



Title	共振を利用した電磁アクチュエータとその解析法に関する研究
Author(s)	長谷川, 祐也
Citation	大阪大学, 2008, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1489
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

共振を利用した電磁アクチュエータと
その解析法に関する研究

2008年7月

長谷川 祐也

共振を利用した電磁アクチュエータと その解析法に関する研究

2008年7月

長谷川 祐也

共振を利用した電磁アクチュエータとその解析法に関する研究
Study on Electromagnetic Resonant Actuator and Analysis Method

目次

第1章 緒論	1
1. 1 ダイレクトドライブ電磁アクチュエータの研究動向	1
1. 2 本研究の目的と意義	2
1. 3 本研究の内容概略	3
第2章 三次元有限要素法による電磁アクチュエータの動作特性解析法	5
2. 1 緒言	5
2. 2 磁界分布計算法	6
2. 2. 1 基礎方程式	6
2. 2. 1. 1 静磁場	6
2. 2. 1. 2 時間依存場	7
2. 2. 1. 3 永久磁石を含む場	7
2. 2. 2 有限要素法による定式化	7
2. 2. 2. 1 ガラーキン法による残差方程式	7
2. 2. 2. 2 境界条件	9
2. 2. 2. 3 未知数の定義方法	11
2. 2. 2. 4 補間関数	11
2. 2. 3 時間依存場計算法	13
2. 2. 4 非線形計算法	14
2. 2. 5 電磁力計算法	15
2. 3 電流分布計算法	16
2. 4 電気回路方程式との連成法	16
2. 5 運動方程式計算法	18
2. 5. 1 運動方程式	18
2. 5. 2 離散化	19
2. 5. 3 三次元分割図自動修正法	19
2. 5. 3. 1 直線運動(可変速度)	20
2. 5. 3. 2 直線運動(一定速度)	22
2. 5. 3. 3 回転運動	23
2. 5. 3. 4 複合運動	24
2. 6 結言	24

第3章 動吸振器一体型リニア共振アクチュエータ	27
3. 1 緒言	27
3. 2 基本構造	28
3. 3 動作原理	28
3. 3. 1 磁気回路	28
3. 3. 2 振動モデル	30
3. 4 三次元有限要素法による動作特性解析法	30
3. 5 解析モデルおよび条件	31
3. 6 解析結果	32
3. 7 本手法と実測との比較検証	36
3. 8 結言	37
 第4章 DCモータを用いたリニア共振アクチュエータ	39
4. 1 緒言	39
4. 2 基本構造	40
4. 3 動作原理	40
4. 4 三次元有限要素法による静特性評価	41
4. 5 三次元有限要素法による動作特性解析	42
4. 5. 1 動作特性解析法	42
4. 5. 2 解析モデルおよび解析条件	44
4. 5. 3 解析結果	45
4. 6 結言	49
 第5章 二自由度共振アクチュエータ	51
5. 1 緒言	51
5. 2 基本構造	52
5. 3 動作原理	52
5. 3. 1 直線方向動作原理	52
5. 3. 2 回転方向動作原理	53
5. 4 三次元有限要素法を用いた静特性評価	53
5. 4. 1 直線方向静推力特性	53
5. 4. 2 回転方向静トルク特性	54
5. 5 三次元有限要素法による動作特性解析	55
5. 5. 1 解析フローチャート	55
5. 5. 2 解析モデルおよび条件	56
5. 5. 3 解析手法の検証	56
5. 6 結言	60

第6章 多自由度球面共振アクチュエータ	63
6. 1 緒言	63
6. 2 基本構造	63
6. 3 動作原理	64
6. 4 三次元有限要素法を用いた静トルク特性評価	64
6. 5 トルク改善検討	65
6. 6 改良モデルの動作特性実験結果	67
6. 7 簡易動作特性解析法	69
6. 7. 1 電気回路方程式と運動方程式の連成	69
6. 7. 2 三次元有限要素法を用いた静特性評価	69
6. 7. 3 簡易動作特性解析法と実測との比較検証	73
6. 8 結言	76
第7章 結論	79
謝辞	81
研究業績一覧	82

第1章 緒論

1. 1 ダイレクトドライブ電磁アクチュエータの研究動向

高性能・高精度化が進むモーションコントロールの分野において、非線形摩擦の問題がクローズアップされ、回転モータと減速機の組合せは、精度上限界に近づいている。このような状況下でダイレクトドライブアクチュエータが注目されている。ダイレクトドライブアクチュエータとは、駆動対象に非接触で任意の方向に力を与えられる技術で、リニアモータやリニアアクチュエータなどが知られている。この技術を用いると歯車や車輪などの推進のための伝達機構を必要とせず、駆動系が簡単で、小型軽量化、高速化、高い位置決め精度などが実現可能である。また、粘着や伝達の性能に依存しない高い加減速力が得られ、急な勾配も昇り降りができる。特性の経年変化も少なく、保守性、信頼性についても優れている。

リニアモータは動作原理に基づき図 1.1 に示すように分類される^{(1)~(3)}。原形となる回転型モータを直線上に展開したリニアモータとしてのリニア誘導モータ(Linear Induction Motor 以下 LIM と略称)、リニア同期モータ(Linear Synchronous Motor 以下 LSM と略称)、リニアステッピングモータ(Linear Stepping Motor 以下 LSTM と略称)、リニア直流モータ(Linear DC Motor 以下 LDM と略称)と独自の電磁的構成を有し、リニアアクチュエータとして分類されるリニア振動アクチュエータ(Linear Oscillatory Actuator 以下 LOA と略称)、リニア電磁ソレノイド(Linear Electromagnetic Solenoid 以下 LES と略称)およびリニア電磁ポンプ(Linear Electromagnetic Pump 以下 LEP と略称)などである。

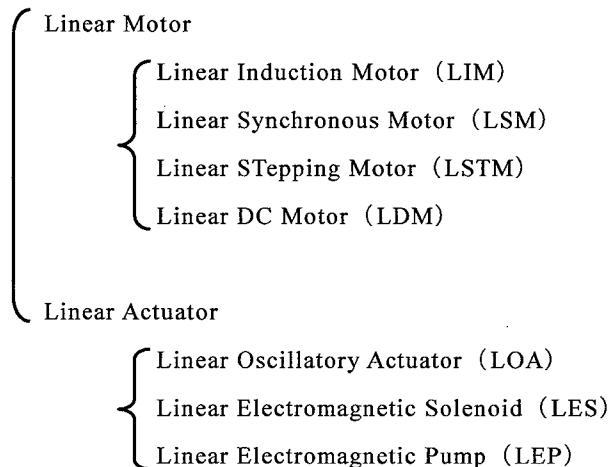


Fig.1.1 Classification of the linear motor.

その中でも LOA は電気入力によって、何らかの変換機構も用いずに可動体に直接、直線的な往復運動を与えるリニアアクチュエータである⁽⁴⁾。LOA を可動体から分類すると、可動コイル形、可動鉄心形および可動永久磁石形の三種類に分類できる。それぞれの LOA の電磁力発生原理は、可動コイル形では電流力、可動鉄心形では磁気力、可動永久磁石形では磁気力または電流力である。電流力で動作する LOA は永久磁石(または、電流による磁気バイアス)を磁気回路内に有しており、フレミングの左手則によって電流に比例した推力が発生

する。磁気力で動作する LOA の中で永久磁石を有するものはコイルに流す電流に比例して発生するが、そうでないものは電流の二乗に推力が比例する特性となる。LOA の磁路の構成は、アキシャル磁束形（軸方向磁束形）とラジアル磁束形とに分類できる。この分類はリニアモータの磁路構成の横磁束形と縦磁束形とにそれぞれ対応している⁽⁵⁾。ラジアル磁束形では、ラジアル方向に磁束が流れるため電磁鋼板を用いた積層構造とすることで渦電流の発生を抑制することが可能であり、また複数の LOA を多段に接続した構造も構成できる⁽⁶⁾。しかしアキシャル磁束形では、磁束が固定子内を三次元的に流れるため積層構造の採用が困難であり、一般にブロック材が使用されている。最近では鉄などの金属磁性粉末と樹脂を混合した圧粉磁心を用いて、粉末粒子間を電気的に絶縁し、渦電流の発生を抑制する研究も進められている⁽⁷⁾。

さらに、LOA は磁路独立形と磁路共通形とに分類でき、磁路独立形 LOA は二つのコアを有し、二つのコイルに交互に電流を流すことで可動子に往復運動を与える。一方、磁路共通形では、電流を流した場合に中央磁極が共通となっているため推力の低下を招くことが確認されている⁽⁸⁾。推力を発生する面で分類すると片側式と両側式とがある。形状による分類では円筒状、平板状および角状があるが、製作の容易さとコイルエンドの有無による効率の観点から円筒状 LOA が最も多く製作されている。

本論文では、LOA をベースに可動体をばねで外部に固定して、固有の振動数を持つ系を構成させ、共振現象を用いることで振動の安定性向上と高効率化を図ることが可能な共振電磁アクチュエータを提案し、研究対象として取り上げた。

また、モータドライブシステムは、産業用機械装置、電気機器の発展に伴い、複雑化・高機能化が進み、多自由度の駆動が求められている。現在、一般に使われているモータは、回転型のモータと直進駆動のリニアモータが主であるが、それらはいずれも一自由度のアクチュエータである。そのため、多次元の駆動には、回転型モータと変換メカニズムの組み合わせたものが必要となる。近年では、小型・軽量化、高速駆動、高精度な位置決め、省エネルギー化などの要求に応えるために、多自由度の動きを一つのアクチュエータで実現する多次元ドライブシステム^{(9)～(11)}の研究・開発が注目されており、二次元駆動可能なサーフェスマータ^{(12), (13)}、振動モータ⁽¹⁴⁾、さらには任意の軸で回転可能な球面モータ^{(15)～(17)}などの研究が盛んに行われている。本論文でも円筒形状の二自由度アクチュエータや球面形状の多自由度アクチュエータを研究対象として取り上げた。

1. 2 本研究の目的と意義

本研究の目的は、共振を利用した高効率な電磁アクチュエータを開発し、その諸特性を明らかにすることである。先述の LOA と比較して、アクチュエータの持つ固有振動数に合わせて駆動するリニア共振アクチュエータ(Linear Resonant Actuator 以下 LRA と略称)は、外力の電磁力をエネルギーとして運動系に蓄積することができ、少ないエネルギーで効率良く駆動することが可能である。そのため、昨今のエネルギー問題を解決する可能性を秘めたアクチュエータとして期待される。さらに、一つのアクチュエータで多自由度駆動を可能とする多次元ドライブ技術にも注目し、リニアおよび回転駆動、球面任意方向駆動が可能な共振アクチュエータを開発し、その有効性を確認する。多次元ドライブ技術は先述のように一つのアクチュエータで

多自由度の駆動が可能なため、機器の小型・軽量化、省エネルギー化に大いに役立つものと考えられる。また、このような多自由度アクチュエータはロボットの関節部分や眼球部分、小型電気機器等に応用可能であり、本研究により産業界に大きな貢献ができると期待される。さらに本研究で提案したアクチュエータのより詳細な動作特性、動作メカニズムを解明するために、有限要素法を用いた特性解析手法を確立し、その有効性も確認する。ロボットや電気機器の設計において試作前にシミュレーションを行うことで予め機器の諸特性を把握することは、設計の完成度やコスト、設計時間といった QCD すべてにおいて非常に重要である。

1. 3 本研究の内容概略

本論文は本章を含め7章からなる。

第2章では一次四面体辺要素を用いた三次元有限要素法の解析手法について述べる⁽⁷⁾。また、磁性体の非線形性、時間差分、電磁力の数値解析法について述べるとともに、回路および運動との連成解析法を示す。運動方程式の解法に関しては一般的な離散化の方法について示す。最後に直線運動、回転運動および直線運動と回転運動を同時に使う複合運動を考慮した分割図の自動修正手法を示す。

第3章では低振動で駆動可能な動吸振器一体型 LRA を開発し、その動作原理を示す。さらに三質点系の運動方程式を考慮した動作特性解析法を確立し、試作機による実験結果との比較によりその有効性を検証するとともに開発したアクチュエータの諸特性を明らかにする。

第4章では回転モータの回転運動を、円盤型磁石が対向した非接触型運動変換装置を用いて直線運動に変換する LRA を開発し、その動作原理を示す。さらに直線運動と回転運動を同時に使う複合運動を考慮した動作特性解析法を確立し、試作機による実験結果との比較によりその有効性を検証するとともに開発したアクチュエータの諸特性を明らかにする。

第5章では一つのアクチュエータで直線方向および回転方向の二自由度駆動が可能である電磁共振アクチュエータを開発し、その動作原理について示す。さらに、三次元有限要素法を用いて推力・トルク特性を求める。最後に直線方向および回転方向に同時に駆動する二自由度共振アクチュエータの動作特性解析法を確立し、試作機による実験結果との比較によりその有効性を検証するとともに開発したアクチュエータの諸特性を明らかにする。

第6章では高効率な球面共振アクチュエータを開発し、その動作原理を示す。次に三次元有限要素法を用いて、その静トルク特性を明らかにする。さらに静トルクの改善を行い、試作機による実験との比較検証を行う。また、共振用ばねを用いた場合の動作特性を明らかにし、さらに動作特性を短時間で得られる簡易動作特性解析法を確立した。試作機による実験結果との比較によりその有効性を検証するとともに開発したアクチュエータの諸特性を明らかにする。

第7章では第2章から第6章で得られた成果を要約している。

参考文献

- (1) 正田:「リニアドライブ技術とその応用」オーム社(1991)
- (2) リニアドライブシステムの用語等再検討調査専門委員会:「リニアドライブ技術とその応用に関わる用語」電気学会技術報告第 911 号(2003)
- (3) 汎用リニアドライブにおけるサーボ制御とセンサ技術調査専門委員会:「汎用化が進むリニアドライブの現状」電気学会技術報告第 953 号(2004)
- (4) 電気学会:「リニアモータとその応用」電気学会(1984)
- (5) 山田, 三輪, 海老原:「リニアアクチュエータとその応用機器の開発動向」自動化技術, Vol.16, 147(1984)
- (6) 中尾:「エアーコンプレッサ」機械設計, Vol.29, 60(1984)
- (7) 浅香, 石原:「軟質磁気部品・材料の技術動向」日立粉末冶金テクニカルレポート, No.4, pp.5-9(2005)
- (8) 山田, 浜島, 大平:「鉄心可動形リニア振動アクチュエータの推力特性の改善」, 電気学会論文誌, 105-B, 85(1984)
- (9) 多次元ドライブシステム調査専門委員会:「多次元ドライブシステムの可能性を探る」電気学会技術報告第 1029 号(2005)
- (10) 多自由度モータとその要素技術調査専門委員会:「多自由度モータとその要素技術」電気学会技術報告第 1081 号(2007)
- (11) 矢野, 百目鬼, 渡辺, 乾:「多自由度モータとその要素技術の研究動向」電気学会リニアドライブ研究会資料 LD-05-30(2005-6)
- (12) 大平, 荏田, 正田:「X-YLIM を分岐に用いた浮上式搬送・分岐システムの基本特性」, 電気学会論文誌 D, Vol.118, No.1, pp.105-110(1998)
- (13) 海老原, 高橋, 和多田:「サーフェスマータの 2 次元サーボコントロール」, 電気学会論文誌 D, Vol.115, No.9, pp.1186-1191(1995)
- (14) Y. Honda, S. Torii, D. Ebihara, Y. Hasegawa and K. Hirata: "Development of Cylindrical Two-Dimensional Linear Oscillatory Actuator", 5th International Symposium on Linear Drives for Industry Applications, pp.256-269 (2005)
- (15) 矢野:「多自由度アクチュエータ」日本ロボット学会誌 Vol.15, No.3, pp.330-333(1997)
- (16) 矢野, 金子:「回転中心を同一とする多自由度アクチュエータの基礎的検討」日本ロボット学会誌, Vol.11, No.6, pp.107-114(1993)
- (17) B.Dehez, D. Grenier and B. Raucent: "Two-Degree-of-Freedom Spherical Actuator for Omnimobile ROBOT", Proc. 2002 IEE International Conf. On Robotics & Automation, pp.2381-2386 (2002)

第2章 三次元有限要素法による電磁アクチュエータの動作特性解析法

2. 1 緒言

電磁アクチュエータの動作特性を解析するためには、磁界解析だけでなく、電気回路や制御回路、可動部の運動などの様々な現象との連成が必要となる。電気回路に関しては三相回路や複雑な制御回路などを考慮することや、渦電流損による発熱分布などを計算することが可能となっている^{(1), (2)}。しかしながら、可動部の運動に関しては、まだ多くの課題を残している。

動磁界中に置かれた導電性のある磁性体に誘導される渦電流の分布を解析する場合、時間微分項を $j\omega$ で置き換え、空間的には非線形近似をするが、時間的には線形近似する解析法がある⁽³⁾。この方法では磁界、渦電流および電流などの絶対値と位相差を求めるため、短時間で計算することが可能となる。しかし、電磁アクチュエータの場合、高調波や非線形性などが問題となり適用が困難となるため、渦電流は差分近似によるステップバイステップで計算して、透磁率の非線形性はニュートン・ラプソン法を適用する手法がよく用いられている⁽⁴⁾。ただし、この方法では時間刻み幅を大きくすると誤差を生じるため、時間刻み幅を小さくする必要があり、三次元磁界解析を繰り返し計算するため計算時間は長くなる。

さらに運動導体を有する電磁アクチュエータの動作特性を解析する場合、座標系の選び方が問題となる。座標系としてよく用いられているのが、固定部に基準をとる静止座標系^{(5), (6)}と、導体と同じ速度の運動座標系^{(7), (8)}である。静止座標系による定式化では速度起電力項を用いる方法がよく利用されているが、この場合速度起電力項により係数マトリクスが非対称となり、計算機の記憶容量および計算時間の増加などの課題がある。そこで運動座標系を用いるとマトリクスは対称となり、記憶容量および計算時間の両面から優位であると考えられる。ただし、運動座標系を選択する場合、各時刻における可動部の位置を求めて、可動部の移動に伴い三次元分割図を自動的に修正しながらアクチュエータの動作特性を解析する必要がある。これより三次元有限要素法を用いて電磁アクチュエータの動作特性を計算するためには、三次元磁界解析だけでなく、分割図の自動修正も計算する必要があるため、計算時間は非常に長くなり解析は容易ではない。

また、電磁アクチュエータの動作特性解析において、従来は電磁スイッチのように可動部が一方向へ移動する動作特性がよく計算されており、動作特性の実測値と計算値はよく一致することが報告されている⁽⁹⁾。近年では可動部の動作が非常に複雑となっており、計算時間の増加、計算精度の低下などの課題がある。一般的に時間刻み幅を小さくすることで計算精度が向上することはよく知られているが、その分計算時間もかかることになる。

そこで本章では三次元有限要素法を用いて電磁アクチュエータの動作特性を計算するために、時間微分項に差分近似法を適用するとともに、透磁率の非線形性を含む計算にはニュートン・ラプソン法を適用し、ステップバイステップで繰り返す方法について述べる。また、電気回路方程式との連成方法について述べる。さらに運動方程式の計算法を述べ、直線運動、回転運動および直線運動と回転運動を同時に扱う複合運動を考慮した分割図の自動修正方法について述べる。

以下、2. 2節では三次元有限要素法の渦電流を考慮した磁界解析に必要な基礎方程式

を導き、磁性体の非線形性や電磁力の計算方法について述べる。2.3節ではコイルに流れる電流分布を簡単に求めるために、電流ベクトルポテンシャルを用いた三次元電流分布解析について、2.4節では電気回路との連成方法について述べる。2.5節では運動方程式の計算法を述べ、さらに可動部の移動方向や分割図の作成方法に制限を設けて、三次元分割図を自動修正する手法についても述べる。最後に2.6節では本章で得られた結論について述べる。

2.2 磁界分布計算法^{(2), (10)}

2.2.1 基礎方程式

2.2.1.1 静磁場

電磁界の現象はマクスウェルの電磁方程式を用いて表すと次式となる⁽¹⁴⁾。

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

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

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \quad (2.3)$$

$$\text{div } \mathbf{D} = \rho \quad (2.4)$$

ここで \mathbf{H} は磁界の強さ、 \mathbf{J} は電流密度、 \mathbf{D} は電束密度、 \mathbf{E} は電界の強さ、 \mathbf{B} は磁束密度、 ρ は電荷密度である。また、 \mathbf{B} , \mathbf{H} , \mathbf{D} , \mathbf{E} , \mathbf{J} の間には媒質の性質を規定する次の関係がある。

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (2.6)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.7)$$

ここで μ は透磁率、 ϵ は誘電率、 σ は導電率である。(2.3)式より次式で定義される磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} ⁽¹¹⁾ を導入する。

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A} \quad (2.8)$$

静磁場問題では磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} を用いて、さらに(2.1)式の時間微分項を零とすると(2.1)式、(2.5)式より解くべき静磁場の基礎方程式は次式のように表せる。

$$\text{rot} \left(\frac{1}{\mu} \text{rot } \mathbf{A} \right) = \text{rot} (\nu \text{rot } \mathbf{A}) = \mathbf{J} \quad (2.9)$$

ここで ν は磁気抵抗率とする。静磁場問題は(2.9)式を満足する磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} を求めて、(2.8)式より次のように磁束密度 \mathbf{B} の x , y , z 方向の成分 B_x , B_y , B_z を求めることになる。

$$\begin{aligned} B_x &= \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \\ B_y &= \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \\ B_z &= \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \end{aligned} \quad (2.10)$$

2. 2. 1. 2 時間依存場

磁束が時間的に変化するため解析領域内にある導体または磁性体に渦電流が流れ、それによる反作用磁界が問題となる場合について考察する。ただし、低周波を扱う問題ではマクスウェルの基礎方程式の(2.1)式右辺の時間微分項の変位電流を無視することができる。(2.8)式を(2.2)式に代入すると次式を得ることができる。

$$\mathbf{E} = -\left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad } \phi\right) \quad (2.11)$$

ここで ϕ は電気スカラポテンシャルであり、 $\text{grad } \phi$ は $\text{rot}(\text{grad } \phi) = 0$ に起因して生じる項である⁽¹²⁾。これより(2.7)式と(2.11)式から時間依存場の磁界の基礎方程式は次式で表される。

$$\text{rot}(\nu \text{rot } \mathbf{A}) = \mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_e \quad (2.12)$$

$$\mathbf{J}_e = -\sigma \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad } \phi \right) \quad (2.13)$$

ここで \mathbf{J}_0 は強制電流密度、 \mathbf{J}_e は渦電流密度である。なお、辺要素を用いる場合はゲージ条件として $\phi = 0$ を選択できるため(2.13)式より電気スカラポテンシャル ϕ を削除することもでき⁽¹³⁾、渦電流場の定式化が簡単になる。ただし、電気スカラポテンシャル ϕ を未知数とした場合、未知変数の増加により自由度が増すため連立一次方程式の解法であるICCG法の収束特性が改善され計算時間が短いという利点がある。

2. 2. 1. 3 永久磁石を含む場

外部からの強制電流密度 \mathbf{J}_0 と渦電流密度 \mathbf{J}_e 以外に磁界を作る永久磁石が存在する場合、永久磁石の磁気特性は磁化 \mathbf{M} を用いて表現することになる。すなわち一般の磁性体の磁気特性が(2.5)式で表されるのに対して、永久磁石の磁気特性は次式で表される。

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (2.14)$$

ここで μ_0 は真空の透磁率である。このように解析領域内に一般の磁性体と永久磁石が混在している場合、各々を別々の式で取り扱う。永久磁石中の磁気特性は(2.14)式に(2.12)式を適用すると次式となる。

$$\text{rot} \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{B} - \mathbf{M}) = \mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_e \quad (2.15)$$

統いて(2.15)式に(2.8)式を代入すると、永久磁石を含む場の基礎方程式は次式で表される。

$$\text{rot}(\nu \text{rot } \mathbf{A}) = \mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_e + \mathbf{J}_m \quad (2.16)$$

$$\mathbf{J}_m = \nu_0 \text{rot } \mathbf{M} \quad (2.17)$$

ここで、 ν_0 は真空の磁気抵抗率、 \mathbf{J}_m は等価磁化電流密度とする。

2. 2. 2 有限要素法による定式化

2. 2. 2. 1 ガラーキン法による残差方程式

前項の(2.16)式に後述する要素の辺で定義される磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} の補間関数 N_i を重み関数として、ガラーキン法⁽¹⁰⁾を適用すると渦電流および永久磁石を考慮した動磁

場解析のための残差 G_{oi} は次式で定義され零となる。

$$G_{oi} = G_{li} - G_{j0i} - G_{jei} - G_{jmi} = 0 \quad (2.18)$$

ただし、(2.18)式右辺の各項は以下のようになる。

$$G_{li} = \int_V \mathbf{N}_i \cdot \{\operatorname{rot}(\nu \operatorname{rot} \mathbf{A})\} dV \quad (2.19)$$

$$G_{j0i} = \int_{V_c} \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{J}_0 dV \quad (2.20)$$

$$G_{jei} = \int_{V_e} \mathbf{N}_i \cdot \left\{ -\sigma \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \operatorname{grad} \phi \right) \right\} dV \quad (2.21)$$

$$G_{jmi} = \int_{V_m} \mathbf{N}_i \cdot (\nu_0 \operatorname{rot} \mathbf{M}) dV \quad (2.22)$$

ここで V は全領域、 V_c は巻線の領域、 V_e は渦電流が流れる導体の領域および V_m は永久磁石の領域とする。(2.19)式において磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} は離散化の過程で要素内では一次近似されるため、回転を2回適用すると恒等的に零となることから、このままの形では離散化できない。そこで次式のベクトル公式およびガウスの発散定理を用いて変形する。

$$\mathbf{u} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{v} = \mathbf{v} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{u} - \operatorname{div}(\mathbf{u} \times \mathbf{v}) \quad (2.23)$$

$$\int_V \operatorname{div} \mathbf{u} dV = \int_S \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS \quad (2.24)$$

$$(\mathbf{u} \times \mathbf{v}) \cdot \mathbf{w} = \mathbf{u} \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{w}) \quad (2.25)$$

(2.19)式にベクトル公式およびガウスの発散定理を適用すると次式が得られる。

$$\int_V \mathbf{N}_i \cdot \{\operatorname{rot}(\nu \operatorname{rot} \mathbf{A})\} dV = \int_V \operatorname{rot} \mathbf{N}_i \cdot (\nu \operatorname{rot} \mathbf{A}) dV - \int_S \mathbf{N}_i \cdot \{(\nu \operatorname{rot} \mathbf{A}) \times \mathbf{n}\} dS \quad (2.26)$$

ここで \mathbf{n} は微少面積 dS の外向きの単位法線ベクトルである。(2.26)式において右辺第2項は境界積分項で固定境界上では $\mathbf{N}_i = 0$ となり、磁界の強さ \mathbf{H} が境界面に垂直な場合は $\mathbf{n} \times \mathbf{H} = 0$ となるため結局零となる。したがって通常この項を零、すなわち磁束は境界に対して平行または垂直にしか通らないものとして解析する。

次に(2.22)式において永久磁石の磁化 \mathbf{M} は要素内で一定として与えるために、その回転量は恒等的に零となる。そこで(2.22)式にもベクトル公式およびガウスの発散定理を適用すると次式が得られる。

$$\int_{V_m} \mathbf{N}_i \cdot (\nu_0 \operatorname{rot} \mathbf{M}) dV = \int_{V_m} \operatorname{rot} \mathbf{N}_i \cdot (\nu_0 \mathbf{M}) dV - \int_{S_m} \mathbf{N}_i \cdot \{(\nu_0 \mathbf{M}) \times \mathbf{n}\} dS \quad (2.27)$$

(2.27)式の境界積分項も零として、境界上の磁化 \mathbf{M} は垂直または平行であるとする。

以上より渦電流および永久磁石を考慮した動磁場解析のための残差 G_{oi} は次式で定義される。なお、境界積分項も示す。

$$\begin{aligned}
G_{oi} = & \int_V \operatorname{rot} N_i \cdot (\nu \operatorname{rot} A) dV - \int_S N_i \cdot \{(\nu \operatorname{rot} A) \times \mathbf{n}\} dS \\
& - \int_{V_c} N_i \cdot \mathbf{J}_0 dV - \int_{V_e} N_i \cdot \left\{ -\sigma \left(\frac{\partial A}{\partial t} + \operatorname{grad} \phi \right) \right\} dV \\
& - \int_{V_m} \operatorname{rot} N_i \cdot (\nu_0 \mathbf{M}) dV + \int_{S_m} N_i \cdot \{(\nu_0 \mathbf{M}) \times \mathbf{n}\} dS
\end{aligned} \tag{2.28}$$

ところで(2.28)式において電気スカラポテンシャル ϕ も未知変数とした場合、未知変数は A の3成分と ϕ の合計4変数となるが、(2.28)式の残差 G_{oi} には3成分の式しかないため方程式の数が未知変数よりも少ないとことになる。そこで渦電流密度 \mathbf{J}_e に対して次式に示す電荷保存則の式を導入する。

$$\operatorname{div} \mathbf{J}_e = 0 \tag{2.29}$$

(2.13)式と(2.29)式より、後述する要素の節点で定義される電気スカラポテンシャル ϕ の補間関数 N_i を重み関数としてガラーキン法を適用すると残差 G_{di} は次式で定義され零となる。

$$G_{di} = \int_{V_e} N_i \operatorname{div} \mathbf{J}_e dV = 0 \tag{2.30}$$

また、(2.30)式にベクトル公式およびガウスの発散定理を適用すると次式が得られる。

$$\int_{V_e} N_i \operatorname{div} \mathbf{J}_e dV = \int_{S_e} N_i \mathbf{J}_e \cdot \mathbf{n} dS - \int_{V_e} \operatorname{grad} N_i \cdot \mathbf{J}_e dV \tag{2.31}$$

(2.31)式より渦電流が境界面に対して平行に流れる場合には、上式の右辺第一項の境界積分項は零になる。また、境界面に対して垂直な場合、磁気ベクトルポテンシャル A と電気スカラポテンシャル ϕ は固定境界となるため零になる。したがってこの項を零、すなわち渦電流は境界に対して平行または垂直にしか流れないとする。以上より磁気ベクトルポテンシャル A と電気スカラポテンシャル ϕ を未知数とする、いわゆる A - ϕ 法を用いる場合、(2.28)式と(2.31)式の連立方程式を解くことで磁束分布および渦電流分布を解析することが可能となる。

2. 2. 2. 境界条件

図 2.1 に示すような透磁率 μ が異なる二つの領域間の境界面 Γ 上の磁束密度 \mathbf{B} 、磁界の強さ \mathbf{H} の連続性を考察する。ただし、境界面 Γ は x - y 平面に平行であると仮定する。電磁界において磁界が満足すべき物理的な境界条件は次式で表される。

$$\mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{n} = \mathbf{B}_2 \cdot \mathbf{n} \tag{2.32}$$

$$\mathbf{H}_1 \times \mathbf{n} = \mathbf{H}_2 \times \mathbf{n} \tag{2.33}$$

ここで \mathbf{B}_1 および \mathbf{B}_2 はそれぞれ領域1および領域2の磁束密度、 \mathbf{H}_1 および \mathbf{H}_2 はそれぞれ領域1および領域2の磁界の強さ、 \mathbf{n} は境界面 Γ の単位法線ベクトルとする。(2.32)式は境界面に対する磁束密度 \mathbf{B} の法線方向成分の連続条件、(2.33)式は磁界の強さ \mathbf{H} の接線方向成分の連続条件を示している。(2.33)式の磁界の強さ \mathbf{H} の接線方向成分の連続条件は、前述の(2.26)式の右辺第二項の境界積分項を零とすることで満たすことができる。また、磁束密度 \mathbf{B} は磁気ベクトルポテンシャル A を用いて(2.8)式で表されることから磁束密度 \mathbf{B} の法線方向成分の連続性は、磁気ベクトルポテンシャル A の連続条件を考えればよいことになる。(2.32)式

と(2.8)式より Γ 上の A の分布に関して次式が得られる。

$$\frac{\partial A_{y1}}{\partial x} - \frac{\partial A_{x1}}{\partial y} = \frac{\partial A_{y2}}{\partial x} - \frac{\partial A_{x2}}{\partial y} \quad (2.34)$$

(2.34)式より Γ 上で Γ に平行な二成分 A_x と A_y のみが連続であれば磁束密度 B の法線方向成分の連続性が満足されることを示している⁽¹⁴⁾。

次に有限要素法では有限の領域を扱うことから(2.32)式および(2.33)式を満足する解析領域の取り方について検討する。(2.32)式および(2.33)式において領域1を解析領域の内部、領域2を解析領域の外部とすれば、境界面上では境界面に沿った磁気ベクトルポテンシャル A のみで磁束密度 B および磁界の強さ H が表される。境界面上の磁気ベクトルポテンシャル A が零以外であれば、(2.8)式より磁束密度 B は境界面に垂直になることがわかる。これより通常境界面上の磁気ベクトルポテンシャル A を未知数とすると磁束密度 B は境界面に対して必ず垂直となり、このような境界を自然境界と呼ぶ。また、解析領域を十分に広く取ると磁束密度 B は近似的に零となり(2.32)式および(2.33)式を満足することがわかる。このような境界を遠方境界と呼ぶ。一方、磁束密度 B が境界面に対して平行な場合、境界面に沿った磁気ベクトルポテンシャル A は一定値でなければならない。このような境界を固定境界と呼ぶ。なお、遠方境界においても境界面に沿った磁気ベクトルポテンシャル A は零として与えるため遠方境界は固定境界の一種であることがわかる。

続いて渦電流密度 J_e と電界の強さ E の境界条件について検討する。磁界と同様に渦電流密度 J_e と電界の強さ E が満足すべき物理的な境界条件は次式で表される。

$$J_{e1} \cdot n = J_{e2} \cdot n \quad (2.35)$$

$$E_1 \times n = E_2 \times n \quad (2.36)$$

ここで J_{e1} および J_{e2} はそれぞれ領域1および領域2の渦電流密度、 E_1 および E_2 はそれぞれ領域1および領域2の電界の強さとする。(2.35)式は境界面に対する渦電流密度 J_e の法線方向成分の連続条件、(2.36)式は電界の強さ E の接線方向成分の連続条件を示している。(2.35)式の渦電流密度 J_e の法線方向成分の連続条件は、前述の(2.31)式の右辺第一項の境界積分項を零とすることで満たすことができる。また、電界の強さ E は磁気ベクトルポテンシャル A と電気スカラポテンシャル ϕ を用いて(2.11)式で表されることから(2.36)式より Γ 上の A と ϕ の分布に関して次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial A_{x1}}{\partial t} + \frac{\partial \phi_1}{\partial x} &= \frac{\partial A_{x2}}{\partial t} + \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \\ \frac{\partial A_{y1}}{\partial t} + \frac{\partial \phi_1}{\partial y} &= \frac{\partial A_{y2}}{\partial t} + \frac{\partial \phi_2}{\partial y} \end{aligned} \right\} \quad (2.37)$$

(2.37)式より Γ 上で Γ に平行な二成分 A_x と A_y および ϕ が連続であれば電界の強さ E の接線方向成分の連続性が満足されることを示している。

次に領域1を解析領域内部、領域2を解析領域の外部とする有限領域について検討する。渦電流密度 J_e は(2.13)式より磁気ベクトルポテンシャル A と電気スカラポテンシャル ϕ から表されるが、 A は磁束密度 B の境界条件により決定されるため渦電流密度 J_e の境界条件は ϕ を用いて指定することができる。まず、境界面上の電気スカラポテンシャル ϕ を未知数とする、いわゆる自然境界とすると(2.31)式の右辺第一項を零とすることから、渦電流密度 J_e は境界面

に対して平行となる。また、境界面に沿った電気スカラポテンシャル ϕ を零とする、いわゆる固定境界とすると渦電流密度 J_e は境界面に対して垂直となる。

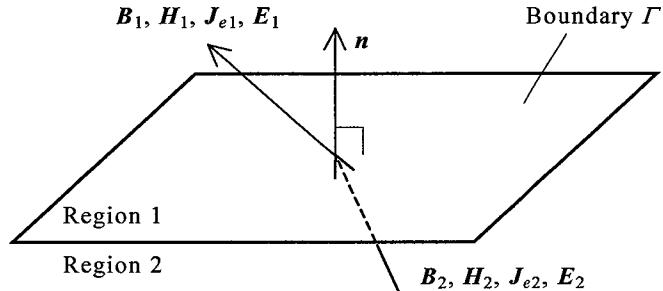


Fig.2.1 Boundary between two regions.

2. 2. 2. 3 未知数の定義方法

図 2.2 に未知変数の定義方法を示す。ただし、未知変数には磁気ベクトルポテンシャル A を用いる。要素には四面体要素を採用して、図中の矢印が未知変数を表す。従来の節点要素では図 2.2(a) に示すように各節点における磁気ベクトルポテンシャルの x, y および z 方向成分を未知数とする。したがって、要素の境界面上では磁気ベクトルポテンシャルの x, y および z 方向の全成分が連続となる。しかしながら、前節の(2.34)式より節点要素法における A の全成分の連続性は本来不要であり、接線方向成分のみの連続性で磁束密度 B および磁界の強さ H の連続性を満たした解析ができる。そこで辺上の磁気ベクトルポテンシャルを未知数とする辺要素を通常用いる。辺要素においては境界面上で定義される未知変数が境界面に沿った成分のみであることから、先に述べた境界条件を自然に満たすことができる。

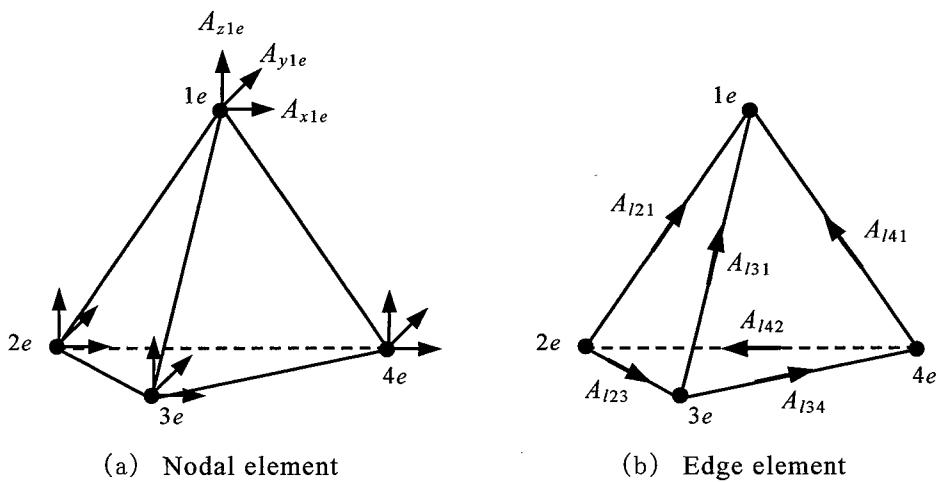


Fig.2.2 Definition of unknown variables.

2. 2. 2. 4 補間関数

(2.28)式を一次四面体辺要素により離散化する際に、図 2.3 に示す要素 (e)において相対辺番号 le に対応する相対節点番号 me, ne を定義する。未知変数は図中に示す相対節点番号 me から相対節点番号 ne へ向かう方向を正とする。このとき要素の辺で定義される磁気ベク

トルポテンシャル \mathbf{A} の補間関数 N_{le} は次式で定義される⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾。

$$N_{le} = \lambda_{me} \operatorname{grad} \lambda_{ne} - \lambda_{ne} \operatorname{grad} \lambda_{me} \quad (2.38)$$

ここで λ_{me} および λ_{ne} はそれぞれ相対節点番号 me, ne に対応する体積座標である。体積座標とは相対座標の一種で図 2.4 に示すように、相対節点番号 me に相対する面を底面とする斜線部の四面体の体積 V_{me} と要素 (e) の体積比で定義され次式で表される。

$$\lambda_{me} = \frac{1}{6V_e} (a_{me} + b_{me}x + c_{me}y + d_{me}z) \quad (2.39)$$

V_e は要素 (e) の体積で、次式で表される。

$$V_e = \frac{1}{6} \sum_{me=1}^4 (-1)^{me} x_{me} \{ y_{ne}(z_{oe} - z_{pe}) + y_{oe}(z_{pe} - z_{ne}) + y_{pe}(z_{ne} - z_{oe}) \} \quad (2.40)$$

式中の me, ne, oe, pe は循環する相対節点番号を示し、例えれば $me=2$ の時 ne, oe, pe はそれぞれ 3, 4, 1 に対応する。また、 $a_{me}, b_{me}, c_{me}, d_{me}$ は次式で表される。

$$a_{me} = (-1)^{me} \{ x_{ne}(y_{pe}z_{oe} - y_{oe}z_{pe}) + x_{oe}(y_{ne}z_{pe} - y_{pe}z_{ne}) + x_{pe}(y_{oe}z_{ne} - y_{ne}z_{oe}) \} \quad (2.41)$$

$$b_{me} = (-1)^{me} \{ y_{ne}(z_{oe} - z_{pe}) + y_{oe}(z_{pe} - z_{ne}) + y_{pe}(z_{ne} - z_{oe}) \} \quad (2.42)$$

$$c_{me} = (-1)^{me} \{ z_{ne}(x_{oe} - x_{pe}) + z_{oe}(x_{pe} - x_{ne}) + z_{pe}(x_{ne} - x_{oe}) \} \quad (2.43)$$

$$d_{me} = (-1)^{me} \{ x_{ne}(y_{oe} - y_{pe}) + x_{oe}(y_{pe} - y_{ne}) + x_{pe}(y_{ne} - y_{oe}) \} \quad (2.44)$$

(2.39) 式を (2.38) 式に代入すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} N_{le} = & \frac{1}{36V_e^2} \{ [a_{me}b_{ne} - a_{ne}b_{me} + (c_{me}b_{ne} - c_{ne}b_{me})y + (d_{me}b_{ne} - d_{ne}b_{me})z] \mathbf{i} \\ & + [a_{me}c_{ne} - a_{ne}c_{me} + (b_{me}c_{ne} - b_{ne}c_{me})x + (d_{me}c_{ne} - d_{ne}c_{me})z] \mathbf{j} \\ & + [a_{me}d_{ne} - a_{ne}d_{me} + (b_{me}d_{ne} - b_{ne}d_{me})x + (c_{me}d_{ne} - c_{ne}d_{me})y] \mathbf{k} \} \end{aligned} \quad (2.45)$$

ここで \mathbf{i}, \mathbf{j} および \mathbf{k} はそれぞれ x, y および z 方向の単位ベクトルである。辺 le は複数個の要素に共有されているが、いずれの要素で求めた辺 le の補間関数を同一にするためには、辺 le の両端の節点 me および ne の絶対節点番号 nme および nne が、 $nme > nne$ となるように相対節点番号をつければよいことになる。要素 (e) 内における磁気ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}^{(e)}$ は (2.45) 式のベクトル補間関数 N_{le} を用いて次式で表される。

$$\mathbf{A}^{(e)} = \sum_{le=1}^6 N_{le} A_{le} \quad (2.46)$$

ここで A_{le} は要素 (e) の相対辺番号 le に沿った未知変数である。また、その単位はベクトル補間関数 N_{le} の単位が m^{-1} であることから Wb の次元を有する。すなわち、 A_{le} という未知変数は磁気ベクトルポテンシャルの単位 Wb/m よりも長さの次元だけ高く、ラプラス問題などの既知の境界値を与えるときには、磁気ベクトルポテンシャル値にその辺の長さをかけたものを未知変数 A_{le} に与えなければならないので注意を要する。以上より (2.45) 式と (2.46) 式を用いることで、(2.28) 式を離散化することができる。

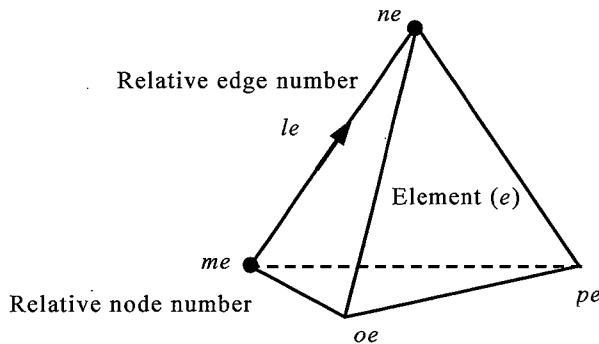


Fig.2.3 Relationship between edge and node.

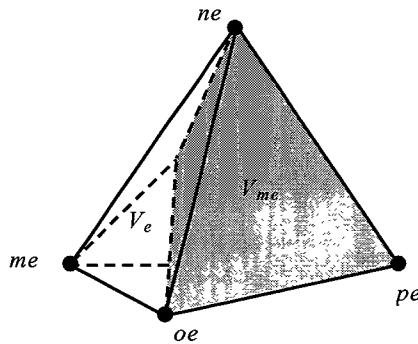


Fig.2.4 Volume coordinate of relative node number me .

渦電流の電荷保存則の(2.31)式を離散化する際に、要素の節点で定義される電気スカラポテンシャル ϕ の補間関数 N_{ne} は次式で定義される。

$$N_{ne} = \frac{1}{6V_e} (a_{ne} + b_{ne}x + c_{ne}y + d_{ne}z) \quad (2.47)$$

これより要素 (e) 内における電気スカラポテンシャル $\phi^{(e)}$ は(2.47)式を用いて次式となる。

$$\phi^{(e)} = \sum_{ne=1}^4 N_{ne} \phi_{ne} \quad (2.48)$$

以上より(2.47)式と(2.48)式を用いることで、(2.31)式を離散化することができる。

2. 2. 3 時間依存場計算法

(2.13)式の時間微分項である $\partial / \partial t$ の処理法としては、差分近似法と複素数近似法の二種類ある。しかしながら、磁性体の透磁率の非線形性を考慮するためには差分近似法を用いる必要がある。なぜならば、複素数近似法では磁性体の透磁率の時間的変化が考慮できないからである。そこで本論文では時間微分項の取り扱いには差分近似法を適用する。

差分近似法は解析する時間領域を微少時間幅 Δt で小刻みに区切り、その区間内では現象が直線的に変化するものと仮定して微分方程式を離散化して step-by-step 法により計算する手法である。この直線の勾配の決定方法により前進、後退、中央差分法などがある。この中から解の収束性より後退差分法を用いた。後退差分法は時間微分項を次式に示すように時

刻 $t + \Delta t$ における勾配で与える方法である。

$$\frac{\partial A^{t+\Delta t}}{\partial t} = \frac{A^{t+\Delta t} - A^t}{\Delta t} \quad (2.49)$$

なお、複素数近似法とは解析対象が交流定常状態であり、ベクトルポテンシャルや電流密度などの磁界の物理量が時間的に正弦波状に変化する場合、これらを複素数表示して時間微分項 $\partial / \partial t$ を $j\omega$ (ω は角周波数) で置換するベクトル記号法的な手法である。

2. 2. 4 非線形計算法

磁界解析の解析対象となる鉄などの磁性体の磁化曲線は、一般に非線形性を有する。すなわち、その透磁率は磁束密度に対して一定ではない。磁性体の磁化曲線を正確に考慮するには各要素に適当な透磁率を仮定して磁束密度を線形計算して、その結果得られた各要素の磁束密度に応じて透磁率を修正して磁束密度を再計算する必要がある。これを収束するまで繰り返すのだが、その繰り返し計算法として優れた収束性を有するニュートン・ラプソン法⁽¹³⁾がよく用いられる。この方法によれば、解くべきマトリクスは(2.28)式と(2.31)式より次式で表される。

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial A_l^{t+\Delta t}} \\ \frac{\partial G_{di}^{t+\Delta t}}{\partial A_l^{t+\Delta t}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial \phi_l^{t+\Delta t}} \\ \frac{\partial G_{di}^{t+\Delta t}}{\partial \phi_l^{t+\Delta t}} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \delta A_l^{t+\Delta t} \\ \delta \phi_l^{t+\Delta t} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -G_{oi}^{t+\Delta t} \\ -G_{di}^{t+\Delta t} \end{Bmatrix} \quad (2.50)$$

(2.50)式の係数マトリクスは次式で与えられる。ただし、時間微分項は後退差分近似し、等方性の磁性体についてのみ示す。

$$\begin{aligned} \frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial A_l^{t+\Delta t}} &= \sum_{\Omega} \left\{ \int_V \text{rot} N_i^{(e)} \cdot (\nabla^{(e)} \text{rot} N_l^{(e)}) \delta_i^{(e)} \delta_l^{(e)} dV \right. \\ &\quad \left. + 2 \frac{\partial \nu^{(e)}}{\partial (\mathbf{B}_{t+\Delta t}^{(e)})^2} \int_V (\text{rot} N_l^{(e)} \cdot \mathbf{B}_{t+\Delta t}^{(e)}) \cdot (\text{rot} N_i^{(e)} \cdot \mathbf{B}_{t+\Delta t}^{(e)}) \delta_i^{(e)} \delta_l^{(e)} dV \right\} \\ &\quad + \sum_{\Gamma_{je}} \frac{1}{\Delta t} \int_{V_e} N_i^{(e)} \cdot (\sigma^{(e)} \text{grad} N_l^{(e)}) \delta_i^{(e)} \delta_l^{(e)} dV \quad (2.51) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial \phi_l^{t+\Delta t}} = \sum_{\Gamma_{je}} \int_{V_e} \text{grad} N_i^{(e)} \cdot (\sigma^{(e)} N_l^{(e)}) \delta_i^{(e)} \delta_l^{(e)} dV \quad (2.52)$$

$$\frac{\partial G_{di}^{t+\Delta t}}{\partial A_l^{t+\Delta t}} = \sum_{\Gamma_{je}} \int_{V_e} \text{grad} N_i^{(e)} \cdot \frac{1}{\Delta t} (\sigma^{(e)} N_l^{(e)}) \delta_i^{(e)} \delta_l^{(e)} dV \quad (2.53)$$

$$\frac{\partial G_{di}^{t+\Delta t}}{\partial \phi_i^{t+\Delta t}} = \sum_{\Gamma_{je}} \int_{V_e} \text{grad} N_i^{(e)} \cdot (\sigma^{(e)} \text{grad} N_i^{(e)}) \delta_i^{(e)} \delta_l^{(e)} dV \quad (2.54)$$

ここで Ω と Γ_{je} はそれぞれ全領域および渦電流が流れる領域である。また、 $\mathbf{B}_{t+\Delta t}^{(e)}$ は時刻 $t+\Delta t$ における要素 (e) の磁束密度である。(2.51)から(2.54)式は絶対辺番号 i および l を有する要素 (e) についてのみ計算して、それらの和をとれば(2.50)式のマトリクスが作成できることを表している。すなわち $\delta_i^{(e)}$ と $\delta_l^{(e)}$ がこれらを表す関数であり、それぞれ要素 (e) が絶対辺番号 i および l を有するとき1、それ以外のとき0となる。なお、(2.50)式の係数マトリクスは、(2.52)式と(2.53)式より下段の行に Δt を乗じれば対称となることから、ICCG 法⁽¹⁷⁾が適用可能となる。また、(2.51)式中の $\partial \nu^{(e)} / \partial (\mathbf{B}_{t+\Delta t}^{(e)})^2$ は、磁化曲線から求められる。線形解析ではこれを零として1回計算すればよい。

2.2.5 電磁力計算法

磁界内の物体に働く力を求める方法には、マクスウェルの応力法、エネルギー変位法、磁化電流法、磁気モーメント法などがあるが、中でもマクスウェルの応力法がよく用いられ⁽¹⁸⁾、本論文でもマクスウェルの応力法⁽¹⁹⁾を適用する。

ファラデー・マクスウェルの理論⁽²⁰⁾では二電荷間に作用する力は周囲の媒体を伝わり、あたかも弾性の糸を引っ張るときに力が弾力としてその間を伝わるように電気作用もまた力管なるもので充たされた媒質の一種の歪みに起因して生じ、この歪んだ状態が電界であると考えている。同様に磁界においても、電磁力が働くものとしてこの歪んだ状態が磁界であると考えることができる。電磁界内にある閉曲面 S に囲まれた領域 V 内の単位体積あたりに作用する力を \mathbf{f} とすれば、閉曲面 S 内の全体積に作用する力 \mathbf{F} は、 \mathbf{f} を全領域について積分することで得られるが、それはまた面 S の単位面積あたりに作用する力、すなわち S 上の応力 \mathbf{p} を全表面について積分したものに等しく、次式で表すことができる。

$$F = \int_V \mathbf{f} dV = \oint_S \mathbf{p} dS \quad (2.55)$$

次に、 \mathbf{f} の各成分 f_x, f_y, f_z がそれぞれ未知ベクトル $\mathbf{T}_x, \mathbf{T}_y, \mathbf{T}_z$ の発散量で表されるとすると次式を得ることができる⁽²¹⁾。

$$\begin{aligned} F &= \int_V (i \operatorname{div} \mathbf{T}_x + j \operatorname{div} \mathbf{T}_y + k \operatorname{div} \mathbf{T}_z) dV \\ &= \int_S (i \mathbf{T}_x \cdot \mathbf{n} + j \mathbf{T}_y \cdot \mathbf{n} + k \mathbf{T}_z \cdot \mathbf{n}) dS \end{aligned} \quad (2.56)$$

ここで \mathbf{n} は微少面積 dS の単位法線ベクトルである。(2.55)式と(2.56)式より応力 \mathbf{p} は次式で表すことができる。

$$\mathbf{p} = \mathbf{T} \cdot \mathbf{n}, \quad \mathbf{T} = \begin{Bmatrix} \mathbf{T}_x \\ \mathbf{T}_y \\ \mathbf{T}_z \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{xx} & T_{xy} & T_{xz} \\ T_{yx} & T_{yy} & T_{yz} \\ T_{zx} & T_{zy} & T_{zz} \end{bmatrix} \quad (2.57)$$

ここで \mathbf{T} はマクスウェルの応力テンソル⁽²⁰⁾であり、次式で与えられる。

$$\mathbf{T} = [T_{ij}], \quad T_{ij} = \frac{1}{\mu} \left\{ B_i B_j - \frac{1}{2} (\delta_{ij} + \gamma) \mathbf{B}^2 \right\}, \quad (i, j = x, y, z) \quad (2.58)$$

ここで μ は物質中の透磁率, B_x, B_y, B_z はそれぞれ磁束密度 \mathbf{B} の x, y, z 方向成分, δ_{ij} は次式に示すクロネッカのデルタ関数である。

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & (i=j) \\ 0 & (i \neq j) \end{cases} \quad (2.59)$$

また, γ は物質の質量密度 m の変化による透磁率 μ の変化を表す量で, 次式で表される。

$$\gamma = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{d\mu}{dm} \quad (2.60)$$

真空(空気)中では, $\gamma = 0$ としてよいため⁽²⁰⁾, 閉曲面が真空(空気)中を取り囲む場合には(2.58)式は次式となる。

$$\mathbf{T} = [T_{ij}], \quad T_{ij} = \frac{1}{\mu_0} \left\{ B_i B_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} \mathbf{B}^2 \right\}, \quad (i, j = x, y, z) \quad (2.61)$$

ここで電磁石の可動鉄心に働く力を求めるときには, 可動鉄心を囲む閉曲面 S のとり方は任意であるが, 領域の分割によって計算結果に影響を生じる。最も誤差の少ない閉曲面を選ぶには, 磁束分布の変化が緩やかで, かつメッシュを細かく分割しているところを選ぶ必要がある。そのため電磁石では空気と接する可動鉄心の表面より離れた空間に積分面 S を選ぶのがよい⁽²¹⁾。

2. 3 電流分布計算法

電流の流れる導体が複雑な形状をしている場合, (2.20)式の強制電流密度 \mathbf{J}_0 の方向ベクトルを与えることは容易でない。そこで磁界解析の前にあらかじめ電流分布を解析することで強制電流密度 \mathbf{J}_0 の方向ベクトルを求める⁽²²⁾。電流分布解析の基礎方程式は次式で表される。

$$\operatorname{rot} \left(\frac{1}{\sigma} \operatorname{rot} \mathbf{T} \right) = 0, \quad \mathbf{J} = \operatorname{rot} \mathbf{T}, \quad \oint \mathbf{T} \cdot d\mathbf{s} = I \quad (2.62)$$

ここで σ は導電率, \mathbf{T} は電流ベクトルポテンシャル, \mathbf{J} は電流密度および I は電流値である。(2.62)式の電流 I を単位電流として解き, 得られた \mathbf{J} を強制電流密度 \mathbf{J}_0 の方向ベクトルとすることで任意の形状の導体に流れる電流の方向ベクトルを求めることが可能となる。

2. 4 電気回路方程式との連成法⁽²³⁾

解析領域内に定常電流が流れている時は, (2.28)式の強制電流密度を直接与えることで解析が可能である。しかしながら, 時刻 $t=0$ で電圧を回路に急に与えたときに生じる過渡現象を扱う場合, 電流は時間的に変化するため強制電流 I_0 も未知変数として扱い, 電気回路方程式と連成して解析する必要がある。そこで電気回路方程式は, 次式で与えられる。

$$\eta = V_0 - RI_0 - L \frac{dI_0}{dt} - \frac{d\psi}{dt} = 0 \quad (2.63)$$

ここで V_0 は巻線の端子電圧, R は抵抗および L は解析領域外のインダクタンスである。また, ψ は鎖交磁束数であり次式で与えられる。

$$\psi = \frac{n_c}{S_c} \int (\phi A \cdot ds) dS \quad (2.64)$$

ここで n_c は巻線の巻数, S_c は巻線の断面積, ds は強制電流に沿った微少線分および dS は巻線の断面上の微少面積である。微少線分 ds の方向は、巻線の断面の法線ベクトル \mathbf{n}_s と同じであるから、(2.64)式は次式で表すことができる。

$$\psi = \frac{n_c}{S_c} \int A \cdot \mathbf{n}_s dV \quad (2.65)$$

(2.63)式に(2.65)式を代入することで次式を得ることができる。但し、時間微分項は後退差分近似した。

$$\eta = V_0 - RI_0^{t+\Delta t} - L \frac{I_0^{t+\Delta t} - I_0^t}{\Delta t} - \frac{1}{\Delta t} \frac{n_c}{S_c} \sum_{\Gamma_{j0}} \int \left(\sum_{le=1}^6 N_{le} A_{le}^{t+\Delta t} - \sum_{le=1}^6 N_{le} A_{le}^t \right) \cdot \mathbf{n}_s^{(e)} dV = 0 \quad (2.66)$$

なお、強制電流 I_0 と強制電流密度 \mathbf{J}_0 の関係式は次式である。

$$\mathbf{J}_0 = \frac{n_c}{S_c} I_0 \mathbf{n}_s \quad (2.67)$$

これより(2.67)式を(2.20)式に代入することで次式を得ることができる。

$$G_{joi}^{(e)t+\Delta t} = \sum_{\Gamma_{j0}} \frac{n_c}{S_c} I_0^{t+\Delta t} \int N_i^{(e)} \cdot \mathbf{n}_s^{(e)} \delta_i^{(e)} dV \quad (2.68)$$

(2.68)式を用いて(2.28), (2.31)および(2.66)式を連立して非線形解析するには、解くべきマトリクスは次式で表される。

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial A_l^{t+\Delta t}} & \frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial I_0^{t+\Delta t}} & \frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial \phi_l^{t+\Delta t}} \\ \frac{\partial \eta^{t+\Delta t}}{\partial A_l^{t+\Delta t}} & \frac{\partial \eta^{t+\Delta t}}{\partial I_0^{t+\Delta t}} & 0 \\ \frac{\partial G_{di}^{t+\Delta t}}{\partial A_l^{t+\Delta t}} & 0 & \frac{\partial G_{di}^{t+\Delta t}}{\partial \phi_l^{t+\Delta t}} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \delta A_l^{t+\Delta t} \\ \delta I_0^{t+\Delta t} \\ \delta \phi_l^{t+\Delta t} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -G_{oi}^{t+\Delta t} \\ -\eta_0^{t+\Delta t} \\ -G_{di}^{t+\Delta t} \end{Bmatrix} \quad (2.69)$$

$$\frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial I_0^{t+\Delta t}} = -\frac{n_c}{S_c} \sum_{\Gamma_{j0}} \int N_i^{(e)} \cdot \mathbf{n}_s^{(e)} \delta_i^{(e)} dV \quad (2.70)$$

$$\frac{\partial \eta^{t+\Delta t}}{\partial A_l^{t+\Delta t}} = -\frac{n_c}{S_c} \cdot \frac{1}{\Delta t} \sum_{\Gamma_{j0}} \int N_i^{(e)} \cdot \mathbf{n}_s^{(e)} \delta_l^{(e)} dV \quad (2.71)$$

$$\frac{\partial \eta^{t+\Delta t}}{\partial I_0^{t+\Delta t}} = -R - \frac{L}{\Delta t} \quad (2.72)$$

(2.69)式の対称な位置関係にある係数マトリクス(2.70)式と(2.71)式は、このままで等しくないのでマトリクスの解法に ICCG 法を用いることができない。そこで(2.69)式の η に関する行に Δt を乗じることで(2.69)式の係数マトリクスは対称となり、マトリクスの解法に ICCG 法が適用可能となる。

2.5 運動方程式計算法

リニア振動アクチュエータのような電磁アクチュエータに電圧が印加されて、プランジャーが移動するような場合について考察する。運動導体を有する電気機器の解析には、座標系の選び方が問題となる。運動座標系を用いると(2.50)式のとおり係数マトリクスは対称となるため計算機の記憶容量および計算時間の上で優位であると考えられる。以上より本論文では運動を考慮した過渡動作特性を解析するため、導体の運動に運動座標系を採用することにする。

なお、運動座標系を採用する場合、各時刻における可動部の位置を求めて、可動部の移動に伴い三次元分割図を自動的に修正しながらアクチュエータの動作特性を解析することが必要となる。図 2.5 にアクチュエータの動作特性解析のためのフローチャートを示す。

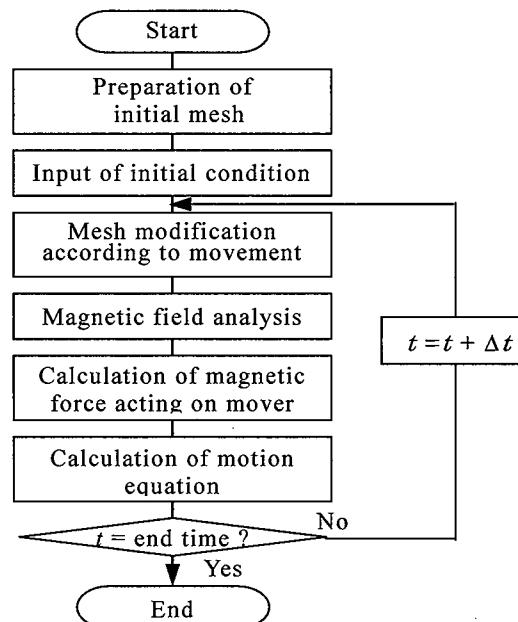


Fig.2.5 Flowchart for dynamic analysis coupled with magnetic field and motion equation.

2.5.1 運動方程式⁽²⁾

リニア振動アクチュエータのような電磁アクチュエータに電圧が印加されて、吸引力が負荷力を上回ると可動部が移動を始める。可動部の過渡動作特性を解析するには各時刻の可動部の位置を求める必要があるため、可動部に関する運動方程式を数値計算で解かねばならない。そこで y 方向にのみ直線運動する可動部について解くべき運動方程式は次式で表される⁽²³⁾。

$$M \frac{d^2y}{dt^2} + D \frac{dy}{dt} \pm F_k \pm F_g + F_s = F_y \quad (2.73)$$

ここで M は可動部の全質量、 D は可動部の周囲媒体(空気などの気体や油などの液体)の粘性減衰係数、 F_k は戻しづねによる力の y 方向成分、 F_g は可動部に働く重力の y 方向成分、 F_s は機械的な摩擦による力の y 方向成分および F_y は電磁力の y 方向成分とする。ただし、 F_k と F_g の土の符号は、それらの力の方向が F_y と同方向の場合マイナス、反対方向の場合プラスとなる。

同様に回転動作する可動部について解くべき運動方程式は次式で表される。

$$I \frac{d^2\theta}{dt^2} + D_t \frac{d\theta}{dt} + T_s = T_m \quad (2.74)$$

ここで I は可動部の全慣性モーメント, θ は可動部の回転角, D_t は回転動作する可動部の周囲媒体の粘性減衰係数, T_s は機械的な摩擦による力および T_m はトルクの θ 方向成分とする。

2.5.2 離散化

(2.73)式を後退差分近似すると、時刻 t における可動部の加速度 α^t は次式となる。

$$\alpha^t = \frac{F_y^t - D \frac{dy^t}{dt} + k_s + F_g - F_s^t}{M} \quad (2.75)$$

微小時間 Δt 間の可動部の移動距離 Δy^t は、可動部の運動を等加速度運動とみなすと次式で近似することができる。

$$\Delta y^t = v^t \Delta t + \frac{\alpha^t \Delta t^2}{2} \quad (2.76)$$

ここで v^t は時刻 t における可動部の速度である。次の時刻 $t+\Delta t$ の可動部の移動距離 $y^{t+\Delta t}$ および速度 $v^{t+\Delta t}$ は次式で表される。

$$y^{t+\Delta t} = y^t + \Delta y^t \quad (2.77)$$

$$v^{t+\Delta t} = v^t + \alpha^t \Delta t \quad (2.78)$$

ここで y^t は時刻 t における可動部の移動距離である。以上より(2.75)から(2.78)式までを Δt ごとに時間を追って計算すれば、可動部の位置と時間との関係を求めることができる。

2.5.3 三次元分割図自動修正法

本論文では運動を考慮した過渡動作特性を解析するため、導体の運動に運動座標系を採用しているため、前述の運動方程式により得られた可動部の運動に伴い可動部のメッシュを移動させて三次元分割図を再分割する必要がある。そこで本節では三次元分割図の自動修正方法について述べる。

従来、三次元場において直線運動するリニアアクチュエータ等の動作特性を解析するために短時間で分割図を自動修正する方法として、あらかじめ初期分割図と最終分割図を作成しておき、二つの分割図の間を補間する方法が用いられてきた⁽⁷⁾。以下にその概略を示す。

- ① 図 2.6 に示すように2つの分割図を準備する。なお、それぞれは可動部の初期位置と最終位置の分割図であり、要素数や節点数は全く同じであるため節点の座標が異なるだけである。
- ② 可動部の運動に伴い全ての節点に対して、初期メッシュの座標 Q_p と最終メッシュ $Q_{p'}$ の間を次式のように補間することで新しい節点座標 $Q_{p''}$ を計算する。

$$Q_{p''} = (1-R)Q_p + RQ_{p'} \quad (2.79)$$

ここで R は移動距離の割合を示しており、次式で求めることができる。

$$R = \Delta l / l \quad (0 \leq R \leq 1) \quad (2.80)$$

ここで Δl は運動方程式によって得られる可動部の移動距離であり、 l は可動部の初期位置と最終位置の間の距離である。(2.79)式と(2.80)式を解析領域の全ての節点に対して適用することで可動部の移動に伴う三次元分割図を自動修正することが可能となる。この方法は可動部の移動に伴い要素数や節点数が変化しないためマトリクスのサイズは変化せず、また手法としては非常に簡単であるためメッシュの修正に要する計算時間は非常に短い。但し、可動部の移動に伴い可動部周辺の空気領域の要素が扁平になり易く移動距離が制限される。

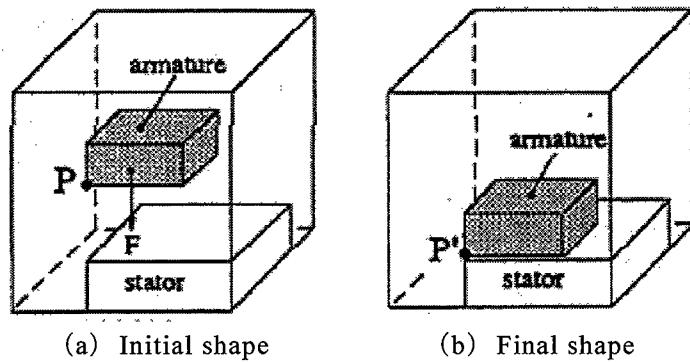


Fig.2.6 Two meshes for interpolation.

以上より可動部の運動にともない分割図を短時間で自動修正する方法として、二つの分割図を用いる方法ではストロークが大きくなると要素が扁平となり、計算精度が低下するという問題がある。次に三次元分割図の作成や可動部の移動方向に制限をつけて、可動部の移動に伴う分割図の修正時間を短くして、かつ長ストロークや複数の動作に対応できる改良手法を示す。これにより可動部の運動に伴ない高速で分割図を自動修正することで、複雑な動作をする電磁アクチュエータの動作特性を解析することが可能となる。以下に改良手法の詳細を説明する。

2.5.3.1 直線運動(可変速度)

ここでは可動部が直線運動のみをして、また可動部のストロークは大きく任意の位置の三次元分割図を合成できる手法について述べる。本手法は可動部と固定部の三次元分割図を作成して、可動部を移動させて可動部前方の分割図を切り取り、可動部後方と合成する手法である。本手法の特徴は直線上の任意の位置に移動した可動部と固定部の分割図を合成するため、ストロークの大きな可動部を有するリニアアクチュエータを解析することが可能となる。また、可動部と固定部を合成するアルゴリズムが非常に単純であり、さらに可動部が大きく移動しても可動部前方の突出した分割図を切り取り可動部後方に接続するため、節点数や要素数が変化せず、マトリクスの大きさの再編成および境界条件の再設定などが容易である。以上のことから本手法では三次元分割図の合成に要する計算時間が非常に短い。

ただし、本手法を用いるためには、可動部と固定部の接合面の分割図は格子状に作成する必要があり、全体の要素数が多くなる可能性がある。さらに可動部を任意の位置で合成するこ

とができないため、可動部の移動方向は一方向であるなどの制限がある。また、本手法では可動部と固定部の分割図を合成するために可動部と固定部の接合付近の分割図は扁平になり易く、可動部の周囲には若干の空気領域を設ける必要がある。以下に本手法の手順を具体的に示す。

ステップ1：初期状態の分割図を作成する。ただし、可動部および固定部の接合面付近の分割図は格子状にする（図 2.7(a)）

ステップ2：可動部と固定部の分割図を切り離す（図 2.7(b)）

ステップ3：切り離した可動部の分割図を運動方程式より得られた位置に移動（図 2.7(c)）

ステップ4：固定部から突出した可動部前方の分割図を切り取り、可動部後方へ接続（図 2.7(d)）

ステップ5：可動部と固定部の分割図を再び合成する（図 2.7(e)）

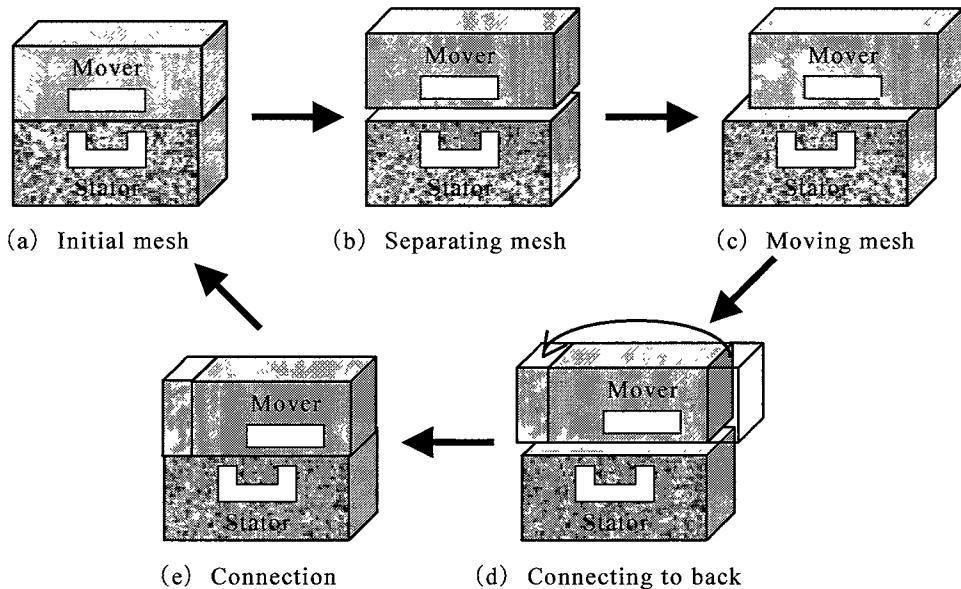


Fig.2.7 Automatic re-generation of mesh.

さらに図 2.8 に可動部と固定部の分割図の接合面付近における合成方法を二次元断面で示す。なお、本来は四面体要素であるので二次元断面は三角形要素となるが、簡単のために四角形要素として示している。これより可動部の移動に伴い、要素数や節点数が変化していないことがわかる。可動部の移動距離は要素の間隔に関係なく、可動部と固定部で最も近い節点を接続するため任意の移動距離が可能である。また、渦電流が流れる導体が可動部であっても可動部の要素は変形をしておらず、可動部周辺の空気領域の要素は変形するが渦電流が流れることはないので特別に補間演算などを必要としない。

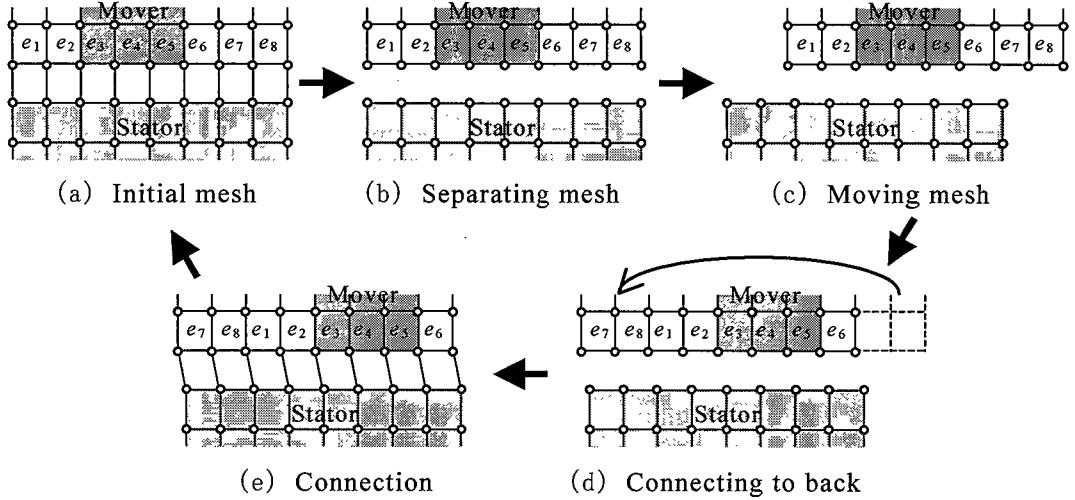


Fig.2.8 Automatic connection of meshes.

2.5.3.2 直線運動(一定速度)

ここでは可動部が直線運動のみをして、また可動部のストロークは大きいが、可動部の速度が一定である場合の三次元分割図の自動修正法を述べる。本手法は可動部と可動部が移動する領域を必ず等間隔に要素分割して、可動部の移動に伴い各要素の材質情報を変更していく。これにより可動部の移動によって要素数や節点数が変化することなく、さらに要素の形状や要素を構成する節点番号などの情報も変化しないため、三次元分割図の自動修正に要する計算時間が大幅に削減できる。

ただし、本手法を用いるためには可動部と可動部の移動領域の要素は全て等間隔の格子状に作成する必要があり、可動部は一要素毎に要素の定数倍の距離しか移動できない。つまり可動部の移動速度は一定で、移動方向も一方向と制限される。以下に本手法の詳細を示す。

ステップ1: 可動部および可動部が移動する領域の要素分割は均等に分割する(図 2.9(a))。要素分割の間隔は平行移動磁石の長さや平行移動の速度によって決定する。なお、図中の番号は本説明のためにつけられた仮の小領域番号である。

ステップ2: 次の時間ステップにて、可動部前方すぐ隣の小領域4の材質を空気から可動部の材質に変更し、可動部後方(小領域1)の材質を空気へ変更する(図 2.9(b))。

ステップ3: 可動部の移動に伴い、要素の材質情報を変更することを繰り返す(図 2.9(c))。

これより1ステップ当りの時間刻み幅 Δt と要素分割の間隔 l により可動部の移動速度 v が次式で決定される。

$$v = \frac{nl}{\Delta t} \quad (2.90)$$

ここで n は1ステップで可動部が移動する要素の数である。これより可動部の移動速度を遅くするために時間刻み幅 Δt を大きくすることは、前述のとおり運動方程式の計算精度低下を招

ぐため、要素分割の間隔 l を小さくする必要があり要素数が増加するという課題もある。また、本手法では可動部の移動に伴い可動部の要素番号が変化するため、可動部に渦電流が流れる場合、磁気ベクトルポテンシャルの微分項は後退差分を用いて次式のように計算される。

$$\frac{\partial A^{t+\Delta t}}{\partial t} = \frac{A_{k+n}^{t+\Delta t} - A_k^t}{\Delta t} \quad (2.91)$$

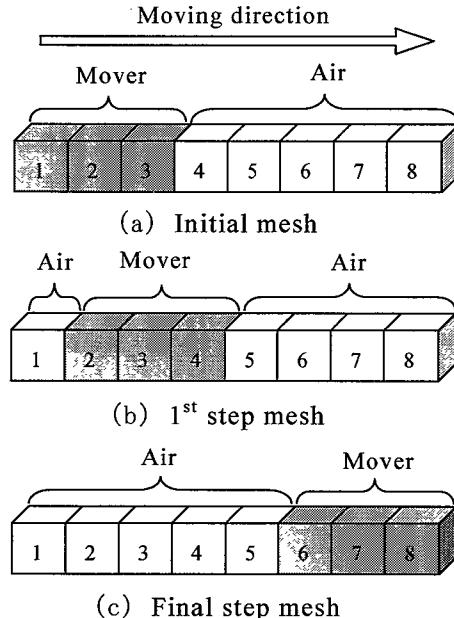


Fig.2.9 Automatic re-generation of mesh.

2.5.3.3 回転運動

ここでは可動部が回転運動をする場合の三次元分割図の自動修正法を述べる。本手法は可動部の回転動作に伴い可動部と固定部の分割図を任意の位置で自動的に合成する方法であり、主に回転機の解析に用いられる手法である⁽²⁴⁾。可動部の回転に伴い可動部と固定部の最も近い節点同士を接続するためアルゴリズムが非常に単純であり、分割図を再構成する度に節点番号は変化するが、三次元分割図の合成に要する計算時間が非常に短い。本手法を要約すると以下のようになる。

ステップ1：基本となる要素分割データを作成し、固定部と可動部に分離するための境界（切断面）を決定する（図 2.10(a)）。

ステップ2：固定部と可動部を分離する（図 2.10(b)）。

ステップ3：運動方程式を解くことによって得られる回転角に合わせて可動部を回転させる（図 2.10(c)）。

ステップ4：固定部と可動部の切断面上の最も近い節点同士を接続する（図 2.10(d)）。

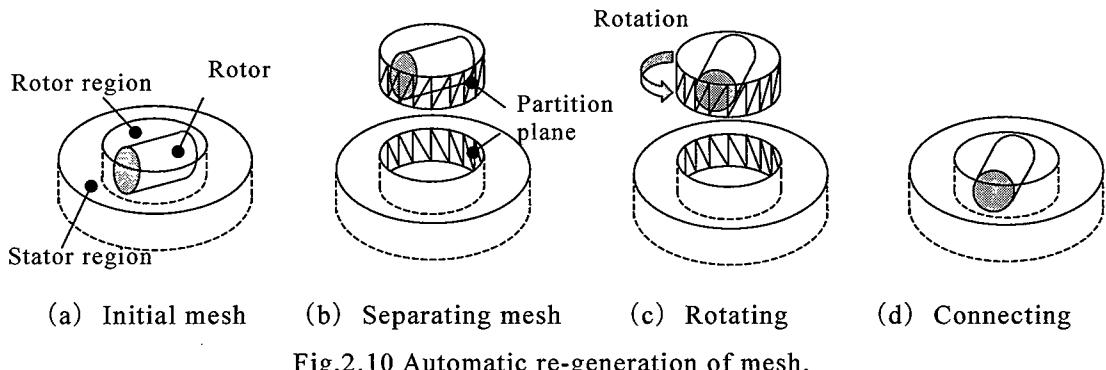


Fig.2.10 Automatic re-generation of mesh.

以上より本手法を用いることで、可動部の移動方向や分割図の作成に制限はあるものの、三次元分割図の自動修正に要する時間は短くなり、複雑な動作をするアクチュエータの大規模な動作特性を解析することが可能となる。表 1.1 に従来手法と改良手法の比較を示す。これより三次元分割図の自動修正に要する時間は、三次元磁界解析の計算時間と比して約 1%以下と非常に短いことがわかる。

Table 1.1 Comparison with conventional and improved method.

	Conventional method	Improved method (1)	Improved method (2)	Improved method (3)
Moving direction	Linear	Linear	Linear	Rotation
Moving distance	Short	Long	Long	Long
Moving step	Free	Free	Constant	Free
Number of elements	354,654	980,100	179,424	179,424
Re-meshing time (s)	1.0	2.2	0.01	0.6
Total CPU time (s)	1,314	2,950	299	285

2. 5. 3. 4 複合運動

次に可動部が直線運動と回転運動を同時に行う複合運動をする場合の三次元分割図の自動修正法について述べる。複合運動は第4章、第5章で詳しく述べるが直線と回転の運動を微小一定時間に別々に解く。そのため直線運動については従来法を、回転運動には改良法を用いることで複合運動時の三次元分割図の自動修正を行っている。

2. 6 結言

三次元有限要素法を用いて電磁アクチュエータの動作特性を計算するために、電気回路方程式、運動方程式との連成方法を述べ、さらに分割図の自動修正法について示した。

本章で得られた知見を要約すると次のようになる。

- (1) 時間微分項に差分近似法を適用するとともに、透磁率の非線形性を含む計算にはニュートン・ラプソン法を適用し、座標系は運動座標系を選択して、ステップバイステップで繰り返すことで電磁アクチュエータの動作特性を計算する方法を示した。
- (2) 可動部の運動を直線運動(可変速度)、直線運動(一定速度)、回転運動、複合運動の場合にそれぞれ分けて、アルゴリズムが非常に簡単で三次元分割図の自動修正に要する時間は磁界解析の計算時間と比して 1%以下の高速自動修正法について述べた。

参考文献

- (1) 伊藤, 河瀬:「最新有限要素法による電気・電子機器の CAE」(2000)森北出版
- (2) 河瀬, 伊藤:「最新三次元有限要素法による電気・電子機器の実用解析」(1997)森北出版
- (3) 佐藤, 鈴木, 斎藤, 乾:「磁性体の非線形特性どうぞ電流の影響を考慮した磁界の計算(変圧器における磁界の解析)」電学論 B, Vol.96, No.8, pp.399-406 (1976)
- (4) 平田, 光武, 玉井:「3次元有限要素法を用いたラピッドスタート型銅鉄安定器の動特性解析」電学論 D, Vol.122, No.3, pp.241-246 (2002)
- (5) 地蔵, 山田, 岩本:「吸引式磁気浮上車の高速走行浮上特性の解析」電学論 B, Vol.97, p.215 (1977)
- (6) 織田村:「運動を伴う電磁界の風上有限要素解析」電学論 B, Vol.105, p.613 (1985)
- (7) 河瀬, 菊池:「四面体辺要素を用いた三次元有限要素法による直流電磁石の過渡動作特性の数値解析」電学論 D, Vol.113, No.8, pp.995-1001 (1993)
- (8) T.W.Preston, A.B.J.Reece and P.S.Sangha: "Induction Motor Analysis by Time-Stepping Techniques," *IEEE Trans. on Magnetics*, MAG-24, 471 (1988)
- (9) Y.Kawase, O.Miyatani and T.Yamaguchi, "Numerical Analysis of Dynamic Characteristics of Electromagnets Using 3-D Finite Element Method with Edge Elements," *IEEE Trans. on Magnetics*, Vol.30, No.5, pp.3248-3251 (1994)
- (10) 中田, 高橋:「電気工学の有限要素法(第2版)」(1992)森北出版
- (11) 中田, 高橋, 藤原, 三浦:「磁気ベクトルポテンシャルを用いた三次元有限要素法による非線形どうぞ電流解析法の検討」電学静止器・回転機合同研資, SA-86-32/RM-86-39 (1986)
- (12) T.Nakata, N.Takahashi and K.Fujiwara: "Physical Meaning of gradf in Eddy Current Analysis Using agnetic Vector Potentials," *IEEE Trans. on Magnetics*, Vol.24, No.1, pp.178-181 (1988).
- (13) A.Kameari: "Calculation of Transient 3D Eddy Current Using Edge-Elements," *IEEE Trans. on Magnetics*, Vol.26, No.2, p.466 (1990).
- (14) 藤原:「辺要素を用いた三次元磁界解析」第2回電磁界数値解析に関するセミナー講演論文集7 (1991)
- (15) A.Bossavit: "Whitney Forms: A Class of Finite Elements for Three-Dimensional Computations in Electromagnetism," *IEEE Proc.135*, Pt.A, No.8, p.493 (1988).
- (16) M.L.Barton and Z.J.Cendes: "New Vector Finite Elements for Three-Dimensional Magnetic Field Computation," *IEEEJ. Appl. Phys.*, Vol.61, No.8, p.3919 (1987).
- (17) 藤原, 中田, 房安:「ICCG 法の高速化手法に関する検討」電学静止器・回転機合同研資, SA-91-43/RM-91-106 (1991).
- (18) 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 (1994)
- (19) 中田, 伊藤, 河瀬:「有限要素法による交直電磁石の設計と応用」(1991)森北出版

- (20) 竹山:「電磁気学現象理論」(1994)丸善
- (21) 中田, 高橋:「磁束密度の計算誤差とトルクの精度」昭 60 電学全大, No.696
- (22) 河瀬, 山口, 森, 平田, 光武:「三次元有限要素法を用いた電磁結合 ID システムの数値解析」平 8 電学全大, No.1132
- (23) T.Nakata et al.: "3-D Finite Element Method for Analyzing Magnetic Field in Electrical Machines Excited from Voltage Source," IEEE Trans. on Magnetic, MAG-21, No.6, p.2582 (1998).
- (24) 河瀬, 山口, 林:「三次元有限要素法による回転機の動作特性解析」電学静止器・回転機合同研資, SA-94-18/RM-94-82 (1994)

第3章 動吸振器一体型リニア共振アクチュエータ^{(6)~(9)}

3. 1 緒言

一般的に小型の電気機器では、直線運動を実現するために回転モータから得られる回転運動をギア等の機械的な接触型運動変換装置にて直線運動に変換している。しかしながらこの方式では振動、騒音が大きくなる、摩擦による耐久性の問題から駆動周波数の高速化が困難等の問題がある。この問題を解決するために直線方向へダイレクトに推力を発生することが可能なりリニア振動アクチュエータ(Linear Oscillatory Actuator 以下LOAと略称)が注目されている。LOAはリニア電磁アクチュエータの一種であり、電磁力によって発生する推進力により比較的短い振幅で直線的な往復運動をすることが可能である。その構造は非常に簡単で、かつ小型・軽量化が容易であるなどの理由から、高速で往復運動することが要求されるリニアポンプ、人工心臓用アクチュエータ、リニアシェーバーなどの分野へ広く応用がなされている。

一方、LOAを実用化するためにはより小型、高効率なアクチュエータを実現する必要があり、そのためにコンピュータ解析によるLOAの極限設計への期待は大きい。LOAにおいて有限要素法との直接的な組み合せによる解析手法^{(1)~(3)}が提案されている。

そこで、本章ではより小型、高効率が可能な共振を用いたアクチュエータとして低振動で駆動可能な動吸振器一体型リニア共振アクチュエータ(Linear Resonant Actuator 以下LRAと略称)⁽⁴⁾を開発し、前章で述べた分割図の自動修正手法を適用し、三質点系の運動方程式を考慮した動作特性解析を確立する。試作機による実験結果との比較により、その有効性を検証するとともに本アクチュエータの諸特性を明らかにする。

最後に本章で得られた結論を述べる。

3. 2 基本構造

本章にて取上げたLRAの基本構造を図3.1に示す。本アクチュエータは軸対称構造をしており、大きさは推力を得るための磁気回路部と低振動化のための動吸振器部とで構成されている。磁気回路は軸とプランジャからなる可動部とコイル(103Turn), コイル中央面に対して対称の位置に軸方向へ磁化された二つの磁石, 磁石をはさむように配置されているヨークAとヨークBおよびケースからなる固定部によって構成されている。可動部はベアリングによりギャップ0.3mmで軸方向に動作可能に支持されている。ここで、軸、プランジャ、ケースは電磁軟鉄(SUY), 磁石はネオジウム鉄ボロン系希土類磁石(残留磁束密度 $Br=1.3T$)を使用している。可動部は後述の共振ばねに接続されている。

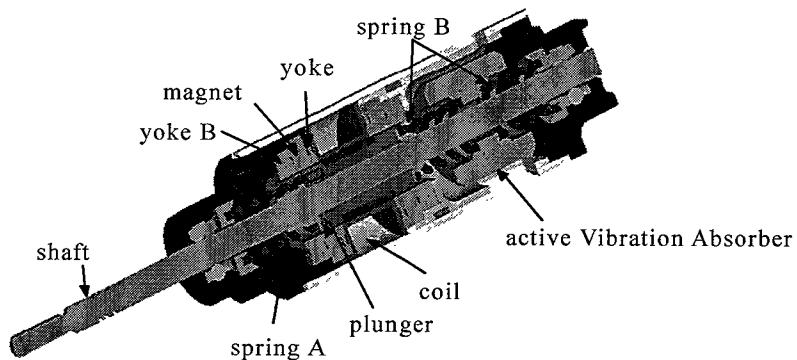


Fig.3.1 Basic structure of linear resonant actuator with active vibration absorber.

3. 3 動作原理

3. 3. 1 磁気回路

基本形状を図3.2に示す。LRAは初期の状態でばねによって、プランジャの位置が中央に保たれている。初期状態の磁気回路を図3.3に、また磁束分布を図3.4に示す。コイルに電流が流れていなければ、磁石によって生じる磁束は左右対称になる。そのため、プランジャに働く推力は左右で相殺され0Nである。

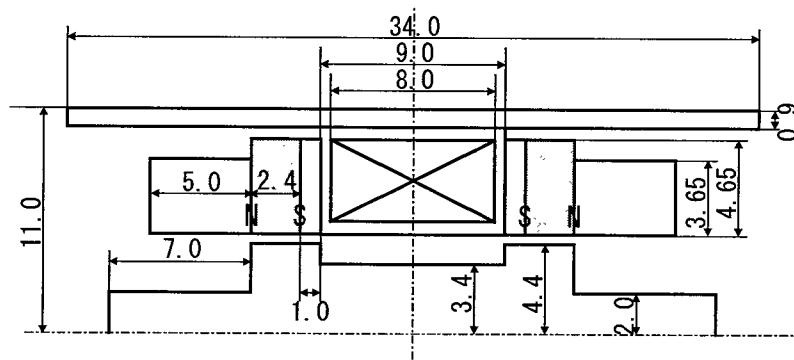


Fig.3.2 Basic geometry of LRA.

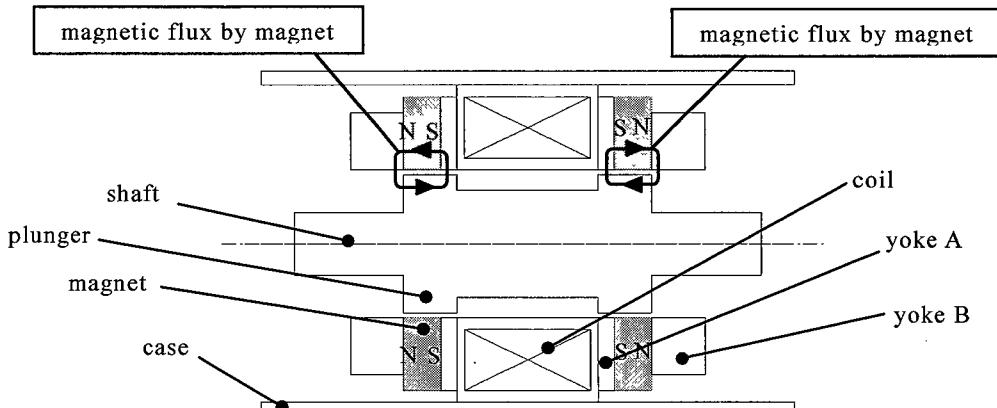


Fig.3.3 Magnetic circuit. (0A)

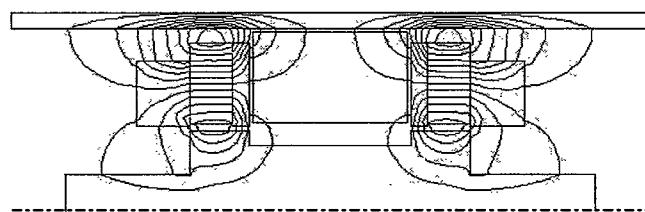


Fig.3.4 Magnetic flux distribution. (0A)

そして図3.5に示す方向に励磁コイルに電流を流すと、磁束が発生し、可動部にN, S極が生じる。これによりプランジャーは左方向に推力が生じ、中心から移動する。本アクチュエータでは磁石と電流によって生じる磁路を分離し、電流により生じる磁束が磁気抵抗の高い磁石の部分を通らないハイブリッド構造にすることで高効率なアクチュエータを実現している。その時の磁束分布を図3.6に示すが、対称になっていた磁束が非対称となっていることがわかる。

また、電流を反転させると反対方向に推力が生じる。この動作を繰り返すことにより往復運動を行うことができる。

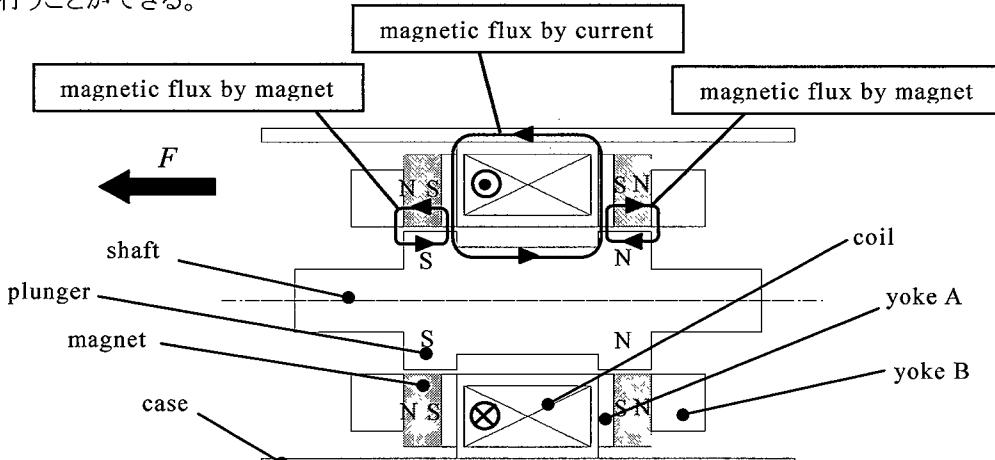


Fig.3.5 Magnetic circuit. (100A)

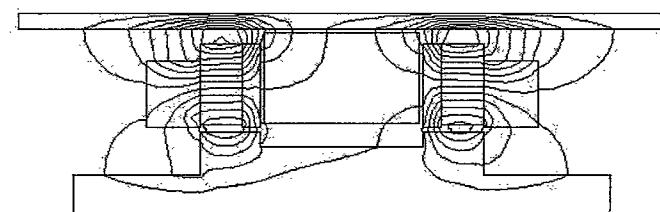


Fig.3.6 Magnetic flux distribution. (100A)

3. 3. 2 振動モデル

本節で取上げたLRAは可動部と逆位相で動作する動吸振器との一体型構造となっている。この方式を採用することで理論上、振動をほぼなくすことができる。動吸振器一体型の運動力学モデルを図3.7に示す。

運動方程式は次のようにになる。

$$m_1 \ddot{x}_1 + c_1(\dot{x}_1 - \dot{x}_3) + c_2(\dot{x}_1 - \dot{x}_2) + k_1(x_1 - x_3) + k_2(x_1 - x_2) = F_m + F_f \quad (3.1)$$

$$m_2 \ddot{x}_2 + c_3(\dot{x}_2 - \dot{x}_3) + c_2(\dot{x}_2 - \dot{x}_1) + k_3(x_2 - x_3) + k_2(x_2 - x_1) = 0 \quad (3.2)$$

$$m_3 \ddot{x}_3 + c_1(\dot{x}_3 - \dot{x}_1) + c_3(\dot{x}_3 - \dot{x}_2) + k_1(x_3 - x_1) + k_3(x_3 - x_2) = -F_m \quad (3.3)$$

ただし、 m_i ($i=1-3$) はそれぞれ可動部、吸振錘、固定部の質量で x_i , c_i , k_i ($i=1-3$) は各部の変位、粘性係数及び各部を結ぶばねのばね定数、 F_m は磁気推力、 F_f は摩擦抵抗力である。

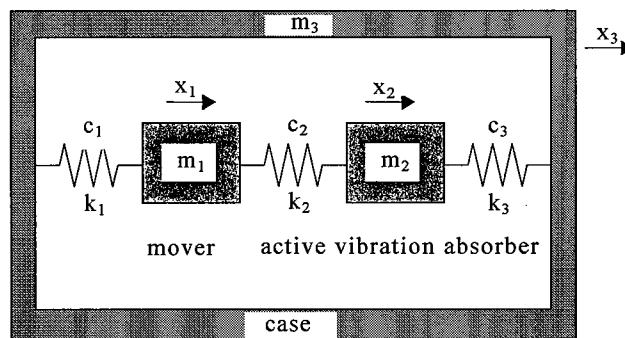


Fig.3.7 Exercise dynamics model.

3. 4 三次元有限要素法による動作特性解析法

三次元有限要素法による動作特性解析を行う。電磁界方程式を運動方程式、電気回路方程式と連立させて時間ステップで解く⁽⁵⁾ことで、アクチュエータの振幅、電流、振動などの動作特性を求めることができる。図3.8に動作特性解析プログラムのフローチャートを示す。

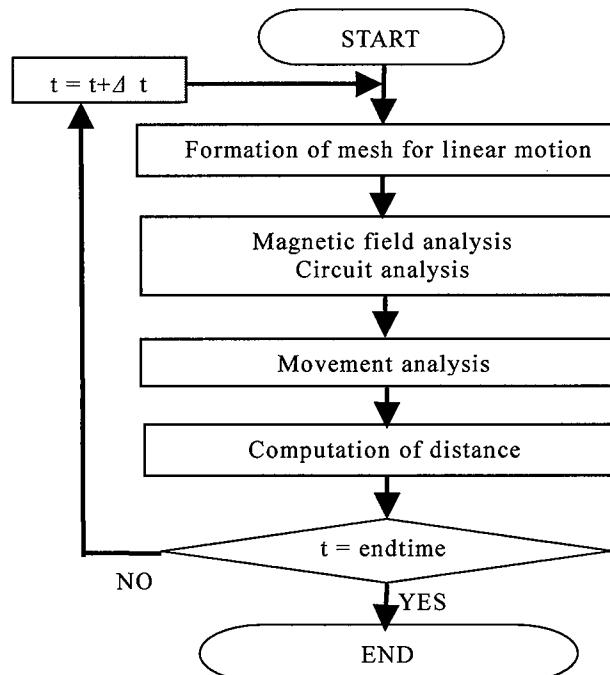


Fig.3.8 Flowchart for analysis.

3. 5 解析モデルおよび条件

図 3.9 に有限要素法に用いる解析モデルを示す。今回開発した LRAにおいて、磁界解析を行う必要があるのは可動部と固定部部分のみである。図 3.10 に三次元分割図を示す。本モデルは磁気回路部のみをモデリングした。解析領域はモデルの周方向の対称性より全体の 1/18 とした。プランジャー、駆動軸、ヨーク、ケースには SUYP を用いて非線形性を考慮した。コイルには矩形波電圧(電圧 1.2V, デューティ比 100%)を印加した。表 3.1 に解析条件を示す。本稿では、コイルに印加する矩形波電圧の周波数を変化させて動作特性解析を行った。

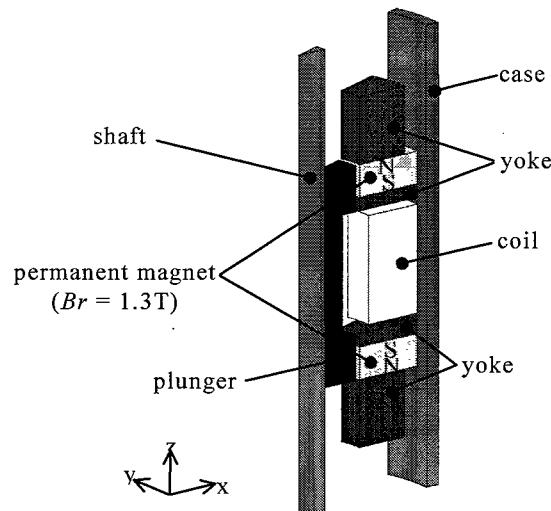


Fig.3.9 Analyzed model(1/18 region).

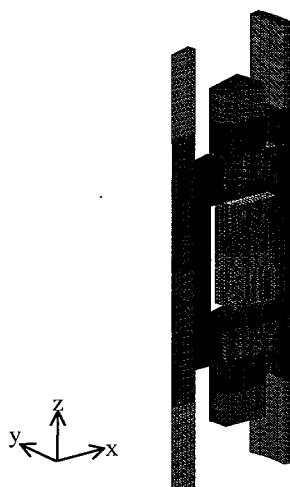


Fig.3.10 3-D finite element mesh.

Table 3.1 Analyzed conditions.

Coil	Voltage (V)	1.2
	Resistance (Ω)	0.5
	Number of turns (turn)	103
	Mass of armature (g)	18.9
	Mass of active vibration absorber (g)	14.1
	Mass of case (g)	128
	Spring constant (N/mm)	11.129
	Viscous damping coefficient (N·s/m)	0.4

3.6 解析結果

図 3.11 に共振特性を示す。図より、本アクチュエータには低周波側(周波数: 170Hz)の一次モードと高周波側(周波数: 250Hz)の二次モードの計2つの共振モードが存在することがわかる。また、一次モードではケースの振動が大きいのに対し、二次モードでは振動が低減していることがわかる。これは後述するように二次モードでは可動部と動吸振器が逆位相で振動しているためである。

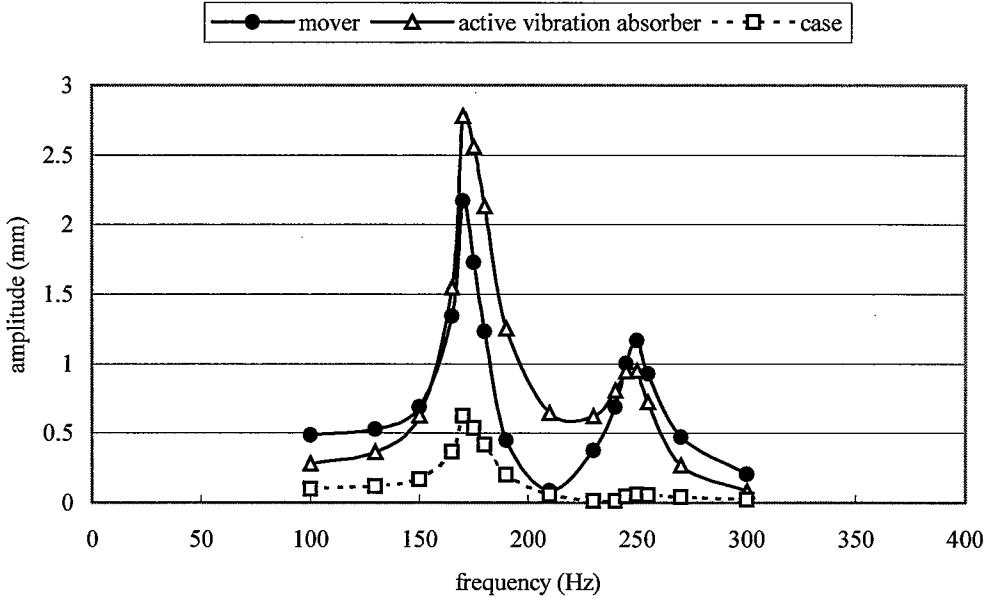


Fig.3.11 Resonance characteristics.

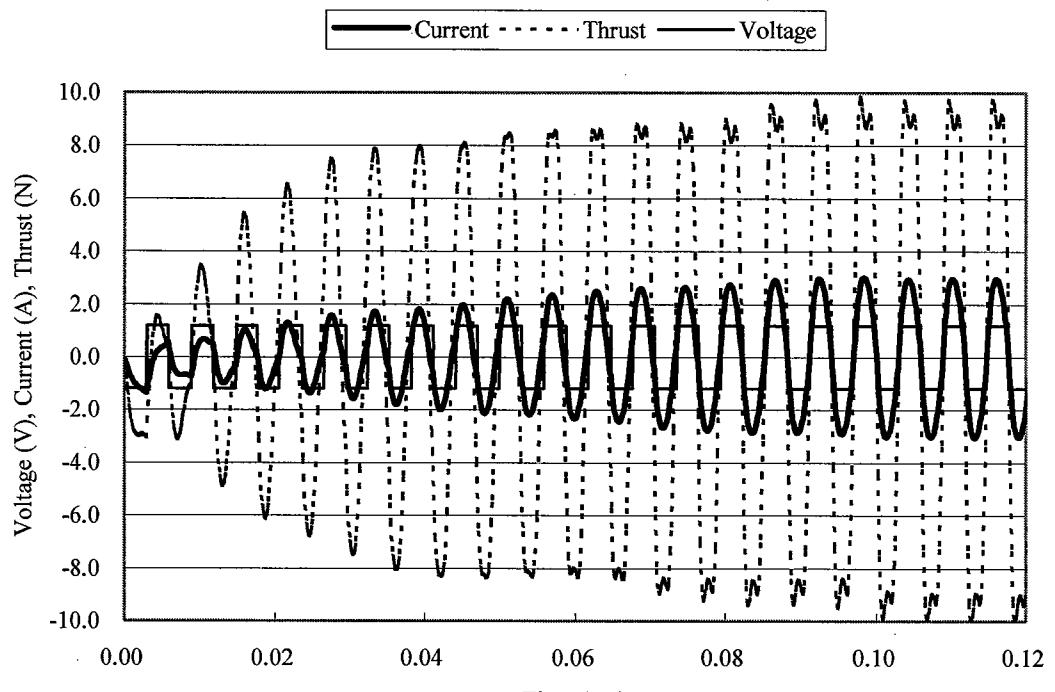
図 3.12 に一次モードの電圧波形、電流波形および推力特性を示す。図より、時間が経つにつれて電流波形の振幅が大きくなり、約 0.10s で定常状態となることがわかる。定常状態でのピーク電流値は約 3.0A であることがわかる。このとき推力は最大 9.6N となることがわかる。

図 3.13 に一次モードの各運動体の振幅波形を示す。図より、各運動体は約 0.10s で定常状態となることがわかる。さらに、定常状態において可動部と動吸振器は同位相で振動していることがわかる。このため、ケースに加わる振動が大きいことがわかる。定常状態において可動部は約 2.2mm の振幅であり、動吸振器は約 2.8mm、ケースは約 0.63mm の振幅となっていることがわかる。

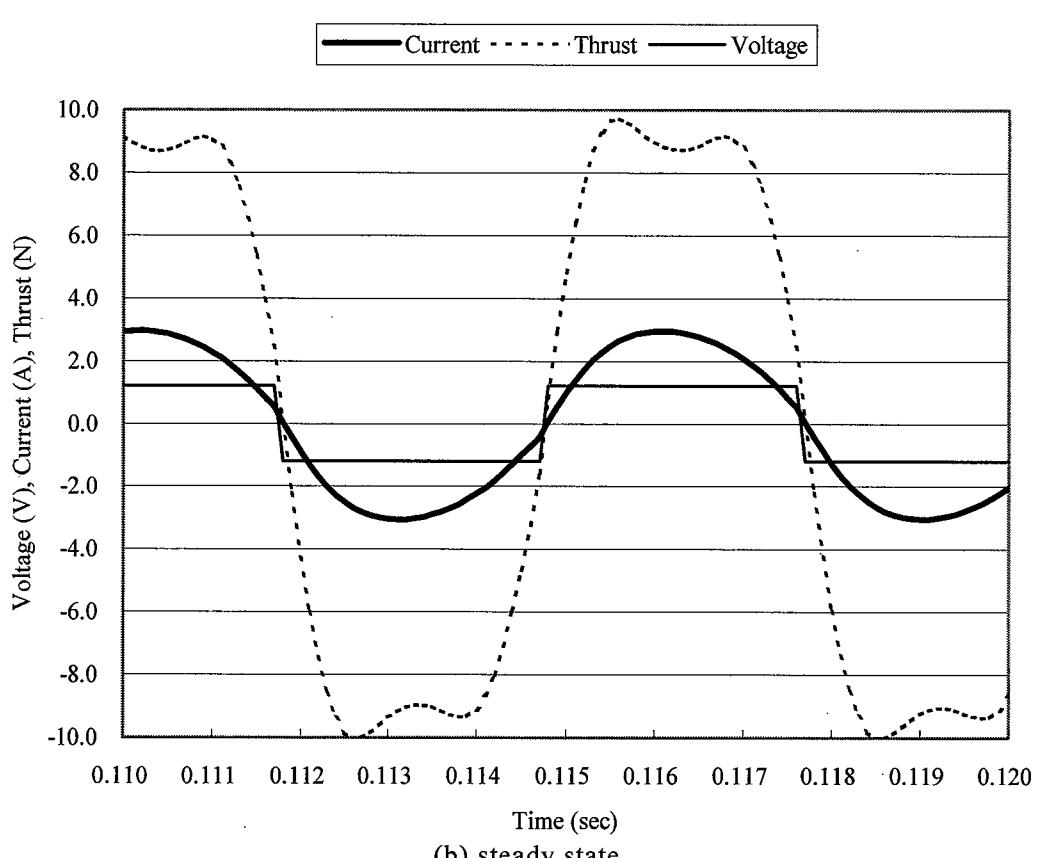
図 3.14 に二次モードの電流波形および推力特性を示す。図より、約 0.06s で定常状態となることがわかる。このとき推力は最大 7.5N となることがわかる。

図 3.15 に二次モードの各運動体の振幅波形を示す。図より、各運動体は約 0.06s で定常状態となることがわかる。さらに、定常状態において可動部と動吸振器は逆位相で振動していることがわかる。このため、前述の一次モードと比べてケースに加わる振動が大きく低減していることがわかる。

表 3.2 に解析諸元を示す。



(a) transient state



(b) steady state

Fig.3.12 Time variations of voltage, current and thrust (primary mode).

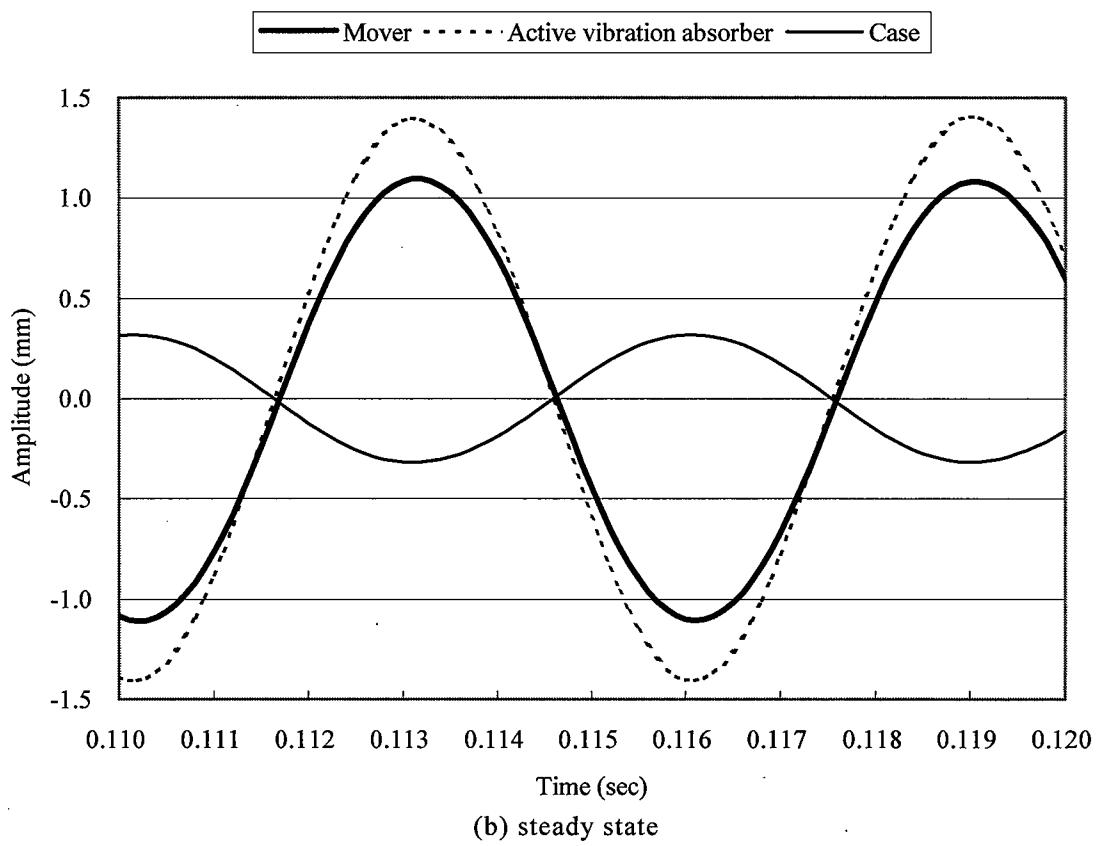
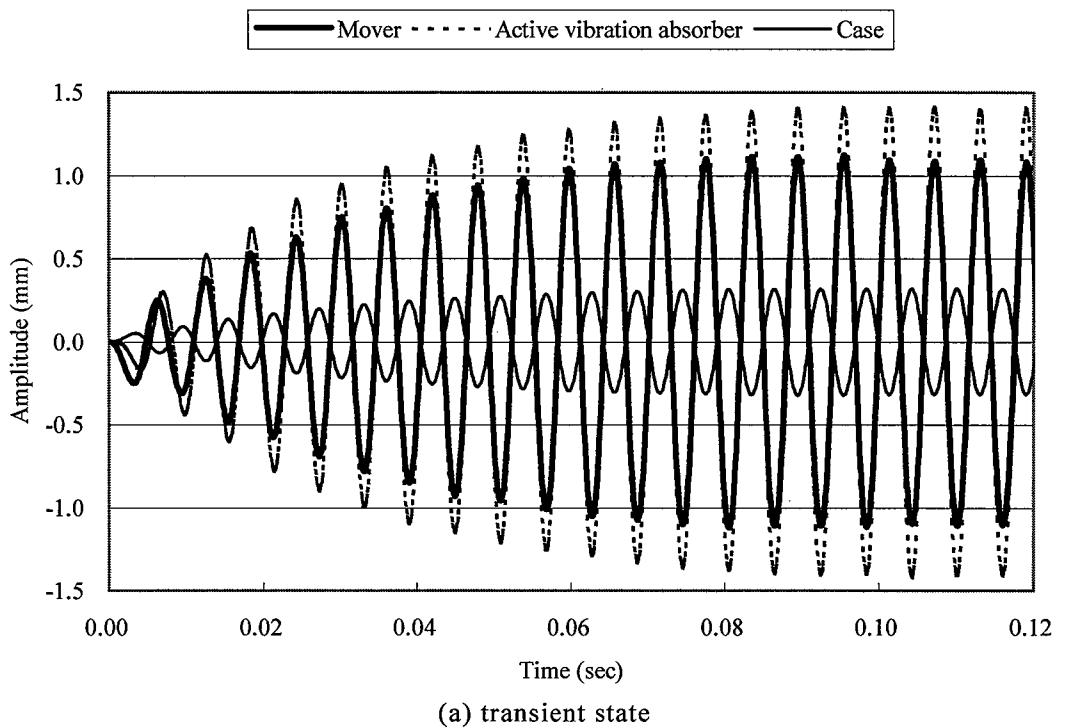


Fig.3.13 Time variations of amplitude (primary mode).

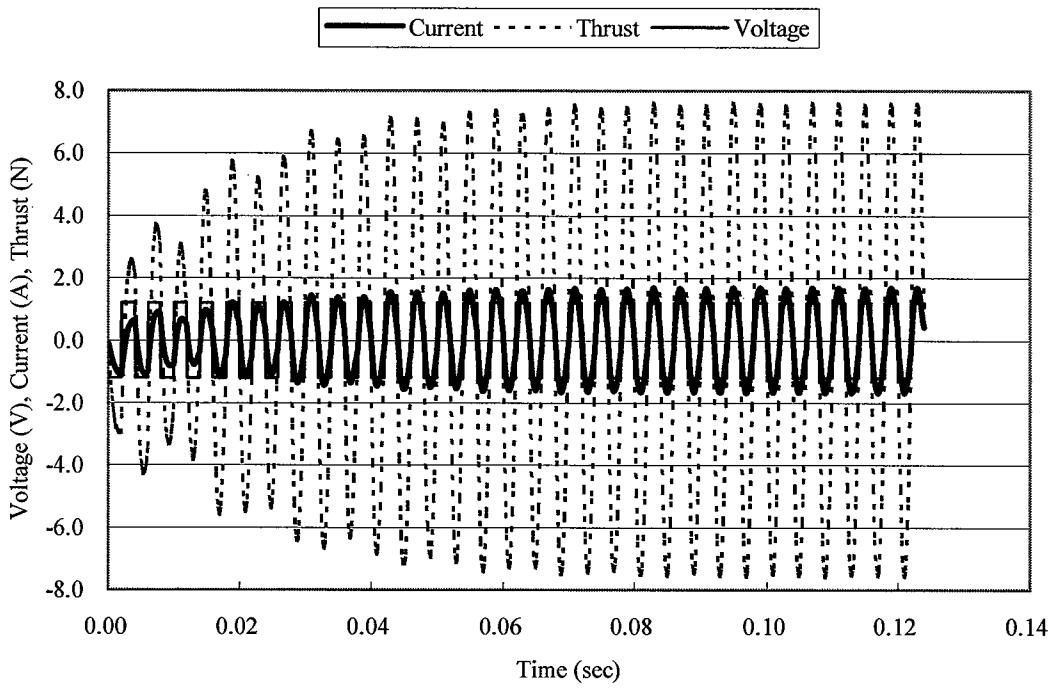


Fig.3.14 Time variations of voltage, current and thrust (secondary mode).

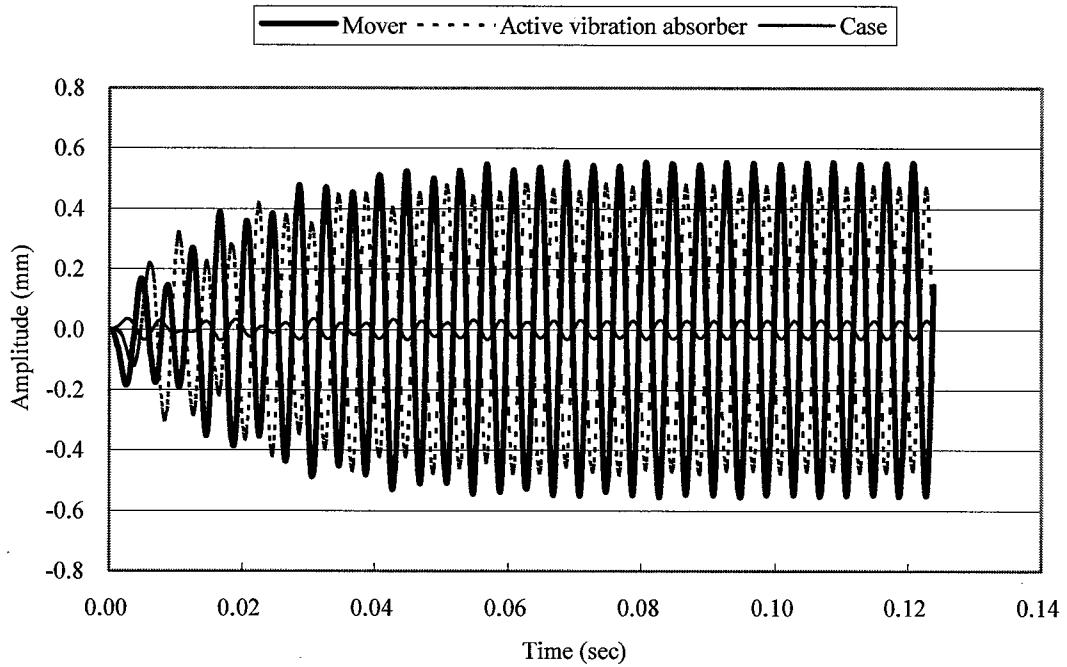


Fig.3.15 Time variations of amplitude (secondary mode).

Table 3.2 Discretization data and CPU time.

Number of elements	275,880
Number of nodes	59,292
Number of edges	361,403
Number of unknown variables	283,307
Number of time steps	1,200
Total CPU time (hours)	90.9

Computer used: 64bit Pentium 4 (3.6GHz) PC

3.7 本手法と実測との比較検証

次に試作モデルを用いて、今回確立した手法の検証を行う。実験装置の概略構成を図3.16に示す。粘性係数は実測の振幅比から求めた $0.4\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}$ を用いて動作特性を求め、実測結果と比較した結果を図3.17に示す。この結果より、振幅の位相に若干のずれがあるものの実測では 1.16mm 、解析では 1.10mm 、電流についても実測ではピーク値 1.87A 、解析では 1.69A とよく一致していることがわかる。位相ずれの原因として実測値において、電源からコイルへのフィーディングラインのインピーダンスの影響がでており、解析に用いた矩形波と異なることや、試作品の組立精度、ばねなどの部品寸法ばらつきによる影響と考えられる。

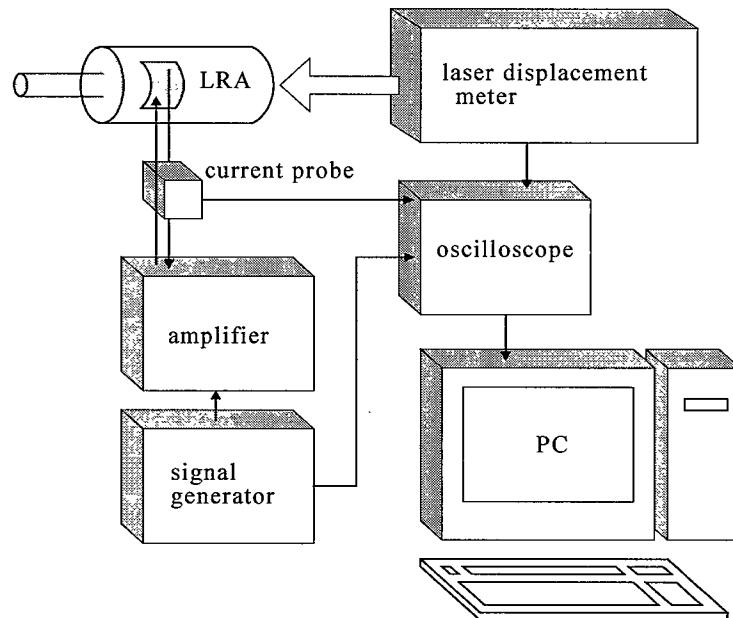


Fig.3.16 Measurement system.

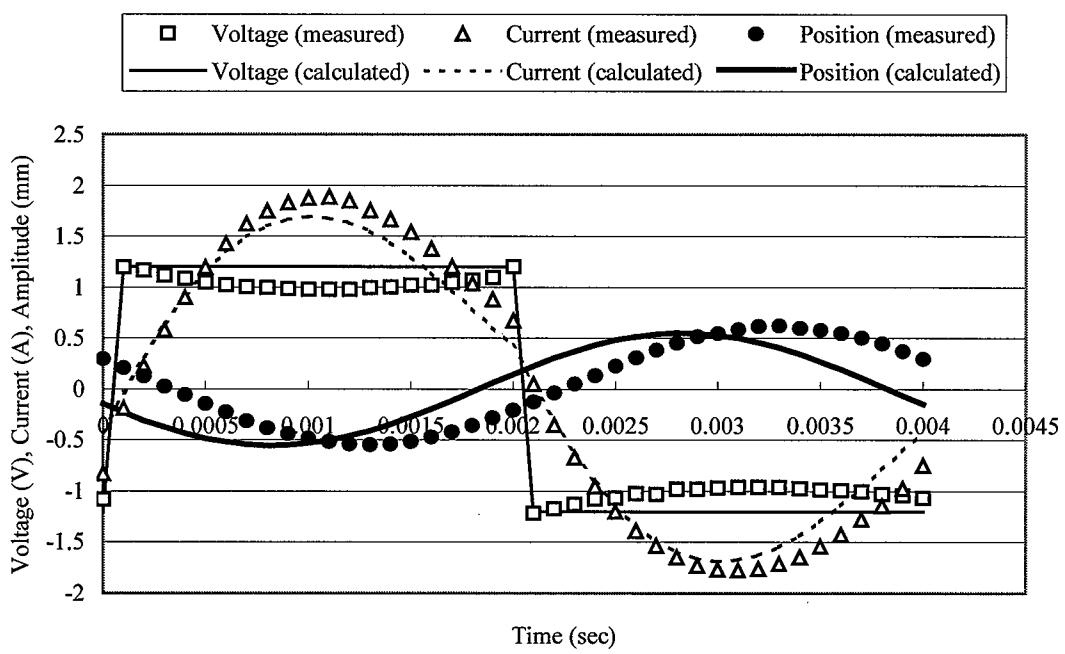


Fig.3.17 Comparison of calculated results and measured ones.

3. 8 結言

本章では、高効率なハイブリッド磁気構造を有し、低振動で駆動可能な動吸振器一体型リニア共振アクチュエータを開発し、その動作原理を示した。さらに三質点系の運動方程式を考慮した動作特性解析法を確立し、詳細な動作特性を明らかにした。これにより可動部と動吸振器部が同位相で駆動する一次モードが周波数 170Hz で、逆位相で駆動する二次モードが周波数 250Hz で存在することが確認され、二次モードで使用することで低振動化が図れることがわかった。一次モードでは約 0.10s で定常状態になり、可動部は振幅約 2.2mm で、動吸振器部は振幅約 2.8mm で同位相で駆動し、逆位相でケース部が振幅約 0.63mm で駆動していることがわかった。また、約 0.06s で定常状態になった二次モードでの実測結果との比較により、振幅の位相に若干のずれがあるものの実測では 1.16mm、解析では 1.10mm、電流についても実測ではピーク値 1.87A、解析では 1.69A とよく一致しており、確立した本手法の有効性も確認した。

参考文献

- (1) H. Enomoto et al, "Optimal Design of Linear Oscillatory Actuator Using Genetic Algorithm", *IEEE Trans. on Magnetics*, vol34, no5, pp. 3515-3518 (1998)
- (2) A. Yoshitake et al, "Dynamic Analysis of A linear Oscillatory Actuator Under Feedback Control", *IEEE Trans. on Magnetics*, vol33, no2, pp. 1662-1665 (1997)
- (3) 太田, 平田:「2 つの可動部を有するリニア振動アクチュエータの三次元磁界解析」, 平成 14 年電気学会全国大会, No.5-157, pp.219 (2002)
- (4) 平田, 一井, 有川:「動吸振器一体型リニア振動アクチュエータ」, 電気学会論文誌 D, Vol.122, No.4, pp.346-351 (2002)
- (5) 河瀬, 伊藤:「最新 三次元有限要素法による電気・電子機器の実用解析」, 森北出版, (1997)
- (6) 長谷川, 平田, 一井:「動吸振器付リニア振動アクチュエータの最適化」, 電気学会論文誌 D, Vol.125, No.8, pp.815-820 (2005)
- (7) 長谷川, 一井, 平田:「動吸振器付リニア振動アクチュエータの最適化」, 電気学会マグネティックス・リニアドライブ合同研究会資料, MAG-01-167/LD-01-95 (2001)
- (8) 長谷川, 平田, 太田:「三次元有限要素法による動吸振器一体型リニア振動アクチュエータの特性解析」, 平 14 年電気学会全国大会 (2002)
- (9) Y. Hasegawa, K. Harada, Y. Ishihara, T. Todaka and K. Hirata: "Optimal Design of Axis Symmetric Linear Oscillatory Actuator Using Genetic Algorithm," *COMPEL*, Vol. 19, No.2, pp.625-631 (2000)

第4章 DCモータを用いたリニア共振アクチュエータ^{(4)～(8)}

4. 1 緒言

一般的に小型の電気機器では、直線運動を実現するために回転モータから得られる回転運動をギア等の機械的な接触型運動変換装置にて直線運動に変換している。しかしながらこの方式では振動、騒音が大きくなる、摩擦による耐久性の問題から駆動周波数の高速化が困難等の問題がある。この問題を解決するために直線方向へダイレクトに推力を発生することが可能なりニア振動アクチュエータ(Linear Oscillatory Actuator 以下LOAと略称)が注目されている。LOAはニア電磁アクチュエータの一種であり、電磁力によって発生する推進力により比較的短い振幅で直線的な往復運動をすることが可能である。その構造は非常に簡単で、かつ小型・軽量化が容易であるなどの理由から、高速で往復運動することが要求されるニアポンプ、人工心臓用アクチュエータ、ニアシェーバーなどの分野へ広く応用がなされている。

一方、LOAを実用化するためにはより小型、高効率なアクチュエータを実現する必要があり、そのためにコンピュータ解析によるLOAの極限設計への期待は大きい。LOAにおいて有限要素法との直接的な組み合せによる解析手法^{(1)～(3)}が検討されている。

そこで本章では回転モータの回転運動を、円盤型磁石が対向した非接触型運動変換装置を用いて直線運動に変換可能でかつ、共振を利用したニア共振アクチュエータ(Linear Resonant Actuator 以下LRAと略称)を開発し、その動作原理を示す。また、直線運動と回転運動を同時に考慮できる動作特性解析法を確立し、試作機による実験結果との比較によりその有効性を確認し、開発したアクチュエータの諸特性を明らかにする。

最後に本章で得られた結論を述べる。

4. 2 基本構造

図4.1にLRAの新構造を示す。本アクチュエータはDCモータと二つの円盤状の磁石、磁石片側に配置された磁性体、共振用ばね、シャフト、ベアリングで構成されている。二つの磁石はそれぞれ対向する面に複数磁極を有し、一方が回転子、もう一方が可動部となりギャップ1.6mmで対向している。回転子は直接DCモータのシャフトに直結され、可動部は共振用ばねと接続されている。ここで磁石はネオジウム鉄ボロン系希土類磁石（残留磁束密度 $Br=1.3T$ ）を使用している。

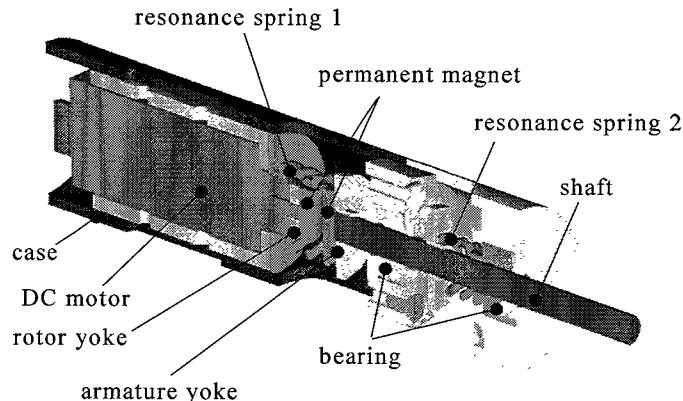


Fig.4.1 Basic construction of the proposed LRA.

4. 3 動作原理

図4.2に示すように互いに向き合った磁石は、それぞれ軸方向（z軸方向）に着磁されている。また、モータ側は軸方向の運動が拘束されており、可動部側は回転方向の運動が拘束されている。そのため、モータが回転することにより軸方向に吸引、反発が生じ、可動部が軸方向に運動することができる。また、4極の磁石にすることでモータが1回転する間に軸方向の振幅が2往復することが可能である。この構造を採用することで、磁石の極数を変えることで周波数を自由に設定可能で、一般的に低い回転数であるモータを用いて、音波領域の高速リニア駆動を実現可能としている。モータは1.2V、無負荷回転数7800rpmのマブチモータFF-170PAを用いた。

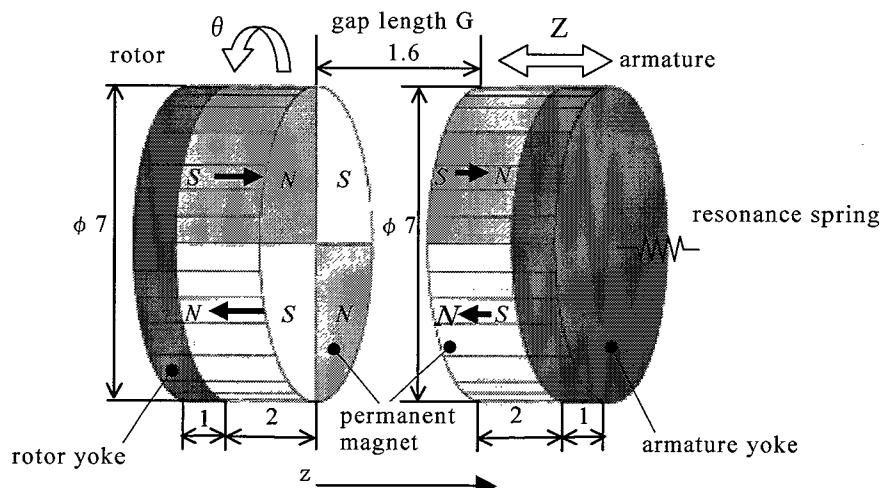


Fig.4.2 Concept model for operating principle.

4.4 三次元有限要素法による静特性評価

図4.3に三次元有限要素法を用いてギャップ1.6mmで対向させた場合の回転角度に対する静推力、静トルク特性を示す。モータが1回転する間に推力、トルク共に2往復していることがわかる。また、静推力と静トルクでは45°位相がずれている。実際の動作では、推力の発生や回転子の角度によるばね定数の変化によってギャップが変化すると考えられる。図4.4にギャップを1mmから2mmと0.2mm間隔で変化させた場合の推力とトルクのピーク値を示す。推力、トルク共にギャップが広がるにしたがって非線形に減少していることがわかる。推力とトルクのピーク値はそれぞれ(4.1)式、(4.2)式で近似的に表される。

$$F = Ax^B \quad (4.1)$$

$$T = Cx^D \quad (4.2)$$

ここで F は推力、 T はトルク、 x はギャップである。また $A=7.01$, $B=-1.61$, $C=12.59$, $D=-1.40$ である。

図4.5に推力ピーク値の解析と実測の比較を示す。解析値と実測値は一致しており、本解析の妥当性を確認した。

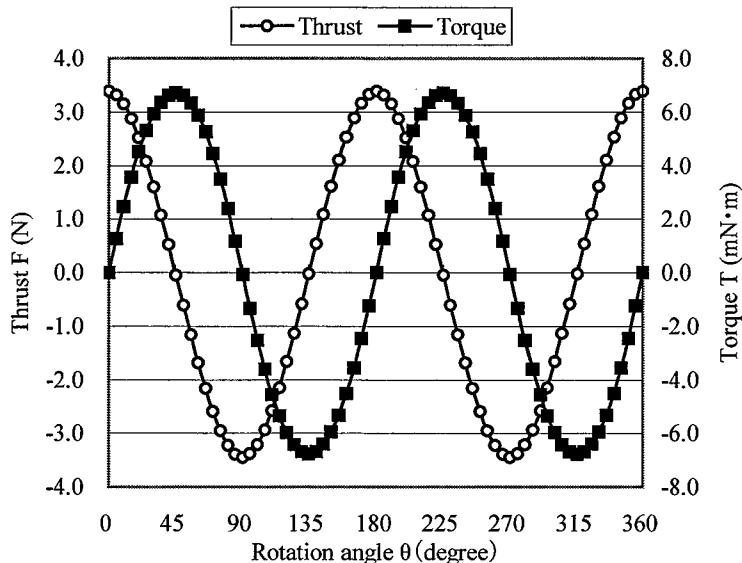


Fig.4.3 Characteristics of thrust and torque versus rotation angle.

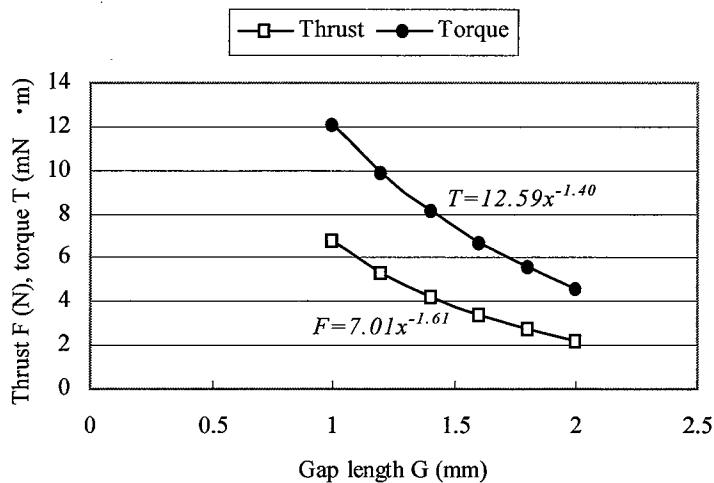


Fig.4.4 Characteristics of thrust and torque versus gap length.

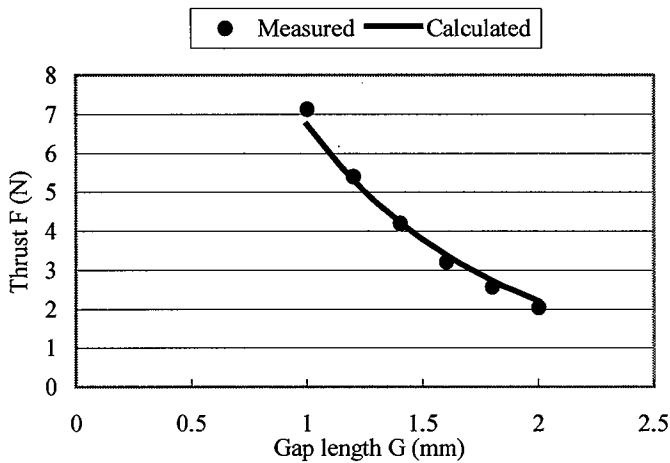


Fig.4.5 Comparison between measured and calculated thrust characteristics.

4. 5 三次元有限要素法による動作特性解析

4. 5. 1 動作特性解析法

本アクチュエータでは変換装置で生じるコギングトルクの大きさによってDCモータが起動時に回転しない問題があり、あらかじめDCモータの過渡動作を考慮し、起動可能な磁石間ギャップ距離を把握する必要がある。そのため、解析領域を変換機構の領域とDCモータの領域とし、可動部とDCモータの過渡動作を考慮した連成解析手法を確立する。図4.6に本連成解析手法のフローチャートを示し、以下にその手順を示す。

- (1-1) 回転子の回転角と可動部の位置に応じた変換機構の分割図を作成する。分割図の作成は可動部の直線運動に伴う節点の移動により図4.7(a)に示すように行われる。
 - (1-2) 変換機構の磁界解析を行う。
 - (1-3) 可動部に働く推力を求め、運動方程式を解き、次の時間ステップのための可動部の位置を求めるとともに、回転子に働くトルクを求める。

 - (2-1) 回転子の回転角に応じたモータの分割図を修正する。回転子の側面および上下面は図4.7 (b)に示すように規則的に分割されており、回転角に従って回転運動する。
 - (2-2) モータの磁界解析を行う。
 - (2-3) 回転子に働く電磁力を求め、手順(1-3)で得られた回転子に働くトルクを負荷トルクとして運動方程式を解き、次の時間ステップのための回転子の回転角を求める。
- 以上の手順を繰り返し、回転子に働く負荷トルクを考慮したリニア共振アクチュエータの振動特性を求める。

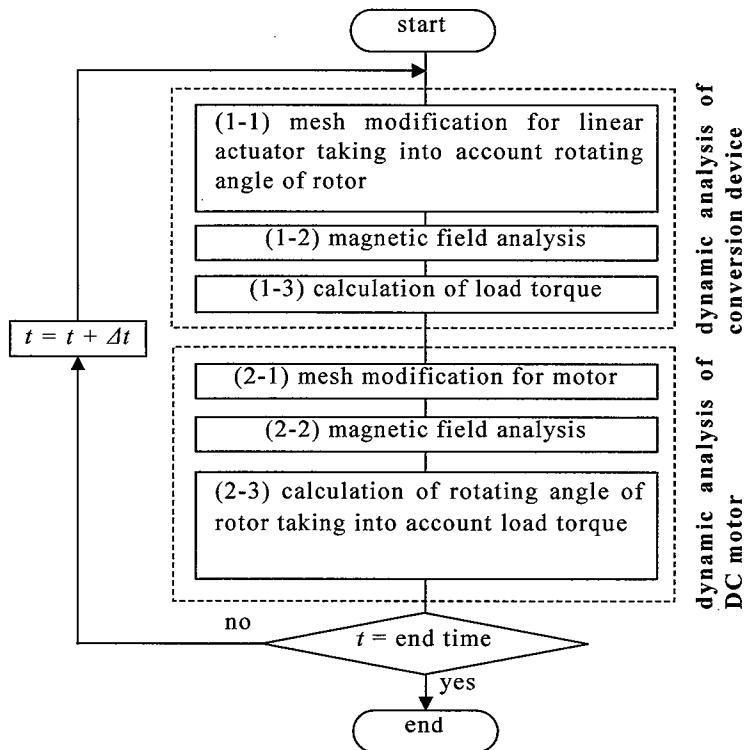


Fig.4.6 Flowchart of coupled analysis.

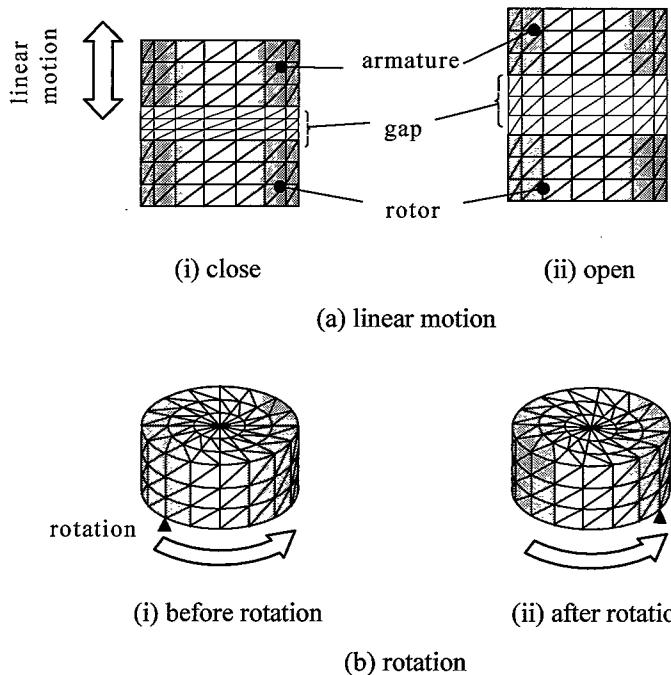
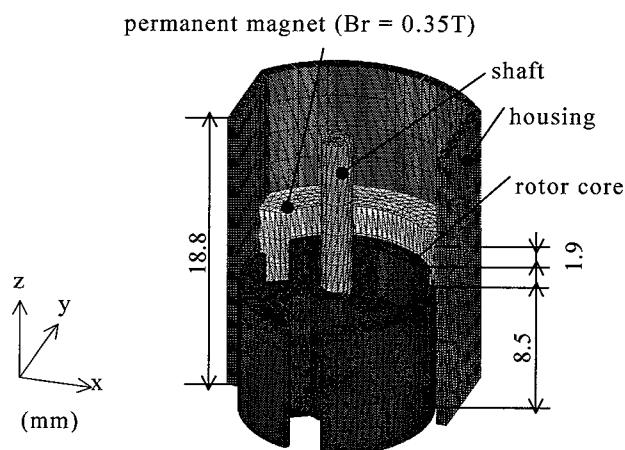
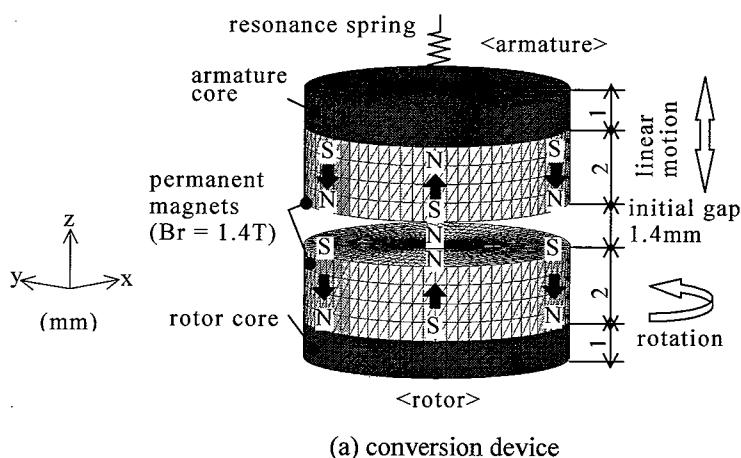


Fig.4.7 Mesh modification.

4. 5. 2 解析モデルおよび解析条件

図4.8に解析モデルを示す。図4.8 (a)は回転運動を直線運動に変換する機構を示すが、下側の回転子が回転することによって対向する永久磁石の極が変わる。これにより回転子と上側の可動部(直線運動のみをするように回転止めが設けられている)の間には吸引力と反発力が交互に発生し、可動部がz方向に直線運動する。なお、可動部には共振振動のためのばねが取り付けられている。

図4.8 (b)は回転子に接続されたDCモータを示す。図は、モータ内部をわかりやすく表すために回転子鉄心とシャフトを除いて全体の1/4領域にあたる部分を表示しているが、実際の解析領域はモデルの対称性を考慮して全体の1/2とした。モータは、対向する二つの磁石を有する固定部と三つの磁極を有する回転子から構成されており、回転角60°おきにコイルの印加電圧(定格電圧1.2V)を切り換える。表4.1に解析条件を示す。



(b) DC motor

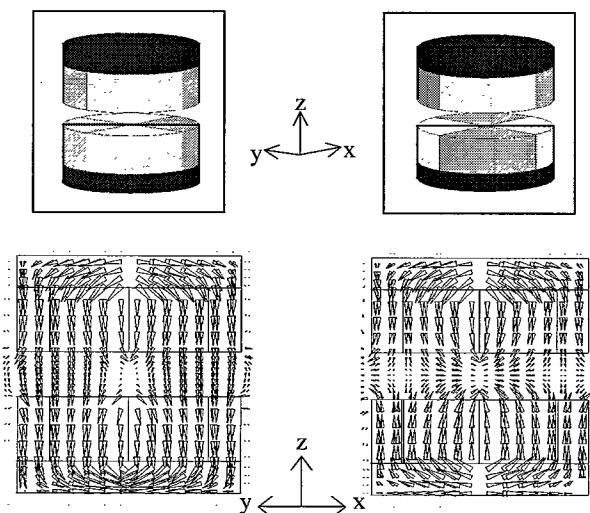
Fig.4.8 Analyzed model.

Table 4.1 Analyzed conditions.

Conversion device	Mass of armature (g)	11.55	
	Spring constant (N/mm)	26.3	
	Viscous damping coefficient (N·s/m)	0.025	
	Dynamic friction force (N)	2.21	
DC motor	Moment of inertia ($\text{kg}\cdot\text{m}^2$)	1.571×10^{-7}	
	Coil	Number of turns (turn)	24
		Resistance (Ω/phase)	0.216

4. 5. 3 解析結果

図4.9に磁束密度ベクトル分布を示す。図4.9 (a)は異極が対向する状態の分布を示し、回転子と可動部が吸引する状態になっていることがわかる。また、図4.9 (b)は同極が対向する状態の分布を示し、回転子と可動部が反発する状態になっていることがわかる。図4.10にDCモータのコイルに流れる電流波形を示す。図より、計算値は約0.07sで定常状態となることがわかる。定常状態での平均電流は実測値約1.0Aに対し、解析値約1.9Aであることがわかる。電流値の計算値は多少大きく計算されていることがわかる。この原因として、漏れインダクタンスや整流子抵抗、接触抵抗、渦電流の影響などが考えられる。図4.11に回転子に働くトルク波形を示す。図より、回転子に働くトルクも約0.07sで定常状態となり、平均トルクは約2.4mN·mであることがわかる。図4.12に回転子の回転速度の時間的变化を示す。図より、定常状態において計算値は全体の14%程度脈動していることがわかる。これは、ギヤップの変動によって、回転子と可動部の間に働く電磁力が変化し、その結果、回転子に働く負荷トルクが変化するためと考えられる。また、時間的な分解能が低いため、実測値において回転速度の脈動が確認できないが、計算値と実測値で、回転速度の平均値はよく一致していることがわかる。なお、約0.07sまでの過渡状態において、両者に大きく差が生じている原因是、電流の時定数が前記理由により大きく計算され、これに伴い回転子のトルクも大きく計算されているためである。



(a) attraction

(b) repulsion

Fig.4.9 Distributions of flux density vectors.

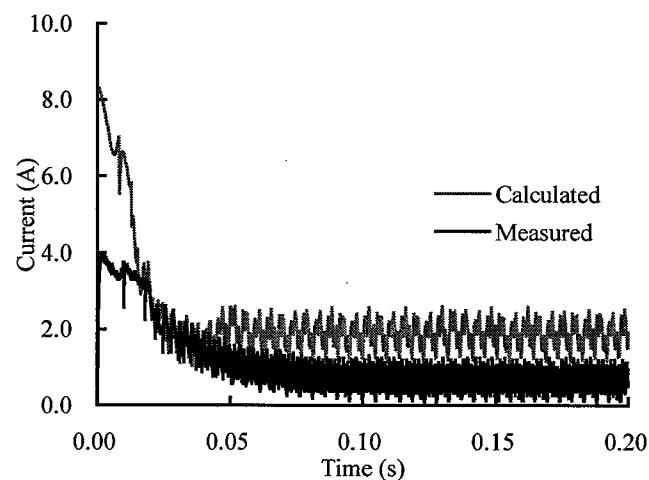


Fig.4.10 Current waveforms.

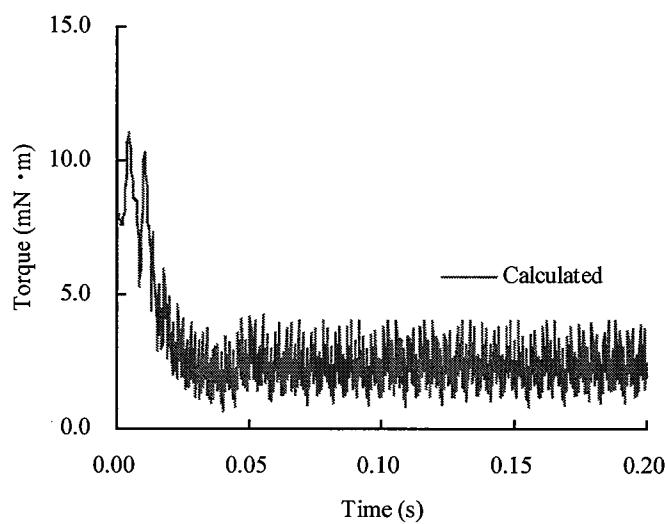


Fig.4.11 Torque waveform acting on rotor core.

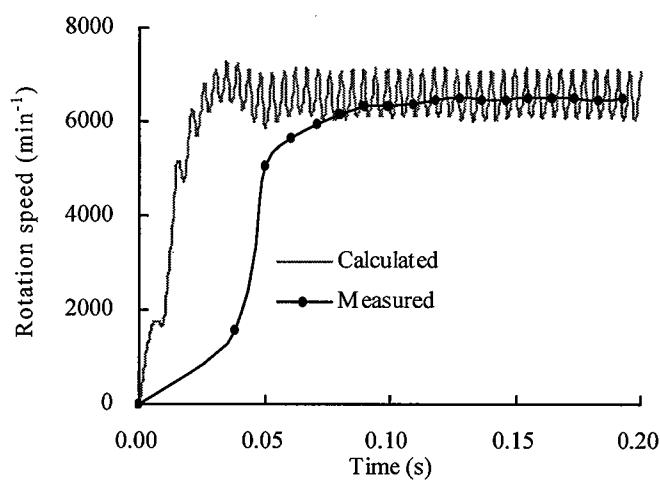


Fig.4.12 Rotation speed of rotor core.

図4.13に可動部に働く推力波形を示す。図より、可動部に働く推力波形は負方向にシフトしていることがわかる。これは、相対する永久磁石が吸引力として働く場合と、反発力として働く場合とでは、回転子と可動部のギャップが異なるからであると考えられる。また、可動部に働く推力は歪んだ波形となっていることがわかる。これは前述したように回転子が負荷トルクの影響を受けて一定速度で回転していないからであると考えられる。図4.14に可動部の過渡および定常振動を示す。図より、過渡特性の計算結果は、実験結果と比較して大きく差が生じている。これは、モータの電流が前述のように大きく計算されており、回転数が高くなっているからである。そのため、振動子の周波数が高くなり、早く定常状態に近づいていると考えられる。なお、約0.07s以降は安定して約1.7mmの振幅が得られた。実験では約1.4mmであり、21%程度の解析誤差となっている。図4.15に周波数を変化させたときの最大振幅特性を示す。図より、本アクチュエータのQ値は非常に高く、駆動周波数が220Hz以上（共振周波数240Hz）では振幅が急激に増大して、その後脱調し測定不可能な状態となる。周波数が高くなると、実験データが不安定となるため、多少誤差は生じるもの周波数全体にわたって、計算値は実測値とよく一致していることがわかる。

表4.2に解析諸元を示す。

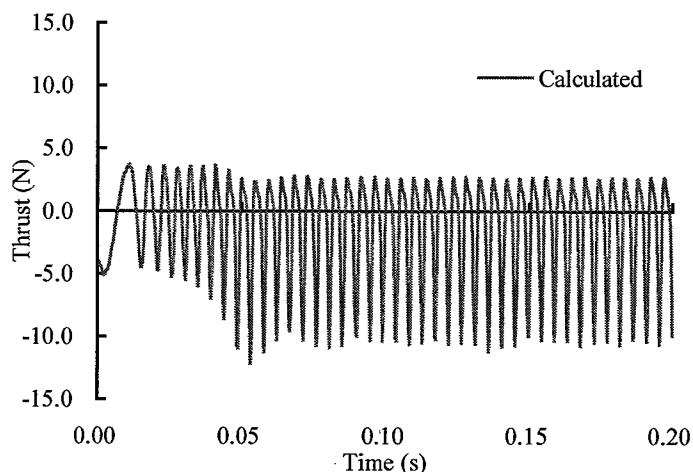
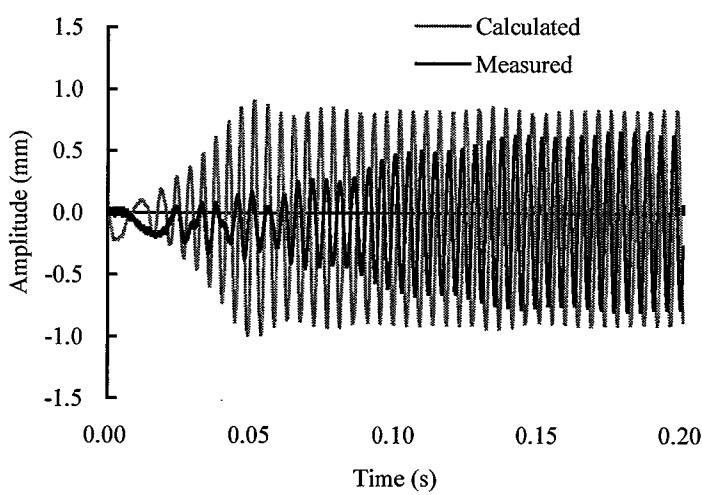
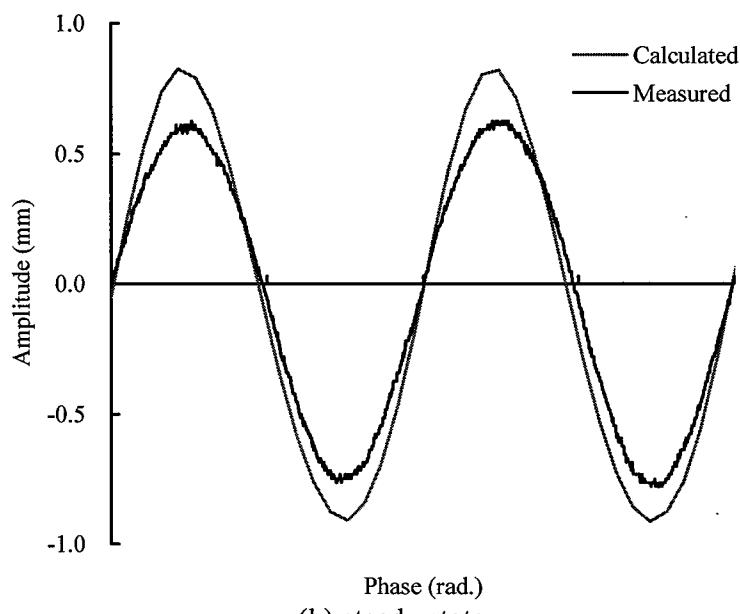


Fig.4.13 Thrust acting on armature core.

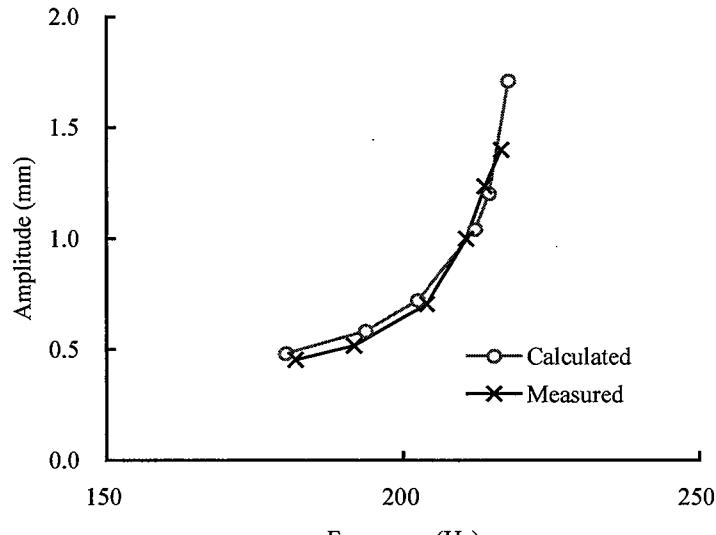


(a) transient state



Phase (rad.)
(b) steady state

Fig.4.14 Oscillation of armature core of conversion device.



Frequency (Hz)

Fig.4.15 Rotation speed of rotor core.

Table 4.2 Discretization data and CPU time.

	Conversion device	DC motor
Number of elements	214,272	193,440
Number of nodes	38,049	35,695
Number of edges	256,856	235,982
Number of unknown variables	243,248	215,440
Number of time steps	800	
Total CPU time (hours)	257.7	

Computer used: Pentium 4 (3.2GHz) PC

4. 6 結言

本章では、回転モータの回転運動を、円盤型磁石が対向した非接触型運動変換装置を用いて直線運動に変換可能かつ、共振を利用したリニア共振アクチュエータを開発し、その動作原理を示した。本アクチュエータでは変換装置で生じるコギングトルクの大きさによってDCモータが起動時に回転しないという問題があり、あらかじめDCモータの過渡動作を考慮し、起動可能な磁石間ギャップ距離を把握する必要がある。そのため、解析領域を変換機構の領域とDCモータの領域とし、可動部とDCモータの過渡動作を考慮した連成解析手法を確立した。その結果、磁石間ギャップ距離が1.4mm時に起動が可能であることがわかった。0.07sで定常状態になり、平均電流が実測値約1.0Aに対し、解析値約1.9Aとなった。また、平均トルクは解析値約2.4mN・mとなり、回転数は解析値では脈動が生じるものとの平均約6000rpmで実測値と一致した。さらに直線方向の振幅は実測値約1.4mmに対し、解析値約1.7mmとなり、約21%程度解析誤差が生じていることがわかった。これは共振周波数240Hz付近であり振幅が急激に増大する領域であるため、誤差が生じたと考えられる。周波数全体にわたっては、振幅の解析値と実測値はよく一致していることがわかった。以上より、DCモータの過渡動作も明らかになり、より詳細な動作特性を得ることができた。試作機による実験結果との比較によりその有効性についても明らかにした。

参考文献

- (1) H. Enomoto et al, "Optimal Design of Linear Oscillatory Actuator Using Genetic Algorithm", *IEEE Trans. on Magnetics*, vol34, no5, pp. 3515-3518 (1998)
- (2) A. Yoshitake et al, "Dynamic Analysis of A linear Oscillatory Actuator Under Feedback Control", *IEEE Trans. on Magnetics*, vol33, no2, pp. 1662-1665 (1997)
- (3) 太田, 平田:「2 つの可動部を有するリニア振動アクチュエータの三次元磁界解析」, 平成 14 年電気学会全国大会, No.5-157, pp.219 (2002)
- (4) 山口, 河瀬, 社本, 平田, 長谷川:「三次元有限要素法を用いた新構造リニアアクチュエータの動作特性解析」, 電気学会リニアドライブ研究会資料, LD-04-74 (2004)
- (5) T. Yamaguchi, Y. Kawase, K. Shamoto, H. Kodama, K. Hirata and Y. Hasegawa: "Coupled Analysis Method for New Structured Linear Actuator Using 3-D Finite Element Method," 15th conference on the Computation of Electromagnetic Fields, Vol. 4, PH1-6 (2005)
- (6) 山口, 河瀬, 鈴木, 平田, 太田, 長谷川:「モータ駆動形リニア振動アクチュエータの振動特性解析」, 電気学会静止器・回転機合同研究会資料, SA-06-89/RM-06-91 (2006)
- (7) Y. Hasegawa, K. Hirata, T. Yamaguchi and Y. Kawase: "New Linear Oscillatory Actuator Using DC Motor," *IEEJ Trans. IA*, Vol.126, No.8, pp.1156-1160 (2006)
- (8) K. Hirata, Y. Hasegawa, T. Yamaguchi, Y. Kawase, K. Shamoto and H. Kodama: "Dynamic Analysis of A New Linear Actuator Using 3-D Finite Element Method," *IEEJ Trans. IA*, Vol.126, No.8, pp.1151-1155 (2006)

第5章 二自由度共振アクチュエータ^{(6)～(17)}

5. 1 緒言

モータドライブシステムは、産業用機械装置、電気機器の発展に伴い、複雑化・高機能化が進み、多自由度の駆動が求められている。現在、一般に使われているモータは、回転型のモータと直進駆動のリニアモータが主であるが、それらはいずれも一自由度のアクチュエータである。そのため、多次元の駆動には、回転型モータと変換メカニズムの組み合せたものが必要となり、高速化や静音性、構造の小型化などが困難である。近年では、小型・軽量化、高速駆動、高精度な位置決め、省エネルギー化などの要求に応えるために、近年では多自由度駆動可能なアクチュエータの研究が盛んに行われている^{(1)～(5)}。

本章では、アクチュエータ単体で直線運動および回転運動の二自由度駆動が可能である電磁共振アクチュエータを開発し、その動作原理について示す。また、三次元有限要素法を用いて推力・トルク特性を求める。最後に直線運動および回転運動を同時に複合運動を考慮した動作特性解析法を確立し、試作機による実験結果との比較によりその有効性も確認する。

最後に本章で得られた結論を述べる。

5. 2 基本構造

開発した電磁共振アクチュエータの基本構造の1/2モデルを図5.1に示す。異極のリング状磁石二個を並設して磁性シャフトに挿入した可動部の周りに180°の角度で配置された二つの軸方向駆動用E型ヨーク(SUY)と、それと垂直に交わる方向に二つの回転方向駆動用C型ヨーク(SUY)を配置した固定部とで構成されている。磁石は希土類磁石($Br=1.3T$)で平行に着磁されている。ギャップ長は0.3mmである。

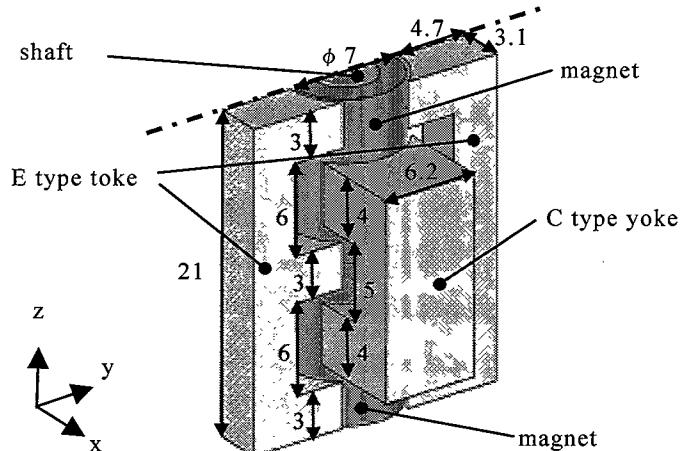


Fig.5.1 Basic structure.

5. 3 動作原理

5. 3. 1 軸方向動作原理

軸方向の駆動原理について説明する。図5.2に本アクチュエータのE型ヨーク部を含む断面図を示す。図のように着磁された磁石と磁性体のシャフトで構成された可動部とE型ヨークとその中央脚に巻回されたコイルにより構成されている固定部からなる。電流非印加時には破線で示したように磁束が上下対称に生じ、可動部に働く推力は0Nでつり合っている。そして電流を印加すると、実線で示した磁束が発生し、可動部の上部では磁束が強められ、下部では弱められるため対称性が崩れ、上方向に推力が発生し可動部が移動する。電流を反転させると反対方向に推力が生じ、この動作を繰り返すことにより、軸方向に往復運動可能となる。

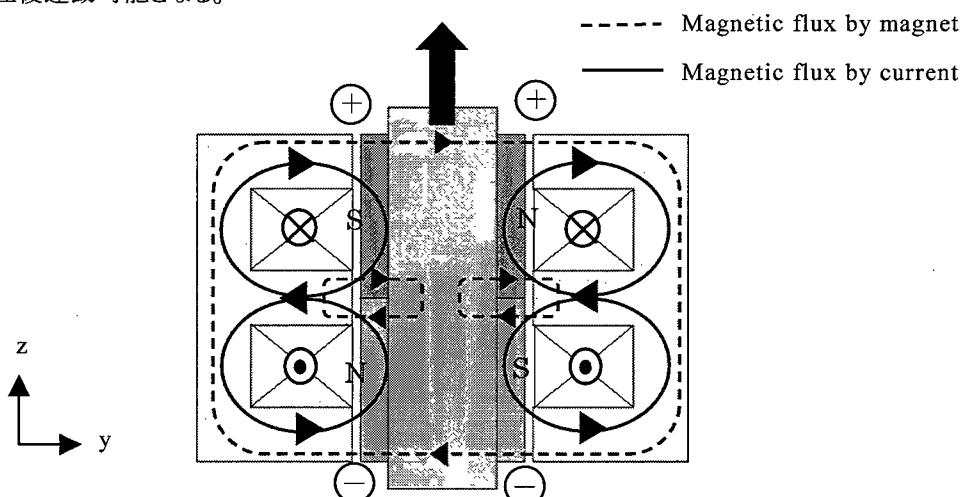


Fig.5.2 Magnetic circuit of axial direction.

5. 3. 2 回転方向動作原理

回転方向の駆動原理について図 5.3 に示す上面図をもとに説明する。回転駆動用 C 型ヨークと凹部に巻回されたコイルからなる固定部について、電流非印加時には C 型ヨークの上部、下部ともに破線で示したように対称に磁束が生じ、可動部に働くトルクは 0N でつり合っている。そして、電流を印加すると、実線で示したように磁束が発生し、磁束の強弱が生じる。これにより、ヨーク上部、下部ともに反時計回りのトルクが生じ、回転する。また、電流を反転させると、反対方向にトルクが生じ、この動作を繰り返すことにより回転方向に往復動作が可能となる。

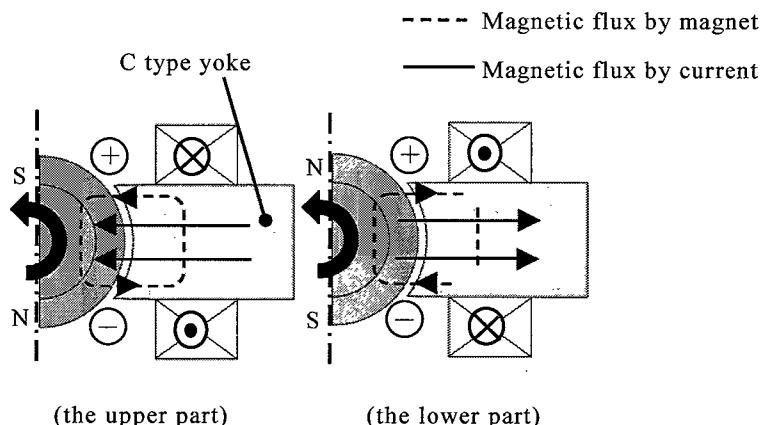


Fig.5.3 Magnetic circuit of rotation direction.

5. 4 三次元有限要素法を用いた静特性評価

5. 4. 1 軸方向静推力特性

三次元有限要素法を用いて 0A, ±200A 時の可動部のストローク位置 -1.0mm から 1.0mm までの静推力特性を求めた。モデルの対称性から解析領域は 1/2 のモデルである。図 5.4 に基本形状の静推力特性を示す。ストローク -1.0 から 1.0mm の間でストロークに対してほぼ推力はリニアな特性であり、可動部がストローク 0.0mm の中心位置で安定となった。そして、±200A 印加時には推力特性がディンプル波形に対して上下に平行移動し、また全ストロークに対してほぼ一定の推力定数 1.20E-02N/AT となることがわかった。図 5.5 に電流 200A 時のベクトル分布を示す。左右の E 型ヨークの上部と下部に主磁束が生じていることがわかる。

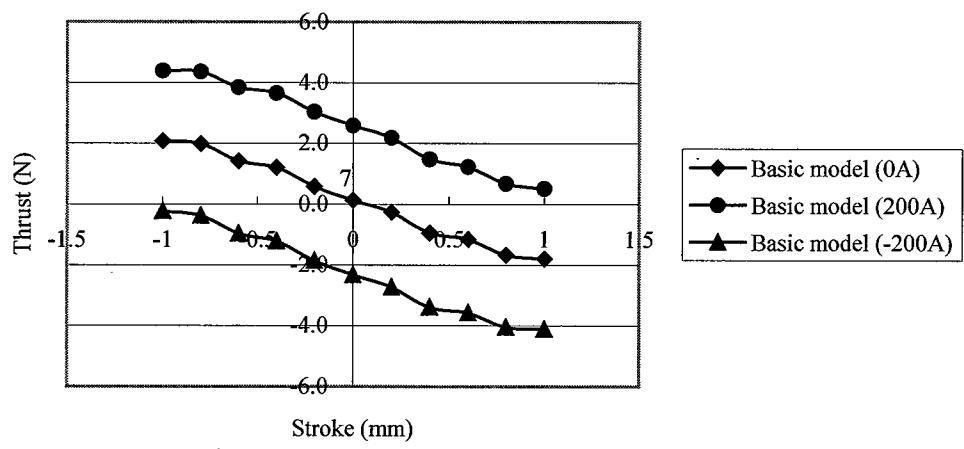


Fig.5.4 Thrust characteristics.

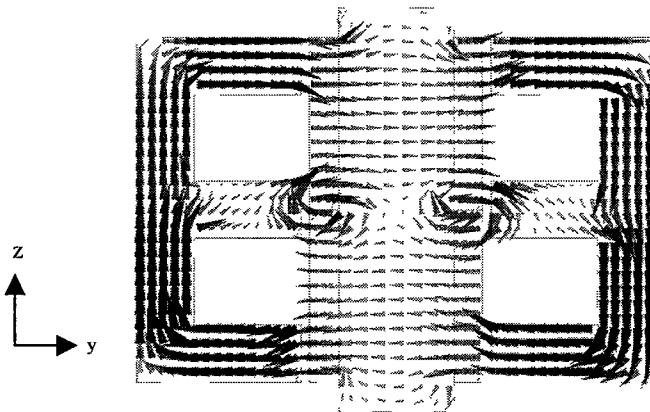


Fig.5.5 Distribution of flux density vectors. (200A, stroke 0mm)

5. 4. 2 回転方向静トルク特性

次に電流0A, ±200A印加時のトルク特性解析結果を図5.6に示す。磁石の着磁方向とC型ヨークが直交する位置を 0° とし, -45° から 45° まで 5° おきに計算している。ここで時計回りを正とする。 0° の位置が安定であるコギングトルク特性を示し, ±200A印加時にはトルク特性が $\pm 45^\circ$ の範囲で正または負に変化している。そのためコイルに流す電流の向きを切り替えることにより、回転方向に駆動可能であることがわかる。 -45° から 45° の平均トルク定数は $3.2E-05$ N·m/ATとなることがわかる。図5.7に電流200A時のベクトル分布を示す。

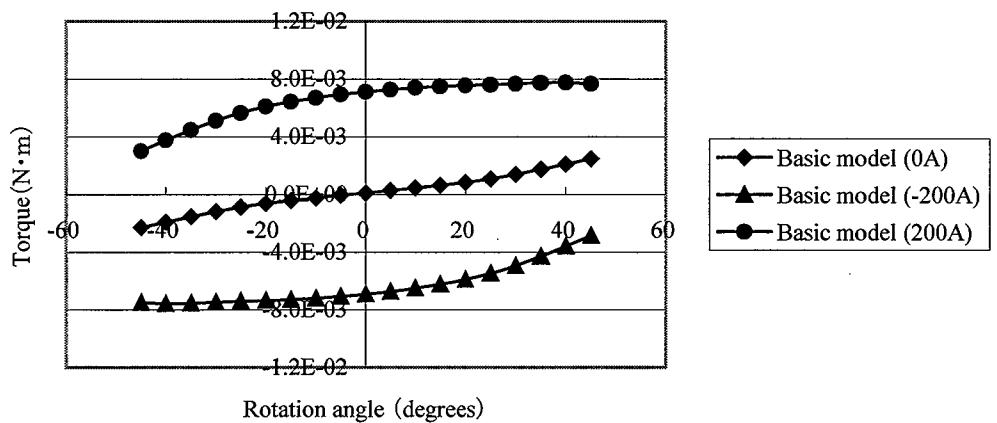


Fig.5.6 Torque characteristics.

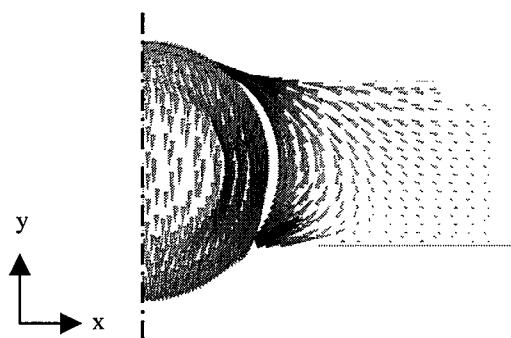


Fig.5.7 Distribution of flux density vectors. (200A, rotation angle 0°)

5. 5 三次元有限要素法による動作特性解析

5. 5. 1 解析フローチャート

三次元有限要素法による動作特性解析を行う。図 5.8 に軸方向および回転方向の動作特性解析プログラムのフローチャートを示す。図に示すように、軸方向運動および回転方向運動では、それぞれ特有の前処理、後処理を有する。軸方向運動では二分割図法、回転方向運動では回転角に合わせた要素分割データを自動的に作成する手法を適用している。

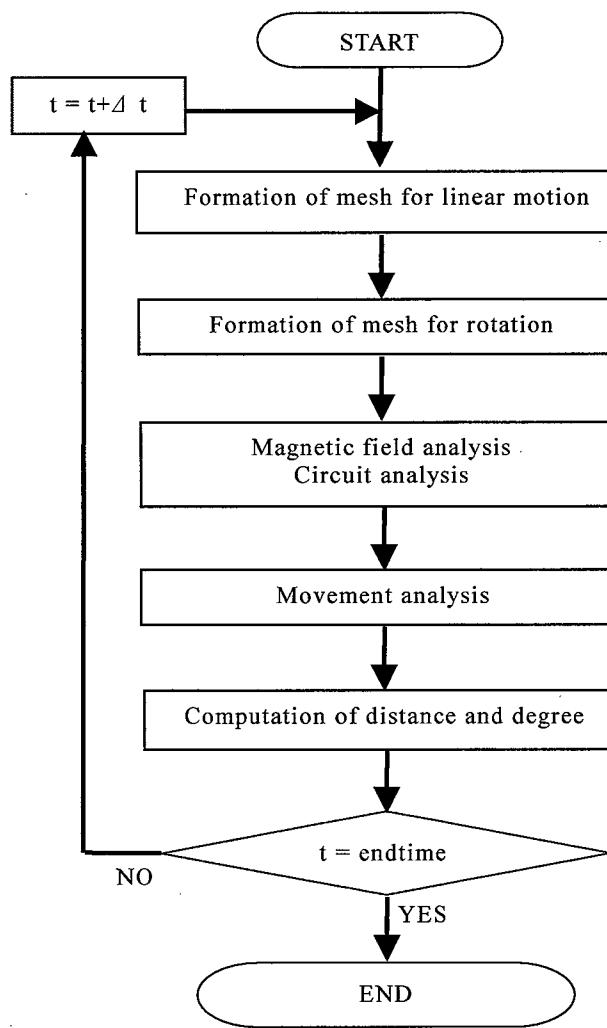


Fig.5.8 Flowchart for analysis.

5. 5. 2 解析モデルおよび条件

図 5.9 に解析モデルの空気領域を除く三次元要素分割図を示す。要素数は 564,408, 未知辺数は 651,553 である。解析条件について、表 5.1 に示す。軸方向励磁コイル、回転方向励磁コイルにはそれぞれ 280Hz, 360Hz の交流矩形波を入力し、時間刻み $\Delta t = 5.0 \times 10^{-5}$ [s] で解析を行った。

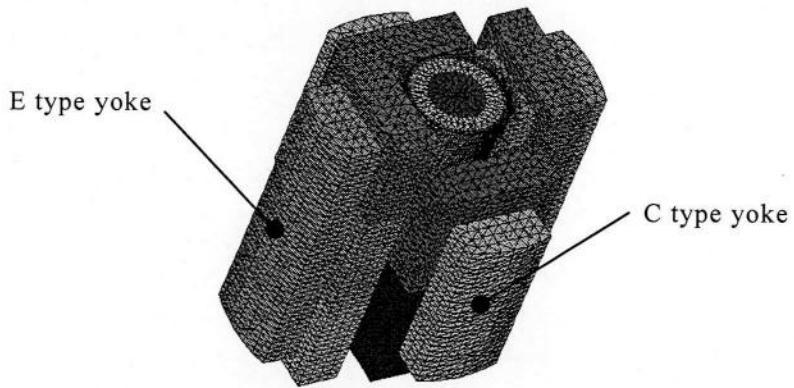


Fig.5.9 Analyzed model of 3D-FEM (except air region).

Table 5.1 Analyzed conditions.

Mover	Mass [g]	17.54
	Inertia [N·m·s ² /rad]	1.00×10^{-7}
Coil	Applied voltage [V _{P-P}]	2.4
	Number of turn [Turn]	90
	Resistance [Ω]	2.18
	Frequency [Hz]	280
	Linear motion	Rotation
		360

5. 5. 3 解析手法の検証

本解析手法の有効性を検証するため、アクチュエータのプロトタイプを用いて実験を行い、解析結果と比較した。本アクチュエータの試作モデルを図 5.10 に、実測装置を図 5.11 に示す。解析と同様に表 5.1 に示す条件で実験を行い、電圧、電流、振幅を観測した。図 5.12 に実験システムを示す。

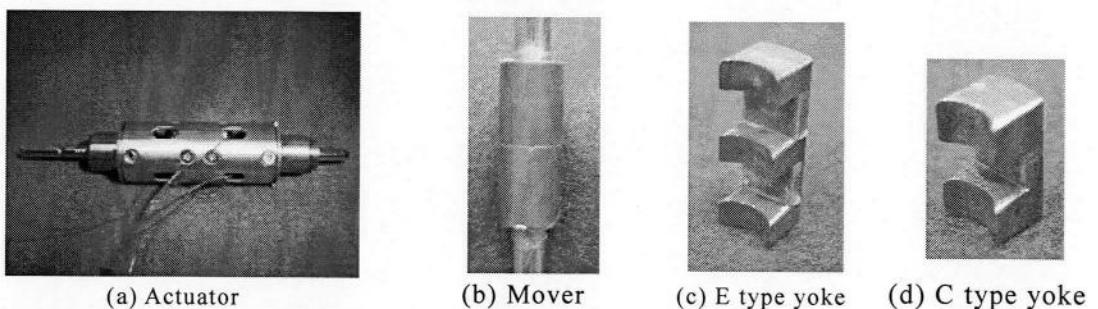


Fig.5.10 Prot-type actuator.

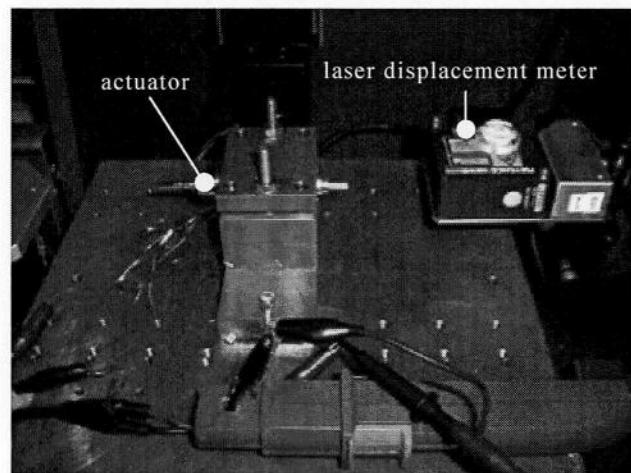


Fig.5.11 Experiment system.

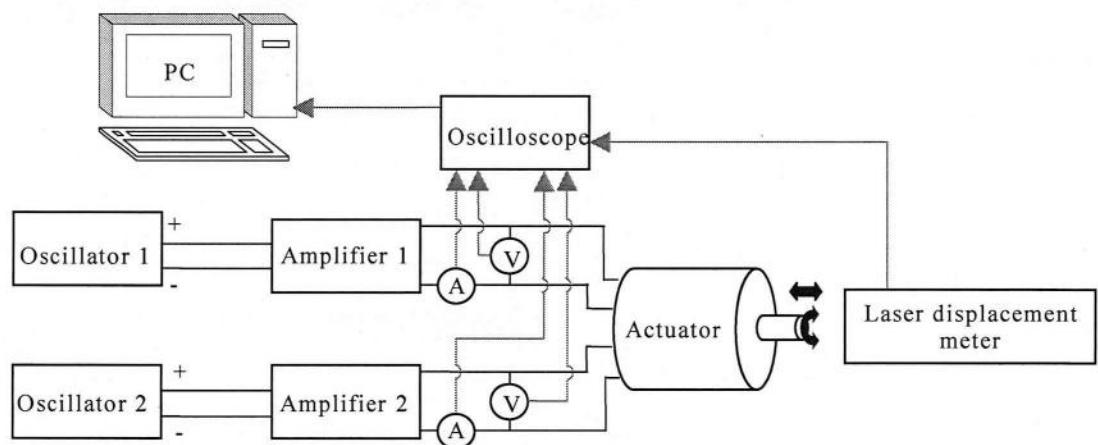


Fig.5.12 Dynamic characteristics measuring system.

次に図 5.13 に軸方向と回転方向を同時に駆動させた時の軸方向における動作特性の実験結果と解析結果をそれぞれ示す。図より、電流波形はインダクタンスの影響により位相が遅れて立ち上がり、逆起電力により歪んでいるが、両結果ともよくこれを表している。解析上では振幅 0.8mm (peak to peak) が得られた。

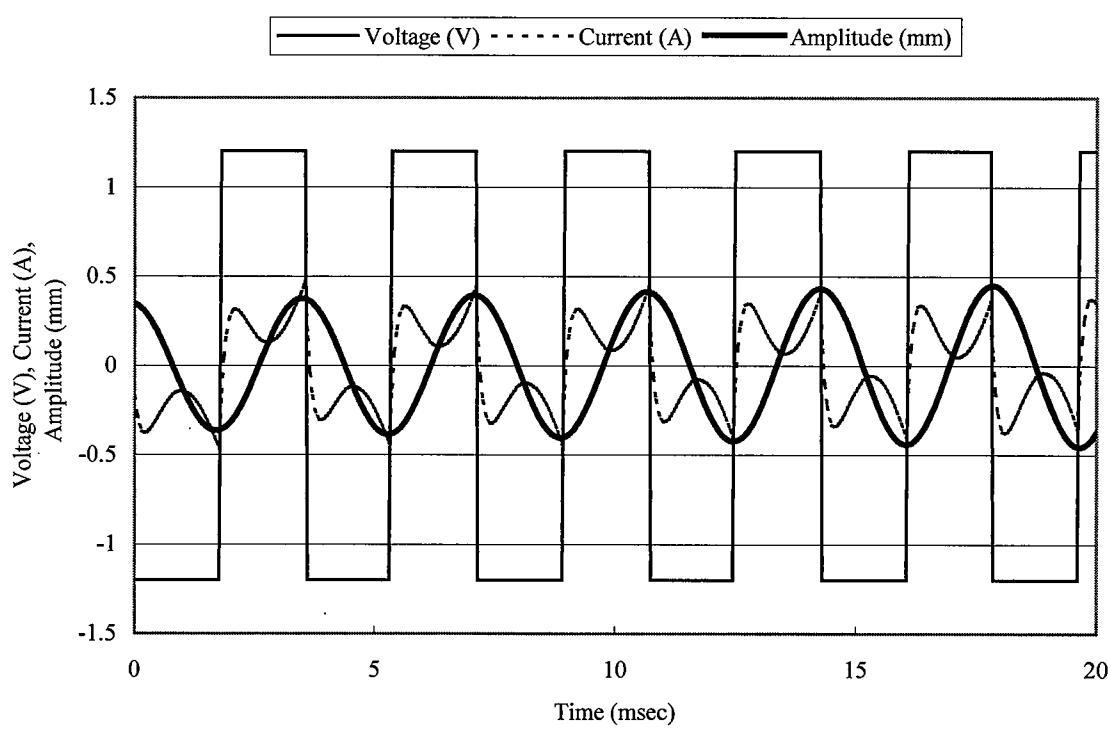
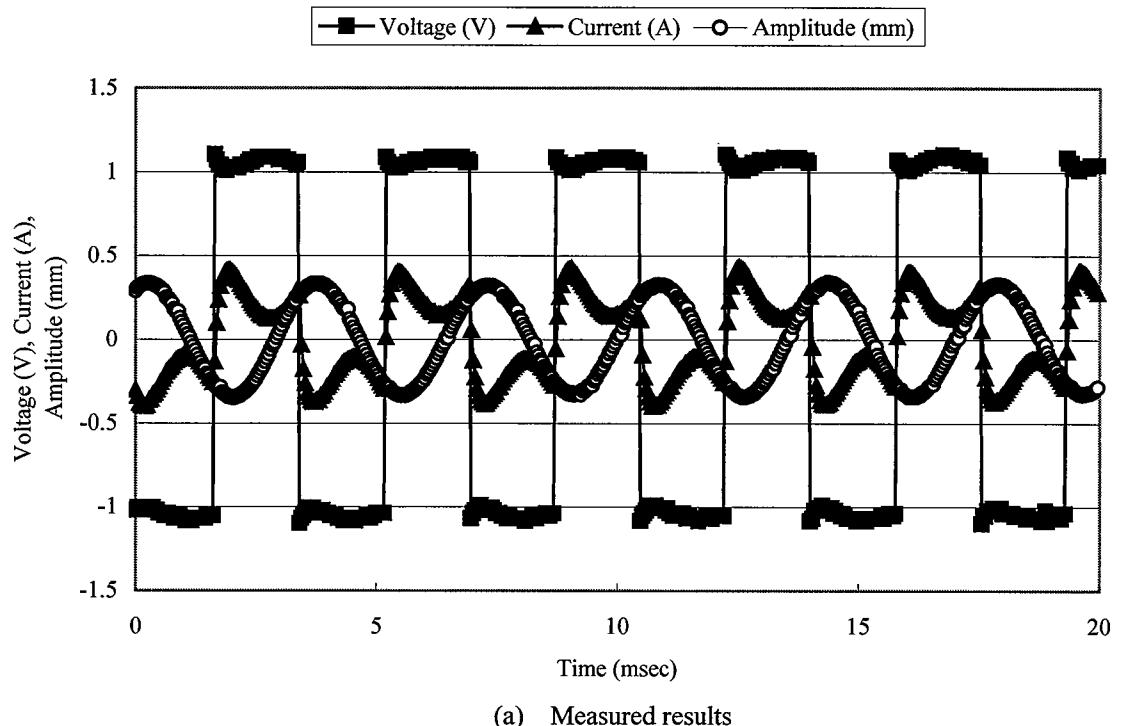


Fig.5.13 Comparison between analyzed and measured waveforms (linear motion).

図 5.14 に同時駆動時の回転方向の動作特性について実験、解析の両結果を示す。図より、解析では、実験結果と比較して逆起電力が大きく計算されているものの良く一致しているのがわかる。また、回転角度がうねり現象のように周期的に振動している理由として、このアクチュエータは回転駆動と、軸駆動で磁気回路が独立しておらず、軸方向運動の影響を受けるためである。逆起電力が大きく計算されているのは、解析では、粘性減衰係数、摩擦力を考慮していないため回転角度が大きく計算されていることや、磁石の磁化、ギャップのばらつきなどが原因と思われる。

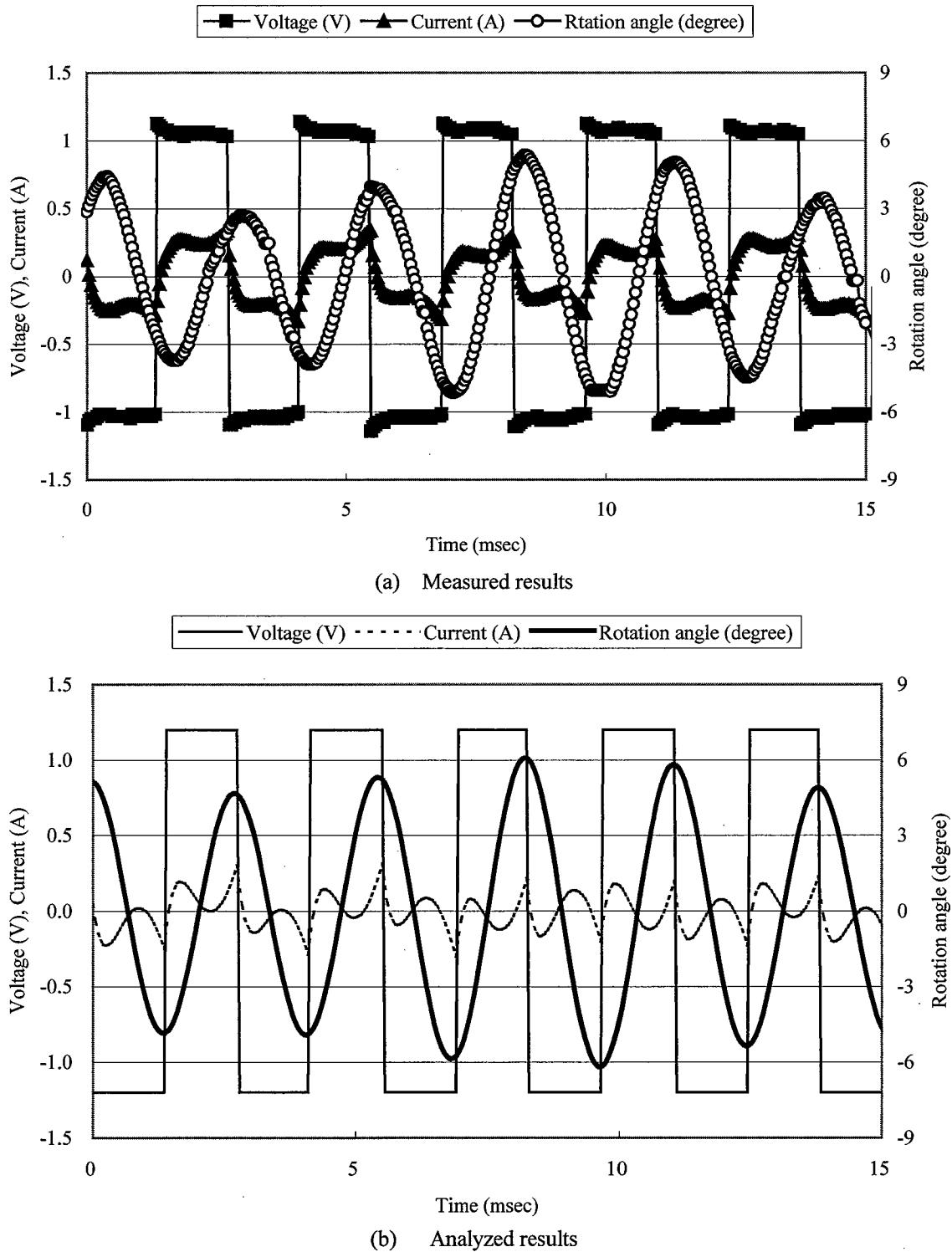


Fig.5.14 Comparison between analyzed and measured waveforms (rotation).

5. 6 結言

本章では、アクチュエータ単体で軸方向および回転方向の二自由度駆動が可能である円筒状電磁共振アクチュエータを開発し、その構造、動作原理について示した。また、三次元有限要素法を用いて推力・トルク特性を求め、推力定数 $1.20E-02N/AT$ およびトルク定数 $3.2E-05N\cdot m/AT$ を得ることを確認した。さらに直線運動と回転運動を同時に行う複合運動を考慮した動作特性解析手法を確立し、その振幅特性を求めた。試作機による実験結果との比較により、軸方向は電圧 $2.4V$ 入力時に実測では周波数 $280Hz$ 時に最大振幅 $0.9mm$ (peak to peak) となり、解析では最大振幅 $0.8mm$ (peak to peak) となつた。また回転方向も電圧 $2.4V$ 入力時に実測では周波数 $360Hz$ 時に最大振幅角度 10.6° (peak to peak) となり、解析では最大振幅角度 12.0° (peak to peak) となつた。また回転方向運動時に見られたうなり現象も再現しており、本手法の有効性も確認した。

参考文献

- (1) 多次元ドライブシステム調査専門委員会:「多次元ドライブシステムの可能性を探る」電気学会技術報告第 1029 号(2005)
- (2) 多自由度モータとその要素技術調査専門委員会:「多自由度モータとその要素技術」電気学会技術報告第 1081 号(2007)
- (3) 矢野, 百目鬼, 渡辺, 乾:「多自由度モータとその要素技術の研究動向」電気学会リニアドライブ研究会資料 LD-05-30(2005-6)
- (4) 田中, 和多田, 鳥居, 海老原:「多自由度球体アクチュエータの提案と設計」日本 AEM 学会第 11 回 MAGDA コンファレンス - 電磁現象および電磁力に関するコンファレンス- PS2-3, pp.169-172 (2002)
- (5) 矢野:「多自由度アクチュエータ」日本ロボット学会誌 Vol.15, No.3, pp.330-333 (1997)
- (6) 長谷川, 平田, 本橋, 清水:「二方向動作電磁アクチュエータシステムの研究」, 日本 AEM 学会誌, Vol.12, No.3, pp.54-57 (2004)
- (7) 長谷川, 平田, 本橋, 清水:「二方向動作電磁アクチュエータシステムの研究」, 電気学会リニアドライブ研究会資料, LD-04-41 (2004)
- (8) Y. Hasegawa, K. Hirata, R. Motohashi and H. Shimizu: "A Study of A Two-Dimensional Electromagnetic Actuator System", International Conference on Electrical Machines and Systems (2004)
- (9) 長谷川, 平田:「2 自由度駆動アクチュエータの研究」, 電気学会論文誌 D, Vol.125, No.5, pp.519-523 (2005)
- (10) 平田, 長谷川:「多次元ドライブシステムの応用(2) — 2 自由度駆動電磁アクチュエータ」, 日本 AEM 学会誌, Vol.12, No.1, pp.31-34 (2004)
- (11) 長谷川, 平田, 光武, 太田:「2 自由度駆動リニア電磁アクチュエータの研究」, 電気学マグネティックス・リニアドライブ合同研究会資料, MAG-02-128/LD-02-100 (2002)
- (12) 長谷川, 平田, 光武, 太田:「2 自由度駆動アクチュエータの研究」, 平 15 年電気学会全国大会, No.5076 (2003)
- (13) K. Hirata, T. Yamamoto, T. Yamaguchi, Y. Kawase and Y. Hasegawa: "Dynamic Analysis Method of Two-Dimensional Linear Oscillatory Actuator Employing Finite Element Method," *IEEE Trans. on Magnetics*, Vol.43, No.4, pp.1441-1444 (2007)
- (14) 河瀬, 山口, 内藤, 田中, 平田, 長谷川:「2 自由度駆動アクチュエータの回転運動と直線運動の連成解析」, 電気学会静止器回転機合同研究会資料, SA-04-24, RM-04-24 (2004)
- (15) 山本匡史, 平田勝弘, 山口忠, 河瀬順洋, 長谷川祐也:「2自由度駆動アクチュエータの動特性評価」日本機械学会第 18 回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム A2P03 (2006)
- (16) Y. Hasegawa, K. Hirata, H. Maeyoshi, Y. Ishihara and T. Todaka: "New Electromagnetic Actuator With Multi-Motion," *IOS Press. 2006*, Vol. 27, pp.179-184

(2006)

- (17) 前吉, 石原, 戸高, 平田, 長谷川:「二方向駆動電磁アクチュエータの特性評価」日本AEM 学会第 14 回 MAGDA コンファレンス -電磁現象および電磁力に関するコンファレンス- PS2-3, pp.169-172 (2005)

6. 1 緒言

産業応用分野において、二自由度以上の駆動を実現するには一自由度アクチュエータを複数用いた構造が多く、構造が大型化する等の難点を持つ。最近では、多自由度駆動が可能なアクチュエータ研究^{(1)~(3)}が盛んに行われている。なかでも、球面モータ^{(4)~(12)}は球面全方向の駆動が可能で、位置決め装置、ロッポットアイの駆動装置などに適応できる。

一方、電子計算機の発展に伴い、設計段階でシミュレーションを用いてあらかじめ諸特性を把握することが可能となり、本章で取り上げる複雑な球面形状を有したアクチュエータに対しても、三次元有限要素法による磁界解析⁽¹³⁾は有効な解析手段の一つとなっている。

本章では、高効率なハイブリッド磁気構造を有した球面共振アクチュエータを開発し、その動作原理を示す。次に三次元有限要素法を用いて、その静トルク特性を明らかにする。さらに静トルク改善を行い、実測との比較検証を行う。また、共振用ばねを用いた場合の動作特性を明らかにし、さらに動作特性を短時間で得られる簡易動作特性解析法を確立し、試作機による実験結果との比較によりその有効性も確認する。

最後に本章で得られた結論を述べる。

6. 2 基本構造

図6.1に開発した球面共振アクチュエータの基本モデルを示す。本アクチュエータは、磁石によって発生する磁束と電流によって発生する磁束の磁路を分離し、電流により生じた磁束を磁気抵抗の高い磁石部分を通さないことで高効率が可能なハイブリッド構造⁽¹⁴⁾を有している。可動部分は十字型のヨーク(SUY)とその各端部に上下方向に着磁された直方体のネオジウム鉄ボロン系希土類磁石(残留磁束密度 $Br=1.42T$)が配置され、さらに磁石下部を覆う球面形状のヨーク(SUY)からなる。固定部は同じく底面が十字型でその各端部が上方向に凸状となっており、その凸部分の磁極の上面が球面状にカットされた形状となっている。この4つの磁極それぞれにコイル(各100Turn)が巻かれている。また可動部と固定部は0.3mmギャップとなるように保持されている。

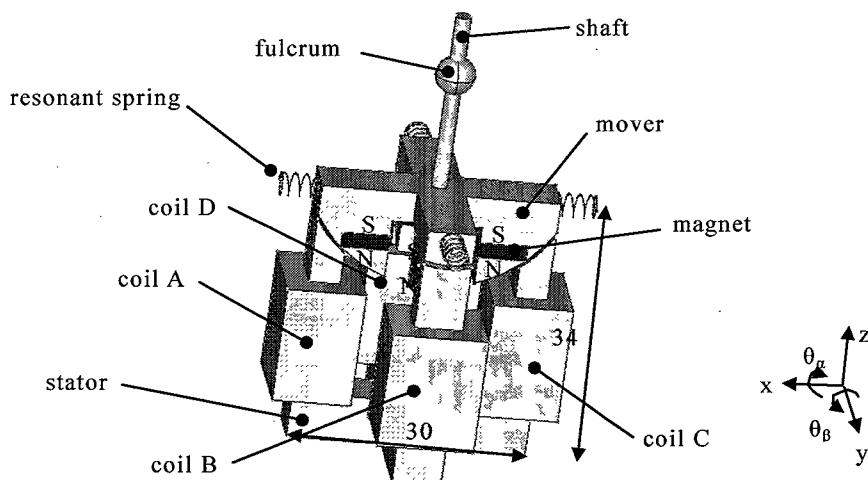


Fig.6.1 Basic construction of the spherical resonant actuator.

6. 3 動作原理

図6.2に本アクチュエータの $y=0$ での x - z 平面の断面図を示し、その動作原理を説明する。無励磁状態では実線で示した磁石によって発生する磁束のみで左右のギャップ磁束はバランスがとれており可動部は中心 0° の位置で静止する。次に図のようにコイルを励磁すると破線に示すように電流による磁束が生じ、左右のギャップでアンバランスとなり時計回りにトルクが生じる。励磁電流の方向を反転することで反時計回りにトルクが生じる。交流励磁することで往復運動が可能となる。また、四つのコイルの電流の向きと大きさを制御することで任意方向に動作可能である。

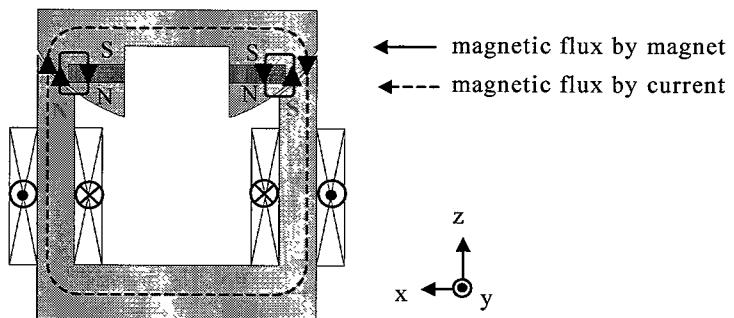


Fig.6.2 Magnetic circuit in the cross section of x - z plane.

6. 4 三次元有限要素法を用いた静トルク特性評価

次に三次元有限要素法を用いて解析したトルク特性を図6.3に示す。 θ_β 方向に 0 から 5° の範囲で 1° 毎に可動部を移動させた時の無励磁時とコイルA, Cに計 $100A$ 励磁した時のトルクを計算した。コギング特性から本アクチュエータは $\theta_\beta=0^\circ$ で安定となることがわかった。さらに平均トルク定数は $13.9 \times 10^{-2} \text{ mN}\cdot\text{m}/\text{A}$ となった。図6.4(a)に無励磁時の、図6.4(b)にコイルA, Cに励磁した時の磁束密度ベクトル分布を示す。無励磁時は固定部各磁極の上部で磁石によって発生した磁束が小さな閉ループを形成していることがわかる。一方、励磁時はコイルA, Cが巻かれた磁極と十字底面を通る磁路が形成されているのがわかる。これにより磁石と電流により発生する磁束の磁路が分離されていることが確認された。

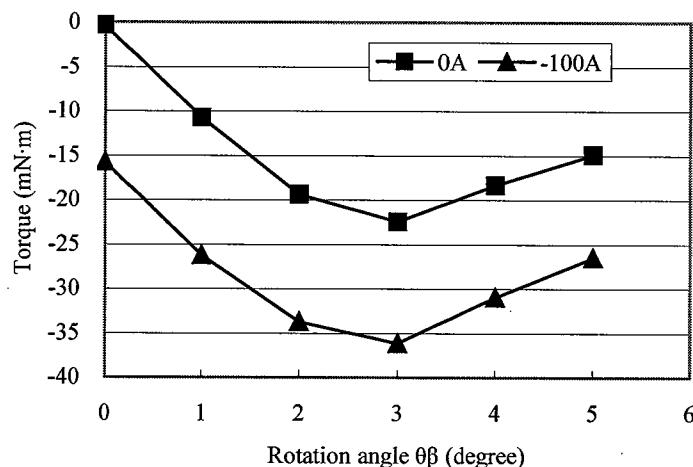


Fig.6.3 Torque characteristics of basic model.

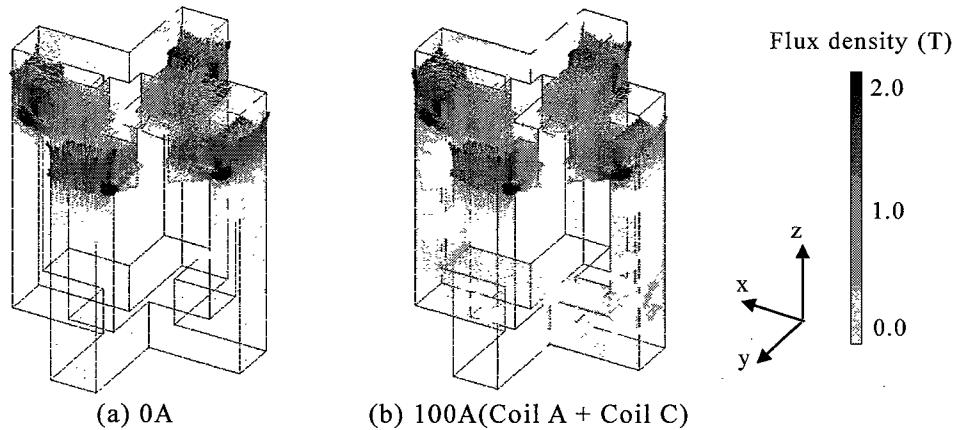


Fig.6.4 Distribution of flux density vectors.

6. 5 トルク改善検討

次にトルク特性の向上方法について述べる。トルクが発生する部分の磁束密度を磁石によって生じる磁束により高く、かつ電流によって生じる磁束を磁気抵抗の小さい部分に通すように磁気回路を構成することでトルク向上が可能となる。本アクチュエータではリング状の磁石を用いることで可動部の全周で発生した磁束を固定子の磁極部分に入り込ませ、磁束密度を基本モデルに比べて高くするようしている。図6.5(a)にトルク特性改良モデルの全体図を、図6.5(b)に改良モデルのy=0でのx-z断面図を示す。固定部は基本モデルと同じ形状で、可動部を十字型から全面球形とし、上下方向に着磁されたリング状磁石(残留磁束密度 $Br=1.42T$)が挿入されている。図6.6に三次元有限要素法を用いて解析したトルク特性と試作機の静トルク実測結果を示す。解析と実測はほぼ一致しており解析の妥当性が確認された。コギング特性から改良モデルにおいても $\theta_B=0^\circ$ で安定であることがわかった。さらに平均トルク定数は $27.4 \times 10^{-2} \text{ mN}\cdot\text{m}/\text{A}$ と基本モデルと比べて約2倍となった。図6.7に基本モデルと改良モデルの磁束密度ベクトル分布を、図6.8に磁極部分の磁束密度センター図を示す。また、基本モデルよりコギングトルクのピーク値が $-22 \text{ mN}\cdot\text{m}$ から $-7.5 \text{ mN}\cdot\text{m}$ と約1/3に低減した。さらに基本モデルではコギングトルクが非線形であるが、改良モデルではほぼ線形となり制御しやすい磁気回路であることもわかった。

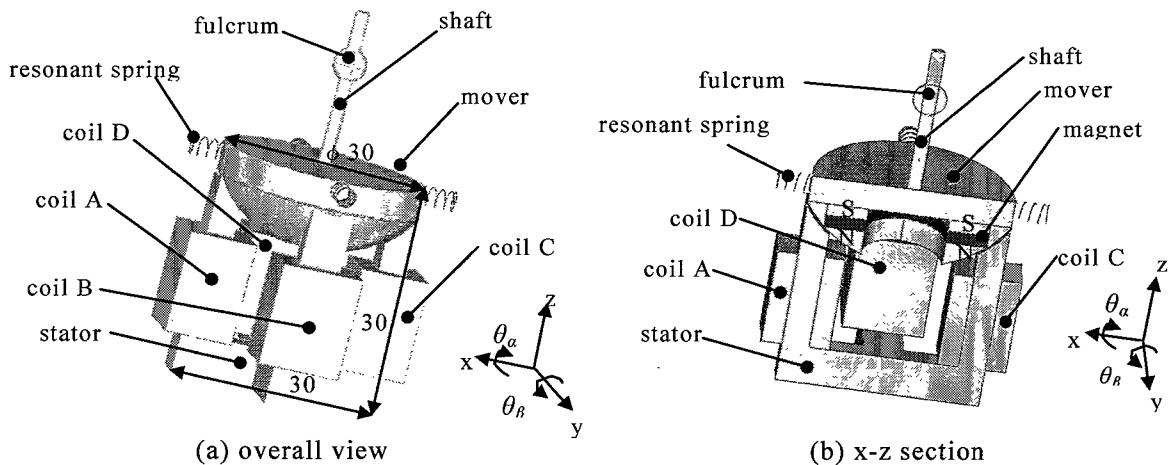


Fig.6.5 Basic construction of the spherical resonant actuator.

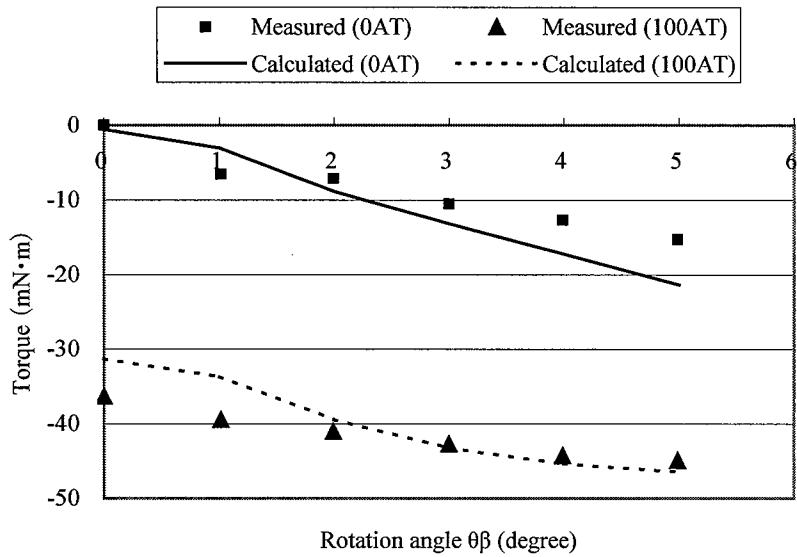


Fig.6.6 Comparison between measured and calculated torque characteristics of improved model.

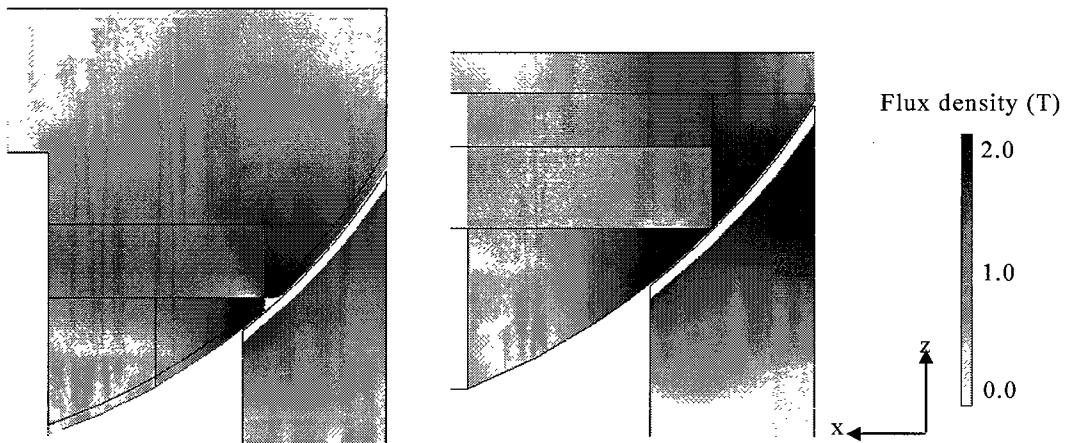
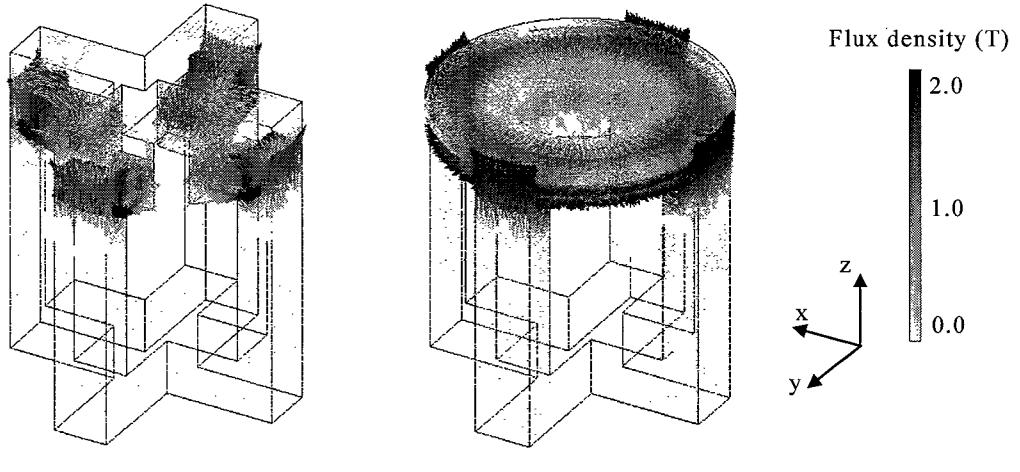


Fig.6.8 Contours of flux density.

6. 6 改良モデルの動作特性実験結果

次に図6.9に共振用ばねを組み込んだ試作機を示す。ギャップ0.3mmで球面軌道を行うためにジンバル構造の保持機構を用い、さらに共振運動させるために可動部の上側を四つのコイルばねで保持している。図6.10にy軸回りの周波数特性を、図6.11にx軸回りの周波数特性をそれぞれ示す。電圧2.4Vp-pの矩形波を印可し、y軸回りは173Hzにおいて最大振幅角度となり(4.3° p-p)、平均電流は0.4Aとなった。またx軸回りは127Hzにおいて最大振幅角度となり(6.4° p-p)、平均電流は0.5Aとなった。y軸回り、x軸回りで共振周波数が異なるのは、ジンバル構造を用いたために各軸回り方向の慣性モーメントが異なったためである。図6.12にx、y軸回り複合同時駆動した場合の可動部シャフト先端の軌跡を示す。このように改良モデルでは大振幅で各方向に任意に駆動可能であることが確認できた。

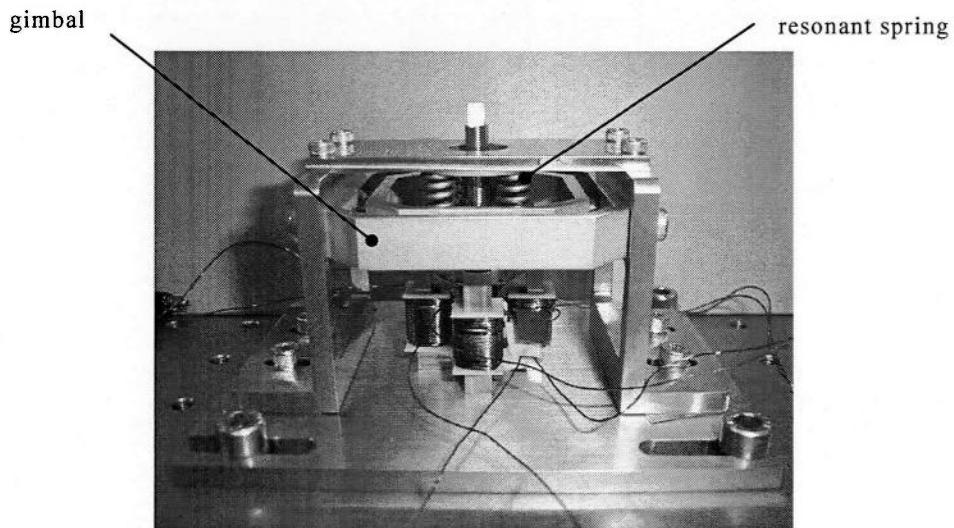


Fig.6.9 Prototype.

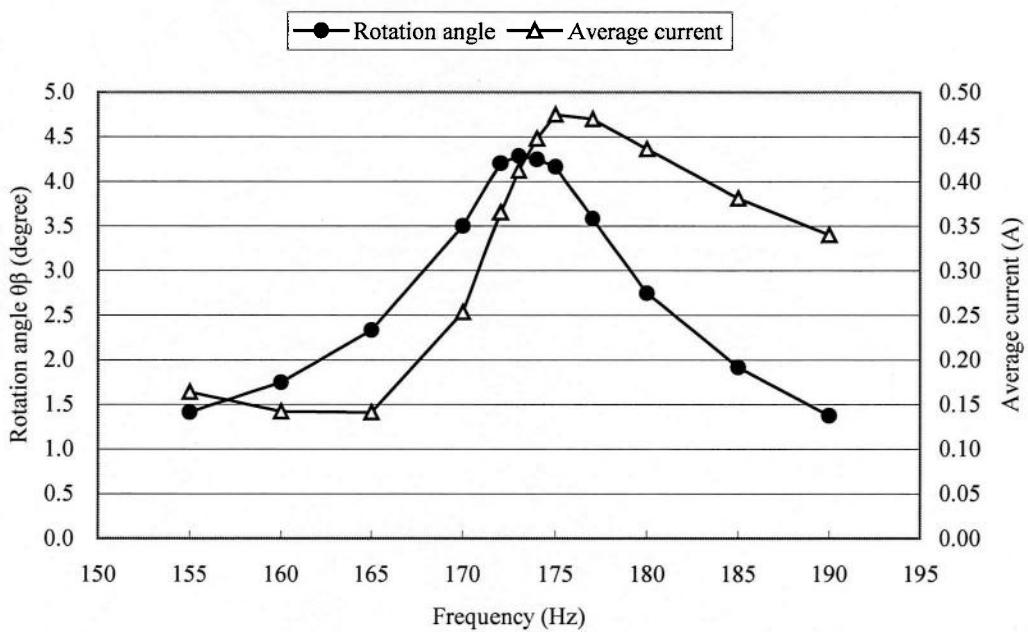


Fig.6.10 Measured frequency characteristics (y-axis).

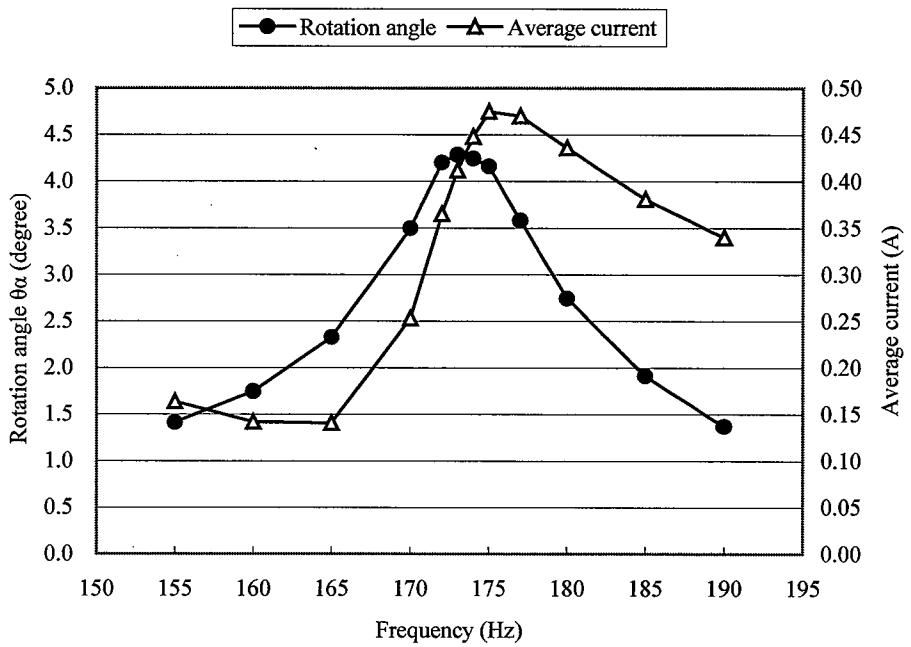


Fig.6.11 Measured frequency characteristics (x-axis).

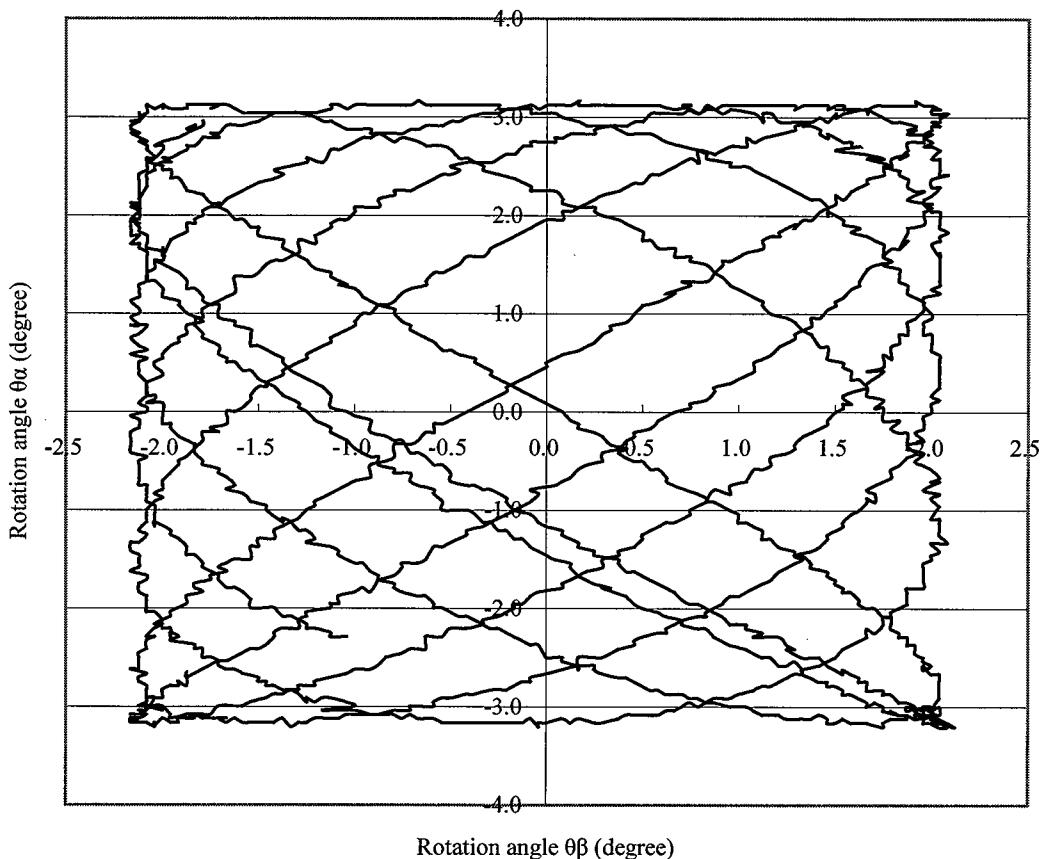


Fig.6.12 Trajectory of multi-motion.
(y-axis:173Hz, x-axis:127Hz).

6. 7 簡易動作特性解析法

6. 7. 1 電気回路方程式と運動方程式の連成

次に本アクチュエータの動作特性を明らかにする。球形状を有する本アクチュエータにおいて可動部が移動した場合に、積分面領域において対称に分割図を変化することができないため第二章で述べた分割図自動修正法を適用することができない。そのため簡易動作特性解析⁽¹⁵⁾を用いて明らかにする。解くべき電気回路方程式は(6.1)式と(6.2)式で示される。

$$R_\alpha i_\alpha + L_\alpha \frac{di_\alpha}{dt} + \frac{d\Phi_\alpha}{d\theta_\alpha} \cdot \frac{d\theta_\alpha}{dt} + \frac{d\Phi_\alpha}{d\theta_\beta} \cdot \frac{d\theta_\beta}{dt} = V_\alpha \quad (6.1)$$

$$R_\beta i_\beta + L_\beta \frac{di_\beta}{dt} + \frac{d\Phi_\beta}{d\theta_\beta} \cdot \frac{d\theta_\beta}{dt} + \frac{d\Phi_\beta}{d\theta_\alpha} \cdot \frac{d\theta_\alpha}{dt} = V_\beta \quad (6.2)$$

ここで i_α, i_β は電流, R_α, R_β は電気抵抗, L_α, L_β はコイルのインダクタンス, Φ_α, Φ_β は磁石による鎖交磁束, V_α, V_β は印加電圧である。

また運動方程式は(6.3)式と(6.4)式で示される。

$$I_\alpha \ddot{\theta}_\alpha + C_\alpha \dot{\theta}_\alpha + k_\alpha \theta_\alpha = T_\alpha(\alpha, \beta, i_\alpha, i_\beta) \quad (6.3)$$

$$I_\beta \ddot{\theta}_\beta + C_\beta \dot{\theta}_\beta + k_\beta \theta_\beta = T_\beta(\alpha, \beta, i_\alpha, i_\beta) \quad (6.4)$$

ここで $\theta_\alpha, \theta_\beta$ は回転角度, I_α, I_β は可動部の慣性モーメント, C_α, C_β は粘性係数, k_α, k_β はばね定数, T_α, T_β はトルクである。

6. 7. 2 三次元有限要素法を用いた静特性評価

図6.13に可動部の回転角 $\theta_\alpha, \theta_\beta$ が $\pm 4^\circ$ 変化した場合の鎖交磁束を示す。図6.13(a)にコイルA, C, 図6.12(b)にコイルB, Dに鎖交する磁束を示す。コイルA, Cに鎖交する磁束は回転角 θ_α の影響をほとんど受けず, コイルB, Dに鎖交する磁束は回転角 θ_β の影響をほとんど受けないことがわかる。そのため, (6.1)式と(6.2)式の左辺第4項は無視でき, (6.5)式と(6.6)式で表すことができる。

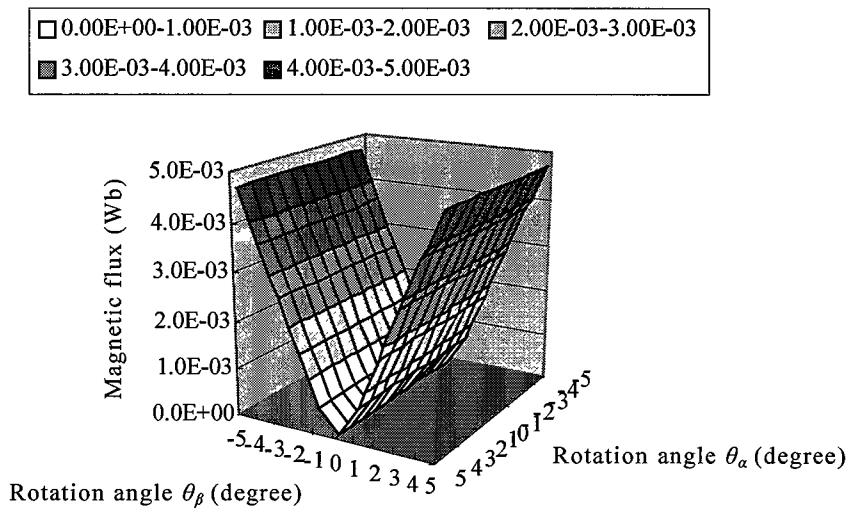
$$R_\alpha i_\alpha + L_\alpha \frac{di_\alpha}{dt} + \frac{d\Phi_\alpha}{d\theta_\alpha} \cdot \frac{d\theta_\alpha}{dt} = V_\alpha \quad (6.5)$$

$$R_\beta i_\beta + L_\beta \frac{di_\beta}{dt} + \frac{d\Phi_\beta}{d\theta_\beta} \cdot \frac{d\theta_\beta}{dt} = V_\beta \quad (6.6)$$

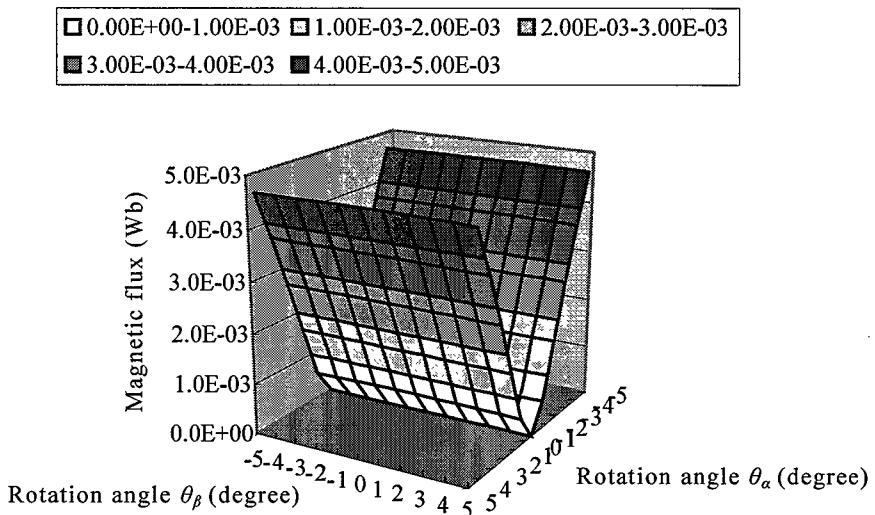
図6.14に可動部の回転角 $\theta_\alpha, \theta_\beta$ を変化させた場合のy軸回りのコギングトルクを示す。図6.15に磁束密度コンター図を示す。図6.16にコイルA, Cに電流100A入力した場合の電流トルクを示す。y軸回りのトルクは回転角 θ_α の影響をほとんど受けないことがわかる。図6.17に回転角 $\theta_\alpha = 0^\circ, 4^\circ$ におけるコイルB, Dへ電流を入力した場合のy軸回りのトルクへの影響を示す。y軸回りのトルクはコイルB, Dへ電流を入力してもほとんど影響がないことがわかる。図6.18に回転角 $\theta_\alpha = 0^\circ, 4^\circ$ におけるコイルA, Cに電流0Aから200Aまで50Aごとに増加させた場合のy軸回りのトルクを示す。これによりトルクは電流に対して線形に増加することがわかる。以上のことから(6.3)式と(6.4)式は(6.7)式と(6.8)式で表すことができる。

$$I_\alpha \ddot{\theta}_\alpha + C_\alpha \dot{\theta}_\alpha + k_\alpha \theta_\alpha = T_\alpha(\alpha, i_\alpha) \quad (6.7)$$

$$I_\beta \ddot{\theta}_\beta + C_\beta \dot{\theta}_\beta + k_\beta \theta_\beta = T_\beta(\beta, i_\beta) \quad (6.8)$$



(a) coil A and coil C



(b) coil B and coil D

Fig.6.13 Interlinkage of magnetic flux.

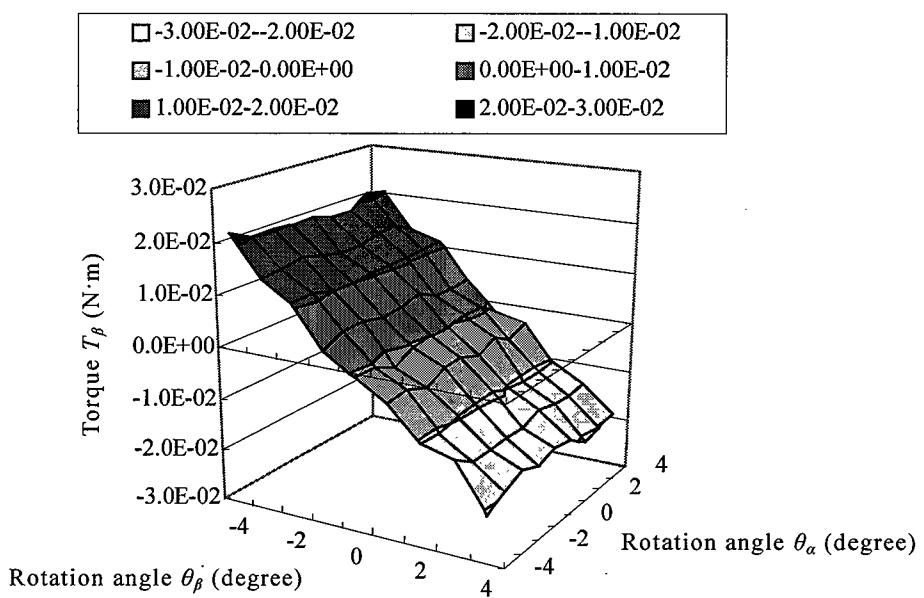
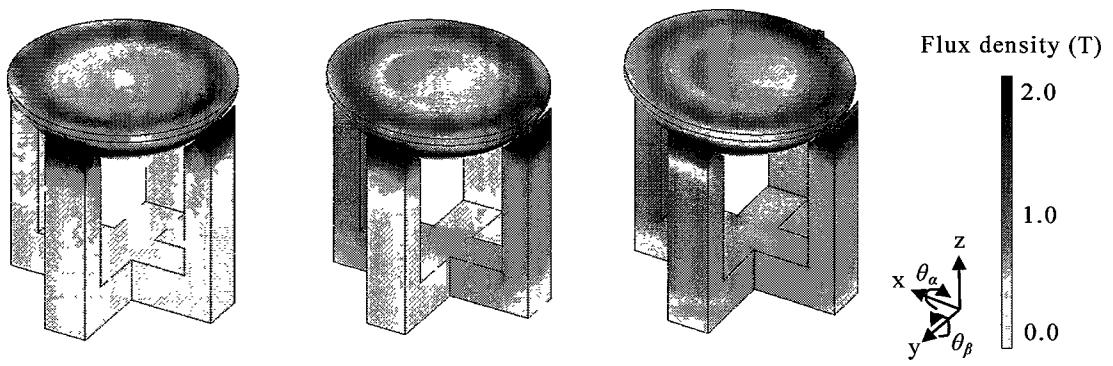


Fig.6.14 Cogging torque characteristics.



(a) $\theta_\alpha=0, \theta_\beta=0$, (b) $\theta_\alpha=0, \theta_\beta=-4$, (c) $\theta_\alpha=4, \theta_\beta=-4$

Fig.6.15 Contours of flux density (0A).

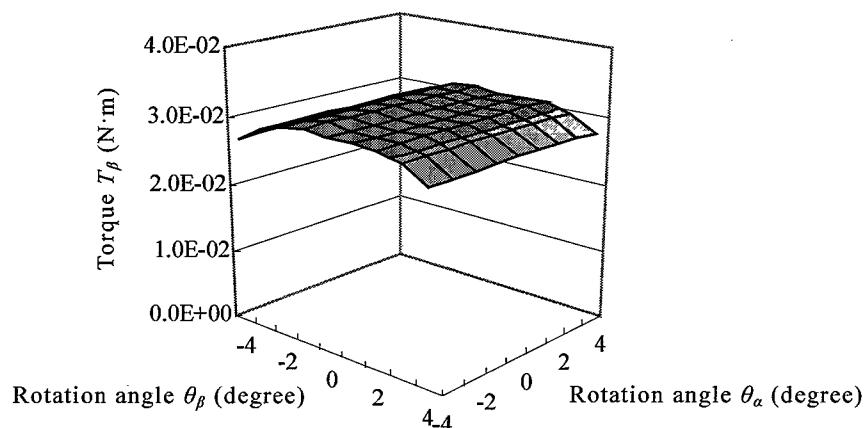
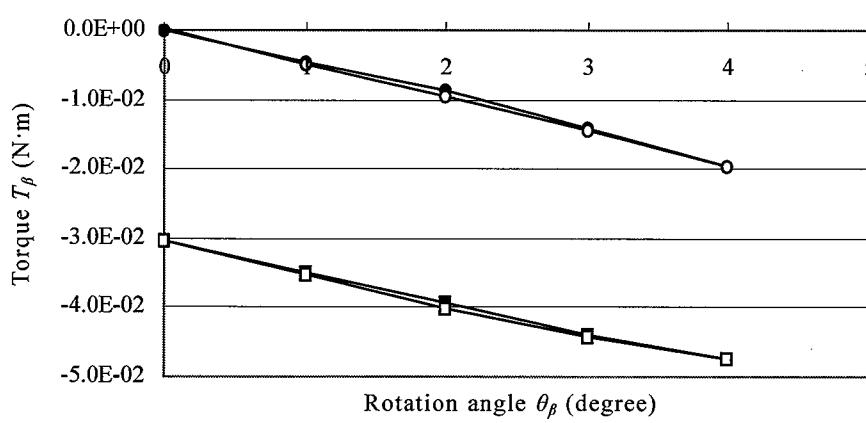
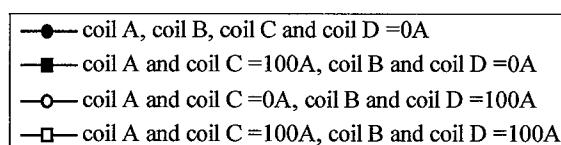


Fig.6.16 Torque characteristics with 100A.
(without cogging torque)



(a) $\theta_\alpha=0$

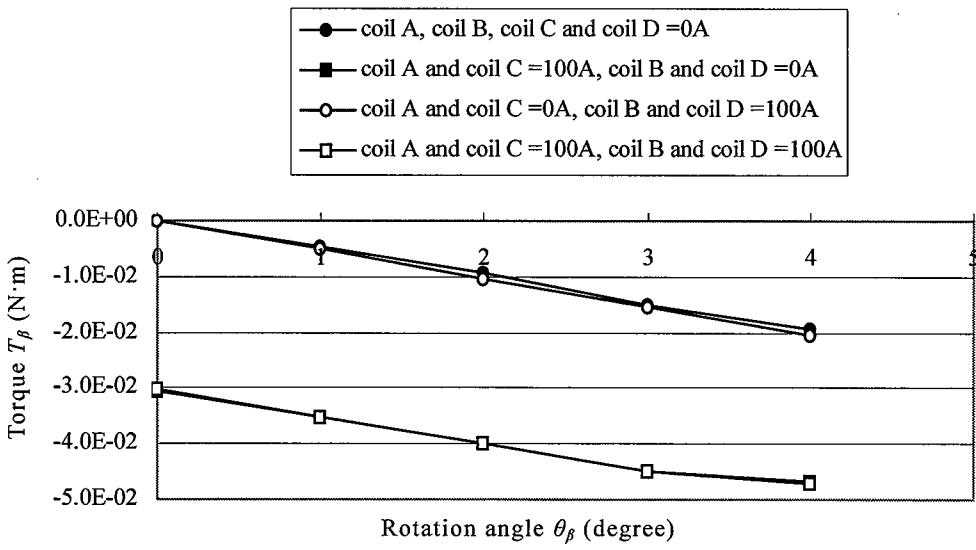


Fig.6.17 Torque characteristics.

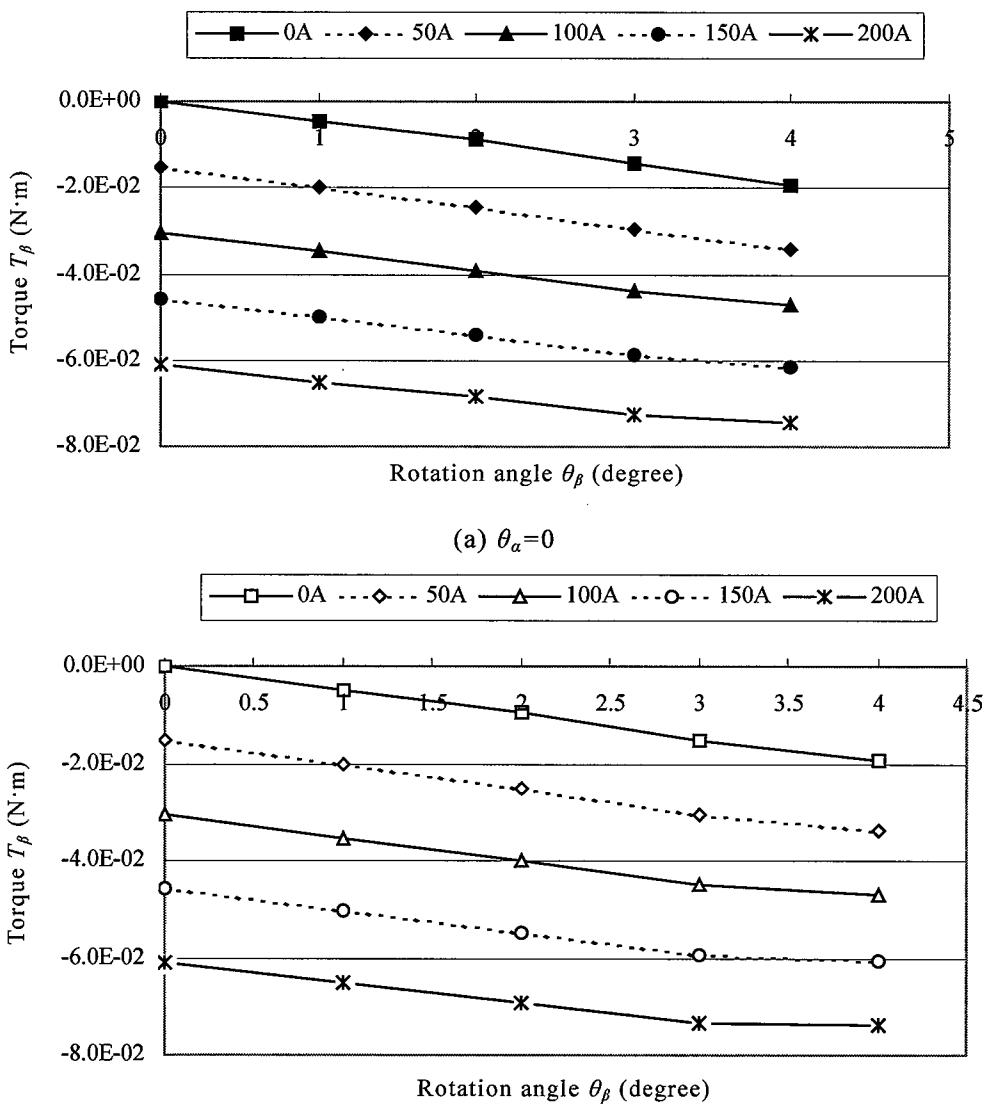


Fig.6.18 Torque characteristics.

6. 7. 3 簡易動作特性解析法と実測との比較検証

表6.1に解析条件を示す。図6.19に165Hzから180Hzまで変化させた場合のy軸回りの周波数特性を解析結果と実測結果を合わせて示す。解析結果では共振周波数173Hzで振幅角度4.5° (peak to peak), 平均電流は0.42Aとなり, 実測結果で共振周波数173Hzで振幅角度4.3° (peak to peak), 平均電流は0.41Aとなることがわかった。これにより解析値はほぼ実測値と一致することがわかり本手法の有効性を確認した。図6.20に共振時の入力電圧, 回転角度, 平均電流の動作波形を解析結果と実測結果合わせて示す。動作波形においても解析値はほぼ一致することがわかった。次に図6.21に120Hzから135Hzまで変化させた場合のx軸回りの周波数特性を解析結果と実測結果を合わせて示す。解析結果では共振周波数127Hzで振幅角度6.3° (peak to peak), 平均電流は0.53Aとなり, 実測結果で共振周波数127Hzで振幅角度6.4° (peak to peak), 平均電流は0.54Aとなることがわかった。これにより解析値はほぼ実測値と一致することがわかった。図6.22に共振時の入力電圧, 回転角度, 平均電流の動作波形を解析結果と実測結果合わせて示す。動作波形においても解析値はほぼ一致することがわかった。

Table 6.1 Analyzed conditions.

y-axis	Inertia of armature (N·m·s ² /rad)	6.16×10^{-6}
	Spring constant (N·m/rad)	6.80
	Viscous damping coefficient (N·m·s/rad)	1.8×10^{-4}
x-axis	Inertia of armature (N·m·s ² /rad)	8.05×10^{-6}
	Spring constant (N·m/rad)	4.68
	Viscous damping coefficient (N·m·s/rad)	1.8×10^{-4}
Coil	Number of turns (turn)	100
	Resistance (Ω)	0.42
	Inductance (mH)	1.78

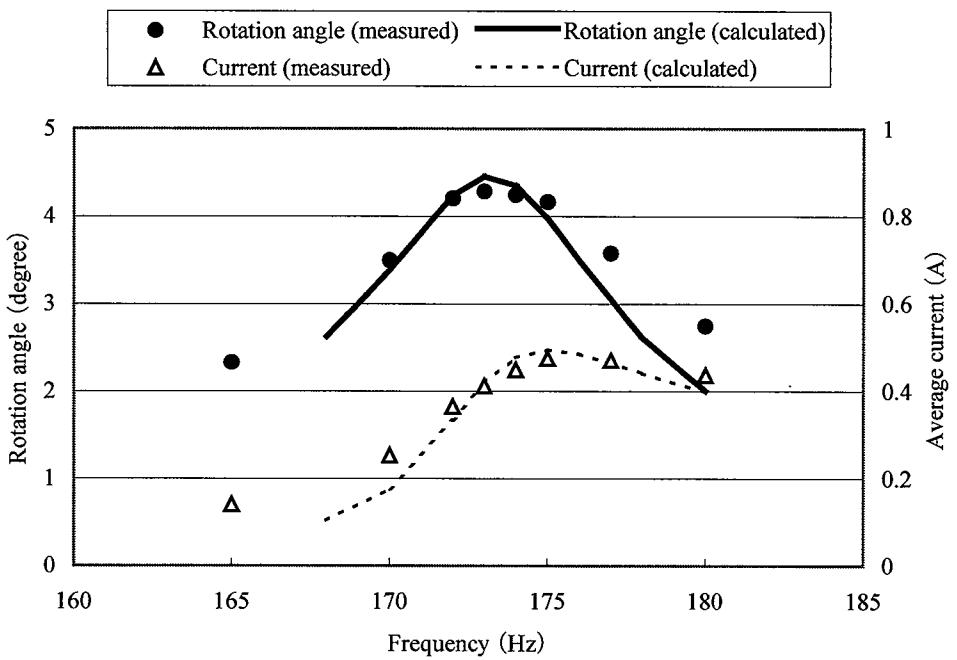


Fig.6.19 Resonant characteristics in y-axis rotation.

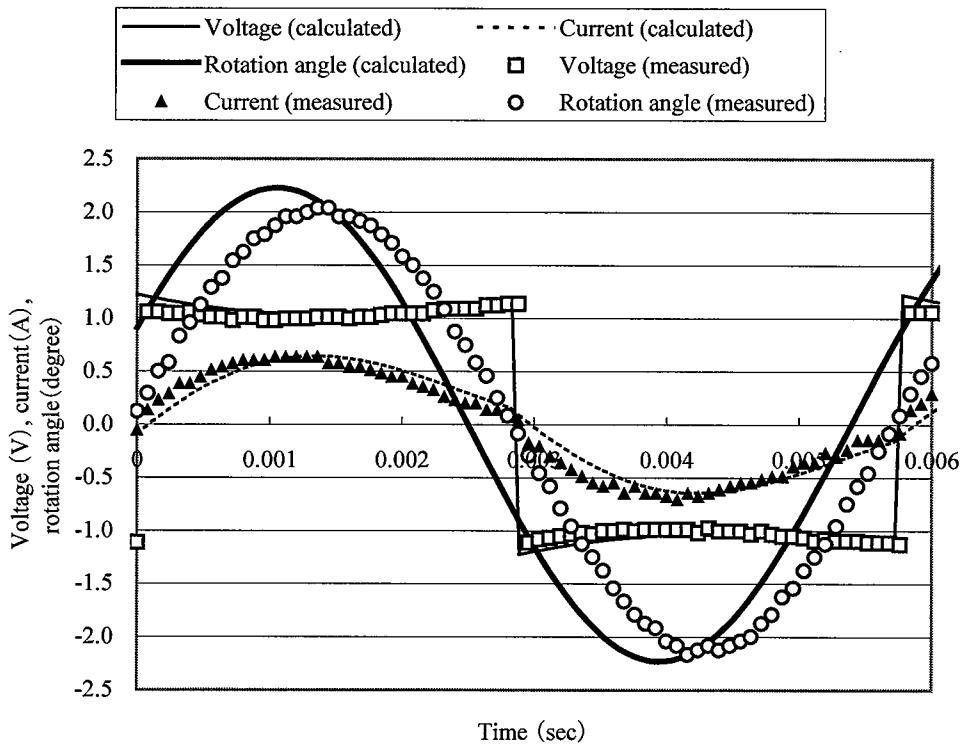


Fig.6.20 Dynamic characteristics in y-axis rotation.

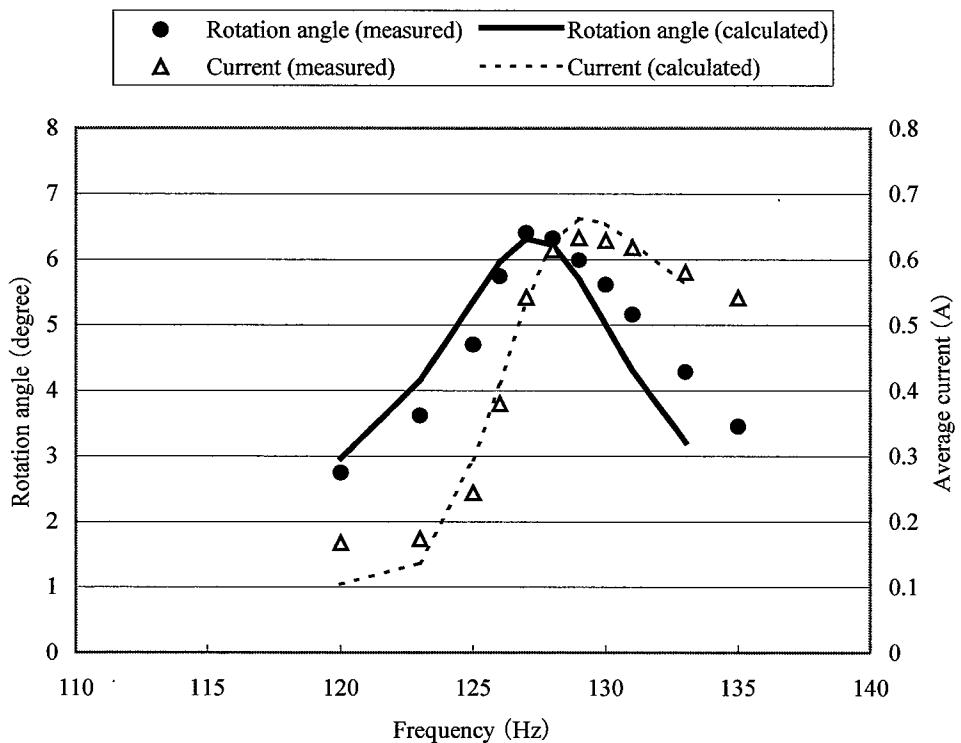


Fig.6.21 Resonant characteristics in x-axis rotation.

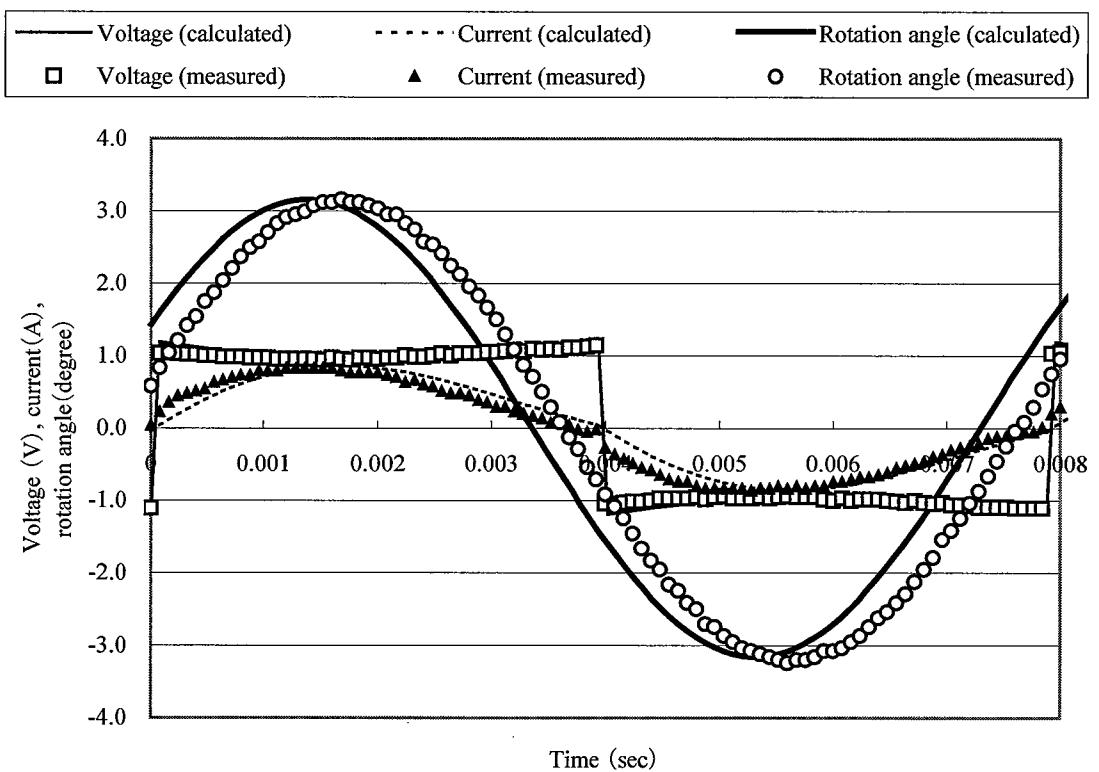


Fig.6.22 Dynamic characteristics in x-axis rotation.

6. 8 結言

本章では、高効率なハイブリッド磁気構造を有した球面共振型アクチュエータを開発し、三次元有限要素法を用いて、そのトルク特性を求め、試作機による実験結果との比較検証により、その解析法の妥当性を確認した。またアクチュエータのトルク向上方法について示し、本アクチュエータではリング状磁石を用いることで高トルクが発生する改良モデルを提案することにより、基本モデルの約2倍の平均トルク定数 $27.4 \times 10^{-2} \text{ mN}\cdot\text{m}/\text{A}$ となった。さらに共振用ばねを用いることでy軸回りでは173Hzにおいて振幅角度(4.3° p-p)、x軸回りでは127Hzにおいて振幅角度(6.4° p-p)の高速駆動が得られた。また、x、y軸回りの複合同時駆動した場合の可動部シャフト先端の軌跡を計測した。これにより各方向に任意に駆動可能であることを確認した。また本アクチュエータの動作特性を短時間で求めるために簡易動作特性解析法を確立した。y軸回りでは共振周波数173Hzで振幅角度4.5°(peak to peak)、平均電流は0.42A、x軸回りでは共振周波数127Hzで振幅角度6.4°(peak to peak)、平均電流は0.54Aとなり、実測とほぼ一致することがわかり、本手法の有効性も確認した。

参考文献

- (1) 矢野, 百目鬼, 渡辺, 乾:「多自由度モータとその要素技術の研究動向」電気学会リニアドライブ研究会資料 LD-05-30(2005-6)
- (2) 多次元ドライブシステム調査専門委員会:「多次元ドライブシステムの可能性を探る」電気学会技術報告第 1029 号(2005)
- (3) 多自由度モータとその要素技術調査専門委員会:「多自由度モータとその要素技術」電気学会技術報告第 1081 号(2007)
- (4) 矢野:「多自由度アクチュエータ」日本ロボット学会誌 Vol.15, No.3, pp.330-333 (1997)
- (5) 矢野, 金子:「回転中心を同一とする多自由度アクチュエータの基礎的検討」日本ロボット学会誌, Vol.11, No.6, pp.107-114 (1993)
- (6) B.Dehez, D. Grenier and B. Raucent: "Two-Degree-of-Freedom Spherical Actuator for Omnimobile ROBOT", Proc. 2002 IEE International Conf. On Robotics & Automation, pp.2381-2386 (2002)
- (7) 田中, 和多田, 鳥居, 海老原:「多自由度球体アクチュエータの提案と設計」日本 AEM 学会第 11 回電磁現象および電磁力に関するコンファレンス PS2-3, pp.169-172 (2002)
- (8) T. Bush and G. Henneberger: "Designing Methods for Multi-Coordinate drives From the Planar Multi-Coordinate Drive to the Spherical Motor", Proc. The Third International Symposium on Linear Drives for Industry Applications, pp.74-77 (2001)
- (9) Gregory S. Chirikjian and David Stein: "Kinematic Design and Commutation of a Spherical Stepper Motor", IEEE/ASME transaction on Mechatronics, Vol.4, No.4, pp.342-353 (1999)
- (10) J. K. Mitchell, G. W. Jewell, J. Wang, C. M. Bingham and D. Howe: "Influence of an Aperture on the Performance of a Two-Degree-of-Freedom Iron-Cored Spherical Permanent-Magnet Actuator", IEEE transaction on Magnetics, Vol.38, No.6, pp.3650-3653 (2002)
- (11) T. Yano and T. Suzuki: "Basic Characteristics of the Small Spherical Stepping Motor", Proc. 2002 IEE/RSJ Intl.Conference on Intelligent Robots and Systems, pp.1980-1985 (2002)
- (12) 矢野:「多次元ドライブシステムの応用-1-」平成 15 年電気学会産業応用部門大会, S2. 多次元ドライブシステムの現状と将来展望, pp.117-120 (2003)
- (13) K. Hirata, T. Yamamoto, T. Yamaguchi, Y. Kawase and Y. Hasegawa: "Dynamic Analysis Method of Two-Dimensional Linear Oscillatory Actuator Employing Finite Element Method", IEEE Transaction on Magnetics, Vol.43, No.4, pp.1441-1444 (2007)
- (14) K. Hirata, Y. Ichii and Y. Kawase: "Novel Electromagnetic Structure with Bypass

Magnetic Path for Reset Switch”, *T.IEE Japan*, Vol.125, No.3, pp. 293-296 (2005)

- (15) Y. Hasegawa, K. Hirata and Y. Ichii: “Optimal Design of Linear Oscillatory Actuator with Active Vibration Absorber”, *T.IEE Japan*, Vol.125-D, No.8, pp.815-820 (2005)
- (16) Y. Hasegawa, T. Yamamoto, K. Hirata, Y. Mitsutake and T. Ota: “Study of Spherical Resonant Actuators”, 16th Conference on the Computation of Electromagnetic Fields (2007)
- (17) Y. Hasegawa, T. Yamamoto, K. Hirata, Y. Mitsutake and T. Ota: “New Spherical Resonant Actuator”, 16th International Symposium on "Electromagnetic Fields in Electrical Engineering - ISEF 2007" (2007)
- (18) Y. Hasegawa, T. Yamamoto, K. Hirata, Y. Mitsutake and T. Ota: “Proposal of A Spherical Resonant Actuator”, 6th International Symposium on Linear Drives for Industrial Applications (LDIA 2007) (2007)
- (19) 長谷川, 山本, 平田, 光武, 太田:「球面共振型電磁アクチュエータの研究」電気学会リニアドライブ研究会資料 LD-07-13(2007)
- (20) 山本, 平田, 山口, 河瀬, 長谷川:「2自由度駆動アクチュエータの動特性評価」電磁力関連のダイナミクスシンポジウム A2P03, pp.501-504 (2006)
- (21) 山本, 平田, 長谷川, 光武, 太田:「球面共振アクチュエータに関する研究」電気学会リニアドライブ研究会 LD-06-74(2006)
- (22) 山本, 平田, 長谷川, 光武, 太田:「三次元有限要素法を用いた球面共振アクチュエータの解析」日本機械学会第 19 回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム, pp.431-432 (2007)
- (23) 河瀬, 山口, 佐藤, 平田, 太田, 長谷川:「二次元電磁アクチュエータの動作特性解析」平成 19 年電気学会全国大会 5-056 (2007)
- (24) 河瀬, 山口, 佐藤, 平田, 太田, 長谷川:「二次元電磁アクチュエータの過渡解析」日本機械学会第 19 回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム B333 (2007)
- (25) 山口, 河瀬, 佐藤, 鈴木, 平田, 太田, 長谷川:「有限要素法による二次元電磁アクチュエータの平面動作解析」電気学会リニアドライブ研究会 LD-07-12(2007)
- (26) T. Yamaguchi, Y. Kawase, K. Sato, S. Suzuki, K. Hirata, T. Ota and Y. Hasegawa: “Transient Analysis of 2-D Magnetic Actuator Using 3-D Finite Element Method”, 16th International Symposium on "Electromagnetic Fields in Electrical Engineering - ISEF 2007" (2007)

第7章 結論

本論文では、共振現象を用いることで高速駆動かつ安定して大振幅が得られる高効率な電磁共振アクチュエータを開発した。リニア共振アクチュエータをはじめ、一つのアクチュエータで多自由度駆動を可能とする多次元ドライブ技術に注目し、リニアおよび回転駆動、球面任意方向駆動が可能な電磁共振アクチュエータを開発した。また、複雑な動作を考慮した動作特性解析法を確立し、開発したアクチュエータの実験との比較により本手法の有効性も確認した。これにより動作メカニズムを理論的に明らかにした。本研究で得られた成果を各章ごとに要約すると以下の通りである。

まず、第2章では、三次元有限要素法を用いて電磁共振アクチュエータの動作特性を計算するために、電気回路方程式および運動方程式との連成方法について示し、さらに分割図の高速自動修正法について詳細を述べた。

- (1) 時間微分項に差分近似法を適用するとともに、透磁率の非線形性を含む計算にはニュートン・ラプソン法を適用し、座標系は運動座標系を選択して、ステップバイステップで繰り返すことで電磁共振アクチュエータの動作特性を計算する方法を述べた。
- (2) 可動部の運動を直線運動(可変速度)、直線運動(一定速度)、回転運動、複合運動の場合にそれぞれ分けて、アルゴリズムが非常に簡単で三次元分割図の自動修正に要する時間は磁界解析の計算時間と比して1%以下の高速自動修正法について述べた。

次に、第3章では、高効率なハイブリッド磁気構造を有し、低振動で駆動可能な動吸振器一体型リニア共振アクチュエータを開発し、さらに三質点系の運動方程式を考慮した動作特性解析法を確立し、詳細な動作特性を明らかにした。これにより可動部と動吸振器部が同位相で駆動する一次モードが周波数170Hzで、逆位相で駆動する二次モードが周波数250Hzで存在することが確認され、二次モードで使用することで低振動化が図れることがわかった。一次モードでは約0.10sで定常状態になり、可動部は振幅約2.2mmで、動吸振器部は振幅約2.8mmで同位相で駆動し、逆位相でケース部が振幅約0.63mmで駆動していることがわかった。また、約0.06sで定常状態になった二次モードでの試作機による実測結果との比較により、振幅の位相に若干のずれがあるものの実測では1.16mm、解析では1.10mm、電流についても実測ではピーク値1.87A、解析では1.69Aとよく一致しており、確立した本手法の有効性についても確認した。

次に、第4章では、新たに回転モータの回転運動を、円盤型磁石が対向した非接触型運動変換装置を用いて直線運動に変換するリニア共振アクチュエータを開発した。DCモータは低コストではあるが高速駆動に限界がある。そこで、磁石の極数によって直線運動の周波数を回転数の整数倍にすることが可能な本変換装置により高速化を実現した。次に動作原理を示した。さらに本アクチュエータでは変換装置で生じるコギングトルクの大きさによってDCモータが起動時に回転しない問題があり、あらかじめDCモータの過渡動作を考慮し、起動可能な磁石間ギャップ距離を把握する必要がある。そのため、解析領域を変換機構の領域とDCモータの領域とし、可動部とDCモータの過渡動作を考慮した動作特性解析法を確立した。その結果、磁石間ギャップ距離が1.4mm時に起動することがわかった。0.07sで定常状態になり、平均電流が実測値約1.0Aに対し、解析値約1.9Aとなった。また、平均トルクは解析値約

2.4mN·m となり、回転数は解析値では脈動が生じるものとの平均約 6000rpm で実測値と一致した。さらに直線方向の振幅は実測値約 1.4mm に対し、解析値約 1.7mm となり、約 21% 程度解析誤差が生じていることがわかった。これは共振周波数 240Hz 付近であり振幅が急激に増大する領域であるため、誤差が生じたと考えられる。周波数全体にわたっては、振幅の解析値と実測値はよく一致していることがわかった。以上より、DC モータの過渡動作も明らかになり、より詳細な動作特性を得ることができた。試作機による実験結果との比較によりその有効性についても明らかにした。

次に、第5章では、一つのアクチュエータで直線方向および回転方向の二自由度駆動が可能な円筒形状電磁共振アクチュエータを開発し、その構造、動作原理について示した。また、三次元有限要素法を用いて推力・トルク特性を求め、推力定数 1.20E-02N/AT およびトルク定数 3.2E-05N·m/AT を得ることを確認した。さらに直線運動と回転運動を同時にを行う複合運動を考慮した動作特性解析法を確立した。試作機による実験結果との比較により、直線方向は電圧 2.4V 入力時に実測では周波数 280Hz 時に最大振幅 0.9mm (peak to peak) となり、解析では最大振幅 0.8mm (peak to peak) となった。また回転方向も電圧 2.4V 入力時に実測では周波数 360Hz 時に最大振幅角度 10.6° (peak to peak) となり、解析では最大振幅角度 12.0° (peak to peak) となった。また回転方向運動時に見られたうなり現象も再現しており、本手法の有効性も確認した。

次に、第6章では、高効率なハイブリッド磁気構造を有した球面共振アクチュエータを開発し、その構造、動作原理について示した。さらに簡易動作特性解析法を確立し、本アクチュエータの諸特性を明らかにした。試作機による実験結果との比較によりその有効性についても明らかにした。

- (1) 三次元有限要素法を用いて、そのトルク特性を求め、実測との比較検証によりその妥当性を確認した。また、トルク向上に対する方法論を述べ、本アクチュエータではリング状磁石を用いた改良モデルを提案することにより、基本モデルの約 2 倍の平均トルク定数 $27.4 \times 10^{-2} \text{ mN}\cdot\text{m}/\text{A}$ を達成した。さらに共振用ばねを用いて y 軸回りでは 173Hz において振幅角度 (4.3° p-p), x 軸回りでは 127Hz において振幅角度 (6.4° p-p) が得られた。また、x, y 軸回りの複合同時駆動した場合の可動部シャフト先端の軌跡を計測した。これにより各方向に任意に駆動可能であることを確認した。
- (2) 本アクチュエータに確立した簡易動作特性解析法を適用し、その動作特性を求め、y 軸回りでは共振周波数 173Hz で振幅角度 4.5° (peak to peak), 平均電流は 0.42A, x 軸回りでは共振周波数 127Hz で振幅角度 6.4° (peak to peak), 平均電流は 0.54A となり、実測とほぼ一致することがわかり、本手法の有効性を確認すると共に、開発したアクチュエータの諸特性を明らかにした。

謝辞

本研究は、大阪大学大学院工学研究科 平田勝弘教授のご指導のもとに遂行されたものであり、終始ご親切なご教示とご鞭撻を賜りました。ここに深甚なる感謝の意を表す次第です。また、細部にわたり有益なご助言をいただいた大阪大学大学院工学研究科 宮坂史和助教に深く感謝の意を表します。

本研究の全過程を通じ、ご指導、ご鞭撻を賜った岐阜大学工学部 河瀬順洋教授、山口忠准教授、同志社大学工学部 石原好之教授に心より感謝致します。また、ご激励とご援助を賜った松下電工(株) 各務嘉郎技監、名和正弘技監、田辺賢二室長、品川幹夫室長、(株)松下電工解析センター 吉田和久社長、植野嘉章事業部長に心より感謝の意を表します。松下電工(株) 光武義雄技師始め、山名正人主任、中田学氏、(株)松下電工解析センター 太田智浩主任には、種々有益なご助言をいただきました。ここに心から感謝致します。

大阪大学大学院工学研究科平田研究室、岐阜大学工学部河瀬山口研究室の学生諸君には、計算およびデータ整理等にご協力いただきました。特に各章における解析結果については、山本匡史氏(現(株)小松製作所)、鈴木智士氏(現松下電工(株))との共同研究により得られた成果である。ここに深く感謝致します。

最後に、本研究のまとめにおいて多大な力添えと励ましを頂いた、妻 長谷川友子氏 長女 長谷川莉沙氏 次女 長谷川紗希氏に深く感謝致します。

研究業績一覧

学術論文

1. Yuya Hasegawa, Kazuro Harada, Yoshiyuki Ishihara, Toshiyuki Todaka, and Katsuhiro Hirata
OPTIMAL DESIGN OF AXIS SYMMETRIC LINEAR OSCILLATORY ACTUATOR USING GENETIC ALGORITHM
COMPEL, Vol.19, No.2, pp.625-631 (2000)
2. 平田勝弘, 長谷川祐也
多次元ドライブシステムの応用(2) -2自由度駆動電磁アクチュエータ-
AEM 学会, Vol.12, No.1, pp.31-34 (2004)
3. 長谷川祐也, 平田勝弘, 本橋良, 清水宏明
二方向動作電磁アクチュエータシステムの研究
AEM 学会, Vol.12, No.3, pp.208-211 (2004)
4. 長谷川祐也, 平田勝弘
2自由度駆動電磁アクチュエータの研究
電学論 D, Vol.125, No.5, pp.519-523 (2005)
5. 長谷川祐也, 平田勝弘, 一井義孝
動吸振器付リニア振動アクチュエータの最適化
電学論 D, Vol.125, No.8, pp.815-820 (2005)
6. Katsuhiro Hirata, Yuya Hasegawa, Tomohiro Ota, Tadashi Yamaguchi, Yoshihiro Kawase, Takafumi Eguchi and Hiroyuki Kodama
Dynamic Analysis of Eddy Current Damping Mechanism Employing 3-D Finite Element Method
IEEJ Trans. IA, Vol.125, No.12, pp.1140-1144 (2005)
7. T. Yamaguchi, Y. Kawase, H. Kodama, K. Hirata, Y. Hasegawa and T. Ota
Eddy Current Damping Analysis of Laser Marker Using 3-D Finite Element Method
IEEE Trans. on Magnetics, Vol.42, No.4, pp.1011-1014 (2006)
8. Yuya Hasegawa, Katsuhiro Hirata, Hirotaka Maeyoshi, Yoshiyuki Ishihara and Toshiyuki Todaka
NEW ELECTROMAGNETIC ACTUATOR WITH MULTI-MOTION
IOS press, Vol.27, pp.179-184 (2006)
9. Katsuhiro Hirata, Yuya Hasegawa, Tadashi Yamaguchi, Yoshihiro Kawase, Koichi Shamoto and Hiroyuki Kodama
Dynamic Analysis of A New Linear Actuator Using 3-D Finite Element Method
IEEJ Trans. IA, Vol.126, No.8, pp.1151-1155 (2006)
10. Yuya Hasegawa, Katsuhiro Hirata, Tadashi Yamaguchi and Yoshihiro Kawase
New Linear Oscillatory Actuator Using DC Motor

IEEJ Trans. IA, Vol.126, No.8, pp1156-1160 (2006)

11. Katsuhiro Hirata, Tadashi Yamamoto, Tadashi Yamaguchi, Yoshihiro Kawase and Yuya Hasegawa
Dynamic Analysis Method of Two-Dimensional Linear Oscillatory Actuator Employing Finite Element Method
IEEE Trans. on Magnetics, Vol.143, No.4, pp1441-1444 (2007)
12. Yuya Hasegawa, Katsuhiro Hirata, Tadashi Yamamoto, Yoshio Mitsutake and Tomohiro Ota
New Spherical Resonant Actuator
IEEJ Trans. IA, Vol.128, No.5, pp642-647 (2008)
13. Tadashi Yamaguchi, Yoshihiro Kawase, Satoshi Suzuki, Katsuhiro Hirata, Tomohiro Ota and Yuya Hasegawa
Dynamic Analysis of Linear Resonant Actuator Driven by DC Motor Taking into Account Contact Resistance Between Brush and Commutator
IEEE Trans. on Magnetics, Vol.44, No.6, pp1510-1513 (2008)
14. Yuya Hasegawa, Katsuhiro Hirata, Tadashi Yamamoto, Yoshio Mitsutake and Tomohiro Ota
New Spherical Resonant Actuator
IOS press, 論文受理, 掲載待ち (2008)
15. 長谷川祐也, 平田勝弘, 光武義雄, 太田智浩
球面電磁共振アクチュエータに関する研究
AEM 学会, Vol.16, No.2, pp.162-167 (2008)

国際会議発表論文

1. Yuya Hasegawa, Kazuro Harada, Yoshiyuki Ishihara, Toshiyuki Todaka, and Katsuhiro Hirata
OPTIMAL DESIGN OF AXIS SYMMETRIC LINEAR OSCILLATORY ACTUATOR USING GENETIC ALGORITHM
The 9th International Symposium on Electromagnetic Fields in Electrical Engineering (ISEF) (1999)
2. Yuya Hasegawa, Katsuhiro Hirata, Ryo Motohashi and Hiroaki Shimizu
A Study of A Two-Dimensional Electromagnetic Actuator System
International Conference on Electrical Machines and Systems (ICEMS) (2004)
3. Yuya Hasegawa, Katsuhiro Hirata, Hirotaka Maeyoshi, Yoshiyuki Ishihara and Toshiyuki Todaka
NEW ELECTROMAGNETIC ACTUATOR WITH MULTI-MOTION
The 12th International Symposium on Electromagnetic Fields in Electrical Engineering (ISEF) (2005)
4. Yuya Hasegawa, Katsuhiro Hirata, Tadashi Yamaguchi, Yoshihiro Kawase, Koichi Shamoto and Hiroyuki Kodama
Proposal of Linear Oscillatory Actuator Using DC Motor
The 5th International Symposium on Linear Drives for Industry Applications (LDIA) (2005)
5. Katsuhiro Hirata, Tadashi Yamamoto, Tadashi Yamaguchi, Yoshihiro Kawase and Yuya Hasegawa
Dynamic Analysis Method of Two-Dimensional Linear Oscillatory Actuator Employing Finite Element Method
The 12th IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation (CEFC) (2006)
6. Yuya Hasegawa, Katsuhiro Hirata, Tadashi Yamamoto, Yoshio Mitsutake and Tomohiro Ota
Study of Spherical Resonant Actuators
The 15th Conference on the Computation of Electromagnetic Field (COMPUMAG) (2007)
7. Yuya Hasegawa, Tadashi Yamamoto, Katsuhiro Hirata, Yoshio Mitsutake and Tomohiro Ota
NEW SPHERICAL RESONANT ACTUATOR
The 13th International Symposium on Electromagnetic Fields in Electrical Engineering (ISEF) (2007)
8. Yuya Hasegawa, Tadashi Yamamoto, Katsuhiro Hirata, Yoshio Mitsutake and Tomohiro Ota
Proposal of A Spherical Resonant Actuator

The 6th International Symposium on Linear Drives for Industry Applications (LDIA) (2007)

9. Yuya Hasegawa, Tadashi Yamamoto, Katsuhiro Hirata, Yoshio Mitsutake and Tomohiro Ota

Torque Characteristics of A New Spherical Resonant Actuator

The 13th IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation (CEFC) (2008)

10. Tadashi Yamaguchi, Yoshihiro Kawase, Hiroyuki Kodama, Satoshi Suzuki, Katsuhiro Hirata, Tomohiro Ota and Yuya Hasegawa

Coupled Analysis Method for Linear Oscillatory Actuator Driven by Motor

The 12th IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation (CEFC) (2006)

11. Tadashi Yamaguchi, Yoshihiro Kawase, Satoshi Suzuki, Katsuhiro Hirata, Tomohiro Ota, Yuya Hasegawa

Analysis of Linear Resonant Actuator Driven by DC Brush Motor Considering Contact Resistance between Brush and Commutator

The 6th International Symposium on Linear Drives for Industry Applications (LDIA) (2007)

12. Tadashi Yamaguchi, Yoshihiro Kawase, Koichi Sato, Satoshi Suzuki, Katsuhiro Hirata, Tomohiro Ota, Yuya Hasegawa

Dynamic Analysis of 2-D Magnetic Actuator Using 3-D Finite Element Method

The 13th International Symposium on Electromagnetic Fields in Electrical Engineering (ISEF) (2007)

13. Tadashi Yamaguchi, Yoshihiro Kawase, Satoshi Suzuki, Katsuhiro Hirata, Tomohiro Ota, Yuya Hasegawa

Dynamic Analysis of Linear Resonant Actuator Driven by DC Motor Taking into Account Contact Resistance between Brush and Commutator

The 16th Conference on the Computation of Electromagnetic Field (COMPUMAG) (2007)

表彰

1. 電気学会 リニアドライブ研究会 優秀論文発表賞(2001)
「動吸振器付リニア振動アクチュエータの最適化」
2. 日本 AEM 学会 技術賞(2005)
「二方向動作電磁アクチュエータシステムの研究」
3. 電気学会 電気学術振興賞「進歩賞」(2007)
「共振アクチュエータの研究と音波振動歯ブラシへの応用」
4. 日本 AEM 学会 MAGDA 優秀講演論文賞(2007)
「球面共振型電磁アクチュエータの性能評価」

