

博士論文

応力効果を考慮した永久磁石モータ
のベクトル磁気特性解析

2013年3月

瀬々 真吾

目次

第1章 序論

1.1 節	本研究の社会的意義.....	1
1.2 節	従来の研究の到達点と課題.....	6
1.3 節	本研究の目的.....	15
1.4 節	本研究の概要.....	16

第2章 複素 E&S モデルを用いた永久磁石モータのベクトル磁気特性解析

2.1 節	緒言.....	17
2.2 節	複素 E&S モデル.....	18
2.2.1	複素 E&S モデルの定義および積分型 E&S モデルとの相違点.....	18
2.2.2	複素 E&S モデルを用いた有限要素磁気特性解析 のための定式化・離散化.....	25
2.2.3	複素 E&S モデルの理論適用可能範囲.....	30
2.3 節	複素 E&S モデルを用いた永久磁石モータの磁気特性解析.....	32
2.3.1	直流場を含む交流モータへの複素近似法の適用法 およびフローチャート.....	32
2.3.2	直流場を含む様々な交流モータに対する複素 E&S モデル の適用について.....	34
2.3.3	解析モデルおよび解析条件.....	35
2.3.4	複素 E&S モデルと積分型 E&S モデルの解析結果の比較 および複素 E&S モデルの実際の適用可能範囲の検討.....	36
2.4 節	結言.....	54

第3章 応力下二次元ベクトル磁気特性のモデリング

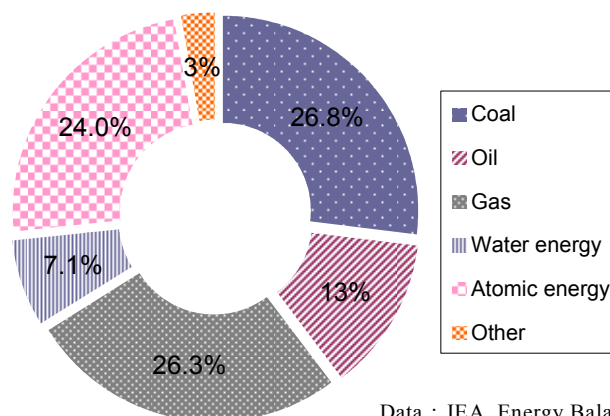
3.1 節	緒言.....	55
3.2 節	二軸応力下の二次元ベクトル磁気特性のモデリング.....	56
3.2.1	二軸応力下のベクトル磁気特性.....	56
3.2.2	二軸応力を考慮した複素 E&S モデル.....	62
3.2.3	任意二軸応力下二次元ベクトル磁気特性の近似法.....	67
3.3 節	リングコアモデルを用いた二軸応力を考慮した 複素 E&S モデルの有用性の検証.....	74
3.3.1	端子電圧法を用いた複素 E&S モデルによる 有限要素磁気特性解析のための離散化.....	74
3.3.2	解析モデルおよび解析条件.....	77
3.3.3	解析結果および考察.....	78

3.4 節	主応力下の二次元ベクトル磁気特性のモデリング.....	85
3.4.1	主応力下のベクトル磁気特性.....	85
3.4.2	主応力を考慮した複素 E&S モデル.....	90
3.4.3	任意主応力下二次元ベクトル磁気特性の近似法.....	90
3.5 節	リングコアモデルを用いた主応力を考慮した 複素 E&S モデルの有用性の検証.....	120
3.5.1	係数テンソルの非対角項を考慮した応力を考慮した複素 E&S モデル による有限要素磁気特性解析のための定式化・離散化.....	120
3.5.2	解析モデルおよび解析条件.....	124
3.5.3	解析結果および考察.....	125
3.6 節	結言.....	127
第4章	応力効果を考慮した永久磁石モータのベクトル磁気特性解析	
4.1 節	緒言.....	128
4.2 節	モータ固定子鉄心中の主応力分布およびその考察.....	129
4.3 節	主応力を考慮した永久磁石モータのベクトル磁気特性解析.....	134
4.3.1	解析モデルおよび解析条件.....	134
4.3.2	解析結果およびその考察.....	135
4.4 節	結言.....	149
第5章	結言	
5.1 節	本研究の総括.....	150
5.2 節	今後の研究課題.....	151
	謝辞.....	152
	参考文献.....	153

第 1 章 序論

第 1.1 節 本研究の社会的意義

近年，地球環境悪化に関する問題から，工業国の温室効果ガスの削減が急務となっている。1997 年 12 月に京都で開かれた第 3 回気候変動枠組条約締約会議（地球温暖化防止京都会議，COP3）にて採択された「京都議定書」によって，世界各国に対し，基準年度（1990 年度）に対する具体的な温室効果ガス（二酸化炭素，メタン，一酸化二窒素，代替フロン等 3 ガス）の削減目標が定められた[1]。日本においては，この目標を第一約束期間（2008 年から 2012 年）の 1 年当たりの平均排出量において，6 %の削減をすることとされている。温室効果ガスの全排出量の約 9 割がエネルギー起源二酸化炭素であり，これに対する適切な対応が電力消費を抑えることであるのは明白である。これに対して環境省は，1999 年 4 月に「エネルギー使用の合理化に関する法律（省エネルギー法）」を改正した，いわゆる「改正省エネルギー法」を施行した。その主要な施策の一つとして導入された「トップランナー方式」は，「エネルギー消費機器（特定機器）の省エネルギー基準を，各々の機器において，エネルギー消費効率が現在商品化されている製品のうち最も優れている機器の性能以上にする」というものであり，これにより，各メーカー間の機器の低損失化に対する開発競争は激化している。一方で，2011 年 3 月に発生した東北地方太平洋沖地震（東日本大震災）によって日本の電力供給は大きな打撃を受け，脱原発の動きが広がっていることから，省エネに対する意識は一層高まっている。Fig. 1.1.1 に国内発電電力量に占める各電源供給の割合（2008 年）を示す[2]。仮に完全脱原発となったとすると，原子力発電所が発電する全体の最大で 24 %もの電力を他の発電によって賄わなければならないことになる。現在，原子力発電のような電力の安定供給が可能な発電方式は火力発電ぐらいであるが，原子力発電に比べて二酸化炭素の排出量が非常に多く，温室効果ガスの増加が懸念されるため，現存の発電方式の低炭素化・新たなクリーンエネルギーの開発が望まれる。



Data : IEA, Energy Balances 2010

Fig. 1.1.1. Ratio of power supply in generated power in Japan.

図 1.1.1. 国内発電電力量に占める各電源供給の割合（2008 年）

以上のことから、温室効果ガス削減に対する対策は大きく分けて、「トップランナー方式を遵守した機器の低損失化（電力消費の低減）」、「電力供給のクリーンエネルギー化または低炭素化」になる。これに対して著者らの研究室では、機器の低損失化の観点からモータの高効率化に着目して研究を行ってきた。その理由を以下に述べる。

Fig. 1.1.2 に国内消費電力量の使用分野（2005年）を示す[3]。消費電力が最も多いのは製造業であることがわかる。次に、Fig. 1.1.3 に製造業の電力消費量の機器用途内訳を示す。製造業に使用されている電力の約7割が生産用動力と空調用動力に使用されているモータによって消費されており、生産用動力に使用されているモータにおいては、国内消費電力量の割合に換算すると、約24%をも占める。さらに、製造業にその他の用途（家庭、業務、運輸）のモータを加えると、全モータの電力消費量は全電力消費量の57%となる。従って、モータの高効率化が省エネルギー化に与える影響は、非常に大きくなることが予想される。具体的には、モータ効率を平均1%向上させると、50万kW火力発電所の約1基分相当の電力を節約することができる。このことから、近年、モータの高効率化は非常に重要な課題となっている。

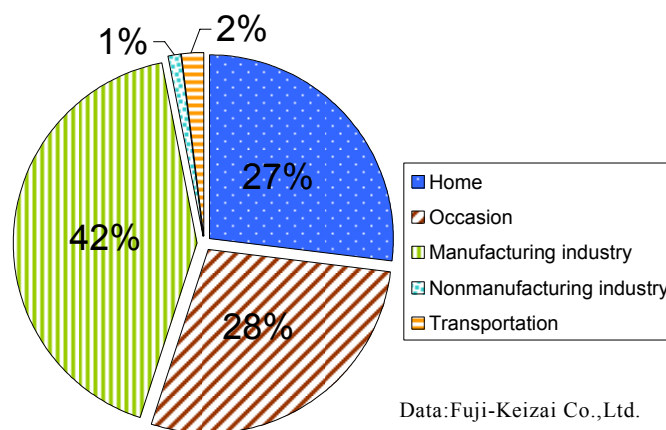


Fig. 1.1.2. 国内消費電力量の使用分野（2005年）

図 1.1.2. Field of use of domestic energy consumption.

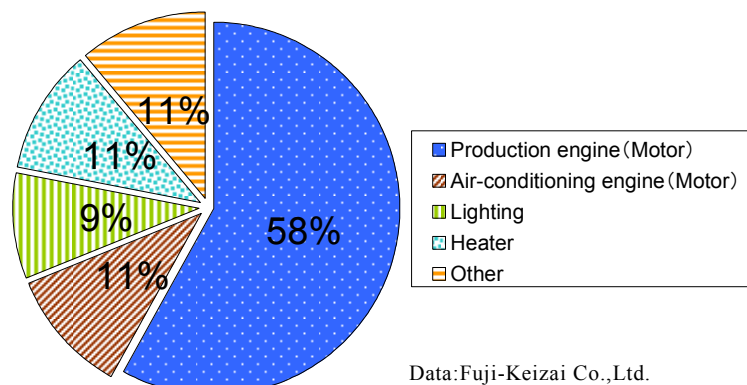


Fig. 1.1.3. Consist of the power consumption of the device applications of manufacturing.

図 1.1.3. 製造業の電力消費量の機器用途内訳（2005年）

モータの高効率化のためには、まずモータの効率を低下させる要因について知る必要がある。一般的にモータの損失は次式に示すように、主に鉄損、銅損、機械損、漂遊負荷損に分類される[4]。

$$W_T = W_i + W_c + W_m + W_s \quad (1-1-1)$$

ここで、 W_T : 全損失[W], W_i : 鉄損[W], W_c : 銅損[W], W_m : 機械損[W], W_s : 漂遊負荷損[W]である。漂遊負荷損は、他の損失に含まれない損失であり、無視される場合もある。機械損は摩擦損と風損に分けられる。摩擦損は、軸受部およびブラシの接触部に生じる。風損は、電機子の回転に伴って周辺の空気を動かすために生じる損失である。これら機械損は、その性質から避けられない損失である。銅損は、コイル抵抗とコイルに流れる電流値に起因する。これらの機械損と銅損は非線形性を持たない。それに対して鉄損は、ヒステリシス損と渦電流損に分けられ、モータのコアに使用される電磁鋼板、アモルファスなどの軟磁性材料（以下、電磁鋼板と称する）中の磁束密度の変化に起因し、ヒステリシス損に関しては非線形性を有し、様々な磁束条件下で複雑な挙動を示すことが知られており、現在、各研究機関によってその推定法などが研究されている[5]。この鉄損は、モータを組立てる前に、コア材料に使用される電磁鋼板の鉄損特性とモータの鉄損が発生する部分のコア材料重量から事前に予測することができる。例えば、ある電磁鋼板の素材鉄損が 1 W/kg、使用重量が 10 kg とすると、予想鉄損値は 10 W となる。しかし、実際には実機に発生する鉄損と予想鉄損値は大きく異なることが知られている。この差異の指標値は、ビルディングファクター (B.F.) と呼ばれており、その定義式は次式のようになる[6-9]。

$$\text{Building Factor}(B.F.) = \frac{\text{Total Magnetic Power Loss of Machine}}{\text{Specific Magnetic Power Loss} \times \text{Weight of Machines}} \quad (1-1-2)$$

分子が実機の鉄損であることから、B.F.が 1 に近づくほど素材の特性値を最大限に発揮できているといえる。モータにおいては、この B.F.が 3~5 と非常に大きいことが問題となっている。その原因は、実機内の電磁鋼板の磁気特性が加工前のそれと比べて劣化していることであり、このことが算定以上にモータの効率を低下させる大きな要因の一つである[10-13]。

加工前と加工後（実装状態）にかけての電磁鋼板の磁気特性を劣化させる原因として、モータの各製造工程によって発生する残留応力が挙げられる[14-17]。電磁鋼板の磁気特性は、応力に対して非常に敏感であることが知られており、引張応力・圧縮応力によって様々な状態へ変化する（通常、引張応力で応力印加方向の磁気特性がわずかに向上、圧縮応力で劣化する。)[18-39]。Fig. 1.1.4 にモータの製造工程の一例を示す。この製造工程の例は、打抜き、カシメ、積層、巻線、焼嵌めに分けられる。これらの中のどの工程においても電磁鋼板に対して外力がかかり、コア内部に残留応力が発生する。従って、B.F.の増加要因は、Fig. 1.1.5 のように同じ磁束密度

における鉄損値が増加しているためだと考えられる。そこで、B.F.改善・高効率モータの開発手段について考察する。Fig. 1.1.6 に示すように、モータコアには電磁鋼板が使用され、その内部では、交番磁束と回転磁束が混在しており、さらに、外力により残留応力が発生している。B.F.改善・モータの高効率化のためには、まずそのコア内部の磁気特性を把握する必要がある。そうすることにより、損失発生箇所が明らかになり、対策を立てられる可能性があるからである。そのためには、磁気特性と応力の関係性とモータコア内の残留応力の把握、応力と磁気特性の関係を考慮した磁気特性解析技術が必要となる。また、前述したように、応力は磁気特性を向上させることができる。従って、B.F.を1に近づけるだけでなく、積極的に応力を利用することによるモータコア内の磁気特性のコントロールを行い、1以下にすることが最終的な課題となる。例えば、Fig. 1.1.7 に示すように、応力効果を考慮した磁気特性解析によって得られた磁気特性に、磁気特性が向上している部分と劣化している部分があるとして、両部分には、それぞれの原因があるはずである。そこから、磁気特性が向上している部分から得られた知見を劣化している部分に活用することによって高効率化が図れると考えられる。そのためには、まずは、応力を考慮したモータコア内の磁気特性のシミュレーション技術の確立が必要不可欠である。

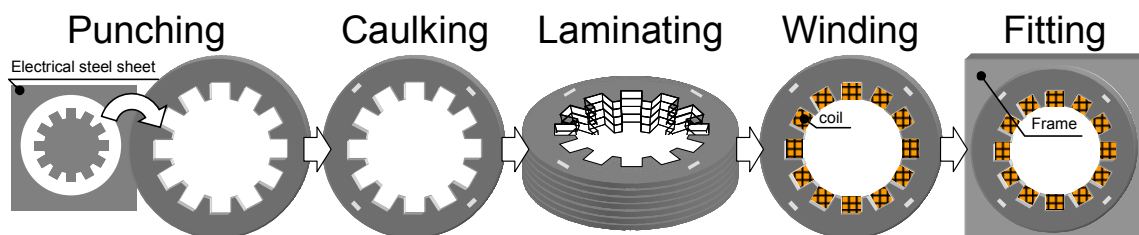


Fig. 1.1.4. モータの製造工程の一例

図 1.1.4. Example of the manufacturing process of the motor.

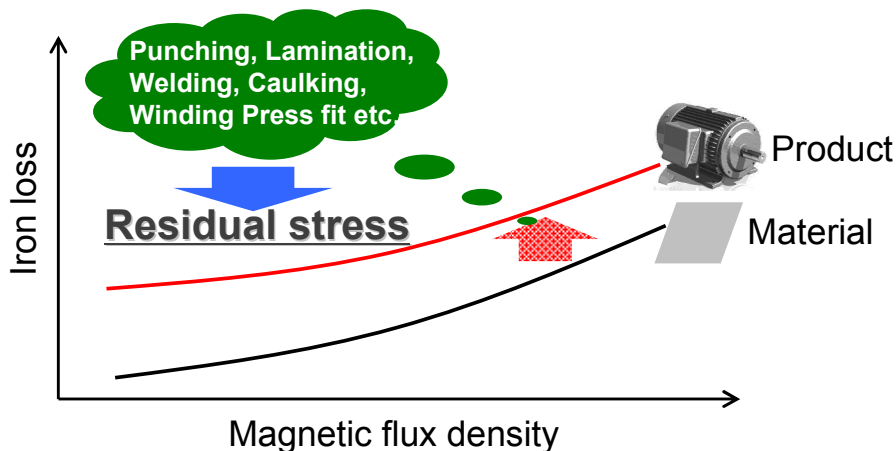


Fig. 1.1.5. Cause of the deterioration of the magnetic property in the motor core.

図 1.1.5. モータコアの磁気特性劣化の原因

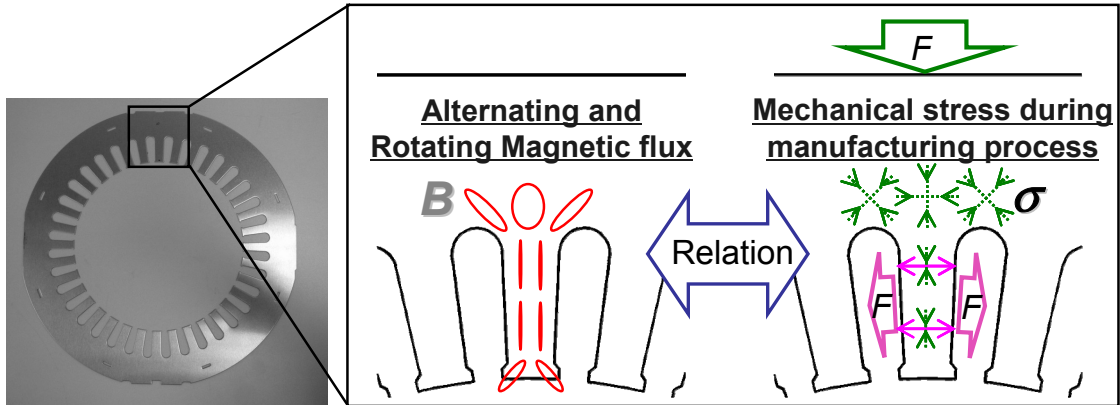


Fig. 1.1.6. Condition in the motor core.

図 1.1.6. モータコア内の状態

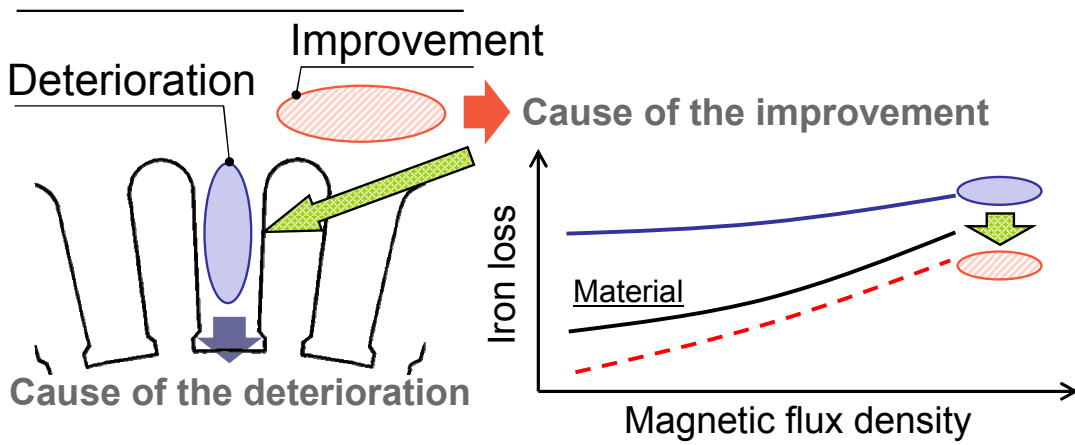


Fig. 1.1.7. Example of the improvement of the motor efficiency.

図 1.1.7. モータ効率の改善例

第 1.2 節 従来の研究の到達点と課題

近年、電子計算機の発達に伴う電磁界解析技術の進歩はめざましいものがあり、様々な磁気現象が解析にて表現可能になってきている。この進歩により磁気特性解析のための磁気測定は有様を変え、これまでの代表値による材料間の相対評価から、材料の磁気特性値そのものを評価する絶対評価に変わってきている。材料の磁気特性値を評価するためには、詳細な磁気特性の表現方法が必要である。一般に磁性材料の構成方程式はベクトル量を使用して、 $\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{H} + \mu_0\mathbf{M} = \mu\mathbf{H}$ の関係で表わせることは良く知られている。当然、磁気透磁率 μ は磁界強度ベクトル \mathbf{H} と磁束密度ベクトル \mathbf{B} の間のベクトル関係として評価されなくてはならない。一般にこの値はテンソル量として定義されるが、これを求めることは極めて困難である。それゆえ、従来は磁束密度ベクトル \mathbf{B} と磁界強度ベクトル \mathbf{H} が平行にそろった条件下における特性値を代表値とし、Fig. 1.2.1 右図のように、それをスカラー量として表現してきた。それらが JIS や IEC が定めるエプスタイン試験法や単板磁気試験法 (SST) による磁気測定である[40]。これらの測定方法では、本来ベクトル量である磁気特性を、特定の方向においてのみ成り立つスカラー量で表現しており、矛盾を生じている。そこで、磁束密度と磁界強度の関係をベクトル量にて表現すべく二次元ベクトル磁気特性が提案されている[41]。Fig. 1.2.1 左図のように二次元ベクトル磁気特性は、 \mathbf{B} と \mathbf{H} のベクトル関係を表現できるので、交番磁束条件下のみならず回転磁束条件下でも容易に鉄損を表現することができる[41-45]。ここで、二次元ベクトル磁気特性の磁束条件の定義を Fig. 1.2.2 に示す。定義パラメータ数は 3 つである。まず、最大磁束密度の大きさを B_{max} とする。次に、圧延方向でもある磁化容易方向と最大磁束密度方向とのなす角度を傾角 θ_B とする。最後に、最大磁束密度ベクトルと最小磁束密度ベクトルの大きさの比を軸比 α とする。 $\alpha = 0.0$ の場合が交番磁束条件で、 $\alpha = 1.0$ の場合が真円の回転磁束条件となる。

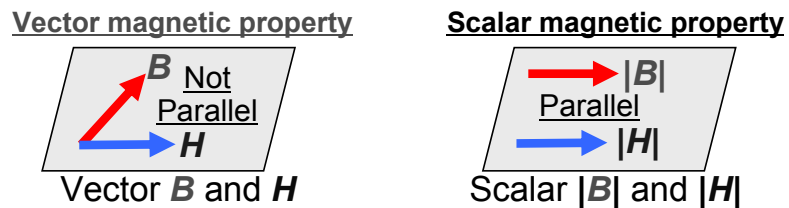


Fig. 1.2.1. Vector and scalar magnetic properties.

図 1.2.1. ベクトル磁気特性とスカラー磁気特性

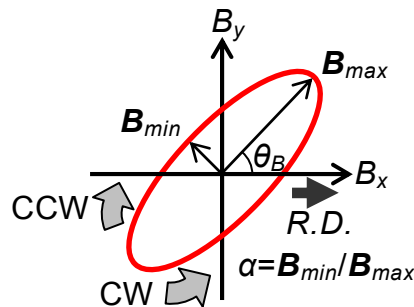


Fig. 1.2.2. Definition of the magnetic flux condition.

図 1.2.2. 磁束条件の定義

Fig. 1.2.2 の定義に基づいた磁束ベクトル軌跡の x 成分, y 成分は次式で算出される。

$$\begin{bmatrix} B_x \\ B_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta_B & -\sin \theta_B \\ \sin \theta_B & \cos \theta_B \end{bmatrix} \left\{ \begin{array}{l} B_{\max} \cdot \cos \omega t \\ m \cdot \alpha \cdot B_{\max} \cdot \sin \omega t \end{array} \right\} \quad (1-2-1)$$

ここで, m は符号を表しており, $m = 1$ の時は反時計回り (CCW), $m = -1$ の時は時計回り (CW) に磁束密度ベクトルが回転する。

Fig. 1.2.3 に, 無方向性電磁鋼板の二次元ベクトル磁気特性の測定結果の例を示す。圧延方向は, x 軸と平行になるように設定してある。Fig. 1.2.3 (a)に示すように, \mathbf{H} と \mathbf{B} は空間的位相差を有しており, ベクトルの大きさも各方向において異なっていることがわかる。さらに, 一般に等方性に近い磁気特性を持つと言われる無方向性でありながら, 0 deg. 方向に比べて 90 deg. 方向の磁界強度が 2 倍近い値になっており, 磁気異方性も無視できない大きさであることがわかる。また, ベクトル量で測定しているので, Fig. 1.2.3 (b)のように, 各方向のヒステリシスループを描くことができる。 x 方向と y 方向でループの形状, 大きさが全く異なることが確認でき, 鉄損の各方向成分も全く異なることが予想できる。加えて, 無方向性電磁鋼板は低損失材 (高級電磁鋼板) になるにつれ, 磁気異方性が大きくなることも明らかにされている。以上の点から, 電気機器鉄心の詳細な磁気特性評価には二次元ベクトル磁気特性を用いることが必要といえる。

ベクトル磁気特性を数値解析に適用するためには, 1 周期当たりの磁束密度ベクトルと磁界強度ベクトルの成分の関係を x および y 方向のヒステリシス軌跡にてモデル化し, これらを用いて磁気特性を表現する必要がある。以下に, これまで提案されているヒステリシス軌跡を表現するための数値モデルを幾つか紹介する。

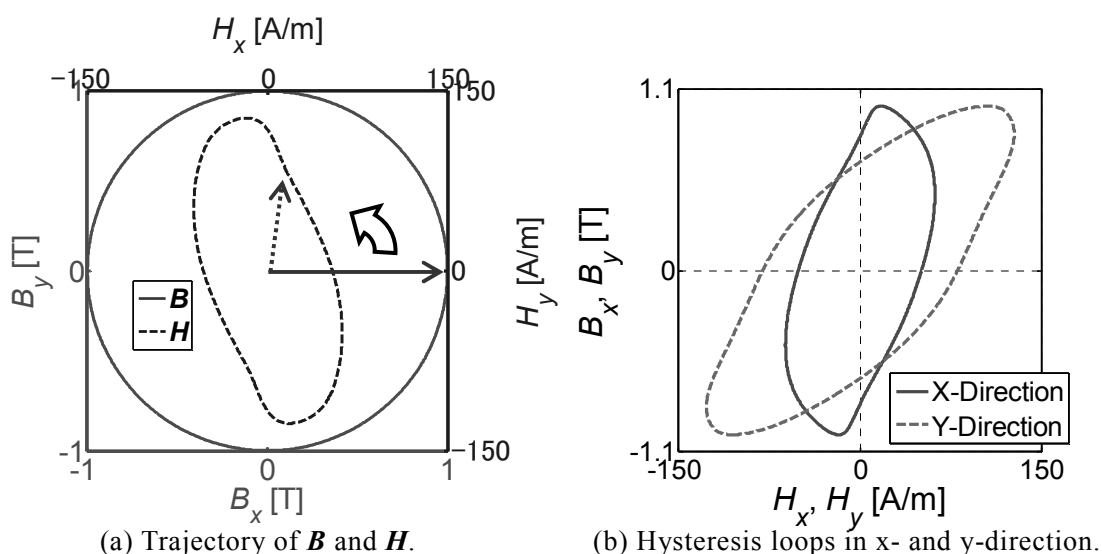


Fig. 1.2.3. Measurement results of 2-D vector magnetic properties. ($B_{\max} = 1.0 \text{ T}$)

図 1.2.3. 二次元ベクトル磁気特性の測定結果

(1) 補間法[46]

折れ線近似や多項式近似を用いてヒステリシスループの各部位の曲線を近似し、それらを用いてヒステリシス特性を表現する方法。本手法は、ヒステリシスループの形状を幾何学的に近似する手法で、磁束密度ベクトルと磁界強度ベクトルの関係を、一般的な直交磁気異方性以外の場合には表現できない。また、ヒステリシス軌跡の形状が複雑になると、ヒステリシス軌跡を描くための細かなデータが必要となり、莫大なデータベース容量を必要とし、多くの計算時間が必要という問題点がある。

(2) プライザッハモデル[47]

磁性体が角形ヒステリシス特性を有する多数の磁気双極子で構成されていると仮定して、ヒステリシス特性を表現する手法。プライザッハ法は、スカラープライザッハモデルとベクトルプライザッハモデルに大きく分類できる。スカラープライザッハモデルは、珪素鋼板の圧延方向や直角方向の磁化特性のように、磁界の特性方向成分の磁気特性が評価される場合、言い換えれば、磁束密度ベクトルと磁界強度ベクトルが平行な時の磁気特性を評価する場合において使用される。この時、磁束密度と磁界強度はベクトル量として評価されることとなっている。現時点で、プライザッハモデルを考慮した磁気特性解析といえば、前者のスカラープライザッハモデルを使用したものが主流となっており、二次元ベクトル磁気特性を考慮した磁気特性解析になっていない。この問題を解決するためのベクトルプライザッハモデルは発展途上中で、回転磁束条件下等における複雑な磁束密度ベクトルと磁界強度ベクトルの関係を十分に表現できておらず、更なる改良が望まれている。

(4) Chua 型モデル[5]

鉄心のインダクタの電流 i および鎖交磁束 Ψ の関係を、次式にて与える。

$$\frac{d\Psi}{dt} = g(i - f(\Psi)) \quad (1-2-2)$$

これによって、 i - Ψ 間のヒステリシスを表現する。 f と g は単調増加の一価関数であり、非線形インダクタと非線形抵抗の並列回路にて表現される。このモデルでは、直流ヒステリシス特性が表現できないため、 dH/dt に関する項を付加して直流ヒステリシス特性を表現可能にするなどの拡張がなされている。

(5) Jiles-Atherton モデル[5]

Jiles-Atherton (J-A) モデルは、磁壁移動によるヒステリシスを考慮したモデルである。J-A モデルは、磁化 M を可逆成分 M_{rev} と非可逆成分 M_{irr} の和として、

$$M = M_{irr} + M_{rev} \quad (1-2-3)$$

のように与える。ここで、 M_{irr} と M_{rev} はそれぞれ、

$$dM_{irr} / dH = (M_{an} - M_{irr}) / \{\delta k - \alpha(M_{an} - M_{irr})\} \quad (1-2-4)$$

$$M_{rev} = c(M_{an} - M_{irr}) \quad (1-2-5)$$

$$M_{an} = M_s \{\coth(H_e / a) - a / H_e\} \quad (1-2-6)$$

によって与えられる。ただし、 M_{an} は非履歴磁化特性、 $H_e = H + \alpha M$ は有効磁界、 a 、 k 、 c は、それぞれ、相互作用、磁壁束縛のエネルギー、可逆分の割合に関するパラメータである。 a もパラメータで磁界の次元を持つ。 δ は磁界の増加時に 1、減少時に -1 をとる。J-A モデルは、初期磁化特性も表現できるが、マイナーループ（特に非対称ループ）を表現するには工夫が必要であり幾つかの提案がなされている。

(6) 微分型 E&S モデル (Differential type E&S modeling) [48-50]

1 周期 ($0 \sim 2\pi$) の磁束密度ベクトルと磁界強度ベクトルの関係から、磁気特性を表現する方法。具体的には、 x および y 成分の磁界強度波形を、磁気抵抗係数 (ν_{xr} , ν_{yr}) を乗じた磁束密度波形と、磁気ヒステリシス係数 (ν_{xi} , ν_{yi}) を乗じた直交関数である微分を用いた微分磁束密度波形の和である次式にて表現される。

$$H_k(\tau) = \nu_{kr}(B_{max}, \theta_B, \alpha, \tau, f_0) B_k(\tau) + \nu_{ki}(B_{max}, \theta_B, \alpha, \tau, f_0) \frac{\partial B_k(\tau)}{\partial \tau} \quad (k = x, y) \quad (1-2-7)$$

微分型 E&S モデルは、式(1-2-7)にて得られる x および y 成分の磁界強度波形と磁束密度波形にて各成分のヒステリシス特性を表現する。磁気抵抗係数と磁気ヒステリシス係数は、 B_{max} , θ_B , α に依存した任意方向の交番磁束条件および回転磁束条件から決定することができ、任意の磁束密度ベクトルと磁界強度ベクトルの関係を表現することができる。

(7) 積分型 E&S モデル (Integral type E&S modeling) [51-54]

(4)の手法と基本的には同じで、直交関数が積分に変更されたモデルであり、次式にて表現される。

$$H_k(\tau) = \nu_{kr}(B_{\max}, \theta_B, \alpha, \tau, f_0)B_k(\tau) + \nu_{ki}(B_{\max}, \theta_B, \alpha, \tau, f_0) \int B_k(\tau) d\tau \quad (k = x, y) \quad (1-2-8)$$

積分型 E&S モデルは、式(1-2-7)の微分項を積分項に変更して、微分項が引き起こす高調波による急激な振幅変化を抑制し、磁気特性解析における解の収束性を向上させたものである。

(8) ダイナミック積分型 E&S モデル (Dynamic Integral type E&S modeling) [55-65]

ダイナミック積分型 E&S モデルは(7)の手法を基に、磁束密度の時間変化によって電磁鋼板内部に発生する渦電流の影響を考慮した動的ベクトルモデルであり、次式にて表現される。

$$H_k(\tau) = \nu_{kr}(B_{\max}, \theta_B, \alpha, \tau, f_0)B_k(\tau) + \nu_{ki}(B_{\max}, \theta_B, \alpha, \tau, f_0) \int B_k(\tau) d\tau + \frac{\pi(f-f_0)\sigma d^2}{6} \frac{\partial}{\partial \tau} B_{1k}(\tau + \gamma_k) + \frac{\pi f \sigma d^2}{6} \frac{\partial}{\partial \tau} \sum_{n=2}^N B_{nk}(n\tau + \gamma_k) \quad (k = x, y) \quad (1-2-9)$$

式中の f は推定周波数[Hz], f_0 は基本周波数[Hz], σ は電磁鋼板の導電率[S/m], d は電磁鋼板の板厚[m], γ は磁束密度波形に対する磁界強度波形の進み位相差[rad.], N は考慮する高調波の次数である。この手法は、古典渦電流の考えに基づいた磁界強度推定法で、基本周波数条件下のベクトル磁気特性測定データのみを用いて、式(1-2-9)の第3項によって異周波数での磁界強度の推定、第4項で高次高調波によって発生する渦電流の影響を考慮したモデルである。

(9) 複素 E&S モデル (Complex type E&S modeling) [66-73]

文献の著者らが開発した(6), (7), (8)の手法は、非線形性の強い問題や複雑な挙動を示す機器の解析においては長い解析時間を必要とするので、短時間で多くのモデルや条件を解くことは困難である。この点で最適設計問題などに対して必ずしも有効な手段であるとはいえない。そこで、磁束密度波形と磁界強度波形が正弦波であると仮定して(磁束密度波形と磁界強度波形を複素近似することによって)、1周期分の計算を1回の計算で解くことのできる複素 E&S モデルを開発した。定義式は、次式となる。

$$\dot{H}_k = \bar{\nu}_{kr}(B_{\max}, \theta_B, \alpha, f_0)\dot{B}_k + j\omega\bar{\nu}_{ki}(B_{\max}, \theta_B, \alpha, f_0)\dot{B}_k \quad (k = x, y) \quad (1-2-10)$$

$\bar{\nu}_{kr}$ は実効磁気抵抗係数, $\bar{\nu}_{ki}$ は実効磁気ヒステリシス係数, ω は角周波数[rad./s]であり、上付きの点は複素量を示す。複素 E&S モデルの長所は、従来の時間ステップの E&S モデルに比べ

て、あらゆる波形を正弦波形状の波形に近似するという点において精度は落ちるものの格段に高速に解を求めることが可能となり、最適設計問題に対して非常に有効である点である。高速に解を求めることができる原因は、複素近似だけでなく磁気特性解析における収束性の良さにも起因する。積分型 E&S モデル（もしくは、微分型 E&S モデル、ダイナミック積分型 E&S モデル）に使用する材料データは、式(1-2-1)で定義される交流 1 周期を 1 条件とする波形データのためステップバイステップ法による解析が困難である。また、歪磁束密度波形に対してもその基本波から係数データ（磁気抵抗係数、磁気ヒステリシス係数）を作成するため、歪磁束密度波形に対する整合が取れない場合も多い。非線形領域に入ると基本的に磁束密度波形は歪むため、その領域では特に収束性が悪く、解析時間も非常に増加する。それに対して、複素 E&S モデルに使用する材料データは定数データであり、基本波のみを扱おうことから収束性が非常に良い。また、非線形領域においても解の精度は落ちるが、高い収束性を持つ。次に短所について、ベクトル磁気特性の測定結果を用いて説明する。Fig. 1.2.4, Fig. 1.2.5 に線形および非線形領域における交番磁束条件での複素近似の例をそれぞれ示す。圧延方向は、 x 方向である。また、(a)が B 軌跡、(b)が測定 H 軌跡、(c)が測定 H 軌跡を複素近似したものである。まず、Fig. 1.2.4 の場合は、 B 軌跡における絶対値の最大値 (B_{max}) が 1 T であり、ほぼ線形領域内の測定結果である。この時の測定 H 軌跡と複素近似 H 軌跡を比較すると、測定 H 軌跡の歪みが小さく、また複素近似 H 軌跡において、各励磁方向における H 軌跡の最大値と測定 H 軌跡のそれとの誤差が小さいことから、磁気異方性をほぼ定量的に評価できていることがわかる。次に、Fig. 1.2.5 の場合は、 $B_{max} = 1.4$ T であり、非線形領域内の測定結果を含む。まず、測定 H 軌跡と複素近似 H 軌跡の最大値が全く異なることがわかる。しかし、非線形領域にて現れる結晶磁気異方性は、定性的には評価できているようである。最後に、Fig. 1.2.6 に線形および非線形領域における回転（真円）磁束条件での複素近似の例を示す。 B_{max} は、実線と破線それぞれ 1 T, 1.4 T である。まず $B_{max} = 1$ T の場合は、ほぼ誤差なく近似できていることがわかる。しかし、 $B_{max} = 1.4$ T の場合は、測定 H 軌跡が結晶磁気異方性の影響によって大きく歪んでいることがわかる。この場合、複素近似 H 軌跡では、前述した $B_{max} = 1.4$ T の交番磁束条件時の時と異なり、定性的にも評価できていないことがわかる。しかしながら、実際の電磁応用機器の鉄心内部では、同じ磁束密度レベルにおいて、交番磁束領域のほうが回転磁束領域に比べ透磁率が非常に高いので回転磁束領域の磁束密度は高くなりやすく、また、磁束密度が大きくなる箇所は限られていることから、Fig. 1.2.4~Fig. 1.2.6 のような交番・回転磁束条件下の測定結果から適用可能範囲を厳密に定める必要はないと考えられる。これらのことから複素 E&S モデルは、磁気特性解析に適用するにあたり、適用可能範囲について、実際に解析を行って検証する必要がある。

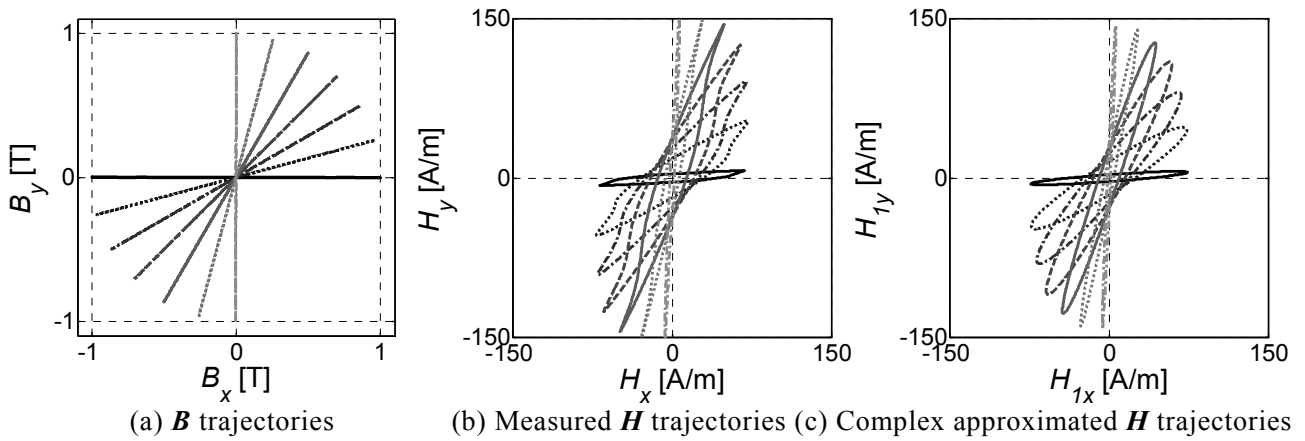


Fig. 1.2.4. Complex approximation of \mathbf{H} trajectories at alternating flux conditions in the linear region.

図 1.2.4. 線形領域における交番磁束条件時の \mathbf{H} 軌跡の複素近似

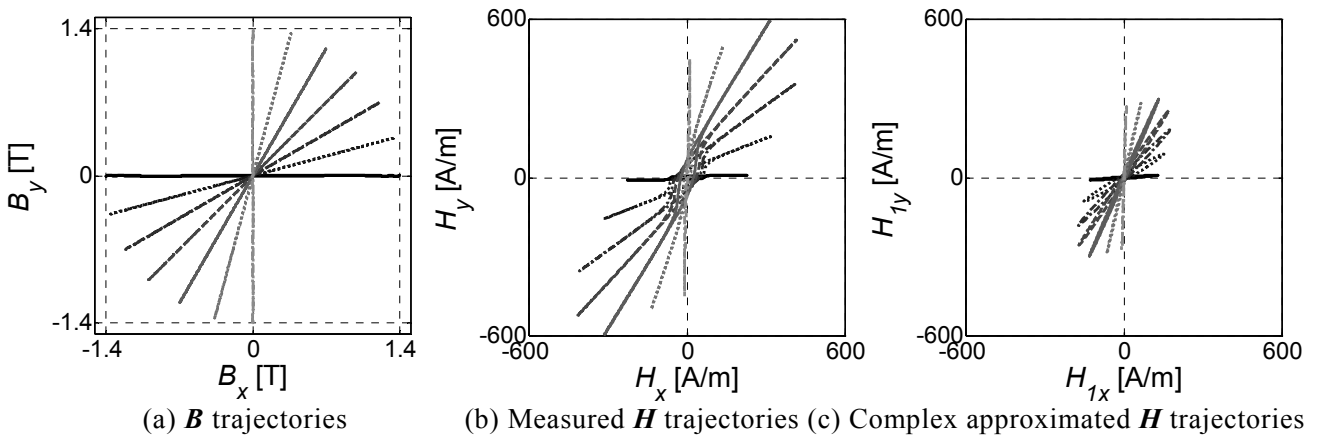


Fig. 1.2.5. Complex approximation of \mathbf{H} trajectories at alternating flux conditions in the nonlinear region.

図 1.2.5. 非線形領域における交番磁束条件時の \mathbf{H} 軌跡の複素近似

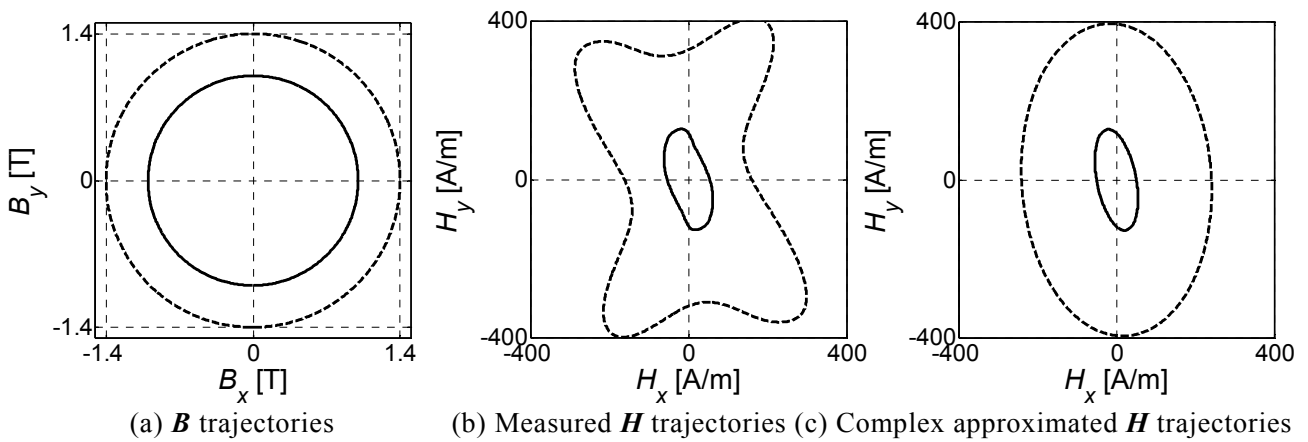


Fig. 1.2.6. 線形および非線形領域における回転磁束条件時の \mathbf{H} 軌跡の複素近似

図 1.2.6. Complex approximation of \mathbf{H} trajectories at rotating flux conditions in the linear and nonlinear regions.

次に、もう一つの短所として、複素近似法は交流場しか扱えないことが挙げられる。Fig. 1.2.7のように、例えば、永久磁石モータ（直流場を含むモータ）の解析において、積分型 E&S モデルを使用する場合、交流場であるステータに対して積分型 E&S モデルを用い、直流場であるロータに対して従来法を用いる。ここで、従来法とは、次式で定義される。

$$H_k = \nu_k B_k \quad (k = x, y) \quad (1-2-11)$$

ν は磁気抵抗率[H/m]である。この場合、ステータとロータともに実数を使用するため問題はないが、複素 E&S モデルを使用する場合、ロータの直流場を複素数にて表現できない（複素近似を適用できない）ために適用が困難となる。また、磁気特性解析に E&S モデルを用いる交流モータに直流場を含むモータは多いため（永久磁石モータ、誘導モータの同期時、リラクタンスモータなど）、多くのモータの解析ができないということになる。積分型 E&S モデルを用いた磁気特性解析では、モータを解析するのに膨大な解析時間を必要とし、最適設計問題に対して非常に不利である。しかし、もし複素 E&S モデルを用いた有限要素磁気特性解析が直流場を含むモータに対して適用できれば、複素 E&S モデルによってある程度の最適化をラフに行い解を絞り込んだ上で、積分型 E&S モデルなどによって詳細な解析を行うなどの戦略も可能になる。

一方、第 1.1 節でも述べたように、モータの設計において、B.F.問題があり、その原因は、モータの製造工程にてモータコア内に発生する残留応力であることが知られている。一般に、各工程にて発生する残留応力による鉄心の磁気特性の変化を考慮した磁気特性解析を行う場合、応力解析と磁気特性解析の連成解析が行われる[74-82]。しかし、応力解析では、Fig. 1.1.4の製造工程を全て考慮した解析は非常に困難である。従って、高効率モータの開発のためには、まずは、モータに実装されているステータコア中の残留応力を評価することが重要である。次に、磁気特性解析においては、従来は、Fig. 1.2.8 (b)のように磁束密度と磁界強度と応力は平行であるとして考えられ、その条件下で測定されたデータベースを使用した解析が行われていた[74][76][80]。しかし、実際には Fig. 1.2.8 (a)のように、磁束密度と磁界強度はベクトル量であり、応力は二方向の成分（テンソル量）を持ち、それらは平行であるとは限らない。また、応力に対する磁気特性は、応力印加方向成分のみ変化するのではなく、その直交方向成分も変化することが報告されていることから、一方向成分のみの評価では不十分だということがわかる[18-24]。このことを考慮した解析手法、解析結果の報告は未だにされていない。

実際の残留応力分布は、応力解析によって求められる分布とは異なり、非常に複雑な分布が予想されるため、磁気特性解析においては、解の収束性が非常に重要となってくる。従って、応力下のベクトル磁気特性のモデリングには、複素 E&S モデルに対して応力項を付加することが妥当であると考えられる。また、今回使用する解析モデルは永久磁石モータである。その理由に関しては、第 2 章の 2.3.2 節にて述べる。

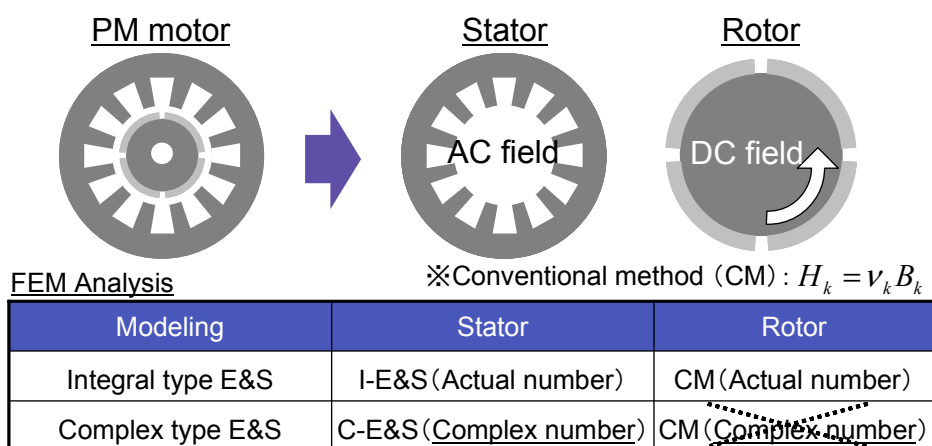


Fig. 1.2.7. Problem of the complex-variable E&S modeling.

図 1.2.7. 複素 E&S モデルの問題点

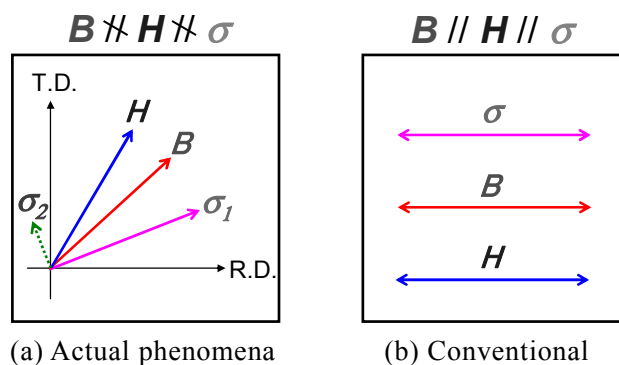


Fig. 1.2.8. Relationship between B , H and σ .

図 1.2.8. 磁束密度・磁界強度・応力の関係

最後にモータの B.F.改善・高効率化のための知見を得るために、解決していかななくてはならない課題についてまとめる。

<課題 1>

複素 E&S モデルを用いたベクトル磁気特性解析を、直流場を含むモータにも適用可能にする。

<課題 2>

複素 E&S モデルを用いたベクトル磁気特性解析の永久磁石モータなどの実際の機器に対する適用可能範囲を明らかにする。

<課題 3>

応力下ベクトル磁気特性解析手法を開発（複素 E&S モデルに対して応力項を付加）し、その妥当性・有用性を明らかにする。

<課題 4>

課題 3 で開発した応力複素 E&S モデルを用いて、回転機ステータコア中の磁気特性を明らかにし、B.F.改善・モータの高効率化に対する知見を得る。

第 1.3 節 本研究の目的

前節でも述べたように、B.F.改善・モータの高効率化のための知見を得るためには、以下の諸点に関して、詳細な検討が必要であると考えられる。

- (1) 複素 E&S モデルを用いたベクトル磁気特性解析の直流場を含むモータへの適用の検討。
- (2) 実際に解析する機器に対する複素 E&S モデルの適用可能範囲の検討。
- (3) 応力下ベクトル磁気特性解析手法の検討。
- (4) 開発した手法のモータの磁気特性解析への適用とその解析結果の検討。

以下の観点から次の研究を行った。

(1)については、複素 E&S モデルが永久磁石モータの磁気特性解析に適用できない理由を明らかにした後、その問題の解決について検討する。

(2)については、まず、 B と H の特性から理論的な磁束密度の適用可能範囲（理論の適用可能範囲）を検討する必要がある。また、磁気特性解析において、定めた理論適用可能範囲と解析結果の最大磁束密度がほぼ同じになる励磁電流値を基準に、入力を小さくした場合と大きくした場合を解析し、積分型 E&S モデルの解析結果（真値）と比較することで、適用可能範囲内の解析精度とそれを超えた場合の解析精度を検討する。そして、得られた結果から実際の磁束密度の適用可能範囲（実際の適用可能範囲）の検討を行う。

(3)については、応力下ベクトル磁気特性測定データベースを用いて、応力下の複素 E&S モデルの開発を行う。また、その有用性の検証についてリングコアモデルを用いて行う。

(4)については、永久磁石モータに対して、(3)で開発した手法を用いて磁気特性解析を行い、B.F.の改善・モータの高効率化に対する知見を得る。

第 1.4 節 本論文の概要

本論文は、本章を含めて 5 章で構成しており、その概要を以下に示す。

第 1 章“序論”では、本研究の社会的意義を明確にし、従来までの到達点と問題点を述べると共に、本研究の目的を示す。

第 2 章“複素 E&S モデルを用いたベクトル磁気特性解析”では、複素 E&S モデルの定義を行い、従来の積分型 E&S モデルとの相違点を説明する。次に複素 E&S モデルの永久磁石モータの解析への適用法について説明する。そして、永久磁石モータの解析を行い、積分型 E&S モデルを用いた時の解析結果と比較することにより、その妥当性を検証する。その際、永久磁石モータへの実際の適用可能範囲について検討する。最後に、モータの出力パラメータであるトルクに関する比較と解析時間の比較を行う。

第 3 章“応力下の二次元ベクトル磁気特性のモデリング”では、第 2 章で示した複素 E&S モデルに対して、応力項を付加した応力複素 E&S モデルを開発する。また、応力下のベクトル磁気特性解析には、膨大なデータベース量が必要だという問題に対して、実用性の向上のため、データベース量の削減についても検討する。そして、応力複素 E&S モデルの有用性について、リングコアモデルを用いて検証を行う。

第 4 章“応力効果を考慮した永久磁石モータのベクトル磁気特性解析”では、第 3 章で開発した応力複素 E&S モデルを用いて、ステータコア中の実測した残留応力を考慮した永久磁石モータのベクトル磁気特性解析を行う。また、得られた結果からモータの高効率化に対する知見を得る。

第 5 章“結論”では本研究の総括を行い、今後の研究課題について述べる。

第2章 複素 E&S モデルを用いた永久磁石モータのベクトル磁気特性解析

第2.1節 緒言

ベクトル磁気特性を表現できる数値モデルとして、著者らは先に微分型、積分型 E&S モデルやダイナミック積分型 E&S モデルを開発してきた[48-65]。これらの数値モデルの長所は、磁束密度と磁界強度をベクトル量として扱えることから、交番ヒステリシスと回転ヒステリシスを表現できること、磁界強度を正確に評価できること、そして、鉄損において、従来の実験式からの算出ではなく、ヒステリシスループから直接算出できることである。また、これにより交番磁束鉄損だけでなく、回転磁束鉄損も算出可能となった。しかしながら、これらの従来の E&S モデルは、測定データベースが膨大なことと特殊な計算プロセスによって、近年の大容量化・高速化した計算機を使用しても解析時間が非常に膨大になることが問題となっており、未だ実用的な解析時間には至っていない。モータの最適設計支援ツールにおいて計算時間は非常に重要であるため、従来の E&S モデルをそのまま用いることは難しい。そこで著者らは、解析精度は従来の E&S モデルと比べて落ちるが、時間領域の近似と収束性の向上によって解析時間を大幅に短縮することができる複素 E&S モデルを開発した[66-73]。最適設計問題においては、複素 E&S モデルによってある程度の最適化をラフに行い解を絞り込んだ上で、従来の E&S モデルによって詳細な解析を行うなどの戦略も可能となる。しかし、複素 E&S モデルは、従来の E&S モデルに複素近似法を適用した数値モデルであるため、永久磁石モータなどの直流場を含む機器には適用が困難という問題がある。そこで著者らは、計算プロセスを工夫することで、その解析を可能にした。

本章では、まず、複素 E&S モデルと従来の E&S モデル（積分型 E&S モデル）との相違点を明確にして、理論的な複素 E&S モデルの適用可能範囲を示す。その後、直流場を含む交流モータの磁気特性解析手法について述べる。そして、本論文の解析モデルに永久磁石モータを選定した理由について述べる。最後に、永久磁石モータの磁気特性解析を行い、積分型 E&S モデルの解析結果と比較することによって、実際にどの程度の磁束密度レベルまで適用可能であるかを検討する。

第 2.2 節 複素 E&S モデル[66-73]

2.2.1 複素 E&S モデルの定義および積分型 E&S モデルとの相違点

第 1.2 節でも示したが、複素 E&S モデルの定義式を再記述する。

$$\dot{H}_k = \bar{v}_{kr}(B_{\max}, \theta_B, \alpha, f_0) \dot{B}_k + j\omega \bar{v}_{ki}(B_{\max}, \theta_B, \alpha, f_0) \dot{B}_k \quad (k = x, y) \quad (2-2-1)$$

また、微分型 E&S モデルも再記述する。

$$H_k(\tau) = v_{kr}(B_{\max}, \theta_B, \alpha, \tau, f_0) B_k(\tau) + v_{ki}(B_{\max}, \theta_B, \alpha, \tau, f_0) \frac{\partial B_k(\tau)}{\partial \tau} \quad (k = x, y) \quad (2-2-2)$$

式(2-2-2)に対して、複素近似法を適用する[83-85]。複素近似法とは、ベクトルポテンシャルや電流密度などの磁界中の全ての物理量が、交流定常状態では、時間的に正弦波状に変化すると仮定してこれらを複素表示し、時間微分を $j\omega$ で置換するベクトル記号法的な手法である。従って、式(2-2-2)は式(2-2-1)となる。次に、複素 E&S モデルの実効磁気抵抗係数 \bar{v}_{kr} と実効磁気ヒステリシス係数 \bar{v}_{ki} を導出する。磁束密度波形と磁界強度波形を正弦波とし、複素表示すると Fig. 2.2.1 のようになる。

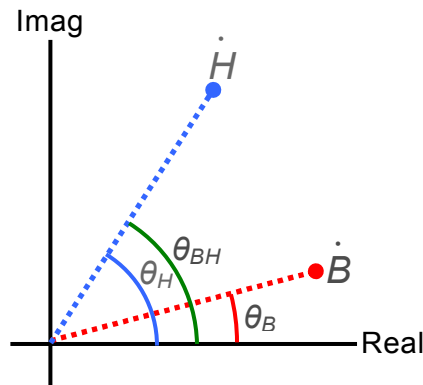


Fig. 2.2.1. Relationship between \dot{B} and \dot{H} .

図 2.2.1. \dot{B} と \dot{H} の関係

Fig. 2.2.1 より磁束密度波形と磁界強度波形は次式のように表される。

$$\dot{B} = |\dot{B}| e^{j\theta_B} = |\dot{B}| (\cos \theta_B + j \sin \theta_B) \quad (2-2-3)$$

$$\dot{H} = |\dot{H}| e^{j\theta_H} = |\dot{H}| (\cos \theta_H + j \sin \theta_H) \quad (2-2-4)$$

式(2-2-3)を式(2-2-1)に代入すると、次式となる。添字 k は簡単のため省く。

$$\dot{H} = \left| \dot{B} \right| (\bar{v}_r + j\omega\bar{v}_i)(\cos\theta_B + j\sin\theta_B) \quad (2-2-5)$$

展開し、実部と虚部に分けると次式になる。

$$\dot{H} = \left| \dot{B} \right| \{ (\bar{v}_r \cos\theta_B - \omega\bar{v}_i \sin\theta_B) + j(\bar{v}_r \sin\theta_B + \omega\bar{v}_i \cos\theta_B) \} \quad (2-2-6)$$

式(2-2-4)と式(2-2-6)の実部と虚部を比較すると、式(2-2-7)、式(2-2-8)が導出される。

$$\left| \dot{B} \right| (\bar{v}_r \cos\theta_B - \omega\bar{v}_i \sin\theta_B) = \left| \dot{H} \right| \cos\theta_H \quad (2-2-7)$$

$$\left| \dot{B} \right| (\bar{v}_r \sin\theta_B + \omega\bar{v}_i \cos\theta_B) = \left| \dot{H} \right| \sin\theta_H \quad (2-2-8)$$

式(2-2-7) $\times\cos\theta_B$ + 式(2-2-8) $\times\sin\theta_B$ を計算すると次式になる。

$$\left| \dot{B} \right| \bar{v}_r (\cos^2\theta_B + \sin^2\theta_B) = \left| \dot{H} \right| (\cos\theta_H \cos\theta_B + \sin\theta_H \sin\theta_B) \quad (2-2-9)$$

変形し、添字 k を付けると次式になる。

$$\bar{v}_{kr} = \frac{\left| \dot{H} \right|}{\left| \dot{B} \right|} \cos(\theta_{H_k} - \theta_{B_k}) = \frac{\left| \dot{H}_k \right|}{\left| \dot{B}_k \right|} \cos\theta_{B_k H_k} \quad (k = x, y) \quad (2-2-10)$$

次に、式(2-2-8) $\times\cos\theta_B$ - 式(2-2-7) $\times\sin\theta_B$ を計算すると次式になる。

$$\omega \left| \dot{B} \right| \bar{v}_i (\cos^2\theta_B + \sin^2\theta_B) = \left| \dot{H} \right| (\sin\theta_H \cos\theta_B - \cos\theta_H \sin\theta_B) \quad (2-2-11)$$

変形し、添字 k を付けると次式になる。

$$\bar{v}_{ki} = \frac{|\dot{H}_k|}{\omega|\dot{B}_k|} \sin(\theta_{H_k} - \theta_{B_k}) = \frac{|\dot{H}_k|}{\omega|\dot{B}_k|} \sin \theta_{B_k H_k} \quad (2-2-12)$$

以上が複素 E&S モデルの定義とその係数の算出法である。

上記の内容の数値モデルを複素 E&S モデルと呼んでいるわけだが、この式は一般に良く知られている複素透磁率とほとんど同じである[85]。ここで、複素透磁率を導出する。交流磁界を $H = H_0 \cos \omega t$ とおくと、磁束密度は磁界の変化に追いついて行けず、位相が遅れる。 H_0 は交流磁界の振幅である。位相の遅れ角を θ とすると、磁束密度は $B = B_0 \cos(\omega t - \theta)$ と表される。 B_0 は磁束密度波形の振幅である。これらを指数関数で表すと次のようになる。

$$\dot{H} = H_0 e^{j\omega t} \quad (2-2-13)$$

$$\dot{B} = B_0 e^{j(\omega t - \theta)} \quad (2-2-14)$$

式(2-2-13)と式(2-2-14)より透磁率 $\dot{\mu}$ は次式となる。

$$\dot{\mu} = \frac{\dot{B}}{\dot{H}} = \frac{B_0 e^{j(\omega t - \theta)}}{H_0 e^{j\omega t}} = \frac{B_0}{H_0} e^{-j\theta} \quad (2-2-15)$$

オイラーの公式 $e^{j\alpha} = \cos \alpha + j \sin \alpha$ を用いて変換すると、次のように複素数として表される。

$$\dot{\mu} = \frac{B_0}{H_0} \cos \theta - j \frac{B_0}{H_0} \sin \theta \quad (2-2-16)$$

実部、虚部はそれぞれ次式によりなり、複素透磁率は式(2-2-18)のようになる。

$$\begin{cases} \mu_r = \frac{B_0}{H_0} \cos \theta \\ \mu_i = \frac{B_0}{H_0} \sin \theta \end{cases} \quad (2-2-17)$$

$$\dot{\mu} = \mu_r - j\mu_i \quad (2-2-18)$$

この複素透率を磁気特性解析に適用する際は、 $H = \nu B$ のように磁気抵抗率を用いるので、式(2-2-15)の逆数を取り計算すると、次のようになる。

$$\dot{\nu} = \frac{\dot{H}}{\dot{B}} = \frac{H_0}{B_0} e^{j\theta} = \frac{H_0}{B_0} \cos \theta + j \frac{H_0}{B_0} \sin \theta \quad (2-2-19)$$

実部、虚部はそれぞれ次式のようになり、複素磁気抵抗率は式(2-2-21)のようになる。

$$\begin{cases} \nu_r = \frac{H_0}{B_0} \cos \theta \\ \nu_i = \frac{H_0}{B_0} \sin \theta \end{cases} \quad (2-2-20)$$

$$\dot{\nu} = \nu_r + j\nu_i \quad (2-2-21)$$

従って、複素磁気抵抗率を使用して磁界強度波形と磁束密度波形の関係を表現すると次式となる。

$$\dot{H} = \dot{\nu} \dot{B} = \nu_r \dot{B} + j\nu_i \dot{B} \quad (2-2-22)$$

式(2-2-22)と式(2-2-1)を比較すると、異なる点は ω であるが、式(2-2-12)を式(2-2-1)に代入すると ω が約分されることから、これらの式は等価と言える。

そこで、一般的な複素透磁率を用いた磁気特性解析と複素 E&S モデルを用いた磁気特性解析の違いについて説明する。複素透磁率を用いた解析では、Fig. 2.2.2 (a)に示す SST やエプスタイン試験器などの一次元測定によって測定されたスカラー量のデータを基にするのに対して、複素 E&S モデルは、Fig. 2.2.2 (b)に示す二次元ベクトル磁気特性装置にて測定されたベクトル量のデータを使用して解析する。従って、複素透磁率を用いた解析では、ヒステリシス項（後述）を含む複素透磁率に対して、交番ヒステリシスのみが考慮され（交番磁束条件時も \mathbf{B} と \mathbf{H} の方向は異なるため正確には考慮不可）、回転ヒステリシスは考慮されない。それに対して、複素 E&S モデルは、交番ヒステリシスと回転ヒステリシスの両方を考慮した磁気特性解析が可能である。

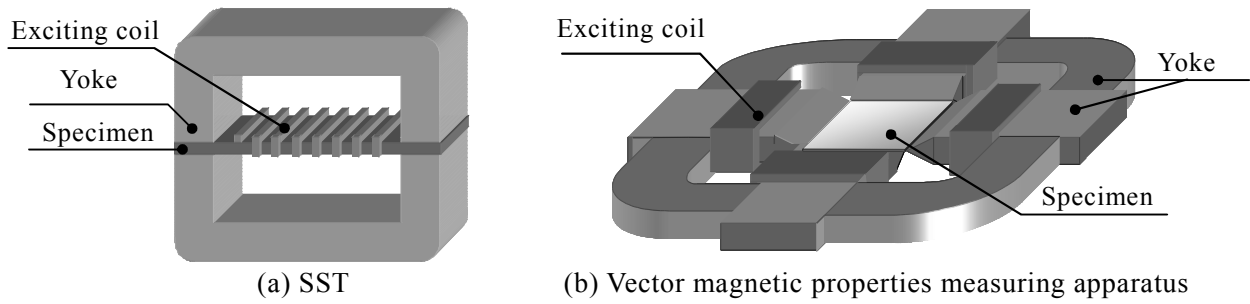


Fig. 2.2.2. Appearance of SST and vector magnetic properties measuring apparatus.

図 2.2.2. 単板磁気試験器とベクトル磁気特性測定装置の外観

次に、複素 E&S モデルと積分型 E&S モデルの相違点について述べる。まず、両モデルとも磁気特性解析に使用する材料データベースは、ベクトル磁気特性測定装置にて、磁束密度軌跡を Fig. 1.2.2 の定義に従って式(1-2-1)を用いて制御し、同時に測定した磁界強度軌跡を基に作成される。その使用の仕方が両モデルの定義式によって異なる。相違点をまとめると Table 2.2.1 のようになる。

Table 2.2.1 Difference of complex-type and integral-type E&S modeling.

表 2.2.1 複素 E&S モデルと積分型 E&S モデルの違い

	C-E&S	I-E&S
Convergence	◎	△
Accuracy	△	○
Computation time	◎	×

まず収束性に関しては、複素 E&S モデルは、磁束密度が線形領域と非線形領域のどちらにおいても非常に良い。それに対して積分型 E&S モデルの収束性は、磁束密度が線形領域の場合は良いが、非線形領域の場合は、Fig. 2.2.3 に示すように、歪磁束密度軌跡の基本波 B_{lmax} が図の B_{max} と同じ場合に、左図、右図の条件の係数が同じになる。すなわち、歪磁束密度波形に対する係数データ（磁気抵抗係数、磁気ヒステリシス係数）の整合が取れなくなり、収束性が非常に悪くなる。次に精度について説明する。Fig. 2.2.4 に積分型 E&S モデルに使用する係数データ例、Fig. 2.2.5 に複素 E&S モデルに使用する係数データ例を示す。積分型 E&S モデルの係数 v_{kr} , v_{kr} をそれぞれ磁気抵抗係数、磁気ヒステリシス係数と呼び、複素 E&S モデルの \bar{v}_{kr} , \bar{v}_{kr} を実効磁気抵抗係数、実効磁気ヒステリシスと呼ぶ。磁束条件は、 $B_{max} = 0.2 \sim 1.4$ T, $\alpha = 0.2$, $\theta_B = 45$ deg. である。積分型 E&S モデルの係数（算出法は後述する）は、図に示すように正弦波状磁束密度波形と高調波を含む磁界強度波形から算出した波形の係数を使用するため、各磁束条件の係数を正確に表現することが可能である。しかしながら、前述したように、非線形性が強い高磁束密度領域にて、歪磁束密度波形に対する係数データの整合が取れない場合は精度が落ちる。それに対して、複素 E&S モデルは図に示すように、正弦波状磁束密度波形の最大

値と磁界強度波形の基本波の最大値と、それらの波形の位相差から算出した定数の係数を使用するため、各磁束条件の係数は近似値となる。しかしながら、磁束密度波形と磁界強度波形が歪みにくい線形領域においては、積分型 E&S モデルとほぼ相違ない結果を得ることができる。次に解析時間においては、第 1.2 節でも述べたように、複素 E&S モデルは、交流 1 周期分の計算を 1 回の計算で解くことができるため、積分型 E&S モデルに比べて非常に短い。以上が、複素 E&S モデルと積分型 E&S モデルの違いである。最後に、積分型 E&S モデルの係数は次式で算出した。詳細は文献を参照願う [52][58][65]。

i) $\sin(\tau + \varphi_x) \neq 0$ かつ $\cos(\tau + \varphi_x) \neq 0$ の場合

$$\left\{ \begin{array}{l} v_{xr} = -\frac{\sum_{n=1}^m \left(I_{(2n-1)H_x} \sin\{(2n-1)(\tau + \varphi_x)\} \right)}{B_{mx} \sin(\tau + \varphi_x)} \quad v_{yr} = -\frac{\sum_{n=1}^m \left(I_{(2n-1)H_y} \sin\{(2n-1)(\tau + \varphi_y)\} \right)}{B_{my} \sin(\tau + \varphi_y)} \\ v_{xi} = -\frac{\sum_{n=1}^m \left(R_{(2n-1)H_x} \cos\{(2n-1)(\tau + \varphi_x)\} \right)}{B_{mx} \cos(\tau + \varphi_x)} \quad v_{yi} = -\frac{\sum_{n=1}^m \left(R_{(2n-1)H_y} \cos\{(2n-1)(\tau + \varphi_y)\} \right)}{B_{my} \cos(\tau + \varphi_y)} \end{array} \right. \quad (2-2-23)$$

ii) $\sin(\tau + \varphi_x) = 0$ の場合

$$\left\{ \begin{array}{l} v_{xr} = -\frac{\sum_{n=1}^m \left(I_{(2n-1)H_x} (2n-1) \right)}{B_{mx}} \quad v_{yr} = -\frac{\sum_{n=1}^m \left(I_{(2n-1)H_y} (2n-1) \right)}{B_{my}} \\ v_{xi} = -\frac{\sum_{n=1}^m \left(R_{(2n-1)H_x} \cos\{(2n-1)(\tau + \varphi_x)\} \right)}{B_{mx} \cos(\tau + \varphi_x)} \quad v_{yi} = -\frac{\sum_{n=1}^m \left(R_{(2n-1)H_y} \cos\{(2n-1)(\tau + \varphi_y)\} \right)}{B_{my} \cos(\tau + \varphi_y)} \end{array} \right. \quad (2-2-24)$$

iii) $\cos(\tau + \varphi_x) = 0$ の場合

$$\left\{ \begin{array}{l} v_{xr} = -\frac{\sum_{n=1}^m \left(I_{(2n-1)H_x} \sin\{(2n-1)(\tau + \varphi_x)\} \right)}{B_{mx} \sin(\tau + \varphi_x)} \quad v_{yr} = -\frac{\sum_{n=1}^m \left(I_{(2n-1)H_y} \sin\{(2n-1)(\tau + \varphi_y)\} \right)}{B_{my} \sin(\tau + \varphi_y)} \\ v_{xi} = -\frac{\sum_{n=1}^m \left((-1)^{n-1} R_{(2n-1)H_x} (2n-1) \right)}{B_{mx}} \quad v_{yi} = -\frac{\sum_{n=1}^m \left((-1)^{n-1} R_{(2n-1)H_y} (2n-1) \right)}{B_{my}} \end{array} \right. \quad (2-2-25)$$

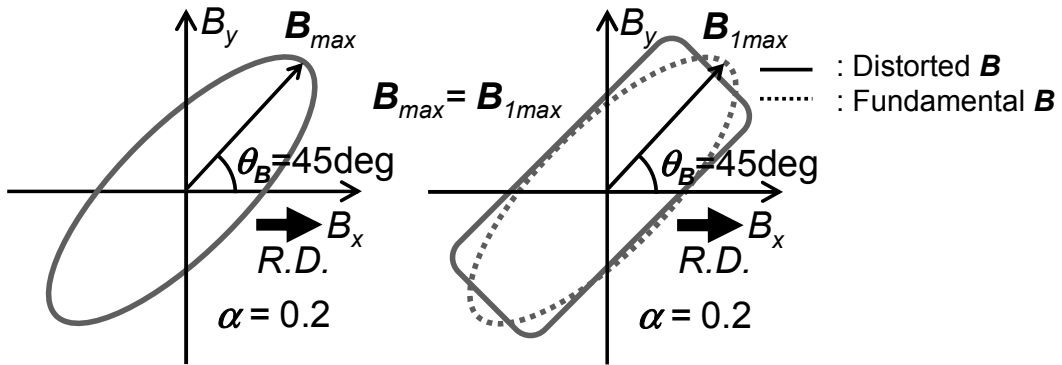


Fig. 2.2.3. Example of the flux condition using same coefficients.

図 2.2.3. 同じ係数を使用する磁束条件の例

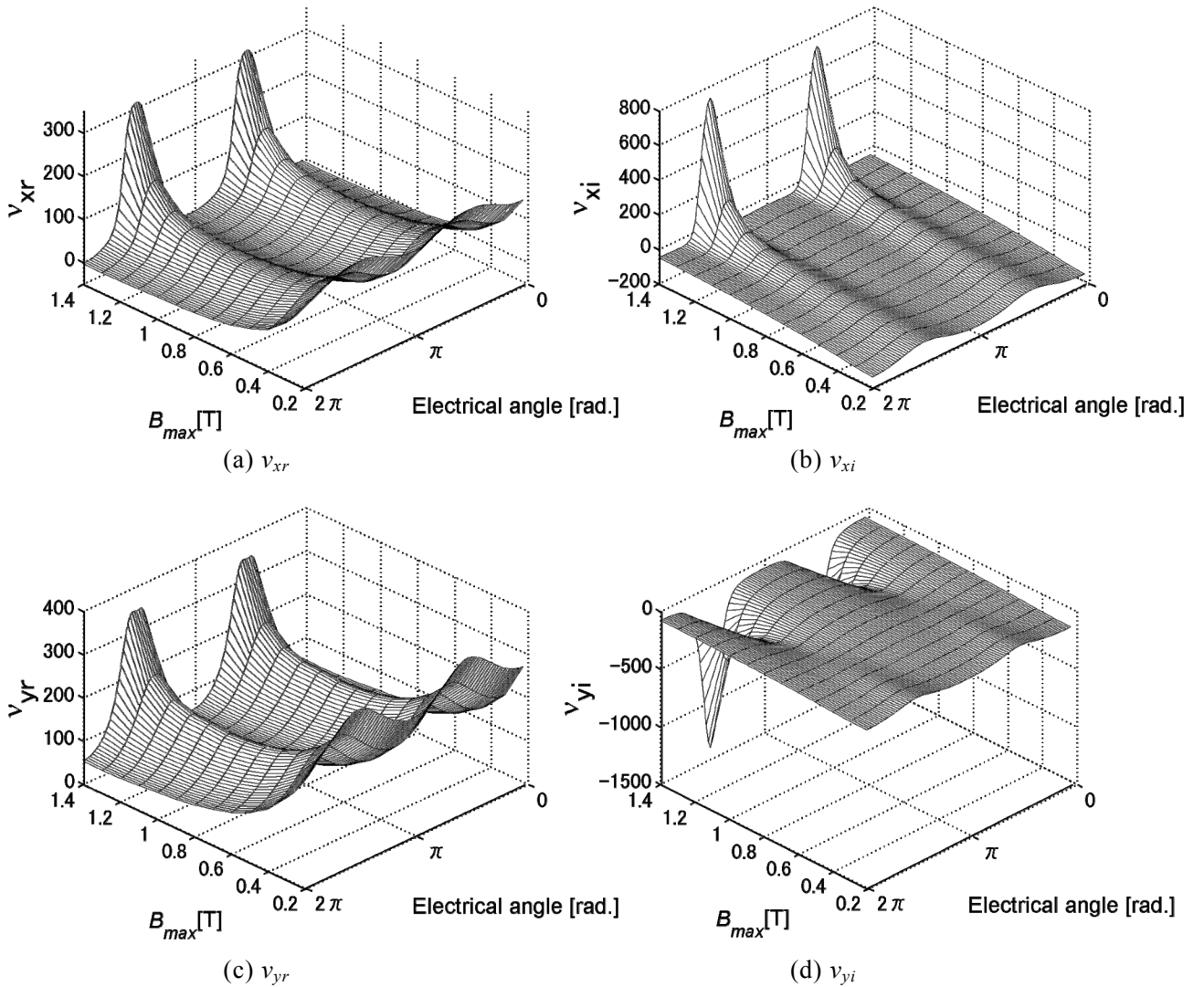


Fig. 2.2.4. Magnetic reluctivity and hysteresis coefficients ($\alpha = 0.2, \theta_B = 45 \text{ deg.}$).

図 2.2.4. 磁気抵抗係数とヒステリシス係数 ($\alpha = 0.2, \theta_B = 45 \text{ deg.}$)

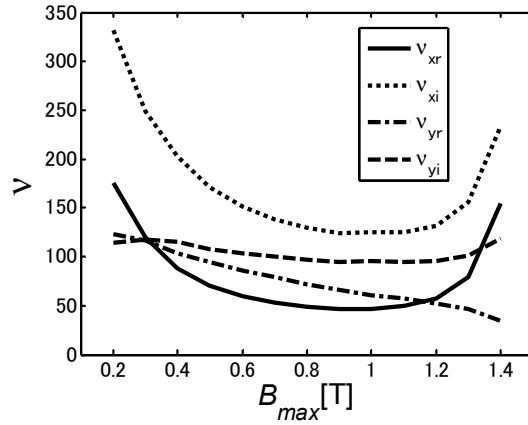


Fig. 2.2.5. Effective magnetic reluctivity and hysteresis coefficients ($\alpha = 0.2, \theta_B = 45 \text{ deg.}$).

図 2.2.5. 実効磁気抵抗係数と実効磁気ヒステリシス係数 ($\alpha = 0.2, \theta_B = 45 \text{ deg.}$)

2.2.2 複素 E&S モデルを用いた有限要素磁気特性解析のための定式化・離散化

Maxwell の電磁方程式より

$$\text{rot}\mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2-2-26)$$

$$\text{rot}\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2-2-27)$$

$$\text{div}\mathbf{B} = 0 \quad (2-2-28)$$

$$\text{div}\mathbf{D} = \rho \quad (2-2-29)$$

\mathbf{H} : 磁界強度[A/m], \mathbf{E} : 電界強度[V/m], \mathbf{B} : は磁束密度[T], \mathbf{D} : 電束密度[C/m²], \mathbf{J} : は電流密度[A/m²], ρ は体積電荷密度[C/m³]である。本節では, 解析領域内に導体または磁性体が存在し, それには渦電流は流れないと仮定している。そこで, 磁界に関する式(2-2-26)と式(2-2-28)を用いる。また, 渦電流の影響は係数に含まれるため式(2-2-26)は式(2-2-30)となる。さらに, ここからすべての物理量を複素量で考える。

$$\text{rot}\dot{\mathbf{H}} = \dot{\mathbf{J}} \quad (2-2-30)$$

式(2-2-28)のように, 磁束の発散は常に零となるため, 次式のような磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} [Wb/m]が定義できる。

$$\dot{\mathbf{B}} = \text{rot}\dot{\mathbf{A}} \quad (2-2-31)$$

よって、 \mathbf{B} は

$$\dot{\mathbf{B}} = \left(\frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} - \frac{\partial \dot{A}_y}{\partial z} \right) \mathbf{i} + \left(\frac{\partial \dot{A}_x}{\partial z} - \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) \mathbf{j} + \left(\frac{\partial \dot{A}_y}{\partial x} - \frac{\partial \dot{A}_x}{\partial y} \right) \mathbf{k} \quad (2-2-32)$$

となり、二次元場では

$$\dot{B}_x = \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y}, \quad \dot{B}_y = -\frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \quad (2-2-33)$$

となる。

ここで、式(2-2-30)により

$$\left(\frac{\partial \dot{H}_y}{\partial z} - \frac{\partial \dot{H}_z}{\partial y} \right) \mathbf{i} + \left(\frac{\partial \dot{H}_z}{\partial x} - \frac{\partial \dot{H}_x}{\partial z} \right) \mathbf{j} + \left(\frac{\partial \dot{H}_x}{\partial y} - \frac{\partial \dot{H}_y}{\partial x} \right) \mathbf{k} + \mathbf{J} = 0 \quad (2-2-34)$$

となる。二次元場では次式となる。

$$\left(\frac{\partial \dot{H}_x}{\partial y} - \frac{\partial \dot{H}_y}{\partial x} \right) + J_{0z} = 0 \quad (2-2-35)$$

この H_x, H_y に式(2-2-1)を代入することで、支配方程式を算出することができる。

$$\frac{\partial}{\partial y} (\bar{v}_{xr} \dot{B}_x + j\omega \bar{v}_{xi} \dot{B}_x) - \frac{\partial}{\partial x} (\bar{v}_{yr} \dot{B}_y + j\omega \bar{v}_{yi} \dot{B}_y) + J_{0z} = 0 \quad (2-2-36)$$

また、実効磁気ヒステリシス係数を

$$\hat{v}_{xi} = \frac{|\dot{H}_x|}{|\dot{B}_x|} \sin \theta_{B_x H_x}, \quad \hat{v}_{yi} = \frac{|\dot{H}_y|}{|\dot{B}_y|} \sin \theta_{B_y H_y} \quad (2-2-37)$$

とし、式(2-2-36)に式(2-2-33)を代入すると次式になる。

$$\frac{\partial}{\partial x} (\bar{v}_{yr} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} + j\hat{v}_{yi} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v}_{xr} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} + j\hat{v}_{xi} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y}) + J_{0z} = 0 \quad (2-2-38)$$

次に離散化を行う。

離散化は重み付き残差法の一つであるガラーキン法を用いて直接離散化を行う。節点 i の補間関数 N_i を重み関数として、残差を重み付き積分したものを G_i とすると式(2-2-39)のようになる。

$$G_i = \iint_s R \cdot N_i dx dy = 0 \quad R : \text{残差} \quad N_i : \text{補間関数} \quad (2-2-39)$$

補間関数は一次三角形要素を用いると次式で求められる。

$$N_i = \frac{1}{2\Delta} (B_i + C_i x + D_i y) \quad (2-2-40)$$

$$\begin{cases} B_{ie} = x_{je} y_{ke} - x_{ke} y_{je} \\ C_{ie} = y_{je} - y_{ke} \\ D_{ie} = x_{ke} - x_{je} \end{cases} \quad (2-2-41)$$

ここで、 Δ は一次三角形要素の面積である。

残差 R に式(2-2-38)を代入すると、

$$G_i = \iint_s \left[N_i \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{v}_{yr} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} + j\hat{v}_{yi} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{v}_{xr} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} + j\hat{v}_{xi} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) + J_{0z} \right] \right] dx dy \quad (2-2-42)$$

展開すると、

$$\begin{aligned} G_i = \iint_s & \left[N_i \frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{v}_{yr} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) + N_i \frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{v}_{xr} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) \right. \\ & \left. + N_i \frac{\partial}{\partial x} \left(j\hat{v}_{yi} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) + N_i \frac{\partial}{\partial y} \left(j\hat{v}_{xi} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) + N_i J_{0z} \right] dx dy \end{aligned} \quad (2-2-43)$$

となる。ここで合成関数の微分の公式より、

$$N_i \frac{\partial}{\partial x} \left(j \hat{v}_{yi} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(j N_i \hat{v}_{yi} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial N_i}{\partial x} \left(j \hat{v}_{yi} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) \quad (2-2-44)$$

となる。従って、式(2-2-43)に式(2-2-44)を代入し、整理すると次式となる。

$$\begin{aligned} G_i = & \iint_s \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(N_i \bar{v}_{yr} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(N_i \bar{v}_{xr} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) \right. \\ & - \frac{\partial N_i}{\partial x} \left(\bar{v}_{yr} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial N_i}{\partial y} \left(\bar{v}_{xr} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) \\ & + j \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(N_i \hat{v}_{yi} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(N_i \hat{v}_{xi} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) \right. \\ & \left. \left. - \frac{\partial N_i}{\partial x} \left(\hat{v}_{yi} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial N_i}{\partial y} \left(\hat{v}_{xi} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) \right\} + N_i J_{0z} \right] dx dy \end{aligned} \quad (2-2-45)$$

ここで、次式にグリーンの定理を示す。

$$\iint_s \left(\frac{\partial g}{\partial x} + \frac{\partial f}{\partial y} \right) dx dy = \int_c (g dy - f dx) \quad (2-2-46)$$

式(2-2-45)にグリーンの定理を用いて面積分を閉路 c で表される線積分に変換する。

$$\begin{aligned} G_i = & \int_c \left[\left(N_i \bar{v}_{yr} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} + j N_i \hat{v}_{yi} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) \frac{\partial y}{\partial s} - \left(N_i \bar{v}_{xr} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} + j N_i \hat{v}_{xi} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) \frac{\partial x}{\partial s} \right. \\ & \left. - \iint_s \left[\frac{\partial N_i}{\partial x} \left(\bar{v}_{yr} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} + j \bar{v}_{yi} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial N_i}{\partial y} \left(\bar{v}_{xr} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} + j \hat{v}_{xi} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) + N_i J_{0z} \right] dx dy \right] \end{aligned} \quad (2-2-47)$$

積分路 c は閉領域の境界である。 c を自然境界として取り扱う場合は、自然境界条件 ($\mathbf{H} \times \mathbf{n} = \mathbf{0}$) より、式(2-2-47)の線積分の項を零と見なせるため、次式のようになる。

$$G_i = - \iint_s \left[\frac{\partial N_i}{\partial x} \left(\bar{v}_{yr} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} + j \hat{v}_{yi} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial N_i}{\partial y} \left(\bar{v}_{xr} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} + j \hat{v}_{xi} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) + N_i J_{0z} \right] dx dy \quad (2-2-48)$$

展開すると次式となる。

$$G_i = -\iint_s \left[\frac{\partial N_i}{\partial x} \left(\bar{v}_{yr} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial N_i}{\partial y} \left(\bar{v}_{xr} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial N_i}{\partial x} \left(j\hat{v}_{yi} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial N_i}{\partial y} \left(j\hat{v}_{xi} \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) + N_i \dot{J}_{0z} \right] dx dy \quad (2-2-49)$$

ここで、ベクトルポテンシャルを補間関数を用いて表すと

$$\dot{A}_z = \sum_{i=1}^3 N_{ie} \dot{A}_{ie} \quad (2-2-50)$$

となる。また、式(2-2-40)を x, y それぞれの方向へ偏微分すると次式になる。

$$\begin{cases} \frac{\partial N_i}{\partial x} = \frac{C_{ie}}{2\Delta} \\ \frac{\partial N_i}{\partial y} = \frac{D_{ie}}{2\Delta} \end{cases} \quad (2-2-51)$$

ここで、 Δ は三角形要素の面積を表す。式(2-2-49)に、式(2-2-50)と式(2-2-51)を代入すると次式が得られる。

$$G_i = -\iint_s \left[\sum_{j=1}^3 \left\{ \frac{C_{ie}}{2\Delta} \left(\bar{v}_{yr} \frac{C_{je}}{2\Delta} \right) + \frac{D_{ie}}{2\Delta} \left(\bar{v}_{xr} \frac{D_{je}}{2\Delta} \right) \right\} \dot{A}_{je} + j \left\{ \frac{C_{ie}}{2\Delta} \left(\hat{v}_{yi} \frac{C_{je}}{2\Delta} \right) + \frac{D_{ie}}{2\Delta} \left(\hat{v}_{xi} \frac{D_{je}}{2\Delta} \right) \right\} \dot{A}_{je} \right] dx dy + \frac{\Delta \dot{J}_{0z}}{3} = 0 \quad (2-2-52)$$

式(2-2-52)を解くことで、複素 E&S モデルを用いたベクトル磁気特性解析を行う。

2.2.3 複素 E&S モデルの理論適用可能範囲

複素 E&S モデルは、磁束密度波形と磁界強度波形が正弦波状に変化すると仮定したモデルであることから、それらが非線形的に変化する領域では精度が落ちる。従って、複素 E&S モデルを用いた有限要素磁気特性解析を行うにあたり、その適用可能範囲を定める必要がある。Fig. 2.2.6 に、交番磁束条件時で、 θ_B が R.D. (Rolling Direction) と T.D. (Transverse Direction)、 $B_{max} = 0.2 \sim 1.4$ T (0.2 step) の時のベクトル磁気特性の測定結果、および測定結果の基本波から描いたヒステリシスループを示す。また、Fig. 2.2.7 に Fig. 2.2.6 のヒステリシスループに対して式(2-2-53)を用いて直接鉄損を算出した結果を示す。使用電磁鋼板は 50A470 であり、その材料密度は 7700 kg/m^3 である。

$$W = \frac{1}{\rho T} \int \mathbf{H} \cdot d\mathbf{B} = \frac{1}{\rho T} \left\{ \int H_x dB_x + \int H_y dB_y \right\} \quad (2-2-53)$$

ここで、 ρ : 材料密度 [kg/m^3], T : 励磁周期 [s] を表す。

また、鉄損は、磁束密度波形と磁界強度波形の各調波成分によって描かれるヒステリシスループの面積の和となることから、式(2-2-54)によっても算出できる。

$$W = \frac{1}{\rho} \sum_{m=1}^{Ham} \frac{1}{T_m} \int \mathbf{H}_m \cdot d\mathbf{B}_m \quad (2-2-54)$$

ここで、 m : 高調波の次数, Ham : 考慮する高調波の最大次数を表す。

このことから、磁束密度波形が正弦波の場合、歪んだ磁界強度波形の基本波しか鉄損に寄与しないことになる。従って、一般に初期磁化曲線において、線形領域では磁束密度波形はほぼ正弦波状になり、非線形領域で歪むことから Fig. 2.2.8 の R.D. と T.D. の初期磁化曲線において、両領域の境界である 1.1 T 程度が 50A470 の場合の理論の適用可能範囲と考えられる。

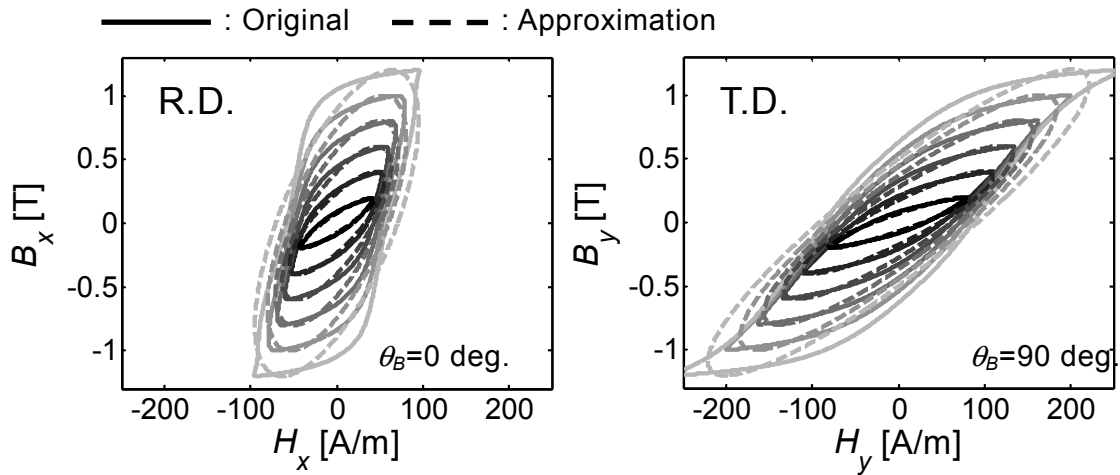


Fig. 2.2.6. Hysteresis loops at $B_{max} = 0.2 \sim 1.2$ T (0.2 step), $\alpha = 0$.

図 2.2.6. ヒステリシスループ ($B_{max} = 0.2 \sim 1.2$ T (0.2 step), $\alpha = 0$)

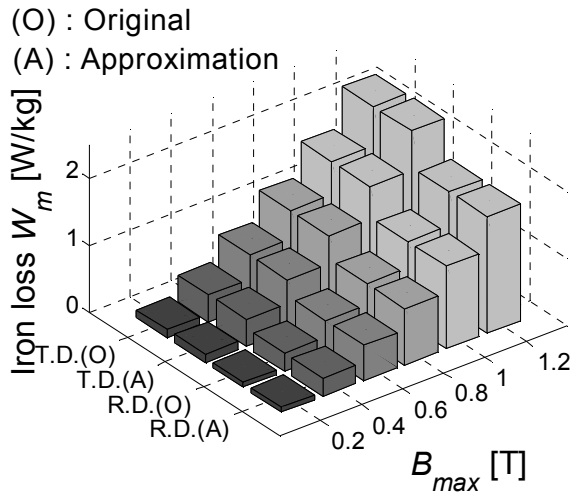


Fig. 2.2.7. Comparison of the original hysteresis loops with the approximated ones.

図 2.2.7. 測定データから算出したヒステリシスループと近似ヒステリシスループの比較

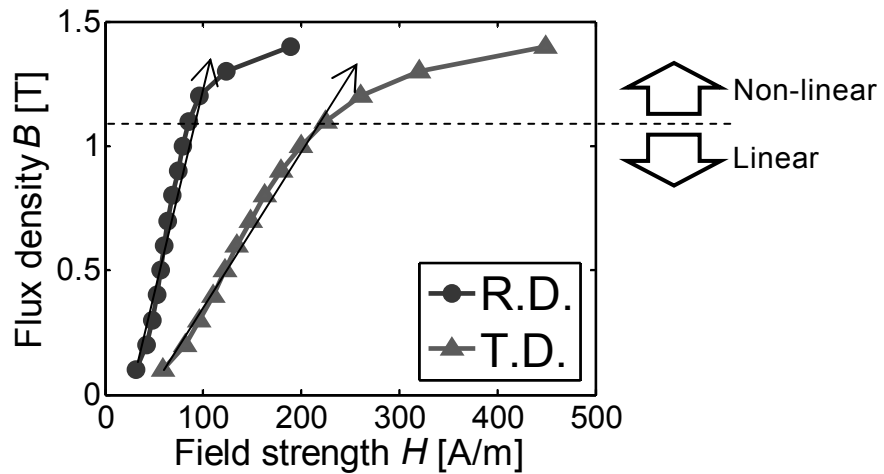


Fig. 2.2.8. Initial magnetization curves of R.D. and T.D.

図 2.2.8. R.D.と T.D.の初期磁化曲線

第 2.3 節 複素 E&S モデルを用いた永久磁石モータの磁気特性解析[67-71]

2.3.1 直流場を含む交流モータへの複素近似法の適用法およびフローチャート

第 1.2 節, 2.2.1 項でも述べたが, 複素 E&S モデルは, 複素近似法を使用している。従って, 解析領域全てが交流定常場でなければ磁気特性解析を行うことは困難である。つまり, 永久磁石モータは回転子が直流場であるため, 適用が困難だということになる。そこで著者らは, ある時間の従来の有限要素磁気特性解析 ($H = \nu B$) を行った後に, 永久磁石モータのギャップ中心に境界条件を設けることによって, それを可能にした。以下にその詳細を述べる。

Fig. 2.3.1 に複素 E&S モデルを用いた永久磁石モータの解析手法を示す。また, Fig. 2.3.2 に解析のフローチャートを示す。まず, 定数データを設定し, 実効磁気抵抗係数, 実効磁気ヒステリシス係数データをデータベースから読み込む。実効磁気抵抗係数 (実部) を初期値として与え, 直流場である回転子を含む解析領域で, 非線形定常解析を行う。その結果から, ギャップ中心線上の磁気ベクトルポテンシャルを得る。そして, そのベクトルポテンシャルを複素数に変換し, 回転領域と非回転領域の複素境界条件とする。Fig. 2.3.3 にベクトルポテンシャルを複素数に変換する際の定義図, 式(2-3-1)にその変換式を示す。

$$\dot{A} = A_{\max} (\cos(\theta_A + \theta_p) + i \cdot \sin(\theta_A + \theta_p)) \quad (2-3-1)$$

ここで, θ_p は基準線からの角度[rad.], θ_A はベクトルポテンシャル波形の位相[rad.]である。例えば, 永久磁石モータの場合, ギャップ中心のベクトルポテンシャルの波形は, 2 極で 1 周期 (励磁周期と同様) になるため, この場合, 機械角で $0 \sim 180 \text{ deg}$ の所が $0 \sim 360 \text{ deg}$ となる。また, ベクトルポテンシャルの時間変化を考慮して, 回転方向に対して逆方向に位相角度 θ_p を定義した。次に, 複素境界条件を使用し, 非回転領域のみで, 複素 E&S モデルを用いた磁気特性解析を行う。算出された複素ベクトルポテンシャルを正弦波近似し, B_{\max} , α , θ_B を求め, 材料データベースより新たな実効磁気抵抗係数と実効磁気ヒステリシス係数を読み込むという流れで収束計算を行う。最後に, 収束条件を満たすと, モデル式を用いて各要素の磁界強度を算出し, 式(2-2-53)を用いて鉄損を計算し, 解析終了となる。

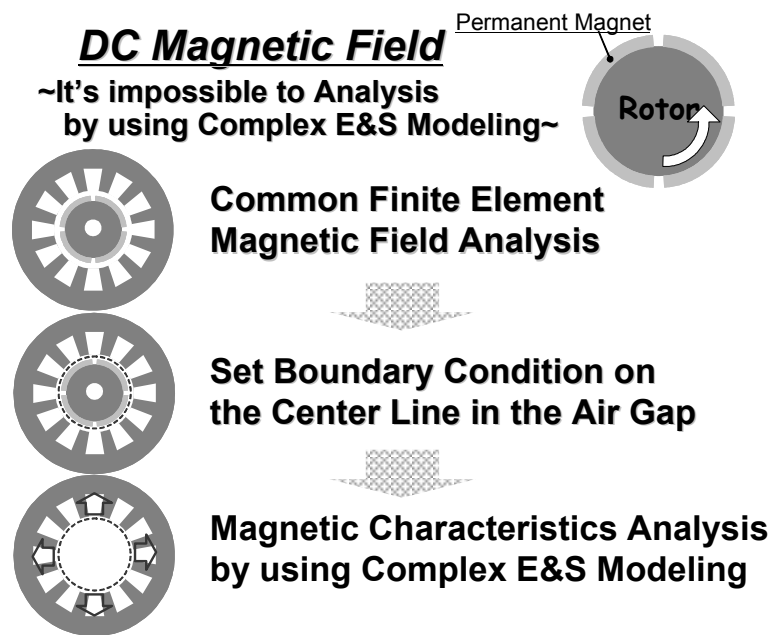


Fig. 2.3.1. Analyzed method of the PM motor by using the complex-variable E&S modeling.

図 2.3.1 複素 E&S モデルを用いた永久磁石モータの解析手法

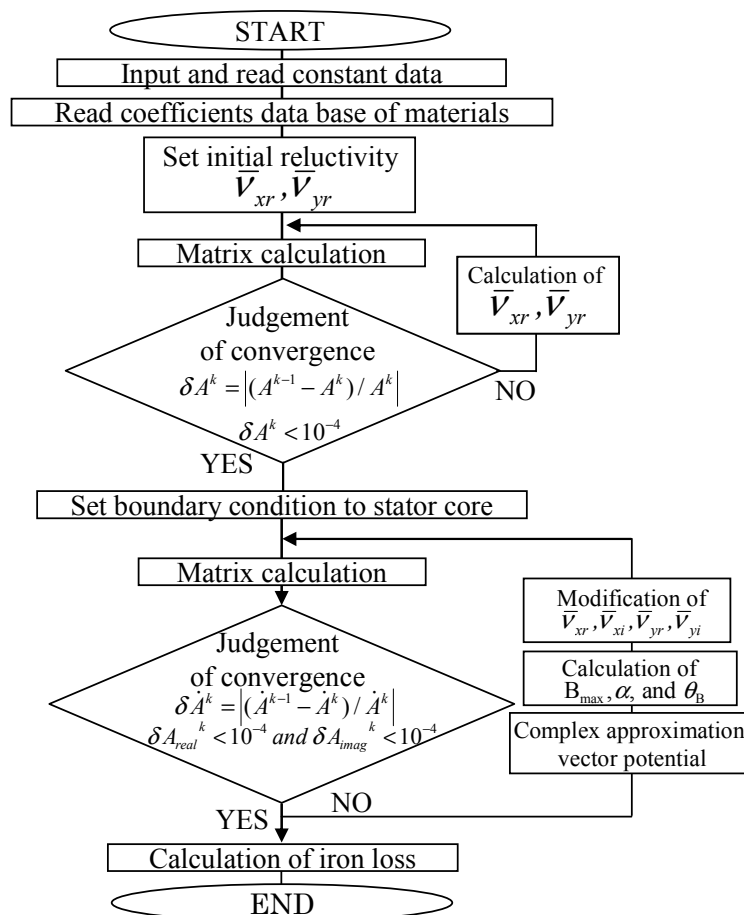


Fig. 2.3.2. Flow chart.

図 2.3.2 フローチャート

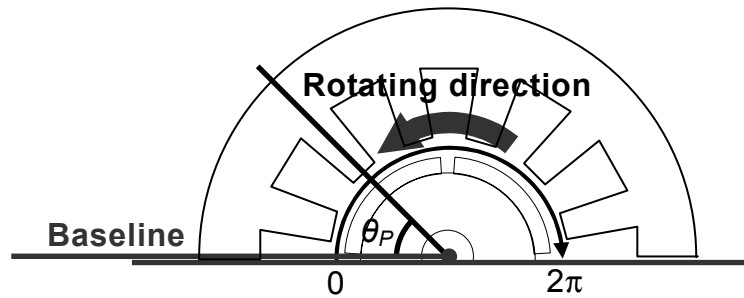


Fig. 2.3.3. Definition of the complex-variable boundary condition.

図 2.3.3 複素境界条件の定義

2.3.2 直流場を含む様々な交流モータに対する複素 E&S モデルの適用について

Fig. 2.3.4.に例として直流場を含む交流モータを三つ示す。左から、永久磁石モータ，誘導モータ，リラクタンスモータである。それぞれのモータのロータにて発生する直流場について考える。まず，永久磁石モータにおいては，基本的に永久磁石が主磁束を形成するため，ロータの磁場は安定する。誘導モータは，一次側のスロットと二次側のアルミバーによってスロット高調波が発生するため，積分型 E&S モデル，複素 E&S モデルの両方の解析において精度が悪くなる。また，すべりによってアルミバーに発生する逆起電力によりさらに高調波は増加するが（この場合はロータも交流場），同期運転時は，二次側の逆起電力は発生しないため，その分の高調波は発生しない。しかしながら，永久磁石モータに比べてギャップが小さく，一次側のスロット，ロータのアルミバーによって，ロータのギャップ付近の磁場は大きく変化する。リラクタンスモータは，ロータがその時の磁気エネルギーを最も安定する状態へ移行させる時に発生するトルク（リラクタンストルク）を利用して回転する。その際，特に負荷角が大きいときは，ロータのギャップ付近の磁場が大きく変化する。前述した直流場を含む交流モータへの複素近似法の適用法では，誘導モータの同期時，リラクタンスモータの磁気特性解析自体は可能だが，誤差要因が増えてしまい，適用可能範囲の検討には向かない。また，第 4 章の応力を考慮した磁気特性解析においても応力と磁場以外の考察要素は省いておきたい。従って，本論文においては，誘導モータ，リラクタンスモータの磁気特性解析への複素 E&S モデルの適用は今後の課題として，永久磁石モータを解析モデルに選定した。

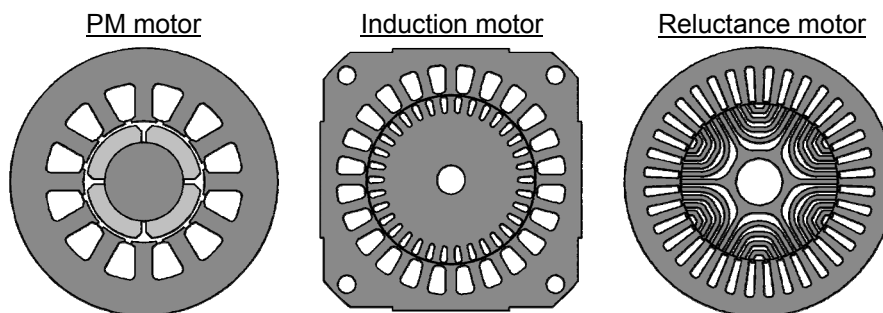


Fig. 2.3.4. Example of AC motor including DC magnetic field.

図 2.3.4. 直流場を含む交流モータの例

Table 2.3.1 Characteristics of DC magnetic field in AC motor.

表 2.3.1. 交流モータ中の直流磁場の特徴

	PMM	IM	RM
Stator	AC	AC	AC
Rotor	DC	DC(Synchronous driving)	DC
Magnetic field in rotor	Stability	Variation	Variation

2.3.3 解析モデルおよび解析条件

Fig. 2.3.5, Fig. 2.3.6 に解析に使用する永久磁石モータモデルとメッシュを示す。図中の矢印は磁化方向を表す。周期境界条件を用いたため、モデル図は 180 度モデルである。有限要素解析に使用したメッシュの要素数は 29362 で、節点数は 14788 である。巻線は三相分布巻で、その他の条件は Table 2.3.2 に示す。解析は無励磁の場合、励磁した場合の両方を行う。ステータコア中の最大磁束密度は、2.2.2 項で定めた理論の適用可能範囲（1.1 T 程度）を超えた範囲でも解析を行い、実際の適用可能範囲についても検討する。また、今回使用した PC のスペックは、OS : Windows 7 Ultimate 64bit, CPU : Intel(R) CPU W5590 3.33 GHz, Memory : 48 GB である。

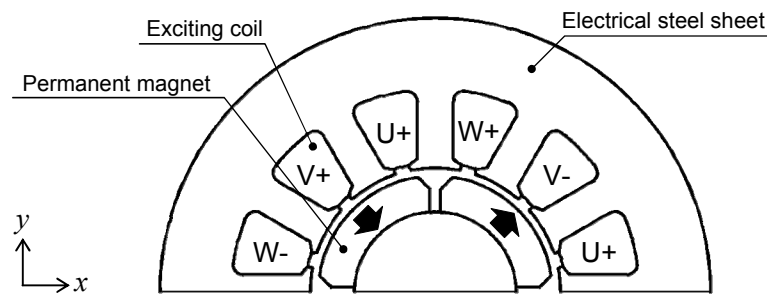


Fig. 2.3.5. Analyzed model.

図 2.3.5. 解析モデル

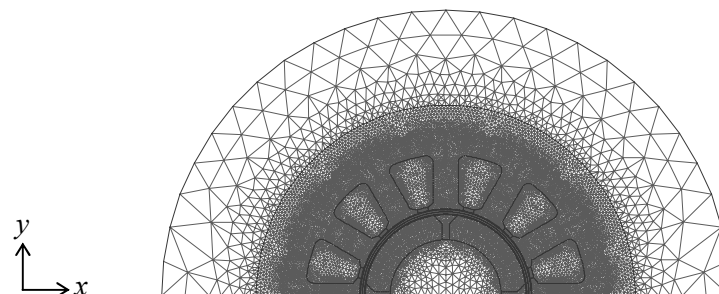


Fig. 2.3.6. Mesh arrangement.

図 2.3.6. メッシュ

Table 2.3.2. Conditions used in the analysis.

表 2.3.2. 解析条件

Outer diameter of the stator core	53.4 mm
Outer diameter of the rotor core	22.6 mm
Gap length	0.5 mm
Number of turns of the exciting coils	65 turns/slot
Electrical steel sheet	50A470
Exciting current	0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 9 10 A
Residual magnetization	0.2 T
Revolution speed	1500 min ⁻¹
Rolling direction	0 deg

2.3.4 複素 E&S モデルと積分型 E&S モデルの解析結果の比較および複素 E&S モデルの実際の適用可能範囲の検討

Fig. 2.3.7 に複素 E&S モデルと積分型 E&S モデルで解析した各励磁電流時のステータコアの全鉄損とその相対誤差を示す。全鉄損の算出式は次式となる。

$$W_{total} = \rho \cdot D_p \cdot N_{os} \cdot \sum_{i=1}^{N_{es}} (W_{ti} \cdot S_i) [W] \quad (2-3-2)$$

ここで、 ρ : 材料密度[kg/m³], D_p : 電磁鋼板の厚み[m], N_{os} : 積層枚数, N_{es} : 要素番号, W_{ti} : 各有限要素 i の鉄損[W/kg], S_i : 一要素の面積[m²]を表す。積層枚数は 75 枚として計算している。無励磁時 (0 A) と励磁電流が 1~6 A の時は、相対誤差が-5~5%以内で推移していることがわかる。また、9, 10 A の時は、0~6 A の時に比べて相対誤差が大きくなっているが、10%以内に収まっている。0~2 A にかけて相対誤差がマイナス方向に増加している。その原因について説明する。Fig. 2.3.8 に $\theta_B = 0$ deg の交番磁束条件時の各 B_{max} における測定磁界強度波形と近似磁界強度波形を示す。複素 E&S モデルの係数には近似磁界強度波形の最大値を用いるが、測定と近似の磁界強度波形の最大値の大小関係が理論の適用可能範囲内においても変動する。この波形例では、 $B_{max} = 0.5$ T 時においては、近似波形の最大値が大きく、 $B_{max} = 1$ T 時でほぼ同じ、 $B_{max} = 1.5$ T 時で測定波形の最大値が大きくなる。この差異は、1.1 T 程度から単調増加になるため、 $B_{max} = 0.1 \sim 1.3$ T までの差異を Fig. 2.3.9 に示す。差異は次式にて計算した。

$$Diff_{H_{max}} = H_{max} - H_{1max} \quad (2-3-3)$$

ここで、 $Diff$ は差異を意味し、 H_{max} は測定磁界強度波形の最大値、 $H_{I_{max}}$ は近似磁界強度波形の最大値である。グラフを見てもわかるように、この磁束条件においては、 $B_{max} = 0.1$ Tを除いた、0.9 T程度まで $H_{I_{max}}$ のほうが大きいことがわかる。また、この結果は、 $\alpha = 0, \theta_B = 0$ deg.の磁束条件のみの結果であり、他の条件では当然変化する。これらの影響が、複素 E&S モデルと積分型 E&S モデルの解析結果における、低磁束密度領域が大部分を占める小電流時の全鉄損値の大小関係に現れたと考えられる。

測定相対誤差の発生要因と実際の適用可能範囲を調べるため、適用可能範囲内の 0 A 時とステータコア中の最大磁束密度が 2.2.3 項で定めた 1.1 T 程度であった 6 A 時と、相対誤差が最も大きい 10 A の時の解析結果について検討する。

Fig. 2.3.10～Fig. 2.3.12 に各励磁電流時の磁束分布を示す。分布傾向は、どの励磁電流時も良く一致していることがわかる。Fig. 2.3.13 に各励磁電流時の最大磁束密度分布を示す。励磁電流が増加するにつれて、スロット周りで差異が増加していることがわかる。Fig. 2.3.14 に最大磁束密度分布における各励磁電流時の複素 E&S モデルと積分型 E&S モデルの絶対・相対誤差分布（以後、誤差分布と呼ぶ）を示す。絶対誤差、相対誤差はそれぞれ式(2-3-4)、式(2-3-5)にて算出した。また、絶対誤差、相対誤差共に絶対値で算出した。

$$Error_{absolute} = |D_{I-E\&S} - D_{C-E\&S}| \quad (2-3-4)$$

$$Error_{relative} = \left| \frac{D_{I-E\&S} - D_{C-E\&S}}{D_{I-E\&S}} \right| \times 100 [\%] \quad (2-3-5)$$

ここで、 $Error$ は誤差、 D は分布を意味する。各励磁電流値におけるステータコア中の磁路は大きくは変化しないので、Fig. 2.3.15 に例として複素 E&S モデルと積分型 E&S モデルの場合の 6 A 時の局所 B 軌跡をそれぞれ示す。図中の φ はその場所における主な磁束の方向を示す。ここで、Fig. 2.3.13 の B_{max} 分布、Fig. 2.3.14 の誤差分布と Fig. 2.3.15 の B 軌跡分布を対比しながら見ると、励磁電流が増えるにつれて、スロット周りでも特に圧延方向の磁束成分が多い場所において、誤差が増加していることがわかる。また、ティース先端部分でも誤差が増加していることがわかる。Fig. 2.3.16, Fig. 2.3.17 に、各励磁電流時の最大磁界強度分布、誤差分布をそれぞれ示す。0 A から 6 A にかけて、ティースのチップ部分にて、他の領域よりも差異が大きくなっていることが絶対誤差から顕著にわかる。また、6 A から 10 A にかけて、さらにその誤差は大きくなっており、相対誤差の分布からも確認できる。Fig. 2.3.18, Fig. 2.3.19 に、各励磁電流時の鉄損分布、誤差分布をそれぞれ示す。最大磁束密度分布、最大磁界強度分布で確認したスロット周り、スロット先端、ティースのチップ部分にて誤差が発生している。スロット周り、スロット先端が絶対誤差と相対誤差から、ティースのチップ部分が絶対誤差からわかる。これまで述べてきた誤差要因を検証するために、Fig. 2.3.20 の Point1～Point4 の 4 点をピックアップし、 x, y 方向のヒステリシスループを比較する。また、Point4 は、誤差が小さいポイン

トの例を示す。Fig. 2.3.21 の Point1 においては、励磁電流が増加するにつれて磁束密度レベルが高くなり、積分型 E&S モデルのループが歪んでいるのがわかる。これは、磁束密度が、非線形性が強い高磁束密度領域に入ったことによる近似誤差であると考えられる。Fig. 2.3.22 の Point2 においては、励磁電流が増加しても積分型 E&S モデルのループがそれほど歪んでいないにも関わらず、大きな誤差が発生している。ここで、Point2 が複素境界条件付近であることに着目する。Fig. 2.3.23 に複素境界条件に使用するベクトルポテンシャル波形を示す。励磁電流値が増加するにつれて、波形の歪みが増加していることがわかる。従って、この誤差は複素境界条件設定による近似誤差であると考えられる。Fig. 2.3.24 の Point3 においては、励磁電流が 6 A から 10 A にかけて、磁界強度が急激に増加していることがわかる。Fig. 2.3.25 に、積分型 E&S モデルの結果より、各励磁電流時の Point 3 付近の \mathbf{B} 軌跡を示す。励磁電流が増加するにつれて、ティース間の漏れ磁束が増加していることがわかる。この漏れ磁束によってチップ部分に大きな磁界強度が発生したと考えられる。また、Point3 は境界条件付近であるが、漏れ磁束により構成された磁路はロータを通らないため、その影響が少なかったと考えられる。従って、発生した差異は、磁束密度が高磁束密度領域に入ることによる近似誤差だと考えられる。Point4 においては、磁束の成分がほとんど T.D.成分であり、10 A 時でも磁束密度が線形範囲内に収まったため、近似精度が良かったと考えられる。また、他の領域が適用可能範囲外であっても、その領域が適用可能範囲内であれば、良い近似精度が得られることがわかった。以上より、主要な誤差増加発生領域の増加要因が明らかになった。

以上に述べてきたことより、磁束密度レベルが上がるとともに、主要な誤差増加発生領域を中心に絶対誤差、相対誤差が増加することがわかった。しかし、10 A 時の鉄損の誤差分布のように誤差は非常に大きくなるが、その時の鉄損分布のように主要鉄損発生箇所において他の領域との単純な大小関係は表現できていることから、複素 E&S モデルの実際の適用可能範囲について明確に定める必要はないと考えられる。

最後に、永久磁石モータの出力パラメータであるトルクと解析時間について検討する。ここで、トルクの計算に使用したマクスウェルの応力法について説明する[86][87]。マクスウェルの応力法では、磁界中の磁性体表面に、磁界の方向に $\mathbf{B} \cdot \mathbf{H} / 2$ の引張応力を、磁界と垂直な方向に $\mathbf{B} \cdot \mathbf{H} / 2$ の圧縮応力を受ける。磁束密度と磁界強度の磁性体表面の垂直方向成分を B_n, H_n 、接線方向成分を B_t, H_t とすれば、面に働く力の垂直方向成分 σ_n と接線方向成分 σ_t は次式となる。

$$\sigma_n = \frac{1}{2} B_n H_n - \frac{1}{2} B_t H_t \quad (2-3-6)$$

$$\sigma_t = B_n H_t \quad (2-3-7)$$

回転体に作用するトルクを求める場合、接線方向成分である σ_t がトルクに寄与するため、 T は次式のように与えられる。

$$T = r \cdot l \cdot D \sum \sigma_i = r \cdot l \cdot D \sum \frac{B_n \cdot B_t}{\mu_0} \quad (2-3-8)$$

ここで、 r は回転の中心軸から回転体表面までの半径[m]、 l は接線方向の単位長さ[m]、 D は回転体の積厚[m]、 μ_0 はギャップ透磁率[H/m]を示す。三角形一次要素による有限要素磁気特性解析では、各要素に対して磁束密度を計算することが出来る。しかし、マクスウェルの応力法を用いるためには、節点に磁束密度を与える必要がある。そこで、1つの節点に対し、その節点を取り囲む要素から磁束密度を分配することによって、節点での磁束密度を求める。磁束密度を求める節点として、Fig. 2.3.27 に示す Node を対象にする。Node の磁束密度の計算には、要素1～6に対応した、それぞれの磁束密度 $B_1, B_2, B_3, B_4, B_5, B_6$ と、三角形要素の角度 $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_4, \theta_5, \theta_6$ を用いる。

$$B_{Node} = \sum_{i=1}^6 \frac{\theta_i}{2\pi} B_i \quad (2-3-9)$$

式(2-3-9)によって得られた B_{Node} を各成分 B_n, B_t に振り分け、式(2-3-8)を用いてトルク T を算出する。Fig. 2.3.28 に各励磁電流時のトルク波形を示す。複素 E&S モデルを用いた解析では、ギャップ中の解も複素量になるため、空間高調波を考慮することができない。従って、図のように、どのステップにおいても同じトルク値となり、トルクリップルを表現できない。しかしながら、その平均値は、積分型 E&S モデルの値と良く一致しているように見える。そこで、Fig. 2.3.29 の各励磁電流時の平均トルクを用いて検討する。図を見てもわかるように、各励磁電流時において非常に良く一致していることがわかる。積分型 E&S モデルの平均トルク値を真値として相対誤差を計算すると最大で約 3.5 % であり、非常に良好な結果が得られた。次に、解析時間について比較する。Fig. 2.3.30 に各励磁電流時の解析時間とその減少率を示す。積分型 E&S モデルは最大で約 1 日の解析時間を要するのに対して、複素 E&S モデルは最大で約 1 時間程度で済むことがわかった。また、各励磁電流における解析時間の減少率は 94～98 % の間で推移しており、大幅な短縮に成功した。

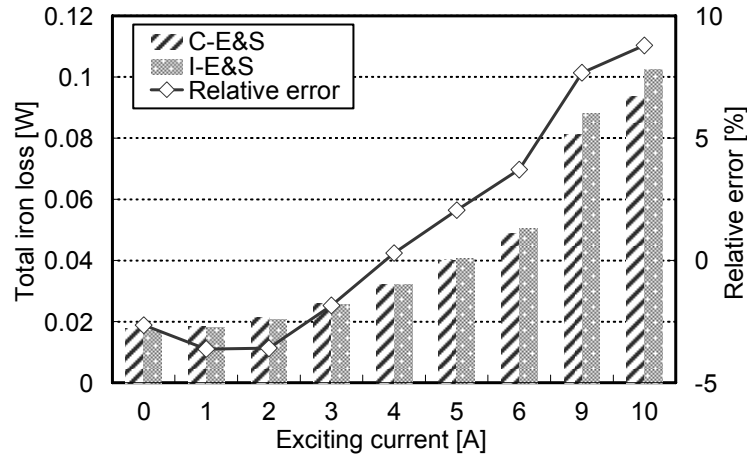


Fig. 2.3.7. Total iron loss and relative error in each exciting current.

図 2.3.7. 各励磁電流時の全鉄損と相対誤差

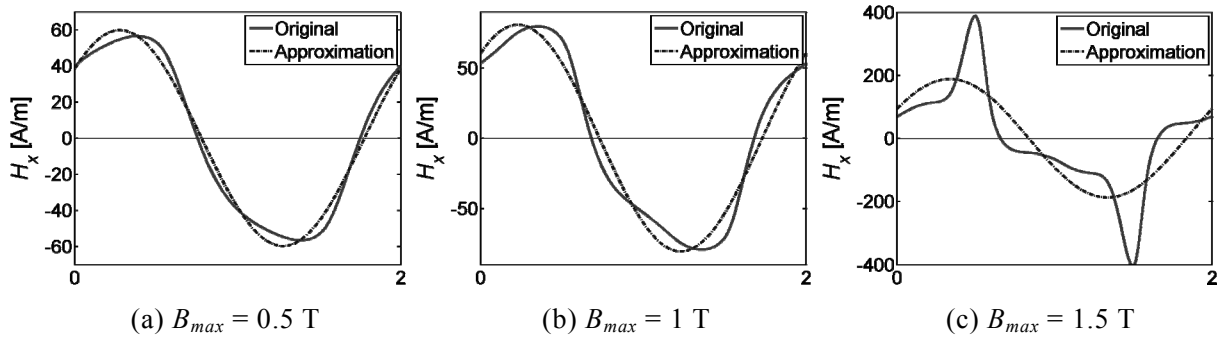


Fig. 2.3.8. Measurement and approximation magnetic field strength waveforms in each B_{max} ($\alpha = 0$, $\theta_B = 0$ deg.).

図 2.3.8. 各 B_{max} 時の測定磁界強度波形と近似磁界強度波形 ($\alpha = 0$, $\theta_B = 0$ deg.)

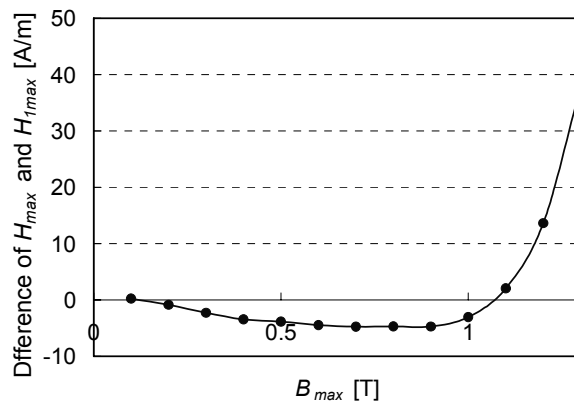


Fig. 2.3.9. Difference of H_{max} and H_{1max} in each B_{max} ($\alpha = 0$, $\theta_B = 0$ deg.).

図 2.3.9. 各 B_{max} 時の H_{max} と H_{1max} の差 ($\alpha = 0$, $\theta_B = 0$ deg.)

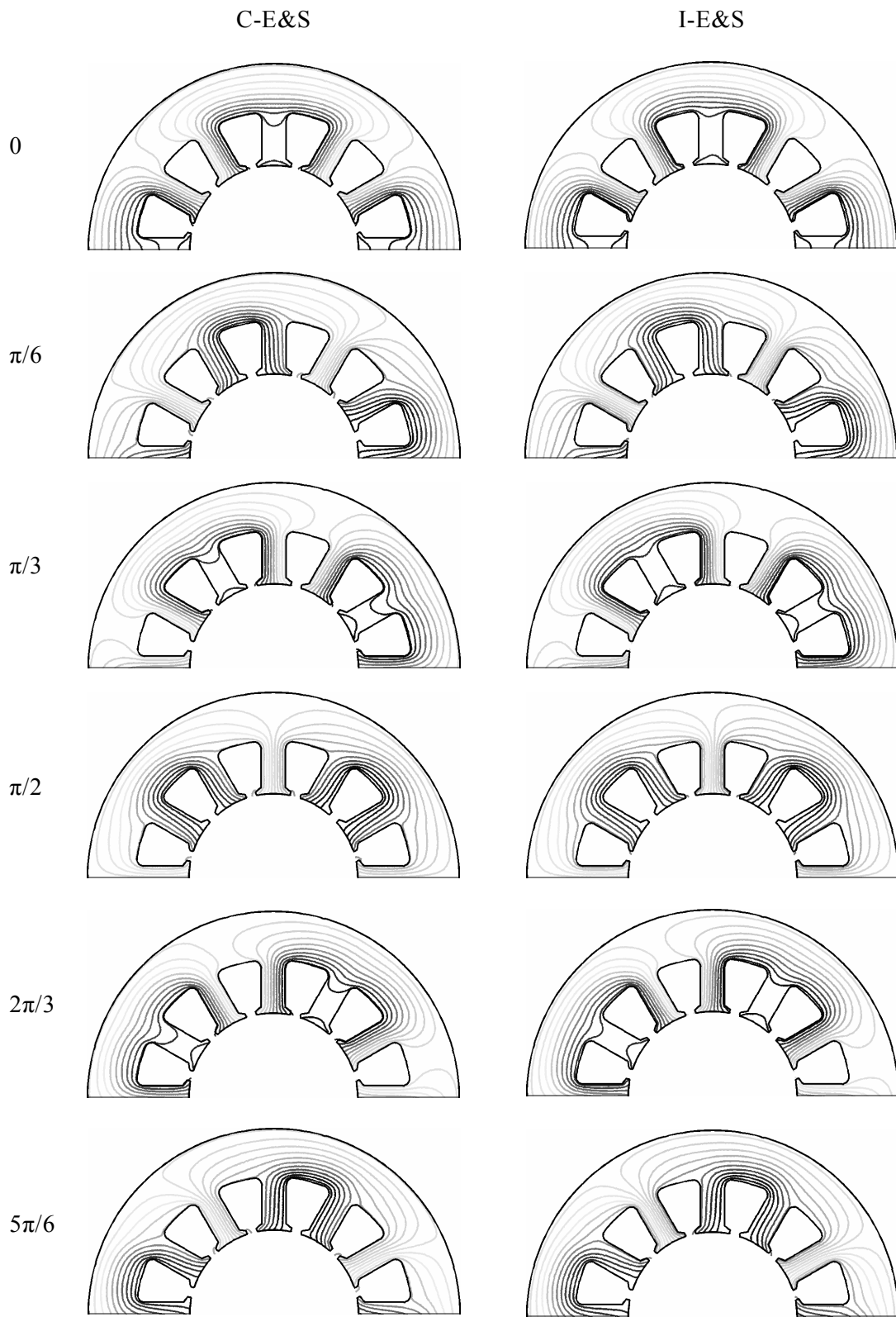


Fig. 2.3.10 Flux distributions at 0 A.

図 2.3.10. 0 A 時の磁束分布

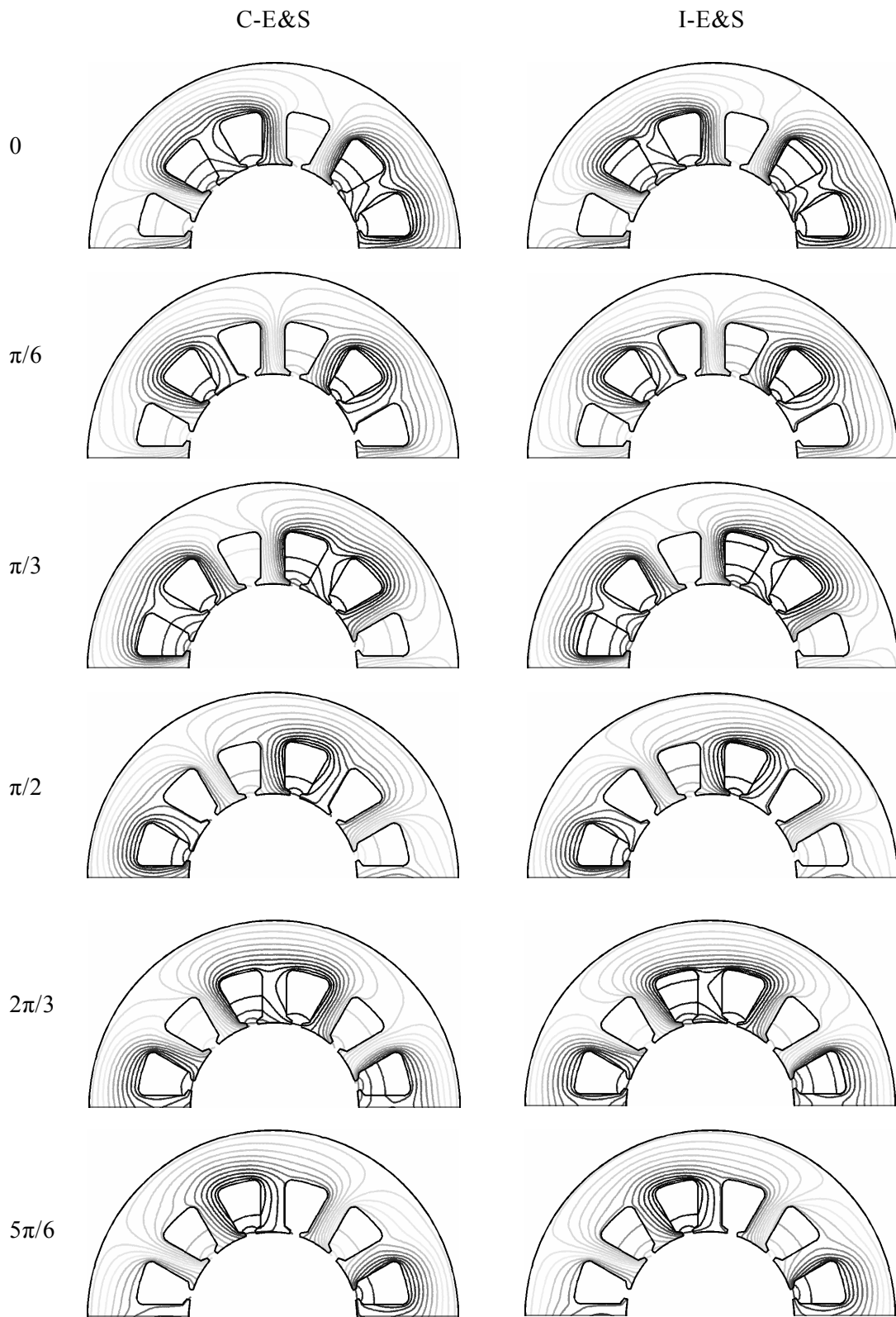


Fig. 2.3.11. Flux distributions at 6 A.

図 2.3.11. 6 A 時の磁束分布

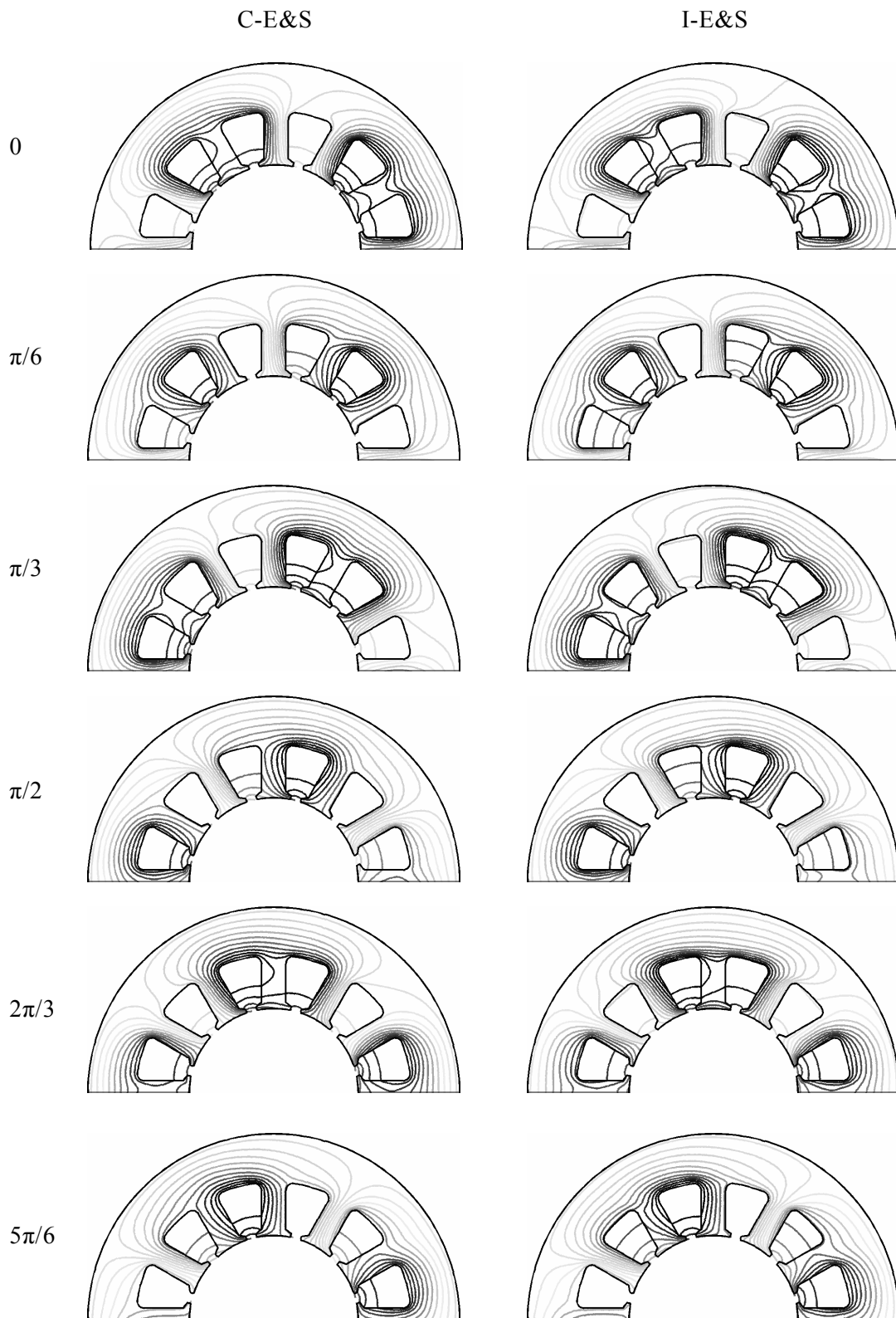


Fig. 2.3.12. Flux distributions at 10 A.

図 2.3.12. 10 A 時の磁束分布

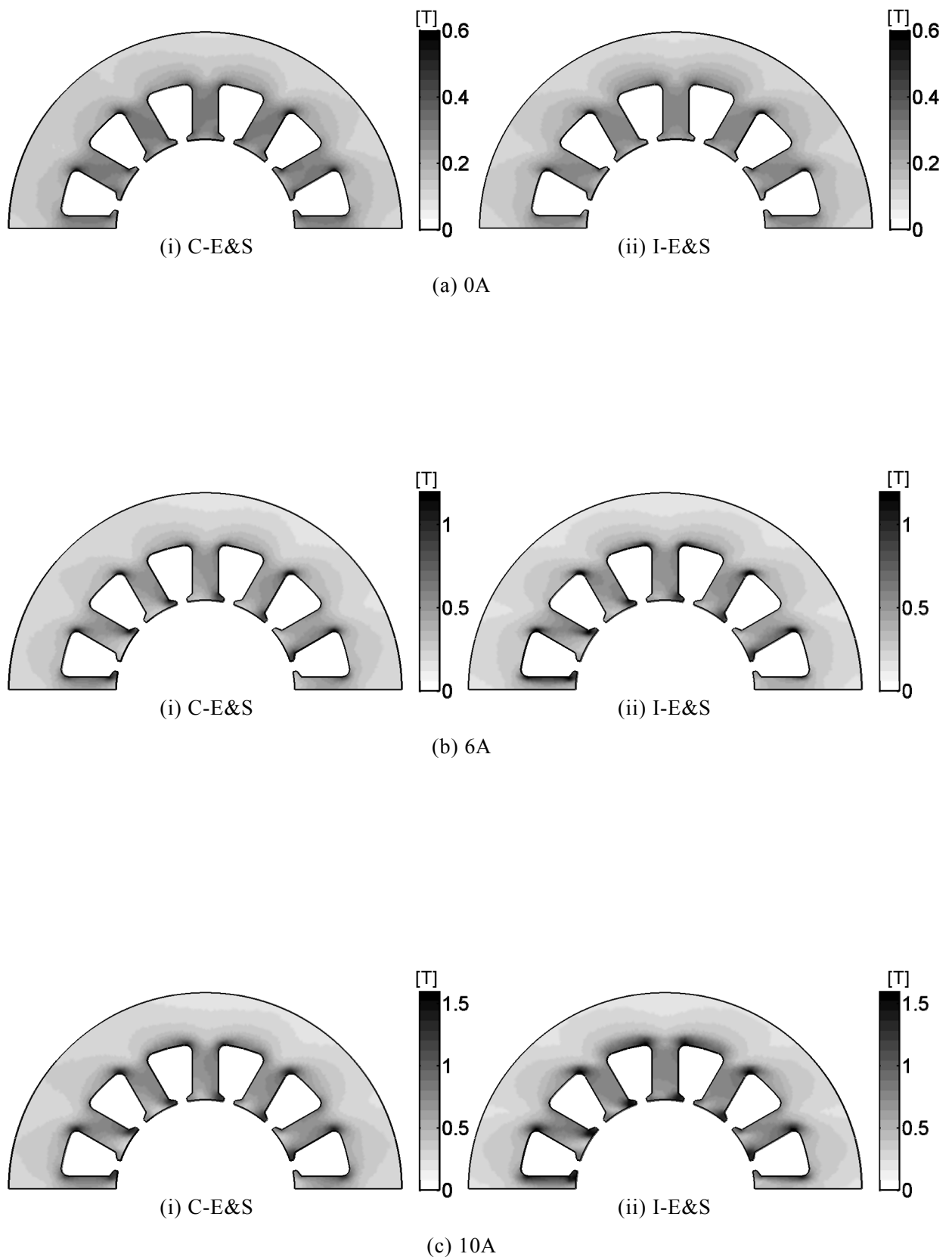


Fig. 2.3.13. Distributions of the maximum magnetic flux density in each exciting current.

図 2.3.13. 各励磁電流時の最大磁束密度分布

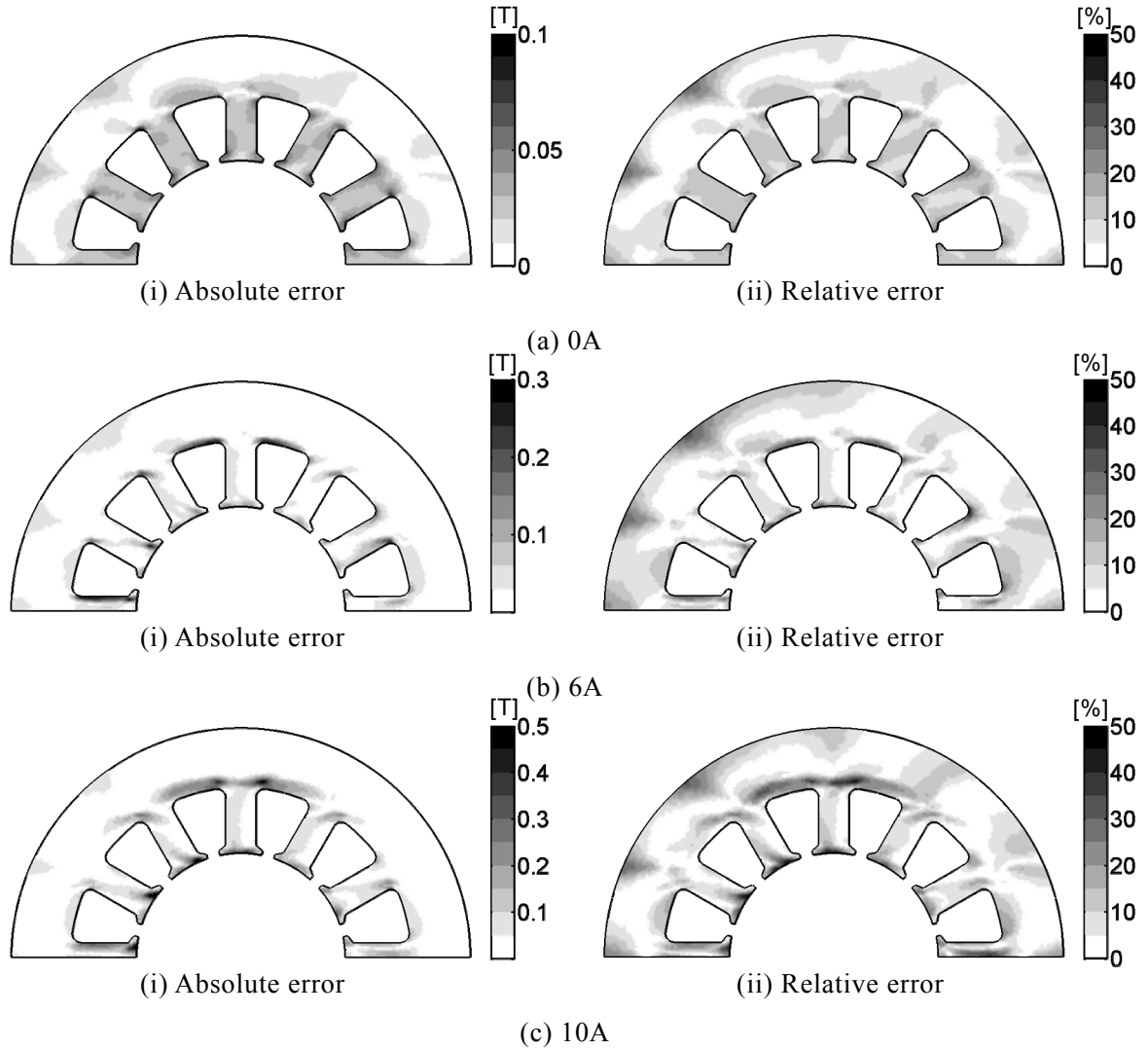


Fig. 2.3.14. Distributions of absolute and relative error of B_{max} distributions of C-E&S and I-E&S in each exciting current.

図 2.3.14. 各励磁電流時の C-E&S と I-E&S の B_{max} 分布の絶対・相対誤差分布

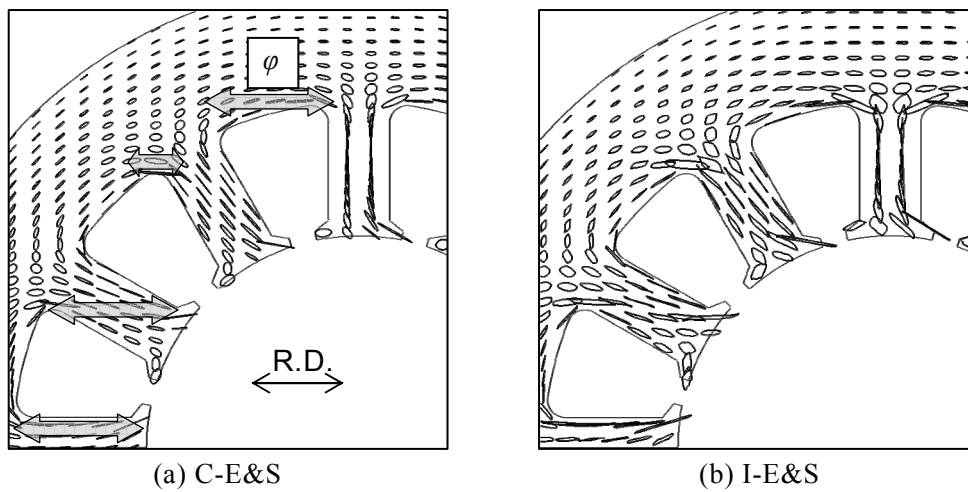


Fig. 2.3.15. Loci of B trajectory at 6 A.

図 2.3.15. 6 A 時の局所 B 軌跡

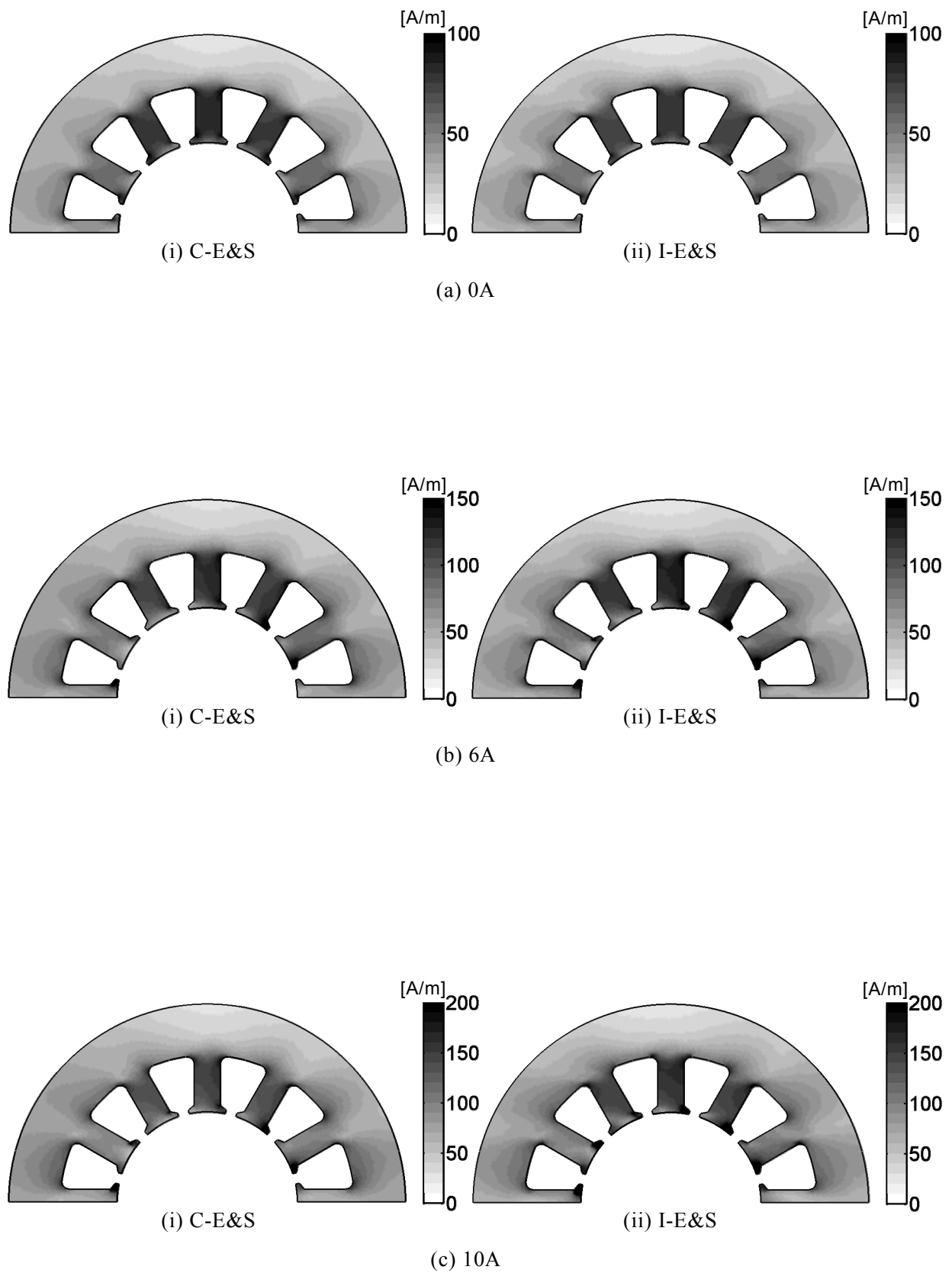


Fig. 2.3.16. Distributions of the maximum magnetic field strength in each exciting current.

図 2.3.16. 各励磁電流時の最大磁界強度分布

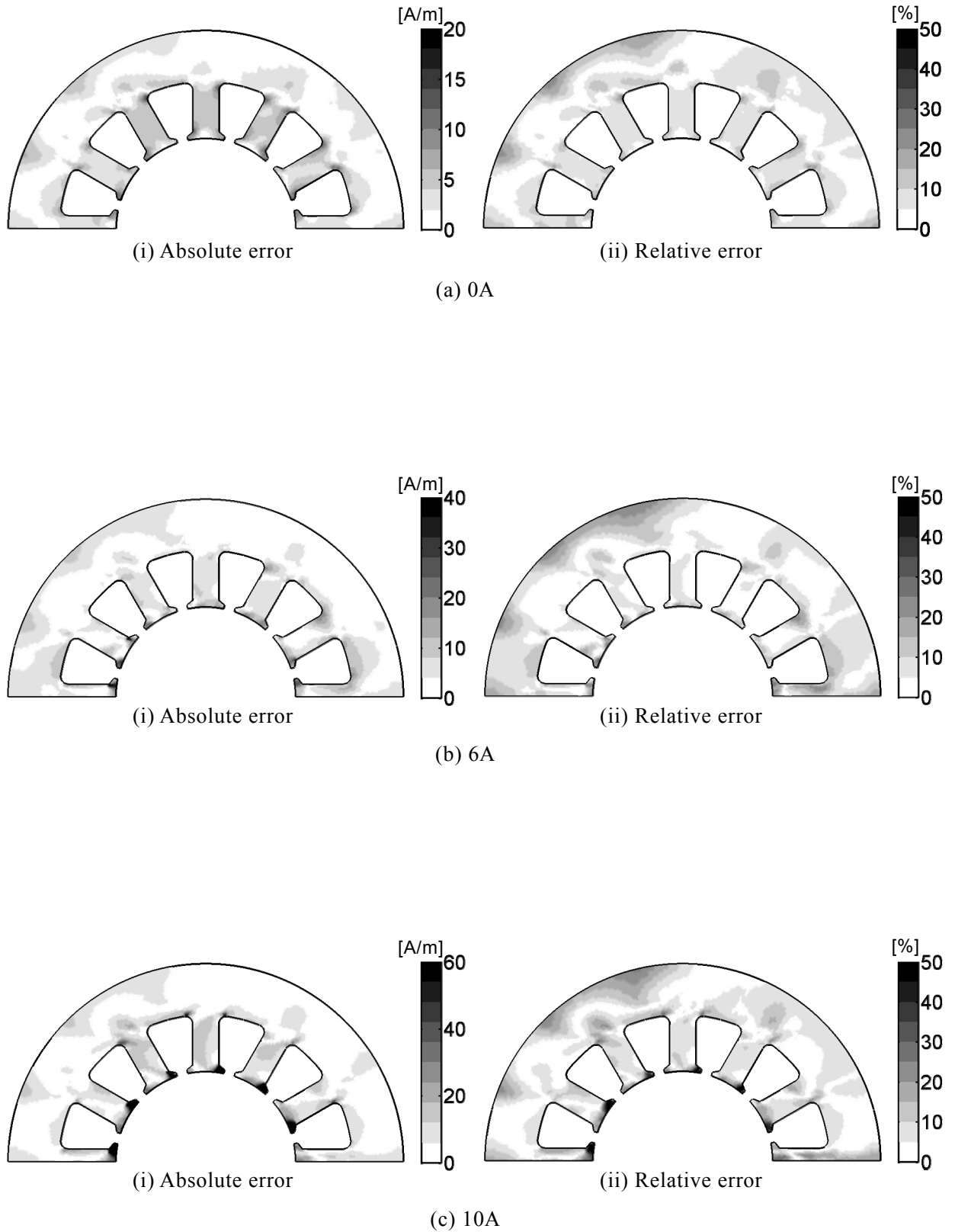


Fig. 2.3.17. Distributions of absolute and relative error of H_{max} distributions of C-E&S and I-E&S in each exciting current.

図 2.3.17. 各励磁電流時の C-E&S と I-E&S の H_{max} 分布の絶対・相対誤差分布

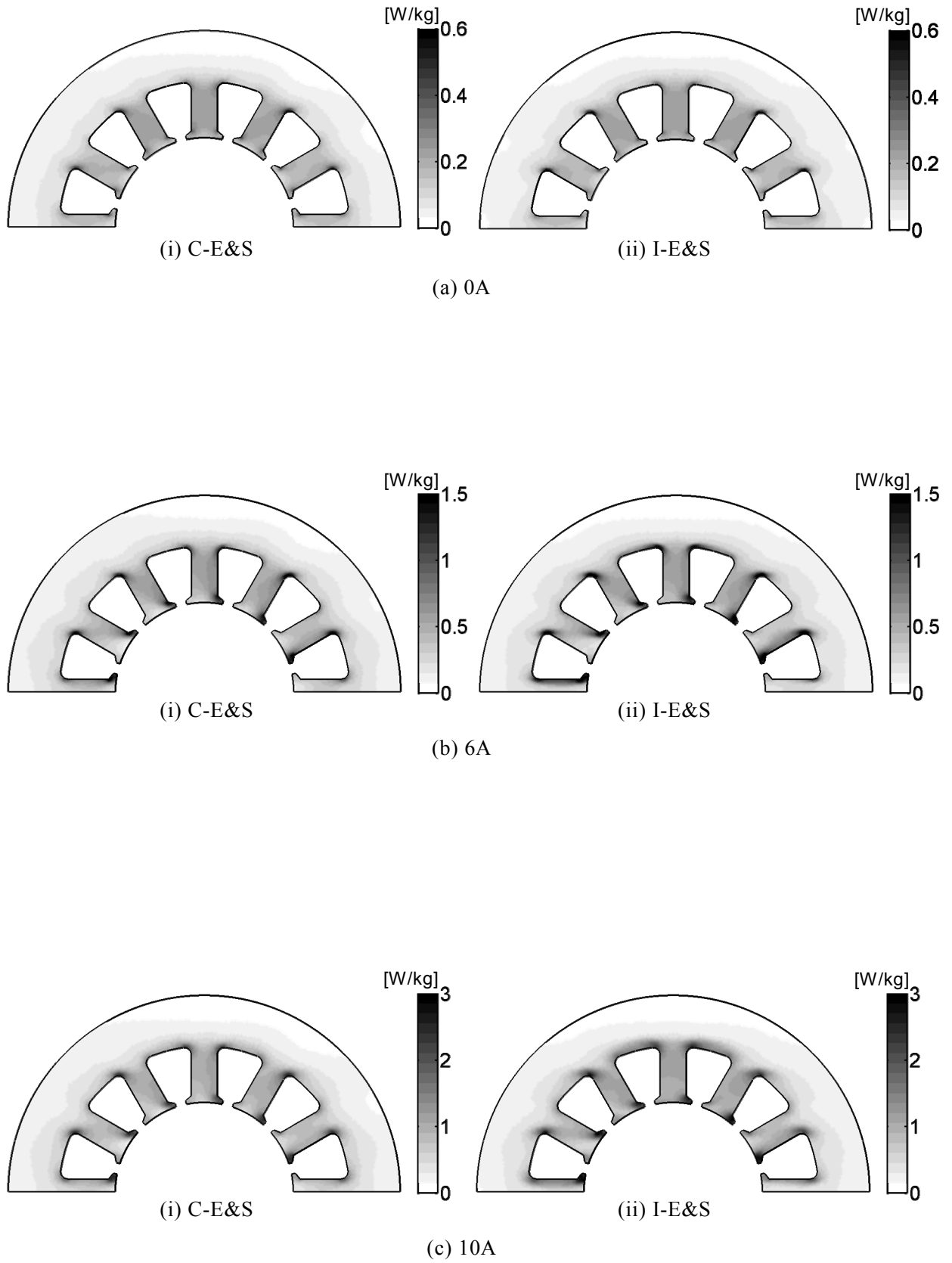


Fig. 2.3.18. Distributions of the iron loss in each exciting current.

図 2.3.18. 各励磁電流時の鉄損分布

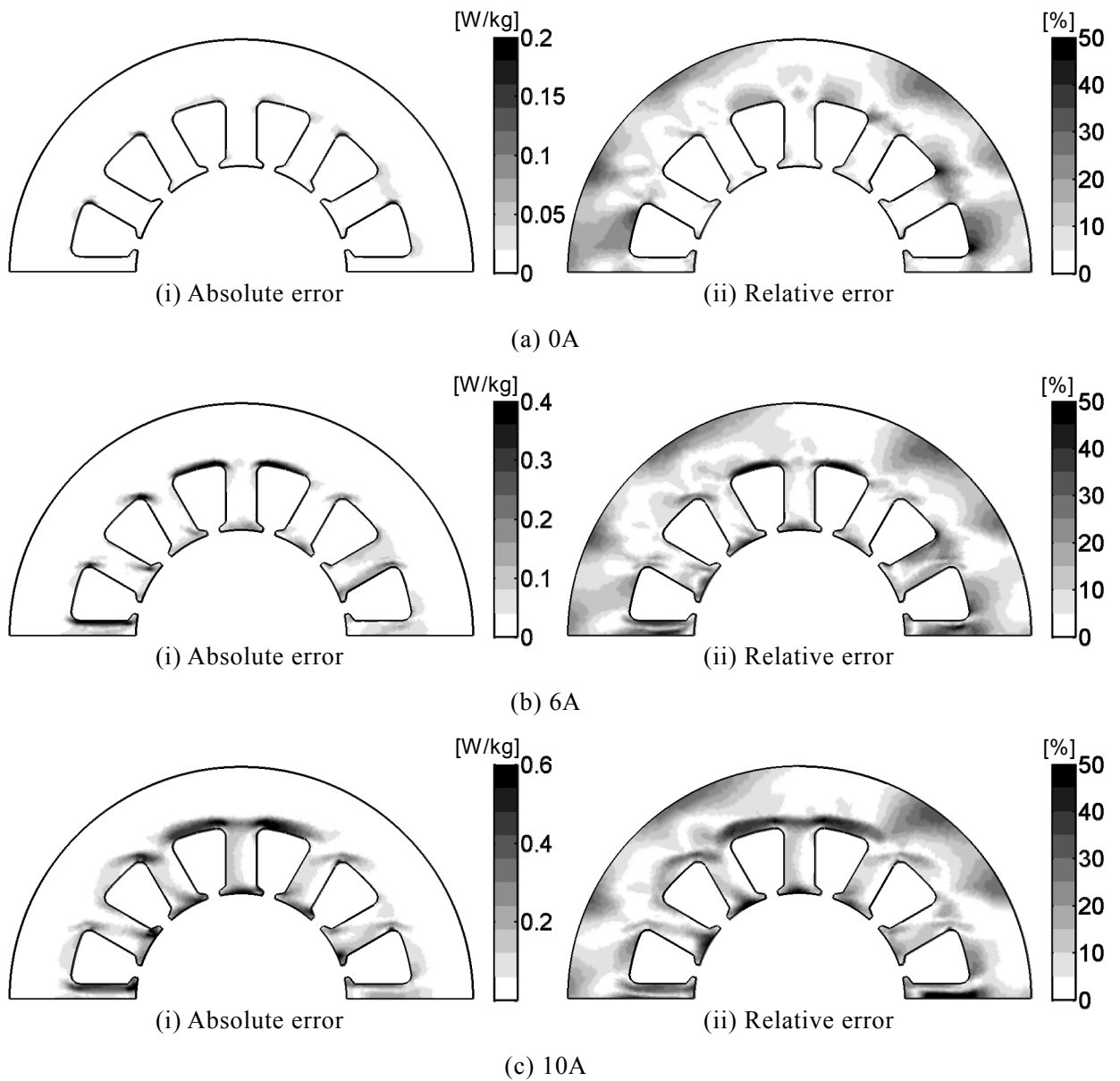


Fig. 2.3.19. Distributions of absolute and relative error of W_m distributions of C-E&S and I-E&S in each exciting current.

図 2.3.19. 各励磁電流時の C-E&S と I-E&S の W_m 分布の絶対・相対誤差分布

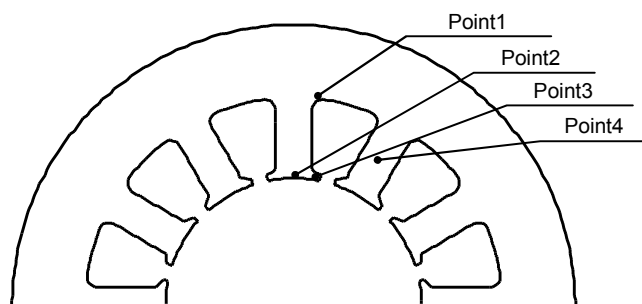


Fig. 2.3.20. Investigation points.

図 2.3.20. 検討点

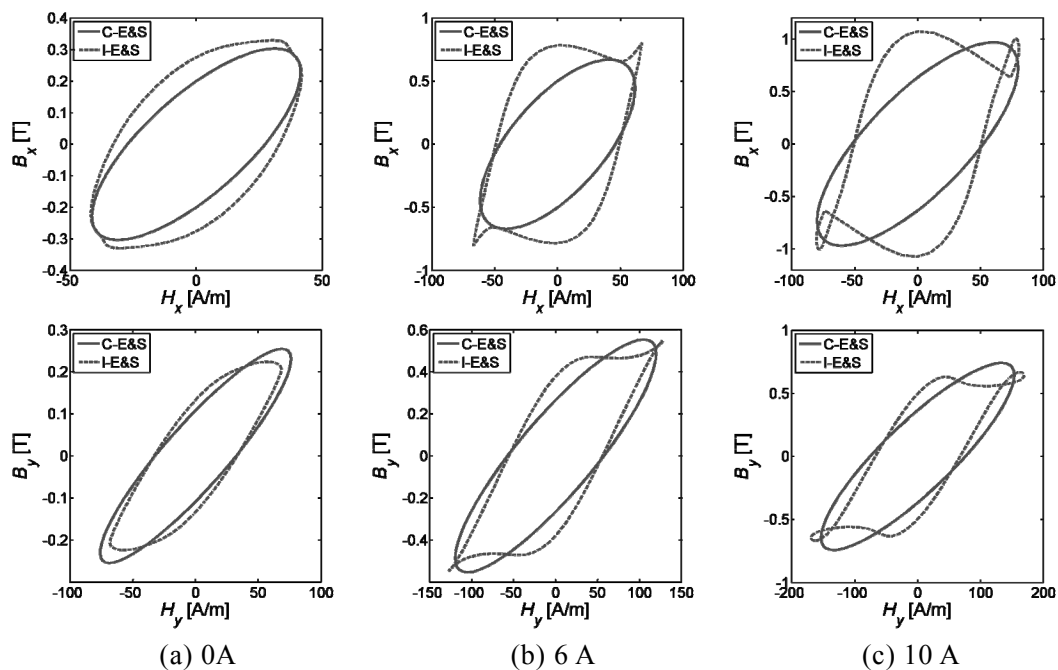


Fig. 2.3.21. Comparison of hysteresis loops of C-E&S and I-E&S in each exciting current at Point1.

図 2.3.21. Point1 における各励磁電流時の複素 E&S モデルと積分型 E&S モデルのヒステリシスループの比較

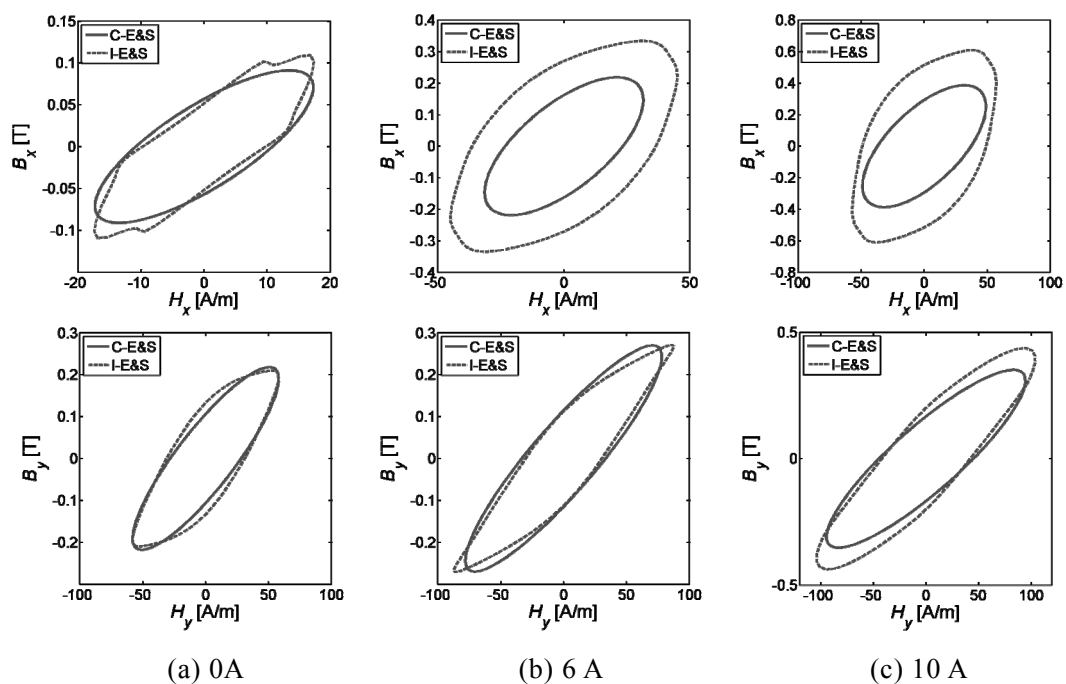


Fig. 2.3.22. Comparison of hysteresis loops of C-E&S and I-E&S in each exciting current at Point2.

図 2.3.22. Point2 における各励磁電流時の複素 E&S モデルと積分型 E&S モデルのヒステリシスループの比較

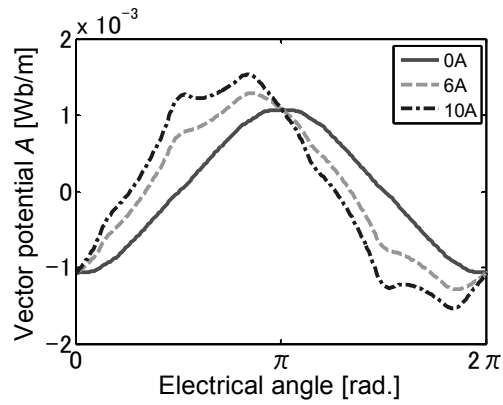


Fig. 2.3.23. Vector potential waveforms using the complex boundary conditions.

図 2.3.23. 複素境界条件に使用するベクトルポテンシャル波形

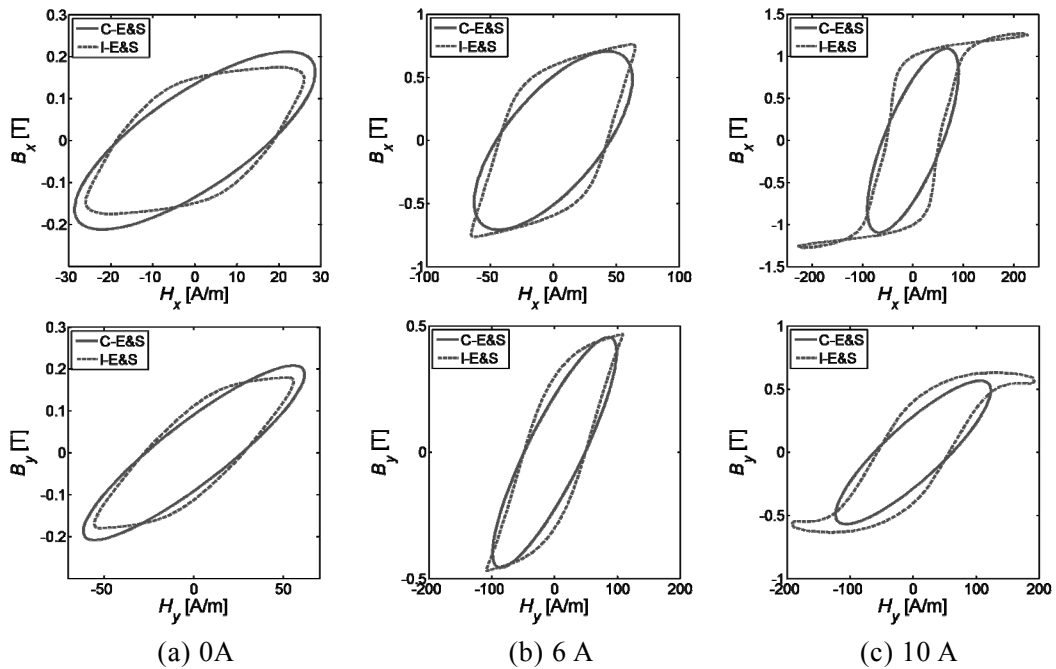


Fig. 2.3.24. Comparison of hysteresis loops of C-E&S and I-E&S in each exciting current at Point3.

図 2.3.24. Point3 における各励磁電流時の複素 E&S モデルと積分型 E&S モデルのヒステリシスループの比較

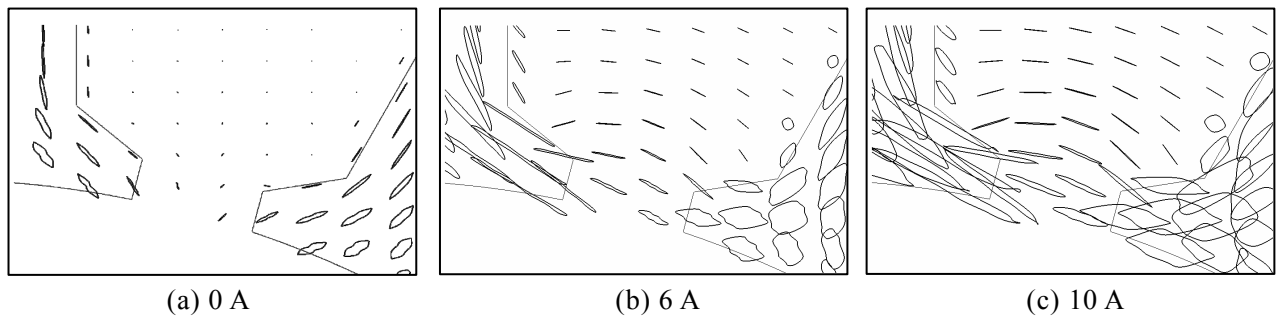


Fig. 2.3.25. Loci of \mathbf{B} trajectories near Point 3 in each exciting current (I-E&S).

図 2.3.25. 各励磁電流時の Point 3 付近の \mathbf{B} 軌跡 (I-E&S)

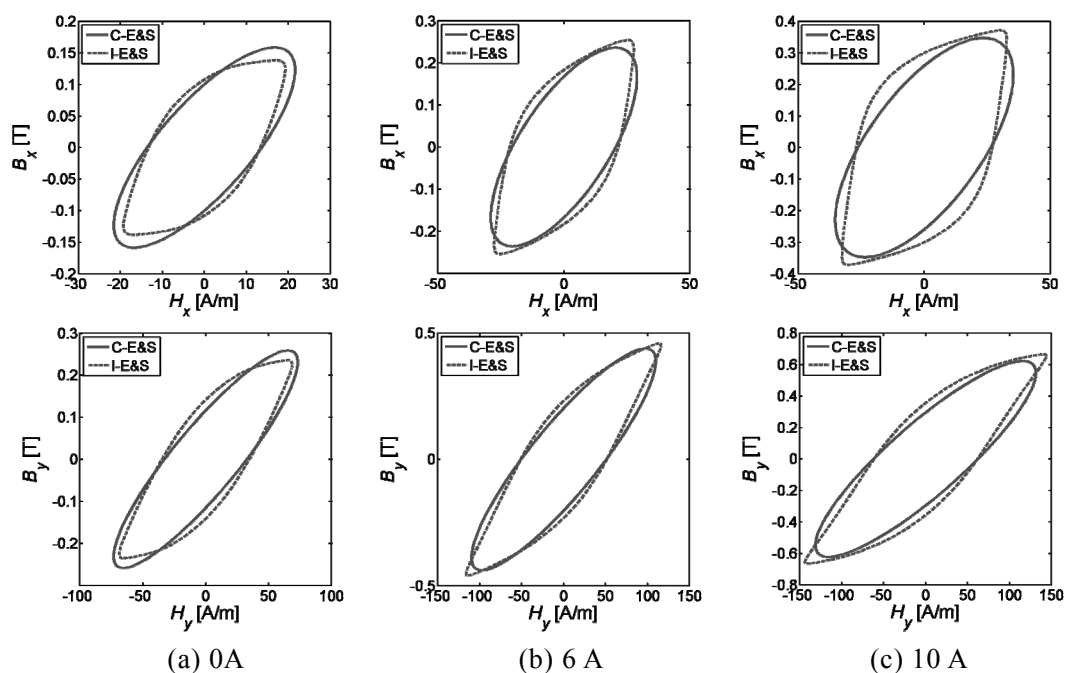


Fig. 2.3.26. Comparison of hysteresis loops of C-E&S and I-E&S in each exciting current at Point4.
 図 2.3.26. Point4 における各励磁電流時の複素 E&S モデルと積分型 E&S モデルのヒステリシスループの比較

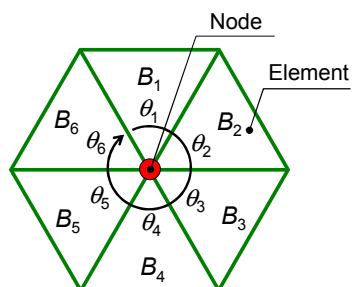


Fig. 2.3.27. Definition of the flux density at a node.
 図 2.3.27. 節点における磁束密度の定義

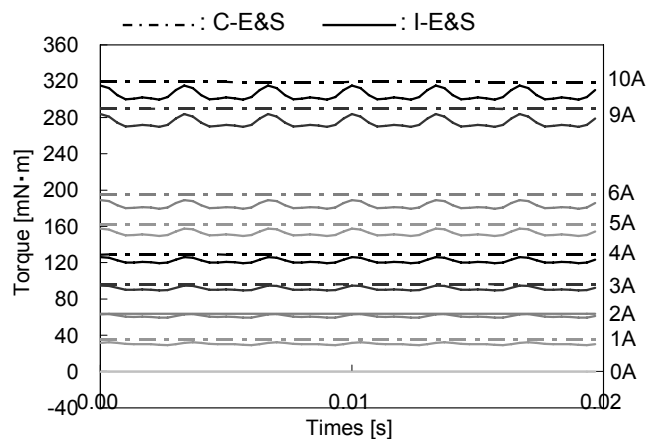


Fig. 2.3.28. Torque waveforms at each exciting current.
 図 2.3.28. 各励磁電流時のトルク波形

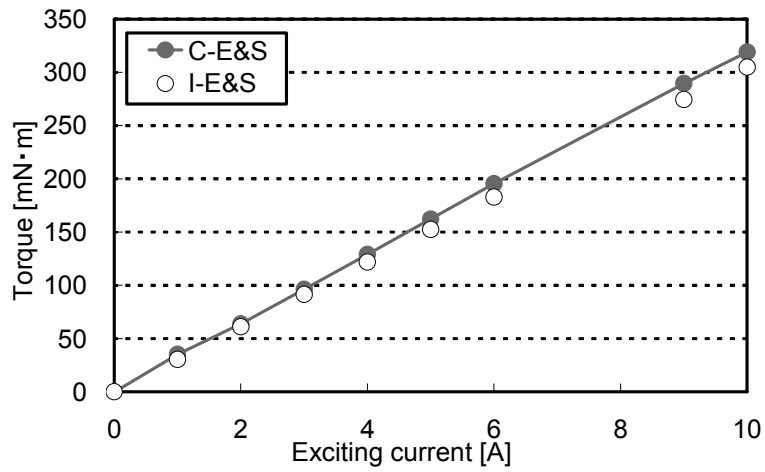


Fig. 2.3.29. Average torque in each exciting current.

図 2.3.29. 各励磁電流時の平均トルク

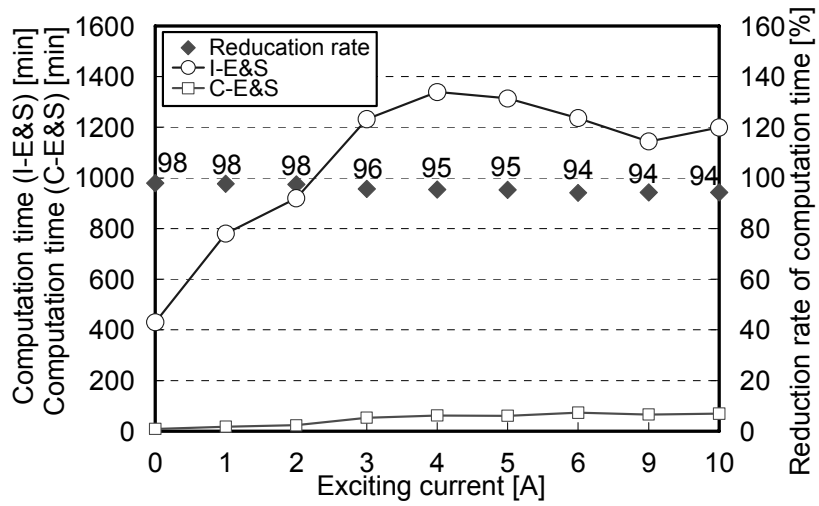


Fig. 2.3.30. Computation time and reduction rate in each exciting current.

図 2.3.30. 各励磁電流時の解析時間とその減少率

第 2.4 節 結言

本章では、ベクトル磁気特性が考慮可能な解析モデルである従来の E&S モデル(積分型 E&S モデル) の解析時間を短縮することを目的とし、複素 E&S モデルに対して有限要素法に適用し、永久磁石モータモデルコアの磁気特性解析を行った。そして、複素近似法の永久磁石モータの解析への適用法、適用可能な磁束密度範囲、積分型 E&S モデルを真値とした時の解析精度、および解析時間について検討を行った。得られた知見を以下に要約する。

- (1) 回転領域と非回転領域の境界に対して複素境界条件を用いることで、複素近似法を用いた永久磁石モータの解析が可能になった。
- (2) 適用可能範囲に関しては、使用電磁鋼板が 50A470 の場合、理論的な範囲は線形領域である磁束密度が 1.1 T 以下であったが、実際は厳密に 1.1 T 以下になる条件で解析を行う必要は無く、部分的にこの適用可能範囲を超えても相対的な大小関係は崩れないことが明らかとなった。
- (3) 全鉄損は、全ての解析条件において 10 %以下、1.1 T 程度の磁束密度レベルまたはそれ以下の領域では、5 %以下の相対誤差であり、理論の適用可能範囲内では高い精度で解析できることが明らかになった。
- (4) トルクに関しては、複素近似法では空間高調波を考慮できないため、トルク波形のリップルは表現できないが、全ての励磁条件において、平均トルクの相対誤差が最大で約 3.5 %となり、非常に高い精度で算出できることが明らかになった。
- (5) 解析時間は、積分型 E&S モデルに比べて、94~98 %程度の大幅な短縮に成功した。

上記の結果から、複素 E&S モデルは、最適設計問題に対して有効であることが明らかになった。

第3章 応力下二次元ベクトル磁気特性のモデリング

第3.1節 緒言

第1章で述べたように環境問題への対策として、モータの高効率化が急務となっている。そこで筆者らは、モータの製造工程において発生する鉄心内の残留応力によってモータの固定子鉄心の磁気特性が大幅に劣化し、損失が増大する（ビルディングファクター問題）ことに着目し、それを考慮した磁気特性解析を行うことによって、最終的に応力のコントロールによるモータの高効率化に関する指針が得られると考えた。一般に、Fig. 1.1.4のようなモータの各製造工程にて発生する残留応力によるモータコアの磁気特性の変化を考慮した磁気特性解析を行う場合、応力解析と磁気特性解析の連成解析が行われる。しかし、応力解析では、製造工程を全て考慮した解析は非常に困難である。従って、まずは、モータに実装されているステータコア中の残留応力を評価することが重要である。次に、磁気特性解析によって、ステータコア中の磁気特性を知る必要がある。そうすることで、ステータコア中のどの部分に鉄損が発生しているかがわかり、モータの高効率設計への指針が得られると考えられる。また、連成解析を行うにあたり、応力はテンソル量であるため、従来の初期磁化曲線を使用したスカラー磁気特性解析ではそれを正確に考慮することは難しい。そこで、著者らは、ベクトル磁気特性の応力依存性を測定したデータベースをモデリングすることによって、応力下のベクトル磁気特性解析が可能になると考えた。実機のステータコアから測定された応力分布は、応力解析によって得られたそれとは違い、各製造工程による外力によって非常に複雑な分布が予想されるため、磁気特性解析においては、解の収束性が非常に重要となってくる。従って、応力下のベクトル磁気特性のモデリングには、収束性の非常に高い複素 E&S モデルに対して応力項を付加することが妥当であると考えられる。次に、データベース量の観点から考察する。E&S モデルに使用するデータベースの容量は無応力下（2000 条件程度）でおよそ 200 MB～300 MB であり、複素 E&S モデルは、1 MB 以下になる。応力下においては、何百万条件を測定する必要があるため、E&S モデルのデータベース容量も何十、何百 GB 単位になる。それに対して複素 E&S モデルは、数十 MB 単位のデータベースで済むため、データベースの容量の観点からも複素 E&S モデルに応力項を付加することが妥当であると言える。しかし、実際にデータベースを全条件測定することはあまりに現実性が無いため、実用的な磁気特性解析ツールとして使用するには、データベースの関数化または、データベースの近似が求められる。

本章では、応力下のベクトル磁気特性をモデリングした応力複素 E&S モデルと、応力下ベクトル磁気特性の近似法の開発を行った。また、その有用性の検証についてリングコアモデルを用いて行った。

なお、本章の磁気特性解析に使用するデータベースは、検証に使用するデータ以外、文献[20]の著者である工学博士の甲斐祐一郎氏に測定していただいた。

第 3.2 節 二軸応力下の二次元ベクトル磁気特性のモデリング

3.2.1 二軸応力下のベクトル磁気特性[22]

応力はテンソル量であり、デカルト座標系において次のように表される。

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} \\ \tau_{yx} & \sigma_y \end{bmatrix} \quad (3-2-1)$$

ここで、 $\boldsymbol{\sigma}$ ：応力テンソル、 σ_x ： x 方向の応力[MPa]、 σ_y ： y 方向の応力[MPa]、 τ_{xy} 、 τ_{yx} ：せん断応力[MPa]を示す。また、せん断応力は、 $\tau_{xy} = \tau_{yx}$ の関係がある。Fig. 3.2.1 に応力の種類を示す。無応力状態の物質の面に対して、垂直に引張荷重または圧縮荷重を加えると、物質内部の荷重印加方向に引張応力、圧縮応力がそれぞれ発生する。また、面に対して平行に荷重をかけると、図のように物質を斜めに変形させる応力をせん断応力が発生する。引張・圧縮応力 σ 、せん断応力 τ はそれぞれ式(3-2-2)で算出される。

$$\begin{cases} \sigma = \frac{F}{S} \\ \tau = \frac{F}{S} \end{cases} \quad (3-2-2)$$

ここで、 F は荷重[N]、 S は荷重をかけている面の面積[m²]である。すなわち、荷重をそれが印加されている面で割った値が応力となる。

本節では、電磁鋼板の R.D.と T.D.の応力のみを考える。すなわち、R.D.をデカルト座標の x 軸と平行とすると、 x 、 y 座標軸に平行な応力成分がベクトル磁気特性（二軸応力下のベクトル磁気特性）に与える影響を明らかにして、そのモデリングを行い、その有用性の検証についてリングコアモデルを用いて行う。

Fig. 3.2.2 に二軸応力下のベクトル磁気特性の定義を示す。磁束条件に関しては、第 1.2 節でも示したように、 B_{max} 、 α 、 θ_B の組合せとなる。また応力条件は、R.D.の応力 $\sigma_{R.D.}$ と T.D.の応力 $\sigma_{T.D.}$ の組合せとなる。従って、二軸応力下のベクトル磁気特性の条件数は、上記に示した磁束条件と応力条件の 5 つのパラメータの組合せとなる。Fig. 3.2.3 に二軸応力下のベクトル磁気特性の測定システム図を示す。また、図中の測定試料の拡大図を Fig. 3.2.4 に示す。測定システムについて簡単に説明する。詳細は文献を参照願う[18-24]。まず、Fig. 3.2.3 の評価領域の内部応力を任意の応力に制御する。評価領域には、0, 45, 90 deg.方向の歪みを測定するために歪みゲージが貼られており、 x 、 y 軸方向の試料端部を Fig. 3.2.3 のようにチャックで固定して、外力を印加し機械歪みを発生させる。得られた機械歪みから式(3-2-3)～式(3-2-5)の平面応力下のフ

ックの法則を用いて内部応力に変換する。

$$\sigma_x = \frac{1}{1-\nu^2}(\varepsilon_0 + \nu\varepsilon_{90}) \quad (3-2-3)$$

$$\sigma_y = \frac{1}{1-\nu^2}(\varepsilon_{90} + \nu\varepsilon_0) \quad (3-2-4)$$

$$\tau_{xy} = \frac{E}{(1+\nu)}(2\varepsilon_{45} - \varepsilon_0 - \varepsilon_{90}) \quad (3-2-5)$$

ここで、 $\varepsilon_0, \varepsilon_{45}, \varepsilon_{90}$: 0, 45, 90 deg. 方向の機械歪み、 ν : ポアソン比、 E : ヤング率[GPa]である。このようにして、評価領域の内部応力を Fig. 3.2.2 の応力条件に従って制御した後、試料に対して励磁を行い評価領域の磁束密度ベクトル軌跡を Fig. 3.2.2 の磁束条件に従って制御する。評価領域には、試料に直接 B コイルが十字に巻かれており、これにより磁束密度ベクトルを検出する。その後、試料下部に設置されたダブル H コイル（巻棒に対して十字に巻かれた H コイル）によって磁界強度ベクトルを測定して、測定終了となる。

Fig. 3.2.5, Fig. 3.2.6 に二軸応力下ベクトル磁気特性の $B_{max} = 1$ T の真円磁束条件時の測定結果例を示す。測定試料は 35A440 である。(a)が R.D.に応力を印加した時、(b)が T.D.に応力を印加した時の結果である。応力値は、正值が引張応力、負値が圧縮応力を表す。また、応力印加方向と直交方向の応力は 0 MPa に制御している。R.D., T.D.に応力を印加した場合のどちらにおいても、応力印加方向の磁気特性は、引張応力で磁界強度が減少していることから透磁率が多少向上、圧縮応力では磁界強度が大幅に増加していることから透磁率が大きく低下していることがわかる。また、ヒステリシスループからは、引張応力で応力印加方向の磁界強度（R.D.は x 成分、T.D.は y 成分）が減少することでループ形状が起きており、圧縮応力で応力印加方向の磁界強度が増加することでループ形状が寝ていることがわかる。その結果、Fig. 3.2.7 の応力下の鉄損の比較に示すように、引張応力でその方向の鉄損が減少、圧縮応力でその方向の鉄損が増加していることがわかる。鉄損値は次式で算出した。

$$W = \frac{1}{\rho T} \int \mathbf{H} \cdot d\mathbf{B} = \frac{1}{\rho T} \left\{ \int H_x dB_x + \int H_y dB_y \right\} \quad (3-2-6)$$

次に、応力印加方向と直交方向について考える。応力印加方向と直交方向の応力はほぼ 0 MPa に制御していることから、この方向だけ考える（独立に考える）と、磁気特性は変化しないはずである。しかし、応力印加方向の影響を受け、磁気特性は応力印加方向のそれと相反の関係にある。このような応力誘起磁気異方性の影響を磁気特性解析に考慮するにあたり、 $\sigma_{R.D.}$ 、 $\sigma_{T.D.}$ の組合せに対する磁気特性のデータが必要となる。

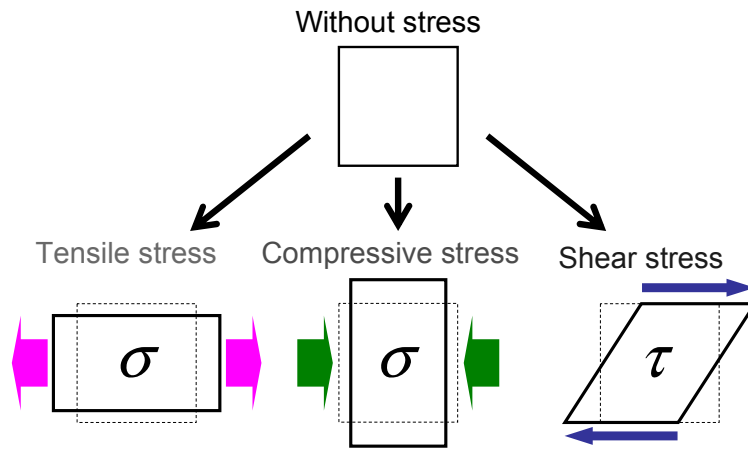


Fig. 3.2.1. Variety of the stresses.

図 3.2.1. 応力の種類

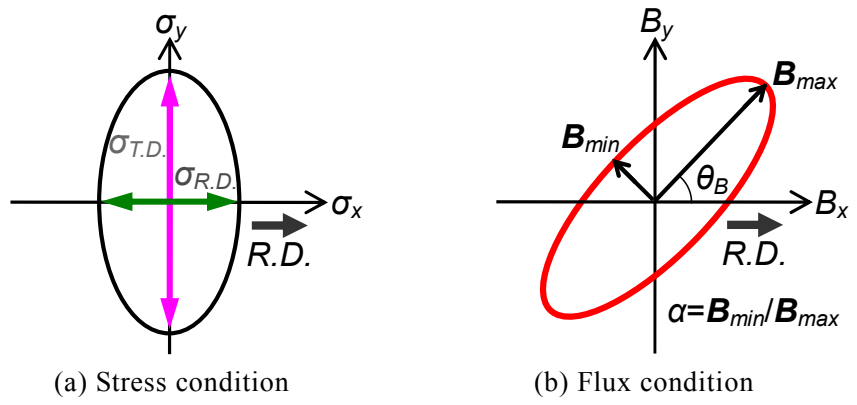


Fig. 3.2.2. Definitions of the vector magnetic properties under the biaxial stresses.

図 3.2.2. 二軸応力下のベクトル磁気特性の定義

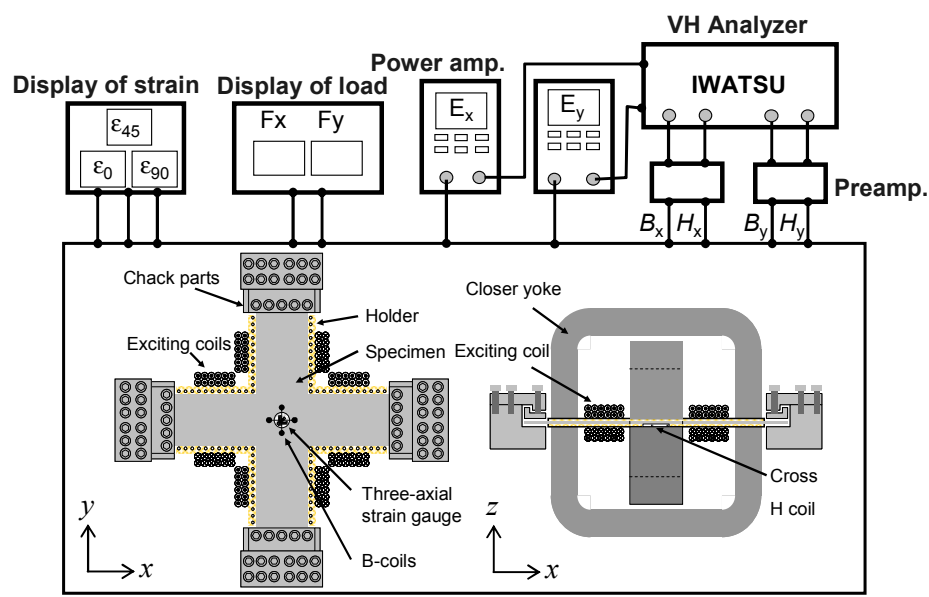


Fig. 3.2.3. Measurement system of the vector magnetic property under applying biaxial stress.

図 3.2.3. 二軸応力下のベクトル磁気特性測定システム

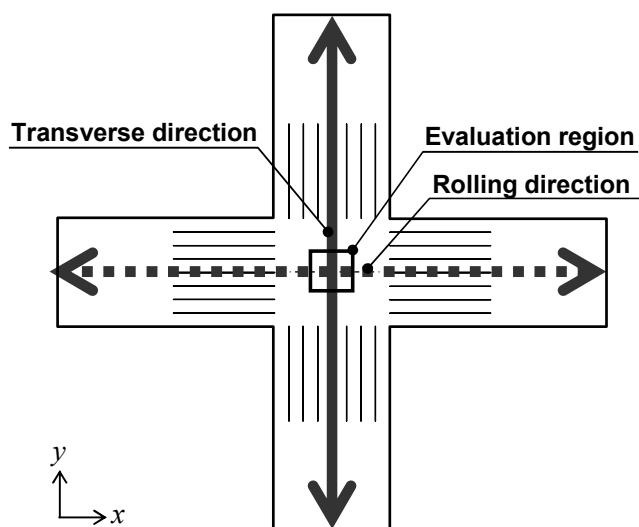
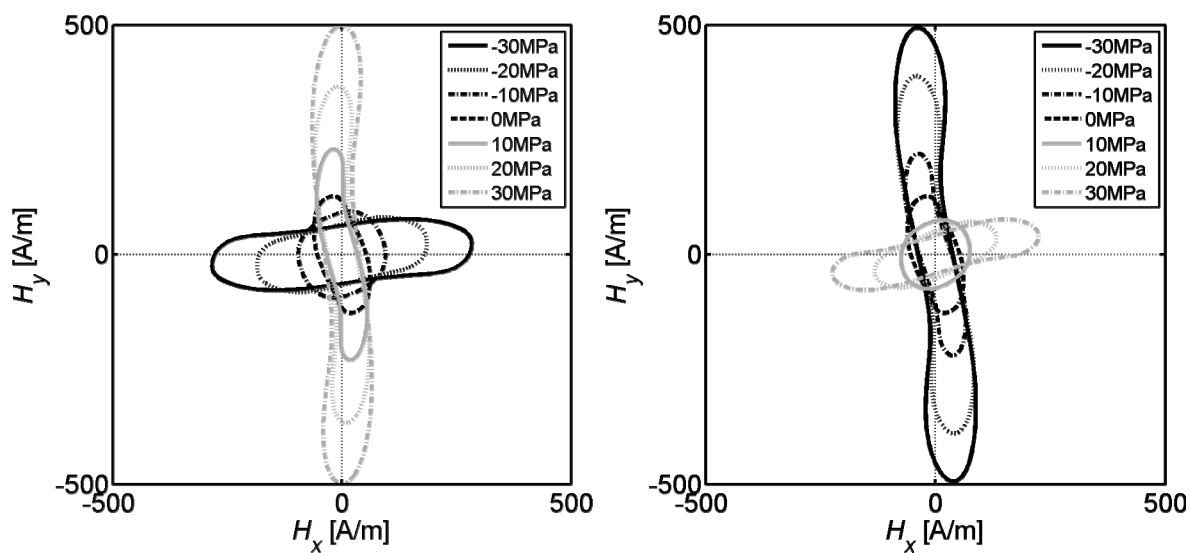


Fig. 3.2.4. Appearance of the measurement specimen.

図 3.2.4. 測定試料の外観

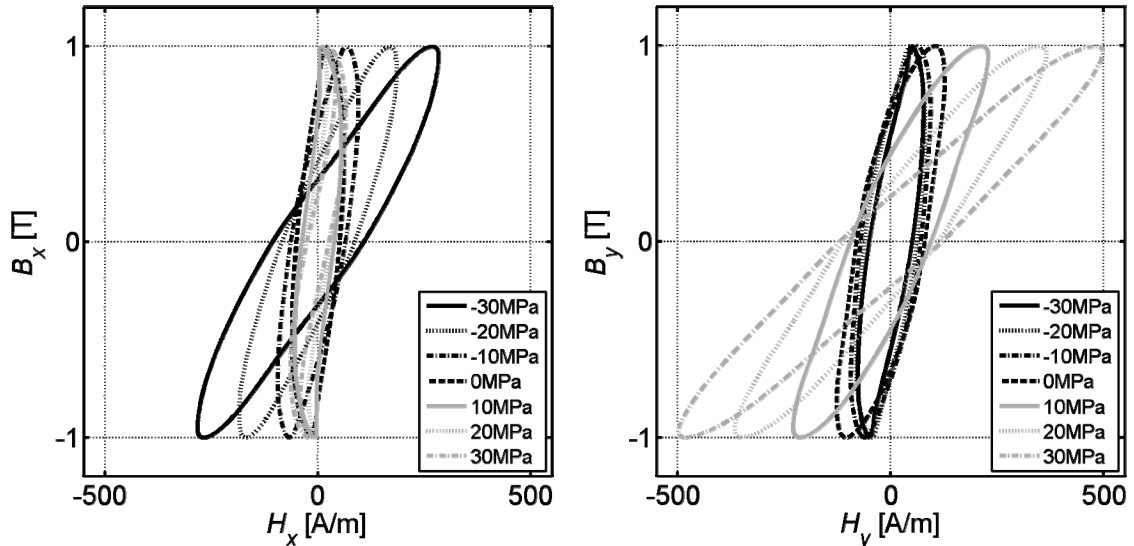


(a) Applying $\sigma_{R.D.}$ ($\sigma_{T.D.} = 0$ MPa)

(b) Applying $\sigma_{T.D.}$ ($\sigma_{R.D.} = 0$ MPa)

Fig. 3.2.5. Measurement results of H trajectories at $B_{max} = 1$ T, $\alpha = 1$ under biaxial stresses.

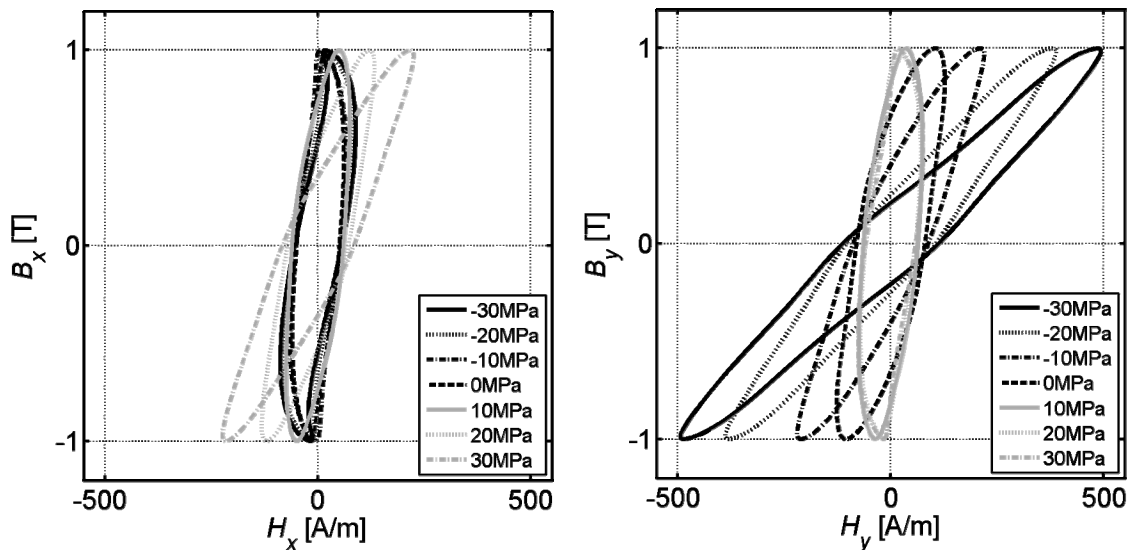
図 3.2.5. 二軸応力下の H 軌跡の測定結果 ($B_{max} = 1$ T, $\alpha = 1$)



(i) x-direction

(ii) y-direction

(a) Applying $\sigma_{R.D.}$ ($\sigma_{T.D.} = 0$ MPa)



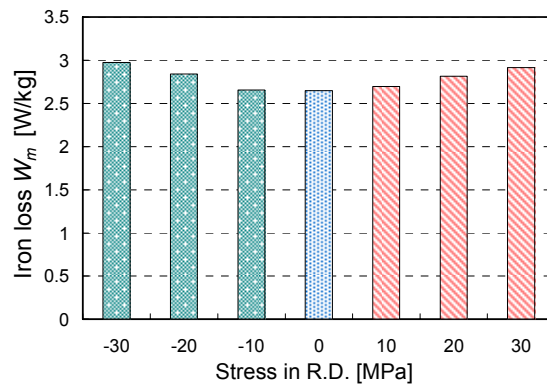
(i) x-direction

(ii) y-direction

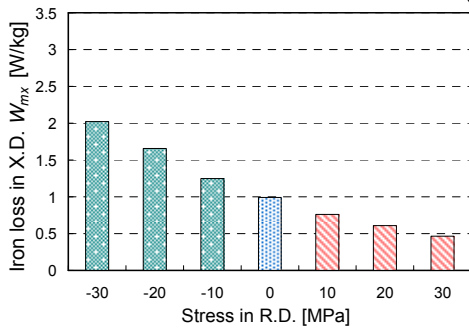
(b) Applying $\sigma_{T.D.}$ ($\sigma_{R.D.} = 0$ MPa)

Fig. 3.2.6. Measurement results of hysteresis loops at $B_{max} = 1$ T, $\alpha = 1$ under biaxial stresses.

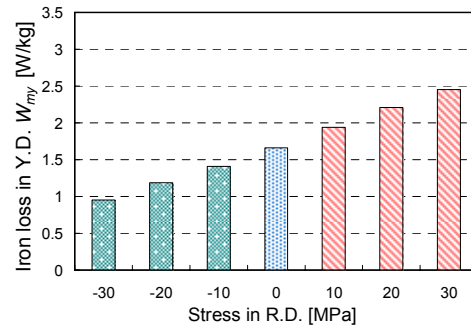
図 3.2.6. 二軸応力下のヒステリシスループの測定結果 ($B_{max} = 1$ T, $\alpha = 1$)



(i) Iron loss

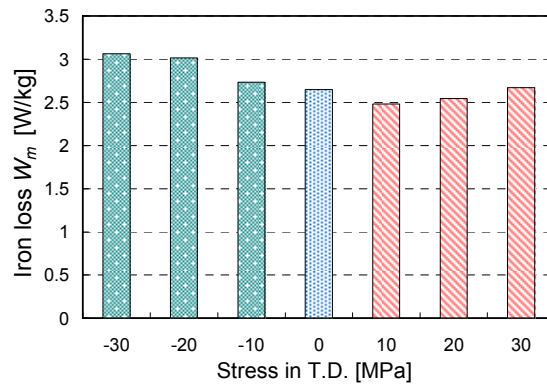


(ii) Iron loss in X.D.

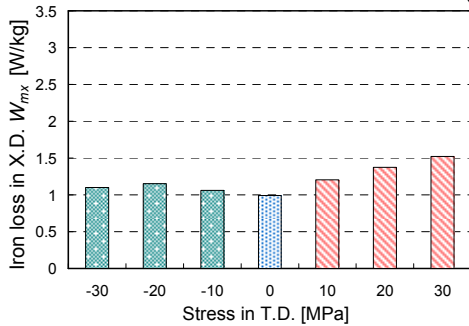


(iii) Iron loss in Y.D.

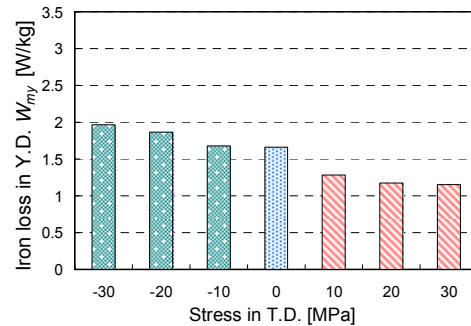
(a) Applying $\sigma_{R.D.}$ ($\sigma_{T.D.} = 0$ MPa)



(i) Iron loss



(ii) Iron loss in X.D.



(iii) Iron loss in Y.D.

(b) Applying $\sigma_{T.D.}$ ($\sigma_{R.D.} = 0$ MPa)

Fig. 3.2.7. Comparison of the iron loss under the stress.

図 3.2.7. 応力下の鉄損の比較

3.2.2 二軸応力を考慮した複素 E&S モデル[88]

二軸応力を考慮した複素 E&S モデルの定義式は次式となる。

$$\begin{aligned} \dot{H}_k &= \bar{v}_{kr}(B_{\max}, \theta_B, \alpha, \sigma_{R.D.}, \sigma_{T.D.}, f_0) \dot{B}_k \\ &+ j\omega \bar{v}_{ki}(B_{\max}, \theta_B, \sigma_{R.D.}, \sigma_{T.D.}, \alpha, f_0) \dot{B}_k \quad (k = x, y) \end{aligned} \quad (3-2-7)$$

ここで、 $\sigma_{R.D.}$: R.D.の応力[MPa]、 $\sigma_{T.D.}$: T.D.の応力[MPa]である。無応力下の複素 E&S モデルに応力項 $\sigma_{R.D.}$ 、 $\sigma_{T.D.}$ が付加した形になる。このモデル式を有限要素磁気特性解析に適用する際の有限要素支配方程式とその離散化式は、2.2.2 項で示した式(2-2-38)、式(2-2-52)と同様になるためここでは記載しない。

Fig. 3.2.8～Fig. 3.2.11 に、2.2 節でも示したが、式(3-2-8)を使用して算出した、二軸応力を考慮した複素 E&S モデルに使用する実効磁気抵抗係数と実効磁気ヒステリシス係数の例を示す。

$$\begin{cases} \bar{v}_{kr} = \frac{|\dot{H}_k|}{|\dot{B}_k|} \cos \theta_{B_k H_k} \\ \hat{v}_{ki} = \frac{|\dot{H}_k|}{|\dot{B}_k|} \cos \theta_{B_k H_k} \end{cases} \quad (k = x, y) \quad (3-2-8)$$

磁束条件は、交番磁束条件 ($B_{\max} = 1 \text{ T}$, $\alpha = 0$) と回転磁束条件 ($B_{\max} = 1 \text{ T}$, $\alpha = 0.6$) の場合を示し、応力条件は、 $\sigma_{R.D.} \neq 0 \text{ MPa}$, $\sigma_{T.D.} = 0 \text{ MPa}$ の場合と $\sigma_{R.D.} = 0 \text{ MPa}$, $\sigma_{T.D.} \neq 0 \text{ MPa}$ の場合を示す。まず、応力条件が $\sigma_{R.D.} \neq 0 \text{ MPa}$, $\sigma_{T.D.} = 0 \text{ MPa}$ の場合において、実効磁気抵抗係数は、 x 方向の係数において、交番・回転磁束条件とともに、引張応力で多少減少 (改善), もしくは多少増加しており、圧縮応力により大きく増加 (劣化) していることがわかる。また、 y 方向の係数は、 x 方向の係数に対して相反の関係となっている。次に、応力条件が $\sigma_{R.D.} = 0 \text{ MPa}$, $\sigma_{T.D.} \neq 0 \text{ MPa}$ の場合において、実効磁気抵抗係数は、 y 方向の係数において、交番・回転磁束条件とともに、引張応力で多少減少 (改善), もしくは多少増加しており、圧縮応力により大きく増加 (劣化) していることがわかる。また、 x 方向の係数は、 y 方向の係数に対して相反の関係となっている。このように、 x 方向のみ、または、 y 方向のみに応力を印加した場合において、応力印加方向と直角方向の係数も応力の影響を受けていることがわかる。このように、実効磁気抵抗係数においても応力誘起磁気異方性を表現できていることが確認できる。実効磁気ヒステリシス係数は、実効磁気抵抗係数に対する相対量であるため、ここでの説明から省く。このような係数を使用することで、二軸応力下のベクトル磁気特性解析が可能となる。

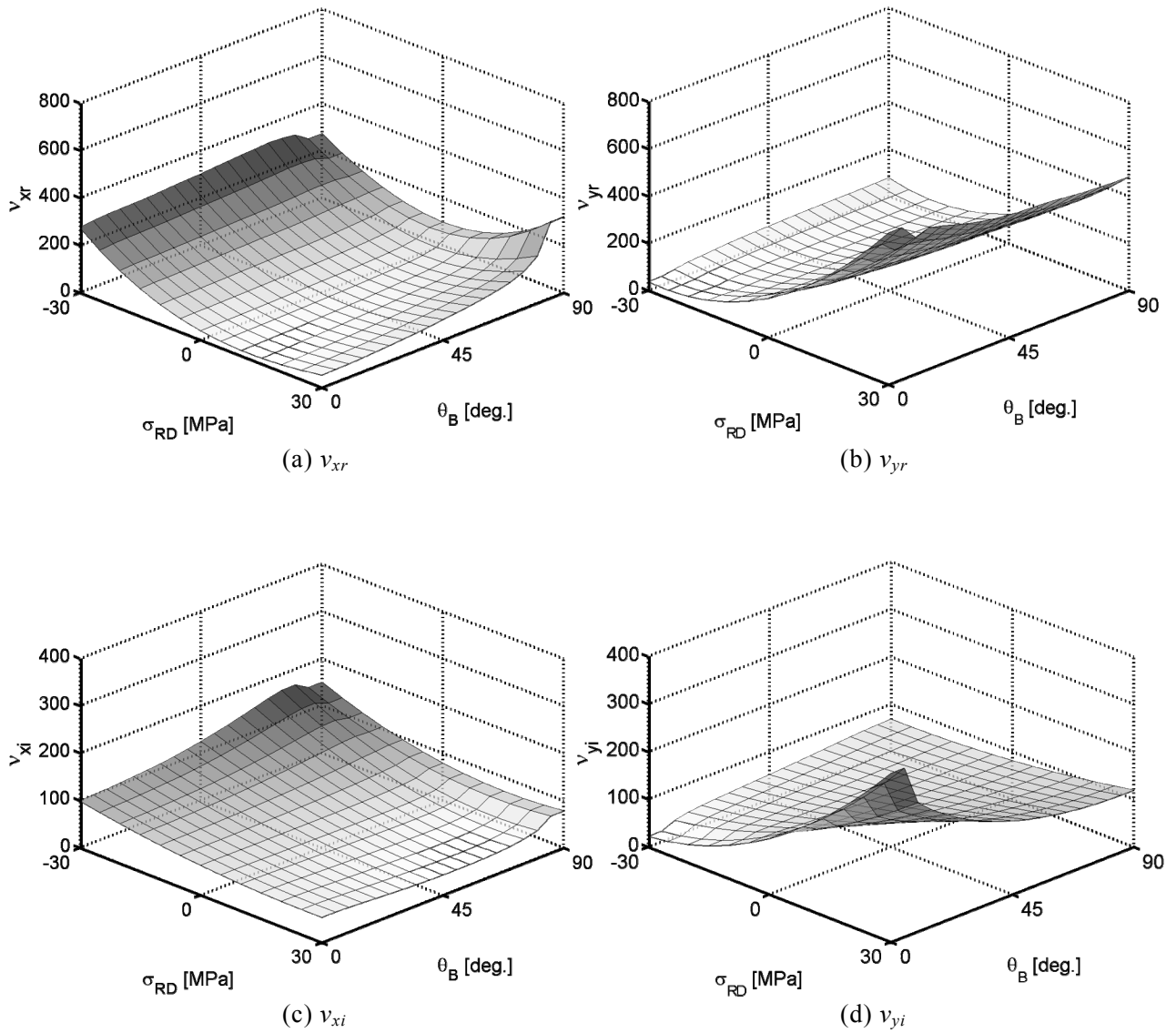


Fig. 3.2.8. Effective magnetic reluctivity and hysteresis coefficients ($B_{max} = 1$ T, $\alpha = 0$, $\sigma_{R.D.} \neq 0$ MPa, $\sigma_{T.D.} = 0$ MPa).

図 3.2.8. 実効磁気抵抗係数, 実効磁気ヒステリシス係数($B_{max} = 1$ T, $\alpha = 0$, $\sigma_{R.D.} \neq 0$ MPa, $\sigma_{T.D.} = 0$ MPa)

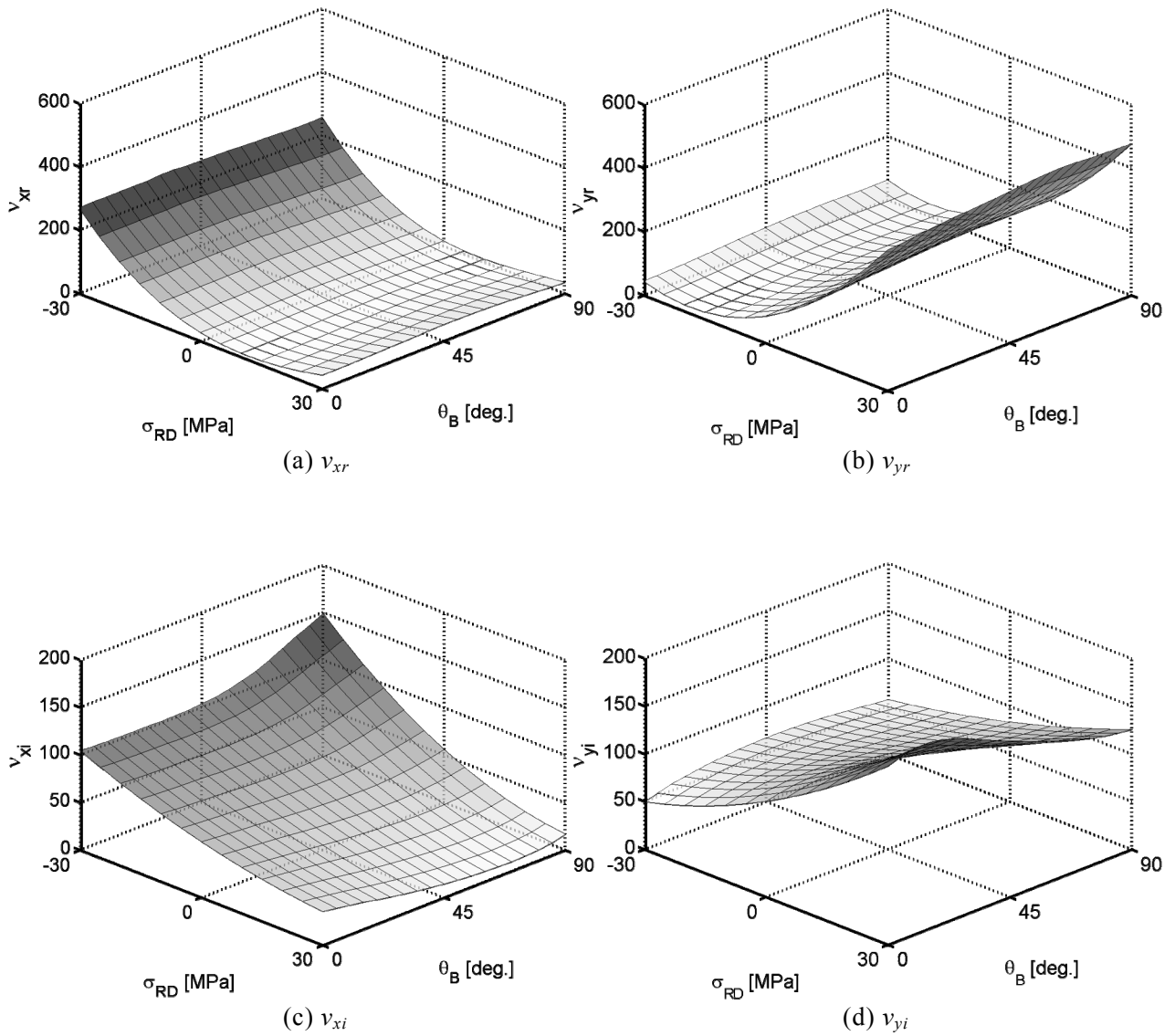


Fig. 3.2.9. Effective magnetic relativity and hysteresis coefficients ($B_{max} = 1$ T, $\alpha = 0.6$, $\sigma_{R.D.} \neq 0$ MPa, $\sigma_{T.D.} = 0$ MPa).

図 3.2.9. 実効磁気抵抗係数, 実効磁気ヒステリシス係数($B_{max} = 1$ T, $\alpha = 0.6$, $\sigma_{R.D.} \neq 0$ MPa, $\sigma_{T.D.} = 0$ MPa)

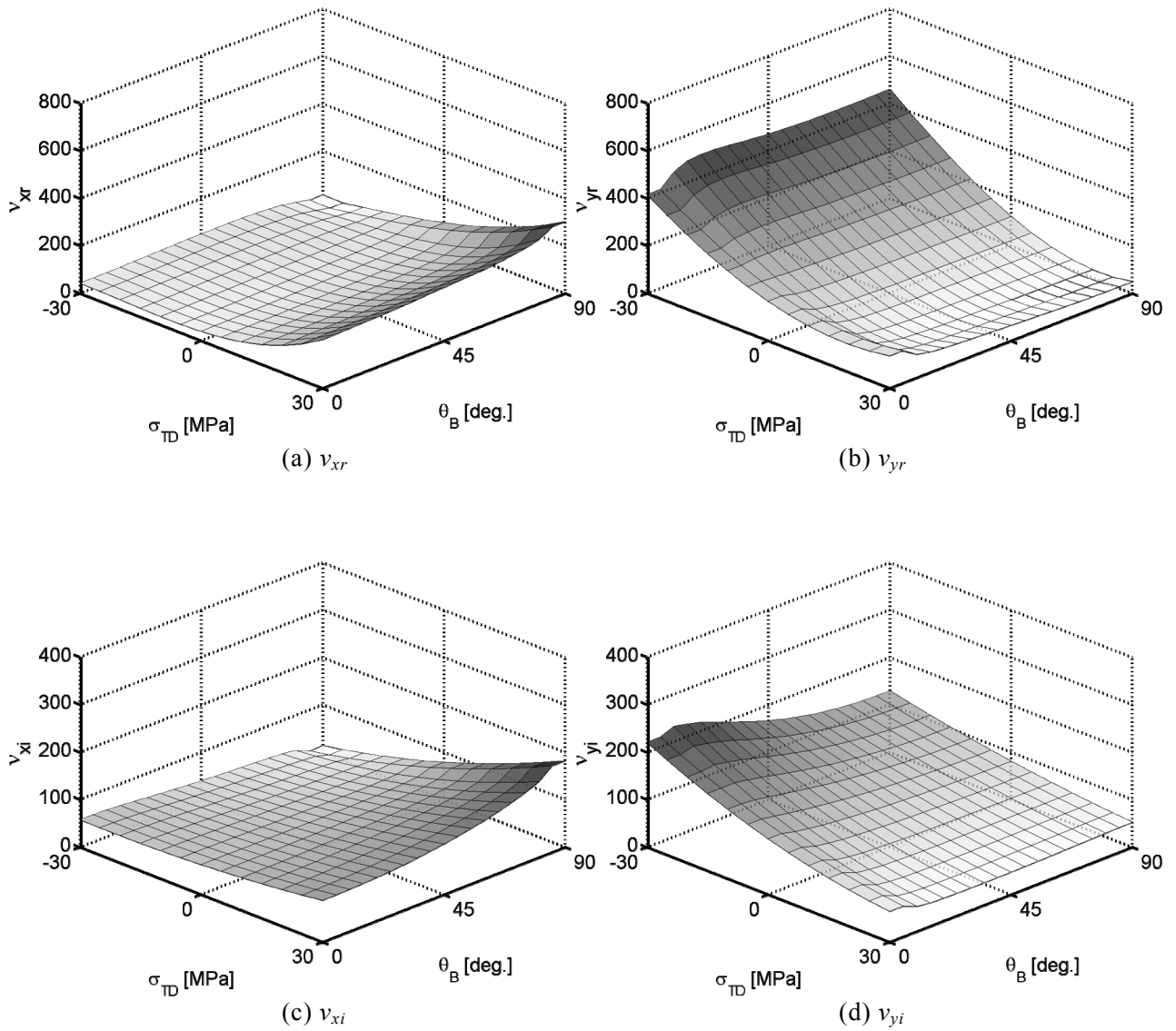


Fig. 3.2.10. Effective magnetic reluctivity and hysteresis coefficients ($B_{max} = 1$ T, $\alpha = 0$, $\sigma_{R.D.} = 0$ MPa, $\sigma_{T.D.} \neq 0$ MPa).

図 3.2.10. 実効磁気抵抗係数, 実効磁気ヒステリシス係数($B_{max} = 1$ T, $\alpha = 0$, $\sigma_{R.D.} = 0$ MPa, $\sigma_{T.D.} \neq 0$ MPa)

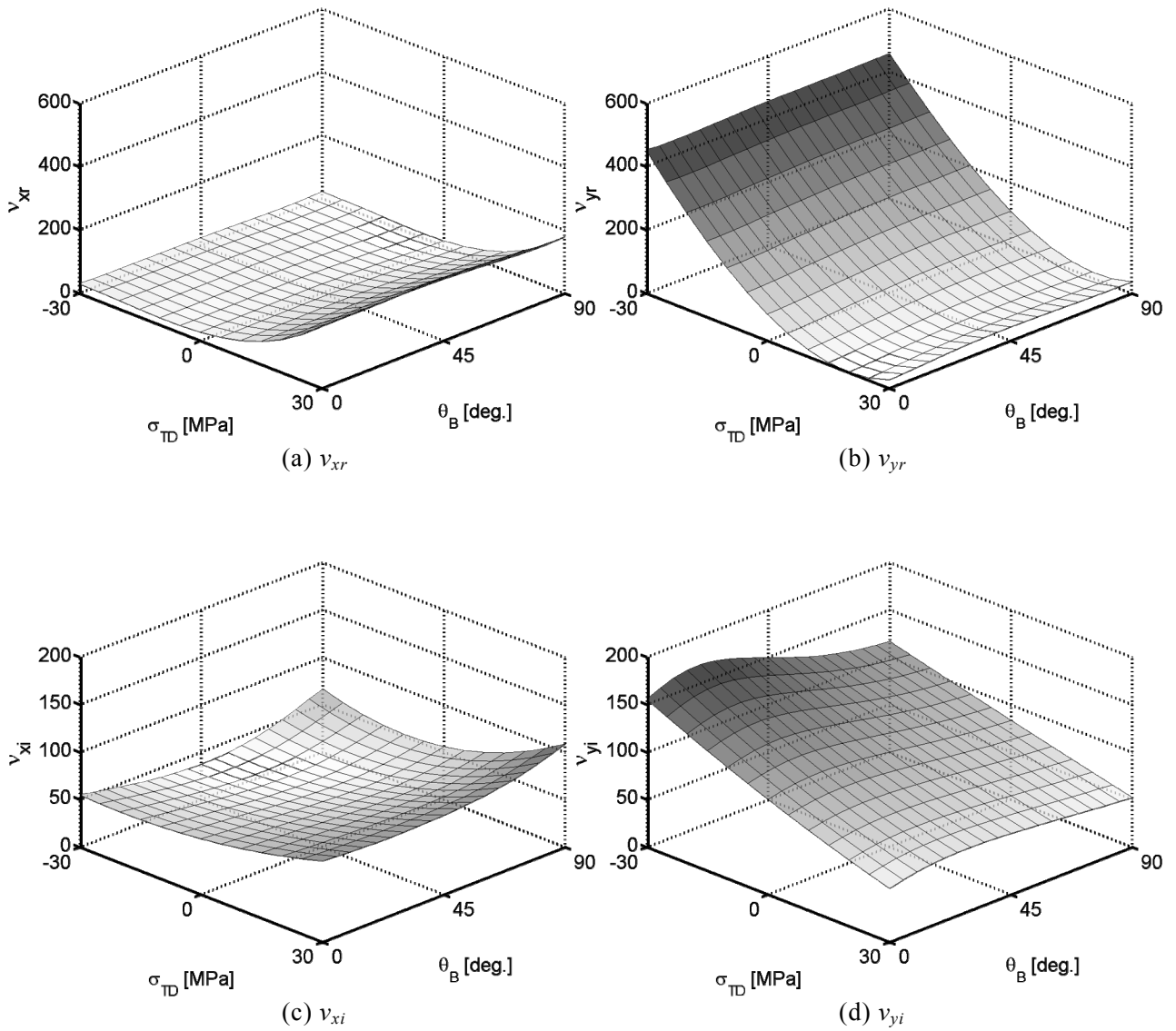


Fig. 3.2.11. Effective magnetic reluctivity and hysteresis coefficients ($B_{max} = 1$ T, $\alpha = 0.6$, $\sigma_{R.D.} = 0$ MPa, $\sigma_{T.D.} \neq 0$ MPa).

図 3.2.11. 実効磁気抵抗係数, 実効磁気ヒステリシス係数 ($B_{max} = 1$ T, $\alpha = 0.6$, $\sigma_{R.D.} = 0$ MPa, $\sigma_{T.D.} \neq 0$ MPa)

3.2.3 任意二軸応力下二次元ベクトル磁気特性の近似法[88]

二軸応力を考慮した複素 E&S モデルは、 $\sigma_{R.D.}$ 印加時の R.D.の磁気特性と $\sigma_{T.D.}$ 印加時の T.D.の磁気特性を別々に測定して、それぞれ独立に考慮するのではなく、 $\sigma_{R.D.}$ が T.D.磁気特性に与える影響と、 $\sigma_{T.D.}$ が R.D.磁気特性に与える影響を考慮するため、 $\sigma_{R.D.}$ と $\sigma_{T.D.}$ の組合せの各応力条件での磁気特性を測定する必要がある。しかし、それらの測定条件は、 B_{max} , α , θ_B , $\sigma_{R.D.}$, $\sigma_{T.D.}$ の 5 つの条件の組合せとなり、測定量の膨大さや、それをデータベース化する際にかかる PC のメモリ量とその所要時間を考えると、あまりに現実性を持たず、実用的でない。そこで、二軸応力下ベクトル磁気特性のデータベースのある応力条件下の磁気特性を他の応力条件下の磁気特性で近似することを考え、検討を行った。

Fig. 3.2.12 に二軸応力条件の組合せを示す。印加応力の絶対値の最大値を R.D., T.D.ともに 30 MPa として、第 1 象限～第 4 象限のヒステリシスループを検討する。 $B_{max} = 1 \text{ T}$, $\alpha = 0$, $\theta_B = 0 \text{ deg.}$ の磁束条件にて x 方向 (R.D.) の特性を検討し、 $B_{max} = 1 \text{ T}$, $\alpha = 0$, $\theta_B = 90 \text{ deg.}$ の磁束条件にて y 方向 (T.D.) の特性を検討する。Fig. 3.2.13, Fig. 3.2.14 に二軸応力下の x 方向, y 方向のヒステリシスループをそれぞれ示す。矢印は、 x と y の軸を表す。第一象限, 第二象限, 第四象限において、Fig. 3.2.15 に示す破線上のヒステリシスループがほぼ等しいことがわかる。第三象限においては、Fig. 3.2.15 に示す破線上において若干の差があることがわかる。これは、第三象限の応力条件が、 $\sigma_{R.D.}$, $\sigma_{T.D.}$ ともに圧縮応力であるため、測定試料に、ポアソン比に応じた面方向の応力が印加され、その影響が顕著に現れている可能性などが考えられる [31][32][38][39]。また、面方向の応力は、 $\sigma_{R.D.}$, $\sigma_{T.D.}$ ともに引張応力の時も発生し、その応力値が大きくなるにつれて、第一象限の近似誤差も増加する可能性がある。従って、近似法としては多少粗くなるが、各応力条件における相対的な大小関係は大きくは崩れないと考え、この差の検証は今後の課題とし、第三象限においても破線上のヒステリシスループをほぼ等しいと考えてデータベースを取り扱う。Fig. 3.2.16 に、Fig. 3.2.13 と Fig. 3.2.14 のヒステリシスループから式(3-2-6)を用いて鉄損 W_m を計算した結果を示す。材料密度は 7650 kg/m^3 として計算している。この結果からも、Fig. 3.2.15 に示す破線上の損失がほぼ等しいことがわかる。

以上のことから、データベースを最小にする場合、Fig. 3.2.15 のように、●の点の応力条件の磁気特性を、○の点の磁気特性で近似できることが明らかとなった。近似式は次式のように定義できる。

$$H_k(\beta, 0) = H_k(\sigma_{T.D.} + \beta, \sigma_{T.D.}) \quad , (k = \sigma_{R.D.}, \sigma_{T.D.}) \quad (3-2-9)$$

例えば、 $(\sigma_{R.D.}, \sigma_{T.D.}) = (30, 20)$ の応力条件時の磁気特性は、 $(\sigma_{R.D.}, \sigma_{T.D.}) = (10, 0)$ の時の磁気特性と同等として取り扱う。

このことから、任意の二軸応力条件は $\sigma_{R.D.} = 0 \text{ MPa}$ 上または $\sigma_{T.D.} = 0 \text{ MPa}$ 上の測定結果等で近似することができ、解析に使用するデータベース量を大幅に削減することができる。

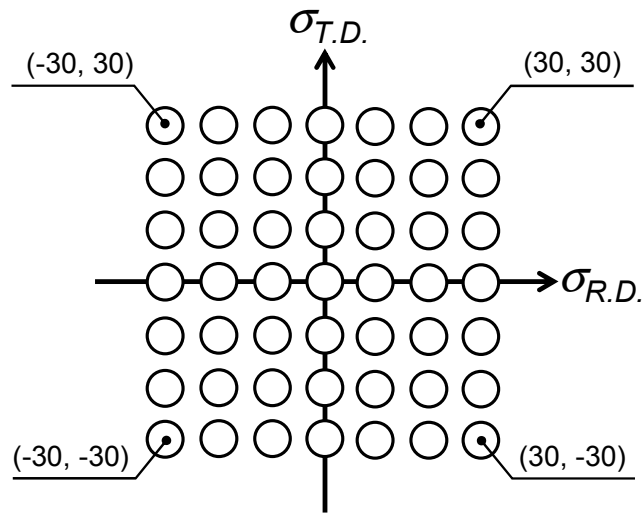
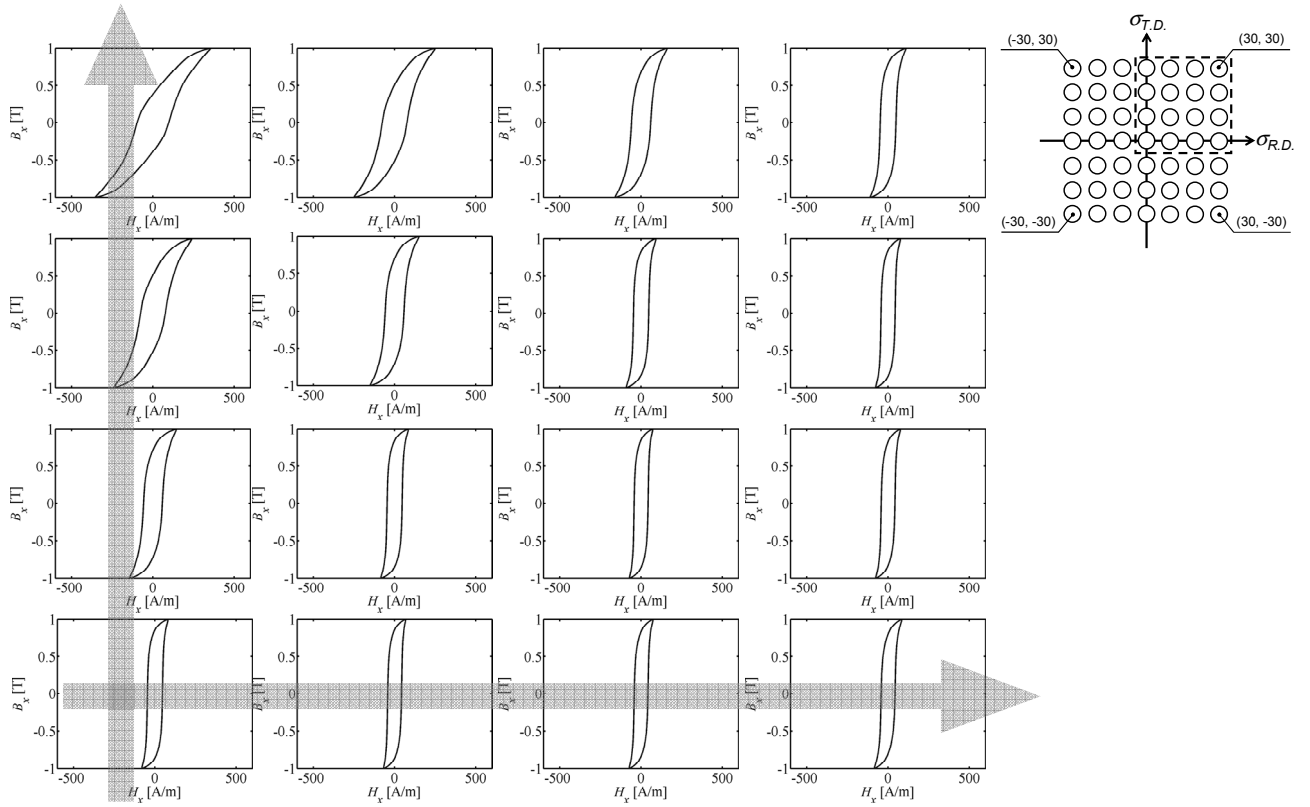
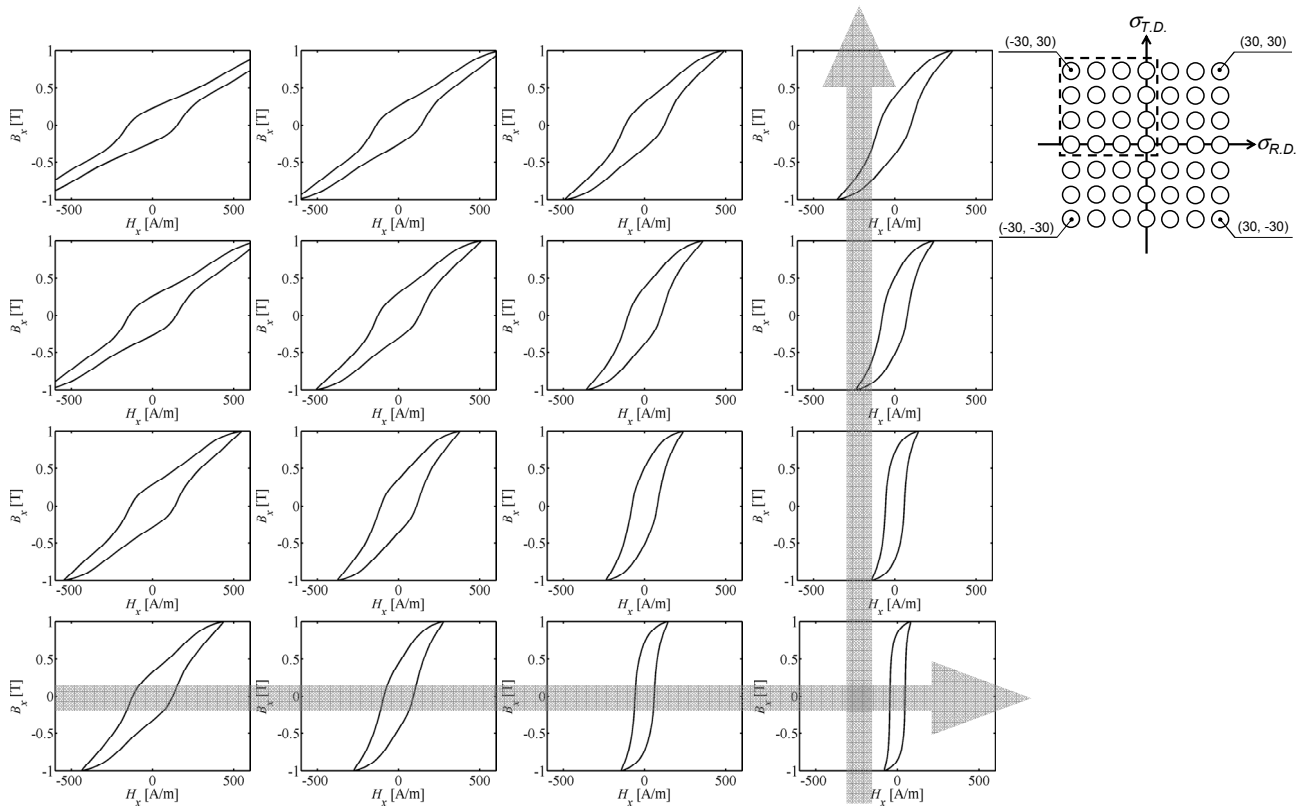


Fig. 3.2.12. The combinations of biaxial stress conditions.

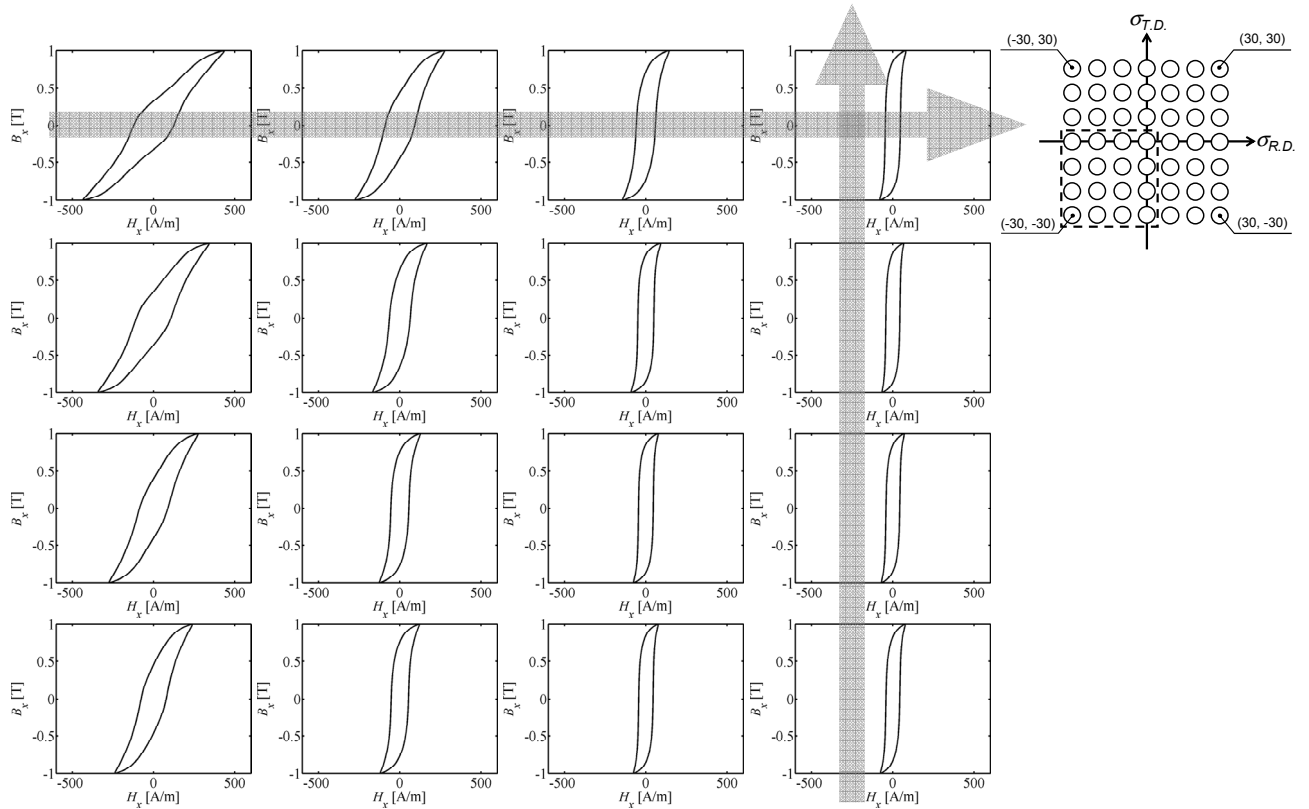
図 3.2.12. 二軸応力条件の組合せ



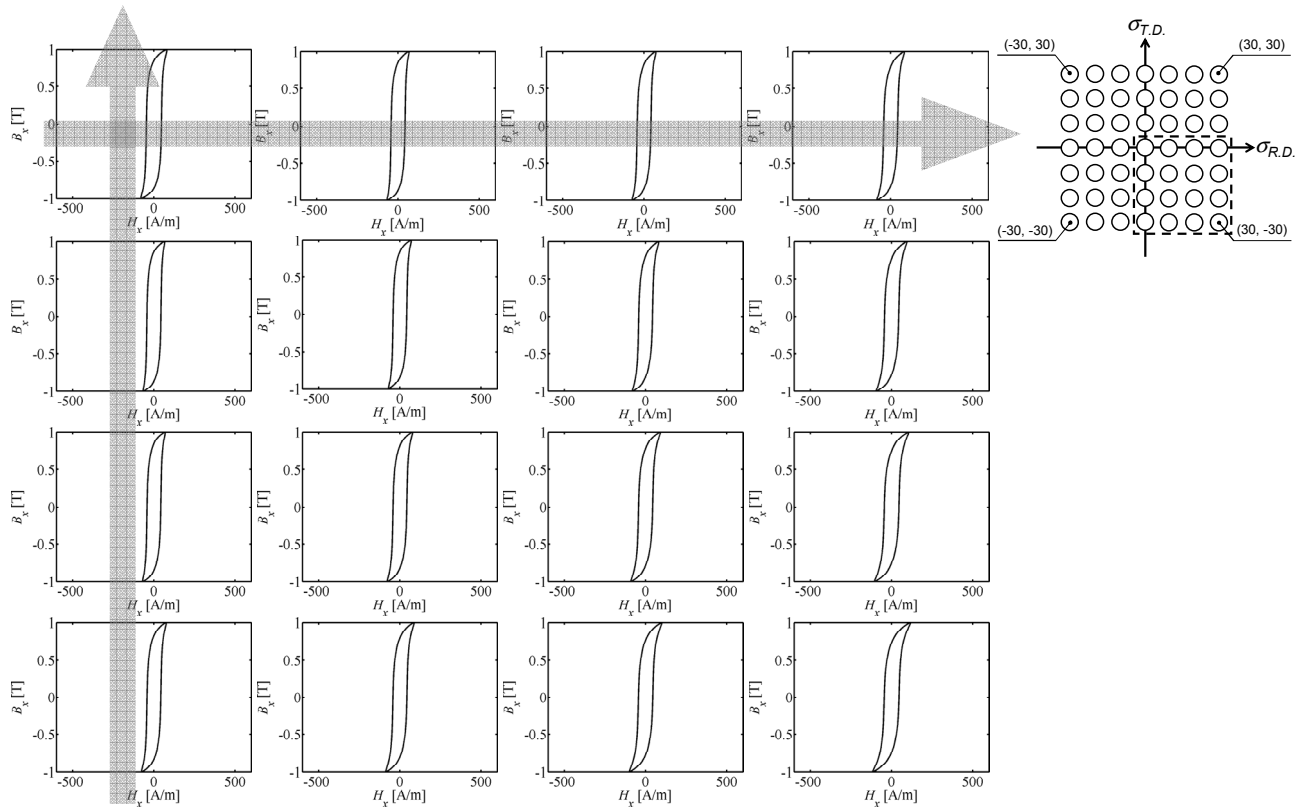
(a) First quadrant



(b) Second quadrant



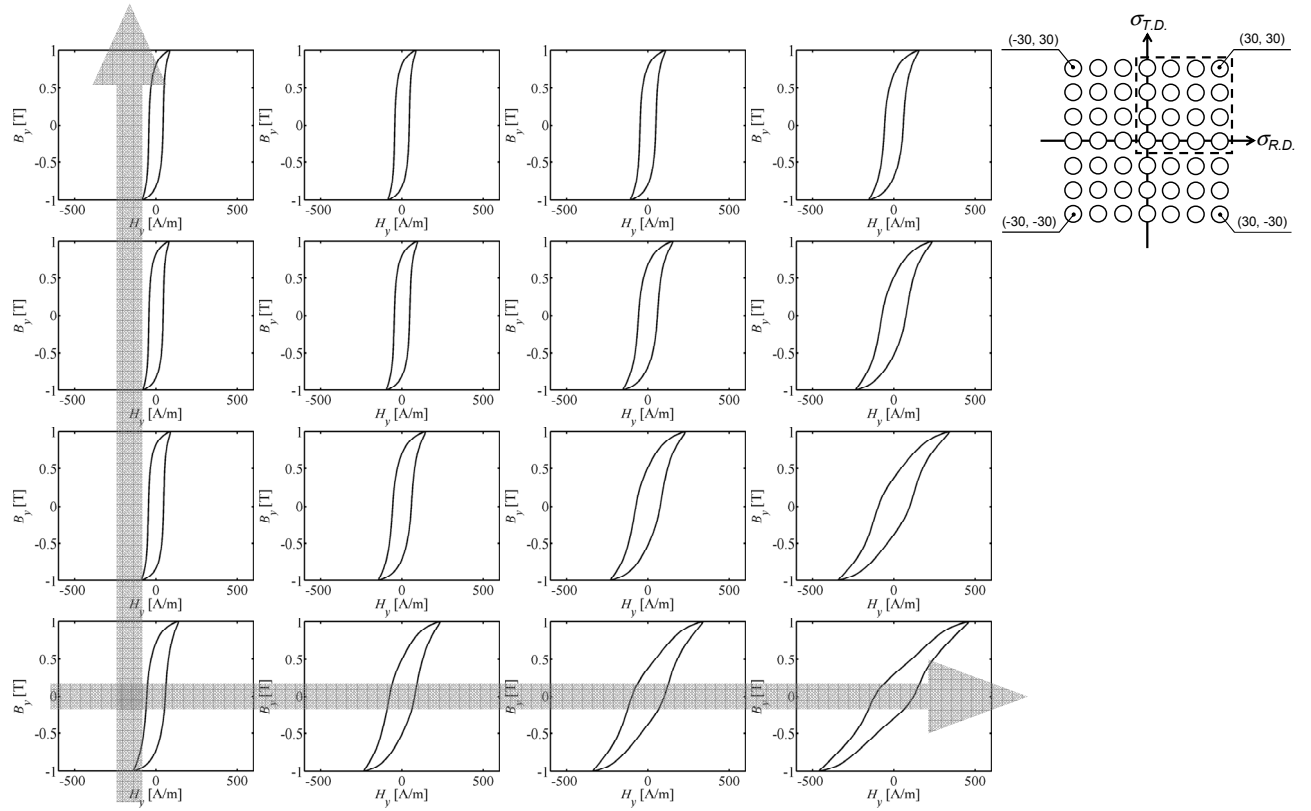
(c) Third quadrant



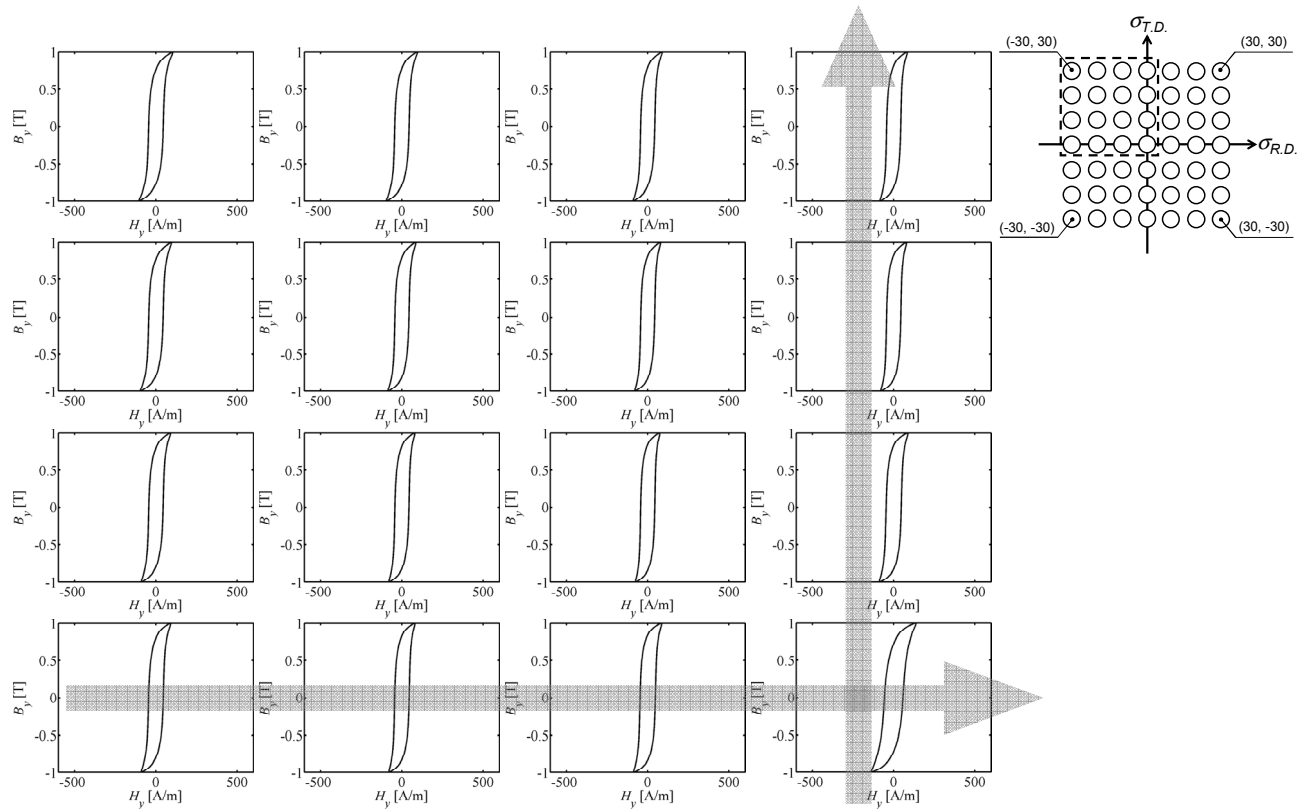
(d) Fourth quadrant

Fig. 3.2.13. Hysteresis loops in x-direction at $B_{max} = 1\text{T}$, $\alpha = 0$, $\theta_B = 0$ deg. under biaxial stresses.

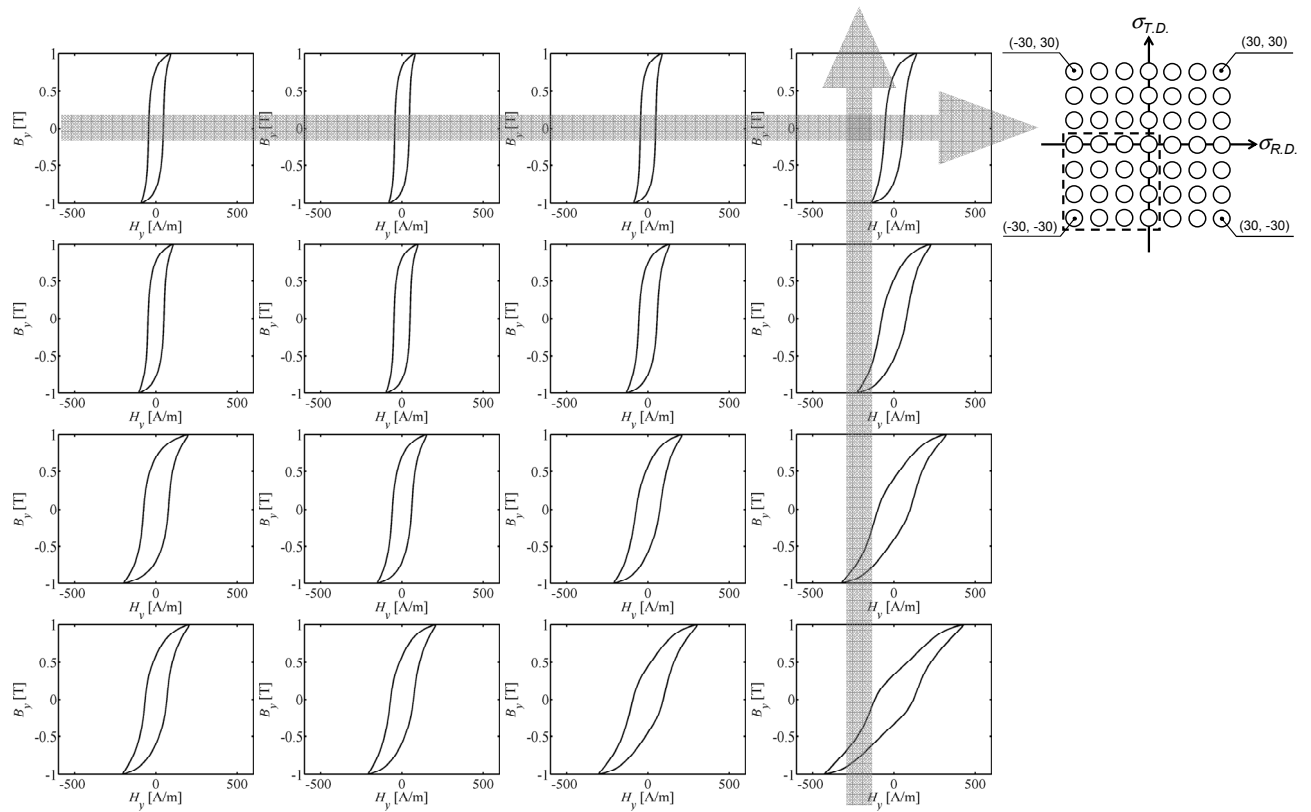
図 3.2.13. 二軸応力下の x 方向のヒステリシスループ ($B_{max} = 1\text{T}$, $\alpha = 0$, $\theta_B = 0$ deg.)



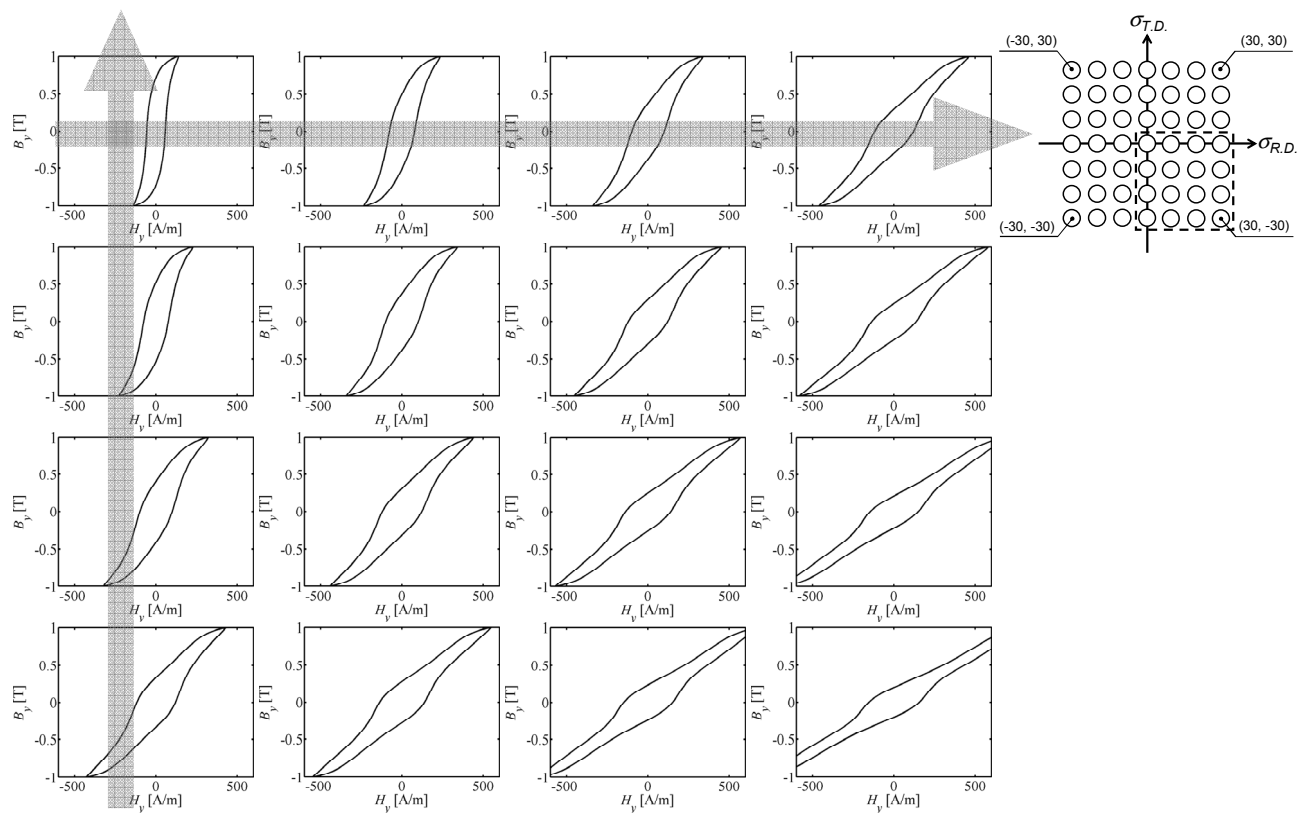
(a) First quadrant



(b) Second quadrant



(c) Third quadrant



(d) Fourth quadrant

Fig. 3.2.14. Hysteresis loops in y-direction at $B_{max} = 1\text{T}$, $\alpha = 0$, $\theta_B = 90$ deg. under biaxial stresses.

図 3.2.14. 二軸応力下の y 方向のヒステリシスループ ($B_{max} = 1\text{T}$, $\alpha = 0$, $\theta_B = 90$ deg.)

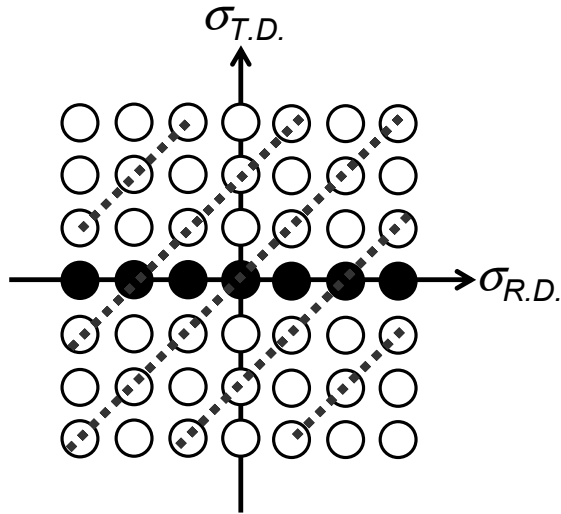


Fig. 3.2.15. Approximation method of the magnetic properties under biaxial stresses.

図 3.2.15. 二軸応力下ベクトル特性の近似法

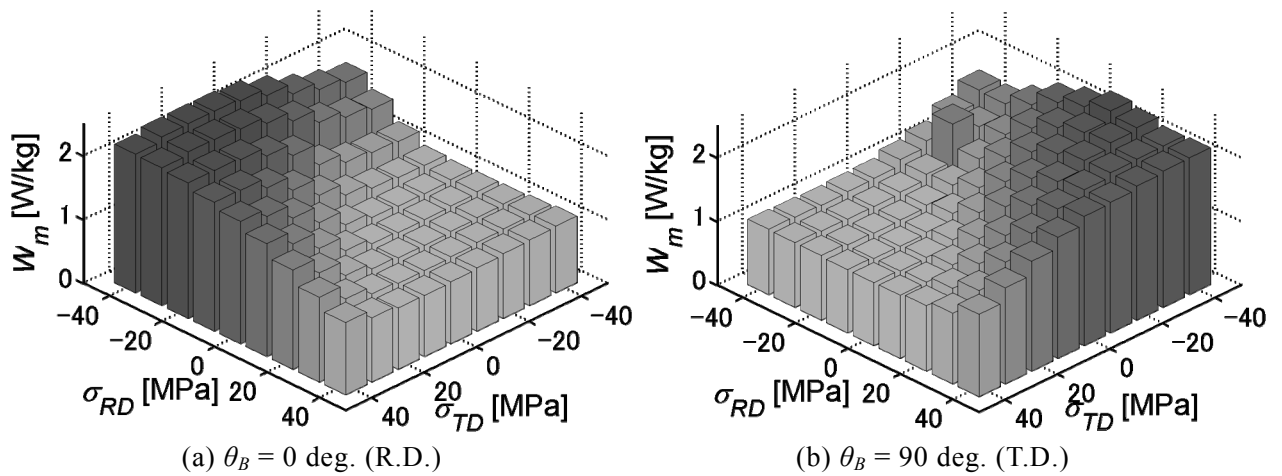


Fig. 3.2.16. Magnetic power losses at alternating flux condition ($B_{max} = 1$ T) under biaxial stresses.

図 3.2.16. 二軸応力下の交番磁束条件時 ($B_{max} = 1$ T) の磁気損失

第 3.3 節 リングコアモデルを用いた二軸応力を考慮した複素 E&S モデルの有用性の検証

3.3.1 端子電圧法を用いた複素 E&S モデルによる磁気特性解析のための離散化

リングコアモデルを用いた二軸応力 E&S モデルの有用性の検証を行うにあたり，端子電圧法を用いたので，それについて説明する。

一般に，電気機器は電圧源で駆動される。2.2.2 項の電流源による磁界支配方程式では，一次巻線によって発生するインダクタンスの影響や，一次巻線コイルエンド部分で発生する漏れインダクタンスの影響を考慮することが出来ない。これらの影響を考慮し，実機に近い状態での磁気特性解析を可能にするためには，電圧を既知量とし電流を未知量とした磁界支配方程式が必要となり，このために端子電圧法を考慮した解析が行われている。Fig. 3.3.1 に端子電圧法を用いた有限要素磁気特性解析を行うための等価回路を示す。Fig. 3.3.1 において， V_0 は印加電圧 [V]， I_0 は線電流 [A]， R_0 は外部抵抗 [Ω]， L_0 は外部インダクタンス [H]， R_c は有限要素磁界解析領域中の一次巻線抵抗 [Ω]， L_c は有限要素磁気特性解析領域中のインダクタンス [H] とする。キルヒホッフの第 2 法則より，次式が成り立つ。

$$V_0 = (R_0 + R_c)I_0 + \frac{d\Phi}{dt} + L_0 \frac{dI_0}{dt} \quad (3-3-1)$$

ここで， Φ は鎖交磁束数 [Wb] を表す。ただし，本解析では漏れインダクタンスの影響は無いものと仮定し $L_0 = 0$ として取り扱う。式(3-3-1)に複素近似法を適用すると次式になる。

$$\dot{V}_0 = (R_0 + R_c)\dot{I}_0 + j\omega\Phi + j\omega L_0\dot{I}_0 \quad (3-3-2)$$

後述からは，端子電圧法を複素 E&S モデルへ適用する。式(2-2-35)の \dot{J}_{0z} は以下のように表現出来る。

$$\dot{J}_{0z} = \frac{N\dot{I}_0}{S} \quad (3-3-3)$$

ここで， N はコイル総巻数 [turn]， \dot{I}_0 は巻線の電流 [A]， S は相の一次巻線領域の断面積 [m^2] である。

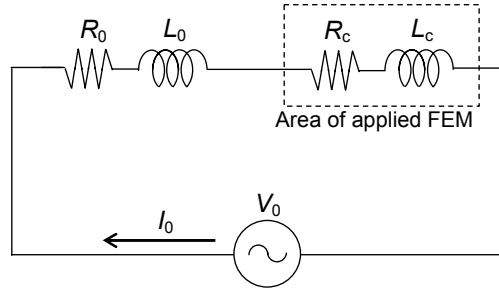


Fig. 3.3.1. Equivalent circuit.

図 3.3.1. 等価回路

電流源における離散化式である式(2-2-52)と、等価回路方程式(3-3-2)を連立させて計算を行う。式(2-2-52)の \dot{J}_{0z} 項は式(3-3-3)を用いると以下のように表現出来る。

$$G_i = -\iint_s \left[\sum_{j=1}^3 \left\{ \frac{C_{ie}}{2\Delta} \left(\bar{v}_{yr} \frac{C_{je}}{2\Delta} \right) + \frac{D_{ie}}{2\Delta} \left(\bar{v}_{xr} \frac{D_{je}}{2\Delta} \right) \right\} \dot{A}_{je} \right. \\ \left. + j \left\{ \frac{C_{ie}}{2\Delta} \left(\hat{v}_{yi} \frac{C_{je}}{2\Delta} \right) + \frac{D_{ie}}{2\Delta} \left(\hat{v}_{xi} \frac{D_{je}}{2\Delta} \right) \right\} \dot{A}_{je} \right] dxdy + \frac{\Delta N \dot{I}_0}{3S} = 0 \quad (3-3-4)$$

また、各相の総鎖交磁束数 $\dot{\Phi}_{phase}$ とベクトルポテンシャル \dot{A} の関係は次式で与えられる。

$$\dot{\Phi}_{Phase} = N \iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = N \int_c \dot{A}_z \cdot ds = \frac{N}{S} \iint_S \left(\int_c \dot{A}_z \cdot ds \right) dxdy \quad (3-3-5)$$

ここで、

$$\int_c \dot{A}_z \cdot ds = \left[\int_{\#1}^{\#2} \dot{A}_z \cdot dz + \int_{\#2}^{\#3} \dot{A}_z \cdot dz + \int_{\#3}^{\#4} \dot{A}_z \cdot dz + \int_{\#4}^{\#1} \dot{A}_z \cdot dz \right] \quad (3-3-6)$$

のように書ける。#1~#2 は z 方向の往路電源、#3~#4 は z 方向の復路電源の積分路とし、#2~#3 および#4~#1 は往復路電源を結ぶ積分路とする。この場合 z 方向に向く往復路の積分のみ残りそれら以外は零となる。往路のみの積分路を考慮した場合、 z 方向の厚みを l とすれば、式(3-3-6)は次式で表される。

$$\int_c \dot{A}_z \cdot ds = \int_{\#1}^{\#2} \dot{A}_z \cdot dz = l \dot{A}_z \quad (3-3-7)$$

式(3-3-5)に式(3-3-7)を代入し，三角形一次要素の1要素当たりの関係式で表現すると，

$$\dot{\Phi}_{Phase} = \frac{N}{S} \iint_S (l \dot{A}_z) dx dy = \frac{IN}{S} \iint_S \left(\sum_{i=1}^3 N_{ie} \dot{A}_{ie} \right) dx dy \quad (3-3-8)$$

ここで，

$$\iint_S (N_{ie}) dx dy = \frac{\Delta}{3} \quad (3-3-9)$$

となるので，1要素における鎖交磁束数は

$$\dot{\Phi}_e = \frac{IN}{S} \frac{\Delta}{3} \sum_{i=1}^3 \dot{A}_{ie} \quad (3-3-10)$$

と表現できる。従って各相のコイル内の全要素における総鎖交磁束数は，

$$\dot{\Phi}_{Phase} = \sum_{e=1}^{N_L} \dot{\Phi}_e = \frac{IN}{S} \frac{\Delta}{3} \sum_{e=1}^{N_L} \sum_{i=1}^3 \dot{A}_{ie} \quad (3-3-11)$$

となる。ただし，式中における N_L は相コイル領域における全要素数を表す。式(3-3-11)を式(3-3-2)に代入すると，最終的な式は以下のようになる。

$$\dot{V}_{Phase} = \dot{R}I + j\omega \left(\frac{IN}{S} \sum_{e=1}^{N_L} \frac{\Delta}{3} \sum_{i=1}^3 \dot{A}_{ie} \right) \quad (3-3-12)$$

端子電圧法を考慮する相の数だけ式(3-3-12)を考慮し，式(3-3-4)と式(3-3-12)を連立させることで，電圧源による複素 E&S モデルを用いたベクトル磁気特性解析を行う。

3.3.2 解析モデルおよび解析条件

二軸応力を考慮した複素 E&S モデルの有用性の検証のため、リングコアモデルを用いたベクトル磁気特性解析を行った。Fig. 3.3.2 に解析モデルとその有限要素メッシュを示す。x 方向が R.D. であり、リングコア内の残留応力を一定としている。Table 3.3.1 に解析条件を示す。励磁電圧は 15 V であり、コイルの巻数、コイル抵抗はそれぞれ 66 turn/slot, 1.46 Ω/phase である。リングコア内の残留応力は、R.D.において-30~30 MPa (10 step)で変化させ、T.D.においては常に零とする場合と、T.D.において-30~30 MPa (10 step)で変化させ、R.D.においては常に零とする場合の 2 パターンとした。使用電磁鋼板は、35A440 を使用した。また、二軸応力下の磁気特性を独立に考慮した場合の解析結果も示し、二軸応力下の磁気特性の相互作用 (x 方向に応力をかけると y 方向の磁気特性も変化する) を考慮することの重要性を示す。

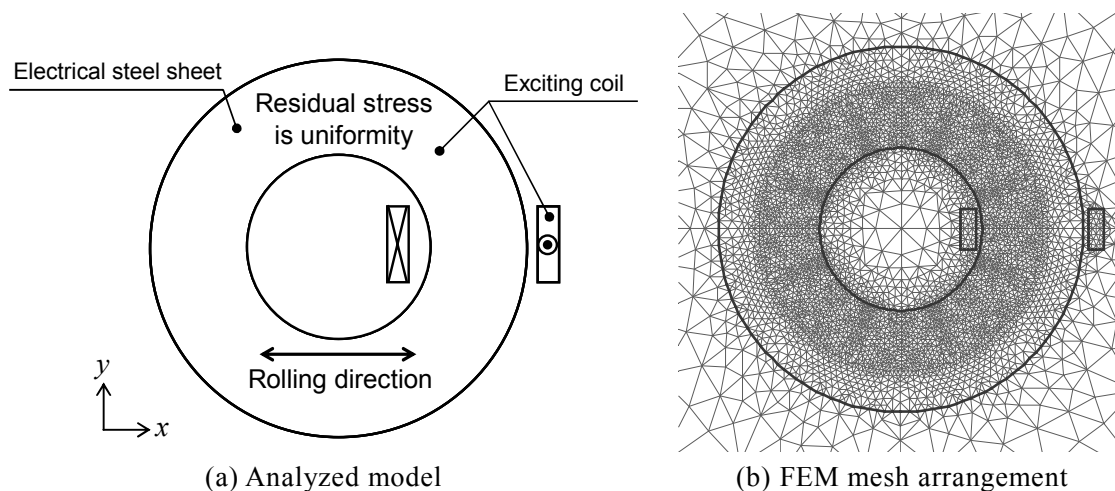


Fig. 3.3.2. Analyzed model and FEM mesh arrangement.

図 3.3.2. 解析モデルと有限要素メッシュ

Table 3.3.1. Conditions used in the analysis.

表 3.3.1 解析条件

Inner diameter of ring core		40 mm
Outer diameter of ring core		90 mm
Exciting voltage		15 V
Coil	Number of turns	66 turns/slot
	Resistance	1.46 Ω/phase
Residual stress $\sigma_{R.D.}$, $\sigma_{T.D.}$ in a ring core	Condition I	-30 ~ 30 (10 step) MPa, 0 MPa
	Condition II	0 MPa, -30 ~ 30 (10 step) MPa
Electrical steel sheet		35A440
Thickness		42 mm

3.3.3 解析結果および考察

Fig. 3.3.3, Fig. 3.3.4 に $\sigma_{R.D.} = -30 \sim 30$ MPa, $\sigma_{T.D.} = 0$ MPa と $\sigma_{R.D.} = 0$ MPa, $\sigma_{T.D.} = -30 \sim 30$ MPa の時の二軸応力を独立に考慮した場合のリングコアの最大磁束密度分布, 最大磁界強度分布, 鉄損分布をそれぞれ示す。また, Fig. 3.3.5, Fig. 3.3.6 に $\sigma_{R.D.} = -30 \sim 30$ MPa, $\sigma_{T.D.} = 0$ MPa と $\sigma_{R.D.} = 0$ MPa, $\sigma_{T.D.} = -30 \sim 30$ MPa の時の二軸応力の相関を考慮した場合の分布をそれぞれ示す。各分布において, 値の比較ではなく, 磁気異方性などの分布の傾向を見るために, カラーバーは統一していない。

$\sigma_{R.D.} = -30 \sim 30$ MPa, $\sigma_{T.D.} = 0$ MPa の応力条件にて, 二軸応力を独立に考慮した場合 (条件 A) と, 相関を考慮した場合 (条件 B) の分布を対比しながら検討を行う。まず, 基準となる無応力下 (0 MPa) の分布について考察する。最大磁束密度分布を見ると, 内周上下部分が大きく, 左右部分において相対的に小さいことがわかる。これは, 圧延磁気異方性の影響によって, x 方向の透磁率が y 方向のそれに比べて大きいためだと考えられる。最大磁界強度分布を見ると, 最大磁束密度分布とは逆の傾向となっており, 内周左右部分が大きく, 上下部分において相対的に小さいことがわかる。これも圧延磁気異方性の影響によって y 方向の磁気特性が x 方向の磁気特性に比べて悪いため, 磁界強度が大きくなると考えられる。鉄損分布においては, 磁束密度に比例した分布となっている。次に, 上記に示したような無応力下の磁気特性に対して, 引張応力を印加した場合の磁気特性分布について考察を行う。条件 B では, x, y 方向の磁気特性共に, $\sigma_{R.D.} = -30 \sim 30$ MPa, $\sigma_{T.D.} = 0$ MPa の条件を使用しているのに対して, 条件 A では, x 方向の磁気特性は $\sigma_{R.D.} = -30 \sim 30$ MPa, $\sigma_{T.D.} = 0$ MPa の条件を使用し, y 方向の磁気特性は $\sigma_{R.D.} = 0$ MPa, $\sigma_{T.D.} = 0$ MPa (無応力下) の条件を使用している (独立に考慮している) ため, 最大磁束密度分布を見ると, 条件 A では, 大きく分布傾向は変化していないが, 条件 B では, 内周左右部分が小さくなっている傾向が見られることから, 磁気異方性が大きくなっていることがわかる。また, 最大磁界強度分布を見ると, 条件 A では, ほとんど変化していないのに対して, 条件 B では, 分布の傾向に大きな違いは無いが, カラーバーから内周左右部が急激に増加していることが確認でき, 磁気異方性が大きくなっていることが顕著に確認できる。これらの結果を受けて, 鉄損分布においては, 応力による磁気異方性が大きくなるにつれて, 磁界強度が大きい部分の傾向が磁束密度に依存せず, 磁界強度に依存していく様子が見られる。この鉄損分布の傾向は, どの条件においても同様であるため今後の考察から省く。3.2.1 項でも述べたように, x 方向に引張応力を印加した場合 (y 方向の応力は 0 MPa), その方向の磁気特性は, 若干向上もしくはほぼ変わらないが, y 方向の磁気特性は大きく劣化していなければならない。これらのことから, 応力下の磁気特性の相関を考慮することの重要性が明らかになったと共に, 条件 B にて, 引張応力下の磁気特性が良く表現できていることが明らかになった。また, 鉄損分布においては, 応力による磁気異方性が大きくなるほど, 磁界強度への依存性が強い箇所が現れることが明らかになった。次に, 圧縮応力下の分布について考察を行う。条件 A, 条件 B 共に, 無応力下では x 方向の磁気特性が y 方向に比べて良く, $\sigma_{R.D.} = -10$ MPa の時において, x

方向の磁気特性が劣化するため、ほぼ等方性になっていることがわかる。また、さらに圧縮応力を増加させると、 y 方向の磁気特性が x 方向より良くなるため、内周左右部の磁束密度が大きくなっていることがわかる。しかし、その変化の度合いは、条件 B の方が大きいことがわかる。これは、 x 方向に圧縮応力が加わることで、 y 方向の磁気特性が若干改善されるため、条件 B の方が磁気異方性が大きくなったと考えられる。

次に、 $\sigma_{R.D.} = 0 \text{ MPa}$, $\sigma_{T.D.} = -30 \sim 30 \text{ MPa}$ の応力条件にて、二軸応力を独立に考慮した場合（条件 A）と、相関を考慮した場合（条件 B）の分布の対比しながら検討を行う。まず、引張応力を印加した場合、条件 A と条件 B 共に、 $\sigma_{T.D.} = 10 \text{ MPa}$ の時は、ほぼ等方性になっており、大きな違いは見られないが、 $\sigma_{T.D.} = 20 \text{ MPa}$, $\sigma_{T.D.} = 30 \text{ MPa}$ の時では、全く異なる分布になっていることがわかる。これは、 y 方向に引張応力を加えると、その方向の磁気特性が若干改善され、 x 方向の磁気特性が大幅に劣化するが、条件 A では、 x 方向において無応力下の磁気特性を使用しており、このことを考慮できていないためだと考えられる。条件 B は、引張応力が増加するにつれて、内周左右部分の磁束密度が大きく、上下部のそれが小さくなっており、その磁気異方性が序々に大きくなっていることから、二軸引張応力下の磁気特性の相関を良く考慮できているといえる。次に、圧縮応力を印加した場合、どの分布においても条件 A と条件 B にそれほど大差が無く、 y 方向の磁気特性は大きく劣化し、その相互作用による x 方向の磁気特性の改善も表現できているように見える。これは、 $\sigma_{R.D.} = -30 \sim 30 \text{ MPa}$, $\sigma_{T.D.} = 0 \text{ MPa}$ の応力条件時の圧縮応力を印加した場合の結果と対比して説明を行う。Fig. 3.3.7 に圧延による磁気特性の変化を示す。電磁鋼板の製造工程に圧延があるが、圧延によって、圧延方向の磁気特性が向上し、その直交方向の磁気特性は劣化する。圧延を行わない場合、磁気特性はほぼ等方性となる。圧延後に焼鈍するため、実際には、残留応力・内部歪みなどは非常に小さくなり（皮膜による張力は除く）、エネルギー的に安定状態になるが、ここでは、R.D.と T.D.の磁気異方性は無応力下に対して、Fig. 3.3.7 (b)のように応力によって発生していると仮定する。そうすると、R.D.の点から引張応力を印加すると、磁気特性はそれほど改善せず、圧縮応力を印加すると、急激に磁気特性が劣化する点までにいくらかの応力を要することがわかる。また、T.D.の点から引張応力を印加すると、磁気特性の改善度は、R.D.のそれに比べて大きくなり、圧縮応力を印加すると磁気特性が急激に劣化することがわかる。これらを踏まえて、まず、 $\sigma_{R.D.} = -30 \sim 30 \text{ MPa}$, $\sigma_{T.D.} = 0 \text{ MPa}$ の応力条件時の圧縮応力を印加した場合の分布を見ると、R.D.の圧縮応力によって、T.D.に引張応力の効果が生まれるため、Fig. 3.3.7 (b)より T.D.の磁気特性は大きく改善する。条件 A においては、このことを考慮できないため明確な差が発生したと考えられる。次に、 $\sigma_{R.D.} = 0 \text{ MPa}$, $\sigma_{T.D.} = -30 \sim 30 \text{ MPa}$ の応力条件時の圧縮応力を印加した場合の分布を見ると、T.D.の圧縮応力によって、R.D.に引張応力の効果が生まれるが、Fig. 3.3.7 (b)より、R.D.の磁気特性は T.D.に比べて大きく改善しない。従って、R.D.の磁気特性とほぼ同じとなり、条件 A、条件 B の傾向がほぼ同等になったと考えられる。

以上のことから、二軸応力の相関を考慮することの重要性と、近似法 I を使用した二軸応力を考慮した複素 E&S モデルを用いた有限要素磁気特性解析の有用性が明らかになった。

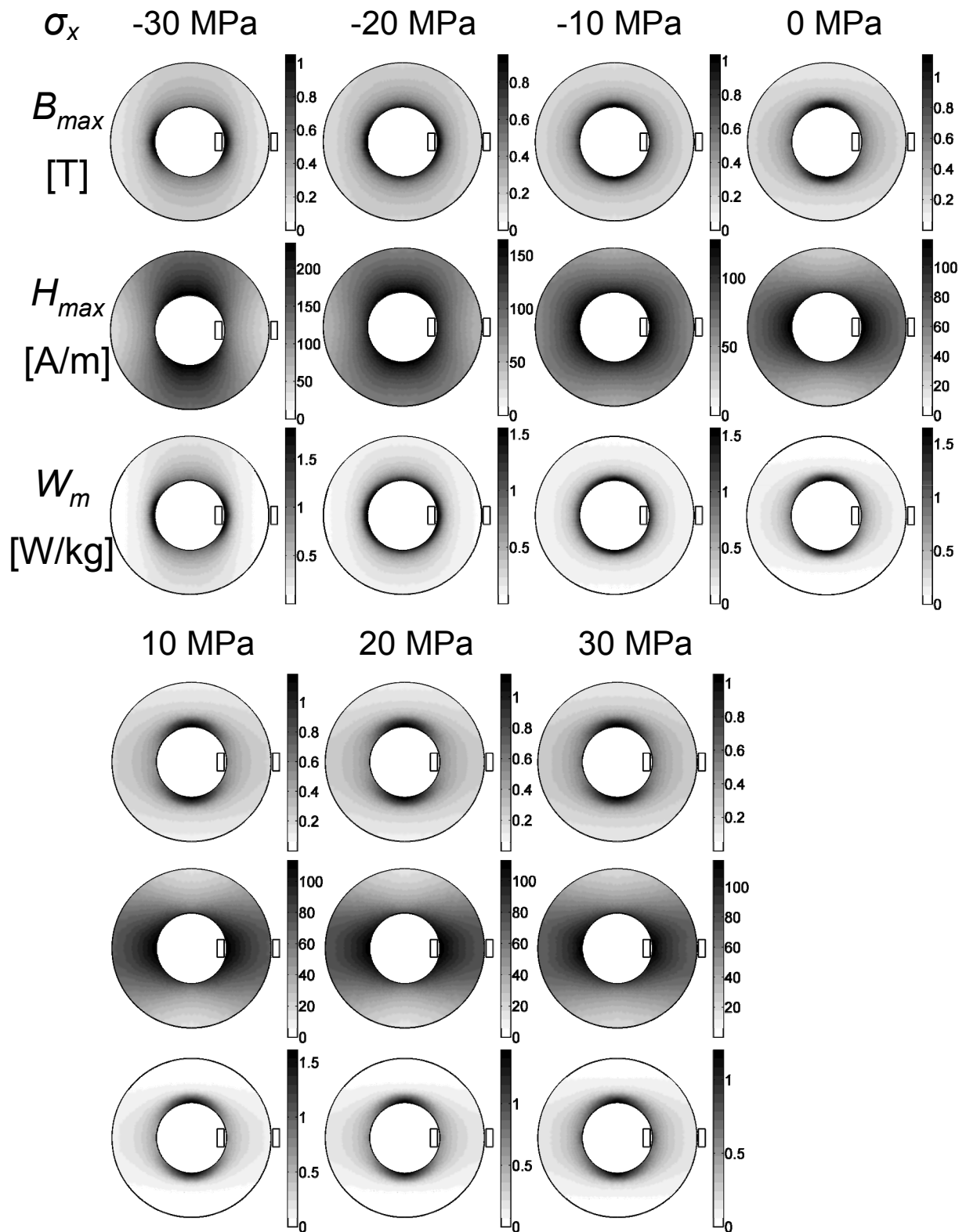


Fig. 3.3.3. Distributions of maximum magnetic flux density, maximum magnetic field strength and iron loss when $\sigma_{R.D.}$ and $\sigma_{T.D.}$ was considered independently ($\sigma_{R.D.} = -30 \sim 30$ MPa, $\sigma_{T.D.} = 0$ MPa).

図 3.3.3. $\sigma_{R.D.}$ と $\sigma_{T.D.}$ を独立に考慮した時の最大磁束密度分布，最大磁界強度分布，鉄損分布 ($\sigma_{R.D.} = -30 \sim 30$ MPa, $\sigma_{T.D.} = 0$ MPa)

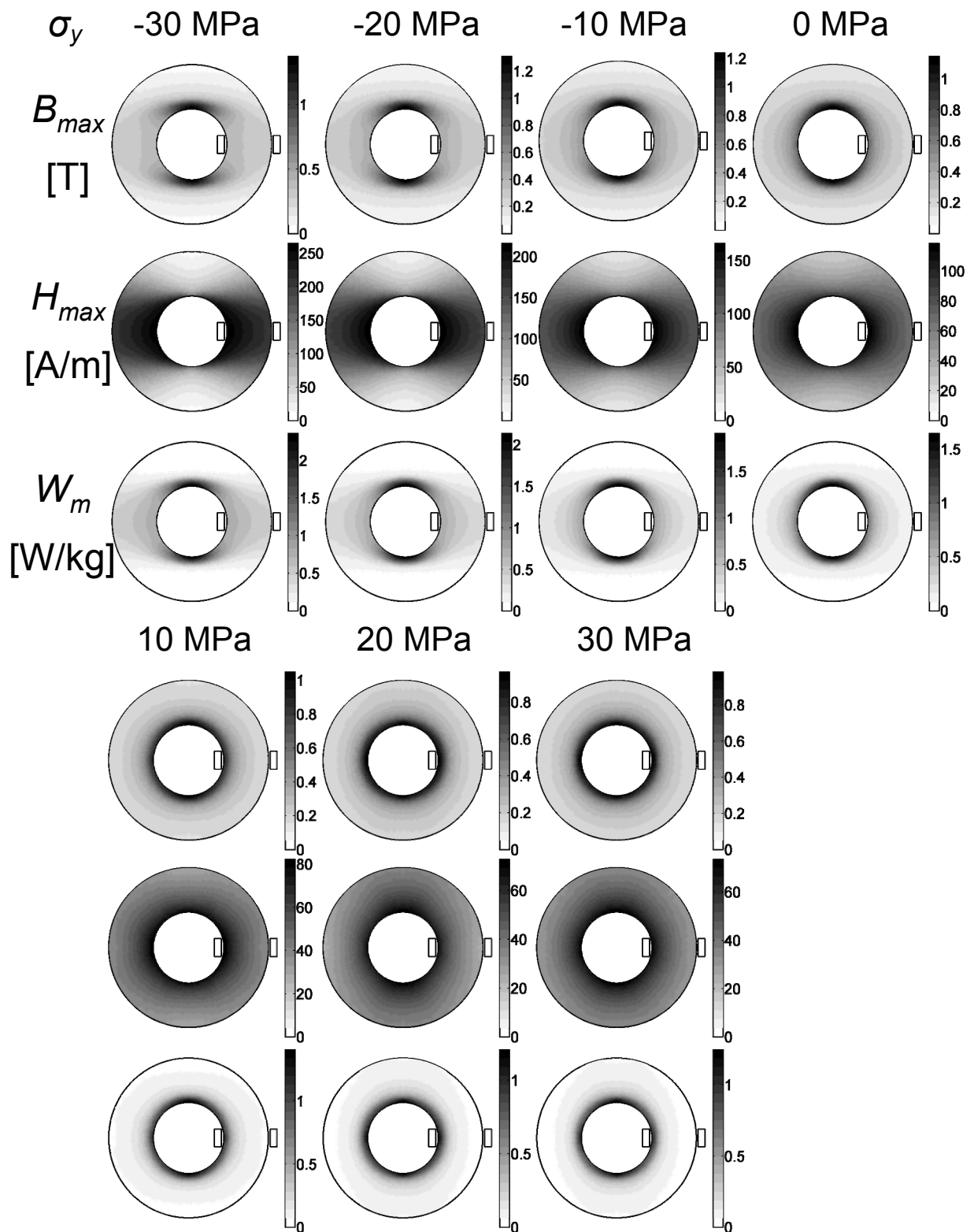


Fig. 3.3.4. Distributions of maximum magnetic flux density, maximum magnetic field strength and iron loss when $\sigma_{R.D.}$ and $\sigma_{T.D.}$ was considered independently ($\sigma_{R.D.} = 0$ MPa, $\sigma_{T.D.} = -30 \sim 30$ MPa).

図 3.3.4. $\sigma_{R.D.}$ と $\sigma_{T.D.}$ を独立に考慮した時の最大磁束密度分布，最大磁界強度分布，鉄損分布 ($\sigma_{R.D.} = 0$ MPa, $\sigma_{T.D.} = -30 \sim 30$ MPa)

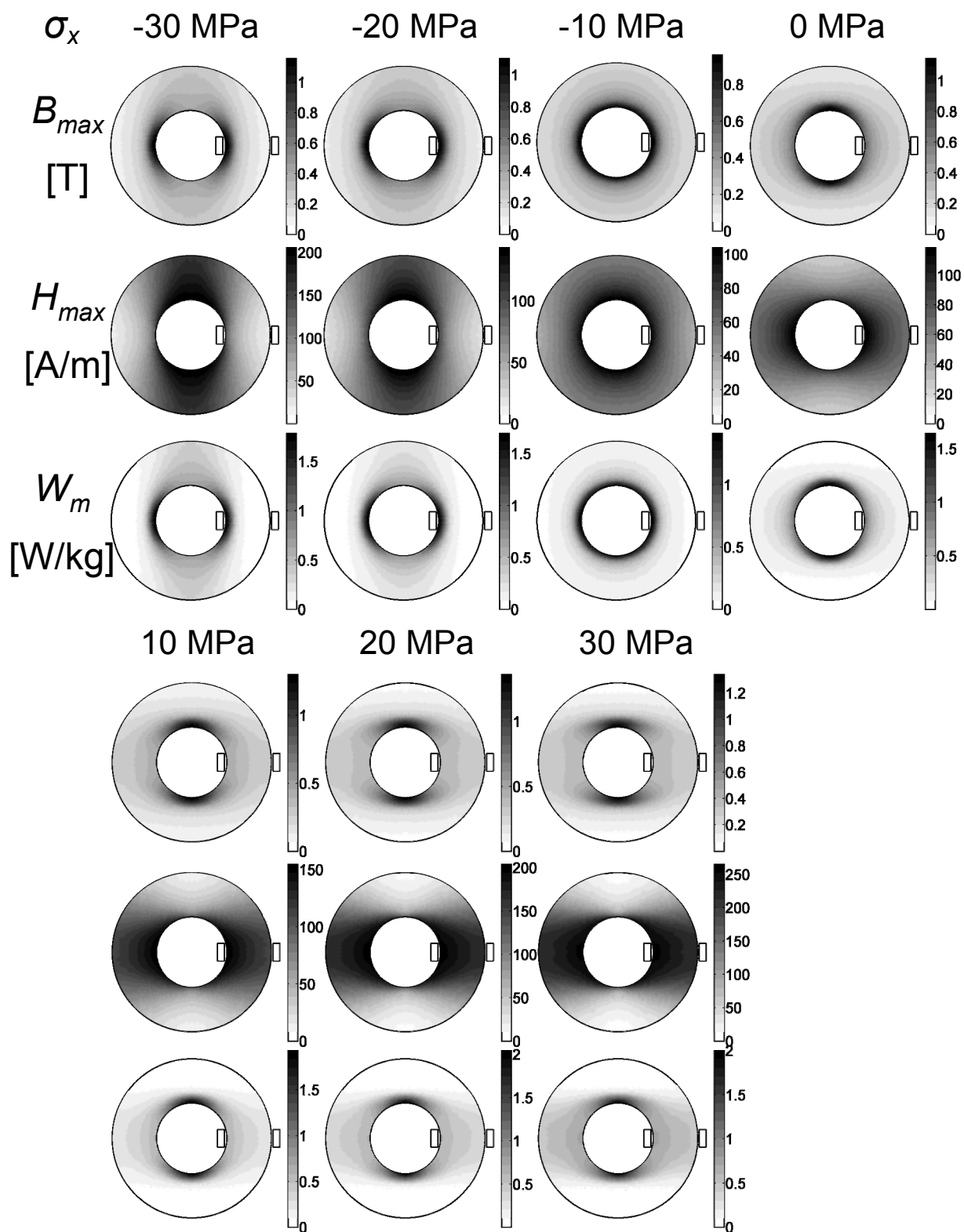


Fig. 3.3.5. Distributions of maximum magnetic flux density, maximum magnetic field strength and iron loss when the relation of $\sigma_{R.D.}$ and $\sigma_{T.D.}$ was considered ($\sigma_{R.D.} = -30 \sim 30$ MPa, $\sigma_{T.D.} = 0$ MPa).

図 3.3.5. $\sigma_{R.D.}$ と $\sigma_{T.D.}$ を相関を考慮した時の最大磁束密度分布，最大磁界強度分布，鉄損分布 ($\sigma_{R.D.} = -30 \sim 30$ MPa, $\sigma_{T.D.} = 0$ MPa)

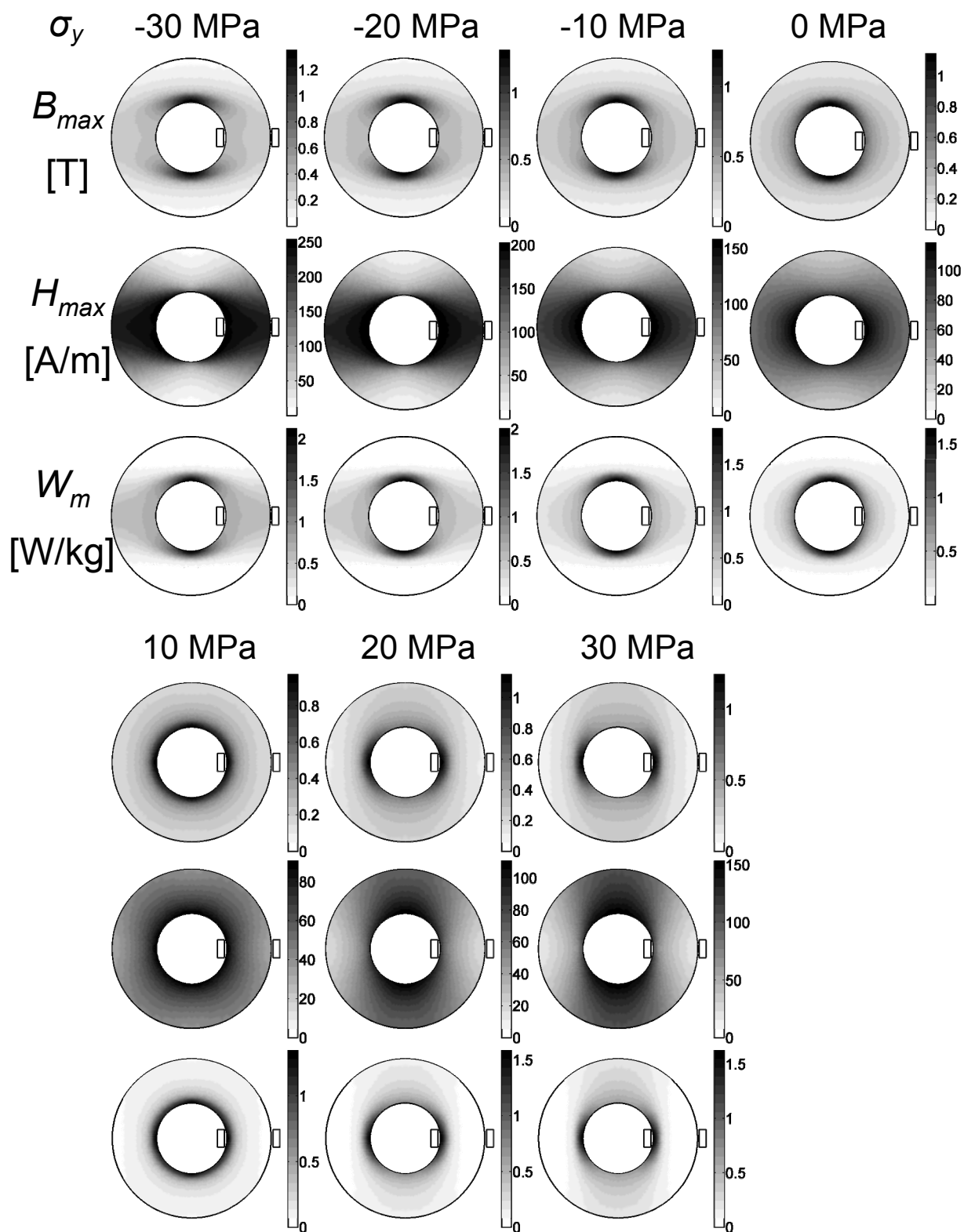


Fig. 3.3.6. Distributions of maximum magnetic flux density, maximum magnetic field strength and iron loss when the relation of $\sigma_{R.D.}$ and $\sigma_{T.D.}$ was considered ($\sigma_{R.D.} = 0$ MPa, $\sigma_{T.D.} = -30 \sim 30$ MPa).

図 3.3.6. $\sigma_{R.D.}$ と $\sigma_{T.D.}$ の相関を考慮した時の最大磁束密度分布，最大磁界強度分布，鉄損分布 ($\sigma_{R.D.} = 0$ MPa, $\sigma_{T.D.} = -30 \sim 30$ MPa)

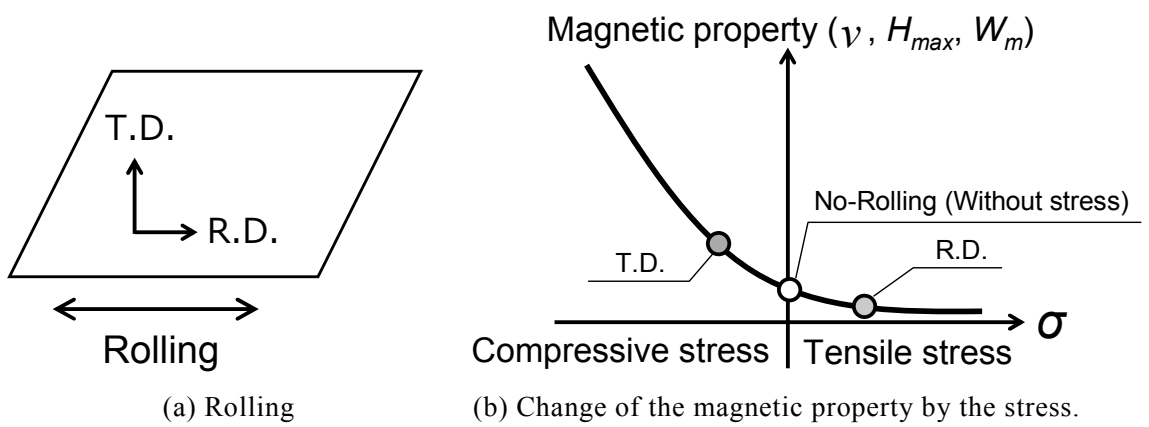


Fig. 3.3.7. Change of the magnetic property of the electrical steel sheet by the rolling.

図 3.3.7. 圧延による磁気特性の変化

第 3.4 節 主応力下の二次元ベクトル磁気特性のモデリング

3.4.1 主応力下のベクトル磁気特性[19]

応力はテンソル量であり、座標系によってその成分は変化することになる。Fig. 3.4.1 に主応力の概念図を示す。左図は、完全にせん断応力のみが加わった状態でひし形に変形している。これを 45 deg. 傾けると、 σ_1 、 σ_2 による変形と区別することができなくなる。この時、 $\sigma_1 - \sigma_2$ の座標系におけるせん断応力は零となっている。このように、せん断応力成分が零となるように座標系を取ったときの応力を主応力と呼び、その時の座標系を主軸座標系と呼ぶ。式(3-2-3)～式(3-2-5)にデカルト座標における x 方向応力 σ_x 、 y 方向応力 σ_y 、せん断応力 τ_{xy} の算出式を示したが、主応力の定義パラメータは、主応力 σ_1 、 σ_2 、 x 軸（デカルト座標系）と σ_1 方向とのなす角 θ_σ となり、その変換式は式(3-4-1)～式(3-4-2)のようになる。上記の平面応力パラメータをまとめると Fig. 3.4.2 になる。

$$\sigma_1 = \sigma_x \cos^2 \theta_\sigma + 2\tau_{xy} \cos \theta_\sigma \sin \theta_\sigma + \sigma_y \sin^2 \theta_\sigma \quad (3-4-1)$$

$$\sigma_2 = \sigma_x \sin^2 \theta_\sigma - 2\tau_{xy} \cos \theta_\sigma \sin \theta_\sigma + \sigma_y \cos^2 \theta_\sigma \quad (3-4-2)$$

$$\theta_\sigma = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{2\tau_{xy}}{\sigma_x - \sigma_y} \quad (3-4-3)$$

式(3-4-1)～式(3-4-3)より、主応力下の磁気特性の測定を行うためには、測定試料に対してせん断応力が印加できなければならないことがわかる。また、式(3-2-5)より 0, 45, 90 deg 方向に対して歪みを発生させることができれば、せん断応力下のベクトル磁気特性が測定可能になり、任意主応力を発生させることができる。そこで、Fig. 3.4.3 に示すような試料形状が提案されている。これは、Fig. 3.2.4 の試料形状に対して、45, 135 deg 方向からも応力を印加できるようにしたもので、これにより主応力下のベクトル磁気特性が測定可能になった。主応力下のベクトル磁気特性の定義は、Fig. 3.4.4 のようになる。測定システムの基本原理は、3.2.1 項で述べたことと同じである。詳細については、文献を参照願う[19]。

Fig. 3.4.5, Fig. 3.4.7 に無応力下における交番磁束条件時 ($B_{max} = 0.4, 0.8$ T) のベクトル磁気特性の測定例、また、Fig. 3.4.6, Fig. 3.4.8 に応力下における交番磁束条件時 ($B_{max} = 0.4, 0.8$ T) のベクトル磁気特性の測定例を示す。無応力下において、(a) \mathbf{B} 軌跡、(b) \mathbf{H} 軌跡であり、応力下において、 $\sigma_1 = 10$ MPa、 $\sigma_2 = -10$ MPa であり、(a) $\theta_\sigma = 0$ deg., (b) $\theta_\sigma = 45$ deg., (c) $\theta_\sigma = 90$ deg., (d) $\theta_\sigma = 135$ deg. である。 \mathbf{H} 軌跡の最大値の点にて磁気特性を評価すると、応力下の(a)においては、 x 方向の磁気特性がほぼ変わらず、 y 方向の磁気特性が大幅に劣化している。(c)においては、 x 方向の磁気特性が劣化し、 y 方向の磁気特性が改善していることがわかる。これら(a),

(c)の場合においては、Fig. 3.2.4 の試料形状でも測定することができる。(b), (d)の場合は、 σ_1 が引張応力であり、 σ_2 が圧縮応力であることから、磁気特性が、 σ_1 方向に改善、 σ_2 方向に劣化することが予想される。 H 軌跡を見ると、無応力下に比べ、 θ_0 の値である(b) 45 deg., (d) 135 deg. 方向周辺の磁気特性が改善し、その直交方向である(b) 135 deg., (d) 45 deg. 方向周辺の磁気特性が大幅に劣化していることがわかる。このように、主応力下のベクトル磁気特性の変化は、これまでの考え方と同様であるが、その磁気特性の劣化もしくは改善する方向が、 θ_0 に依存することが明らかになった。

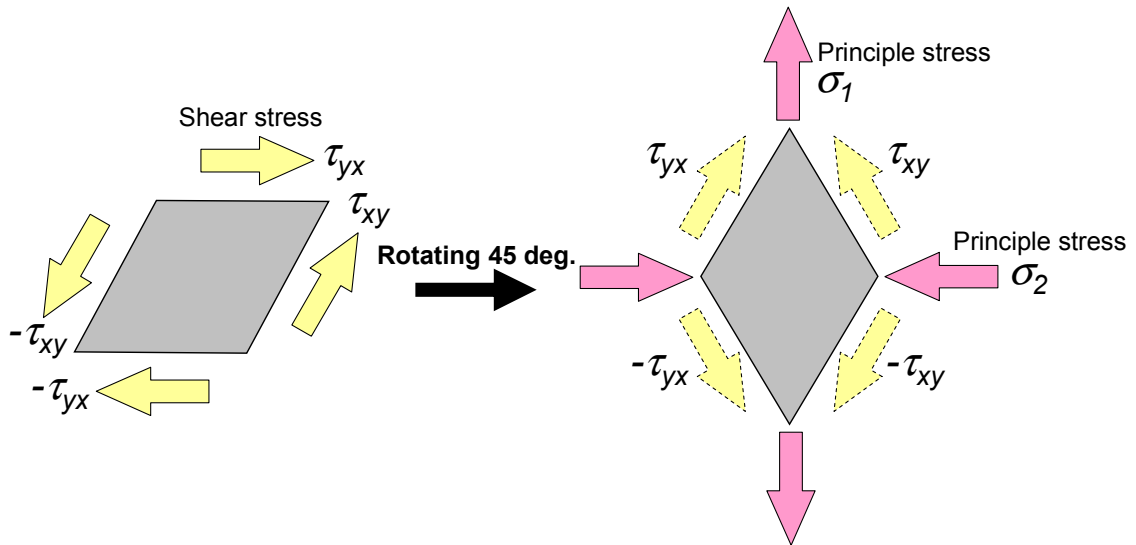


Fig. 3.4.1. Basic concept of the principle stress.

図 3.4.1. 主応力の概念図

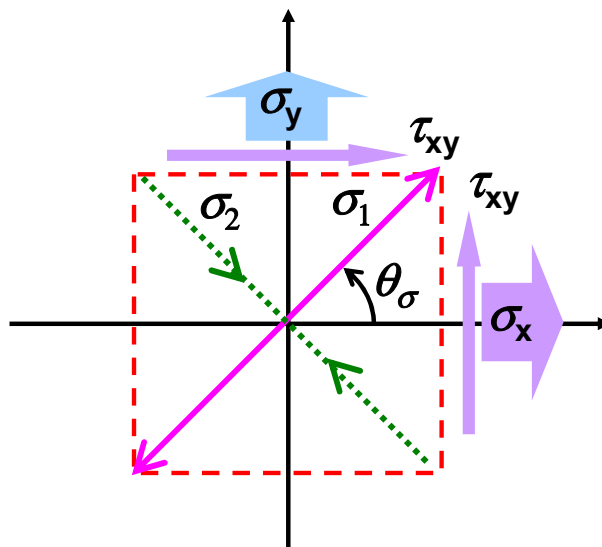


Fig. 3.4.2. Parameters of the plane stress.

図 3.4.2. 平面応力のパラメータ

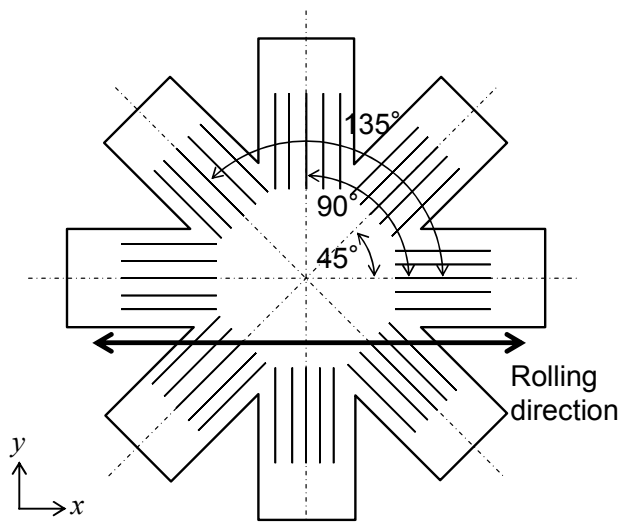


Fig. 3.4.3. Appearance of the measurement specimen.

図 3.4.3. 測定試料の外観

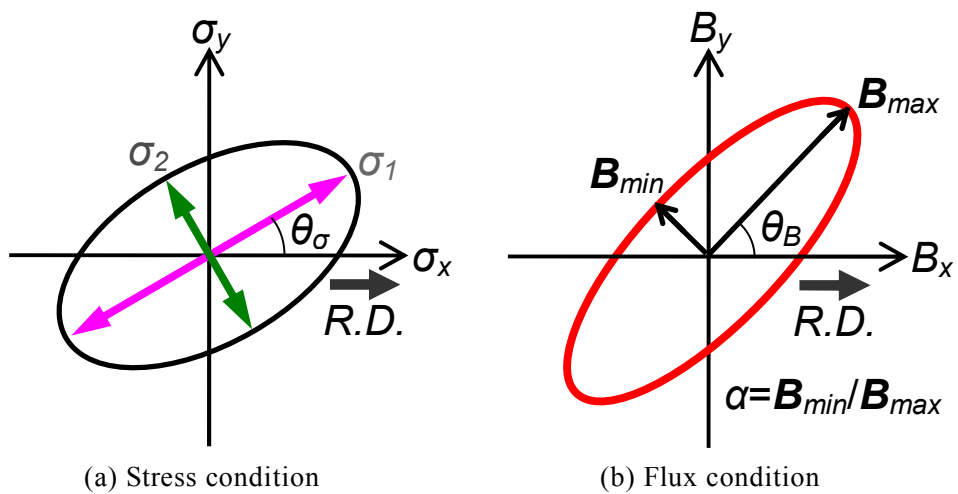


Fig. 3.4.4. Definitions of the vector magnetic properties under the principle stresses.

図 3.4.4. 主応力下のベクトル磁気特性の定義

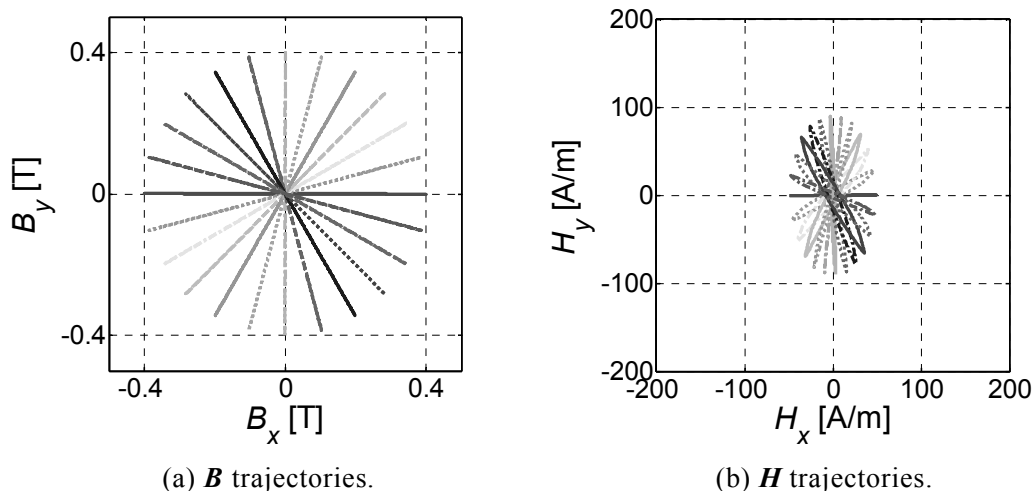


Fig. 3.4.5. \mathbf{B} and \mathbf{H} trajectories at alternating flux conditions without stress ($B_{max} = 0.4$ T).

図 3.4.5. 無応力下における交番磁束条件の \mathbf{B} , \mathbf{H} 軌跡 ($B_{max} = 0.4$ T)

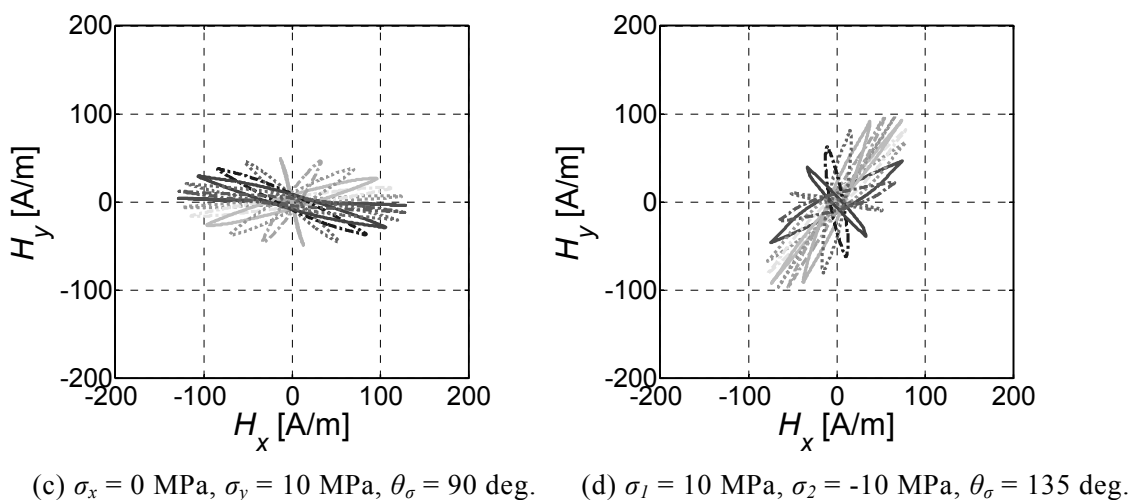
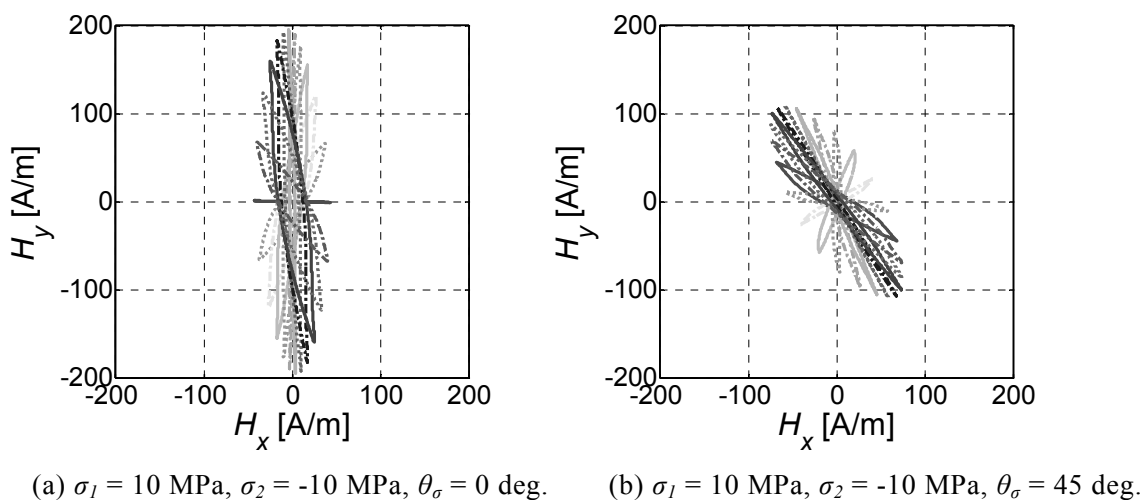


Fig. 3.4.6. \mathbf{H} trajectories at alternating flux conditions ($B_{max} = 0.4$ T) under each stress conditions.

図 3.4.6. 各応力条件下の交番磁束条件 ($B_{max} = 0.4$ T) 時の \mathbf{H} 軌跡

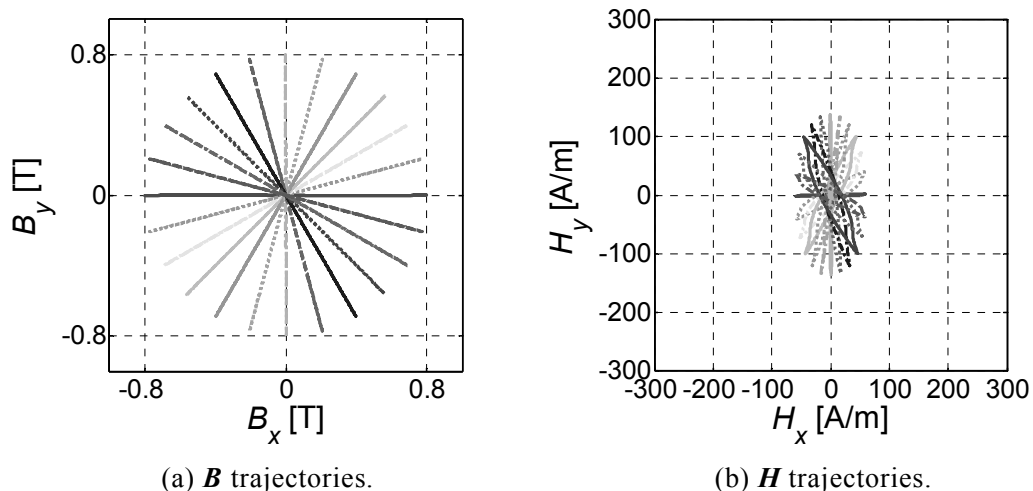


Fig. 3.4.7. \mathbf{B} and \mathbf{H} trajectories without stress at alternating flux conditions ($B_{max} = 0.8$ T).

図 3.4.7. 交番磁束条件における無応力下の \mathbf{B} , \mathbf{H} 軌跡 ($B_{max} = 0.8$ T)

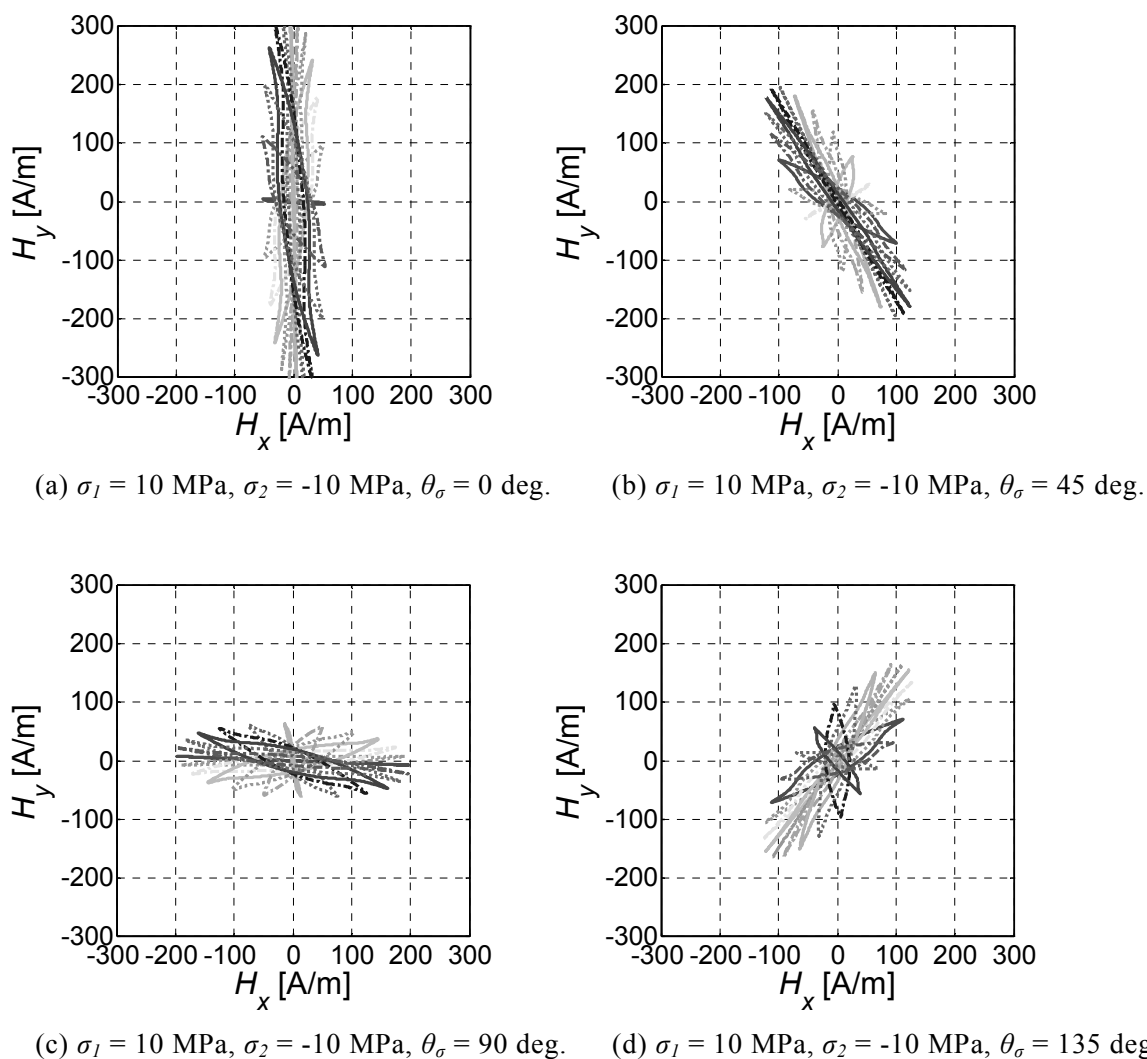


Fig. 3.4.8. \mathbf{H} trajectories at alternating flux conditions ($B_{max} = 0.8$ T) under each stress conditions.

図 3.4.8. 各応力条件下の交番磁束条件 ($B_{max} = 0.8$ T) 時の \mathbf{H} 軌跡

3.4.2 主応力を考慮した複素 E&S モデル

主応力を考慮した複素 E&S モデルの定義式は次式となる。

$$\begin{aligned} \dot{H}_k &= \bar{v}_{kr}(B_{\max}, \theta_B, \alpha, \sigma_1, \sigma_2, \theta_\sigma, f_0) \dot{B}_k \\ &+ j\omega \bar{v}_{ki}(B_{\max}, \theta_B, \alpha, \sigma_1, \sigma_2, \theta_\sigma, f_0) \dot{B}_k \quad (k = x, y) \end{aligned} \quad (3-4-4)$$

無応力下の複素 E&S モデルに応力項 $\sigma_1, \sigma_2, \theta_\sigma$ が付加した形になる。これにより、二軸応力下に比べて、応力印加方向が R.D. に対して傾きを持つことが可能になり、より正確な応力下のベクトル磁気特性解析が可能になる。

3.4.3 任意主応力下二次元ベクトル磁気特性の近似法

主応力を考慮した複素 E&S モデルは、二軸応力を考慮した複素 E&S モデルの材料データベース作成のための応力条件と磁束条件のパラメータの組合せが、 $B_{\max}, \alpha, \theta_B, \sigma_{R.D.}, \sigma_{T.D.}$ の 5 条件の組合せであるのに対して、 $B_{\max}, \alpha, \theta_B, \sigma_1, \sigma_2, \theta_\sigma$ の 6 条件となり、さらに膨大なデータベース量を要するため、実用性に欠ける。そこで、3.2.3 項で提案した応力下ベクトル磁気特性の近似法（近似法 I）に加え、新たな近似法（近似法 II, 近似法 III）を提案する。近似法の概要は、近似法 II は、任意の θ_σ 方向の磁気特性を $\theta_\sigma = 0 \text{ deg.}$ の時の磁気特性を θ_σ 回転させることによって表現する手法であり、近似法 III は、近似法 II の問題点に対する応力の補正手法である。

まず、近似法 II について説明する。Fig. 3.4.9 に近似法の概念図を示す。左上図のように二軸応力 $\sigma_x - \sigma_y$ に対して、 θ_σ の傾きを持った主応力 $\sigma_1 - \sigma_2$ がある。これらの応力条件に対してそれぞれ、 $v_x - v_y, v_1 - v_2$ の磁気特性があるとする。この時、応力条件 $\sigma_x - \sigma_y$ を θ_σ 回転させると応力条件 $\sigma_1 - \sigma_2$ 条件と一致することから、磁気特性 $v_x - v_y$ を θ_σ 回転させることで、磁気特性 $v_1 - v_2$ を推定できると考えた。Fig. 3.4.10 に近似法 II の具体例を示す。例えば、左図のように、 $(\sigma_x, \sigma_y) = (10, -10)$ の応力条件下の磁束条件が $B_{\max} = 1 \text{ T}, \alpha = 0.2, \theta_B = 30 \text{ deg.}$ であり、その時の \mathbf{H} 軌跡が図のようになるとする。この磁気特性を用いて、 $(\sigma_1, \sigma_2) = (10, -10)$ の応力条件下の磁束条件が $B_{\max} = 1 \text{ T}, \alpha = 0.2, \theta_B = 75 \text{ deg.}$ の時の \mathbf{H} 軌跡を推定する。 $\theta_\sigma = \theta_B' - \theta_B$ の関係があるので、左図の応力、 \mathbf{B} 軌跡共に 45 deg. 回転させると右図の条件と一致する。この時、左図の \mathbf{H} 軌跡も回転させ、回転後の \mathbf{H} 軌跡が推定 \mathbf{H} 軌跡となる。

主応力を考慮した複素 E&S モデルにおいて、 x 方向の磁界強度 H_x を実効磁気抵抗係数 \bar{v}_{xr} 、実効磁気ヒステリシス係数 \bar{v}_{xi} と x 方向の磁束密度 B_x にて表現、 y 方向の磁界強度 H_y を $\bar{v}_{yr}, \bar{v}_{yi}$ と y 方向の磁束密度 B_y にて表現しており、有限要素磁気特性解析には、実効磁気抵抗係数、実効磁気ヒステリシス係数を用いて、解が収束した後、モデル式を用いて H_x, H_y を計算する。このことから実際は、磁界強度軌跡ではなく、実効磁気抵抗係数テンソルと実効磁気ヒステリシ

ス係数テンソルを回転させなければならない。従って、その手法について説明する。式(3-4-5)にテンソルの変換公式を示す。

$$[c'] = [T]^T [c] [T] \quad (3-4-5)$$

ここで、 $[c]$: 元の座標系におけるテンソル, $[c']$: 変換後の座標系で定義されるテンソル, $[T]$: 座標変換マトリクス, 上付き T : 転置である。また、二次元における座標変換マトリクスは次式で表される。

$$[T] = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (3-4-6)$$

ここで、 θ : 回転角度[rad.]である。例として、実効磁気抵抗係数テンソルを θ_σ 回転させる。座標変換前の実効磁気抵抗係数テンソル \bar{v}_r は次式となる。

$$[\bar{v}_r] = \begin{bmatrix} \bar{v}_{xr} & 0 \\ 0 & \bar{v}_{yr} \end{bmatrix} \quad (3-4-7)$$

これを式(3-4-5)に代入し、回転角度を θ_σ とすると、次式となる。

$$[\bar{v}'_r] = \begin{bmatrix} \cos \theta_\sigma & -\sin \theta_\sigma \\ \sin \theta_\sigma & \cos \theta_\sigma \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \bar{v}_{xr} & 0 \\ 0 & \bar{v}_{yr} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta_\sigma & -\sin \theta_\sigma \\ \sin \theta_\sigma & \cos \theta_\sigma \end{bmatrix} \quad (3-4-8)$$

これを計算すると、次式となる。

$$[\bar{v}'_r] = \begin{bmatrix} \bar{v}_{xr} \cos^2 \theta_\sigma + \bar{v}_{yr} \sin^2 \theta_\sigma & (\bar{v}_{xr} - \bar{v}_{yr}) \sin \theta_\sigma \cos \theta_\sigma \\ (\bar{v}_{xr} - \bar{v}_{yr}) \sin \theta_\sigma \cos \theta_\sigma & \bar{v}_{xr} \sin^2 \theta_\sigma + \bar{v}_{yr} \cos^2 \theta_\sigma \end{bmatrix} \quad (3-4-9)$$

同様に、磁気ヒステリシス係数テンソルも計算すると、次式となる。

$$[\bar{v}'_i] = \begin{bmatrix} \bar{v}_{xi} \cos^2 \theta_\sigma + \bar{v}_{yi} \sin^2 \theta_\sigma & (\bar{v}_{xi} - \bar{v}_{yi}) \sin \theta_\sigma \cos \theta_\sigma \\ (\bar{v}_{xi} - \bar{v}_{yi}) \sin \theta_\sigma \cos \theta_\sigma & \bar{v}_{xi} \sin^2 \theta_\sigma + \bar{v}_{yi} \cos^2 \theta_\sigma \end{bmatrix} \quad (3-4-10)$$

上記の係数テンソル式(3-4-9), 式(3-4-10)をモデル式である式(3-4-4)に適用すると次式となる。

$$\begin{aligned} \dot{H}_k = & \vec{v}'_{kr}(B_{max}, \theta_B, \alpha, \sigma_1, \sigma_2, \theta_\sigma, f_0) \dot{B}_k \\ & + j\omega \vec{v}'_{ki}(B_{max}, \theta_B, \alpha, \sigma_1, \sigma_2, \theta_\sigma, f_0) \dot{B}_k \quad (k=x, y) \end{aligned} \quad (3-4-11)$$

式(3-4-11)を用いて H_x, H_y を算出し, \mathbf{H} 軌跡, x, y 方向のヒステリシスループ, 鉄損を測定データと比較する。検証条件を Table 3.4.1 に示す。磁束条件においては, $B_{max} = 0.4, 0.8$ T で, 交番磁束条件時 ($\alpha = 0$) と回転磁束条件時 ($\alpha = 1$) について検討を行う。交番磁束条件時においては, θ_B を $0 \sim 180$ deg. (15 step) とする。応力条件は, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 45, 90, 135$ deg. である。これらの条件の磁気特性を, 近似法 II を用いて推定するために使用するデータベースを Table 3.4.2 に示す。この表を見てもわかるように, Table 3.4.1 の検証条件と異なる点は θ_σ のみであり, $\theta_\sigma = 0$ deg. の磁気特性を Fig. 3.4.9 のように, $45, 90, 135$ deg. 回転させ, Table 3.4.1 の磁気特性を推定する。

まず, 交番磁束条件時の結果から検討する。Fig. 3.4.11~Fig. 3.4.13 に, $B_{max} = 0.4$ T の交番磁束条件 ($\alpha = 0$) 時における $\theta_\sigma = 45, 90, 135$ deg. の応力下のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較をそれぞれ示す。(a)が \mathbf{B} 軌跡, (b)が推定結果, (c)が測定結果であり, (b), (c)において, (i)が \mathbf{H} 軌跡, (ii)が x 方向のヒステリシスループ, (iii)が y 方向のヒステリシスループである。 $\theta_\sigma = 45, 135$ deg. において, \mathbf{H} 軌跡, x, y 方向のヒステリシスループが測定結果に比べ, 推定結果のほうが過大評価されていることがわかる。 \mathbf{H} 軌跡から, 磁界強度が過大評価されている方向は, ほぼ圧縮応力印加方向である θ_σ deg. 方向と直交方向であることもわかる。これは, 引張応力による磁気特性の変化より圧縮応力による変化の方が非常に大きいためだと考えられる。また, $\theta_\sigma = 90$ deg. においては, x 方向の磁界強度が過大評価されていることがわかる。次に, Fig. 3.4.14~Fig. 3.4.16 に, $B_{max} = 0.8$ T の交番磁束条件 ($\alpha = 0$) 時における $\theta_\sigma = 45, 90, 135$ deg. の応力下のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較をそれぞれ示す。これらの結果においても, $B_{max} = 0.4$ T 時の結果と同様のことが確認できる。

Fig. 3.4.17, Fig. 3.4.18 に $B_{max} = 0.4, 0.8$ T の交番磁束条件時における鉄損の推定結果と測定結果の比較を示す。左図が推定結果, 右図が測定結果である。無応力下と $\theta_\sigma = 0$ deg. においては, データベースから直接算出するため推定結果と測定結果が一致していることがわかる。 $B_{max} = 0.4, 0.8$ T の両方の条件において, $\theta_\sigma = 45, 90, 135$ deg. で, θ_σ 方向周辺の値は比較的良く一致しているが, θ_σ の直交方向周辺の値に大きな差異が見られ, 推定値のほうの磁気特性が悪いことがわかる。

Fig. 3.4.19, Fig. 3.4.20 に $B_{max} = 0.4, 0.8$ T の回転磁束条件 ($\alpha = 1$) 時における $\theta_\sigma = 45, 90, 135$ deg. の応力下のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較をそれぞれ示す。 \mathbf{H} 軌跡から, 交番磁束条件時と同様に, θ_σ と直交方向の磁気特性の劣化度が推定結果のほうが大きいがわかる。ヒステリシスループを見ても, 推定結果のほうの磁界強度が過大評価されている。

Fig. 3.4.21, Fig. 3.4.22 に $B_{max} = 0.4, 0.8$ T の回転磁束条件時における鉄損の推定結果と測定

結果の比較を示す。 $B_{max} = 0.4, 0.8 \text{ T}$ の両条件において、推定値が測定値より過大評価されていることがわかる。

これまでの近似法 II の検証結果より、この推定法では大きな誤差が発生することがわかった。その原因について考察する。Fig. 3.4.23 に、近似法 II の問題点を示す。Fig. 3.4.9 にも示したように、近似法 II は、二軸応力下の磁気特性を回転させて、主応力下の磁気特性を表現する。この時、図のように、圧延方向が 0 deg. 方向の時の (σ_1, σ_2) 下の磁気特性を表現しなければならない。しかし、二軸応力下の磁気特性を θ_σ 回転させると、図のように圧延方向の磁気特性を θ_σ 方向の磁気特性として使用していることがわかる。全方向の磁気特性とその応力依存性が同じ（等方性）なら成立するが、基本的に電磁鋼板には圧延磁気異方性があるため不成立となる。この圧延磁気異方性による各方向の応力依存性の違いの影響の近似法（補正手法）として、近似法 III を提案する。

Fig. 3.4.24 に近似法 III の定義を示す。電磁鋼板の線形領域の磁気特性は、R.D.が最も良く、T.D.が最も悪い。また、R.D.から T.D.にかけて磁気特性は悪くなる。ここで、中図のように、ある一方向の磁気特性を考える。ここでは、 45 deg. 方向の磁気特性とする。まず、R.D.の磁気特性を用いて 45 deg. 方向の磁気特性を表現する。R.D.は、 45 deg. に比べて磁気特性が良いため、R.D.に対して、磁気特性が劣化する圧縮応力を加えていくと、ある応力値にて、R.D.と 45 deg. 方向の磁気特性が一致する。その時の応力を $\sigma_{x_relative}$ とする。また、この時、R.D.と直交方向の T.D.応力は 0 MPa に制御する。一方向の磁気特性を考えているので、R.D.への相互作用をなくすためである。また、T.D.の磁気特性を用いて、 45 deg. 方向の磁気特性を表現する場合、T.D.の磁気特性は、 45 deg. 方向に比べて悪いため、磁気特性が改善する引張応力を加えていくと、ある応力値にて、T.D.と 45 deg. 方向の磁気特性が一致する。その時の応力を $\sigma_{y_relative}$ とする。また、先ほどと同様に、T.D.への相互作用をなくすため、R.D.の応力は 0 MPa に制御する。これら $\sigma_{x_relative}$, $\sigma_{y_relative}$ は、ある一方向の磁気特性に対して応力を加えて、他方向の磁気特性を表現（相対的に表現）する応力であることから相対応力と呼ぶことにする。

相対応力の算出のためには、一方向の磁気特性の評価が必要になるので、その方法について説明する。Fig. 3.4.25 に一方向の磁気特性の表現法を示す。任意方向の磁気特性は、その方向を θ_B とする交番磁束条件時の B_{max} と H_{max} とする。また、相対応力の算出において、応力を印加した場合も、応力印加方向を θ_B とし、その時の B_{max} と H_{max} をその方向の磁気特性とする。Fig. 3.4.26 に交番磁束条件における $B_{max} = 0.2, 0.4 \text{ T}$ 時の \mathbf{B} 軌跡と \mathbf{H} 軌跡を示す。図のように、ベクトル磁気特性測定においては、 \mathbf{B} 軌跡を制御するため、同じ B_{max} 値であれば、 \mathbf{H} 軌跡の最大値 H_{max} がその方向の磁気特性とし、他方向の磁気特性と対比することができる。

次に、上記で述べた H_{max} 値を用いた相対応力 $\sigma_{x_relative}$, $\sigma_{y_relative}$ の算出法について述べる。 $\sigma_{x_relative}$ は、 x 方向の磁気特性を基準、 $\sigma_{y_relative}$ は y 方向の磁気特性を基準にするだけであり、双方の考え方は同じであるため、 $\sigma_{x_relative}$ の算出法のみ述べる。Fig. 3.4.27 に相対応力を計算を示す。R.D.を x 方向とする。実線が $\sigma_{R.D.}$ 印加時の R.D.の磁気特性であり、破線が無応力下の θ_σ 方向の磁気特性である。各 B_{max} 条件時の実線と破線の交点の $\sigma_{R.D.}$ が θ_σ 方向の相対応力 $\sigma_{x_relative}$

となる。例として、 $B_{max} = 0.4 \text{ T}$ 時の相対応力が図中の点となる。その点を基準として、各 B_{max} 時の相対応力について考察する。 $\theta_\sigma = 0 \text{ deg.}$ 時の各 B_{max} の相対応力は、 θ_σ 方向と R.D. が同じであるため 0 MPa となる。 $\theta_\sigma = 30, 60, 90 \text{ deg.}$ と増加するにつれて減少（圧縮応力が増加）していることがわかる。これは、T.D. の磁気特性が R.D. のそれに比べて悪いからである。また、 θ_σ が $30 \sim 60 \text{ deg.}$ にかけて、 B_{max} の大きい領域にて、 $B_{max} = 0.4 \text{ T}$ 時の相対応力との誤差が大きくなり、 $60 \sim 90 \text{ deg.}$ にかけて小さくなっていることがわかる。これは、 B_{max} が大きくなることによって、結晶磁気異方性の影響が現れたと考えられる。今回は、圧延磁気異方性の影響のみを考慮するため、この影響は無視する。結晶磁気異方性が現れない線形領域（ $B_{max} = 0.1 \sim 0.5 \text{ T}$ 程度）にて、相対応力を算出する。今回は、 $B_{max} = 0.2 \text{ T}$ の測定結果を用いて相対応力を算出する。Fig. 3.4.28 に R.D., T.D. を基準にして算出した相対応力を示す。プロット点が計算結果、破線が最小二乗法にてフィッティングした曲線である。次数は 2 である。このグラフから、相対応力曲線はほぼ二次曲線になることがわかった。また、相対応力曲線は、 $0 \sim 90 \text{ deg.}$ と $180 \sim 90 \text{ deg.}$ でほぼ対称になることもわかった。

上記の手法によって算出した相対応力を x 方向の磁気特性算出に関しては、Fig. 3.4.9 に示した σ_x に対して補正值 $\sigma_{x_relative}$ を加えた σ'_x を算出して式に代入して使用する。また、 y 方向の磁気特性のために、 σ'_y も算出する必要がある。考え方は x 方向の場合と同様なので説明は省く。式(3-4-12)に、 σ'_x , σ'_y の算出式を示す。

$$\begin{cases} \sigma'_x = \sigma_x + \sigma_{x_relative}(\theta_\sigma) \\ \sigma'_y = \sigma_y + \sigma_{y_relative}(\theta_\sigma) \\ \quad = \sigma_y + (\sigma_{x_relative}(90) - \sigma_{x_relative}(90 - \theta_\sigma)) \end{cases} \quad (3-4-12)$$

$\sigma_{y_relative}$ の曲線に関しては、 $\sigma_{x_relative}$ の曲線において、 $\theta_\sigma = 90 \text{ deg.}$ の点を零とした時の曲線とそれほど相違ないので、 $\sigma_{x_relative}$ の曲線で代用可能である。その場合、式(3-4-12)の σ'_y 算出式の 2 行目の式を用いる。これから行う近似法 III の検証においては、 σ'_x , σ'_y の計算を $\sigma_{x_relative}$ のみを用いて行う。

上記に述べた近似法 III の検証のために、近似 II で行った検証（ H 軌跡、 x , y 方向のヒステリシスループ、鉄損の推定結果と測定結果の比較）と同じことを行う。まず、交番磁束条件時の結果から検討する。Fig. 3.4.30～Fig. 3.4.32 に、 $B_{max} = 0.4 \text{ T}$ の交番磁束条件（ $\alpha = 0$ ）時における $\theta_\sigma = 45, 90, 135 \text{ deg.}$ の応力下のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較をそれぞれ示す。(a)が B 軌跡、(b)が推定結果、(c)が測定結果であり、(b), (c)において、(i)が H 軌跡、(ii)が x 方向のヒステリシスループ、(iii)が y 方向のヒステリシスループである。 $\theta_\sigma = 45, 135 \text{ deg.}$ において、ヒステリシスループを見ると、 x 方向の推定結果のほうが若干過大評価されているのが目立つものの近似法 II のみの時と比べて非常に良く一致しており、特に、 $\theta_\sigma = 135 \text{ deg.}$ の時が良く一致していることがわかる。その結果、 H 軌跡においても若干差異が見られるが、近

似法 II のみの時と比べて、測定結果の傾向に非常に近くなったことがわかる。 $\theta_\sigma = 90 \text{ deg.}$ においては、 H 軌跡、ヒステリシスループ共に測定結果と非常に良く一致していることがわかる。次に、Fig. 3.4.33～Fig. 3.4.35 に、 $B_{max} = 0.8 \text{ T}$ の交番磁束条件 ($\alpha = 0$) 時における $\theta_\sigma = 45, 90, 135 \text{ deg.}$ の応力下のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較をそれぞれ示す。これらの結果においても、 $B_{max} = 0.4 \text{ T}$ 時の結果と同様のことが確認できる。

Fig. 3.4.36, Fig. 3.4.37 に $B_{max} = 0.4, 0.8 \text{ T}$ の交番磁束条件時における鉄損の推定結果と測定結果の比較を示す。左図が推定結果、右図が測定結果である。 $B_{max} = 0.4, 0.8 \text{ T}$ の両条件の推定結果において、非常に良く測定結果と傾向が一致していることがわかる。

次に、回転磁束条件時の結果を検討する。Fig. 3.4.38, Fig. 3.4.39 に $B_{max} = 0.4, 0.8 \text{ T}$ の回転磁束条件 ($\alpha = 1$) 時における $\theta_\sigma = 45, 90, 135 \text{ deg.}$ の応力下のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較をそれぞれ示す。 $B_{max} = 0.4 \text{ T}$ 時において、 x 方向の磁界強度が過大評価、 y 方向の磁界強度が過小評価されているが、各特性において、近似法 II のみの時と比べて、測定結果に非常に近くなっていることがわかる。 $B_{max} = 0.8 \text{ T}$ 時においては、 x 方向の磁界強度の過大評価の値が $B_{max} = 0.4 \text{ T}$ の時に比べ、大きくなっている。その原因としては、 $B_{max} = 0.8 \text{ T}$ 時の相対応力が $B_{max} = 0.2 \text{ T}$ 時の相対応力と多少異なることが考えられる。Fig. 3.4.26 を見てもわかるように、 $B_{max} = 0.8 \text{ T}$ 程度から $B_{max} = 0.2, 0.4 \text{ T}$ の相対応力と差が発生している。しかしながら、近似法 II のみの時と比べて、測定結果に近くなっていることがわかる。

Fig. 3.4.40, Fig. 3.4.41 に $B_{max} = 0.4, 0.8 \text{ T}$ の回転磁束条件時 ($\alpha = 1$) における鉄損の推定結果と測定結果の比較を示す。 $B_{max} = 0.4 \text{ T}$ 時においては、推定値と測定値が非常に良く一致している。 $B_{max} = 0.8 \text{ T}$ 時においては、 $\theta_\sigma = 90 \text{ deg.}$ では推定値と測定値が良く一致しているが、 $\theta_\sigma = 45, 135 \text{ deg.}$ では差異が目立つ。この原因としては、前述したように $B_{max} = 0.8 \text{ T}$ と $B_{max} = 0.2 \text{ T}$ 時の相対応力の差異だと考えられる。この差異の改善は今後の課題とする。

以上のことから、近似法 III の妥当性が確認できた。これまで提案した近似法 I, II, III を使用することで、主応力を考慮した複素 E&S モデルによる磁気特性解析が実用的なデータベース量で行うことが可能となる。例えば、 $\theta_B = 0 \sim 90 \text{ deg.}$ と $\theta_B = 180 \sim 90 \text{ deg.}$ の磁気特性とその応力依存性が同様であると仮定して、必要なデータベース条件が $B_{max} = 0.1 \sim 1.4 \text{ T}$ (0.1 step), $\alpha = 0 \sim 0.8$ (0.2 step), $\theta_B = 0 \sim 90 \text{ deg.}$ (10 step), $\sigma_1 = -30 \sim 30 \text{ MPa}$ (10 step), $\sigma_2 = -30 \sim 30 \text{ MPa}$ (10 step), $\theta_\sigma = 0 \sim 80 \text{ deg.}$ (10 step) であるとする、 $\sigma_2 = 0 \text{ MPa}$, $\theta_\sigma = 0 \text{ deg.}$ とすることが出来、約 1/60 のデータベース量で解析することが可能となる。なお、上記に示した必要データベース条件は、最低限の精度を保つのに必要な条件であり、各条件が 1 条件増えるだけで、大幅に必要な量が増えるため、1/60 のデータベース量はあくまで目安である。

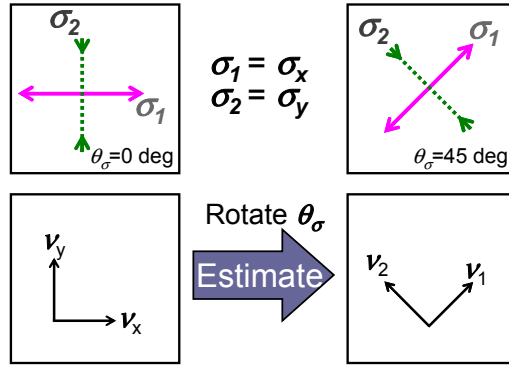


Fig. 3.4.9. Basic concept of the approximation method II.

図 3.4.9. 近似法 II の概念図

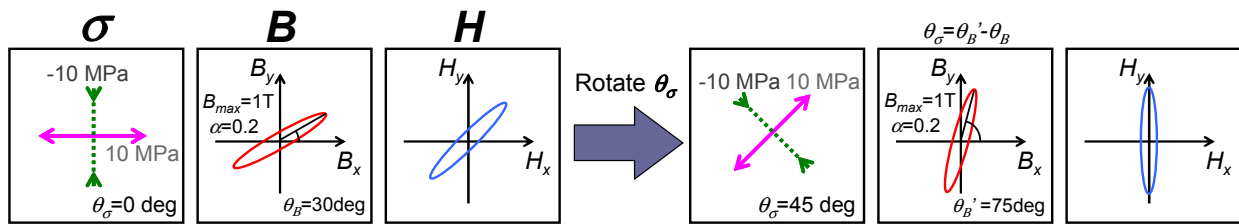


Fig. 3.4.10. Exemplum of the approximation method II.

図 3.4.10. 近似法 II の具体例

Table 3.4.1 Verify conditions of the approximation method II.

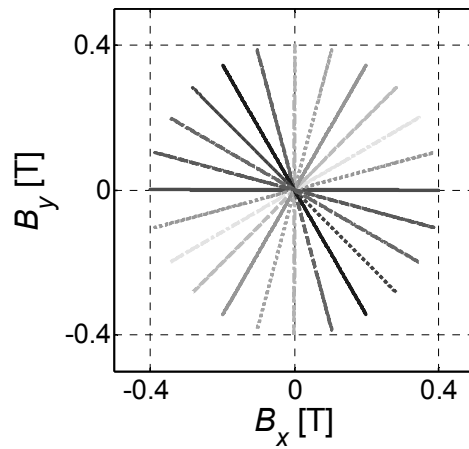
表 3.4.1 近似法 II の検証条件

B_{max} [T]	0.4, 0.8 T
α	0, 1
θ_B [deg.]	0 ~ 180 deg (15 step)
σ_1 [MPa]	10
σ_2 [MPa]	-10
θ_σ [deg.]	45, 90, 135

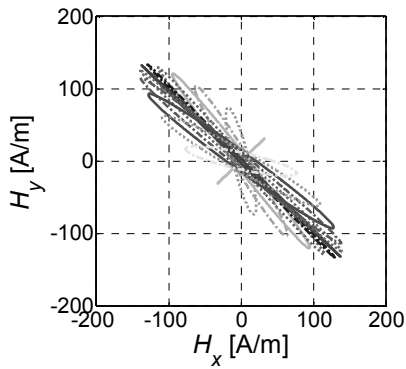
Table 3.4.2 Database used in validation of the approximation method II.

表 3.4.2 近似法 II の検証に使用するデータベース

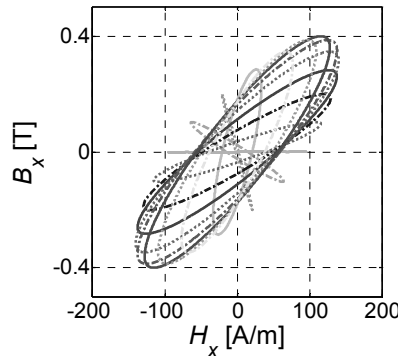
B_{max} [T]	0.4, 0.8 T
α	0, 1
θ_B [deg.]	0 ~ 180 deg (15 step)
σ_1 [MPa]	10
σ_2 [MPa]	-10
θ_σ [deg.]	0



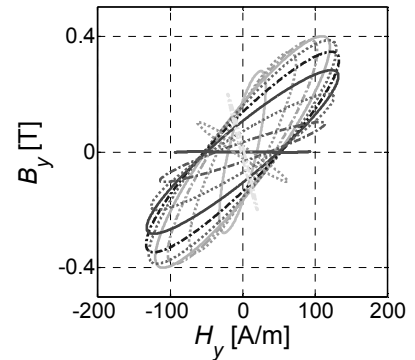
(a) B trajectories.



(i) H trajectories.

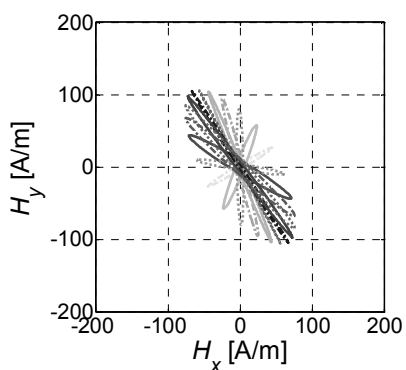


(ii) Hysteresis loops in X.D.

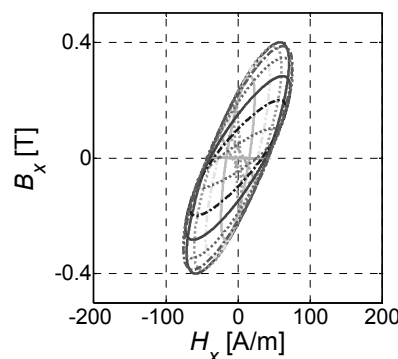


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

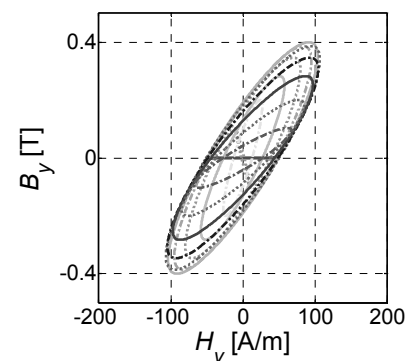
(b) Estimation results by complex-variable E&S modeling.



(i) H trajectories.



(ii) Hysteresis loops in X.D.

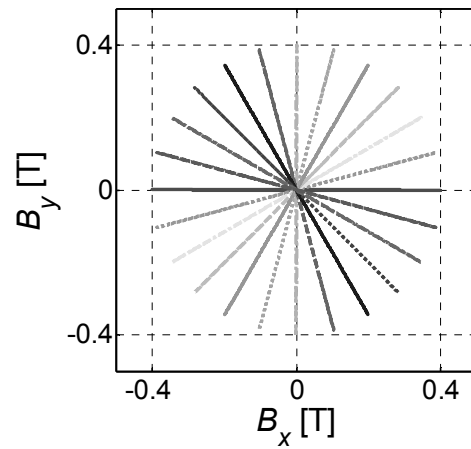


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

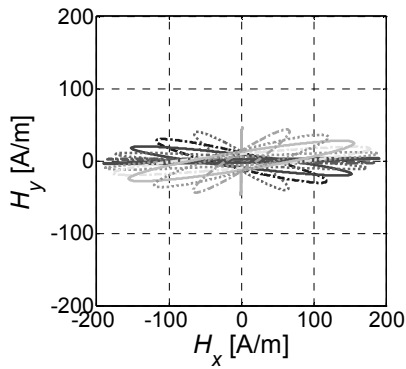
(c) Measurement results.

Fig. 3.4.11. Comparison of estimation results and measurement results of vector magnetic properties at alternating flux conditions with stress ($B_{max} = 0.4$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 45$ deg.).

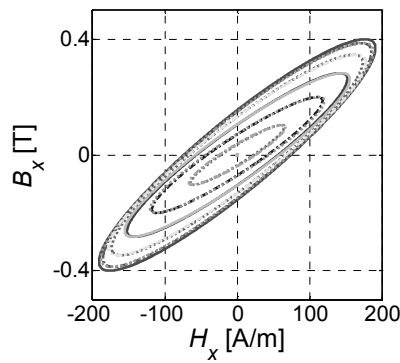
図 3.4.11. 応力下 ($B_{max} = 0.4$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 45$ deg.) のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較



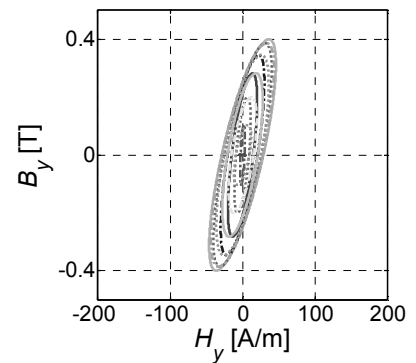
(a) B trajectories.



(i) H trajectories.

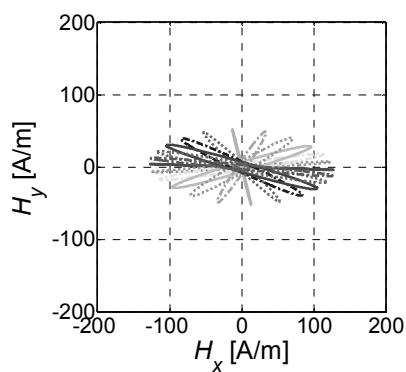


(ii) Hysteresis loops in X.D.

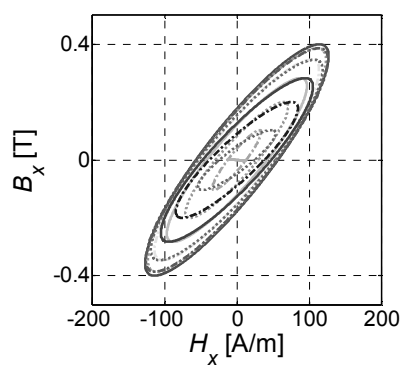


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

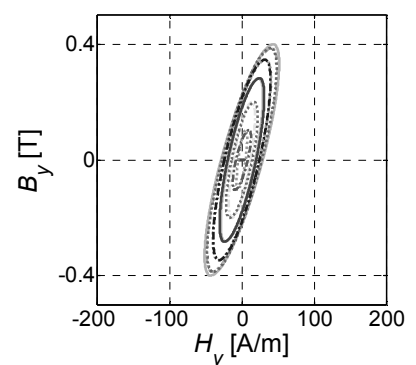
(b) Estimation results by complex-variable E&S modeling.



(i) H trajectories.



(ii) Hysteresis loops in X.D.

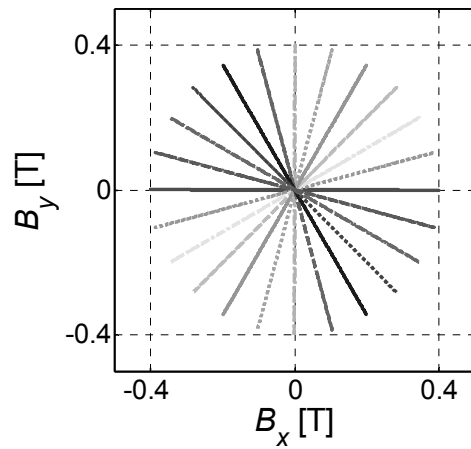


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

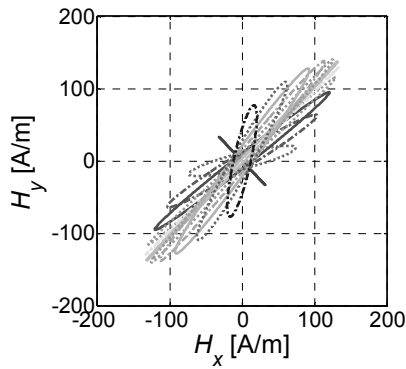
(c) Measurement results.

Fig. 3.4.12. Comparison of estimation results and measurement results of vector magnetic properties at alternating flux conditions with stress ($B_{max} = 0.4$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 90$ deg.).

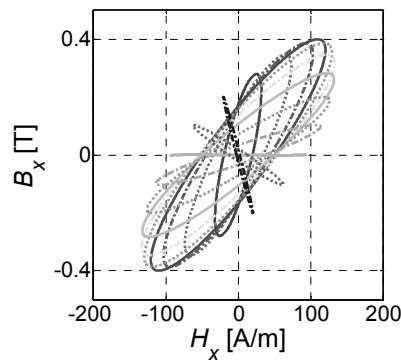
図 3.4.12. 応力下 ($B_{max} = 0.4$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 90$ deg.) のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較



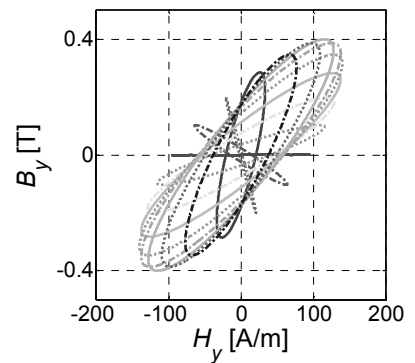
(a) B trajectories.



(i) H trajectories.

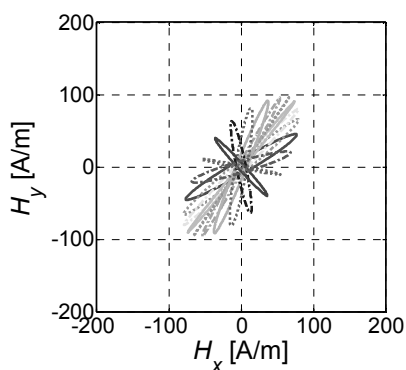


(ii) Hysteresis loops in X.D.

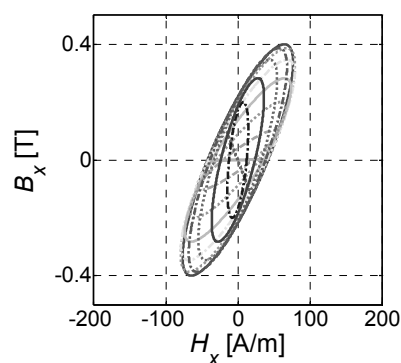


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

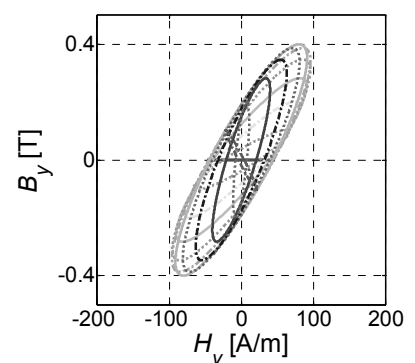
(b) Estimation results by complex-variable E&S modeling.



(i) H trajectories.



(ii) Hysteresis loops in X.D.

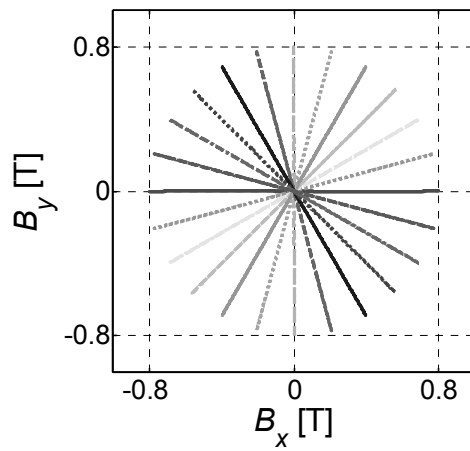


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

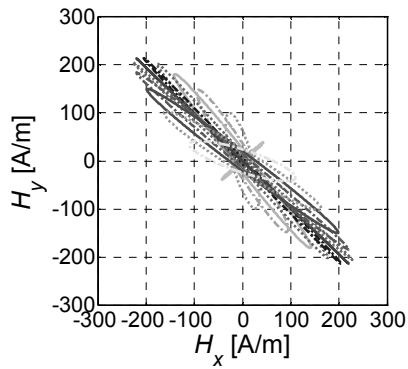
(c) Measurement results.

Fig. 3.4.13. Comparison of estimation results and measurement results of vector magnetic properties at alternating flux conditions with stress ($B_{max} = 0.4$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 135$ deg.).

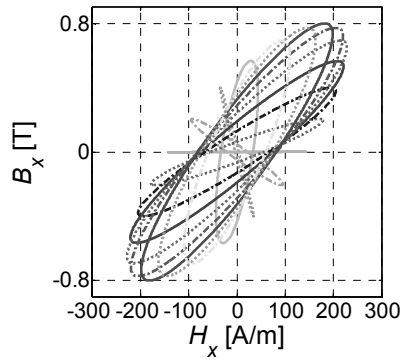
図 3.4.13. 応力下 ($B_{max} = 0.4$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 135$ deg.) のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較



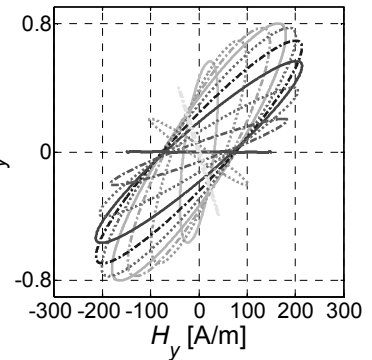
(a) B trajectories.



(i) H trajectories.

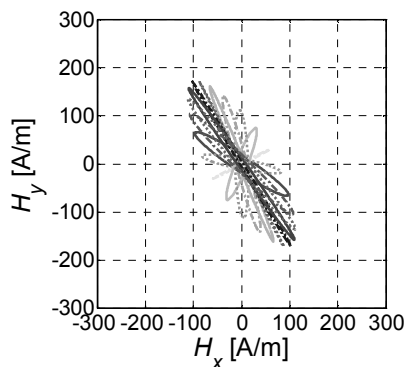


(ii) Hysteresis loops in X.D.

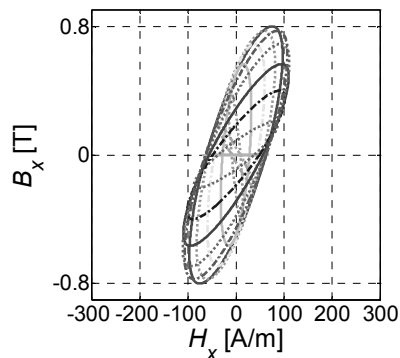


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

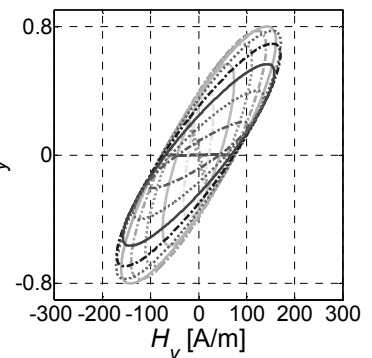
(b) Estimation results by complex-variable E&S modeling.



(i) H trajectories.



(ii) Hysteresis loops in X.D.

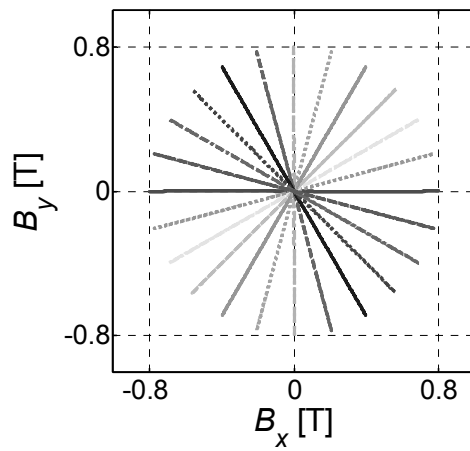


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

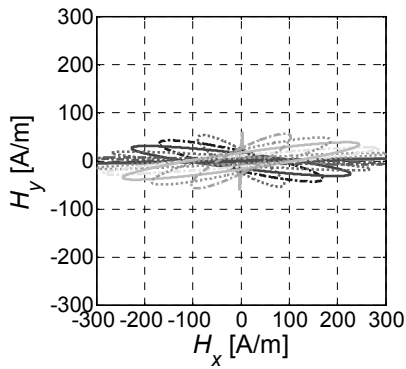
(c) Measurement results.

Fig. 3.4.14. Comparison of estimation results and measurement results of vector magnetic properties at alternating flux conditions with stress ($B_{max} = 0.8$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 45$ deg.).

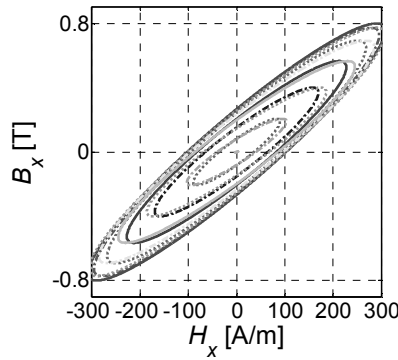
図 3.4.14. 応力下 ($B_{max} = 0.8$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 45$ deg.) のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較



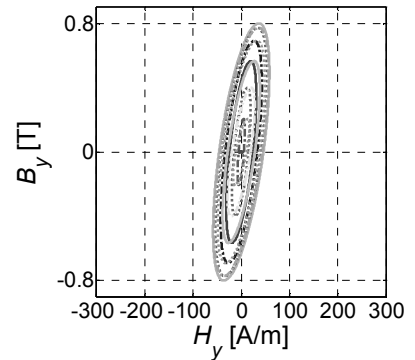
(a) B trajectories.



(i) H trajectories.

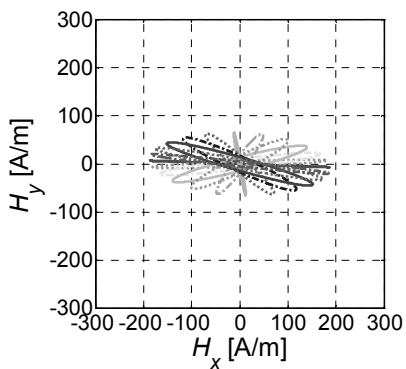


(ii) Hysteresis loops in X.D.

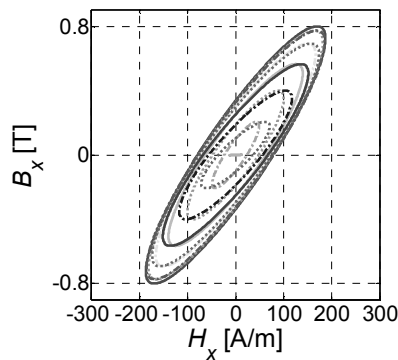


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

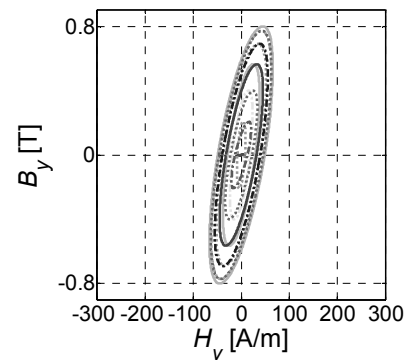
(b) Estimation results by complex-variable E&S modeling.



(i) H trajectories.



(ii) Hysteresis loops in X.D.

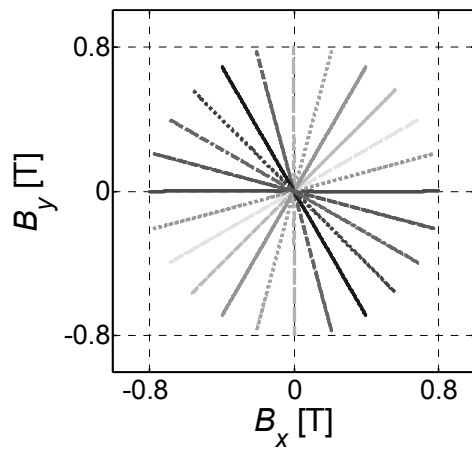


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

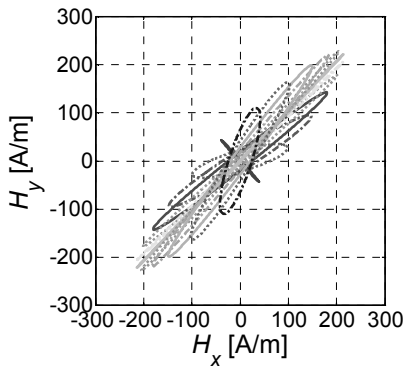
(c) Measurement results.

Fig. 3.4.15. Comparison of estimation results and measurement results of vector magnetic properties at alternating flux conditions with stress ($B_{max} = 0.8$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 90$ deg.).

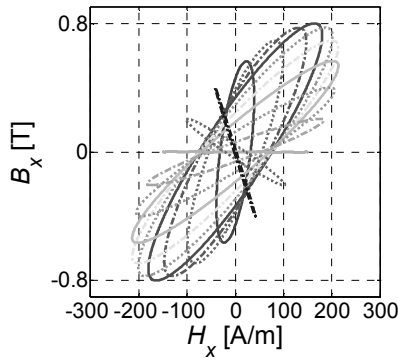
図 3.4.15. 応力下 ($B_{max} = 0.8$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 90$ deg.) のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較



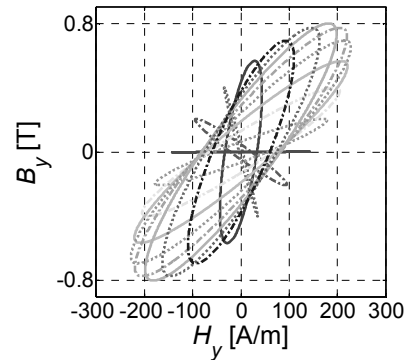
(a) B trajectories.



(i) H trajectories.

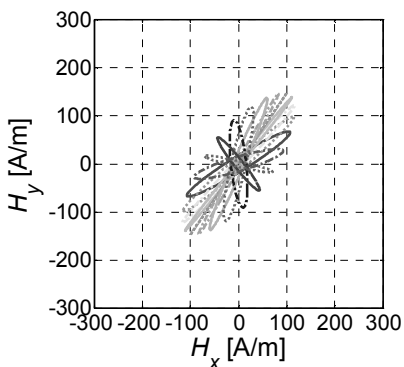


(ii) Hysteresis loops in X.D.

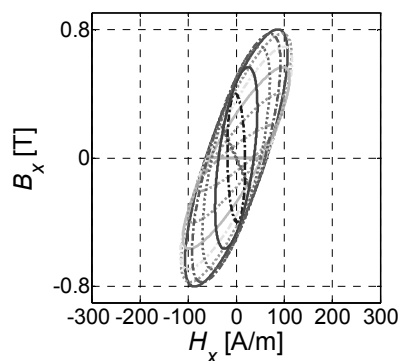


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

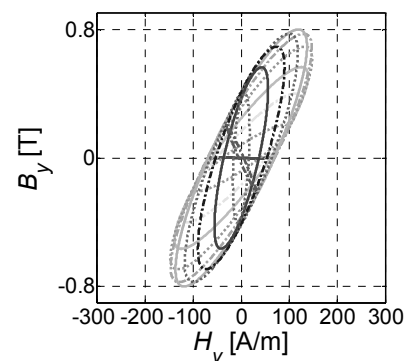
(b) Estimation results by complex-variable E&S modeling.



(i) H trajectories.



(ii) Hysteresis loops in X.D.



(iii) Hysteresis loops in Y.D.

(c) Measurement results.

Fig. 3.4.16. Comparison of estimation results and measurement results of vector magnetic properties at alternating flux conditions with stress ($B_{max} = 0.8$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 135$ deg.).

図 3.4.16. 応力下 ($B_{max} = 0.8$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 135$ deg.) のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較

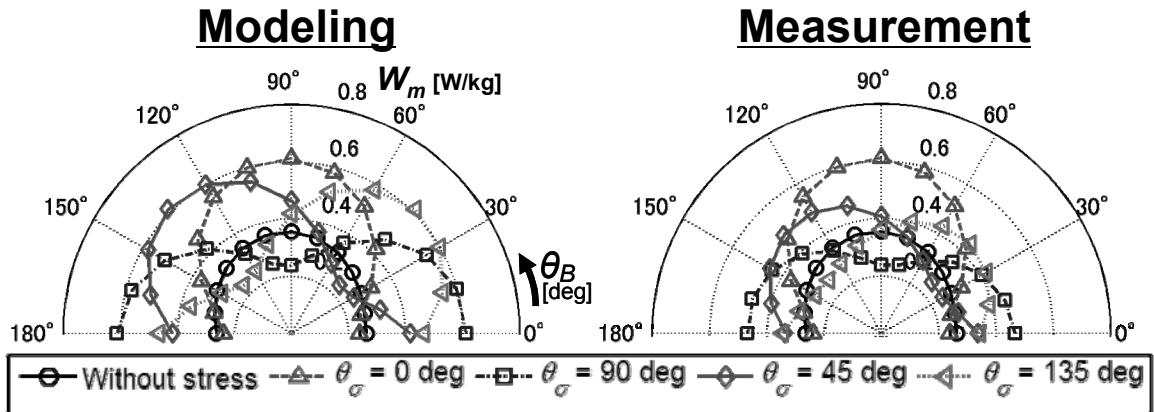


Fig. 3.4.17. Comparison of the iron losses estimated by using approximation method II with measured ones at alternating flux conditions ($B_{max} = 0.4$ T).

図 3.4.17. 交番磁束条件時における近似法 II を使用して計算した鉄損の推定結果との比較 ($B_{max} = 0.4$ T)

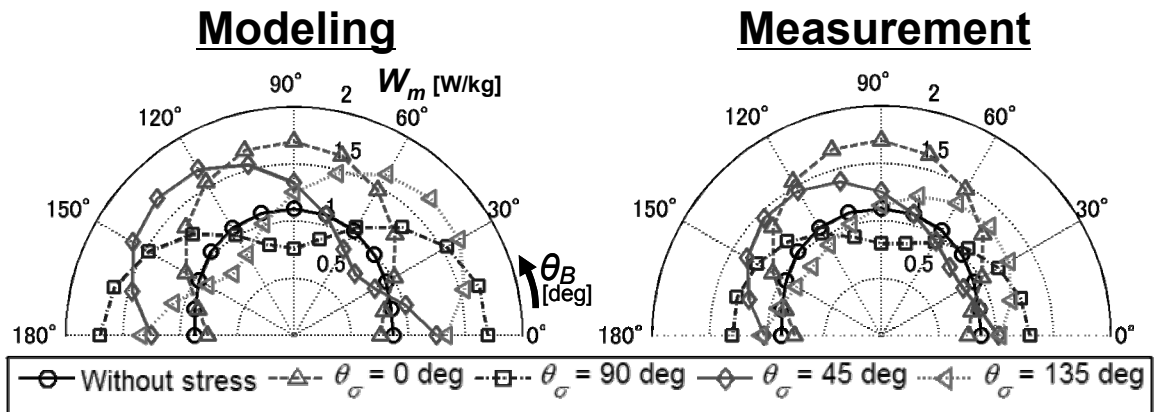
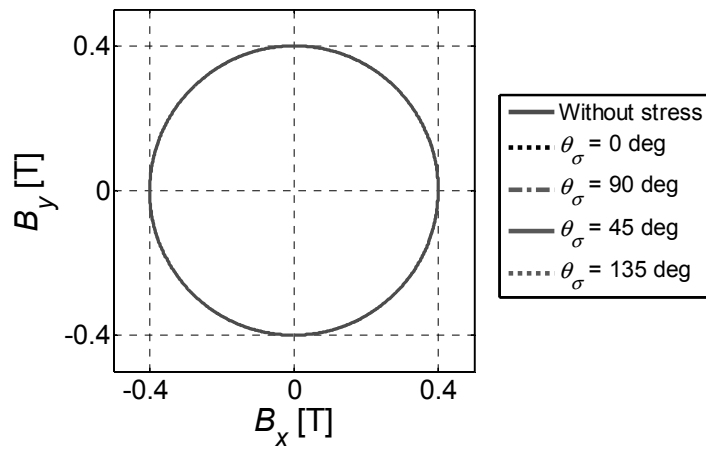
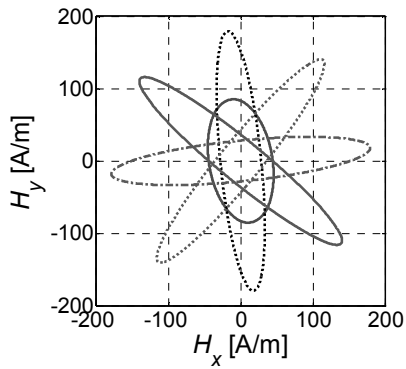


Fig. 3.4.18. Comparison of the iron loss losses estimated by using approximation method II with measured ones at alternating flux conditions ($B_{max} = 0.8$ T).

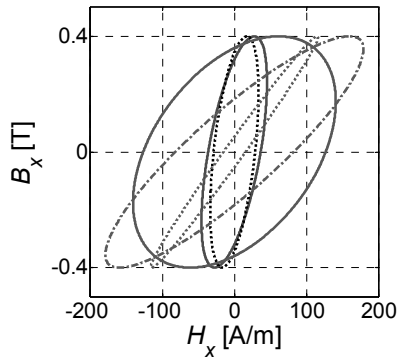
図 3.4.18. 交番磁束条件時における近似法 II を使用して推定した鉄損の推定結果との比較 ($B_{max} = 0.8$ T)



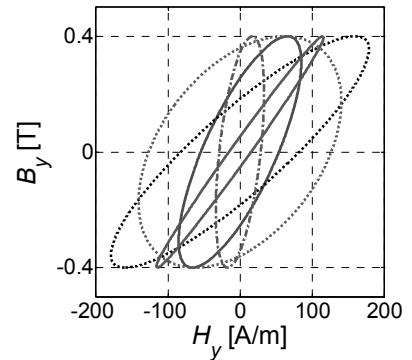
(a) B trajectories.



(i) H trajectories.

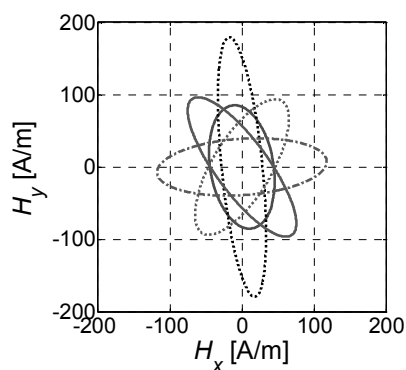


(ii) Hysteresis loops in X.D.

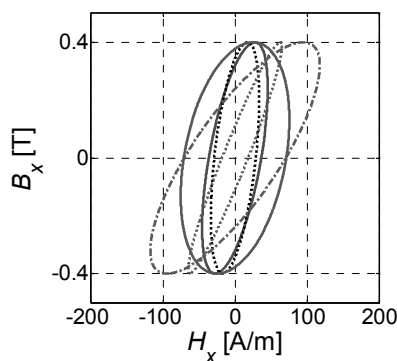


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

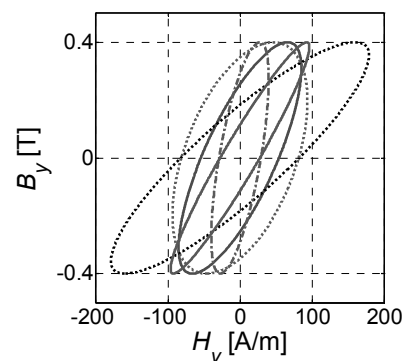
(b) Estimation results by complex-variable E&S modeling.



(i) H trajectories.



(ii) Hysteresis loops in X.D.

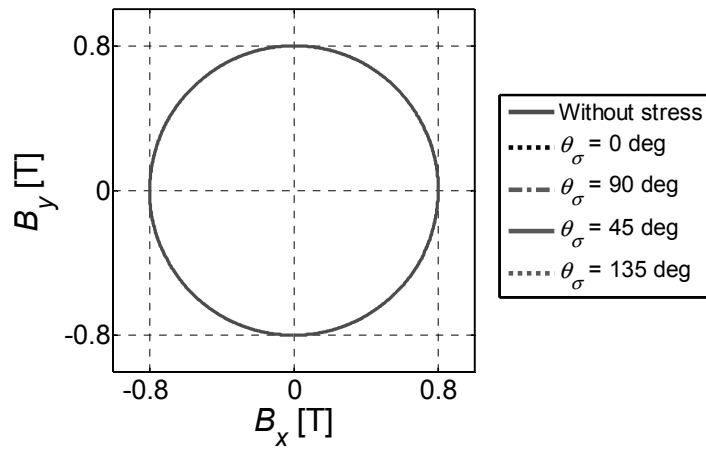


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

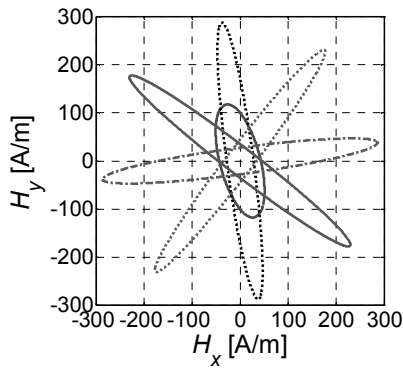
(c) Measurement results.

Fig. 3.4.19. Comparison of estimation results and measurement results of vector magnetic properties at alternating flux conditions with stress ($B_{max} = 0.8$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 135$ deg.).

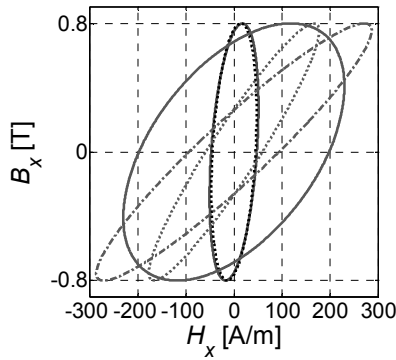
図 3.4.19. 応力下 ($B_{max} = 0.8$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 135$ deg.) のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較



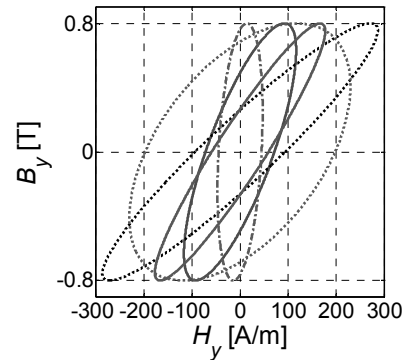
(a) B trajectories.



(i) H trajectories.

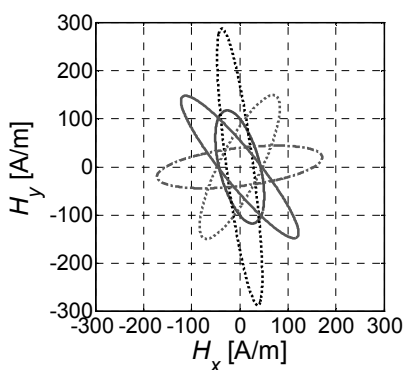


(ii) Hysteresis loops in X.D.

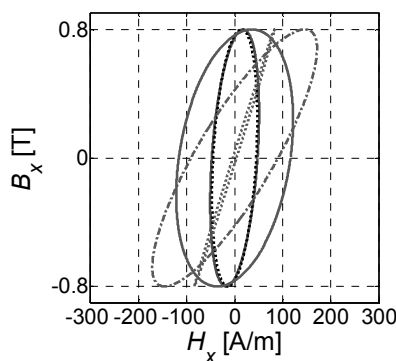


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

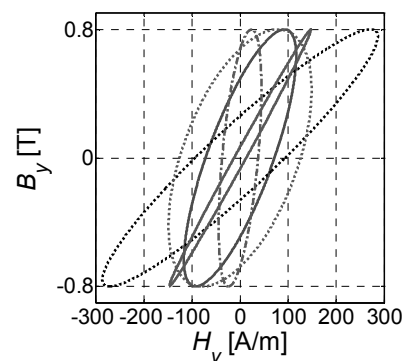
(b) Estimation results by complex-variable E&S modeling.



(i) H trajectories.



(ii) Hysteresis loops in X.D.



(iii) Hysteresis loops in Y.D.

(c) Measurement results.

Fig. 3.4.20. Comparison of estimation results and measurement results of vector magnetic properties at alternating flux conditions with stress ($B_{max} = 0.8$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 135$ deg.).

図 3.4.20. 応力下 ($B_{max} = 0.8$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 135$ deg.) のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較

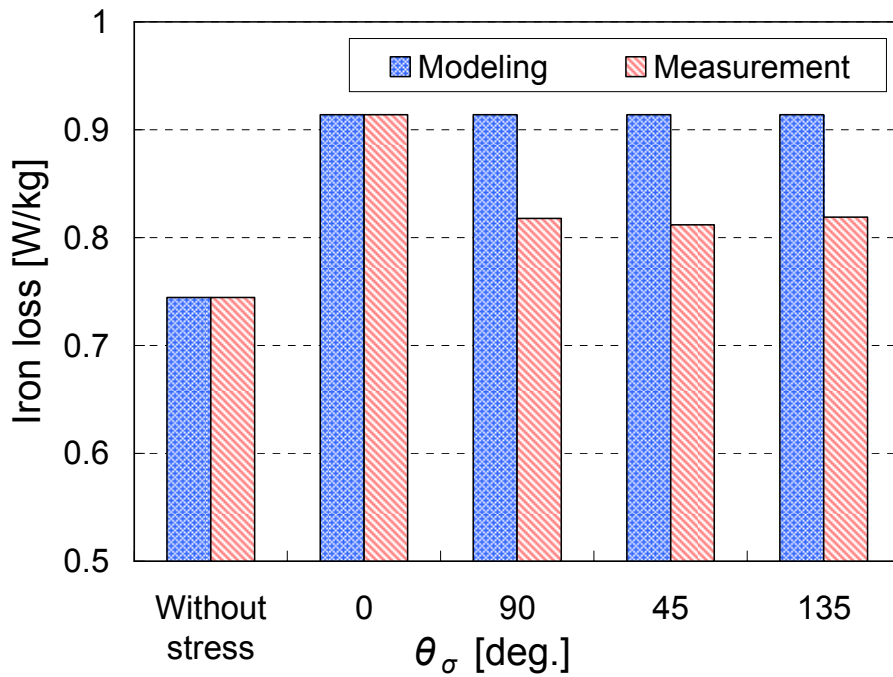


Fig. 3.4.21. Comparison of the iron losses estimated by using approximation method II with measured ones at alternating flux conditions ($B_{max} = 0.4$ T, $\alpha = 1$).

図 3.4.21. 回転磁束条件時における近似法 II を使用して計算した鉄損の推定結果との比較 ($B_{max} = 0.4$ T, $\alpha = 1$)

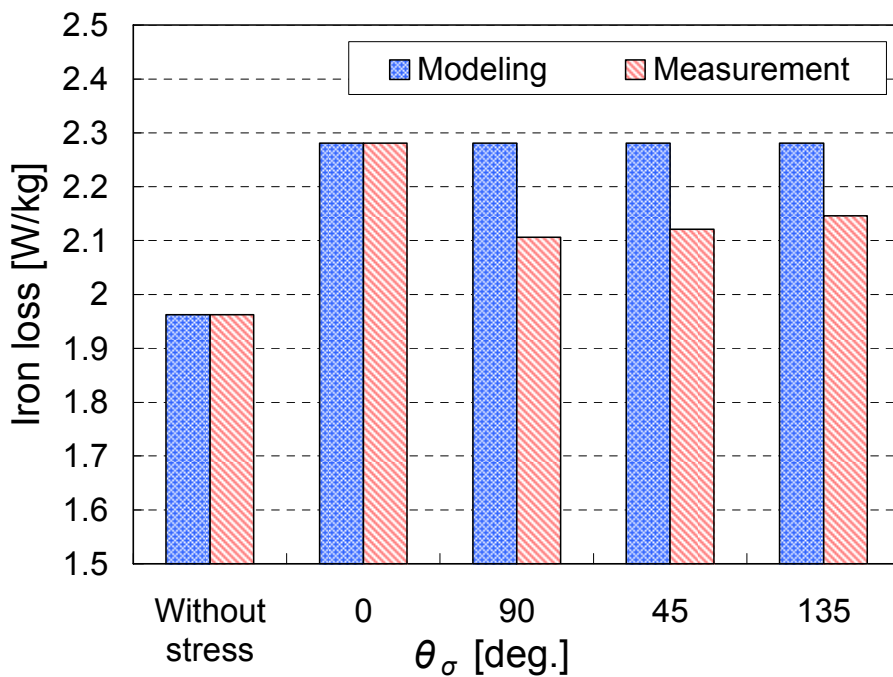


Fig. 3.4.22. Comparison of the iron losses estimated by using approximation method II with measured ones at alternating flux conditions ($B_{max} = 0.8$ T, $\alpha = 1$).

図 3.4.22. 回転磁束条件時における近似法 II を使用して計算した鉄損の推定結果との比較 ($B_{max} = 0.8$ T, $\alpha = 1$)

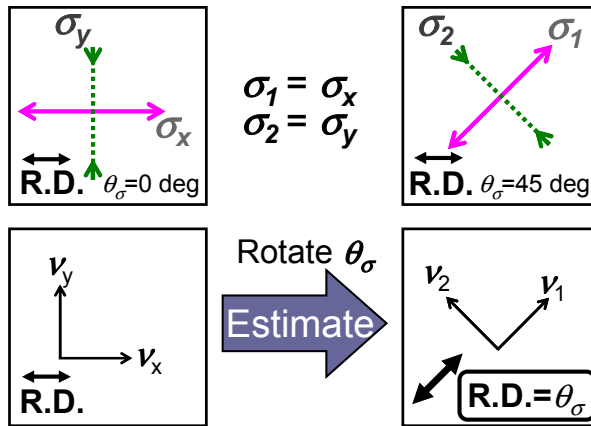


Fig. 3.4.23. Problem of the approximation method II.

図 3.4.23. 近似法 II の問題点

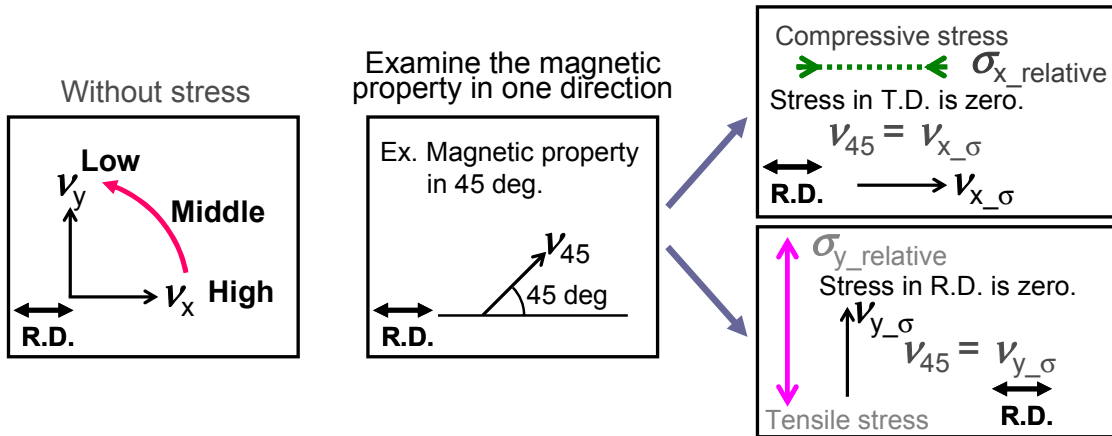


Fig. 3.4.24. Definition of the approximation method III.

図 3.4.24. 近似法 III の定義

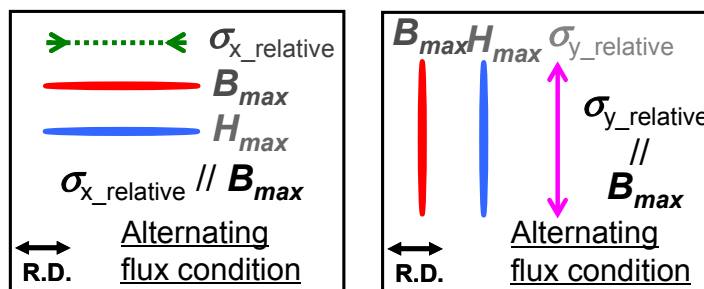
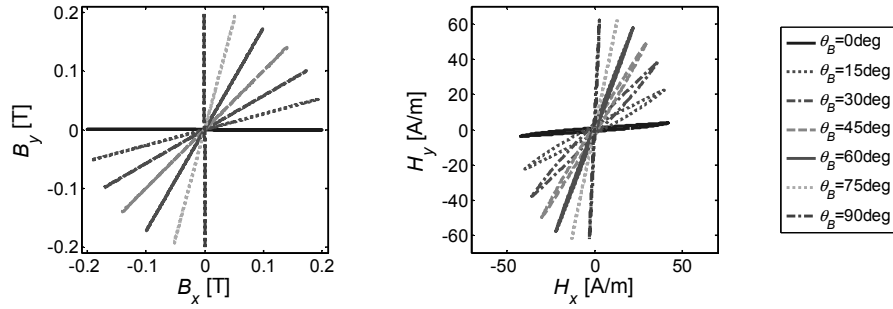
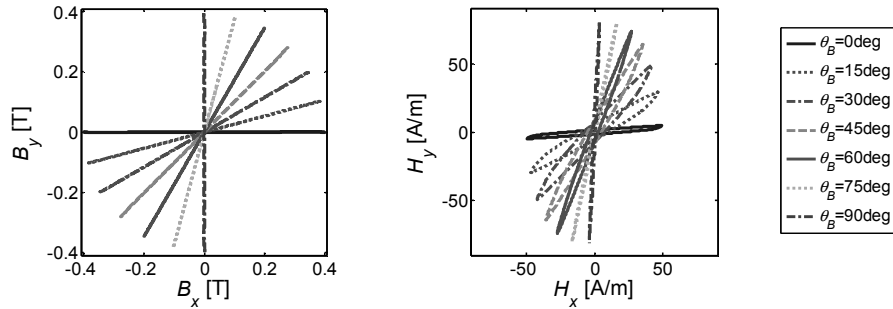


Fig. 3.4.25. Expression method of the magnetic properties in one direction.

図 3.4.25. 一方向の磁気特性の表現法



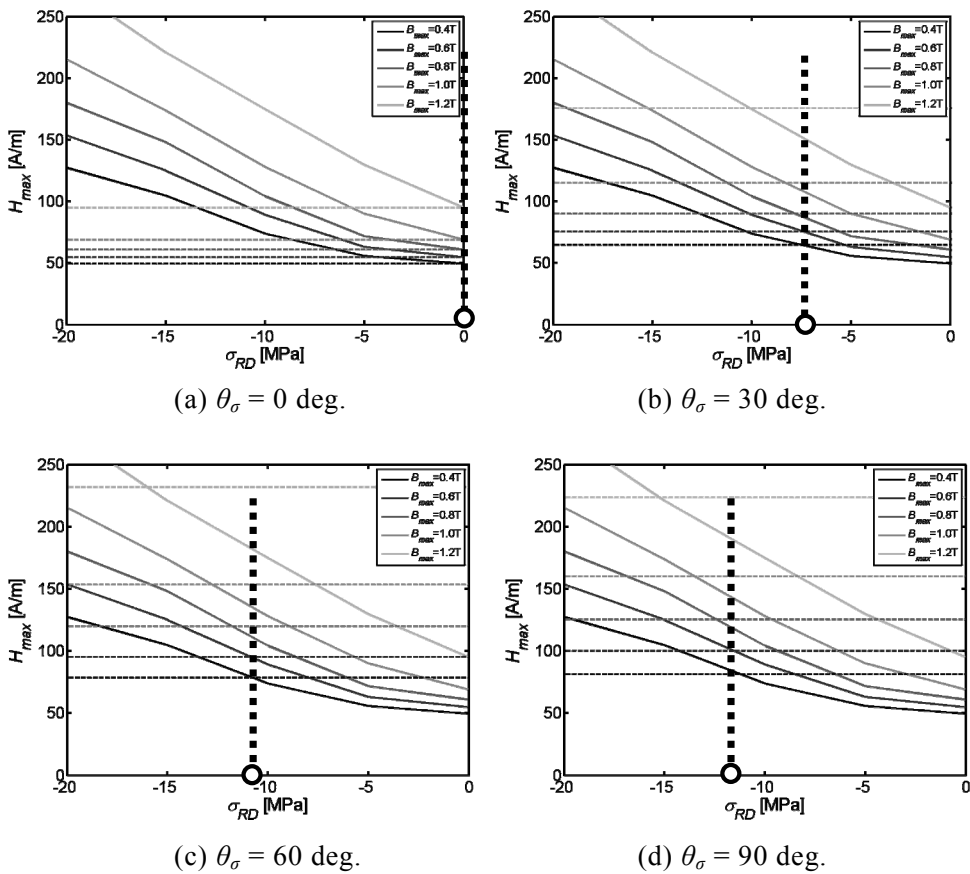
(a) $B_{max} = 0.2 \text{ T}$



(b) $B_{max} = 0.4 \text{ T}$

Fig. 3.4.26. \mathbf{B} trajectories and \mathbf{H} trajectories in each θ_B ($B_{max} = 0.2, 0.4 \text{ T}$, $\alpha = 0$).

図 3.4.26. 各 θ_B 時の \mathbf{B} 軌跡と \mathbf{H} 軌跡 ($B_{max} = 0.2, 0.4 \text{ T}$, $\alpha = 0$)



(c) $\theta_\sigma = 60 \text{ deg.}$

(d) $\theta_\sigma = 90 \text{ deg.}$

Fig. 3.4.27. Calculation of the relative stress.

図 3.4.27. 相対応力の計算

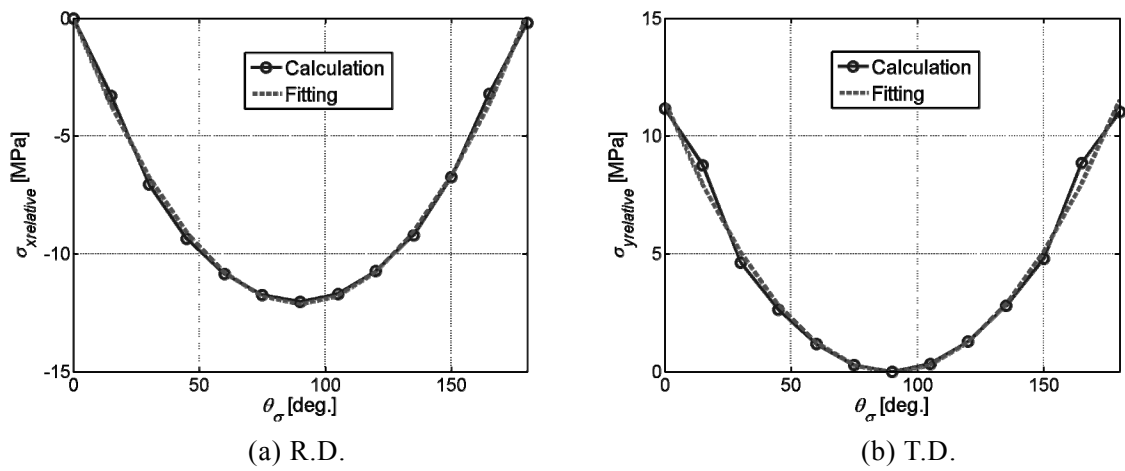


Fig. 3.4.28. Relative stress in R.D. and T.D. when B_{max} is the linear region.

図 3.4.28. B_{max} が線形領域の時の R.D., T.D. の相対応力

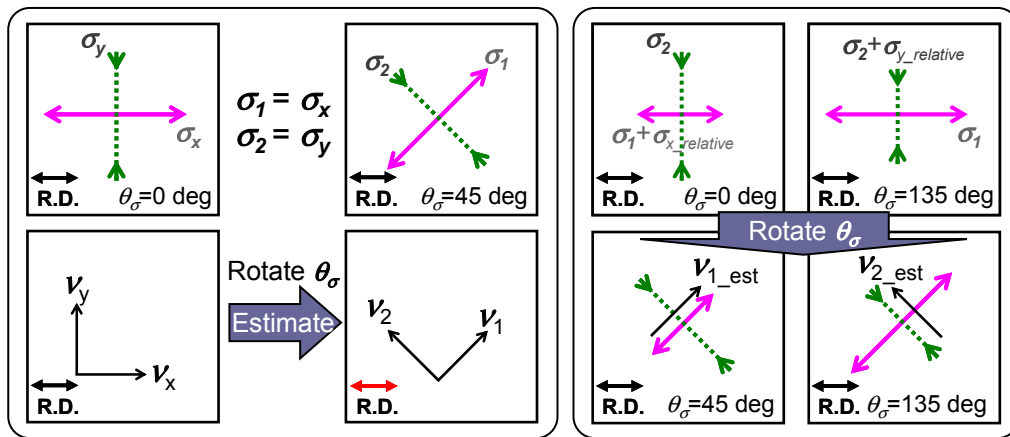
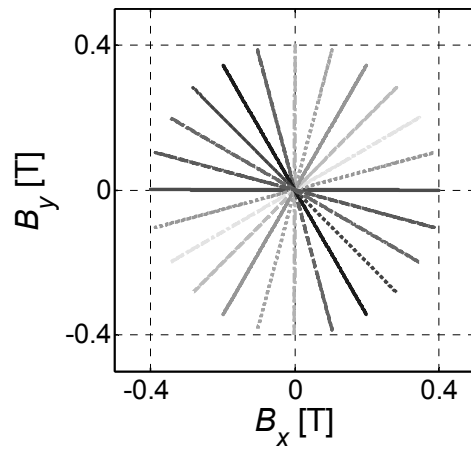
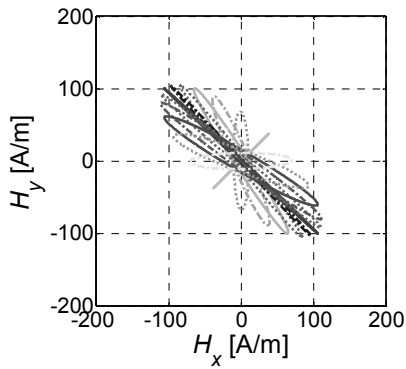


Fig. 3.4.29. Basic concept of the approximation using the approximation method II, III.

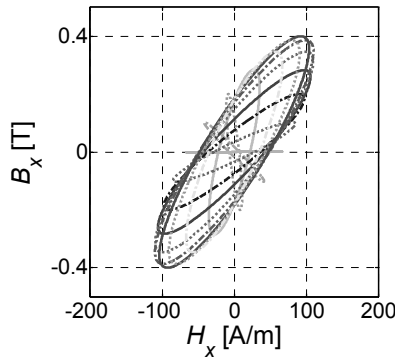
図 3.4.29. 近似法 II, III を使用した近似の概念図



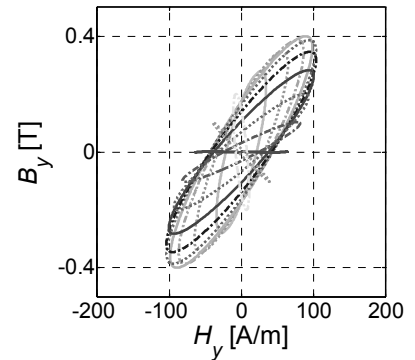
(a) B trajectories.



(i) H trajectories.

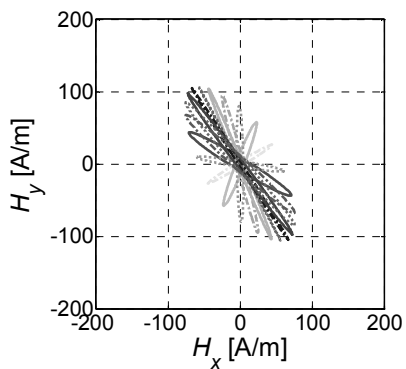


(ii) Hysteresis loops in X.D.

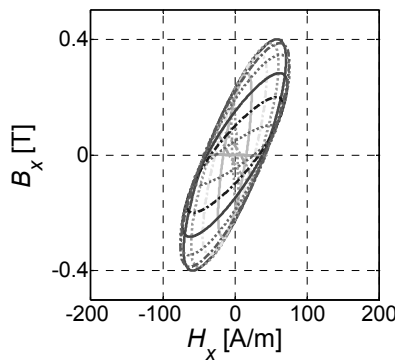


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

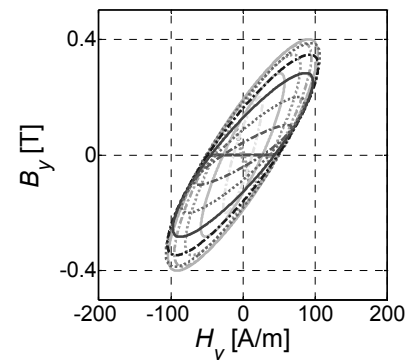
(b) Estimation results by complex-variable E&S modeling.



(i) H trajectories.



(ii) Hysteresis loops in X.D.

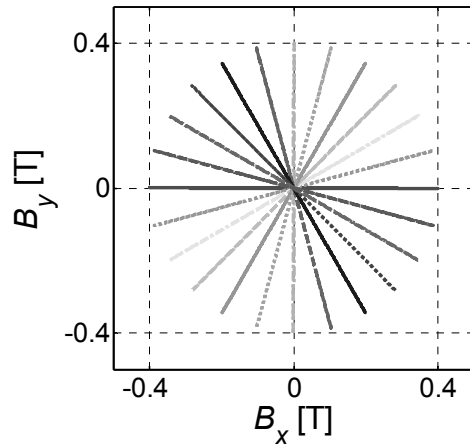


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

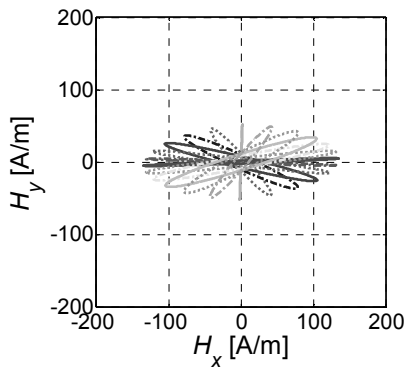
(c) Measurement results.

Fig. 3.4.30. Comparison of estimation results and measurement results of vector magnetic properties at alternating flux conditions with stress ($B_{max} = 0.4$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 45$ deg.).

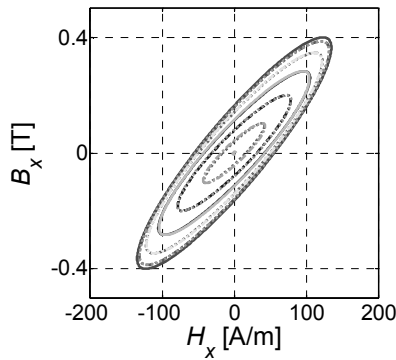
図 3.4.30. 応力下 ($B_{max} = 0.4$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 45$ deg.) のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較



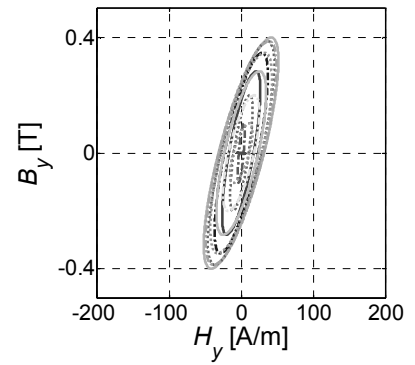
(a) B trajectories.



(i) H trajectories.

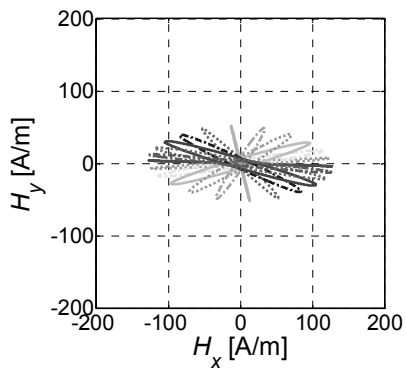


(ii) Hysteresis loops in X.D.

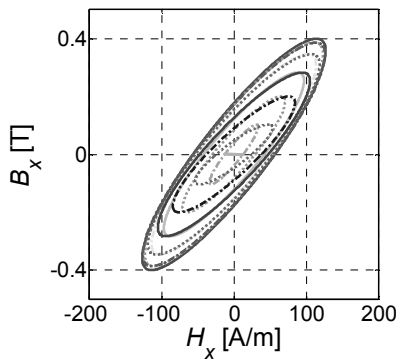


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

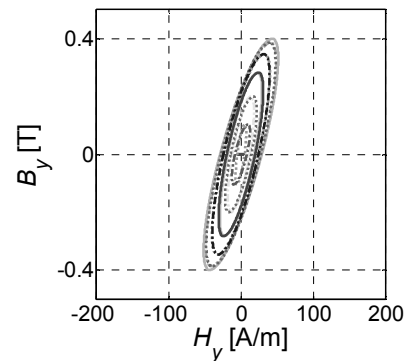
(b) Estimation results by complex-variable E&S modeling.



(i) H trajectories.



(ii) Hysteresis loops in X.D.

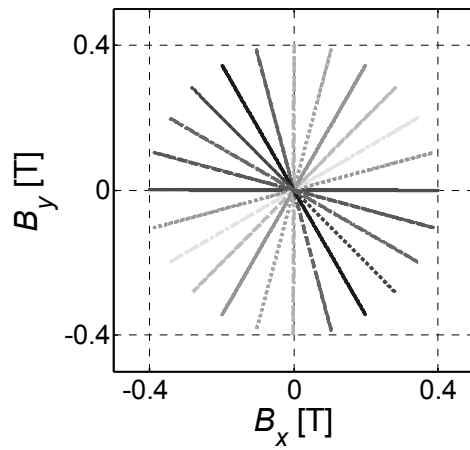


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

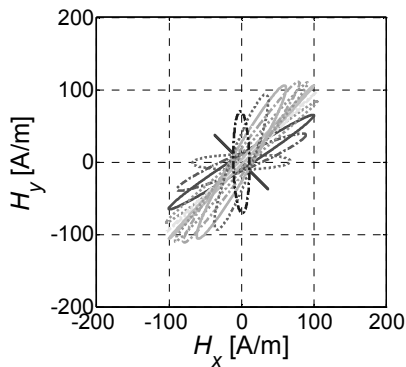
(c) Measurement results.

Fig. 3.4.31. Comparison of estimation results and measurement results of vector magnetic properties at alternating flux conditions with stress ($B_{max} = 0.4$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 90$ deg.).

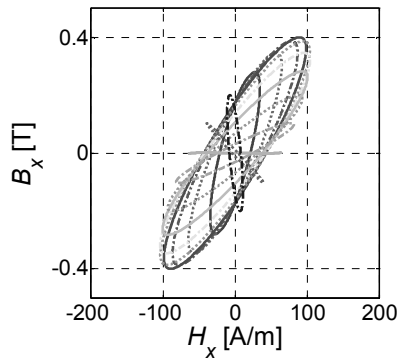
図 3.4.31. 応力下 ($B_{max} = 0.4$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 90$ deg.) のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較



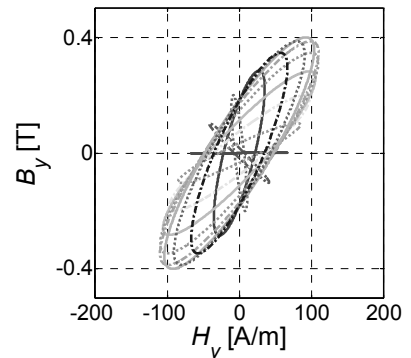
(a) B trajectories.



(i) H trajectories.

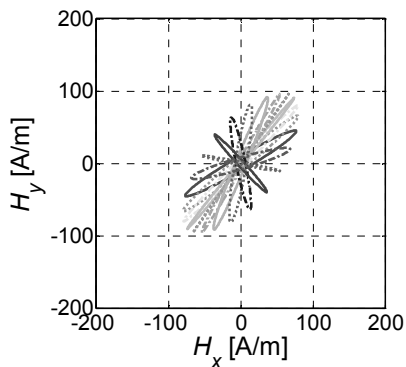


(ii) Hysteresis loops in X.D.

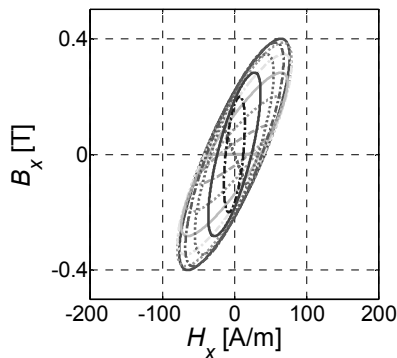


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

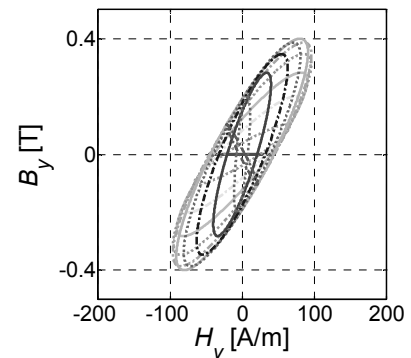
(b) Estimation results by complex-variable E&S modeling.



(i) H trajectories.



(ii) Hysteresis loops in X.D.

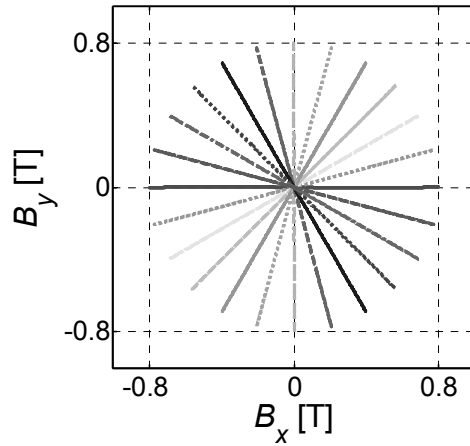


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

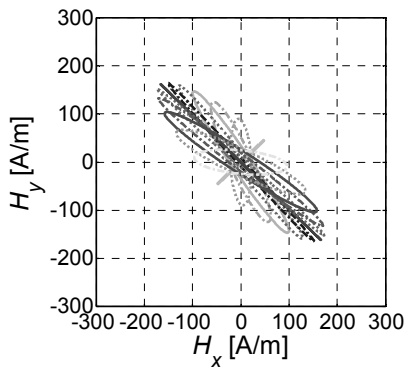
(c) Measurement results.

Fig. 3.4.32. Comparison of estimation results and measurement results of vector magnetic properties at alternating flux conditions with stress ($B_{max} = 0.4$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 135$ deg.).

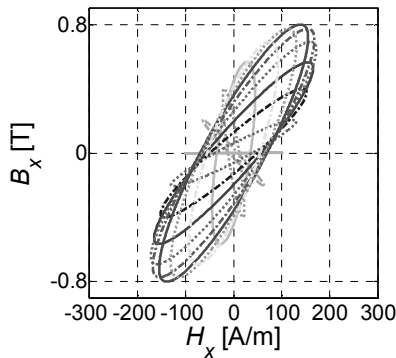
図 3.4.32. 応力下 ($B_{max} = 0.4$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 135$ deg.) のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較



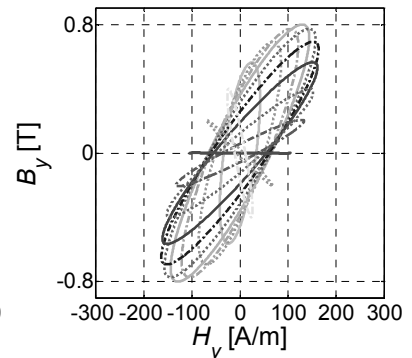
(a) B trajectories.



(i) H trajectories.

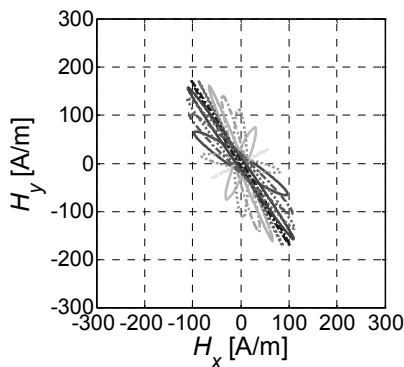


(ii) Hysteresis loops in X.D.

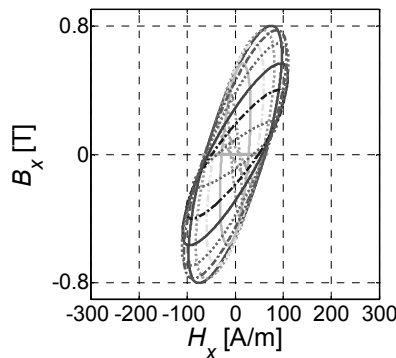


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

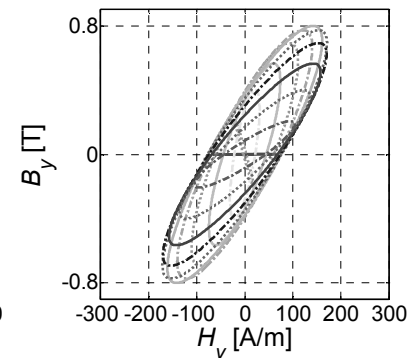
(b) Estimation results by complex-variable E&S modeling.



(i) H trajectories.



(ii) Hysteresis loops in X.D.

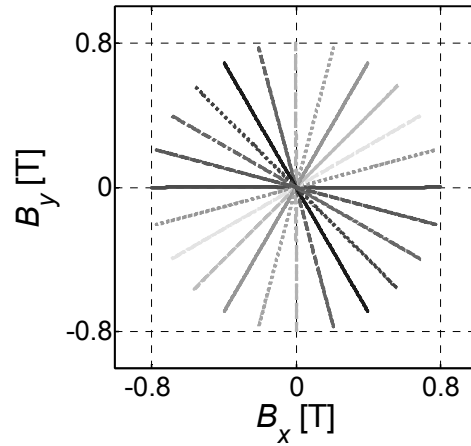


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

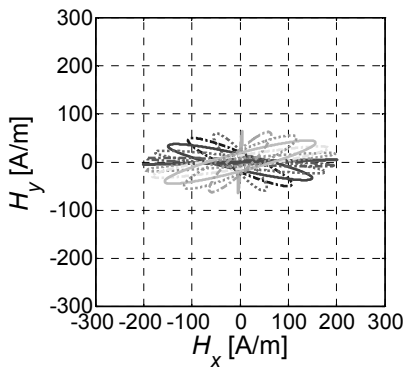
(c) Measurement results.

Fig. 3.4.33. Comparison of estimation results and measurement results of vector magnetic properties at alternating flux conditions with stress ($B_{max} = 0.8$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 45$ deg.).

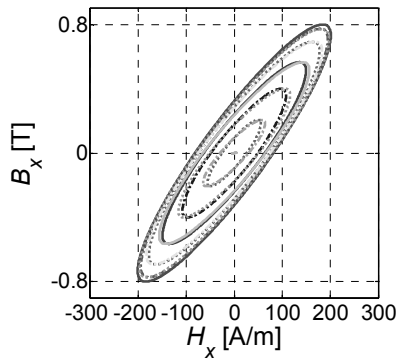
図 3.4.33. 応力下 ($B_{max} = 0.8$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 45$ deg.) のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較



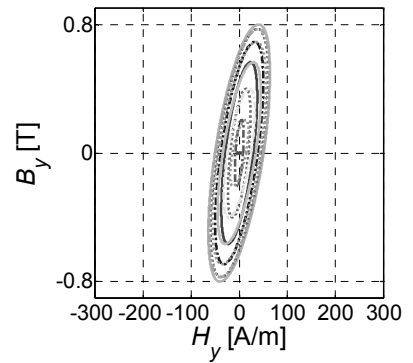
(a) B trajectories.



(i) H trajectories.

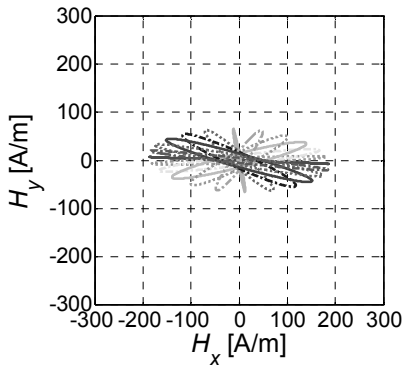


(ii) Hysteresis loops in X.D.

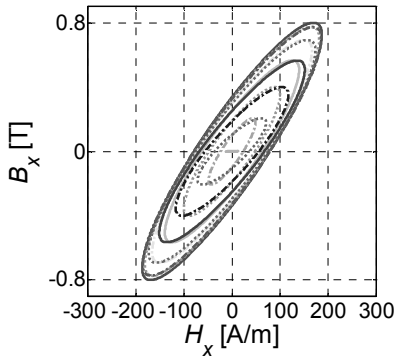


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

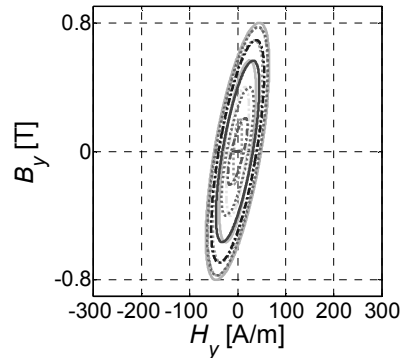
(b) Estimation results by complex-variable E&S modeling.



(i) H trajectories.



(ii) Hysteresis loops in X.D.

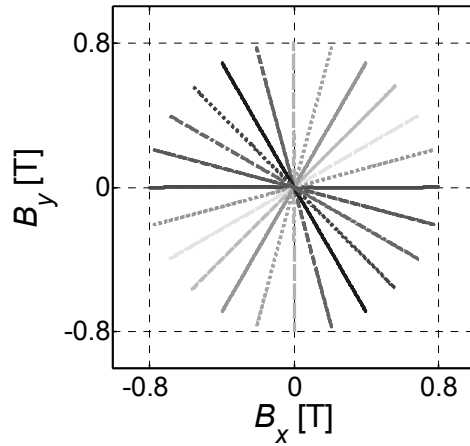


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

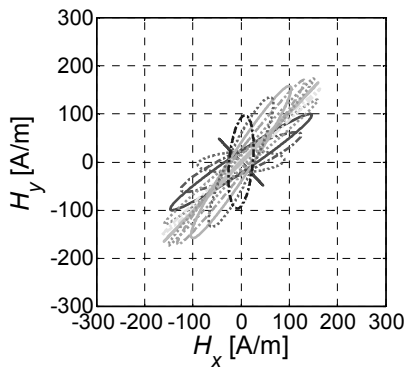
(c) Measurement results.

Fig. 3.4.34. Comparison of estimation results and measurement results of vector magnetic properties at alternating flux conditions with stress ($B_{max} = 0.8$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 90$ deg.).

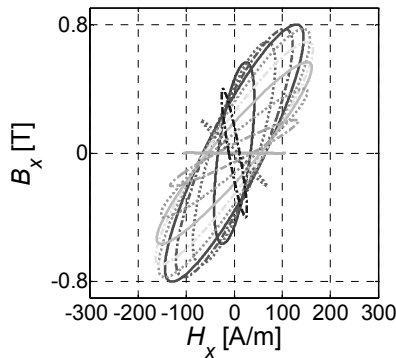
図 3.4.34. 応力下 ($B_{max} = 0.8$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 90$ deg.) のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較



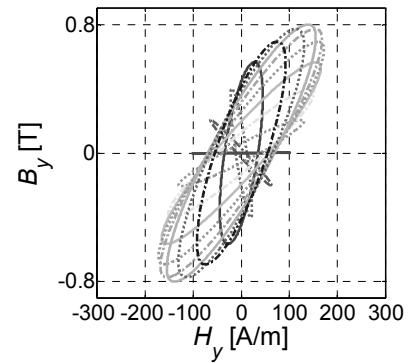
(a) B trajectories.



(i) H trajectories.

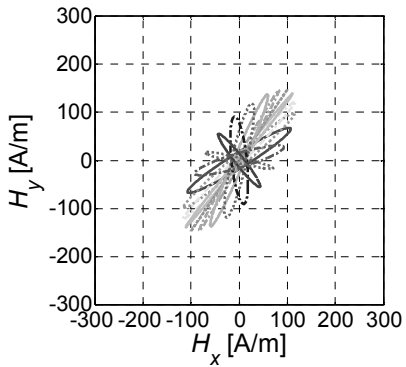


(ii) Hysteresis loops in X.D.

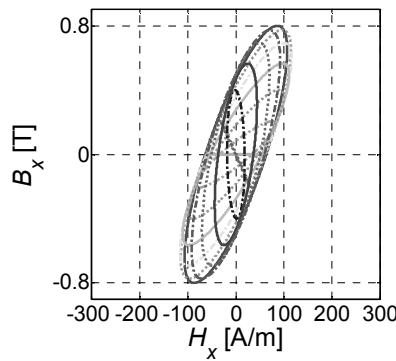


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

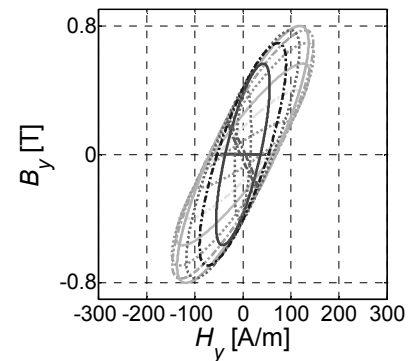
(b) Estimation results by complex-variable E&S modeling.



(i) H trajectories.



(ii) Hysteresis loops in X.D.



(iii) Hysteresis loops in Y.D.

(c) Measurement results.

Fig. 3.4.35. Comparison of Estimation results and measurement results of vector magnetic properties at alternating flux conditions with stress ($B_{max} = 0.8$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 135$ deg.).

図 3.4.35. 応力下 ($B_{max} = 0.8$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 135$ deg.) のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較

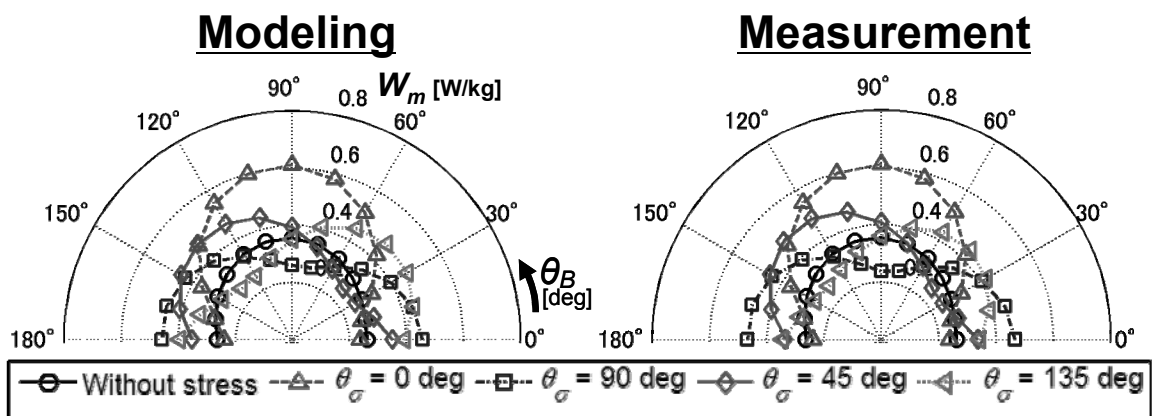


Fig. 3.4.36. Comparison of the iron losses estimated by using approximation method II with measured ones at alternating flux conditions ($B_{max} = 0.4$ T).

図 3.4.36. 交番磁束条件時における近似法 II を使用して推定した鉄損の推定結果との比較 ($B_{max} = 0.4$ T)

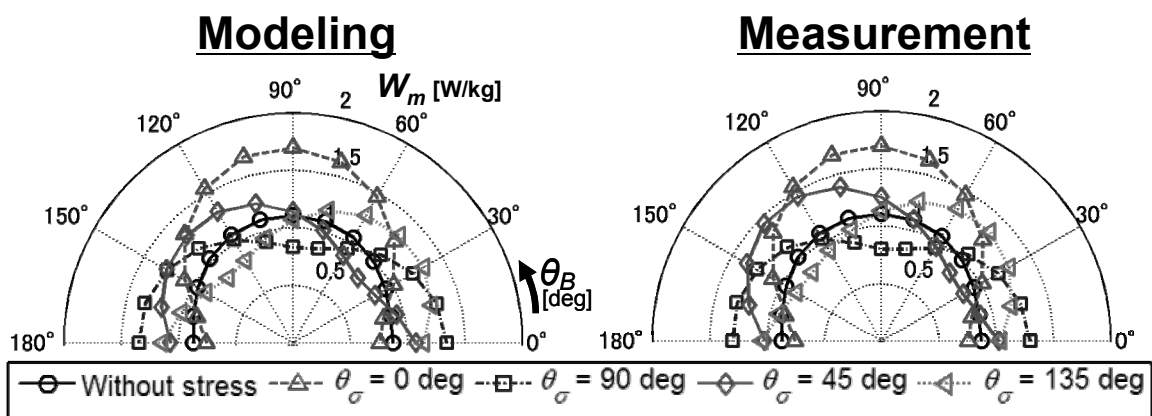
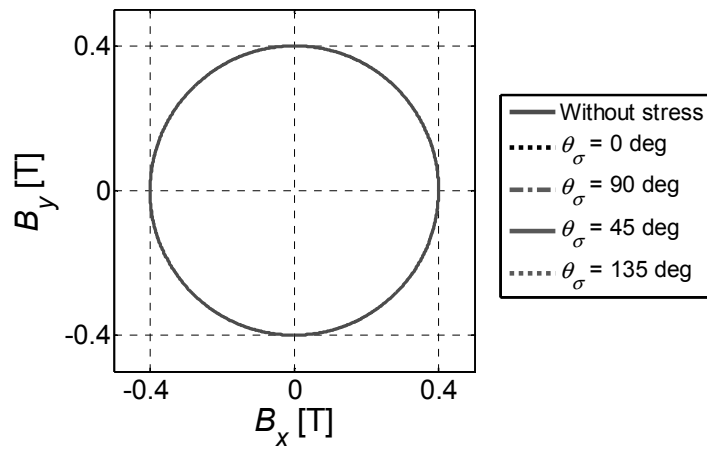
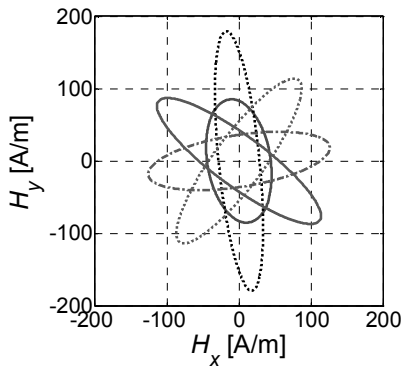


Fig. 3.4.37. Comparison of the iron losses estimated by using approximation method II with measured ones at alternating flux conditions ($B_{max} = 0.8$ T).

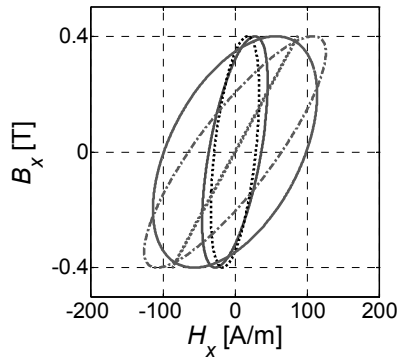
図 3.4.37. 交番磁束条件時における近似法 II を使用して推定した鉄損の推定結果との比較 ($B_{max} = 0.8$ T)



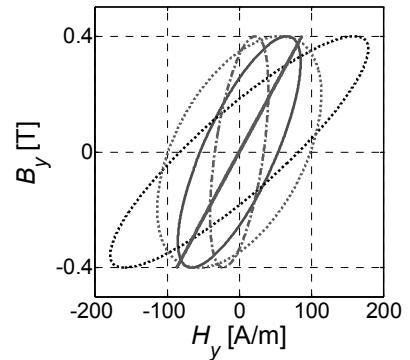
(a) B trajectories.



(i) H trajectories.

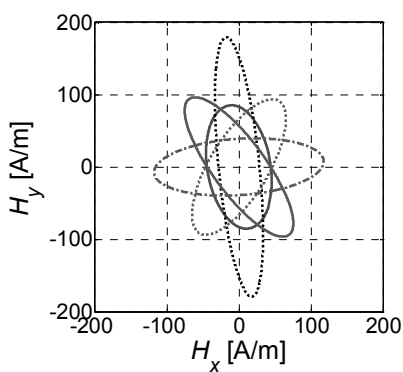


(ii) Hysteresis loops in X.D.

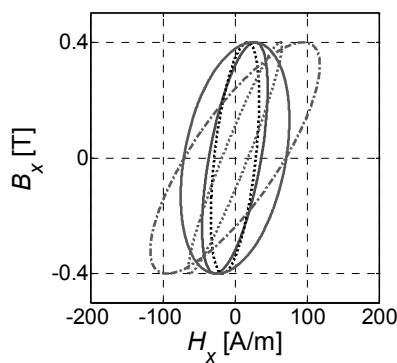


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

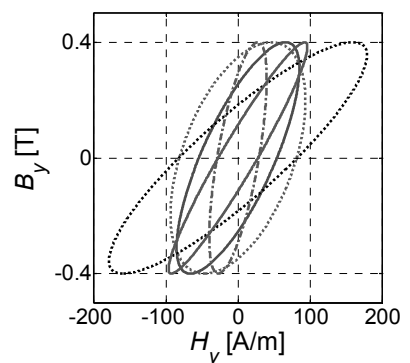
(b) Estimation results by complex-variable E&S modeling.



(i) H trajectories.



(ii) Hysteresis loops in X.D.

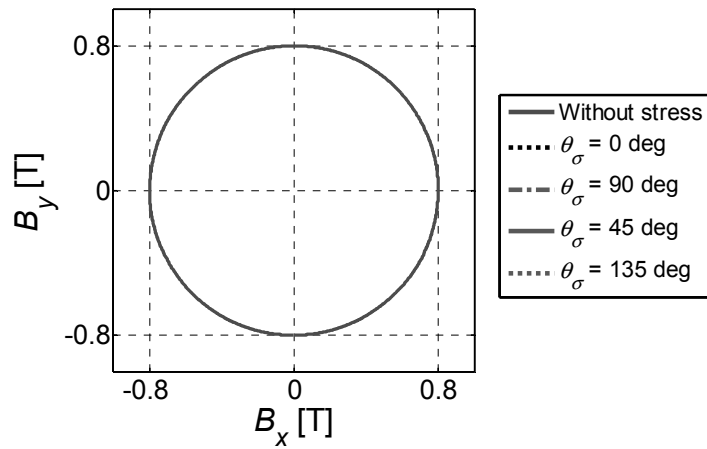


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

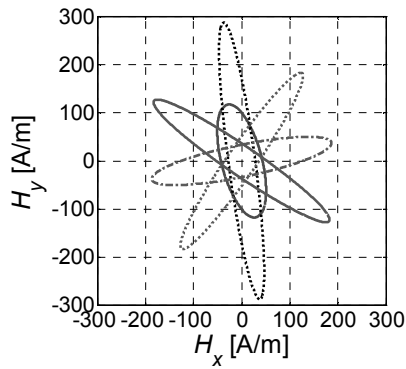
(c) Measurement results.

Fig. 3.4.38. Comparison of estimation results and measurement results of vector magnetic properties at alternating flux conditions with stress ($B_{max} = 0.8$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 135$ deg.).

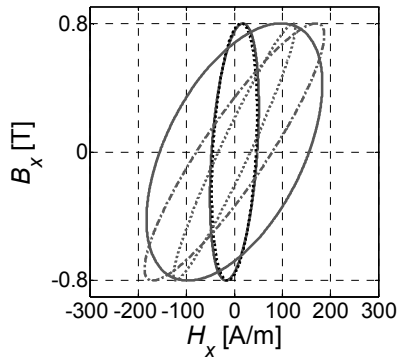
図 3.4.38. 応力下 ($B_{max} = 0.8$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 135$ deg.) のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較



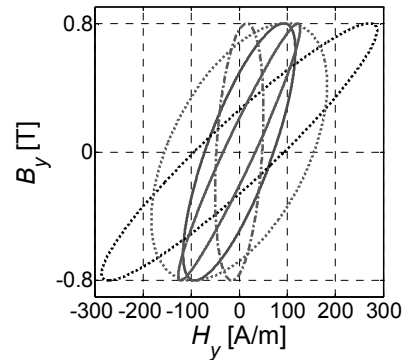
(a) B trajectories.



(i) H trajectories.

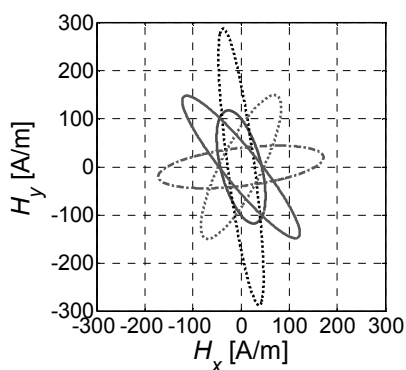


(ii) Hysteresis loops in X.D.

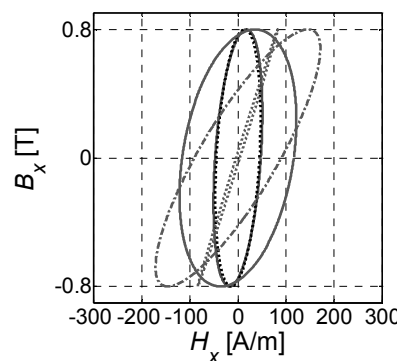


(iii) Hysteresis loops in Y.D.

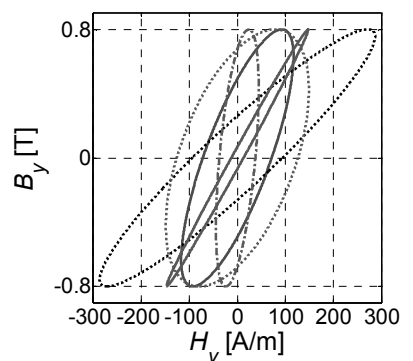
(b) Estimation results by complex-variable E&S modeling.



(i) H trajectories.



(ii) Hysteresis loops in X.D.



(iii) Hysteresis loops in Y.D.

(c) Measurement results.

Fig. 3.4.39. Comparison of estimation results and measurement results of vector magnetic properties at alternating flux conditions with stress ($B_{max} = 0.8$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 135$ deg.).

図 3.4.39. 応力下 ($B_{max} = 0.8$ T, $\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = -10$ MPa, $\theta_\sigma = 135$ deg.) のベクトル磁気特性の推定結果と測定結果の比較

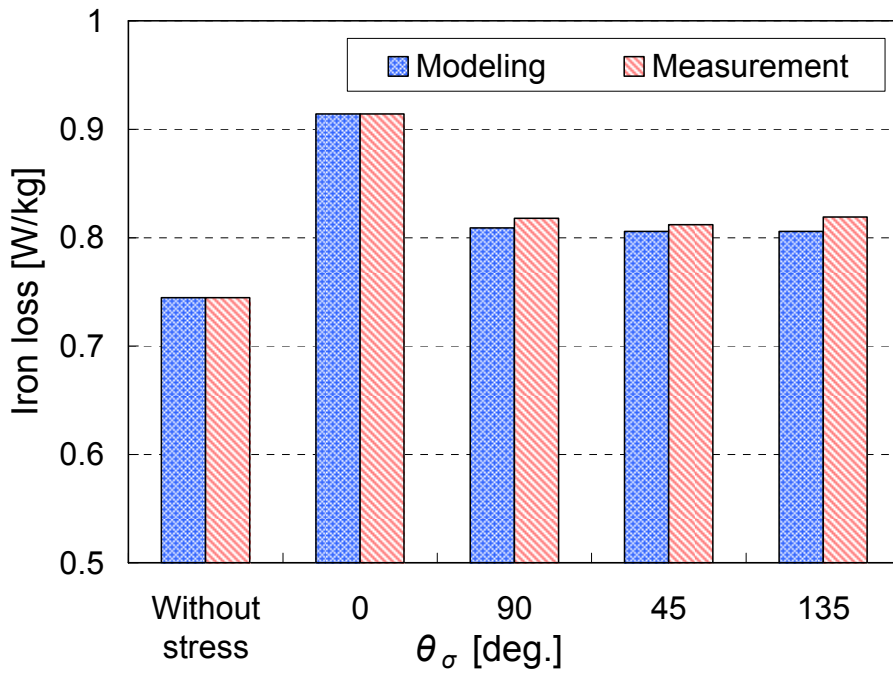


Fig. 3.4.40. Comparison of the iron losses estimated by using approximation method II with measured ones at alternating flux conditions ($B_{max} = 0.4$ T, $\alpha = 1$).

図 3.4.40. 回転磁束条件時における近似法 II を使用して推定した鉄損の測定結果との比較 ($B_{max} = 0.4$ T, $\alpha = 1$)

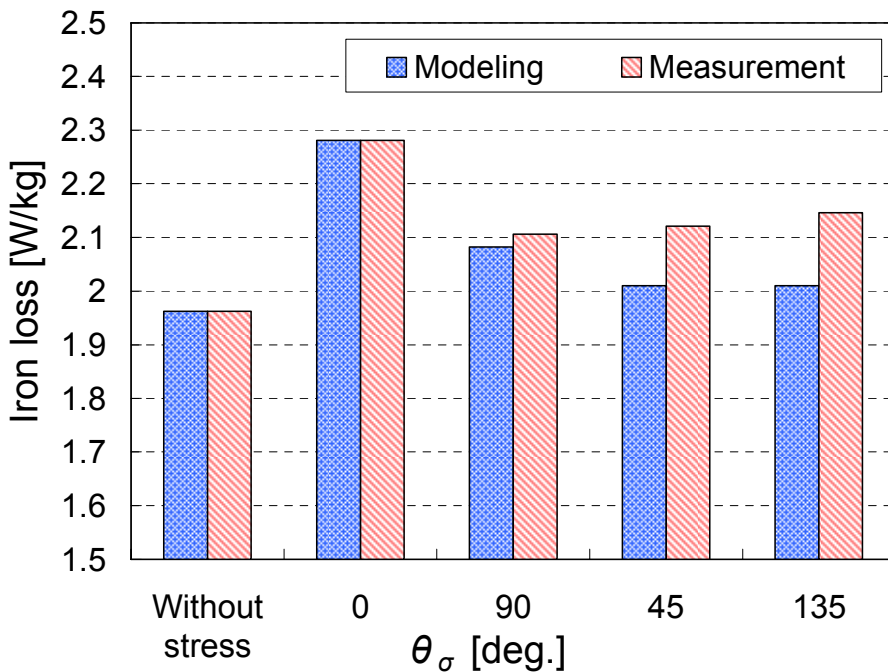


Fig. 3.4.41. Comparison of the iron losses calculated by using approximation method II with measured ones at alternating flux conditions ($B_{max} = 0.8$ T, $\alpha = 1$).

図 3.4.41. 回転磁束条件時における近似法 II を使用して推定した鉄損の測定結果との比較 ($B_{max} = 0.8$ T, $\alpha = 1$)

第 3.5 節 リングコアモデルを用いた主応力を考慮した複素 E&S モデルの有用性の検証

3.5.1 係数テンソルの非対角項を考慮した応力を考慮した複素 E&S モデルによる有限要素磁気特性解析のための定式化・離散化

式(3-4-1)のモデル式を行列式で表現すると次式になる。

$$\begin{Bmatrix} \dot{H}_x \\ \dot{H}_y \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} a_1 & a_2 \\ a_3 & a_4 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{B}_x \\ \dot{B}_y \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} b_1 & b_2 \\ b_3 & b_4 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} j\omega\dot{B}_x \\ j\omega\dot{B}_y \end{Bmatrix} \quad (3-5-1)$$

ただし,

$$\begin{cases} a_1 = \bar{v}_{xr} \cos^2 \theta_\sigma + \bar{v}_{yr} \sin^2 \theta_\sigma \\ a_2 = a_3 = (\bar{v}_{xr} - \bar{v}_{yr}) \sin \theta_\sigma \cos \theta_\sigma \\ a_4 = \bar{v}_{xr} \sin^2 \theta_\sigma + \bar{v}_{yr} \cos^2 \theta_\sigma \end{cases} \quad (3-5-2)$$

$$\begin{cases} b_1 = \bar{v}_{xi} \cos^2 \theta_\sigma + \bar{v}_{yi} \sin^2 \theta_\sigma \\ b_2 = b_3 = (\bar{v}_{xi} - \bar{v}_{yi}) \sin \theta_\sigma \cos \theta_\sigma \\ b_4 = \bar{v}_{xi} \sin^2 \theta_\sigma + \bar{v}_{yi} \cos^2 \theta_\sigma \end{cases} \quad (3-5-3)$$

式(2-2-38)の支配方程式, 式(2-2-52), 式(3-3-4)の離散化式は, 係数テンソルの対角項のみを使用したものであるため, ここで, 非対角項を考慮した場合の定式化・離散化を示す。

式(3-5-1)を展開すると次式になる。

$$\begin{cases} \dot{H}_x = a_1 \dot{B}_x + a_2 \dot{B}_y + j\omega(b_1 \dot{B}_x + b_2 \dot{B}_y) \\ \dot{H}_y = a_3 \dot{B}_x + a_4 \dot{B}_y + j\omega(b_3 \dot{B}_x + b_4 \dot{B}_y) \end{cases} \quad (3-5-4)$$

式(3-5-4)を式(2-2-35)に代入し, 式(2-2-33), 式(2-2-37)を適用すると式(3-5-5)となる。また, この時, 式(3-5-3)は式(3-5-6)となる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left[a_4 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} - a_3 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} + j \left(b_4 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} - b_3 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left[a_1 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} - a_2 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} + j \left(b_1 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} - b_2 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) \right] = -J_{0z} \end{aligned} \quad (3-5-5)$$

$$\begin{cases} b_1 = \hat{v}_{xi} \cos^2 \theta_\sigma + \hat{v}_{yi} \sin^2 \theta_\sigma \\ b_2 = b_3 = (\hat{v}_{xi} - \hat{v}_{yi}) \sin \theta_\sigma \cos \theta_\sigma \\ b_4 = \hat{v}_{xi} \sin^2 \theta_\sigma + \hat{v}_{yi} \cos^2 \theta_\sigma \end{cases} \quad (3-5-6)$$

以上を展開し、まとめると式(3-5-7)になる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left(a_4 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} - a_3 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(a_1 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} - a_2 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) \\ & + j \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(b_4 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} - b_3 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(b_1 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} - b_2 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) \right\} + J_{0z} = 0 \end{aligned} \quad (3-5-7)$$

次に、離散化を行う。式(2-2-39)の残差 R に式(3-5-7)に代入すると次式になる。

$$\begin{aligned} G_i = \iint_s & \left[N_i \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(a_4 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} - a_3 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(a_1 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} - a_2 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) \right. \right. \\ & \left. \left. + j \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(b_4 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} - b_3 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(b_1 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} - b_2 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) \right\} + J_{0z} \right] dx dy = 0 \end{aligned} \quad (3-5-8)$$

これを展開すると次式になる。

$$\begin{aligned} G_i = \iint_s & \left[N_i \frac{\partial}{\partial x} \left(a_4 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) - N_i \frac{\partial}{\partial x} \left(a_3 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) + N_i \frac{\partial}{\partial y} \left(a_1 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) - N_i \frac{\partial}{\partial y} \left(a_2 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) \right. \\ & \left. + j \left\{ N_i \frac{\partial}{\partial x} \left(b_4 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) - N_i \frac{\partial}{\partial x} \left(b_3 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) + N_i \frac{\partial}{\partial y} \left(b_1 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) - N_i \frac{\partial}{\partial y} \left(b_2 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) \right\} \right. \\ & \left. + N_i J_{0z} \right] dx dy \end{aligned} \quad (3-5-9)$$

式(3-5-9)の各項の展開方法は同一につき、代表として第一項の展開例を式(3-5-10)に示す。

$$N_i \frac{\partial}{\partial x} \left(a_4 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(N_i a_4 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial N_i}{\partial x} \left(a_4 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) \quad (3-5-10)$$

式(3-5-10)の展開を式(3-5-9)の他の項にも適応すれば次式のようになる。

$$\begin{aligned} G_i = & \iint_s \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(N_i a_4 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} - N_i a_3 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(N_i a_1 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} - N_i a_2 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) \right. \\ & - \frac{\partial N_i}{\partial x} \left(a_4 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} - a_3 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) - \frac{\partial N_i}{\partial y} \left(a_1 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} - a_2 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) \\ & + j \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(N_i b_4 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} - N_i b_3 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(N_i b_1 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} - N_i b_2 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) \right. \\ & \left. \left. - \frac{\partial N_i}{\partial x} \left(b_4 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} - b_3 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) - \frac{\partial N_i}{\partial y} \left(b_1 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} - b_2 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) \right\} + N_i j_{0z} \right] dx dy \end{aligned} \quad (3-5-11)$$

式(3-5-11)に式(3-5-12)のグリーンの定理を適用すると、式(3-5-13)のようになる。

$$\iint_s \left(\frac{\partial g}{\partial x} + \frac{\partial f}{\partial y} \right) dx dy = \int_c (g dy - f dx) \quad (3-5-12)$$

$$\begin{aligned} G_i = & \int_c \left[\left(N_i a_4 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} - N_i a_3 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) \frac{\partial y}{\partial s} - \left(N_i a_1 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} - N_i a_2 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) \frac{\partial x}{\partial s} \right. \\ & \left. + j \left\{ \left(N_i b_4 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} - N_i b_3 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) \frac{\partial y}{\partial s} - \left(N_i b_1 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} - N_i b_2 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) \frac{\partial x}{\partial s} \right\} \right] ds \\ & - \iint_s \left[\frac{\partial N_i}{\partial x} \left(a_4 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} - a_3 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial N_i}{\partial y} \left(a_1 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} - a_2 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) \right. \\ & \left. + j \left\{ \frac{\partial N_i}{\partial x} \left(b_4 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} - b_3 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial N_i}{\partial y} \left(b_1 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} - b_2 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) \right\} + N_i j_{0z} \right] dx dy \end{aligned} \quad (3-5-13)$$

積分路 c は閉領域の境界である。磁束線と境界面が明らかに直交する場合、ベクトルポテンシャルが十分に小さい空気領域に無限遠境界を設置する場合、境界上のベクトルポテンシャルを零もしくは一様に固定した場合、式(3-5-13)の線積分の項は零となり、式(3-5-14)のようにあらわせる。

$$\begin{aligned}
G_i = & -\iint_s \left[\frac{\partial N_i}{\partial x} \left(a_4 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} - a_3 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial N_i}{\partial y} \left(a_1 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} - a_2 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) \right. \\
& \left. + j \left\{ \frac{\partial N_i}{\partial x} \left(b_4 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} - b_3 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial N_i}{\partial y} \left(b_1 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial y} - b_2 \frac{\partial \dot{A}_z}{\partial x} \right) \right\} + N_i j_{0z} \right] dx dy
\end{aligned} \tag{3-5-14}$$

式(2-2-50), 式(2-2-51)を適用し, まとめると最終的な式である式(3-5-15)が得られる。

$$\begin{aligned}
G_i = & -\iint_s \left[\sum_{j=1}^3 \left\{ \frac{C_{ie}}{2\Delta} \left(a_4 \frac{C_{je}}{2\Delta} - a_3 \frac{D_{je}}{2\Delta} \right) + \frac{D_{ie}}{2\Delta} \left(a_1 \frac{D_{je}}{2\Delta} - a_2 \frac{C_{je}}{2\Delta} \right) \right\} \dot{A}_{je} \right. \\
& \left. + j \left\{ \frac{C_{ie}}{2\Delta} \left(b_4 \frac{C_{je}}{2\Delta} - b_3 \frac{D_{je}}{2\Delta} \right) + \frac{D_{ie}}{2\Delta} \left(b_1 \frac{D_{je}}{2\Delta} - b_2 \frac{C_{je}}{2\Delta} \right) \right\} \dot{A}_{je} \right] dx dy + \frac{j_{0z}}{3\Delta} = 0
\end{aligned} \tag{3-5-15}$$

また, 電圧源で解く場合, 式(3-3-3)を適用して次式となる。

$$\begin{aligned}
G_i = & -\iint_s \left[\sum_{j=1}^3 \left\{ \frac{C_{ie}}{2\Delta} \left(a_4 \frac{C_{je}}{2\Delta} - a_3 \frac{D_{je}}{2\Delta} \right) + \frac{D_{ie}}{2\Delta} \left(a_1 \frac{D_{je}}{2\Delta} - a_2 \frac{C_{je}}{2\Delta} \right) \right\} \dot{A}_{je} \right. \\
& \left. + j \left\{ \frac{C_{ie}}{2\Delta} \left(b_4 \frac{C_{je}}{2\Delta} - b_3 \frac{D_{je}}{2\Delta} \right) + \frac{D_{ie}}{2\Delta} \left(b_1 \frac{D_{je}}{2\Delta} - b_2 \frac{C_{je}}{2\Delta} \right) \right\} \dot{A}_{je} \right] dx dy + \frac{\Delta N I}{3S} = 0
\end{aligned} \tag{3-5-16}$$

3.5.2 解析モデルおよび解析条件

主応力を考慮した複素 E&S モデルの有用性の検証のため、リングコアモデルを用いたベクトル磁気特性解析を行った。Fig. 3.5.1 に解析モデルとその有限要素メッシュを示す。x 方向が R.D. であり、リングコア内の残留応力を一定としている。Table 3.5.1 に解析条件を示す。励磁電圧は 15 V であり、コイルの巻数、コイル抵抗はそれぞれ 66 turn/slot, 1.46 Ω /phase である。リングコア内の残留応力は、 σ_1 が 10 MPa 一定、 σ_2 が -10 MPa 一定とし、 θ_σ を 0~135 deg. (45 step) で変化させた。使用電磁鋼板は、35A440 を使用した。

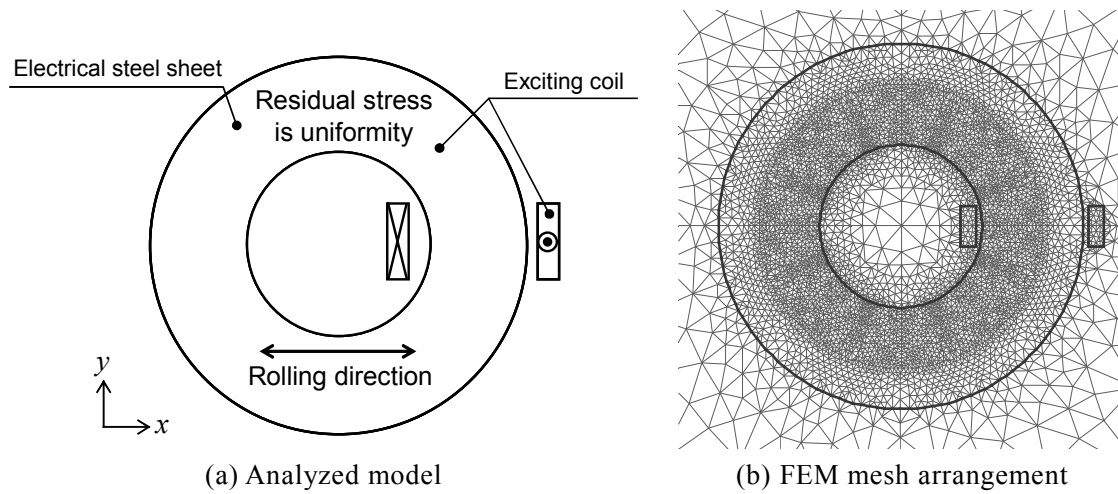


Fig. 3.5.1. Analyzed model and FEM mesh arrangement.

図 3.5.1. 解析モデルと有限要素メッシュ

Table 3.5.1. Conditions used in the analysis.

表 3.5.1 解析条件

Inner diameter of ring core		40 mm
Outer diameter of ring core		90 mm
Exciting voltage		15 V
Coil	Number of turns	66 turns/slot
	Resistance	1.46 Ω /phase
Residual stress $\sigma_1, \sigma_2, \theta_\sigma$ in a ring core	σ_1	10 MPa
	σ_2	-10 MPa
	θ_σ	0 ~ 135 (45 step) deg.
Electrical steel sheet		35A440
Thickness		42 mm

3.5.3 解析結果およびその考察

Fig. 3.5.2 に主応力を考慮した時の最大磁束密度分布，最大磁界強度分布，磁気損失分布を示す。無応力下の解析結果を基準に比較する。まず， $\sigma_1 = 10 \text{ MPa}$, $\sigma_2 = -10 \text{ MPa}$, $\theta_\sigma = 0 \text{ deg.}$ の結果を見ると，最大磁束密度分布において，無応力下に比べ，内周上下部分の磁束密度が大きく，左右部分が小さくなっていることがわかる。これは， x 方向に引張応力， y 方向に圧縮応力が発生し， x 方向の磁気特性が向上， y 方向の磁気特性が劣化することによって磁気異方性が大きくなったためだと考えられる。最大磁界強度分布においても， y 方向の磁気特性の劣化により，無応力下に比べ，大きな磁界強度を要していることがわかる。鉄損分布においては，磁気異方性が小さいときは， B_{max} 分布への依存傾向が高いが，磁気異方性が大きくなるほど， H_{max} が大きい領域においては， H_{max} の影響が見られる。 $\sigma_1 = 10 \text{ MPa}$, $\sigma_2 = -10 \text{ MPa}$, $\theta_\sigma = 90 \text{ deg.}$ の結果を見ると， $\theta_\sigma = 0 \text{ deg.}$ の条件とは逆に，無応力下に比べ，内周左右部分の磁束密度が大きく，上下部分が小さくなっていることがわかる。これは， x 方向に圧縮応力， y 方向に引張応力が発生することによって， x 方向の磁気特性が劣化， y 方向の磁気特性が向上したためだと考えられる。 $\theta_\sigma = 0 \text{ deg.}$ の条件に対して，磁気異方性が小さいのは，Fig. 3.3.7 を用いて説明したことと同様の理由である。上記で考察した 2 条件は， x, y 軸に対して平行な応力を印加した場合であるが，次に，平行ではない条件である $\theta_\sigma = 45, 135 \text{ deg.}$ の時について考察する。 $\theta_\sigma = 45 \text{ deg.}$ の条件時は，最大磁束密度分布において，内周 $135, 315 \text{ deg.}$ 方向で磁束密度が大きく， $45, 225 \text{ deg.}$ 方向で小さくなっていることがわかる。これは， $\theta_\sigma = 45 \text{ deg.}$ であるため， 45 deg. 方向の磁気特性が向上， 135 deg. 方向のそれが劣化したためだと考えられ，最大磁界強度分布においてもその傾向が反映されている。 $\theta_\sigma = 135 \text{ deg.}$ の条件時は， 45 deg. 方向の磁気特性が劣化， 135 deg. 方向のそれが向上するため，最大磁束密度分布，最大磁界強度分布においてこのような分布になったと考えられる。さらに，Fig. 3.4.30～Fig. 3.4.35 の交番磁束条件時の各 θ_B に対する H 軌跡の特性が最大磁界強度分布に，Fig. 3.4.36, Fig. 3.4.37 の各 θ_B に対する鉄損の特性が鉄損分布に現れていることが確認できる。

以上のことから，主応力を考慮した複素 E&S モデルを用いた有限要素磁界解析の有用性が明らかになった。

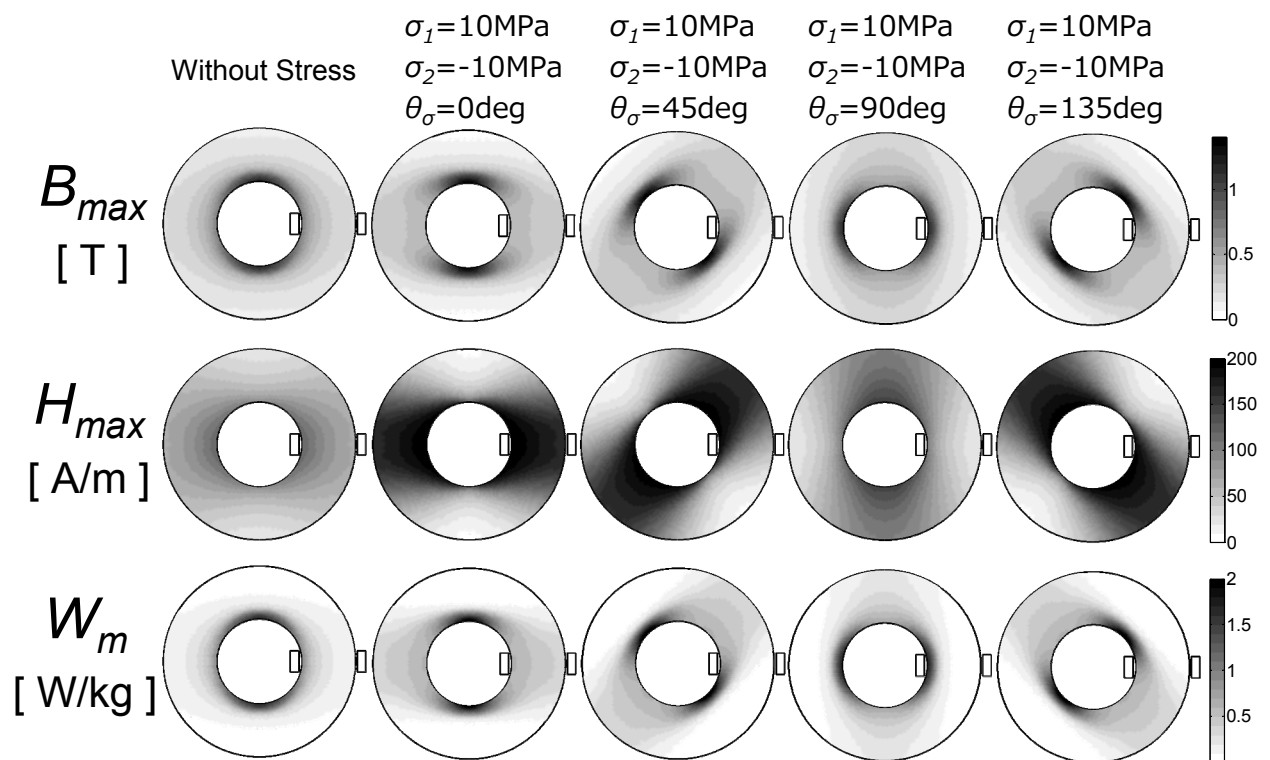


Fig. 3.5.2. Distributions of maximum magnetic flux density, maximum magnetic field strength and magnetic power loss when the principle stress was considered ($\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = 0$ MPa, $\theta_\sigma = 0 \sim 135$ deg.).

図 3.5.2. 主応力を考慮した時の最大磁束密度分布, 最大磁界強度分布, 磁気損失分布 ($\sigma_1 = 10$ MPa, $\sigma_2 = 0$ MPa, $\theta_\sigma = 0 \sim 135$ deg.)

第 3.6 節 結言

本章では、応力下のベクトル磁気特性解析手法を開発し、その妥当性と有用性を明らかにした。得られた知見を以下に要約する。

- (1) 二軸応力を考慮した複素 E&S モデルを提案した。
- (2) 二軸応力下のベクトル磁気特性の測定データベース量の膨大さの問題に対して、二軸応力下の測定結果より、応力条件の近似法（近似法 I）を提案した。
- (3) 二軸応力下のベクトル磁気特性解析にて、二軸応力を独立に考慮した場合と、その相関を考慮した場合のリングコアモデルの解析結果を比較することによって、相関を考慮することの重要性を明らかにした。
- (4) 主応力を考慮した複素 E&S モデルを提案した。
- (5) 二軸応力下のデータベース量より、さらに膨大なデータベース量を要する主応力下のデータベース量の問題に対して、係数テンソルの回転（近似法 II）と、圧延磁気異方性による磁気特性の応力依存性の補正に相対応力を用いる手法（近似法 III）を提案した。
- (6) 近似法 II と近似法 III を使用した主応力下のベクトル磁気特性（推定結果）と、同条件の測定結果を比較することにより、その妥当性を明らかにした。
- (7) 近似法 I～III を使用した主応力下複素 E&S モデルによるベクトル磁気特性解析を、リングコアモデルを用いて行うことにより、その有用性を明らかにした。

上記の結果から、現実性のあるベクトル磁気特性のデータベース量にて、主応力下のベクトル磁気特性解析が可能となった。

第4章 応力効果を考慮した永久磁石モータのベクトル磁気特性解析

第4.1節 緒言

Fig. 1.1.4 のようなモータの製造工程において発生する鉄心内の残留応力によってモータの固定子鉄心の磁気特性が大幅に劣化し、鉄損が増大する（ビルディングファクター問題）ことに着目し、それを考慮した磁気特性解析を行うことによって高効率化に関する指針が得られると考えた。そのために、一般的には、応力解析と磁気特性解析の連成解析が行われる。しかし、応力解析では、製造工程を全て考慮した解析は非常に困難である。従って、高効率モータの開発のためには、まずは、モータに実装されているステータコア中の残留応力を定量的に評価することが重要である。次に、実機回転機ステータコア中の残留応力を考慮した磁気特性解析を行う必要がある。そうすることで、ステータコア中のどの部分に鉄損が発生しているかがわかり、モータの高効率設計への指針が得られると考えられる。

本章では、まず、文献[14]の著者である工学博士の甲斐祐一郎氏に測定していただいた実機回転機ステータコア中の残留応力の測定結果について考察を行い、測定結果の有限要素メッシュへの適用法について述べた後、第3章にて開発した主応力下の複素 E&S モデルを用いた磁気特性解析を行うことによって、実機ステータコア中の磁気特性分布を明らかにする。また、得られた結果と無応力下の解析結果を比較する。最後に、応力下の解析結果から、モータの高効率化に対する知見を得る。

第 4.2 節 モータ固定子鉄心中の主応力分布およびその考察[14-17]

モータの固定子鉄心（ステータコア）中の残留応力は、X線残留応力測定装置を用いて測定された。Fig. 4.2.1 に測定した固定子鉄心の断面図を示す。これは、実機を直接切断したものであり、カシメとフレーム焼き嵌めを施していることがわかる。Fig. 4.2.2 にステータコアの概形と残留応力の測定領域を示す。塗りつぶしの領域が測定領域である。残留応力は、T.D.軸に対して対称であると仮定したため、図のような測定領域としている。概形は、固定子の対称性から、0~180 deg.領域を示す。固定子のスロット数は36である。Fig. 4.2.3 に、Fig. 4.2.2 の90 deg.方向の周辺の測定点を示す。スロット周り、ティース先端、バックヨーク外側に測定していない領域が見られる。この領域においては、X線残留応力測定装置による測定では異常値が観測されるため、検討対象から除外している。残留応力を考慮した磁気特性解析を行うにあたり、このような測定点における残留応力データを有限要素メッシュに適用する必要がある。Fig. 4.2.4 に残留応力測定データを適用するステータコアのメッシュを示す。このメッシュに対して、Fig. 4.2.5 の定義に従って適用する。三角形が有限要素法における要素、●が残留応力測定点、○が要素の重心を示す。各要素の残留応力は、各要素の重心に最も近い測定点のデータを適用した。この方法で適用するにあたり、残留応力の異常値が発生する領域においては、実際の残留応力の傾向とは違った分布になることが予想される。そこで、Fig. 4.2.3 の座標を Fig. 4.2.6 のように変更して扱う。

Fig. 4.2.7 に主応力の表示領域を示す。図のように、主応力分布を5つの領域に分けて示す。Fig. 4.2.8 に領域1~5における主応力分布をそれぞれ示す。領域1から、ティースにおいてはほぼ周方向に平行に引張応力、径方向に小さな圧縮応力が発生していることがわかる。これは、電磁鋼板の打ち抜き工程が主な原因だと考えられる。領域2のカシメ周辺においては、その周りに円を描くように引張応力、引張応力に垂直に圧縮応力が発生している。カシメ外側の方が内側に対して応力が大きいのは、外側には応力の逃げ道が無く、内側にはそれがあるためだと考えられる。スロット上部の領域3においては、径方向の圧縮応力、周方向に小さい引張応力が発生していることがわかる。これは焼き嵌め工程が主な原因だと考えられる。カシメ領域周辺以外のバックヨークの領域である領域3~5にかけて圧縮応力が周方向に対して傾きを持つようになり、領域5においては、主応力成分が両方とも圧縮応力になり、大きな圧縮応力が周方向を向いていることがわかる。以上の特徴をまとめると Fig. 4.2.9 のようになる。また、極座標における応力成分に分解すると Fig. 4.2.10 のようになる。 σ_r が径方向の応力、 σ_θ が周方向の応力、 $\tau_{r\theta}$ が極座標系におけるせん断応力である。

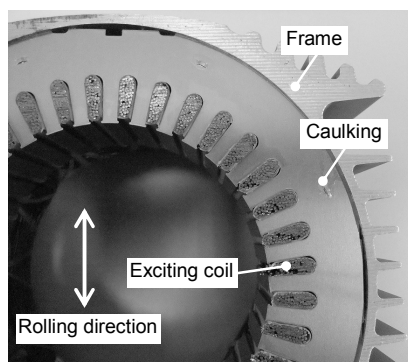


Fig. 4.2.1. Cross sectional view of the measured stator core.

図 4.2.1. 測定した固定子鉄心断面図

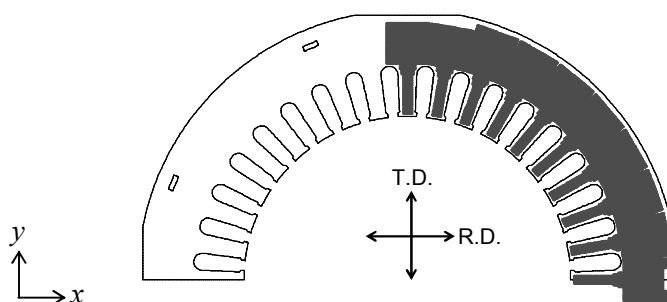


Fig. 4.2.2. Measurement region of the residual stress.

図 4.2.2. 残留応力の測定領域

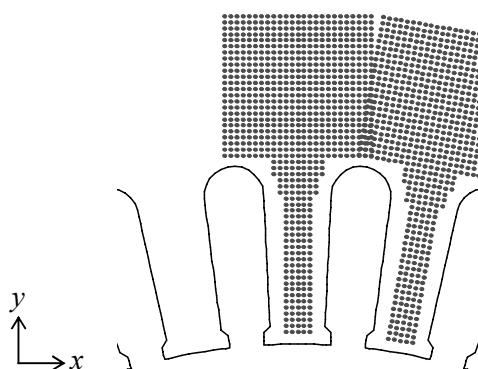


Fig. 4.2.3. Measurement points of the residual stress.

図 4.2.3. 残留応力の測定点

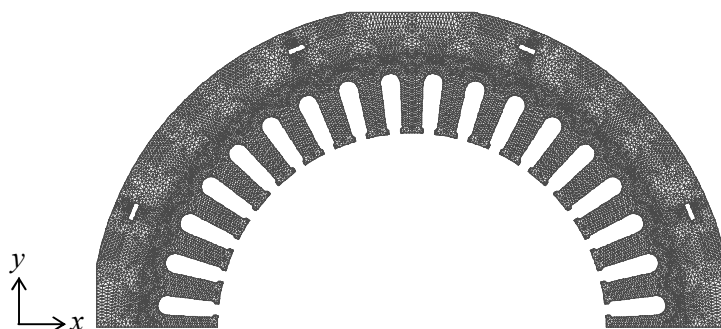


Fig. 4.2.4. FEM mesh arrangement of a stator core.

図 4.2.4. スタータコアのメッシュ

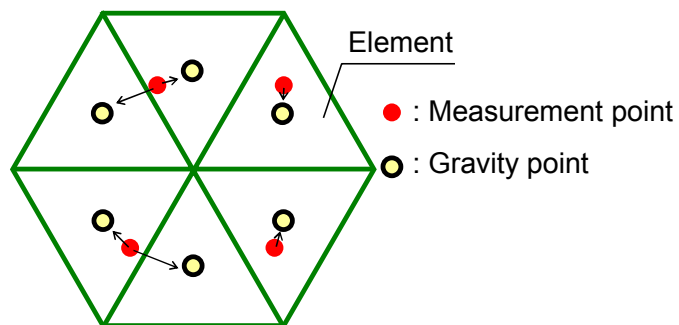


Fig. 4.2.5. Applicability method of the measurement residual stress to mesh.

図 4.2.5. メッシュへの測定残留応力の適用法

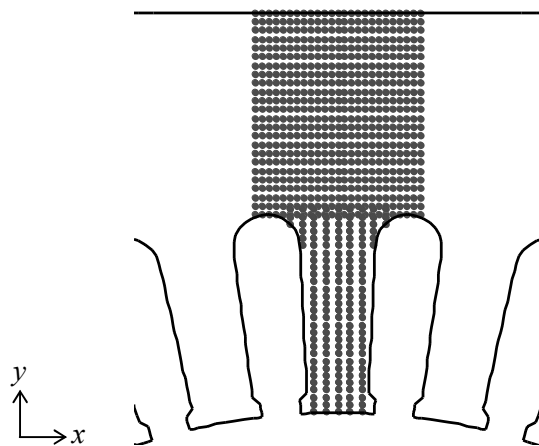


Fig. 4.2.6. Measurement points after coordinate change.

図 4.2.6. 座標変更後の測定点

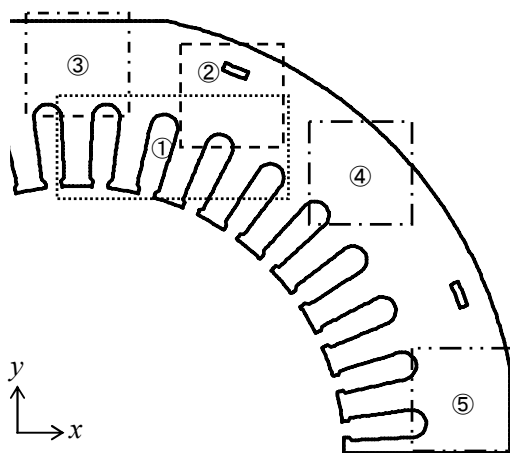


Fig. 4.2.7. Display regions of the principle stress distribution.

図 4.2.7. 主応力分布の表示領域

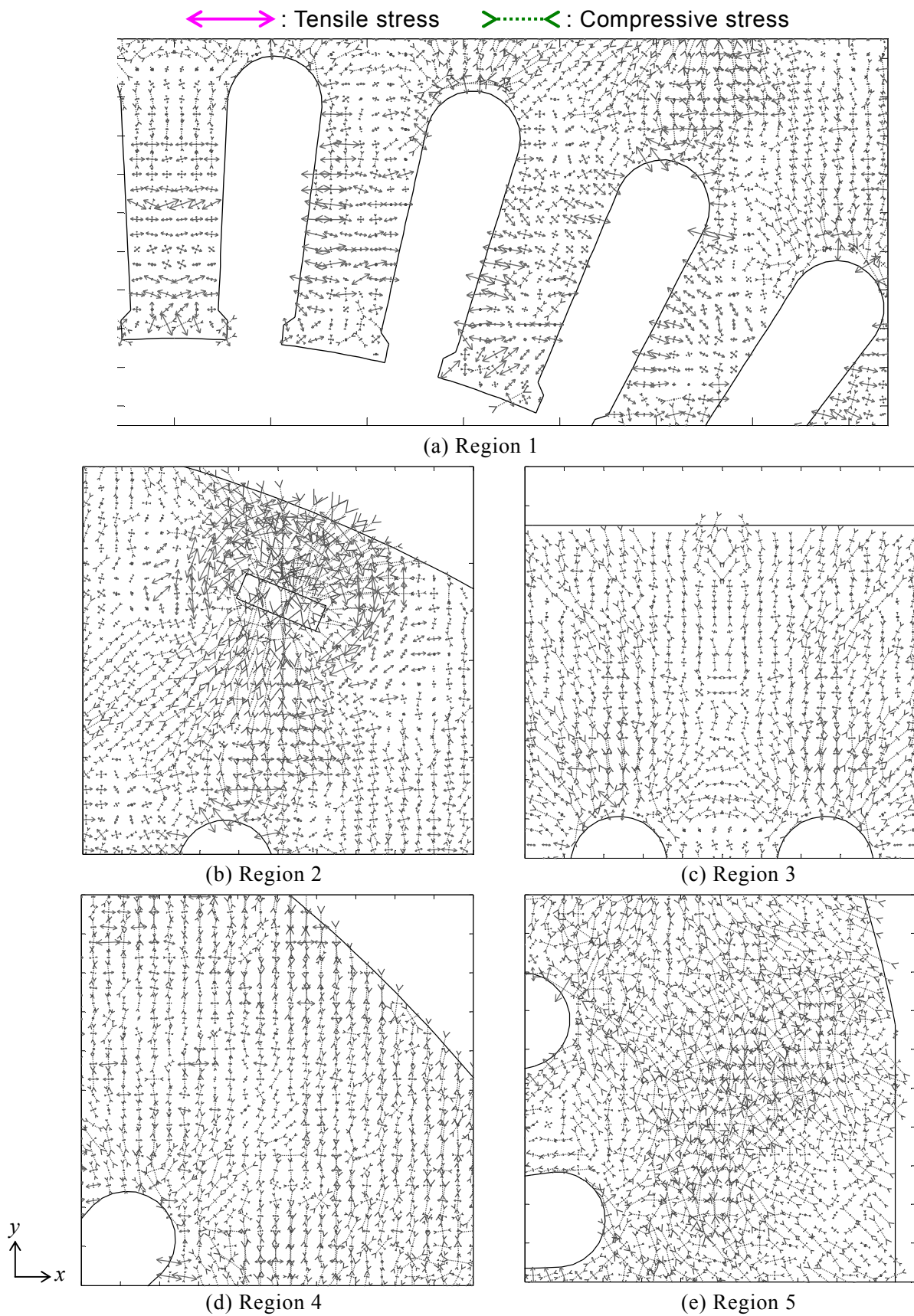


Fig. 4.2.8. Principle stress distributions after applying the mesh.

図 4.2.8. メッシュへ適用した後の主応力分布

↔ : Tensile stress >-----< : Compressive stress

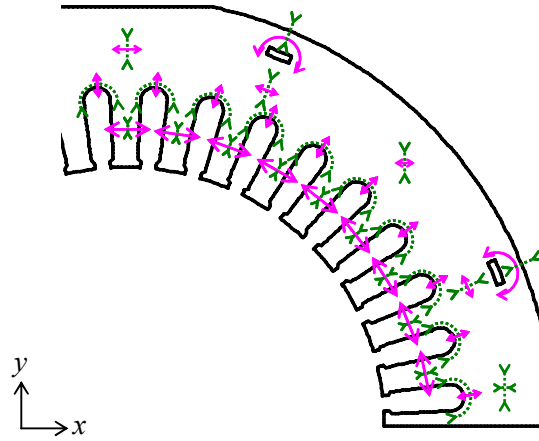


Fig. 4.2.9. Tendency of the principle stress distribution.

図 4.2.9. 主応力分布の傾向

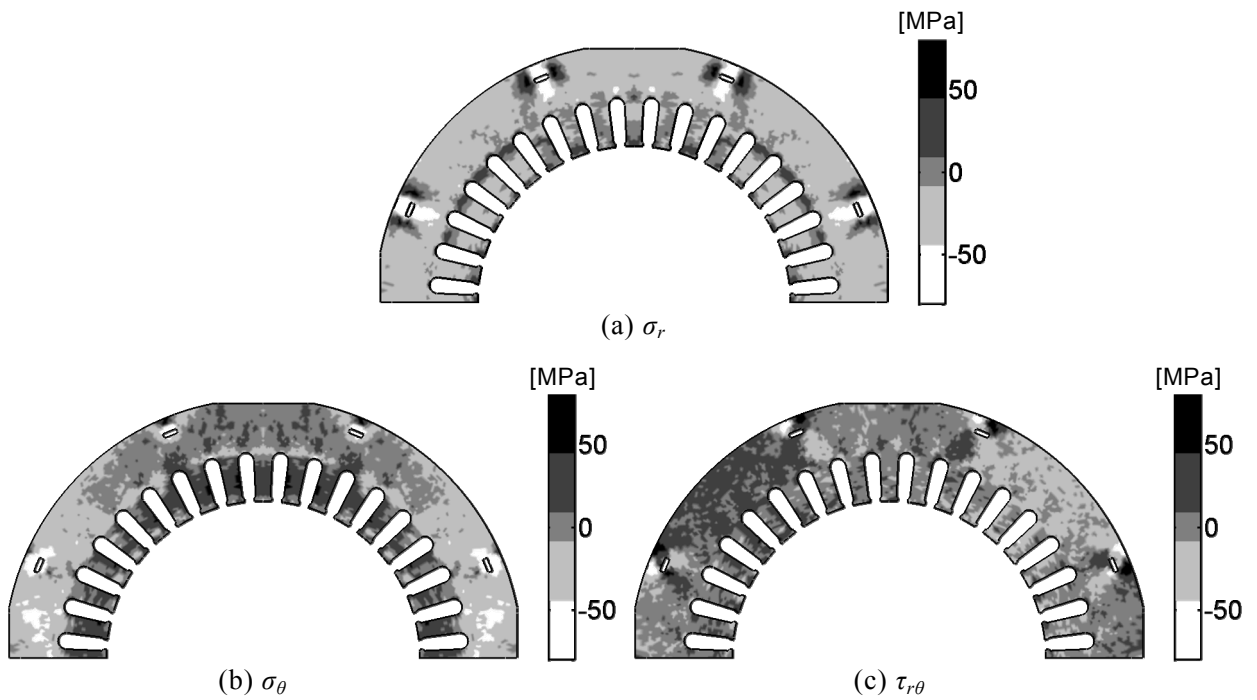


Fig. 4.2.10. Stress component distributions of the polar coordinate.

図 4.2.10. 極座標表示の応力成分分布

第 4.3 節 主応力を考慮した永久磁石モータのベクトル磁気特性解析[89][90]

4.3.1 解析モデルおよび解析条件

Fig. 4.3.1, Fig. 4.3.2 に主応力を考慮したベクトル磁気特性解析に使用する解析モデルとメッシュを示す。ステータコアの形状は、第 4.3 節で示したものと同一である。ロータには、永久磁石モータのロータを適用し、その極数を 4 極とした。磁石中の矢印は、磁石の磁化方向を表している。周期境界条件を用いたため、モデル図は 180 度モデルである。有限要素磁気特性解析に使用したメッシュの要素数は 51339 で、節点数は 25761 である。巻線は三相分布巻で、その他の条件は Table 4.3.1 に示す。解析は、無励磁の場合、励磁した場合の両方を行う。

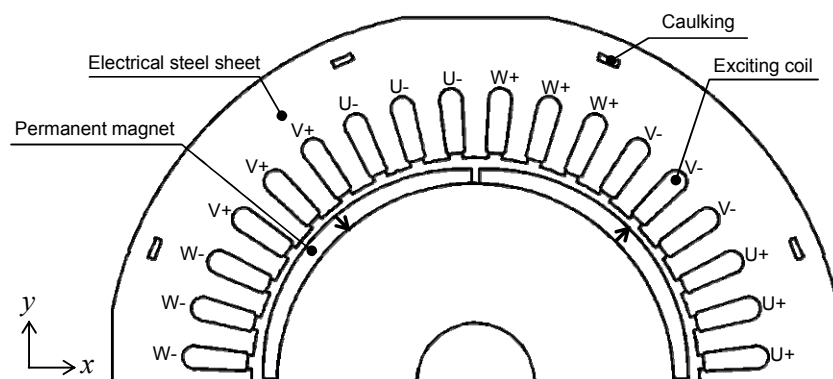


Fig. 4.3.1. Analyzed model.

図 4.3.1. 解析モデル

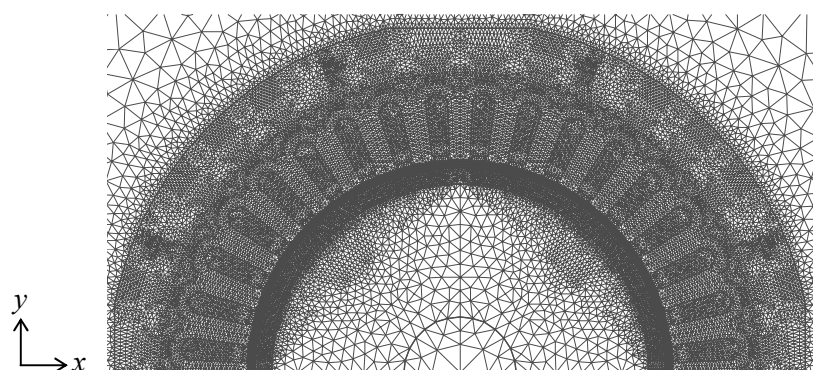


Fig. 4.3.2. FEM mesh arrangement.

図 4.3.2. メッシュ

Table 4.3.1. Conditions used in the analysis.

図 4.3.1. 解析条件

Dimension	Outer diameter of stator	160 mm
	Outer diameter of rotor	95 mm
	Gap length	1.5 mm
Core material	Electrical steel sheet	35A440
	Rolling direction	0 deg.
Residual magnetization of permanent magnet		0.4 T
Exciting condition		0, 2, 4, 6
Revolution speed		1500 min ⁻¹
Mesh	Number of element	51339
	Number of node	25761

4.3.2 解析結果およびその考察

Fig. 4.3.3 に各励磁電流時における応力下と無応力下の全鉄損の比較を示す。応力下，無応力下共に，励磁電流が増えるに従い，全鉄損が増加していることがわかる。また，各励磁電流時において，応力下の全鉄損が無応力下に比べ，非常に多いことがわかる。Fig. 4.3.4 に各励磁電流時における応力下と無応力下の全鉄損の絶対差と相対差を示す。絶対差と相対差はそれぞれ次式で算出した。

$$Diff_{W_total_abs} = W_{m_total_with_stress} - W_{m_total_without_stress} \quad [W] \quad (4-3-1)$$

$$Diff_{W_total_rel} = \frac{W_{m_total_with_stress} - W_{m_total_without_stress}}{W_{m_total_without_stress}} \times 100 \quad [\%] \quad (4-3-2)$$

$W_{m_total_with_stress}$ は応力下の全鉄損， $W_{m_total_without_stress}$ は無応力下の全鉄損を示す。励磁電流が増えるにつれて，絶対差は増加し，相対差は減少していることがわかる。絶対差においては，応力による磁気特性劣化領域において，同じ量の磁束密度の増加に対する鉄損の増加量が無応力下のほうが非常に大きいためだと考えられる。また，磁束密度の増加が応力下のほうが低かったとしても，単位磁束密度あたりの鉄損の増加量が，無応力下に比べて大きいため，絶対差は増加する可能性がある。次に，相対差の減少は，励磁電流の増加に対する全鉄損の増加率が無応力下に比べて，応力下のほうが低いことを示す。応力下の全鉄損が無応力下より大きいのは，当然，ステータコアの磁気特性が全体で見えて劣化（磁気抵抗が増加）しているためである。そ

のため電流値を増加させたときの磁束量が、応力下のほうが増加しにくく、無応力下のほうが増加しやすいため、磁束密度の増加率も無応力下のほうが高くなる。従って、磁束密度の増加量の違いによって、相対差が小さくなったと考えられる。

Fig. 4.3.4 に各励磁電流値における応力下と無応力下の平均トルクの比較を示す。励磁電流が増えるにつれて一次関数的に増加していることがわかる。応力下と無応力下の値がどの電流値においてもほぼ一致していることがわかる。差異は、最大で 1.7 %であった。これは、モータ内で構成される磁気回路の全磁気抵抗に対して、ギャップの磁気抵抗が支配的であるためだと考えられる。

Fig. 4.3.6, Fig. 4.3.7 に 0, 6 A 時の応力下と無応力下の磁束分布をそれぞれ示す。分布は電気角で、 $0 \sim 2\pi/3$ までを示している。各電気角において、応力下と無応力下では分布が全く異なることがわかる。まず、無応力下が滑らかな磁束分布なのに対して、応力下は非常に歪んでいることがわかる。応力下において、バックヨーク部分では滑らかな分布の場所が所々あるが、ティース部分ほどの電気角の分布も歪んでいることがわかる。これは、ティースの幅がバックヨークの幅に比べて非常に狭いことによる磁路の自由度の差が原因だと考えられる。カシメ領域の周りにおいては、磁束がカシメを避けるように通っていることがわかる。この原因について、Fig. 4.2.8 (b)を用いて説明する。まず、カシメを中心とする周方向に引張応力が発生していることがわかる。この引張応力の方向は、無応力下の磁束のベクトルに対して垂直になる。引張応力の方向の垂直方向は、相互作用によって磁気特性が劣化するため、応力下の分布ではこのようになったと考えられる。また、カシメに対するモータの中心方向の領域においては、無応力下の磁束ベクトルに対して垂直に圧縮応力が発生している箇所が多いため、磁束ベクトル方向の磁気特性が改善される箇所も多いが、ほぼ平行に発生している箇所も見られることから、このことも原因の一つだと考えられる。

Fig. 4.3.8, Fig. 4.3.9 に 0, 6 A 時の応力下と無応力下の各分布の比較をそれぞれ示す。(a)が最大磁束密度分布、(b)が最大磁界強度分布、(c)が(b)の最大磁界強度分布のレンジを変化させた分布、(d)が鉄損分布である。0, 6 A の時において、応力下の各分布の傾向に差がほとんどないため、以下の考察は、その両条件の分布についてのものである。まず、どの分布においても、応力下と無応力下で全く分布が異なることがわかる。最大磁束密度分布においては、無応力下の分布がスロット上部のみにおいて高いのに対して、応力下では、高くなっている場所がまばらである。この原因は、各所の残留応力による磁気特性の向上・劣化だと考えられる。特徴的な部分を 0, 6 A の時それぞれ Fig. 4.3.10, Fig. 4.3.11 に拡大図で示す。まず、先述したように、カシメの周りの磁気特性の劣化により、磁束密度が極端に低くなっている。その影響により、カシメに対して中心方向の領域において磁束密度が高くなっていることがわかる。次に、全体図において、全てのスロット周りにおいて磁束密度が低くなっている箇所があることがわかる。これは、Fig. 4.2.8 の主応力分布を見てもわかるように、ティース内の残留応力は一様ではなく、周方向に対して偏りがあることと、Fig. 4.2.9 のように、スロット周りに平行な圧縮応力、垂直な引張応力が原因だと考えられる。この領域の残留応力は主に打ち抜き加工によるも

のであると考えられ、その影響が最大磁束密度分布に顕著に現れた。次に、最大磁界強度分布を比較する。Fig. 4.3.8 (b), Fig. 4.3.9 (b)において、応力下と無応力下の磁界強度のレンジが、はるかに応力下の方が大きいことがわかる。レンジを応力下の磁界強度分布に合わせると、Fig. 4.3.8 (c), Fig. 4.3.9 (c)のようになる。R.D.が x 方向であることから、無応力下において、 x 方向の磁気特性が良く、 y 方向の磁気特性が悪い（圧延磁気異方性）。無応力下の最大磁界強度分布は、90 deg.方向周辺のティース領域とバックヨーク左右部分において主磁束の y 方向成分が非常に大きいため、この影響が良く反映されている。それに対して応力下の最大磁界強度分布では、圧延磁気異方性の影響がほとんど見られない。これは、応力誘起磁気異方性による磁気異方性エネルギーの変化が、圧延磁気異方性のそれに比べて非常に大きかったためだと考えられる。また、レンジを変えた分布を見ると、応力下において、バックヨーク領域に対して、ティース領域のほうが、磁界強度が大きいことがわかる。これは、どちらの領域も磁気特性が劣化しており、バックヨーク領域においては、その幅がティースに比べて広いため磁路の自由度が高く、ティース領域は低いためだと考えられる。次に、鉄損分布について比較する。鉄損は、次式にて算出した。

$$W = \frac{1}{\rho T} \int \mathbf{H} \cdot d\mathbf{B} = \frac{1}{\rho T} \left\{ \int H_x dB_x + \int H_y dB_y \right\} \quad (4-3-3)$$

これまで述べてきたことから、鉄損分布においても、応力下と無応力下の分布は全く異なる。無応力下の主な鉄損発生領域がスロット上部なのに対して、応力下はスロット上部だけでなく、ティース領域にも高い鉄損発生箇所が見られる。ここで、鉄損増加，減少箇所について考察する。Fig. 4.3.12 に 0, 6 A 時の応力下と無応力下の鉄損の差異分布を示す。差異は次式で算出した。

$$Diff_{W_{m_abs}} = W_{m_with_stress} - W_{m_without_stress} \quad (4-3-4)$$

$W_{m_with_stress}$ が応力下の鉄損， $W_{m_without_stress}$ が無応力下の鉄損である。従って、正值が鉄損増加，負値が鉄損減少を示す。スロット上部，カシメ周りで鉄損減少，バックヨークとティース領域にて鉄損増加していることがわかる。ここで、Fig. 4.3.13 の 0, 6 A 時の応力下と無応力下の最大磁束密度分布の差異分布を示す。差異は次式で算出した。

$$Diff_{B_{max_abs}} = B_{max_with_stress} - B_{max_without_stress} \quad (4-3-5)$$

$B_{max_with_stress}$ が応力下の最大磁束密度， $B_{max_without_stress}$ が無応力下の最大磁束密度である。この分布と鉄損の差異分布を対比しながら見ると、応力下に比べて無応力下の磁束密度が、高い領域（負値）では鉄損は減少しており、応力下の磁束密度が高い領域（正值）では、鉄損は増加

していることがわかる。従って、鉄損の差異分布では、単純に磁束密度の増減による鉄損の変化の議論しか行えず、磁気特性の改善・劣化の議論が出来ない。そこで、一般には鉄損は最大磁束密度の二乗に比例するということから、どの部分で磁束密度あたりの損失が大きいかを検討する目的で、その目安として、磁束密度あたりの鉄損を計算した。0, 6 A 時の単位磁束密度あたりの鉄損分布を Fig. 4.3.14 に示す。無応力下の分布においては、R.D.に磁束が通る場所（バックヨーク上部）で小さく、T.D.に磁束が通る場所（バックヨーク左右部）において大きいことがわかる。また、Fig. 4.3.15 の軸比分布から、ティースの付け根にて発生する回転磁束領域においても大きいことがわかる。応力下の分布においては、主に、スロット周り、カシメ周りにて高い値が確認できる。これはその領域にて発生している応力が磁束の流れに対して不利に働くからであるが、この考えだと、もっとバックヨーク全域（特に左右部）とティース領域に高い値が出てよいはずである。そのようにならなかった理由について考察する。筆者はこれまで、単位磁束密度あたりの鉄損分布はある程度予測できると考えていた。例えば、Fig. 4.3.14 の無応力下の単位磁束密度あたりの鉄損分布は、回転磁束の影響を除けば、Fig. 4.3.8, Fig. 4.3.9 の最大磁界強度分布の傾向とほぼ同じになることがわかる。しかし、応力下の単位磁束密度あたりの鉄損分布には、その傾向が見られない。これは、応力下の鉄損は、磁束密度の2乗で評価できない（例：第3.3節、3.5節のリングコアの磁気特性解析にて、鉄損分布において、磁気異方性が大きくなるほど磁界強度に依存する領域が発生）、もしくは、複数の応力条件が存在する場においては評価できない（スタインメッツの式のヒステリシス損係数が変化するため）可能性がある。0, 6 A 時における応力下と無応力下の単位磁束密度あたりの鉄損分布の差をとってみると、Fig. 4.3.16 のようになる。差は単位磁束密度あたりの鉄損を W_{m_pb} とすると次式で算出した。

$$Diff_{W_{m_pb}} = W_{m_pb_with_stress} - W_{m_pb_without_stress} \quad (4-3-6)$$

$W_{m_pb_with_stress}$ が応力下の単位磁束密度値の鉄損、 $W_{m_pb_without_stress}$ が無応力下の単位磁束密度あたりの鉄損である。無応力下の回転磁束密度発生領域にて、負値（磁気特性改善）を取っており、カシメ周り、スロット周りにて正值（磁気特性劣化）を取っている。また、それ以外の領域は、ほぼ変化していないことがわかる。Fig. 4.2.8 のような応力の影響を受けて、Fig. 4.3.8, Fig. 4.3.9 の最大磁界強度分布のように、無応力下に比べて、大きく磁気特性が変化しているにも関わらず、Fig. 4.3.16 のように、単位磁束密度あたりの鉄損が変化しない領域がほとんどを占めているため、この評価方法も不適當であると判断した。そこで、応力下の最大磁束密度分布に対して、応力下のデータベースを用いて算出した鉄損値 $W_{m_B\sigma_max_with_stress}$ と、無応力下のデータベースを用いて算出した鉄損値 $W_{m_B\sigma_max_without_stress}$ の差をとることによって、各領域の磁気特性が改善、劣化したかを判断した。算出式は次式となる。

$$Diff_{W_{m_B\sigma_max}} = W_{m_B\sigma_max_with_stress} - W_{m_B\sigma_max_without_stress} \quad (4-3-7)$$

Fig. 4.3.17 に $Diff_{W_m_{B\sigma_{max}}}$ 分布を示す。磁気特性改善領域は、カシメースロット間と 90 deg. 方向周辺のティース先端である。また、磁気特性劣化領域は、カシメを除くバックヨーク左右部、磁気特性改善領域を除くティース領域である。その他の領域においては、ほとんど変化していない。磁気特性改善領域、劣化箇所をピックアップしたものを Fig. 4.3.18 に示す。(a)が改善領域であるカシメに対して中心方向の領域、(b)が劣化領域である 90 deg. 方向のティースである。磁束密度ベクトル軌跡は、6 A の無応力下の分布を例にとる。まず、改善領域においては、引張応力と磁束密度ベクトルが平行に、圧縮応力と磁束密度ベクトルが垂直になっていることがわかる。また、劣化領域においては、引張応力と磁束密度ベクトルが垂直に、圧縮応力と磁束密度ベクトルが平行になっていることがわかる。

このことから、モータ設計において、磁束密度ベクトル方向、すなわち、磁路に対して平行に引張応力、もしくは、垂直に圧縮応力を印加することによって磁気特性が改善し、効率を上げることができると考えられる。例えば、Fig. 4.3.18 (b)の領域に対して、レーザー処理、プラズマ照射などの処理を行うなどの手段が考えられる。また、実用的な方法として、これまでの電磁鋼板の加工方法の改良によって、コア内部の残留応力をコントロールすることによる磁気特性の改善が望まれる。

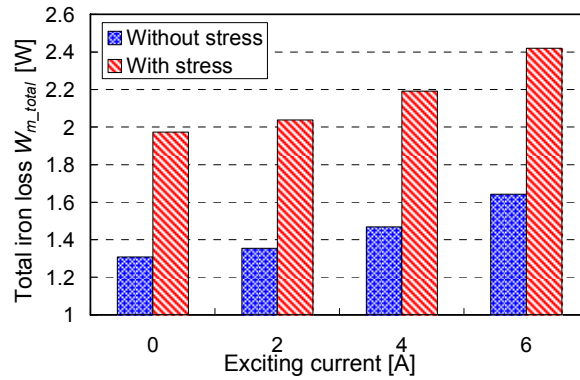


Fig. 4.3.3. Comparison of the total iron losses with and without stress in each exciting current.

図 4.4.3. 各励磁電流時における応力下と無応力下の全鉄損の比較

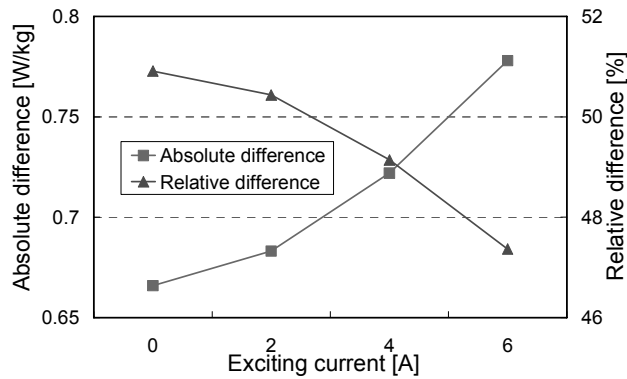


Fig. 4.3.4. Absolute and relative difference of the total iron losses with and without stress in each exciting current.

図 4.3.4. 各励磁電流時における応力下と無応力下の全鉄損の絶対差と相対差

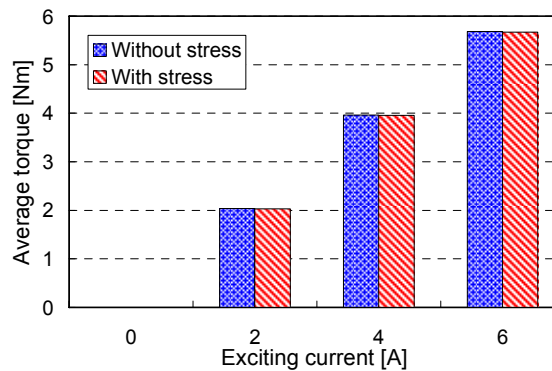


Fig. 4.3.5. Comparison of the average torque with and without stress in each exciting current.

図 4.3.5. 各励磁電流時における応力下と無応力下の平均トルクの比較

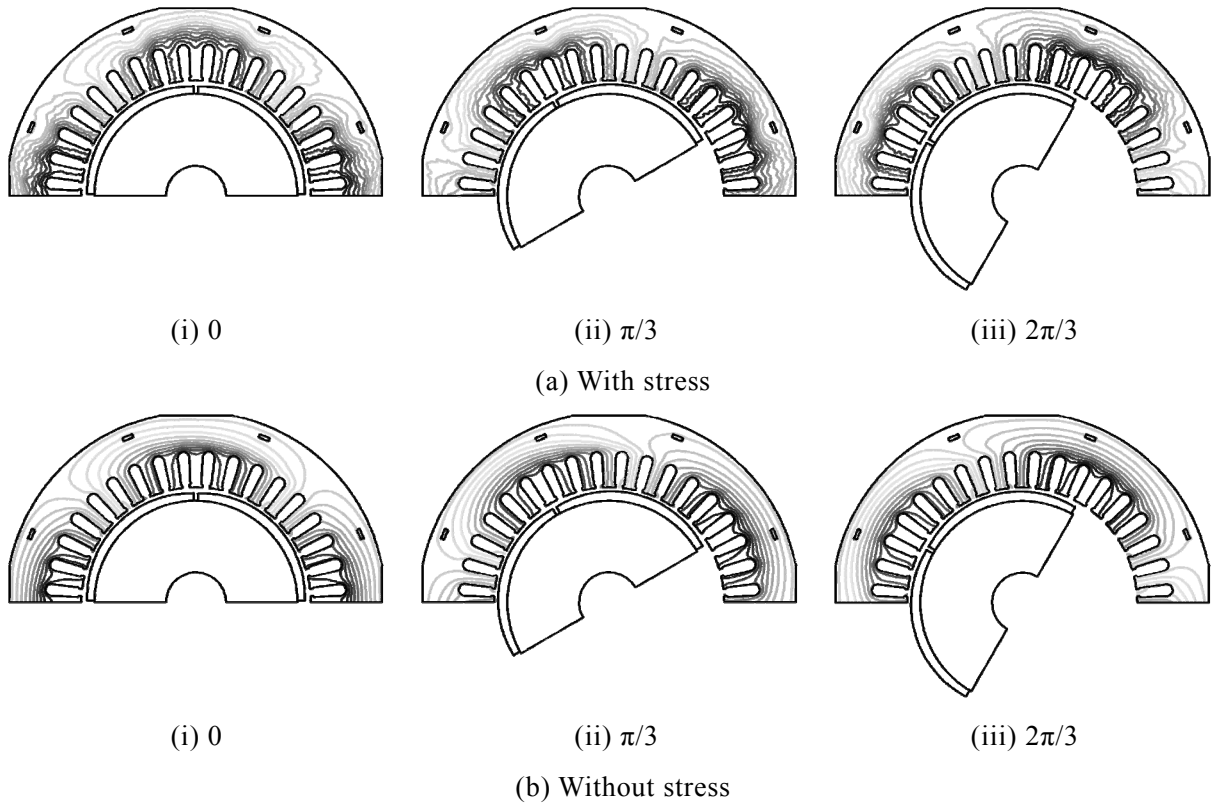


Fig. 4.3.6. Flux distributions with and without stress at 0 A.

図. 4.3.6. 0 A 時の応力下と無応力下の磁束分布

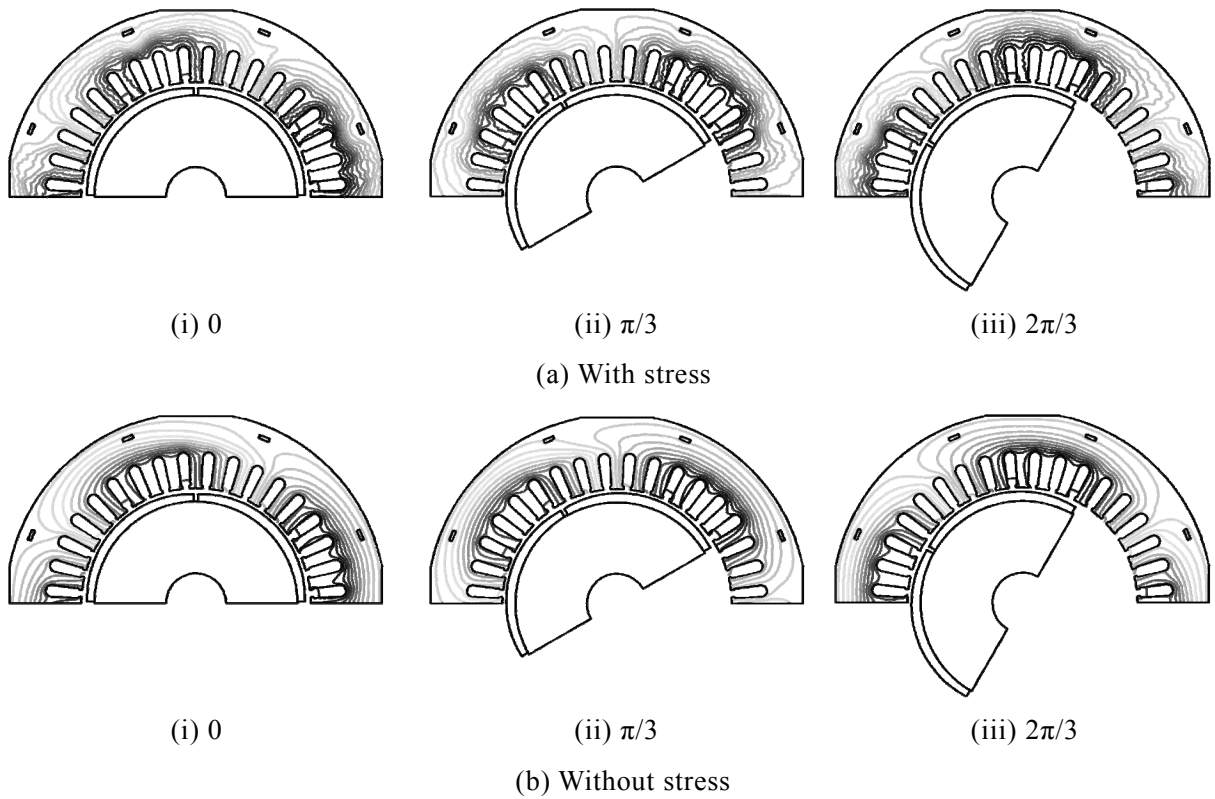
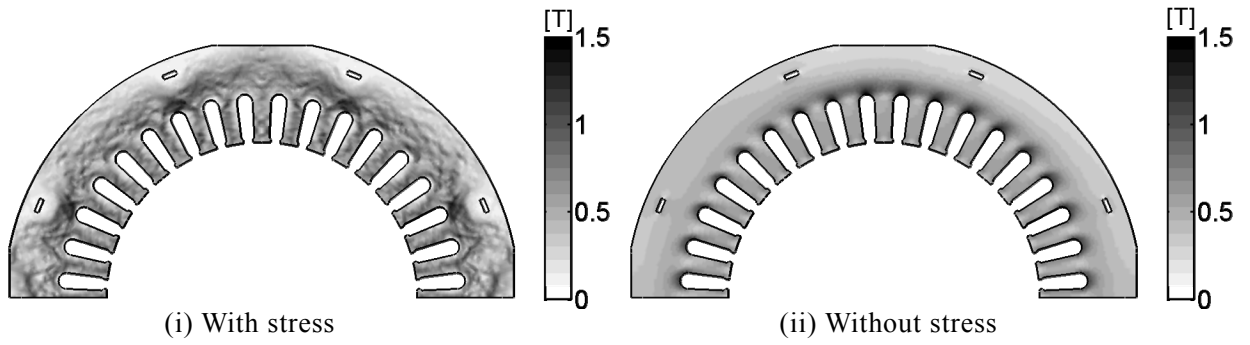
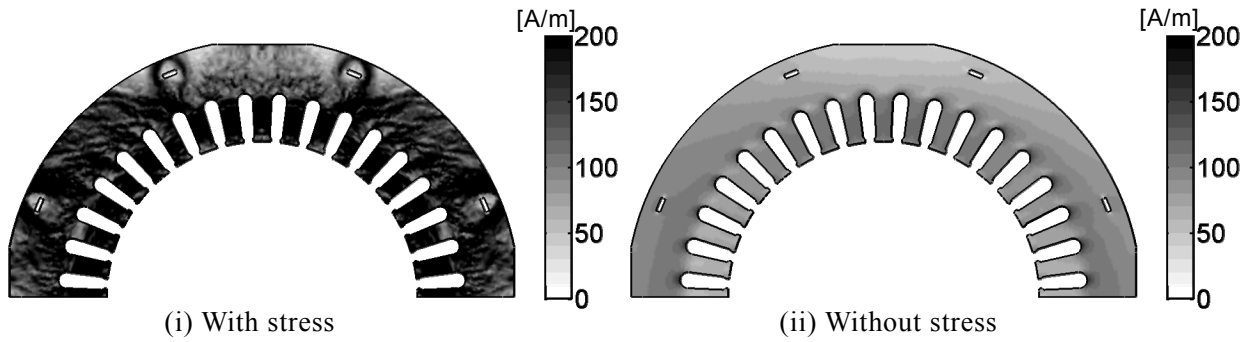


Fig. 4.3.7. Flux distributions with and without stress at 6 A.

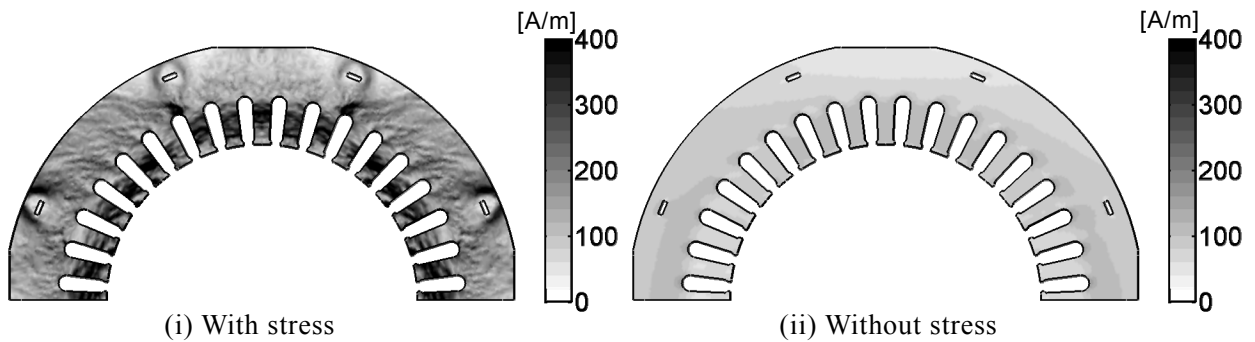
図. 4.3.7. 6 A 時の応力下と無応力下の磁束分布



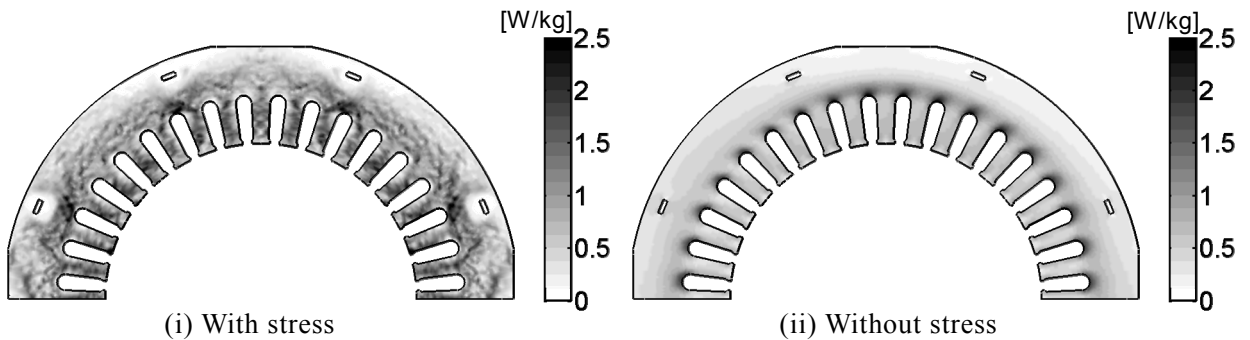
(a) Distributions of the maximum magnetic flux density.



(b) Distributions of the maximum magnetic field strength.



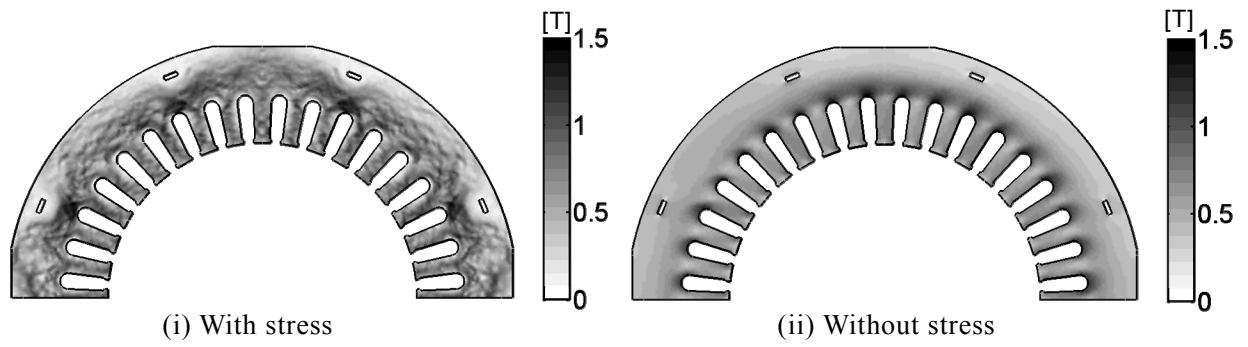
(c) Distributions of the maximum magnetic flux density (Change range).



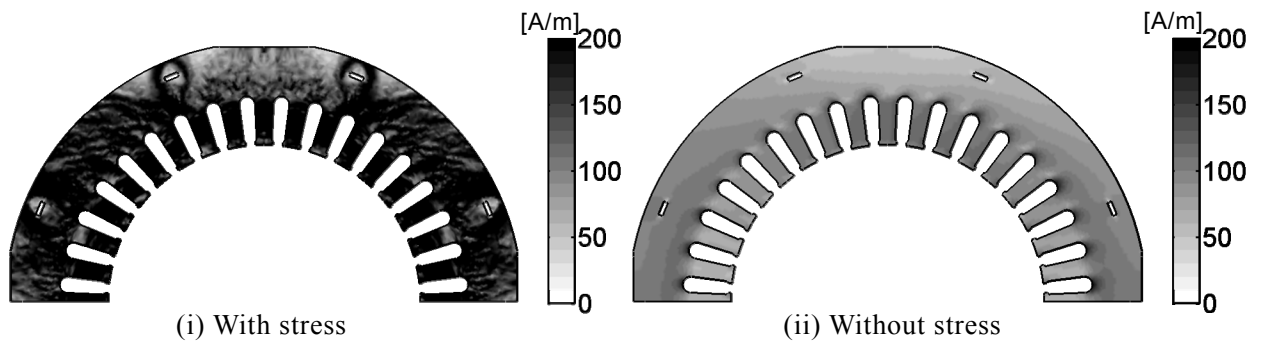
(d) Distributions of the iron loss.

Fig. 4.3.8. Comparison of each distribution with stress and without stress at 0 A.

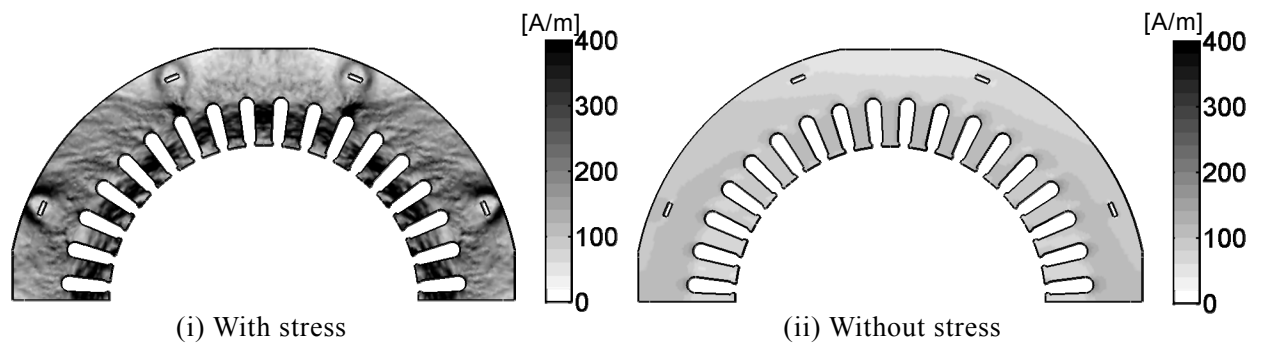
図 4.3.8. 0 A 時の応力下と無応力下の各分布の比較



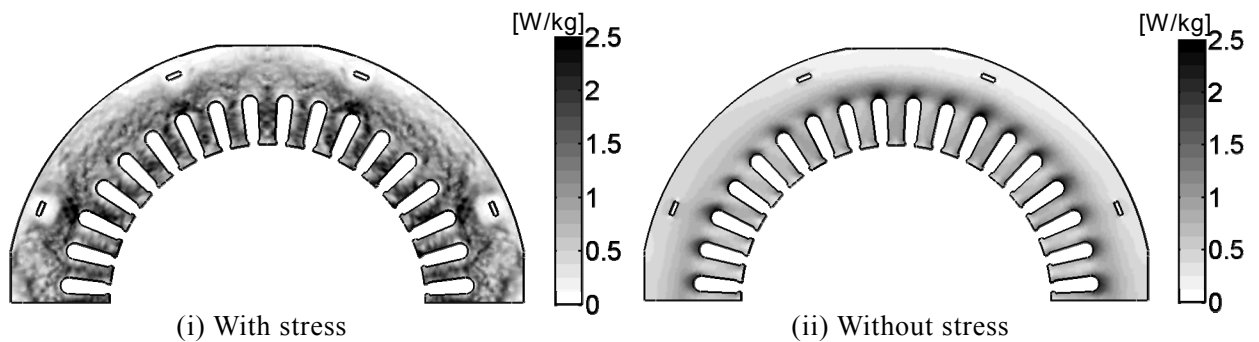
(a) Distributions of the maximum magnetic flux density.



(b) Distributions of the maximum magnetic field strength.



(c) Distributions of the maximum magnetic flux density (Change range).



(d) Distributions of the iron loss.

Fig. 4.3.9. Comparison of each distribution with stress and without stress at 6 A.

図 4.3.9. 6 A 時の応力下と無応力下の各分布の比較

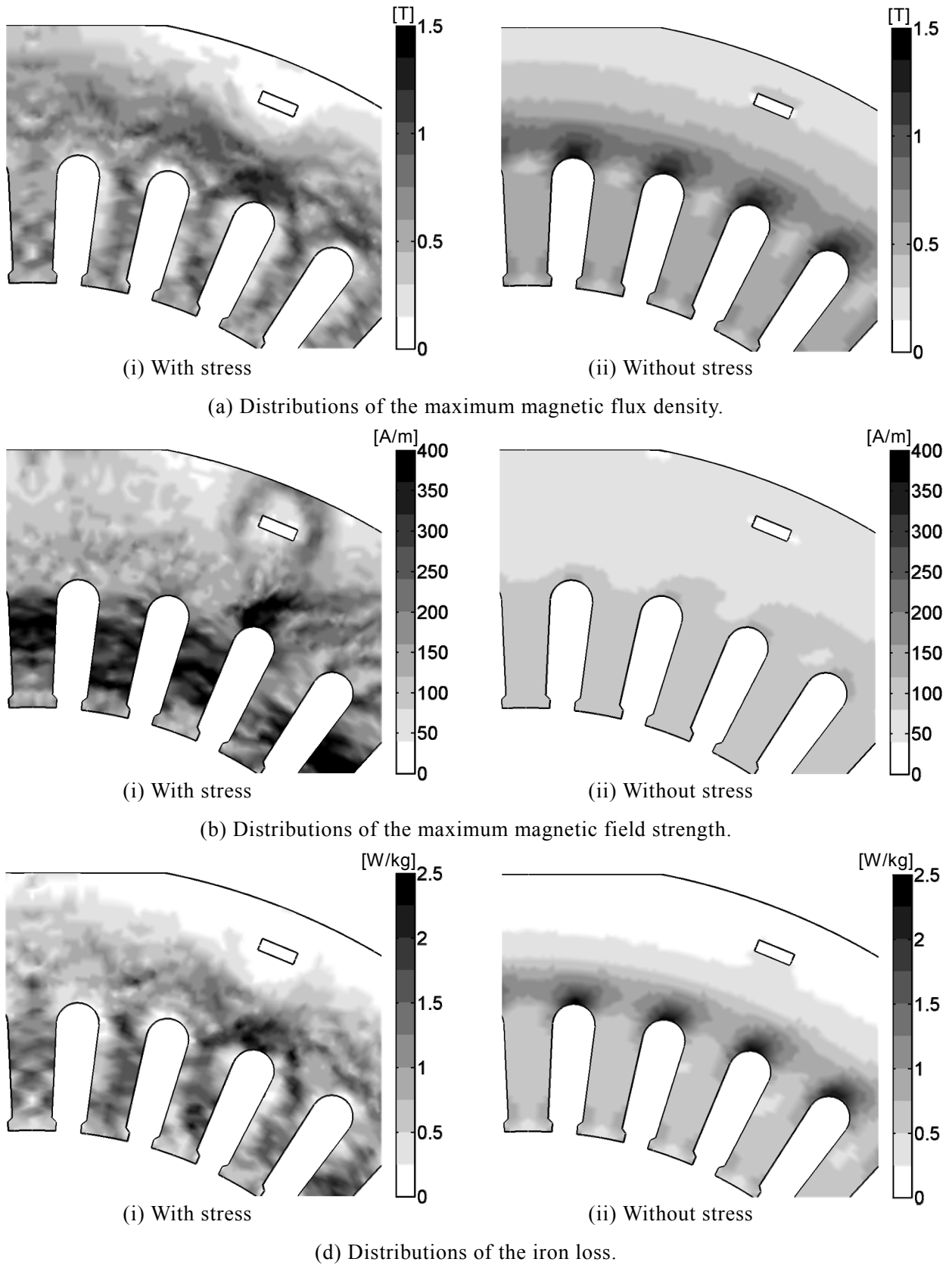


Fig. 4.3.10. Comparison of each distribution with stress and without stress at 0 A (Magnified figure).

図 4.3.10. 0 A 時の応力下と無応力下の各分布の比較 (拡大図)

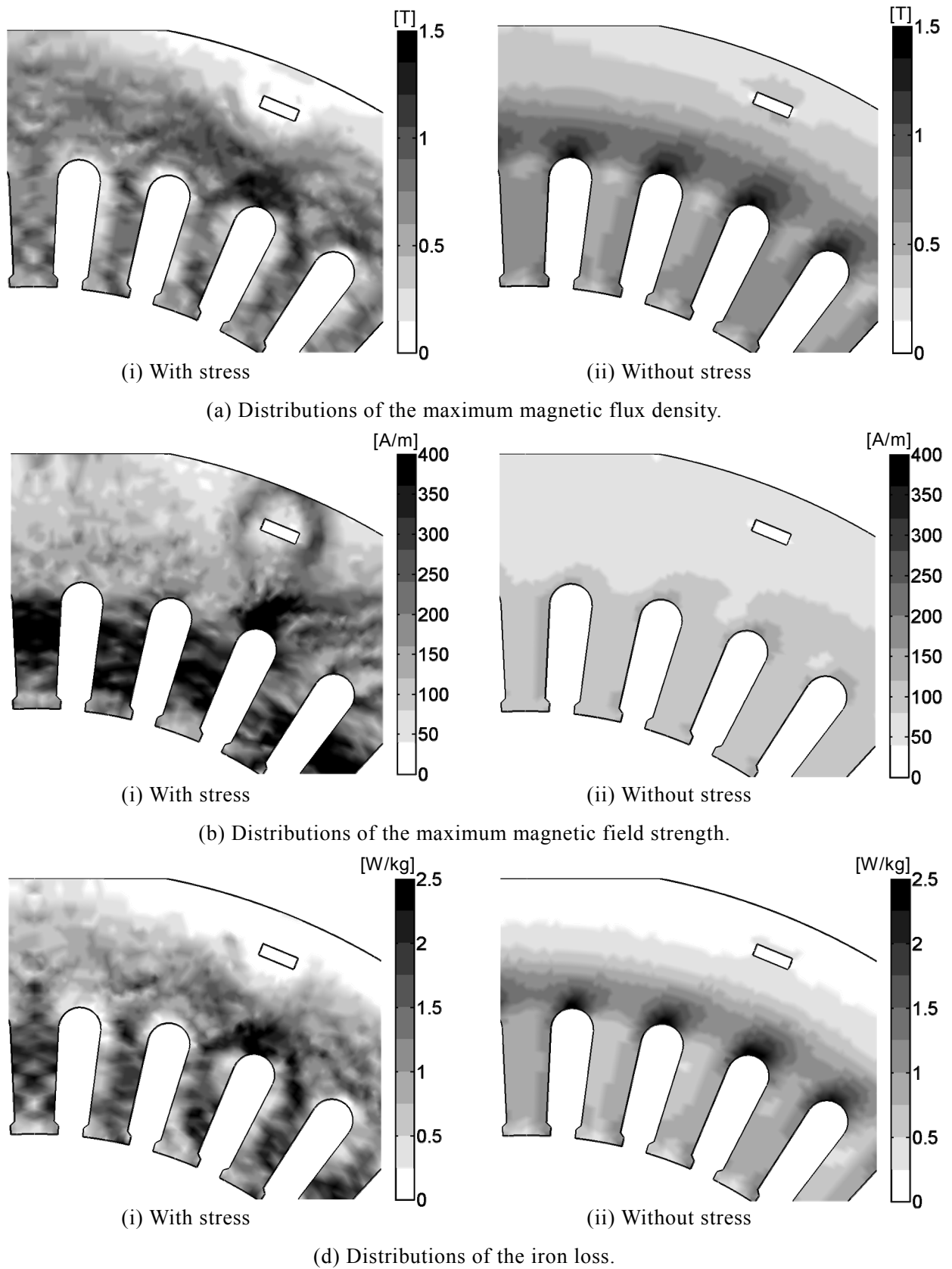


Fig. 4.3.11. Comparison of each distribution with stress and without stress at 6 A (Magnified figure).

図 4.3.11. 6 A 時の応力下と無応力下の各分布の比較 (拡大図)

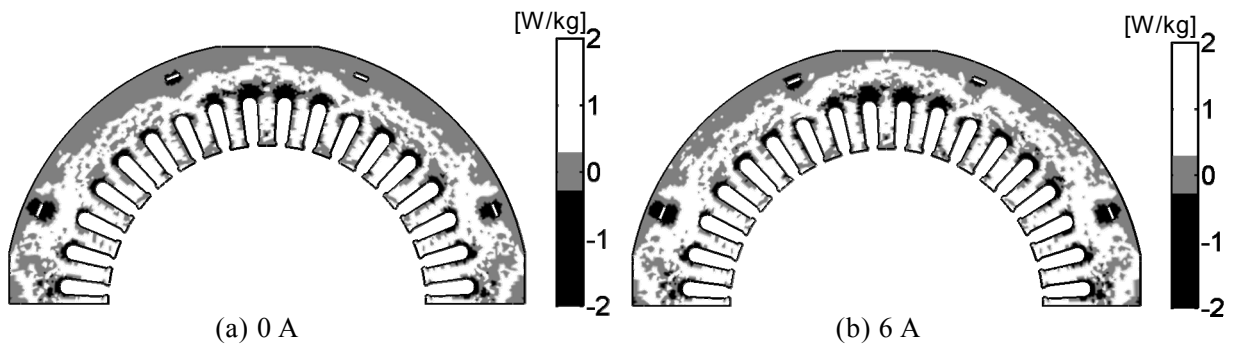


Fig. 4.3.12. Difference distributions of the iron loss with and without stress at 0, 6 A.

図 4.3.12. 0, 6 A 時の応力下と無応力下の鉄損の差異分布

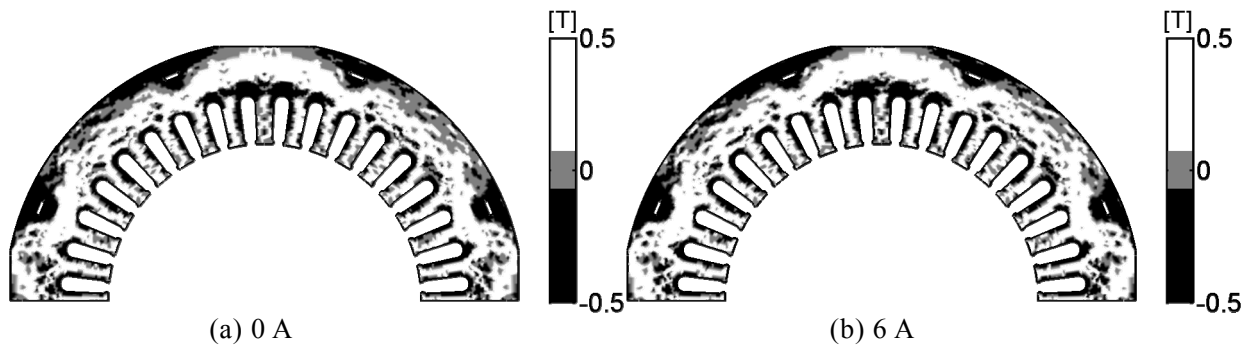


Fig. 4.3.13. Difference distributions of the B_{max} with and without stress at 0, 6 A.

図 4.3.13. 0, 6 A 時の応力下と無応力下の B_{max} の差異分布

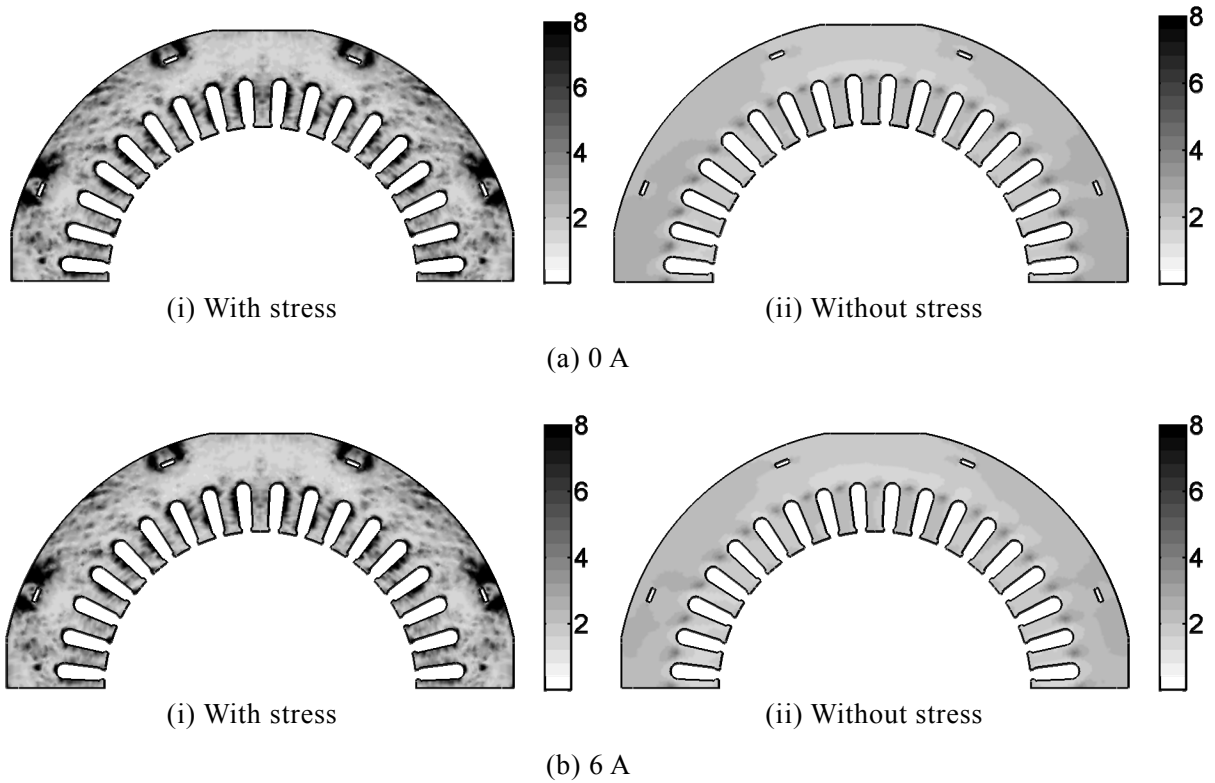


Fig. 4.3.14. Distributions of the iron loss divided by the squared maximum magnetic flux density.

図 4.3.14. 鉄損を磁束密度の二乗で割った分布

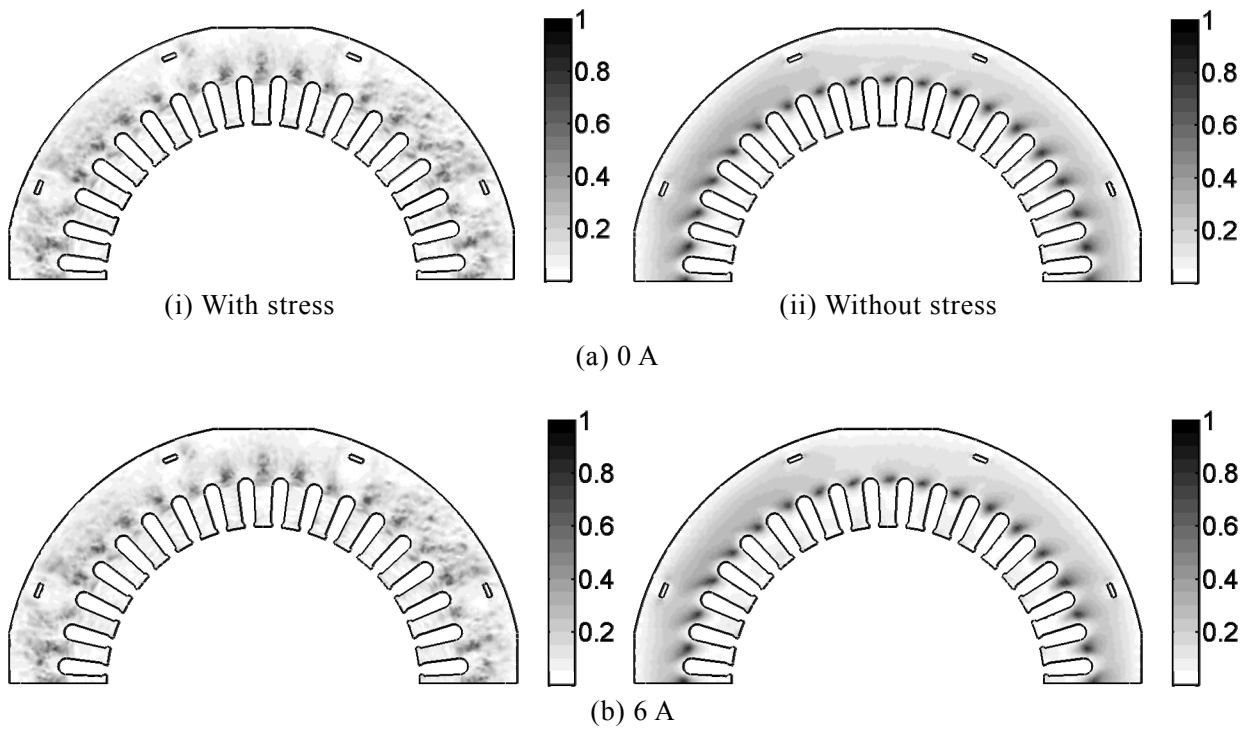


Fig. 4.3.15. Comparison of the axis ratio distribution with stress and without stress at 0, 6 A.

図 4.3.15. 0, 6 A 時における応力下と無応力下の軸比分布の比較

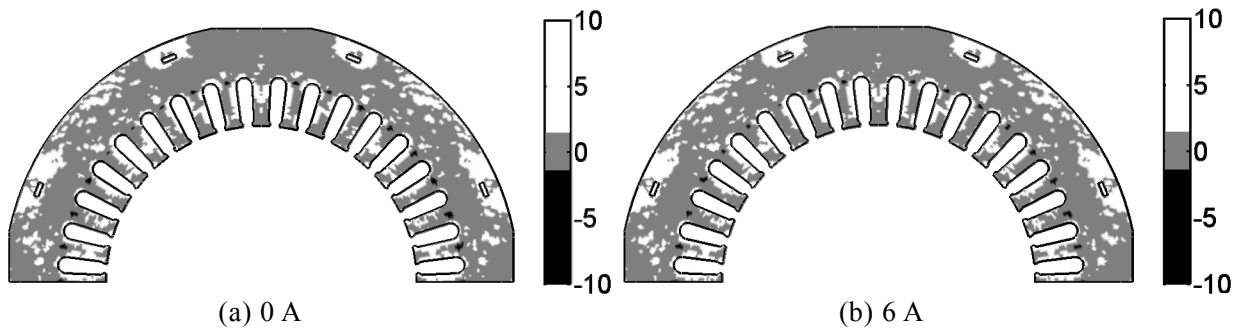


Fig. 4.3.16. Difference distributions of W_m/B^2 with and without stress at 0, 6 A.

図 4.3.16. 0, 6 A 時における応力下と無応力下の W_m/B^2 の差異分布

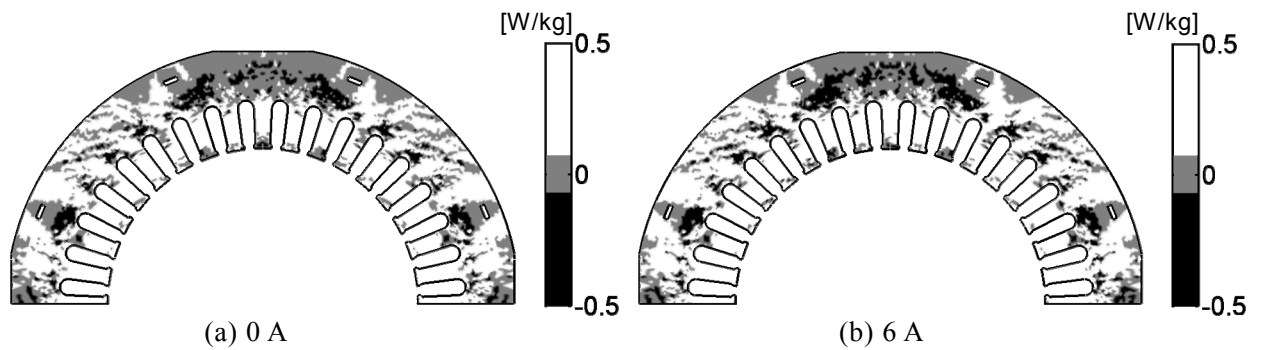


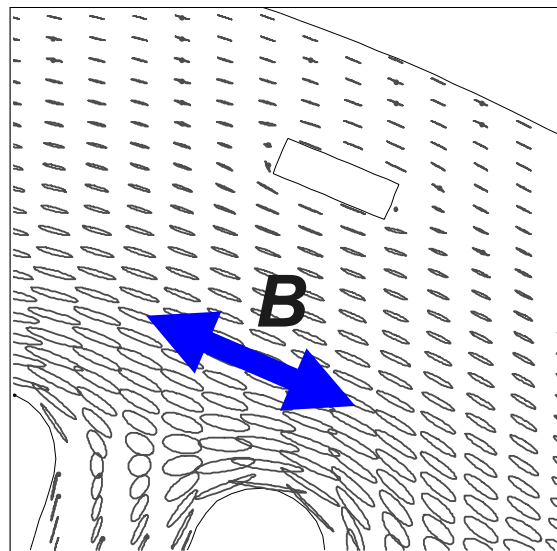
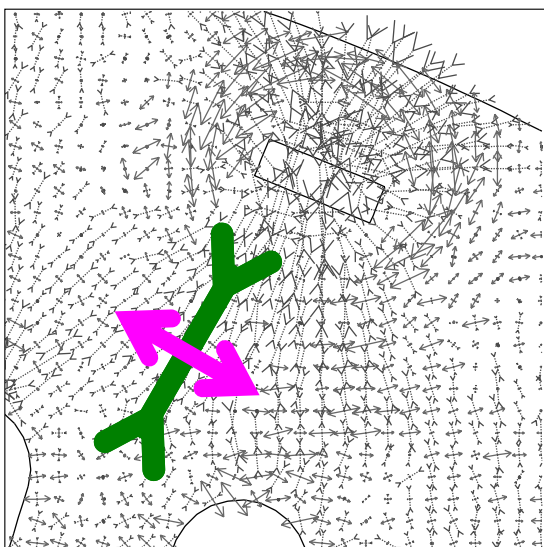


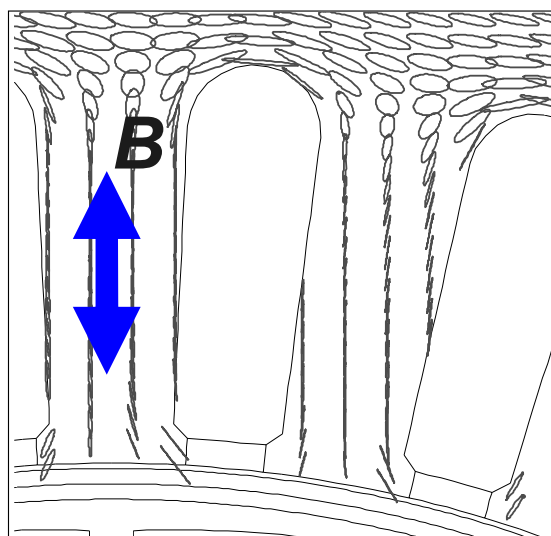
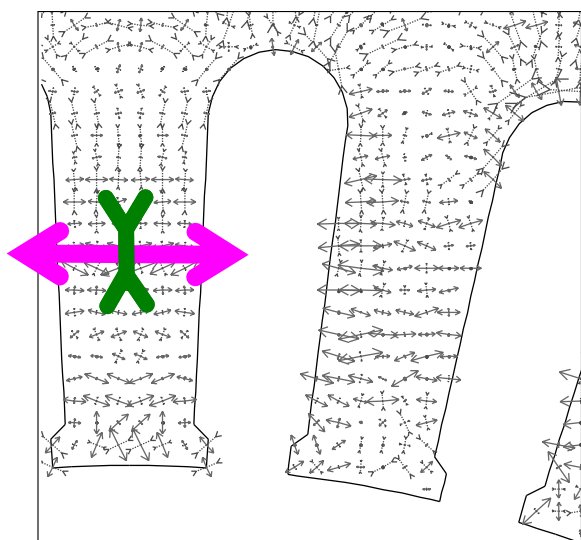
Fig. 4.3.17. $Diff_{W_m-B\sigma_{max}}$ distributions.

図 4.3.17. $Diff_{W_m-B\sigma_{max}}$ 分布

 : Tensile stress
 : Compressive stress



(a) Improvement region.



(b) Deterioration region.

Fig. 4.3.18. Relationship between the stresses and the vector B in the improvement and the deterioration regions of the magnetic property.

図 4.3.18. 磁気特性の改善，劣化領域の応力と磁束密度ベクトルの関係

第 4.4 節 結言

本章では、実機回転機ステータコア中の残留応力を考慮したベクトル磁気特性解析を行うことによって、その磁気特性分布を明らかにした。そして、得られた結果によってモータの高効率化に対する知見を得た。得られた知見を以下に要約する。

- (1) 本章の解析モデルにおいて、各励磁電流時の応力下のステータコア中の全鉄損が、無応力下の約 1.5 倍になることを明らかにした。
- (2) 残留応力を考慮した解析と無応力下のそれとでは、全く磁気特性分布が異なることを明らかにした。
- (3) モータ設計において、磁束密度ベクトル方向、すなわち、磁路に対して平行に引張応力、もしくは、垂直に圧縮応力を印加することによって磁気特性が改善し、効率を上げることができる可能性を示した。

第5章 結言

第5.1節 本研究の総括

本論文では、応力を考慮したモータコア内のシミュレーション技術の確立を目的に、応力下ベクトル磁気特性をモデリングした応力下の複素 E&S モデルを開発し、その妥当性・有用性を示した。また、応力下の複素 E&S モデルを永久磁石モータに対して適用し、B.F.改善・高効率化に対する知見を得た。

本研究で得られた成果を以下に要約する。

- (1) 回転領域と非回転領域の境界に対して、複素境界条件を用いることで、複素 E&S モデルを用いた永久磁石モータ（直流場を含むモデル）のベクトル磁気特性解析を可能にした。
- (2) 無応力下の複素 E&S モデルに対して、応力項を付加することで、応力を考慮した複素 E&S モデルを開発した。
- (3) 応力下のベクトル磁気特性の近似により、実用的なデータベース量での応力を考慮した複素 E&S モデルを用いた磁気特性解析を可能にした。
- (4) 応力効果を考慮した永久磁石モータのベクトル磁気特性解析を行い、その磁気特性分布を明らかにすることで、無応力下の磁気特性分布とは全く異なることを示した。全鉄損値においては、全励磁条件にて応力下の結果が無応力下に比べ、約 1.5 倍になった。
- (5) 解析結果より、モータコア内の応力と磁気特性の関係を調べることにより、磁束密度ベクトル方向に対して平行に引張応力、もしくは、垂直に圧縮応力を印加することによって磁気特性が改善していることが明らかとなり、モータの高効率化に対する可能性を示した。

第 5.2 節 今後の課題

本論文では、応力下の複素 E&S モデルを用いた永久磁石モータのベクトル磁気特性解析手法の開発を行い、モータの高効率化に対する知見を得た。

以下に今後の研究課題をまとめる。

- ・ 開発した応力下の複素 E&S モデルの活用に向けて

- (1) 実機の磁気特性測定結果と解析結果の比較

- V-H センサ[91]などを使用して、実機（リングコアなどでも良い）の磁気特性分布と応力下ベクトル磁気特性解析結果の比較を行うことによって、解析の信頼性を評価する。

- (2) 残留応力を仮定したシミュレーションによるモータの高効率化

- 応力のコントロール（レーザー処理、プラズマ照射など）を仮定した応力下ベクトル磁気特性解析を行うことにより、最も良い残留応力状態、または、残留応力印加場所の最適化などを行う。

- ・ 応力下ベクトル磁気特性解析の改善点

- (1) 応力下ベクトル磁気特性（基本波のみ）の近似精度の向上

- 今回示した基本波のみの応力下ベクトル磁気特性の近似法は、近似誤差が発生する条件もあったため、その精度を向上させる。

- (2) 応力を考慮した積分型 E&S モデルの開発

- 応力を考慮した複素 E&S モデルのみの解析では、非線形領域にて大きな誤差が発生するため、積分型 E&S モデルに対して応力項を付加した応力を考慮した積分型 E&S モデルの開発が望まれる。そのためには、まず、積分型 E&S モデルを用いた解析の収束性の向上を行い、非線形領域における応力下ベクトル磁気特性のデータベースの取り扱いについて検討する必要がある。

- (3) 応力下ベクトル磁気特性解析を用いた高効率モータの設計手法の構築

- (1), (2) の課題が達成されることによって、実機内の磁束密度レベルの磁気特性解析が可能となる。また、データベース量の増加によって、無応力下の場合に比べて解析時間は増加するが、応力を考慮した複素 E&S モデルと応力を考慮した積分型 E&S モデルを併用することによって、最適設計問題にも対応することができるため、現存するモータと比べて、より高効率なモータの開発が期待できる。

謝辞

本研究は、著者が大分大学大学院工学研究科博士後期課程に在学中、磁気工学研究室にて行った「応力効果を考慮した永久磁石モータのベクトル磁気特性解析」についてまとめたものである。

本研究の遂行にあたって懇切なる御指導と御鞭撻を頂いた大分大学工学部電気電子工学科の榎園正人教授に心から感謝の意を表し、厚く御礼申し上げます。

本論文をまとめるにあたり数々の有益な御教示と懇切丁寧なる御指導を賜りました、大分大学工学部電気電子工学科の戸高孝准教授、槌田雄二助教に深く感謝の意を表します。

また、本研究を進めるにあたり残留応力分布の測定、応力下のベクトル磁気特性のデータベースの作成、モデリングに対する数々のアドバイスを頂いた、工学博士の甲斐祐一郎氏に深くお礼申し上げます。そして、お忙しいところ予備審査・公聴会に駆けつけてくださった(株)安川電機の工学博士の大戸基道氏に深くお礼申し上げます。

さらに、本研究を進めるにあたり、多くのご協力を頂いた大分大学工学部磁気工学研究室の院生ならびに卒論生諸氏に心から感謝致します。

最後に、著者が本研究を進めるにあたり精神的、経済的に支えて下さった家族の皆様に心から感謝いたします。

参考文献

- [1] <http://www.env.go.jp/earth/ondanka/kptap/progress.html>
- [2] <http://www.enecho.meti.go.jp/topics/hakusho/2011energyhtml/2-2-3.html>
- [3] <http://www.jidouki.com/archives/820506.html>
- [4] 電気学会：「電気学会大学講座 電気機器工学 I 改訂版」，オーム社
- [5] 松尾 哲司：「ヒステリシスのモデリング」，第 11 回 電磁界数値解析に関するセミナー (2001).
- [6] 岡 茂八郎，甲斐 孝幸，河野 慎，島田 一憲，榎園 正人：「実機モータ鉄心のビルディングファクター評価」，日本 AEM 学会誌，Vol. 18，No. 4，pp. 347-352 (2010).
- [7] M. Oka, T. Kai and M. Enokizono, “Evaluation of the Magnetic Properties of the Actual Stator Core Using Excitation Inner Cores in Several Manufacturing Processes”, *Journal of the Japan Society of Applied Electromagnetics and Mechanics*, Vol. 19, Supplement, pp. S37-S40 (2011).
- [8] 岡 茂八郎，河野 慎，島田 一憲，榎園 正人：「ステータ巻線励磁法による誘導機の磁気特性の評価」，電気学会静止器・回転機合同研究会資料，SA-12-38，RM-12-38，pp. 89-94 (2012).
- [9] 中崎 修，戸高 孝，榎園 正人：「実機回転機ステータコアの各製造工程における磁気特性比較」，電気学会マグネティクス研究会資料，MAG-09-50，pp. 65-69 (2009).
- [10] 千田 邦浩，河野 正樹，石田 昌義，「かしめによる鉄心磁気特性劣化の要因解析」，電気学会マグネティクス研究会資料，MAG-05-42，pp. 21-26 (2005).
- [11] 藤村 浩志，屋鋪 裕義，中山大成：「積層リングコアの磁気特性に及ぼすかしめ形状の影響」，電気学会マグネティクス・回転機合同研究会資料，MAG-06-138，RM-06-122，pp. 39-44 (2006).
- [12] 藤村 浩志，屋鋪 裕義，児嶋 浩，中山大成：「無方向性電磁鋼板の磁気特性に及ぼす打ち抜き・かしめによる応力の影響」，電気学会マグネティクス研究会資料，MAG-03-190，pp. 9-14 (2003).
- [13] 開道 力，山崎 二郎：「モータインナーコア性能への軸圧入応力の影響」，電気学会マグネティクス研究会資料，MAG-07-131，pp. 1-6 (2007).
- [14] 甲斐 祐一郎，槌田 雄二，榎園 正人：「回転機鉄心における局所的残留応力分布の評価」，電気学会マグネティクス研究会資料，MAG-09-224，pp. 1-6 (2009).
- [15] Y. Kai, Y. Tsuchida, T. Todaka and M. Enokizono, “Influence of Local Residual Stress in Rotating Machine Core on Vector Magnetic Property”, *Proceedings of 2010 International Conference on Electrical Machines and Systems*, pp. 1873-1878.
- [16] Y. Kai, Y. Tsuchida, T. Todaka and M. Enokizono, “Effect of Local Residual Stress in Rotating Machine Core on Vector Magnetic Property”, *International Conference on Electrical Machines 2010*.

- [17] 甲斐 祐一郎, 槌田 雄二, 戸高 孝, 榎園 正人:「回転機固定子鉄心における局所的残留応力分布の評価」, 電気学会論文誌 A, Vol. 131, No. 5, pp. 389-394 (2011).
- [18] 甲斐 祐一郎, 槌田 雄二, 戸高 孝, 榎園 正人:「圧延及び直角方向応力印加時のベクトル磁気特性評価」, 電気学会マグネティクス研究会資料, MAG-10-104, pp. 27-32 (2010).
- [19] 甲斐 祐一郎, 槌田 雄二, 戸高 孝, 榎園 正人:「任意方向応力印加時における無方向性電磁鋼板のベクトル磁気特性」, 電気学会マグネティクス研究会資料, MAG-10-189, pp. 23-28 (2010).
- [20] 甲斐 祐一郎, 槌田 雄二, 戸高 孝, 榎園 正人:「応力下における電磁鋼板のベクトル磁気特性」, 日本 AEM 学会誌, Vol. 18, No. 4, pp. 341-346 (2010).
- [21] 甲斐 祐一郎, 下地 広泰, 槌田 雄二, 戸高 孝, 榎園 正人:「二軸引張応力下におけるベクトル磁気特性測定システムの応力印加機構の検討」, 電気学会論文誌 A, Vol. 130, No. 4, pp. 403-408 (2010).
- [22] 甲斐 祐一郎, 槌田 雄二, 戸高 孝, 榎園 正人:「二軸応力下における無方向性電磁鋼板のベクトル磁気特性評価」, 日本 AEM 学会誌, Vol. 19, No. 2, pp. 292-297 (2011).
- [23] Y. Kai, Y. Tsuchida, T. Todaka and M. Enokizono, “Effect of Stress on Vector Magnetic Property of Non-oriented Electrical Steel Sheet”, *Journal of the Japan Society of Applied Electromagnetics and Mechanics*, Vol. 19, No. 3, pp. 540-543 (2011).
- [24] 甲斐 祐一郎, 下地 広泰, 槌田 雄二, 戸高 孝, 榎園 正人:「応力下における二次元ベクトル磁気特性の基礎的検討」, 電気学会マグネティクス研究会資料, MAG-09-44, pp. 29-36 (2009).
- [25] 伯田 祐輔, 柏原 寛親, 荒川 俊史, 浦田 信也, 中井 英雄:「圧縮応力下における電磁鋼板の鉄損評価」, 日本 AEM 学会誌, Vol. 19, No. 2, pp. 97-102 (2011).
- [26] 開道 力, 広瀬 直, 岩佐 心平, 林 知範, 和気 好史:「鉄心材料の磁気特性における応力依存性の検討」, 日本応用磁気学会誌, Vol. 34, No. 2, pp. 140-145 (2010).
- [27] A. Pulnikov, V. Permiakov, M. D. Wulf and J. Melkebeek, “Measuring Setup for the Investigation of the Influence of Mechanical Stresses on Magnetic Properties of Electrical Steel”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 254-255, pp. 47-49 (2003).
- [28] A. Pulnikov, V. Permiakov, R. Petrov, J. Fyselinck, J. Gyselinck, G. Langelaan, H. Wisselink, L. Dupre, Y. Houbaert and J. Melkebeek, “Investigation of residual stresses by means of local magnetic measurement”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 272-276, pp. 2303-2304 (2004).
- [29] 高原 英実, 奥村 峻, 梶島 壮史, 林 駿一, 開道 力:「無方向性電磁鋼板の磁気特性における応力依存性の検討」, 日本応用磁気学会, Vol. 35, No. 3, pp. 291-296 (2011).
- [30] 広瀬 直, 開道 力:「無方向性電磁鋼板におけるヒステリシスループの応力依存性」, 日本応用磁気学会, Vol. 35, No. 3, pp. 297-302 (2011).

- [31] 山本 健一, 柳瀬 俊次:「リング状無方向性電磁鋼板の磁気損失に及ぼす面圧縮力の効果」, 電気学会マグネティクス研究会資料, MAG-09-225, pp. 7-10 (2009).
- [32] 青木 雄太郎, 宮城 大輔, 中野 正典, 高橋 則雄:「厚さ方向の圧縮応力が無方向性電磁鋼板の磁気特性に及ぼす影響」, 電気学会マグネティクス研究会資料, MAG-09-43, pp. 23-28 (2009).
- [33] 谷 良浩, 大毅 晃裕, 有田 秀哲, 中野 正嗣, 山口 信一, 都出 結花利, 吉岡 孝, 藤野 千代:「電磁鋼板の応力下における磁気特性の測定」, 電気学会マグネティクス研究会資料, MAG-03-191, pp. 15-20 (2003).
- [34] 谷 良浩, 山口 信一, 田中 敏則, 大毅 晃裕, 藤野 千代:「弾塑性歪みが無方向性電磁鋼板の磁気特性に及ぼす影響」, 電気学会マグネティクス研究会資料, MAG-09-42, pp. 17-22 (2009).
- [35] 谷 良浩, 大毅 晃裕, 中野 正嗣, 有田 秀哲, 山口 信一, 都出 結花利:「応力下における無方向性電磁鋼板の鉄損特性」, 日本応用磁気学会, Vol. 30, No. 2, pp. 196-200 (2006).
- [36] 谷 良浩, 大毅 晃裕, 中野 正嗣, 有田 秀哲, 山口 信一, 都出 結花利:「応力下における無方向性電磁鋼板の鉄損特性(その2)」, 電気学会マグネティクス・回転機合同研究会, MAG-06-139, RM-06-123, pp. 45-49 (2006).
- [37] 米谷 晴之:「コギングトルク解析のためのモデリング技術②～BHカーブの影響, 異方性の影響, 応力による劣化～」, 電気学会マグネティクス・回転機合同研究会資料, MAG-06-126, RM-06-110, pp. 49-54 (2006).
- [38] 三村 学, 高橋 則雄, 中野 正典, 宮城 大輔, 河邊 盛男, 野見山 琢磨, 塩崎 明:「無方向性電磁鋼板の試料形状による厚さ方向圧縮応力下での磁気特性の比較」, 電気学会マグネティクス研究会資料, MAG-11-28, pp. 29-34 (2011).
- [39] 財前 善彰, 大原 元宏, 柚木 泰志, 松岡 克典, 中野 正典, 宮城 大輔, 高橋 則雄:「厚さ方向の圧縮力が電磁鋼板の磁気特性に及ぼす影響 - 単板磁気試験器を用いた検討 -」, 電気学会マグネティクス・回転機合同研究会資料, MAG-06-124, RM-06-108, pp. 35-40 (2006).
- [40] 日本規格協会:「日本工業規格 電磁鋼板単板磁気特性試験方法」, JIS C 2556.
- [41] 榎園 正人:「二次元ベクトル磁気特性」, 日本応用磁気学会, Vol. 27, No. 2, 50-58 (2003).
- [42] 佐藤 尊, 下地 広泰, 戸高 孝, 榎園 正人:「高磁束密度領域におけるベクトル磁気特性」, 日本 AEM 学会誌, Vol. 17, No. 3, pp. 515-521 (2009).
- [43] 佐藤 尊, 戸高 孝, 榎園 正人, 下地 広泰:「高磁束密度における回転磁束条件下の磁気特性」, 電気学会マグネティクス研究会資料, MAG-09-46, pp. 43-46 (2009).
- [44] 前田 義隆, 戸高 孝, 榎園 正人:「高磁束密度領域における電磁鋼板のベクトル磁気特性測定」, 電気学会論文誌 A, Vol. 131, No. 2, pp. 145-150 (2011).
- [45] 尹 己烈, 藤崎 敬介:「回転磁界で発生する B ベクトルと H ベクトルの角度差と鉄損の関係」, 電気学会マグネティクス研究会資料, MAG-12-34, pp. 69-74 (2012).

- [46] 高橋 則雄：「磁界系有限要素法を用いた最適化」，森北出版株式会社
- [47] 宮原 俊一，藤原 耕二，高橋 則雄：「プライザッハヒステリシスモデルを有限要素解析に導入する際の問題点の検討」，電気学会静止器・回転機合同研究会試料，SA-97-20，RM-97-79，(1997).
- [48] 祖田 直也：「ベクトル磁気特性による有限要素磁界解析」，博士論文 大分大学大学院工学研究科 (1999).
- [49] 祖田 直也，榎園 正人：「E&S モデルによる二次元磁気特性のヒステリシスモデリング」，日本応用磁気学会誌，Vol. 24，No. 4-2，pp. 827-830 (2000).
- [50] 東 秀治，定永 雄一郎，中村 友一，花田 謙一郎，前側 明，榎園 正人：「二次元磁気特性に基づいたインダクションモータの鉄損推定」，日本 AEM 学会誌，Vol. 7，No. 3，pp. 231-235 (1999).
- [51] M. Enokizono, H. Shimoji, T. Horibe, “Loss Evaluation of Induction Motor by Using Magnetic Hysteresis E&S² Model ”, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.38, No.5, pp.2379-2381 (2002).
- [52] 下地 広泰：「2次元ベクトル磁気特性のモデリングによる電気機器の有限要素磁界解析」，博士論文 大分大学院工学研究科 (2003).
- [53] 下地 広泰，榎園 正人，戸高 孝，槌田 雄二，高橋 秀一：「2次元磁気特性を用いた永久磁石モータの鉄損解析」，日本応用磁気学会誌，Vol. 25，No. 4-2，pp. 1231-1234 (2001).
- [54] 大戸 基道，堀部 豊洋，下地 広泰，榎園 正人：「二次元磁気特性を用いたリニアモータの鉄損シミュレーション」，日本 AEM 学会誌，Vol. 14，No. 4，pp. 328-333 (2005).
- [55] 浦田 信也，戸高 孝，下地 広泰，榎園 正人：「歪磁束密度条件下の2次元ベクトル磁気特性のモデリング」，日本 AEM 学会誌，Vol. 13，No. 4，pp. 298-303 (2005).
- [56] 浦田 信也，戸高 孝，榎園 正人，下地 広泰：「歪磁束励磁下の2次元ベクトル磁気特性を考慮したダイナミック E&SS モデル」，日本 AEM 学会誌，Vol. 14，No. 3，pp. 311-316 (2006).
- [57] 浦田 信也，戸高 孝，榎園 正人，下地 広泰：「歪磁束密度条件下における磁界強度の推定」，電気学会論文誌 A，Vol. 126，No. 3，pp. 127-134 (2006).
- [58] 浦田 信也：「2次元ベクトル磁気特性のダイナミックモデリングとその応用」，博士論文 大分大学大学院工学研究科 (2006).
- [59] 浦田 信也，戸高 孝，榎園 正人，下地 広泰：「位相補正を考慮した2次元ベクトル磁気特性解析のための E&SS モデルの改良」，電気学会論文誌 A，Vol. 125，No. 12，pp. 1030-1036 (2005).
- [60] 浦田 信也，戸高 孝，下地 広泰，榎園 正人：「分割5脚鉄心変圧器の磁気特性検討」，日本応用磁気学会誌，Vol. 29，No. 3，pp. 320-325 (2005).
- [61] 下地 広泰，佐藤 尊，石川 誠二，石川 亨，戸高 孝，榎園 正人：「ダイナミック E&S モデルによる電磁鋼板の磁気特性解析」，電気学会マグネティクス研究会資料，MAG-07-143，pp. 23-27 (2007).

- [62] 榎園 正人：「次世代電磁力応用機器の開発技術 II」，日本 AEM 学会誌，Vol. 18，No. 4，pp. 315-316 (2010).
- [63] N. Kunihiro, T. Todaka and M. Enokizono, “Characteristic Analysis of a Three-phase Induction Motor Considering Harmonic Magnetic Field and Two-dimensional Vector Magnetic Property”, *Journal of the Japan Society of Applied Electromagnetics and Mechanics*, Vol. 19, No. 3, pp. 458-463 (2011).
- [64] 戸高 孝，榎園 正人：「ベクトル磁気特性を考慮した磁気特性解析による電気機器の最適構造化設計」，電気学会静止器・回転機合同研究会資料，SA-12-34，RM-12-34，pp. 65-70 (2012).
- [65] 國廣 直希：「歪み磁束密度条件を考慮した誘導電動機のベクトル磁気特性解析に関する研究」，修士論文 大分大学大学院工学研究科 (2010).
- [66] 中ノ上 賢治，浦田 信也，中畑 和，戸高 孝，榎園 正人，下地 広泰：「複素 E&S モデルを用いた三相変圧器モデル鉄心の磁界解析」，電気学会マグネティクス研究会資料，MAG-05-188，pp. 81-86 (2005).
- [67] 中ノ上 賢治，戸高 孝，榎園 正人：「二次元ベクトル磁気特性を考慮した複素 E&S モデルによるリニアモータモデルの磁界解析」，電気学会マグネティクス・回転機合同研究会資料，MAG-06-136，RM-06-120，pp. 31-34 (2006).
- [68] T. Todaka, K. Nakanoue and M. Enokizono, “Magnetic Field Analysis under Complex Approximation Taking Account of Two-dimensional Magnetic Properties”, *The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering*, Vol. 28, No. 1, pp. 98-108 (2008).
- [69] 瀬々 真吾，戸高 孝，榎園 正人：「永久磁石モータの複素近似ベクトル磁気特性を考慮した磁気特性解析」，電気学会論文誌 A，Vol. 131，No. 5，pp. 371-376 (2010).
- [70] 瀬々 真吾，戸高 孝，榎園 正人：「永久磁石モータの磁気特性解析への複素 E&S モデルの適用に関する検討」，電気学会静止器・回転機合同研究会資料，SA-11-020，RM-11-020，pp. 31-36 (2011).
- [71] 瀬々 真吾，戸高 孝，榎園 正人：「複素近似ベクトル磁気特性を考慮した有限要素法による永久磁石モータの磁気特性解析」，日本 AEM 学会誌，Vol. 20，No. 1，pp. 238-243 (2012).
- [72] S. Zeze, T. Todaka and M. Enokizono, “Vector Magnetic Characteristic Analysis of a Surface Permanent Magnet Motor by means of Complex E&S Modeling”, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 48, No. 2, pp. 967-970 (2012).
- [73] S. Zeze, T. Todaka and M. Enokizono, “Magnetic Characteristic Analysis of Permanent Magnet Motor with Complex E&S Modeling”, *Journal of International Conference on Electrical Machines and Systems*, Vol. 1, No. 1, pp. 17-22 (2012).

- [74] 山崎 克己, 倉持 怜士:「焼嵌による応力を考慮したインバータ誘導電動機の鉄損解析に関する検討」, 電気学会静止器・回転機合同研究会資料, SA-12-39, RM-12-39, pp. 95-100 (2012).
- [75] 坂下 善行, 服部 哲弥, 山田 隆, 太田 亮平, 瀬々 英里, 赤津 観:「永久磁石電動機の磁界-構造連成解析結果と実験結果の比較」, 電気学会静止器・回転機合同研究会資料, SA-12-42, RM-12-42, pp. 111-116 (2012).
- [76] 栗田 直樹, 高橋 康人, 藤原 耕二, 石原 好之:「無方向性電磁鋼板の磁気特性の応力依存性評価と IPM モータの磁界解析への適用」, 電気学会静止器・回転機合同研究会資料, SA-11-25, RM-11-25, pp. 61-66 (2011).
- [77] 大毅 晃裕, 中野 正嗣, 谷 良浩, 山口 信一, 都出 結花利, 有田 秀哲, 吉岡 孝, 藤野 千代:「鉄心内部の応力分布の影響を考慮した永久磁石モータのコギングトルク解析」, 電気学会論文誌 D, Vol. 126, No. 1, 74-83 (2006).
- [78] 佐藤 光彦, 金子 清一, 富田 睦雄, 道木 慎二, 大熊 繁:「焼嵌めによる損失を低減するための電磁鋼板の特性を用いた固定子形状の改善」, 電気学会論文誌 D, Vol. 127, No. 1, pp. 60-67 (2007).
- [79] 大毅 晃裕, 都出 結花利, 吉岡 孝, 山口 信一, 中野 正嗣, 有田 秀哲, 谷 良浩, 藤野 千代:「外部応力印加時の PM モータのコギングトルクに関する実験検討」, 電気学会回転機研究会資料, RM-03-152, pp. 13-18 (2003).
- [80] 中野 正嗣, 藤野 千代, 谷 良浩, 大毅 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」, 電気学会論文誌 D, Vol. 129, No. 11, pp. 1060-1067 (2009).
- [81] 大毅 晃裕, 中野 正嗣, 山口 信一, 谷 良浩, 都出 結花利, 吉岡 孝, 有田 秀哲, 藤野 千代:「フレームの応力の影響を考慮した PM モータのコギングトルク解析」, 電気学会静止器・回転機合同研究会資料, SA-03-72, RM-03-74, pp. 13-18 (2003).
- [82] 中野 正嗣, 大毅 晃裕, 山口 信一, 谷 良浩, 有田 秀哲, 都出 結花利, 吉岡 孝, 藤野 千代:「固定子鉄心の主応力分布を考慮した PM モータのコギングトルク解析」, 電気学会静止器・回転機合同研究会資料, SA-04-16, RM-04-16, pp. 13-18 (2004).
- [83] 中田 高義, 高橋 則雄:「電気工学の有限要素法 第2版」, 森北出版株式会社
- [84] 高橋 則雄:「三次元有限要素法 磁界解析技術の基礎」, 電気学会
- [85] 梁 承浩, 平田 勝弘, 太田 智浩, 河瀬 順洋:「複素透磁率の非線形性を考慮した周波数応答解析」, 電気学会静止器・回転機合同研究会資料, SA-11-15, RM-11-15, pp. 5-9 (2011).
- [86] 回転機の電磁界数値解析法応用調査専門委員会:「回転機の電磁界数値解析法」, 電気学会技術報告, 第 375 号
- [87] 回転機電磁界解析ソフトウェアの適用技術調査専門委員会:「回転機電磁界解析ソフトウェアの適用技術」, 電気学会技術報告, 第 486 号

- [88] 瀬々 真吾, 甲斐 祐一郎, 戸高 孝, 榎園 正人:「任意応力を考慮した PM モータの磁気特性解析」, 平成 24 年電気学会基礎・材料・共通部門大会講演論文集, VI-11, pp. 204-209 (2012).
- [89] 瀬々 真吾, 戸高 孝, 榎園 正人:「残留応力を考慮した複素 E&S モデルによる PM モータの磁気特性解析」, 電気学会静止器・回転機合同研究会資料, SA-12-036, RM-12-036, pp. 77-82 (2012).
- [90] S. Zeze, Y. Kai, T. Todaka and M. Enokizono, “Vector Magnetic Characteristic Analysis of a P M Motor Considering Residual Stress Distribution with Complex-approximated Material Modeling”, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 48, No. 11, pp. 3352-3355 (2012).
- [91] 相原 茂, 下地 広泰, 戸高 孝, 榎園 正人:「2.5mm×2.5mm サイズ 2 次元ベクトル磁気センサの精度評価と方向性電磁鋼板を用いた磁気回路モデルの磁気特性分布」, 電気学会論文誌 A, Vol. 132, No. 11, pp. 1053-1060 (2012).