

**異常渦電流損を考慮した
モータの鉄損予測手法に関する研究**

2020 年 3 月

吉岡 卓哉

目次

記号表

第1章 緒論	P.1
1.1 本研究の背景	P.1
1.2 高精度鉄損予測手法確立に向けた課題	P.6
1.3 本研究の概要	P.8
第2章 種々の鉄損予測手法	P.10
2.1 序言	P.10
2.2 支配方程式	P.12
2.3 二次元磁界有限要素解析の定式化	P.13
2.3.1 残差方程式の導出	P.14
2.3.2 残差方程式の離散化	P.16
2.3.3 非線形特性の考慮	P.17
2.4 後処理型の鉄損予測手法	P.19
2.4.1 Steinmetz's equation に基づく鉄損予測と課題	P.20
2.4.2 一次元渦電流解析を用いた鉄損予測	P.29
2.4.2.1 等方性ベクトルプレイモデル	P.31
2.4.2.2 一次元渦電流解析による古典的渦電流損予測	P.33
2.4.2.3 プレイモデルによるヒステリシス損予測	P.35
2.4.2.4 一次元渦電流解析を用いた鉄損予測の課題	P.41
2.5 結言	P.45
第3章 渦電流損補正係数による異常渦電流損予測	P.46
3.1 序言	P.46
3.2 渦電流損補正係数による異常渦電流損の表現	P.47
3.3 渦電流損補正係数を用いた鉄損予測手法	P.54
3.3.1 一定値として扱うモデル	P.54
3.3.2 周波数および磁束密度振幅を考慮したモデル	P.54
3.3.3 直流偏磁を考慮したモデル	P.57
3.3.3.1 異常渦電流損に対する直流偏磁の影響	P.58
3.3.3.2 直流偏磁特性を考慮した鉄損予測手法	P.66
3.4 渦電流損補正係数を用いた鉄損予測手法の精度検証	P.68
3.4.1 短冊状試験片における精度検証	P.68

3.4.2	リング試料における精度検証	P.71
3.4.2.1	等方性の磁化特性と渦電流損補正係数の導出	P.71
3.4.2.2	高調波磁束下での精度検証	P.78
3.5	電磁鋼板の板厚が異常渦電流損に及ぼす影響	P.81
3.6	結言	P.84
第4章	圧縮応力や塑性変形の異常渦電流損への影響	P.86
4.1	序言	P.86
4.2	圧縮応力印加時の異常渦電流損	P.86
4.2.1	圧縮応力印加時の磁気測定	P.87
4.2.2	圧縮応力印加時の鉄損分離結果	P.88
4.3	塑性変形後の異常渦電流損	P.99
4.3.1	塑性変形後の磁気測定	P.100
4.3.2	塑性変形後の鉄損分離結果	P.101
4.4	結言	P.111
第5章	異常渦電流損を考慮したモータの鉄損予測	P.112
5.1	序言	P.112
5.2	計算対象のモータの諸元	P.112
5.3	モータを対象とした鉄損予測	P.116
5.3.1	有限要素モデルの諸元	P.116
5.3.2	圧縮応力と塑性変形を考慮しない鉄損予測	P.118
5.3.3	圧縮応力のみを考慮した鉄損予測	P.128
5.3.4	塑性変形のみ考慮した鉄損予測	P.137
5.3.5	圧縮応力および塑性変形を考慮した鉄損予測	P.146
5.3.6	三次元効果を考慮した渦電流損計算	P.161
5.4	結言	P.163
第6章	結論	P.165
6.1	本研究の総括	P.165
6.2	今後の研究課題	P.166

付録

参考文献

謝辞

記号表

第2章

A	: 磁気ベクトルポテンシャル [Wb/m]
ϕ	: 電気スカラーポテンシャル [V]
J_0	: 励磁電流密度ベクトル [A/m ²]
H	: 磁界強度ベクトル [A/m]
μ	: 透磁率 [H/m]
B	: 磁束密度ベクトル [T]
J_e	: 物体内部の電流密度ベクトル [A/m ²]
D	: 電束密度ベクトル [C/m ²]
E	: 電界強度ベクトル [V/m]
t	: 時間 [s]
ρ	: 電荷密度 [C/m]
ε	: 誘電率 [F/m]
σ	: 導電率 [S/m]
J_d	: 変位電流密度ベクトル [A/m ²]
rot	: 空間微分演算表現 (回転)
grad	: 空間微分演算表現 (勾配)
div	: 空間微分演算表現 (発散)
x, y, z	: デカルト座標
N	: 有限要素法の補間関数
S	: 要素の面積
G_i	: i 番目の要素の残差
S_A	: 解析領域の領域
C_A	: 解析領域の境界
e	: 要素番号
$S^{(e)}$: 要素 e の領域
G	: 残差ベクトル [A]
k	: ニュートン・ラフソン法の反復回数
δA	: ベクトルポテンシャルの修正量 [Wb/m]
α	: ステップサイズ
$A^{(0)}$: ニュートン・ラフソン法の初期値 [Wb/m]
f	: 周波数 [Hz]

B_m : 磁束密度振幅 [T]
 P_{iron} : 鉄損 [W]
 P_h : ヒステリシス損 [W]
 P_e : 渦電流損 [W]
 p_{iron} : 鉄損密度 [W/m^3]
 p_h : ヒステリシス損密度 [W/m^3]
 p_e : 渦電流損密度 [W/m^3]
 K_h : ヒステリシス損係数 [$\text{J}/\text{m}^3/\text{T}^2$]
 K_e : 渦電流損係数 [$\text{J}/\text{m}^3/\text{s}/\text{T}^2$]
 h : 電磁鋼板の厚み [m]
 NE : 要素数
 N_{DFT} : 離散フーリエ変換した際の全周波数次数
 N_{LOOP} : 磁束密度波形の極大極小区間数
 V_i : i 番目の要素の体積 [m^3]
 B_{2D} : 二次元静磁界有限要素解析で求めた磁束密度
 ie : ローカル接点番号
 r : 正規化座標
 N_r : ガウス求積における積分点数
 ω : ガウス積分点の重み
 Δt : 時間ステップ幅 [s]
 A_0 : 1 ステップ前のベクトルポテンシャル
 ζ : プレイヒステロンの幅の 1/2
 B_s : 飽和磁束密度 [T]
 P_ζ : プレイヒステロンオペレータ
 N_P : ヒステロンオペレータの数
 n : 形状関数の番号
 f_ζ : 形状関数
 T : 磁束密度波形の周期
 w : 試料幅 [m]
 H_0 : 試料表面における磁界の強さの振幅 [A/m]
 δ : 表皮厚さ [m]
 $H(f)$: 周波数 f のときの交流ヒステリシス曲線の磁界強度 [A/m]
 H_{dc} : 直流ヒステリシス曲線の磁界強度 [A/m]
 $B_{\text{symmetric_max}}$: 対称ループの最大磁束密度 [T]
 $B_{\text{minor_max}}$: マイナーループの磁束密度の最大値 [T]
 $B_{\text{minor_min}}$: マイナーループの磁束密度の最小値 [T]

$B_{\text{symmetric_max}}$: 対称ループの最大磁束密度 [T]
 $P_{\text{h_P1D}}$: P1D 手法によるヒステリシス損予測値 [W]
 $P_{\text{ec_P1D}}$: P1D 手法による古典的渦電流損予測値 [W]

第3章

M : 磁化 [T]
 P_{ex} : 異常渦電流損 [W]
 κ : 渦電流損補正係数
 P_{measured} : 鉄損測定値 [W]
 W : 渦電流損補正係数の周波数成分に対する重み
 ΔB : 磁束密度の変化量 [T]
 B_{dc} : 直流偏磁量 [T]
 B_{ac} : 直流偏磁させた正弦波磁束密度の振幅 [T]
 H_{m} : 最大磁界強度 [A/m]
 I_{m} : 最大磁界強度のときの励磁電流 [A]
 B_{max} : 直流偏磁させた正弦波磁束密度の最大値 [T]
 N_{area} : 磁束密度波形中の対称ループとマイナーループ数の合計数
 H_{RD} : Rolling Direction に磁化したときの磁界強度 [A/m]
 H_{TD} : Transversal Direction に磁化したときの磁界強度 [A/m]
 H_{iso} : H_{RD} と H_{TD} から求めた等方性磁界強度 [A/m]
 κ_{RD} : RD 方向に磁化させて導出した渦電流損補正係数
 κ_{TD} : TD 方向に磁化させて導出した渦電流損補正係数
 κ_{iso} : κ_{RD} と κ_{TD} から求めた等方性渦電流損補正係数
 $K_{\text{h_RD}}$: RD 方向に磁化させて導出したヒステリシス損係数 [J/m^3]
 $K_{\text{h_TD}}$: TD 方向に磁化させて導出したヒステリシス損係数 [J/m^3]
 $K_{\text{h_iso}}$: $K_{\text{h_RD}}$ と $K_{\text{h_TD}}$ から求めた等方性ヒステリシス損係数 [J/m^3]
 $K_{\text{e_RD}}$: RD 方向に磁化させて導出した渦電流損係数 [$\text{J}/\text{m}^3/\text{s}$]
 $K_{\text{e_TD}}$: TD 方向に磁化させて導出した渦電流損係数 [$\text{J}/\text{m}^3/\text{s}$]
 $K_{\text{e_iso}}$: $K_{\text{e_RD}}$ と $K_{\text{e_TD}}$ から求めた等方性渦電流損係数 [$\text{J}/\text{m}^3/\text{s}$]
 $p_{\text{P\&B}}$: Pry & Bean Model で計算した渦電流損 [W/m^3]
 L : 磁壁間距離 [m]
 $I_{1\text{st}}$: 第一種のベッセル関数

第4章

K : 結晶磁気異方性
 λ : 磁歪定数

σ : 磁化方向の応力 [MPa]
 h' : 追加圧延後の試料の厚み [m]
 C_r : 圧下率

第5章

P_{in} : 入力電力 [W]
 P_{out} : モータ出力 [W]
 $P_{mechanical}$: 機械損 [W]
 P_{loss} : 銅損と鉄損の和 [W]
 P_{copper} : 銅損 [W]
 I_{rms} : 相電流実効値 [A]
 R : 1相分の巻線抵抗 [Ω]
 P_{h_stator} : P1D手法によるステータのヒステリシス損予測値 [W]
 P_{h_rotor} : P1D手法によるロータのヒステリシス損予測値 [W]
 P_{ec_stator} : P1D手法によるステータの古典的渦電流損予測値 [W]
 P_{ec_rotor} : P1D手法によるロータの古典的渦電流損予測値 [W]
 P_{ex_stator} : P1D手法によるステータの異常渦電流損予測値 [W]
 P_{ex_rotor} : P1D手法によるロータの異常渦電流損予測値 [W]
 $P_{e_in_plate}$: 面内渦電流による渦電流損 [W]
 P_{e_j} : i 番目の層における渦電流損 [W]

第1章 緒論

1.1 本研究の背景

近年, Fig. 1.1 に示すように世界各国で自動車の排ガスに対し厳しい規制が設けられている. これらの規制は, 内燃機関のみで構成される車両では対応が困難な水準に高まってきており, Fig. 1.2 に示すように, 車両電動化の流れが加速している⁽¹⁾. 電動化車両は, 内燃機関とモータを併用したハイブリッド車 (Hybrid Vehicle), 充電可能なハイブリッド車であるプラグインハイブリッド車 (Plug-in Hybrid Vehicle), 内燃機関を搭載せず, 車両駆動を電池とモータだけで構成する電気自動車 (Electric Vehicle), および, 燃料電池を搭載した燃料電池車 (Fuel Cell Electric Vehicle) など, 多様な形態をとるが, いずれの車種においても駆動力はモータが担う. このため, 電動化車両の製品競争力確保のため, モータのさらなる効率向上に加え, Fig. 1.3 に示すように, 搭載性向上や材料コスト減を目的とした小型化が進められている^{(2), (3)}. 小型化が進むと, 出力の確保のため, 高回転化が必要となる. モータ単体に生じる損失は, Fig. 1.4 に示すように, 機械損 (風損含む), 銅損, 鉄損に大別される. このうち, モータの主な損失は銅損と鉄損であるが, とりわけ鉄損は, モータ回転数 (モータ励磁周波数) に比例することが知られている. すなわち, モータの高回転化に対しては, 特に鉄損に対する寄与が大きい. そのため, 今後さらなる小型化・高回転化が進むと考えられるモータの損失低減において, 鉄損の低減は有効な手段となる.

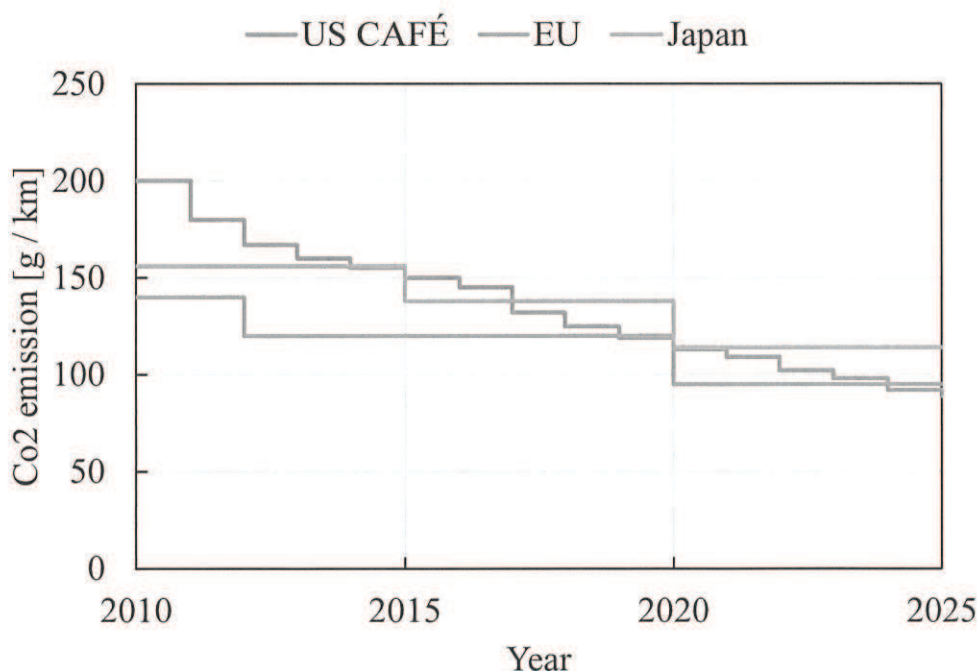


Fig. 1.1. Regulation of CO₂ emission.

図 1.1 CO₂ 排出規制の動向

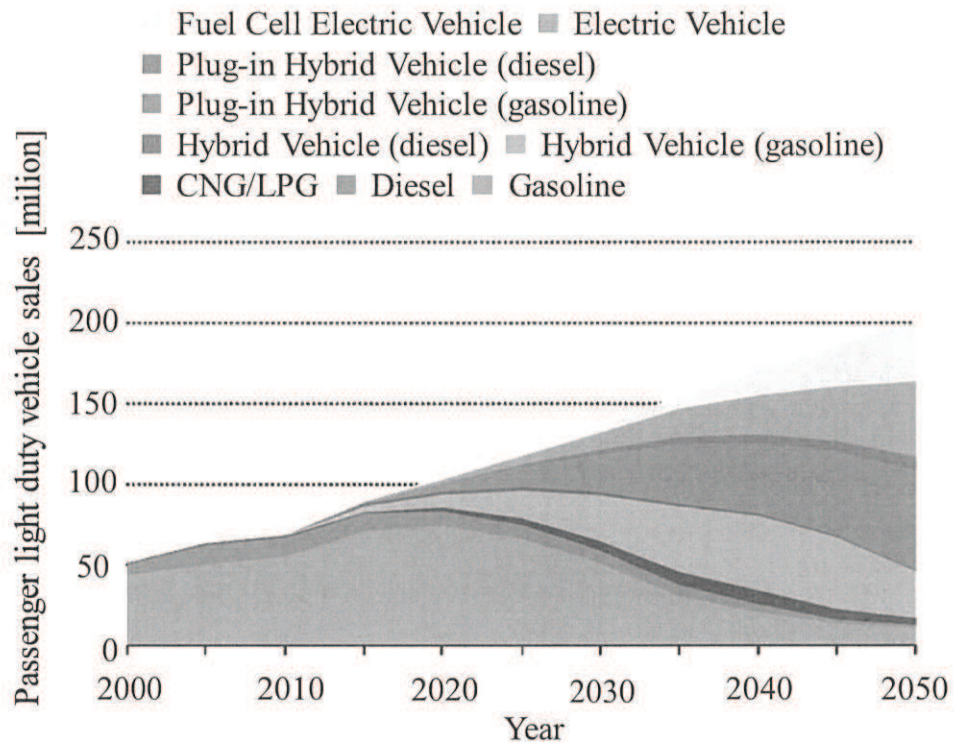


Fig. 1.2. Example of future forecast of sales by vehicle type.
 図 1.2 車種別販売台数の将来予測の一例

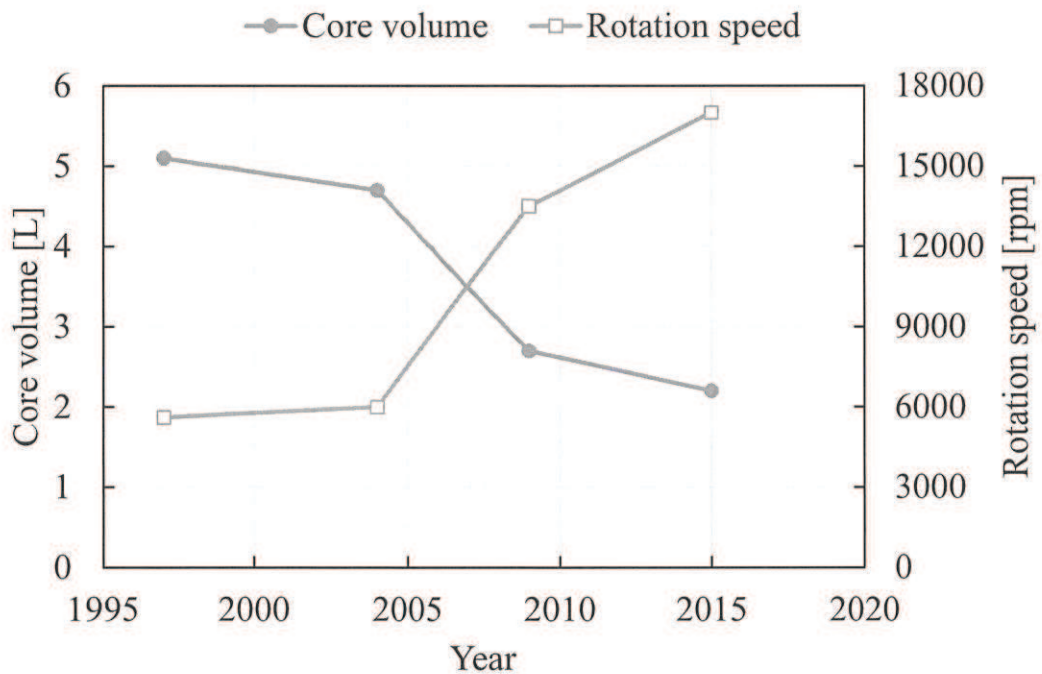


Fig. 1.3. Trends in main motor in Toyota Prius.
 図 1.3 トヨタプリウス搭載の主機モータ体格の推移

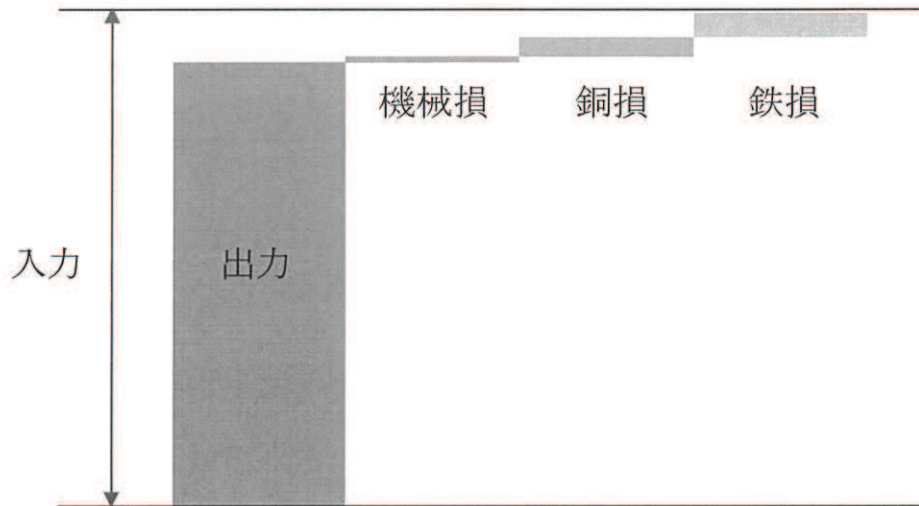


Fig. 1.4. Motor loss classification.

図 1.4 モータの損失分類

また、自動車に搭載されるモータは、自動車駆動力を担う主機モータと、ワイパやパワーウィンドウなど駆動を担う補機モータに大別される。このうち、補機モータは、特定の動作点にて駆動されることが多いが、一方で、主機モータに要求される動作点は、Fig. 1.5 に示すように、走行シーンによってダイナミックに変化する。このため、国土交通省が定めた日本国内の車両走行パターンを想定した、燃費測定用の走行試験モードである JC08 とアメリカの EPA (Environmental Protection Agency) が制定した燃費測定用のハイウェイ走行を代表した走行試験モードである HWFET (Highway Fuel Economy Test) などで車両を走行させた場合では、モータの動作点は大きく異なり、それにより走行時の実質的な効率も変化する^{(4),(5)}。先に述べたように、鉄損は回転数に比例する性質を有することから、自動車用主機モータとして広く採用される磁石埋め込み式永久磁石同期モータ (IPMSM : Interior Permanent Magnet Synchronous Motor) においては、Fig. 1.6 に示すように、市街走行の一部や、高速走行時に動作する点で、支配的となる。したがって、こうした動作点を主に使用するコンセプトの自動車において、主機モータの鉄損の低減は、実燃費・実電費の向上に向けて、設計上重要なポイントとなってくる。

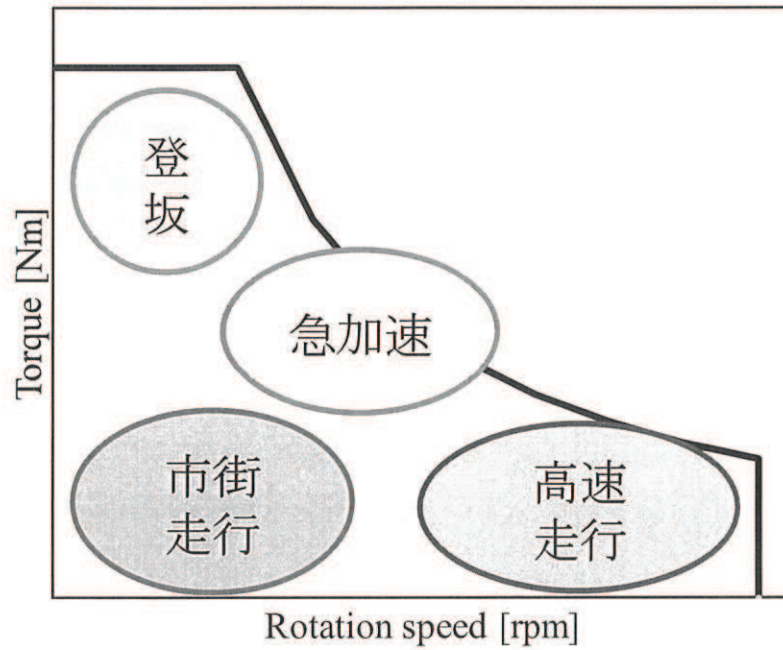


Fig. 1.5. Examples of vehicle running scenes and main motor operating points.
 図 1.5 車両走行シーンと主機モータの動作点の例

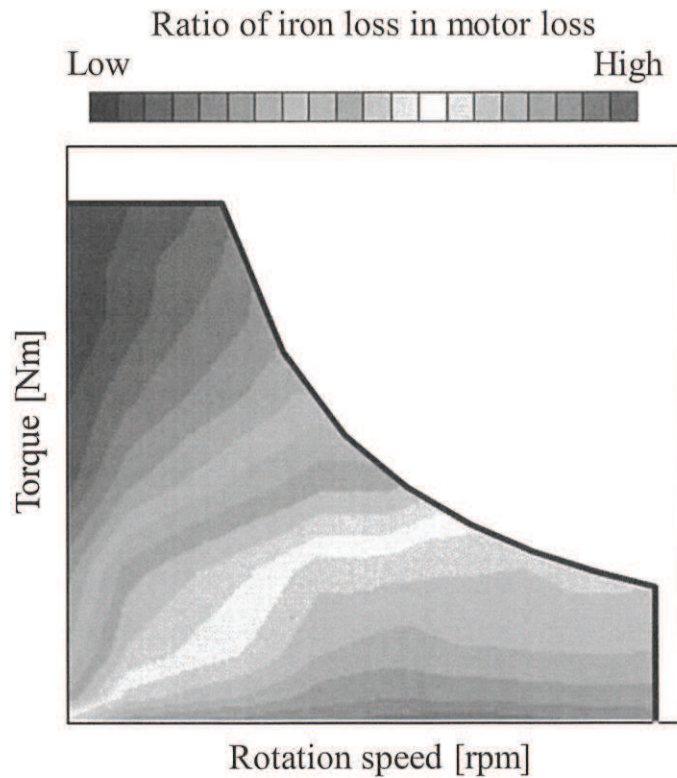


Fig. 1.6. Example of ratio of iron loss in motor loss.
 図 1.6 各動作点におけるモータ損失に占める鉄損の割合の一例

鉄損低減策の立案・検証には、鉄損の正確な評価が重要になる。鉄損の評価方法は、実機を用いた測定とシミュレーションによる計算の 2 種類に分けられる。このうち、実機を用いた測定による評価においては、Fig. 1.7 に示すように、鉄損は銅損に比べて発生メカニズムが複雑で発生源が多岐にわたるため、現状鉄損単体の測定は難しく、一般的に入力（電流×電圧）から、モータ出力（トルク×回転数）、銅損（ I^2R 、もしくはシミュレーションによる計算値。ただし I は電流実効値、 R は巻線抵抗を示す）、機械損（軸受け損、風損など）を差し引いた残りとして定義される。この測定において、出力はトルク計の精度に大きく依存するが、トルク計は測定レンジと測定分解能（精度）に相関があり、トルクがダイナミックに変化する自動車用主機モータの測定においては、誤差を生じやすい。また、測定中に発生する損失により、モータの温度が上昇するが、これにより巻線抵抗や、モータ内に含まれる磁石の性能が変化することで測定毎のバラツキが大きくなる。このような測定上の難しさに加えて、この測定で評価できるのは鉄損の総量のみであり、どこでどれだけ損失が発生しているか評価することはできない。また、測定した鉄損を Fig. 1.7 に示した発生要因別に分離することもできないため、鉄損低減策を測定結果のみから具体化することは難しいといえる。一方、数値シミュレーションでは、鉄損のモデル化次第で、発生要因毎に損失分布の可視化が可能のため、鉄損の分析と低減策の具体化にとって有効な手段となり得る。したがって、鉄損の正確な分析に基づく主機モータ鉄損低減策の効果最大化においては、数値シミュレーションを活用した高精度な鉄損予測技術の確立が重要となる。

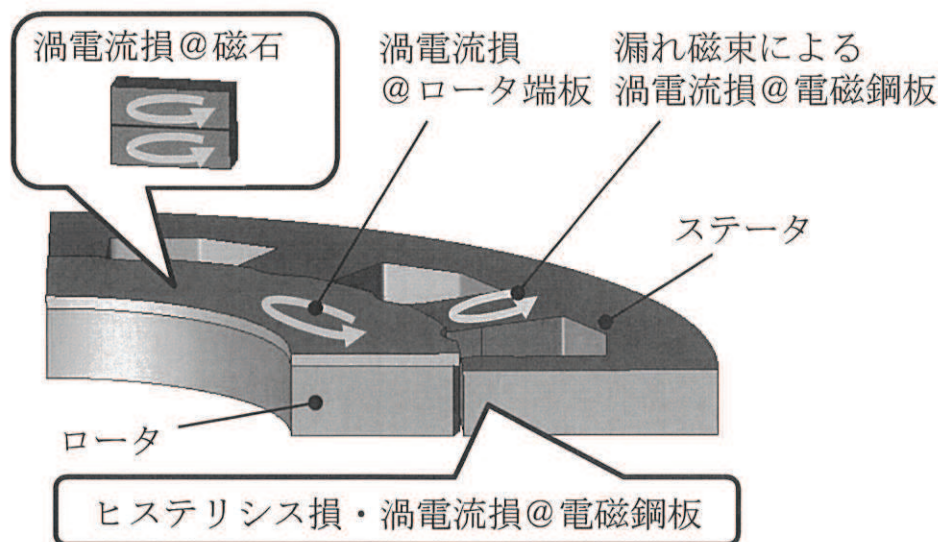


Fig. 1.7. Causes of iron loss in motors.
 図 1.7 モータにおける鉄損の発生要因

1.2 高精度鉄損予測手法確立に向けた課題

モータにおける鉄損予測には、Fig. 1.8 に示すように、様々な課題^{(6), (7)}が存在し、計算精度の低下を招いている。表 1.1 に、モータにおける鉄損予測の課題をまとめる。これまでに、モータの損失を高精度に予測するための手法については、数多くの研究がなされてきた。しかしながら、以下に挙げる問題点から、特に製造過程における種々の加工の影響を受ける量産主機モータの損失を高精度に予測可能な状況に至っていない。

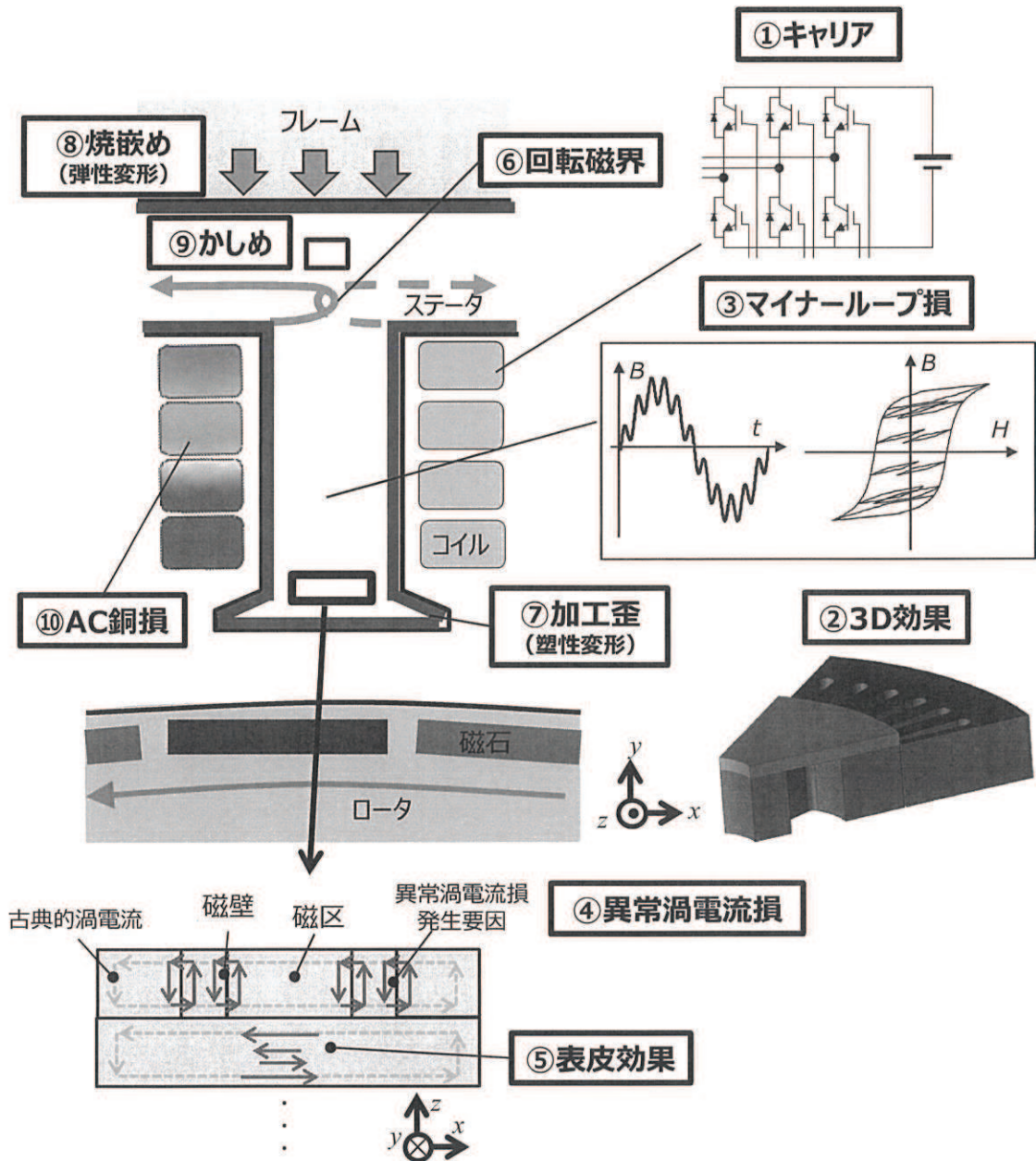


Fig. 1.8. Issues in iron loss estimation technology.

図 1.8 鉄損予測技術の課題

Table 1.1 Issues in iron loss estimation technology.

表 1.1 鉄損予測技術の課題

課題番号	課題
1	キャリア高調波成分の考慮
2	3D 効果の考慮
3	マイナーループ部の損失予測
4	異常渦電流損のモデル化
5	表皮効果の影響の考慮
6	回転磁界の考慮
7	加工歪の影響の考慮
8	焼嵌めの影響の考慮
9	かしめの影響の考慮
10	AC 銅損

問題 1: 鉄損は、ヒステリシス損、古典的渦電流損、異常渦電流損に大別されると考えられている。このうち、ヒステリシス損と古典的渦電流損については、具体的な予測手法が提案されている。異常渦電流損^{(8),(9),(10),(11),(12),(13)}は、Fig. 1.9 に示すように磁性体の磁壁の移動に関係した損失と考えられている。この磁壁挙動のスケールは数十～数百 nm であるため、直径が 200 mm を超える主機モータの損失予測に使用する有限要素モデルの要素サイズでは、この磁壁挙動を直接考慮することは現状では困難である。したがって、有限要素法による鉄損予測に対応した異常渦電流損のモデル化が必要となるが、未確立である。

問題 2: 前述のように、異常渦電流損はマイクロなスケールの損失であり、直接測定できないため、測定可能な鉄損を、ヒステリシス損、古典的渦電流損、異常渦電流損に分離して分析する必要がある。このような考えに基づき、異常渦電流損を分離する方法は数多くの研究^{(14),(15)}がなされてきたが、いくつかの仮定（古典的渦電流損は周波数の 2 乗に比例、表皮効果は無視するなど）を含んでおり、異常渦電流損の分離方法の確立には至っていない。このように、異常渦電流損に対する基礎的性質の検討は十分には進んでおらず、予測モデルへの反映が困難な状況にある。

問題 3: 量産主機モータでは、コアを組み付ける際の焼嵌めになどに起因する圧縮応力や打抜き加工による塑性変形により損失が増加することが知られており^{(16),(17)}、その検討は、主機モータの損失を高精度に予測するために必要不可欠である。これまでの研究で、圧縮応力印加時や塑性変形時の磁気ヒステリシスに対する検討は進められてきたが、異常渦電流損に対する分析は十分に進んでおらず、圧縮応力や塑性

変形を考慮した予測モデルは未確立である。

そこで本研究では、異常渦電流損に関して上述した種々の問題点を検討し、量産主機モータの設計に活用可能な実用的な損失予測手法の確立に資することを目的とする。

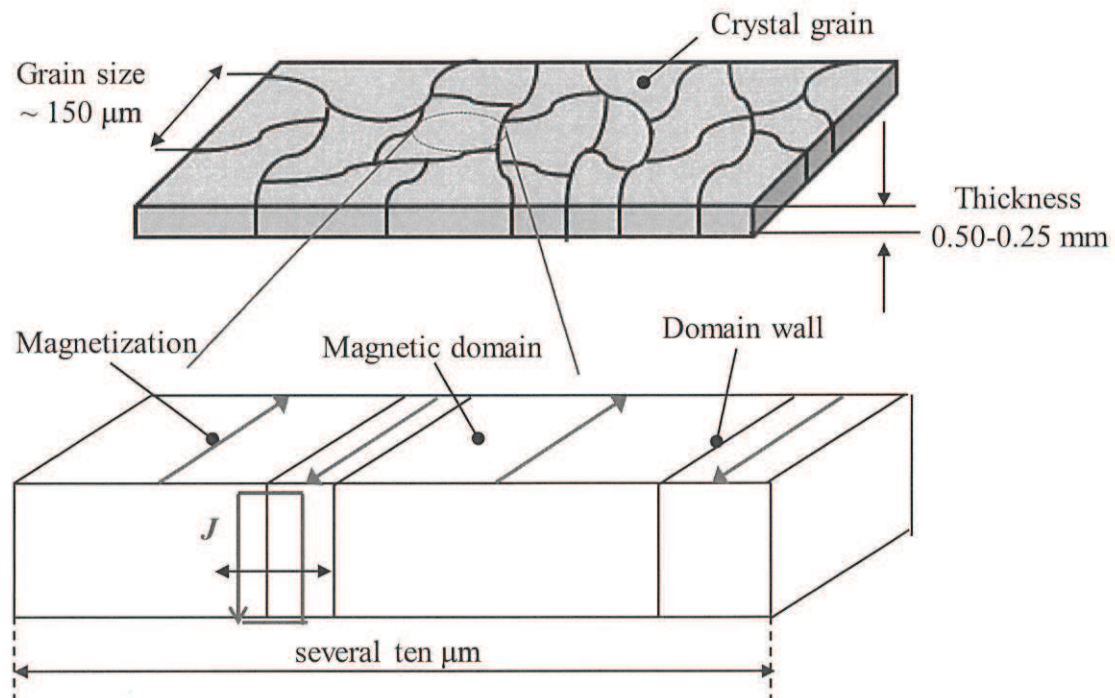


Fig. 1.9. Presumed mechanism of excess loss.

図 1.9 推定されている異常渦電流損の発生メカニズム

1.3 本研究の概要

本研究では、異常渦電流損を考慮したモータ鉄損の高精度予測手法について論究したものである。

第 1 章では、本研究の背景および鉄損予測における問題点、本研究の目的、本研究の概要について述べる。

第 2 章では、鉄損を計算する上で必要となる磁界解析手法およびヒステリシス損と古典的渦電流損のモデル化手法について述べる。

第 3 章では、異常渦電流損のモデル化手法について述べ、基礎的な検証モデルを用いて、鉄損予測精度を検証する。

第 4 章では、モータ製造時のモータ Assy 化に必要となる焼嵌めにより生じる圧縮

応力や打抜き加工によって生じるモータコアの塑性変形が異常渦電流損に及ぼす影響について述べる。

第5章では、2章から4章で述べた鉄損のモデル化手法をモータへ適用し、モータの鉄損予測精度を検証する。

第6章では、本研究を総括し、今後の課題および展望について述べる。

第2章 種々の鉄損予測手法

2.1 序言

シミュレーションを活用した鉄損計算は、磁界解析のプロセス内で鉄損を計算する直接法と、磁界解析の後処理として鉄損を計算する後処理法の2種に大別される^{(18), (19), (20), (21)}。各手法の概要を Table 2.1 に示す。このうち、直接法は、磁界解析に使用する磁化特性としてヒステリシスループを考慮した上で、モータコアを3次元的にモデル化し渦電流を直接計算する方法となる。このようなコンセプトから、モータの鉄損を解析する場合、非線形磁化特性を考慮した反復計算の収束に要する時間が増加する他、モータコアの積層構造のモデル化に伴う要素数の増大と定常状態に至るまでに数周期の計算が必要となり、計算時間が莫大になる。前章で述べたように、自動車用主機モータは運転モードに応じて多様な動作点を使用することに加え、動作点毎に適切な制御方式が異なり、制御方式の違いによっても巻線に流れる電流波形が変化し、損失も変化する。そのため、自動車用主機モータ性能の評価では、Fig. 2.1 に示すように、運転モードや制御方式の違いを考慮して数十点の動作点で評価し、駆動域全体の効率を求める必要がある。近年、HPC (High Performance Computing) システムに代表される計算環境の強化や、並列計算技術の発達から計算時間の短縮が進んでいるものの、このような背景から、未だ実用に至っていない。

Table 2.1 Comparison of magnetic field analysis used for direct method and post-processing method in iron loss estimation.

表 2.1 鉄損計算における直接法と後処理法に用いられる磁界解析の比較

項目	直接法	後処理法
解析モデルの次元	3次元	2次元
要素数	数百万要素	数千～数万要素
磁界解析に使用する磁化特性	ヒステリシスループ	初磁化曲線
磁界解析でのモータコアの渦電流	考慮	未考慮

一方、後処理法では、2次元磁界解析により計算された電気角1周期分の各要素 (e) の磁束密度の時刻歴波形 $b_e(t)$ を用いて、鉄損を計算する。磁界解析に要する計算コストが直接法に比べて小さく、数十点の計算が必要となる自動車用主機モータの効率計算においては実用的な手法と言える。また、これまで、後処理法に用いられる鉄損計算手法として、Steinmetz's equation⁽²²⁾に基づく方法が主に用いられてきた。Steinmetz's equation は、試験片に正弦波磁束を発生させた際の鉄損測定値を基に、ヒステリシス損は周比数に比例し渦電流損は周波数の2乗に比例するという仮定のもと、Fig. 2.2 に示すように2周波分離を用いてヒステリシス損係数 K_h と渦電流損係数 K_e を同定する。

モータ駆動時には、コアに生じる磁束に、インバータキャリアや、幾何形状に起因する高調波が重畳する^{(20), (21)}。このような高調波磁束を対象に鉄損を計算する場合には、ヒステリシス損係数や渦電流損係数を基本的に正弦波交流磁束から導出していることや、ヒステリシス損や渦電流損の周波数に対する次数に関する仮定に起因する誤差で、鉄損予測精度が低下する。そこで、高調波磁束によって生じる、ヒステリシスループ上のマイナーループの影響や、高調波成分により強まる鋼板内部の表皮効果の影響を考慮すべく、後処理としてヒステリシス曲線を考慮した一次元渦電流解析を行う手法⁽²⁰⁾が提案されている。

本章では、主機モータの効率マップ計算に適した、後処理法による鉄損計算の具体的な手順を述べる。

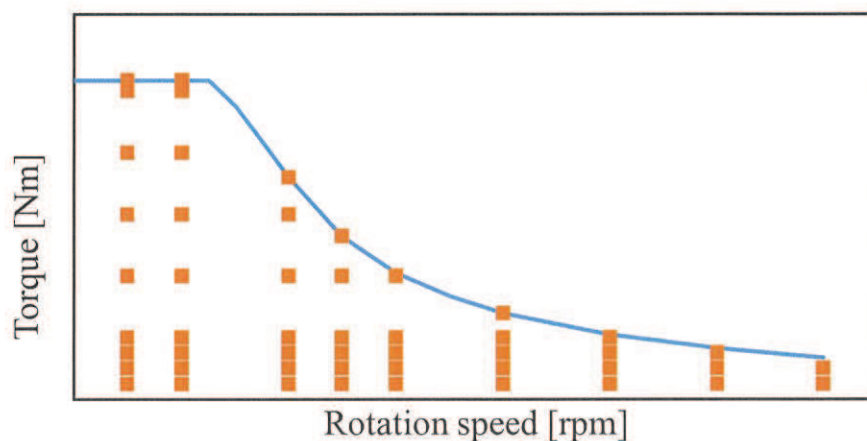


Fig. 2.1. Example of calculation points necessary for generating efficiency map of main motor.

図 2.1 主機モータの効率マップ生成に必要な計算点の例

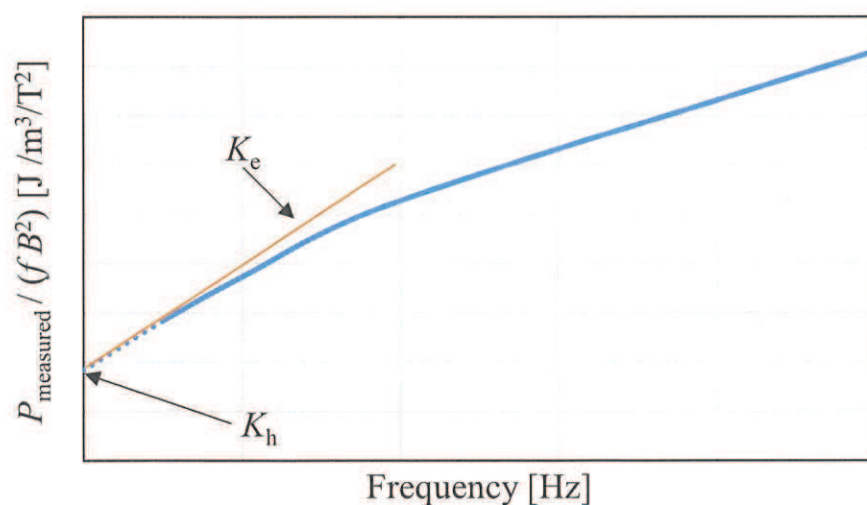


Fig. 2.2. Example of identification of hysteresis loss coefficient and eddy current loss coefficient by two-frequency method.

図 2.2 2周波法によるヒステリシス損係数と渦電流損係数の同定の例

2.2 支配方程式

第2節では、磁気ベクトルポテンシャル A と電気スカラーポテンシャル ϕ を未知変数とした際の支配方程式について述べる。ここでは、ある電流密度 J_0 [A/m²] が存在し、 J_0 の時間的変化によって磁界強度 H [A/m] を生じ、透磁率 μ [H/m] の物体内の磁束密度 B [T] の変化によって生じた電圧によって、物体内に電流密度 J_c [A/m²] を生じ、 J_c が J_0 とともに再び磁界 H を生じる、という現象を考える。

電磁場を記述するマクスウェル方程式は、以下のように表される。

$$\text{rot}H = J_0 + J_c + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\text{rot}E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\text{div}D = \rho \quad (2.3)$$

$$\text{div}B = 0 \quad (2.4)$$

ここで、 D は電束密度 [C/m²]、 E は電界強度 [V/m]、 t は時間 [s]、 ρ は体積電荷密度 [Q/m³] をそれぞれ表す。また、透磁率 μ と誘電率 ε [F/m] を用いると以下の関係を得る。

$$B = \mu H \quad (2.5)$$

$$D = \varepsilon E \quad (2.6)$$

ここで、変位電流項と呼ばれる (2.1) 式の右辺第2項の取扱いについて検討する。本論文で対象とするモータの動作周波数を考えると、基本周波数は最大でも 1 kHz 程度であり、PWM 励磁する領域において、現在量産されているインバータのキャリア周波数の4次成分までを考慮しても、せいぜい 30 kHz 程度までが計算の対象となると考えればよい。いま、電気導電率 σ [S/m] の物体に電界強度 E_c が印加されたときに流れる電流密度 J_c は以下のように表される。

$$J_c = \sigma E_c \quad (2.7)$$

変位電流項を J_d とすると、誘電率 ε の物体に電界強度 E_c が印加されたとき、 J_d は (2.6) 式より以下のように変形される。

$$J_d = \frac{\partial D}{\partial t} = \varepsilon \frac{\partial E_c}{\partial t} \quad (2.8)$$

ここで E_c は振幅 E_m 、周波数 f [Hz] の正弦波を仮定すると、 J_c と J_d の絶対値の比は以下ようになる。

$$\left| \frac{J_d}{J_c} \right| = \frac{2\pi f \varepsilon E_m}{\sigma E_m} \quad (2.9)$$

物体が導体であるとする、 σ のオーダーは 10^8 、 ε のオーダーは 10^{-10} である。すなわち、(2.9) 式は $2\pi f \times 10^{-18}$ のオーダーとなる。モータでは最大でも数十 kHz の現象を捉えれ

ばよいことから、 J_d は J_e と比べて極めて小さくなるため、本論文では、変位電流項を無視できるものとする。ここで磁気ベクトルポテンシャル A は磁束密度 B に対して以下のような関係となる。

$$\mathbf{B} = \text{rot}A \quad (2.10)$$

(2.2) 式に (2.10) 式を代入すると (2.11) 式を得る。

$$\text{rot}\left(\mathbf{E} + \frac{\partial A}{\partial t}\right) = 0 \quad (2.11)$$

(2.11) 式と (2.12) 式に示すベクトル公式より、電界 E は (2.13) 式で記述できる。

$$\text{rot}(-\text{grad}\phi) \equiv 0 \quad (2.12)$$

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial A}{\partial t} - \text{grad}\phi \quad (2.13)$$

(2.7) 式と (2.13) 式より、物体内に生じる電流 J_e は (2.14) 式となる。

$$\mathbf{J}_e = \sigma\left(-\frac{\partial A}{\partial t} - \text{grad}\phi\right) \quad (2.14)$$

以上のことから、(2.1) 式と (2.14) 式を用いて、支配方程式として (2.15) 式を得る。

$$\text{rot}\left(\frac{1}{\mu}\text{rot}A\right) = \mathbf{J}_0 + \sigma\left(-\frac{\partial A}{\partial t} - \text{grad}\phi\right) \quad (2.15)$$

また、物体内の電荷保存則より (2.16) 式を得る。

$$\text{div}\mathbf{J}_e = \text{div}\left\{\sigma\left(-\frac{\partial A}{\partial t} - \text{grad}\phi\right)\right\} = 0 \quad (2.16)$$

2.3 二次元磁界有限要素解析の定式化

モータの磁界解析において、モータ形状が端部を除き、多くの場合軸方向に均一な形状となっているため、計算コスト削減を狙って二次元磁界有限要素解析が使用される。加えて、後処理法により鉄損を計算する場合、Table 2.1 に示すように二次元磁界有限要素解析では渦電流を無視して計算する。ここで、モータ巻線に通電される電流方向は、軸方向を z としたデカルト座標系において $\mathbf{J}_0 = J_{0z}$ となり、磁気ベクトルポテンシャル A も z 成分のみとなる。以上のことから、(2.15) 式は次式のようになる。

$$-\frac{1}{\mu}\left(\frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}\frac{\partial A_z}{\partial y}\right) = J_{0z} \quad (2.17)$$

このように定式化された問題の解を求めるにあたり、モータの磁界解析においては、有限要素法が広く活用されている。有限要素法では、(2.17) 式のような支配方程式からある境界条件のもとに数値解を求める場合、微分方程式を直接解いて解を算出することは、ほとんどの場合困難であり、そのため別の手段を用いて数値解を得る。本節では、三角形 1 次要素を用いた有限要素法において、一般に応用範囲の広い重み付き

残差法の1つであるガラーキン法を適用する場合について説明する。

2.3.1 残差方程式の導出

未知関数 φ が、領域全体で (2.18) 式で表される微分方程式を満たすとする。

$$f(\varphi) = 0 \quad (2.18)$$

しかし、もし近似解 φ' を採用した場合には、一般的に φ' は (2.18) 式を満足せず、次のようになる。

$$f(\varphi') = R \neq 0 \quad (2.19)$$

ここで、 R を残差と呼ぶ。このとき、最良の解を得るには考察する全領域での R の積分を最小にすればよい。しかし、単に残差そのものだけでなく、重みをおいて誤差評価を行う方法を重み付き残差法と呼び、変数 g を重み関数とすると、二次元場において、次式を満足する解 φ' は厳密解 φ の近似解として求めることができる。

$$\iint_S R \cdot g \, dS = 0 \quad (2.20)$$

ガラーキン法は、重み関数として補間関数を用いる重み付き残差法である。ここで、Fig. 2.3 に示すような、ある1つの要素内のポテンシャル A が、要素を構成する節点のポテンシャルの関数形で表現されるとし、補間関数 N を導入する。

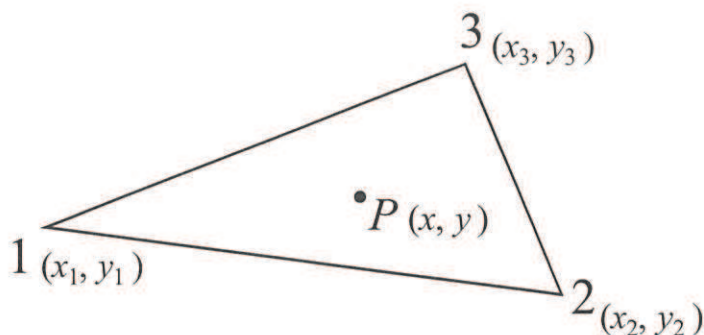


Fig. 2.3. First order triangular element in Cartesian coordinate system.

図 2.3 デカルト座標系における一次三角形要素

三角形要素の場合、要素内の任意の点におけるポテンシャル A_P は節点上のポテンシャル A_1, A_2, A_3 を用いて次式で表現できるとする。

$$A_P = \sum_{i=1}^3 N_i A_i \quad (2.21)$$

一次要素であるから、三角形内部の A は以下のようにおくことができる。

$$A(x, y) = \alpha_1 + \alpha_2 x + \alpha_3 y \quad (2.22)$$

したがって、節点 1, 2, 3 における A の値は次式で表すことができる。

$$\begin{cases} A_1 = \alpha_1 + \alpha_2 x_1 + \alpha_3 y_1 \\ A_2 = \alpha_1 + \alpha_2 x_2 + \alpha_3 y_2 \\ A_3 = \alpha_1 + \alpha_2 x_3 + \alpha_3 y_3 \end{cases} \Leftrightarrow \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & x_1 & y_1 \\ 1 & x_2 & y_2 \\ 1 & x_3 & y_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \alpha_3 \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

いま，対象としている三角形要素の面積を S とすると以下を得る．

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \alpha_3 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & x_1 & y_1 \\ 1 & x_2 & y_2 \\ 1 & x_3 & y_3 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2S} \begin{pmatrix} x_2 y_3 - x_3 y_2 & x_3 y_1 - x_1 y_3 & x_1 y_2 - x_2 y_1 \\ y_2 - y_3 & y_3 - y_1 & y_1 - y_2 \\ x_3 - x_2 & x_1 - x_3 & x_2 - x_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.24)$$

さらに (2.23) 式に (2.24) 式を代入すると以下を得る．

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{2S} [(x_2 y_3 - x_3 y_2) + (y_2 - y_3)x + (x_3 - x_2)y] A_1 \\ &\quad + \frac{1}{2S} [(x_3 y_1 - x_1 y_3) + (y_3 - y_1)x + (x_1 - x_3)y] A_2 \\ &\quad + \frac{1}{2S} [(x_1 y_2 - x_2 y_1) + (y_1 - y_2)x + (x_2 - x_1)y] A_3 \end{aligned} \quad (2.25)$$

(2.25) 式と (2.21) 式を比較すると，一次三角形要素における補間関数 N は以下のよう
に表せられる．

$$\begin{cases} N_1 = \frac{1}{2S} [(x_2 y_3 - x_3 y_2) + (y_2 - y_3)x + (x_3 - x_2)y] \\ N_2 = \frac{1}{2S} [(x_3 y_1 - x_1 y_3) + (y_3 - y_1)x + (x_1 - x_3)y] \\ N_3 = \frac{1}{2S} [(x_1 y_2 - x_2 y_1) + (y_1 - y_2)x + (x_2 - x_1)y] \end{cases} \quad (2.26)$$

(2.26) 式で得られた補間関数 N を用いてガラーキン法を適用すると，次のような残差
方程式を得る．ただし，磁化特性は等方性であるとしている．

$$G_i = \iint_{S_A} \left(-\frac{1}{\mu} \right) \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) dx dy - \iint_{S_A} N_i J_{0z} dx dy = 0 \quad (2.27)$$

ここで， G_i は残差， i は有限要素の節点番号， S_A は解析領域を示す．(2.28) 式に示す微
分公式を用いると，(2.27) 式の左辺第 1 項は (2.29) 式のように変形できる．

$$[f(x)g(x)]' = f'(x)g(x) + f(x)g'(x) \quad (2.28)$$

$$\iint_{S_A} \left\{ \left(-\frac{1}{\mu} \right) \frac{\partial}{\partial x} N_i \frac{\partial A_z}{\partial x} - \left(-\frac{1}{\mu} \right) \frac{\partial N_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \left(-\frac{1}{\mu} \right) \frac{\partial}{\partial y} N_i \frac{\partial A_z}{\partial y} - \left(-\frac{1}{\mu} \right) \frac{\partial N_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right\} dx dy \quad (2.29)$$

さらに (2.29) 式を変形して (2.30) 式を得る.

$$\iint_{S_A} \left\{ \left(-\frac{1}{\mu} \right) \frac{\partial}{\partial x} N_i \frac{\partial A_z}{\partial x} + \left(-\frac{1}{\mu} \right) \frac{\partial}{\partial y} N_i \frac{\partial A_z}{\partial y} + \left(\frac{1}{\mu} \right) \frac{\partial N_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \left(\frac{1}{\mu} \right) \frac{\partial N_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right\} dx dy \quad (2.30)$$

ここで, (2.31) 式に示すグリーンの定理を応用すると (2.30) 式の積分内部項の第1項は (2.32) のように変形できる

$$\iint_S \left(\frac{dQ}{dx} - \frac{dP}{dy} \right) dx dy = \oint_{C_A} (P dx + Q dy) \quad (2.31)$$

$$\begin{aligned} & \iint_{S_A} \left\{ \left(-\frac{1}{\mu} \right) \frac{\partial}{\partial x} N_i \frac{\partial A_z}{\partial x} + \left(-\frac{1}{\mu} \right) \frac{\partial}{\partial y} N_i \frac{\partial A_z}{\partial y} \right\} dx dy \\ &= \left(-\frac{1}{\mu} \right) \oint_{C_A} N_i \left(\frac{\partial A_z}{\partial x} dy - \frac{\partial A_z}{\partial y} dx \right) \end{aligned} \quad (2.32)$$

ここで, 変数 C_A は解析領域外周の境界を表す. (2.32) 式の右辺は境界 C_A を自然境界として扱う場合は0となるほか, ポテンシャル0の固定境界でも0となる. このことから, (2.32) 式は0と置ける. 以上のことから (2.27) 式は次式のように変形できる.

$$G_i = \iint_{S_A} \left\{ \left(\frac{1}{\mu} \right) \frac{\partial N_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \left(\frac{1}{\mu} \right) \frac{\partial N_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right\} dx dy - \iint_{S_A} N_i J_{0z} dx dy = 0 \quad (2.33)$$

2.3.2 残差方程式の離散化

本節では, (2.33) 式により定式化した残差方程式から, ある要素 (e) について離散化を行う. このとき, 要素内で面積分を行う必要がある. 三角形要素の場合, 磁気ベクトルポテンシャル A の z 方向成分 A_z は, (2.20) 式より, 以下のように表せる.

$$A_z^{(e)} = \sum_{k=1}^3 N_{ke} A_{zke} \quad (2.34)$$

(2.34) 式を用いて, (2.33) 式の左辺第1項を節点 i に対して離散化すると, (2.35) 式を得る.

$$G_i^{(e)} = \sum_{k=1}^3 \iint_{S^{(e)}} \left\{ \left(\frac{1}{\mu^{(e)}} \right) \frac{\partial N_i^{(e)}}{\partial x} \cdot \frac{\partial N_{ke}}{\partial x} + \left(\frac{1}{\mu^{(e)}} \right) \frac{\partial N_i^{(e)}}{\partial y} \cdot \frac{\partial N_{ke}}{\partial y} \right\} A_{zke} dx dy \quad (2.35)$$

ここで $S^{(e)}$ はある要素 (e) の領域を表す。ここで、簡単のため、以下の(2.36)式、(2.37)式を導入する。

$$\begin{cases} c_{1e} = y_{2e} - y_{3e} \\ c_{2e} = y_{3e} - y_{1e} \\ c_{3e} = y_{1e} - y_{2e} \end{cases} \quad (2.36)$$

$$\begin{cases} d_{1e} = x_{3e} - x_{2e} \\ d_{2e} = x_{1e} - x_{3e} \\ d_{3e} = x_{2e} - x_{1e} \end{cases} \quad (2.37)$$

この関係を用いて(2.38)式を導入する。

$$S_{i\ ke} = \frac{1}{4S^{(e)}} (c_i^{(e)} c_{ke} + d_i^{(e)} d_{ke}) \quad (2.38)$$

このとき、(2.35)式は以下の(2.39)式のように表せる

$$\begin{aligned} & \sum_{k=1}^3 \iint_{S^{(e)}} \left\{ \left(\frac{1}{\mu^{(e)}} \right) \frac{\partial N_i^{(e)}}{\partial x} \cdot \frac{\partial N_{ke}}{\partial x} + \left(\frac{1}{\mu^{(e)}} \right) \frac{\partial N_i^{(e)}}{\partial y} \cdot \frac{\partial N_{ke}}{\partial y} \right\} A_{z\ ke} \, dx dy \\ & = \left(\frac{1}{\mu^{(e)}} \right) \sum_{k=1}^3 S_{i\ ke} \cdot A_{z\ ke} \end{aligned} \quad (2.39)$$

また、以下の(2.40)式に示す積分公式(付録1参照)を活用する。

$$\iint_S N_1^l N_2^m N_3^n \, dx dy = 2S \frac{l!m!n!}{(l+m+n+2)!} \quad (2.40)$$

(2.33)式の左辺第2項を節点 i に対して離散化すると、(2.40)式を用いて(2.41)式を得る。

$$\iint_{S^{(e)}} (N_i) J_{0z} \, dx dy = \frac{S^{(e)}}{3} J_{0z} \quad (2.41)$$

(2.39)式および(2.41)式から、ある要素 (e) の節点 i における残差方程式は(2.42)式となる。

$$G_i^{(e)} = \left(\frac{1}{\mu^{(e)}} \right) \sum_{k=1}^3 S_{i\ ke} \cdot A_{z\ ke} - \frac{S^{(e)}}{3} J_{0z} \quad (2.42)$$

2.3.3 非線形特性の考慮

自動車用主機モータのコアには、無方向性電磁鋼板が一般に採用されている。無方向性電磁鋼板は磁化特性が非線形性を有することが知られている。したがって、(2.33)式で表された残差方程式は、非線形方程式となり、(2.43)式に示すニュートン・ラフソン法による数値解法を用いる。

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{G}^{(k)}}{\partial \mathbf{A}} \delta \mathbf{A}^{(k)} = -\mathbf{G}^{(k)} \\ \mathbf{A}^{(k+1)} = \mathbf{A}^{(k)} + \alpha \cdot \delta \mathbf{A}^{(k)} \end{cases} \quad (2.43)$$

ここで k はニュートン・ラフソン法における反復回数を, δA はベクトルポテンシャルの修正量を, α はステップサイズを表す. Fig. 2.4 にニュートン・ラフソン法の概念を示す.

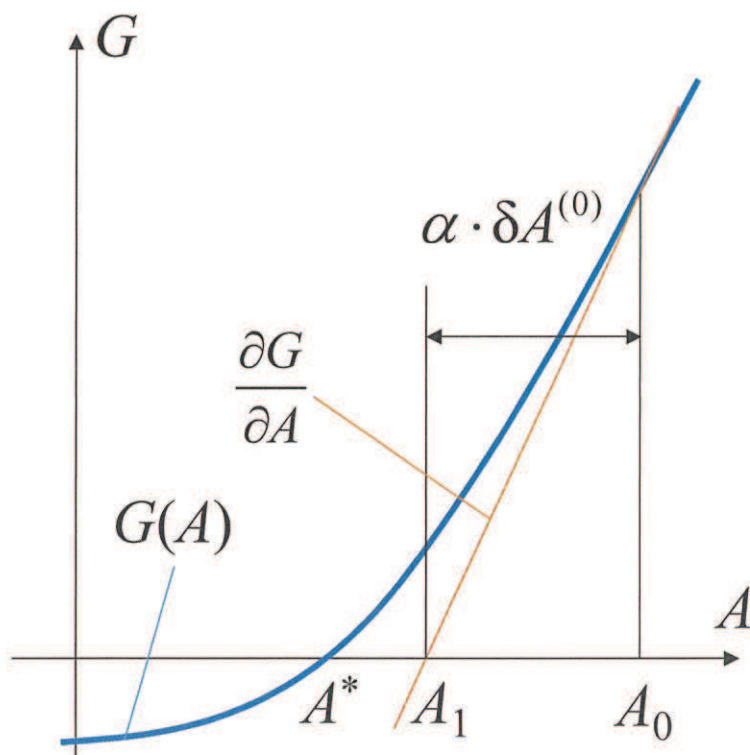


Fig. 2.4. Concept of Newton-Raphson method.
 図 2.4 ニュートン・ラフソン法の概念

(2.43) 式を計算するためには, $\partial G / \partial A$ を算出しておく必要がある. (2.42) 式に対して, ベクトルポテンシャルに関する偏微分をとると (2.44) 式を得る.

$$\frac{\partial G_i^{(e)}}{\partial A_j} = \left(\frac{1}{\mu^{(e)}} \right) S_{ij} - \frac{\partial \left(\frac{1}{\mu^{(e)}} \right)}{\partial A_j} \cdot \sum_{k=1}^3 S_{i ke} \cdot A_{z ke} \quad (2.44)$$

以上より, (2.43) 式に (2.42) 式および (2.44) 式を代入し, Fig. 2.5 に示すニュートン・ラフソン法のフローに従って収束するまで反復計算することで, ベクトルポテンシャル A_2 を求めることができる.

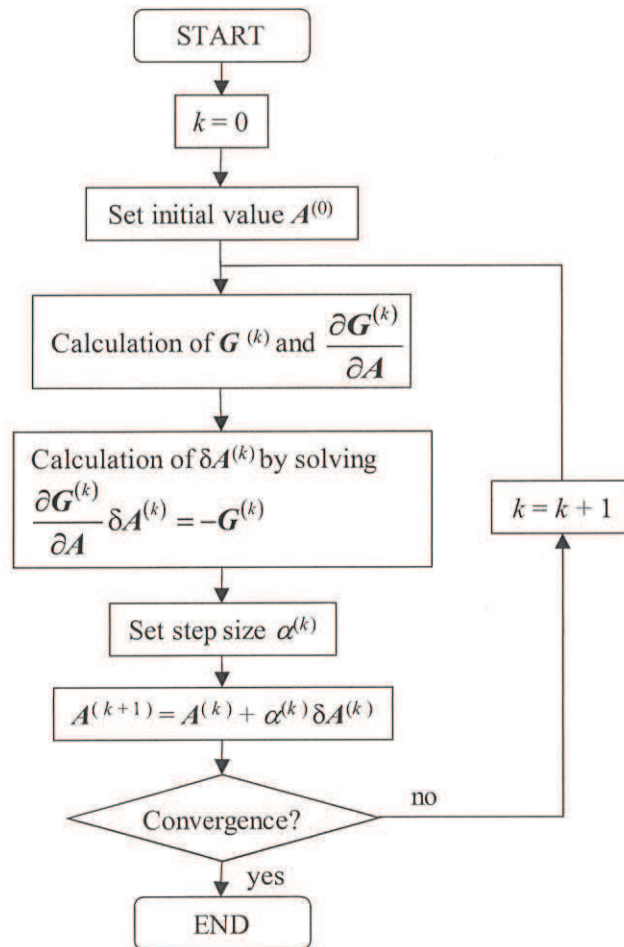


Fig. 2.5. Calculation flow of Newton-Raphson method.
 図 2.5 ニュートン・ラフソン法による計算フロー

2.4 後処理型の鉄損予測手法

後処理による鉄損計算においては、Fig. 2.6 に示すように、これまでに述べた二次元静磁界有限要素解析により計算された電気角 1 周期分の各要素 (e) の磁束密度の時刻歴波形 $b_e(t)$ を用いて、鉄損を計算する。

ここでは、磁束密度の時刻歴波形をフーリエ変換により周波数成分に分離した上で、周波数成分毎の鉄損を計算する方法⁽²¹⁾と、磁束密度の時刻歴波形を境界条件として、モータコアの積層方向に対する一次元渦電流解析を再度計算することにより鉄損を計算する方法⁽²⁰⁾の 2 つを述べる。

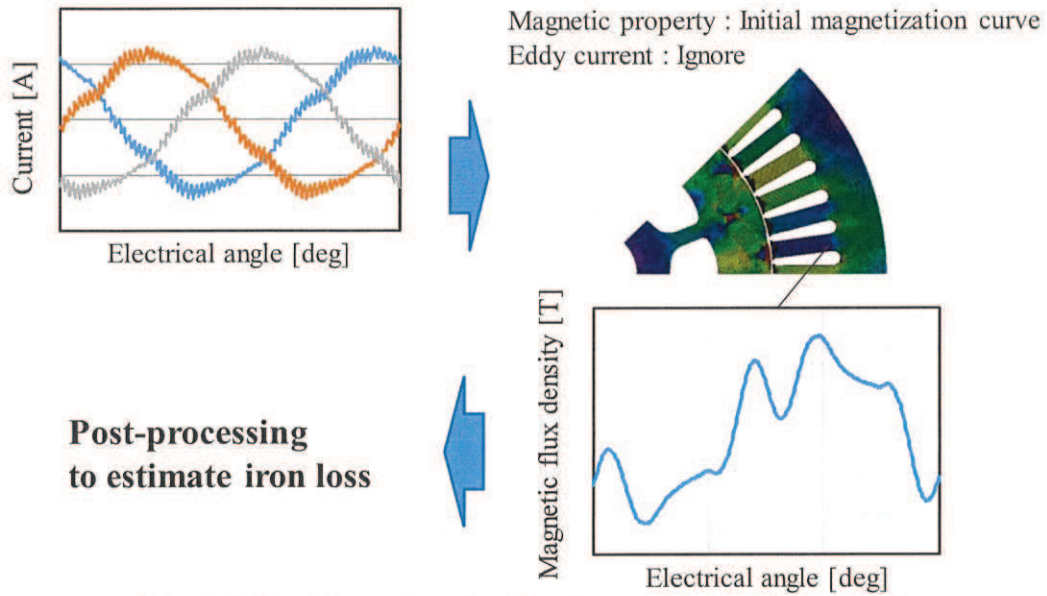


Fig. 2.6. Iron loss estimation flow by post-processing method.
 図 2.6 後処理法による鉄損計算フロー

2.4.1 Steinmetz's equation に基づく鉄損予測と課題

エプスタイン試験などを行い、電磁鋼板試験片に $b(t) = B_m \sin(2\pi f t)$ となる磁束密度振幅 B_m 、周波数 f の正弦波交番磁束を発生させ、測定した鉄損の実験値を分離して考える方法が提案されている⁽²²⁾。本論文では、鉄損 p_{iron} をヒステリシス損 p_h と渦電流損 p_e の二項に分離して考える方法について論じる。このうち、ヒステリシス損は、Fig. 2.7 に示すように、ヒステリシス曲線に囲まれた面積が 1 周期に f 回損失として計上されることから、周波数に比例する。このとき、ヒステリシス損と渦電流損はそれぞれ B_m 、 f の関数として、(2.45) 式のように定義される。

$$p_{\text{iron}} = p_h + p_e = K_h f B_m^\gamma + K_e f^\alpha B_m^\beta \quad (2.45)$$

ここで、 p_{iron} は鉄損の体積密度 [W/m^3]、 p_h はヒステリシス損の体積密度 [W/m^3] を、 p_e は渦電流損の体積密度 [W/m^3] を、 K_h はヒステリシス損係数を、 K_e は渦電流損係数をそれぞれ表す。Fig. 2.8 に示す電磁鋼板内部の磁束の変化に起因して発生するいわゆる古典的渦電流損は、表皮効果を無視した場合 (2.46) 式のように表せる。

$$p_e = \frac{\pi^2 \sigma h^2}{6} f^2 B_m^2 \quad (2.46)$$

ここで、 h は電磁鋼板の厚み [m] を表す。(2.46) 式より、Steinmetz's equation において、もっとも簡易なモデルとして $\alpha = \beta = \gamma = 2$ とおく場合を考える。このとき、(2.45) 式の両辺を $B_m^2 f$ で除すると (2.47) 式のように右辺を一次関数として定義することができる。

$$\frac{P_{\text{iron}}}{f B_m^2} = K_h + K_e f \quad (2.47)$$

したがって、ヒステリシス損係数と渦電流損係数は、複数水準の B_m , f において正弦波磁束を発生させて得られた鉄損を (2.47) 式に基づいて整理することで Fig. 2.2 に示すように、主に低周波数の領域において一次関数形で近似できる。

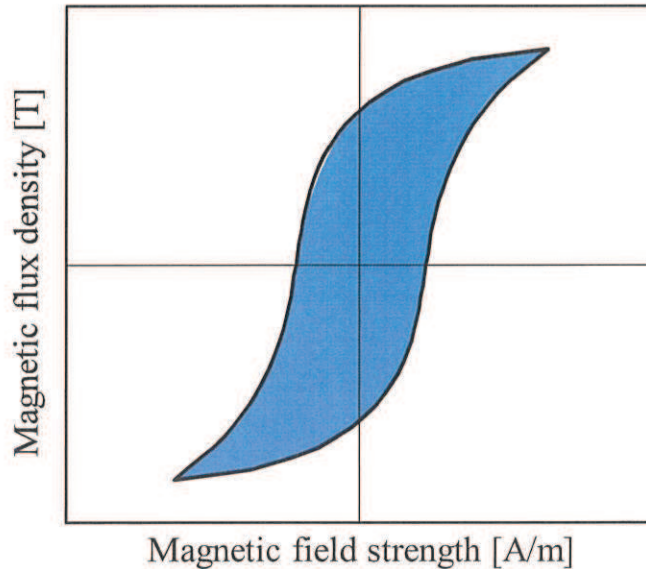


Fig. 2.7. Definition of hysteresis loss.
 図 2.7 ヒステリシス損の定義

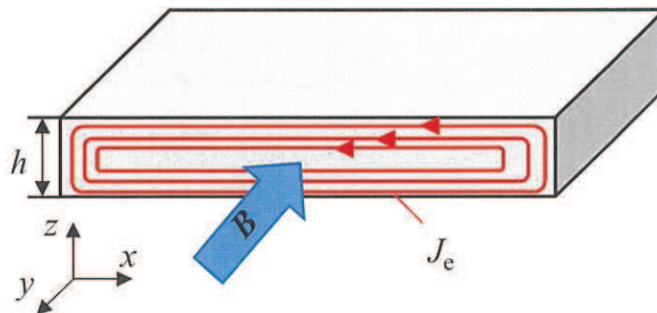


Fig. 2.8. Eddy current in silicon steel sheet.
 図 2.8 電磁鋼板内部の渦電流

本手法をモータの鉄損予測に使用する場合、磁束には高調波が重畳する。これまでに述べた Steinmetz's equation は正弦波交番磁束下の鉄損を表現するためのものである。そこで、高調波磁束へ対応するため、Fig. 2.9 および (2.48) 式で示すように、離散フーリエ変換 (DFT: Discrete Fourier Transform) を用いて、高調波磁束に起因する鉄損を、高調波磁束の各周波数成分の鉄損の重合せで表現するモデル⁽²¹⁾や、Fig. 2.10 および (2.49) 式で示すように、ヒステリシス損の計算において、高調波磁束の極値間を分割

し、各区間を正弦波とみなすことで Steinmetz's equation により損失を計算し、全区間の損失を積算するモデル⁽²³⁾が提案されている。

$$P_{\text{iron}} = \sum_{i=1}^{NE} V^{(i)} \left\{ \sum_{j=1}^{N_{DFT}} K_h(B_{m_{ij}}) f_{ij} B_{m_{ij}}^\gamma + \sum_{j=1}^{N_{DFT}} K_e(B_{m_{ij}}, f_{ij}) f_{ij}^\alpha B_{m_{ij}}^\beta \right\} \quad (2.48)$$

$$P_{\text{iron}} = \sum_{i=1}^{NE} V^{(i)} \left\{ f_1 \sum_{j=1}^{N_{LOOP}} K_h(B_{m_{ij}}) B_{m_{ij}}^\gamma + \sum_{j=1}^{N_{DFT}} K_e(B_{m_{ij}}, f_{ij}) f_{ij}^\alpha B_{m_{ij}}^\beta \right\} \quad (2.49)$$

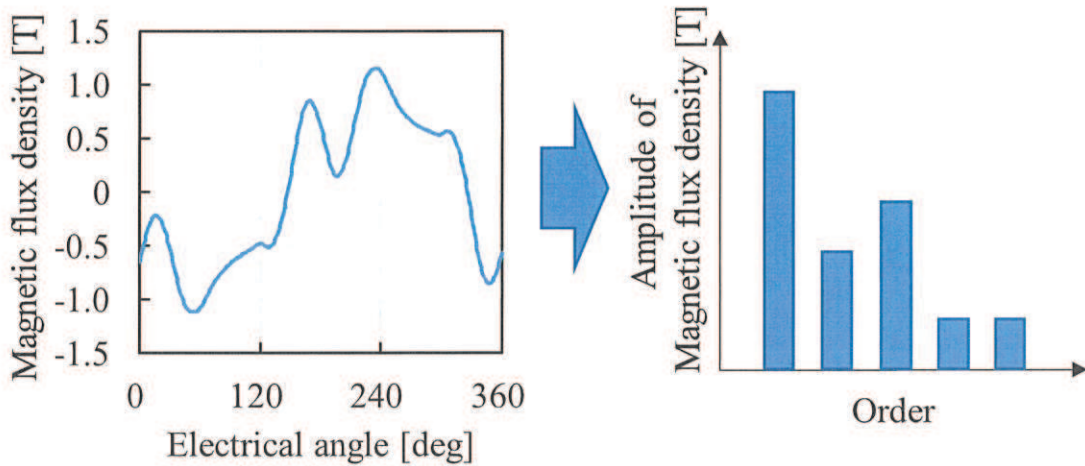


Fig. 2.9. Iron loss estimation model based on Steinmetz's equation using DFT.
 図 2.9 DFT を用いた Steinmetz's equation に基づく鉄損予測モデル

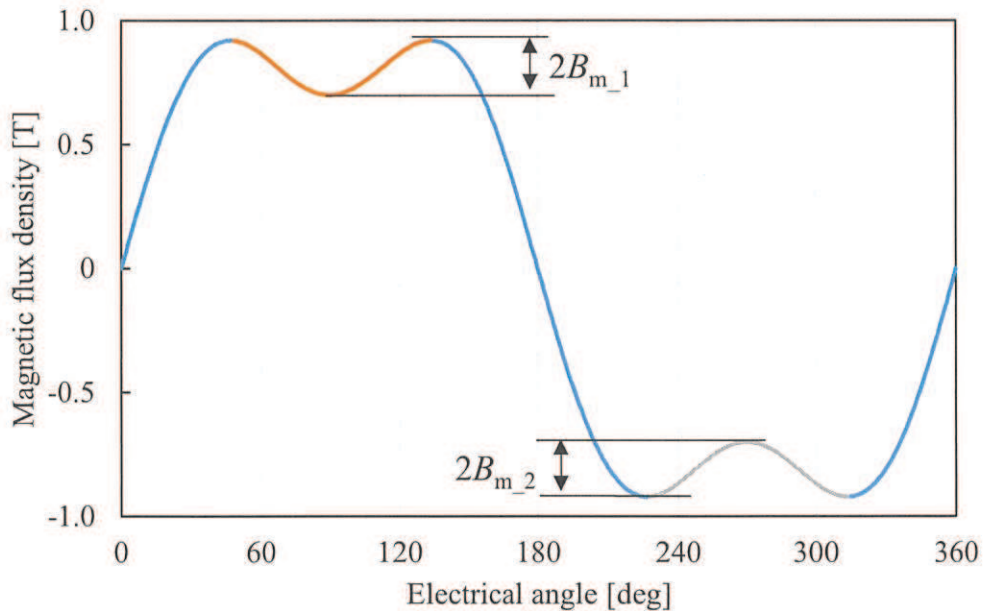


Fig. 2.10. Hysteresis loss estimation model based on Steinmetz's equation that divides harmonic flux between extreme values.

図 2.10 高調波磁束を極値間に分割した Steinmetz's equation に基づくヒステリシス損の予測モデル

前述の (2.48) 式および (2.49) 式による鉄損予測モデルの精度を検証し、鉄損予測の課題を明らかにする。ここで、(2.45) 式において、 $\alpha = \beta = \gamma = 2$ とおき、2 周波法を用いて K_h および K_e を導出する。無方向性電磁鋼板 30HX1600 を対象に、Table 2.2 に示す短冊状の試験片に正弦波磁束発生させる。試験片の長辺方向を RD (Rolling Direction) 方向とした。試験片はエッチングにて作製した。また、磁界の強さの測定は H コイル法を用いた。 K_h および K_e は以下に示す 2 つの方法で導出する。

< Iron loss coefficient I >

$f = 50 \text{ Hz}$ と 100 Hz の測定結果より (2.47) 式を用いて導出した K_h および K_e を周波数によらず一定値として扱う。それぞれの係数が持つ意味は Fig. 2.2 に示すとおりである。

< Iron loss coefficient II >

$f = 50 \text{ Hz}$ と 100 Hz の測定結果より (2.47) 式を用いて導出した K_h を周波数によらず一定値として扱う。 K_e は、各周波数で (2.47) 式を満たす値とする。 K_h と K_e の関係を Fig. 2.11 に示す。

それぞれの方法で導出した K_h を Fig 2.12 に、Iron loss coefficient I により導出した K_e を Fig 2.13 に、Iron loss coefficient II により導出した K_e を Fig 2.14 に示す。また、測定した最大周波数は 1 kHz である。

Table 2.2 Silicon steel sheet used for verification.

表 2.2 試験片の概要

Item	Value
Grade	30HX1600
Thickness [mm]	0.30
Resistivity [$\mu\Omega \cdot \text{cm}$]	56
Test piece size	30 mm \times 360 mm

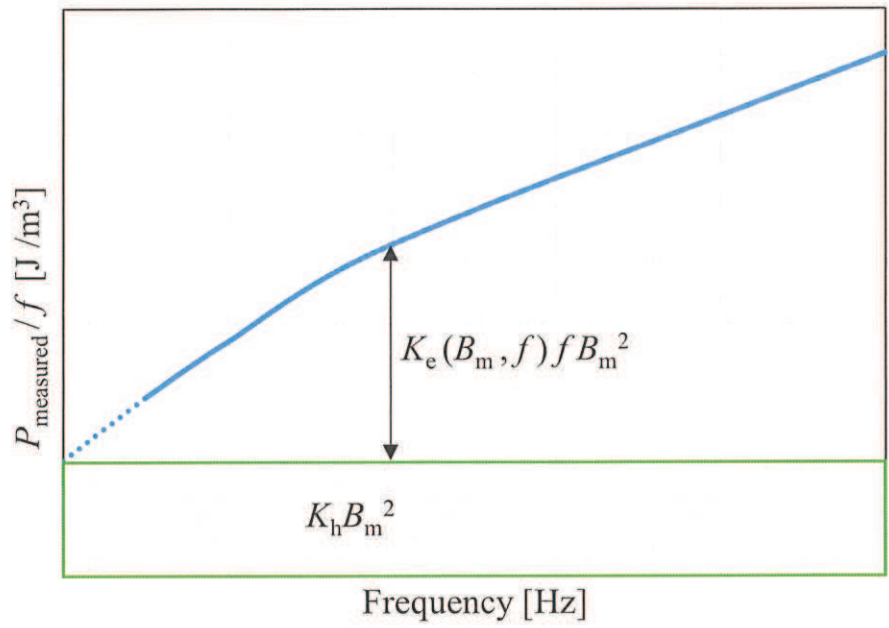


Fig. 2.11. Concept of iron loss coefficient II.
 図 2.11 Iron loss coefficient II の概要

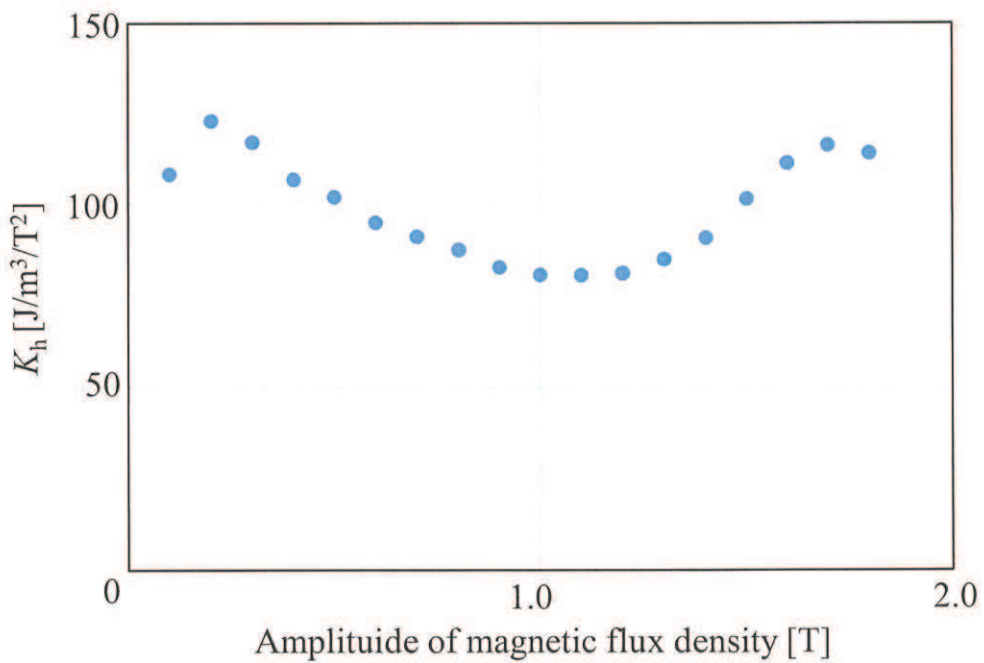


Fig. 2.12. Derivation result of K_h .
 図 2.12 K_h の導出結果

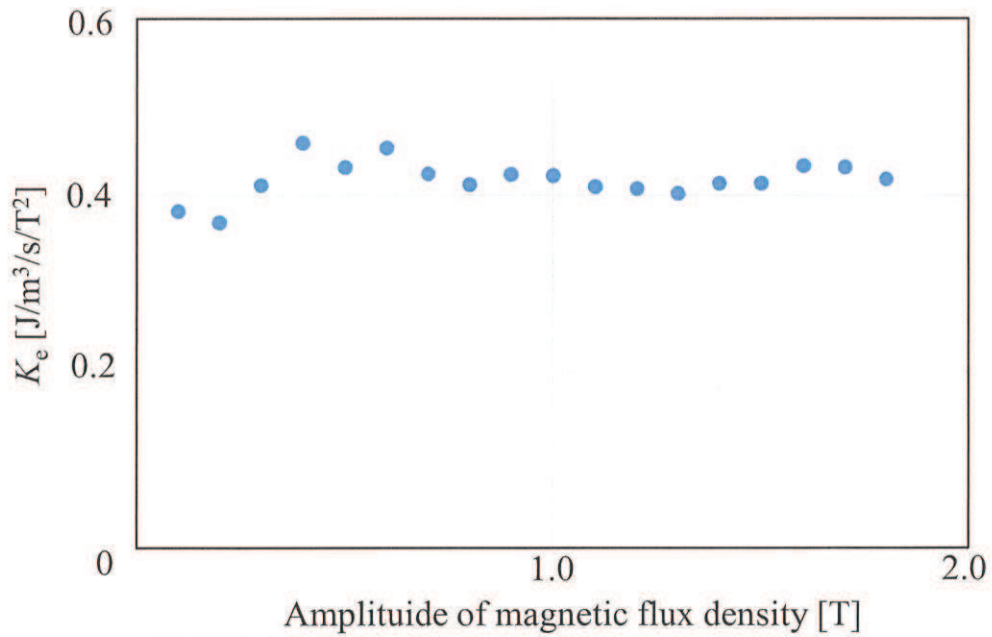


Fig. 2.13. Derivation result of K_e by Iron loss coefficient I.
 図 2.13 Iron loss coefficient I における K_e の導出結果

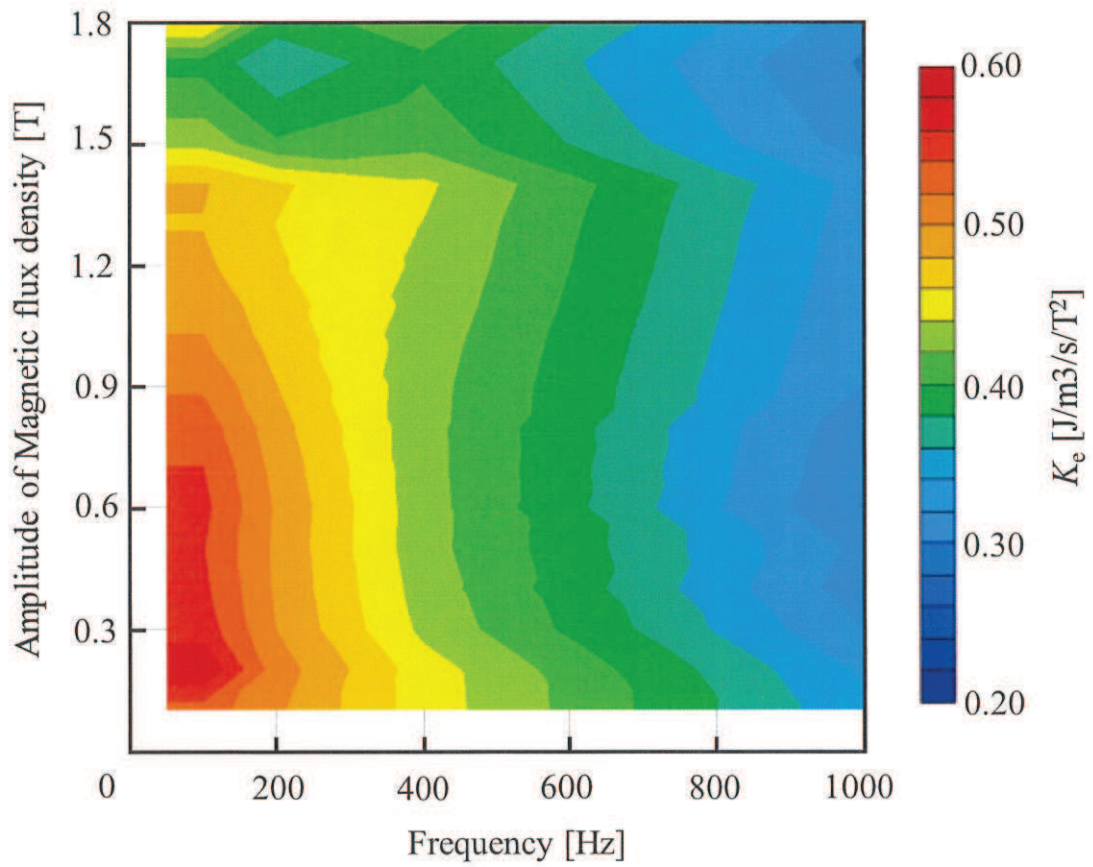


Fig. 2.14. Derivation result of K_e by Iron loss coefficient II.
 図 2.14 Iron loss coefficient II における K_e の導出結果

ここで、鉄損予測モデルとヒステリシス損係数および渦電流損係数の導出方法を Table 2.3 に示すように組み合わせた場合の鉄損予測精度の検証をする。検証は、短冊状試験片に Table 2.4 に示す周波数成分を含む高調波成分を重畳させた磁束で行う。磁束密度波形を Fig.2.15 に示す。

Table 2.3 Iron loss estimation model based on Steinmetz's equation.

表 2.3 鉄損予測モデルとヒステリシス損係数および渦電流損係数の関係

呼称	鉄損予測モデル式	鉄損係数
M_I	(2.48)	Iron loss coefficient I
M_II	(2.48)	Iron loss coefficient II
M_III	(2.49)	Iron loss coefficient I
M_IV	(2.49)	Iron loss coefficient II

Table 2.4 Magnetic flux density used for verification.

表 2.4 磁束密度の高調波成分

Case	Fundamental frequency [Hz]	B_1 [T]	B_5 [T]	B_7 [T]
1	50	1.20	0.40	-
2	50	1.32	-	0.40

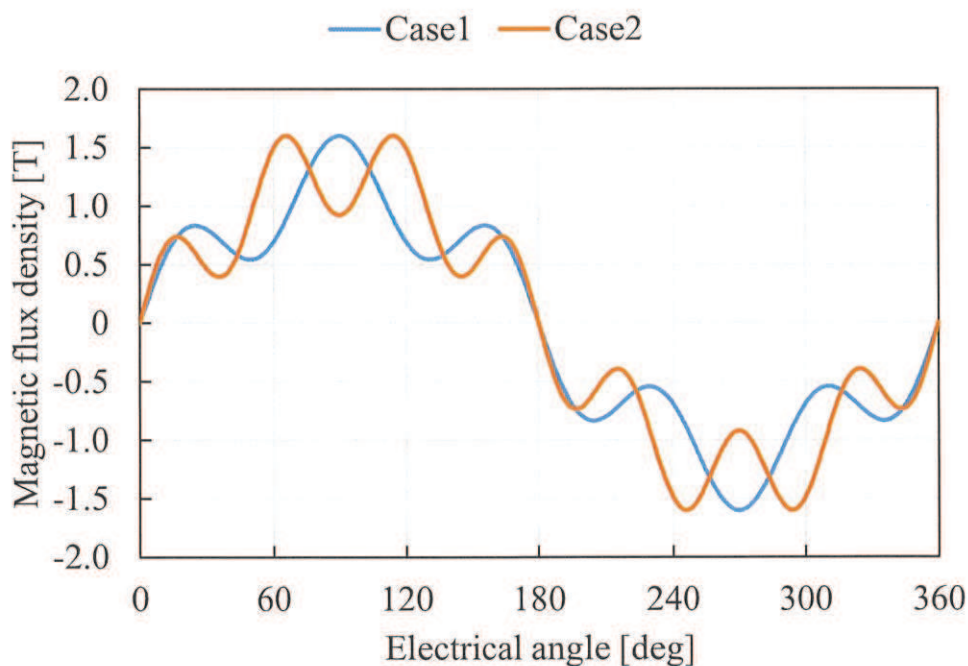


Fig. 2.15. Harmonic magnetic flux density used for verification

図 2.15 検証に用いた高調波が重畳した磁束密度波形

Case 1 と Case 2 に対する鉄損予測結果をそれぞれ Fig. 2.16 と Fig. 2.17 に示す.

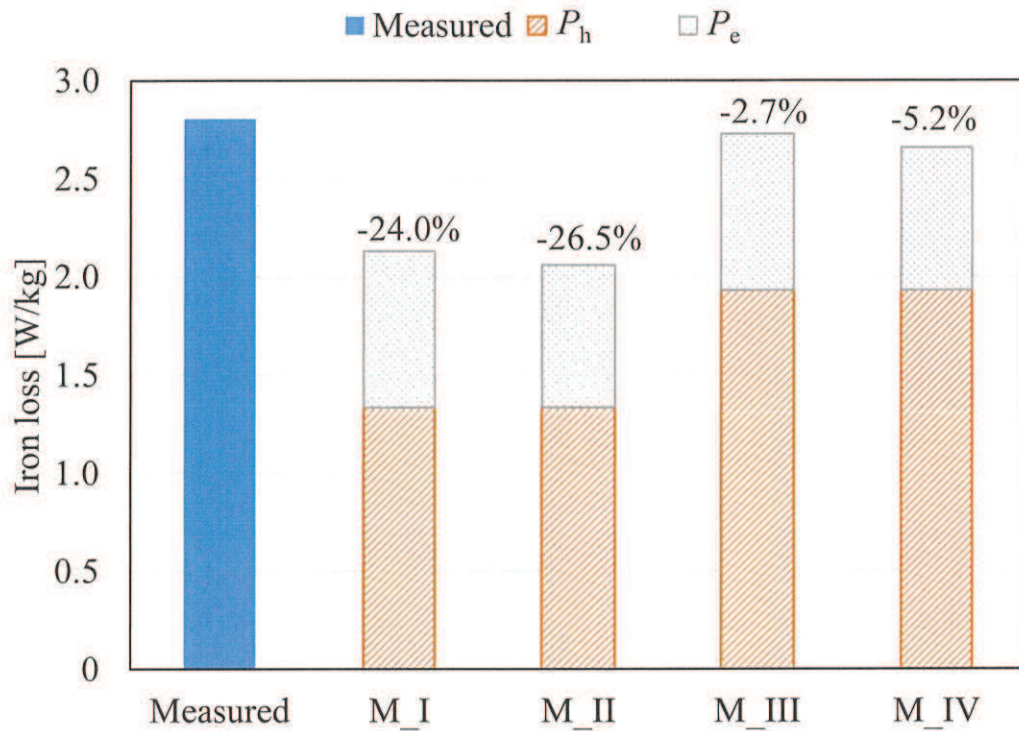


Fig. 2.16. Iron loss estimation for Case 1.
 図 2.16 Case 1 の高調波磁束に対する鉄損予測

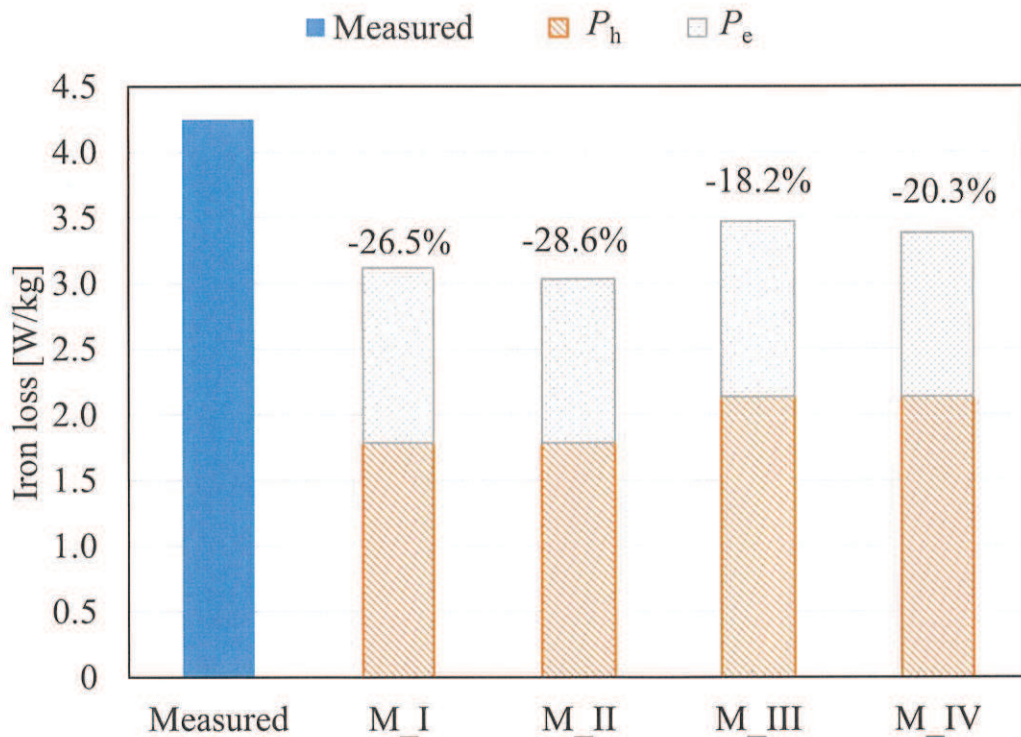


Fig. 2.17. Iron loss estimation for Case 2.
 図 2.17 Case 2 の高調波磁束に対する鉄損予測

Fig. 2.16 および Fig. 2.17 の図中の割合は測定値との相対差を示す．鉄損予測モデルにおいて、(2.48) 式を用いたものと (2.49) 式を用いたものを比較すると、(2.49) 式を用いたモデルの方が、ヒステリシス損が大きく計算されている．この理由について考察する．Fig. 2.18 に Case 2 におけるヒステリシスループの測定値を示す．また、Fig. 2.18 の図中の番号に対応するマイナーループの振幅と周波数を Table 2.5 に示す．(2.48) 式では DFT により Case 2 においてはマイナーループの振幅と周波数をすべて 0.40 T, 350 Hz として計算している．しかし、Table 2.5 に示すように、実際に生じているマイナーループの振幅と周波数は、必ずしも DFT により計算される高調波成分の振幅に一致しない．このためそれぞれのマイナーループに対応したヒステリシス損を計算する必要がある．(2.49) 式では、ヒステリシス損計算時に、各マイナーループの振幅と周波数を考慮しているため、(2.48) 式に比べ妥当な結果と推測される．しかしながら、マイナーループは、同一振幅であっても、偏磁量が異なることにより、その面積が変わることが知られている．(2.49) 式は、偏磁を考慮していないため、ヒステリシス損のさらなる予測精度向上に向けて、偏磁に伴うマイナーループ形状の変化を考慮したモデルが必要である．

また、鉄損係数の導出方法が異なるものを比較すると、渦電流損係数の周波数依存性を考慮した方が、渦電流損が小さく計算されている．周波数が高くなるにつれ、電磁鋼板内部の表皮効果が強まり、電磁鋼板内部を流れる電流に伴う損失は小さくなる．渦電流損係数を 50 Hz と 100 Hz の結果から求めた値で一定とおいた場合、表皮効果が顕著になる高周波数の領域で、渦電流損を過大評価すると考えられる．そのため、周波数依存性を考慮した方が、妥当と考えられる．しかしながら、本手法は測定値が存在しない範囲では、予測精度の低下が予想される．モータの PWM 励磁に起因するキャリア高調波は、数十 kHz になるため、この範囲までモータコアを変更するたびに測定することは現実的ではない．そのため、数十 kHz の周波数における渦電流損の予測精度向上に向けて、表皮効果を考慮したモデルが必要である．

Table 2.5 Amplitude and frequency of minor hysteresis loops caused by harmonic magnetic flux density in Case 2.

表 2.5 Case 2 の磁束密度波形により生じたマイナーループの振幅と周波数

Minor loop number	振幅 [T]	周波数 [Hz]
1	0.165	601.8
2	0.169	587.5
3	0.337	373.4
4	0.169	631.6
5	0.165	574.7
6	0.338	370.6

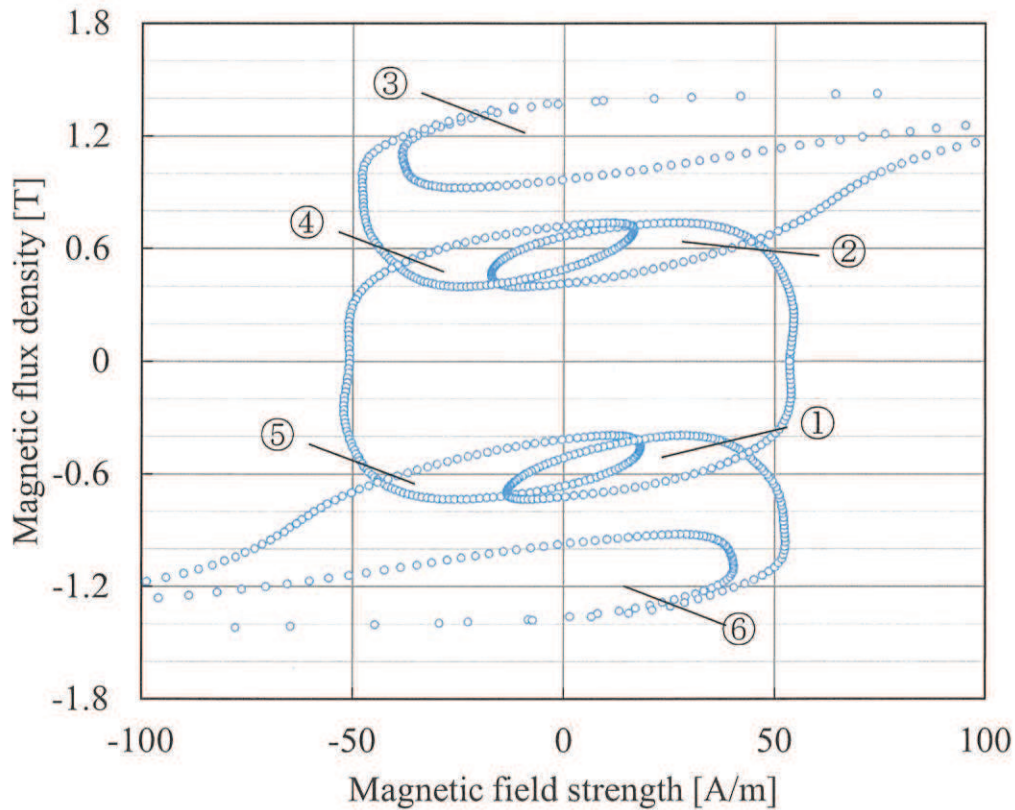


Fig. 2.18. Measured hysteresis loop for Case 2.
 図 2.18 Case 2 におけるヒステリシス曲線の測定値

2.4.2 一次元渦電流解析を用いた鉄損予測

モータを対象とした鉄損予測の高精度化において、マイナーループ部のヒステリシス損や、モータコアに使用される電磁鋼板内部の表皮効果の考慮が重要になる。こうした背景から、二次元静磁界有限要素解析により計算した各要素の磁束密度の時刻歴波形を境界条件に、鋼板積層方向の一次元渦電流解析により、鋼板内部の渦電流を計算すると共に、一次元渦電流解析にて採用する磁化特性においてプレイモデルを用いてヒステリシスを考慮する方法が提案されてきた^{(19),(20),(24)}。本手法をPID手法と表記する。本節では、その概要を述べる。

デカルト座標において、 z 軸をコア積層方向とすると、二次元静磁界有限要素解析により x 軸および y 軸成分の磁束密度 B_{x_2D} , B_{y_2D} が得られている。このとき、一次元渦電流解析の基礎方程式は (2.50) 式で与えられる。

$$\begin{cases} -\frac{\partial H_y}{\partial z} = -\sigma \frac{\partial A_x}{\partial t} \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} = -\sigma \frac{\partial A_y}{\partial t} \end{cases} \quad (2.50)$$

また、電磁鋼板の積層方向の中心を $z=0$ とおくと、電磁鋼板表面は $z=h/2$ とおくことができる。このとき、境界条件は (2.51) 式で与えられる。

$$\begin{cases} A_x(t,0) = A_y(t,0) = 0 \\ A_x(t,h/2) = \frac{B_{y-2D}(t)h}{2} \\ A_y(t,h/2) = -\frac{B_{x-2D}(t)h}{2} \end{cases} \quad (2.51)$$

また、前節で述べた二次元磁界有限要素解析と同様にして、ガラーキン法を用いて離散化を行うことを考える。このとき、(2.52) 式のような残差方程式を得る。

$$\begin{cases} G_{xi} = \int \left(H_y \frac{\partial N_i}{\partial z} + \sigma N_i \frac{\partial A_x}{\partial t} \right) dz = 0 \\ G_{yi} = \int \left(-H_x \frac{\partial N_i}{\partial z} + \sigma N_i \frac{\partial A_y}{\partial t} \right) dz = 0 \end{cases} \quad (2.52)$$

ここで、残差方程式を離散化する。一次線要素を用いてアイソパラメトリック要素を適用すると次式を得る。

$$\begin{cases} z = \sum_{ie=1}^2 N_{ie} z_{ie} \\ A_x = \sum_{ie=1}^2 N_{ie} A_{x_ie} \\ A_y = \sum_{ie=1}^2 N_{ie} A_{y_ie} \end{cases} \quad (2.53)$$

ここで N_{ie} はシグナム関数を用いて次式で表される。

$$N_{ie} = \frac{1}{2}(1 + \text{sgn } r_{ie} \cdot r) \quad (2.54)$$

ここで r は正規化座標である。(2.52) 式の残差方程式に、(2.53) 式と (2.54) 式を適用し、ガウス積分を用いて離散化を行うことで、ある要素 (e) の節点 i における残差方程式は次式のようになる。

$$\begin{cases} G_{xi}^{(e)} = \sum_{j=1}^{N_r} \left(H_y \frac{\partial N_i}{\partial r} + \sigma N_i \frac{A_x - A_{x0}}{\Delta t} \frac{\partial z}{\partial r} \right) \omega(r) \\ G_{yi}^{(e)} = \sum_{j=1}^{N_r} \left(-H_x \frac{\partial N_i}{\partial r} + \sigma N_i \frac{A_y - A_{y0}}{\Delta t} \frac{\partial z}{\partial r} \right) \omega(r) \end{cases} \quad (2.55)$$

ここで N_r はガウス求積における積分点数、 ω はガウス積分点の重みを表す。また、一次元渦電流解析にて、磁化特性は後述のプレイモデルを用いてヒステリシス特性を考慮するため、非線形特性となり、ニュートン・ラフソン法による数値解法を行う。 $\partial \mathbf{G} / \partial \mathbf{A}$ は、(2.52) 式より以下のようになる。

$$\begin{cases}
 \frac{\partial G_{xi}}{\partial A_{xi}} = \int \left(\frac{\partial H_y}{\partial A_{xi}} \frac{\partial N_i}{\partial z} + \frac{\sigma N_i N_j}{\Delta t} \right) dz = \int \left(\frac{\partial H_y}{\partial B_y} \frac{\partial N_j}{\partial z} \frac{\partial N_i}{\partial z} + \frac{\sigma N_i N_j}{\Delta t} \right) dz \\
 \frac{\partial G_{yi}}{\partial A_{xi}} = \int \left(\frac{\partial H_y}{\partial A_{yi}} \frac{\partial N_i}{\partial z} \right) dz = \int \left(-\frac{\partial H_y}{\partial B_x} \frac{\partial N_j}{\partial z} \frac{\partial N_i}{\partial z} \right) dz \\
 \frac{\partial G_{yi}}{\partial A_{xi}} = \int \left(-\frac{\partial H_x}{\partial A_{xi}} \frac{\partial N_i}{\partial z} \right) dz = \int \left(-\frac{\partial H_x}{\partial B_y} \frac{\partial N_j}{\partial z} \frac{\partial N_i}{\partial z} \right) dz \\
 \frac{\partial G_{yi}}{\partial A_{yi}} = \int \left(-\frac{\partial H_x}{\partial A_{yi}} \frac{\partial N_i}{\partial z} + \frac{\sigma N_i N_j}{\Delta t} \right) dz = \int \left(\frac{\partial H_x}{\partial B_x} \frac{\partial N_j}{\partial z} \frac{\partial N_i}{\partial z} + \frac{\sigma N_i N_j}{\Delta t} \right) dz
 \end{cases} \quad (2.56)$$

2.4.2.1 等方性ベクトルプレイモデル

磁束密度と磁界強度の関係を、プレイモデル^{(25), (26), (27)}により表現する方法について説明する。プレイモデルでは、プレイヒステロンと呼ばれるひし形に1値対応する形状関数を足し合わせてヒステリシス曲線を表示する。プレイモデルの概要を Fig. 2.19 に示す。

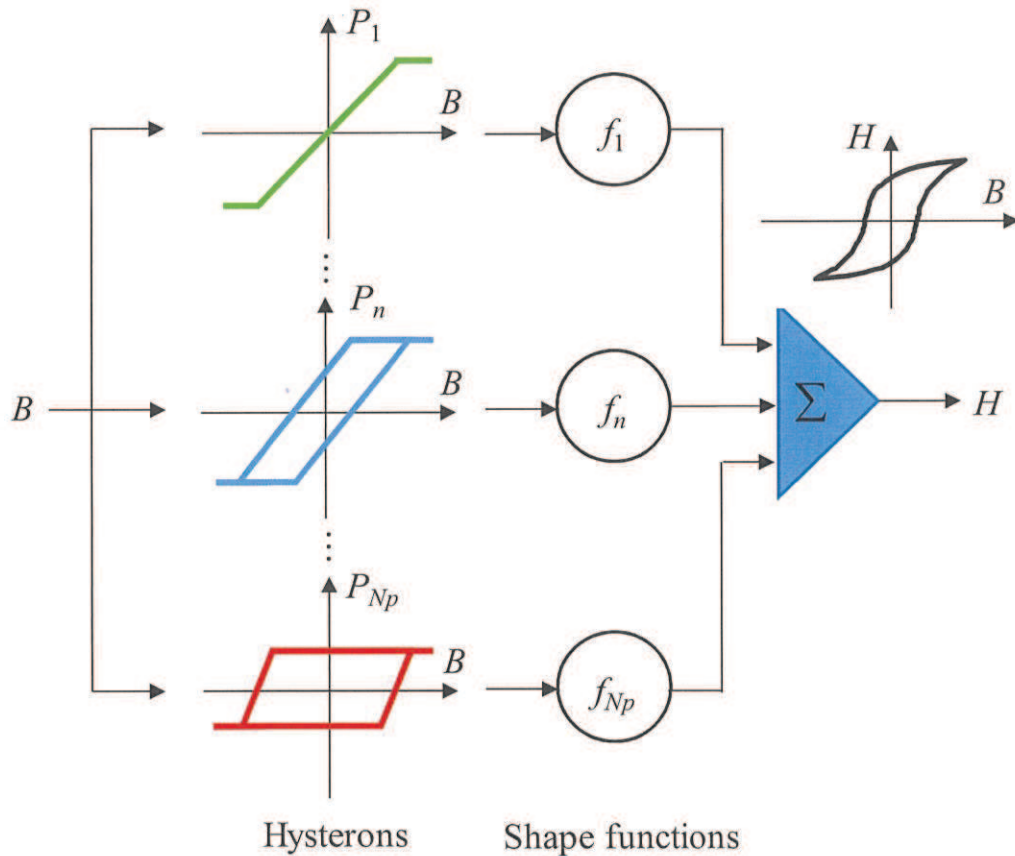


Fig. 2.19. Outline of Play model.

図 2.19 プレイモデルの概要

また、プレイヒステロンの概念を Fig. 2.20 に示す。磁束密度の増加量がプレイヒステロンの幅を超えなければ、プレイヒステロンオペレーター P の値は変化しない。

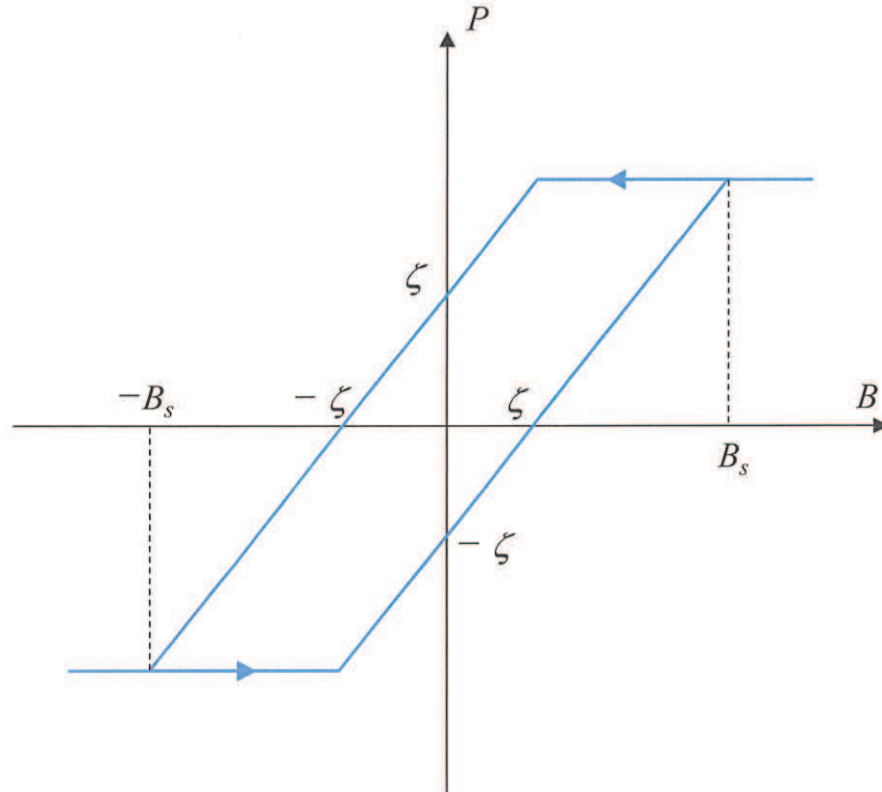


Fig. 2.20. Concept of play hysteron.
 図 2.20 プレイヒステロンの概念

ここで、プレイヒステロンオペレーター P は次式で表せられる。

$$P_n = B - \zeta_n \frac{(B - P_{0,n})}{\max(|B - P_{0,n}|, \zeta_n)} \quad (2.57)$$

ζ_n はプレイヒステロン ζ を用いて次式で表される。

$$\begin{cases} \zeta_n = \zeta (n-1) \\ \zeta = \frac{B_s}{N_p} \end{cases} \quad (2.58)$$

ここで N_p はヒステロンオペレーターの数を示す。このとき、磁界強度 H は、形状関数 f_n を用いて次式で表される。

$$H = \sum_{n=1}^{N_p} \frac{f_n(|P_n|) \cdot P_n}{|P_n|} \quad (2.59)$$

以上のことから、ニュートン・ラフソン法で必要となる磁界強度における磁束密度

の偏微分は次式となる.

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial H_x}{\partial B_x} & \frac{\partial H_x}{\partial B_y} \\ \frac{\partial H_y}{\partial B_x} & \frac{\partial H_y}{\partial B_y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial H_x}{\partial P_x} & \frac{\partial H_x}{\partial P_y} \\ \frac{\partial H_y}{\partial P_x} & \frac{\partial H_y}{\partial P_y} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial P_x}{\partial B_x} & \frac{\partial P_x}{\partial B_y} \\ \frac{\partial P_y}{\partial B_x} & \frac{\partial P_y}{\partial B_y} \end{bmatrix} \quad (2.60)$$

ここで, $\partial P/\partial B$ は次式の通りである.

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial P_x}{\partial B_x} & \frac{\partial P_x}{\partial B_y} \\ \frac{\partial P_y}{\partial B_x} & \frac{\partial P_y}{\partial B_y} \end{bmatrix} = \frac{1}{|\mathbf{r}|^3} \begin{bmatrix} |\mathbf{r}|^3 - \zeta_n r_y^2 & \zeta_n r_x r_y \\ \zeta_n r_x r_y & |\mathbf{r}|^3 - \zeta_n r_x^2 \end{bmatrix} \quad (2.61)$$

ただし, $\mathbf{r} = \mathbf{B} - \mathbf{P}_0$ である. また, $\partial H/\partial P$ は次式の通りである.

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial H_x}{\partial P_x} & \frac{\partial H_x}{\partial P_y} \\ \frac{\partial H_y}{\partial P_x} & \frac{\partial H_y}{\partial P_y} \end{bmatrix} = \sum_{n=1}^{N_p} \frac{1}{|\mathbf{P}|^3} \begin{bmatrix} P_x^2 f' + P_y^2 f & P_x P_y (f' - f) \\ P_x P_y (f' - f) & P_x^2 f' + P_y^2 f \end{bmatrix} \quad (2.62)$$

ここで f' は次式で表現される

$$f' = |\mathbf{P}| \frac{\partial f}{\partial |\mathbf{P}|} \quad (2.63)$$

以上を活用し, 磁化特性としてプレイモデルを用いてヒステリシス特性を考慮した一次元渦電流解析を計算する. PID 手法により得られた磁気ベクトルポテンシャルの時系列データから, i 番目の要素の電磁鋼板内部の渦電流による損失である古典的渦電流を次式で表す.

$$P_{ec_PID} = \frac{2}{Td} \sum_{i=1}^{NE} V^{(i)} \int_0^T \int_0^{h/2} \sigma \left| \frac{\partial A^{(i)}}{\partial t} \right|^2 dldt \quad (2.64)$$

ここで, T は周期を示す. また, プレイモデルにより計算したヒステリシスループより, ヒステリシス損を次式で表す.

$$P_{h_PID} = \sum_{e=1}^{NE} V^{(i)} \oint \mathbf{H}^{(i)} \cdot d\mathbf{B}^{(i)} \quad (2.65)$$

2.4.2.2 一次元渦電流解析による古典的渦電流損予測

(2.64) 式に基づく古典的渦電流損の予測精度を検証する. 板厚 h に対して板幅 w が十分に大きい線形の磁化特性をもつ短冊状の電磁鋼板試験片において, 断面に対して

垂直に正弦波磁界が印加された場合の古典的渦電流損の理論値は、次式で表される⁽²⁸⁾
 (付録 2 参照).

$$P_{\text{theorem}} = \frac{H_0^2}{\sigma \delta h} \left(\frac{\sinh(h/\delta) - \sin(h/\delta)}{\cosh(h/\delta) + \cos(h/\delta)} \right) \quad (2.66)$$

ここで、 H_0 は板表面における磁界の強さの振幅である。また、 δ は表皮厚さを表し、次式で定義する。

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi \sigma \mu f}} \quad (2.67)$$

Fig. 2.21 に、板断面内における平均磁束密度波形 $b(t)$ が正弦波 ($b(t) = B_m \sin(2\pi ft)$) の場合について、Table 2.6 に示す条件で、一次元渦電流解析で計算した古典的渦電流損の結果を示す。縦軸は (2.66) 式を用いた理論値に対する (2.64) 式による計算結果の相対誤差を示す。高周波領域においても、誤差は $\pm 0.5\%$ 以内に納まっており、一次元渦電流解析により表皮効果が適切に計算され、(2.64) 式による計算は妥当であると言える。

Table 2.6 Specifications of linear eddy current model.

表 2.6 古典的渦電流損の精度検証モデルの諸元

項目	値
Thickness [mm]	0.30
Resistivity [$\mu\Omega \cdot \text{cm}$]	56
Relative permeability	3000
Amplitude of magnetic flux density [T]	1.0

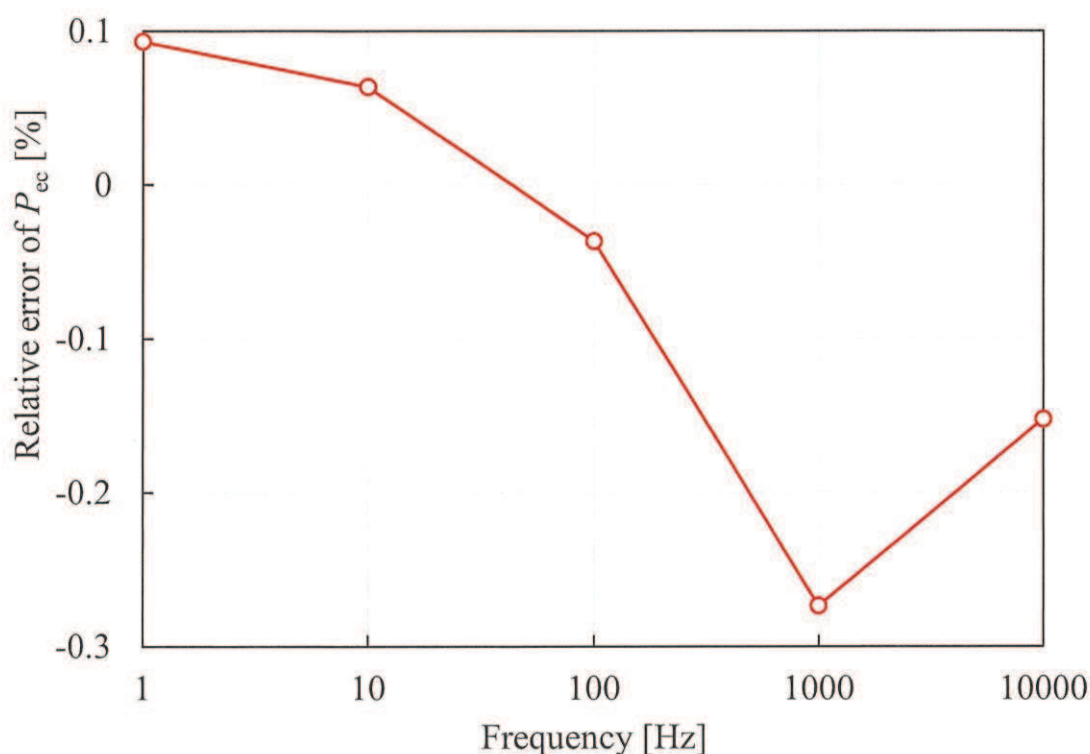


Fig. 2.21. Result of Estimation of Classical eddy current loss.

図 2.21 古典的渦電流損の精度検証結果

2.4.2.3 プレイモデルによるヒステリシス損予測

プレイモデルの適用には準直流における等間隔の磁束密度の振幅差を有する対称ヒステリシスループ群を取得しておく必要がある。一般に、H コイル法を用いたときに、渦電流の影響を無視できる水準の低周波数では、H コイルの信号が弱く、測定が困難である。そこで、本論文では、測定が容易な交流試験より得られた交流ヒステリシス $H(f)$ を用いて次式から直流ヒステリシスを推定する。

$$H_{dc} = H(f_1) - \frac{H(f_1) - H(f_2)}{f_1 - f_2} \cdot f_1 \quad (2.68)$$

ここでは、Table 2.2 に示す短冊状試験片において単板磁気特性試験を行い、磁束密度振幅 B_m が 0.1 T から 1.8 T まで、0.1 T 間隔で測定した。また、 $f_1 = 50$ Hz, $f_2 = 100$ Hz とした。推定した直流ヒステリシスを Fig. 2.22 に示す。プレイモデルの同定においては、推定した直流ループ群の下降曲線部を用いた。

Fig. 2.22 に示した直流ヒステリシスループを入力とし、プレイモデルにより計算したヒステリシスループと、測定値の比較を行う。Fig. 2.23 に B_m が 0.1 T のときのヒステリシスループを、Fig. 2.24 に B_m が 1.0 T のときのヒステリシスループを示す。

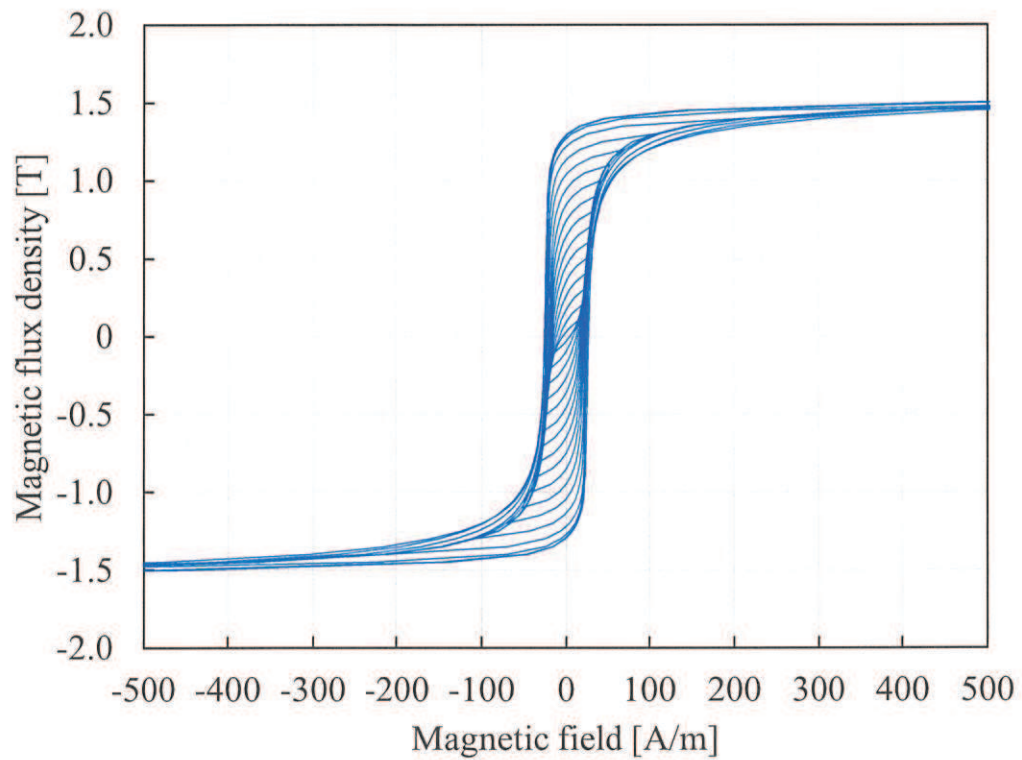


Fig. 2.22. Estimated DC hysteresis loops.
図 2.22 推定した直流ヒステリシスループ

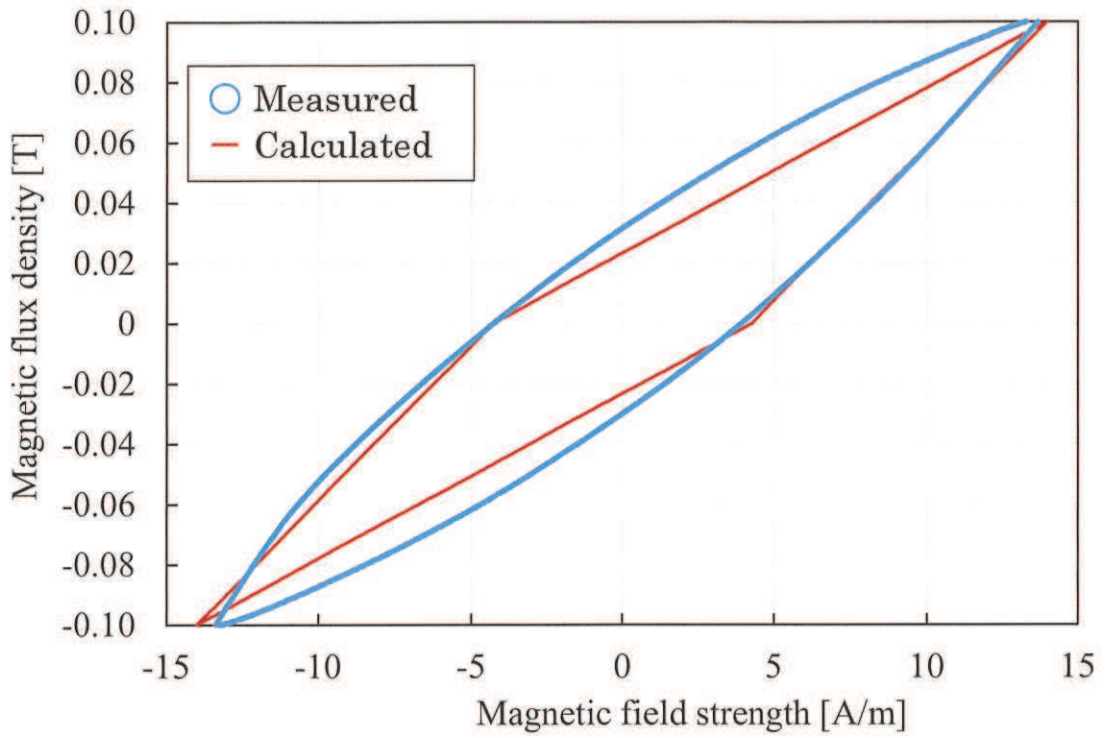


Fig. 2.23. Measured and calculated hysteresis loop by play model at $B_m = 0.1\text{T}$.
 図 2.23 $B_m = 0.1\text{T}$ のときのヒステリシスループ計算値

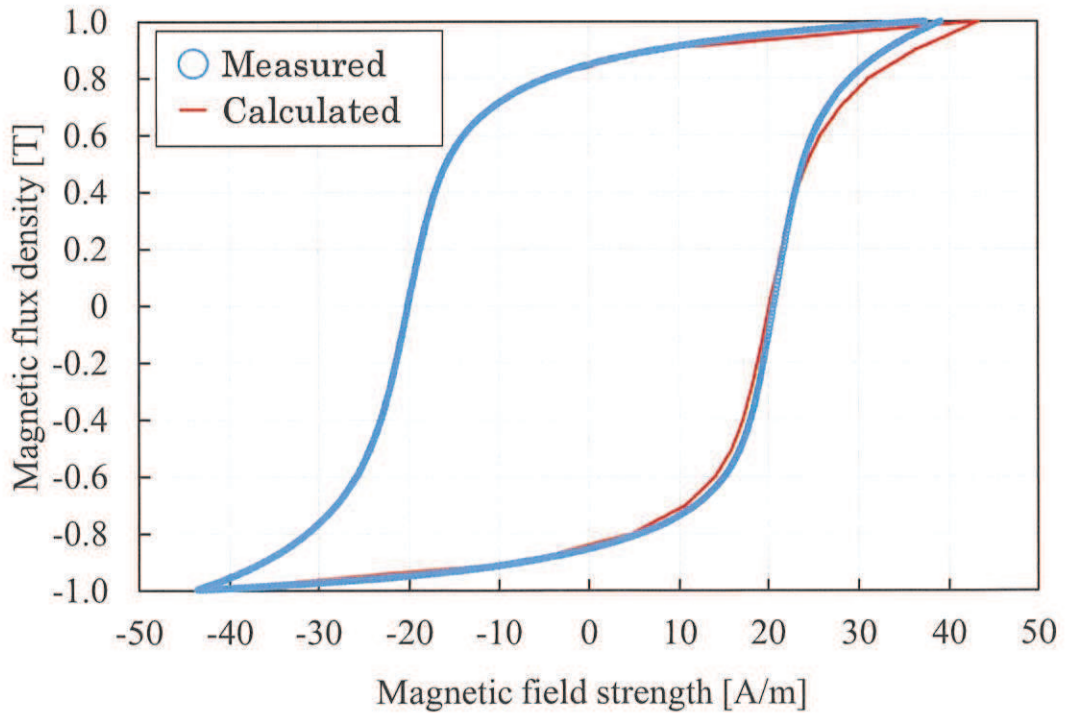


Fig. 2.24. Measured and calculated hysteresis loop by play model at $B_m = 1.0\text{T}$.
 図 2.24 $B_m = 1.0\text{T}$ のときのヒステリシスループ計算値

$B_m = 0.1 \text{ T}$ のとき、プレイモデルによる計算結果は測定値に比べて菱形となっている。これは、プレイモデルによる計算値は、磁束密度に対して測定刻みの $1/2$ の分解能しか持たないため、 $B_m = 0.1 \text{ T}$ 時のヒステリシスループの上昇曲線と下降曲線がそれぞれ 3 点で表現されることに起因する。また、 $B_m = 1.0 \text{ T}$ 時では、上昇曲線に誤差が確認できる。これは、測定によって得られた準直流ループは上昇曲線と下降曲線が点对称になっていなかったが、プレイモデルを下降曲線から同定し、完全に点对称として扱ったために生じた誤差であると考えられる。

次に、最大磁束密度 $B_{\text{symmetric_max}}$ が 1.3 T となる対称ループにおいて、Table 2.7 に示す条件で作成したマイナーループを対象として、プレイモデルのマイナーループに対する表現能力を確認する。マイナーループの測定においては、渦電流の影響を除去する必要があるため、周波数は 17 mHz 程度の低周波とし、(2.68) 式による推定は適用していない。また、測定は励磁電流法により行った。ここで、マイナーループの磁束密度の最大値および最小値を、それぞれ $B_{\text{minor_max}}$ および $B_{\text{minor_min}}$ と表記した。また、マイナーループの始点は上昇曲線上と下降曲線上の 2 パターンとする。Condition 1 から Condition 4 までのプレイモデルによるヒステリシスループの計算結果をそれぞれ Fig. 2.25 から Fig. 2.28 に、マイナーループ部のヒステリシス損を Fig. 2.29 にそれぞれ示す。

Table 2.7 Specified parameters for measuring minor loops.

表 2.7 検証対象のマイナーループの諸元

Condition	$B_{\text{minor_max}}$	$B_{\text{minor_min}}$	Start point
1	1.0	0.8	ascending
2	1.0	0.8	descending
3	1.0	0.6	ascending
4	1.0	0.6	descending

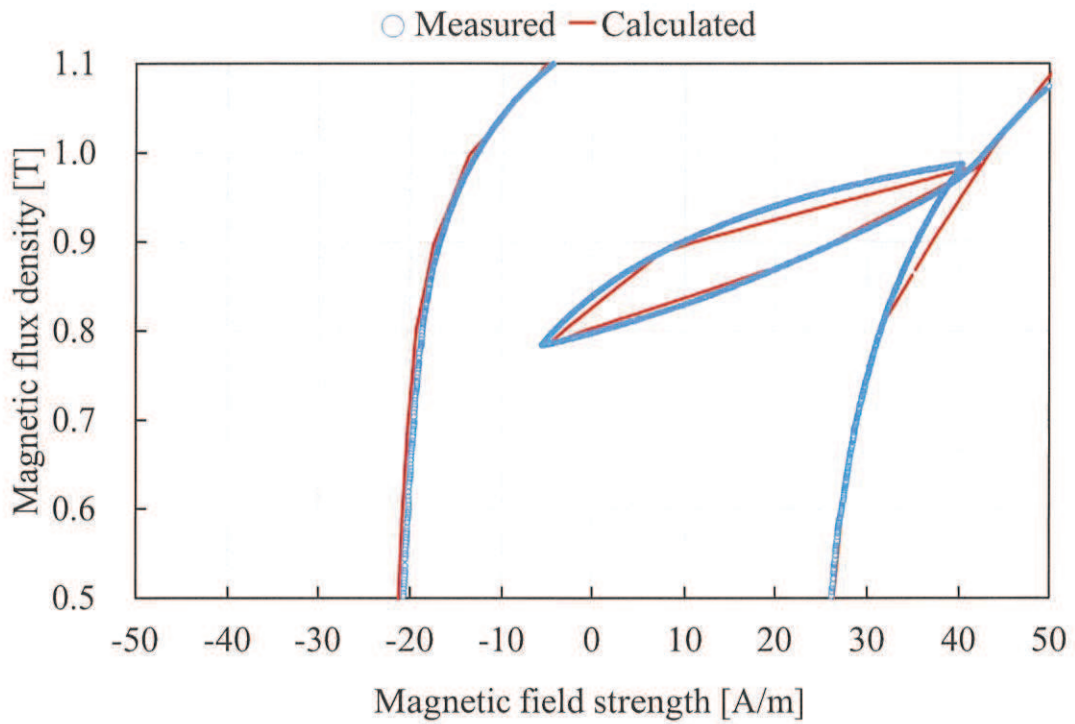


Fig. 2.25. Measured and calculated hysteresis loops with minor loop (Condition 1).
 図 2.25 Condition 1 のときのマイナーヒステリシスループ計算値

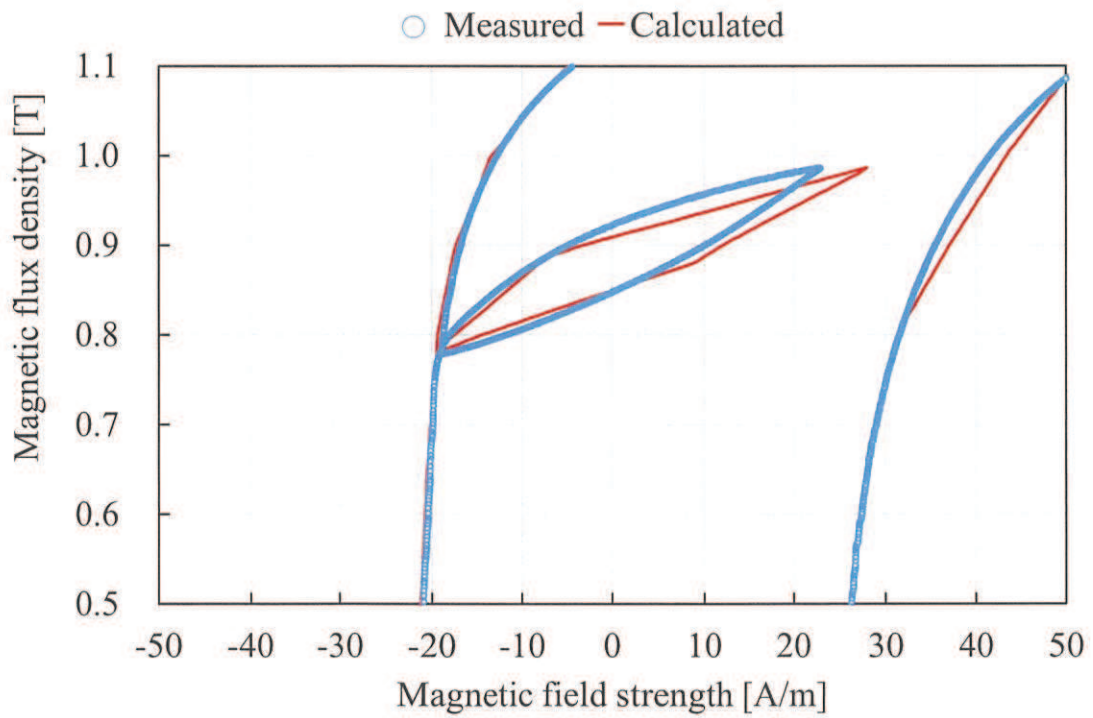


Fig. 2.26. Measured and calculated hysteresis loops with minor loop (Condition 2).
 図 2.26 Condition 2 のときのマイナーヒステリシスループ計算値

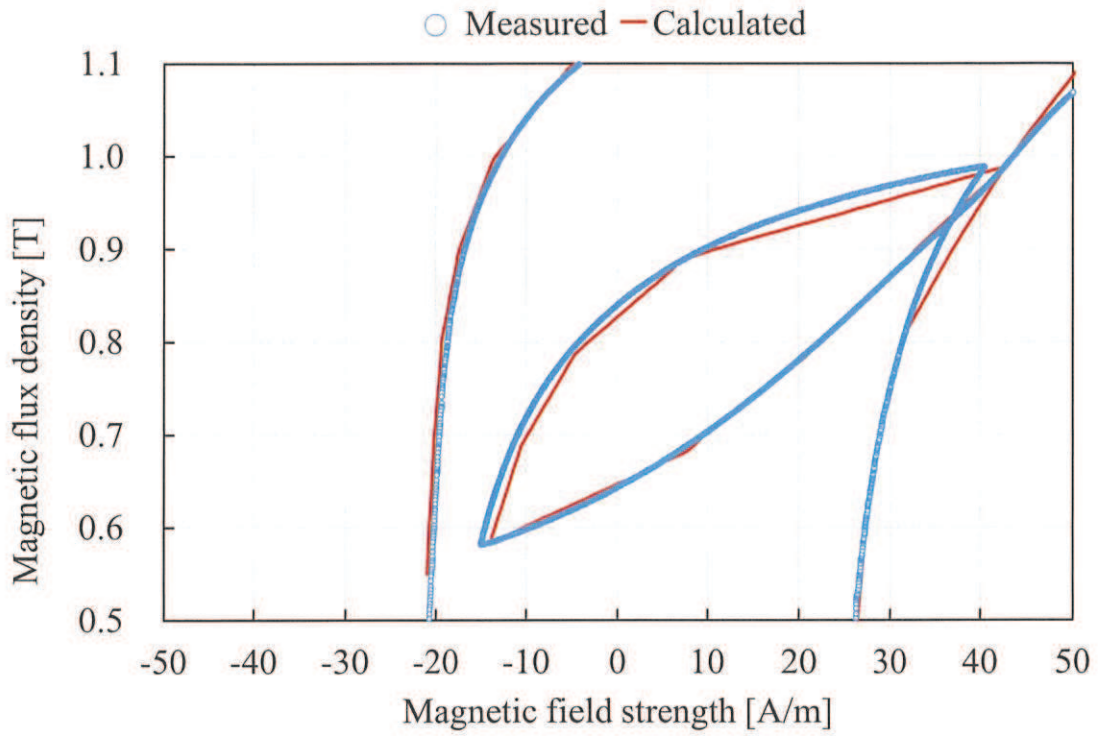


Fig. 2.27. Measured and calculated hysteresis loops with minor loop (Condition 3).

図 2.27 Condition 3 のときのマイナーヒステリシスループ計算値

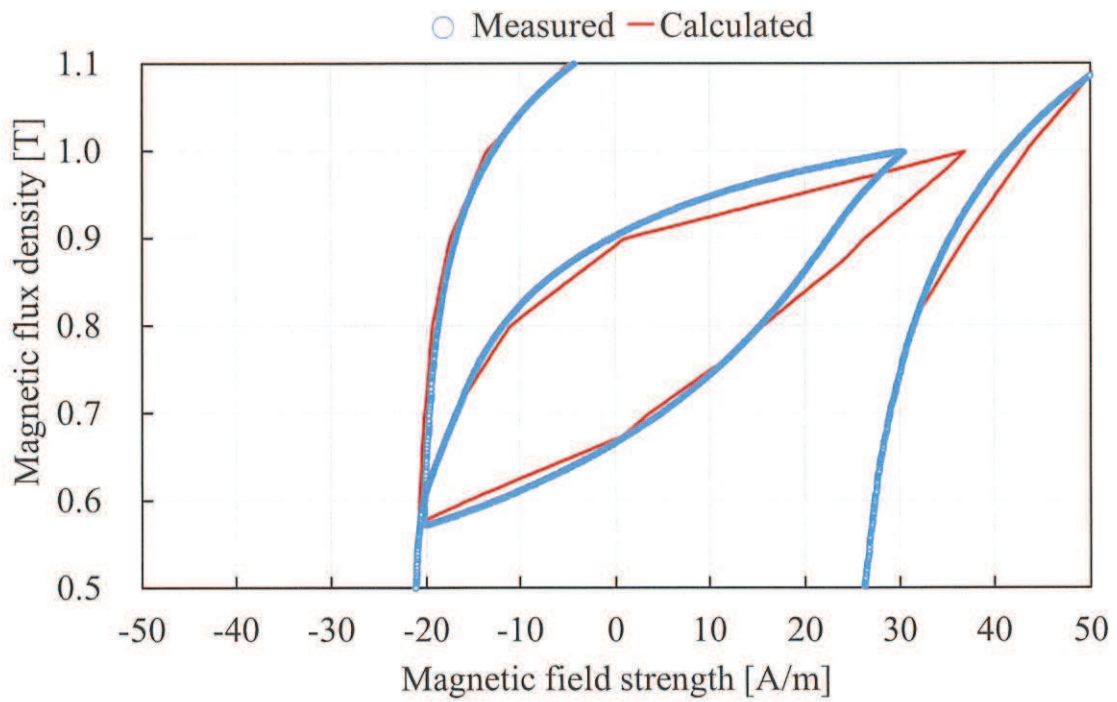


Fig. 2.28. Measured and calculated hysteresis loops with minor loop (Condition 4).

図 2.28 Condition 4 のときのマイナーヒステリシスループ計算値

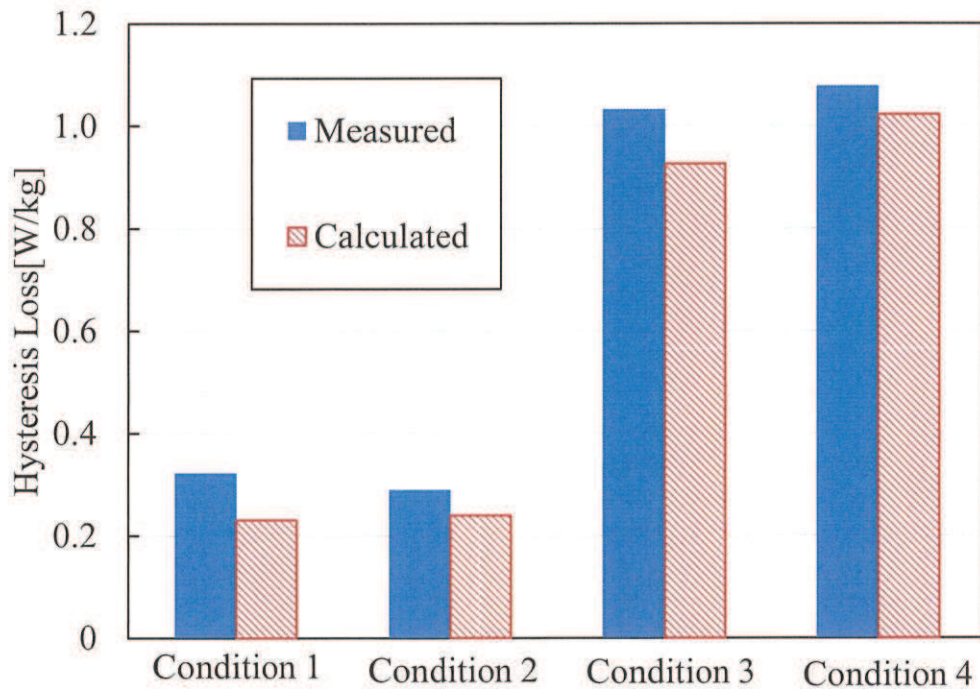


Fig. 2.29. Measured and calculated hysteresis loss at minor loop.

図 2.29 マイナーループ部のヒステリシス損計算値

生じている誤差は、プレイモデルの同定に下降曲線を用いていること、および同定に用いる対称ループの本数が十分でないことなどに起因すると考えられる。プレイモデルによる直流ヒステリシスループの再現精度向上のためには、測定刻みを細かくすることが有効であるが、低磁束密度振幅の準直流ヒステリシスループの測定は、S/N 比の低下によりノイズの影響を受け易く、測定精度が問題となることに加えて、測定時間も増大する。そこで、粗い測定刻みの直流ヒステリシスループから、細かい刻みのループを、マイクロマグネティクスを用いて算出する方法⁽²⁹⁾などが検討されている。以上より、プレイモデルにより、マイナーループ部の形状とヒステリシス損において、偏磁量に伴う変化に追従することを確認した。

2.4.2.4 一次渦電流解析を用いた鉄損予測の課題

本節では、Table 2.2 に示した試験片に正弦波磁束を発生させた単板磁気特性試験を対象に、PID 法により鉄損を計算し、精度を検証する。検証に用いた正弦波磁束の振幅 B_m は 0.1 T から 0.1 T 刻みで最大 1.8 T まで、周波数 f は 50 Hz, 100 Hz, 200 Hz の 3 水準とした。鉄損の計算結果について、 $f=50$ Hz を Fig. 2.30, $f=100$ Hz を Fig. 2.31, $f=200$ Hz を Fig. 2.32 にそれぞれ示す。

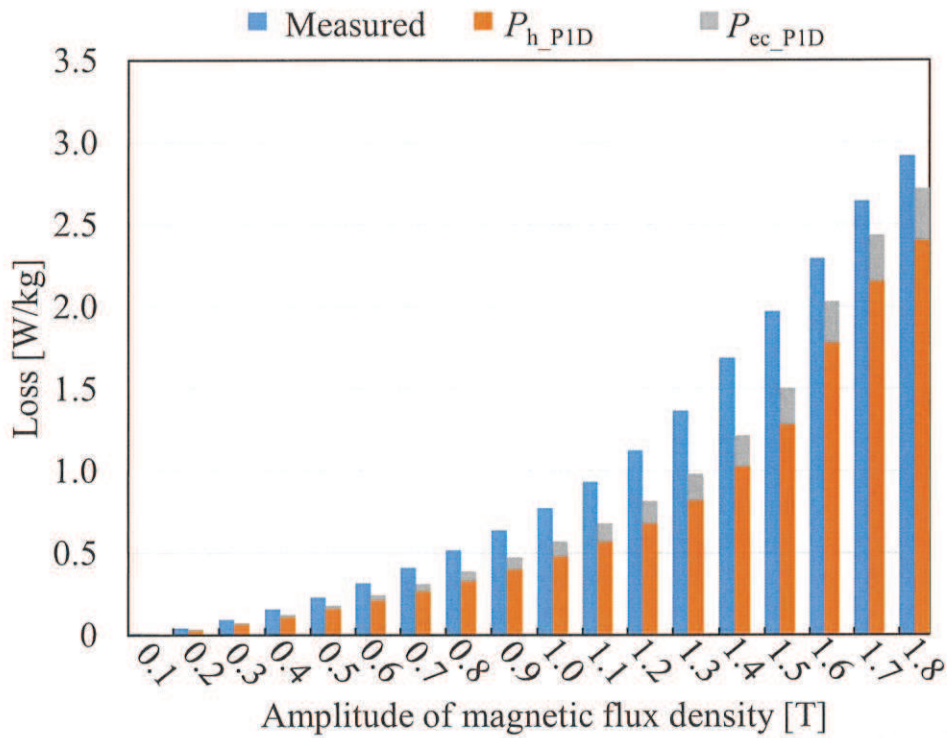


Fig. 2.30. Measured and estimated iron loss for sinusoidal magnetic flux density at $f = 50$ Hz.

図 2.30 正弦波磁束 ($f = 50$ Hz) における鉄損の測定値と予測値

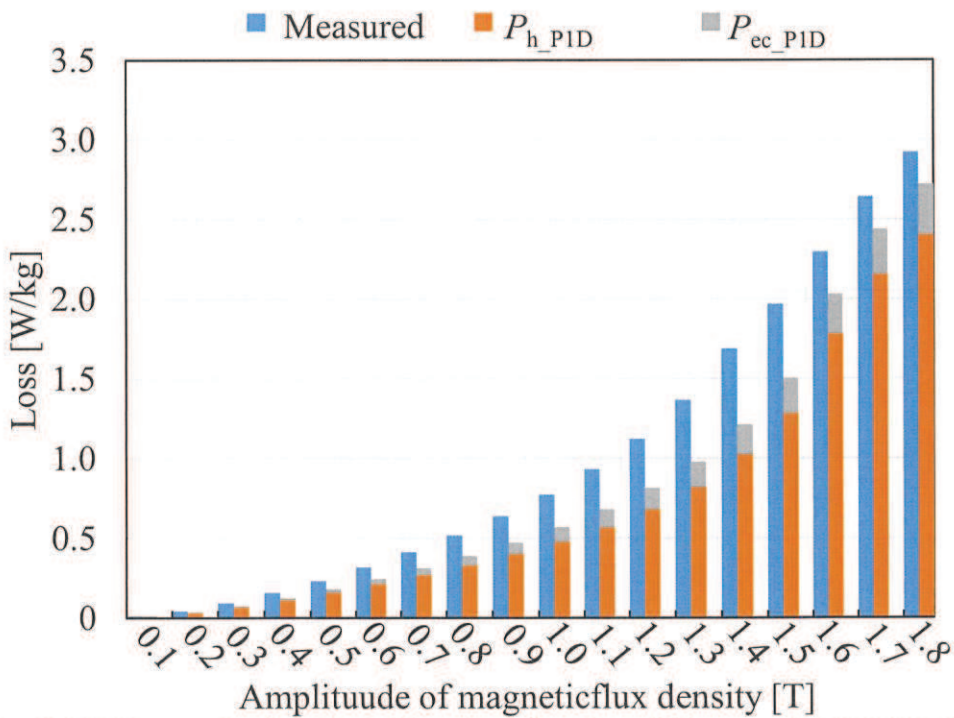


Fig. 2.31. Measured and estimated iron loss for sinusoidal magnetic flux density at $f = 100$ Hz.

図 2.31 正弦波磁束 ($f = 100$ Hz) における鉄損の測定値と予測値

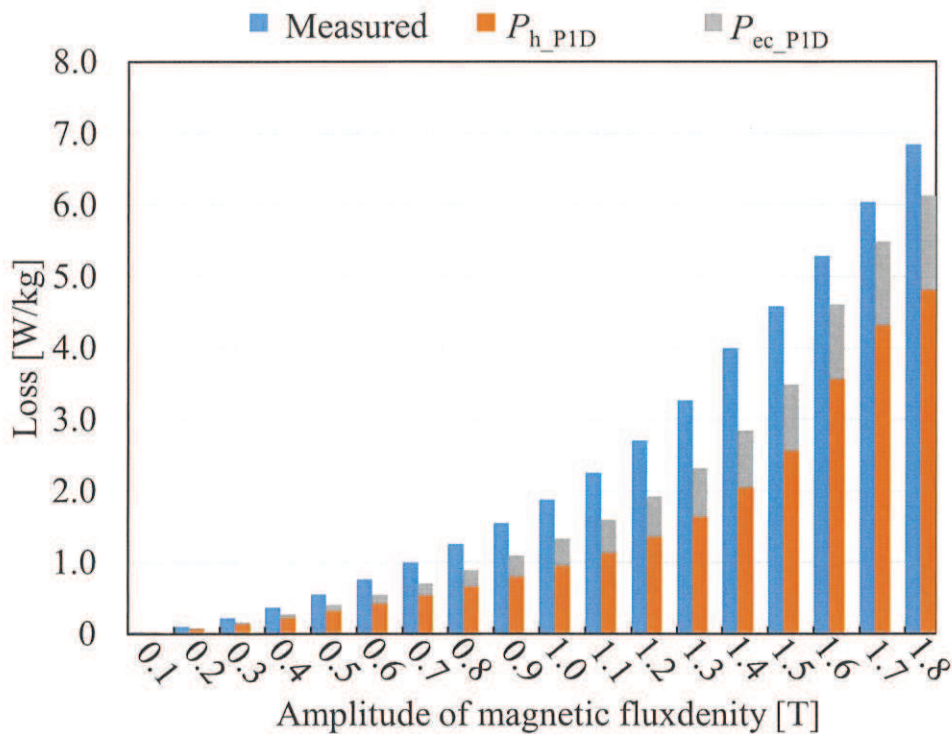


Fig. 2.32. Measured and estimated iron loss for sinusoidal magnetic flux density at $f=200$ Hz.

図 2.32 正弦波磁束 ($f=200$ Hz) における鉄損の測定値と予測値

また、各振幅の鉄損測定値にて正規化した際の、鉄損に占める PID 手法によるヒステリシス損と古典的渦電流損の割合を $f=50$ Hz の場合を Fig. 2.33, $f=100$ Hz の場合を Fig. 2.34, $f=200$ Hz の場合を Fig. 2.35 にそれぞれ示す。

以上の結果より、PID 手法による鉄損計算においては、短冊状試験片に正弦波磁束を発生させた簡単な例であっても、最大で 30% 近い誤差が生じている。すなわち、PID 手法において考慮できていない損失が存在する。この要因として、PID 手法では、磁壁の移動に起因する損失と考えられている、いわゆる異常渦電流損が挙げられる。PID 手法により、ヒステリシス損と古典的渦電流損は正しく計算されているとすると、異常渦電流損は、正弦波磁束下の鉄損において 30% を占める損失となり、無視することはできない。次章にて、PID 手法における異常渦電流損の定義と、モデル化方法を論じる。

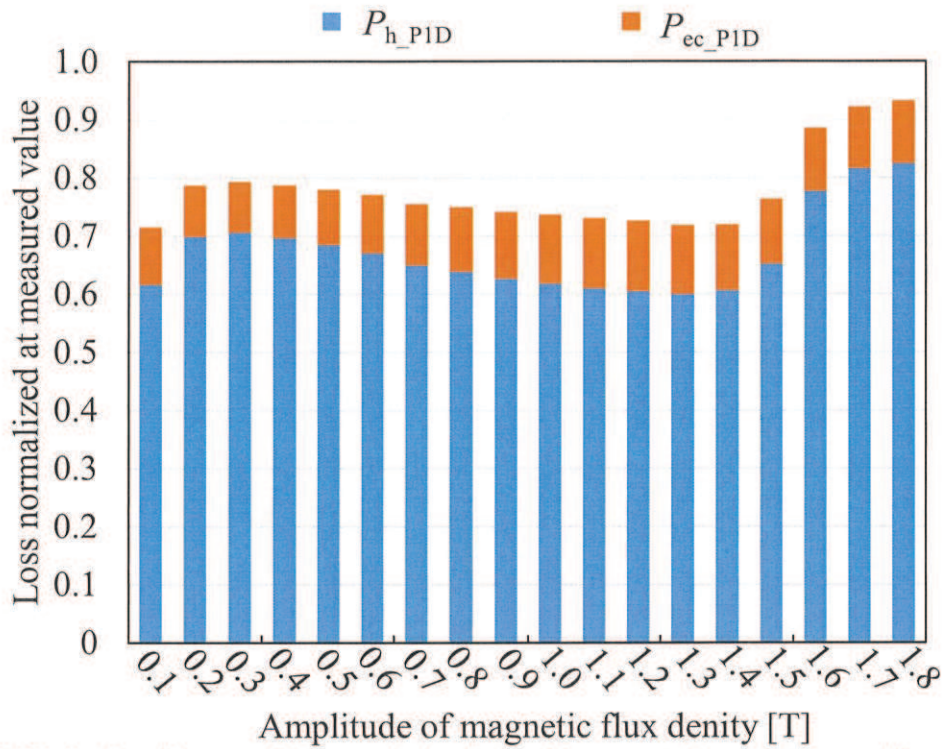


Fig. 2.33. Ratio of hysteresis loss and classical eddy current loss to measured iron loss at $f=50$ Hz.

図 2.33 $f=50$ Hz における鉄損測定値に占めるヒステリシス損と古典的渦電流損の予測値の割合

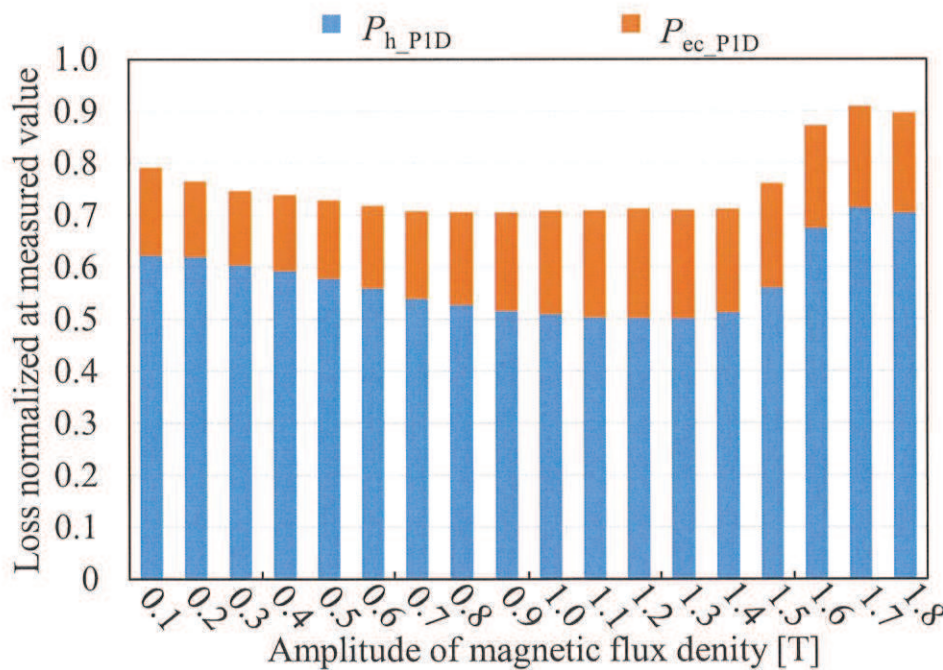


Fig. 2.34. Ratio of hysteresis loss and classical eddy current loss to measured iron loss at $f=100$ Hz.

図 2.34 $f=100$ Hz における鉄損測定値に占めるヒステリシス損と古典的渦電流損の予測値の割合

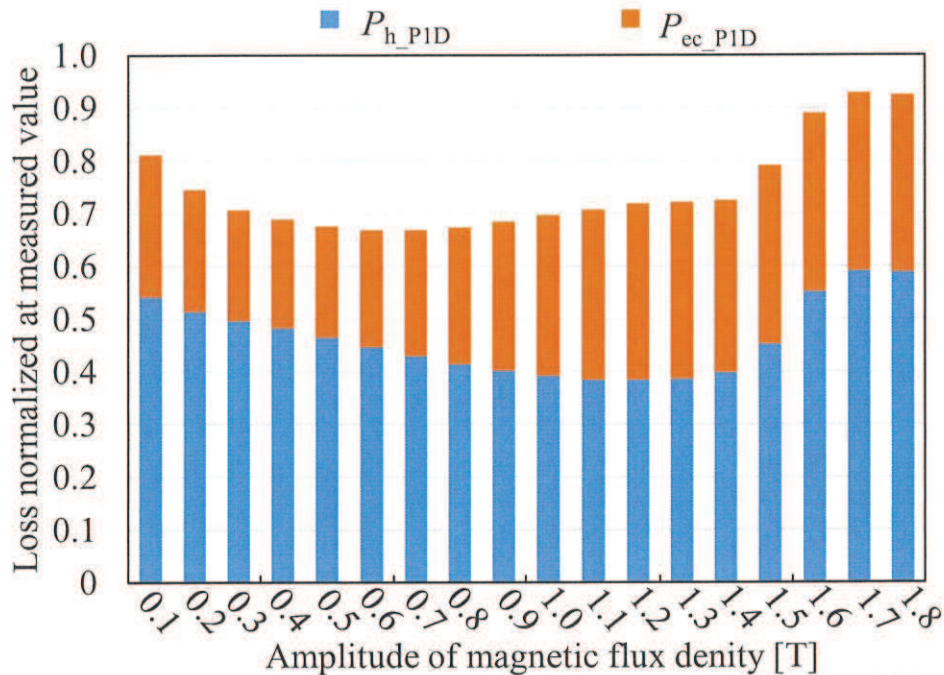


Fig. 2.35. Ratio of hysteresis loss and classical eddy current loss to measured iron loss at $f=200$ Hz.

図 2.35 $f=200$ Hz における鉄損測定値に占めるヒステリシス損と古典的渦電流損の予測値の割合

2.5 結言

本章では、磁界解析の定式化および、Steinmetz's equation を用いた鉄損予測モデルと後処理一次元渦電流解析を用いた鉄損予測モデルを示した。

- (1) 設計に耐えうる計算コストで鉄損を予測するため、二次元静磁界有限要素解析の後処理として鉄損予測モデルを用いる手法を適用する
- (2) 後処理法のうち、Steinmetz's equation をベースとした手法では、マイナーループ部のヒステリシス損および高周波磁束下の表皮効果の影響を考慮することが困難であることを単板磁気測定において高調波磁束を発生させた事例で確認した。そこで、マイナーループにより生じる磁気的な現象をより正確にモデル化する手法として、磁化特性としてプレイモデルを用いてヒステリシス特性を考慮した一次元渦電流解析による鉄損予測モデルを適用する
- (3) 後処理一次元渦電流解析は、異常渦電流損を直接考慮することができない。無方向性電磁鋼板の短冊状試験片に正弦波磁束を発生させたケースで、異常渦電流損は無視できない大きさであることを確認した。このため、何らかの方法で異常渦電流損を別途モデル化する必要がある。

第3章 渦電流損補正係数による異常渦電流損予測

3.1 序言

前章では、少ない計算コストで、高調波磁束によって生じる様々な物理現象を考慮したうえで鉄損を計算するPID手法について述べた。しかしながら、この方法では、マイナーループや表皮効果といった物理現象を直接考慮できる一方、磁壁の挙動に基づく損失として考えられている異常渦電流損を直接考慮することができず、そのモデル化が課題となっている。磁壁の移動を考慮して直接異常渦電流損を計算する手段として Fig. 3.1 に示す Pry and Bean Model やその派生形として様々なモデルが提案されている^{(6), (7), (30), (31), (32), (33), (34)}。しかし、無方向性電磁鋼板の磁区が数~数十 μm の幅であるのに対し⁽³⁵⁾、鉄損の解析対象であるモータのサイズは直径数百 mm とその差が大きく、計算コストの観点で、モータの鉄損計算にて異常渦電流損を直接計算することは難しい。そこで、本章では、本論文での異常渦電流損の定義と、その基礎的性質、および、少ない計算コストで異常渦電流損を計算するために、PID手法において異常渦電流損を表現する渦電流損補正係数 κ を導入した手法^{(36), (37), (38), (39)}について論じる。

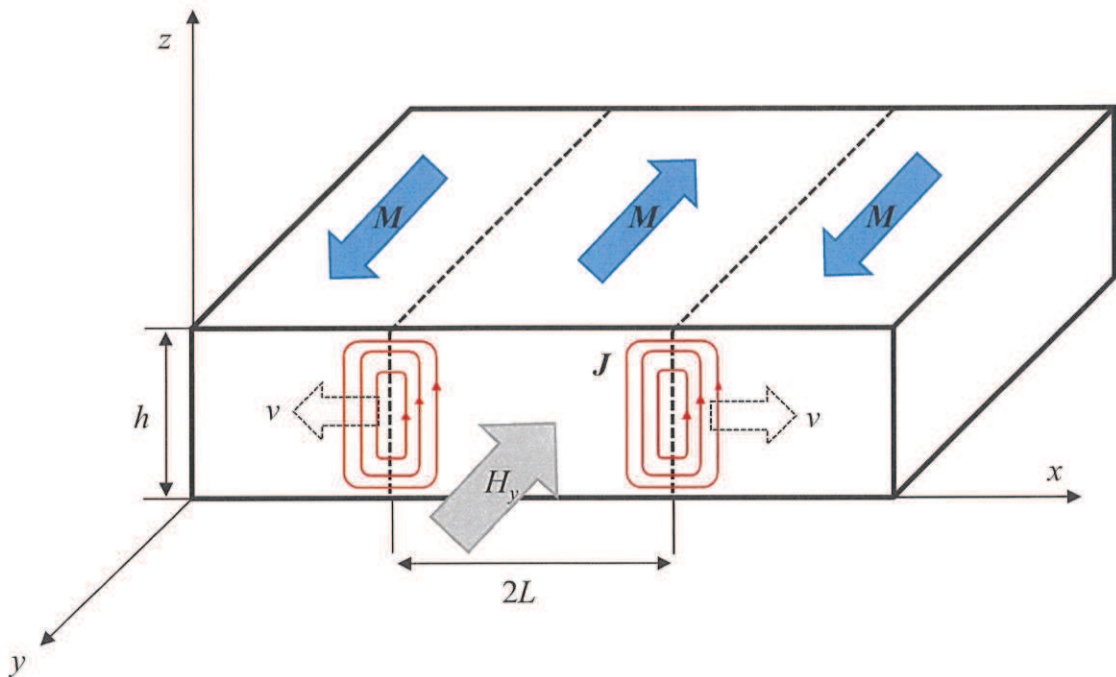


Fig. 3.1. Concept of Pry & Bean model.

図 3.1 Pry & Bean model の概念

3.2 渦電流損補正係数による異常渦電流損の表現

前章で論じたように、PID 手法により計算されるヒステリシス損 P_{h_PID} および古典的渦電流損 P_{ec_PID} だけでは、電磁鋼板に生じる鉄損を表現することができない。そこで、次式に示す通り、ヒステリシス損および古典的渦電流損で表現できない残りの損失を、本論文では異常渦電流損 P_{ex} と定義する。

$$P_{iron} = P_{h_PID} + P_{ec_PID} + P_{ex} \quad (3.1)$$

異常渦電流損は、磁性体の磁化過程で磁壁が動き、その近傍で発生する損失と考えられており、モータなどの電気機器の寸法に対して極めて小さなスケールの物理現象になる。このため、電気機器の磁界解析において直接的に計算することは現状では困難である。そこで異常渦電流損 P_{ex} は古典的渦電流損 P_{ec_PID} の定数 (α) 倍であると仮定すると (3.1) 式を変形して次式を得る。

$$\begin{aligned} P_{iron} &= P_{h_PID} + P_{ec_PID} + \alpha P_{ec_PID} \\ &= P_{h_PID} + (1 + \alpha) P_{ec_PID} \\ &= P_{h_PID} + \kappa P_{ec_PID} \end{aligned} \quad (3.2)$$

ここで、 κ を渦電流損補正係数と呼ぶ。渦電流損補正係数は、電磁鋼板断面の平均磁束密度が振幅 B_m 、周波数 f となる正弦波磁束を発生させた際の鉄損測定値 $P_{measured}$ 、ヒステリシス損 P_{h_PID} および古典的渦電流損 P_{ec_PID} を用いて次式により導出する。

$$\kappa(B_m, f) = \frac{P_{measured}(B_m, f) - P_{h_PID}(B_m, f)}{P_{ec_PID}(B_m, f)} \quad (3.3)$$

ここで、Table 2.2 に示す短冊状の電磁鋼板において $f=50$ Hz, $f=100$ Hz, $f=200$ Hz のときの PID 手法によるヒステリシス損と古典的渦電流損の計算値および、鉄損測定値をもとに (3.1) 式の定義より同定した異常渦電流損を Fig. 3.2 から Fig. 3.4 に示す。また、 B_m が 1.0 T 時の (3.3) 式により導出した渦電流損補正係数の周波数特性を Fig. 3.5 に示す。

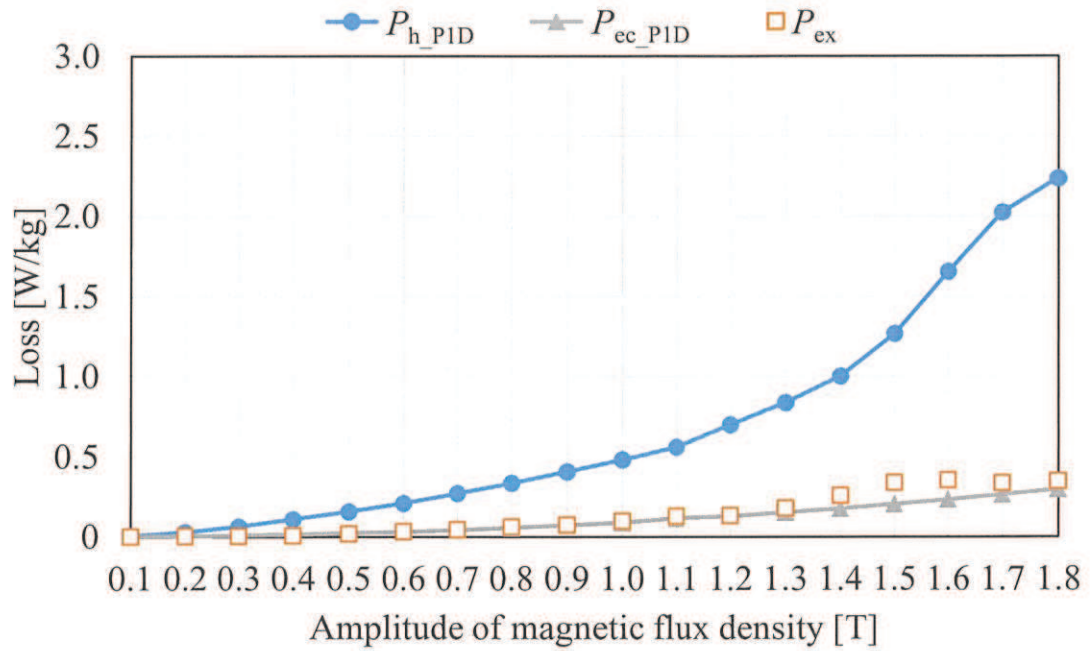


Fig. 3.2. Hysteresis loss and Classical eddy current loss using P1D method and excess loss at $f = 50$ Hz.

図 3.2 $f = 50$ Hz における P1D 手法によるヒステリシス損と古典的渦電流損計算値と異常渦電流損

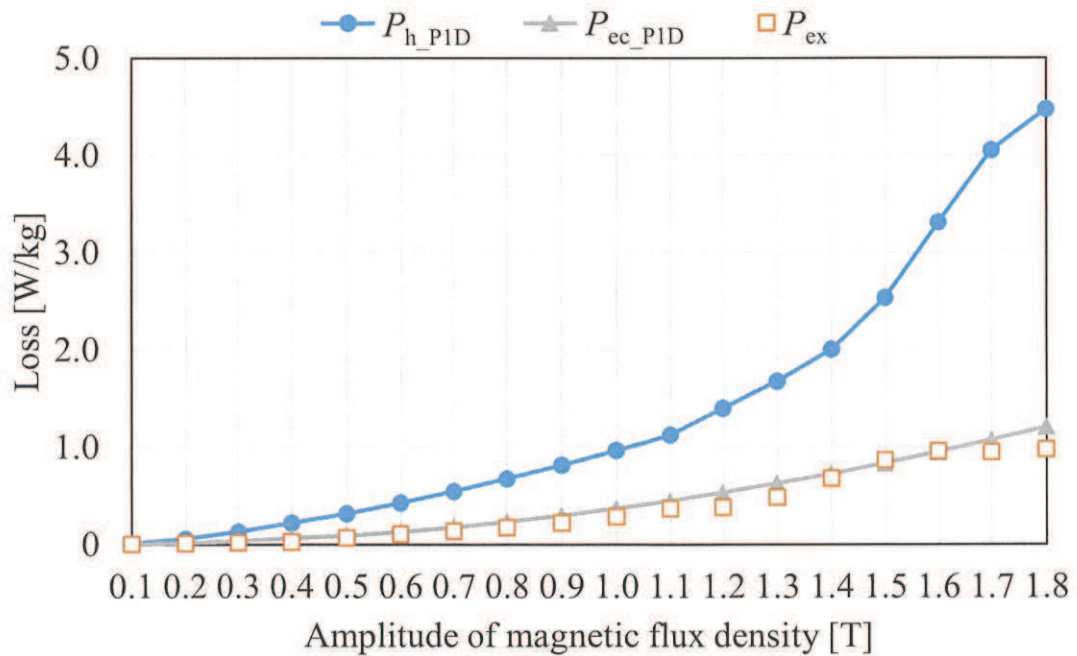


Fig. 3.3. Hysteresis loss and Classical eddy current loss using P1D method and excess loss at $f = 100$ Hz.

図 3.3 $f = 100$ Hz における P1D 手法によるヒステリシス損と古典的渦電流損計算値と異常渦電流損

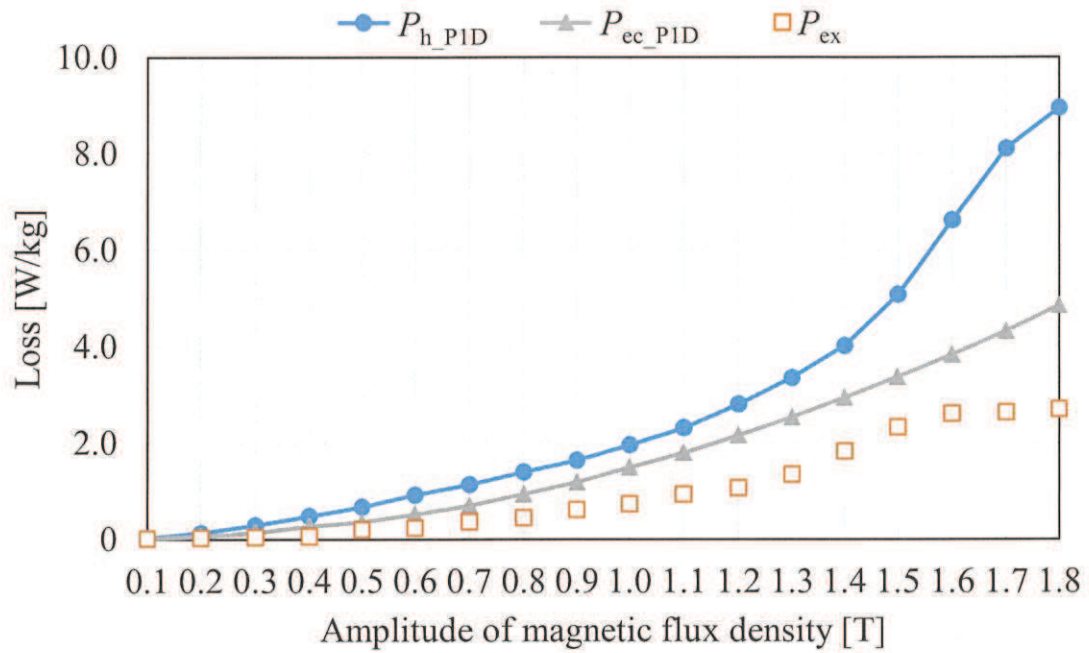


Fig. 3.4. Hysteresis loss and Classical eddy current loss using PID method and excess loss at $f = 200$ Hz.

図 3.4 $f = 200$ Hz における PID 手法によるヒステリシス損と古典的渦電流損計算値と異常渦電流損

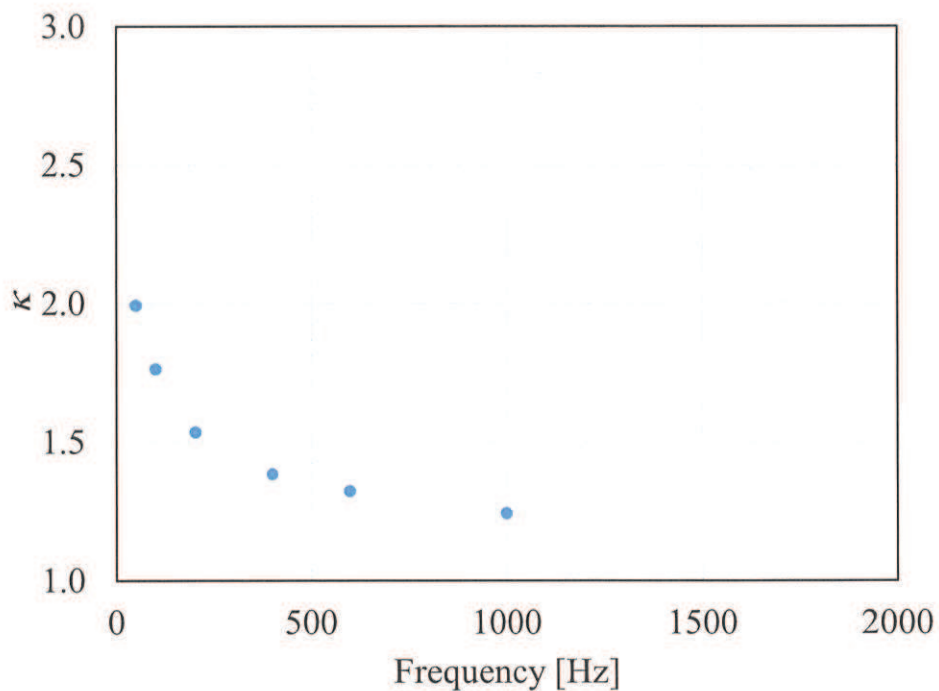


Fig. 3.5. Eddy current loss correction factor at $B_m = 1.0$ T.

図 3.5 $B_m = 1.0$ T 時の渦電流損補正係数の周波数特性

Fig. 3.5 より，渦電流損補正係数は周波数に対して依存性を有することがわかる． Bertotti らによる検討⁽⁶⁾において，古典的渦電流損は周波数の 2 乗に，異常渦電流損は周波数の 1.5 乗に比例するモデルが提案されている．渦電流損補正係数は，古典的渦電流損と異常渦電流損の比を表すパラメータであり，それぞれの損失を表す周波数の指数に差があることから，周波数の関数として表現できると考えられる．本論文では，渦電流損補正係数を次式により近似する⁽⁴⁰⁾．

$$\kappa(B_m, f) = C(B_m) f^{\beta(B_m)} + 1 \quad (3.4)$$

ここで，(3.4) 式の係数 C および β は， B_m が一定のとき，少なくとも 2 水準の周波数にて測定を行うことで一意に定めることができる． $f = 50 \text{ Hz}$ および 100 Hz の κ の値から導出した (3.4) 式による近似値と，測定値から求めた κ について， B_m が 0.5 T, 1.0 T, 1.5 T 時の周波数特性をそれぞれ Fig. 3.6, Fig. 3.7, Fig. 3.8 に示す．

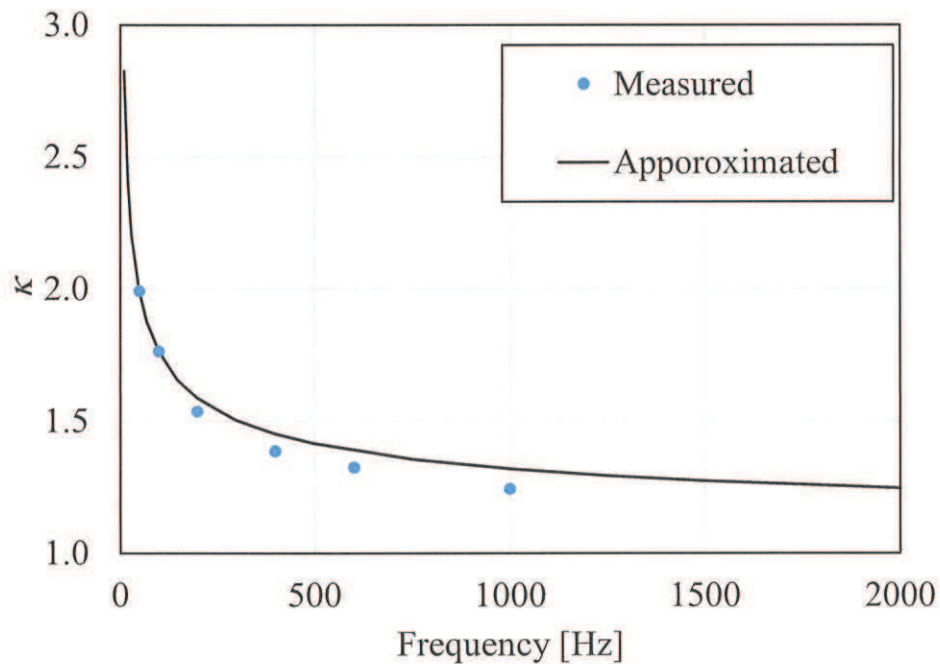


Fig. 3.6. Measured and approximated eddy current loss correction factor at $B_m = 0.5 \text{ T}$.

図 3.6 $B_m = 0.5 \text{ T}$ 時の渦電流損補正係数の測定値と近似値

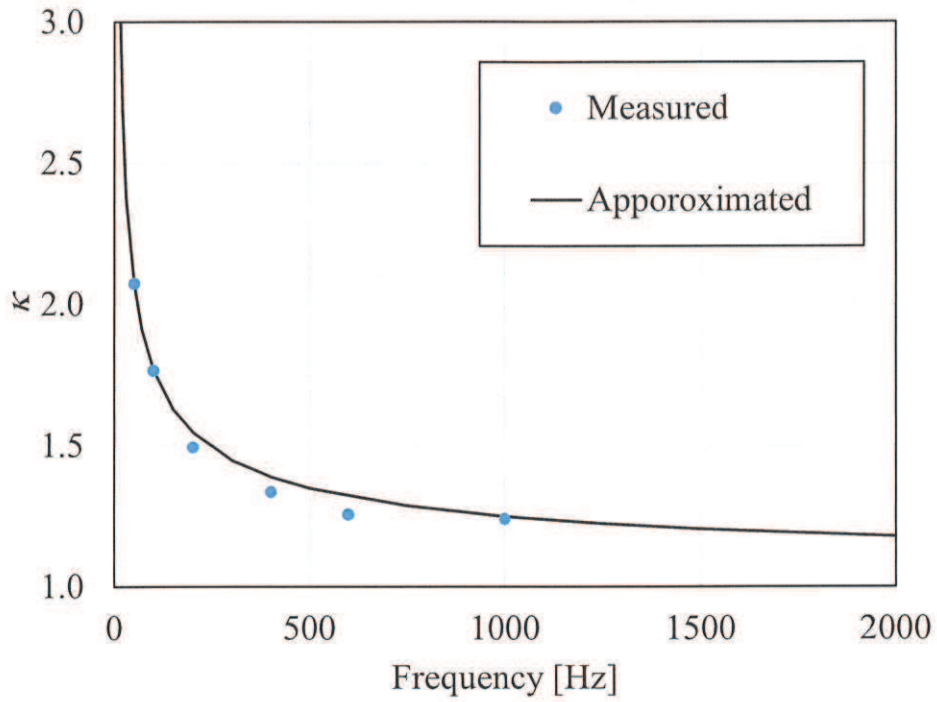


Fig. 3.7. Measured and approximated eddy current loss correction factor at $B_m = 1.0$ T.
 図 3.7 $B_m = 1.0$ T 時の渦電流損補正係数の測定値と近似値

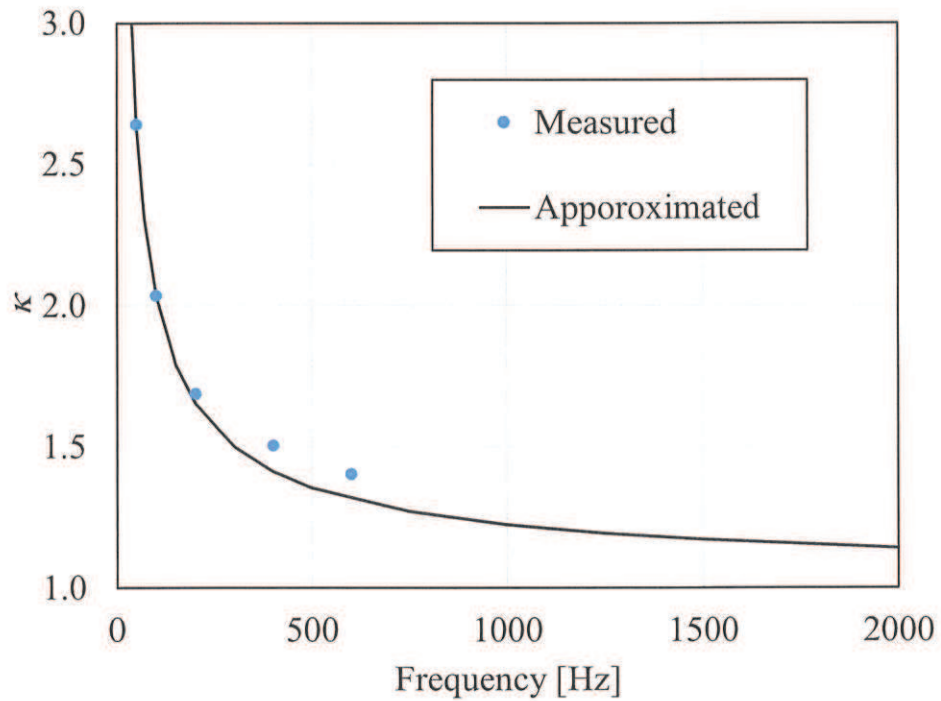


Fig. 3.8. Measured and approximated eddy current loss correction factor at $B_m = 1.5$ T.
 図 3.8 $B_m = 1.5$ T 時の渦電流損補正係数の測定値と近似値

Fig. 3.6 から Fig. 3.8 より, (3.4) 式の係数同定に必要な最小測定数のデータによる近似でも十分に渦電流損補正係数が表現できることを確認した. さらに近似精度を上げるためには, 測定点数を増やし, 最小二乗法による係数同定を行えばよい. 以降, 本論文で扱う渦電流損補正係数は上述の手順にて近似した値とする.

同様にして, $f=50\text{ Hz}$, 100 Hz , 200 Hz でそれぞれ一定とし, B_m を 0.1 T から 1.8 T まで 0.1 T 刻みで測定し, 渦電流損補正係数を導出した結果を Fig. 3.9 に示す.

Fig. 3.2 から Fig. 3.4 より, いずれの周波数水準においても磁束密度振幅が 1.6 T 以上で異常渦電流損の振幅に対する増加が緩やかになっている. この理由について考察する. 異常渦電流損は, 磁壁移動に起因する損失として考えられている. Fig. 3.10 に Table 2.2 に示した電磁鋼板の初磁化曲線を示す. Fig. 3.10 から 1.5 T 以上の領域では, 磁壁移動による磁化が終わり, 磁化回転による磁化が進行している領域と考えられる. 1.5 T より小さい領域では, 正弦波磁束 1 周期の全区間で, 磁壁移動が発生する一方, 1.5 T 以上では, 磁壁移動が終わったあとに, 異常渦電流損が発生しにくい状態が起きる. このため, 異常渦電流損の振幅に対する増加が緩やかになったと考えられる. また, Fig. 3.9 より, 同様の区間にて渦電流損補正係数が減少傾向を示している. これは, 渦電流損補正係数は, 異常渦電流損と古典的渦電流損の比を表すが, 古典的渦電流損は磁壁移動の有無に依らず, およそ磁束密度の 2 乗に比例して生じる一方, 異常渦電流損は前述した理由により, その増加度合が緩やかになったためと考えられる. (3.4) 式の近似式を用いて, 作成した無方向性電磁鋼板 30HX1600 の RD 方向の渦電流損補正係数の特性図を Fig. 3.11 に示す.

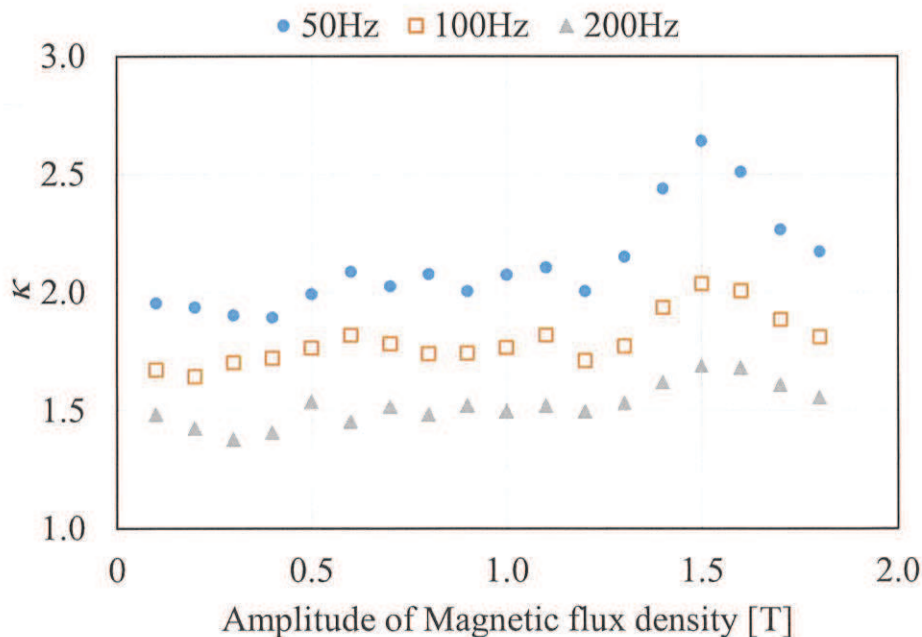


Fig. 3.9. Eddy current loss correction factor at constant frequency.

図 3.9 周波数を一定としたときの渦電流損補正係数の磁束密度振幅依存性

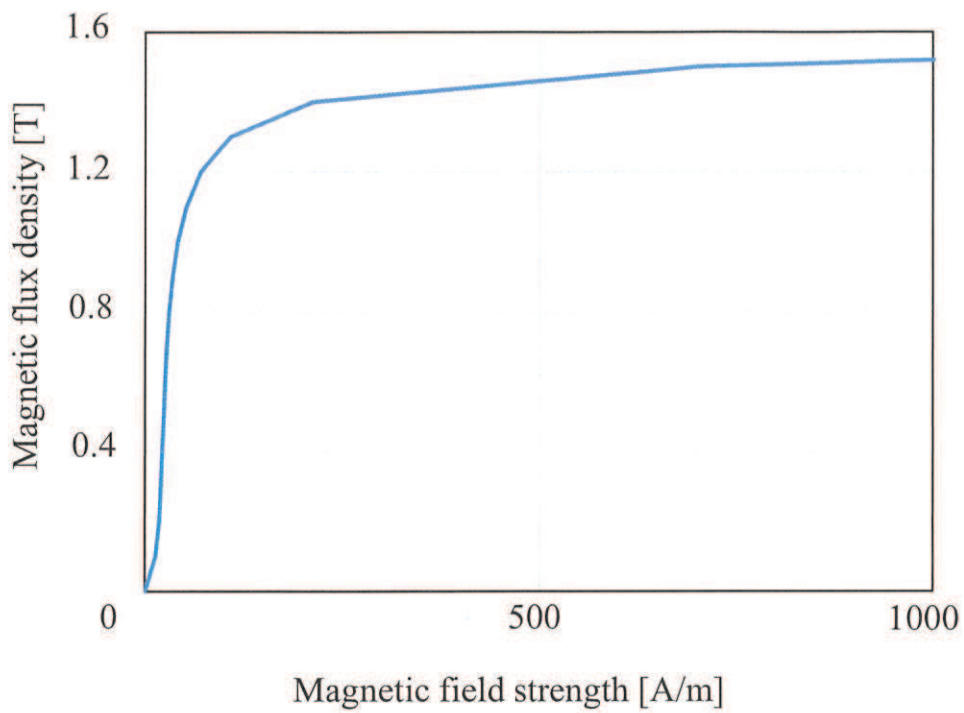


Fig. 3.10. Initial magnetization curve of 30HX1600 (RD direction).
 図 3.10 30HX1600 の RD 方向における初磁化曲線

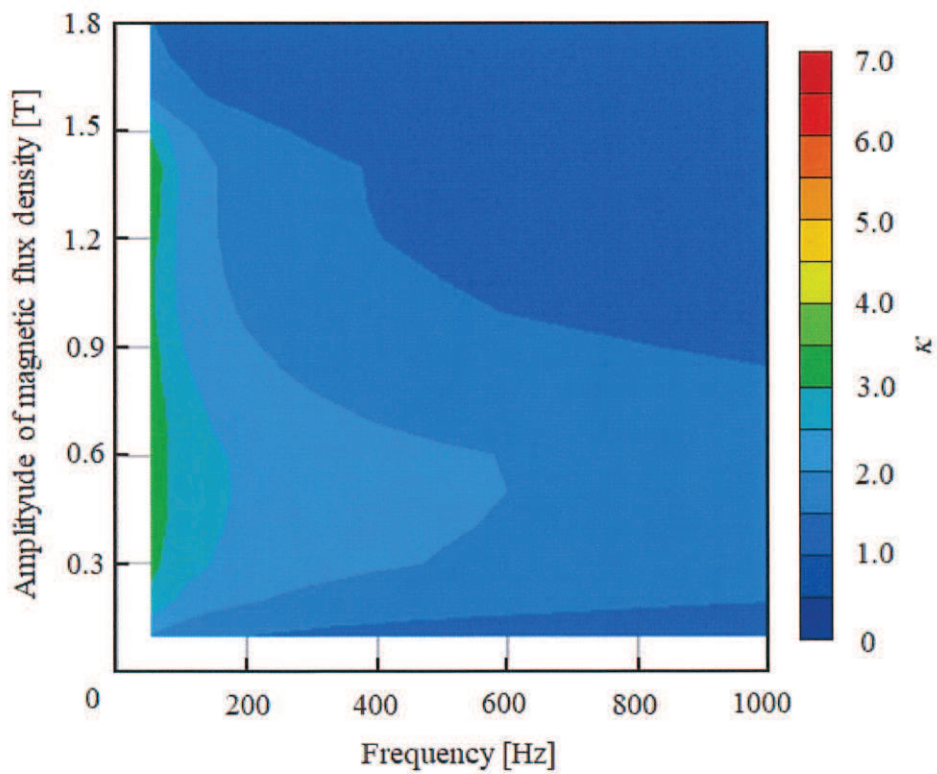


Fig. 3.11. Eddy current loss correction factor of 30HX1600 (RD direction).
 図 3.11 RD 方向における 30HX1600 の渦電流損補正係数

3.3 渦電流損補正係数を用いた鉄損予測手法

前節で、渦電流損補正係数は周波数および磁束密度振幅に依存することを明らかにした。前節で導出した渦電流損補正係数は、正弦波磁束を発生させた際に、PID 手法により鉄損を計算する場合に対応したものである。一方で、モータに生じる磁束は、インバータに起因するキャリア高調波や、モータ形状に起因する空間高調波成分が重畳した複雑な波形となる。そこで、渦電流損補正係数を用いて、PID 手法において任意の磁束密度波形に対して異常渦電流損を計算できるモデルを検討する。

3.3.1 一定値として扱うモデル

(2.45) 式の右辺第 2 項で示した Steinmetz's equation に基づく渦電流損計算式は、古典的渦電流損と異常渦電流損の合計値を表す。また、表皮効果が無視できる周波数において古典的渦電流損は (2.46) 式で表される。そこで、(2.45) 式と (2.46) 式を用いて、(3.3) 式を変形すると次式を得る⁽³⁵⁾。

$$\begin{aligned}\kappa(B_m, f) &= \frac{P_{\text{measured}}(B_m, f) - P_{\text{h_PID}}(B_m, f)}{P_{\text{ec_PID}}(B_m, f)} = \frac{P_{\text{ec_PID}}(B_m, f) + P_{\text{ex}}(B_m, f)}{P_{\text{ec_PID}}(B_m, f)} \\ &= \frac{K_e(B_m, f) f^2 B_m^2}{\frac{\pi^2 \sigma h^2}{6} f^2 B_m^2} = \frac{6K_e(B_m, f)}{\pi^2 \sigma h^2}\end{aligned}\quad (3.5)$$

ここで、(3.5) 式は表皮効果が無視できる周波数で定義されたため、 K_e は例えば 2 周波法において $f = 50 \text{ Hz}$ と $f = 100 \text{ Hz}$ の傾きから求めたものを与える。また、 B_m は対象とする磁束密度波形の振幅より定める。このように定めた κ を (3.2) 式に代入することで、任意の磁束密度波形における異常渦電流損を計算する。本手法を PID_MI と表記する。

3.3.2 周波数および磁束密度振幅を考慮したモデル

(2.64) 式にて計算される PID 手法を用いた古典的渦電流損は、任意の磁束密度波形 1 周期分の損失を表す。したがって、(3.2) 式により異常渦電流損を計算するためには、任意の磁束密度波形 1 周期分に相当する渦電流損補正係数を導出しなければならない。そこで、DFT を用いて任意の磁束密度波形を周波数成分に分解したうえで、Fig. 3.11 に示した渦電流損補正係数のデータベースと照合し各周波数成分の渦電流損補正係数を導出し、重み付き平均により磁束密度波形 1 周期分に相当する渦電流損補正係数を導出する方法⁽³⁸⁾について説明する。具体的な計算手順は以下の通りである。

STEP 1 周波数成分ごとの渦電流損補正係数 $\kappa_j(B_m, f)$ の計算

任意の磁束密度波形 $b(t)$ を DFT により周波数成分に変換し、 $b(t)$ の周波数成分 B_{m_j} および f_j を求める。ここで、 j は周波数次数を示す。磁束密度の各周波数成分に

対して Fig. 3.11 を用いて補正係数 $\kappa_j(B_{mj}, f_j)$ を求める。本論文では、 $\kappa_j(B_{mj}, f_j)$ を Fig. 3.11 内の格子点より線形補間により求めた。

STEP 2 重み付き平均による渦電流損補正係数の導出

次式に示すように STEP 1 で求めた $\kappa_j(B_{mj}, f_j)$ に、重み W_j を乗じて磁束密度波形 1 周期分に相当する渦電流損補正係数を導出する。

$$\kappa = \sum_{j=1}^{N_{DFT}} \kappa_j(B_{mj}, f_j) \cdot W_j \quad (3.6)$$

ここで重み W_j を次式のように定義する

$$W_j = \frac{P_{ec_PID}(B_{mj}, f_j)}{\sum_{k=1}^{N_{DFT}} P_{ec_PID}(B_{mk}, f_k)} \quad (3.7)$$

ここで、 $P_{ec_PID}(B_m, f)$ は、電磁鋼板断面の平均磁束密度が振幅 B_m 、周波数 f となる正弦波磁束密度を対象とした PID 手法による古典的渦電流損を表す。

以上により決定した κ を (3.2) 式に代入し、異常渦電流損を計算する。本手法を PID_MII と表記し、その概要を Fig. 3.12 に示す。

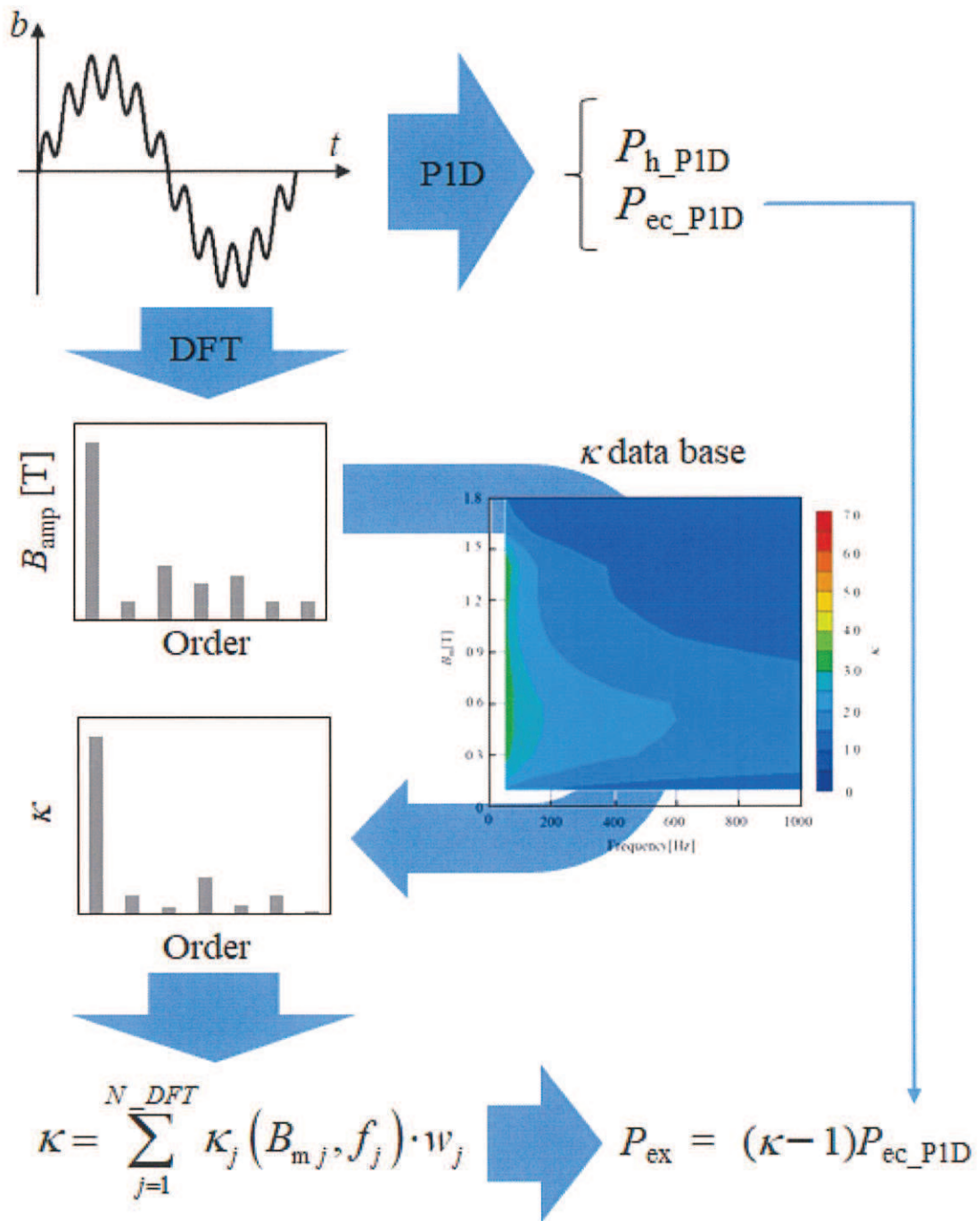
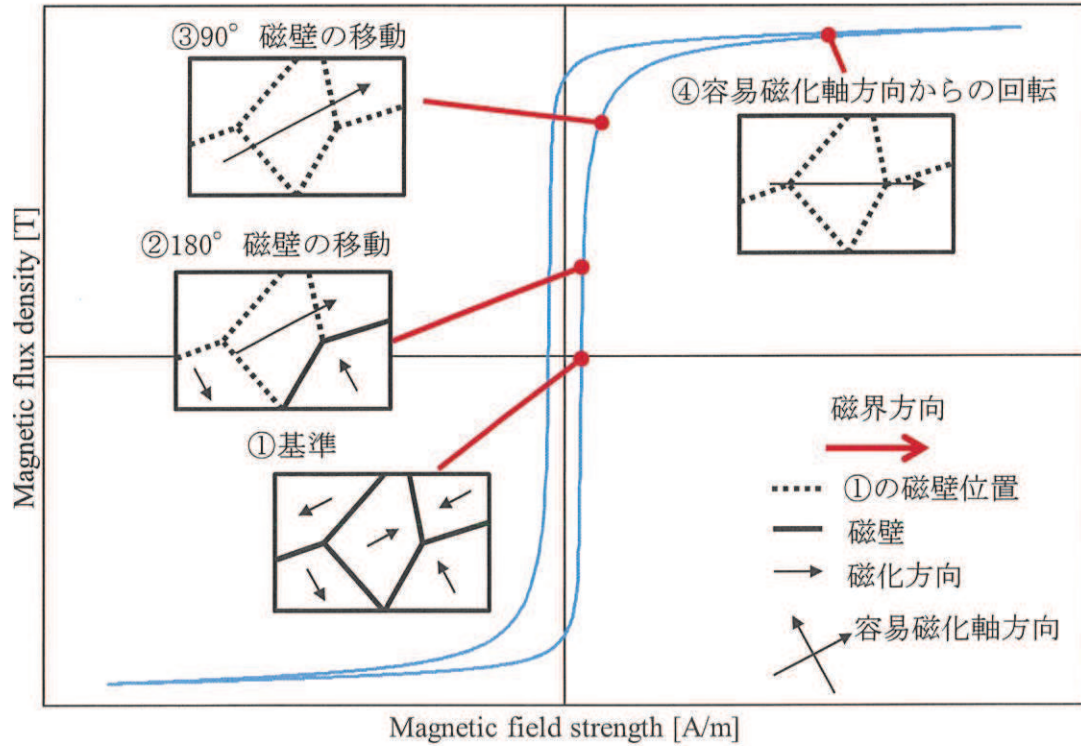


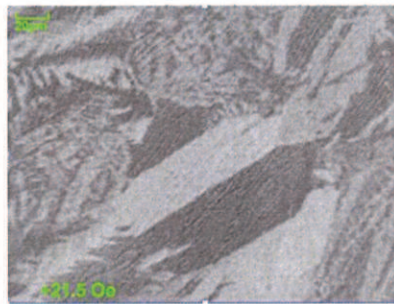
Fig. 3.12. Outline of P1D_MII.
 図 3.12 P1D_MII の概要

3.3.3 直流偏磁を考慮したモデル

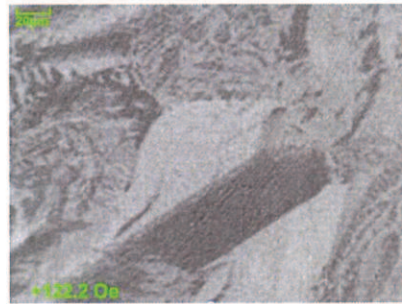
Fig. 3.13 に、ヒステリシスループの各動作点における磁区構造の概要と、無方向性電磁鋼板 30HX1600 を対象にした磁区観察結果を示す。測定は、ネオアーク社製 Neomagnesia Lite にて行った。



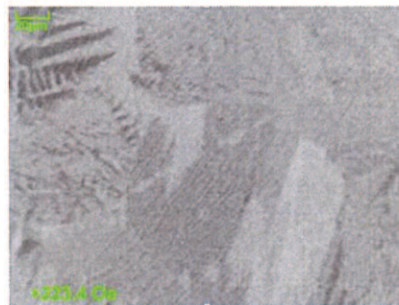
①基準



②180° 磁壁の移動



③90° 磁壁の移動



④容易磁化軸方向からの回転

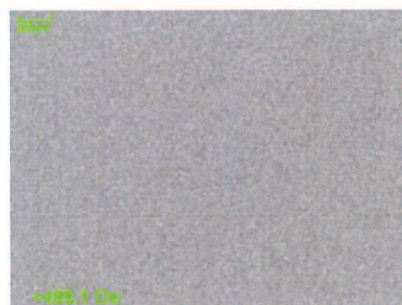


Fig. 3.13. Magnetic domain on hysteresis loop.

図 3.13 ヒステリシスループの各動作点における磁区構造

Fig. 3.13 に示す通り、ヒステリシスループの各動作点によって、磁壁の状態が変わっているため、 $B = 0.0 \text{ T}$ の状態から ΔB 変化した場合と、飽和領域から ΔB 変化した場合とでは、磁壁の移動量が変わり、生じる異常渦電流損の量も変わることが推測される。PID_MI や PID_MII に挙げた異常渦電流損の計算方法は、正弦波交流磁束を対象にしており、偏磁の影響を無視している。そこで、異常渦電流損および渦電流損係数の偏磁に対する影響を調査し、偏磁を考慮した鉄損計算モデルを構築する。

3.3.3.1 異常渦電流損に対する直流偏磁の影響

ここでは、直流偏磁させた正弦波磁束を Tabel 2.2 に示す試験片に発生させ、その時の損失を (3.2) 式により、各成分に分離するとともに、(3.3) 式により渦電流損補正係数を導出する。単板磁気特性試験においては、磁束の時間変化に伴う誘導起電力をモニタリングし、電磁鋼板内部の磁束密度の平均値を計算するが、時間変化しない直流偏磁量 B_{dc} を直接測定することはできない。そのため、以下の手順により、直流偏磁量 B_{dc} を推定する。ここでは、単板磁気特性試験にて H コイル法を用いて測定を行う⁽⁴¹⁾。

STEP 1

単板磁気特性試験にて直流偏磁させない状態で、正弦波交流磁束 $b(t) = B_m \sin(2\pi f t)$ を発生させ、最大磁束密度 B_m のときの磁界強度 H_m および印加電流 I_m を測定する。

STEP 2

本試験により発生させたい直流偏磁させた正弦波磁束を $b'(t) = B_{ac} \sin(2\pi f t) + B_{dc}$ と定義する。このとき、 B_{max} を次式で定義する。

$$B_{max} = B_{ac} + B_{dc} \quad (3.8)$$

ここで、単板磁気特性試験にて、 $b'(t)$ の交流成分 B_{ac} は誘導起電力から直接測定することができる。また、試験機に通電している電流値 I_b を STEP 1 で作成した、 I_m - H_m - B_m 特性に入力することで、 B_{max} を求めることができ、得られた B_{max} と B_{ac} から直流偏磁量 B_{dc} を特定する。このようなプロセスを経ることで、磁束密度の交流成分と直流偏磁量を制御し、任意の $b'(t)$ を生成する。

上記手順にて測定した鉄損、PID 手法によるヒステリシス損計算値、PID 手法による古典的渦電流損計算値、異常渦電流損の分離結果について、 $f = 50 \text{ Hz}$ 時を Fig. 3.14 から Fig. 3.17 に、 $f = 100 \text{ Hz}$ 時を Fig. 3.18 から Fig. 3.21 に、 $f = 200 \text{ Hz}$ 時を Fig. 3.22 から Fig. 3.25 にそれぞれ示す。また、(3.3) 式により導出した渦電流損補正係数について、 $f = 50 \text{ Hz}$ 時を Fig. 3.26 に、 $f = 100 \text{ Hz}$ 時を Fig. 3.27 に、 $f = 200 \text{ Hz}$ 時を Fig. 3.28 にそれぞれ示す。

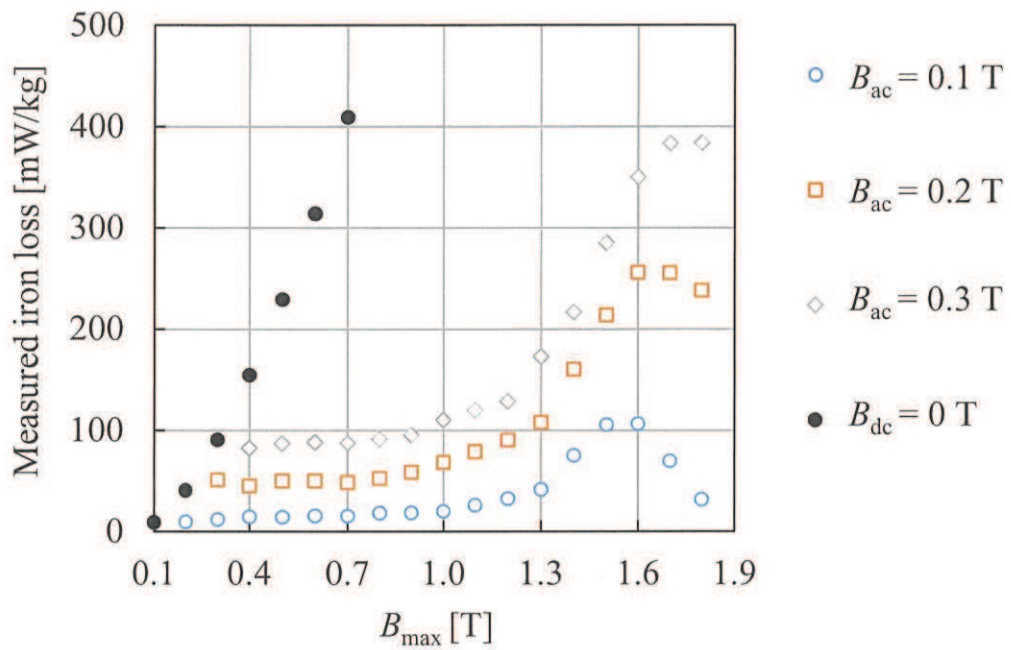


Fig. 3.14. Measured iron loss under DC-biased condition ($f = 50$ Hz).
 図 3.14 $f = 50$ Hz 時の直流偏磁下の正弦波磁束における鉄損測定値

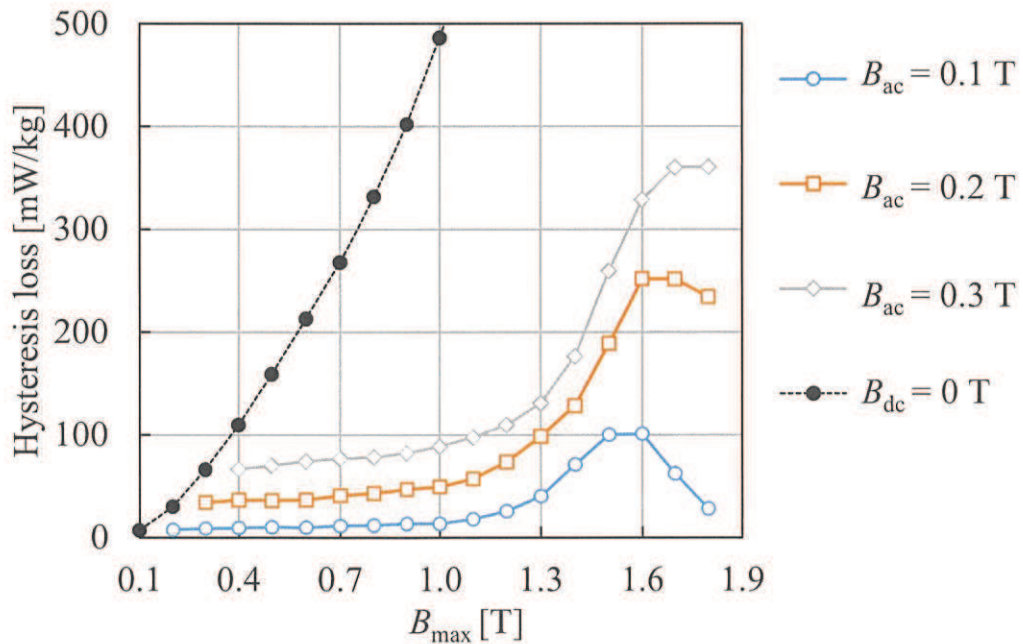


Fig. 3.15. Estimated hysteresis loss under DC-biased condition ($f = 50$ Hz).
 図 3.15 $f = 50$ Hz 時の直流偏磁下の正弦波磁束におけるヒステリシス損計算値

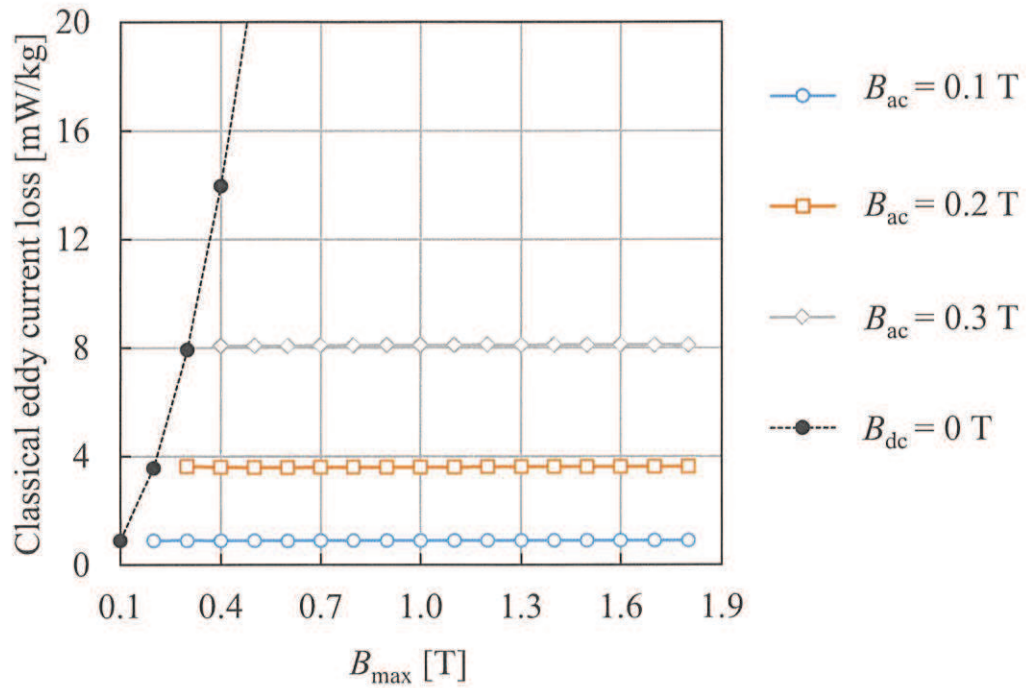


Fig. 3.16. Estimated classical eddy current loss under DC-biased condition ($f = 50$ Hz).
 図 3.16 $f = 50$ Hz 時の直流偏磁下の正弦波磁束における古典的渦電流損計算値

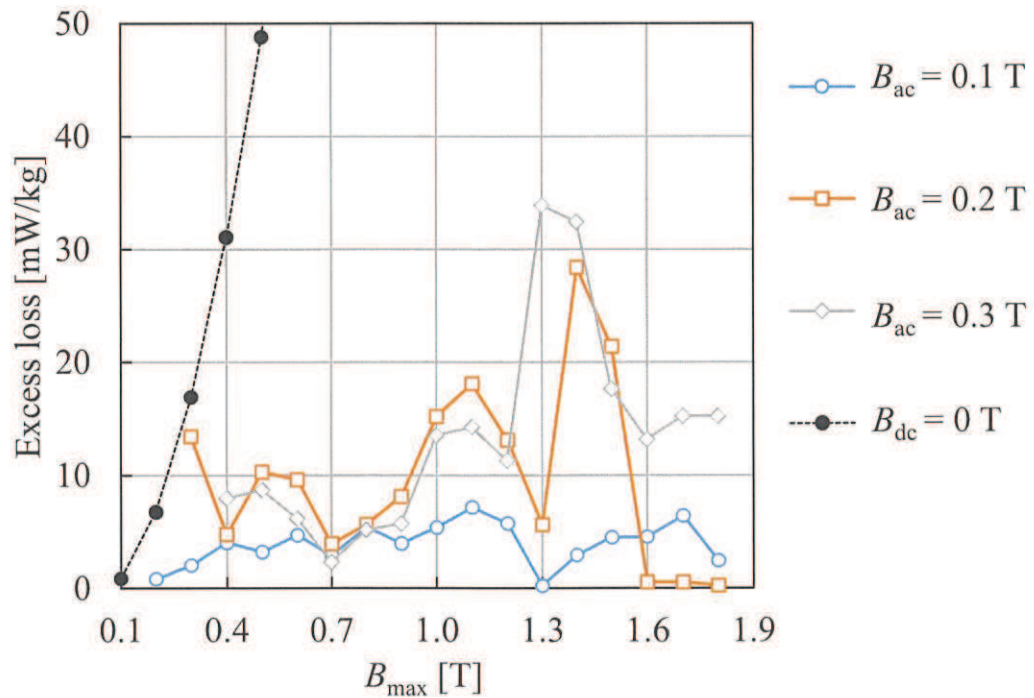


Fig. 3.17. Excess loss under DC-biased condition ($f = 50$ Hz).
 図 3.17 $f = 50$ Hz 時の直流偏磁下の正弦波磁束における異常渦電流損

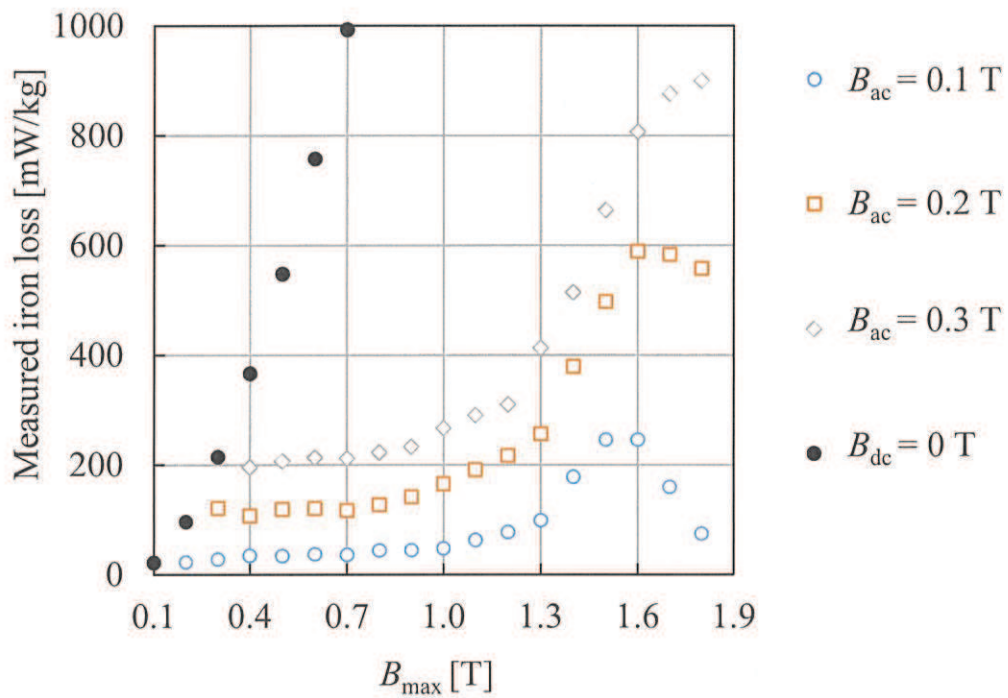


Fig. 3.18. Measured iron loss under DC-biased condition ($f = 100$ Hz).
 図 3.18 $f = 100$ Hz 時の直流偏磁下の正弦波磁束における鉄損測定値

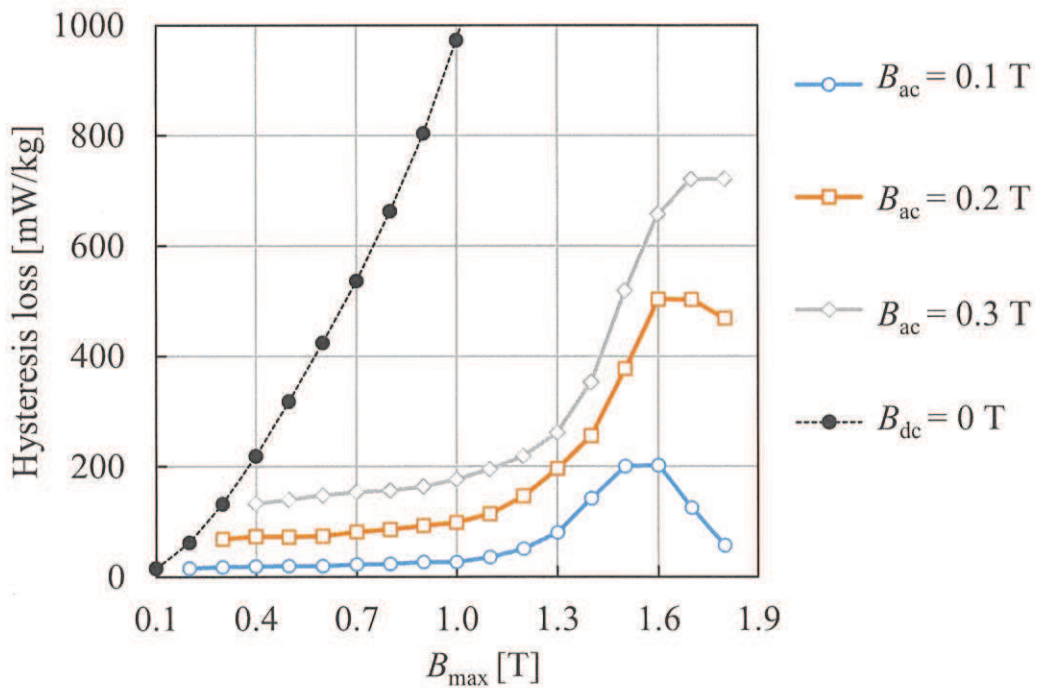


Fig. 3.19. Estimated hysteresis loss under DC-biased condition ($f = 100$ Hz).
 図 3.19 $f = 100$ Hz 時の直流偏磁下の正弦波磁束におけるヒステリシス損計算値

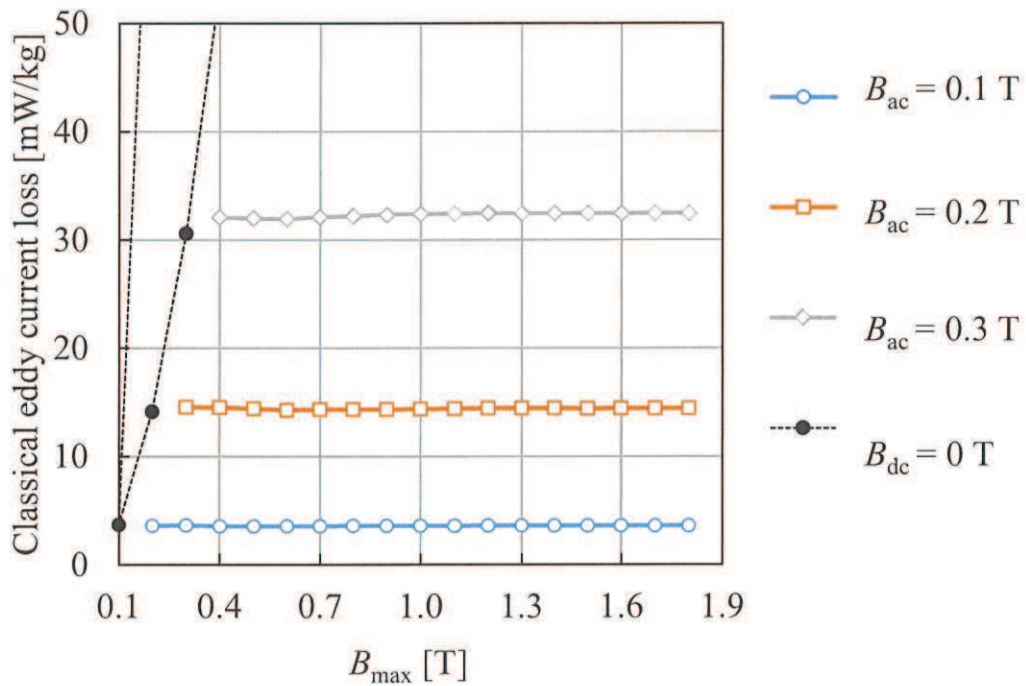


Fig. 3.20. Estimated classical eddy current loss under DC-biased condition ($f=100$ Hz).
 図 3.20 $f=100$ Hz 時の直流偏磁下の正弦波磁束における古典的渦電流損計算値

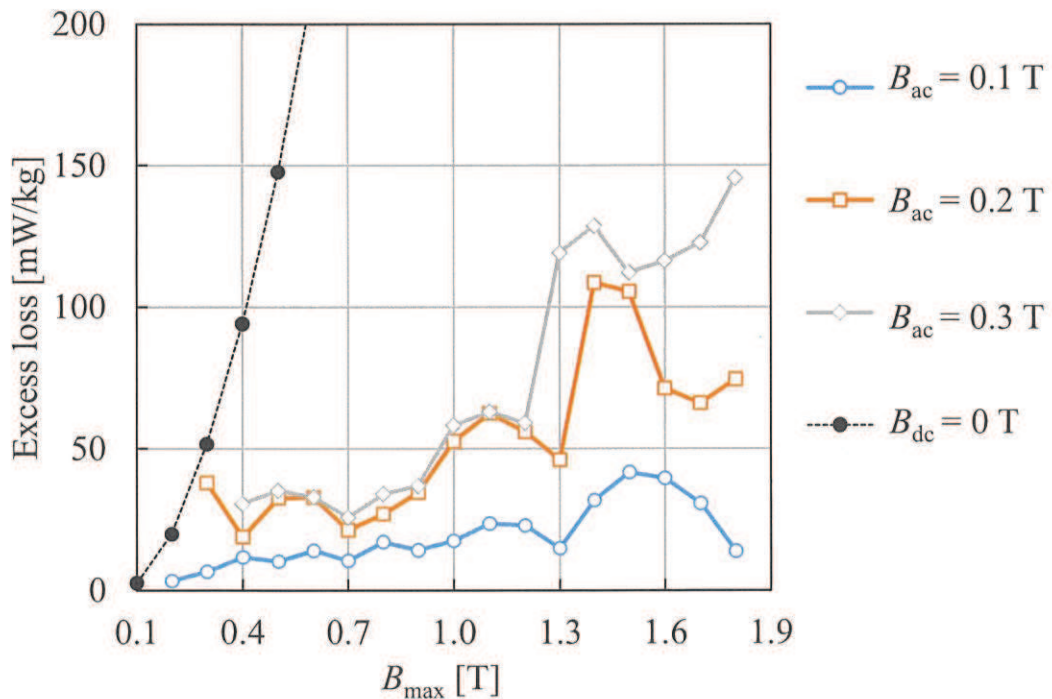


Fig. 3.21. Excess loss under DC-biased condition ($f=100$ Hz).
 図 3.21 $f=100$ Hz 時の直流偏磁下の正弦波磁束における異常渦電流損

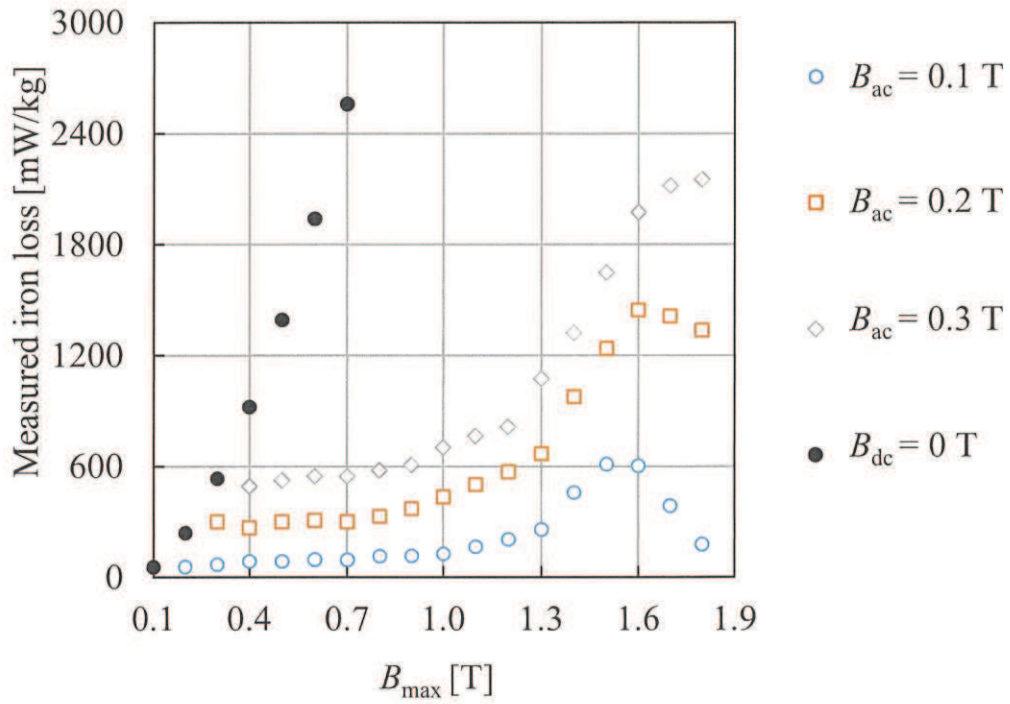


Fig. 3.22. Measured iron loss under DC-biased condition ($f = 200$ Hz).
 図 3.22 $f = 200$ Hz 時の直流偏磁下の正弦波磁束における鉄損測定値

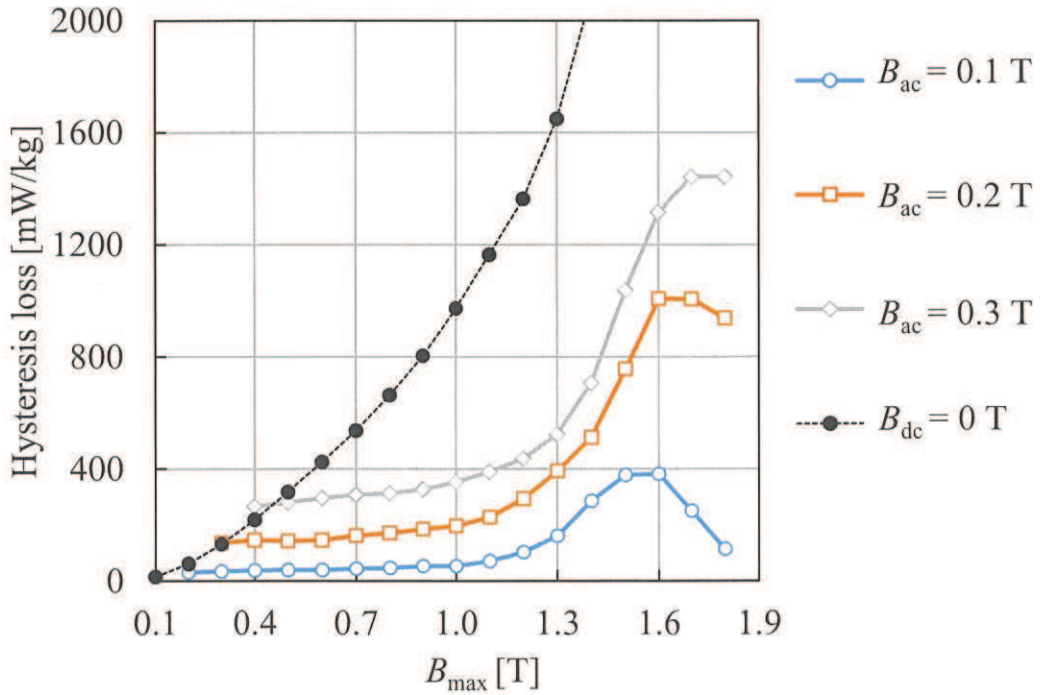


Fig. 3.23. Estimated hysteresis loss under DC-biased condition ($f = 200$ Hz).
 図 3.23 $f = 200$ Hz 時の直流偏磁下の正弦波磁束におけるヒステリシス損計算値

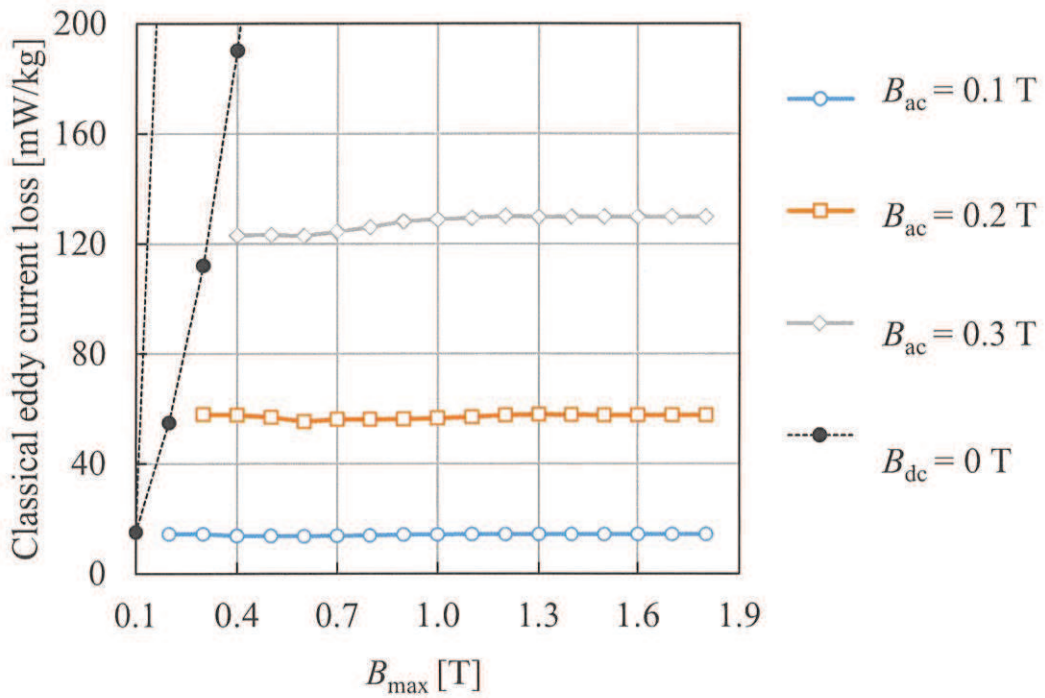


Fig. 3.24. Estimated classical eddy current loss under DC-biased condition ($f = 200$ Hz).
 図 3.24 $f = 200$ Hz 時の直流偏磁下の正弦波磁束における古典的渦電流損計算値

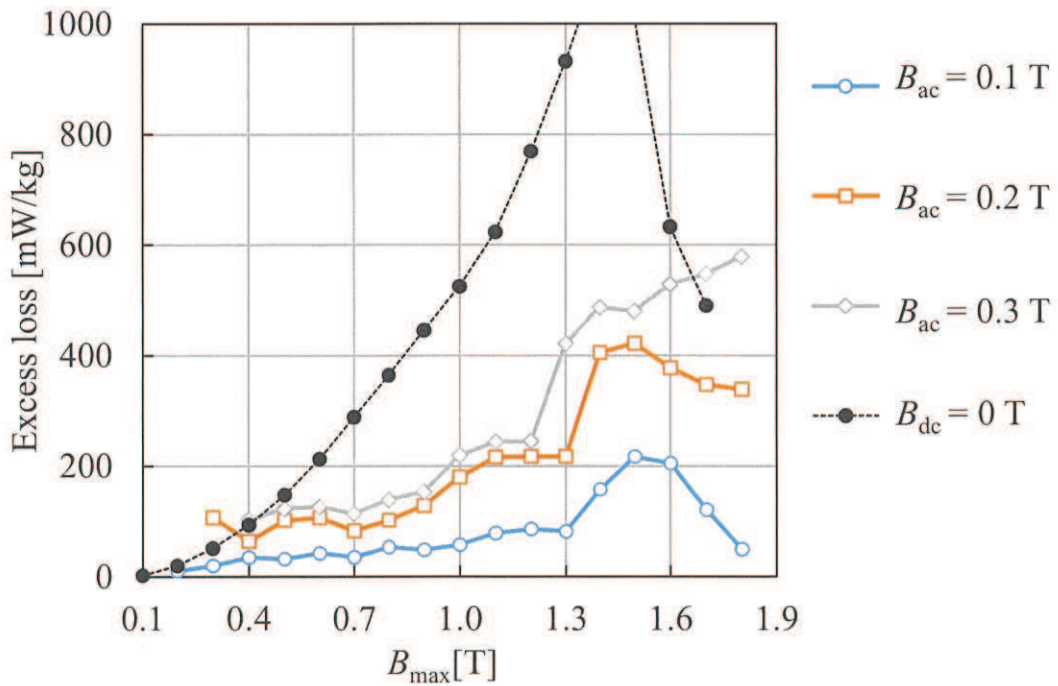


Fig. 3.25. Excess loss under DC-biased condition ($f = 200$ Hz).
 図 3.25 $f = 200$ Hz 時の直流偏磁下の正弦波磁束における異常渦電流損

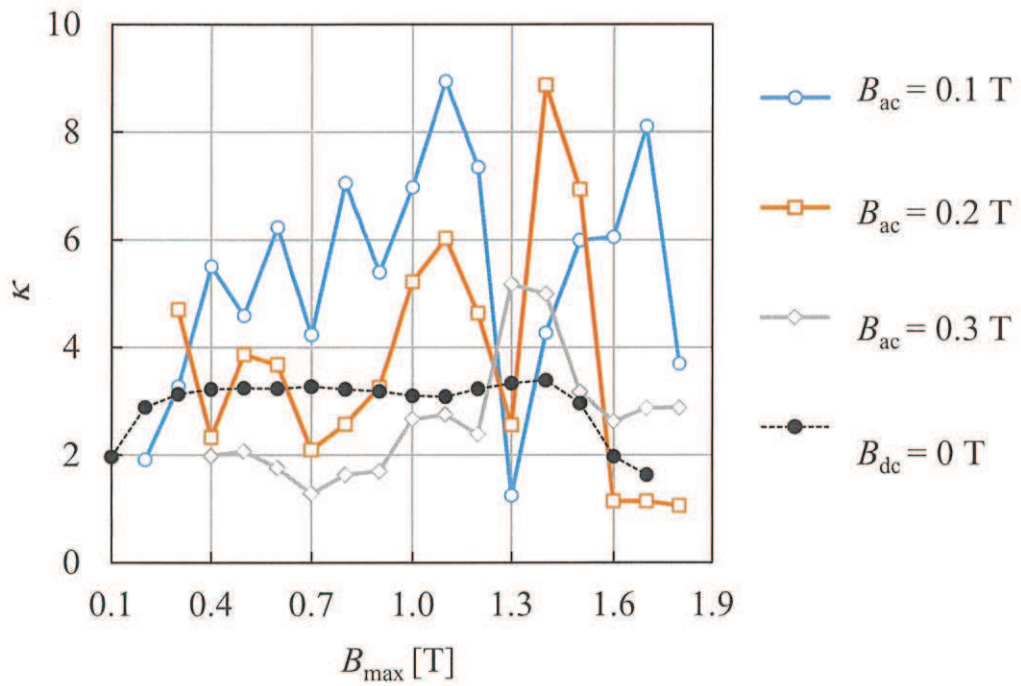


Fig. 3.26. Eddy current loss correction factor under DC-biased condition ($f = 50$ Hz).
 図 3.26 $f = 50$ Hz 時の直流偏磁下の正弦波磁束における渦電流損補正係数

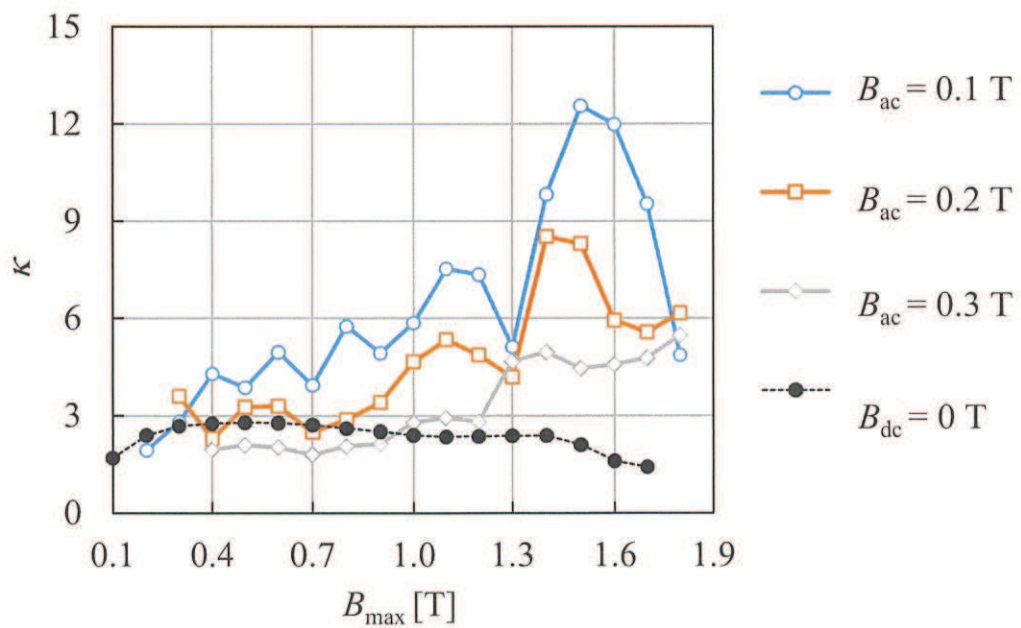


Fig. 3.27. Eddy current loss correction factor under DC-biased condition ($f = 100$ Hz).
 図 3.27 $f = 100$ Hz 時の直流偏磁下の正弦波磁束における渦電流損補正係数

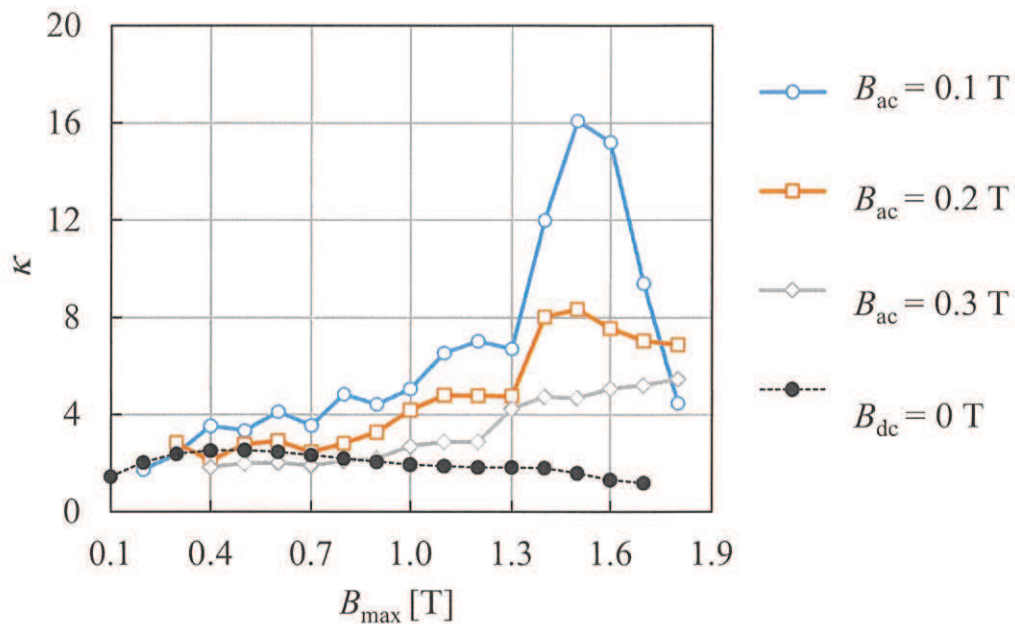


Fig. 3.28. Eddy current loss correction factor under DC-biased condition ($f=200$ Hz).
 図 3.28 $f=200$ Hz 時の直流偏磁下の正弦波磁束における渦電流損補正係数

Fig. 3.17, Fig. 3.21, Fig. 3.25 に示す通り (3.2) 式により導出した異常渦電流損は, B_{\max} の値に対して変動が大きい. Fig. 3.2 から Fig. 3.4 に示した直流偏磁がない状態での異常渦電流損は, 測定した鉄損のうち, 10%から 20%を占める. 今回, 直流偏磁下での測定においては, 入力信号の直流成分と交流成分が互いに干渉するため, 波形の制御が極めて難しい. このため, 鉄損測定上の誤差が大きく, 鉄損測定値から導かれる異常渦電流損に直接影響したと考えられる. 直流偏磁下での鉄損測定精度向上に向けて, 入力信号の直流成分と交流成分が干渉しないような測定系の構築や, 高調波を重畳させた波形による測定法の構築が今後の課題である.

3.3.3.2 直流偏磁特性を考慮した鉄損予測手法

偏磁量に応じて磁化状態が変化することで, 異常渦電流損も偏磁量に応じて変化すると考えられる. そこで, 異常渦電流損は, 磁束密度振幅 B_{ac} , 周波数 f , および偏磁量 B_{dc} に依存するとして, この性質を考慮した計算モデルを構築する. 渦電流損補正係数は, B_{ac} , f , B_{dc} の関数として $\kappa(B_{ac}, f, B_{dc})$ と定義する. また, これまでに, 高調波磁束に対応した鉄損予測手法として, マイナーループ毎の損失を計算し, 積算する方法⁽⁴¹⁾が提案されている. そこで, 磁束密度波形をマイナーループに対応した領域およびその他の領域に分割し, それぞれの領域に対応した磁束密度波形で生じる異常渦電流損を計算し, 積算する方法を提案する⁽⁴²⁾. その概要は, Fig. 3.29 に示すとおりである.

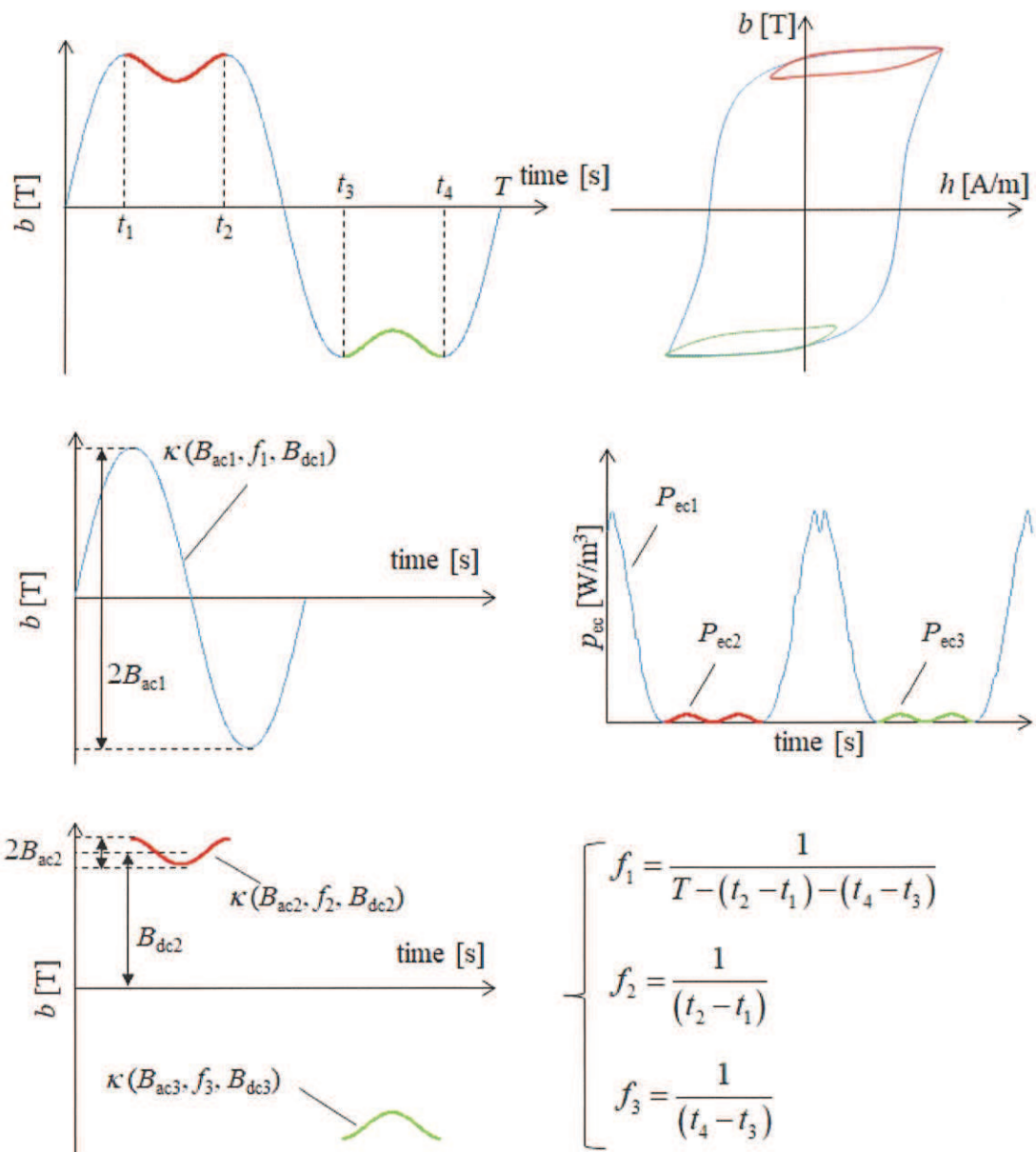


Fig. 3.29. Outline of PID method with eddy current loss correction factor considering DC-biased condition (PID_MIII).

図 3.29 偏磁量を考慮した渦電流損補正係数を用いた PID 手法(PID_MIII)の概要

具体的な計算手順は、以下のとおりである。

STEP 1 $b(t)$ および古典的渦電流損の分離

前述のように、磁束密度波形を、マイナーループに対応した領域とその他の領域に分割し、PID 法で計算した古典的渦電流損の瞬時値の時刻歴波形を、分割した領域に対応する区間毎で時間積分を行い、各領域における古典的渦電流損 P_{ec_i} を算出する。ここで、 i は領域の番号を示す。

STEP 2 各領域の異常渦電流損の計算

STEP 1 で分割した各領域における磁束密度振幅 B_{ac} , 周波数 f , および偏磁量 B_{dc} に対応した渦電流損補正係数 $\kappa(B_{ac_i}, f_i, B_{dc_i})$ を Fig. 3.26 から Fig. 3.28 に示したような偏磁を考慮した渦電流損補正係数のデータベースより導出する. P_{ec_i} および $\kappa(B_{ac_i}, f_i, B_{dc_i})$ を用い, 次式により異常渦電流損を計算する.

$$P_{iron} = P_{h_PID} + \sum_{i=1}^{N_area} \kappa(B_{ac_i}, f_i, B_{dc_i}) \cdot P_{ec_i} \quad (3.9)$$

ここで, N_area は STEP 1 で分割した領域の総数を示す. 本手法を PID_MIII と表記する.

3.4 渦電流損補正係数を用いた鉄損予測手法の精度検証

前章で論じた Table 2.3 に示す Steinmetz's equation に基づく手法のうち, 最も物理現象を表現していると考えられる M_VI を Steinmetz's equation に基づく手法の代表として以降 STE_M と表記する. また, PID 手法に基づく鉄損予測モデルは, 渦電流損補正係数を一定とおくものとして PID_MI を, 渦電流損補正係数を磁束密度振幅および周波数に依存するものとして PID_MII を, 渦電流損補正係数を磁束密度振幅, 周波数および偏磁量に依存するものとして PID_MIII を定義した. ただし, PID_MIII に使用する $\kappa(B_{ac_i}, f_i, B_{dc_i})$ は, 十分な測定精度が得られていないと判断し, 本節では, 短冊状試験片に高調波磁束を発生させたケースにおいて, STE_M, PID_MI, PID_MII の3種の手法の精度を確認することとする. さらに, モータへの本手法の適用に向けて, 単板磁気特性試験にて抽出した RD および TD (Transversal Direction) 方向の, STE_M に使用するヒステリシス損係数, 渦電流損係数, および PID 手法に使用する, 直流ヒステリシス, 渦電流損補正係数の測定値から, 等方性の磁化特性を推定し, リング試料にて精度検証を行う.

3.4.1 短冊状試験片における精度検証

前章で検証に使用した Table 2.4 の諸元の波形にて各種鉄損予測モデルの精度を検証する. Case 1 と Case 2 の高調波において, 基本周波数を $f = 50 \text{ Hz}$, 100 Hz , 200 Hz としたときの鉄損予測結果をそれぞれ Fig. 3.30, Fig. 3.31, Fig. 3.32 に示す. Fig. 3.30 から Fig. 3.32 の図中の割合は測定値との相対差を示す. ヒステリシス損において, STE_M と PID 手法を比較すると, 特に Case 2 の場合に PID 手法の方が大きな値をとっている. これは, STE_M では, マイナーループ部のヒステリシス損を, 正弦波交流磁束より求めたヒステリシス損係数から導出するため, マイナーループ部の形状変化を考慮できない一方で, PID 手法では, プレイモデルによりマイナーループ部の形状変化に対応したヒステリシス損を計算することができるため, この差が結果に表れたと考えられる. また, PID_I は, 低周波で同定した渦電流損係数 K_e を用いて κ を計算するた

め、Fig. 3.32 に示すように、対象となる波形の周波数が上がると、異常渦電流損を過大評価すると考えられる。このことから、モータの鉄損を予測するうえでは、空間高調波やキャリア高調波の影響で、数 kHz の高い周波数を考慮する必要があるため、PID_I はモータ解析に適用した場合に異常渦電流損を過大評価してしまうと考えられる。したがって、PID_MII が、モータ鉄損予測において、実用的な手法であると判断する。

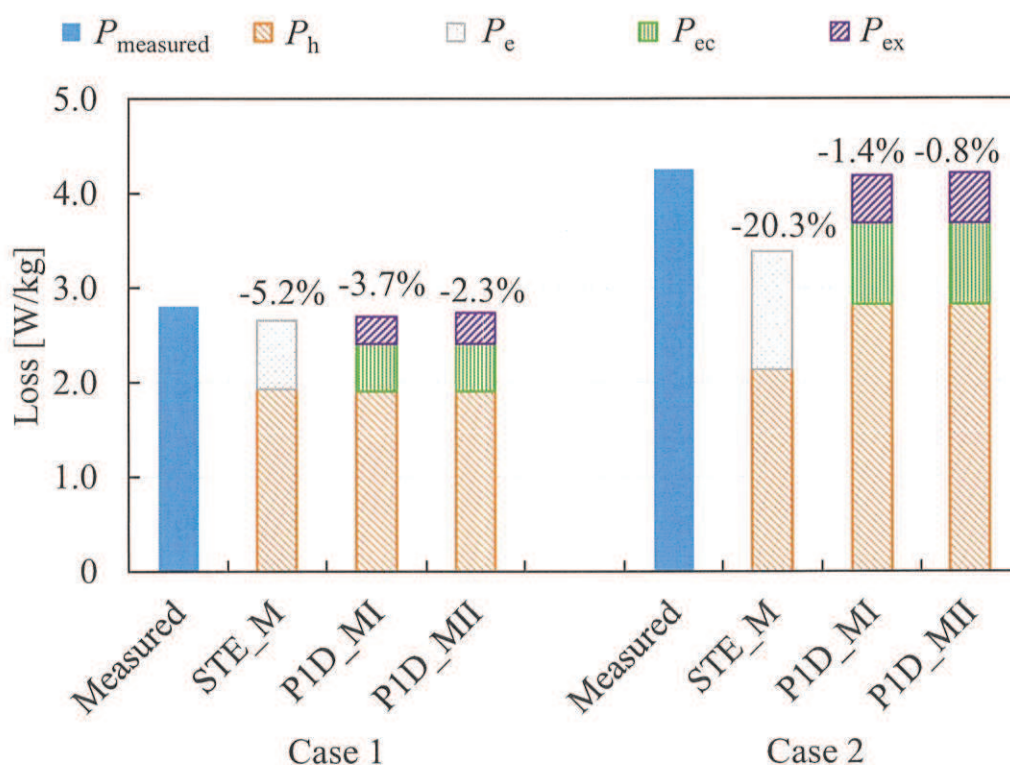


Fig. 3.30. Result of iron loss estimation for harmonic magnetic flux density ($f_1 = 50$ Hz).
 図 3.30 $f_1 = 50$ Hz 時の高調波磁束に対する鉄損予測結果

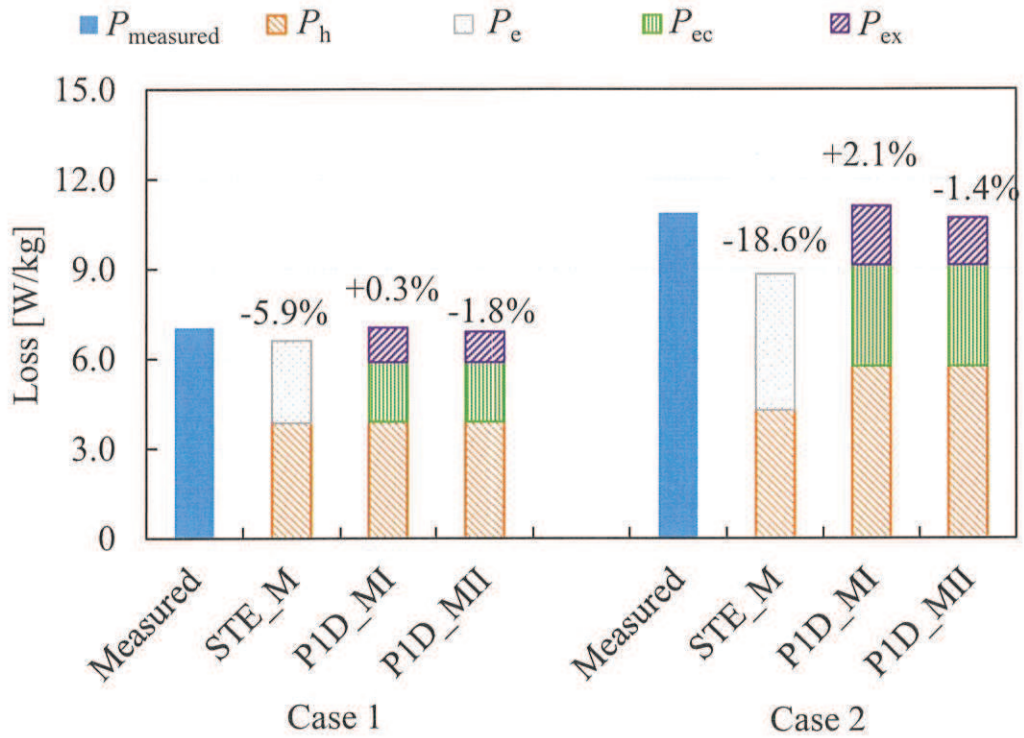


Fig. 3.31. Result of iron loss estimation for harmonic magnetic flux density ($f_1=100$ Hz).

図 3.31 $f_1=100$ Hz 時の高調波磁束に対する鉄損予測結果

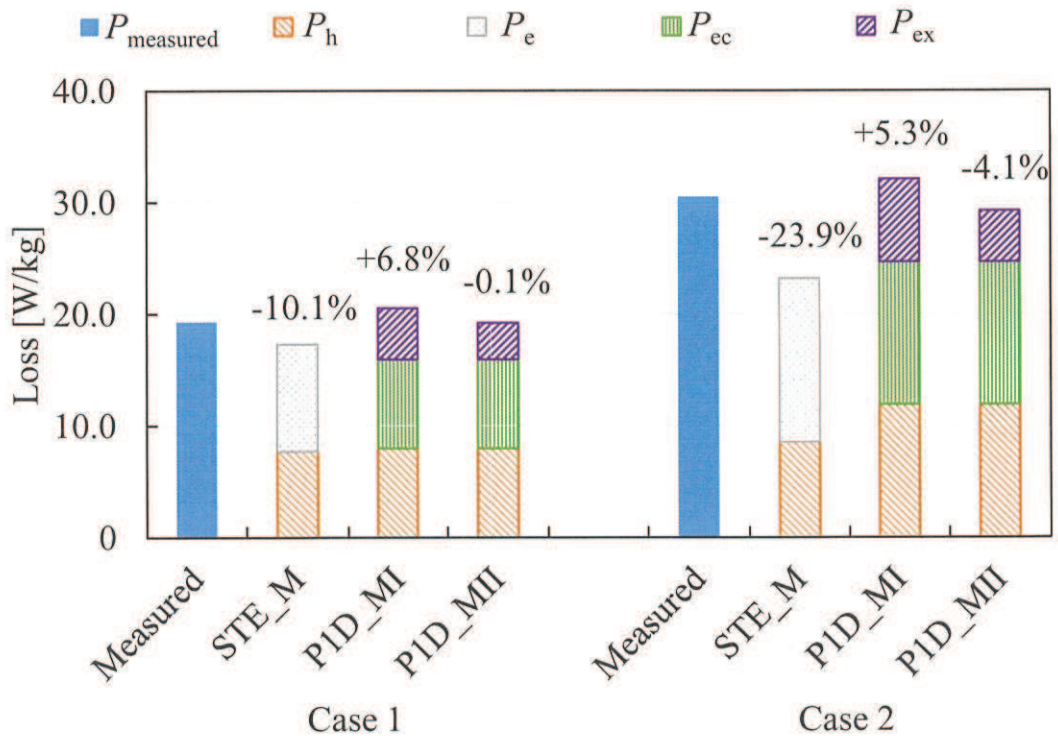


Fig. 3.32. Result of iron loss estimation for harmonic magnetic flux density ($f_1=200$ Hz).

図 3.32 $f_1=200$ Hz 時の高調波磁束に対する鉄損予測結果

3.4.2 リング試料における精度検証

無方向性電磁鋼板は、方向性電磁鋼板に比べて軽微であるが、磁気異方性を有することが報告されている⁽⁴³⁾。そこで、モータはコアに用いる無方向性電磁鋼板の磁気異方性の影響を低減するため、打ち抜いたコア材を積層する際に、回し積みをする人が多い。そのため、モータの磁界解析をする際は、エプスタイン試験や、回し積みにより積層したリング試料など、磁気異方性が平均化される状態で磁気測定された材料データを使用することが一般的である。そこで、PID 手法のモータへの適用に向けて、単板磁気特性試験にて抽出した RD および TD 方向の直流ヒステリシスおよび渦電流損係数の測定値から、等方性の磁化特性を推定し、推定した物性を用いてリング試料にて鉄損予測精度を検証する。

3.4.2.1 等方性の磁化特性と渦電流損補正係数の導出

Table 2.2 に示した使用の試験片において、長辺方向を TD とした試験片を作成し、(2.68) 式により直流ヒステリシスループを推定した。推定した直流ヒステリシスループを Fig. 3.33 に示す。

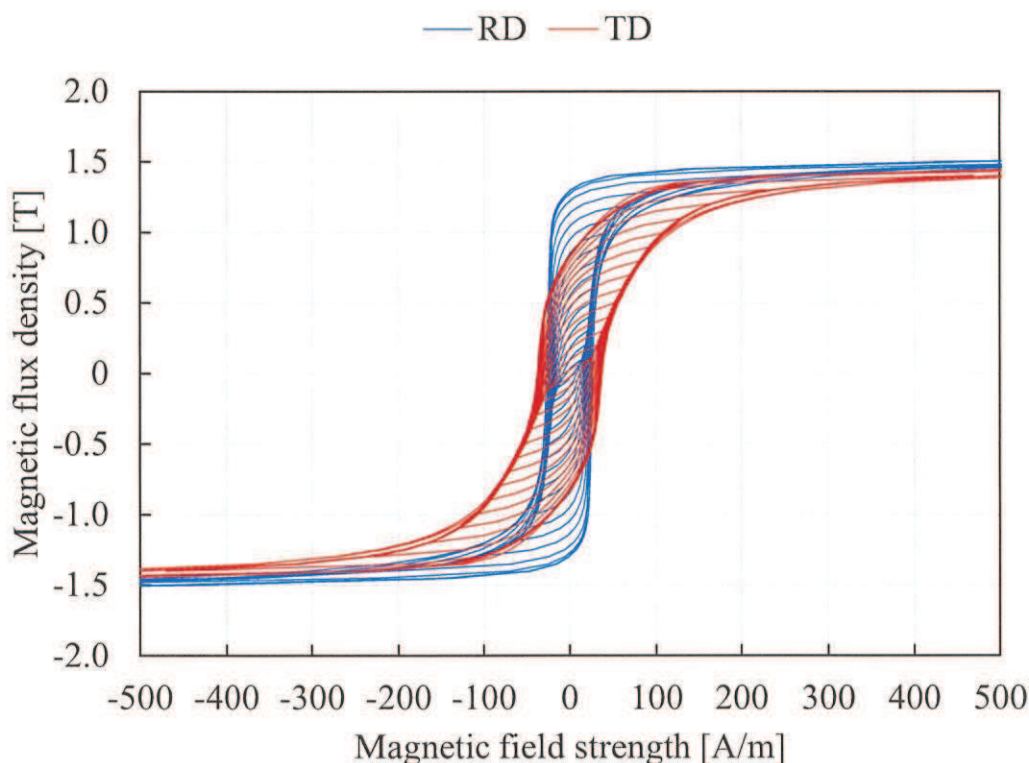


Fig. 3.33. DC hysteresis loops for RD and TD direction.
図 3.33 RD 方向と TD 方向の直流ヒステリシスループ群

ここで、次式に示すように、特定の磁束密度における RD 方向の磁界強度 H_{RD} および TD 方向の磁界強度 H_{TD} の平均をとり、等方性の磁界強度 H_{iso} を推定する。

$$H_{\text{iso}}(B) = \frac{H_{\text{RD}}(B) + H_{\text{TD}}(B)}{2} \quad (3.10)$$

$B_m = 1.0 \text{ T}$ 時の推定した等方性の直流ヒステリシスループを Fig. 3.34 に示す.

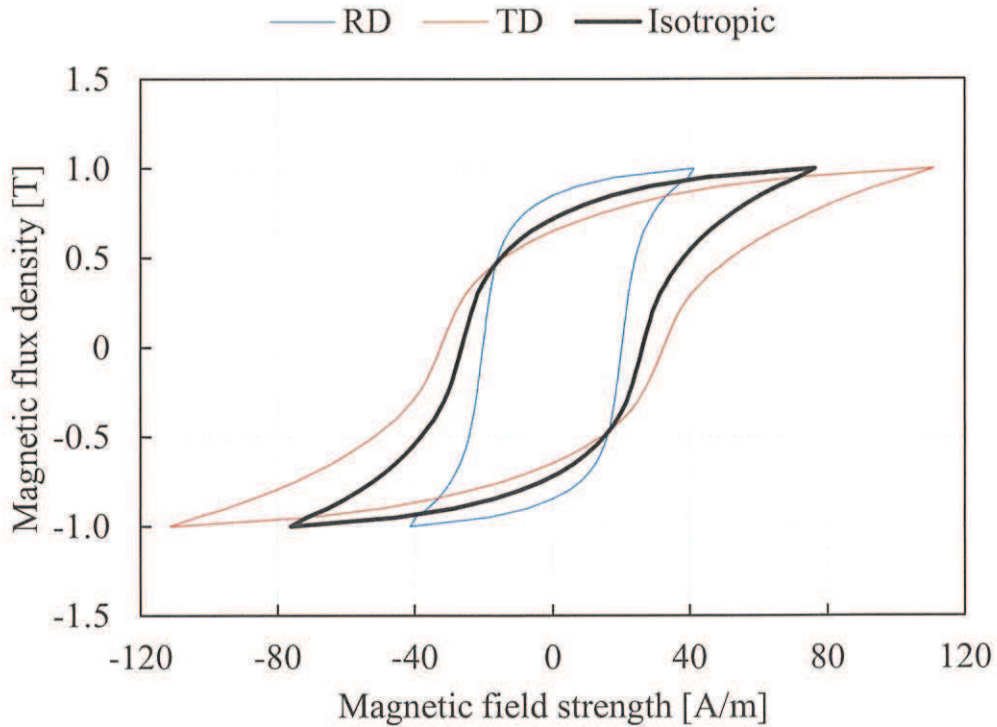


Fig. 3.34. Estimated DC hysteresis loops from RD and TD direction.
 図 3.34 推定した等方性の直流ヒステリシスループ群

また、 $f = 50 \text{ Hz}$ のときの正弦波交流磁束を試験片に発生させたときの、RD 方向および TD 方向の鉄損測定値を Fig. 3.35 に、PID 手法によるヒステリシス損計算値を Fig. 3.36 に、PID 手法による古典的渦電流損計算値を Fig. 3.37 に、(3.1) 式の関係より鉄損測定値より分離した異常渦電流損を Fig. 3.38 にそれぞれ示す。Fig. 3.38 より、TD 方向は RD 方向に比べ異常渦電流損が大きくなっている。また、 $B_m = 0.5 \text{ T}$ 、 1.0 T 、 1.5 T 時の渦電流損補正係数の周波数特性を Fig. 3.39 から Fig. 3.41 にそれぞれ示す。図中の実線および破線は、(3.4) 式による渦電流損補正係数の近似曲線を示す。渦電流損補正係数においては、古典的渦電流は RD と TD で変わらず、異常渦電流損のみ TD の方が大きくなるため、RD に対して TD の渦電流損補正係数が大きな値をとっている。

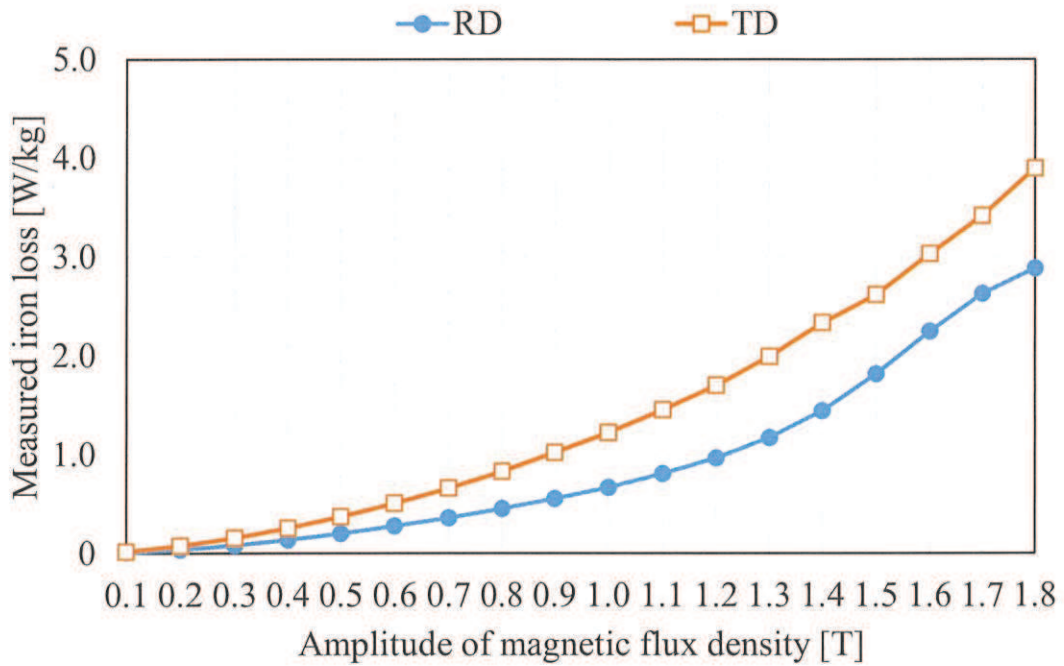


Fig. 3.35. Measured iron loss for RD and TD direction in single sheet tester.
 図 3.35 単板磁気特性試験における RD 方向と TD 方向の鉄損測定値

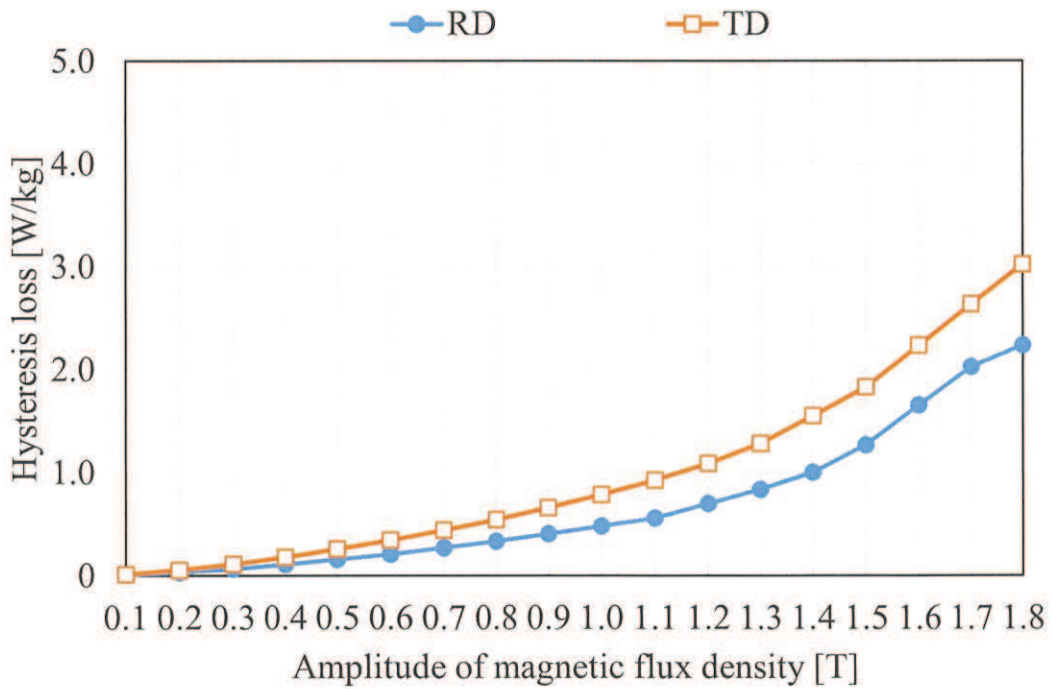


Fig. 3.36. Estimated hysteresis loss for RD and TD direction in single sheet tester.
 図 3.36 単板磁気特性試験における RD 方向と TD 方向のヒステリシス損予測値

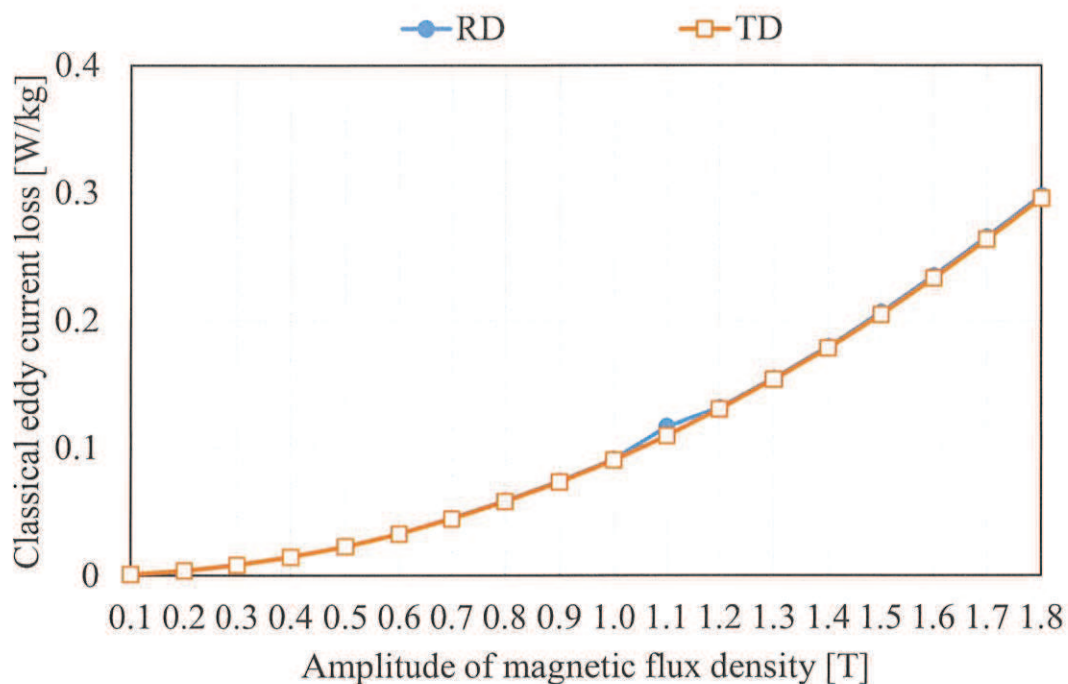


Fig. 3.37. Estimated classical eddy current loss for RD and TD direction in single sheet tester.

図 3.37 単板磁気特性試験における RD 方向と TD 方向の古典的渦電流損予測値

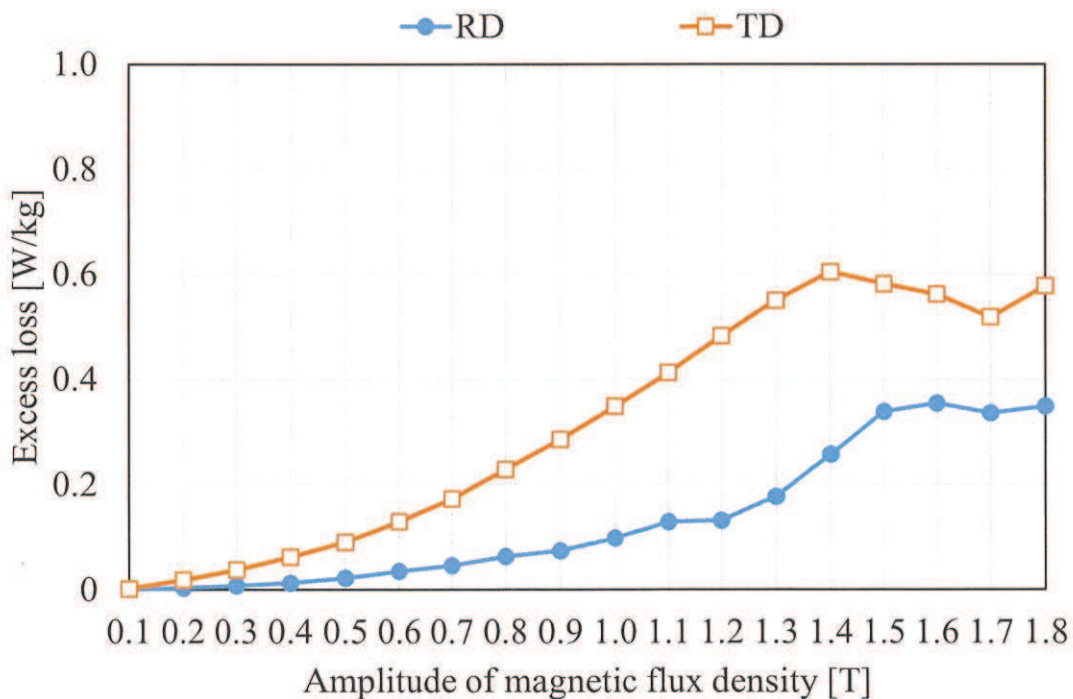


Fig. 3.38. Excess loss for RD and TD direction in single sheet tester.

図 3.38 単板磁気特性試験における RD 方向と TD 方向の異常渦電流損

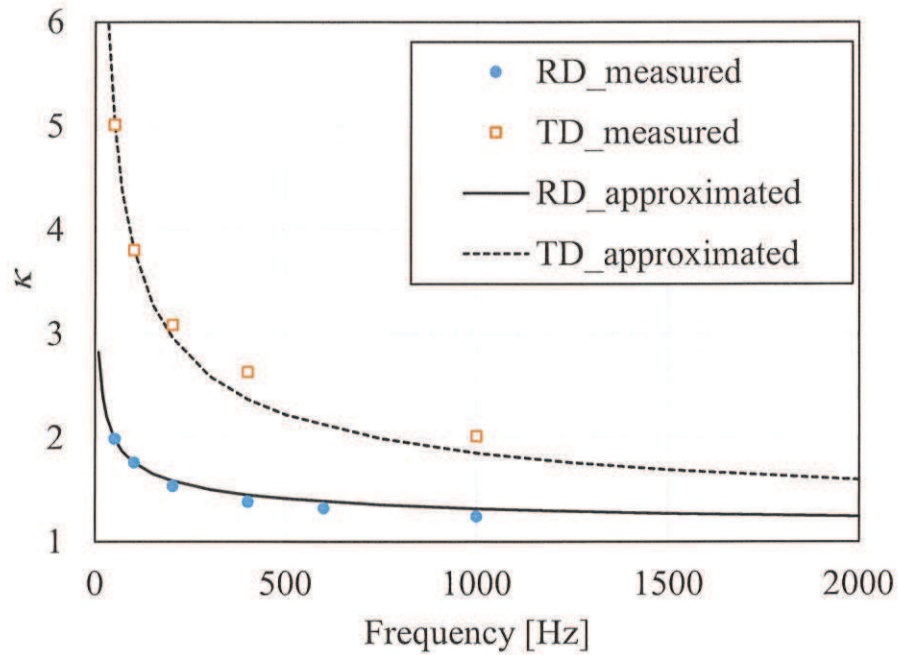


Fig. 3.39. Eddy current loss correction factor for RD and TD direction in single sheet tester ($B_m = 0.5$ T).

図 3.39 $B_m = 0.5$ T 時の単板磁気特性試験における RD 方向と TD 方向の渦電流損補正係数

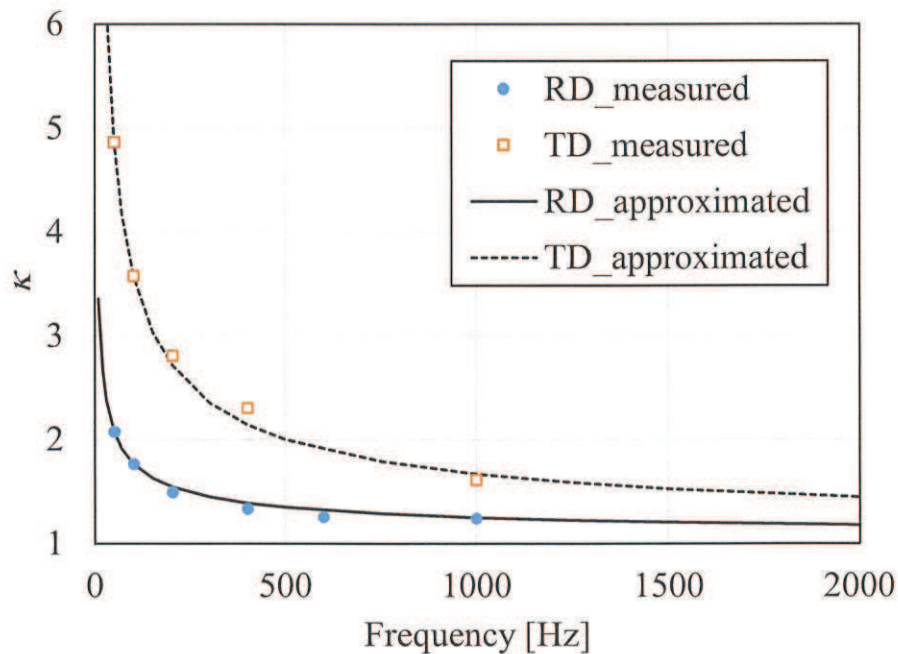


Fig. 3.40. Eddy current loss correction factor for RD and TD direction in single sheet tester ($B_m = 1.0$ T).

図 3.40 $B_m = 1.0$ T 時の単板磁気特性試験における RD 方向と TD 方向の渦電流損補正係数

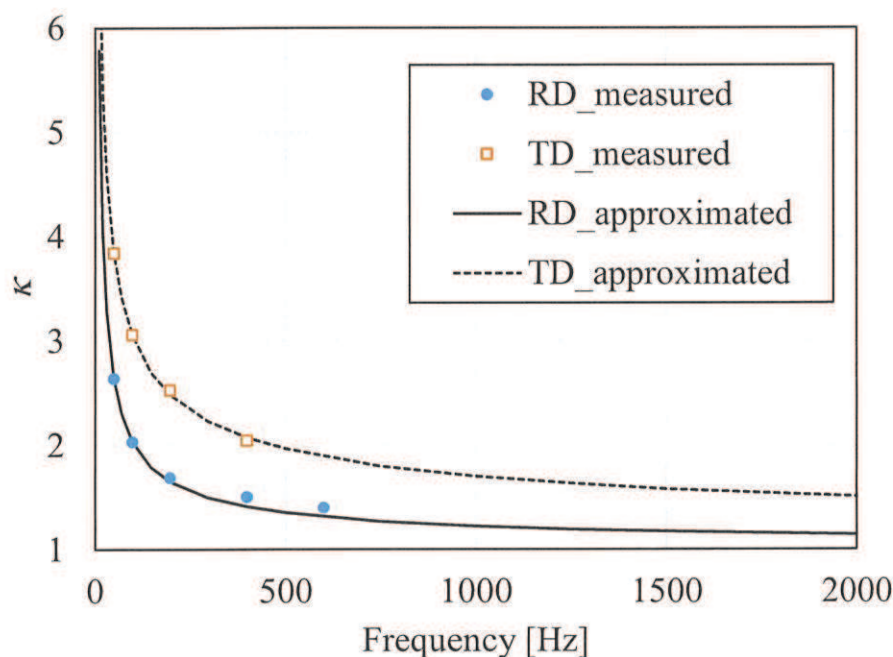


Fig. 3.41. Eddy current loss correction factor for RD and TD direction in single sheet tester ($B_m = 1.5$ T).

図 3.41 $B_m = 1.5$ T 時の単板磁気特性試験における RD 方向と TD 方向の渦電流損補正係数

ここで、次式に示すように、特定の磁束密度および周波数における RD 方向の渦電流損補正係数 κ_{RD} および TD 方向の渦電流損補正係数 κ_{TD} の平均をとり、等方性の渦電流損補正係数 κ_{iso} を推定する。

$$\kappa_{iso}(B_m, f) = \frac{\kappa_{RD}(B_m, f) + \kappa_{TD}(B_m, f)}{2} \quad (3.11)$$

(3.11) 式により算出した $\kappa_{iso}(B, f)$ のデータベースを Fig. 3.42 に示す。

STE_Mにて計算するためのヒステリシス損係数および渦電流損係数も次式のように RD 方向および TD 方向の平均をとり算出する。

$$K_{h_{iso}}(B_m) = \frac{K_{h_{RD}}(B_m) + K_{h_{TD}}(B_m)}{2} \quad (3.12)$$

$$K_{e_{iso}}(B_m, f) = \frac{K_{e_{RD}}(B_m, f) + K_{e_{TD}}(B_m, f)}{2} \quad (3.13)$$

(3.12) 式および (3.13) 式により算出したヒステリシス損係数と渦電流損係数を Fig. 3.43 と Fig. 3.44 にそれぞれ示す。

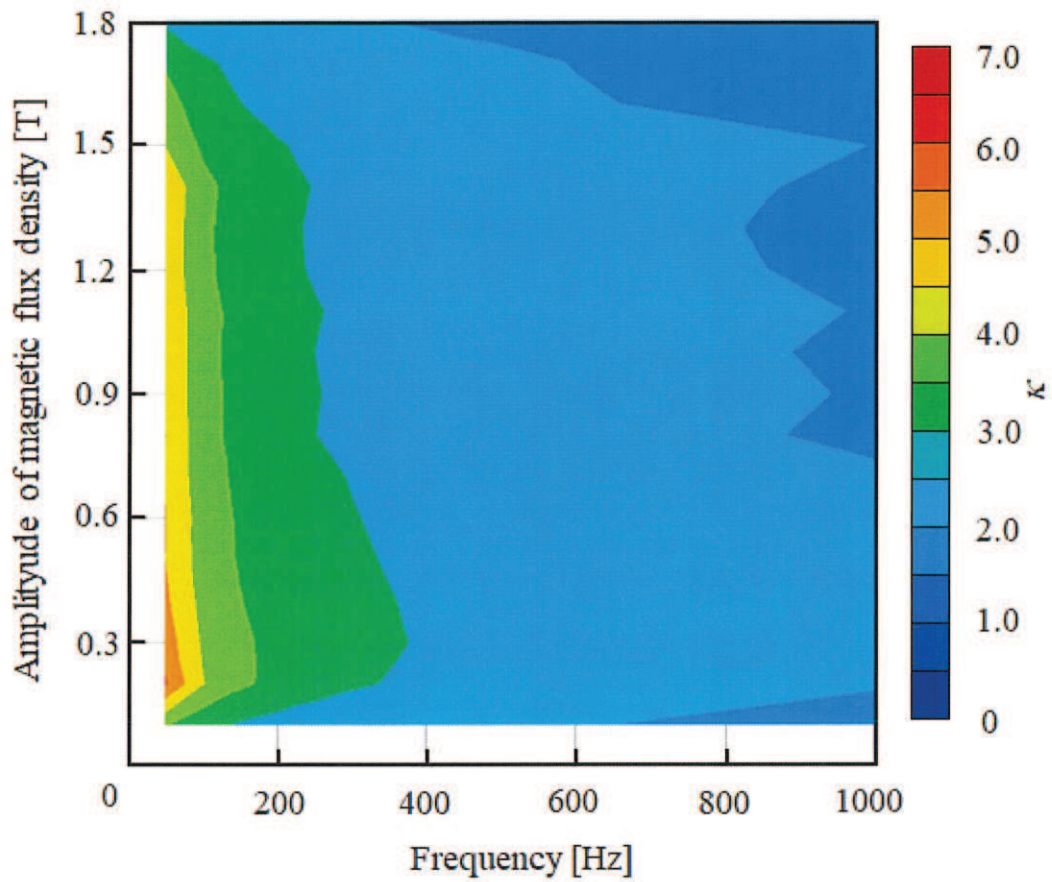


Fig. 3.42. Data base of $\kappa_{iso}(B, f)$.
 図 3.42 $\kappa_{iso}(B, f)$ のデータベース

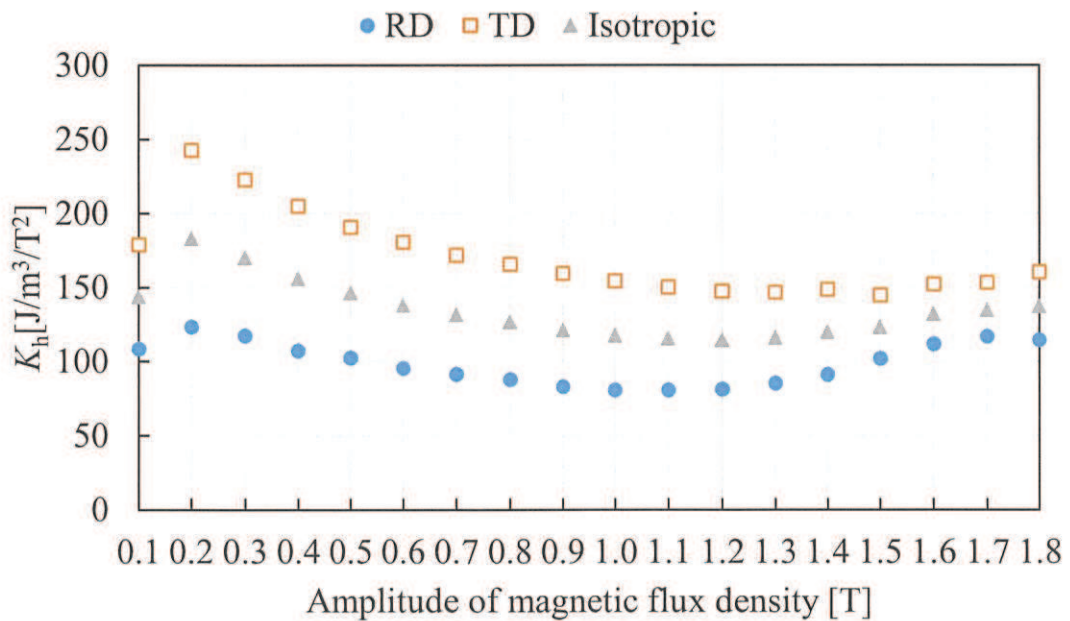


Fig. 3.43. Data base of $K_h(B_m)$ estimated by $K_h(B_m)$ of RD and TD.
 図 3.43 RD および TD の値から導出した等方性 $K_h(B_m)$ のデータベース

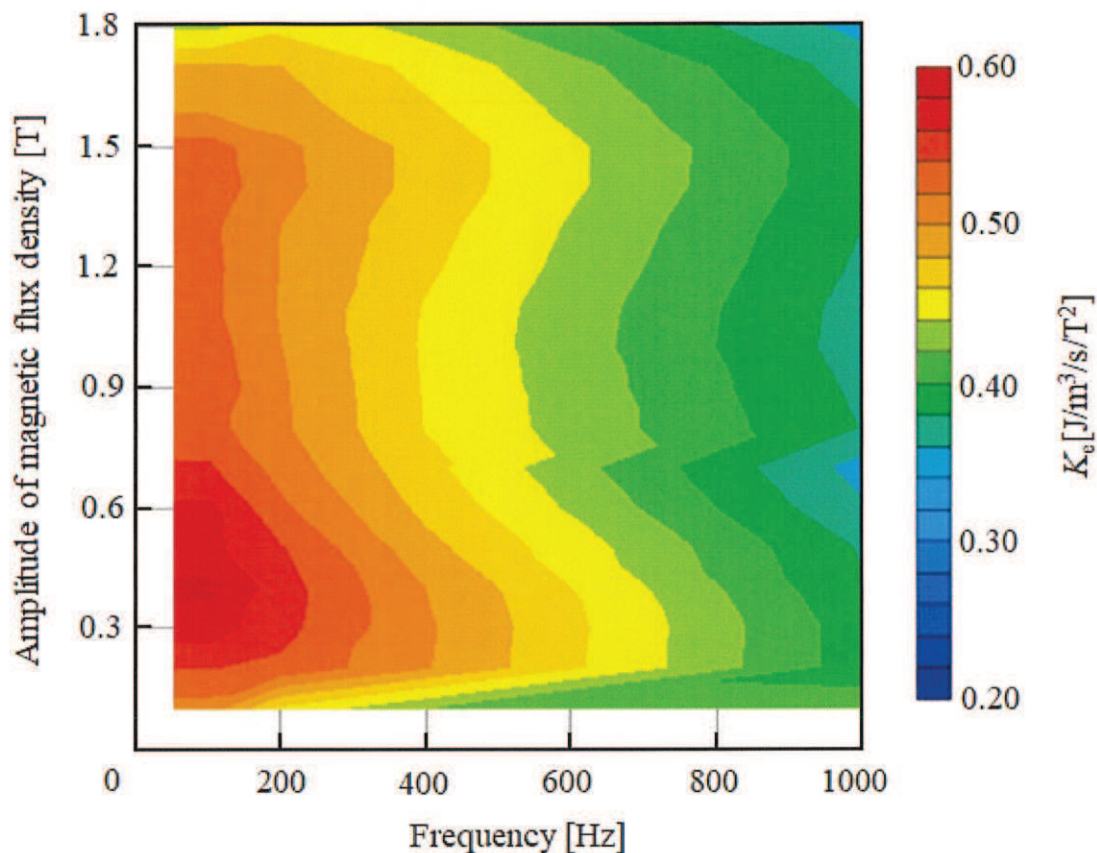


Fig. 3.44. Data base of $K_c(B_m, f)$ estimated by $K_c(B_m, f)$ of RD and TD.
 図 3.44 RD および TD の値から導出した等方性 $K_c(B_m, f)$ のデータベース

3.4.2.2 高調波磁束下での精度検証

推定した等方性の直流ヒステリシスループおよび渦電流損補正係数の妥当性を検証するため、Table 2.2 で示した材料を用いて、回し積みで作成したリング試験片に鋼板内部の平均磁束密度が Table 3.1 に示す周波数成分を有する高調波になるように励磁した。磁束密度波形を Fig. 3.45 に示す。リング試験片および解析モデルの諸元を Table 3.2 に示す。

Table 3.1 Specifications of the test case of magnetic flux density.

表 3.1 検証に用いた磁束密度の高調波成分

Items	Case 1	Case 2
Fundamental frequency [Hz]	200	200
1st order of magnetic flux density [T]	0.80	0.80
3rd order of magnetic flux density [T]	0.40	0.40
5th order of magnetic flux density [T]	-	0.20

Table 3.2 Specifications of the ring test piece.

表 3.2 リング試験片および計算モデルの諸元

Items	Value
Inner diameter [mm]	30
Outer diameter [mm]	36
Number of turns	648
Iron stack length [mm]	4.5
Number of element at core	736
Number of step in a cycle	1024

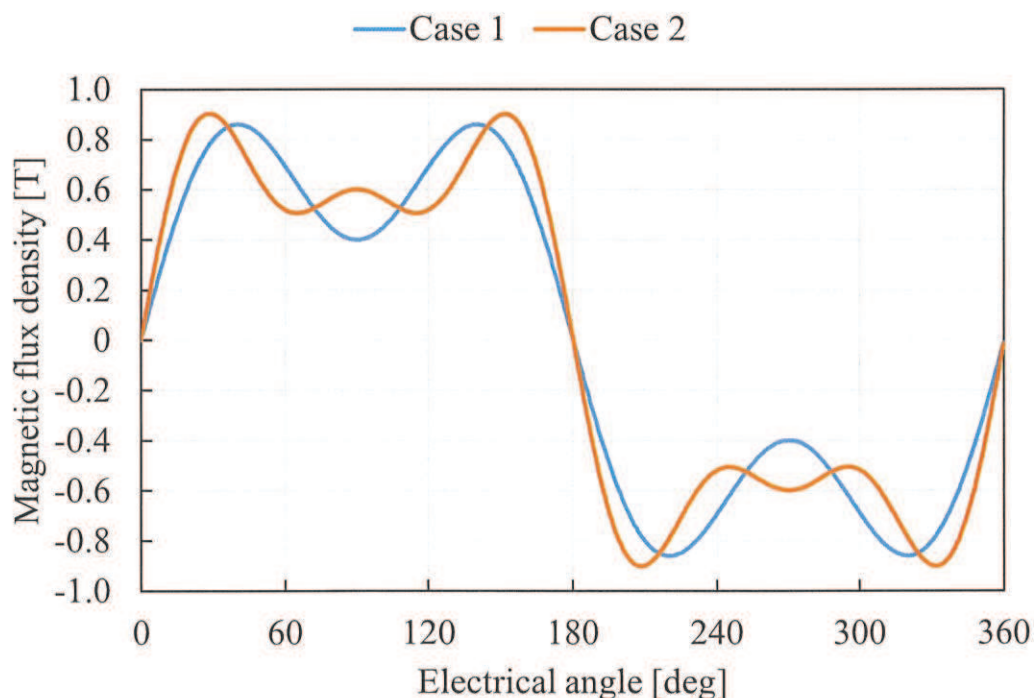


Fig. 3.45. Harmonic magnetic flux used for verification.

図 3.45 検証に用いた高調波磁束

有限要素解析用のモデルは周方向に 1/120 である二次元モデルとし、電圧源解析の後処理として STE_M, PID_MI および PID_MII により鉄損を計算する。二次元静磁界有限要素解析で用いる磁化特性には初磁化曲線を用い、後処理一次元渦電流解析ではヒステリシス特性を考慮した。後処理一次元渦電流解析の積層方向要素数は 20 とした。二次元静磁界有限要素解析および STE_M による鉄損計算と PID 手法によるヒステリシス損および古典的渦電流損の計算は、磁界解析ソフトウェア JMAG[®] で実施した。リング試料形状に起因する磁束の偏りを考慮し、渦電流損補正係数は要素毎の磁束密度波形から求めた。Case 1 の鉄損予測結果を Fig. 3.46 に、Case 2 の鉄損予測結果を

Fig. 3.47 にそれぞれ示す。RD 方向と TD 方向の単板試験結果から推定した等方性の直
流ヒステリシスループおよび渦電流損補正係数を用いて、P1D_MII ではいずれのケー
スにおいても 5%以内の誤差と精度よく計算できている。

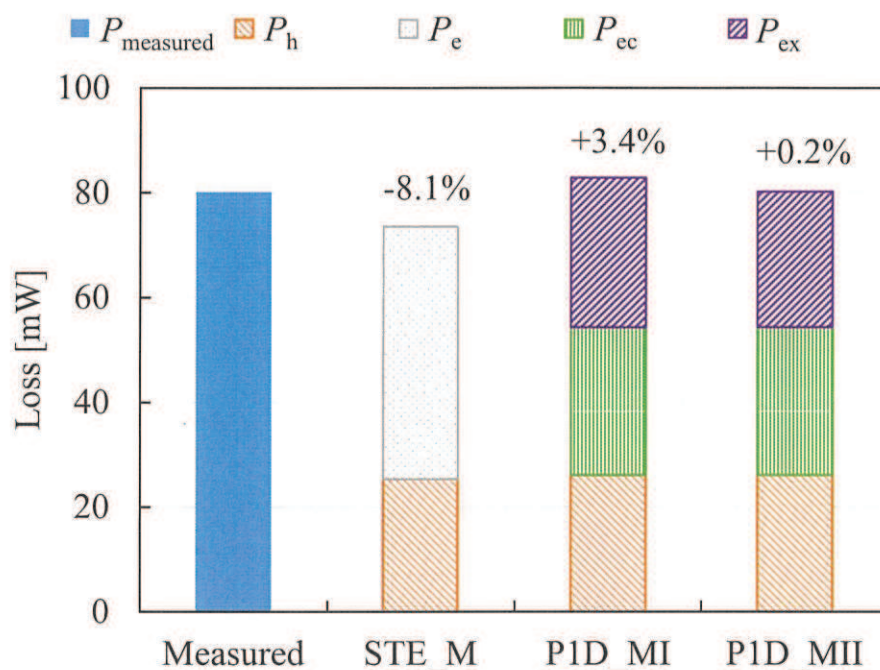


Fig. 3.46. Result of iron loss estimation for Case 1 on ring test piece.
図 3.46 リング試験片における Case 1 の鉄損予測結果

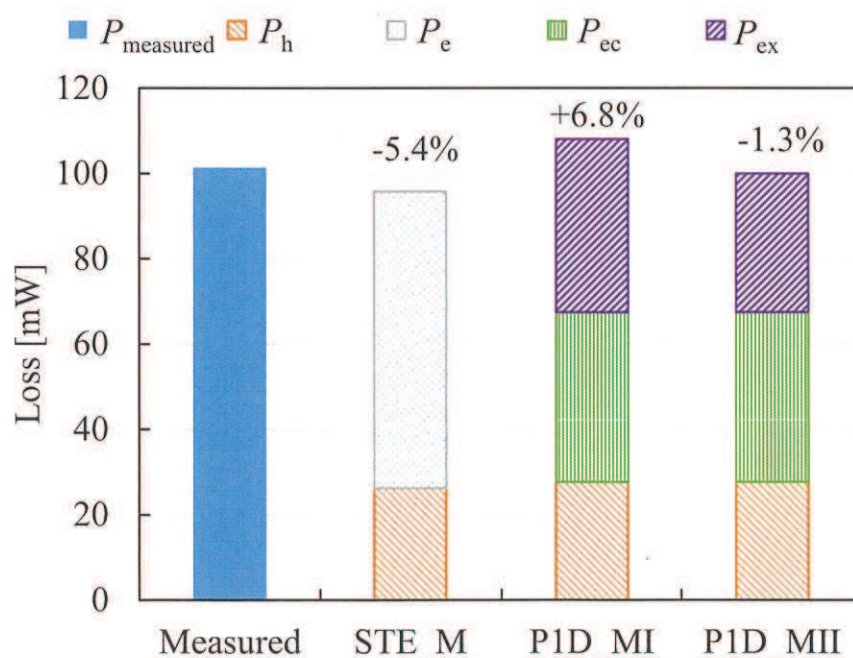


Fig. 3.47. Result of iron loss estimation for Case 2 on ring test piece.
図 3.47 リング試験片における Case 2 の鉄損予測結果

3.5 電磁鋼板の板厚が異常渦電流損に及ぼす影響

Fig. 3.1 に示した Pry and Bean Model⁽⁶⁾では，正弦波交番磁束 $b(t) = B_m \cos(2\pi f t)$ において，単位体積当たりの損失 $p_{P\&B}$ を次式にて表現する．

$$p_{P\&B} = \frac{8\sigma f^2 h^2 B_m^2}{\pi} \cdot \frac{2L}{h} \cdot \sum_{n=1,3,5}^{\infty} \frac{1}{n^3} \left(\cosh \frac{2L}{h} n\pi + \frac{2I_1 \left(\frac{2L}{h} n\pi \frac{B_m}{B_s} \right)}{\frac{2L}{h} n\pi \frac{B_m}{B_s} \sinh \frac{2L}{h} n\pi} \right) \quad (3.14)$$

ここで I_1 は第一種のベッセル関数を示す．(3.14) 式は，磁壁間距離 L と板厚 h からなる係数 $2L/h$ が十分に大きいとき，(2.46) 式に示した表皮効果を無視した古典的渦電流を用いて，次式のように変形することができる（付録3参照）．

$$p_{P\&B} = 1.63 \cdot \frac{2L}{h} \cdot \frac{\pi^2 \sigma h^2}{6} f^2 B_m^2 = 1.63 \cdot 2L \cdot \frac{\pi^2 \sigma f^2 B_m^2}{6} h \quad (3.15)$$

すなわち異常渦電流損は板厚に対し，比例すると考えられる．そこで，異常渦電流損の基礎的性質を明らかにするため，これまで検討に使用してきた無方向性電磁鋼板の板厚の半分の板厚の無方向性電磁鋼板にて，単板磁気特性試験を行い，異常渦電流損の比較を行う．試験片の諸元を Table 3.3 に示す．

Table 3.3 Silicon steel sheet used for verification.

表 3.3 試験片の概要

Grade	Thickness [mm]	Resistivity [$\mu\Omega \cdot \text{cm}$]	Test piece size
30HX1600	0.30	56	30 mm × 360 mm
15HX1000	0.15	63	30 mm × 360 mm

(2.68) 式を用いて交流ヒステリシスループから推定した直流ヒステリシスループを Fig. 3.48 に示す．また， $B_m = 1.0 \text{ T}$ とし， $f = 50 \text{ Hz}$ ， 100 Hz ， 200 Hz 時の正弦波交番磁束を試験片に発生させたときの鉄損測定値，PID 手法によるヒステリシス計算値，PID 手法による古典的渦電流損計算値および，異常渦電流損の分離結果を，Fig. 3.49 から Fig. 3.51 に示す．Fig. 3.49 から Fig. 3.51 より，いずれの周波数においても，30HX1600 の異常渦電流損に対し，15HX1000 の異常渦電流損は小さな値をとっている．また，渦電流損補正係数の周波数特性を Fig. 3.52 に示す．板厚を小さくすることで，異常渦電流損そのものは小さくなっているものの，古典的渦電流は板厚の2乗に比例するため，約 1/4 になっていることから，異常渦電流損に対して古典的渦電流損の減少量が大きく，そのため渦電流損補正係数としては 30HX1600 のものよりも大きな値をとっている．

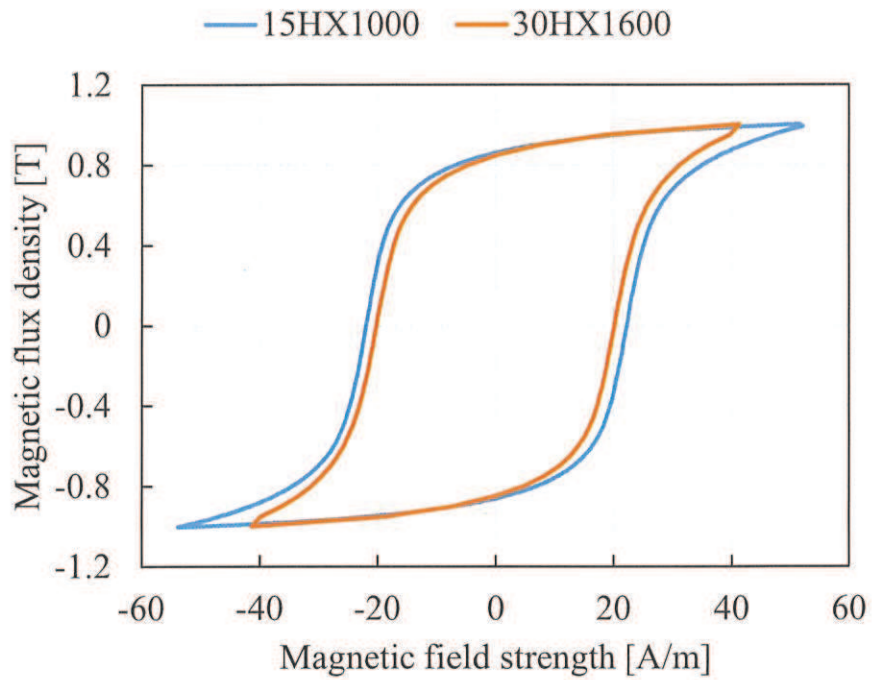


Fig. 3.48. DC hysteresis loop of 30HX1600 and 15HX1000.
 図 3.48 30HX1600 と 15HX1000 の直流ヒステリシスループ

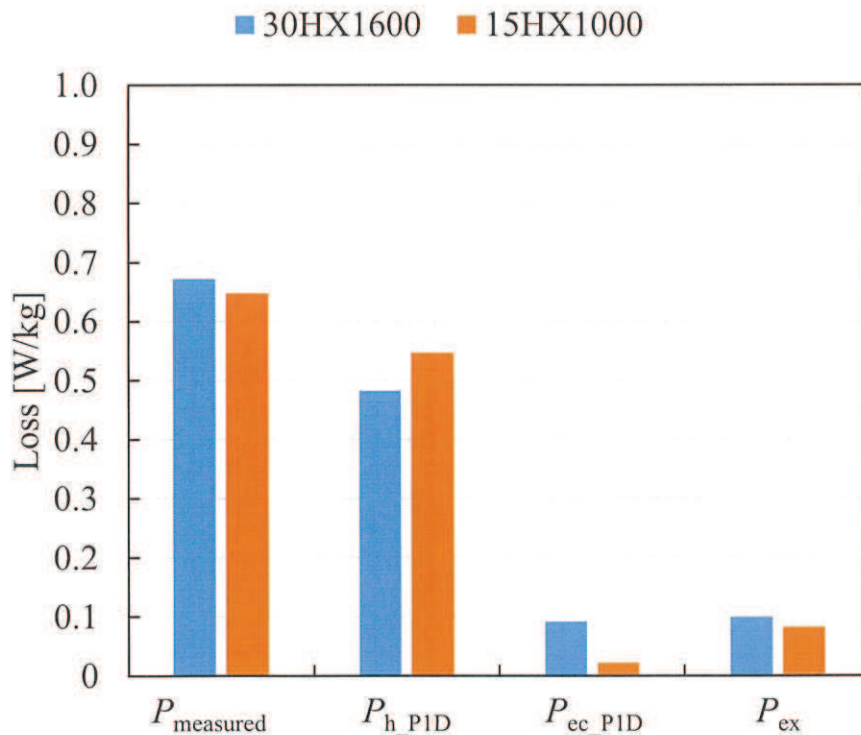


Fig. 3.49. Measured iron loss, estimated hysteresis loss, estimated classical eddy current loss and excess loss of 30HX1600 and 15HX1000 ($f = 50$ Hz).

図 3.49 $f = 50$ Hz 時の 30HX1600 と 15HX1000 の鉄損測定値，ヒステリシス損および古典的渦電流損計算値と異常渦電流損分離結果

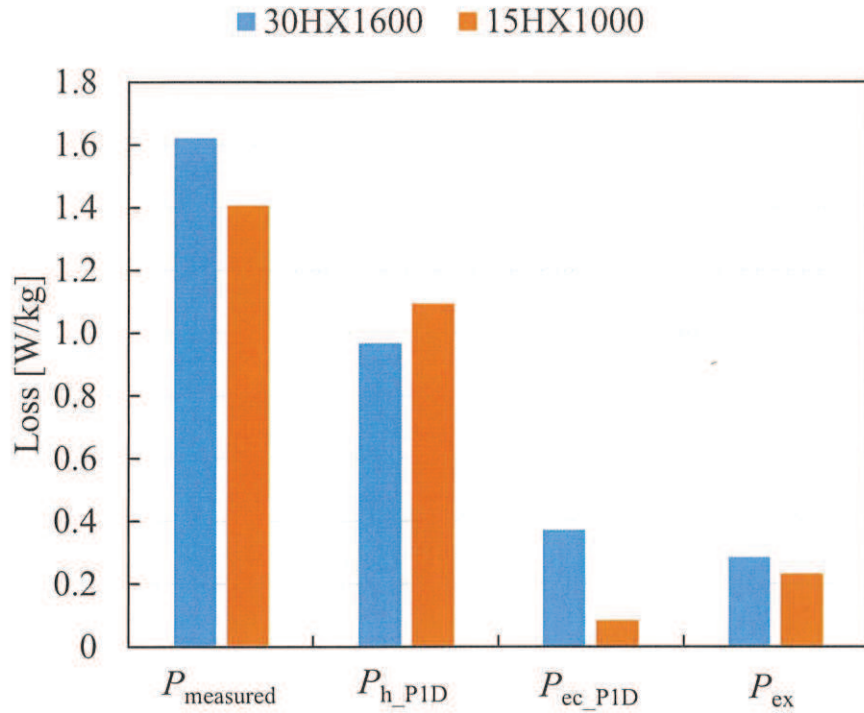


Fig. 3.50. Measured iron loss, estimated hysteresis loss, estimated classical eddy current loss and excess loss of 30HX1600 and 15HX1000 ($f = 100$ Hz).

図 3.50 $f = 100$ Hz 時の 30HX1600 と 15HX1000 の鉄損測定値，ヒステリシス損および古典的渦電流損計算値と異常渦電流損分離結果

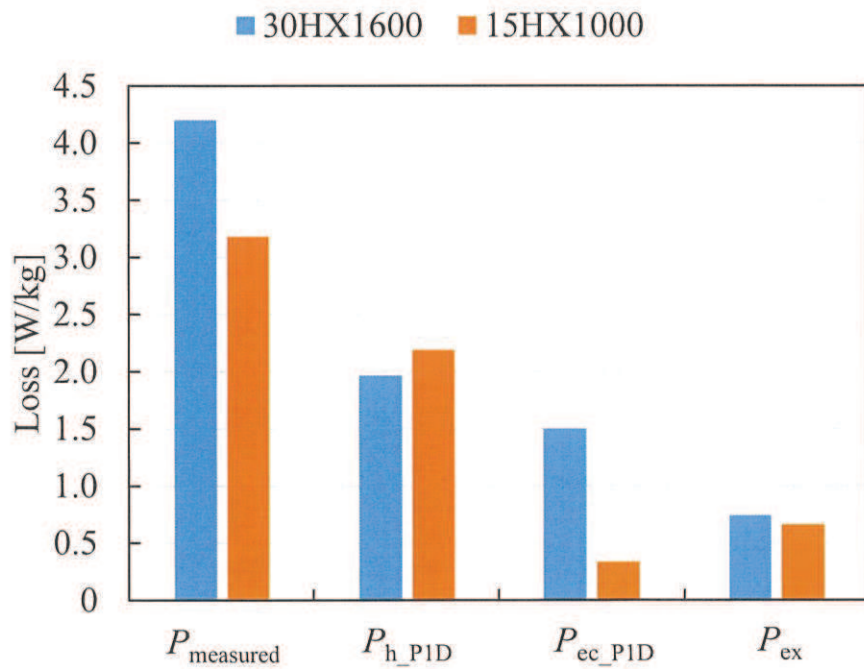


Fig. 3.51. Measured iron loss, estimated hysteresis loss, estimated classical eddy current loss and excess loss of 30HX1600 and 15HX1000 ($f = 200$ Hz).

図 3.51 $f = 200$ Hz 時の 30HX1600 と 15HX1000 の鉄損測定値，ヒステリシス損および古典的渦電流損計算値と異常渦電流損分離結果

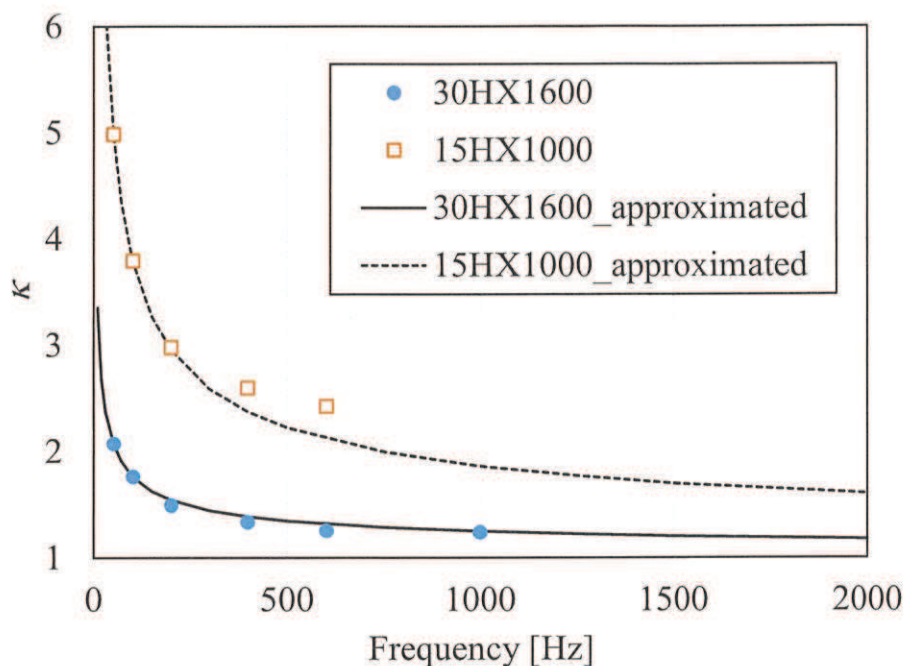


Fig. 3.52. Eddy current loss correction factors of 30HX1600 and 15HX1000 ($B_m = 1.0$ T).
 図 3.52 $B_m = 1.0$ T 時の 30HX1600 と 15HX1000 の渦電流損補正係数の周波数特性

3.6 結言

本章では、異常渦電流損の定義と、その基礎的性質、および、少ない計算コストで異常渦電流損を計算するために、PID 手法において異常渦電流損を表現する渦電流損補正係数 κ を導入した手法を示すとともに、その精度を検証した。

- (1) 正弦波磁束を発生させた際の鉄損が、ヒステリシス損、古典的渦電流損および異常渦電流損の和となると仮定し異常渦電流損を分離する。このとき、異常渦電流損は磁束密度および周波数に対して依存性を有する。
- (2) 渦電流損補正係数 κ を用いて、異常渦電流損を PID 手法により計算した古典的渦電流損と $(\kappa - 1)$ の積により表現する。
- (3) 異常渦電流損および渦電流損補正係数は、磁束密度の振幅および周波数に対して依存性を有することを確認した。また、電磁鋼板の板厚に対しても依存性を有することを確認した。
- (4) 渦電流損補正係数 κ を用いた PID 手法において、周波数成分ごとに導出した渦電流損補正係数を古典的渦電流損で重みづけすることにより、渦電流損補正係数 κ を

用いた PID 手法の対象範囲を，高調波磁束まで拡張した．精度検証の結果，試験片において±5%の精度で計算できていることを確認した．

第4章 圧縮応力や塑性変形の異常渦電流損への影響

4.1 序言

モータのコアとして電磁鋼板採用する場合、量産性の観点からプレス加工により成形し、積層する製造方法を取ることが多い。この時、成形されたコアの端部は、塑性変形し、磁化特性および鉄損特性が劣化することが知られている^{(44), (45), (46)}。また、積層されたコアは、焼嵌めなどにより、ケースに固定されるが、このとき、コアに圧縮応力が加わる。圧縮応力下の電磁鋼板においても、磁化特性および鉄損特性が劣化することが知られている^{(47), (48), (49)}。このため、以下2点の観点から、モータ設計に活用する損失予測技術において、製造プロセスを考慮することが重要になる。

(i) 膨大な設備投資の後に、製造プロセスに起因したモータ性能低下による目標性能未達が発覚した場合のリスクが大きい

(ii) 製造プロセスに伴う磁気特定の劣化を低減する、歪み取り焼鈍などの手段に対する投資判断を早期に目途付けすることができる

これまでに、PID手法において、圧縮応力下や塑性変形後のヒステリシス特性に対する影響については、研究が進められてきた^{(50), (51)}。そこで、本章では、圧縮応力や塑性変形が異常渦電流損および渦電流損補正係数に及ぼす影響について述べる。

4.2 圧縮応力印加時の異常渦電流損

Fig. 4.1にIPMモータのステータコアの焼嵌めを想定した構造解析の一例を示す。このとき、ステータコアのバックヨーク部に圧縮応力が加わっていることがわかる。これまでに、構造解析による応力分布をもとに、あらかじめ測定した応力下の磁化特性をマッピングし、磁界解析および鉄損を計算する方法が提案されている^{(52), (53), (54)}。そこで、圧縮応力印加時に交流磁束を発生させた際の測定結果から、第3章で述べた方法により異常渦電流損を分離し、各磁気損失が圧縮応力によりどのような影響を受けるか分析する。また、渦電流損補正係数を用いたPID手法をモータへ適用するにあたり、渦電流損補正係数を導出する。

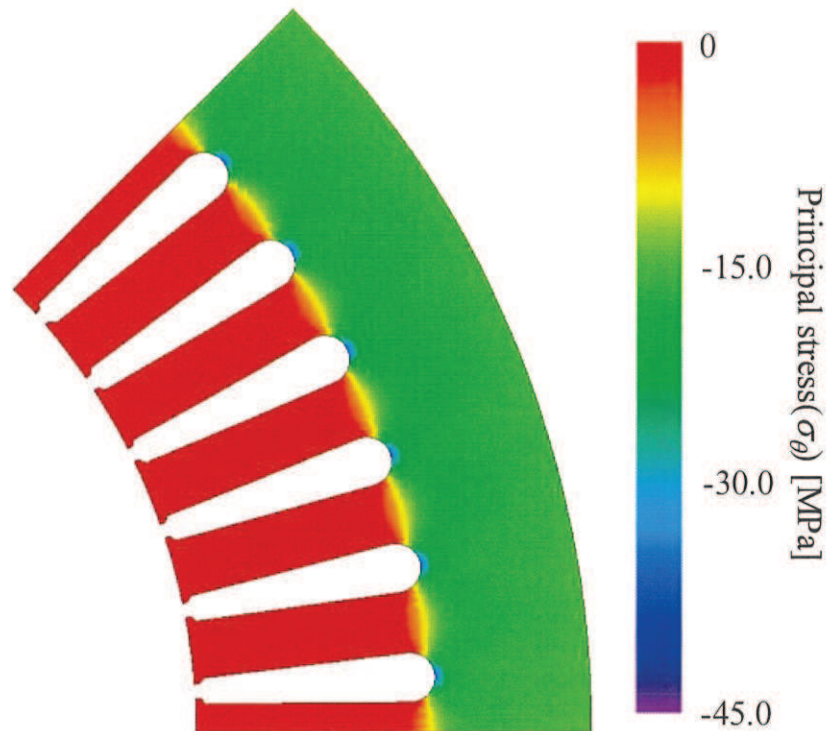


Fig. 4.1. Example of structural analysis results assuming shrink fitting of IPM motor.

図 4.1 IPM モータのステータコアの焼嵌めを想定した構造解析結果の例

4.2.1 圧縮応力印加時の磁気測定

Fig. 4.2 に今回の測定に使用した応力印加機構付きの単板磁気測定器の概要を示す。磁界の強さの測定は、H コイル法にて行った。試験片に印加した圧縮応力と発生させた磁束密度の諸元を Table 4.1 に示す。試験片はエッチングにて作製した。

Table 4.1 Specification in single sheet tester under compression stress.

表 4.1 圧縮応力下の単板磁気測定の諸元

Items	Value
Test piece size	30 mm × 360 mm
compression stress [MPa]	0, 30, 60
Frequency [Hz]	50, 100, 200
Amplitude of magnetic flux density [T]	0.1 ~ 1.8
Step size of amplitude of magnetic flux density [T]	0.1

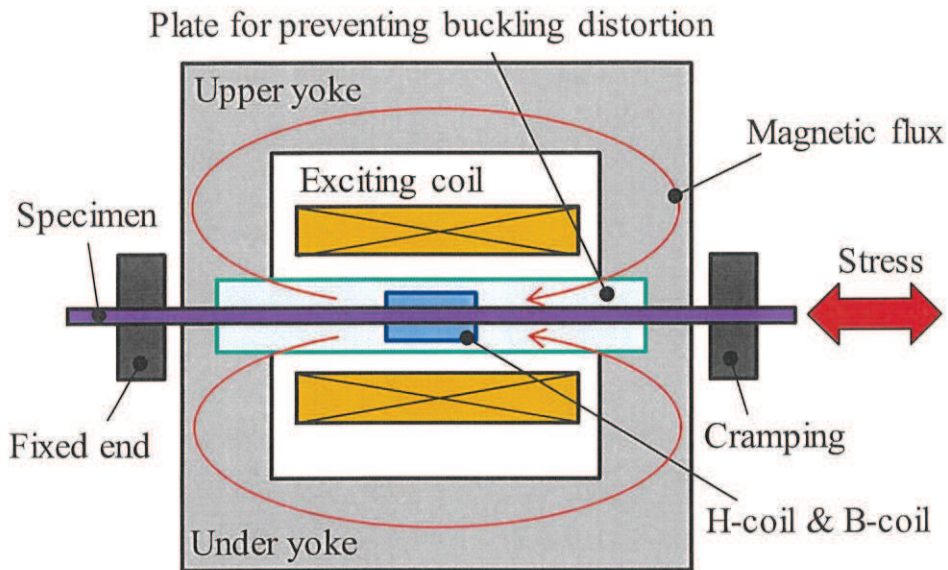


Fig. 4.2. Outline of single sheet tester with compressive stress application mechanism.
 図 4.2 圧縮応力印加機構付き単板磁気測定器の概要

4.2.2 圧縮応力印加時の鉄損分離結果

$f = 50 \text{ Hz}$, $f = 100 \text{ Hz}$ 時の測定した交流磁気測定結果から, (2.68) 式を用いて導出した直流ヒステリシスカーブを Fig. 4.3 に示す.

ここで, 結晶磁気異方性 K および磁歪定数 λ を用いたとき, 材料の透磁率は次式で表される⁽⁵⁵⁾.

$$\mu \propto \frac{B_s^n}{|aK| + |b\sigma\lambda|} \quad (4.1)$$

σ は応力の大きさを表す. a , b , n はそれぞれ定数を示す. (4.1) 式より, 圧縮応力が印加されたとき, 透磁率は小さくなり, 磁化曲線の傾きは小さくなる. Fig. 4.3 に示すヒステリシスカーブも, 圧縮応力下においてその傾きが小さくなっている.

次に圧縮応力を印加していない状態での測定・計算結果で正規化した値をもとに, 各種鉄損に関する分析を行う. $f = 50 \text{ Hz}$, 100 Hz , 200 Hz 時の鉄損測定値を Fig. 4.4 から Fig. 4.6 に, PID 手法によるヒステリシス損の計算値を Fig. 4.7 から Fig. 4.9 に, PID 手法による古典的渦電流損の計算値を Fig. 4.10 から Fig. 4.12 に, 鉄損測定値をもとに (3.1) 式の定義より同定した異常渦電流損を Fig. 4.13 から Fig. 4.15 に示す.

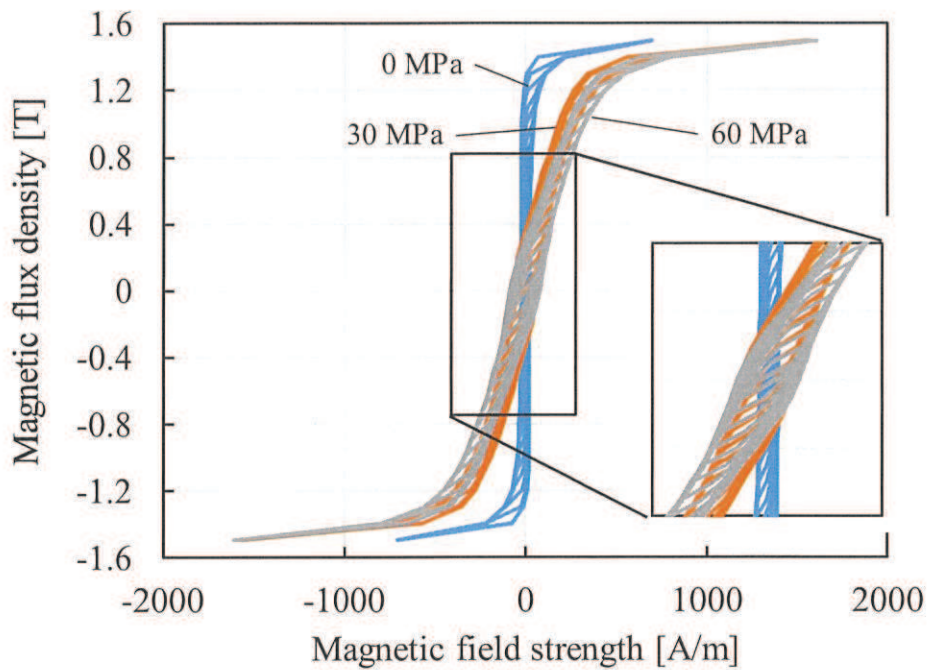


Fig. 4.3. DC hysteresis curves under compression stress.

図 4.3 圧縮応力下の直流ヒステリシス

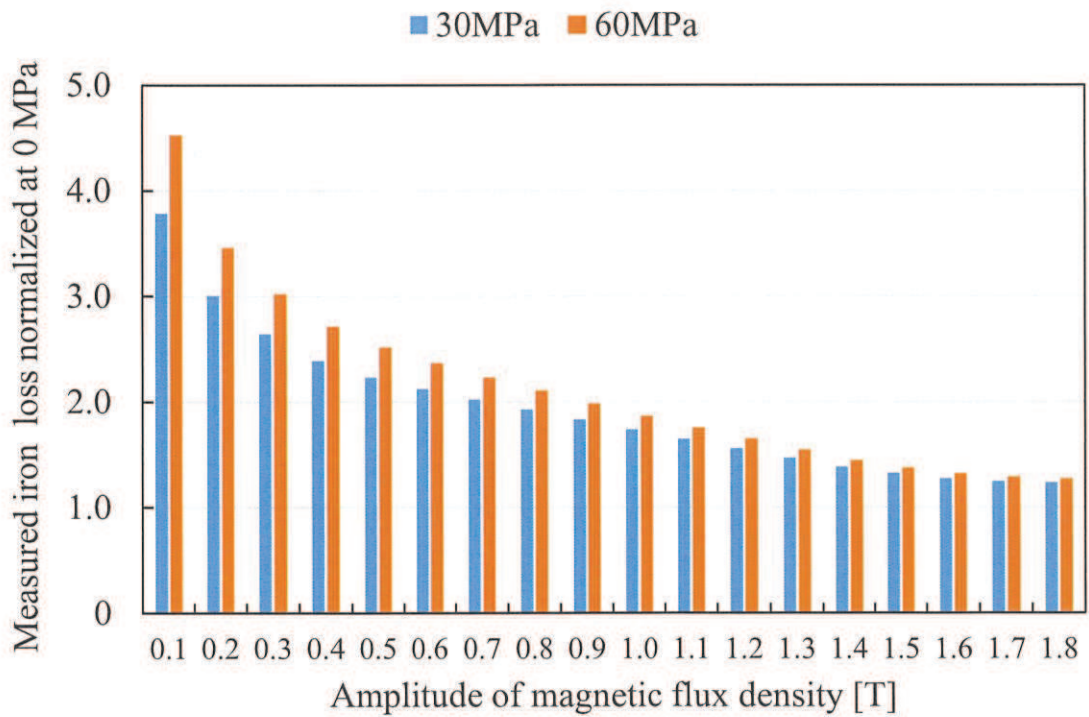


Fig. 4.4. Measured iron loss under compression stress at $f = 50$ Hz.

図 4.4 $f = 50$ Hz 時の圧縮応力下の鉄損測定値

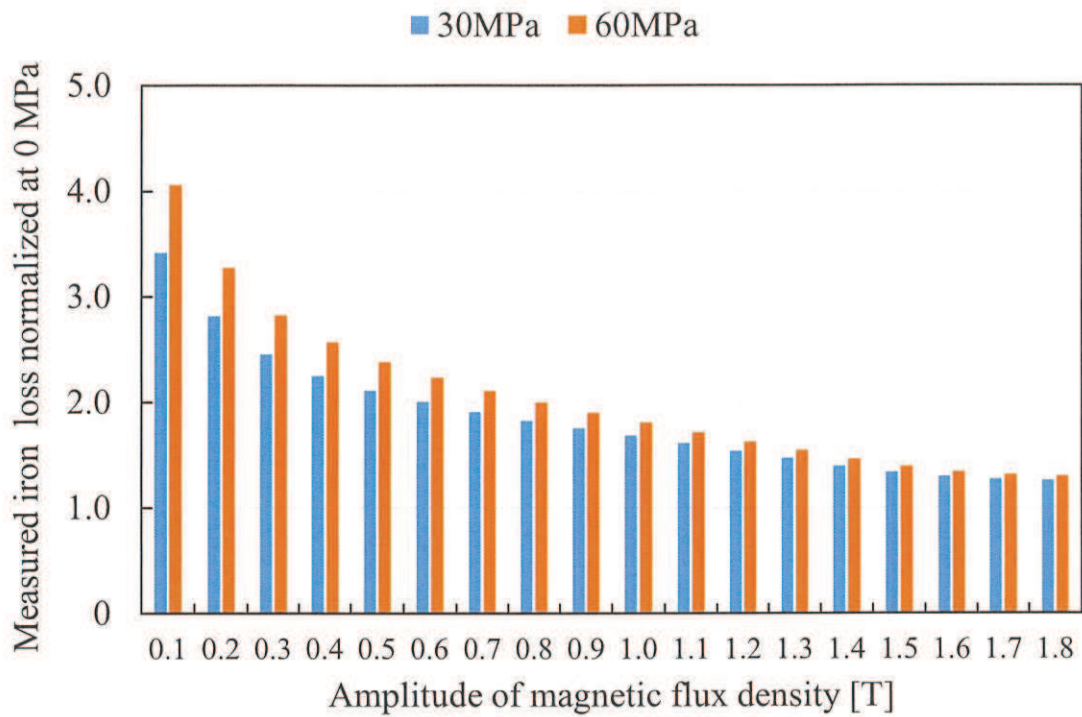


Fig. 4.5. Measured iron loss under compression stress at $f = 100$ Hz.
 図 4.5 $f = 100$ Hz 時の圧縮応力下の鉄損測定値

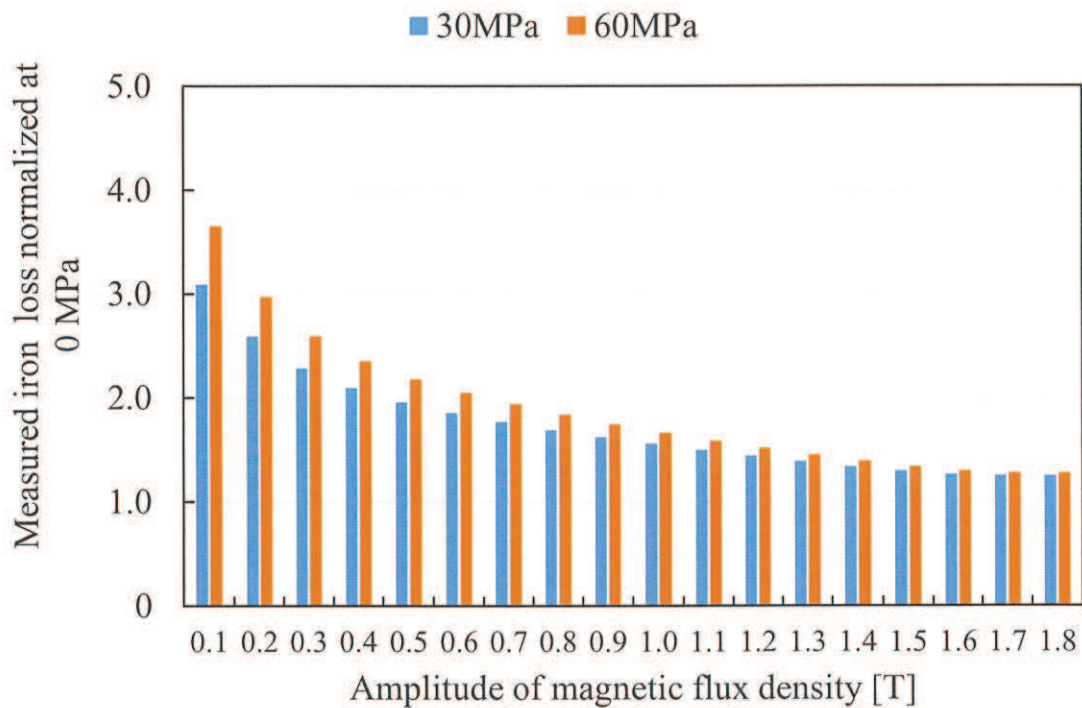


Fig. 4.6. Measured iron loss under compression stress at $f = 200$ Hz.
 図 4.6 $f = 200$ Hz 時の圧縮応力下の鉄損測定値

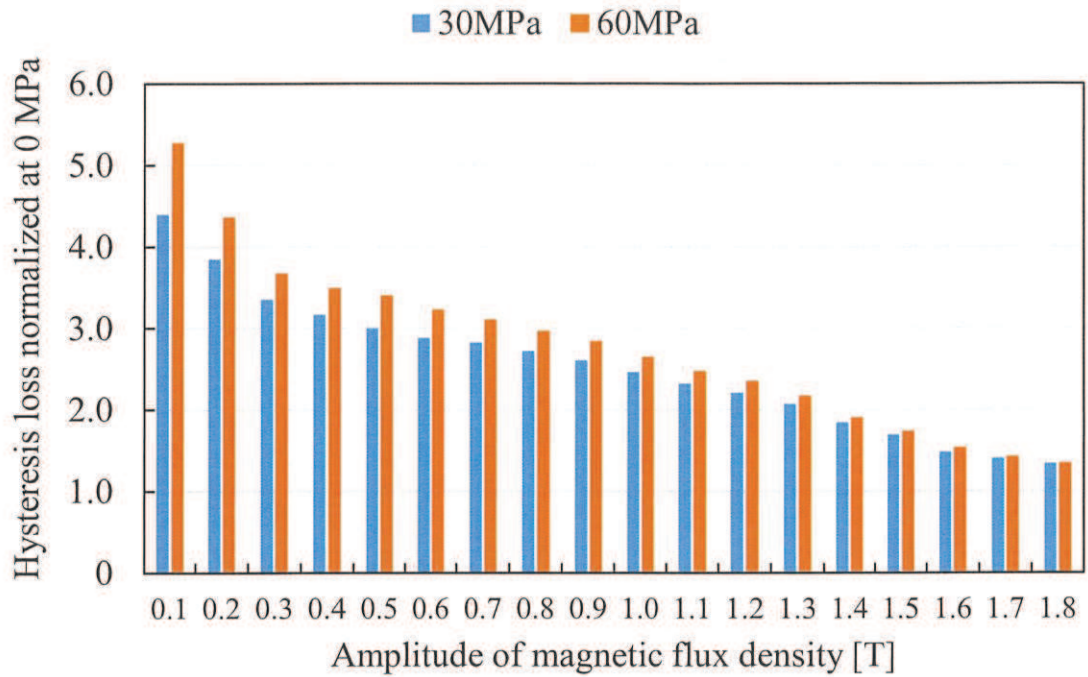


Fig. 4.7. Estimated hysteresis loss using PID method under compression stress at $f = 50$ Hz.

図 4.7 $f = 50$ Hz 時の圧縮応力下の PID 手法によるヒステリシス損計算値

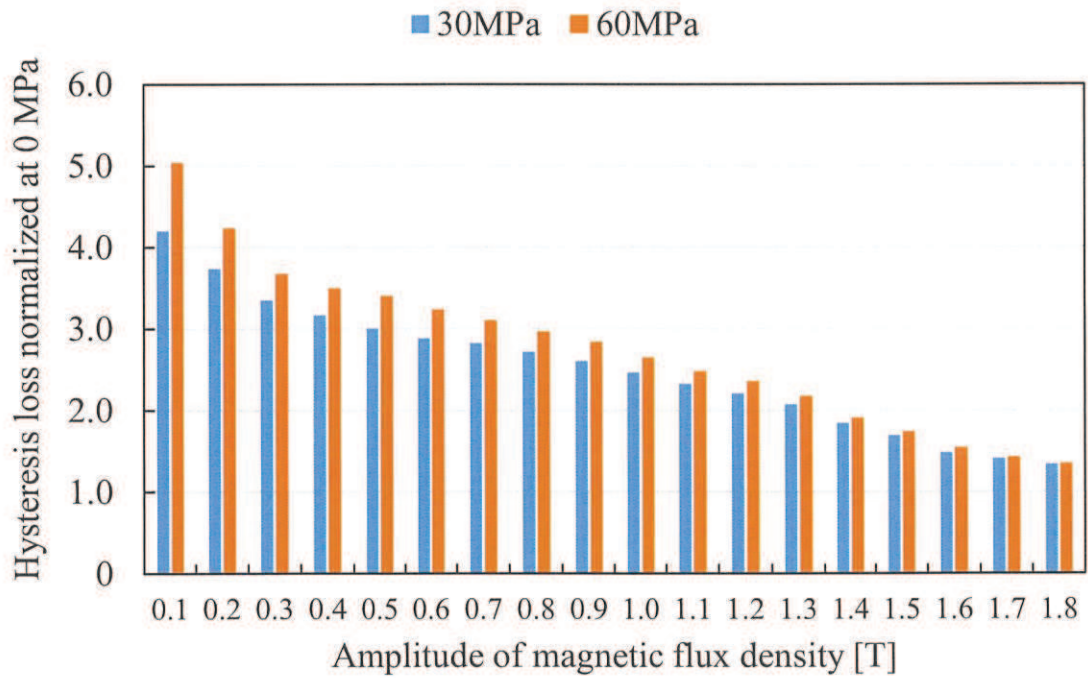


Fig. 4.8. Estimated hysteresis loss using PID method under compression stress at $f = 100$ Hz.

図 4.8 $f = 100$ Hz 時の圧縮応力下の PID 手法によるヒステリシス損計算値

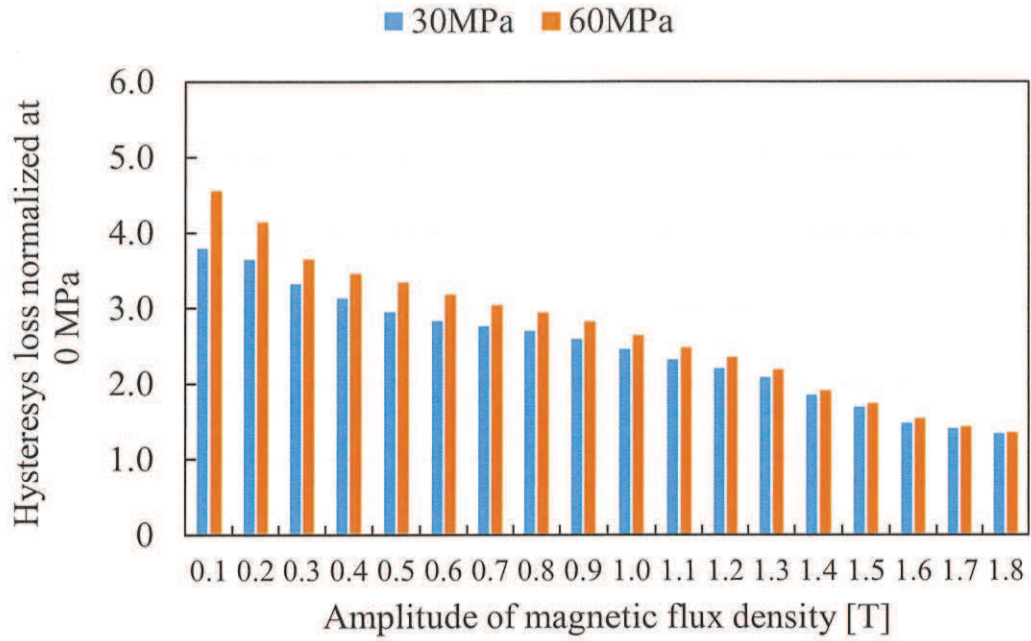


Fig. 4.9. Estimated hysteresis loss using PID method under compression stress at $f=200$ Hz.

図 4.9 $f=200$ Hz 時の圧縮応力下の PID 手法によるヒステリシス損計算値

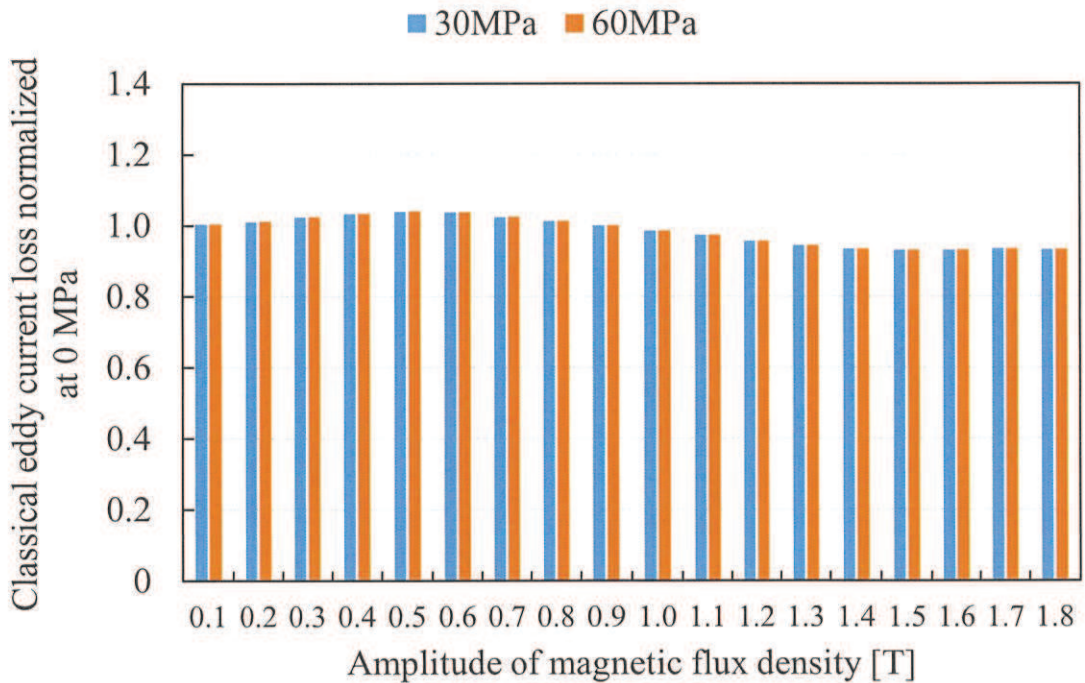


Fig. 4.10. Estimated classical eddy current loss using PID method under compression stress at $f=50$ Hz.

図 4.10 $f=50$ Hz 時の圧縮応力下の PID 手法による古典的渦電流損計算値

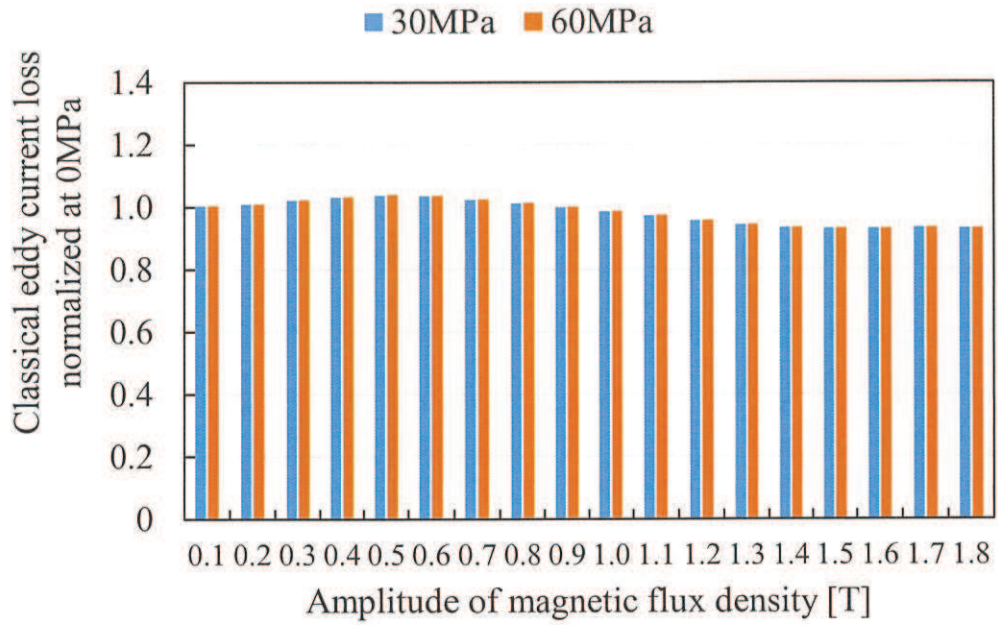


Fig. 4.11. Estimated classical eddy current loss using PID method under compression stress at $f = 100$ Hz.

図 4.11 $f = 100$ Hz 時の圧縮応力下の PID 手法による古典的渦電流損計算値

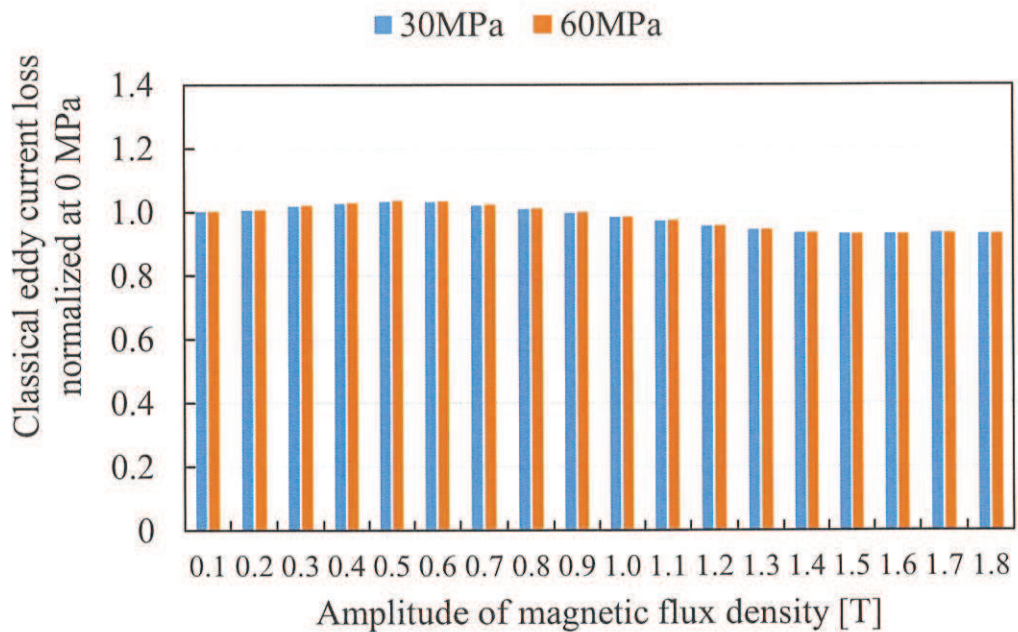


Fig. 4.12. Estimated classical eddy current loss using PID method under compression stress at $f = 200$ Hz.

図 4.12 $f = 200$ Hz 時の圧縮応力下の PID 手法による古典的渦電流損計算値

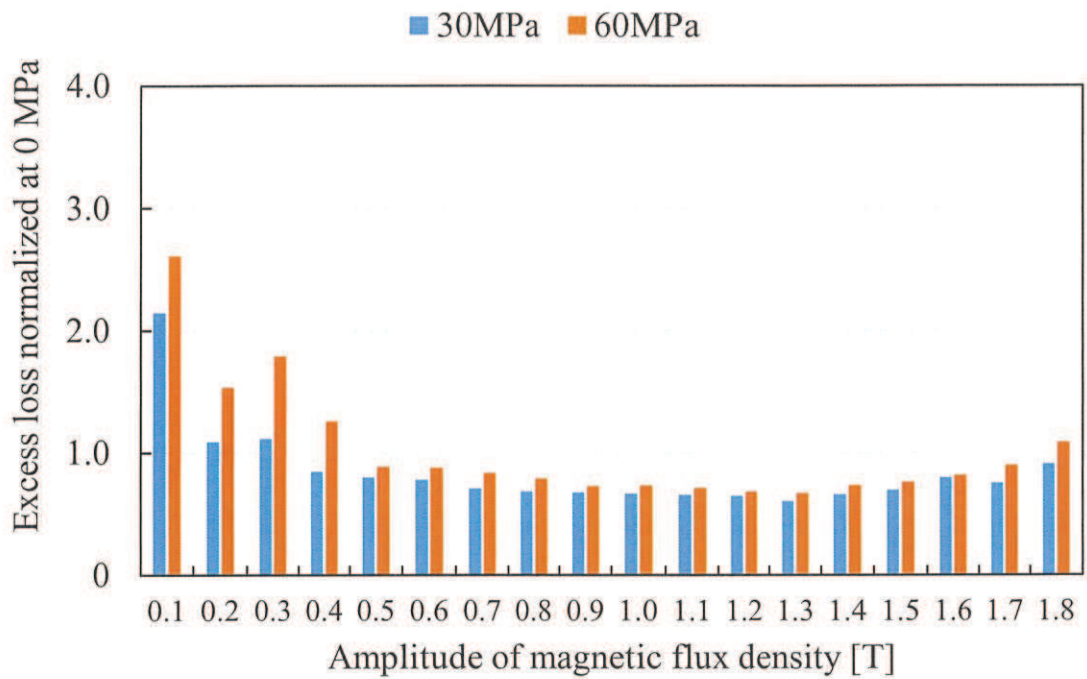


Fig. 4.13. Excess loss under compression stress at $f=50$ Hz.
 図 4.13 $f=50$ Hz 時の圧縮応力下の異常渦電流損分離結果

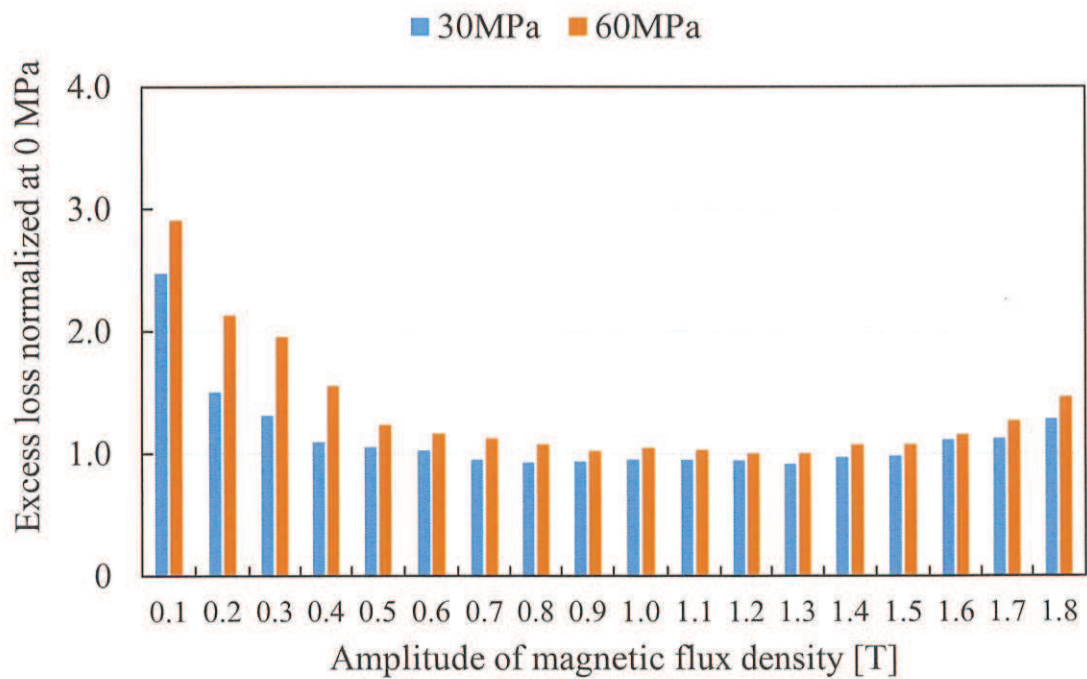


Fig. 4.14. Excess loss under compression stress at $f=100$ Hz.
 図 4.14 $f=100$ Hz 時の圧縮応力下の異常渦電流損分離結果

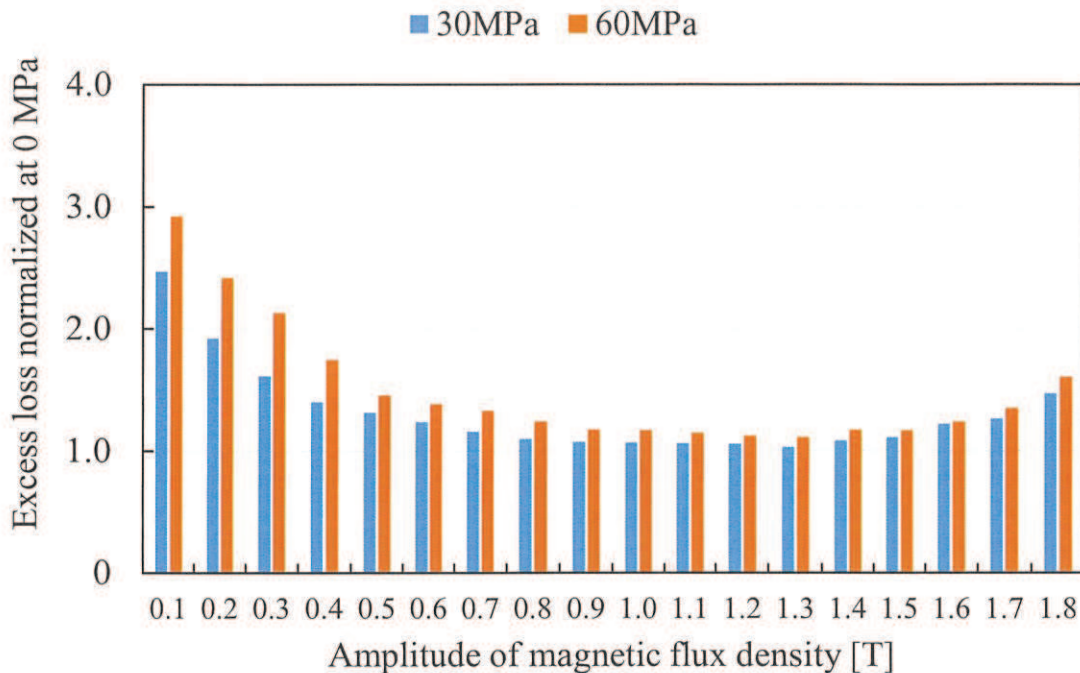


Fig. 4.15. Excess loss under compression stress at $f = 200$ Hz.
 図 4.15 $f = 200$ Hz 時の圧縮応力下の異常渦電流損分離結果

Fig. 4.4 から Fig. 4.6 より，圧縮応力を印加することにより，特に低磁束密度振幅のケースにおいて鉄損が増加している．この傾向は Fig. 4.7 から Fig. 4.9 に示すヒステリシス損の計算結果と同様の傾向をとっている．古典的渦電流損は，圧縮応力により透磁率が小さくなることにより表皮効果に変化すると思われるが，200 Hz までの領域ではその影響は小さい．異常渦電流損は，0.4 T 以下のケースにおいて増加傾向がある．また，圧縮応力を印加していないときと 30 MPa の圧縮応力を印加した場合において， $B_m = 0.2$ T 時の圧縮応力を印加していないときの鉄損測定値で正規化した，ヒステリシス損，古典的渦電流損，異常渦電流損の内訳を Fig. 4.16 に， $B_m = 0.8$ T 時を Fig. 4.17 に， $B_m = 1.5$ T 時を Fig. 4.18 に示す．Fig. 4.16 から Fig. 4.18 より，圧縮応力印加による鉄損の増加は，主にヒステリシス損の増加に起因していると考えられる．

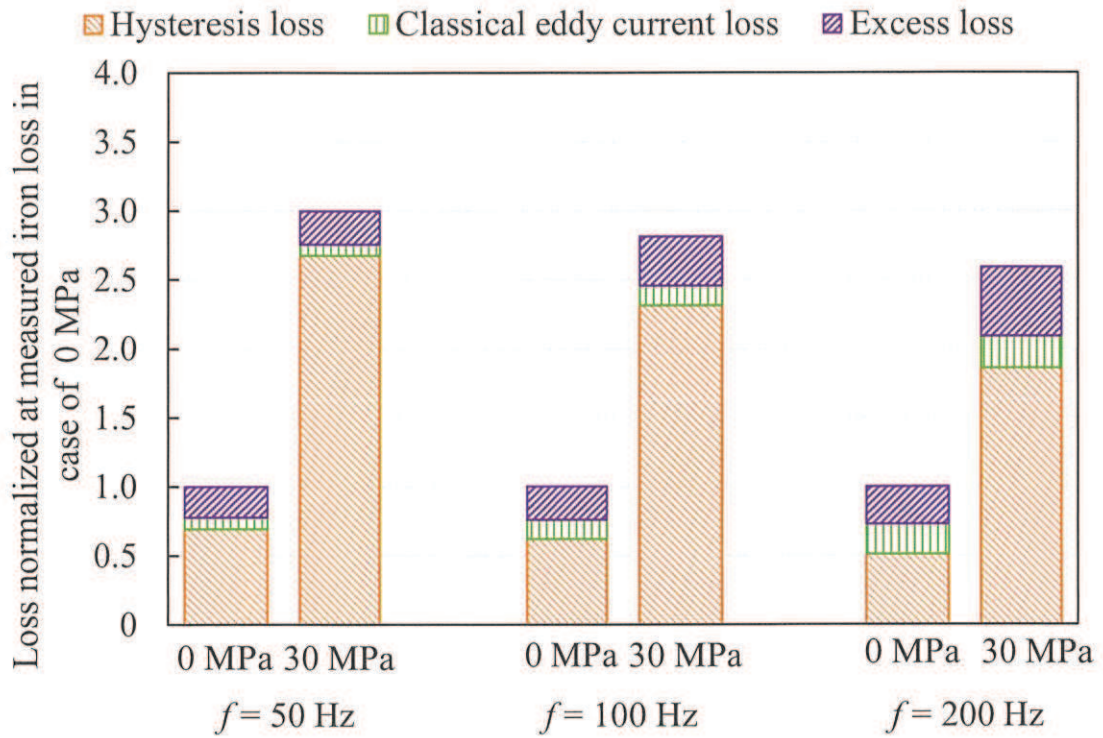


Fig. 4.16. Details of iron loss under uncompressed and compression stress at $B_m = 0.2$ T.
 図 4.16 $B_m = 0.2$ T 時の圧縮応力印加前後での鉄損の内訳の変化

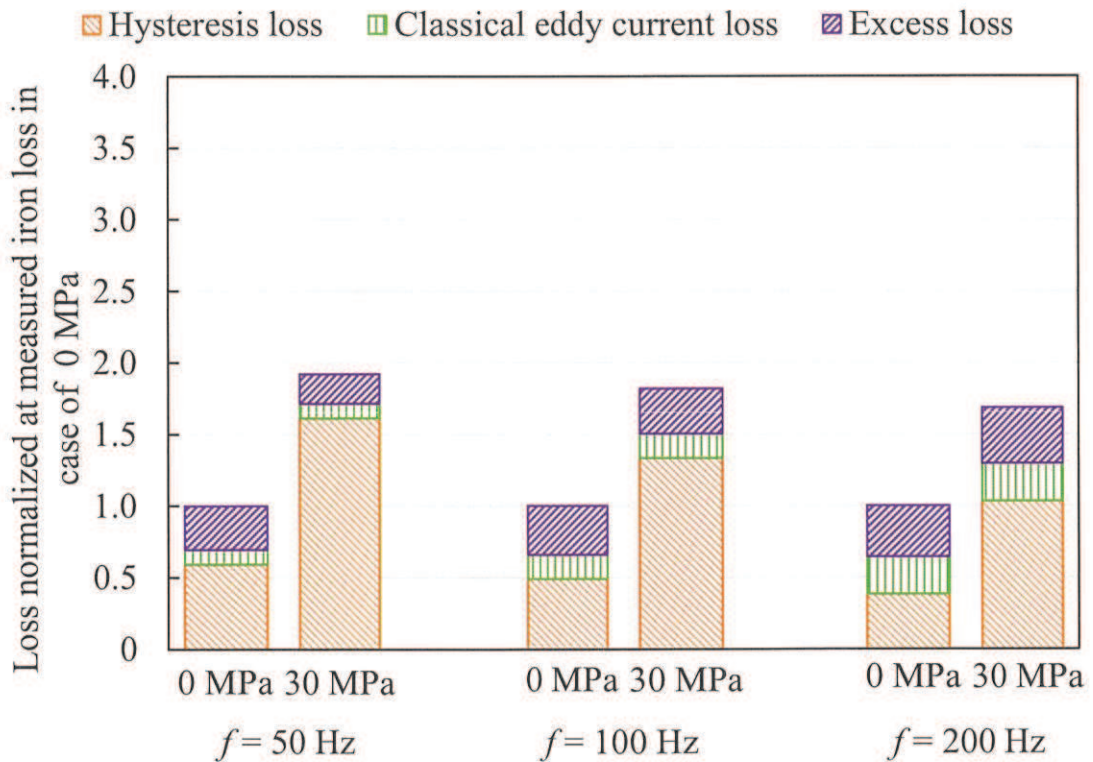


Fig. 4.17. Details of iron loss under uncompressed and compression stress at $B_m = 0.8$ T.
 図 4.17 $B_m = 0.8$ T 時の圧縮応力印加前後での鉄損の内訳の変化

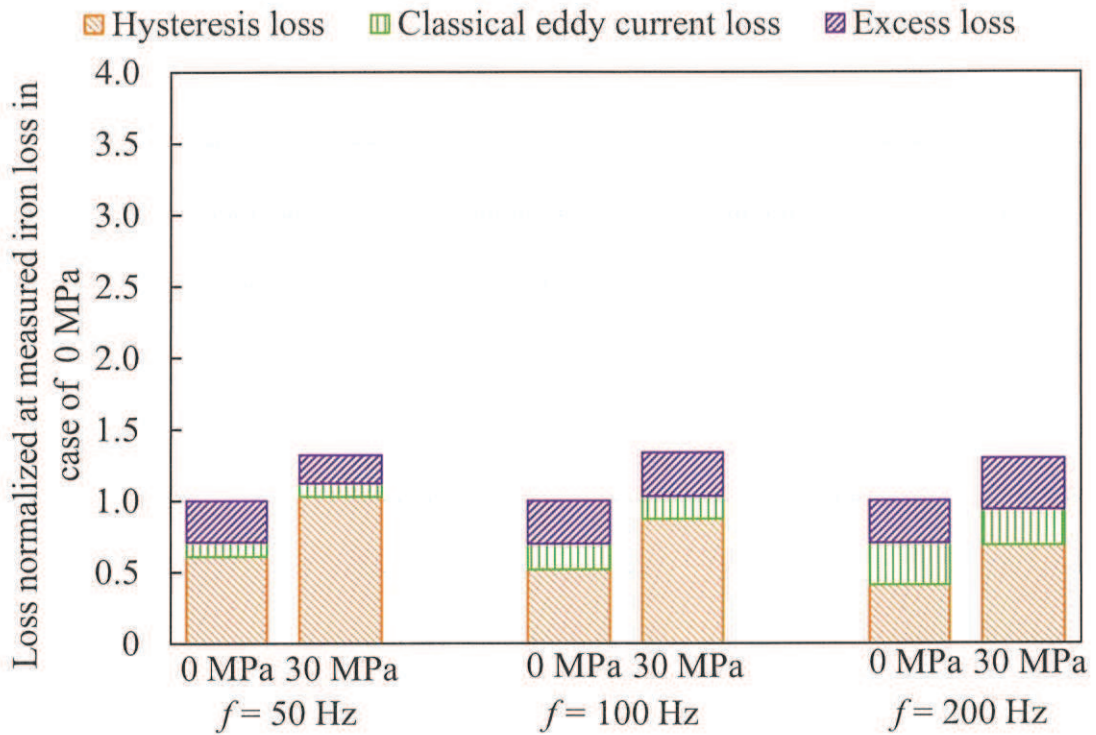


Fig. 4.18. Details of iron loss under uncompressed and compression stress at $B_m = 1.5$ T.

図 4.18 $B_m = 1.5$ T 時の圧縮応力印加前後での鉄損の内訳の変化

また、渦電流損補正係数の周波数特性において $B_m = 0.2$ T 時を Fig. 4.19 に、 $B_m = 0.8$ T 時を Fig. 4.20 に示す。渦電流損補正係数も低磁束密度のときは圧縮応力印加時に増加するが、それ以外は同等か、減少する傾向を確認した。

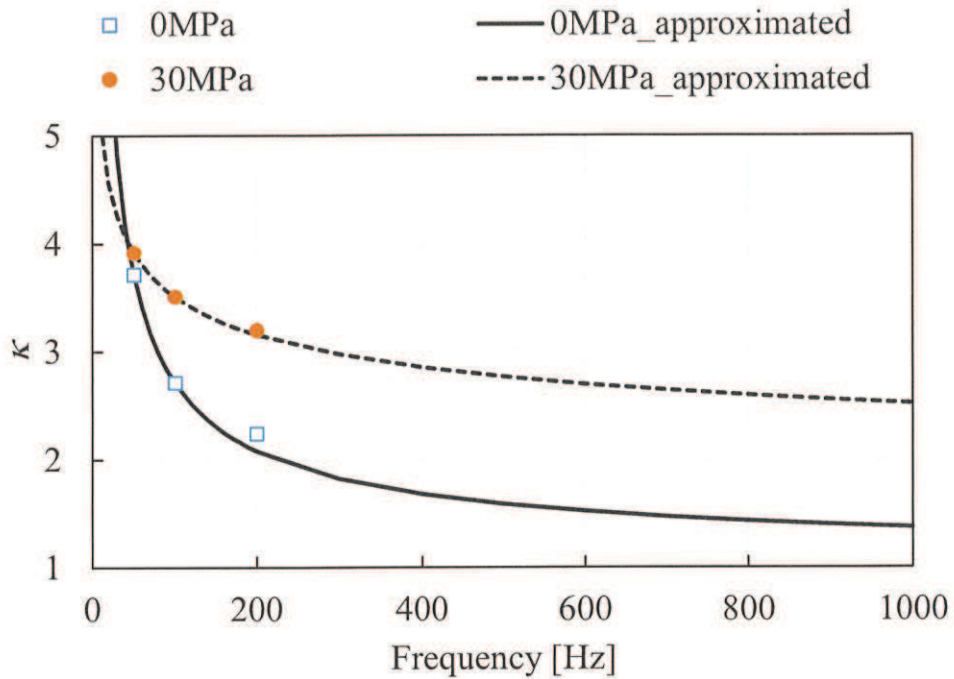


Fig. 4.19. Eddy current loss correction factors of under compression stress ($B_m = 0.2$ T).
 図 4.19 $B_m = 0.2$ T 時の圧縮応力印加時の渦電流損補正係数の周波数特性

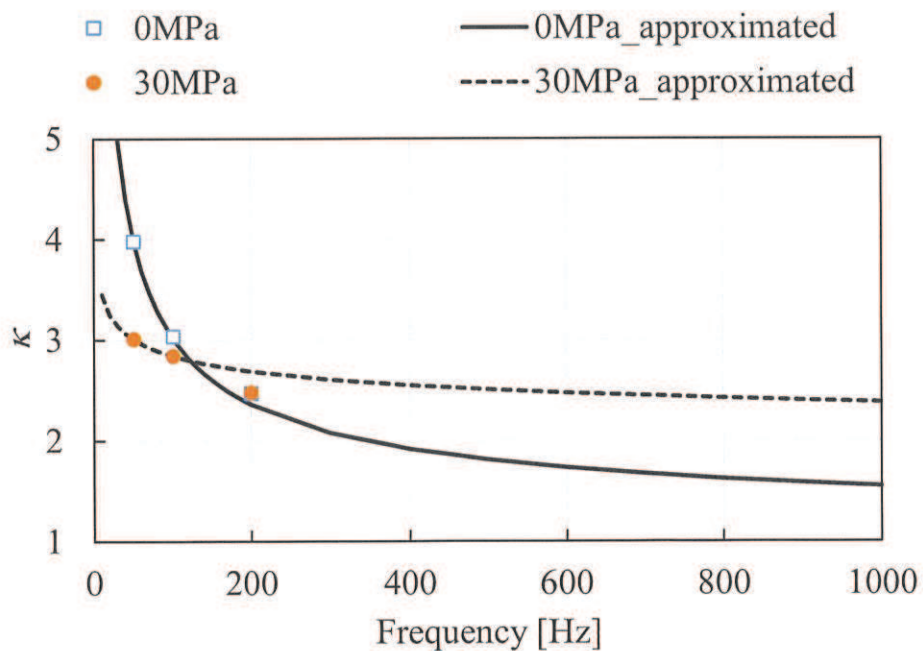


Fig. 4.20. Eddy current loss correction factors of under compression stress ($B_m = 0.8$ T).
 図 4.20 $B_m = 0.8$ T 時の圧縮応力印加時の渦電流損補正係数の周波数特性

4.3 塑性変形後の異常渦電流損

コアに電磁鋼板を採用するモータの生産においては、量産性の観点でプレス加工によりコアを打ち抜き、積層する方法が多く取られている。このとき、プレス加工により打ち抜き端部には塑性変形が生じるが、電磁鋼板は塑性変形により磁化特性が劣化することが知られている。これまでに、打ち抜き端部の歪みを、構造解析による計算や、放射光による測定などにより求め、あらかじめ測定した塑性変形後の磁化特性を Fig. 4.21 に示すようにマッピングし、磁界解析および鉄損計算する方法が提案されている⁽⁵¹⁾。そこで、歪みの対する磁化特性のデータベース作成のため、Fig. 4.22 に示すようにロール圧延にて、追加圧延した電磁鋼板に交流磁束を発生させた際の測定結果から、第 3 章で述べた方法により異常渦電流損を分離し、各磁気損失が塑性変形によりどのような影響を受けるか分析する。また、渦電流損補正係数を用いた PID 手法をモータへ適用するにあたり、渦電流損補正係数を導出する。

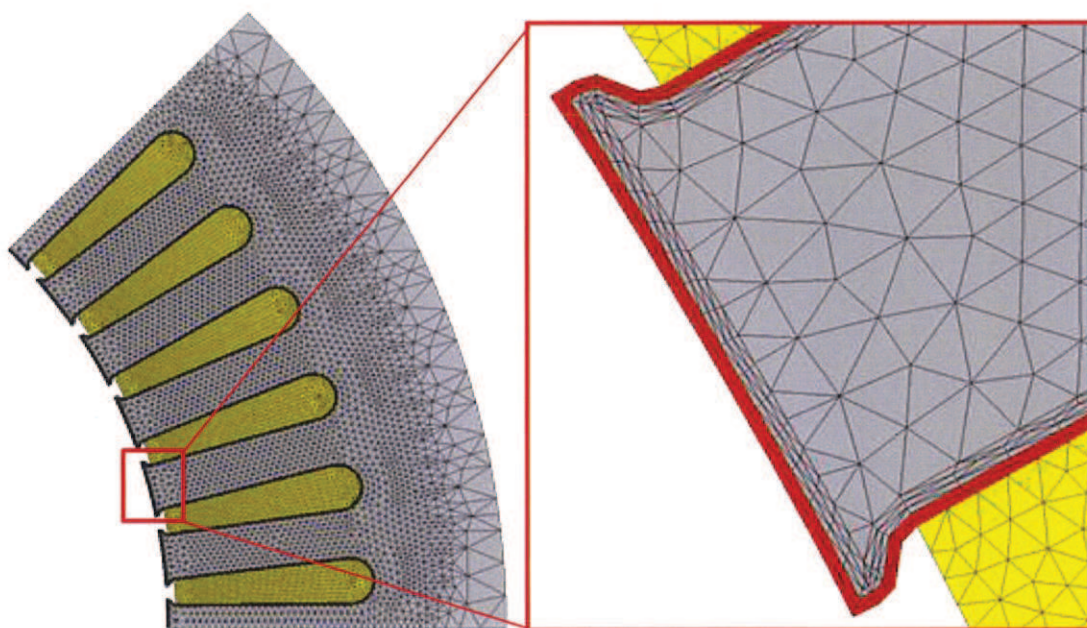


Fig. 4.21. Consideration of plastic deformation by press working in magnetic field analysis.

図 4.21 磁界解析におけるプレス加工による塑性変形の考慮

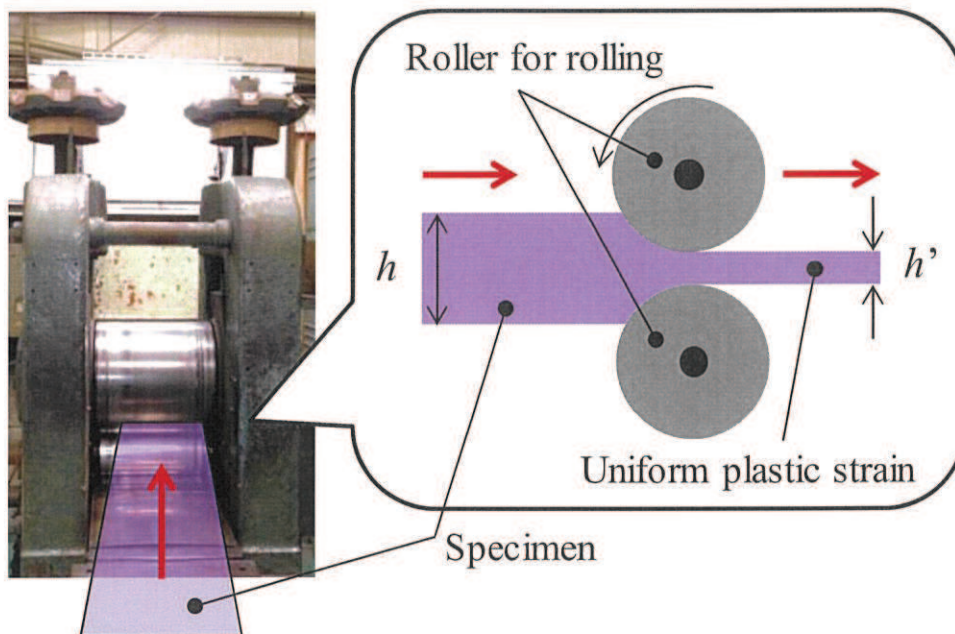


Fig. 4.22. Additional rolling of silicon steel sheet by rolling mill.

図 4.22 圧延機による電磁鋼板の追加圧延

4.3.1 塑性変形後の磁気測定

追加冷間圧延の水準と、単板磁気測定にて発生させた磁束の条件を Table 4.2 に示す。試験片は、追加圧延後にエッチングにて作製した。また、圧下率 C_r は、圧延前の電磁鋼板の厚み h と、圧延後の電磁鋼板の厚み h' を用いて次式により定義する。

$$C_r = \frac{h - h'}{h} \quad (4.2)$$

Table 4.2 Specification in single sheet tester for additional rolled silicon steel sheet.

表 4.2 追加圧延水準と単板磁気測定 of 諸元

Items	Value
Grade	30HX1600
Test piece size	30 mm × 360 mm
Rolling reduction ratio	0.061, 0.122
Frequency [Hz]	50, 100, 200
Amplitude of magnetic flux density [T]	0.1 ~ 1.8
Step size of amplitude of magnetic flux density [T]	0.1

4.3.2 塑性変形後の鉄損分離結果

$f=50\text{ Hz}$, $f=100\text{ Hz}$ 時の測定した交流磁気測定結果から, (2.68) 式を用いて導出した直流ヒステリシスカーブを Fig. 4.23 に示す. ヒステリシスカーブは, 圧下率が大きくなるにつれ, その傾きが小さくなっている. 塑性変形は, 主として転位のすべり運動によって生じ, 追加の冷間圧延に伴う塑性変形により転位密度は増加する. また, Yaegashi は, 保磁力と転位密度の関係を実験的に調査し, 保磁力が転位密度に比例することを報告⁽⁶⁶⁾しており, 本事例においても, 追加圧延により転位密度が増加したことでヒステリシスの傾きが小さくなったと考えられる.

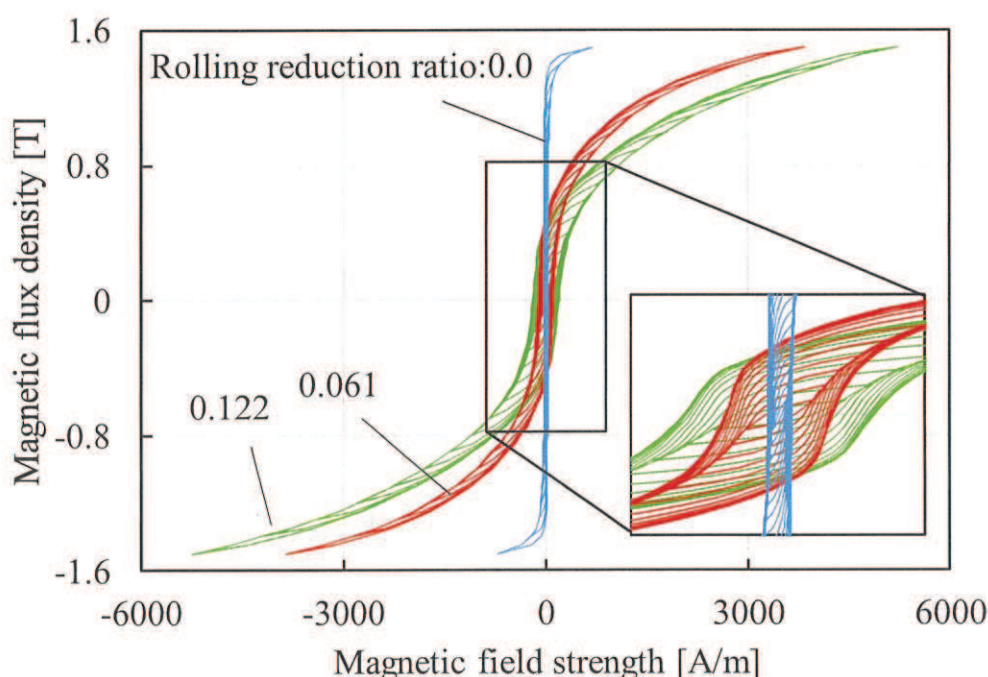


Fig. 4.23. DC hysteresis curves for additional rolled silicon steel sheet.

図 4.23 追加圧延後の直流ヒステリシス

次に追加の圧延を施していない状態での測定・計算結果で正規化した値をもとに, 各種鉄損に関する分析を行う. $f=50\text{ Hz}$, 100 Hz , 200 Hz 時の鉄損測定値を Fig. 4.24 から Fig. 4.26 に, PID 手法によるヒステリシス損の計算値を Fig. 4.27 から Fig. 4.29 に, PID 手法による古典的渦電流損の計算値を Fig. 4.30 から Fig. 4.32 に, 鉄損測定値をもとに (3.1) 式の定義より同定した異常渦電流損を Fig. 4.33 から Fig. 4.35 に示す.

Fig. 4.24 から Fig. 4.26 より, 追加圧延を施すことにより, 特に低磁束密度振幅のケースにおいて鉄損が増加している. この傾向は Fig. 4.27 から Fig. 4.29 に示すヒステリシス損の計算結果と同様の傾向をとっている. 古典的渦電流損は追加圧延により厚みが小さくなることで減少している. 異常渦電流損は, 0.1 T のケースにおいては数

十 %の増加傾向があるが、それ以外は減少している。異常渦電流損は3章5項で述べたように理論的には板厚に比例する。追加圧延により、板厚が小さくなることで異常渦電流損も減少したと考えられる。また、剪断加工時の磁区観察より、塑性変形の領域で磁区構造が変化することが報告されている⁽⁴⁶⁾。さらなる分析に向けて、この磁区構造の変化と異常渦電流損の関係を調査する必要があると考えられる。

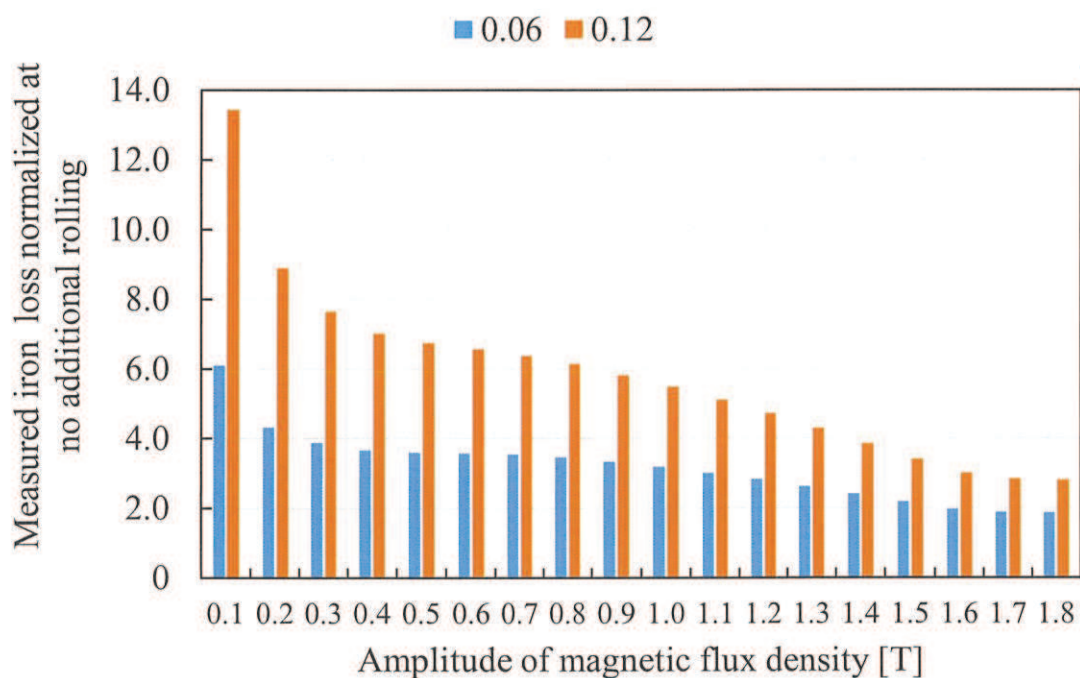


Fig. 4.24. Measured iron loss for additional rolled silicon steel sheet at $f = 50$ Hz.

図 4.24 $f = 50$ Hz 時の追加圧延後の鉄損測定値

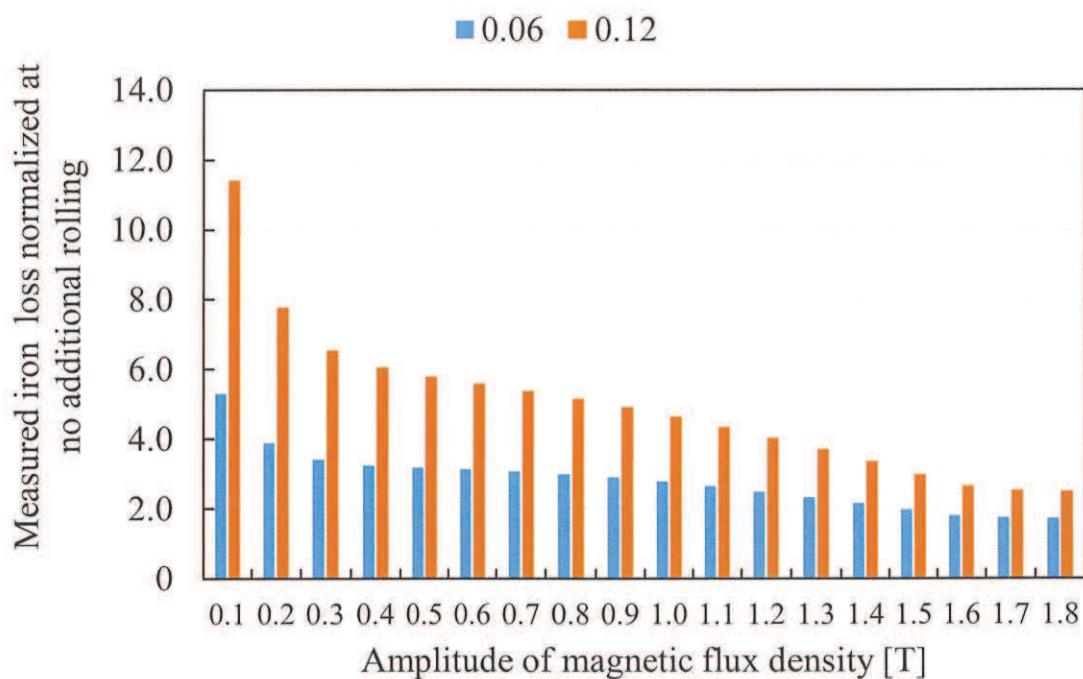


Fig. 4.25. Measured iron loss for additional rolled silicon steel sheet at $f = 100$ Hz.

図 4.25 $f = 100$ Hz 時の追加圧延後の鉄損測定値

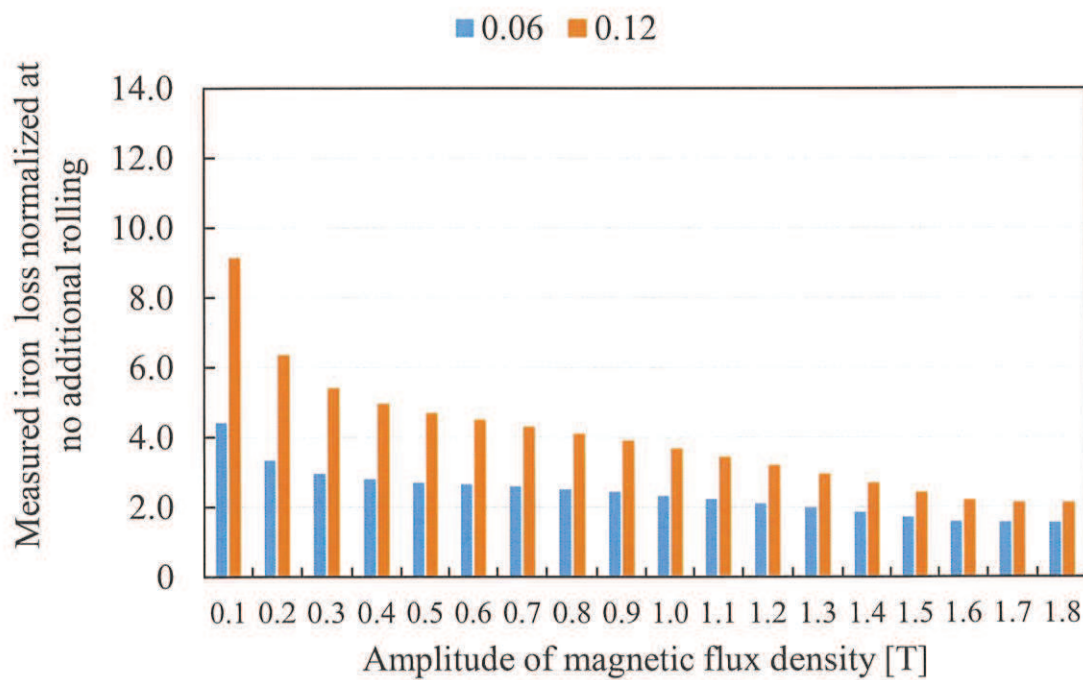


Fig. 4.26. Measured iron loss for additional rolled silicon steel sheet at $f = 200$ Hz.

図 4.26 $f = 200$ Hz 時の追加圧延後の鉄損測定値

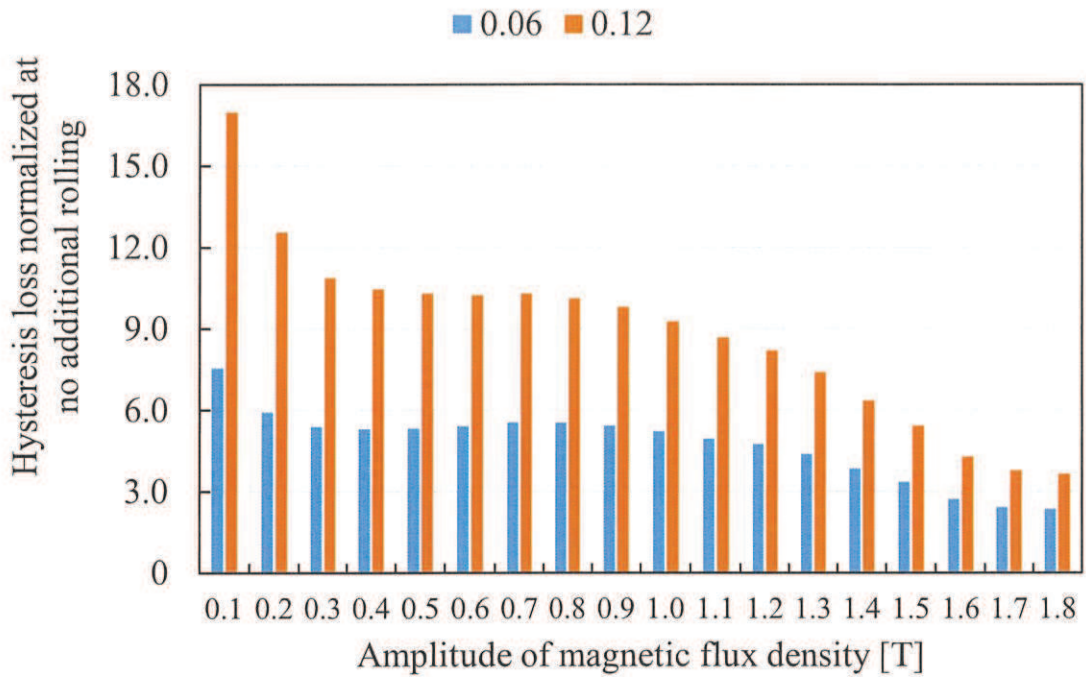


Fig. 4.27. Estimated hysteresis loss using PID method for additional rolled silicon steel sheet at $f = 50$ Hz.

図 4.27 $f = 50$ Hz 時の追加圧延後の PID 手法によるヒステリシス損計算値

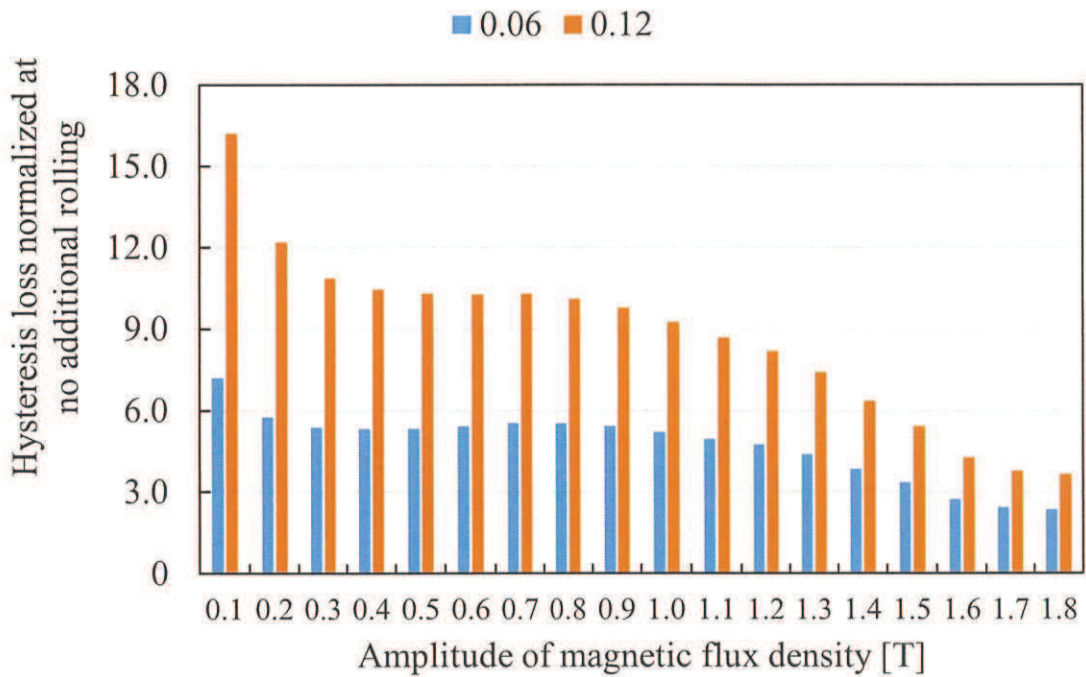


Fig. 4.28. Estimated hysteresis loss using PID method for additional rolled silicon steel sheet at $f = 100$ Hz.

図 4.28 $f = 100$ Hz 時の追加圧延後の PID 手法によるヒステリシス損計算値

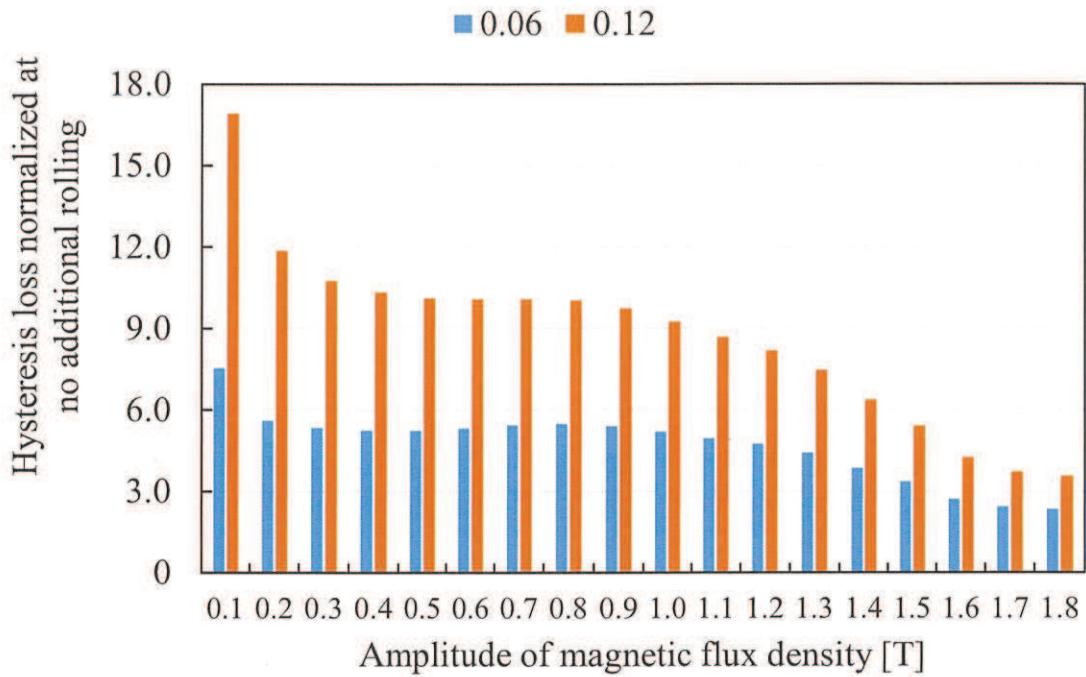


Fig. 4.29. Estimated hysteresis loss using PID method for additional rolled silicon steel sheet at $f=200$ Hz.

図 4.29 $f=200$ Hz 時の追加圧延後の PID 手法によるヒステリシス損計算値

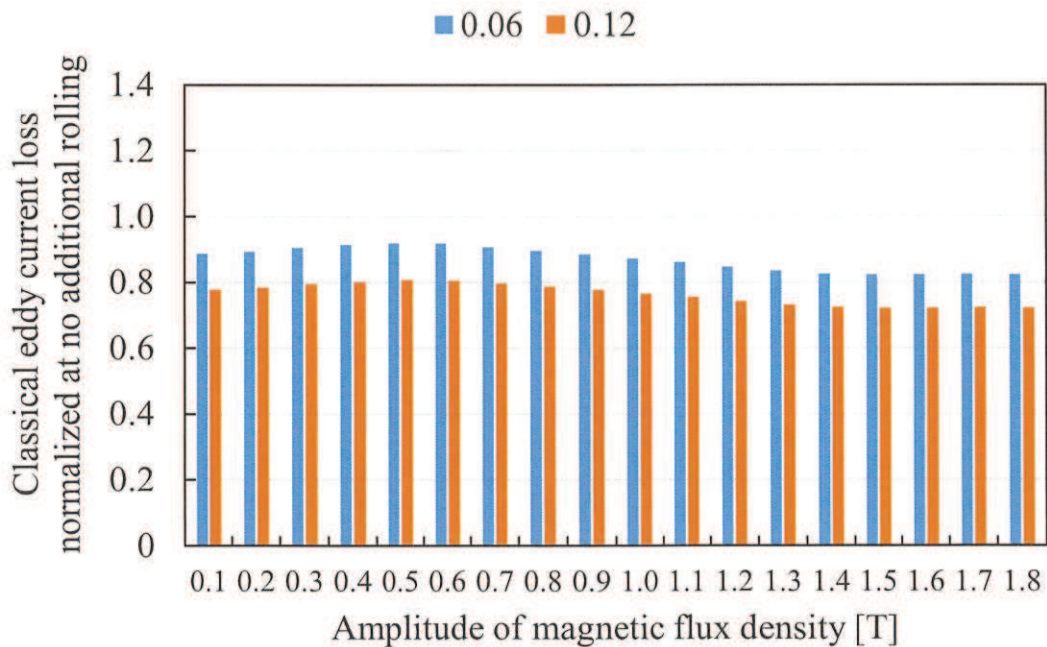


Fig. 4.30. Estimated classical eddy current loss using PID method for additional rolled silicon steel sheet at $f=50$ Hz.

図 4.30 $f=50$ Hz 時の追加圧延後の PID 手法による古典的渦電流損計算値

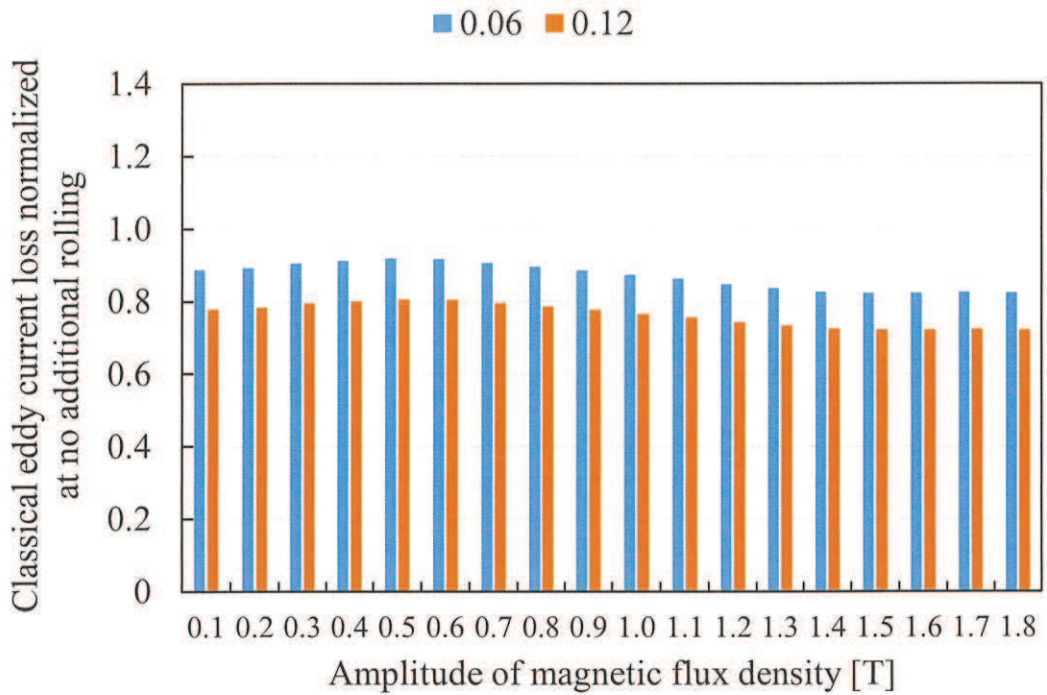


Fig. 4.31. Estimated classical eddy current loss using P1D method for additional rolled silicon steel sheet at $f = 100$ Hz.

図 4.31 $f = 100$ Hz 時の追加圧延後の P1D 手法による古典的渦電流損計算値

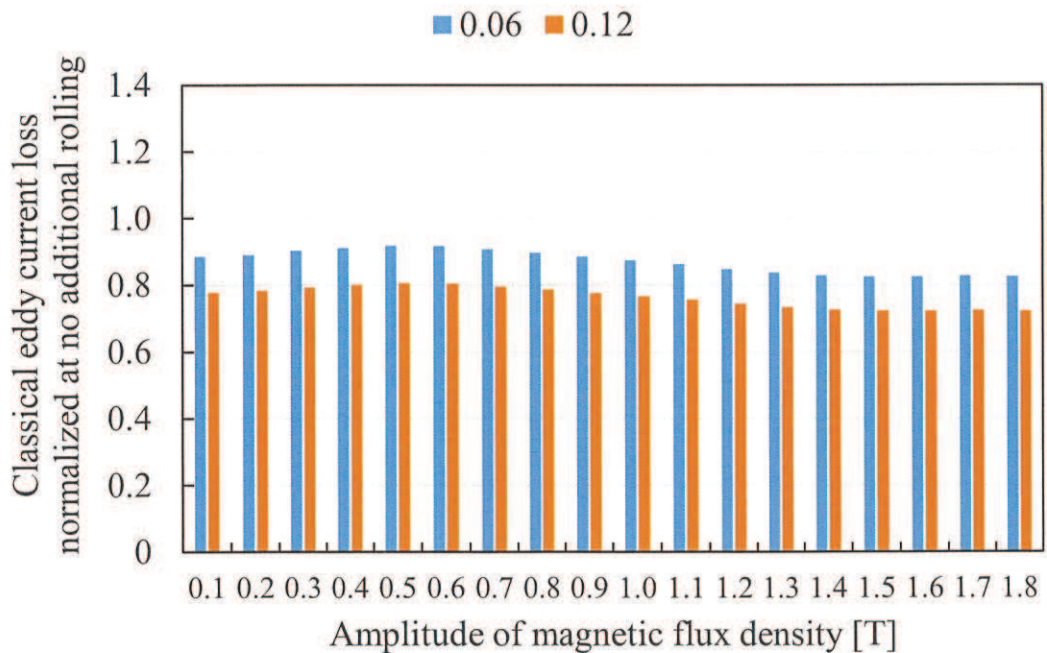


Fig. 4.32. Estimated classical eddy current loss using P1D method for additional rolled silicon steel sheet at $f = 200$ Hz.

図 4.32 $f = 200$ Hz 時の追加圧延後の P1D 手法による古典的渦電流損計算値

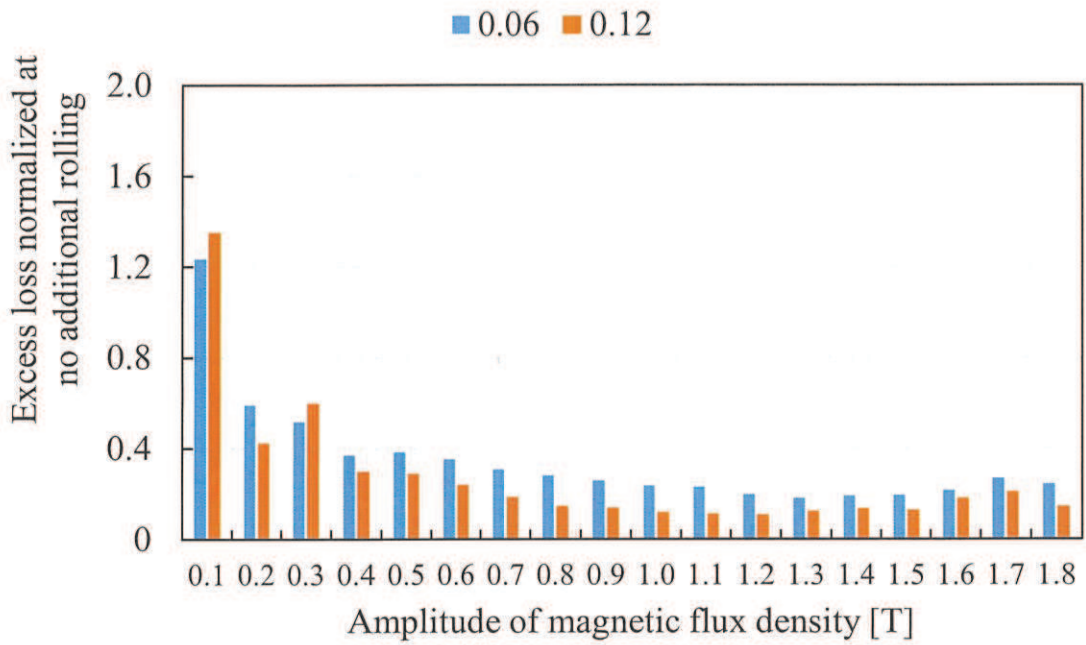


Fig. 4.33. Excess loss for additional rolled silicon steel sheet at $f = 50$ Hz.
 図 4.33 $f = 50$ Hz 時の追加圧延後の異常渦電流損計算値

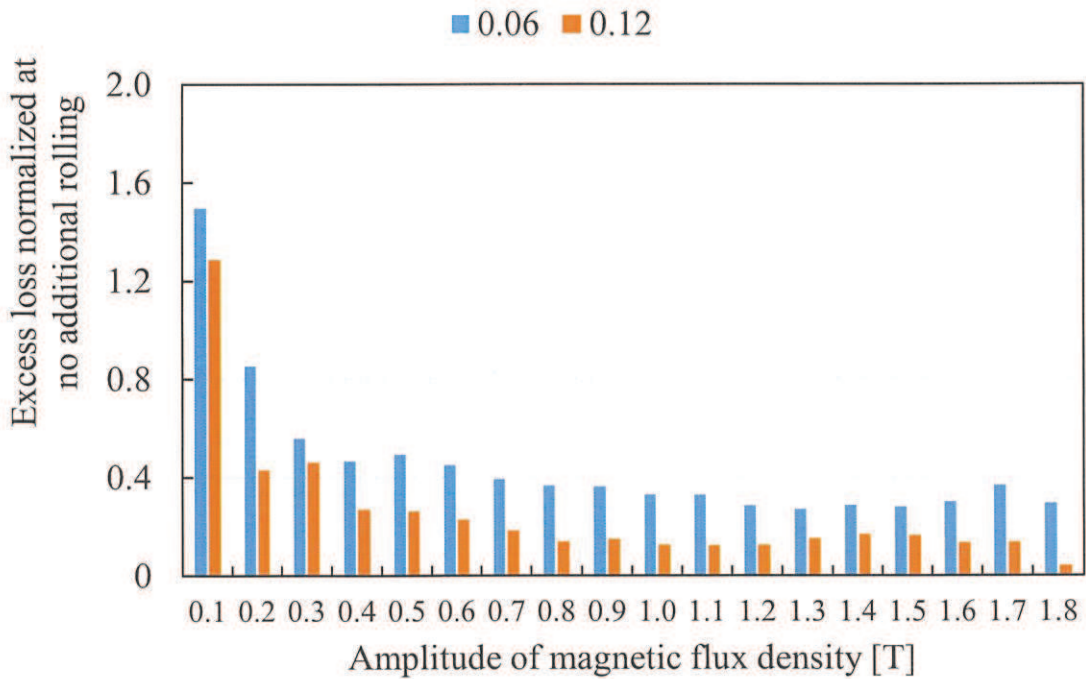


Fig. 4.34. Excess loss for additional rolled silicon steel sheet at $f = 100$ Hz.
 図 4.34 $f = 100$ Hz 時の追加圧延後の異常渦電流損計算値

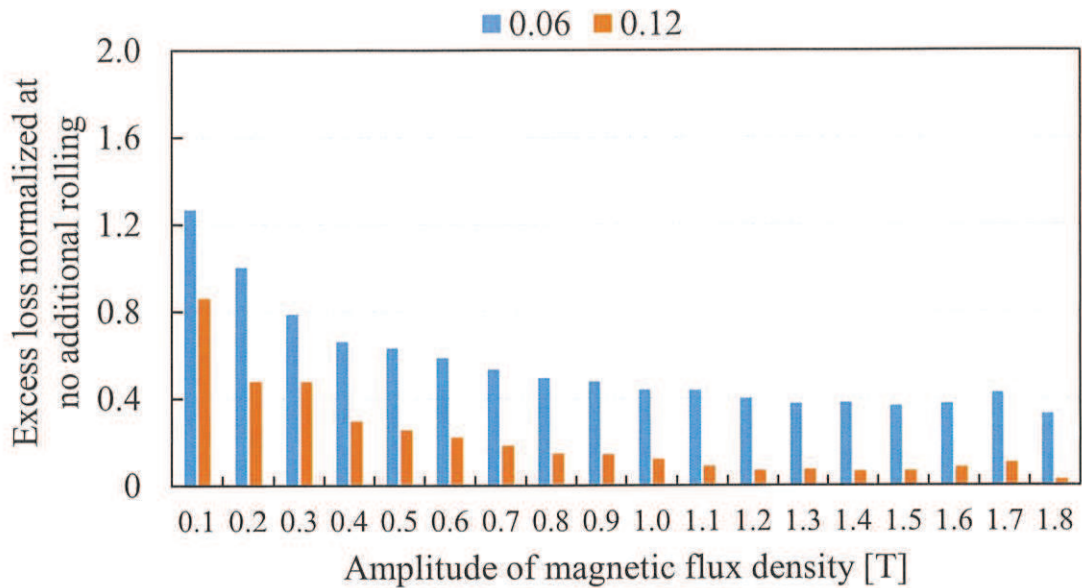


Fig. 4.35. Excess loss for additional rolled silicon steel sheet at $f = 200$ Hz.

図 4.35 $f = 200$ Hz 時の追加圧延後の異常渦電流損計算値

また、追加圧延を施していない場合と圧下率 0.061 の圧延を施した場合において、 $B_m = 0.2$ T 時の追加圧延を施していない場合の鉄損測定値で正規化した、ヒステリシス損、古典的渦電流損、異常渦電流損の内訳を Fig. 4.36 に、 $B_m = 0.8$ T 時を Fig. 4.37 に、 $B_m = 1.5$ T 時を Fig. 4.38 に示す。Fig. 4.36 から Fig. 4.38 より、塑性変形による鉄損の増加は、主にヒステリシス損の増加に起因していると考えられる。

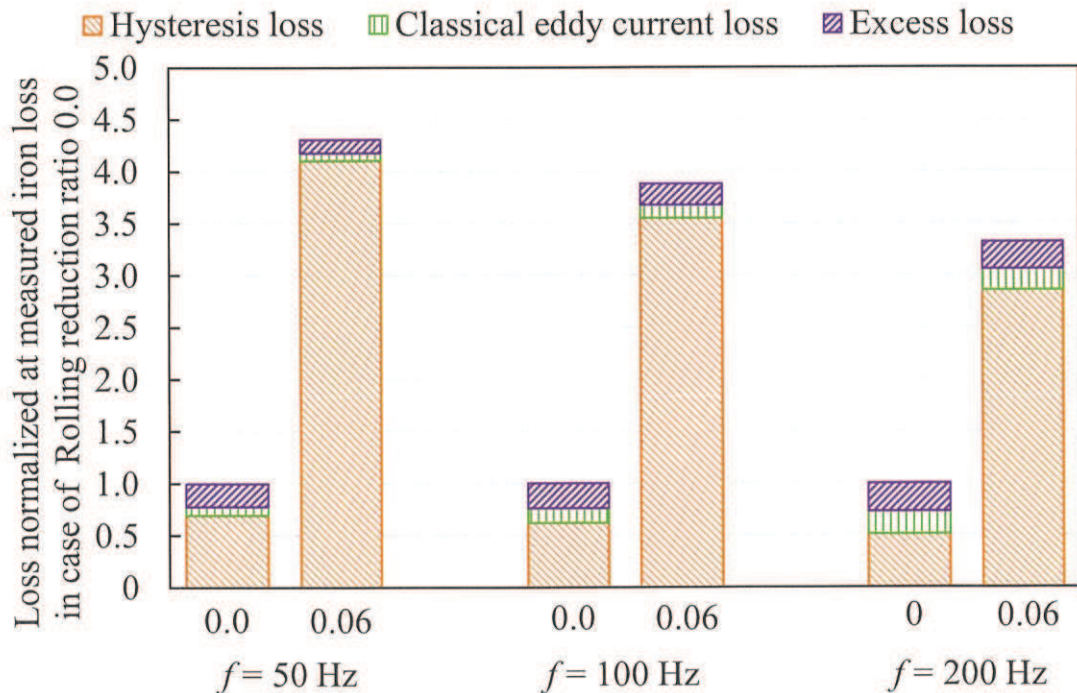


Fig. 4.36. Details of iron loss for additional rolled silicon steel sheet at $B_m = 0.2$ T.

図 4.36 $B_m = 0.2$ T 時の追加圧延前後での鉄損の内訳の変化

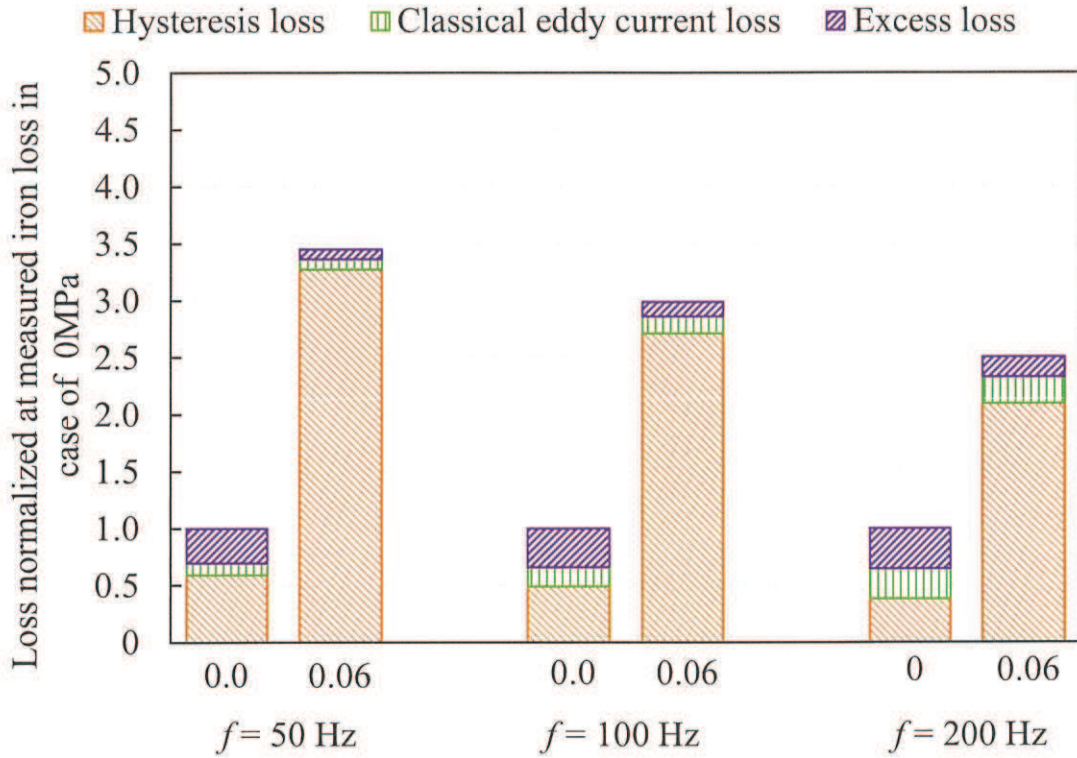


Fig. 4.37. Details of iron loss for additional rolled silicon steel sheet at $B_m = 0.8$ T.
 図 4.37 $B_m = 0.8$ T 時の追加圧延前後での鉄損の内訳の変化

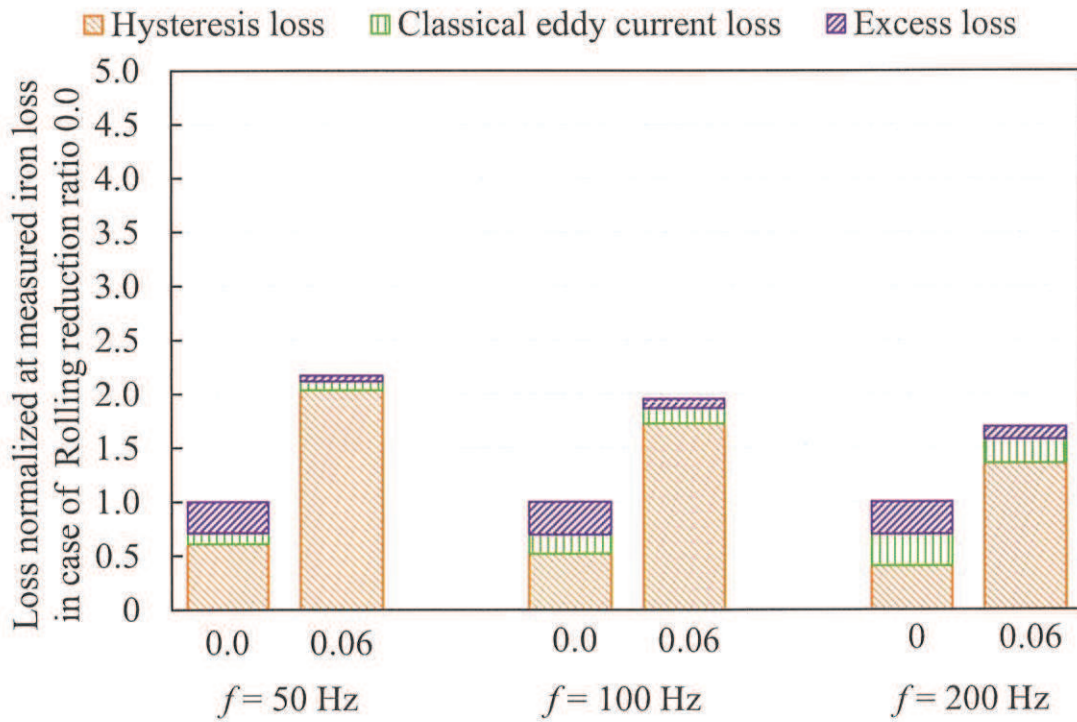


Fig. 4.38. Details of iron loss for additional rolled silicon steel sheet at $B_m = 1.5$ T.
 図 4.38 $B_m = 1.5$ T 時の追加圧延前後での鉄損の内訳の変化

また、渦電流損補正係数の周波数特性として $B_m = 0.2$ T 時を Fig. 4.39 に、 $B_m = 0.8$ T 時を Fig. 4.40 に示す。

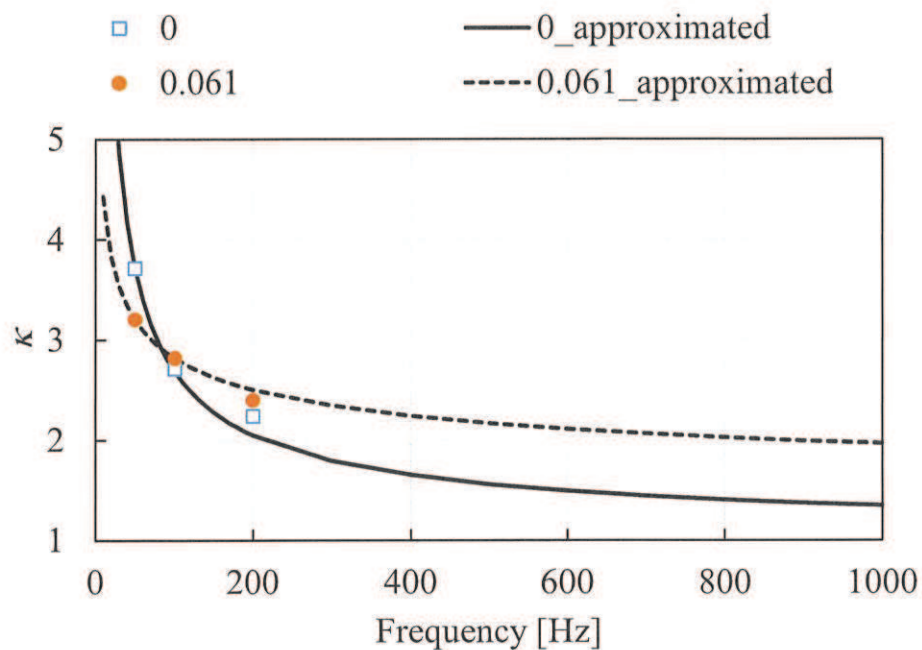


Fig. 4.39. Eddy current loss correction factors before and after plastic deformation at $B_m = 0.2$ T.

図 4.39 $B_m = 0.2$ T 時の塑性変形前後の渦電流損補正係数の周波数特性

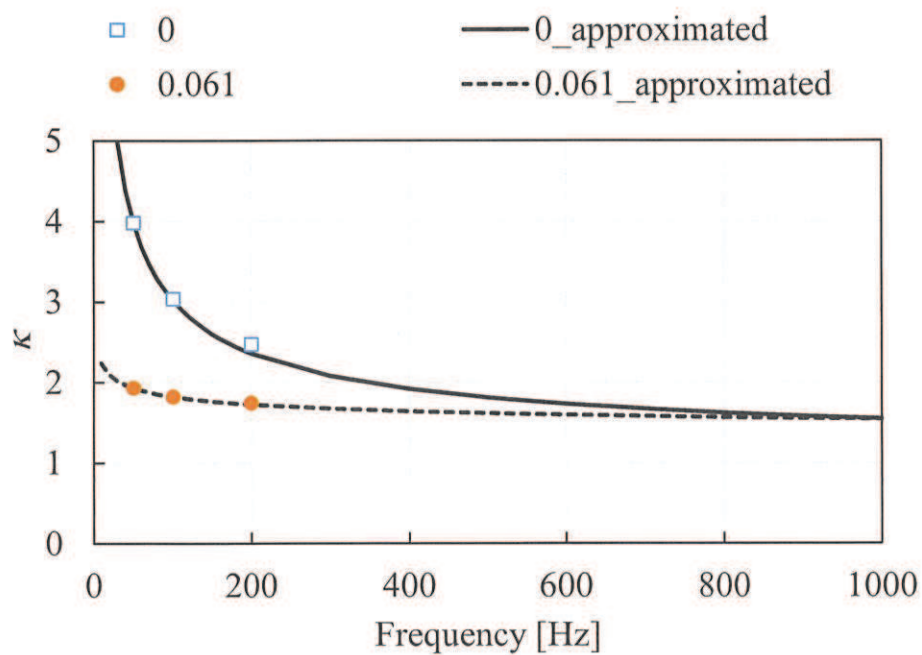


Fig. 4.40. Eddy current loss correction factors before and after plastic deformation at $B_m = 0.8$ T.

図 4.40 $B_m = 0.8$ T 時の塑性変形前後の渦電流損補正係数の周波数特性

Fig. 4.33 から Fig. 4.35 より，異常渦電流損は追加圧延を施すことにより，磁束密度振幅 0.1 T のときは増加する一方，それ以外は減少し，圧延を施す前に比べて半分程度になっている．そのため，古典的渦電流損も追加圧延を施すことにより減少しているが，異常渦電流損の減少の方が大きいため，渦電流損補正係数の値は，追加圧延により減少する．

4.4 結言

本章では，モータの製造過程における鉄損増加要因である焼嵌めによる圧縮応力とプレス加工による塑性変形を想定した磁気測定を行い，ヒステリシスカーブおよび鉄損内訳への影響を確認した．

- (1) 圧縮応力印加機構付き単板磁気測定器により，30 MPa と 60 MPa の圧縮応力を印加したときの磁気測定を行った．圧縮応力による異方性磁気エネルギーの影響で，圧縮方向に垂直な方向の磁壁が生じる．圧縮応力と平行方向の外部磁界を印加する試験においては，異常渦電流損は増加する傾向となった．ただし，圧縮応力印加時の鉄損増加要因として支配的な要素は，ヒステリシス損の増加である．
- (2) 電磁鋼板を圧下率 0.06 と 0.12 となるように追加で冷間圧延することで，一様な歪みを与えたうえで，単板磁気測定を行った．異常渦電流損は塑性変形により減少する傾向を確認した．これは，異常渦電流損は理論的には板厚に比例するが，追加圧延により，板厚が小さくなることで異常渦電流損も減少したことが一因と考えられる．ただし，塑性変形による鉄損増加要因として支配的な要素は，ヒステリシス損の増加である．

第 5 章 異常渦電流損を考慮したモータの鉄損予測

5.1 序言

モータの鉄損は、コアに生じる磁束が、インバータキャリアに起因する時間高調波やモータ形状に起因する空間高調波の影響で高調波が重畳するほか、鉄損そのものの発生メカニズムが複雑なうえ、製造要因に起因する物性変化など、予測するうえでの誤差要因が多岐にわたる。モータの鉄損予測の主な誤差要因と、本論文での対応を Table 5.1 に示す。

Table 5.1 Cause of error in iron loss estimation for motor.

表 5.1 モータの鉄損予測の主な誤差要因

誤差要因		本論文での対応
3D 効果	漂遊負荷損	磁石飛散防止用端板のジュール損を 3D モデルで直接考慮
	漏れ磁束	積層構造を考慮した 3D モデルで直接考慮
高調波鉄損	マイナーループ	プレイモデルにより、ヒステリシスを考慮
	表皮効果	積層方向の後処理次元解析にて直接考慮
異常渦電流損		渦電流損補正係数によりモデル化
回転磁界の考慮		ベクトルプレイモデルを採用
焼嵌めの影響の考慮		バックヨーク部に圧縮応力印加時の材料物性の適用。応力磁気異方性は無視する。
加工歪みの影響の考慮		ステータコア端部に塑性変形後の材料物性の適用。塑性変形周辺に生じる弾性変形の影響は未考慮。
かしめの影響の考慮		未考慮
AC 銅損		細丸線のため表皮効果および近接効果の影響を無視
磁石のジュール損		二次元磁界有限要素解析中に、軸方向に無限遠を仮定して直接計算

5.2 計算対象のモータの諸元

本論文では、自動車用主機モータを対象に測定値と計算値の比較を行う。対象となるモータは磁石埋め込み式永久磁石同期モータ（IPMSM：Interior Permanent Magnet Synchronous Motor）である^{(58), (59)}。モータの諸元を Table 5.2 に示す。

Table 5.2 Specifications of the evaluated IPMSM.

表 5.2 評価対象の IPMSM の諸元

Items	Values
Outer diameter of stator [mm]	264
Iron stack length [mm]	50
Winding type	Distributed
Maximum torque [Nm]	207
Poles	8
Number of slots	48

対象となる IPMSM をインバータ励磁し，次式に従って各動作点の鉄損 P_{iron} [W] を分離する．

$$P_{\text{iron}} = P_{\text{in}} - P_{\text{out}} - P_{\text{mechanical}} - P_{\text{copper}} = P_{\text{loss}} - P_{\text{copper}} \quad (5.1)$$

ここで， P_{in} [W] は入力電力， P_{out} [W] はモータ出力， $P_{\text{mechanical}}$ [W] は機械損を表す．また，本論文では，以降，銅損と鉄損の和を損失 P_{loss} [W] として表記する． P_{copper} [W] は銅損を表し，本論文では測定した相電流実効値 I_{rms} [A] をもとに次式より算出した．

$$P_{\text{copper}} = 3 \cdot I_{\text{rms}}^2 R \quad (5.2)$$

ここで R [Ω] は 1 層分の巻線抵抗を表す．Fig. 5.1 に対象となる IPMSM の各動作点における損失に占める鉄損の割合を示す．Fig. 5.1 より，低トルク低回転の動作点にて鉄損が支配的になっている．鉄損が支配的な領域において，鉄損の予測誤差が大きいと，その誤差がモータ性能の評価指標である効率に及ぼす影響が大きくなる．そこで，本論文では，鉄損が支配的な駆動点から，Table 5.3 に示す 3 点を評価点として抽出し，損失予測精度の検証を行う．Fig. 5.1 に評価点を併記する．

また，各評価点の駆動電流を Fig. 5.2 から Fig. 5.4 に示す．グラフの縦軸は，Case 3 の電流の最大値で正規化している．最も低速の評価点 (Case 1) は PWM 励磁によるキャリア高調波の影響が顕著である．最も高速の評価点 (Case 3) は，弱め界磁制御により駆動されており，他の評価点とはコアに生じる磁束の挙動が異なる．中速の評価点 (Case 2) では，弱め界磁制御には至っておらず，キャリア高調波の影響も少ない．

Table 5.3 Specifications of evaluated operating point.

表 5.3 評価点の諸元

Items	Case 1	Case 2	Case 3
Rotation speed [rpm]	2000	6000	10000
Target torque [Nm]	20	20	20

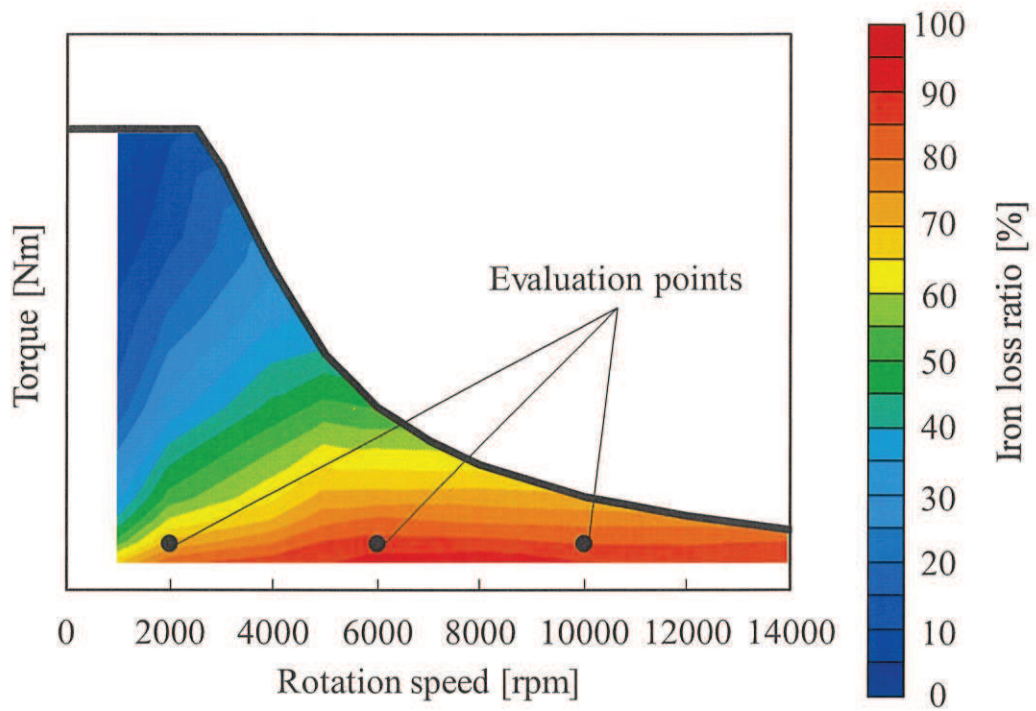


Fig. 5.1. Ratio of iron loss to loss at each operating point.
 図 5.1 各動作点における損失に占める鉄損の割合

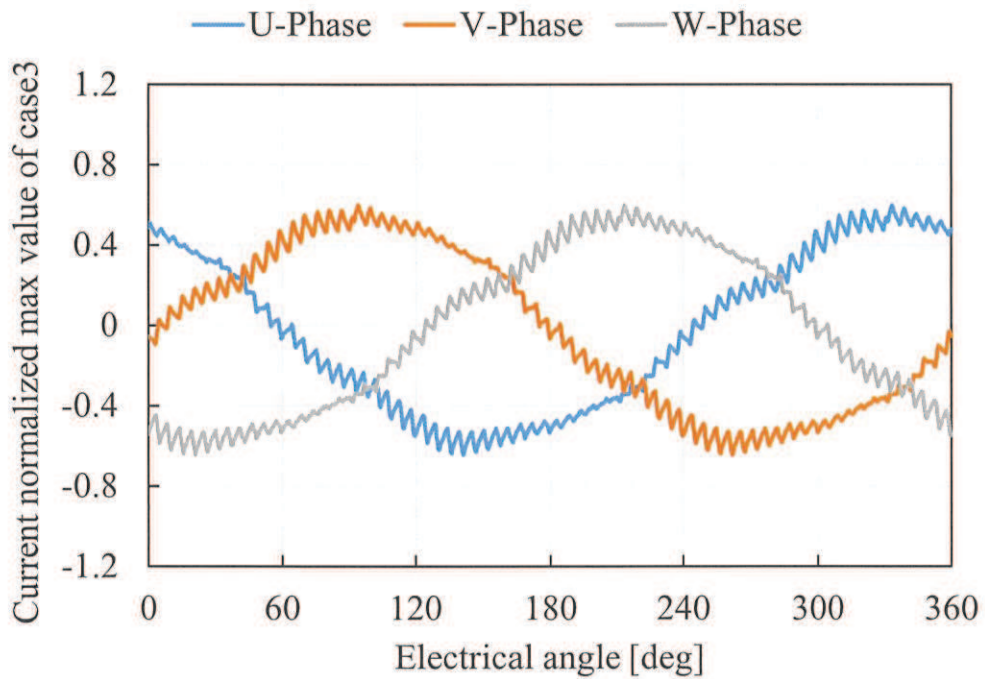


Fig. 5.2. 3-Phase current waveform at Case 1.
 図 5.2 Case 1 の 3 相電流波形

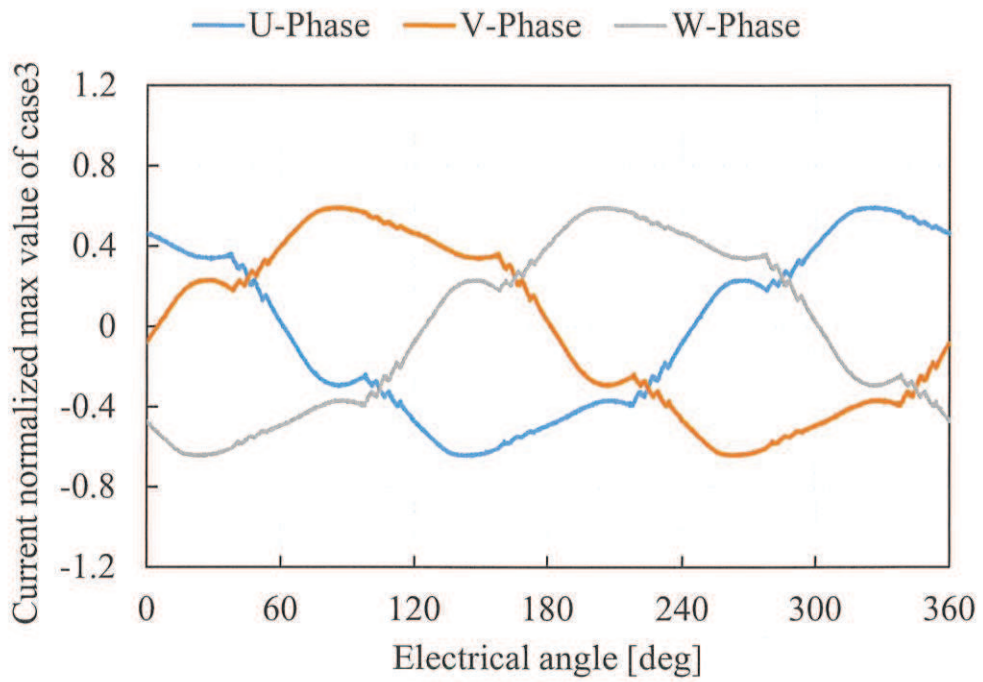


Fig. 5.3. 3-Phase current waveform at Case 2.

図 5.3 Case 2 の 3 相電流波形

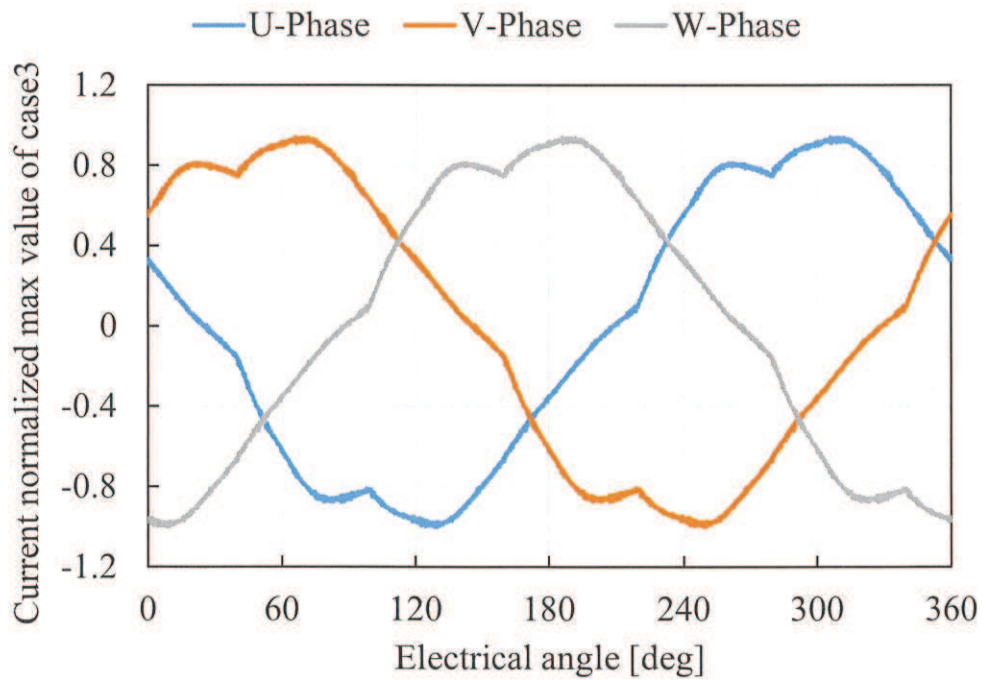


Fig. 5.4. 3-Phase current waveform at Case 3.

図 5.4 Case 3 の 3 相電流波形

5.3 モータを対象とした鉄損予測

前節で説明した IPMSM を対象に，Fig. 5.2 から Fig. 5.4 に示した電流を入力とした二次元磁界有限要素解析を行い，その後処理として，3 章 3 節 2 項で述べた渦電流損補正係数を用いた PID 手法（PID_MII）を適用して鉄損を予測し，測定値と結果を比較する．二次元磁界有限要素解析と PID 手法で使用する材料物性を Table 5.4 に示す．

Table 5.4 Material properties used for Two-dimensional FEA and PID-method as post-processing.

表 5.4 二次元磁界有限要素解析と PID 手法で使用する材料物性

Properties	Two-dimensional FEA	PID method as post-processing
Magnetization characteristics	initial magnetization curve	hysteretic property
Electrical characteristics	ignore	consider

また，今回検討に用いた IPMSM は，量産品であるため，製造要因に起因する材料物性の変化を生じていると推測される．そこで，Table 5.5 に示すように，各種製造要因を考慮したときの鉄損予測精度の変化を確認する^{(60), (61)}．電磁鋼板の磁化特性は，前章までに単板磁気測定結果をもとに算出した物性値を等方性として定義し，材料のもつ磁気異方性や圧縮応力や塑性変形に起因する応力磁気異方性は無視する．

Table 5.5 Considering changes in material properties due to building factors.

表 5.5 製造要因による材料物性の変化の考慮

Item	Method 1	Method 2	Method 3	Method 4
Compressive stress due to shrink fitting	ignore	consider	ignore	consider
Plastic deformation by press working	ignore	ignore	consider	consider

5.3.1 有限要素モデルの諸元

Table 5.6 に，計算に用いた有限要素モデルの諸元を示す．また，Fig. 5.5 に計算対象の IPMSM の有限要素モデルを示す．メッシュ生成，二次元磁界有限要素解析および PID 手法によるヒステリシス損と古典的渦電流損の計算は，すべて JSOL 社の JMAG[®] を用いた．Table 5.5 に示した圧縮応力と塑性変形の影響による物性変化を考慮する手法を選択した場合，Fig. 5.5 の Compressive stress area と Plastic strain area に対応する磁化特性を設定する．

Table 5.6 Specifications of the FEA model used for Two-dimensional FEA and P1D-method as post-processing..

表 5.6 二次元磁界有限要素解析と P1D 手法で使用する有限要素モデルの諸元

Items	Values
Number of elements in stator core	12457
Number of elements in rotor core	3188
Number of elements in other than those above	12556
Number of time steps in a period	1024

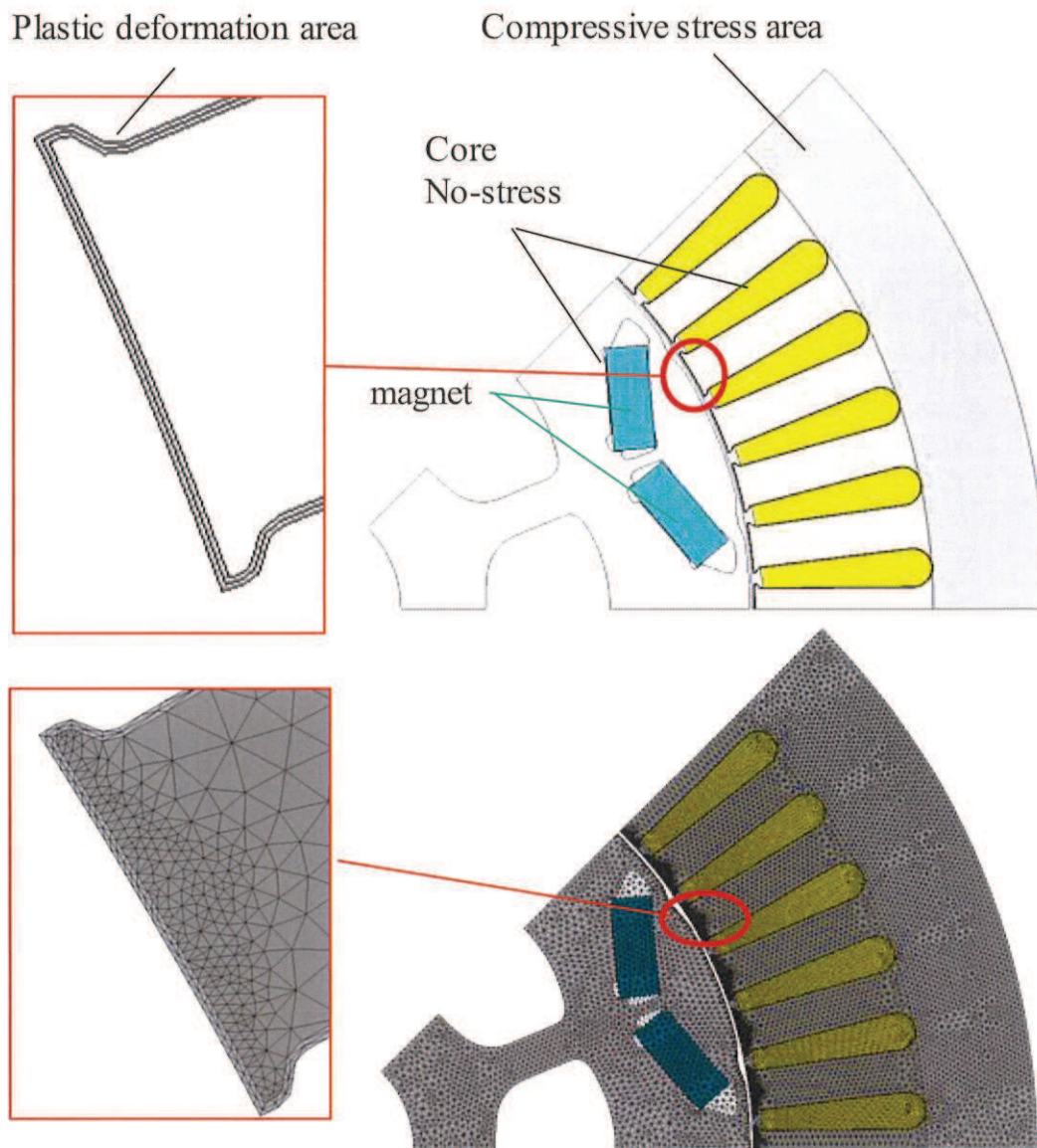


Fig. 5.5. FEA model of evaluated IPMSM.
 図 5.5 評価対象の IPMSM の有限要素モデル

5.3.2 圧縮応力と塑性変形を考慮しない鉄損予測

Method 1 では、コアの全領域に、圧縮応力や塑性変形を付与していない状態で測定した磁化特性を設定する。各駆動条件における二次元磁界有限要素解析により得られた、電気角 0 deg における磁束密度を Fig. 5.6 から Fig. 5.8 に示す。Case 1 と Case 2 は瞬間的な磁束密度の分布に大きな違いは見られない。一方で、Case 3 は弱め界磁制御により、磁束密度の大きさが全体的に小さくなっている。また、Fig. 5.9 に、ステータティース中央部の磁束密度の R 成分の時刻歴波形を示す。Case 1 と Case 2 は、磁束密度の最大値や磁束密度の低次成分は同じであるが、Case 1 では、キャリア高調波に起因する高次成分が重畳している。このため、Case 1 は Case 2 に比べて高調波成分により生じる古典的渦電流損が多く生じると考えられる。また、Case 3 では、Case 1 や Case 2 に比べて、磁束密度の最大値が減少していることに加え、磁束の低次成分も変化しており、ヒステリシスループのマイナーループ部の振幅が大きくなっている。Case 3 のような磁束密度波形を対象にして鉄損を予測する場合、マイナーループに起因する、マイナーループ部のヒステリシス損やマイナーループ部の微分透磁率に基づく表皮深さの変化などの現象を表現できる手法を採用する必要がある。

次に、二次元磁界有限要素解析により得られた、各要素の磁束密度の時刻歴波形を入力として PID 手法によりヒステリシス損および古典的渦電流損を計算する。Case 1 から Case 3 の結果を、それぞれ Fig. 5.10 から Fig. 5.12 に示す。主に古典的渦電流損は、ティース中央部分で、ヒステリシス損はティース先端部のエアギャップ近傍で発生している。

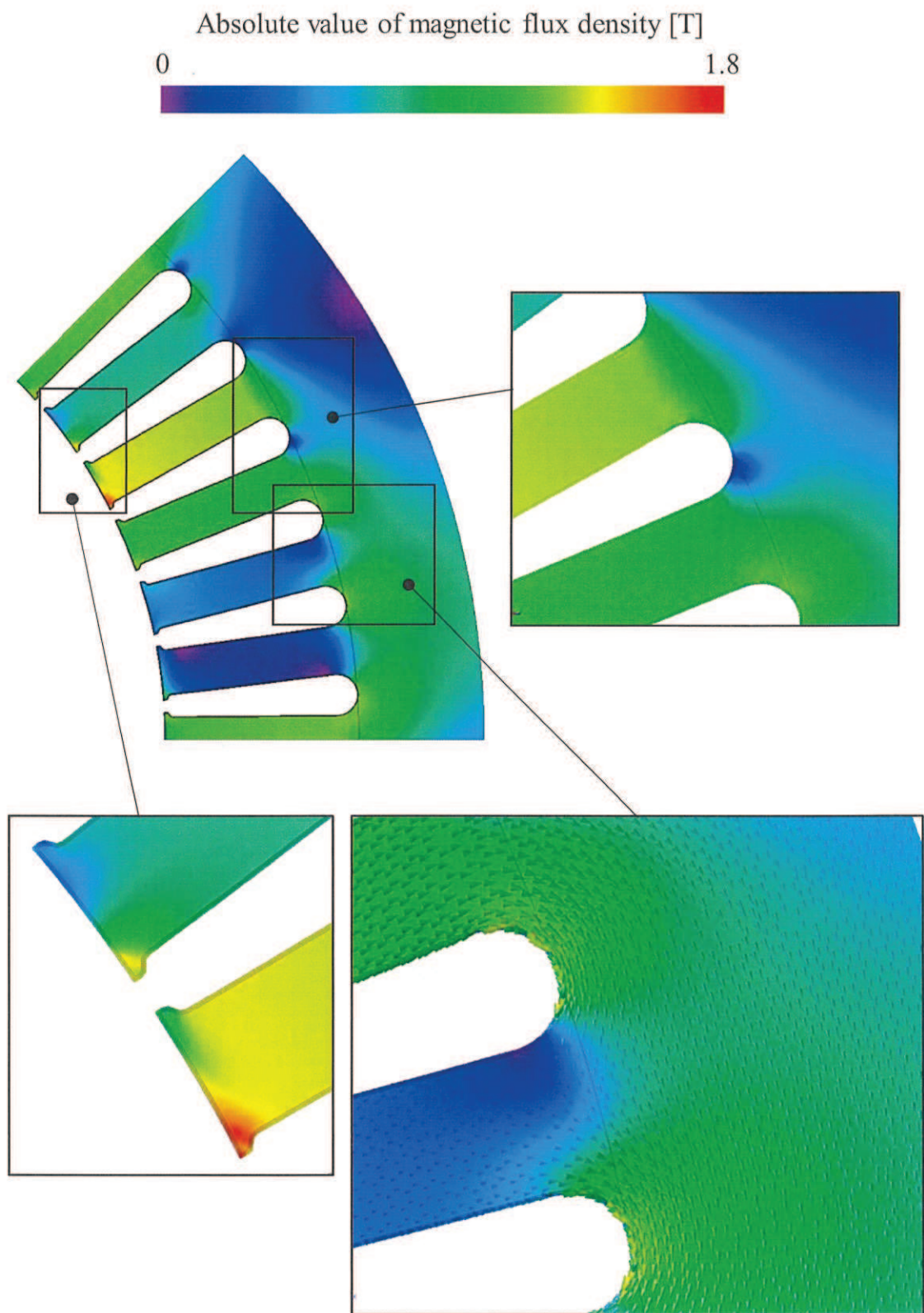


Fig. 5.6. Calculated magnetic flux density by Method 1 at Case 1.
 図 5.6 Method 1 を用いた Case 1 における磁束密度の計算結果

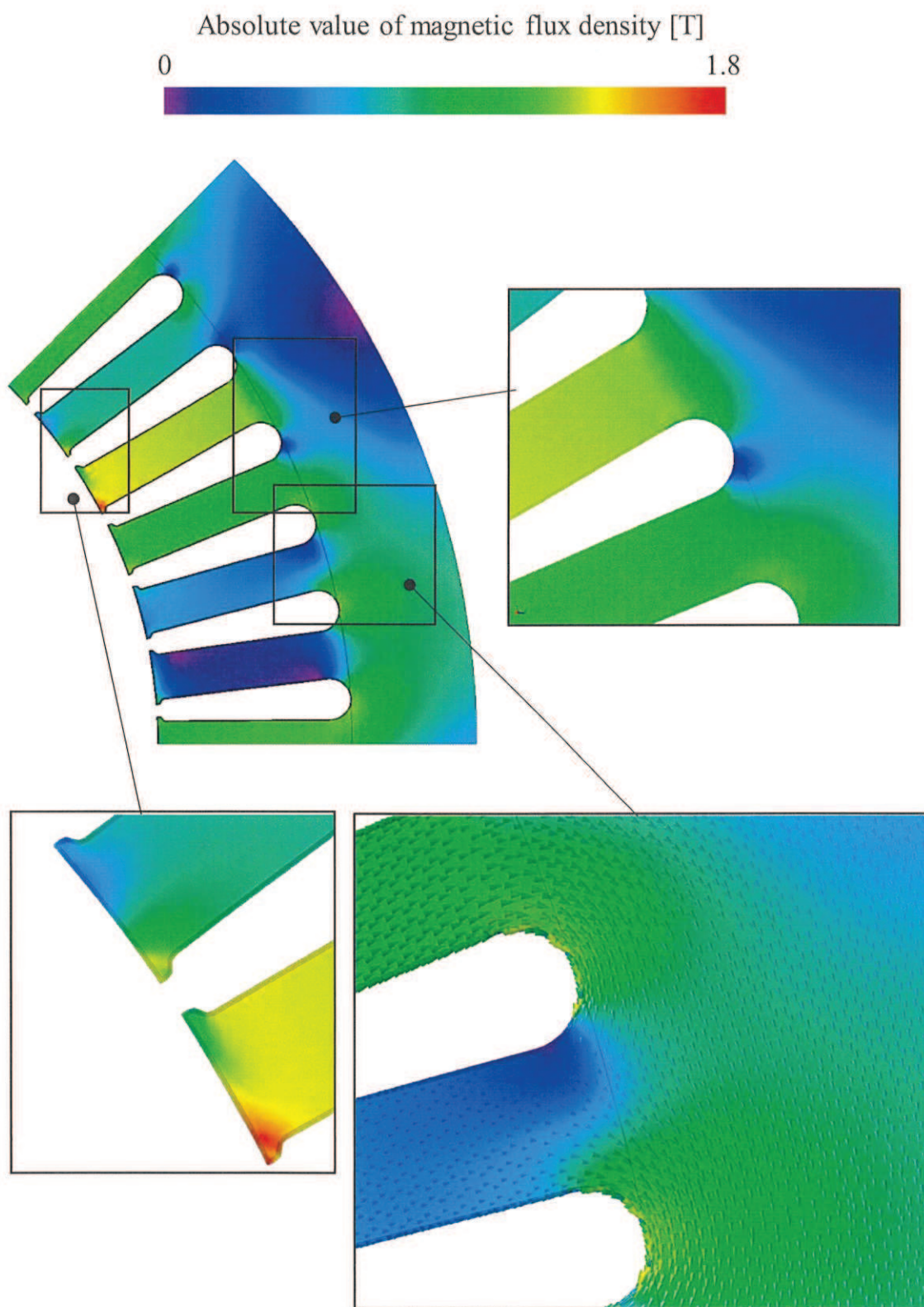


Fig. 5.7. Calculated magnetic flux density by Method 1 at Case 2.
 図 5.7 Method 1 を用いた Case 2 における磁束密度の計算結果

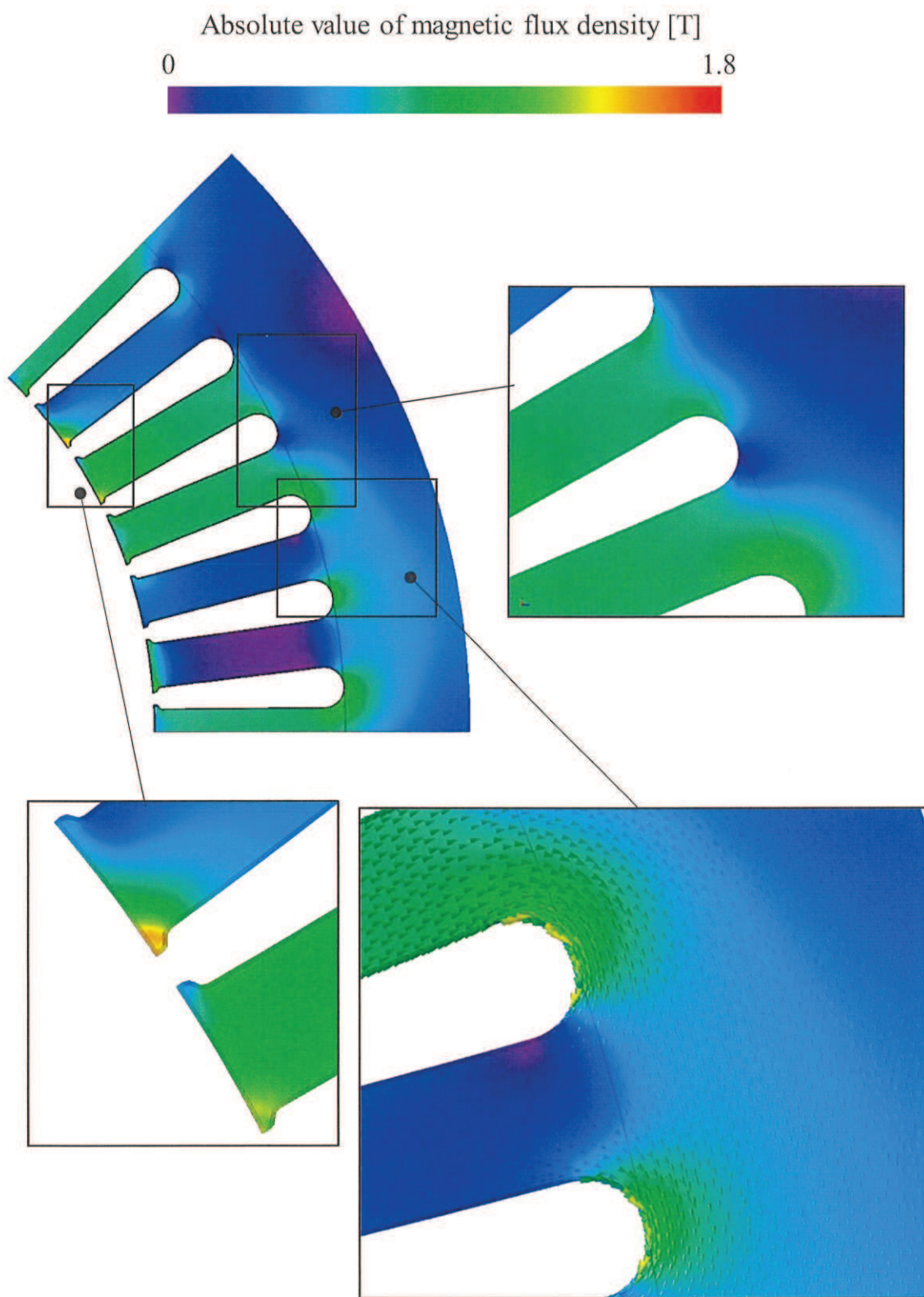


Fig. 5.8. Calculated magnetic flux density by Method 1 at Case 3.
 図 5.8 Method 1 を用いた Case 3 における磁束密度の計算結果

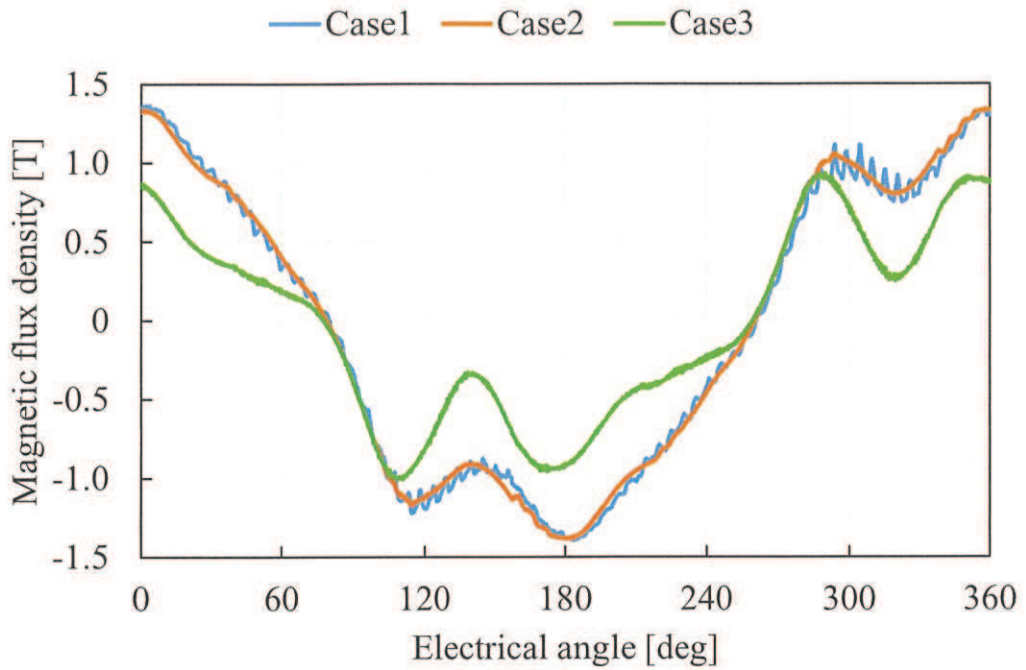


Fig. 5.9. Waveform of magnetic flux density at the center of stator teeth.
 図 5.9 ステータティース中央部の磁束密度の時刻歴波形

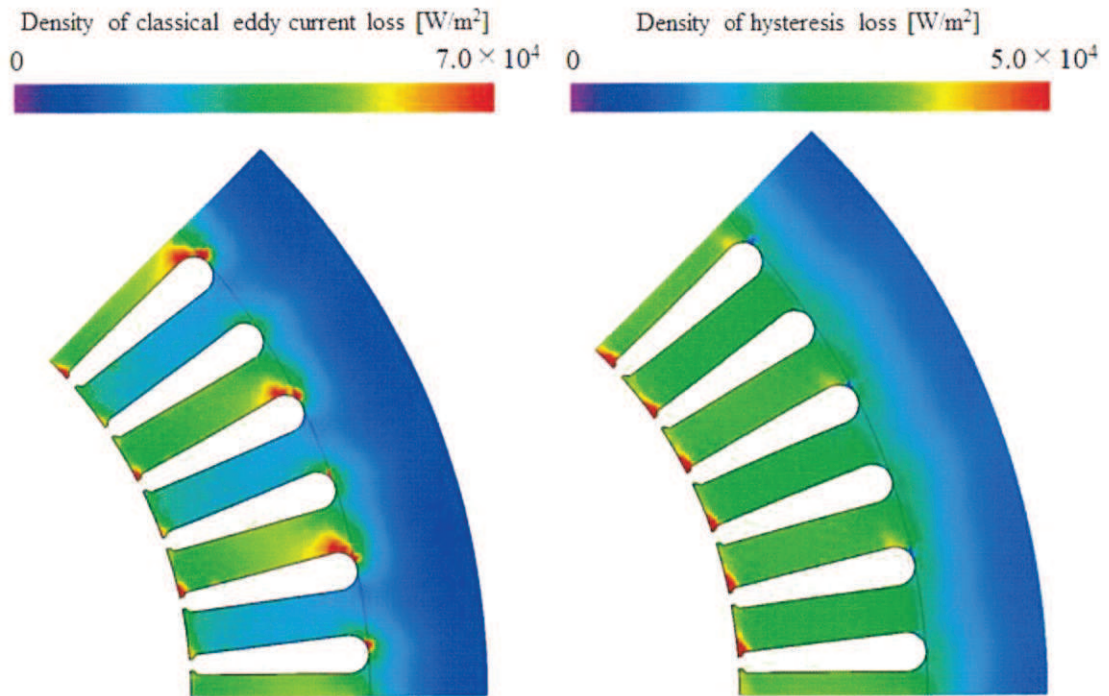


Fig. 5.10. Distribution of Classical eddy current loss and hysteresis loss at Case 1.
 図 5.10 Case 1 における古典的渦電流損とヒステリシス損の分布

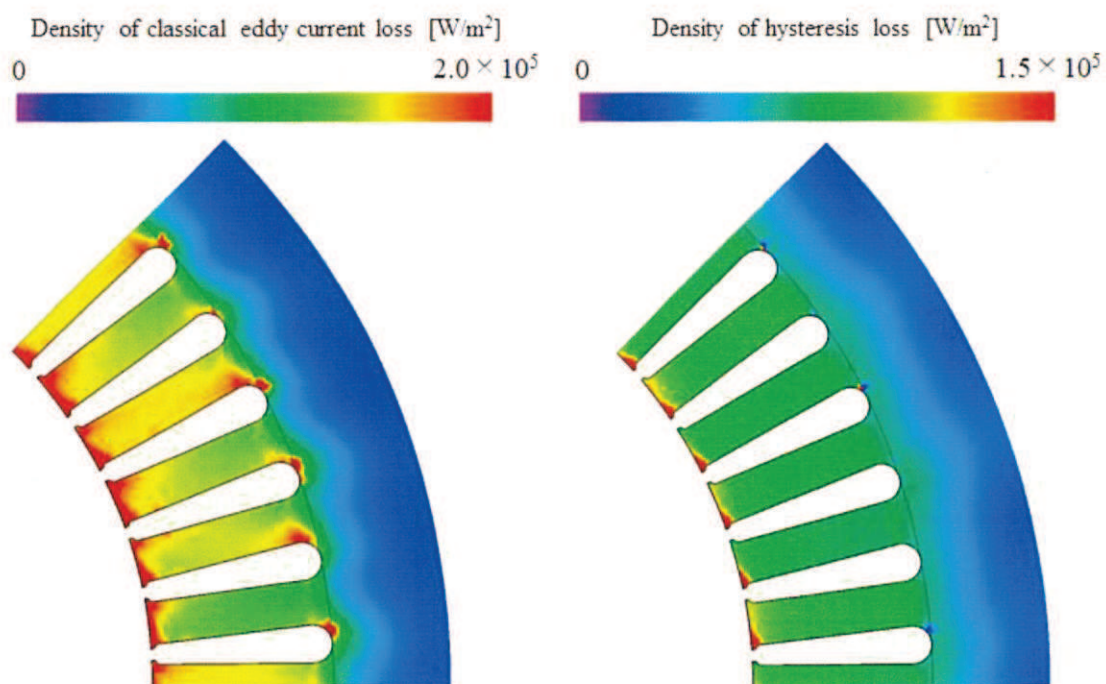


Fig. 5.11. Distribution of Classical eddy current loss and hysteresis loss at Case 2.
 図 5.11 Case 2 における古典的渦電流損とヒステリシス損の分布

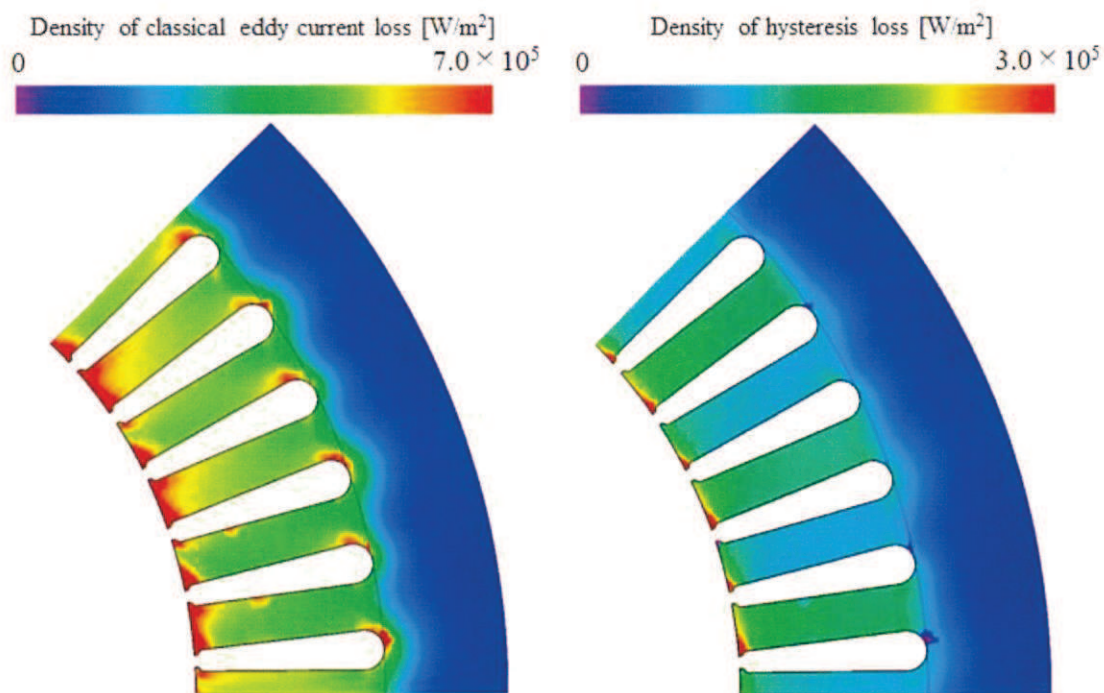


Fig. 5.12. Distribution of Classical eddy current loss and hysteresis loss at Case 3.
 図 5.12 Case 3 における古典的渦電流損とヒステリシス損の分布

また、異常渦電流損の計算に向けて、(3.6)式を用いて渦電流損補正係数を導出する。各評価点で導出される渦電流損補正係数の傾向を確認するため、ステータの各要素で導出された渦電流損補正係数のヒストグラムを Fig. 5.13 に、ロータのヒストグラムを Fig. 5.14 に示す。Fig. 5.13 より、ステータでは Case 1 が、他の評価点に比べて小さな渦電流損補正係数をとる要素が多い。これは、(3.4)式で表したように、渦電流損補正係数は周波数に対して単調減少する性質を有するが、Case 1 ではステータに生じる磁束密度波形には、Fig. 5.9 に示すように高次高調波が重畳するため、高次周波数成分の影響により渦電流損補正係数の値が他の評価点に比べて小さな値をとったと考えられる。また、Fig. 5.14 より、ロータの渦電流損補正係数は、いずれの評価点においても、 κ は 1.1 から 1.2 の間をとる要素が大半を占め、ステータよりも低い値をとる要素が多い。この理由について考察する。Fig. 5.15 に示す測定箇所 3 点の磁束密度波形の R 成分と θ 成分を、それぞれ Fig. 5.16 から Fig. 5.18 に示す。IPMSM のロータに生じる磁束は、磁石磁束により偏磁しており、そこに励磁電流起因の磁束が重畳する。検証対象の IPMSM では、12 次のスロット高調波成分とキャリア高調波成分が重畳するため、基本波成分が支配的なステータに比べて高い周波数成分を有する磁束密度波形となる。このため、周波数に対して単調減少する渦電流損補正係数は、ロータでは小さくなる傾向を示すと考えられる。

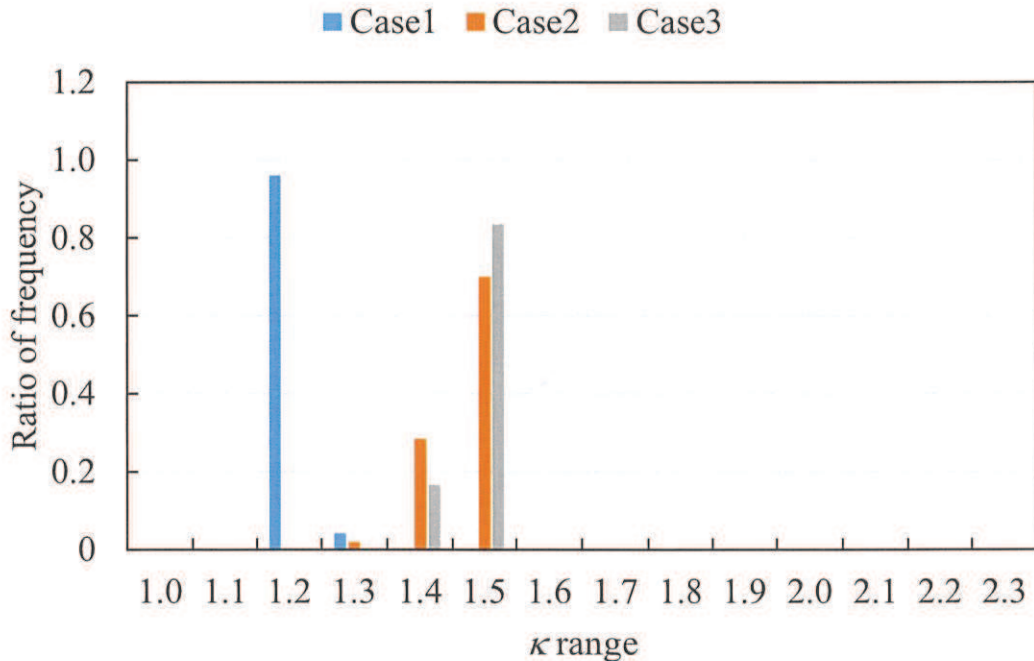


Fig. 5.13. Eddy current loss correction factor calculated in stator.
 図 5.13 ステータで計算された渦電流損補正係数のヒストグラム

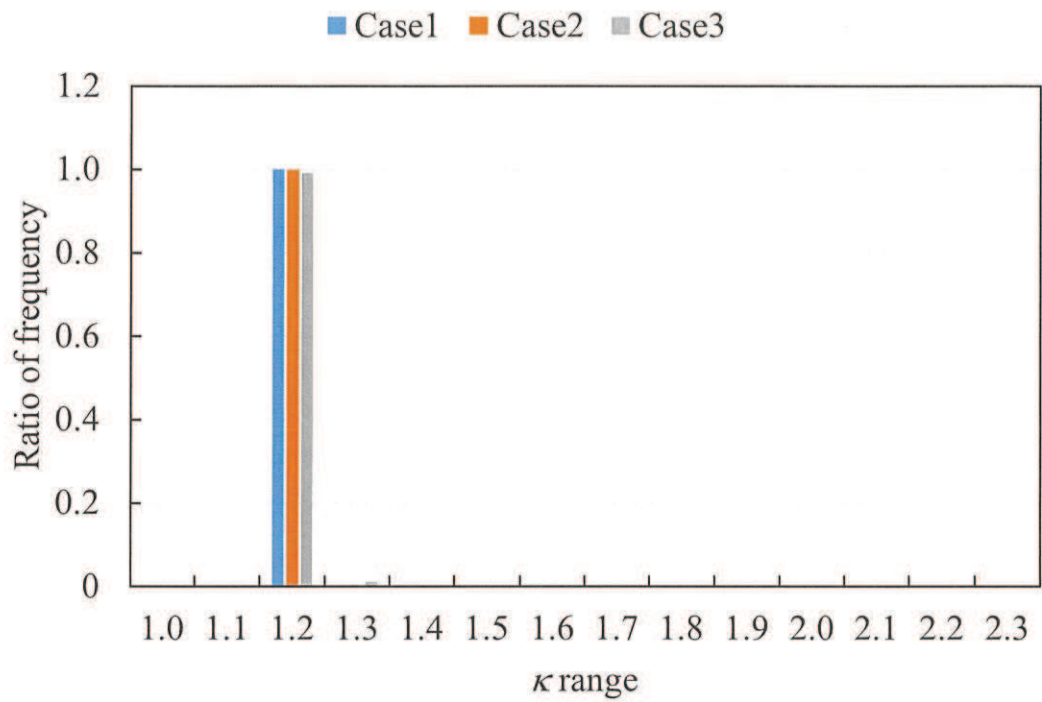


Fig. 5.14. Eddy current loss correction factor calculated in rotor.
 図 5.14 ロータで計算された渦電流損補正係数のヒストグラム

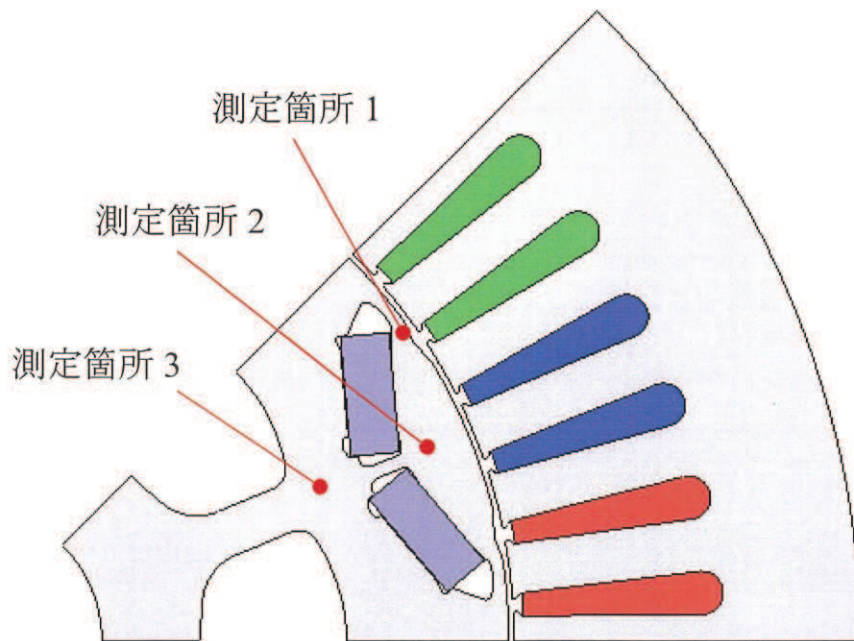


Fig. 5.15. Magnetic flux density waveform measurement points at rotor.
 図 5.15 ロータの磁束密度波形測定箇所

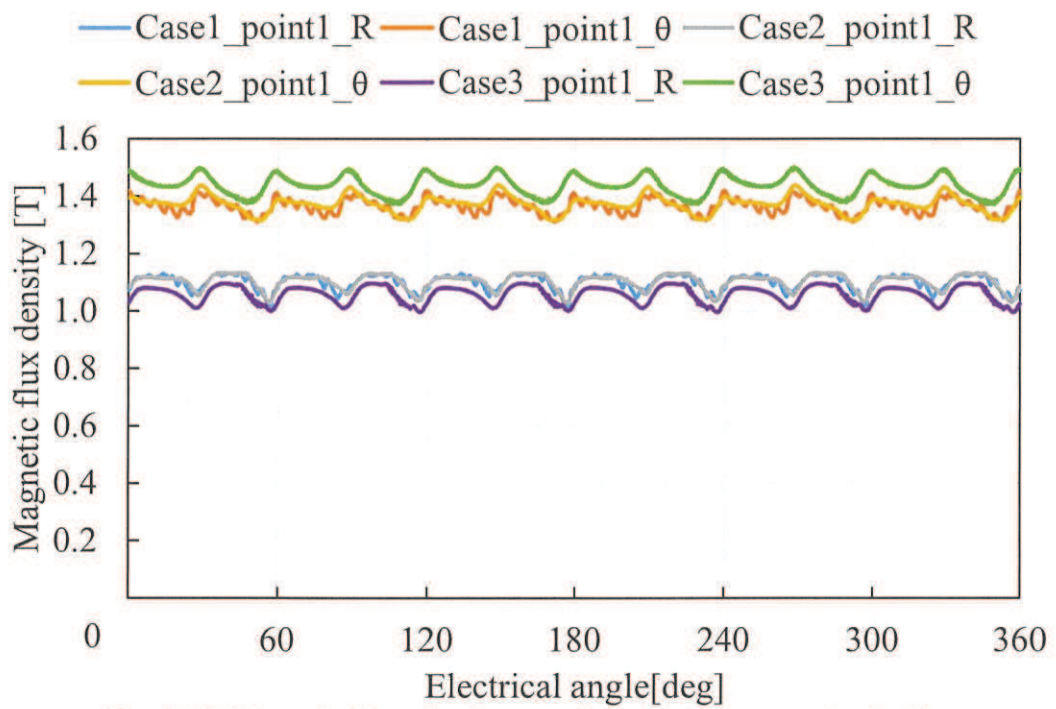


Fig. 5.16. Magnetic flux density waveform at measurement point 1.

図 5.16 測定箇所 1 の磁束密度波形

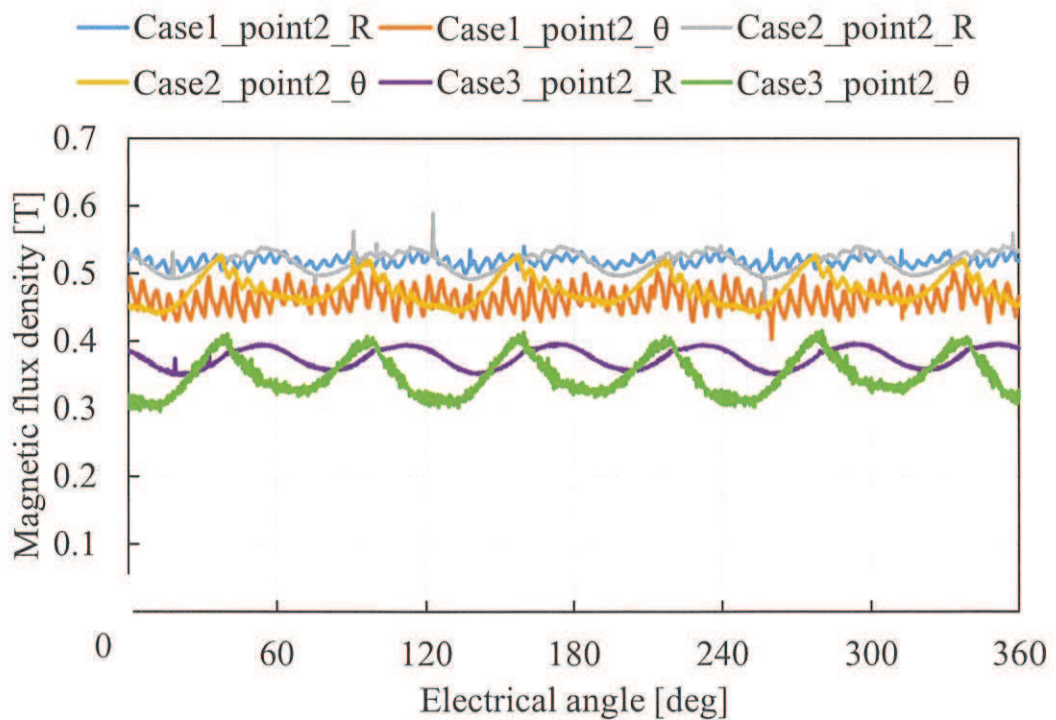


Fig. 5.17. Magnetic flux density waveform at measurement point 2.

図 5.17 測定箇所 2 の磁束密度波形

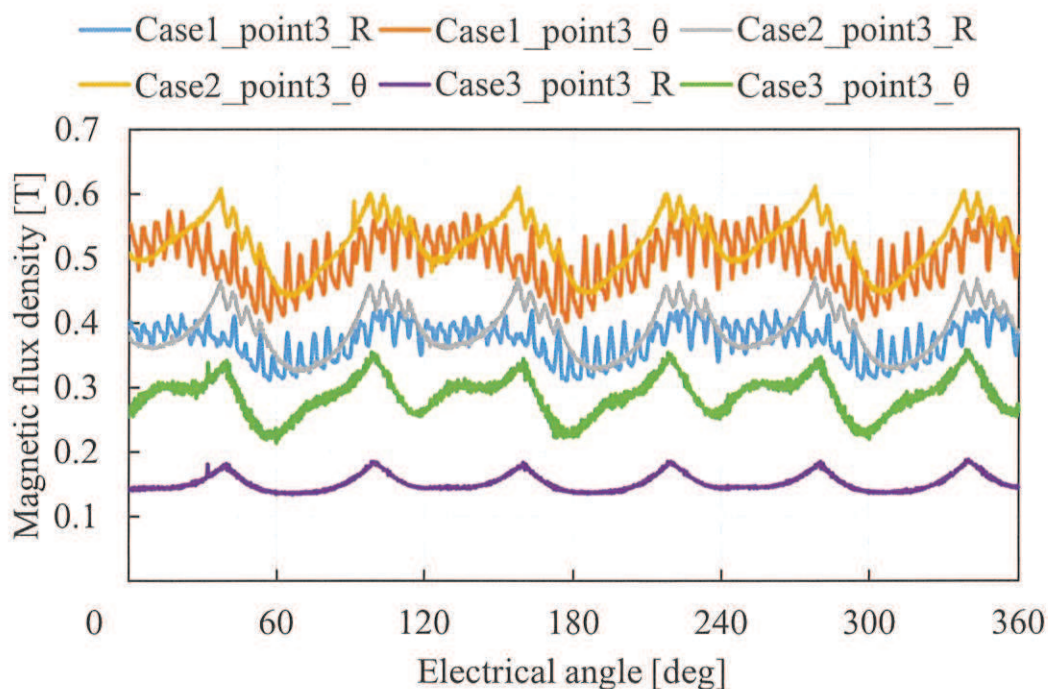


Fig. 5.18. Magnetic flux density waveform at measurement point 3.

図 5.18 測定箇所 3 の磁束密度波形

PID 手法により計算したヒステリシス損および古典的渦電流損と、渦電流損補正係数から算出した異常渦電流損に、磁石に生じるジュール損と銅損を加えて、IPMSM の損失予測値を算出する。ここで、磁石に生じるジュール損は、Table 5.1 で示したように、二次元磁界有限要素解析において磁石のみ渦電流を考慮して、軸方向に無限遠を仮定して直接ジュール損を計算した。銅損は、測定値および予測値ともに、(5.2) 式により得た、実測した電流の実効値から計算した。Fig. 5.19 に各評価点の損失の測定値と予測値を比較する。グラフの縦軸は、各評価点の損失測定値の値で正規化している。Case 1 と Case 2 は、電流実効値が同等であるため、生じる銅損も同等となる。そのため、総損失の小さい低回転の Case 1 の方が、Case 2 に比べて銅損の占める割合が大きくなる。ステータの鉄損に注目すると、Case 1 ではヒステリシス損および古典的渦電流損が同じくらい生じている一方、回転数が増加する Case 2 や Case 3 では、古典的渦電流損が支配的になってくる。また、Case 1 は、異常渦電流損の寄与が、他の評価点に比べて小さい。これは、Fig. 5.13 に示したように、ステータの渦電流損補正係数がキャリア高調波の影響を受けて小さくなっていることに起因する。一方で、Case 3 では、ステータの異常渦電流損はヒステリシス損よりも寄与が大きい。先行研究⁽⁶⁾で提案されているように、ヒステリシス損は周波数に比例し、異常渦電流損は周波数の 1.5 乗に比例すると仮定すると、基本周波数が高くなる高回転の動作点においては、ヒステリシス損に対して異常渦電流損が大きくなると考えられ、その傾向は、本論文で提案した異常渦電流損の計算モデルにおいても同様であった。

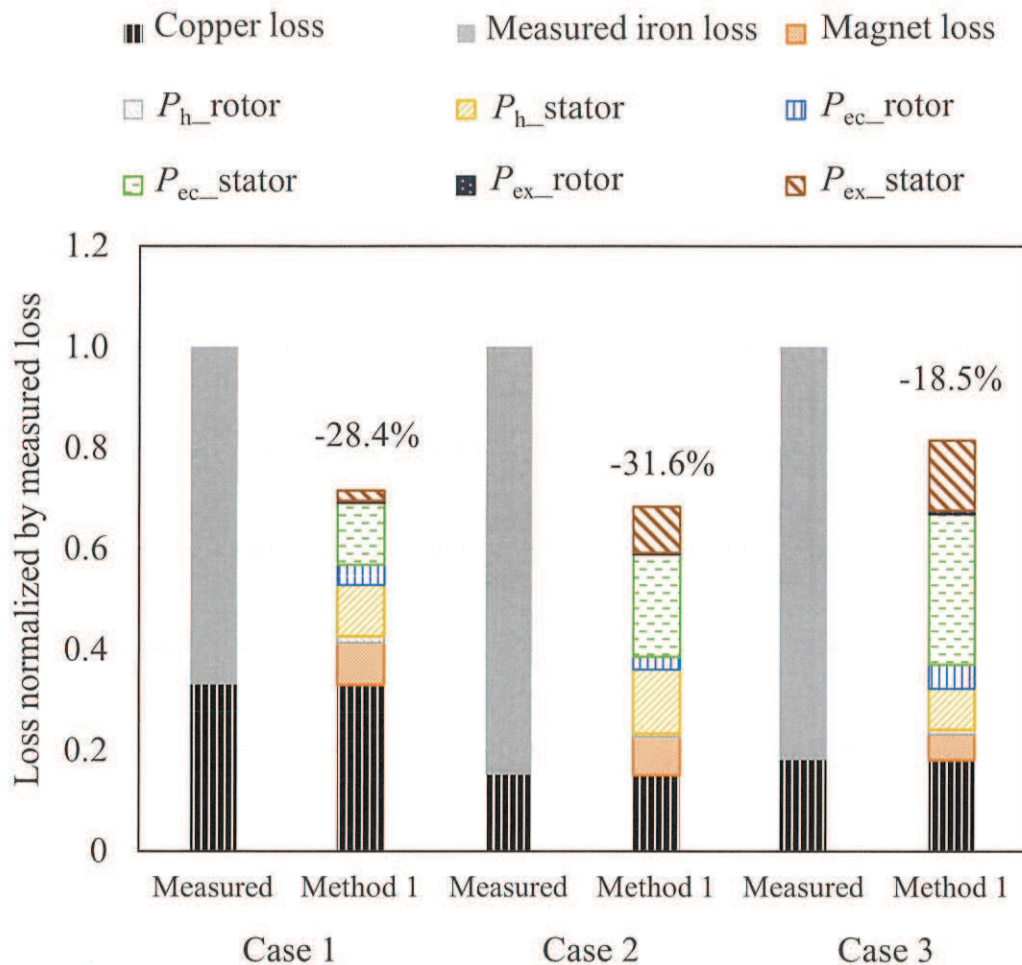


Fig. 5.19. Loss estimated by Method 1.
 図 5.19 Method 1 による損失予測結果

以上より、鉄損実測値と予測値を比較すると、Method 1 による鉄損予測では最大で 30 % 程度の相対差を生じており、予測精度の向上に向けて、Table 5.1 に示した誤差要因のうち、Method 1 で考慮していない要素をモデル化する必要がある。以降、圧縮応力および塑性変形の影響について検討を進めていく。

5.3.2 圧縮応力のみを考慮した鉄損予測

焼嵌めによる圧縮応力を想定し、ステータコアのバックヨーク部に、圧縮応力下の材料物性を設定する (Method 2)。圧縮応力が生じている領域は、Fig. 4.1 に示した焼嵌めを想定した構造解析の結果より、スロットの最深部を境に円弧にて領域を区切り、区切られた領域のうちのバックヨーク側とする。この領域に周方向に一樣な圧縮応力 (30MPa) が印加されていると想定し、第 4 章で測定した圧縮応力下の材料物性を設

定する。これまでに、要素毎に応力を割り付けたり⁽⁵²⁾、応力磁気異方性を考慮した解析⁽⁵¹⁾が行われており、さらなる予測精度向上に向けて、このような計算モデル高度化や、構造解析の精度向上が課題となる。

まず、各駆動条件における二次元磁界有限要素解析により得られた、電気角 0 deg における磁束密度を Fig. 5.20 から Fig. 5.22 に示す。Fig. 5.6 から Fig. 5.8 と比較すると、ティースとバックヨークの境で、圧縮応力を考慮しないときはバックヨークを通過していた磁束が、ティース側に迂回するような挙動が現れた。これは、バックヨークにおいて圧縮応力により磁気抵抗が増加したため、バックヨーク周方向に向かう磁路においては、最短経路ではなく、圧縮応力が付与されていないティースに迂回した方が、トータルとしての磁気抵抗が最小になるためと考えられる。

次に、二次元磁界有限要素解析により得られた、各要素の磁束密度の時刻歴波形を入力として PID 手法によりヒステリシス損および古典的渦電流損を計算し、前項で述べた Method 1 の結果と Method 2 の結果を比較する。Case 1 から Case 3 において、ヒステリシス損のコンター図を Fig. 5.23 から Fig. 5.25 に、古典的渦電流損のコンター図を Fig. 5.26 から Fig. 5.28 に示す。ヒステリシス損については、バックヨーク全体で、Method 1 に比べてヒステリシス損密度が高くなっている。また、古典的渦電流損においては、先に述べたバックヨークとティースの境における複雑な磁束の挙動に起因して、ティースとバックヨークの境目にて、増加が確認できる。検証に用いた IPMSM では、焼嵌めによる圧縮応力を考慮することで、圧縮応力が加わる領域で主にヒステリシス損が増加し、バックヨーク部の磁気抵抗増加に伴う磁路の変化から、圧縮応力が加わる領域と、圧縮応力が加わらない領域の境にて古典的渦電流損が、それぞれ増加することを確認した。

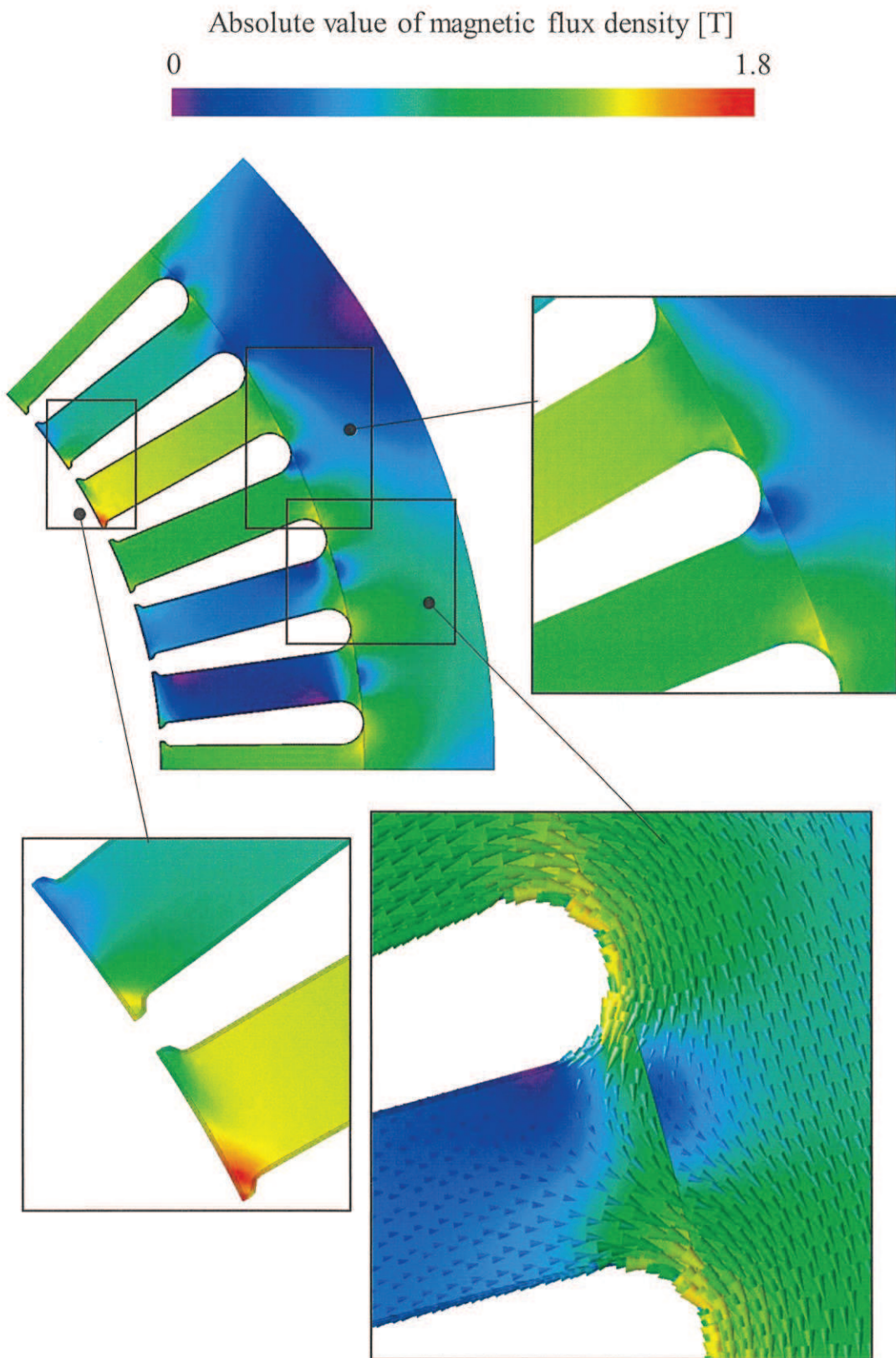


Fig. 5.20. Calculated magnetic flux density by Method 2 at Case 1.
 図 5.20 Method 2 を用いた Case 1 における磁束密度の計算結果

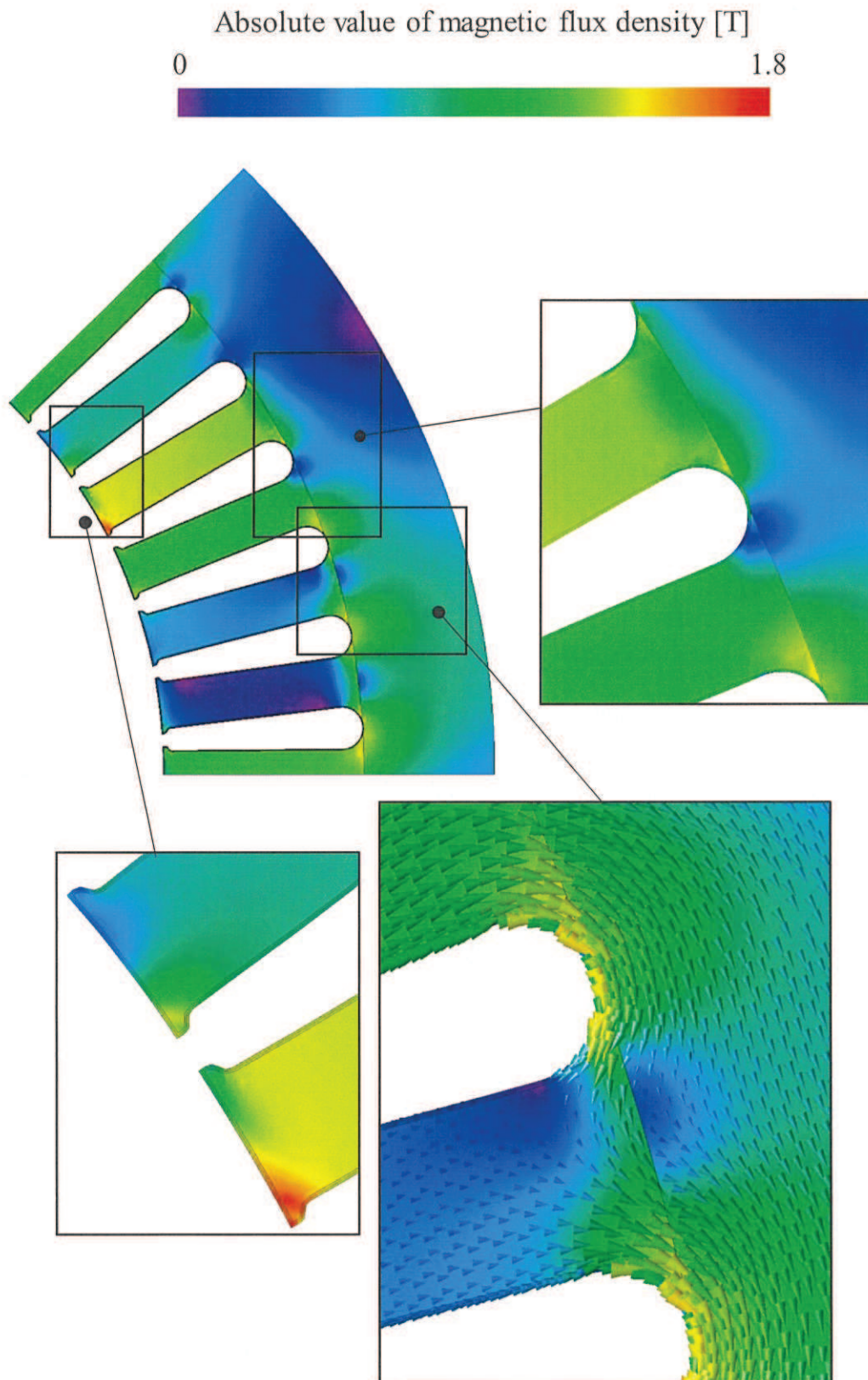


Fig. 5.21. Calculated magnetic flux density by Method 2 at Case 2.
 図 5.21 Method 2 を用いた Case 2 における磁束密度の計算結果

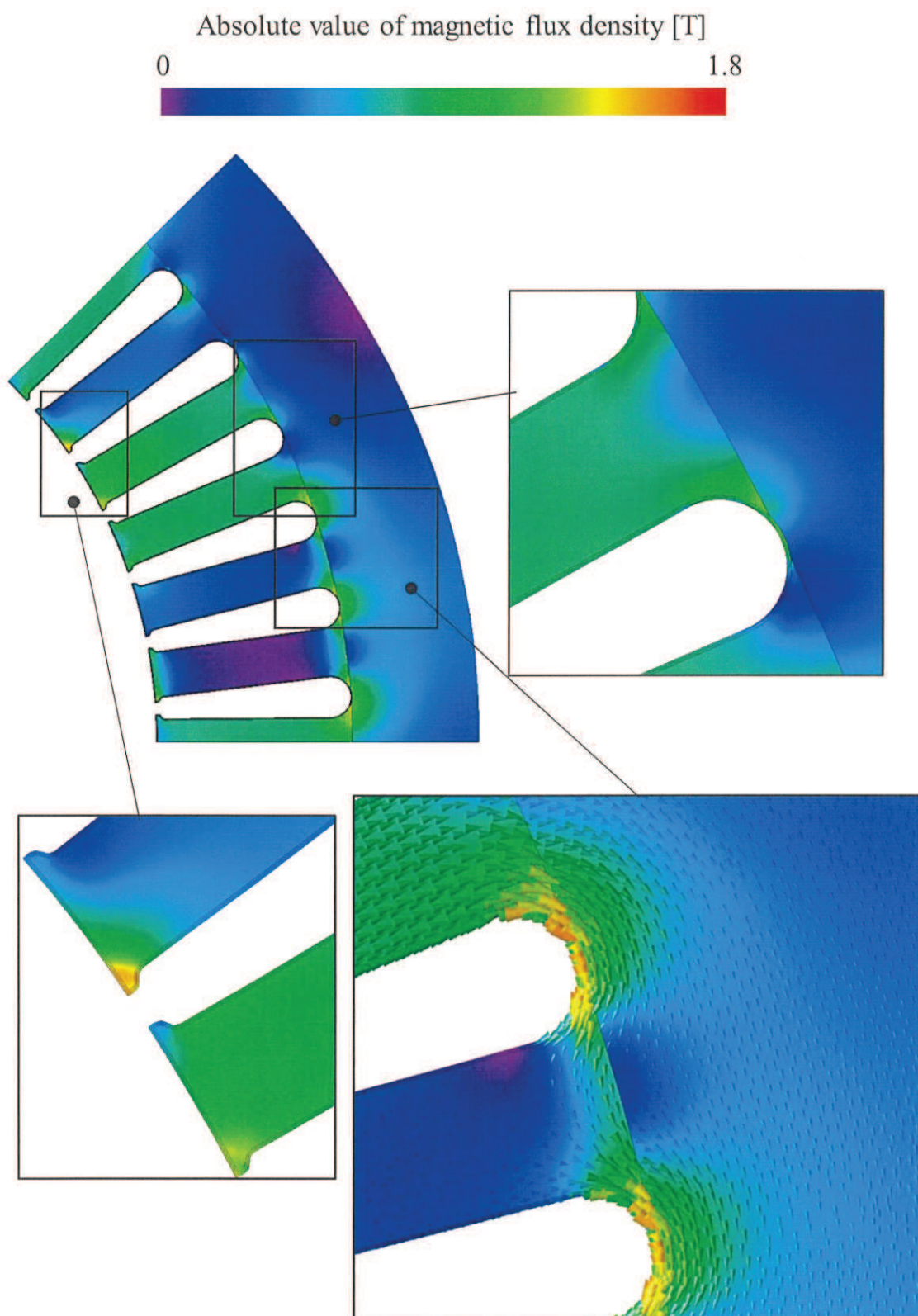


Fig. 5.22. Calculated magnetic flux density by Method 2 at Case 3.
 図 5.22 Method 2 を用いた Case 3 における磁束密度の計算結果

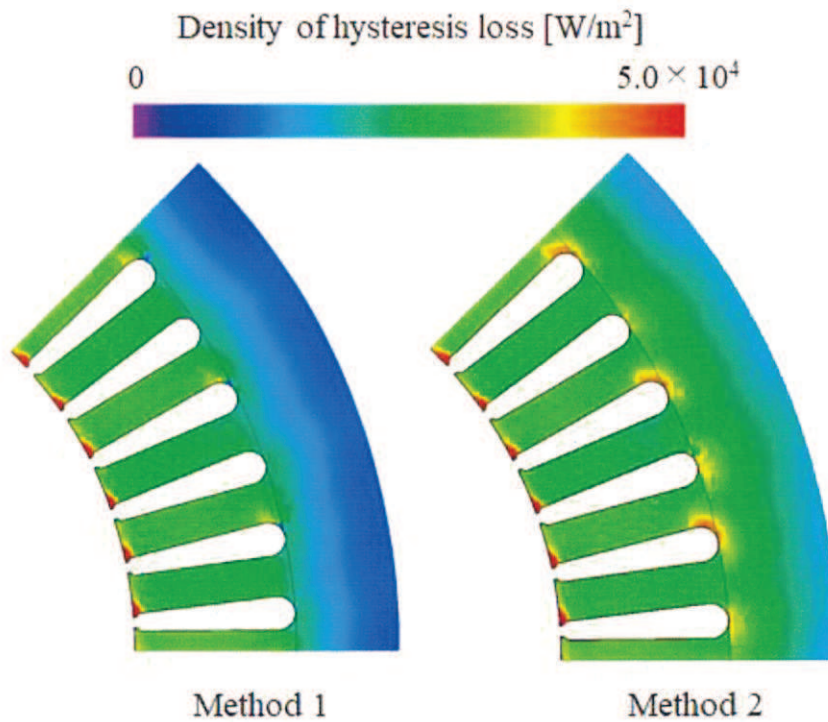


Fig. 5.23. Hysteresis loss distribution of Method 1 and Method 2 in Case 1.
 図 5.23 Case 1 における Method 1 と Method 2 のヒステリシス損の分布

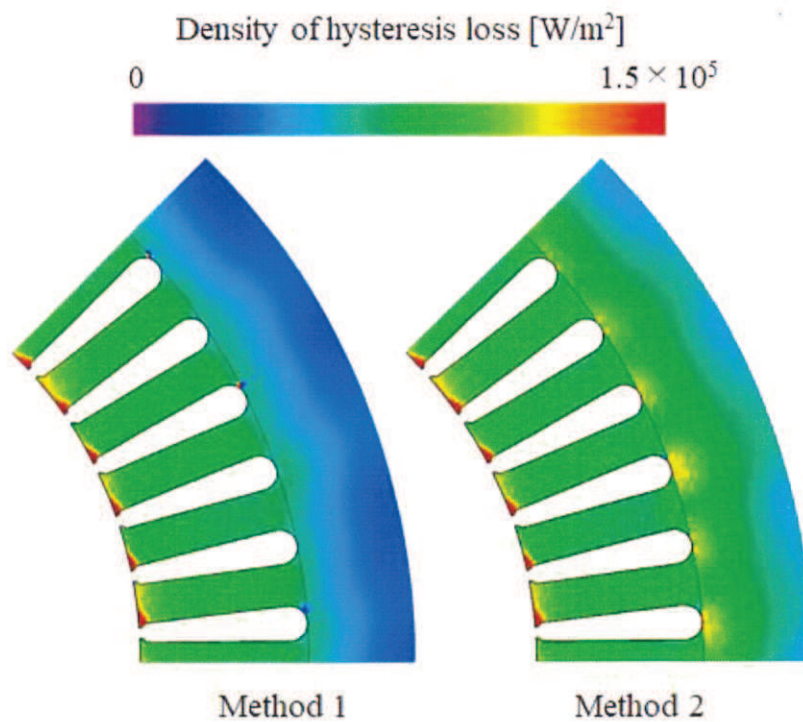


Fig. 5.24. Hysteresis loss distribution of Method 1 and Method 2 in Case 2.
 図 5.24 Case 2 における Method 1 と Method 2 のヒステリシス損の分布

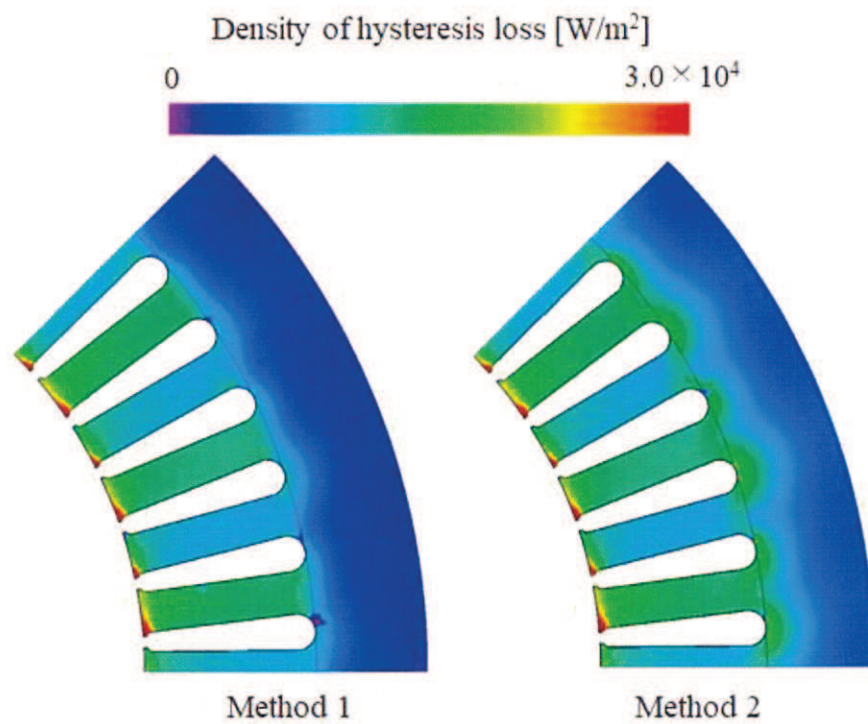


Fig. 5.25. Hysteresis loss distribution of Method 1 and Method 2 in Case 3.
 図 5.25 Case 3 における Method 1 と Method 2 のヒステリシス損の分布

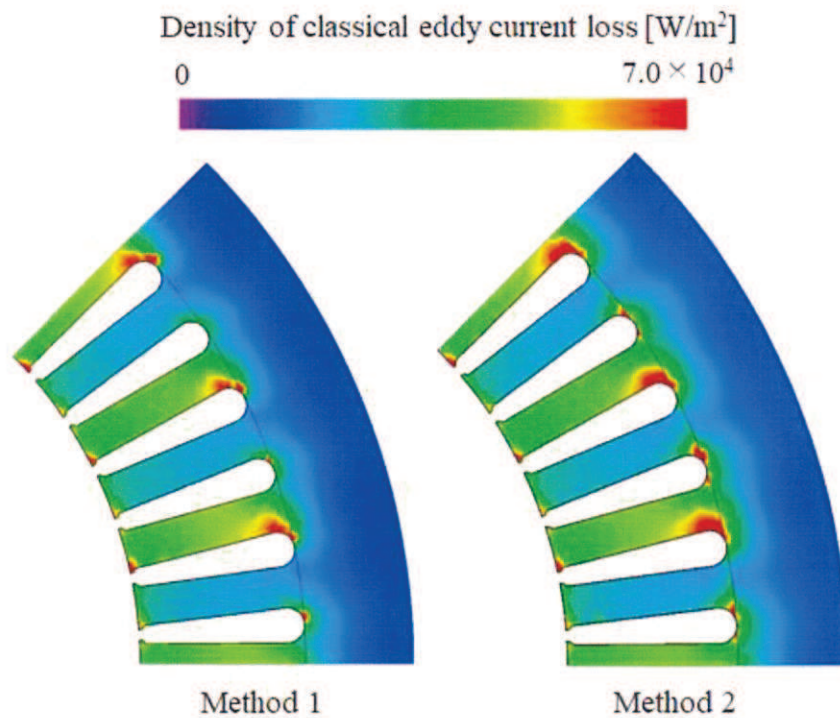


Fig. 5.26. Classical eddy current loss distribution of Method 1 and Method 2 in Case 1.
 図 5.26 Case 1 における Method 1 と Method 2 の古典的渦電流損の分布

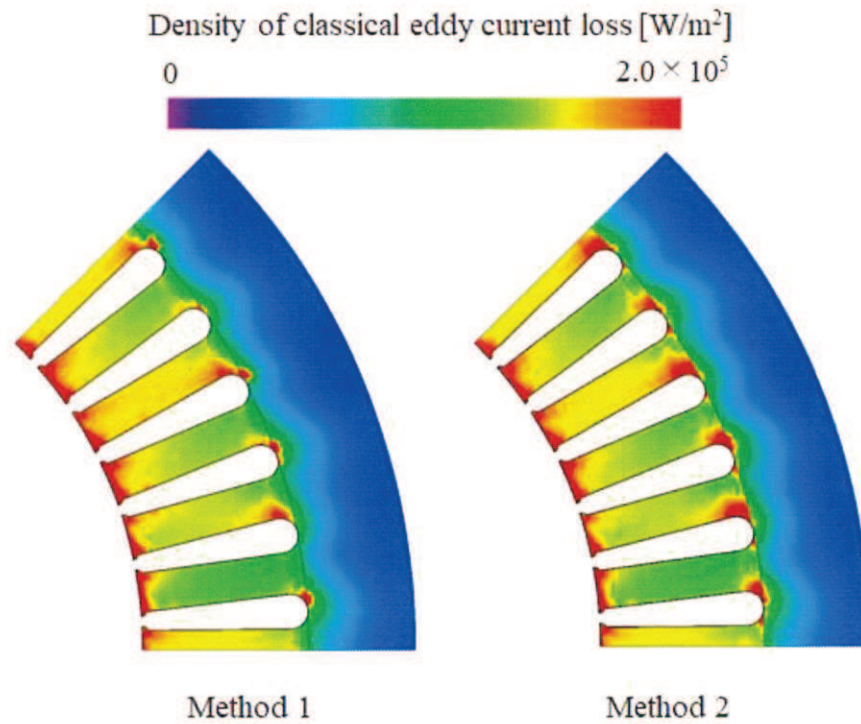


Fig. 5.27. Classical eddy current loss distribution of Method 1 and Method 2 in Case 2.
 図 5.27 Case 2 における Method 1 と Method 2 の古典的渦電流損の分布

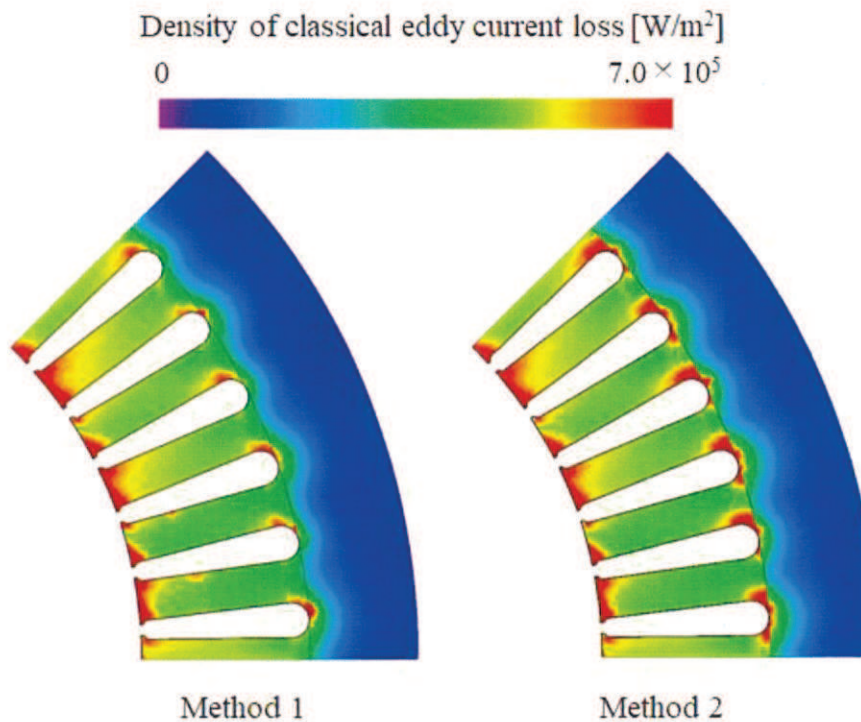


Fig. 5.28. Classical eddy current loss distribution of Method 1 and Method 2 in Case 3.
 図 5.28 Case 3 における Method 1 と Method 2 の古典的渦電流損の分布

次に、ステータのみに着目し、渦電流損補正係数のヒストグラムを比較する。結果を Fig. 5.29 から Fig. 5.31 に示す。

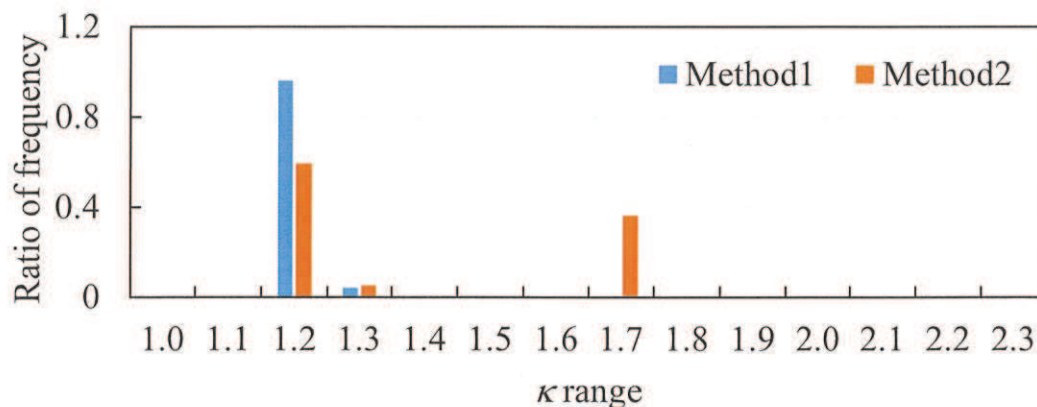


Fig. 5.29. Eddy current loss correction factor calculated in stator (Case 1).
 図 5.29 ステータで計算された渦電流損補正係数のヒストグラム (Case 1)

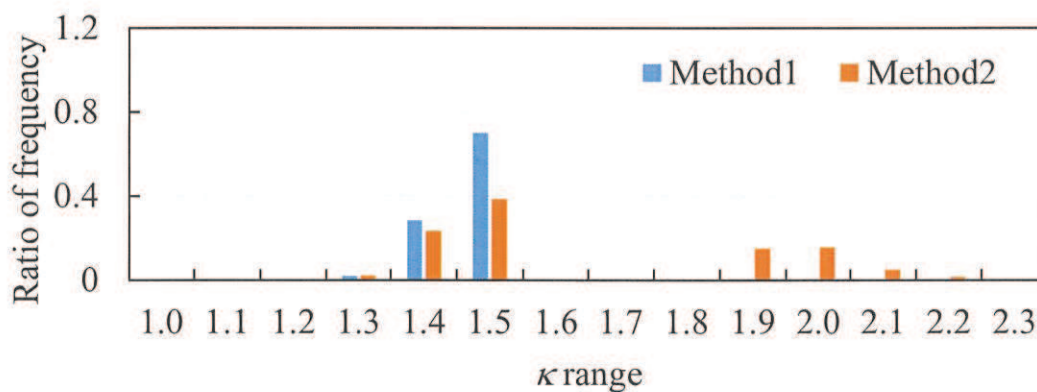


Fig. 5.30. Eddy current loss correction factor calculated in stator (Case 2).
 図 5.30 ステータで計算された渦電流損補正係数のヒストグラム (Case 2)

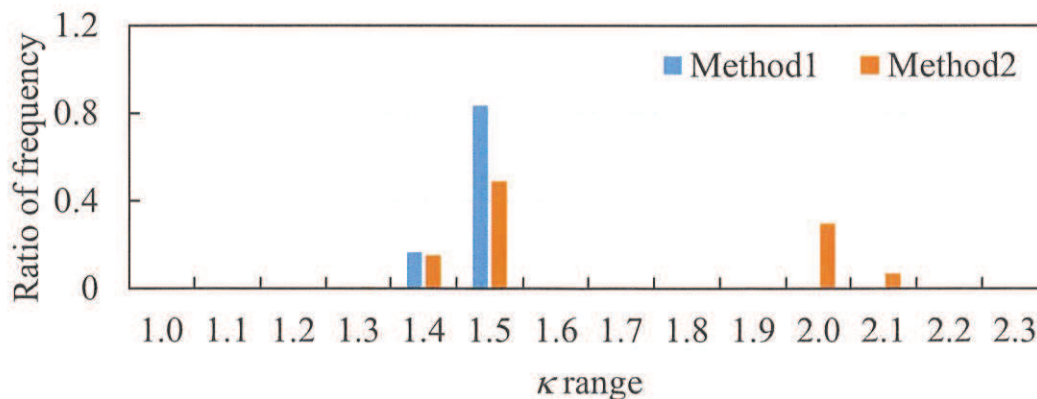


Fig. 5.31. Eddy current loss correction factor calculated in stator (Case 3).
 図 5.31 ステータで計算された渦電流損補正係数のヒストグラム (Case 3)

導出した渦電流損補正係数を用いて異常渦電流損を計算する。各評価点の損失測定値と、Method 1 (M1 と表記) および Method 2 (M2 と表記) の損失予測値を Fig. 5.32 に示す。

Fig. 5.23 から Fig. 5.25 に示すように、Method 2 は Method 1 に比べてヒステリシス損が増加している。また古典的渦電流損は Method 1 と同等であるが、バックヨーク部の渦電流損補正係数が Method 1 に比べて大きな値をとっており、結果として異常渦電流損も増加している。各種損失の内訳については、第 5 章 3 節 5 項にて詳細に分析する。

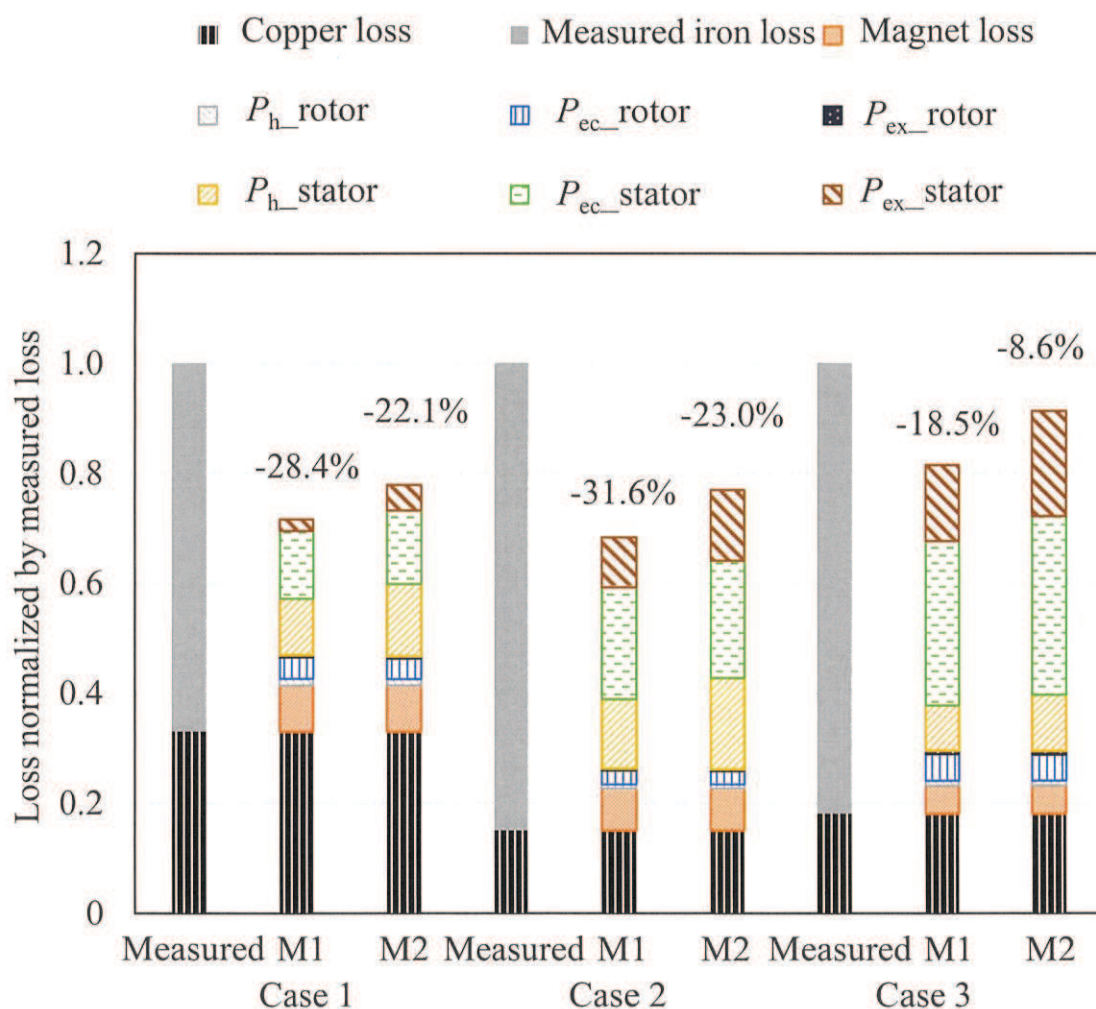


Fig. 5.32. Loss estimated by Method 1 and Method 2.
 図 5.32 Method 1 と Method 2 による損失予測結果

5.3.4 塑性変形のみを考慮した鉄損予測

プレス加工による塑性変形を想定し、ステータコア端部に、追加圧延を施して測定した材料物性を設定する (Method 3)。塑性変形が生じている領域は、先行研究^{(50), (51)}から打ち抜き端部から板厚の 1/2 程度と想定し、打ち抜き端部から 0.2 mm までの領域

に、今回測定した最大追加圧延量である圧下率 0.122 時の磁化特性を適用した。それ以外の領域では、Method 1 と同じ材料物性を設定する。

まず、各駆動条件における二次元磁界有限要素解析により得られた、電気角 0 deg における磁束密度を Fig. 5.33 から Fig. 5.35 に示す。Fig. 5.6 から Fig. 5.8 と比較すると、塑性変形領域には磁束がほとんど通らない結果となった。先行研究⁽⁵¹⁾では、小型モータを対象に、同様の計算を行っているが、この時はステータコアのティース幅が狭く、塑性変形が生じている領域が、ティース幅の 1/4 程度まで達していた。このため、磁束が塑性変形を生じていない領域に集中する現象が確認できた。一方で、今回検証に用いたモータは、ティース幅が約 7 mm 程度あり、塑性変形が生じている部分はそのうち 6%程度である。このため、小型モータのときに見られたような、磁束がコア端部を避けることにより生じる、磁束の集中はほとんど確認できない。

次に、二次元磁界有限要素解析により得られた、各要素の磁束密度の時刻歴波形を入力として PID 手法によりヒステリシス損および古典的渦電流損を計算し、前項で述べた Method 1 の結果と Method 3 の結果を比較する。Case 1 から Case 3 において、ヒステリシス損のコンター図を Fig. 5.36 から Fig. 5.38 に、古典的渦電流損のコンター図を Fig. 5.39 から Fig. 5.41 に示す。ヒステリシス損については、ティース先端部において、Method 1 に比べてヒステリシス損密度が高い領域が増えている。それ以外の領域では、大きな違いは見られない。一方で、古典的渦電流損においては、特にティースとバックヨークの境目のスロット近傍にて、増加が確認できる。これは、ステータコアのティースとバックヨークの境目では、磁路が磁気抵抗を最小とするようにスロットに沿って形成されるが、塑性変形により端部の磁化特性が劣化して磁気抵抗が増加したことで、磁束が内側に寄せられたためと考えられる。したがって、検証に用いた IPMSM では、塑性変形を考慮することで、全体的には磁束密度の挙動や損失の分布は変わらないものの、磁気抵抗が最小となる磁路に含まれる、ステータティース先端部や、ティースとバックヨークの境目のスロット近傍のような局所において、ヒステリシス損および古典的渦電流損が増加する傾向があることを確認した。

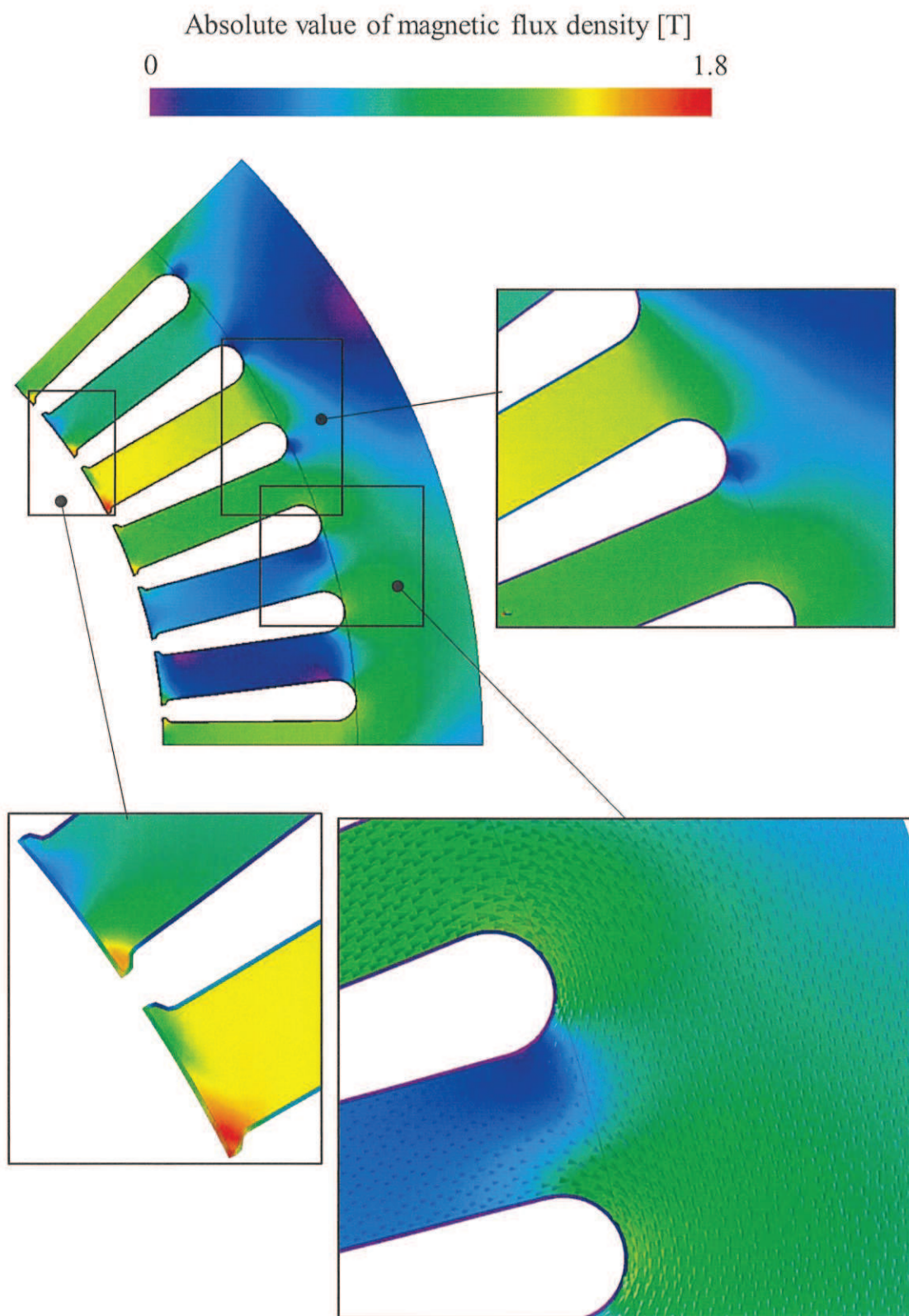


Fig. 5.33. Calculated magnetic flux density by Method 3 at Case 1.
 図 5.33 Method 3 を用いた Case 1 における磁束密度の計算結果

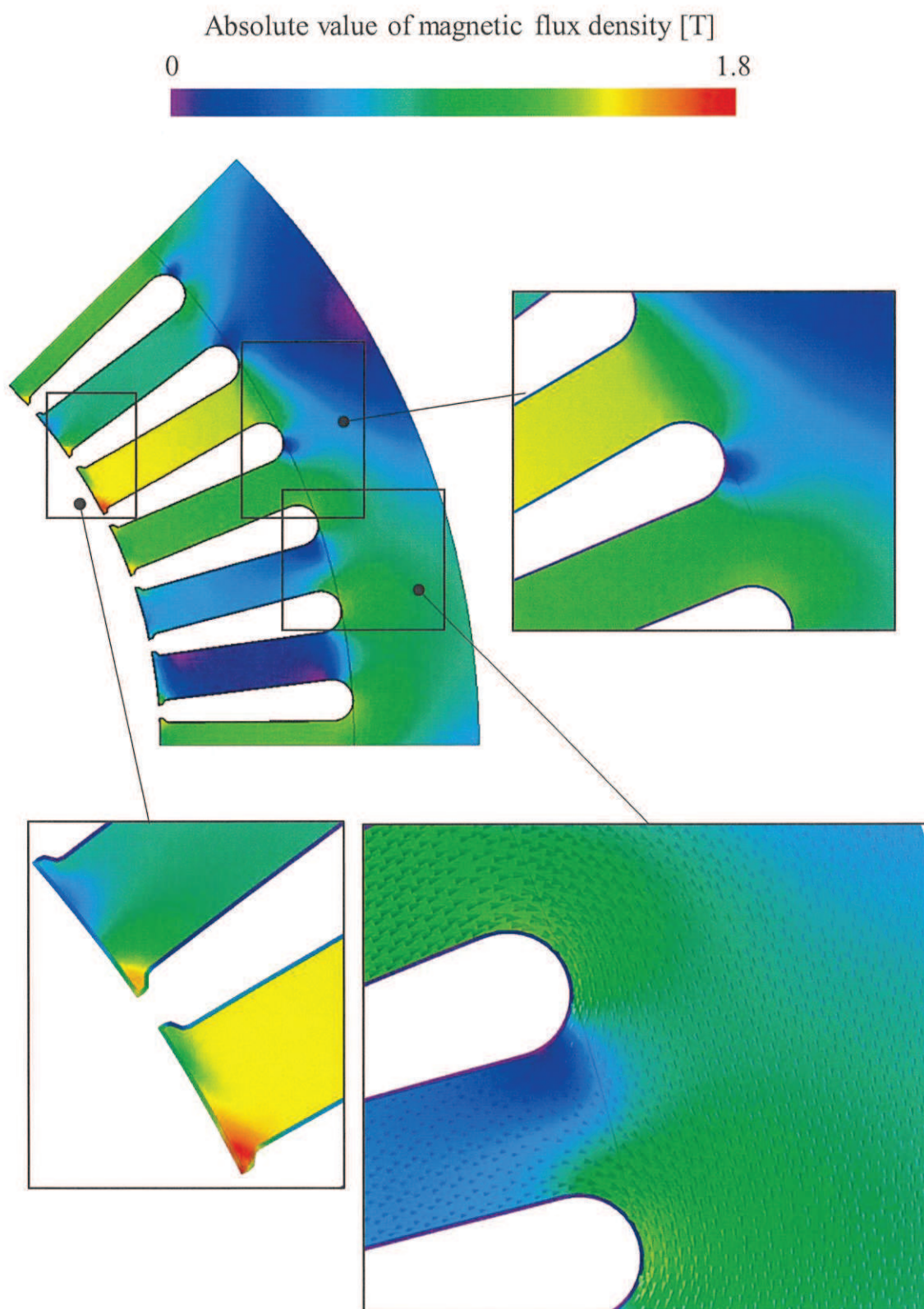


Fig. 5.34. Calculated magnetic flux density by Method 3 at Case 2.
 図 5.34 Method 3 を用いた Case 2 における磁束密度の計算結果

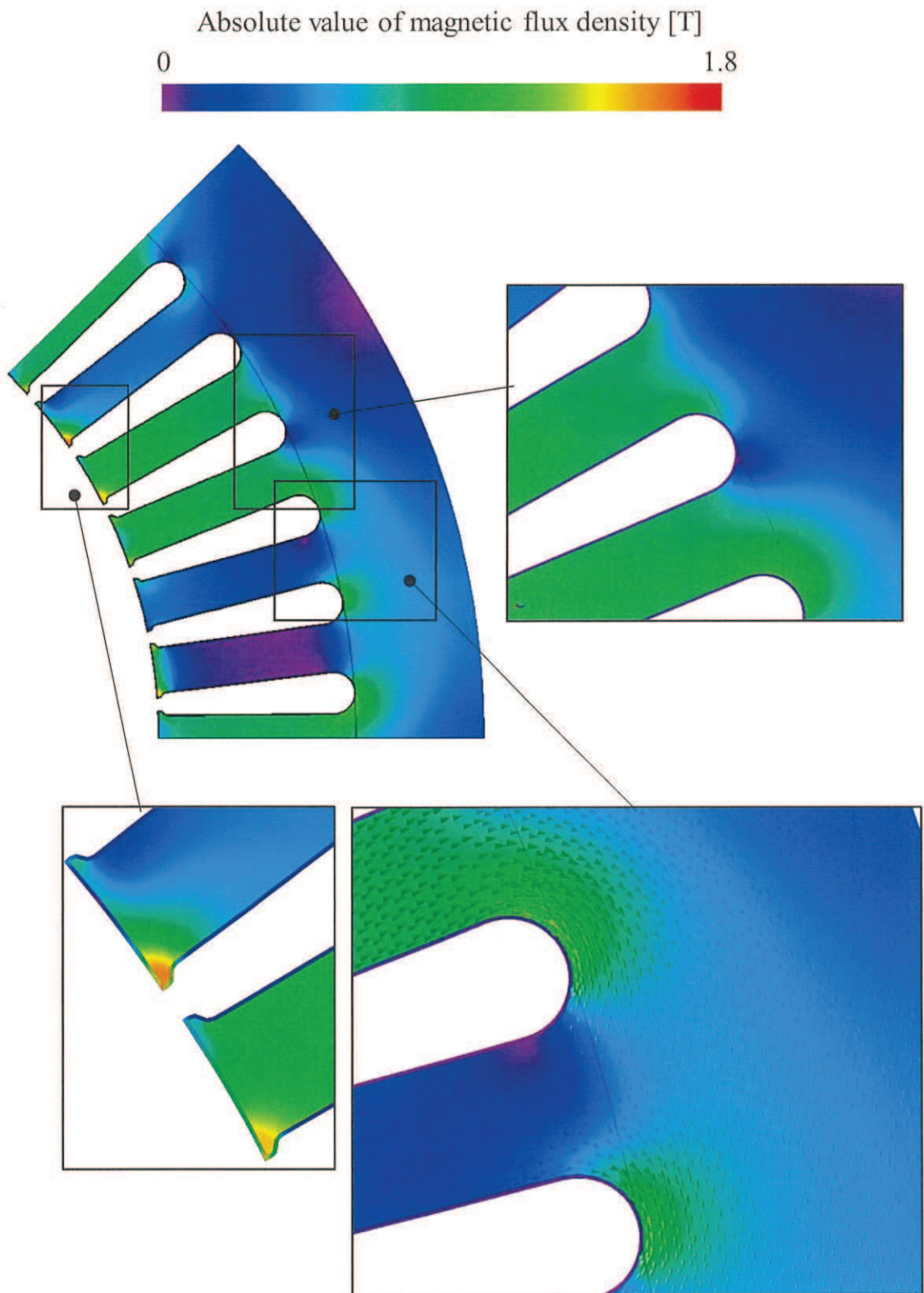


Fig. 5.35. Calculated magnetic flux density by Method 3 at Case 1.
 図 5.35 Method 3 を用いた Case 3 における磁束密度の計算結果

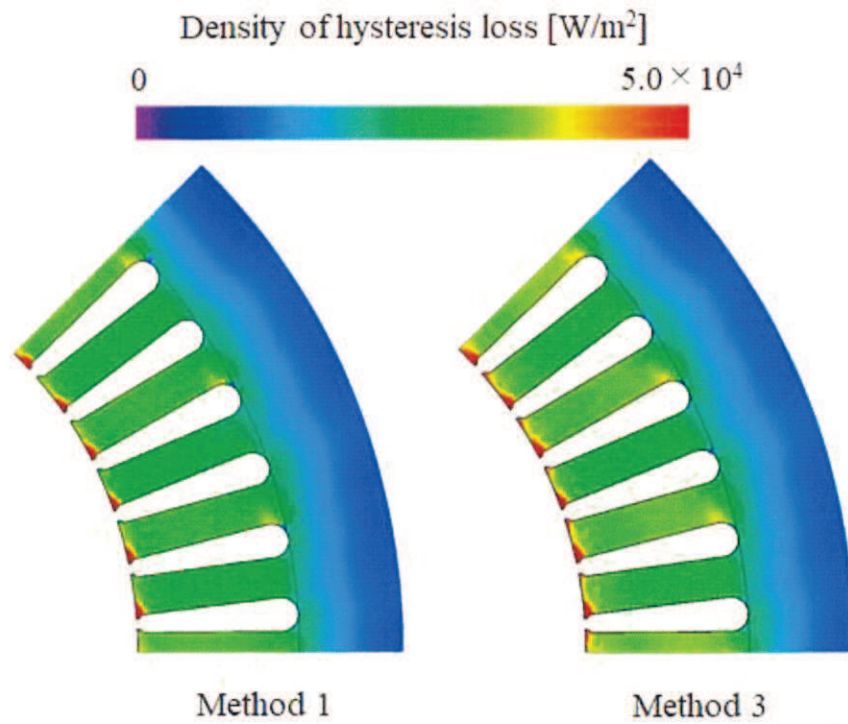


Fig. 5.36. Hysteresis loss distribution of Method 1 and Method 3 in Case 1.
 図 5.36 Case 1 における Method 1 と Method 3 のヒステリシス損の分布

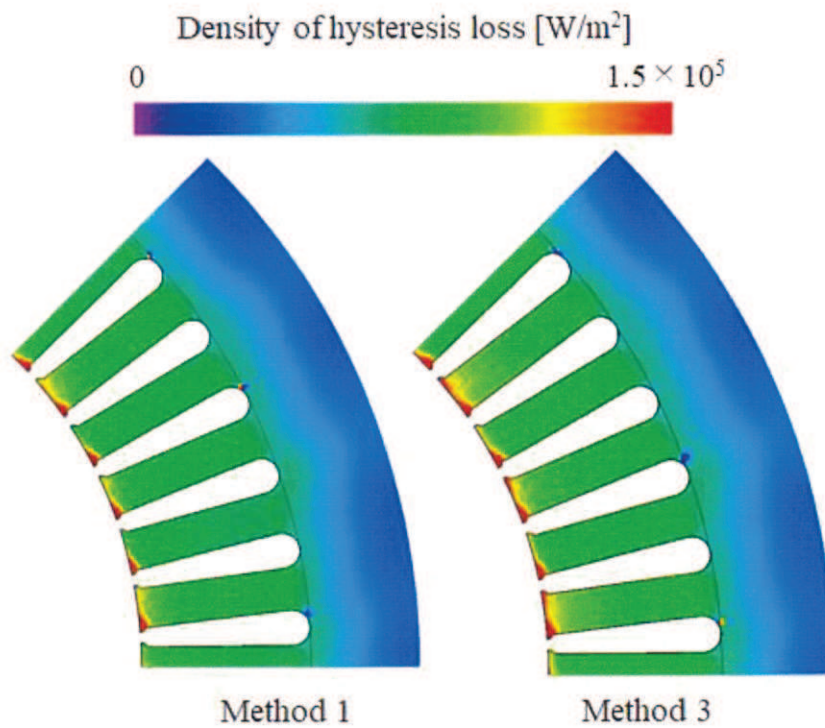


Fig. 5.37. Hysteresis loss distribution of Method 1 and Method 3 in Case 2.
 図 5.37 Case 2 における Method 1 と Method 3 のヒステリシス損の分布

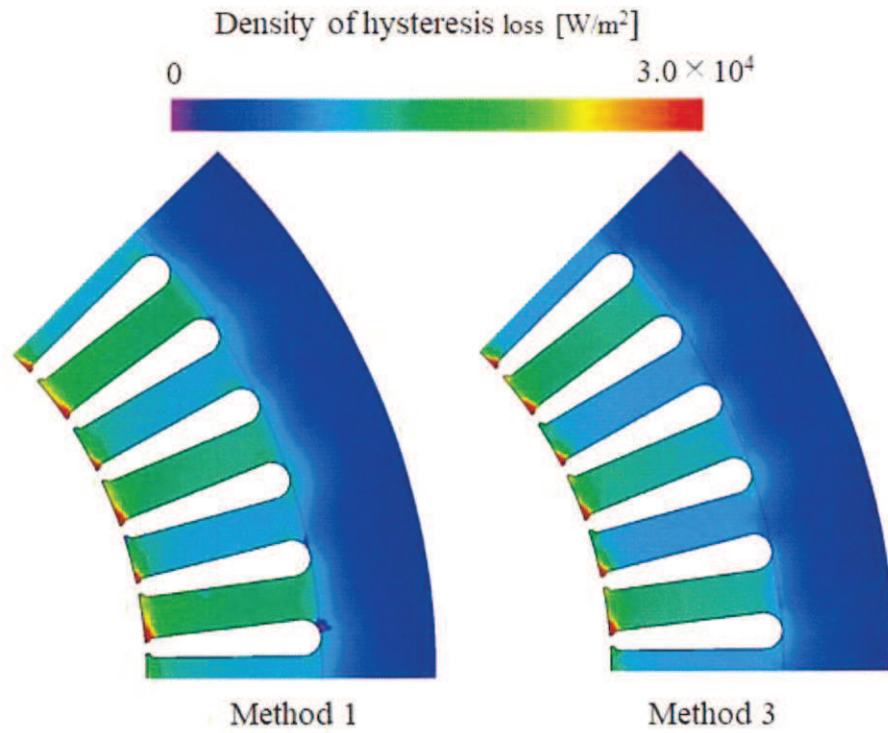


Fig. 5.38. Hysteresis loss distribution of Method 1 and Method 3 in Case 3.
 図 5.38 Case 3 における Method 1 と Method 3 のヒステリシス損の分布

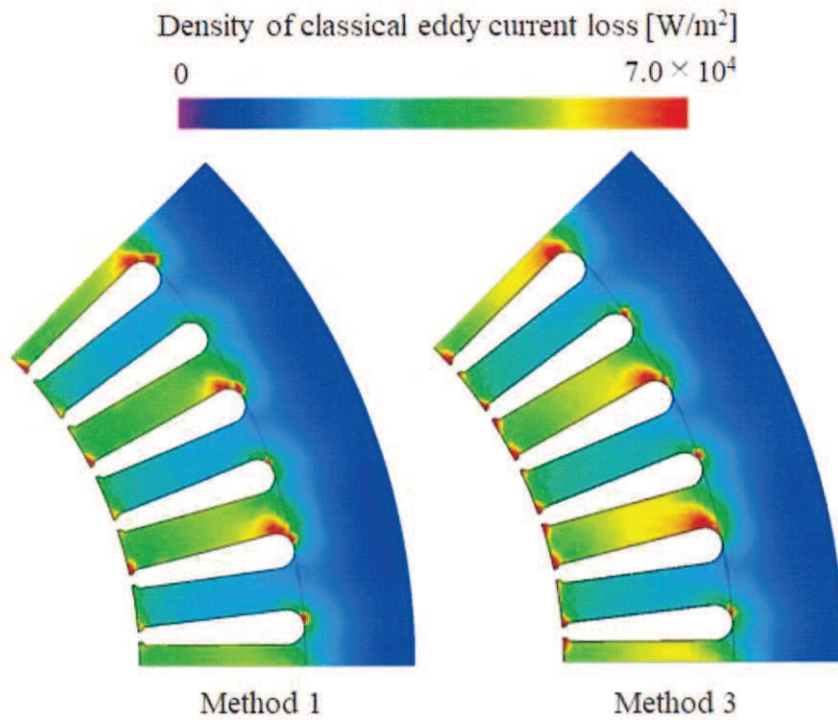


Fig. 5.39. Classical eddy current loss distribution of Method 1 and Method 3 in Case 1.
 図 5.39 Case 1 における Method 1 と Method 3 の古典的渦電流損の分布

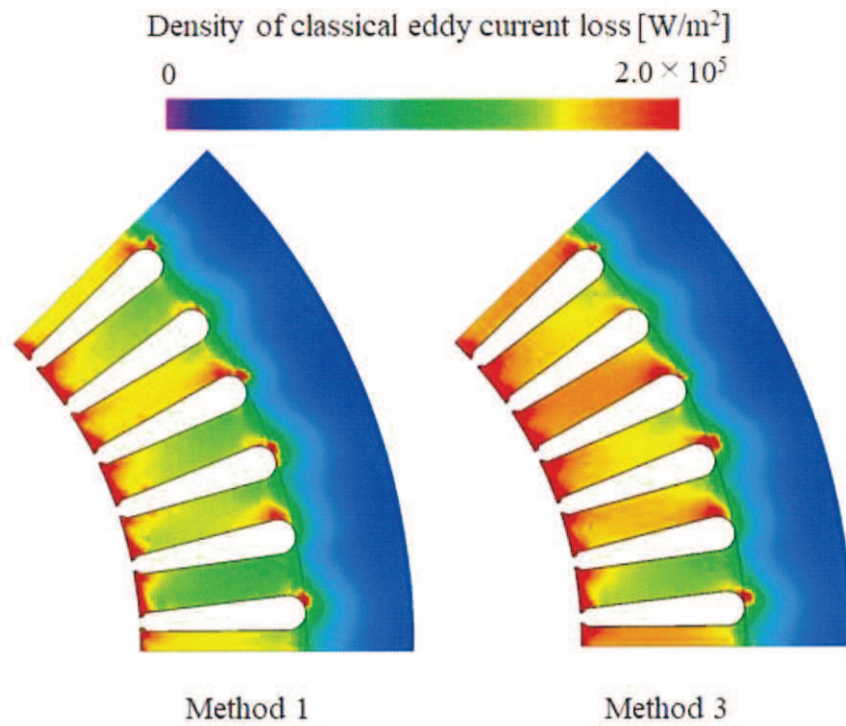


Fig. 5.40. Classical eddy current loss distribution of Method 1 and Method 3 in Case 2.
 図 5.40 Case 2 における Method 1 と Method 3 の古典的渦電流損の分布

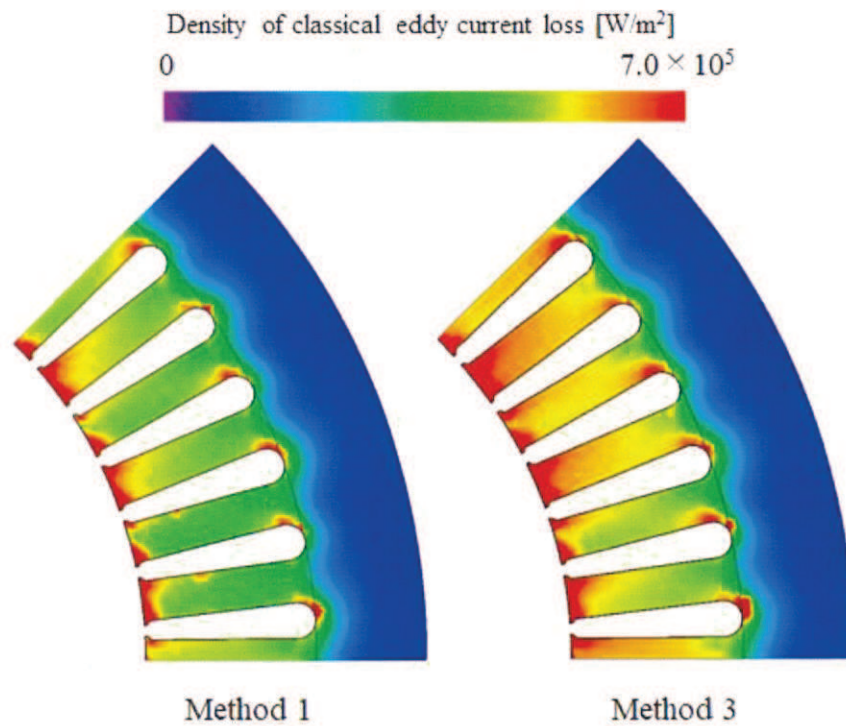


Fig. 5.41. Classical eddy current loss distribution of Method 1 and Method 3 in Case 3.
 図 5.41 Case 3 における Method 1 と Method 3 の古典的渦電流損の分布

次に、ステータのみに着目し、渦電流損補正係数のヒストグラムを比較する。結果を Fig. 5.42 から Fig. 5.44 に示す。

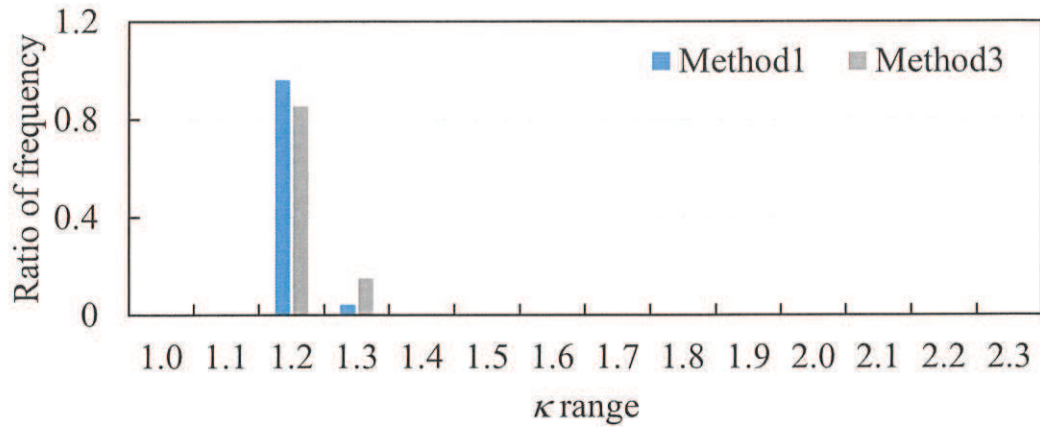


Fig. 5.42. Eddy current loss correction factor calculated in stator (Case 1).

図 5.42 ステータで計算された渦電流損補正係数のヒストグラム (Case 1)

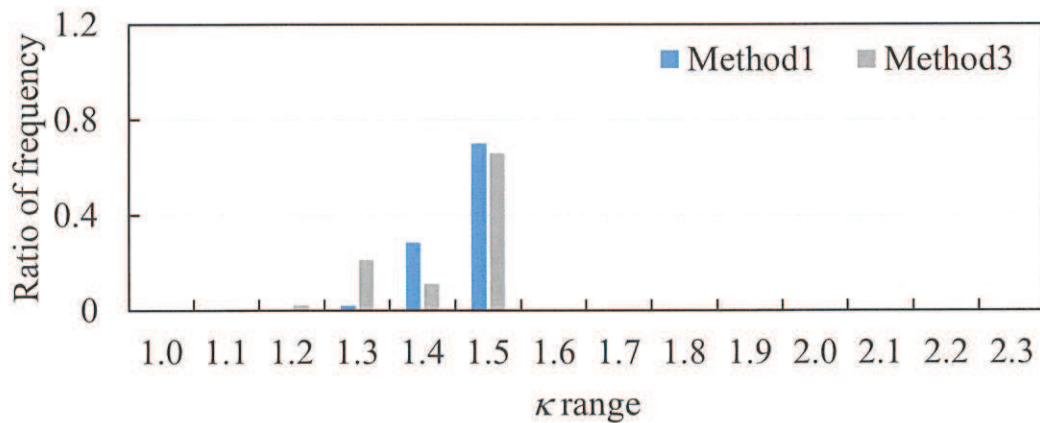


Fig. 5.43. Eddy current loss correction factor calculated in stator (Case 2).

図 5.43 ステータで計算された渦電流損補正係数のヒストグラム (Case 2)

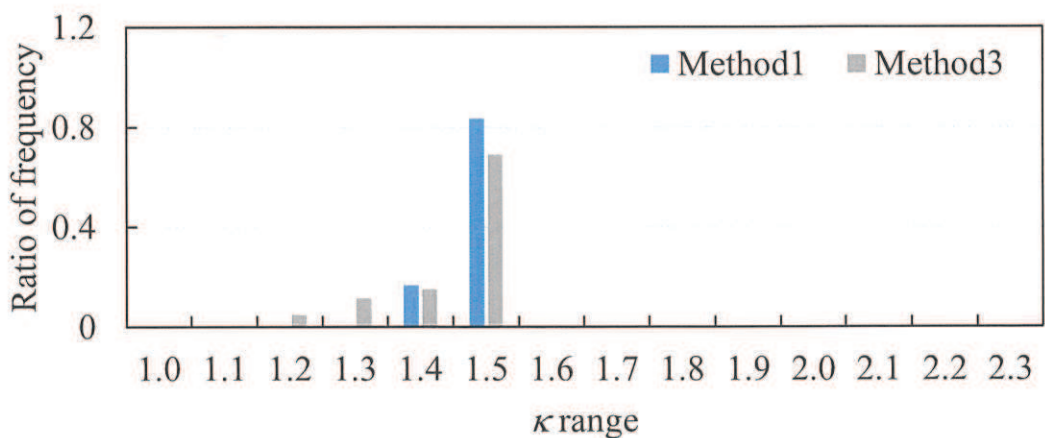


Fig. 5.44. Eddy current loss correction factor calculated in stator (Case 3).

図 5.44 ステータで計算された渦電流損補正係数のヒストグラム (Case 3)

導出した渦電流損補正係数を用いて異常渦電流損を計算する。損失測定値と Method 1 (M1 と表記) および Method 3 (M3 と表記) の損失予測値を Fig. 5.45 に示す。

Fig. 5.39 から Fig. 5.41 に示すように、Method 3 は Method 1 に比べて古典的渦電流損が増加しており、古典的渦電流損が支配的な Case 3 では特に鉄損増加に寄与している。各種損失の内訳については、第 5 章 3 節 5 項にて詳細に分析する。

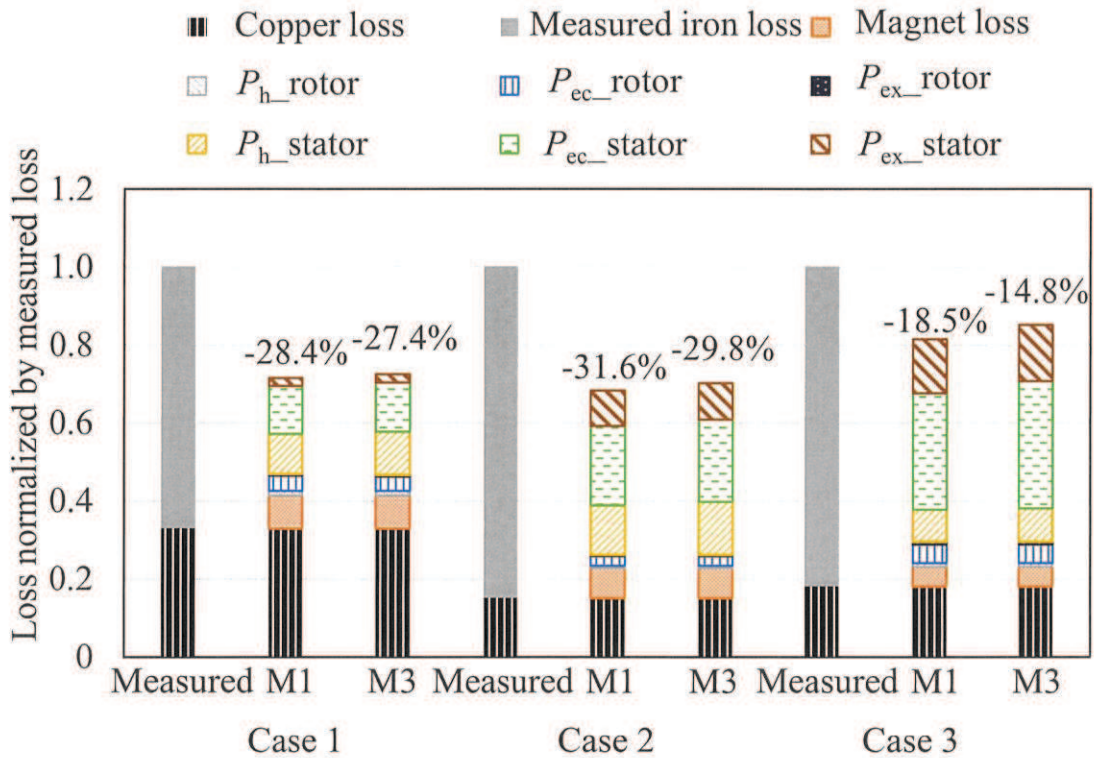


Fig. 5.45. Loss estimated by Method 1 and Method 3.

図 5.45 Method 1 と Method 3 による損失予測結果

5.3.5 圧縮応力および塑性変形を考慮した鉄損予測

本項では、これまでに検討した圧縮応力および塑性変形を同時に考慮して鉄損を予測する (Method 4)。駆動条件における二次元磁界有限要素解析により得られた、電気角 0 deg における磁束密度を Fig. 5.46 から Fig. 5.48 に示す。塑性変形を付与した領域には磁束が通らず、圧縮応力によりバックヨーク部からティース側へ迂回する磁路が形成されるなど、圧縮応力と塑性変形をそれぞれ考慮したときの現象が共に反映される結果となった。

次に、二次元磁界有限要素解析により得られた、各要素の磁束密度の時刻歴波形を入力として PID 手法によりヒステリシス損および古典的渦電流損を計算し、5 章 3 節 2 項で述べた Method 1 の結果と Method 4 の結果を比較する。Case 1 から Case 3 において、ヒステリシス損のコンター図を Fig. 5.49 から Fig. 5.51 に、古典的渦電流損のコンター図を Fig. 5.52 から Fig. 5.54 に示す。

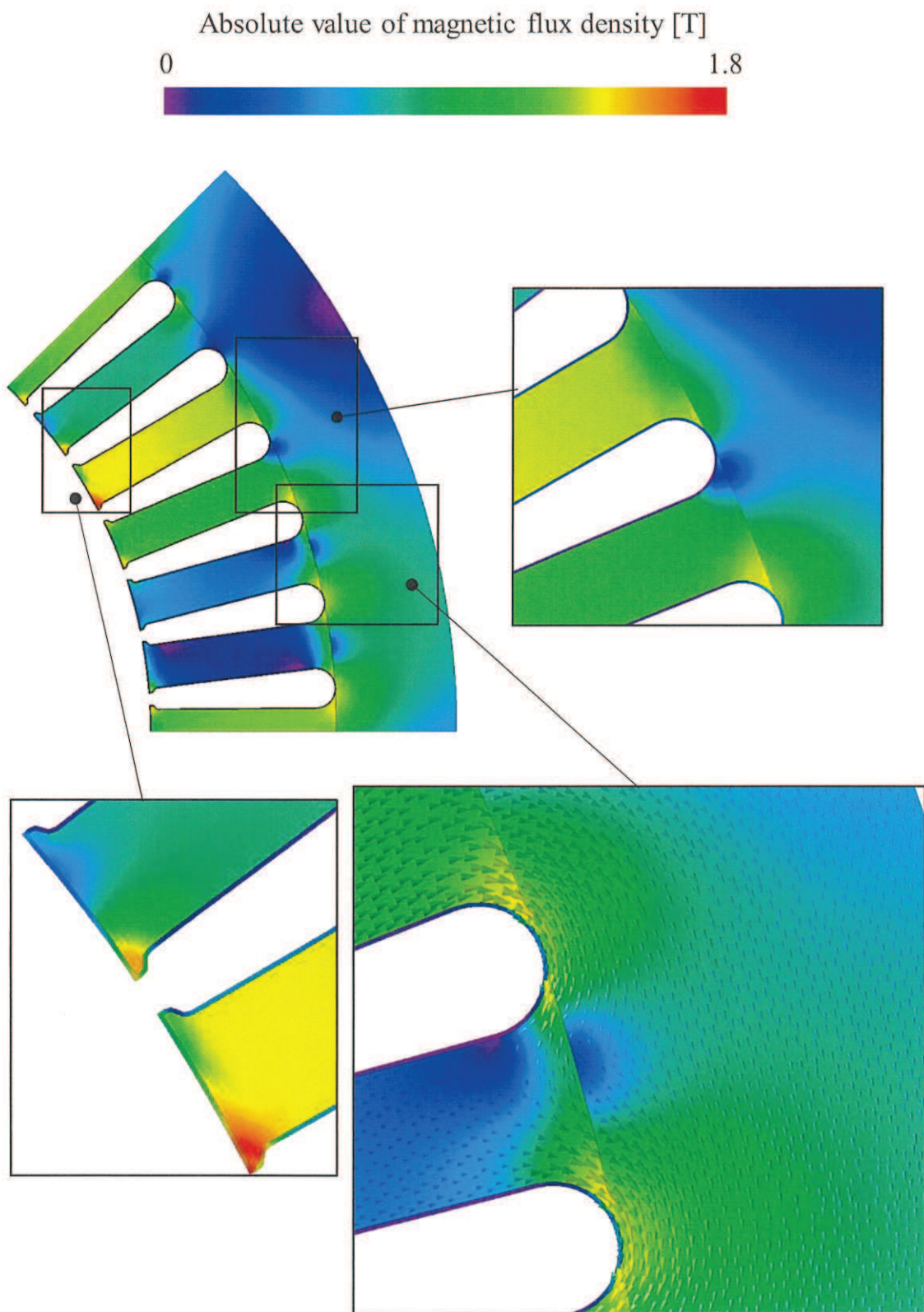


Fig. 5.46. Calculated magnetic flux density by Method 4 at Case 1.
 図 5.46 Method 4 を用いた Case 1 における磁束密度の計算結果

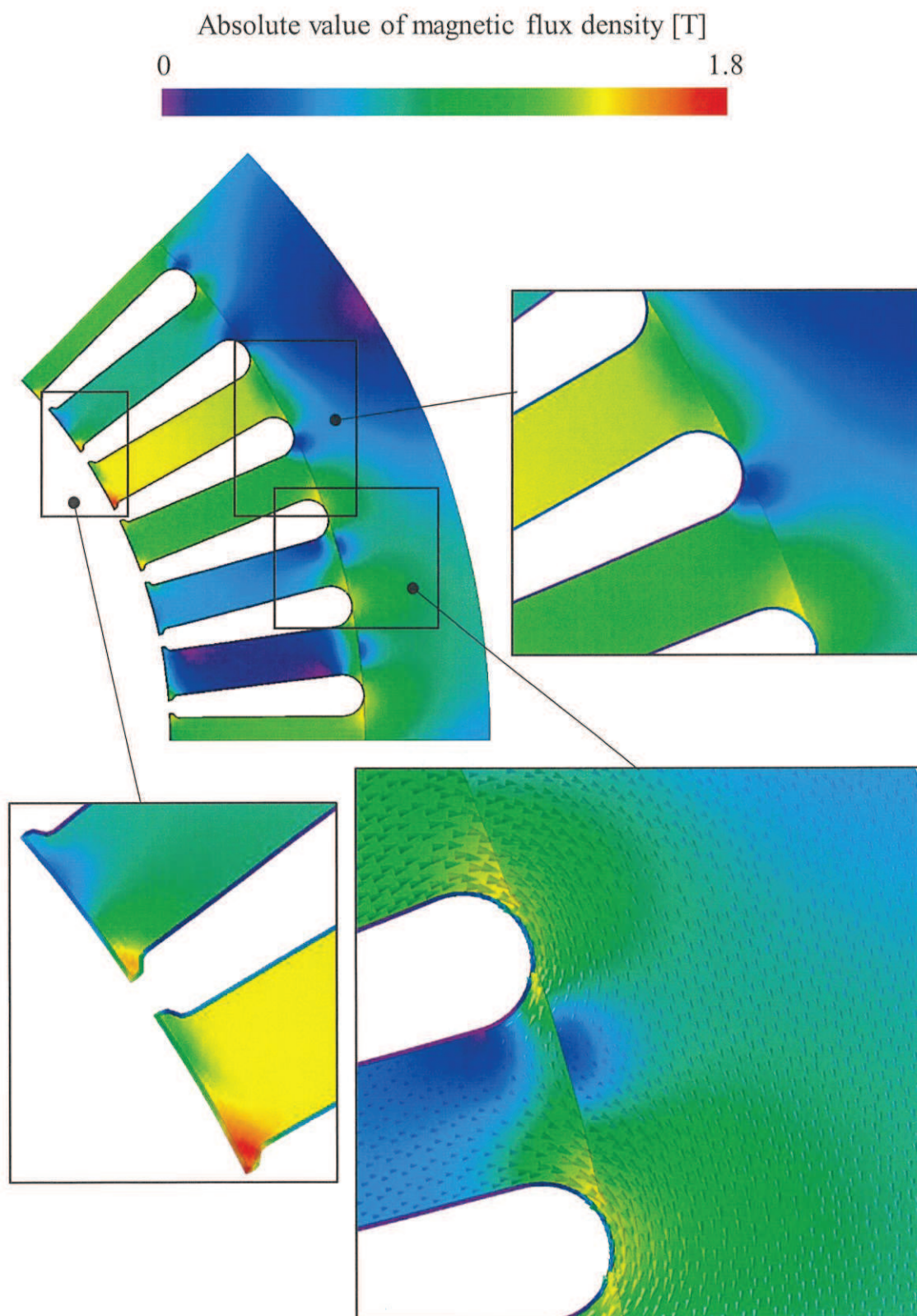


Fig. 5.47. Calculated magnetic flux density by Method 4 at Case 2.
 図 5.47 Method 4 を用いた Case 2 における磁束密度の計算結果

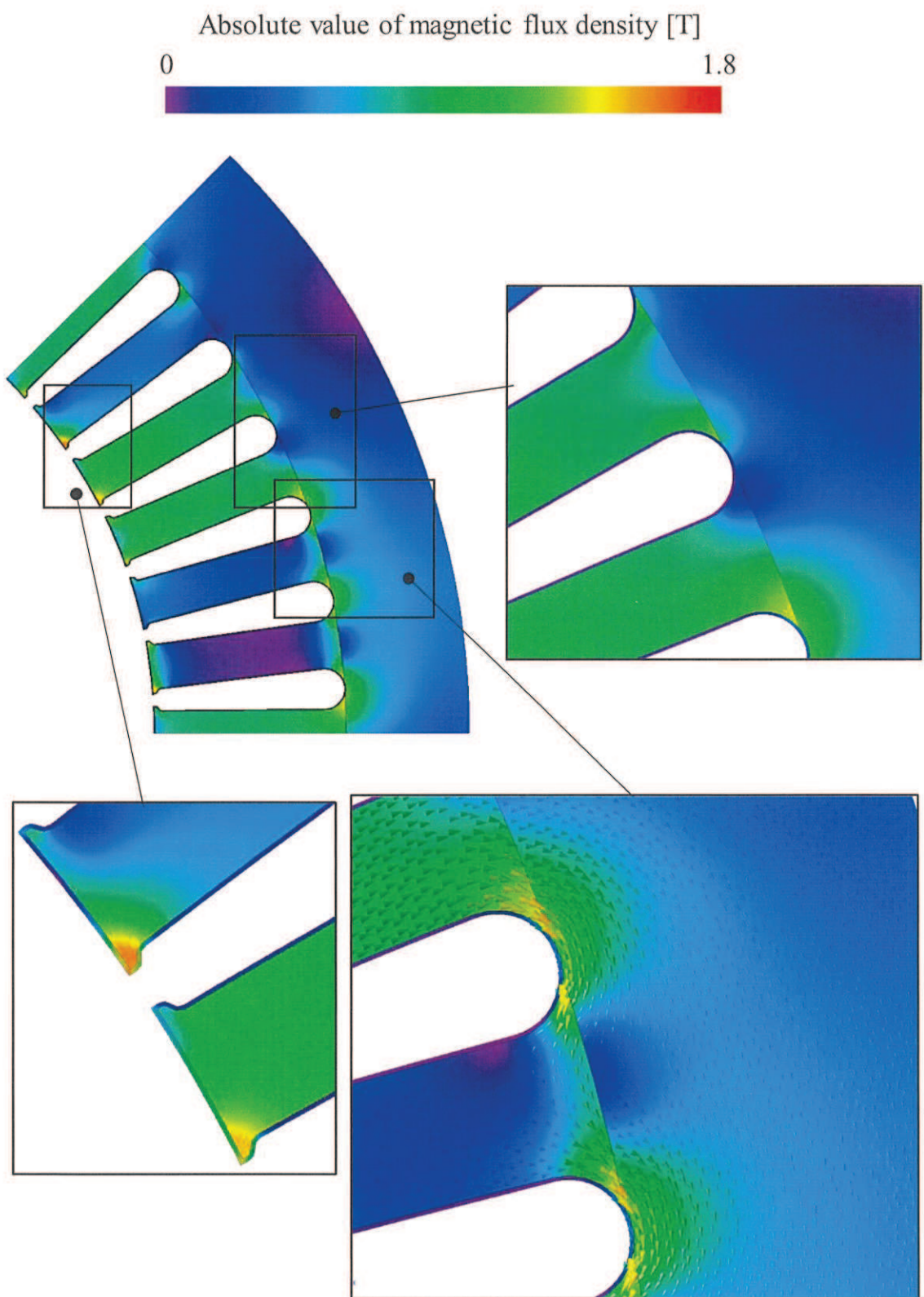


Fig. 5.48. Calculated magnetic flux density by Method 4 at Case 3.
 図 5.48 Method 4 を用いた Case 3 における磁束密度の計算結果

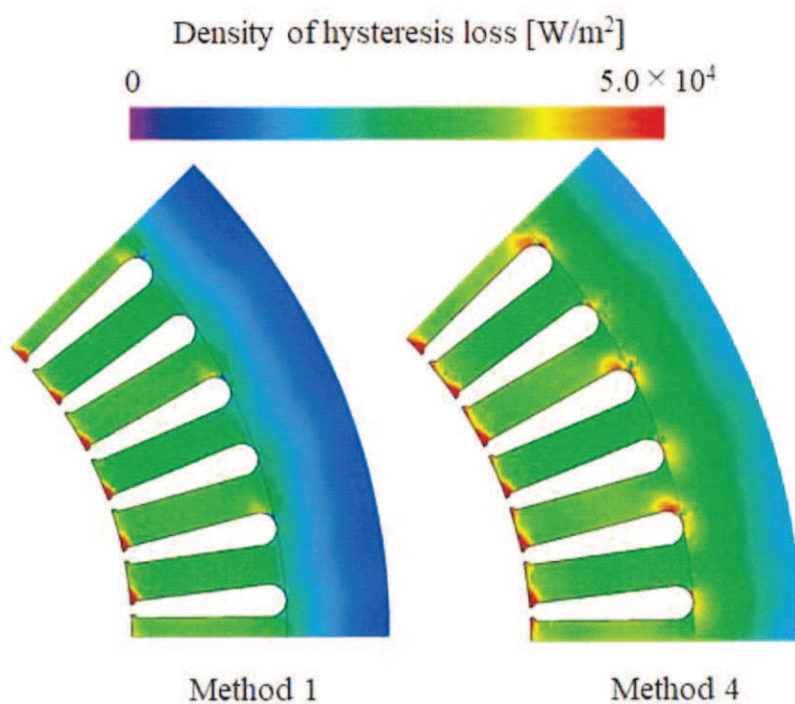


Fig. 5.49. Hysteresis loss distribution of Method 1 and Method 4 in Case 1.
 図 5.49 Case 1 における Method 1 と Method 4 のヒステリシス損の分布

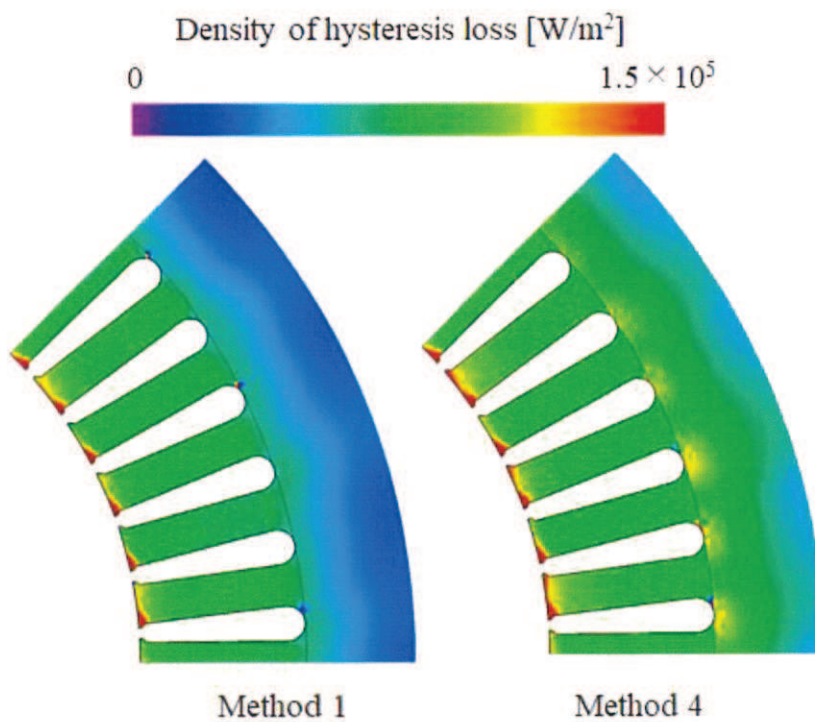


Fig. 5.50. Hysteresis loss distribution of Method 1 and Method 4 in Case 2.
 図 5.50 Case 2 における Method 1 と Method 4 のヒステリシス損の分布

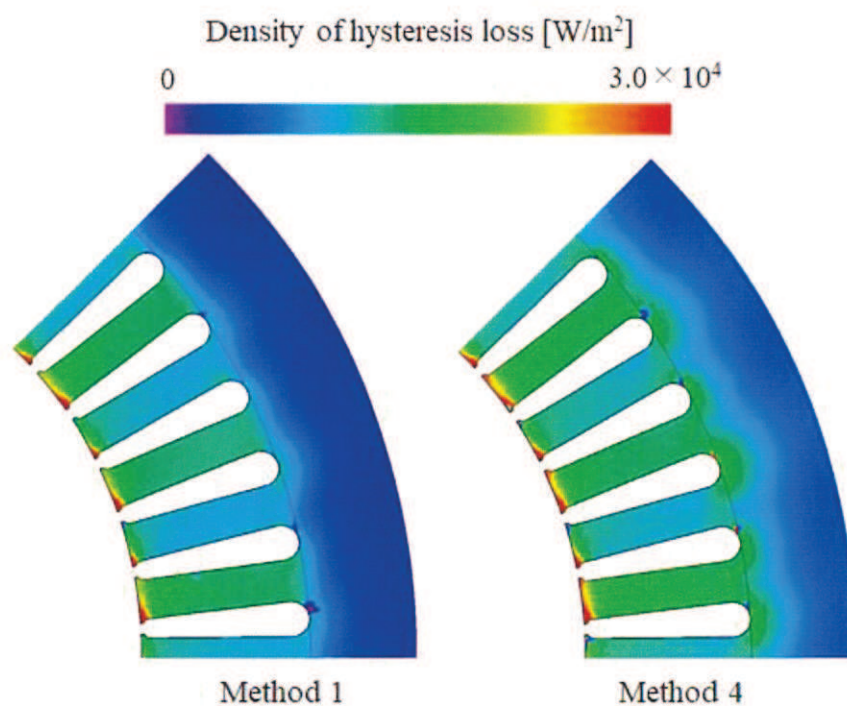


Fig. 5.51. Hysteresis loss distribution of Method 1 and Method 4 in Case 3.
 図 5.51 Case 3 における Method 1 と Method 4 のヒステリシス損の分布

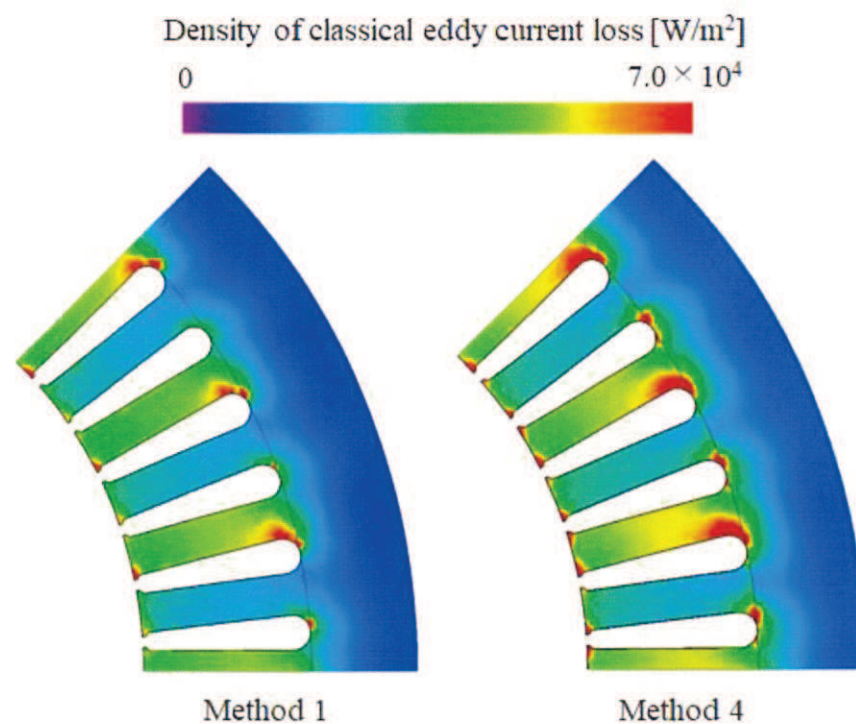


Fig. 5.52. Classical eddy current loss distribution of Method 1 and Method 4 in Case 1.
 図 5.52 Case 1 における Method 1 と Method 4 の古典的渦電流損の分布

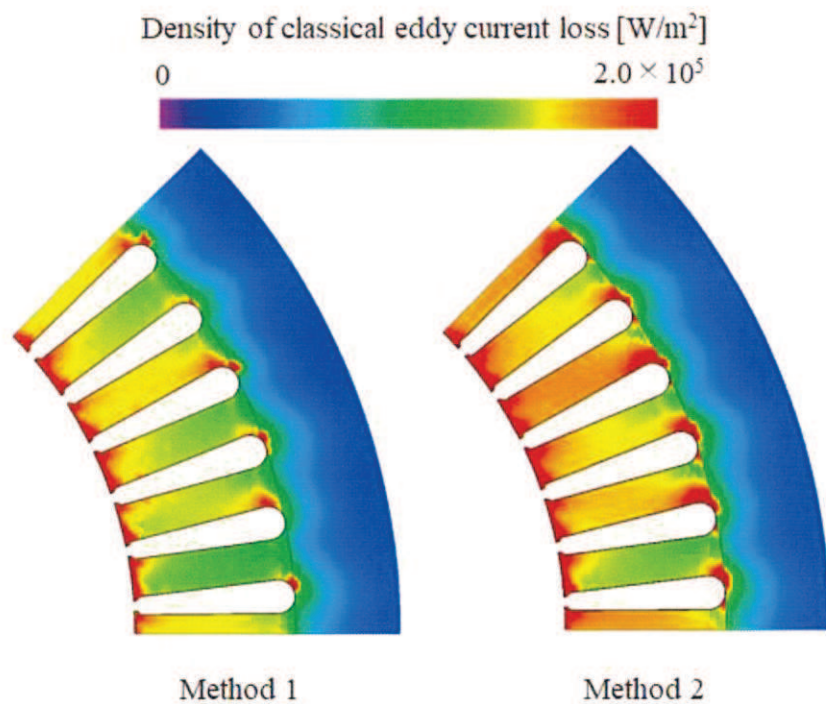


Fig. 5.53. Classical eddy current loss distribution of Method 1 and Method 4 in Case 2.
 図 5.53 Case 2 における Method 1 と Method 4 の古典的渦電流損の分布

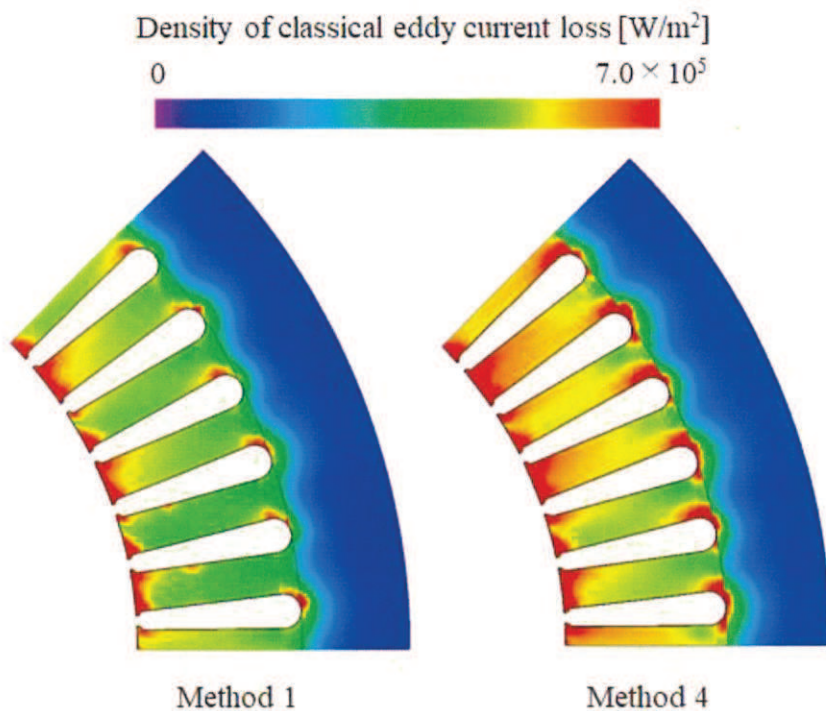


Fig. 5.54. Classical eddy current loss distribution of Method 1 and Method 4 in Case 3.
 図 5.54 Case 3 における Method 1 と Method 4 の古典的渦電流損の分布

ヒステリシス損については、圧縮応力によりバックヨーク全体で、Method 1 に比べてヒステリシス損密度が高くなっている。また、古典的渦電流損においては、バックヨーク部磁束のティース側への迂回に伴う、バックヨークとティースの境における複雑な磁束の挙動と、スロットに沿って形成される最短の磁路が、塑性変形に伴う磁気抵抗の増加により変化することに起因して、ティースとバックヨークの境目のスロット近傍にて、Method 1 に比べて増加していることが確認できる。以上のことから、損失分布においても、磁束密度の分布と同様に、圧縮応力と塑性変形それぞれの影響が共存した状態となっている。

次に、ステータ着目し、渦電流損補正係数のヒストグラムを比較する。各評価点の渦電流損補正係数において、Method 1 から Method 4 までを同一グラフに表記する。結果を Fig. 5.55 から Fig. 5.57 に示す。渦電流損補正係数においても、圧縮応力と塑性変形それぞれの特徴を引き継いだ結果となっている。

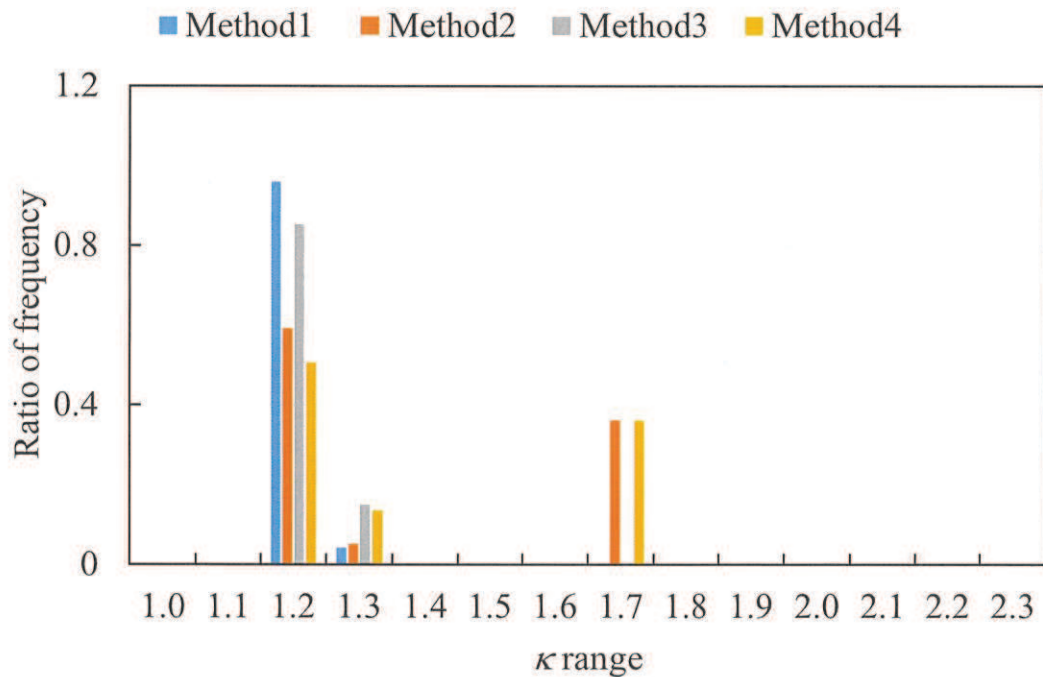


Fig. 5.55. Eddy current loss correction factor calculated in stator (Case 1).
 図 5.55 ステータで計算された渦電流損補正係数のヒストグラム (Case 1)

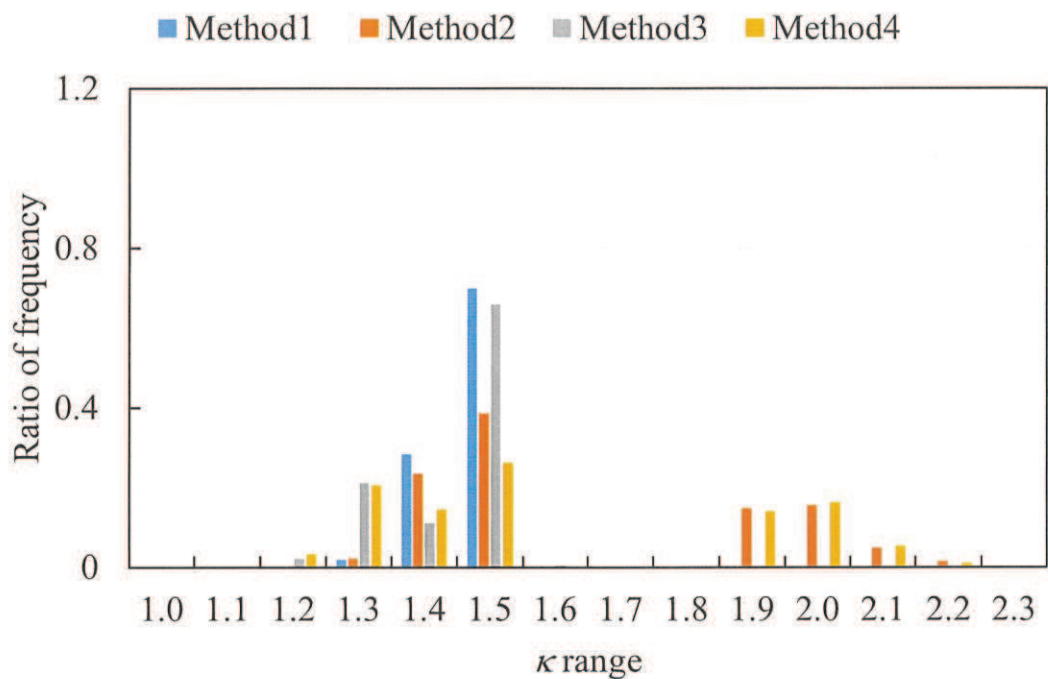


Fig. 5.56. Eddy current loss correction factor calculated in stator (Case 2).
 図 5.56 ステータで計算された渦電流損補正係数のヒストグラム (Case 2)

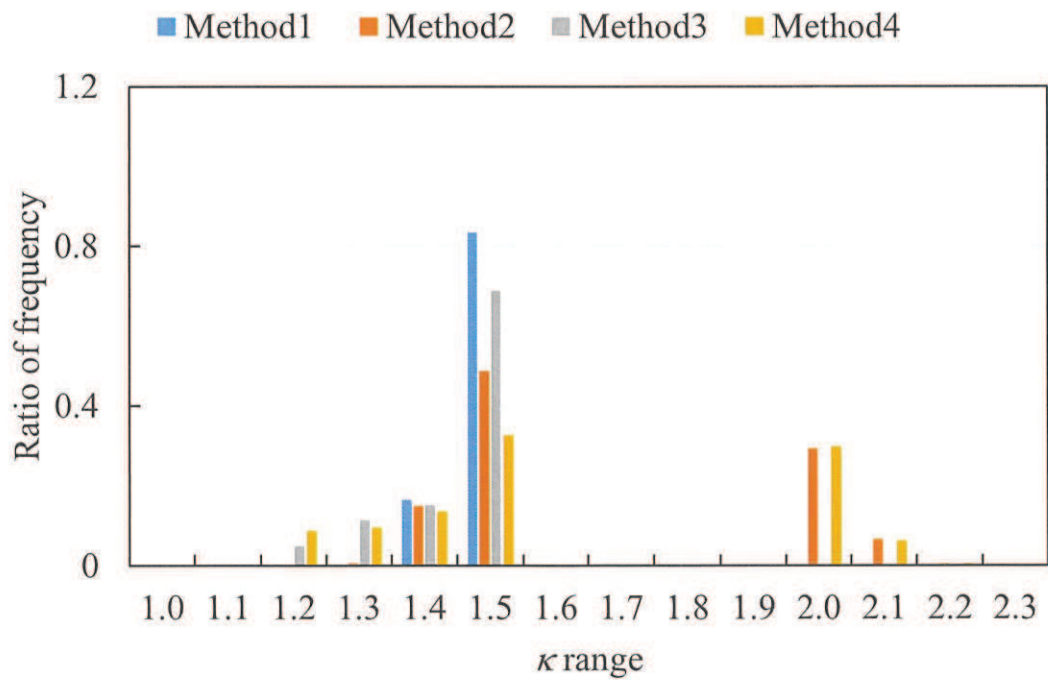


Fig. 5.57. Eddy current loss correction factor calculated in stator (Case 3).
 図 5.57 ステータで計算された渦電流損補正係数のヒストグラム (Case 3)

得られた渦電流損補正係数を用いて異常渦電流損を計算し、損失を予測する。各評価点の損失予測結果を Fig. 5.58 から Fig. 5.60 に示す。Method 1 から Method 4 までの結果を併記する。Case 1 では Method 1 では 28.4% あった相対差が、Method 4 では 19.9% まで低減している。特に、圧縮応力を考慮したときのヒステリシス損と異常渦電流損の増加が顕著であった。また、Case 2 では Method 1 では 31.6% あった相対差が、Method 4 では 19.5% まで低減している。この評価点では、Method 1 から Method 4 への増加率ではヒステリシス損が最も大きい。もともと古典的渦電流損が多く、古典的渦電流損の増加も鉄損増加に影響している。Case 3 では、Method 1 では 18.5% あった相対差が、Method 4 では 2.9% まで低減している。この評価点では、古典的渦電流と異常渦電流損が支配的であり、Method 1 からの増加率ではヒステリシス損に劣るものの、絶対量としての増加が顕著である。

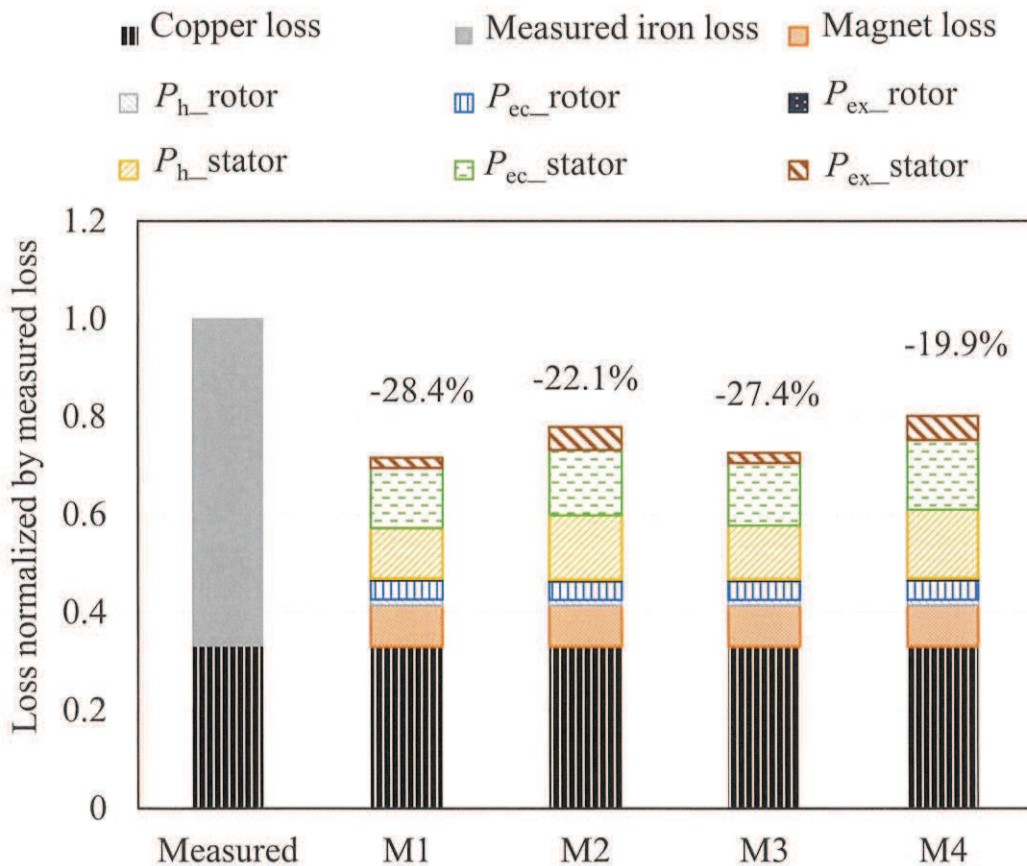


Fig. 5.58. Measured and estimated loss at Case 1.

図 5.58 Case 1 の損失予測結果

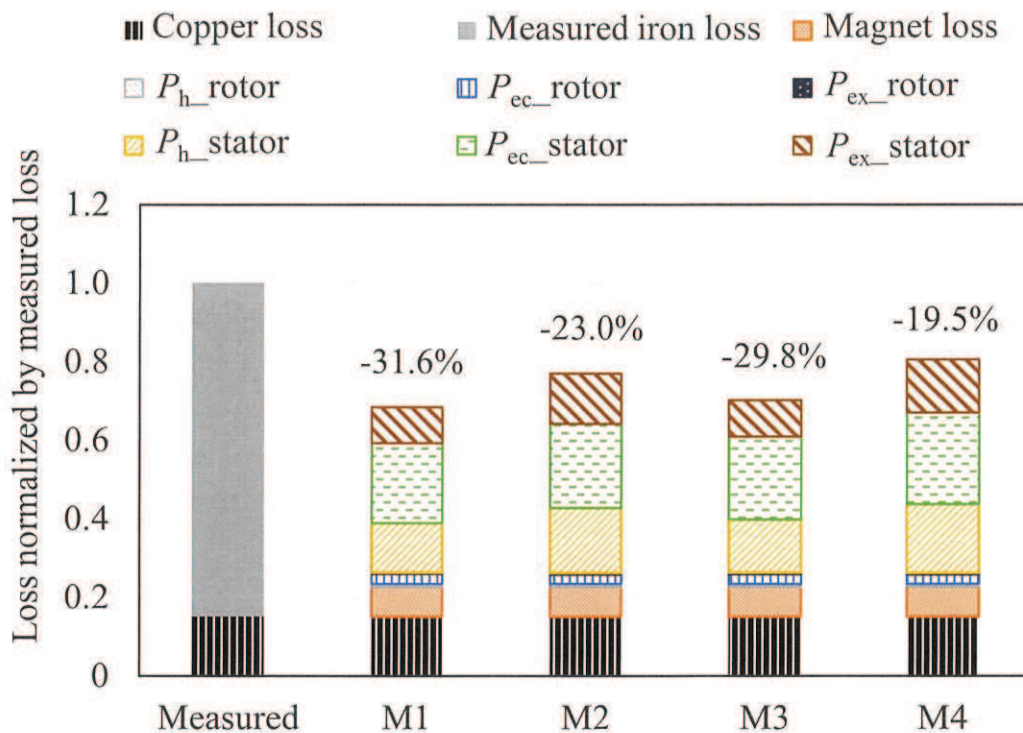


Fig. 5.59. Measured and estimated loss at Case 2.

図 5.59 Case 2 の損失予測結果

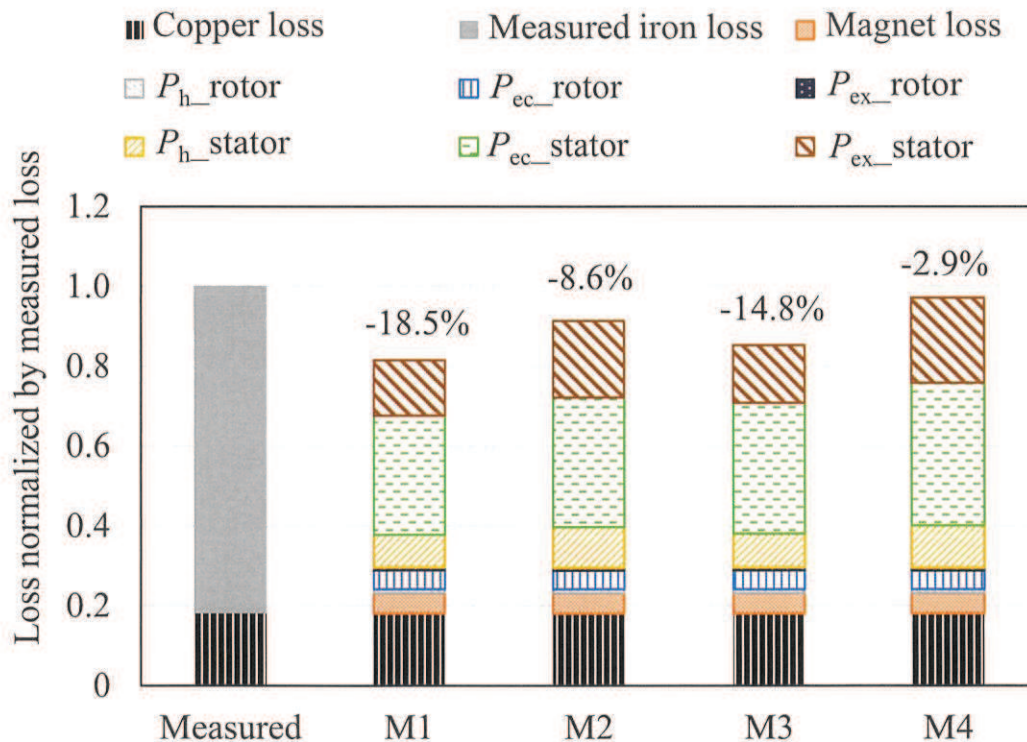


Fig. 5.60. Measured and estimated loss at Case 3.

図 5.60 Case 3 の損失予測結果

ステータに生じるヒステリシス損，古典的渦電流損，異常渦電流損について，各評価点の Method 1 の結果でそれぞれ正規化したものを用いて圧縮応力と塑性変形により，鉄損のどの成分の増加に寄与するか分析する．まず，ヒステリシス損の結果を Fig. 5.61 に示す．製造要因を考慮していない手法（Method 1）に比べ，ヒステリシス損は，塑性変形のみを考慮では 7 % 程度の増加に留まったが，圧縮応力を考慮することで 30 % 程度の増加を確認した．圧縮応力が印加される領域はバックヨーク部全体と範囲も広く，塑性変形領域と異なり磁束が避けて通れない箇所に位置しているため，損失増加の寄与が高かったと考えられる．ここで，Case 1 の評価点を対象に，塑性変形領域と圧縮応力印加領域および，それ以外の領域における，Method 1 からのヒステリシス損の増加分を Fig. 5.62 に示す．ヒステリシス損は，主に圧縮応力や塑性変形を考慮した領域そのもので，損失が増加する傾向がある．塑性変形を考慮した場合，磁束が通りにくくなるため，塑性変形領域における磁束密度の大きさは小さくなるが，ヒステリシス特性の劣化に伴う損失増加の影響を受け，Method 1 に比べ Method 3 や Method 4 ではヒステリシス損が 2 倍程度大きくなっている。

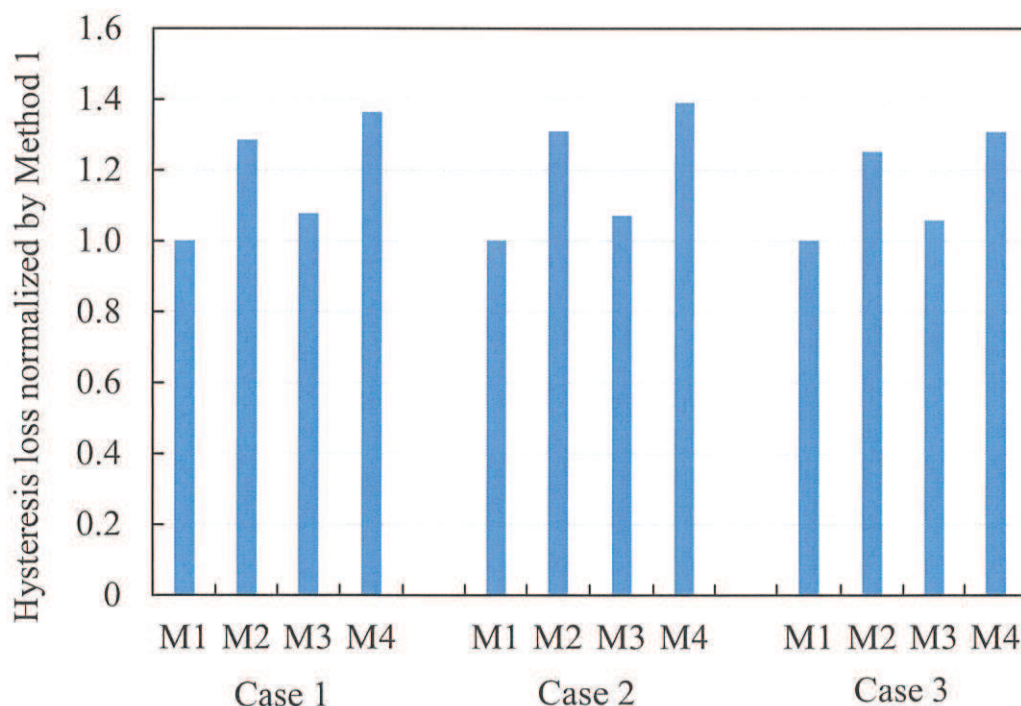


Fig. 5.61. Increasing tendency of hysteresis loss at each operating points.

図 5.61 各評価点におけるヒステリシス損の増加傾向

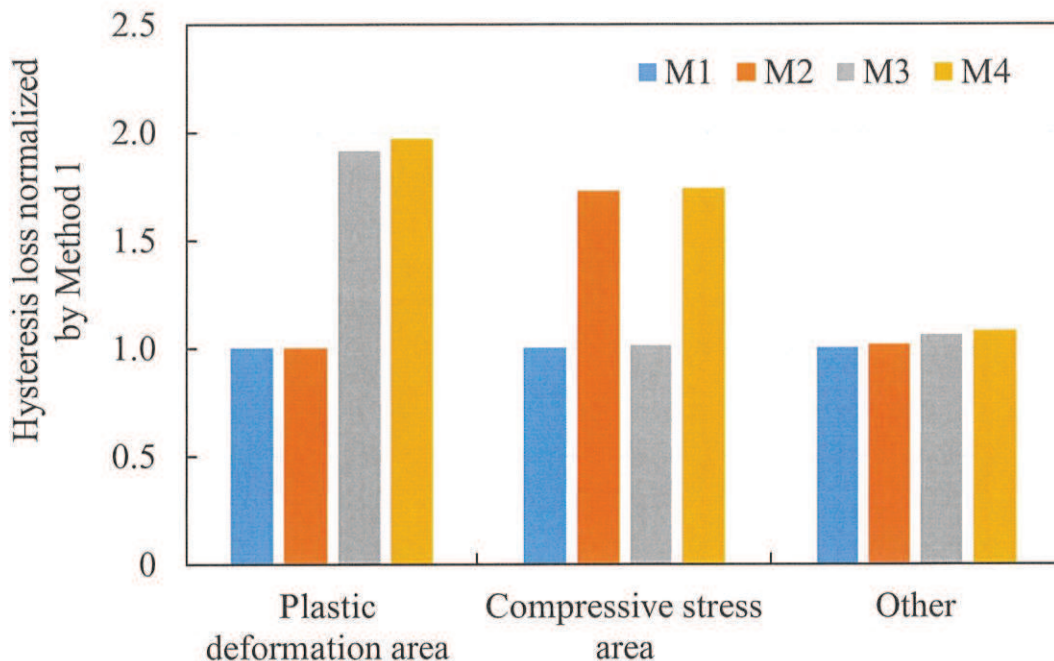


Fig. 5.62. Increasing tendency of hysteresis loss at each area in Case 1.
 図 5.62 Case 1 における各領域のヒステリシス損の増加傾向

次に、古典的渦電流損の結果を Fig. 5.63 に示す。製造要因を考慮していない手法 (Method 1) に比べ、古典的渦電流損は、塑性変形のみを考慮では Case 1 や Case 2 では 3 % 程度の増加に留まり、圧縮応力のみを考慮しても同様にして 5 % 程度の増加と、ヒステリシス損に比べてその増加率は低い。双方を考慮しても 15 % の増加であった。また、Case 3 では、塑性変形のみを考慮すると、10 % の増加と、圧縮応力のみ考慮したときの 8 % に比べて増加が顕著であった。これは、Case 3 では、弱め界磁制御により電磁鋼板の磁束密度が全体的に小さくなっており、塑性変形領域を避ける磁束が増加し、その周辺の磁束密度が高くなりやすいことに起因していると考えられる。Case 1 の評価点における、塑性変形領域と圧縮応力印加領域および、それ以外の領域で、Method 1 からの古典的渦電流損の増加分を Fig. 5.64 に示す。古典的渦電流損は、磁束密度の時間変化が大きいときに増加し、磁化特性の劣化の影響は、表皮効果には現れるものの、直接的ではない。塑性変形を考慮すると、塑性変形を考慮した領域に磁束が通らなくなるため、磁束の時間変化が少なくなり、古典的渦電流が低下する。一方で、塑性変形領域から逃れた磁束が、その近傍に集中するため、塑性変形領域の近傍の領域で損失が増加する。また、圧縮応力を考慮すると、Fig. 5.33 に見られるように、バックヨーク部とティースの境で磁束の挙動が複雑になる。このため、磁束の変化が顕著になり、バックヨーク部とティースの境で古典的渦電流が増加する。古典的渦電流は、圧縮応力や塑性変形を考慮したことで、磁路が変化することに起因して、損失が変化する傾向がある。

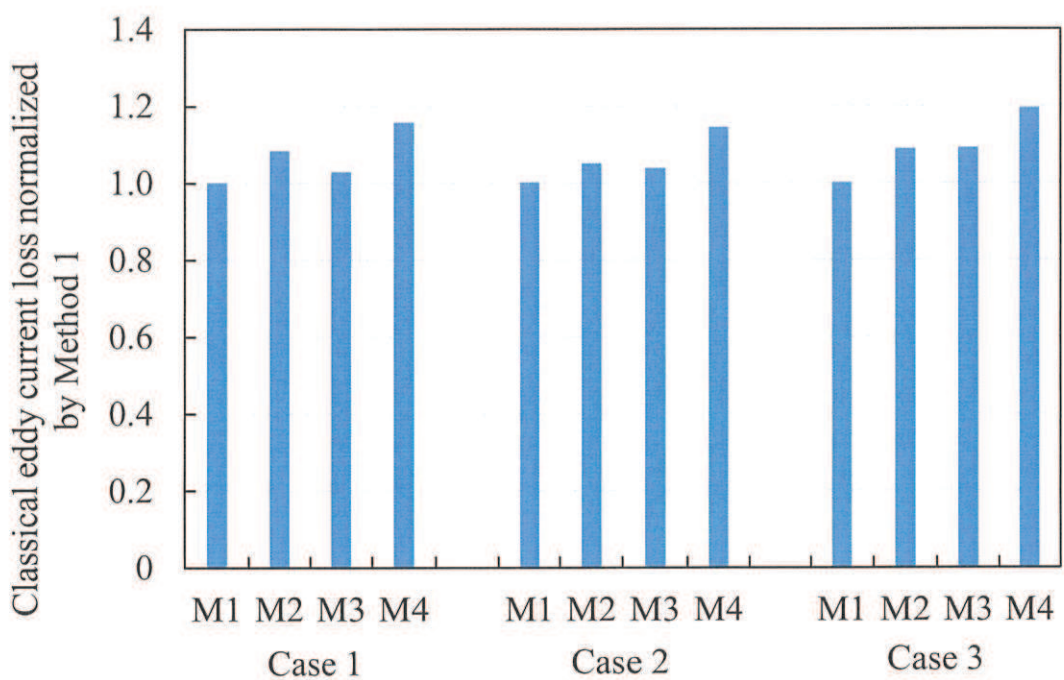


Fig. 5.63. Increasing tendency of classical eddy current loss at each operating points.
 図 5.63 各評価点における古典的渦電流損の増加傾向

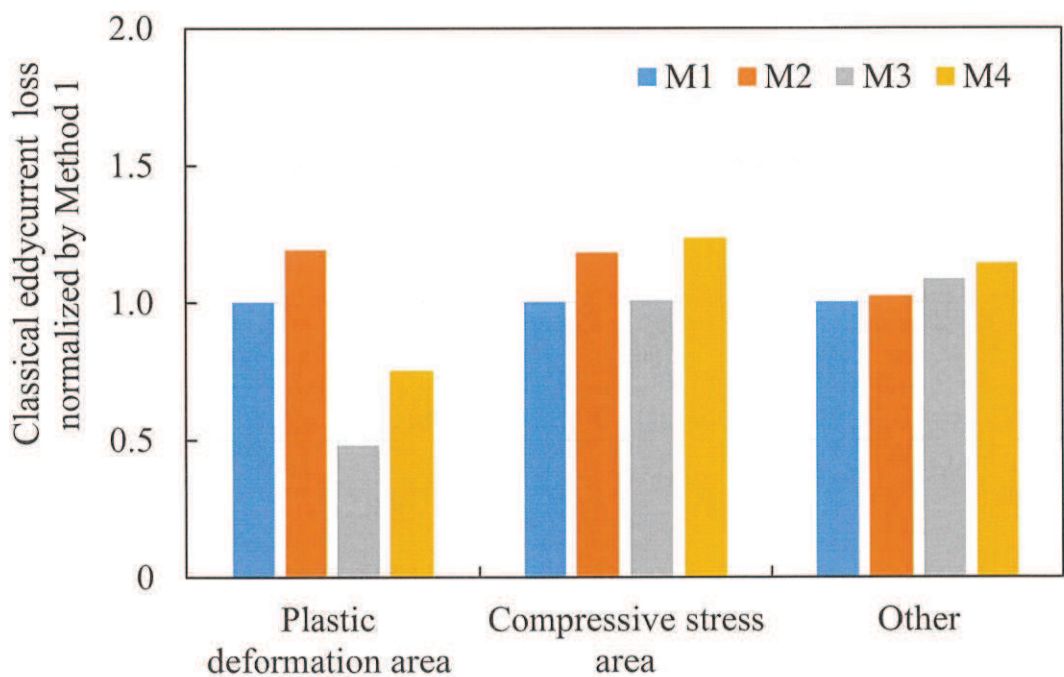


Fig. 5.64. Increasing tendency of classical eddy current loss at each area in Case 1.
 図 5.64 Case 1 における各領域の古典的渦電流損の増加傾向

最後に、異常渦電流損の結果を Fig. 5.65 に示す。製造要因を考慮していない手法 (Method 1) に比べ、異常渦電流損は、塑性変形のみでの考慮ではほとんど変化は見られない。一方で、圧縮応力を考慮すると特に Case 1 では 2 倍以上の増加となっており、その影響は大きい。異常渦電流損の計算は (3.6) 式および (3.7) 式に示す古典的渦電流損による重みを用いて計算するが、Case 1 では、キャリア高調波の影響が顕著であり、高次低磁束密度の成分の寄与が大きくなる。圧縮応力を考慮すると、Fig.4.13 から Fig. 4.15 に示したように、低磁束密度で異常渦電流損が増加する傾向があり、この影響が顕著に表れたものと考えられる。Case 1 を対象とし、塑性変形領域と圧縮応力印加領域とそれ以外の領域で、Method 1 からの異常渦電流損の増加分を Fig. 5.66 に示す。

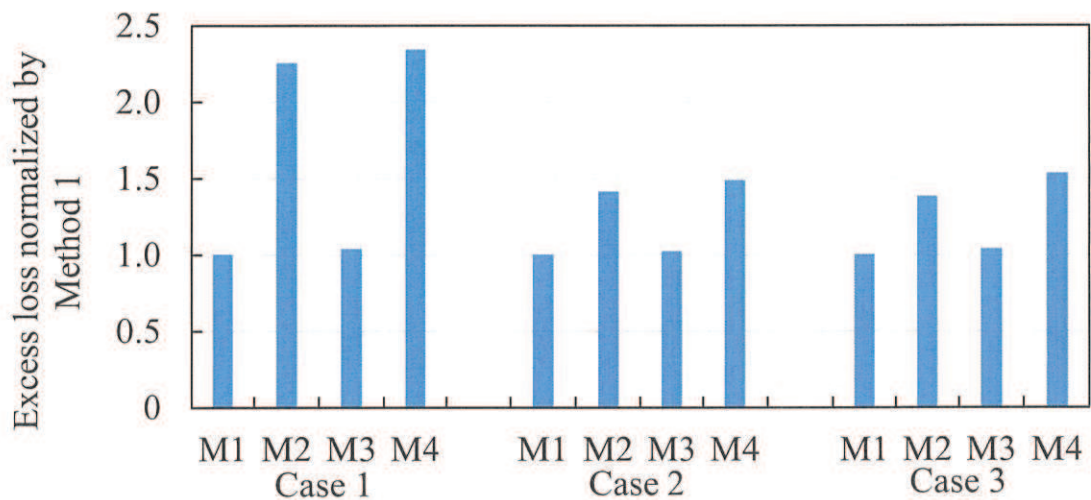


Fig. 5.65. Increasing tendency of excess loss at each operating points.

図 5.65 各評価点における異常渦電流損の増加傾向

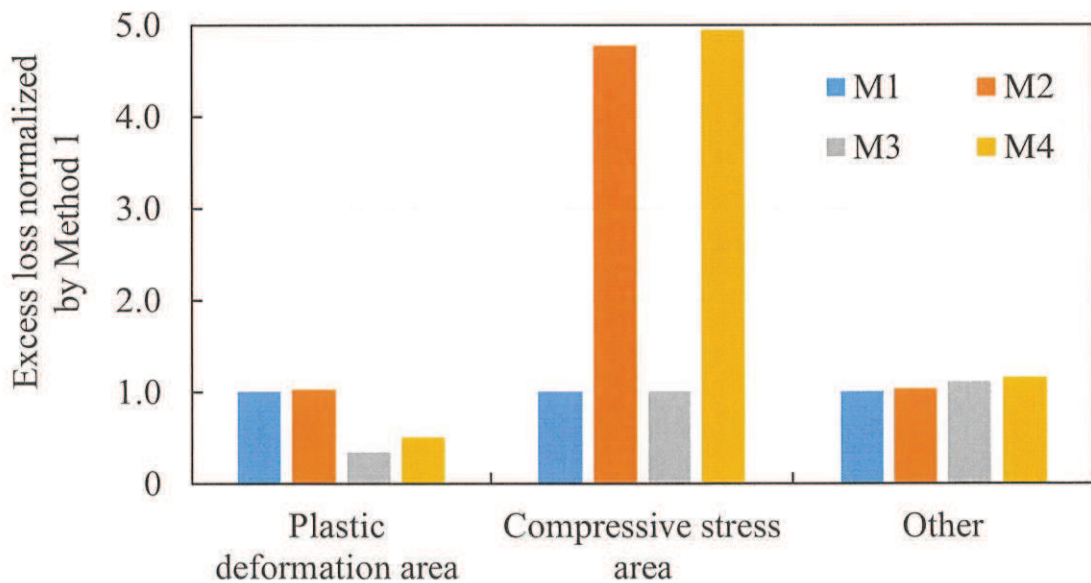


Fig. 5.66. Increasing tendency of excess loss at each area in Case 1.

図 5.66 Case 1 における各領域の異常渦電流損の増加傾向

異常渦電流損は、圧縮応力や塑性変形を考慮した領域そのもので値が変動し、その周囲への影響は少ない。塑性変形を考慮した領域では、異常渦電流損は減少し、圧縮応力を考慮した領域では、4倍以上の増加となった。圧縮応力により、特に低磁束密度振幅で異常渦電流損が増加する基礎的性質と、キャリア高調波の影響で、高次低磁束密度振幅の成分を多く含む磁束密度が生じるモータ側の減少が組み合わさり、このような異常渦電流損の増加が起きたと考えられる。

5.3.6 三次元効果を考慮した渦電流損計算

これまでの計算はすべて二次元磁界有限要素解析をもとに、電磁鋼板内部の積層方向に関する一次元渦電流解析を後処理として行ってきた。このため、コアの最上部および最下部近傍で、軸方向にコアに鎖交する所謂漏れ磁束に伴う面内渦電流の影響と、コアの最上部および最下部の外側に存在する構造体のジュール損などは考慮することができない。そこで、三次元モデルを用いて、面内渦電流と、構造体のジュール損として、磁石飛散防止用の端板（エンドプレート）に生じるジュール損を直接考慮し、その影響を確認する。三次元モデルでは、面内渦電流を適切に考慮するため、均質化法は用いずに積層構造を直接モデル化した。ただし、漏れ磁束による面内渦電流は、最上部、最下部近傍の層のみ生じると仮定し、計算時間短縮のため、実際の積み厚の 1/10 相当の積層枚数である 17 層分のみモデル化した。また、計算対象とする評価点は、キャリア高調波の影響が顕著であり、漏れ磁束に起因するジュール損が大きいと考えられる Case 1 とした。有限要素モデルを Fig. 5.67 に示す。有限要素モデルの諸元と計算時間を Table 5.7 に示す。電磁鋼板の各層に生じたジュール損について、最上部の層の値で正規化したものを Fig. 5.68 に示す。なお、最上部の層を層番号 1 と定義する。

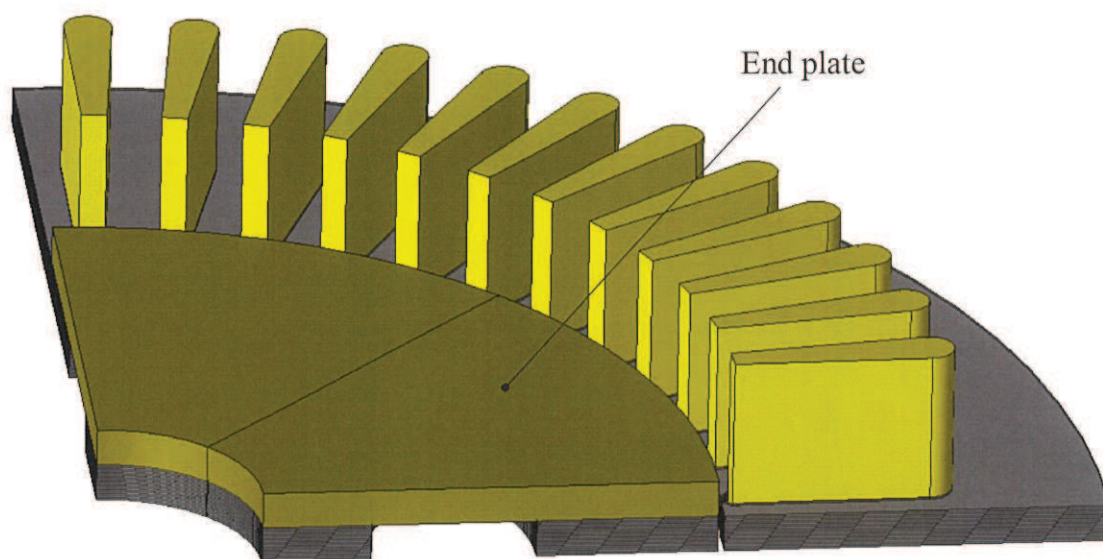


Fig. 5.67. Three-dimensional model for verifying joule loss due to leakage flux.

図 5.67 漏れ磁束によるジュール損検証用の三次元モデル

Table 5.7 Specifications of the FEA model used for Three-dimensional FEA and calculation time.

表 5.7 三次元磁界有限要素解析で使用する有限要素モデルの諸元と計算時間

Item	Value
Number of elements	1264200
Number of time steps in a period	1024
Number of cores used for calculation	512
Calculation time [hour]	108

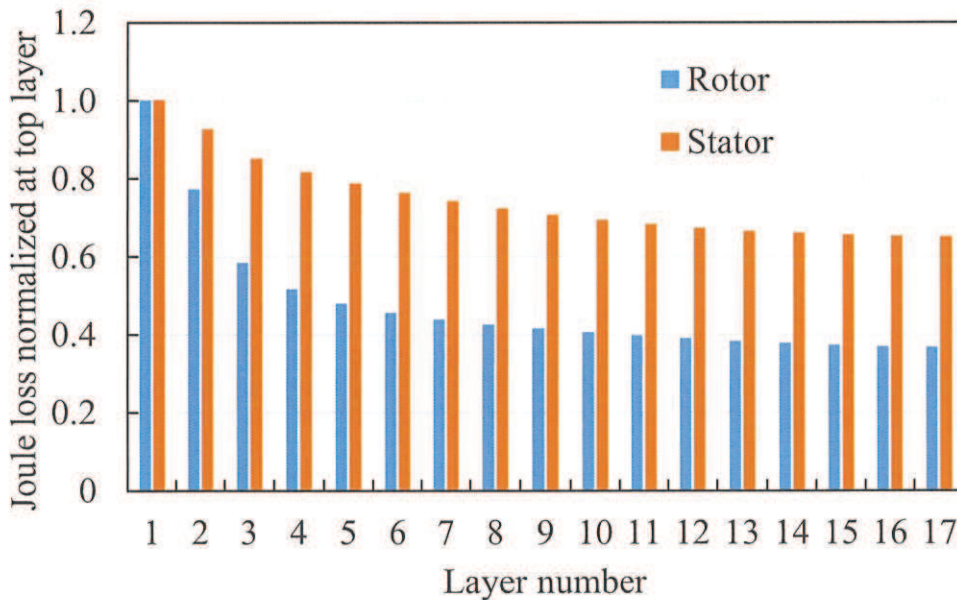


Fig. 5.68 Joule loss at each layer.
 図 5.68. 各層に生じたジュール損

Fig. 5.68 より，最上部のより 10 層程度でジュール損が一定値に収束する傾向があり，漏れ磁束による面内渦電流損が生じる範囲は，本ケースでは最上部から 10 層分と考えられる．そこで，面内渦電流によるジュール損 $P_{e_in_plate}$ [W] のみを，次式を用いて抽出した．

$$P_{e_in_plate} = \sum_{i=1}^{10} P_{e_i} - 10 \times P_{e_17} \quad (5.3)$$

ここで， P_{e_i} [W] は i 番目の層のジュール損を表す．さらに，エンドプレートのジュール損失を加えて，三次元効果による損失を算出した．三次元効果による損失を，先に示した PID 手法に基づく Method 4 の結果に加えたものを Fig. 5.69 に示す．三次元効果の寄与は損失誤差 3% 分であった．Table 5.1 に示した本研究で検討した項目を考慮した結果，最も損失予測精度の低い評価点においても，20 % 以内の精度で予測できた．

さらなる損失予測精度向上に向けて、今回検討していない項目を追加する他、圧縮応力や塑性変形が生じる領域の厳密化や、構造解析の妥当性検証を進め、圧下率や主応力の予測精度を向上し、有限要素モデルに設定する物性値を適正化することが課題となる。

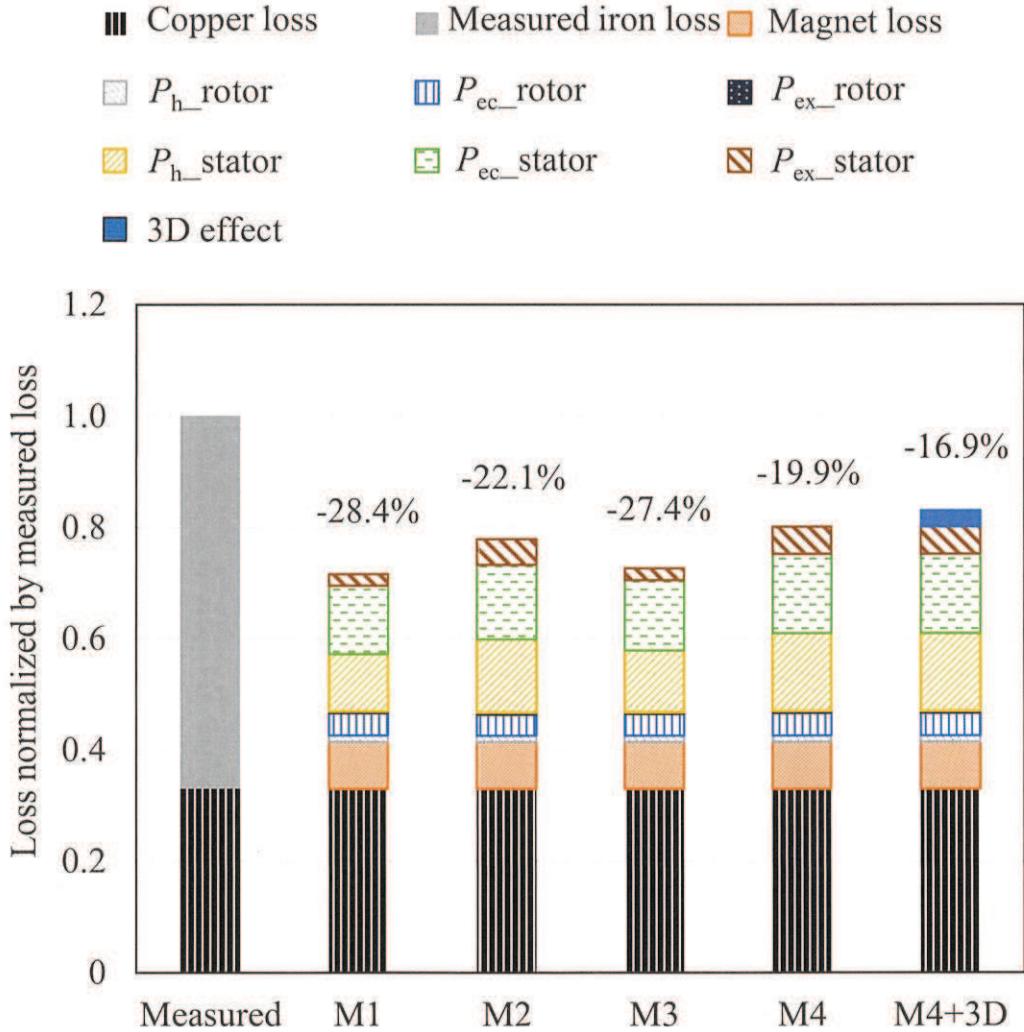


Fig. 5.69. Measured and estimated loss including 3D effect.

図 5.69 三次元効果を追加した鉄損予測結果

5.4 結言

本章では、3章で検討した渦電流損補正係数を用いた鉄損予測手法をインバータ励磁した量産後のモータに適用すると共に、製造過程における鉄損増加要因である焼嵌めによる圧縮応力とプレス加工による塑性変形を考慮した損失予測を行った。

- (1) キャリア高調波の影響が顕著である駆動点では、予測した鉄損に占める異常渦電流損の寄与は小さい一方で、キャリア高調波の影響が少なく、自動車の高速走行に

対応した駆動点では異常渦電流損が予測した鉄損のうち 20 %を占め、高い寄与を持つという、従来の予測手法では得られなかった知見を得た。

- (2) 十分に広い幅を有するモータを対象とする場合、打ち抜き加工に起因するモータコア端部の塑性変形による損失の増加よりも、焼嵌めによる圧縮応力による損失増加の方が顕著である。このことから、モータの効率向上に向けて、焼嵌めによる圧縮応力を低下させるようなモータフレームの設計や、圧縮応力を生じない Assy 化方法の採用が重要であると考えられる。
- (3) 異常渦電流損に着目すると、圧縮応力や塑性変形を考慮した場合、考慮した領域で異常渦電流損が変化し、それぞれの周辺領域では、異常渦電流損は大きくは変動しない。塑性変形を考慮した場合、考慮した領域では異常渦電流損は低下する。一方で、焼嵌めによる圧縮応力を考慮した場合、異常渦電流損が数十～数百 %増加する。

第 6 章 結論

6.1 本研究の総括

地球環境保護の観点から，車両の電動化がさらに加速し，それに伴い自動車用主機モータの需要が増加すると予測される．車両の電動化が進むと，車両の燃費，電費向上に向けて，駆動源であるモータの効率向上が重要になってくる．数値シミュレーションでは，鉄損のモデル化次第で，発生要因毎に損失分布の可視化が可能なため，鉄損の分析と低減策の具体化にとって有効な手段となり得る．したがって，鉄損の正確な分析に基づく主機モータ鉄損低減策の効果最大化においては，数値シミュレーションを活用した高精度な鉄損予測技術の確立が重要となる．

鉄損は，ヒステリシス損，古典的渦電流損，異常渦電流損からなると考えられている．これまでに，複雑なモータの磁束に対応したヒステリシス損や古典的渦電流損の予測モデルが提案されてきた．そこで，さらなる鉄損予測精度向上に向け，未だ確立していない，異常渦電流損の予測モデルについて研究を行い，第 2 章から第 5 章において，異常渦電流損の基礎的性質や，予測モデルの開発結果および，開発した予測モデルを車載用主機モータへ適用した結果を述べた．ここでは，その内容をまとめる．

第 2 章では，モータの鉄損予測において，従来から用いられてきた Steinmetz's equation に基づく手法の課題をまとめた．課題の 1 つであるモータに生じるキャリア高調波や空間高調波によって生じる鉄損に対し，高精度な予測が期待される，二次元静磁界有限要素解析の後処理として，ヒステリシスを考慮した一次元渦電流解析の定式化についてまとめた．ヒステリシスを考慮した一次元渦電流解析による鉄損予測手法には，異常渦電流損が考慮されていない．単板磁気測定において正弦波磁束を励磁した場合を対象に，ヒステリシスを考慮した一次元渦電流解析による鉄損予測手法を適用し，損失予測の精度向上に向けて，異常渦電流損の考慮が重要なポイントであることを確認した．

第 3 章では，第 2 章で述べたヒステリシスを考慮した一次元渦電流解析で異常渦電流損を考慮するため，渦電流損補正係数を採用する方法についてまとめた．まず，単板磁気測定にて，正弦波交流磁束を励磁し，渦電流損補正係数および，異常渦電流損の基礎的性質を分析した．この中で，渦電流損補正係数は，磁束密度の振幅および周波数に対して依存性を有することを確認した．この性質を考慮した異常渦電流損の予測モデルとして，二次元静磁界有限要素解析により計算された磁束密度の時刻歴波形を離散フーリエ変換し，各周波数次数に対して渦電流損補正係数を算出し，古典的渦電流損を活用した重み付き平均をすることで，高調波磁束に対応可能

な異常渦電流損の予測モデルを提案した。また、異常渦電流損は、磁壁の移動に起因する損失と考えられており、直流偏磁に対しても影響を受けると考えた。そこで、単板磁気測定にて、直流偏磁させた正弦波磁束を励磁し、渦電流損補正係数および、異常渦電流損の性質を分析した。さらに、この性質を考慮した異常渦電流損の予測モデルとして、二次元静磁界有限要素解析により計算された磁束密度の時刻歴波形を、マイナーループごとに分割し、各マイナーループに対応する渦電流損補正係数を導出し、異常渦電流損を計算する異常渦電流損の予測モデルを提案した。また、異常渦電流損と電磁鋼板の板厚との関係を調査し、電磁鋼板の薄板化により異常渦電流損が減少することを確認した。最後に、単板やリング試験片に対し、高調波磁束を励磁した時の鉄損を対象に、提案した予測モデルの精度検証を行い、今回検証に用いた試験片および高調波磁束において、実測値との相対差5%以内と、高精度に鉄損を予測できることを確認した。

第4章では、モータの量産を踏まえ、製造上電磁鋼板に生じる圧縮応力や塑性変形が、異常渦電流損に対して及ぼす影響についてまとめた。まず、モータのAssy化の際の焼嵌めを想定し、応力印加機構を備えた単板磁気特性試験器にて、圧縮応力印加時の磁気測定および、異常渦電流損の分離を行った。測定の結果、異常渦電流損は圧縮応力により特に低磁束密度の領域で大きくなる傾向を示した。次に、モータのコアの成形におけるプレス加工を想定し、電磁鋼板に追加の圧延を施して、塑性変形させた。塑性変形させた試料に対し、単板磁気特性試験を行うことで、磁気測定および異常渦電流損の分離を行った。測定の結果、異常渦電流損は塑性変形により小さくなる傾向を示した。

第5章では、自動車用主機モータを対象に、第2章から第3章で述べたモータの鉄損予測モデルを適用するとともに、第4章で述べた焼嵌めによる圧縮応力や、プレス加工に伴う塑性変形を考慮した鉄損予測を行った。キャリア高調波の影響が顕著である駆動点では、予測した鉄損に占める異常渦電流損の寄与は小さい一方で、キャリア高調波の影響が少なく、自動車の高速走行時に対応した駆動点では異常渦電流損が予測した鉄損のうち20%を占め、高い寄与が有するという、従来の予測手法では得られなかった知見を得た。加えて、モータコア端部の塑性変形を考慮した場合は、異常渦電流損は増加しないが、圧縮応力を考慮した場合、異常渦電流損が数十～数百%増加するという、新たな知見を得た。

6.2 今後の研究課題

今後の研究課題は、以下の通りである。

(1) 磁気測定さらなる高精度化・高速化

第3章で述べたように、異常渦電流損は偏磁に対して影響を受けると考えられる。偏磁を考慮した異常渦電流損のモデル化をするうえで、偏磁下の磁気測定が必須となる。しかしながら、偏磁下の磁気測定においては、波形制御が困難であり、正確な測定が難しい。また、従来の交流試験に対し、偏磁量のパラメータが追加されるため、データベース作成に必要となる測定点数が増大する。モータ設計時に、国内外の鋼板メーカーの複数の電磁鋼板から最適な電磁鋼板を目途付けするうえで、仮想設計の際に使用する材料物性の測定に時間を要すると、その分設計の後工程に負荷がかかってしまう。したがって、モータの鉄損予測を実用化していくうえで、偏磁下の磁気測定を高精度かつ高速に測定する方法が望まれる。これに向けて、 n 次の高調波成分を重畳させた磁束密度を励磁し、マイナーループ部の測定をすることで、偏磁下の磁気測定をする方法や、波形制御を困難にしている直流と交流の相互干渉を、低減した測定系の構築について検討を進めていく。

また、第4章で述べたように、モータの鉄損予測をするうえで、製造時のプレス加工や、Assy化の際の焼嵌め、かしめなど、電磁鋼板に対して塑性変形や圧縮応力が付与される状況を想定し、材料物性の測定および解析への適用が重要な要素となる。一方で、試験片の準備や、様々な条件での測定など、材料測定の要する時間が増大する。そこで、材料物性取得の高速化に向けて、マイクロマグネティクスなどを活用し、材料測定なしで材料物性を取得する方法について検討を進めていく。

(2) 異常渦電流損の発生メカニズムの究明

今回検討した異常渦電流損のモデル化においては、渦電流損補正係数の取得のため、複数水準の磁気測定が必要になる。本論文で提案したモデルは、電磁鋼板の種別が変わる、応力印加条件が変わるなどのタイミングで、追加での測定が必要になり、測定工数がかかる。そこで、本技術の汎用化のため、測定値に依存せず、理論的、もしくは解析的に異常渦電流損を計算、もしくは渦電流損補正係数を導出する方法について検討を進めていく。検討を進めていくうえで、異常渦電流損の発生メカニズムを正しく理解する必要があると考え、動的な磁区挙動の観察に取り組んでいく。これまでに報告されている磁区観察は、200 Hz以下の低周波に限定されることが多く、モータのキャリア高調波に対応した数kHzの正弦波磁束に対する動的磁区観察ができる測定装置について検討していく。

(3) モータ鉄損予測精度向上に向けた予測モデルの詳細化

今回提案した予測モデルを自動車用主機モータに適用したところ、未だ20%の実測値との乖離が見られる。さらなる精度向上に向け、今回提案した予測モデルに含まれない以下の要素について、予測モデルへの反映を進める。

- i. 応力磁気異方性の考慮
- ii. 巻線起因のティースへの圧縮，引っ張り応力
- iii. 応力の要素単位への割り付け
- iv. プレス加工や焼嵌めを想定した構造解析による，変形量や応力の予測精度向上
- v. かしめによるコア積層間の導通
- vi. モータケースを含めた漏れ磁束による渦電流損
- vii. モータ測定の不確かさの定量化
- viii. 偏磁を考慮した異常渦電流損予測モデルの適用

(4) 製造過程を考慮したモータの磁気回路最適設計

本研究で構築した手法をモータの設計に活用し，損失最小化を目的とした磁気回路の最適化に加え，製造過程を含めた製造プロセスの最適化を進めていく．本研究により，鉄損の内訳がより厳密に分離することができるようになり，加えて電磁鋼板の塑性変形や弾性変形の損失に対する寄与を分析できるようになった．これらを踏まえて，コアの成形過程を含めて，モータの損失の最小化を進めていく予定である．

付録 1

ここでは、残差方程式の離散化に使用する積分公式である (2.40) 式の導出について述べる。(2.40) 式の左辺を (A1.1) 式とし、(A1.1) 式の積分のため、まず (A1.2) 式の積分を考える。

$$\iint_S N_1^l N_2^m N_3^n dx dy \quad (\text{A1.1})$$

$$\int_0^1 x^l (1-x)^m dx \quad (\text{A1.2})$$

(A1.2) 式で、部分積分の公式を用いて計算すると、(A1.3) 式となる。

$$\begin{aligned} \int_0^1 x^l (1-x)^m dx &= \int_0^1 x^l \left[-\frac{(1-x)^{m+1}}{m+1} \right] dx \\ &= \left[-\frac{x^l (1-x)^{m+1}}{m+1} \right]_0^1 + \int_0^1 l x^{l-1} \left[\frac{(1-x)^{m+1}}{m+1} \right] dx \\ &= l \int_0^1 x^{l-1} \left[-\frac{(1-x)^{m+2}}{(m+1)(m+2)} \right] dx \\ &= l(l-1) \int_0^1 x^{l-2} \left[\frac{(1-x)^{m+2}}{(m+1)(m+2)} \right] dx \end{aligned} \quad (\text{A1.3})$$

これを同様に繰り返していくと (A1.4) 式となる。

$$\int_0^1 x^l (1-x)^m dx = l! \int_0^1 \left[\frac{(1-x)^{m+l}}{(m+1)(m+2)\cdots(m+l)} \right] dx \quad (\text{A1.4})$$

(A1.4) 式から $1-x=t$ と置いて計算すると、(A1.5) 式を得る。

$$\begin{aligned} \int_0^1 x^l (1-x)^m dx &= l! \int_1^0 \left[\frac{t^{m+l}}{(m+1)(m+2)\cdots(m+l)} \right] (-dt) \\ &= l! \left[\frac{t^{m+l+1}}{(m+1)(m+2)\cdots(m+l)(m+l+1)} \right]_0^1 \\ &= \frac{l!}{(m+1)(m+2)\cdots(m+l)(m+l+1)} \\ &= \frac{l!m!}{(l+m+1)!} \end{aligned} \quad (\text{A1.5})$$

次に、面積座標系への変換を考える。(A1.1) 式の補間関数 N は、次の性質を有する。

$$N_i(x_j, y_j) = \delta_{ij} \quad (\text{A1.6})$$

また、(2.26)式を改めて (A1.7) 式として定義しておく。

$$\begin{cases} N_1 = \frac{1}{2S} [(x_2y_3 - x_3y_2) + (y_2 - y_3)x + (x_3 - x_2)y] \\ N_2 = \frac{1}{2S} [(x_3y_1 - x_1y_3) + (y_3 - y_1)x + (x_1 - x_3)y] \\ N_3 = \frac{1}{2S} [(x_1y_2 - x_2y_1) + (y_1 - y_2)x + (x_2 - x_1)y] \end{cases} \quad (\text{A1.7})$$

今、(A1.7) 式の N_1 の [] に注目すると、次式となる。

$$(x_2y_3 - x_3y_2) + (y_2 - y_3)x + (x_3 - x_2)y = \begin{vmatrix} 1 & x & y \\ 1 & x_2 & y_2 \\ 1 & x_3 & y_3 \end{vmatrix} \quad (\text{A1.8})$$

これは Fig. 2.3 に示す三角形要素において、 $\triangle P23$ の面積を示す。 N_2 と N_3 の場合も同様に、 $\triangle 1P3$ の面積、 $\triangle 12P$ の面積となる。したがって、 $\triangle 123$ の面積 S を用いて、(A1.9) 式を得る。

$$(N_1, N_2, N_3) = \left(\frac{S_1}{S}, \frac{S_2}{S}, \frac{S_3}{S} \right) \quad (\text{A1.9})$$

ここで、面積座標 $\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3$ は、次式で定義される。

$$(\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3) = \left(\frac{S_1}{S}, \frac{S_2}{S}, \frac{S_3}{S} \right) \quad (\text{A1.10})$$

(A1.9) 式と(A1.10) 式を比較して、(A1.11) 式が成立する。

$$\zeta_i = N_i \quad (i=1,2,3) \quad (\text{A1.11})$$

また、(2.24) 式を (A1.12) 式として再掲すると、(A1.7) 式と比較して、(A1.13) 式を得る。

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \alpha_3 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & x_1 & y_1 \\ 1 & x_2 & y_2 \\ 1 & x_3 & y_3 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2S} \begin{pmatrix} x_2y_3 - x_3y_2 & x_3y_1 - x_1y_3 & x_1y_2 - x_2y_1 \\ y_2 - y_3 & y_3 - y_1 & y_1 - y_2 \\ x_3 - x_2 & x_1 - x_3 & x_2 - x_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A1.12})$$

$$\begin{pmatrix} 1 \\ x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ x_1 & x_2 & x_3 \\ y_1 & y_2 & y_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \end{pmatrix} \quad (\text{A1.13})$$

すなわち、デカルト座標系と面積座標系の関係は (A1.14) 式となる。

$$\begin{cases} x = \sum_{i=1}^3 N_i x_i = N_1 x_1 + N_2 x_2 + (1 - N_1 - N_2) x_3 \\ y = \sum_{i=1}^3 N_i y_i = N_1 y_1 + N_2 y_2 + (1 - N_1 - N_2) y_3 \end{cases} \quad (\text{A1.14})$$

さらに、ヤコビアン の準備として次の偏微分を考える。

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial x}{\partial \zeta_1} & \frac{\partial x}{\partial \zeta_2} \\ \frac{\partial y}{\partial \zeta_1} & \frac{\partial y}{\partial \zeta_2} \end{pmatrix} \quad (\text{A1.15})$$

この式は、(A1.11) 式と (A1.14)式から以下となる。

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial x}{\partial \zeta_1} & \frac{\partial x}{\partial \zeta_2} \\ \frac{\partial y}{\partial \zeta_1} & \frac{\partial y}{\partial \zeta_2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_1 - x_3 & x_2 - x_3 \\ y_1 - y_3 & y_2 - y_3 \end{pmatrix} \quad (\text{A1.16})$$

次に、点1・点2・点3をデカルト座標から面積座標へ変換する $[(x, y) \rightarrow (\zeta_1, \zeta_2)]$ ことを考える。これは (A1.6) 式と (A1.11)から、点1は $(x_1, y_1) \rightarrow (1, 0)$ 、点2は $(x_2, y_2) \rightarrow (0, 1)$ 、点3は $(x_3, y_3) \rightarrow (0, 0)$ となることが分かる。したがって、(A1.1) 式は、次式のように変形することができる。

$$\iint_S N_1^l N_2^m N_3^n dx dy = \int_0^1 \int_0^{1-\zeta_1} \zeta_1^l \zeta_2^m \zeta_3^n |J| d\zeta_2 d\zeta_1 \quad (\text{A1.17})$$

ここで $|J|$ はヤコビアンであり、(A1.16) 式より次式となる。

$$\begin{aligned} |J| &= \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial \zeta_1} & \frac{\partial x}{\partial \zeta_2} \\ \frac{\partial y}{\partial \zeta_1} & \frac{\partial y}{\partial \zeta_2} \end{vmatrix} \\ &= \begin{vmatrix} x_1 - x_3 & x_2 - x_3 \\ y_1 - y_3 & y_2 - y_3 \end{vmatrix} \\ &= 2S \end{aligned} \quad (\text{A1.18})$$

すなわち、(A1.17) 式は、(A1.5) 式と (A1.18) 式を用いて次式となり、(2.40) 式が導出できる。

$$\begin{aligned}
\int_0^1 \int_0^{1-\zeta_1} \zeta_1^l \zeta_2^m \zeta_3^n |\mathbf{J}| d\zeta_2 d\zeta_1 &= 2S \int_0^1 \zeta_1^l \left[\int_0^{1-\zeta_1} \zeta_2^m (1-\zeta_1-\zeta_2)^n d\zeta_2 \right] d\zeta_1 \\
&= 2S \frac{m!n!}{(m+n+1)!} \int_0^1 \zeta_1^l (1-\zeta_1)^{m+n+1} d\zeta_1 \\
&= 2S \frac{m!n!}{(m+n+1)!} \cdot \frac{l!(m+n+1)!}{(l+m+n+2)!} \\
&= 2S \frac{l!m!n!}{(l+m+n+2)!}
\end{aligned} \tag{A1.19}$$

付録 2

ここでは、表皮効果を考慮した交番磁界中の古典的渦電流損の理論式の導出について述べる。各周波数 ω の交番磁界中に、 $2a \times 2b$ となる透磁率 μ 、導電率 σ の磁性体が存在している場合を考える。この磁性体中の磁界の z 方向成分は次式となる。

$$\nabla^2 H = j\omega\sigma\mu H = \gamma^2 H \quad (\text{A2.1})$$

また、表皮厚さ δ は次式で表される。

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\sigma\mu}} \quad (\text{A2.2})$$

ここで、 b が無限大のとき、(A2.1)式の特解を次式とする。

$$H = H_0 \frac{\cosh \gamma x}{\cosh \gamma a} \quad (\text{A2.3})$$

これに斉次解を加えて次式を得る。

$$H = H_0 \frac{\cosh \gamma x}{\cosh \gamma a} + \sum_{n=0}^{\infty} C_n \cos \lambda_n x \frac{\cosh \beta_n y}{\cosh \beta_n (d/2)} \quad (\text{A2.4})$$

ただし、 λ_n と β_n はそれぞれ (A2.5) 式と (A2.6) 式で表される。

$$\lambda_n = \frac{(2n+1)\pi}{2a} \quad (\text{A2.5})$$

$$\beta_n = \sqrt{\lambda_n^2 + \gamma^2} \quad (\text{A2.6})$$

また、外部磁界の大きさを H_0 とすると、 $x = \pm a$ 、 $y = \pm b/2$ となる境界において、 $H = H_0$ となる。このことから、 C_n を次式として定義する。

$$C_n = \frac{2}{a} \int_0^a \left(1 - \frac{\cosh \gamma x}{\cosh \gamma a}\right) \cos \lambda_n x dx \quad (\text{A2.7})$$

以上より、(A2.4)式は次のように変形される。

$$H = H_0 \left(\frac{\cosh \gamma x}{\cosh \gamma a} + \frac{2\gamma^2}{a} \right) + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \cos \lambda_n x}{\lambda_n \beta_n^2} \frac{\cosh \beta_n y}{\cosh \beta_n (d/2)} \quad (\text{A2.8})$$

この磁性体中の渦電流密度 J_x 、 J_y は、それぞれ次式で表される。

$$J_x = \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{2\gamma^2 H_0}{a} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \cos \lambda_n x}{\lambda_n \beta_n} \frac{\sinh \beta_n y}{\cosh \beta_n (d/2)} \quad (\text{A2.9})$$

$$J_y = -\frac{\partial H}{\partial x} = -\frac{H_0 \gamma \sinh \gamma x}{\cosh \gamma a} + \frac{2\gamma^2 H_0}{a} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \sin \lambda_n x}{\beta_n^2} \frac{\cosh \beta_n y}{\cosh \beta_n (d/2)} \quad (\text{A2.10})$$

ここで、Poynting ベクトルを用いて平均渦電流損失を計算すると次式となる。

$$\begin{aligned}
\bar{P} &= \frac{1}{4ab} \oint \frac{1}{2} \text{real}(\bar{\mathbf{H}} \times \mathbf{E}) \cdot \mathbf{n} \, ds \\
&= \frac{H_0}{2\sigma ab} \text{real} \left(\int_0^a J_x|_{y=b} \, dx - \int_0^b J_y|_{x=a} \, dy \right) \\
&= \frac{H_0}{2\sigma a} \text{real} \left(\frac{\gamma \sinh \gamma a}{\cosh \gamma a} \right) + \frac{H_0^2}{\sigma a^2 b} \sum_{n=0}^{\infty} \text{real} \left\{ \left(\frac{\gamma^2}{\lambda_n^2 \beta_n} - \frac{\gamma^2}{\beta_n^3} \right) \frac{\sinh \beta_n a}{\cosh \beta_n a} \right\}
\end{aligned} \tag{A2.11}$$

今回、電磁鋼板を想定し、厚みが板幅に対して十分に小さい場合 ($a \ll b$) を考える。このとき、(A2.11) 式において、 b を無限大として近似した場合も誤差は小さい。ここで、 γ を次式のように定義する。

$$\gamma = s + jt \tag{A2.12}$$

s と t は実数である。このとき、(A2.11) 式は (A2.13) 式のように表される。

$$\bar{P} = \frac{H_0}{2\sigma a} \text{real} \left\{ (s + jt) \left(\frac{\sinh(as + jat)}{\cosh(as + jat)} \right) \right\} \tag{A2.13}$$

ここで、双曲関数の定義より、

$$\sinh(as + jat) = \sinh(as) \cos(at) + j \cosh(as) \sin(at) \tag{A2.14}$$

$$\cosh(as + jat) = \cosh(as) \cos(at) + j \sinh(as) \sin(at) \tag{A2.15}$$

であることから、(A2.13) 式は次式となる。

$$\begin{aligned}
\bar{P} &= \frac{H_0}{2\sigma a} \text{real} \left\{ (s + jt) \left(\frac{\sinh(as) \cos(at) + j \cosh(as) \sin(at)}{\cosh(as) \cos(at) + j \sinh(as) \sin(at)} \right) \right\} \\
&= \frac{H_0}{2\sigma a} \text{real} \left\{ (s + jt) \left(\frac{\sinh(as) \cosh(as) (\sin^2(at) + \cos^2(at))}{\cosh^2(as) \cos^2(at) + \sinh^2(as) \sin^2(at)} \right) \right. \\
&\quad \left. + j \left(\frac{\sin(at) \cos(at) (\cosh^2(as) - \sinh^2(as))}{\cosh^2(as) \cos^2(at) + \sinh^2(as) \sin^2(at)} \right) \right\}
\end{aligned} \tag{A2.16}$$

三角関数および双極関数の性質より、

$$\cosh^2(as) - \sinh^2(as) = 1 \tag{A2.17}$$

$$\cos^2(at) + \sin^2(at) = 1 \tag{A2.18}$$

であることから、(A2.16) 式は次式となる。

$$\begin{aligned}
\bar{P} &= \frac{H_0}{2\sigma a} \text{real} \left\{ (s + jt) \left(\frac{\sinh(as) \cosh(as) + j \sin(at) \cos(at)}{\cosh^2(as) \cos^2(at) + \sinh^2(as) \sin^2(at)} \right) \right\} \\
&= \frac{H_0}{2\sigma a} \text{real} \left\{ \left(\frac{s \sinh(as) \cosh(as) - t \sin(at) \cos(at)}{\cosh^2(as) \cos^2(at) + \sinh^2(as) \sin^2(at)} \right) \right. \\
&\quad \left. + j \left(\frac{t \sinh(as) \cosh(as) + s \sin(at) \cos(at)}{\cosh^2(as) \cos^2(at) + \sinh^2(as) \sin^2(at)} \right) \right\}
\end{aligned} \tag{A2.19}$$

ここで、三角関数と双曲関数の半角の公式より、

$$\begin{cases} \cos^2(at) = \frac{1 + \cos(2at)}{2} \\ \sin^2(at) = \frac{1 - \cos(2at)}{2} \end{cases} \tag{A2.20}$$

$$\begin{cases} \cosh^2(as) = \frac{\cosh(2as) + 1}{2} \\ \sinh^2(as) = \frac{\cosh(2as) - 1}{2} \end{cases} \tag{A2.21}$$

2倍角の公式より

$$\sin(2at) = 2 \sin(at) \cos(at) \tag{A2.22}$$

$$\sinh(2as) = 2 \sinh(as) \cosh(as) \tag{A2.23}$$

を得る。ここで、(A2.19) 式の{ }内の実部を抽出し、(A2.20) 式、(A2.21) 式、(A2.22) 式、(A2.23) 式を用いると、次式を得る。

$$\bar{P} = \frac{H_0}{2\sigma a} \frac{s \sinh(2as) - t \sin(2at)}{\cosh(2as) + \cos(2at)} \tag{A2.24}$$

つぎに、 s と t を求める。(A2.1) 式および(A2.12) 式より

$$(s^2 - t^2) + j(2st - \omega\sigma\mu) = 0 \tag{A2.25}$$

を得る。(A2.25) 式の右辺と左辺の実部と虚部を比較すると以下の関係となる。

$$s^2 - t^2 = 0 \tag{A2.26}$$

$$2st - \omega\sigma\mu = 0 \tag{A2.27}$$

(A2.26) 式より、 $s = t$ 、もしくは $s = -t$ である。 $s = -t$ のとき、(A2.27) 式に代入すると、

$$2s^2 = -\omega\sigma\mu \tag{A2.28}$$

となる。 s は実数のため、これを満たす解はない。 $s = t$ のとき、(A2.27) 式に代入すると、

$$2s^2 = \omega\sigma\mu \tag{A2.29}$$

となる。(A2.2) 式を用いると、(A2.29) 式より、 s と t は次のようになる。

$$s = t = \pm \sqrt{\frac{\omega \sigma \mu}{2}} = \pm \frac{1}{\delta} \quad (\text{A2.30})$$

ここで、三角関数と双曲関数の性質より、

$$\begin{cases} \cos(-\theta) = \cos(\theta) \\ \sin(-\theta) = -\sin(\theta) \end{cases} \quad (\text{A2.31})$$

$$\begin{cases} \cosh(-\theta) = \cosh(\theta) \\ \sinh(-\theta) = -\sinh(\theta) \end{cases} \quad (\text{A2.32})$$

であることから、 $s = t = 1/\delta$ のときも、 $s = t = -1/\delta$ のときも(A2.24) 式は次式となる。

$$\bar{P} = \frac{H_0}{2\sigma\delta a} \frac{\sinh(2a/\delta) - \sin(2a/\delta)}{\cosh(2a/\delta) + \cos(2a/\delta)} \quad (\text{A2.33})$$

電磁鋼板の板厚を $2a = d$ とし、次式を得る。

$$\bar{P} = \frac{H_0}{\sigma\delta d} \frac{\sinh(d/\delta) - \sin(d/\delta)}{\cosh(d/\delta) + \cos(d/\delta)} \quad (\text{A2.34})$$

付録 3

ここでは Pry and Bean Model で表現されている，磁区構造を考慮した，正弦波交番磁束における単位体積当たりの損失の近似式の導出について述べる．磁壁の移動速度が v のとき，生じる渦電流損は以下で表される．

$$p = \frac{16B_s^2\sigma v^2 h}{(2L)\pi^3} \quad (\text{A3.1})$$

また， $b(t) = B_m \cos(\omega t)$ のとき，磁壁の変位および磁壁の移動速度は次式で表される．

$$x = \frac{B_m}{B_s} L \cos \omega t \quad (\text{A3.2})$$

$$v = \frac{dx}{dt} = -\frac{B_m}{B_s} L \omega \sin \omega t \quad (\text{A3.3})$$

ここで， $2L$ は磁壁間距離を示す．また B_s は飽和磁束密度を示す．(A3.1) 式に (A3.3) 式を代入して，平均的な損失を計算すると次式となる．

$$P_{P\&B} = \frac{8\sigma f^2 h^2 B_m^2}{\pi} \cdot \frac{2L}{h} \cdot \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{n^3} \left(\cosh \frac{2L}{h} n\pi + \frac{2I_1 \left(\frac{2L}{h} n\pi \frac{B_m}{B_s} \right)}{\frac{2L}{h} n\pi \frac{B_m}{B_s} \sinh \frac{2L}{h} n\pi} \right) \quad (\text{A3.4})$$

ここで I_1 は 1 次の第一種のベッセル関数を表し，次式で定義される．

$$I_1(x) = \left(\frac{x}{2}\right) \sum_{p=0}^{\infty} \frac{1}{p! \Gamma(p+2)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2p} \quad (\text{A3.5})$$

Γ はガンマ関数を表し， $\Gamma(n+1) = n!$ となる．磁壁間距離 $2L$ は板厚 h に対して十分に小さいため， $2L/h \rightarrow 0$ のときを考える．この時，(A3.4) 式は次のようになる．

$$P_{P\&B} = \frac{8\sigma f^2 h^2 B_m^2}{\pi} \cdot \frac{2L}{h} \cdot \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{n^3} \quad (\text{A3.6})$$

ここで，

$$\sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{n^3} \approx 1.05 \quad (\text{A3.7})$$

であることから，(A3.8) 式を得る．

$$\begin{aligned} P_{P\&B} &= \frac{8\sigma f^2 h^2 B_m^2}{\pi} \cdot \frac{2L}{h} \cdot 1.05 = \frac{8 \cdot 1.05 \cdot 6}{\pi^3} \cdot \frac{2L}{h} \cdot \frac{\pi^2 \sigma h^2 f^2 B_m^2}{6} \\ &= 1.628 \cdot \frac{2L}{h} \cdot \frac{\pi^2 \sigma h^2}{6} f^2 B_m^2 = 1.628 \cdot 2L \cdot \frac{\pi^2 \sigma f^2 B_m^2}{6} h \end{aligned} \quad (\text{A3.8})$$

参考文献

- (1) International Energy Agency, "Energy Technology Perspectives 2012 Pathways to a Clean Energy System," (2012).
- (2) 水谷良治・松本博幸・渋川祐一・山本恵一：「自動車用モータの要素技術」，平成 24 年電気学会産業応用部門大会予稿集，4-S8-5，pp. IV-71 - IV-76，2012
- (3) 花田秀人：「トヨタの車両電動化への取り組みと電動車開発～電動車開発を支える JMAG への期待～」，JMAG ユーザ会講演論文集，no. 2，pp.1-25，2019
- (4) K. Kiyota, H. Sugimoto, and A. Chiba, "Comparison of Energy Consumption of SRM and IPMSM in Automotive Driving Schedules," *IEEE Energy Conversion Congress and Exposition*, 13133029, pp. 853-860 (2012).
- (5) 小坂裕紀・竹田和宏・小宮山晋・岩野浩：「電動車における EV 走行による CO2 削減効果に関する検討」，自動車技術会学術講演会公演予稿集，no. 92-08，pp. 11-16，2008
- (6) 藪本政男・開道力・脇坂岳頭・久保田猛・鈴木規之：「ハイブリッド／電気自動車の駆動モータ用電磁鋼板」，新日鉄技報，vol. 378，pp. 51-54，2003
- (7) 米谷晴之：「回転機の高精度電磁界解析のためのモデリング技術」，電気学会回転機研究会資料，RM-05-120，pp. 71-76，2005
- (8) G. Bertotti, "General Properties of Power Losses in Soft Ferromagnetic Materials," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 24, no. 1, pp. 621-630 (1988).
- (9) S. H. Charap, "Eddy Current Losses in Magnetic Sheet with Simple Bar-like 180° Domain Structures," *Journal of Applied Physics*, vol. 50, no. 11, pp. 7701-7703 (1979).
- (10) 高橋延幸：「方向性電磁鋼板の最近の進歩」，鉄と鋼，vol. 80，no. 2，pp. 59-64，1994
- (11) Y. Gao, K. Muramatsu, K. Fujiwara, S. Fukachi, and T. Takahara, "Loss Analysis of Reactor Under Inverter Power Supply Taking into Account Anomalous Eddy Current Loss," 電気学会静止器・回転機合同研究会資料，SA-08-81，RM-08-88，pp. 85-90，2008

- (12)高宮俊人・花澤和浩・鈴木毅浩：「JFE スチールにおける方向性電磁鋼板の最近の進歩」, JFE 技報, no. 36, pp. 1-5, 2015
- (13)山本孝明・野沢忠生：「一方向性珪素鋼板の鉄損」, 応用物理, vol. 47, no. 2, , pp. 151-160, 1977
- (14)佐々木堂・桂川茂彦：「低周波における軟質磁性材料の異常磁気損失」, 電学論 A, vol. 97, no. 12, pp. 601-608, 1977
- (15)開道 力：「電磁鋼板における異常渦電流損の算定方法について」, 日本磁気学会誌, vol. 33, no. 2, pp. 144-149, 2009
- (16)Keisuke Fujisaki and Shouji Satoh, “Numerical Calculations of Electromagnetic Fields in Silicon Steel Under Mechanical Stress,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 40, no. 4, pp.1820-1825, 2004.
- (17)青木哲也・大西宏充：「磁気回路製品開発のための磁場シミュレーション」, デンソーテクニカルレビュー, vol. 12, no. 2, pp. 129-135, 2007
- (18)島 和男・深見 正・宮田健治・李 燦・古川陽子：「偏磁下におけるマイナーループを考慮した塊状鉄心渦電流損失解析」, 電学論 D, vol. 133-D, no. 2, pp. 231-239, 2013
- (19)Y. Takeda, Y. Takahashi, K. Fujiwara, A. Ahagon, and T. Matsuo, “Iron Loss Estimation Method for Rotating Machines Taking Account of Hysteretic Property,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 51, no. 3, 7300504 (2015).
- (20)K. Yamazaki and N. Fukushima, “Iron Loss Model for Rotating Machines Using Direct Eddy Current Analysis in Electrical Steel Sheets,” *IEEE Trans. Energy Conversion*, vol. 25, no. 3, pp. 633-641 (2010).
- (21)山崎克巳・阿部 敦：「キャリア高調波を考慮した IPM モーターの損失解析 -三次元有限要素法による永久磁石渦電流損算定-」, 電学論 D, vol. 127-D, no. 1, pp. 87-94, 2007

- (22) C. P. Steinmetz, "On the law of hysteresis," *Proceedings of the IEEE*, vol. 72, no. 2, pp. 197-221 (1984).
- (23) 山崎克巳：「固定子及び回転子の高調波電磁界を考慮した誘導電動機の損失算定」, 電学論 D, vol. 123-D, no. 4, pp. 392-400, 2003
- (24) 佐野広征・成田一行・浅沼達也・山田 隆：「新しい鉄損算定手法の永久磁石同期機への適用」, 電気学会静止器・回転機合同研究会資料, SA-14-93, RM-14-109, pp. 71-76, 2014
- (25) T. Matsuo and M. Shimasaki, "Representation Theorems for Stop and Play Model with Input-dependent Shape Functions," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 41, no. 5, pp. 1548-1551 (2004).
- (26) 北尾純士・竹田よし美・高橋康人・藤原耕二・阿波根明・松尾哲司：「プレイモデルのヒステリシス磁界解析への適用に関する検討（その3）」, 電気学会静止器・回転機合同研究会資料, SA-13-09, RM-13-09, pp. 43-48, 2013
- (27) 北尾純士・高橋康人・藤原耕二・阿波根明・松尾哲司・大穀晃裕：「プレイモデルのモデリング性能向上に向けた基礎的検討」, 電気学会静止器・回転機合同研究会資料, SA-14-76, RM-14-92, pp. 61-66, 2014
- (28) 電気学会電磁界解析高度利用技術調査専門委員会：「電磁界解析高度利用技術」, 電気学会技術報告, no. 1317, 2014
- (29) 北尾純士・高橋康人・藤原耕二・阿波根明・松尾哲司・大穀晃裕：「回転磁束条件下における等方性ベクトルプレイモデルのモデリング性能向上に関する検討」, 電気学会静止器・回転機合同研究会資料, SA-15-30, RM-15-22, pp. 99-103, 2015
- (30) J. E. L. Bishop, "Domain Models of Eddy Current Loss Due to Normal Magnetization in Slightly Misoriented (100) [001] SiFe," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 22, no. 4, pp. 272-281 (1986).
- (31) J. E. L. Bishop, "Eddy Current Dominated Magnetization Processes in Grain Oriented Silicon Iron," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 20, no. 5, pp. 1527-1532 (1984).

- (32) Y. Sakaki and T. Stao, "Large Signal Eddy Current Losses beyond 100kHz," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 20, no. 5, pp. 1487-1489 (1984).
- (33) W. M. Swift, J. W. Shilling, S. K. Bhate, and F. J. Young, "Eddy Current Losses in a (110)[001] Single Crystal of 3% Si-Fe," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 10, no. 3, pp. 810-813 (1974).
- (34) 電気学会マグネティクス技術委員会：「磁気工学の基礎と応用」，コロナ社，1999
- (35) 市山 正：「方向性珪素鋼板の磁区構造とその制御」，鉄と鋼，vol. 69, no. 8, pp. 9-16, 1983
- (36) 山崎克巳・谷田 誠・里見 倫：「電磁鋼板の渦電流を直接考慮した回転機の鉄損解析」，電学論 D, vol. 128-D, no. 11, pp. 1298-1307, 2008
- (37) 高 炎輝・松尾優平・村松和弘：「導電率修正による異常渦電流損の考慮法の各種電磁鋼板への影響」，電気学会静止器・回転機合同研究会資料，SA-11-64, RM-11-77, pp. 7-12, 2011
- (38) 吉岡卓哉・柘植竜也・高橋康人・藤原耕二：「後処理鉄損計算法における異常渦電流損の考慮法に関する基礎的検討」，電学論 A, vol. 138-A, no. 12, pp. 630-638, 2018
- (39) 小田原峻也・藤崎敬介：「電磁鋼板を用いた異常渦電流損係数の基礎特性評価」，電気学会マグネティクス・リニアドライブ合同研究会資料，MAG-16-43, LD-16-35, pp. 29-33, 2016
- (40) 吉岡卓哉・柘植竜也・土井智史・藤原耕二・高橋康人：「トロイダルコアにおける各種鉄損解析手法の精度検証」，電気学会静止器・回転機合同研究会資料，SA-16-6, RM-16-6, pp. 31-36, 2016
- (41) T. Taitoda, Y. Takahashi, and K. Fujiwara, "Iron Loss Estimation Method for a General Hysteresis Loop with Minor Loops," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 15, no. 11, 8112304 (2015).
- (42) T. Yoshioka, T. Tsuge, Y. Takahashi, and K. Fujiwara, "Iron Loss Estimation Method for Silicon Steel Sheet Taking Account of DC-biased Conditions," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 55,

no. 6, 6300504 (2019).

- (43) C. kaido, M. Takezawa, J. Yamasaki, M. Fujikura, and H. Mori, "Investigation of the Direction Dependence of the Magnetic Properties of Non-oriented Electrical Steel Sheets," *Journal of the Magnetics Society of Japan*, vol. 32, no. 3, pp. 254-259 (2008).
- (44) 戸田広朗・尾田善彦・財前善彰：「JFE スチールのモータ特性解析技術」, JFE 技報, no. 36, pp. 24-31, 2015
- (45) 能登路淳・齋藤皓彦・早川元造：「けい素鋼板のひずみ磁化特性と磁区構造」, 電学論 A, vol. 123-A, no. 9, pp. 827-832, 2003
- (46) 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」, 電学論 A, vol.125-A, no.3, pp. 241-246, 2005
- (47) イジュラル ハシフ・島田宗勝・久保田健：「鉄系軟磁性材料におけるヒステリシス損の応力依存性」, 日本金属学会誌, vol. 82, no. 2, pp. 39-43, 2018
- (48) イジュラル ハシフ・島田宗勝・久保田健：「鉄系軟磁性材料における磁化曲線の圧縮応力依存性」, 日本金属学会誌, vol. 83, no. 1, pp. 1-8, 2019
- (49) 千田邦浩・藤田 明・本田厚人・黒木直樹・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」, 電学論 A, vol. 131-A, no. 6, pp. 884-890, 2011
- (50) 土井智史・青木哲也・岡崎恵一・高橋康人・藤原耕二：「打抜き歪みを考慮した高精度モータ鉄損解析手法の基礎的検討」, 電学論 B, vol. 137-B, no. 3, pp. 254-260, 2017
- (51) 土井智史・青木哲也・岡崎恵一・高橋康人・藤原耕二：「加工残留応力による磁気異方性を考慮した鉄損解析手法の検討」, 電学論 B, vol. 138, no. 1, pp. 36-43, 2018
- (52) 中野正嗣・藤野千代・谷 良浩・大穀晃裕・都出結花利・山口信一・有田秀哲・吉岡 孝：「鉄心内部の応力分布を考慮した高精度鉄損解析手法」, 電学論 D, vol. 129-D, no. 11, pp. 1060-1067, 2009

- (53) 山崎克己・竹内英忠：「応力を考慮した表面磁石形および埋込磁石型永久磁石同期機の鉄損解析に関する検討」，電気学会回転機研究会資料，RM-14-116，pp. 31-36，2014
- (54) 電気学会回転機の三次元電磁界解析実用化技術調査専門委員会：「回転機の三次元電磁界解析実用化技術」，電気学会技術報告，no. 1296，2013
- (55) 「よくわかる磁性材料」編集小委員会：「特殊鋼」，特殊鋼倶楽部，vol. 63，no. 5，2014
- (56) 八重樫光：「引張変形した実用鋼における磁気特性の転位密度依存性」，鉄と鋼，vol. 91，no. 8，pp. 655-661，2005
- (57) 高橋正氣：「磁性と転位 (3) 第 3 章 磁気塑性効果」，検査技術，vol. 12，no. 2，pp. 59-63，2007
- (58) K. Urase, K. Kiyota, H. Sugimoto, and A. Chiba, “Energy Efficiency Comparison of SR and IPM Generators for Hybrid Electric Vehicle,” *Proceeding of the 2013 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition.*, pp. 5085-5091 (2013).
- (59) K. Urase, N. Yabu, K. Kiyota, H. Sugimoto, A. Chiba, M. Takemoto, S. Ogasawara, and N. Hoshi, “Energy Efficiency of SR and IPM Generators for Hybrid Electric Vehicle,” *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 51, no. 4, pp. 2874-2883 (2015).
- (60) 吉岡卓哉・高橋康人・藤原耕二：「打抜き加工による塑性変形の影響を考慮した渦電流損補正係数に基づく IPM モータの鉄損解析」，電学論 B，vol. 139-B，no. 12，pp. 767-775，2019
- (61) 吉岡卓哉・藤原耕二・高橋康人：「打抜き加工と焼嵌めの影響を考慮した渦電流損補正係数に基づく IPM モータの鉄損解析」，電気学会静止器・回転機合同研究会資料，SA-19-088，RM-19-108，pp. 89-94，2019

謝辞

本研究を進めるにあたり，貴重なご助言および終始懇切なご指導とご鞭撻を賜りました同志社大学理工学部の藤原耕二教授，高橋康人准教授に心より御礼を申し上げます。また，京都大学工学部の松尾哲司教授と同志社大学理工学部の井上馨教授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。心より御礼を申し上げます。

そして，学位取得にあたり，研究活動や学会発表などに関して，御理解と御配慮いただいた株式会社デンソーの服部敏弘氏，井上哲氏，赤池茂氏，栗本直規氏，酒井雅晴氏，石川智一氏，柘植竜也氏に深く感謝いたします。社内の鉄損予測技術の基盤構築に御尽力いただいた，竹中里穂氏，稲葉雅至氏に心より感謝いたします。岡崎恵一氏，青木哲也氏，土井智史氏には，磁気特性の測定や材料モデリングに関して多大なるご協力をいただきました。田中直樹氏，角谷勇人氏には，モータの性能測定やモータの磁界解析に関して多大なるご協力をいただきました。皆様に心より感謝いたします。

本研究は以上の皆様のご支援なくしては，成し得なかったものであります。重ねて感謝の意を表する次第です。