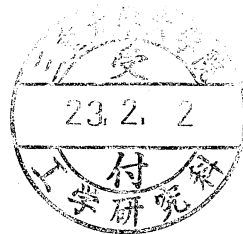


三重大学大学院工学研究科 修士論文

回転子スロット高調波の過渡特性を考慮した 誘導電動機数式モデルに関する研究



平成 22 年度

三重大学大学院工学研究科 博士前期課程

電気電子工学専攻 電気システム工学講座

大久保 達也

目次

第1章 序論	1
1.1 本研究の背景	1
1.1.1 現代社会の電動機と今後の展望	1
1.1.2 電動機の高速度化と速度センサレス化の要求	2
1.1.3 本研究で着目する速度センサレス制御法	3
1.2 本研究の目的	4
1.3 本論文の構成	4
第2章 誘導電動機の構造とスロット高調波	5
2.1 スロット高調波の発生原因	5
2.1.1 かご形誘導電動機の回転子構造	5
2.1.2 スロット高調波の発生原因	6
2.2 スロット高調波の理論式	7
2.2.1 エアギャップ中における磁束密度の変化	7
2.2.2 中性点電圧に発生するスロット高調波	8
2.2.3 線電流に含まれるスロット高調波	9
2.3 従来のスロット高調波モデルの問題点	11
第3章 提案するスロット高調波モデルの導出	12
3.1 IM 数式モデル ^[17]	12
3.1.1 三相交流で表した数式モデル	12
3.1.2 二相交流で表した数式モデル	15
3.1.3 回転直交座標で表した数式モデル	17
3.2 提案モデルの導出手順と前提条件	19
3.3 固定子および回転子電流が作る起磁力分布の導出	20
3.3.1 一次起磁力の導出	20
3.3.2 二次起磁力の導出	23
3.4 エアギャップ中の磁束密度分布の導出	28
3.4.1 磁氣的ギャップ長の変調	28
3.4.2 回転子スキューの影響	29

目次

3.4.3 磁束密度の導出	30
3.5 固定子および回転子巻線磁束鎖交数の導出	33
3.5.1 固定子巻線磁束鎖交数の導出	33
3.5.2 回転子巻線磁束鎖交数の導出	35
3.6 スロット高調波を考慮した三相電圧方程式の導出	37
3.7 スロット高調波モデル	41
3.7.1 d-q 軸上の電流で表現したスロット高調波モデル	41
3.7.2 スロット高調波電圧の零相成分	42
3.7.3 スロット高調波電圧の三相对称成分	43
第4章 スロット高調波係数の同定法	44
4.1 IM のベクトル制御	44
4.2 ベクトル制御時におけるスロット高調波モデル	46
4.3 スロット高調波係数の同定法	48
4.2.1 スロット高調波係数 Y_{ss} , Z_{ss} の同定法	48
4.2.2 スロット高調波係数 Y_{sr} , Z_{sr} の同定法	49
第5章 実験による提案モデルの検証	50
5.1 提案モデルの検証法	50
5.1.1 実験環境	50
5.1.2 スロット高調波電圧の検出法	52
5.1.3 提案モデルの妥当性の検証法	53
5.2 スロット高調波係数 Y_{ss} , Y_{sr} の同定結果	54
5.3 定常時におけるスロット高調波電圧の実測値と算出値の比較	58
5.3.1 定常時における負荷特性	58
5.3.2 定常時における速度特性	66
5.4 過渡時におけるスロット高調波電圧の実測値と算出値の比較	69
5.4.1 負荷変動時における過渡特性	69
5.4.2 速度変動時における過渡特性	74
5.4.3 正逆転運転時における過渡特性	81
第6章 結論	85
6.1 まとめ	85
6.2 今後の課題	86
参考文献	87

目次

口頭発表	90
謝辞	91

第1章 序論

1.1 本研究の背景

1.1.1 現代社会の電動機と今後の展望

現代社会において電動機は、様々な分野で利用されている。エアコン、洗濯機、掃除機などの家電製品を始め、ハイブリッド自動車や鉄道などの輸送機械に利用されている。また、産業分野においては、産業用ロボットや工作機械など、過変速動力源として利用されている。このように幅広い分野で電動機が用いられる背景として以下の理由が挙げられる。

- ・環境にやさしいクリーンな動力源である
- ・内熱機関と比べ高効率である
- ・日常生活において、電化が一般的となった

また、近年では地球環境に対する関心が高まっている。それに伴い様々な分野において動力源の電動化が進んでおり、電動機の適応範囲の拡大が望まれている。その一環として近年のパワーエレクトロニクス技術の発展、鉄損の少ない磁性材料の開発、マイクロプロセッサの高速・高機能化などにより、数十万 rpm を超えるような超高速電動機の開発が進んでいる。^{[1],[2]}このような超高速電動機の使用例として、自動車用のターボチャージャ、小型ガスタービン、マイクロガスタービンなどの応用が期待されている。

また、超高速電動機は一般的な回転機と比較して軸出力を大きくできるため、小型化・軽量化・高効率化などが可能となる。そのため、限られたスペースでの大出力が要求されるハイブリッド自動車、電気自動車などへの応用が期待されている。

このように超高速電動機の産業界への普及が望まれている。

1.1.2 電動機の高速化と速度センサレス化の要求

現在, 交流電動機として, 永久磁石同期電動機(PMSM: Permanent Magnet Synchronous Motors)と誘導電動機(IM: Induction Motor)が広く使われている。この二つを比較すると永久磁石同期電動機の方が高効率で駆動できるため, 動力源として採用される動きが見られる^[3]。しかし, 高速駆動時には回転子に永久磁石を用いている構造上, 遠心力に対する堅牢性や弱め界磁制御による効率の低下や減磁の恐れといった高速駆動に不向きな特徴がある。一方, 誘導電動機は回転子構造が簡易で堅牢性に富み, 弱め界磁制御に減磁の恐れがないなど高速駆動に有利な特徴がある。そこで, 本稿では高速駆動に有利な誘導電動機に注目する。

誘導電動機は速度制御には速度情報が必要となる。速度情報を得る手段として速度センサを利用するのが一般的であるが, 速度センサを用いることでセンサの耐久性, 高分解能化に伴うコスト増加, 省スペース化の観点といった問題から速度センサレス化が要求されている。速度センサレス制御は, 電源角周波数制御を基本とし, 簡易な構成で実現できる位相追従型センサレス制御^{[4],[5]}と直交二軸座標系上での電流制御を基本とし, 瞬時トルク制御が可能なセンサレスベクトル制御^{[6],[7]}に大別できる。後者は, センサレス化にあたり, 適応二次磁束オブザーバ方式など電動機モデルを用いたものが一般的に用いられている。しかし, 高速駆動時にはスイッチング周波数の制限などから, 正弦波 PWM 駆動ではなく矩形波駆動が採用されるため, 正弦波駆動を基本としているこれらの方式は所望の性能が得られないことが懸念される。さらに, 両方式とも電動機モデルを用いているため, モータパラメータの変動に対するロバスト性の確保が問題になる。

この問題に対し, 電動機の数式モデルを用いない速度センサレス手法として回転子スロット高調波(以下, スロット高調波)を利用した速度センサレス手法^{[8]~[15]}が提案されている。本手法は誘導電動機の機械的構造に依存して発生するスロット高調波を用いて速度を検出する手法であるため, モータパラメータの変動による速度検出値への影響がなく, 矩形波駆動などの駆動方式に関係なく速度検出が可能といった特徴がある。

そこで, 本研究では誘導電動機は速度センサレス手法として回転子スロット高調波を用いた手法に着目する。

1.1.3 本研究で着目する速度センサレス制御法

スロット高調波を利用した速度センサレス制御法は、誘導電動機の回転速度情報を含むスロット高調波周波数を検出することで速度センサレス化を実現している。スロット高調波周波数の検出法として、アナログ信号処理に基づき、アナログフィルタやコンパレータを用いた零クロス検出を用いた速度推定法^{[8]-[11]}が提案されている。しかし、これらの手法は、精度や速度分解能の点で問題があった。これらの問題を解決する手法として、デジタル信号処理に基づき、高速フーリエ変換 (FFT) を用いた手法^[12]が提案されている。本手法は、各周波数成分を分離できるため、高い S/N 比で速度推定が可能となる。また、数万 rpm 駆動する超高速誘導電動機の FFT を利用した速度推定法^[13]が提案されている。本手法は、FFT 解析結果に検出帯域の制限を設け磁束飽和に伴う 3 次高調波成分と矩形波駆動に伴う高調波電流が作るスロット高調波を分離し、安定な速度推定が可能となっている。さらに、近年では、低速時の推定精度向上のため、高調波電圧励磁を行い発生したスロット高調波をパルス化してカウントする手法^[14]や d 軸電流に含まれるスロット高調波を回転座標上で検出し、適応バンドパスフィルタを用いて回転速度を推定する手法^[15]が提案されている。

上記で述べたように、スロット高調波を利用したセンサレス制御の性能は、スロット高調波成分の S/N 比に大きく依存する。そのため、センサレス制御系の設計・評価には、スロット高調波自体の発生メカニズムが、定常特性のみならず過渡特性も含めて数式モデル化されていることが望ましい。さらに、スロット高調波に基づく速度センサレス制御の設計を効率的に行うためには、スロット高調波の発生を模擬できるシミュレータが必要であり、そのためにも、スロット高調波の発生を動的に表現できる数式モデルが必要となる。

1.2 本研究の目的

本研究では、スロット高調波の発生を動的に表現可能な数式モデルの同定と評価を目的とする。

具体的には、回転子スロットの影響によって発生する二次起磁力高調波および磁気的エアギャップの変化を考慮し、スロット高調波を考慮した誘導電動機の三相電圧方程式を導出した上で、過渡時も含めたスロット高調波電圧の数式モデルを提案する。また、提案モデルに含まれるスロット高調波の大きさを表すパラメータの同定法を提案し、計測値と実測値を比較し、提案モデルの有効性を検証する。

1.3 本論文の構成

本論文の第2章では、スロット高調波の発生原因と理論式を記述し、従来のスロット高調波モデルの問題点を述べる。

第3章では、提案モデルの導出手順と前提条件を説明し、提案モデルを導出する。

第4章では、提案モデルに含まれるスロット高調波の大きさを表すパラメータの同定法について述べる。

第5章では、提案モデルの検証法を説明し、実測値と算出値を比較することで提案モデルの妥当性を検証する。

最後に第6章では、本研究の成果をまとめる。

第2章 誘導電動機の構造とスロット高調波

本章では、誘導電動機の構造とスロット高調波について述べる。まず、2.1 節では本研究で使用するかご形誘導電動機の構造とスロット高調波の発生原因について説明する。次に、2.2 節において、文献[10]で提案されているスロット高調波の理論式を示す。そして、2.3 節において、従来のスロット高調波モデルの問題点を指摘する。

2.1 スロット高調波の発生原因

2.1.1 かご形誘導電動機の回転子構造

近年では、インバータなどの半導体電力変換機の登場により、容易に始動や過変速駆動が可能となったため、スリップリングがなく堅牢性の高いかご形誘導電動機（以下、IM）が広く利用されている。本稿でも、回転子スロットを有するかご形誘導電動機を用いる。

Fig. 2.1 に IM の回転子構造を示す。鉄心材料には厚さ 0.35mm または 0.5mm のケイ素鋼板（ケイ素含有率 1~3.5%）が用いられ、これを積み上げて積層鉄心とする。鋼板の間には鉄損を小さくするために絶縁が施され、渦電流が流れにくいように作られている。積層鉄心には二次導体を収めるためのスロットが刻まれており、スロットには二次導体となる導体棒が挿入される。そして、最後に回転子の両端を短絡環と呼ばれる銅環で短絡・固定した構造となっている^[16]。このように、IM は構造的に堅牢で高速回転に有利である。

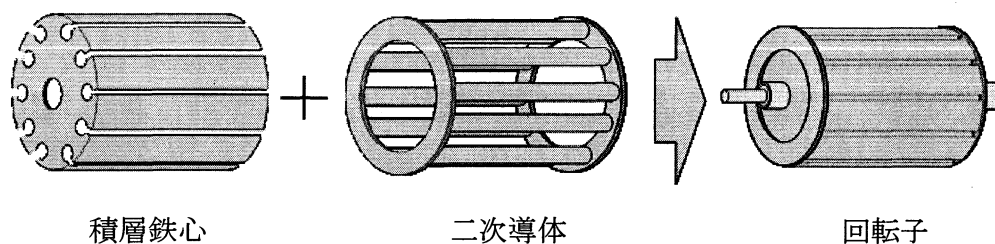


Fig. 2.1 IM の回転子構造

2.1.2 スロット高調波の発生原因

Fig. 2.2 に IM の断面図を示す。前項で説明したように、IM の回転子は積層鉄心と二次導体で構成されている。一般的に、IM の二次導体には透磁率の低いアルミ材が用いられ鉄心部とは透磁率が異なる。そのため、励磁電流によって発生した磁束が回転子を通過する際、スロット部とそれ以外の部分で磁束の通り易さが異なり、磁束が変調を受ける。このとき、発生する脈動成分がスロット高調波であり、電圧や電流に現れる。

Fig. 2.3 にエアギャップ中における磁束密度分布の模式図を示す。Fig. 2.3 より、スロット高調波は、回転子スロットの数だけ脈動し、磁束密度の基本波成分にスロット高調波成分が重畳した形となる。

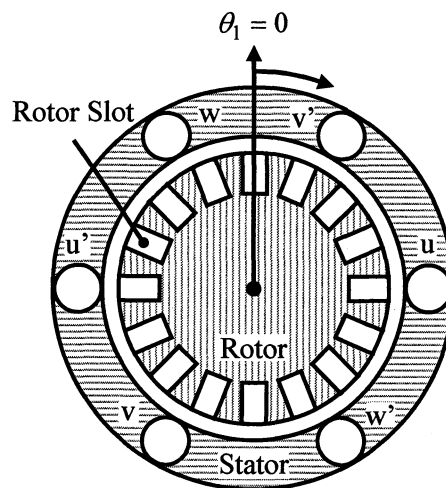


Fig. 2.2 IM の断面図

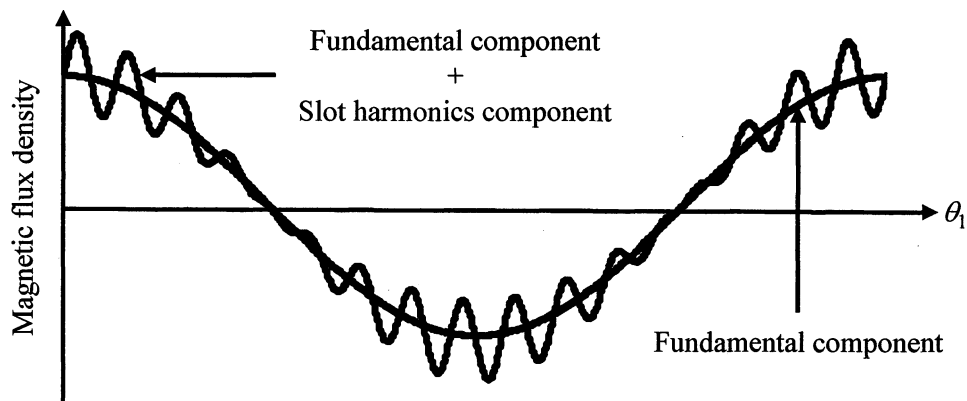


Fig. 2.3 エアギャップ中の磁束密度分布

2.2 スロット高調波の理論式

2.2.1 エアギャップ中における磁束密度の変化

Fig. 2.3 に示すように、磁束密度の基本波成分がスロット高調波成分によって振幅変調を受けるため、スロット高調波を考慮したエアギャップ中の磁束密度分布 $B(t, \theta_1)$ は次式で示される^[10]。

$$\begin{aligned} B(t, \theta_1) &= B_0 \{1 + k_H \cos N_r (\omega_{re} t - \theta_1)\} \cos(\omega t - \theta_1) \\ &= B_0 \cos(\omega t - \theta_1) + \frac{k_H B_0}{2} \cos\{(N_r \omega_{re} - \omega)t - (N_r - 1)\theta_1\} \cdots \cdots (2.1) \\ &\quad + \frac{k_H B_0}{2} \cos\{(N_r \omega_{re} + \omega)t - (N_r + 1)\theta_1\} \end{aligned}$$

ω : 電源角周波数, ω_{re} : 回転角周波数, θ_1 : 固定子 u 相巻線が作る磁束方向を基準とした固定子上の角度, B_0 : 基本波磁束密度の大きさ, N_r : 1 極対あたりの回転子スロット数, k_H : 磁束密度の回転子スロット係数 (スロット高調波の基本波に対する割合)

(2.1)式において、第1項は、磁束密度の基本波成分を表し、第2項および第3項は、磁束密度のスロット高調波成分を表す。(2.1)式に示すように、スロット高調波成分は IM の速度情報である回転角周波数 ω_{re} を含むため、スロット高調波を検出することで IM の回転速度を検出できることがわかる。

また、回転子スロット数 N_r によって決まるが、(2.1)式の第2項及び第3項において一方が中性点電圧に現れるスロット高調波の零相成分であり、他方が線電流に現れるスロット高調波の三相对称成分 (電圧型インバータを用いた場合) を示している。具体的には、 $N_r = 3N + 1$ ($N = 0, 1, 2, \dots$) のとき、第2項がスロット高調波の零相成分、第3項がスロット高調波の三相对称成分となり、 $N_r = 3N - 1$ ($N = 1, 2, 3, \dots$) のとき、第3項がスロット高調波の零相成分、第2項がスロット高調波の三相对称成分となる。なお、一般的に IM の回転子スロット数を選定する場合、振動や騒音を軽減するために、回転子スロット数 N_r を3の倍数でない整数となるように設計をすることが多い⁽⁸⁾ため、この場合は考えないこととする。以後、インバータにおいては、特に断りが無い限り、電圧型インバータを用いた場合を考える。次項及び次々項では、中性点電圧に現れるスロット高調波と線電流に現れるスロット高調波の理論式について記述する。

2.2.2 中性点電圧に発生するスロット高調波

本項では、IM の固定子中性点電圧に発生するスロット高調波（スロット高調波の零相成分）の理論式を導出する。ここで、(2.1)式に示す、磁束密度より IM の中性点電圧を導出する。ここで、中性点電圧は、IM の三相平衡を前提とすると固定子 u 相、v 相、w 相の誘起電圧の和より導出できる。なお、固定子 u 相、v 相、w 相の磁束密度をそれぞれ B_u 、 B_v 、 B_w とすると IM の中性点電圧 v_n は次式で示される。

$$\begin{aligned} v_n &= \frac{1}{3} \left(K \frac{\partial B_u}{\partial t} + K \frac{\partial B_v}{\partial t} + K \frac{\partial B_w}{\partial t} \right) \\ &= -\frac{K k_H B_0}{2} (N_r \omega_{re} \mp \omega) \sin(N_r \omega_{re} \mp \omega) t \quad \dots\dots\dots (2.2) \\ &\quad (N_r = 3N \pm 1) \end{aligned}$$

K : IM の固定子歯の寸法、透磁率、コイルの巻き方で決まる比例定数
また、 $B_u = B(t, 0)$ 、 $B_v = B(t, 2\pi/3)$ 、 $B_w = B(t, 2\pi/4)$ である。

前項で示したように、IM の回転子スロット数は振動や騒音を低減するため、3 の倍数ではない整数となるように設計される。したがって、(2.2)式は一般的な式と考えて差し支えない。また、(2.2)式より、中性点電圧 v_n は、基本波成分などの相電圧を含まずスロット高調波成分のみを含んでいることが確認できる。したがって、IM の中性点電圧を測定することで相電圧を除去でき高い S/N 比でスロット高調波電圧が検出可能である。そして、(2.2)式より、中性点電圧に発生するスロット高調波電圧の周波数 f_{sh} は次式で示される。

$$\begin{aligned} f_{sh} &= N_r f_r \mp f = (N_r \mp 1) f_r \mp f_{se} \quad \dots\dots\dots (2.3) \\ &\quad (N_r = 3N \pm 1) \end{aligned}$$

f : 電源周波数、 f_r : 回転周波数、 f_{se} : すべり周波数

2.2.3 線電流に含まれるスロット高調波

本項では、線電流に含まれるスロット高調波（スロット高調波の三相对称成分）の理論式を導出する。ここでは、1例として固定子u相電圧に現れるスロット高調波成分に注目する。まず、(2.1)式より、IMの固定子uv線間誘起電圧 e_{uv} と固定子uw線間誘起電圧 e_{uw} は次式で示される。

$$\begin{aligned} e_{uv} &= (K \frac{\partial B_u}{\partial t} - K \frac{\partial B_v}{\partial t}) \\ &= \sqrt{3}K[\omega B_0 \sin(\omega t + \frac{\pi}{3}) \pm \frac{k_H B_0}{2} \cos N_r \pi \\ &\quad \times (N_r \omega_{re} \pm \omega) \cos\{(N_r \omega_{re} \pm \omega)t + (N_r \pm 1)\frac{\pi}{3}\}] \\ &\quad (N_r = 3N \pm 1) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2.4)$$

$$\begin{aligned} e_{uw} &= (K \frac{\partial B_u}{\partial t} - K \frac{\partial B_w}{\partial t}) \\ &= -\sqrt{3}K[\omega B_0 \sin(\omega t - \frac{\pi}{3}) \pm \frac{k_H B_0}{2} \cos N_r \pi \\ &\quad \times (N_r \omega_{re} \pm \omega) \cos\{(N_r \omega_{re} \pm \omega)t - (N_r \pm 1)\frac{\pi}{3}\}] \\ &\quad (N_r = 3N \pm 1) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2.5)$$

したがって、(2.4)、(2.5)式より、固定子u相誘起電圧 e_u は次式で示される。

$$\begin{aligned} e_u &= \frac{1}{3}(e_{uv} + e_{uw}) \\ &= -K\{\omega B_0 \sin \omega t + \frac{k_H B_0}{2} (N_r \omega_{re} \pm \omega) \sin(N_r \omega_{re} \pm \omega)t\} \\ &\quad (N_r = 3N \pm 1) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2.6)$$

前項で示したように、IMの回転子スロット数は振動や騒音を低減するため、3の倍数ではない整数となるように設計される。したがって、(2.6)式は一般的な式と考えて差し支えない。(2.6)式の第1項は、誘起電圧の基本波成分を表し、第2項はスロット高調波成分を表す。固定子v相誘起電圧 e_v および固定子w相誘起電圧 e_w も同様に導出でき、(2.6)式とそれぞれ位相が $2\pi/3$ 、 $4\pi/3$ 遅れた形となる。

電圧形インバータを用いた場合、線間電圧はインバータ出力電圧に固定されるが、IM

内部でスロット高調波を含んだ誘起電圧が発生するため、スロット高調波成分は各相の線電流に現れる。この線電流に含まれるスロット高調波成分の周波数は次式で示される。

$$f_{sh} = N_r f_{re} \pm f = (N_r \pm 1) f_{re} \pm f_{se} \dots\dots\dots (2.7) \\ (N_r = 3N \pm 1)$$

本節で説明したスロット高調波の理論式は、文献[10]で提案されているスロット高調波モデルである。今後、本稿では、このモデルを従来モデルと表記し、次節では、従来モデルの問題点について述べる。

2.3 従来のスロット高調波モデルの問題点

前節で説明した従来モデルは、回転子スロットによって発生するエアギャップ中における磁束密度の変調を定常的に表現した簡易なモデルであるため、IM の速度や負荷といった動作点の変化時におけるスロット高調波がどの程度正しく表現できるか明らかではない。また、スロット高調波の大きさを表すスロット高調波係数 k_H の物理的な検証が不十分である。Fig. 2.4 に k_H のすべりの変化に対する特性を示す。Fig. 2.4 より、すべりの増加とともに k_H も増加していくことがわかる。無負荷時と比較し、すべりが 0.3 以上の動作点では、 k_H が 5 倍以上になっていることがわかる。これは、IM の固定子および回転子電流とスロット高調波の関係が明確になっておらず、従来モデルへ十分反映されていないためである。このように IM の動作点によって k_H が変化するため、従来モデルは速度や負荷が変動する過渡時における適用が困難である。

スロット高調波を利用したセンサレス制御システムの設計・評価やシミュレーションが行えるスロット高調波モデルが必要であるため、従来モデルは不十分であると考えられる。

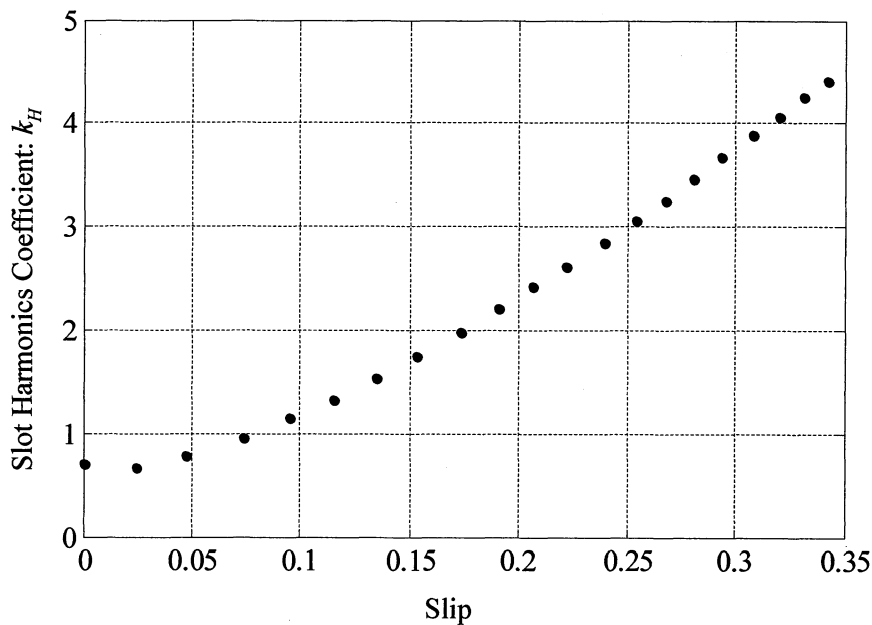


Fig. 2.4 スロット高調波係数 k_H のすべり特性

第3章 提案するスロット高調波モデルの導出

本章では、提案するスロット高調波モデルについて説明する。まず、3.1節において、スロット高調波を考慮していない従来のIM数式モデルについて述べる。次に、3.2節で提案するスロット高調波モデルの導出手順と前提条件について述べる。そして、3.3節～3.6節において、提案するスロット高調波を考慮したIM数式モデルを導出する。また、3.7節では、前節で導出したスロット高調波モデルをd-q軸上の電流で表現し、スロット高調波の零相成分および三相对称成分を導出する。

3.1 IM数式モデル^[17]

3.1.1 三相交流で表した数式モデル

Fig. 3.1にIMの三相等価回路を示し、(3.1)式にFig. 3.1の等価回路より求めたIMの三相電圧方程式を表す。ここで、 R_s および R_r は固定子および回転子巻線抵抗、 L'_s および L'_r は固定子および回転子巻線の自己インダクタンス、 M' は相互インダクタンスを表している。また、 θ_{re} は固定子u相巻線を基準として時計回りにとった回転子u相の角度、 P は微分演算子($=d/dt$)である。本来、IMにおいて、回転子側をu, v, w相に区別することはできないが、位相関係の説明をするために便宜的に仮定したものである。また、固定子および回転子巻線にはそれぞれ漏れインダクタンス l_s および l_r があり、次式の関係式が成り立つ。

$$\begin{cases} L'_s = l_s + M' \\ L'_r = l_r + M' \end{cases} \dots\dots\dots (3.2)$$

ここで、IMの回転角周波数を ω_{re} とすると、次式の関係式が成り立つ。

$$\theta_{re} = \int \omega_{re} dt \dots\dots\dots (3.3)$$

$$\begin{bmatrix} v_{us} \\ v_{vs} \\ v_{ws} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_s + PL'_s & -P\frac{M'}{2} & -P\frac{M'}{2} \\ -P\frac{M'}{2} & R_s + PL'_s & -P\frac{M'}{2} \\ -P\frac{M'}{2} & -P\frac{M'}{2} & R_s + PL'_s \\ PM'\cos\theta_{re} & PM'\cos(\theta_{re} - \frac{2\pi}{3}) & PM'\cos(\theta_{re} + \frac{2\pi}{3}) \\ PM'\cos(\theta_{re} + \frac{2\pi}{3}) & PM'\cos\theta_{re} & PM'\cos(\theta_{re} - \frac{2\pi}{3}) \\ PM'\cos(\theta_{re} - \frac{2\pi}{3}) & PM'\cos(\theta_{re} + \frac{2\pi}{3}) & PM'\cos\theta_{re} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{us} \\ i_{vs} \\ i_{ws} \\ i_{ur} \\ i_{vr} \\ i_{wr} \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

(3.1)式において、左辺が電圧ベクトルであり、上から固定子u相、v相、w相、回転子u相、v相、w相を表している。右辺はインピーダンス行列と電流ベクトルを表しており、電流も上から固定子u相、v相、w相、回転子u相、v相、w相を表す。

(3.1)式は、磁束の基本波成分のみで構成されており、スロット高調波成分を考慮していない。本節では、スロット高調波を考慮していない従来のIM数式モデルについて述べる。

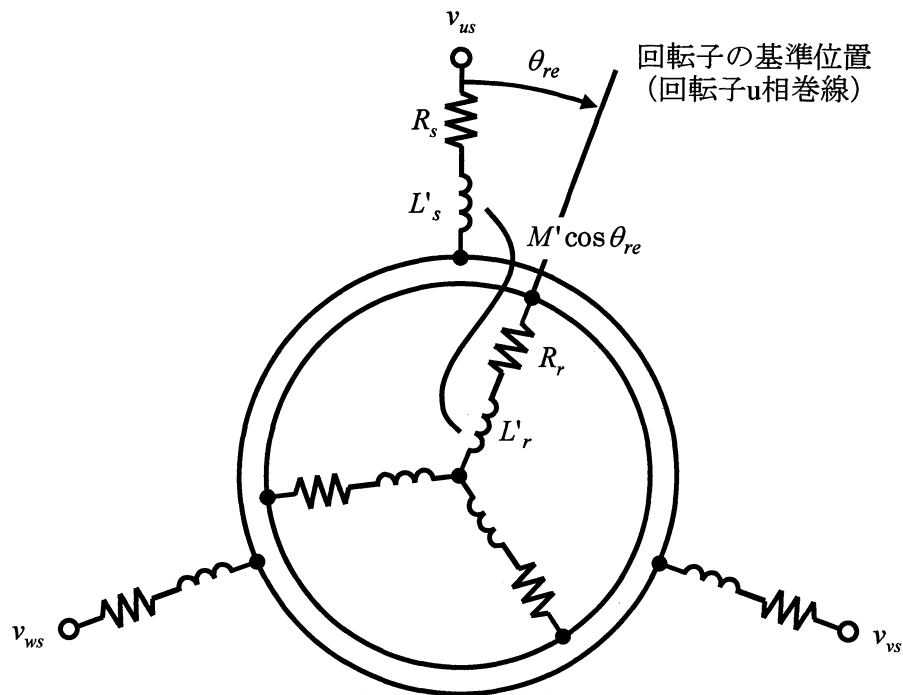


Fig. 3.1 IM の三相等価回路

3.1.2 二相交流で表した数式モデル

三相交流を二相交流に変換し、二相交流で表したIMの電圧方程式を導出する。Fig. 3.2に三相交流座標系(u, v, w)と固定された直交二軸座標系(α, β)の関係を示す。Fig. 3.2より, u-v-w座標からα-β座標への変換行列は次式で表される。

$$[c] = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} 1 & -\frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\sqrt{3}}{2} & -\frac{\sqrt{3}}{2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cos\theta_{re} & \cos(\theta_{re} + \frac{2\pi}{3}) & \cos(\theta_{re} - \frac{2\pi}{3}) \\ 0 & 0 & 0 & \sin\theta_{re} & \sin(\theta_{re} + \frac{2\pi}{3}) & \sin(\theta_{re} - \frac{2\pi}{3}) \end{bmatrix} \dots\dots\dots (3.3)$$

(3.1)式で表されたIMの三相電圧方程式に(3.3)式で表された変換行列を適用すると以下に示すIMの二相電圧方程式を得る。

$$\begin{bmatrix} v_{\alpha s} \\ v_{\beta s} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_s + PL_s & 0 & PM & 0 \\ 0 & R_s + PL_s & 0 & PM \\ PM & \omega_{re}M & R_r + PL_r & \omega_{re}L_r \\ -\omega_{re}M & PM & -\omega_{re}L_r & R_r + PL_r \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{\alpha s} \\ i_{\beta s} \\ i_{\alpha r} \\ i_{\beta r} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (3.4)$$

ここで, $v_{\alpha s}$, $v_{\beta s}$ はα, β相固定子電圧, $i_{\alpha s}$, $i_{\beta s}$ はα, β相固定子電流, $i_{\alpha r}$, $i_{\beta r}$ はα, β相回転子電流, L_s は固定子巻線の自己インダクタンス, L_r は回転子巻線の自己インダクタンス, M は各巻線間の相互インダクタンス, ω_{re} は回転角周波数である。また, L_s , L_r , M は(3.2)式の l_s , l_r , M' を用いると次式で表される。

$$\begin{cases} L_s = l_s + M \\ L_r = l_r + M \\ M = \frac{3}{2}M' \end{cases} \dots\dots\dots (3.5)$$

Fig. 3.3にα-β座標で表したIMの等価回路を示す。 $i_{\alpha s}$, $i_{\beta s}$ は電源角周波数 ω の交流である。一方で, 三相回転子電流 i_{ur} , i_{vr} , i_{wr} は各々の固定子電流により生じる角周波数 ω

第3章 提案するスロット高調波モデルの導出

で回転する回転磁界による電磁誘導によって流れる。回転子は ω_{re} で回転しているため、すべり角周波数 $\omega_{se} = \omega - \omega_{re}$ の交流である。 i_{α} , i_{β} は ω_{re} で回転し、 ω_{se} の角周波数を持つ電流を固定した軸で観測するため、 $\omega_{re} + \omega_{se} = \omega$ の角周波数の交流である。よって、 α - β 座標の電圧、電流はすべて交流であり、その角周波数は電源角周波数 ω である。

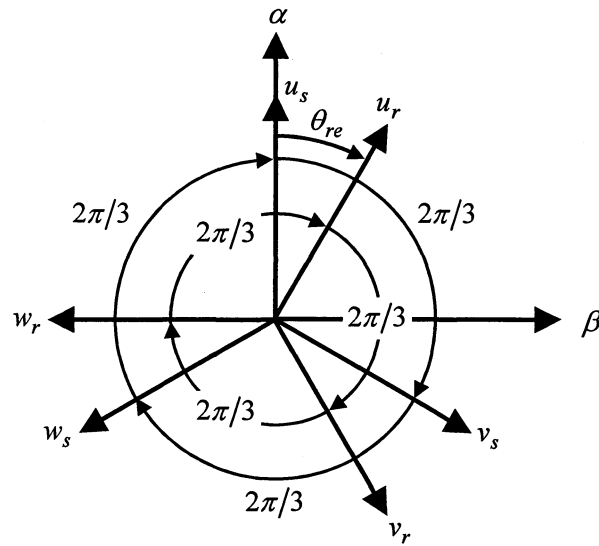


Fig. 3.2 u-v-w 座標と α - β 座標の関係

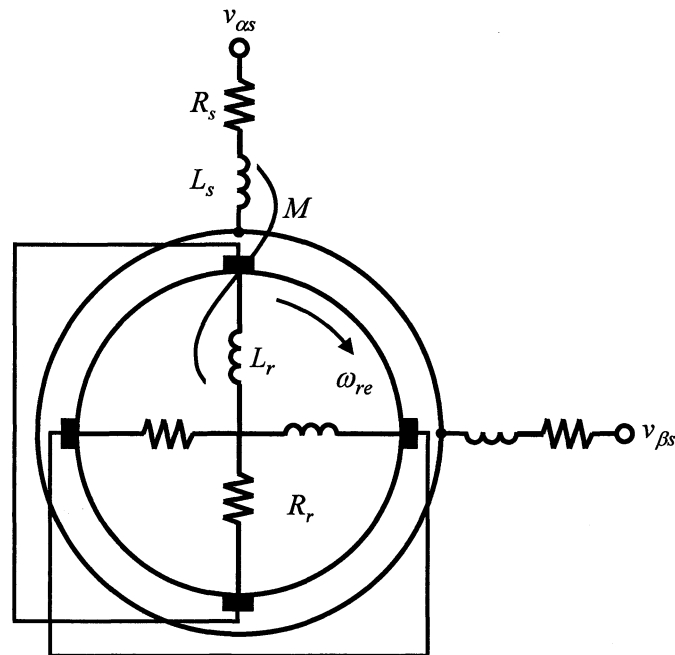


Fig. 3.3 α - β 座標で表した IM の等価回路

3.1.3 回転直交座標で表した数式モデル

固定子と回転子の電圧、電流を両方とも直流で扱えるように座標変換することを考える。前項で説明したとおり、 α - β 座標の電圧、電流は交流であり、その角周波数は電源角周波数 ω である。そして、それぞれのベクトルは ω で回転する円を描く。これらの電圧、電流を直流に変換するためには、 ω で回転する座標系から見るようにすればよい。ここで、新たに ω で回転する回転直交座標系である d-q 座標を定義する。d 軸を α 軸から時計回りにとった角度 θ の位相にある軸、q 軸をそれより $\pi/2$ 進んだ位相にある軸とする。また、角度 θ は次式で示される。

$$\theta = \int \omega dt \dots\dots\dots (3.6)$$

Fig. 3.4 に直交二軸座標系(α , β)と回転直交座標系(d,q)の関係を示す。Fig. 3.4 より、 α - β 座標から d-q 座標への変換行列は次式で表される。

$$[c'] = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & 0 & -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \dots\dots\dots (3.7)$$

(3.4)式で表された IM の二相電圧方程式に(3.7)式で表された変換行列を適用すると以下に示す IM の d-q 座標上の電圧方程式を得る。

$$\begin{bmatrix} v_{ds} \\ v_{qs} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_s + PL_s & -\omega L_s & PM & -\omega M \\ \omega L_s & R_s + PL_s & \omega M & PM \\ PM & -(\omega - \omega_{re})M & R_r + PL_r & -(\omega - \omega_{re})L_r \\ (\omega - \omega_{re})M & PM & (\omega - \omega_{re})L_r & R_r + PL_r \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{ds} \\ i_{qs} \\ i_{dr} \\ i_{qr} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (3.8)$$

ここで、 v_{ds} , v_{qs} は d, q 相固定子電圧、 i_{ds} , i_{qs} は d, q 相固定子電流、 i_{dr} , i_{qr} は d, q 相回転子電流を表す。Fig. 3.5 に d-q 座標で表した IM の等価回路を示す。

本節では、磁束の基本波成分のみを考慮した IM の数式モデルについて述べた。次節からは、本研究の目的であるスロット高調波を考慮した IM 数式モデルを導出する。

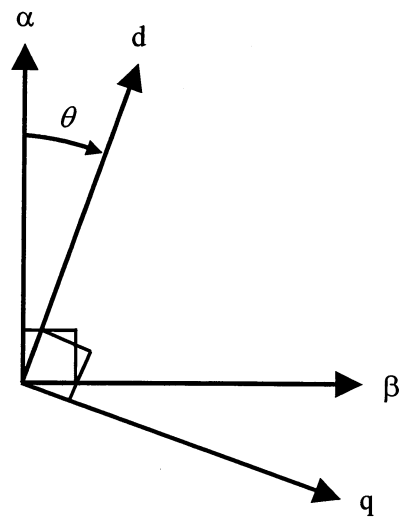


Fig. 3.4 α - β 座標と d - q 座標の関係

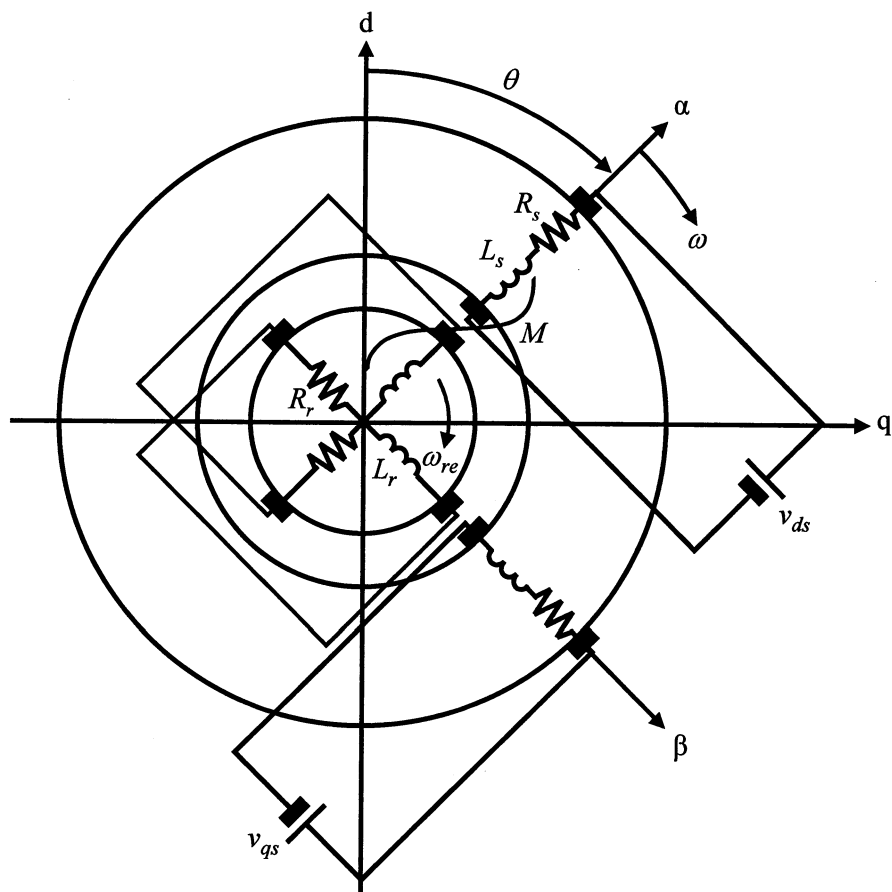


Fig. 3.5 d - q 座標で表した IM の等価回路

3.2 提案モデルの導出手順と前提条件

Fig. 3.6 に本研究で提案するスロット高調波モデルの導出手順を示す。Fig. 3.6 に示すように、まず、固定子および回転子電流が作る一次および二次起磁力をそれぞれ導出する。次に、IM の磁氣的ギャップ長を導出し、起磁力、磁氣的ギャップ長および透磁率より、エアギャップ中の磁束密度を導出する。磁氣的ギャップ長に関しては、3.4 節で詳しく説明する。そして、固定子および回転子巻線構造より、各巻線磁束鎖交数を導出し、IM の三相電圧方程式を導出する。

本研究では、IM の速度情報を含むスロット高調波の数式モデル化を目的としている。そこで、Fig. 3.6 の各項目においてスロット高調波の発生原因である回転子スロットの影響を考慮する。

Fig. 3.6 の各項目におけるモデル式導出に必要な前提条件を以下に示す。

- (1) 固定子スロットに基づく空間高調波の影響を無視する。
- (2) (1)より、一次起磁力および回転子電流は基本波成分のみを考慮する。
- (3) 鉄心の透磁率を無限大とし、エアギャップ中の磁束は、すべて鉄心に鎖交する。

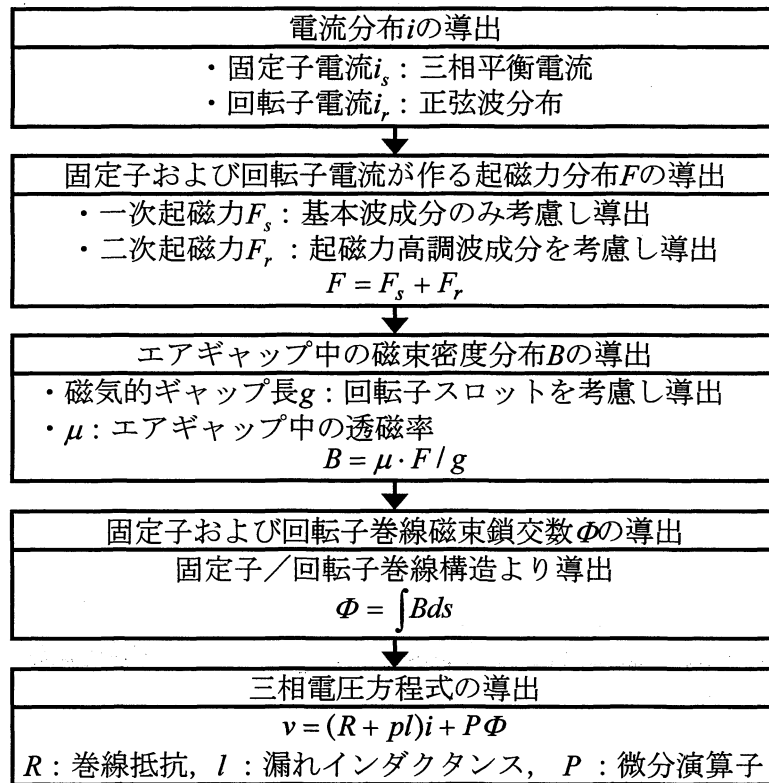


Fig. 3.6 スロット高調波モデルの導出手順

3.3 固定子および回転子電流が作る起磁力分布の導出

3.3.1 一次起磁力の導出

Fig. 3.7 に IM の固定子巻線構造を示す。 θ_1 は固定子 u 相巻線が作る磁束方向を基準とした固定子上の角度である。起磁力および磁束は、固定子の中心から外側方向を正とし、電流は各相の基準位置に正の起磁力を作るときを正とする (Fig. 3.7 は各相の電流が正の場合を表す)。また、u, v, w 相固定子電流 $i_{us}(t)$, $i_{vs}(t)$, $i_{ws}(t)$ を次式で定義する。

$$\begin{cases} i_{us}(t) = I_s \cos(\omega t - \varphi_s) \\ i_{vs}(t) = I_s \cos(\omega t - 2\pi/3 - \varphi_s) \dots\dots\dots (3.9) \\ i_{ws}(t) = I_s \cos(\omega t + 2\pi/3 - \varphi_s) \end{cases}$$

I_s : 三相固定子電流の波高値, ω : 電源角周波数, φ_s : 固定子電流の初期位相

固定子電流が作る一次起磁力は、アンペアの法則より、各固定子スロット間で一定となり、その大きさは閉局線内の起磁力の総和で求められる。 $i_{us}(t)$ が作る起磁力 $F_{us}(t, \theta_1)$ に注目すると $F_{us}(t, \theta_1)$ は次式で示される。また、Fig. 3.8 に $F_{us}(t, \theta_1)$ の位相分布を示す。

$$F_{us}(t, \theta_1) = \begin{cases} F_{usm}(t, 1) & \{0 \leq \theta_1 \leq \varphi_m(1), -\varphi_m(1) \leq \theta_1 \leq 0\} \\ F_{usm}(t, l) & \{\varphi_m(l-1) \leq \theta_1 \leq \varphi_m(l), -\varphi_m(l) \leq \theta_1 \leq -\varphi_m(l-1)\} \\ F_{usm}(t, \frac{N_s}{6} + 1) & \{\varphi_m(\frac{N_s}{6}) \leq \theta_1 \leq \pi, -\pi \leq \theta_1 \leq -\varphi_m(\frac{N_s}{6})\} \end{cases} \dots\dots\dots (3.10)$$

$$F_{usm}(t, m) = \{(\frac{N_s}{6} - 2(m-1))w_s i_{us}(t)\}, \quad \varphi_m(m) = (\frac{N_s}{6} + \frac{2m-1}{2})\theta_{sp}$$

w_s : 固定子巻線の巻数, N_s : 一極対あたりの固定子スロット数, $\theta_{sp} = 2\pi/N_s$

$$m = 1, 2, 3 \dots \frac{N_s}{6} + 1, \quad l = 2, 3, 4 \dots \frac{N_s}{6}$$

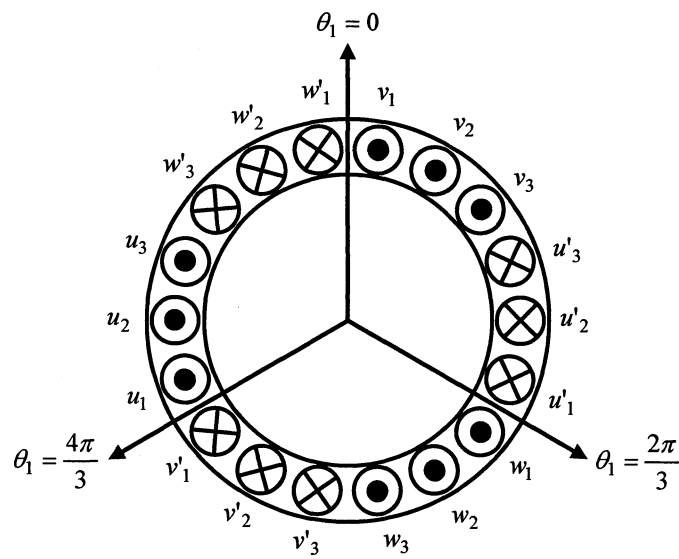


Fig. 3.7 固定子巻線構造

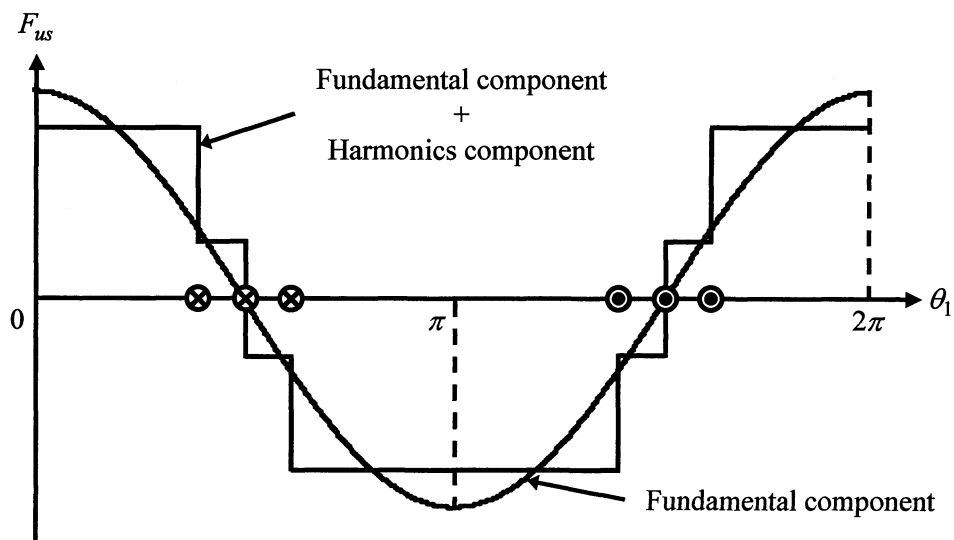


Fig. 3.8 $i_{us}(t)$ が作る起磁力 $F_{us}(t, \theta_1)$ の位相分布

$F_{us}(t, \theta_1)$ を固定子上の角度 θ_1 でフーリエ級数展開すると次式のように展開できる。

$$F_{us}(t, \theta_1) = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{h=1}^{N_s/6} \frac{4w_s}{\pi k} \sin k\varphi_m(h) \cdot \cos k\theta_1 \cdot i_{us}(t) \dots\dots\dots (3.11)$$

$i_{vs}(t)$ および $i_{ws}(t)$ が作る起磁力 $F_{vs}(t, \theta_1)$ および $F_{ws}(t, \theta_1)$ も同様に導出でき、(3.11)式とそれぞれ位相が $2\pi/3$ 、 $4\pi/3$ 遅れた形となる。次式に $F_{vs}(t, \theta_1)$ および $F_{ws}(t, \theta_1)$ を示す。

$$F_{vs}(t, \theta_1) = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{h=1}^{N_s/6} \frac{4w_s}{\pi k} \sin k\varphi_m(h) \cdot \cos k(\theta_1 - \frac{2\pi}{3}) \cdot i_{us}(t) \dots\dots\dots (3.12)$$

$$F_{ws}(t, \theta_1) = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{h=1}^{N_s/6} \frac{4w_s}{\pi k} \sin k\varphi_m(h) \cdot \cos k(\theta_1 + \frac{2\pi}{3}) \cdot i_{us}(t) \dots\dots\dots (3.13)$$

したがって、一次起磁力 $F_s(t, \theta_1)$ は、各固定子電流が作る起磁力の合成によって求まるため、(3.9)、(3.11)～(3.13)より次式で示される。

$$F_s(t, \theta_1) = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{h=1}^{N_s/6} \frac{6w_s I_s}{\pi k} \sin k\varphi_m(h) \cdot \cos(\omega t \pm k\theta_1 - \varphi_s) \dots\dots\dots (3.14)$$

$(k = 6z \mp 1 \quad z = 0, 1, 2, \dots \quad \text{ただし } k > 0)$

(3.14)式より、 $F_s(t, \theta_1)$ は起磁力の基本波成分以外に多くの高調波成分を含んでいることがわかる。しかし、起磁力に含まれる高調波成分は基本波成分と比較し極めて小さく、回転子スキューなどの影響によって回転子側に与える影響は小さい^[8]。そこで、3.2 節の前提条件で述べたように、固定子スロットに基づく空間高調波の影響を無視し、一次起磁力は基本波成分のみ考慮する。したがって、 $F_s(t, \theta_1)$ は次式で示される。

$$F_s(t, \theta_1) = \frac{6w_s a_{u1} I_s}{\pi} \cos(\omega t - \theta_1 - \varphi_s) \dots\dots\dots (3.15)$$

$$a_{u1} = \sum_{h=1}^{N_s/6} \sin\left(\frac{N_s}{6} + \frac{2h-1}{2}\right) \theta_{sp}$$

3.3.2 二次起磁力の導出

Fig. 3.9 に IM の回転子構造を示す。 θ_2 は、回転子上の基準位置から時計回りにとった回転子上の角度である。前項で述べたように、本研究では一次起磁力の基本波成分のみ考慮するため、一次起磁力によって回転子巻線に誘起される起電力は正弦波分布となり、二次電流分布も正弦波分布となる。Fig. 3.10 の上段に各導体バーに流れる二次電流の位相分布を示す。したがって、Fig. 3.9 に示す n 番目スロットに流れる導体バー電流 $i_{2n}(t, n)$ は次式で示される。電流は紙面の裏から表方向を正とする。

$$i_{2n}(t, n) = I_2 \sin\{\omega_{se}t - (n - \frac{1}{2})\theta_{rp} - \varphi_r\} \dots\dots\dots (3.16)$$

I_2 : 導体バーに流れる電流の波高値, ω_{se} : すべり角周波数, φ_r : 回転子電流の初期位相, N_r : 一極対あたりの回転子スロット数, $\theta_{rp} = 2\pi/N_r$

Fig. 3.9 に示すように、 $n-1$ 番目と n 番目スロット間の起磁力を $F_{2n}(t, n)$ とする。起磁力および磁束は、回転子の中心から外側方向を正とする。 $F_{2n}(t, n)$ は、アンペアの法則より、各スロット間で一定となり、その大きさは閉曲線内における各回転子ループ電流が作る起磁力の総和で求まる。Fig. 3.10 の下段に二次起磁力の位相分布を示す。したがって、 $F_{2n}(t, n)$ は次式で示される。ここで、右ねじの法則より、電流和が正のとき起磁力の向きは、回転子の外側から中心方向になることに注意されたい。

$$F_{2n}(t, n) = - \sum_{k=n}^{n-1+\frac{N_r}{2}} \{w_r i_{2n}(t, k)\} \dots\dots\dots (3.17)$$

w_r : 二次導体バーの巻数

(3.17)式で示した二次起磁力は t, n の関数である。ここで、 n を回転子上の角度 θ_2 に拡張することを考えると、 θ_2 に拡張された二次起磁力 $F_2(t, \theta_2)$ は次式で示される。

$$F_2(t, \theta_2) = F_{2n}(t, n) \quad (n - \frac{3}{2})\theta_{rp} \leq \theta_2 \leq (n - \frac{1}{2})\theta_{rp} \dots\dots\dots (3.18)$$

$n = 1, 2, 3 \dots N_r$

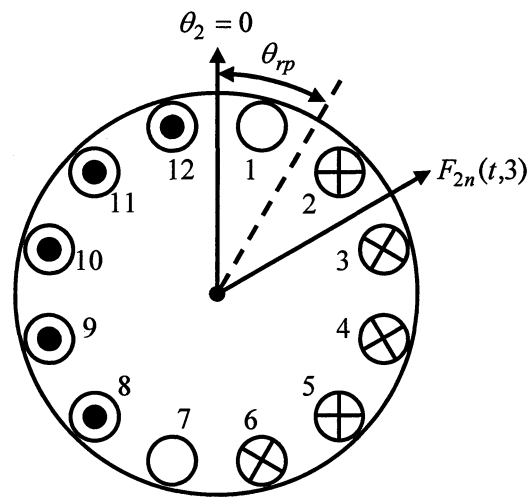


Fig 3.9 IM の回転子構造

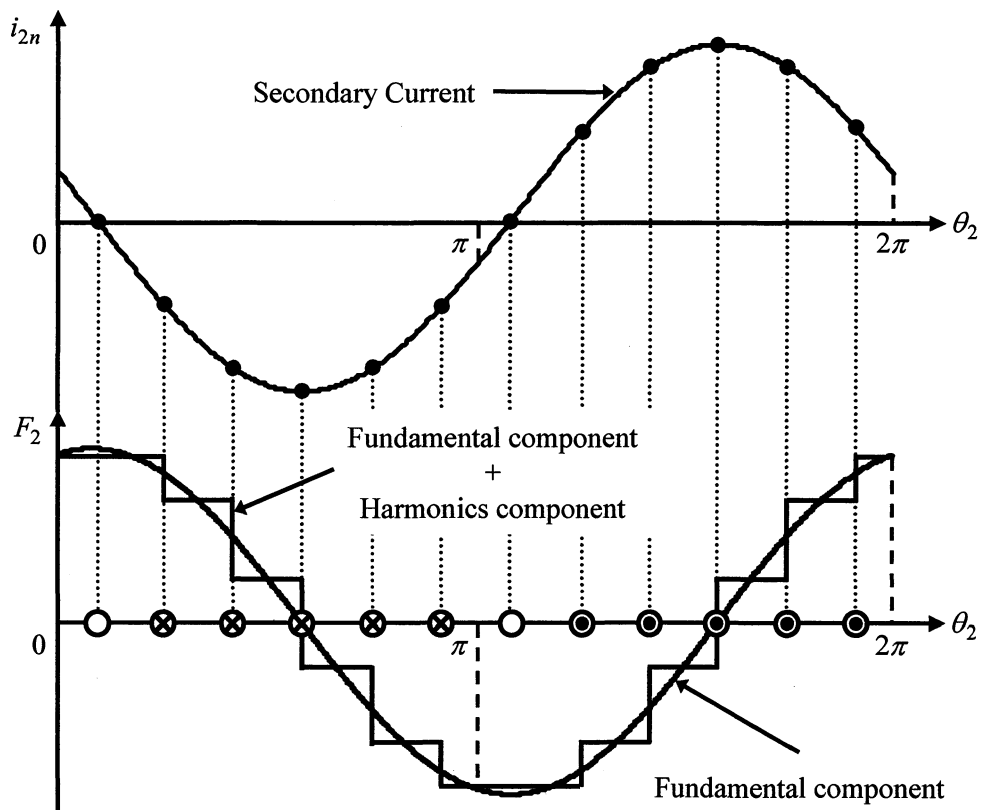


Fig. 3.10 二次電流と二次起磁力の位相分布

二次起磁力に含まれる高調波成分を解析するために、回転子上の角度 θ_2 で $F_2(t, \theta_2)$ をフーリエ級数展開すると次式のように展開できる。

$$F_2(t, \theta_2) = \frac{w_r N_r I_2}{\pi} \cos(\omega_{se} t - \theta_2 - \varphi_r) - \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{w_r N_r I_2}{(kN_r - 1)\pi} \cos\{\omega_{se} t + (kN_r - 1)\theta_2 - \varphi_r\} \dots\dots\dots (3.19) + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{w_r N_r I_2}{(kN_r + 1)\pi} \cos\{\omega_{se} t - (kN_r + 1)\theta_2 - \varphi_r\}$$

(3.19)式の第1項は、二次起磁力の基本波成分を表し、第2項および第3項は、スロット高調波成分を表す。

また、(3.19)式は、各二次導体に流れる電流で表現されている。ここで、この電流を N_r 相導体に流れる電流であるため N_r 相電流と定義する。しかし、本研究では、IMの三相電圧方程式の導出が目的であるため、 N_r 相電流から三相電流に変換する必要がある。

Fig. 3.11(a)に N_r 相電流型の回転子電流と二次起磁力の関係を示す。図中の黒丸の大きさは、電流の大きさを表し、各スロットに流れる電流は正弦波分布している。また、各導体バーの巻数はすべて等しいため、 N_r 相電流型は電流分布を正弦波分布とすることで二次起磁力の正弦波分布を実現している。 N_r 相電流型で表された二次起磁力の基本波成分 $F_{2f}(t, \theta_2)$ は(3.19)式より次式で表される。

$$F_{2f}(t, \theta_2) = \frac{w_r N_r I_2}{\pi} \cos(\omega_{se} t - \theta_2 - \varphi_r) \dots\dots\dots (3.20)$$

三相回転子電流を求めるため、巻線分布が正弦波分布である等価回転子巻線を定義する。Fig. 3.11(b)に三相電流型の回転子電流と二次起磁力の関係を示す（図中は等価回転子 u 相巻線のみ示す）。図中の丸の大きさは、巻線の巻数を表し、等価巻線の巻線分布は正弦波分布している。また、各コイルに流れる電流は等しいため、三相電流型は巻線分布を正弦波分布とすることで二次起磁力の正弦波分布を実現している。ここで、等価回転子巻線の v 相および w 相は、u 相巻線の位相をそれぞれ $2\pi/3$ 、 $4\pi/3$ 遅らしたものと等価である。

次に、三相電流型が作る二次起磁力を導出する。次式に回転子各相に流れる電流 $i_{ur}(t)$ 、 $i_{vr}(t)$ 、 $i_{wr}(t)$ 、および任意の角度における各相の等価回転子巻線の巻数 $w_{ur}(\theta_2)$ 、 $w_{vr}(\theta_2)$ 、 $w_{wr}(\theta_2)$ 、を示す。

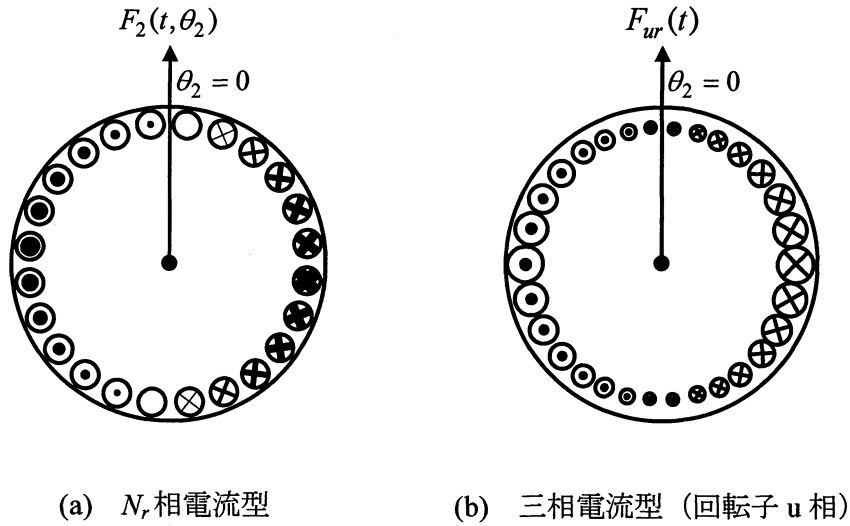


Fig. 3.11 回転子電流と二次起磁力の関係

$$\begin{cases} i_{ur}(t) = I_r \cos(\omega_{se}t - \varphi_r) \\ i_{vr}(t) = I_r \cos(\omega_{se}t - 2\pi/3 - \varphi_r) \\ i_{wr}(t) = I_r \cos(\omega_{se}t + 2\pi/3 - \varphi_r) \end{cases} \quad (3.21)$$

I_r : 三相回転子電流の波高値

$$\begin{cases} w_{ur}(\theta_2) = w_{rm} \sin \theta_2 \\ w_{vr}(\theta_2) = w_{rm} \sin(\theta_2 - 2\pi/3) \\ w_{wr}(\theta_2) = w_{rm} \sin(\theta_2 + 2\pi/3) \end{cases} \quad (3.22)$$

w_{rm} : 等価回転子巻線の最大巻数

ここで、起磁力および磁束は、回転子の中心から外側方向を正とし、電流は各相の基準位置に正の起磁力を作るときを正とする (Fig. 3.11(b)は、電流が正の場合を表す)。

起磁力は、各回転子ループ電流が作る起磁力の合成和で求められるため、各相の回転子電流が作る起磁力 $F_{ur}(t, \theta_2)$, $F_{vr}(t, \theta_2)$, $F_{wr}(t, \theta_2)$, は次式で示される。

$$\begin{cases} F_{ur}(t, \theta_2) = \int_{\theta_2}^{\theta_2 + \pi} w_{rm} \sin \theta_2 \cdot I_r \cos(\omega_{se}t - \varphi_r) d\theta_2 \\ \quad = 2w_{rm} \cos \theta_2 \cdot I_r \cos(\omega_{se}t - \varphi_r) \\ F_{vr}(t, \theta_2) = 2w_{rm} \cos(\theta_2 - 2\pi/3) \cdot I_r \cos(\omega_{se}t - 2\pi/3 - \varphi_r) \\ F_{wr}(t, \theta_2) = 2w_{rm} \cos(\theta_2 + 2\pi/3) \cdot I_r \cos(\omega_{se}t + 2\pi/3 - \varphi_r) \end{cases} \quad (3.23)$$

したがって、三相回転子電流が作る合成起磁力 $F_{rf}(t, \theta_2)$ は次式で示される。

$$\begin{aligned} F_{rf}(t, \theta_2) &= F_{ur}(t, \theta_2) + F_{vr}(t, \theta_2) + F_{wr}(t, \theta_2) \\ &= 3w_{rm}I_r \cos(\omega_{se}t - \theta_2 - \varphi_r) \end{aligned} \quad (3.24)$$

(3.24)式より、 $F_{rf}(t, \theta_2)$ は回転子スロットを考慮していないため、起磁力の基本波成分のみで表されている。

ここで、 N_r 相電流型から三相電流型に等価変換するため、それぞれの型が作る起磁力の基本波成分を一致させる必要がある。したがって、(3.20)式と(3.24)式より、変換式は次式のように示される。

$$\begin{aligned} F_{2f}(t, \theta_2) &= F_{rf}(t, \theta_2) \\ \frac{w_r N_r I_2}{\pi} \cos(\omega_{se}t - \theta_2 - \varphi_r) &= 3w_{rm}I_r \cos(\omega_{se}t - \theta_2 - \varphi_r) \end{aligned} \quad (3.25)$$

(3.19)式および(3.25)式より、三相回転子電流で表現された回転子スロットを考慮した二次起磁力 $F_r(t, \theta_2)$ は次式で示される。

$$\begin{aligned} F_r(t, \theta_2) &= 3w_{rm}I_r \cos(\omega_{se}t - \theta_2 - \varphi_r) \\ &\quad - \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{3w_{rm}I_r}{kN_r - 1} \cos\{\omega_{se}t + (kN_r - 1)\theta_2 - \varphi_r\} \\ &\quad + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{3w_{rm}I_r}{kN_r + 1} \cos\{\omega_{se}t - (kN_r + 1)\theta_2 - \varphi_r\} \end{aligned} \quad (3.26)$$

今後、回転子構造は Fig. 3.11(b) に示す三相電流型とし、IM の三相電圧方程式を導出していく。

3.4 エアギャップ中の磁束密度分布の導出

3.4.1 磁氣的ギャップ長の変調

本研究では、鉄心部の透磁率を無限大とするため、鉄心部以外の透磁率の低い部分を磁氣的エアギャップと定義する。回転子スロット部は透磁率が低いため、磁氣的エアギャップに含まれる。したがって、回転子上の角度 θ_2 によって磁氣的ギャップ長 g が変化する。Fig. 3.12 に磁氣的ギャップ長の逆数 g^{-1} と θ_2 の関係を示す。Fig. 3.12 より、 g^{-1} は回転子スロット毎に変化することがわかる。したがって、磁氣的ギャップ長の逆数 $g^{-1}(\theta_2)$ は次式で示される。

$$g^{-1}(\theta_2) = g_0^{-1} \left[1 + \sum_{h=1}^{\infty} \{k_{pch} \cos(hN_r \theta_2) + k_{psh} \sin(hN_r \theta_2)\} \right] \dots\dots\dots (3.27)$$

g_0 : 磁氣的ギャップ長の平均値, k_{pc} , k_{ps} : 磁氣的ギャップ長の変調度

また、磁束飽和が発生していないとき、磁氣的ギャップ長は線対称となるため、(3.27) 式中の \sin 成分は表れない。したがって、 $g^{-1}(\theta_2)$ は次式で示される。

$$g^{-1}(\theta_2) = g_0^{-1} \left\{ 1 + \sum_{h=1}^{\infty} k_{pch} \cos(hN_r \theta_2) \right\} \dots\dots\dots (3.28)$$

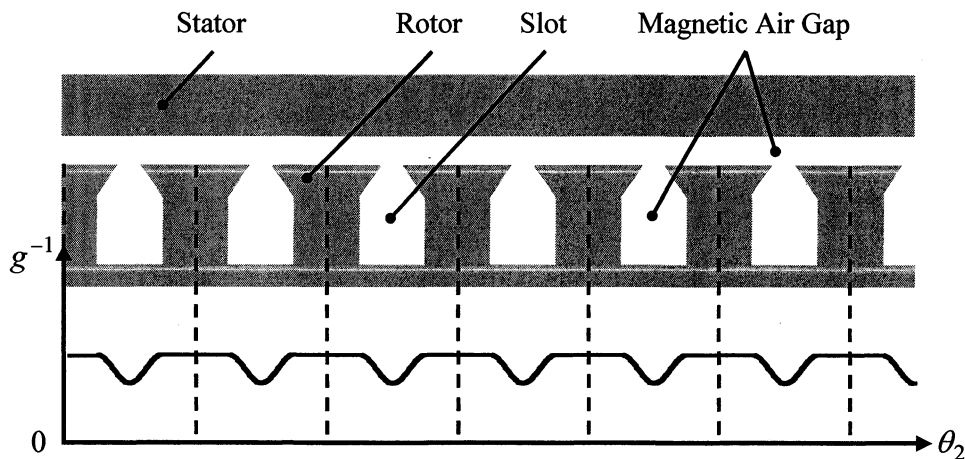


Fig. 3.12 エアギャップ中における磁氣的ギャップ長の変化

3.4.2 回転子スキューの影響

一般的なIMは、構造などによって発生する高調波成分を低減するため、回転子スキューが用いられる。本研究で注目するスロット高調波も回転子スキューの影響を受けるため、提案モデルに回転子スキューの影響を反映させる。Fig. 3.13 に回転子スキューの構造を示す。ここで、 L は鉄心の有効長、 θ_{sp} は固定子のピッチ間位相、 λ はスキュー幅定数を示す。Fig. 3.13 より、回転子ティースの中心角度は z 方向の位置によって変化することがわかる。ここで、 $z=0$ における θ_2 を基準とすると z 軸方向の変化に対する回転子角度の変化量 $\theta_\lambda(z)$ は次式で示される。

$$\theta_\lambda(z) = \frac{\lambda \theta_{sp}}{L} z \quad (3.29)$$

したがって、回転子スキューの影響を考慮すると二次起磁力および磁氣的ギャップ長の逆数は、(3.26)式、(3.28)式、(3.29)式より次式のように変形できる。

$$\begin{aligned} F_r(t, \theta_2, z) = & 3w_{rm}I_r \cos\{\omega_{se}t - (\theta_2 + \theta_\lambda) - \varphi_r\} \\ & - \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{3w_{rm}I_r}{kN_r - 1} \cos\{\omega_{se}t + (kN_r - 1)(\theta_2 + \theta_\lambda) - \varphi_r\} \quad (3.30) \\ & + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{3w_{rm}I_r}{kN_r + 1} \cos\{\omega_{se}t - (kN_r + 1)(\theta_2 + \theta_\lambda) - \varphi_r\} \end{aligned}$$

$$g^{-1}(\theta_2, z) = g_0^{-1} \left[1 + \sum_{h=1}^{\infty} k_{pch} \cos\{hN_r(\theta_2 + \theta_\lambda)\} \right] \quad (3.31)$$

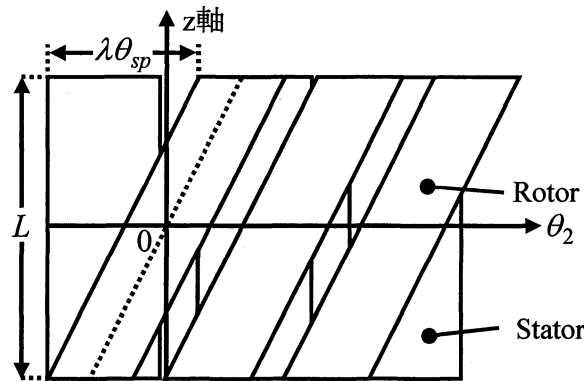


Fig. 3.13 回転子スキューの構造

3.4.3 磁束密度の導出

これまでに導出した起磁力および磁氣的ギャップ長を用いてエアギャップ中の磁束密度を導出する。ここで、二次起磁力 $F_A(t, \theta_2, z)$ および磁氣的ギャップ長の逆数 $g^{-1}(\theta_2, z)$ をそれぞれ固定子上の角度 θ_1 に変換する。Fig. 3.14 に θ_1 と θ_2 の関係を示す。Fig. 3.14 より、変換式は次式で示される。

$$\theta_1 = \theta_2 + \theta_{re} \dots\dots\dots (3.32)$$

(3.30)式, (3.31)式, (3.32)式より, $F_A(t, \theta_2, z)$ および $g^{-1}(\theta_2, z)$ を θ_1 を用いて表すと次式で示される。

$$\begin{aligned} F_r(t, \theta_1, z) = & 3w_{rm}I_r \cos\{\omega_{se}t - (\theta_1 - \theta_{re} + \theta_\lambda) - \varphi_r\} \\ & - \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{3w_{rm}I_r}{kN_r - 1} \cos\{\omega_{se}t + (kN_r - 1)(\theta_1 - \theta_{re} + \theta_\lambda) - \varphi_r\} \dots\dots\dots (3.33) \\ & + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{3w_{rm}I_r}{kN_r + 1} \cos\{\omega_{se}t - (kN_r + 1)(\theta_1 - \theta_{re} + \theta_\lambda) - \varphi_r\} \end{aligned}$$

$$g^{-1}(\theta_1, z) = g_0^{-1} \left[1 + \sum_{h=1}^{\infty} k_{pch} \cos\{hN_r(\theta_1 - \theta_{re} + \theta_\lambda)\} \right] \dots\dots\dots (3.34)$$

エアギャップ中の磁束密度 $B(t, \theta_1, z)$ は、起磁力、真空中の透磁率および磁氣的ギャップ長の逆数の積より導出できる。したがって、 $B(t, \theta_1, z)$ は次式で示される。

$$B(t, \theta_1, z) = \mu_0 \times g^{-1}(\theta_1, z) \times \{F_s(t, \theta_1) + F_r(t, \theta_1, z)\} \dots\dots\dots (3.35)$$

μ_0 : 真空中の透磁率

(3.35)式において、高調波成分の係数は基本波成分の係数と比較し十分小さいため、二次起磁力および磁氣的ギャップ長の逆数に含まれる高調波成分同士の積は、0 に近似できる。したがって、 $B(t, \theta_1, z)$ は次式で示される。

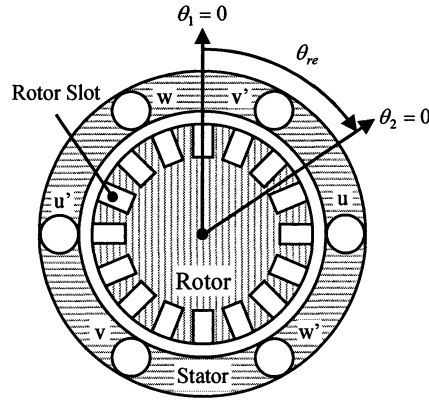


Fig. 3.14 固定子上の角度 θ_1 と回転子上の角度 θ_2 の関係

$$\begin{aligned}
 B(t, \theta_1, z) = & 6a_{u1}w_s\mu_0g_0^{-1}I_s[\cos(\omega t - \theta_1 - \varphi_s) \\
 & + \sum_{h=1}^{\infty} \frac{k_{pch}}{2} \cos\{hN_r\theta_{re} - \omega t - (hN_r - 1)\theta_1 - hN_r\theta_\lambda + \varphi_s\} \\
 & + \sum_{h=1}^{\infty} \frac{k_{pch}}{2} \cos\{hN_r\theta_{re} + \omega t - (hN_r + 1)\theta_1 - hN_r\theta_\lambda - \varphi_s\}] \\
 & + 3w_{rm}\mu_0g_0^{-1}I_r[\cos\{\theta_{re} + \omega_{se}t - (\theta_1 + \theta_\lambda) - \varphi_r\} \\
 & - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k}{kN_r - 1} \cos\{(kN_r - 1)\theta_{re} - \omega_{se}t - (kN_r - 1)\theta_1 - (kN_r - 1)\theta_\lambda + \varphi_r\} \\
 & + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k}{kN_r + 1} \cos\{(kN_r + 1)\theta_{re} + \omega_{se}t - (kN_r + 1)\theta_1 - (kN_r + 1)\theta_\lambda - \varphi_r\} \\
 & + \sum_{h=1}^{\infty} \frac{k_{pch}}{2} \cos\{(hN_r - 1)\theta_{re} - \omega_{se}t - (hN_r - 1)\theta_1 - (hN_r - 1)\theta_\lambda + \varphi_r\} \\
 & + \sum_{h=1}^{\infty} \frac{k_{pch}}{2} \cos\{(hN_r + 1)\theta_{re} + \omega_{se}t - (hN_r + 1)\theta_1 - (hN_r + 1)\theta_\lambda - \varphi_r\}]
 \end{aligned}
 \tag{3.36}$$

(3.36)式の第1項～第4項は固定子電流成分を表し、第5項～第9項は回転子電流成分を表す。また、第1項および第5項は磁束密度の基本波成分であり、それ以外の項はスロット高調波成分である。ここで、Fig. 3.15 にエアギャップ中における磁束密度 $B(t, \theta_1, z)$ のスペクトルを示す。一般に、 $B(t, \theta_1, z)$ に含まれる高次のスロット高調波成分は小さく、さらに検出時に用いるローパスフィルタの時定数を適切に設定することで帯域外とすることができるため、無視する。したがって、本研究では一次のスロット高調波成分のみ考慮するため、 $B(t, \theta_1, z)$ は次式のように表される。

$$\begin{aligned}
 B(t, \theta_1, z) = & 6a_{u1}w_s\mu_0g_0^{-1}I_s[\cos(\omega t - \theta_1 - \varphi_s) \\
 & + \frac{k_{pc}}{2}\cos\{N_r\theta_{re} - \omega t - (N_r - 1)\theta_1 - N_r\theta_\lambda + \varphi_s\} \\
 & + \frac{k_{pc}}{2}\cos\{N_r\theta_{re} + \omega t - (N_r + 1)\theta_1 - N_r\theta_\lambda - \varphi_s\}] \\
 & + 3w_{rm}\mu_0g_0^{-1}I_r[\cos\{\theta_{re} + \omega_{se}t - (\theta_1 + \theta_\lambda) - \varphi_r\} \\
 & + (\frac{k_{pc}}{2} + \frac{1}{N_r - 1})\cos\{(N_r - 1)\theta_{re} - \omega_{se}t - (N_r - 1)\theta_1 - (N_r - 1)\theta_\lambda + \varphi_r\} \\
 & + (\frac{k_{pc}}{2} - \frac{1}{N_r + 1})\cos\{(N_r + 1)\theta_{re} + \omega_{se}t - (N_r + 1)\theta_1 - (N_r + 1)\theta_\lambda - \varphi_r\}]
 \end{aligned} \quad \dots (3.37)$$

$k_{pc} = k_{pc1}$ とする。

今後、エアギャップ中の磁束密度は(3.37)式を用いて、IMの三相電圧方程式を導出していく。

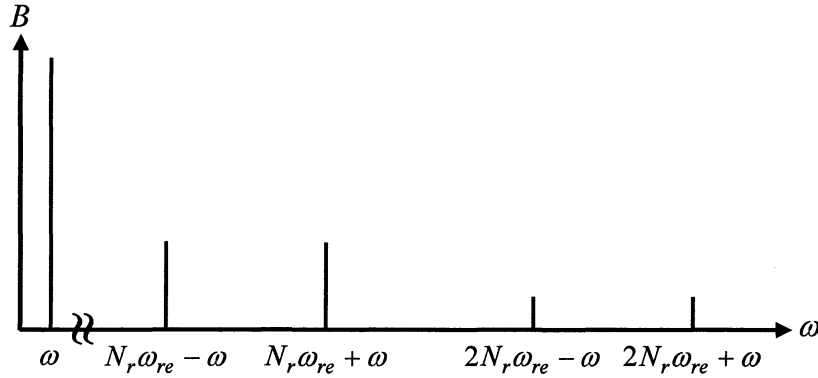


Fig. 3.15 エアギャップ中における磁束密度のスペクトル

3.5 固定子および回転子巻線磁束鎖交数の導出

3.5.1 固定子巻線磁束鎖交数の導出

Fig. 3.7 に示す IM の固定子巻線構造より、固定子巻線磁束鎖交数を導出する。3.2 節の前提条件で述べたように、エアギャップ中の磁束密度はすべて鉄心に鎖交する。まず、固定子 u 相巻線の磁束鎖交数 $\Phi_{us}(t)$ に注目する。Fig. 3.7 に示すような同心巻構造の場合、 u 相巻線は、コイル $u_{sm}-u'_{sm}$ ($1 \leq m \leq N_s/6$) の $N_s/6$ 個のコイルによって構成されている。ここで、コイル $u_{sm}-u'_{sm}$ の磁束鎖交数を $\phi_{usm}(t, m)$ とする。Fig. 3.7 より、 $\phi_{usm}(t, m)$ は固定子上の各角度 θ_1 において、 $-\{N_s/3-(m-1/2)\}\theta_{sp}$ から $\{N_s/3-(m-1/2)\}\theta_{sp}$ 間のエアギャップ中の磁束密度が鎖交することがわかる。したがって、固定子の内径を R とすると、 $\phi_{usm}(t, m)$ は次式で示される。

$$\begin{aligned} \phi_{usm}(t, m) &= w_s R \int_{-2/L}^{2/L} \int_{-\varphi_{um}}^{\varphi_{um}} B(t, \theta_1, z) d\theta_1 dz \\ &= X'_{ss} \sin \varphi_{um} \cdot I_s \cos(\omega t - \varphi_s) + Y'_{ss} \sin(N_r - 1)\varphi_{um} \cdot I_s \cos(N_r \theta_{re} - \omega t + \varphi_s) \\ &\quad + Z'_{ss} \sin(N_r + 1)\varphi_{um} \cdot I_s \cos(N_r \theta_{re} + \omega t - \varphi_s) \\ &\quad + X'_{sr} \sin \varphi_{um} \cdot I_r \cos(\theta_{re} + \omega_{se} t - \varphi_r) \\ &\quad + Y'_{sr} \sin(N_r - 1)\varphi_{um} \cdot I_r \cos\{(N_r - 1)\theta_{re} - \omega_{se} t + \varphi_r\} \\ &\quad + Z'_{sr} \sin(N_r + 1)\varphi_{um} \cdot I_r \cos\{(N_r + 1)\theta_{re} + \omega_{se} t - \varphi_r\} \\ &\dots\dots\dots (3.38) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varphi_{um} &= \left\{ \frac{N_s}{3} - (m - \frac{1}{2}) \right\} \theta_{sp} \quad (1 \leq m \leq \frac{N_s}{6}), \quad X'_{ss} = \frac{12RLw_s^2 \mu_0 g_0^{-1} a_{u1}}{\pi} \\ Y'_{ss} &= \frac{12RLw_s^2 \mu_0 g_0^{-1} k_{pc} a_{u1}}{\pi(N_r - 1)N_r \lambda \theta_{sp}} \sin \frac{N_r \lambda \theta_{sp}}{2}, \quad Z'_{ss} = \frac{12RLw_s^2 \mu_0 g_0^{-1} k_{pc} a_{u1}}{\pi(N_r + 1)N_r \lambda \theta_{sp}} \sin \frac{N_r \lambda \theta_{sp}}{2} \\ X'_{sr} &= \frac{12RLw_s w_{rm} \mu_0 g_0^{-1}}{\lambda \theta_{sp}} \sin \frac{\lambda \theta_{sp}}{2} \\ Y'_{sr} &= \frac{6RLw_s w_{rm} \mu_0 g_0^{-1}}{(N_r - 1)^2 \lambda \theta_{sp}} \left(k_{pc} + \frac{2}{N_r - 1} \right) \sin \frac{(N_r - 1)\lambda \theta_{sp}}{2} \\ Z'_{sr} &= \frac{6RLw_s w_{rm} \mu_0 g_0^{-1}}{(N_r + 1)^2 \lambda \theta_{sp}} \left(k_{pc} - \frac{2}{N_r + 1} \right) \sin \frac{(N_r + 1)\lambda \theta_{sp}}{2} \end{aligned}$$

固定子 u 相巻線の磁束鎖交数 $\Phi_{us}(t)$ は、 $\phi_{usm}(t)$ の合成で求められる。したがって、 $\Phi_{us}(t)$ は次式で表される。

$$\begin{aligned}
 \Phi_{us}(t) &= \sum_{m=1}^{N_s/6} \phi_{usm}(t, m) \\
 &= X_{ss} I_s \cos(\omega t - \varphi_s) + Y_{ss} I_s \cos(N_r \theta_{re} - \omega t + \varphi_s) + Z_{ss} I_s \cos(N_r \theta_{re} + \omega t - \varphi_s) \\
 &\quad + X_{sr} I_r \cos(\theta_{re} + \omega_{se} t - \varphi_r) + Y_{sr} I_r \cos\{(N_r - 1)\theta_{re} - \omega_{se} t + \varphi_r\} \\
 &\quad + Z_{sr} I_r \cos\{(N_r + 1)\theta_{re} + \omega_{se} t - \varphi_r\} \\
 &\dots\dots\dots (3.39)
 \end{aligned}$$

$$a_{ux} = \sum_{m=1}^{N_s/6} \sin \varphi_{um}, \quad a_{uy} = \sum_{m=1}^{N_s/6} \sin \varphi_{um} (N_r - 1), \quad a_{uz} = \sum_{m=1}^{N_s/6} \sin \varphi_{um} (N_r + 1)$$

$$X_{ss} = a_{ux} X'_{ss}, \quad Y_{ss} = a_{uy} Y'_{ss}, \quad Z_{ss} = a_{uz} Z'_{ss}, \quad X_{sr} = a_{ux} X'_{sr}, \quad Y_{sr} = a_{uy} Y'_{sr}, \quad Z_{sr} = a_{uz} Z'_{sr}$$

固定子 v 相巻線および固定子 w 相巻線の磁束鎖交数 $\Phi_{vs}(t)$ および $\Phi_{ws}(t)$ も同様に導出でき、(3.39)式とそれぞれ位相が $2\pi/3$, $4\pi/3$ 遅れた形となる。次式に $\Phi_{vs}(t)$ および $\Phi_{ws}(t)$ を示す。

$$\begin{aligned}
 \Phi_{vs}(t) &= X_{ss} I_s \cos(\omega t - \frac{2\pi}{3} - \varphi_s) + Y_{ss} I_s \cos\{N_r \theta_{re} - \omega t - \frac{2\pi}{3} (N_r - 1) + \varphi_s\} \\
 &\quad + Z_{ss} I_s \cos\{N_r \theta_{re} + \omega t - \frac{2\pi}{3} (N_r + 1) - \varphi_s\} + X_{sr} I_r \cos(\theta_{re} + \omega_{se} t - \frac{2\pi}{3} - \varphi_r) \\
 &\quad + Y_{sr} I_r \cos\{(N_r - 1)\theta_{re} - \omega_{se} t - \frac{2\pi}{3} (N_r - 1) + \varphi_r\} \\
 &\quad + Z_{sr} I_r \cos\{(N_r + 1)\theta_{re} + \omega_{se} t - \frac{2\pi}{3} (N_r + 1) - \varphi_r\} \\
 &\dots\dots\dots (3.40)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \Phi_{ws}(t) &= X_{ss} I_s \cos(\omega t + \frac{2\pi}{3} - \varphi_s) + Y_{ss} I_s \cos\{N_r \theta_{re} - \omega t + \frac{2\pi}{3} (N_r - 1) + \varphi_s\} \\
 &\quad + Z_{ss} I_s \cos(N_r \theta_{re} + \omega t + \frac{2\pi}{3} (N_r + 1) - \varphi_s) + X_{sr} I_r \cos(\theta_{re} + \omega_{se} t + \frac{2\pi}{3} - \varphi_r) \\
 &\quad + Y_{sr} I_r \cos\{(N_r - 1)\theta_{re} - \omega_{se} t + \frac{2\pi}{3} (N_r - 1) + \varphi_r\} \\
 &\quad + Z_{sr} I_r \cos\{(N_r + 1)\theta_{re} + \omega_{se} t + \frac{2\pi}{3} (N_r + 1) - \varphi_r\} \\
 &\dots\dots\dots (3.41)
 \end{aligned}$$

(3.39)式、(3.40)式、(3.41)式において、第1項および第4項は、固定子巻線磁束鎖交数の基本波成分を表し、それ以外の項はスロット高調波成分を表す。

3.5.2 回転子巻線磁束鎖交数の導出

Fig. 3.11(b)に示す回転子巻線構造 (u 相巻線) より, 回転子巻線磁束鎖交数を導出する。3.2 節の前提条件で述べたように, エアギャップ中の磁束密度はすべて鉄心に鎖交する。また, 回転子巻線磁束鎖交数の導出は, 回転子上の角度 θ_2 を用いた方が容易であるため, (3.32)式の変換式を用いて, エアギャップ中の磁束密度を θ_2 を用いて表す。

まず, 回転子 u 相巻線の磁束鎖交数 $\phi_{ur}(t)$ に注目する。ここで, $z=0$ において $\theta_2=\theta_{2m}$ 方向に磁束を作る一組のコイルに注目し, Fig. 3.16 にこのコイルと回転子巻線の関係を示す。Fig. 3.16 および(3.22)式より, 注目コイルの巻数は次式で示される。

$$w_{ur}(\theta_{2m} + \pi/2) = w_{rm} \cos(\theta_{2m}) \dots\dots\dots (3.42)$$

また, このコイルの磁束鎖交数を $\phi_{urm}(t, \theta_{2m})$ とすると, Fig. 3.16 より, $\phi_{urm}(t, \theta_{2m})$ は $z=0$ において, θ_2 が $\theta_{2m}-\pi/2$ から $\theta_{2m}+\pi/2$ 間のエアギャップ中の磁束密度が鎖交することがわかる。したがって, $\phi_{urm}(t, \theta_{2m})$ は回転子スロットの影響を考慮し, 回転子の内径を R とすると次式で示される。

$$\begin{aligned} \phi_{urm}(t, \theta_{2m}) &= R w_{rm} \cos(\theta_{2m}) \int_{-2/L}^{2/L} \int_{\theta_{2m}^-}^{\theta_{2m}^+} B(t, \theta_2, z) d\theta_2 dz \\ &= \cos(\theta_{2m}) [X'_{rs} I_s \cos(\omega t - \theta_{re} - \theta_{2m} - \varphi_s) \\ &\quad + Y'_{rs} I_s \cos\{\omega t - \theta_{re} + (N_r - 1)\theta_{2m} - \varphi_s\} \\ &\quad + Z'_{rs} I_s \cos\{\omega t - \theta_{re} - (N_r + 1)\theta_{2m} - \varphi_s\} + X'_{rr} I_r \cos(\omega_{se} t - \theta_{2m} - \varphi_r) \\ &\quad + Y'_{rr} I_r \cos\{\omega_{se} t + (N_r - 1)\theta_{2m} - \varphi_r\} + Z'_{rr} I_r \cos\{\omega_{se} t - (N_r + 1)\theta_{2m} - \varphi_r\}] \\ &\dots\dots\dots (3.43) \end{aligned}$$

$$X'_{rs} = \frac{24RLw_s w_{rm} \mu_0 g_0^{-1} a_{ul}}{\pi \lambda \theta_{sp}} \sin \frac{\lambda \theta_{sp}}{2}$$

$$Y'_{rs} = \frac{12RLw_s w_{rm} \mu_0 g_0^{-1} k_{pc} a_{ul}}{(N_r - 1)\pi \lambda \theta_{sp}} \sin \frac{(N_r - 1)\pi}{2} \sin \frac{\lambda \theta_{sp}}{2}$$

$$Z'_{rs} = \frac{12RLw_s w_{rm} \mu_0 g_0^{-1} k_{pc} a_{ul}}{(N_r + 1)\pi \lambda \theta_{sp}} \sin \frac{(N_r + 1)\pi}{2} \sin \frac{\lambda \theta_{sp}}{2}$$

$$X'_{rr} = 6RLw_{rm}^2 \mu_0 g_0^{-1}, \quad Y'_{rr} = \frac{6RLw_{rm}^2 \mu_0 g_0^{-1}}{(N_r - 1)} \left(\frac{k_{pc}}{2} + \frac{1}{N_r - 1} \right) \sin \frac{(N_r - 1)\pi}{2}$$

$$Z'_{rr} = \frac{6RLw_{rm}^2 \mu_0 g_0^{-1}}{N_r + 1} \left(\frac{k_{pc}}{2} - \frac{1}{N_r + 1} \right) \sin \frac{(N_r + 1)\pi}{2}$$

回転子 u 相巻線の磁束鎖交数 $\Phi_{ur}(t)$ は、 $\phi_{urm}(t, \theta_{2m})$ を θ_{2m} について 0 から π まで積分することで導出できる。したがって、 $\Phi_{ur}(t)$ は次式で示される。

$$\begin{aligned}\Phi_{ur}(t) &= \int_0^\pi \phi_{urm}(t, \theta_{2m}) d\theta_{2m} \dots\dots\dots (3.44) \\ &= X_{rs} I_s \cos(\omega t - \theta_{re} - \varphi_s) + Y_{rr} I_r \cos(\omega_{se} t - \varphi_r) \\ X_{rs} &= \frac{12RLw_s w_{rm} \mu_0 g_0^{-1} a_{u1}}{\lambda \theta_{sp}} \sin \frac{\lambda \theta_{sp}}{2}, \quad X_{rr} = 3\pi RLw_{rm}^2 \mu_0 g_0^{-1}\end{aligned}$$

(3.44) 式より、 $\Phi_{ur}(t)$ の導出結果には磁束鎖交数の基本波成分のみでスロット高調波成分が含まれていないことがわかる。これは、回転子巻線と回転子スロットは相対的に位置ずれを起こさないため、回転子スロットによる変調を受けないためである。

回転子 v 相巻線および回転子 w 相巻線の磁束鎖交数 $\Phi_{vr}(t)$ および $\Phi_{wr}(t)$ も同様に導出でき、(3.44) 式とそれぞれ位相が $2\pi/3$ 、 $4\pi/3$ 遅れた形となる。次式に $\Phi_{vr}(t)$ および $\Phi_{wr}(t)$ を示す。

$$\Phi_{vr}(t) = X_{rs} I_s \cos(\omega t - \theta_{re} - \frac{2\pi}{3} - \varphi_s) + Y_{rr} I_r \cos(\omega_{se} t - \frac{2\pi}{3} - \varphi_r) \dots\dots\dots (3.45)$$

$$\Phi_{wr}(t) = X_{rs} I_s \cos(\omega t - \theta_{re} + \frac{2\pi}{3} - \varphi_s) + Y_{rr} I_r \cos(\omega_{se} t + \frac{2\pi}{3} - \varphi_r) \dots\dots\dots (3.46)$$

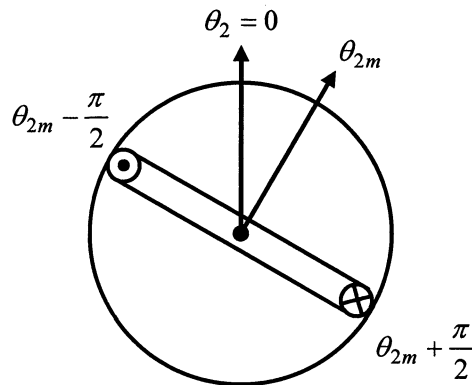


Fig. 3.16 回転子巻線コイルと回転子上の角度 θ_2 の関係

3.6 スロット高調波を考慮した三相電圧方程式の導出

各相の電圧方程式は、巻線抵抗および漏れインダクタンスによる電圧降下成分と磁束磁束数による誘起電圧成分の合成で導出できる。したがって、固定子 u 相および回転子 u 相の電圧方程式は(3.9)式、(3.39)式および(3.21)式、(3.44)式より次式で示される。

$$\begin{aligned}
 v_{us}(t) &= (R_s + Pl)i_{us}(t) + P\Phi_{us}(t) \\
 &= (R_s + Pl)i_{us}(t) + PM'_{ss} \left\{ i_{us}(t) - \frac{1}{2}i_{vs}(t) - \frac{1}{2}i_{ws}(t) \right\} \\
 &\quad + PM'_{sr} \{ \cos\theta_{re} \cdot i_{ur}(t) + \cos(\theta_{re} + 2\pi/3) \cdot i_{vr}(t) + \cos(\theta_{re} - 2\pi/3) \cdot i_{wr}(t) \} \\
 &\quad + P[Y_{ss}I_s \cos(N_r\theta_{re} - \omega t + \varphi_s) + Z_{ss}I_s \cos(N_r\theta_{re} + \omega t - \varphi_s) \\
 &\quad + Y_{sr}I_r \cos\{(N_r - 1)\theta_{re} - \omega_{se}t + \varphi_r\} + Z_{sr}I_r \cos\{(N_r + 1)\theta_{re} + \omega_{se}t - \varphi_r\}] \\
 &\quad \dots\dots\dots (3.47)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 v_{ur}(t) &= (R_r + Pl)i_{ur}(t) \\
 &\quad + PM'_{rs} \{ (\cos\theta_{re} \cdot i_{us}(t) + \cos(\theta_{re} - 2\pi/3) \cdot i_{vs}(t) + \cos(\theta_{re} + 2\pi/3) \cdot i_{ws}(t)) \\
 &\quad + PM'_{rr} \left\{ i_{ur}(t) - \frac{1}{2}i_{vr}(t) - \frac{1}{2}i_{wr}(t) \right\} \\
 &\quad \dots\dots\dots (3.48)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 M'_{ss} &= \frac{8RLw_s^2 \mu_0 g_0^{-1} a_{u1} a_{ux}}{\pi}, \quad M'_{sr} = \frac{8RLw_s w_{rm} \mu_0 g_0^{-1} a_{ux}}{\lambda\theta_{sp}} \sin \frac{\lambda\theta_{sp}}{2} \\
 M'_{rs} &= \frac{8RLw_s w_{rm} \mu_0 g_0^{-1} a_{u1}}{\lambda\theta_{sp}} \sin \frac{\lambda\theta_{sp}}{2}, \quad M'_{rr} = 2\pi RLw_{rm}^2 \mu_0 g_0^{-1}
 \end{aligned}$$

R_s : 固定子巻線抵抗, R_r : 回転子巻線抵抗, l : 漏れインダクタンス

(3.47)式において、第1項は電圧降下成分、第2項は固定子電流が固定子電圧に作用する基本波電圧成分、第3項は回転子電流が固定子電圧に作用する基本波電圧成分、第4項はスロット高調波によって発生するスロット高調波電圧を表す。(3.48)式において、第1項は固定子電流が回転子電圧に作用する基本波電圧成分、第2項は回転子電流が回転子電圧に作用する基本波電圧成分を表す。また、 M'_{ss} 、 M'_{sr} 、 M'_{rs} 、 M'_{rr} は先ほど述べた各ブロックにおける基本波成分の相互インダクタンスを表す。さらに、 M'_{sr} 、 M'_{rs} 、 M'_{rr} に含まれるパラメータ w_{rm} は、等価回転子巻線の最大巻数を表すパラメータであるため、 w_{rm} はこちらで任意に設定できるパラメータである。

ここで、IM の電流・速度制御系を構築することを考える。制御系を簡易な構成にするため、インピーダンス行列内の相互インダクタンスがすべて等しいことが望ましい。そこで、すべての相互インダクタンスを一致させる w_{rm} を導出する。

(3.15)式, (3.39)式より, $a_{ux}=a_{ul}$ が成り立つため, M'_{sr} と M'_{rs} が一致する。一方で, M'_{ss} は w_{rm} を含まないため, まず, M'_{ss} と M'_{sr} を一致させる w_{rm} を導出する。

$$M'_{sr} = M'_{ss}$$

$$w_{rm} = \frac{w_s \lambda \theta_{sp} a_{ux}}{\pi \sin(\lambda \theta_{sp}/2) \frac{\lambda \theta_{sp}}{2}} \dots\dots\dots (3.49)$$

(3.49)式より, 導出した w_{rm} に設定することで M'_{ss} , M'_{sr} , M'_{rs} を一致させることができる。次に, このときの M'_{rr} について検討する。 M'_{rr} は次式で示される。

$$M'_{rr} = \frac{2RLw_s^2 \mu_0 g_0^{-1} a_{ux}^2}{\pi} \left(\frac{\lambda \theta_{sp}}{\sin \lambda \theta_{sp}/2} \right)^2 \dots\dots\dots (3.50)$$

ここで, $x=\lambda\theta_{sp}/2$ とし, 以下に示すような極限を求める。

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\lambda \theta_{sp}}{\sin(\lambda \theta_{sp}/2)} = 2 \times \lim_{x \rightarrow 0} \frac{x}{\sin x} = 2$$

したがって, $\lambda\theta_{sp}/2$ が十分小さいとき M'_{rr} は次式で示される。

$$M'_{rr} = \frac{8RLw_s^2 \mu_0 g_0^{-1} a_{ux}^2}{\pi} \dots\dots\dots (3.51)$$

よって, $\lambda\theta_{sp}/2$ が十分小さいとき, (3.49)式で表される w_{rm} に設定することで, IM のインピーダンス行列内のすべての相互インダクタンスを一致させることができる。ここで, $\lambda\theta_{sp}/2$ が十分小さいという条件は, 以下のような二つの条件がある。

- 条件1 $\lambda=0$: 回転子スキューが施されていない場合。
- 条件2 $\theta_{sp}=0$: 固定子スロット数が無限大であり, 固定子巻線が理想的な場合。

実際の IM は, 上記の条件を満たしていないため, M'_{rr} と他の相互インダクタンスの間に誤差が生じる。そこで, 供試機のパラメータより, その誤差がどの程度であるか算出する。供試機のパラメータはそれぞれ $N_s=18$, $\lambda=1$ である。

$$\left(\frac{\lambda \theta_{sp}}{\sin(\lambda \theta_{sp}/2)} \right)^2 = 4.041$$

上記の結果より、 M'_{rr} と他の相互インダクタンスの誤差は、約 1[%]である。この結果は実用上、問題ないと考えられる。したがって、(3.49)式で表される w_m に設定することで、インピーダンス行列内の相互インダクタンスはすべて一致し、このときの相互インダクタンス M' は次式で表される。

$$\begin{aligned} M' &= M'_{ss} = M'_{sr} = M'_{rs} = M'_{rr} \\ &= \frac{8RLw_s^2 \mu_0 g_0^{-1} a_{ux}^2}{\pi} \dots\dots\dots (3.52) \end{aligned}$$

今後、(3.52)式で表される相互インダクタンスを用いて IM 電圧方程式を導出していく。

固定子 v, w 相および回転子 v, w 相の電圧方程式も同様に導出する。ここで、各固定子電圧に発生するスロット高調波電圧をそれぞれ v_{us_sh} , v_{vs_sh} , v_{ws_sh} とするとスロット高調波を考慮した IM の三相電圧方程式は(3.53)式で示される。

(3.53)式の第1項は基本波電圧成分を表し、第2項はスロット高調波電圧成分を表す。また、(3.53)式に含まれるパラメータ Y_{ss} , Y_{sr} , Z_{ss} , Z_{sr} はスロット高調波電圧の大きさを表すパラメータであり、今後、このパラメータをスロット高調波係数と定義する。

2.2 節で述べたが、スロット高調波は、中性点電圧に発生する零相成分と線電流に発生する三相对称成分が存在する。(3.53)式に示す提案モデルは、この二つの成分を表現可能なモデルとなっている。そこで、次節はスロット高調波モデルの零相成分および三相对称成分について検討する。

$$\begin{bmatrix} v_{us}(t) \\ v_{vs}(t) \\ v_{ws}(t) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_s + PL'_s & -P\frac{M'}{2} & -P\frac{M'}{2} \\ -P\frac{M'}{2} & R_s + PL'_s & -P\frac{M'}{2} \\ -P\frac{M'}{2} & -P\frac{M'}{2} & R_s + PL'_s \\ PM' \cos \theta_{re} & PM' \cos(\theta_{re} - \frac{2\pi}{3}) & PM' \cos(\theta_{re} + \frac{2\pi}{3}) \\ PM' \cos(\theta_{re} + \frac{2\pi}{3}) & PM' \cos \theta_{re} & PM' \cos(\theta_{re} - \frac{2\pi}{3}) \\ PM' \cos(\theta_{re} - \frac{2\pi}{3}) & PM' \cos(\theta_{re} + \frac{2\pi}{3}) & PM' \cos \theta_{re} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{us}(t) \\ i_{vs}(t) \\ i_{ws}(t) \\ i_{ur}(t) \\ i_{vr}(t) \\ i_{wr}(t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} v_{us_sh}(t) \\ v_{us_sh}(t) \\ v_{us_sh}(t) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.53)$$

$$\begin{aligned} v_{us_sh}(t) = & P[Y_{ss}I_s \cos(N_r\theta_{re} - \omega t + \varphi_s) + Z_{ss}I_s \cos(N_r\theta_{re} + \omega t - \varphi_s) \\ & + Y_{sr}I_r \cos\{(N_r - 1)\theta_{re} - \omega_{se}t + \varphi_r\} + Z_{sr}I_r \cos\{(N_r + 1)\theta_{re} + \omega_{se}t - \varphi_r\}]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} v_{vs_sh}(t) = & P[Y_{ss}I_s \cos\{N_r\theta_{re} - \omega t - 2(N_r - 1)\pi/3 + \varphi_s\} \\ & + Z_{ss}I_s \cos\{N_r\theta_{re} + \omega t - 2(N_r + 1)\pi/3 - \varphi_s\} \\ & + Y_{sr}I_r \cos\{(N_r - 1)\theta_{re} - \omega_{se}t - 2(N_r - 1)\pi/3 + \varphi_r\} \\ & + Z_{sr}I_r \cos\{(N_r + 1)\theta_{re} + \omega_{se}t - 2(N_r + 1)\pi/3 - \varphi_r\}]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} v_{ws_sh}(t) = & P[Y_{ss}I_s \cos\{N_r\theta_{re} - \omega t + 2(N_r - 1)\pi/3 + \varphi_s\} \\ & + Z_{ss}I_s \cos\{N_r\theta_{re} + \omega t + 2(N_r + 1)\pi/3 - \varphi_s\} \\ & + Y_{sr}I_r \cos\{(N_r - 1)\theta_{re} - \omega_{se}t + 2(N_r - 1)\pi/3 + \varphi_r\} \\ & + Z_{sr}I_r \cos\{(N_r + 1)\theta_{re} + \omega_{se}t + 2(N_r + 1)\pi/3 - \varphi_r\}]
 \end{aligned}$$

$$L'_s = L'_r = M' + l$$

3.7 スロット高調波モデル

3.7.1 d-q 軸上の電流で表現したスロット高調波モデル

一般的に、IM の電流・速度制御系を構築する場合、3.1 節で述べた IM の d-q 軸モデルを用いる。そのため、各動作点での電流は d-q 軸上の電流で議論されることが多い。そこで、(3.53)式で示される、スロット高調波モデルを d-q 軸上の電流で表現された形に変形する。(3.9)式および(3.21)式の三相電流式と 3.1 節で述べた変換式より、(3.53)式は次式のように変形できる。ここで、 $i_{ds}(t)$ 、 $i_{qs}(t)$ は、d-q 軸上の固定子電流を表し、 $i_{dr}(t)$ 、 $i_{qr}(t)$ は、d-q 軸上の回転子電流を表す。

$$\begin{aligned}
 v_{us_sh}(t) &= \sqrt{\frac{2}{3}}P[A \cos N_r \theta_{re} \{\cos \theta \cdot i_{ds}(t) - \sin \theta \cdot i_{qs}(t)\} \\
 &\quad + B \sin N_r \theta_{re} \{\cos \theta \cdot i_{ds}(t) + \sin \theta \cdot i_{qs}(t)\} \\
 &\quad + C \cos N_r \theta_{re} \{\cos \theta \cdot i_{dr}(t) - \sin \theta \cdot i_{qr}(t)\} \\
 &\quad + D \sin N_r \theta_{re} \{\cos \theta \cdot i_{dr}(t) + \sin \theta \cdot i_{qr}(t)\}] \\
 v_{vs_sh}(t) &= \sqrt{\frac{2}{3}}P[A \cos N_r (\theta_{re} - \frac{2\pi}{3}) \{\cos(\theta - \frac{2\pi}{3}) \cdot i_{ds}(t) - \sin(\theta - \frac{2\pi}{3}) \cdot i_{qs}(t)\} \\
 &\quad + B \sin(\theta_{re} - \frac{2\pi}{3}) \{\cos(\theta - \frac{2\pi}{3}) \cdot i_{ds}(t) + \sin(\theta - \frac{2\pi}{3}) \cdot i_{qs}(t)\} \\
 &\quad + C \cos N_r (\theta_{re} - \frac{2\pi}{3}) \{\cos(\theta - \frac{2\pi}{3}) \cdot i_{dr}(t) - \sin(\theta - \frac{2\pi}{3}) \cdot i_{qr}(t)\} \\
 &\quad + D \sin N_r (\theta_{re} - \frac{2\pi}{3}) \{\cos(\theta - \frac{2\pi}{3}) \cdot i_{dr}(t) + \sin(\theta - \frac{2\pi}{3}) \cdot i_{qr}(t)\}] \\
 v_{ws_sh}(t) &= \sqrt{\frac{2}{3}}P[A \cos N_r (\theta_{re} + \frac{2\pi}{3}) \{\cos(\theta + \frac{2\pi}{3}) \cdot i_{ds}(t) - \sin(\theta + \frac{2\pi}{3}) \cdot i_{qs}(t)\} \\
 &\quad + B \sin(\theta_{re} + \frac{2\pi}{3}) \{\cos(\theta + \frac{2\pi}{3}) \cdot i_{ds}(t) + \sin(\theta + \frac{2\pi}{3}) \cdot i_{qs}(t)\} \\
 &\quad + C \cos N_r (\theta_{re} + \frac{2\pi}{3}) \{\cos(\theta + \frac{2\pi}{3}) \cdot i_{dr}(t) - \sin(\theta + \frac{2\pi}{3}) \cdot i_{qr}(t)\} \\
 &\quad + D \sin N_r (\theta_{re} + \frac{2\pi}{3}) \{\cos(\theta + \frac{2\pi}{3}) \cdot i_{dr}(t) + \sin(\theta + \frac{2\pi}{3}) \cdot i_{qr}(t)\}] \\
 &\dots\dots\dots (3.54) \\
 A &= Y_{ss} + Z_{ss}, \quad B = Y_{ss} - Z_{ss}, \quad C = Y_{sr} + Z_{sr}, \quad D = Y_{sr} - Z_{sr}
 \end{aligned}$$

3.7.2 スロット高調波電圧の零相成分

IM の中性点電圧に発生するスロット高調波電圧の零相成分 $v_{0s_sh}(t)$ を導出する。(3.54) 式より, $v_{0s_sh}(t)$ は次式で示される。

$$v_{0s_sh}(t) = \frac{1}{3} \{v_{us_sh}(t) + v_{vs_sh}(t) + v_{ws_sh}(t)\} \dots\dots\dots (3.55)$$

条件(i) $N_r = 3N + 1$ ($N = 0, 1, 2, \dots$)

$$\begin{aligned} v_{0s_sh}(t) = & \sqrt{\frac{2}{3}} P [Y_{ss} \cos(N_r \theta_{re} - \theta) \cdot i_{ds}(t) + Y_{ss} \sin(N_r \theta_{re} - \theta) \cdot i_{qs}(t) \\ & + Y_{sr} \cos(N_r \theta_{re} - \theta) \cdot i_{dr}(t) + Y_{sr} \sin(N_r \theta_{re} - \theta) \cdot i_{qr}(t)] \end{aligned}$$

条件(ii) $N_r = 3N - 1$ ($N = 1, 2, 3, \dots$)

$$\begin{aligned} v_{0s_sh}(t) = & \sqrt{\frac{2}{3}} P [Z_{ss} \cos(N_r \theta_{re} - \theta) \cdot i_{ds}(t) + Z_{ss} \sin(N_r \theta_{re} - \theta) \cdot i_{qs}(t) \\ & + Z_{sr} \cos(N_r \theta_{re} - \theta) \cdot i_{dr}(t) + Z_{sr} \sin(N_r \theta_{re} - \theta) \cdot i_{qr}(t)] \end{aligned}$$

(3.55) 式の条件(i)および(ii)は, 回転子スロット数 N_r によって決まる。 N_r は振動や騒音を低減するため, 3 の倍数ではない整数となるように設計されるため, (3.55) 式は一般式とみて差し支えない。

3.7.3 スロット高調波電圧の三相对称成分

IM の線間電圧に発生するスロット高調波電圧の三相对称成分を導出する。ただし、電圧型インバータを用いた場合は、線間電圧がリンク電圧に固定されるため、線電流に発生する。ここでは、スロット高調波の三相对称成分を固定子 u 相と v 相間の線間電圧より導出する。したがって、(3.54)式より、スロット高調波電圧の三相对称成分 $v_{uvs_sh}(t)$ は次式で示される。

$$v_{uvs_sh}(t) = v_{us_sh}(t) - v_{vs_sh}(t) \dots\dots\dots (3.56)$$

条件(i) $N_r = 3N + 1$ ($N = 0, 1, 2, \dots$)

$$\begin{aligned} v_{uvs_sh}(t) = & \sqrt{\frac{2}{3}}P[Z_{ss} \cos(N_r\theta_{re} + \theta - \frac{\pi}{6}) \cdot i_{ds}(t) + Z_{ss} \sin(N_r\theta_{re} + \theta - \frac{\pi}{6}) \cdot i_{qs}(t) \\ & + Z_{sr} \cos(N_r\theta_{re} + \theta - \frac{\pi}{6}) \cdot i_{dr}(t) + Z_{sr} \sin(N_r\theta_{re} + \theta - \frac{\pi}{6}) \cdot i_{qr}(t)] \end{aligned}$$

条件(ii) $N_r = 3N - 1$ ($N = 1, 2, 3, \dots$)

$$\begin{aligned} v_{uvs_sh}(t) = & \sqrt{\frac{2}{3}}P[Y_{ss} \cos(N_r\theta_{re} - \theta - \frac{\pi}{6}) \cdot i_{ds}(t) + Y_{ss} \sin(N_r\theta_{re} - \theta - \frac{\pi}{6}) \cdot i_{qs}(t) \\ & + Y_{sr} \cos(N_r\theta_{re} - \theta - \frac{\pi}{6}) \cdot i_{dr}(t) + Y_{sr} \sin(N_r\theta_{re} - \theta - \frac{\pi}{6}) \cdot i_{qr}(t)] \end{aligned}$$

(3.56)式の条件(i)および(ii)は、回転子スロット数 N_r によって決まる。 N_r は振動や騒音を低減するため、3 の倍数ではない整数となるように設計されるため、(3.56)式は一般式とみて差し支えない。

(3.55)式および(3.56)式より、本研究で提案するスロット高調波モデルは、スロット高調波の零相成分および三相对称成分の両方を表現可能であることがわかる。今後は、スロット高調波電圧を高い S/N 比で検出できる零相成分に注目して、提案モデルの有効性を検証していく。

第4章 スロット高調波係数の同定法

本章では、提案モデルに含まれるスロット高調波の大きさを表すパラメータであるスロット高調波係数の同定法を述べる。まず、4.1節では、IMのベクトル制御について説明する。4.2節では、ベクトル制御時におけるスロット高調波モデルを導出する。そして、4.3節で具体的な同定法を説明する。また、本章から電流および電圧を表記する際、変数を表す (i) を省略して表す。

4.1 IMのベクトル制御

本節では、IMのベクトル制御について説明する。IMのd-q軸の二次磁束鎖交数 Φ_{dr} および Φ_{qr} は次式で表される。

$$\begin{bmatrix} \Phi_{dr} \\ \Phi_{qr} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} i_{ds} \\ i_{qs} \end{bmatrix} + L_r \begin{bmatrix} i_{dr} \\ i_{qr} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (4.1)$$

$M, L_r : M', L'_r$ の二相換算値

(3.8)式および(4.1)式より、 Φ_{dr} および Φ_{qr} を状態変数とし、 i_{ds} および i_{qs} を入力とした場合、状態方程式は次式で示される。

$$p \begin{bmatrix} \Phi_{dr} \\ \Phi_{qr} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{R_r}{L_r} & \omega - \omega_{re} \\ -(\omega - \omega_{re}) & -\frac{R_r}{L_r} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi_{dr} \\ \Phi_{qr} \end{bmatrix} + \frac{MR_r}{L_r} \begin{bmatrix} i_{dr} \\ i_{qr} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (4.2)$$

ここで、すべり角周波数 ω_{se} を次式で制御することにする。

$$\omega_{se} = \omega - \omega_{re} = \frac{MR_r}{L_r} \cdot \frac{i_{qs}}{\hat{\Phi}_{dr}} \dots\dots\dots (4.3)$$

ただし、次式を満足する。

$$P\hat{\Phi}_{dr} = -\frac{R_r}{L_r}\hat{\Phi}_{dr} + \frac{MR_r}{L_r}i_{qs} \quad (4.4)$$

$\hat{\Phi}_{dr}$: Φ_{dr} の推定値

(4.2)式, (4.3)式, (4.4)式より、次式の微分方程式が得られる。

$$P \begin{bmatrix} \Phi_{dr} - \hat{\Phi}_{dr} \\ \Phi_{qr} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{R_r}{L_r} & \frac{MR_r i_{qs}}{L_r \hat{\Phi}_{dr}} \\ -\frac{MR_r i_{qs}}{L_r \hat{\Phi}_{dr}} & -\frac{R_r}{L_r} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi_{dr} - \hat{\Phi}_{dr} \\ \Phi_{qr} \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

(4.5)式より、 $\Phi_{dr} - \hat{\Phi}_{dr}$ および Φ_{qr} は任意の初期値から時定数 L_r/R_r で 0 に収束することがわかる。したがって、q 軸の二次磁束鎖交数を 0 に制御するためには、すべり角周波数を(4.5)式にしたがって制御すればよい。このとき、d 軸の二次磁束鎖交数 Φ_{dr} は $\hat{\Phi}_{dr}$ と一致する。よって、二次磁束指令値と $\hat{\Phi}_{dr}$ を一致させることで二次磁束鎖交数を任意の大きさに制御することができる。

(4.3)式に従ったすべり角周波数を制御する制御方式は、回転子磁束のベクトルと d 軸ベクトルを一致させる制御であることから、一般にベクトル制御とよばれる。

4.2 ベクトル制御時におけるスロット高調波モデル

ここからは、(3.55)式に示されるスロット高調波電圧の零相成分に注目する。(3.55)式に示すように、d-q 軸上の電流で表現されたスロット高調波モデルは、固定子電流 i_{ds} , i_{qs} および回転子電流 i_{dr} , i_{qr} が混在した数式モデルとなっている。そこで、前節で説明したベクトル制御を適用し二次磁束鎖交数を一定に制御することで、提案モデルを検出が容易な固定子電流と制御が容易な励磁電流で表現した数式モデルに変形する。

d-q 軸の二次磁束鎖交数 Φ_{dr} および Φ_{qr} を作る励磁電流 i_{dm} および i_{qm} を次式で定義する。

$$\begin{bmatrix} i_{dm} \\ i_{qm} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} i_{ds} \\ i_{qs} \end{bmatrix} + L_r \begin{bmatrix} i_{dr} \\ i_{qr} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (4.6)$$

(4.6)式を(3.55)式に代入し、 i_{dr} , i_{qr} を消去すると次式のように変形できる。ここでは、条件(i)の場合を考える。

$$\begin{aligned} v_{0s_sh} = & \sqrt{\frac{2}{3}} P \left[\left\{ (Y_{ss} - \frac{M}{L_r} Y_{sr}) i_{ds} + Y_{sr} i_{dm} \right\} \cos(N_r \theta_{re} - \theta) \right] \\ & + \sqrt{\frac{2}{3}} P \left[\left\{ (Y_{ss} - \frac{M}{L_r} Y_{sr}) i_{qs} + Y_{sr} i_{qm} \right\} \sin(N_r \theta_{re} - \theta) \right] \dots\dots\dots (4.7) \end{aligned}$$

ここで、IM をベクトル制御し、d 軸を二次磁束ベクトルに一致させ q 軸の二次磁束鎖交数を 0 にする。また、二次磁束指令値を $M i_{ds}$ とすると(4.6)式に示す励磁電流は次式のように表される。

$$\begin{bmatrix} i_{dm} \\ i_{qm} \end{bmatrix} = \frac{M}{L_r} \begin{bmatrix} i_{ds} \\ 0 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (4.8)$$

(4.8)式を(4.7)式に代入すると

$$v_{0s_sh} = \sqrt{\frac{2}{3}} P \left[Y_{ss} \cos(N_r \theta_{re} - \theta) \cdot i_{ds} - \left(\frac{M}{L_r} Y_{sr} - Y_{ss} \right) \sin(N_r \theta_{re} - \theta) \cdot i_{qs} \right] \dots\dots\dots (4.9)$$

(4.9)式の第1項および第2項は、d軸上およびq軸上の固定子電流によって発生するスロット高調波電圧を表す。ここで、(4.9)式の第1項および第2項の成分をそれぞれ v_{0sd_sh} , v_{0sq_sh} と定義すると、 v_{0sd_sh} , v_{0sq_sh} の位相差は 90deg であることがわかる。したがって、スロット高調波電圧 v_{0s_sh} の振幅は次式で表される。

$$V_{0s_sh} = \sqrt{V_{0sd_sh}^2 + V_{0sq_sh}^2} \dots\dots\dots (4.10)$$

V_{0s_sh} , V_{0sd_sh} , V_{0sq_sh} : v_{0s_sh} , v_{0sd_sh} , v_{0sq_sh} の振幅

したがって、スロット高調波係数 Y_{ss} および Y_{sr} はそれぞれ $V_{0sd_sh} - i_{ds}$ および $V_{0sq_sh} - i_{qs}$ グラフの傾きから同定できる。また、(3.55)式における条件(ii)の場合も同様に同定できる。

次節では、具体的な同定法を説明する。

4.3 スロット高調波係数の同定法

4.2.1 スロット高調波係数 Y_{ss} , Z_{ss} の同定法

スロット高調波係数 Y_{ss} および Z_{ss} の同定法を説明する。ここでは、(3.55)式における条件(i)の場合を考える。

q 軸上の固定子電流 i_{qs} を 0A に制御すると、スロット高調波電圧 v_{0s_sh} は(4.9)式より、次式で表される。

$$v_{0s_sh} = \sqrt{\frac{2}{3}} P [Y_{ss} \cos(N_r \theta_{re} - \theta) \cdot i_{ds}] \dots\dots\dots (4.11)$$

(4.11)式より、 i_{qs} を 0A に制御すると v_{0s_sh} は i_{ds} のみの関数となり、 v_{0s_sh} と v_{0sd_sh} が一致する。したがって、IM の中性点電圧より v_{0sd_sh} が測定でき、このとき測定できるスロット高調電圧の振幅は次式で示される。

$$V_{0sd_sh} = \sqrt{\frac{2}{3}} Y_{ss} (N_r \dot{\theta}_{re} - \dot{\theta}) i_{ds} \dots\dots\dots (4.12)$$

ここで、IM の回転速度を一定に制御すれば(4.12)式より、 V_{0sd_sh} は i_{ds} の一次関数となる。したがって、スロット高調波係数 Y_{ss} は、 V_{0sd_sh} - i_{ds} グラフの傾きより同定できる。また、(3.55)式における条件(ii)の場合も同様に同定できる。

4.2.2 スロット高調波係数 Y_{sr} , Z_{sr} の同定法

スロット高調波係数 Y_{sr} および Z_{sr} の同定法を説明する。ここでは、(3.55)式における条件(i)の場合を考える。

前項と同様に i_{ds} を 0A に制御し v_{0sq_sh} のみを測定することが考えられるが、 i_{ds} を 0A に制御すると二次磁束指令値が 0Wb となり、所望の制御ができなくなる。そこで、(4.10)式に示す、スロット高調波電圧の振幅 V_{0s_sh} は V_{0sd_sh} と V_{0sq_sh} のベクトル合成で表される関係を利用しスロット高調波係数 Y_{sr} を同定する。

i_{ds} を 1A に制御し、 i_{qs} を変化させたときのスロット高調波電圧の振幅 $V_{0s_sh}(i_{ds}=1A)$ を測定する。そして、(4.10)式より、q 軸上の固定子電流によって発生するスロット高調波電圧の振幅 V_{0sq_sh} を算出する。

$$V_{0sq_sh} = \sqrt{(V_{0s_sh}(i_{ds}=1A))^2 - (V_{0sd_sh}(i_{ds}=1A))^2} \dots\dots\dots (4.13)$$

また、(4.7)式より、 V_{0sq_sh} は次式で表される。

$$V_{0sq_sh} = \sqrt{\frac{2}{3}} \left(\frac{M}{L_r} Y_{sr} - Y_{ss} \right) (N_r \dot{\theta}_{re} - \dot{\theta}) i_{qs} \dots\dots\dots (4.14)$$

ここで、IM の回転速度を一定に制御すれば(4.14)式より、 V_{0sq_sh} は i_{qs} の一次関数となる。したがって、スロット高調波係数 Y_{sr} は、 $V_{0sq_sh}-i_{qs}$ グラフの傾きと前項で求めた Y_{ss} より同定できる。

また、(3.55)式における条件(ii)の場合も同様に同定できる。

第5章 実験による提案モデルの検証

本章では、提案したスロット高調波モデルの妥当性を実機実験により検証する。まず、5.1節では実験システムを説明し、提案モデルの妥当性の検証法を述べる。そして、5.2節および5.3節では、定常時および過渡時におけるスロット高調波電圧の実測値と提案モデルより算出した算出値を比較することで提案モデルの有効性を検証する。

5.1 提案モデルの検証法

5.1.1 実験環境

Fig. 5.1 に実験システムを示す。Fig. 5.1 に示すように、IM の機械的な負荷として速度制御器を接続した AC サーボモータをカップリングして接続する。IM 側は電流のみ制御し、AC サーボモータ側で速度を制御する。また、IM の電流制御機構は、4.1 節で説明したすべり周波数形ベクトル制御に基づき構成されている。

具体的には、Fig. 5.1 に示すように電流センサおよびエンコーダの情報を DSP に与え、DSP 内でベクトル制御プログラムに基づいた電圧指令値を演算し、演算結果をインバータに与え IM の電流を指令値に制御する。また、AC サーボモータのコントロールユニットに速度指令値を与えることで、AC サーボモータの回転速度を指令値に制御する。その結果、IM の回転速度を任意に制御できる。

Table. 5.1 に供試機の諸元およびパラメータを示し、Table 5.2 に AC サーボモータの諸元を示す。

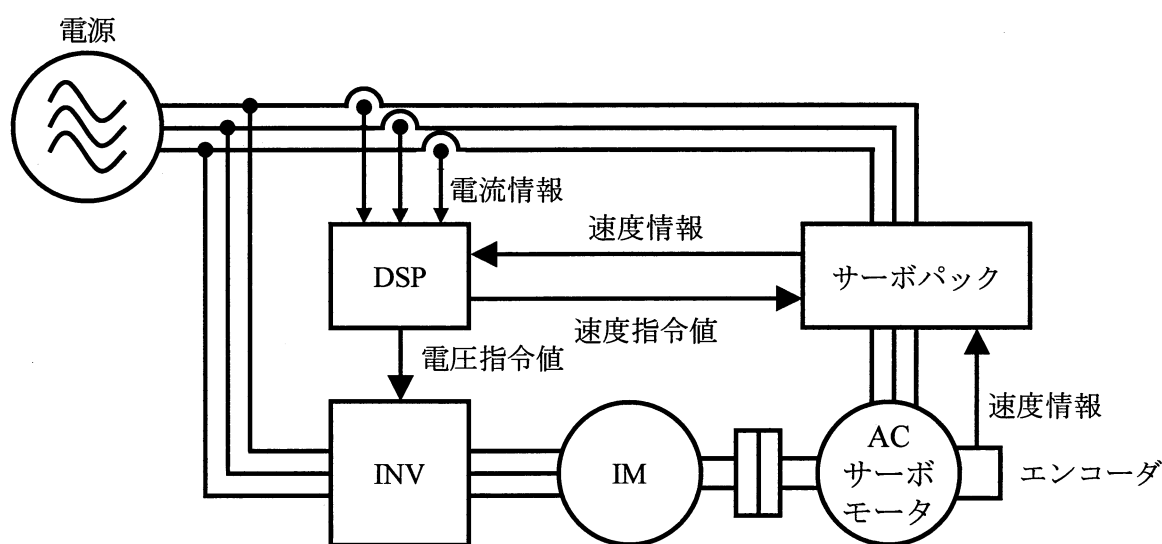


Fig. 5.1 実験システム

Table. 5.1 供試機の諸元およびパラメータ

定格	2.2[kW], 200[V], 8.8A	
構造	固定子：三相 Y 結線, 4 極, スロット数 36, 同心巻 回転子：かご形半閉スロット, スロット数 44	
定数	固定子巻線抵抗 : R_s	0.85[Ω]
	回転子巻線抵抗 : R_r	0.55[Ω]
	固定子自己インダクタンス : L_s	0.126[H]
	回転子自己インダクタンス : L_r	0.126[H]
	相互インダクタンス : M	0.1224[H]
ゲイン	d, q 軸電流制御器比例ゲイン	9.55
	d, q 軸電流制御器積分ゲイン	2000

Table. 5.2 AC サーボモータの諸元

定格	2.9[kW], 18.6[Nm], 1500[rpm]
----	------------------------------

5.1.2 スロット高調波電圧の検出法

IM の中性点電圧に発生するスロット高調波電圧 v_{0s_sh} の検出法を説明する。Fig. 5.2 に v_{0s_sh} の検出回路を示す。Fig. 5.2 に示すように、検出回路は IM の各相に並列に接続された Y 接続抵抗を用いた簡易な構成となっている。

IM の中性点には、スロット高調波電圧の零相成分とインバータに起因する零相電圧が発生する。一方で、Y 接続抵抗の中性点には、インバータに起因する零相電圧のみが発生する。したがって、IM の中性点と Y 接続抵抗の中性点間の電圧を測定することでインバータに起因する零相電圧を打ち消しあい、高い S/N 比でスロット高調波電圧 v_{0s_sh} のみを検出可能となる。

また、検出回路はパワー回路と信号回路を絶縁するための電圧センサ（以下：PT.）とインバータ（以下：INV.）が発生するスイッチングノイズを除去するためローパスフィルタ（以下：LPF.）を用いた構成となっている。

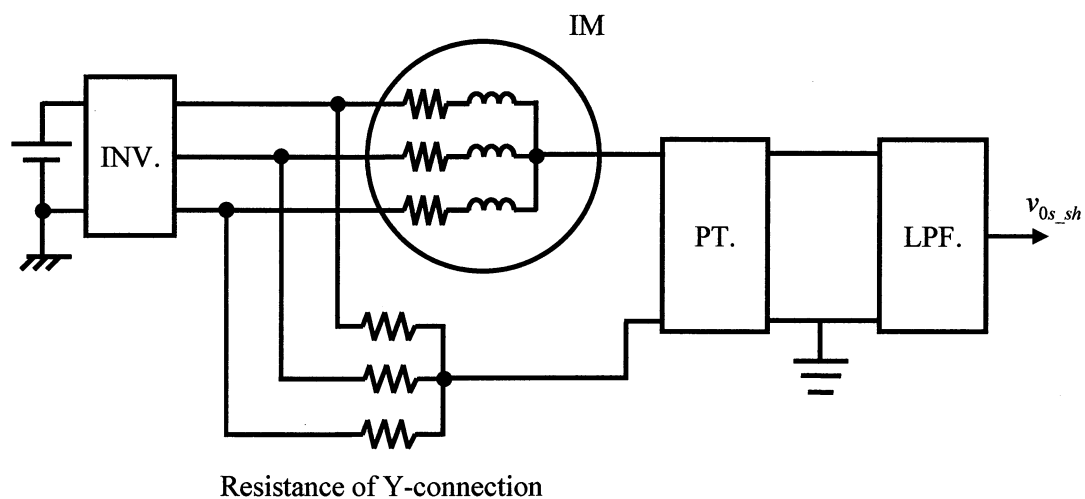


Fig. 5.2 スロット高調波電圧 v_{0s_sh} の検出回路

5.1.3 提案モデルの妥当性の検証法

本研究では、スロット高調波電圧の実測値と提案するスロット高調波モデルより算出した算出値を比較することで提案モデルの妥当性を検証する。ここで、提案モデルはスロット高調波を用いた速度センサレス制御の安定判別やシミュレーションによる制御設計に利用することを想定している。したがって、上記を考慮すると提案モデルの評価基準は以下のような条件となる。

- (1) 速度情報を含むスロット高調波周波数が一致
- (2) スロット高調波電圧の振幅値が一致
- (3) 時間応答波形において位相が一致

次に、具体的な検証法を説明する。Fig. 5.3 に検証法の概要を示す。Fig. 5.3 に示すように、第4章で説明したパラメータ同定法に従い任意の動作点でスロット高調波係数を同定する。そして、同定点とは異なる動作点においてスロット高調波電圧の負荷特性および速度特性を測定し、実測値と算出値を比較する。検証は、負荷および速度が一定である定常時と負荷および速度が変動する過渡時において行う。

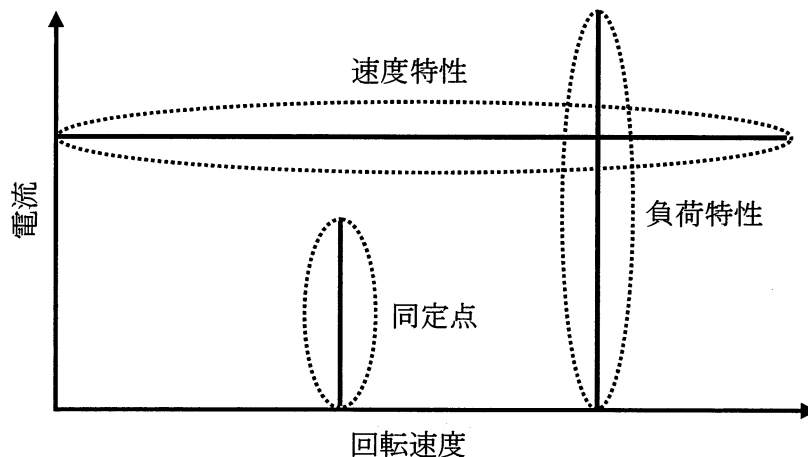


Fig. 5.3 提案モデルの検証法の概要

5.2 スロット高調波係数 Y_{ss} , Y_{sr} の同定結果

第4章で説明したパラメータ同定法に従いスロット高調波係数を同定する。まず、スロット高調波係数 Y_{ss} を同定する。IM を 600rpm 一定で駆動させ、 i_{qs} を 0A 一定に制御し、 i_{ds} を 0.5~10A まで 0.5A 刻みで変化させる。このとき、Fig. 5.2 の検出回路より、スロット高調波電圧 v_{0sd_sh} を測定し、MATLAB で v_{0sd_sh} を FFT 解析し振幅値 V_{0sd_sh} を測定する。解析条件は、サンプリング周波数を 100kS/s、データ数を 100000 とする。Fig. 5.4(a)および(b)に i_{ds} を 4A に制御したときの v_{0sd_sh} の時間応答および FFT 解析結果を示す。Fig. 5.4(a)および(b)より、Fig. 5.2 の検出回路を用いることでスロット高調波電圧以外の成分が除去されており、高い S/N 比で v_{0sd_sh} が測定できていることがわかる。Fig. 5.5 に各 i_{ds} における V_{0sd_sh} の測定結果を示す。Fig. 5.5 より、 i_{ds} が 5A 以上になると V_{0sd_sh} が減少することがわかる。これは、磁束飽和が発生し、回転子スロットによる変調を受けにくくなっているためである。そこで、 i_{ds} が 0~5A の線形性の良い領域の傾きから Y_{ss} を同定する。(4.10)式および Fig. 5.5 より、 Y_{ss} は 8.42×10^{-5} と同定できる。

次に、スロット高調波係数 Y_{sr} を同定する。IM を 600rpm 一定で駆動させ、 i_{ds} を 1A 一定に制御し、 i_{qs} を 0~10A まで 0.5A 刻みで変化させる。上記と同様にして、スロット高調波電圧 v_{0s_sh} および振幅値 V_{0s_sh} を測定する。Fig. 5.6(a)および(b)に i_{qs} を 5A に制御したときの v_{0s_sh} の時間応答および FFT 解析結果を示し、Fig. 5.7 に各 i_{qs} における V_{0s_sh} の測定結果を示す。ここで、Fig. 5.5 より、 $V_{0sd_sh}(i_{ds}=1A)$ の測定結果は 0.156V である。したがって、(4.11)式および Fig. 5.7 より、 V_{0sq_sh} は次式で示される。

$$V_{0sq_sh} = \sqrt{(V_{0s_sh}(i_{ds}=1A))^2 - (0.156)^2} \dots\dots\dots (5.1)$$

Fig. 5.7 に(5.1)式より算出した V_{0sq_sh} の算出結果を示す。ここで、Fig. 5.7 に示す V_{0sq_sh} の算出結果を線形近似し傾きを求める。(4.12)式および Fig. 5.7 より、 Y_{sr} は 1.40×10^{-4} と同定できる。

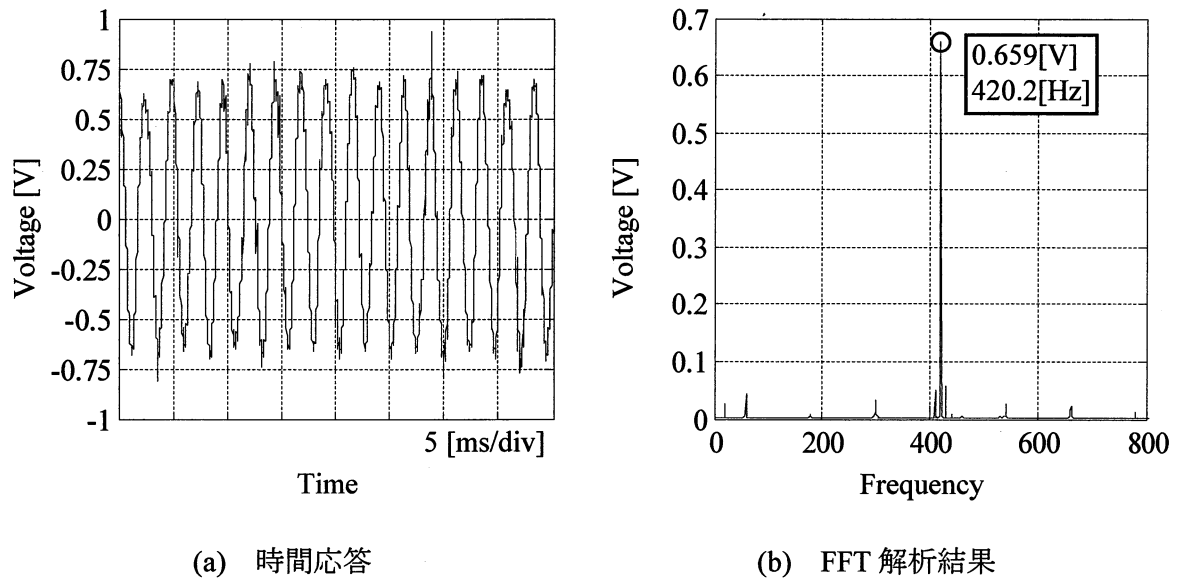


Fig. 5.4 スロット高調波電圧 v_{0sd_sh} の側定結果 ($i_{ds}=4\text{A}$, $i_{qs}=0\text{A}$, 600rpm)

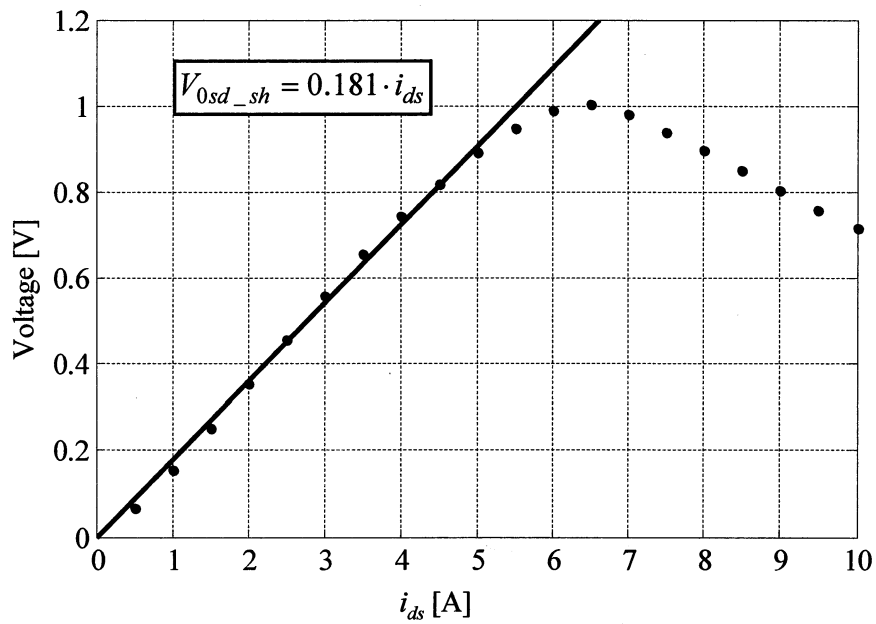


Fig. 5.5 スロット高調波電圧振幅値 V_{0sd_sh} の測定結果 ($i_{qs}=0\text{A}$, 600rpm)

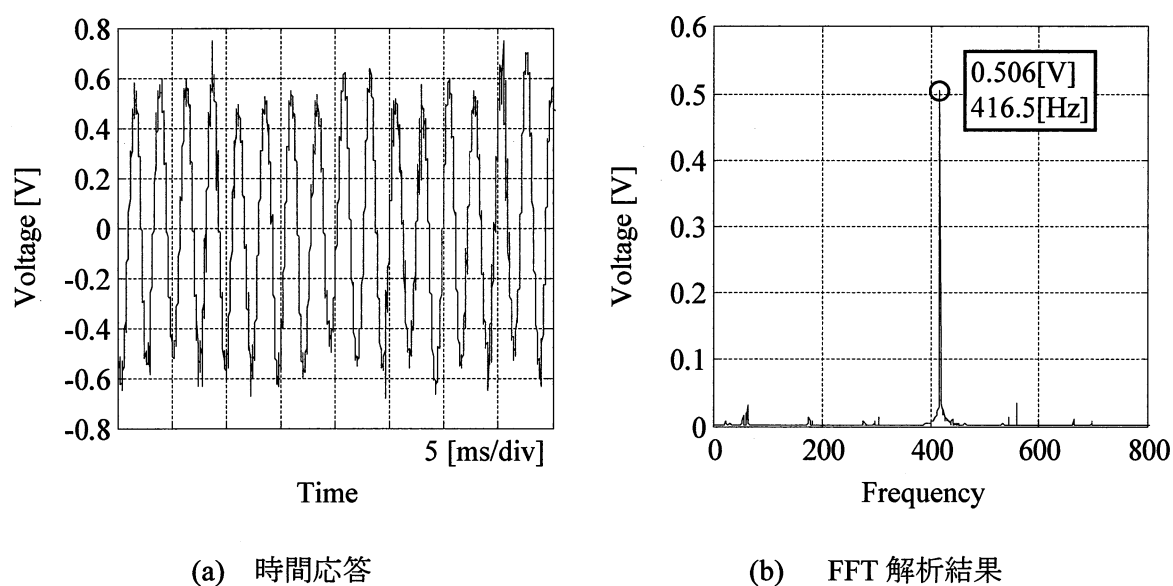


Fig. 5.6 スロット高調波電圧 v_{0s_sh} の側定結果 ($i_{ds}=1A$, $i_{qs}=5A$, 600rpm)

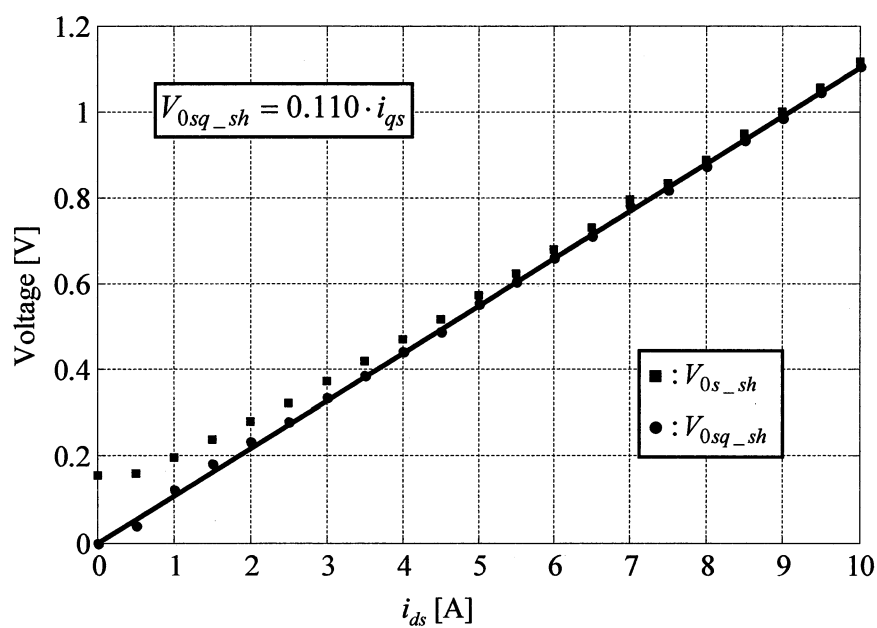


Fig. 5.7 スロット高調波電圧振幅値 V_{0s_sh} , および V_{0sq_sh} の測定結果 ($i_{ds}=1A$, 600rpm)

ここで、スロット高調波係数の Y_{ss} および Y_{sr} の速度特性について検証する。IM を 100 ～1500rpm まで、100rpm 刻みで駆動させ、先程と同様にスロット高調波電圧の測定結果より、 Y_{ss} および Y_{sr} を同定する。Fig. 5.8 に同定結果を示す。図中の実線は Y_{ss} および Y_{sr} それぞれの平均値を表す。Fig. 5.8 に示す同定結果より、それぞれの標準偏差を求めると Y_{ss} は 5.26×10^{-6} 、 Y_{sr} は 8.24×10^{-6} と求まる。また、誤差を標準偏差／平均値と定義すると、 Y_{ss} は 6.43%、 Y_{sr} は 6.09% となる。この結果より、本研究で提案するスロット高調波係数の速度に対するばらつきが小さいため、速度特性を持たないパラメータだと考えられる。したがって、 Y_{ss} および Y_{sr} の同定は任意の動作点（回転速度）で同定すれば良いことがわかる。本研究では、IM を 600rpm 駆動させたときの同定結果を用いることにする。Table. 5.3 に供試機のスロット高調波係数と同定条件を示す。

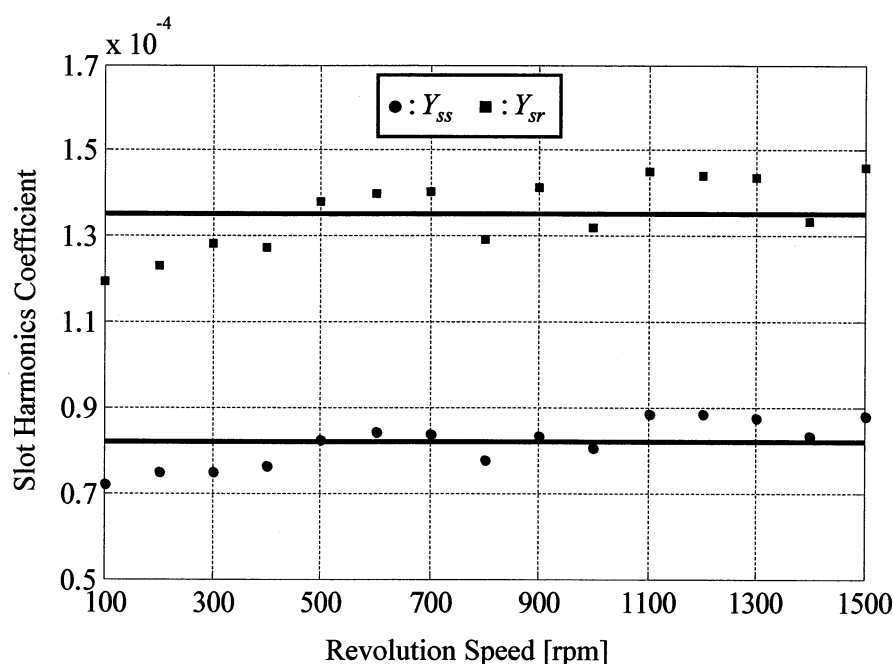


Fig. 5.8 スロット高調波係数 Y_{ss} および Y_{sr} の速度特性

Table. 5.2 供試機のスロット高調波係数

	スロット高調波係数	同定条件
Y_{ss}	8.42×10^{-5}	$i_{qs}=0A$, 600rpm
Y_{sr}	1.40×10^{-4}	$i_{ds}=1A$, 600rpm

5.3 定常時におけるスロット高調波電圧の実測値と算出値の比較

5.3.1 定常時における負荷特性

スロット高調波の実測値および算出値をそれぞれ v_{0s_sh} および \hat{v}_{0s_sh} とする。 \hat{v}_{0s_sh} は、(4.7)式より次式で算出できる。

$$\begin{aligned} \hat{v}_{0s_sh} = & \sqrt{\frac{2}{3}} P \left\{ \left(Y_{ss} - \frac{M}{L_r} Y_{sr} \right) i_{ds}^* + Y_{sr} i_{dm}^* \right\} \cos(N_r \theta_{re}^* - \theta^*) \\ & + \sqrt{\frac{2}{3}} P \left\{ \left(Y_{ss} - \frac{M}{L_r} Y_{sr} \right) i_{qs}^* + Y_{sr} i_{qm}^* \right\} \sin(N_r \theta_{re}^* - \theta^*) \end{aligned} \quad (5.2)$$

$i_{ds}^*, i_{qs}^*, i_{dm}^*, i_{qm}^*$: 指令値電流, $\theta_{re}^* = \int \omega_{re}^* dt$, $\theta^* = \int \omega^* dt$, ω_{re}^* : 回転角周波数

の指令値, ω^* : 電源角周波数の指令値

$[i_{dm}^* \ i_{qm}^*]$ は、(4.8)式より算出する。Fig. 5.2 に示す検出回路より測定した実測値 v_{0s_sh} と(5.2)式より算出した算出値 \hat{v}_{0s_sh} を比較することで定常時における提案モデルの妥当性を検証する。

IM を 300, 600, 900, 1200 および 1500rpm 一定で駆動させ、磁束電流 i_{ds} を 2A 一定に制御し、トルク電流 i_{ds} を 0.5~10A まで 0.5A 刻みで変化させたときのスロット高調波電圧の負荷特性を測定する。Fig. 5.9(a)および(b)に $i_{ds}=2A$, $i_{ds}=8A$, 1200rpm の動作点における、 v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の時間応答および FFT 解析結果を示す。解析条件は、サンプリング周波数を 100kS/s, データ数を 100000 とする。Fig. 5.9(a)より、 v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の時間応答がほぼ一致していることがわかる。また、Fig. 5.9(b)より、 v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の振幅値および周波数が一致していることがわかる。Fig. 5.10(a)および(b)に各トルク電流におけるスロット高調波周波数 f_{sh} およびスロット高調波電圧振幅値の比較結果を示す。図中の実線は算出値を表す。

次に、磁束電流 4A 一定に制御し、IM を 300, 600 および 900rpm 一定で駆動させ、トルク電流 i_{ds} を 0.5~8A まで 0.5A 刻みで変化させたときのスロット高調波電圧の負荷特性を測定する。制御電圧（リンク電圧）の制限より、トルク電流は 8A を上限としている。Fig. 5.11(a)および(b)に各トルク電流におけるスロット高調波周波数 f_{sh} およびスロット高調波電圧振幅値の比較結果を示す。図中の実線は算出値を表す。Fig. 5.10(a), (b) および Fig. 5.11(a), (b)より、 v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の周波数および振幅値が一致していることがわかる。ここで、振幅値の誤差を実測値と算出値の偏差を実測値で割ったものと定義

すると、誤差は約 10%となる。この結果より、提案モデルがスロット高調波電圧の負荷特性を十分模擬できていることがわかる。また、同定に用いた動作点とは異なる動作点において v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} が一致していることより、提案モデルの妥当性が確認できた。

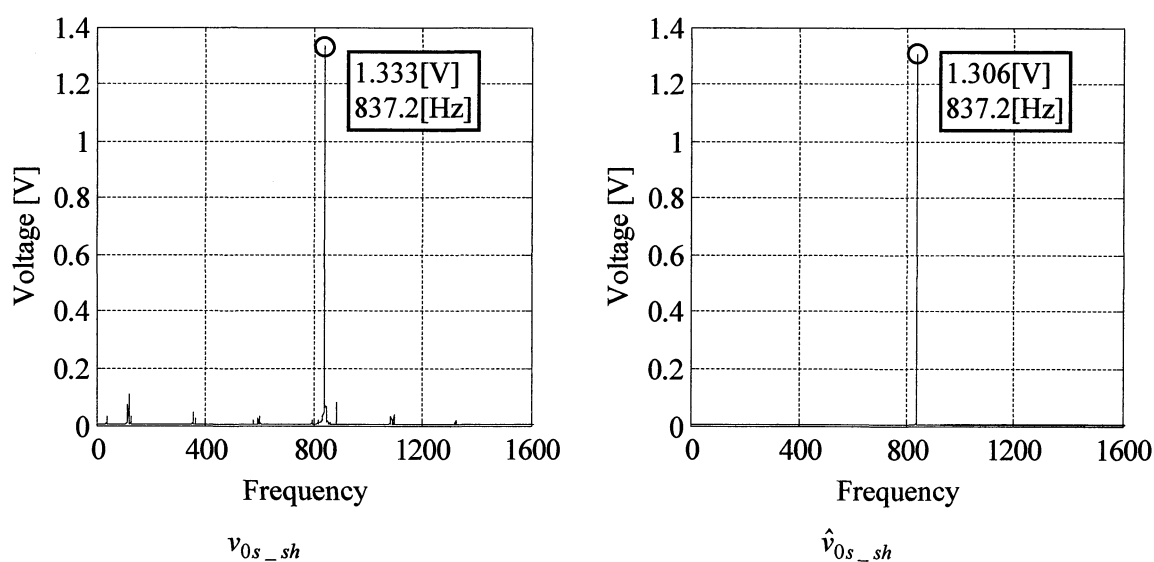
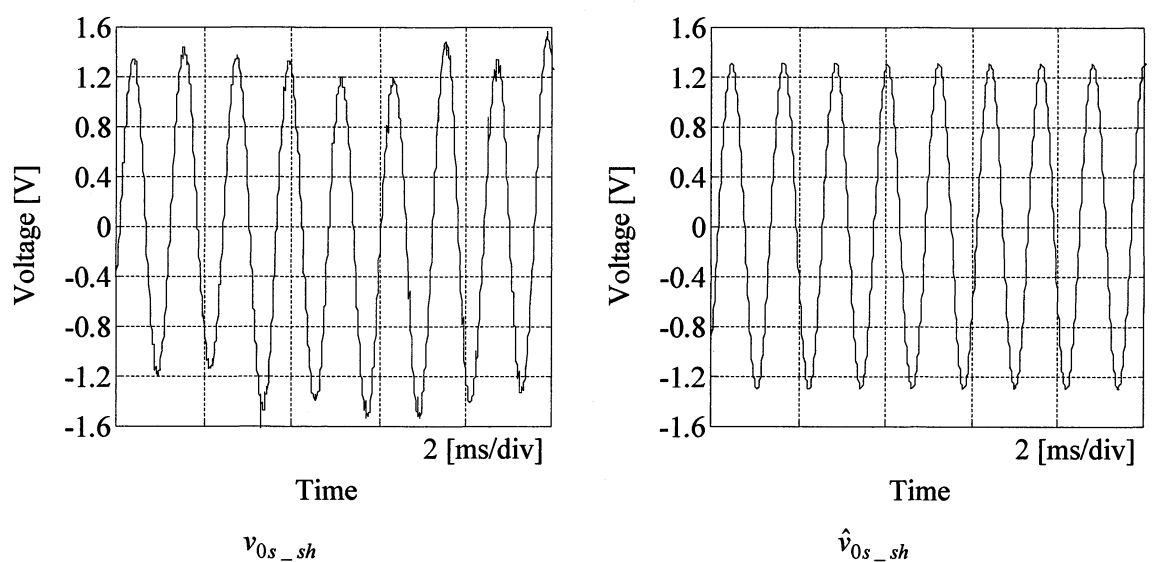
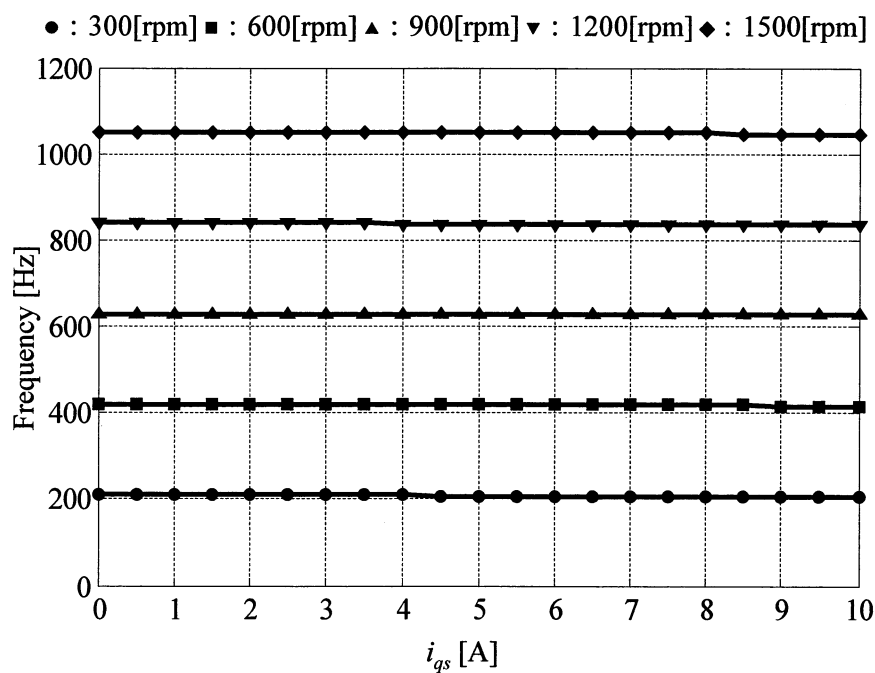
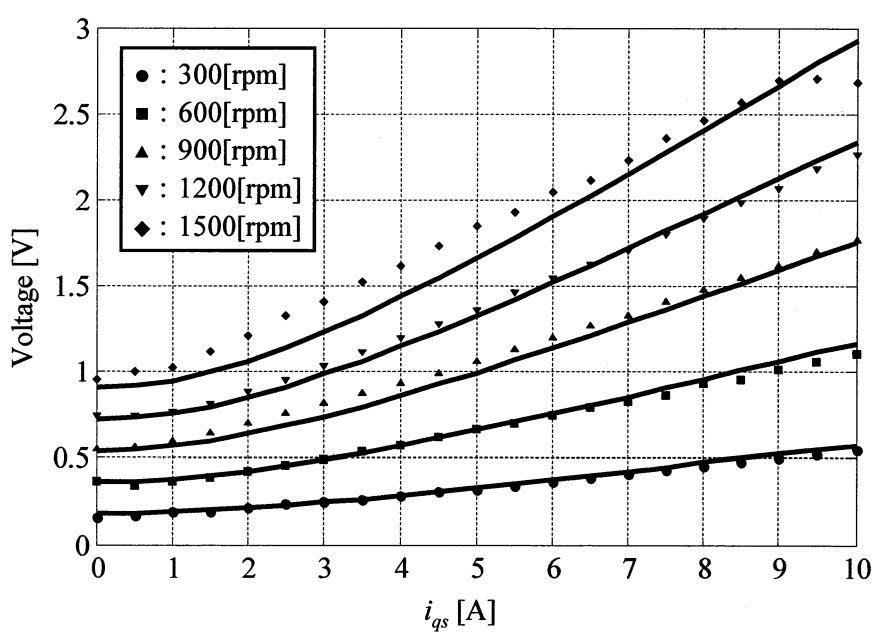


Fig. 5.9 実測値 v_{0s_sh} と算出値 \hat{v}_{0s_sh} の比較結果 ($i_{ds}=2A$, $i_{qs}=8A$, 1200rpm)

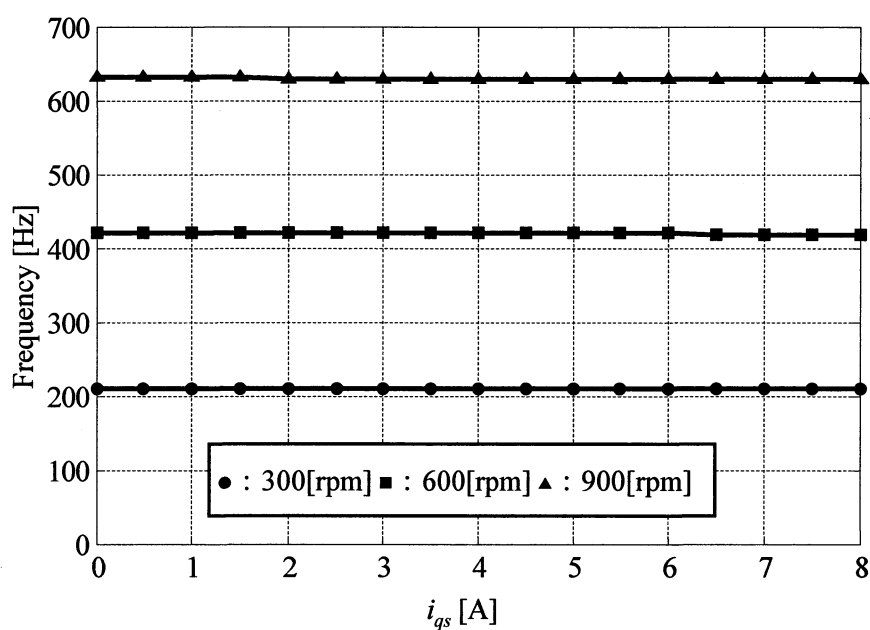


(a) スロット高調波周波数 f_{sh} の比較結果

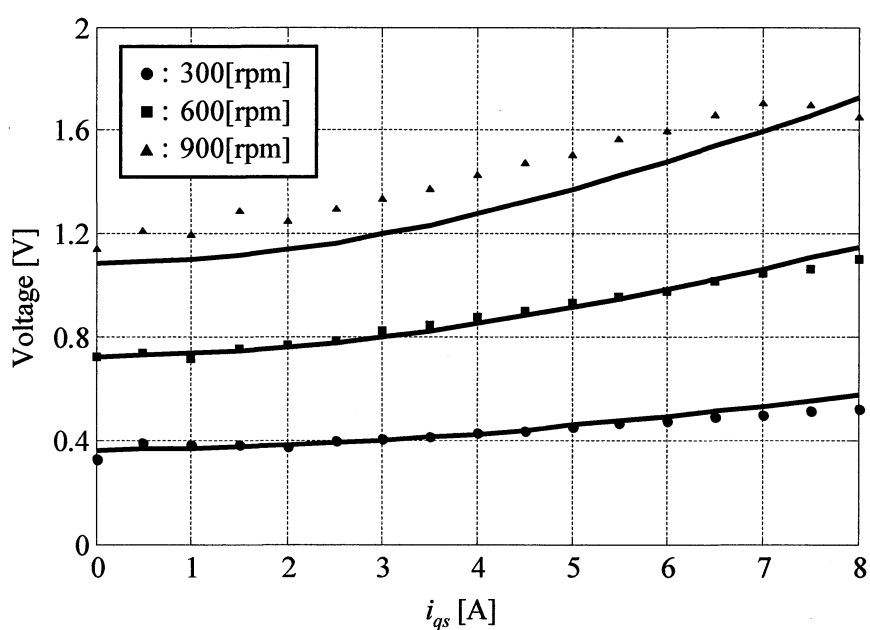


(b) スロット高調波電圧振幅値の比較結果

Fig. 5.10 実測値 v_{0s_sh} と算出値 \hat{v}_{0s_sh} の負荷特性比較 ($i_{ds}=2A$)



(a) スロット高調波周波数 f_{sh} の比較結果



(b) スロット高調波電圧振幅値の比較結果

Fig. 5.11 実測値 v_{0s_sh} と算出値 \hat{v}_{0s_sh} の負荷特性比較 ($i_{ds}=4A$)

Fig. 5.10 および Fig. 5.11 は、すべりが正となる力行時における v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の比較結果である。次に、すべりが負となる回生時において v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の比較を行う。

IM をベクトル制御しているため、すべり角周波数は(4.3)式に従い制御されている。したがって、正転運転時において i_{qs} を負にすることで回生運転を実現する。IM を 300 および 600rpm 一定で駆動させ、磁束電流 i_{ds} を 1A 一定に制御し、トルク電流 i_{ds} を 0.5～10A まで 0.5A 刻みで変化させ、スロット高調波電圧の回生時における負荷特性を測定する。Fig. 5.12(a)および(b)に $i_{ds}=1A$, $i_{ds}=-8$, 300rpm の動作点における、 v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の時間応答および FFT 解析結果を示す。解析条件は、力行時と同様である。また、 \hat{v}_{0s_sh} は(5.2)式より算出する。Fig. 5.12(a)より、 v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の時間応答がほぼ一致していることがわかる。また、Fig. 5.12(b)より、 v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の振幅値および周波数が一致していることがわかる。

Fig. 5.13(a)および(b)に各トルク電流におけるスロット高調波周波数 f_{sh} およびスロット高調波電圧振幅値の比較結果を示す。図中の実線は算出値を表す。Fig. 5.13(a), (b)より、300rpm のとき v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の周波数および振幅値が一致していることがわかる。このとき、振幅値の誤差は約 10%であり、提案モデルがスロット高調波電圧の負荷特性を十分模擬できていることがわかる。また、同定に用いた動作点とは異なる動作点においても v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} が一致しており、提案モデルの妥当性が確認できた。

しかし、600rpm のときは、 i_{qs} の絶対値を増加させていくと実測値と算出値の誤差が増加していることがわかる。これは、回生エネルギーをインバータの外部抵抗が消費しきれなくなり制御電圧（リンク電圧）が変動したため、電流を指令値に制御できなくなったためである。そこで、算出値 \hat{v}_{0s_sh} を(5.2)式ではなく実電流 i_{ds} および i_{qs} を用いた次式で算出する。

$$\begin{aligned} \hat{v}_{0s_sh} = & \sqrt{\frac{2}{3}} P \left\{ \left(Y_{ss} - \frac{M}{L_r} Y_{sr} \right) i_{ds} + Y_{sr} i_{dm}^* \right\} \cos(N_r \theta_{re}^* - \theta^*) \\ & + \sqrt{\frac{2}{3}} P \left\{ \left(Y_{ss} - \frac{M}{L_r} Y_{sr} \right) i_{qs} + Y_{sr} i_{qm}^* \right\} \sin(N_r \theta_{re}^* - \theta^*) \end{aligned} \quad (5.3)$$

i_{ds} , i_{qs} : 固定子 d-q 軸電流の測定値

i_{qs}^* が -6A および -10A のときの \hat{v}_{0s_sh} を(5.3)式より算出し、FFT 解析する。解析条件は、上記と同様とする。ここで、Fig. 5.14(a)および(b)に i_{qs}^* が -6A および -10A のときの v_{0s_sh} , \hat{v}_{0s_sh} の FFT 解析結果を示す。Fig. 5.14(a), (b)より、 v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の振幅および周波数が一致していることがわかる。したがって、Fig. 5.13 の結果に含まれる誤差原因は、電流制御の問題であり、提案モデルの問題ではないことがわかる。Fig. 5.13 および Fig. 5.14(a), (b)より、スロット高調波電圧の回生時における負荷特性を提案モデルが模擬で

きており，提案モデルの妥当性が確認できた。

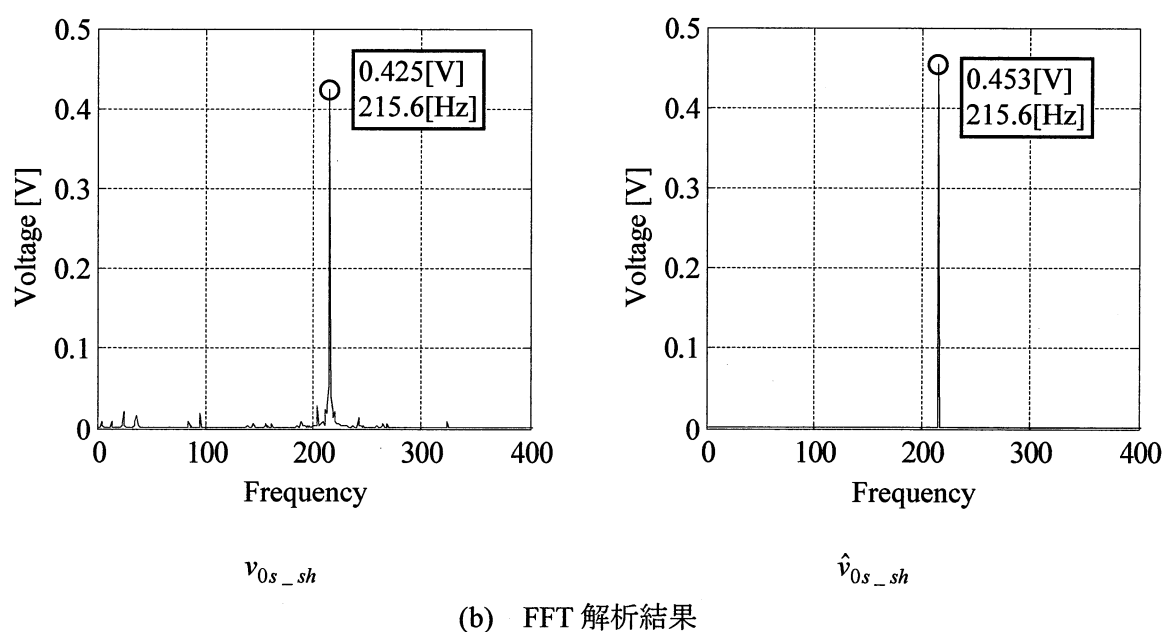
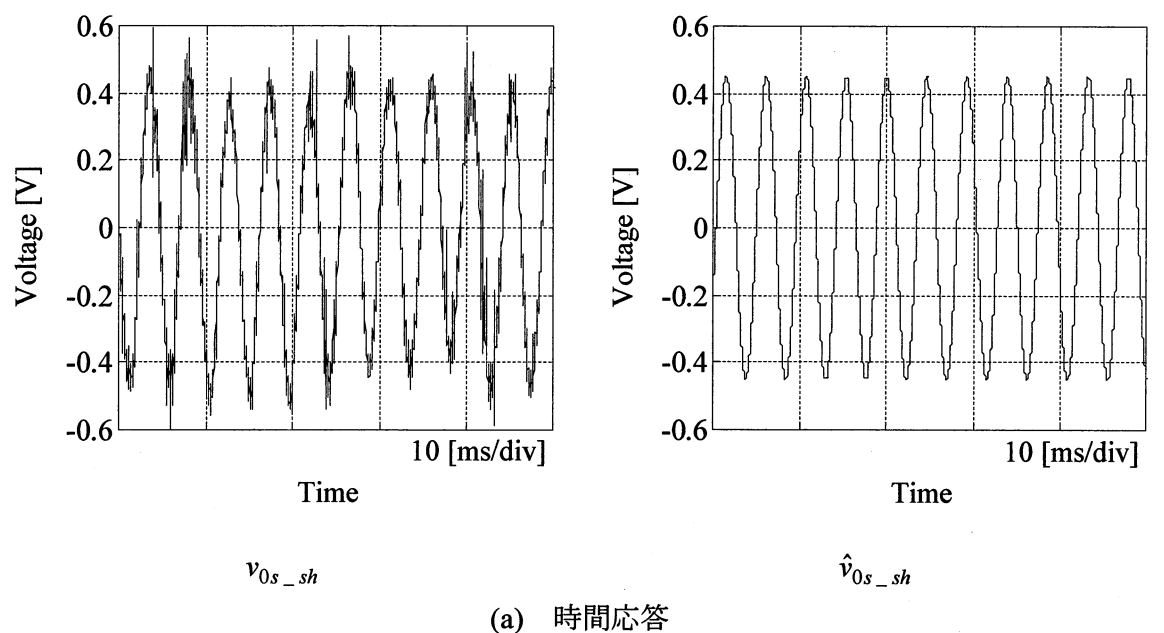
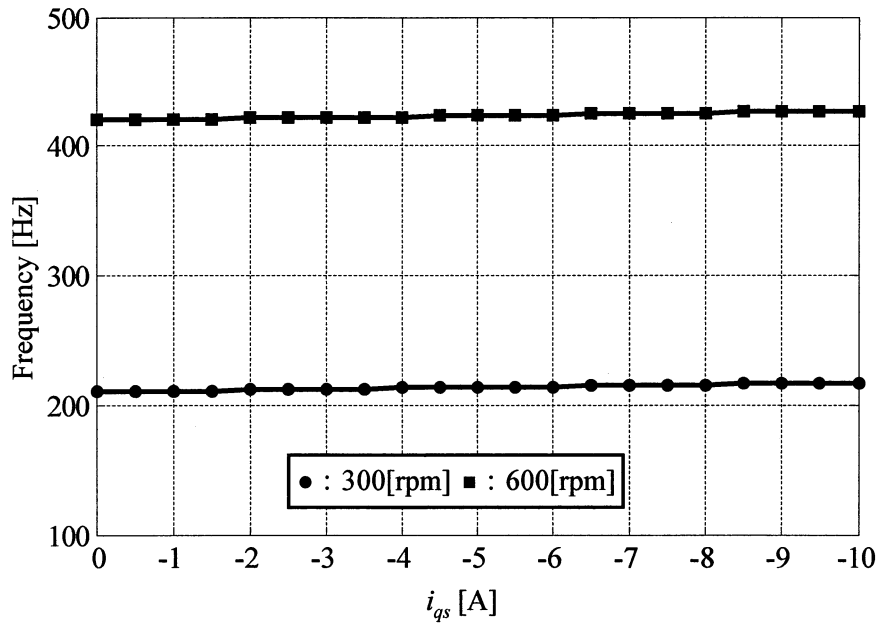
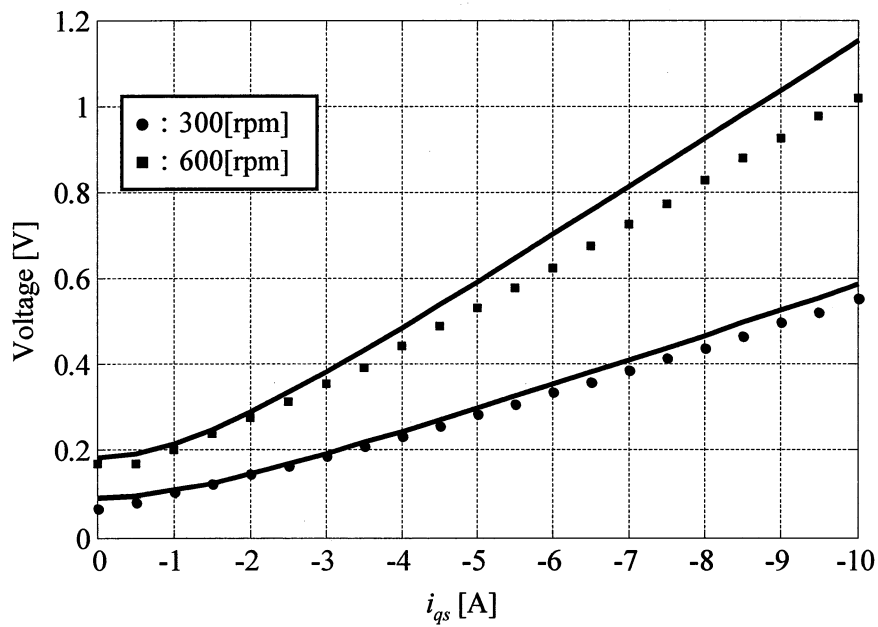


Fig. 5.12 実測値 v_{0s_sh} と算出値 \hat{v}_{0s_sh} の比較結果 ($i_{ds}=1A$, $i_{qs}=-8A$, 300rpm)



(a) スロット高調波周波数 f_{sh} の比較結果



(b) スロット高調波電圧振幅値の比較結果

Fig. 5.13 実測値 v_{0s_sh} と算出値 \hat{v}_{0s_sh} の負荷特性比較 ($i_{ds}=1A$)

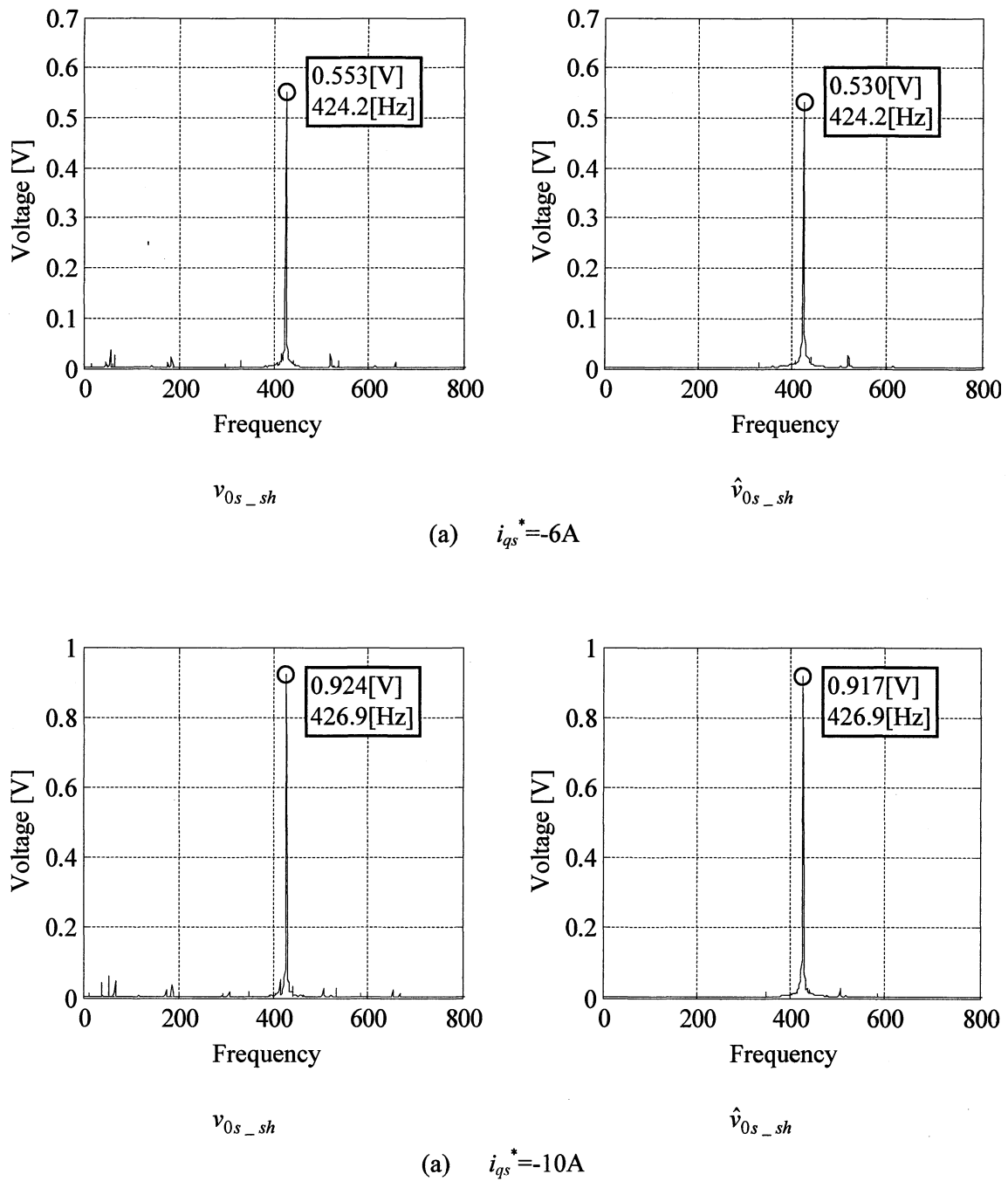


Fig. 5.14 実測値 v_{0s_sh} と算出値 \hat{v}_{0s_sh} の FFT 解析結果比較 ($i_{ds}=1A$)

5.3.2 定常時における速度特性

磁束電流 i_{ds} を 2A 一定, トルク電流 i_{qs} を 4 および 8A 一定に制御し, IM を 100~1500rpm まで 100rpm 刻みで変化させたときのスロット高調波電圧の速度特性を測定する。Fig. 5.15(a)および(b)に $i_{ds}=2A$, $i_{ds}=8A$, 1400rpm の動作点における, v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の時間応答および FFT 解析結果を示す。解析条件は, サンプリング周波数を 100kS/s, データ数を 100000 とする。また, \hat{v}_{0s_sh} は(5.2)式より算出する。Fig. 5.15(a)より, v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の時間応答がほぼ一致していることがわかる。また, Fig. 5.15(b)より, v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の振幅値および周波数が一致していることがわかる。

次に, i_{ds} を 4A 一定, i_{qs} を 4 および 8A 一定に制御し, IM を 100~1100rpm および 100~700rpm まで 100rpm 刻みで変化させたときのスロット高調波電圧の速度特性を測定する。制御電圧 (リンク電圧) の制限により, 回転速度の上限が i_{ds} を 2A のときより, 低くなっている。Fig. 5.16(a)および(b)に, 各回転速度におけるスロット高調波周波数 f_{sh} およびスロット高調波電圧振幅値の v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の比較結果を示す。図中の実線は算出値を表す。Fig. 5.16(a)より, v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の周波数 f_{sh} が一致していることがわかる。次に, Fig. 5.16(b)より, v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の振幅値が概ね一致していることがわかる。ここで, 誤差を実測値と算出値の偏差を実測値で割ったものと定義すると, Fig. 5.16(b)より, 誤差は約 10%となる。この結果より, 提案モデルがスロット高調波電圧の速度特性を十分模擬できていることがわかる。また, 同定に用いた動作点とは異なる動作点において v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} が一致していることより, 提案モデルの妥当性が確認できた。

前項および本項より, 定常時において, スロット高調波電圧の回生時を含んだ負荷特性および速度特性を提案モデルが模擬できることを確認した。次節からは, 負荷および速度が変動する過渡時における提案モデルの妥当性を検証する。

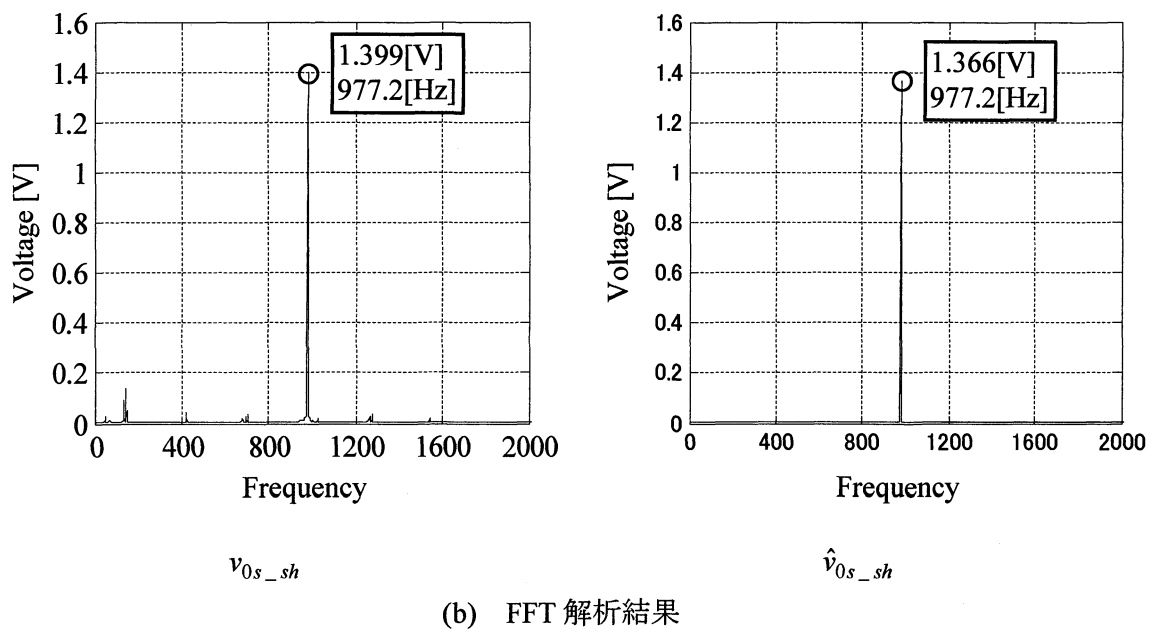
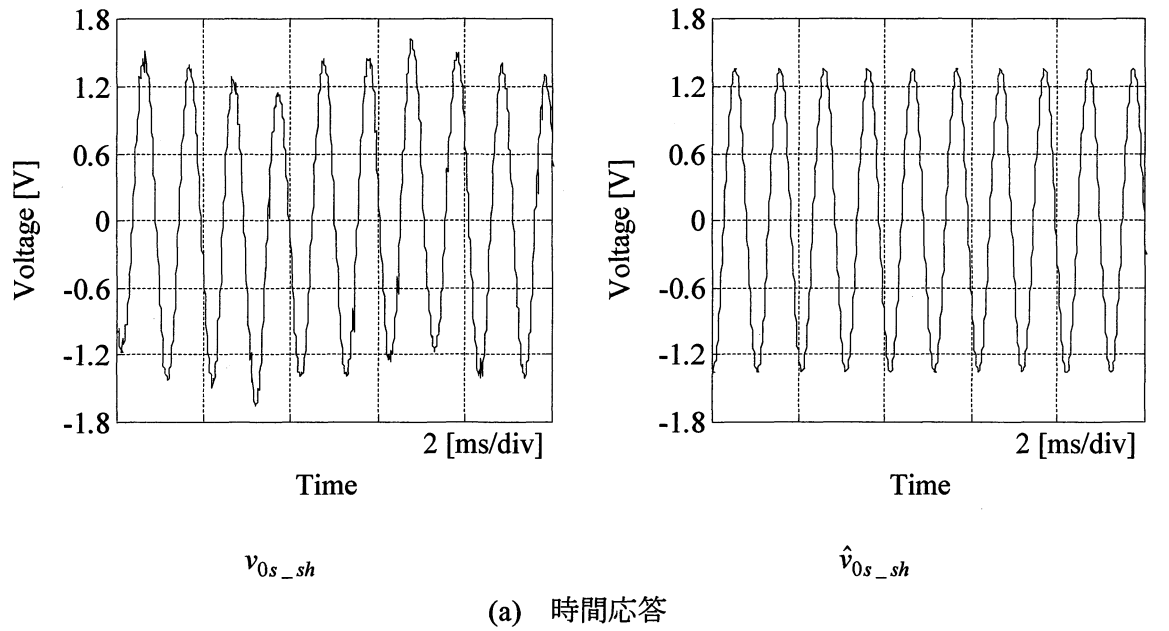
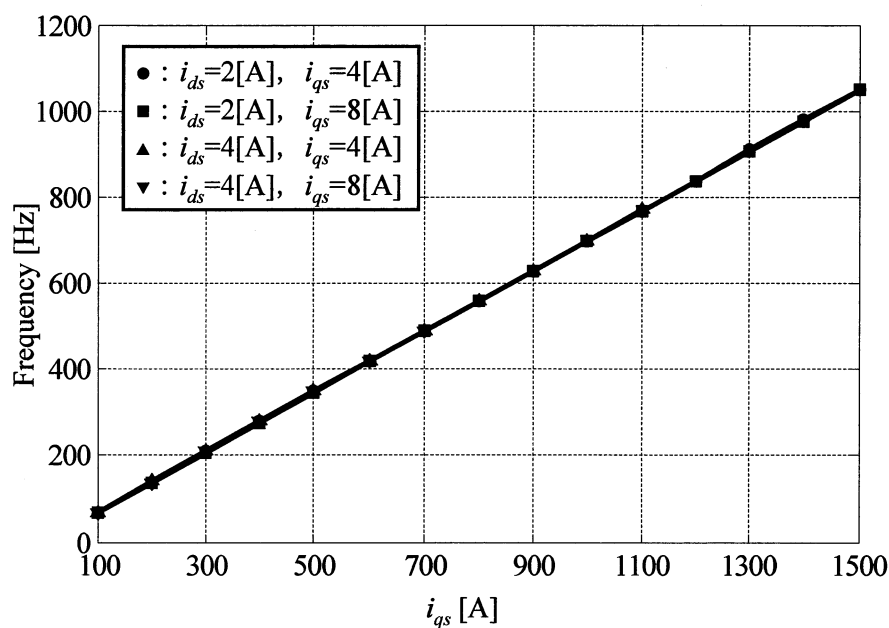
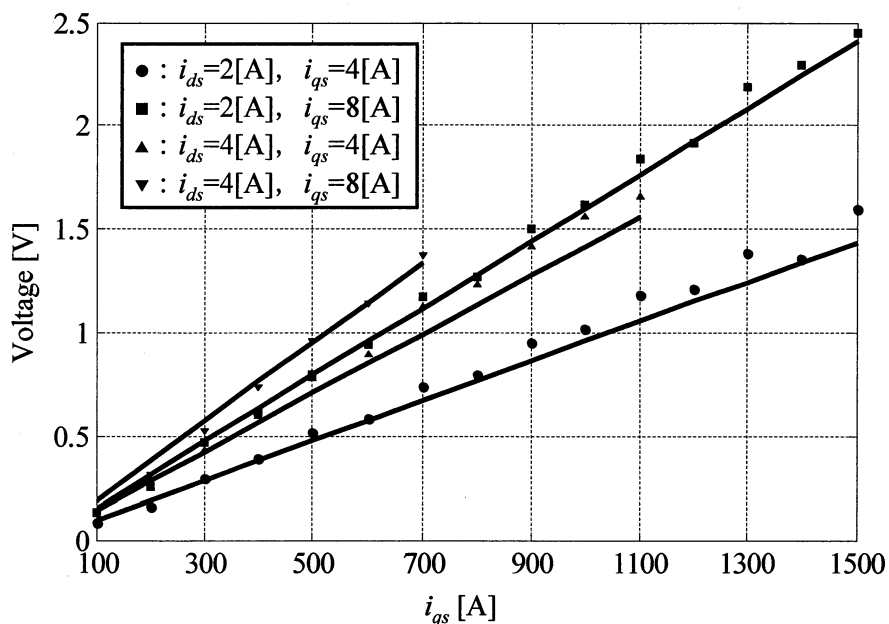


Fig. 5.15 実測値 v_{0s_sh} と算出値 \hat{v}_{0s_sh} の FFT 解析結果比較 ($i_{ds}=2A$, $i_{qs}=8A$, 1400rpm)



(a) スロット高調波周波数 f_{sh} の比較結果



(b) スロット高調波電圧振幅値の比較結果

Fig. 5.16 実測値 v_{0s_sh} と算出値 \hat{v}_{0s_sh} の速度特性比較

5.4 過渡時におけるスロット高調波電圧の実測値と算出値の比較

5.4.1 負荷変動時における過渡特性

本項では、負荷が変動する過渡時における提案モデルの妥当性を検証する。実機では、トルク電流指令値 i_{qs}^* をステップ変化させることで負荷変動を実現する。

スロット高調波の実測値および算出値をそれぞれ v_{0s_sh} および \hat{v}_{0s_sh} とする。 \hat{v}_{0s_sh} は、(4.7)式より次式で算出できる。

$$\begin{aligned} \hat{v}_{0s_sh} = & \sqrt{\frac{2}{3}} P \left\{ \left(Y_{ss} - \frac{M}{L_r} Y_{sr} \right) i_{ds} + Y_{sr} i_{dm}^* \right\} \cos(N_r \theta_{re} - \theta^*) \\ & + \sqrt{\frac{2}{3}} P \left\{ \left(Y_{ss} - \frac{M}{L_r} Y_{sr} \right) i_{qs} + Y_{sr} i_{qm}^* \right\} \sin(N_r \theta_{re} - \theta^*) \end{aligned} \quad (5.4)$$

i_{ds} , i_{qs} : 固定子 d-q 軸電流の測定値, i_{dm}^* , i_{qm}^* : 励磁電流指令値, ω_{re} : 回転角周波数の測定値, ω^* : 電源角周波数の指令値, $\theta_{re} = \int \omega_{re} dt$, $\theta^* = \int \omega^* dt$,

IM を 1200rpm 一定で駆動させ、 i_{ds} を 2A 一定に制御し、 i_{qs}^* を 1sec で 0A から 10A, 2sec で 10A から 0A にステップ変化させる。Fig. 5.17(a)および(b)に i_{ds} , i_{qs} , ω_{re} およびすべり s の測定結果およびその拡大図を示す。Fig. 5.18(a)および(b)に v_{0s_sh} , \hat{v}_{0s_sh} の測定結果およびその拡大図を示す。Fig. 5.18 より、 v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の外形が概ね一致していることが確認できる。しかしながら、実測値 v_{0s_sh} はスロット高調波成分以外の多くの高調波成分を含んでいるため、単純に v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} を比較することができない。

そこで、短時間フーリエ変換解析（以下：STFT）を用いて v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} のスロット高調波電圧成分を比較する。解析条件は、サンプリング周波数を 100kHz, データ数を 2048, オーバーラップ数を 1024 とする。したがって、STFT 解析の周波数分解能は 48.83Hz, 時間分解能は 10.24ms となる。STFT 解析結果の中から、最大振幅となる信号をスロット高調波電圧として検出する。Fig. 5.19(a)および(b)に v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の STFT 解析によるスロット高調波周波数 f_{sh} およびスロット高調波電圧振幅値の測定結果を示す。また、Fig. 5.20(a)および(b)に Fig. 5.19 中に示す A 点および B 点における STFT 解析結果を示す。

Fig. 5.19 より、 v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の周波数および振幅値が概ね一致していることがわかる。しかし、1sec～2sec の範囲ににおいて、 v_{0s_sh} の振幅値に振動成分が含まれていることがわかる。これは、STFT 解析の精度による問題だと考えられる。STFT 解析の周

波数分解能は 48.83[Hz]であるため、スロット高調波成分に対して周波数分解能の範囲にある高調波成分は、STFT 解析では分離できず解析結果に含まれる。したがって、STFT 解析結果の振幅値に含まれる誤差は、本研究で考慮していない高調波成分の影響によるものだと考えられる。しかしながら、この振動成分の大きさは、スロット高調波電圧と比較すると非常に小さいため、速度検出の際には問題にならないと考えられる。

次に、Fig. 5.19 において過渡状態である A 点および B 点に注目する。Fig. 5.20 より、 v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の振幅値および周波数が概ね一致しており、提案モデルが負荷変動時における過渡特性を模擬できていることを確認した。

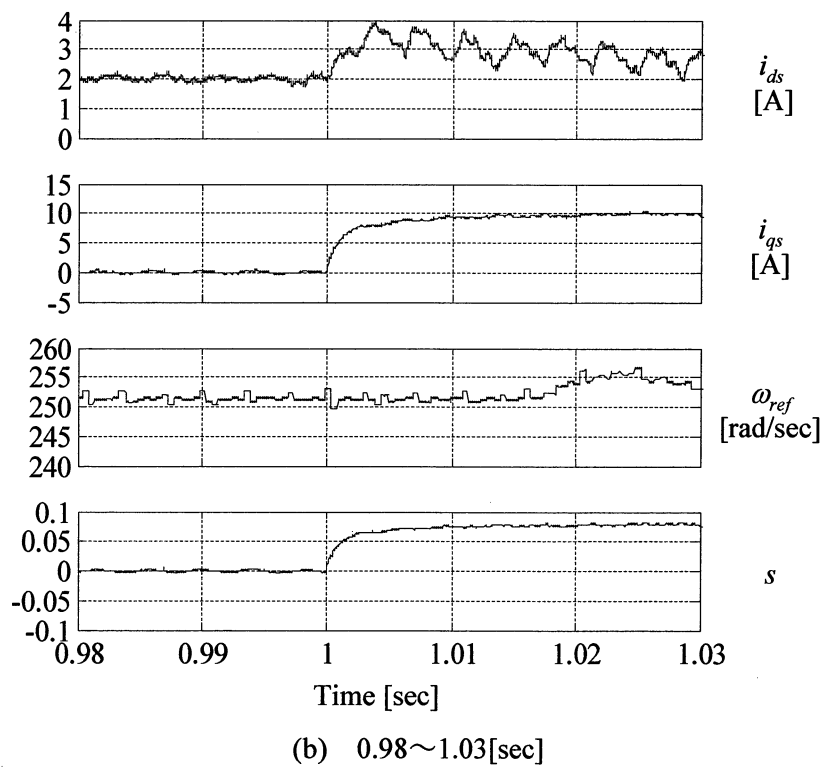
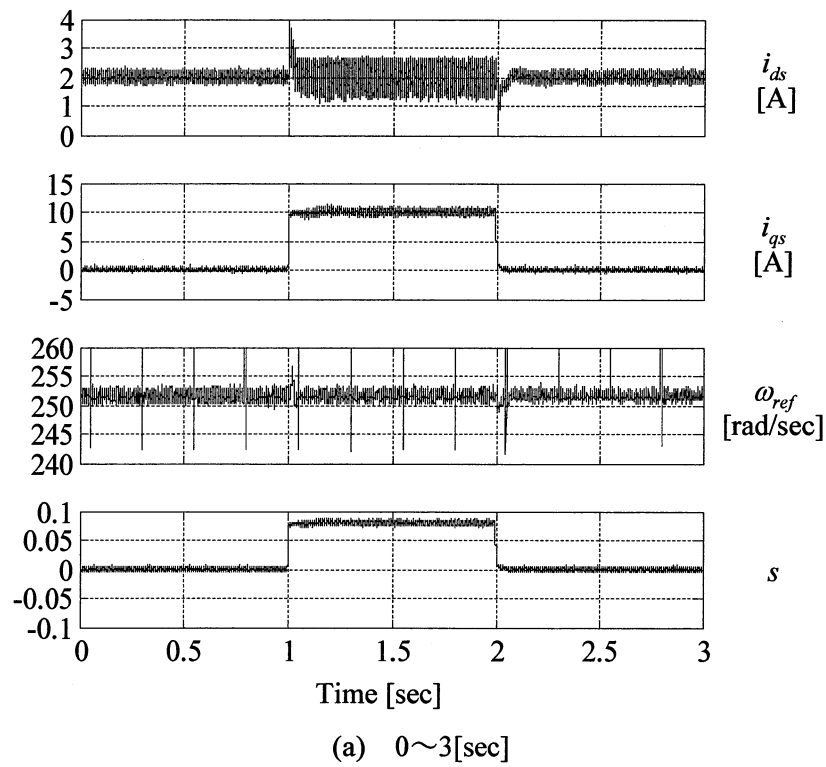


Fig. 5.17 負荷変動時における i_{ds} , i_{qs} , ω_{re} , s の測定結果

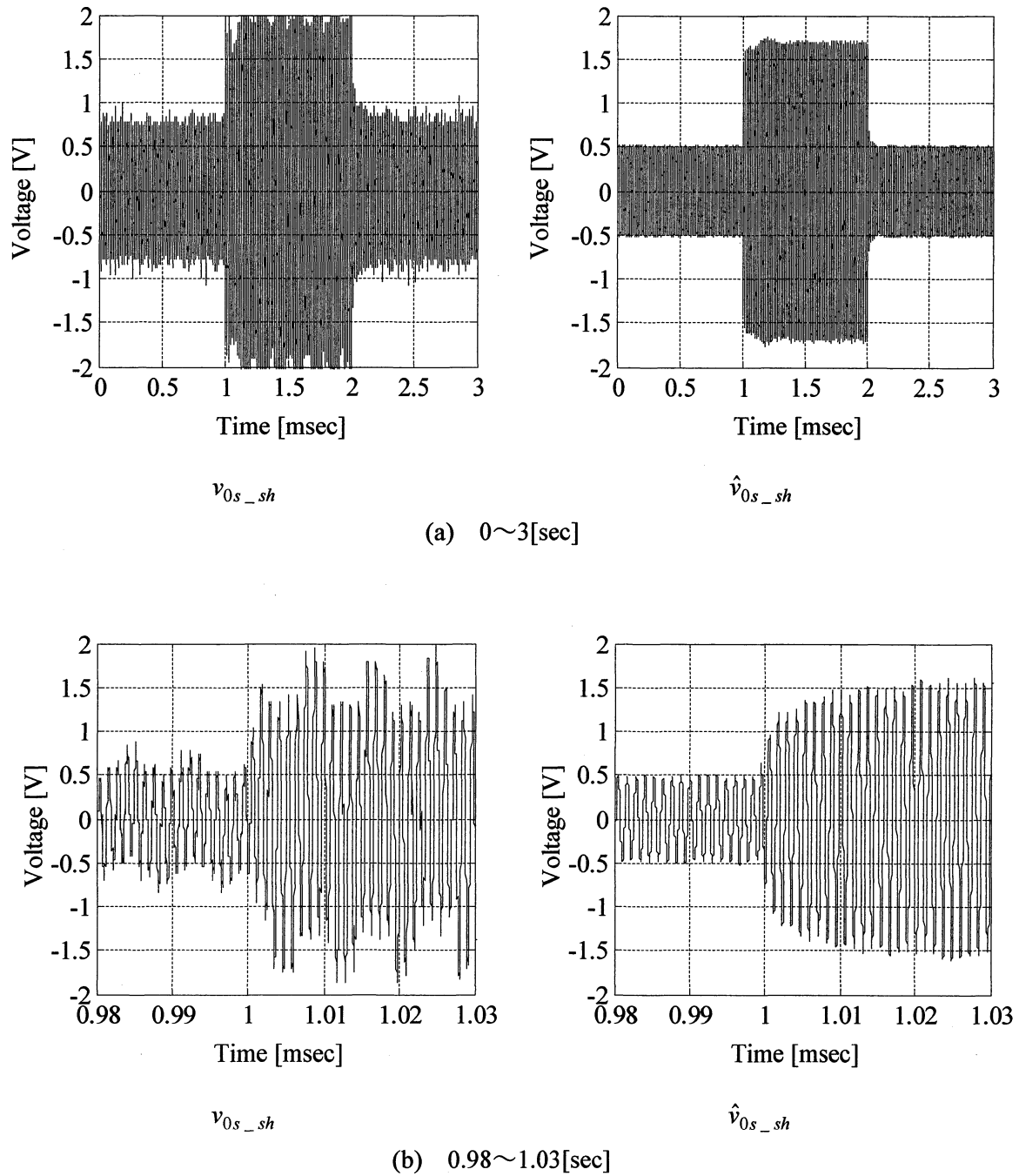


Fig. 5.18 負荷変動時における実測値 v_{0s_sh} および算出値 \hat{v}_{0s_sh} の測定結果

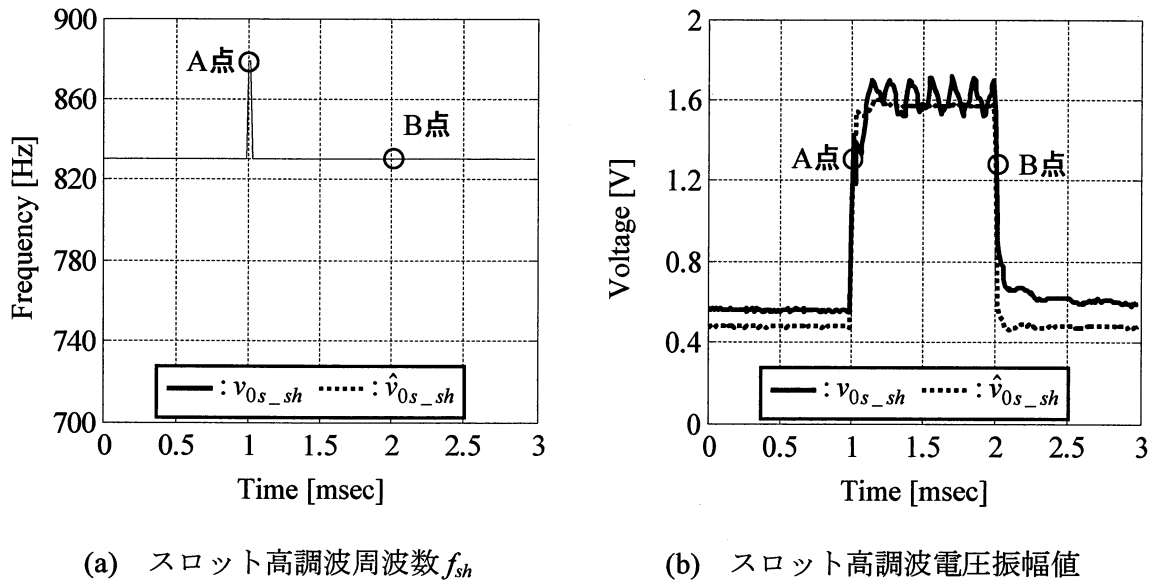


Fig. 5.19 STFT 解析による実測値 v_{0s_sh} および算出値 \hat{v}_{0s_sh} の比較結果

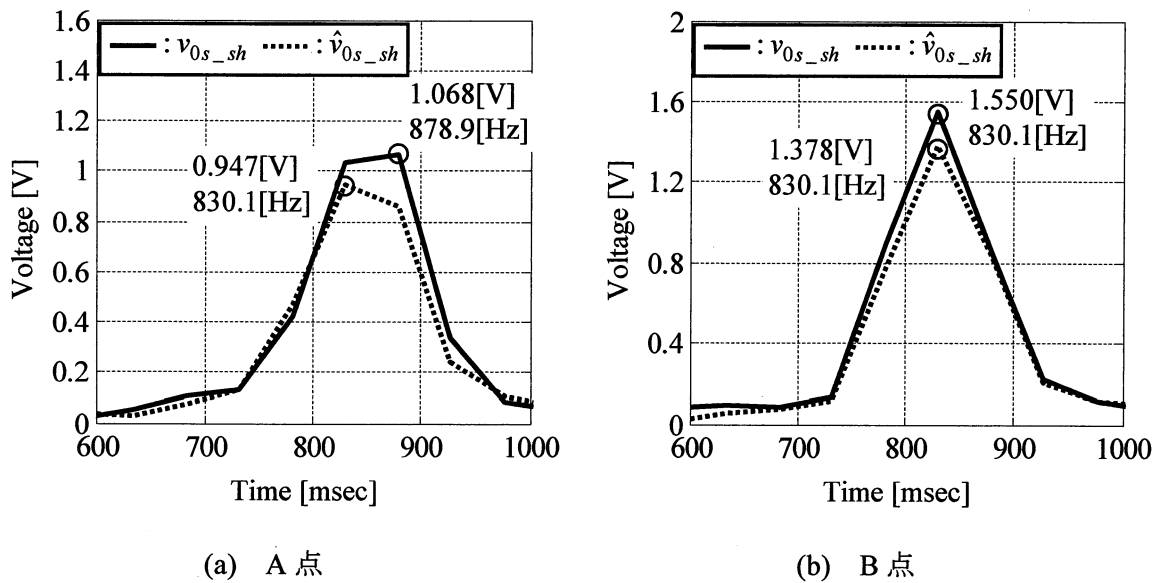


Fig. 5.20 実測値 v_{0s_sh} および算出値 \hat{v}_{0s_sh} の STFT 解析結果

5.4.2 速度変動時における過渡特性

本項では、速度が変動する過渡時における提案モデルの妥当性を検証する。実機では、速度制御しているサーボモータの ω_{re}^* をランプ関数的に変化させること速度変動を実現する。

IM を i_{ds} を 2A, i_{qs} を 8A 一定に制御し、速度指令値を 1sec で 300rpm から 1200rpm, 2sec で 1200rpm から 300rpm に変化させる。速度変化量を 90000rpm/sec として測定を行った。Fig. 5.21(a)および(b)に i_{ds} , i_{qs} , ω_{re} およびすべり s の測定結果およびその拡大図を示す。Fig. 5.22(a)および(b)に v_{0s_sh} , \hat{v}_{0s_sh} の測定結果およびその拡大図を示す。Fig. 5.22 より, v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の外形が概ね一致していることが確認できる。しかしながら、前項と同様に実測値 v_{0s_sh} は多くの高調波成分を含んでおり, v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} を比較することができないため、STFT 解析を行う。解析条件は、前項と同様とし、STFT 解析結果の中から、最大振幅となる信号をスロット高調波電圧として検出する。Fig. 5.23(a)および(b)に v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の STFT 解析によるスロット高調波周波数 f_{sh} およびスロット高調波電圧振幅値の測定結果を示す。また、Fig. 5.24(a)および(b)に Fig. 5.19 中に示す A 点および B 点における STFT 解析結果を示す。

Fig. 5.23 より, v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の周波数および振幅値が概ね一致していることがわかる。また、前項と同様に 1sec~2sec の範囲において, v_{0s_sh} の振幅値に振動成分が含まれているが、同様にこの振動成分はスロット高調波以外の高調波成分だと考えられる。

次に、Fig. 5.23 において過渡状態である A 点および B 点に注目する。Fig. 5.24 より、速度変動時において v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の振幅値がほぼ一致していることがわかる。しかし、周波数に関しては、約 10%の誤差が含まれていることがわかる。この誤差原因としては、電流および速度センサの遅れなどが考えられる。

そこで、速度変化量を 9000rpm/sec に変更し上記と同様の測定を行った。Fig. 5.25(a)および(b)に i_{ds} , i_{qs} , ω_{re} およびすべり s の測定結果およびその拡大図を示す。Fig. 5.26(a)および(b)に v_{0s_sh} , \hat{v}_{0s_sh} の測定結果およびその拡大図を示す。Fig. 5.26 より, v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の外形が概ね一致していることが確認できる。ここで、上記と同様に v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の STFT 解析を行い、Fig. 5.27(a)および(b)に v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の STFT 解析によるスロット高調波周波数 f_{sh} およびスロット高調波電圧振幅値の測定結果を示す。また、Fig. 5.28(a)および(b)に Fig. 5.27 中に示す A 点および B 点における STFT 解析結果を示す。Fig. 5.28 より, v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の振幅値および周波数が一致しており、提案モデルが速度変動時における過渡特性を模擬できていることを確認した。

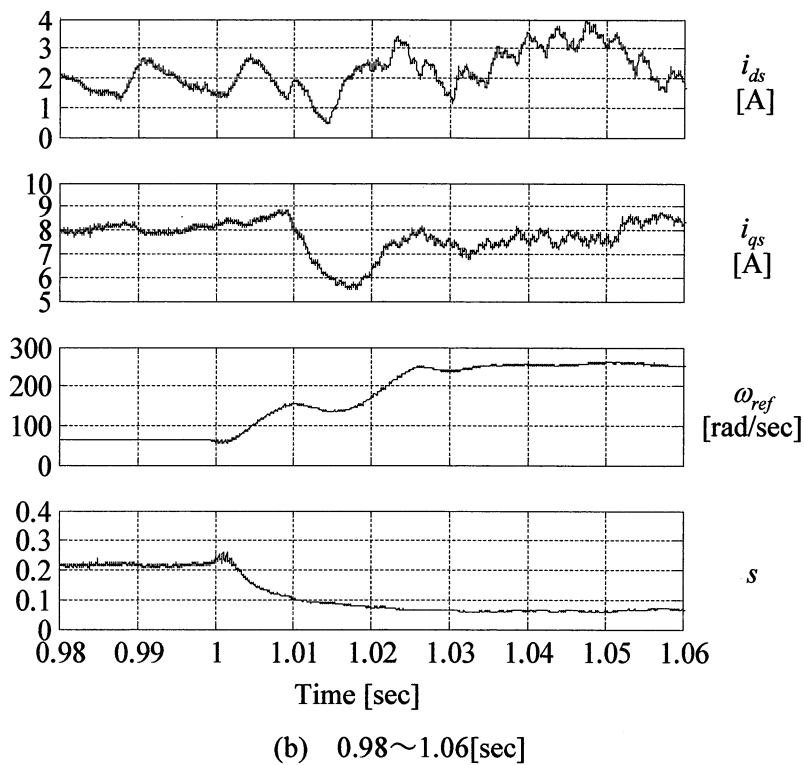
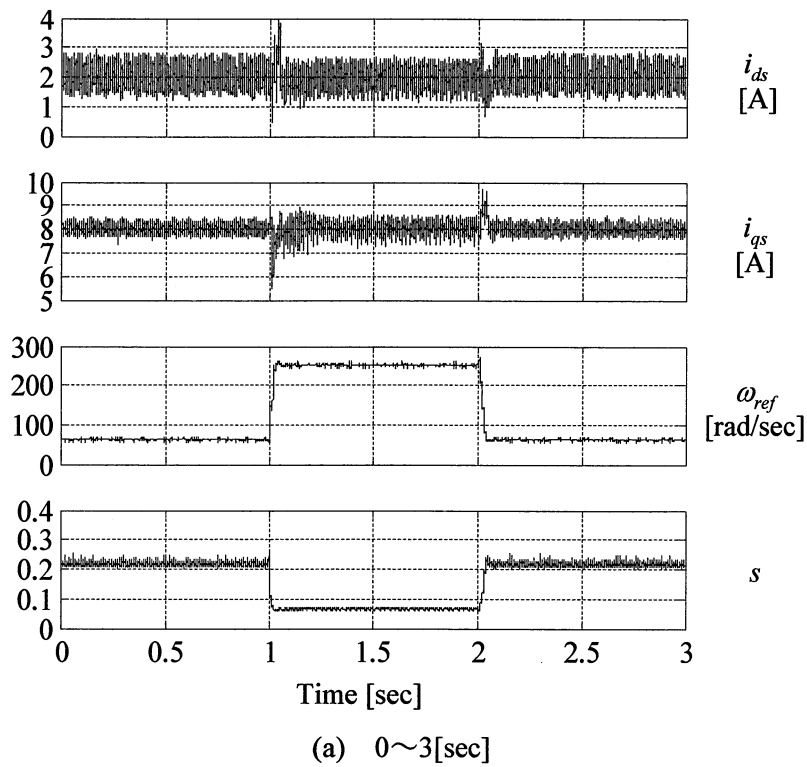


Fig. 5.21 負荷変動時における i_{ds} , i_{qs} , ω_{re} , s の測定結果 (速度変化量 : 90000rpm/sec)

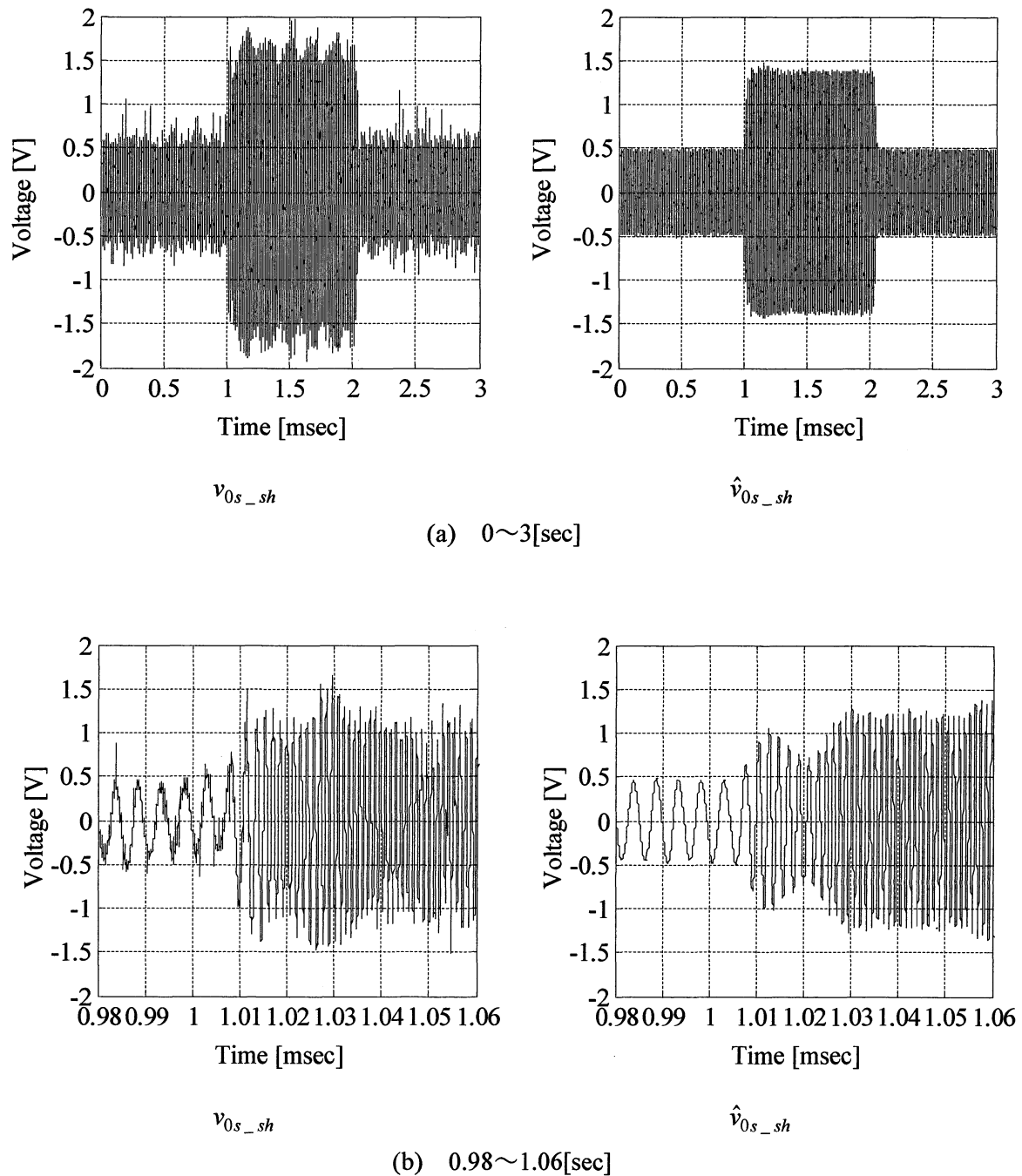


Fig. 5.22 負荷変動時における実測値 v_{0s_sh} および算出値 \hat{v}_{0s_sh} の測定結果
(速度変化量 : 90000rpm/sec)

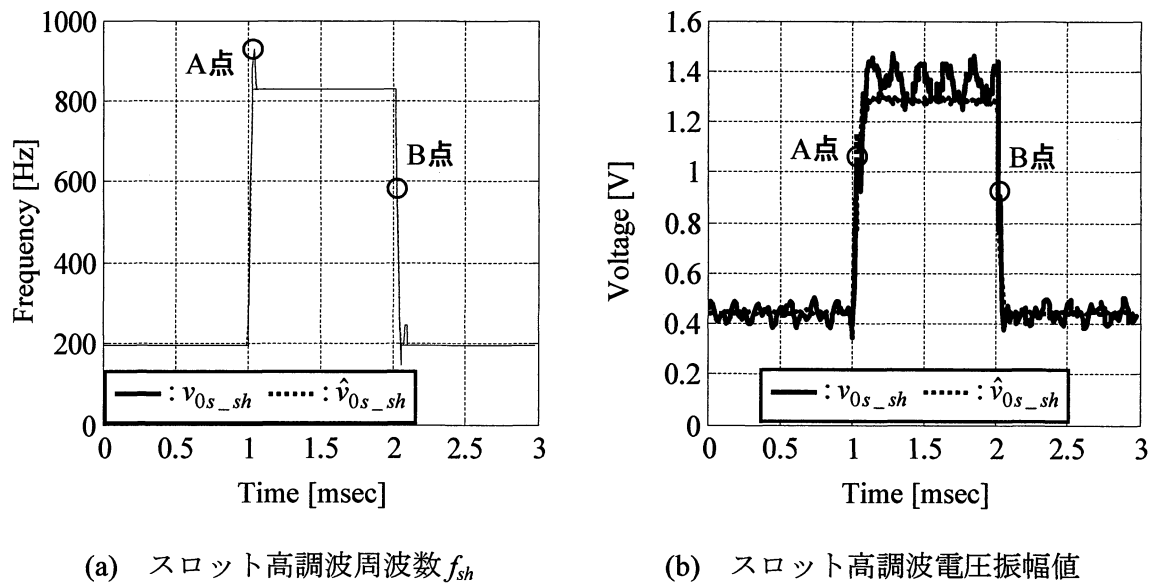


Fig. 5.23 STFT 解析による実測値 v_{0s_sh} および算出値 \hat{v}_{0s_sh} の比較結果
(速度変化量 : 90000rpm/sec)

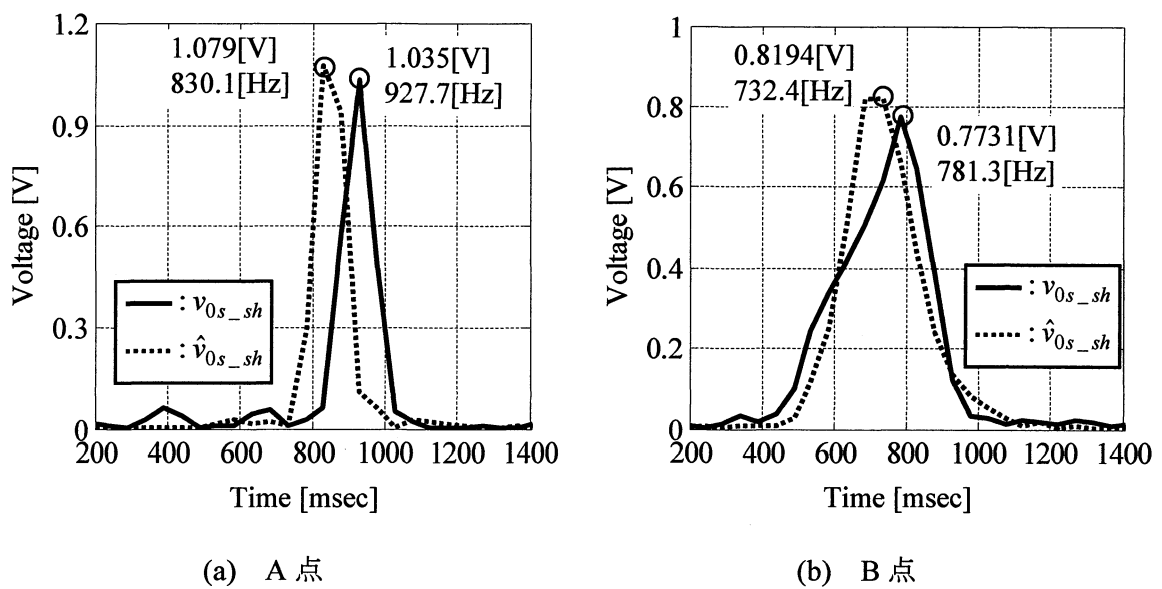


Fig. 5.24 実測値 v_{0s_sh} および算出値 \hat{v}_{0s_sh} の STFT 解析結果
(速度変化量 : 90000rpm/sec)

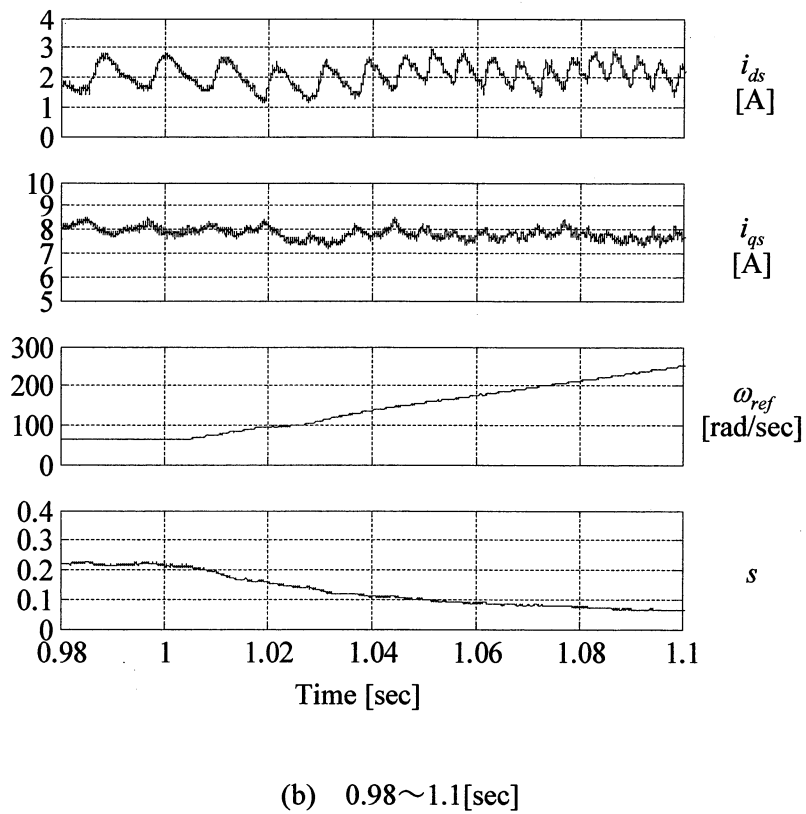
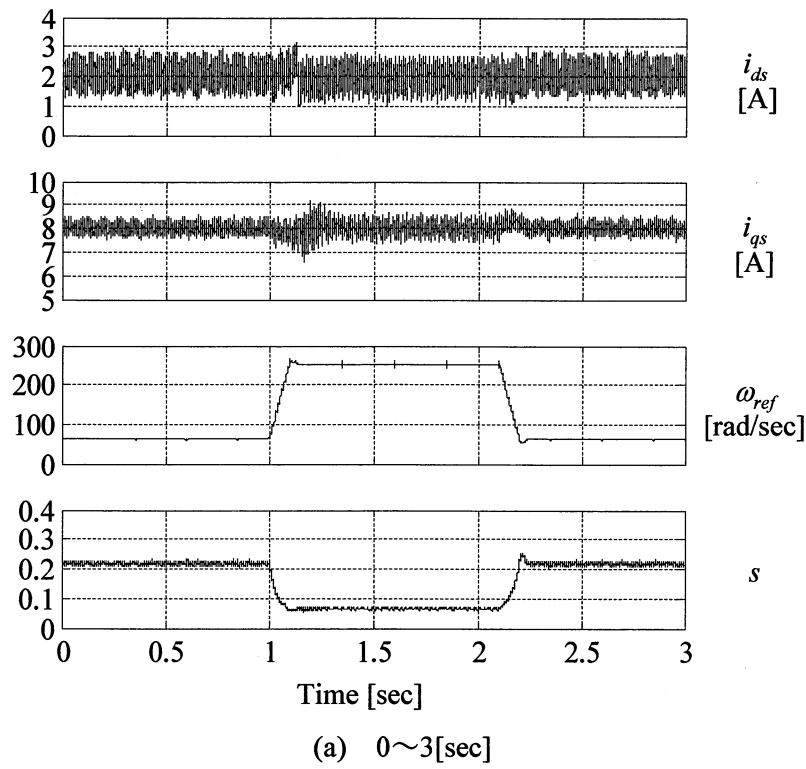


Fig. 5.25 負荷変動時における i_{ds} , i_{qs} , ω_{re} , s の測定結果 (速度変化量: 9000rpm/sec)

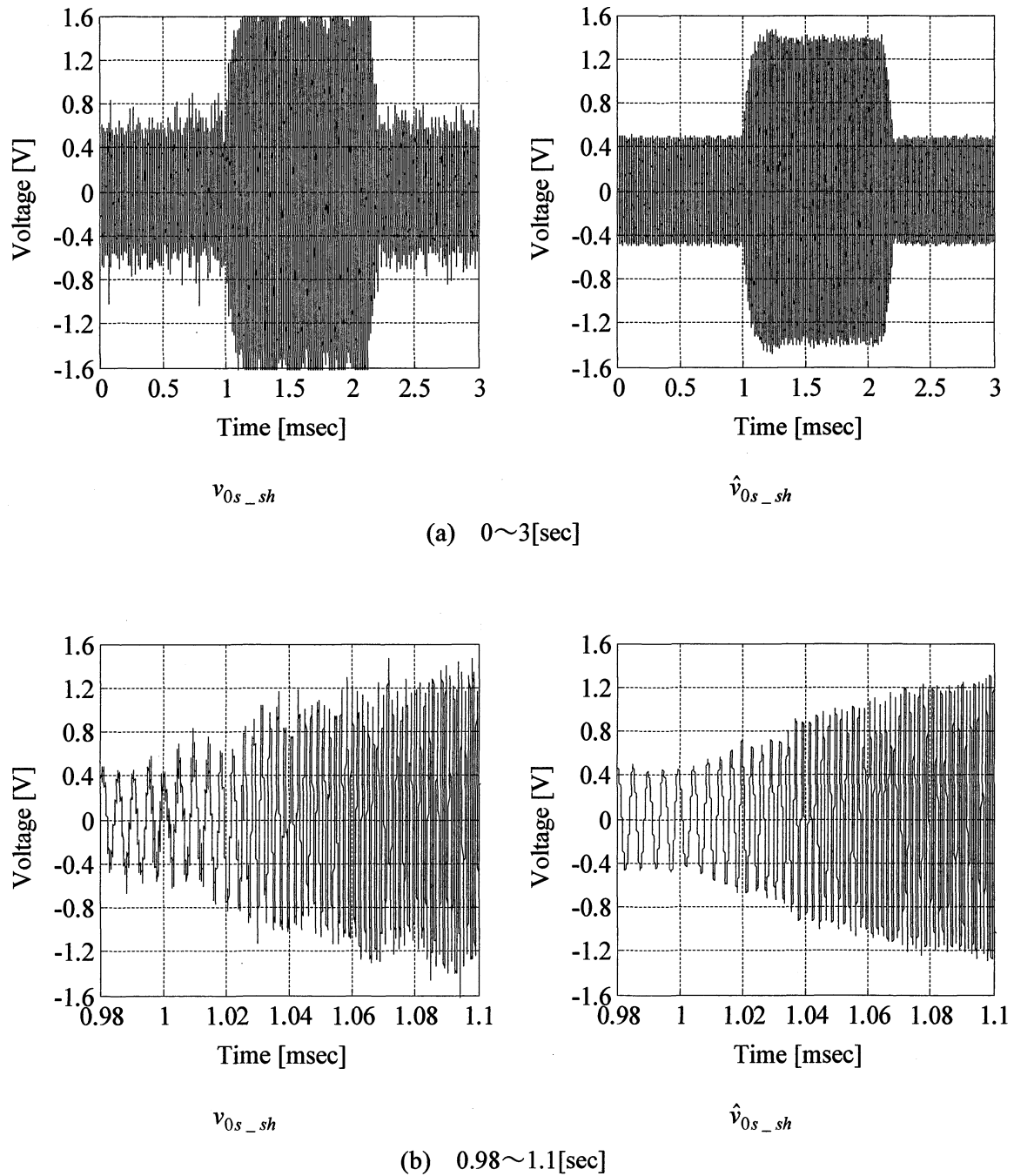


Fig. 5.26 負荷変動時における実測値 v_{0s_sh} および算出値 \hat{v}_{0s_sh} の測定結果
(速度変化量: 9000rpm/sec)

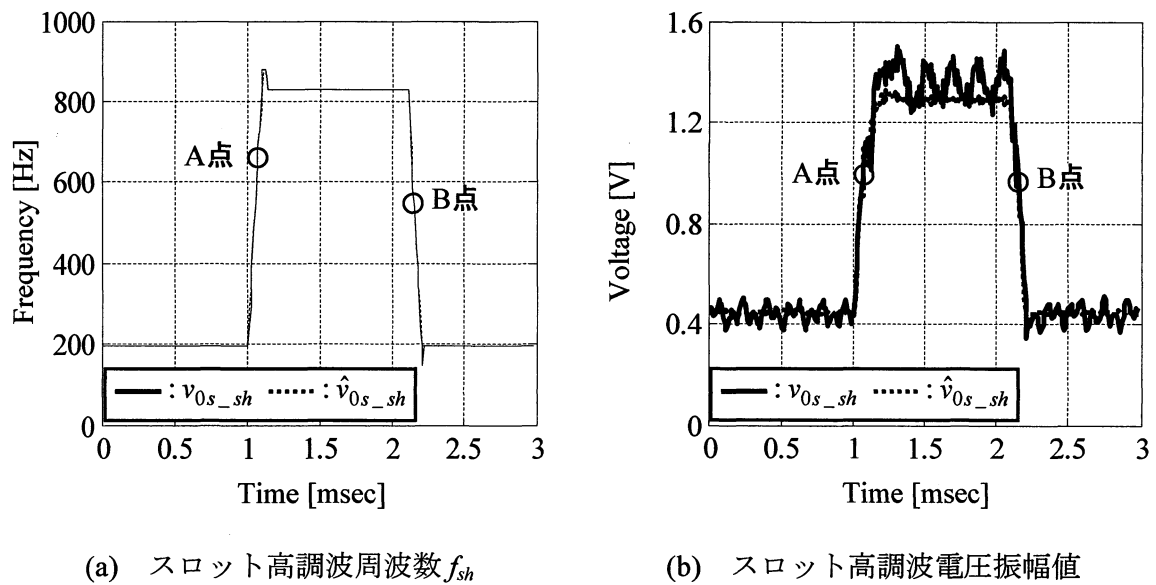


Fig. 5.27 STFT 解析による実測値 v_{0s_sh} および算出値 \hat{v}_{0s_sh} の比較結果
(速度変化量 : 9000rpm/sec)

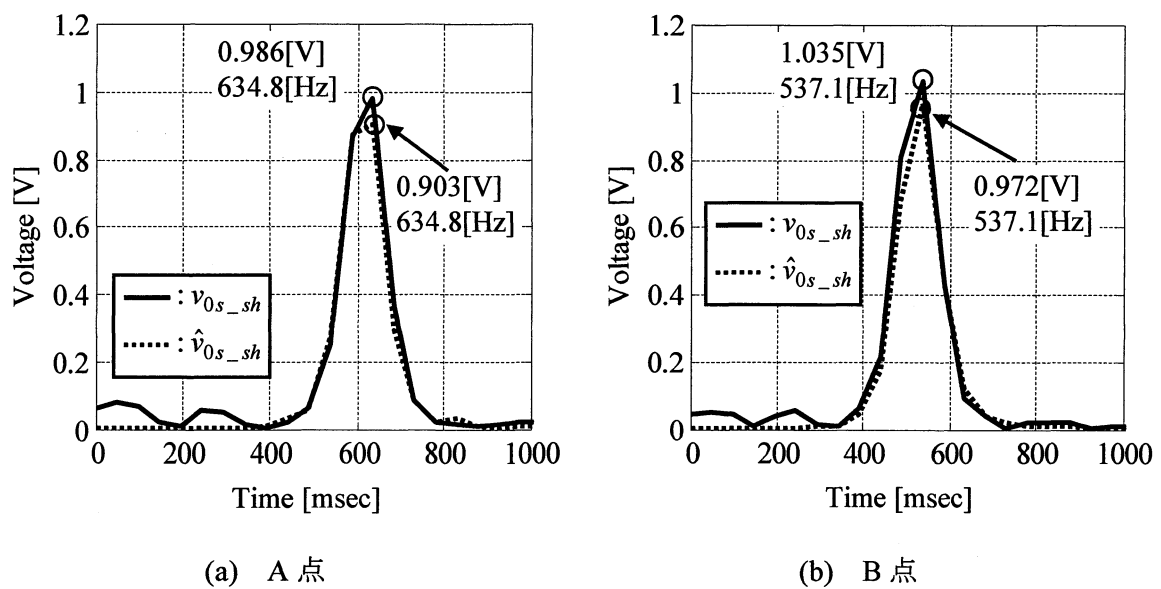


Fig. 5.28 実測値 v_{0s_sh} および算出値 \hat{v}_{0s_sh} の STFT 解析結果
(速度変化量 : 9000rpm/sec)

5.4.3 正逆転運転時における過渡特性

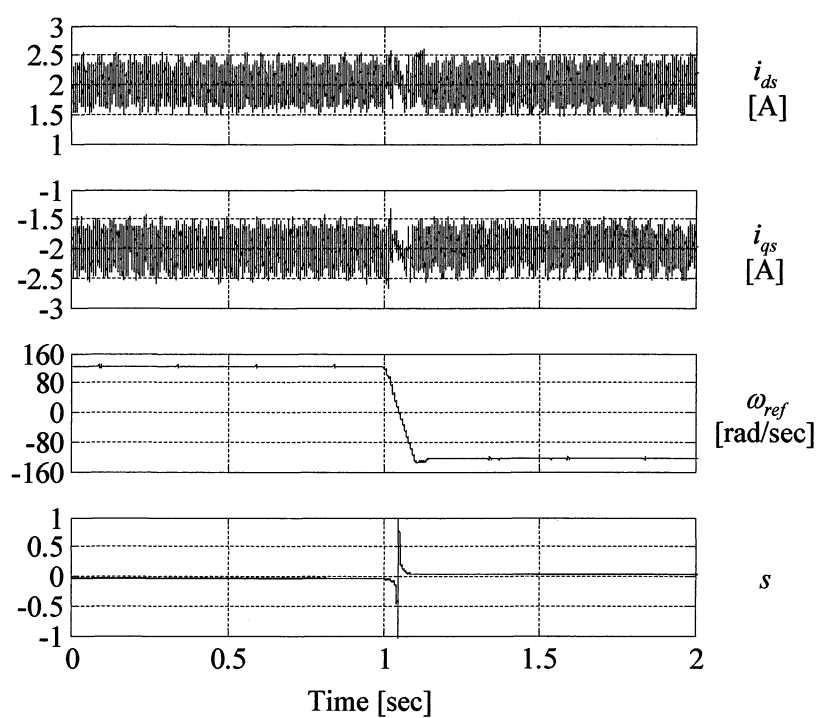
本項では、正転回生運転から逆転力行運転へ連続に変化する過渡時における提案モデルの妥当性を検証する。実機では、IM のトルク電流を負に制御し、すべり角周波数 ω_{se} を0以下に設定する。そして、負荷側のサーボモータで速度を一定に減少させ正転駆動から逆転駆動に切替えることで正転回生運転から逆転力行運転に切替わる運転パターンを実現する。

IM を i_{ds} を 2A, i_{qs} を -2A 一定に制御し、速度指令値を 1sec で 600rpm から -600rpm に変化させる。速度変化量を 1200rpm/sec とし測定を行った。Fig. 5.29(a)および(b)に i_{ds} , i_{qs} , ω_{re} およびすべり s の測定結果およびその拡大図を示す。Fig. 5.30(a)および(b)に v_{0s_sh} , \hat{v}_{0s_sh} の測定結果およびその拡大図を示す。Fig. 5.30 より、 v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の外形が概ね一致していることが確認できる。ここで、前項と同様の解析条件で v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の STFT 解析を行い、Fig. 5.31(a)および(b)に v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} のスロット高調波周波数 f_{sh} およびスロット高調波電圧振幅値の測定結果を示す。また、Fig. 5.32(a)および(b)に Fig. 5.31 中に示す A 点および B 点における STFT 解析結果を示す。

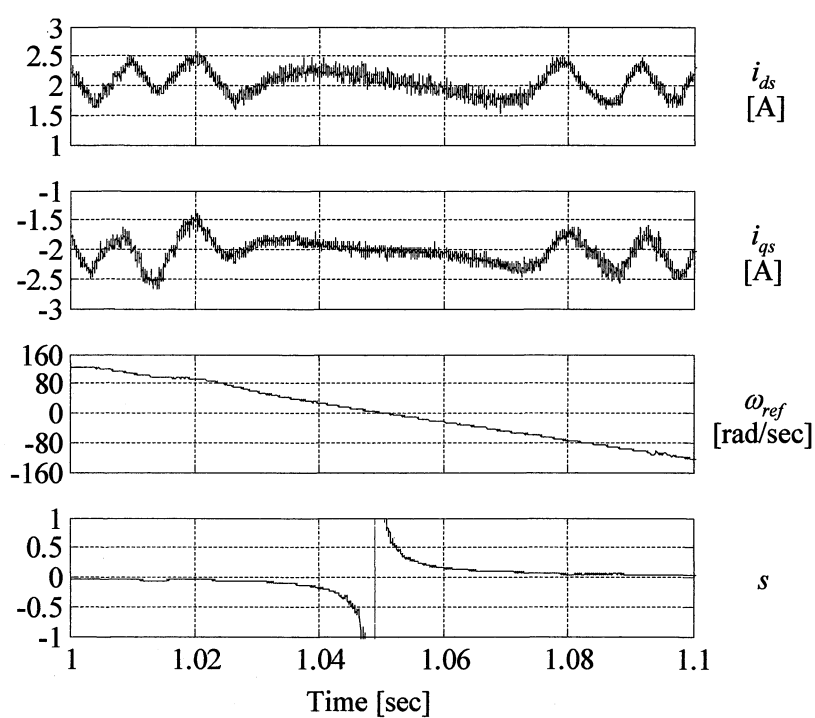
Fig. 5.31 より、 v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の振幅値および周波数の時間応答が概ね一致していることがわかる。また、0~1sec および 1.3~2sec における定常時において実測値 v_{0s_sh} の振幅値に振動成分が発生しているのがわかる。この振動成分は、前項で述べたスロット高調波電圧以外の高調波成分であると考えられる。しかしながら、この振動成分の大きさは、スロット高調波電圧と比較し小さいため、速度検出の際には問題にならないと考えられる。

次に、Fig. 5.32(a)より、速度変動時において v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の振幅値および周波数が一致しているため、提案モデルが速度変動時における過渡時を模擬できていることが確認できる。一方で、Fig. 5.32(b)より、提案モデルがオーバーシュートのような急峻な挙動は模擬できていないことがわかる。

しかしながら、Fig. 5.31 より、正転駆動から逆転駆動に切替わる時 v_{0s_sh} と \hat{v}_{0s_sh} の時間応答がよく一致しており、提案モデルが正逆転運転時における過渡特性を模擬できていることを確認した。



(a) 0~2[sec]



(b) 1.0~1.1[sec]

Fig. 5.29 負荷変動時における i_{ds} , i_{qs} , ω_{re} , s の測定結果

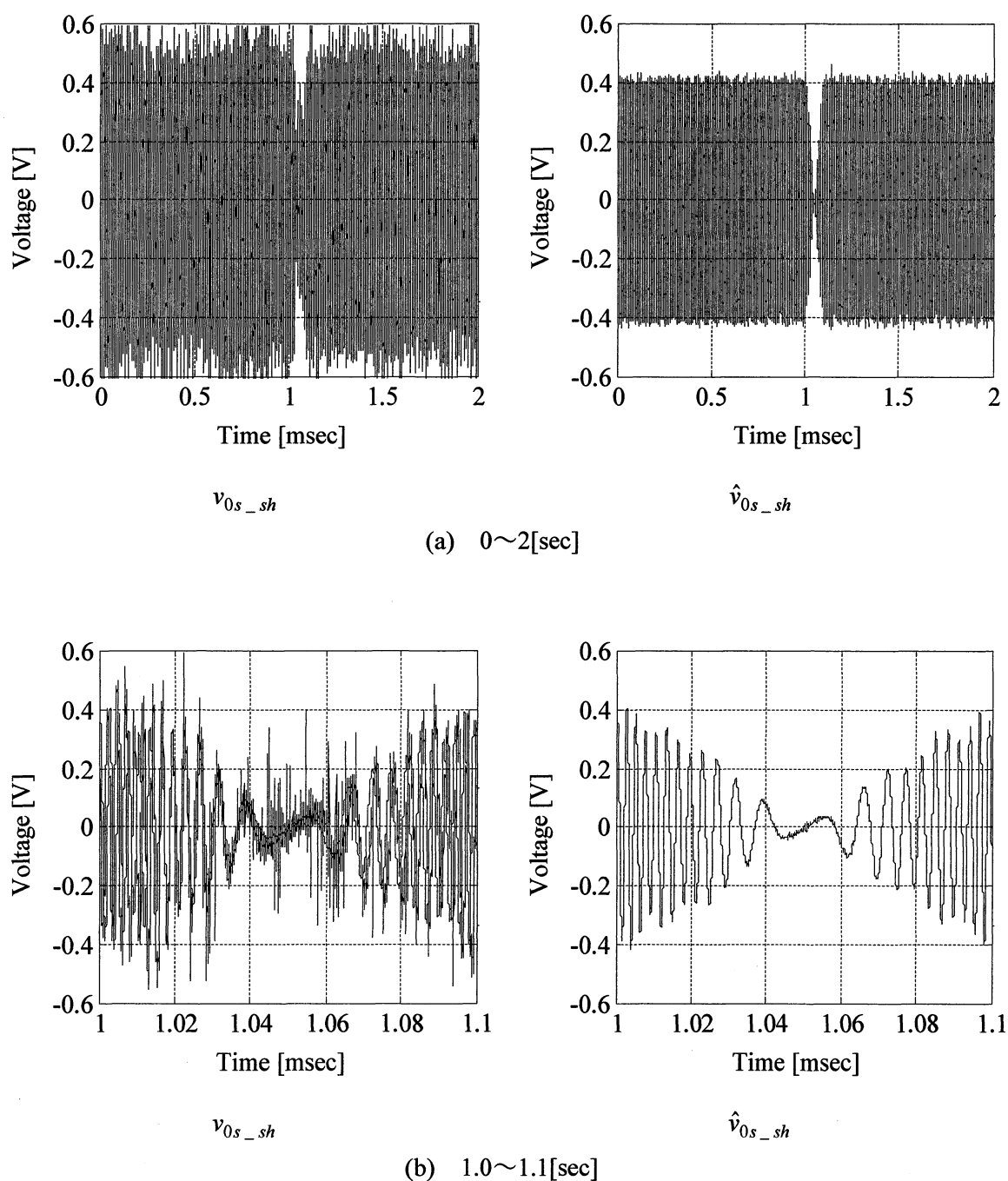


Fig. 5.30 負荷変動時における実測値 v_{0s_sh} および算出値 \hat{v}_{0s_sh} の測定結果

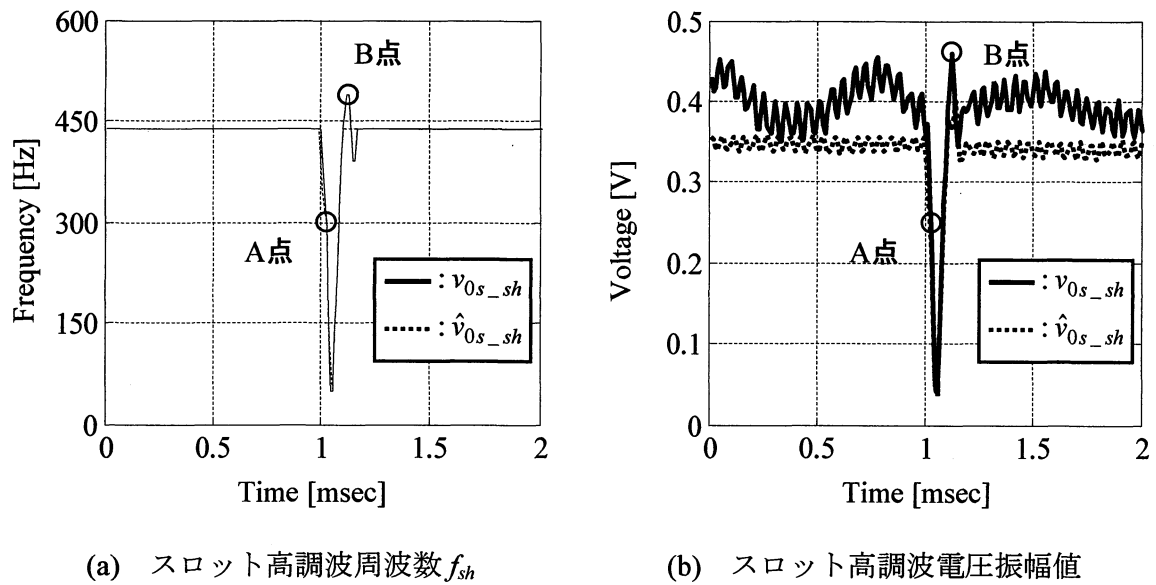


Fig. 5.31 STFT 解析による実測値 v_{0s_sh} および算出値 \hat{v}_{0s_sh} の比較結果

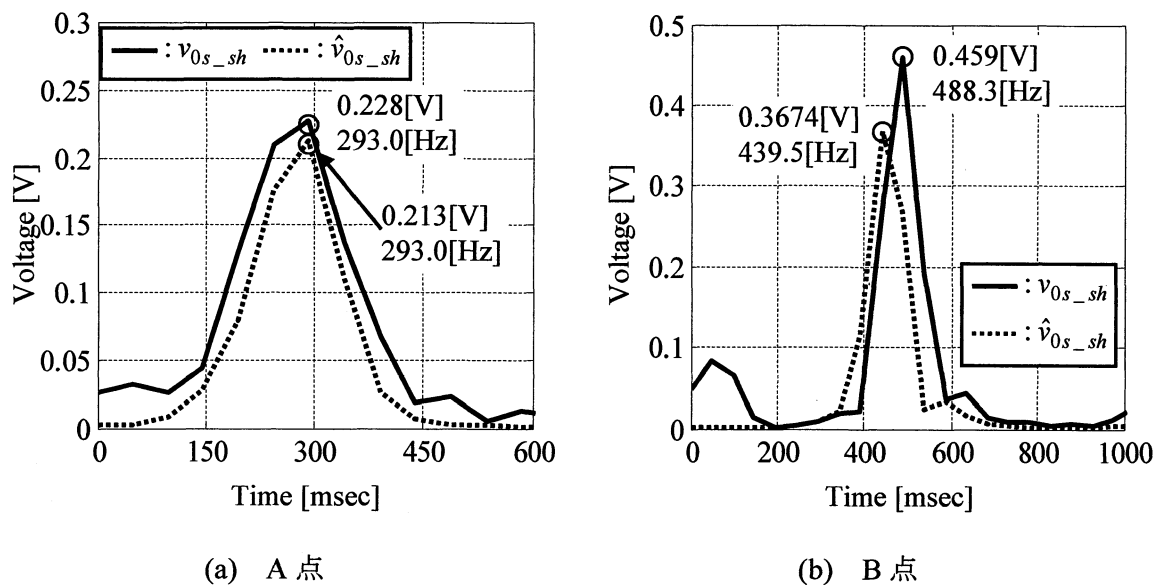


Fig. 5.32 実測値 v_{0s_sh} および算出値 \hat{v}_{0s_sh} の STFT 解析結果

第6章 結論

6.1 まとめ

本研究では、IM の速度センサレス制御手法として、回転子スロット高調波を利用した制御法に注目した。本手法は、速度情報を含むスロット高調波電圧を検出する必要があるが、実機ではスロット高調波電圧の検出時に、インバータが発生する高調波電圧成分などが重畳する。ゆえに、スロット高調波を利用したセンサレス制御の性能は、スロット高調波電圧成分の S/N 比に大きく依存すると思われる、そのセンサレス制御系の設計・評価には、スロット高調波電圧自体の発生メカニズムが、定常特性のみならず過渡特性も含めて数式モデル化されていることが望ましい。さらに、スロット高調波に基づく速度センサレス制御システムの設計を効率的に行うためには、スロット高調波の発生を表現できる数式モデルが必要となる。そこで、本研究では、スロット高調波の発生を表現可能な IM 数式モデルを導出した上で、過渡時も含めたスロット高調波電圧の数式モデルを提案し、実機実験により、提案モデルの妥当性を検証した。

第3章では、回転子スロットの影響によって発生する二次起磁力高調波および磁気的エアギャップの変化を考慮し、スロット高調波の発生を表現可能な IM 数式モデルを導出した。そして、IM の中性点に発生するスロット高調波電圧の零相成分に注目し、過渡時も含めたスロット高調波モデルを導出した。

第4章では、提案モデルに含まれるスロット高調波の大きさを表すパラメータの同定法を提案した。IM をベクトル制御し、提案モデルを測定が可能な状態量のみで表現した形に変形し、スロット高調波電圧の測定結果を利用した同定法を示した。

第5章では、実機を用いて提案モデルおよびパラメータ同定法の妥当性を検証した。その結果、パラメータ同定に用いた動作点とは異なる動作点においてスロット高調波電圧の回生時を含めた負荷特性および速度特性を提案モデルが模擬できていることを確認した。さらに、負荷および速度変動時における過渡時において、提案モデルがスロット高調波電圧の動特性を模擬できていることを確認し、提案モデルの妥当性を確認した。

6.2 今後の課題

今後の課題として以下のものが挙げられる。

- ・ スロット高調波に基づく速度センサレス制御法のスロット高調波モデルを用いた安定判別法を構築し、実機実験により、その有用性を示し提案モデルの有効性を検証する。
- ・ 高速誘導電動機を念頭に、高速駆動時に用いられる矩形波駆動時における提案モデルの有効性の検証。矩形波駆動時は、電流に時間高調波が含まれ、その高調波電流が作るスロット高調波成分が軽負荷時において問題となることが知られている。そこで、スロット高調波を利用した速度センサレス制御の安定駆動領域を検討するため、高調波電流が作るスロット高調波電圧成分を表現できる数式モデルが求められる。
- ・ スロット高調波と誘導電動機の構造パラメータの関係の検証。提案モデルは、スロット高調波を誘導電動機の構造パラメータを用いて表現可能であるが、その詳細な検討は行っていない。今後は、その関係を十分検証し、スロット高調波を発生しやすい誘導電動機的设计指針などの検討にスロット高調波モデルを利用することが期待される。

参考文献

- [1] T. Noguchi, Y. Takata, Y. Yamashita, Y. Komatsu, S. Ibaraki: "220000 r/min, 2kW PM Motor Drive for Turbocharger", T. IEE Japan, Vol.125-D, No.9, pp.854-861 (2005)
高田陽介機・野口季彦・山下幸生・小松嘉美・茨木誠一:「ターボチャージャ用 220000r/min - 2kW PM モータ駆動システム」, 電学論 D, 125, 9, pp.854-861 (2005)
- [2] K. Shigematsu, J. Oyama, T. Higuchi, T. Abe, Y. Ueno: "The novel approach of coupled analysis for small size ultra-high speed motor", Proceedings of 2003 Japan Industry Applications Society Conference, Vol.3, pp.349-352 (2003)
重松浩一・小山純・樋口剛・阿部貴志・上野泰弘:「小型・超高速モータの磁場—回路連成解析法の構築」, 平成 15 年電気学会産業応用部門大会講演論文集, 3 巻, pp.349-352
- [3] 大熊繁・寺谷達夫・道木慎二:「ハイブリッド電気自動車における電気技術」, 電学誌, 127, 2, pp.98-101 (2007)
- [4] T. Okuyama, N. Fujimoto, and H. Fujii: "Simplified Vector Control System without Speed and Voltage Sensors", T. IEE Japan, Vol.110-D, No.5, pp.477-486 (1990)
奥山俊昭・藤本登・藤井洋:「速度・電圧センサレスベクトル制御における制御定数誤差の影響とその補償」, 電学論 D, 110, 5, pp.477-486 (1990)
- [5] T. Ohnishi: "A novel Sensorless Control Method of Three Phase Inverter", Rec. Of Joint Technical Meeting on Smiconductor power Converter and Industry Electric and Electronic Application, IEEJ, SPC-05-95/IEA-05-47, pp.17-22 (2005)
大西徳生:「インバータのセンサレス制御」, 電気学会研資, SPC-05-95/IEA-05-47, pp.17-22 (2005)
- [6] H. Kubota, M. Ozaki, K. Matsuse, T. Nakano: "Direct Field Oriented Control of Induction Motor without Speed Sensors using Adaptive Flux Observer", T.IEE Japan, Vol.111-D, No.11, pp.954-960 (1991)
久保田寿夫・尾崎正則・松瀬貢規・中野考良:「適応二次磁束オブザーバを用いた誘導電動機速度センサレス直接形ベクトル制御」, 電学論 D, 111, 11, pp.954-960 (1991)

-
- [7] M. Hasegawa, H. Yamasaki, S. Doki, S. Okuma: "Realization of robust vector control system using flux observer and its performance evaluation", T.IEE Japan, Vol.119-D, No.7, pp.932-941 (1999)
長谷川勝・山崎尚徳・道木慎二・大熊繁:「磁束オブザーバによるロバストベクトル制御系の実現とその特性評価」, 電学論 D, 119, 7, pp.932-941 (1999)
 - [8] 石田宗秋・林和彦・上田寛:「スロット高調波を利用した誘導機のすべり周波数制御法」, 電学論 B, 99, 5, pp.63-70 (1979)
 - [9] 石田宗秋・岩田幸二:「回転子みぞ高調波を利用した誘導電動機速度制御法」, 電学論 B, 103, 8, pp.48-54 (1983)
 - [10] M. Ishida, K. Iwata: "A New Slip Frequency Detector of an Induction Motor Utilizing Rotor Slot Harmonics", IEEE Trans. Ind. Appl., Vol.IA-20, No.3, pp.575-582 (1984)
 - [11] M. Ishida, K. Iwata: "Steady-State Characteristics of a Torque and Speed Control System of an Induction Motor Utilizing Rotor Slot Harmonics for Slip Frequency Sensing", IEEE Trans. Power Electronics, Vol.PE-2, No.3, pp.257-263 (1987)
 - [12] A. Ferrah, K. G. Bradley, G. M. Asher, "Sensorless speed detection of inverter fed induction motors using rotor slot harmonics and fast fourier transform", PESC'92 Record, Vol.1, pp. 279-286 (1992)
 - [13] K. Nishibata, M. Ishida, S. Doki, T. Masuzawa, M. Fujitsuna: "Speed Estimation Method for Ultra High Speed Induction Machine Utilizing Rotor Slot Harmonics Appearing in Neutral Point Voltage", IEEJ Trans. IA, Vol.129, No.1, pp.1-9 (2009)
西端幸一・石田宗秋・道木慎二・増澤高志・藤網雅己:「中性点電圧に現れる回転子スロット高調波を利用した超高速駆動誘導電動機の世界推定法」, 電学論 D, 129, 1, pp.1-9 (2009)
 - [14] H. Kiyotake, K. Shinohara, T. Shimomugi, "Speed range and torque characteristics of vector control of induction motor without speed sencer utilizing slot harmonics", The Papers of Joint Technical Meeting on TER and SPC, IEE Japan, pp.65-70, (2006)
清武博文・篠原勝次・下麥卓也:「スロット高調波による誘導電動機速度センサレスベクトル制御の速度範囲とトルク特性」, TER・合同研究会資料, pp.65-70 (2006)

参考文献

- [15] T. Noguchi, M. Onaka: "Speed Estimation of Induction Motor Drive Using d -Axis Slot Harmonics and Parameter Identification Method", IEEJ Trans. IA, Vol.128, No.3, pp.153-160 (2008)
野口季彦・尾中正人：「誘導電動機の d 軸スロット高調波に着目した速度推定法とパラメータ同定法」，電学論 D, 128, 3, pp.153-160 (2008)
- [16] 尾本義一，他：「電気機器工学 I」，電気学会 (1987)
- [17] 杉本英彦，小山正人，玉井伸三：「AC サーボシステムの理論と設計の実際」，総合電子出版社，(1990)

口頭発表

- [1] 大久保達也，道木慎二，石田宗秋：「誘導電動機の回転子スロット高調波モデルのパラメータ同定法」，平成 21 年電気学会産業応用部門大会 YPC 講演論文集，Y-49
- [2] 大久保達也，道木慎二，石田宗秋：「誘導電動機の回転子スロット高調波モデルに関する考察」，パワーエレクトロニクス学会第 181 回定例研究会講演予稿集，pp.16
- [3] 大久保達也，道木慎二，石田宗秋：「誘導電動機の世界速度センサレス制御のための回転子スロット高調波モデルの提案」，半導体電力変換/リニアドライブ/モータドライブ合同研究会資料，SPC-10-196，LD-10-094，MD-10-072（電気学会産業応用部門優秀論文発表賞受賞）
- [4] 大久保達也，道木慎二，石田宗秋：「誘導電動機の世界速度センサレス制御のための回転子スロット高調波モデルの過渡時における検証」，モータドライブ/家電・民生合同研究会資料，MD-11-004，HCA-11-004

謝辞

本研究の遂行ならびに本論文の作成に際し、終始並々ならぬ御指導と御鞭撻を賜りました三重大学 工学部電気電子工学科 教授 石田宗秋先生に心より御礼申し上げます。本研究の全般に渡り、終始貴重なご助言ご指導を賜りました名古屋大学 大学院工学研究科電子情報システム専攻 准教授 道木慎二先生に心より御礼申し上げます。本研究に対し数々のご助言を賜りました三重大学 工学部 電気電子工学科 准教授 残間忠直先生に心より御礼申し上げます。本研究に対し数々のご助言を賜りました三重大学 工学部 電気電子工学科 准教授 山村直紀先生に心より御礼申し上げます。また、数々の御援助を賜りました三重大学 工学部電気系技術室技官 廣田栄毅氏に心より感謝致します。

本論文作成にあたり数々のご助言を賜りました三重大学 工学部 電気電子工学科 教授 平井淳之先生に心より御礼申し上げます。

また、本研究の遂行するにあたり数々の御助力頂いた同時期に研究室に在籍していた皆様にも深く感謝致します。

最後に、博士前期課程に進学し、6年間何不自由なく学生生活を送らせていただいたのは家族の理解と協力のおかげであります。末筆ながら、家族に対する深い感謝の念をもって本論文を締めくくりたいと思います。