



Title	共振アクチュエータの制御法に関する研究
Author(s)	加藤, 雅之
Citation	大阪大学, 2019, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://doi.org/10.18910/72377">https://doi.org/10.18910/72377</a>
rights	
Note	

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

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

The University of Osaka

# 博士学位論文

共振アクチュエータの制御法に関する研究

2019年1月

大阪大学大学院工学研究科  
知能・機能創成工学専攻

加藤 雅之









# 博士学位論文

共振アクチュエータの制御法に関する研究

2019年1月

大阪大学大学院工学研究科  
知能・機能創成工学専攻

加藤 雅之



# 概要

リニア振動アクチュエータは、回転-直動の変換機構を用いずに直接的に往復運動可能、小形・軽量な構造を有する、多自由度化が可能などの理由から、携帯電話のバイブルーション、電気シーバ、電動歯ブラシなどの小形電気製品やアクティブコントロールエンジンマウント、カメラの振れ補正システムなどの制振デバイスとして応用されている。特に、ばね・質量系からなる共振周波数で振動させるリニア共振アクチュエータが注目されており、機械共振を活用した低電力での往復運動が可能であることから、その制御法や多自由度化の検討が盛んに行われている。

外部からの負荷（外乱）に対して振動振幅が大きく減少してしまうという制御上の欠点があるが、フィードバック制御を適用することにより、負荷の増加に対して振幅の減少を抑えることができる。しかし、フィードバック制御を用いても、急峻な負荷変動が生じた場合に振幅が一時的に減少し、その回復には時間を要する。また、アプリケーションによっては、駆動電源を二次電池とした高負荷・高振幅領域での駆動が要求されるが、この領域では制御量が制限値に達し、目標の振幅を維持できない。そのため、二次電池の電圧を変更することなく、高負荷・高振幅領域での駆動を実現できる新たな駆動方法が求められる。

共振アクチュエータを多自由度化した場合に、一自由度のアクチュエータを組み合わせた場合に比べ、システムの小型化、高機能化などのメリットが得られる。これまでに二自由度で駆動できる共振アクチュエータの検討が盛んに行われてきたが、三自由度以上に駆動できる共振アクチュエータはこれまでに検討されておらず、その制御法も明らかになっていない。

本研究では、まず、負荷が急峻に変化する場合に振幅が一時的に減少してしまうという共振アクチュエータの過渡状態における課題を解決するために、二つの逆起電圧信号およびDuty比を用いてセンサレスで外部負荷を推定する手法と、推定した負荷情報を用いてDuty比を適切に補正する外乱補償制御を提案した。提案した制御法を考慮した動作特性解析を行い、その効果を確認した。また動摩擦力に相当する負荷を発生可能な負荷装置を作製し、実機による測定結果から、本手法の有効性を示した。

次に、高負荷・高振幅で動作させた場合に目標振幅が維持できないという共振アクチュエータの定常状態における課題を解決するために、コイルの自己インダクタンスと外部のコンデンサからなる電気共振を利用する新しい駆動方法を提案した。また、半導体素子を考慮した動作特性解析を行い、その優位性を確認した。また実機による測定結果から、提案した駆動方法の優位性を示した。

最後に、三軸方向に独立に駆動できる三自由度共振アクチュエータを提案した。静特性解析を行い、アクチュエータの推力特性について明らかにした。通常のベクトル制御下では、二軸方向に推力指令を与えた場合に軸間の推力干渉が発生した。そこで、本アクチュエータに適用可能な新しいベクトル制御法を提案した。提案したベクトル制御は、上記の推力指令の状況でも軸間の推力を大幅に低減でき、その有効性が示された。

# 目次

第1章 緒論 .....	1
1.1    リニア振動アクチュエータの分類と特徴 .....	1
1.1.1    コイル可動形リニア振動アクチュエータ .....	1
1.1.2    鉄心可動形リニア振動アクチュエータ .....	1
1.1.3    永久磁石可動形リニア振動アクチュエータ .....	2
1.2    リニア共振アクチュエータの現状 .....	3
1.2.1    負荷に対するフィードバック制御の現状 .....	3
1.2.2    過渡状態の制御法に関する現状 .....	4
1.2.3    定常状態の制御法に関する現状 .....	4
1.3    振動アクチュエータの多自由度化の現状 .....	4
1.3.1    多自由度共振アクチュエータの制御法に関する現状 .....	5
1.4    現状の課題と研究の目的 .....	6
1.5    論文の構成 .....	6
第2章 センサレス負荷推定による外乱補償制御 .....	10
2.1    基本構造と動作原理 .....	10
2.1.1    基本構造 .....	10
2.1.2    動作原理 .....	10
2.2    フィードバック制御手法 .....	10
2.2.1    バイポーラ駆動による PWM フィードバック制御 .....	10
2.2.2    PWM 制御 .....	12
2.2.3    PID 制御 .....	13
2.3    負荷推定手法と外乱補償制御 .....	13
2.3.1    センサレス負荷推定手法の提案 .....	13
2.3.2    外乱補償制御の提案 .....	16
2.3.3    外乱補償制御付 PWM フィードバック制御 .....	16
2.4    動作特性解析による有効性検証 .....	17
2.4.1    解析モデル・条件 .....	17
2.4.2    負荷推定手法の解析結果 .....	17
2.4.3    外乱補償制御の解析結果 .....	21
2.5    負荷発生装置による実験的検証 .....	23
2.5.1    アクチュエータ接続型負荷装置の提案 .....	23
2.5.2    実験条件 .....	23
2.5.3    負荷装置の妥当性検証 .....	25
2.5.4    負荷推定手法の実験結果 .....	26
2.5.5    外乱補償制御の実験結果 .....	28
2.6    まとめ .....	29

第3章 電気機械共振駆動	32
3.1 電気機械共振駆動の提案	32
3.1.1 電気共振の活用	32
3.1.2 原理検証実験	33
3.1.3 逆電流発生のメカニズムとその対策	35
3.2 逆電流を考慮した動作特性解析	37
3.2.1 逆電流モードのモデリング	37
3.2.2 解析フロー	38
3.2.3 妥当性検証	38
3.2.4 逆電流抑制法の提案	38
3.2.5 印加電圧の位相と逆電流の関係	40
3.3 逆電流抑制法の実験的検証	43
3.3.1 実験結果	43
3.4 まとめ	44
第4章 三自由度共振アクチュエータとそのベクトル制御法	46
4.1 三自由度共振アクチュエータの基本構造	46
4.2 制御手法	46
4.2.1 ベクトル制御の数学モデル	46
4.2.2 三自由度共振アクチュエータへのベクトル制御の適用	48
4.3 静推力特性解析	50
4.3.1 解析モデル・条件	50
4.3.2 ディテント特性	50
4.3.3 電流推力特性	52
4.3.4 ベクトル制御下での推力特性	52
4.4 新しいベクトル制御法の提案	55
4.4.1 通常のベクトル制御の問題点	55
4.4.2 五相での数学モデル	55
4.4.3 四相での数学モデル	57
4.4.4 新しいベクトル制御下での推力特性	58
4.5 まとめ	60
第5章 結論	62
謝辞	64
業績一覧	65
付録A 有限要素法によるリニア振動アクチュエータの特性解析手法	70
A.1 電磁場の基礎方程式	70
A.1.1 マクスウェルの基礎方程式	70
A.1.2 静磁場問題	70

A.1.3	時間依存場	71
A.1.4	永久磁石を含む場	71
A.2	有限要素法による定式化	72
A.2.1	ガラーキン法による残差方程式	72
A.2.2	境界条件	74
A.2.3	未知数の定義方法	75
A.2.4	補間関数	76
A.2.5	時間依存場計算法	78
A.2.6	非線形計算法	78
A.3	マクスウェルの応力法による電磁力の計算法	79
A.4	電流分布計算法	80
A.5	電圧が与えられた回路方程式との連立による数値解析	80
A.6	逆起電圧フィードバック制御時の数値解析	82
A.7	運動方程式との連立による数値解析	83
A.7.1	運動方程式	83
A.7.2	離散化	83
A.8	要素分割図の修正法	84

# 第1章

## 緒論

### 1.1 リニア振動アクチュエータの分類と特徴

リニア振動アクチュエータ(Linear Oscillatory Actuator: LOA)は「電流入力によって、何らかの変換機構も用いずに、可動体に直接的に往復運動を与えるリニアアクチュエータ」と定義されている<sup>(1)</sup>。LOAは小形・軽量な構造を有し、短いストロークでの往復運動が可能、多自由度化が可能ななどの理由から、電気シェーバ<sup>(2), (3)</sup>、電動歯ブラシ<sup>(4), (5)</sup>、エアコンプレッサ<sup>(6)</sup>、光スキャナ<sup>(7), (8)</sup>などの電気製品、携帯のバイブルーザー<sup>(9)~(11)</sup>や多方向力覚提示デバイス<sup>(12), (13)</sup>などの振動デバイス、アクティブコントロールエンジンマウント<sup>(14), (15)</sup>、ドラム式洗濯機<sup>(16)</sup>、カメラ振れ補正<sup>(17), (18)</sup>などの制振デバイス、人工心臓<sup>(19)~(21)</sup>などの医療用途など幅広く応用されており、今後もその応用分野は拡大していくと考えられる。

LOAは可動子の構成によって、コイル可動形、鉄心可動形、永久磁石可動形の3種類に分類できる<sup>(22)</sup>。Table 1.1にLOAの分類を、Fig. 1.1~Fig. 1.3にそれぞれのLOAの基本構造を示す。以下に各構造とともに、その特徴について述べる。

#### 1.1.1 コイル可動形リニア振動アクチュエータ<sup>(23), (24)</sup>

Fig. 1.1に示すコイル可動形LOAは、直流モータと同様の構成であり、固定子側に永久磁石を配し、一定方向の磁界を形成する。可動子コイルには交番電圧が印加される。永久磁石による一定磁界と交番電圧により、フレミングの左手則に従ってローレンツ力が発生し、可動子コイルが振動する。コイル可動形LOAは以下のようないい点を有する。

- ・ 一様磁場を形成しやすいため、可動範囲内において推力の一定性が高い。
- ・ 可動子がコイルのみと軽量であり、機械的応答性に優れる。
- ・ 空芯コイルの場合、コイルのインダクタンスが小さく、電気的応答性に優れる。
- ・ 非励磁時の磁気吸引力（ディテント力）が発生しない。

一方で以下のようないい点を有する。

- ・ 可動子コイルへの給電が必要となる。
- ・ 永久磁石の長さにより可動範囲が制限される。

#### 1.1.2 鉄心可動形リニア振動アクチュエータ<sup>(25), (26)</sup>

Fig. 1.2に示す鉄心可動形LOAは、励磁コイルを巻きした固定鉄心と可動鉄心から構成される。コイルに電流を流すことによって発生するリラクタンス力で可動鉄心が振動する。鉄心可動形LOAは以下のようないい点を有する。

- ・ 可動子構造が鉄心のみとシンプルであり、堅牢な可動部を構成できる。

一方で以下のようないい点を有する。

- ・ 一方向にしか力を発生できないため、往復運動を行うにはばねが必要となる。
- ・ 可動子位置に対する推力の一定性が低い。

- 可動部が鉄心であるため、応答性が低下する。

### 1.1.3 永久磁石可動形リニア振動アクチュエータ<sup>(27), (28)</sup>

Fig. 1.3 に示す永久磁石可動形 LOA は、励磁コイルを巻回した固定子と永久磁石を配した可動子から構成され、永久磁石と固定子の間に発生する磁気吸引力により動作する。永久磁石可動形 LOA は以下のようないい点を有する。

- 磁気回路の構成によっては、ディテント力をばねとして利用できる。
- 永久磁石の振動により発生する逆起電圧をセンサ信号として利用できる。

一方でこれらの利点は以下のようないい点として捉えられることもある。

- ディテント力が可動子位置に対して非線形な場合に非線形振動が励起され、制御性が低下する。
- 逆起電圧により入力電圧・駆動周波数の範囲が制限される。

Table 1.1 Classification of linear oscillatory actuator

	Moving coil	Moving yoke	Moving magnet
Moving parts	Coil (Conductor)	Yoke (Ferromagnet)	Magnet (Ferrite • rare-earth)
Electromagnetic	Lorentz force	Magnetic force	Magnetic force
Mass	Low	High	High
Application	Sewing machine Speaker	Vibration exciter Air compressor	Electrical shaver Electrical toothbrush Artificial heart

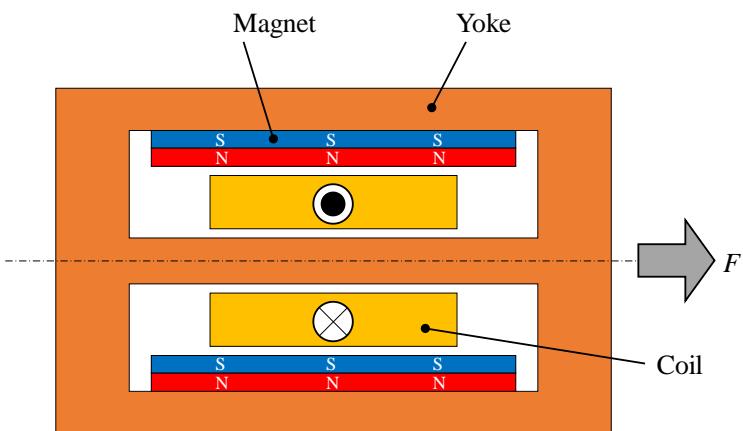


Fig. 1.1 Basic structure of moving coil type linear oscillatory actuator

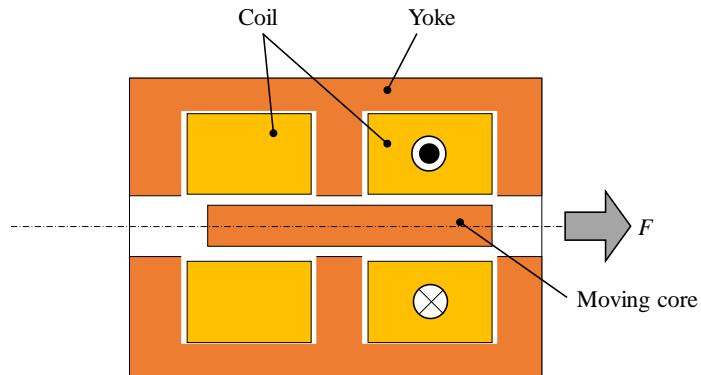


Fig. 1.2 Basic structure of moving core type linear oscillatory actuator

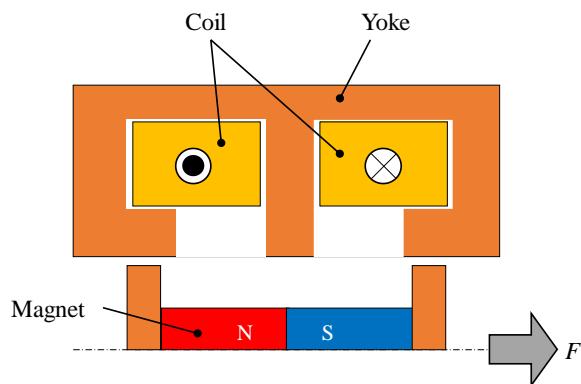


Fig. 1.3 Basic structure of moving magnet type linear oscillatory actuator

## 1.2 リニア共振アクチュエータの現状

前述した LOA の中でも、永久磁石可動形 LOA は推力密度が高く、希土類永久磁石の低コスト化が進んできたため、最も普及している構成である。特に、ばね・質量系からなる共振周波数付近で振動させる永久磁石可動形リニア共振アクチュエータ(Linear Resonant Actuator: LRA)が注目されている。LRA は、小形・軽量な構造という LOA 本来の特長に加え、以下のような利点を有する。

- ・駆動周波数と共振周波数と一致させることにより、小電力で大振幅が得られる。
- ・共振周波数以外の入力成分に対する感度が低い。

一方で上記の利点は以下のような欠点として捉えられることがある。

- ・外部からの負荷により、共振周波数のずれや振幅の低下が生じる。
- ・様々な周波数で駆動させる場合、共振周波数とマッチングさせるための可変ばね機構、もしくは可変ばねに相当する制御法が必要となる。

以上のような特徴から、固定された駆動周波数での駆動を想定しているエアコンプレッサ、電気シェーバ、電動歯ブラシなどへの応用が進んでいる。

### 1.2.1 負荷に対するフィードバック制御の現状

駆動周波数を固定することにより、上に示した二つ目の欠点について懸念する必要がなくなるが、依然として、外部からの負荷に対して振動特性が低下するという欠点がある。例として、エアコンプレッサでは、冷媒ガスに起因するばね特性の負荷が発生し、共振周波数がずれ振幅が低

下することが知られている。この問題に対して、可動子の位置に比例した力を発生させることにより、疑似的にはね特性を付与する電流制御法<sup>(29)</sup>が提案されており、冷媒ガスの温度・圧力変化による共振周波数のずれに対しても安定的に振動できることが明らかにされている。

また、電気シェーバではひげを剃る際に摩擦負荷が発生し、振幅が大幅に低下することが知られており、安定的に振動させるためにはフィードバック制御法の構築が不可欠となっている。振幅の低下を解決するために、可動子の位置をセンサにより検知し、励磁コイルへの電圧印加時間を決定する位置フィードバック制御を採用したシステム<sup>(30)</sup>が提案されているが、振幅値を得るためのセンサを外部に必要とするため、システムの大型化を招く。

そこで、コイルに発生する逆起電圧信号を用いた逆起電圧フィードバック制御<sup>(31)</sup>が提案されている。この制御法は、LRA を駆動させるための励磁コイルを逆起電圧検知用のコイルとして併用することにより、追加のセンサを要さず、システムの大型化を回避できる。これらの研究では、外部負荷の増加に対して振幅の減少を抑えられることが報告されている。

### 1.2.2 過渡状態の制御法に関する現状

前述のように逆起電圧フィードバック制御を導入することにより、外部負荷の増加による振幅の減少は抑えられるが、これはあくまでも定常状態での評価にすぎない。負荷が急峻に変化する過渡状態では、振幅が一時的に減少しその回復には時間を要するが、これはフィードバック制御の原理上避けられないことが知られている<sup>(32)</sup>。

これに対し、外乱補償器を施したフィードバック制御系により、外乱による挙動の変化を抑制した研究例<sup>(33), (34)</sup>がある。ただし、対象が誘導モータであり、外乱トルクの推定に位置センサおよび電流センサを使用しているため、LRA のセンサレスフィードバック制御にそのまま適用することは困難である。したがって、LRA のロバスト性を向上させるためには、負荷外乱を補償する制御系および負荷外乱のセンサレス推定手法が不可欠である。

### 1.2.3 定常状態の制御法に関する現状

LRA のアプリケーションによっては、高出力（高負荷・高振幅）での駆動が要求されることがある。このような状態では、入力量が制限値に達する。このとき、1.2.1 項で述べたようなフィードバック制御を適用しても、目標の振幅を維持できないことが知られている<sup>(35)</sup>。電源電圧を引き上げることは最も根本的な解決策であるが、LRA の応用先を考えるとコストやサイズの面から容易ではない。そのため、電源電圧を変更することなく上記の特性を改善できるような、LRA の利点を生かした新たな制御方法が求められる。

## 1.3 振動アクチュエータの多自由度化の現状

LOA の適用範囲の拡大に向けて、振動アクチュエータを多自由度に駆動させる研究が盛んに行われている。振動アクチュエータを多自由度化することにより、一自由度の LOA を複数個組み合わせる場合に比べ、システムの小型化、高機能化などのメリットが得られる。自由度の持たせ方も様々であり、並進二方向に駆動する振動アクチュエータ<sup>(36)</sup>、回転二方向に駆動する振動アクチュエータ<sup>(37)</sup>、並進一方向・回転一方向に駆動する振動アクチュエータ<sup>(38), (39)</sup>などが提案されている。さらなる多自由度化を実現することで、LOA の応用範囲がさらに拡大される。しかし、

三自由度以上に駆動できる振動アクチュエータは制御法の開発が困難、支持構造が複雑化するといった理由から、これまでにほとんど検討されていないのが現状である。

### 1.3.1 多自由度振動アクチュエータの制御法に関する現状

前述したような多自由度振動アクチュエータの中でも、機械共振を利用し各軸方向に独立駆動できる二自由度共振アクチュエータ<sup>(40)~(42)</sup>が提案されている。このアクチュエータの駆動に用いるベクトル制御の概念図を Fig. 1.4 に示す。ベクトル制御とは、三相の交流量を回転子の角度に応じて、トルクに寄与する成分 ( $q$  軸) とトルクに寄与しない成分 ( $d$  軸) の二つの直流量に変換し、その電流を制御する手法である<sup>(43)</sup>。回転モータをリニアに展開した場合、 $q$  軸、 $d$  軸成分はそれぞれ  $x$  軸、 $z$  軸の推力成分として扱うことができ、エアギャップ方向を含む二方向への独立駆動が可能となる。ベクトル制御は、可動子の  $x$  軸方向の変位に応じて電流を制御できるため、制御性が非常に良いことが知られている。

先に述べたような三自由度の振動アクチュエータにも本制御法を適用できれば、制御性の良いアクチュエータが実現でき、さらなる応用範囲の拡大につながる。しかし、三自由度に駆動させる場合には、 $x$  軸、 $y$  軸と二つの移動方向が存在してしまう。これを回転モータに対応させると、二方向の回転方向が存在することになるが、このような特殊な回転運動を扱うことのできるベクトル制御法はこれまでに検討されていない。

複数の回軸軸を有する球面電磁アクチュエータにおいて、各相のトルク特性をあらかじめマッピングし、一般化逆行列を解くことにより、目標のトルクから各相の電流値を個別に決定する方法<sup>(44)</sup>が提案されている。この方法は、任意のトルクを出力する電流値が必ず計算できるという利点があるが、一般化逆行列を扱うため大規模な演算が必要、可動範囲に対してマッピングすべきデータ点数が膨大となるといった問題を抱えている。この制御法を三自由度振動アクチュエータに応用した場合、リアルタイムの制御演算を行うことができず、高速駆動が可能という LOA 本来の特長を失いかねない。したがって、三自由度振動アクチュエータの利点を損なうことなく実用化するには、既存のベクトル制御法を多自由度に拡張することが重要である。

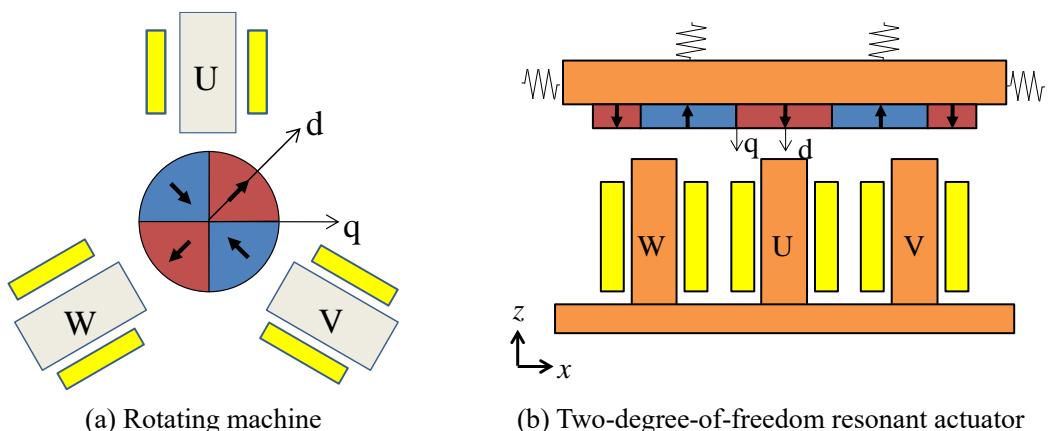


Fig. 1.4 Schematic diagram of vector control

## 1.4 現状の課題と研究の目的

これまで述べたように, LRA は小形で軽量な構造, 共振現象による高効率での動作可能といった特長から, すでに様々な応用例が存在する. そして, 製品の高機能化の流れを受け, 今後もその適用範囲を拡大していくと予想される. しかし, LRA が本来有する特長を活かした上で使用するには, その制御法の検討が不可欠である. その中でも, 制御法に対して大きく二つの課題を解決する必要がある.

一つ目は負荷に対する制御法が十分に確立されていないことである. 過渡特性に関する課題として, 急峻な負荷変動が発生した場合, フィードバック制御のみでは振幅の減少を十分に抑えることができない. また, 定常特性に関する課題として, 高出力(高負荷・高振幅)での駆動が要求されたときに, 入力量が制限値に達し, フィードバック制御が機能しなくなる.

二つ目は多自由度化した LRA に適した制御法が確立されていないことである. 大規模な演算コストを要する既存の制御法を適用する場合には, リアルタイム処理の観点から LRA の駆動周波数を下げる必要があり, 高速駆動が可能という LRA の特長を結果的に損なってしまう. しかし, 多自由度に駆動する LRA に適した演算コストの低い制御法の構築は, 現状では容易とはいえない.

これらの現状を受け, 本研究では共振アクチュエータの制御法に関する上記の二つの課題を解決することにより, その高機能化を実現し, 応用範囲の拡大に貢献することを目的とする.

各課題に対しては, 以下のようにアプローチすることで解決を図る.

まず, 負荷が急峻に変化する場合に振幅が一時的に減少してしまうという LRA の過渡状態における課題を解決するために, 2 つの逆起電圧信号および Duty 比を用いてセンサレス外部負荷を推定する手法と, 推定された負荷情報を用いて Duty 比を適切に補正する外乱補償制御を提案する. 提案した制御法を考慮した動作特性解析を行い, その効果を確認する. また動摩擦力に相当する負荷を発生可能な負荷装置を作製し, 実機による測定結果から, 提案手法の有効性を示す.

次に, 高負荷・高振幅で駆動させた場合にフィードバック制御下であっても目標振幅が維持できないという LRA の定常状態における課題を解決するために, コイルの自己インダクタンスと外部のコンデンサからなる電気共振を利用する新しい駆動方法を提案する. また, 半導体素子を考慮した動作特性解析を行い, その優位性を確認する. また実機による測定結果から, 提案した駆動方法の優位性を示す.

最後に, 多自由度の LRA に適用可能な制御法が十分に確立されていないという課題を解決するために, 本アクチュエータに適用可能な新しいベクトル制御法を提案する. 従来のベクトル制御法との比較から, 提案したベクトル制御法の有効性を示す.

## 1.5 論文の構成

本論文は, 本章を含めて 5 章から構成される.

第 1 章では, LOA の分類と特徴, LRA の現状とその制御法に関する課題, 多自由度振動アクチュエータの現状とその制御法に関する課題について述べた. そして, 現状の課題をまとめた上で本研究の目的と方針について述べた.

第 2 章では, 逆起電圧信号および Duty 比を用いて外部負荷をセンサレスで推定する手法およ

び推定された負荷情報を用いた外乱補償制御について述べる。提案した制御手法を考慮した動作特性解析を行い、その効果を確認する。また、負荷装置を用いた実機検証を行い、提案した制御手法の有効性を示す。

第3章では、コイルの自己インダクタンスと外部のコンデンサからなる電気共振を利用する駆動方法について述べる。半導体素子を考慮した動作特性解析を行い、その優位性を確認する。また、実機による測定結果から、提案した駆動方法の優位性を示す。

第4章では、三軸方向に独立に駆動できる三自由度共振アクチュエータについて述べる。静特性解析からその推力特性を明らかにする。また、本アクチュエータに適用可能な新しいベクトル制御法について述べる。従来のベクトル制御を適用した場合での推力特性の比較から、提案したベクトル制御法の有効性を示す。

第5章では、本研究で得られた結果を総括し、結論を述べる。

## 参考文献

- (1) 正田英介編, リニアドライブ技術とその応用, オーム社, 1991
- (2) 藤原誠, 泉智博, 実松涉, 清水宏明, 中山敏, “シェーバ用超小型リニア振動アクチュエータ”, 松下電工技報, Vol. 53, No. 3, pp. 11-15, 2005
- (3) 大羽隆文, 西村真司, 伊吹康夫, 泉智博, “ヒゲセンサ機能を搭載したメンズシェーバー”, パナソニック技報, Vol. 60, No. 2, pp. 80-84, 2014.11
- (4) 平田勝弘, 一井義孝, 有川泰史, ”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部門, Vol. 122, No. 4, pp. 346-351, 2002.04
- (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”, 電気学会論文誌D部門, Vol. 125, No. 8, pp. 815-820, 2005.08
- (6) D. Howe, and J. Wang, “A Novel Linear Drive for Next-Generation Reciprocating Vapor Compressors”, IEEJ Transactions on Electrical and Electronic Engineering, pp. 455-463, 2008
- (7) 平田勝弘, 洪セラ, 前田健吾, “三次元有限要素法による二次元電磁共振型光スキャナの動作特性解析”, 電気学会論文誌D部門, Vol. 130, No. 9, pp. 1102-1107, 2010.09
- (8) Y. Bu, S. Yoshida, K. Oyaizu, H. Kinjo, K. Inoue, A. Nitta, T. Mizuno, Z. Duan, “A Novel High-Speed Electromagnetic Oscillatory Actuator With a Dual Mover for Optical Scanner Applications”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 50, No. 11, 8203504, 2014.11
- (9) H. J. Lee, S. M. Hwang, G. Y. Hwang, S. K. Jeung, B. S. Kang, “Design of an Integrated Microspeaker and Vibration Motor used for Mobile Phones”, Journal of Applied Physics, Vol. 93, No. 10, pp. 8516-8518, 2003.05
- (10) 水野勉, 服部友紀, 卜穎剛, 青塚亮太, “携帯電話用リニア振動アクチュエータの基本設計”, 電気学会 回転機・リニアドライブ合同研究会, LD-08-49, pp. 29-34, 2008.08
- (11) 荘司典孝, 平田勝弘, 上山健司, 橋本栄一郎, 高木貴弘, “三次元有限要素法を用いた小形リニア振動アクチュエータの動作特性解析”, 電気学会論文誌D部門, Vol. 130, No. 4, pp. 568-573, 2010

- (12) Y. Kono, T. Yoshimoto, and K. Hirata, "Characteristics Analysis of Haptic Device Using a 2-DOF Linear Oscillatory Actuator", International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics, Vol. 45, pp. 909-916, 2014.05
- (13) M. Kato, Y. Kono, K. Hirata, and T. Yoshimoto, "Development of a Haptic Device Using a 2-DOF Linear Oscillatory Actuator", IEEE Transaction on Magnetics, Vol. 50, No. 11, 8206404, 2014.11
- (14) B. H. Lee, C. W. Lee, "Model Based Feed-forward Control of Electromagnetic Type Active Control Engine-mount System", Journal of Sound and Vibration, Vol. 323, pp. 574-593, 2009
- (15) 北山文矢, 平田勝弘, 浅井保至, “制振シミュレーションによる ACM 用リニア振動アクチュエータの性能評価”, 電気学会論文誌 D 部門, Vol. 132, No. 12, pp. 1091-1096, 2012.12
- (16) 鈴木悠希, 平田勝弘, 加藤雅之, 北山文矢, “ドラム式洗濯機振用リニア振動アクチュエータの開発”, 電気学会 リニアドライブ研究会, LD-16-27, pp. 145-150, 2016.01
- (17) 部矢明, 平田勝弘, 吉元崇倫, 太田智浩, “手振れ補正用 3 自由度アクチュエータの提案”, 日本 AEM 学会誌, Vol. 25, No. 2, pp. 273-278, 2017.06
- (18) A. Heya, K. Hirata, S. Ezaki, T. Ota, "Dynamic Analysis of a New Three-Degree-of-Freedom Actuator for Image Stabilization", IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 53, No. 6, 8001204, 2017.06
- (19) M. Watada, K. Yanashima, Y. Oishi, D. Ebihara, and H. Dohmeki, "Improvement on Characteristics of Linear Oscillatory Actuator for Artificial Hearts", IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 29, No. 6, pp. 3361-3363, 1993.11
- (20) 海老原大樹, 脇若弘之, “人工心臓駆動電磁アクチュエータ”, 電気学会論文誌 D 部門, Vol. 115, No. 3, pp. 190-191, 1995
- (21) 福長一義, 舟久保昭夫, 福井康裕, “補助人工心臓駆動用リニア振動アクチュエータの提案と推力解析”, 生体医工学, Vol. 40, No. 4, pp. 201-213, 2002.12
- (22) 山田一編, リニアモータ応用ハンドブック, オーム社, 1987
- (23) S. K. Jang, and S. S. Jeong, "Armature Reaction Effect and Inductance of Moving Coil Linear Oscillatory Actuator with Unbalanced Magnetic Circuit", IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 37, No. 4, pp. 2847-2850, 2001.07
- (24) D. H. Kim, J. P. Hong, and G. T. Kim, "Dynamic Analysis of a Moving Coil-Type LOA for Load Conditions Using FEA Batch Process", IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 39, No. 3, pp. 1480-1483, 2003.05
- (25) 山田一, 太田浩, 竹内勝広, 千村誠, 小笠原恒男, 阿久津哲造, “長いストロークをもつ円筒状鉄心可動形リニア振動アクチュエータの特性解析”, 電気学会論文誌 D 部門, Vol. 108, No. 5, pp. 501-508, 1988
- (26) X. Li, W. Li, C. Ye, and J. Zhu, "Novel Hybrid-Flux-Path Moving-Iron Linear Oscillatory Machine With Magnets on Stator", IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 53, No. 11, 82100405, 2017.11
- (27) 高野豊, 黄宇凱, 松本好司, 水野勉, 山口昌樹, 山田一, “円筒状磁石可動形リニア振動アクチュエータの静推力特性”, 日本応用磁気学会誌, Vol. 22, No. 4-2, pp. 965-968, 1998
- (28) Z. Q. Chu, X. Chen, D. Howe, and S. Iwasaki, "Electromagnetic Modeling of a Novel Linear Oscillating Actuator", IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 44, No. 11, pp. 3855-3858, 2008.11

- (29) ト穎剛, 青塚亮太, 水野勉, “リニア振動アクチュエータの振動制御の検討”, 電気学会論文誌 D 部門, Vol. 129, No. 2, pp. 184-190, 2009
- (30) H. Enomoto, K. Harada, Y. Ishihara, T. Todaka, and K. Hirata, “Optimal Design of Linear Oscillatory Actuator Using Genetic Algorithm”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 34, No. 5, pp. 3515-3518, 1998.09
- (31) 浅井保至, 平田勝弘, 太田智浩, “リニア共振アクチュエータの逆起電圧検知による PID 制御”, 日本 AEM 学会誌, Vol. 19, No. 1, pp. 3-8, 2011.03
- (32) 山本重彦, 加藤尚武, “PID 制御の基礎と応用 (第 2 版)”, 朝倉書店, 2005
- (33) 高野明夫, “外乱補償を施した高速トルク制御誘導電動機の PLL 速度制御”, 電気学会論文誌 D 部門, Vol. 113, No. 4, pp. 495-502, 1993
- (34) M. F. Tsai, Y. Y. Tzou, “A Transputer-Based Adaptive Speed Controller for AC Induction Motor Drives with Load Torque Estimation”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 33, No. 2, pp. 558-566, 1998.03
- (35) 嶋田晴樹, 平田勝弘, 浅井保至, 太田智浩, “リニア共振アクチュエータの PWM-PID 制御による高効率制御”, 日本 AEM 学会誌, Vol. 20, No. 1, pp. 66-71, 2012.03
- (36) T. Yamaguchi, Y. Kawase, K. Sato, S. Suzuki, K. Hirata, T. Ota, and Y. Hasegawa, “Trajectory Analysis of 2-D Magnetic Resonant Actuator”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 45, No. 3, pp. 1732-1735, 2009.03
- (37) 長谷川裕也, 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”, 日本 AEM 学会誌, Vol. 16, No. 2, pp. 162-167, 2008
- (38) 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 Transactions on Magnetics, Vol. 43, No. 4, pp. 1441-1444, 2007.04
- (39) S. Suzuki, Y. Kawase, T. Yamaguchi, S. Kakami, K. Hirata, and T. Ota, “Dynamic Analysis Method of Spiral Resonant Actuator Using 3-D FEM”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 46, No. 8, pp. 3157-3160, 2010.08
- (40) Y. Asai, K. Hirata, and T. Ota, “Two-DOF Resonant Actuator Using Vector Control”, IEEJ Journal of Industry Applications, Vol. 1, No. 2, pp. 117-122, 2012
- (41) T. Yoshimoto, Y. Asai, K. Hirata, and T. Ota, “Dynamic Characteristics of Novel Two-DOF Resonant Actuator by Vector Control”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 48, No. 11, pp. 2985-2988, 2012.11
- (42) T. Yoshimoto, Y. Asai, K. Hirata, and T. Ota, “Simplified Position Estimation Using Back-EMF for Two-DOF Linear Resonant Actuator”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 50, No. 2, pp. 961-964, 2014
- (43) 新中新二著, “永久磁石同期モータのベクトル制御技術 上巻”, 電波新聞社, 2008
- (44) 西浦悠介, 平田勝弘, 堀谷洋, 新口昇, “3 自由度アウターロータ型電磁球面アクチュエータに関する研究”, 電気学会論文誌 D 部門, Vol. 136, No. 3, pp. 232-237, 2015

## 第 2 章

# センサレス負荷推定による外乱補償制御

本章では、本論文で取り上げた LRA の基本構造、動作原理、フィードバック制御方式について述べる。また、逆起電圧信号および Duty 比から負荷を推定する手法を提案する。さらに、推定された負荷情報を用いて Duty 比を適切に補正する外乱補償制御を提案する。二次元有限要素法による動作特性解析および負荷発生装置を用いた実験検証から、提案制御の有効性を明らかにする。

## 2.1 基本構造と動作原理

### 2.1.1 基本構造

本論文で取り上げた LRA の外観を Fig. 2.1 に、磁気回路の基本構造を Fig. 2.2 に示す。本アクチュエータは、可動子、固定子、および共振ばねから構成される。

並行に 2 個配置された可動子は、極性の異なる永久磁石(NdFeB,  $B_r = 1.42$  T), 電磁軟鉄のバッカヨークから構成され、固定子は、E 字型の珪素鋼板を積層したステータヨークと、その中央脚に巻回された 68 ターンのコイルから構成される。可動子と固定子は共振を得るためにばねによってつなげられており、エアギャップ長 0.36 mm が保持されている。共振ばねは、メインばねと 2 個の可動子をつなぐリンクばねから構成されている。

### 2.1.2 動作原理

本論文で取り上げる LRA の動作原理を Fig. 2.3 を用いて説明する。Fig. 2.3(a)に示す方向に電流を流すと、図中に示すようにステータが磁化される。そして、ステータと可動子の永久磁石の間に発生する電磁力により可動子が移動する。このとき、2 個の可動子に取り付けられた永久磁石の極性が反対になっているため、可動子は互いに反対方向に移動する。また、Fig. 2.3(b)に示すようにコイルに与える電流の向きを反対にすることで、それぞれの可動子は先程とは反対方向に移動する。このように交番する電流を与えることによって可動子を往復振動させることができる。

## 2.2 フィードバック制御手法

### 2.2.1 PWM フィードバック制御<sup>(1)~(3)</sup>

LRA は共振を用いているため、外部負荷の増加に対して振幅が大きく減少するという問題を有する。そのため、振幅の減少を検出し入力量を制御する必要がある。本論文では、コイルからの逆起電圧を PID (Proportional-Integral-Differential) 制御の検出値とし、PWM (Pulse Width Modulation) 制御の Duty 比を制御するフィードバック制御を採用している。Fig. 2.4 にその詳細を示すが、本制御では、以下の a~e の 5 つの区間に分けて制御している。

a 区間：逆起電圧が 0 の点、つまり、可動子が振動の折り返し点に達してからある一定時間後の逆起電圧  $V_i$  を検知する区間。

b 区間：逆起電圧検知から電圧印加までの遅延区間。

c 区間：a の逆起電圧  $V_1$  より決定される時間  $t_{on}$  だけ電圧を印加する区間。

d 区間：ダイオードにより回路に電流を流す区間。

e 区間：回路を開放する区間。

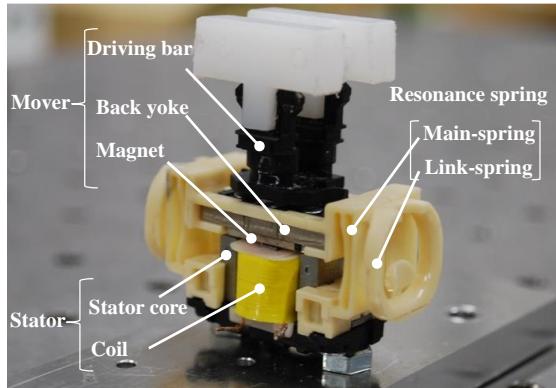


Fig. 2.1 Basic structure of linear resonant actuator

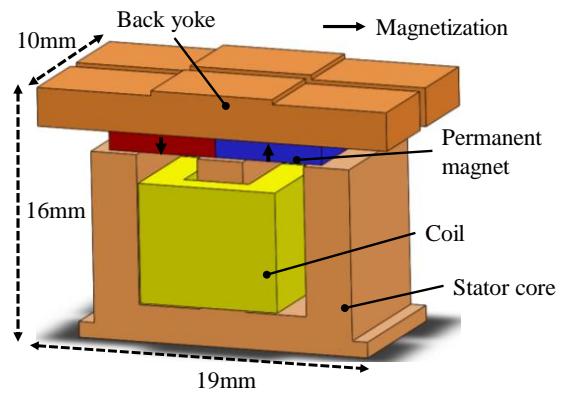
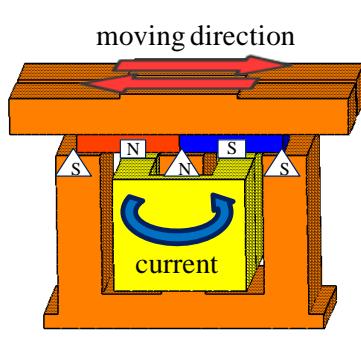
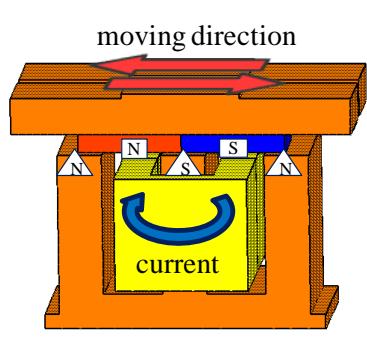


Fig. 2.2 Basic structure of magnetic circuit



(a) Forward drive



(b) Backward drive

Fig. 2.3 Operational principle

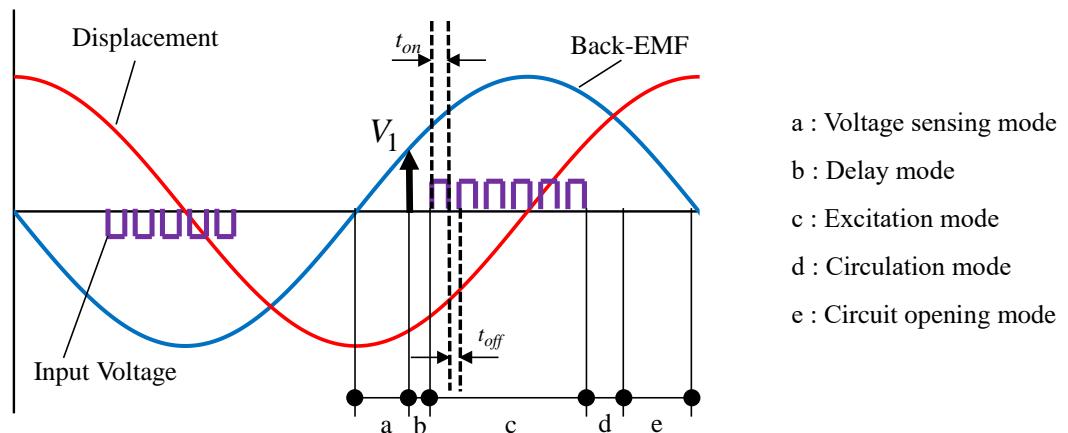


Fig. 2.4 PWM feedback control

また, 実際の制御において, a 区間が  $250\mu\text{s}$ , b 区間が  $25\mu\text{s}$ ,  $(t_{on}+t_{off})$  は  $250\mu\text{s}$  で, 入力パルスは 6 パルスと 5 パルスを交互に入力している. LRA はコイルに誘起される逆起電圧が可動子の速度に比例するという性質を有しており, 後述する PID 制御を適用し検知電圧を目標電圧と一致させることにより, Duty 比が上限値に達しない範囲において振幅を一定に保つことができる.

### 2.2.2 PWM 制御

本研究で用いたアクチュエータは, PWM 制御によって電圧印加を行っている. Fig. 2.5 を用いて, PWM 制御の有効性を一般の制御と比較し説明する. 一般の制御では, (2.1)式で示される Duty 比に応じて矩形波電圧を一定時間印加し, 可動子の振動により発生する逆起電圧, 卷線と磁気回路によるインダクタンス  $L$  によって, 三角波に近い電流を生成する. それに対し PWM 制御では, 電圧の印加時間  $t_p$  において, さらにスイッチング制御を行い, Duty 比を変化させる. 本制御により, 電流波形がノコギリ波状となり, 平均電流を低下させ, また電圧を印加していない  $t_{off}$  区間においても電流が流れ, 推力が発生するため, 一般のフィードバック制御より高い駆動効率が実現できる.

$t_{on}$  と  $t_{off}$  での制御回路の動作を, それぞれ Fig. 2.6 の(a), (b)に示す.  $t_{on}$  区間では A と D の MOS-FET を ON にし, コイルを励磁する.  $t_{off}$  区間では A の MOS-FET を OFF にし, コイルに蓄えられたエネルギーを, ダイオードを介し回生している. また電流を反転させる場合は,  $t_{off}$  区間で B と C の MOS-FET を ON にし,  $t_{off}$  区間で B の MOS-FET を OFF にする.

$$Duty(\%) = \frac{t_{on}}{t_{on} + t_{off}} \times 100 \quad (2.1)$$

### 2.2.3 PID 制御<sup>(4), (5)</sup>

本研究では, PWM 制御における Duty 比を決定する際, PID 制御を用いている. PID 制御とは, 目標値と検出値との偏差に対する 3 つの操作(比例操作・積分操作・微分操作)から成り立つ. 比例操作は偏差に比例した出力を決め, 積分操作は偏差の時間積分値に比例した出力を決め, 微分操作は偏差の時間変化率に比例した出力を決める. これらの操作量に適切な重みをかけて, 安定な制御系を実現する. 偏差を  $e(t)$  とすると PID 制御の基本的な制御出力  $m(t)$  は次式で表わされる.

$$m(t) = K_p e(t) + K_I \int e(t) dt + K_D \frac{de(t)}{dt} \quad (2.2)$$

ここで,  $K_p$  は比例ゲイン,  $K_I$  は積分ゲイン,  $K_D$  は微分ゲインである.

本アクチュエータでのフィードバック制御では, 制御出力を Duty 比とするため, (2.2)式は次式に変形される.

$$Duty(\%) = K_p e(t) + K_I \int e(t) dt + K_D \frac{de(t)}{dt} \quad (2.3)$$

(2.3)式は次式に離散化される.

$$Duty_{n+1}(\%) = K_p e_n(t) + K_I \sum_{i=0}^n e_i(t) \Delta t + K_D \frac{e_n(t) - e_{n-1}(t)}{\Delta t} \quad (2.4)$$

検出値はフィードバック制御下での検知電圧  $V_1$  であり, 目標値を  $V_s$  とすると偏差  $e(t)$  は次式となる.

$$e(t) = V_s - V_1 \quad (2.5)$$

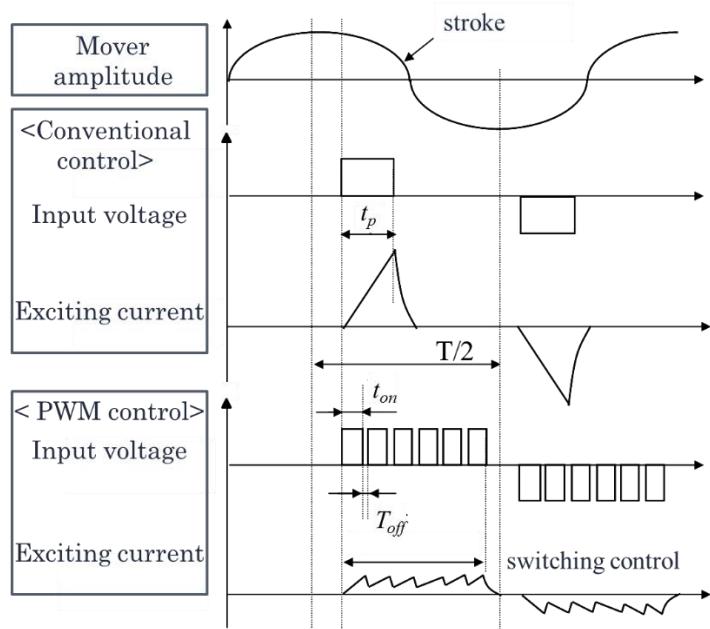


Fig. 2.5 Comparison of voltage and current waveforms

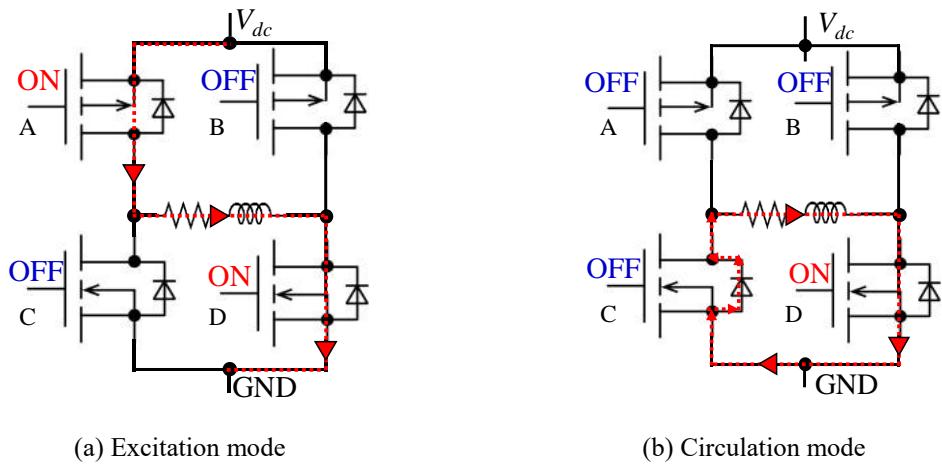


Fig. 2.6 Control circuit of bipolar driving model

## 2.3 負荷推定手法と外乱補償制御

### 2.3.1 センサレス負荷推定手法の提案<sup>(6)~(9)</sup>

PID 制御による逆起電圧フィードバック制御により、外部負荷に対して振幅を一定に保つことが可能であることを前節にて述べた。しかし、このフィードバック制御を用いても、負荷が急峻に増加した場合に振幅が一時的に減少し、その回復には時間を要することが知られている。これを解決するためには外部負荷に応じて Duty 比を補正するような制御系を構築する必要があるが、そのためには負荷の絶対値が必要になる。しかし、負荷情報を外部センサから得ることはシステムの大型化を招く。逆起電圧信号を用いたセンサレス負荷推定手法はすでに提案されており、Fig. 2.7 にその模式図を示す。この手法は、コイルが開放されている区間において、2 つの逆起電圧信号  $V_1$ ,  $V_2$  を検知し負荷を推定する。負荷推定式の導出過程は自由減衰振動に基づいているが、その定式化の際に粘性減衰を考慮できていないため、推定精度は十分ではないことが明らか

になっている。

そこで本節では、Fig. 2.8 に示すように、逆起電圧  $V_1$  の検知タイミングを変更する。さらに、 $V_1$  を検知してから、 $V_2$  を検知するまでの間に PWM 制御による電圧印加区間が含まれているため、自由減衰振動ではなく、振動半周期の強制振動として負荷推定式を導出する。

提案する負荷推定手法の推定原理について述べる。まず、エネルギー保存則に基づき、強制振動区間におけるエネルギー収支の関係を明らかにする。その関係より、可動子振幅  $x_1, x_2$  および Duty 比で構成される負荷推定式を導出する。可動子の運動方程式は(2.6)式で表される。

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + kx = F_x(t) + F_l \operatorname{sgn} \dot{x} \quad (2.6)$$

ここで、 $m$  は可動子質量、 $c$  は粘性減衰係数、 $k$  はばね定数、 $F_x$  は LRA が発生させる外力、 $F_l$  はクーロン摩擦力である。 $\operatorname{sgn}$  は符号関数であり、その符号に応じて  $+1, -1, 0$  を返す関数である。可動子が  $+x_1$  から  $-x_2$  まで移動するとき、エネルギー保存則より次式が得られる。

$$\frac{1}{2}kx_2^2 - \frac{1}{2}kx_1^2 = \int_0^{T/2} F_x(t) \dot{x} dt - \int_0^{T/2} c\dot{x}^2 dt - F_l(x_1 + x_2) \quad (2.7)$$

ここで、 $T$  は振動周期を表す。右辺第一項は外力による仕事を表している。本 LRA の駆動時ににおいては、外力  $F_x$  は正弦波状とならず、右辺第一項を解析的に計算することができない。右辺第二項は粘性摩擦力による仕事を表している。可動子の振幅を平均化し、平均振幅  $(x_1 + x_2)/2$  の定常振動と仮定することにより、解析的に計算でき次式で表される。

$$\int_0^{T/2} c\dot{x}^2 dt = \int_0^{T/2} c \left( \frac{x_1 + x_2}{2} \right)^2 (2\pi f)^2 \sin^2(2\pi ft) dt = \frac{1}{4} c\pi^2 f (x_1 + x_2)^2 \quad (2.8)$$

ここで、 $f$  は LRA の共振周波数である。 (2.7)式、(2.8)式より、クーロン摩擦力  $F_l$  は(2.9)式のよう に表せる。

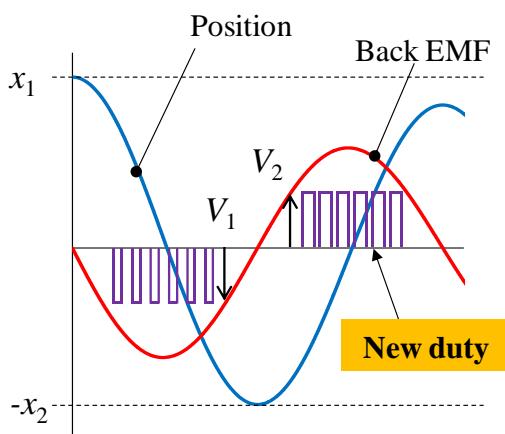


Fig. 2.7 Schematic diagram of old load estimation method

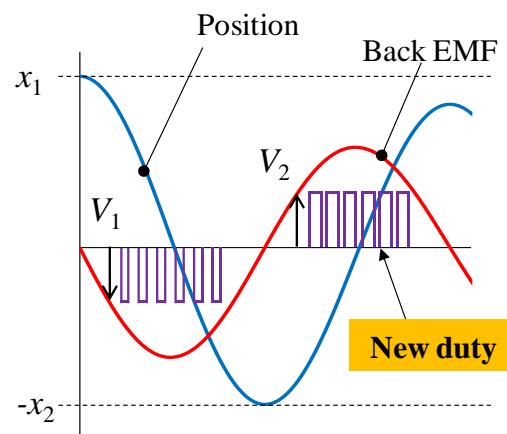


Fig. 2.8 Schematic diagram of proposed load estimation method

$$F_l = \frac{1}{x_2 + x_1} \int_0^{\frac{T}{2}} F_x(t) \dot{x} dt - \frac{1}{2} k (x_2 - x_1) - \frac{1}{4} c \pi^2 f(x_2 + x_1) \quad (2.9)$$

(2.9)式において、右辺第一項は LRA が発生させた平均的な外力に相当する。前述したように、平均外力項は解析的に表現することができず、数値積分による算出を要する。しかし、外力  $F_x$  の計測および逐次的な数値演算の観点から、その実現は容易ではない。そこで、振幅  $x_1, x_2$  および Duty 比を説明変数とする近似モデルから平均外力項を推定することにより上記の課題を解決する。Duty 比は平均電流に相当するため、平均外力は Duty 比に対しておよそ比例的に増加すると考えられる。また、振幅は逆起電圧に相当するため、平均外力は振幅に対してもおよそ比例的に増加すると仮定できる。これより、(2.9)式の右辺第一項を近似モデルで表現した場合の負荷推定式を次式のように与える。

$$F_l = a_1 \text{Duty} + a_2 x_1 + a_3 x_2 + a_4 - \frac{1}{2} k (x_2 - x_1) - \frac{1}{4} c \pi^2 f(x_2 + x_1) \quad (2.10)$$

ここで  $a_1 \sim a_4$  は近似モデルの係数を表す。近似モデルの妥当性については、2.4.2 項で評価する。以上より、エネルギー保存則に基づき、強制振動区間におけるエネルギー収支から、負荷推定式を導出することができた。

次に、減衰振動区間における運動方程式を解くことにより振幅  $x_1, x_2$  と逆起電圧  $V_1, V_2$  の関係について明らかにする。減衰振動区間では、(2.6)式の  $F_x$  は 0 であり、クーロン摩擦力と弾性力の釣り合い位置  $F_l/k$  を中心として振動する。そこで、 $x' = x - F_l/k$  として新しい振動中心からの座標系を取ると、運動方程式は以下のように表される。

$$m \ddot{x}' + c \dot{x}' + kx' = 0 \quad (2.11)$$

初期条件( $t=0$  のとき  $x=x_1, v=0$ )を適用し、(2.11)式の二階微分方程式を解くと、(2.12)式が得られる。

$$\begin{aligned} x(t) &= \left( \sqrt{x_1^2 + \left( \frac{\xi x_1}{\sqrt{1-\xi^2}} \right)^2} - \frac{F_l}{k} \right) \exp(-\xi \omega_n t) \cos(\sqrt{1-\xi^2} \omega_n t) + \frac{F_l}{k} \\ &\equiv \left( x_1 - \frac{F_l}{k} \right) \exp(-\xi \omega_n t) \cos(\omega_n t) + \frac{F_l}{k} \end{aligned} \quad (2.12)$$

ここで  $\xi$  は減衰比、 $\omega_n$  は固有角振動数である。(2.12)式を時間微分し、時刻  $t=t_c$  における速度  $v_1$  と振幅  $x_1$  についての関係を表す(2.13)式を得る。ここで、 $t_c$  は逆起電圧が 0 となってから、逆起電圧検知を行うまでの時間である。

$$v_1 = \dot{x}(t_c) = - \left( x_1 - \frac{F_l}{k} \right) \omega_n \exp(-\xi \omega_n t_c) \sin(\omega_n t_c) \quad (2.13)$$

さらに、速度  $v_1$  と逆起電圧  $V_1$  が一对一に対応するため、振幅  $x_1$  と逆起電圧  $V_1$  の関係は(2.14)式のように表すことができる。

$$x_1 = - \frac{v_1}{\omega_n \exp(-\xi \omega_n t_c) \sin(\omega_n t_c)} + \frac{F_l}{k} = g(V_1) + \frac{F_l}{k} \quad (2.14)$$

ここで、 $g$  は無負荷での逆起電圧と振幅の関係を表す関数である。以上より、振幅  $x_1$  と逆起電圧  $V_1$  の関係が得られた。減衰振動の対称性より、振幅  $x_2$  と逆起電圧  $V_2$  についても、(2.14)式と類似した以下のような関係が得られる。

$$x_2 = -g(V_2) + \frac{F_l}{k} \quad (2.15)$$

以上のように、減衰振動区間における運動方程式を解くことで振幅  $x_1, x_2$  と逆起電圧  $V_1, V_2$  の関係を明らかにすることができた。

最後に逆起電圧  $V_1, V_2$  および Duty 比から構成される負荷推定式を導出する。 (2.14)式および (2.15)式を(2.10)式に代入することで、以下の負荷推定式を得る。

$$F_l = \alpha Duty + \beta g(V_1) + \gamma g(V_2) + \delta \quad (2.16)$$

ただし、

$$\alpha = a_1 / \left( 1 - \frac{a_2 + a_3}{k} + \frac{\pi \xi}{2} \right) \quad (2.17)$$

$$\beta = \left( \frac{k}{2} + a_2 - \frac{\pi^2 c f}{4} \right) / \left( 1 - \frac{a_2 + a_3}{k} + \frac{\pi \xi}{2} \right) \quad (2.18)$$

$$\gamma = \left( \frac{k}{2} - a_3 + \frac{\pi^2 c f}{4} \right) / \left( 1 - \frac{a_2 + a_3}{k} + \frac{\pi \xi}{2} \right) \quad (2.19)$$

$$\delta = a_4 / \left( 1 - \frac{a_2 + a_3}{k} + \frac{\pi \xi}{2} \right) \quad (2.20)$$

である。以上より、強制振動区間中のエネルギー保存則および減衰振動区間中の運動方程式に基づき、二つの逆起電圧信号  $V_1, V_2$  および Duty 比を用いた負荷推定式を導出することができた。導出過程における以下の 2 つの仮定の影響については 2.4.2 項にて考察する。

- 粘性項の解析的計算のための定常振動 $(x_1+x_2)/2$  の仮定
- 平均外力項の近似モデル

### 2.3.2 外乱補償制御の提案<sup>(10)~(12)</sup>

推定された負荷情報を用いて Duty 比を補正する外乱補償制御のブロック図を Fig. 2.9 に示す。外乱補償制御での Duty 比の決定式は(2.21)式となる。

$$Duty_{n+1} (\%) = K_P e_n(t) + K_I \sum_{i=0}^n e_i(t) \Delta t + K_D \frac{e_n(t) - e_{n-1}(t)}{\Delta t} + K_L \Delta F_l \quad (2.21)$$

ここで、 $K_L$  は外乱補償ゲインである。PID 制御のみを Duty 比の決定式に用いた場合は、外部負荷により振幅が減少し、それに伴い検知電圧  $V_2$  も減少し、偏差が増大することにより Duty 比が変化する。一方、PID 制御に外乱補償項を加えた場合、負荷推定式により外部負荷が推定され、その値に応じて Duty 比を補正させることができるのであるため、振幅が減少し始める前に負荷変動に素早く応答することができる。

### 2.3.3 外乱補償制御付 PWM フィードバック制御

PWM フィードバック制御に外乱補償制御を取り入れた、外乱補償制御付 PWM フィードバック制御について述べる。Fig. 2.10 に示すように、本制御は以下の a~e の 5 つの区間に分けて制御している。負荷推定には 2 つの逆起電圧  $V_1, V_2$  を使用するが、PID 制御には  $V_2$  のみを使用する。

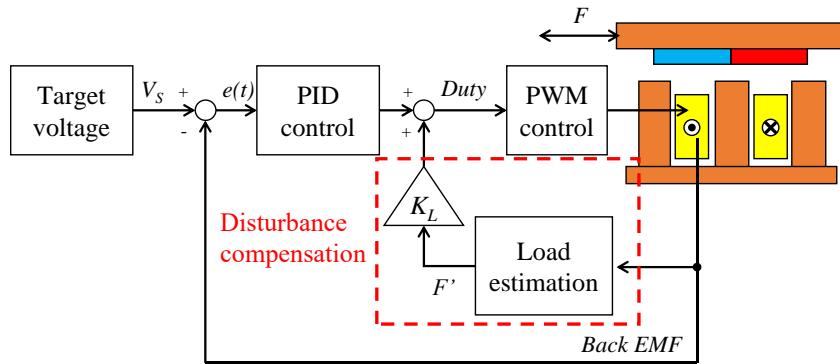


Fig. 2.9 Comparison of voltage and current waveforms

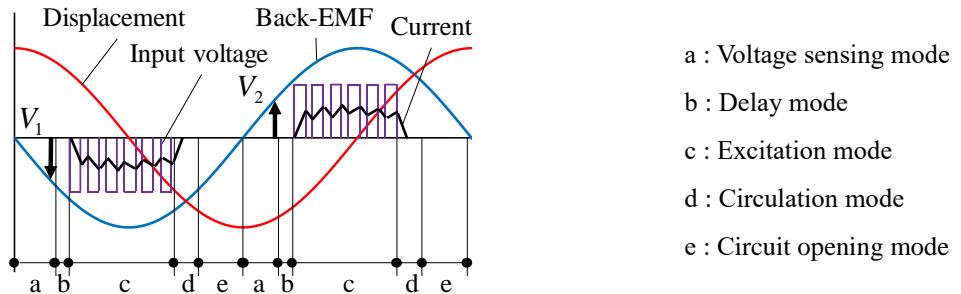


Fig. 2.10 PWM feedback control with disturbance compensation control

## 2.4 動作特性解析による有効性検証

### 2.4.1 解析モデル・条件

本研究でシミュレーションに用いたアクチュエータの各部寸法を Fig. 2.11 に、空気領域を除いた有限要素メッシュを Fig. 2.12 に示す。本 LRA は軸方向に一様な形状ではないが、磁束の流れが平面内で完結することから、二次元解析であっても十分な精度が得られる。また、解析条件・諸元をそれぞれ、Table 2.1・Table 2.2 に示す。Table 2.1 での FET のオン抵抗とは Fig. 2.6 の回路図において、ON 状態の FET の電気抵抗を示しており、この抵抗とコイル抵抗を合わせた値が、電圧印加時抵抗および回路短絡時抵抗となる。なお、制御回路の計算フローの詳細は付録 A に示す。

### 2.4.2 負荷推定手法の解析結果

本節では、2.3.1 項で示した負荷推定手法について、導出過程における 2 つの仮定が負荷推定精度に及ぼす影響について明らかにする。

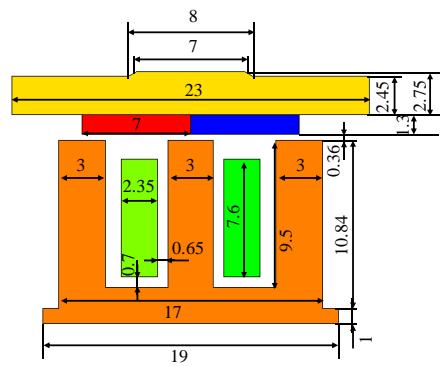


Fig. 2.11 Dimensions of analyzed model (Unit: mm)

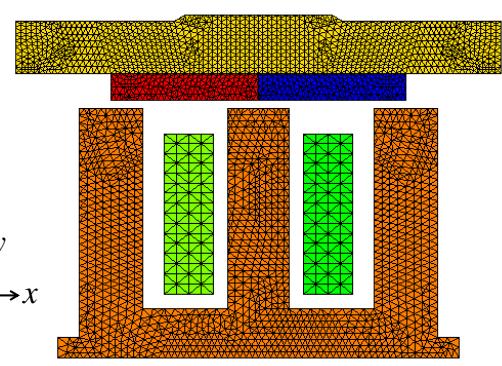


Fig. 2.12 2-D FEM model except air region

Table 2.1 Analysis conditions

Input voltage [V]	3.6	Mass of mover [g]	6.95
Diode voltage [V]	0.6	Coil turn [turn]	68
Viscous damping coefficient [Ns/m]	0.14	Remanence of magnets [T]	1.41
Resistance(on) [mΩ]	350	Resistance(off) [mΩ]	290
FET resistance [mΩ]	60	Coil resistance [mΩ]	230
Main-spring constant [N/mm]	6.93	Link-spring constant [N/mm]	3.22

Table 2.2 Discretization data and CPU time

Number of elements	21,512
Number of edges	10,782
Number of steps	9,000
Time division [μs]	10
CPU time [h]	2
Computer : Core i7 3.07GHz PC	

- 粘性項の解析的計算のための平均振幅  $(x_1+x_2)/2$  の仮定

負荷推定式導出の際、粘性項による仕事を解析的に計算するために、過渡的な振動を平均振幅  $(x_1+x_2)/2$  の定常振動と仮定した。この仮定が粘性項による仕事の計算精度に及ぼす影響を Fig. 2.13 に示す。Fig. 2.13 では、各振動周期に対する粘性項を数値積分した結果と定常振動を仮定した場合の結果を比較している。結果より、両者の差は最大で 3%程度であることが確認でき、平均振幅  $(x_1+x_2)/2$  による定常振動を仮定しても負荷推定精度に大きな影響は及ぼさないといえる。

- 平均外力項の近似モデル

前節にて、平均外力項を振幅  $x_1$ ,  $x_2$  および Duty 比の関数として近似した。この近似モデルの妥当性について評価する。負荷、Duty 比を一定間隔で変化させたときの平均外力の解析結果を Fig. 2.14 に示す。結果より、Duty 比の増加に伴って平均外力も増加していることが確認できるが、平均外力が大きい領域と小さい領域ではその傾向に大きな差が見られる。また、振幅の増加に伴って平均外力が減少するという傾向も確認できるが、こちらも同様に平均外力の大小によって大きな差が見られる。したがって、(2.10)式で示したような振幅  $x_1$ ,  $x_2$  および Duty 比を説明変数とする一次関数による近似モデルでは、平均外力の分布を十分に表現できない。

そこで、このような特性の変化が発生した理由を考察する。Duty 比を 0.7、負荷を 1.0N としたときの電流、可動子位置、印加電圧波形を Fig. 2.15 に示す。Duty 比が高い場合、電圧印加・回生区間ともに常に電流が流れている。この動作状態から負荷を 0.4N に変化させたときの結果を Fig. 2.16 に示す。このとき、負荷の減少により振幅が増加する。振幅の増加により逆起電圧も増加し、結果として Fig. 2.15 に比べ電流値が低下していることが確認できる。以上のように、高 Duty 比で駆動している状態では印加区間と回生区間を含めた全体の電流が減少する。Duty 比を 0.3、負荷を 1.0N としたときの電流、可動子位置、印加電圧波形を Fig. 2.17 に示す。Duty 比が低い場合、電圧回生区間の一部で電流が 0 に戻っていることが確認できる。この動作状態から負荷を 0.4N に変化させたときの結果を Fig. 2.18 に示す。このとき、高 Duty 比の場合とは異なり、電

流が 0 になっていない区間の電流のみが減少する。以上が、平均外力の特性が非線形となる理由である。この非線形性は、本 LRA を PWM フィードバック制御によって駆動する限りは必ず生じてしまう。近似式の次数を上げることも考えられるが、その場合は負荷推定式を数学的に導出することができない場合もある。

そこで、駆動領域の判別を行い、近似関数の係数を切り替える手法を導入することによりこの問題を解決する。判定フローを Fig. 2.19 に示す。まず、検知した逆起電圧信号  $V_1, V_2$  から仮の振幅  $x_1^*, x_2^*$  を算出する。この段階では負荷  $F_l$  の大きさは未知である。したがって仮の振幅は (2.14)式、(2.15)式から算出される推定振幅から負荷によるバイアス項  $F_l/k$  を減じたものとなる。次に仮の振幅  $x_1^*, x_2^*$  と Duty 比を用いて、Fig. 2.20 に示す駆動領域のマップにしたがって駆動領域を判別する。本論文では、駆動領域の平均外力の閾値を 0.4N とした。最後に、領域毎の 1 次式の近似関数から平均外力を推定する。

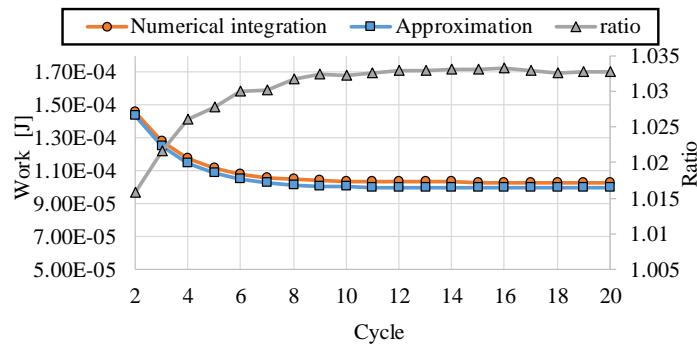


Fig. 2.13 Influnce of assumption

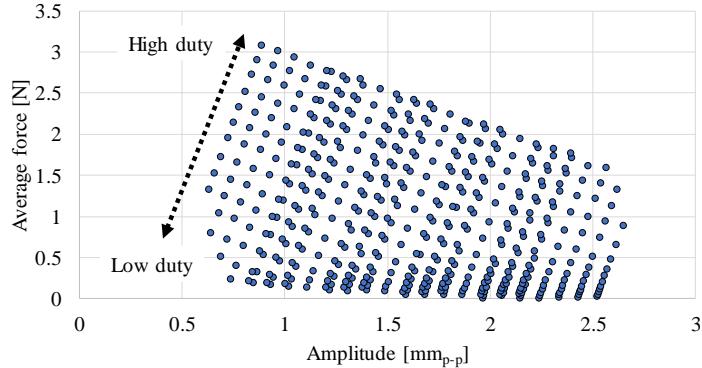


Fig. 2.14 Relationship among average external force, amplitude, and duty ratio

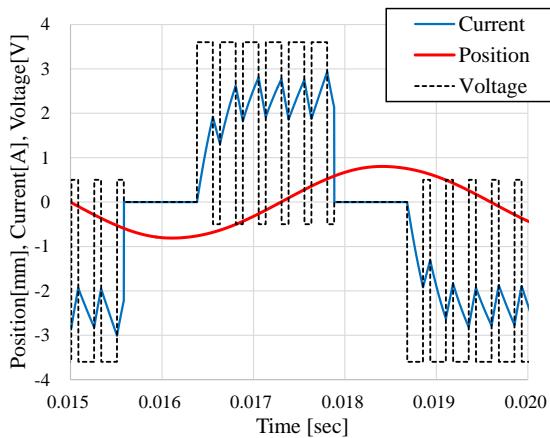


Fig. 2.15 Waveforms (Duty ratio: 0.7, Load: 1.0N)

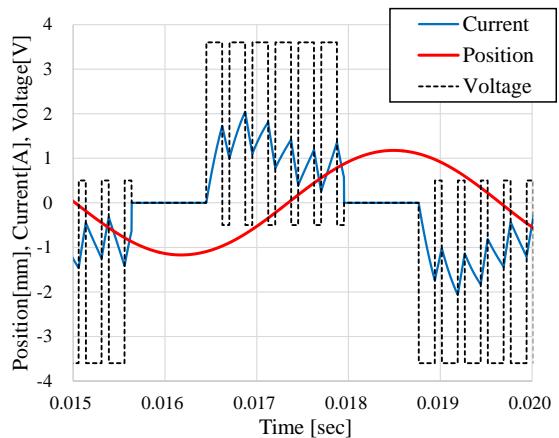


Fig. 2.16 Waveforms (Duty ratio: 0.7, Load: 0.4N)

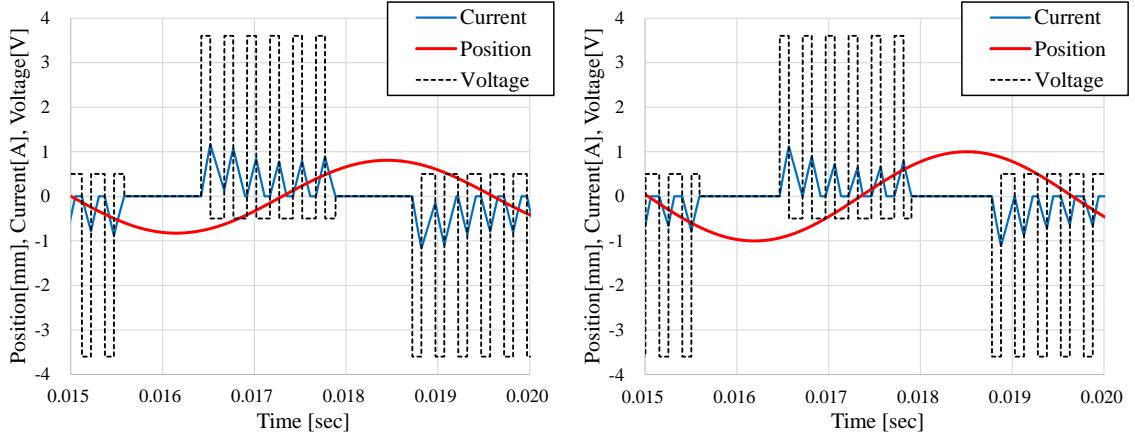


Fig. 2.17 Waveforms (Duty ratio: 0.3, Load: 1.0N)   Fig. 2.18 Waveforms (Duty ratio: 0.3, Load: 1.0N)

Fig. 2.21 に駆動領域を判別し近似関数を切り替えたときの平均外力の推定結果を示す。結果より、平均外力が 0.4 となるときを閾値として、平均外力の近似関数が切り替わっており、良好に外力を推定できていることが確認できる。以上より、駆動領域に応じて近似関数を切り替えることで平均外力を十分に推定可能である。

以上を踏まえ、負荷推定手法の精度検証を行った。負荷の推定結果を Fig. 2.22 に示す。結果より、振幅の大小によらず、負荷を良好に推定できていることがわかる。以上より、提案した負荷推定手法の有効性を示すことができた。

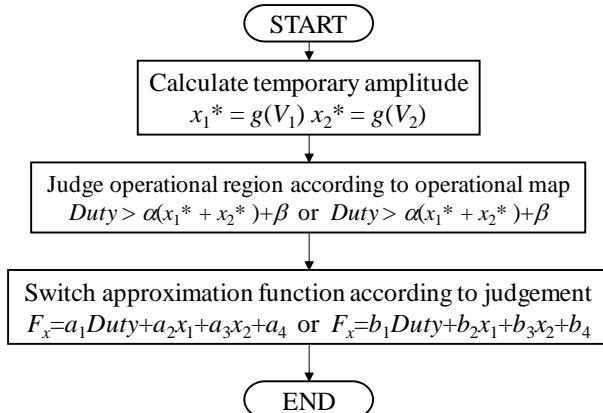


Fig. 2.19 Flowchart for decision of average external force approximation

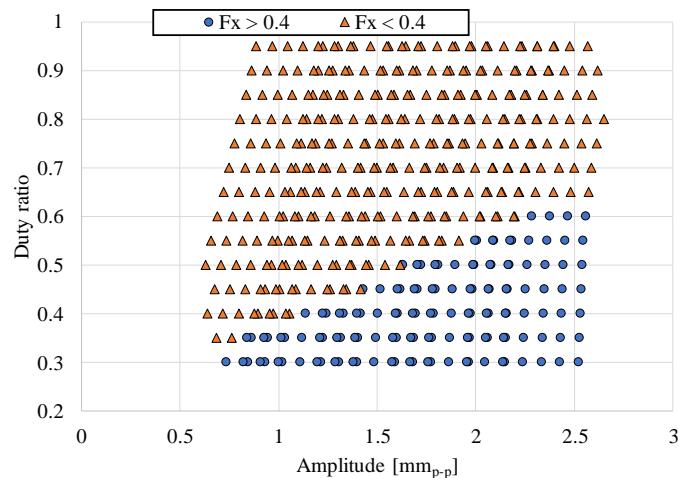


Fig. 2.20 Judgement map

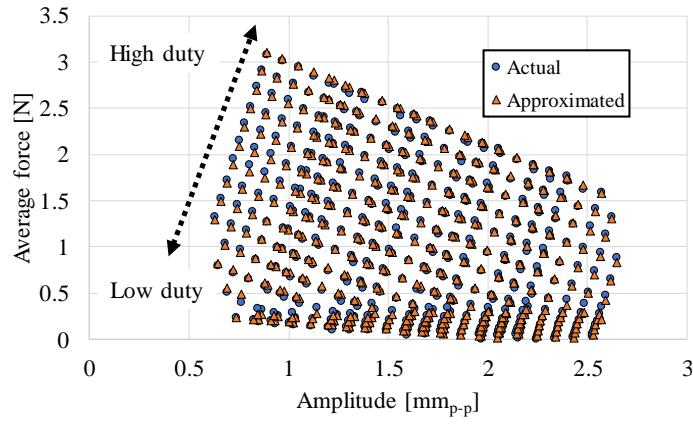


Fig. 2.21 Approximation result of average external force

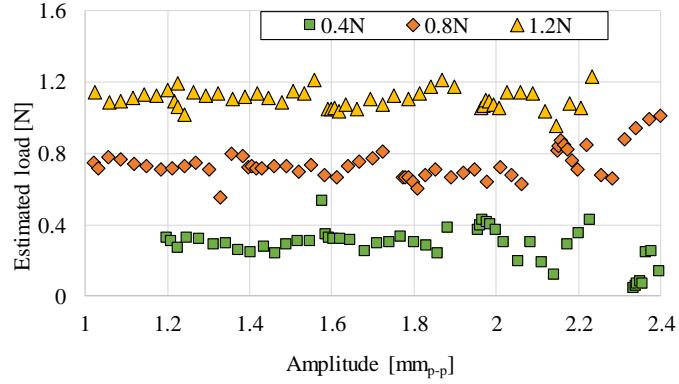


Fig. 2.22 Computed results of proposed load estimation method

### 2.4.3 外乱補償制御の解析結果

本項では、提案した負荷推定手法により推定される負荷情報に基づき、入力量を適切に補正する外乱補償制御についてその有効性を明らかにする。

初期振幅を 1.0mm とし、時刻 0s において 1.2N の負荷が印加されたときの可動子位置、Duty 比、負荷推定値を Fig. 2.23 に示す。このときの PID ゲインおよび外乱補償制御ゲインを Table 2.4 に示す。振動一周期中に逆起電圧を 2 度検知し負荷を推定するため、負荷印加後半周期では、両制御法に Duty 比の差は生じず、結果として振幅の差は見られない。負荷が印加されてから一周期後の振幅に着目すると、振幅の低下が軽減されていることが確認できる。これは結果から明らかなように、推定負荷に応じて Duty 比が補償されたためである。また、0.04s 以降では位置波形が一致していることから、外乱補償制御の安定性は PID 制御の場合と同等だといえる。これは、補償量を推定負荷  $F_t$  の絶対値ではなく、一周期前の推定負荷との差分とすることで、負荷の変動分に作用したためである。負荷を 0.4N から 1.2N まで変化させたときの負荷と振幅の低下量の関係を Fig. 2.24 に示す。いずれの負荷においても、外乱補償制御のほうが PID 制御に比べて振幅の低下を軽減できていることがわかる。以上より、推定された負荷情報を用いて Duty 比を適切に補正する外乱補償制御の有効性を示すことができた。

Table 2.4 Gain parameters

Proportional gain $K_P$	1.0	1.0
Integral gain $K_I$	0.03	0.03
Differential gain $K_D$	0.5	0.5
Disturbance compensation gain $K_L$		0.6

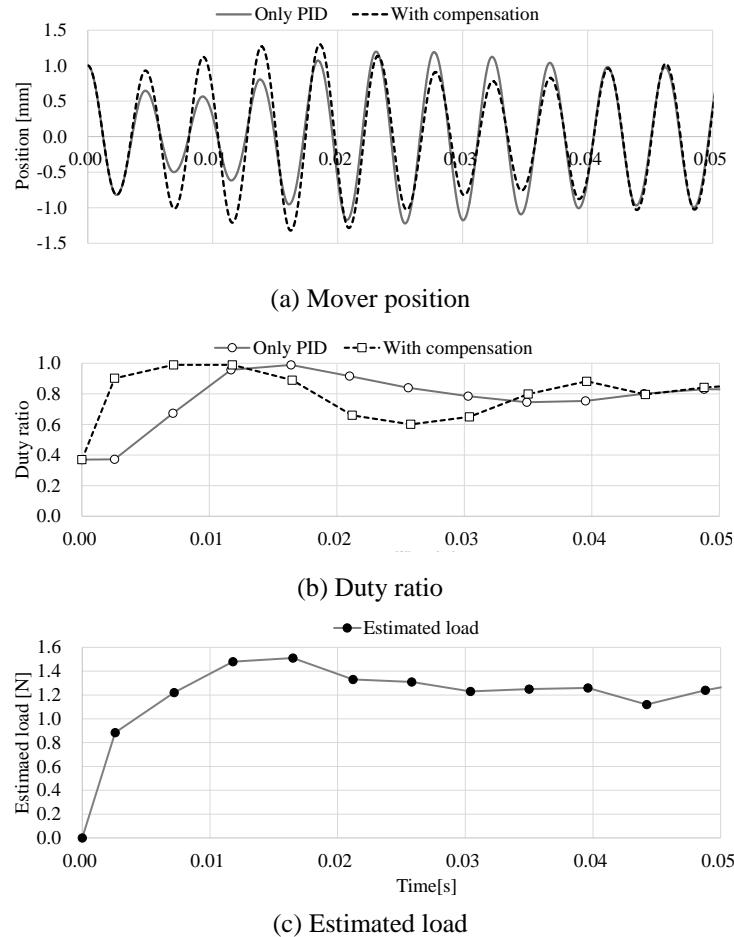


Fig. 2.23 Computed results of disturbance compensation control

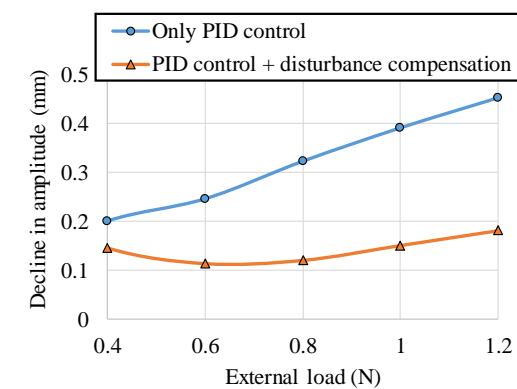


Fig. 2.24 Decline in amplitude vs. external load

## 2.5 負荷発生装置による実験的検証

前節にて、センサレス負荷推定手法および外乱補償制御の有効性を二次元有限要素法による動作特性解析から明らかにした。本節では、負荷発生装置を提案し、前述の手法の有効性を実験的に確認する。

### 2.5.1 アクチュエータ接続型負荷装置の提案<sup>(13), (14)</sup>

高速に往復運動を繰り返すリニア振動アクチュエータでは、一般的な回転モータとは異なる負荷試験法が必要となる。Fig. 2.25 に両者の速度および負荷を表す概念図を示す。Fig. 2.25 に示すように、回転モータは一定方向に回転するため、印加される負荷もおのずと一定方向となる。したがって回転モータの場合、一定の負荷トルクを出力可能なブレーキと供試モータを接続することにより、N-T 特性などの負荷特性を測定することができる。一方で、リニア振動アクチュエータの場合、往復運動に応じて負荷の向きが反転するため、速度に同期した交番負荷を作り出すことができる装置が必要となる。これまでに、リニア振動アクチュエータに対して、負荷用のリニアモータを接続し電流制御を行うことで所望の負荷を発生させる計測システム<sup>(15)~(19)</sup>が提案されている。この場合、負荷用のリニアモータの質量がリニア振動アクチュエータの質量に上乗せされるため、系全体での共振周波数がリニア振動アクチュエータ単体のそれに比べ大幅に低下してしまうという課題がある。

上記の課題およびリニア振動アクチュエータ固有の負荷印加方法が必要であることを踏まえたうえで、提案する負荷発生装置の外観を Fig. 2.26 に示す。負荷発生装置は、駆動用 LRA、負荷印加用 LRA、コネクションバーから構成される。2 つの LRA は同一のアクチュエータであり、アルミ合金製の 2 本のコネクションバーにより接続され同期運動する。2 つの LRA は同一の質量・ばね定数を有するため、2 質点系の共振周波数は 1 質点系の共振周波数と同一の値となる。したがって、二つの LRA を接続した場合でも LRA 単体での共振周波数を維持することができ、より実現象に近い測定が可能となる。

### 2.5.2 実験条件

負荷発生装置を含む実験装置の写真を Fig. 2.27 に、実験構成図を Fig. 2.28 に示す。これらの実験装置を用いて、実機による動作特性を計測した。以下に実験の手順を示す。

安定化電源(KIKUSUI PAS20-18)より供給される 3.6V の直流電圧を、制御回路により矩形波の交番電圧に変換し、コイルに印加する。可動子の変位をレーザ変位計(KEYENCE LK-G35)によって測定する。その際、コイルの両端電圧を電圧プローブ(LeCroy PP006)で、駆動用 LRA および負荷印加用 LRA のコイルに流れる電流を電流プローブ(Tektronix TCP312)で同時に測定する。なお、レーザ変位計、電圧プローブ、電流プローブの出力はオシロスコープ(LeCroy WaveJet324)を介してパソコンへ取り込む。本実験では PWM フィードバック制御を実現するため、マイコン(ルネサスエレクトロニクス SH7125F)による回路制御を行っている。制御基板の外観を Fig. 2.29 に、制御回路図を Fig. 2.30 に示す。

本研究では、速度の符号に比例したクーロン摩擦負荷を対象としている。そのような摩擦負荷を再現するために、速度に同期した矩形波状の指令電圧がマイコンより計算され、バイポーラ電源(エヌエフ HSA4012)に入力される。バイポーラ電源により 10 倍に増幅された電圧が負荷用 LRA

に印加され、負荷を発生させる電流が流れる。この際、LRA のコイルのインダクタンスにより、負荷電流が矩形波状とならないため、 $40\Omega$  のメタルクラッド抵抗(PCN IRH300W)を負荷用 LRA のコイルに対して直列に接続している。これにより、抵抗に対して相対的にインダクタンスが小さくなり、特段の電流制御を行うことなく矩形波状の負荷電流を近似的に流すことができる。

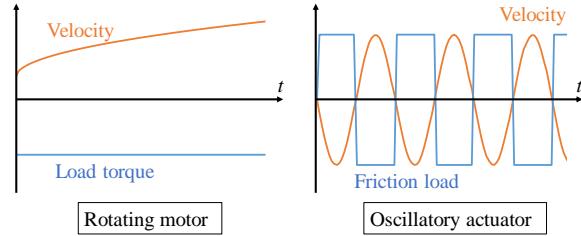


Fig. 2.25 Difference of external load between rotating motor and oscillatory actuator

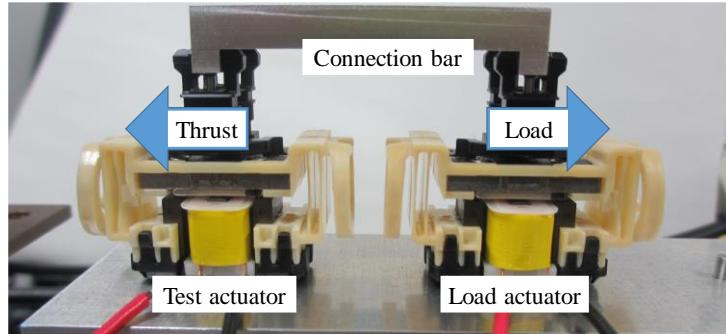


Fig. 2.26 Load device using two identical LRA

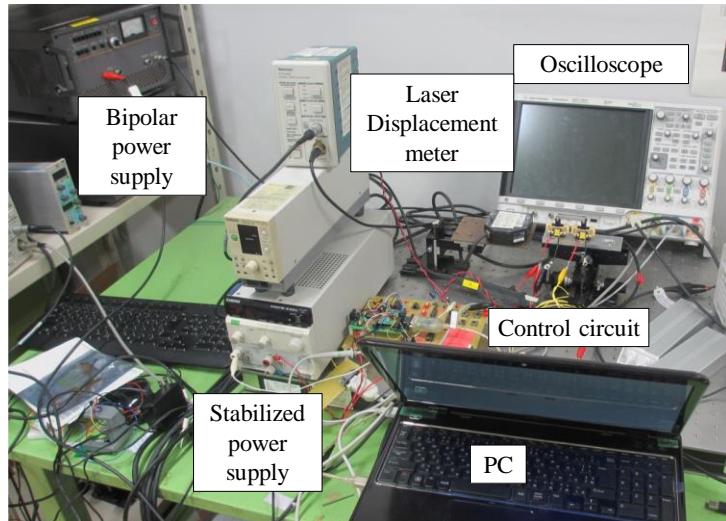


Fig. 2.27 Experimental apparatus

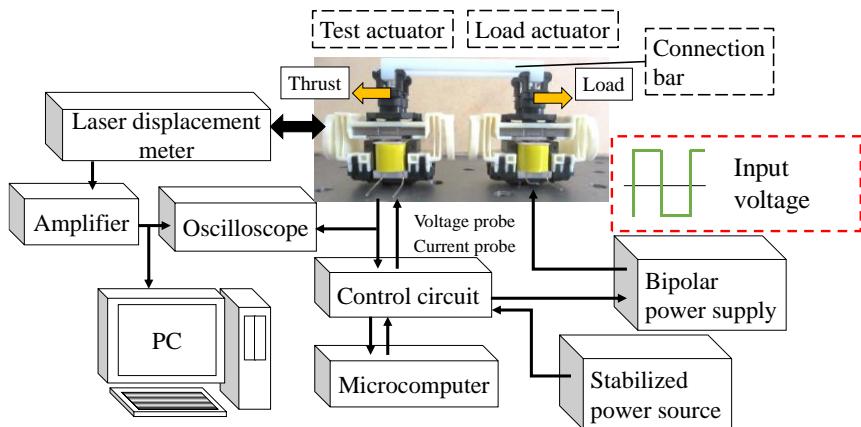


Fig. 2.28 Measurement system

### 2.5.3 負荷装置の妥当性検証

まず、LRA が単独で駆動するときと 2 つの LRA が接続され同期運動するときでの周波数特性を比較することにより、本負荷装置において共振周波数が維持されることを示す。周波数特性の測定にあたり、ファンクションジェネレータ(エヌエフ WF1974)より出力される  $3V_{p-p}$  の正弦波電圧を駆動用 LRA に印加した。負荷用 LRA のコイルは開放状態とした。正弦波電圧の周波数に対する可動子振幅の測定結果を Fig. 2.30 に示す。結果より、LRA の接続の有無によらず、220Hz 付近にピークが存在していることが確認でき、LRA 単体が持つ共振周波数が維持されることが示された。単独駆動時に比べ同期運動時に振幅が低下しているが、これは LRA を接続したことにより質量が 2 倍になったためである。

次に、負荷用 LRA に電圧を印加したときに矩形波状の負荷電流が流れ、駆動用 LRA に負荷が正しく入力されることを確認する。実験に用いた制御回路および実験装置の構成は 2.5.2 項で示したものと同様である。負荷用 LRA に流す指令電流を 0A としたときの動作特性の測定結果を Fig. 2.31(a) に示す。結果より、負荷電流はほぼ流れでておらず、無負荷状態を模擬できていることが確認できる。負荷用 LRA に流す指令電流を 0.75A としたときの動作特性の測定結果を Fig. 2.31(b) に示す。速度の符号が変化する時刻、すなわち可動子位置が最大もしくは最小となる時刻において指令電圧が反転しており、矩形状の電圧が生成されていることが確認できる。これに伴い、負荷電流も指令電圧に追従し矩形波状となっている。一方、指令電圧が反転する立ち上がり、立ち下がりにおいては負荷電流に若干の位相遅れが発生している。40Ω の外部抵抗を接続した状態における負荷用 LRA の電気的時定数は約  $7.5\mu s$  であり、可動子の振動周期(約  $4500\mu s$ )や逆起電圧検知区間( $250\mu s$ )に比べ十分小さく、負荷推定に及ぼす影響は小さいと考えられる。以上より、提案した負荷装置によって動摩擦負荷が再現されることが確認できた。

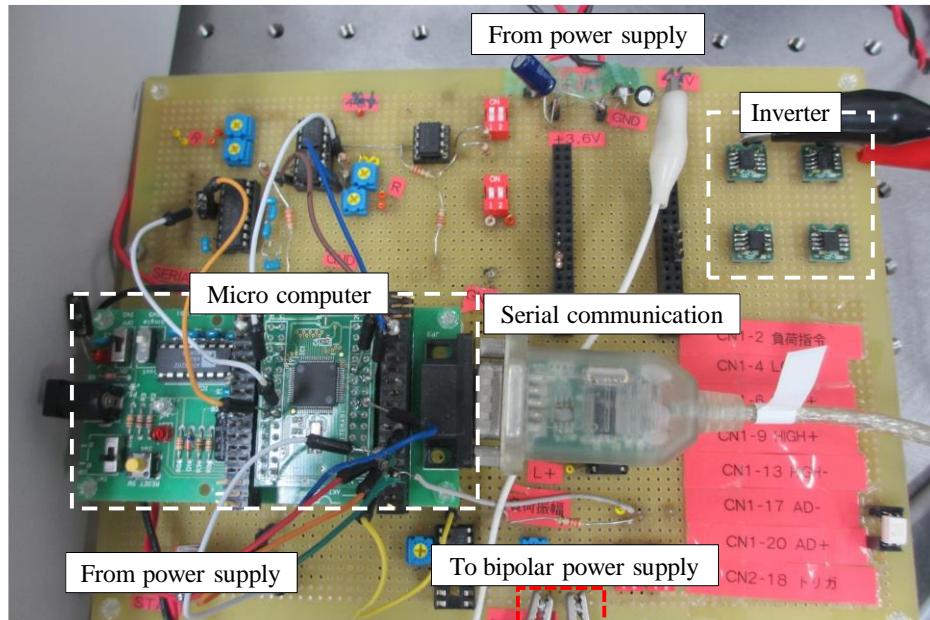


Fig. 2.29 Board of control circuit

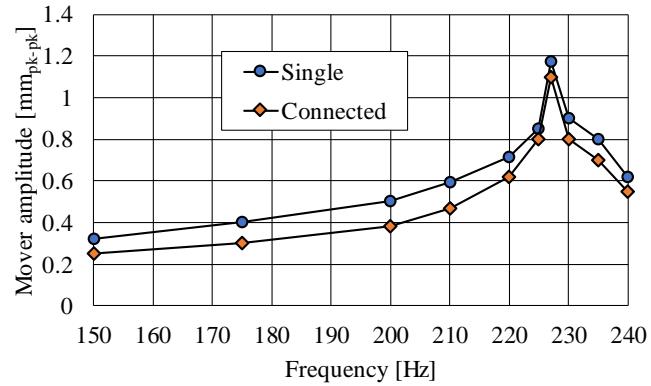


Fig. 2.30 Comparison of frequency characteristics in two conditions

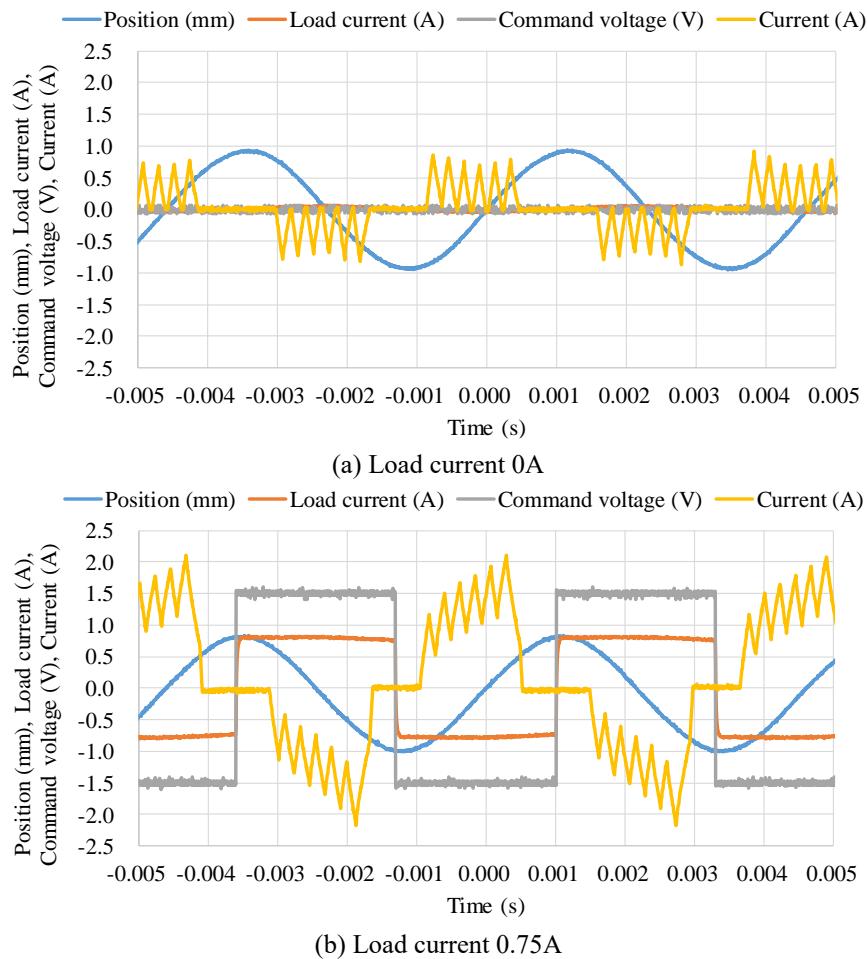


Fig. 2.31 Validity verification of proposed load device

## 2.5.4 負荷推定手法の実験結果

前項にて、提案する負荷発生装置の有効性を示すことができた。本負荷装置を用いて、提案した負荷推定手法の有効性を実験的に検証する。まず、実験において負荷推定精度に影響を及ぼす因子を明らかにするため、可動子変位を負荷推定の情報に使用できると仮定し、(2.10)式を用いて負荷を推定する。このときの負荷推定の実験結果を Fig. 2.32(a)に示す。実線は負荷発生装置により印加された負荷の真値、マーカーは推定値を表す。結果より、多少推定値にはばらつきがあるものの、おおむね推定できていることがわかる。次に、この推定結果において計測時に 0.01mm の振幅のオフセット量が生じたと仮定した場合の推定結果を Fig. 2.32(b)に示す。Fig. 2.32(a)とは

異なり、負荷が過大に推定されていることがわかる。これは振幅のオフセットに対して(2.10)式の弾性項で大きな推定誤差が発生するためである。事前データから負荷推定式のパラメータを決定する必要があるという本手法の都合上、測定ごとに負荷推定式のパラメータが変化し、再現性が低下する恐れがある。また、このような振幅のオフセット量はレーザ変位計など測定系の較正不足により容易に発生しうる。

そこで、逆起電圧の検知区間を延長し、使用する逆起電圧信号を変更する<sup>(20)</sup>。新たに提案する負荷推定手法(以下、同符号方式と呼称)の模式図をFig. 2.33に示す。2.3節で提案した負荷推定手法(以下、異符号方式と呼称)では、2つの逆起電圧信号 $V_1, V_2$ およびDuty比を利用する。同符号方式では、2つの逆起電圧信号 $V_1, V_3$ およびDuty比を利用する。そこで、まず、同符号方式における負荷推定式を示す。さらに、同符号方式は実験にて発生しうる振幅のオフセットの影響を受けにくい方式であることを示す。最後に、振幅のオフセットが発生した場合の推定結果を評価することにより、同符号方式の有効性を示す。

負荷推定式の導出にあたり、可動子が $-x_2$ から $+x_3$ まで移動するときのエネルギー保存則に着目するが、可動子が $+x_1$ から $-x_2$ まで移動するときのそれと同様であり、(2.10)式と同様の形式を有する(2.22)式が得られる。

$$F_l = a_1 \text{Duty} + a_2 x_2 + a_3 x_3 + a_4 - \frac{1}{2} k (x_3 - x_2) - \frac{1}{4} c \pi^2 f (x_3 + x_2) \quad (2.22)$$

(2.10)式と連成し $x_2$ を消去し、次式を得る。

$$\begin{aligned} F_l = a_1 \text{Duty} + \left( \frac{3}{4} a_2 + \frac{1}{4} a_3 \right) x_1 + \left( \frac{1}{4} a_2 + \frac{3}{4} a_3 \right) x_3 + a_4 \\ - \frac{1}{4} k (x_3 - x_1) - \frac{1}{4} c \pi^2 f (x_3 + x_1) \end{aligned} \quad (2.23)$$

以下、2.1節と同様の計算過程により、同符号方式における負荷推定式が導かれる。つづいて、振幅のオフセットに対する負荷推定の感度を評価する。測定において振幅のオフセット $\varepsilon$ が発生したと仮定する。このとき、異符号方式、同符号方式での推定誤差 $\Delta F_{l\_diff}$ 、 $\Delta F_{l\_same}$ はそれぞれ(2.24)式、(2.25)式で表される。

$$\Delta F_{l\_diff} = (a_2 - a_3) \varepsilon + k \varepsilon \quad (2.24)$$

$$\Delta F_{l\_same} = (a_2 + a_3) \varepsilon - \frac{1}{2} \pi^2 c f \varepsilon \quad (2.25)$$

(2.25)式より同符号方式では、ばねに起因する推定誤差は相殺される一方、粘性摩擦に起因する推定誤差が含まれることがわかる。LRAは機械的共振を利用して高効率で往復運動を実現するという特長から、共振の鋭さを表すQ値が高いものが多い。よって、(2.24)式中のばねに起因する誤差は、(2.25)式中の粘性摩擦に起因する誤差に比べて圧倒的に大きくなる。以上のように、同符号方式ではばねに起因する推定誤差が相殺され、振幅のオフセットに対して誤差が発生しにくい方式であることが示された。

最後に、Fig. 2.32と同一のデータを用いて同符号方式の有効性を確認する。振幅のオフセット0.01mmが生じたと仮定した前後での負荷推定結果をFig. 2.34に示す。Fig. 2.34(b)から明らかなように、振幅のオフセットの影響はほとんど確認できず、同符号方式のロバスト性が確認できた。

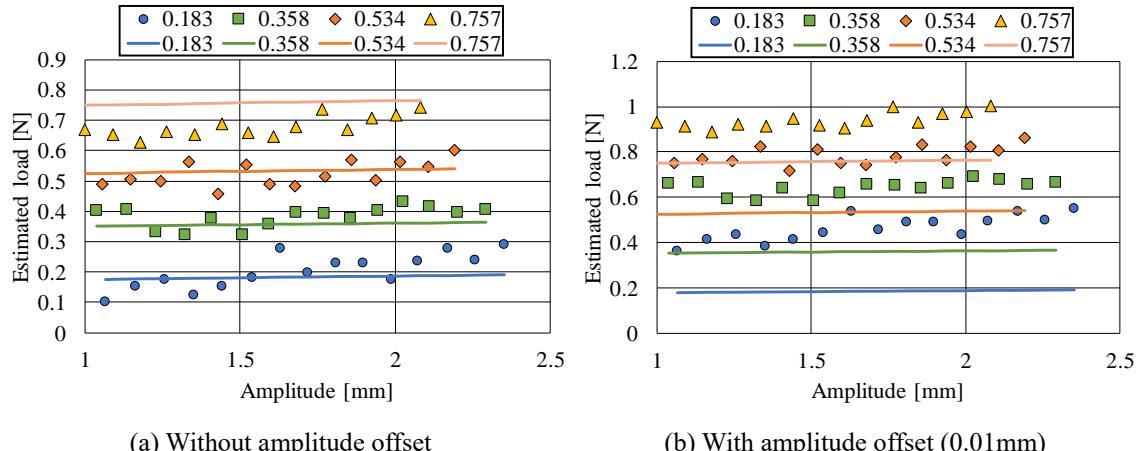


Fig. 2.32 Measured results of load estimation method using  $V_1$  and  $V_2$

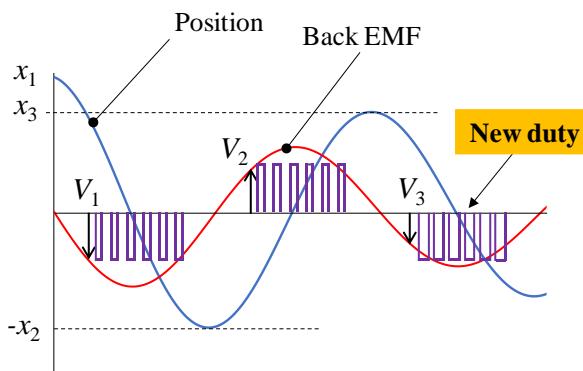


Fig. 2.33 Improved load estimation method using  $V_1$  and  $V_3$

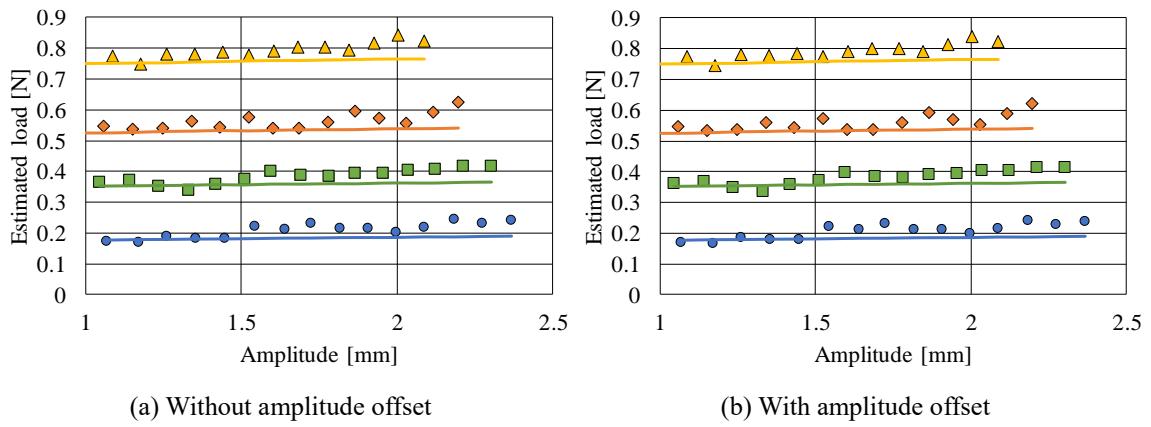


Fig. 2.34 Measured results of load estimation method using  $V_1$  and  $V_3$

## 2.5.5 外乱補償制御の実験結果

同符号方式で負荷を良好に推定できることが前項より示された。本項では、外乱補償制御の有効性を実験的に検証する。時刻 0s にて 0.8N の負荷が印加されたのときの可動子位置、Duty 比、推定負荷の測定結果を Fig. 2.35 に示す。PID 制御のみの場合、負荷が印加されてから徐々に振幅が低下し、これに伴って Duty 比が徐々に増加していることが確認できる。このとき、定常状態の振幅からの低下量は最大で 0.3mm であった。外乱補償制御の場合、負荷が印加されてから即座に Duty 比が増加し、結果的に振幅の低下を抑えられていることが確認できる。このとき、定

常状態の振幅からの低下量は最大で 0.2mm であった。これらの結果より、外乱補償制御の有効性を実験においても示すことができた。

## 2.6 まとめ

本章では、以下について明らかにした。

2 つの逆起電圧信号および Duty 比からエネルギー保存則に基づいて負荷をセンサレスで推定する手法を提案した。さらに、推定された負荷情報を用いて Duty 比を適切に補正する外乱補償制御を提案した。二次元有限要素法による動作特性解析を行い、可動子の振幅の大小によらず、負荷を良好に推定できることが明らかになった。外乱補償制御の効果を確認するために、負荷を急峻に変化させた場合の過渡特性について PID 制御の場合との比較を行った。外乱補償制御を適用した場合に振幅の一時的な低下を軽減することができ、提案した制御手法の有効性を示すことができた。

実機による測定を行うために、LRA を 2 つ使用した負荷装置を提案した。LRA 単体で駆動したときの共振周波数を維持したまま、負荷を発生させられることを示した。負荷装置を用いた測定より、振幅の大小によらず、負荷を良好に推定できることが確認できた。また、外乱補償制御を適用した場合に振幅の一時的な低下を軽減できることが実験においても確認でき、提案した制御手法の有効性を示すことができた。

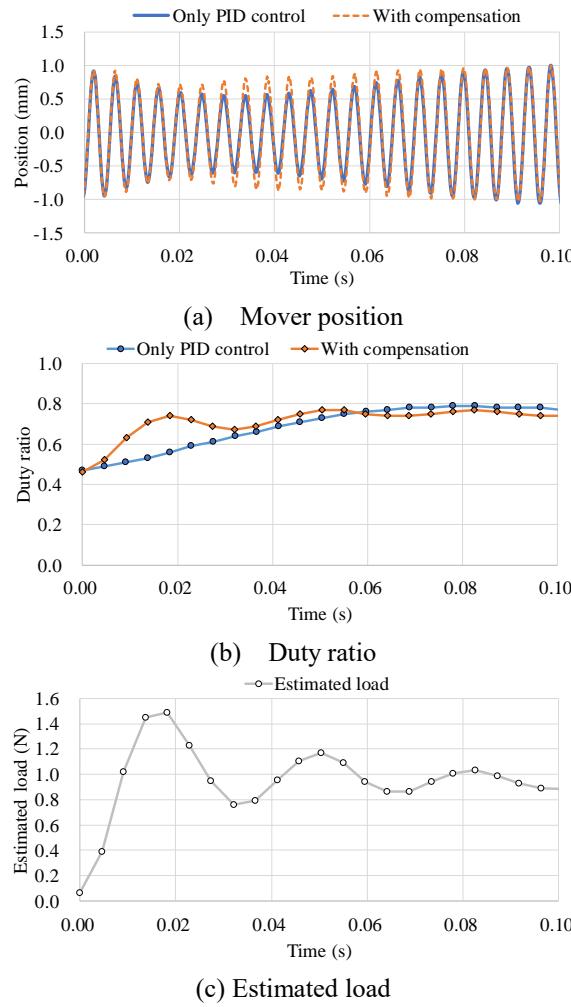


Fig. 2.35 Measured results of transient response

## 参考文献

- (1) 加藤雅之, 平田勝弘, 浅井保至, 吉元崇倫, 太田智浩, “リニア共振アクチュエータの逆起電圧信号を用いた振幅推定手法の提案”, 電気学会 モータドライブ リニアドライブ 合同研究会資料, MD-13-044, LD-13-106, pp. 11-16, 2013.12
- (2) 泉智博, 大羽隆文, 太田智浩, 加藤雅之, 浅井保至, 平田勝弘, “シェーバー向け振動型 リニアアクチュエータの開発”, 平成 26 年度 電気学会全国大会 講演論文集, 5-S24-8, pp. S24(22)-(25), 2014.03
- (3) 泉智博, 大羽隆文, 太田智浩, 加藤雅之, 浅井保至, 平田勝弘, “シェーバー向け振動型 リニアアクチュエータの開発”, 電気学会 リニアドライブ研究会資料, LD-14-014, pp. 69-72, 2014.06
- (4) M. Kato, K. Hirata, Y. Asai, and T. Yoshimoto, “Proposals of a Load Estimation Method and an Amplitude Estimation Method for Linear Resonant Actuator Using Two Back-EMF Signals”, Proceedings of IEEE International Magnetics Conference, Dresden, Germany, EA-01, pp. 1607-1608, 2014.05
- (5) M. Kato, K. Hirata, Y. Asai and T. Yoshimoto, “Proposal of Load and Amplitude Estimation Method for Linear Resonant Actuator Using Two Back-EMF Signals”, 日本 AEM 学会論文誌, Vol. 23, No. 2, pp. 422-427, 2015.06
- (6) 加藤雅之, 平田勝弘, 浅井保至, “強制振動時のエネルギー保存則に基づくリニア共振アクチュエータのセンサレス負荷推定に関する研究”, 電気学会 回転機 リニアドライブ 家電・民生合同研究会, LD-16-066, pp. 7-12, 2016.08
- (7) 加藤雅之, 平田勝弘, 浅井保至, “リニア共振アクチュエータの 2 つの逆起電圧信号と Duty 比を用いたセンサレス負荷推定と外乱補償制御”, 第 25 回 MAGDA コンファレンス in Kiryu, OS-13-5, pp. 460-465, 2016.11
- (8) M. Kato, K. Hirata, and Y. Asai, “A Disturbance Compensation Control for Linear Resonant Actuator Based on the Law of Energy Conservation”, Proceedings of IEEE International Magnetics Conference, Dublin, Ireland, GT-17, p. 1655, 2017.04
- (9) 加藤雅之, 平田勝弘, 浅井保至, “リニア共振アクチュエータの 2 つの逆起電圧信号と Duty 比を用いたセンサレス負荷推定と外乱補償制御”, 日本 AEM 学会論文誌, Vol. 25, No. 2, pp. 192-197, 2017.06
- (10) Y. Asai, K. Hirata, M. Kato and T. Ota, “Study on Sensorless Load Estimation Method for Linear Resonant Actuator Using Disturbance Compensation Control”, Proceedings of APSAEM2014 (8<sup>th</sup> Asia-Pacific Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics), Taichung, Taiwan, pp. 158-159, 2014.07
- (11) 加藤雅之, 平田勝弘, 浅井保至, “リニア共振アクチュエータの外乱補償制御の開発”, 電気学会 回転機 リニアドライブ 家電・民生合同研究会資料, LD-15-026, pp. 21-26, 2015.08
- (12) Y. Asai, K. Hirata, M. Kato and T. Ota, “Study on Sensorless Load Estimation Method for Linear Resonant Actuator Using Disturbance Compensation Control”, 日本 AEM 学会論文誌, Vol. 23,

- (13) M. Kato, K. Hirata, and Y. Asai, "Experimental Verification of Disturbance Compensation Control of Linear Resonant Actuator", Proceedings of ISEM2015 (17<sup>th</sup> International Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics), Awaji, Japan, PS1-62, 2015.09
- (14) M. Kato, K. Hirata, and Y. Asai, "Experimental Verification of Disturbance Compensation Control of Linear Resonant Actuator", International Journals of Applied Electromagnetics and Mechanics, Vol. 52, No. 3-4, pp. 1637-1646, 2016.12
- (15) 宇津野良, 高井正樹, 水野勉, 山田一, “磁石可動形リニア振動アクチュエータの駆動方法による効率の検討”, 日本応用磁気学会誌, Vol. 26, No. 4, pp. 657-660, 2002
- (16) M. Utsuno, M. Takai, T. Mizuno, H. Yamada, "Comparison of the Losses of a Moving-Magnet Type Linear Oscillatory Actuator Under Two Driving Methods", IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 38, No. 5, pp. 3300-3302, 2002.09
- (17) 水野勉, 大久保光範, 卜穎剛, 柄澤誠, 中川洋, 村口洋介, “リニア振動アクチュエータの動推力測定法の提案”, 電気学会 リニアドライブ研究会, LD-06-18, pp. 11-16, 2006
- (18) 水野勉, 大久保光範, 卜穎剛, 柄澤誠, 磯野祐輔, 中川洋, 村口洋介, “リニア振動アクチュエータの効率測定法の検証”, 日本AEM学会誌, Vol. 15, No. 2, pp. 132-137, 2007
- (19) 水野勉, 大久保光範, 卜穎剛, 柄澤誠, 磯野祐輔, 中川洋, 村口洋介, “観測器を用いたリニア振動アクチュエータの動推力測定法”, 日本AEM学会誌, Vol. 127, No. 9, pp. 993-999, 2007
- (20) 加藤雅之, 平田勝弘, 浅井保至, “リニア共振アクチュエータの負荷推定手法の実験的検証”, 電気学会 リニアドライブ研究会, LD-18-020, pp. 31-36, 2018.02

# 第3章

## 電気機械共振駆動

本章では、コイルの自己インダクタンスと外部のコンデンサからなる電気共振を利用する駆動方法（以下、電気機械共振駆動とする）を提案する。また、制御回路に用いられる半導体素子をモデリングした動作特性解析を行い、逆電流が発生する現象を再現する。さらに、逆電流を抑制できるパラメータについて考察し、その有効性を解析と実験から明らかにする。

### 3.1 電気機械共振駆動の提案<sup>(1)~(3)</sup>

#### 3.1.1 電気共振の活用

第1章で述べた通り、PID制御によるフィードバック制御を用いることで、ある値の外部負荷までは振幅を一定に保つことができる。ただし、LRAのアプリケーション先によっては、高負荷・高振幅領域での駆動が要求されることがある。このとき、PWM制御のDuty比が上限値に達し、目標とする振幅を維持できないことが明らかになっている。また、駆動電源は二次電池であり、小型化・低コスト化の要求から、その電圧値には制約がある。LRAの高性能化を実現するためには、二次電池の電圧を変更することなく、高負荷・高振幅領域で振幅が減少してしまう特性を改善させる新たな駆動方法が求められる。

本研究で扱ってきたLRAの駆動には、ばね-質量系からなる機械共振がすでに活用されており、アクチュエータの推力に対して可動子振幅が大きく得られる。アクチュエータ全体での利得を増加させるためには、機械共振の活用だけでなく、電気共振も利用することで二次電池からの印加電圧に対して大きな電流を得ることができると考えられる。機械共振と電気共振を組み合わせた研究例として、ボイルコイルモータの電気回路にキャパシタを接続し、電気的共振周波数を機械的共振周波数に同調させ大きな減衰力を得る電磁共振ダンパ<sup>(4)</sup>がある。これは機械振動による運動エネルギーを電気エネルギーに変換し、振動低減を図る発電機としての用途であり、本研究で狙いとする作用とは正反対である。したがって、機械共振と電気共振を組み合わせてアクチュエータを駆動させる手法はこれまでに検討されていない。

そこで本節では、コイルの自己インダクタンスと外部に設けたコンデンサからなる電気共振を利用する電気機械共振駆動を提案する。まず、電気共振を利用するための条件について述べる。外部のコンデンサを直列接続した場合の回路方程式は(3.1)式のようになる。

$$V - RI - \frac{1}{C} \int I dt - \frac{d\psi}{dt} = 0 \quad (3.1)$$

ここで、 $V$ はコイルの端子電圧、 $R$ は抵抗、 $C$ は静電容量、 $\psi$ は総鎖交磁束数である。 $\psi$ は、永久磁石による磁束 $\psi_{mag}$ と電流による磁束 $\psi_I$ の和であることから、(3.2)式のように表され、(3.2)式を(3.1)式に代入することにより、(3.3)式が得られる。

$$\psi = \psi_{mag} + \psi_I = \psi_{mag} + LI \quad (3.2)$$

$$V - RI - \frac{1}{C} \int I dt - L \frac{dI}{dt} - \frac{d\psi_{mag}}{dt} = 0 \quad (3.3)$$

$L$  は LRA のコイルの自己インダクタンスである。左辺第 5 項は、可動子の永久磁石の振動により生じる。可動子はばね質量系の共振周波数  $f_m$  で振動するため、左辺第 5 項は周波数  $f_m$  の交流電圧となる。これを印加電圧の一部とみなすと、RLC 直列共振回路の共振周波数  $f_e$  は(3.4)式となる。

$$f_e = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \sqrt{1 - \xi^2} \quad (3.4)$$

ただし、RLC 直列共振回路の減衰率  $\xi$  は以下で表される。

$$\xi = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} \quad (3.5)$$

$\xi$  が 1 よりも十分小さい場合、(3.4)式は(3.6)式のように表すことができる。

$$f_e = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (3.6)$$

電気共振を利用するためには、PWM 制御のパルス数を 1 とし、その周波数  $f_p$  と  $f_e$  を一致させればよいと考えられる。このときの模式図を Fig. 3.1 に示す。矩形波状の電圧を印加するため、基本波成分  $f_p$  以外にも奇数次の高調波成分  $3f_p, 5f_p, \dots$  が含まれる。共振現象を利用するため高調波電圧に対する高調波電流の感度は非常に低く、周波数  $f_p$  の正弦波状の電流が流れると予想される。また、(3.3)式では左辺第 5 項を印加電圧の一部とみなしたが、Fig. 3.1 からわかるように  $f_p$  は逆起電圧の周波数  $f_m$  に比べ十分高いため、電気共振に対する感度は非常に小さい。

### 3.1.2 原理検証実験<sup>(5)~(7)</sup>

前項で提案した電気機械共振駆動の妥当性を実験的に検証する。まず、電気機械共振駆動に必要なキャパシタの静電容量を算定する。LCR メータにより LRA のコイルインダクタンスおよび電気抵抗値を測定したところ、それぞれ  $302\mu\text{F}$ ,  $0.23\Omega$  であった。これらの値とパルス電圧の周波数から、(3.6)式より必要なキャパシタの静電容量の目安を計算したところ、 $200\mu\text{F}$  程度となつた。このとき、(3.5)式から  $\xi \approx 0.094$  となり、1 よりも十分に小さいため(3.6)式を用いて静電容量を見積もっても問題ないことがわかる。 $200\mu\text{F}$  という値は、電子回路に用いられるバイパスコンデンサなどの値に比べて、非常に大きい。また、電気機械共振駆動の動作原理上、キャパシタには無極性が要求される。これらの要件を踏まえ、電気共振用キャパシタとして Fig. 3.2 に示すフィルムキャパシタ(TDK EPCOS, B32361)を選定した。その仕様を Table 3.1 に示す。キャパシタ自体の電気抵抗はコイル抵抗などに比べ、十分に小さい。また、キャパシタの自己インダクタンスも電気共振の発生条件に影響を及ぼさないほど小さい。

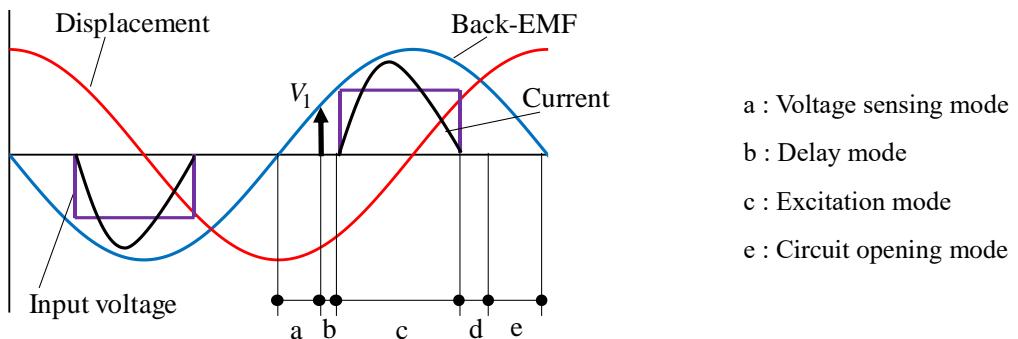


Fig. 3.1 Schematic diagram of electro/mechanical resonant drive

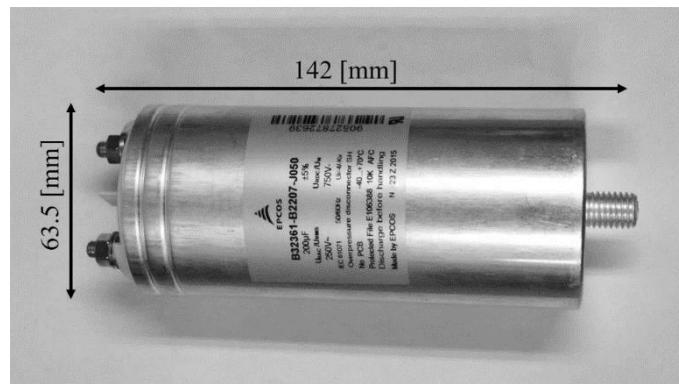
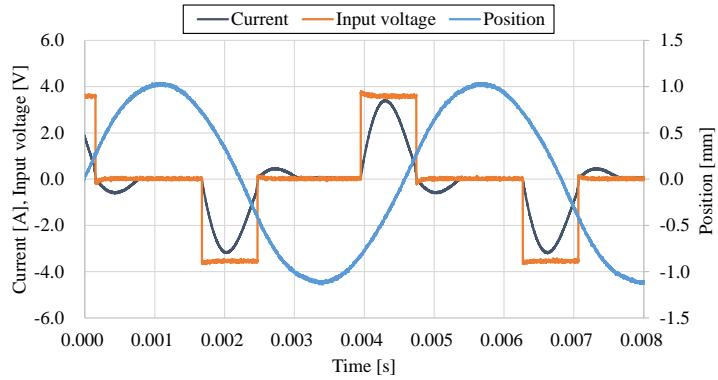


Fig. 3.2 Film capacitor used in the experiment

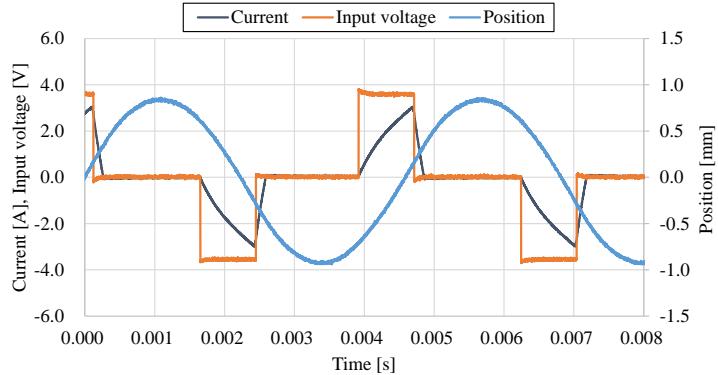
Table 3.1 Specification of film capacitor

Capacitance [ $\mu\text{F}$ ]	200
Rated AC voltage [V]	350
Rated DC voltage [V]	750
Max current [A]	25
Resistance [ $\Omega$ ]	0.0063
Self-inductance [ $\mu\text{H}$ ]	0.275

駆動用LRAのコイルに新たにキャパシタを接続した以外はFig. 3.27と同様の実験構成とした。制御方式に関しては、PWM制御のパルス数を6から1に変更した。加えて、電圧印加区間終了後、電流回生区間を経ずに回路開放区間へと移行することとした。負荷を0.6Nとしたときの電気機械共振駆動の原理検証実験の結果をFig. 3.3に示す。その優位性を検証するため、電圧印加時間を統一し、これまでのRL回路にてDuty比を1として駆動させたときの測定結果(Fig. 3.3(b))と比較する。予想された通り、矩形波状の印加電圧に対し、正弦波状の電流が流れていることが確認できる。しかし、予想に反し、電圧印加終了後に電流が逆流し、可動子の振動を制動するような力が発生してしまっていることがわかる。両者の可動子振幅、電流の最大値、平均値をTable 3.2に示す。結果より、電気機械共振駆動が従来の駆動方法(以下、従来駆動と呼称)に比べ優位であるとはいえるものの、逆電流が発生するメカニズムを解明し、その発生を抑制すれば、電気機械共振駆動の優位性をより高めることができる。そこで、次項ではこのような逆電流が発生した理由を考察する。



(a) RLC circuit



(b) RL circuit

Fig. 3.3 Principle verification of electro-mechanical resonant drive

Table 3.2 Comparison between two operational method

	Without electrical resonance	With electrical resonance
Mover amplitude [mm <sub>p-p</sub> ]	1.81	2.18
Maximum current [A]	3.0	3.21
Average current [A]	1.87	2.09

### 3.1.3 逆電流発生のメカニズムとその対策

まず、従来駆動時に逆電流が発生しない理由を述べる。従来駆動では、複数パルスによる PWM 制御を行い、電圧印加区間と電流回生区間を反復する。最後のパルス電圧が印加されたあと、電流値が 0 となり電流の回生が終了すると、回路開放区間に移行するが、このときコイルの端子電圧は逆起電圧  $-d\Psi_{mag}/dt$  のみとなる。このとき、逆起電圧が印加電圧を上回ることは原理的に起りえないため、電流が電源のプラス側へと流れるようなモードは発生しない。

一方、電気機械共振駆動の場合、電圧印加区間が終了した後、電流回生区間を経ずに電圧開放区間へと移行している。電流回生区間を設けていないのは、電気共振により電流波形が正弦波状となり、電圧印加区間が終了する時刻において電流がほぼ 0 となるためである。このとき、コイルの端子電圧は逆起電圧に加えて、キャパシタに電荷が蓄えられたことによる電圧降下が存在するため、従来駆動の端子電圧に比べて必ず大きくなる。このメカニズムを検証するために、先ほどの原理検証実験においてコイルの端子電圧を測定した。測定結果を Fig. 3.4 に示す。電圧印加区間が終了したとき、コイルの端子電圧が印加電圧を上回っていることが確認できる。さらに逆電流が 0 になるまでの間、一定電圧となっていることがわかる。以上の結果より、コイルの端子

電圧が大きくなると、MOSFET のボディダイオードを通って逆向きに電流が流れると考察できる。このときの電流経路の模式図および各点での電圧の関係を Fig. 3.5 に示す。ここで、 $V_{dc}$  は直流電源の電圧、 $V_F$  は MOSFET のボディダイオードの順方向電圧を表している。Fig. 3.5 中の電圧の関係より、コイル端子には  $V_{dc}+2V_F$  の電圧がかかることになる。Fig. 3.5 では、 $V_{dc}=3.6V$ 、 $V_F \approx 0.6V$  であり、この関係がよく成り立っている。以上より、電圧印加区間終了後に逆電流が流れるメカニズムを明らかにすことができた。

ボディダイオードとは、Fig. 3.6 に示すように、n-の半導体層とソース段の p 型半導体部分との間に生じる等価なダイオードであり、これは MOSFET の動作原理上必ず生成されるものである。電子機器の駆動に用いられる小型の MOSFET のボディダイオードの順方向電圧は最大でも 1V 程度であり、駆動状態によらず逆電流を阻止することは困難である。そこで、次節では、ボディダイオードのモデリングを含めた動作特性解析法を示し、逆電流現象を抑制するための方策を明らかにする。

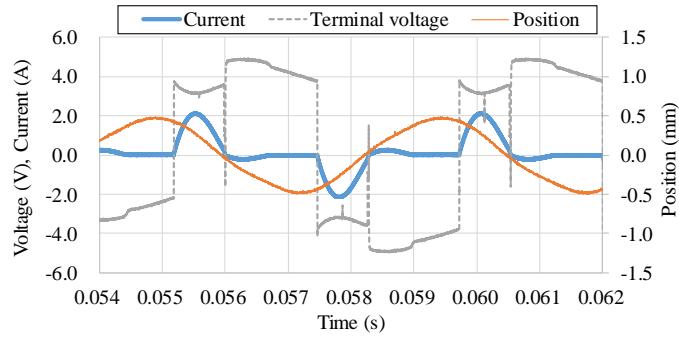


Fig. 3.4 Terminal voltage waveform when reverse current occurred

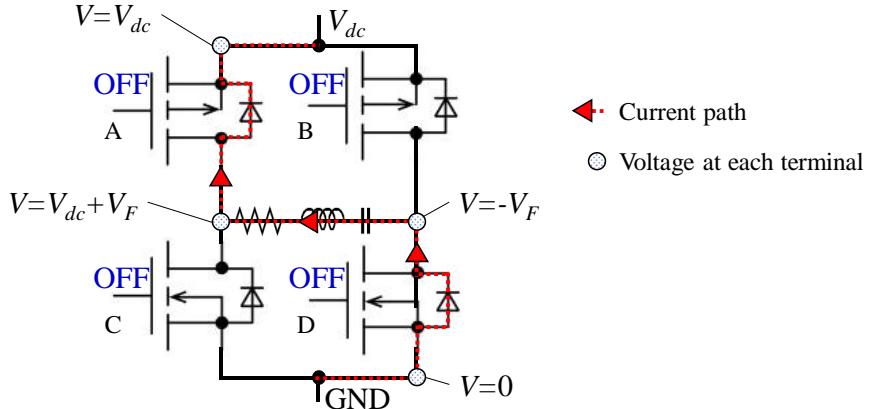


Fig. 3.5 Schematic diagram of reverse current path and voltage at each terminal

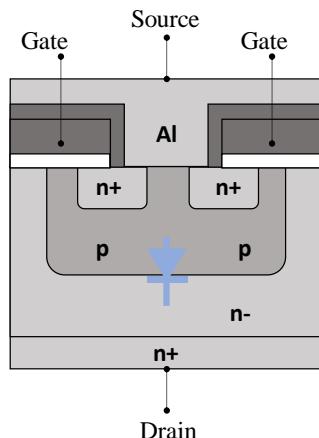


Fig. 3.6 Structure of body diode

## 3.2 逆電流を考慮した動作特性解析<sup>(8), (9)</sup>

### 3.2.1 逆電流モードのモデリング

前節にて、逆電流が MOSFET の構造上必ず生じるものであることが明らかになった。逆電流を抑制する方法を探るためには、まずは逆電流を考慮した動作解析手法が必要となる。そこで、ボディダイオードを等価回路としてモデリングし、逆電流が流れる状態を解析にて再現する。前節の原理検証実験で使用した MOSFET (N-channel: Toshiba, TPC8049-H, P-channel: Toshiba, TPC8128)のデータシート<sup>(10), (11)</sup>をそれぞれ Fig. 3.7, Fig. 3.8 に示す。グラフの横軸はボディダイオードの順方向電圧、縦軸はボディダイオードを流れる逆電流を表している。逆電流モード時には、すべての MOSFET がオフ状態になっているため、ゲート・ソース間の電位差  $V_{GS}$  は 0 となる。このときの順方向電圧と逆電流の関係について、指数関数で近似した場合を赤破線で、一次関数で近似した場合を青点線で示している。指数関数で近似した場合、逆電流が 3A 程度までデータシートの値と良く一致していることがわかる。しかし、指数関数を用いてモデリングした場合、ボディダイオードが非線形素子となってしまい、その解析が複雑かつ時間を要するものとなる。一方、一次関数で近似した場合、データシートの値とよく一致するのは、0.7A 程度までとなっている。予備実験から逆電流は最大 0.7A 程度であることがわかったため、一次関数による近似でもボディダイオードの特性を十分にモデリングできると考えられる。このとき、近似関数の傾きおよび切片はそれぞれボディダイオードの等価抵抗および等価電圧源に相当する。したがって、Fig. 3.5 に示した電流経路は Fig. 3.9 で示されるような等価回路で表現できる。

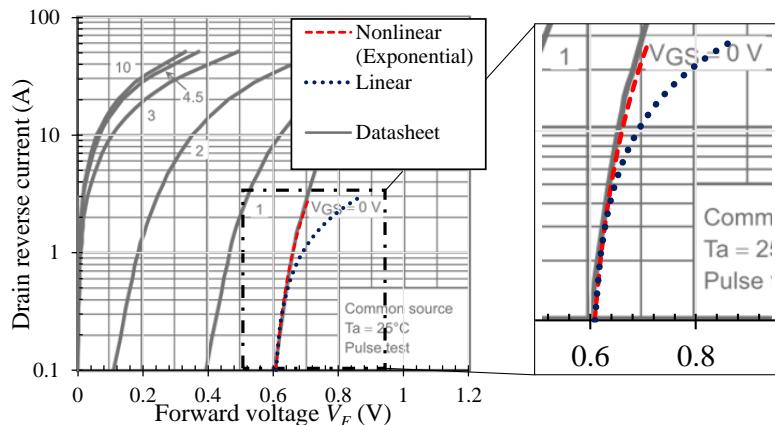


Fig. 3.7 Datasheet of N-channel MOSFET (Toshiba, TPC8049-H)

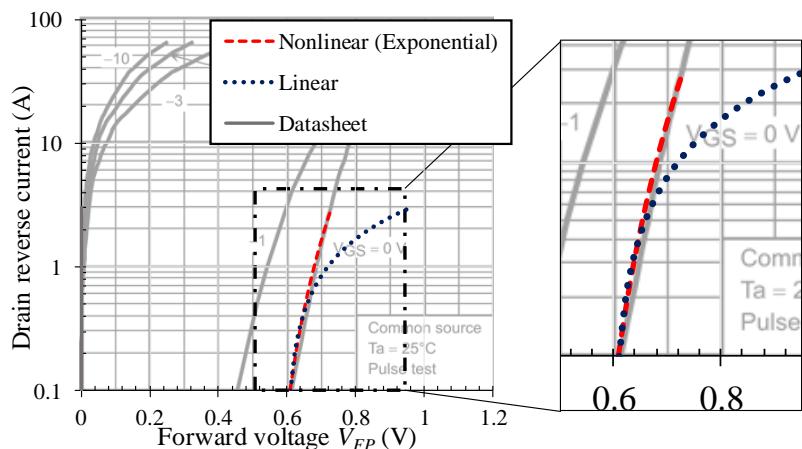


Fig. 3.8 Datasheet of P-channel MOSFET (Toshiba, TPC8128)

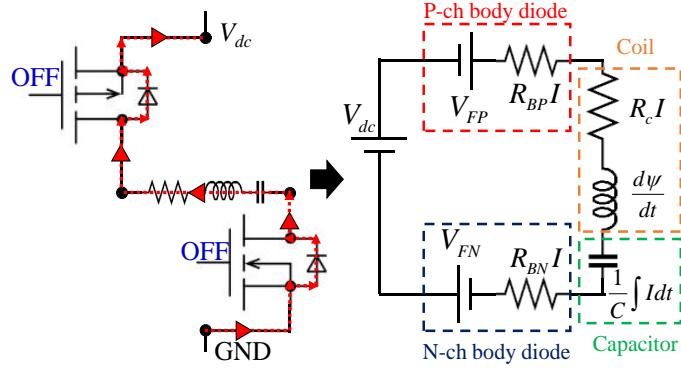


Fig. 3.9 Equivalent circuit diagram under reverse current mode

### 3.2.2 解析フロー

逆電流モードを考慮した動作解析を行うために、新たに追加したフローチャートを Fig. 3.10 に示す。電磁場計算より求まった電流  $I$  および鎖交磁束  $\Psi$  から、電圧印加区間終了後のコイルの端子電圧を算出する。この値が参照電圧  $V_{ref} = V_{dc} + V_{FN} + V_{FP}$  よりも大きいとき、逆電流モードに移行する。参照電圧よりも小さいとき、逆電流が発生するような状態になつてないため、回路開放区間へと移行する。逆電流モードでは Fig. 3.3(b) に示したような正弦波状の電流が流れる。その後、電流  $I$  を参照電流  $I_{ref}$  と比較することにより、逆電流モードの終了を判定する。電流  $I$  が参照電流  $I_{ref}$  よりも小さいとき、逆電流モードが終了したとみなし、回路開放区間へと移行する。

### 3.2.3 妥当性検証

動作特性解析による結果から、提案したモデリング手法の妥当性を確認する。負荷を 0.5N としたときの解析結果を Fig. 3.11 に示す。その他の解析条件を Table 3.3 に示す。Fig. 3.4 の原理検証実験とは条件が異なるものの、電圧印加区間終了後に逆電流モードに移行していることがわかる。これに伴い、コイルの端子電圧も電圧印加区間終了後に上昇していることが確認できる。以上より、本解析手法を用いて逆電流モードを考慮することができるといえる。

### 3.2.4 逆電流抑制法の提案

本項では、電気機械共振駆動の優位性を高めるために、逆電流を抑制する方法を提案する。コイルの端子電圧の大小によって逆電流の有無が決定されるというメカニズムにあらためて注目する。このメカニズムより、ボディダイオードの順方向電圧  $V_F$  を上げることが逆電流を阻止するための一つ目の策として考えられる。Si (ケイ素) を用いた MOSFET ではなく、SiC (炭化ケイ素) を用いた MOSFET であれば比較的大きな順方向電圧を有するが、このような素子は数十～数百 A が流れるような大電力用途であり、駆動回路の大型化・高コスト化を招く。

二つ目の方法として、フルブリッジ回路に対して新たに素子を追加し、逆電流を外部回路に逃がすことが考えられる。この場合、逆電流は抑制されるが、新たに素子を追加することにより駆動回路の複雑化につながる。また、逆電流を LRA の駆動には利用できておらず、駆動効率の低下を招くと予想される。

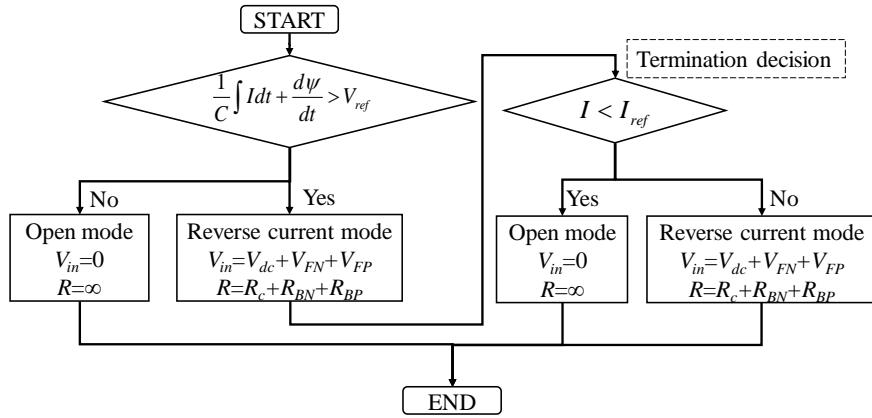


Fig. 3.10 Flowchart for reverse current mode

Table 3.3 Analysis condition for verification

Input voltage $V_{in}$ [V]	3.6
Capacitance $C$ [ $\mu$ F]	234
Reference current $I_{ref}$ [A]	0.01
Forward diode voltage $V_F$ [V]	N-channel $V_{FN}$
	P-channel $V_{FP}$
Body diode equivalent resistance $R_B$ [ $\Omega$ ]	N-channel $R_{BN}$
	P-channel $R_{BP}$

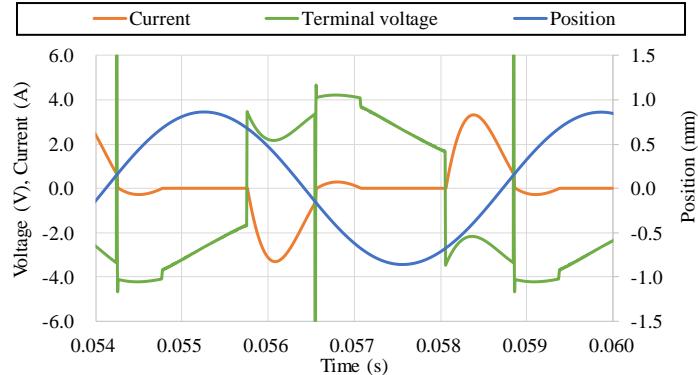


Fig. 3.11 Verification results

この場合、マイコンの回路制御プログラム内のパラメータを変更させるだけでよく、ハード面でのコストアップや複雑化は何ら生じない。印加電圧のパラメータとして、以下の4つが考えられる。

- ①印加電圧の振幅
- ②印加電圧の周波数
- ③印加電圧の個数
- ④印加電圧の位相

①に関しては、印加電圧の値を変化させる外部回路が必要となってしまう。②に関しては、制御プログラム上にて任意の周期で印加電圧を印加すること自体は可能である。しかし、電気共振を有効活用するためには、電気的な共振周波数  $f_e$  と印加電圧の周波数  $f_p$  を一致させる必要がある。

動作中に様々に  $f_p$  を変化させた場合には、それに応じて静電容量を変化させる技術が必要となるが、数百  $\mu\text{F}$  のオーダーでそのような特性を実現できるキャパシタは実用化されていない。③に関しても、制御プログラム上で実現自体は可能である。ただし、電気共振の発生原理上、1 パルス目で正しい方向に電流が流れても、2 パルス目には必ず逆電流が発生してしまう。④に関しては制御プログラム上で動的に変化させやすく、4 つの中で最も実現が容易だといえる。以降では、印加電圧の位相が逆電流に及ぼす影響を明らかにする。

### 3.2.5 印加電圧の位相と逆電流の関係

本項では、印加電圧の位相と逆電流の関係について明らかにする。これまで、Fig. 3.1 中の b 区間の長さ  $t_d$  を一定値としてきたが、これを変化させることにより印加電圧の位相を変更する。まず、Fig. 3.12 に  $t_d = 50\mu\text{s}$  としたときの定常状態での可動子変位、電流、コイルの端子電圧波形を示す。この条件では、逆電流が発生していることが確認できる。次に、 $t_d = 200\mu\text{s}$  としたときの可動子変位、電流、コイルの端子電圧波形を Fig. 3.13 に示す。印加電圧の位相を遅らせる（以下、遅角させると呼称）ことによって逆電流のピーク値が低下していることが確認できる。この傾向より、さらに遅角させることによって逆電流を完全に抑制できることが予想される。最後に、 $t_d = 500\mu\text{s}$  としたときの可動子変位、電流、コイルの端子電圧波形を Fig. 3.14 に示す。Fig. 3.12、Fig. 3.13 とは異なり、逆電流が完全に抑制されていることが確認できる。

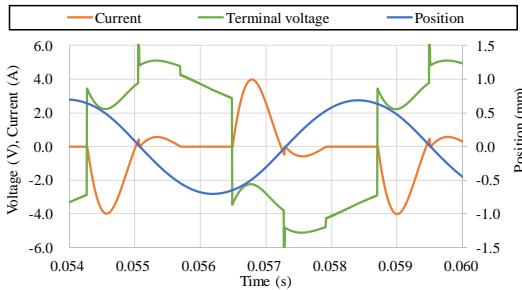


Fig. 3.12 Waveforms under electro/mechanical resonant drive ( $t_d = 50\mu\text{s}$ )

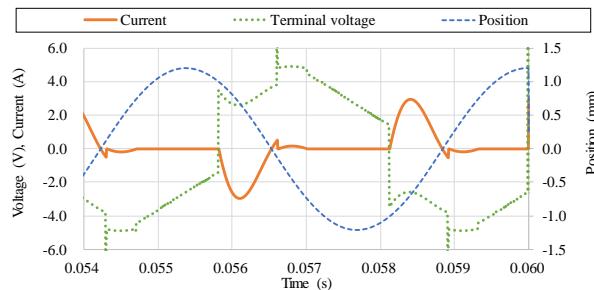


Fig. 3.13 Waveforms under electro/mechanical resonant drive ( $t_d = 200\mu\text{s}$ )

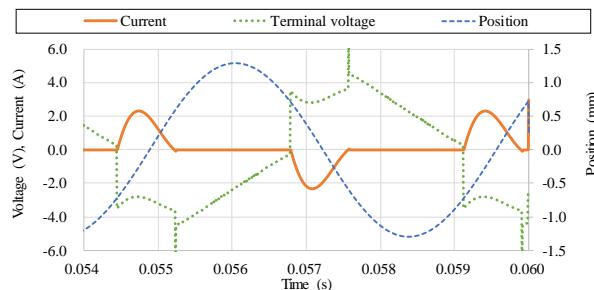


Fig. 3.14 Waveforms under electro/mechanical resonant drive ( $t_d = 500\mu\text{s}$ )

電圧遅延区間の長さ  $t_d$  を  $50\mu\text{s}$  から  $750\mu\text{s}$  まで変化させたときの定常状態における振幅および効率特性の解析結果を Fig. 3.15 に示す。また、図中の矢印は、逆電流が発生した条件を示している。なお、入力  $P_{in}$ 、出力  $P_{out}$ 、効率  $\eta$  は以下のように計算した。

$$P_{in} = \frac{1}{T} \int_{\tau}^{\tau+T} V(t) I(t) dt \quad (3.6)$$

$$P_{out} = \frac{1}{T} \int_{\tau}^{\tau+T} F(t) v(t) dt \quad (3.7)$$

$$\eta = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{\frac{1}{T} \int_{\tau}^{\tau+T} F(t) v(t) dt}{\frac{1}{T} \int_{\tau}^{\tau+T} V(t) I(t) dt} \quad (3.8)$$

ここで、 $v$  は可動子の速度、 $\tau$  は効率計算を行う際の開始時刻、 $T$  は可動子が一往復するときの周期である。結果より、遅角させることによって効率が上昇していくことが確認できる。これは、遅角に伴って逆電流のピーク値が減少し、出力を低下させる成分が減少したためである (Fig. 3.12～Fig. 3.14 参照)。また、逆電流が発生しない  $500\mu\text{s}$  以降では、効率特性に大きな変化はないことがわかる。効率は  $t_d = 650\mu\text{s}$  のときに 67.7% で最大となった。

次に、振幅特性について着目する。遅角させることにより可動子振幅が増加していく、逆電流が発生しなくなった領域でも振幅が増加していることがわかる。可動子振幅は  $t_d = 750\mu\text{s}$  のときに  $2.86\text{mm}_{\text{p-p}}$  で最大となった。以上のように、遅角させることにより振幅・効率特性が改善されることがわかった。このメカニズムについて以下に考察する。

遅角量が小さいときの例として、 $t_d = 50\mu\text{s}$  としたときのキャパシタ電圧および逆起電圧を Fig. 3.16 に示す。遅角量が小さいとき、逆起電圧が小さい段階で電圧印加が始まる。よって電流が流れやすく、結果としてキャパシタにかかる電圧が大きくなる。また、電圧印加区間が終了するときに逆起電圧が最大に近い状態になっている。したがって、キャパシタにかかる電圧および逆起電圧の両方が大きくなり、逆電流が流れる条件を満たしてしまう。遅角量が大きいときとして、 $t_d = 500\mu\text{s}$  としたときのキャパシタ電圧および逆起電圧を Fig. 3.17 に示す。遅角量が大きいとき、逆起電圧が増加してから電圧印加が始まる。よって電流が流れにくく、結果としてキャパシタにかかる電圧は小さくなる。また、電圧印加区間が終了した時刻では逆起電圧はそのピークを過ぎている。したがって、キャパシタにかかる電圧および逆起電圧の両方が小さくなり、逆電流が流れる条件を満たさないようになる。これは、電気共振を活用する本駆動法に固有のメカニズムである。

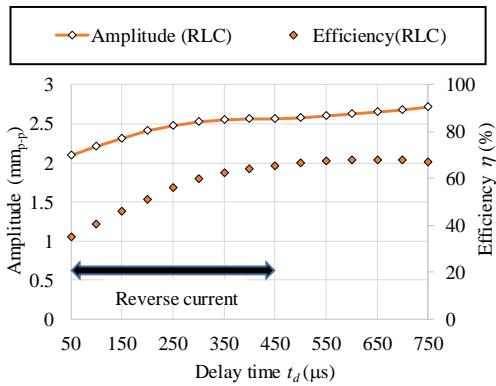


Fig. 3.15 Amplitude and efficiency characteristics under electro/mechanical resonance drive

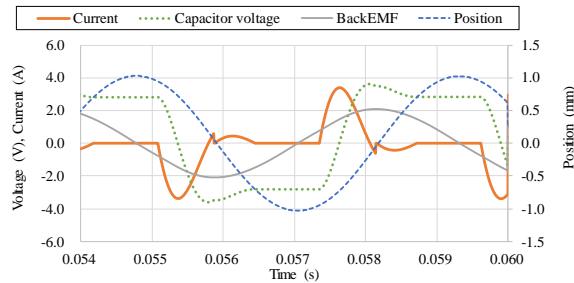


Fig. 3.16 Capacitor voltage under electro/mechanical resonant drive ( $t_d = 50\mu\text{s}$ )

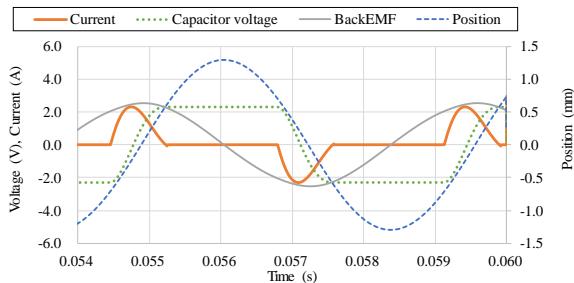


Fig. 3.17 Capacitor voltage under electro/mechanical resonant drive ( $t_d = 500\mu\text{s}$ )

比較対象として、従来駆動時において遅角させたときの定常状態での振幅および効率特性の解析結果を Fig. 3.18 に示す。電気機械共振駆動の場合とは異なり、遅角させるにしたがって可動子振幅が減少していることが確認できる。また、可動子振幅は  $t_d = 50\mu\text{s}$  のとき  $2.31\text{mm}_{\text{p-p}}$  で最大となり、効率は  $t_d = 400\mu\text{s}$  のとき 58% で最大となった。可動子振幅が減少した理由について考察するために、 $t_d = 50\mu\text{s}$ ,  $400\mu\text{s}$  としたときの可動子変位、電流、逆起電圧波形をそれぞれ Fig. 3.19, Fig. 3.20 に示す。Fig. 3.19 のように遅角量が小さいときは逆起電圧が小さい段階で電圧印加が始まるため電流が流れやすく、結果として可動子振幅は大きくなる。一方、Fig. 3.20 のように遅角量が大きいときは逆起電圧が比較的大きくなった段階で電圧印加が始まるため、電流が流れにくくなっている、結果として可動子振幅は小さくなる。2.2 節で述べたように、従来駆動では  $t_d = 25\mu\text{s}$  と設定しており、最高効率点ではないものの、大きな振幅を出力するという観点で理に適っていたといえる。以上より、従来駆動では遅角量は小さいほうがよく、電気機械共振駆動では遅角量が大きいほうがよいと正反対の結果が得られることになった。また、振幅特性、効率特性ともに電気機械共振駆動において優位性が見られることがわかった。

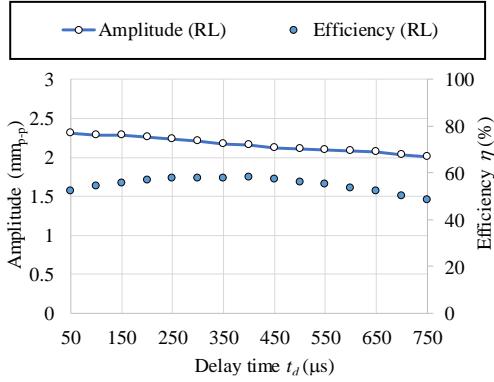


Fig. 3.18 Amplitude and efficiency characteristics under electro/mechanical resonance drive

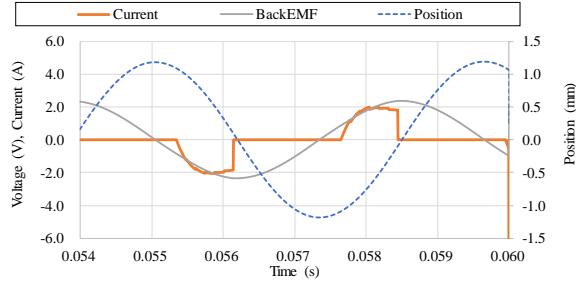


Fig. 3.19 Computed results under conventional drive ( $t_d = 50\mu\text{s}$ )

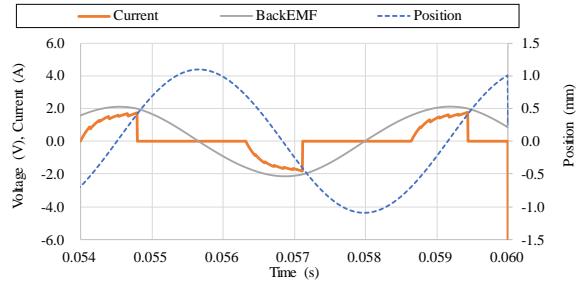


Fig. 3.20 Computed results under conventional drive ( $t_d = 400\mu\text{s}$ )

### 3.3 逆電流抑制法の実験的検証

前節にて、遅角量を調節することにより逆電流の発生を阻止することができ、結果的に振幅および効率特性が改善されることが確認できた。本節では、これを実験的に検証する。

#### 3.3.1 実験結果

マイコンの制御プログラム上で  $t_d$  を  $50\mu\text{s}$  から  $750\mu\text{s}$  まで変化させて実験を行った。実験構成および実験条件は 3.1.2 項の原理検証実験と同様である。遅角させたときの定常状態における振幅および効率特性の実験結果を Fig. 3.21 に示す。Fig. 3.15 および Fig. 3.18 の解析結果と対応させるために、Fig. 3.21 には従来駆動、電気機械共振駆動の両方の実験結果を示してある。Fig. 3.21 より、遅角させることによる特性変化の傾向が、解析と実験でよく一致していることが確認できる。電気機械共振駆動において、可動子振幅および効率は  $t_d = 750\mu\text{s}$  のとき最大となり、それぞれ  $2.8\text{mm}_{\text{p-p}}$ 、 $65.8\%$  であった。一方、従来駆動において、可動子振幅は  $t_d = 50\mu\text{s}$  のとき最大となり、 $2.46\text{mm}_{\text{p-p}}$  であった。 $t_d = 50\mu\text{s}$ 、 $750\mu\text{s}$  としたときの定常状態における電流、逆起電圧、変位の実験結果をそれぞれ Fig. 3.22、Fig. 3.23 に示す。これらの結果から、遅角させることにより逆電流をほぼ 0 にできていることがわかる。以上より、印加電圧の位相を遅らせることにより逆電

流を抑制でき、電気機械共振駆動の優位性を高められることが実験的にも確かめられた。

### 3.4 まとめ

本章では、以下について明らかにした。

電気共振を機械共振と共に用いる電気機械共振駆動を提案した。PWM フィードバック制御内の印加電圧の周波数を RLC 直列共振回路の電気的共振周波数と一致させることにより、正弦波状の電流を発生可能であることを実験的に確認した。しかし、電圧印加終了後に逆電流が流れる現象が確認された。逆電流が流れるメカニズムおよびその電流経路を実験結果より明らかにした。

逆電流を抑制する手法を考案するために、MOSFET およびそのボディダイオードの電圧-電流特性をモデリングした動作特性解析法を提案した。解析結果より、逆電流が良好に再現されることが示された。さらに、逆電流を抑制する方策として、印加電圧の位相に着目した。提案した動作特性解析法より、印加電圧の位相を遅らせることにより逆電流の発生を抑制でき、振幅特性および効率の観点から電気機械共振駆動の優位性が示された。

印加電圧の位相を遅らせる効果を実験的に検証した。印加電圧の位相に対する振幅特性および効率特性の傾向は解析と実験で良好に一致し、提案した動作解析手法の有効性が確認できた。さらに、実験においても電気機械共振駆動の優位性が示された。

## 参考文献

- (1) 加藤雅之, 平田勝弘, “電気的共振を利用したリニア共振アクチュエータの諸特性”, 電気学会 リニアドライブ研究会, LD-16-12, pp. 65-70, 2016.01
- (2) 加藤雅之, 平田勝弘, 北山文矢, “リニア振動アクチュエータの電気機械共振駆動”, 第 28 回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム, 2016.05
- (3) M. Kato, and K. Hirata, “Proposal of Electro Mechanical Resonance for Linear Oscillatory Actuator”, Proceedings of ICEM2016 (the International Conference on Electrical Machines), Lausanne, Switzerland, LF-007404, pp. 873-878, 2016.09
- (4) 井上剛志, 石田幸男, 角正貴, “電磁共振ダンパーによる振動制御”, 日本機械学会論文集 (C 編), Vol. 70, No. 697, pp. 2565-2572, 2004.09
- (5) M. Kato, and K. Hirata, “Dynamic Characteristics of Linear Resonant Actuator Using Electrical Resonance”, Proceedings of CEFC2016 (17<sup>th</sup> Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation), Miami, U.S.A, WP061-1, 2016.11
- (6) 加藤雅之, 平田勝弘, “リニア振動アクチュエータの電気機械共振駆動の実験検証”, 電気学会 リニアドライブ研究会, LD-17-005, pp. 23-28, 2017.01
- (7) M. Kato, and K. Hirata, “Characteristic Evaluation of Linear Resonant Actuator Utilizing Electrical Resonance”, IEEJ Journal of Industry Applications, Vol. 7, No. 2, pp. 175-180, 2018.03
- (8) M. Kato, and K. Hirata, “Characteristic Evaluation of Electro/Mechanical Resonance for Linear Oscillatory Actuator Considering Reverse Current Phenomenon”, Proceedings of ISEF2017 (18<sup>th</sup>

- (9) M. Kato, and K. Hirata, "Characteristic Evaluation of Electro/Mechanical Resonance for Linear Oscillatory Actuator Considering Reverse Current Phenomenon", International Journals of Applied Electromagnetics and Mechanics, Vol. 57, No. S1, pp. S155-S163, 2018.04
- (10) <https://toshiba.semicon-strage.com/jp/product/mosfet/detail.TPC8049-H.html>
- (11) <https://toshiba.semicon-strage.com/jp/product/mosfet/detail.TPC8128.html>

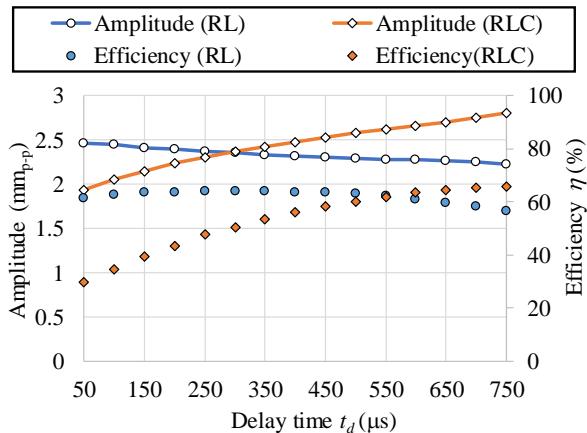


Fig. 3.21 Comparison of measured characteristics under two method

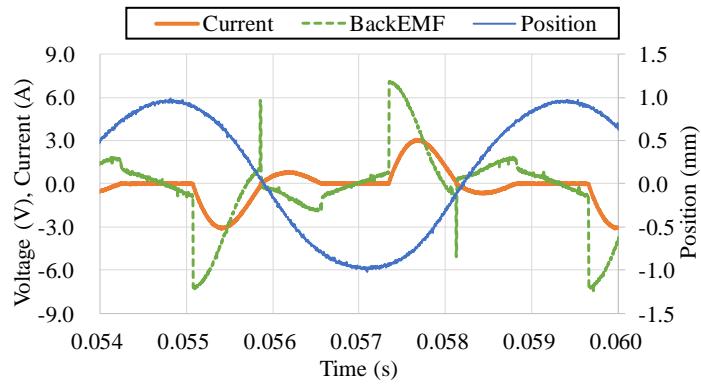


Fig. 3.22 Measured results when  $t_d = 50\mu\text{s}$

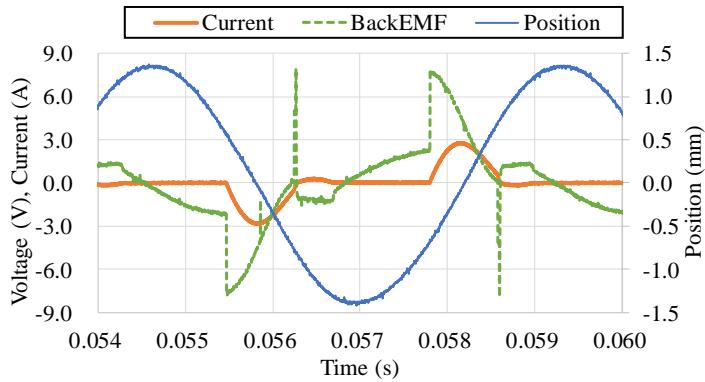


Fig. 3.23 Measured results when  $t_d = 750\mu\text{s}$

# 第4章

## 三自由度共振アクチュエータと そのベクトル制御法

本章では、三自由度共振アクチュエータを提案し、その基本構造、制御手法について述べる。また、三次元有限要素法による静推力特性解析を行い、本アクチュエータの基本特性およびベクトル制御下での推力特性を明らかにする。さらに、本アクチュエータに適用可能な新しいベクトル制御法を提案する。従来のベクトル制御法を適用した場合との推力特性の比較から、提案したベクトル制御法の有効性を示す。

### 4.1 三自由度共振アクチュエータの基本構造<sup>(1)</sup>

提案する三自由度共振アクチュエータの基本構造を Fig. 4.1 に示す。本アクチュエータは、 $x$  軸および  $y$  軸方向に 4 極 3 スロットの永久磁石同期モータを直線状に展開した構造となっている。そのため、固定子に対する可動子の永久磁石の位置関係を自由に決定することができる。そこで、後述するディテント特性が振動中心で安定となるように磁石配置を決定している。

本アクチュエータは  $x$  軸および  $y$  軸方向に  $\pm 1.2\text{mm}$ 、 $z$  軸方向に  $\pm 0.5\text{mm}$  駆動することを想定している。可動部は Fig. 3.1 のように磁化された永久磁石と磁性材料からなる十字型のバックヨークで構成されており、固定子は、ステータとステータに巻かれた 5 つのコイル（45 ターン）からなる。可動子と固定子間のエアギャップは無負荷状態において  $1\text{mm}$  となるように支持されており、 $x$  軸、 $y$  軸、 $z$  軸の各方向に独立に駆動されるよう共振ばねが装着されている。各軸の共振周波数はそれぞれ、 $x$  軸  $42\text{Hz}$ 、 $y$  軸  $41\text{Hz}$ 、 $z$  軸  $175\text{Hz}$  である。また、アクチュエータの主要な寸法を Fig. 4.2 に示す。この図は、アクチュエータを正面（ $y$  方向）から見たものを示しており、右側面（ $x$  方向）から見ても正面と同様の形をしており、 $x$  軸方向と  $y$  軸方向において対称性を有する。

### 4.2 制御手法

#### 4.2.1 ベクトル制御の数学モデル

三相巻線を有するモータの制御として  $dq$  回転座標上で電流値を制御するモデルがよく用いられる。このモデルでは三相の交流電圧・電流を二相の直流への座標変換することで制御量を扱いやすくすることができる。Fig. 4.3 にベクトル制御時における座標軸を示した。固定子の各コイルの発生する磁束の向きに UVW 軸を、空間に固定された直交二軸に  $\alpha\beta$  軸を、可動子と共に回転する回転座標に  $dq$  軸を設定する。このとき、 $dq$  軸上で電流値  $i_d$  および  $i_q$  を考える。通常の回転モータを制御する場合、 $i_q$  成分は直接的にトルクに寄与する。一方、 $i_d$  成分は永久磁石による界磁磁束を強めたり、あるいは弱めたりする電流成分となる。 $i_d$  成分は SPM (Surface Permanent Magnet: 表面磁石型) モータでは直接的にトルクには寄与しないが、弱め界磁制御などに用いることでモータの動作範囲を拡大することができる。

$dq$  変換の数学モデルを導出する。固定子座標系である UVW 座標は、同じく固定子座標系である  $\alpha\beta$  座標へ(4.1)式にて変換される。

$$\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \cos 0 & \cos \frac{2}{3}\pi & \cos \frac{4}{3}\pi \\ \sin 0 & \sin \frac{2}{3}\pi & \sin \frac{4}{3}\pi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U \\ V \\ W \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

次に、 $\alpha\beta$ 座標は回転子座標系である  $dq$  座標へ(4.2)式にて変換される。

$$\begin{bmatrix} d \\ q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

ここで、 $\theta$ は固定子に対する回転子の位相である。したがって、UVW 座標から  $dq$  座標への変換式は(4.1)式、(4.2)式より次式で表される。

$$\begin{bmatrix} d \\ q \end{bmatrix} = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \cos \theta & \cos\left(\theta - \frac{2}{3}\pi\right) & \cos\left(\theta + \frac{2}{3}\pi\right) \\ -\sin \theta & -\sin\left(\theta - \frac{2}{3}\pi\right) & -\sin\left(\theta + \frac{2}{3}\pi\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U \\ V \\ W \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

また逆に、 $dq$  座標から UVW 座標への変換式は次式で表される。

$$\begin{bmatrix} U \\ V \\ W \end{bmatrix} = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \cos\left(\theta - \frac{2}{3}\pi\right) & -\sin\left(\theta - \frac{2}{3}\pi\right) \\ \cos\left(\theta + \frac{2}{3}\pi\right) & -\sin\left(\theta + \frac{2}{3}\pi\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d \\ q \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

(4.4)式を用いることにより、dq座標上の目標値から三相交流に与えるべき制御量が決定できる。

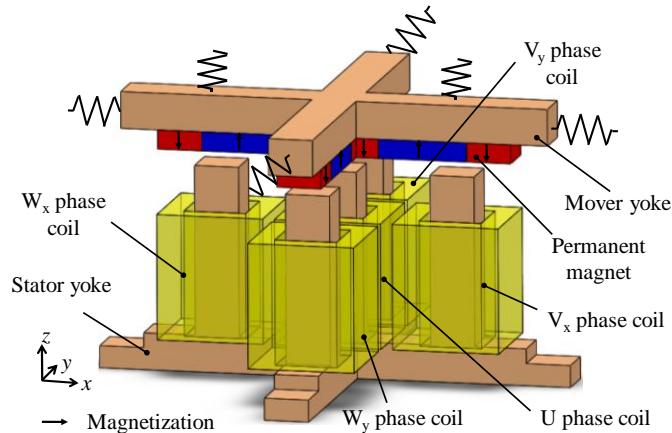


Fig. 4.1 Basic structure of three-DOF resonant actuator

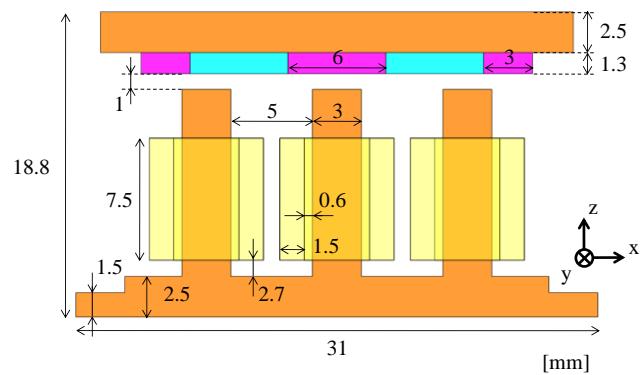


Fig. 4.2 Dimensions of three-DOF resonant actuator

#### 4.2.2 三自由度共振アクチュエータへのベクトル制御の適用<sup>(2),(3)</sup>

本研究で対象とするアクチュエータの様に直線状に展開されたモータにおいては、トルクを発生させることは推力を発生させることに等しい。また、永久磁石による界磁磁束を変化させることはエアギャップ方向における吸引力を変化させることに等しい。また、アクチュエータ構造の対称性から、Fig. 4.4 で示すように x 軸上の三相 (U 相, V<sub>x</sub> 相, W<sub>x</sub> 相) と y 軸上の三相 (U 相, V<sub>y</sub> 相, W<sub>y</sub> 相) に分離し、それぞれにベクトル制御を適用することができる。Fig. 4.4(a)より、i<sub>qx</sub> 成分を x 軸方向の推力成分、i<sub>dx</sub> 成分を z 軸方向の推力成分として扱うことにより、各軸方向の駆動を独立に制御する。同様に、Fig. 4.4(b)より、i<sub>qy</sub> 成分を y 軸方向の推力成分、i<sub>dy</sub> 成分を z 軸方向の推力成分として扱う。

三自由度共振アクチュエータ用に拡張したベクトル制御の座標軸を Fig. 4.5 に示す。本アクチュエータの構造上、U 相は共通で扱うため固定子座標系の U<sub>x</sub> 軸と U<sub>y</sub> 軸は同じ座標軸上に存在する。また、αβ 平面内には U<sub>x</sub>, V<sub>x</sub>, W<sub>x</sub>, d<sub>x</sub>, q<sub>x</sub> の座標軸が、αγ 平面内には U<sub>y</sub>, V<sub>y</sub>, W<sub>y</sub>, d<sub>y</sub>, q<sub>y</sub> の座標軸が存在する。本アクチュエータにおける dq 変換の数学モデルを導出する。固定子座標系である U<sub>x</sub>V<sub>x</sub>W<sub>x</sub> 座標は、同じく固定子座標系である αβ 座標～(4.5)式にて変換される。

$$\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \cos 0 & \cos \frac{2}{3}\pi & \cos \frac{4}{3}\pi \\ \sin 0 & \sin \frac{2}{3}\pi & \sin \frac{4}{3}\pi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_x \\ V_x \\ W_x \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

同様に、固定子座標系である U<sub>y</sub>V<sub>y</sub>W<sub>y</sub> 座標は、同じく固定子座標系である αγ 座標～(4.6)式にて変換される。

$$\begin{bmatrix} \alpha \\ \gamma \end{bmatrix} = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \cos 0 & \cos \frac{2}{3}\pi & \cos \frac{4}{3}\pi \\ \sin 0 & \sin \frac{2}{3}\pi & \sin \frac{4}{3}\pi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_y \\ V_y \\ W_y \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

次に、αβ 座標は可動子座標系である d<sub>x</sub>q<sub>x</sub> 座標～(4.7)式にて変換される。

$$\begin{bmatrix} d_x \\ q_x \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta_x & \sin \theta_x \\ -\sin \theta_x & \cos \theta_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

同様に、αγ 座標は可動子座標系である d<sub>y</sub>q<sub>y</sub> 座標～(4.8)式にて変換される。

$$\begin{bmatrix} d_y \\ q_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta_y & \sin \theta_y \\ -\sin \theta_y & \cos \theta_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha \\ \gamma \end{bmatrix} \quad (4.8)$$

ここで、θ<sub>x</sub> および θ<sub>y</sub> は固定子に対する可動子の電気角位相であり、以下の式で表される。

$$\theta_x = \frac{s_x}{l} \pi \quad (4.9)$$

$$\theta_y = \frac{s_y}{l} \pi \quad (4.10)$$

ただし、s<sub>x</sub>, s<sub>y</sub> はそれぞれ x 軸、y 軸方向の可動子変位、l は永久磁石の極ピッチである。したがって、U<sub>x</sub>V<sub>x</sub>W<sub>x</sub> 座標から d<sub>x</sub>q<sub>x</sub> 座標への変換式は(4.5)式、(4.7)式より次式で表される。

$$\begin{bmatrix} d_x \\ q_x \end{bmatrix} = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \cos \theta_x & \cos \left( \theta_x - \frac{2}{3}\pi \right) & \cos \left( \theta_x + \frac{2}{3}\pi \right) \\ -\sin \theta_x & -\sin \left( \theta_x - \frac{2}{3}\pi \right) & -\sin \left( \theta_x + \frac{2}{3}\pi \right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_x \\ V_x \\ W_x \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

同様に、U<sub>y</sub>V<sub>y</sub>W<sub>y</sub> 座標から d<sub>y</sub>q<sub>y</sub> 座標への変換式は(4.6)式、(4.8)式より次式で表される。

$$\begin{bmatrix} d_y \\ q_y \end{bmatrix} = \sqrt{2} \begin{bmatrix} \cos \theta_y & \cos \left( \theta_y - \frac{2}{3}\pi \right) & \cos \left( \theta_y + \frac{2}{3}\pi \right) \\ -\sin \theta_y & -\sin \left( \theta_y - \frac{2}{3}\pi \right) & -\sin \left( \theta_y + \frac{2}{3}\pi \right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_y \\ V_y \\ W_y \end{bmatrix} \quad (4.12)$$

また逆に  $d_x q_x$  座標から  $U_x V_x W_x$  座標,  $d_y q_y$  座標から  $U_y V_y W_y$  座標への変換式は次式で表される.

$$\begin{bmatrix} U_x \\ V_x \\ W_x \end{bmatrix} = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \cos \theta_x & -\sin \theta_x \\ \cos \left( \theta_x - \frac{2}{3}\pi \right) & -\sin \left( \theta_x - \frac{2}{3}\pi \right) \\ \cos \left( \theta_x + \frac{2}{3}\pi \right) & -\sin \left( \theta_x + \frac{2}{3}\pi \right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d_x \\ q_x \end{bmatrix} \quad (4.13)$$

$$\begin{bmatrix} U_y \\ V_y \\ W_y \end{bmatrix} = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \cos \theta_y & -\sin \theta_y \\ \cos \left( \theta_y - \frac{2}{3}\pi \right) & -\sin \left( \theta_y - \frac{2}{3}\pi \right) \\ \cos \left( \theta_y + \frac{2}{3}\pi \right) & -\sin \left( \theta_y + \frac{2}{3}\pi \right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d_y \\ q_y \end{bmatrix} \quad (4.14)$$

最後に, U 相を共通化するために, (4.13)式, (4.14)式を合わせると次式で表される.

$$\begin{bmatrix} U \\ V_x \\ W_x \\ V_y \\ W_y \end{bmatrix} = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \cos \theta_x & -\sin \theta_x & \cos \theta_y & -\sin \theta_y \\ \cos \left( \theta_x - \frac{2}{3}\pi \right) & -\sin \left( \theta_x - \frac{2}{3}\pi \right) & 0 & 0 \\ \cos \left( \theta_x + \frac{2}{3}\pi \right) & -\sin \left( \theta_x + \frac{2}{3}\pi \right) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \left( \theta_y - \frac{2}{3}\pi \right) & -\sin \left( \theta_y - \frac{2}{3}\pi \right) \\ 0 & 0 & \cos \left( \theta_y + \frac{2}{3}\pi \right) & -\sin \left( \theta_y + \frac{2}{3}\pi \right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d_x \\ q_x \\ d_y \\ q_y \end{bmatrix} \quad (4.15)$$

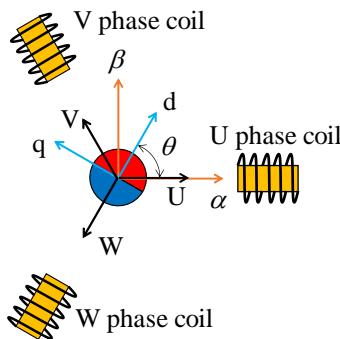


Fig. 4.3 Coordinate transformation for normal rotating motor

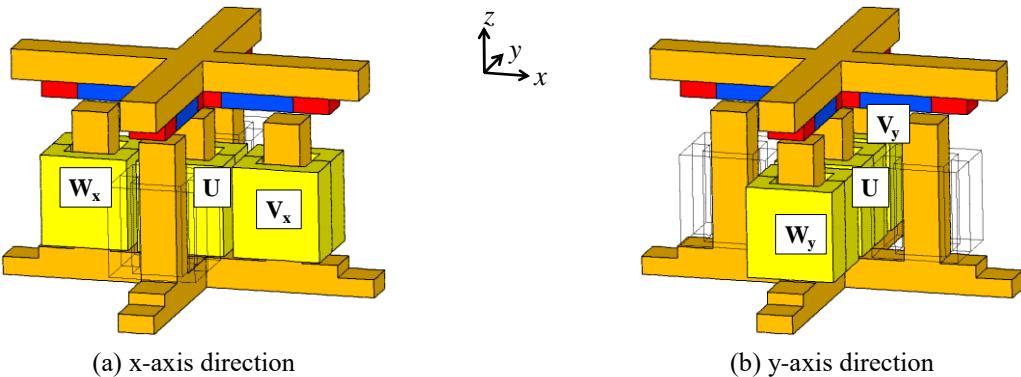


Fig. 4.4 Three-phase coil for vector control

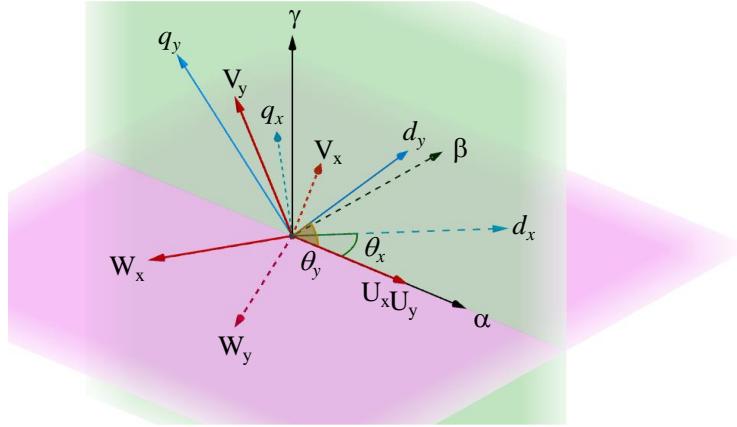


Fig. 4.5 Extended coordinate for three-DOF resonant actuator

## 4.3 静推力特性解析

### 4.3.1 解析モデル・条件

三自由度共振アクチュエータの可動子が中心に位置するときの空気領域を除く有限要素解析モデルを Fig. 4.6 に、 解析条件を Table 4.1 に、 解析諸元を Table 4.2 に示す。

### 4.3.2 ディテント特性

エアギャップを 1mm に保ったときの x 軸および z 軸のディテント力の解析結果を Fig. 4.7 に示す。y 軸のディテント力については示されていないが、これは x 軸と y 軸に対称性があり、 x 軸のディテント力の同様の結果となるためである。x 軸方向については原点を中心にはぼ線形の磁気ばね特性を示している。y 軸方向に変位していないとき、その値は約 6N/mm であり、また傾きが負であることから中心が安定点であることが確認できる。本アクチュエータの最大可動域である、y 軸正方向に 1.2mm 変位させたとき、磁気ばね定数は約 6N/mm から約 5.5N/mm まで減少する。z 軸方向については x 軸方向の変位に対し、可動範囲内の全域でおよそ一定の吸引力が働いていることが確認できる。その吸引力は中心位置で最大となり、y 軸方向に変位していないときは約 6.4N、y 軸正方向に 1.2mm 変位させたときは約 5.7N であった。

可動子が中心位置にあるときの磁束密度ベクトル分布を Fig. 4.8 に示す。Fig. 4.8 より、永久磁石から発生した磁束が、エアギャップを介してステータに流れる磁気回路が形成されていることがわかる。また、ステータおよびバックヨークには磁気飽和が発生していないことが確認できる。

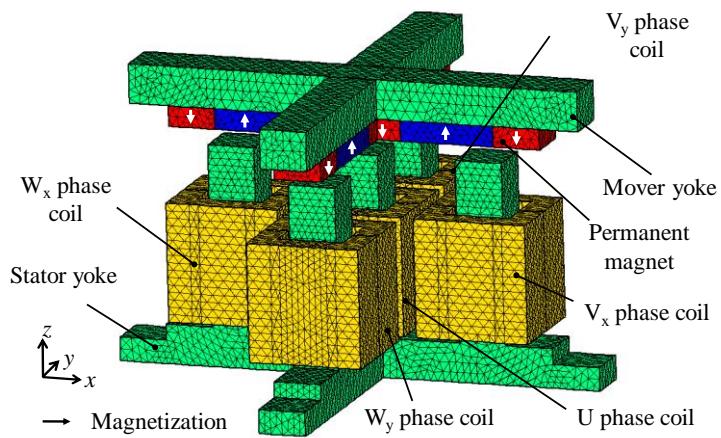


Fig. 4.6 Analyzed model

Table 4.1 Analysis conditions

Coils	Maximum voltage [V]	3.6
	Resistance [ $\Omega$ ]	0.56
	Number of turns [turn]	45
x-axis	Mass of mover [g]	214.89
	Spring constant [N/mm]	14.7
	Viscous damping coefficient [Ns/m]	0.997
y-axis	Mass of mover [g]	55.38
	Spring constant [N/mm]	3.22
	Viscous damping coefficient [Ns/m]	0.44
z-axis	Mass of mover [g]	21.22
	Spring constant [N/mm]	29.15
	Viscous damping coefficient [Ns/m]	0.528

Table 4.2 Discretization data and CPU time

Number of elements	1,554,000
Number of edges	1,826,250
Number of unknown variables	1,799,932
Number of steps	25
CPU time [min]	225

Computed used: Inter (R) Core(TM) i7 3.0GHz PC

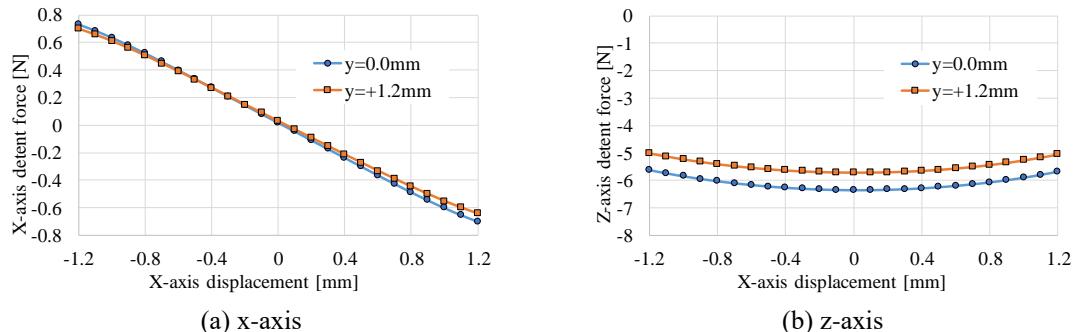


Fig. 4.7 Detent force characteristics

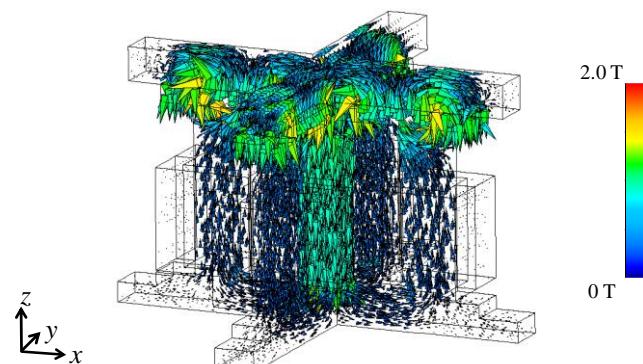


Fig. 4.8 Magnetic flux vector contribution

### 4.3.3 電流推力特性

各位置によるアクチュエータの推力特性を明らかにするため, U 相, V<sub>x</sub> 相, W<sub>x</sub> 相, V<sub>y</sub> 相, W<sub>y</sub> 相にそれぞれ起磁力 45A を与えたときの解析を行った. 可動子を y 軸方向に変位させていない場合の各相の x 軸および z 軸の電流推力・吸引力特性を Fig. 4.9 に示す. ここで電流推力とは各相コイルに電流を励磁して得られた推力からディテント力を引いた推力を示している.

x 軸および z 軸とともに, U 相, V<sub>x</sub> 相, W<sub>x</sub> 相の電流推力は, それぞれの相間で電気角位相に換算して 120 度ずれた正弦波状の特性を示していることが確認できる. また, U 相, V<sub>x</sub> 相, W<sub>x</sub> 相における x 軸推力と z 軸推力の関係も電気角位相が 90 度ずれた状態であることが確認できる.

次に, y 軸推力を発生させるのに使われる V<sub>y</sub> 相, W<sub>y</sub> 相について着目する. V<sub>y</sub> 相, W<sub>y</sub> 相の x 軸方向の電流推力は中心位置ではほぼ 0 であるのに対し, x 軸方向の変位に比例して増加していることが確認できる. これは, y 軸方向に推力指令を与えた場合に, V<sub>y</sub> 相, W<sub>y</sub> 相が本来発生させるべき y 軸方向の推力だけでなく, x 軸方向に推力を発生させてしまうことを意味している. したがって, 前節に述べたベクトル制御法では, 軸間に推力干渉が生じてしまうが, その影響については 4.3.4 項で述べる.

可動子を y 軸正方向に 1.2mm 変位させた場合の各相の x 軸および z 軸の電流推力・吸引力特性を Fig. 4.10 に示す. x 軸および z 軸とともに, U 相, V<sub>x</sub> 相, W<sub>x</sub> 相の電流推力は, それぞれの相間で電気角位相に換算して 120 度ずれた正弦波状の特性を示していることが確認できる. また, U 相, V<sub>x</sub> 相, W<sub>x</sub> 相における x 軸推力と z 軸推力の関係も電気角位相が 90 度ずれた状態であることが確認できる. しかし, Fig. 4.9 と比較して, これらの電流推力が 10%程度低下している. これは y 軸方向に変位したことにより固定子磁極と永久磁石の対向面積が減少し, ステータに流れる磁束が減少したためである.

次に V<sub>y</sub> 相, W<sub>y</sub> 相に着目する. Fig. 4.9(a) と比較して, V<sub>y</sub> 相の x 軸方向電流推力の傾きは減少しているのに対して, W<sub>y</sub> 相の x 軸方向電流推力の傾きは増加していることが確認できる. これは y 軸正方向に変位したことにより, V<sub>y</sub> 相に流れる磁束が増加し, W<sub>y</sub> 相に流れる磁束が減少したためである. 以上のように, y 軸方向に変位させた場合には, U 相, V<sub>x</sub> 相, W<sub>x</sub> 相により発生する x 軸方向の電流推力自体が減少してしまうことに加え, V<sub>y</sub> 相, W<sub>y</sub> 相による干渉成分が発生することが明らかになった.

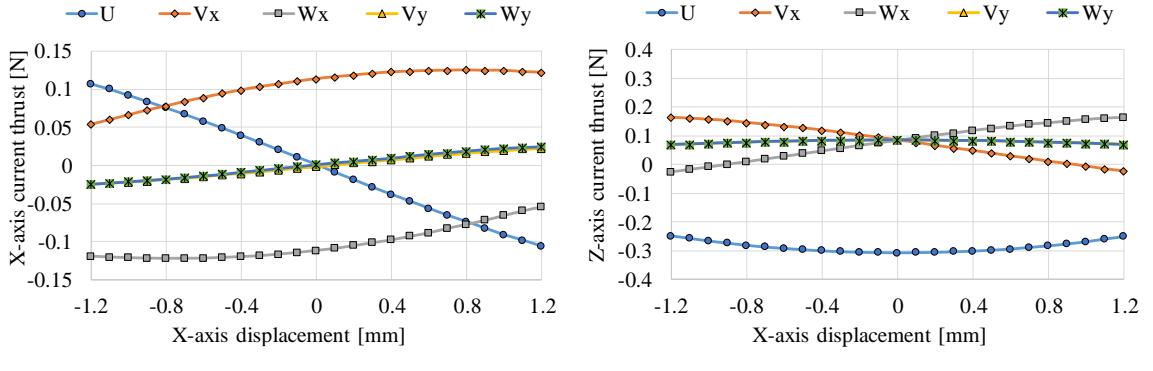
### 4.3.4 ベクトル制御下での推力特性

本項では, ベクトル制御下での推力特性について明らかにし, 軸間の推力干渉を定量的に評価する. 本章で提案したアクチュエータは表面磁石型である. これは突極性を有さず, リラクタンス力は発生しない構造であるため, ベクトル制御下での推力は以下の式で記述できる.

$$\begin{bmatrix} F_{dx} \\ F_{qx} \end{bmatrix} = \phi_x \begin{bmatrix} i_{dx} \\ i_{qx} \end{bmatrix} \quad (4.16)$$

$$\begin{bmatrix} F_{dy} \\ F_{qy} \end{bmatrix} = \phi_y \begin{bmatrix} i_{dy} \\ i_{qy} \end{bmatrix} \quad (4.17)$$

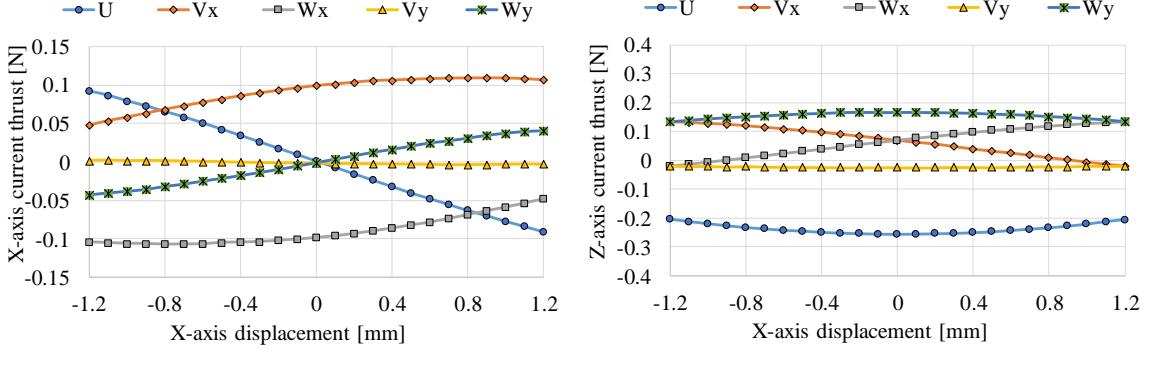
ここで, F<sub>dx</sub>, F<sub>qx</sub> はそれぞれ電流推力の z 軸方向成分および x 軸方向成分であり, F<sub>dy</sub>, F<sub>qy</sub> はそれぞれ電流推力の z 軸方向成分および y 軸方向成分である. i<sub>dx</sub>, i<sub>qx</sub>, i<sub>dy</sub>, i<sub>qy</sub> はそれぞれ, x 軸, y 軸方向にモータを直線状に展開したときの dq 座標上での各軸方向電流, φ<sub>x</sub>, φ<sub>y</sub> は x 軸, y 軸方向における永久磁石による電機子鎖交磁束である.



(a) x-axis

(b) z-axis

Fig. 4.9 Current thrust characteristics when  $y = 0.0\text{mm}$



(a) x-axis

(b) z-axis

Fig. 4.10 Current thrust characteristics when  $y = +1.2\text{mm}$

(4.9)式および(4.16)式を用いて,  $i_{dx}=0$ ,  $i_{qx}=1$ ,  $i_{dy}=0$ ,  $i_{qy}=0$  として x 軸方向に推力を出すように電流値を決定して解析を行った結果を Fig. 4.11 に示す. Fig. 4.11(a)より, y 軸方向に変位していないときは x 軸の位置によらず, x 軸方向推力がほぼ一定に保たれていることが確認でき, その平均値は  $0.162\text{N}$  であった. このとき z 軸方向推力がほぼ 0 となっているが, 中心位置より離れるほど z 軸方向推力が発生していることが確認できる. Fig. 4.11(b)より, y 軸正方向に  $1.2\text{mm}$  変位させたときも x 軸の位置によらず, x 軸方向推力がほぼ一定に保たれていることが確認できるが, Fig. 4.11(a)と比較して若干減少しており, その平均値は  $0.142\text{N}$  であった. また, z 軸方向推力は Fig. 4.11(a)と比較して大差ないことがわかる. これらの結果より,  $i_{qx}=1$  として x 軸方向のみに推力指令を与えた場合,  $V_y$  相,  $W_y$  相の指令電流が 0 であり, x 軸方向に干渉することはないため, x 軸および y 軸の位置によらずおおよそ一定の x 軸方向推力を発生可能であることが明らかになった.

次に,  $i_{dx}=1$ ,  $i_{qx}=0$ ,  $i_{dy}=0$ ,  $i_{qy}=0$  として z 軸方向に推力を出すように電流値を決定して解析を行った結果を Fig. 4.12 に示す. Fig. 4.12(a)より, y 軸方向に変位していないときは x 軸の位置によらず, z 軸方向推力がほぼ一定に保たれていることが確認でき, その平均値は  $-0.301\text{N}$  であった. このとき x 軸方向推力がほぼ 0 となっているが, 中心位置より離れるほど x 軸方向推力が発生していることが確認できる. Fig. 4.12(b)より, y 軸正方向に  $1.2\text{mm}$  変位させたときも x 軸の位置によらず, z 軸方向推力がほぼ一定に保たれていることが確認できるが, Fig. 4.12(a)と比較して若干減少しており, その平均値は  $0.255\text{N}$  であった. また, x 軸方向推力は Fig. 4.12(a)と比較して大差ないことがわかる. これらの結果より,  $i_{dx}=1$  として z 軸方向のみに推力指令を与えた場合,

$V_y$ 相,  $W_y$ 相の指令電流が0であり $z$ 軸方向に干渉することはないため,  $x$ 軸および $y$ 軸の位置によらずおおよそ一定の $z$ 軸方向推力を発生可能であることが明らかになった.

最後に, (4.9)式, (4.10)式, (4.16)式, (4.17)式を用いて $i_{dx}=0$ ,  $i_{qx}=1$ ,  $i_{dy}=0$ ,  $i_{qy}=1$ として $x$ 軸および $y$ 軸方向に同時に推力を出すように電流値を決定して解析を行った結果をFig. 4.13に示す.

Fig. 4.13(a)より,  $y$ 軸方向に変位していないとき $x$ 軸の位置によらず,  $x$ 軸方向推力がほぼ一定に保たれていることが確認でき, その平均値は0.163Nであった. このとき $z$ 軸方向推力がほぼ0となっているが, 中心位置より離れるほど $z$ 軸方向推力が発生していることが確認できる. Fig. 4.13(a)とFig. 4.11(a)の比較より,  $y$ 軸方向に変位していないときは,  $V_y$ 相,  $W_y$ 相からの干渉を受けず, おおよそ一定の $x$ 軸方向推力を発生可能であることがわかった. Fig. 4.13(b)より,  $y$ 軸正方向に1.2mm変位させたときは $x$ 軸の位置に対して,  $x$ 軸方向推力が大きく変動していることが確認でき, その最大値, 最小値はそれぞれ0.244N, 0.066Nであった. また, 本来0となるべき $z$ 軸方向推力が発生しており, その平均値, 最大値, 最小値は0.248N, 0.252N, 0.176Nであった. これらの結果より,  $i_{qx}=1$ ,  $i_{qy}=1$ として $x$ 軸および $y$ 軸方向に同時に推力指令を与えた場合,  $V_y$ 相,  $W_y$ 相の電流推力が $x$ 軸および $z$ 軸方向に干渉し,  $x$ 軸および $y$ 軸の位置によって $x$ 軸方向推力が変動してしまうこと, 意図しない $z$ 軸方向推力が発生することが明らかになった. したがって, 三自由度共振アクチュエータに通常のベクトル制御を適用しただけでは, 推力を精密に制御することはできず, 多軸同時に独立駆動させることは困難になる.

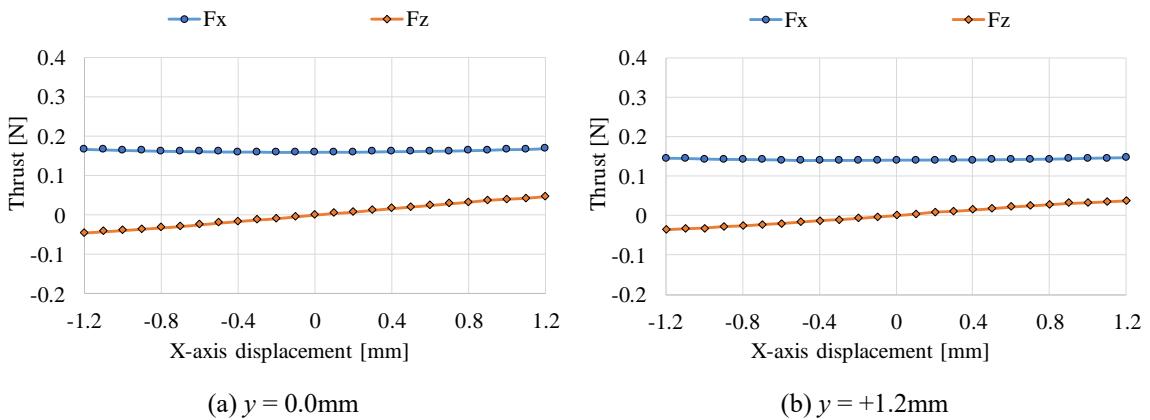


Fig. 4.11 Thrust characteristics under vector control ( $i_{dx}=0$ ,  $i_{qx}=1$ ,  $i_{dy}=0$ ,  $i_{qy}=0$ )

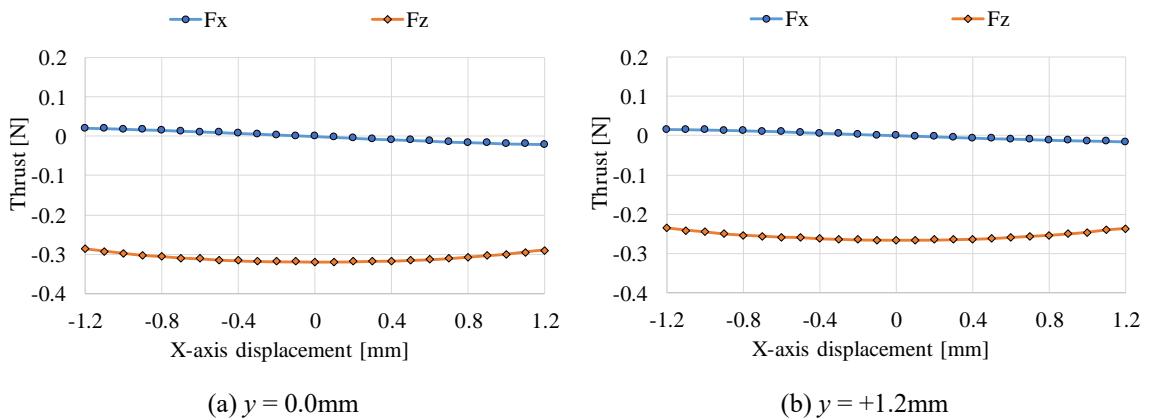


Fig. 4.12 Thrust characteristics under vector control ( $i_{dx}=1$ ,  $i_{qx}=0$ ,  $i_{dy}=0$ ,  $i_{qy}=0$ )

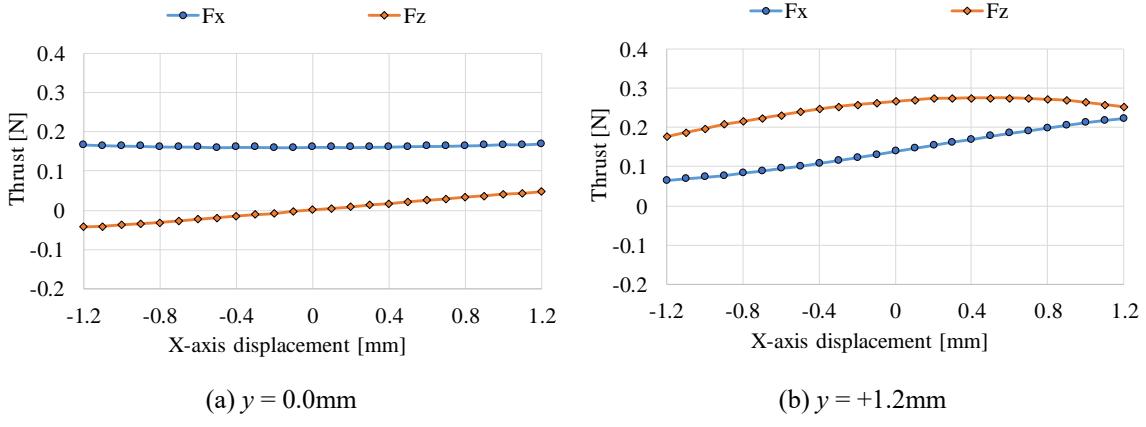


Fig. 4.13 Thrust characteristics under vector control ( $i_{dx}=0, i_{qx}=1, i_{dy}=0, i_{qy}=1$ )

## 4.4 新しいベクトル制御法の提案<sup>(4)~(7)</sup>

### 4.4.1 通常のベクトル制御の問題点

4.2 節で述べたベクトル制御法を三自由度共振アクチュエータに適用しても、軸間の推力干渉が発生し、制御性が低下することがわかった。ここでは、その要因について述べる。以下では、構造の対称性より x 軸方向の  $dq$  変換に関する式についてのみ触れる。

要因の一つ目に(4.13)式の逆  $dq$  変換において、x 軸方向の電気角位相  $\theta_x$  のみが含まれ、y 軸方向の電気角位相  $\theta_y$  による作用が全く考慮されていないことである。4.3.3 項の電流推力特性から明らかなように、U 相、 $V_x$  相、 $W_x$  相、 $V_y$  相、 $W_y$  相の全てが x 軸方向の推力に寄与しており、x 軸方向および y 軸方向に対して独立に  $dq$  変換を適用することは不適切だったといえる。

要因の二つ目に Fig. 4.5 において、 $d_x$  軸と  $d_y$  軸のベクトルが一致していないことである。 $d_x$  軸は  $\alpha\beta$  平面内、 $d_y$  軸は  $\alpha\gamma$  平面内に存在しているが、これは  $d_x$  軸と  $d_y$  軸が直交関係にあることを意味している。しかし、これらの軸は z 軸方向に対応しているため、本来は一致するはずである。

以上、二つの要因より、通常のベクトル制御を x 軸および y 軸方向にそれぞれ独立に適用するだけでは、狙いとする座標変換ができていないことが明白になった。

### 4.4.2 五相での数学モデル

本項では、前項の二つの要因を踏まえ、五相のコイルから構成される座標変換モデルを提示し、それぞれの問題点を明らかにする。初めに、 $d_x$  軸と  $d_y$  軸を共通化するため、Fig. 4.5 における  $U_x$  相と  $U_y$  相を一つの U 相として扱う。このとき、固定子座標系である  $UV_xW_xV_yW_y$  座標は、同じく固定子座標系である  $\alpha\beta\gamma$  座標へ (4.18) 式にて変換される。

$$\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{bmatrix} = k \begin{bmatrix} \cos 0 & \cos \frac{2}{3}\pi & \cos \frac{4}{3}\pi & \cos \frac{2}{3}\pi & \cos \frac{4}{3}\pi \\ \sin 0 & \sin \frac{2}{3}\pi & \sin \frac{4}{3}\pi & 0 & 0 \\ \sin 0 & 0 & 0 & \sin \frac{2}{3}\pi & \sin \frac{4}{3}\pi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U \\ V_x \\ W_x \\ V_y \\ W_y \end{bmatrix} \quad (4.18)$$

ここで、 $k$  は座標変換の前後で物理量が保存されるために必要な係数である。また、固定子座標系である  $\alpha\beta\gamma$  座標から、同じく固定子座標系である  $UV_xW_xV_yW_y$  座標への逆変換は(4.19)式にて表される。

$$\begin{bmatrix} U \\ V_x \\ W_x \\ V_y \\ W_y \end{bmatrix} = k \begin{bmatrix} \cos 0 & \sin 0 & \sin 0 \\ \cos \frac{2}{3}\pi & \sin \frac{2}{3}\pi & 0 \\ \cos \frac{4}{3}\pi & \sin \frac{4}{3}\pi & 0 \\ \cos \frac{2}{3}\pi & 0 & \sin \frac{2}{3}\pi \\ \cos \frac{4}{3}\pi & 0 & \sin \frac{4}{3}\pi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{bmatrix} \quad (4.19)$$

これらの変換行列の積が単位行列  $[I]$  となるとき、物理量が保存される座標変換（以下、絶対変換）となる<sup>(8)</sup>。 (4.18)式および(4.19)式中の変換行列の積は次式で表される。

$$\begin{aligned} k^2 \begin{bmatrix} \cos 0 & \cos \frac{2}{3}\pi & \cos \frac{4}{3}\pi & \cos \frac{2}{3}\pi & \cos \frac{4}{3}\pi \\ \sin 0 & \sin \frac{2}{3}\pi & \sin \frac{4}{3}\pi & 0 & 0 \\ \sin 0 & 0 & 0 & \sin \frac{2}{3}\pi & \sin \frac{4}{3}\pi \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} \cos 0 & \sin 0 & \sin 0 \\ \cos \frac{2}{3}\pi & \sin \frac{2}{3}\pi & 0 \\ \cos \frac{4}{3}\pi & \sin \frac{4}{3}\pi & 0 \\ \cos \frac{2}{3}\pi & 0 & \sin \frac{2}{3}\pi \\ \cos \frac{4}{3}\pi & 0 & \sin \frac{4}{3}\pi \end{bmatrix} \\ & = k^2 \begin{bmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{3}{2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{3}{2} \end{bmatrix} \neq [I] \end{aligned} \quad (4.20)$$

変換行列の積が単位行列とならないことから、この座標変換は絶対変換ではないことがいえる。

これまで、三相交流を前提として各相間の電気角位相を 120 度としてきたが、五相を座標変換する場合は必ずしも 120 度が適しているとは限らない。そこで、電気角位相を未知数  $\theta_{un}$  とおき、絶対変換が成立する値を求める。電気角位相を  $\theta_{un}$  としたとき、(4.18)式、(4.19)式はそれぞれ次式のように書き換えられる。

$$\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{bmatrix} = k \begin{bmatrix} \cos 0 & \cos \theta_{un} & \cos \theta_{un} & \cos \theta_{un} & \cos \theta_{un} \\ \sin 0 & \sin \theta_{un} & -\sin \theta_{un} & 0 & 0 \\ \sin 0 & 0 & 0 & \sin \theta_{un} & -\sin \theta_{un} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U \\ V_x \\ W_x \\ V_y \\ W_y \end{bmatrix} \quad (4.21)$$

$$\begin{bmatrix} U \\ V_x \\ W_x \\ V_y \\ W_y \end{bmatrix} = k \begin{bmatrix} \cos 0 & \sin 0 & \sin 0 \\ \cos \theta_{un} & \sin \theta_{un} & 0 \\ \cos \theta_{un} & -\sin \theta_{un} & 0 \\ \cos \theta_{un} & 0 & \sin \theta_{un} \\ \cos \theta_{un} & 0 & -\sin \theta_{un} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{bmatrix} \quad (4.22)$$

(4.21)式および(4.22)式中の変換行列の積が単位行列となることから、以下の等式が得られる。

$$k^2 \begin{bmatrix} 1+4\cos^2 \theta_{un} & 0 & 0 \\ 0 & 2\sin^2 \theta_{un} & 0 \\ 0 & 0 & 2\sin^2 \theta_{un} \end{bmatrix} = [I] \quad (4.23)$$

この連立方程式を解いて、 $k$  および  $\theta_{un}$  が求まる。

$$\begin{cases} \cos \theta_{un} = -\frac{1}{\sqrt{6}} \Leftrightarrow \theta_{un} \approx 114 \text{ deg.} \\ k = \sqrt{\frac{3}{5}} \end{cases} \quad (4.24)$$

以上より、五相の絶対変換が成立するときの電気角位相は 120 度ではなく、約 114 度であることがわかった。このとき、五相の巻線の座標軸の単位ベクトルを  $\mathbf{U}$ ,  $\mathbf{V}_x$ ,  $\mathbf{W}_x$ ,  $\mathbf{V}_y$ ,  $\mathbf{W}_y$  として、その和を計算すると、次式のように表される。

$$\begin{aligned} \mathbf{U} + \mathbf{V}_x + \mathbf{W}_x + \mathbf{V}_y + \mathbf{W}_y \\ = (1 + 4 \cos \theta_{un}, 0, 0) \\ \neq \mathbf{0} \end{aligned} \quad (4.25)$$

(4.25)式より、電気角位相を約 114 度とした場合には五相の巻線の単位ベクトルの和が零ベクトルとならず、三相交流のように平衡状態が取れなくなる。そこで、単位ベクトルの和が零ベクトルとなる電気角位相を求めるとき、 $1 + 4 \cos \theta_{un} = 0$  より、 $\theta_{un} \approx 104$  度となる。この二つの電気角位相は両立しないため、 $\mathbf{U}\mathbf{V}_x\mathbf{W}_x\mathbf{V}_y\mathbf{W}_y$  座標から  $\alpha\beta\gamma$  座標への座標変換は不可能であるといえる。

#### 4.4.3 四相での数学モデル

ここで、あらためて Fig. 4.9 に注目する。Fig. 4.9(a)より、U 相,  $\mathbf{V}_y$  相,  $\mathbf{W}_y$  相の電流推力は原点を通り、 $x$  軸方向の位置に対して単調増加あるいは単調減少しているという共通点を有している。この傾向より、 $-(\mathbf{V}_y + \mathbf{W}_y)$  相を新たに定義したときの Fig. 4.9 の推力特性は Fig. 4.14 のように示される。Fig. 4.14 より、 $-(\mathbf{V}_y + \mathbf{W}_y)$  相,  $\mathbf{V}_x$  相,  $\mathbf{W}_x$  相の電流推力が電気角位相で約 120 度ずれた正弦波状の特性を示しており、 $-(\mathbf{V}_y + \mathbf{W}_y)$  相は U 相と同様の働きができるといえる。したがって、三自由度共振アクチュエータ用のベクトル制御法は U 相を使用しない四相で構築可能と予想できる。

提案するベクトル制御における座標軸を Fig. 4.15 に示す。 $\mathbf{V}_x$  相,  $\mathbf{W}_x$  相の座標軸がそれぞれ  $\alpha\beta$  平面内の第二, 第三象限に存在する。 $\mathbf{V}_y$  相,  $\mathbf{W}_y$  相の座標軸はそれぞれ  $\alpha\gamma$  平面内の第一, 第四象限に存在する。また、各相の電気角位相を未知数  $\theta_{un}$  としている。提案したベクトル制御の特徴として、U 相を使用していないため、 $\mathbf{V}_x$  相および  $\mathbf{W}_x$  相と  $\mathbf{V}_y$  相および  $\mathbf{W}_y$  相の関係は相補的になっている。これにより、未知数  $\theta_{un}$  の値によらず各相の単位ベクトルの和は恒等的に零ベクトルとなり、四相の平衡状態が保たれる。

固定子座標系である  $\mathbf{V}_x\mathbf{W}_x\mathbf{V}_y\mathbf{W}_y$  座標は、同じく固定子座標系である  $\alpha\beta\gamma$  座標へ(4.26)式にて変換される。

$$\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \\ 0 \end{bmatrix} = k \begin{bmatrix} \cos \theta_{un} & \cos \theta_{un} & -\cos \theta_{un} & -\cos \theta_{un} \\ \sin \theta_{un} & -\sin \theta_{un} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sin \theta_{un} & -\sin \theta_{un} \\ a & a & a & a \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{V}_x \\ \mathbf{W}_x \\ \mathbf{V}_y \\ \mathbf{W}_y \end{bmatrix} \quad (4.26)$$

ここで、 $a$  は零相を満たすための定数である。また、固定子座標系である  $\alpha\beta\gamma$  座標は、同じく固定子座標系である  $\mathbf{V}_x\mathbf{W}_x\mathbf{V}_y\mathbf{W}_y$  座標へ(4.27)式にて逆変換される。

$$\begin{bmatrix} \mathbf{V}_x \\ \mathbf{W}_x \\ \mathbf{V}_y \\ \mathbf{W}_y \end{bmatrix} = k \begin{bmatrix} \cos \theta_{un} & \sin \theta_{un} & 0 & a \\ \cos \theta_{un} & -\sin \theta_{un} & 0 & a \\ -\cos \theta_{un} & 0 & \sin \theta_{un} & a \\ -\cos \theta_{un} & 0 & -\sin \theta_{un} & a \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.27)$$

(4.26)式および(4.27)式中の変換行列の積が単位行列になればよいので、以下の関係式が得られる。

$$k^2 \begin{bmatrix} 4\cos^2 \theta_{un} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2\sin^2 \theta_{un} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\sin^2 \theta_{un} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 4a^2 \end{bmatrix} = [\mathbf{I}] \quad (4.28)$$

(4.28)式の連立方程式より、3つの未知数が求まる。

$$\begin{aligned} 4k^2 \cos^2 \theta_{un} &= 2k^2 \sin^2 \theta_{un} = 4k^2 a^2 = 1 \\ \cos \theta_{un} &= -\frac{1}{\sqrt{3}} \Leftrightarrow \theta_{un} \approx 125 \text{deg.} \\ \Leftrightarrow k &= \frac{\sqrt{3}}{2} \\ a &= \frac{1}{\sqrt{3}} \end{aligned} \quad (4.29)$$

各相の電気角位相を約125度とすることにより、 $V_x W_x V_y W_y$ 座標から $\alpha\beta\gamma$ 座標への絶対変換が成立することがわかった。

つづいて、固定子座標系である $\alpha\beta\gamma$ 座標から可動子座標系である $dq$ 座標への変換について述べる。通常のベクトル制御では、固定子座標系から可動子座標系への変換は2行2列の回転行列で表現されていた。提案するベクトル制御では、三次元空間での回転を定義することにより、座標変換を表現する。オイラー角に基づく三次元空間内の回転の模式図をFig. 4.16に示す。まず $\beta$ 軸周りに $\theta_y$ だけ回転させることにより、 $\alpha$ 軸は $\alpha'$ 軸に、 $\gamma$ 軸は $\gamma'$ 軸にそれぞれ射影される。次に、 $\gamma'$ 軸周りに $\theta_x$ だけ回転させることにより、 $\alpha'$ 軸は $d$ 軸に、 $\beta$ 軸は $q_x$ 軸にそれぞれ射影される。そして回転軸であった $\gamma'$ 軸を $q_y$ 軸と定義し直すことにより、 $\alpha\beta\gamma$ 座標から $dq_x q_y$ 座標への変換が実現できる。このときの変換行列は(4.30)式で表すことができる。

$$\begin{bmatrix} d \\ q_x \\ q_y \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta_x \cos \theta_y & \sin \theta_x & \cos \theta_x \sin \theta_y & 0 \\ -\sin \theta_x \cos \theta_y & \cos \theta_x & -\sin \theta_x \sin \theta_y & 0 \\ -\sin \theta_y & 0 & \cos \theta_y & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.30)$$

(4.26)式、(4.29)式、(4.30)式より、固定子座標系である $V_x W_x V_y W_y$ 座標から可動子座標系である $dq_x q_y$ 座標へ(4.31)式にて変換される。

$$\begin{bmatrix} d \\ q_x \\ q_y \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{3}}{2} \begin{bmatrix} c\theta_x c\theta_y c\theta_{un} + s\theta_x s\theta_{un} & c\theta_x c\theta_y c\theta_{un} - s\theta_x s\theta_{un} & -c\theta_x c(\theta_y + \theta_{un}) & -c\theta_x c(\theta_y + \theta_{un}) \\ -s\theta_x c\theta_y c\theta_{un} + c\theta_x s\theta_{un} & -s\theta_x c\theta_y c\theta_{un} - c\theta_x s\theta_{un} & s\theta_x c(\theta_y + \theta_{un}) & s\theta_x c(\theta_y - \theta_{un}) \\ -s\theta_y s\theta_{un} & -s\theta_y s\theta_{un} & s(\theta_y + \theta_{un}) & s(\theta_y + \theta_{un}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_x \\ W_x \\ V_y \\ W_y \end{bmatrix} \quad (4.31)$$

ここで、 $s = \sin$ ,  $c = \cos$ という略記法を用いた。

#### 4.4.4 新しいベクトル制御下での推力特性

(4.9)式、(4.10)式、(4.31)式を用いて、 $i_d=0$ ,  $i_{qx}=1$ ,  $i_{qy}=0$ としてx軸方向に推力を出すように電流値を決定して解析を行った結果をFig. 4.17に示す。y軸方向に変位していないとき、Fig. 4.17(a)よりx軸の位置によらず、x軸方向推力がほぼ一定に保たれていることが確認でき、その平均値は0.129Nであった。このときz軸方向推力がほぼ0となっているが、中心位置より離れるほどz軸方向推力が発生していることが確認できる。y軸正方向に1.2mm変位させたとき、Fig. 4.17(b)よりx軸の位置によらず、x軸方向推力がほぼ一定に保たれていることが確認できるが、Fig. 4.17(a)と比較してわずかに減少しており、その平均値は0.115Nであった。また、z軸方向推力はFig. 4.17(a)と比較してわずかに低下している。提案したベクトル制御を適用した場合に、x軸方向の電流推力が減少したが、これはU相による電流推力を $-(V_y + W_y)$ 相による電流推力で代替したためであ

る。これらの結果より、 $i_{qx}=1$  として x 軸方向のみに推力指令を与えた場合、x 軸および y 軸の位置によらずおおよそ一定の x 軸方向推力を発生可能であることがわかった。

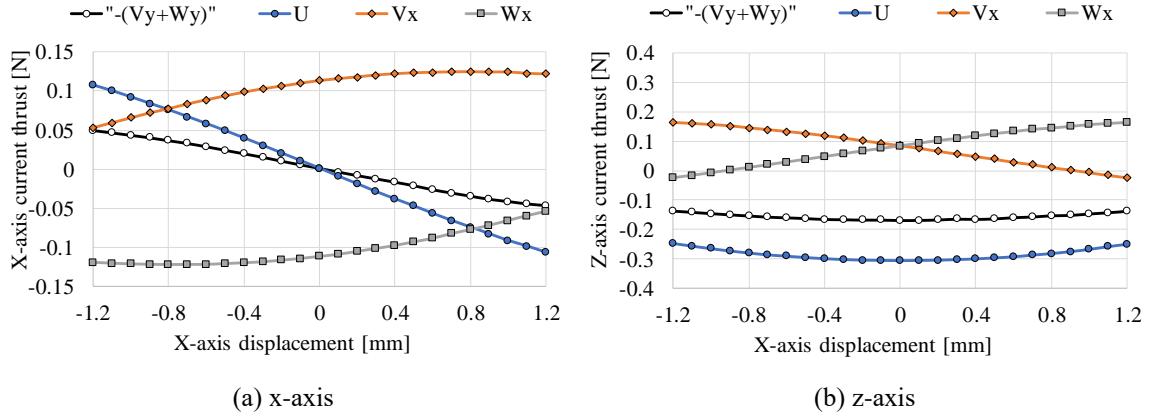


Fig. 4.14 Modified current thrust characteristics

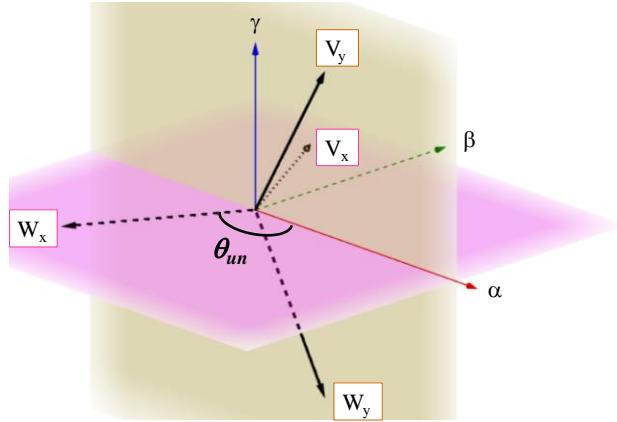


Fig. 4.15 Coordinate of proposed four-phase system

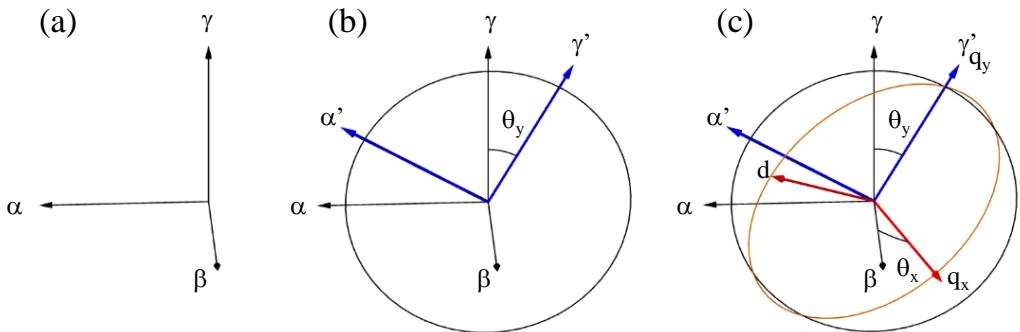


Fig. 4.16 3-D rotation by Euler angle representation

次に、 $i_d=1$ ,  $i_{qx}=0$ ,  $i_{qy}=0$  として z 軸方向に推力を出すように電流値を決定して解析を行った結果を Fig. 4.18 に示す。y 軸方向に変位していないとき、Fig. 4.18(a)より x 軸の位置によらず、z 軸方向推力がほぼ一定に保たれていることが確認でき、その平均値は 0.154N と半減した。これは U 相による電流推力を $-(V_y+W_y)$ 相による電流推力で代替したためである。y 軸正方向に 1.2mm 変位させたとき、Fig. 4.18(b)より x 軸の位置によらず、z 軸方向推力がほぼ一定に保たれていることが確認できるが、Fig. 4.18(a)と比較してわずかに増加しており、その平均値は 0.167N であった。また、x 軸方向推力は Fig. 4.18(a)と比較して大差ないことがわかる。これらの結果より、 $i_d=1$  として z 軸方向のみに推力指令を与えた場合、x 軸および y 軸の位置によらずおおよそ一定の z

軸方向推力を発生可能であることが明らかになった.

最後に,  $i_d=0$ ,  $i_{qx}=1$ ,  $i_{qy}=1$  として x 軸および y 軸方向に同時に推力を出すように電流値を決定して解析を行った結果を Fig. 4.19 に示す. Fig. 4.19(a)より, y 軸方向に変位していないときは x 軸の位置によらず, x 軸方向推力がほぼ一定に保たれていることが確認でき, その平均値は 0.13N であった. このとき z 軸方向推力がほぼ 0 となっていることが確認できる. すなわち, y 軸方向に変位していないときは, Fig. 4.13(a)と同様におおよそ一定の x 軸方向推力を発生可能であることがわかった. y 軸正方向に 1.2mm 変位させたとき, Fig. 4.13(b)で見られたような x 軸方向推力の大きな変動は発生しておらず, ほぼ一定に保たれていることが確認でき, その平均値は 0.116N であった. また, z 軸方向推力もほぼ 0 となっている. これらの結果より,  $i_{qx}=1$ ,  $i_{qy}=1$  として x 軸および y 軸方向に同時に推力指令を与えた場合であっても, 提案したベクトル制御を適用すれば, 軸間の推力干渉を大幅に軽減することができる事が明らかになった.

## 4.5 まとめ

本章では, 以下について明らかにした.

x 軸, y 軸, z 軸方向に駆動軸を持つ三自由度共振アクチュエータを提案し, その基本構造およびベクトル制御による制御手法について述べた.

三次元有限要素法による静推力特性解析から, ベクトル制御下での推力特性を求めたところ, 一方向のみに推力指令を与えた場合には可動子の位置によらずおおよそ一定の推力を発生可能であることが明らかになった. 一方で二方向に同時に推力指令を与えた場合には可動子の位置によって推力が大きく変動してしまうこと, 推力指令を与えていない方向に推力が発生してしまうことが明らかになった.

三自由度共振アクチュエータに適用可能な新しいベクトル制御法を提案した. 相間の電気角位相を 120 度ではなく, 約 125 度とすることにより, 四相の固定子座標系から可動子座標系への  $dq$  変換モデルが数学的に構築された. 提案したベクトル制御下での推力特性を計算したところ, 二方向に同時に推力指令を与えた場合でも可動子位置によらずおおよそ一定の推力を発生可能であり, 提案したベクトル制御の有効性が示された.

## 参考文献

- (1) 藤田健介, 平田勝弘, 加藤雅之, 吉元崇倫, “三自由度共振アクチュエータの提案”, 電気学会 リニアドライブ研究会, LD-17-019, pp. 101-106, 2017.01
- (2) M. Kato, K. Hirata, and K. Fujita, “Dynamic Characteristics of Three-Degree-of-Freedom Resonant Actuator”, Proceedings of ISEF2017 (18<sup>th</sup> International Symposium on Electromagnetic Fields in Mechatronics, Electrical and Electronic Engineering), Lodz, Poland, 0030-0395, 2017.09
- (3) M. Kato, K. Hirata, and K. Fujita, “Dynamic Characteristics of Three-Degree-of-Freedom Resonant Actuator”, International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering, Vol. 37, No. 6, pp. 1566-1574, 2018.11
- (4) 加藤雅之, 平田勝弘, “三自由度共振アクチュエータの新しいベクトル制御法の提案”,

- (5) 加藤雅之, 平田勝弘, “三自由度共振アクチュエータの新しいベクトル制御法の提案”, 日本 AEM 学会論文誌, Vol. 26, No. 2, pp. 292-297, 2018.06
- (6) M. Kato, and K. Hirata, “Control of Three-Degree-of-Freedom Resonant Actuator Driven by Novel Vector Control”, Proceedings of MAGLEV2018 (24<sup>th</sup> International Conference on Magnetically Levitated Systems and Linear Drives), Saint Petersburg, Russia, 2018.09
- (7) M. Kato, and K. Hirata, “Dynamic Analysis Method of Three-Degree-of-Freedom Resonant Actuator Using Finite Element Method”, Proceedings of CEFC2018 (18<sup>th</sup> Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation), Hangzhou, China, 2018.11
- (8) 猪狩武尚, 市川友之, “三相二相変換における数値係数と変換の物理的意味に関する考察”, 電気学会論文誌 D 部門, Vol. 107, No. 12, pp. 1523-1530, 1987

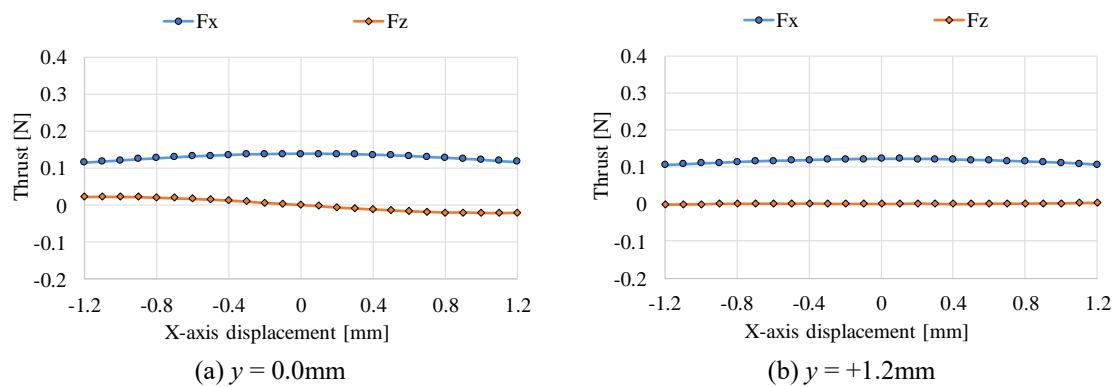


Fig. 4.17 Thrust characteristics under proposed vector control ( $i_d=0, i_{qx}=1, i_{qy}=0$ )

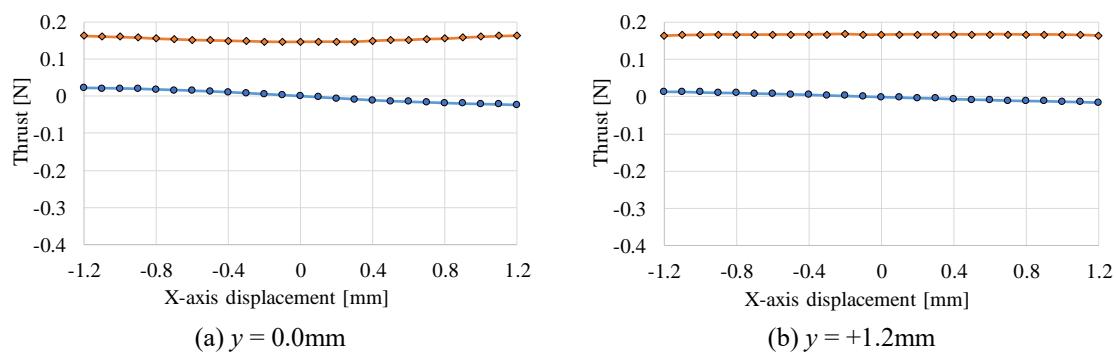


Fig. 4.18 Thrust characteristics under proposed vector control ( $i_d=1, i_{qx}=0, i_{qy}=0$ )

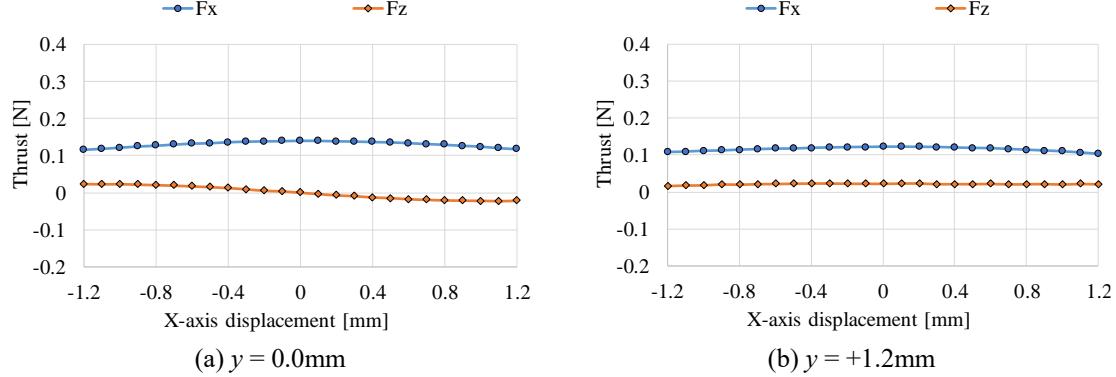


Fig. 4.19 Thrust characteristics under proposed vector control ( $i_d=0, i_{qx}=1, i_{qy}=1$ )

# 第 5 章

## 結論

本論文では、リニア共振アクチュエータのセンサレス負荷推定手法による外乱補償制御法を提案し、負荷変動時の動作特性について明らかにした。また、電気共振と機械共振を組み合わせた駆動法を提案し、電気共振を使用しない従来法との比較検証を行った。さらに、三自由度共振アクチュエータおよびそのベクトル制御法を提案し、提案手法が有効であることを静推力特性解析から明らかにした。

以下に各章の要約を示す。

第 1 章では、リニア振動アクチュエータの分類と特徴、リニア共振アクチュエータの現状とその制御法に関する課題、多自由度共振アクチュエータの現状とその制御法に関する課題について述べた。そして現状の課題をまとめた上で、本研究の目的と方針を明確にした。

第 2 章では、リニア共振アクチュエータに加わる負荷をセンサレスで推定する手法を提案した。2 つの逆起電圧信号および Duty 比を用いたエネルギー保存則に基づく負荷推定式を導出した。さらに、推定された負荷に応じて Duty 比を補正することにより、急峻な負荷変動に対して振幅の低下を軽減可能な、外乱補償制御を提案した。二次元有限要素法による動作特性解析を行い、PID 制御および外乱補償制御を適用した場合の過渡特性の比較から、提案した推定手法および制御手法の有効性を示した。2 つのリニア共振アクチュエータを使用した負荷装置を作製し、動摩擦力に相当する負荷を発生可能であることを示した。実機による検証より、外乱補償制御の有効性を示した。

第 3 章では、電気共振を機械共振と共に用いる電気機械共振駆動を提案した。機械的共振周波数と電気的共振周波数を離すことにより、互いに干渉なく両者の共振を発現できることを示した。実機検証より、電圧印加終了後に逆電流が流れる現象が確認された。そこで、逆電流を抑制する手法を考案するために、半導体素子の特性をモデリングした動作特性解析法を提案し、逆電流が流れる現象が良好に再現されることを示した。印加電圧の位相を遅らせることにより逆電流を抑制でき、提案した駆動法の優位性が示された。また、印加電圧の位相に対する振幅特性および効率特性は解析と実験で良好に一致し、提案した動作特性解析手法の有効性を示した。

第 4 章では、三軸方向に独立に駆動できる三自由度共振アクチュエータおよびそのベクトル制御法を提案した。静推力特性解析より、各相の電流推力特性を明らかにした。通常のベクトル制御下にて、二軸方向に同時に推力指令を与えたときに軸間の推力干渉が生じることを示した。三自由度共振アクチュエータに適用可能な新しいベクトル制御法を提案した。相間の電気角位相を約 125 度とすることで数学的に厳密な  $dq$  変換モデルが構築できた。提案したベクトル制御下では、二軸方向に同時に推力指令を与えた場合でも、軸間の推力干渉が大幅に低減されることを示した。

以下に今後の展望を示す。

第 2 章および第 3 章における提案は、いずれも駆動周波数が固定されることや共振周波数以外での利得が低いといったリニア共振アクチュエータに特有の機械的性質を活かしたものとなって

いる。今後、共振現象に着目しその性質を積極的に活用することにより、さらなる高機能化が期待できる。ただし、第3章で使用したフィルムキャパシタは、アクチュエータや制御回路に比べて非常に大きく、システム全体として見たときに大型化してしまう。所望の静電容量を確保しつつ小型化を実現するには、キャパシタの並列化が一つの解決策として考えられる。

第4章における提案は、あくまでも新規のベクトル制御法の定式化であり、その運動方向や形状については言及していない。したがって、往復運動を行う共振アクチュエータにとどまらず、複数の回転軸に対して回転する球面アクチュエータや平面内を移動するサーフェスマータなど、同様の磁気回路構造を有する様々な電磁アクチュエータへの応用が期待できる。また、電流値を決定する演算コストが非常に小さいため、上記のアクチュエータにおける制御演算の高速化にも貢献できると予想される。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり,温かいご指導ならびに多くのご教示を賜りました大阪大学大学院教授 平田勝弘先生に心から厚く御礼申し上げます.

日頃より手取り足取り親切にご指導してくださり,研究全般に関して大変お世話になった大阪大学大学院准教授 宮坂史和先生に深く感謝致します.

日々多くの助言,助力をいただき,研究のみならず海外出張などの場においても大変お世話になりました大阪大学大学院助教 新口昇先生に深く感謝致します.

同専攻の中谷彰宏教授および土井祐介准教授には,博士論文の副査をお引き受けいただき,非常に有益なご助言を賜りました.心から感謝致します.

パナソニック株式会社 太田智浩氏, 泉智博氏, 浅井保至氏, 吉元崇倫氏には, 解析, 実験において親切なご教示と御助言をいただきました.心より感謝の意を表します.

また,研究室秘書 伊藤さおり氏, 山口智子氏, 小瀧美樹氏には研究室の環境の整備に尽力してくださり,各種手続きの際にお世話になりました.深く感謝致します.

そして,平田研究室の諸先輩方,同輩,後輩の皆様には公私共々大変お世話になりました.深く感謝致します.

# 研究業績一覧

## 学術雑誌掲載論文

- (1) M. Kato, Y. Kono, K. Hirata, and T. Yoshimoto, "Development of a Haptic Device Using a 2-DOF Linear Oscillatory Actuator", IEEE Transaction on Magnetics, Vol. 50, No. 11, 8206404, 2014.11
- (2) M. Kato, K. Hirata, Y. Asai and T. Yoshimoto, "Proposal of Load and Amplitude Estimation Method for Linear Resonant Actuator Using Two Back-EMF Signals", 日本AEM学会誌, Vol. 23, No. 2, pp. 422-427, 2015.06
- (3) Y. Asai, K. Hirata, M. Kato and T. Ota, "Study on Sensorless Load Estimation Method for Linear Resonant Actuator Using Disturbance Compensation Control", 日本AEM学会誌, Vol. 23, No. 3, pp. 551-556, 2015.10
- (4) M. Kato, J. Nitta, and K. Hirata, "Optimization of Asymmetric Acceleration Waveform for Haptic Device Driven by 2-DOF Oscillatory Actuator", IEEJ Journal of Industry Applications, Vol. 5, No. 3, pp. 215-220, 2016.03
- (5) M. Kato, K. Hirata, and Y. Asai, "Experimental Verification of Disturbance Compensation Control of Linear Resonant Actuator", International Journals of Applied Electromagnetics and Mechanics, Vol. 52, No. 3-4, pp. 1637-1646, 2016.12
- (6) 加藤雅之, 平田勝弘, 浅井保至, "リニア共振アクチュエータの2つの逆起電圧信号とDuty比を用いたセンサレス負荷推定と外乱補償制御", 日本AEM学会誌, Vol. 25, No. 2, pp. 192-197, 2017.06
- (7) M. Kato, and K. Hirata, "Characteristic Evaluation of Linear Resonant Actuator Utilizing Electrical Resonance", IEEJ Journal of Industry Applications, Vol. 7, No. 2, pp. 175-180, 2018.03
- (8) A. Nakajima, K. Hirata, N. Niguchi, and M. Kato, "Dynamic Characteristics and Controllability of Triaxial Active Control Magnetic Bearing with Asymmetric Structure", Open Physics, Vol. 16, No. 1, pp. 9-13, 2018.03
- (9) M. Kato, and K. Hirata, "Characteristic Evaluation of Electro/Mechanical Resonance for Linear Oscillatory Actuator Considering Reverse Current Phenomenon", International Journals of Applied Electromagnetics and Mechanics, Vol. 57, No. S1, pp. S155-S163, 2018.04
- (10) 加藤雅之, 平田勝弘, "三自由度共振アクチュエータの新しいベクトル制御法の提案", 日本AEM学会誌, Vol. 26, No. 2, pp. 292-297, 2018.06
- (11) M. Kato, K. Hirata, and K. Fujita, "Dynamic Characteristics of Three-Degree-of-Freedom Resonant Actuator", International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering, Vol. 37, No. 6, pp. 1566-1574, 2018.11.

## 国際会議論文

- (1) M. Kato, K. Hirata, Y. Asai, and T. Yoshimoto, "Proposals of a Load Estimation Method and an Amplitude Estimation Method for Linear Resonant Actuator Using Two Back-EMF Signals",

- Proceedings of IEEE International Magnetics Conference, Dresden, Germany, EA-01, pp. 1607-1608, 2014.05
- (2) M. Kato , Y. Kono, K. Hirata, and T. Yoshimoto, “Development of a Haptic Device Using a 2-DOF Linear Oscillatory Actuator”, Proceedings of IEEE International Magnetics Conference, Dresden, Germany, EA-07, pp. 1621-1623, 2014.05
- (3) Y. Asai, K. Hirata, M. Kato and T. Ota, “Study on Sensorless Load Estimation Method for Linear Resonant Actuator Using Disturbance Compensation Control”, Proceedings of APSAEM2014 (8<sup>th</sup> Asia-Pacific Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics), Taichung, Taiwan, pp. 158-159, 2014.07
- (4) M. Kato, K. Hirata, and Y. Asai, “A Novel Linear Resonant Actuator with 3-D Structural Magnetic Circuit”, Proceedings of IEEE International Magnetics Conference, Beijing, China, AU-06, 2015.05
- (5) M. Kato, J. Nitta, and K. Hirata, “Optimization of Asymmetric Acceleration Waveform for Haptic Device Driven by 2-DOF Oscillatory Actuator”, Proceedings of IEEE International Magnetics Conference, Beijing, China, AU-08, 2015.05
- (6) M. Kato, K. Hirata, and Y. Asai, “Experimental Verification of Disturbance Compensation Control of Linear Resonant Actuator”, Proceedings of ISEM2015 (17<sup>th</sup> International Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics), Awaji, Japan, PS1-62, 2015.09
- (7) M. Kato, and K. Hirata, “Proposal of Electro Mechanical Resonance for Linear Oscillatory Actuator”, Proceedings of ICEM2016 (the International Conference on Electrical Machines), Lausanne, Switzerland, LF-007404, pp. 873-878, 2016.09
- (8) M. Kato, and K. Hirata, “Dynamic Characteristics of Linear Resonant Actuator Using Electrical Resonance”, Proceedings of CEFC2016 (17<sup>th</sup> Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation), Miami, U.S.A, WP061-1, 2016.11
- (9) M. Kato, K. Hirata, and Y. Asai, “A Disturbance Compensation Control for Linear Resonant Actuator Based on the Law of Energy Conservation”, Proceedings of IEEE International Magnetics Conference, Dublin, Ireland, GT-17, p. 1655, 2017.04
- (10) A. Nakajima, K. Hirata, N. Niguchi, and M. Kato, “Three-Axis Active Control Magnetic Bearing with Asymmetric Structure for High-Temperature Machines”, Proceeding of IEEE COMPUMAG 2017, Daejeon, Korea, PB-A5-5, 2017.06
- (11) Y. Suzuki, K. Hirata, and M. Kato, “Active Vibration Control of Drum Type of Washing Machine using Linear Oscillatory Actuator”, Proceedings of LDIA2017 (11<sup>th</sup> International Symposium on Linear Drives for Industry Applications), Osaka, Japan, LA-2, 2017.09
- (12) M. Yasukawa, K. Hirata, and M. Kato, “Novel Oscillatory Actuator for Haptic Device Using Principle of Stepper Motor”, Proceedings of LDIA2017 (11<sup>th</sup> International Symposium on Linear Drives for Industry Applications), Osaka, Japan, TD-1, 2017.09
- (13) M. Kato, and K. Hirata, “Characteristic Evaluation of Electro/Mechanical Resonance for Linear Oscillatory Actuator Considering Reverse Current Phenomenon”, Proceedings of ISEF2017 (18<sup>th</sup> International Symposium on Electromagnetic Fields in Mechatronics, Electrical and Electronic Engineering), Lodz, Poland, 0030-0349, 2017.09

- (14) M. Kato, K. Hirata, and K. Fujita, "Dynamic Characteristics of Three-Degree-of-Freedom Resonant Actuator", Proceedings of ISEF2017 (18<sup>th</sup> International Symposium on Electromagnetic Fields in Mechatronics, Electrical and Electronic Engineering), Lodz, Poland, 0030-0395, 2017.09
- (15) A. Nakajima, K. Hirata, N. Niguchi, and M. Kato, "Dynamic Characteristics of Triaxial Active Control Magnetic Bearing with Asymmetric Structure", Proceedings of ISEF2017 (18<sup>th</sup> International Symposium on Electromagnetic Fields in Mechatronics, Electrical and Electronic Engineering), Lodz, Poland, 0054-0405, 2017.09
- (16) M. Kato, Y. Kono, M. Yasukawa, K. Hirata, and N. Niguchi, "Power-Saving Method of Linear Oscillatory Actuator for Mobile Haptic Device Using Mechanical Resonance", Proceedings of APSAEM2018 (9<sup>th</sup> Asia-Pacific Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics), Yogyakarta, Indonesia, pp. 58-59, 2018.07
- (17) Y. Takamura, K. Hirata, N. Niguchi, M. Kato, Y. Tojima, T. Tojo, H. Koguchi, and K. Ushida, "Study on Energy Harvester using Dynamic Vibration Absorber for Automotive Application", Proceedings of APSAEM2018 (9<sup>th</sup> Asia-Pacific Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics), Yogyakarta, Indonesia, pp. 62-63, 2018.07
- (18) M. Kato, and K. Hirata, "Control of Three-Degree-of-Freedom Resonant Actuator Driven by Novel Vector Control", Proceedings of MAGLEV2018 (24<sup>th</sup> International Conference on Magnetically Levitated Systems and Linear Drives), Saint Petersburg, Russia, 2018.09
- (19) M. Kato, and K. Hirata, "Dynamic Analysis Method of Three-Degree-of-Freedom Resonant Actuator Using Finite Element Method", Proceedings of CEFC2018 (18<sup>th</sup> Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation), Hangzhou, China, 2018.11

#### 国内発表論文

- (1) 加藤雅之, 平田勝弘, 浅井保至, 吉元崇倫, 太田智浩, "リニア共振アクチュエータの逆起電圧信号を用いた振幅推定手法の提案", 電気学会 モータードライブ リニアドライブ合同研究会資料, MD-13-044, LD-13-106, pp. 11-16, 2013.12
- (2) 泉智博, 大羽隆文, 太田智浩, 加藤雅之, 浅井保至, 平田勝弘, "シェーバー向け振動型リニアアクチュエータの開発", 平成 26 年度 電気学会全国大会 講演論文集, 5-S24-8, pp. S24(22)-(25), 2014.03
- (3) 泉智博, 大羽隆文, 太田智浩, 加藤雅之, 浅井保至, 平田勝弘, "シェーバー向け振動型リニアアクチュエータの開発", 電気学会 リニアドライブ研究会資料, LD-14-014, pp. 69-72, 2014.06
- (4) 加藤雅之, 平田勝弘, 吉元崇倫, 浅井保至, 新田隼也, "2 軸振動アクチュエータを用いた力覚デバイスの開発", 電気学会 回転機 リニアドライブ 家電・民生合同研究会資料, RM-14-065, LD-14-049, HCA-14-036, pp. 41-45, 2014.08
- (5) 加藤雅之, 平田勝弘, 吉元崇倫, 浅井保至, "3 次元磁気回路構造を有するリニア共振アクチュエータ", 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-14-210, LD-14-102, pp. 39-43, 2014.12
- (6) 新田隼也, 平田勝弘, 加藤雅之, 吉元崇倫, 新口昇, "力覚デバイス用振動アクチュエータの制御に関する研究", 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, LD-14-111, pp. 91-96, 2014.12

- (7) 加藤雅之, 平田勝弘, 浅井保至, “リニア共振アクチュエータの外乱補償制御の開発”, 電気学会 回転機 リニアドライブ 家電・民生合同研究会資料, LD-15-026, pp. 21-26, 2015.08
- (8) 加藤雅之, 平田勝弘, “電気的共振を利用したリニア共振アクチュエータの諸特性”, 電気学会 リニアドライブ研究会, LD-16-12, pp. 65-70, 2016.01
- (9) 鈴木悠希, 平田勝弘, 加藤雅之, 北山文矢, “ドラム式洗濯機制振用リニア振動アクチュエータの開発”, 電気学会 リニアドライブ研究会, LD-16-27, pp. 145-150, 2016.01
- (10) 鈴木悠希, 平田勝弘, 加藤雅之, 北山文矢, “ドラム式洗濯機制振用リニア振動アクチュエータの開発”, 電気学会全国大会, 5-129, 2016.03
- (11) 加藤雅之, 平田勝弘, 北山文矢, “リニア振動アクチュエータの電気機械共振駆動”, 第 28 回 「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム, 2016.05
- (12) 加藤雅之, 平田勝弘, 浅井保至, “強制振動時のエネルギー保存則に基づくリニア共振アクチュエータのセンサレス負荷推定に関する研究”, 電気学会 回転機 リニアドライブ 家電・民生合同研究会, LD-16-066, pp. 7-12, 2016.08
- (13) Hong Eunji, 平田勝弘, 李相国, 加藤雅之, 新口昇, “位相補償付 LMS 適応制御における新しいアルゴリズムの提案”, 電気学会 回転機 リニアドライブ 家電・民生合同研究会, RM-16-060, LD-16-068, HCA-16-027, pp. 17-20, 2016.08
- (14) 藤田健介, 平田勝弘, 加藤雅之, 吉元崇倫, “二自由度共振アクチュエータのセンサレス駆動の実験検証”, 電気学会 回転機 リニアドライブ 家電・民生合同研究会, RM-16-061, LD-16-069, HCA-16-028, pp. 21-25, 2016.08
- (15) 鈴木悠希, 平田勝弘, 加藤雅之, “制振用リニア振動アクチュエータへの電流制御の適用”, 電気学会 回転機 リニアドライブ 家電・民生合同研究会, RM-16-063, LD-16-071, HCA-16-030, pp. 31-36, 2016.08
- (16) 安川真誠, 平田勝弘, 新田隼也, 加藤雅之, 新口昇, “力覚デバイス用振動アクチュエータに関する研究”, 電気学会 回転機 リニアドライブ 家電・民生合同研究会, RM-16-070, LD-16-078, HCA-16-037, pp. 67-70, 2016.08
- (17) 中島淳, 平田勝弘, 新口昇, 森元瑛樹, 加藤雅之, “5 軸能動制御磁気浮上系を有する 高温機械への適用に向けた 3 軸能動制御磁気軸受の提案”, 電気学会 回転機 リニアドライブ 家電・民生合同研究会, RM-16-076, LD-16-084, HCA-16-043, pp. 93-98, 2016.08
- (18) 李相国, 北山文矢, 加藤雅之, Hong Eunji, “モータ一体型リニア振動アクチュエータの制振に関する研究”, 電気学会 回転機 リニアドライブ 家電・民生合同研究会, RM-16-084, LD-16-092, HCA-16-051, pp. 19-22, 2016.08
- (19) 加藤雅之, 平田勝弘, 浅井保至, “リニア共振アクチュエータの 2 つの逆起電圧信号と Duty 比を用いたセンサレス負荷推定と外乱補償制御”, 第 25 回 MAGDA コンファレンス in Kiryu, OS-13-5, pp. 460-465, 2016.11
- (20) 鈴木悠希, 平田勝弘, 加藤雅之, “FFT を用いたリニア振動アクチュエータによる振動低減率の評価手法の提案”, 電気学会 リニアドライブ研究会, LD-17-004, pp. 17-22, 2017.01
- (21) 加藤雅之, 平田勝弘, “リニア振動アクチュエータの電気機械共振駆動の実験検証”, 電気学会 リニアドライブ研究会, LD-17-005, pp. 23-28, 2017.01
- (22) 李相国, 平田勝弘, 加藤雅之, Hong Eunji, “回転直動変換器に対する IPM モデルの検討”, 電気学会 リニアドライブ研究会, LD-17-011, pp. 57-60, 2017.01

- (23) 中島淳, 平田勝弘, 新口昇, 加藤雅之, 森元瑛樹, “高温機械への適用に向けた非対称構造を有する3軸能動制御磁気軸受の提案”, 電気学会 リニアドライブ研究会, LD-17-016, pp. 85-90, 2017.01
- (24) 藤田健介, 平田勝弘, 加藤雅之, 吉元崇倫, “三自由度共振アクチュエータの提案”, 電気学会 リニアドライブ研究会, LD-17-019, pp. 101-106, 2017.01
- (25) 安川真誠, 平田勝弘, 加藤雅之, 新口昇, “力覚デバイス用振動アクチュエータの新構造の検討”, 電気学会 回転機 リニアドライブ 家電・民生合同研究会, LD-17-019, pp. 35-38, 2017.08
- (26) 加藤雅之, 平田勝弘, “三自由度共振アクチュエータの新しいベクトル制御法の提案”, 第 26 回 MAGDA コンファレンス in 金沢, A4-02, pp. 125-130, 2017.10
- (27) 鈴木悠希, 平田勝弘, 加藤雅之, “リニア振動アクチュエータを用いたドラム式洗濯機のアクティブ制振”, 電気学会 リニアドライブ研究会, LD-18-010, pp. 43-48, 2018.02
- (28) 遠藤駿人, 平田勝弘, 新口昇, 加藤雅之, “可変磁気カッピングを用いた動吸振器による自動車用動力伝達装置におけるエンジントルク振動低減に関する研究”, 電気学会 リニアドライブ研究会, LD-18-011, pp. 49-52, 2018.02
- (29) 高村康之, 平田勝弘, 新口昇, 加藤雅之, 戸嶋裕基, 東條威士, 高口大樹, 牛田啓介, “自動車搭載用動吸振型エネルギーハーベスターに関する研究”, 電気学会 リニアドライブ研究会, LD-18-017, pp. 13-18, 2018.02
- (30) 加藤雅之, 平田勝弘, 浅井保至, “リニア共振アクチュエータの負荷推定手法の実験的検証”, 電気学会 リニアドライブ研究会, LD-18-020, pp. 31-36, 2018.02
- (31) 高村康之, 平田勝弘, 新口昇, 加藤雅之, 戸嶋裕基, 東條威士, 高口大樹, 牛田啓介, “自動車搭載用動吸振型エネルギーハーベスターの開発”, 電気学会全国大会, 2018.03
- (32) 河野吉紀, 加藤雅之, 安川真誠, 新口昇, 平田勝弘, “共振の利用による非接地力覚提示用リニア振動アクチュエータの高効率化検討”, 第 30 回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム, 2-1-04, pp. 506-509, 2018.05
- (33) 加藤雅之, 平田勝弘, 新口昇, 遠藤駿人, 滝川由浩, 小野田将紀, 磯谷和巨, 所昇平, “コンシクエントポール型磁気カッピングを利用した可変特性ダイナミックダンパー”, 第 27 回 MAGDA コンファレンス in Katsushika, OS8-3, pp. 125-130, 2018.10

## 書籍

- (1) 平田勝弘, 新口昇, 加藤雅之, “アクチュエータの新材料, 駆動制御, 最新応用技術”, 技術情報協会, pp. 216-225, 2017.03
- (2) 平田勝弘, 新口昇, 加藤雅之, “磁性材料・部品の最新開発事例と応用技術”, 技術情報協会, pp. 249-255, 2018.03

## 付録A

# 有限要素法によるリニア振動アクチュエータの解析手法

本付録では、磁場解析に対して回路方程式、可動部の運動方程式、回路制御を連成した特性解析手法について述べる。

## A.1 電磁場の基礎方程式<sup>(1)~(4)</sup>

### A.1.1 マクスウェルの基礎方程式

電磁場の諸現象を表す方程式は、すべてマクスウェルの基礎方程式から導出することができる。

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{A.1})$$

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

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$\text{div } \mathbf{D} = \rho \quad (\text{A.4})$$

ここで、 $t$ は時間、 $\mathbf{B}$ は磁束密度、 $\mathbf{E}$ は電場の強さ、 $\mathbf{H}$ は磁場の強さ、 $\mathbf{J}$ は電流密度、 $\mathbf{D}$ は電束密度、 $\rho$ は電荷密度である。また、 $\mathbf{B}$ 、 $\mathbf{H}$ 、 $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{J}$ の間には次の関係がある。

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (\text{A.5})$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (\text{A.6})$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (\text{A.7})$$

ここで、 $\mu$ は透磁率、 $\varepsilon$ は誘電率、 $\sigma$ は導電率である。(A.3)式より、次式で定義される磁気ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ を導入する。

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A} \quad (\text{A.8})$$

### A.1.2 静磁場問題

静磁場問題では(A.1)式の時間微分項を零においていた次式を取り扱う。

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (\text{A.9})$$

(A.5)式、(A.8)式、(A.9)式より、静磁場の基礎方程式は次式のように表される。

$$\text{rot} \left( \frac{1}{\mu} \text{rot } \mathbf{A} \right) = \text{rot} (\nu \text{rot } \mathbf{A}) = \mathbf{J} \quad (\text{A.10})$$

ここで、 $\nu$ は磁気抵抗率で透磁率 $\mu$ の逆数である。

静磁場問題では(A.10)式を満足する $\mathbf{A}$ を求めて、(A.8)式から次のように磁束密度 $\mathbf{B}$ の $x$ 、 $y$ 、 $z$ 方向の成分 $B_x$ 、 $B_y$ 、 $B_z$ を求ることになる。

$$\left. \begin{array}{l} B_x = \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \\ B_y = \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \\ B_z = \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \end{array} \right\} \quad (A.11)$$

### A.1.3 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場が問題となる場合について考察する。

このような場は、方程式に時間微分項が含まれるので、一般的に時間依存場（渦電流場）と呼ばれる。低周波を扱う問題ではマクスウェルの基礎方程式の(A.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。(A.8)式を(A.2)式に代入すると次式を得ることができる。

$$\mathbf{E} = -\left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad} \phi \right) \quad (A.12)$$

ここで  $\phi$  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。(A.7)式と(A.12)式から時間依存場の磁場の基礎方程式は次式で表される。

$$\text{rot}(\nu \text{rot} \mathbf{A}) = \mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_e = \mathbf{J}_0 - \sigma \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad} \phi \right) \quad (A.13)$$

$$\mathbf{J}_e = -\sigma \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad} \phi \right) \quad (A.14)$$

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、(A.14)式より電気スカラポテンシャル  $\phi$  を削除することもでき、通常  $\mathbf{A}$  法として呼ばれる簡単な式となる。ただし、電気スカラポテンシャル  $\phi$  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反復解法であるICCG (Incomplete Cholesky Conjugate Gradient) 法の収束特性が改善され、計算時間が短くなるという利点がある。これは  $\mathbf{A}\cdot\phi$  法と呼ばれている。このとき次式で示される渦電流の発散条件を連立して計算を行う必要がある。

$$\text{div} \left\{ -\sigma \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad} \phi \right) \right\} = 0 \quad (A.15)$$

### A.1.4 永久磁石を含む場

外部からの強制電流  $\mathbf{J}_0$  と渦電流  $\mathbf{J}_e$  以外に磁場をつくる永久磁石が存在する場合の基礎方程式は次式で表される。

$$\text{rot}(\nu^* \text{rot} \mathbf{A}) = \mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_m + \mathbf{J}_e \quad (A.16)$$

$$\nu^* = \begin{cases} \nu_0 = \frac{1}{\mu_0} & \text{(永久磁石の領域)} \\ \nu = \frac{1}{\mu} & \text{(永久磁石以外の領域)} \end{cases} \quad (A.17)$$

$$\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A} \quad (\text{A.18})$$

$$\mathbf{B} = \begin{cases} \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} & (\text{永久磁石の領域}) \\ \mu \mathbf{H} & (\text{永久磁石以外の領域}) \end{cases} \quad (\text{A.19})$$

ここで,  $\mathbf{J}_m$  は等価磁化電流密度,  $\mu_0$  および  $\mu$  は真空中および磁性体の透磁率,  $\mathbf{M}$  は磁化である. なお, 等価磁化電流密度  $\mathbf{J}_m$  は次式を満足しなければならない.

$$\mathbf{J}_m = \begin{cases} \nu_0 \operatorname{rot} \mathbf{M} & (\text{永久磁石の領域}) \\ 0 & (\text{永久磁石以外の領域}) \end{cases} \quad (\text{A.20})$$

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は各々を別々の式で取り扱う.

永久磁石中の磁気特性は(A.18)式に(A.1)式を適用すると,

$$\operatorname{rot} \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{B} - \mathbf{M}) = \mathbf{J} \quad (\text{A.21})$$

となる. 続いて, 磁束密度  $\mathbf{B}$  を磁気ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}$  に置き換えて表すと,

$$\operatorname{rot} \nu_0 (\operatorname{rot} \mathbf{A} - \mathbf{M}) = \mathbf{J} \quad (\text{A.22})$$

となる. ここで,  $\nu_0$  は真空中の磁気抵抗率である. (A.22)式を変形すると次式で表される.

$$\operatorname{rot} \nu_0 (\operatorname{rot} \mathbf{A}) = \mathbf{J} + \nu_0 \operatorname{rot} \mathbf{M} \quad (\text{A.23})$$

## A.2 有限要素法による定式化

### A.2.1 ガラーキン法による残差方程式

前項の(A.16)式に, 磁気ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}$  の補間関数  $\mathbf{N}_i$  を重み関数として, ガラーキン法を適用すると, 湍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.

$$G_{oi} = G_{li} - G_{j0i} - G_{jei} - G_{jmi} = 0 \quad (\text{A.24})$$

ただし, (A.24)式の各項は以下のようになる.

$$G_{li} = \int_V \mathbf{N}_i \cdot \{\operatorname{rot} (\nu_0 \operatorname{rot} \mathbf{A})\} dV \quad (\text{A.25})$$

$$G_{j0i} = \int_{V_c} \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{J}_0 dV \quad (\text{A.26})$$

$$G_{jei} = \int_{V_e} \mathbf{N}_i \cdot \left\{ -\sigma \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \operatorname{grad} \phi \right) \right\} dV \quad (\text{A.27})$$

$$G_{jmi} = \int_{V_m} \mathbf{N}_i \cdot (\nu_0 \operatorname{rot} \mathbf{M}) dV \quad (\text{A.28})$$

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,  $V_m$  は永久磁石の領域とする. (A.25)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、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。

$$\mathbf{u} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{v} = \mathbf{v} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{u} - \operatorname{div}(\mathbf{u} \times \mathbf{v}) \quad (\text{A.29})$$

$$\int_V \operatorname{div} \mathbf{u} dV = \int_S \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS \quad (\text{A.30})$$

$$(\mathbf{u} \times \mathbf{v}) \cdot \mathbf{w} = \mathbf{u} \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{w}) \quad (\text{A.31})$$

(A.25)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。

$$\int_V \mathbf{N}_i \cdot \{\operatorname{rot}(\nu \operatorname{rot} \mathbf{A})\} dV = \int_V \operatorname{rot} \mathbf{N}_i \cdot (\nu \operatorname{rot} \mathbf{A}) dV - \int_S \mathbf{N}_i \cdot \{(\nu \operatorname{rot} \mathbf{A}) \times \mathbf{n}\} dS \quad (\text{A.32})$$

ここで  $\mathbf{n}$  は微小面積  $dS$  の外向きの単位法線ベクトルである。 (A.32)式において右辺第2項は境界積分項で固定境界上では  $\mathbf{N} = 0$  となり、磁場の強さ  $\mathbf{H}$  が境界面に垂直な場合は  $\mathbf{n} \times \mathbf{H} = 0$  となるため結果零となる。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(A.28)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(A.28)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。

$$\int_{V_m} \mathbf{N}_i \cdot (\nu_0 \operatorname{rot} \mathbf{M}) dV = \int_{V_m} \operatorname{rot} \mathbf{N}_i \cdot (\nu_0 \mathbf{M}) dV - \int_{S_m} \mathbf{N}_i \cdot \{(\nu_0 \mathbf{M}) \times \mathbf{n}\} dS \quad (\text{A.33})$$

(A.33)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。

$$\begin{aligned} G_{oi} = & \int_V \operatorname{rot} \mathbf{N}_i \cdot (\nu \operatorname{rot} \mathbf{A}) dV - \int_S \mathbf{N}_i \cdot \{(\nu \operatorname{rot} \mathbf{A}) \times \mathbf{n}\} dS \\ & - \int_{V_c} \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{J}_0 dV - \int_{V_e} \mathbf{N}_i \cdot \left\{ -\sigma \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \operatorname{grad} \phi \right) \right\} dV \\ & - \int_{V_m} \operatorname{rot} \mathbf{N}_i \cdot (\nu_0 \mathbf{M}) dV + \int_{S_m} \mathbf{N}_i \cdot \{(\nu_0 \mathbf{M}) \times \mathbf{n}\} dS \end{aligned} \quad (\text{A.34})$$

ところで、(A.33)式において電気スカラポテンシャル  $\phi$  も未知変数とした場合、未知変数は  $\mathbf{A}$  の3成分と  $\phi$  の合計4変数となるが、(A.34)式の残差  $G_{oi}$  には3成分の式しかないので方程式の数が未知変数よりも少ないことになる。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。

$$\operatorname{div} \mathbf{J}_e = 0 \quad (\text{A.35})$$

(A.14)式と(A.35)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  $\phi$  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。

$$G_{di} = \int_{V_c} N_i \operatorname{div} \mathbf{J}_e dV = 0 \quad (\text{A.36})$$

また、(A.36)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。

$$\int_{V_e} N_i \operatorname{div} \mathbf{J}_e dV = \int_{S_e} N_i \mathbf{J}_e \cdot \mathbf{n} dS - \int_{V_e} \operatorname{grad} N_i \cdot \mathbf{J}_e dV \quad (\text{A.37})$$

(A.37)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1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  $\mathbf{A}$  と電気スカラポ

テンシャル $\phi$ 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對して平行または垂直にしか流れないものとする。以上より磁気ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ と電気スカラポテンシャル $\phi$ を未知数とする、いわゆる  $\mathbf{A}$ - $\phi$ 法を用いる場合、(A.34)式と(A.37)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できる。

## A. 2. 2 境界条件

Fig. A.1に示すような透磁率 $\mu$ が異なる二つの領域間の境界面 $\Gamma$ 上の磁束密度 $\mathbf{B}$ 、磁場の強さ $\mathbf{H}$ の連續性を考察する。ただし、境界面 $\Gamma$ は $x$ - $y$ 平面に平行であると仮定する。電磁場において磁場が満足すべき物理的な境界条件は次式で表される。

$$\mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{n} = \mathbf{B}_2 \cdot \mathbf{n} \quad (\text{A.38})$$

$$\mathbf{H}_1 \times \mathbf{n} = \mathbf{H}_2 \times \mathbf{n} \quad (\text{A.39})$$

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の磁場の強さ、 $\mathbf{n}$ は境界面 $\Gamma$ の単位法線ベクトルとする。(A.38)式は境界面に対する磁束密度 $\mathbf{B}$ の法線方向成分の連續条件、(A.39)式は磁場の強さ $\mathbf{H}$ の接線方向成分の連續条件を示している。(A.39)式の磁場の強さ $\mathbf{H}$ の接線方向成分の連續条件は、前述の(A.32)式の右辺第2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 $\mathbf{A}$ を用いて(A.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續性は、磁気ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ の連續条件を考えればよいことになる。(A.38)式と(A.8)式より $\Gamma$ 上の $\mathbf{A}$ の分布に関して次式が得られる。

$$\frac{\partial A_{y1}}{\partial x} - \frac{\partial A_{x1}}{\partial y} = \frac{\partial A_{y2}}{\partial x} - \frac{\partial A_{x2}}{\partial y} \quad (\text{A.40})$$

(A.40)式より $\Gamma$ 上で $\Gamma$ に平行な2成分 $A_x$ と $A_y$ のみが連續であれば磁束密度 $\mathbf{B}$ の法線方向成分の連續性が満足されることを示している。

次に有限要素法では有限の領域を扱うことから(A.38)式および(A.39)式を満足する解析領域の取り方について検討する。(A.38)式および(A.39)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 $\mathbf{A}$ のみで磁束密度 $\mathbf{B}$ および磁場の強さ $\mathbf{H}$ が表される。境界面上の磁気ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ が零以外であれば、(A.8)式より磁束密度 $\mathbf{B}$ 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 $\mathbf{A}$ を未知数とすると、磁束密度 $\mathbf{B}$ は境界面に對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 $\mathbf{B}$ は近似的に零となり(A.38)式および(A.39)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 $\mathbf{B}$ が境界面に對して平行な場合、境界面に沿った磁気ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ 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 $\mathbf{A}$ 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。

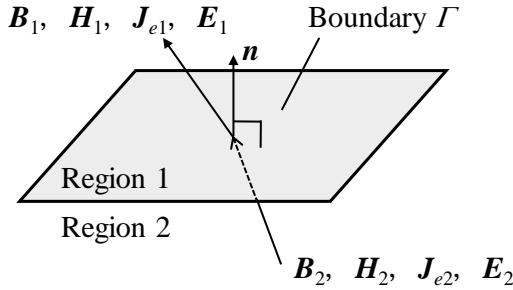


Fig. A.1 Boundary between two regions

続いて、渦電流密度 $\mathbf{J}_e$ と電場の強さ $\mathbf{E}$ の境界条件について検討する。磁場と同様に渦電流密度 $\mathbf{J}_e$ と電場の強さ $\mathbf{E}$ が満足すべき物理的な境界条件は次式で表される。

$$\mathbf{J}_{e1} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{J}_{e2} \cdot \mathbf{n} \quad (\text{A.41})$$

$$\mathbf{E}_1 \times \mathbf{n} = \mathbf{E}_2 \times \mathbf{n} \quad (\text{A.42})$$

ここで、 $\mathbf{J}_{e1}$ および $\mathbf{J}_{e2}$ はそれぞれ領域1および領域2の渦電流密度、 $\mathbf{E}_1$ および $\mathbf{E}_2$ はそれぞれ領域1および領域2の電場の強さとする。(A.41)式は、境界面に対する渦電流密度 $\mathbf{J}_e$ の法線方向成分の連続条件、(A.42)式は電場の強さ $\mathbf{E}$ の接線方向の連続条件を示している。(A.41)式の渦電流密度 $\mathbf{J}_e$ の法線方向成分の連続条件は、前述の(A.37)式の右辺第1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、電場の強さ $\mathbf{E}$ は磁気ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ と電気スカラポテンシャル $\phi$ を用いて(A.12)式で表されることから(A.42)式より $\Gamma$ 上の $\mathbf{A}$ と $\phi$ の分布に関して次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial A_{x1}}{\partial t} + \frac{\partial \phi_1}{\partial x} &= \frac{\partial A_{x2}}{\partial t} + \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \\ \frac{\partial A_{y1}}{\partial t} + \frac{\partial \phi_1}{\partial y} &= \frac{\partial A_{y2}}{\partial t} + \frac{\partial \phi_2}{\partial y} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.43})$$

(A.43)式より $\Gamma$ 上で $\Gamma$ に平行な成分 $A_x$ と $A_y$ および $\phi$ が連続であれば、電場の強さ $\mathbf{E}$ 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 $\mathbf{J}_e$ は(A.14)式より磁気ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ と電気スカラポテンシャル $\phi$ から表されるが、 $\mathbf{A}$ は磁束密度 $\mathbf{B}$ の境界条件により決定されるため渦電流密度 $\mathbf{J}_e$ の境界条件は $\phi$ 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 $\phi$ を未知数とする、いわゆる自然境界とすると(A.37)式の右辺第1項を零とすることから、渦電流密度 $\mathbf{J}_e$ 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 $\phi$ を零とする、いわゆる固定境界とすると渦電流密度 $\mathbf{J}_e$ は境界面に対して垂直となる。

### A. 2. 3 未知数の定義方法

Fig. A.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 $\mathbf{A}$ 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Fig. A.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 $\mathbf{A}$ 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 $\mathbf{A}$ の $x$ ,  $y$ および $z$ 方向の全成分が連続となる。しかし、前節の(A.40)式より節点要素法における $\mathbf{A}$ 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 $\mathbf{B}$ および磁場の強さ $\mathbf{H}$ 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。

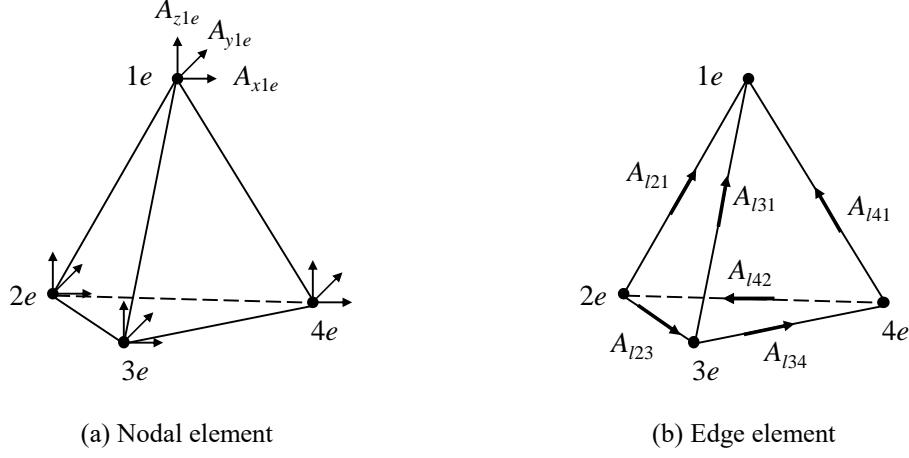


Fig. A.2 Definition of unknown variables

## A.2.4 補間関数

(A.34)式を一次四面体辺要素により離散化する際に、Fig. A.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 $A$ の補間関数 $N_{le}$ は次式で定義される。

$$N_{le} = \lambda_{me} \text{grad} \lambda_{ne} - \lambda_{ne} \text{grad} \lambda_{me} \quad (\text{A.44})$$

ここで $\lambda_{me}$ および $\lambda_{ne}$ 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、Fig. A.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。

$$\lambda_{me} = \frac{1}{6V_e} (a_{me} + b_{me}x + c_{me}y + d_{me}z) \quad (\text{A.45})$$

$V_e$ は要素( $e$ )の体積で、次式で表される。

$$V_e = \frac{1}{6} \sum_{me=1}^4 (-1)^{me} x_{me} \left\{ y_{ne} (z_{oe} - z_{pe}) + y_{oe} (z_{pe} - z_{ne}) + y_{pe} (z_{ne} - z_{oe}) \right\} \quad (\text{A.46})$$

式中の $me$ ,  $ne$ ,  $oe$ ,  $pe$ は循環する相対節点番号を示し、例えば $me=2$ 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

$$a_{me} = (-1)^{me} \left\{ x_{ne} (y_{pe} z_{oe} - y_{oe} z_{pe}) + x_{oe} (y_{ne} z_{pe} - y_{pe} z_{ne}) + x_{pe} (y_{oe} z_{ne} - y_{ne} z_{oe}) \right\} \quad (\text{A.47})$$

$$b_{me} = (-1)^{me} \left\{ y_{ne} (z_{oe} - z_{pe}) + y_{oe} (z_{pe} - z_{ne}) + y_{pe} (z_{ne} - z_{oe}) \right\} \quad (\text{A.48})$$

$$c_{me} = (-1)^{me} \left\{ z_{ne} (x_{oe} - x_{pe}) + z_{oe} (x_{pe} - x_{ne}) + z_{pe} (x_{ne} - x_{oe}) \right\} \quad (\text{A.49})$$

$$d_{me} = (-1)^{me} \left\{ x_{ne} (y_{oe} - y_{pe}) + x_{oe} (y_{pe} - y_{ne}) + x_{pe} (y_{ne} - y_{oe}) \right\} \quad (A.50)$$

(A.45)式を(A.44)式に代入すると次式が得られる.

$$N_{le} = \frac{1}{36V_e^2} \left[ \begin{aligned} & \{a_{me}b_{ne} - a_{ne}b_{me} + (c_{me}b_{ne} - c_{ne}b_{me})y + (d_{me}b_{ne} - d_{ne}b_{me})z\} \mathbf{i} \\ & + \{a_{me}c_{ne} - a_{ne}c_{me} + (b_{me}c_{ne} - b_{ne}c_{me})x + (d_{me}c_{ne} - d_{ne}c_{me})z\} \mathbf{j} \\ & + \{a_{me}d_{ne} - a_{ne}d_{me} + (b_{me}d_{ne} - b_{ne}d_{me})x + (c_{me}d_{ne} - c_{ne}d_{me})y\} \mathbf{k} \end{aligned} \right] \quad (A.51)$$

ここで,  $\mathbf{i}$ ,  $\mathbf{j}$ ,  $\mathbf{k}$ はそれぞれ $x$ ,  $y$ ,  $z$ 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, いづ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(A.51)式のベクトル補間関数 $\mathbf{N}_{le}$ を用いて次式で表される.

$$\mathbf{A}^{(e)} = \sum_{le=1}^6 \mathbf{N}_{le} A_{le} \quad (A.52)$$

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 $\mathbf{N}_{le}$ の単位が $\text{m}^{-1}$ であることから $\text{Wb}$ 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 $\text{Wb/m}$ 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(A.51)式と(A.52)式を用いることで, (A.34)式を離散化することができる.

渦電流の電荷保存則の(A.37)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 $\phi$ の補間関数 $N_{ne}$ は次式で定義される.

$$N_{ne} = \frac{1}{6V_e} (a_{ne} + b_{ne}x + c_{ne}y + d_{ne}z) \quad (A.53)$$

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(A.53)式を用いて次式となる.

$$\phi^{(e)} = \sum_{ne=1}^4 N_{ne} \phi_{ne} \quad (A.54)$$

以上より(A.53)式と(A.54)式を用いることで, (A.37)式を離散化することができる.

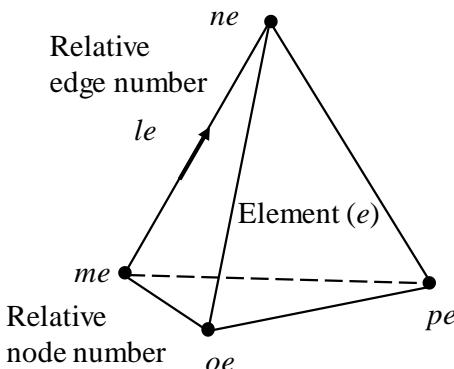


Fig. A.3 Relation between edge and node

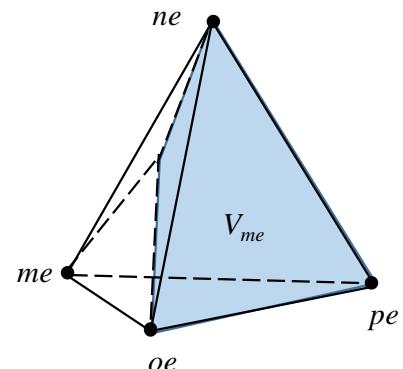


Fig. A.4 Volume coordinate of relative node number  $me$

## A. 2.5 時間依存場計算法

(A.14)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、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小時間幅 $\Delta t$ 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は前進、後退、中央差分法などがあるが、この中から解の収束性より後退差分法を用いる。後退差分法は時間微分項を次式に示すような時刻 $t+\Delta t$ における勾配で与える方法である。

$$\frac{\partial A^{t+\Delta t}}{\partial t} = \frac{A^{t+\Delta t} - A^t}{\Delta t} \quad (A.55)$$

ここで、 $A^t$ は、時刻 $t$ における関数 $A$ の値、 $A^{t+\Delta t}$ は時刻 $t+\Delta t$ における関数 $A$ の値を表す。

## A. 2.6 非線形計算法

磁場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、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(A.34)式と(A.37)式より次式で表される。

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial A_l^{t+\Delta t}} \\ \frac{\partial G_{di}^{t+\Delta t}}{\partial A_l^{t+\Delta t}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial \phi_l^{t+\Delta t}} \\ \frac{\partial G_{di}^{t+\Delta t}}{\partial \phi_l^{t+\Delta t}} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{\delta A_l^{t+\Delta t}\} \\ \{\delta \phi_l^{t+\Delta t}\} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} -\{G_{oi}^{t+\Delta t}\} \\ -\{G_{di}^{t+\Delta t}\} \end{bmatrix} \quad (A.56)$$

(A.56)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。

$$\begin{aligned} \frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial A_l^{t+\Delta t}} &= \sum_{\Omega} \left\{ \int_V \text{rot} \mathbf{N}_i^{(e)} \cdot \left( \nu^{(e)} \text{rot} \mathbf{N}_l^{(e)} \right) \delta_i^{(e)} \delta_l^{(e)} dV \right\} \\ &+ \left\{ 2 \frac{\partial \nu^{(e)}}{\partial (\mathbf{B}_{t+\Delta t}^{(e)})^2} \int_V \left( \text{rot} \mathbf{N}_l^{(e)} \cdot \mathbf{B}_{t+\Delta t}^{(e)} \right) \cdot \left( \text{rot} \mathbf{N}_i^{(e)} \cdot \mathbf{B}_{t+\Delta t}^{(e)} \right) \delta_i^{(e)} \delta_l^{(e)} dV \right\} \\ &+ \sum_{\Gamma_{je}} \frac{1}{\Delta t} \int_{V_e} \mathbf{N}_i^{(e)} \cdot \left( \sigma^{(e)} \mathbf{N}_l^{(e)} \right) \delta_i^{(e)} \delta_l^{(e)} dV \end{aligned} \quad (A.57)$$

$$\frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial \phi_l^{t+\Delta t}} = \sum_{\Gamma_{je}} \int_{V_e} \mathbf{N}_i^{(e)} \cdot \left( \sigma^{(e)} \text{grad} \mathbf{N}_l^{(e)} \right) \delta_i^{(e)} \delta_l^{(e)} dV \quad (A.58)$$

$$\frac{\partial G_{di}^{t+\Delta t}}{\partial A_l^{t+\Delta t}} = \sum_{\Gamma_{je}} \int_{V_e} \text{grad} \mathbf{N}_l^{(e)} \cdot \frac{1}{\Delta t} \left( \sigma^{(e)} \mathbf{N}_l^{(e)} \right) \delta_i^{(e)} \delta_l^{(e)} dV \quad (\text{A.59})$$

$$\frac{\partial G_{di}^{t+\Delta t}}{\partial \phi_l^{t+\Delta t}} = \sum_{\Gamma_{je}} \int_{V_e} \text{grad} \mathbf{N}_i^{(e)} \cdot \left( \sigma^{(e)} \text{grad} \mathbf{N}_l^{(e)} \right) \delta_i^{(e)} \delta_l^{(e)} dV \quad (\text{A.60})$$

ここで,  $\Omega$ と $\Gamma_{je}$ 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. (A.57)～(A.60)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(A.56)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, (A.56)式の係数マトリクスは, (A.58)式と(A.59)式より下段の行に $\Delta t$ を乗じれば対称となることから, ICCG法が適用可能となる. また, (A.57)式中の $\partial \mathbf{v}^{(e)} / \partial (\mathbf{B}_{t+\Delta t}^{(e)})^2$ 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.

### A.3 マクスウェルの応力法による電磁力の計算法

磁場内の物体に働く力を求める方法としては, 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挙げられる. その中でも, マクスウェルの応力法が広く用いられており, 本論文でもマクスウェルの応力法を適用する.

ファラデー・マクスウェルの理論<sup>(5)</sup>では二電荷間に作用する力は周囲の媒体を伝わるとしている. これは, 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るものとしており, この歪んだ状態が電場であると考えている. 同様に磁場においても, 電磁力が働くものとしてこの歪んだ状態が磁場であると考えることができる. 電磁場内にある閉曲面 $S$ 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. しかし, 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値に等しくなり, 次式で表すことができる.

$$\mathbf{F} = \int_V \mathbf{f} dV = \oint_S \mathbf{p} dS \quad (\text{A.61})$$

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.

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= \int_V \left( i \text{div} \mathbf{T}_x + j \text{div} \mathbf{T}_y + k \text{div} \mathbf{T}_z \right) dV \\ &= \int_S \left( i \mathbf{T}_x \cdot \mathbf{n} + j \mathbf{T}_y \cdot \mathbf{n} + k \mathbf{T}_z \cdot \mathbf{n} \right) dS \end{aligned} \quad (\text{A.62})$$

ここで,  $\mathbf{n}$ は微小面積 $dS$ の単位法線ベクトルである. (A.61)式と(A.62)式より応力 $\mathbf{p}$ は次式で表される.

$$\mathbf{p} = \mathbf{T} \cdot \mathbf{n}, \quad \mathbf{T} = \begin{Bmatrix} \mathbf{T}_x \\ \mathbf{T}_y \\ \mathbf{T}_z \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{xx} & T_{xy} & T_{xz} \\ T_{yx} & T_{yy} & T_{yz} \\ T_{zx} & T_{zy} & T_{zz} \end{bmatrix} \quad (\text{A.63})$$

このとき $\mathbf{T}$ はマクスウェルの応力テンソルを表し, 次式で与えられる.

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} T_{ij} \end{bmatrix}, \quad T_{ij} = \frac{1}{\mu} \left\{ B_i B_j - \frac{1}{2} (\delta_{ij} + \gamma) \mathbf{B}^2 \right\}, \quad (i, j = x, y, z) \quad (\text{A.64})$$

ここで,  $\mu$ 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,  $\delta_{ij}$ は次式に示すクロネッカのデルタ関数である.

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1(i=j) \\ 0(i \neq j) \end{cases} \quad (\text{A.65})$$

また,  $\gamma$ は物質の質量密度の変化による透磁率 $\mu$ の変化を表す量で, 次式で表される.

$$\gamma = \frac{m}{\mu} \frac{d\mu}{dm} \quad (\text{A.66})$$

真空(空気)中では,  $\gamma=0$ としてよいため, 閉曲面が真空(空気)中を取り囲む場合には(A.64)式は次式となる.

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} T_{ij} \end{bmatrix}, \quad T_{ij} = \frac{1}{\mu_0} \left\{ B_i B_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} \mathbf{B}^2 \right\}, \quad (i, j = x, y, z) \quad (\text{A.67})$$

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子の表面より離れた空間に積分面 $S$ を選ぶ<sup>(6)</sup>.

## A. 4 電流分布計算法<sup>(7)</sup>

電流の流れる導体が複雑な形状をしている場合, (A.26)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. そこで磁場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. 電流分布解析の基礎方程式は次式で表される.

$$\text{rot} \left( \frac{1}{\sigma} \text{rot} \mathbf{T} \right) = 0, \quad \mathbf{J} = \text{rot} \mathbf{T}, \quad \oint \mathbf{T} \cdot d\mathbf{s} = I \quad (\text{A.68})$$

ここで,  $\sigma$ 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. (A.68)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.

## A. 5 電圧源が与えられた回路方程式との連立による数値解析<sup>(8)</sup>

解析領域内に定常電流が流れている時は, 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, 電圧を入力とした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 $I_0$ を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. 電圧方程式は, キルヒホッフの第二法則を適用すると, 次式で与えられる.

$$\eta = V_0 - RI_0 - L \frac{dI_0}{dt} - \frac{d\psi}{dt} = 0 \quad (\text{A.69})$$

ここで  $V_0$  は巻線の端子電圧,  $R$  は抵抗,  $L$  は外部のインダクタンスである. また,  $\psi$  は鎖交磁束であり次式で与えられる.

$$\psi = \frac{n_c}{S_c} \int \left( \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{s} \right) dS \quad (A.70)$$

ここで,  $n_c$  は巻線の巻数,  $S_c$  は巻線の断面積,  $d\mathbf{s}$  は強制電流に沿った微小線分および  $dS$  は巻線の断面上の微小面積である. 微小線分  $d\mathbf{s}$  の方向は, 巷線の断面の法線ベクトル  $\mathbf{n}_s$  と同じであるから, (A.70)式は次式で表すことができる.

$$\psi = \frac{n_c}{S_c} \int \mathbf{A} \cdot \mathbf{n}_s dV \quad (A.71)$$

(A.69)式に(A.71)式を代入することで次式を得ることができる. ただし, 時間微分項は後退差分近似した.

$$\eta = V_0 - RI_0^{t+\Delta t} - L \frac{I_0^{t+\Delta t} - I_0^t}{\Delta t} - \frac{1}{\Delta t} \frac{n_c}{S_c} \sum_{\Gamma_{j0}} \int \left( \sum_{le=1}^6 \mathbf{N}_{le} \mathbf{A}_{le}^{t+\Delta t} - \sum_{le=1}^6 \mathbf{N}_{le} \mathbf{A}_{le}^t \right) \cdot \mathbf{n}_s^{(e)} dV = 0 \quad (A.72)$$

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.

$$\mathbf{J}_0 = \frac{n_c}{S_c} I_0 \mathbf{n}_s \quad (A.73)$$

これより (A.73)式を (A.26)式に代入することで次式を得ることができる.

$$\mathbf{G}_{joi}^{(e)t+\Delta t} = \sum_{\Gamma_{j0}} \frac{n_c}{S_c} I_0^{t+\Delta t} \int \mathbf{N}_i^{(e)} \cdot \mathbf{n}_s^{(e)} \delta_i^{(e)} dV \quad (A.74)$$

(A.73)式を用いて (A.34), (A.37) および (A.72)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.

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial A_l^{t+\Delta t}} & \left[ \begin{bmatrix} \frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial I_0^{t+\Delta t}} \\ \frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial \phi_l^{t+\Delta t}} \end{bmatrix} \right] & \left[ \begin{bmatrix} \frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial \phi_l^{t+\Delta t}} \\ \frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial A_l^{t+\Delta t}} \end{bmatrix} \right] \\ \left[ \begin{bmatrix} \frac{\partial \eta^{t+\Delta t}}{\partial A_l^{t+\Delta t}} \\ \frac{\partial \eta^{t+\Delta t}}{\partial I_0^{t+\Delta t}} \end{bmatrix} \right] & \left[ \begin{bmatrix} \frac{\partial \eta^{t+\Delta t}}{\partial I_0^{t+\Delta t}} \\ 0 \end{bmatrix} \right] & \left[ \begin{bmatrix} \delta A_l^{t+\Delta t} \\ \delta I_0^{t+\Delta t} \end{bmatrix} \right] \\ \left[ \begin{bmatrix} \frac{\partial G_{di}^{t+\Delta t}}{\partial A_l^{t+\Delta t}} \\ \frac{\partial G_{di}^{t+\Delta t}}{\partial \phi_l^{t+\Delta t}} \end{bmatrix} \right] & \left[ \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{\partial G_{di}^{t+\Delta t}}{\partial \phi_l^{t+\Delta t}} \end{bmatrix} \right] & \left[ \begin{bmatrix} \delta \eta_0^{t+\Delta t} \\ \delta \phi_l^{t+\Delta t} \end{bmatrix} \right] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\{\delta G_{oi}^{t+\Delta t}\} \\ -\{\delta \eta_0^{t+\Delta t}\} \\ -\{\delta G_{di}^{t+\Delta t}\} \end{bmatrix} \quad (A.75)$$

$$\frac{\partial G_{oi}^{t+\Delta t}}{\partial I_0^{t+\Delta t}} = -\frac{n_c}{S_c} \sum_{\Gamma_{j0}} \int \mathbf{N}_i^{(e)} \cdot \mathbf{n}_s^{(e)} \delta_i^{(e)} dV \quad (A.76)$$

$$\frac{\partial \eta^{t+\Delta t}}{\partial A_l^{t+\Delta t}} = -\frac{n_c}{S_c} \cdot \frac{1}{\Delta t} \sum_{\Gamma_{j0}} \int \mathbf{N}_i^{(e)} \cdot \mathbf{n}_s^{(e)} \delta_i^{(e)} dV \quad (A.77)$$

$$\frac{\partial \eta^{t+\Delta t}}{\partial I_0^{t+\Delta t}} = -R - \frac{L}{\Delta t} \quad (A.78)$$

(A.75)式の対称な位置関係にある係数マトリクス (A.76)式と (A.77)式は, このままでは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 (A.75)式の  $\eta$  に関する行に  $\Delta t$  を乗じることで (A.75)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 法が適用できる.

## A.6 逆起電圧フィードバック制御時の数値解析

2章で扱った逆起電圧フィードバック制御回路の計算については, Fig. A.5 に示すような PWM フィードバック制御の駆動電圧の入力を, Fig. A.6 に示すような解析フローチャートに基づいて数値解析を行うことで, 実現している. Fig. A.5 の  $T(1)$  は逆起電圧が 0 になってから実際に検知するまでの時間,  $T(2)$  は電圧印加の遅延時間,  $t_{on}$  は電圧印加区間,  $t_{off}$  はダイオードにより回路に電流を回生する回路回生時間,  $N$  は入力するパルス波の数を表している. また巻線の端子電圧  $V_0$ , および抵抗  $R$  は Fig. A.6 のフローチャートに従い変化する.

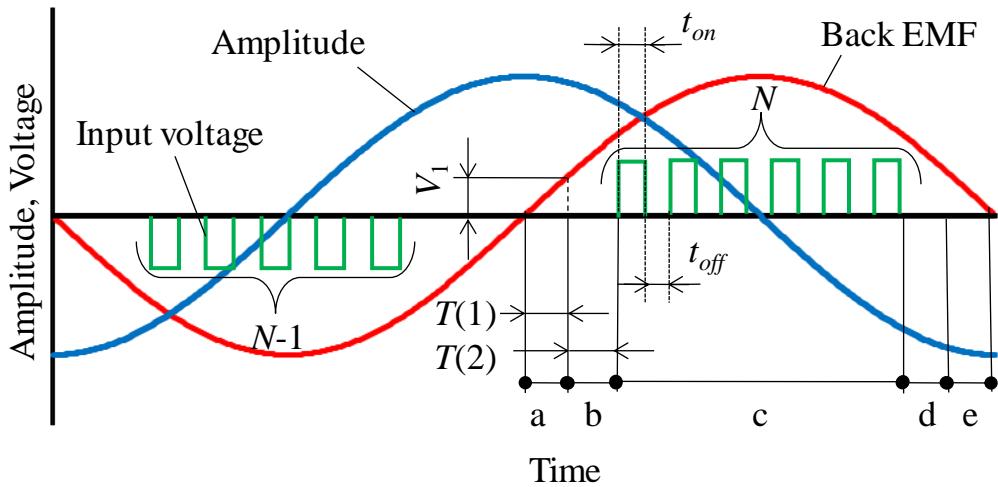


Fig. A.5 Time chart of PWM feedback control

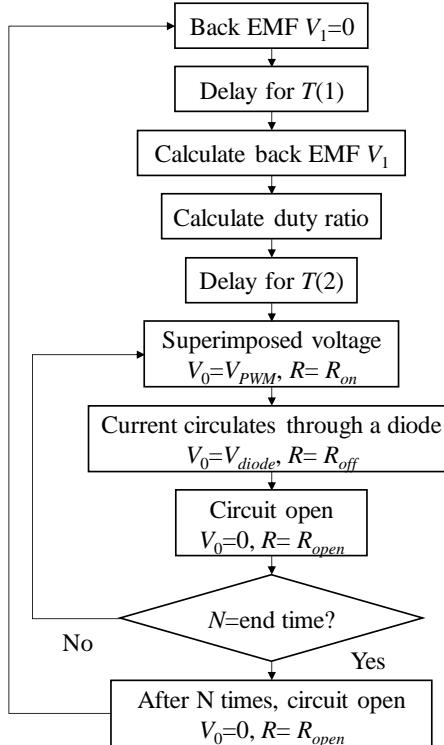


Fig. A.6 Flowchart for PWM feedback control

## A.7 運動方程式との連立による数値解析

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、可動子が移動する場合、各時刻における可動子の位置を求めて、可動子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。Fig. A.7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。

### A.7.1 運動方程式

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子が移動を始める。可動子の過渡動作特性を解析するには各時刻の可動子の位置を求める必要があるため、可動子に関する運動方程式を数値計算で解かねばならない。本研究では、 $x$ 方向にのみ直線運動する可動子について解くべき運動方程式は次式で表される。

$$m_x \frac{d^2x}{dt^2} + c_x \frac{dx}{dt} + k_x x \pm F_{sx} = F_x \quad (A.79)$$

ここで、 $m_x$ は $x$ 方向へ動く可動子の質量、 $c_x$ は粘性減衰係数、 $k_x$ はばね定数の $x$ 方向成分、 $F_{sx}$ はクーロン摩擦力の $x$ 方向成分、 $F_x$ は電磁力の $x$ 方向成分である。

また空間的に移動する場合、(A.79)式に加え、 $y$ および $z$ 方向に運動する可動子について運動方程式を解く必要がある。解くべき運動方程式は $x$ 方向と同様の形式となり、次式で表される。

$$m_y \frac{d^2y}{dt^2} + c_y \frac{dy}{dt} + k_y y \pm F_{sy} = F_y \quad (A.80)$$

$$m_z \frac{d^2z}{dt^2} + c_z \frac{dz}{dt} + k_z z \pm F_{sz} = F_z \quad (A.81)$$

ここで、各変数は $x$ 方向と同様の物理量を表す。

### A.7.2 離散化

(A.79)式を加速度について解き、時刻 $t$ における可動子の加速度 $\alpha^t$ は次式となる。

$$\alpha^t = \frac{F_x^t - c_x \frac{dx^t}{dt} - k_x x^t \pm F_s}{m_x} \quad (A.82)$$

微小時間 $\Delta t$ 間の可動子の移動距離 $\Delta x^t$ は、可動子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。

$$\Delta x^t = v^t \Delta t + \frac{\alpha^t \Delta t^2}{2} \quad (A.83)$$

ここで $v^t$ は時刻 $t$ における可動子の速度である。また、可動子の運動が振動を伴う場合、次式に示すような近似の方が誤差を少なくできる。

$$\Delta x^t = v^t \Delta t + \alpha^t (\Delta t)^2 \quad (A.84)$$

次の時刻 $t + \Delta t$ の可動子の移動距離 $x^{t+\Delta t}$ 及び速度 $v^{t+\Delta t}$ は次式で表される。

$$x^{t+\Delta t} = x^t + \Delta x^t \quad (A.85)$$

$$v^{t+\Delta t} = v^t + \alpha^t \Delta t \quad (A.86)$$

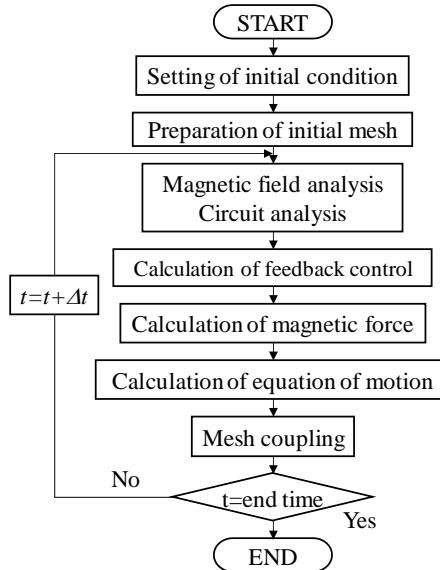


Fig. A.7 Flowchart for dynamic analysis.

ここで $x^t$  は時刻 $t$  における可動子の移動距離である. 以上の(A.82)式～(A.86)式までを $\Delta t$ ごとに時間を追って計算すれば, 可動子の位置と時間との関係を求めることができる. また, (A.80)式と(A.81)式も同様に離散化される.

## A.8 要素分割図の修正法

有限要素法を用いて移動問題を解く場合, 物体の移動に伴い磁場解析に必要な三次元分割図を時間の経過とともに変更しなければならない. すなわち, 解析の過程で分割図の修正が必要になる. 以下に本研究で用いた平面運動の分割図自動修正法の詳細を説明する.

### (1) 直線運動<sup>(9)</sup>

可動子が直線運動する場合の分割図の自動修正法を述べる. Fig. A.8 に分割図合成の概略図を示す. 本研究で用いるパッチメッシュ法では, まず可動子の分割図と固定子の分割図を別々に用意する. 次に, 可動子の位置を運動方程式によって求め, 最後に, 固定子に可動子を重ね合わせる. このとき, 固定子と可動子が重なり合う領域中の要素およびその周辺の要素を固定子から取り除き, 可動子をこれらの要素が取り除かれた固定子の中に配置する. そして, 固定子と可動子の要素をつなぎ合わせる要素を生成する. この手法では, 任意の位置での分割図の作成が可能で, 移動距離の長いモデルに対して適用できるというメリットがある.

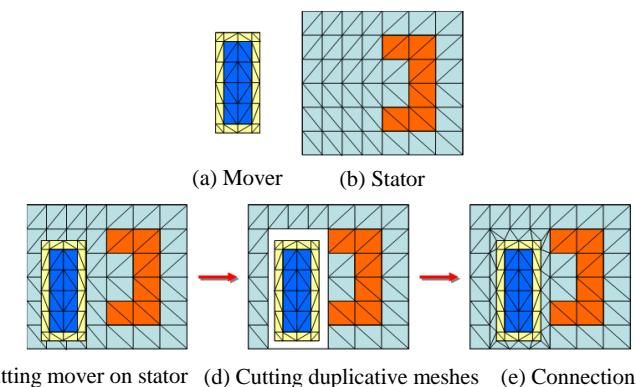


Fig. A.8 Automatic connection of meshes.

## (2) 平面運動<sup>(10)</sup>

可動子が平面運動する場合の三次元分割図の自動修正法を述べる。本手法はあらかじめ  $x$  方向の初期と最終分割図,  $y$  方向の初期と最終分割図の合計 4 つの分割図を作成して, 4 つの分割図の座標を補間することで平面運動する三次元分割図を自動修正する。この方法は可動子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。ただし, 可動子の移動に伴い可動子周辺の空気領域の要素が扁平になりやすく可動子の移動距離が制限される。以下に本手法の手順を具体的に示す。

ステップ 1: Fig. A.9 に示すように 4 つの分割図をあらかじめ準備する。なお, それぞれは  $x$  方向における初期と最終位置の分割図,  $y$  方向における初期と最終位置の分割図であり, 要素数や節点数, 要素を構成する節点番号は等しいとする。つまり 4 つの分割図の違いは節点の座標のみである。また, 本来は三次元分割図であるが, 簡単のため二次元分割図で示している。

ステップ 2: 可動子の運動に伴い全ての節点に対して,  $x$  方向における初期分割図の座標  $Q_{px}$  と最終分割図  $Q_{px''}$ , および  $y$  方向における初期分割図の座標  $Q_{py}$  と最終分割図  $Q_{py''}$  の座標を次式のように補間することで新しい節点座標  $Q_{px''}$  と  $Q_{py''}$  を計算する。

$$\begin{cases} Q_{px''} = (1 - R_x)Q_{px} + R_x Q_{px'} \\ Q_{py''} = (1 - R_y)Q_{py} + R_y Q_{py'} \end{cases} \quad (A.87)$$

ここで,  $R_x$  と  $R_y$  はそれぞれ  $x$ ,  $y$  方向の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。

$$\begin{cases} R_x = \Delta l_x / l_x \quad (0 \leq R_x \leq 1) \\ R_y = \Delta l_y / l_y \quad (0 \leq R_y \leq 1) \end{cases} \quad (A.88)$$

ここで,  $l_x$  と  $l_y$  はそれぞれ運動方程式によって得られる可動子の  $x$ ,  $y$  方向の移動距離であり,  $l_x$  と  $l_y$  はそれぞれ  $x$ ,  $y$  方向における可動子の初期位置と最終位置の間の距離である。 (A.87)式と (A.88)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子の平面運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。

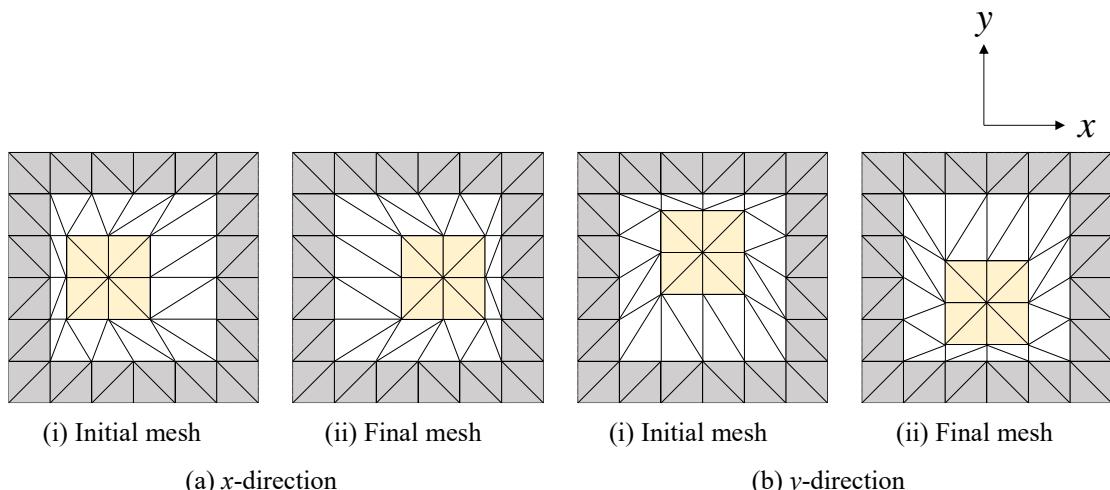


Fig. A.9 Re-generation of mesh under planar motion.

以上より、本手法を用いることで、可動子の移動方向や分割図の作成に制限はあるものの、短時間で三次元分割図を自動修正し、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。

## 参考文献

- (1) 河瀬順洋, 伊藤昭吉, “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
- (2) 中田高義, 高橋則雄, “電気工学の有限要素法（第二版）”, 森北出版, 1992
- (3) 中田高義, 伊藤昭吉, 河瀬順洋, “有限要素法による交直電磁石の設計と応用”, 森北出版, 1991
- (4) 伊藤昭吉, 河瀬順洋, “最新 有限要素法による電気電子機器の CAE”, 森北出版, 2000
- (5) 竹山説三, “電磁気学現象理論”, 丸善, 1994
- (6) 中田高義, 高橋則雄, “磁束密度の計算誤差とトルクの精度”, 昭和 60 年電気学会全国大会, No. 696, 1985
- (7) 河瀬順洋, 山口忠, 森浩之, 平田勝弘, 光武義雄, “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”, 平成 8 年電気学会全国大会, No. 1132, 1996
- (8) T. Nakata, N. Takahashi, K. Fujiwara, A. Ahagon, “3-D Finite Element Method for Analyzing Magnetic Fields in Electrical Machines Excited from Voltage Sources”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 24, No. 6, pp. 2582-2584, 1988.11
- (9) 河瀬順洋, 伊波清健, 森浩之, “有限要素法による比例ソレノイドの過渡動作特性解析”, 電気学会 リニアドライブ研究会資料, LD-95-81, pp. 11-20, 1995
- (10) 太田智浩, 平田勝弘, 河瀬順洋, “三次元有限要素法を用いたスクロールアクチュエータの動作特性解析”, 電気学会論文誌 D 部門, Vol. 121, No. 2, pp. 178-183, 2001







