で示され、 E の z 軸に対する対称性から式(2.5)の形で表される。

$$e_c = \int_{S_i} (-\partial B / \partial t) ds = \oint_{s_i} E dl \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} e_c &= 2 \int_{1-2} E_y(d) dy + \left(\int_{2-3} E_z(z) dz + \int_{4-1} E_z(z) dz \right) \\ &= 2e_p + e_r \end{aligned} \quad (2.5)$$

したがって、 e_r が十分小さければ探針の測定する起電力は探りコイルの 1/2 となるので、巻数 1/2 の探りコイルと等価とみなすことができる。

2.2.2 一様磁化モデルによる評価

図 2-1 において、磁区構造を考えず x 方向に一様な磁化が生じるとし、交番磁束による板厚内部での渦電流の生成を考慮したモデルにて探針法測定値を理論的に評価した結果について以下に示す。

試料鋼板の電気抵抗率を ρ とし、その透磁率 μ が一定であるとする、Maxwell 方程式に基づいて、以下の式(2.6)が成立する。

$$\frac{\partial^2 B}{\partial z^2} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial B}{\partial t} \quad (2.6)$$

試料内部の磁束密度が正弦波 $B = B_0 e^{j\omega t}$ で時間変化するものとする、 ω を角周波数として、(2.6)は次式(2.7)となる。

$$\frac{\partial^2 B_0}{\partial z^2} = \frac{j\omega\mu}{\rho} B_0 \quad (2.7)$$

z 軸に対する対称性から、式(2.7)の解は、試料表面での磁束密度を B_d とすると、下記(2.8)で与えられる。

$$B_0 = B_d \frac{\cosh\{(1+j)pz\}}{\cosh\{(1+j)pd\}} \quad (2.8)$$

ここで、 $p = (\omega\mu/2\rho)^{1/2}$ である。試料内の平均の磁束密度 B_{av} は、(2.8)から下記(2.9)で与えられる。

$$B_{av} = \frac{1}{2d} \int_{-d}^d B_0 e^{j\omega t} dz = \frac{B_d \tanh\{(1+j)pd\} e^{j\omega t}}{(1+j)pd} \quad (2.9)$$

したがって、幅 h の探りコイルの誘起電圧は、ループ 1-2-3-4-1 内の磁束の時間変化率から、次式で与えられる。

$$e_c = \frac{d}{dt} (2hd B_{av}) = \frac{(1+j)h\omega B_d e^{j\omega t} \tanh\{(1+j)pd\}}{p} \quad (2.10)$$

一方、同じ幅の探針の電圧は、(2.3)式から次のようになる。

$$e_p = \frac{\rho}{\mu} \int_{-h/2}^{h/2} \left(\frac{\partial B}{\partial z} \right)_{z=d} dy = \frac{(1+j)h\omega B_d e^{j\omega t} \tanh\{(1+j)pd\}}{2p} \quad (2.11)$$

(2.10)と(2.11)から、 $e_p = (1/2)e_c$ が得られ、探針は同じ幅の 1/2 ターンの探りコイルと等価であることが分かる。これは、 B が y 方向に一様としたため z 方向の電界が発生しないので、(2.5)式の第 2 項の積分値 e_r がゼロとなるためである。これに対し、現実の試料鋼板では試料幅は有限であり、試料の端近傍では z 方向の渦電流成分が生じる。このため、探針による測定部位が試料端部近傍を含む場合、 $e_p = (1/2)e_c$ の関係からの乖離の要因として e_r の影響が生じる。しかし、試料端部付近に z 方向の渦電流成分が存在するのは板厚の数倍程度までであるので、 e_r の影響で探針測定による誤差が生じるのは、このような領域を含む場合に限定されると考えられる。

また、板厚方向に磁束の偏りがある場合も $e_p = (1/2)e_c$ の関係からの誤差を生じうる。中田らは、探針に相当する測定端子を試料の上下面から点接触させることにより、板厚方向に磁束の偏りがある場合でも局所的な磁束密度を高い精度で測定可能な方法を提案し、剪断加工を行った試料端部付近の磁束分布を測定している [10]。

2.2.3 磁区モデルによる評価

(i) 平行磁区モデルによる渦電流起電力の解析 方向性電磁鋼板内部の10 mm幅程度の局所領域の磁束密度を探針によって測定する場合，方向性電磁鋼板の180° 磁壁の間隔（磁区幅）は0.1～1 mm程度であるので，探針による測定幅内に存在する磁区の数と比較的少数となる。このような場合での探針による磁束測定値の精度を評価するには，磁区の存在を考慮した起電力の解析が必要となる [13][14]。

図 2-2 に示す幅が無限で厚み $2d$ の試料に 180° 磁壁が $2D$ の等間隔にて存在する磁区モデルを考える。図 2-2 に示す座標系において，試料全体の平均磁束密度 $B=0$ の瞬間に磁壁は $y = \pm D, \pm 3D, \pm 5D \dots$ の位置にあり， B の変化に従って隣接する磁壁は互いに逆方向に等距離だけ移動し，磁束密度 B が下記の式(2.12)で正弦波的な時間変化ををするとする。

$$B = B_m \cos(\omega t) \quad (2.12)$$

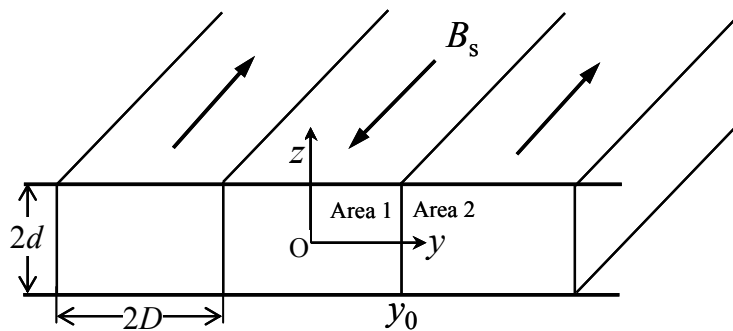


Fig. 2-2. Model of the domain structure.

図 2-2 磁区モデル

このとき，図 2-2 の原点の右側の最近接の磁壁の位置 y_0 は，飽和磁束密度を B_s とすると，次式(2.13)に従い移動する。

$$y_0 = D \left\{ \frac{B_m}{B_s} \cos(\omega t) + 1 \right\} \quad (2.13)$$

磁壁位置 y_0 の左側の領域 1 と右側の領域 2 における電位関数をそれぞれ V_1, V_2 とすると，これらは(2.14)，(2.15)のラプラス方程式を満足する。

$$\frac{\partial^2 V_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V_1}{\partial z^2} = 0 \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial^2 V_2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V_2}{\partial z^2} = 0 \quad (2.15)$$

電位の y 軸, z 軸に対する対称性から, 式(2.14), (2.15)を満たす解は, 次の級数解で与えられる。

$$V_1 = \sum_{\substack{n=1 \\ (\text{Odd})}}^{\infty} C_{n1} \sinh\left(\frac{n\pi y}{2d}\right) \sin\left(\frac{n\pi z}{2d}\right) \quad (2.16)$$

$$V_2 = \sum_{\substack{n=1 \\ (\text{Odd})}}^{\infty} C_{n2} \sinh\left(\frac{n\pi(y-2D)}{2d}\right) \sin\left(\frac{n\pi z}{2d}\right) + V_0 \quad (2.17)$$

上式の C_{n1} , C_{n2} は磁壁位置 $y=y_0$ における境界条件,

$$\frac{\partial V_1}{\partial y} + \frac{\partial V_2}{\partial y} = 0 \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial V_1}{\partial z} - \frac{\partial V_2}{\partial z} = 2B_s v_D \quad (2.19)$$

から, 次式(2.20), (2.21)の通りとなる。ここで, v_D は磁壁の速度 dy_0/dt である。

$$C_{n1} = \frac{16B_s v_D d}{n^2 \pi^2} \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \frac{\cosh\{n\pi(y_0 - 2D)/2d\}}{\sinh(n\pi D/d)} \quad (2.20)$$

$$C_{n2} = \frac{16B_s v_D d}{n^2 \pi^2} \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \frac{\cosh\{n\pi y_0/2d\}}{\sinh(n\pi D/d)} \quad (2.21)$$

(2.17)式において, $y=y_0$ における表面での電位の連続性から, $V_0 = 2B_s v_D d$ と定まる。

(ii) 探針電圧と探りコイル電圧 式(2.16), (2.17)に基づき, $\omega t = \pi/2$, すなわち起電力が最大となる瞬間の渦電流分布を図 2-3 に示す。この状態において, 図 2-3 に示すように, $y=0$ の位置を一端として固定し, $y=y_m$ の位置をもう一端とする探りコイルを図 2-3 中の破線に施すとす。また, $y=0$ と $y=y_m$ の位置に探針を接触させるものとする。このとき探りコイルに生じる起電圧は, 式(2.4)に基づいて, 鎖交する磁束の時間変化率または電界の積分値から求められる。一方, 探針間の電圧は, 式(2.5)に示される電界の線積分, すなわち(2.16), (2.17)の電位関数に基づいて計算することができる。

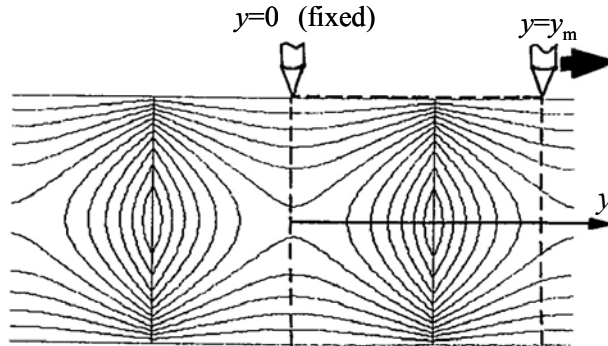


Fig. 2-3. Calculated distribution of eddy currents at $\omega t = \pi/2$.

図 2-3 渦電流分布の計算結果 ($\omega t = \pi/2$)

磁区の影響は、磁壁と測定子との相対的な位置による電圧の変化に現れる。これを明示するため、図 2-3 に示した起電力最大の瞬間 ($\omega t = \pi/2$) の状態において、測定子の一端 ($y = 0$) を固定し、他端 ($y = y_m$) を y 軸の正の方向へ移動させたときの電圧の変化を調べた結果を図 2-4 に示す。ここでは、探針の電圧は相対的に 2 倍して示している。図 2-4(a) の探りコイルの場合、磁壁の位置で階段状に電圧が変化する。これは、磁化が磁壁位置で不連続に $2B_s$ だけ変化するからである。これに対して、探針の場合は、図 2-4(b), (c) のように磁壁位置を中心として連続的な変化を示している。これは、磁壁位置を中心とする渦電流の広がりによる影響である。このような変化は、探りコイルでは磁区幅/板厚比 (D/d) によらないのに対し、探針では D/d が大きくなるとともに変化は急峻となる。

図 2-4 に示されるように、探りコイル、探針いずれも誘起電圧は磁壁位置近傍で大きく変化するため、測定点と磁壁位置の相対関係により、磁束密度の評価結果が異なる。仮に、試料内で磁区構造の無い様な磁化変化が生じていたとすると、誘起電圧は位置 y_m とともに直線的に増加し、図 2-4 各図の破線のような変化を示し、磁束密度の評価結果は測定位置 y_m によらない。

これに対して、図 2-2 の 磁区構造のもとに探りコイルまたは探針による磁束測定を行う場合、測定点が $y_m = nD$ (n : 整数)、すなわち磁区のある中心にあるときは、図中に破線で示した一様磁化の場合に対する差異は 0 であり、測定点が磁壁位置の右側に位置する場合には過大側の評価、左側に位置する場合には過小評価となる。

このような状況のもと、仮に測定点を無作為に変化させた場合、測定値の平均値は一様磁化の場合に近づく。すなわち、図 2-4 中の破線の値は測定点の相対位置に関するばらつきを排除した平均値であり、以下ではこれを「平均化値」と呼び、探りコイル法、探針法の測定値評価の基準とする。

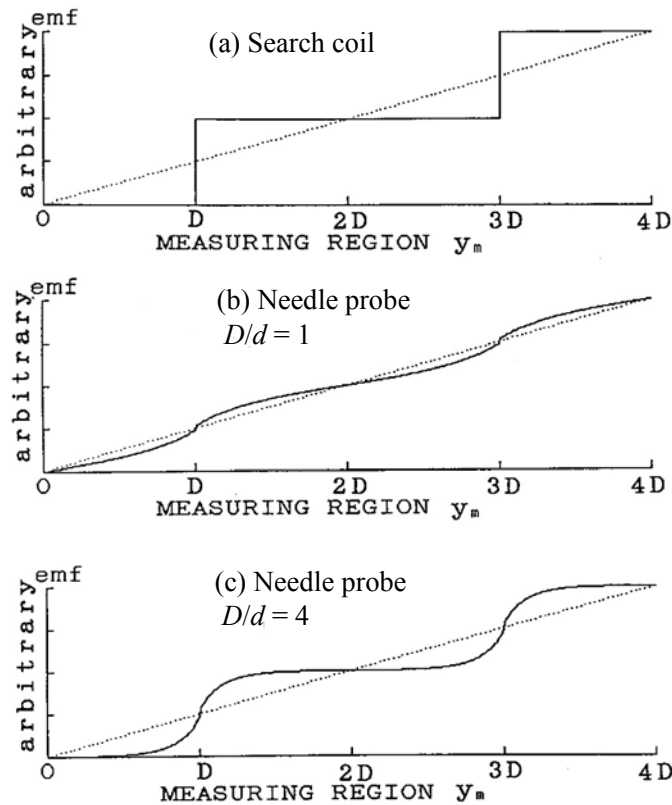


Fig. 2-4. Calculated distribution of eddy currents at $\omega t = \pi/2$.

図 2-4 渦電流分布の計算結果 ($\omega t = \pi/2$)

続いて、磁束密度の波形について述べる。各測定点における磁束密度の波形は、(2.16), (2.17) 式において測定点 y_m を固定し、(2.20), (2.21) 式と $v = dy_0/dt$ の式で関係づけられる磁壁位置 y_0 を、(2.13) に従って変化させることにより得られる電圧波形を積分することにより求められる。図 2-5 に探りコイルおよび探針により得られる誘起電圧波形の計算例を示す。探針電圧については、 $2e_p$ を示す。波形は測定手法により異なっており、探りコイルでは磁壁が測定位置を横切るときに不連続な電圧変化が生じるのに対し、探針では前述の渦電流の広がり効果で、不連続な電圧変化が緩和されている。図 2-6 に探針法による電圧波形を積分して磁束密度波形とした結果を示す。図 2-5 の急峻な変化は積分波形ではほとんど目立たない。

探りコイルおよび探針による磁束密度測定値の平均化値からの相対偏差 $\Delta B/B_m$ に関し、測定子の一端を図 2-3 の $y = 0$ に固定し、他端 y_m を移動させたときの $\Delta B/B_m$ の変化を図 2-7 に示す。図 2-7(a), (b) では、 $D/d = 4$, $B_m/B_s = 0.75$ としたときの結果を示す。図 2-7 の横軸は $2D$ を 1 目盛りとして表示しており、偏差が正の場合は平均化値に対して過大な値が、負の場合は過小な値が測定されることを意味している。 $y_m = nD$ (n : 整数) の周期として平均化値に対して偏差が正と負を交互に繰り返しており、その大きさは測定間隔の増加とともに減少することがわかる。このよ

うな傾向は探りコイルと探針で同様である。

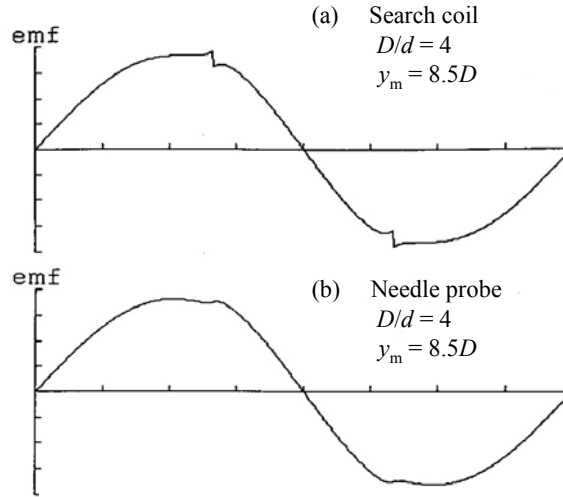


Fig. 2-5. Calculated emf waveforms.

(a) Search coil. (b) Needle probe.

図 2-5 計算による誘起電圧波形

(a) 探りコイル (b) 探針

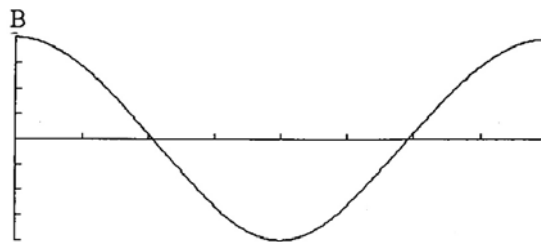


Fig. 2-6. Calculated flux waveform (needle probe).

図 2-6 磁束波形の計算例 (探針)

図 2-4 に示したように、平均化値からの偏差は D/d が大きいほど大きくなる。また、一般に磁化レベル B_m/B_s が高いほど、偏差が小さくなる。 B_m/B_s の影響については、磁化レベルの増加に従って磁壁の移動範囲が増加し、磁壁と測定点との相対位置が実効的に平均化されるためである。図 2-7(c), (d) に示す $D/d=4$, $B_m/B_s=0.5$ での偏差は、図 2-7(a), (b) に比べて大きくなっている。

いま、測定子間隔を 10 mm、試料の板厚を 0.30 mm とし、磁区幅を 0.6 mm および 1.2 mm ($D/d=2, 4$) としたときの平均化値からの探りコイルおよび探針の測定値の偏差を表 2-1 に示す。平均化値からの偏差を種々の条件について比較すると、探針の方が探りコイル法よりもやや大きい傾向にあるが、基本的な差異は認められず、いずれも数 % 以内に収まっている。すなわち、

どちらの方法で測定しても、局所領域における磁束密度の測定値は実効的に問題ない範囲にあることが理論的に明らかにされた。また、ここでの比較は平均化値を基準として行ったが、探りコイルと探針間での測定値の差は、それぞれの平均化値からの差異よりも小さいことが表 2-1 に示されている。

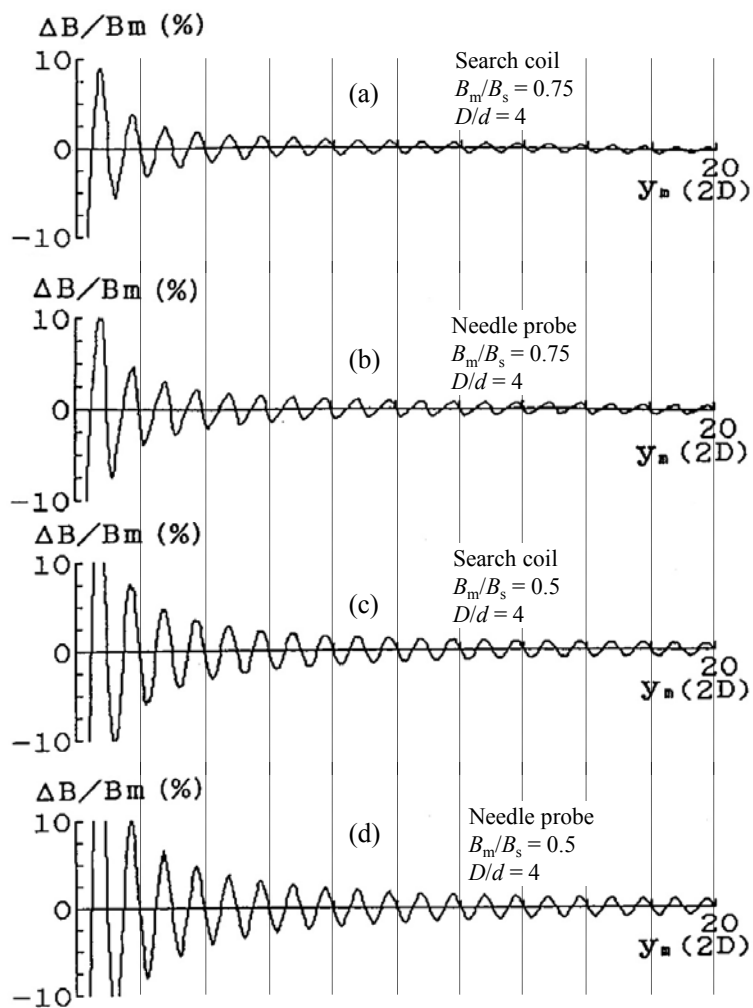


Fig. 2-7. Deviations of local flux measurement from the average value.

図 2-7 局所磁束密度測定値の平均値からの偏差

Table 2-1. Maximum deviation of localized flux measurement from the average value.
Distance between needles: 10 mm, thickness of sample: 0.3 mm.

表 2-1 局所磁束測定値の平均化値からの最大偏差
探針幅 10 mm, 試料の厚み 0.3 mm の場合

D/d	B_m/B_s	Serch coil (%)	Needle probe (%)
2	0.9	0.1	0.1
	0.75	0.2	0.4
	0.6	0.2	0.6
	0.4	0.3	0.9
4	0.9	0.3	0.4
	0.75	0.8	1.1
	0.6	1.3	1.8
	0.4	2.0	2.6

以上の評価では渦電流による磁界の遮蔽効果を考慮しないで磁壁運動による渦電流の解析を行っているが、現実には磁壁運動に渦電流遮蔽効果が加わると磁壁に湾曲が生じ、(2.18), (2.19) のような厳密解を得ることができず、数値解析法によっても境界条件の複雑さのために満足する結果が得られていない。このような磁壁の湾曲を考慮して正確な渦電流分布を求めることは困難であるが、山口らは Polivanov による小振幅（初透磁率）の範囲での近似的解析法 [15] を適用して、渦電流遮蔽効果が鋼板の表面における渦電流分布に及ぼす影響を検討している。この結果、渦電流遮蔽を考慮しない計算結果（図 2-4(c)）とほとんど差異のない探針電圧分布（測定子位置依存性）が得られている [11]。

以上述べた山口らによる解析により、 180° 磁区を主磁区とする方向性電磁鋼板に対し探針法により局所領域の磁束測定が可能であることが理論的に示された。一方、無方向性電磁鋼板の局所的な磁束測定に探針法を適用する場合は、無方向性電磁鋼板では結晶粒径および磁区幅が十分に細かいので、上記のような 180° 磁区幅に起因した誤差要因を考える必要がなく、2.2.2 で述べた一様磁化モデルによる取り扱いが可能といえる。無方向性電磁鋼板での測定精度の検証例としては文献[16]がある。

以上に対し、後述 2.3 節では、実際の方向性電磁鋼板内部の局所的な磁束密度の分布を探針法で測定したときの精度を実験的に検証した結果について述べる。

2.2.4 局所領域の鉄損測定値

本研究では、単板試料全体を所定の磁束密度に交番磁化させた条件で測定した局所領域の磁束密度と磁界強度が描く BH ループの内側の面積から局所鉄損を算出した。このような局所鉄損と通常測定される試料全体の鉄損の間の関係については、石田らにより考察されている [17]。以

下では石田らによる考察を説明する [17]。

以下の議論において、局所領域の磁束密度ベクトルを \mathbf{B}^{loc} 、磁界強度ベクトルを \mathbf{H}^{loc} とするとき、下記の式(2.22)にて、鋼板面内の 2 次元ベクトルを考慮した局所鉄損 $W_{2\text{D}}^{\text{loc}}$ が定義される。

$$W_{2\text{D}}^{\text{loc}} = \oint \mathbf{H}^{\text{loc}} \cdot d\mathbf{B}^{\text{loc}} \quad (2.22)$$

鋼板全体に亘る局所鉄損の平均値 $\langle W_{2\text{D}}^{\text{loc}} \rangle$ は、鋼板全体の 1 周期当りの鉄損として次式(2.23)のように与えられる。ここで、 V は試料全体の体積、 v は局所鉄損を算出する局所領域の体積、 \mathbf{m} は局所領域の磁化ベクトルであり、 $\mathbf{B}^{\text{loc}} = \mathbf{m} + \mu_0 \mathbf{H}^{\text{loc}}$ の関係が成立する。また、外部磁界強度ベクトルを \mathbf{H}_{ex} 、鋼板内部の局所的な磁化の不均一によって生じた磁荷分布による漏洩磁界（あるいは反磁界）ベクトルを \mathbf{h}_{dem} とすると、 $\mathbf{H}^{\text{loc}} = \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{h}_{\text{dem}}$ の関係にある。

$$\begin{aligned} \langle W_{2\text{D}}^{\text{loc}} \rangle &\equiv V^{-1} \int W_{2\text{D}}^{\text{loc}} dv \\ &= V^{-1} \int dv \oint \mathbf{H}^{\text{loc}} \cdot d\mathbf{B}^{\text{loc}} = V^{-1} \int dv \oint \mathbf{H}^{\text{loc}} \cdot d(\mathbf{m} + \mu_0 \mathbf{H}^{\text{loc}}) \\ &= V^{-1} \int dv \oint \mathbf{H}^{\text{loc}} \cdot d\mathbf{m} = V^{-1} \int dv \oint (\mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{h}_{\text{dem}}) \cdot d\mathbf{m} \\ &= V^{-1} \left\{ \int dv \oint \mathbf{H}_{\text{ex}} \cdot d\mathbf{m} + \int dv \oint \mathbf{h}_{\text{dem}} \cdot d\mathbf{m} \right\} \end{aligned} \quad (2.23)$$

\mathbf{h}_{dem} は局所磁化 \mathbf{m}' （磁化 \mathbf{m} と異なる部分の磁化）から発生する磁界強度の積分であるので、次式(2.24)で表される。

$$\mathbf{h}_{\text{dem}} = \int \frac{(\nabla \cdot \mathbf{m}')(\mathbf{r}' - \mathbf{r})}{4\pi\mu_0 |\mathbf{r}' - \mathbf{r}|^3} dv' \quad (2.24)$$

$\mathbf{R} = \mathbf{r}' - \mathbf{r}$ 、 $R = |\mathbf{r}' - \mathbf{r}|$ とすると、(2.23)の第 2 項は漏洩磁界に由来する鉄損成分であり、式(2.23)の第 2 項は、以下の式(2.25)となる。

$$\int dv \oint \mathbf{h}_{\text{dem}} \cdot d\mathbf{m} = \int dv \int dv' \oint \frac{(\nabla \cdot \mathbf{m}')\mathbf{R} \cdot d\mathbf{m}}{4\pi\mu_0 R^3} \quad (2.25)$$

ここで、div に関する一次の近似を用い、 m_{R} 、 m'_{R} を局所磁化ベクトル \mathbf{m} 、 \mathbf{m}' の \mathbf{R} 方向の成分とすると、

$$\oint \frac{(\nabla \cdot \mathbf{m}')\mathbf{R} \cdot d\mathbf{m}}{4\pi\mu_0 R^3} \cong \oint \frac{(m'_{\text{R}} - m_{\text{R}})dm_{\text{R}}}{4\pi\mu_0 R^3} = \oint \frac{m'_{\text{R}} dm_{\text{R}}}{4\pi\mu_0 R^3} \quad (2.26)$$

となる。したがって、(2.23)の第2項は(2.26)の体積積分として、

$$\begin{aligned} \int dv \oint \mathbf{h}_{\text{dem}} \cdot d\mathbf{m} &\cong \int dv \oint \frac{m'_R dm_R}{4\pi\mu_0 R^3} = (1/2) \int dv \int dv' \oint \frac{m'_R dm_R + m_R dm'_R}{4\pi\mu_0 R^3} \\ &= (1/2) \int dv \int dv' \oint \frac{d(m'_R m_R)}{4\pi\mu_0 R^3} = 0 \end{aligned} \quad (2.27)$$

となる。よって、2次元局所鉄損の平均値として、(2.23)から以下の式(2.28)が成立する。

$$\begin{aligned} \langle W_{2D}^{\text{loc}} \rangle &\cong V^{-1} \int W_{2D}^{\text{loc}} dv = V^{-1} \int dv \oint \mathbf{H}_{\text{ex}} \cdot d\mathbf{m} \\ &\cong V^{-1} \int dv \oint H_{\text{ex}} \cdot dm = \oint H_{\text{ex}} dM \end{aligned} \quad (2.28)$$

上記式では、外部磁界強度 \mathbf{H}_{ex} 、局所磁化 \mathbf{m} それぞれの励磁方向（試料長手方向）の成分を H_{ex} 、 m としており、 \mathbf{H}_{ex} 、 \mathbf{m} の試料長手方向と直交する成分は無視できるとしている。また、 M は試料全体の磁化の励磁方向成分とし、 $M = V^{-1} \int dv \oint dm$ である。式(2.28)から、局所鉄損（二次元）の平均値が、通常測定される試料全体の長手方向の鉄損 $\int H_{\text{ex}} dM$ に近似的に等しいことが示された。

次に本研究の方法である1次元局所鉄損の平均値について同様に求める。局所磁束密度 \mathbf{B}^{loc} の励磁方向成分を B^{loc} 、局所磁界強度 \mathbf{H}^{loc} の励磁方向成分を H^{loc} とするとき、 B^{loc} 、 H^{loc} から構成される局所鉄損 W^{loc} は、 $H^{\text{loc}} = H_{\text{ex}} + h_{\text{dem}}$ 、 $B^{\text{loc}} = m + \mu_0 H^{\text{loc}} = m + \mu_0 (H_{\text{ex}} + h_{\text{dem}})$ の関係を用いて、

$$\begin{aligned} W^{\text{loc}} &\cong \oint H^{\text{loc}} dB^{\text{loc}} = \oint (H_{\text{ex}} + h_{\text{dem}}) d(m + \mu_0 h_{\text{dem}} + \mu_0 H_{\text{ex}}) \\ &= \oint H_{\text{ex}} dm + \mu_0 \oint H_{\text{ex}} dh_{\text{dem}} + \mu_0 \oint H_{\text{ex}} dH_{\text{ex}} + \oint h_{\text{dem}} dm + \mu_0 \oint h_{\text{dem}} dh_{\text{dem}} + \mu_0 \oint h_{\text{dem}} dH_{\text{ex}} \end{aligned} \quad (2.29)$$

となる。第2項と第6項の合計、および第3項、5項はゼロである。第4項は(2.27)と同様に近似的にゼロに等しい。したがって、(2.29)から下記の関係(2.30)が得られ、励磁方向の1次元局所鉄損の平均値 $\langle W^{\text{loc}} \rangle$ は、通常測定される試料全体の長手方向の鉄損 $\int H_{\text{ex}} dM$ に近似的に等しい。

$$\langle W^{\text{loc}} \rangle \cong V^{-1} \int dv \oint H_{\text{ex}} dm = \oint H_{\text{ex}} dM \quad (2.30)$$

以上から、通常の単板磁気測定による鉄損測定条件下で、単板内の局所領域の磁界強度の励磁方向成分 (H^{loc}) と磁束密度の励磁方向成分 (B^{loc}) から得られる局所鉄損の、単板試料内の測定

領域全域に亘る平均値は、H コイル法や励磁電流法といった、通常の磁気方法による試料全体の鉄損と近似的に等しいことが示された。

2.3 探針法による局所磁気測定法の開発

2.3.1 測定方法の開発と評価の方針

山口らによる解析の結果により、探針法による局所磁気測定で十分な精度を得るための条件が明らかになった。本節で述べる研究では、このような条件下で実用上十分な測定精度で実際の測定が可能であることを検証するとともに、測定精度確保のために実験上必要な要件を明らかにすることを目的とした。

本節の検討では、前節で述べた山口による検討に基づき、 180° 磁区を主磁区とする方向性電磁鋼板において、探針法の測定精度の検証を行った。また、探針法とホール素子による鋼板表面の局所磁界の測定を組み合わせることにより、局所鉄損の測定方法も併せて開発・検証した。

2.3.2 装置構成

(i) 局所磁気測定プローブ 図 2-1 に概要を示した探針法を用いて、実用的な局所磁気特性測定プローブを製作した。ここでは図 2-8 に示すように 2 本の探針の間にホール素子を取り付け、探針による局所領域の磁束密度測定に加え、同じ領域の試料表面近傍の磁界を測定できるようにした。探針には先端半径 $25\ \mu\text{m}$ 、先端角度 10° のタングステン製の針を使用し、2 本の探針の間隔は $10\ \text{mm}$ とした。また、2 本の探針間にホール素子を設置し、探針とほぼ同じ領域の表面の磁界強度（試料の長さ方向成分）の測定を可能にした。図 2-8 のプローブにおいて、2 本の探針を試料の長さ方向と直交する方向に配置し、試料の長さ方向の磁束密度、磁界強度の成分を測定した。

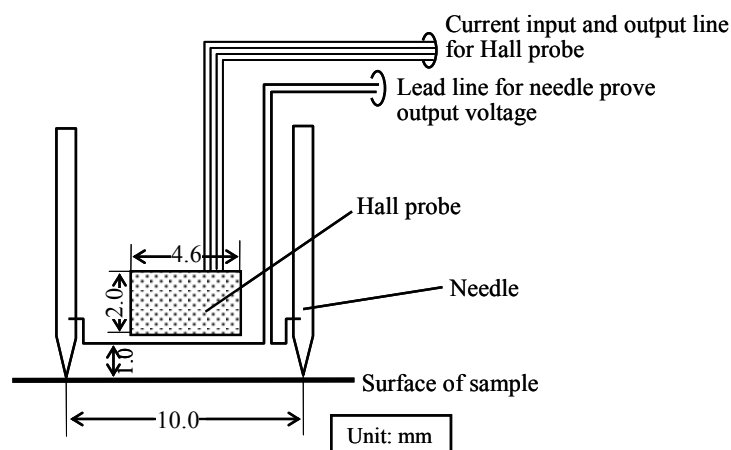


Fig. 2-8. Probe for local magnetic measurement.

図 2-8 局所磁気測定プローブ

探針出力を積分することによって得られる磁束密度と、ホール素子により測定される磁界強度から、局所領域における交流 B-H ループを描くことができるが、このループ内の面積は局所領域の鉄損に相当する。ここで、ホール素子による磁界強度の測定は、鋼板内部の有効磁界の強度そのものではなく、試料鋼板の表面近傍で測定されたものであることに注意する必要がある。磁性体境界での磁界強度の連続性から、鋼板に十分近接した位置で測定された磁界強度は鋼板内部に作用している有効磁界強度と等しいが、実際には鋼板表面からある距離だけ離れた位置での磁界強度を測定している。したがって、鋼板表面に平行な方向の磁界強度成分が、試料鋼板表面からの距離に応じて急峻に変化しており、その変化の度合いが試料内の場所毎に異なる場合、局所鉄損の測定値には試料内部での相対的關係においても誤差を生じうる。

開発した局所磁気測定プローブでは、局所領域の磁束密度、磁界いずれについても励磁方向の成分を測定する構成とした。局所的な磁束密度ベクトルと磁界強度ベクトルは励磁方向以外の成分を有していることが知られているが [18]、本研究では式(2.28)、(2.30)に基づき、励磁方向の磁束密度と磁界を測定し、両者の積を励磁 1 周期に亘り積分することにより局所領域の鉄損とした。局所領域の磁束密度と磁界強度の励磁方向の成分から局所領域の鉄損を算出する方法は、単板磁気測定においては、磁界強度を H コイルで測定する方法に相当する。H コイル法においても、磁界強度と磁束密度の励磁方向成分から試料鋼板の鉄損を算定する。

以上述べた局所領域の鉄損 W^{loc} [W/kg] は、局所領域の磁束密度、磁界強度をそれぞれ B^{loc} 、 H^{loc} とし、励磁の周波数を f 、鋼板の密度を δ [kg/m³] とするとき、次式(2.31)にて表される。

$$W^{loc} = (f / \delta) \int_0^{1/f} H^{loc} \frac{dB^{loc}}{dt} dt \quad (2.31)$$

探針法による測定においては、探針と地鉄（電磁鋼板表面の絶縁コーティングを除いた鉄基部分）を電氣的に接触させる必要がある。本研究では方向性電磁鋼板に対して先端の鋭利な探針に荷重を加えることによって絶縁コーティングを突き破り、探針と地鉄を接触させる方法を採用した。探針に対して荷重を加えて測定を行う場合、探針先端への荷重により試料自体の鉄損が変化することが懸念される。そこで探針に加える荷重が局所領域の磁気測定値に及ぼす影響について調査を行った。

(ii) 継鉄 測定する単板試料の終端の反磁界を解消して試料長手方向で均一な磁化状態を実現するために継鉄を必要とする。励磁巻線枠内への局所領域磁気測定プローブの挿入を容易にするため、横型の継鉄を採用することとし、図 2-9 に示す 2 種類の横型継鉄について検討を行った。すなわち、試料の片面から継鉄が試料に接触する形式の継鉄（図 2-9(a)）と試料に対して上下から対称に試料に接触する形式の継鉄（図 2-9(b)）である。継鉄は 0.3 mm 厚さの方向性電磁鋼板を材料とし、厚さ 5 mm（図 2-9(b) の場合は、下側 5 mm, 上側 5 mm）とした。

図 2-9 に示した 2 種の継鉄に対して、試料全幅にわたる探針と 1 ターンコイルの磁束密度の測

定値の比較を行った。1 ターンコイルは $Y = 0$ mm (長さ方向中央), 30 mm, 60 mm, 90 mm の位置で試料全幅に巻き, 同一位置に試料幅と同じ間隔の探針を設置した。ここでの測定では, 試料側端面の絶縁被膜のない部分に半田付けした被覆導線を探針の代用として用いて試料全幅の出力電圧を測定し, 電圧測定のためのリード線を試料の上面側に配置した測定を「試料上面測定」, リード線を試料の下面側に配した測定を「試料下面測定」とした。

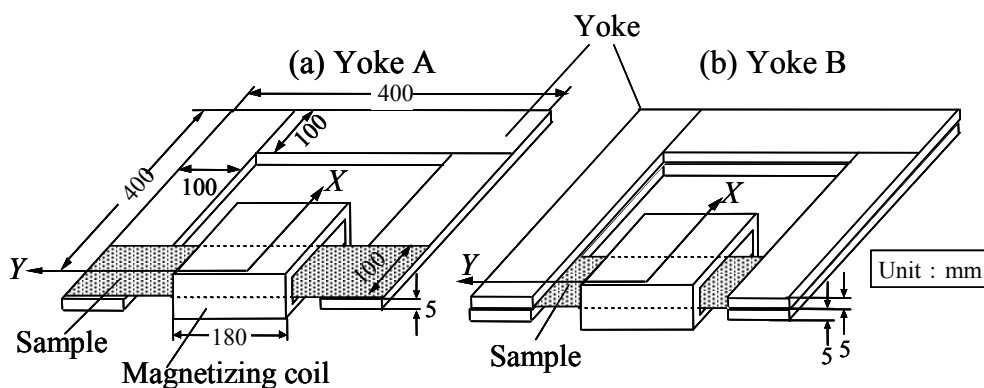


Fig. 2-9. Types of yokes.

(a) Single yoke type A. (b) Double yoke type B.

図 2-9 継鉄の形式

(a) 単ヨークタイプ A (b) 双ヨークタイプ B

2.3.3 評価の方法

(i) 励磁条件および測定方法 測定では試料鋼板を励磁巻線中に挿入して 50 Hz の磁束正弦波条件で交番磁化させ, このときの試料全体での最大磁束密度を B_m とした。本論文においては, 試料全体の励磁状態を設定した状態において, 局所的な領域での最大磁束密度, 鉄損の試料長さ方向の成分を測定し, これらをそれぞれ局所磁束密度, 局所鉄損と称した。(局所領域の磁束密度については, 交番磁束条件での最大値と瞬時値をそれぞれ, B_m^{loc} , B^{loc} と表記した)

局所領域の磁束密度測定においては, 探針法の測定精度に関する理論的評価 [11]に基づき, 探針の検出電圧は同じ幅の探りコイルの検出電圧の 1/2 であるとして評価を行った。

(ii) 供試材 本節で述べる実験においては, 剪断機により圧延方向の長さ 400 mm, 幅 100 mm に切り出した厚さ 0.23 mm の絶縁皮膜付きの方向性電磁鋼板を試料として用いた。

2.3.4 測定条件の検討結果

(i) 探針に加える荷重の適正条件 方向性電磁鋼板製品板の絶縁コーティングは, 上記の仕様の探針の場合, 針 1 本あたり 150 g 程度の荷重によって突き破ることができ, いったんこの状態になると 10~20 g/本の荷重で電氣的接触を保つことができることが明らかになった。この後再び探針に対する荷重を増加させたときの局所磁束密度および局所鉄損の変化を測定した。励磁

条件は、周波数を 50 Hz, 最大磁束密度 B_m を 1.7 T とした。探針に荷重を加えながら測定を行う際、試料は荷重による形状変化がないよう下面から十分に保持した。図 2-10 に探針荷重による測定値の増分（局所磁束密度: ΔB , 局所鉄損: ΔW ）について、探針荷重 20 g の場合の測定値（局所磁束密度: B_0 , 局所鉄損: W_0 ）に対する比として示す。図 2-10 から、探針に加える荷重が探針 1 本当たり 300 g 以下であれば、局所磁束密度、局所鉄損の変化をそれぞれ 1.5% , 3% 程度以下に抑制することが可能である。したがって、以下では探針 1 本当たりに加える荷重を 200 g とし局所領域の磁気特性の測定を行った。

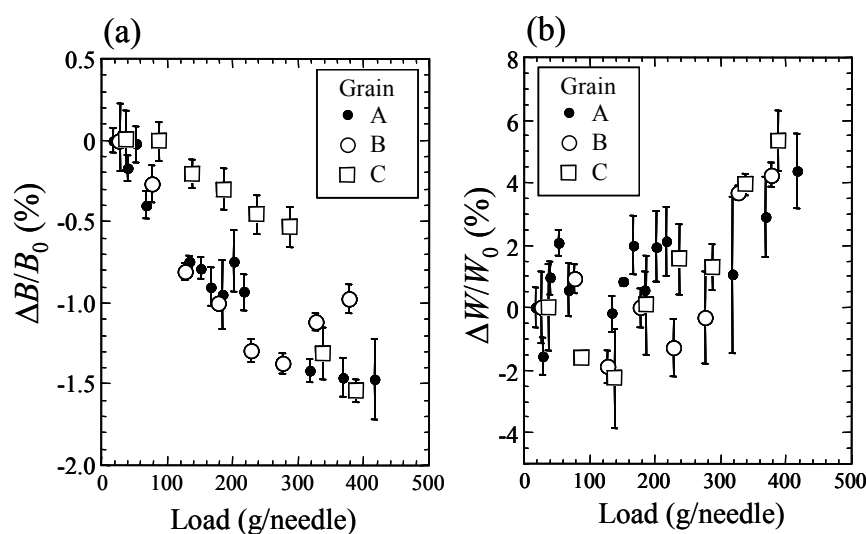


Fig. 2-10. Variation of measured local magnetic properties due to the load on needle. (a) Variation of flux density. (b) Variation of iron loss.

図 2-10 探針に加える荷重による局所領域の磁気特性の変化
(a) 磁束密度の変化 (b) 鉄損の変化

(ii) 継鉄構造の影響 幅 100 mm の試料の全幅で測定した探針および探りコイルの磁束密度測定値について、試料の長さ方向に対する変化を図 2-11 に示す。図 2-11 では試料長手方向（励磁方向）を Y 軸方向とし、励磁コイル中心位置を $Y=0$ にとっている。探針測定値の探りコイル測定値からの偏差を次式(2.32)で定義した。

$$\Delta B / B_c = \frac{B_{\text{Needle}} - B_{\text{Coil}}}{B_{\text{Coil}}} \times 100 [\%] \quad (2.32)$$

B_{Needle} : 探針法により測定した最大磁束密度

B_{Coil} : 探りコイルで測定した最大磁束密度

継鉄 A の場合、位置が長さ方向中央から離れるに従って探針測定値の探りコイルの測定値からの偏差が増大し、 $B_m = 1.7 \text{ T}$ では中央部から 90 mm の位置で 13% に達している。また、探針による試料上面測定値と試料下面測定値は探りコイル測定値に対して逆の傾向を示し、両者の平均値が探りコイルによる測定値に概ね一致する関係にある。

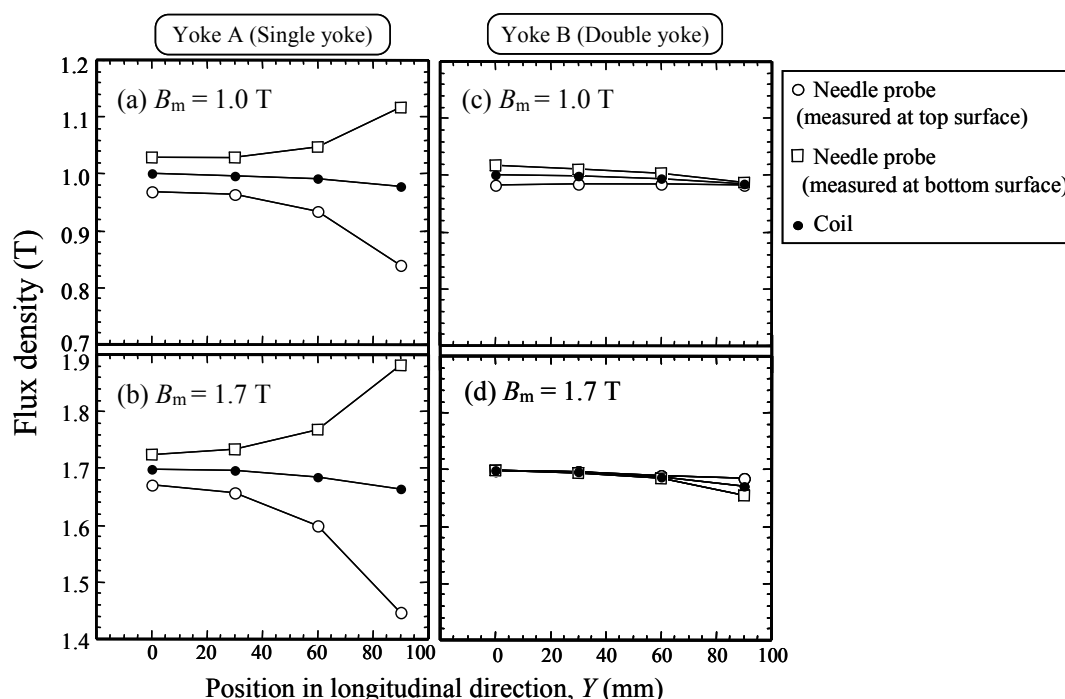


Fig. 2-11. Variation of measured flux density with respect to position in longitudinal direction.

(a) Yoke A, at $B_m = 1.0 \text{ T}$. (b) Yoke A, at $B_m = 1.7 \text{ T}$. (c) Yoke B, at $B_m = 1.0 \text{ T}$. (d) Yoke B, at $B_m = 1.7 \text{ T}$.

図 2-11 試料の長さ方向の位置に対する磁束密度測定値の変化

(a) 継鉄 A, $B_m = 1.0 \text{ T}$ (b) 継鉄 A, $B_m = 1.7 \text{ T}$ (c) 継鉄 B, $B_m = 1.0 \text{ T}$ (d) 継鉄 B, $B_m = 1.7 \text{ T}$

これに対し継鉄 B の場合、試料上下面の探針測定値はそれぞれ探りコイルの測定値にほぼ一致し、 $B_m = 1.0 \text{ T}$ および $B_m = 1.7 \text{ T}$ では、探針測定値の探りコイル測定値からの偏差は、それぞれ最大 1.7% 、 0.9% 程度である。

図 2-12 に探針測定値の探りコイル測定値からの偏差 $\Delta B/B_c$ の最大磁束密度 B_m に対する依存性を長さ方向位置 $Y = 0 \text{ mm}$ 、 90 mm について示す。図 2-12 より、継鉄 B を使用したとき、 $B_m = 0.1 \text{ T}$ の場合を除けば、探針測定値の探りコイル測定値からの偏差は、 $Y = 0 \text{ mm}$ で最大 1.7% 程度 ($B_m = 1.0 \text{ T}$)、 $Y = 90 \text{ mm}$ で最大 1.5% 程度 ($B_m = 2.0 \text{ T}$) である。以上より、試料に対して上下対称な形式の継鉄 B を使用した場合、 0.2 T 以上の B_m において、探針による磁束密度測定値の実際の磁束密度からの偏差は 1.7% 以下である。図 2-12 から明らかであるように、継鉄 A、継鉄 B のいずれを使用する場合であっても、試料の上面と下面の電圧出力の平均値は、ほぼ正確

に探りコイルによる測定値に一致している。したがって、継鉄が上下対称である場合でも、正確を期すためには上下面の探針出力を平均する方が理想的である。しかしながら、実用的には局所領域の磁気測定法としては試料の片面からの探針の接触の方が簡便であり、本研究では継鉄 B の使用によって試料の片面からの探針の接触を行う方法を採用した。

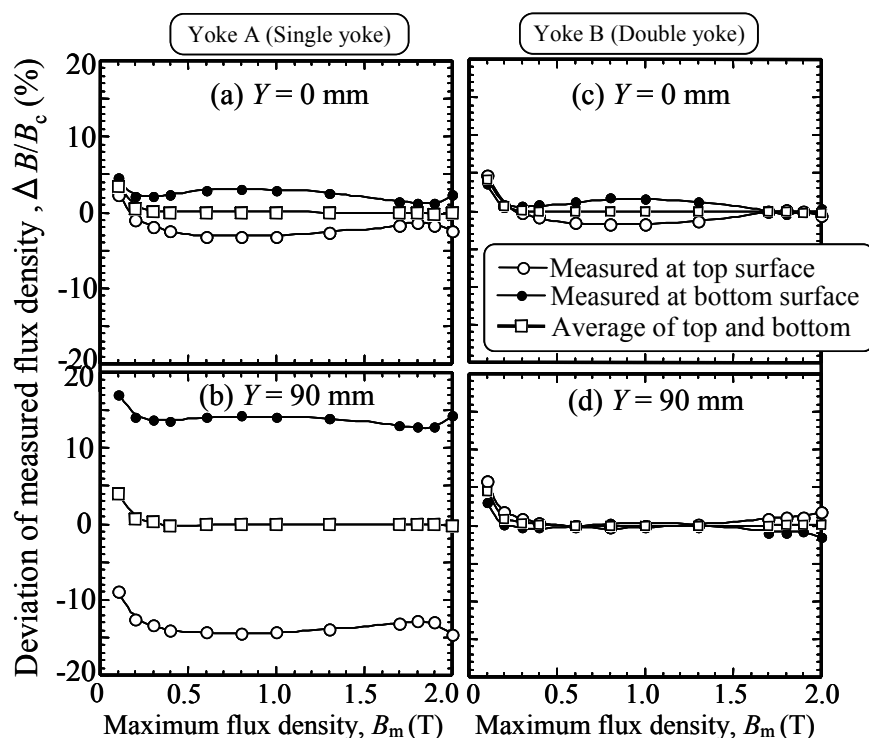


Fig. 2-12. Dependence of the deviation of flux density measured by needle probe from coil method $\Delta B/B_c$ on maximum flux density B_m .

(a) Yoke A, at $Y=0$ mm. (b) Yoke A, at $Y=90$ mm. (c) Yoke B, at $Y=0$ mm. (d) Yoke B, at $Y=90$ mm.

図 2-12 探針測定値の探りコイル測定値からの偏差 $\Delta B/B_c$ の最大磁束密度 B_m 依存性

(a) 継鉄 A, $Y=0$ mm (b) 継鉄 A, $Y=90$ mm (c) 継鉄 B, $Y=0$ mm (d) 継鉄 B, $Y=90$ mm

続いて、継鉄の形式の差による探針測定値の差の生成原因について述べる。鋼板試料の断面内の渦電流のみを仮定したとき、探針電圧は探りコイルの検出電圧の 1/2 となるが、断面内以外の渦電流成分が存在した場合、この関係は成立しない。松原・中田らは試料の片面および両面から縦型の継鉄を接触させた場合の渦電流分布について詳細な調査を行い、試料の片面から継鉄を接触させると継鉄から試料への渡り磁束成分によって鋼板面内の渦電流が発生するのに対し、試料の両面から継鉄を接触させる方式においては、磁束の渡り成分は相殺されて鋼板面内の渦電流が発生しなくなると結論している [19]。図 2-11(a), (b) に示した探針測定値の探りコイル測定値からの偏差の原因が面内の渦電流と考えれば、その挙動を理解することができる。したがって、継鉄を試料の両面から上下対称に接触させる継鉄 B の使用により、鋼板面内の渦電流の生成が抑

制され、試料片面からの探針測定による磁束密度の評価が可能となる。継鉄 B を用いてもなお存在する探針出力の表裏差は、継鉄の透磁率や継鉄-試料間の接触などのわずかな非対称によって生じていると考えられ、今後の検討・改善を要する点である。

2.3.5 探針法による局所磁束密度測定値の検証結果

2.3.4 で確立した手法による局所領域の磁束密度測定方法が妥当であることを実験的に検証するため、間隔 10 mm の探針対による測定値と探りコイルによる測定値の比較を行った。ここでは前節の検討結果に基づき、探針 1 本当たり 200 g (合計 400 g) の荷重を付与しつつ測定を行った。また継鉄は図 2-9 の継鉄 B を用いた。実験は以下の①～④の手順に従って行った。①③④での励磁条件は、周波数 50 Hz, 最大磁束密度 $B_m = 1.7$ T とし、局所領域の磁気測定的位置は試料の板幅方向に変化させた。図 2-13 に探針および探りコイルによる磁束密度測定的位置関係を示す。

- ① 探針 (10 mm 幅) によって、試料 (方向性電磁鋼板, 板厚 0.23 mm, 幅 100 mm, 長さ 400 mm) の局所領域の磁束密度を測定する。
- ② ①の際の探針接触位置からそれぞれ 1 mm だけ外側に直径 0.5 mm の開孔を施し, 800 °C, 3 時間の歪取り焼鈍を施す。
- ③ ①と同一の位置に探針を接触させ, 探針を用いて測定を行う。
- ④ ②で導入した間隔 12 mm の二つの穴に直径 0.2 mm の被覆導線によって探りコイルを巻き, 探りコイルによる局所領域の磁束密度測定を行う。

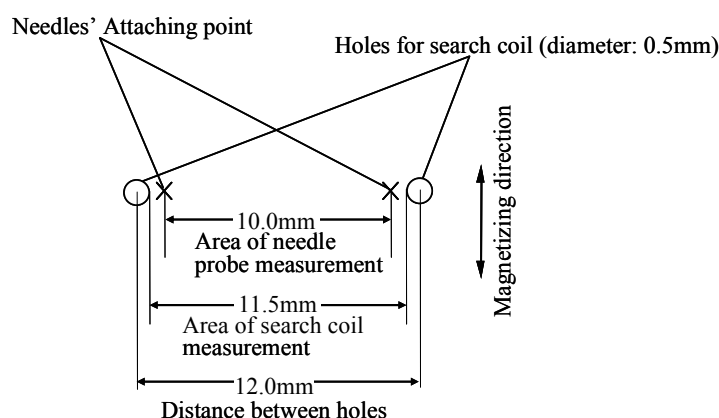


Fig. 2-13. Relation between needles' attaching points and the holes for search coil.

図 2-13 探針接触位置と探りコイル穴位置の関係

探針および探りコイルによる測定領域はそれぞれ板幅方向に 10.0 mm, 11.5 mm である。両測定法における測定領域の違いは磁束密度の算出にあたって補正を施している。また探針による測定で測定対象領域に入らなかった合計 1.5 mm の幅の領域での磁束密度の変化は無視できるとし

て解析を行った。

以上の測定で得られた局所磁束密度の板幅方向の分布を図 2-14 に示す。図 2-14 では探針または探りコイルの開孔の midpoint で測定位置を代表させている。図 2-14 に示す結果において、探針法による局所磁束密度の分布は探りコイルによる分布とほぼ同形であり、探針法による測定は幅 10 mm の領域での局所測定においても、探りコイルと同等の結果を与えているといえる。ここで開孔前後の探針による局所磁束密度の測定値を比較すると開孔後の方が大きい、開孔後の局所磁束密度の増加量(探針測定値)は、開孔による鉄部分の断面積の減少量にほぼ相当している。したがって、開孔後は穴を除いた部分での試料断面積の減少により、磁束密度の増加が生じたといえる。

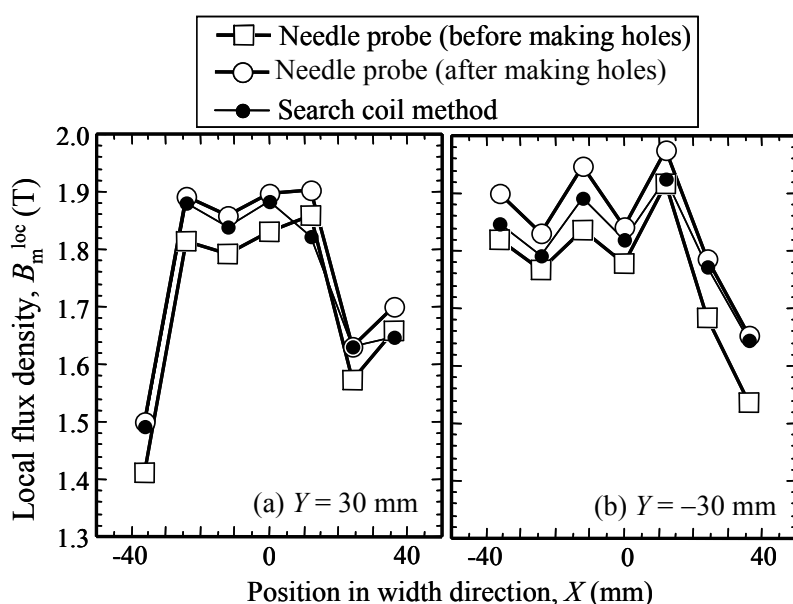


Fig. 2-14. Distribution of local flux density along width direction of sample sheet measured by needle probe and search coil.

(a) $Y = 30$ mm. (b) $Y = -30$ mm.

図 2-14 探針法、探りコイル法による試料幅方向の局所磁束密度測定値の分布

(a) $Y = 30$ mm (b) $Y = -30$ mm

次に、探りコイルによる局所磁束密度測定値に対する開孔前後の探針測定値の関係を図 2-15 に示す。図 2-15 では開孔後の探針測定値と探りコイル測定値の間に良い一致が認められる。これに対し、開孔前の探針測定値と探りコイル測定値の関係では、両測定値の相関にややばらつきが認められる。これは鋼板試料に開孔を施すことによって、穴の周辺の磁束分布の変化が生じたことを示唆しており、開孔前に探針により得られた分布が試料本来の磁束密度分布といえる。

次に探針およびコイルにより得られた局所領域での磁束密度波形を図 2-16 に示す。ここでは、探りコイル、探針による磁束密度をそれぞれ、 $+0.025T$ 、 $-0.025T$ ずらして表示している。試料全体を正弦波で励磁した場合であっても局所領域の磁束波形は図 2-16 のように歪んでいるが、

探針測定による磁束波形はコイル測定による波形の形状を再現しており、位相のずれも認められない。したがって探針測定による局所領域の磁束波形を局所領域の鉄損測定に用いて問題ないといえる。

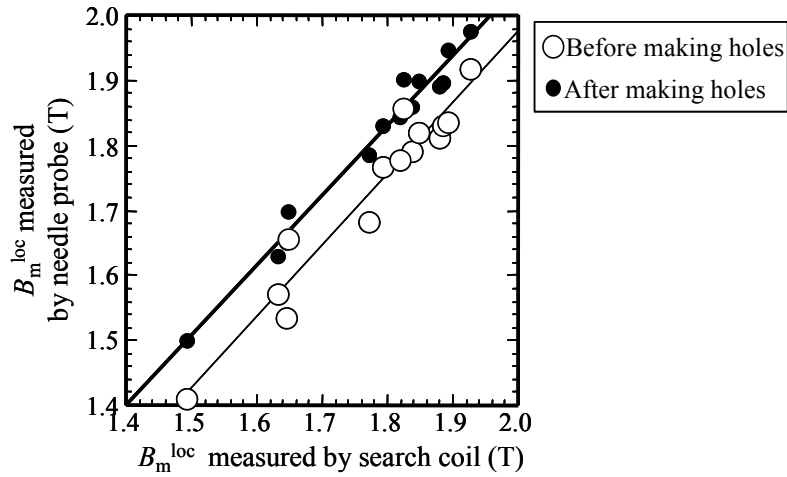


Fig. 2-15. Relation in local maximum flux density measured by search coil and those by needle probe before and after making holes.

図 2-15 探りコイルによる局所磁束密度と開孔前後の探針による局所領域の最大磁束密度の関係

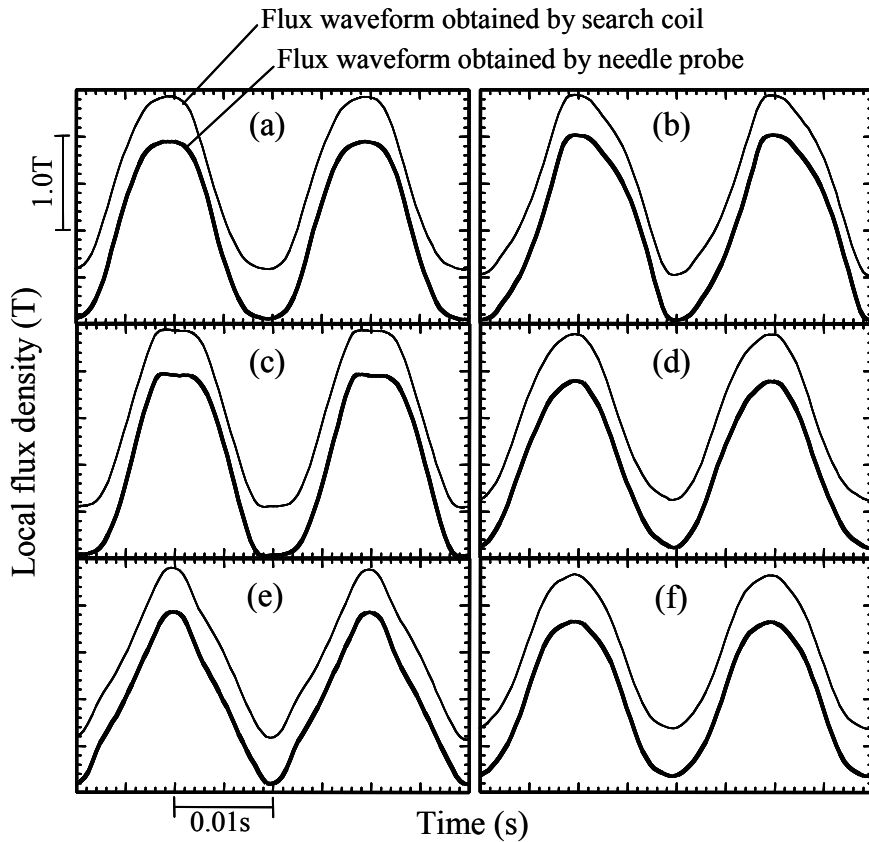


Fig. 2-16. Flux density wave forms in local area obtained by search coil and needle probe.

図 2-16 探針法と探りコイル法による局所領域磁束密度波形

以上の結果から、探針法による局所領域（10 mm）磁束密度測定は従来法である探りコイル法はとほぼ同等の結果を与えること、探りコイル法は開孔によって鋼板内部の磁束密度の分布状態を変化させていることが明らかになった。また、開孔後の探針と探りコイルでの測定値の差は前節で認められた探針法の測定誤差（継鉄を上下対称としても生じる表裏差）であると考えられ、探針法による局所磁束密度の絶対値評価には若干の問題を残す。しかしながらこの差異は開孔により生じる磁束密度変化に比べてむしろ小さく、この点で探針法は探りコイル法より有利であるといえる。

2.3.6 探針法とホール素子による局所鉄損測定値の検証結果

図 2-8 に示した局所磁気測定プローブによる局所鉄損測定値の検証を行った。局所鉄損は探針法により測定された局所磁束密度 B^{loc} とホール素子により測定した局所磁界強度 H^{loc} により描かれる局所的な交流 B-H ループの面積から算出することとした。鋼板内部の局所鉄損の測定には、図 2-17 に示す自動測定装置を用い、試料長さ方向 150 mm（試料長手方向中央）、幅方向 100 mm（試料幅方向の全領域）の領域内で、試料の長さ方向、幅方向に対していずれも 10 mm ピッチで行った。試料全体の鉄損は単板磁気測定法（SST）により測定した。

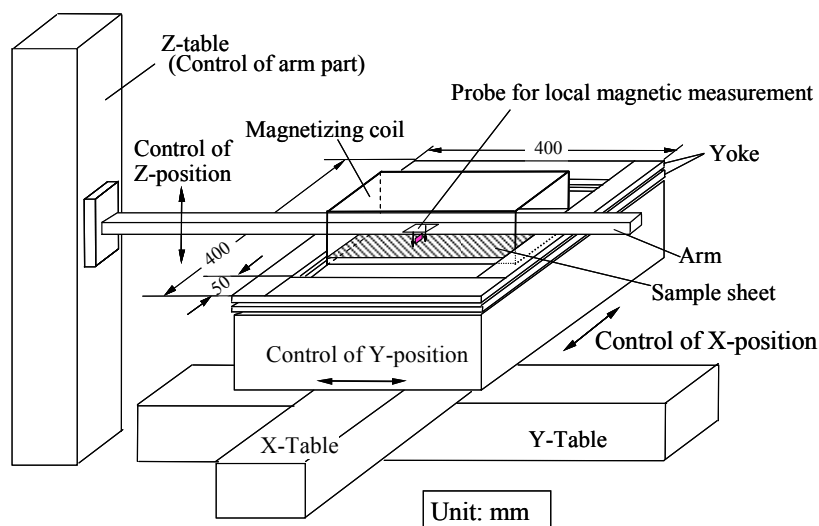


Fig. 2-17. Outline of automatic measurement system for local magnetic properties.

図 2-17 自動局所磁気測定装置の概略

励磁条件は、局所測定および SST による測定いずれも、周波数 50 Hz、最大磁束密度 1.7 T の交番磁束条件とした。図 2-18 に試験片中で局所磁気測定の測定を行った領域および局所磁気測定プローブの位置、SST の H コイルの位置について示す。局所磁気測定プローブによる測定領域は SST の H コイルの領域とほぼ一致している。また、評価に用いた測定装置においては、局所磁気測定プローブのホール素子を H コイルよりも試料表面に近接させているため、板面垂直方向の磁界強度変化による誤差因子については、H コイルと同等以上の精度で局所領域の有効磁界強度を評価している。

上記の測定を鉄損値が種々異なる板厚 0.23 mm の複数の方向性電磁鋼板に対して行い、局所鉄損値の平均値と H コイル法による単板磁気試験器 (SST) で測定した鉄損値を比較した。

以上の方法によって得られた局所鉄損の平均値と SST による単板鉄損 (試料全体の鉄損) の関係を図 2-19 に示す。ここでは単板鉄損 $W_{17/50}$ と局所鉄損平均値の間に良い相関が認められている。また、2.2.4 節に記した石田らの理論的な考察では、本研究の方法による局所鉄損の平均値が試料鋼板全体の鉄損に近似的に等しいことが示されている。したがって、これらの結果から、本研究の方法により局所領域の鉄損の測定値として正しい値が得られていると結論できる。ただし図 2-19 では、SST による鉄損測定値と局所鉄損の平均値との間に絶対値レベルの相違が認められる。これには両測定法間での磁界強度の測定領域の違いや、継鉄形状の相違による磁界強度の分布の差など、磁界強度の評価に関する問題が原因として考えられる。従来、局所鉄損の評価では熱的な方法が用いられることが多かったが、この方法も鉄損の絶対値を導出するには何らかの補正が必要であった。このような従来法に対し、探針法とホール素子を用いた局所鉄損測定法は測定の簡便性の点で有利といえる。

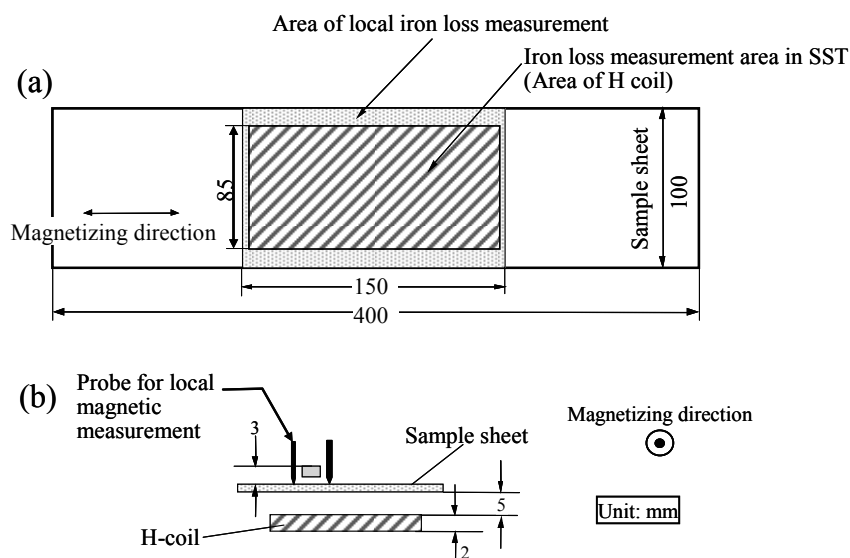


Fig. 2-18. Measurement area in a sample sheet for magnetic measurement (SST measurement and local iron loss measurement).

(a) Top view. (b) Cross-sectional view orthogonal to magnetizing direction.

図 2-18 磁気測定試片の測定領域 (SST 測定, 局所鉄損測定)

(a) 上面図 (b) 励磁方向に直交した断面図

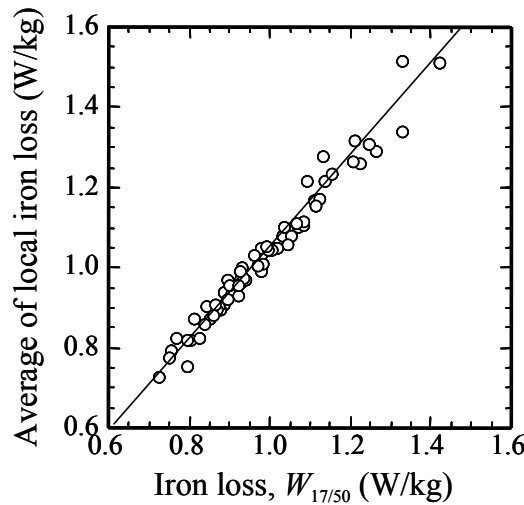


Fig. 2-19. Relation between iron loss $W_{17/50}$ measured by SST and the average of local iron loss.

図 2-19 SST 測定による鉄損 $W_{17/50}$ と局所鉄損平均値の関係

2.3.7 局所領域磁気特性の自動測定装置

鋼板の内部での磁気特性分布の原因を理解するためには、局所的な測定を可能な限り高密度で行う必要があり、多数の測定を行う必要が生じる。そこで、図 2-17 に示す局所磁気測定の自動測定装置を開発した。この装置においては、X-Y テーブルによって継鉄と励磁棒を移動させて測定位置の移動を行い、Z テーブルによって局所磁気測定プローブの上下動を行う。以上のような測定位置の移動と測定およびデータ保存の一連の動作はコンピュータによって制御される。継鉄は 2.3.2 節の検討に基づいて試料を上下から挟み込む形式の横型継鉄を採用した。また、探針としてスプリング付きのステンレス針（表面窒化処理）を使用した。2 本の探針間には図 2-8 と同様にホール素子を設置し、局所領域の磁界強度 H^{loc} と磁束密度 B^{loc} を測定し、 H^{loc} - B^{loc} の描くループ内部の面積から局所領域の鉄損を算出する構成とした。

2.4 結言

山口らによる探針法を用いた局所領域の磁束密度測定精度に関する理論的な評価に基づき、探針法の測定精度に関する実験的な検討を行い、方向性電磁鋼板内部の磁束分布の測定に関して探針法が探りコイルと同等の測定精度があることを検証した。また、探針に加える荷重や継鉄の構造など、測定精度を保証するために必要な要件を明らかにした。

上記の結果を受けて、探針とホール素子を組み合わせた局所磁気測定プローブおよび局所磁気特性の自動測定装置を開発した。これによる局所鉄損の測定値の平均値と SST による単板鉄損

を比較し、両者に高い相関が認められたことから、開発した手法は十分に妥当なものであると判断した。

以上、主として方向性電磁鋼板の単板試料内部の局所的な磁気特性を探針法およびホール素子により測定する方法について、その妥当性を検証するとともに、実用的な測定方法を開発した。本開発以降、探針法は単板試料内部の磁気特性の2次元成分の分布測定 [20]や、変圧器内部の局所的な磁気特性分布の測定 [21]、回転中のモータの固定子鉄心内部の局所的な磁気特性分布 [22]の測定など多方面にわたり応用されている。

参考文献

- [1] 日本工業規格：「電磁鋼帯試験方法 ー第1部：エプスタイン試験器による電磁鋼帯の磁気特性の測定方法」, JIS C 2550-1 (2011)
- [2] 日本工業規格：「単板試験器による電磁鋼帯の磁気特性の測定方法」, JIS C 2556 (2015)
- [3] 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, pp. 11-20 (1983)
- [4] A. J. Moses, N. Derebasi, G. Loisos, and A. Schoppa, “Aspects of the cut-edge effect stress on the power loss and flux density distribution in electrical steel sheets,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vols. 215-216, pp. 690-692 (2000).
- [5] A. T. Moghadam and A. J. Moses, “Comparison of flux distribution in three-phase transformer cores assembled from amorphous metal and grain oriented silicon iron,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 25, no. 5, pp. 3964-3966 (1989).
- [6] D. A. Ball and H. O. Lorch, “An improved thermometric method of measuring local power dissipation,” *J. Sci. Instrum.*, vol. 42, no. 2, pp. 90-93 (1965).
- [7] 成田賢仁・今村正明：「電気鉄板の鉄電的部分鉄損測定法」, 電気学会論文誌 A, vol. 94-A, no. 4, pp. 39-46 (1974)
- [8] E. Werner, *Austrian Patent* 191015 (1949).
- [9] W. Brix, K. A. Hempel, and F. J. Schulte, “Improved method for the investigation of the rotational magnetization process in electrical steel sheets,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 20, pp. 1708-1710 (1984).
- [10] 中田高義・中野正典・川原啓治：「切断ひずみがけい素鋼板の磁気特性に及ぼす影響」, 日本応用磁気学会誌, vol. 15, no. 2, pp. 547-550 (1991)
- [11] 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測定精度の理論的評価」, 電気学会論文誌 A, vol. 115-A, no. 1, pp. 50-57 (1995)
- [12] 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, vol. 117-A, no. 9, pp. 942-949 (1997)
- [13] F. J. Young, S. K. Bhate, and W. M. Swift, “Theory of eddy current loss in finite width sheet exhibiting simple bar-like domain structure,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 10, pp. 814-816 (1974).
- [14] P. D. Agarwal and L. Rabins, “Rigorous solution of eddy current losses in rectangular bar for single

- plane domain wall model,” *J. Appl. Phys. (Suppl.)*, vol. 31, no. 5, pp. 246S-248S (1960).
- [15] K. M. Polivanov, “Dynamic characteristics of ferro-magnetic materials,” *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.*, vol. 16, pp. 449-464 (1952).
- [16] 三木智之・原田和郎・石原好之・戸高敏之：「探針法によるけい素鋼板の磁気特性の測定」, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-94-70, pp. 65-72 (1994)
- [17] 石田正義・千田邦浩・本田厚人・小松原道郎：「方向性電磁鋼板の局所磁気特性」, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-99-71, pp. 13-18 (1999)
- [18] M. Enokizono, I. Tanabe, and T. Kubota, “Local iron loss distribution in a grain-oriented 3% silicon steel sheet. Two dimensional magnetic measurement,” *J. Phys. IV France (Proc. of SMM 13)*, vol. 8, no. 2, pp. 713-716 (1998).
- [19] 松原和宣・中田高義・中野正典・門田康弘：「漏れ磁束のある珪素鋼板中の磁束分布の新しい測定法」, 昭和 63 年電気学会全国大会講演論文集, no. 1665, pp. 2224-2225 (1988)
- [20] Y. Hashimoto, M. Enokizono, and H. Mogi, “Measurement of the localized iron loss in electromagnetic steel sheet by using the needle probe method,” *J. Appl. Phys.*, vol. 91, no. 10, pp. 6935-6937 (2002).
- [21] 岡部誠司・石田昌義・黒沢光正：「三相積鉄心変圧器の T 接合部モデルの局所磁束測定」, 日本応用磁気学会誌, vol. 22, pp. 713-716 (1998)
- [22] 千田邦浩・石田昌義・本田厚人・大山 勇：「回転状態におけるブラシレス DC モータの局所磁気特性」, 電気学会回転機研究会資料, RM-23-42, pp. 49-54 (2003)

第3章 方向性電磁鋼板の局所領域の磁気特性解析

3.1 緒言

方向性電磁鋼板は結晶粒方位がゴス方位 $\{011\}\langle 100\rangle$ から数°のずれを有する粗大な二次再結晶粒から成り、本研究で問題とした寸法レベルでの不均一性の高い組織のため、鋼板内部の磁気特性は不均一な分布状態を取ると考えられる。このような不均一性は鋼板全体の鉄損を増加させる原因となっていると推定されるため、鋼板内部の磁気特性が部分毎に異なる理由を明らかにすることで新たな鉄損改善手法の提案に繋がると考えられる。

筆者の研究以前は、方向性電磁鋼板内部の磁気的な不均一の原因が粗大な結晶粒径や個々の結晶粒の結晶方位のばらつきによると漠然と考えられていたものの、実際の測定によって鋼板内部の磁気特性分布とその原因を詳細に調査する研究は行われていなかった。磁気的エネルギーに基づいて二次再結晶粒各部の磁化状態を計算により求めた研究として、榎園らや藤崎らによる取り組みがあるが [1] [2]、非常に限られた領域の結晶粒しか扱っていないことや、ランセット磁区などの複雑な磁区構造の生成のモデル化が十分でないなど、鉄損要因を調査するなどの実用的な水準には達していない。

これに対し筆者らは、探針法によって実測した鋼板内部の詳細な磁気特性分布を二次再結晶組織と対応させることで、局所的な磁気特性変化の原因を調査した [3] - [7]。本章で述べた研究では、方向性電磁鋼板内部の局所的な磁気特性の測定を行う際、前章で示した探針法とホール素子と組み合わせた局所磁気測定プローブ (図 2-8) と自動測定システム (図 2-17) を使用した。

方向性電磁鋼板の局所的な磁気特性分布の原因を調査するにあたって、商業生産されている方向性電磁鋼板の結晶粒径は数 mm から 30 mm 程度と細かい。また、二次再結晶焼鈍がコイルに巻き取られた状態で行われるため結晶粒内で β 角が変化している [8]。このため、探針幅 10 mm の局所磁気測定プローブを用いて局所的な磁気特性分布の原因を調査することは、位置分解能の点で十分でない。そこで、実験室で平坦状態での二次再結晶焼鈍を行うことにより作製した単結晶珪素鋼板、双結晶珪素鋼板 (2 つの結晶粒からなる試料)、および多結晶珪素鋼板を実験に使用した。これらの試料鋼板では平坦状態での二次再結晶を進行・完了させているため結晶粒の内部で β 角の変化がない。多結晶珪素鋼板は二次再結晶焼鈍の条件を制御することにより通常の製品よりも粗大な結晶粒径とした。

本章では、方向性電磁鋼板試料の単板試料全体を所定の最大磁束密度 B_m にて励磁したときの局所領域の磁気特性を、以上で述べた方法により調査・解析した。鋼板全体を所定の交番磁束条件で励磁した状態で測定される鋼板内部の局所領域の磁束密度を、第 2 章と同様に局所磁束密度 B^{loc} と称し、局所領域の磁界強度を局所磁界強度 H^{loc} とした。また交番磁束条件における局所磁束密度、局所磁界強度の最大値をそれぞれ B_m^{loc} 、 H_m^{loc} とした。 B^{loc} と H^{loc} により描かれる局所 B-H ループで囲まれる面積から局所領域の鉄損 W^{loc} を算出した。また、1 枚の鋼板試料内の測定領域全域に亘る B_m^{loc} の標準偏差を σ_B とした。

3.2 実験方法

3%珪素鉄の単結晶板および双結晶板は、実験室の焼鈍炉にて温度傾斜を設けた二次再結晶焼鈍を行い [9]、温度傾斜方向に二次再結晶粒を伸張させることによって作製した。

また、多結晶板は、実験室焼鈍炉にて温度傾斜を設けずに平坦状態で二次再結晶焼鈍を行うことにより作製した。この多結晶板では二次再結晶焼鈍の際、温度履歴を制御することにより結晶粒径を通常の方向性電磁鋼板よりも粗大にした。磁気測定用の試料の寸法は長さ 400 mm、幅 100 mm、厚さ 0.23 mm とした。3%珪素鉄の単結晶板については、二次再結晶焼鈍後の鋼板表面にフォルステライト Mg_2SiO_4 の被膜が形成された状態の鋼板を測定に用いた。この状態の鋼板はフォルステライト被膜によって、その地鉄部分（鉄主体の部分）に張力が印加されている状態にある。このようなフォルステライト被膜のみの場合、通常の方向性電磁鋼板のように絶縁コーティングを追加形成させた場合に比べて地鉄部分に付与される張力が弱いものの、 180° 磁区構造の安定化には十分であるため、磁束密度の分布状態を調査するための試料として実験に供した。一方、双結晶板、多結晶試料はフォルステライト被膜が形成された最終仕上げ焼鈍後の鋼板に対して、絶縁張力コーティングを塗布・焼き付けすることにより作製した。

測定に用いた単結晶試料、双結晶試料、多結晶試料の B_8 (周波数 50 Hz, 最大磁界強度 800 A/m で交番磁化させたときの磁束密度の最大値) および α 角と β 角をそれぞれ表 3-1～表 3-3 に示す。

Table 3-1. B_8 and α, β angle of single crystal sample.

表 3-1 単結晶試料の B_8 , α 角, β 角

Sample	B_8 (T)	α (deg.)	β (deg.)
A	1.850	-13.5	3.3
B	1.950	-8.9	0.3
C	1.920	-2.1	4.2
D	1.980	-2.9	0.6

Table 3-2. B_8 and α, β angle of bi-crystal sample.

表 3-2 双結晶試料の B_8 , α 角, β 角

Sample	B_8 (T)	Number of crystal	α (deg.)	β (deg.)
E	1.961	(1)	-3.2	2.1
		(2)	5.6	-1.8
F	1.946	(1)	-3.2	1.1
		(2)	-11.3	0.4
G	1.936	(1)	-2.8	1.6
		(2)	15.5	3.1

Table 3-3. B_8 , α angle and domain width in poly-crystal sample.

表 3-3 多結晶試料の B_8 と α 角および磁区幅

Sample	B_8 (T)	Symbol of crystal	α (deg.)	Domain width (mm)
H	1.919	a	0.1	0.74
		b	19.0	0.18
		c	0.9	0.15
		d	-2.9	0.10
		e	-5.5	0.79
		f	-0.4	0.20
		g	-15.3	0.14
		h	1.3	0.27
		i	-3.3	0.45
		j	0.4	0.70
		k	-6.1	0.88
		l	5.6	0.75
		m	-16.4	0.35
		n	1.3	0.99
		o	-4.5	0.27
		p	16.4	0.18
		q	-0.8	0.13
r	0.2	0.48		
s	-0.8	0.89		

図 3-1 には試料内部の局所磁気特性の測定領域およびヨーク（継鉄）との接触領域を示し、図 3-2～図 3-4 にはそれぞれ表 3-1～表 3-3 に示した試料の結晶粒界と鋼板面内の<100>方向および α 角、 β 角を示す。

局所磁束密度の測定は図 2-1、図 2-8 に示した探針法によって行った。本研究においては、2本の探針を 10 mm の間隔で圧延方向と垂直に並べて配置し、これら 2本の探針間での磁束密度を測定した。したがって本章で述べる局所磁束密度はすべて圧延方向の成分である。

試料全体を 50 Hz の交番磁束条件にて励磁し、最大磁束密度 B_m を、0.4 T, 0.7 T, 1.0 T, 1.3 T, 1.7 T, 1.9 T と設定した。

以上の測定を試料の幅方向、長さ方向に対してそれぞれ 5 mm ピッチ、10 mm ピッチで行い、図 3-1 に示す試料全幅、試料長さ方向 150 mm（長さ方向中央部）の領域における局所磁束密度の分布を求めた。局所磁束密度は 2本の探針間の平均の磁束密度として測定される値であるが、本稿においては、2本の探針の中点の座標（図 3-1 中の X-Y 座標）で試料内での探針測定位置を代表させた。

また、直流磁化特性の測定は、縦型双ヨークを有する単板磁気試験器によって、最大磁束密度 1.7 T で行った。印加する磁界の強度は励磁電流値から算出した。

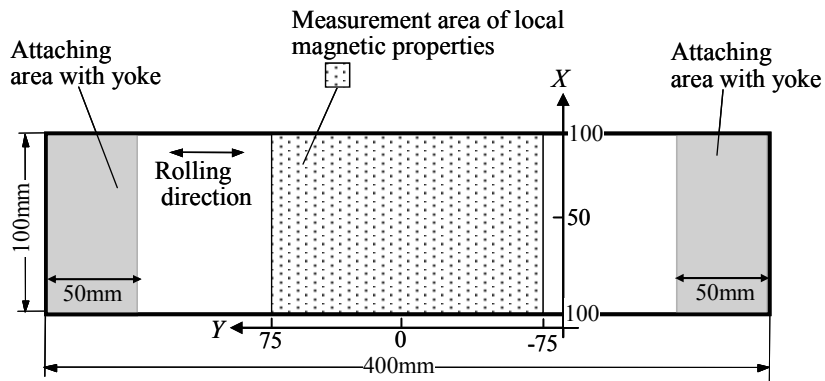


Fig. 3-1. Measurement area of local magnetic properties in a sample.
 図 3-1 試料の内部の局所磁気特性の測定領域

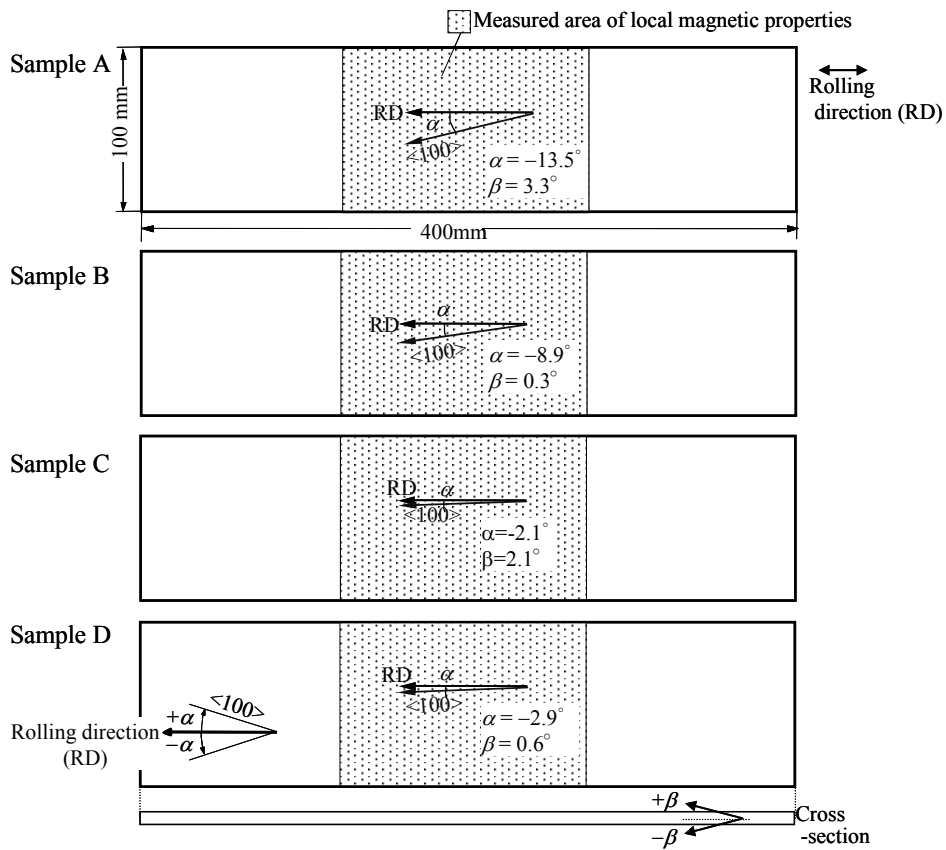


Fig. 3-2. Secondary recrystallized grains and their grain orientations of single crystal sample.
 図 3-2 単結晶試料の二次再結晶粒と方位

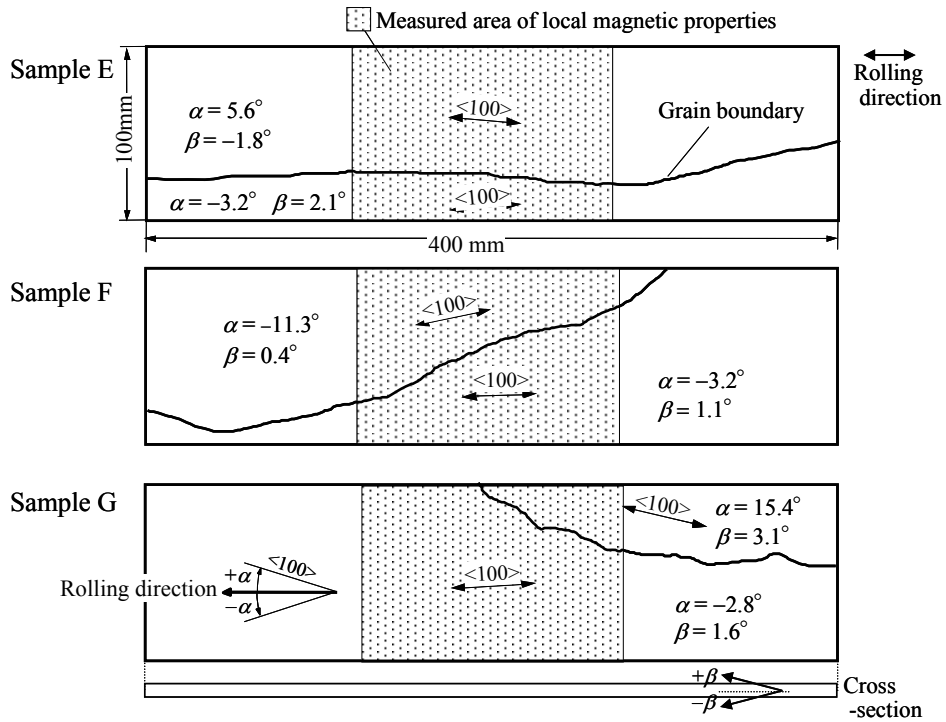


Fig. 3-3. Secondary recrystallized grains and their grain orientations of bi-crystal sample.

図 3-3 双結晶試料の二次再結晶粒と結晶方位

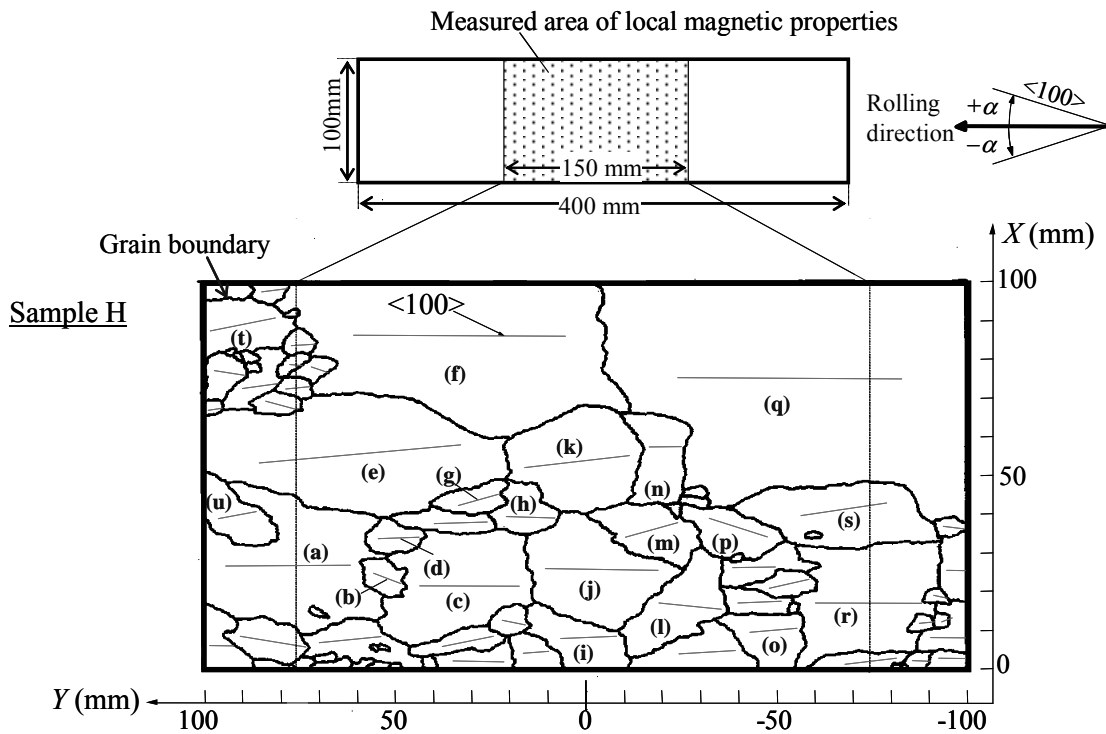


Fig. 3-4. Secondary recrystallized grains and their grain orientations of poly-crystal sample.

図 3-4 多結晶試料の二次再結晶粒と結晶方位

3.3 単結晶珪素鋼板の測定結果

3.3.1 磁束密度分布

局所領域の最大磁束密度 B_m^{loc} の試料全幅での平均値 $\langle B_m^{\text{loc}} \rangle$ に関し、試料長手方向での $\langle B_m^{\text{loc}} \rangle$ の分布を図 3-5 に示す。 $\langle B_m^{\text{loc}} \rangle$ は探針中央点 $X = 6, 15, 25, 35, 45, 55, 65, 75, 85, 94 \text{ mm}$ における B_m^{loc} を平均化した値である。図 2-9(b)の継鉄の採用により継鉄から試料への磁束流入が上下対称であるため、 $\langle B_m^{\text{loc}} \rangle$ は、試料長手方向の位置によらず一定となっている。また、図 3-6 に示すように、局所磁束密度の平均値 $\langle B_m^{\text{loc}} \rangle$ は B_m に良く一致しており、探針法によって局所磁束密度の測定が十分に高い精度で行われていることを示している。

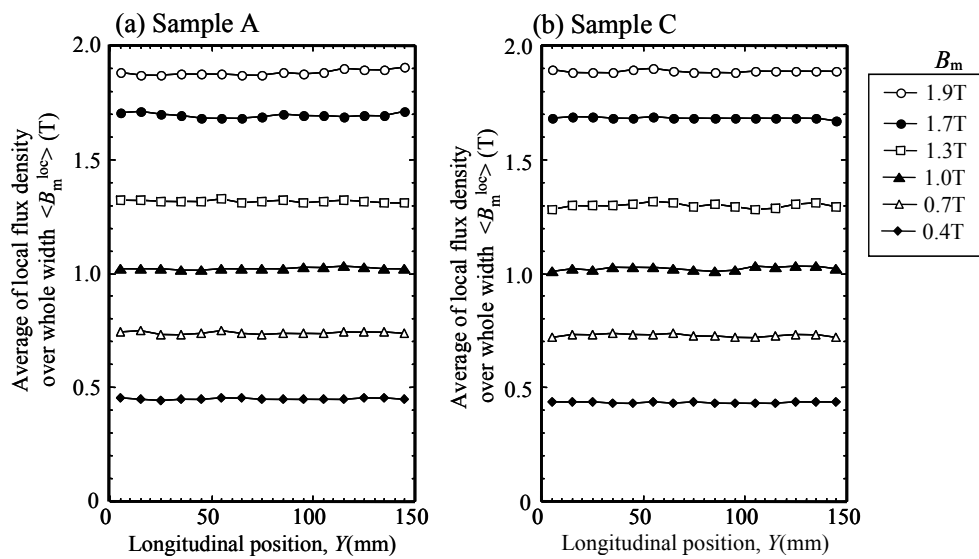


Fig. 3-5. Distributions of the averaged local flux density $\langle B_m^{\text{loc}} \rangle$ over whole width of the sample $\langle B_m^{\text{loc}} \rangle$ in longitudinal position of the sample.

図 3-5 局所磁束密度 B_m^{loc} の試料全幅にわたる平均値幅 $\langle B_m^{\text{loc}} \rangle$ の試料長手方向の分布

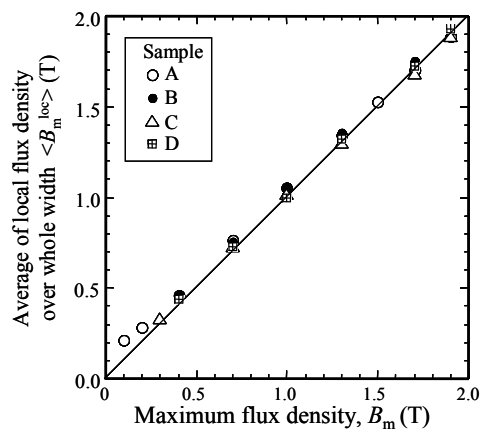


Fig. 3-6. Relation between maximum flux density B_m and the averaged local flux density over whole width of the sample $\langle B_m^{\text{loc}} \rangle$.

図 3-6 最大磁束密度 B_m と局所磁束密度の平均値 $\langle B_m^{\text{loc}} \rangle$ の関係

図 3-6 では、厳密には最大磁束密度 B_m が低いほど $\langle B_m^{loc} \rangle$ は B_m よりも大きくなり、逆に $B_m = 1.9 \text{ T}$ では $\langle B_m^{loc} \rangle$ は 1.9 T よりも若干小さい。このような関係は、低 B_m では探針法による磁束密度測定の精度上の問題から生じ、高 B_m では試料からの漏洩磁界により生じるリード線と試料表面間のループに生じる起電力（第 2 章 式(2.1)の e_a ）が影響している可能性が考えられる。

図 3-7 に測定試料全体の最大磁束密度 B_m が 0.7 T , 1.0 T , 1.3 T , 1.7 T のときの局所磁束密度 B_m^{loc} の分布を、試料 A, C について示す。また図 3-8 には Y （長手方向位置）= 5 mm , 75 mm , 145 mm における局所磁束密度 B_m^{loc} の試料幅方向の分布を示す。

α 角が 13.5° と大きい試料 A では試料中央部で局所磁束密度が最大となり、試料両端では局所磁束密度が急激に低下している。これに対し、 α 角が 2.1° の試料 C では、試料 A のような端部での磁束密度の低下は認められず、 $B_m = 0.7 \text{ T} \sim 1.3 \text{ T}$ においては試料のエッジ部付近の磁束密度がやや大きい。また試料 A では、 B_m が低いとき、局所磁束密度の等高線は $\langle 100 \rangle$ 方向に近い方

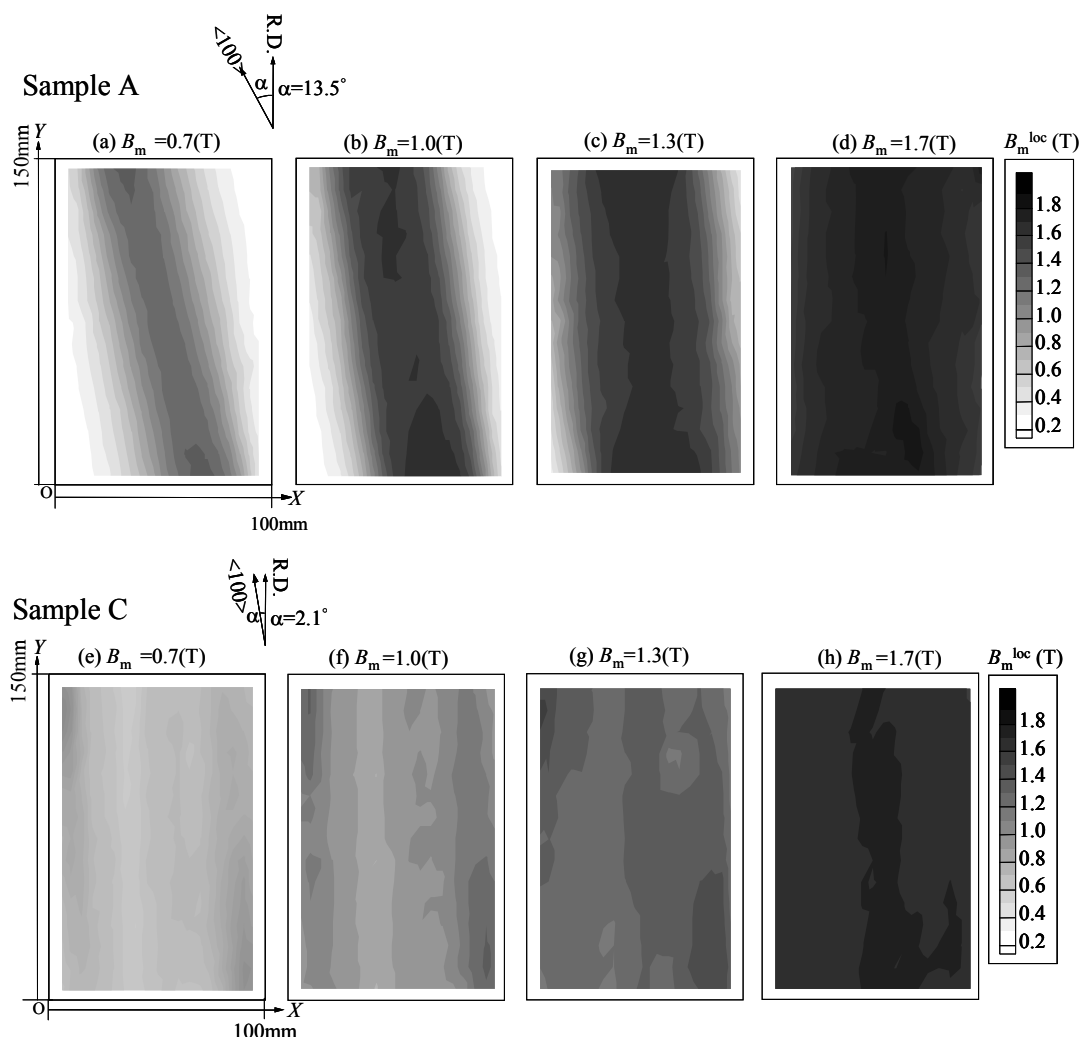


Fig. 3-7. Distributions of local flux density B_m^{loc} in sample A and C.

図 3-7 局所磁束密度 B_m^{loc} の分布（試料 A, 試料 C）

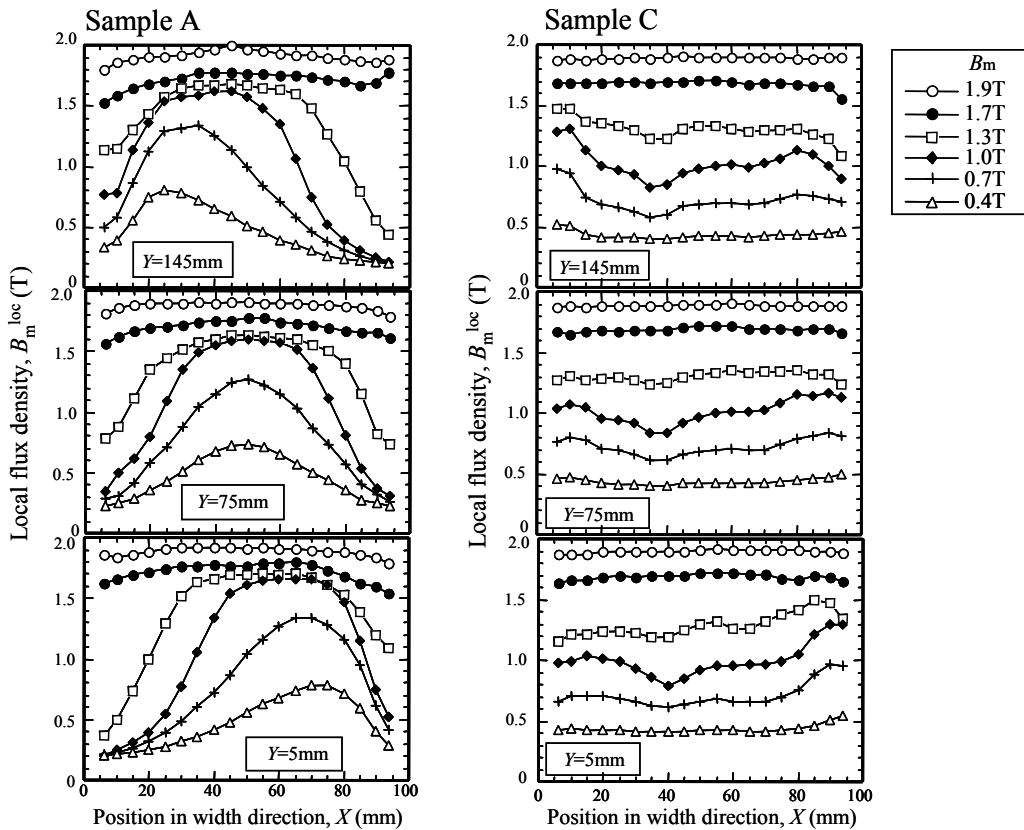


Fig. 3-8. Distribution of local flux density in width direction of sample A and C.

図 3-8 試料 A, C の幅方向の局所磁束密度の分布

向に傾いているのに対し、試料 C での磁束密度分布の等高線は、圧延方向にほぼ平行である。試料 A と同様の α 角の方向に傾いた局所磁束密度分布は、試料 B ($\alpha = 8.9^\circ$), 試料 D ($\alpha = 2.9^\circ$) においても観測された。したがって、以上のような局所磁束密度分布は α 角を原因として生じていると考えられる。

図 3-7 に示した α 角の大きい単結晶試料 (試料 A) の局所磁束密度等高線の方向は、最大磁束密度が高くなるにつれて圧延方向に近づき、 $B_m = 1.7\text{ T}$ 以上では、圧延方向とほぼ平行となっている。また $B_m = 0.7\text{ T}$ のような最大磁束密度が比較的低い条件においては、局所磁束密度等高線の方向は互いに平行ではなく、低い B_m^{loc} に相当する等高線ほど圧延方向となす角度が小さい傾向にある。

図 3-9 に局所磁束密度の等高線、および等高線と圧延方向の間の角度 θ について示す。 σ_B を鋼板内部における局所最大磁束密度 B_m^{loc} の標準偏差とし、 B_{m1}^{loc} , B_{m2}^{loc} , B_{m3}^{loc} をそれぞれ、試料内で最も大きい局所最大磁束密度、 B_m と同等の局所最大磁束密度、 $B_m - \sigma_B$ に等しい局所最大磁束密度とし、 θ_1 , θ_2 , θ_3 はそれぞれ B_{m1}^{loc} , B_{m2}^{loc} , B_{m3}^{loc} に相当する等高線が伸びる方向と圧延方向がなす角度とした。 θ_2 , θ_3 については図 3-9 に示した 2 つの値の平均を求めた。図 3-10 に θ_1 , θ_2 , θ_3 の B_m に対する依存性を示す。図 3-10 に示されるように、 θ_1 , θ_2 , θ_3 はいずれも B_m が低い

条件で大きく、 B_m の増加に伴って減少する。また B_m が1.0 Tより低い場合には $\theta_1 > \theta_2 > \theta_3$ の大小関係がある。 $B_m = 1.0 \text{ T} \sim 1.3 \text{ T}$ においては、評価結果のばらつきを無視すると $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ はほぼ一致しており、局所磁束密度等高線が互いに平行に伸びていることを示している。 θ_2 はごく低い B_m では α 角とほぼ等しい値であり、試料中の磁束の経路は低 B_m では $\langle 100 \rangle$ 方向にほぼ平行といえるが、 θ_1 は低 B_m 域で α よりも大きな値をとっている点が興味深い。試料の端付近の局所磁束密度が低い部分で θ (例えば θ_3) が小さくなるのは、 180° 磁壁の移動によって α 角に沿った磁束の流れが生じる場合、磁化の進行に従って試料端部(幅方向の両端)での磁極生成による静磁エネルギーの上昇が起こるため、これを緩和するような磁区構造が生成していることが原因と推定される。

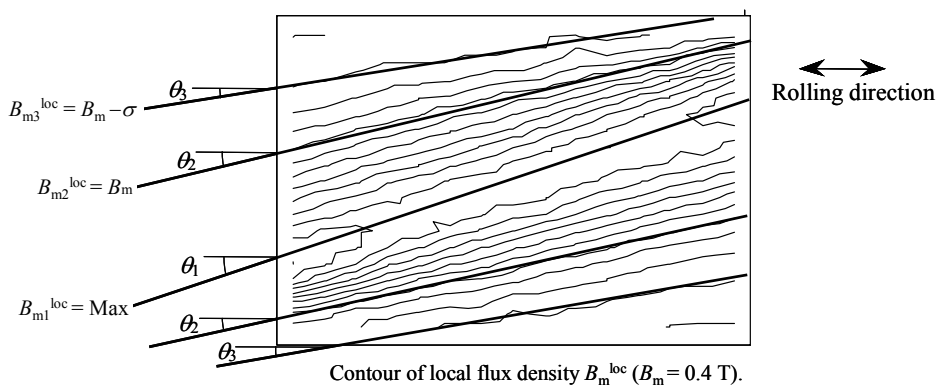


Fig. 3-9. Definition of contour direction θ in local flux density distribution.

図 3-9 局所磁束密度の等高線方向角 θ の定義

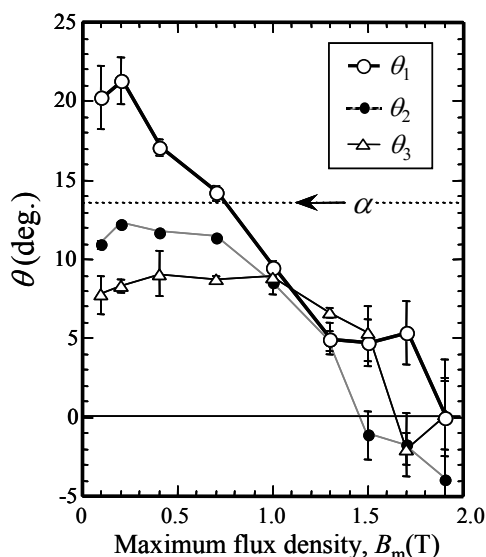


Fig. 3-10. Dependence of the contour direction of local flux density θ on maximum flux density B_m .

図 3-10 局所磁束密度の等高線方向 θ の最大磁束密度 B_m 依存性

図 3-11 に試料鋼板（図 3-1 に示す測定領域）の内部における局所磁束密度の標準偏差 σ_B の最大磁束密度 B_m に対する依存性を示す。図 3-11 ではいずれの試料においても $B_m = 1.0 \text{ T}$ から 1.3 T 付近で σ_B が最大となる。これは、図 3-7 に示したように、 $B_m = 1.0 \text{ T}$ 程度以下では、透磁率が高い部分に磁束が集中することで磁化が進行するのに対し、 $B_m = 1.0 \text{ T}$ より高い磁束密度領域では飽和磁束密度に近づくため局所磁束密度が均一化に向かうためといえる。 α 角がほぼ同一水準にある試料 C と試料 D の σ_B を比較すると、 β 角が小さい D の方が σ_B が大きい。また試料 A と試料 B の比較では、 β 角の小さい試料 B は α 角が小さいにもかかわらず σ_B は同一の水準にある。したがって α 角を原因とする局所磁束密度分布の不均一は β 角が小さい単結晶鋼板において顕著に現れるといえる。

図 3-12 に試料 A、試料 C の直流ヒステリシス曲線（最大磁束密度 $B_m = 1.7 \text{ T}$ ）を示す。試料 A においては磁束密度が 0 T から 1.7 T に達する過程においてヒステリシス曲線は 2 回の屈曲点 (K1 および K2) を有している。これに対し、試料 C では屈曲点は 1 個のみである。

図 3-13 に試料 A の Y (長手方向位置) = 5 mm における局所磁束密度波形 ($B_m = 1.7 \text{ T}$, $f = 50 \text{ Hz}$) を示す。ここに示されるように局所磁束密度の波形は正弦波から大きく歪んでいる。ただし、図 3-13 の局所磁束密度波形を試料の全幅に亘って平均した波形は正弦波であり、試料全体が磁束正弦波条件で励磁されている事実と整合している。 $X = 6 \text{ mm}$ 位置の局所磁束密度波形を例にとると、 $t = 0.0025 \text{ s}$ 付近では局所磁束密度が他の部分よりも低く、その後、 $t = 0.0050 \text{ s}$ 付近で急激に増大している。このような試料エッジ付近での局所磁束密度の急激な増大の開始が図 3-13 の屈曲点 K1 に対応し、その後、増加が緩慢になり始める点が K2 に対応すると考えられる。

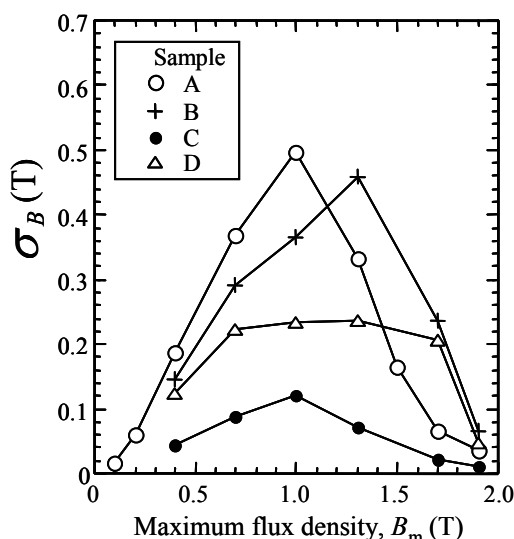


Fig. 3-11. Dependence of the standard deviation of local flux density σ_B on maximum flux density B_m .

図 3-11 局所磁束密度 B_m^{loc} の標準偏差 σ_B の最大磁束密度 B_m に対する依存性

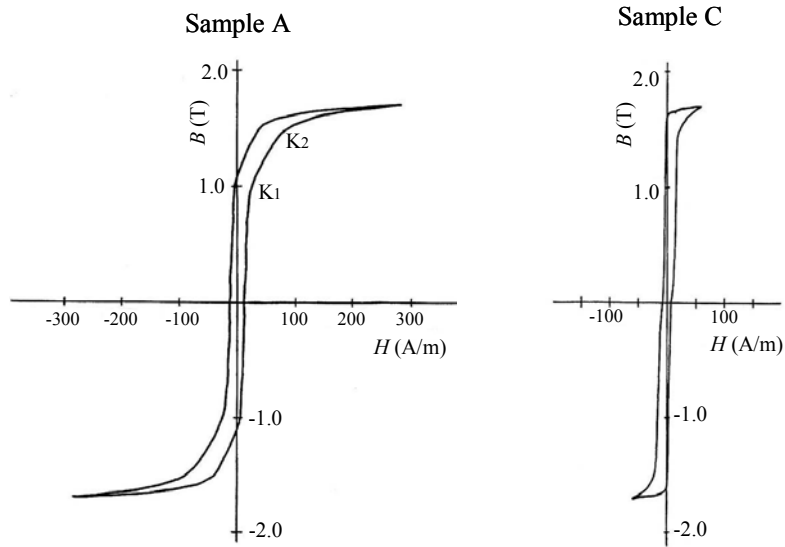


Fig. 3-12. DC hysteresis loops of single crystal sample A and C.
 図 3-12 単結晶試料 A,C の直流ヒステリシス曲線

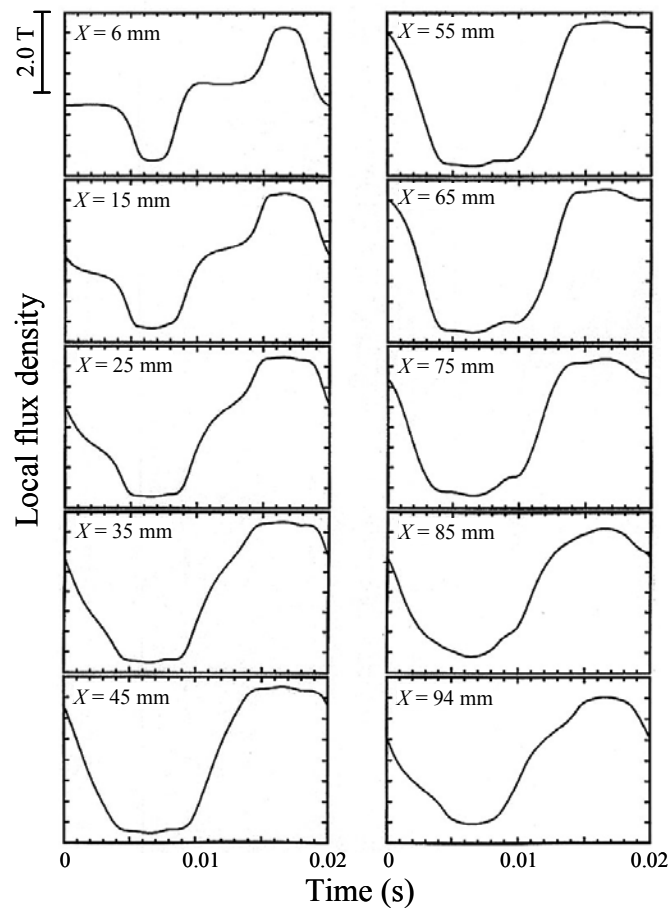


Fig. 3-13. Waveforms of local flux density in sample A at $B_m = 1.7$ T, $f = 50$ Hz, longitudinal position $Y = 5$ mm.

図 3-13 試料 A の局所磁束密度波形 ($B_m = 1.7$ T, $f = 50$ Hz, 長手方向位置 $Y = 5$ mm)

3.3.2 磁区構造と磁束分布

α 角が大きい試料の局所磁束密度分布の成因について明らかにするため、レーザ光による磁気カー効果を用いた磁区観察を試料 B ($\alpha = 8.9^\circ$) に対して行った。磁区観察に際しては、歪みの導入を出来るだけ避けるため、試料表面の直径 8 mm 程度の円形領域に対してアルミナ砥粒によるバフ研磨を行いフォルステライト被膜を除去して鏡面化し、直流磁化条件にて磁区パターンを観察した。図 3-14 に磁化の進行に伴う磁区パターンの変化を示す。

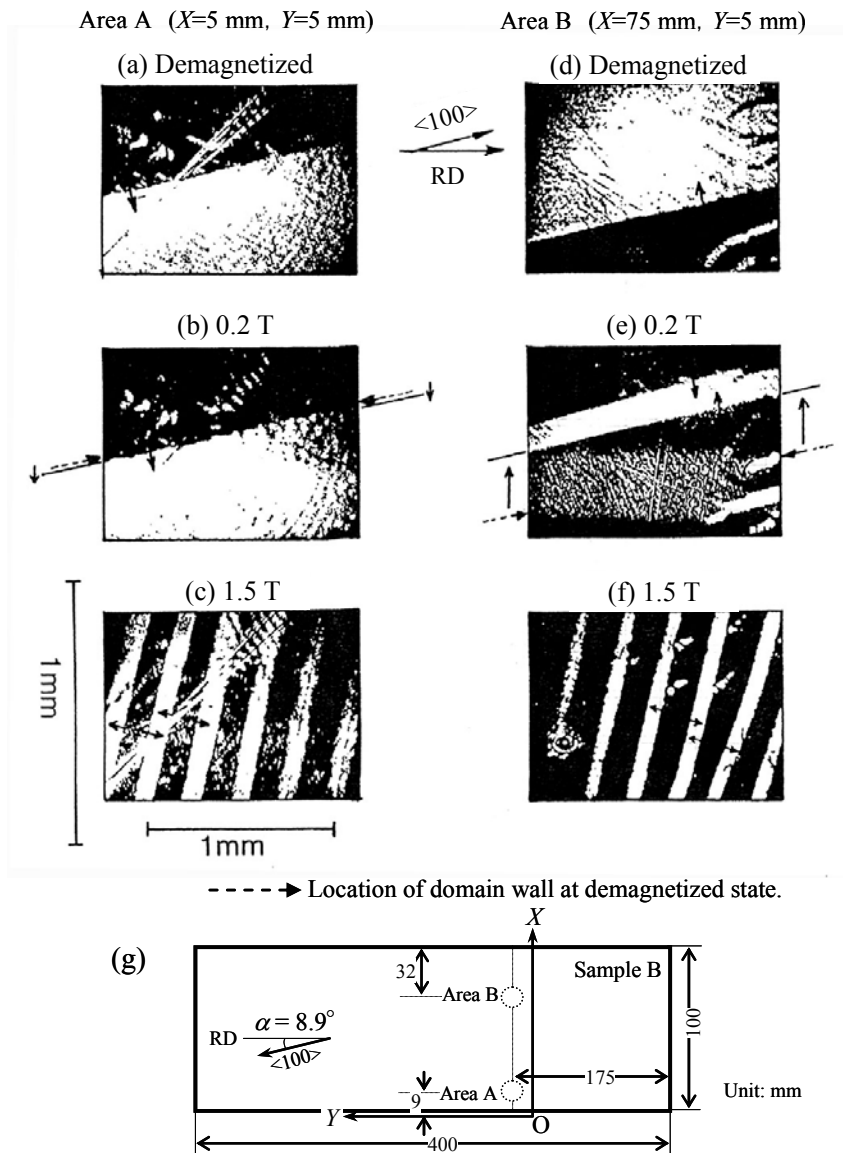


Fig. 3-14. Change of domain pattern depending on maximum flux density.

(a) Area A, demagnetized state. (b) Area A, 0.2 T. (c) Area A, 1.5 T. (d) Area B, demagnetized state. (e) Area B, 0.2 T. (f) Area B, 1.5 T. (g) Schematic view of observation area in sample B.

図 3-14 最大磁束密度に応じた磁区模様の変化

(a) 領域 A, 消磁状態 (b) 領域 A, 0.2 T (c) 領域 A, 1.5 T (d) 領域 B, 消磁状態, (e) 領域 B, 0.2 T (f) 領域 B, 1.5 T (g) サンプル B 中の観察領域の模式図

B_m が1.2 T程度以下では、試料の中央部、エッジ部ともに、図3-14(b), (e)に示すような、 $\langle 100 \rangle$ 方向とほぼ平行な 180° 磁壁の移動が観察された。また図3-14(b), (c)に示したように、試料のエッジ部付近(領域A)では 180° 磁壁の移動量が少ないのに対し、 B_m^{loc} が高い部分(領域B)では 180° 磁壁の移動量が大きいことから、低 B_m における局所磁束密度の分布は 180° 磁壁の移動量に対応しているといえる。これに対し、最大磁束密度が1.2 T程度以上の条件では、図3-14(c), (f)に示す磁区パターンが急激に生成し、磁区観察領域(直径8 mm)の全面を覆うようになった。さらに B_m を高くすると図3-14(c), (f)中の矢印の方向に磁壁が移動した。

図3-14(c), (f)の磁区構造は、ほとんどの場合、 $B_m = 1.0 \text{ T} \sim 1.4 \text{ T}$ において出現し、この磁区構造が現れ始める最大磁束密度 B_m は、観察領域毎に若干異なった。また、 $B_m = 1.8 \text{ T}$ まで励磁しても図3-12(c), (f)の磁区パターンが出現しない場合もあった。同様の磁区パターンは試料Aでも認められた。このような磁区パターンは、磁壁の方向や、最大磁束密度を高めたときの挙動から、Zaykvaや河崎、栢らによって報告されている磁区構造(図3-15)によると考えられる [10] [11] [12]。以降ではこのような磁区を「バンド磁区」と称することとする。

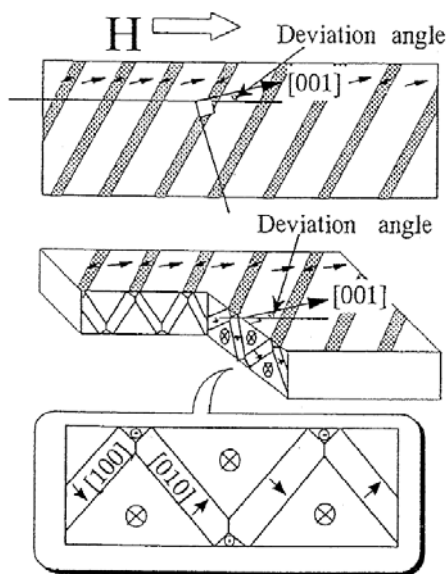


Fig. 3-15. Model of domain structure proposed by Kawasaki and Hashi et al. [11] [12].

図3-15 河崎、栢らによる磁区構造モデル [11] [12]

以下、局所磁束密度の分布と磁区構造の関係について考察する。磁化容易軸からの磁化および磁壁の回転がなく、 $\langle 100 \rangle$ 方向と平行に磁壁が移動する場合、 α 角の大きい試料内には、局所磁束密度の高い部分と低い部分が図3-16のように分布すると考えられる。図3-16中に示した高磁束密度領域では、領域の両端が継鉄に接するため、磁化が進行した場合も磁極生成による静磁エネルギーの増大がない。これに対し、低磁束密度領域では、 180° 磁壁の移動に伴い試料エッジ

部に磁極が発生し、静磁エネルギーが増大する。したがってこのような部分では磁束密度の増加が抑制されるといえる。一方、 α 角の小さい試料 C では、磁化の進行に伴う試料エッジ部での磁極の生成量が小さいため、試料 A のような磁束密度の分布が現れず、局所磁束密度の分布は試料 A に比べ均一であると考えられる。 $B_m = 1.0 \text{ T}$ 程度以下での局所磁束密度分布は、概ね図 3-16 で説明した分布に近いものとなっており、試料エッジ部での反磁界効果が局所磁束密度分布の原因であるといえる。

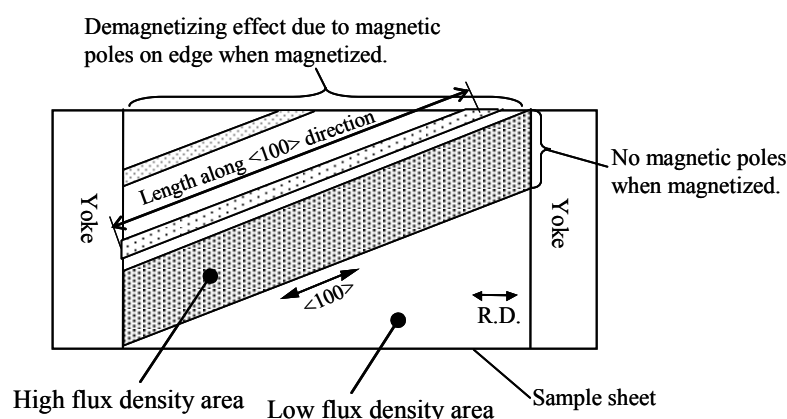


Fig. 3-16. Simple model of local flux distribution in single crystal sheet.

図 3-16 単結晶鋼板における局所磁束分布の単純モデル

図 3-10 に示した磁化の進行に伴う局所磁束密度等高線の方向変化の原因を明らかにするため、単結晶試料（フォスフェイト被膜付き）を用い、高加速電圧の走査電子顕微鏡（SEM）を用いた磁区観察法 [13]により、磁化の進行に伴う磁区構造の変化を調査した。ここでは、図 3-17(e) に示すように、幅 20 mm × 長さ 54 mm の単結晶試料 ($\alpha = 16^\circ$) を用い、試料を一定の磁界強度にて磁化させつつ磁区観察を行った。この結果を図 3-17(a)～(d)に示す。図 3-17(b) $H = 150 \text{ A/m}$ においては、ヨーク接触部から反対のヨーク接触部にわたり、図 3-16 で示した高磁束密度領域において 180° 磁壁の移動が優先的に起こり、高磁束密度領域内では 180° 磁区構造が消失し、 $\langle 100 \rangle$ 方向に並んだランセット磁区の列に変化しつつある。さらに磁界強度を上げた(c) $H = 300 \text{ A/m}$ では $\langle 100 \rangle$ 方向に並んだランセット磁区の領域が広がるとともに、試料中央部にバンド磁区構造が生成している。また、 180° 磁区構造から変化した姿と考えられる $\langle 100 \rangle$ 方向に並んだランセット磁区は、試料エッジに近いほど幅が広がっており、試料エッジ部付近で磁化の進行が遅れていることに対応している。(d) $H = 600 \text{ A/m}$ になると 180° 磁区構造の消失が進行し、右下の一部のみを残してほとんどの領域がランセット磁区とバンド磁区で占められる。図 3-17 の(a) から(d)にかけて各図の左上、右下に残存した 180° 磁区の磁壁方向は $\langle 100 \rangle$ 方向からのほとんど変化しないことから、図 3-7 の試料 A でみられた B_m の増加に伴う磁束方向の変化は、 180° 磁

壁の方向が変化しているのではなく、部分的にランセット磁区やバンド磁区が生成することが原因と考えられる。

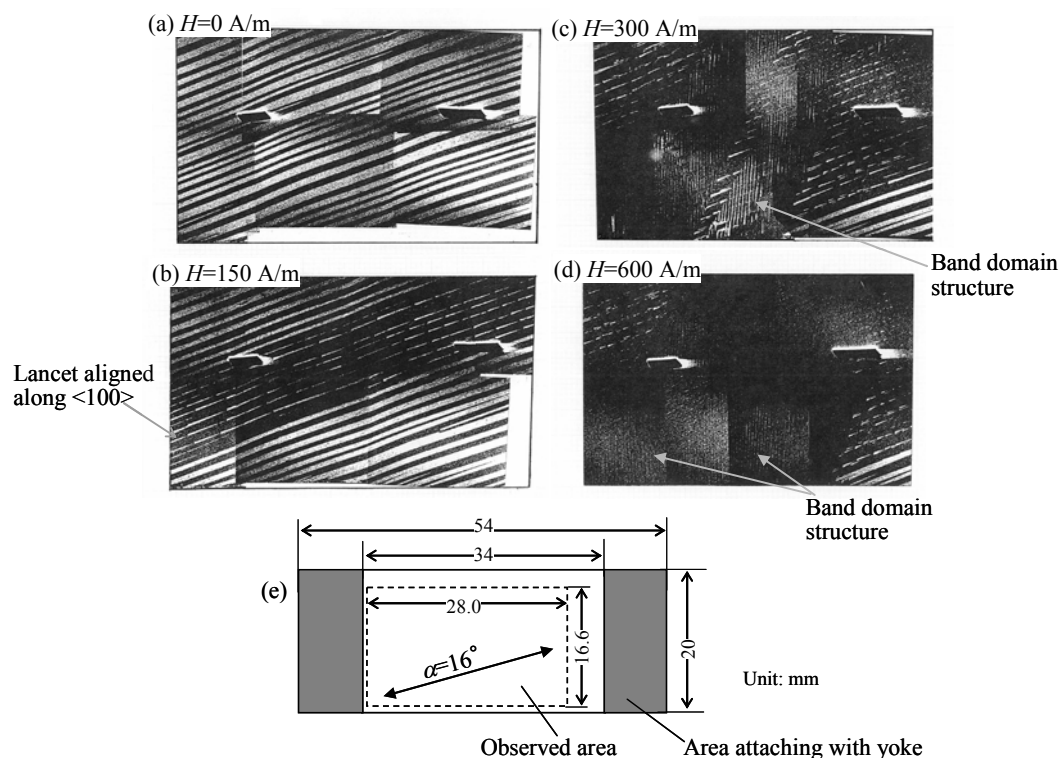


Fig. 3-17. Domain patterns obtained by scanning electron microscopy (SEM).
 (a) Demagnetized state. (b) $H = 150$ A/m. (c) $H = 300$ A/m. (d) $H = 600$ A/m. (e) Sample and observed area.

図 3-17 走査電子顕微鏡法により得られた磁区模様

(a) 消磁状態 (b) $H = 150$ A/m (c) $H = 300$ A/m (d) $H = 600$ A/m (e) 試料と観察領域

図 3-10 では $B_m = 1.0$ T ~ 1.5 T で θ_1 , θ_2 , θ_3 の急激な減少が認められるが、これは図 3-17(c) で認められた 180° 磁区構造の崩壊が急速に進行するためと考えられる。また、局所磁束密度等高線の方向が $\langle 100 \rangle$ 方向から圧延方向に近づいていく理由は、図 3-17(c), (d) に認められるランセット磁区およびバンド磁区構造の生成によると考えられる。すなわち、 α 角の大きい試料の場合、試料全体の最大磁束密度（磁界強度）を高めるに従い、図 3-14(c), (f) の磁区構造が試料全面を覆うことで、試料エッジ部での反磁界効果の影響が小さい磁区構造となり、幅方向の局所磁束密度分布が均一化するとともに局所磁束密度等高線の方向が圧延方向に近づくと考えられる。

磁壁の方向が $\langle 100 \rangle$ 方向に平行な 180° 磁区構造から図 3-14(c), (f) の磁区構造への転換は、 180° 磁壁移動に伴う鋼板両側エッジでの磁極の静磁エネルギーの増大を抑制しながら磁化を進行させるためのものと推定される。試料全体の磁束密度が高くなり、図 3-14(c), (f) の磁区構造に試料全体が覆われた場合においても、エッジ部付近の局所磁束密度は若干低い、これは、図

3-14(c), (f)の磁区構造においても試料エッジには磁極が生成するため、エッジ部付近の磁壁の移動が遅れるからであると考えられる。

局所磁束密度分布（図 3-7）と磁区観察結果（図 3-14, 3-17）から、図 3-12 の屈曲点 K1 以下は、図 3-16 中の高磁束密度領域で 180° 磁壁の移動が集中的に起こることによって磁化が進行する過程であり、K1~K2 は図 3-14(c), (f)の磁区構造を形成することで、エッジ部付近の B_m^{loc} が低い部分の磁化が急激に増大し、局所磁束密度分布の方向が圧延方向と平行に近づいていく過程、K2 以上は図 3-14(c), (f)の磁区構造をとりながら磁壁が移動し、磁化飽和に近づいていく過程であると推定される。また、図 3-13 の局所領域の磁束密度波形における試料 A の $X = 6 \sim 25 \text{ mm}$, $t = 0.0050 \text{ s}$ での局所磁束密度の急激な変化は図 3-14(c), (f)の磁区構造が急激に発達する過程であると考えられる。

以上では、 α 角を原因とする局所磁束密度分布について議論を進めたが、試料 A と B, 試料 C と D の比較では、 β 角が小さい試料の方が局所磁束密度が不均一に分布していた。鋼板試料の均一な磁化を仮定した場合、 β 角を原因として鋼板表面に生じる磁極の密度は試料鋼板内部の各部分で同一のため、単結晶鋼板においては β 角は局所磁束密度分布の原因とはならないといえる。 β 角の小さい試料では、 180° 磁壁の移動が進行した場合に α 角起因で試料エッジ部に生成する磁極の静磁エネルギーが、 β 角起因で試料表面に生成する磁極の静磁エネルギーよりも大きいため、 α 角による鋼板内での局所的な透磁率の差が顕著に現れると考えられる。

以上の結果および考察から、単結晶鋼板内部の局所磁束密度の分布は試料の形状に大きく影響されると考えられる。したがって、試料形状（長さ・幅の寸法比）が変化した場合、局所磁束密度の分布の変化を通じて局所磁束密度波形や直流ヒステリシス曲線の形状が変化すると推定される。また、単結晶鋼板は二次再結晶粒径が極端に粗大な例といえるので、通常の電磁鋼板であっても二次再結晶粒径が試料幅に対して大きいときは、測定結果が試料幅の影響を受ける可能性がある。

以上から、 B_m が低い条件で生成する $\langle 100 \rangle$ 方向にほぼ平行な局所磁束密度の分布（局所磁束密度が高い領域および低い領域の伸張方向）は、試料エッジ部の反磁界を原因とする 180° 磁壁の移動量の不均一が原因であり、 B_m が増加するに従って局所磁束密度分布（等高線の方向）が圧延方向に平行な方向に近づきつつ均一化した現象については、 180° 磁区構造からランセットを含んだ磁区構造およびバンド磁区構造への転換が関係していると考えられた。

3.4 双結晶方向性電磁鋼板の磁束密度分布

多結晶の方向性電磁鋼板の内部で生じる局所磁束密度の変化の生成原因を明らかにするため、双結晶試料の局所磁束密度の分布を測定した [4]。図 3-7 と同様の方法による局所磁束密度分布を図 3-18 に示し、この結果で認められた各試料での磁束の主要な経路を図 3-19 に示す。また、図 3-20 には B_m の変化による試料幅方向の局所磁束密度分布の変化を示す。

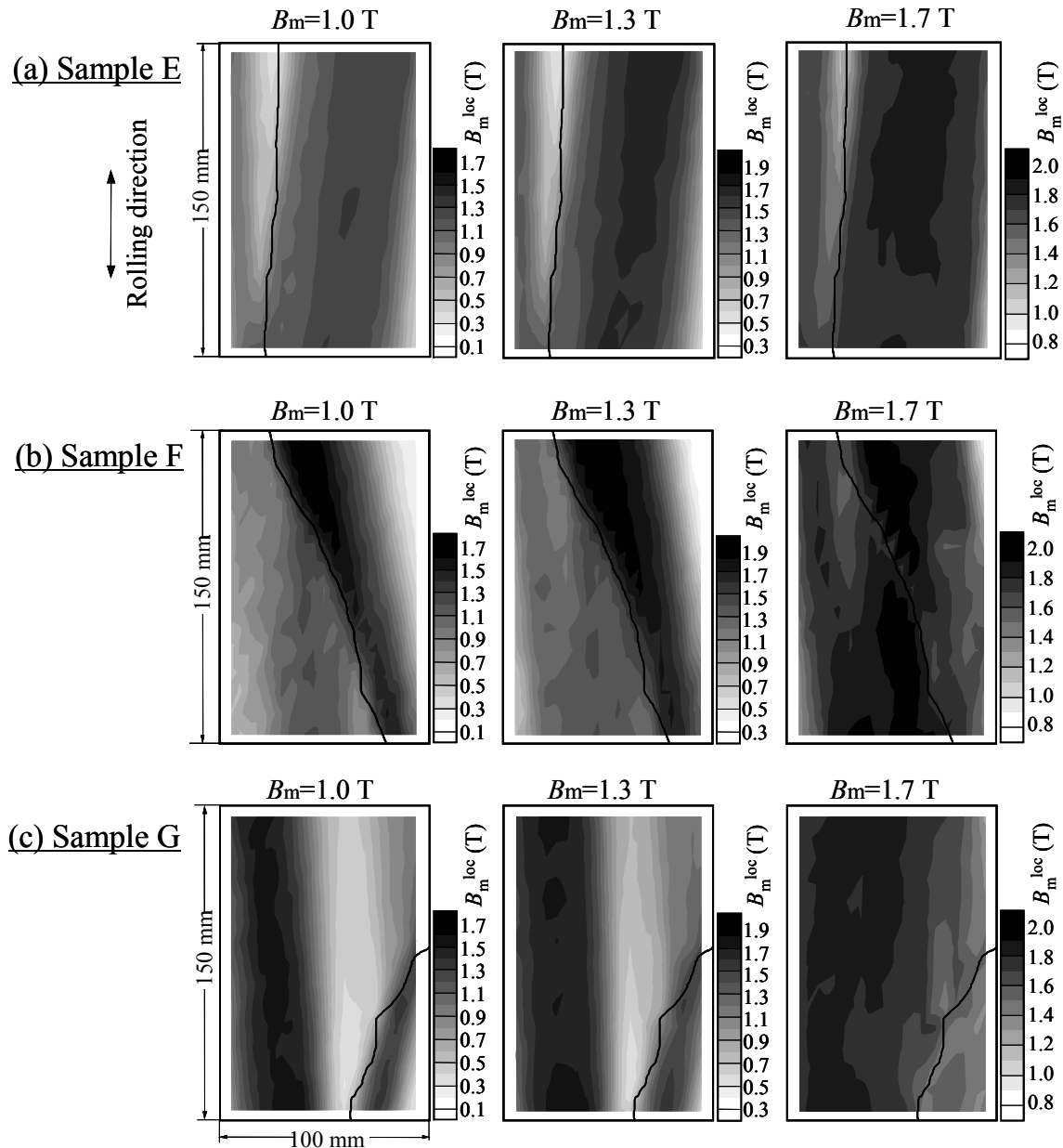


Fig. 3-18. Distribution of local flux density B_m^{loc} in bi-crystal sample.

図 3-18 双結晶試料における局所磁束密度 B_m^{loc} の分布

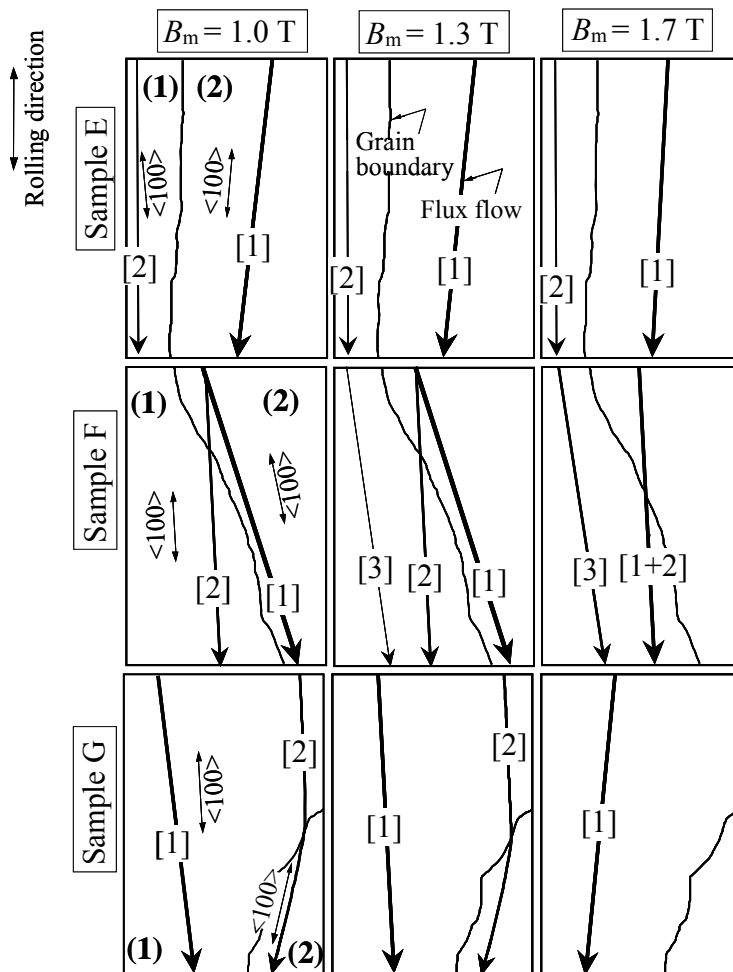


Fig. 3-19. Main flux flow in bi-crystal samples.

(): grain number. [] : number of flux flow.

図 3-19 双結晶試料における主要な磁束の経路

(): 結晶粒の番号 [] : 磁束経路の番号

図 3-18 では、試料 E, F, G いずれも結晶粒界の周辺で局所磁束密度が低下、もしくは顕著な変化を示している。また、いずれの試料においても、 B_m が低い場合は、磁束が集中した領域が結晶方位 $\langle 100 \rangle$ とほぼ並行に分布し、 B_m が高くなるにつれて圧延方向に漸近する傾向にある。 $B_m = 1.0$ T における試料内部での磁束密度 B_m^{loc} の変化（最大値 - 最小値）は、試料 E では 0.347 ~ 1.373 T, 試料 F では 0.195 ~ 1.718 T, 試料 G では 0.247 ~ 1.759 T の範囲であり、 B_m^{loc} の平均値である 1.0 T の 100 % 以上に及ぶ大きな変化を示した。

圧延方向とほぼ平行な直線状の結晶粒界を有する試料 E では、局所磁束密度は結晶粒界付近と試料の側端部付近で低下している。また、試料 E の結晶粒 2 においては、局所磁束密度の高い領域の方向（局所磁束密度の等高線の伸びる方向）は、図 3-19 に示すように B_m が低い場合は $\langle 100 \rangle$ 方向とほぼ平行であり、磁束密度が高くなるに従って、圧延方向と平行な方向に漸近して

いく。このような磁束分布の挙動は、 α 角が大きい単結晶試料の場合と同様であり、圧延方向に直線状に伸びる結晶粒界が磁束分布に及ぼす影響は試料の側端部と類似であるといえる。したがって、圧延方向と平行な結晶粒界での磁極生成による静磁エネルギーの上昇を避けるように、結晶粒界付近での磁束密度が低下すると結論できる。

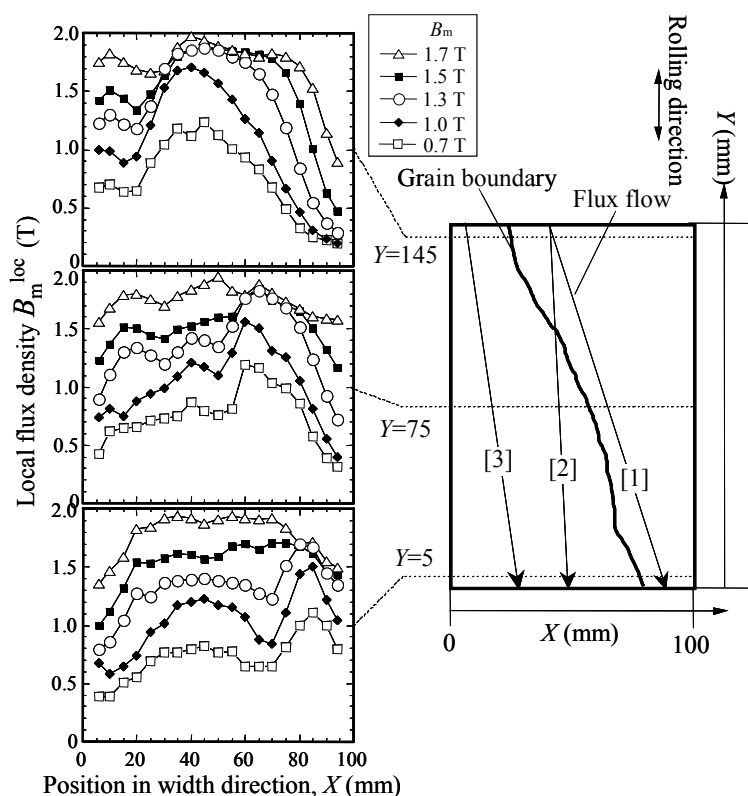


Fig. 3-20. Distribution of local flux density B_m^{loc} in width direction (Sample B) at $B_m = 0.7 \text{ T}$, 1.0 T , 1.3 T , 1.5 T , 1.7 T , $Y = 5 \text{ mm}$, 75 mm , 145 mm .

図 3-20 板幅方向の局所磁束密度 B_m^{loc} 分布 (試料 B)
 $B_m = 0.7 \text{ T}$, 1.0 T , 1.3 T , 1.5 T , 1.7 T / $Y = 5 \text{ mm}$, 75 mm , 145 mm

図 3-21 には、 $B_m = 1.7 \text{ T}$ での直流ヒステリシス曲線を示す。試料 E のヒステリシス曲線では単結晶試料で認められたような明確な 2 個の屈曲点は認められなかった。これは、単結晶試料 A に比べて、試料 E の α 角が小さいためにバンド磁区構造への転換が高 B_m 域で進行したことが原因と推定される。

試料 F の結晶粒界は圧延方向に対して斜めに存在し、圧延方向と結晶粒界のなす角度は $0^\circ \sim 39^\circ$ である。試料 F の場合、 $B_m = 1.0 \text{ T}$ においては図 3-19 中に示す [1] が主要な磁束経路であり、これに [2] の経路が付加的に存在している。これに対し、 $B_m = 1.3 \text{ T}$ では [2] の部分の領域が拡大するとともに [3] の経路が新たに付加される。 $B_m = 1.7 \text{ T}$ に達すると [1] と [2] の磁束経路は圧延方向にその方向を近づけるとともに、両者は試料中央部付近で合体する。このとき [3] の経路は $B_m =$

1.3 T の場合から大きな変化はない。 B_m が 1.0 T を超えて高まると、[1]の経路の磁化が飽和に近づくために[2]と[3]の部分が磁化し始めると考えられ、このような磁束経路の変化が起こることによって試料 F のヒステリシス曲線は $B_m = 1.1$ T 付近に屈曲点を持つと考えられる。

試料 G の $B_m = 1.0$ T における局所磁束密度は、図 3-19 に示す結晶粒(1)、(2)それぞれの<100>方向に沿った分布をとり、試料の幅方向中央部 ($X = 50$ mm) から $X = 75$ mm の付近では結晶粒界の存在によって磁束密度が顕著に減少している。 $B_m = 1.7$ T では試料内部での磁束密度の分布は $B_m = 1.0$ T の場合に比べて均一化しているが、結晶粒(2)の圧延方向への延長上では磁束密度の低下が生じている。試料 G のヒステリシス曲線は $B_m = 1.2$ T 付近で屈曲しており、低 B_m で局所磁束密度が低かった部分の磁束密度が 1.2 T 以上の B_m で増加し始めると考えられる。

以上の試料 E, F, G の局所磁束密度分布において明らかなように、鋼板内部の磁束分布には結晶粒界が強く影響しており、特に試料の最大磁束密度 B_m が低い場合にその傾向が顕著といえる。最大磁束密度 B_m が 1.7 T 程度に高まると試料内部の局所最大磁束密度 B_m^{loc} の分布は均一化し、結晶粒界の影響は低 B_m の場合に比べて弱くなるが、これは B_m が高くなるに従って 180° 磁区構造からバンド磁区構造への転換が試料内部で部分的に生じるためであると考えられる。また、各結晶粒の α 角に応じた局所磁束密度分布の状況から、 α 角が局所磁束密度の分布がの主要因であると考えられる。

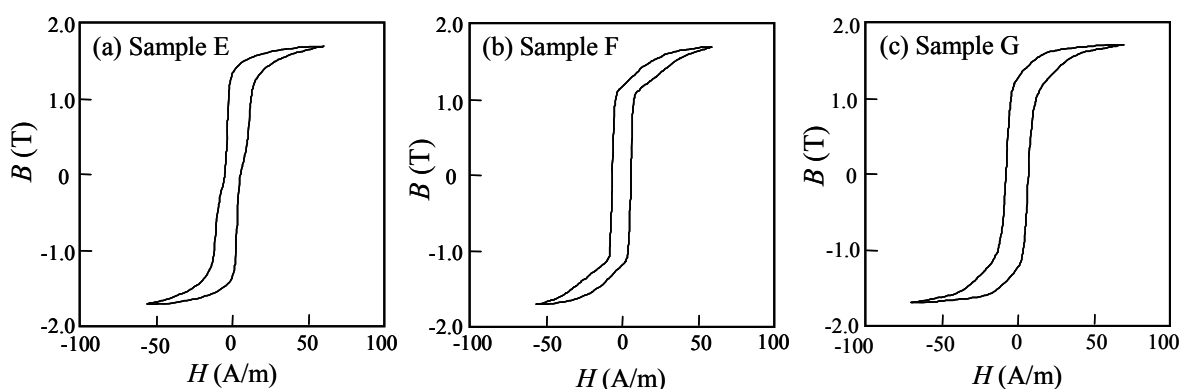


Fig. 3-21. DC hysteresis curves of bi-crystal samples (measured by SST).

図 3-21 双結晶試料の直流ヒステリシス曲線 (SST による)

3.5 多結晶方向性電磁鋼板の磁束密度および鉄損分布

3.5.1 鋼板内部の磁束密度分布状況

図 3-22 に多結晶試料 H 内部 ($Y = -75$ mm ~ $+75$ mm) の局所磁束密度、局所鉄損の分布 ($B_m = 1.0$ T, 1.7 T) を示す [5] [6]。磁束密度コンター図の濃淡は、 $B_m = 1.0$ T では結晶粒界を貫いて圧延方向に平行に伸びる傾向であるの対し、 $B_m = 1.7$ T では結晶粒単位で分布する傾向が強まっているが、必ずしも結晶粒内部で同一の磁束密度、鉄損値とはなっておらず、結晶粒内部でも局所

磁束密度，局所鉄損の分布が生じている。

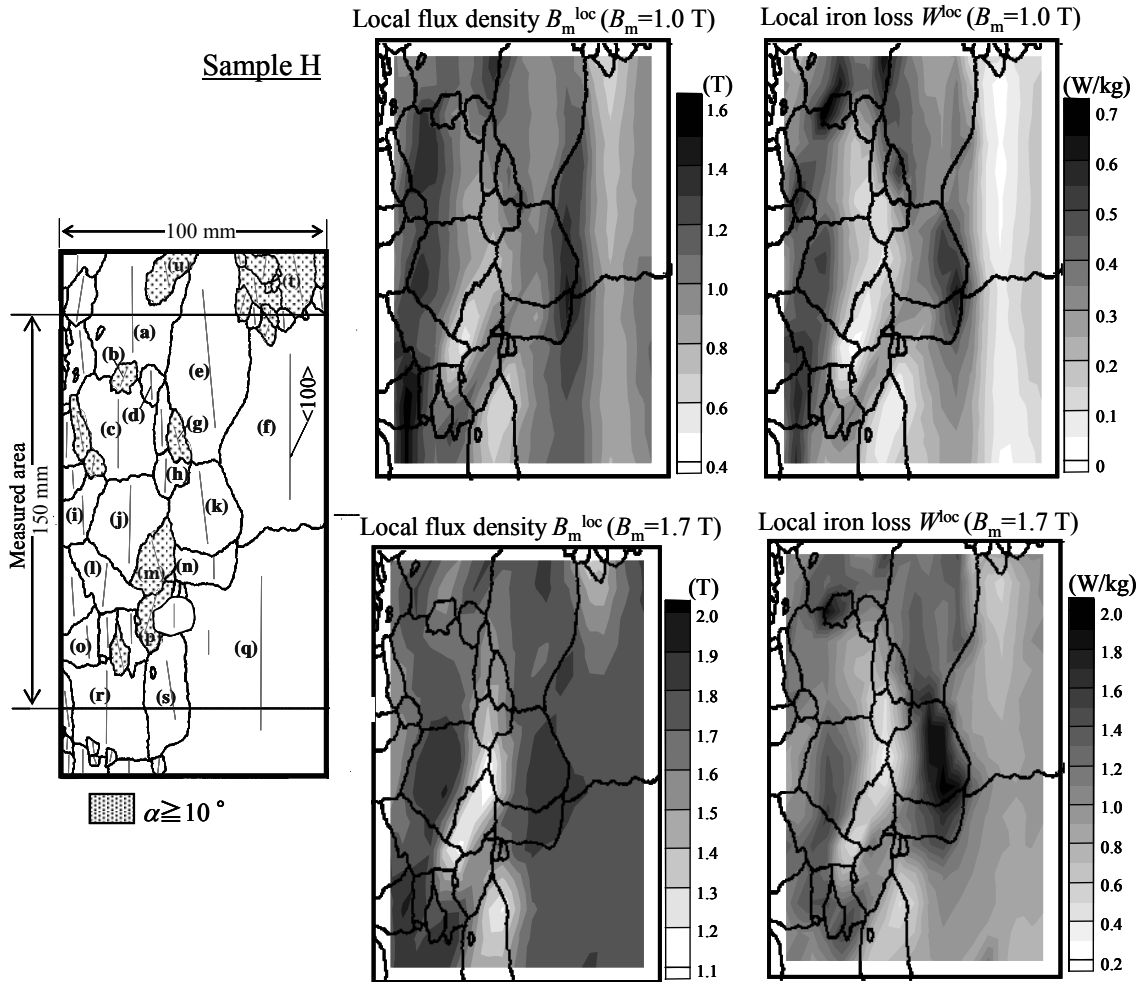


Fig. 3-22. Distribution of local flux density B_m^{loc} and local iron loss W^{loc} .

図 3-22 局所磁束密度 B_m^{loc} ，局所鉄損 W^{loc} の分布

単結晶，双結晶の磁束密度分布の解析結果を考慮すると，多結晶試料内部の磁束密度分布も二次再結晶粒の α 角に起因する結晶粒界の磁極の影響が強いと考えられる。図 3-22 では， α 角が大きい結晶粒 m や結晶粒 t の影響が強く，これらの結晶粒の内部とその周辺で磁束密度の低下が認められる。これは磁極生成量の大きい部分を避けるように磁束が分布するためといえる。また，局所磁束密度の低下領域および上昇領域が圧延方向に伸張した分布をとるのは，磁化過程の主体が 180° 磁壁の移動であるため，圧延方向と直交する方向の磁束が生成しにくいいためといえる。

$B_m = 1.0 \text{ T}$ においては， α 角の大きい結晶粒 t 付近で磁束密度が低下し，これが圧延方向に伸びた分布となっている。一方，結晶粒 m とその周辺で認められる低磁束密度領域は $B_m = 1.0 \text{ T}$

においても結晶粒 m 付近に局在している。このような差は、磁束が通過する領域に存在する結晶粒の大きさに原因があると考えられる。すなわち、結晶粒 t は α 角が大きいため、周辺で磁束密度が低下し、結晶粒 f 、結晶粒 q は結晶粒径が粗大なため、結晶粒 t で生じた磁束密度の低下が圧延方向に連続する結果となる。一方、結晶粒 m から圧延方向に延長した領域では結晶粒径が比較的細かく、かつ結晶方位が分散しているため、 B_m が低い条件においても、結晶粒 m 付近で生じた磁束密度の低下が圧延方向に伸展する傾向が抑制され、比較的結晶粒毎に近い分布となったと考えられる。 $B_m = 1.7 \text{ T}$ では磁束密度低下領域が圧延方向に伸張する傾向は残るものの、 $B_m = 1.0 \text{ T}$ での測定結果に比べ、高磁束密度領域および低磁束密度領域が圧延方向に伸びる距離が短くなり、結晶粒単位での分布となる傾向が強まっている。

鋼板内部の局所磁束密度 B_m^{loc} の分布は、 $B_m = 1.0 \text{ T}$ においては、標準偏差 σ_B が 0.19 T ($B_m = 1.0 \text{ T}$ の 19%)、最大値と最小値の差が 1.03 T ($B_m = 1.0 \text{ T}$ の 100%) であり、 $B_m = 1.7 \text{ T}$ においては、標準偏差 σ_B が 0.14 T ($B_m = 1.7 \text{ T}$ の 8.5%)、最大値と最小値の差が 0.81 T ($B_m = 1.7 \text{ T}$ の 48%) に達した。一方、局所鉄損 W^{loc} の分布は、 $B_m = 1.0 \text{ T}$ においては、標準偏差が 0.15 W/kg (平均鉄損の 55%)、最大値と最小値の差が 0.68 W/kg (平均鉄損の 251%) であり、 $B_m = 1.7 \text{ T}$ においては、標準偏差が 0.28 W/kg (平均鉄損の 27%)、最大値と最小値の差が 1.67 W/kg (平均鉄損の 160%) に達した。

3.5.2 α 角のずれた結晶粒周辺の磁束密度分布

双結晶試料での局所磁気測定結果から、多結晶試料においても結晶粒界における α 角の差が試料内部における磁束密度分布の原因であることが予想された。次に、 α 角が周囲の結晶粒と比べて圧延方向から大きくずれた結晶粒の周辺の局所磁束密度分布の調査を行った。探針法による測定は、2本の探針間の中央を代表点として、圧延方向、圧延直角方向それぞれに対し、 2 mm の間隔で行った。

図 3-23 に α 角の大きな結晶粒 (結晶粒 1, $\alpha = 11^\circ$) とこの粒の周辺の二次隣結晶粒の結晶粒界を示す (ここでは、試料 H とは別の多結晶試料を用いた)。図中には各結晶粒の $\langle 100 \rangle$ 方向を示している。 $B_m = 1.0 \text{ T}$, 1.3 T , 1.7 T , 1.9 T での結晶粒 1 周辺の局所磁束密度分布の測定結果を図 3-24 に示す。 B_m が低い場合 ($B_m = 1.0 \text{ T}$, 1.3 T)、磁束は α 角の大きな結晶粒を避け、かつ圧延方向に沿って分布する傾向にあるのに対し、 B_m が高い場合 ($B_m = 1.7 \text{ T}$, 1.9 T)、 α 角の大きな結晶粒の内部でも磁束密度が増大するとともに、磁束は結晶粒界の一部を迂回するように分布している。このような現象は、双結晶試料での磁束密度分布にも現れた α 角起因の粒界磁極の効果と考えられる、すなわち、 B_m が低い場合では、磁化された場合に磁極を生成しうるような部分で磁束密度が低下し、このような磁束密度の低下部分が圧延方向に伸張する。これに対し B_m が高い場合は、透磁率の低い部分にも磁束が流入する必要が生じるため、局所磁束密度低下部分の近傍では、圧延方向と直交する方向の磁束成分が生じると考えられる。以上のような磁束の経路の推定図を図 3-25 に示す。磁束の方向が $\langle 100 \rangle$ 方向から大きく外れて迂回している部分では 180° 磁区構造が消滅し磁区構造が変化することにより圧延直角方向の磁化成分が生成している

と推定される。このような圧延直角方向の磁化成分を生成する磁区構造の候補として、3.3.2 節で論じたバンド磁区が考えられる。また、図 3-25 では、試料の最大磁束密度が比較的低い $B_m = 1.0$ T においても圧延方向と平行でない磁束の経路が存在すると推定したが、これは α 角が -5.3° の結晶粒 3 や $\alpha = 12^\circ$ の結晶粒 6 の影響と考えられる。

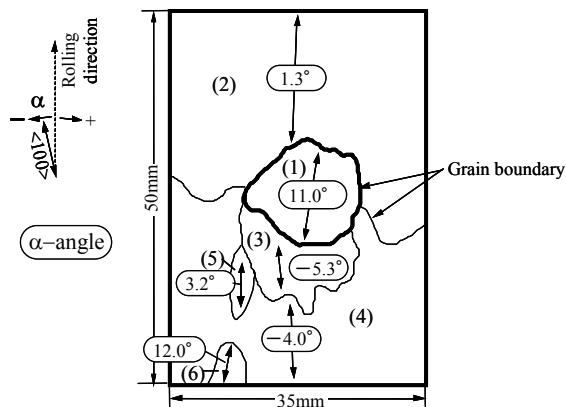


Fig. 3-23. Crystal grain having large α angle ($\alpha = 11^\circ$) and surrounding grains.
 図 3-23 α 角の大きい結晶粒 ($\alpha = 11^\circ$) とその周辺の結晶粒

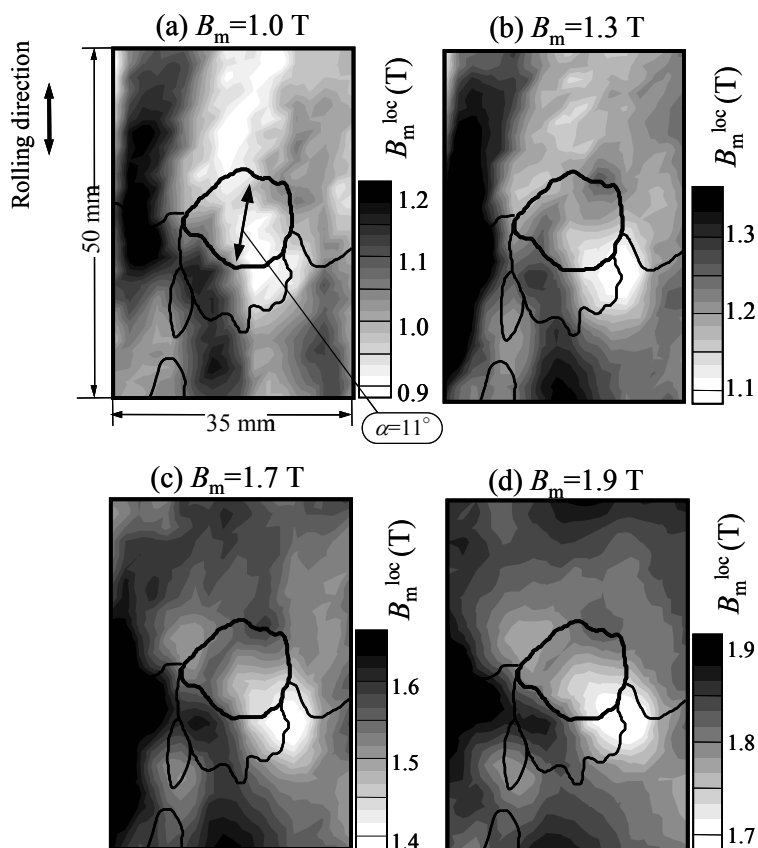


Fig. 3-24. Distribution of local flux density B_m^{loc} around large α angle grain ($\alpha = 11^\circ$).
 図 3-24 α 角の大きい結晶粒 ($\alpha = 11^\circ$) 周辺の局所磁束密度 B_m^{loc} 分布

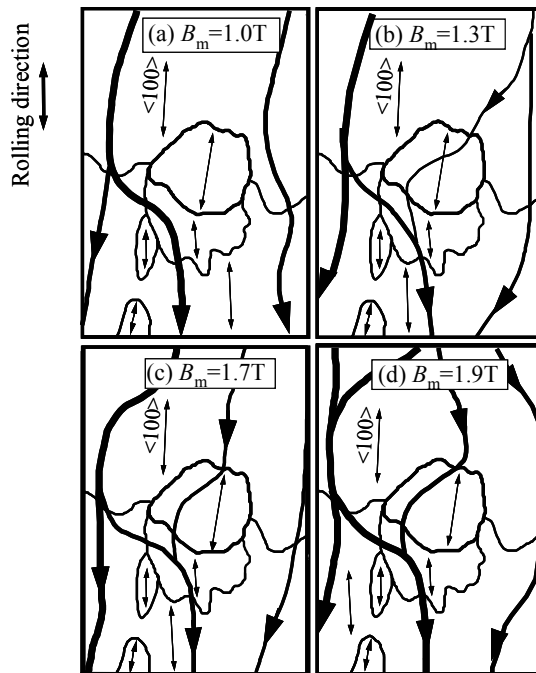


Fig. 3-25. Flux flow around the grain having large α -angle ($\alpha = 11^\circ$).
 図 3-25 α 角の大きい ($\alpha = 11^\circ$) 結晶粒粒片の磁束の流れ

別の多結晶試料での例として、図 3-26 に示す α 角が大きい ($\alpha = 10^\circ$) 結晶粒周辺の局所磁束密度分布を図 3-27 示す [7]。着目した α 角の大きい結晶粒は細かい結晶粒に囲まれているが、これら周囲の結晶粒の α 角は 6° 以下である。図 3-27 では、図 3-24 と同様に低 B_m では磁束が α 角の大きい結晶粒全体を避け、かつ高磁束密度部分が圧延方向に伸張した分布となっており、 $B_m = 1.0 \text{ T}$ よりも $B_m = 0.5 \text{ T}$ においてこの傾向が顕著であることが分かる。 B_m が増加するに従い、局所磁束密度が島状に分布するようになり、図 3-25 と同様の磁束経路となっている。

以上から、多結晶の方向性電磁鋼板内部の磁束密度の分布は、二次再結晶粒の α 角を原因とする結晶粒界での磁極生成を原因としてしていると考えられる。また、 B_m の増加に従い、単結晶試料や双結晶試料の磁束経路の方向は圧延方向に近づくのに対し、多結晶鋼板では α 角の大きい結晶粒周辺で圧延方向に垂直な磁束成分を生じており、多結晶鋼板は単結晶・双結晶と一見異なる挙動を示すが、いずれの現象も試料のエッジ部や結晶粒界などの磁極生成量の大きい部分を避けて磁束が分布した結果であると考えれば統一的に理解することが可能である。

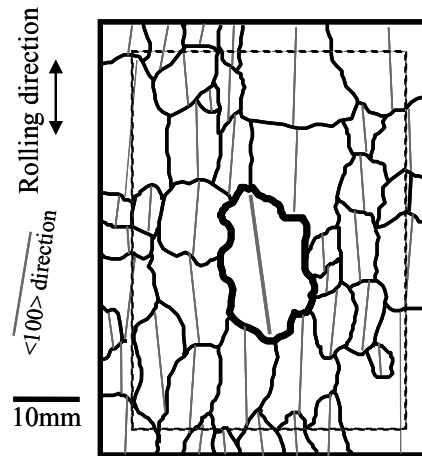


Fig. 3-26. Grain having large α angle (10°) and surrounding grains.
 図 3-26 α 角が大きい (10°) 二次再結晶粒とその周辺の結晶粒

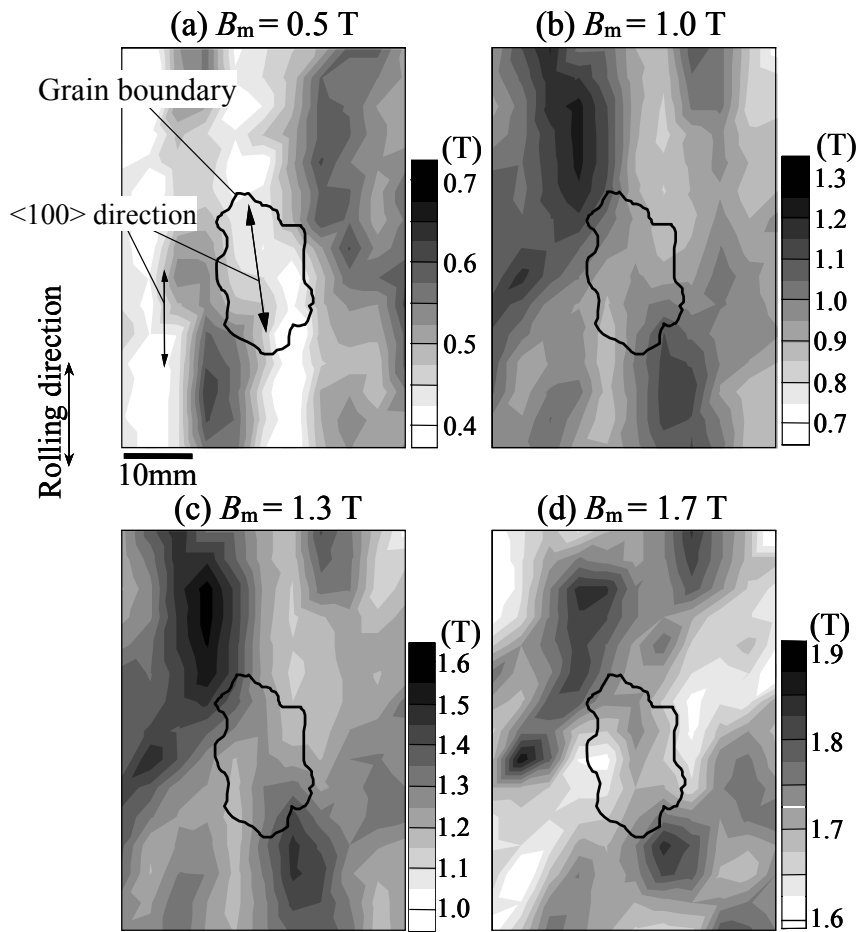


Fig. 3-27. Distribution of local flux density B_m^{loc} around large α grain (10°).
 図 3-27 α 角が大きい (10°) 結晶粒周辺の磁束密度 B_m^{loc} の分布

3.5.3 多結晶試料の局所鉄損分布

以下では局所領域の鉄損に影響する因子について調査した結果について述べる。

(i) 局所磁束密度の影響 図 3-28 に試料 H の $Y = 0$ mm における試料幅方向の局所磁束密度、局所鉄損の分布を $B_m = 1.0$ T \sim 1.9 T について示す [5] [6]。局所磁束密度は、 B_m が低い場合は不均一な分布をとり、 $B_m \geq 1.8$ T の磁化飽和に近づいた条件では均一になる傾向にある。また、局所磁束密度の高い部分で局所鉄損が高い値を示す傾向にある。図 3-22 の分布図でも同様の関係が示されている。

図 3-29 に試料 H 内部の局所磁束密度と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、図 3-29 では 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。局所鉄損は概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い影響を及ぼしていることがわかる。ここで、 $B_m = 1.0$ T では局所鉄損は局所磁束密度（最大値 B_m^{loc} ）に応じて増加する関係にあるのに対し、 $B_m = 1.7$ T での局所磁束密度は 1.55 T \sim 1.85 T 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。また、局所最大磁束密度 B_m^{loc} が 1.8 T を超える部分では特に高い局所鉄損を示す部分があり、このような磁束が集中した部分の存在が鋼板全体の鉄損値を増加させる原因となっているといえる。このように、 $B_m = 1.0$ T に対して $B_m = 1.7$ T のような B_m が大きい条件では、試料内部の局所鉄損の変化が局所磁束密度の分布だけでは説明できなくなる傾向にあり、局所鉄損に影響を及ぼす因子の全体像を明確にする必要がある。

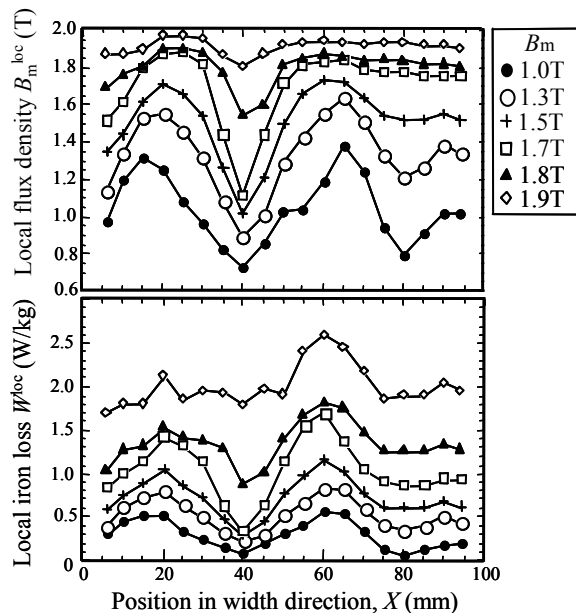


Fig. 3-28. Distribution of local flux density and local iron loss in width direction (Sample H, $Y = 0$ mm).

図 3-28 試料幅方向の局所磁束密度，局所鉄損分布（試料 H， $Y = 0$ mm）

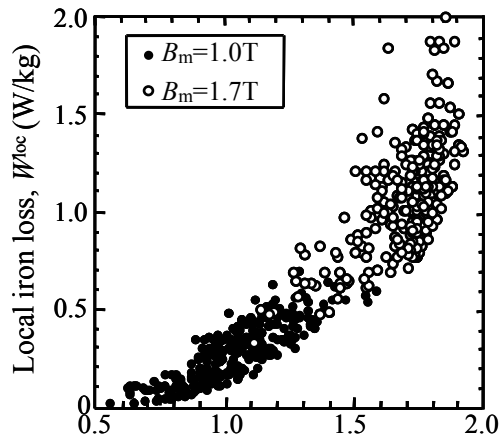


Fig. 3-29. Relation between local flux density B_m^{loc} and local iron loss in sample H. Data are limited to the grains having smaller α than 10° .

図 3-29 局所磁束密度と局所鉄損の関係 (試料 H)
 $\alpha \leq 10^\circ$ の粒のみ表示

(ii) 磁区幅の影響 図 3-29 に示したように、局所鉄損は局所磁束密度の増加に依存して増加する関係にあるが、この他に 180° 磁区幅の影響も受けると考えられる。以下では磁区幅の影響を評価した。

図 3-30 に、多結晶試料 H を周波数 $f = 50 \text{ Hz}$ 、最大磁束密度 $B_m = 1.7 \text{ T}$ で励磁した場合の試料 H の内部の磁区幅と局所鉄損の関係を、局所磁束密度 B_m^{loc} が $1.4 \text{ T} \sim 1.5 \text{ T}$ 、 $1.6 \text{ T} \sim 1.7 \text{ T}$ 、 $1.8 \text{ T} \sim 1.9 \text{ T}$ の範囲で区分して示す。ここでも図 3-29 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、この領域内での平均の磁区幅を求めた。

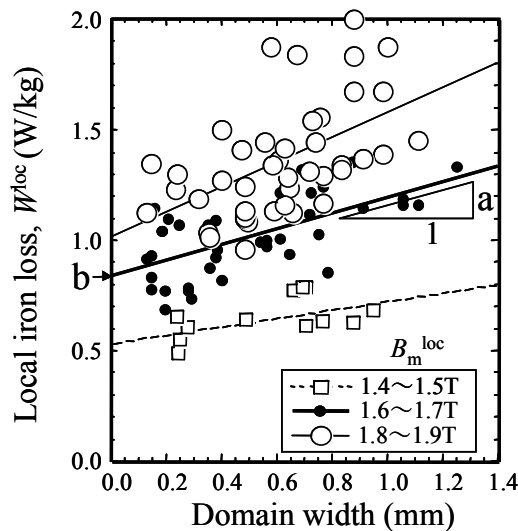


Fig. 3-30. Relation between domain width and local iron loss in sample H at $B_m = 1.7 \text{ T}$.

図 3-30 試料 H 内の磁区幅と局所鉄損の関係 ($B_m = 1.7 \text{ T}$)

図 3-30 で局所磁束密度の水準毎にみると、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 3-30 に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の水準毎に求め、これを直線回帰したときの局所鉄損の増加率を a 、局所鉄損軸の切片を b とするとき、局所磁束密度（各水準の平均値）と a 、 b の関係を図 3-31 に示す。この結果によれば、 a 、 b は磁束密度レベルの増加に応じて増加している。 B_m^{loc} に対する b の増加は、局所磁束密度の増加による鉄損の増大に相当する。一方、 B_m^{loc} に対する 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、試料 H 以外の多結晶試料でも確認された。

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 3-31 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。

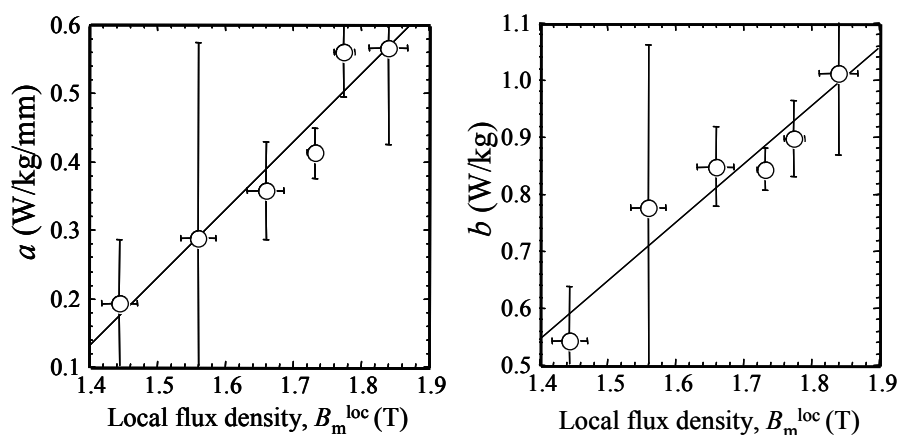


Fig.3-31. Relation between local flux density (average in each range) and coefficients a , b .

図 3-31 局所磁束密度（各水準の平均値）と係数 a 、 b の関係

(iii) 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、 β 角は磁区幅を通じて鉄損に影響を及ぼす。鋼板内部での磁区幅と局所鉄損の関係については図 3-30 に示した。一方、本章で述べてきたように鋼板内部の局所磁束密度分布は α 角の影響を強く受けるため、局所鉄損も α 角に依存性を有することが予想される。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 3-32 に試料 H の各結晶粒の α 角と $B_m = 1.7$ T で励磁した場合の局所鉄損（各結晶粒の中央部）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 (B_m^{loc}) がいずれも 1.7 T 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 H 全体を周波数 50 Hz, 最大磁束密度 $B_m = 1.0$ T, 1.3 T, 1.5 T, 1.7 T, 1.8 T, 1.9 T で交番磁化させて局所領域の磁気測定を行った。この結果から、各結晶粒に関する局所磁束密度と局所鉄損の関係 (図 3-33 に示す局所 B-W 曲線) を求めた。次にこの関係を用いて局所磁束密度 $B_m^{loc} = 1.7$ T における局所鉄損を求めた。図 3-34 に局所磁束密度 = 1.7 T 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する関係が明瞭となる。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磁化した場合には、 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くなっている。

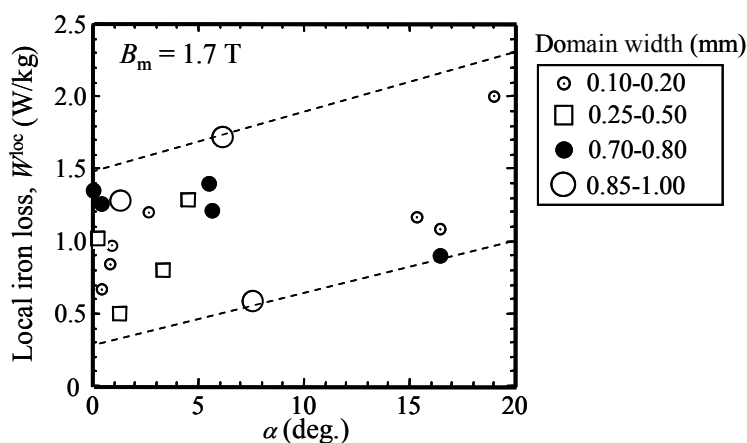


Fig. 3-32. Relation between α angle and local iron loss in sample H at $B_m = 1.7$ T.

図 3-32 試料 H 内部での α 角と局所鉄損の関係 ($B_m = 1.7$ T)

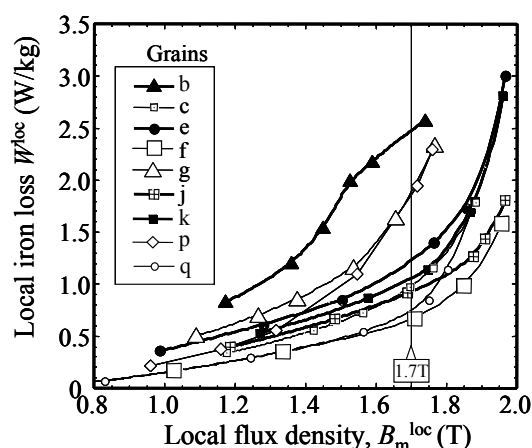


Fig. 3-33. Relation between local flux density and local iron loss in sample H when maximum flux density B_m was changed.

図 3-33 最大磁束密度 B_m を変化させたときの試料 H 内部における局所磁束密度と局所鉄損の関係

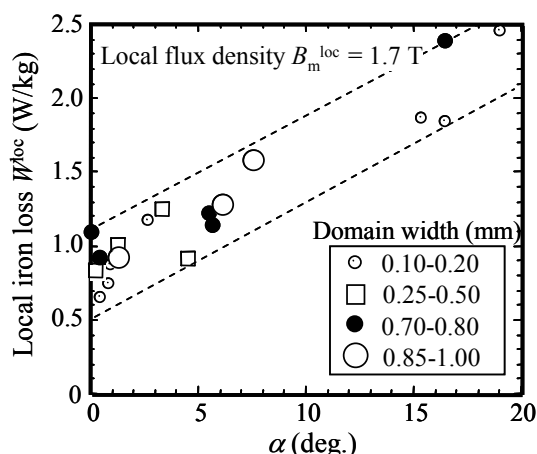


Fig. 3-34. Relation between α angle and local iron loss at $B_m^{\text{loc}} = 1.7$ T in sample H.

図 3-34 試料 H 内部における α 角と局所鉄損 (局所磁束密度 $B_m^{\text{loc}} = 1.7$ T) の関係

図 3-35 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 B_m^{loc} が低下するとともに局所磁界の強度 H_m^{loc} が顕著に増加する。したがって、 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。

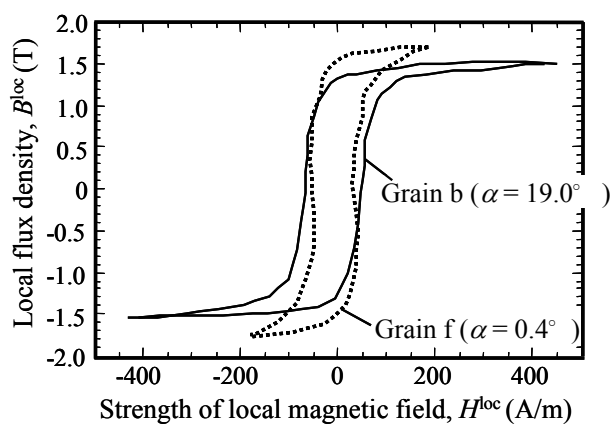


Fig. 3-35. Local B-H loops in sample H.

図 3-35 局所領域の B-H ループ (試料 H)

(iv) 結晶粒内での局所鉄損の変化 多くの結晶粒の内部での局所鉄損の変化は、局所磁束密度の分布を原因としている。すなわち、結晶粒の内部の各部分が、同一の局所磁束密度-局所鉄損曲線上にある。これに対し、いくつかの結晶粒では結晶粒内部の部分毎に局所磁束密度-局所鉄損の関係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。以下では、上記(1)、(2)のような結晶粒の内部で生じる局所鉄損の差について論じる。

図 3-36 に各結晶粒内での測定位置 (探針中点) と、周辺の領域の磁区模様を示す。図 3-36(b),

の磁区模様は毛利らの方法によるものであり [14], 隣接する黒-白の領域が異なる2つの磁区と
なっている。この図では, 観察した磁区模様を結晶粒界を描き入れるとともに, 一部には磁区模
様の強調処理を行っている。

図3-37に磁区幅が細かく, かつ均一な結晶粒である結晶粒fの内部での局所B-W曲線 ($B_m = 1.0,$
1.3, 1.5, 1.7, 1.8, 1.9 T) を示す。ここでは, 測定点 21, 23, 26, 27 の結果のみ示しているが, その
他の測定点での鉄損もこれらの測定点と同じ関係にあり, 結晶粒fの内部での鉄損水準の差は認
められなかった。

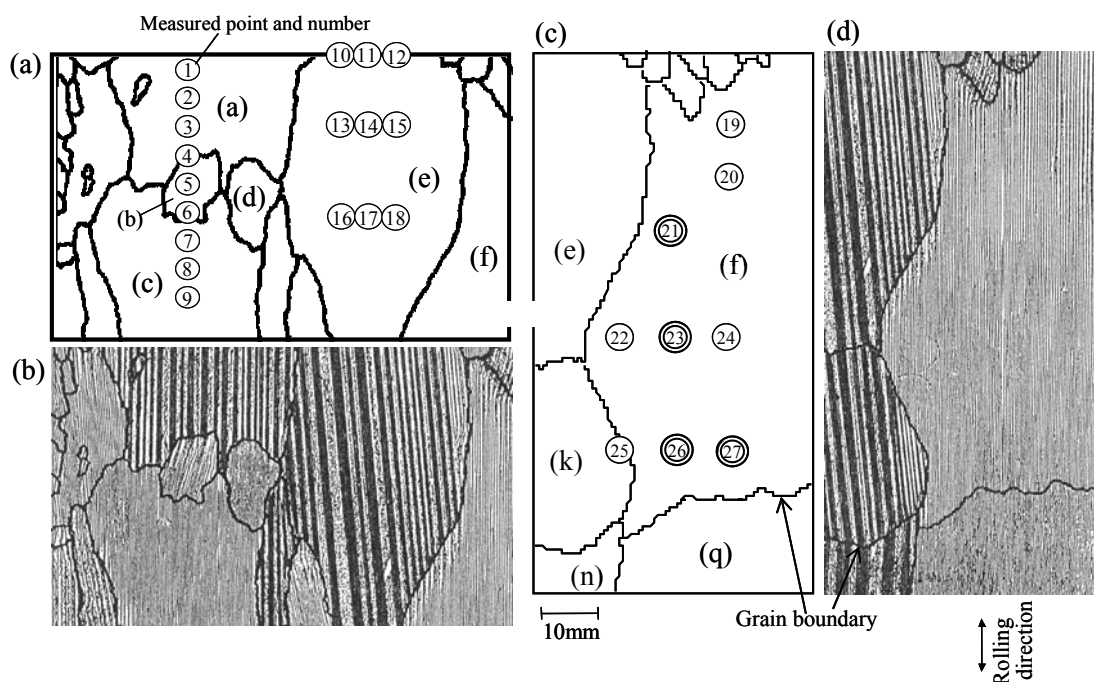


Fig. 3-36. Location of local magnetic measurement and domain pattern.
(a)(c) Grain boundary and measured points. (b)(d) Domain patterns of measured area.

図 3-36 局所磁気測定位置と磁区模様
(a)(c) 結晶粒界と測定位置 (b)(d) 測定領域の磁区模様

(v) α 角の大きい結晶粒近傍の結晶粒 図3-38に α 角のずれた結晶粒 b およびその周辺の結
晶粒 a, c 内部の局所領域での局所 B-W 曲線 ($B_m = 1.0$ T, 1.3 T, 1.5 T, 1.7 T, 1.8 T, 1.9 T) を示す。
図3-38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 の内部では,
局所 B-W 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 B-W 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 5 mm 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。

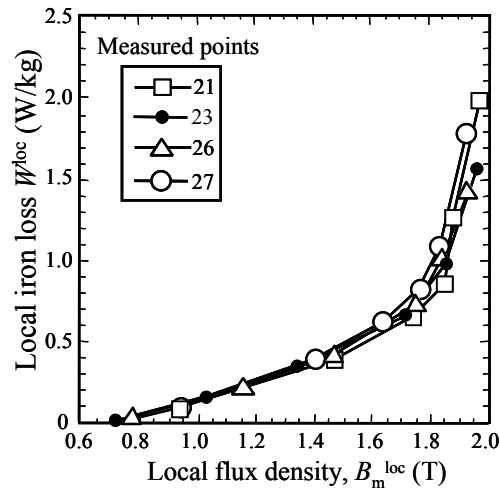


Fig. 3-37. Relation between local flux density and local iron loss inside the fine domain grain f obtained at $B_m = 0, 1.3, 1.5, 1.7, 1.8, 1.9$ T.

図 3-37 磁区幅の狭い結晶粒 f 内部の部分での局所磁束密度-局所鉄損の関係 ($B_m=1.0, 1.3, 1.5, 1.7, 1.8, 1.9$ T)

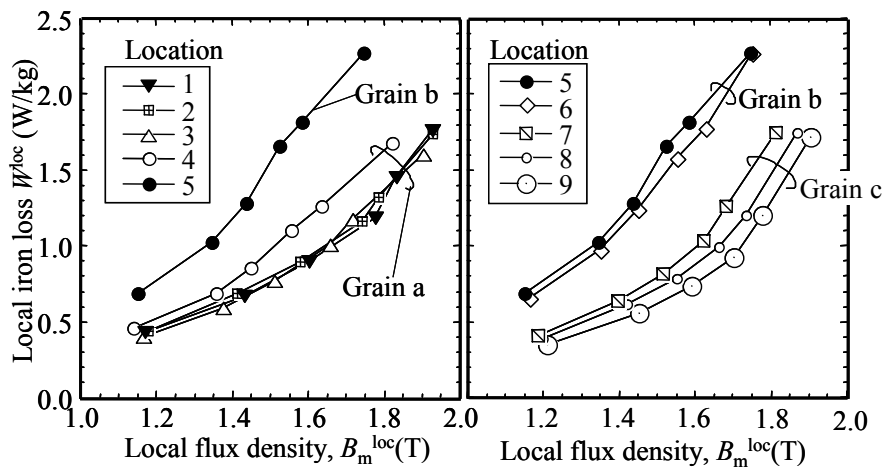


Fig. 3-38. Relation between local flux density and local iron loss inside the grain having large α angle (grain b), and inside the adjacent grains (grain a,c) obtained at $B_m = 1.0, 1.3, 1.5, 1.7, 1.8, 1.9$ T.

図 3-38 α 角が大きい結晶粒 b 内部, および隣接した結晶粒(a,c)内部の, 局所磁束密度と局所鉄損の関係 ($B_m=1.0, 1.3, 1.5, 1.7, 1.8, 1.9$ T)

図 3-39 に結晶粒 b および c 内部の測定点での局所磁束密度波形, 局所磁界強度波形を示し, 図 3-40 には $B^{\text{loc}}-H^{\text{loc}}$ による局所 B-H ループを示す。図 3-39 では局所磁束密度波形の形状や位相に結晶粒 b および c 内部での場所による相違は認められない。図 3-41 に結晶粒 b 周辺の局所磁束密度 B_m^{loc} , 局所磁界強度 H_m^{loc} , 局所鉄損 W^{loc} , 局所交流 B-H ループの保磁力 H_c^{loc} それぞれの長手方向 (Y 方向) 分布を示す。結晶粒 c あるいは a の内部で局所交流保磁力 H_c^{loc} は顕著な変化を示していないが, 結晶粒 b の近傍では B_m^{loc} が低下しているため B_m^{loc} の割には H_c^{loc} が大きい

ということになり、B-W 曲線が高鉄損側にシフトしたことに相当している。

以上のように、結晶粒 b の近傍では、位置による局所磁束密度波形の位相の差は無く、局所磁束密度のピーク値のみが低下し、同時に局所磁界強度の増加が生じる。後者の結果、図 3-40 に示したように局所 B-H ループが横軸（磁界強度）方向に広がることで局所鉄損が増加しているといえる。局所磁界強度の増加の原因は、結晶粒 b の結晶粒界に生じた磁極にあることから、このような粒界磁極の生成は、局所的な磁束密度や磁界強度の位相をずらすのではなく、局所的な磁界強度を増加させることで局所鉄損を増加させるといえる。ただし、粒界磁極が純粋な反磁界の効果のみを有する場合は、磁界強度が増加したとしても鉄損に影響を及ぼさないが、実際は図 3-40 で結晶粒 c 内部の位置 7 は位置 9 よりも B_m^{loc} が低いにも拘わらず位置 9 と H_c^{loc} が同等かやや高めとなり、結果として図 3-38 に示すように鉄損レベルが高めとなった。したがって、結晶粒 b の粒界磁極は純粋な反磁場とは異なる作用を持ち、 $B = 0$ 付近での磁界強度レベルに影響を及ぼすことで局所鉄損を増加させたと考えられる。

結晶粒 b の近傍位置に対して結晶粒 b から離れた位置では、粒界磁極の影響が低下するため、局所 B-W 曲線が低鉄損側にシフトすると考えられる。

以上のように、 α 角の大きい結晶粒 b の影響により、結晶粒 a, c の内部で鉄損レベルが増加していた。したがって、 α 角が大きい結晶粒は、その結晶粒の面積分以上に鋼板全体の鉄損増加に及ぼす影響が大きいといえる。

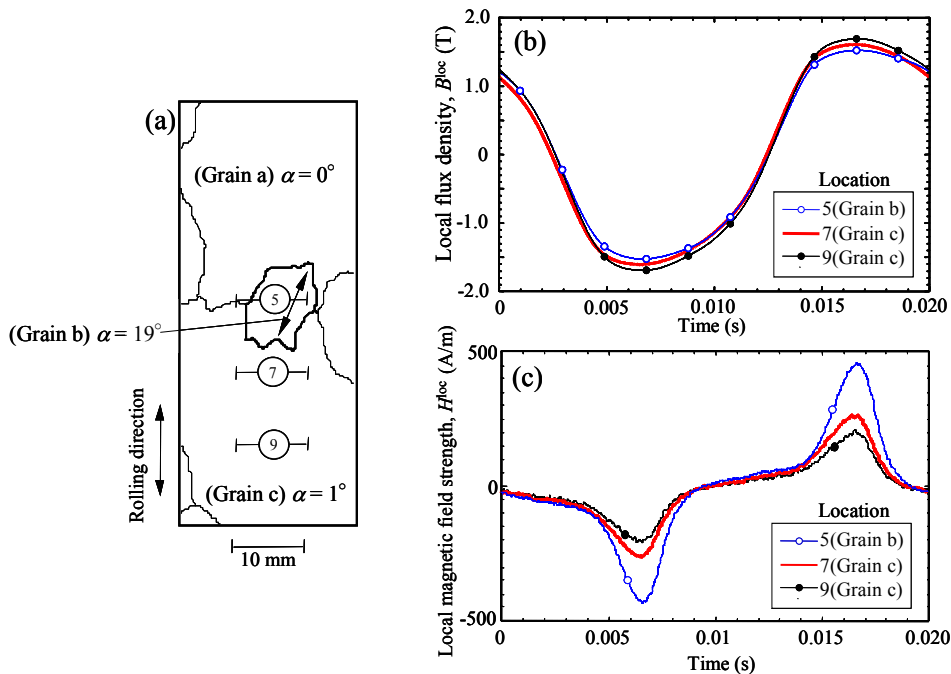


Fig. 3-39. Waveforms of local flux density and local magnetic field strength inside and around grain b having large α angle.

(a) Locations of measurement. (b) Local flux density waveforms. (c) Local magnetic field strength waveforms.

図 3-39 α 角の大きい結晶粒 b の内部および周辺での局所磁束密度、局所磁界強度の時間波形

(a) 局所測定的位置 (b) 局所磁束密度波形 (c) 局所磁界強度波形

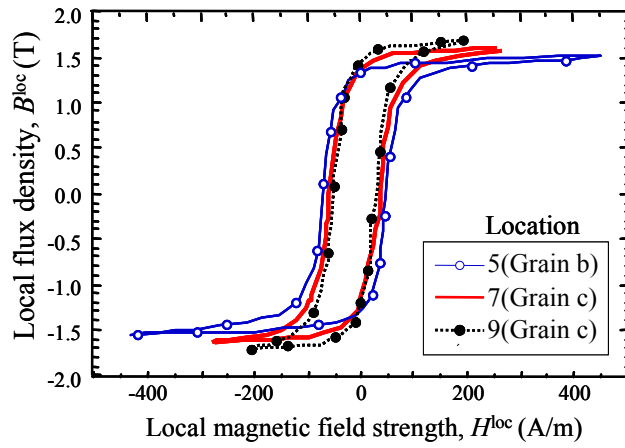


Fig. 3-40. Local alternate B-H loops measured in grain b and c.
 図 3-40 局所領域の交流 B-H ループ (結晶粒 b, c 内部)

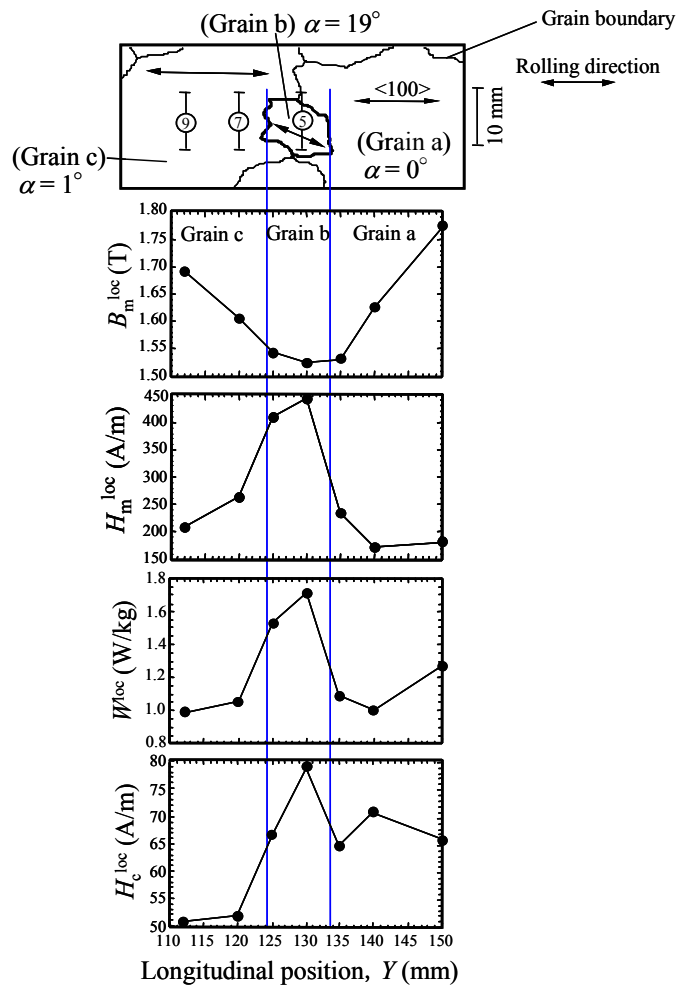


Fig. 3-41. Distributions of magnetic properties around the grain with large α angle.
 図 3-41 α 角の大きい結晶粒周辺の局所磁気特性の分布

(vi) 磁区幅の広い結晶粒 図 3-42 に平均の磁区幅が 0.79 mm と広い結晶粒 e の内部の測定点の局所 B-W 曲線を示す。これらの測定位置は図 3-36 中に示したものである。結晶粒 e の内部の位置によって局所鉄損の水準に違いがあり、測定位置 10, 13, 16, 17 で局所鉄損が高い。ここで結晶粒 e の内部では磁区幅は一定ではなく、0.64 mm~1.3 mm 程度の範囲で変化していた。このような磁区幅の広い結晶粒の内部で磁区幅が変化し、同時に局所鉄損レベルが結晶粒内で異なる傾向は、他の結晶粒でも認められた。したがって、このような局所鉄損の水準差は結晶粒内部での磁区幅の違いが原因と考えられる。

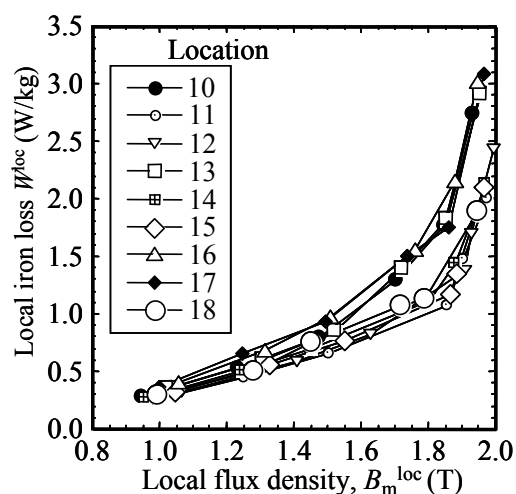


Fig. 3-42. Relation between local flux density and local iron loss inside the grain e having wide domain width obtained at $B_m = 1.0, 1.3, 1.5, 1.7, 1.8, 1.9$ T.

図 3-42 磁区幅が広い結晶粒 e 内部の部分での局所磁束密度-局所鉄損の関係 ($B_m = 1.0, 1.3, 1.5, 1.7, 1.8, 1.9$ T)

図 3-43 に結晶粒 e 内部の測定位置 10~18 での平均磁区幅と図 3-42 の局所 B-W 曲線から求めた局所磁束密度 $B_m^{loc} = 1.7$ T における局所鉄損の関係を示す。図 3-43 から、結晶粒内部での磁区幅の変化により局所鉄損の変化が起きていると結論できる。

図 3-44 に結晶粒 e 内部の測定点の局所磁束密度波形と局所磁界強度波形を示し、図 3-45 に $B^{loc}-H^{loc}$ による局所 B-H ループを示す。図 3-45 から、磁区幅の広い測定点 10 は、交流保磁力 H_c^{loc} の増加によって局所鉄損が増加しており、図 3-44(b)から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。このような、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考えるのが妥当である。

消磁状態で結晶粒内部に生じている磁区幅の不均一は、当初は消磁の不完全性に起因すると考えられたが、以上の結果によれば、交流励磁での鉄損にも影響を及ぼす本質的な差異といえる。一方で、測定点 11 と測定点 12 を比較すると、測定点 12 の方が磁区幅が狭いにも拘わらず、測定点 11 よりも局所磁束密度の位相が遅れる結果、局所鉄損が高めとなっている。また、図 3-43

に示したように磁区幅と局所鉄損の関係にはばらつきが生じている。このように、消磁状態の磁区幅と局所鉄損の間には、概略の傾向と逆転した関係が一部で認められることから、消磁状態での磁区は交番磁化中の磁区（磁壁移動）の状態を必ずしも反映しない場合も存在するといえる。

次に、結晶粒 e の内部で磁区幅が変化した原因について述べる。この実験で用いた磁区細分化処理を施してい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。加えて、結晶粒内での 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ため、 180° 磁壁と交差した粒界に生成する磁極の影響は、さらに強まると考えられる。ここで、次節にて詳説するように、粒界磁極量は結晶粒間での方位差とともに、結晶粒界の方向により決まるため、結晶粒上で必ずしも一定の値ではない。このため、結晶粒の内部で結晶粒界磁極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、磁区幅に及ぼす表面磁極の影響が強いため、磁区幅が細かくなるとともに、結晶粒内部で磁区幅の変化が小さい。

上記のように、磁区幅の広い結晶粒では、結晶粒内部の磁区幅の不均一が生じやすく、このような同一結晶粒内部の磁区幅の違いにより局所鉄損にレベル差が生じるといえる。

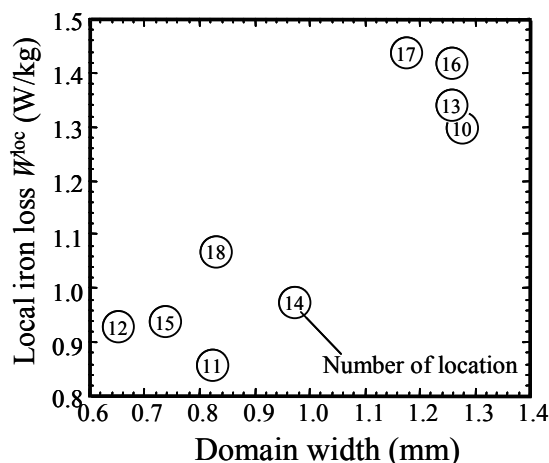


Fig. 3-43. Relation between domain width and local iron loss at $B_m^{loc} = 1.7$ T at local portion in grain e.

図 3-43 結晶粒 e 内部の局所部分における磁区幅と局所鉄損の関係 (局所磁束密度 $B_m^{loc} = 1.7$ T)

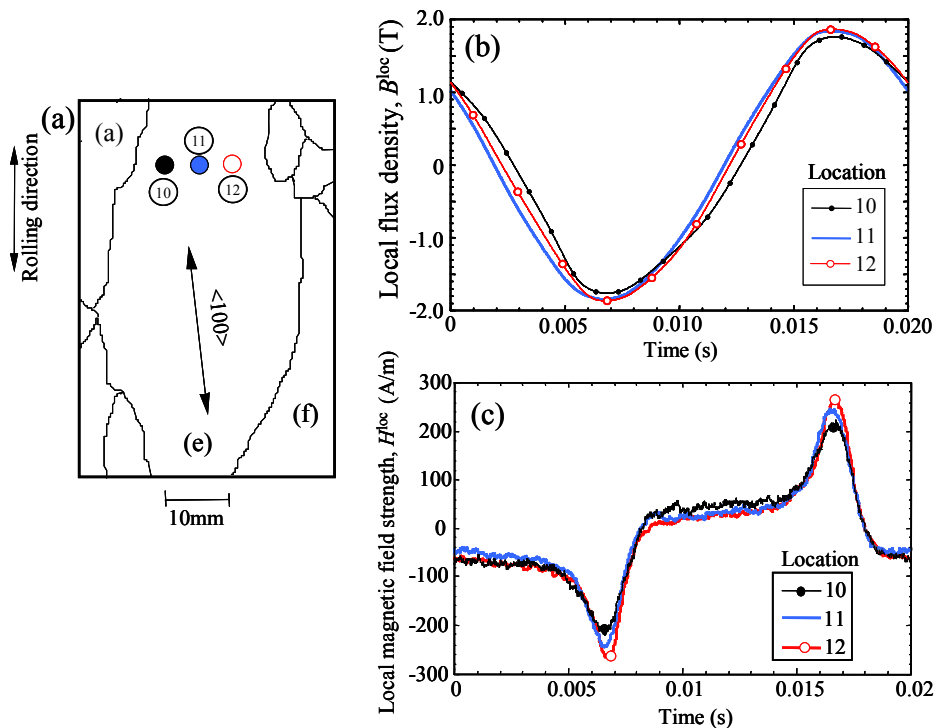


Fig. 3-44. Waveforms of local flux density and local magnetic field strength in grain e having wide domain width.

(a) Locations of local measurement. (b) Local flux density waveforms. (c) Local magnetic field strength waveforms.

図 3-44 磁区幅の広い結晶粒 e 内部での局所磁束密度，局所磁界強度の時間波形
(a) 局所測定的位置 (b) 局所磁束密度波形 (c) 局所磁界強度波形

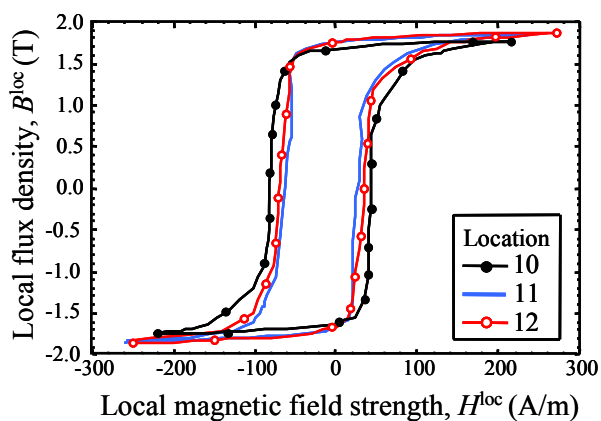


Fig. 3-45. B-H loops in local area inside grain e.

図 3-45 局所領域の B-H ループ (結晶粒 e 内部)

3.6 考察

3.6.1 結晶粒界磁極が磁束密度分布に及ぼす影響

局所領域の磁束密度に関する測定および解析結果から、局所磁束密度分布の生成原因として二次再結晶粒の α 角を原因とする結晶粒界上の磁極生成の影響が推定された。図 3-46, 図 3-47 に、それぞれ双結晶（結晶粒界）での α 角のずれによる磁束密度分布、 α 角がずれた結晶粒の周辺の磁束密度分布の模式図を示す。これらの図では試料全体の磁化の程度を低、中、高の3水準に分けて大まかに示し、磁化されたときに結晶粒界および試料エッジに生成する磁極（+，-）の量を、磁化の程度と結晶粒界内での分布に関する相対的な量として示している。また、結晶粒界（およびエッジの一部）に1~4の番号を付与した。

図 3-46 の双結晶では、試料全体の磁束密度 B_m が低い場合(a)、均一に磁化されときに磁極生成量が小さい粒界2を通過する磁束経路(<100>に平行な部分)で磁束密度が高くなる。 B_m が中程度の場合(b)、粒界2を通過する部分で最も磁束密度が高いが、粒界1, 3を通過する磁束経路でも磁束密度が高くなり、粒径1, 2上では磁極生成量が増加する。また、エッジ部4を通過する磁束経路での磁束密度が高くなると静磁エネルギーの増加を招くので、磁束密度は低いままである。さらに B_m が増加した(c)では、粒界2および1, 3を通過する磁束経路で磁束密度が増加し、粒界1, 3では磁極生成により顕著に静磁エネルギーが増加し、粒界2でも粒界磁極による静磁エネルギーの増加が起こる。また、エッジ部4を含む部分も磁束密度が増加して、エッジ部4上の静磁エネルギーが増加する。

図 3-47 に示す α 角がずれた結晶粒周辺の磁束分布では、 B_m が低い条件(a)では、結晶粒界1-2-3-4-1いずれを通過する磁束成分によっても粒界磁極が生成するので、 α 角がずれた結晶粒全体を避けるように、磁束が分布する。 B_m が中程度の条件(b)では、結晶粒界1-2-3-4-1のうち、 B_m が増加したときに磁極生成量が小さい1-3を結ぶ部分で磁束密度が増加（磁壁移動が進行）する。さらに B_m が増加した(c)では、1-3を結ぶ部分で磁束密度が増加し、磁極生成量も増加するが、結晶粒界上の2,4では磁化が進行すると磁極による静磁エネルギーが顕著に増加するため、磁束密度の増加が遅れるものの、さらに磁化が増加すると結晶粒界上の磁極生成量を増加させつつ、2, 4を含む部分でも磁化が進行する。

以上に概説したように、粒界磁極を原因とする磁束分布を考える際、大まかには、均一磁化を仮定したときに磁極生成量が大きく静磁エネルギーの増加を招く部分で、磁化の増加が抑制されると考えればよい。実際の磁化過程においては、磁界と磁化の相互作用エネルギーと、粒界磁極生成の静磁エネルギーの増加が競合し、磁極生成による静磁エネルギーの増加を最小限に抑制しながら試料全体の磁化が進行する。

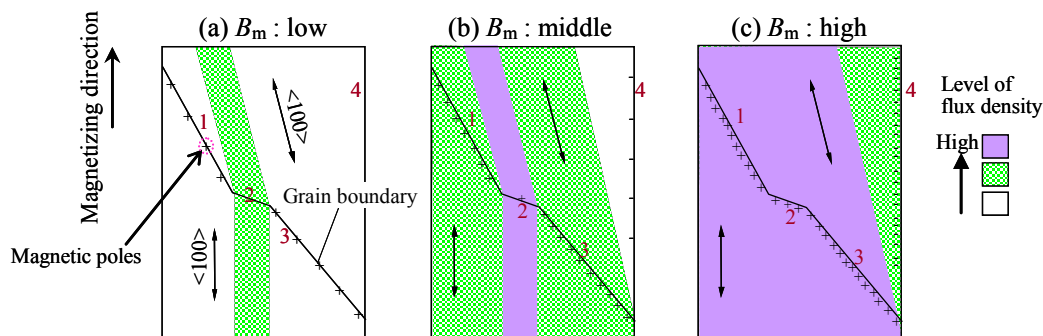


Fig. 3-46. Schematic view of flux distribution in bi-crystal sample due to α angle and grain boundary.
 図 3-46 双結晶試料での α 角と結晶粒界による磁束密度分布の模式図

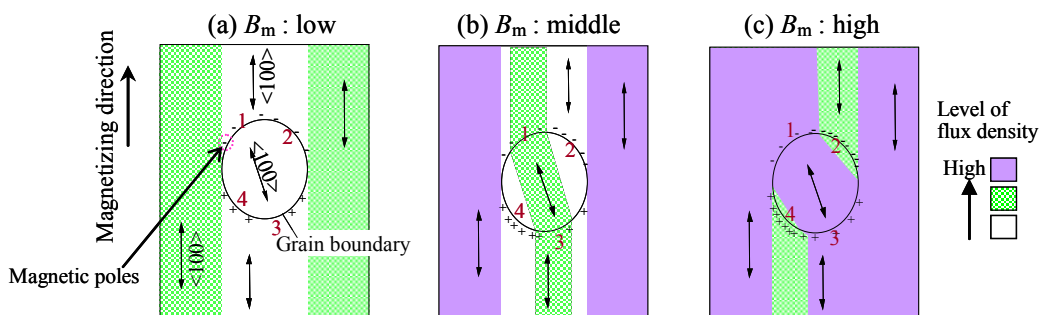


Fig. 3-47. Schematic view of flux distribution around the grain having large α angle.
 図 3-47 α 角が大きい結晶粒周辺の磁束密度分布の模式図

以下では図 3-46 に示した考え方に基づき、双結晶試料の結晶粒界に生成しうる磁極による磁束密度分布の予測を試みた。試料の磁化状態を計算によって求めるには、静磁エネルギー、磁気異方性エネルギー、磁気弾性エネルギー、磁壁エネルギー、および磁化を進行させる駆動力となる磁界と磁化の相互作用エネルギーを考慮する必要がある。ここで、試料全体の磁束密度 B_m が十分低い場合について、磁界強度に比べて 180° 磁壁の異方性が十分強く、 $\langle 100 \rangle$ 方向からの磁壁方向の逸脱や、 180° 磁区構造以外の磁区構造の出現がないとすると、鋼板の各部分での磁化状態を説明する際に考慮すべきは静磁エネルギーと磁界・磁化の相互作用エネルギーである。鋼板内部の磁束分布は結晶粒界およびエッジ部に生成する磁極の静磁エネルギーの効果により生じているといえる。以下、静磁エネルギーについては 180° 磁区構造を考えず $\langle 100 \rangle$ 方向のみの磁化成分が存在するとしたモデルによって磁束分布を評価する。

双結晶の磁束分布推定のためのモデルを図 3-48 に示す。図 3-48 は双結晶試料において、継鉄に接触する部分を除いた部分である。図 3-48 に示す $\langle 100 \rangle$ 方向な細幅領域が平均磁化 I で均一に磁化されたと仮定すると、結晶粒界と交差する部分における磁極密度 σ は次式(3.1)で表される。図 3-48 に示す長さ c は細幅領域が結晶粒界や試料の側面と鎖交する長さとする。

$$\sigma = I \{ \cos \beta_1 \sin(\theta - \alpha_1) - \cos \beta_2 \sin(\theta - \alpha_2) \} \quad (3.1)$$

ここで、結晶粒界は板厚断面内で傾きがないと仮定している。また、 θ は圧延方向と結晶粒界のなす角度であり、 α_1 , β_2 , α_2 , β_2 は、それぞれ結晶粒 1, 結晶粒 2 の α 角と β 角である。

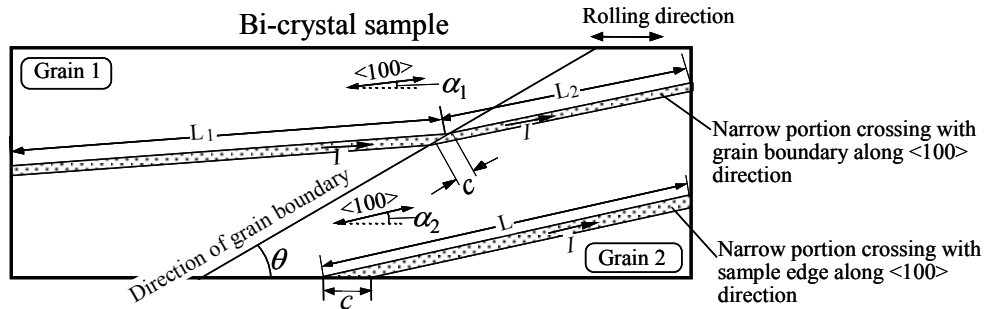


Fig.3-48. Model of bi-crystal for estimation of flux distribution.

図 3-48. 双結晶の磁束分布推定のためのモデル

従来、鋼板表面に設けた溝や結晶粒界の影響を調査するために静磁エネルギーの計算が行われているが [15] [16], 解析式による計算もしくは数値シミュレーションのいずれも現実的な条件を考慮した計算は容易ではなく、 μ^* 効果や還流磁区の生成を含めると厳密な値を得ることは容易ではない。そこで、ここでは簡便のため、図 3-48 の細幅領域が平均磁化 I をもつとき、式(3.1)で定めた磁極密度 σ を用いて、静磁エネルギーが σ^2 に比例して増大するとして、 $kcd\sigma^2$ と記述することとした。ここで、試料の板厚を d とし、 cd は図 3-48 の細幅領域と結晶粒界の鎖交面の面積である。また k は比例定数である。図 3-48 の細幅領域に圧延方向に H の強度の磁界が印加されたとき、磁界・磁化の相互作用エネルギーを考慮して細幅領域（長さ L_1 , L_2 ）におけるエネルギー U は次式(3.2)で表される。

$$U = -cdHIL_1 \cos \beta_1 \cos \alpha_1 |\sin(\theta - \alpha_1)| - cdHIL_2 \cos \beta_2 \cos \alpha_2 |\sin(\theta - \alpha_2)| + kcd\sigma^2 \quad (3.2)$$

U を最小とする I が予想される細幅領域の平均磁化の値であり、この値は次式(3.3)で表される。

$$I = \frac{H}{2k} \frac{L_1 \cos \beta_1 \cos \alpha_1 |\sin(\theta - \alpha_1)| + L_2 \cos \beta_2 \cos \alpha_2 |\sin(\theta - \alpha_2)|}{\{ \cos \beta_1 \sin(\theta - \alpha_1) - \cos \beta_2 \sin(\theta - \alpha_2) \}^2} \quad (3.3)$$

図 3-48 に示したエッジ部と交差する細幅領域（長さ L ）を試料のエッジ部についても結晶粒界

の場合と同様に考えると、細幅領域の平均磁化 I は次式(3.4)で表される。

$$I = \frac{H L \cos \beta \cos \alpha}{2k |\sin \alpha|} \quad (3.4)$$

鋼板内部の磁化の進行に及ぼす結晶方位と粒界方向の影響を評価するために、式(3.3)、(3.4)から $2kl/H$ を求め、磁化進行の相対的な評価を行った。ここで $2kl/H$ は磁壁移動の容易度を表している。

以上の計算により、励磁下において生じる相対的な磁化量を、双結晶試料 F について評価した。図 3-49 に、 $2kl/H$ により磁壁移動量の分布を推定した結果を示す。磁束経路（図 3-48 の細幅領域）が結晶粒界または試料エッジと交差する位置を各細幅領域の代表点とし、この代表点の長手方向位置を図 3-49 の横軸としている。図 3-49 中には、試料 F について、探針法による測定結果に基づく磁束の経路をあわせて示している。試料 F においては、 $B_m = 1.0 \text{ T}$ で磁束の経路[1]が最も磁束密度が高くなるが、これは、[1]の経路において $2kl/H$ が最も高いことと対応している。[2]の磁束の経路においては結晶粒界における $2kl/H$ が 2 番目に高く、実験結果に対応している。経路[3]は試料のエッジ部を含む磁束経路の中で最も $2kl/H$ が大きい部分であり、この部分から優先的に磁壁が移動したものと考えられる。試料 E、試料 G についても同様の方法により磁束密度の分布を理解・解析することができる。

以上のように、鋼板内部の磁束密度の分布は、結晶粒界および試料エッジ部に生成する磁極の静磁エネルギーによりほぼ説明することができ、これらが磁束分布の発生原因であると結論することができる。ここで、本実験で用いた双結晶試料において β 角は 3.1° 以下であり、式(3.3)、(3.4)では磁極生成に及ぼす β 角の影響は α 角に比べて小さいといえる。したがって、結晶粒界の磁極による磁束分布は、隣接する結晶粒間の α 角の差の影響が支配的であると結論できる。また、2つの結晶粒間に方位差が存在するとき、圧延方向に伸びた結晶粒界（図 3-48 で θ が小さい粒界）で大きな磁極が生成しやすく、このような結晶粒界を含む磁束経路で磁束密度が低下するといえる。

式(3.3)においては、 $\theta \cong 0^\circ$ 、すなわち圧延直角方向に伸びる結晶粒界であって $\sin\alpha_1 \cong \sin\alpha_2$ であり、かつ $\cos\beta_1 - \cos\beta_2$ が十分大きい場合、結晶粒界での β 角の差を原因として磁束密度の分布が生じる可能性がある。また、各結晶粒の β 角の大小によって、鋼板表面の磁極密度の差を原因とする透磁率の差が生じると予想されるが、本実験ではこのような現象は確認されず、磁束分布には α 角の効果が支配的であった。

以上述べた 180° 磁壁の異方性が十分強い系での磁気的エネルギーの評価による磁束分布の計算は、特に B_m が低い場合において実験結果とよく一致するが、 B_m が 1.7 T 程度に高まると 180° 磁壁移動のみによって磁束分布を説明できなくなる。このような場合、結晶粒界やエッジ部の静磁エネルギー増加を駆動力として、図 3-14(c)、(f)のバンド磁区構造への転換が起こっていると考えられる。

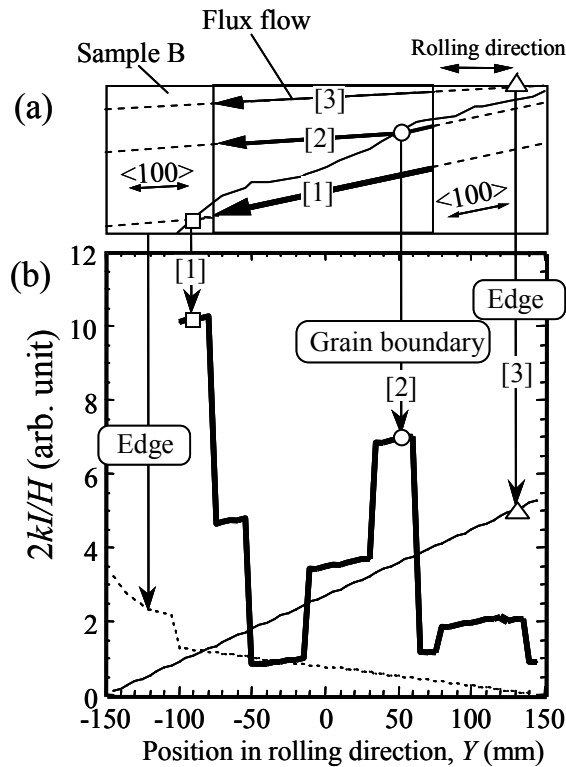


Fig. 3-49. Degree of domain wall movement based on magnetic energy: $2kl/H$. Horizontal axis indicates the cross points of flux path (narrow portion in Fig. 3-48) with grain boundary or sample edges. (a) Schematic view of sample and flux path. (b) Distribution of $2kl/H$ with respect to location of flux path.

図 3-49 磁気的エネルギーによる磁壁移動の容易度 $2kl/H$

横軸は磁束経路 (図 3-48 の細幅領域) が結晶粒界または試料エッジと交差する位置

(a) 試料および磁束経路の模式図 (b) 磁束経路位置に対する $2kl/H$ の分布

以上の双結晶珪素鋼板の結晶粒界における静磁エネルギーの評価と実験結果の比較から、多結晶の方向性電磁鋼板内部の磁束分布も結晶粒間の α 角と結晶粒界の方位関係に起因していると考えられる。

上記で得られた結晶粒界磁極による磁束分布の予測モデルを図 3-26 のような周囲に比べて α 角が大きい結晶粒 (結晶粒 1 とする) に適用した。このような結晶粒のモデルを図 3-50 に示す。ここでは、結晶粒 1 の α 角, β 角を α_1, β_1 , 周囲の結晶粒の方位を α_2, β_2 とし, 表 3-4 に示した α 角が 8° ずれた場合 (Case1), β 角が 8° ずれた場合 (Case2) について検討した。

図 3-50 で, 全体が $\langle 100 \rangle$ 方向に沿って磁化 I で均一に磁化したと仮定するとき, 着目する α 角が大きい結晶粒の結晶粒界上に発生する磁極密度を σ とすると, 結晶粒 1 内部の $\langle 100 \rangle$ 方向に沿った細幅領域 (図 3-50) の単位長さ当たりの静磁エネルギーは, 細幅領域の両端に発生する磁極を考慮して以下の式(3.5)に示す静磁エネルギー指標 ε_m により評価可能である。実際の静磁エ

エネルギー (<100>に沿った単位長さ当り) の値は ε_m に比例した値となる。ここで、結晶粒界上の磁極量 σ は式(3.1)で $I=1$ として計算する。

$$\varepsilon_m = (\sigma_1^2 + \sigma_2^2) / L \quad (3.5)$$

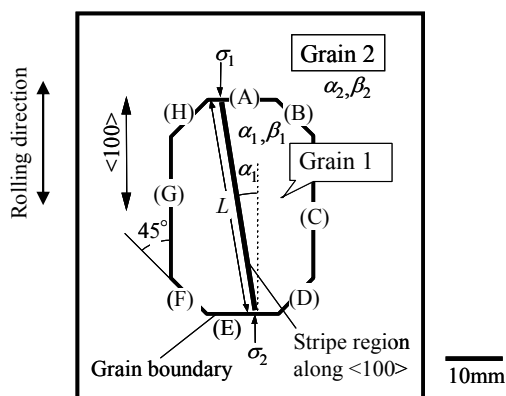


Fig. 3-50. Model of grain having large α angle.

図 3-50 α 角がずれた結晶粒のモデル

Table 3-4. Grain orientation of the grains having large α angle and surrounding grain.

表 3-4 α 角がずれた結晶粒と周囲の結晶粒の方位

Case	α_1	α_2	β_1	β_2
1	8°	0°	0°	0°
2	0°	0°	8°	0°

図 3-51 に<100>方向に沿った領域区分を示し、表 3-4 の Case 1, Case 2 について式(3.5)による静磁エネルギー指標の ε_m の計算結果を図 3-52 に示す。ここでは、各領域の中で<100>方向の長さが平均値となる部分での ε_m の計算結果を示した。この結果より、 β 角よりも α 角の方が結晶粒界での静磁エネルギーを増加させる効果が強いこと、及び Case 1 では領域 1 の磁束密度が高く、領域 4 は磁束密度が低いことが予測される。これは図 3-27 に示した測定結果によく一致している。ただし、試料の最大磁束密度 B_m をさらに増加させたときの磁束密度分布の変化については、磁区構造の変化を考慮する必要がある、上記の単純モデルでは取り扱うことはできない。また、領域 4 で静磁エネルギーが高くなる原因は、図 3-50 の結晶粒界 G および C の影響であり、図 3-49 の解析結果と同様、隣接する結晶粒間に α 角のずれが存在する場合、圧延方向に伸張した結晶粒界の存在により磁束密度の不均一が生じやすいといえる。

以上から、鋼板内部に生じた局所磁束密度の分布の原因は、二次再結晶粒の α 角を原因として結晶粒界上に現れる磁極の影響と結論することができる。

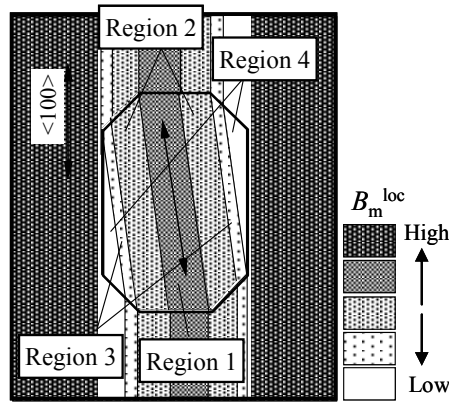


Fig. 3-51. Estimated flux distribution around the grain having large α angle.
 図 3-51 α 角が大きい結晶粒周辺の磁束分布の推定

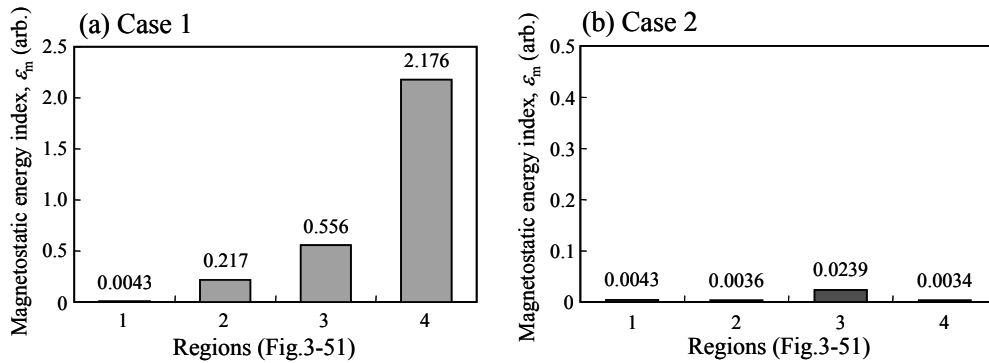


Fig. 3-52. Comparison of magnetostatic energy index ϵ_m at each region in Fig.3-51.
 (a) Case 1: $\alpha_1 = 8^\circ, \alpha_2 = \beta_1 = \beta_2 = 0^\circ$. (b) Case 2: $\beta_1 = 8^\circ, \alpha_1 = \alpha_2 = \beta_2 = 0^\circ$.
 図 3-52 図 3-51 の各領域の静磁エネルギー指標 ϵ_m の比較
 (a) Case 1: $\alpha_1 = 8^\circ, \alpha_2 = \beta_1 = \beta_2 = 0^\circ$ (b) Case 2: $\beta_1 = 8^\circ, \alpha_1 = \alpha_2 = \beta_2 = 0^\circ$.

3.6.2 方向性電磁鋼板の磁気特性改善の方策

以上の結果より、方向性電磁鋼板には従来から知られた鉄損増加要因の他に、鋼板内部での局所的な磁気特性の不均一が存在しており、これが鋼板全体の磁気特性に影響を及ぼしている可能性が高い。方向性電磁鋼板を構成する二次再結晶粒群の中に α 角の分散が存在する場合、磁化の進行により磁極生成量が大きい結晶粒界が含まれることになり、鋼板内部の局所磁束密度の分散が大きくなる。通常、結晶方位と結晶粒界の方向はランダムであるので、結晶方位の不均一性が高い場合、局所磁束密度の不均一性を著しく増加させるような結晶粒界が含まれる確率が高まる。この結果、局所磁束密度（最大値 B_m^{loc} ）が 1.8 T を超えるような部分が増加し、このような

部分での顕著な鉄損増加が鋼板全体の鉄損を増加させる原因となると考えられる。

さらに、局所的な磁気特性の不均一は、図 3-30 に示した局所的な磁束密度と磁区幅の相乗的な効果により、鋼板全体の鉄損を劣化させる効果を有する。鋼板全体の平均の磁区幅が同等であっても、磁区幅の分散が大きい鋼板は磁区幅の広い結晶粒も含有している。したがって、このような部分で局所的に磁束密度が高くなると、著しい鉄損の増加を起し、平均の鉄損値が増加することになる。このため、材料内部での磁束密度の分散と磁区幅の分散は方向性電磁鋼板の平均の鉄損を増加させる原因となるので、材料の磁気特性向上のためには、これらの不均一性の増加を抑制する必要がある。

図 3-24, 図 3-27 および図 3-51 に示されるように、 α 角がずれた結晶粒は鋼板内部の磁束密度分布を不均一化する作用を有するため、磁束密度分布を均一化するためには、このような結晶粒の頻度を低下させる必要がある。鋼板全体の平均的な α 角の低減は上記に有利に作用するが、磁束密度分布をより均一化させる観点からは、特に大きな α 角を有する結晶粒にも着目し、その生成頻度を低下させる必要がある。また、図 3-18, 図 3-49 に示されるように、隣接する結晶粒の間に α 角の差がある場合、圧延方向に伸張した結晶粒界では粒界磁極量が増加しやすいため、このような結晶粒界の近傍で磁束密度が局所的に低下し、鋼板全体の磁束密度分布が不均一になる。したがって、鋼板内部の磁束密度分布をより均一なものとするためには、圧延直角方向に隣接した結晶粒間の α 角の差を小さくする、もしくは圧延方向に伸張した二次再結晶粒界の頻度を低下させることも有効といえる。これらの方策により、磁束密度分布を均一化した上で β 角の分散を小さくすることが、方向性電磁鋼板の鉄損低減のために重要である。

3.7 結言

探針法とホール素子を組み合わせた局所磁気測定プローブを用いて方向性電磁鋼板内部の局所的な磁気特性（局所磁束密度、局所鉄損）の分布状態とその機構について調査した。

まず単結晶試料を用いた評価を行い、以下の事実を明らかにした。鋼板全体の B_m が低い条件 ($B_m \leq 1.0$ T) では、 $\langle 100 \rangle$ 方向に沿って片方の継鉄からもう片方の継鉄へ向かう部分のうち、鋼板エッジで α 角起因の磁極生成が起こらない（小さい）部分で磁束密度が増加する。このような磁化過程では 180° 磁壁移動が主たる磁化機構となっている。さらに磁束密度を増加させると磁束の方向が圧延方向に平行に近づくとともに局所磁束密度 B_m^{loc} はより均一に分布するようになる。このような磁化過程では 180° 磁区構造からランセット磁区構造への転換、もしくはバンド磁区構造の生成が起こっており、 $\langle 100 \rangle$ 方向とは異なる方向の磁束の流れ（主たる磁束経路）はこれらの磁区構造への転換を原因としていることが明らかになった。

続いて磁束分布に及ぼす結晶方位と結晶粒界の影響を調査する目的で、双結晶試料の局所磁束密度分布を調査した。この結果、局所磁束密度の分布は、結晶粒界を挟む 2 つの結晶粒の α 角と結晶粒界の方向により規定される粒界磁極量に依存していることが明らかになった。

次に実際の方向性電磁鋼板に近い多結晶試料（実験室での二次再結晶焼鈍試料）内部の磁束密度・鉄損分布を調査し、 $B_m = 1.7$ T では、最大値と最小値の差が平均の磁束密度の 48 % に達す

る局所磁束密度 B_m^{loc} の変化と、平均の鉄損の 100 % に及ぶ局所鉄損の変化が試料鋼板内部に存在していることが明らかになった。 B_m が 1.7 T よりも低い条件では、局所磁束密度、局所鉄損の鋼板内部の変化幅はさらに大きくなった。

局所磁束密度分布に関する詳細な調査の結果、周囲に比べて α 角が大きい結晶粒の周辺では、各部同等の磁壁移動を仮定した場合に結晶粒界上に生成する磁極量が大きい部分ほど、局所的な磁束密度の低下が生じていることが分かり、多結晶試料の場合も α 角を原因とする粒界磁極の分布が鋼板内部の磁束密度分布の原因であることが明らかになった。また、局所鉄損に関する解析から、局所鉄損は局所最大磁束密度 B_m^{loc} の増加に従って増加し、単板試料で B_m を変化させたときの鉄損の変化と同様に、局所最大磁束密度 B_m^{loc} が 1.8 T より大きくなると著しく高い局所鉄損値を生じることが確認された。また、局所鉄損は局所磁束密度のほか、局所領域の磁区幅に依存し、局所磁束密度が高い部分ほど磁区幅に対する依存性が著しくなることが明らかになった。さらに、 α 角の大きい結晶粒では周囲より局所磁束密度が低下するため、試料全体の B_m を一定とした条件での局所鉄損と α 角との相関は弱い。しかしながら、局所磁束密度を同一レベルに揃えた評価では、 α 角の増加に従って局所鉄損が増加する関係にあることが明らかになった。

また、 α 角の大きい結晶粒の近傍では結晶粒界からの漏洩磁界による局所鉄損の増加が認められた。さらに、 β 角の小さい結晶粒では、結晶粒内部で<100>方向に沿った部分の長さが異なることによって磁区幅が変化するため、結晶粒内部で局所鉄損が異なることが明らかになった。

以上の結果に基づき、材料内部の磁気特性の均一化によって方向性電磁鋼板の鉄損特性を改善するためには、特に鉄損が大きくなりやすい β 角の小さい結晶粒で磁束密度が局所的に増加するのを防止する必要がある。したがって、方向性電磁鋼板内部で出来るだけ均一に磁束密度を分布させるのが、鉄損増加防止の観点から重要である。本研究の結果によれば、隣接する二次再結晶粒間の α 角の差（および結晶粒界の方向）に起因する粒界磁極の生成が磁束密度の不均一分布の原因であり、圧延直角方向に隣接した結晶粒間の α 角の差が磁束密度分布を不均一化させる磁極分布を形成しやすい。このため、鋼板内部での磁束密度分布を均一化させるには、 α 角が大きい結晶粒の頻度を低下させたいうで、圧延直角方向に隣接する粒間の α 角の差が小さい二次再結晶粒組織、あるいは圧延方向に伸長した二次再結晶粒界の頻度を低下させた組織とすることが有効である。

参考文献

- [1] M. Enokizono and Y. Midou, "Moving simulation of magnetic domain structure in grain-oriented silicon steel sheet," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 133, nos. 1-3, pp. 568-570 (1994).
- [2] K. Fujisaki and T. Tamaki, "Three-dimensional polycrystal magnetic field analysis of thin steel," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 45, no. 2, pp. 687-693 (2009).
- [3] 千田邦浩・石田正義・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解析」, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-95-99, pp. 7-16 (1995)
- [4] 千田邦浩・高宮俊人・石田正義・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, pp. 105-114 (1996)
- [5] 千田邦浩・石田正義・黒澤光正・小松原道郎:「探針法による方向性電磁鋼板の局所磁気特性解析」, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-98-162, pp. 41-46 (1998)
- [6] 千田邦浩・石田正義・黒澤光正・小松原道郎:「探針法による方向性電磁鋼板の局所磁気特性解析」, 電気学会論文誌 A, vol. 119-A, no.6, pp. 784-789 (1999)
- [7] K. Senda, M. Kurosawa, M. Ishida, M. Komatsubara, and T. Yamaguchi, “Local magnetic properties in grain-oriented electrical steel measured by the modified needle probe method,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vols. 215-216, pp. 136-139 (2000).
- [8] M. Komatsubara, Y. Hayakawa, and M. Kawano, “Effect of grain orientation on magnetic properties in secondary recrystallized 3% Si steel,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 133, no. 1-3, pp. 163-166 (1994).
- [9] 中江 仁・田頭孝介:「けい素鋼板の単結晶成長に関する実験的研究:単結晶作成装置を主体として」, 北海道大学工学部研究報告, vol. 45, pp. 19-28 (1985)
- [10] V. A. Zaykova and Ya. S. Shur, “The shape of silicon iron crystal magnetization curves as dependent on the nature of the change in the domain structure on magnetization,” *Phys. Met. Metallogr.*, vol. 18, no. 3, pp. 31-42 (1964).
- [11] 河崎正利・石山和志・荒井賢一:「3 % Si-Fe (110) 単結晶板の磁化過程と磁歪」, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-95-19, pp. 57-65 (1995)
- [12] 栢 修一郎・石山和志・我妻成人・荒井賢一・山城康正:「Fe-Si 単結晶板の磁化過程」, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-98-55, pp. 15-20 (1998)
- [13] 近角聰信:「強磁性体の物理 (下)」, 裳華房, pp. 160-161 (1984)
- [14] K. Mohri, S. Takeuchi, and T. Fujimoto, “Domain and grain observations using a colloid technique for grain-oriented Si-Fe with coatings,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 15, no. 5, pp. 1346-1349 (1979).
- [15] 石田昌義・中野 恒・本田厚人・佐藤圭司:「方向性珪素鋼板に導入した線状溝による磁区細分化効果の解析」, 日本応用磁気学会誌, vol. 18, pp. 809-813 (1994)
- [16] L. Sheiko, A. Sadovoy, and G. Brekharya, “Calculation of magnetostatic energy fm related to small-angle grain boundaries in three-axis ferromagnetics such as silicon steel,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 34, no. 3, pp. 303-306 (2001).

第4章 無方向性電磁鋼板の磁気特性に及ぼす打抜き加工の影響

4.1 緒言

無方向性電磁鋼板はモータや発電機といった回転機の鉄心材料として使用され、機器の高効率化のために低鉄損かつ高磁束密度（高透磁率）であることが要求される。従来から今日に至るまで、これらの材料特性の改善が行われてきたが、一方で、鉄心材料の特性改善が必ずしも実際の回転機の特性改善に完全に反映されないという問題がある。この原因のひとつとして、鉄心製造工程における加工の際に無方向性電磁鋼板が受ける各種の損傷による磁気特性の劣化がある。この中で打抜き加工によって鉄心に入る歪（以下、「打抜き歪」と称する）は鉄心磁気特性に強い影響を及ぼすことから、従来から多くの研究が行われてきた。

打抜き加工は図 4-1 に示すように、パンチとダイからなる金型をプレス機を用いて駆動させ、素材である電磁鋼板からモータ鉄心の素片となる鉄心材を製造する加工方法である。打抜き加工は、加工様式の点からは剪断加工に分類され、またプレス機を用いる点からプレス加工の一部としても分類される。

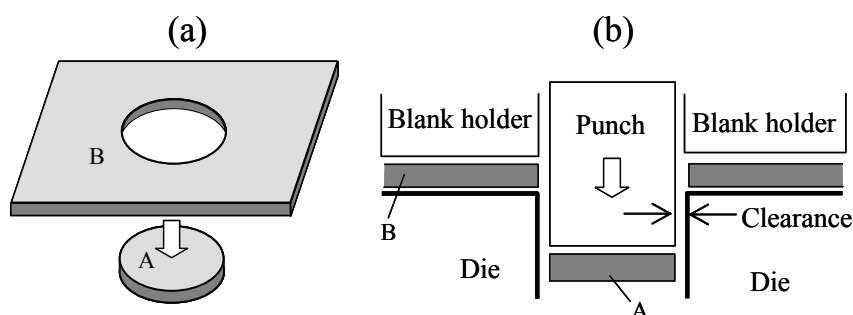


Fig. 4-1. Schematic view of punching.

図 4-1 打抜き加工の模式図

回転機用の鉄心の打抜き加工では、ティースや磁石挿入孔といった複雑な形状を複数の打抜き加工工程によって形成する。このような打抜き加工では、最終的に鉄心となる部分を打抜き後にダイ上に残る部分（図 4-1 の B 部）とする加工と、素材の鋼板から切り離されてダイ内部に押し込まれる部分（図 4-1 の A 部）とする加工を組み合わせることにより、鉄心形状を形成する。標準的なモータのステータコア（固定子鉄心）の場合、図 4-2 に示すように、まず最終的にステータコアになる部分を図 4-1 の B 部としてダイ上に残すようにして、スロット部やコア内径側部分を抜き落とし、さらに次工程で外周部を打抜いてステータコア形状を形成する。

このような複数の段階からなる鉄心材の打抜き加工工程を複数の金型を用いて実施することも可能であるが、通常商業生産では、複数のパンチを有する金型の内部へ、送り装置で鋼帯を送りながら複数段階の打抜き加工を順次行い、最後に外周の打抜きとカシメ加工を行うことにより、同一の金型内部の一連の工程で積層鋼板が一体化した鉄心を製造する方法をとっている。図 4-2 は、このような方法によるモータ鉄心の打抜き加工方法をして示している。

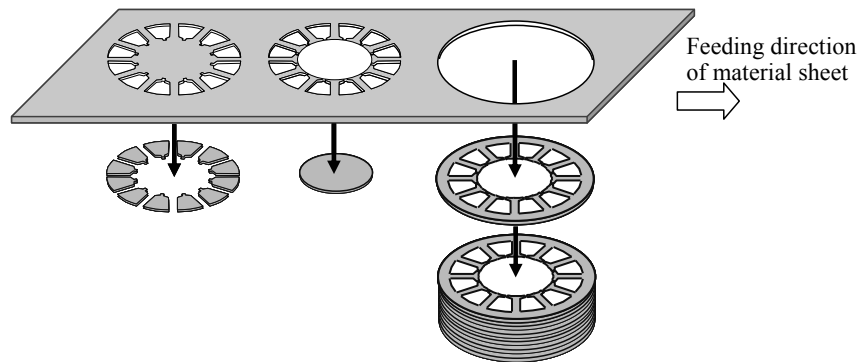


Fig. 4-2. Schematic view of motor core (stator) punching using progressive die.

図 4-2 順送金型によるモータコア (ステータ) 打抜き加工の模式図

打抜き加工によるモータ鉄心の製造は、高い生産性を有する半面、加工が施された鉄心の周辺部分（以降、「打抜き端部」と称する）での磁気特性の劣化を避けられないという問題がある。しかしながら、打抜き加工はワイヤカット、レーザカットなどの手法に比べて生産性が高いことから、モータ鉄心の製造方法として広く用いられており、現在量産されている回転機用の鉄心の多くは、打抜き加工によって製造されている。

一般的に、打抜き加工は以下におよび図 4-3 に示す素過程により進行するとされている [1] [2] [3]。

- (a) パンチの下降によるパンチ下面の素材鋼板への接触，表面凹凸の地ならし
- (b1) パンチの食い込みによる材料の降伏の開始
- (b2) パンチ・ダイ刃先での剪断変形の進展と材料の加工硬化
- (c) パンチ・ダイ刃先での亀裂の発生
- (d) パンチ・ダイ刃先から生成した亀裂の進展・貫通
- (e) ブランク押し込みによる被加工材の分離
- (f) パンチのダイからの引き抜き

上記 (a)～(f)の過程ではパンチおよびダイの刃先付近の材料で塑性変形と転位の蓄積が起こり、加工部付近に塑性歪領域が形成される。また、この塑性歪領域の周辺には変形部の拘束による弾性歪場が生成すると考えられる。打抜き加工により生じた弾塑性歪は鉄心の端部近傍の磁気特性を劣化させ、鉄心全体の平均的な磁気特性の劣化を引き起こす。このような歪は打抜き加工が施された鉄心の周辺部全てに残留するため、ティースやコアバックの幅が狭いモータ鉄心や小型モータ用の鉄心では、磁気特性に対する影響が顕著となる。また、打抜き加工のクリアランス（図 4-1 に示すパンチとダイの間の隙間）やパンチ・ダイの刃先の形状なども上記(a)～(f)の加工過程で材料の加工条件を変化させることにより、鉄心の磁気特性に影響を及ぼすと考えられる。

上記の打抜き加工に伴う磁気特性劣化の定量的な理解は、モータや発電機の効率およびトルク特性の予測精度の向上に寄与すると予想される。加工の影響を含めて鉄心材料特性と実機特性

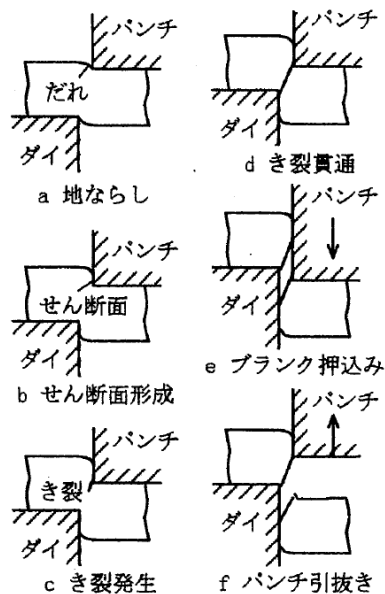


Fig. 4-3. Elementary step of punching [2].

図 4-3 打抜き加工の素過程 [2]

を高精度で関連付けることができれば、加工による磁気特性劣化を考慮した鉄心の設計や加工方法に応じた材料選択が可能となるとともに、加工以外の劣化要因の評価精度向上にも寄与しうる。さらに、加工による磁気特性劣化の要因・機構を定量的に解明することにより、鉄心材料の機械的特性を考慮した加工方法の選択や、加工による劣化を考慮したモータ設計が可能と予想される。したがって、打抜き加工による鉄心磁気特性劣化の理解は、現在の課題であるモータ特性の予測のうえでも、将来的な技術開発のうえでも重要な課題といえる。

剪断・打抜き加工の影響に関する従来の研究として、中田らは剪断加工した無方向性電磁鋼板の加工端部付近の磁束密度の分布を調査している [4]。Moses らは探りコイルを用いて加工部付近の磁束密度分布を調査している [5] [6]。開道らは打抜き加工部付近の鋼板面の磁区構造を走査型電子顕微鏡によって観察し、打抜き加工の影響領域は板厚の 2~3 倍程度としている [7] [8]。近年では、モータでの損失を予測するための基礎的技術としての重要性から、電磁鋼板の打抜き・剪断加工による磁気特性劣化に関連した研究報告は増加傾向にある ([9] [10] [11] [12] など)。しかしながら、筆者研究の以前では、打抜き加工による磁気特性劣化の機構について十分に理解されず、また、打抜き加工によるモータ鉄損劣化の予測を行う上で十分な情報が提供されているとはいえなかった。

剪断加工による磁気特性の劣化は、加工端部に導入される塑性歪と弾性歪の影響によると推定されている [7] [8]。加工端部の塑性歪については、加工部付近の硬度分布をビッカース硬度測定などの方法によって評価することが可能であるが、塑性歪を含む部分の磁気特性については明確でなかった。また、塑性歪領域よりも広域に広がる磁性劣化領域について明らかにしようとする取組みは、筆者らの研究以前にはほとんど存在しなかった。

このような状況に対し筆者らは、剪断加工の端部付近の硬度が増加した部分の磁気特性に関して、圧延加工により人為的に塑性歪を導入した試験材の磁気特性を適用することで、塑性歪が磁気特性に及ぼす影響の定量的な評価を試みた [13] [14]。また、剪断加工部付近の断面の磁区模様を焼鈍前後で比較することで、剪断加工が端部の磁区模様に及ぼす影響を詳細に調査した [14]。さらに、EBSD (Electron Backscatter Diffraction [15]) による塑性変形の解析も合わせて実施した [16]。

また、剪断加工により種々の幅に切り出した短冊状試片の磁気特性を測定し、剪断歪の影響領域の幅の推定を行った。さらに、短冊状試片の幅を種々変更した試料の磁気特性を用いて、鉄心の打抜き加工を考慮したモータ特性の予測を行った。

本章では、まず、剪断加工と磁気特性の関係の実験的な評価結果について示し、続いて、硬度や EBSD による塑性変形領域の評価と、磁区観察を用いた打抜き端部付近の弾塑性歪領域の調査の結果を示す。さらに、打抜き加工による打抜き端部の磁気特性の劣化がモータ鉄損に及ぼす影響の評価結果について示す。

4.2 実験方法

4.2.1 剪断加工による鉄損・磁束密度の変化

(i) 加工方法 打抜き加工を模擬するため、図 4-4 に模式図を示す剪断機を用いた加工を行った。剪断機のクリアランス（上刃が下降したときの上刃と下刃の間隔）は約 $20\ \mu\text{m}$ ，レーキ角（上刃の刃先と下刃の刃先のなす角）は 1° とした。使用した剪断機には板押え機構が具備されていないので、剪断加工中は下刃の刃先から $1\ \text{mm}$ 手前の部分に対して約 $5\ \text{kgf}$ の荷重をかけることで板押えの代用とした。

供試材は JIS 50A400 相当の無方向性電磁鋼板（板厚 $0.50\ \text{mm}$ ，鉄損 $W_{15/50} = 3.25\ \text{W/kg}$ ，磁束密度 $B_{50} = 1.69\ \text{T}$ ）とした。

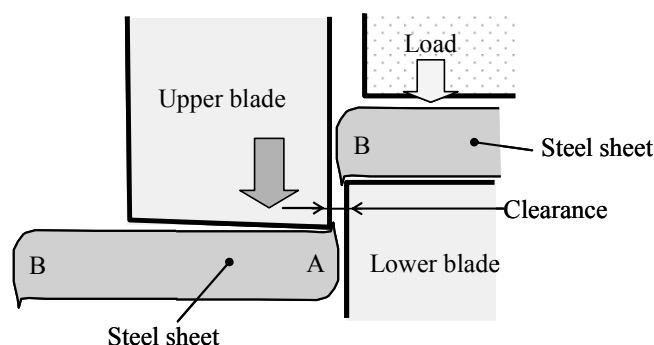


Fig. 4-4. Schematic view of shearing by using shearing machine.

図 4-4 剪断機による剪断加工の模式図

(ii) 評価 1：エプスタイン試験片の分割 供試材から圧延方向 4 枚，圧延直角方向 4 枚のエプスタイン試験片（幅 $30\ \text{mm}$ ，長さ $280\ \text{mm}$ ）を採取し，図 4-5 に示す要領で試料の長手方向と

平行に剪断機を用いた剪断加工による分割を順次行い、細幅の短冊状試料を得た。分割の都度、エプスタイン試験器によって周波数 50 Hz の交番磁束条件にて磁気特性を測定した。分割後の磁気特性の評価は、分割前と同じ配置になるようにセロハンテープで貼り合せた後に行った。

上記の剪断加工による歪量の目安を、剪断加工後の短冊状試片の片側に発生する線状の歪領域の本数の密度 (D_d) とし、「歪領域密度」と称した。すなわち、30 mm 幅の試料では、この寸法に切り出す際に 30 mm の幅の両端に歪が入るため、30 mm 当たり 2 本の歪領域を有するので、歪領域密度 D_d は $2/30=0.067$ 本/mm、2 分割して 15 mm 幅とした場合は全幅 30 mm 当たり 4 本であるので、歪領域密度 D_d は $4/30=0.133$ 本/mm となる。このような細幅の短冊状試料の幅を w_i とした。

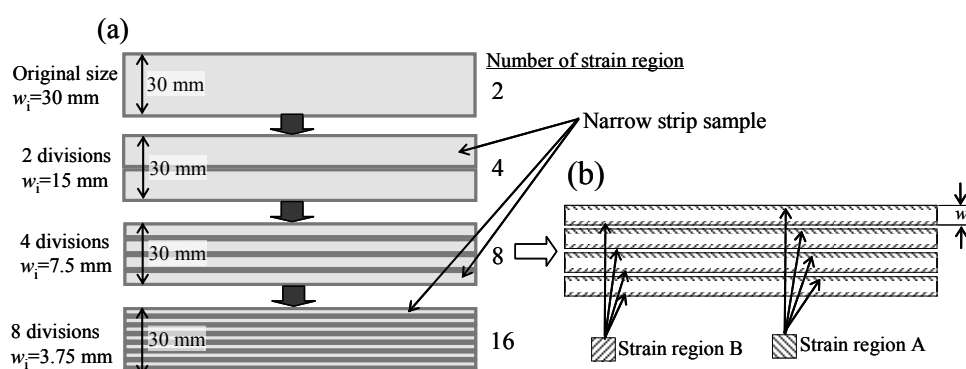


Fig. 4-5. Evaluation of influence by shearing using Epstein sample.

(a) Division method of Epstein sample. (b) Strain region in narrow stripe sample.

図 4-5 エプスタイン試験片の剪断による加工影響評価

(a) エプスタイン試験片の分割方法 (b) 細幅サンプル内の歪領域

(iii) 評価 2 : 歪領域密度と磁気特性の関係の調査 歪領域密度と磁気特性の関係をさらに詳細に調査するため、あらかじめ歪取り焼鈍 (750°C×3 h, Ar 雰囲気中) を施して材料内部の初期の歪を除去した電磁鋼板 (圧延方向の長さ 180 mm) から、圧延直角方向の幅 $w_i = 30$ mm, 15 mm, 10 mm, 5 mm, 3 mm, 2 mm とした細幅の試料を上記と同じ剪断機により切り出した後、細幅の試料を幅 30 mm となるようにセロハンテープで張り合わせ、長さ 180 mm × 幅 30 mm 寸法用の SST で磁気測定を行った。また、歪領域の無い試験片を得るために、長さ 180 mm × 幅 30 mm に切り出した試験片に対して歪取り焼鈍 (750°C×3 h, Ar 雰囲気中) を施し、剪断加工による歪を除去してから 50 Hz の交番磁束条件にて磁気測定を行った。

(iv) 解析の方法・方針 評価 1 および評価 2 で述べた、剪断機による短冊状の細幅試料を製作する方法では、試料内の歪領域として、剪断機で切り落とされる側 (図 4-4 A 部) と、下刃の上に残る側 (図 4-4 B 部) の 2 種が存在する。これらは厳密には異なる歪分布となる可能性があるが、本論の評価では両者を区別せずに取り扱った。幅 30 mm となるように貼り合わせて再構成した試験片の中には、これら 2 種の打抜き端部が同数存在することになり、得られる測定

値は両者の影響が平均化された値となる。図 4-5(b)は、このような剪断加工部 A と B が混在する状況の模式図である。

剪断加工による鉄損および磁束密度の増加率 r_D は、基準とした 30 mm 幅の試験片での磁気特性値を X_0 、細幅に剪断した後の値を X とし、下の式(4.1)にて定義した。

$$r_D = \frac{X - X_0}{X_0} \times 100 [\%] \quad (4.1)$$

4.2.2 打抜き端部の硬度分布

4.2.1 と同じ材料と剪断機を用い、図 4-4 に示す剪断加工を施して調査対象とする剪断加工部を設け、幅 8 mm、長さ 10 mm の調査用試料を切り出した。ここでは、図 4-4 に示すように剪断加工時に下刃側に残る側の試片を調査対象とした。この試料を、電磁鋼板鋼帯の TD 断面（鋼板の圧延直角方向と直交する面）が観察面となるように樹脂に埋め込み、エメリー紙研磨の後、ダイヤモンド砥粒によるバフ研磨を施した後、剪断加工を受けた端部からの硬度分布を板厚中央部で測定した。ここでマイクロビッカース硬度計による硬度測定は加重 50 g、荷重時間 10 秒とし、50 μm の間隔にて行った。このような測定を 8 個の試料に対して行い、平均値を求めた。硬度の増加率 r_V は、加工の影響のない部分と硬度の増加を生じた部分の硬度をそれぞれ H_0 、 H とし、下式(4.2)で定義した。

$$r_V = \frac{H - H_0}{H_0} \times 100 [\%] \quad (4.2)$$

H_0 : 加工の影響が無い部分の硬度, H : 打抜き加工端部部分の硬度

4.2.3 磁区観察および EBSD による歪分布の調査

4.2.1~4.2.2 と同じ電磁鋼板（50A400 相当の電磁鋼板）に対し、適当な寸法に剪断加工後、図 4-6 に予備研磨面(A)として示される TD 断面（鋼板の圧延直角方向と直交する面）にエメリー紙（#700→#1000）による研磨を施して平滑化してから、750 $^{\circ}\text{C}$ 、2 時間の歪取り焼鈍を施した後、4.2.1 と同じ剪断機を用いて図 4-6 の要領で剪断加工した。この試料に対してエメリー紙を用いた湿式研磨により、元サンプル表面から約 2 mm の深さまで一次研磨（#700→#1000→#1500）を行い、続いて超微粒子のダイヤモンド砥粒ペーストによるバフ研磨を施し、最後にアルミナ砥粒によるバフ研磨を一次研磨による歪が十分に除去されるまで行うことで、観察面(B)を得た。ここでのバフ研磨は磁区模様に対して影響を及ぼさないことを予備実験により確認した。

続いて、上記の打抜き端部に対して EBSD による結晶方位分布測定（3 μm ピッチ）を行い、隣接測定点間の平均方位差である KAM 値（Kernel Average Misorientation）[17] の分布を求めた。

図 4-7 に KAM 値の導出方法を示す。ここでの KAM 値は着目する点とその周囲の測定点について、方位差 5 $^{\circ}$ 未満の方位差の平均値である。結晶粒界を挟む粒間の方位差は 5 $^{\circ}$ 以上の場合

が大多数であるので、KAM 値は結晶粒界の影響をほとんど受けない。

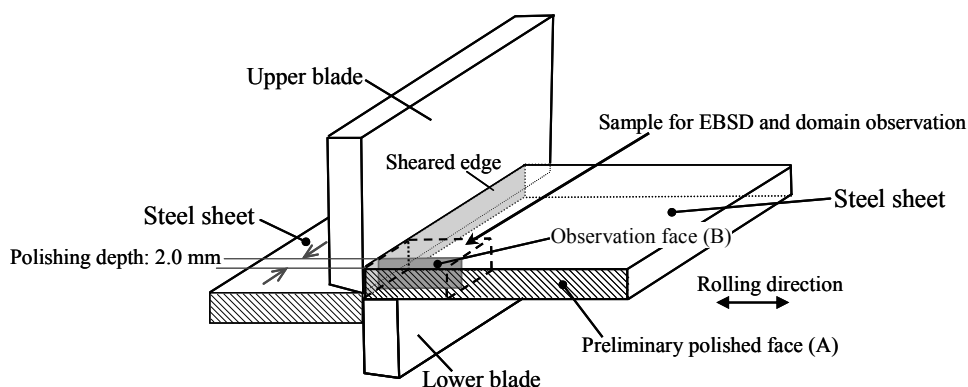


Fig. 4-6. Shearing and sampling method for hardness test, domain observation and EBSD.
 図 4-6 硬度測定、磁区観察および EBSD 用の試験片の加工と採取の方法

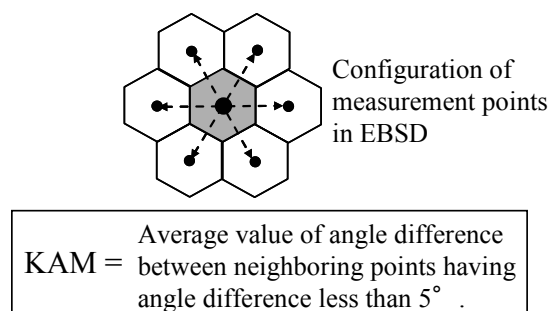


Fig. 4-7. Definition of KAM based on measured results of EBSD.
 図 4-7 EBSD 測定結果による KAM 値の定義

EBSD による調査の後、表面のコンタミネーションを除去する目的でアルミナ砥粒によるバフ研磨で必要最小限の研磨を行ってから、磁区模様のコントラストを向上させるために SiO₂ を真空蒸着した後、カー効果顕微鏡システムを用いて縦カー効果による磁区の観察を行った。ここでは、電磁石により試料の長手方向に最大磁界 4 kOe、周波数 1.7 Hz、56 s で指数関数的に減衰する交番磁界を印加して磁化飽和域からの消磁を行い、消磁状態で磁区の観察を行った。磁区の画像は CCD カメラにより撮影し、画像処理装置を用いて、予め取り込んである飽和磁化状態の画像との差分を取ることで、磁区画像のコントラストを高めた。

微細な磁区を観察するために必要な高倍率では、顕微鏡のひとつの視野が 150 μm × 200 μm 程度に限られるため、観察範囲をずらしながら観察を行った後、得られた磁区画像をつなぎ合せて合成し、広い範囲の磁区模様とした。このような観察を打抜き端部付近の幅 1500 μm および打抜き端部から 5 mm 離れた部位で幅 700 μm の領域（いずれも試料全厚）に対して行った。一部に合成された磁区画像の接合部に不整合が見られるが、消磁状態の磁区で完全に同一の様子が再現されないからである。

続いて、剪断による歪が除去された状態での磁区模様を同一試料面にて調査する目的で、

700 °C, 30 分の真空焼鈍を施した。この焼鈍は最初の歪取り焼鈍に比べて焼鈍温度が低いため結晶粒の成長がほとんど起こらない。また真空焼鈍後に試料表面の汚染等を除去するために、ダイヤモンド砥粒によるバフ研磨およびアルミナ砥粒によるバフ研磨を施しているが、その研磨量はごくわずかである。したがって、上記の方法によれば、剪断加工による歪が入った状態と歪の無い状態の磁区模様を同一の断面において比較することが可能である。本研究での観察は圧延方向の磁化成分の向きにより白と黒の模様を形成する光学系配置とした。

4.2.4 塑性加工による磁気特性の変化

剪断加工により硬度の増加が生じた部分は硬度が等しい圧延加工材と同じ磁気特性を有すると仮定し、剪断加工による塑性歪が入った部分の磁気特性を確定することを目的として、無方向性電磁鋼板を実験室の圧延機（ロール径 300 mm）により圧延して人為的に塑性歪を蓄積させた後、硬度と磁気特性を測定した。圧延後の硬度は板厚方向にほぼ均一であり、バフ研磨後の断面のビッカース硬度を板厚方向に 100 μm 間隔で荷重 100 g にて測定し平均値を求めた。

圧延加工後、圧延方向 4 枚、圧延直角方向 4 枚の試験片により 25 cm エプスタイン試験器を用いて鉄損および磁化特性を測定し、試料重量 500 g での測定値への補正を行った。また、圧延により板厚が減少するが、ヒステリシス損と渦電流損の分離により、元の板厚での鉄損値となるように補正を行った。

圧延前の試料長さを L_0 、圧延後の試料長さを L とするとき、圧下率 C_R を、下式(4.3)にて定義した。また、圧延処理していない場合の鉄損を W_0 、圧延後の鉄損を W とし、圧延処理有無での鉄損の比 W/W_0 を評価した。

$$C_R = \frac{L - L_0}{L_0} \times 100 [\%] \quad (4.3)$$

4.3 実験結果と解析

4.3.1 剪断による磁気特性の変化

(i) 評価 1: エプスタイン試験片の分割 供試材を図 4-5 に示した要領で剪断加工した後の歪領域密度 D_d に対する鉄損 ($W_{5/50} \sim W_{15/50}$)、磁束密度 (B_1, B_{10}, B_{50}) の変化をそれぞれ図 4-8, 図 4-9 に示す。ここで、歪み領域として、図 4-5 において、細幅の短冊状試料の剪断加工したときの試料の片側にある歪み領域を 1 本と数えると、幅 w_i の細幅剪断後の試料には両側の合計で 2 本の歪み領域が存在するので、歪領域密度 D_d は以下の式(4.4)で定義される。

$$D_d = 2 / w_i \quad (4.4)$$

図 4-8, 図 4-9 に示されるように、剪断加工による鉄損の増加率は、歪領域密度に概ね比例する関係にあった。このような鉄損の増加は剪断加工により端部に入った歪みが原因といえる。ま

た、低 B_m の鉄損ほど増加率が大きかった。これは低磁束密度での鉄損ほど歪みに対する感受性が強いことが原因と考えられる。

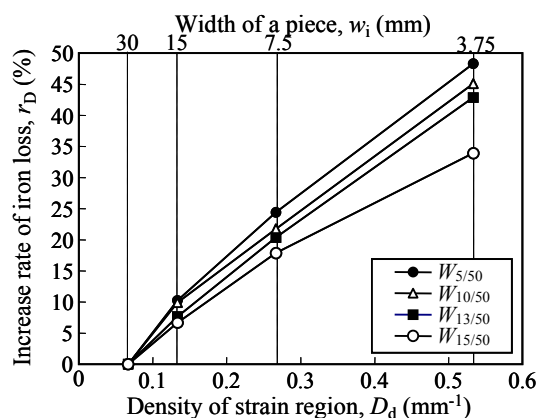


Fig. 4-8. Effect of the density of strain region on the increase rate of iron loss.

図 4-8 鉄損の増加率に及ぼす歪領域密度の影響

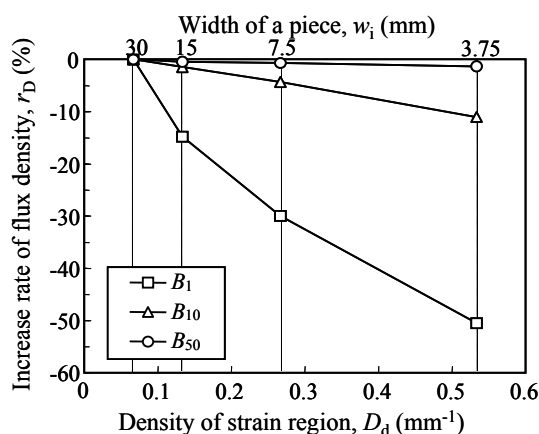


Fig. 4-9. Effect of the density of strain region on the increase rate of flux density.

図 4-9 磁束密度の増加率に及ぼす歪領域密度の影響

(ii) 評価 2 : 歪領域密度と磁気特性の関係 図 4-10 に歪領域密度と磁束密度, 鉄損の関係を示す。図 4-10 においても, 図 4-8, 4-9 と同様に歪領域密度の増加に伴った磁束密度の低下と鉄損の増加が認められた。また, 図 4-10 では, 特定の磁化条件や D_d において磁束密度と鉄損が非線形な変化を示した。 D_d に対する磁束密度, 鉄損の傾き (一次微分係数) に変化が生じる歪領域密度を D_d^* とし, 図 4-11 に示す方法で D_d^* を決定した。2 つの傾きを求める際にデータが不足している場合は図 4-11 中の条件 2 のように, 近い測定条件での測定結果から推定を行った。

図 4-10 では, 磁界強度 50 A/m, 100 A/m, 300 A/m それぞれにおいて, 歪領域密度 D_d が 0.28 mm^{-1} ($w_i = 7.1 \text{ mm}$), 0.48 mm^{-1} ($w_i = 4.2 \text{ mm}$), 0.8 mm^{-1} ($w_i = 2.5 \text{ mm}$) で磁束密度の傾きが変化した。すなわち, 磁界強度の増加に伴って D_d^* が増加する傾向にあった。一方, 鉄損についても同様に歪領域密度に対する鉄損の傾き (変化率) が変化する歪領域密度 D_d を求めると, $B_m = 0.5 \text{ T}$, 1.0

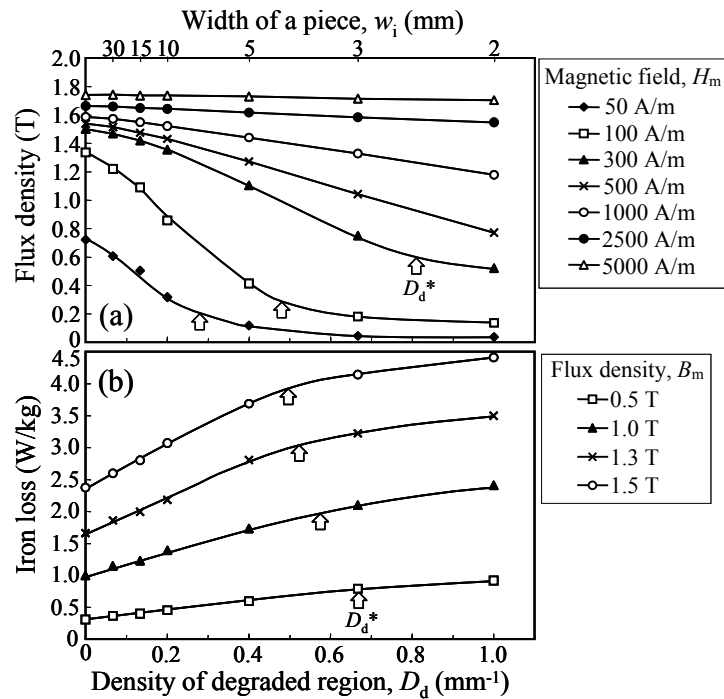


Fig. 4-10. Effect of the density of strain region on flux densities and iron losses.
 \uparrow indicates onset point where the inclination changes denoted by D_d^* .

図 4-10 歪領域密度が磁束密度, 鉄損に及ぼす影響

↑: 歪領域密度に対する磁束密度の傾き (変化率) の変化が生じた歪領域密度 (D_d^*)

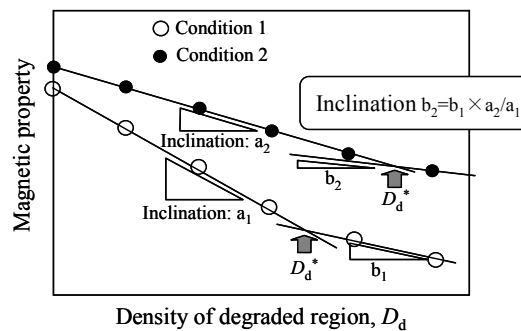


Fig. 4-11. Decision method of D_d^* .

図 4-11 D_d^* の決定方法

T, 1.3 T, 1.5 Tそれぞれにおいて, 0.67 mm^{-1} ($w_i = 3 \text{ mm}$), 0.57 mm^{-1} ($w_i = 3.5 \text{ mm}$), 0.52 mm^{-1} ($w_i = 3.8 \text{ mm}$), 0.50 mm^{-1} ($w_i = 4 \text{ mm}$) となり, 最大磁束密度 B_m の増加に従って D_d^* が減少した。

歪領域密度に対する磁束密度の変化 (図 4-10(a)) と鉄損の変化 (図 4-10(b)) を, 最大磁束密度を基準に対応させると, 両者の傾向は必ずしも一致していない。すなわち, 図 4-10 の結果から, 打抜き端部が試料全体の磁気特性に及ぼす影響の機構に関して, 磁束密度 (透磁率) と鉄損では何らかの違いが存在していると推測される。

4.3.2 剪断加工端部の硬度分布

図 4-6 の要領で作製した試料の断面の硬度を図 4-12 に示す位置にて測定した。図 4-13, 図 4-14 にそれぞれ試料の圧延方向および板厚方向の硬度の分布を示す。図 4-12 の圧延方向の硬度分布は、剪断加工の端部に近づくほど硬度が増加し、端部から約 200 μm 程度の領域での硬度の増加が顕著である。若干の硬度上昇を示す部分を含めると 400 μm 程度の領域で硬度の上昇が認めら

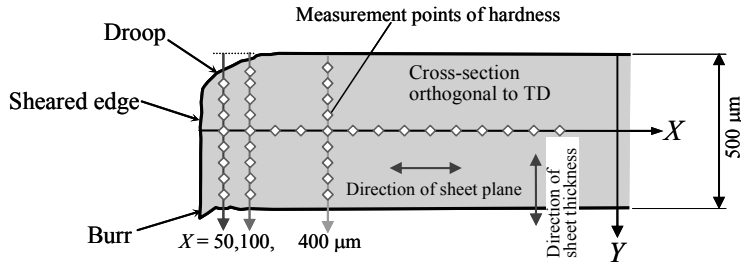


Fig. 4-12. Measurement points of hardness near sheared edges.

図 4-12 剪断端部付近の硬度分布の測定位置

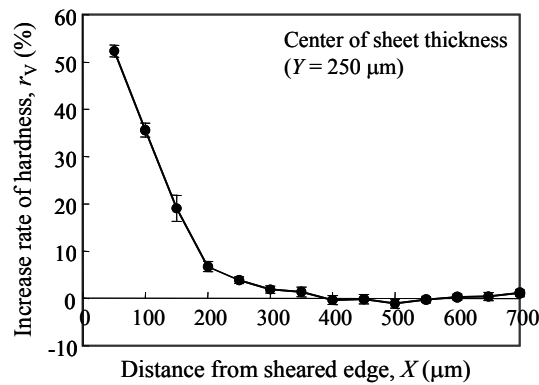


Fig. 4-13. Distribution of the increase rate of hardness from sheared edge toward the direction of sheet plane.

図 4-13 硬度の増加率の分布(剪断端部～板面方向)

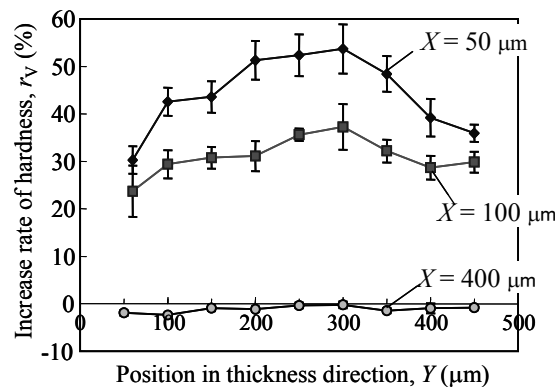


Fig. 4-14. Distribution of the increase rate of hardness in thickness direction.

図 4-14 硬度の増加率の分布(板厚方向)

れる。これは打抜き加工や剪断加工では板厚の 1/2~1 倍程度の領域で硬度の増加が生じるとする従来の知見と同様である [13] [18]。

板厚方向の硬度分布は、 $X = 50 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$ いずれの位置においても、硬度が板厚の中心付近で高く、鋼板の表裏面に近づくに従って低下する傾向にある。

4.3.3 塑性加工による鉄損変化と塑性歪の影響評価

図 4-15 に圧下率と硬度増加率 r_V 、および圧延を施していない試料の鉄損 W_0 に対する圧延後試料の鉄損 W の比 W/W_0 の変化を示す。圧下率の増加に従って硬度、鉄損ともに増加した。鉄損は圧下率が 0.5% 以下の範囲で急激な増加を示し、圧下率 7% 以上で直線的に増加した。ここで圧延による鉄損の増加はヒステリシス損の増加による。図 4-16 に硬度増加率と鉄損比 W/W_0 の関係を示す。図 4-15 に示した関係で、圧下率の増加に従う硬度の増加率はやや飽和傾向にあるのに対し、鉄損は直線的に増加するため、図 4-16 は、硬度の増加率 8~28% では鉄損は直線的に増加し、硬度の増加率 28~37% では硬度の増加率に対する鉄損の増加が再び顕著になる関係にある。打抜き端部で硬度が局所的に増加した部分での鉄損の推定は、図 4-16 の関係を用いて行った。

図 4-17 に種々の硬度増加率 r_V とした試験片で測定した直流磁化曲線を示す。 $r_V = 1.8\%$ とした軽度の圧延で著しく透磁率が低下し、さらに圧延による塑性歪を増加させることで徐々に透磁率が低下している。また、磁界強度が高い領域 (約 10000 A/m) では硬度の増加率によらずほぼ同じ磁束密度となっており、歪の影響は消失している。図 4-17 の 10~10000 A/m の範囲の各磁界強度において r_V と磁束密度の関係を求め、内挿により硬度増分 0% ~36.9% の範囲の任意の硬度での直流磁化曲線を求めた。

次に、剪断加工が鉄損に及ぼす影響のうち、硬度上昇による評価が可能な塑性歪の影響を定量的に見積もるために、圧延材の鉄損・磁化特性 (図 4-16, 4-17) を用いた解析を行った。ここ

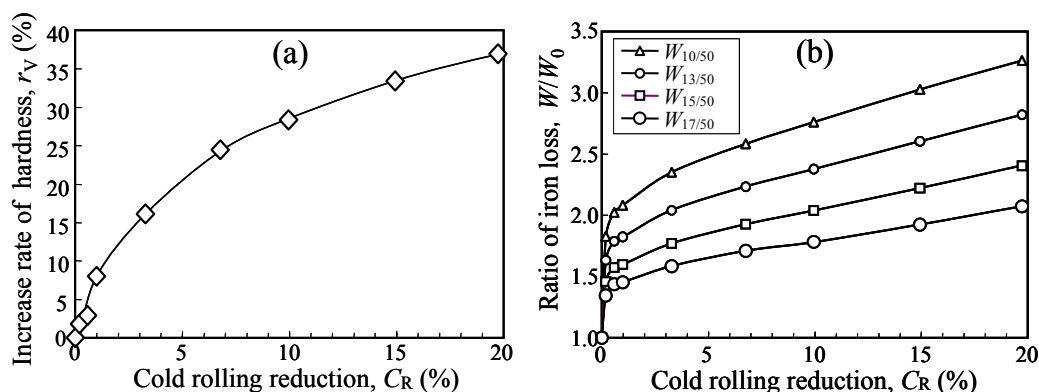


Fig. 4-15. Change in hardness and iron loss due to cold rolling of electrical steel.

(a) Change in hardness. (b) Change in iron loss.

図 4-15 無方向性電磁鋼板に対する圧延による硬度および鉄損の変化

(a) 硬度の変化 (b) 鉄損の変化

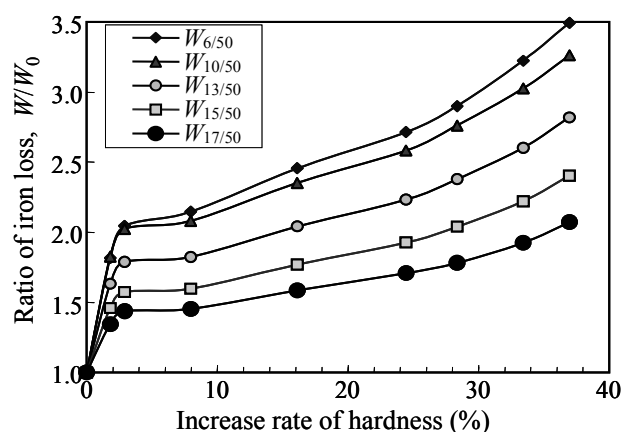


Fig. 4-16. Effect of the increase rate of hardness due to cold rolling on the ratio of iron loss.

図 4-16 圧延による硬度の増加率と鉄損比率の影響

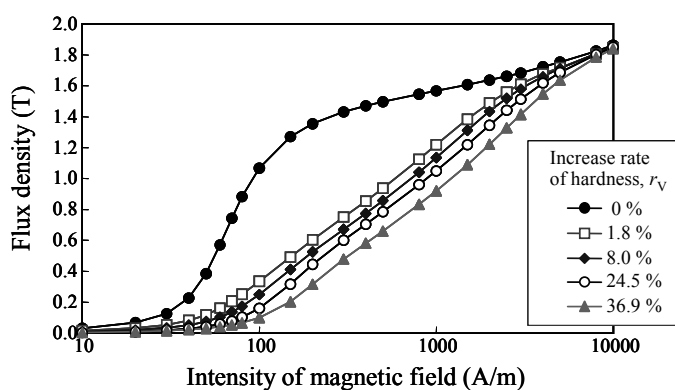


Fig. 4-17. DC magnetization curves of cold rolled electrical steel.

図 4-17 圧延した無方向性電磁鋼板の直流磁化曲線

では打抜き端部で塑性歪が導入された部分は、同じ硬度を有する圧延試料と同等の磁気特性を有すると仮定し、剪断による塑性歪が入った部分での鉄損を算定した。図 4-5(b)のように、塑性歪が蓄積した部分と正常な部分を試料の幅方向に含む場合の鉄損値を以下の手順により求めた。

- (1) 図 4-13 に示した剪断加工後の試料の端部付近の硬度分布において、硬度の上昇が認められた端部から $0 \sim 375 \mu\text{m}$ の部分を図 4-18 に示す(a)~(g)の 7 個の部分に区分した。各領域の幅は(a)が $75 \mu\text{m}$, (b)~(g)が $50 \mu\text{m}$ とし、各部分の内部での硬度は一様とした。
- (2) 圧延により硬度を種々変化させた場合の磁化曲線 (図 4-17) から、上記の(a)~(g)の硬度での磁化曲線を内挿により求めた。
- (3) 試料の幅方向に同等の強さの磁界が印加されているとし、(a)~(g)の各部の磁束密度を求め、歪みを含まない部分を含め試料全幅の局所的な磁束密度を平均化することにより、加工後の試料全体の磁束密度を求めた。この結果から加工後の試料の磁界強度と磁束密度の関係が得られる。
- (4) (3)で求めた加工後の磁化曲線から試料全体が所定の B_m になったときの(a)~(g)各部の磁

束密度が求められる。得られた(a)~(g)各部の磁束密度に応じて、硬度上昇と鉄損の関係(図 4-16) から(a)~(g)各部の鉄損を求め、無歪部の鉄損と合わせて試料の全幅で積算・平均することにより塑性歪が導入された場合の鉄損と磁束密度を計算した。

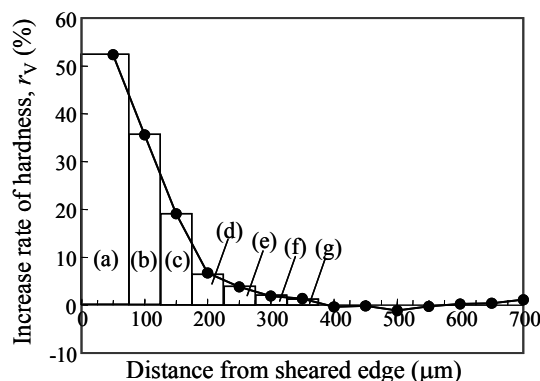


Fig. 4-18. Division of region near sheared edge based on distribution of increase rate of hardness.

図 4-18 硬度の増加率の分布に基づく剪断加工端部付近の領域分け

以上の方法により推定した歪領域密度と磁気特性の結果を図 4-19 に示す。図中には、図 4-8, 4-9 に示した実測値を比較として示す。ここに示されるように、硬度で評価した塑性歪量から計算した鉄損の増加量は実測の 1/3 程度である。実測結果では低磁束密度の条件 ($W_{10/50}$) の方が加工による鉄損の劣化量が大きいのに対し、計算結果では高磁束密度の条件 ($W_{15/50}$) の

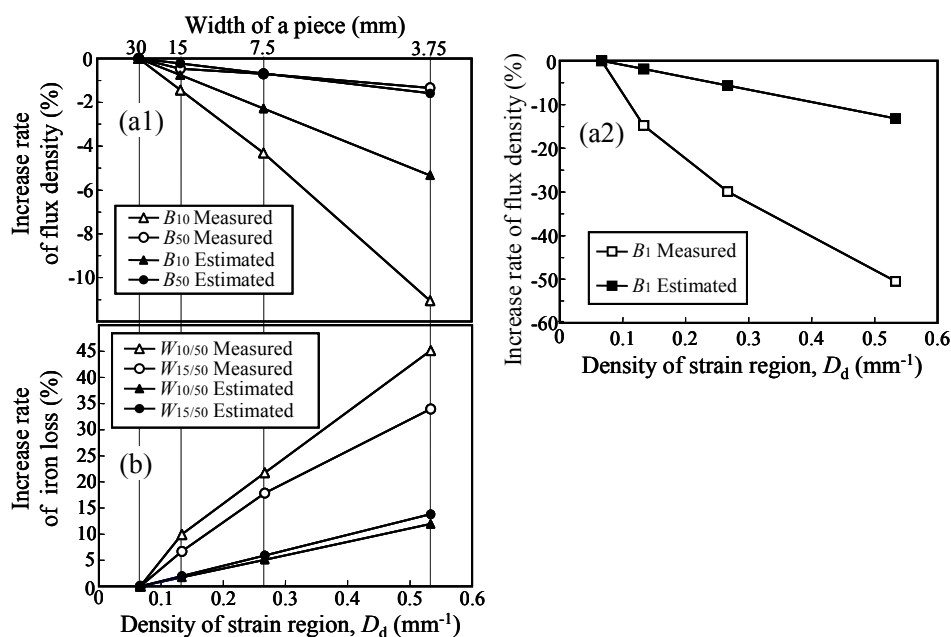


Fig. 4-19. Relation between the density of strain region and the increase rate of iron loss and flux density (measured results and calculated values from hardness distribution).

図 4-19 歪領域密度と磁束密度・鉄損の増加率の関係 (実測および硬度分布からの計算)

方が増加の程度が若干大きい結果となった。また、磁束密度に関しては、計算で予測した B_1 の低下量は実測値の 28 % 程度、 B_{10} では 50 % 程度であるが、 B_{50} については計算と実測が概ね一致した。図 4-19 では磁束密度と鉄損のいずれの場合も、最大磁束密度が低い条件ほど実測と計算の乖離が大きい結果となっている。また、計算による B_{50} が測定結果とよく一致したのは、磁界強度が高い条件では弾性歪の寄与が小さくなり、塑性歪の寄与が支配的となるためと推定される。実際に、第 6 章に示すように、 B_{50} の応力依存性は低磁界強度での磁束密度に比べて小さい。

以上の結果から、剪断加工端部における硬度の増加だけでは、鉄損や磁束密度の劣化を定量的に説明することができないため、硬度で評価した塑性歪以外の鉄損劣化要因の存在が推定される。このような劣化の原因のひとつとして、剪断加工により塑性変形した部分が引き起こす弾性歪の影響が考えられる。

4.3.4 剪断加工部付近の磁区模様および結晶方位分布

図 4-20 に剪断加工端部付近の歪取り焼鈍前後の TD 断面の磁区模様を示す。この図で、(a)-(b) は剪断加工後、(c)-(d) は歪取り焼鈍後の磁区模様であり、(b)、(d) は打抜き端部から 5 mm 離れた位置での磁区模様である。また、(e) は剪断加工による磁区模様変化を基にしたおよその領域分けである。(a) の剪断加工後の磁区模様を(c) の歪取り焼鈍後の磁区模様と比較すると、剪断加工の端部付近ほど磁区模様の変化が大きく、端部から十分離れた部分では磁区模様の変化がほとんど認められない。したがって、歪取り焼鈍による打抜き端部付近の磁区模様の変化は加工による歪の影響であることが分かる。

図 4-20 での領域区分は目視判定によるものであり、必ずしも定量的ではないが、磁区模様の変化の説明のために用いた。以下、各領域の特徴を説明する。

領域 A： 剪断加工の切断面に最も近接した部分である。この領域では加工後試料の磁区が縞状であり、縞模様の向きが打抜き端面とほぼ直交する方向（紙面横方向）を向く傾向が強い。このような縞状の磁区模様は歪取り焼鈍後は消失した。領域 A の幅は全板厚の平均で 280 μm と板厚のほぼ 1/2 であった。この領域は硬度上昇が顕著な部分に対応することから、大きな塑性変形に伴って生じた磁区模様と推定される。

領域 B： 歪取り焼鈍により磁区模様に変化する部分の割合が領域 A に比べて高いが、領域 A とは異なり縞模様が板厚方向（紙面上下方向）に近い方向となる傾向にある。領域 A と領域 B を含む部分の幅は全板厚の平均で 580 μm であり、板厚と同程度であった。この領域では硬度の増加が認められない部分でも磁区模様が顕著に変化していることから、弾性歪の影響を強く受けた磁区模様と推定される。

領域 C： この領域では焼鈍前後でほとんど磁区模様の変化が認められない部分と変化のやや大きい部分とが混在している。図 4-20 の(1)~(5)は領域 C のなかでも磁区模様の変化がやや大きい部分を示している。領域 A~C を含む部分の幅は約 1450 μm と板厚の 2~3 倍に相当した。

領域 D: この領域は焼鈍前後で磁区模様の変化がほとんど認められない部分であり、剪断加工の影響を受けていない部分といえる。この領域で歪取り焼鈍前後の磁区模様が完全に一致していないのは、わずかな消磁条件の差の影響を受けたためと考えられる。

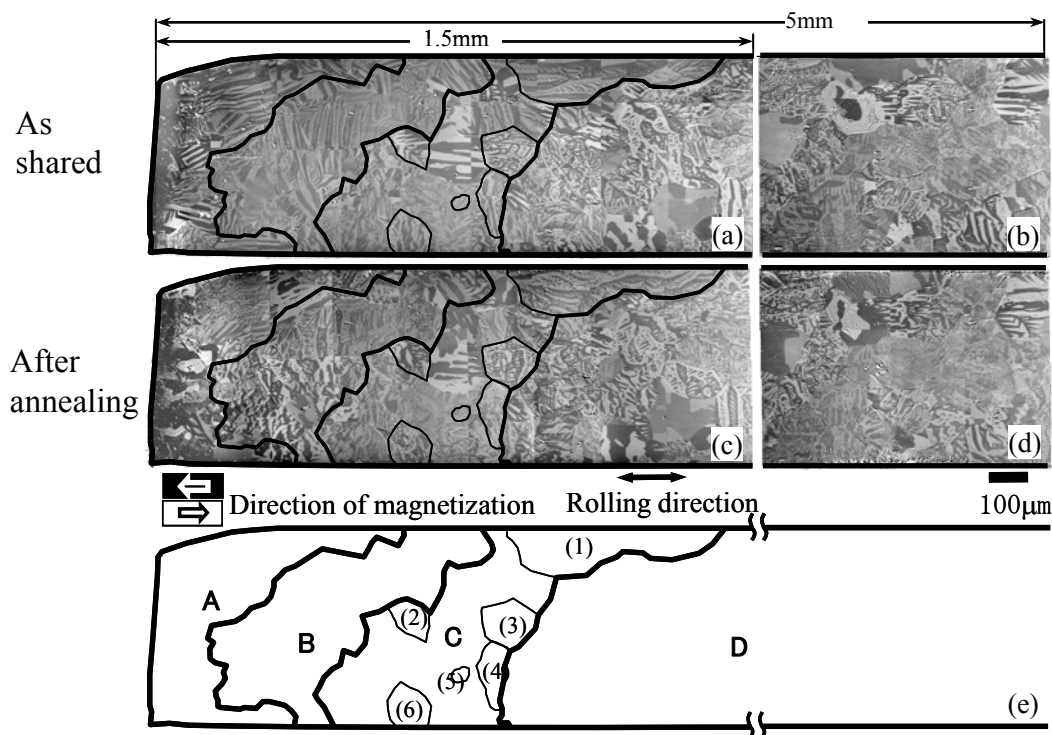


Fig. 4-20. Domain patterns near sheared edge before and after stress-relief annealing.

図 4-20 歪取り焼鈍前後の剪断端部付近の磁区模様

上記の領域 A または B においては、焼鈍後も縞状の磁区模様となる部分も存在するが、このような部分では、剪断加工の影響を受けた場合、歪取り焼鈍後に比べて磁区幅が狭く、かつ縞模様が明瞭である。以上の磁区観察の結果から、明瞭な磁区模様の変化を示す部分 (A~B) としては板厚程度であり、若干の磁区模様の変化を示す部分も含めると板厚の 2 ~3 倍程度の領域となることが明らかになった。これらは剪断による塑性歪とその近傍での弾性歪の効果と考えられる。A~C の領域はいずれも剪断加工時の試料上面 (だれの発生面) で広がる傾向にあった。これは、剪断加工においてはだれの生じる面の方が塑性変形量が大きいとする数値計算に基づく報告と一致した [8]。また、180° 磁区と考えられる縞状の磁区模様はだれの生じた面の側で広い範囲に分布する傾向にあるが、これは、だれ面側で板面方向に引張の応力が残留するとして従来の打抜き加工の数値解析と合致した結果となった [8] [11]。

図 4-21 に EBSD による結晶方位測定結果に基づいた結晶方位差および KAM 値の分布を示す [16]。KAM 値は隣接測定点間との方位差の平均値を示すものであり、塑性変形量の指標とするこ

とができる。図 4-21 は図 4-19 で磁区模様を示したのと同じ試料（同一面）であり、図 4-21(c) に焼鈍前後の磁区模様変化から求めた領域区分 A~D を記入している。図 4-21 では、領域 A で KAM 値が高く、領域 B, C では部分的に KAM 値が高い部分が認められる。磁区模様はダレ面側で焼鈍前後の変化が大きい傾向にあったが、ダレ面側の方に KAM 値が高い部分が分布する傾向が認められる。また、領域 C の中で部分的に磁区模様変化の大きい領域(2)(6)の近傍に変形量がやや大きい部分があり、これらの部分が局所的な応力を発生させて磁区を変化させている可能性が考えられる。

焼鈍前後に磁区模様変化のほとんど無かった領域 D でも若干 KAM 値が高い部分が認められるが、これが塑性変形によるものかどうかは明らかでない。

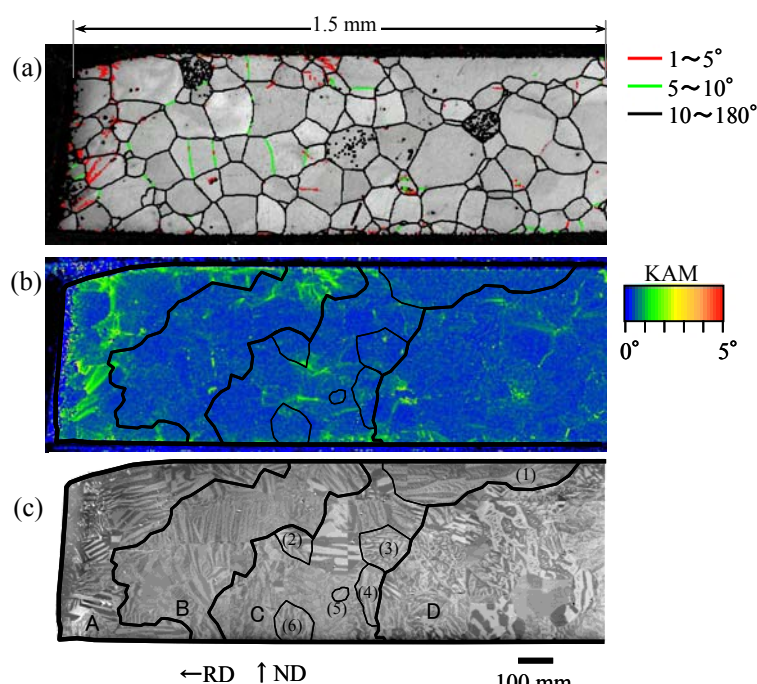


Fig. 4-21. Distribution of angle difference, KAM, and domain pattern.

(a) Crystal orientation difference (1° - 180°). (b) KAM. (c) Domain pattern.

図4-21 剪断端部付近の方位差, KAM値の分布, 磁区模様

(a) 結晶方位差(1~180°) (b) KAM値の分布 (c) 磁区模様

以上のように、硬度の増分が大きかった打抜き端部付近では、材料の塑性変形を原因とする KAM 値が高い傾向にあり、さらに加工による磁区変化が大きいダレ面側で KAM が高い傾向にあることが確認された。

4.4. 考察

4.4.1 細幅剪断による磁気特性劣化の挙動

図 4-8, 4-9, 4-10 に示した歪領域密度の増加に伴う磁気特性の変化について考察する。図 4-22 に剪断加工による短冊状の細幅試料の加工のモデルを示す。それぞれの細幅試料の両側の端部付

近には、歪により磁気特性が劣化した領域が存在する。劣化領域の幅を w_d 、貼り合せ後の試料の全幅を W_T とし、幅 W_T の中に存在する歪領域の本数を N とすると、歪領域密度 $D_d = N/W_T$ である。

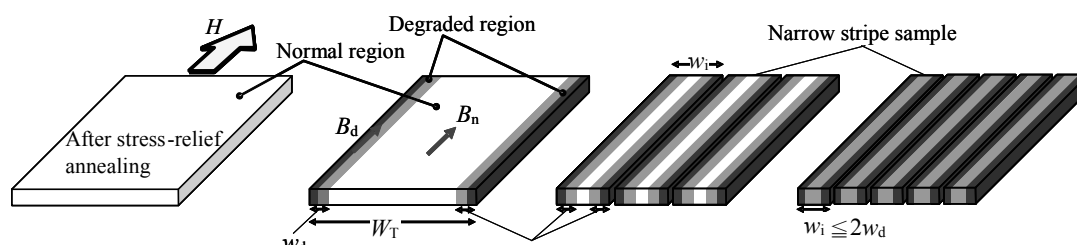


Fig. 4-22. Schematic view of divided sample by shearing.

図4-22 剪断加工による細幅分割の模式図

以下、細幅試料を貼り合わせた試料を一定の磁界強度で磁化させたときの磁束密度 (B_1 , B_{10} , B_{50} 等) について考える。ここでは単純化のため、歪を含んだ領域と歪を含まない領域の2種のみを考えることとする。剪断加工による歪領域の幅が細幅試料の幅の1/2よりも狭く、細幅試料の両側の歪領域が重ならない場合、全幅 W_T の試料の平均的な磁束密度 B_{av} は、歪領域内部の磁束密度 B_d 、歪のない部分の磁束密度 B_n を用いて、

$$\begin{aligned} B_{av} &= B_n (1 - Nw_d / W_T) + B_d Nw_d / W_T \\ &= B_n + (B_d - B_n)w_d D_d \end{aligned} \quad (4.5)$$

となる。

したがって、歪領域密度 D_d と平均の磁束密度 B_{av} の間の関係において、 B_{av} 軸の切片が B_n 、傾きが $(B_d - B_n)w_d$ となる。

一方、細幅試料の幅が歪領域の幅の2倍よりも狭くなると、細幅試料の両側の歪領域同士が重なることになる。試料内に蓄積される歪量には限界があり、同じ歪量の歪領域が重なっても蓄積される歪量は2倍とはならないと考えられる。さらに第6章に示すように圧縮の弾性歪（応力）の増加に対して磁束密度の低下と鉄損の増加は飽和する傾向にある。これらより、細幅試料の両側の歪領域に重なりが生じた場合、磁気特性に及ぼす影響は単純な加算則には従わないと考えられる。このような場合、 D_d と B_{av} の関係に(4.5)式の関係からのずれが生じる。したがって、図4-10に示した、磁束密度の傾きに変化が生じた歪領域密度を D_d^* とすると、式(4.4)にて $D_d = D_d^*$ とすることにより得られる w_i^* ($= 2 / D_d^*$) により、剪断加工により打抜き端部付近に生じた歪領域の幅 w_d は、大まかに $w_i^*/2$ 程度と推定される。ただし、4.3.1節で述べたように、磁束密度の変化に対して D_d^* は一定ではなく、磁界強度の水準により変化していた。これは、歪領域の内部で歪量の分布があり、磁界強度毎に磁束密度低下に影響する領域の幅が異なることが原因と考えられる。すなわち、磁界強度が低いほど微少な歪によって磁束密度の低下が起こるため、磁束密度

の低下領域が広がった結果と推定される。

これに対し鉄損については、図 4-10(b)に示したように平均の磁束密度（試料全体の最大磁束密度 B_m ）を高めるに従って D_d^* が低下するという、一見すると磁束密度（ B_1, B_{10}, B_{50} ）とは逆の結果となった。この理由は以下のように考えられる。

図 4-23 に鉄損測定における打抜き端部の歪領域（磁性劣化領域）の影響の模式図を示す。ここに、細幅試料の幅を w_i 、歪による磁気特性劣化領域の幅を w_d とする。

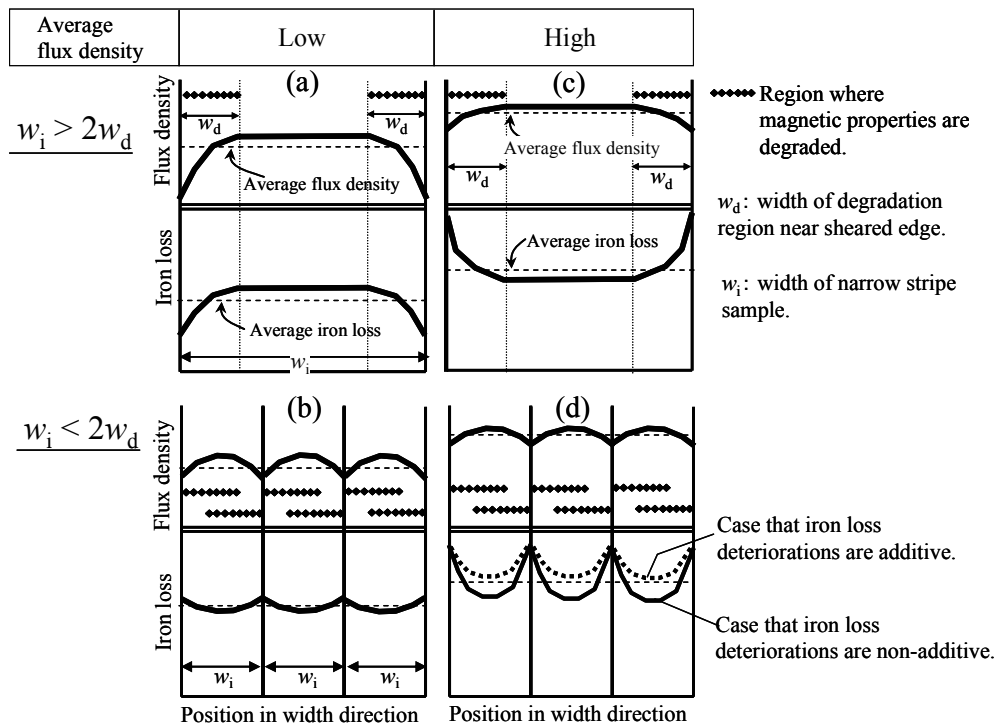


Fig. 4-23. Schematic view of magnetic property distribution in the sample containing degradation area due to shearing.

- (a) Average flux density : low, $w_i > 2w_d$. (b) Average flux density : low, $w_i < 2w_d$.
(c) Average flux density : high, $w_i > 2w_d$. (d) Average flux density : high, $w_i < 2w_d$.

図 4-23 剪断端部に磁性劣化領域のある試料の磁気特性分布の模式図

- (a) 平均磁束密度:低, $w_i > 2w_d$ (b) 平均磁束密度:低, $w_i < 2w_d$ (c) 平均磁束密度:高, $w_i > 2w_d$
(d) 平均磁束密度:高, $w_i < 2w_d$

鉄損の測定は試料全体の平均の磁束密度 B_m が所定の値となる条件で行うが、試料全体の最大磁束密度 B_m が低く、かつ剪断加工した試料の幅が十分広い条件（図 4-23(a), $w_i > 2w_d$ ）では、試料端部の歪領域では磁束密度の低下が起こるため、端部での鉄損値は必ずしも高くなり、歪のない部分へ磁束が集中することが試料全体の鉄損を増加させる。

これに対し、 B_m が低く、かつ細幅試料の幅が狭い条件（図 4-23(b), $w_i < 2w_d$ ）では、透磁率の高い正常部が消失しているので、打抜き端部を含めて試料全体が均等に磁化される傾向が強まる。このため、図 4-23(b)のように、打抜き端部の歪を含んだ部分の磁束密度が試料幅が広い場

合に比べて上昇するので、試料幅が広い条件に比べて加工端部付近の鉄損増加量が大きくなる。従って、 B_m が低い場合には、細幅試料の幅を細くして歪領域密度を増加させた場合に鉄損が増加し続ける傾向が強まるので、鉄損増加の変化点が明瞭でなくなるとともに、 D_d^* が高 D_d 側となると考えられる。

一方、 B_m が高く、試料の幅が広い条件（図 4-23(c), $w_i > 2w_d$ ）の場合においては、試料中央部の磁束密度が飽和域に近づいているため、打抜き端部の磁束密度も高くなる必要が生じ、この部分の鉄損が試料中央部よりも高くなる。 B_m が高い条件で細幅試料の幅を狭くすると（図 4-23(d), $w_i < 2w_d$ ）、細幅試料の中央部付近で剪断歪による磁性劣化領域に重なりが生じるが、前述のように磁気特性の劣化が非加算的であるとすると、歪領域密度の増加に対する鉄損劣化量の増加の割合は試料幅が広い場合（ $w_i > 2w_d$ ）に比べて鈍化すると考えられる。

以上述べたように、細幅に剪断した試料での歪領域密度と磁気特性の関係については、磁束密度 B_1 , B_{10} , B_{50} の場合は、打抜き端部付近の透磁率の低下そのものが影響するのに対し、鉄損の場合は、剪断加工による歪の影響下での試料内部の磁束密度の分布状態が B_m に応じて異なり、これが試料全体の鉄損変化の挙動を規定していると考えられる。このような理由により、図 4-10 に示した剪断加工幅に対する磁気特性の変化の挙動に関し、磁束密度の場合と鉄損の場合で違いが生じたと考えられる。

図 4-10 (a)より、磁界強度 50 A/m の場合を除き、歪領域密度に対する磁束密度の関係が線形な関係からずれるときの D_d^* は 0.5~0.8 であり、このときの細幅試料の幅 w_i^* は 2.5 mm~4.0 mm である。したがって、打抜き加工端部の磁気特性劣化領域の幅 w_d は 1.25 mm~2.0 mm（板厚 0.5 mm の 2.5~4 倍）と推定される。一方、図 4-20 に示した磁区観察結果では、磁気特性劣化が生じた領域の幅は 1.4 mm 程度と見積もられ、図 4-10(a)から得られる結果（1.25 mm~2.0 mm）と近い値となっている。一方、磁界強度 50 A/m の条件では w_i^* は 3.5 mm 程度であり、これは板厚 0.5 mm の 7 倍に相当する。このことから、磁界強度が低下するほど磁気特性に影響を及ぼす歪は広範囲に広がっており、50 A/m では微弱な歪が磁区模様の変化が認められた領域よりも広い範囲に亘って分布していると推定される。

以上から、打抜き端部での磁気特性劣化領域の幅は少なくとも、板厚の 2~3 倍程度はあり、低磁界強度の条件では板厚の 7 倍もしくはそれ以上の部分が影響していると考えられる。

4.4.2 磁区模様および結晶方位差分布

図 4-20 で確認された硬度増加が認められない部分での磁区模様の変化は、弾性歪の影響と考えられる [7] [8]。打抜き加工による弾性歪の発生の原因としては、端部近傍の塑性変形量の大きい部分が周囲に応力を及ぼす効果が考えられる。また、結晶粒内部や結晶粒界での不均一な塑性変形なども影響している可能性が推定される。このような弾性歪を内在する領域は塑性変形した部分を包含する形で広がっていると予想される。図 4-21 に示した KAM 値では打抜き端部に近い領域 A の内部に KAM 値が高い部分が存在した。また、領域 B や領域 C の中にも部分的に KAM 値が高い部分が認められた。このように、領域 A は大きな塑性変形を受けているため、転

位の蓄積の結果として硬度が上昇するのみでなく、結晶方位の変化が大きい。したがって、領域 A の塑性変形が周囲を拘束することより、領域 B, C での磁区構造の変化が生じている可能性が考えられる。また、KAM 値で認められた領域 B, C 内部での部分的な変形（方位変化）も、局所的に応力を発生させて磁区構造を変化させる原因となっている可能性がある。

以上述べた弾性歪が鉄損に及ぼす影響を定量的に評価することは、現段階では困難であるが、今後、磁区構造の変化と関連づけることで詳細な情報が得られるものと期待される。また、機械的特性をはじめとする材料因子もしくは金型のクリアランス、板押えといった加工に関する条件は、鉄損および磁区構造に種々の影響を及ぼしていると予想されるため、今後は、これら個々の因子の影響を明らかにしていく必要があると考えられる。

4.5. モータ鉄損の予測

4.5.1 目的

前節では磁気測定用試験片の磁気特性に関して、細幅剪断による劣化挙動の調査と塑性歪（硬度）による鉄損予測を行った。本節ではこれらの手法をモータ特性の解析に適用した結果について述べる。本節では、まず打抜き端部付近の硬度によって定量化した塑性歪から予測した磁気特性分布をモータ特性解析に適用することを試みた。前節の磁気測定用試験片での調査では、塑性歪の分布のみからは真の磁気特性劣化を予測できないことが明らかになったが、同様の方法を用いた場合のモータ特性の予測精度（誤差）を検証した。ここで実施したモータ特性の解析手法は、今後、弾性歪領域を含めた打抜き加工端部付近の正確な磁気特性分布を明らかにすることができれば、より精度の高いモータ特性の予測に適用可能と予想されるので、本節の検討は将来のモータ解析手法の予備検討と位置づけた。

さらに、モータ鉄心の各部分と同じ幅に剪断加工した試験片の磁気特性をモータ解析に適用することで、打抜き加工端部付近の磁気特性の分布を用いることなくモータ鉄損を予測することが可能な方法を検討した。

4.5.2 モータ鉄損の測定および打抜き端部の磁気特性の推定

供試モータとして文献 [19]と同じ表面永久磁石型ブラシレス DC モータ（定格電圧 48 V、キャリア周波数 3.2 kHz）の市販品およびその駆動回路を用いた。ステータ鉄心のティース幅、ヨーク幅はそれぞれ、9.0 mm、9.5 mm である。このモータの仕様を表 4-1 に示し、鉄心形状の概略を図 4-24 に示す。

ステータ素材としては JFE スチール製 50JN230 ($W_{15/50} = 2.16$ W/kg, $B_{50} = 1.67$ T) を用い、工具鋼製の金型を用いて打抜き加工により作製した。打抜き加工を施したままの鉄心材を使用したステータと、打抜き加工後に 750℃、2 時間の歪取り焼鈍を施した鉄心を使用したステータの 2 種を用意し、文献 [19]と同様の方法で、回転数 1580 rpm、トルク 1.5 Nm でのモータ特性を測定した。図 4-25 にモータ U 相の電流波形を示す。モータ鉄損は、全損失から銅損および機械損を減じることにより求めた。50JN230 は製造工程で高温の仕上げ焼鈍を行っているため、歪取り焼

鈍での結晶粒の成長がほとんど起こらず、端部の加工歪のみが解放されるので、上記2種のステータを用いることで、打抜き歪の有無がモータ特性に及ぼす効果を評価することが可能である。打抜き加工を行った打抜き端部の磁気特性は、4.3.3 節と同様に打抜き加工端部付近で測定した硬度の分布から予測した。

Table 4-1. Specifications of tested brushless DC motor.

表 4-1 試験用ブラシレス DC モータの仕様

Rated power	300 W
Driving voltage	48 V
Driving voltage waveform	120° reqtangular
Number of slot in stator	12
Number of poles in rotor	8
Dimension	od ϕ 159 mm \times id ϕ 75 mm \times h 23 mm
Type of motor	Concentrated windings, Surface magnet
Magnet	Neodymium
Length of gap	0.5 mm

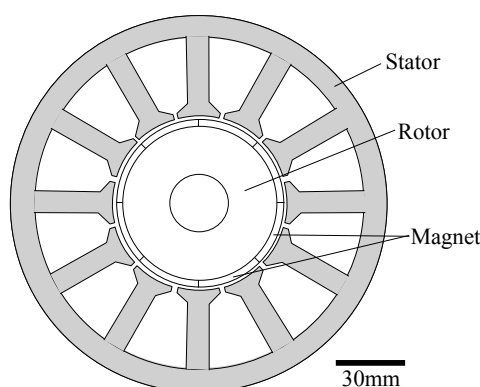


Fig 4-24. Outline of the core of tested brushless DC motor.

図 4-24 試験用ブラシレス DC モータの鉄心の概略

4.5.3 電磁界解析

硬度分布に基づいて求めた打抜き端部の磁気特性（図4-17の磁化曲線）を用いて有限要素法による電磁界解析を行った。解析手法は二次元静磁界解析とし、図4-25の電流波形を入力した。解析領域はモータの対称性から90°とし、回転角90°を48ステップに分割して計算を行った。ステータ内部は3246個の矩形メッシュに分割した。電磁界解析の計算ソフトはJMAG[®]を使用した。

鉄損は、電磁界解析による各メッシュの磁束密度ベクトルの最大値から、鉄心材料（50JN230）の磁束密度－鉄損曲線を用いて計算した。また表面磁石型のブラシレス DC モータであるため、ロータで発生する鉄損は無視できるとして、ステータ鉄損の総量をモータ鉄損とした。

打抜き端部の塑性歪の分布を考慮したモータの数値解析として、図 4-26 に示すようにステータの端部に幅 0.125 mm の 2 つの磁気特性劣化領域（外側：歪領域(1)、内側：歪領域(2)）を設け、それぞれの部分の平均の硬度上昇から、塑性歪が導入された材料での磁化曲線を図 4-17 と同様

に求め、これをモータの電磁界解析計算に適用して鉄心内部の磁束密度の分布を求めた。

また、4.5.7 節に述べるように、磁界解析で得られた鉄心各部（ティース、コアバック）の磁束密度に対して、図 4-5 の細幅の短冊状試験片による磁気測定結果（図 4-8、図 4-9）を適用して、打抜き加工による鉄損劣化（塑性歪＋弾性歪）を考慮したモータ鉄損の算出を行った。

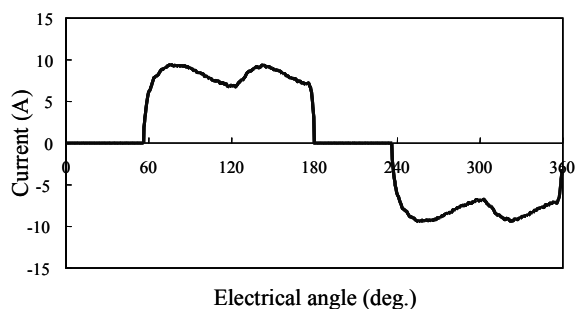


Fig. 4-25. Current waveform of tested brushless DC motor.

図 4-25 試験用ブラシレス DC モータの電流波形

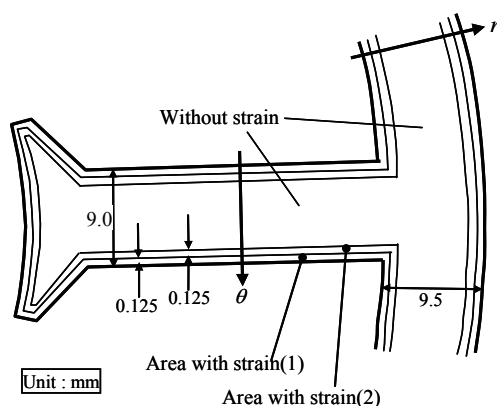


Fig. 4-26. Model of stator core considering strain near edge.

図 4-26 端部の加工歪を考慮した計算モデル

4.5.4 モータ特性の評価結果

図 4-27 に歪取り焼鈍有無でのモータ効率およびモータ損失の比較を示す。歪取り焼鈍によって、モータ効率が 0.5 % ～0.6 % 向上しているが、これは歪取り焼鈍によりステータの鉄損が 16 % 低下したことによる。鉄心素材として用いた 50JN230 は、剪断歪の影響を除いた評価によれば、歪取り焼鈍による鉄損 $W_{15/50}$ の低下が 1.5 % 程度であった。したがって、本実験では歪取り焼鈍による鉄心材料の鉄損低下はほとんど無視してよく、ステータの歪取り焼鈍による鉄損の低下（16 %）は加工によりもたらされた歪が解放された結果といえる。

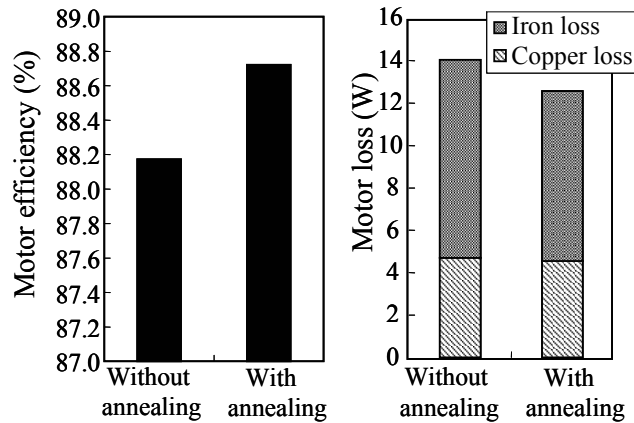


Fig. 4-27. Comparison of motor efficiency and iron loss with and without stress-relief annealing.
 図 4-27 歪取り焼鈍の有無でのモータ効率および鉄損の比較

4.5.5 鉄心の打抜き加工によるモータ特性の劣化

図 4-28, 図 4-29 にそれぞれ, モータ鉄心の打抜き端部からの距離に対する硬度の分布 (板厚 0.50 mm 材, 0.35 mm 材), 板厚方向の硬度増加率の分布 (板厚 0.5 mm 材) を示す。これらのうち, 板厚 0.50 mm の材料をモータ鉄心 (ステータ) に用いた。図 4-28 は剪断機による剪断加工とほぼ同等の硬度分布となっており, 板厚 0.35 mm, 板厚 0.50 mm いずれの電磁鋼板においても, 板厚の約 1/2 の領域に硬度上昇が認められている。また, 板厚方向の硬度分布 (図 4-29) も剪断機で加工した場合の硬度 (図 4-14) と同様の分布であった。これらより, 剪断機による加工は鉄心の打抜き加工と類似の加工条件にあり, 打抜き加工を模擬する手法として適しているといえる。

図 4-28 の板厚 0.50 mm の材料の硬度分布を用いて, 図 4-26 の歪領域(1) [打抜き端面から 0.125 mm] および歪領域(2) [打抜き端面から 0.125 mm~0.25 mm] の硬度の増加率を 49.3% , 11.6% とした。

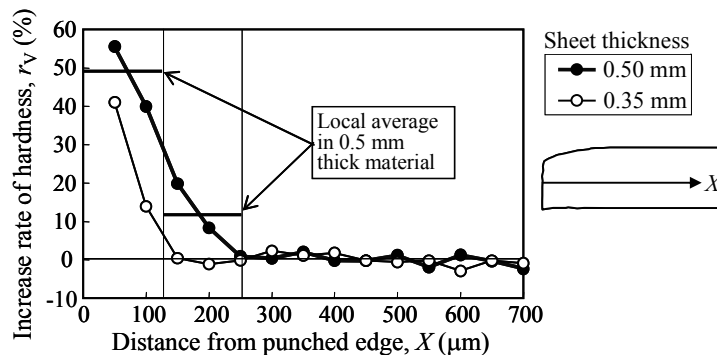


Fig. 4-28. Distribution of the increase rate of hardness with respect to the distance from sheared edge in the direction of sheet plane.

図 4-28 打抜き端部からの距離に対する硬度の増加率の板面方向の分布

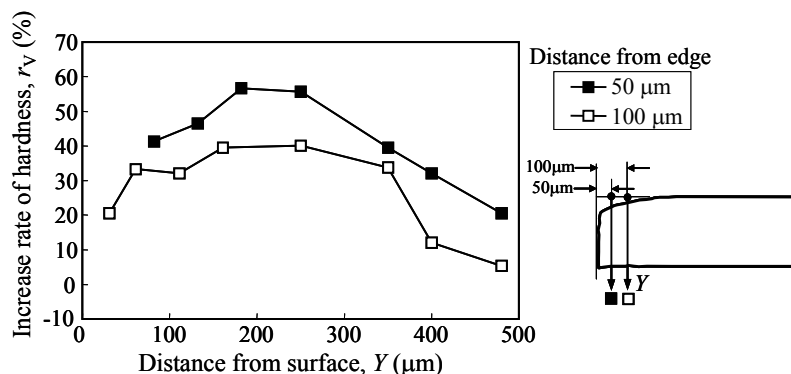


Fig. 4-29. Distribution of the increase rate of hardness with respect to the distance from surface in thickness direction (0.50 mm thick sheet).

図 4-29 表面からの距離に対する硬度の増加率の板厚方向の分布 (0.50 mm 厚材)

4.5.6 電磁界解析によるモータ鉄損の計算結果

電磁界解析により求めた鉄損と実測のモータ鉄損について、打抜き歪による増加率（歪なしでの結果に対する比率）の比較を図 4-30 に示す。電磁界解析結果では、打抜き加工端部の塑性歪による鉄損の劣化量はモータ鉄損の 6 % 程度であった。一方、実際のモータ鉄心での加工によるモータ鉄損の増加率は、歪取り焼鈍前後のモータ鉄損の差から 16 % 程度と推定された。したがって、打抜き加工端部の塑性歪の分布に基づいたモータ鉄損増分の計算結果は、4.3.3 節の単板試料での結果と同様に、実験値の 1/3 程度となる。

図 4-26 中に示すティースの幅方向 (θ 方向) およびヨークの径方向 (r 方向) の局所的な最大磁束密度と鉄損の分布を電磁界解析により求めた結果を図 4-31 に示す。ここに示されるように、ティース端部では鉄損が顕著に増加するのに対し、ヨークでは端部の鉄損値が低い。これは、図 4-17 に示したように、最大磁束密度 B_m が低い条件では、歪の影響を受けた部分と正常部の透磁率が大きく異なるのに対し、高磁束密度域では両者の差が小さくなるからである。すなわち、ティース部では平均の磁束密度が高いため、端部付近の歪を含んだ低透磁率・高鉄損の部分の磁束

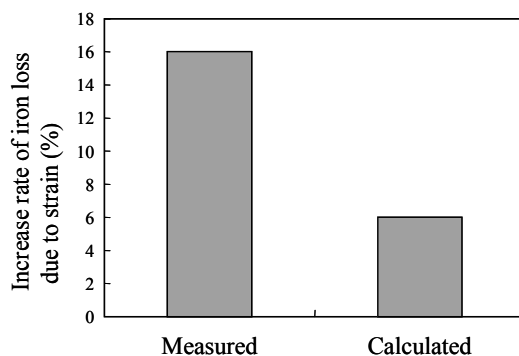


Fig. 4-30. Comparison of the increase rate of iron loss between measurement and calculation.

図 4-30 打抜き歪によるモータ鉄損増加率の実測と計算値の比較

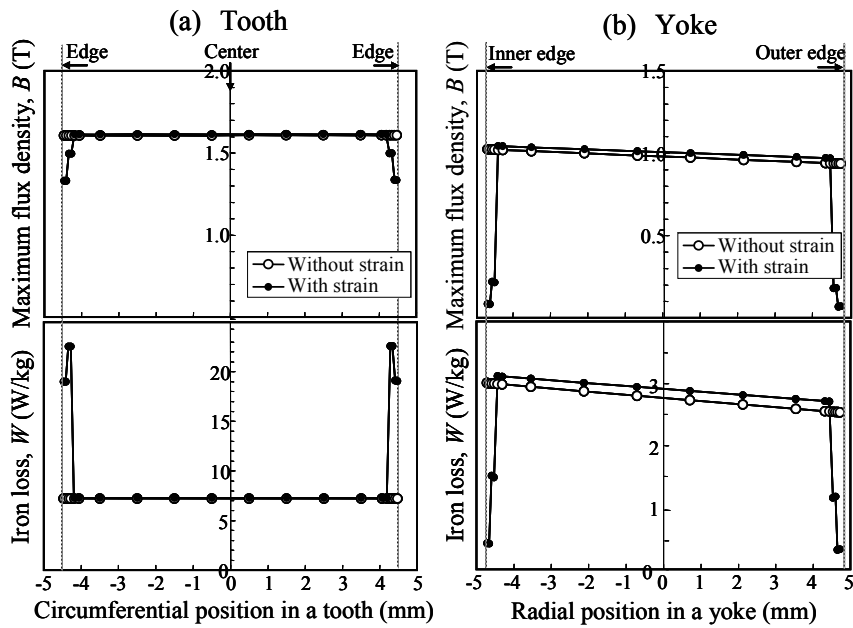


Fig. 4-31. Distribution of flux density and iron loss in tooth and yoke calculated by increment of hardness near sheared edge.

(a) Distribution in width direction of tooth. (b) Distribution in width direction in yoke.

図 4-31 打抜き端部の硬度上昇から計算したティース・ヨーク内部の磁束密度と鉄損の分布
(a) ティース幅方向の分布 (b) ヨーク幅方向の分布

密度が高くなり、高い鉄損値を示す。単板試料における同様の現象を図 4-23 の模式図により説明した。図 4-31(a)ではティース端部の最も外側の歪領域(1)より歪領域(2)の方が鉄損が高い。これは歪による透磁率低下と鉄損増加のバランスによるものであり、内側の歪領域(2)の方が領域(1)よりも磁束密度が高いことが原因で局所的な鉄損が増加したといえる。ここでの結果は塑性歪量のみに基づく鉄損分布の予測であるが、弾性歪の影響を含んだ現実の鉄損分布でも類似の分布が生じている可能性が考えられる。

図 4-32 に打抜き端部（歪影響部(1)と(2)）と端部以外で生じる鉄損をティースとヨークに分けて示す。図 4-31(a)は単位重量当たりの損失であり、図 4-31(b)は各部損失の合計値である。図 4-32 に示したように、単位重量当たりの鉄損は、磁束密度が高くなるティース部の端部領域で特に増加する結果となった。すなわち、本研究のモータコアを加工端部の硬度分布によって鉄損解析した結果においては、打抜き歪（ここでは硬度に現れる塑性歪）による鉄損増加のほとんどはティース部で生じているといえる。

4.5.7 剪断加工した試料の磁気特性によるモータ鉄損の予測

以上示した硬度による打抜き歪の影響調査では、実際のモータ鉄損の劣化の 1/3 程度しか説明できない。そこで、加工によって生じる電磁鋼板の磁気特性劣化の総量を考慮した解析を行う目的で、4.2.1 節、4.3.1 節と同様の方法により、剪断機にて電磁鋼板を種々の幅の短冊状試験片としたときの磁気特性を調査し、この結果を用いて以下の手順でモータ鉄損の算定を行った。

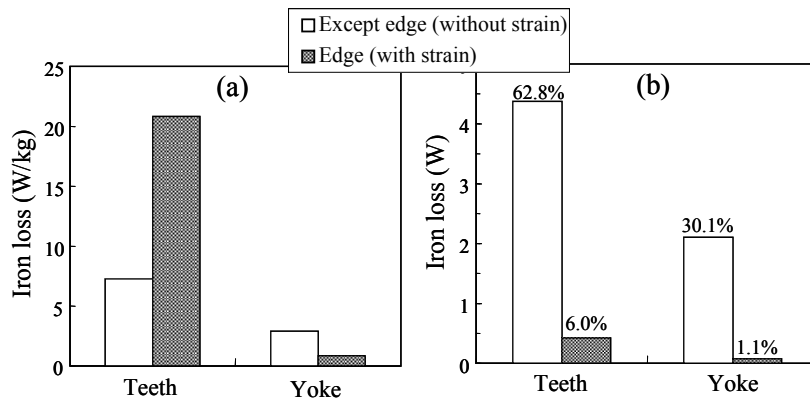


Fig. 4-32. Comparison of motor iron loss in teeth and yoke calculated from the increase rate of hardness near sheared edge.

図 4-32 ティース、ヨーク別のモータ鉄損（打抜き端部の硬度に基づく計算結果）の比較

- (1) 4.5.3 節で述べた電磁界解析によりモータ鉄心内部の磁束密度分布を求め、鉄心各部（ティース部、ヨーク部、ティース先端部）の平均の磁束密度を算出した。この場合、打抜き加工端部の塑性歪のみしか考慮されていないが、検討したモータではティース、ヨークの幅が十分広いので、弾性歪がモータの平均磁束密度に及ぼす影響は小さいとした。
- (2) 剪断機にて図 4-5 と同様の異なる幅の短冊状試験片を作製し、最大磁束密度を種々変化させて磁気測定を行い、試験用モータ鉄心の各部分（ティース、ヨーク）と同じ幅、同じ平均磁束密度としたときの鉄損値（単位重量当り）を求めた。
- (3) (1)と(2)の結果からステータ各部の鉄損を求め、これらを合計してモータ鉄損とした。

打抜き加工による鉄損増加率について、①実測値、②打抜き端部の硬度による計算、および③細幅の短冊状試験片から計算した値の比較を図 4-33 に示す。③の剪断による短冊状試験片の磁気特性から算定したモータ鉄損の増分は概ね実験結果と一致した。したがって、打抜き端部近傍の局所的な磁気特性の分布が分からなくても、モータ鉄心各部と同じ幅とした打抜き加工の模擬試料の磁気特性を適用することで、打抜き加工によるモータ鉄損の劣化を精度よく予測することが可能である。

同様のモータ損失推定は、清水らや戸田らによって行われている。清水らは剪断加工した試料から鉄心各部の磁化特性を求め、これをもとに電磁界解析を行い、さらに得られた鉄心各部の平均磁束密度に剪断加工した試料の鉄損値を対応させてモータ鉄損を算定している [18]。戸田らも同様の方法により、モータ鉄損が精度よく予測できることを確認している [20]。

ここで述べた方法は、モータ鉄心の予測に有用であるものの、この方法を用いるにはモータ鉄心各部と同じ幅に加工した試料を準備するか、もしくは各種の幅に加工した試料を準備してモータ鉄心各部の磁気特性を決定する必要がある。さらに、この方法での試料作製では、クリアランスや板押えといった条件を実際のモータ鉄心の打抜き加工と同じにすることが困難であるため、打抜き加工による鉄損劣化量を高い精度で予測しようとする場合は問題がある。さらに、複

雑な鉄心形状の場合は各部分の幅を規定することが困難となる。したがって、打抜き加工によるモータ特性予測のためには、加工端部付近の磁気特性の分布を正確に把握し、これを図 4-26 のように鉄心端部に磁気特性の劣化領域を設けた電磁界解析として適用するのが理想的とえる。

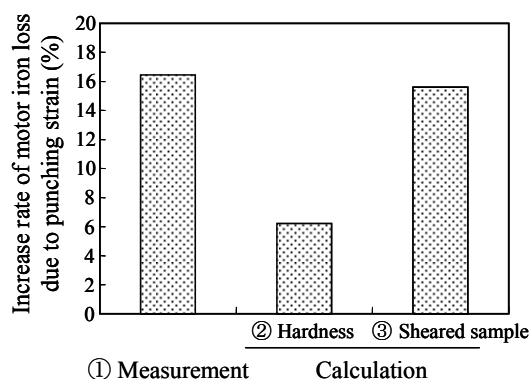


Fig.4-33. Comparison of the increment of motor iron loss between measurement and calculation.

図 4-33 打抜き歪による鉄損の増加率の測定値と計算値の比較

4.6 打抜き加工による磁気特性劣化の推定方法

本研究では、打抜き歪の影響が明瞭に現れる板厚 0.50 mm の無方向性電磁鋼板を対象とした調査と解析を行った。板厚や材質が異なる種々の電磁鋼板では、本研究の方法により打抜き加工による磁気特性の劣化の状況を明確にすることが可能である。しかしながら、個々の材料について本研究同様の実験と解析を行うことは、時間と労力を要するため、個別的な実験に頼らずに打抜き加工後の電磁鋼板の磁気特性を十分な精度で推定する方法が望まれる。

本研究によれば、打抜き加工により塑性歪が残留する領域の幅は板厚の約 1/2 の幅の領域であり、弾性歪と考えられる塑性歪以外の歪が残留した領域は、板厚の 2~3 倍程度の幅を持っていた。打抜き加工により鋼板端部に生じた塑性変形部分が周辺の材料に対して応力を及ぼすことで弾性歪領域を形成させているとすれば、弾性歪領域の幅は板厚に比例して増加すると考えられる。財前らは剪断加工による鉄損の劣化が電磁鋼板の板厚に応じて増加することを確認している [21]。したがって、財前らによる関係を用いて板厚が異なる材料での磁気特性の劣化を推定することができ、図 4-33③で示した鉄心各部の幅と同幅の試験片の磁気特性を用いた回転機鉄心の鉄損増加の解析方法に適用することが可能である。ただし、この方法では材料の機械特性やクリアランスなど、電磁鋼板の材質や打抜き加工条件の変化を考慮することはできない。

また本研究を含め、従来の研究では、打抜き加工を施した鋼板端部付近の磁気特性の分布を精度良く確定するには至っていないが、これを実現するひとつの方法として、磁気特性の分布曲線を仮定し、実験結果と照合することで打抜き加工端部付近の磁気特性の分布を確定する方法が考えられる。すなわち、加工端部付近の磁気特性の分布を不定の係数を含んだ関数として表し、実験の結果を最も良く説明する係数を選択する方法である。Steentjes らはこのような方法により、

打抜き加工が鉄損に及ぼす影響を推定している [22]。この方法では、加工端部付近の磁気特性の分布を表す関数の係数について、電磁鋼板の材質や加工条件との関係をいくつかの代表的な実験により求めておき、一般化を図ることで、電磁鋼板の種類や加工条件が変化した場合の劣化挙動の推定に適用することが可能と考えられる。

打抜き加工した電磁鋼板の端部付近の磁気特性の分布を確定する方法として、鋼板端部の塑性変形および弾性歪を数値計算により求め、歪量から磁気特性の分布を求める方法が考えられる。大村らは、弾塑性変形解析により電磁鋼板の打抜き加工端部付近の弾塑性歪の分布を求めている [23]。また、財前らは、放射光を用いて剪断加工端部付近の弾性変形量を測定し、得られた弾性変形量から求めた磁気特性の変化により、加工後の磁気特性が精度よく推定できることを示している [24]。柏原らも打抜き加工の数値解析に基づく磁気特性予測の方法を提案している [11]。これらの結果から、打抜き加工に関する数値解析により塑性変形量と弾性変形量の分布を求め、応力下での電磁鋼板の磁気特性を対応させることで、加工端部付近の磁気特性の分布を明らかにすることが可能といえる。現段階では大村らや財前らの結果は通常電磁鋼板の加工後の歪分布と磁気特性の分布を完全に予測するには至っていないが、将来、数値解析により打抜き加工端部付近の歪分布と弾塑性歪下での磁気特性を精度よく確定する技術が確立すれば、電磁鋼板の板厚や機械特性、あるいはクリアランス等の加工条件が変化した場合も含めて、打抜き加工した鋼板端部の磁気特性の分布を高精度に推定することができる。この手法を鉄心特性の数値解析に組み込むことで打抜き加工を施した回転機鉄心の特性予測精度の向上を図ることが可能である。

4.7 結言

無方向性電磁鋼板から打抜き加工によりモータや発電機用の鉄心を製造する際に、打抜き端部に導入される歪が鉄心の磁気特性に与える影響について調査および解析を行った。

硬度上昇および結晶方位変化 (EBSD-KAM 値) から、打抜き加工による塑性歪の残留は打抜き端部から板厚の約 1/2 の深さに及ぶと見積もった。また、無方向性電磁鋼板を圧延加工することにより、打抜き加工の際の硬度上昇を伴う磁気特性劣化を模擬し、剪断加工端部の硬度分布に対応させることで、打抜き歪による硬度上昇に基づいた鉄損解析を行った。この結果、硬度上昇に現れるような塑性歪の分布のみによる評価では実際の鉄損劣化量の 1/3 程度しか説明することができず、塑性歪以外の鉄損劣化原因を取り入れる必要があることが分かった。

一方、剪断加工端部での歪取り焼鈍前後の磁区観察結果から、板厚の 2~3 倍程度に相当する領域で磁気的な変化が生じていることを確認した。また、試料幅を種々変更した剪断加工を行うことにより歪領域密度と磁気特性の関係を求め、両者の関係の変化点から剪断加工端部の磁気特性劣化領域の幅を見積もった。この方法で推定した劣化領域の幅は磁化条件により異なるものの、板厚の 2.5~4 倍程度であった。これは磁区観察から得られた結果にほぼ一致した。

剪断加工端部付近の硬度上昇から求めた塑性歪領域の幅と、磁区観察等から求めた磁性劣化領域の幅が異なる原因は、弾性歪の影響と考えられた。すなわち、剪断加工端部付近で生じた塑性変形部が周辺部を拘束する効果により、鋼板の内部 (打抜き端部から離れた位置) に弾性歪が

残留して塑性歪を含んだ部分よりも広い領域で磁気特性が劣化すると考えられる。

続いて、打抜き加工端部の磁気特性劣化の影響を、ブラシレス DC モータの鉄損によって評価した。打抜き加工を施したままの鉄心と、打抜き加工後に歪取焼鈍を施した鉄心を用いて、打抜き歪有無でのモータ鉄損を比較したところ、打抜き歪によるモータ鉄損の劣化率は約 16% 程度と見積もられた。これに対し、打抜き加工後の打抜き端部の硬度上昇（塑性歪み）のみを考慮した電磁界解析により算定したモータ鉄損の劣化率は約 6% と、磁気測定用試験片で得られた結果と同様に、実験値の 1/3 程度しか説明できず、塑性歪の考慮のみでは不十分であることが示された。これに対して鉄心各部と同じ幅とした剪断加工試料の鉄損値をモータ鉄損算定に適用することで、打抜き加工の影響を考慮したモータ鉄損の推定が可能となった。

今後、種々の鉄心材料と打抜き加工の条件において、各種仕様の回転機鉄心の打抜き加工後の特性を簡便かつ高精度に予測するためには、加工端部付近の磁気特性分布を正確に把握することが重要であり、このためは打抜き加工の数値シミュレーションによって加工端部付近の変形量と歪を算出し、この結果を元に局所的な磁気特性の分布を推定する方法を確立していく必要がある。

参考文献

- [1] 日本塑性加工学会編：「せん断加工」，コロナ社, p. 43, (1992)
- [2] 日本塑性加工学会編：「最新塑性加工要覧（第 2 版）」，コロナ社, p. 229 (2000)
- [3] 日本塑性加工学会編：「塑性加工便覧」，コロナ社, p. 378 (2006)
- [4] 中田高義・中野正典・川原敬治：「切断ひずみがけい素鋼板の磁気特性に及ぼす影響」, 日本応用磁気学会誌, vol. 15, pp. 547-550 (1991)
- [5] A. J. Moses, N. Derebasi, G. Loisos, and A. Schoppa, “Aspects of the cut-edge effect stress on the power loss and flux density distribution in electrical steel sheets,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vols. 215-216, pp. 690-692 (2000).
- [6] R. Rygal, A. J. Moses, N. Derebasi, J. Schneider, and A. Schoppa, “Influence of cutting stress on magnetic field and flux density distribution in non-oriented electrical steels,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vols. 215-216, pp. 687-689 (2000).
- [7] 開道 力・茂木 尚：「鉄心性能の加工劣化機構についての磁気物理的考察」, 電気学会マグネティクス研究会資料, MAG-02-177, pp. 5-10 (2002)
- [8] 開道 力・茂木 尚・河内 毅・藪本政男・鈴木規之・石原好之：「回転機性能に及ぼす鉄心素材加工の影響」, 電気学会回転機研究会資料, RM-02-96, pp. 11-16 (2002)
- [9] F. Ossart, E. Hug, O. Hubert, C. Buvat, and R. Billardon, “Effect of punching on electrical steels: experimental and numerical coupled analysis,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 36, no. 5, pp. 3137-3140 (2000).
- [10] P. Baudouin, M. De Wulf, L. Kestens, and Y. Houbaert, “The effect of the guillotine clearance on the magnetic properties of electrical steels,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 256, nos. 1-3, pp. 32-40

(2003).

- [11] 柏原義之・藤村浩志・岡村一男・今西憲治・屋鋪裕義：「電磁鋼板の打抜き加工による磁気特性劣化量の推定技術の開発」, 電気学会論文誌 A, vol. 131-A, no. 7, pp. 567-574 (2011)
- [12] Z. Gmyrek, A. Cavagnino, and L. Ferraris, “Estimation of the magnetic properties of the damaged area resulting from the punching process: experimental research and FEM modeling,” *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 49, no. 5, pp. 2069-2077 (2013).
- [13] 千田邦浩・本田厚人・石田昌義・秋山勇治：「ブラシレス DC モータの鉄損に及ぼす加工歪の影響」, 平成 14 年電気学会産業応用部門大会講演論文集, vol. 3, pp. 1507-1510 (2002)
- [14] 千田邦浩・石田昌義・中須洋一・八木正昭：「剪断加工による無方向性電磁鋼板の鉄損および磁区構造の変化」, 電気学会論文誌 A, vol. 125-A, no. 3, pp. 241-246 (2005)
- [15] 鈴木清一：「EBSP 法の基本原理と最近のナノビーム化の利点」, まてりあ, vol. 40, pp. 612-616 (2001)
- [16] 千田邦浩・石田昌義・中須洋一・八木正昭：「剪断加工が無方向性電磁鋼板の磁区構造に及ぼす影響」, 日本鉄鋼協会第 150 回秋季講演大会, 材料とプロセス, CAMP-ISIJ, vol. 18, p. 1570 (2005)
- [17] M. Ojima, Y. Adachi, Y. Tomota, K. Ikeda, T. Kamiyama, and Y. Katada, “Work hardening mechanism in high nitrogen austenitic steel studied by in situ neutron diffraction and in situ electron backscattering diffraction,” *Mater. Sci. Engng.: A*, vol. 527, nos. 1-2, pp. 16-24 (2009).
- [18] 清水真樹・岡崎恵一・青木哲也：「自動車用モータ・アクチュエータの損失解析」, 第 12 回電磁界数値解析に関するセミナー講演論文集, pp. 34-44 (2002)
- [19] 石田昌義・稲永章子・本田厚人・大山 勇：「ブラシレス DC モータ特性に及ぼす鉄心素材の影響」, 回転機研究会資料, RM-98-147, pp. 1-6 (1998)
- [20] H. Toda, Y. Zaizen, M. Namikawa, N. Shiga, Y. Oda, and S. Morimoto, “Iron loss deterioration by shearing process in non-oriented electrical steel with different thickness and its influence on estimation of motor iron loss,” *IEEJ Trans. Ind. Appl.*, vol. 3, no. 1, pp. 55-61 (2014).
- [21] 財前善彰・戸田広朗・尾田善彦・千田邦浩・福村 勝：「電磁鋼板のせん断加工による鉄損劣化に及ぼす硬度, 板厚の影響」, 平成 25 年電気学会全国大会, no. 2-148, pp. 188-189 (2013)
- [22] S. Steentjes, G. Pfingsten, and K. Hameyer, “An application-oriented approach for consideration of material degradation effects due to cutting on iron losses and magnetizability,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 50, no. 11, artID 7027804 (2014).
- [23] T. Omura, Y. Zaizen, M. Fukumura, K. Senda, and H. Toda, “Effect of hardness and thickness of non-oriented electrical steel sheets on iron loss deterioration by shearing process,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 51, no. 11, art ID 2005604 (2015).
- [24] Y. Zaizen, T. Omura, M. Fukumura, K. Senda, H. Toda, “Evaluation of stress distribution due to shearing in non-oriented electrical steel by using synchrotron radiation,” *13th Joint MMM-Intermag Conference*, DR-02 (2016).

第5章 鉄心磁気特性に及ぼすカシメ加工の影響

5.1 緒言

電磁鋼板からモータや発電機などの回転機用鉄心を工業生産する場合、まず第4章で述べた打抜き加工により、鉄心の素片を電磁鋼板鋼帯から切り出し、続いて切り出された一枚一枚の素片を積層し、一体化させる方法が一般的にとられる。ここで、積層・一体化される前の状態を鉄心素片と呼ぶこととし、積層・一体化された状態のものを鉄心と呼ぶこととする。

例えば、ブラシレス DC モータにおいては、打抜き加工により得られた鉄心素片を積層・一体化してステータ鉄心とし、この後に巻線を施してから、別途作製されたロータとともにケースに組み込んでモータとする。ステータの製造では、巻線の前にステータ用の鉄心素片同士を結合させて所定の高さの積層鉄心とし、ロータの製造では磁石の挿入の前にロータ用の鉄心素片同士を結合させた積層鉄心とする。これは、巻線や磁石挿入の工程での作業性や製造工程全般での鉄心の運搬・搬送の利便性からの要請によるものである。一方、方向性電磁鋼板を鉄心素材として用いる変圧器においては、予め用意された巻線に鉄心素片（積鉄心変圧器では斜角切断材）を挿入していく方法が取られる。このように、最終製品（モータ、発電機）の部品となる鉄心を単体品として成立させてから、鉄心に対して巻線を施す方法は、回転機用鉄心の製造工程の特徴といえる。

回転機用の鉄心として積層体を形成するためには、積層された個々の鉄心素片を隣接する鉄心素片と結合させる必要がある。このための方法として、接着や溶接といった方法がとられる場合もあるが、製造性の観点からカシメが用いられることが多い。回転機鉄心で用いられるカシメは図 5-1 に示す形状（以下、ダボ（dowel）と称する）を鉄心素片に形成し、これらを互いに吻合させることで隣接する鉄心素片同士を結合させる。

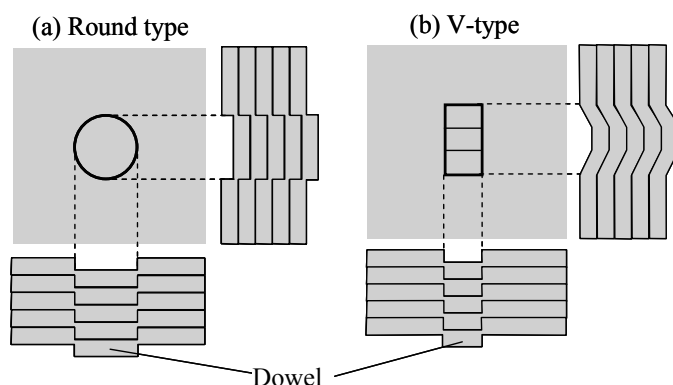


Fig. 5-1. Schematic view of interlocking.
(a) Round type interlocking. (b) V-type interlocking.

図 5-1 カシメの模式図

(a) 丸カシメ (b) Vカシメ

工業的に生産される回転機鉄心の多くは、図 5-2 に示す順送金型と呼ばれる複数の打抜き加工工程を有する金型内で電磁鋼板の鋼帯を順次送りながら鉄心形状を形成する方法で製造される。このような金型においては、最終の打抜き加工より前の金型内工程において所定の位置にダボを形成しておき、続いて最終の打抜き工程で鉄心外周部に相当する部分を鋼帯から分離した後、パンチがさらに下降する動作によって、すでに打抜かれて金型内の所定位置で保持されている鉄心素片のダボと打抜き直後の鉄心素片のダボを勘合・締結させる。この動作を所定の鉄心高さとなるまで順次行うことで、金型内部の工程のみで鉄心素片同士がカシメにより締結された鉄心を製造する。順送金型での最終打抜き工程におけるダボの勘合が不十分な場合は、打抜き加工用の金型から仮結合された鉄心を取り出した後、鉄心に上下から圧力を加えて勘合・締結を完全にする方法が取られる。金型外での再加圧が必要な場合であっても、結合されていない鉄心素片を得てからこれらを溶接等で結合する方法に比べて生産性の点で優れている。

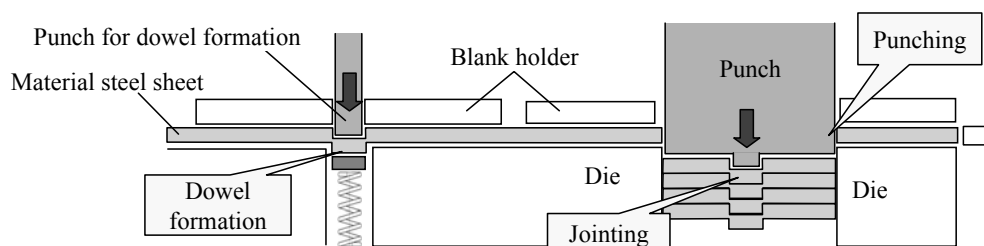


Fig. 5-2. Schematic view of interlocking using progressive die.

図 5-2 順送金型でのカシメ締結の模式図

上記のように、工業的な有用性から鉄心製造の手法としてカシメが広く使われているが、鉄心材料に対して機械的加工を施すことから、鉄心の磁気特性を劣化させることが知られている [1] [2] [3]。一方、近年ではエネルギーの高効率利用の観点から、回転機の効率向上の必要性が高まっており、設計の段階から回転機の損失値を精度良く見積もり、使用時の損失をできるだけ低減するような機器設計の必要が生じている。このため、鉄心の磁気特性を劣化させるカシメについても、その影響を高い精度で予測する必要性が生じている。

打抜き加工が鉄心の磁気特性に及ぼす影響については、第 4 章に示したように、従来から種々の観点で研究が行われているものの、カシメの影響についての研究例は限られていた。加えて、従来のカシメの影響に関する研究は、カシメによる鉄損劣化の傾向に関する調査に留まっていた。例えば、藤村らはカシメの影響についてリング状試験片を用いた実験的評価を行い、カシメによりヒステリシス損と渦電流損の両方が同程度劣化していることや、カシメを施したコアでは歪取り焼鈍後も磁気特性が完全に回復しないことを指摘している [1]。また、黒崎らはカシメと溶接の影響に関する実験的評価を行い、カシメに比べて溶接の方が磁気特性に対する影響が強いことを述べている [3]。従来の研究に対し本章の研究では、カシメによる鉄損劣化因子を包括

のかつ定量的に理解することを目的に、鉄損劣化の要因分析を行った。

図 5-2 の鉄心製造方法において、カシメによる鉄心磁気特性の劣化の原因として、以下が推定される。まず、ダボの形成やダボ同士の勘合の際に導入される歪による劣化である。第 4 章に述べた結果や過去の研究例から、打抜き加工（剪断加工）では、加工端部に塑性歪が導入されると同時に塑性歪の周辺に弾性歪領域が現れ、これら両者の影響で鉄心の磁気特性が劣化すると考えられる。カシメ加工の場合、剪断加工を受けた部分が鋼板から完全に切り離された状態にはないものの、加工の形態は同様であるため、打抜き加工と同様の影響がダボ加工により生じると推定される。また、ダボ同士の勘合させる際にダボの周辺が局部的に変形して塑性歪が蓄積されると同時に、ダボを介した締結のための応力（以下、「締結応力」と称する）がダボ周辺部に発生していると考えられる。これらの弾塑性歪がダボの周辺に局部的に存在することで鉄心の磁気特性が劣化すると推定される。

さらに、鉄心内部での短絡回路の形成も鉄心磁気特性劣化の原因と考えられる。開道らは、カシメによる層間短絡の影響を理論的に解析しているが、実験的な検証はなされていない [4]。

一方、高効率モータとして使用頻度が高まっているブラシレス DC モータ（BLDC モータ）や磁石を使用しないことによる有用性が注目されている SR モータでは、400 Hz といった従来よりも高い周波数域の鉄損が重要であることが明らかになっているため [5] [6] [7]、本研究ではカシメが高周波域の鉄損に影響に及ぼす影響についても調査した [8] [9]。

本章で述べた研究は、カシメによる鉄損劣化の因子を定量的に明らかにすることで、モータ・発電機などの回転機鉄心の磁気的な特性の改善と予測精度の向上に寄与することを目的とした。

5.2 実験方法

鉄心磁気特性に及ぼすカシメの影響を調査することを目的に、カシメを施したリング状の試験片（以下、リングコアまたはコアと称す）を用いた。回転機鉄心でカシメ配置を種々変更した調査を行うことによって実際の機器におけるカシメの影響を明らかにすることが可能であるが、このような方法の場合、種々の外乱因子のためカシメによる影響を十分な精度で抽出できない可能性が高い。そこで、本研究では磁気測定用の試験片にカシメ加工を施し、その影響を調査することとした（カシメ付リングコアまたはカシメコアと称す）。また、磁気特性の試験方法としては、エプスタイン試験や単板磁気試験（SST）があるが、前者では積層間に空隙が存在するだけでなく、カシメを施した試験片を測定枠に挿入することが困難である。また後者は単板（試験片一枚）の評価用であるため、2 枚以上の鋼板をカシメにより結合させた状態での測定ができない（縦型ダブルヨーク式の SST は継鉄を上下に有するため重ね合わせた 2 枚の鋼板を挿入して磁気測定を行うことが可能であり、これにカシメ加工部を設ける評価の手法も今後検討の余地がある）。これに対し、磁気特性の評価に一般的に用いられるリング形状の試験片にダボを設けてこれを勘合・締結すれば、回転機鉄心のコアバック部を模擬した評価とすることができ、本研究の目的に適合しているため、このような試験片形態を採用した。

リングコアの寸法は外径 55 mm、内径 35 mm、積層高さ 4.9 mm (0.35 mm×14 枚積層) とし、

上面から見たときのダボの長さ 3 mm, 幅 1 mm, ダボ高さ (板底面からのダボ突出高さ) 0.25 mm (板厚の 70%) の V カシメ (図 5-1(b)) を施した。素材となる電磁鋼板には JFE スチールの無方向性電磁鋼板 35JNE250 (板厚 0.35 mm, $W_{15/50} = 2.5$ W/kg) を用いた。

カシメの位置および個数が磁気特性に及ぼす影響を明らかにするために, リングコア中で図 5-3 に示す位置に前記のカシメを配置した。例えば, コア T やコア U ではカシメをリングコアの磁路の中央にカシメを有しており, 一方コア V, W, X はコアの端に近い位置 (コア端から 2.5 mm) にカシメを設けた。コア W でのカシメは千鳥状の配置とした。いずれもダボの長手方向を磁路の方向 (リングコアの周方向) と一致させた。

試験に用いたカシメ付リングコアの作製には単工程の打抜き金型を用いた。まずこの金型でリング形状の内・外周の打抜き加工と同時にダボ形成を行い, 未結合状態のコア素片を得た。続いて未結合のコア素片を一枚ずつ締結用治具に設置し, 3.5 MPa の圧力で加圧してダボ同士を吻合させ一体化させた。この際, 最上部に置かれたコア素片のダボの部分は, 締結治具に設けられたダボと同じ形状の突起によって押されつつ, すでに結合・一体化されている作製途中の積層コアに結合される。ここで作製されるリングコアの内・外周部は打抜き加工が施されているため, 未焼鈍のコアではカシメによる歪みだけでなく, 打抜き歪がコアの内周・外周近傍に存在している。

また, ダボ自体の影響を見極めることを目的に, コア T での配置にてダボと同じ寸法 (3 mm × 1 mm) の穴を打抜き加工により設けたコアを準備した (コア TH)。

さらに, 塑性歪を除去した後の磁気特性を評価することを目的に 750°C × 3 h (Ar 雰囲気) の歪取り焼鈍を一部のコアに対して施した。本研究で用いたグレードの電磁鋼板は製造工程で十分高い温度で焼鈍しているため, 上記条件の歪取り焼鈍で結晶粒の成長は起こらず, 塑性歪のみが除去されるとしてよい。焼鈍後のカシメコアは結合された状態のままであるため, 締結応力が残存した状態にある。

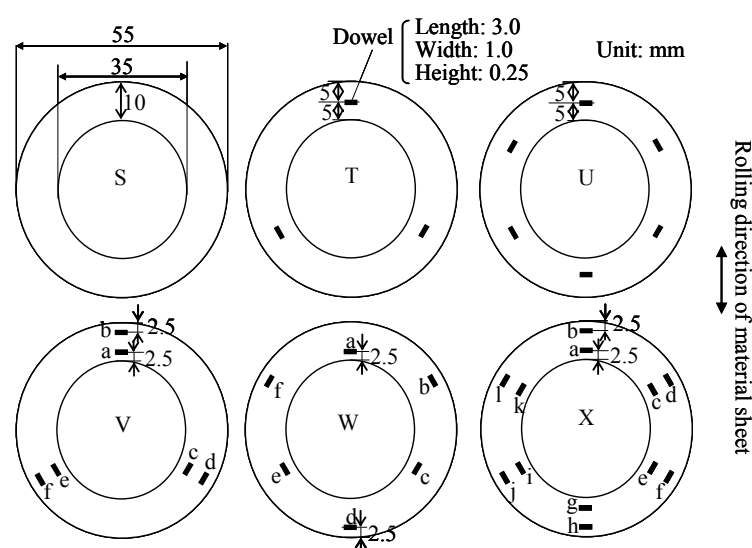


Fig. 5-3. Ring core samples and positions of dowels for interlocking.
図 5-3 カシメを施したリングコアサンプルおよびダボの位置

上記の方法で作製したリングコア試験片について、結合前のコアには「T1」のように番号 1 を、結合後のコアには「T2」のように番号 2 を、歪取り焼鈍後のコアには「T3」のように番号 3 を付与した。

カシメおよび打抜きによるリングコアの鉄損の増分を表 5-1 に示す(1)~(6)の原因により区別して解析を行った。表 5-1 では鉄損増加の要因と、各要因に対応する鉄損増加量を示す変数、並びに、表中の鉄損増分を定めたコアの記号、および鉄損増分算定のための比較コアの記号を示している。ここでは、加工による劣化因子を含んでいないコア S3（歪取り焼鈍済みカシメなしリングコア）を基準とし、コア全体でダボを 3 個設けたコア T2 において、コア内外周部の打抜き歪による鉄損増加量を P 、ダボ形成による歪起因の鉄損増加量を D 、ダボの締結による鉄損増加量を J 、ダボ締結による鉄損増加のうち歪取り焼鈍後も残存した劣化分を J' 、さらにダボと同じ寸法の穴を設けたコア TH において、穴の存在による鉄損増加量を H とした。さらに、カシメ部での短絡を原因とする付加的な渦電流損による鉄損の増分が存在し、以降ではこれを「付加損 (Extra loss)」と称した。コア U, V, W, X ではコア T2 に対してダボ個数が n 倍 (U, V, W では $n = 2$, X では $n = 4$) であるため、ダボによる影響 D , J (あるいは J') を含めると、コア S3 に対する鉄損増分は、 $P + nD + nJ$ (または nJ') となるが、この値よりもさらに鉄損が増加した分を付加損として、コア U, V, W, X に関しそれぞれ、 E_U, E_V, E_W, E_X とした。

ダボ締結による鉄損増加について、歪取り焼鈍後も残る鉄損の増分 (J') を J と区別したのは、ダボ締結の際に導入される歪の量と、歪取り焼鈍後に残存する歪の量が異なると考えられるためである。ダボの勘合に伴う歪としては、ダボ同士を勘合する際に導入される塑性歪と隣接する積層鋼板を結合するための応力 (締結応力) が存在するが、歪取り焼鈍後は塑性歪は開放され、締結応力は残存すると考えられる。表 5-1 での歪については塑性歪、弾性歪を区別していないが、以降の議論の中で必要に応じて歪の種別について論じた。

Table 5-1. Factors of iron loss deterioration related to production of ring cores with interlocking.
表 5-1 カシメ付きリングコア製造に関連した鉄損劣化の要因

No.	Factors of loss deterioration	Increment of iron loss (W/kg)	Targeted core	Reference core
(1)	Punching strains around outer and inner edges of ring core.	P	T2	S3
(2)	Strains due to formation of dowels.	D	T2	S3
(3)	Strains due to jointing of dowels.	J	T2	S3
(4)	Residual strain due to jointing after stress relief annealing.	J'	T3	S3
(5)	Influence of holes (core TH).	H	TH	S3
(6)	Additional eddy current loss due to short circuit at interlocking points (extra loss).	E_U, E_V, E_W, E_X	U,V,W,X	S3 + $nD + nJ$ ($nD + nJ'$)

n indicates the ratio of dowel number with respect to core T2.
For core U, V, and W, $n = 2$, for core X, $n = 4$.

図 5-3 に示したコアそれぞれでのコア S3 に対する鉄損増分を、コア T2 での鉄損増分 P , D , J と、コア U, V, W, X での付加損 E_U , E_V , E_W , E_X を用いて求めた。これを表 5-2 に示す。ここでは、鉄損要因間の相互作用等は無いものと仮定し、付加損以外はダボの数に比例して増加するとして、表 5-2 中の鉄損増分を求めた。

リングコアは 100 ターンの 1 次コイルにより交番磁化し、100 ターンの 2 次コイルで磁束を検出することにより磁気特性を評価した。鉄損測定は、周波数 50 Hz, 400 Hz, および 1 kHz にて行い電力計法により鉄損を算出した。鉄損の構成要素のうち、ヒステリシス損失が周波数に比例し、渦電流損が周波数の 2 乗に比例するとして 400 Hz と 50 Hz での鉄損から、周波数 400 Hz で励磁した場合の渦電流損、ヒステリシス損を算定した (2 周波分離法)。

また、ダボ近傍の塑性歪の蓄積を硬度上昇により評価した。ここでは、微小ビッカース硬度計を用いて荷重 50 g での硬度の分布を測定し、加工による歪のない部分に対する硬度の増加率を用いて歪蓄積量の分布を調査した。硬度の増加率 r_V は前出の式(4.2)で定義した。

Table 5-2. Tested ring cores (estimated increase of core loss).

表 5-2 評価したリングコアサンプル (鉄損増分の推定値)

Symbol Core conditions	Dowel configurations					
	S	T	U	V	W	X
	No dowel	1 × 3	1 × 6	2 × 3	1 × 6 (Staggered)	2 × 6
With holes	-	TH [$P+H$]	-	-	-	-
Before jointing	S1 [P]	T1 [$P+D$]	-	-	-	-
After jointing	-	T2 [$P+D+J$]	U2 [$P+2D+2J+E_U$]	V2 [$P+2D+2J+E_V$]	W2 [$P+2D+2J+E_W$]	X2 [$P+4D+4J+E_X$]
After Annealing	S3 [-]	T3 [J']	U3 [$2J'+E_U$]	V3 [$2J'+E_V$]	W3 [$2J'+E_W$]	X3 [$4J'+E_X$]

[] indicates estimated increase of core loss in each core. The following values P , D , J , J' , H are the amount of deterioration by each factor defined in core T with respect to core S3. E_U , E_V , E_W , E_X represent extra loss due to increased eddy current loss in core U, V, W, X, respectively. P : punching strain, D : strains introduced by dowel formation, J : strains introduced by jointing (before annealing), J' : strains introduced by jointing (after annealing), H : formation of holes.

5.3 実験結果

ダボ加工部や打抜き加工部から十分離れた位置での硬度を基準とした、ダボ近傍での硬度増加率の分布 (板厚中心位置) を図 5-4 に示す。硬度測定用のサンプルには結合前のコア T1 を用いた。この結果から、ダボ形成で強い加工を受けた部分で硬度が上昇していることが分かる。この

ような硬度の上昇は塑性歪の蓄積による。図 5-4 でエッジ L 近傍の硬度上昇領域の幅(片側)は 1.5 mm 程度であり、板厚の約 1/2 とされる従来から知られている打抜き歪による硬度上昇領域の幅にほぼ相当する。これは、ダボ形成(エッジ L)が打抜き加工と同種の剪断加工によるものであるため、当然の結果といえる。

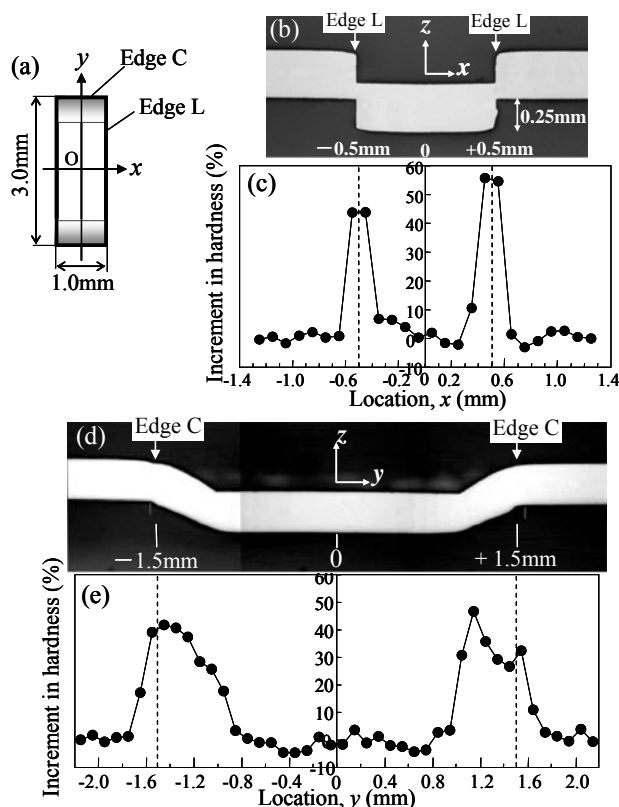


Fig. 5-4. Cross sectional view of dowel and hardness distribution inside and around dowel.
 (a) Top view of dowel. (b) Cross sectional view along x-axis. (c) Distribution of hardness along x-axis.
 (d) Cross sectional view along y-axis. (e) Distribution of hardness along y-axis.

図 5-4 ダボの断面図, およびダボ内部と周辺の硬度の分布

(a) ダボ上面図 (b) x 軸に沿った断面図 (c) x 軸上での硬度分布 (d) y 軸に沿った断面図
 (e) y 軸上での硬度分布

ダボなし (S1), 穴付き (TH), ダボ形成後締結前 (T1), ダボ締結後 (T2) のコアについて、50 Hz の交番磁束条件にて測定した磁界強度の最大値と磁束密度の最大値の関係を図 5-5 に示し、50 Hz の交番磁束条件での鉄損の比較結果を図 5-6 に示す。

図 5-5 においては、磁界強度 300 A/m 以下ではダボ付(締結前) コア T1 の磁束密度は穴開きコア TH よりも低い。また、図 5-6 において最大磁束密度 1.0 T, 周波数 50 Hz の交番磁束条件でのコア T1 の鉄損はコア TH よりも高い。これらの結果から、ダボの形成は同じ寸法の穴を打抜き加工によって開けるよりも低磁束密度域での磁気特性を劣化させる作用が強いといえる。これに対して、1.5 T の交番磁束条件ではコア T1 の鉄損はコア TH とほぼ同等である。また、図 5-5

で $H = 300 \sim 1000 \text{ A/m}$ での磁束密度はコア T1 とコア TH でほぼ同等である。さらに $H = 5000 \text{ A/m}$ になると、コア TH は最も低い磁束密度となっている。コア TH の磁気特性が高磁束密度域で低下する理由は、穴部分には磁性体が存在しないため、磁化された際に穴の内側に磁極が生成して磁性体部分の磁化を低下させるためである。

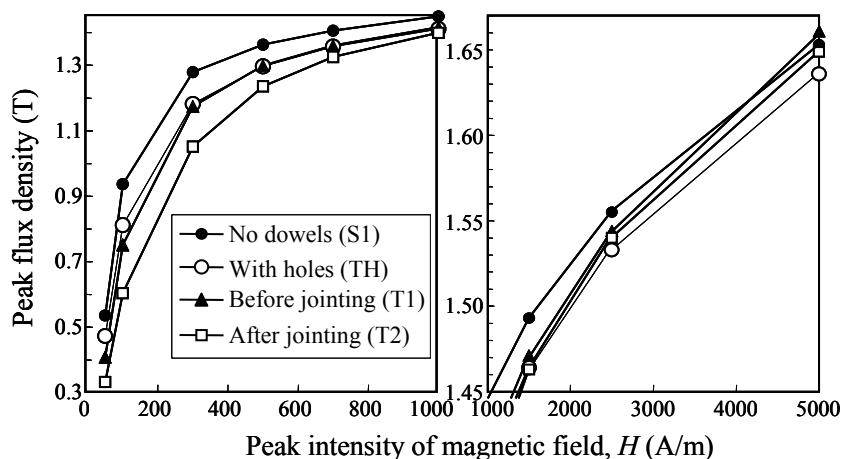


Fig. 5-5. Variation of peak flux densities in cores with different dowel conditions measured at 50 Hz.

図 5-5 異なるカシメダボ条件のコアでの最大磁束密度の変化 (交流 50 Hz)

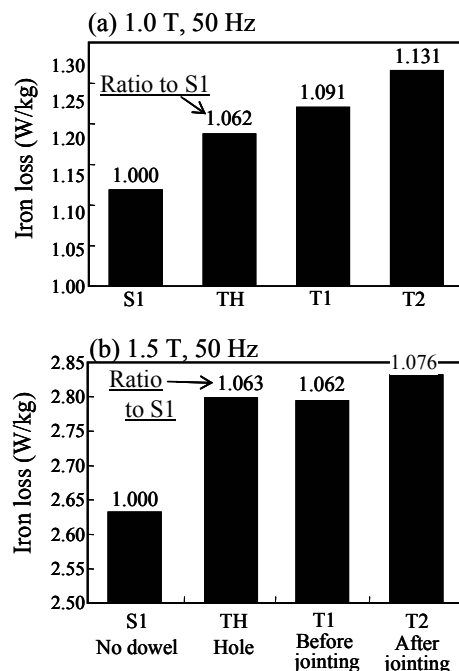


Fig. 5-6. Comparison of iron losses among different core conditions.

(a) 1.0 T, 50 Hz. (b) 1.5 T, 50 Hz.

図 5-6 異なる状態のコアでの鉄損の比較

(a) 1.0 T, 50 Hz (b) 1.5 T, 50 Hz

結合後のコア T2 は磁界強度 1500 A/m 以下において、比較したコアの中で最も低い磁束密度となり、1.0 T および 1.5 T を最大磁束密度とする交番磁束条件で最も高い鉄損値を示した。

図 5-4(a)のエッジ L において、コア T1, T2 に対するダボ形成とコア TH に対する穴開けでは、同様の剪断加工が施されているため、ダボおよび穴部周辺での塑性歪の分布はほぼ同等と考えられる（詳細にはコア T1, T2 はダボを形成するために剪断加工の途中で加工を停止した状態にあり、コア TH は全板厚に対して剪断加工を行っている）。さらに、コア TH は穴部分の内部に磁性体がないため、磁化特性の点で T1 よりも不利となるはずである。それにも拘わらず低磁束密度域での磁気特性はコア TH よりもコア T1 の方が劣っていた。これは、T1 ではダボの形成に伴って生じた塑性変形部が周辺の部分を拘束することにより弾性歪領域が広範囲に広がった影響と推定される。さらに、コア T2 ではダボの締結による歪が追加されるため、磁気特性はさらに劣化する。カシメコア T2 での磁気特性の劣化は $B_m = 1.5$ T 程度の比較的磁束密度が高い条件でも起こっているため、ダボの締結による歪はダボ形成による歪に比べて影響が強いと考えられる。

T2 と同じコアを用いて、締結前、締結後、および一度締結した状態のコアを分離してから測定した磁束密度および鉄損の変化量について増加側を正として図 5-7 に示す。ここでの励磁条件は、交番磁化条件（周波数 50 Hz）とし、変化量算定の基準はコア S1（打抜き加工後の単純リングコア）とした。

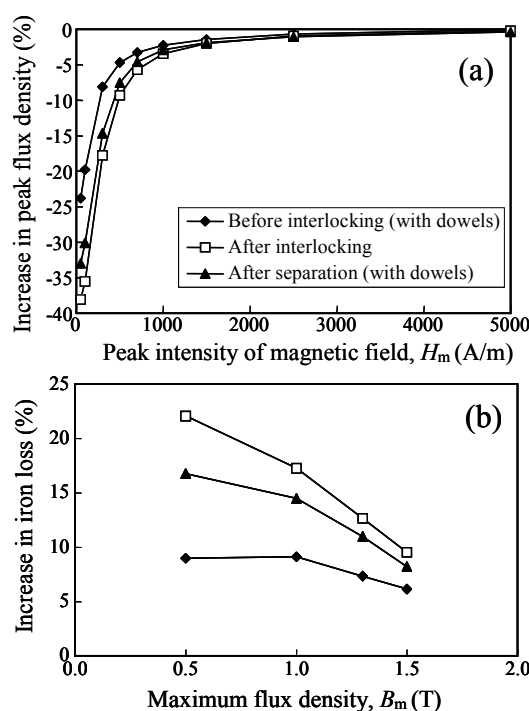


Fig. 5-7. Comparison of increase in flux density and iron loss between the core before jointing, after jointing, and after separation.

(a) Increase in flux density vs. intensity of magnetic field. (b) Increase in iron loss vs. maximum flux density.

図 5-7 締結前、締結後、締結をはずした後の磁束密度、鉄損変化量の比較

(a) 磁界強度 - 磁束密度増分 (b) 最大磁束密度 - 鉄損増分

図 5-7 では締結を外し分離したコアの磁気特性は締結後コアよりも良好な水準となったことから、コア片同士を結合する締結歪の影響でコアの磁気特性が劣化しており、締結をはずすことで締結歪の解放により磁気特性が改善したものと考えられる。ただし、図 5-7 に示されるように、締結を外したコアの特性は締結前に比べて劣化していることから、ダボの勘合ではコア片同士の結合のための締結応力のみでなく、塑性歪も導入されて鉄損劣化を起こしていると考えられる（さらに、カシメによる締結を分離する際に入った歪の影響も加算された可能性も存在する）。

異なるダボ配置のカシメコアの磁気特性について、図 5-8 に歪取り焼鈍前のコアの励磁周波数 50 Hz ($B_m = 1.0\text{ T}, 1.5\text{ T}$) での鉄損の比較を示し、図 5-9 に歪取り焼鈍前後のコアの励磁周波数 400 Hz での鉄損とその内訳（ヒステリシス損と渦電流損）を示す。これらの図では図中にダボの無いコア（S1 または S3）に対する鉄損の比を示した。これらの結果よれば、コア内部のダボの数の増加に従い鉄損が増加しており、カシメが磁気特性を劣化させていることが明らかである。図 5-8 のコア S1 に対する鉄損の比は $B_m = 1.0\text{ T}$ の方が 1.5 T よりも大きい。これは図 5-5、図 5-6 でも示されたように、カシメによる磁気特性の劣化が低磁束密度領域で顕著であることに対応する。図 5-8(a) と 図 5-9(a) で基準コア（S1）に対する鉄損の比を比べると、コア T2, U2 の比は励磁周波数が 50 Hz の場合と 400 Hz の場合とでほぼ同等であるのに対し、コア V2, W2, X2 では 400 Hz での比が 50 Hz での比に比べて著しく増大している。このような高周波で励磁したときのコア V2, W2, X2 の鉄損の増加の原因は図 5-9 に示されるように渦電流損の増加によるものといえる。コア V2, W2, X2 に共通する特徴は、ダボが磁路の中心に無くリングコアの幅の中で内側または外側に位置している点である。したがって、コア V2, W2, X2 で認められた鉄損（渦電流損）の増加は、積層方向に隣接した積層鋼板同士がカシメ位置で短絡することにより電氣的閉回路が形成され、これと鎖交する交番磁束により誘起された渦電流によるものと推定される。このような損失の増分を「付加損」と称した。

図 5-10 にリングコアの周長および幅長に占めるダボ部分の長さの比率（以下、「ダボ比率」とする）と、リングコアの磁気特性の関係を示す。周長に占めるダボの比率は、例えばコア V2 中のカシメのある部分ではコアの幅 10 mm あたり幅 1.0 mm のダボが 2 個あるので、コアの幅方向のダボ比率は $1.0 \times 2 / 10 = 0.2$ である。

図 5-10 に示されるように、リングコアの磁気特性（磁束密度、鉄損）は、周方向および幅方向のダボ比率に従って概ね直線的に変化しているが、周方向のダボ比率に対する B_1 の変化（図 5-10(a)）や幅方向のダボ比率に対する $B_1, B_{10}, B_{25}, B_{50}$ の変化（図 5-10 (g), (h), (i), (j)）では若干の非線形性が認められる。一方、鉄損 $W_{10/50}, W_{15/50}$ は磁束密度 $B_1, B_{10}, B_{25}, B_{50}$ の挙動と異なり、幅方向のダボ比率に対して線形な関係にある。鉄損には種々の要因が影響するため、以下では単純な取り扱いが可能な磁束密度の変化に関して述べる。

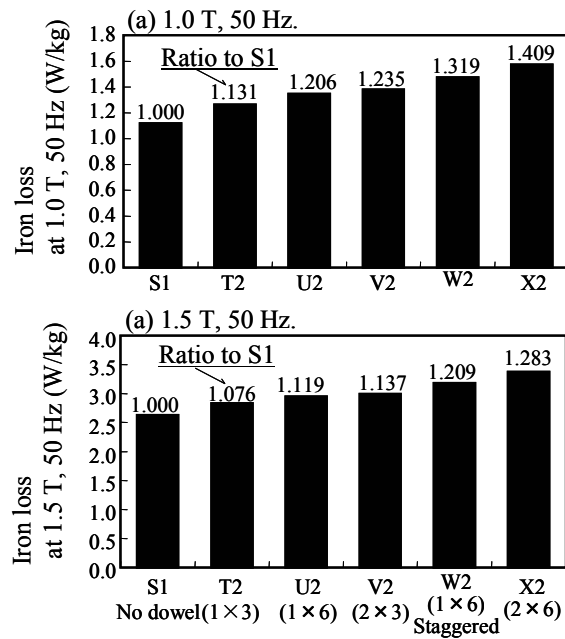


Fig. 5-8. Iron losses of cores with different interlocking configuration before annealing. (a) 1.0 T, 50 Hz. (b) 1.5 T, 50 Hz.
 図 5-8 歪取り焼鈍なしコアでの異なるダボ配列のコアの鉄損の比較
 (a) 1.0T, 50 Hz (b) 1.5T, 50 Hz

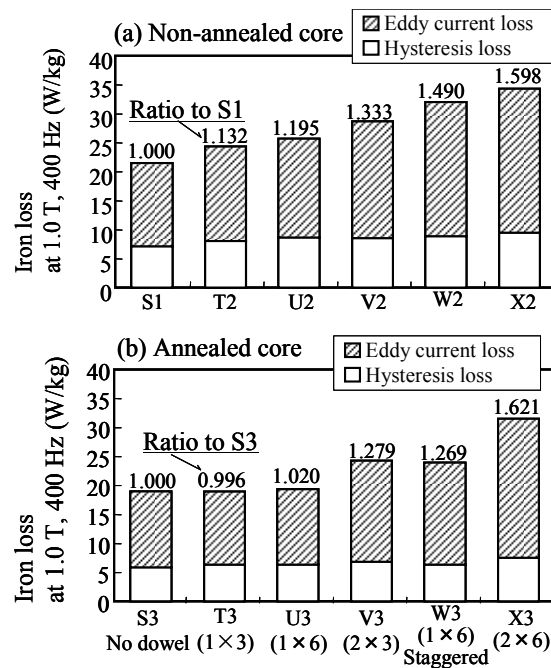


Fig. 5-9. Comparison of iron loss component at 1.0 T, 400 Hz in different interlocking configuration. (a) Non-annealed cores. (b) Annealed cores.
 図 5-9 異なるダボ配列のコアの 1.0 T, 400 Hz での鉄損成分の比較
 (a) 未焼鈍コア (b) 焼鈍コア

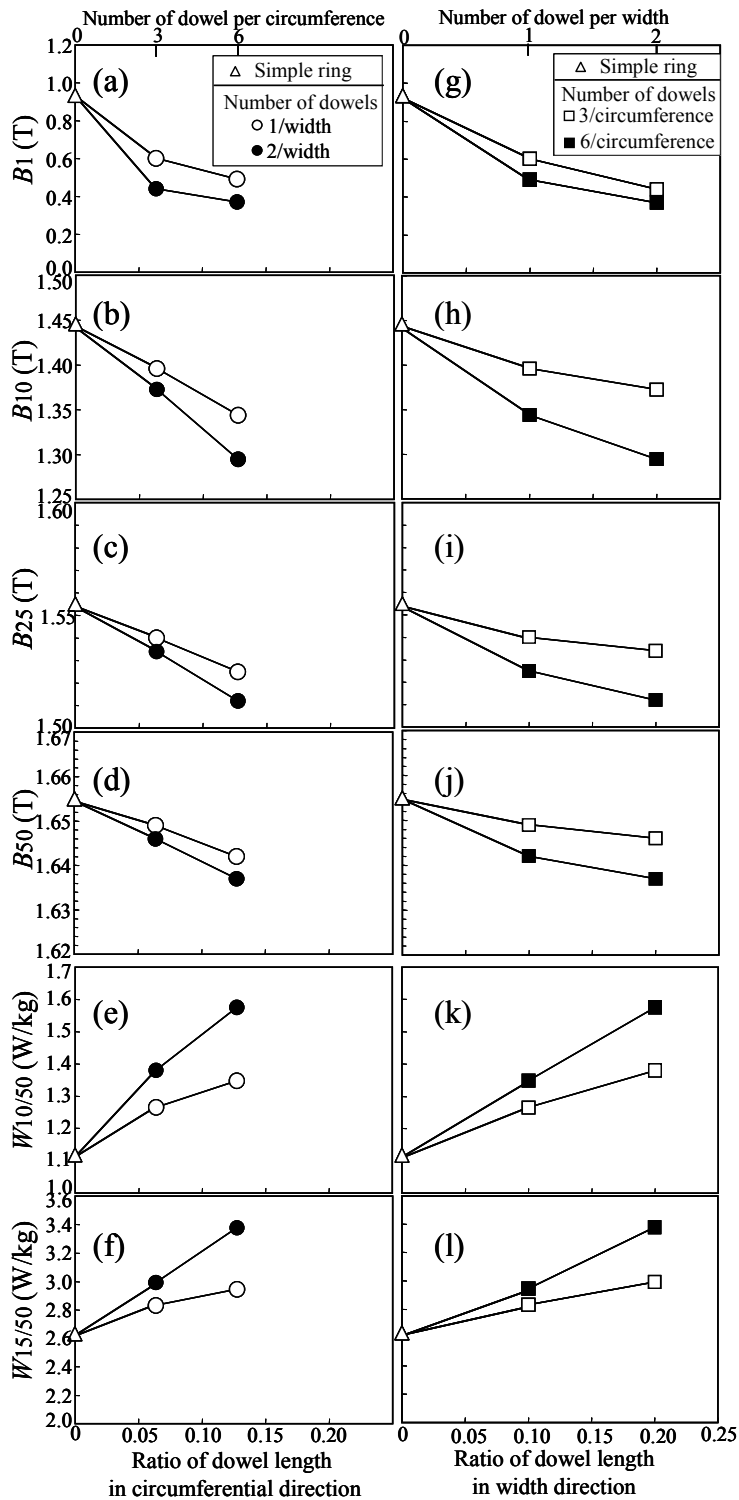


Fig. 5-10. Effect of the ratio of dowels in the length of circumference and width of ring cores on their magnetic properties.

図 5-10 リングコアの磁気特性に及ぼすダボ比率(リングコア周方向, 幅方向)の影響

コアの中に1個のカシメを設けると、カシメ部分の周辺の歪を含んだ領域が生成し、この領域で磁気特性が劣化してコア全体の磁気特性が劣化する。複数のカシメが近接している場合、カシメ部周辺の歪含有領域に重なりが生じるが、このような部分での磁気特性の劣化は、歪に対する磁気特性劣化の非線形性から、単純な加算則とはならず、単独のカシメによる劣化量の単純和よりも小さくなると考えられる。したがって、隣接するカシメ周辺の劣化部分に重なりが生じている場合、カシメ個数とコア磁気特性の劣化量の関係が線形で無くなる（同様の議論は4章で打抜き歪に関して図4-10、図4-22、図4-23を用いて行った）。図5-10では、磁束密度 B_1 、 B_{10} 、 B_{25} 、 B_{50} に関して、幅方向のダボ比率に対して若干の非線形性が認められることから、リングコアの幅方向に並んだダボ間（コアV、X）では、ダボ周辺の磁性劣化領域に重なりが生じていることが推定される。また、図5-10(a)に示されるように、磁界強度が低い条件（ B_1 ）で周方向のダボ比率に対してやや強い非線形性が認められたことから、低磁界強度・低磁束密度の条件ではカシメ部周辺の磁気特性劣化領域の周方向への広がりが大きいことが予想される。

ただし、上記で述べた非線形性はそれほど顕著ではないので、個々のカシメ（ダボ）による劣化を一次近似的には加算則で取り扱えるといえる。表5-2の個々のリングコアでの鉄損劣化量の予測値（表5-2の[]内）は、カシメによる磁気特性の劣化に加算則が成り立ち、カシメダボの個数に比例して劣化量が増大することを仮定して求めたものである。

5.4 コア損失の解析

上記の結果から、カシメに起因する鉄損の劣化は、カシメ加工工程中の複数の因子に起因していることが明らかとなった。以降では、これら因子の影響の分離を試みる。

リングコアの作製の過程における鉄損劣化の因子としては表5-1に示した(1)~(6)の項目が考えられる。カシメ付きリングコアの製造の関連する劣化因子間に交互作用が無いと仮定すると、それぞれのコアでの鉄損増加量（歪を含有しないコアS3に対する）は表5-2の[]中の式で表すことができる。また、図5-10に示した結果から、個々のカシメによる磁気特性の劣化は一次近似的には加算的に取り扱ってよい。

以上の仮定のもとに、コアT2にて定義される鉄損劣化量 P 、 D 、 J 、およびコアT3にて定義される J 、およびコアU、V、W、Xにて定義される E_U 、 E_V 、 E_W 、 E_X を用いて、それぞれのコアにおける鉄損増加量を算出することができる。例えばコアV2を例にとると、打抜き歪による鉄損劣化量はT2と同じなので P となり、コアV2のダボの数はコアT2の2倍（6個）あるので、ダボ形成による鉄損劣化量は $2D$ 、ダボの締結による劣化量は $2J$ である。さらに付加損による劣化量を E_V とすると、コアV2での鉄損劣化量は、 $P + 2D + 2J + E_V$ で表すことができる。また、コアV2に歪取り焼鈍を施したコアV3では、打抜き歪やダボ形成により歪は除去されているので、焼鈍後コアT3での締結による鉄損劣化量を J とすると、V3での劣化量は $2J + E_V$ とすることができる。ここでは積層コア間の短絡状態は歪取り焼鈍前後で変化しないと考えられるので、コアV2とV3の付加損を同じ E_V とした。

表5-2の[]に示した式に基づき、 P 、 D 、 J および E_U 、 E_V 、 E_W 、 E_X について定量化を行った。

例えば、 J はコア T2 の鉄損増分 ($P+D+J$) から T1 の鉄損増分 ($P+D$) を差し引くことにより求めた。このようにして求めた各因子による鉄損増分の比率を次の式(5.1)により、歪を含まない単純リングコア S3 の鉄損に対する比率 r_{int} として示した。

$$r_{\text{int}} = \frac{\Delta W}{W(S3)} \times 100 [\%] \quad (5.1)$$

ΔW : カシメに起因する種々の要因による鉄損の増加量 [W/kg]

$W(S3)$: コア S3 の鉄損 [W/kg]

式(5.1)で ΔW は、鉄損増加量 P , D , J (コア T2 で規定) および $E_U \sim E_X$ (それぞれコア U~X で規定) に相当する。図 5-11 に周波数毎 (50 Hz, 400 Hz, 1 kHz) の鉄損増分の比率 r_{int} を各要因毎に示す。また、図 5-12 は 400 Hz でのヒステリシス損と渦電流損に対して式(5.1)を適用し、コア S3 の鉄損に対する比率として示した結果である。

図 5-11 において、コア T2 でのカシメによる鉄損の増分は D と J の和に相当するが、いずれの周波数においても $D+J$ は打抜き歪による鉄損増分 P よりも大きく、本研究で作製したリングコアでは鉄損の劣化に関して、カシメの方が打抜き歪よりも大きな影響を及ぼしている。一般的には打抜き歪による影響とカシメによる影響の大小関係は鉄心の寸法とカシメの密度に依存しているため、鉄心寸法やカシメの密度が異なる試験片では図 5-11 とは異なる結果になると考えられる。

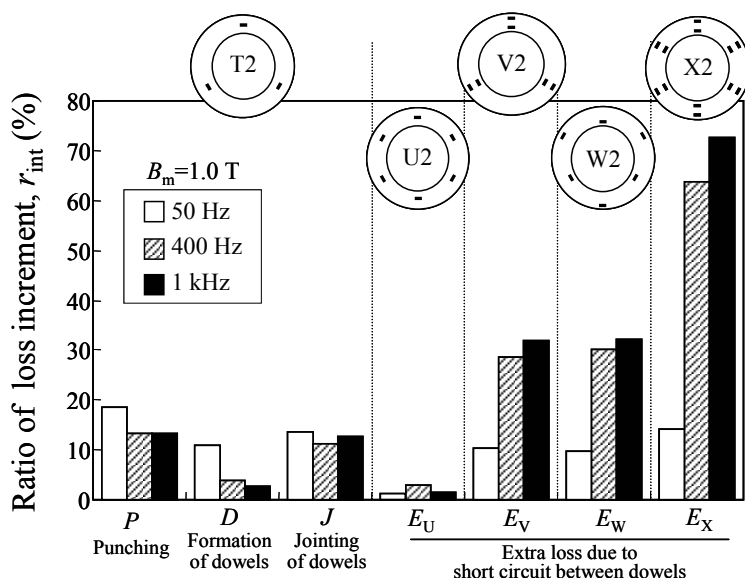


Fig. 5-11. Ratio of iron loss increment due to each factors related to punching and interlocking.

図 5-11 打抜き加工およびカシメに関連した各要因による鉄損増分の比率

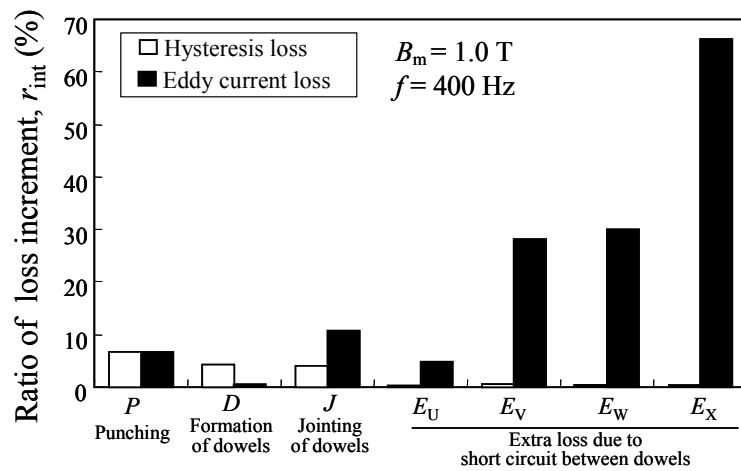


Fig. 5-12. Ratio of the increment in hysteresis loss and eddy current loss due to factors related to punching and interlocking (relative to iron loss of core S3).

図 5-12 打抜き加工およびカシメに関連した各因子によるヒステリシス損，渦電流損の増分の比率（対コア S3 鉄損）

図 5-11 において，ダボ形成による鉄損の増分比率（ D ）は周波数が増加するに従い低下した。一方，打抜き歪による鉄損の増分比率（ P ）と締結による鉄損の増分比率（ J ）は周波数にあまり依存していない。鉄損増加の主要因がヒステリシス損の場合，励磁周波数が高くなると鉄損の増加率は低下する。したがってダボ形成による鉄損増分（ D ）は主にヒステリシス損の劣化によると考えられる。一方，打抜き歪やダボの締結による歪の影響は励磁周波数が高くなっても大きく低下していない。このため，これらの因子の場合はヒステリシス損だけでなく渦電流損の影響も比較的大きいと推定される。ただし，打抜き歪やダボの締結による歪が加わる場合に層間の短絡等が起こっている訳ではないので，渦電流損の増加の原因は明らかでない。打抜き歪や締結応力によって鉄心内部の比較的広い領域に歪が分布している場合，鉄心内部に局所的に磁束波形が歪むので渦電流損が増加する可能性が考えられる。特に高周波領域では板厚表層に磁束が集中するため，鉄心内部の歪による局所的な透磁率低下の影響が出やすく，これにより渦電流損が増加したと推定される。このような鋼板中の弾塑性歪が磁束波形の歪を通じて鉄損に影響を及ぼす現象については今後の調査により明らかにしていく必要がある。

図 5-9(b)に示すように，歪取り焼鈍後のコア T3 および U3 の渦電流損の増加量は小さいことから，これらコアではカシメ部分単独での短絡は渦電流損に大きな影響を及ぼしていないといえる。単独のカシメによる層間の短絡は図 5-4(a)のエッジ L の部分で起こるので，幅 1 mm × コア積層高さの鎖交断面積を有する電氣的閉回路が生じうるが，コア全幅（10 mm）に対してこの短絡ループの面積が小さいため，磁路の中央にダボを有するコア T2，T3 では渦電流損の増加がほとんど生じなかったと考えられる。さらに，コア T2 で予想される各因子での劣化量（ P ， D ， J ）

を用いてコア U の鉄損を予測し、これを上回る鉄損増加量をコア U の付加損 E_U とした。図 5-11 に示すように E_U はごく小さく、磁路の中央に 6 個のカシメを有するコア U2 も T2 と同様に渦電流損の増加はほとんど認められない。一方、コア V, W, X では付加損の顕著な増加が生じていた。図 5-12 に示すヒステリシス損、渦電流損の分離の結果から、コア V, W, X での付加損の増加は渦電流損の増加によることが分かる。コア V, W, X で渦電流損が顕著に増加した理由として、2つのカシメ部を結ぶ線と鎖交する磁束成分がある場合(図 5-3 において、コア V では a-b, c-d, e-f 間、コア X では a-b, c-d, e-f, g-h, i-j, k-l 間)、カシメ部では積層鋼板間で短絡が生じているので、図 5-13 に示す閉回路中に電流が誘起される結果、鉄損が増加すると考えられる。千鳥状のダボ配置となっているコア W の場合にもコア V と同等の付加損が生じている。コア W では、ダボの組 a-b, b-c, c-d, d-e, e-f, f-a が磁束方向と鎖交していることから、この経路に渦電流損が誘起されると考えられる。

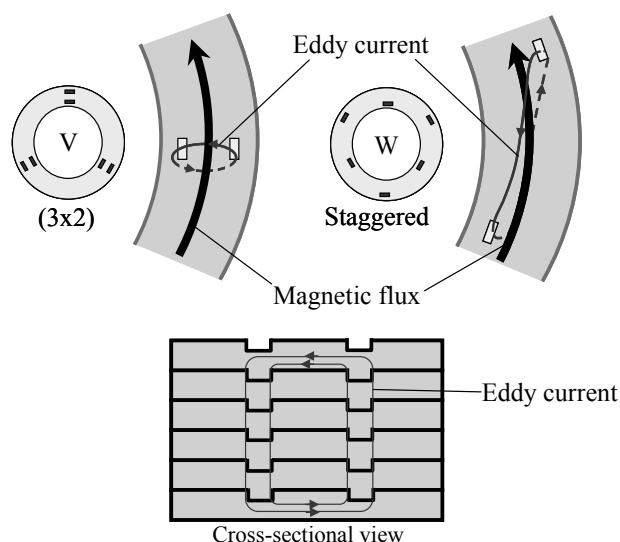


Fig. 5-13. Closed loops because of short circuit due to interlocking (path of eddy current).

図 5-13 カシメ部での短絡による閉回路（渦電流径路）

5.5 モータ鉄心の損失予測への適用

以上ではカシメ加工に関連した各因子によるヒステリシス損および渦電流損の増加を確認した。また、カシメの配置に起因して付加損の増加が生じた。これらの現象はモータや発電機などの回転機鉄心でも同様に生じており、モータ損失を増加させる要因となっている。しかし回転機の駆動試験による損失評価によってカシメの影響を抽出し、詳細に評価することは、十分な評価精度が得られないだけでなく、鉄心各部の磁化状態（磁束密度、周波数等）の状況を任意に選ぶことができないため困難である。これに対し本研究で用いた方法によれば、カシメが鉄心の損失に及ぼす影響を各要因毎に評価することが可能である。このようなリングコアを用いた方法で定

量化したカシメ起因の劣化要因を回転機鉄心の解析に適用することにより、回転機鉄損の予測精度の向上が可能と考えられる。本節では回転機鉄心の損失予測に適用することを念頭に、カシメ起因の劣化に関する解析を行った。

まず、カシメがヒステリシス損に及ぼす影響を調査した。図 5-14 にはリングコア片面 100 mm^2 あたりのダボ个数（以降、「ダボ密度」と称する）とヒステリシス損の関係を示す。歪取り焼鈍前のコア、歪取り焼鈍後のコアそれぞれのヒステリシス損はダボ密度の増加に従って増加する関係となっており、ダボの配置にはあまり依存していない（正確は図 5-10 で認められたような非線形性すなわち、ダボ配置に依存する傾向が若干存在する）。したがって、本研究と同じ仕様（形式、寸法、深さ）のカシメの場合は図 5-14 の関係を回転機鉄心のヒステリシス損の予測に適用することができる。すなわち、実際の回転機鉄心において、鉄心の面積当たりのダボの個数密度を求め、図 5-14 の結果を適用することでヒステリシス損の増分を求める。具体的には、回転機の駆動条件において磁束密度がほぼ同等な部分に鉄心内部を区分し、それぞれの部分でカシメの個数比率を算出し、磁束密度および周波数毎に図 5-14 の関係を適用してヒステリシス損の増分を求める。このような、鉄心をいくつかの部分に分けてその中での平均的な鉄損の劣化率を求める方法は 4.5.7 節で打抜き歪の影響を取り入れる際に用いた方法と同様である [7] [10]。

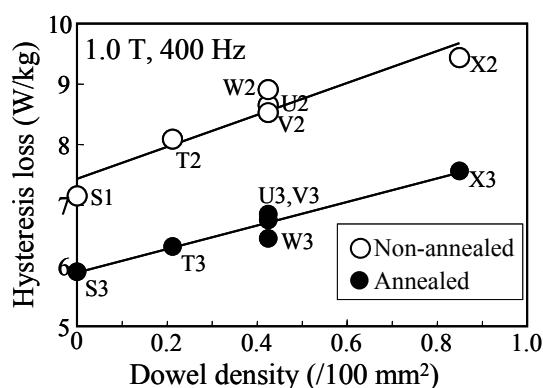


Fig. 5-14. Effect of dowel density on hysteresis loss of ring cores.

図 5-14 リングコアのヒステリシス損に及ぼすダボ密度の影響

続いて、渦電流損に及ぼす影響について解析した。図 5-15 にダボのないコア S1, S3 と付加損を生じないコア (T2, T3, U2, U3) に関して渦電流損に及ぼすダボ密度の影響を示す。歪取り焼鈍後のコア (S3, T3, U3) ではダボ密度が増加しても渦電流損の増加は認められない。一方、歪取り焼鈍前のコアではダボ密度に応じて渦電流損が増加している。このような歪取り焼鈍前のコアでの渦電流損の増加は、先に述べたコア内部の弾塑性歪に起因する局所磁束波形の歪によるものと推定される。対象とする回転機鉄心で付加損の発生がない場合、図 5-15 の関係を用いて渦電流損の増分を予測することができる。

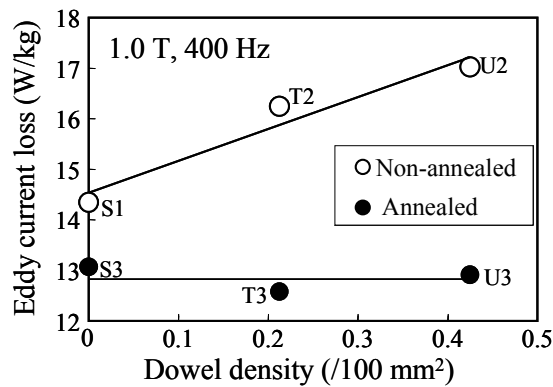


Fig. 5-15. Effect of dowel density on eddy current loss of ring cores.

図 5-15 リングコアの渦電流損に及ぼすダボ密度の影響

続いて、歪取り焼鈍後のコアの結果を用いて付加損の解析を行った。鎖交磁束を有する最近接の2つのカシメを「カシメ対」と称することとし、カシメ対の個数密度（コア面積 100 mm²当たり）と付加損の関係を図 5-16 に示す。ここに示されるように、付加損はカシメ対の密度の増加に従い線形に増加している。また、千鳥配置としたコア W3 の付加損を図 5-16 に関係に適用し、相当するカシメ対の密度を求めると V2 と同等の 0.2 個/100 mm²（コア全体で 3 個に相当）となる。

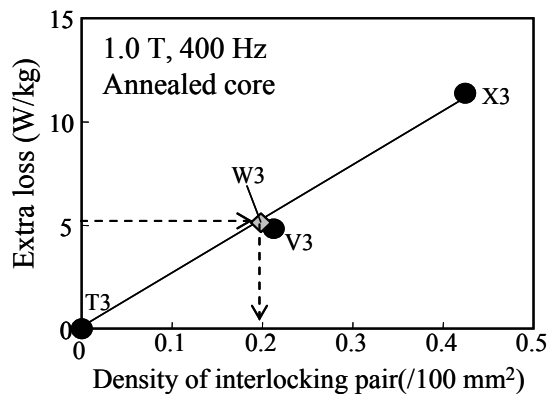


Fig. 5-16. Effect of the density of interlocking pair on extra loss of annealed ring cores.

図 5-16 焼鈍したリングコアの付加損に及ぼすカシメ対密度の影響

カシメ部での短絡に起因する付加損は、カシメ対の距離や配置にも依存するため、任意のカシメ配置の場合に図 5-16 の結果を回転機鉄心の損失解析に直接適用することは適当ではない。図 5-13 に示す鎖交磁束成分が存在するとき、図 5-14 および図 5-15 の関係から予測されるヒステリ

シス損, 渦電流損を上回る鉄損増分が認められたときはカシメ起因の短絡閉回路を流れる渦電流を原因とした付加損の影響を疑う必要がある。

以上では面積当たりのダボ密度に基づいて鉄心のヒステリシス損失, 渦電流損失の増分を推定する方法を検討した。ただし, このような方法を回転機鉄心一般で用いるには, 対象とする回転機鉄心のカシメと同じ形式・仕様のカシメを施したリングコアを作製する必要がある。また, 上記のように付加損の寄与が大きい場合, これを考慮していない解析では誤差が増加することになる。したがって, カシメの影響を正確に取り込んだ評価を行うには, ダボ周辺の局所的な応力と電気的狀態(短絡)を考慮した解析が必要とされる。すなわち, 有限要素法解析などによりカシメ部周辺の歪・応力分布を算定し, これに基づいて鉄心内部の磁気特性分布を推定し, さらに電氣的短絡を考慮した電磁界解析によるコア鉄損の予測である。これらの数値シミュレーション技術の検証手段としても今回用いたリングコアによる評価方法は有用といえる。

5.6 磁気特性劣化領域の推定

5.6.1 解析の方法

第4章では, 磁区観察や細幅剪断後の磁気特性変化の挙動から, 剪断・打抜き加工による磁気特性の劣化領域を調査し, 加工端部の塑性変形領域とこれに起因する弾性応力場が剪断端部付近に広がることで, 加工後の電磁鋼板の磁気特性が劣化すると考察した。カシメに関して, ダボ周辺には磁気特性が劣化した領域が広がっていると推定される。とくにダボ同士が勘合した状態では, 締結のための応力が加わっているため, ダボの近傍には弾性応力場が広がっていると考えられる。すなわち, カシメにおいては, ダボ形成加工の際に鋼板に対して部分的な剪断加工を施すため, 剪断加工と同様の弾塑性歪が導入される。さらに, ダボ形状を形成するために複雑な加工が加えられるため, 通常の打抜き加工に比べて歪場が広く分布していると考えられる。また, カシメコアのダボ周辺にはダボ同士を勘合させる際にさらに塑性歪が加わるとともに, 締結応力が広がっていると推定される。したがって, カシメの場合は剪断加工よりも広い範囲に磁気特性の劣化領域が広がっていると考えられる。図 5-5, 図 5-6 に示した結果では, 剪断加工による穴開けコア(コア TH)に対してダボ形成コアやカシメコアでは磁気特性の劣化が顕著であったことから, カシメコアでは磁気特性の劣化領域が打抜き加工よりも広域に広がっていることはほぼ確かである。しかしながら, カシメ部周辺の応力場をダボが勘合した状態で評価することは容易ではない。そこで, 以下では簡単な仮定に基づいてカシメ部近傍の磁気特性劣化状態をモデル化し, 種々のリングコアの磁気測定結果と対応させることで, 劣化領域の推定を試みた。

まず, リングコアのカシメ部周辺のコア幅方向の磁束密度の分布を図 5-17 に示すモデルに従うものとした。以下, このモデルについて説明する。

(i) カシメダボ近傍の硬度上昇部分の磁気特性の推定 カシメ部または穴開けコアの開穴部の周辺には, 塑性歪により硬度が上昇した部分が存在する。この部分の幅(片側)を W_2 とする。従来知見から, W_2 は板厚の 1/2 程度であるので, ここでは $W_2 = 0.175 \text{ mm}$ とする。幅 W_2 の内部

をさらに3等分に分割し、ダボに近い方から、領域 R_1 , R_2 , R_3 とし、ダボ内部の領域を R_0 とする。図 5-4 に示したダボ周辺の硬度分布（詳細な分布は図 4-13 の結果を板厚比で換算することにより導出）から、相当硬度の圧延材の磁気特性を対応させることにより、硬度上昇部の磁気特性を求めた。すなわち、図 5-17 で、 R_0 （カシメ内部の領域）、 R_1 , R_2 , R_3 それぞれの硬度の増加率を 50%、40%、22%、6% とし、図 4-16 の圧延材の磁気特性を硬度の増加率を用いて各領域の磁気特性を推定した。図 4-16 に示した実験と本章の実験では、素材として用いた電磁鋼板や磁気測定方法（エプスタイン試験法とリングコア測定）が異なるため、両素材間の磁気特性の比、エプスタイン試験法とリングコア測定での測定値の比を用いて補正を行い、解析に用いた。カシメの影響を受けていない素材自身の磁気特性として、コア S1（打抜き加工後リングコア、ダボなし）の測定結果を用いた。カシメによる歪の影響がない領域の磁気特性として、打抜き加工後のコア（S1）の磁気特性を用いることで、リングコア内・外周端部の打抜き歪の影響を平均的な磁気特性として取り入れた。

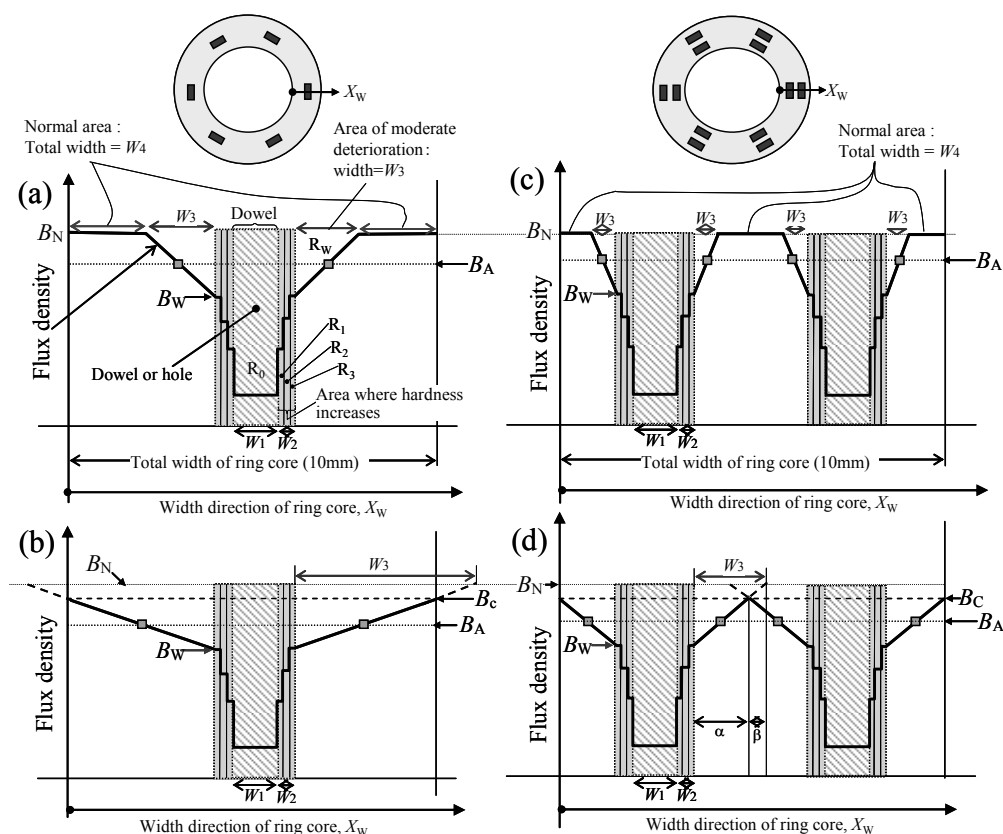


Fig. 5-17. Model of flux density distribution in width direction around dowels.

(a) Single dowel in width (deteriorated area \leq total width). (b) Single dowel in width (deteriorated area $>$ total width). (c) Double dowels in width (deteriorated area \leq total width). (d) Double dowels in width (deteriorated area $>$ total width).

図 5-17 リングコアのカシメ周辺の幅方向の磁束密度分布のモデル

(a) 幅方向のダボ数 1 の場合（劣化部分の幅 \leq コア全幅） (b) 幅方向のダボ数 1 の場合（劣化部分の幅 $>$ コア全幅） (c) 幅方向のダボ数 2 の場合（劣化部分の幅 \leq コア全幅） (d) 幅方向のダボ数 2 の場合（劣化部分の幅 $>$ コア全幅）

(ii) カシメダボ周辺の微弱劣化部の磁気特性 以下、図 5-17 のモデルに基づき、カシメリングの磁束密度について議論する。図 5-17(a)の領域 R_3 の外側には磁気特性劣化が軽度の領域が存在しているとした (領域記号 R_w とする)。このような磁気特性劣化の原因として微小な塑性歪やダボの勘合による弾性応力の影響が考えられるが、ここでは劣化の原因については議論しない。ここで、領域 R_w を「微弱劣化部」と称することとする。微弱劣化部の磁束密度は、塑性歪領域 (幅 W_2) を 3 等分したとき最小量の歪を有する領域 R_3 の磁束密度を最小値とし、 R_3 の端からの距離に対して直線的な分布をとるものとし、微弱劣化部の幅を W_3 とした。図 4-16 の結果を用いて求めた $R_0 \sim R_3$, R_w 各部の磁化曲線を図 5-18 に示す。

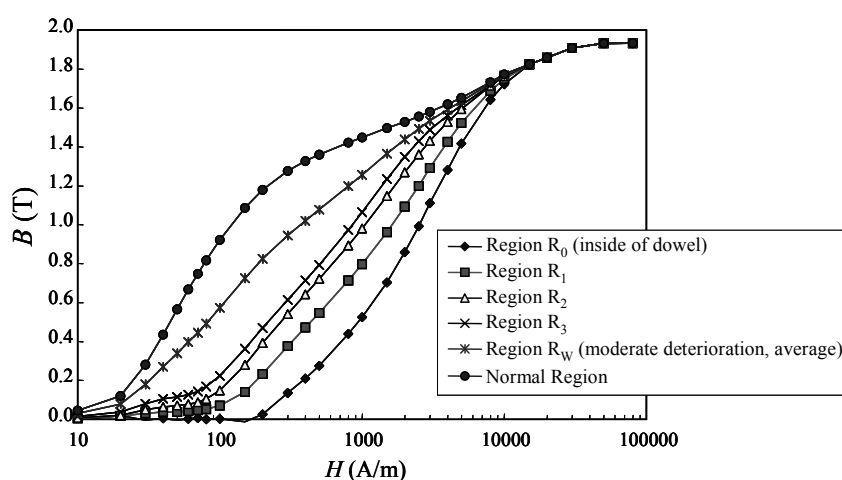


Fig. 5-18. Magnetizing curves of degraded part and normal part of in a ring core.

図 5-18 リングコア内部の磁気特性劣化部，正常部の磁化曲線

図 5-17 中に示す微弱劣化部分の平均の磁束密度 B_A は以下により求められる。歪を含んでいない正常部の磁束密度を B_N ，微弱劣化部分の最小の磁束密度 (= 領域 R_3 の磁束密度) を B_w とするとき、劣化部分幅 W_3 が十分に狭い場合 ($W_1 + 2W_2 + 2W_3 + W_4 \leq W_0$ ，ここに図 5-17 の(a) $W_0 = 10$ mm, (c) $W_0 = 5$ mm)， B_A は以下の式(5.2)により得られる。

$$B_A = \frac{B_N + B_w}{2} \quad (5.2)$$

図 5-17(b), (d)のように劣化部分が広い場合 ($W_1 + 2W_2 + 2W_3 + W_4 > W_0$ ，ここに図 5-17 の(b) $W_0 = 10$ mm, (d) $W_0 = 5$ mm) は、図中に示す磁束密度 B_C は、図 5-17 (d)中の α , β を用いて以下の式(5.3)により求められる。

$$B_C = \frac{\alpha B_N + \beta B_W}{\alpha + \beta} \quad (5.3)$$

ここに、 $\alpha + \beta = W_3$ 、 $\beta = W_1/2 + W_2 + W_3 - 2.5$ [mm] の関係にあるので、 W_1 、 W_2 、 W_3 が決まれば α 、 β を決定することができる（2番目の β に関する式はダボ中心位置がリング幅の 1/4、3/4 の位置にあることによる）。

したがって、劣化部分が広い場合では、微弱劣化部分の平均の磁束密度 B_A は下記の式(5.4)で示される。

$$B_A = \frac{B_C + B_W}{2} = \left(\frac{\alpha B_N + \beta B_W}{\alpha + \beta} + B_W \right) / 2 \quad (5.4)$$

上記の取り扱いでは、幅方向に存在する 2 個のダボの劣化部が重なっても劣化量が加算されないことを仮定している。

(iii) 磁気回路モデルによる計算 図 5-19 に示す磁気回路モデルを仮定し、カシメによる磁気特性劣化条件でリングコアの磁束密度を計算した。このモデルにおいては、リングコア周方向には、ダボ部分を含み、ダボ幅および図 5-17 のリング幅方向の磁気特性劣化領域と同じ幅にてリングコア周方向に伸張した磁束密度の低下部分を設定した。このような磁束密度分布のモデルにて、分布の広がりを既定する変数として変数 k_C 、 k_W を以下の式(5.5)、(5.6)にて定義し、これらを種々変化させてリングコアの磁束密度測定結果を最もよく説明する値を求めた。

$$L_E = k_C L \quad (5.5)$$

L_E : リングコア周方向の磁束密度低下部分の長さ

L : リングコア周方向のダボ長さ（本実験では 3 mm）

k_C : L_E と L の比

$$W_3 = k_W d \quad (5.6)$$

W_3 : 微弱劣化領域の幅

d : 材料の板厚

k_W : W_3 と d の比

磁気回路の計算は、カシメを含んだ部分（図 5-19 の B 部）を、磁気特性劣化部分と正常部分から成る並列磁気回路とし、コア全幅で同等の強さの磁界が印加されるとして、以下の手順によって行った。ここではリングコア内周・外周の磁路長差はカシメによる磁気特性劣化に比べて影響が小さいため、無視した。

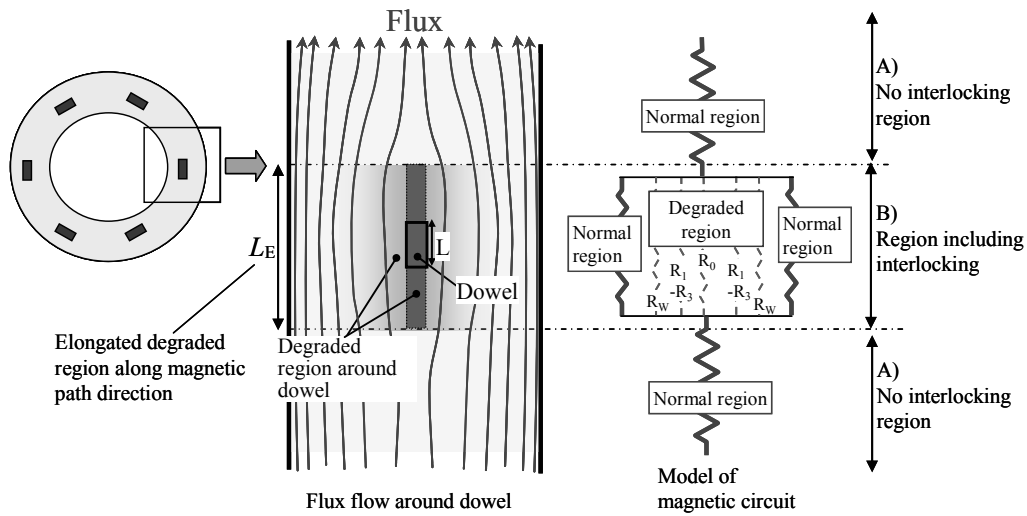


Fig. 5-19. Magnetic circuit model of ring core having interlockings.

図 5-19 カシメを含むリングコアの磁気回路モデル

図 5-19 の B 部に並列の磁気回路として存在する劣化部，正常部の磁化曲線をそれぞれ， $B = B_d(H)$ ， $B = B_n(H)$ とする（ここでの説明では劣化部 R_0 ， R_1 ， R_2 ， R_3 ， R_w の区別は省略した）。 H は図 5-19 の B 部に印加されている磁界の強度であり，B 部全幅全域で同じ H が各部に作用するとしている。B 部の平均磁束密度 B_B は以下の式(5.7)で記述される。

$$B_B = \frac{S_d B_d(H) + S_n B_n(H)}{S} \quad (5.7)$$

ここに， S は磁路全体の断面積であり，劣化部，正常部の断面積をそれぞれ S_d ， S_n とすると， $S = S_d + S_n$ である。リングコアであるので，全周に亘り全断面積 S は一定値をとる。式(5.7)にて規定される B_B を用いて，カシメ部を含んだ部分である B 部の透磁率 μ_B は以下の式(5.8)となる。

$$\mu_B = \frac{B_B}{H} = \frac{S_d B_d(H) + S_n B_n(H)}{SH} \quad (5.8)$$

A 部の透磁率 $\mu_A (= B/H)$ とあわせて，カシメを含んだリングコア全体の磁気抵抗 R_m は以下の式(5.9)で表される。

$$R_m = \frac{L_A}{\mu_A S} + \frac{L_B}{\mu_B S} \quad (5.9)$$

ここに、 L_A 、 L_B はそれぞれ A 部、B 部の磁路の長さである。A 部、B 部が直列に繋がった磁気回路とすると、リングコアの磁束密度は以下の式(5.10)で得られる B となる。

$$B = \frac{NI}{L_A / \mu_A + L_B / \mu_B} \quad (5.10)$$

ここに、 N はリングコアに巻いた一次巻線の巻き数、 I は一次巻線に流した電流値である。また、 μ_A 、 μ_B は磁束密度 B に対する非線形な関数であり、A 部と B は直列に接続された磁気回路であるから、コア全幅での平均の磁束密度 B は A 部と B 部で等しいため、同じ磁束密度 B を変数とする以下の式(5.11)を満足する B が、カシメを含んだリングコアにおいて、見かけの磁界強度 $H = NI/(L_A + L_B)$ の下で実現される平均の磁束密度である。

$$F(B) \equiv \frac{NI}{L_A / \mu_A(B) + L_B / \mu_B(B)} - B = 0 \quad (5.11)$$

$\mu_A(B)$ 、 $\mu_B(B)$: 図 5-19 の A、B 部の透磁率 (磁束密度 B の関数)

(iv) 変数 k_C 、 k_W の最適化 表 5-2 のコア T2、U2、V2、X2 について、図 5-17、図 5-19 のモデルを用いて k_C 、 k_W を種々変化させることにより、 B_1 、 B_{10} 、 B_{50} の測定値に最も近い計算結果を与える k_C 、 k_W を求めた。ダボの横方向 (リングコア幅方向) の微弱劣化領域の幅は、ダボ周辺の歪の分布によるため、異なる磁化条件 ($H = 100, 1000, 5000 \text{ A/m}$) に対しても一定とすることとし、 B_1 、 B_{10} 、 B_{50} 間で k_W は同じ値とした。一方、異なる磁化条件ではリングコア周方向の磁束密度分布の連続性が変化すると考えられるので、 B_1 、 B_{10} 、 B_{50} それぞれに対し異なる k_C の値を採用した。

コア T2、U2、V2、X2 に関する実測値と計算結果の乖離については、以下の指標により判定した。ここに、T2、U2、V2、X2 に関する磁束密度の実測値 (50 Hz 交番磁束条件における最大磁束密度) をそれぞれ、 $B(T2)$ 、 $B(U2)$ 、 $B(V2)$ 、 $B(X2)$ とし、計算値を $B_{\text{Cal}}(T2)$ 、 $B_{\text{Cal}}(U2)$ 、 $B_{\text{Cal}}(V2)$ 、 $B_{\text{Cal}}(X2)$ とする。

$\text{Max}\Delta B$ は、 $B(T2) - B_{\text{Cal}}(T2)$ 、 $B(U2) - B_{\text{Cal}}(U2)$ 、 $B(V2) - B_{\text{Cal}}(V2)$ 、 $B(X2) - B_{\text{Cal}}(X2)$ のうち絶対値が最大のもの (符号付きの数値) とした。

$\text{Sum}\Delta B$ は以下の式(5.12)にて定義した。

$$\text{Sum}\Delta B = |B(T2) - B_{\text{Cal}}(T2)| + |B(U2) - B_{\text{Cal}}(U2)| + |B(V2) - B_{\text{Cal}}(V2)| + |B(X2) - B_{\text{Cal}}(X2)| \quad (5.12)$$

(v) 穴開きコア 穴空きコア (記号 TH) での穴形成は剪断加工により行われるので、第 4 章の結果から、穴の側面近傍の劣化領域 (幅 W_2) を板厚の 1/2 とし、カシメコアと同様に塑性

歪による磁気特性の劣化を設定した。また、微弱劣化領域 R_w の幅 W_3 を板厚の 2.5 倍として ($W_2 + W_3 = 3d$)、計算による磁束密度が測定値に一致する k_c を求めた。

5.6.2 解析の結果

変数 k_c , k_w と, B_1 , B_{10} , B_{50} 予測値の実測値からの乖離の指標 $\text{Max}\Delta B$, $\text{Sum}\Delta B$ の関係を図 5-20 に示す。図 5-20 の結果から, $\text{Max}\Delta B$, $\text{Sum}\Delta B$ の絶対値が最も小さくなる条件を B_1 , B_{10} , B_{50} 間で共通する k_w により求めると, $k_w = 16$ 程度が適しており, B_1 , B_{10} , B_{50} に対して, それぞれ $k_c = 5.0, 3.0, 2.6$ において $\text{Max}\Delta B$, $\text{Sum}\Delta B$ の絶対値が最も小さくなる。

$k_w = 16$ の場合, 計算上の微弱劣化領域の片側幅 W_3 は $0.35 \times 16 = 5.6 \text{ mm}$ となる。ダボと周辺の塑性歪を含んだ部分の幅 0.175 mm を合わせると算定した劣化領域の片側幅は 5.8 mm であるので, リングコアの幅方向にダボが 1 個のコアの場合でも上記の磁気特性劣化領域はリングコアの全幅を覆っていることになる。図 5-17 で仮定した形状の磁束密度分布が末端まで実現されるとすると, 幅が十分に広い鉄心ではカシメ部側方には最大で 5.8 mm に及ぶ磁束密度の低下領域が現れることになる。本実験の場合は, コア全幅に 1 個のカシメを有するコアではカシメ部を除く部分の片側幅は 4.5 mm であるので, カシメ部の側方には少なくとも 4.5 mm の磁気特性劣化領域が存在していると推定される。また, 本実験のダボが 2 列のコアでは, 磁気特性の劣化部分は広い範囲で重なりが生じているといえる。

本モデルでの変数 k_w , k_c の選択にはある程度の任意性があるが, 先に述べたように, 磁束密度 B_1 , B_{10} , B_{50} での励磁条件においてダボ横方向の磁束密度低下領域の幅を $k_w = 16$ に固定し, 周方向の磁束分布のみが変化するとした場合, $B_1 \rightarrow B_{10} \rightarrow B_{50}$ と磁界強度レベルが大きくなるに従って, k_c が $5 \rightarrow 3 \rightarrow 2.6$ と低下した。これは, 磁界が強い条件 (磁束密度が高い条件) ほど, 磁束密度分布が磁路の方向に伸張する傾向が弱まる事実を考えると妥当な変化といえる。また, 以上では微弱劣化領域の幅 W_3 を板厚に対する比で示したが, 異なる板厚の場合に微弱劣化領域の幅がどのように変化するかは明らかではなく, 今後の検討課題と言える。

また, 穴開きコア TH については, 前章の結果からダボ横方向の微弱劣化部+硬度上昇部の幅を板厚の 3 倍とすると, 微弱劣化部の幅は板厚の 2.5 倍となる ($k_w = 2.5$)。 k_w をこの値に固定し, B_1 , B_{10} , B_{50} が実測値と合致するように k_c を求めると, B_1 , B_{10} , B_{50} それぞれについて, $k_c = 6.9, 2.0, 1.0$ が得られる。

以上で得られた変数 k_c , k_w により算定される B_1 , B_{10} , B_{50} と実測値との比較を図 5-21 に示す。得られた変数を適用することにより, カシメコア T2, U2, V2, X2 および穴開きコア TH の磁束密度を一定の精度にて推定できている。

以上の算定では, 単純化した磁束密度分布のモデルを設定し, 磁束密度分布を規定する未知変数を推定することでリングコア全体の磁束密度分布を推定した。このため, モデルの単純さと, 変数の推定誤差により, 実際の磁束密度分布との乖離が生じている可能性がある。しかしながら, カシメダボの近傍では大きな弾塑性歪の残留により, 磁気特性が局所的に著しく劣化していることを示唆する結果が本研究で得られており, さらに, このような磁気特性の劣化はダボから離れ

るに従って徐々に緩和していると考えるのが妥当である。したがって、図 5-17, 図 5-19 でモデル化した状況はカシメ部付近の実際の磁気特性の分布から大きく外れるものではないと考えられる。

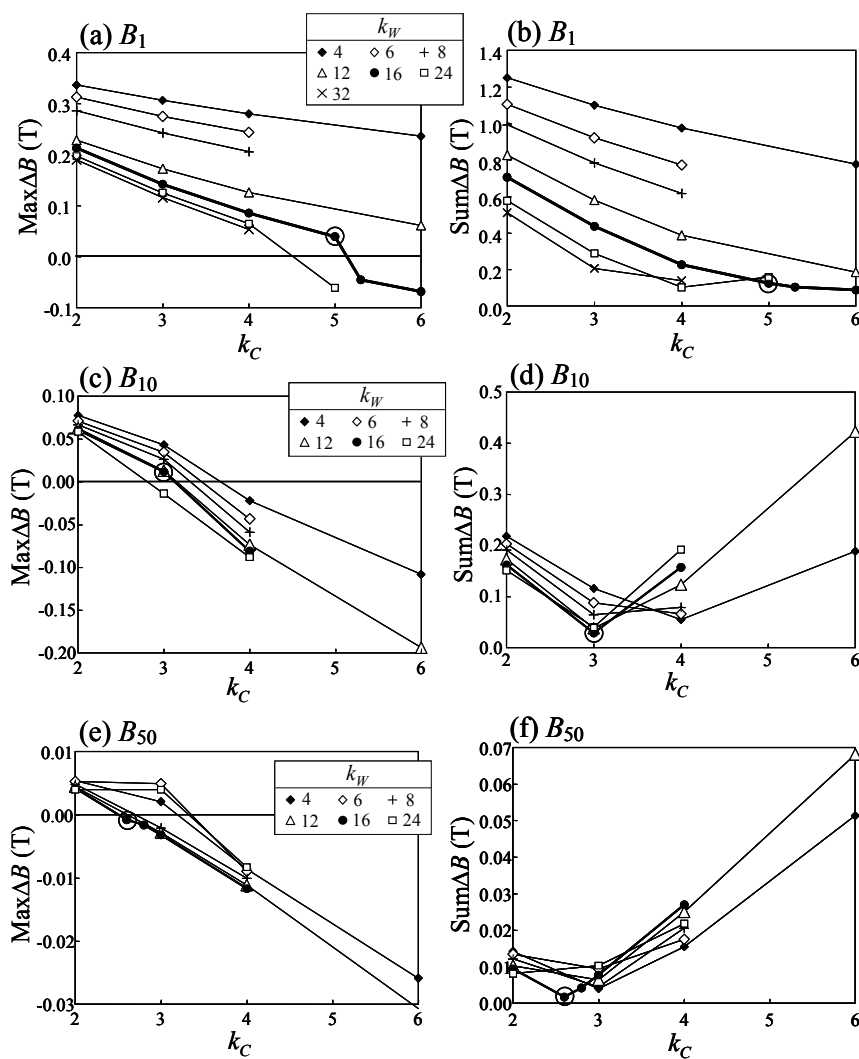


Fig. 5-20. Relation between parameter k_C , k_W and Max ΔB , Sum ΔB (the indexes of deviation between experimental values and calculated values).

(a) Max ΔB for B_1 . (b) Sum ΔB for B_1 . (c) Max ΔB for B_{10} . (d) Sum ΔB for B_{10} . (e) Max ΔB for B_{50} . (f) Sum ΔB for B_{50} .

図 5-20 パラメータ k_C , k_W と実験-計算間の乖離の指標 Max ΔB , Sum ΔB の関係

(a) B_1 の誤差指標 Max ΔB (b) B_1 の誤差指標 Sum ΔB (c) B_{10} の誤差指標 Max ΔB

(d) B_{10} の誤差指標 Sum ΔB (e) B_{50} の誤差指標 Max ΔB (f) B_{50} の誤差指標 Sum ΔB

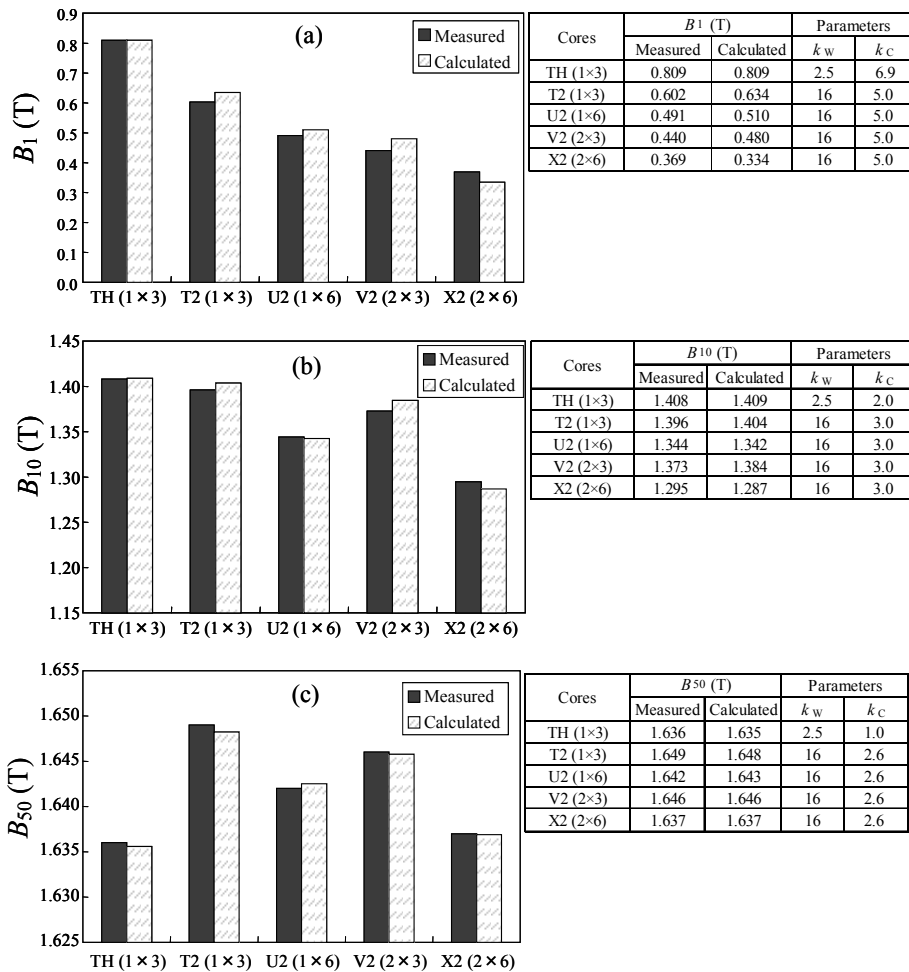


Fig. 5-21. Comparison between measured and calculated flux densities.

図 5-21 実測値と計算による磁束密度の比較

以上の解析で得られたカシメ部近傍の磁束密度の微弱劣化部分は、例えば B_{10} 測定条件では、ダボの片側からコアの幅方向に板厚の 16 倍程度、周方向に（ダボの長さを含み全長で）ダボ長さの 3 倍程度の広がりを持っていた。また、 B_{10} の場合を例にとると、コア T2（ダボ 3 個/周方向）の場合、図 5-17 の $B_w=1.064$ T, $B_c=1.448$ T, $B_{10}=1.404$ T の算定結果であったので、局所的な磁束密度の最大値-最小値間の差は平均値 B_{10} の 27% に上る。

カシメ付きコアに対して、カシメダボと同じ大きさの穴を打抜き加工により開けた場合は、コアの幅方向に板厚の 2.5 倍程度、周方向にダボ長さの 2 倍程度の広がりになり、カシメによる磁気特性の劣化（ここでは磁束密度の低下）の領域が、打抜き歪に比べて非常に広い範囲に亘っていることが示されている。したがって、鉄心にカシメ加工を施すことにより、鉄心内部に磁気特性の不均一、すなわち、カシメ部近傍での局所的な磁束密度の低下と、これを原因とする磁気

特性劣化の無い部分での磁束密度の増加が起こり、鉄心全体の鉄損を増加させる。

以上で行ったカシメ部周辺の磁気特性劣化のモデルと解析結果を回転機鉄心の磁気特性解析に適用することが可能である。すなわち、鉄心に印加される磁界の強度あるいは磁束密度に応じ、上記解析で得られた k_c 、 k_w を用いて、カシメ部の周辺に磁束密度低下領域を設定し、電磁界解析等の計算に組み込むことにより、鉄心全体の特性を予測することができる。図 5-17、図 5-19 の磁束密度分布モデルおよび変数 k_c 、 k_w 値は必ずしも現実の分布と完全に一致していない可能性があるが、鉄心磁気特性を計算により予測するための仮想的な変数として有効と考える。

5.7 カシメ部周辺の局所的な磁気特性分布の推定と鉄心解析への適用

以上で行ったカシメ部周辺の磁気特性劣化のモデルと解析結果をモータ等の鉄心の磁気特性解析に適用することが可能である。すなわち、鉄心に印加される磁界の強度あるいは磁束密度に応じ、上記解析で得られた磁束密度の劣化領域に関するパラメータ k_c 、 k_w を用いて、カシメ部の周辺に磁束密度低下領域を設定し、電磁界解析等の計算に組み込むことにより、鉄心全体の特性を予測することができる。図 5-17、図 5-19 の磁束密度分布モデルおよび変数 k_c 、 k_w 値は必ずしも現実の分布と完全に一致していない可能性があるが、鉄心磁気特性を計算により予測するための仮想的な変数として有効と考える。ただし、本研究で得られた結果は特定のカシメ形態で得られたものであるため、ここでの結果を異なる条件のカシメを用いた鉄心に適用した場合、カシメ部周辺の局所磁束密度の分布の予測精度において問題が生じる。また、カシメ部周辺の局所的な鉄損の分布に関しては、カシメ部周辺の弾塑性歪による鉄損特性の劣化と局所磁束密度分布の両方が影響するため、5.6 節の方法では正確な推定が困難と考えられる。

種々の材料およびカシメ条件において、カシメ部周辺の局所的な磁気特性を十分な精度で定量的に予測するためには、4.6 節で述べたのと同様に、カシメ加工に関する数値シミュレーションを行って弾塑性歪の分布を求め、歪量からカシメ部周辺の局所的な磁気特性の分布を確定させ、これに基づいた電磁気的な数値シミュレーションを行う必要がある。本研究では、積層鉄心製造用のカシメでは、ダボの形成とダボ同士の勘合それぞれの影響を考える必要があることが明らかになった。そこで、カシメ加工の解析では、まずダボ形成の加工に関して、電磁鋼板の機械特性とクリアランスなどの金型条件から、ダボの寸法（凹部・凸部の寸法）とダボ周辺の弾塑性歪の分布を解析し、次いで、形成したダボを勘合させたときの弾塑性歪を確定する手法が有効である。続いて、計算により求めたカシメ部周辺の弾塑性歪量の分布に対し、別途評価した弾塑性歪下での素材電磁鋼板の磁気特性を適用してカシメ部周辺の局所的な磁気特性の分布を定めることにより、カシメ加工を施した鉄心の電磁気的な数値シミュレーションが可能となる。カシメ加工では打抜き加工とは異なり、ダボの勘合という加工工程が存在するため弾塑性歪も広範囲に広がっていると推定されるので、鉄心磁気特性の正確な予測に寄与するためには、加工および電磁気的な数値シミュレーションの精度を十分に高める必要がある。また、打抜き加工の場合は板厚に応じて加工後の磁気特性が変化すると考えられるのに対し、カシメ加工の場合は、ダボの形成は剪断加工によるため板厚に応じた変化を示すと予測されるが、ダボの勘合ではダボの凹部と凸部が及ぼ

しあう応力は凹部と凸部の寸法差によるため、ダボ形成加工の際のクリアランスの影響が強いと推定される。以上のように、カシメ加工に関する数値解析では、打抜き加工と異なる観点での取り扱いが必要といえる。

5.8 結言

カシメによる鉄心磁気特性の劣化因子を明らかにするため、0.35 mm 厚の高級無方向性電磁鋼板を鉄心素材として、種々の配置でカシメ加工を施したリングコアを作製し、その磁気特性を評価したところ、カシメの個数の増加により鉄心の鉄損が増加する関係が認められた。得られた結果から、カシメ加工の各工程での磁気特性劣化の要因を分離する解析を行うことにより、以下を明らかにした。

カシメ加工の工程の中で、低周波域（50 Hz 程度）の鉄損劣化に及ぼす影響はダボの形成と締結でほぼ同等であった。これに対し、高周波域（400 Hz）の鉄損に関しては、ダボの締結による増分がダボ形成による増分を上回った。

また、ダボと同じ寸法の穴を打抜き加工により設けたコアの鉄損をカシメコアの鉄損と比較した。この結果、カシメにおけるダボの締結は同じ寸法の穴よりも低磁束密度域の鉄損を劣化させていることから、ダボの存在による塑性変形部が周囲を拘束することでダボ周辺に生じた歪が、カシメコアでの鉄損劣化量を増加させる原因と考えられた。また、ダボの締結によって低磁束密度から高磁束密度に亘る鉄損の増加が認められたことから、ダボ同士を嵌合・締結することにより、さらに強い歪が鉄心に導入されて鉄損が増加していることが示唆された。

異なるカシメ間を結ぶ線と鎖交する磁束成分を有するカシメ対が存在する場合、渦電流損の顕著な増加が認められた。この原因はカシメ部での短絡を原因とする短絡閉回路に誘起された渦電流と考えられた（これを「付加損」と称した）。

また、カシメ密度とヒステリシス損および渦電流損の増分の関係を明らかにし、回転機鉄心でのカシメ起因の鉄損増加を簡易的に予測する手法を提案した。回転機鉄心のカシメ起因の損失増加が上記による予測値を上回る場合は、カシメ部での短絡回路を流れる渦電流を原因とする付加損の影響が強いといえる。

さらに、カシメ部周辺の磁束密度低下領域に関するモデル計算により、締結されたダボの側方（リングコアの幅方向）には、実験で用いたリングコアの全幅を覆う磁束密度低下領域（片側幅 4.5 mm）が存在しており、鉄心幅が十分に広ければさらに広い領域で磁束密度が低下すると推定した。また、一例として磁界強度 1000 A/m を印加した条件では、リングコア内部の局所磁束密度の最大値と最小値の差は平均の磁束密度の 27% 程度と概算した。これらより、回転機鉄心での鉄損増加の防止には、カシメ周辺の応力の分布とカシメの配置に関する考慮が重要であることを示すとともに、鉄心の設計に活用可能な局所的な磁気特性（局所磁束密度）分布の推定方法を提示した。

本研究の結果によれば、カシメの影響は 400 Hz 以上といった高周波域で顕著となるため、高効率化のために高周波域の鉄損低減が重要と言われるブラシレス DC モータや SR モータでは、

カシメによる鉄心の損失特性の劣化に注意を払う必要がある。また、将来はカシメによる鉄心磁気特性の劣化を有限要素法などにより高精度に予測する必要性が高まると考えられるが、これを検証するためのモデルとして、本研究で用いた試験方法と解析手法の適用が可能である。

参考文献

- [1] 藤村浩志・屋鋪裕義・児嶋 浩・中山大成：「無方向性電磁鋼板の磁気特性に及ぼす打ち抜き・かしめによる応力の影響」, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-03-190 (2003)
- [2] T. Nakayama and H. Kojima, “Interlocking performance on non-oriented electrical steels,” *J. Mater. Eng. Perform.*, vol. 16, no. 1, pp. 7-11 (2007).
- [3] Y. Kurosaki, H. Mogi, H. Fujii, T. Kubota, and M. Shiozaki, “Importance of punching and workability in non-oriented electrical steel sheet,” *J. Magn. Magn. Matter.*, vol. 320, pp. 2474-2480 (2008)
- [4] 開道 力・茂木 尚・半澤和文：「モータ積層鉄心の性能に及ぼす層間短絡の影響」, 電気学会論文誌 A, vol. 123-A, no. 9, pp. 857-862 (2003)
- [5] H. Toda, K. Senda, and M. Ishida, “Effect of material properties on motor iron loss in PM brushless DC motor,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 41, no. 10, pp. 3977-3939 (2005).
- [6] H. Toda, K. Senda, S. Morimoto, and T. Hiratani, “Influence of various non-oriented electrical steels on motor efficiency and iron loss in switched reluctance motor,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 49, No. 7, pp. 3850-3853 (2013).
- [7] H. Toda, Y. Zaizen, M. Namikawa, N. Shiga, Y. Oda, and S. Morimoto, “Iron loss deterioration by shearing process in non-oriented electrical steel with different thickness and its influence on estimation of motor iron loss,” *IEEJ Trans. Ind. Appl.*, vol. 3, no. 1, pp. 55-61 (2014).
- [8] 千田邦浩・河野正樹・石田昌義：「かしめによる鉄心磁気特性劣化の要因解析」, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-05-42, pp. 21-26 (2005)
- [9] K. Senda, H. Toda, and M. Kawano, “Influence of interlocking on core magnetic properties,” *IEEJ J. Ind. Appl.*, vol. 4, no. 4, pp. 496-502 (2015).
- [10] 水真樹・岡崎恵一・青木哲也：「自動車用モータ・アクチュエータの損失解析」, 第 12 回電磁界数値解析に関するセミナー講演論文集, pp. 34-44 (2002)

第6章 無方向性電磁鋼板の磁気特性に及ぼす磁化方向応力の影響

6.1 緒言

一般に、磁性材料は応力による弾性的な変形によってその磁気特性が変化することが知られている。このため、回転機の鉄心における種々の磁気特性劣化の原因を定量的に把握して機器性能の改善につなげるためには、鉄心材料として使用される無方向性電磁鋼板の磁気特性に及ぼす応力の影響について理解を深めることが重要である。

無方向性電磁鋼板の応力下での磁気特性の評価は、ひとつには、第4章に述べた鉄心の打抜き加工や第5章で述べたカシメ加工による鉄心磁気特性劣化を定量的に解析・予測する場合に必要とされる。打抜き加工やカシメ加工を施した鉄心の加工部付近には塑性歪が残留した領域が存在するとともに、塑性変形部による拘束により弾性歪場が発生することによって磁気特性が劣化すると考えられる。したがって、打抜き加工やカシメ加工といった電磁鋼板の塑性加工においても、加工後の鉄心の磁気特性を正確に予測するために、塑性歪だけでなく、弾性歪の影響を理解することが重要となる。

加工の影響を取り込んだ回転機鉄心の損失解析を行う場合、鉄心材料の加工端部付近を塑性歪と弾性歪に応じた領域に区分けし、それぞれの領域の磁気特性を確定し、これらを有限要素法による電磁界シミュレーションに適用することで、機器損失の予測精度を向上させることが可能と考えられる。このような解析では、加工端部付近を塑性歪および弾性歪の量が一定とみなせる微小な領域で区分し、各領域に応力下での材料特性を対応させる方法をとることができる。

応力下での磁気特性の必要性としては、上記で述べた加工影響部付近の局所的な領域の磁気特性予測のほかに、鉄心内部のマクロな領域に付与された応力の影響の評価がある。電磁鋼板がモータや発電機などの回転機として使用される場合、ステータ（固定子）は回転機本体に十分な強度で固定されている必要があり、固定のための応力の影響を受けている。これは、ステータとロータとの間に作用する電磁氣的相互作用を機械的な力に変換する際、ステータはロータが外部に及ぼす力（モータトルク）の反作用を受け止める必要があるからであり、回転機の最大トルクを考慮した強度で回転機本体にステータが固定される。このような要請によるステータの固定方法としては、ボルト固定や焼きばめ・圧入といった方法が一般的である。

ステータ鉄心をボルト固定する場合、鉄心に穴を設け、ボルトを貫通させて鉄心を固定する。この場合、鉄心がボルトの頭部や機器本体と接する部分では、電磁鋼板はボルト固定のための応力の影響下にある。通常は、ボルト穴自体が鉄心の磁気回路に及ぼす悪影響を避けるために、鉄心の外周部に張り出し部を設け、ここにボルト固定のための穴を設けることが多い。このような方策により、ボルト穴自体の影響は抑えられるものの、ボルト頭部や座金が電磁鋼板に及ぼす応力は穴部周辺に広がり、鉄心の磁気的特性を劣化させている可能性がある。このようなボルト固定による応力の主成分は板厚方向であるが、一次近似として板厚方向の応力によって生じる板面方向の応力成分（特に磁化方向の成分）の影響の評価により、鉄心磁気特性の予測を行うことが可能と考えられる。

鉄心固定のためにボルト固定と並び一般的に用いられる方法として、「焼きばめ」あるいは「圧入」といった方法がある。焼きばめでは、円筒状の部材を熱膨張させてからステータ鉄心を挿入し、その後、固定用の部材を冷却し収縮させてステータを固定する。また、圧入では、固定のために所定の寸法差を持たせた部材の中にステータを強制的に挿入する。

これらの方法では、鉄心を外部の部材で締め付けることにより鉄心が固定されるため、鉄心外周部（コアバック部分）には周方向に圧縮応力が付与されることになり、この部分で著しく磁気特性が劣化する。モータコアのコアバック部分を図 6-1 に示すようなリング形状で模擬すると、焼きばめ代（半径）を δ とするとき、内周側の部分の周方向にかかる応力 σ_t は半径 r の位置では以下の式(6.1)となる [1]。式(6.1)の各量は定義を表 6-1 中に示す。

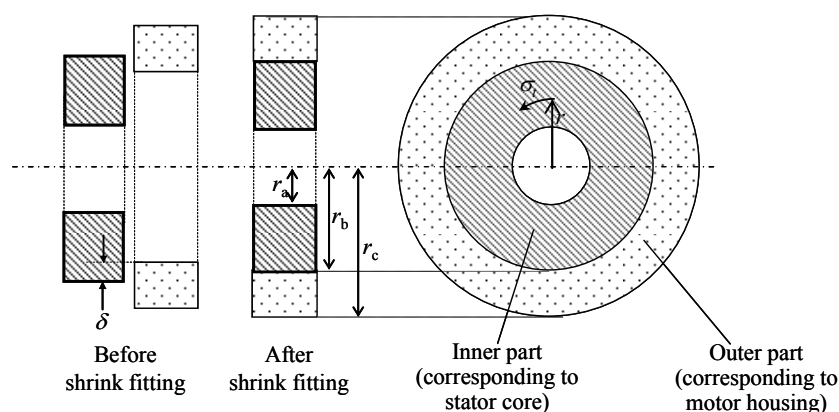


Fig. 6-1. Schematic view of shrink fitting.

図 6-1 焼きばめの模式図

$$\sigma_t = \frac{-r_b^2}{r_b^2 - r_a^2} \left(1 + \frac{r_a^2}{r^2} \right) \frac{\delta}{r_b \left\{ \frac{r_a^2 + r_b^2}{E_a (r_b^2 - r_a^2)} + \frac{r_b^2 + r_c^2}{E_b (r_c^2 - r_b^2)} + \frac{\nu_b}{E_b} - \frac{\nu_a}{E_a} \right\}} \quad (6.1)$$

上記モデルの場合、リング形状の寸法および物性値が表 6-1 とすると、リング状試料内部の周方向応力は図 6-2 となる。このように圧縮応力が印加されるコアバック部はその内側から外側にかけて応力分布を有しており、図 6-2 の例では圧縮応力の周方向成分が 52~67 MPa の範囲で変化している。

実際の回転機鉄心では内周部にティースが存在するため、ティース付け根付近の応力分布は単純なリング形状試料よりも複雑になっている。また、鉄心外周部は種々の要請により完全な円形ではない場合も多い。例えば、文献 [2] では分割型鉄心において、鉄心固定の応力の軽減のために外周部の形状を工夫している。このような、鉄心外周部が完全な円形でない場合はコアバック部内部の応力はさらに複雑な分布となっていると予想される。

Table 6-1. Specifications of inner and outer parts

表 6-1 内側および外側部材の緒元

Parts	Material	Specification	
		Inner part (Stator core)	Electrical steel
		Poisson ratio n_a	0.29
Outer part (Housing)	Aluminum alloy	Young's modulus E_b (GPa)	70.3
		Poisson ratio n_b	0.36
Dimensions after shrink fitting		r_a (mm)	30
		r_b (mm)	40
		r_c (mm)	50
Difference of radius in shrink fitting δ (mm)			0.05

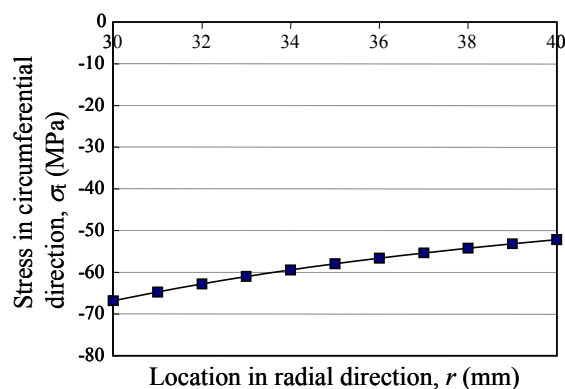


Fig.6-2. Distribution of stress in circumferential direction in inner part.

図 6-2 内側のリング状試料内部の周方向応力の分布

以上のように、回転機の磁気特性を正確に予測するためには、電磁鋼板の応力下での磁気特性を明らかにし、電磁界解析などのシミュレーション計算に適用することが重要といえる。そこで、本章に述べた研究では、まず応力下での磁気特性の評価方法を開発し、この方法を用いて応力による無方向性電磁鋼板の磁気特性の変化について検討を行った。ここでは電磁鋼板の磁気特性に強く影響する磁化方向（励磁方向）の応力の影響を研究の対象とした。加工端部付近の残留応力やボルト固定の応力をはじめ、焼きばめ・圧入に起因する応力などいずれも磁化方向以外の方向の応力成分を有しているが、一次近似的には磁化方向の応力成分のみを考えることで鉄心の磁気特性の概略を推定可能と考え、磁化方向の一軸応力の影響を調査した。

回転機内部の鉄心に作用する各種応力の影響を考慮し、精度の高い機器特性の予測を行うためには、鉄心材料の応力下の磁気特性を有限要素法計算などに精度よく取り込む必要がある。しかしながら、応力による磁気特性の変化は材料毎に異なるため、特定の材料での測定値を異なる材料に適用することはできず、個々の鉄心材料で応力下の磁気特性を測定する必要がある。この

ような個別的対応の必要性は、機器特性の迅速な予測の要請に反するものである。これに対し、材料の基礎的因子（成分、結晶粒径、集合組織など）から応力下での磁気特性を統一的に予測することができれば、使用される個々の材料で磁気特性の変化を測定することなく機器特性の予測を行うことが可能となる。また、材料の基礎的因子に基づいた応力下磁気特性の統一的な理解は、鉄心材料そのものの開発にも寄与しうる。

このような要請から、本章に述べた研究では、種々の電磁鋼板の応力下での磁気特性を調査し、材料の基礎的因子の影響の解明を試みた。さらに、応力が電磁鋼板の磁気特性に影響を及ぼす機構を明らかにするため、応力および磁界下での磁区観察を行い、材料内部で生じている微視的な磁気的挙動を明らかにした。また、磁界強度が高い条件で磁歪の測定を行い、磁歪と応力による磁気特性の変化の原因について考察した。

以下では 6.2 節に磁化方向の応力下での磁気特性の測定方法の開発について示し、6.3 節ではこの方法で測定した応力下での磁気特性、および磁区観察、磁歪測定の結果を述べ、6.4 節で材料の基礎的因子が応力下の磁気特性に及ぼす影響の機構について考察する。

なお、以下の議論では「応力」を単位面積当たりの力（単位 MPa）とし、「力」および「荷重」の呼称は力の総量（単位 N）に対して使用した。力および応力の方向は引張側を正、圧縮側を負とした。ただし、試料の座屈防止のための面圧については絶対値を用いた。また、磁界の印加方向と一致させた試料の長手方向を「L 方向」「LD」、試料の短辺方向を「T 方向」「TD」、板厚方向を「N 方向」「ND」と称した。

6.2 応力下での磁気特性の測定方法の開発

6.2.1 開発の目的

回転機鉄心の磁気特性に及ぼす応力下での影響を予測するため、鉄心材料の磁気特性を応力下で評価する必要があり、種々の測定方法が提案されている [3] - [8]。表 6-2 に応力下での種々の磁気測定方法の比較を示す。これらの中で、単板試料を使用し、座屈を防止するために押え板によって鋼板の板面に垂直な圧力をかけた状態で、励磁方向に圧縮応力をかけながら磁気測定を行う方法は、その簡便性から広く用いられている [5] - [8]。ただし、この方法では、押え板と試料鋼板の間の摩擦力により、外部から印加した力が減じることが予想される。

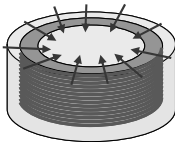

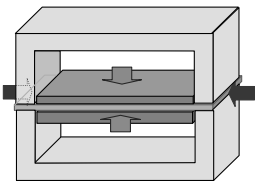
本節では押え板による摩擦力が L 方向の応力を付与した条件での磁気特性評価に及ぼす影響に関して詳細な検討を行い、摩擦力の影響を補正する方法を提案した [9]。

6.2.2 実験・解析の方法

(i) 面圧影響の実験的評価 図 6-3 に応力下での磁気測定に用いる単板磁気試験器 (SST) を示す。この装置は試料の励磁方向である長手方向 (L 方向) に応力をかけながら磁気測定を行う機能を有する。SST の形式は縦型ダブルヨーク式とし、励磁コイルの電流値から有効磁界の強度を算定し、電力計法により鉄損を計測した。圧縮応力付与による座屈を防止するため、図 6-3 中に示す押え板を取り付けた。押え板はガラスエポキシ製とし、試料全面 (ヨーク内側) の上面側

と下面側から試料鋼板に接触する配置とし、上ヨークにかけた力が上ヨークに設けた切り欠き部を通じて押え板にかかる構造とした。人力のハンドルによりヘッドが下降して上ヨークを押えることにより、押え板を介して試料に板面垂直方向の力が作用して試料鋼板の座屈を防止する。以下では座屈防止のために板面に垂直に加える圧力を「面圧 (Normal pressure)」と称した。以降では面圧は絶対値 (符号なしの値) として議論を行った。

Table 6-2. Comparison of various methods for measuring magnetic properties under stresses.
表 6-2 応力下での磁気特性の評価方法の比較

Method	Advantage	Disadvantage
Stacked ring core  <small>Yamamoto et al., <i>IEEJ Trans. FM</i>, vol. 117-A, no. 3 (1997)</small>	<ul style="list-style-type: none"> - Similar condition to actual motor core. - Hard to occur buckling. 	<ul style="list-style-type: none"> - Stress control is difficult. - Sample preparation is not easy.
Adherent rectangle sheet  <small>Miyagi et al., <i>IEEE Trans. Magn.</i>, vol. 46 (2010)</small>	<ul style="list-style-type: none"> - Stress control is easy. - Hard to occur buckling. 	<ul style="list-style-type: none"> - Sample preparation is not easy. - Requires strong force.
Single sheet  <small>K.Ali et al., <i>J. Appl. Phys.</i>, vol. 81 (1997) Tani et al., <i>Journal of the Magnetic Society of Japan</i>, vol. 30 (2006) Senda et al., <i>IEEJ Trans. FM</i>, vol. 131, no. 20 (2011)</small>	<ul style="list-style-type: none"> - Stress control is easy. - Sample preparation is easy. 	<ul style="list-style-type: none"> - Afraid to occur buckling. - Influence of friction between sheet sample and retainer plate.

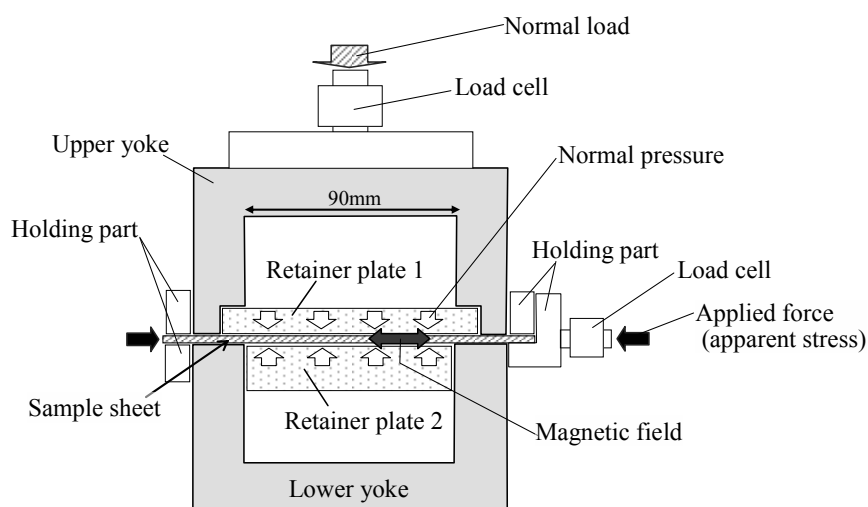


Fig. 6-3. Single sheet frame for magnetic measurement under stress.

図 6-3 応力下磁気測定用単板測定枠 (SST)

測定用の試料は電磁鋼板素材（50A470 相当，板厚 0.50 mm）から剪断機により圧延方向の長さ 150 mm，幅 30 mm に切り出した。この試料の L 方向に応力をかけながら周波数 50 Hz，最大磁束密度 1.5 T で交流励磁したときの磁界強度の最大値 H_m と，図 6-3 の装置にて外部から印加した応力（見掛けの応力）の関係を図 6-4 に示す。ここでの見掛けの応力は外部から印加した力を試料の断面積で除した値である。磁化方向の応力による最大磁界強度 H_m の変化は，文献 [6] [7] 等に報告されているのと同様に，圧縮応力により著しく増加し，引張側では弱い応力で若干減少した後，増加に転じる挙動となっている。

図 6-3 の装置は，座屈防止のための押え板により，試料表面に圧力をかけた状態で L 方向の応力を印加するため，試料と押え板の間の摩擦力により，外部から加えた応力と実際に試料に加わる実効的な応力との間の差異が生じる。これを，図 6-4 に示した引張応力側での H_m の変化を利用し，次に述べる(a)，(b)の二つの方法による磁気測定結果を比較することにより評価した。ここでは引張と圧縮で摩擦力が及ぼす影響は等しいと仮定し，試料の座屈が生じない引張側の応力範囲で評価を行った。以下では，外部から試料にかけた応力を「見掛けの応力 (apparent stress)」と呼び，摩擦力の影響を除いて試料の磁気特性に実質的に影響している応力を「真の応力 (true stress)」と呼ぶこととした。

- (a) 面圧をかけない状態で所定の引張応力を印加した後，面圧をかけて磁気測定を行う（図 6-5(a)）。
- (b) 面圧をかけた後，所定の引張応力を印加して磁気測定を行う（図 6-5(b)）。

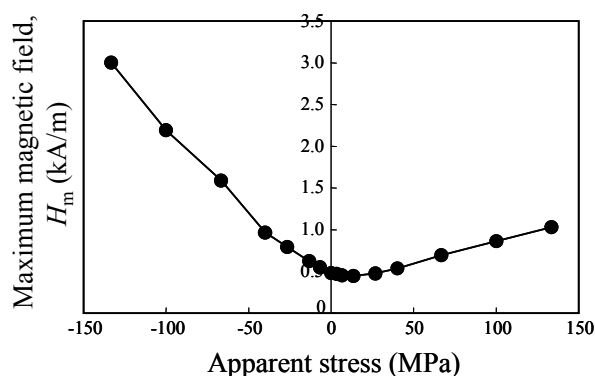


Fig. 6-4. Variation of maximum magnetic field with respect to apparent stress.
AC magnetizing condition: frequency:50 Hz, maximum flux density:1.5 T.

図 6-4 試料に外部から印加した応力（見掛けの応力）に対する最大磁界強度 H_m の変化
交番磁束条件：周波数 50 Hz，最大磁束密度 1.5 T

測定法(a)の場合、面圧がかけられる前に L 方向の引張応力が印加されるので、試料に加えられる引張応力は外部から加えた応力と等しい。一方、測定法(b)では面圧による摩擦の影響を受けるので、試料に加わる実効的な応力は摩擦力の影響で減少する。このため、応力による磁気特性の変化が(a)に等しくなるためには、(b)はより大きな応力を必要とする。

以上の評価において、面圧を 0.016 MPa, 0.065 MPa, 0.13 MPa の 3 水準とし、L 方向の引張応力を 0~133 MPa の範囲で変化させた。

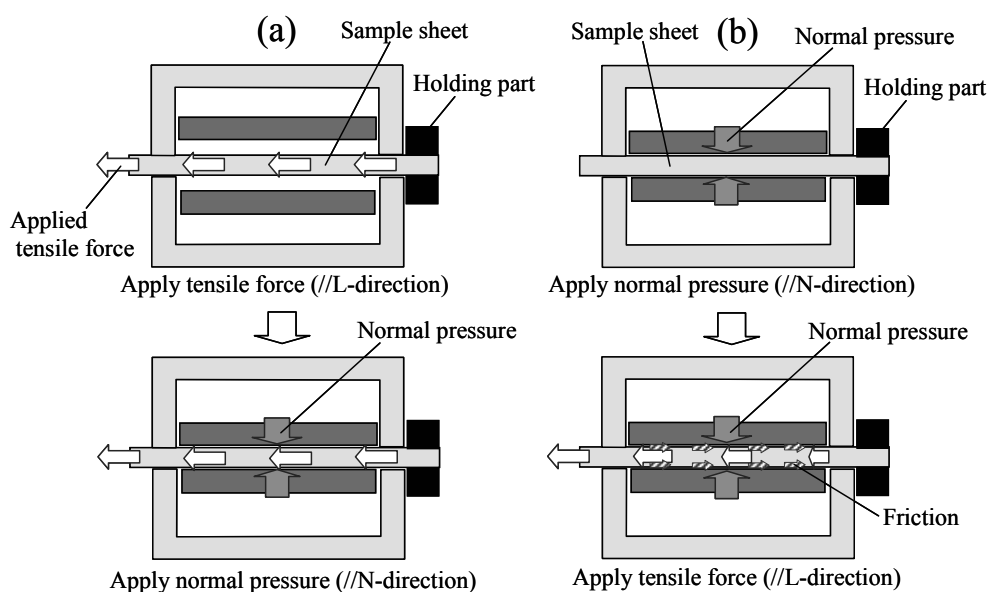


Fig. 6-5. Schematic view of the order of applying external force and normal pressure.

図 6-5 外部から加える応力と面圧の印加順序に関する模式図

(ii) 応力解析による面圧影響の評価 SST を構成する各部材が互いに動かないと仮定し、T 方向（試料短辺方向）に垂直な断面内での二次元の有限要素法による応力計算により、面圧の影響を解析した。押え板と試料間の摩擦力を求めるため、面圧 0.13 MPa での静摩擦係数を測定したところ 0.32 であったため、解析ではこの値を用いた。

6.2.3 結果および考察

(i) 押え板から受ける摩擦力の影響 外部からかけた力を試料断面積にて除した見掛けの応力に対する磁界強度の最大値 H_m の変化を、測定法(a)および(b)について図 6-6 に示す。引張応力の増加に従って H_m と鉄損が変化するが、 H_m の方が変化が大きいため、摩擦力の影響評価に適している。図 6-6(3) (面圧 = 0.13 MPa) において、測定法(b)では、同じ H_m となるために測定法(a)よりも大きな引張応力を要している。また、面圧の低下により測定法(a)と(b)の乖離が小さくなっている。

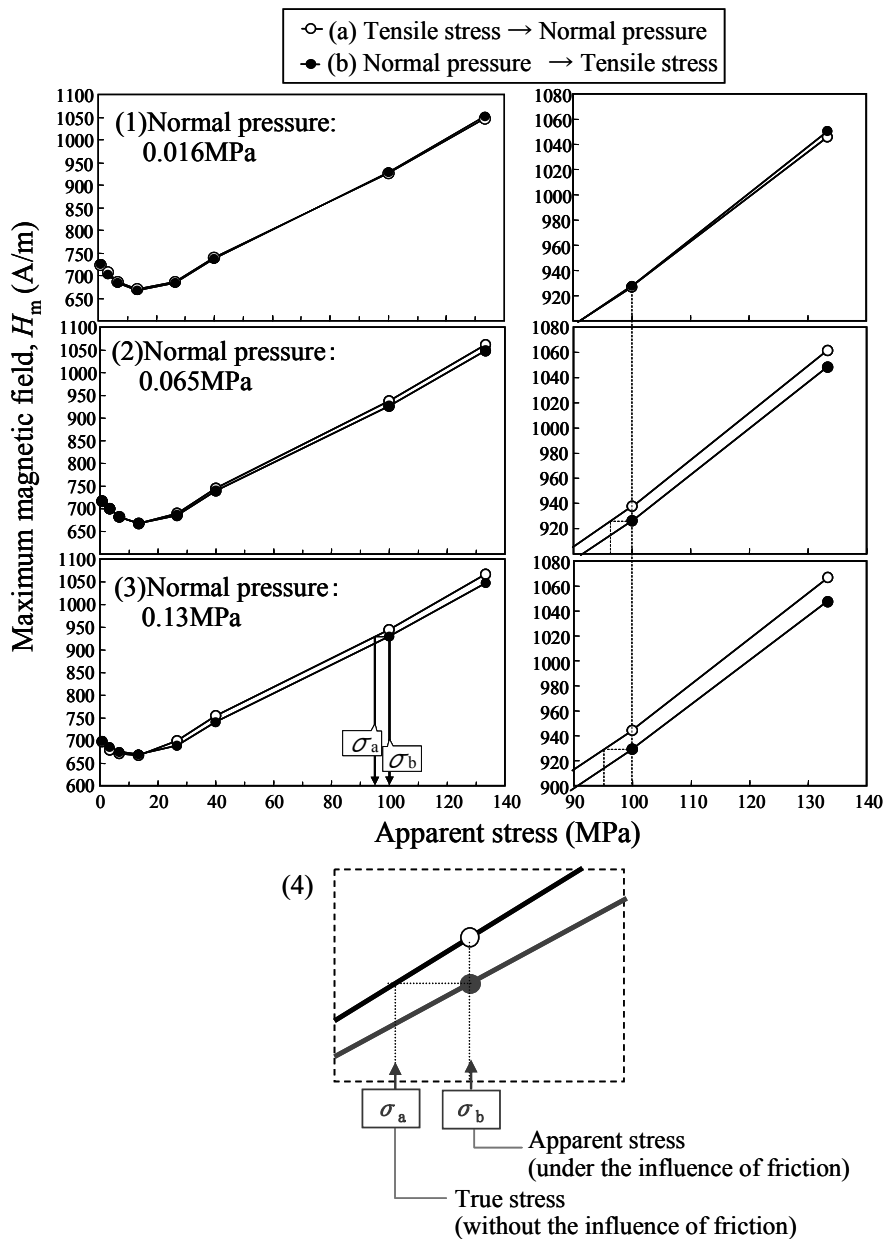


Fig. 6-6. Variation of maximum magnetic field H_m with respect to apparent tensile stress (Comparison of measuring method (a) and (b)).

AC magnetizing condition: frequency: 50 Hz, maximum flux density: 1.5 T.

図 6-6 引張応力に対する最大磁化力 H_m の変化 (測定法(a), (b)の比較)

交番磁化の条件 周波数: 50 Hz, 最大磁束密度: 1.5 T

図 6-6 で測定法(b)による応力を「見掛けの応力」(σ_b) とし、ある見掛けの応力 (図 6-6 中に $\sigma_b = 100$ MPa の例を示す) に対応する H_m と同じ値が測定法(a)では応力 σ_a で得られたとすると、見掛けの応力 (σ_b) に対応する真の応力は σ_a となる。これを図 6-6(4)に概念図として示す。このよ

うな考えを用いて、外部から鋼板にかけた応力（見掛けの応力）に対する鋼板が受ける応力（真の応力）の比 r_s を式(6.2)にて定義する。

$$r_s = \frac{\sigma_a}{\sigma_b} \quad (6.2)$$

図 6-7 に面圧が 0.13 MPa の場合について、外部から試料に加えた引張応力（見掛けの応力）を横軸とした r_s の変化を示す（図中の●シンボル）。この場合、見掛けの応力（27～133 MPa）に対して試料に加わる実効的な応力は 0.84～0.96 倍に減少していることが分かる。なお、見掛けの応力が 30 MPa 以下では、図 6-6 の結果からは測定法(a)と(b)の差を明確に定めることができなかった。

以上より、実際に試料が受けている実効的な応力は図 6-7 に示した r_s を用いて外部からかけた応力を補正することで算定することが可能である。

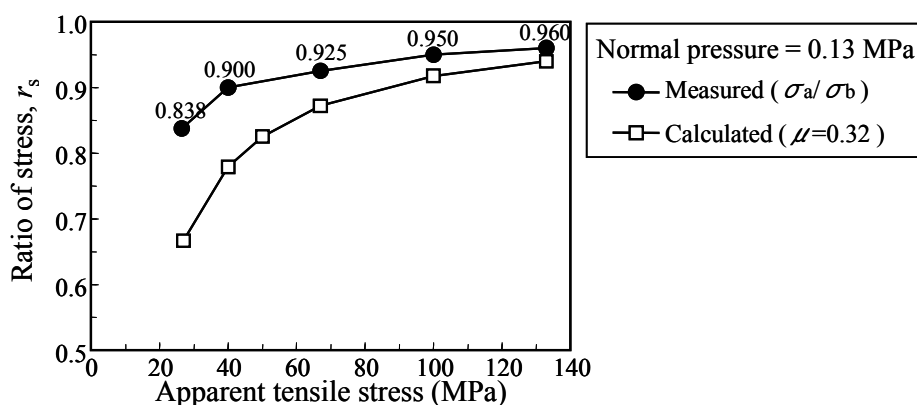


Fig. 6-7. Effect of applied force (nominal stress) on $r_s = \sigma_a / \sigma_b$.

図 6-7 外部から試料に加えた引張応力に対する $r_s = \sigma_a / \sigma_b$ の変化

引張応力 100 MPa のとき、面圧に対する r_s の変化を図 6-8 に示す。ここに示されるように面圧が低下するに従い、摩擦力の影響が小さくなるといえる。

有限要素法で求めた試料の局所的な応力（板厚方向の平均値） σ_p の試料長手方向の分布を図 6-9 に示す。ここに示されるように、押え板から受ける摩擦力の影響により、応力印加側から離れるに従って鋼板が受ける応力が低下する。したがって、図 6-3 に示す方式の磁気測定においては、試料 L 方向の長さを短くする方が印加した応力と試料が受ける応力との乖離を軽減するために有利といえる。ただし、試料長が短すぎると実効磁路長や長手方向の磁束分布などの点で不利になるので、磁気測定精度の確保の観点からは一定以上の試料長とすることが望ましい。図 6-7 の補正係数で求めた真の応力は試料長手に亘る σ_p の平均値であり、試料長や板厚、摩擦係数

によって σ_p が広い範囲にわたる場合は、試料長手方向の応力分布を一定（均一）とみなせなくなる点に留意する必要がある。

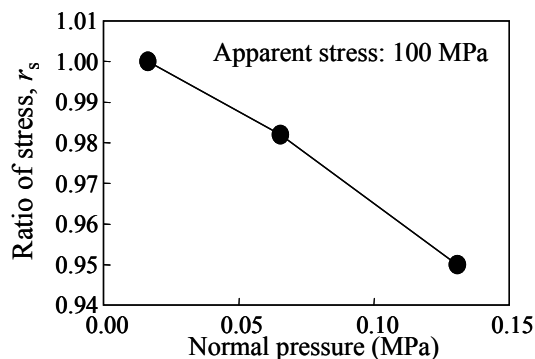


Fig. 6-8. Variation of r_s with respect to normal pressure (apparent stress along LD = 100 MPa).
 図 6-8 面圧に対する r_s の変化（L 方向応力 100 MPa）

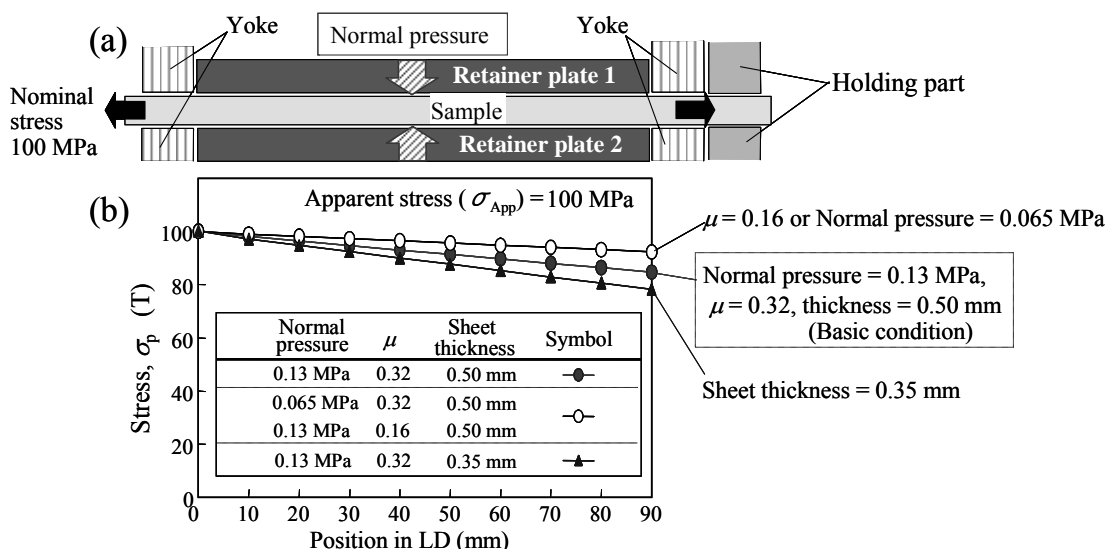


Fig. 6-9. Distribution of stress in L-direction derived by finite element method.
 (a) Schematic view of sample and measuring frame. (b) Stress distribution in LD position.
 図 6-9 有限要素法計算による L 方向応力の分布
 (a) 試料と応力印加機構の側面図 (b) L 方向の位置に対する応力分布

また、このような押え板との摩擦の影響は、面圧あるいは摩擦係数の低下によって軽減される。一方、板厚が薄くなると、板厚が厚い試料に対して同じ L 方向の応力、同じ面圧を掛けた場合に比べて押え板との間の摩擦力の影響が強くなる。これは、L 方向の応力（単位断面積当たりの力）が同じ場合、板厚が薄い試料では加える力の総量が小さくなるので、摩擦力の影響が相対的に大きくなるからである。図 6-9 には板厚 0.50 mm と 0.35 mm の場合の L 方向の応力分布を示した。

有限要素法によって求めた実効的な応力の計算値（図 6-9）に関し、図 6-7 の測定結果に相当する条件（板厚 0.50 mm，摩擦係数 μ 0.32，面圧 0.13 MPa）で板の長手方向の応力の平均値を求め、式(6.2)の r_s に相当する量 r_s^{cal} を、以下の式(6.3)にて求めた。

$$r_s^{\text{cal}} = \frac{\langle \sigma_p \rangle}{\sigma_{\text{App}}} \quad (6.3)$$

σ_p : 押え板から受ける摩擦の影響下で試料の各部分に加わっている L 方向の応力

$\langle \sigma_p \rangle$: 試料長手方向（ヨーク間）に亘る σ_p の平均値

σ_{App} : 外部から試料の L 方向に加えた見掛けの応力。式(6.2)の σ_b に相当。

式(6.3)による計算結果を図 6-7 中に示す（図中のシンボル□）。ここに示されるように計算により求めた r_s は実測値よりも小さい。これは、実際の装置（応力下磁気測定用単板測定枠）では L 方向の応力を加えるとき、押え板等の部材が互いに完全に固定されていないため応力に応じてわずかに動くことが原因と考えられる。以上の検討から、面圧で座屈を防止しつつ応力を加える単板磁気測定方法の場合、押え板と試料鋼板間の摩擦力の影響に注意を払う必要があるといえる。

(ii) 面圧の設定および補正の指針 図 6-7 に示した r_s に関し、図 6-8 の実験結果あるいは図 6-9 の計算結果から、 $1-r_s$ は、面圧 σ_N に比例し、L 方向に外部から加えた応力（見掛けの応力） σ_{App} に反比例すると考えられる。このような関係を式(6.4)に示す。

$$1 - r_s = K_N \frac{\sigma_N}{\sigma_{\text{App}}} \quad (6.4)$$

式(6.4)では、引張、圧縮いずれの場合も、 σ_N 、 σ_{App} の絶対値（符号無し）を用いて r_s を算出するものとする。図 6-10 には、図 6-7 に示した実験結果による $\sigma_N/\sigma_{\text{App}}$ と $1-r_s$ の関係を示す。図 6-10 の関係の回帰係数は 36.01 であるので、本実験で使用した電磁鋼板（板厚 0.50mm）では式(6.4)の K_N は 36.01 となる。

L 方向の見掛けの応力 σ_{App} が 27 MPa よりも小さい場合、このような応力域にも式(6.4)を適用することで、L 方向応力が小さい場合の補正係数 r_s を求めることができる。実際の測定では、大きな $\sigma_N/\sigma_{\text{App}}$ となる測定条件を選択すると、 r_s による補正量が大きくなり、評価誤差が増加すると考えられるので、面圧 σ_N は座屈を防止できるだけ十分に小さい値とするのがよい。このような場合、 σ_{App} と σ_N に応じて式(6.4)を用いて補正係数 r_s を決定し、見掛けの応力 σ_{App} と r_s との積から真の応力を推定することが可能である。

以上の検討から、圧縮応力付与時の座屈防止を目的とした押え板に関する運用方法を以下の通りとした。

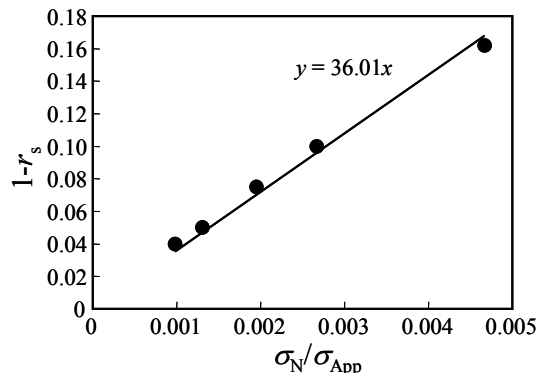


Fig. 6-10. Relationship between σ_N/σ_{App} (normal pressure/apparent stress in L direction) and $1-r_s$.

図 6-10 σ_N/σ_{App} (面圧/L 方向応力)と $1-r_s$ の関係

L 方向の圧縮応力が小さい場合には、座屈の懸念がないため、面圧をかけずに L 方向の応力を調整し、その後、上ヨークの接触を確保するだけの面圧をかければよい。本実験で用いた試料の場合、少なくとも 6.7 MPa の圧縮応力までは、押え板を作用させなくても座屈は認められなかったことから、面圧を 0 とした状態で L 方向の圧縮応力を作用させた後、測定を行えば L 方向圧縮力を補正する必要がない。

圧縮応力が 6.7 MPa 以上 27 MPa 未満の範囲では、図 6-7 で補正係数 r_s が決定されていないので、式(6.4)により r_s を決定するが、面圧が強すぎると L 方向の圧縮応力の推定誤差が大きくなるので、面圧は座屈を防ぐために必要最小の大きさとし、式(6.4)により決定される r_s により、L 方向の圧縮応力の補正を行う。

27 MPa 以上の圧縮応力を作用させる場合、座屈の防止が必須のため、押え板に十分な面圧(0.13 MPa)を加えてから試料 L 方向に力を加え、図 6-7 に示した実験値による係数を r_s 用いて外部から加えた応力を補正して実際に試料に加わっている応力の平均値(真の応力)を算定する。あるいは、座屈の懸念が小さい場合は、押え板にかける面圧を低下させ、式(6.4)を用いて面圧と L 方向の応力の比から補正係数 r_s を決定し、見掛けの応力を補正して真の応力とする。

引張応力を印加する場合は座屈の心配が無いので、面圧をかけない状態で L 方向張力を付与し、その後、測定の安定のため最小限の面圧をかけて磁気測定を行うのがよい。

また、種々の応力域の測定を順次行う場合、特に L 方向応力が低い範囲では押え板を開放することなく次の測定を行うと、押え板から受ける摩擦力の影響で所望の応力を材料に印加されない。このため、ひとつの条件での測定が終了後、次の測定に移る場合は押え板をいったん開放してから次の測定に移行する必要がある。

板厚 0.50 mm の試料に対して面圧 0.13 MPa をかけて測定を行う場合、以上の補正により、L 方向の見掛けの圧縮応力 133 MPa が 128 MPa に補正される。

鋼板試料の表面性状(絶縁コーティングの種類、表面粗度など)が変化した場合は押え板と試料の間の摩擦係数も変化するので、正確な応力の算出のためには補正係数 r_s を材料毎に決定す

る必要がある。また、板厚も補正係数等 r_s に影響する。板厚が薄くなると試料が座屈を起こしやすくなるのに対し、図 6-9 に示すように押え板が及ぼす摩擦力の影響が大きくなる。したがって、板厚が薄い鋼板は座屈が起こりやすい反面、摩擦力の影響が強く現れるので、単板試験片を用いて圧縮応力下での磁気特性を正確に評価することは板厚が厚い試料に比べて困難性が高い。

6.3 応力による無方向性電磁鋼板の磁気特性変化

6.3.1 実験試料

測定用の試料には、表 6-3 に示した Si 含有量、鉄損、結晶粒径の厚さ 0.50 mm の電磁鋼板を用いた。これらの電磁鋼板から剪断機を用いて圧延方向の長さ 150 mm、幅 30 mm に切り出し、かえりを研磨紙で取り除いて測定用の試片とした。

Table 6-3. Materials under test.

表 6-3 供試材一覧

Symbol	Si content (mass%)	$W_{15/50}$ (W/kg) in RD	Grain size (μm)	Remarks
A	3.4	2.0	150	As sheared
B	2.8	2.8	70	As sheared
C	0.8	4.9	20	As sheared
CH	0.8	3.4	70	Annealed sample C
D	0.1	6.4	20	As sheared

表 6-3 の記号 A, B, C, D は剪断したままの試料である。また、記号 CH は記号 C の電磁鋼板を上記寸法に剪断後、Ar ガス雰囲気中で 750 °C に 2 時間保持する熱処理を施すことにより、結晶粒径を大きくした試料である。以下では、試料の圧延方向を RD、圧延面内で圧延方向に直角な方向を TD、板厚方向を ND で表し、RD と試料の長手方向 (LD) を一致させた。磁界および応力はこの L 方向 (//RD) に平行に印加した。

6.3.2 測定方法

応力下での磁気特性の測定は図 6-3 に示す単板磁気測定装置を使用し、試料の L 方向 (圧延方向) に -2000 N (真の圧縮応力 128 MPa) ~ +2000 N (真の引張応力 133 MPa) 範囲の応力を印加させつつ交番磁束条件下での磁気測定を行った。外部から印加した圧縮応力 0~6.7 MPa の範囲では面圧をかけずに測定を行い、見掛けの圧縮応力 6.7 MPa 超 27 MPa 未満では、面圧を 0.02~0.03 MPa とし、式(6.4)により補正係数 r_s を求めて L 方向の真の圧縮応力を求めた。見掛けの圧縮応力 27 MPa 以上では図 6-7 に示す r_s (実験値) による補正により L 方向の真の圧縮応力とした。

以上の方法を用い、磁界強度の最大値 $H_m = 100 \text{ A/m}$, 5000 A/m , 10000 A/m にて励磁周波数 50 Hz で交番磁化させたときの磁気分極の最大値 J_1 , J_{50} , J_{100} を測定した。ここでの磁気分極の最

大値 J_x は以下の式(6.5)により定義した。

$$J_x = B_m - \mu_0 H_m \quad (6.5)$$

H_m : 磁界強度の最大値 [A/m]

J_x : 周波数50 Hz, $H_m = X \times 100$ A/mで交番磁化させたときの磁気分極の最大値 [T]

B_m : 交番磁束条件における磁束密度の最大値 [T]

μ_0 : 磁気定数 (真空の透磁率) $4\pi \times 10^{-7}$ [H/m]

6.3.3 磁区観察方法

磁化方向の応力が磁気特性に影響を及ぼす機構を明らかにするため、応力・磁界下でのカー効果顕微鏡による磁区観察を行った [8]。Si 含有量が最も低い (0.1 重量%) 記号 D の試料から RD 15 mm, TD 8 mm の試片を切り出し、図 6-11 に示すホルダーに固定し、TD に垂直な面に対して研磨と SiO の蒸着を行ってから縦カー効果により RD の磁化成分による磁区の観察を行った。顕微鏡の 1 視野は $150 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ 程度に限られるため、範囲をずらしながら観察し、得られた画像をつなぎ合わせて広範囲の磁区模様とした。磁区の画像は CCD カメラにより撮影し、画像処理装置を用いて参照画像との差分をとった。

磁区観察用ホルダーは非磁性ステンレス製とし、試料の片側を固定し、片持ち梁状として反対側の先端部付近をねじで押すことにより試料を湾曲させ、湾曲の内側、外側にそれぞれ RD の圧縮、引張応力が作用した状態をつくることことができる。これらの応力値は、ねじの変位量から曲率半径を計算し、材料のヤング率を用いて求めた。

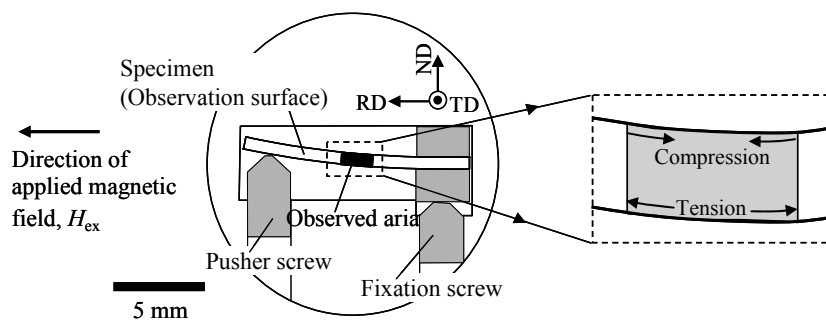


Fig. 6-11. Sample and holder for Kerr-effect domain observation.

図 6-11 カー効果磁区観察用のサンプルホルダー

さらに、湾曲状態の試料に対してポールピース型の電磁石により RD に平行な直流磁界 H_{ex} を印加することで応力・磁界下での磁区模様を観察した。なお、低磁界強度域での磁区画像では、消磁状態からの磁壁移動量を示すために参照画像として消磁状態の磁区画像を用いた。この場合、磁界方向の磁化が増加した部分は白色で、磁界と反対方向の磁化が増加した部分は黒色で、磁化

が変化しなかった部分は灰色で示される。一方、磁界強度が強い条件では磁壁移動が終了しつつあるため、磁化飽和状態を参照画像とした。この場合は磁界方向の磁化成分を持つ部分が白色に、反対方向の磁化成分を持つ部分は黒色になり、磁化の RD 成分の大きさに応じて白と黒の中間の色調となる。このような観察の手順と画像について模式的に図 6-12 に示す。

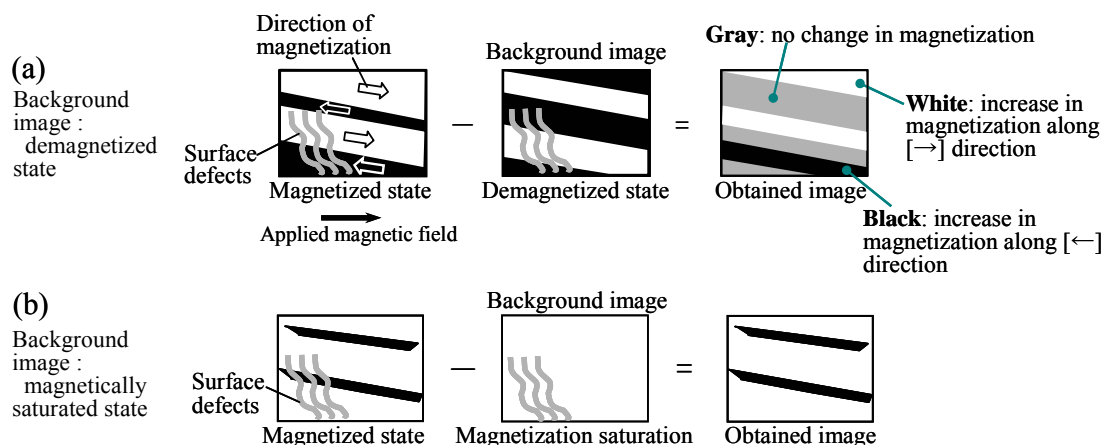


Fig. 6-12. Schematic view of domain observation by Kerr-effect microscope.

図 6-12 カー効果顕微鏡による磁区観察方法の模式図

試料内部の有効磁界の強度は反磁界効果のために外部から加える直流磁界の強度 H_{ex} より小さくなる。そこで、前記寸法の試片を強度 H_{ex} の外部磁界で磁化したとき試料に加わる有効磁界の強度 H_{eff} を有限要素法による電磁界解析により概算した。ここでは、図 6-13(a)に示す仮想的なソレノイドコイル中に本観察と同じ寸法の矩形試片を置き、種々の外部磁界 H_{ex} を加えて磁化させることとした。

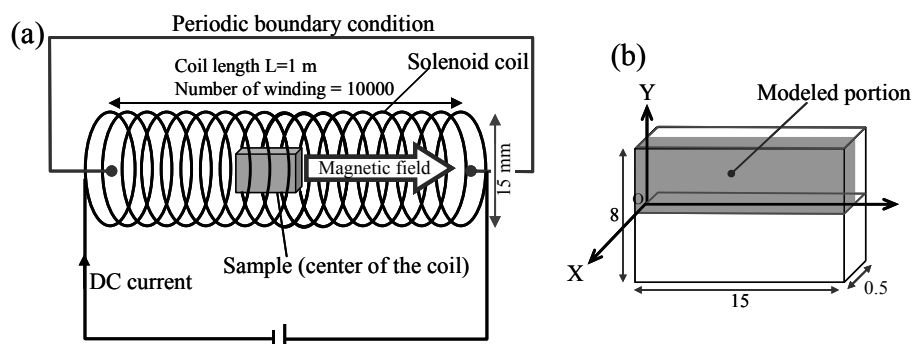


Fig. 6-13. Modeling for studying magnetization in rectangular parallelepiped sample.

図 6-13 直方体サンプルの磁化検討のためのモデル

有限要素法による計算は試料の対称性を考慮して図 6-13(b)に示した部分に対して行い、磁区観察を行った面の近傍部分に生じる磁化の量を算出した。図 6-14 に外部磁界 H_{ex} を変化させたときの試料中央部 (図 6-13(b)で $X=0$) での、試料長手方向 (図 6-13(b)で Z 方向) の磁化の分布を示す。図 6-14(a)および(b)には磁区観察を行った部位を示した。この部位での磁界の強度が磁区観察している部分に作用している磁界の強度である。

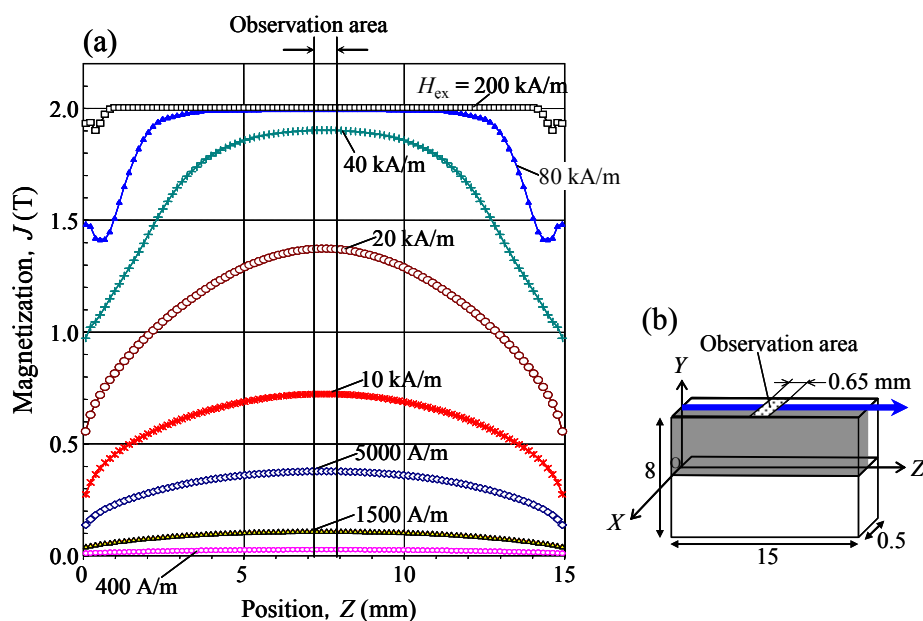


Fig. 6-14. Calculated magnetization in the vicinity of the plane for Kerr-effect domain observation.

図 6-14 カー効果による観察面近傍の磁化の計算結果

図 6-14 の結果から、磁区観察を行った試料長手方向中央部の磁化を求め、加えた外部磁界 H_{ex} との関係求めた。これを図 6-15(a)に示す。図 6-15 (a)で磁区観察の際に実際に試料に加えた外部磁界の強度 (1.2 kA/m, 2.4 kA/m, 3.4 kA/m) で磁区観察部位に現れる磁化の量を算出し、閉磁路にて測定したときの磁界強度と磁化の関係 (図 6-15(b)) において、同じ磁化量を実現する磁界を求めて有効磁界とした。ここで、電磁界解析と図 6-15(b)には 50A400 相当の材料の無応力下での磁化曲線を用いた。応力・磁界下での磁区観察において試料は湾曲状態にあるので、試料の形状および磁気特性は厳密には図 6-15(b)とは異なっているので、上記方法により与えられる有効磁界の強度は概算値である。

以上の方法により、磁区観察の際に試料に加えた外部磁界の強度 1.2 kA/m, 2.4 kA/m, 3.2 kA/m のときの有効磁界の強度 H_{eff} はそれぞれ、80 A/m~100 A/m, 4000 A/m~5000 A/m, 10000 A/m~15000 A/m となった。したがって、磁気分極 J_1 , J_{50} , J_{100} は、それぞれ、上記方法の磁区観察において外部磁界の強度を 1.2 kA/m, 2.4 kA/m, 3.2 kA/m としたときの磁区観察結果に対応させることができる。

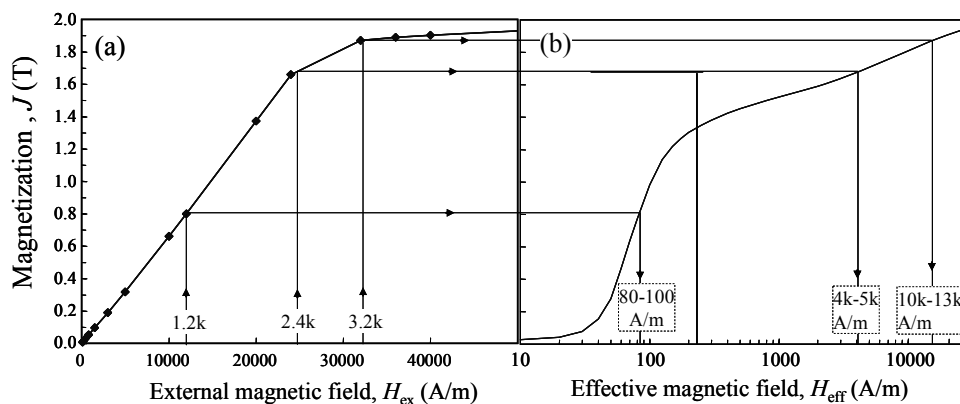


Fig. 6-15. Estimation method of effective magnetic field strength.
 (a) Rectangular parallelepiped sample. (b) Closed magnetic circuit (Epstein frame).

図 6-15 有効磁界の強度の推定方法

(a) 直方体サンプル (b) 閉磁路磁気回路 (エプスタイン試験枠)

6.3.4 高磁界強度域での磁歪の測定方法

応力下における電磁鋼板の磁気特性は磁歪の影響を受けることが知られていることから [10], 本研究で論じた高磁界強度域での磁化の大きさは、磁歪と密接に関連していると考えられた。そこで、応力下での磁化の挙動に及ぼす磁歪の影響を調査するため、高磁界強度域での磁歪測定を行った。磁歪の測定においては、長さ 280 mm、幅 30 mm に剪断機で切り出した試験片の長手・幅方向の中央に貼り付けた歪ゲージによって試料の L 方向（励磁方向）の伸縮を測定した。歪ゲージによる測定の模式図を図 6-16 に示す。歪ゲージはゲージ長 10 mm、ゲージ率 $K_S = 2.10$ ($\pm 1.0\%$) のものを用い、参照用歪ゲージとブリッジ回路を形成することにより、温度影響の補償を行った。

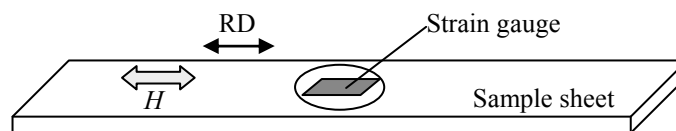


Fig. 6-16. Measurement method of magnetostriction.

図 6-16 磁歪測定の方法

ここで、歪ゲージのゲージ率 K_S 、測定された歪量 ε_i を用いて真の歪値 ε は以下の式(6.6)により算出される。

$$\varepsilon = \frac{2.00}{K_s} \times \varepsilon_i \quad (6.6)$$

歪ゲージを貼り付けた試料を高磁界強度域の磁気測定が可能な単板試験枠（縦型単ヨーク式）に挿入し、周波数 50 Hz で交番磁化させ、最大磁界強度 1000～50000 A/m の範囲で歪ゲージによる磁歪の測定を行った。ここでの交番磁化では、磁束波形の正弦波制御は行っていないため、磁界強度が高い条件では磁束波形は台形状に歪んでいる。

以下では磁歪の測定値として、交番磁束条件において $B_m = 0$ のときの磁歪を $\lambda(0)$ 、 $B = B_m$ のときの磁歪を $\lambda(B_m)$ とするとき、以下の式(6.7)で定義される λ_{Bm} を磁歪の代表値として用いた。

$$\lambda_{Bm} = \lambda(B_m) - \lambda(0) \quad (6.7)$$

後述の図 6-28 中に λ_{Bm} に関する説明を示す。図 6-28(b), (c) および (e), (f) のように、交番磁束条件において、最大の磁束密度に至る途中で磁歪による伸張が最大値をとるような場合、磁歪の振幅値 ($\lambda_{p,p}$) は磁束密度が最大となった瞬間の伸縮量に対応していない。このため、以下では式(6.7)にて定義する λ_{Bm} を用いて議論を行った。

6.3.5 磁気特性に及ぼす応力の影響

(i) 鉄損に及ぼす応力の影響 以降では 6.2 節で説明した方法により、L 方向応力の補正を行うことで得られる真の応力を用いて磁気特性の応力依存性について論じる。図 6-17 は L 方向の応力に対する鉄損 $W_{15/50}$ の変化である。従来から知られているように、鉄損は圧縮応力が低い領域で顕著に増加し、圧縮応力が高い領域では圧縮応力に対する鉄損の増加率は低下している。

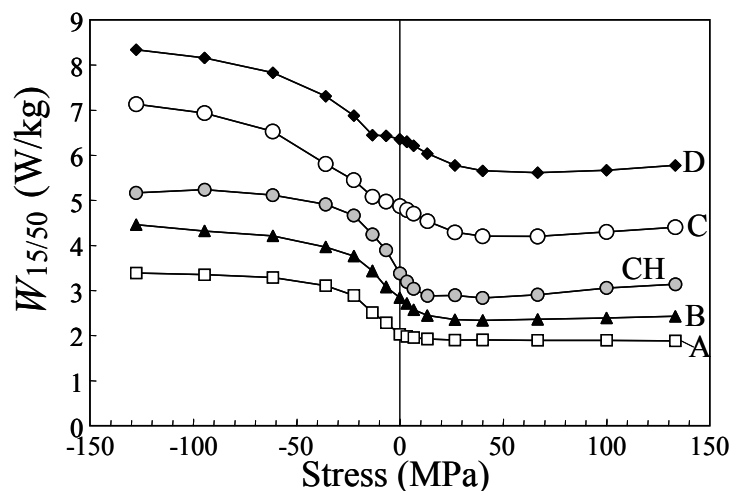


Fig. 6-17. Variation of iron loss $W_{15/50}$ with respect to stress in L direction.

図 6-17 L 方向の応力に対する鉄損 $W_{15/50}$ の変化

図 6-18, 図 6-19 にそれぞれ式(6.8), 式(6.9)より求めた 1.5 T, 50 Hz の交番磁束条件における応力による鉄損の増加率 $r_{\Delta W}$ および鉄損増加量 ΔW の変化を示す。

$$r_{\Delta W} = \frac{\Delta W}{W(0)} \times 100 = \frac{W(\sigma) - W(0)}{W(0)} \times 100 \quad [\%] \quad (6.8)$$

$$\Delta W = W(\sigma) - W(0) \quad (6.9)$$

上式で, $W(\sigma)$ は L 方向応力 σ における鉄損, $W(0)$ は無応力での鉄損である。

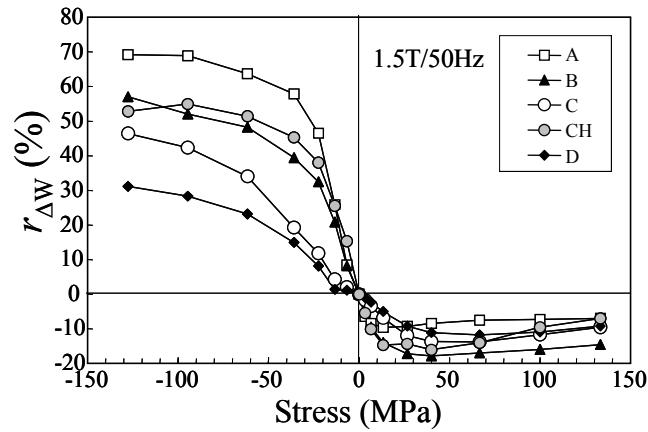


Fig. 6-18. Variation in increase rate of iron loss $r_{\Delta W}$ with respect to stress at $B_m = 1.5 \text{ T}, f = 50 \text{ Hz}$.

図 6-18 応力に対する鉄損の増加率 $r_{\Delta W}$ の変化 ($B_m = 1.5 \text{ T}, f = 50 \text{ Hz}$)

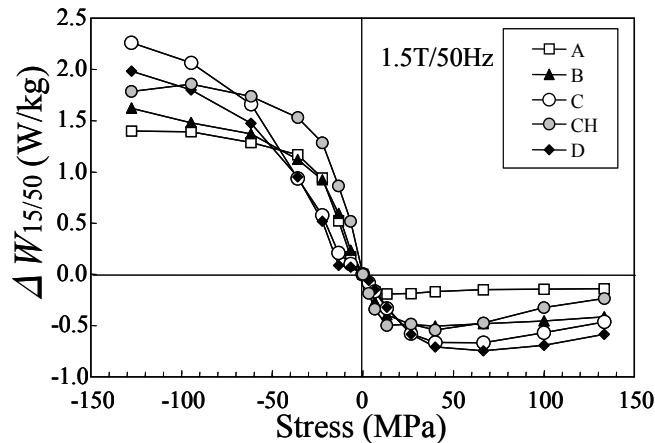


Fig. 6-19. Variation of iron loss increment $\Delta W_{15/50}$ with respect to stress.

図 6-19 応力に対する鉄損増加量 $\Delta W_{15/50}$ の変化

応力による鉄損の変化を評価する場合、式(6.8)の増加率を指標として用いられることが多い。図 6-18 の結果では、無応力での鉄損が低い材料ほど圧縮応力による鉄損の増加率 $r_{\Delta W}$ が大きくなっている。これに対し、式(6.9)による鉄損増加量は材料間の差が比較的小さい。基準となる材料とは異なる材料を用いたときの応力下での鉄損を予測する場合に、式(6.8)の増加率を用いると、特に低鉄損材で圧縮応力による鉄損の劣化が過大に評価されることになる。これに対し、実際には図 6-19 に示すように、鉄損劣化量 ΔW の絶対値には材料間で大きな差が無い。したがって、ある材料での圧縮応力下の鉄損の概略値を異なる材料の鉄損劣化の挙動から推定しようとする場合、鉄損の劣化率を用いるのは適切でなく、鉄損の増分値を用いる方が誤差が少ないといえる。

以下では応力による鉄損変化に関する材料間の差異について述べる。図 6-17~19 に示されるように、圧縮応力 10 MPa 以下の範囲（応力-10 MPa~0 MPa）で圧縮応力による鉄損の増加が最も著しいのは試料 CH であり、続いて劣化量が大きいのが試料 A と試料 B であり、これらに比べて試料 C と試料 B の劣化量は小さい。ここでの鉄損劣化量の違いは、ひとつには結晶粒径の差によると考えられる。試料 C と試料 CH では鋼に含まれる成分は同じであるが、両者で結晶粒径が大きく異なっている。これらの結果から、圧縮応力が低い条件では結晶粒径が大きな材料の方が、結晶粒径が細かい材料に比べて鉄損劣化量が大きいといえる。文献 [11]でも結晶粒径が粗大な材料の方が低い圧縮応力の領域での鉄損増加量が大きいことが報告されており、本研究の結果は同様の傾向となっている。

圧縮応力 30 MPa 以上では、試料 A, B での圧縮応力の増加に対する鉄損増加の割合が、試料 C, D に比べて小さい点特徴的である。これに対して、結晶粒径の大きい試料 CH の鉄損の変化は試料 A, B の鉄損の変化と類似しており、圧縮応力が高い領域で試料 A, B と試料 C, D の間に認められる差違に関しても結晶粒径が関係していると考えられる。

試料 C と試料 CH を比較すると、圧縮応力が低い領域（10MPa 以下）では結晶粒径が大きい材料の方が鉄損の増加が顕著であるものの、圧縮応力が高い領域（30 MPa 以上）では結晶粒径の大きい試料の方が鉄損の増加が緩慢に進行し、圧縮応力 70 MPa 以上においては試料 CH と試料 C の間の鉄損差は無応力での鉄損差を上回る値となった。

さらに、圧縮応力 128 MPa を加えたときの鉄損増加量 $\Delta W_{15/50}$ は、各試料の無応力での鉄損に応じて増加する傾向が認められる。これを図 6-20 に示す。図 6-19 の結果から、 $\Delta W_{15/50}$ は材料間の差が小さいと述べたが、詳細にみると無応力での材料鉄損が大きい材料の方が、高い圧縮応力による鉄損増加量が大きい傾向にある。ただし、試料 C はその他の材料での関係とやや外れた位置にある。図 6-17, 図 6-18 では、圧縮応力を 90 MPa から 128 MPa に増加させたとき、試料 A と試料 CH では鉄損の増加量がほぼゼロであるのに対し、試料 B, C, D では鉄損の増加が認められる。したがって、これらの試料では圧縮応力による鉄損の飽和値は圧縮応力 128 MPa での鉄損よりも大きいと予想されるので、鉄損増加が飽和した状態における鉄損増加量を図 6-20 の縦軸とすると、相関関係はさらに高いものとなる可能性がある。このように、大きな圧縮応力を加えたときの鉄損増加量は、式(6.8)による鉄損の増加率で整理できるほどの強い依存性はないものの、無応力での鉄損値に従って増加する傾向にある。

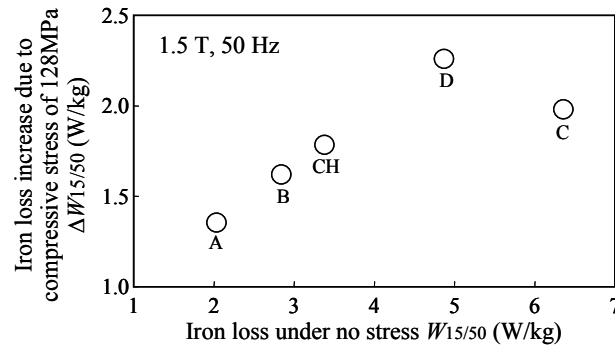


Fig. 6-20. Relationship between iron loss increment due to compressive stress of 128 MPa (with respect to no stress) and iron loss under no stress.

図 6-20 無応力での鉄損と圧縮応力 128 MPa 印加による鉄損増加量（対無応力鉄損）の関係

以上から、圧縮応力が比較的低い範囲（0 MPa～50 MPa）での鉄損増加の挙動は電磁鋼板の結晶粒径に依存しており、さらに 100 MPa 以上の大きな圧縮力を加えたときの鉄損増加量は無応力での鉄損値に依存して増加する関係にあることが明らかになった。

一方、従来から知られているように引張応力を増加させることにより鉄損が低下し [6]、さらに引張応力を増加させるとそれ以上の鉄損の低下は起こらず、一部の材料では引張応力により僅かに鉄損が増加した。図 6-21 に引張応力側での鉄損増加量 $\Delta W_{15/50}$ の変化を示す。

図 6-21 の結果を材料毎にみると、試料 A は引張応力 10 MPa 程度まで鉄損が低下するものの、それ以上引張応力を増加させても鉄損値の変化が認められない。試料 B は引張応力 25 MPa～40 MPa で最も鉄損が低くなり、これ以上引張応力を大きくすると、ごく僅かに鉄損が増加した。試料 CH および試料 C、試料 D は引張応力 40 MPa～60 MPa で最も鉄損が小さくなり、さらに引張応力を増加させると鉄損は増加に転じた。

圧縮応力側での鉄損増加は結晶粒径の影響が認められ、試料 C に対する熱処理により結晶粒径を試料 B と同等することで、両者の鉄損増加の挙動は類似のものとなった。これに対し引張

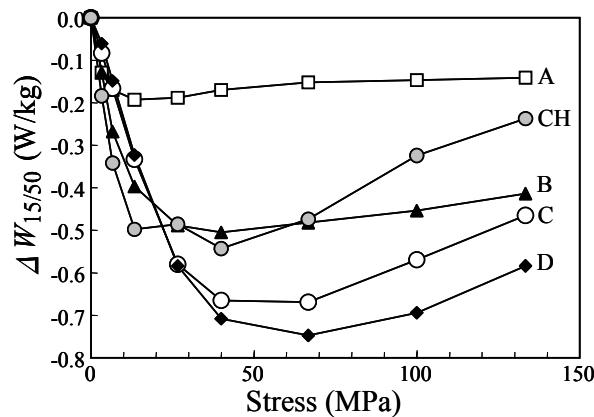


Fig. 6-21. Effect of tensile stress on iron loss increment $\Delta W_{15/50}$.

図 6-21 引張応力に対する鉄損増加量 $\Delta W_{15/50}$ の変化

応力側の鉄損変化を図 6-21 でみると、試料 B と試料 CH で鉄損の減少・増加の挙動に違いが認められることから、引張応力による鉄損の変化には結晶粒径以外の影響が強いと推定される。

引張応力の増加に応じた鉄損変化の概略は、Si 含有量の高い材料（試料 A, B）では鉄損が最小値をとった後の変化は小さく、Si 含有量の低い材料（試料 C, D, CH）では鉄損が最小となった後に再び増加する挙動を示した。ただし、試料 C と試料 D を比べると、試料 C の方が Si 量が高いにも関わらず鉄損が最小値となった後の鉄損増加量が大きい。このように、引張応力側での鉄損変化の材料差は必ずしも Si 含有量のみで一律に説明できない。

図 6-22 に応力に対する最大磁束密度 1.5 T, 周波数 50 Hz の交番磁束条件における比透磁率 $\mu_{r15/50}$ の変化を示す。Si 含有量の低い試料 A と試料 B では 10~13 MPa 程度の引張応力で比透磁率が最大となり、Si 含有量が低い試料 C, 試料 D では比透磁率が最大となる引張応力は 15~30 MPa と試料 A, B に比べて高くなっており、鉄損の挙動との類似性がある。ただし、試料 C よりも試料 D の方が Si 含有量が低いにも関わらず、透磁率が最大となる応力が低応力側にあり鉄損の場合と異なっている。また、焼鈍により結晶粒径を大きくした試料 CH は比透磁率が最大となる引張応力が 10 MPa 程度であるのに対して、鉄損が最小となるのは 40 MPa 程度と大きく乖離している。したがって、引張応力による鉄損低下には透磁率の向上が影響していると考えられるものの、その変化には透磁率のみでは説明できない因子を含んでいる。

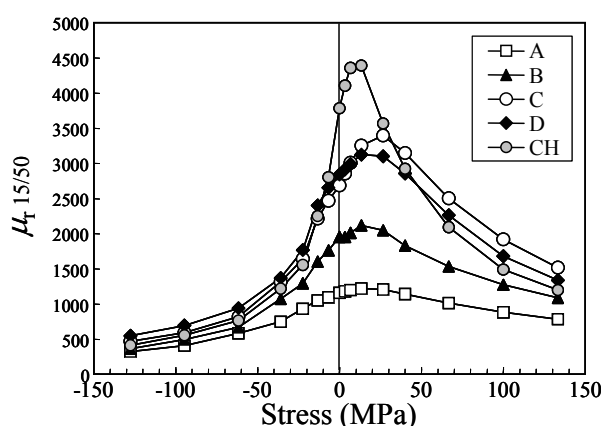


Fig. 6-22. Effect of stress on relative permeability $\mu_{r15/50}$.

図 6-22 比透磁率 $\mu_{r15/50}$ に及ぼす応力の影響

(ii) 磁気分極に及ぼす応力の影響 L 方向の応力と磁気分極 $J_1, J_3, J_{50}, J_{100}$ の関係を図 6-23 に示す。 J_1 は、図 6-22 に示した透磁率の挙動と同様、10~30 MPa 程度の引張応力で最大となり、さらに引張応力を増加させると減少した。また、圧縮応力により J_1 は急激に減少し、圧縮応力 25 MPa 程度以上で緩やかな減少に転じた。

さらに高い磁界強度での磁気分極 J_3 は、圧縮応力による低下、および 30 MPa 以上の引張応力による低下が J_1 よりも緩やかである。 J_{50} は試料 C, D では圧縮応力により増加し、試料 A, B では減少した。また試料 C, D は引張応力により J_{50} が減少したが、試料 A, B は引張応力側で

J_{50} が変化しなかった。

試料 B, C, D の J_{100} は、引張応力の増加に従って低下し、圧縮応力の増加に従って増加した。試料 A は全ての応力域で J_{100} がほとんど変化せず、引張応力の増加によってわずかに低下した。一般に、電磁鋼板の磁気特性（鉄損、透磁率）は圧縮応力の増加に応じて劣化することが知られているが、図 6-23 の J_{100} は従来一般的に知られた挙動と異なり、圧縮応力によって磁気特性が改善する結果となった。

図 6-24 は無応力の状態を基準としたときの圧縮応力 95 MPa での磁気分極 J_{50} , J_{100} の増加量 ΔJ_{50} , ΔJ_{100} と鋼の Si 量の関係である。ここに示されるように、Si 含有量の減少に従って ΔJ_{50} , ΔJ_{100} が増加する関係にある。また、組成比が同じで結晶粒径が異なる試料 C (図中□) と試料 CH (図中■) で ΔJ_{50} , ΔJ_{100} はほぼ一致しており、圧縮応力による J_{50} , J_{100} の変化は、鉄損の場合と異なり、結晶粒径に依存しないといえる。

図 6-25 は試料 A および試料 D の初磁化曲線および直流ヒステリシスループであり、無応力および圧縮応力 128 MPa, 引張応力 133 MPa の場合について示す。図 6-23 に示した結果と同様に、

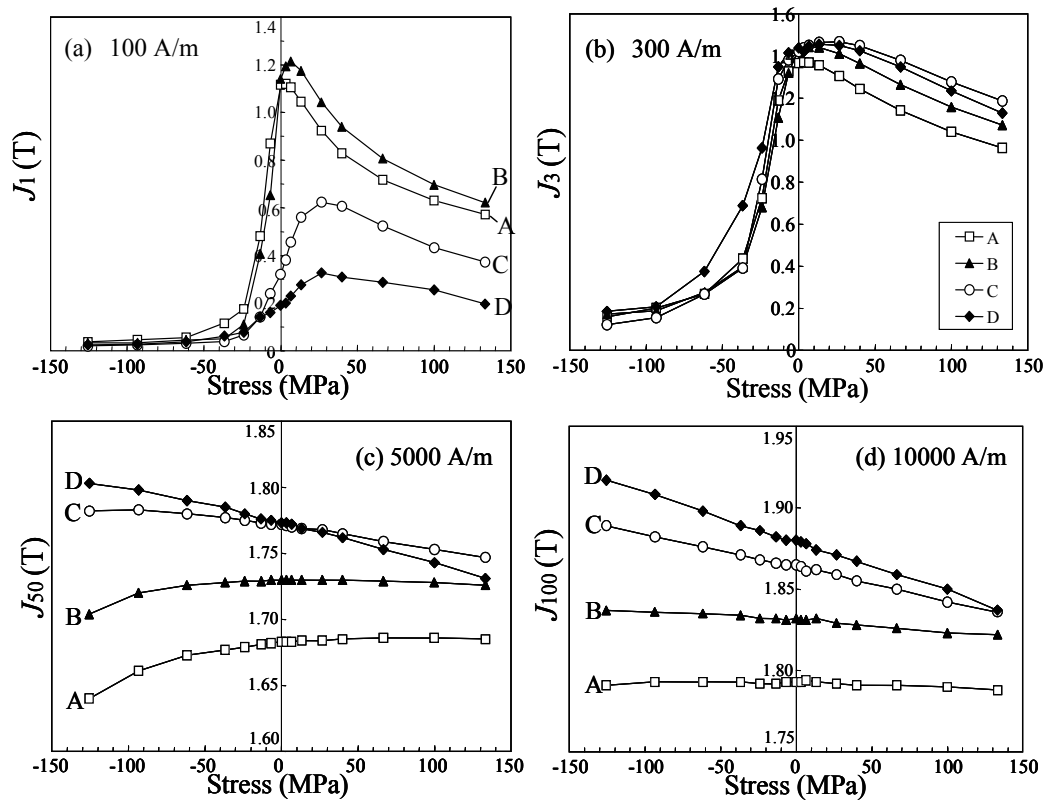


Fig. 6-23. Effect of stress on magnetic polarization J along L-direction.

図 6-23 磁気分極 J に及ぼす L 方向応力の影響

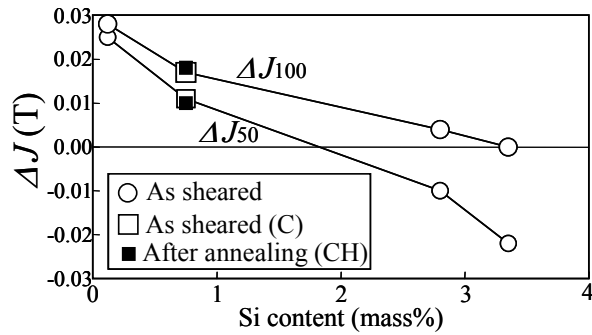


Fig. 6-24. Effect of Si content on the increment in magnetic polarization J_{100} and J_{50} due to true compressive stress of 95 MPa.

図 6-24 真の圧縮応力 95 MPa による磁気分極 J_{100} , J_{50} の増加量に及ぼす鋼 Si 量の影響

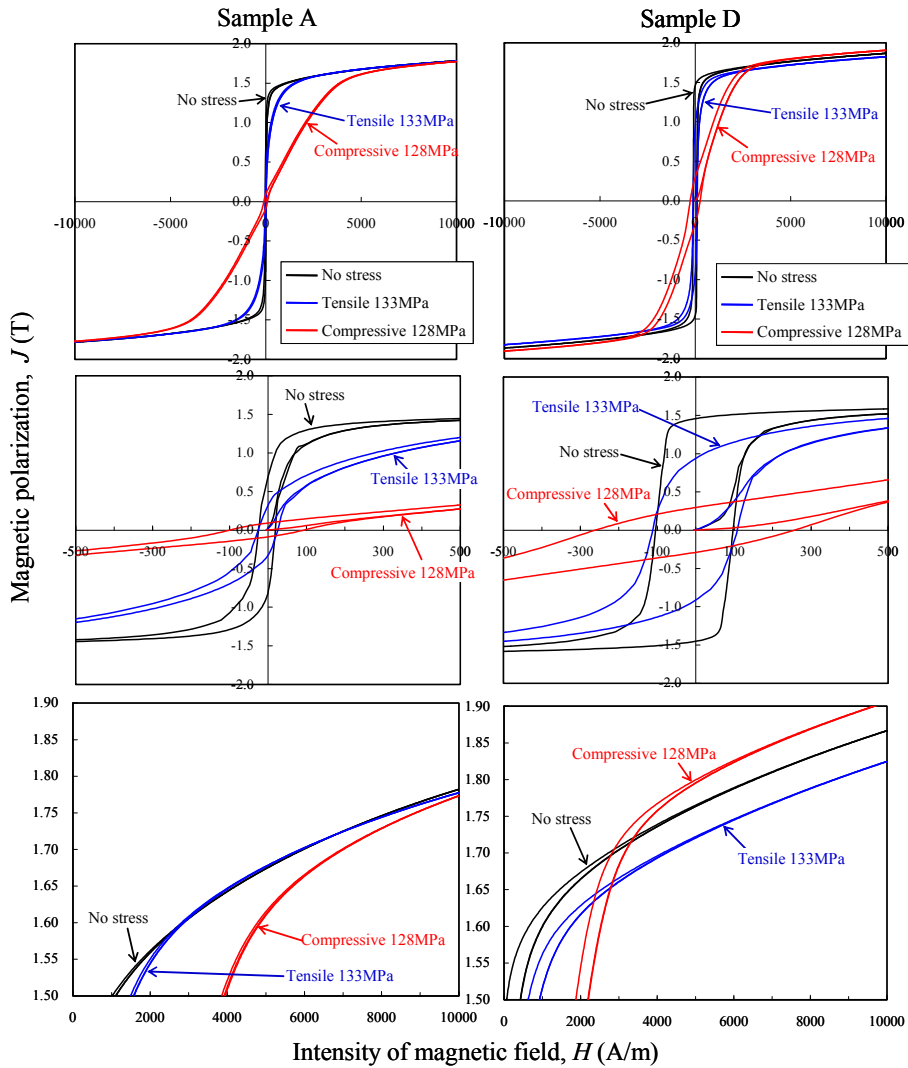


Fig. 6-25. Magnetizing curves and hysteresis loops under stress.

図 6-25 応力下での磁化曲線とヒステリシスループ

133 MPa の引張応力下では透磁率が低下し、128 MPa の圧縮応力下ではさらに顕著に透磁率が低下していることが分かる。また、圧縮応力を加えることで保磁力が著しく増加している。

磁界強度が高い領域での磁化挙動をみると、図 6-23 に示した結果と同様に、磁界強度 10000 A/m において、試料 A では引張応力 133 MPa と圧縮応力 128 MPa の場合の磁気分極 J の差は小さくなっているが逆転はしていない。これに対し、試料 D では低磁界強度域と高磁界強度域で J の大小関係が逆転している。

6.3.6 磁区模様にも及ぼす応力の影響

応力による J_{50} , J_{100} の変化が大きかった試料 D の消磁状態および磁界・応力下での磁区模様を図 6-26, 図 6-27 に示す。図 6-26(a)に示す無応力・消磁状態の磁区模様に対し、湾曲状態の(b)では、図中の中心線より下側の引張応力が加わっている部分では RD に近い方向に伸びた縞状の磁区が生成し、圧縮応力が付与されている上側の部分では ND に近い方向に伸びる傾向の磁区模様が生成している様子が認められる。

図 6-26(c)は応力下にある湾曲状態の試料を $H_{ex} = 12$ kA/m で磁化したときの磁区模様である。電磁界解析により算定したこのときの有効磁界の強度 H_{eff} は 80~100 A/m 程度である。この画像は、消磁状態の磁区像を参照画像とすることで消磁状態からの磁壁移動の度合いを示している（磁界方向の磁化増加：白色，磁化変化なし：灰色，磁界と反対方向の磁化増加：黒色）。ここでは応力がゼロの板厚中心部の磁区画像は、白色と灰色の部分から成ることから、磁界方向の磁化が増加する磁壁移動のみが起こっていることがわかる。また、圧縮応力の側では無応力の部分に比べて白色部分の面積が小さく、図 6-23(a)に示した圧縮応力による J_1 の低下に対応している。これに対して、引張応力が付与された下側の部分では白色の部分とともに黒色の部分が存在する。これは、一部の磁壁は磁界方向と反対の磁化が増加する方向の磁壁移動を起こしたことを示している。

図 6-26(d), (e)は、湾曲状態の試料に対し、それぞれ $H_{ex} = 24$ kA/m, 32 kA/m の磁界を印加したときの磁区模様であり、それぞれ有効磁界強度 H_{eff} は 4000 A/m~5000 A/m, 10000 A/m~15000 A/m 程度に相当する。ここでは磁化飽和状態を参照画像としているので、黒色の部分は印加した磁界と反対方向の磁化成分をもつ磁区に対応する。図 6-26(d)では図の上側 1/4 から下に縞状の磁区模様を有する結晶粒が認められ、引張応力の大きい下側ほど、その数が増加している。一方、圧縮応力の付与されている部分（図の中心線より上側）では縞状磁区の頻度は低い。(d)よりさらに磁化飽和に近づいている(e)では、一部の結晶粒では低コントラストながら縞状の磁区模様が残り、その他の結晶粒ではこの模様は消失した。なお、(d)(e)の図中には、縞状の磁区模様が認められた結晶粒の粒界に線を描き加えている。

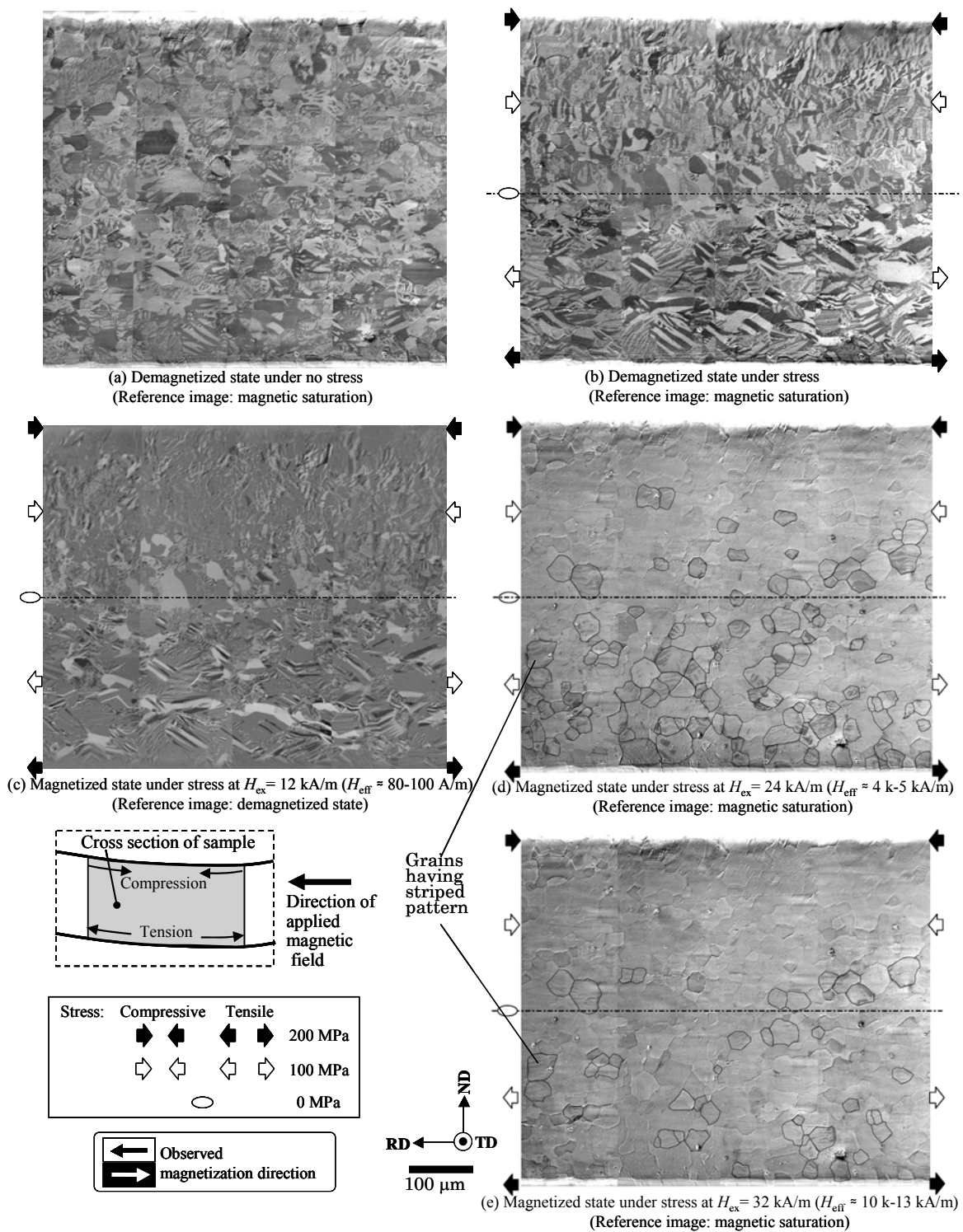


Fig. 6-26. Domain patterns in TD cross-section observed by Kerr-effect microscope (sample D).

図 6-26 カー効果顕微鏡で観察した TD 断面内の磁区模様 (試料 D)

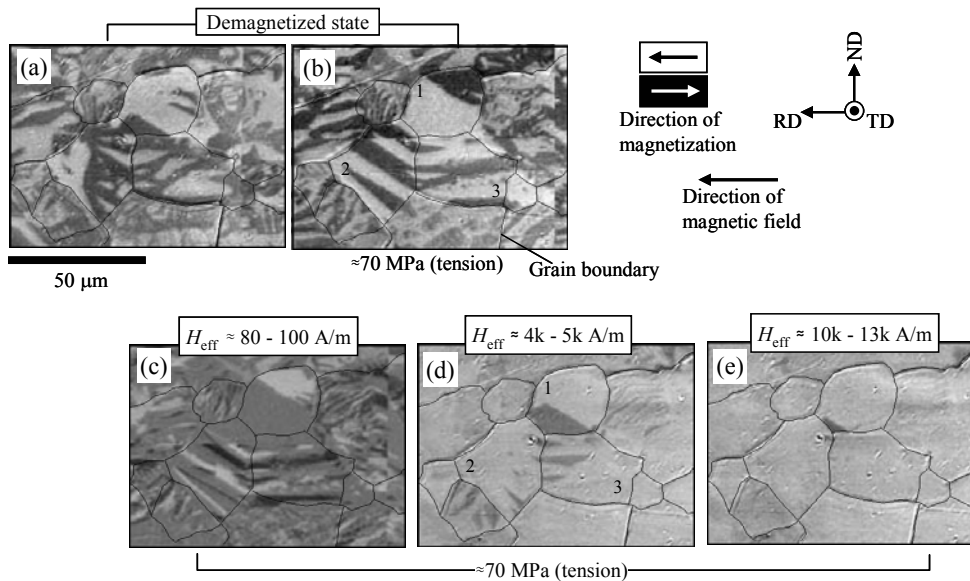


Fig. 6-27. Domain patterns in TD cross-section observed by Kerr-effect microscope (portion of sample D where tensile stress of 70 MPa along RD was applied).

図 6-27 カー効果顕微鏡で観察した TD 断面内の磁区模様 (70 MPa の RD 応力が加えられている試料 D 内部の部分)

6.3.7 高磁界強度域の磁歪測定の結果

図 6-28 に最大 50000 A/m の交番磁界 (50 Hz) を印加して測定した J (磁気分極) - λ (磁歪) ループを示す。ここでは、代表的な例として試料 B および試料 D の J - λ ループを示した。

$H_m = 1000$ A/m では試料 B, 試料 D とともに励磁方向への伸張が起こり λ_{bm} は正の値となった。このときの λ_{bm} の値は試料 B の方が大きい。さらに磁界強度を強くし, $H_m = 20000$ A/m とすると, J - λ バタフライループの形状が変化するとともに, 試料 B では λ_{bm} が $H_m = 1000$ A/m に比べて低下するが, J が最大となる瞬間では λ_{bm} は伸張側にある。これに対し, 試料 D は, J が最大となる瞬間では λ_{bm} は負の値となり, 励磁方向に収縮している。磁界強度 $H_m = 50000$ A/m では試料 B は J 最大に至る途中では λ は正の値であるが, J が最大の瞬間は磁歪 λ が 0 に近い値となった。一方, 試料 D は J が最大の瞬間での収縮量が $H_m = 20000$ A/m に比べて, さらに大きくなった。

$H_m = 20000$ A/m, 50000 A/m では磁界強度が最大の瞬間に至る前に λ の値が最大となり, その後収縮する変化となっている。これは, 交番磁化過程の中で磁界強度が低い瞬間には $H_m = 1000$ A/m でみられたような正の磁歪が生じ, さらに磁界強度が増加すると収縮に転じることを意味している。ここで, 最大磁界強度が高い条件 ($H_m = 50000$ A/m) の交番磁化過程で生じる正の磁歪は $H_m = 1000$ A/m での λ_{bm} よりも小さいが (試料 B で顕著), これは, 最大磁界強度が高い交番磁界下では磁束波形が台形状に歪んでいるため, 磁化過程における低～中程度の磁界強度の時間域が短いことを原因としていると予想される。

上記のような最大磁界強度 H_m に対する λ_{bm} の変化を図 6-29 に示す。試料 A, 試料 B は H_m の

増加に従い、 λ_{Bm} が増加したのち、減少に転じた。 $H_m = 50000 \text{ A/m}$ では試料Aは λ_{Bm} が 1×10^{-6} 程度まで減少し、試料Bはほぼ0となった。これに対し、試料C、試料Dは $H_m = 50000 \text{ A/m}$ で λ_{Bm} が負の値となり、 λ_{Bm} の絶対値が大きいのは試料Dであった。

$H_m = 1000 \text{ A/m} \sim 50000 \text{ A/m}$ の範囲で、磁歪 λ_{Bm} と横軸 H_m の交点は、試料B、C、Dにおいてそれぞれ 47000 A/m 、 18000 A/m 、 7000 A/m であった。

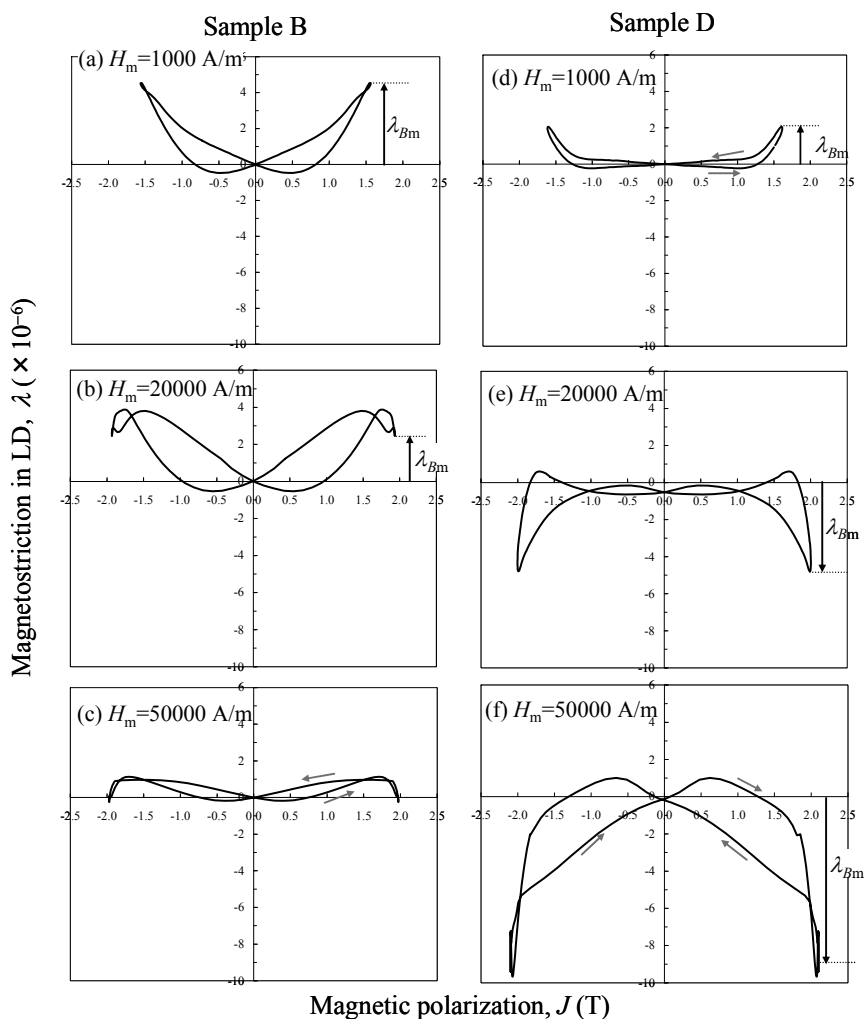


Fig. 6-28. Magnetic polarization J – magnetostriction λ loops measured at 50 Hz (sample B and sample D).

図 6-28 50 Hz の交流磁化条件で測定した磁気分極 J -磁歪 λ ループ (試料 B と試料 D)

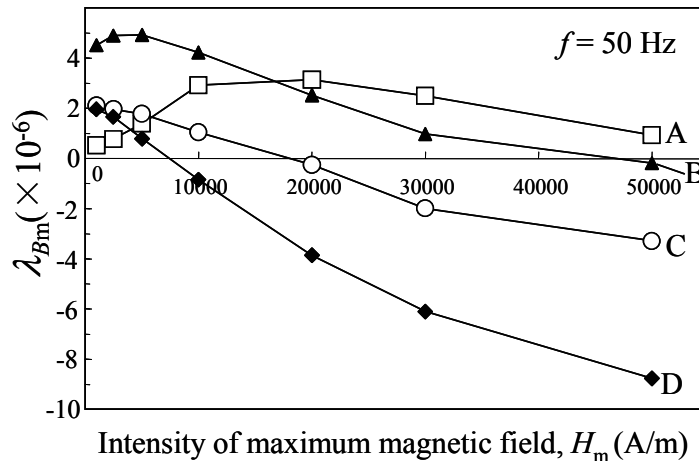


Fig. 6-29. Variation of magnetostriction λ_{Bm} with respect to maximum magnetic field H_m .

図 6-29 最大磁界強度 H_m に対する磁歪 λ_{Bm} の変化

6.4 考察

6.4.1 消磁状態および低磁界強度域の磁化挙動

図 6-26(b)の消磁状態の磁区構造において、引張応力が付与されている部分では、磁歪の逆効果のため各結晶粒の磁化ベクトルが、L 方向に最も近い $\langle 100 \rangle$ に向いた 180° 磁区構造が形成されていると考えられる。10 MPa~30 MPa 程度の引張応力によって透磁率や J_1 が増加するのは、このような磁区構造を形成することで L 方向の磁化ベクトル成分が増加するためと考えられる。さらに引張応力を増加させたときに透磁率および J_1 が低下するのは、引張応力によってもたらされた磁気異方性のために、磁化ベクトルの方向が L 方向に近い $\langle 100 \rangle$ 方向に拘束され、L 方向の磁化成分の増加が阻害されるためと考えられる。また、10 MPa~30 MPa 程度の弱い引張応力の印加によって 180° 磁区構造が形成される結果、磁化過程に占める 180° 磁壁移動の割合が増加して鉄損が低下すると考えられる。これに対し、引張応力をさらに増加させた場合は透磁率が低下する結果、鉄損が増加に転じると推定される。

図 6-26(c) ($H_{eff} \approx 80 \text{ A/m} \sim 100 \text{ A/m}$) においては、引張応力下では一部の磁壁が印加した磁界と反対方向の磁化が増加する方向に移動した。これは、引張応力によって形成された 180° 磁壁が外部から加えた磁界の作用で移動する際、結晶粒界上の磁極による静磁エネルギーの総量が最小となるように、 180° 磁区が再配置したためと考えられる。

図 6-26(b)の圧縮応力が付与されている上側の部分の磁区模様は、N 方向に伸長する傾向を示した。ただし、ここでの磁区パターンは引張応力が付与された部分でみられた L 方向に近い方向に伸びた直線的な縞状磁区ではなく、コントラストも低い。L 方向の圧縮応力が印加されることで、磁化ベクトルは L 方向との角度が大きい（すなわち、N 方向、T 方向に近い） $\langle 100 \rangle$ 方向を向くと考えられ、図 6-26(b)の上側部分の磁区模様は、このような磁化ベクトルの向きを反映したものであると考えられる。図 6-26(b)等の磁区模様における白と黒のコントラストは磁化ベクトルの L 方向成分によるため、観察面に表れている磁区構造の詳細は明らかではないが、ひ

とつには N 方向に近い方向の磁化ベクトルを有する磁区が形成されている可能性があり、この場合は図 6-26(b)では、N 方向から若干傾いた磁化ベクトルの L 方向成分によって磁区模様のコントラストが得られていることになる。また、別の可能性として、観察面上の磁区の磁化ベクトルは L 方向に近い<100>方向を向いており、観察面に対して深さ方向 (T 方向) の内部に、磁化ベクトルが N 方向や T 方向に近い<100>方向に向いた磁区が形成されていることも考えられる。

圧縮応力による透磁率の低下および鉄損の増加は、応力により誘導された異方性のために磁化ベクトルの方向が L 方向との角度が大きい<100>方向に強く拘束されることが原因と考えられる。すなわち、交番磁化中に、磁界強度が低いときには磁化ベクトルが L 方向との角度が大きい<100>方向に向くが、L 方向の磁界強度の増加によって磁化ベクトルが L 方向に回転する必要が生じるので、圧縮応力が印加されていない場合に比べて強い磁界を要するとともに、磁化ベクトルの向きの転換に伴い磁区構造が大きく変化する必要があるため、透磁率低下と鉄損増加が起こると推定される。

6.4.2 高磁界強度域の磁化挙動

図 6-26 (d), (e)に示した $H_{\text{eff}} \approx 4000 \text{ A/m} \sim 5000 \text{ A/m}$, $10000 \text{ A/m} \sim 13000 \text{ A/m}$ での磁区模様は、縞状の磁区が認められる頻度が引張応力側で高く、圧縮応力側で低くなっており、このような縞状の磁区の残存が引張応力による高磁界強度域での磁気分極の低下に関係していると考えられる。図 6-26 (d), (e)の縞状磁区は、縞の方向が図 6-26 (b)に示した引張応力下・消磁状態でのそれと近い方向にあるので、引張応力によって生じた 180° 磁区であると推定される。図 6-27 は 70 MPa の引張応力が加えられている部分の磁区模様の変化であり、図 6-27 の(b)と(d)を比較すると、結晶粒 1, 2, 3 で縞の方向が概ね一致している。したがって、引張応力下においては、まず低磁界強度域で図 6-26 (c)下側のような 180° 磁区の再配置が起こり、磁界強度の高い領域では 180° 磁区の一部が残存することにより J_{50} , J_{100} の減少が生じると考えられる。

図 6-29 では、いずれの試料も磁界強度の高い条件では H_m の増加に従って λ_{Bm} が減少し、試料 C, D はそれぞれ 18000 A/m 以上、 7000 A/m 以上で磁歪 λ_{Bm} が正から負に転じた。鉄結晶の代表的な方位は、<111>, <110>, <100>の順に磁化されにくく、Si 含有量が 4 重量 % 以下では磁歪定数 (飽和磁歪) λ_{111} , λ_{110} は Si 含有量の低下に従って低下し、低 Si 域で負の値となる [12] [13] [14]。図 6-30 に鉄結晶の結晶方位の模式図を示し、図 6-31 に λ_{100} , λ_{111} , λ_{110} , および結晶方位が配向性を持たない場合の磁歪定数の平均値 $\langle \lambda \rangle$ の Si 含有量依存性を示す。 $\langle \lambda \rangle$ は以下の式(6.10)で示される [12]。

$$\langle \lambda \rangle = (2/5)\lambda_{100} + (3/5)\lambda_{111} \quad (6.10)$$

図6-29のように磁界強度が高い領域で多結晶試料の λ_{Bm} が Si 含有量の減少に従って正から負に転じたのは、<111>, <110>方向がほぼ L 方向に向いた結晶粒において、L 方向の磁界強度の増加によって、磁化ベクトルが磁化容易軸である<100>から、磁化困難方向である<111>, <110>に向

かって回転した結果であり，Si含有量の低下に従って，このような方位の結晶粒の伸縮が試料全体の磁歪に及ぼす影響が強まったと考えられる。

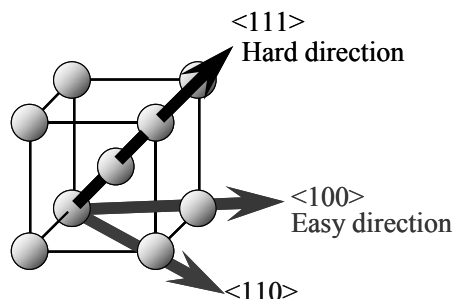


Fig. 6-30. Crystal orientation and magnetization direction in Fe crystal.

図 6-30 鉄の結晶方位および磁化方向

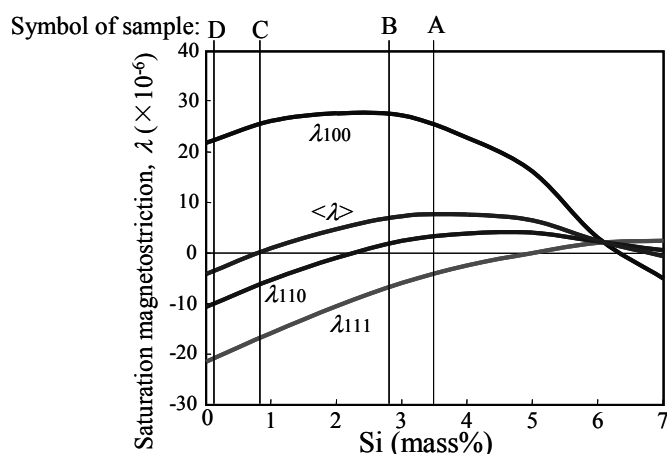


Fig. 6-31. Effect of Si content in Fe on saturation magnetostriction (magnetostriction constant).

図 6-31 Fe 中の Si 含有量が飽和磁歪（磁歪定数）に及ぼす影響

したがって，L方向の圧縮応力を印加すると，Si含有量の低い試料ほど，磁歪の逆効果によって無応力下では磁化ベクトルが向きにくい<111>，<110>方向への磁化ベクトルの回転が容易になるため，試料全体の磁気分極 J_{50} ， J_{100} が増加したと推定される。

ここで，試料Cを例にとり図6-23と図6-29の結果を比較すると，図6-23では $H_m = 5000$ A/mで圧縮応力による磁気分極 J_{50} の増加が起こっているのに対し，図6-29では $H_m = 20000$ A/m以上で負の磁歪を示しており，磁界強度に関する両者の変化点は一致していない。これは，圧縮応力下では，磁歪の逆効果のためにL方向に近い<111>や<110>方向に磁化ベクトルが回転しやすくなるのに対し，図6-32の磁歪測定は無応力下での測定のため，結晶磁気異方性の影響が強く，<111>，<110>方向に磁化ベクトルが向くことが困難なためと考えられる。

以上の考えを簡易的な結晶粒の模式図を用いて説明する。ここでは2次元平面内の図により簡略化した説明とするため、図6-32(a2), (b2)のように<100>と<111>が2次元平面内にあるものとし、直交する2方向の<100>方向に対し、45°の角度で<111>方向があるものとした。実際の鉄の結晶格子（図6-30）では<111>と<100>は約55°の方位差があるので、図6-32の角度関係は現実の格子とは異なるが、定性的な説明のために便宜的に用いることとした。このような仮定の容易軸をもつモデルにおいて180°磁区構造を仮定し、紙面横方向の磁界による交流消磁を施してから右方向の磁界を印加したとすると、消磁状態は図6-32(a1)、磁化状態は図6-32(b1)のような磁区の状態に対応する。これらの場合について、各結晶粒単位の磁化ベクトルの向きを図6-32(a2), (b2)中に矢印(→)で示した。

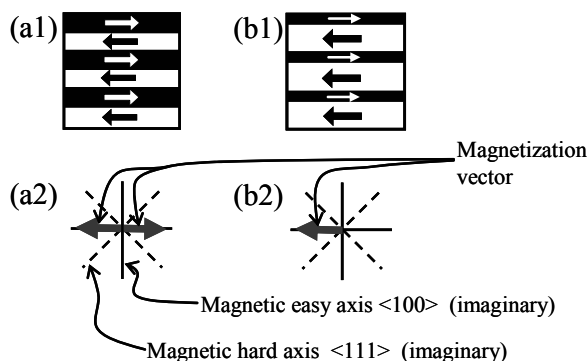


Fig. 6-32. Schematic diagram of magnetic condition.

Note that the directional relation between <111> and <100> illustrated in above 2D picture is different from the reality.

図 6-32 磁気的状態の模式図

上の二次元図中に示した<111>, <100>の方位関係は現実と異なる

図6-32の(a1)では磁区内部では左向き・右向き同じ量の磁化が存在して結晶粒内部では磁化の総量は0となっているのに対し、(b1)では片側向きの磁化量の方が大きくなり、結晶粒内部の総計としては左向きの磁化が生じている。(b2)の磁化ベクトルの大きさは(b1)の左向き・右向きの磁区の堆積比率に依存するが、簡略化のため以下では各結晶粒単位の磁化ベクトルの大きさ(矢印の大きさ)については論じないこととした。次いで、図6-33に多結晶体の結晶組織の簡略モデルを示す。この仮想的な結晶組織では、図6-33の区画1~9に11.25°ずつ(×8回転=90°)時計回りに容易軸-困難軸が回転した結晶粒を配置した。

応力を付与しない状態で試料を励磁したとき(6.3.7節の磁界強度が高い条件での磁歪測定に対応)の磁化ベクトルの挙動を図6-34を用いて説明する。この図では、消磁状態に対して伸張する結晶粒には○(伸張量の増加に従い○を増加)を、収縮する結晶粒には●(収縮量の増加に応じて●を増加)を記した。また、<100>~<111>中間の角度に磁化ベクトルがある場合はここで採用した簡略モデルでは伸縮を厳密に決定できないため、このような場合は伸び・縮み不明として「？」を記した。(●○?記入なしの結晶粒は伸縮なし。)

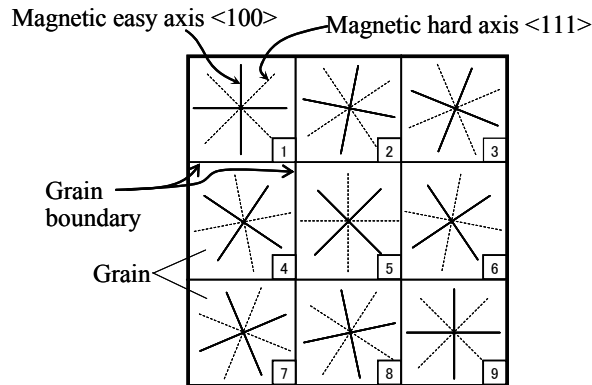


Fig. 6-33. Simple model of magnetic easy and hard axes in polycrystalline material.
 図 6-33 多結晶体の磁化容易方向，磁化困難方向の簡略モデル

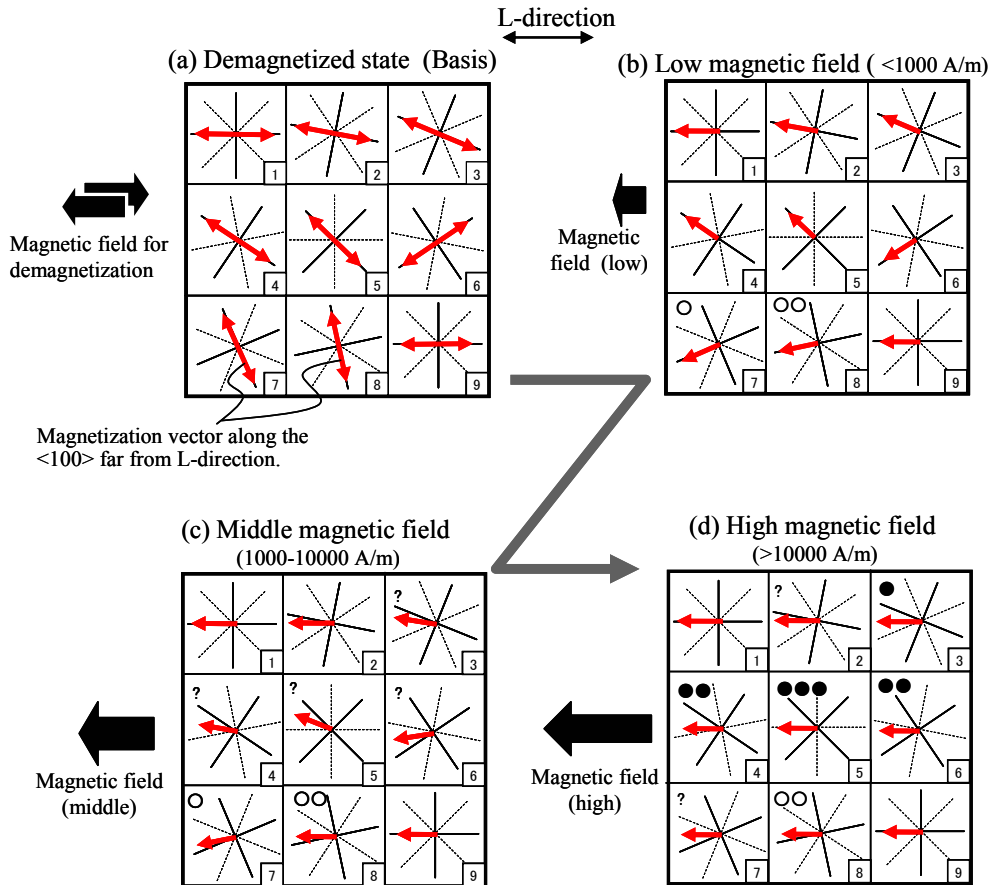


Fig. 6-34. Schematic diagram of magnetization process in polycrystalline material ($\lambda_{100} > 0$, $\lambda_{111} < 0$).

- Grains expanding to L-direction. (Number of ○ indicates degree of expansion.)
- Grains contracting to L-direction. (Number of ● indicates degree of contraction.)

図 6-34 多結晶体の磁化過程の模式図

- LD(磁界印加方向)に伸張する結晶粒 (○の数：伸張の度合い)
- LD(磁界印加方向)に収縮する結晶粒 (●の数：収縮の度合い)

基準とした消磁状態（図6-34(a)）では大半の結晶粒の磁化ベクトルは磁界方向（L方向）に最も近い<100>に安定しているが、試料内の一部では、粒界磁極や材料内の残留応力など影響によって、磁化ベクトルの方向が消磁磁界方向との角度が大きい<100>方向にあるとした（図6-34では結晶粒7, 結晶粒8）。また、静磁エネルギーの要請により形成する還流磁区も結晶粒7, 結晶粒8と同様に、L方向との角度が大きい<100>方向の磁化成分を有しており、磁化時には90° 磁壁の移動を通じて磁歪伸縮に影響を及ぼす（図6-34では還流磁区も結晶粒7, 結晶粒8にて代表させることとする）。

図6-34(a)の消磁状態に対して低強度の磁界を印加した場合、図6-34(b)に示すように、磁壁が移動して磁化ベクトルの方向に偏りが出る結果、全ての結晶粒でマクロな磁化が現れる。このとき、結晶粒7, 8（および還流磁区）はL方向に伸張するので、試料全体としてはL方向に伸張する。さらに磁界強度を増加させると、90° 磁壁移動に続いて磁化ベクトルの回転が起こり、各結晶粒の磁化ベクトルの方向は消磁状態の<100>方向から離脱する（図6-34(c)）。磁界強度がさらに大きくなると、各結晶粒の磁化ベクトルの方向はほぼ磁界の方向を向くが、磁界の方向と<111>方向が近い結晶粒（3, 4, 5, 6）は λ_{111} が負であるため、試料全体としては収縮する。図6-34(d)では(a)に比べて伸張する結晶粒（または部分）もあるが、試料全体では収縮量の方が多いといえる。以上のような材料内部の磁化ベクトルの挙動により、図6-28, 図6-29で認められた低磁界強度域で正の磁歪を示した後に収縮に転じたと考えられる。また、Si含有量が低い材料ほど、図6-31に示したように λ_{111} の負の絶対値が大きいいため、図6-34(d)の状態での収縮量が大きいといえる。

図6-35にL方向の圧縮応力が付与された状態での磁化ベクトルの挙動を示す。図6-35は表6-3の試料Aと試料Dに関する模式図としており、図6-35の(a), (b), (c)はそれぞれ、試料Aに対してL方向の圧縮応力を付与し、(a) 消磁後の状態、(b)低い強度のL方向の磁界を印加した場合、(c) 高い強度のL方向の磁界を印加した場合、での磁化ベクトルの状態を模式的に示している。(d), (e), (f)は(a), (b), (c)と同様に、試料Dに対してL方向の圧縮応力を付与した場合の磁化ベクトルの変化であり、(g), (h), (i)は試料Dの無応力下での磁化ベクトルの変化を示している。試料A, 試料Dでの<111>方向の磁歪定数をそれぞれ λ_{111}^A , λ_{111}^D とすると、これらはいずれも負の値であり $\lambda_{111}^D < \lambda_{111}^A$ の関係にある。

試料Aおよび試料DにL方向の圧縮応力（100 MPa程度）が付与されたとき、磁歪の逆効果により、消磁状態では図6-35の(a), (d)のようにL方向との角度が大きい<100>方向に磁化ベクトルが安定する。これに対し、低い強度の磁界を作用させた場合、図6-35の(b), (e)に示すように、L方向との角度が大きい<100>方向に各結晶粒の磁化ベクトルを向けたまま、磁化方向の偏り（磁壁移動）が起こる。ここで、L方向と角度差の大きい<100>方向のH成分は小さいので、磁壁移動の駆動力は小さい。したがって、L方向の圧縮応力下では、磁化ベクトルの方向がL方向との角度が大きい<100>方向を保ったままで僅かに磁壁が移動するのみであると考えられる。このような状況は、図6-26(c)で圧縮応力が付与された上側部分では無応力の板厚中心部に比べて白色部分（磁化が増加する方向の磁壁移動が生じた部分）の面積率が小さい点に示されている。このように、L方向の圧縮応力が付与された状態ではL方向の磁化成分の増加が阻害されるので、L方向の

透磁率が著しく低下する。以上の過程では試料Aと試料Dの間で際だった差が生じないので、図6-35で(a)と(d)、(b)と(e)は同じ磁化ベクトルの状態としている(図6-23(a)で圧縮応力100 MPaでの J_1 は試料Aと試料Dでほぼ同等であることに対応)。

さらに磁界強度を増加させると、磁化ベクトルの回転が生じてL方向との角度が大きい $\langle 100 \rangle$ からL方向に向かって磁化ベクトルの回転が生じる。図6-35(c)と(f)は圧縮応力下で磁界強度1000 A/m~10000 A/m程度を印加したときに生じる、 λ_{111} の違いによる磁化ベクトルの配置の差を模式

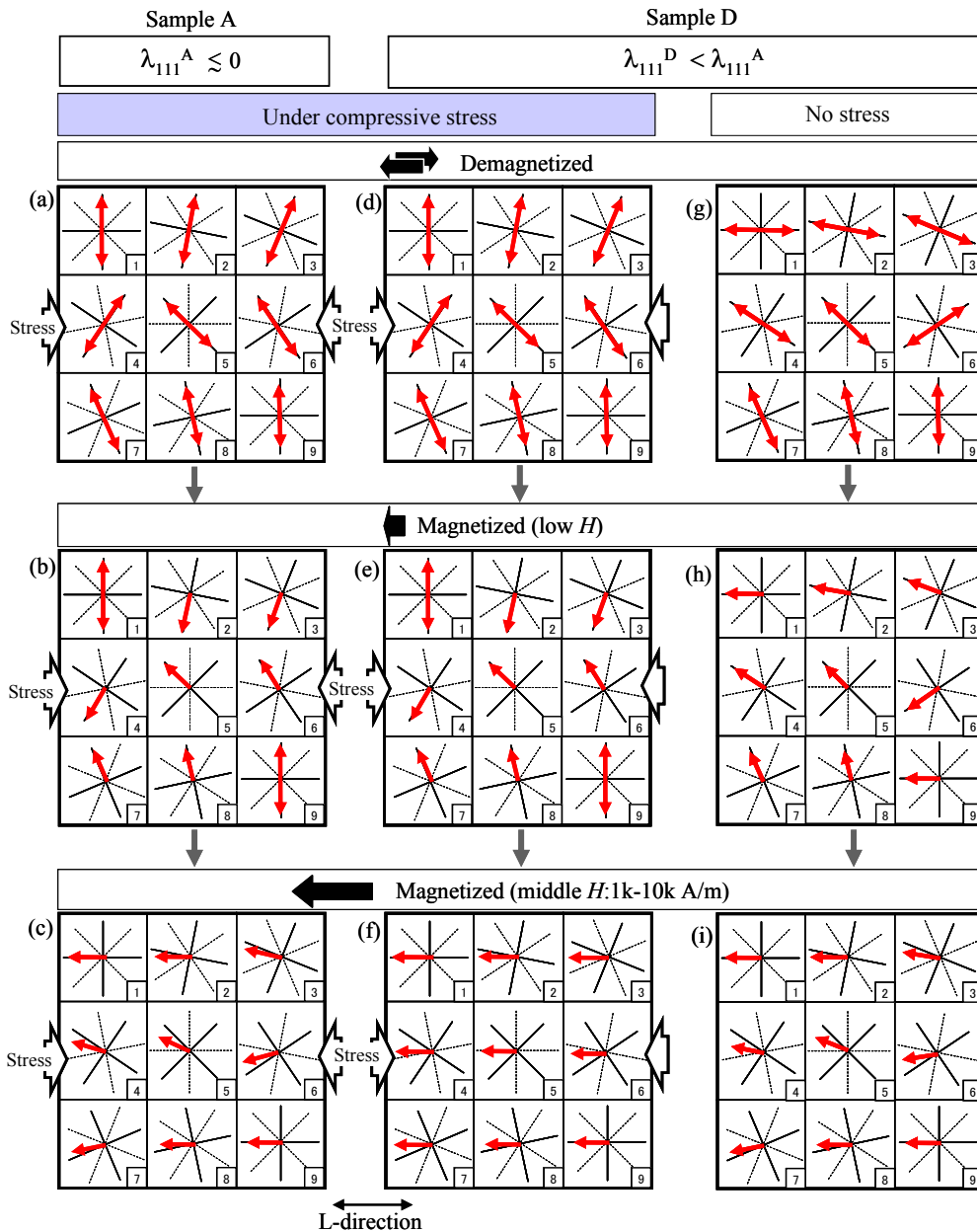


Fig. 6-35. Schematic diagram of magnetization process in polycrystalline material under compressive stress.

図 6-35 多結晶体の圧縮応力下での磁化過程の模式図

的に示したものである。試料Dは鋼中のSi含有量が低いため、Si含有量の高い試料Aに比べ、 λ_{111} の負の絶対値が大きい。このような材料では、L方向の圧縮応力が印加された場合、 $\langle 111 \rangle$ がL方向に近い結晶粒（3，4，5，6，7）では磁歪の逆効果の作用で無応力時に比べL方向に磁化ベクトルが向きやすくなると考えられる。すなわち、Si含有量が低い材料では、圧縮応力の印加によりL方向に $\langle 111 \rangle$ 方向に近い結晶粒で励磁方向の磁化が増加するため、 λ_{111} の絶対値の小さい試料Aに比べて、試料全体の平均として大きな磁気分極値が得られると考えられる。また、試料Dに対し無応力下で磁界を印加した(i)よりも結晶粒3，4，5，6，7の磁化ベクトルがL方向に向きやすくなる結果、磁気分極が増加するといえる。

L方向の引張応力を作用させた場合の磁化ベクトルの変化の模式図を図6-35と同様に図6-36に示す。引張応力下でL方向の磁界による交流消磁を行うと、図6-36 (a)，(d)の磁化ベクトルの配置となり、これにL方向の磁界を加えると図6-36 (b)，(e)のようにL方向に近い $\langle 100 \rangle$ 方向に磁化ベクトルが向く。このとき、L方向の引張応力によりL方向に近い $\langle 100 \rangle$ 方向に一軸の異方性が誘導されているので、図6-26(b)の下側のように 180° 磁区構造の部分の体積が増加して 180° 磁壁移動が主体で磁化が進行するため、引張応力により低磁界強度域の磁気分極が増加するといえる。

さらに磁界の強度を増加させた場合、L方向に近い $\langle 100 \rangle$ からL方向へ向かう磁化ベクトルの回転が起こるが、L方向の引張応力下の試料Dは λ_{111} が負で絶対値が大きいいため、 λ_{111} の絶対値が小さい試料Aに比べ、あるいは無応力下の試料Dに比べて、引張応力による磁歪の逆効果のためにL方向に近い方向の $\langle 111 \rangle$ には磁化ベクトルが向きにくくなる。この結果、図6-36(f)に示すように、結晶粒（3，4，5，6，7）ではL方向に向かった磁化ベクトルの回転が起こりにくくなるため、磁束密度の増加が阻害されると考えられる。

以上より、磁界強度の高い領域では、磁歪定数が負である $\langle 111 \rangle$ ， $\langle 110 \rangle$ とその付近の方位がL方向に向いた結晶粒の磁化の変化にL方向の応力が影響し、Si含有量に従った λ_{111} の差が原因となって、図6-23(d)に示した磁気分極 J_{100} の変化が生じたと考えられる。磁界強度が高い条件での磁歪の挙動（図6-29）も、 $\langle 111 \rangle$ ， $\langle 110 \rangle$ がL方向と近い結晶粒の磁化状態の差に起因するものと考えられ、上記推定の傍証となっている。このような磁歪を原因とする磁化ベクトルの挙動は結晶方位毎に影響が異なることから、無方向性電磁鋼板の応力下での磁気分極の変化には集合組織（結晶方位分布）が影響を及ぼすと推定される。

また、以上述べた磁歪の影響以外に、結晶磁気異方性と結晶粒界に生成する磁極の影響が共存している可能性が考えられる。 180° 磁壁の移動によって磁化が進行する際、図6-37に示すように低Siの材料は結晶磁気異方性が強いので [15]、高磁界強度域での磁化ベクトルの回転が起こりにくい。このため図6-38に示したような結晶粒界を跨いだ 180° 磁区構造が形成された部分では、 180° 磁壁移動の進行に従って結晶粒界上の磁極による静磁エネルギーが増加するため、磁壁移動が遅滞すると考えられる [16]。特に引張応力下では、図6-26(b)の下側部分のように、すべての結晶粒がL方向に近い $\langle 100 \rangle$ 方向に磁化ベクトルが向いた 180° 磁区構造をとるため、図6-38の磁区構造が発生する頻度が高い。このため、ここで述べた結晶磁気異方性の影響は引張応力を付与した部分で発現しやすいと考えられる。図6-27(d)の結晶粒2と3の間には 180° 磁区の残存と考

えられる，結晶粒界を跨いだストライプ状の磁区が認められた。また，このような結晶粒界を跨いだ磁区構造は必ずしも図6-26に示した磁区観察面に現れていない可能性もある。また，図6-26(d)，(e)では圧縮応力側でも若干の縞状磁区が存在しており，圧縮応力の側でも同様の現象が起っている可能性がある。

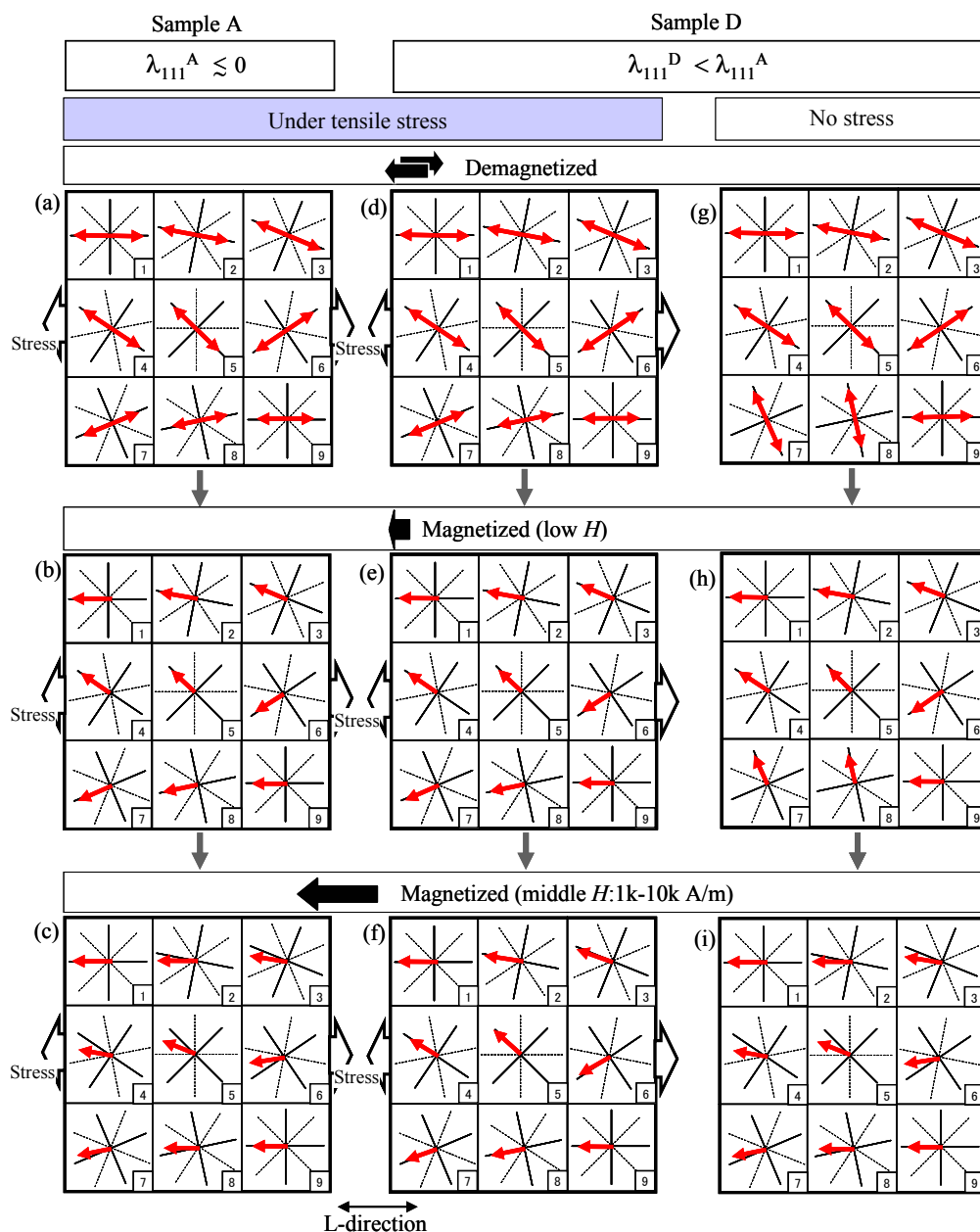


Fig. 6-36. Schematic diagram of magnetization process in polycrystalline material under tensile stress.

図 6-36 多結晶体の引張応力下での磁化過程の模式図

以上から、磁界強度が高い条件での磁化に及ぼす応力の影響機構について、鉄結晶の<111>、<110>方向が励磁方向（L 方向）に近い方向にある結晶粒の磁歪の効果、ならびに結晶磁気異方性を原因とする結晶粒界磁極の影響が考えられた。これらいずれにも鋼の Si 含有量が影響する。すなわち、図 6-31 に示したように Si 含有量が低いと λ_{111} の負の絶対値が増加し、上で述べた<111>、<110>方向の磁歪の影響が強くなる結果、L 方向の応力に対する磁気分極 J_{100} の依存性が強くなると推定される。また、図 6-37 に示すように Si 含有量の低下に従い結晶磁気異方性定数 K_1 が増加するため、結晶粒界磁極の影響も強くなると予想される。したがって、Si 量が低い材料では、磁歪および結晶磁気異方性いずれも磁界強度が高い条件での磁束密度（磁気分極）を引張応力により減少させ、圧縮応力により増加させる効果を有しているといえる。また、上記いずれの効果も結晶の方位に起因するため、無方向性電磁鋼板の集合組織の影響を受けていると考えられるので、今後は集合組織の影響についても明らかにしていく必要がある。

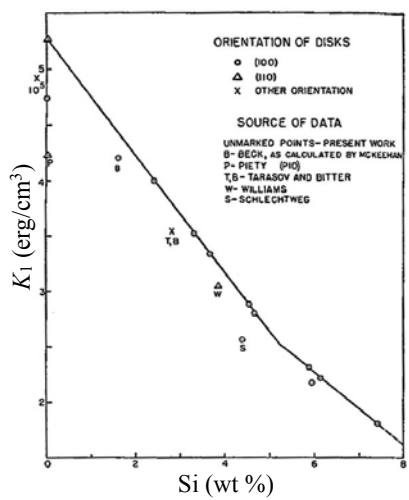


Fig. 6-37. Variation of magnetic anisotropy constant K_1 with respect to Si content in Fe [15].
 図 6-37 Fe 中の Si 含有量に対する磁気異方性定数 K_1 の変化 [15]

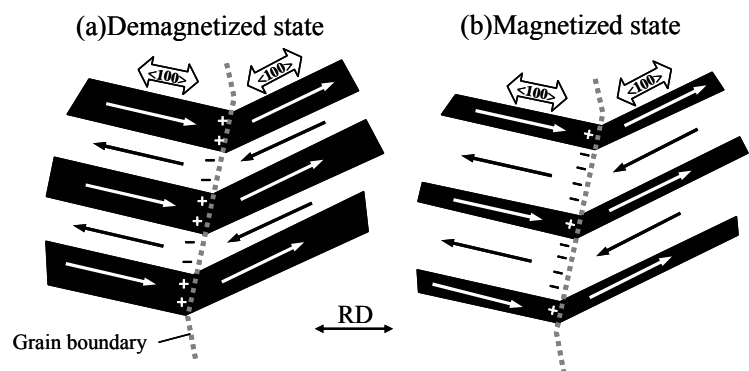


Fig. 6-38. Schematic view of magnetic poles appearing on grain boundary.
 図 6-38 結晶粒界上に生成する磁極の模式図

6.4.3 鉄損に及ぼす応力の影響

$r_{\Delta W}$ (図 6-18) と $\Delta W_{15/50}$ (図 6-19) の比較では、概略として $\Delta W_{15/50}$ (図 6-19) の方が材料間の差が小さかった。圧縮応力による鉄損の増加の機構が無応力での鉄損と同じ要因によるものであれば、無応力での鉄損値に応じて圧縮応力下の鉄損値が変化し、 $r_{\Delta W}$ の方が材料間の差が小さくなる筈であるが、実際は $\Delta W_{15/50}$ の方が材料間の差が小さかった。このことから、圧縮応力による鉄損増加は、無応力での鉄損と異なる機構が主要因と考えられる。L 方向の圧縮応力により図 6-26(b)上側部分の磁区構造が生じるが、交番磁化中に L 方向に磁化ベクトルが向く過程で磁区構造が変化する必要がある。このような磁区構造の変化が圧縮応力による鉄損増加の原因と考えられ、磁壁移動に対する抵抗を原因とする無応力下の鉄損とは損失の機構が異なると推定される。また、図 6-20 のように、高圧縮応力下の鉄損は無応力での鉄損に応じて増加する傾向も存在しており、無応力での鉄損と同じ原因による損失も一定の割合で含んでいると考えられる。

図 6-17、図 6-19 の結果では、圧縮応力による鉄損劣化に結晶粒径が影響を及ぼしていた。10 MPa~70 MPa 程度の圧縮応力が作用した場合、試料 C と試料 CH の $W_{15/50}$ の差は、無応力の場合に比べて小さくなるが、70 MPa 程度以上の圧縮応力では再び差が開くため、鉄心にかかる磁化方向の応力が大きい場合は、結晶粒径の大きな材料での鉄損の優位性は、無応力のときと同等になる。応力下の鉄損に結晶粒径が影響することは従来から指摘されていたが [11]、本研究では従来よりも強い圧縮応力域での挙動が明確になった。この現象に関する仮説として、まず、結晶粒径の違いによる材料内の応力分布の影響が考えられる。すなわち、無方向性電磁鋼板のような多結晶体では、各結晶粒の結晶方位によって弾性的な変形挙動が異なるので、圧縮応力により結晶粒界近傍には特に大きな応力が集中すると考えられる。結晶粒径の大きな材料では、低い圧縮応力域で粒界近傍の応力集中とそれによる不均一な磁化分布により鉄損の増加が起こるのに対し、応力がさらに増加すると結晶粒内と粒界近傍での応力分布を通じた磁気特性の差が小さくなり、結晶粒径の影響が低下すると推定される。

また、別の仮説として、結晶粒界磁極が応力による磁区構造変化を阻害する効果が考えられる。いま、磁化ベクトルが L 方向に近い $\langle 100 \rangle$ に向いた状態を A とし、L 方向との角度が大きい $\langle 100 \rangle$ に向いた状態を B とする。L 方向の圧縮応力下で試料を交番磁化するとき、材料内部の磁化ベクトルは、 B_m 付近では状態 A となり、 $B=0$ 付近では状態 B をとる。状態 A と状態 B では、粒界磁極の静磁エネルギーの要請などにより磁区構造が異なると考えられる。低い L 方向圧縮応力下で交番磁化させたとき、結晶粒径が細かい材料では、粒界磁極の影響により交番磁化中に磁化ベクトルが状態 B となる変化が制限され、 $B=0$ 付近で状態 A に留まる部分の割合が粗大な粒径の材料より高いとした場合、圧縮応力による鉄損の劣化が抑制されると考えられる。一方、高い圧縮応力下では、結晶粒径に依らず $B=0$ 付近で全ての部分の磁化ベクトルが状態 B となると推定される。ここで、結晶粒界の磁極が状態 A \leftrightarrow 状態 B の交互の磁区構造の変化を妨げる方向に作用する場合は、結晶粒径が細かい材料の方が高い圧縮応力下でのヒステリシス損が高くなる筈である。このように、結晶粒界が状態 A、B 間の磁区構造の変化を妨げる作用を有するとした仮説によっても、圧縮応力による鉄損変化の結晶粒径依存性の概略を説明することが可能である。

6.5 結言

回転機鉄心での各種の気特性劣化の要因解析のための基礎データ・基礎知見を得ることを目的に、磁化方向の圧縮応力下での磁気測定手法の検討を行うとともに、この手法を用いて、磁化方向の応力が無方向性電磁鋼板の磁気特性に及ぼす影響を調査した。

圧縮応力下での磁気測定方法として、座屈の防止のために単板試料に面圧を加えながら圧縮応力を作用させる測定においては、押え板による摩擦力が試料の実質的に作用する応力に影響を及ぼすことを明らかにするとともに、外部から試料に印加した見掛けの応力を面圧と磁化方向の応力に応じて補正し、摩擦力の影響を排除した真の応力に換算する方法を確立した。

開発した測定方法を用いて Si 含有量、結晶粒径などが異なる種々の無方向性電磁鋼板の応力下の磁気特性（磁気分極、透磁率、鉄損）を調査した。鉄損については、結晶粒径の粗大な材料は、結晶粒径が細かい材料に比べて低い圧縮応力（10 MPa 以下）での鉄損増加が顕著に進行するものの、高い圧縮応力域（30 MPa 以上）では鉄損の増加が緩慢になる傾向にあることが判明した。したがって、結晶粒径が大きい材料の鉄損の優位性は、低圧縮応力域ではやや低下するものの、高圧縮応力域（70 MPa 以上）では無応力と同等以上の鉄損の優位性（材料間の鉄損差）を有していることが明らかになった。

低い強度の磁界下での磁気分極 (J_1) あるいは透磁率 ($\mu_{r15/50}$) は L 方向の圧縮応力により顕著に低下した。これは、各結晶粒の磁化ベクトルが L 方向との角度が大きい $\langle 100 \rangle$ 方向に向き、L 方向の磁化成分が低下することが原因と考えられた。一方、引張応力により、 J_1 や $\mu_{r15/50}$ がいったん増加し、さらに引張応力を増加させると徐々に低下した。磁区観察の結果から、L 方向の引張応力によって L 方向に近い $\langle 100 \rangle$ 方向に沿った 180° 磁区が形成し、 180° 磁壁移動によって磁化が進行することが判明した。したがって、引張応力による磁気分極 (J_1) あるいは透磁率 ($\mu_{r15/50}$) の向上および鉄損の低下は、磁化過程が 180° 磁壁移動によって担われることが原因と考えられた。

磁界強度が高い条件での磁気分極 (J_{100} 等) は、低磁界強度域の磁気分極と異なり、材料の Si 含有量が低下するに従って圧縮応力により増加し、引張応力により減少する傾向を示した。これは、磁界強度が高い条件での磁歪測定の結果から、鉄結晶の $\langle 111 \rangle$ 方向および $\langle 110 \rangle$ 方向が励磁方向 (L 方向) に近い結晶粒の負磁歪の影響と考えられた。また、引張応力が加えられた領域には、高磁界強度域において 180° 磁区の残存と考えられる縞状の磁区が認められたことから、Si 含有量に従った結晶磁気異方性の変化も影響していると推定された。

以上のように、磁束密度（または磁気分極）および鉄損に及ぼす Si 含有量や結晶粒径など、材料因子の影響の一部が明らかになったが、今後、集合組織を含めた各種の因子を分離評価することで、材料の基本因子から応力下での磁気特性を精度良く予測することが可能となると考えられる。また、本研究では鉄心の磁気特性に強い影響を及ぼす磁化方向の応力について調査したが、打抜きやカシメといった鉄心の加工による局所的な応力の影響を高い精度で予測するためには、2次元あるいは3次元の応力が電磁鋼板の磁気特性に及ぼす影響についても明らかにしていく必要がある。

参考文献

- [1] 鶴戸口英善：「材料力学（下）」，pp. 383-391，裳華房（1982）
- [2] 仁吾昌弘・及川智明・馬場和彦・川口 仁：「フレーム固定時の応力低減によるモータの高性能化」，電気学会回転機研究会資料，RM-08-33，pp. 1-6（2008）
- [3] 山本健一・霜村英二・山田一夫・佐々木 堂：「電動機鉄心の磁気特性に及ぼす外部応力の効果」，電気学会論文誌 A，vol. 117-A，no. 3，pp. 311-316（1997）
- [4] D. Miyagi, K. Miki, M. Nakano, and N. Takahashi, “Influence of compressive stress on magnetic properties of laminated electrical steel sheets,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 46, no. 2, pp. 318-321（2010）.
- [5] K. Ali, K. Atallah, and D. Howe, “Prediction of mechanical stress effects on the iron loss in electrical machines,” *J. Appl. Phys.*, vol. 81, no. 8, pp. 4119-4121（1997）.
- [6] 谷 良浩・大穀晃裕・中野正嗣・有田秀哲・山口信一・都出結花利：「応力下における無方向性電磁鋼板の鉄損特性」，日本磁気学会誌，vol. 30，no. 2，pp. 196-200（2006）
- [7] 栗田直樹・高橋康人・藤原耕二・石原好之：「無方向性電磁鋼板の磁気特性の応力依存性評価と IPM モータの磁界解析への適用」，回転機研究会資料，RM-11-25，pp. 61-66（2011）
- [8] 千田邦浩・藤田 明・本田厚人・黒木直樹・八木正昭：「無方向性電磁鋼板の応力下での磁気特性と磁区構造」，電気学会論文誌 A，vol. 131-A，no. 20，pp. 884-890（2011）
- [9] 千田邦浩・財前善彰・小関新司：「電磁鋼板の応力下での磁気測定方法の検討」，平成 25 年電気学会全国大会講演論文集，no. 2-149，pp. 190-191（2013）
- [10] 尾田善彦・戸田広朗・志賀信勇・笠井勝司・平谷多津彦：「電磁鋼板の圧縮応力下の鉄損に及ぼす Si 量の影響」，電気学会論文誌 A，vol. 134-A，no. 3，pp. 148-153（2014）
- [11] M. LoBue, C. Sasso, V. Basso, F. Fiorillo, and G. Bertotti, “Power losses and magnetization process in Fe-Si non-oriented steels under tensile and compressive stress,” *J. Magn. Magn. Matter.*, vols. 215-216, pp. 124-126（2000）.
- [12] 近角聰信：「強磁性体の物理（下）」，裳華房，pp. 106-147（1984）
- [13] E. Tatsumoto and T. Okamoto, “Temperature dependence of the magnetostriction constants in iron and silicon iron,” *J. Phys. Soc. Jpn.*, vol. 14, no. 11, pp. 1588-1594（1959）.
- [14] W. J. Carr, Jr. and R. Smoluchowski, “The magnetostriction of single crystals of iron-silicon alloys,” *Phys. Rev.*, vol. 83, no. 6, pp. 1236-1243（1951）.
- [15] L. P. Tarasov, “Ferromagnetic anisotropy of iron and iron-rich silicon alloys,” *Phys. Rev.*, vol. 56, no. 12, pp. 1231-1240（1939）.
- [16] 千田邦浩・藤田 明・本田厚人・黒木直樹・八木正昭：「無方向性電磁鋼板の応力下での磁気特性と磁区構造」，電気学会マグネティクス研究会資料，MAG-08-173，pp. 170-176（2008）

第7章 結論

本研究では、電磁応用機器の特性向上に繋がる基礎的知見を得ることを目的とし、電磁鋼板および鉄心内部に生じる局所的な磁気特性の分布に着目し、方向性電磁鋼板の局所領域の磁気特性の解析、および無方向性電磁鋼板の加工による鉄心内部の局所的な磁気特性の劣化に関する検討を行った。この結果、電磁応用機器の鉄心材料として重要な位置を占める電磁鋼板は、材料自体が有する因子あるいは鉄心製造のための加工により、その内部で不均一な磁気特性の分布をとることが明らかとなった。さらに、本研究では、これら種々の磁気特性の不均一化の原因、あるいはその結果として生じる材料および鉄心の磁気特性の変化を評価し、これらの現象の原因に関する考察を行った。以下に本論文の要旨をまとめる。

前半の第2章～第3章では、方向性電磁鋼板の局所領域の磁気特性に関する研究を主題とした。

第2章では、方向性電磁鋼板の局所領域の磁気特性の測定手法の開発について述べた。まず、山口らによる探針法を用いた局所磁束密度測定の精度に関する理論的な評価に基づき、探針法の測定精度を実験的に評価した。この結果、方向性電磁鋼板内部の磁束分布の測定において、探針法が探りコイル法と同等の測定精度があることを確認した。また、探針に加える荷重や継鉄の構造など、測定精度を保証するために必要な要件を明らかにした。この結果を受けて、探針とホール素子を組み合わせた局所磁気測定プローブおよび局所磁気特性の自動測定装置を開発した。これらによる局所鉄損の測定値の平均値と単板磁気特性試験器による鉄損測定値を比較し、両者に高い相関が認められたことから、開発した手法が妥当なものであると判断した。以上により、電磁鋼板内部の局所的な磁気特性の実用的な測定手法を開発した。

第3章では、前章で述べた測定方法を用いて、方向性電磁鋼板内部の局所的な磁気特性（局所磁束密度、局所鉄損）の分布状態とその原因について検討した。ここでは、まず、単結晶試料内部に生じる磁束密度の分布を測定し、磁区観察を併用して励磁レベル応じた磁束分布の変化の原因を明らかにした。続いて磁束分布に及ぼす結晶方位と結晶粒界の影響を明らかにする目的で、双結晶試料の局所磁束密度分布を解析した。この結果により、局所磁束密度の分布は、結晶粒界を挟む2つの結晶粒の α 角と結晶粒界の方向により規定される結晶粒界上の磁極量に依存していることを明らかにした。

以上の結果を踏まえて、実際の方向性電磁鋼板に近い多結晶試料（実験室での二次再結晶焼鈍を施した試料）内部の磁束密度・鉄損分布に関する解析を行ったところ、試料全体の最大磁束密度 $B_m = 1.7 \text{ T}$ の条件では、最大値と最小値間の差が平均の磁束密度の48%に達する局所磁束密度の分布と、平均の鉄損の100%におよぶ局所鉄損の分布（最大値－最小値間の差）が試料鋼板内部に存在していることが明らかになった。

局所磁束密度分布に関する詳細な調査の結果、周囲に比べて α 角が大きい結晶粒の周辺では、 α 角を原因として結晶粒界上に生成する磁極量が大きい部分ほど、磁束密度の低下量が大きいことが明らかとなり、多結晶試料の場合も α 角を原因とする粒界磁極の分布が鋼板内部の磁束密度分布の原因であると判断した。また、鋼板内部の鉄損分布に関する解析から、局所鉄損は局所磁

束密度の増加に伴って増大し、単板試料で B_m を変化させたときの鉄損変化と同様、局所領域の最大磁束密度が 1.8 T 程度以上になると、局所鉄損値が著しく増加することが確認された。また、局所鉄損はその部分の局所的な磁束密度の他、磁区幅にも依存し、局所磁束密度が高い部分ほど、磁区幅の増加に対して局所鉄損が急激に増加することが明らかになった。さらに、局所磁束密度を同一レベルに揃えた場合の局所鉄損は、 α 角の増加に伴って増大することを明らかにした。また、 α 角の大きい結晶粒の近傍では、結晶粒界から漏洩した磁界により、同一結晶粒内で局所鉄損が変化していた。一方、 β 角の小さい結晶粒では、結晶粒内の局所的な磁区幅の変化のために、結晶粒の内部で局所鉄損が異なった。

以上の結果によれば、方向性電磁鋼板の鉄損特性を改善するためには、材料内部の磁気特性の均一化を図ることが重要であり、特に鉄損が大きくなりやすい β 角が小さい結晶粒での磁束密度の増加を抑制する必要がある。したがって、方向性電磁鋼板内部の磁束密度の分布をできるだけ均一にすることが、鉄損増加を防止する観点から重要である。本研究の結果によれば、隣接する二次再結晶粒間の α 角の差および結晶粒界の方向に起因する粒界磁極が磁束密度の不均一分布の原因であり、圧延直角方向に隣接した結晶粒間の α 角の差が大きい場合に磁束密度分布が不均一化しやすい。このため、鋼板内部での磁束密度分布を均一化するには、 α 角が大きい結晶粒の数および面積率を低減するとともに、圧延直角方向に隣接した結晶粒間の α 角の差が小さい二次再結晶粒組織、あるいは圧延方向に伸長した二次再結晶粒界の頻度を低下させた組織とすることが有利である。

後半の第 4 章～第 6 章では、無方向性電磁鋼板から回転機鉄心を製造する際の加工劣化に関連した問題を論じた。

第 4 章では、無方向性電磁鋼板の打抜き加工によって鉄心の端部付近の領域に導入された歪が鉄心磁気特性に与える影響の検討結果について述べた。まず、剪断加工を施した鋼板の端部付近の硬度上昇および局所的な結晶方位変化から、打抜き加工による塑性歪は、打抜き端部から板厚の約 1/2 の幅の領域に残留することを示した。続いて、電磁鋼板の加工による硬度上昇と磁気特性劣化の関係を求め、剪断加工の端部付近の硬度分布と対応させることで、剪断加工による塑性歪起因の鉄損増加量を見積もった。この結果、塑性歪の分布のみに基づく評価では、実際の鉄損劣化量を推定するには不十分であり、塑性歪以外の劣化要因を取り入れる必要があることがわかった。

一方、歪取り焼鈍前後での剪断加工端部の磁区観察結果から、剪断加工は板厚の 2～3 倍程度の幅の領域に対して磁気的な影響を及ぼしていることを確認した。また、試料幅を種々変更した剪断加工を行うことにより、歪領域の密度と磁気特性の関係を求め、両者の関係の変化点から剪断加工端部付近の磁気特性劣化領域の幅を推定した。このような推定による劣化領域の幅は、磁化条件により異なるものの、概ね板厚の 2.5～4 倍程度であった。これは磁区観察から得られた結果とほぼ一致した。

剪断加工の端部付近で硬度上昇が生じる領域の幅と、磁区観察等により求めた磁気的な影響領域の幅が異なる原因は、加工端部付近に残留した弾性歪の影響と考えられた。すなわち、剪断

加工端部付近で生じた塑性変形部分が周辺に弾性応力を付与する効果により、加工後の鋼板の打抜き端部から若干離れた位置まで弾性歪を有する領域が広がり、この領域の内部で磁気特性が劣化すると推定される。

続いて、打抜き加工端部の磁気特性劣化の影響を、ブラシレス DC モータの鉄損によって評価した。打抜き加工を施したままの鉄心と、打抜き加工後に歪取り焼鈍を施した鉄心を用いて、打抜き歪の有無によるモータ鉄損の違いを比較したところ、打抜き歪によるモータ鉄損の劣化率は、今回試験したティース幅 9.0 mm、ヨーク幅 9.5 mm のモータコアにおいては約 16 % と見積もられた。これに対し、打抜き加工による鉄心端部の硬度上昇量の分布から電磁界解析を用いて求めたモータ鉄損の劣化率は約 6 % であった。したがって、磁気測定用試験片での結果と同様に、打抜き加工端部付近の硬度分布によるモータ鉄損増加量の推定値は実験値の 1/3 程度であり、塑性歪の分布のみに基づくモータ鉄損の推定では十分な精度が得られないことが示された。これに対し、鉄心各部と同じ幅に切断加工した試料の鉄損値をモータの鉄損算定に適用することで、予測精度を大幅に向上させることができ、打抜き加工の影響を考慮したモータ鉄損の予測が可能となった。

第 5 章では、カシメによる鉄心磁気特性の劣化の解析結果について述べた。種々の配置でカシメ加工を施したリングコアの磁気特性を評価したところ、カシメの個数の増加に伴って鉄心の鉄損が増大する関係が認められた。得られた結果から、カシメ加工の各ステップでの要因を分離し、個々に解析を行うことにより、以下を明らかにした。

カシメ加工の工程の中で、低周波域（50 Hz 程度）の鉄損劣化に及ぼす影響は、ダボ形成の加工とダボ間を結合する加工でほぼ同等であった。これに対し、高周波域（400 Hz）の鉄損に関しては、ダボ間の結合による増分がダボの形成による増分を上回った。また、ダボと同じ寸法の穴を打抜き加工により設けたコアとダボ形成後のコアの鉄損と比較したところ、ダボの形成は同じ寸法の穴よりも低磁界強度域の磁化特性と低磁束密度域の鉄損を劣化させていた。このことから、ダボ形成部分を原因とする塑性変形部によってダボ周辺に生じた弾性歪が、カシメコアでの磁気特性を劣化させる原因と考えられた。また、ダボの結合によって比較的高い磁界強度域と磁束密度域に亘る範囲でコアの磁化特性および鉄損が劣化したことから、ダボ同士を結合することにより、さらに強い歪が鉄心に導入されて磁気特性が劣化していることが示された。

コア内部の 2 個のカシメ対を結ぶ線と鎖交する磁束成分が存在するようなカシメ配置の場合、渦電流損の顕著な増加が認められた。この原因はカシメ部での短絡を原因とする電氣的閉回路に誘起された渦電流による付加的な損失と考えられた。さらに、カシメ密度とヒステリシス損、および渦電流損の増分の関係を明らかにし、回転機鉄心でのカシメ起因の鉄損増加を簡易的に予測する手法を提案した。回転機鉄心のカシメ起因の損失増加量が上記のカシメ密度による予測値を上回る場合は、カシメ部を流れる短絡渦電流による付加的な損失の影響が強いと言える。

続いて、カシメ部周辺の磁束密度低下領域に関するモデル計算により、ダボの側方（リングコアの幅方向）の磁束密度分布を推定した。これにより、本研究で用いたカシメの場合、ダボ付近の磁束密度低下領域の片側幅は 4.5 mm 以上であり、幅 10 mm のリングコアの全幅を覆っている

と推定した。また、このときリングコア内部の局所磁束密度の分布幅（最大－最小値差）は、印加する磁界強度 1000 A/m において、平均磁束密度の 27% に達すると算定した。

以上の結果より、電磁鋼板から積層鉄心を製造する場合に使用されるカシメにおいては、カシメ加工部付近の局所的な歪の導入と積層鋼板間の電氣的短絡により鉄心全体の磁気特性劣化が生じていることが示された。したがって、回転機鉄心での鉄損増加の防止には、カシメ周辺の応力の分布とカシメ部の配置に関する考慮が重要と言える。本研究の結果によれば、カシメの影響は 400 Hz 以上の高周波域で顕著となる場合が多いため、高効率化のために高周波域の鉄損低減が重要と言われるブラシレス DC モータや SR モータでは、カシメによる鉄心損失の劣化に特に注意を払う必要があると言える。

第 6 章の研究は、回転機の鉄心固定のための応力や、加工による残留応力によって生じる鉄心内部の局所領域の磁気特性劣化の理解のために必要とされる応力下での磁気特性に関する基礎知見を得ることを目的とした。ここでは、応力下での磁気測定手法の開発を行い、この手法を用いて、磁化方向の応力が無方向性電磁鋼板の磁気特性に及ぼす影響を検討した。応力下での磁気測定方法として、試料の座屈を面圧により抑制しつつ単板試料に磁化方向の圧縮応力を作用させる方法を採用した。このような方法では、押え板による摩擦力が磁化方向の応力に影響を及ぼすことを明らかにするとともに、面圧値と磁化方向の応力値を用いて外部から印加した応力を補正し、摩擦力の影響を排した真の応力に換算する方法を確立した。

続いて、開発した測定方法を用いて Si 含有量、結晶粒径などが異なる種々の無方向性電磁鋼板の応力下の磁気特性（磁気分極、透磁率、鉄損）を検討した。結晶粒径の粗大な材料は、結晶粒径が細かい材料に比べて低い圧縮応力（10 MPa 以下）での鉄損の増加が顕著に進行するものの、高い圧縮応力域（30 MPa 以上）では鉄損の増加が緩慢になる傾向にあることが判明した。したがって、結晶粒径が大きい材料の鉄損の優位性は、低圧縮応力域ではやや低下するものの、高圧縮応力域（70 MPa 以上）では無応力と同等以上の鉄損優位性（材料間の鉄損差）を有している。

低い磁界強度での磁気分極 (J_1) あるいは透磁率 ($\mu_{r15/50}$) は L 方向の圧縮応力により顕著に低下した。これは、各結晶粒の磁化ベクトルが L 方向との角度が大きい $\langle 100 \rangle$ 方向に向き、L 方向の磁化成分が低下することが原因と考えた。一方、引張応力により、 J_1 や $\mu_{r15/50}$ が一旦増加し、さらに引張応力を増加させると徐々に低下した。磁区観察の結果から、L 方向の引張応力によって L 方向に近い $\langle 100 \rangle$ 方向に沿った 180° 磁区が形成し、 180° 磁壁移動によって磁化が進行することが判明した。したがって、引張応力による J_1 あるいは $\mu_{r15/50}$ の向上、および鉄損の低下は、磁化過程が 180° 磁壁移動によって担われることが原因と考えられる。

磁界強度の高い条件での磁気分極 J_{100} は、低磁界域での磁気分極と異なり、材料の Si 含有量が低下するに従い、圧縮応力により増加し、引張応力により減少する傾向を示した。これは、高磁界強度での磁歪測定の結果から、L 方向に近い方向に $\langle 111 \rangle$ 方向を有する結晶粒の負磁歪の影響と考えられる。また、Si 含有量の低い材料の引張応力が付与された部分には、 180° 磁区の残存と考えられる縞状の磁区が高磁界強度域で認められた。このような磁区は結晶磁気異方性の強

い材料で結晶粒界磁極の影響が表れた結果と考えられ、応力下・高磁界強度下の磁気分極 (J_{100} 等) には、Si 含有量の違いによる結晶磁気異方性の差も影響していると推定される。

以上の電磁鋼板および鉄心の局所的な磁気特性に関する研究から、方向性電磁鋼板では、材料の構成要素である結晶組織自体が鋼板内部の磁気特性の不均一の原因であること、無方向性電磁鋼板では、打抜き加工やカシメによって鉄心内部に局所的に磁気特性が劣化した部分が生じて鉄心全体の磁気特性が劣化することが明らかになった。また、鉄心製造の際の加工による磁気特性劣化を定量評価するために必要とされる、応力による無方向性電磁鋼板の磁気特性の変化に関する基礎的な知見が得られた。

本研究で得られた結果を総合すると、電磁鋼板が電磁応用機器の鉄心として利用される場合、鉄心材料は均一な磁気特性を有することが理想的とされるにもかかわらず、電磁鋼板自身の結晶組織や鉄心製造の際に加えられる加工を原因として、局所的な磁気特性の不均一性が生じている。このような鉄心材料および鉄心内部での不均一な磁気特性の変化の幅は、磁束密度、鉄損といった磁気特性の平均値の 20 % を超える水準に達しており、鉄心全体の透磁率特性、鉄損特性の劣化に少なからぬ影響を及ぼしていると言える。

本研究では、電磁鋼板および鉄心内部の磁気特性の不均一の状態や局所的な劣化の結果として生じる鉄心全体の磁気特性の劣化を明らかにするとともに、これらの現象のメカニズムを提示した。これらに対し、残された課題として、局所的な磁気特性の分布を高精度に予測可能なモデルの構築が挙げられる。本研究では方向性電磁鋼板内部の磁束密度の不均一分布が結晶粒界での α 角のずれを原因とする磁極の生成によることを明らかにしたが、今後は高 B_m 域での磁区構造の変化までを含め、低 B_m 領域から高 B_m 領域に亘って鋼板内部の磁束密度の分布を定量的に予測可能なモデルの構築が望まれる。また、無方向性電磁鋼板の打抜き加工およびカシメ加工による磁気特性の劣化については、鉄心材料の機械的特性と加工条件をもとに加工部付近の局所的な磁束密度・鉄損の分布を正確に予測し、鉄心全体の磁気特性を算出することが可能な方法が必要とされる。これらのモデルの構築により、局所的な磁気特性変化のメカニズムを明確にするとともに、電磁応用機器の鉄心特性の予測精度を高めることが可能となる。さらに、局所的な磁気特性分布を考慮した電磁鋼板の開発や鉄心の設計を行うことができる。

今後、将来にわたり、電磁利用機器の重要性はますます高まり、今日以上のエネルギー効率の向上が望まれると考えられる。このため、電磁利用機器に使用される電磁鋼板および鉄心にはあらゆる観点からの損失低減の方策が必要とされる。したがって、本研究で取り上げた電磁鋼板自身が内部に有している磁気特性の不均一性や、加工によって鉄心局部に生じる磁気特性の劣化に関わる現象をより正確に把握することで、新規な材料開発の指針や鉄心の磁気特性向上のための方策が得られ、電磁利用機器の進歩に貢献することが可能と考える。

謝辞

本論文をまとめるにあたり，論文主査として終始適切なご指導をいただきました同志社大学 理工学部教授 藤原耕二先生に心より御礼を申し上げます。また，同志社大学 名誉教授 石原好之先生，東北大学 電気通信研究所教授 石山和志先生には論文副査として有益なご助言とご指導をいただきましたことを深く感謝いたします。

本研究は JFE スチール株式会社スチール研究所における研究を元に，福岡工業大学 名誉教授 山口俊尚先生，元崇城大学 工学部教授 八木正昭先生のご協力を得てなされたものです。山口俊尚先生には探針法の基礎検討および技術について子細に亘るご指導をいただきましたことに対し深く感謝申し上げます。八木正昭先生には無方向性電磁鋼板の磁区解析において多大なるご協力をいただきましたことに厚く御礼を申し上げます。磁区観察では，当時，崇城大学学生の中須洋一様，黒木直樹様には本当にお世話になりました。ここに記して感謝いたします。

JFE スチール株式会社での研究におきましては，上司あるいは共同研究者として適切なご指導をいただきました石田昌義博士，本田厚人博士，小松原道郎博士に深く御礼申し上げます。また，本論文作成の機会を与えていただくとともに終始，激励とご指導をいただきました JFE スチール株式会社スチール研究所 所長 曾谷保博博士，副所長 松岡才二博士，副所長 瀬戸一洋博士，電磁鋼板研究部部長 花澤和浩博士，JFE テクノリサーチ株式会社社長 津山青史博士に深く感謝申し上げます。

本研究の遂行にあたり，JFE スチール株式会社スチール研究所の上司や同僚の方々には多大なるご支援をいただきました。また，電気学会会員，鉄鋼協会会員の皆様には有益な議論とご助言をいただきました。測定装置メーカー様には測定手法の実用化にご尽力をいただきました。本当にありがとうございました。

本研究は以上の皆様の多大なるご支援無くしては，なし得なかったものであります。ここに重ねての御礼を申し上げます。

研究業績一覧表

項目	西暦		論文・著述・その他
	年	月	
修士論文	1992	3	「UCu ₅ , DyCu ₂ の強磁場磁化」 (大阪大学修士論文)
論文	1992	3	“Field-induced transition from a pseudogap state to a heavy-fermion state in the Kondo-lattice system CeNiSn,” T. Takabatake, M. Nagasawa, H. Fujii, G. Kido, K. Sugiyama, K. Senda, K. Kindo, and M. Date, <i>Physica B</i> , vol. 177, nos. 1-4, pp. 177-180
	1994	3	“Conversion of the ising axis in DyCu ₂ under high magnetic field,” Y. Hashimoto, K. Kindo, T. Takeuchi, K. Senda, M. Date, and A. Yamagishi, <i>Physical Review Letters</i> , vol. 72, no. 12, pp. 1922-1924
	1995	1	「探針法による局所磁束測定精度の理論的評価」 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, 電気学会論文誌 A, vol. 115-A, no. 1, pp. 50-57
	1997	9	「探針法による方向性電磁鋼板の局所磁気測定」 千田邦浩・石田昌義・佐藤圭司・小松原道郎・山口俊尚, 電気学会論文誌 A, vol. 117-A, no. 9, pp. 942-949
	1999	6	「探針法による方向性電磁鋼板の局所磁気特性解析」 千田邦浩・石田昌義・黒澤光正・小松原道郎, 電気学会論文誌 A, vol. 119-A, no. 6, pp. 783-789
	2000	1	“Local magnetic properties in grain-oriented electrical steel measured by the modified needle probe method,” K. Senda, M. Kurosawa, M. Ishida, M. Komatsubara, and T. Yamaguchi, <i>Journal of Magnetism and Magnetic Materials</i> , vols. 215-216, pp. 136-139
	2005	3	「剪断加工による無方向性電磁鋼板の鉄損および磁区構造の変化」 千田邦浩・石田昌義・中須洋一・八木正昭, 電気学会論文誌 A, vol. 125-A, no. 3, pp. 241-246

項目	西暦		論文・著述・その他
	年	月	
論文	2005	10	“Effect of material properties on motor iron loss in PM brushless DC motor,” H. Toda, K. Senda, and M. Ishida, <i>IEEE Transactions on Magnetics</i> , vol. 41, no. 10, pp. 3937-3939
	2006	9	“Influence of shearing process on domain structure and magnetic properties of non-oriented electrical steel,” K. Senda, M. Ishida, Y. Nakasu, and M. Yagi, <i>Journal of Magnetism and Magnetic Materials</i> , vol. 304, no. 2, pp. e513-e515
	2011	10	「無方向性電磁鋼板の応力下での磁気特性と磁区構造」 千田邦浩・藤田 明・本田厚人・黒木直樹・八木正昭, 電気学会論文誌 A, vol. 131-A, no. 10, pp. 884-890
	2013	7	“Influence of various non-oriented electrical steels on motor efficiency and iron loss in switched reluctance motor,” H. Toda, K. Senda, S. Morimoto, and T. Hiratani, <i>IEEE Transactions on Magnetics</i> , vol. 49, no. 7, pp. 3850-3853
	2014	8	“Influence of crystal orientation on magnetostriction waveform in grain orientated electrical steel,” G. Kijima, H. Yamaguchi, K. Senda, and Y. Hayakawa, <i>Journal of Magnetism and Magnetic Materials</i> , vol. 362, pp. 31-35
	2015	7	“Influence of interlocking on core magnetic properties,” K. Senda, H. Toda, and M. Kawano, <i>IEEJ Journal of Industry Applications</i> , vol. 4, no. 4, pp. 496-502
	2015	11	“Effect of hardness and thickness of nonoriented electrical steel sheets on iron loss deterioration by shearing process,” T. Omura, Y. Zaizen, M. Fukumura, K. Senda, and H. Toda, <i>IEEE Transactions on Magnetics</i> , vol. 51, no. 11, 2005604

項目	西暦		論文・著述・その他
	年	月	
研究発表	1991	3	「単結晶 CeNiSn の磁場効果 II」 長澤政幸・高島敏郎・藤井博信・木戸義勇・千田邦浩・杉山清寛・伊達宗行, 日本物理学会 1991年春の分科会, no. 3, p. 10 (於東京理科大学)
	1991	3	「UCu ₅ の強磁場磁化」 千田邦浩・金道浩一・山岸昭雄・大貫惇睦・伊達宗行, 日本物理学会 1991年春の分科会, no. 3, p. 92 (於東京理科大学)
	1991	9	「DyCu ₂ の強磁場下における Ising-axis 転換」 千田邦浩・橋本侑三・山岸昭雄・金道浩一・伊達宗行, 日本物理学会 第46回年会, vol. 46, no. 3, p. 128 (於北海道大学)
	1994	6	「探針法による局所磁気測定法の実験的評価」 千田邦浩・石田昌義・佐藤圭司・小松原道郎, 電気学会計測・マグネティックス合同研究会, IM-94-50, MAG-94-71, pp. 73-80 (於浅草橋研修センター [東京])
	1995	8	「探針法による 3% 珪素鉄単結晶板の局所磁気特性の測定」 千田邦浩・石田昌義・小松原道郎, 電気学会マグネティックス研究会, MAG-95-99, pp. 7-16 (於福岡工業大学)
	1996	8	「探針法による 3% 珪素鋼板の磁気特性の局所解析」 千田邦浩・高宮俊人・石田昌義・小松原道郎, 電気学会マグネティックス研究会, MAG-96-115, pp. 105-114 (於岐阜大学)
	1998	11	「探針法による方向性電磁鋼板の局所磁気特性解析」 千田邦浩・石田昌義・黒澤光正・小松原道郎, 電気学会マグネティックス研究会, MAG-98-162, pp. 41-46 (於電気学会会議室 [東京])

項目	西暦		論文・著述・その他
	年	月	
研究発表	1999	7	「方向性電磁鋼板の局所磁気特性」 石田昌義・千田邦浩・本田厚人・小松原道郎, 電気学会マグネティックス研究会, MAG-99-71, pp. 13-18 (於日立製作所多賀 [茨城])
	1999	9	“Local magnetic properties in grain-oriented electrical steel measured by the modified needle probe method,” K. Senda, M. Kurosawa, M. Ishida, M. Komatsubara, and T. Yamaguchi, <i>The 14th International Symposium on Soft Magnetic Materials (SMM 14)</i> , pp. 136-139 (Balaton Convention Center, Balatonfüred, Hungary)
	2002	6	「回転中のモータ鉄心における局所磁気特性」 石田昌義・志賀信勇・千田邦浩・大山 勇, 電気学会マグネティックス研究会, MAG-02-90, pp. 25-29 (於岡山大学)
	2002	8	「ブラシレス DC モータの鉄損に及ぼす加工歪の影響」 千田邦浩・本田厚人・石田昌義・秋山勇治, 平成14年電気学会産業応用部門大会, pp. 1507-1510 (於鹿児島大学)
	2002	11	「無方向性電磁鋼板の回転鉄損に及ぼす単一高調波重畳の影響」 戸田広朗・本田厚人・千田邦浩, 電気学会回転機研究会, RM-02-141, pp. 47-52 (於高知工科大学)
	2003	7	「回転状態におけるブラシレス DC モータの局所磁気特性」 千田邦浩・石田昌義・本田厚人・大山 勇, 電気学会回転機研究会, RM-03-42, pp. 49-54 (於電気学会会議室 [東京])
	2003	9	“Direct measurement of local magnetic properties in the stator core of a brushless DC motor in operation,” K. Senda, M. Ishida, and A. Honda, <i>The Twenty Second Annual Conference on Properties and Applications of Magnetic Materials</i> (Illinois Institute of Technology, Chicago, USA)

項目	西暦		論文・著述・その他
	年	月	
研究発表	2003	11	「ブラシレス DC モータの鉄損に及ぼす打抜き加工の影響」 千田邦浩・石田昌義・志賀信勇・本田厚人, 電気学会回転機研究会, RM-03-144, pp. 47-52 (於職業能力開発総合大学校)
	2004	8	「剪断加工による無方向性電磁鋼板の磁気特性および磁区構造の変化」 千田邦浩・石田昌義・中須洋一・八木正昭, 平成16年電気学会基礎・材料・共通部門大会, pp. 347-352 (於仙台国際センター)
	2005	4	“Effect of material properties on motor iron loss,” H. Toda, K. Senda, and M. Ishida, <i>The IEEE International Magnetism Conference 2005 (INTERMAG 2005)</i> , p. 363 (Nagoya Congress Center, Nagoya, Japan)
	2005	6	「かしめによる鉄心磁気特性劣化の要因解析」 千田邦浩・河野正樹・石田昌義, 電気学会マグネティックス研究会, MAG-05-42, pp. 21-26 (於大分大学)
	2005	9	「剪断加工が無方向性電磁鋼板の磁区構造に及ぼす影響」 千田邦浩・石田昌義・中須洋一・八木正昭, 日本鉄鋼協会第150回秋季講演大会 材料とプロセス CAMP-ISIJ, vol. 18, p. 1570 (於広島大学)
	2005	9	“Influence of shearing process on domain structure and magnetic properties of non-oriented electrical steel,” K. Senda, M. Ishida, Y. Nakasu, and M. Yagi, <i>The 17th International Symposium on Soft Magnetic Materials (SMM 17)</i> , pp. e513-e515 (Incheba EXPO, Bratislava, Slovakia)
	2006	6	「表面磁石型ブラシレス DC モータの特性に及ぼす鉄心材料特性の影響」 志賀信勇・千田邦浩・石田昌義, 電気学会マグネティックス研究会, MAG-06-58, pp. 5-10 (於岩通計測[東京])

項目	西暦		論文・著述・その他
	年	月	
研究発表	2008	12	「無方向性電磁鋼板の応力下での磁気特性と磁区構造」 千田邦浩・藤田 明・本田厚人・黒木直樹・八木正昭, 電気学会マグネティックス研究会, MAG-08-173, pp. 17-22 (於宮崎大学)
	2009	9	「結晶方位が方向性電磁鋼板の磁歪波形に及ぼす影響」 木島 剛・千田邦浩・山口 広・早川康之, 日本鉄鋼協会第158回秋季講演大会 材料とプロセス CAMP-ISIJ, vol. 22, p. 1276 (於京都大学)
	2010	9	「被膜張力が方向性電磁鋼板の磁歪波形に及ぼす影響」 木島 剛・千田邦浩・山口 広・早川康之, 日本鉄鋼協会第160回秋季講演大会 材料とプロセス CAMP-ISIJ, vol. 23, p. 1232 (於北海道大学)
	2013	3	「電磁鋼板のせん断加工による鉄損劣化に及ぼす硬度、板厚の影響」 財前善彰・戸田広朗・尾田善彦・千田邦浩・福村 勝, 平成25年電気学会全国大会, no. 2-148, pp. 188-189 (於名古屋大学)
	2013	3	「電磁鋼板の応力下での磁気測定方法の検討」 千田邦浩・財前善彰・小関新司, 平成25年電気学会全国大会, no. 2-149, pp. 190-191 (於名古屋大学)
	2013	3	「スイッチトリラクタンスモータの特性に及ぼす無方向性電磁鋼板の磁気特性の影響」 戸田広朗・千田邦浩・森本茂雄, 平成25年電気学会全国大会, no. 5-064, pp. 111-112 (於名古屋大学)
	2014	3	「電磁鋼板における剪断加工による歪みの分布評価」 大村 健・財前善彰・千田邦浩・戸田広朗・福村 勝, 日本鉄鋼協会第167回春季講演大会 材料とプロセス CAMP-ISIJ, vol. 27, p. 473 (於東京工業大学)

項目	西暦		論文・著述・その他
	年	月	
研究発表	2014	5	“Influence of crystal orientation and coating tensile stress on magnetostriction waveform in grain oriented electrical steel,” G. Kijima, K. Senda, H. Yamaguchi, and Y. Hayakawa, <i>The IEEE International Magnetism Conference 2014 (INTERMAG 2014)</i> , AT-3 (International Congress Center, Dresden, Germany)
	2014	5	“Analysis on the influence of interlocking on core magnetic properties,” K. Senda, H. Toda, M. Kawano, and T. Omura, <i>The IEEE International Magnetism Conference 2014 (INTERMAG 2014)</i> , HA-04 (International Congress Center, Dresden, Germany)
	2014	9	「高純度 3% Si 鋼における温間圧延による {100}<001>方位粒の二次再結晶」 早川康之・岡部誠二・千田邦浩・今村 猛, 日本鉄鋼協会第168回秋季講演大会 材料とプロセス CAMP-ISIJ, vol. 27, p. 900 (於名古屋大学)
	2015	5	“Effect of hardness and thickness of non-oriented electrical steel sheets on iron loss deterioration by shearing process,” T. Omura, Y. Zaizen, M. Fukumura, K. Senda, and H. Toda, <i>The IEEE International Magnetism Conference 2015 (INTERMAG 2015)</i> , BG-10 (China National Convention Center, Beijing, China)
特許	1995	12	「鉄損の低い方向性電磁鋼板」 特許3369724／特開平7-320921
	1996	2	「鉄損の低い方向性電磁鋼板およびその製造方法」 特許3914270／特開平8-49045
	1998	10	「方向性けい素鋼板の製造方法」 特許3635848／特開平10-265854
	1999	5	「磁気特性に優れた方向性電磁鋼板の製造方法」 特許3474741／特開平11-124627

項目	西暦		論文・著述・その他
	年	月	
特許	1999	11	「磁気特性に優れる方向性電磁鋼板の製造方法」 特許3357602／特開平11-323438
	2000	1	「磁気特性に優れる方向性電磁鋼板及びその製造方法」 特許3390345／特開2000-26942
	2000	2	「磁気特性に優れる方向性電磁鋼板の製造方法」 特許3386742／特開2000-34521
	2001	1	「方向性電磁鋼板およびその製造方法」 特許4192399／特開2001-26847
	2001	4	「方向性電磁鋼板の製造方法」 特許4123652／特開2001-107145
	2001	7	「方向性電磁鋼板の製造方法」 特許4120121／特開2001-192785
	2003	10	「方向性電磁鋼板およびその製造方法」 特許4258166／特開2003-293103
	2004	4	「分割型鉄心」 特許4214745／特開2004-100025
	2005	9	「回転機の設計方法及び回転機の製造方法」 特許4631298／特開2005-269746
	2006	8	「鉄心磁気特性が優れたモータの製造方法」 特許4715218／特開2006-223015
	2006	9	「電磁鋼板」 特許4765347／特開2006-249555

項目	西暦		論文・著述・その他
	年	月	
特許	2007	8	「永久磁石モータ用電磁鋼板および永久磁石モータ」 特許4844139／特開2007-204787
	2008	2	「一方向性電磁鋼板の製造方法」 特許4910539／特開2008-31495
	2008	2	「一方向性電磁鋼板およびその製造方法」 特許4923821／特開2008-31498
	2009	8	「無方向性電磁鋼板およびその製造方法」 特許5338082／特開2009-185357
	2011	10	「方向性電磁鋼板の切断装置および切断方法」 特許5533133／特開2011-208228
	2012	5	「方向性電磁鋼板およびその製造方法」 特許5728887／特開2012-92409
	2012	7	「方向性電磁鋼板およびその製造方法」 特許5793859／特開2012-126973
	2012	10	「方向性電磁鋼板の製造方法」 特許5760590／特開2012-207278
	2013	5	「剛性が高く、かつ強度と加工性のバランスに優れた薄鋼板の製造方法」 特許5817425／特開2013-87332
	2014	4	「方向性電磁鋼板の製造方法」 特許5748029／WO2014049770