

A Study of Vector Control Method for Induction Motors

Using Frequency Type Observer

Naoto Nakamura

(Shinnaka Laboratory, Graduate School of Engineering, Course of Electrical, Electronics, and Information Engineering 201770193)

Currently, induction motors and permanent magnet synchronous motors are used as the main motors in the industry. In specific, induction motors are used for large-capacity and high-power applications, such as pumps, blowers, and compressors. The total number of induction motors in Japan is estimated to be about 100 million, and they constitute 55% of the total power consumption in Japan. The efficiency of induction motors helps save large amounts of power. A vector control method is essential to achieve high-efficiency driving of induction motors over a wide speed range. For this purpose, a rotor magnetic flux estimation method (observer) is required. Generally, motor parameters are indispensable in rotor magnetic flux estimation. Parameters that contain errors deteriorate the performance of vector control. The stator resistance and the rotor resistance of an induction motor fluctuate greatly because of heat generation during driving. Therefore, an observer that is robust against variations in these resistances is required. Furthermore, vector control using speed sensors has disadvantages such as increased cost, increased volume of the motor, and reduced durability associated with mounting the sensor. Thus, a speed sensorless vector control method is required to fundamentally address these problems. This study proposes new observers that satisfies these requirements for induction motor vector control. First, a low-sensitivity slip-frequency type observer that is robust against rotor resistance fluctuations is proposed. Second, a direct-frequency type observer for a wide-range driving of sensorless induction motors is proposed. The first method can perform robust vector control with a simple configuration. In addition, a stability condition with the resistance error is derived, which can be stabilized by a single gain over the entire speed range. The second method has the advantage of stability in the low-speed regenerating region. The experimental results indicated that continuous operation at the motoring and regenerating regions is possible even if zero crossings are included. The proposed methods in this research can enhance the vector control performance and broaden the range of vector control applications, and are expected to be employed in those applications.

周波数形オブザーバを用いた誘導電動機の ベクトル制御法に関する研究

新中研究室 中村 直人

(工学研究科電気電子情報工学専攻 201770193)

電動機は電気・機械エネルギー双方の変換装置である。現在の産業界においてはメンテナンスフリー・高速回転可能な交流電動機が主流である。交流電動機の一つである誘導電動機は大容量・高出力な電動機として、ポンプ、送風機、圧縮機等に広く利用されている。エネルギー総合工学研究所の調査によれば、国内における誘導電動機の総台数はおよそ 1 億台であり、その消費電力量は国内の総消費電力量の 55%にも及ぶ⁽¹⁾。誘導電動機の効率化による省電力効果は極めて大きく、環境・エネルギー問題が提起されて久しい現代において急務の課題である。

誘導電動機の広範囲効率駆動には、ベクトル制御の適用が不可欠である⁽²⁾。誘導電動機のベクトル制御には回転子磁束の推定が必須であるが、この磁束推定法に関する研究においては、

1. パラメータ変動に対する位相推定性能
2. 速度センサレス磁束推定法の安定性

の 2 点に主要な関心がある。1 に関し、磁束推定器(オブザーバ)に利用するパラメータが誤差を有する場合、概して磁束推定性能の低下を招き、ひいてはベクトル制御が不能となる。特に、固定子抵抗および回転子抵抗は駆動中の発熱等に起因して変動するため、これらの抵抗変動に対し不感(ロバスト)な位相推定法が望まれている。2 に関し、速度センサ利用のベクトル制御ではセンサ取り付けに伴う高コスト化、電動機体積の増大、耐久性低下、等の不都合を生ずるため、これらを解決可能な速度センサレスベクトル制御法が望まれている。しかし、速度情報を用いない磁束推定は固定子電圧情報に大きく依存することとなり、低速領域(特に低速回生領域)における安定性確保は速度センサ利用のベクトル制御と比較して困難である。

本論文は、前述したベクトル制御性能の向上の

ための新たなオブザーバを提案するものである。第 1 に回転子抵抗変動に対しロバストな低感度すべり周波数形オブザーバを提案する。第 2 に低速領域で安定なセンサレスオブザーバとして直接周波数形オブザーバを提案する。第 1 の方法は、従来のロバストベクトル制御法と比較して簡易なロバストベクトル制御を可能とするものである。誤差方程式に基づく安定解析より、単一のゲイン調整による全速域安定化が可能である。第 2 の方法の特徴は低速回生領域における安定性にある。実機試験によれば、ゼロクロスを含めた低速度領域(定格速度の 3%程度の低速域)においても連続的な力行・回生運転が可能である。

本論文の主要構成は以下の通りである。第 2 章では誘導電動機ベクトル制御のための数学モデルを詳解する⁽²⁾。第 3 章では一般化最小次元オブザーバを紹介する。この特別の場合として一般の周波数形オブザーバを示し、その構成について述べる。第 4 章では周波数形オブザーバの具体的な構成として回転子抵抗変動にロバストなすべり周波数形オブザーバを提案する。本章では提案法の安定性・抵抗変動時の磁束推定誤差を示し、この妥当性を実機試験を通じ確認した。第 5 章では速度センサレスベクトル制御のための直接周波数形オブザーバを提案する。提案法はゼロ速度から定格速度までの広範囲において安定駆動が可能であり、誘導電動機のセンサレスベクトル制御法の適用可能範囲の拡大が期待される。また、提案法では固定子抵抗誤差が低速域における磁束推定性能に影響するため、これを排除するための固定子抵抗同定法を示す。本章ではこれら提案法の妥当性を実機試験を通じ確認した。第 6 章で本論文を総括する

提案法は誘導電動機のベクトル制御性能の改

善、ひいてはベクトル制御適用領域の拡大を可能とするものであり、今後の活用が期待される。

文 献

- (1) 「平成21年度省エネルギー設備導入促進指導事業（エネルギー消費機器実態等調査事業）報告書」、エネルギー総合工学研究所、
https://www.enecho.meti.go.jp/category/saving_and_new/saving/general/more/pdf/h21_houkokusho.pdf
(参照 2020-1-11)
- (2) 新中新二：「誘導モータのベクトル制御技術」,
ISBN978-4-501-11710-8,
東京電機大学出版局 (2015)

内容

1. はじめに.....	3
2. 数学モデル・ベクトル制御系	6
<2・1> 誘導電動機の原理.....	6
<2・1・1> 構造.....	6
<2・1・2> 発生トルク・回転子回路方程式.....	7
<2・1・3> 2次元回路方程式と n 次元回路方程式の等価性	13
<2・1・4> 固定子回路方程式.....	16
<2・1・5> 固定子2次元回路方程式	18
<2・1・6> 回転子鎖交磁束.....	20
<2・1・7> 固定子鎖交磁束.....	26
<2・2> 数学モデル ⁽⁴⁾	29
<2・2・1> 固定座標系における数学モデル.....	29
<2・2・2> 一般座標系における数学モデル.....	31
<2・2・3> 同期座標系における数学モデル.....	32
<2・2・4> 4パラメータを用いた数学モデル ⁽⁴⁾	33
<2・3> ベクトル制御系構成 ⁽⁴⁾	35
<2・3・1> dq同期座標系上の電流制御.....	35
<2・3・2> ベクトル制御系の構成	37
<2・4> まとめ.....	37
3. 周波数形オブザーバの基礎	38
<3・1> はじめに.....	38
<3・2> 一般化最小次元オブザーバ	38
<3・3> 周波数形オブザーバ.....	41
<3・4> まとめ.....	42
4. 回転子抵抗変動にロバストなすべり周波数形オブザーバ.....	43
<4・1> 背景.....	43
<4・2> ロバストすべり周波数形オブザーバの構築.....	44
<4・3> 安定解析・誤差解析	46
<4・3・1> 安定解析.....	46
<4・3・2> パラメータ誤差による定常時推定誤差.....	49

<4・4> 実験結果.....	50
<4・4・1> 実験システムの構成.....	50
<4・4・2> 抵抗誤差に対するロバスト性試験.....	51
<4・4・3> 速度制御.....	58
<4・5> まとめ.....	63
5. センサレス広範囲駆動のための直接周波数形ベクトル 制御法.....	64
<5・1> 背景.....	64
<5・2> 直接周波数形オブザーバの構築.....	65
<5・3> 安定解析.....	67
<5・4> 誤差解析.....	71
<5・5> 固定子抵抗同定法.....	73
<5・6> 実験結果.....	75
<5・6・1> トルク制御.....	75
<5・6・2> 速度制御.....	77
<5・6・3> 抵抗変動に対するロバスト性試験.....	81
<5・7> まとめ.....	84
6. 結言.....	86
参考文献.....	88

1. はじめに

電動機は電気エネルギー・機械エネルギー双方の変換装置である。電動機は直流電動機と交流電動機に大別されるが、直流電動機はブラシの摩耗に伴う定期的な保守点検の必要性があるため、メンテナンスフリー・高速回転可能な交流電動機、特に誘導電動機および永久磁石同期電動機が産業界における主要な電動機である。永久磁石同期電動機は小型・高効率な電動機として、あるいはEV, HEVの主電動機として近年の需要が高まっている。一方、誘導電動機は大容量・高出力な用途、例えばポンプ、送風機、圧縮機等に利用される。エネルギー総合工学研究所の調査によれば、国内における誘導電動機の総台数はおよそ1億台と推定され、その消費電力量は国内の総消費電力量の55%にも及ぶ⁽¹⁾。誘導電動機の効率化による省電力効果は極めて大きく、環境・エネルギー問題が提起されて久しい現代において急務の課題である。

誘導電動機は原理的に可変磁束であり、このことが広範囲な速度領域における駆動を可能としている。広範囲における高効率駆動を達成するには、ベクトル制御が不可欠である⁽²⁾。位置・速度センサを用いた永久磁石同期電動機のベクトル制御とは異なり、誘導電動機のベクトル制御においては速度センサの如何に関わらず回転子磁束推定が必須である。このための磁束推定器(オブザーバ)に関する研究は、最も簡易なすべり周波数形ベクトル制御法に始まり、パラメータ誤差に対するロバスト化を図る低感度オブザーバ⁽²⁾⁻⁽⁷⁾や適応ベクトル制御法⁽²⁾⁽⁸⁾⁻⁽¹²⁾、速度センサを排し低コスト・省スペース化を図るセンサレスベクトル制御法⁽²⁾⁽¹³⁾⁻⁽²¹⁾、さらには抵抗変動に対するロバスト性をも有するロバストセンサレスベクトル制御法⁽²²⁾⁻⁽²⁵⁾、等の多岐に渡る発展を辿ってきた。

一般に、回転子磁束推定には電動機パラメータが不可欠である。オブザーバに利用するパラメータが誤差を有する場合、概してベクトル制御性能の劣化を招く。誘導電動機は駆動中の発熱に起因して固定子抵抗および回転子抵抗が大きく変動するため、これらの抵抗値変動に対し不感性的(ロバスト性)を有するオブザーバが望まれており、既に多数の研究結果が報告されている。これらは大きくは、1. 低感度オブザーバ 2. 適応ベクトル制御法 の2種に分類される。第1の方法は、演算負荷は比較的小さい反面、低速域において固定子抵抗誤差に対するロバスト性が低下する傾向にある。第2の方法は、全速度領域で抵抗値の変動に対する高いロバスト性が期待される。しかし、システムの非線形性に起因した安定性解析の複雑化や、演算負荷の増大といった課題も有している。また、すべり周波数形ベクトル制御法に、回転子抵抗同定機構を追加しロバスト化を図る手法も提案されている⁽⁹⁾⁻⁽¹¹⁾。本手法は固定子抵抗誤差の影響を排し、独立的に回転子抵抗同定が可能であるという利点を有するが、数学的解析は定常解析に

Table 1.1 Classify of vector control method for Induction motors.

簡易・安定	ロバスト	センサレス	ロバストセンサレス
すべり周波数形ベクトル制御法	低感度オブザーバ	電圧モデル	センサレス適応オブザーバ (速度・抵抗同定)
	適応オブザーバ	センサレス適応オブザーバ (速度同定)	
	直交電圧利用法	周波数ハイブリッドベクトル制御法	
	パラメータ同定同伴の適応ベクトル制御法	瞬時速度推定同伴のオブザーバ	

とどまっております。安定条件、設計指針等は不明である。

また、速度センサを用いたベクトル制御では、センサ取り付けに伴う高コスト化、電動機体積の増大、耐久性低下、等の不都合を生ずる。これらを抜本的に解決可能な方法が速度センサレスベクトル制御法である。センサレス磁束推定法は、1. 速度推定器を内包したオブザーバ⁽²⁾⁽¹³⁾⁻⁽¹⁷⁾ 2. 速度推定器から独立したオブザーバ⁽¹⁸⁾⁻⁽²¹⁾の2種に大別される。第1の方法は、オブザーバと速度推定器を内包した安定解析が必要で、安定化ゲイン設計が複雑化する傾向にある。速度情報を用いない第2の方法は、電圧モデル(固定子回路方程式)のみに立脚し推定を行う方法⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾と、電圧モデルと電流モデル(回転子回路方程式)を併用する方法⁽²⁰⁾⁽²¹⁾に大別される。前者は高速領域において高い性能を発揮するが、低速領域における安定性に問題がある。後者は、低速域用と中・高速域用に磁束推定器を別個に用意し、各々が得意とする周波数領域に応じて連続的に結合するものであり、広範囲な速度領域において高い総合性能を発揮し得る⁽²⁰⁾⁽²¹⁾。しかし、2個の磁束推定器によるハイブリッド制御は、ハイブリッド結合周波数近傍における振動現象を誘発し得ることも確認されている。

以上概観したように、誘導電動機のベクトル制御法は、多くの異なる原理に基づき研究が行われてきた。適応オブザーバ理論は共通の原理に依るところが大きく、同定パラメータを回転子抵抗、回転子速度、固定子抵抗等に選定した場合の特徴に焦点を当てることで議論を簡明化し、優れた成果を挙げている⁽⁸⁾⁽¹³⁾⁻⁽¹⁶⁾⁽²²⁾⁻⁽²⁵⁾。しかし、いずれの方法も基本構成が同次元オブザーバ(誘導電動機では4次元)であるために、演算量の増大や、非線形解析の困難に伴う低速域安定性の問題は常に存在する。

本論文は、誘導電動機のための新たなオブザーバを提案するものである。第1に回転子抵抗変動に対しロバストな低感度すべり周波数形オブザーバを提案する。第2にセンサレス誘導電動機の広範囲駆動のための直接周波数形オブザーバを提案する。これらは提案の一般化された最小次元オブザーバ理論(誘導電動

機では2次元)に基づき構築され、設計指針の相違が各々を特徴づけている。第1の方法の特徴は、ロバストベクトル制御を従来のすべり周波数形ベクトル制御法と同程度の簡易構成で可能とした点にある。また、抵抗誤差を考慮した安定条件を導出し、単一のゲイン調整による全速域安定化を可能とした。第2の方法の特徴は低速回生領域における安定性にある。実機試験によれば、ゼロクロスを含めた速度領域(定格速度の3%程度の低速域)においても連続的な力行・回生運転が可能である。

本論文の構成は以下の通りである。2章では誘導電動機の原理を解説し、その数学モデルを導出する。また、これに基づくベクトル制御系の基本構成を示す。3章では提案のオブザーバ理論の基礎として、周波数形オブザーバ理論を示す。4章では周波数形オブザーバの具体的構成として回転子抵抗変動に不感な低感度すべり周波数形オブザーバを示す。安定性、抵抗変動に対する不感性を理論的に示し、この妥当性を実機試験を通じ確認する。また、5章では周波数形オブザーバのセンサレス実現として直接周波数形オブザーバを提案する。提案法の安定性、低速域安定化のためのゲイン設計法を示し、その妥当性を実機試験を通じ確認する。6章で本論文を総括する。

2. 数学モデル・ベクトル制御系

〈2.1〉誘導電動機の原理

〈2.1.1〉構造

誘導電動機の構成要素は Fig.2.1 のように大別される⁽¹⁾ (出典:日本電産ホームページ)。誘導電動機のトルク発生原理は固定子と回転子間の相互作用により説明される。Fig.2.2 にかご形回転子の構造を示す⁽²⁾ (出典:日本電産ホームページ)。かご形回転子は複数の導体バーが短絡環により短絡された構造をとり、各導体にはファラデーの電磁誘導の法則⁽³⁾に基づく誘導電流が流れる。これを回転子電流と呼ぶ。この回転子電流と回転子に鎖交する磁束 (回転子磁束) 間に働く力がトルクとなる。回転子電流はファラデーの電磁誘導則により、回転子磁束の時間

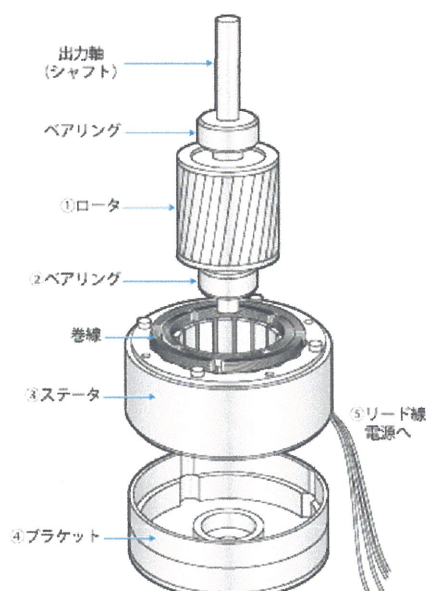


Fig.2.1 Component of induction motor⁽¹⁾.
(reprinted from Nidec homepage)

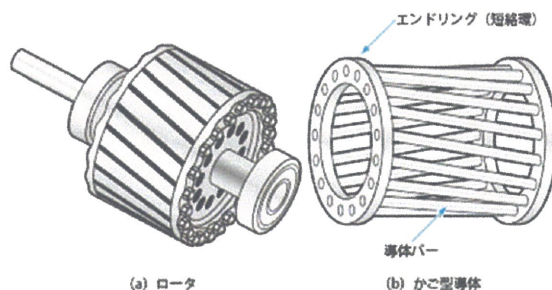
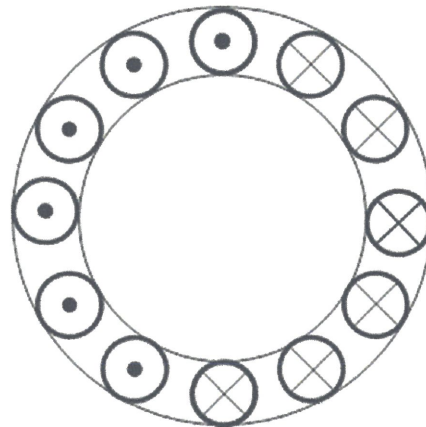
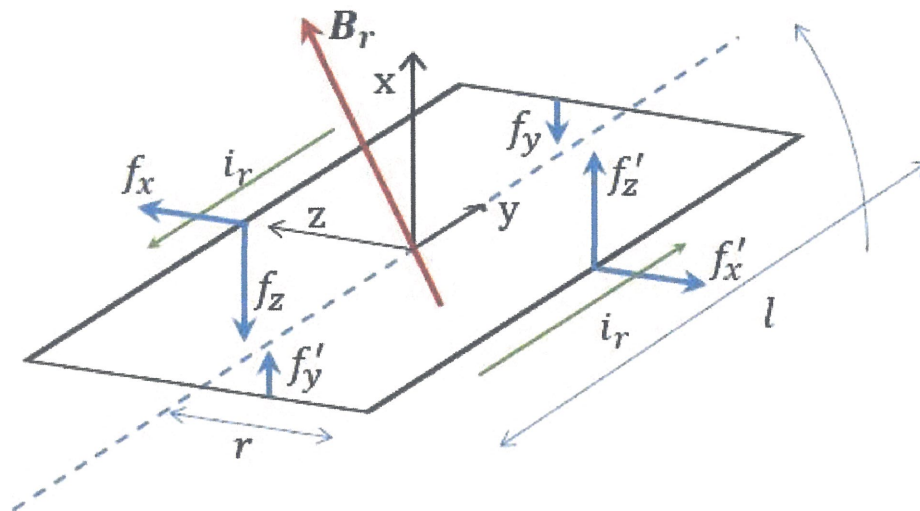


Fig.2.2 Rotor of induction motor⁽²⁾.
(reprinted from Nidec homepage)



(a) Sectional view of rotor.



(b) Induced current and torque.

Fig.2.3 Generated torque in coil.

変化に伴い発生するので、一般にトルク発生時には固定子電流の周波数と回転子速度は異なる。この相対周波数のことを「すべり」または「すべり周波数」と呼ぶ。

〈2・1・2〉 発生トルク・回転子回路方程式

誘導電動機のトルク発生原理を Fig.2.3 に示す。同図(a)は回転子を軸方向から見たものである。同図(b)は回転子の 2 本の導体バーを一对とし、これを 1 つのコイルと見なしたものであり、フレミング左手の法則⁽³⁾に従い磁束密度 B_r (コイル内部で一定と仮定) と力の関係を示している。同図においてコイルの回転に寄与する力は f_z と f'_z である。すなわち磁束密度 B_r の z 軸成分が回転力を生ずる。また、コイルに発生する誘導電流 i はファラデーの電磁誘導の法則より磁束密度 B_r の x 軸成分に起因する。モータ構造上、磁束密度 B_r の y 軸成分は十分小さい

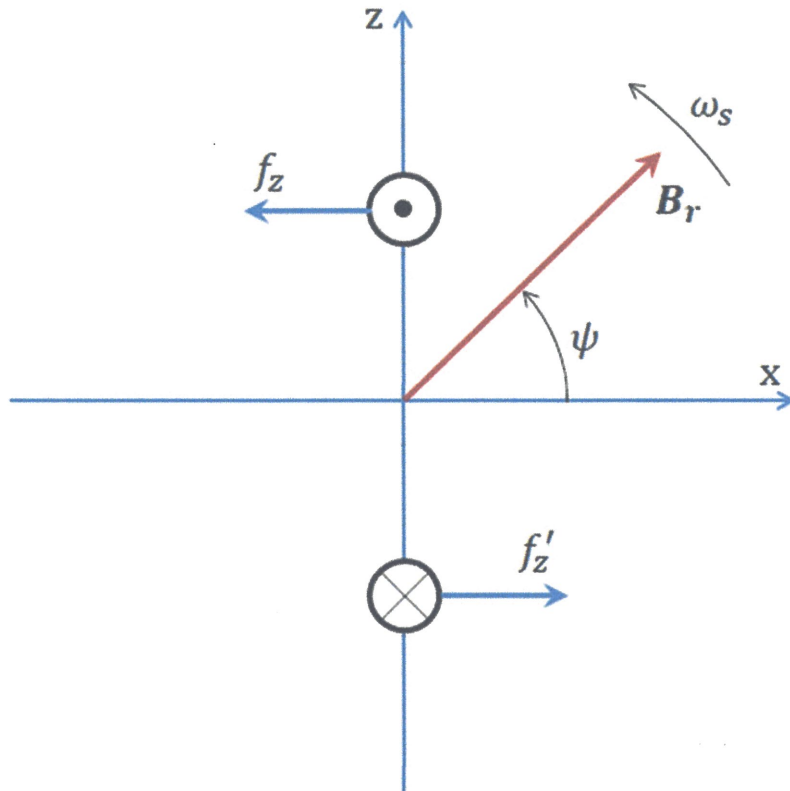


Fig.2.4 xz rotor frame.

とし、これを無視すると、Fig.2.3(b)の関係はxz座標で表すことができる。これをFig.2.4に示す。同図では磁束密度 B_r のx軸から見た位相を ψ とし、その微分値（磁束密度 B_r の回転速度）を ω_s としている。

フレミングの左手の法則より、1本の導体バーに発生する力は次式となる。

$$f_z = B_r l i_r \cdot \sin(\psi) \quad (2.1)$$

ただし B_r は磁束密度 B_r の大きさである。

$$B_r \triangleq \|B_r\| \quad (2.2)$$

(2.1)式よりコイルに発生するトルクは次式となる。

【トルク】

$$\tau = r(f_z + f'_z) = 2rB_r l i_r \cdot \sin(\psi) = AB_r i_r \cdot \sin(\psi) \quad ; A \triangleq 2rl \quad (2.3)$$

ただし A はコイル断面積である。また、コイル断面に鎖交する磁束 Φ は次式で定義される。

$$\Phi \triangleq AB_r \cos(\psi) \quad (2.4)$$

従ってファラデーの電磁誘導の法則より、コイルの回路方程式は次式となる。

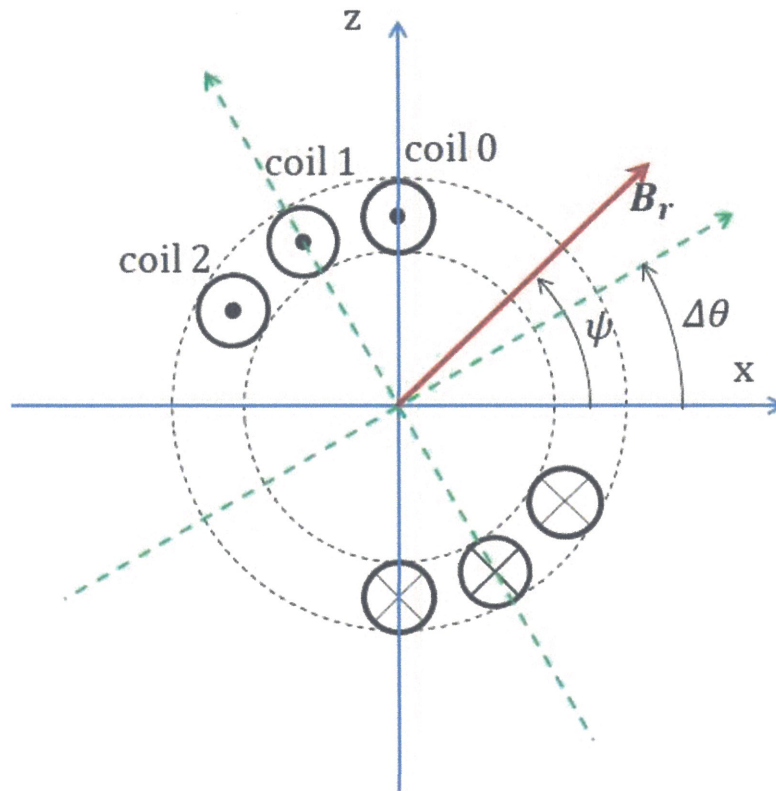


Fig.2.5 Relation among each coil.

【回路方程式】

$$\begin{aligned} 0 &= R_r i_r + s\Phi \\ &= R_r i_r + (sB_r)A \cos(\psi) - \omega_s AB_r \sin(\psi) \end{aligned} \quad (2.5)$$

ただし R_r はコイルの抵抗である。また、 s は微分演算子であり、次式で定義される。

$$s \triangleq \frac{d}{dt} \quad (2.6)$$

以上のことは回転子の各コイルについて成り立つ。回転子が n 個のコイルを有するとき、各コイルのトルク発生式は次式となる。

【各コイルのトルク】

$$\tau_k = AB_r i_{rk} \cdot \sin(\psi - k\Delta\theta) \quad ; \Delta\theta \triangleq \frac{2\pi}{n} \quad (2.7)$$

ただし、 $\Delta\theta$ は各コイル間の位相差である。また、脚符 k は $0 \sim n-1$ の整数であり、各コイルの番号付けに対応している。各コイルと磁束の関係を Fig.2.5 に示す。同図では 0 番目のコイルを基準に xz 座標を定義している。

同様に、各コイルの回路方程式は以下となる。

【各コイルの回路方程式】

$$\begin{aligned} 0 &= R_r i_{rk} + s\Phi_{rk} \\ &= R_r i_{rk} + (sB_r)A \cos(\psi - k\Delta\theta) - \omega_s AB_r \sin(\psi - k\Delta\theta) \end{aligned} \quad (2.8)$$

ただし,

$$\Phi_{rk} \triangleq AB_r \cos(\psi - k\Delta\theta) \quad (2.9)$$

各コイルのトルク発生式より, 回転子に発生する総合トルクは次式となる。

$$\tau = \sum_{k=0}^{n-1} \tau_k = \sum_{k=0}^{n-1} AB_r i_{rk} \cdot \sin(\psi - k\Delta\theta) \quad (2.10)$$

ここで, 以下の単位ベクトルを定義する。

$$\mathbf{u}(\theta) \triangleq \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

単位ベクトルは以下の性質を持つことが定義より明らかである。

$$\mathbf{u}^T(\theta_1)\mathbf{u}(\theta_2) = \cos(\theta_1 - \theta_2) \quad (2.12)$$

また, 以下の交代行列 \mathbf{J} を定義する。

$$\mathbf{J} \triangleq \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} = -\mathbf{J}^T \quad (2.13)$$

交代行列はベクトルに作用したときベクトルの位相を $\pi/2$ 変化させる。すなわち

$$\mathbf{J}\mathbf{u}(\theta) = \begin{bmatrix} -\sin \theta \\ \cos \theta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right) \\ \sin\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right) \end{bmatrix} = \mathbf{u}\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right) \quad (2.14a)$$

$$\mathbf{J}^T\mathbf{u}(\theta) = \begin{bmatrix} \sin \theta \\ -\cos \theta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right) \\ \sin\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right) \end{bmatrix} = \mathbf{u}\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right) \quad (2.14b)$$

単位ベクトルと交代行列の性質より, 総合トルクは以下のように表せる。

$$\begin{aligned}
\tau &= \sum_{k=0}^{n-1} AB_r i_{rk} \sin(\psi - k\Delta\theta) = \sum_{k=0}^{n-1} AB_r i_{rk} \cos\left(\psi - k\Delta\theta + \frac{\pi}{2}\right) \\
&= \sum_{k=0}^{n-1} AB_r i_{rk} \mathbf{u}^T(\psi) \mathbf{u}(k\Delta\theta + \frac{\pi}{2}) = \sum_{k=0}^{n-1} AB_r i_{rk} \mathbf{u}^T(\psi) \mathbf{J} \mathbf{u}(k\Delta\theta) \\
&= AB_r \mathbf{u}^T(\psi) \mathbf{J} \sum_{k=0}^{n-1} i_{rk} \mathbf{u}(k\Delta\theta) \\
&= AB_r^T \mathbf{J} \sum_{k=0}^{n-1} i_{rk} \mathbf{u}(k\Delta\theta)
\end{aligned} \tag{2.15}$$

上式より、発生トルクの算定には電流と磁束密度の関係を各コイル毎に考え、それを加算するのではなく、各コイル電流を単位ベクトルに関連付け、2次元ベクトルとしてまとめて考えると都合が良さそうである。そこで、回転子電流ベクトル i_r' を次式で定義する。

$$i_r' \triangleq \sum_{k=0}^{n-1} i_{rk} \mathbf{u}(k\Delta\theta) = \begin{bmatrix} f_{cl}^T \\ f_{s1}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{r0} \\ i_{r1} \\ \vdots \\ i_{r(n-1)} \end{bmatrix} \tag{2.16}$$

ただし、 f_{cl} 、 f_{s1} は以下に定義する n 次元ベクトルである。

$$\begin{aligned}
f_{cl} &\triangleq [\cos(0) \quad \cos\Delta\theta \quad \cos 2\Delta\theta \quad \cdots \quad \cos((n-1)\Delta\theta)]^T \\
f_{s1} &\triangleq [\sin(0) \quad \sin\Delta\theta \quad \sin 2\Delta\theta \quad \cdots \quad \sin((n-1)\Delta\theta)]^T
\end{aligned} \tag{2.17}$$

同様に、各コイルの磁束をまとめて2次元ベクトルとして表せば、次式となる。

$$\phi_r \triangleq \begin{bmatrix} f_{cl}^T \\ f_{s1}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi_{r0} \\ \Phi_{r1} \\ \vdots \\ \Phi_{r(n-1)} \end{bmatrix} = \frac{n}{2} AB_r \tag{2.18}$$

証明は以下の通りである。

各コイルの鎖交磁束は次式である。

$$\begin{bmatrix} \Phi_{r0} \\ \Phi_{r1} \\ \vdots \\ \Phi_{r(n-1)} \end{bmatrix} = AB_r \begin{bmatrix} \cos\psi \\ \cos(\psi - \Delta\theta) \\ \vdots \\ \cos(\psi - (n-1)\Delta\theta) \end{bmatrix} \tag{2.19}$$

上式における三角関数ベクトルに関し次式が成り立つので、

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \cos \psi \\ \cos(\psi - \Delta\theta) \\ \vdots \\ \cos(\psi - (n-1)\Delta\theta) \end{bmatrix} &= \cos \psi \begin{bmatrix} \cos(0) \\ \cos(\Delta\theta) \\ \vdots \\ \cos((n-1)\Delta\theta) \end{bmatrix} + \sin \psi \begin{bmatrix} \sin(0) \\ \sin(\Delta\theta) \\ \vdots \\ \sin((n-1)\Delta\theta) \end{bmatrix} \\ &= \cos \psi \mathbf{f}_{c1} + \sin \psi \mathbf{f}_{s1} \end{aligned} \quad (2.20)$$

これを用いると(2.19)式は次式となる。

$$\begin{bmatrix} \Phi_{r0} \\ \Phi_{r1} \\ \vdots \\ \Phi_{r(n-1)} \end{bmatrix} = AB_r [\cos \psi \mathbf{f}_{c1} + \sin \psi \mathbf{f}_{s1}] \quad (2.21)$$

上式に対し左から(2.17)式を乗じ、次式を得る。

$$\begin{bmatrix} \mathbf{f}_{c1}^T \\ \mathbf{f}_{s1}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi_{r0} \\ \Phi_{r1} \\ \vdots \\ \Phi_{r(n-1)} \end{bmatrix} = AB_r \begin{bmatrix} \mathbf{f}_{c1}^T \\ \mathbf{f}_{s1}^T \end{bmatrix} [\cos \psi \mathbf{f}_{c1} + \sin \psi \mathbf{f}_{s1}] = \frac{n}{2} AB_r \mathbf{u}(\psi) = \frac{n}{2} AB_r \quad (2.22)$$

上式の展開には以下を用いた。

$$\mathbf{f}_{c1}^T \mathbf{f}_{c1} = \mathbf{f}_{s1}^T \mathbf{f}_{s1} = \frac{n}{2} \quad (2.23)$$

$$\mathbf{f}_{c1}^T \mathbf{f}_{s1} = 0$$

(2.22)式は(2.18)式を意味する。

電流ベクトルおよび磁束ベクトルを用いると、発生トルクは以下のように簡潔に表現できる。

$$\tau = \frac{2}{n} \boldsymbol{\phi}_r^T \mathbf{J} \mathbf{i}_r \quad (2.24a)$$

または、

$$\tau = \boldsymbol{\phi}_r^T \mathbf{J} \mathbf{i}_r \quad (2.24b)$$

ただし、 $\boldsymbol{\phi}_r$ および \mathbf{i}_r は次式で定義される。

$$\begin{aligned}\phi_r &= \sqrt{\frac{2}{n}} \phi'_r \\ i_r &= \sqrt{\frac{2}{n}} i'_r\end{aligned}\tag{2.25}$$

また、電流ベクトルおよび磁束ベクトルを用い、回転子に関する 2 次元回路方程式が得られる。回転子の回路方程式は次式で与えられた。

$$\mathbf{0} = R_r \begin{bmatrix} i_{r0} \\ i_{r1} \\ \vdots \\ i_{r(n-1)} \end{bmatrix} + s \begin{bmatrix} \Phi_{r0} \\ \Phi_{r1} \\ \vdots \\ \Phi_{r(n-1)} \end{bmatrix}\tag{2.26}$$

上式に対し左から (2.17) 式を乗じ、以下の 2 次元回路方程式を得る。

【回転子回路方程式 (2 次元)】

$$\mathbf{0} = R_r i'_r + s \phi'_r\tag{2.27a}$$

または、

$$\mathbf{0} = R_r i_r + s \phi_r\tag{2.27b}$$

〈2・1・3〉 2 次元回路方程式と n 次元回路方程式の等価性

前項において各コイルの電流・磁束を 2 次元ベクトルとしてまとめると発生トルクを簡明に表現できることが分かった。また、これに基づく回転子の 2 次元回路方程式を導出した。しかし、n 次元の方程式で表される回路を 2 次元の方程式で表現したとき、失われた情報やエネルギーが存在しないだろうか。本項では誘導電動機の回転子回路において、n 次元回路方程式と 2 次元回路方程式が等価であり、相互に変換可能であることを確認する。また、両回路の各エネルギーが等価であることも示す。

(2.21)式より、各コイルの磁束は次式であった。

$$\begin{bmatrix} \Phi_{r0} \\ \Phi_{r1} \\ \vdots \\ \Phi_{r(n-1)} \end{bmatrix} = AB_r [\cos \psi f_{c1} + \sin \psi f_{s1}]\tag{2.28}$$

上式を(2.26)式に代入し各コイル電流に関し整理すれば次式を得る。

$$\begin{aligned}
\begin{bmatrix} i_{r0} \\ i_{r1} \\ \vdots \\ i_{r(n-1)} \end{bmatrix} &= \frac{-1}{R_r} s \begin{bmatrix} \Phi_{r0} \\ \Phi_{r1} \\ \vdots \\ \Phi_{r(n-1)} \end{bmatrix} = \frac{-1}{R_r} s [AB_r [\cos \psi f_{c1} + \sin \psi f_{s1}]] \\
&= \frac{-A}{R_r} [((sB_r) \cos \psi - \omega_s B_r \sin \psi) f_{c1} + ((sB_r) \sin \psi + \omega_s B_r \cos \psi) f_{s1}]
\end{aligned} \tag{2.29}$$

明らかに n 次元磁束ベクトルおよび n 次元電流ベクトルは f_{c1} , f_{s1} の線形結合である。従ってこれらは 2 次元ベクトルで表せる。実際に、2 次元磁束ベクトル ϕ_r , 2 次元電流ベクトル i_r は、

$$\phi_r = \sqrt{\frac{2}{n}} \begin{bmatrix} f_{c1}^T \\ f_{s1}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi_{r0} \\ \Phi_{r1} \\ \vdots \\ \Phi_{r(n-1)} \end{bmatrix} = AB_r \sqrt{\frac{n}{2}} \begin{bmatrix} \cos \psi \\ \sin \psi \end{bmatrix} \tag{2.30}$$

$$i_r = \sqrt{\frac{2}{n}} \begin{bmatrix} f_{c1}^T \\ f_{s1}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{r0} \\ i_{r1} \\ \vdots \\ i_{r(n-1)} \end{bmatrix} = \frac{-A}{R_r} \sqrt{\frac{n}{2}} \begin{bmatrix} (sB_r) \cos \psi - \omega_s B_r \sin \psi \\ (sB_r) \sin \psi + \omega_s B_r \cos \psi \end{bmatrix} \tag{2.31}$$

であるので、

$$\begin{bmatrix} \Phi_{r0} \\ \Phi_{r1} \\ \vdots \\ \Phi_{r(n-1)} \end{bmatrix} = \sqrt{\frac{2}{n}} [f_{c1} \quad f_{s1}] \phi_r \tag{2.32}$$

$$\begin{bmatrix} i_{r0} \\ i_{r1} \\ \vdots \\ i_{r(n-1)} \end{bmatrix} = \sqrt{\frac{2}{n}} [f_{c1} \quad f_{s1}] i_r \tag{2.33}$$

が成り立つ。すなわち、2 次元ベクトル信号から元の n 次元ベクトル信号を再現可能である。従って、誘導電動機の回転子回路に関し、 n 次元回路方程式と 2 次元回路方程式は等価である。この相互変換には変換行列として $\sqrt{2/n} [f_{c1} \quad f_{s1}]$ を用いればよい。

また、(2.8)式の回路方程式より、各コイルのエネルギーは次式となる。
【各コイルのエネルギー関係式】

$$\begin{aligned}
0 &= R_r i_{rk}^2 + s \Phi_{rk} i_{rk} \\
&= R_r i_{rk}^2 + A(sB_r) i_{rk} \cos(\psi) - \omega_s A B_r i_{rk} \sin(\psi) \\
&= p_{irk} + p_{mrk} - \omega_s \tau_k
\end{aligned} \tag{2.34}$$

ただし、

$$\begin{aligned}
p_{irk} &\triangleq R_r i_{rk}^2 \\
p_{mrk} &\triangleq A(sB_r) \cos(\psi - k\Delta\theta) i_{rk}
\end{aligned} \tag{2.35}$$

である。

(2.34)式より回転子全体のエネルギー関係式として次式を得る。

$$0 = \sum_{k=0}^{n-1} (p_{irk} + p_{mrk} - \omega_s \tau_k) = p_{ir} + p_{mr} - \omega_s \tau \tag{2.36}$$

ただし、

$$\begin{aligned}
p_{ir} &\triangleq \sum_{k=0}^{n-1} p_{irk} = R_r \sum_{k=0}^{n-1} i_{rk}^2 \\
p_{mr} &\triangleq \sum_{k=0}^{n-1} p_{mrk} = A(sB_r) \sum_{k=0}^{n-1} \cos(\psi - k\Delta\theta) i_{rk}
\end{aligned} \tag{2.37}$$

である。一方、(2.27)式より2次元回路方程式におけるエネルギー伝達式は次式となる。

【回転子エネルギー関係式】

$$\begin{aligned}
0 &= R_r \|\mathbf{i}_r\|^2 + \mathbf{i}_r^T [s\boldsymbol{\phi}_r] \\
&= R_r \|\mathbf{i}_r\|^2 + (s\|\boldsymbol{\phi}_r\|) \mathbf{i}_r^T \mathbf{u}(\psi) + \omega_s \mathbf{i}_r^T \mathbf{J} \boldsymbol{\phi}_r \\
&= R_r \|\mathbf{i}_r\|^2 + (s\|\boldsymbol{\phi}_r\|) \mathbf{i}_r^T \mathbf{u}(\psi) - \omega_s \tau \\
&= p_{ir} + p_{mr} - \omega_s \tau
\end{aligned} \tag{2.38}$$

証明は以下の通りである。

始めに、以下のベクトルの微分の関係を用い、(2.38)式第3行を得る。

$$s\mathbf{x} = s(\|\mathbf{x}\| \mathbf{u}(\theta)) = (s\|\mathbf{x}\|) \mathbf{u}(\theta) + \omega \mathbf{J} \|\mathbf{x}\| \mathbf{u}(\theta) = (s\|\mathbf{x}\|) \mathbf{u}(\theta) + \omega \mathbf{J} \mathbf{x} \tag{2.39}$$

ただし、 θ はベクトル \mathbf{x} の位相、 ω は位相 θ の微分値である。

また、(2.37)式において、 p_{mr} に関し次式が成り立つ。

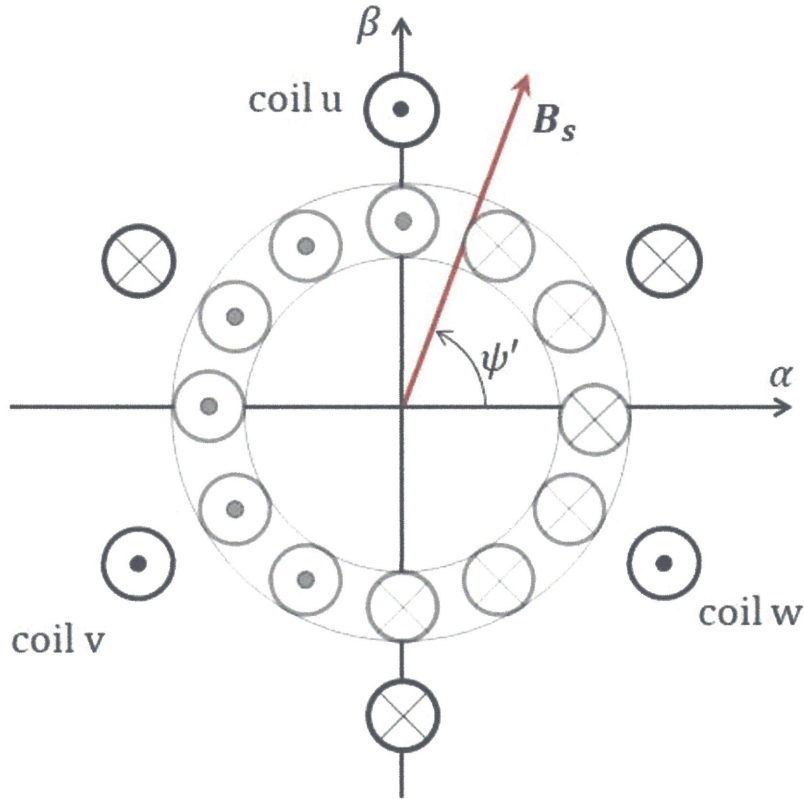


Fig.2.6 Relation between stator windings and rotor.

$$\begin{aligned}
 p_{mr} &= A(sB_r) \sum_{k=0}^{n-1} \cos(\psi - k\Delta\theta) i_{rk} = A(sB_r) \mathbf{u}^T(\psi) \sum_{k=0}^{n-1} \mathbf{u}(k\Delta\theta) i_{rk} \\
 &= A(sB_r) \mathbf{u}^T(\psi) \mathbf{i}'_r = \frac{2}{n} (s \|\phi'\|) \mathbf{u}^T(\psi) \mathbf{i}'_r = (s \|\phi\|) \mathbf{u}^T(\psi) \mathbf{i}_r
 \end{aligned} \tag{2.40}$$

上式は(2.38)式第3行第2項を意味する。したがって、(2.36)式と(2.38)式の比較より次式を得る。

$$p_{ir} = R_r \|\mathbf{i}_r\|^2 \tag{2.41}$$

すなわち、各コイルの総和としてのエネルギー p_{ir} , p_{mr} , $\omega_s \tau$ は2次元ベクトル回路を用いて表現可能である。 ■

〈2・1・4〉 固定子回路方程式

回転子回路と同様に固定子回路モデルを考える。固定子 u,v,w 相巻線と回転子の関係を Fig.2.6 に示す。同図では固定子から見た磁束密度（巻線数を考慮した値）を B_s としている。また、固定子 u 相巻線を基準に「 $\alpha \beta$ 固定座標系」を定義している。

3 相巻線の中性点から見た各固定子巻線の電圧を v_u , v_v , v_w とすると、以下の回路方程式が成り立つ。

【固定子回路方程式（3相表現）】

$$\begin{bmatrix} v_u \\ v_v \\ v_w \end{bmatrix} = R_s \begin{bmatrix} i_u \\ i_v \\ i_w \end{bmatrix} + s \begin{bmatrix} \Phi_{su} \\ \Phi_{sv} \\ \Phi_{sw} \end{bmatrix} \quad (2.42)$$

$$\begin{bmatrix} \Phi_{su} \\ \Phi_{sv} \\ \Phi_{sw} \end{bmatrix} = A_s B_s \begin{bmatrix} \cos(\psi') \\ \cos(\psi' - \frac{2\pi}{3}) \\ \cos(\psi' + \frac{2\pi}{3}) \end{bmatrix} = A_s B_s^T \begin{bmatrix} u(0) \\ u(\frac{2\pi}{3}) \\ u(-\frac{2\pi}{3}) \end{bmatrix} \quad (2.43)$$

ただし、 A_s は巻線の断面積、 B_s は磁束密度 B_s のノルムである。また、脚符 s は固定子との関連を表している。

回転子回路方程式と同様に、固定子回路方程式も2次元回路方程式として表現可能である。はじめに、以下のベクトルを定義する。

$$\tilde{f}_{c0} \triangleq \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (2.44)$$

$$\tilde{f}_{c1} \triangleq \begin{bmatrix} \cos(0) \\ \cos(\frac{2\pi}{3}) \\ \cos(-\frac{2\pi}{3}) \end{bmatrix} \quad (2.45)$$

$$\tilde{f}_{s1} \triangleq \begin{bmatrix} \sin(0) \\ \sin(\frac{2\pi}{3}) \\ \sin(-\frac{2\pi}{3}) \end{bmatrix}$$

ベクトル \tilde{f}_{c0} , \tilde{f}_{c1} , \tilde{f}_{s1} は各々直交している。

各巻線は3相結線されているため、固定子電流に関し次式が成り立つ。

$$0 = i_u + i_v + i_w = \tilde{f}_{c0}^T \begin{bmatrix} i_u \\ i_v \\ i_w \end{bmatrix} \quad (2.46)$$

従って固定子電流は(2.45)式のベクトルを用いた次式で表現できる。

$$\begin{bmatrix} i_u \\ i_v \\ i_w \end{bmatrix} = i'_s \alpha \tilde{\mathbf{f}}_{c1} + i'_s \beta \tilde{\mathbf{f}}_{s1} \quad (2.47)$$

上式より明らかのように, 固定子 uvw 電流は2次元電流ベクトルと等価である。

次に, 固定子鎖交磁束について考える。三角関数の加法定理より次式が成り立つので,

$$\begin{bmatrix} \cos(\psi') \\ \cos(\psi' - \frac{2\pi}{3}) \\ \cos(\psi' + \frac{2\pi}{3}) \end{bmatrix} = \cos \psi' \begin{bmatrix} \cos(0) \\ \cos(\frac{2\pi}{3}) \\ \cos(-\frac{2\pi}{3}) \end{bmatrix} + \sin \psi' \begin{bmatrix} \sin(0) \\ \sin(\frac{2\pi}{3}) \\ \sin(-\frac{2\pi}{3}) \end{bmatrix} = [\cos \psi' \tilde{\mathbf{f}}_{c1} + \sin \psi' \tilde{\mathbf{f}}_{s1}] \quad (2.48)$$

固定子鎖交磁束は次式で表現可能である。

$$\begin{bmatrix} \Phi_{su} \\ \Phi_{sv} \\ \Phi_{sw} \end{bmatrix} = A_s B_s [\cos \psi' \tilde{\mathbf{f}}_{c1} + \sin \psi' \tilde{\mathbf{f}}_{s1}] \quad (2.49)$$

上式より固定子鎖交磁束も2次元ベクトルと等価である。したがって, (2.42)式より, 固定子電圧も2次元ベクトルと等価である。

〈2・1・5〉固定子2次元回路方程式

2次元回転子回路の定義と同様に, 固定子回路の各信号を単位ベクトルに関連付け, $\alpha \beta$ 固定座標系上のベクトル回路として表すと次式となる。

$$\mathbf{v}_s = R_s \mathbf{i}_s + s \boldsymbol{\phi}_s \quad (2.50)$$

ただし,

$$\mathbf{v}_s \triangleq \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{f}}_{c1}^T \\ \tilde{\mathbf{f}}_{s1}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_u \\ v_v \\ v_w \end{bmatrix} = \mathbf{S}^T \begin{bmatrix} v_u \\ v_v \\ v_w \end{bmatrix} \quad (2.51)$$

$$\mathbf{i}_s \triangleq \mathbf{S}^T \begin{bmatrix} i_u \\ i_v \\ i_w \end{bmatrix} \quad (2.52)$$

$$\phi_s \triangleq S^T \begin{bmatrix} \Phi_{su} \\ \Phi_{sv} \\ \Phi_{sw} \end{bmatrix} \quad (2.53)$$

ここで、 S は「2相3相変換器」であり次式で定義される。

$$S \triangleq \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} u^T(0) \\ u^T(\frac{2\pi}{3}) \\ u^T(-\frac{2\pi}{3}) \end{bmatrix} = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \tilde{f}_{c1} & \tilde{f}_{s1} \end{bmatrix} \quad (2.54)$$

回転子における n 次元回路方程式と 2 次元回路方程式の等価性と同様に、3 相固定子回路方程式と $\alpha \beta$ 固定座標系上のベクトル回路方程式は等価である。以下にこれを示す。

3 相固定子電流に関し(2.47)式の表現を用いれば、 $\alpha \beta$ 固定座標系上の固定子電流ベクトルは以下のように表現できる。

$$i_s \triangleq S^T \begin{bmatrix} i_u \\ i_v \\ i_w \end{bmatrix} = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \tilde{f}_{c1}^T \\ \tilde{f}_{s1}^T \end{bmatrix} [i'_\alpha \tilde{f}_{c1} + i'_\beta \tilde{f}_{s1}] = \sqrt{\frac{3}{2}} \begin{bmatrix} i'_{s\alpha} \\ i'_{s\beta} \end{bmatrix} \quad (2.55)$$

上式より、3 相固定子電流は

$$\begin{bmatrix} i_u \\ i_v \\ i_w \end{bmatrix} = S i_s = \begin{bmatrix} \tilde{f}_{c1} & \tilde{f}_{s1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i'_{s\alpha} \\ i'_{s\beta} \end{bmatrix} \quad (2.56)$$

と表せる。同様に固定子鎖交磁束に関し、(2.49)式より次式が成り立つ。

$$\phi_s \triangleq S^T \begin{bmatrix} \Phi_{su} \\ \Phi_{sv} \\ \Phi_{sw} \end{bmatrix} = A' B_s \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \tilde{f}_{c1}^T \\ \tilde{f}_{s1}^T \end{bmatrix} [\cos \psi' \tilde{f}_{c1} + \sin \psi' \tilde{f}_{s1}] = A' B_s \sqrt{\frac{3}{2}} \begin{bmatrix} \cos \psi' \\ \sin \psi' \end{bmatrix} \quad (2.57)$$

上式より、3 相固定子鎖交磁束は

$$\begin{bmatrix} \Phi_{su} \\ \Phi_{sv} \\ \Phi_{sw} \end{bmatrix} = S \phi_s \quad (2.58)$$

と表せる。従って、3相固定子電圧に関しても次式が成り立つ。

$$\begin{bmatrix} v_u \\ v_v \\ v_w \end{bmatrix} = S v_s \quad (2.59)$$

以上より、 $\alpha\beta$ 固定座標系上の2次元ベクトル信号から元の3相信号を再現可能であり、3相回路方程式と $\alpha\beta$ 固定座標系上の回路方程式は等価であることが分かる。

〈2・1・6〉 回転子鎖交磁束

これまでの議論において、回転子から見た磁束密度 B_r および固定子から見た磁束密度 B_s と、固定子・回転子電流の関係を特定せずに扱ってきた。本項では回転子鎖交磁束 Φ_{rk} を考え、本鎖交磁束と固定子および回転子電流の関係を、回転子自己インダクタンスおよび相互インダクタンスを用いモデル化する。

各回転子コイルに鎖交する磁束を以下のように固定子電流に起因するものと回転子電流に起因するものに分離する。

$$\begin{bmatrix} \Phi_{r0} \\ \Phi_{r1} \\ \vdots \\ \Phi_{r(n-1)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Phi_{rr0} \\ \Phi_{rr1} \\ \vdots \\ \Phi_{rr(n-1)} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \Phi_{ru0} \\ \Phi_{ru1} \\ \vdots \\ \Phi_{ru(n-1)} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \Phi_{rv0} \\ \Phi_{rv1} \\ \vdots \\ \Phi_{rv(n-1)} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \Phi_{rw0} \\ \Phi_{rw1} \\ \vdots \\ \Phi_{rw(n-1)} \end{bmatrix} \quad (2.60)$$

脚符 rr は回転子電流に起因した回転子磁束、脚符 ru,rv,rw は固定子 uvw 相の各電流に起因した回転子磁束を意味する。

回転子電流に起因する磁束をインダクタンスを用いモデル化すると、次式となる。

【回転子電流に起因した回転子鎖交磁束】

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \Phi_{rr0} \\ \Phi_{rr1} \\ \vdots \\ \Phi_{rr(n-1)} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} L_{r0} & M_{r(n-1)} & \cdots & M_{r1} \\ M_{r1} & L_{r0} & \cdots & M_{r2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ M_{r(n-1)} & M_{r(n-2)} & \cdots & L_{r0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{r0} \\ i_{r1} \\ \vdots \\ i_{r(n-1)} \end{bmatrix} \\ &= l_r \begin{bmatrix} i_{r0} \\ i_{r1} \\ \vdots \\ i_{r(n-1)} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} M_{r0} & M_{r(n-1)} & \cdots & M_{r1} \\ M_{r1} & M_{r0} & \cdots & M_{r2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ M_{r(n-1)} & M_{r(n-2)} & \cdots & M_{r0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{r0} \\ i_{r1} \\ \vdots \\ i_{r(n-1)} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.61)$$

上記モデル化に際しては回転子構造の対称性を考慮している。すなわち、 m を定

数としたとき k 番目のコイルと $k+m$ 番目のコイル間の相互インダクタンスは同一と仮定している（例えば、 m を 2 として、0 番–2 番コイル間の相互インダクタンスは 3 番–5 番コイル間のそれと同一）。このとき相互インダクタンスの脚符の数字が m に相当する。

さらに、相互インダクタンスの周期性を考慮し、各相互インダクタンスを次式でモデル化する。

$$M_{rk} = M'_r \cos(k\Delta\theta) \quad (2.62)$$

ただし、 M'_r は定数である。上式を(2.61)式に代入すれば、次式となる。

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \Phi_{rr0} \\ \Phi_{rr1} \\ \vdots \\ \Phi_{rr(n-1)} \end{bmatrix} &= l_r \begin{bmatrix} i_{r0} \\ i_{r1} \\ \vdots \\ i_{r(n-1)} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} M_{r0} & M_{r(n-1)} & \cdots & M_{r1} \\ M_{r1} & M_{r0} & \cdots & M_{r2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ M_{r(n-1)} & M_{r(n-2)} & \cdots & M_{r0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{r0} \\ i_{r1} \\ \vdots \\ i_{r(n-1)} \end{bmatrix} \\ &= l_r \begin{bmatrix} i_{r0} \\ i_{r1} \\ \vdots \\ i_{r(n-1)} \end{bmatrix} \\ &\quad + M'_r \begin{bmatrix} i_{r0} \\ \cos(\Delta\theta) \\ \vdots \\ \cos((n-1)\Delta\theta) \end{bmatrix} + i_{r1} \begin{bmatrix} \cos((n-1)\Delta\theta) \\ \cos(0) \\ \vdots \\ \cos((n-2)\Delta\theta) \end{bmatrix} + \cdots + i_{r(n-1)} \begin{bmatrix} \cos(\Delta\theta) \\ \cos(2\Delta\theta) \\ \vdots \\ \cos(0) \end{bmatrix} \\ &= l_r \begin{bmatrix} i_{r0} \\ i_{r1} \\ \vdots \\ i_{r(n-1)} \end{bmatrix} + M'_r \sum_{k=0}^{n-1} i_{rk} [\cos(k\Delta\theta) f_{c1} + \sin(k\Delta\theta) f_{s1}] \end{aligned} \quad (2.63)$$

従って、回転子電流に起因した xz 座標系上の回転子鎖交磁束ベクトルを次式で定義すれば、

$$\phi_{rr} \triangleq \sqrt{\frac{2}{n}} \begin{bmatrix} f_{c1}^T \\ f_{s1}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi_{rr0} \\ \Phi_{rr1} \\ \vdots \\ \Phi_{rr(n-1)} \end{bmatrix} \quad (2.64)$$

これは回転子電流を用いた次式で表すことができる。

【回転子電流に起因した回転子鎖交磁束】

$$\phi_{rr} = L_r i_r \quad (2.65)$$

ただし、 L_r は次式で定義される回転子自己インダクタンスである。

【回転子自己インダクタンス】

$$L_r \triangleq l_r + \frac{nM'_r}{2} = L_{r0} + \frac{(n-2)M'_r}{2} \quad (2.66)$$

証明は以下の通りである。

$$\begin{aligned} & \sqrt{\frac{2}{n}} \begin{bmatrix} f_{c1}^T \\ f_{s1}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi_{rr0} \\ \Phi_{rr1} \\ \vdots \\ \Phi_{rr(n-1)} \end{bmatrix} \\ &= l_r i_r + M'_r \sqrt{\frac{2}{n}} \begin{bmatrix} f_{c1}^T \\ f_{s1}^T \end{bmatrix} \sum_{k=0}^{n-1} i_{rk} [\cos(k\Delta\theta) f_{c1} + \sin(k\Delta\theta) f_{s1}] \\ &= l_r i_r + M'_r \sqrt{\frac{n}{2}} \sum_{k=0}^{n-1} i_{rk} \begin{bmatrix} \cos(k\Delta\theta) \\ \sin(k\Delta\theta) \end{bmatrix} = l_r i_r + M'_r \sqrt{\frac{n}{2}} \begin{bmatrix} f_{c1}^T \\ f_{s1}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{r0} \\ i_{r1} \\ \vdots \\ i_{r(n-1)} \end{bmatrix} \\ &= l_r i_r + \frac{nM'_r}{2} i_r = L_r i_r \end{aligned} \quad (2.67)$$

次に、固定子電流に起因した回転子磁束をモデル化する。固定子 u 相コイルと回転子 0 番目のコイルの位置関係を Fig.2.7 に示す。同図において α β 固定座標と xz 回転子座標との位相差を θ_α としている。

u 相電流に起因した回転子磁束を次式でモデル化する。

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \Phi_{ru0} \\ \Phi_{ru1} \\ \vdots \\ \Phi_{ru(n-1)} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} M_{sru0} \\ M_{sru1} \\ \vdots \\ M_{sru(n-1)} \end{bmatrix} i_u = M'_{sr} i_u \begin{bmatrix} \cos(\theta_\alpha) \\ \cos(\theta_\alpha + \Delta\theta) \\ \vdots \\ \cos(\theta_\alpha + (n-1)\Delta\theta) \end{bmatrix} \\ &= M'_{sr} i_u [\cos(\theta_\alpha) f_{c1} - \sin(\theta_\alpha) f_{s1}] \end{aligned} \quad (2.68)$$

上式のモデル化においては、(2.62)式と同様、 $0 \sim n-1$ 番目のコイル間の相互インダクタンスの周期性を考慮している。 v 相、 w 相電流に起因した回転子磁束に関しても uvw 相の位相差 $2\pi/3$ を考慮し、次式でモデル化する。

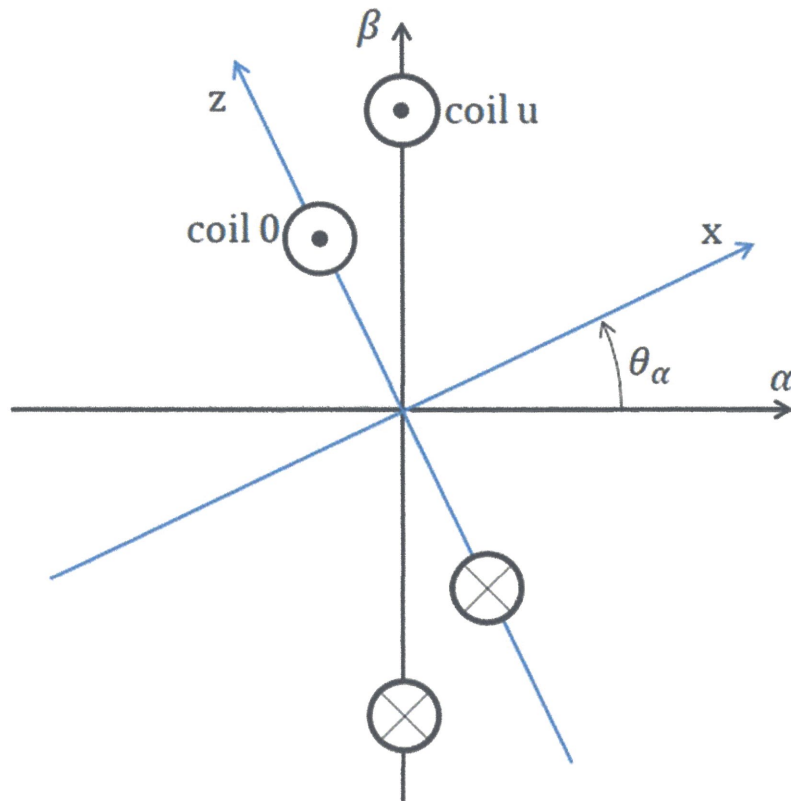


Fig.2.7 relationship among xz and $\alpha\beta$

$$\begin{aligned}
 \begin{bmatrix} \Phi_{rv0} \\ \Phi_{rv1} \\ \vdots \\ \Phi_{rv(n-1)} \end{bmatrix} &= i_v \begin{bmatrix} M_{srv0} \\ M_{srv1} \\ \vdots \\ M_{srv(n-1)} \end{bmatrix} = M'_{sr} i_v \begin{bmatrix} \cos\left(\theta_\alpha - \frac{2\pi}{3}\right) \\ \cos\left(\theta_\alpha - \frac{2\pi}{3} + \Delta\theta\right) \\ \vdots \\ \cos\left(\theta_\alpha - \frac{2\pi}{3} + (n-1)\Delta\theta\right) \end{bmatrix} \\
 &= M'_{sr} i_v \left[\cos\left(\theta_\alpha - \frac{2\pi}{3}\right) f_{c1} - \sin\left(\theta_\alpha - \frac{2\pi}{3}\right) f_{s1} \right]
 \end{aligned} \tag{2.69}$$

$$\begin{aligned}
\begin{bmatrix} \Phi_{rw0} \\ \Phi_{rw1} \\ \vdots \\ \Phi_{rw(n-1)} \end{bmatrix} &= i_w \begin{bmatrix} M_{srw0} \\ M_{srw1} \\ \vdots \\ M_{srw(n-1)} \end{bmatrix} = M'_{sr} i_w \begin{bmatrix} \cos\left(\theta_\alpha + \frac{2\pi}{3}\right) \\ \cos\left(\theta_\alpha + \frac{2\pi}{3} + \Delta\theta\right) \\ \vdots \\ \cos\left(\theta_\alpha + \frac{2\pi}{3} + (n-1)\Delta\theta\right) \end{bmatrix} \\
&= M'_{sr} i_w \begin{bmatrix} \cos\left(\theta_\alpha + \frac{2\pi}{3}\right) f_{c1} - \sin\left(\theta_\alpha + \frac{2\pi}{3}\right) f_{s1} \end{bmatrix}
\end{aligned} \tag{2.70}$$

このとき、固定子電流に起因した2次元回転子鎖交磁束ベクトルは次式となる。

$$\begin{aligned}
\phi_{ru} &\triangleq \sqrt{\frac{2}{n}} \begin{bmatrix} f_{c1}^T \\ f_{s1}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi_{ru0} \\ \Phi_{ru1} \\ \vdots \\ \Phi_{ru(n-1)} \end{bmatrix} = M'_{sr} i_u \sqrt{\frac{2}{n}} \begin{bmatrix} f_{c1}^T \\ f_{s1}^T \end{bmatrix} [\cos(\theta_\alpha) f_{c1} - \sin(\theta_\alpha) f_{s1}] \\
&= M'_{sr} i_u \sqrt{\frac{n}{2}} \begin{bmatrix} \cos \theta_\alpha \\ -\sin \theta_\alpha \end{bmatrix} = M'_{sr} i_u \sqrt{\frac{n}{2}} \begin{bmatrix} \cos(-\theta_\alpha) \\ \sin(-\theta_\alpha) \end{bmatrix} = M'_{sr} i_u \sqrt{\frac{n}{2}} \mathbf{u}(-\theta_\alpha)
\end{aligned} \tag{2.71}$$

$$\begin{aligned}
\phi_{rv} &\triangleq \sqrt{\frac{2}{n}} \begin{bmatrix} f_{c1}^T \\ f_{s1}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi_{rv0} \\ \Phi_{rv1} \\ \vdots \\ \Phi_{rv(n-1)} \end{bmatrix} \\
&= M'_{sr} i_v \sqrt{\frac{2}{n}} \begin{bmatrix} f_{c1}^T \\ f_{s1}^T \end{bmatrix} \left[\cos\left(\theta_\alpha - \frac{2\pi}{3}\right) f_{c1} - \sin\left(\theta_\alpha - \frac{2\pi}{3}\right) f_{s1} \right] \\
&= M'_{sr} i_v \sqrt{\frac{n}{2}} \begin{bmatrix} \cos\left(\theta_\alpha - \frac{2\pi}{3}\right) \\ -\sin\left(\theta_\alpha - \frac{2\pi}{3}\right) \end{bmatrix} = M'_{sr} i_v \sqrt{\frac{n}{2}} \begin{bmatrix} \cos\left(-\theta_\alpha + \frac{2\pi}{3}\right) \\ \sin\left(-\theta_\alpha + \frac{2\pi}{3}\right) \end{bmatrix} \\
&= M'_{sr} i_v \sqrt{\frac{n}{2}} \mathbf{u}\left(-\theta_\alpha + \frac{2\pi}{3}\right)
\end{aligned} \tag{2.72}$$

$$\begin{aligned}
\phi_{rw} &\triangleq \sqrt{\frac{2}{n}} \begin{bmatrix} f_{c1}^T \\ f_{s1}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi_{rw0} \\ \Phi_{rw1} \\ \vdots \\ \Phi_{rw(n-1)} \end{bmatrix} \\
&= M'_{sr} i_w \sqrt{\frac{2}{n}} \begin{bmatrix} f_{c1}^T \\ f_{s1}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\left(\theta_\alpha + \frac{2\pi}{3}\right) f_{c1} - \sin\left(\theta_\alpha + \frac{2\pi}{3}\right) f_{s1} \\ \vdots \end{bmatrix} \\
&= M'_{sr} i_w \sqrt{\frac{n}{2}} \begin{bmatrix} \cos\left(\theta_\alpha + \frac{2\pi}{3}\right) \\ -\sin\left(\theta_\alpha + \frac{2\pi}{3}\right) \end{bmatrix} = M'_{sr} i_w \sqrt{\frac{n}{2}} \begin{bmatrix} \cos\left(-\theta_\alpha - \frac{2\pi}{3}\right) \\ \sin\left(-\theta_\alpha - \frac{2\pi}{3}\right) \end{bmatrix} \\
&= M'_{sr} i_w \sqrt{\frac{n}{2}} \mathbf{u}\left(-\theta_\alpha - \frac{2\pi}{3}\right)
\end{aligned} \tag{2.73}$$

固定子電流に起因した回転子鎖交磁束ベクトルを以下のように定義すれば、

$$\phi_{rs} \triangleq \phi_{ru} + \phi_{rv} + \phi_{rw} \tag{2.74}$$

これは固定子電流を用い次式で表すことができる。

【固定子電流に起因した回転子鎖交磁束】

$$\phi_{rs} = M_{sr} i_s \tag{2.75}$$

ただし、 M_{sr} は次式で定義される固定子一回転子間の相互インダクタンスである。

【相互インダクタンス】

$$M_{sr} \triangleq \frac{\sqrt{3n}}{2} M'_{sr} \tag{2.76}$$

証明は以下の通りである。

はじめに、以下の「ベクトル回転器」を定義する。

$$\mathbf{R}(\theta) \triangleq \cos(\theta)\mathbf{I} + \sin(\theta)\mathbf{J} = \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \tag{2.77}$$

ベクトル回転器 $\mathbf{R}(\theta)$ はベクトルに作用させたとき、その位相を θ だけ変化させる。すなわち、

$$\begin{aligned}
\mathbf{R}(\theta_s)\mathbf{u}(\theta) &= \mathbf{u}(\theta + \theta_s) \\
\mathbf{R}^T(\theta_s)\mathbf{u}(\theta) &= \mathbf{u}(\theta - \theta_s)
\end{aligned} \tag{2.78}$$

このことはベクトル信号をもとの座標系から位相 θ だけ異なる座標系で評価したことと等価である。Fig.2.7 を例にとれば、

$$\mathbf{R}(\theta_\alpha)\mathbf{x}_{(xz)} = \mathbf{x}_{(\alpha\beta)} \quad (2.79)$$

$$\mathbf{R}^T(\theta_\alpha)\mathbf{x}_{(\alpha\beta)} = \mathbf{x}_{(xz)}$$

ただし，脚符 $(\alpha\beta)$ ， (xz) はベクトル信号を評価する座標系を表している。ベクトル回転器を用いれば回転子鎖交磁束ベクトル ϕ_{rs} を以下のように表現可能である。

$$\begin{aligned} \phi_{rs(xz)} &= \phi_{ru(xz)} + \phi_{rv(xz)} + \phi_{rw(xz)} \\ &= M'_{sr} \sqrt{\frac{n}{2}} \begin{bmatrix} \mathbf{u}(-\theta_\alpha) & \mathbf{u}\left(-\theta_\alpha + \frac{2\pi}{3}\right) & \mathbf{u}\left(-\theta_\alpha - \frac{2\pi}{3}\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_u \\ i_v \\ i_w \end{bmatrix} \\ &= M'_{sr} \frac{\sqrt{3n}}{2} \mathbf{R}^T(\theta_\alpha) \mathbf{S}^T \begin{bmatrix} i_u \\ i_v \\ i_w \end{bmatrix} = M_{sr} \mathbf{R}^T(\theta_\alpha) \mathbf{i}_{s(\alpha\beta)} = M_{sr} \mathbf{i}_{s(xz)} \end{aligned} \quad (2.80)$$

■

〈2・1・7〉 固定子鎖交磁束

前項と同様に固定子鎖交磁束をモデル化する。固定子鎖交磁束を以下のように固定子電流に起因したものと回転子電流に起因したものに分離する。

$$\begin{bmatrix} \Phi_{su} \\ \Phi_{sv} \\ \Phi_{sw} \end{bmatrix} \triangleq \begin{bmatrix} \Phi_{ssu} \\ \Phi_{ssv} \\ \Phi_{ssw} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \Phi_{sru} \\ \Phi_{srv} \\ \Phi_{srw} \end{bmatrix} \quad (2.81)$$

脚符 ss は固定子電流に起因した固定子鎖交磁束を， sr は回転子電流に起因した固定子鎖交磁束を意味する。

固定子電流に起因した固定子鎖交磁束は固定子構造の対称性を仮定すれば次式でモデル化できる。

【固定子電流に起因した固定子鎖交磁束】

$$\begin{bmatrix} \Phi_{ssu} \\ \Phi_{ssv} \\ \Phi_{ssw} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L'_s & M'_s & M'_s \\ M'_s & L'_s & M'_s \\ M'_s & M'_s & L'_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_u \\ i_v \\ i_w \end{bmatrix} \quad (2.82)$$

固定子電流に起因した固定子鎖交磁束を $\alpha\beta$ 固定座標系上の2次元ベクトルとして次式で定義すれば，

$$\phi_{ss} \triangleq \sqrt{\frac{2}{n}} \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{f}}_{cl}^T \\ \tilde{\mathbf{f}}_{sl}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi_{ssu} \\ \Phi_{ssv} \\ \Phi_{ssw} \end{bmatrix} \quad (2.83)$$

これは固定子電流を用い次式で表すことができる。

【固定子電流に起因した固定子鎖交磁束】

$$\phi_s = L_s i_s \quad (2.84)$$

ただし L_s は次式で定義される固定子自己インダクタンスである。

【固定子自己インダクタンス】

$$L_s \triangleq L'_s - M'_s \quad (2.85)$$

証明は以下の通りである。

固定子電流はベクトル \tilde{f}_{c0} と直交するので、(2.82)式は次式と等価である。

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \Phi_{ssu} \\ \Phi_{ssv} \\ \Phi_{ssw} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} L'_s & M'_s & M'_s \\ M'_s & L'_s & M'_s \\ M'_s & M'_s & L'_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_u \\ i_v \\ i_w \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L'_s & M'_s & M'_s \\ M'_s & L'_s & M'_s \\ M'_s & M'_s & L'_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_u \\ i_v \\ i_w \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} M'_s & M'_s & M'_s \\ M'_s & M'_s & M'_s \\ M'_s & M'_s & M'_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_u \\ i_v \\ i_w \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} L'_s - M'_s & 0 & 0 \\ 0 & L'_s - M'_s & 0 \\ 0 & 0 & L'_s - M'_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_u \\ i_v \\ i_w \end{bmatrix} = L_s \begin{bmatrix} i_u \\ i_v \\ i_w \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.86)$$

一方、回転子電流に起因した固定子 u 相巻線鎖交磁束は、固定子一回転子間の相互誘導を表した(2.68)式より次式となる。

$$\begin{aligned} \Phi_{sru} &= \begin{bmatrix} M_{sru0} & M_{sru1} & \cdots & M_{sru(n-1)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{r0} \\ i_{r1} \\ \vdots \\ i_{r(n-1)} \end{bmatrix} \\ &= M'_{sr} \sum_{k=0}^{n-1} \cos(\theta_a + k\Delta\theta) i_{rk} \\ &= M'_{sr} \left(\cos\theta_a \sum_{k=0}^{n-1} \cos(k\Delta\theta) i_{rk} - \sin\theta_a \sum_{k=0}^{n-1} \sin(k\Delta\theta) i_{rk} \right) \\ &= M'_{sr} [\cos\theta_a f_{c1}^T - \sin\theta_a f_{s1}^T] \begin{bmatrix} i_{r0} \\ i_{r1} \\ \vdots \\ i_{r(n-1)} \end{bmatrix} \\ &= M'_{sr} \sqrt{\frac{n}{2}} \mathbf{u}^T(-\theta_a) \mathbf{i}_{r(xz)} \end{aligned} \quad (2.87)$$

v 相, w 相に関しても同様に,

$$\begin{aligned}
\Phi_{srv} &= \begin{bmatrix} M_{srv0} & M_{srv1} & \cdots & M_{srv(n-1)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{r0} \\ i_{r1} \\ \vdots \\ i_{r(n-1)} \end{bmatrix} \\
&= M'_{sr} \sum_{k=0}^{n-1} \cos\left(\theta_a - \frac{2\pi}{3} + k\Delta\theta\right) i_{rk} \\
&= M'_{sr} \sqrt{\frac{n}{2}} \mathbf{u}^T \left(-\theta_a + \frac{2\pi}{3}\right) \mathbf{i}_{r(xz)}
\end{aligned} \tag{2.88}$$

$$\begin{aligned}
\Phi_{srw} &= \begin{bmatrix} M_{srw0} & M_{srw1} & \cdots & M_{srw(n-1)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{r0} \\ i_{r1} \\ \vdots \\ i_{r(n-1)} \end{bmatrix} \\
&= M'_{sr} \sum_{k=0}^{n-1} \cos\left(\theta_a + \frac{2\pi}{3} + k\Delta\theta\right) i_{rk} \\
&= M'_{sr} \sqrt{\frac{n}{2}} \mathbf{u}^T \left(-\theta_a - \frac{2\pi}{3}\right) \mathbf{i}_{r(xz)}
\end{aligned} \tag{2.89}$$

したがって、回転子電流に起因した固定子鎖交磁束を $\alpha \beta$ 固定座標系上の 2 次元ベクトルとして次式で定義すれば、

$$\Phi_{sr} \triangleq \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{f}}_{cl}^T \\ \tilde{\mathbf{f}}_{s1}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi_{sru} \\ \Phi_{srv} \\ \Phi_{srw} \end{bmatrix} \tag{2.90}$$

これは回転子電流を用い次式で表すことができる。

【回転子電流に起因した固定子鎖交磁束】

$$\Phi_{sr} = M_{sr} \mathbf{i}_r \tag{2.91}$$

証明は以下の通りである。

(2.87)-(2.89)式より、(2.90)式は次式のように展開される。

$$\begin{aligned}
\phi_{sr} &\triangleq \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \tilde{f}_{c1}^T \\ \tilde{f}_{s1}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi_{sru} \\ \Phi_{srv} \\ \Phi_{srw} \end{bmatrix} = M'_{sr} \sqrt{\frac{n}{3}} \begin{bmatrix} \tilde{f}_{c1}^T \\ \tilde{f}_{s1}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{u}^T(-\theta_\alpha) \\ \mathbf{u}^T\left(-\theta_\alpha + \frac{2\pi}{3}\right) \\ \mathbf{u}^T\left(-\theta_\alpha - \frac{2\pi}{3}\right) \end{bmatrix} \mathbf{i}_{r(xz)} \\
&= M'_{sr} \sqrt{\frac{n}{3}} \begin{bmatrix} \tilde{f}_{c1}^T \\ \tilde{f}_{s1}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{u}^T(0) \\ \mathbf{u}^T\left(\frac{2\pi}{3}\right) \\ \mathbf{u}^T\left(-\frac{2\pi}{3}\right) \end{bmatrix} \mathbf{R}(\theta_\alpha) \mathbf{i}_{r(xz)} \\
&= M'_{sr} \sqrt{\frac{n}{3}} \begin{bmatrix} \tilde{f}_{c1}^T \\ \tilde{f}_{s1}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{f}_{c1} & \tilde{f}_{s1} \end{bmatrix} \mathbf{R}(\theta_\alpha) \mathbf{i}_{r(xz)} \\
&= \frac{\sqrt{3n}}{2} M'_{sr} \mathbf{i}_{r(\alpha\beta)} = M_{sr} \mathbf{i}_{r(\alpha\beta)}
\end{aligned} \tag{2.92}$$

〈2.2〉 数学モデル⁽⁴⁾

前節では誘導電動機の回路方程式を導出し、2次元回路方程式として記述できることを示した。本節では2次元回路方程式に基づく数学モデルを文献4を参考に一般座標系の数学モデルとして整理する。なお、文献4と表記を統一すべく、以降は固定子を表す脚符を1に、回転子を表す脚符を2として表すことにする。

〈2.2.1〉 固定座標系における数学モデル

前節より、 $\alpha\beta$ 固定座標系上の固定子回路方程式は次式で与えられた。

【固定子回路方程式】

$$\mathbf{v}_{1(\alpha\beta)} = R_1 \mathbf{i}_{1(\alpha\beta)} + s\phi_{1(\alpha\beta)} = R_1 \mathbf{i}_{1(\alpha\beta)} + s[L_1 \mathbf{i}_{1(\alpha\beta)} + M_{12} \mathbf{i}_{2(\alpha\beta)}] \tag{2.93}$$

また、 xz 回転子座標系上の回転子回路方程式は次式で与えられた。

【回転子回路方程式】

$$\begin{aligned}
\mathbf{0} &= R_2 \mathbf{i}_{2(xz)} + s\phi_{2(xz)} \\
&= R_2 \mathbf{i}_{2(xz)} + s[L_2 \mathbf{i}_{2(xz)} + M_{12} \mathbf{i}_{1(xz)}]
\end{aligned} \tag{2.94}$$

回転子回路方程式を $\alpha\beta$ 固定座標系上で評価すべく左からベクトル回転器を乗

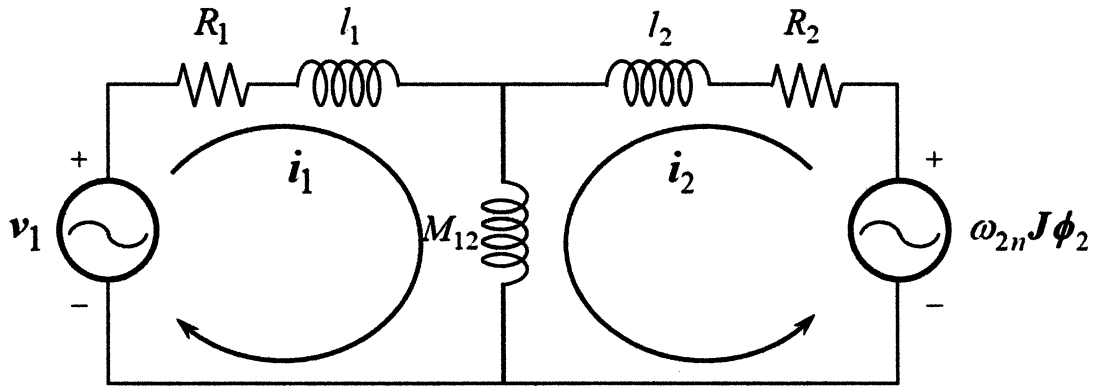


Fig.2.8 Equivalent circuit of induction motor

じ、次式を得る。

【回転子回路方程式】

$$\begin{aligned}
 0 &= R_2 \mathbf{R}(\theta_\alpha) \mathbf{i}_{2(xz)} + \mathbf{R}(\theta_\alpha) s \phi_{2(xz)} = R_2 \mathbf{i}_{2(\alpha\beta)} + \mathbf{R}(\theta_\alpha) s \mathbf{R}^T(\theta_\alpha) \mathbf{R}(\theta_\alpha) \phi_{2(xz)} \\
 &= R_2 \mathbf{i}_{2(\alpha\beta)} + \mathbf{D}(s, -\omega_{2n}) \mathbf{R}(\theta_\alpha) \phi_{2(xz)} \\
 &= R_2 \mathbf{i}_{2(\alpha\beta)} + \mathbf{D}(s, -\omega_{2n}) \phi_{2(\alpha\beta)} \\
 &= R_2 \mathbf{i}_{2(\alpha\beta)} + \mathbf{D}(s, -\omega_{2n}) [L_2 \mathbf{i}_{2(\alpha\beta)} + M_{12} \mathbf{i}_{1(\alpha\beta)}]
 \end{aligned} \tag{2.95}$$

ただし、 ω_{2n} は回転子速度であり $\omega_{2n} = s\theta_a$ である。また、 $\mathbf{D}(s, \omega)$ は D 因子であり次式で定義される⁽⁴⁾。

$$\mathbf{D}(s, \omega) \triangleq s\mathbf{I} + \omega\mathbf{J} = \begin{bmatrix} s & -\omega \\ \omega & s \end{bmatrix} \tag{2.96}$$

(2.95)式の展開には以下の関係を用いた。

$$\begin{aligned}
 s\mathbf{R}(\theta)x &= [s\mathbf{R}(\theta)]x + \mathbf{R}(\theta)[sx] = \omega\mathbf{J}\mathbf{R}(\theta)x + \mathbf{R}(\theta)[sx] \\
 &= \mathbf{R}(\theta)[[sx] + \omega\mathbf{J}x] = \mathbf{R}(\theta)\mathbf{D}(s, \omega)x
 \end{aligned} \tag{2.97}$$

Fig.2.8 に(2.93)，(2.95)式に基づく誘導電動機の等価回路を示す。ただし、 $l_1 \triangleq L_1 - M_{12}$ ， $l_2 \triangleq L_2 - M_{12}$ である。

また、トルク発生式は(2.24b)式より次式となる。

【トルク発生式】

$$\begin{aligned}
 \tau &= N_p \phi_2^T \mathbf{J} \mathbf{i}_2 = N_p [L_2 \mathbf{i}_2 + M_{12} \mathbf{i}_1]^T \mathbf{J} \mathbf{i}_2 = N_p M_{12} \mathbf{i}_1^T \mathbf{J} \mathbf{i}_2 \\
 &= N_p \frac{M_{12}}{L_2} \mathbf{i}_1^T \mathbf{J} [M_{12} \mathbf{i}_1 + L_2 \mathbf{i}_2] = N_p \frac{M_{12}}{L_2} \mathbf{i}_1^T \mathbf{J} \phi_2
 \end{aligned} \tag{2.98}$$

ただし、 N_p は極対数である。前節の議論では 1 極対数あたりのトルクを求めていたので、誘導電動機の総合トルクは極対数に応じた値となる。

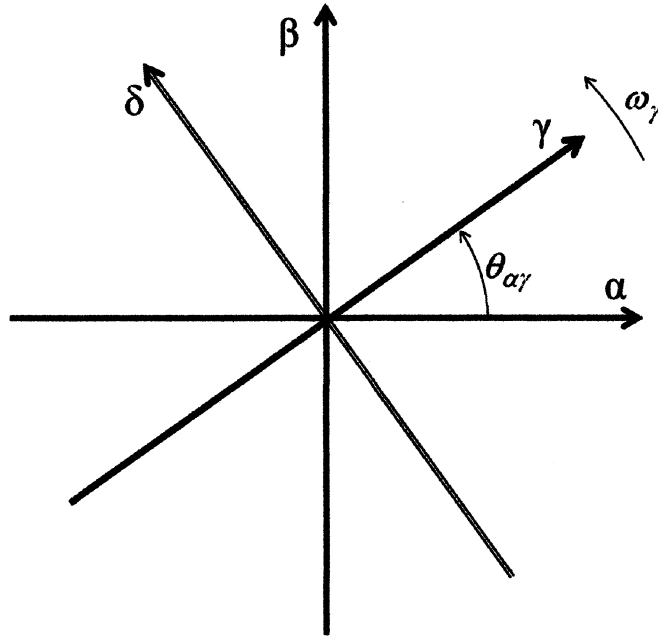


Fig.2.9 relation among $\alpha\beta$ and $\gamma\delta$

〈2.2.2〉 一般座標系における数学モデル

前項の回路方程式を速度 ω_γ で回転する任意の座標系で評価することを考える。

これを $\gamma\delta$ 一般座標系と呼ぶ (Fig.2.9 参照)。固定座標系から一般座標系への変換はベクトル回転器 $\mathbf{R}(\theta_{\alpha\gamma})$ を用い以下となる。

【固定子回路方程式 (一般座標系)】

$$\begin{aligned} v_{1(\gamma\delta)} &= R_1 \mathbf{R}^T(\theta_{\alpha\gamma}) i_{1(\alpha\beta)} + \mathbf{R}^T(\theta_{\alpha\gamma}) s \phi_{1(\alpha\beta)} \\ &= R_1 i_{1(\gamma\delta)} + \mathbf{D}(s, \omega_\gamma) [L_1 i_{1(\gamma\delta)} + M_{12} i_{2(\gamma\delta)}] \end{aligned} \quad (2.99)$$

【回転子回路方程式 (一般座標系)】

$$\begin{aligned} 0 &= R_2 \mathbf{R}^T(\theta_{\alpha\gamma}) i_{2(\alpha\beta)} + \mathbf{R}^T(\theta_{\alpha\gamma}) \mathbf{D}(s, -\omega_{2n}) \phi_{2(\alpha\beta)} \\ &= R_2 i_{2(\gamma\delta)} + \mathbf{D}(s, \omega_\gamma - \omega_{2n}) \phi_{2(\gamma\delta)} \\ &= R_2 i_{2(\gamma\delta)} + \mathbf{D}(s, \omega_\gamma - \omega_{2n}) [L_2 i_{2(\gamma\delta)} + M_{12} i_{1(\gamma\delta)}] \end{aligned} \quad (2.100)$$

上式より、回転子電流に関し次式が成り立つ。

$$[L_2 \mathbf{D}(s, \omega_\gamma - \omega_{2n}) + R_2 \mathbf{I}] i_2 = -M_{12} \mathbf{D}(s, \omega_\gamma - \omega_{2n}) i_1 \quad (2.101)$$

(2.101)式を用い(2.100)式から回転子電流を消去し、回転子磁束に関し整理すると、次式を得る。

$$\begin{aligned} [D(s, \omega_\gamma - \omega_{2n}) + W_2 I] i_2 &= \frac{1}{L_2} [D(s, \omega_\gamma - \omega_{2n}) + W_2 I] [\phi_2 - M_{12} i_1] \\ &= -\frac{M_{12}}{L_2} D(s, \omega_\gamma - \omega_{2n}) i_1 \end{aligned} \quad (2.102)$$

ただし、 W_2 は回転子時定数の逆数であり次式で定義される。

$$W_2 \triangleq \frac{R_2}{L_2} \quad (2.103)$$

回転子回路方程式を回転子磁束に関し整理し、次式を得る。

【回転子回路方程式（一般座標系）】

$$[D(s, \omega_\gamma - \omega_{2n}) + W_2 I] \phi_2 = W_2 M_{12} i_1 \quad (2.104)$$

したがって、回転子磁束は次式に基づき推定可能である。

【すべり周波数形磁束推定則（電流モデル）】

$$\hat{\phi}_2 = [D(s, \omega_\gamma - \omega_{2n}) + W_2 I]^{-1} W_2 M_{12} i_1 \quad (2.105)$$

かご型誘導電動機の回転子電流および回転子磁束はセンサによる検出は困難であるが、上式に基づき回転子磁束を推定することは可能である。

また、座標変換によってベクトルの内積は変化しない。すなわち

$$x_{1(\alpha\beta)}^T x_{2(\alpha\beta)} = x_{1(\gamma\delta)}^T x_{2(\gamma\delta)} \quad (2.106)$$

従って、一般座標系におけるトルク発生式は形式的に(2.98)式と同一である。

〈2・2・3〉同期座標系における数学モデル

回転子磁束 ϕ_2 に同期した dq 同期座標系を考える。Fig.2.10 に dq 同期座標系の関係を示す。本座標系上における回路方程式は一般座標系の回路方程式より、次式となる。

【固定子回路方程式（同期座標系）】

$$v_{1(dq)} = R_1 i_{1(dq)} + D(s, \omega_{2f}) [L_1 i_{1(dq)} + M_{12} i_{2(dq)}] \quad (2.107)$$

【回転子回路方程式（同期座標系）】

$$[D(s, \omega_{2f} - \omega_{2n}) + W_2 I] \phi_{2(dq)} = \begin{bmatrix} s + W_2 \\ \omega_s \end{bmatrix} \Phi' = W_2 M_{12} i_{1(dq)} \quad (2.108)$$

ただし、 Φ' は回転子磁束ノルムである。また、 ω_{2f} は回転子磁束周波数、 ω_s はすべり周波数である。すべり周波数は次式で定義される。

$$\omega_s \triangleq \omega_{2f} - \omega_{2n} \quad (2.109)$$

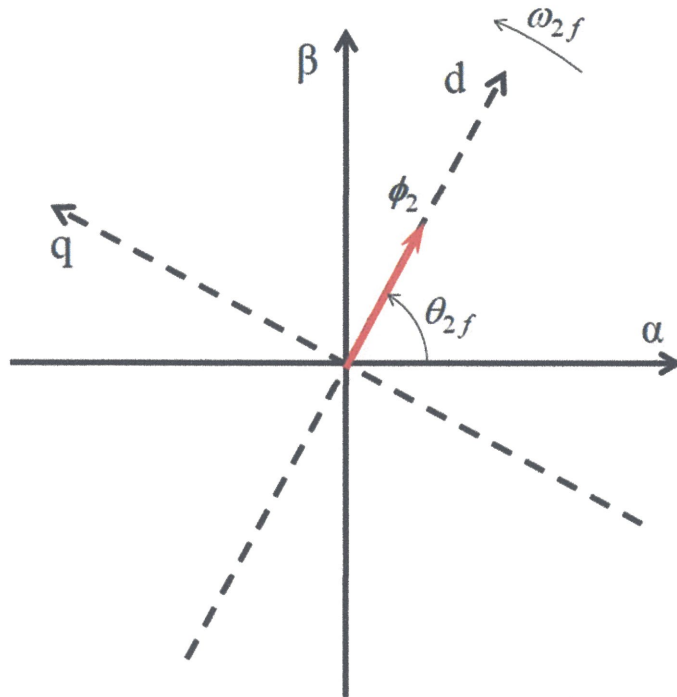


Fig.2.10 relation among $\alpha\beta$ and dq

(2.108)式第1行より，回転子磁束ノルムは次式となる。

【回転子磁束ノルム】

$$(s + W_2)\Phi' = W_2 M_{12} i_d \quad (2.110)$$

上式より，回転子磁束ノルムはd軸電流により制御される。

また，(2.98)式より，発生トルクは次式となる。

$$\tau = N_p \frac{M_{12}}{L_2} i_1^T \mathbf{J} \phi_2 = N_p \frac{M_{12}}{L_2} (\Phi' i_q) \quad (2.111)$$

上式より，回転子磁束ノルムをd軸電流で制御することで，q軸電流により発生トルクを制御可能であることがわかる。なお，すべり周波数に関し，(2.108)式第2行より次式が成り立つ。

$$\omega_s = \frac{W_2 M_{12} i_q}{\Phi'} \quad (2.112)$$

上式はq軸電流とすべり周波数の関係を示している。磁束ノルム一定のとき，q軸電流と発生トルクは比例関係にある。

〈2・2・4〉4パラメータを用いた数学モデル⁽⁴⁾

回転子回路方程式を考える。一般座標系における回転子回路方程式は次式であった。

$$[\mathbf{D}(s, \omega_\gamma - \omega_{2n}) + W_2 \mathbf{I}] \phi_2 = W_2 M_{12} i_1 \quad (2.113a)$$

または,

$$\mathbf{0} = R_2 \mathbf{i}_2 + \mathbf{D}(s, \omega_\gamma - \omega_{2n}) [L_2 \mathbf{i}_2 + M_{12} \mathbf{i}_1] \quad (2.113b)$$

上式に左から M_{12}/L_2 を乗じ、次式を得る。

【正規化回転子回路方程式】

$$[\mathbf{D}(s, \omega_\gamma - \omega_{2n}) + W_2 \mathbf{I}] \phi_{2n} = W_2 M_n \mathbf{i}_1 = R_{2n} \mathbf{i}_1 \quad (2.114a)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{0} &= R_{2n} \mathbf{i}_{2n} + \mathbf{D}(s, \omega_\gamma - \omega_{2n}) M_n [\mathbf{i}_1 + \mathbf{i}_{2n}] \\ &= R_{2n} \mathbf{i}_{2n} + \mathbf{D}(s, \omega_\gamma - \omega_{2n}) \phi_{2n} \end{aligned} \quad (2.114b)$$

ただし、 \mathbf{i}_{2n} は正規化回転子電流、 ϕ_{2n} は正規化回転子磁束であり、次式で定義される。

$$\mathbf{i}_{2n} \triangleq \left(\frac{L_2}{M_{12}} \right)^2 \mathbf{i}_2 \quad (2.115)$$

$$\phi_{2n} \triangleq \frac{M_{12}}{L_2} \phi_2 = M_n [\mathbf{i}_1 + \mathbf{i}_{2n}] \quad (2.116)$$

また、 M_n は正規化相互インダクタンス、 R_{2n} は正規化回転子抵抗であり、次式で定義される。

$$M_n \triangleq \frac{M_{12}}{L_2} M_{12} \quad (2.117)$$

$$R_{2n} \triangleq \left(\frac{M_{12}}{L_2} \right)^2 R_2 = W_2 M_n \quad (2.118)$$

(2.113)式では回転子回路を記述するパラメータが3パラメータ (R_2 , L_2 , M_{12}) であったのに対し、(2.114)式では回転子回路を2パラメータ (R_{2n} , M_n) で記述可能であることがわかる。また、正規化回転子磁束を用いれば、固定子回路方程式は次式で表現される。

$$\mathbf{v}_1 = R_1 \mathbf{i}_1 + \mathbf{D}(s, \omega_\gamma) [L_1 \mathbf{i}_1 + M_n \mathbf{i}_{2n}] = R_1 \mathbf{i}_1 + \mathbf{D}(s, \omega_\gamma) [l_{1t} \mathbf{i}_1 + \phi_{2n}] \quad (2.119)$$

ただし、 l_{1t} は総合漏れインダクタンスであり、次式で定義される。

$$l_{1t} \triangleq L_1 - M_n \quad (2.120)$$

(2.114)式および(2.119)式より、誘導電動機の回路方程式は4パラメータ (R_1 , L_1 , R_{2n} , M_n) で記述可能である。Fig.2.11 に4パラメータによる等価回路を示す。

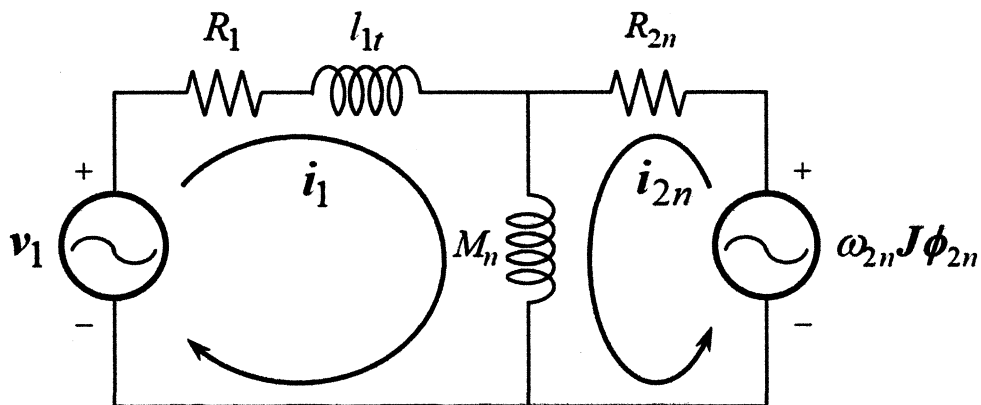


Fig.2.11 Equivalent circuit of induction motor

また、4パラメータモデルにおけるトルク発生式は次式となる。

【トルク発生式 (4パラメータモデル)】

$$\tau = N_p \mathbf{i}_1^T \mathbf{J} \phi_{2n} = N_p \Phi i_q \quad (2.121)$$

ただし、 Φ は正規化回転子磁束ノルムである。また、dq同期座標系上における回転子回路方程式は次式となる

【dq同期座標系上の回転子回路方程式 (4パラメータモデル)】

$$[\mathbf{D}(s, \omega_s) + W_2 \mathbf{I}] \phi_{2n} = \begin{bmatrix} s + W_2 \\ \omega_s \end{bmatrix} \Phi = R_{2n} \mathbf{i}_1 \quad (2.122)$$

〈2.3〉ベクトル制御系構成⁽⁴⁾

〈2.3.1〉dq同期座標系上の電流制御

前節においてdq同期座標系上におけるd軸電流を制御することで回転子磁束ノルムを制御可能であることを示した。また、q軸電流制御により線形トルク制御が可能であることも示した。本項ではdq軸電流制御器の基本構成を述べる。

4パラメータを用いたdq同期座標系の固定子回路方程式は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} v_1 &= R_1 \mathbf{i}_1 + \mathbf{D}(s, \omega_{2f}) [l_{1r} \mathbf{i}_1 + \phi_{2n}] \\ &= R_1 \mathbf{i}_1 + l_{1r} \mathbf{D}(s, \omega_{2f}) \mathbf{i}_1 + \begin{bmatrix} s \\ \omega_{2f} \end{bmatrix} \Phi \end{aligned} \quad (2.123)$$

上式を電圧—電流間の伝達特性に着目し整理すると次式となる。

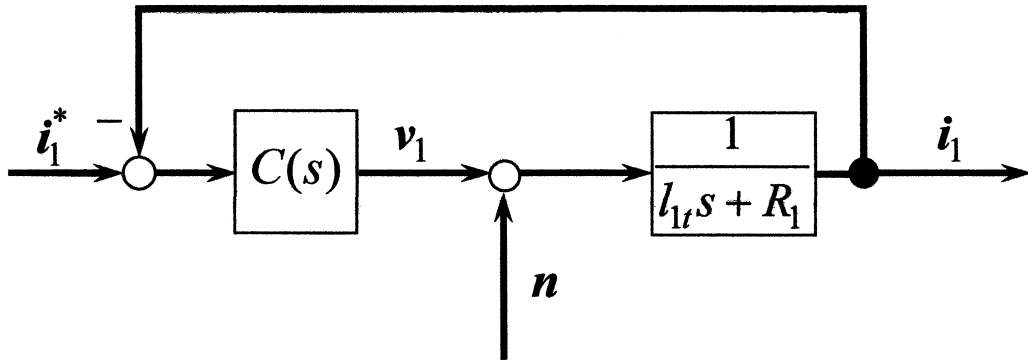


Fig.2.12 Current control loop.

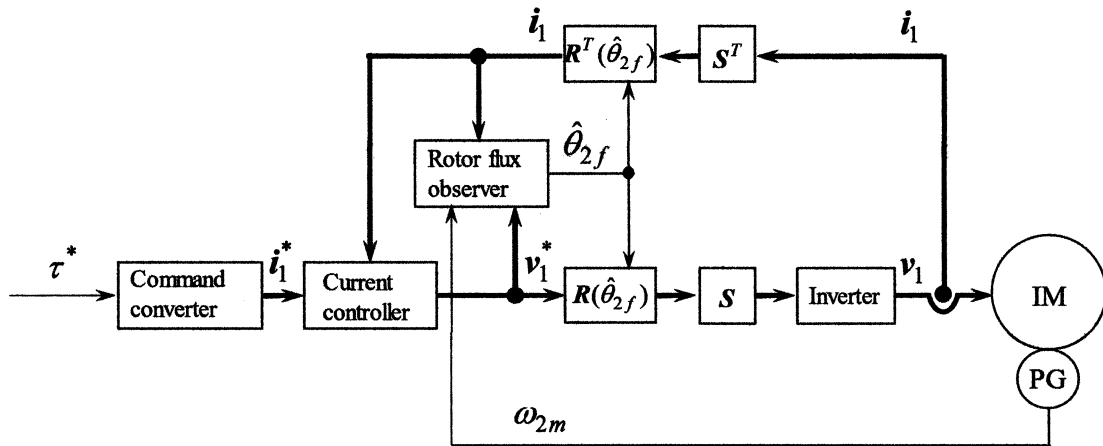


Fig.2.13 Vector control system.

$$i_1 = \frac{1}{l_{1r}s + R_1} [v_1 + n] \quad (2.124)$$

$$n \triangleq -\omega_{2f} l_{1r} \mathbf{J} i_1 - \begin{bmatrix} s \\ \omega_{2f} \end{bmatrix} \Phi \quad (2.125)$$

(2.124)式より、Fig2.12 に示す電流フィードバック制御系を構成可能である。同図における $C(s)$ は電流制御器である。磁束ノルム一定制御時（励磁電流 i_d を一定に制御）には、(2.125)式右辺第2項は一定値である。さらにトルク指令値が一定の場合、(2.125)式右辺の電流項も一定である。このとき以下のPI制御器により任意の帯域幅を有する電流フィードバック制御系の設計が可能である⁽⁴⁾。

$$C(s) \triangleq d_1 + \frac{d_0}{s} \quad (2.126)$$

$$\begin{aligned} d_1 &\triangleq \omega_{ic} l_{1r} \\ d_0 &\triangleq w_1(1-w_1)\omega_{ic} d_1 \quad ; 0 < w_1 < 0.5 \end{aligned} \quad (2.127)$$

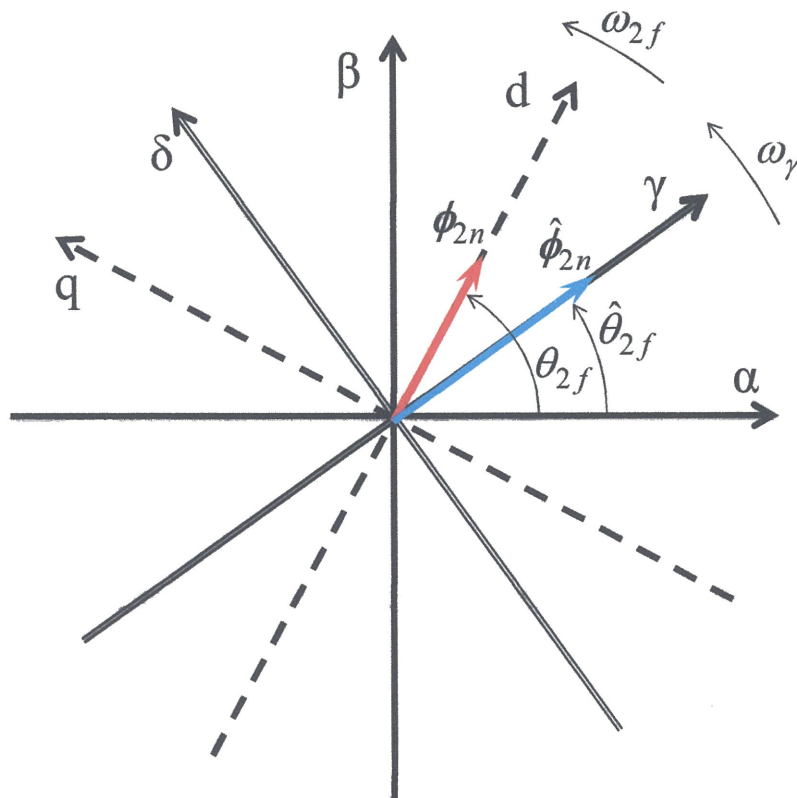


Fig.2.14 Relation among frames.

ただし ω_{ic} は電流制御系帯域幅, w_1 は調整パラメータである。

〈2・3・2〉 ベクトル制御系の構成

ベクトル制御の基本は, dq 同期座標系上において励磁電流 (d 軸電流) とトルク分電流 (q 軸電流) を独立に制御し, 線形のトルク制御を達成することにある。ベクトル制御系構成の一例を Fig. 2.13 に示す。図中の PG は速度センサである。頭符 * は関連信号の指令値を意味する。

誘導電動機において回転子磁束は検出不可能であるため, ベクトル制御には回転子磁束推定器 (磁束オブザーバ) が必須である。同図では磁束推定器より回転子磁束位相の推定値 $\hat{\theta}_{2f}$ を算出し, これに同期した「 $\gamma \delta$ 準同期座標系」においてベクトル制御を遂行する。dq 同期座標系と本座標系の関係を Fig. 2.14 に示す。

〈2・4〉 まとめ

本章では誘導電動機の数学モデルをその原理から解説し, 5 パラメータの数学モデルを導出した。また, 5 パラメータ数学モデルを正規化することで, 4 パラメータによる表現が可能であることを示した。4 パラメータ数学モデルに基づきベクトル制御系構成を示し, 所望の電流制御帯域幅を設計する方法を紹介した。

3. 周波数形オブザーバの基礎

〈3-1〉はじめに

誘導電動機のベクトル制御の基本は、回転子磁束に同期した dq 同期座標系上で励磁電流(d 軸電流)とトルク分電流(q 軸電流)を独立に制御することにある。誘導電動機において磁気センサを用いた回転子磁束の検出は困難であるため、ベクトル制御には回転子磁束(位相)の推定が必須である。回転子磁束推定は状態方程式に基づく状態オブザーバ(最小次元状態オブザーバ, 同次元状態オブザーバ, スライディングオブザーバ等)によるものが一般的であるが、より一般化したオブザーバを考えることも可能である。本章では最小次元オブザーバの一般化として一般化最小次元オブザーバを新たに提案し、その特別の場合として周波数形オブザーバを提案する。

〈3-2〉一般化最小次元オブザーバ

オブザーバ導出のため、回路方程式を回転子磁束に関し整理する。(2.99)式より回転子磁束により発生する誘起電圧 e を次式で定義する。

$$e \triangleq v_1 - R_1 i_1 - l_{1r} D(s, \omega_r) i_1 = D(s, \omega_r) \phi_{2n} \quad (3.1)$$

(3.1)式を(2.99), (2.104)式に用いると, $\gamma\delta$ 一般座標系上の磁束関係式として, 次式を得る。

$$\begin{bmatrix} s & -\omega_\gamma \\ \omega_\gamma & s \\ W_2 & \omega_{2n} \\ -\omega_{2n} & W_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_{2n\gamma} \\ \phi_{2n\delta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e_\gamma \\ e_\delta \\ R_{2n} i_\gamma - e_\gamma \\ R_{2n} i_\delta - e_\delta \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

上記 4 次元連立方程式より, 最小次元オブザーバ (2 次元) を構成すべく, 以下の 2×4 ゲイン行列 Γ を用意する。

$$\Gamma = \begin{bmatrix} \gamma_{11} & \gamma_{12} & \gamma_{13} & \gamma_{14} \\ \gamma_{21} & \gamma_{22} & \gamma_{23} & \gamma_{24} \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

(3.2)式に対し, 本ゲイン行列 Γ を左から乗じ, 以下の磁束関係式を得る。

$$G(s) \begin{bmatrix} \phi_{2n\gamma} \\ \phi_{2n\delta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_\gamma \\ u_\delta \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

ただし,

$$\mathbf{G}(s) = \mathbf{\Gamma} \begin{bmatrix} s & -\omega_\gamma \\ \omega_\gamma & s \\ W_2 & \omega_{2n} \\ -\omega_{2n} & W_2 \end{bmatrix} \quad (3.5)$$

$$\begin{bmatrix} u_\gamma \\ u_\delta \end{bmatrix} = \mathbf{\Gamma} \begin{bmatrix} e_\gamma \\ e_\delta \\ R_{2n}i_\gamma - e_\gamma \\ R_{2n}i_\delta - e_\delta \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

(3.4)式より，以下の特性多項式 $H(s)$ を定義する。

$$H(s) = \det(\mathbf{G}(s)) \quad (3.7)$$

(3.7)式の特性多項式が安定多項式ならば，(3.4)式に基づく次式により磁束推定が可能である。

$$\begin{bmatrix} \hat{\phi}_{2n\gamma} \\ \hat{\phi}_{2n\delta} \end{bmatrix} = \mathbf{G}^{-1}(s) \begin{bmatrix} u_\gamma \\ u_\delta \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

ただし，頭符 $\hat{}$ は関連信号の推定値を意味する。このときオブザーバの誤差方程式は次式となる。

$$\mathbf{G}(s) \begin{bmatrix} \Delta\phi_{2n\gamma} \\ \Delta\phi_{2n\delta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

(3.4)式に基づくオブザーバを本論文では一般化最小次元磁束オブザーバと呼称する。

一般化最小次元磁束オブザーバはゲイン行列 $\mathbf{\Gamma}$ の選定を通じ設計されるが，同一のオブザーバ特性を示す異なるゲイン行列 $\mathbf{\Gamma}$ が無数に存在する。以下にこれを示す。

ゲイン行列 $\mathbf{\Gamma}$ を以下のように分割表現する。

$$\mathbf{\Gamma} = [\mathbf{\Gamma}_1 \quad \mathbf{\Gamma}_2] ; \mathbf{\Gamma}_1 = \begin{bmatrix} \gamma_{11} & \gamma_{12} \\ \gamma_{21} & \gamma_{22} \end{bmatrix}, \mathbf{\Gamma}_2 = \begin{bmatrix} \gamma_{13} & \gamma_{14} \\ \gamma_{23} & \gamma_{24} \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

このときゲイン行列 $\mathbf{\Gamma}_1$ が正則であれば，(3.10)式を用いたオブザーバと以下のゲイン行列 $\mathbf{\Gamma}'$ を用いたオブザーバは等価である。

$$\mathbf{\Gamma}' = [\mathbf{I} \quad \mathbf{\Gamma}'_2] ; \mathbf{\Gamma}'_2 = \mathbf{\Gamma}_1^{-1}\mathbf{\Gamma}_2 \quad (3.11)$$

証明は以下の通りである。

(3.8)式右辺は以下のように書き改められる

$$\begin{aligned}
\mathbf{G}^{-1}(s) \begin{bmatrix} u_\gamma \\ u_\delta \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} s & -\omega_\gamma \\ \omega_\gamma & s \\ W_2 & \omega_{2n} \\ -\omega_{2n} & W_2 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} e_\gamma \\ e_\delta \\ R_{2n}i_\gamma - e_\gamma \\ R_{2n}i_\delta - e_\delta \end{bmatrix} \\
&= \begin{bmatrix} [\Gamma_1 \Gamma'] & \\ & \begin{bmatrix} s & -\omega_\gamma \\ \omega_\gamma & s \\ W_2 & \omega_{2n} \\ -\omega_{2n} & W_2 \end{bmatrix}^{-1} \\ & & [\Gamma_1 \Gamma'] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_\gamma \\ e_\delta \\ R_{2n}i_\gamma - e_\gamma \\ R_{2n}i_\delta - e_\delta \end{bmatrix} \\
&= \begin{bmatrix} \Gamma' & \\ & \begin{bmatrix} s & -\omega_\gamma \\ \omega_\gamma & s \\ W_2 & \omega_{2n} \\ -\omega_{2n} & W_2 \end{bmatrix}^{-1} \\ & & \Gamma_1^{-1} [\Gamma_1 \Gamma'] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_\gamma \\ e_\delta \\ R_{2n}i_\gamma - e_\gamma \\ R_{2n}i_\delta - e_\delta \end{bmatrix} \\
&= \begin{bmatrix} \Gamma' & \\ & \begin{bmatrix} s & -\omega_\gamma \\ \omega_\gamma & s \\ W_2 & \omega_{2n} \\ -\omega_{2n} & W_2 \end{bmatrix}^{-1} \\ & & \Gamma' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_\gamma \\ e_\delta \\ R_{2n}i_\gamma - e_\gamma \\ R_{2n}i_\delta - e_\delta \end{bmatrix} \tag{3.12}
\end{aligned}$$

上式は行列ゲイン Γ を用いたオブザーバを行列ゲイン Γ' で表現可能であることを意味する。

(3.11)式のゲイン行列を用いたオブザーバは、以下の（疑似）状態方程式と

$$\mathbf{D}(s, \omega_\gamma) \phi_{2n} = \mathbf{e} \tag{3.13}$$

出力方程式

$$\begin{bmatrix} W_2 & \omega_{2n} \\ -\omega_{2n} & W_2 \end{bmatrix} \phi_{2n} = R_{2n}i_1 - \mathbf{e} \tag{3.14}$$

からなる最小次元オブザーバ⁽¹⁾を意味する。すなわち、

$$[\mathbf{D}(s, \omega_\gamma) + \Gamma_2' \mathbf{C}] \begin{bmatrix} \hat{\phi}_{2n\gamma} \\ \hat{\phi}_{2n\delta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_\gamma \\ u_\delta \end{bmatrix} ; \mathbf{C} = \begin{bmatrix} W_2 & \omega_{2n} \\ -\omega_{2n} & W_2 \end{bmatrix} \tag{3.15}$$

以上の結果は(3.10)式における Γ_1 が正則でない場合には成り立たないことに

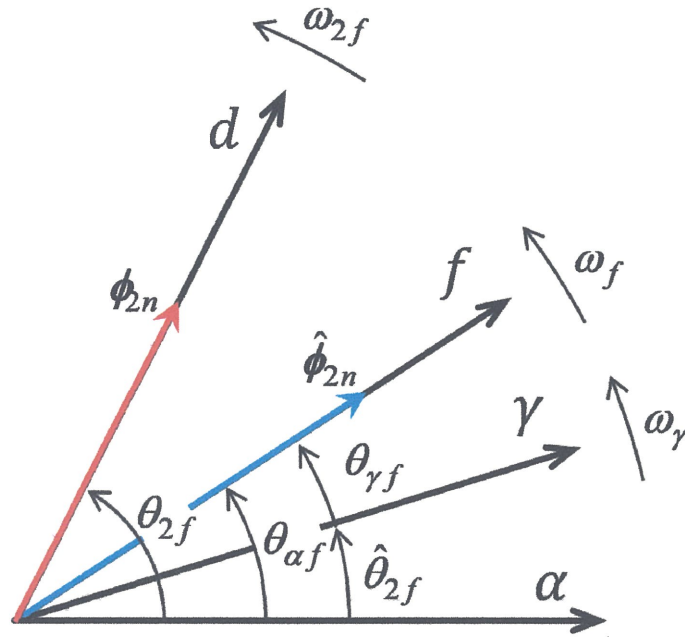


Fig.3.1 Relation among reference frames.

注意されたい。総括すれば、一般化最小次元オブザーバの設計は(3.11)式に基づく最小次元オブザーバの設計か、あるいは(3.10)式による Γ_1 が正則でない場合の設計を考えればよい。

〈3・3〉周波数形オブザーバ

一般化最小次元オブザーバを回転子磁束推定値に同期した座標系で構築することを考える（座標系に関しては Fig.3.1 参照）。回転子磁束推定値に同期した座標系として「fz 推定座標系」または「 $\gamma \delta$ 準同期座標系」を考える。fz 推定座標系は厳密に回転子磁束に同期した座標系として定義される。 $\gamma \delta$ 準同期座標系はベクトル制御を遂行する座標系として定義される。 $\gamma \delta$ 準同期座標系の位相 $\hat{\theta}_{2f}$ は、fz 推定座標系の位相 $\theta_{\alpha f}$ のフィルタ処理（PLL により実現）を通じ取得することを想定しているが、本処理を省略し、fz 推定座標系を $\gamma \delta$ 準同期座標系と同一とすることも可能である。fz 推定座標系では定義より次式が成り立つ。

$$\hat{\phi}_{2n} = \begin{bmatrix} \hat{\phi}_{2nf} \\ \hat{\phi}_{2nz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{\phi} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

ただし、 ϕ は回転子磁束ノルムを意味する。上式を(3.8)式に代入すれば、次式を得る。

$$\begin{bmatrix} \gamma_{11}s + \gamma_{12}\omega_f + \gamma_{13}W_2 - \gamma_{14}\omega_{2n} \\ \gamma_{21}s + \gamma_{22}\omega_f + \gamma_{23}W_2 - \gamma_{24}\omega_{2n} \end{bmatrix} \hat{\Phi} = \begin{bmatrix} u_f \\ u_z \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

従って、fz 推定座標系上の一般化最小次元磁束オブザーバは次式となる。

$$\begin{aligned} \hat{\Phi} &= \frac{u_f}{\gamma_{11}s + \gamma_{12}\omega_f + \gamma_{13}W_2 - \gamma_{14}\omega_{2n}} \\ \omega_f &= \frac{1}{\gamma_{22}} \left(\frac{u_z - \gamma_{21}(s\hat{\Phi})}{\hat{\Phi}} - \gamma_{23}W_2 + \gamma_{24}\omega_{2n} \right) \end{aligned} \quad (3.18)$$

fz 推定座標系の位相を次式により決定すれば、オブザーバは(3.17)式を満足する。

$$\theta_{\alpha f} = \frac{1}{s} \omega_f \quad (3.19)$$

従って、オブザーバの誤差方程式は(3.9)式を満足し、その安定性は(3.7)式により規定される。本論文では、周波数 ω_f の決定に基づくオブザーバを「周波数形オブザーバ」と呼称する。

〈3・4〉 まとめ

誘導電動機のオブザーバとして一般化最小次元磁束オブザーバを示し、その特別な場合として周波数形オブザーバの構築法を示した。次章以降にてこの具体的構成である「低感度すべり周波数形オブザーバ」および「直接周波数形オブザーバ」を示す。

4. 回転子抵抗変動にロバストなすべり周波数形オブザーバ

〈4.1〉 背景

誘導電動機のベクトル制御の基本は、回転子磁束に同期した dq 同期座標系上で励磁電流(d 軸電流)とトルク分電流(q 軸電流)を独立に制御することにある。このためには回転子磁束位相の推定が不可欠であり、すべり周波数形ベクトル制御法、同一次元オブザーバ、最小次元オブザーバ等が利用される。概して、オブザーバに用いるパラメータが誤差を有する場合、推定値には定常誤差が生じる。誘導電動機においては、運転中の温度変化に起因して固定子抵抗および回転子抵抗が変動し、初期の抵抗値から大きく乖離し得る。オブザーバには抵抗値が必要とされるため、抵抗変動に対してロバストな磁束推定法が望まれており、すでに多くの研究が報告されている⁽¹⁾⁻⁽¹¹⁾。これらの研究は、大きく2つの方法に分類される。第1の方法は、オブザーバゲインの適切な選定に基づきパラメータ変動に対し低感度なオブザーバを構築する方法であり⁽¹⁾⁻⁽⁵⁾、第2の方法はパラメータ同定機構を有する適応ベクトル制御法である⁽⁶⁾⁻⁽¹¹⁾。第1の方法は、パラメータ同定の要なく、回転子抵抗の変動に対しロバストなベクトル制御を可能とし、演算負荷は比較的小さい。反面、低速域において固定子抵抗誤差に対するロバスト性が低下する傾向にある。第2の方法は、磁束推定器とパラメータ同定機構を一体的に設計・実現する方法⁽⁶⁾⁻⁽⁹⁾と、磁束推定系から独立したパラメータ同定を行う方法⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾に分類される。両者ともに、全速度領域で抵抗値の変動に対する高いロバスト性が期待される。しかし、前者の方法は、システムの非線形性に起因し、低速域における安定性解析が複雑化する傾向にある。後者の方法は、収束特性に優れたパラメータ同定法を適用可能であるが、前者以上に演算負荷は増大し得る。前者に属する手法として、すべり周波数形ベクトル制御(または電流モデルを用いたベクトル制御)に対し、電圧の電流直交成分に着目した回転子抵抗同定機構を追加しロバスト化を図る手法が提案されている⁽⁷⁾⁻⁽⁹⁾。本手法は固定子抵抗誤差の影響を排し、独立的に回転子抵抗同定が可能であるという利点を有する。しかし、数学的解析は定常解析にとどまっており、安定条件、同定ゲインの設計指針等は不明である。

本章では、第1の方法に分類されるロバストベクトル制御法として、前章の周波数形オブザーバに基づく新たなすべり周波数形ベクトル制御法を提案する。提案法の特徴は以下の通りである。

1. 従来の低感度オブザーバと比較し簡易構成が可能
2. 中・高速域において、回転子抵抗誤差に対するロバスト性を発揮する。特に力行運転時には、回転子抵抗の変動に対し、低速域からロバスト性を発揮する。
3. 速度制御において、広帯域な制御帯域幅の確保が可能。また、回転子抵抗誤差を有する場合においても、誤差のない場合と同等の速度制御性能を発揮する。

提案法の基本構成要素は従来のすべり周波数形ベクトル制御法（以下，従来法と呼称）と同様であるが，磁束ノルム推定値の生成に， γ 軸誘起電圧情報を用いる点に特徴的相違がある。従来法に電圧情報を追加することで，パラメータ同定等の煩雑な処理を行うことなく回転子抵抗変動に対するロバスト性の確保に成功している。提案法の基本的特性は先に述べた低感度オブザーバのそれと同様であるが，すべり周波数形の実現により，従前の低感度オブザーバと比較し簡易な構成が可能である。また，提案法の安定解析は 3 次特性多項式に基づき導出され，単一のオブザーバゲインを通じた簡易設計が可能である。本ゲインを調整することで，従来法とのシームレスな切り替えも可能である。

本章では，実機実験を通じ，新規提案法のロバスト性および総合的な駆動性能を検証し，ひいてはその有用性を示す。

〈4・2〉 ロバストすべり周波数形オブザーバの構築

3 章に述べた周波数形オブザーバのゲイン行列 Γ を以下とする（注 4.1 および 4.3 節を参照）。

$$\Gamma = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1-g_1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

このとき(3.4)式の磁束関係式は次式となる。

$$G(s)\phi_{2n} = \begin{bmatrix} (1-g_1)R_{2n}i_\gamma + g_1e_\gamma \\ R_{2n}i_\delta \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} G(s) &= \begin{bmatrix} s+(1-g_1)W_2 & -\omega_\gamma + (1-g_1)\omega_{2n} \\ \omega_\gamma - \omega_{2n} & s+W_2 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} s+(1-g_1)W_2 & -(1-g_1)\omega'_s - g_1\omega_\gamma \\ \omega'_s & s+W_2 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (4.3)$$

ただし， ω'_s は準すべり周波数であり，次式で定義される。

$$\omega'_s = \omega_\gamma - \omega_{2n} \quad (4.4)$$

また，磁束推定則は(3.17)式より次式となる。

$$\begin{bmatrix} s+(1-g_1)W_2^* \\ \omega'_s \end{bmatrix} \hat{\phi} = \begin{bmatrix} (1-g_1)R_{2n}^*i_\gamma + g_1\hat{e}_\gamma \\ R_{2n}^*i_\delta \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

$$\hat{\phi} = \frac{1}{s+(1-g_1)W_2^*} \left((1-g_1)R_{2n}^*i_\gamma + g_1\hat{e}_\gamma \right) \quad (4.6)$$

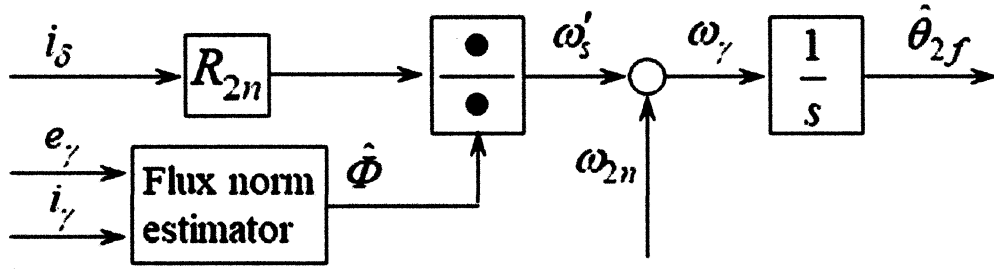


Fig. 4.1 Proposed slip-frequency vector control system.

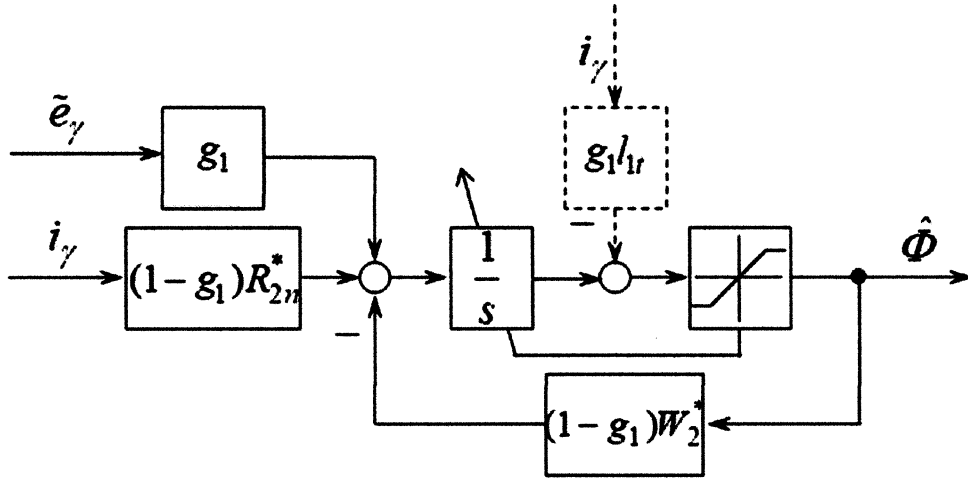


Fig. 4.2 Flux norm estimator.

$$\omega'_s = \frac{R_{2n}^*}{\hat{\Phi}} i_s \quad (4.7)$$

$$\hat{\theta}_{2f} = \frac{1}{s} \omega_\gamma = \frac{1}{s} (\omega'_s + \omega_{2n}) \quad (4.8)$$

ただし、各パラメータの頭符*は、事前同定値または公称値（以降、設定値と呼称）を意味する。また、 \hat{e} は誘起電圧推定値であり、次式で定義される。

$$\hat{e} = v_1 - R_1^* i_1 - l_{1r} D(s, \omega_\gamma) i_1 \quad (4.9)$$

本論文では、(4.7)式のようにすべり周波数の決定に基づくオブザーバを、すべり周波数形オブザーバと呼称する。

提案法の全体構成図を Fig.4.1 に、磁束ノルム推定器の構成を Fig.4.2 に示す。同図における \tilde{e}_γ は定常時の γ 軸誘起電圧推定値であり、次式で定義される。

$$\tilde{e}_\gamma = v_\gamma - R_1^* i_\gamma + \omega_\gamma l_{1r} i_s \quad (4.10)$$

また、同図では、磁束ノルム推定値の正值の保証、過渡安定性の向上を図るべく、

磁束ノルム推定値に対し上下限值を設けている。

(4.6), (4.7)式より明らかなように、提案法は特別な場合として従来法を内包しており、磁束ノルム推定器に対する簡単な追加処理により実現可能である。ゲイン g_1 を 0 とすることで、従来法への切り替えが可能である。

(注 4.1) すべり周波数形オブザーバのゲイン行列は、一般に次式で与えられる。

【すべり周波数形ゲイン行列】

$$\Gamma = \begin{bmatrix} \gamma_{11} & \gamma_{12} & \gamma_{13} & \gamma_{14} \\ 0 & 1 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

このとき(3.17)式より、以下の磁束推定則を得る。

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} \gamma_{11}s + \gamma_{12}\omega_\gamma + \gamma_{13}W_2^* - \gamma_{14}\omega_{2n} \\ \omega'_s \end{bmatrix} \hat{\phi} \\ &= \begin{bmatrix} (\gamma_{11} - \gamma_{13})\hat{e}_\gamma + (\gamma_{12} - \gamma_{14})\hat{e}_\delta + \gamma_{13}R_{2n}^*i_\gamma + \gamma_{14}R_{2n}^*i_\delta \\ R_{2n}^*i_\delta \end{bmatrix} \end{aligned}$$

準すべり周波数は磁束ノルム推定値と δ 軸電流より計算される。上式より、オブザーバゲイン $\gamma_{11} - \gamma_{14}$ の選定に応じ種々の特性をもつオブザーバを設計可能である。(4.1)式のゲイン行列は、回転子抵抗変動に対するロバスト性、従来法との互換性等を考慮し選定したものである(ロバスト性に関しては、5・3節参照)。

〈4・3〉安定解析・誤差解析

〈4・3・1〉安定解析

誘導電動機は、運転中の温度変化により固定子・回転子の両抵抗値が大きく変動し得る。本節では抵抗変動を考慮したオブザーバの誤差方程式を導出し、全速度領域において安定なオブザーバゲイン設計法を示す。

初めに、抵抗誤差を以下のように定義する。

$$\Delta R_1 = R_1^* - R_1 \quad , \quad \Delta R_{2n} = R_{2n}^* - R_{2n} \quad (4.11)$$

また、(4.3)式に基づく以下の伝達行列を定義する。

$$\mathbf{G}^*(s) = \begin{bmatrix} s + (1 - g_1)W_2^* & -(1 - g_1)\omega'_s - g_1\omega_\gamma \\ \omega'_s & s + W_2 \end{bmatrix} \quad (4.12)$$

上式を用い、(4.5)式左辺を以下のように記述可能である。

$$\begin{bmatrix} s + (1 - g_1)W_2^* \\ \omega'_s \end{bmatrix} \hat{\phi} = \mathbf{G}^*(s) \hat{\phi}_{2n} \quad ; \quad \hat{\phi}_{2n} = \begin{bmatrix} \hat{\phi} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.13)$$

なお、伝達行列 $\mathbf{G}^*(s)$ の第 2 列にいかなる要素を選定しようとも、上式は(4.5)式の磁束推定則と矛盾しない。(4.13)式はこの点を考慮し、解析の簡明化を図るべ

く第2列を(4.3)式と同一に選定したものである。

(4.13)式の関係を用いれば、(4.5)式の磁束推定則と(4.2)式の磁束関係式の差を、以下のように表現できる。

$$\mathbf{G}^*(s)\hat{\phi}_{2n} - \mathbf{G}(s)\phi_{2n} = \begin{bmatrix} (1-g_1)\Delta R_{2n}i_\gamma - g_1\Delta R_1i_\gamma \\ \Delta R_{2n}i_\delta \end{bmatrix} \quad (4.14)$$

ここで、磁束推定誤差 $\Delta\phi_{2n}$ を次式で定義し、

$$\Delta\phi_{2n} = \hat{\phi}_{2n} - \phi_{2n} = \begin{bmatrix} \hat{\phi} - \phi_\gamma \\ -\phi_\delta \end{bmatrix} \quad (4.15)$$

(4.14)式左辺を磁束推定誤差に関し整理すれば、次式となる。

$$\mathbf{G}^*(s)\hat{\phi}_{2n} - \mathbf{G}(s)\phi_{2n} = \mathbf{G}^*(s)\Delta\phi_{2n} + \begin{bmatrix} (1-g_1)\Delta W_2\phi_\gamma \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.16)$$

また、 γ 軸回転子磁束 ϕ_γ に関し、(2.104)式より次式が成り立つ。

$$(s+W_2)\phi_\gamma = R_{2n}i_\gamma + \omega'_s\phi_\delta = R_{2n}i_\gamma - \omega'_s\Delta\phi_\delta \quad (4.17)$$

(4.16)、(4.17)式より、(4.14)式左辺に対し左から行列 $\text{diag}(s+W_2, 1)$ を乗じ、次式を得る。

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} s+W_2 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \left[\mathbf{G}^*(s)\Delta\phi_{2n} + \begin{bmatrix} (1-g_1)\Delta W_2\phi_\gamma \\ 0 \end{bmatrix} \right] \\ &= \begin{bmatrix} s+W_2 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \mathbf{G}^*(s)\Delta\phi_{2n} + (1-g_1)\Delta W_2 \begin{bmatrix} R_{2n}i_\gamma - \omega'_s\Delta\phi_\delta \\ 0 \end{bmatrix} \\ &= \tilde{\mathbf{G}}(s)\Delta\phi_{2n} + (1-g_1)\Delta W_2 \begin{bmatrix} R_{2n}i_\gamma \\ 0 \end{bmatrix} \\ &= \tilde{\mathbf{G}}(s)\Delta\phi_{2n} + (1-g_1)W_2 \begin{bmatrix} \Delta R_{2n}i_\gamma \\ 0 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (4.18)$$

ただし、行列 $\tilde{\mathbf{G}}(s)$ は次式で定義される伝達行列である。

$$\tilde{\mathbf{G}}(s) = \begin{bmatrix} g_{11}(s) & g_{12}(s) \\ \omega'_s & s+W_2 \end{bmatrix} \quad (4.19)$$

$$\left. \begin{aligned} g_{11}(s) &= (s+W_2)(s+(1-g_1)W_2^*) \\ g_{12}(s) &= -\left((1-g_1)\omega'_s + g_1\omega_\gamma\right)s - \left((1-g_1)W_2^*\omega'_s + g_1W_2\omega_\gamma\right) \end{aligned} \right\} \quad (4.20)$$

(4.14)、(4.18)式より、提案オブザーバの誤差方程式は次式となる。

$$\tilde{\mathbf{G}}(s)\Delta\phi_{2n} = \Delta\tilde{\mathbf{u}} \quad (4.21)$$

$$\begin{aligned} \Delta\tilde{\mathbf{u}} &= \begin{bmatrix} s+W_2 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (1-g_1)\Delta R_{2n}i_\gamma - g_1\Delta R_1i_\gamma \\ \Delta R_{2n}i_\delta \end{bmatrix} - (1-g_1)W_2 \begin{bmatrix} \Delta R_{2n}i_\gamma \\ 0 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} s(1-g_1)\Delta R_{2n}i_\gamma - g_1(s+W_2)\Delta R_1i_\gamma \\ \Delta R_{2n}i_\delta \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (4.22)$$

(4.21)式より，オブザーバの安定性は以下の特性多項式より判別可能である。

$$H(s) = \det(\tilde{\mathbf{G}}(s)) = s^3 + a_2s^2 + a_1s + a_0 \quad (4.23)$$

$$\left. \begin{aligned} a_2 &= (1-g_1)W_2^* + 2W_2 \\ a_1 &= 2(1-g_1)W_2^*W_2 + W_2^2 + \omega'_s \left((1-g_1)\omega'_s + g_1\omega_\gamma \right) \\ a_0 &= (1-g_1)W_2^*W_2^2 + \omega'_s \left((1-g_1)W_2^*\omega'_s + g_1W_2\omega_\gamma \right) \end{aligned} \right\} \quad (4.24)$$

ここで，オブザーバゲイン g_1 を次式とする。

$$g_1 = g'_1 \operatorname{sgn}(\omega_\gamma \omega'_s) = g'_1 \operatorname{sgn}(\omega_\gamma i_\delta) \quad (4.25)$$

ただし $\operatorname{sgn}(x)$ は符号関数である。ゲイン g'_1 が以下の条件を満足するとき，(4.23)式は安定多項式となる。

$$0 \leq g'_1 < 1 \quad (4.26a)$$

$$g'_1 = 0 \quad ; \quad |\omega_{2n}| \leq \omega'_s \quad (4.26b)$$

上記の結果は，以下のように証明される。

(4.23)式より，(4.24)式の全係数が正，かつ以下の条件を満足するとき，オブザーバは安定である。

$$a_2a_1 > a_0 \quad (4.27)$$

(4.27)式左辺を展開すれば，次式となる。

$$\begin{aligned} a_2a_1 &= W_2 \left((1-g_1)W_2^* + 2W_2 \right) \left(2(1-g_1)W_2^* + W_2 \right) \\ &\quad + \omega'_s \left((1-g_1)W_2^* + 2W_2 \right) \left((1-g_1)\omega'_s + g_1\omega_\gamma \right) \end{aligned} \quad (4.28)$$

(4.25)式より， $|g_1| < 1$ なる条件の下で，(4.27)式の十分条件は次式となる。

$$\omega'_s \left((1-g_1)W_2^* + 2W_2 \right) \left((1-g_1)\omega'_s + g_1\omega_\gamma \right) > \omega'_s \left((1-g_1)W_2^*\omega'_s + g_1W_2\omega_\gamma \right) \quad (4.29)$$

さらに，上式の十分条件として，次式を考える。

$$g_1(1-g_1)W_2^* \omega'_s \omega_{2n} + 2(1-g_1)W_2 \omega_s'^2 + g_1 W_2 \omega'_s \omega_\gamma > 0 \quad (4.30)$$

$|g_1| < 1$ なるとき $\text{sgn}(g_1) = \text{sgn}(g_1(1-g_1))$ であるので、上式の十分条件は以下となる。

$$g_1 \omega'_s \omega_{2n} > 0, \quad g_1 \omega'_s \omega_\gamma > 0 \quad (4.31)$$

これは、(4.26)式のゲインを用いることで常に満足される。

〈4・3・2〉 パラメータ誤差による定常時推定誤差

提案法のゲイン行列 Γ は、主に回転子抵抗変動に対するロバスト性の向上を目的に選定されたものである。このときオブザーバは固定子電圧情報を用いるが、これは固定子抵抗変動に対する感度を低下させる。本節では、固定子、回転子抵抗の誤差に対する提案法の定常特性を解析する。

(4.21)式より、定常状態における提案オブザーバの磁束推定誤差は次式となる。

$$\Delta\phi_{2n} = \tilde{\mathbf{G}}^{-1}(0)\Delta\tilde{\mathbf{u}} = \frac{1}{A} \begin{bmatrix} g_1(\omega_\gamma \Delta R_{2n} i_\delta - W_2 \Delta R_1 i_\gamma) + (1-g_1)\tilde{\omega}'_s \Delta R_{2n} i_\delta \\ g_1 \omega'_s \Delta R_1 i_\gamma + (1-g_1)W_2^* \Delta R_{2n} i_\delta \end{bmatrix} \quad (4.32)$$

$$A = (1-g_1)(W_2 W_2^* + \omega'_s \tilde{\omega}'_s) + g_1 \omega'_s \omega_\gamma \quad (4.33)$$

$$\tilde{\omega}'_s = \frac{W_2^*}{W_2} \omega'_s \quad (4.34)$$

(4.32)式より、 δ 軸磁束推定誤差は、電源周波数 ω_γ の上昇に伴い減少することがわかる。このことは、電源周波数の上昇に伴い位相推定誤差が減少することを意味する。特に、 $g_1 \approx 1$ のとき、提案法は回転子抵抗変動に対し不感である。提案のゲイン設計法では、 $g_1 \approx 1$ なる選定は、 $\omega_\gamma \omega'_s > 0$ (すなわち $\omega_\gamma i_\delta > 0$) かつ $|\omega_{2n}| > \omega'_s$ の条件のもとに選定可能である。本条件は $\omega_{2n} i_\delta > 0$ と等価である ($|\omega_{2n}| > \omega'_s$ ならば $\omega_\gamma = \omega_{2n} + \omega'_s$ より ω_γ と ω_{2n} の符合は同一)。これは、力行状態を意味する (δ 軸電流と発生トルクはベクトル制御状態においては同一符合)。したがって、 $g_1 \approx 1$ なる選定は力行状態においてのみ可能である。提案法は力行状態においては低速域から回転子抵抗の変動に対し高いロバスト性を発揮し得る反面、回生状態においては $g_1 \approx 1$ なる選定は不可能であり、ロバスト性が期待される領域は、中・高速域に限定される。

また、ベクトル制御システムには、磁束推定値を用いた磁束フィードバック制御を行い、高応答な磁束制御を目指すものもある。しかし、提案法は回転子抵抗

Table 4.1. Motor parameter.

Rated power	750[W]
Rated speed	160[rad/s]
Rated torque	4.69[Nm]
Rated current	4.79[A, rms]
Stator resistance R_1	0.84[Ω]
Overall leakage inductance $l_{1\sigma}$	0.007[H]
Rotor resistance R_{2n}	0.59[Ω]
Mutual inductance M_n	0.089[H]
Inverse of rotor time constant W_2	6.70 [rad/s]
Number of pole pairs N_p	2
Moment of Inertia	0.009[kgm ²]

Table 4.2. Inverter specification.

Rated power	5.5[kVA]
Rated current	14.4[A rms]
Rated voltage	230[V rms]
Switching frequency	10[kHz]
Dead time	3[μs]
DC-Link voltage	282[V]

誤差に対するロバスト性の代償として、磁束ノルムの正確な推定は期待できない。すなわち、(4.7)式より、すべり周波数形オブザーバが回転子抵抗変動に対するロバスト性を有するためには、磁束ノルム推定値は以下の関係を満たす必要がある。

$$\hat{\phi} = \frac{R_{2n}^*}{R_{2n}} \phi \quad (4.35)$$

このとき、すべり周波数は適切な値をとり、回転子抵抗誤差に対しロバストなベクトル制御が可能となる。(4.35)式より、回転子抵抗誤差を有する場合には、提案法における磁束ノルム推定値は、抵抗誤差に応じ、真値とは異なる値をとる。従って、提案法において磁束フィードバック制御の採用は望ましくない。

〈4・4〉 実験結果

〈4・4・1〉 実験システムの構成

提案法の性能を検証すべく、実機試験を行った。実験に際し、トルクセンサおよび負荷装置を供試モータに連結し、試験を実施した。供試電動機は富士電機システム製 MVK8095A を用いた。トルクセンサは共和電業製 TP-2KMCB, 負荷装置は三菱電機製 HC-RP203K を用いた。供試電動機のパラメータを Table 4.1 に示す (モータの電氣的 4 パラメータは事前同定値, その他は公称値である)。イ

インバータは Myway プラス社の PE-Inverter シリーズ MWINV-5R022 を用いた。インバータ諸元を Table 2 に示す。

γ 軸電流指令値を 4[A]一定とし, δ 軸電流指令値の上限を ± 12 [A]とした。電流制御系帯域幅は 2000[rad/s], 速度制御系帯域幅は 150[rad/s]となるよう設計した。また, オブザーバゲインは各周波数帯に応じ適切な値とすべく, 以下を用いた。

$$g_1' = \begin{cases} 0; & |\omega_\gamma| < \omega_l \\ \frac{|\omega_\gamma| - \omega_l}{\omega_h - \omega_l} g_{1\max}; & \omega_l \leq |\omega_\gamma| < \omega_h \\ g_{1\max}; & |\omega_\gamma| \geq \omega_h \end{cases} \quad (4.36)$$

ただし, ω_l , ω_h は $\omega_h > \omega_l$ なる設定値 (正の周波数) である。実験では, 各パラメータを以下とした。

$$g_{1\max} = 0.9$$

$$\omega_l = 10[\text{rad/s}]$$

$$\omega_h = 15[\text{rad/s}]$$

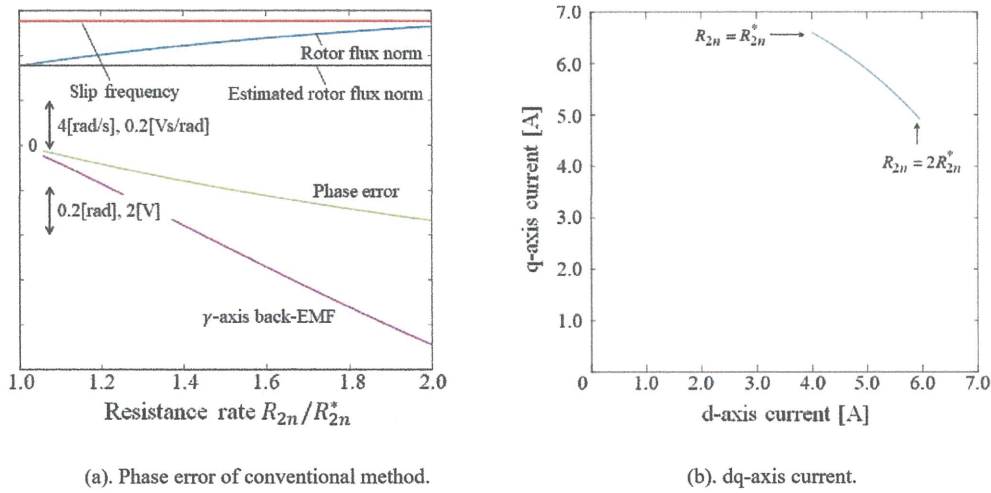
本パラメータを用いた場合, 電源周波数 ω_γ が ± 15 [rad/s]以上の領域において, オブザーバゲイン g_1 は $g_1 = 0.9 \text{sgn}(\omega_\gamma \omega_s')$ となる。

〈4.4.2〉 抵抗誤差に対するロバスト性試験

A. 位相推定誤差特性

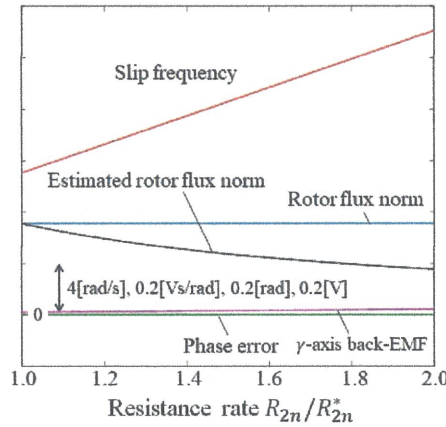
抵抗誤差に対する位相推定特性を検証した。はじめに, 数値実験により従来法と提案法の特性を確認した。実験条件として回転子速度を 20[rad/s]一定とし, 定格トルク指令を与えた上で, 回転子抵抗 R_{2n} を事前同定値から 200%まで変動させた。本条件の周波数帯では, オブザーバゲイン g_1' は 0.9 の一定値である。結果を Fig.4.3 に示す。同図(a)は従来法の結果であり, 回転子抵抗変動に対するすべり周波数, 磁束ノルム, 磁束ノルム推定値, γ 軸誘起電圧および位相誤差を示している。同図(b)は従来法の位相誤差に対する dq 軸電流軌跡である。同図(c)は提案法の結果であり, 波形の意味は同図(a)と同様である。同図(a)より, 従来法においては回転子抵抗変動に応じ位相推定誤差は拡大する。これは抵抗変動に対しすべり周波数が一定で, 抵抗変動に対する適応性を有しないためである。このとき位相誤差の拡大に伴い磁束ノルムは増加する。これは同図(b)より確認されるように, 位相誤差に起因して励磁電流 i_d が増大するためである。また, γ 軸誘起電圧は位相誤差に対し正相関的に増加することも確認される。

一方, 提案法においては回転子抵抗変動に対し位相誤差は 0[rad]近傍を保っている。これは磁束ノルム推定値が抵抗変動に適応し, すべり周波数を適切な値に調整した結果である。本実験条件では磁束ノルム推定値は次式に従い算定され



(a). Phase error of conventional method.

(b). dq-axis current.



(c). Phase error of proposed method

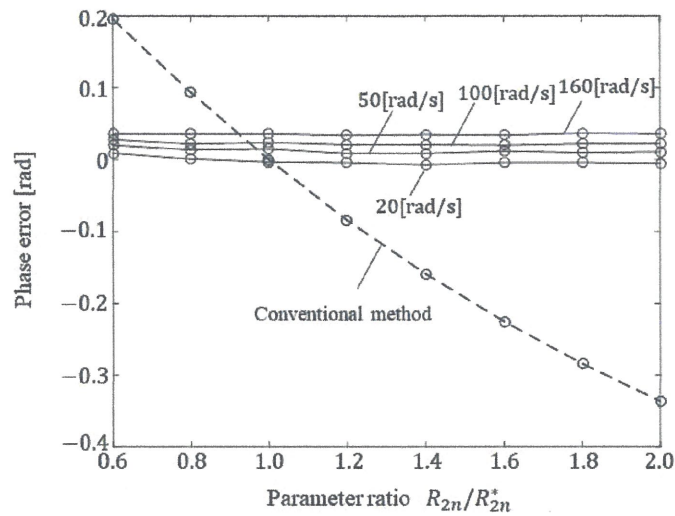
Fig.4.3 Simulation result of phase error characteristics.

る。

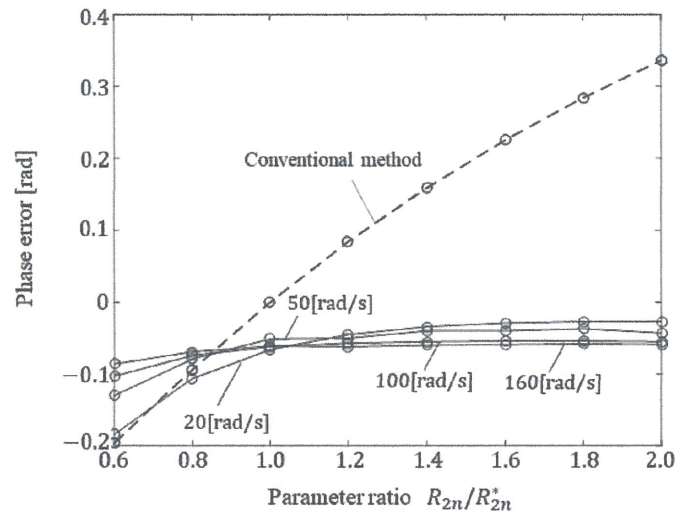
$$\hat{\Phi} = \frac{1}{s + (1 - g_1)W_2^*} \left((1 - g_1)R_{2n}^* i_\gamma + g_1 \hat{e}_\gamma \right) \approx M_n i_\gamma + \frac{1}{s} e_\gamma \quad (4.37)$$

上式の磁束ノルム推定則によれば、オブザーバが安定ならば γ 軸誘起電圧 e_γ は定常時にはゼロとなる。これは、(4.7)式を考慮すれば、 γ 軸誘起電圧がゼロとなるようすべり周波数が調整されることを意味する。同図(a)より γ 軸誘起電圧と位相誤差は正の相関を示し、 γ 軸誘起電圧がゼロのとき位相誤差もゼロとなる。同図(c)では回転子抵抗変動に対し磁束ノルム推定値およびすべり周波数が適応し、 γ 軸誘起電圧をゼロ近傍に保っていることが確認される($g_1 = 0.9$ のため(4.37)式は近似的であり、 γ 軸誘起電圧は厳密にゼロとはならない)。

以上の結果を踏まえ、位相誤差特性を確認すべく実機試験を行った。実機において回転子磁束の真値は不明であるので、代わって磁束参考値を生成し、比較に



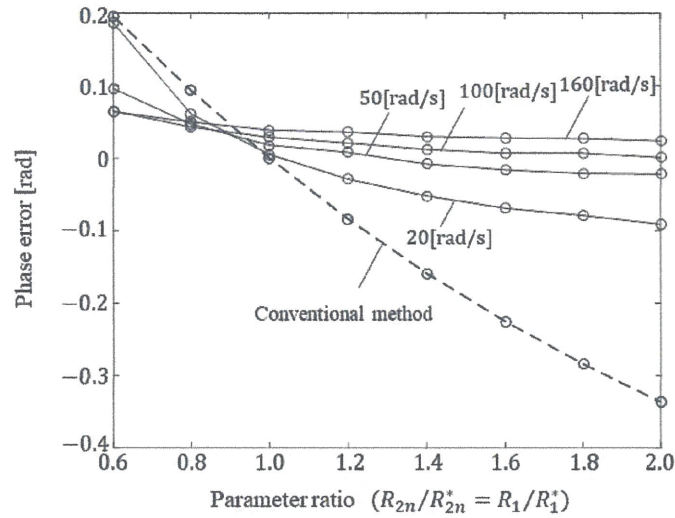
(a). Motoring mode (rated torque).



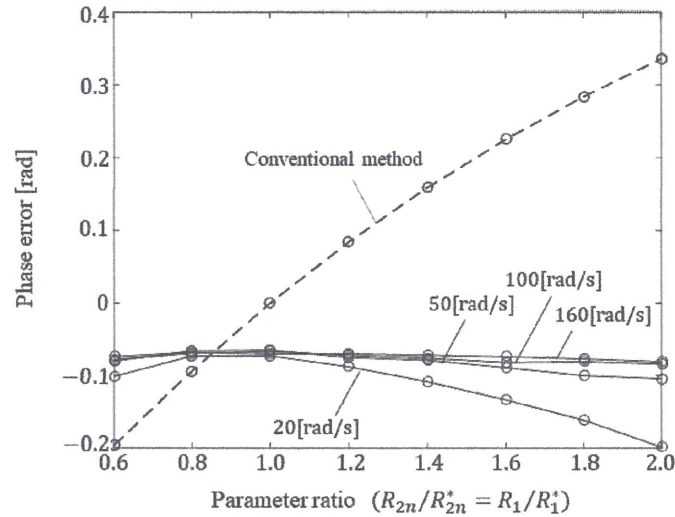
(b). Regenerating mode (rated torque).

Fig.4.4 Phase error with rotor resistance variation.

用いた。具体的には、正確なパラメータを用いた電流モデルに基づき位相参考値 θ_{2fc} を生成し、本参考値と位相推定値 $\hat{\theta}_{2f}$ の差 $\hat{\theta}_{2f} - \theta_{2fc}$ を確認した。参考値生成には電動機パラメータを必要とするため、事前同定値の誤差は位相推定誤差の評価に影響を及ぼす。電流モデルは、位相推定に関し回転子側逆時定数 W_2 を必要とするため、 W_2 の慎重な事前同定の後、本実験を行った。誤差条件として、60%~200%の抵抗変動を仮定し、回転子抵抗相対比 R_{2n}/R_{2n}^* が0.6~2.0となるよう、設定値 R_{2n}^* および W_2^* を変化させた。速度を負荷装置により一定とし、定格トルク指令を印加した。結果を Fig.4.4 に示す。同図(a)は力行運転時の応答、



(a). Motoring mode (rated torque).



(b). Regenerating mode (rated torque).

Fig.4.5 Phase error with stator resistance and rotor resistance variation.

同図(b)は回生運転時の応答である。同図では比較のため、従来のすべり周波数ベクトル制御法を用いた場合の位相誤差特性の測定結果を破線で示した。同図(a)より、回転子抵抗変動に対し位相推定誤差(参考値)は各速度において概ね一定である。このときの位相推定誤差は最大でも $0.05[\text{rad}]$ 以下であり、従来法(位相誤差 $-0.33\sim-0.2[\text{rad}]$)と比較して、回転子抵抗変動に対する提案法のロバスト性の改善が確認される。また、同図(b)より、回生運転時における位相推定誤差は、低速域において力行運転時より大きい。しかしながら、速度上昇に伴い位相推定誤差は減少し、 $100[\text{rad/s}]$ 以上の中・高速域においては力行時と遜色ないロ

バスタ性が確認される。速度 20[rad/s]の状態においても、位相誤差は-0.2~0.03[rad]程度の範囲に収まっており、従来法（位相誤差-0.2~0.33[rad]）と比較して回転子抵抗変動に対する提案法のロバスト性の改善が確認される。なお、同図(a)において、速度上昇に伴い位相推定誤差の若干の増加傾向が確認される。この原因としては主に鉄損の影響が考えられる。提案法による位相推定値および位相参考値は鉄損を考慮せず計算された値であるため、各々が鉄損に起因した誤差を生じ、高速域においてはこの影響が表れることが予測される。また、位相参考値生成に用いた電流モデルのパラメータ W_2 に誤差があり、位相推定誤差の測定に影響した可能性も否定できないが、同図からもわかるように 0.05[rad]の位相誤差は電流モデルではおよそ 10%のパラメータ誤差に相当する。事前同定において 10%もの同定誤差が生ずることは考えにくく、位相誤差の増加傾向の主要因は鉄損にあると考えられる。

また、回転子抵抗誤差に加え、固定子抵抗誤差を有する場合についても同様の実験を行った。このときの固定子抵抗の変動は、回転子抵抗の変動と同様とし、 $R_1/R_1^* = R_{2n}/R_{2n}^*$ となるよう、設定値 R_1^* を調整した。Fig.4.5 に結果を示す。同図より、提案法は低速域において固定子抵抗誤差の影響を顕著に受けることが確認される。本影響は速度上昇に伴い減少し、中・高速域においては固定子抵抗および回転子抵抗の誤差に対するロバスト性の向上が確認される。Fig.4.4 より、提案法は従来法と比較して回転子抵抗変動に対する高いロバスト性を有していることが確認される。その代償として、特に低速域においては固定子抵抗誤差に対するロバスト性が低下する。同図より、回転子速度が 50[rad/s]以上の中・高速域においては力行・回生ともに固定子抵抗誤差の影響は無視できる程度に減少することが確認される。

B. トルク特性

回転子抵抗変動時における提案法のトルク制御精度を確認した。はじめに数値実験により従来法のトルク特性を確認した。実験条件として、回転子抵抗を設定値の 200%とし、位相誤差を有する場合のトルク制御精度を確認した。結果を Fig.4.6 に示す。同図(a)はトルク応答、同図(b)はトルク指令値に対する磁束ノルムおよび位相誤差、同図(c)は dq 軸電流応答である。同図(a)より、従来法におけるトルク応答はトルク指令値に対し非線形応答を示す。これは以下のように説明される。

(2.122)式より、定常時における dq 軸電流は次式を満たす。

$$\frac{i_q}{i_d} = \frac{\omega_s}{W_2} \quad (4.38)$$

従来法においてすべり周波数は次式に基づき決定されるので、

$$\omega_s = W_2^* \frac{i_\delta}{i_\gamma} \quad (4.39)$$

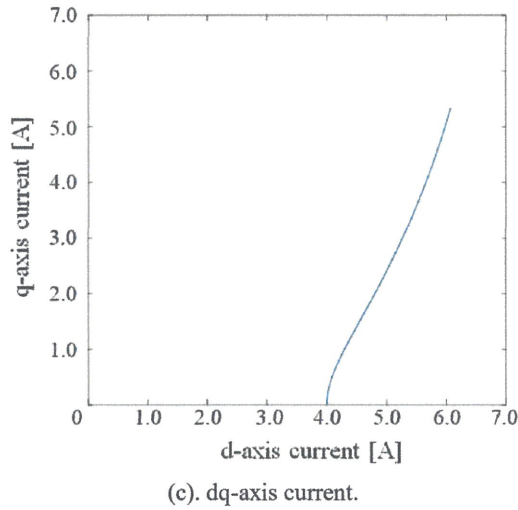
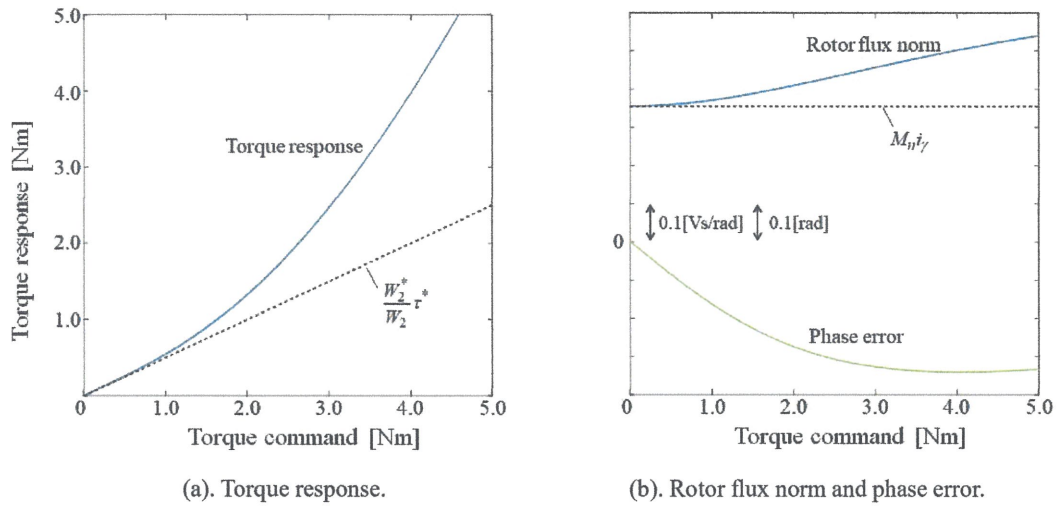


Fig.4.6 Simulation result of Torque control using conventional method.
 $(R_{2n} / R_{2n}^* = 2.0)$

(4.38)式より，q 軸電流は次式となる。

$$i_q = \frac{W_2^* i_\delta}{W_2 i_\gamma} i_d \quad (4.40)$$

これをトルク発生式に代入すれば次式となる。

$$\tau \approx N_p M_n i_d i_q = N_p M_n \frac{W_2^* i_\delta}{W_2 i_\gamma} i_d^2 = \frac{W_2^* i_\delta^2}{W_2 i_\gamma^2} \tau^* \quad (4.41)$$

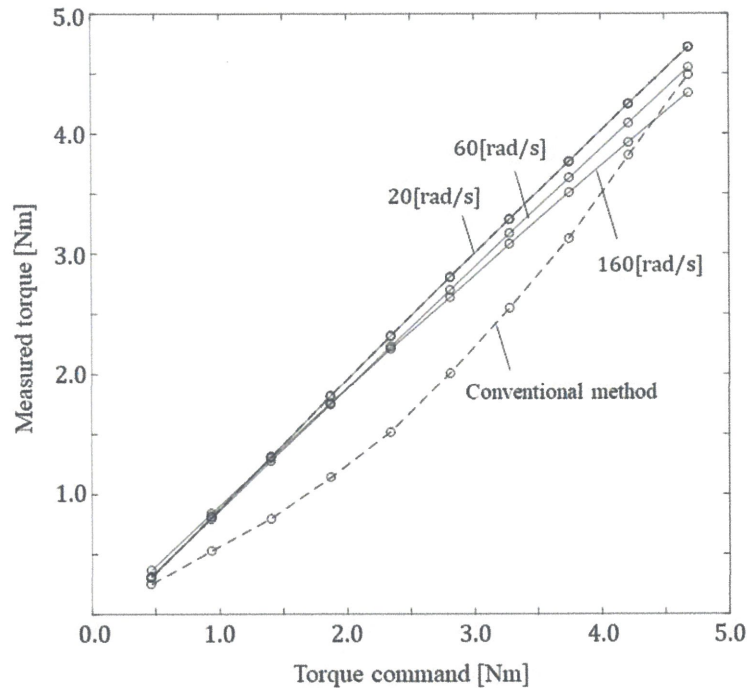
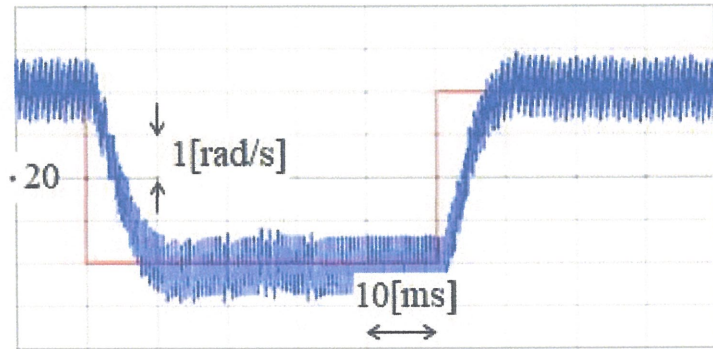


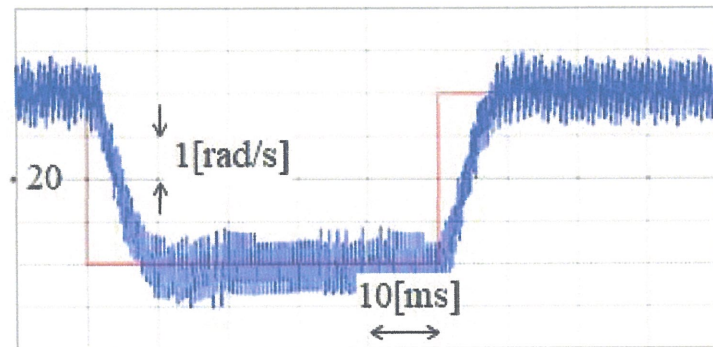
Fig.4.7 Torque linearity with rotor resistance error ($R_{2n} / R_{2n}^* = 2.0$).

上式より，指令トルクがゼロ値近傍にあるとき，発生トルクは指令トルクの W_2^* / W_2 倍の値となる（指令トルクがゼロのとき位相誤差もゼロなので $i_d = i_\gamma$ ）。同図(b)，(c)から確認されるように，負の位相誤差を有する場合，指令トルクの増加に伴い励磁電流 i_d および磁束ノルムが増加する。このとき式(4.41)より，トルク相対比 τ / τ^* は増大する。したがって，指令トルクが低い場合，トルク応答値は指令値より減少する。指令トルク増加に伴いトルク応答値も増加し，ある点で指令トルクを超えた値となる。同図(a)ではトルク指令値が 4[Nm] のとき応答トルクが指令トルクを超えている。以上のように，従来法においては回転子抵抗誤差を有する場合にトルク応答は強い非線形性を示す。

一方，実験 A によれば，提案法の位相誤差は力行運転時には極めて小さく，ロバスト性が確認されている。したがって，従来法と比較してトルク線形性の改善が期待される。これを確認すべく実機試験を行った。実験条件として，200% の抵抗変動を仮定して回転子抵抗設定値を調整し ($R_{2n} / R_{2n}^* = 2.0$)，トルク制御精度を確認した。本実験の速度条件では，オブザーバゲイン g_1 は 0.9 の一定値である。結果を Fig.4.7 に示す。同図では比較のため，従来法のトルク実測値を破線で示した。同図より，回転子抵抗誤差を有する場合，従来法ではトルク実測値は非線形な応答を示すのに対し，提案法は高いトルク線形性を維持していることが確認される。なお，同図において従来法のトルク応答値は数値試験結果より



(a). No resistance error.



(b). With rotor resistance error ($R_{2n} / R_{2n}^* = 2.0$).

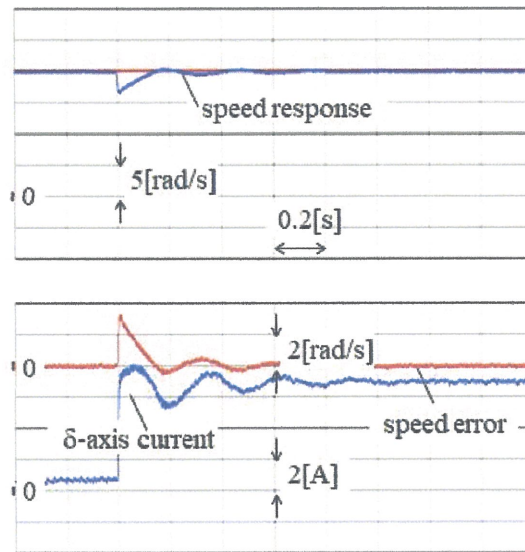
Fig.4.8 Step response of speed control.

低下しているが、これは励磁電流の増加により磁気飽和が強く生じたためと考えられる。供試電動機は励磁電流が 4[A]を超えると磁気飽和を生じることを確認している。位相誤差により励磁電流が大きくなり、磁気飽和を生じた結果、式(4.41)における係数 W_2^* / W_2 が小さくなったため、トルク応答値は数値試験結果より低下したものと考えられる。また、提案法において速度上昇に伴いトルク応答値の若干の低下が見られる。これは鉄損による直接的なトルク低下、モデル化誤差に起因したオブザーバの位相推定誤差等が原因と考えられる。

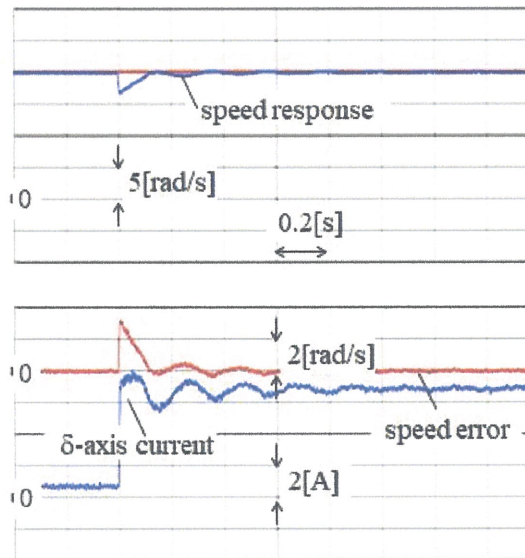
〈4.4.3〉速度制御

A. ステップ応答

負荷装置、およびトルクセンサを供試モータから取り外し、無負荷状態で速度制御を行った。速度指令値は 18[rad/s], 22[rad/s]のステップ状の速度指令とした。結果を Fig.4.8 に示す。同図(a)は抵抗値に誤差がない場合、同図(b)は回転子抵抗誤差を有する場合の応答である。回転子抵抗誤差を有する場合は、200%の抵抗変動を仮定して($R_{2n} / R_{2n}^* = 2.0$), 抵抗設定値を調整した。両図ともに、応答波形の時定数は約 6[ms]であり、回転子抵抗変動に依らず、提案法は速度制御帯域幅 150[rad/s]を達成していることが確認される。



(a). No resistance error.



(b). With rotor resistance error ($R_{2n} / R_{2n}^* = 2.0$).

Fig.4.9 Instant torque injection.

B. 瞬時外乱負荷印加

瞬時外乱負荷に対する応答を確認した。速度指令値は 20[rad/s]一定とし、負荷装置により瞬時定格負荷を印加した。結果を Fig.4.9 に示す。同図(a)は抵抗誤差がない場合、同図(b)は回転子抵抗誤差を有する場合($R_{2n} / R_{2n}^* = 2.0$)の応答である。両図ともに、瞬時負荷印加に対し若干の振動が見られる。このときの振動は提案オブザーバの極位置に起因する。提案オブザーバの特性多項式は抵抗誤差が無い場合、次式となる。

$$H(s) = \det(\mathbf{G}(s)) = s^2 + (2 - g_1)W_2s + (1 - g_1)(W_2^2 + \omega_s'^2) + g_1\omega_s'\omega_\gamma \quad (4.42)$$

抵抗誤差を有する場合においても、(4.42)式の特性多項式により近似的に提案法の過渡特性を把握できる。本実験条件ではオブザーバゲイン g_1 は 0.9 であり、(4.42)式における減衰係数は、定格トルク発生時のすべり周波数を約 10[rad/s]とすれば、次式となる。

$$\zeta \approx \frac{W_2}{2\sqrt{\omega_s'\omega_\gamma}} \approx \frac{6.7}{44} \quad (4.43)$$

一方、従来法における減衰係数は、(4.42)式において g_1 をゼロと置き、次式より求められる。

$$\zeta \approx \frac{W_2}{\sqrt{W_2^2 + \omega_s'^2}} \approx \frac{6.7}{12} \quad (4.44)$$

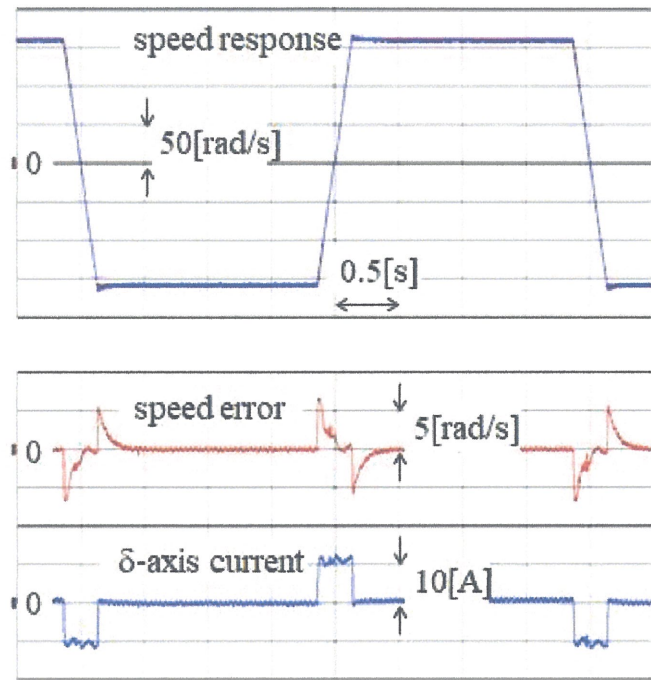
(4.43)式と(4.44)式の比較より、提案オブザーバの過渡応答は従来法と比較して振動的となる。Fig.4.9 の速度応答の振動は本特性を示している。幸いにも同図における速度応答値の振動は軽微であり、所望の外乱抑圧性能が確認される。

C. 加減速速度制御（無負荷）

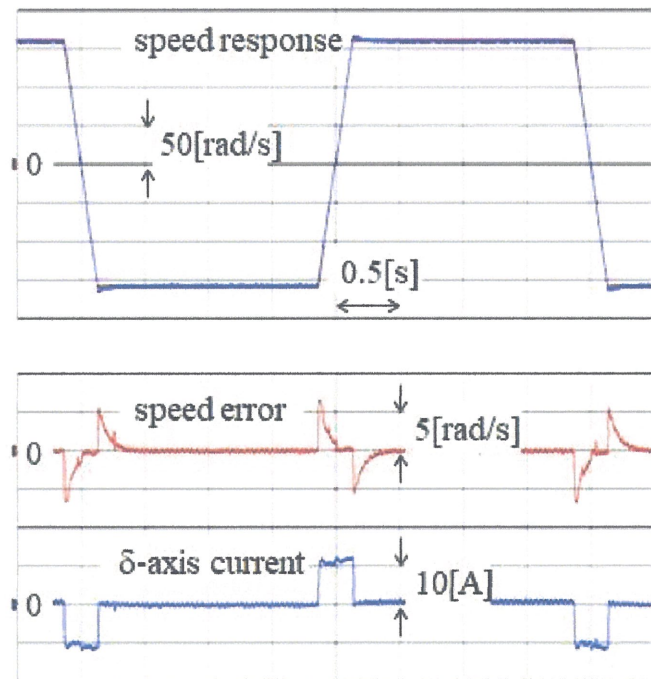
負荷装置、およびトルクセンサを供試モータから取り外し、無負荷状態で加減速速度制御を行った。速度指令値は上下限值 ± 160 [rad/s]、加速度 ± 1200 [rad/s²]とした。結果を Fig.4.10 に示す。同図(a)は抵抗値に誤差がない場合の応答、同図(b)は回転子抵抗誤差を有する場合($R_{2n}/R_{2n}^* = 2.0$)の応答である。同図(a)より、加減速速度指令値に対し同応答値は高い追従性を示しており、所望の速度制御性能が確認される。また、同図(b)における応答は同図(a)と同様であり、回転子抵抗変動に対する提案法のロバスト性が確認される。

D. 加減速速度制御（定格負荷）

負荷装置により定格負荷を印加し、加減速速度制御を行った。速度指令値は上下限值 ± 160 [rad/s]、加速度 ± 400 [rad/s²]とした。結果を Fig.4.11 に示す。同図(a)は抵抗誤差を有しない場合の応答、同図(b)は回転子抵抗誤差を有する場合($R_{2n}/R_{2n}^* = 2.0$)の応答である。両図ともに、速度指令値に対する同応答値の安定的な追従が確認される。また、同図(b)より、定常時における δ 軸電流は適切な値を保っており、提案法のロバスト性が確認される。

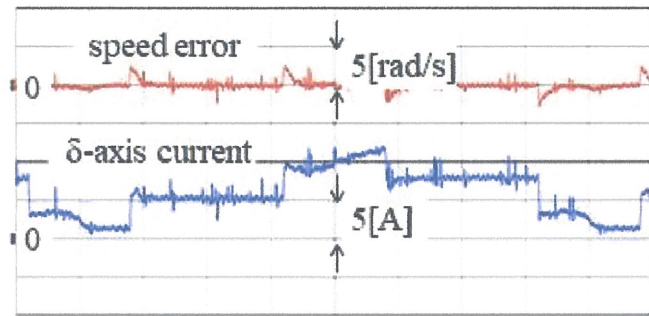
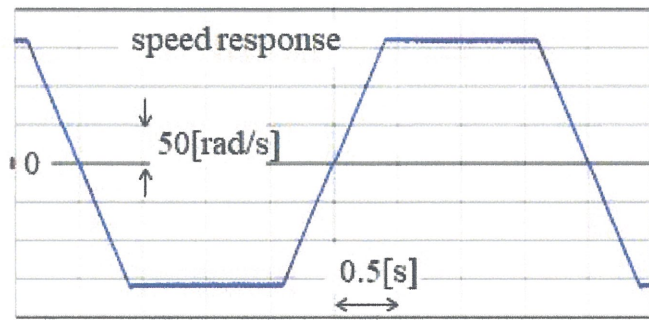


(a). No resistance error.

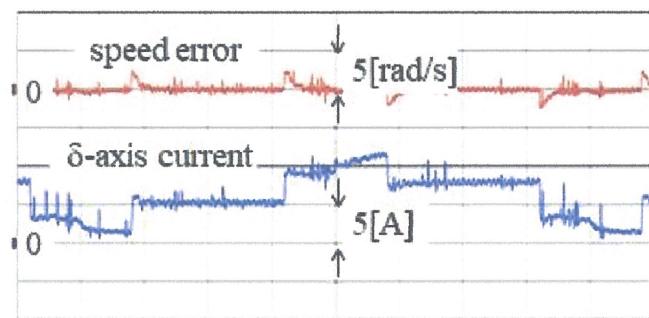
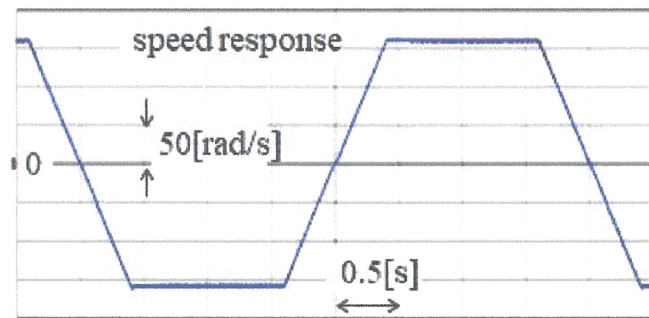


(b). With rotor resistance error ($R_{2n} / R_{2n}^* = 2.0$).

Fig. 4.10 Speed control under no load.



(a). No resistance error.



(b). With rotor resistance error ($R_{2n} / R_{2n}^* = 2.0$).

Fig. 4.11. Speed control under rated load.

〈4・5〉 まとめ

本章では、誘導電動機の回転子抵抗変動にロバストな簡易ベクトル制御法として、新たなすべり周波数形ベクトル制御法を提案し、実機実験を通じ以下の性能を確認した。

1. 中・高速域において、回転子抵抗誤差に対するロバスト性を発揮する。特に力行運転時には、回転子抵抗の変動に対し、低速域からロバスト性を発揮する。
2. 速度制御において、広帯域な制御帯域幅の確保が可能。また、回転子抵抗誤差を有する場合においても、誤差のない場合と同等の速度制御性能を発揮する。

提案法は従来のすべり周波数形ベクトル制御法を特別の場合として内包しており、従前の低感度オブザーバと比較して簡易構成が可能である。また、ゲイン調整により従来法とのシームレスな切り替えも可能である。これらは新規提案法の有用性を示すものであり、今後の活用が期待される。

5. センサレス広範囲駆動のための直接周波数形ベクトル制御法

〈5-1〉背景

速度センサを有しない誘導電動機のための回転子磁束推定法は、大きく 2 つの方法に分類される。第 1 の方法は、推定した速度情報を用いオブザーバを構築する方法であり⁽¹⁾⁻⁽⁵⁾⁽¹⁰⁾、第 2 の方法は速度情報を用いずに回転子磁束（あるいはその位相）を推定する方法である⁽⁶⁾⁻⁽¹⁰⁾。第 1 の方法は、速度推定を適応的に行う適応オブザーバ⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾と、瞬時（静的）速度推定を行い、これを用いる瞬時速度推定同伴のオブザーバ⁽⁵⁾⁽¹⁰⁾に大別される。適応オブザーバは速度同定機構を内包し、システム安定化のためのゲイン設計が複雑化する傾向にある。瞬時速度推定同伴のオブザーバは、従前の速度センサ利用のオブザーバと基本的には同一の設計法に基づき設計されるが、低速領域における安定性、特にゼロ速度通過時の安定性等に課題がある⁽⁵⁾⁽¹⁰⁾。これらに対し、速度情報を用いない第 2 の方法は、電圧モデル（固定子回路方程式）のみに立脚し推定を行う方法⁽⁶⁾⁽⁷⁾（誘起電圧利用法と呼称）と、電圧モデルと電流モデル（回転子回路方程式）を併用する方法⁽⁸⁾⁽⁹⁾に大別される。前者は高速領域において高い性能を発揮するが、低速領域における安定性に問題がある。後者としては新中による周波数ハイブリッドベクトル制御法が知られている。これは、低速域用と中・高速域用に磁束推定器を別個に用意し、各々が得意とする周波数領域に応じて連続的に結合するものであり、広範囲な速度領域において高い総合性能を発揮し得ることが、詳細な実機試験を通じ確認されている⁽⁸⁾⁻⁽¹⁰⁾。しかし、2 個の磁束推定器によるハイブリッド制御は、ハイブリッド結合周波数近傍における振動現象を誘発し得ることも確認されている。

本章では周波数形オブザーバに基づく新たなセンサレスベクトル制御法を提案する。提案法の特徴は以下の通りである。

- 1) 低速・回生領域における安定性を保証
- 2) 単一のアルゴリズムで高追従速度制御が可能
- 3) オブザーバゲインは 2 個
- 4) 回転子抵抗変動にロバストかつ固定子抵抗の適応同定が可能

提案オブザーバは 2 次の特性多項式に基づき設計される。オブザーバゲインの適切な選定により、ゼロ周波数を除く全ての周波数領域で安定化が可能である。提案する設計法は、低速域では安定性を、中・高速域では安定性と速応性の確立を図り、広範囲安定駆動を可能とするものである。これにより、力行および回生領域を含めた広範囲駆動が達成される。また、提案法は回転子抵抗変動に対するロバスト性を有している。本ロバスト性より提案法の位相推定誤差は固定子抵抗にのみ依存する。本章ではこの固定子抵抗同定法も提案する。

広範囲における誘導電動機の駆動には以下の性能が求められる。

- i) 低速域における力行・回生トルクの安定発生能力
- ii) ゼロ速度近傍を含む広範囲な速度指令に対する安定制御性能
- iii) 加速指令に対する追従性能
- iv) 回転子抵抗変動に対するロバスト性および固定子抵抗同定性能

本章ではこれらの性能に関する試験を行い、提案法の妥当性を確認する。

〈5.2〉直接周波数形オブザーバの構築

fz 推定座標系上の周波数形オブザーバのゲイン行列を以下とする。

$$\Gamma = \begin{bmatrix} 1 & 0 & g_1 & 0 \\ 0 & 1 & g_2 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

このとき、 $\mathbf{G}(s)$ および \mathbf{u} は以下となり、

$$\mathbf{G}(s) = \begin{bmatrix} s + g_1 W_2 & -\omega_f + g_1 \omega_{2n} \\ \omega_f + g_2 W_2 & s + g_2 \omega_{2n} \end{bmatrix} \quad (5.2)$$

$$\mathbf{u} = \begin{bmatrix} (1 - g_1)e_f + g_1 R_{2n} i_f \\ -g_2 e_f + e_z + g_2 R_{2n} i_f \end{bmatrix} \quad (5.3)$$

fz 推定座標系上の磁束オブザーバとして次式を得る。

$$\begin{bmatrix} s + g_1 W_2 \\ \omega_f + g_2 W_2 \end{bmatrix} \hat{\phi} = \begin{bmatrix} (1 - g_1)e_f + g_1 R_{2n} i_f \\ -g_2 e_f + e_z + g_2 R_{2n} i_f \end{bmatrix} \quad (5.4)$$

(3.18)式より、磁束推定則は次式となる。

【磁束ノルム推定則】

$$\hat{\phi} = \frac{1}{s + g_1 W_2} \left((1 - g_1)e_f + g_1 R_{2n} i_f \right) \quad (5.5)$$

【周波数・位相決定則】

$$\omega_f = \frac{-g_2 e_f + e_z + g_2 R_{2n} i_f}{\hat{\phi}} - g_2 W_2 \quad (5.6)$$

$$\theta_{\alpha f} = \frac{1}{s} \omega_f \quad (5.7)$$

(5.5), (5.6)式より明らかなように、提案オブザーバの実現には、回転子速度、あるいはそれに準じた速度相当値は不要である。磁束ノルム推定器を Fig. 5.1 に、周波数・位相決定器を Fig. 5.2 に示す。Fig. 5.1 では磁束ノルム推定値に対し上下

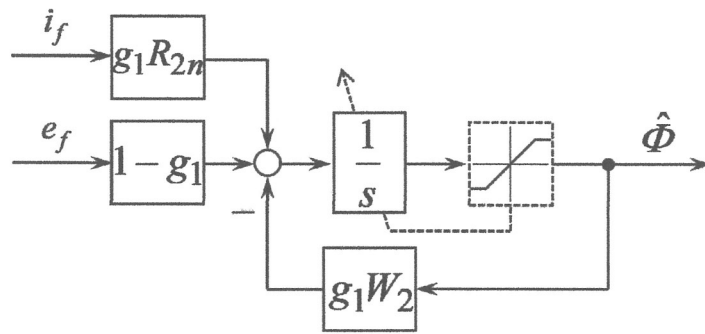


Fig. 5.1. Flux norm estimator.

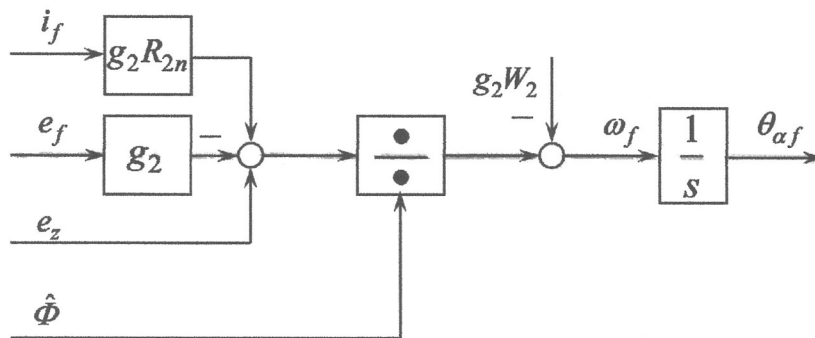


Fig. 5.2. Frequency and Phase determiner.

限值を設けている。本処理は必須ではないが、磁束ノルム推定値の正值の保証、安定性の向上などの有用性がある。

以上のように座標系速度の直接決定に基づくオブザーバを、本論文では直接周波数形オブザーバと呼称する。

(注 5.1) fz 推定座標系を導入し、 $\gamma\delta$ 準同期座標系から独立した磁束推定を行うことで、オブザーバの安定性とは独立にセンサレスベクトル制御系のノイズ耐性向上が可能となる。ただし、ベクトル制御応答にはフィルタ帯域幅 (PLL 帯域幅) に応じた遅れが生じるため、PLL 帯域幅を過剰に狭帯域とした場合には、磁束制御系が不安定となり、ベクトル制御不能となる恐れがある。このため、PLL 帯域幅は十分な広帯域幅を確保する必要がある。PLL 帯域幅の目安としては、トルク制御モード時には回転子逆時定数 W_2 の 10 倍以上、速度制御モード時には速度制御帯域幅の 5 倍以上 (かつ、 W_2 の 10 倍以上) と選定すれば、十分に安定的なベクトル制御が可能であることを、実機試験を通じ確認している。

(注 5.2) 提案法は速度情報不要の特性は、ゲイン行列 Γ の第 4 列をゼロベクトルとすることで得られる、直接周波数形オブザーバ特有の利点である。本条件により、fz 推定座標系における $G(s)$ は一般に次式となる。

$$\mathbf{G}(s) = \left[\begin{array}{c|c} \gamma_{11}s + \gamma_{12}\omega_f + \gamma_{13}W_2 & \gamma_{12}s - \gamma_{11}\omega_f + \gamma_{13}\omega_{2n} \\ \hline \gamma_{21}s + \gamma_{22}\omega_f + \gamma_{23}W_2 & \gamma_{22}s - \gamma_{21}\omega_f + \gamma_{23}\omega_{2n} \end{array} \right]$$

上式より、 $\mathbf{G}(s)$ の第1列に速度情報は存在せず、fz 推定座標系において速度情報不要のオブザーバが実現可能となる。提案のゲイン行列 $\mathbf{\Gamma}$ は、本条件を満たし、かつ安定性保証の簡易性を考慮したものである。 ■

〈5・3〉安定解析

誘導電動機のセンサレスベクトル制御の主要な課題として、低速・回生領域における安定的な駆動が挙げられる。本節では、提案オブザーバの安定条件を特性多項式に基づき導出し、ゼロ周波数を除くすべての領域においてオブザーバを安定化するゲイン設計法を提案する。

提案オブザーバの安定性は、以下の特性多項式 $H(s)$ を通じ解析される。

$$H(s) = \det(\mathbf{G}(s)) = s^2 + a_1s + a_0 \quad (5.8)$$

$$\left. \begin{array}{l} a_1 = g_1W_2 + g_2\omega_{2n} \\ a_0 = \omega_f(\omega_f - g_1\omega_{2n} + g_2W_2) \end{array} \right\} \quad (5.9)$$

ここで、オブザーバゲイン g_1 、 g_2 として次のものを考える。

【オブザーバゲイン】

$$\left. \begin{array}{l} 0 \leq g_1 \leq 1 \\ g_2 = g'_2 \operatorname{sgn}(\omega_f) ; g'_2 > 0 \end{array} \right\} \quad (5.10)$$

このとき、(5.9)式は以下となる。

$$\left. \begin{array}{l} a_1 = g_1W_2 + g'_2 \left(|\omega_f| - \operatorname{sgn}(\omega_f)\omega'_s \right) \\ a_0 = (1 - g_1)\omega_f^2 + g_1\omega'_s\omega_f + g'_2W_2|\omega_f| \end{array} \right\} \quad (5.11)$$

ただし、 ω'_s は準すべり周波数であり、次式で定義される。

$$\omega'_s = \omega_f - \omega_{2n} \quad (5.12)$$

係数 a_1 、 a_0 が共に正の場合に限り、(5.8)式は安定多項式となる。本条件は、準すべり周波数 ω'_s と座標系速度 ω_f の符号に応じ、以下のように整理される。

【オブザーバ安定化条件】

$$\left. \begin{array}{l} |\omega'_s| < \frac{g_1}{g'_2}W_2 + |\omega_f| ; \omega'_s\omega_f > 0 \\ |\omega'_s| < \frac{g'_2}{g_1}W_2 + \frac{1-g_1}{g_1}|\omega_f| ; \omega'_s\omega_f < 0 \end{array} \right\} \quad (5.13)$$

上記の安定化条件に基づき、 g_1 および g'_2 を一定値とした場合の安定領域の一例を Fig. 5.3 に示す。同図において、灰色部分は安定領域を、水色部分は想定される駆動領域を表している。同図より、 g_1 および g'_2 を共に一定とするゲイン選定は、低速（低周波数）領域において不安定化を引き起こす恐れがある。これを回避するためには、安定化条件(5.13)式に基づき、以下の大小関係を満足するようにオブザーバゲインを調整すれば良い。

$$\frac{\omega_{s\max} - |\omega_f|}{W_2} g'_2 \leq g_1 \leq 1 \quad ; \omega'_s \omega_f > 0 \quad (5.14a)$$

$$\frac{g_1 \omega_{s\max} - (1 - g_1) |\omega_f|}{W_2} \leq g'_2 \quad ; \omega'_s \omega_f < 0 \quad (5.14b)$$

ただし、 $\omega_{s\max}$ は以下の条件を満たす正値である。

$$\omega_{s\max} > |\omega'_s| \quad (5.15)$$

(5.14)式を満足するよう g_1 , g'_2 を調整すれば、オブザーバはゼロ周波数 ($\omega_f = 0$) を除く全領域で安定となる。本論文では以下のゲインを提案する（導出に関しては注 5.3 を参照）。

【安定化ゲイン】

$$g_1 = \begin{cases} g_{1l} & ; |\omega_f| < \omega_l \\ \max \left(\frac{\omega_h - |\omega_f|}{\omega_h - \omega_l} g_{1l}, 0 \right) & ; |\omega_f| \geq \omega_l \end{cases} \quad (5.16a)$$

$$g_{1l} = \begin{cases} g_{1\max} & ; i_\delta^* \omega_f \geq 0 \\ \max \left(\frac{\omega_\varepsilon - |\omega_f|}{\omega_\varepsilon} g_{1\max}, 0 \right) & ; i_\delta^* \omega_f < 0 \end{cases} \quad (5.16b)$$

$$g'_2 = \begin{cases} \min \left(\frac{g_{1\max} W_2}{\omega_{s\max}} \left(1 + \frac{\gamma_2}{\omega_{s\max}} |\omega_f| \right), g'_{2h} \right) & ; i_\delta^* \omega_f \geq 0 \\ \max \left(\frac{g_1 \omega_{s\max} - (1 - g_1) |\omega_f|}{W_2}, g'_{2h} \right) & ; i_\delta^* \omega_f < 0 \end{cases} \quad (5.16c)$$

ただし、 $g_{1\max}$, g'_{2h} , ω_l , ω_h は以下の条件を満たす定数である。

$$\left. \begin{array}{l} 0 < g_{1\max} \leq 1 \\ 0 < g'_{2h} \end{array} \right\} \quad (5.17)$$

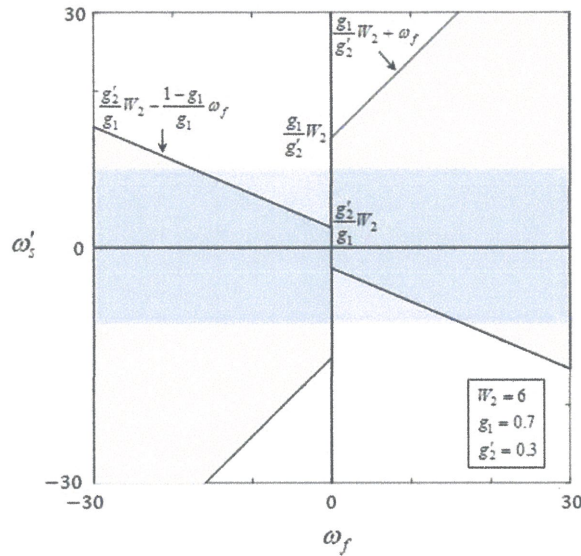


Fig. 5.3 Stability region with constant gain.

$$\omega_{s\max} < \omega_l < \omega_h \quad (5.18)$$

また、 ω_e は任意の極低周波数、 γ_2 は以下の条件を満たす係数である。

$$\left. \begin{array}{l} 0 < \gamma_2 \leq 1 \quad ; \quad |\omega_f| < \omega_{s\max} \\ 0 < \gamma_2 \quad ; \quad |\omega_f| \geq \omega_{s\max} \end{array} \right\} \quad (5.19)$$

周波数領域 $|\omega_f| > \omega_h$ における係数 γ_2 の値は、 $g_2' = g_{2h}'$ となるよう調整すれば良い。

(5.16c)式において、ゲイン g_2' の切り替えには、準すべり周波数 ω_s' の符号情報に代わって、トルク分電流指令値 i_d^* の符合情報を用いた。センサレス誘導電動機においては準すべり周波数は不明であるので、 ω_s' に代わって、トルク分電流 i_d 、または同指令値等の符合情報を用いるのが实际的である。

Fig.5.4に提案ゲインの一例を示す。同図より、提案ゲインは(5.14)式を満足し、ひいては安定化条件を十分に満足する。提案ゲインを用いた場合、 $|\omega_f| > \omega_h$ なる中・高速領域において、特性多項式 $H(s)$ は次式となる。

【特性多項式 (中・高速領域)】

$$H(s) = s^2 + g_{2h}' |\omega_{2n}| s + \omega_f (\omega_f + g_{2h}' \operatorname{sgn}(\omega_f) W_2) \quad (5.20)$$

このときオブザーバの平均収束レイトは $g_{2h}' |\omega_{2n}| / 2$ である。

また、 $\omega_{2n} \approx \omega_f$ 、 $|\omega_f| \gg g_{2h}' W_2$ とすれば、減衰係数 ζ は次式で近似される。

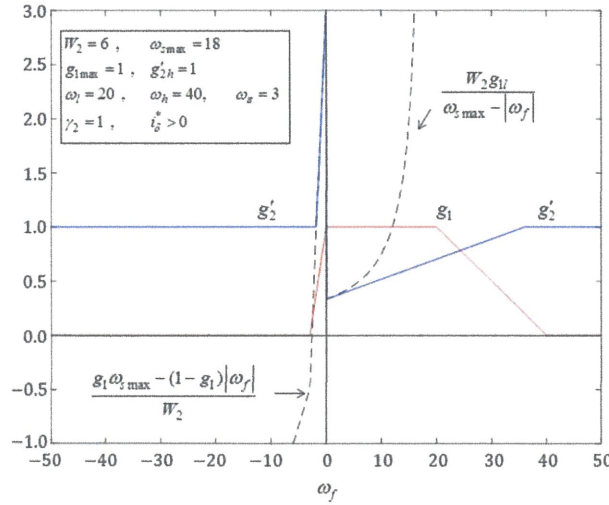


Fig. 5.4 Observer gain.

$$\zeta = \frac{a_1}{2\sqrt{a_0}} \approx \frac{g'_{2h}}{2} \quad (5.21)$$

中・高速域における安定性および速応性はゲイン g'_{2h} の選定を通じ指定される。

5.1 で述べた特徴 2)を実現するためには、本ゲインの適切な選定が重要である。

(注 5.3) 提案ゲインの設計指標について述べる。はじめに、ゲイン g_1 について述べる。低周波数かつ $\omega'_s \omega_f > 0$ なる場合には、(5.14a)式より、ゲイン g_1 を大きくとり、ゼロ周波数近傍においてゲイン g_1 、 g_2 がともに過少となることを避けねばならない(両ゲインをゼロとおけば、提案法は安定限界システムとなる)。一方、 $\omega'_s \omega_f < 0$ なる場合には、(5.14b)式より、ゲイン g_1 を小さくとりゲイン g'_2 を適切な大きさに制限することがノイズ耐性の観点から望ましい((5.6)式の周波数決定則より、ゲイン g'_2 を課題に選定すれば γ 軸電圧ノイズの影響を増加させ、座標系速度 ω_f の振動を誘発する)。(5.16b)式のゲイン g_{1l} は本検討に従ったものである。また、中・高速域においては、ゲイン g_1 をゼロとすることで、(5.20)式に従い簡易設計が可能となる。(5.16a)式は本認識に従ったものである。

次に、ゲイン g'_2 について述べる。(5.14a)式より、 $\omega'_s \omega_f > 0$ かつ $|\omega_f| < \omega_{s\max}$ なる場合は、ゲイン g'_2 は次式を満足する必要がある。

$$g'_2 \leq g_1 f(\omega_f) \quad (5.22)$$

ただし、関数 $f(\omega_f)$ は定義域を $|\omega_f| < \omega_{s\max}$ とする以下の関数である。

$$f(\omega_f) = \frac{W_2}{\omega_{s\max} - |\omega_f|} ; |\omega_f| < \omega_{s\max} \quad (5.23)$$

関数 $f(\omega_f)$ は明らかに凸関数であるので、次式が成り立つ。

$$\frac{W_2}{\omega_{s\max}} \left(1 + \frac{1}{\omega_{s\max}} |\omega_f| \right) \leq f(\omega_f) \quad ; \quad |\omega_f| < \omega_{s\max} \quad (5.24)$$

上式左辺は、関数 $f(\omega_f)$ の原点における片側微係数を用いた 1 次近似である。
(5.22)式および(5.24)式より、(5.16c)式第一項を得る。また、(5.14b)式より、(5.16c)式第二項を得る。

■

〈5・4〉 誤差解析

オブザーバに利用する抵抗設定値と真値との誤差を以下のように定義する。

$$\Delta R_1 = R_1^* - R_1 \quad (5.25)$$

$$\Delta R_{2n} = R_{2n}^* - R_{2n} \quad (5.26a)$$

$$\Delta W_2 = W_2^* - W_2 = \frac{\Delta R_{2n}}{M_n} \quad (5.26b)$$

パラメータ設定値を用い直接周波数形オブザーバを表現すると次式となる。

$$\begin{bmatrix} s + g_1 W_2^* \\ \omega_f + g_2 W_2^* \end{bmatrix} \hat{\phi} = \begin{bmatrix} (1 - g_1) \hat{e}_f + g_1 R_{2n}^* i_f \\ -g_2 \hat{e}_f + \hat{e}_z + g_2 R_{2n}^* i_f \end{bmatrix} \quad (5.27)$$

ただし、 \hat{e} は次式で定義される誘起電圧計算値である。

$$\hat{e} = v_1 - R_1^* i_1 - l_{1t} \mathbf{D}(s, \omega_\gamma) i_1 \quad (5.28)$$

このときオブザーバの定常時推定誤差は以下となる。

【抵抗誤差による推定誤差】

$$\Delta \phi_{2n} = \frac{1}{\omega_f A} \begin{bmatrix} g_2 \tilde{\omega}_s & -(1 - g_1) \omega_f - g_1 \tilde{\omega}_s \\ (1 - g_1) \omega_f + g_2 W_2^* & -g_1 W_2^* \end{bmatrix} \Delta R_1 i_1 \quad (5.29)$$

$$A = (1 - g_1) \omega_f + g_1 \tilde{\omega}_s + g_2 W_2^* \quad (5.30)$$

$$\tilde{\omega}_s = \frac{W_2^*}{W_2} \omega'_s \quad (5.31)$$

(5.29)式より、定常的には、直接周波数形オブザーバは回転子抵抗変動に対し不感である。また、固定子抵抗変動の影響は電源周波数に依存することも理解される。

(5.29)式の証明は以下の通りである。

(5.2)式に基づく以下の伝達行列を定義する。

$$\tilde{\mathbf{G}}(s) = \begin{bmatrix} s + g_1 W_2^* & -\omega_f + g_1 \omega_{2n} \\ \omega_f + g_2 W_2^* & s + g_2 \omega_{2n} \end{bmatrix} \quad (5.32)$$

上式を用い(5.27)式の磁束推定則を以下のように表現する。

$$\begin{bmatrix} s + g_1 W_2^* \\ \omega_f + g_2 W_2^* \end{bmatrix} \hat{\boldsymbol{\phi}} = \tilde{\mathbf{G}}(s) \hat{\boldsymbol{\phi}}_{2n} = \begin{bmatrix} (1 - g_1) \hat{e}_f + g_1 \hat{R}_{2n} i_f \\ -g_2 \hat{e}_f + \hat{e}_z + g_2 \hat{R}_{2n} i_f \end{bmatrix} \quad (5.33)$$

(5.33)式第3項は以下のように表現できる。

$$\begin{bmatrix} (1 - g_1) \hat{e}_f + g_1 \hat{R}_{2n} i_f \\ -g_2 \hat{e}_f + \hat{e}_z + g_2 \hat{R}_{2n} i_f \end{bmatrix} = \mathbf{u} - \begin{bmatrix} 1 - g_1 & 0 \\ -g_2 & 1 \end{bmatrix} \Delta R_1 \hat{i}_1 + \begin{bmatrix} g_1 \\ g_2 \end{bmatrix} \Delta R_{2n} i_f \quad (5.34)$$

(5.34)式右辺第1項は回転子磁束と以下の関係にあるので、

$$\mathbf{u} = \mathbf{G}(s) \boldsymbol{\phi}_{2n} \quad (5.35)$$

これを(5.34)式に代入すると(5.33)式より以下の関係を得る。

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{G}}(s) \hat{\boldsymbol{\phi}}_{2n} &= \mathbf{G}(s) \boldsymbol{\phi}_{2n} - \begin{bmatrix} 1 - g_1 & 0 \\ -g_2 & 1 \end{bmatrix} \Delta R_1 \hat{i}_1 + \begin{bmatrix} g_1 \\ g_2 \end{bmatrix} \Delta R_{2n} i_f \\ &= \tilde{\mathbf{G}}(s) \boldsymbol{\phi}_{2n} - \tilde{\mathbf{G}}(s) \boldsymbol{\phi}_{2n} + \mathbf{G}(s) \boldsymbol{\phi}_{2n} - \begin{bmatrix} 1 - g_1 & 0 \\ -g_2 & 1 \end{bmatrix} \Delta R_1 \hat{i}_1 + \begin{bmatrix} g_1 \\ g_2 \end{bmatrix} \Delta R_{2n} i_f \\ &= \tilde{\mathbf{G}}(s) \boldsymbol{\phi}_{2n} - \begin{bmatrix} g_1 \Delta W_2 & 0 \\ g_2 \Delta W_2 & 0 \end{bmatrix} \boldsymbol{\phi}_{2n} - \begin{bmatrix} 1 - g_1 & 0 \\ -g_2 & 1 \end{bmatrix} \Delta R_1 \hat{i}_1 + \begin{bmatrix} g_1 \\ g_2 \end{bmatrix} \Delta R_{2n} i_f \end{aligned} \quad (5.36a)$$

すなわち、

$$\tilde{\mathbf{G}}(s) \Delta \hat{\boldsymbol{\phi}}_{2n} = - \begin{bmatrix} g_1 \\ g_2 \end{bmatrix} \Delta W_2 \boldsymbol{\phi}_f - \begin{bmatrix} 1 - g_1 & 0 \\ -g_2 & 1 \end{bmatrix} \Delta R_1 \hat{i}_1 + \begin{bmatrix} g_1 \\ g_2 \end{bmatrix} \Delta R_{2n} i_f \quad (5.36b)$$

ここで定常状態を考える。(2.104)式第一行より定常時の回転子磁束 f 軸成分に関し次式が成り立つ。

$$\boldsymbol{\phi}_f = M_n i_f + \frac{\omega'_s}{W_2} \boldsymbol{\phi}_z \quad (5.37)$$

上式を(5.36)式に代入し次式を得る。

$$\begin{aligned}
\tilde{G}(0)\Delta\hat{\phi}_{2n} &= -\begin{bmatrix} g_1 \\ g_2 \end{bmatrix} \Delta W_2 \left(M_{nif} + \frac{\omega'_s}{W_2} \phi_z \right) - \begin{bmatrix} 1-g_1 & 0 \\ -g_2 & 1 \end{bmatrix} \Delta R_1 i_1 + \begin{bmatrix} g_1 \\ g_2 \end{bmatrix} \Delta R_{2nif} \\
&= -\begin{bmatrix} g_1 \\ g_2 \end{bmatrix} \frac{\Delta W_2}{W_2} \omega'_s \phi_z - \begin{bmatrix} 1-g_1 & 0 \\ -g_2 & 1 \end{bmatrix} \Delta R_1 i_1
\end{aligned} \tag{5.38}$$

回転子磁束 z 軸成分に関し $\phi_z = -\Delta\phi_z$ が成り立つので、上式は以下のように書改められる。

$$\begin{bmatrix} g_1 W_2^* & -\omega_f + g_1 \left(\omega_{2n} - \frac{\Delta W_2}{W_2} \omega'_s \right) \\ \omega_f + g_2 W_2^* & g_2 \left(\omega_{2n} - \frac{\Delta W_2}{W_2} \omega'_s \right) \end{bmatrix} \Delta\hat{\phi}_{2n} = -\begin{bmatrix} 1-g_1 & 0 \\ -g_2 & 1 \end{bmatrix} \Delta R_1 i_1 \tag{5.39}$$

以下の関係を用いれば、

$$\omega_{2n} - \frac{\Delta W_2}{W_2} \omega'_s = \omega_f - \frac{W_2^*}{W_2} \omega'_s = \omega_f - \tilde{\omega}_s \tag{5.40}$$

(5.39)式は次式となる。

$$\begin{bmatrix} g_1 W_2^* & -(1-g_1)\omega_f - g_1 \tilde{\omega}_s \\ \omega_f + g_2 W_2^* & g_2(\omega_f - \tilde{\omega}_s) \end{bmatrix} \Delta\hat{\phi}_{2n} = -\begin{bmatrix} 1-g_1 & 0 \\ -g_2 & 1 \end{bmatrix} \Delta R_1 i_1 \tag{5.41}$$

上式より(5.29)式を得る。

〈5・5〉 固定子抵抗同定法

(5.29)式の誤差解析より、以下の固定子抵抗同定則が導出される。

$$s\hat{R}_1 = -d_0 \operatorname{sgn}(\omega_f i_z) ([g_1 \quad g_2] \Delta v_1) \tag{5.42}$$

$$\Delta v_1 = \hat{R}_1 i_1 + \omega_f \begin{bmatrix} -l_{1r} i_z \\ l_{1r} i_f + \hat{\phi} \end{bmatrix} - v_1 \tag{5.43}$$

ただし、 d_0 は任意の正の同定ゲインである。

証明は以下の通りである。

(5.43)式より Δv_1 は回転子磁束誤差を用い次式で表すことができる。

$$\begin{aligned}
\Delta v_1 &= \hat{R}_1 i_1 + \omega_f J [l_{1r} i_1 + \hat{\phi}_{2n}] - R_1 i_1 + \omega_f J [l_{1r} i_1 + \phi_{2n}] \\
&= \Delta R_1 i_1 + \omega_f J \Delta\phi_{2n}
\end{aligned} \tag{5.44}$$

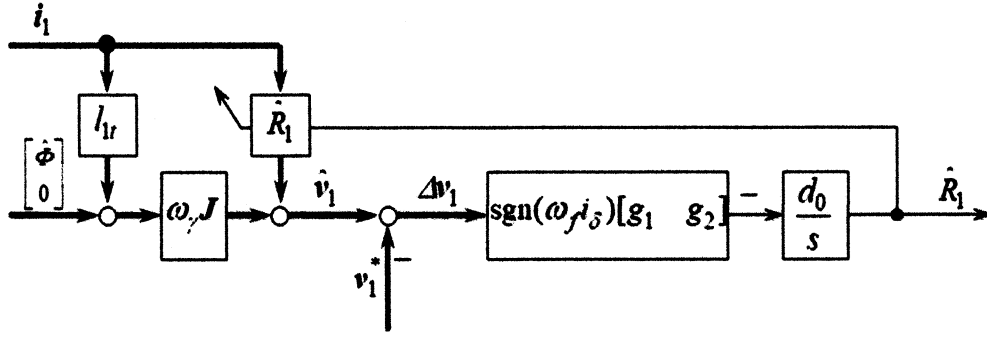


Fig. 5.5 Block diagram of stator resistance identification.

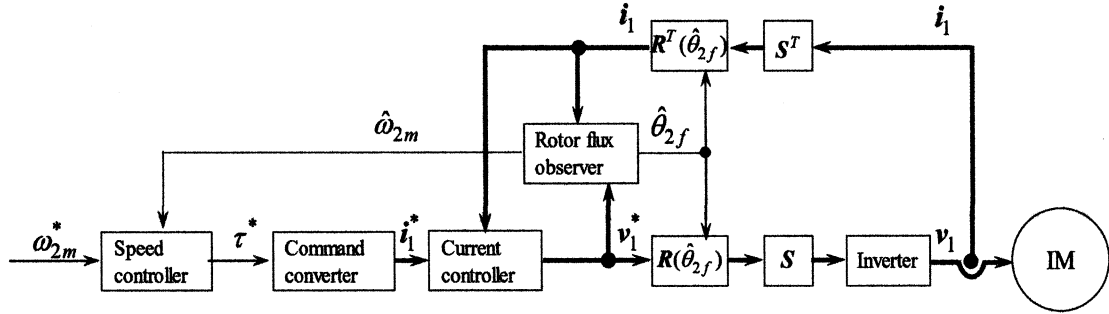


Fig. 5.6 Block diagram of sensorless vector control system.

上式に(5.29)式を代入し次式を得る。

$$\begin{aligned} \Delta v_1 &= \Delta R_1 i_1 + \frac{1}{A} \mathbf{J} \begin{bmatrix} g_2 \tilde{\omega}_s & -(1-g_1)\omega_f - g_1 \tilde{\omega}_s \\ (1-g_1)\omega_f + g_2 W_2^* & -g_1 W_2^* \end{bmatrix} \Delta R_1 i_1 \\ &= \frac{\Delta R_1}{A} \begin{bmatrix} g_1 \tilde{\omega}_s & g_1 W_2^* \\ g_2 \tilde{\omega}_s & g_2 W_2^* \end{bmatrix} i_1 \end{aligned} \quad (5.45)$$

上式を(5.42)式に代入し, $s\hat{R}_1 = s(R_1 + \Delta R_1) = s\Delta R_1$ を考慮すれば次式となる。

$$\begin{aligned} s\Delta R_1 &= -d_0 \text{sgn}(\omega_f i_z) ([g_1 \ g_2] \Delta v_1) \\ &= \frac{-d_0 \text{sgn}(\omega_f i_z) (g_1^2 + g_2^2) (\tilde{\omega}_s i_f + W_2^* i_z)}{A} \Delta R_1 \\ &\approx \frac{-d_0 (g_1^2 + g_2^2) (|\tilde{\omega}_s| |i_f + W_2^* i_z|)}{|A|} \Delta R_1 \end{aligned} \quad (5.46)$$

上式第2行から第3行への近似は $i_z \omega_s > 0$ を仮定した。また, 提案ゲインにより(5.9)式の a_0 が正であれば $\omega_f A > 0$ も十分成り立つことを考慮している。

提案の固定子抵抗同定法を Fig.5.5 に示す。(5.46)式より抵抗誤差 ΔR_1 の収束レートは $d_0 (g_1^2 + g_2^2) (|\tilde{\omega}_s| |i_f + W_2^* i_z|) / |A|$ であり, i_z および ω_f に依存する。同定ゲ

ン d_0 はこれらの影響を考慮して決定する必要がある。

〈5・6〉 実験結果

提案法の性能を検証すべく、実機試験を行った。センサレス速度制御系の全体構成を Fig.5.6 に示す。速度推定は回転子速度の関係に基づき $\hat{\omega}_{2n} = \omega_f - \hat{\omega}_s$ とした。このときすべり周波数は次式に従い推定した。

$$\hat{\omega}_s = \frac{i_\delta}{i_\gamma} W_2 \quad (5.47)$$

供試電動機およびインバータは 5 章で用いた電動機と同一である。インバータの直流バス電圧は 282[V] (回生時は最大 380[V])、PWM 周期は 100[μ s]、デッドタイムは 3[μ s] とした。電流制御器、速度制御器は各々 PI 制御器とし、電流制御における非干渉化処理は省略した。

実験では、 γ 軸電流指令値は 4[A] 一定とした。また、電流制御系帯域幅は 2000[rad/s]、速度制御系帯域幅は 40[rad/s] となるよう設計した。速度推定用 LPF の帯域幅は 70[rad/s]、PLL 帯域幅はトルク制御モードでは 60[rad/s]、速度制御モードでは 300[rad/s] とした (注 5.1 参照)。オブザーバおよび同定器の各パラメータは以下とした。

$$\begin{aligned} g_{1\max} &= 1, \quad g'_{2h} = 1 \\ \gamma_2 &= 1 \\ \omega_{s\max} &= \begin{cases} 20 & ; 3|\hat{\omega}_s| > 20 \\ 3|\hat{\omega}_s| & ; W_2 < 3|\hat{\omega}_s| \leq 20 \\ W_2 & ; 3|\hat{\omega}_s| \leq W_2 \end{cases} \\ \omega_l &= 30, \quad \omega_h = 130, \quad \omega_\varepsilon = 3 \\ d_0 &= |\hat{A}| \end{aligned}$$

さらに、提案オブザーバの位相推定性能を評価するため、4 章の実験と同様に電流モデルに基づき磁束参考値 ϕ_{2ns} を生成し、位相参考値 θ_{2fs} を生成した。

〈5・6・1〉 トルク制御

A 実験 1-A (一定トルク制御 1)

システムをトルク制御モードとし、トルク指令値 5.63[Nm] (120% 定格トルク) を与えた状態で、負荷装置により速度を台形状に変化させた。このときの速度は最大値 ± 5 [rad/s]、加速度は ± 10 [rad/s²] とし、電源周波数 (座標系速度 ω_γ) が一時的にゼロ値近傍を取るよう調整した。結果を Fig.5.7 に示す。同図における波形は、上から電源周波数、回転子機械速度、磁束位相参考値 (青線)、磁束位相推定値 (赤線)、位相推定誤差の参考値 ($\hat{\theta}_{2f} - \theta_{2fs}$)、トルク分電流、トルク、u 相電圧指令値である。同図より、位相推定誤差の参考値は最大でも 0.2 [rad] 程

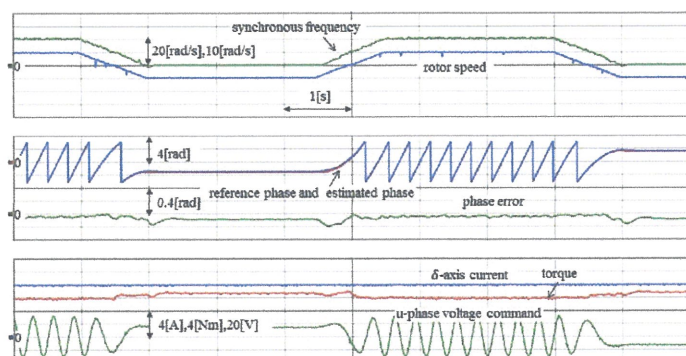


Fig. 5.7 Torque control at low speed region.

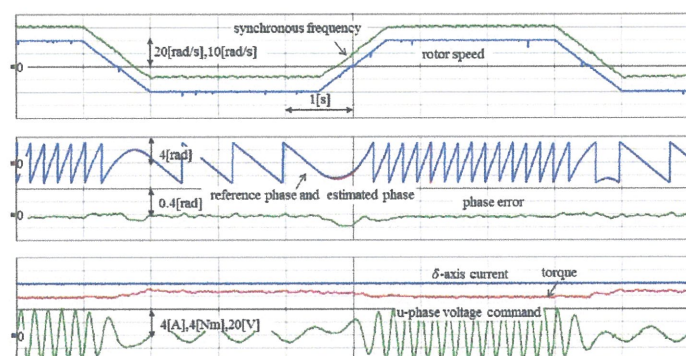


Fig. 5.8 Torque control at low speed region including zero crossing frequency. (120% rated torque)

度であり、ゼロ周波数近傍においても位相推定値は同参考値に追従している。これは、提案オブザーバの高い安定性を示すものである。なお、同図において、力行時と回生時でトルク取得値の値が異なるが、これは負荷装置による発生トルクがトルク取得値に重畳したためである。同図におけるすべり周波数はほぼ一定であり、供試モータの発生トルクは一定値を維持していることが確認される。

B 実験 1-B (一定トルク制御 2)

実験 1-A と同様に 120%定格トルク指令を与え、負荷装置により速度を台形状に変化させた。このときの速度は最大値 ± 10 [rad/s]、加速度は ± 20 [rad/s²]とした。本条件は、低速域における力行から回生への連続運転(ゼロクロス周波数を含む)を意味する。結果を Fig. 5.8 に示す。同図より、電源周波数は安定的にゼロ周波数を通過しており、システムの高い安定性が確認される。また、u 相電圧指令値の振幅は力行運転時に約 20[V]、回生運転時は約 6[V]であり、S/N 比の観点からは回生運転時に不利であるが、電源周波数は安定しており、提案ゲインの妥当性および PLL による位相処理の有効性が確認される。

C 実験 1-C (可変トルク制御 1)

負荷装置により速度を 0[rad/s]一定に保ち、最大値 ± 5.63 [Nm]の台形状のトルク指令を与え、応答を確認した。結果を Fig.5.9 に示す。同図より定常時の位相

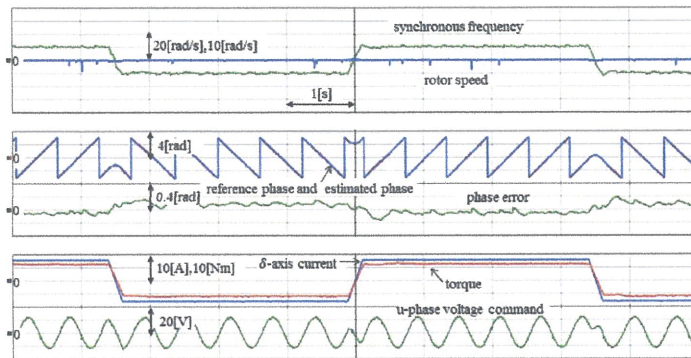


Fig. 5.9 Trapezoidal torque control at zero speed.

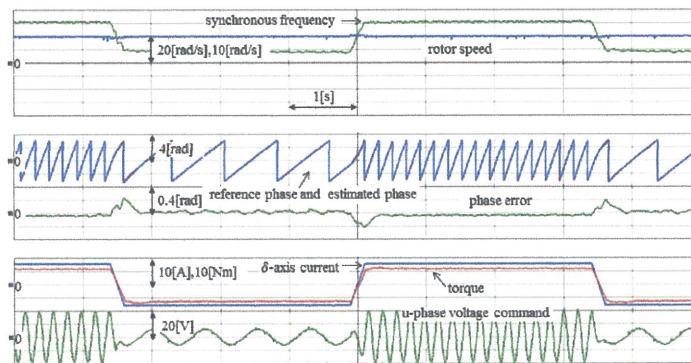


Fig. 5.10 Trapezoidal torque control at speed of 10[rad/s]

推定誤差の参考値は最大で 0.2[rad]程度であり，低周波数領域における安定性が確認される。また，正負のトルク指令に対し，安定的なトルク発生が確認される。

D 実験 1-D (可変トルク制御 2)

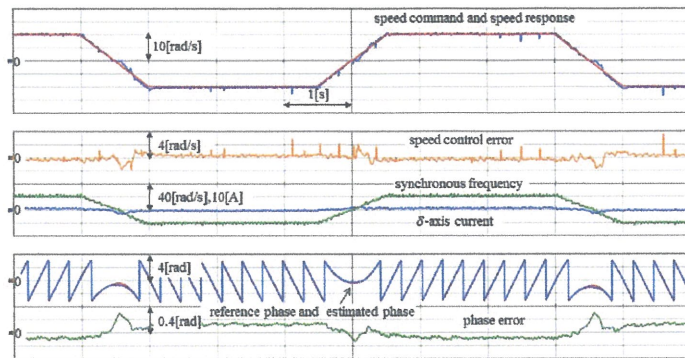
負荷装置により速度を 10[rad/s]一定に保ち，最大値±5.63 [Nm]の台形状のトルク指令を与え，応答を確認した。結果を Fig. 5.10 に示す。同図より位相推定誤差の参考値は最大で 0.2[rad]程度であり，実験 1-C と同様に，所望のトルク発生が確認される。

以上の結果より，提案法は，5.1 章で述べた駆動性能 i)を満足することが確認される。

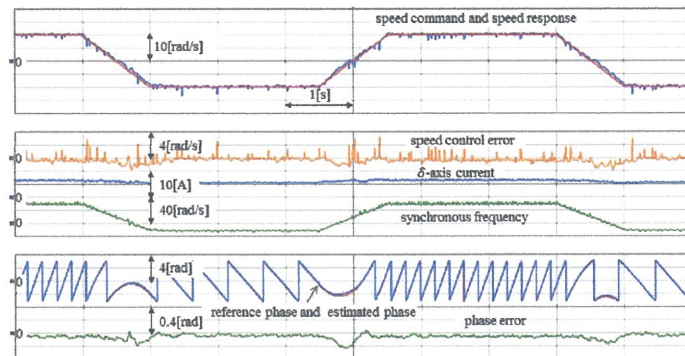
〈5・6・2〉速度制御

A 実験 2-A (低速域速度制御)

低速領域における速度制御を行った。負荷条件は無負荷（負荷装置を取り外した状態），および定格負荷とし，速度指令値として最大値±10 [rad/s]，加速度±20[rad/s²]の台形状の指令値を印加した。結果を Fig.5.11 に示す。同図(a)は無負荷時の応答，同図(b)は定格負荷印加時の応答である。同図における波形の意味は，上から機械速度指令値（赤線），同応答値（青線），速度制御偏差 ($\omega_{2m}^* - \omega_{2m}$)，トルク分電流，電源周波数，磁束位相参考値（青線），磁束位相推定値（赤線），



(a) No load.



(b) With rated load.

Fig. 5.11 Speed control at low speed region.

位相推定誤差の参考値である。両図ともに、ゼロ周波数通過時に速度制御偏差の若干の拡大が確認されるものの、ゼロ周波数通過後に速やかに収斂しており、安定的な速度制御の遂行が確認される。また、位相推定誤差の参考値は無負荷時に最大 $0.3[\text{rad}]$ 、定格負荷印加時に最大 $0.2[\text{rad}]$ 程度であり、安定的な位相推定性能が確認される。

B 実験 2-B (ステップ速度指令)

速度指令値として、ステップ速度指令を印加した。このときの値は、 $-40, -24, -8, 8, 24, 40[\text{rad/s}]$ とした。結果を Fig. 5.12 に示す。同図(a)は無負荷時の応答、同図(b)は定格負荷印加時の応答である。両図ともに低～中速域における良好な速度制御性能が確認される。

C 実験 2-C (瞬時負荷印加)

一定速度制御をおこなった。はじめに速度指令値を $5[\text{rad/s}]$ とし、負荷装置の発生トルクはゼロとした。その後、ある時刻に瞬時に定格負荷を印加し、速度制御応答を確認した。また、その後ある時刻に瞬時に定格負荷を除去し、応答を確認した。結果を Fig. 5.13 に示す。同図(a)は負荷印加に対する応答、同図(b)は負荷除去に対する応答である。同図(a)より、瞬時定格負荷印加に対し、速度制御が正常に遂行され、負荷印加の影響を安定的に排除していることが確認される。ま

た、急峻な速度変化にも関わらず、位相推定値は同参考値に良好な追従を示しており、提案オブザーバの速応性が確認される。同図(b)においても同様に、安定的な速度制御の遂行が確認される。

以上の結果より、提案法は 5.1 章で述べた駆動性能 ii) を満足することが確認される。

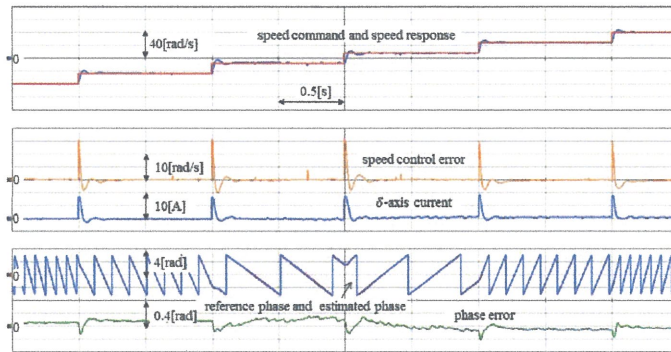
D 実験 2-D (加減速速度制御 1)

速度指令値として、最小値を $5[\text{rad/s}]$ 、最大値を $165[\text{rad/s}]$ とした台形状の指令値を印加した。負荷は無負荷 (負荷装置を取り外した状態)、および定格負荷とし、無負荷時の加速度は $\pm 1200[\text{rad/s}^2]$ 、定格負荷印加時の加速度は $\pm 400[\text{rad/s}^2]$ とした。結果を Fig.5.14 に示す。同図(a)は無負荷時の応答、同図(b)は定格負荷印加時の応答である。同図(a)より、急峻な加減速指令に対し、良好な追従性能が確認される。また、同図(b)より、定格負荷印加に対し、広範囲における安定的な速度制御の遂行が確認される。

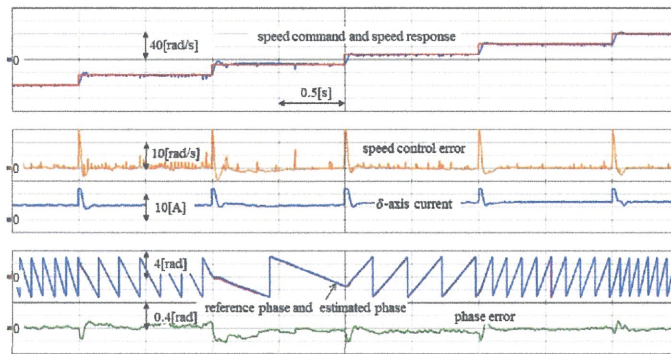
E 実験 2-E (加減速速度制御 2)

速度指令値として、最大値を $\pm 160[\text{rad/s}]$ とした台形状の指令値を印加した。負荷は無負荷 (負荷装置を取り外した状態)、および定格負荷とし、無負荷時の加速度は $\pm 1200[\text{rad/s}^2]$ 、定格負荷印加時の加速度は $\pm 400[\text{rad/s}^2]$ とした。結果を Fig. 5.15 に示す。実験 2-D と同様、高応答かつ安定的な速度制御の遂行が確認される。

以上の結果より、提案法は 5.1 章で述べた駆動性能 ii)、および iii) を広範囲な速度領域において満足することが確認される。

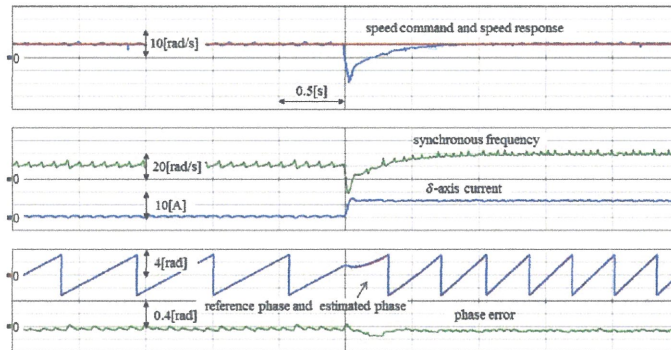


(a) No load.

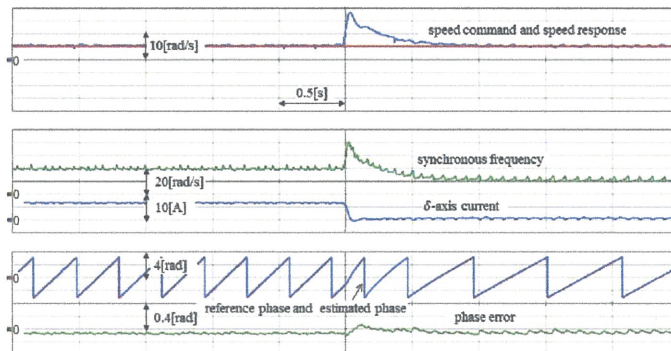


(b) With rated load.

Fig. 5.12 Step speed control.



(a)



(b)

Fig. 5.13 Speed control under impact load.

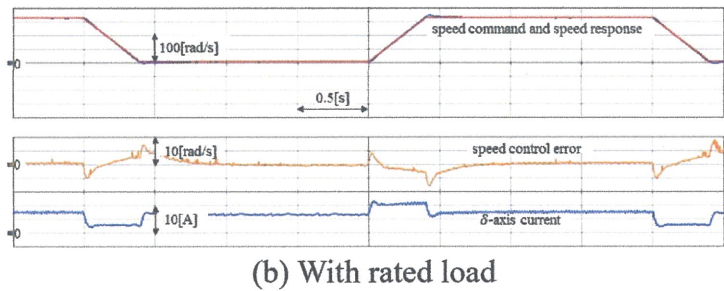
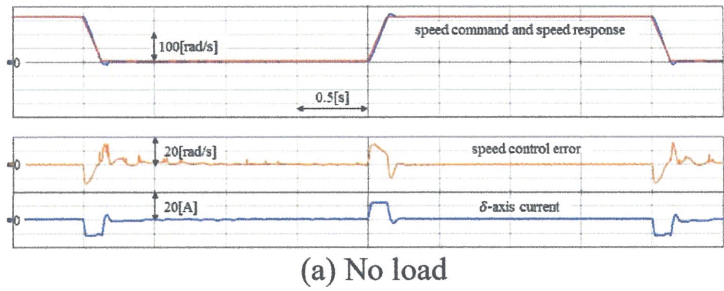


Fig. 5.14 Speed control at positive speed range.

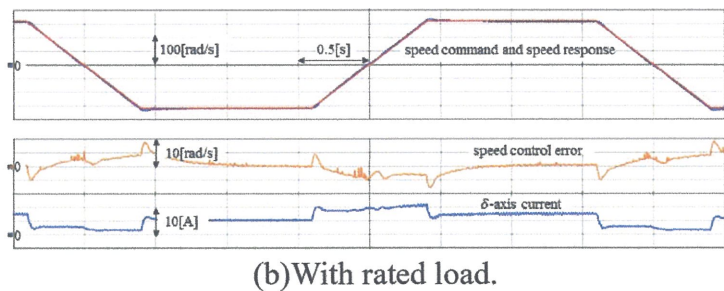
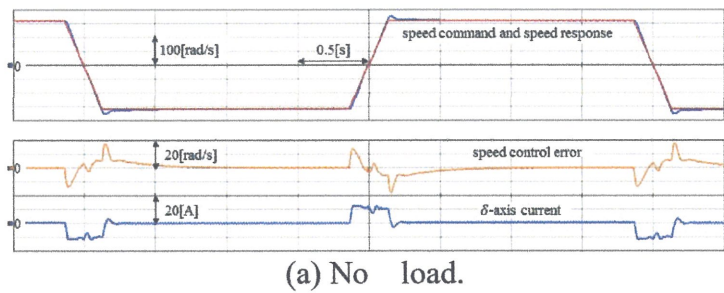
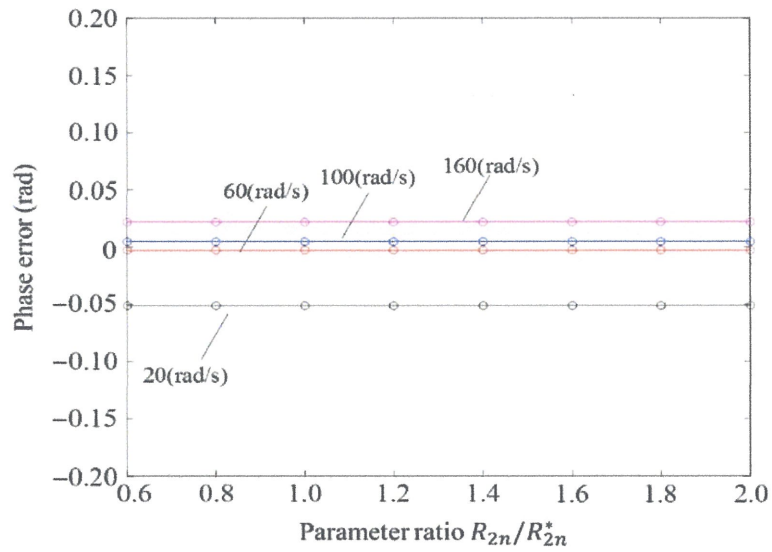


Fig. 5.15 Speed control at whole speed range.

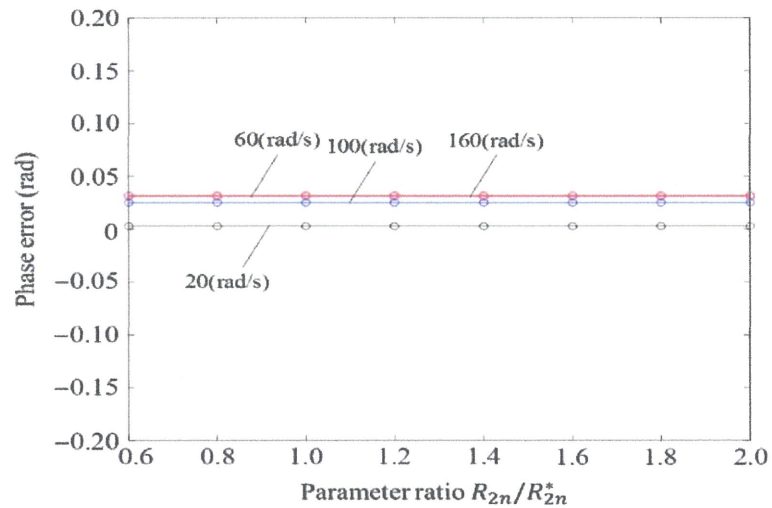
〈5・6・3〉 抵抗変動に対するロバスト性試験

A 実験 3-A (抵抗変動に対する位相誤差特性)

回転子抵抗変動の影響を評価すべく、オブザーバに利用する回転子抵抗値を事前同定値から変化させ、位相誤差特性を測定した。このとき抵抗変動率 60～200%を仮定して抵抗相対比が 0.6～2.0 となるよう抵抗設定値を変動させた。速度を一定とし、定格トルク指令を与え、位相推定誤差を測定した。結果を Fig.5.16



(a) Motoring mode.

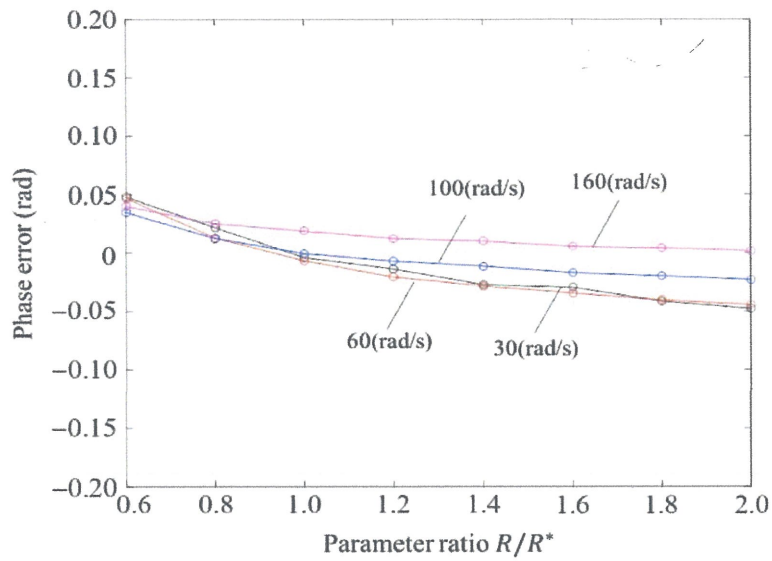


(b) Regenerating mode.

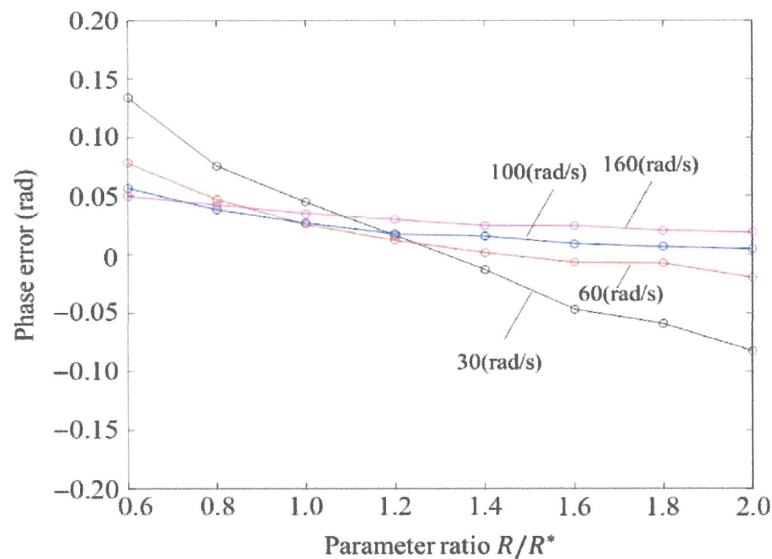
Fig. 5.16 Phase error with rotor resistance variation.

に示す。同図(a)は力行運転時の結果であり、同図(b)は回生運転時の結果である。両図ともに各速度における位相推定誤差はフラットであり、提案法の回転子抵抗誤差に対するロバスト性が確認される。

また、回転子抵抗と共に固定子抵抗に誤差を有する場合の位相誤差特性を測定した。このときの抵抗変動率は回転子抵抗変動率と固定子抵抗変動率が同一となるよう各抵抗設定値を変化させた。結果を Fig.5.17 に示す。力行運転、回生運転時ともに抵抗変動に対し位相誤差が生じており、特に回生運転時に最大 0.14[rad]の誤差が生じている。また、速度増加に伴い位相誤差が減少することも



(a) Motoring mode.



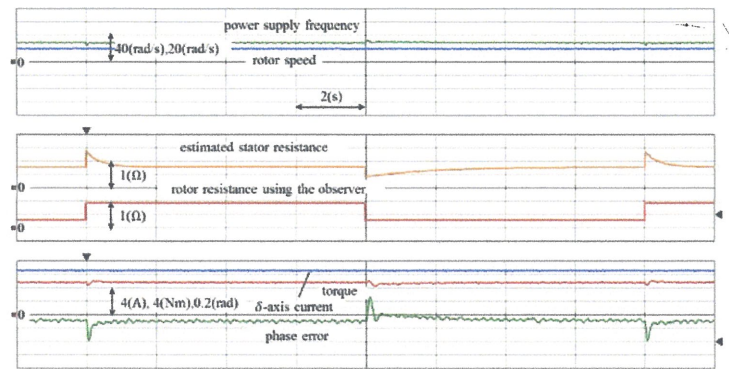
(b) Regenerating mode.

Fig. 5.17 Phase error with stator resistance and rotor resistance variation.

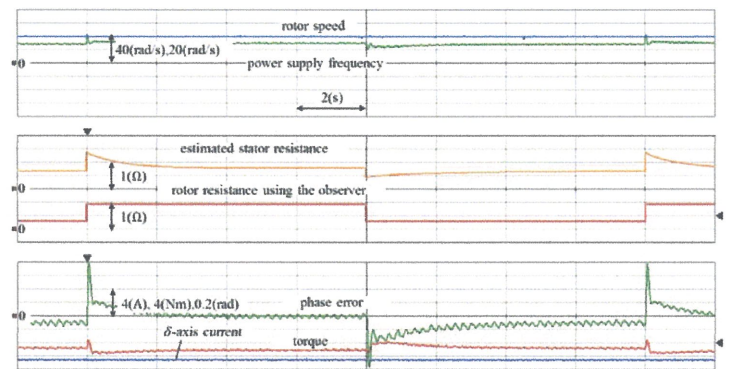
確認される。

B 実験 3-B (固定子抵抗同定)

実験 3-A より，低速運転時の位相推定において固定子抵抗の影響を強く受けることを確認した。本影響を除去すべく，提案の固定子抵抗同定法を用いた同定を行い，この性能を確認した。トルク制御モードにおいて定格トルク指令を与えた状態で，負荷装置により速度を一定とした。このときの速度は電源周波数が概ね 30[rad/s]となるよう，力行状態で 10[rad/s]，回生状態で 20[rad/s]とした。抵抗変



(a) motoring.



(b) regenerating.

Fig. 5.18 Stator resistance identification.

動率は 60%および 200%を仮定し、瞬間的に固定子抵抗および回転子抵抗（回転子逆時定数）の両設定値を事前同定値の 1/0.6, 1/2.0 倍の値とし、結果を確認した。結果を Fig.5.18 に示す。同図(a)は力行運転時の結果、同図(b)は回生運転時の結果である。波形の意味は上から電源周波数(緑線)，回転子速度(青線)，固定子抵抗同定値(橙線)，回転子抵抗設定値(赤線)，トルク分電流(青線)，トルク取得値(赤線)，位相誤差(緑線)である。同図(a)より、固定子抵抗は約 2[s]以内に事前同定値近傍に収斂している。このとき、固定子抵抗同定値の収斂に呼応した位相推定誤差の収斂も確認される。同図(b)においても概ね同様の傾向であるが、抵抗同定値は 60%変動後の同定値と 200%変動後の同定値で異なる値となった。これは位相誤差による電圧の減少により S/N 比が劣化し、指令電圧値と実際の電圧値の誤差が大きくなったためと推測される。若干の固定子抵抗誤差は残るものの、発生トルクは概ね指令値近傍で安定しており、提案法の効果が確認される。

〈5・7〉 まとめ

センサレス誘導電動機のための低速域安定なオブザーバを新規提案し、実機試験を通じその有用性を検証した。実験により、提案法は以下の性能を満足することが確認された。

- i) ゼロ速度を含む低速域における力行・回生運転性能

ii) 速度制御において、ゼロ速度近傍を含む広範囲な速度指令に対する安定制御性能

iii) 速度制御において、急加減速指令に対する追従性能

iv) 回転子抵抗に対するロバスト性および固定子抵抗同定性能

i) に関し、速度 $-10\sim 10[\text{rad/s}]$ の低速域において、力行・回生の両状態で、120%定格トルクの安定的な発生を確認した。ii) に関し、無負荷および定格負荷印加の両状態において、 $-10\sim 10[\text{rad/s}]$ の低速域速度指令、および $5\sim 165[\text{rad/s}]$, $-160\sim 160[\text{rad/s}]$ の広範囲速度指令に対する安定的な速度制御性能を確認した。iii) に関し、加速度 $\pm 1200[\text{rad/s}^2]$ の台形速度指令に対する高い追従性能を確認した。iv) に関し、60～200%の回転子抵抗変動に対するロバスト性を確認した。また、固定子抵抗の60%、200%の変動に対し、提案法は所望の同定性能を発揮することを確認した。

以上の結果より、提案のセンサレスベクトル制御法により、ゼロ速度近傍から定格速度までの広範囲な速度領域において、所望の駆動性能を発揮することが確認された。

6. 結言

本論文では、誘導電動機ベクトル制御のための新たなオブザーバ理論に基づき、2種のオブザーバを提案した。第1に回転子抵抗の変動にロバストなすべり周波数形オブザーバを提案した。提案法の安定性および抵抗変動時の磁束推定誤差特性を導出し、この妥当性を実機試験を通じ確認した。試験結果によれば、提案法は以下の特徴を備えていることが確認された。

1. 中・高速域において、回転子抵抗誤差に対するロバスト性を発揮する。特に力行運転時には、回転子抵抗の変動に対し、低速域からロバスト性を発揮する。
2. 速度制御において、広帯域な制御帯域幅の確保が可能。また、回転子抵抗誤差を有する場合においても、誤差のない場合と同等の速度制御性能を発揮する。

第2にセンサレス誘導電動機のための直接周波数形オブザーバを提案した。低速回生領域における安定駆動を可能とするゲイン設計法、および抵抗誤差に対する磁束推定誤差特性を示した。また、提案オブザーバにおける固定子抵抗同定法を新たに示した。この妥当性を実機試験を通じ確認し、以下の性能を提案法が備えていることを確認した。

1. ゼロ速度を含む低速域における力行・回生運転性能
2. 速度制御において、ゼロ速度近傍を含む広範囲な速度指令に対する安定制御性能
3. 速度制御において、急加減速指令に対する追従性能
4. 回転子抵抗に対するロバスト性および固定子抵抗同定性能

これらの結果は誘導電動機ベクトル制御の性能改善、ひいてはベクトル制御適用領域の拡大を可能とするものであり、今後の活用が期待される。

謝辞

本論文を執筆するにあたり、指導教授の新中新二教授，副査の島健教授，松木伸行準教授，明治大学の久保田寿夫教授，早稲田大学の近藤圭一郎教授に多くの貴重な御意見・御指摘を戴きました。厚く御礼申し上げます。また，竹内茂教務技術職員には実機実験に際し多くの御指導・御協力を戴きました。心より御礼申し上げます。また，新中研究室博士前期課程1年の内田悠介君，澤田芳矢君より多くの指摘を戴きました。心より感謝いたします。

参考文献

1章

- (1) 「平成21年度省エネルギー設備導入促進指導事業（エネルギー消費機器実態等調査事業）報告書」, エネルギー総合工学研究所,
https://www.enecho.meti.go.jp/category/saving_and_new/saving/general/more/pdf/h21_houko_kusho.pdf (参照 2020-1-11)
- (2) 新中新二: 「誘導モータのベクトル制御技術」, ISBN978-4-501-11710-8,
東京電機大学出版局 (2015)
- (3) Y. Hori, T. Umeno and H. Suzuki: "Implementation of Field Orientation Type Vector Control System Based on the Desensitized Fast Flux Observer", IEEJ Trans. IA, Vol. 109, No. 10, pp. 771-777 (1989) (in Japanese)
堀 洋一・梅野孝治・鈴木裕之: 「高速低感度磁束オブザーバに基づく磁界オリエンテーション形ベクトル制御系の実現」, 電学論 D, Vol. 109, No. 10, pp. 771-777 (1989)
- (4) S. Sangwongwanich, T. Yonemoto, T. Furuhashi, and S. Okuma: "Design of Sliding Observer for Estimation of Rotor Flux of Induction Motors", IEEJ Trans. EIS, Vol. 110, No. 4, pp.279-288 (1990) (in Japanese)
S. Sangwongwanich・米本 剛・古橋 武・大熊 繁: 「スライディングオブザーバを用いた誘導電動機の二次磁束推定とその設計法」, 電学論 C, Vol. 110, No 4, pp. 279-288 (1990)
- (5) S. Doki, S.aaa and S Okuma: "Experimental Study of Field-Oriented Vector Control System using Flux Observer Based on Robust Design Method", IEEJ Trans. IA, Vol. 114, No. 3, pp. 282-288 (1994) (in Japanese)
道木慎二・S. Sangwongwanich・大熊 繁: 「ロバスト設計法にもとづく磁束オブザーバを用いた磁束フィードバック形ベクトル制御系の実験」, 電学論 D, Vol. 114, No. 3, pp. 282-288 (1994)
- (6) M. Hasegawa, H. Yamasaki, S. Doki, S. Okum: "Realization of Robust Vector Control System using Flux Observer and its Performance Evaluation", IEEJ Trans. IA, Vol. 119, No7, pp. 932-941 (1999) (in Japanese)
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, Vol. 119, No7, pp. 932-941 (1999)
- (7) M. Hasegawa, S. Doki, S. Okuma, T. Fukumori, F. Fujiwara: "Design Method of Robust Full-Order Observer to Suppress Axis Deviation for Vector Controlled Induction Motor using r Positive Real Problem and Gain Scheduled H_∞ Control", IEEJ Trans. IA, Vol. 121, No. 12, pp. 1218-1227 (2001) (in Japanese)
長谷川 勝・道木慎二・大熊 繁・福森 勉・藤原文治: 「 γ -正実化問題とゲインスケジュールド H_∞ 制御を用いた軸ずれを抑圧する同一次元オブザーバのロバスト設計法」, 電学論 D, Vol. 121, No. 12, pp. 1218-1227 (2001)
- (8) H. Kubota and K. Matsuse: "Adaptive Flux Observer of Induction Motor and its Stability", IEEJ Trans. IA, Vol. 111, No. 3, pp. 188-194 (1991) (in Japanese)
久保田 寿夫・松瀬貢規: 「誘導電動機のパラメータ適応二次磁束オブザーバの提案とその安定性」, 電学論 D, Vol. 111, No. 3, pp. 188-194 (1991)
- (9) T. Yamada, Y. Yamamoto, T. Ichioka, T. Niwa: "Compensation for Parameters Variation of Induction Motor Improved Torque Control Characteristics at Low and High Speed Region", IEEJ Trans. IA, Vol. 112, No. 2, pp. 107-116 (1992) (in Japanese)
山田哲夫・山本康弘・市岡忠士・丹羽 亨: 「低速域と高速域のトルク制御精度を改善した誘導電動機のパラメータ変動補償」, 電学論 D, Vol. 112, No. 2, pp. 107-116 (1992)
- (10) K. Tungpimolrut, F. Peng, T. Fukao: "Robust Vector Control of Induction Motor without Using Stator and Rotor Circuit Time Constants", IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 30, no. 5, pp. 1241 - 1246, 1994.
- (11) T. Noguchi, K. Yamada, S. Kondo, I. Takahashi: "Quick-Response Torque Control of Induction Motor with Robustness against Variations of Primary and Secondary Resistances", IEEJ Trans. IA, Vol. 115, No. 9, pp. 1115-1122 (1995) (in Japanese)
野口季彦・山田和範・近藤正示・高橋 勲: 「一次抵抗と二次抵抗の変動にロバストな誘導電動機の高速度トルク制御法」, 電学論 D, Vol. 115, No. 9, pp. 1115-1122 (1995)
- (12) S. Shinnaka: "Adaptive Vector Control of Servo Induction Motors", IEEJ Trans. IA, Vol. 117, No. 8, pp. 1024-1032 (1997) (in Japanese)
新中新二: 「誘導形サーボモータの適応ベクトル制御」, 電学論 D, Vol. 117, No. 8, pp. 1024-1032 (1997)
- (13) H. Kubota, K. Matsuse, and T. Nakano: "Application of Adaptive Flux Observer to Speed Estimation of Induction Motor", IEEJ Trans. IA, Vol. 110, No. 12, pp. 1292-1293 (1990) (in Japanese)
久保田寿夫・松瀬貢規・中野孝良: 「適応二次磁束オブザーバの誘導電動機速度推定への応用」, 電学論 D, Vol. 110, No. 12, pp. 1292-1293 (1990)

- (14) H. Kubota, M. Ozaki, K. Matsuse, and T. Nakano: "Direct Field Oriented Control of Induction Motor without Speed Sensors Using Adaptive Flux Observer", IEEJ Trans. IA, Vol. 111, No. 11, pp. 954-960 (1991) (in Japanese)
久保田寿夫・尾崎正則・松瀬貢規・中野孝良:「適応二次磁束オブザーバを用いた誘導電動機の世界速度センサレス直接形ベクトル制御」, 電学論 D, Vol. 111, No. 11, pp. 954-959 (1991)
- (15) H. Kubota, I. Sato, Y. Tamura, K. Matsuse, H. Ohta, Y. Hori, "Regenerating-mode low-speed operation of sensorless induction motor drive with adaptive observer", IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 38, no. 4, pp. 1081-1086, 2002.
- (16) Y. Kinpara and M. Koyama: "Speed Sensorless Vector Control Method of Induction Motor Including a Low Speed Region", IEEJ Trans. IA, Vol. 120, No. 2, pp. 223-229 (2000) (in Japanese)
金原義彦・小山正人:「低速・回生領域を含む誘導電動機の世界速度センサレスベクトル制御法」, 電学論 D, Vol. 120, No. 2, pp. 223-229 (2000)
- (17) S. Shinnaka: "Sensorless Vector Control of Induction Motors Using Minimum Dimensional Flux D-State Observer with Instantaneous Speed Estimation", IEEJ Trans. IA, Vol. 135, No. 3, pp. 299-307 (2015) (in Japanese)
新中新二:「瞬時速度推定同伴の最小次元 D 因子磁束状態オブザーバを用いた誘導モータのセンサレスベクトル制御」, 電学論 D, 135, No. 3, pp. 299-307 (2015)
- (18) J. Hu and B. Wu, "New Integration Algorithms for Estimating Motor Flux over a Wide speed Range", IEEE Trans. Power Electron., vol. 13, no. 5, pp. 969-977, 1998.
- (19) K. Kondo and K. Yuki: "Study on an Application of Induction Motor Speed Sensorless Vector Control to Railway Vehicle Traction", IEEJ Trans. IA, Vol. 125-D, No. 1, pp. 1-8 (2005) (in Japanese)
近藤圭一郎・結城和明:「誘導機速度センサレスベクトル制御の鉄道車両駆動への適用検討」, 電学論 D, 125, No. 1, pp. 1-8 (2005)
- (20) S. Shinnaka, "New hybrid vector control for induction motor without velocity and position sensors—frequency hybrid approach using new indirect scheme—", Proceedings of the IEEE IECON'97, vol. 2 of 4, pp. 954-959, 1997.
- (21) S. Shinnaka: "Usefulness of Frequency-Hybrid Vector Control for Sensorless Induction Motor drive", IEEJ Trans. IA, Vol. 121, No. 11, pp. 1143-1154 (2001) (in Japanese)
新中新二:「センサレス誘導モータ駆動のための周波数ハイブリッドベクトル制御法の有用性評価」, 電学論 D, 121, No. 11, pp. 1143-1154 (2001)
- (22) H. Kubota, K. Matsuse: "Simultaneous Estimation of Speed and Rotor Resistance of Field Oriented Induction Motor without Rotational Transducers", IEEJ Trans. IA, Vol. 112, No. 9, pp. 901-902 (1992) (in Japanese)
久保田 寿夫・松瀬 貢規:「適応二次磁束オブザーバによる誘導電動機の回転速度と二次抵抗の同時推定」, 電学論 D, Vol. 112, No. 9, pp. 901-902 (1992)
- (23) H. Kubota, D. Yoshihara, K. Matsuse: "Rotor Resistance Adaptation for Sensorless Vector Controlled Induction Machines", IEEJ Trans. IA, Vol. 117, No. 8, pp. 940-945 (1997) (in Japanese)
久保田 寿夫・吉原 大助・松瀬 貢規:「速度センサレスベクトル制御誘導電動機の二次抵抗同定」, 電学論 D, Vol. 117, No. 8, pp. 940-945 (1997)
- (24) Y. Kinpara and M. Koyama: "Speed Sensorless Control Method of Induction Motor Using Dual Adaptive Flux Observer for Resistance Identification", IEEJ Trans. IA, Vol. 120, No. 8/9, pp. 1061-1067 (2000) (in Japanese)
金原義彦・小山正人:「二種類の適応磁束オブザーバを併用した誘導電動機の世界速度センサレスベクトル制御と一次・二次抵抗同定」, 電学論 D, Vol. 120, No. 8/9, pp. 1061-1067 (2000)
- (25) T. Hamajima, M. Hasegawa, S. Doki and S. Okuma: "Sensorless Vector Control of Induction Motor Stabilized at the Whole Region with Speed and Stator Resistance Identification based on Augmented Error", IEEJ Trans. IA, Vol. 124, No. 8, pp. 750-759 (2004) (in Japanese)
浜島・長谷川・道木・大熊:「拡張誤差に基づく速度・一次抵抗同定法による全領域で安定な速度センサレスベクトル制御」, 電学論 D, Vol. 124, No. 8, pp. 750-759 (2004)

2 章

- (1) 「モータの構成要素」, 日本電産ホームページより許可を得て掲載,
<https://www.nidec.com/jp/technology/motor/basic/00002/> (参照 2020-1-11)
- (2) 「誘導モータの回転原理」, 日本電産ホームページより許可を得て掲載,
<https://www.nidec.com/jp/technology/motor/basic/00026/> (参照 2020-1-11)
- (3) 河野照哉: 「電気磁気学」, ISBN978-4621042823, 丸善 (1997)
- (4) 新中新二: 「誘導モータのベクトル制御技術」, ISBN978-4-501-11710-8,
東京電機大学出版局 (2015)

3 章

- (1) 新中新二: 「誘導モータのベクトル制御技術」, ISBN978-4-501-11710-8,
東京電機大学出版局 (2015)

4 章

- (1) Y. Hori, T. Umeno and H. Suzuki: "Implementation of Field Orientation Type Vector Control System Based on the Desensitized Fast Flux Observer", IEEJ Trans. IA, Vol. 109, No. 10, pp. 771-777 (1989) (in Japanese)
堀 洋一・梅野孝治・鈴木裕之: 「高速低感度磁束オブザーバに基づく磁界オリエンテーション形ベクトル制御系の実現」, 電学論 D, Vol. 109, No. 10, pp. 771-777 (1989)
- (2) S. Sangwongwanich, T. Yonemoto, T. Furuhashi, and S. Okuma: "Design of Sliding Observer for Estimation of Rotor Flux of Induction Motors", IEEJ Trans. EIS, Vol. 110, No. 4, pp. 279-288 (1990) (in Japanese)
S. Sangwongwanich・米本 剛・古橋 武・大熊 繁: 「スライディングオブザーバを用いた誘導電動機の二次磁束推定とその設計法」, 電学論 C, Vol. 110, No. 4, pp. 279-288 (1990)
- (3) S. Doki, S.aaa and S Okuma: "Experimental Study of Field-Oriented Vector Control System using Flux Observer Based on Robust Design Method", IEEJ Trans. IA, Vol. 114, No. 3, pp. 282-288 (1994) (in Japanese)
道木慎二・S. Sangwongwanich・大熊 繁: 「ロバスト設計法にもとづく磁束オブザーバを用いた磁束フィードバック形ベクトル制御系の実験」, 電学論 D, Vol. 114, No. 3, pp. 282-288 (1994)
- (4) M. Hasegawa, H. Yamasaki, S. Doki, S. Okum: "Realization of Robust Vector Control System using Flux Observer and its Performance Evaluation", IEEJ Trans. IA, Vol. 119, No7, pp. 932-941 (1999) (in Japanese)
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, Vol. 119, No7, pp. 932-941 (1999)
- (5) M. Hasegawa, S. Doki, S. Okuma, T. Fukumori, F. Fujiwara: "Design Method of Robust Full-Order Observer to Suppress Axis Deviation for Vector Controlled Induction Motor using r Positive Real Problem and Gain Scheduled H_{∞} Control", IEEJ Trans. IA, Vol. 121, No. 12, pp. 1218-1227 (2001) (in Japanese)
長谷川 勝・道木慎二・大熊 繁・福森 勉・藤原文治: 「 γ -正実化問題とゲインスケジュールド H_{∞} 制御を用いた軸ずれを抑圧する同一次元オブザーバのロバスト設計法」, 電学論 D, Vol. 121, No. 12, pp. 1218-1227 (2001)
- (6) H. Kubota and K. Matsuse: "Adaptive Flux Observer of Induction Motor and its Stability", IEEJ Trans. IA, Vol. 111, No. 3, pp. 188-194 (1991) (in Japanese)
久保田 寿夫・松瀬貞規: 「誘導電動機のパラメータ適応二次磁束オブザーバの提案とその安定性」, 電学論 D, Vol. 111, No. 3, pp. 188-194 (1991)
- (7) T. Yamada, Y. Yamamoto, T. Ichioka, T. Niwa: "Compensation for Parameters Variation of Induction Motor Improved Torque Control Characteristics at Low and High Speed Region", IEEJ Trans. IA, Vol. 112, No. 2, pp. 107-116 (1992) (in Japanese)
山田哲夫・山本康弘・市岡忠士・丹羽 亨: 「低速域と高速域のトルク制御精度を改善した誘導電動機のパラメータ変動補償」, 電学論 D, Vol. 112, No. 2, pp. 107-116 (1992)
- (8) K. Tungpimolrut, F. Peng, T. Fukao: "Robust Vector Control of Induction Motor without Using Stator and Rotor Circuit Time Constants", IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 30, no. 5, pp. 1241 - 1246, 1994.
- (9) T. Noguchi, K. Yamada, S. Kondo, I. Takahashi: "Quick-Response Torque Control of Induction Motor with Robustness against Variations of Primary and Secondary Resistances", IEEJ Trans. IA, Vol. 115, No. 9, pp. 1115-1122 (1995) (in Japanese)
野口季彦・山田和範・近藤正示・高橋 勲: 「一次抵抗と二次抵抗の変動にロバストな誘導電動機の高速度トルク制御法」, 電学論 D, Vol. 115, No. 9, pp. 1115-1122 (1995)
- (10) S. Shinnaka: "Adaptive Vector Control of Servo Induction Motors", IEEJ Trans. IA, Vol. 117, No. 8, pp. 1024-1032 (1997) (in Japanese)
新中新二: 「誘導形サーボモータの適応ベクトル制御」, 電学論 D, Vol. 117, No. 8, pp.

1024-1032 (1997)

- (11) 新中新二：「誘導モータのベクトル制御技術」， ISBN978-4-501-11710-8，
東京電機大学出版局 (2015)

5 章

- (1) H. Kubota, K. Matsuse, and T. Nakano: "Application of Adaptive Flux Observer to Speed Estimation of Induction Motor", IEEJ Trans. IA, Vol. 110, No. 12, pp. 1292-1293 (1990) (in Japanese)
久保田寿夫・松瀬貢規・中野孝良：「適応二次磁束オブザーバの誘導電動機速度推定への応用」，電学論 D, Vol. 110, No. 12, pp. 1292-1293 (1990)
- (2) H. Kubota, M. Ozaki, K. Matsuse, and T. Nakano: "Direct Field Oriented Control of Induction Motor without Speed Sensors Using Adaptive Flux Observer", IEEJ Trans. IA, Vol. 111, No. 11, pp. 954-960 (1991) (in Japanese)
久保田寿夫・尾崎正則・松瀬貢規・中野孝良：「適応二次磁束オブザーバを用いた誘導電動機の速度センサレス直接形ベクトル制御」，電学論 D, Vol. 111, No. 11, pp. 954-959 (1991)
- (3) H. Kubota, I. Sato, Y. Tamura, K. Matsuse, H. Ohta, Y. Hori, "Regenerating-mode low-speed operation of sensorless induction motor drive with adaptive observer", IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 38, no. 4, pp. 1081-1086, 2002.
- (4) Y. Kinpara and M. Koyama: "Speed Sensorless Vector Control Method of Induction Motor Including a Low Speed Region", IEEJ Trans. IA, Vol. 120, No. 2, pp. 223-229 (2000) (in Japanese)
金原義彦・小山正人：「低速・回生領域を含む誘導電動機の速度センサレスベクトル制御法」，電学論 D, Vol. 120, No. 2, pp. 223-229 (2000)
- (5) S. Shinnaka: "Sensorless Vector Control of Induction Motors Using Minimum Dimensional Flux D-State Observer with Instantaneous Speed Estimation", IEEJ Trans. IA, Vol. 135, No. 3, pp. 299-307 (2015) (in Japanese)
新中新二：「瞬時速度推定同伴の最小次元 D 因子磁束状態オブザーバを用いた誘導モータのセンサレスベクトル制御」，電学論 D, Vol. 135, No. 3, pp. 299-307 (2015)
- (6) J. Hu and B. Wu, "New Integration Algorithms for Estimating Motor Flux over a Wide speed Range", IEEE Trans. Power Electron., vol. 13, no. 5, pp. 969-977, 1998.
- (7) K. Kondo and K. Yuki: "Study on an Application of Induction Motor Speed Sensorless Vector Control to Railway Vehicle Traction", IEEJ Trans. IA, Vol. 125-D, No. 1, pp. 1-8 (2005) (in Japanese)
近藤圭一郎・結城和明：「誘導機速度センサレスベクトル制御の鉄道車両駆動への適用検討」，電学論 D, 125, No. 1, pp. 1-8 (2005)
- (8) S. Shinnaka, "New hybrid vector control for induction motor without velocity and position sensors—frequency hybrid approach using new indirect scheme—", Proceedings of the IEEE IECON'97, vol. 2 of 4, pp. 954-959, 1997.
- (9) S. Shinnaka: "Usefulness of Frequency-Hybrid Vector Control for Sensorless Induction Motor drive", IEEJ Trans. IA, Vol. 121, No. 11, pp. 1143-1154 (2001) (in Japanese)
新中新二：「センサレス誘導モータ駆動のための周波数ハイブリッドベクトル制御法の有用性評価」，電学論 D, 121, No. 11, pp. 1143-1154 (2001)
- (10) 新中新二：「誘導モータのベクトル制御技術」， ISBN978-4-501-11710-8，
東京電機大学出版局 (2015)

研究業績

学会誌掲載論文

1. 中村直人・新中新二：「センサレス誘導電動機の広範囲駆動のための直接周波数形ベクトル制御法」, 電気学会論文誌 D, 139 巻, 5 号, pp. 450-458(2019)
2. 中村直人・新中新二：「誘導電動機のための回転子抵抗変動にロバストな簡易すべり周波数形ベクトル制御法」, 電気学会論文誌 D, 140 巻, 3 号, pp. 1-9(2020)
3. 細岡竜・新中新二・中村直人：「センサレス永久磁石同期モータのための離散時間搬送高周波電圧印加法」 電気学会論文誌 D, 136 巻, 11 号, pp. 837-850(2016)
4. 新中新二・細岡竜・梅野和希・中村直人：「異なる巻線起因特性をもつ独立二重三相巻線永久磁石同期モータの効率駆動法」, 電気学会論文誌 D, 137 巻, 7 号, pp. 599-611(2017)
5. 細岡竜・中村直人・新中新二：「センサレス永久磁石同期モータのための正相逆相高周波電流相関を用いた離散時間搬送高周波電圧印加法」, 電気学会論文誌 D, 138 巻, 2 号, pp. 150-163(2018)
6. 新中新二・中村直人：「独立二重三相巻線永久磁石同期モータのための 4 モード電流の独立・安定・高速制御」, 電気学会論文誌 D, 138 巻, 7 号, pp. 630-643(2018)

国際会議発表論文

1. Naoto Nakamura and Shinji Shinnaka, "A Direct-Frequency Vector Control Method for the Wide-Range Operation of Sensorless Induction Motors", The 13th IEEE International Conference on Power Electronics and Drive Systems (PEDS 2019)

国内大会発表論文

1. 中村直人・新中新二・細岡竜：「センサレス永久磁石同期モータのための離散時間搬送高周波電圧印加法」, 平成 27 年 電気学会全国大会 4-040 (2015,3)
2. 中村直人・新中新二：「離散時間搬送高周波電圧印加法のための軸要素成分分離法」, 平成 27 年 電気学会産業応用部門大会 3-66 (2015,8)
3. 中村直人・新中新二：「センサレス誘導モータのための D 因子磁束状態オブザーバの性能試験」, 平成 28 年 電気学会全国大会 4-066 (2016,3)
4. 中村直人・新中新二：「センサレス誘導モータのための直接周波数形ベクトル制御法」, 平成 28 年 モータドライブ/回転機/自動車 合同研究会 MD-16-055 (2016,5)
5. 中村直人・新中新二：「センサレス永久磁石同期モータのための直接周波数形ベクトル制御法」, 平成 28 年 電気学会産業応用部門大会 3-63 (2016,8)
6. 中村直人・新中新二：「異なる巻線特性をもつ独立二重三相巻線永久磁石同期モータの効率駆動法 (第 4 報：効率電流の最小二乗近似)」, 平成 29 年 電気学会全国大会 4-047 (2017,3)
7. 中村直人・新中新二：「異なる巻線起因特性をもつ独立二重三相巻線永久磁石同期モー

- タの変換行列を用いた電流制御」, 平成 29 年 電気学会産業応用部門大会 3-84 (2017,8)
8. 中村直人・新中新二:「センサレス誘導電動機の広範囲駆動のための直接周波数形ベクトル制御法」平成 30 年電気学会産業応用部門大会 3-39 (2018,8)
 9. 中村直人・新中新二:「センサレス誘導電動機のための直接周波数形ベクトル制御法のロバスト性検証」平成 31 年電気学会全国大会 5-121 (2019,3)
 10. 中村直人・新中新二:「回転子抵抗変動にロバストなすべり周波数形ベクトル制御法を用いた誘導電動機ベクトル制御法」, 令和元年電気学会産業応用部門大会 3-16 (2019,8)