



Title	省磁石構造を有する磁気ギアードモータのトルク向上技術の研究
Author(s)	乙坂, 純香
Citation	大阪大学, 2024, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/98780
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

博士学位論文

省磁石構造を有する
磁気ギアードモータのトルク向上技術の研究

2024 年 7 月

大阪大学大学院工学研究科
マテリアル生産科学専攻

岡本 純香

概要

近年、ドローン・電気自動車・電動航空機などの分野におけるモータは、小型軽量化が課題であり、高出力密度化が求められている。高出力密度化には、モータとギアを軸方向に組み合わせた直列型ギアードモータを使うことが一般的であり、ギアの体格を考慮しても高トルク用に設計したモータ単体よりも小型化が可能である。ギアには、歯車同士の接触により動力を伝達する機械ギアが広く用いられるが、接触部における振動・騒音と定期的なメンテナンスが必要といった問題を有している。そこで、歯車同士の接触ではなく、磁力で動力を伝える磁気ギアが提案されている。モータと磁気ギアを軸方向に接続した直列型磁気ギアードモータも、モータの小型軽量化に貢献できるが、さらなる小型軽量化のため、モータと磁気ギアを同心円状に一体化させた磁気ギアードモータが提案されている。

磁気ギアードモータは、高速ロータ、低速ロータ（出力）、ステータの3部品が同心円状に構成されるため、エアギャップが2層になる。このような磁気ギアードモータを、小型軽量モータとして産業分野へ普及させていくために、2層のエアギャップによる組立性の低さと多量の永久磁石による高コストという問題を解決する必要がある。そこで本研究では、組立性向上と低コスト化を課題として、永久磁石量の低減を図るとともに、永久磁石量を低減したことによって生じるトルク低下を独自の技術を用いて補う。

まず、組立性を向上させる手段の一つとして、高速ロータの永久磁石をコアに埋め込んだ埋込磁石型磁気ギアードモータを提案し、磁極片形状とステータのティース先端形状を工夫することで最大ギアトルク向上を図った。マクスウェルの応力テンソルを用いて磁束密度の基本波成分がギアトルクを増減させるメカニズムを明らかにした。そして、有限要素解析を用いて妥当性を確認した。また、試作機による実験を行い、有限要素解析結果の妥当性を確認した。

さらなる組立性向上とコスト低減を図るため、高速ロータの永久磁石をなくした突極型磁気ギアードモータを提案した。突極型磁気ギアードモータでは、直流電流により最大ギアトルクを向上でき、ベクトル制御下での有限要素解析によりトルク特性を明らかにした。通電時に、最大ギアトルク以上のトルクを出力できていることと、両ロータの位相差が40deg付近で脱調する現象を確認でき、低速ロータに直接発生する電流トルクが原因であることを明らかにした。最後に、有限要素解析結果の妥当性を検証するために、試作機を用いた実験を行った。その結果、通電時に、最大ギアトルク以上の脱調トルクが出力される現象と、位相差60deg付近での脱調現象を確認した。

最後に、磁気ギアードモータのトルク向上を目的として、磁気ギアードモータの中でもギア比が高い表面磁石型磁気ギアードモータを取り上げた。この磁気ギアードモータでは、従来の永久磁石型モータとは異なり、磁束変調によりトルクリップルが発生することを明らかにした。また、そのトルクリップルを低減する低速ロータの段スキュー構造とステータ永久磁石の極性反転を提案し、有限要素解析によりその有効性を明らかにした。

以上のようなトルク向上技術は、磁気ギアードモータの組立性向上および低コスト化の課題解決に貢献すると考える。今後は、クリーンルームや食品製造関係、風力発電機などへの実用化に向けて、さらなる高トルク化技術の開発を期待する。

目次

第 1 章 緒論

1.1 背景	1
1.1.1 モータの開発動向	1
1.1.2 機械ギアと磁気ギア	1
1.1.3 磁気ギアードモータ	4
1.2 研究目的	7
1.3 本論文の構成	8

第 2 章 埋込磁石型磁気ギアードモータ

2.1 提案モデル	9
2.1.1 仕様	9
2.1.2 動作原理	11
2.2 磁気ギアードモータのギアトルク分析方法	12
2.2.1 マクスウェルの応力テンソルの適用	12
2.2.2 磁束密度成分とギアトルク	12
2.3 磁束密度の 18 次成分によるギアトルクの分析	16
2.3.1 磁束の数式化	16
2.3.2 マクスウェルの応力テンソルの適用	17
2.3.3 評価内容	18
2.3.4 磁極片幅を固定した場合	19
2.3.5 ティース先端幅を固定した場合	21
2.3.6 分析結果	21
2.4 磁束密度の 43 次成分によるギアトルクの分析	23
2.4.1 NN モデル	23
2.4.2 NW モデル	25
2.4.3 WN モデル	25
2.4.4 WW モデル	26
2.4.5 周方向磁束とトルクの向き	26
2.5 試作機による検証	29
2.5.1 試作機と測定系	29
2.5.2 ギアトルク	30
2.5.3 損失	33
2.6 第 2 章まとめ	35

第3章 突極型磁気ギアードモータ

3.1 提案モデル	37
3.2 動作原理	38
3.3 有限要素解析を用いた動作原理の検証	40
3.3.1 最大ギアトルク	40
3.3.2 誘起電圧	42
3.3.3 負荷特性	43
3.4 低速ロータトルクの影響	47
3.4.1 低速ロータの直接駆動	47
3.4.2 有限要素解析による妥当性検証	49
3.4.3 従来の磁気ギアードモータとの違い	52
3.5 試作機による検証	52
3.5.1 最大ギアトルク	52
3.5.2 負荷特性	55
3.6 第3章まとめ	58

第4章 磁気ギアードモータのトルクリップル

4.1 永久磁石型モータ	59
4.2 磁気ギアードモータ	60
4.2.1 トルクリップル	60
4.2.2 卷線係数を用いた検証	62
4.2.3 有限要素解析による妥当性の検証	63
4.3 トルクリップル低減手法	65
4.3.1 高速ロータのスキー	65
4.3.2 低速ロータのスキー	65
4.3.3 スキーの効果検証	67
4.3.4 コギングトルクへの影響	69
4.3.5 最大ギアトルクへの影響	70
4.4 第4章まとめ	70

第5章 結論

参考文献

業績一覧

謝辞

第1章 緒論

1.1 背景

1.1.1 モータの開発動向

近年、開発が進んでいるドローン・電気自動車・電動航空機などで必要とされるモータは、軽量化と搭載スペースの制約による小型化が課題であり、高出力密度化が求められている。出力はトルクと回転数の積で求まることから、出力を高くするためにトルクか回転数のいずれかを大きくすればよい。一般的に出力が同じ場合、トルクを高くするより回転数を高くする方がモータを小型化できるため、要求トルクが高い場合、トルクが高いモータを使わず回転数が高いモータを使い、ギアで回転数を減速しトルクを増大させる。具体的な構成は、入力として体格が小さい高速低トルクのモータを用い、モータのシャフトとギアを軸方向に直列接続し低速高トルクの出力を取り出す。このようにモータとギアを軸方向に組み合わせた構成を直列型ギアードモータと定義する。直列型ギアードモータは、ギアの体格を考慮しても高トルク用に設計したモータ単体よりも小さくできる。

1.1.2 機械ギアと磁気ギア

一般的に、ギアは歯数が異なる歯車を2枚組み合わせ、歯同士が接触する機械ギアが広く用いられる。しかし、機械ギアは接触部において振動・騒音が発生することや、歯の摩耗と潤滑油の使用により定期的なメンテナンスが必要といった課題を有している。これらの課題を解決するために、歯車同士が接触せず磁力で動力を伝える磁気ギアが提案されている[1-4]。磁気ギアは、磁力によって非接触で動力を伝えるため、接触による振動・騒音が生じず、非接触のために潤滑油を使用する必要がない。そのため、粉塵や潤滑油漏れ等を嫌うクリーンルームや食品製造関係での使用、高所に設置されメンテナンスが困難な風力発電機などの使用に期待されている。

磁気ギアの始まりは、1901年に Armstrong らによって提案された磁気平歯車で、Fig. 1.1 に示すように、機械ギアの歯に相当する部分を電磁石に置き換えた機構である[5]。その後、電磁石の代わりに永久磁石を用いた磁気平歯車や、かさ歯車やウォームギアを模擬した磁気ギアなどが提案されたが、いずれも永久磁石が対向する部分でしかトルクを伝達できないため、永久磁石の使用量に対するトルクが小さく実用的でなかった[6-8]。

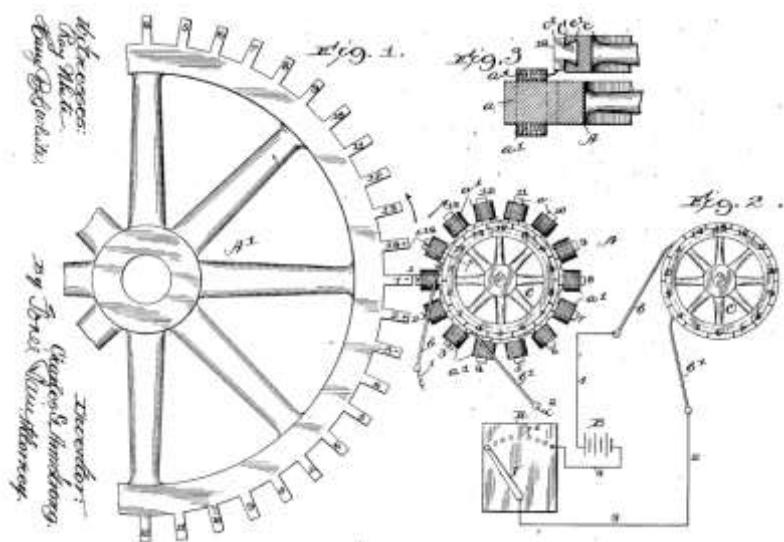


Fig. 1.1 Armstrong らによって提案された磁気平歯車^[5]

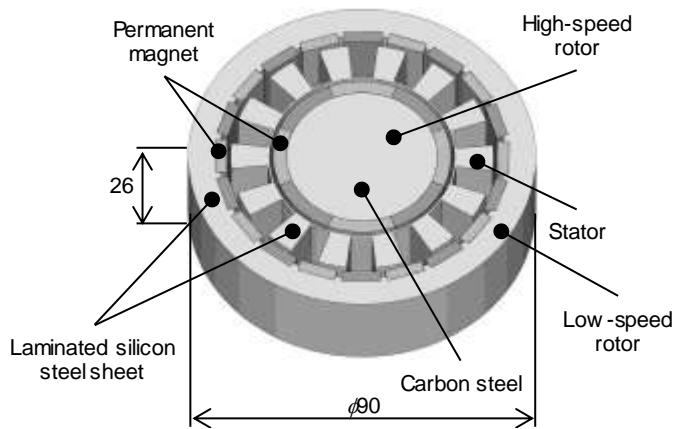


Fig. 1.2 一般的な変調波型磁気ギア^[9]

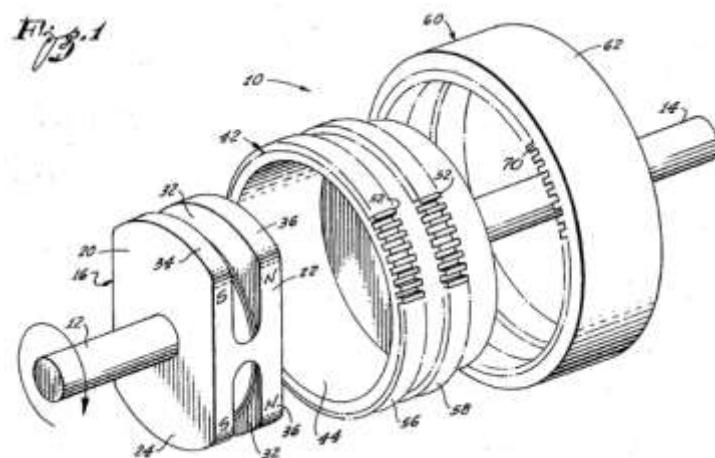


Fig. 1.3 Reese らによって提案された変調波型磁気ギア^[10]

近年では、変調波磁束を利用した磁気ギア（変調波型磁気ギア）の研究が盛んに行われている。変調波型磁気ギアは、一般的に Fig. 1.2 に示すように、内径側から高速ロータ、磁束変調用の磁極片、低速ロータの 3 部品が同心円上に構成されており、高速ロータと低速ロータにギア比に従った極数の永久磁石が設置されている[9]。高速ロータ側の永久磁石による起磁力が磁束変調用の磁極片により変調され変調波磁束が生じ、低速ロータ側の永久磁束の極対数とカップリングすることで動力が伝わる。変調波型磁気ギアは、このようにエアギャップ全面でトルクを伝達するため、上述の磁気平歯車と比較して、高トルク密度を実現できるというメリットがある。

変調波型磁気ギアは、1967 年に Reese に提案された構造 (Fig. 1.3) が始まりだが、高速ロータにしか永久磁石がない上、フェライト磁石が用いられていたため、機械ギアに比べてトルク密度が低く注目されなかつた[10]。その後 Atallah らが、残留磁束密度の大きい希土類永久磁石を用いた変調波型磁気ギア (Fig. 1.4) を 2001 年に発表し、 100 kNm/m^3 という高いトルク密度を達成したことから注目を集めた[11]。

ここまででは、機械ギアの課題と、その課題を解決するための 1 つの手段である磁気ギアについて、特徴と過去の研究をまとめた。上述のように、モータと磁気ギアを軸方向に接続した直列型磁気ギアードモータは、低速高トルク用に設計したモータ単体よりも体格が小さくできるが、さらなる小型軽量化を目的として、モータと磁気ギアを同心円状に一体化させた磁気ギアードモータについて、以降で特徴と研究動向および課題を述べる。

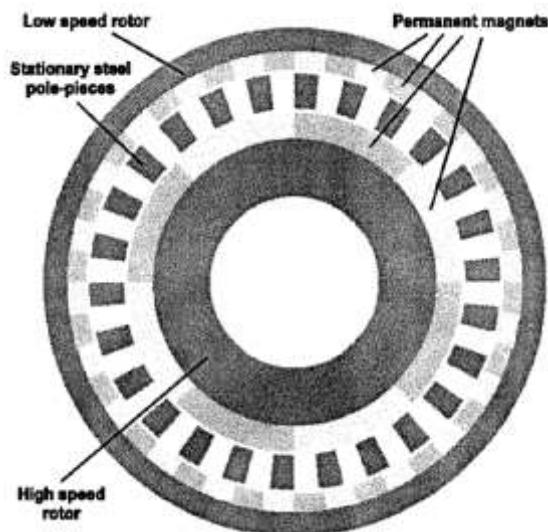


Fig. 1.4 Atallah らによって提案された変調波型磁気ギア^[11]

1.1.3 磁気ギアードモータ

磁気ギアードモータは、高速ロータ、低速ロータ（出力）、ステータから構成される。一般的な永久磁石型モータと同様、ステータコイルに3相交流電流を印加して回転磁界を作ることで高速ロータが同期回転する。そして、前節の磁気ギアと同様、高速ロータの永久磁石による起磁力が磁極片によって変調され、ステータの永久磁石磁束とカップリングして発生する反力が低速ロータに伝達し、トルクとして出力される。つまり、磁気ギアードモータは高速ロータの永久磁石がモータとしても磁気ギアとしても利用されることから、直列型磁気ギアードモータと比較し、永久磁石量を削減でき低コスト化できるだけでなく、小型軽量化に貢献できる。

磁気ギアードモータの始まりは、2004年にRazzellに提案された構造（Fig. 1.5）で、内径側から、コイルを巻いたステータ、高速ロータ、磁束変調用の磁極片、低速ロータで構成される[12]。部品間のエアギャップが3層存在するため、支持構造が複雑で部品点数が多く、組立性が低いという問題があった。そこで、Atallahらは、コイルを巻いたステータを最外径に配置し、ステータの内径側に永久磁石を配置するという、部品間のエアギャップが2層の磁気ギアードモータ（Fig. 1.6）を提案した[13]。エアギャップが2層の磁気ギアードモータは、これまで様々な構造が提案されてきたが、特にFig. 1.6で示す構造は、ステータのティース先端から高速ロータコアまでの磁路に、永久磁石2個分と2層のエアギャップがあり磁気抵抗が大きいため、電機子磁束により発生するトルク（電流トルク）が低いという問題があった[14-19]。

2011年、新口らは永久磁石量を削減する目的で、ステータの永久磁石をなくし高速ロータのみに永久磁石をもつ磁気ギアードモータ（Fig. 1.7）を提案した[20-24]。ステータの永久磁石をなくしたことから、永久磁石1個分の磁気ギャップがなくなり電流トルクの向上が期待された。しかし、ステータの永久磁石をなくしたことによる最大ギアトルクの低下が顕著であり、実用的なトルクが得られなかった。ギアトルクとは、ステータコイルに印加する電流の有無に関わらず発生するトルクを意味しており、両ロータ間でギア比に従って伝達するトルクを指す。ギアトルクの最大値を最大ギアトルクとする。

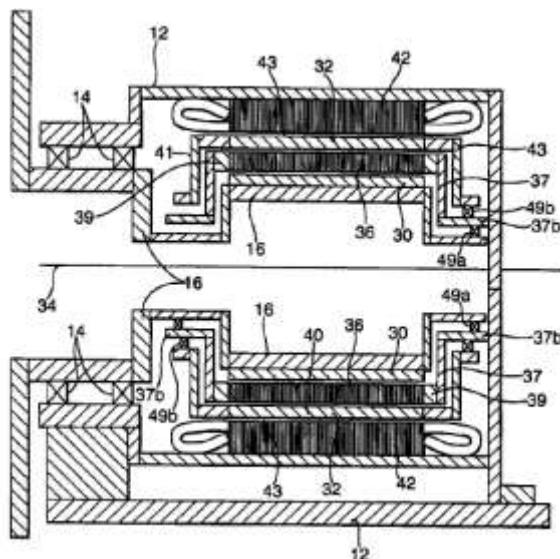


Fig. 1.5 Razzellに提案された磁気ギアードモータ^[12]

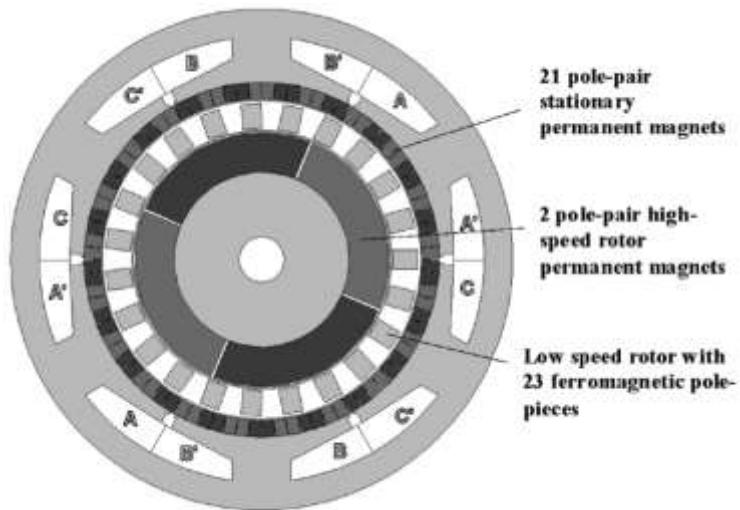


Fig. 1.6 Atallah らによって提案された磁気ギアードモータ^[13]

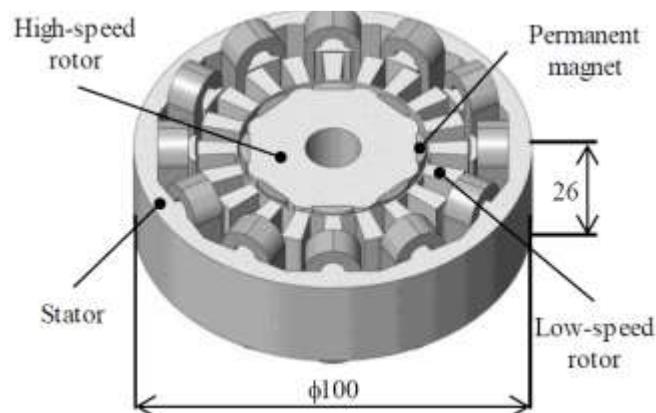


Fig. 1.7 新口らによって提案された高速ロータのみに永久磁石が配置された磁気ギアードモータ^[20-24]

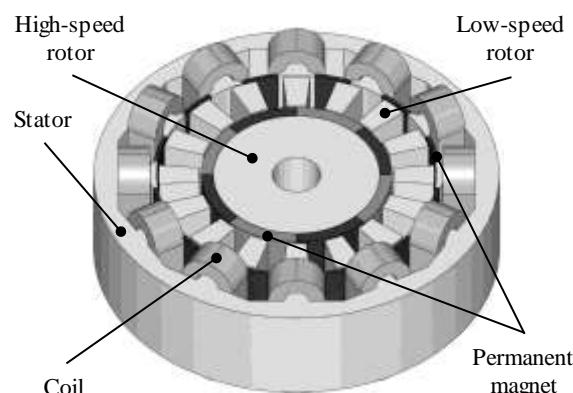


Fig. 1.8 新口らによって提案されたスロット開口部に永久磁石が配置された磁気ギアードモータ^[25-27]

次に、新口らは最大ギアトルクを向上させる目的で、ステータティース間のスロット開口部に永久磁石を配置する磁気ギアードモータ (Fig. 1.8) を提案した^[25-27]。ステータの永久磁石は、極性を同一方向に揃えたコンシーケントポール構造とし、スロット開口部のみに永久磁石を配置することで磁気ギヤップを増加させずに最大ギアトルクの向上が期待された。Fig. 1.7 の磁気ギアードモータと比較し、通電トルク同等のまま、最大ギアトルクを向上させることができたが、Atallah らによって提案された磁気ギ

アードモータ (Fig. 1.6) に比べて永久磁石量が少ないので、最大ギアトルクが低いという課題が解決できなかった。

Fig. 1.8 に示す磁気アードモータに対して、ステータの永久磁石配置はそのままにして、低速ロータの磁極片間に永久磁石を追加し、3 部品に永久磁石を配置した 3 層永久磁石式磁気アードモータ (Fig. 1.9) が森元らによって提案された[28, 29]。永久磁石量が増え最大ギアトルクは増加したが、低速ロータへの永久磁石の設置が困難なため組立性が低下した。

さらに森元らは、最大ギアトルクを制御できる界磁コイルを、ステータに設置した磁気アードモータ (Fig. 1.10) を提案した[30-32]。ステータの界磁コイルに直流電流を流すことによって、最大ギアトルクを制御可能であるが、界磁コイルを設置するために電機子コイルのスロット面積が小さく、スロット開口部の永久磁石の設置スペースも小さくなるため、最大ギアトルクを向上させる効果は小さかった。さらに、界磁コイルの設置により、巻線工程が複雑化する課題もあった。

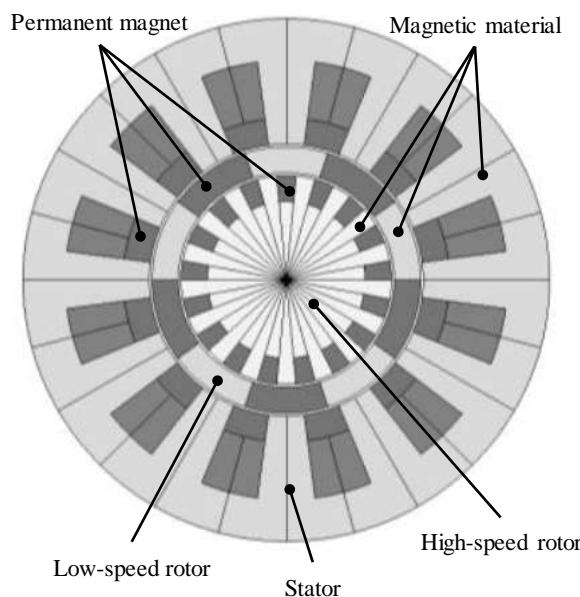


Fig. 1.9 森元らによって提案された 3 層永久磁石式磁気アードモータ^[28, 29]

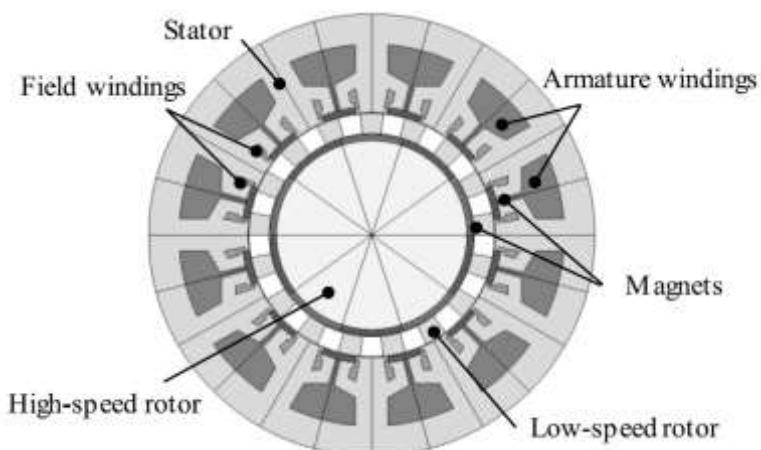


Fig. 1.10 森元らによって提案された界磁コイルを有する磁気アードモータ^[30-32]

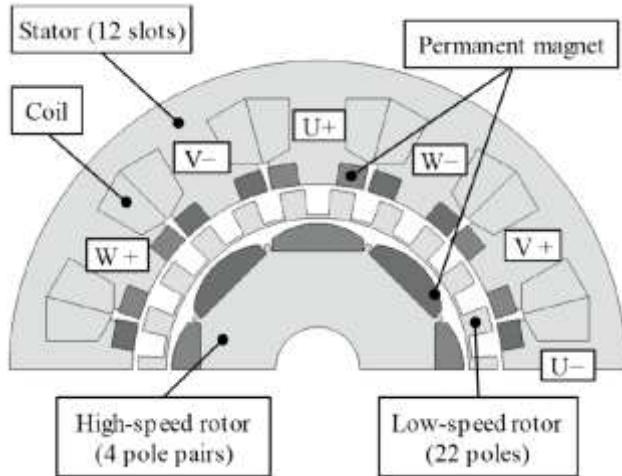


Fig. 1.11 鈴木らによって提案された交流電流に直流電流を重畠する磁気ギアードモータ^[33, 34]

一方、鈴木らは、ステータコイルに印加する交流電流に直流電流を重畠させる磁気ギアードモータ (Fig. 1.11) を提案した^[33, 34]。この磁気ギアードモータは界磁コイルと電機子コイルに分かれておらず、3相2セットの電機子コイルしか存在しない。その電機子コイルに対して、6相インバータで正と負の直流電流を交流電流に重畠することで最大ギアトルクを制御する。しかし、直流電流による磁束の空間次数が、磁気ギアとしてのトルク伝達に用いる磁束の空間次数と異なり、トルクとして利用されなかつたため、最大ギアトルクの向上は非常に小さかった。

1.2 研究目的

磁気ギアードモータは小型軽量モータとして産業分野への応用が期待されているが、現状では普及していない。その理由として、2層のエアギャップによる組立性の低さと多量の永久磁石による高コストが挙げられる。前節で述べたように、実用的なトルクを得るための研究や、最大ギアトルク向上を目的とした研究は複数されているが、組立性向上や低コスト化に着目された磁気ギアードモータの報告は見当たらない。そこで、本論文では、組立性向上と低コスト化を課題として、永久磁石量の低減を図るとともに、永久磁石量を低減したことによるトルク低下を独自の技術を用いて補う。

具体的には、組立性を向上させる手段の一つとして、高速ロータの永久磁石をコアに埋め込んだ埋込磁石型磁気ギアードモータを提案する。埋込磁石構造を採用することで、全部品を組み立てた後に、着磁済みの永久磁石を高速ロータに挿入できるため、組立性が向上する^[35]。一方、表面磁石型磁気ギアードモータに比べて永久磁石量が低減し漏れ磁束が増加することから最大ギアトルクが低下する。そこで、磁極片形状とステータのティース先端形状を工夫することで最大ギアトルク向上を図る。

さらなる組立性向上とコスト低減を図るため、高速ロータの永久磁石をなくした突極型磁気ギアードモータを提案する。突極構造を採用することで組立性が向上する一方で、高速ロータから永久磁石をなくすことにより最大ギアトルクが著しく低下する。そこで、ステータコイルに印加する交流電流に直流電流を重畠させ、直流電流により最大ギアトルク向上を図る^[33, 34]。さらに、突極型磁気ギアードモータの動作原理を数学的に述べることで、突極型磁気ギアードモータ特有の特性を解明する。

最後に、磁気ギアードモータのトルク特性向上のため、突極型磁気ギアードモータ以外に共通して発生する、変調波磁束によるトルクリップルについて検証する。変調波とトルクリップルの関係を数学的に求

めることで、磁気ギアードモータ特有のトルクリップルのメカニズムを明らかにするとともに、低減手法を提案する。

1.3 本論文の構成

以下に、本論文の構成を述べる。

第1章では、緒論として本論文の背景および研究目的を述べた。

第2章では、ステータのスロット開口部に同じ極性の永久磁石を配置する、コンシーケントポール型ステータを採用し、高速ロータの永久磁石をコア内部に埋め込んだ埋込磁石型磁気ギアードモータについて述べる。最大ギアトルク向上のため、低速ロータを構成する磁極片形状とステータのティース先端形状に着目し、最大ギアトルクを増減させるメカニズムを数学的に述べるとともに、有限要素解析を用いて妥当性を検証する。最後に、解析結果の妥当性を検証するために、試作機による実験を行う。

第3章では、高速ロータの永久磁石をなくした突極型磁気ギアードモータについて、動作原理を示し、直流電流によって最大ギアトルクを制御できることを有限要素解析および、Matlab/Simulinkとの連成解析により検証するとともに、低速ロータに発生するトルクと突極型磁気ギアードモータ特有の特性について述べる。最後に、試作機を用いた実験により、上記の特性について検証する。

第4章では、変調波とトルクリップルの関係を数学的に述べ、トルクリップル発生のメカニズムと低減手法について、有限要素解析を用いて検証する。

第5章では、結論として本研究で得られた成果をまとめるとともに、今後の研究への期待について述べる。

第2章 埋込磁石型磁気ギアードモータ

本章では、組立性を向上させる目的で、高速ロータの永久磁石をコアに埋め込んだ埋込磁石型磁気ギアードモータを提案する[36-42]。埋込磁石構造を採用することで組立性が向上する一方で、表面磁石型磁気ギアードモータに比べて永久磁石量が低減し、漏れ磁束が増加することから最大ギアトルクが低下する。最大ギアトルク向上のため、低速ロータを構成する磁極片形状とステータのティース先端形状に着目し、最大ギアトルクを増減させるメカニズムを数学的に述べるとともに、有限要素解析を用いて妥当性を検証する[43-45]。最後に、解析結果の妥当性を検証するために、試作機による実験を行う[46]。

本章の 2.2.1 で記すマクスウェルの応力テンソルを用いたトルク計算の方法は、磁界解析でも用いられる一般的な方法であるが、この方法を用いたギアトルク（ステータトルク）に関する内容、つまり磁束密度の次数成分ごとの分析・評価検証・考察が本章の成果である。

2.1 提案モデル

2.1.1 仕様

本章で扱う 4 種類の埋込磁石型磁気ギアードモータは、低速ロータを構成する磁極片の形状とステータのティースの先端形状のみが異なっている。本論文では、ステータと低速ロータ間のエアギャップを外側エアギャップ、低速ロータと高速ロータ間のエアギャップを内側エアギャップと定義する。Fig. 2.1 に 4 種類の磁気ギアードモータのうちの 1 種類を示す。外側エアギャップに面する磁極片幅が磁極片間幅より狭く ($L_{steel} < L_{air}$)、ステータのティース先端幅がスロット開口幅より狭くなっている ($L_{tooth} < L_{slot}$)。Fig. 2.2 に 4 種類のモデルの外側エアギャップ近傍の形状を示す。

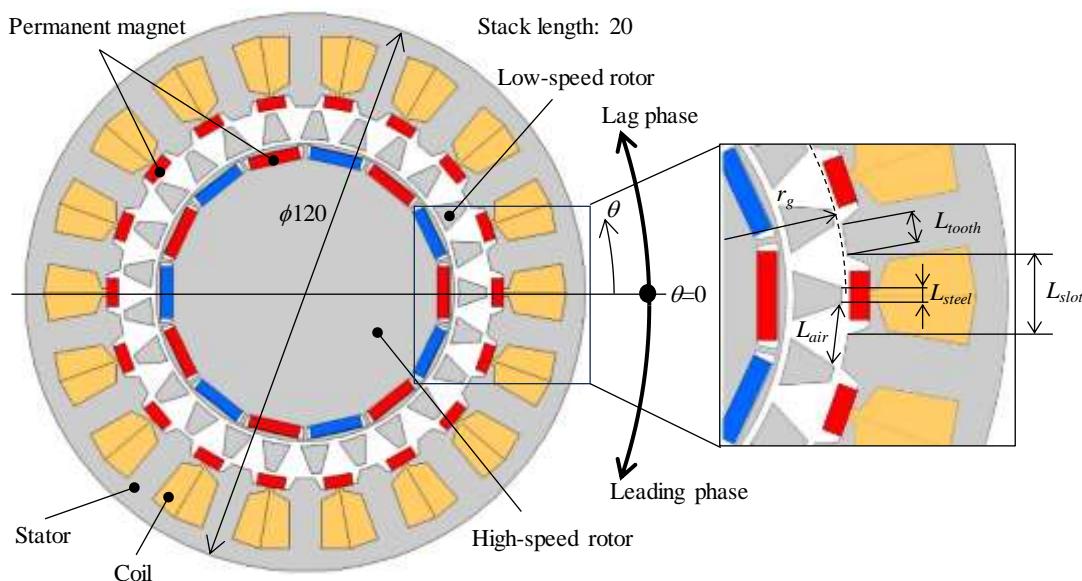
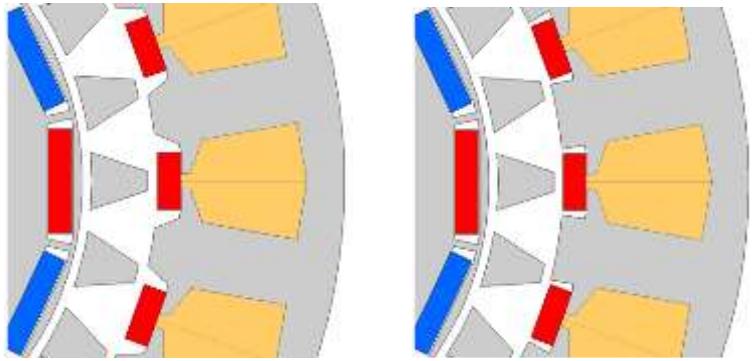
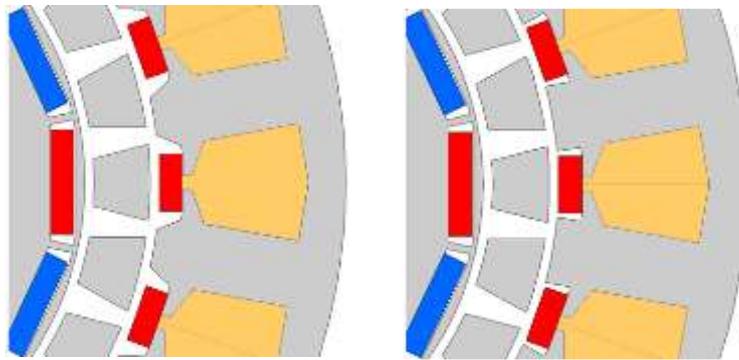


Fig. 2.1 埋込磁石型磁気ギアードモータ



(a) NN モデル

(b) NW モデル



(c) WN モデル

(d) WW モデル

Fig. 2.2 4 種類の埋込磁石型磁気ギアードモータ

Table 2.1 共通仕様

Item	Value
Number of pole pairs in high-speed rotor	7
Number of pole pieces in low-speed rotor	25
Number of pole pairs in stator	18
Gear ratio	3.57
Outer diameter of high-speed rotor	φ64mm
Outer diameter of low-speed rotor	φ78mm
Air gap length	1mm
Coil	φ1.1mm, 30turns , 2Y
Permanent magnet	N-42SH ($B_r = 1.315$ T)
Laminated silicon steel sheet	50A400

外側エアギャップに面する磁極片幅と磁極片間幅の大小関係、ティース先端幅とスロット開口幅の大小関係が異なっている。これらの大小関係から、磁性体部の方が狭い場合は N (Narrow)，広い場合は W (Wide) で表し、2 文字の 1 文字目が磁極片幅、2 文字目がティース先端幅を表しており、NN モデル、NW モデル、WN モデル、WW モデルと呼称する。また、共通の仕様を Table 2.1 に示す。なお、提案モデルの高速ロータの極対数、低速ロータの磁極片数、ステータの永久磁石の極対数は、高速ロータとス

ステータ間の巻線係数とギア比の積が大きくなるように選んだ組合せである[47]。その際、ギア比が整数となる組合せはコギングトルクおよびトルクリップルが大きくなるため避けた。

2.1.2 動作原理

Table 2.1 に示す仕様の磁気ギアードモータの動作原理を述べる。7 極対の高速ロータ永久磁石による起磁力 F_H は、高速ロータが機械角で α 回転したとき、起磁力の振幅を 1、 θ を回転角度位置として式(2.1)で表せる。

$$F_H = \sin 7(\theta - \alpha) \quad (2.1)$$

25 個の低速ロータ磁極片によるパーミアンス P_L は、低速ロータが機械角で β 回転したとき、パーミアンスの振幅を 1、平均値を 1 として式(2.2)で表せる。

$$P_L = 1 + \sin 25(\theta - \beta) \quad (2.2)$$

ステータの起磁力 F_S は、18 極対の永久磁石による起磁力と、電磁石によって生じる 7 極対の回転磁界の起磁力の合計で、回転磁界が γ 回転したとき、いずれの振幅も 1 として式(2.3)で表せる。

$$F_S = \sin 18\theta + \sin 7(\theta - \gamma) \quad (2.3)$$

このとき、外側エアギャップ中の磁束 ϕ_{st} は、高速ロータの起磁力 F_H と低速ロータのパーミアンス P_L の積と、ステータの起磁力 F_S と低速ロータのパーミアンス P_L の積の和で求められ、式(2.4)で表せる。

$$\begin{aligned} \phi_{out} &= F_H P_L + F_S P_L \\ &= \sin 7(\theta - \alpha) \{1 + \sin 25(\theta - \beta)\} + \{\sin 18\theta + \sin 7(\theta - \gamma)\} \{1 + \sin 25(\theta - \beta)\} \\ &= \sin 7(\theta - \alpha) + \sin 25(\theta - \beta) \sin 7(\theta - \alpha) \\ &\quad + \sin 18\theta + \sin 25(\theta - \beta) \sin 18\theta + \sin 7(\theta - \gamma) + \sin 25(\theta - \beta) \sin 7(\theta - \gamma) \\ &= \sin 7(\theta - \alpha) + \frac{1}{2} \{\cos(18\theta + 7\alpha - 25\beta) - \cos(32\theta - 7\alpha - 25\beta)\} \\ &\quad + \sin 18\theta + \frac{1}{2} \{\cos(7\theta - 25\beta) - \cos(43\theta - 25\beta)\} \\ &\quad + \sin 7(\theta - \gamma) + \frac{1}{2} \{\cos(18\theta + 7\gamma - 25\beta) - \cos(32\theta - 7\gamma - 25\beta)\} \end{aligned} \quad (2.4)$$

まず、モータとしての原理を確認する。式(2.4)で、高速ロータ永久磁石の極対数である 7 次成分同士と、ステータ永久磁石の極対数である 18 次成分同士がカップリングすることから、式(2.5)と式(2.6)が得られる。

$$7\alpha = 25\beta = 7\gamma \quad (2.5)$$

$$7\gamma - 25\beta = 0 \Leftrightarrow 7\gamma = 25\beta \quad (2.6)$$

式(2.5)、(2.6)より、高速ロータは回転磁界と同じ方向に同じ速度で回転し、低速ロータは高速ロータと同じ方向に $7/25$ 倍の速度で回転することがわかる。

次に、磁気ギアとしての原理を確認するために、ステータコイルに 3 相交流電流を印加しない場合、ステータの起磁力 F'_S は、式(2.3)の回転磁界の項がなくなり第 1 項のみとなるため、外側エアギャップ中の磁束 ϕ'_{st} は、式(2.7)で表せる。

$$\begin{aligned} \phi'_{out} &= \sin 7(\theta - \alpha) + \frac{1}{2} \{\cos(18\theta + 7\alpha - 25\beta) - \cos(32\theta - 7\alpha - 25\beta)\} \\ &\quad + \sin 18\theta + \frac{1}{2} \{\cos(7\theta - 25\beta) - \cos(43\theta - 25\beta)\} \end{aligned} \quad (2.7)$$

高速ロータ永久磁石の極対数である 7 次成分同士と、ステータ永久磁石の極対数である 18 次成分同士がカップリングすることから、式(2.8)が得られる。

$$7\alpha = 25\beta \quad (2.8)$$

式(2.8)は、ステータコイルに3相交流電流を印加しない場合、つまり磁気ギアとして駆動する場合にも、高速ロータが回転すると、低速ロータは高速ロータと同じ方向に7/25倍の速度で回転することを表している。

以上より、本磁気ギアードモータは、従来の永久磁石型モータの原理で、3相交流電流による回転磁界により高速ロータが同じ方向に同じ速度で同期回転し、磁気ギアの原理で低速ロータが高速ロータと同じ方向に7/25倍の速度で回転する。

2.2 磁気ギアードモータのギアトルク分析方法

2.2.1 マクスウェルの応力テンソルの適用

本論文では、磁気ギアードモータの外側エアギャップに面する磁性体幅と磁性体間幅がギアトルクに与える影響を検証する。検証方法として、外側エアギャップ中の磁束密度を構成している空間次数成分とギアトルクの関係を求めるため、マクスウェルの応力テンソルを用いる[48-51]。まず、マクスウェルの応力テンソルの定義から、微小線分に発生する応力は式(2.9)で表せる。

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} \sigma_{rr} & \sigma_{r\theta} \\ \sigma_{\theta r} & \sigma_{\theta\theta} \end{bmatrix} = \frac{1}{2\mu} \begin{bmatrix} B_r^2 - B_\theta^2 & 2B_r B_\theta \\ 2B_\theta B_r & B_\theta^2 - B_r^2 \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

ここで、 μ は空気の透磁率、 B_r は磁束密度の半径方向成分、 B_θ は磁束密度の周方向成分を表す。このときトルクを発生させる応力は $\sigma_{r\theta}$ である。また、外側エアギャップ中の磁束密度の空間n次成分の半径方向成分 B_{rn} 、周方向成分 $B_{\theta n}$ は式(2.10)で表せる。

$$\begin{cases} B_{rn} = B_{rn0} \cos(n\theta + \alpha_n) \\ B_{\theta n} = B_{\theta n0} \cos(n\theta + \beta_n) \end{cases} \quad (2.10)$$

ここで、 B_{rn0} 、 $B_{\theta n0}$ は、それぞれ磁束密度のn次成分の半径方向成分、周方向成分の振幅、 α_n 、 β_n は位相、 θ は回転角度位置を表す。このとき、磁束密度のn次成分によるトルク T_n は、式(2.11)で表せる。

$$\begin{aligned} T_n &= \int_0^{2\pi} \frac{r_g^2 L_s}{\mu} B_{rn} B_{\theta n} d\theta \\ &= \frac{r_g^2 L_s \pi}{\mu} B_{rn0} B_{\theta n0} \cos(\alpha_n - \beta_n) \end{aligned} \quad (2.11)$$

ここで、 r_g は外側エアギャップ中央部の半径、 L_s は軸長を表す。式(2.11)より、トルクは磁束密度の周方向成分と径方向成分の位相差が0~90degのとき正、90degのときゼロ、90~180degのとき負であることがわかる。

2.2.2 磁束密度成分とギアトルク

前節で示した手法を用い、Fig. 2.2 に示す4種類の磁気ギアードモータのギアトルクに影響を与える磁束密度成分を抽出する。前節と同様に、外側エアギャップに面する磁性体幅と磁性体間幅がギアトルクに与える影響を検証するため、外側エアギャップにマクスウェルの応力テンソルを適用する。これにより求められるトルクは、高速ロータと低速ロータのトルクの和と、この反力成分であるステータのトルクである。低速ロータが出力軸であるが、マクスウェルの応力テンソルを磁気ギアードモータのいず

れのエアギャップに適用しても、低速ロータのトルクを直接求めることができない。そのため、本章では、外側エアギャップにマクスウェルの応力テンソルを適用することで直接求められるステータのギアトルク（ステータトルク）を評価する。

Fig. 2.2 に示す 4 種類の磁気ギアードモータに対して、2 次元有限要素解析を用い、外側エアギャップ中の磁束密度波形を求める。有限要素解析には株式会社 JSOL の JMAG Designer を用いる。磁気的な安定位置で低速ロータを固定したまま高速ロータを回転させ、低速ロータのギアトルクが最大となる位置関係において解析することとする。一例として、NN モデルの外側エアギャップ中の磁束密度波形を Fig. 2.3 に、NN モデルの磁束密度波形を高速フーリエ変換した結果を Fig. 2.4 に示す。Fig. 2.4 に現れている次数成分は、永久磁石の極対数に等しい成分および、起磁力とパーミアンスによって発生する磁束変調による成分で、メカニズムは数学的に後述する。Fig. 2.4 の中でも振幅が比較的大きな磁束密度成分に対して式(2.10)と式(2.11)を適用して、それらの成分のみによるトルクを計算する。

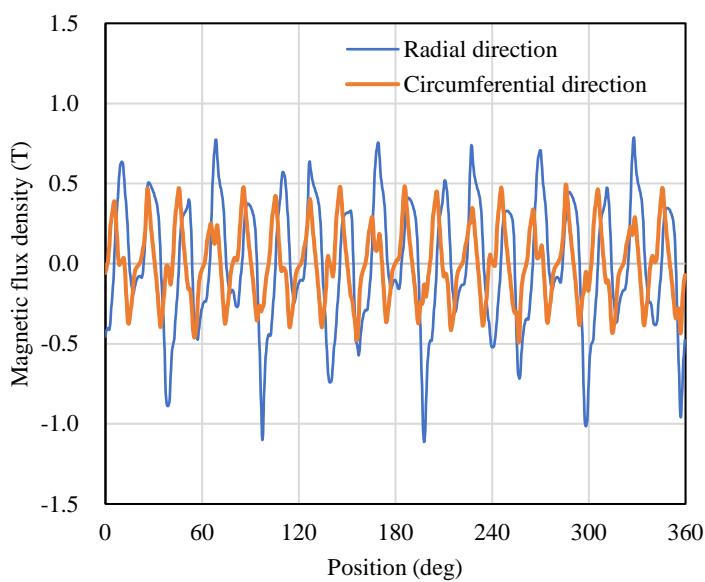


Fig. 2.3 NN モデルの外側エアギャップ中の磁束密度分布

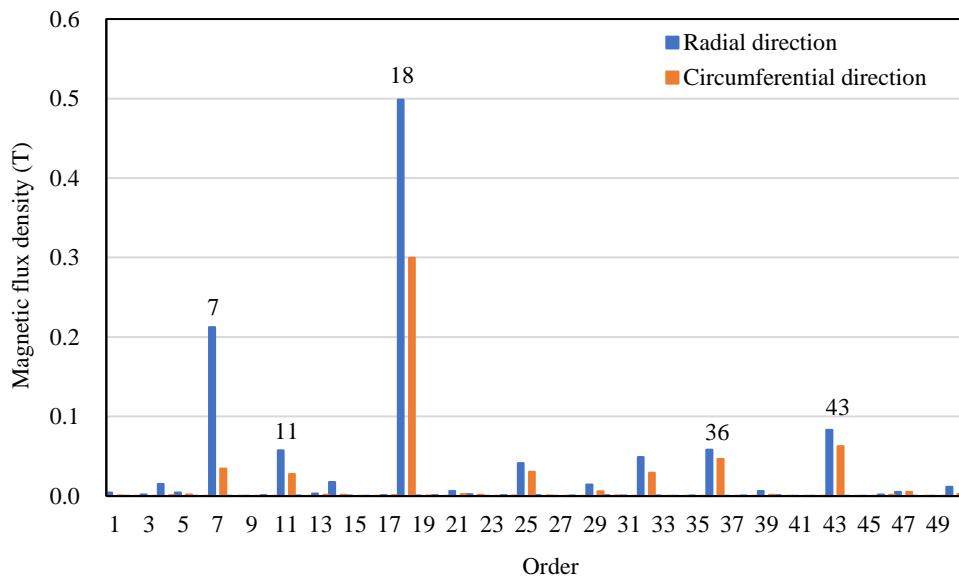


Fig. 2.4 NN モデルの外側エアギャップ中の磁束密度成分

Table 2.2 にトルクの計算結果を示す。Table 2.2 の各成分のセルは、上段がステータトルク (Nm)，下段がトータルトルクに対するステータトルクの割合 (%) を示す。なお、ステータトルクは出力トルクに対して逆方向の反力トルクであるが、出力トルクの反対方向成分を正として表すことにする。Fig. 2.5 にマクスウェルの応力テンソルで求めたステータトルクと、2 次元有限要素解析で求めたステータトルクを示す。Fig. 2.5 より、マクスウェルの応力テンソルで求めたステータトルクの方がわずかに高いが、十分な計算精度であると言える。このことから、マクスウェルの応力テンソルで求めた Table 2.2 に示す各成分のトルクも妥当であると言える。

また、Table 2.3 に、上段が磁束密度の径方向成分 (T)，中段が周方向成分 (T)，下段が径方向成分と周方向成分の位相差 (deg) を示す。まず、高速ロータ永久磁石の極対数である 7 次成分を見ると、ステータ永久磁石の極対数である 18 次成分（基本波成分）について大きいにもかかわらずステータトルクが小さい。この理由は、径方向成分と周方向成分の位相差が 90deg 付近であるからである。次に、11 次成分を見ると、磁束密度の径方向成分と周方向成分が小さいため、ステータトルクも小さいことがわかる。最後に、36 次成分を見ると、いずれのモデルも位相差が 90deg 以上そのため、負のステータトルクを発生させている。18 次成分と 43 次成分については、モデルごとに明確な差があるため、以降で議論する。

Table 2.2 で注目すべき成分は、トータルトルクに対する比率が最も大きい 18 次成分によるトルクである。NW モデルと WW モデルでは、トータルトルクの 103% 以上、NN モデルと WN モデルでは、トータルトルクの 98% 程度である。モデルの違いによる 18 次成分によるトルクへの影響を以降で明らかにする。

Table 2.2 マクスウェルの応力テンソルで求めたステータトルクとトータルトルクに対する割合

Upper: Stator torque (Nm), Lower: Stator torque / Total torque (%)

	7th	11st	18th	36th	43rd
NN model	-0.01	0.02	3.86	-0.05	0.12
	-0.4	0.4	98.3	-1.4	3.1
NW model	0.03	0.04	3.66	-0.15	-0.08
	0.9	1.1	104	-4.2	-2.2
WN model	-0.01	0.01	3.07	-0.02	0.07
	-0.5	0.2	98.8	-0.6	2.3
WW model	0.01	0.02	2.73	-0.08	-0.03
	0.6	0.9	103	-3.0	-1.1

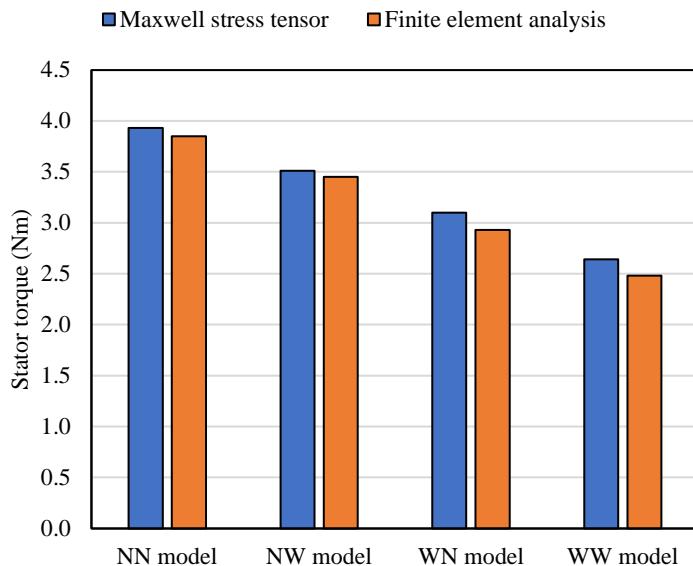


Fig. 2.5 マクスウェルの応力テンソルと 2 次元有限要素解析によるステータトルク

Table 2.3 磁束密度と位相差

Upper: Radial component (T), Middle: Circumferential component (T), Lower: Phase angle difference (deg)

	7th	11st	18th	36th	43rd
NN model	0.20	0.04	0.49	0.06	0.08
	0.05	0.02	0.30	0.05	0.06
	91	75	71	105	73
NW model	0.22	0.04	0.45	0.16	0.08
	0.04	0.02	0.27	0.13	0.05
	87	43	68	95	103
WN model	0.17	0.05	0.68	0.05	0.06
	0.04	0.01	0.20	0.02	0.04
	92	83	73	104	66
WW model	0.19	0.05	0.62	0.17	0.05
	0.03	0.01	0.18	0.08	0.04
	88	54	71	94	103

また、Table 2.2 で 18 次成分の次に注目すべき成分は 43 次成分である。磁束密度の 43 次成分は、基本波磁束でもその倍調波磁束でもなく、変調波磁束による磁束密度成分であるにもかかわらず、NN モデルでは基本波成分の次に大きなトルクを発生させている。さらに、磁束密度の 43 次成分によるステータトルクは、NN モデルと WN モデルで正、NW モデルと WW モデルで負となっている。磁束密度の 43 次成分によるトルクが他の高調波成分より大きい理由と、4 種類のモデルで正負が異なるメカニズムを以降で明らかにする。

2.3 磁束密度の18次成分によるギアトルクの分析

本節では、Table 2.2 でトータルトルクに対する比率が最も大きいステータトルクを発生させている、磁束密度の18次成分に着目する。

2.3.1 磁束の数式化

式(2.11)の積分項に着目し、磁束密度の18次成分の径方向成分を B_{r18} 、周方向成分を $B_{\theta18}$ とし、それを数式化することでトルクを求める。エアギャップの面積が一定のため、磁束密度は磁束に比例することから、磁束を数式化することとし、周方向磁束 $\phi_{\theta18}$ は径方向磁束 ϕ_{r18} の位相違いであることから、まず径方向磁束 ϕ_r を数式化する。磁束は、起磁力とパーミアンスの積で求められることから、18次成分の磁束を発生させる起磁力とパーミアンスを定義する。Fig.2.1 に示す磁気ギアードモータは、3種類の磁束変調が発生している。1つ目は、高速ロータ永久磁石による起磁力と低速ロータ磁極片のパーミアンスによる磁束変調（内側からの磁束変調）、2つ目は、ステータ永久磁石による起磁力と低速ロータ磁極片のパーミアンスによる磁束変調（外側からの磁束変調）、3つ目は、高速ロータ永久磁石による起磁力とステータティースのパーミアンスによる磁束変調（コンシーケントポール磁束変調）である。18次成分の磁束が生じる磁束変調は、内側からの磁束変調と外側からの磁束変調である。

まずは、外側エアギャップに発生する径方向磁束 ϕ_r を求める。Fig.2.1 に磁気的に安定な状態の両ロータとステータの位置関係と、機械角度 $\theta=0$ の位置を定義する。角度 θ の反時計回りを正方向としたとき、磁束密度の位相が遅れる方向は反時計回り方向、位相が進む方向は時計回り方向である。Fig.2.1 の位置関係から、高速ロータを電気角で 90deg 回転させた位置（ギアトルクが最大になる角度）における、7極対の高速ロータ起磁力の基本波成分 F_h と 18極対のステータ起磁力の基本波成分 F_s をそれぞれ式(2.12)と式(2.13)に示す。

$$F_h = F_{h0} \cos\left(7\theta - \frac{\pi}{2}\right) \quad (2.12)$$

$$F_s = F_{s0} \cos 18\theta \quad (2.13)$$

ここで、 F_{h0} は高速ロータ起磁力の基本波成分の振幅、 F_{s0} はステータ起磁力の基本波成分の振幅を表す。次に、低速ロータ磁極片のパーミアンス分布 P_{ln} は式(2.14)で表せる。

$$P_{ln} = P_{ln0} + P_{ln1} \cos 25\theta \quad (2.14)$$

ここで、 P_{ln0} はパーミアンスの平均値、 P_{ln1} はパーミアンスの基本波成分の振幅を表す。式(2.12)～(2.14)より、内側からの磁束変調によって外側エアギャップに発生する径方向磁束 ϕ_{r_hsr} は式(2.15)で、外側からの磁束変調によって外側エアギャップに発生する径方向磁束 ϕ_{r_st} は式(2.16)で表せる。

$$\begin{aligned} \phi_{r_hsr} &= F_h P_{ln} \\ &= F_{h0} \cos\left(7\theta - \frac{\pi}{2}\right) \{P_{ln0} + P_{ln1} \cos 25\theta\} \\ &= F_{h0} P_{ln0} \cos\left(7\theta - \frac{\pi}{2}\right) + F_{h0} P_{ln1} \cos\left(7\theta - \frac{\pi}{2}\right) \cos 25\theta \\ &= F_{h0} P_{ln0} \cos\left(7\theta - \frac{\pi}{2}\right) + \frac{F_{h0} P_{ln1}}{2} \left\{ \cos\left(32\theta - \frac{\pi}{2}\right) + \cos\left(18\theta + \frac{\pi}{2}\right) \right\} \end{aligned} \quad (2.15)$$

$$\begin{aligned}
\phi_{r,st} &= F_s P_{ln} \\
&= F_{s0} \cos 18\theta \{P_{ln0} + P_{ln1} \cos 25\theta\} \\
&= F_{s0} P_{ln0} \cos 18\theta + F_{s0} P_{ln1} \cos 18\theta \cos 25\theta \\
&= F_{s0} P_{ln0} \cos 18\theta + \frac{F_{s0} P_{ln1}}{2} \{\cos 43\theta + \cos 7\theta\}
\end{aligned} \tag{2.16}$$

式(2.15), (2.16)より, 18次成分の径方向磁束が数式化できた。

次に, 外側エアギャップに発生する周方向磁束 ϕ_θ を求める。径方向磁束と周方向磁束の位相の関係を磁束密度分布から求める。Fig. 2.6(a)に, 内側からの磁束変調の模式図を示す。高速ロータの永久磁石により, 磁極片が磁化されて変調波磁束が発生すると考える。したがって, 径方向磁束密度分布は $\cos\theta$ の波形, 周方向磁束密度分布は $\sin\theta$ の波形で表せ, 位相は, 径方向磁束密度より空間的に90deg遅れていると言える。Fig. 2.6(b)に, 外側からの磁束変調の模式図を示す。ステータ永久磁石の基本波磁束を考えると, 径方向磁束密度分布は $\cos\theta$ の波形で表せ, 周方向磁束密度分布は $-\sin\theta$ の波形で表せ, 位相は, 径方向磁束密度より空間的に90deg進んでいると言える。以上より, 18次成分の周方向磁束 ϕ_c の位相を確認できた。

本節で求めた外側エアギャップに発生する18次成分の径方向磁束 ϕ_{r18_hsr} , ϕ_{r18_st} を式(2.17)に, 周方向磁束 $\phi_{\theta18_hsr}$, $\phi_{\theta18_st}$ を式(2.18)に示す。

$$\begin{cases} \phi_{r18_hsr} = \cos\left(18\theta + \frac{\pi}{2}\right) \\ \phi_{r18_st} = \cos 18\theta \end{cases} \tag{2.17}$$

$$\begin{cases} \phi_{\theta18_hsr} = \cos 18\theta \\ \phi_{\theta18_st} = \cos\left(18\theta + \frac{\pi}{2}\right) \end{cases} \tag{2.18}$$

2.3.2 マクスウェルの応力テンソルの適用

外側エアギャップ中の磁束は, 内側からの磁束変調による磁束と外側からの磁束変調による磁束の和と考えることができるため, 磁束密度の18次成分によるトルクは, 式(2.11)の振幅を1として式(2.21)で表せる。

$$\begin{aligned}
T_{18} &\propto \int_0^{2\pi} B_{r18} B_{\theta18} d\theta \\
&= \int_0^{2\pi} (B_{r18_hsr} + B_{r18_st})(B_{\theta18_hsr} + B_{\theta18_st}) d\theta
\end{aligned} \tag{2.21}$$

前節で求めた式(2.17)～式(2.20)の磁束を, 磁束密度として表すと式(2.22), 式(2.23)と表せる。

$$\begin{cases} B_{r18_hsr} = B_{r18_hsr0} \cos\left(18\theta + \frac{\pi}{2}\right) \\ B_{\theta18_hsr} = B_{\theta18_hsr0} \cos 18\theta \end{cases} \tag{2.22}$$

$$\begin{cases} B_{r18_st} = B_{r18_st0} \cos 18\theta \\ B_{\theta18_st} = B_{\theta18_st0} \cos\left(18\theta + \frac{\pi}{2}\right) \end{cases} \tag{2.23}$$

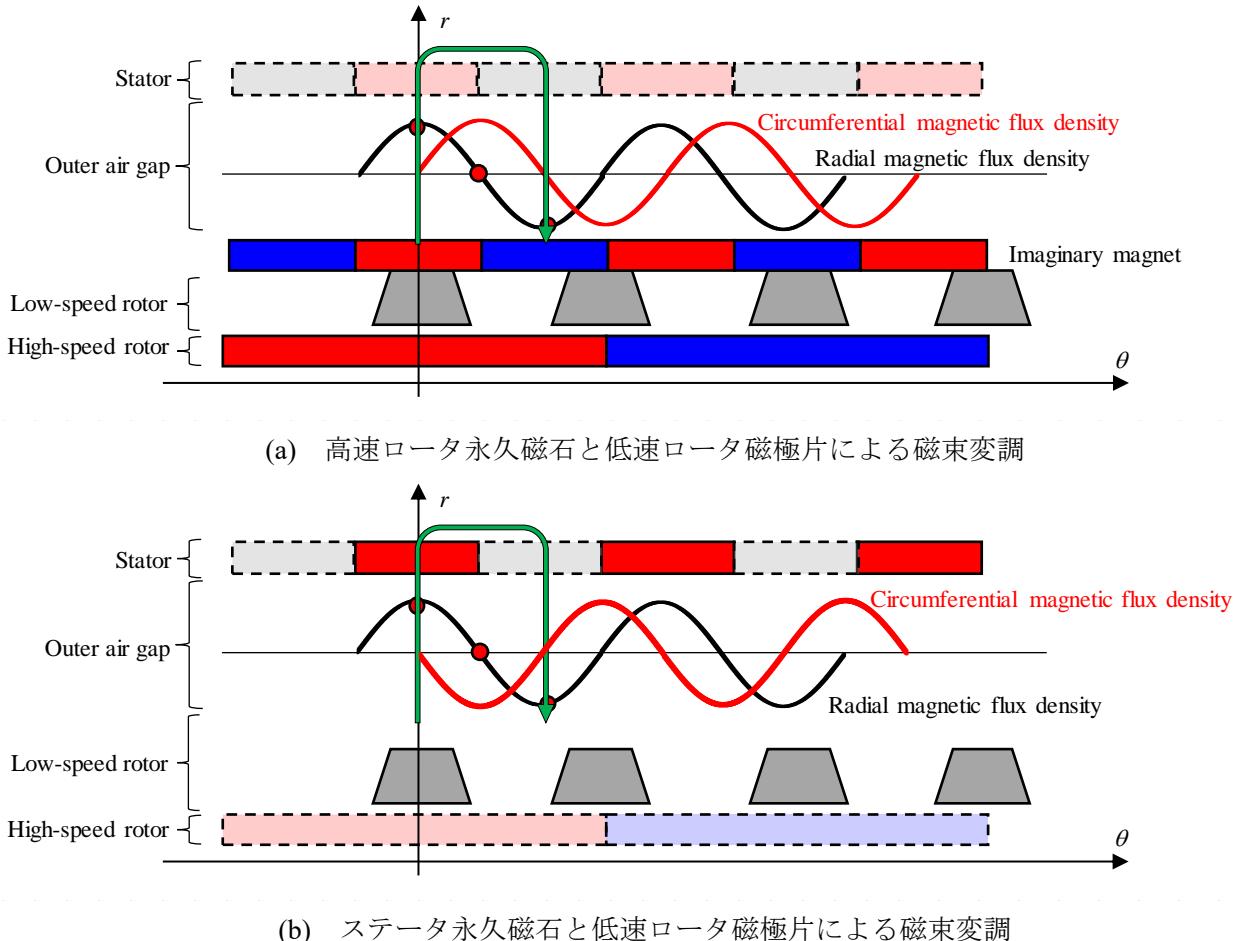


Fig. 2.6 外側エアギャップに発生する径方向と周方向の磁束密度波形の関係

ここで、 B_{r18_hsr0} , $B_{\theta18_hsr0}$, B_{r18_st0} , $B_{\theta18_st0}$ は、それぞれ内側からの磁束変調と、外側からの磁束変調により外側エアギャップに発生する磁束密度の 18 次成分の半径方向成分、周方向成分の振幅を表す。式(2.21)に式(2.22)と式(2.23)を代入する。

$$\begin{aligned}
 & \int_0^{2\pi} B_{r18} B_{\theta18} d\theta \\
 &= \int_0^{2\pi} (B_{r18_hsr} + B_{r18_st})(B_{\theta18_hsr} + B_{\theta18_st}) d\theta \\
 &= \int_0^{2\pi} (B_{r18_hsr0} B_{\theta18_st0} \cos^2 18\theta + B_{r18_st0} B_{\theta18_hsr0} \cos^2 18\theta) d\theta \\
 &= (B_{r18_hsr0} B_{\theta18_st0} + B_{r18_st0} B_{\theta18_hsr0}) \times \int_0^{2\pi} \left(\frac{1 + \cos 36\theta}{2} \right) d\theta \\
 &= (B_{r18_hsr0} B_{\theta18_st0} + B_{r18_st0} B_{\theta18_hsr0}) \times \left[\frac{\theta}{2} + \frac{\sin 36\theta}{72} \right]_0^{2\pi} \\
 &= \pi (B_{r18_hsr0} B_{\theta18_st0} + B_{r18_st0} B_{\theta18_hsr0})
 \end{aligned} \tag{2.24}$$

このように、式(2.11)の積分項を式(2.24)のように展開することで、磁束密度の位相を考慮することなく、振幅のみでトルクを議論できることを確認した。

2.3.3 評価内容

前節で示した計算方法により、Fig. 2.2 に示す磁気ギアードモータのギアトルクに影響を与える磁束密度成分を抽出する。Table 2.4 に評価条件を示す。外側エアギャップに面する磁極片幅を固定し、ティ

ース先端幅を変化させる場合と、ティース先端幅を固定し、磁極片幅を変化させる場合の合計4ケース（合計30パターン）で評価する。なお、外側エアギャップに面する磁性体幅と磁性体間幅が等しい場合、磁極片幅が4.9mm、ティース先端幅が6.9mmである。

まず、Fig. 2.7(a)に磁極片幅を固定した場合（Table 2.4 の No. 1, 2）の基本波磁束密度によるステータトルク、Fig. 2.7(b)にティース先端幅を固定した場合（Table 2.4 の No. 3, 4）のステータトルクを示す。ステータトルクは出力トルクに対して逆方向の反力トルクであるが、出力トルクの反対方向成分を正として表すこととする。Fig. 2.7(a), (b)より、いずれの場合においても、ティース先端幅や磁極片幅が3～5mmの間、つまり磁性体幅が磁性体間幅より小さい場合にステータトルクの最大点があることがわかる。次節では、このメカニズムについて検証する。

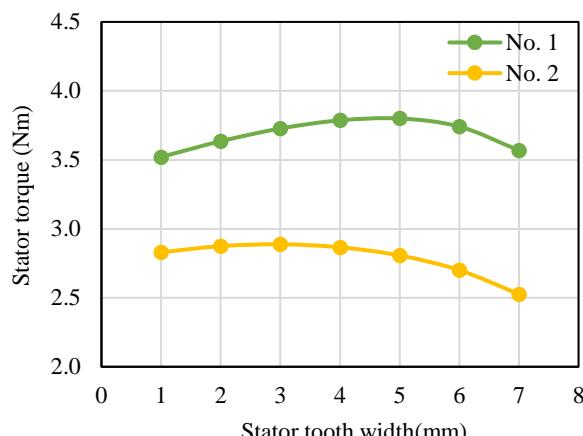
2.3.4 磁極片幅を固定した場合

まず、磁極片幅を固定した場合（ケースNo. 1, 2）のステータトルクを分析する。2.3.2節に記載のとおり、外側エアギャップ中の磁束密度は、内側からの磁束変調と外側からの磁束変調により発生する磁束密度の和で表され、位相の影響を受けない。そこで、式(2.24)より、磁束密度の18次成分の径方向成分 B_{r18} の振幅と周方向成分 $B_{\theta18}$ の振幅を用いてトルクを議論する。周方向成分の磁束は、磁極片からティース先端に斜めに入る磁束と、ステータまで到達せずに磁極片に戻る磁束とで構成されることとする。

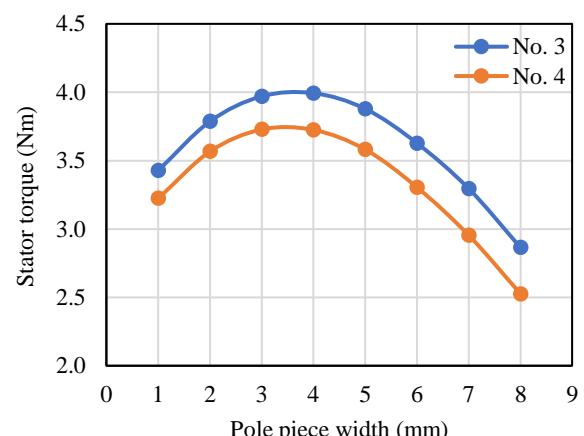
Fig. 2.8 (a), (b)に、ステータ永久磁石を空気とした場合の、内側からの磁束変調によって外側エアギャップに発生する B_{r18} , $B_{\theta18}$ の振幅をそれぞれ示す。Fig. 2.8 (a), (b)のいずれにおいても、ティース先端幅の増加に伴い、高速ロータ永久磁石によって外側エアギャップに発生する B_{r18} が増加し、 $B_{\theta18}$ は減少

Table 2.4 評価条件

Case No.	Pole piece width (mm)	Tooth width (mm)
1	2.0	1.0～7.0
2	8.0	1.0～7.0
3	1.0～8.0	4.0
4	1.0～8.0	7.0



(a) 磁極片幅を固定した場合



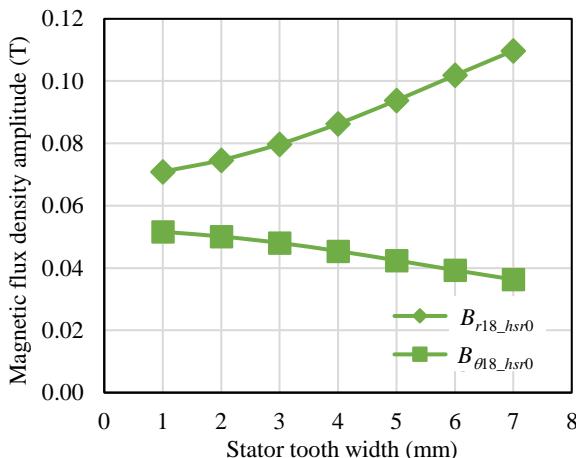
(b) ステータティース先端幅を固定した場合

Fig. 2.7 ステータトルクの計算結果

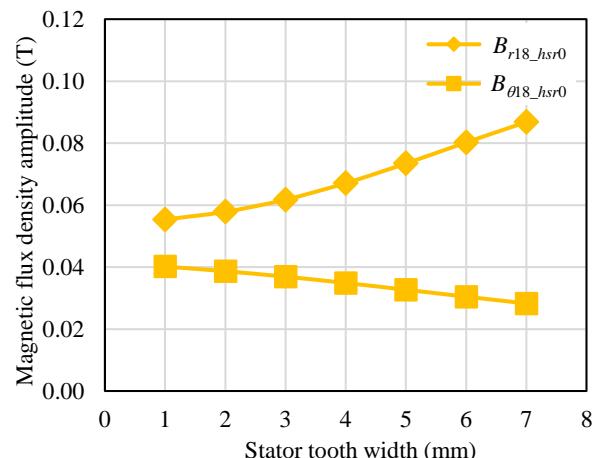
している。この理由は、ティース先端幅の増加に伴い、磁気抵抗が減少し、磁極片からステータに入る磁束が径方向に直進しやすくなるためと考える。

Fig. 2.9 (a), (b)に高速ロータ永久磁石を空気にした場合の、外側からの磁束変調によって外側エアギャップに発生する B_{r18} , $B_{\theta18}$ の振幅をそれぞれ示す。Fig. 2.9 (a), (b)のいずれにおいても、ティース先端幅が 1~4mm の範囲では、ティース先端幅の増加に伴い、 B_{r18} と $B_{\theta18}$ の振幅が増加している。この理由は、ステータがコンシーケントポール構造のため、エアギャップに面する永久磁石の極性を N 極とすると、ティース先端は S 極と考えることができ、ティース先端幅の増加に伴い、ステータ永久磁石の動作点が上昇するためである。例えば、ティース先端幅が極端に狭い場合を考えると、ステータ永久磁石の磁束が、磁極片と高速ロータを鎖交する磁路において、ティース先端の空気領域の増加により磁気抵抗が上がり、ステータ永久磁石の動作点が低下する。

ティース先端幅が 4~7mm の範囲では、ティース先端幅の増加に伴い、 B_{r18} と $B_{\theta18}$ の振幅が減少している。この理由として、ステータ永久磁石と磁極片までの距離、ステータ永久磁石とティース先端までの距離が影響している。ティース先端幅の増加に伴い、ステータ永久磁石から出た磁束は磁極片に直進

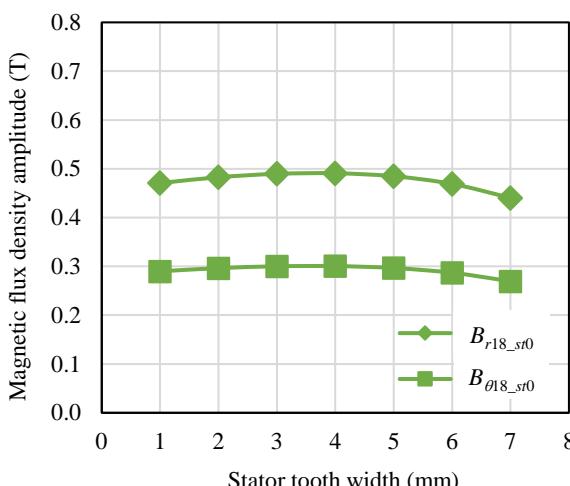


(a) No. 1

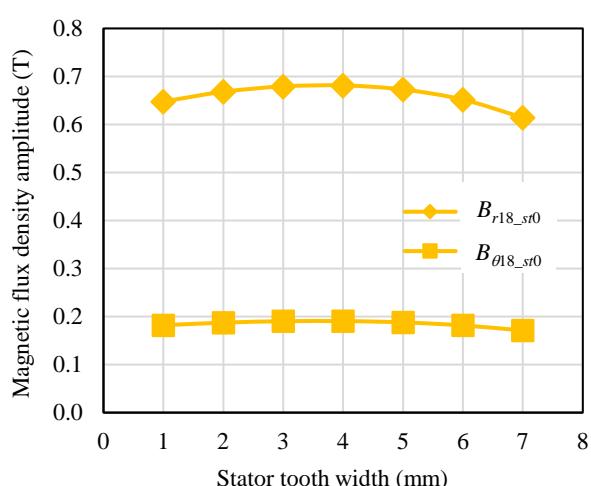


(b) No. 2

Fig. 2.8 内側からの磁束変調による磁束密度振幅の計算結果



(a) No. 1



(b) No. 2

Fig. 2.9 外側からの磁束変調による磁束密度振幅の計算結果

せず、ティース先端に入りやすくなり、これに伴い B_{r18} の振幅が減少する。一般的に B_{r18} の振幅が減少すれば $B_{\theta18}$ の振幅が増加するが、Fig. 2.9 では $B_{\theta18}$ の振幅も減少している。この理由は、エアギャップ中央での磁束密度を評価しており、ステータ永久磁石の周方向側面からティース先端に進むような、エアギャップ中央まで届かない磁束が増加するためである。

2.3.5 ティース先端幅を固定した場合

次に、ティース先端幅を固定した場合（ケース No. 3, 4）のステータトルクを分析する。Fig. 2.10 (a), (b) に、ステータ永久磁石を空気にした場合の、内側からの磁束変調によって外側エアギャップに発生する B_{r18} , $B_{\theta18}$ の振幅をそれぞれ示す。Fig. 2.10 (a), (b) のいずれにおいても、磁極片幅が 1~4mm の範囲では、磁極片幅の増加に伴い、 B_{r18} と $B_{\theta18}$ の振幅が増加している。この理由は、磁極片幅の増加に伴い、ティース先端に対向する磁性体の割合が増加し、外側エアギャップ付近での磁気抵抗が低下し、高速ロータ永久磁石の動作点が上昇するためと考える。

磁極片幅が 4~8mm の範囲では、磁極片幅の増加に伴い、 B_{r18} と $B_{\theta18}$ の振幅が減少している。この理由は、磁極片幅の増加に伴い、磁極片の周方向側面から隣の磁極片に漏れる磁束が増加するためである。これにより、磁極片から外側エアギャップに出る磁束が減少するためである。

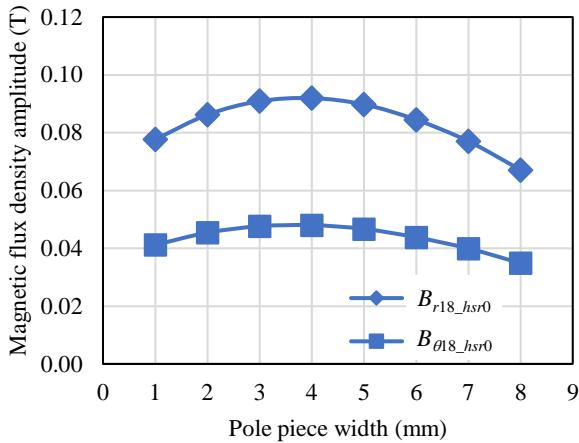
次に、Fig. 2.11 (a), (b) に高速ロータ永久磁石を空気にした場合の、外側からの磁束変調によって外側エアギャップに発生する B_{r18} , $B_{\theta18}$ の振幅をそれぞれ示す。Fig. 2.11 (a), (b) のいずれにおいても、磁極片幅の増加に伴い、 B_{r18} が増加し、 $B_{\theta18}$ が減少している。この理由は、磁極片幅の増加に伴い、ステータ永久磁石に対向する磁性体の割合が増加し、外側エアギャップ付近での磁気抵抗が低下し、径方向磁束が増加することで周方向磁束が減少するためである。

2.3.6 分析結果

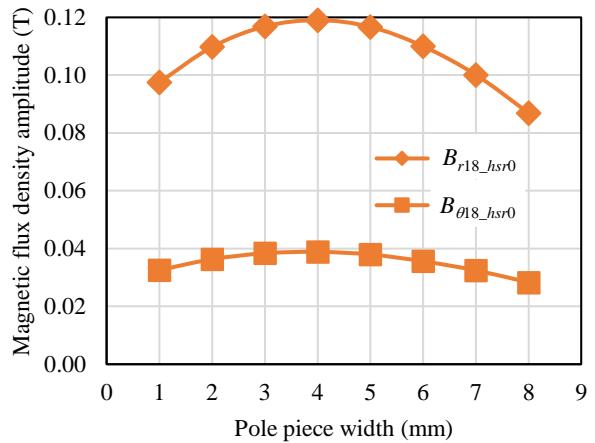
最後に、本章の分析結果をまとめた。Fig. 2.12 (a)~(d) に No. 1~4 のステータトルクを、次の 3 種類のトルクに分けてそれぞれ示す。

- ・内側からの磁束変調による径方向磁束密度と外側からの磁束変調により周方向磁束密度の積 $B_{r18_hsr}B_{\theta18_st}$ によるトルク
- ・内側からの磁束変調による周方向磁束密度と外側からの磁束変調により径方向磁束密度の積 $B_{r18_st}B_{\theta18_hsr}$ によるトルク
- ・これらの合計トルク

Fig. 2.12 (a), (b) より、No. 1, 2 は $B_{r18_st}B_{\theta18_hsr}$ が増加することで $B_{r18_hsr}B_{\theta18_st}$ の減少する分を補い、ティース先端幅が中央 (6.9mm) より小さい場合にステータトルクが最大となる。一方、Fig. 2.12 (c), (d) より、No. 3, 4 は $B_{r18_hsr}B_{\theta18_st}$ が増加することで $B_{r18_st}B_{\theta18_hsr}$ の減少する分を補い、磁極片幅が中央 (4.9mm) より小さい場合にステータトルクが最大となると言える。

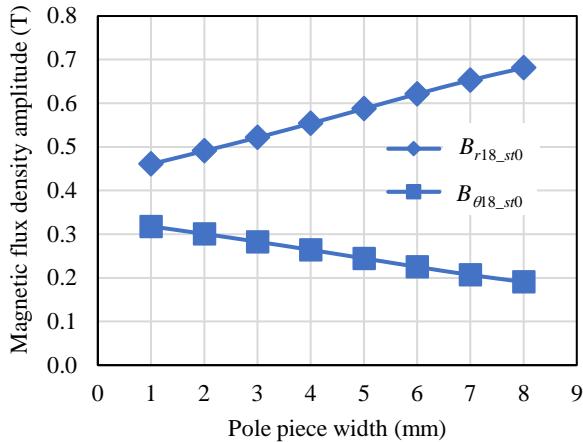


(a) No. 3

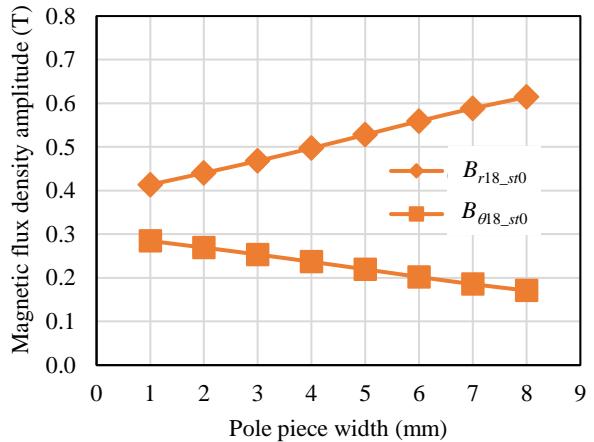


(b) No. 4

Fig. 2.10 内側からの磁束変調による磁束密度振幅の計算結果

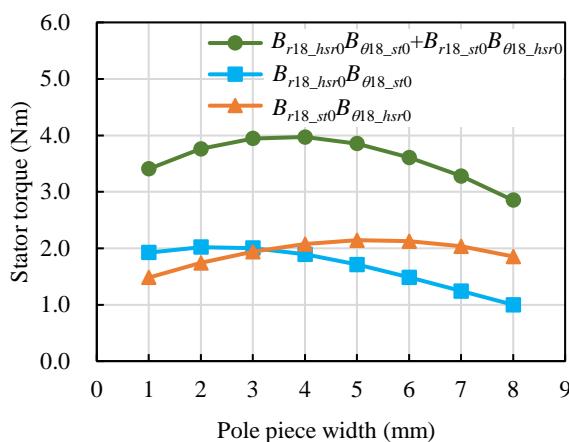


(a) No. 3

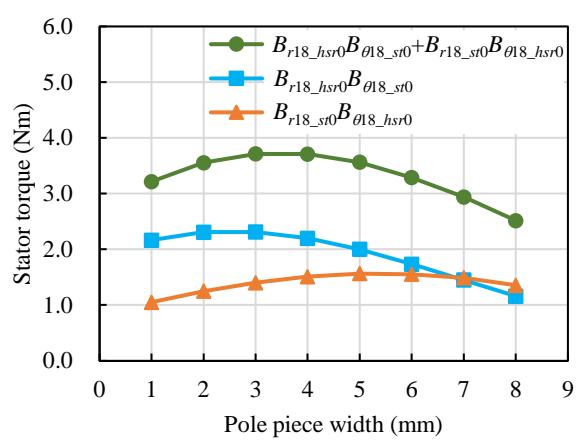


(b) No. 4

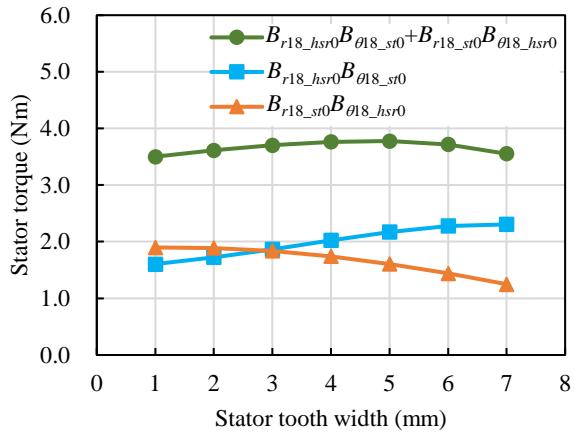
Fig. 2.11 外側からの磁束変調による磁束密度振幅の計算結果



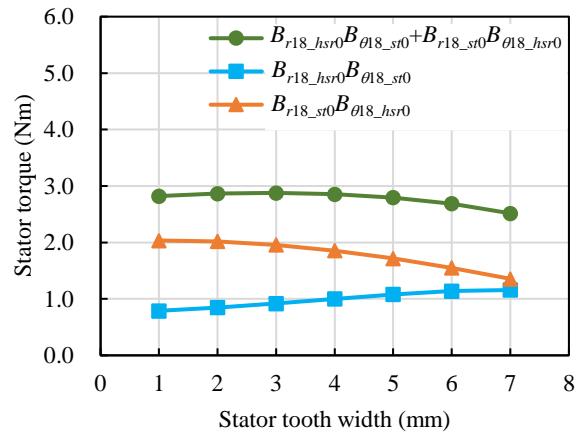
(a) No. 1



(b) No. 2



(c) No. 3



(d) No. 4

Fig. 2.12 ステータトルクの計算結果

2.4 磁束密度の43次成分によるギアトルクの分析

本節では、Table 2.2 で変調波磁束であるにもかかわらず、いずれのモデルにおいてもトータルトルクに対する比率が1%以上のステータトルクを発生させている、磁束密度の43次成分によるステータトルクに着目する。

2.4.1 NN モデル

NN モデルにおいて、外側エアギャップ中の磁束密度の43次成分の位相を求めるために、径方向磁束を数式化する。磁束は起磁力とパーミアンスの積で求められる。Fig. 2.1 の位置関係から、ギアトルクが最大になる高速ロータを電気角で90deg回転させた位置における、7極対の高速ロータ起磁力の基本波成分 F_h と18極対のステータ起磁力の基本波成分 F_s をそれぞれ式(2.15)と式(2.16)に示す。

$$F_h = F_{h0} \cos\left(7\theta - \frac{\pi}{2}\right) \quad (2.15)$$

$$F_s = F_{s0} \cos 18\theta \quad (2.16)$$

ここで、 F_{h0} は高速ロータ起磁力の基本波成分の振幅、 F_{s0} はステータ起磁力の基本波成分の振幅を表す。

次に、磁極片によるパーミアンス分布を数式化する。パーミアンスの基本波成分のみを数式化した場合、磁束変調により43次成分が現れないで2次成分まで考慮する。パーミアンスの基本波成分と2次成分の位相は、磁極片幅と磁極片間幅の大小関係により決まる。磁極片幅が磁極片間幅より狭い場合は同位相、広い場合は逆位相となる。したがって、磁極片幅が広い場合と狭い場合、ティース先端幅が広い場合と狭い場合の合計4通りの組合せの比較で十分であることがわかる。この関係は、Fig. 2.1 のように $\theta=0$ と定義した場合、パーミアンス波形の基本波成分を $\cos\theta$ で表せ、パーミアンス波形を高速フーリエ変換することで求められる。

以上より、磁極片幅が磁極片間幅より狭いNNモデルでは、基本波成分と2次成分は同位相であり、25個の磁極片のパーミアンス分布 P_{ln} は式(2.17)で表せる

$$P_{ln} = P_{ln0} + P_{ln1} \cos 25\theta + P_{ln2} \cos 50\theta \quad (2.17)$$

ここで, P_{ln0} はパーミアンスの平均値, P_{ln1} , P_{ln2} はそれぞれパーミアンスの基本波成分, 2 次成分の振幅を表す。

同様に, ステータティースによるパーミアンス分布も 2 次成分まで考慮し数式化する。ステータティースのパーミアンスの基本波成分と 2 次成分の位相は, 磁極片の場合とは異なり, ティース先端幅がスロット開口幅より狭い場合は逆位相, 広い場合は同位相となる。この関係は, Fig. 2.1 のように $\theta=0$ と定義した場合, パーミアンス波形は $-\cos\theta$ で表せ, パーミアンス波形を高速フーリエ変換することで求められる。以上より, ティース先端幅がスロット開口幅より狭い NN モデルのティース先端のパーミアンス P_{sn} は, 式(2.18)で表せる。

$$P_{sn} = P_{sn0} - P_{sn1} \cos 18\theta + P_{sn2} \cos 36\theta \quad (2.18)$$

ここで, P_{sn0} はパーミアンスの平均値, P_{sn1} , P_{sn2} はそれぞれパーミアンスの基本波成分, 2 次成分の振幅を表す。

最後に, 式(2.15)～式(2.18)より径方向磁束を求める。高速ロータ起磁力と低速ロータパーミアンスによる磁束変調 (内側からの磁束変調) により外側エアギャップに発生する磁束 ϕ_{hln} は, 式(2.19)で表せる。

$$\begin{aligned} \phi_{hln} &= F_{h0} \cos\left(7\theta - \frac{\pi}{2}\right) \{P_{ln0} + P_{ln1} \cos 25\theta + P_{ln2} \cos 50\theta\} \\ &= F_{h0} P_{ln0} \cos\left(7\theta - \frac{\pi}{2}\right) + \frac{1}{2} F_{h0} P_{ln1} \left\{ \cos\left(32\theta - \frac{\pi}{2}\right) + \cos\left(18\theta + \frac{\pi}{2}\right) \right\} \\ &\quad + \frac{1}{2} F_{h0} P_{ln2} \left\{ \cos\left(57\theta - \frac{\pi}{2}\right) + \cos\left(43\theta + \frac{\pi}{2}\right) \right\} \end{aligned} \quad (2.19)$$

式(2.19)より, 高速ロータの起磁力の基本波成分と低速ロータパーミアンスの 2 次成分によって 43 次成分が発生することがわかる。また, 磁気的な安定位置での 43 次成分の磁束に対して, 位相が $\pi/2$ 進んでいることがわかる。ステータ起磁力と低速ロータパーミアンスによる磁束変調 (外側からの磁束変調) により外側エアギャップに発生する磁束 ϕ_{sln} は, 式(2.20)で表せる。

$$\begin{aligned} \phi_{sln} &= F_{s0} \cos 18\theta \{P_{ln0} + P_{ln1} \cos 25\theta + P_{ln2} \cos 50\theta\} \\ &= F_{s0} P_{ln0} \cos 18\theta + \frac{1}{2} F_{s0} P_{ln1} (\cos 43\theta + \cos 7\theta) + \frac{1}{2} F_{s0} P_{ln2} (\cos 68\theta + \cos 32\theta) \end{aligned} \quad (2.20)$$

式(2.20)より, ステータ起磁力と低速ロータパーミアンスの基本波成分同士によって 43 次成分が発生することがわかる。また, 磁気的な安定位置での 43 次成分の磁束と同位相であることがわかる。高速ロータ起磁力とティースのパーミアンスによる磁束変調 (コンシーケントポール磁束変調) により外側エアギャップに発生する磁束 ϕ_{hsn} は, 式(2.21)で表せる。

$$\begin{aligned} \phi_{hsn} &= F_{h0} \cos\left(7\theta - \frac{\pi}{2}\right) (P_{sn0} - P_{sn1} \cos 18\theta + P_{sn2} \cos 36\theta) \\ &= F_{h0} P_{sn0} \cos\left(7\theta - \frac{\pi}{2}\right) + \frac{1}{2} F_{h0} P_{sn1} \left\{ \cos\left(25\theta + \frac{\pi}{2}\right) + \cos\left(11\theta - \frac{\pi}{2}\right) \right\} \\ &\quad + \frac{1}{2} F_{h0} P_{sn2} \left\{ \cos\left(43\theta - \frac{\pi}{2}\right) + \cos\left(29\theta + \frac{\pi}{2}\right) \right\} \end{aligned} \quad (2.21)$$

式(2.21)より, 高速ロータ起磁力の基本波成分とティースのパーミアンスの 2 次成分によって 43 次成分が発生することがわかる。また, 磁気的な安定位置での 43 次成分の磁束に対して, 位相が $\pi/2$ 遅れていることがわかる。また, 式(2.19)～(2.21)に共通する次数成分がトルクに寄与するため, 43 次成分にのみ着目すればよいことが確認できる。

2.4.2 NW モデル

次に、NW モデルにおいて、前節と同様に、外側エアギャップ中の磁束密度の 43 次成分の位相を求める。磁極片形状が NN モデルと等しいため、内側からの磁束変調による磁束は式(2.19)，外側からの磁束変調による磁束は式(2.20)で表せる。

コンシーケントポール磁束変調による磁束 ϕ_{hsw} を求めるため、ティースによるパーミアンス分布を数式化する。ティース先端形状が NN モデルとは異なり、ティース先端幅がスロット開口幅より広いため、パーミアンスの基本波成分と 2 次成分の位相は同位相である。したがって、NW モデルのティース先端のパーミアンス P_{sw} は、式(2.22)で表せる。

$$P_{sw} = P_{sw0} - P_{sw1} \cos 18\theta - P_{sw2} \cos 36\theta \quad (2.22)$$

ここで、 P_{sw0} はパーミアンスの平均値、 P_{sw1} 、 P_{sw2} はそれぞれパーミアンスの基本波成分、2 次成分の振幅を表す。式(2.15)と式(2.22)より、 ϕ_{hsw} は式(2.23)で表せる。

$$\begin{aligned} \phi_{hsw} &= F_{h0} \cos\left(7\theta - \frac{\pi}{2}\right) (P_{sw0} - P_{sw1} \cos 18\theta - P_{sw2} \cos 36\theta) \\ &= F_{h0} P_{sw0} \cos\left(7\theta - \frac{\pi}{2}\right) + \frac{1}{2} F_{h0} P_{sw1} \left\{ \cos\left(25\theta + \frac{\pi}{2}\right) + \cos\left(11\theta - \frac{\pi}{2}\right) \right\} \\ &\quad + \frac{1}{2} F_{h0} P_{sw2} \left\{ \cos\left(43\theta + \frac{\pi}{2}\right) + \cos\left(29\theta - \frac{\pi}{2}\right) \right\} \end{aligned} \quad (2.23)$$

式(2.23)より、NN モデルと同様に 43 次成分が発生する。NN モデルとは異なり、磁気的な安定位置での 43 次成分の磁束に対して、位相が $\pi/2$ 進んでいることがわかる。

2.4.3 WN モデル

次に、WN モデルにおいて、前節と同様に、外側エアギャップ中の磁束密度の 43 次成分の位相を求める。磁極片形状が NN モデルと NW モデルとは異なり、磁極片幅が磁極片間幅より広いため、パーミアンスの基本波成分と 2 次成分の位相は逆位相である。したがって、WN モデルの低速ロータ磁極片のパーミアンス P_{lw} は、式(2.24)で表せる。

$$P_{lw} = P_{lw0} + P_{lw1} \cos 25\theta - P_{lw2} \cos 50\theta \quad (2.24)$$

式(2.15)と式(2.24)、式(2.16)と式(2.24)より、内側からの磁束変調による磁束 ϕ_{hlw} 、外側からの磁束変調による磁束 ϕ_{slw} は、それぞれ式(2.25)、式(2.26)で表せる。

$$\begin{aligned} \phi_{hlw} &= F_{h0} \cos\left(7\theta - \frac{\pi}{2}\right) \{P_{lw0} + P_{lw1} \cos 25\theta - P_{lw2} \cos 50\theta\} \\ &= F_{h0} P_{lw0} \cos\left(7\theta - \frac{\pi}{2}\right) + \frac{1}{2} F_{h0} P_{lw1} \left\{ \cos\left(32\theta - \frac{\pi}{2}\right) + \cos\left(18\theta + \frac{\pi}{2}\right) \right\} \\ &\quad + \frac{1}{2} F_{h0} P_{lw2} \left\{ \cos\left(57\theta + \frac{\pi}{2}\right) + \cos\left(43\theta - \frac{\pi}{2}\right) \right\} \end{aligned} \quad (2.25)$$

$$\begin{aligned} \phi_{slw} &= F_{s0} \cos 18\theta \{P_{lw0} + P_{lw1} \cos 25\theta - P_{lw2} \cos 50\theta\} \\ &= F_{s0} P_{lw0} \cos 18\theta + \frac{1}{2} F_{s0} P_{lw1} (\cos 43\theta + \cos 7\theta) + \frac{1}{2} F_{s0} P_{lw2} (\cos 68\theta - \cos 32\theta) \end{aligned} \quad (2.26)$$

式(2.25)より、NN モデルと NW モデルと同様に 43 次成分が発生する。また、磁気的な安定位置での 43 次成分の磁束に対して、位相が $\pi/2$ 遅れていることがわかる。さらに、式(2.26)より、NN モデルと NW モデルと同様に 43 次成分が発生する。また、磁気的な安定位置での 43 次成分の磁束と同位相であるこ

とがわかる。また、コンシーケントポール磁束変調による磁束は、式(2.21)で表せる。

2.4.4 WW モデル

最後に、WW モデルにおいて、前節と同様に、外側エアギャップ中の磁束密度の 43 次成分の位相を求める。内側からの磁束変調による磁束は式(2.25)，外側からの磁束変調による磁束は式(2.26)，コンシーケントポール磁束変調による磁束は式(2.23)で表せる。

2.4.5 周方向磁束とトルクの向き

前節までで求めた 43 次成分の磁束は径方向成分である。本節で、径方向磁束と周方向磁束の位相の関係を磁束密度分布から求め、各モデルで発生するステータトルクの向きを分析する。

Fig. 2.13 (a)に、内側からの磁束変調の模式図を示す。高速ロータの永久磁石により、磁極片が磁化されて変調波磁束が発生すると考える。したがって、径方向磁束密度分布は $\cos\theta$ の波形、周方向磁束密度分布は $\sin\theta$ の波形で表せ、位相は、径方向磁束密度より空間的に 90deg 遅れていると言える。

Fig. 2.13 (b)に、外側からの磁束変調の模式図を示す。ステータの永久磁石により、磁極片が磁化されて変調波磁束が発生すると考える。したがって、径方向磁束密度分布は $\cos\theta$ の波形、周方向磁束密度分布は $\sin\theta$ の波形で表せ、位相は、径方向磁束密度より空間的に 90deg 遅れていると言える。

Fig. 2.13 (c)に、コンシーケントポール磁束変調の模式図を示す。高速ロータの永久磁石により、ステータティース先端が磁化されて変調波磁束が発生すると考える。したがって、径方向磁束密度分布は $\cos\theta$ の波形、周方向磁束密度分布は $-\sin\theta$ の波形で表せ、位相は、径方向磁束密度より空間的に 90deg 進んでいると言える。

Table 2.5 に、外側エアギャップ中の磁束密度の 43 次成分の位相をまとめた。左から順に、内側からの磁束変調、外側からの磁束変調、コンシーケントポール磁束変調による磁束密度の位相、前記 3 種類の磁束密度の合成位相を、周方向/径方向の順でそれぞれ記載する。合成位相は上段が有限要素解析から求めた値であり、下段の括弧内の数値は、3 種類の磁束変調による磁束密度の振幅を同等にした場合の平均値を表す。Table 2.5 より、磁束密度の径方向成分と周方向成分の位相差が、NN モデルと WN モデルで 90deg より小さく、NW モデルと WW モデルで 90deg より大きいことがわかる。式(2.10)と式(2.11)より、磁束密度の径方向成分と周方向成分の積の積分値は、磁束密度の径方向成分と周方向成分の位相差が 90deg より小さければ正、90deg より大きければ負であることがわかる。したがって、Table 2.2 に示すように、磁束密度の 43 次成分によるステータトルクは、NN モデルと WN モデルで正、NW モデルと WW モデルで負となることがわかる。

最後に、磁束密度の 43 次成分の回転数と回転方向を示す。式(2.15)～(2.18)において、高速ロータと低速ロータの任意の回転角度をそれぞれ α 、 β とすると、ギア比 25/7 を用いて $\alpha=25\beta/7$ という関係がある。内側からの磁束変調、外側からの磁束変調、コンシーケントポール磁束変調によって発生する 43 次成分の磁束をそれぞれ式(2.27)～(2.29)に抽出する。

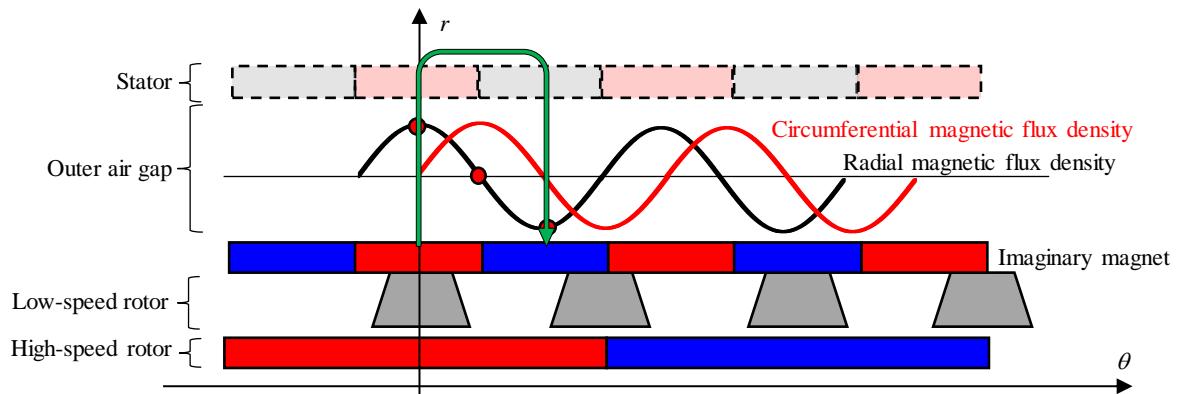
$$\cos(43\theta + 7\alpha - 50\beta) \quad (2.27)$$

$$\cos(43\theta - 25\beta) \quad (2.28)$$

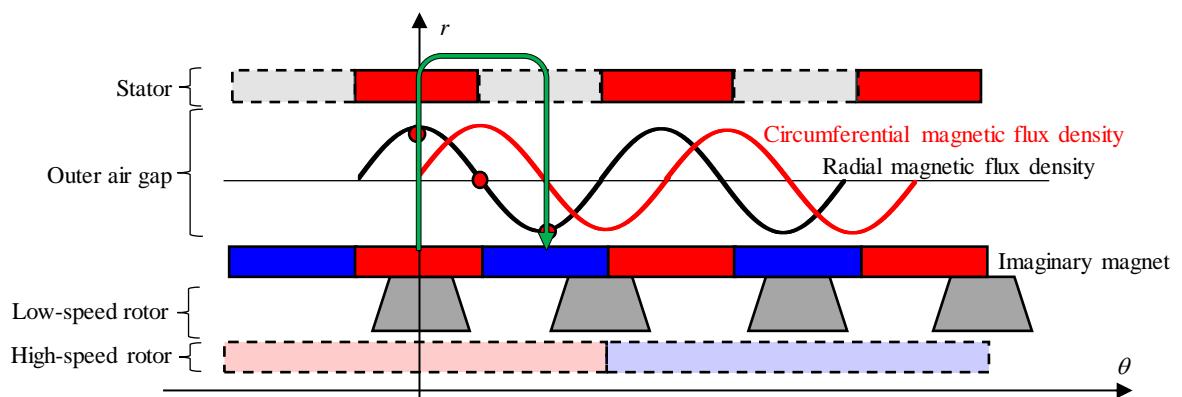
$$\cos(43\theta - 7\alpha) \quad (2.29)$$

式(2.27)～(2.29)において、43 次成分の位相を議論するため、振幅は 1 としている。式(2.27)～(2.29)の位

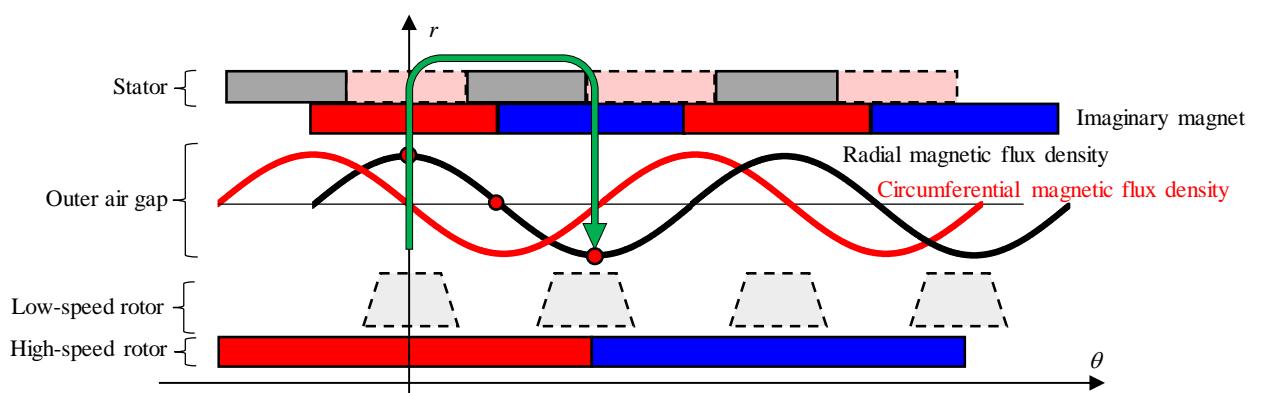
相がすべて -25β で表せることから、すべての磁束変調から発生する43次成分による磁束の回転方向と回転数が等しいことが確認できた。



(a) 高速ロータ永久磁石と低速ロータ磁極片による磁束変調



(b) ステータ永久磁石と低速ロータ磁極片による磁束変調



(c) 高速ロータ永久磁石とステータティースによる磁束変調

Fig. 2.13 外側エアギャップに発生する径方向と周方向の磁束密度波形の関係

このように、磁束密度の18次成分と43次成分によるトルクがNNモデルで最大のため、最大ギアトルクが最も高くなることを確認した。最後に、通電トルク（20Arms/mm²時）と最大ギアトルクの有限要素解析による比較結果をFig. 2.14に示す。また、この結果をもとに、要求通電トルクを8Nm、要求最大ギアトルクを10Nmとして、これらを満足するようにステータコアの軸方向厚さである積厚を比例換算した結果をTable 2.6に示す。Table 2.6より、NNモデルが最小であることがわかる。また、いずれのモデルにおいても、通電トルクの要求値を満足する積厚より最大ギアトルクの要求値を満足する積厚の方が大きく、必要積厚は最大ギアトルクによって決まると言える。

Table 2.5 磁束密度の43次成分の位相

	Interior modulation	Exterior modulation	Consequent-pole modulation	Total phase angle (deg)
NN model	90/0	0/-90	-90/0	11/-62 (0/-60)
NW model	90/0	0/-90	90/180	30/-73 (60/-90)
WN model	-90/-180	0/-90	-90/0	-50/-116 (-60/-90)
WW model	-90/-180	0/-90	90/-180	-32/-135 (0/-150)

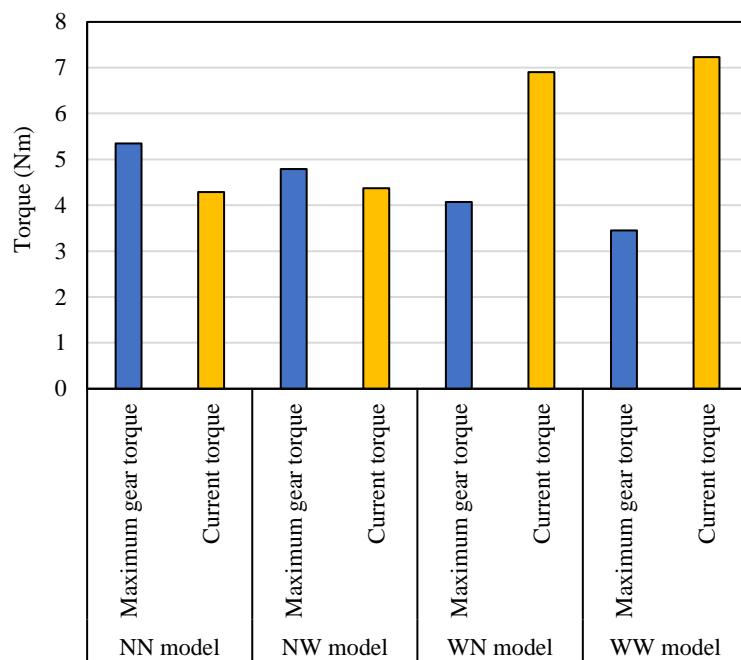


Fig. 2.14 最大ギアトルクと電流トルクの有限要素解析結果

Table 2.6 必要積厚

	For gear torque	For current torque	(mm)
NN model	37	30	
NW model	42	37	
WN model	49	39	
WW model	58	46	

2.5 試作機による検証

2.5.1 試作機と測定系

前節までに求めた最大ステータトルクの大小関係の妥当性を検証するために、試作機による実験を行った。Fig. 2.15 に試作機外観と構成部品の写真を示す。ステータと磁極片をそれぞれ組み替えることで 4 種類の磁気ギアードモータとして組み立てた。また、Fig. 2.16, 2.17 に非通電時、通電時（ベクトル制御駆動時）の測定系をそれぞれ示す。

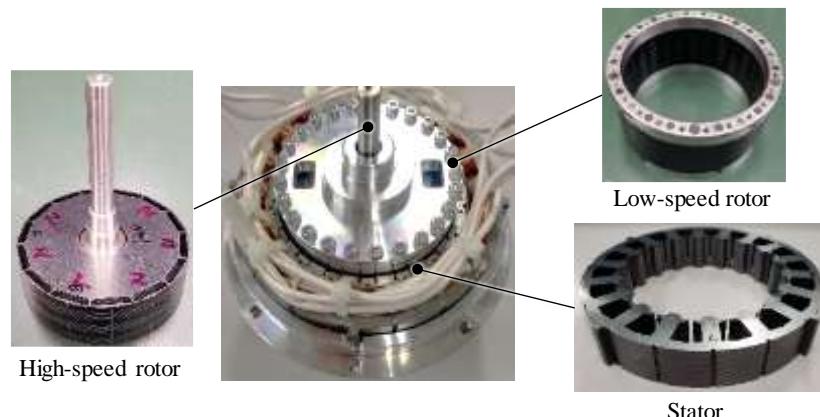


Fig. 2.15 試作機外観と構成部品

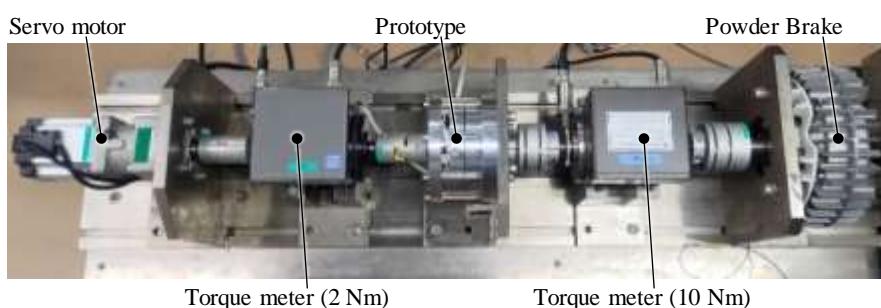


Fig. 2.16 非通電時のギアトルク測定系

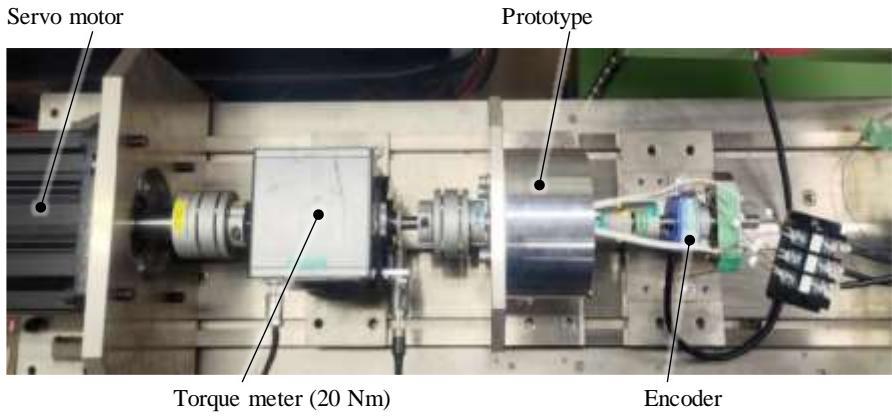


Fig. 2.17 通電時の脱調トルク測定系

2.5.2 ギアトルク

Fig. 2.16 の測定系で、低速ロータをパウダーブレーキで固定し、サーボモータを用いて高速ロータを 1rpm で回転させた時のステータトルク波形を Fig. 2.18 に示す。本章ではステータトルクを評価しているが、直接測定できないため、両ロータのトータルトルクの反力としてステータトルク波形を算出し、電気角 1 周期分を抽出している。

前節までに求めたマクスウェルの応力テンソルと 2 次元有限要素解析によって算出したステータトルク、そして測定により得られたステータトルクを Fig. 2.19 に示す。Fig. 2.19 より、測定結果とその他の結果の大小関係が等しいことから、前節までに求めた最大ステータトルクの大小関係が妥当であることを確認した。

また、測定結果は 2 次元有限要素解析結果の 60%程度であることがわかる。この理由として、2 次元有限要素解析で考慮していない、測定時に生じる軸方向への磁束漏れと、2 次元解析モデルは外側エアギャップ長が公差内の最小値に設定していたことが挙げられる。そこで、測定値の妥当性検証のため、軸方向への漏れ磁束を考慮した 3 次元有限要素解析を実施し、測定結果と比較する。Fig. 2.20 に、Fig. 2.18 で示すステータトルク測定値の最大値と、3 次元有限要素解析の結果を示す。3 次元有限要素解析で用いるモデルは 2 種類あり、最大ギアトルクが最小となるように条件を設定したモデル(最小モデル)と、最大ギアトルクが最大となるように条件を設定したモデル(最大モデル)である。条件とは、コアと永久磁石の各寸法公差と、永久磁石の残留磁束密度(1.28T~1.35T)である。測定値が、最大モデルと最小モデルの範囲内にあることから、測定値が妥当であると判断できる。

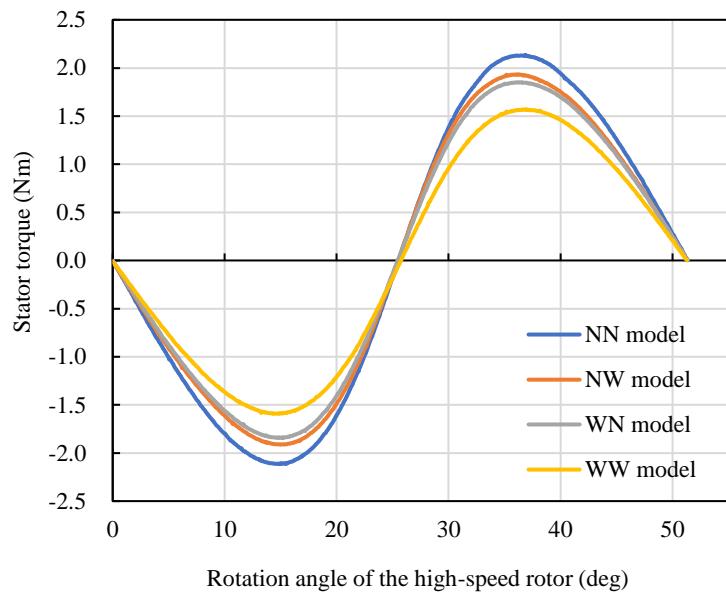


Fig. 2.18 ステータトルク波形測定結果

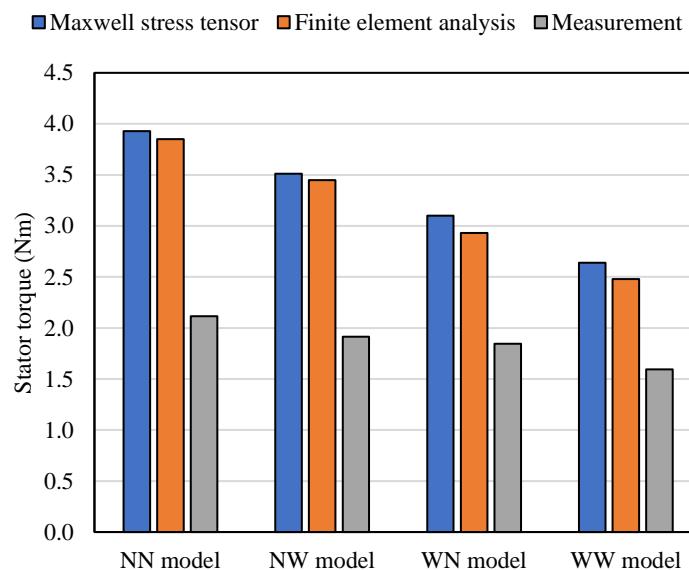
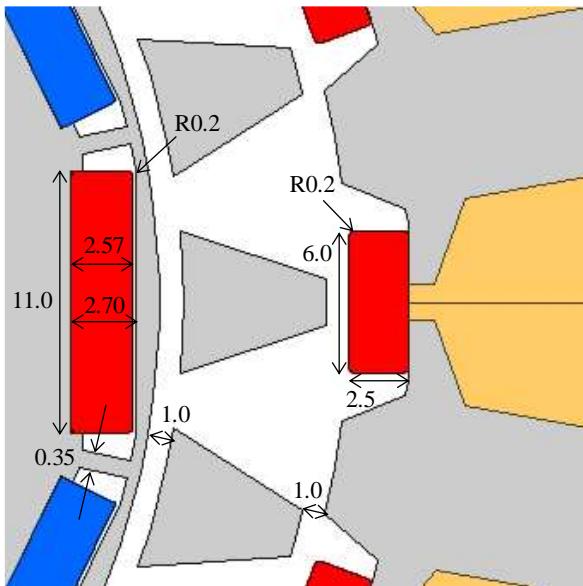


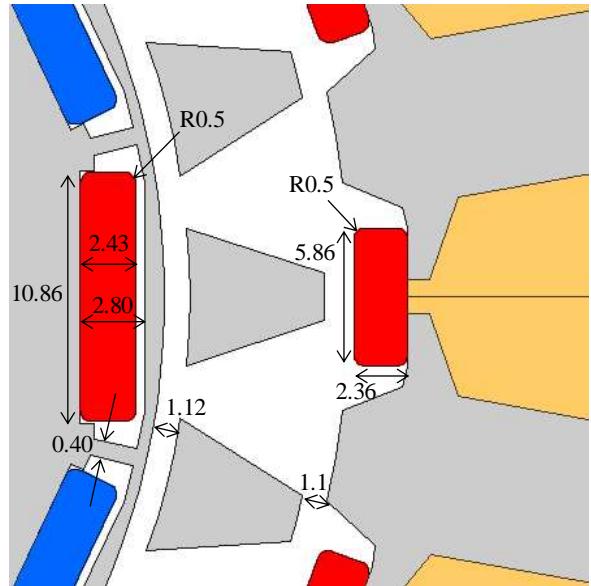
Fig. 2.19 マクスウェルの応力テンソル, 2 次元有限要素解析, 測定により得られたステータトルク

Axial direction length of permanent magnet : 20.07



(a) 最大モデル

Axial direction length of permanent magnet : 19.93



(b) 最小モデル

Fig. 2.20 ステータトルク最大モデルと最小モデル

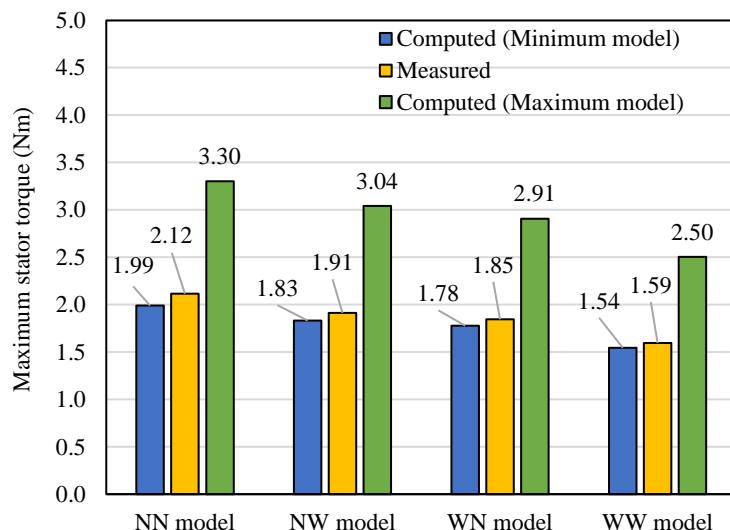


Fig. 2.21 測定および3次元有限要素解析による最大ステータトルク

最小モデルと最大モデルで、約 50%程度の差が生じる理由を考察する。各モデルの違いは、コアと永久磁石の各寸法の違いによる外側エアギャップ長と、永久磁石の残留磁束密度の大きさである。外側エアギャップ長は、最小モデルが 1.29mm、最大モデルが 0.95mm である。この差は、主にステータの永久磁石厚さの公差 0.14mm であるが、永久磁石貼付部の公差と、低速ロータを構成する磁極片の公差が含まれる。外側エアギャップ長と永久磁石の残留磁束密度の、ステータトルクへの影響を確認するため、まず、永久磁石の残留磁束密度をカタログ中央値 1.315T で固定した場合の NN モデルのステータトルクを確認する。最小モデルで 2.12Nm、最大モデルで 3.10Nm であり、0.98Nm の差が生じることが確認できた。次に、外側エアギャップ長を最小の 1.0mm で固定した場合の NN モデルのステータトルクを確認する。最小モデルで 2.92Nm、最大モデルで 3.3Nm であり、0.38Nm の差が生じることが確認できた。

以上より、永久磁石の残留磁束密度の影響は、外側エアギャップ長の影響より小さいと言える。したがって、実際の設計時は外側エアギャップ長の設計公差を小さくすることが重要である。

次に通電時について述べる。非通電時には、サーボモータを用いて高速ロータからトルクを入力したため、ステータトルクを間接的に求められた。一方で、通電時は回転磁界により高速ロータを回転させるため高速ロータトルクは測定できず、出力である低速ロータトルクのみが測定できるので、ステータトルクを間接的に求められないため、本節では低速ロータトルクで評価することとする。

負荷となるサーボモータを一定速度で回転させ、 $i_d=0$ 制御で q 軸電流を少しづつ増加させていき、低速ロータトルクを測定し、その最大値である脱調トルクを求めた。ここで、Fig. 2.21 に電流値を増加させた時の NN モデルの低速ロータトルクの測定値を示す。電流の増加に伴いトルクが増加し、トルクが大幅に減少する直前のトルクを脱調トルクとして測定している。トルクが増加していくときの脈動は、 q 軸電流目標値を手動でステップ状に変更していることによる過渡的な現象である。Fig. 2.22 に、脱調トルクと、比較のために非通電時の最大ギアトルクの測定結果を示す。脱調トルクと最大伝達トルクは理論的には等しいが、Fig. 2.22 より、いずれのモデルにおいても差が見られる。この理由は、低速ロータに発生する電流トルクの正負によるものと考えられる。NN モデルでは正の電流トルクが発生しており、その他の 3 種類のモデルでは負の電流トルクは発生していると考えられる。低速ロータに発生するトルクについては、第 3 章で詳しく述べる。

2.5.3 損失

ここまでで NN モデルのトルク密度が最も高いことを確認したが、損失を無視した評価であった。そこで、4 種類のモデルの損失を比較するため、3 次元有限要素解析により永久磁石の渦電流損と電磁鋼板の鉄損を求め、ブレーキトルクとして評価する。Fig. 2.23 に低速ロータの回転数に対するブレーキトルクの解析結果を示す。Fig. 2.23 から、4 種類のモデルに差は見られないことがわかる。

次に、試作機を用いて解析結果の妥当性を確認する。損失を直接測定できないため、サーボモータで低速ロータを回転させ、低速ロータに発生するブレーキトルクを測定する。Fig. 2.24 に低速ロータの回転数に対するブレーキトルクの測定結果を示す。Fig. 2.23 と Fig. 2.24 を比較して絶対値に大きな差がないことから、解析結果の妥当性が確認できた。測定結果の方が値が大きい理由は、機械損や漂遊負荷損が解析モデルで考慮されていないことや、製造公差や組立時にばらつきが生じたためであると考える。また、4 種類のモデルの差が解析結果より大きい理由も同様であると考える。

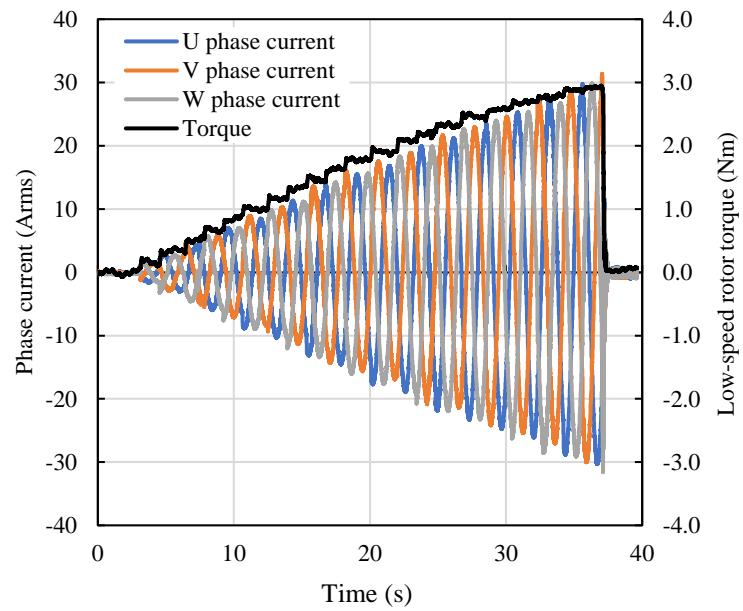


Fig. 2.21 電流を増加させた時の NN モデルの低速ロータトルク

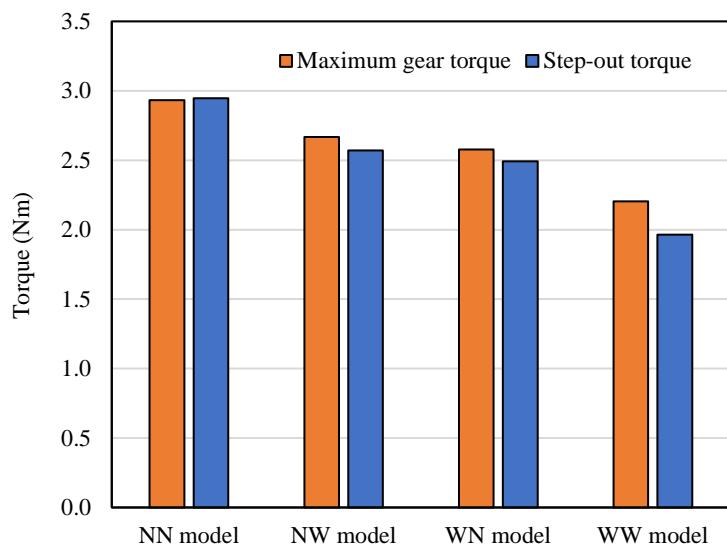


Fig. 2.22 最大ギアトルク（非通電時）と脱調トルク（通電時）の測定結果

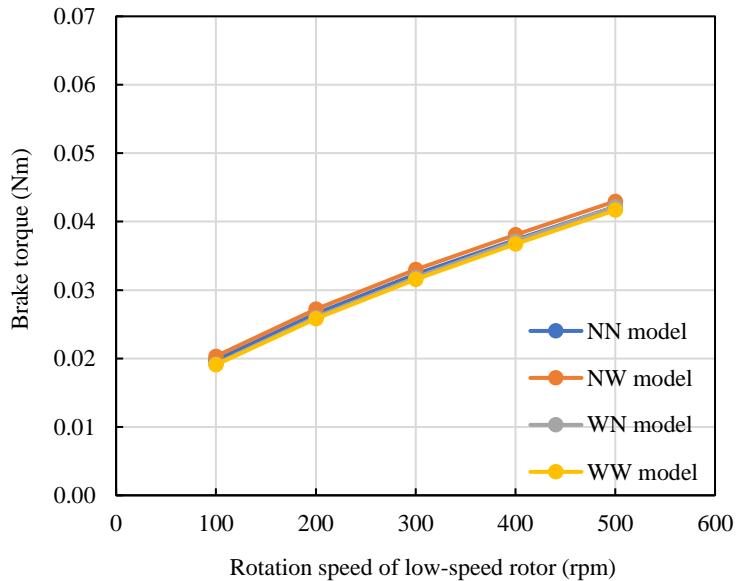


Fig. 2.22 ブレーキトルクの解析結果

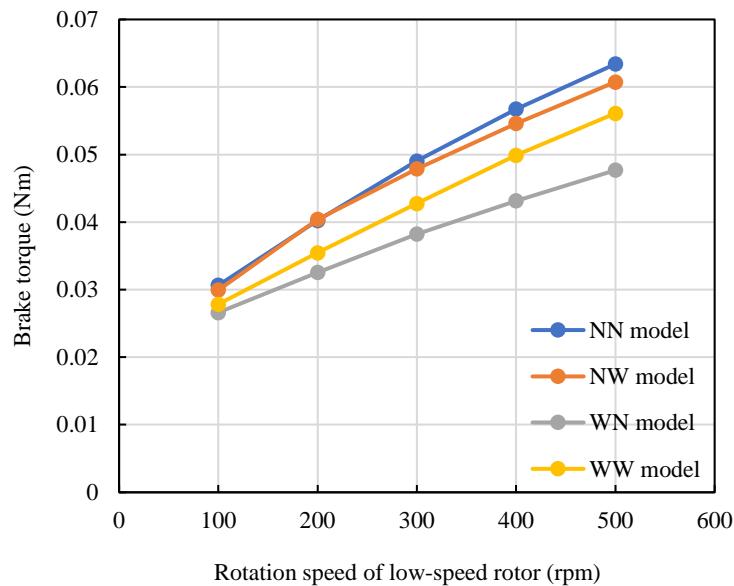


Fig. 2.23 ブレーキトルクの測定結果

2.6 第2章まとめ

第2章では、埋込磁石型磁気ギアードモータを提案した。従来の表面磁石型磁気ギアードモータに比べて最大ギアトルクが低下するため、外側エアギャップに面する磁極片形状とステータのティース先端形状が異なる4種類のモデルを用いてギアトルクを検証した。

まず、外側エアギャップの磁束密度分布のうち、ギアトルクに影響を与える磁束密度成分を有限要素解析により明らかにした。次に、マクスウェルの応力テンソルを用いて、磁束密度の基本波成分の径方向磁束と周方向磁束の振幅のみでギアトルクを評価する方法を提案した。この方法により、外側エアギャップに面する磁極片幅が磁極片間幅より小さく、ステータティース先端幅がスロット開口幅より小さい場合（NNモデル）に最大ギアトルクが最も高くなることを明らかにした。さらに、外側エアギャッ

プ中の磁束密度の 43 次成分が、変調波磁束にもかかわらず、ギアトルクに影響を与えるメカニズムを数学的に示すことで、NN モデルにおいて磁束密度の 43 次成分が最も高くなり、最大ギアトルクを増加させることを明らかにした。

最後に、4 種類のモデルの試作機を用いた実験を行い、非通電時の最大ギアトルク、通電時の脱調トルク、損失を評価した。その結果、最大ギアトルクは、試作機の公差を考慮した 3 次元有限要素解析の、最大モデルと最小モデルの範囲内となり、解析結果の妥当性が確認できた。また、4 種類のモデルの最大ギアトルクの大小関係は解析値と一致し、NN モデルが有効であることを確認した。脱調トルクは、最大ギアトルクの測定結果と差が見られ、低速ロータに発生する電流トルクの正負の影響であると考えた。損失は、解析結果と測定結果に大きな違いがないことから、解析結果の妥当性が確認できた。

第3章 突極型磁気ギアードモータ

本章では、第2章と比較しさらなる組立性向上を目的として、高速ロータの永久磁石をなくした突極型磁気ギアードモータを提案する。突極構造を採用することで組立性が向上する一方で、高速ロータから永久磁石をなくすことにより最大ギアトルクが著しく低下する。そこで、ステータコイルに印加する交流電流に直流電流を重畠させ、直流電流により最大ギアトルクを制御できることを検証する。さらに、突極型磁気ギアードモータの動作原理を数学的に述べることで、突極型磁気ギアードモータ特有の特性である低速ロータに発生するトルクと脱調時の両ロータ間の位相差について述べる[52-56]。最後に、試作機を用いた実験により解析結果の妥当性を検証する[57, 58]。

本章の3.1で記す交流電流に直流電流を重畠させる方法は、先行研究での内容であるが、最大ギアトルクの向上が非常に小さいことが確認されていた[33, 34]。この方法を突極型磁気ギアードモータに適用することで、最大ギアトルクが2倍になることと、そのメカニズムの数学的証明が本章の成果である。

3.1 提案モデル

Fig. 3.1 に本研究の磁気ギアードモータの磁気回路部の軸方向断面図を示す。ステータ外径 $\phi 125\text{mm}$ 、積厚50mmの体格で、従来の磁気ギアードモータ同様、高速ロータ、低速ロータ、ステータで構成される。これらの支持構造も含めた全体の軸方向横断面図（コイル除く）をFig. 3.2に示す。

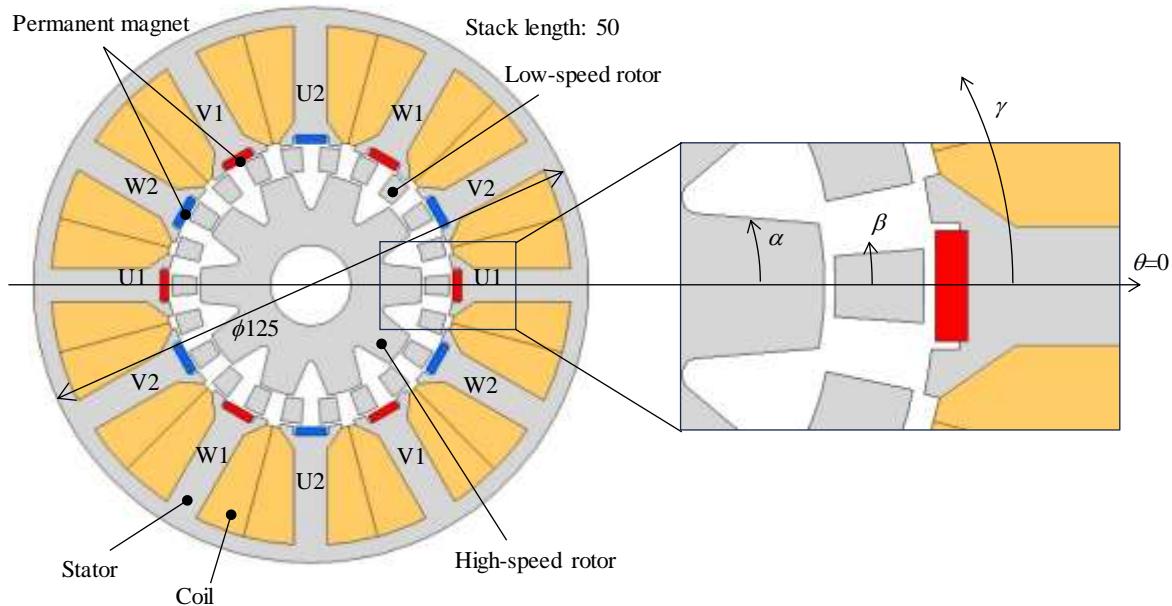


Fig. 3.1 突極型磁気ギアードモータ

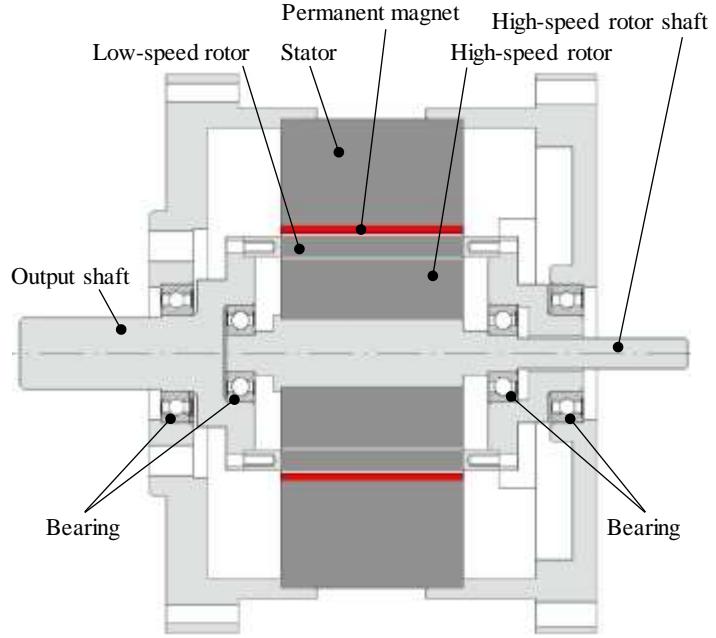


Fig. 3.2 突極型磁気ギアードモータの断面図

高速ロータの突極数は 10, 低速ロータの磁極数は 22, ステータのティース数は 12 で 3 相コイル ($\phi 1.2 \times 90$ ターン) が 2 セット並列で巻かれている。永久磁石をステータのみに配置していることから、従来の磁気ギアードモータに比べて最大ギアトルクが低いが、直流電流による磁束で補う。具体的には、3 相交流電流による回転磁界で磁気ギアードモータとして駆動させ、3 相交流電流に正あるいは負の直流電流を重畠して印加することで最大ギアトルクを制御する。本モデルでは U1, V1, W1 には正の直流電流を、U2, V2, W2 には負の直流電流を、3 相交流電流に重畠して流す。

3.2 動作原理

まず、磁気ギアとしての動作原理を述べる。Fig. 3.1 の両ロータとステータの位置を基準位置とする。高速ロータが機械角で α 回転したとき、10 突極の高速ロータ突極による内側エアギャップ中のパーミアンス分布 P_h は式(3.1)で表せる。

$$P_h = p_{hdc} + p_h \cos 10(\theta + \alpha) \quad (3.1)$$

ここで、 p_{hdc} はパーミアンスの平均値、 p_h はパーミアンスの振幅、 θ は Fig. 3.1 の周方向位置を表す。また、低速ロータが機械角で β 回転したとき、22 個の低速ロータ磁極片による内側エアギャップ中のパーミアンス分布 $P_{l\beta}$ は式(3.2)で表せる。

$$P_{l\beta} = p_{ldc} + p_l \cos 22(\theta + \beta) \quad (3.2)$$

ここで、 p_{ldc} はパーミアンスの平均値、 p_l はパーミアンスの振幅を表す。以上より、内側エアギャップ中のパーミアンス分布 P_{hl} は 10 突極の高速ロータと 22 個の低速ロータ磁極片の和として、式(3.3)で表せる。

$$P_{hl} = p_{hdc} + p_h \cos 10(\theta + \alpha) + p_l \cos 22(\theta + \beta) \quad (3.3)$$

ここで、 $p_{hldc} = p_{hdc} + p_{ldc}$ である。次に、2 セットの 3 相コイルに 3 相交流電流を流したとき、ステータの起磁力 F は、6 極対の永久磁石による起磁力と、電磁石によって生じる 4 極対の回転磁界による起磁力の

合計で、回転磁界が γ 回転したとき、式(3.4)で表せる。

$$F = f_s \cos 6\theta + f_c \sin 4(\theta + \gamma) \quad (3.4)$$

ここで、 f_s はステータ永久磁石による起磁力の振幅、 f_c は3相交流電流による回転磁界の起磁力の振幅を表している。また、式(3.1)～(3.4)に示す α 、 β 、 γ は時間と回転角速度の積で表せる変数である。以上より、内側エアギャップ中の磁束 ϕ_{hl} は、起磁力とペーミアンスの積で求まるので、式(3.5)で表せる。

$$\begin{aligned} \phi_{hl} &= FP_{hl} \\ &= f_s p_{hdc} \cos 6\theta + f_c p_{hdc} \sin(4\theta + 4\gamma) + \frac{f_s p_h}{2} \{ \cos(4\theta + 10\alpha) + \cos(16\theta + 10\alpha) \} \\ &\quad + \frac{f_s p_l}{2} \{ \cos(16\theta + 22\beta) + \cos(28\theta + 22\beta) \} + \frac{f_c p_h}{2} \{ \sin(14\theta + 10\alpha + 4\gamma) - \sin(6\theta + 10\alpha - 4\gamma) \} \\ &\quad + \frac{f_c p_l}{2} \{ \sin(26\theta + 22\beta + 4\gamma) - \sin(18\theta + 22\beta - 4\gamma) \} \end{aligned} \quad (3.5)$$

式(3.5)には、4、6、16次成分が2項ずつ存在する。同じ磁束成分同士はカップリングするので、その2項の位相は等しい。まず、4次成分の位相が等しいことから、式(3.6)が成立する。

$$10\alpha - 4\gamma = 0 \Leftrightarrow \alpha = \frac{4}{10}\gamma \quad (3.6)$$

式(3.5)の4次成分の係数に着目すると、回転磁界の起磁力と両ロータのペーミアンスの平均値によって生じた磁束と、ステータ永久磁石による起磁力と高速ロータ突極のペーミアンスによって生じた磁束がカップリングしていることがわかる。ペーミアンスの平均値は常に一定であり、ステータの永久磁石は回転しないため、4次の回転磁界により高速ロータが回転することを表している。式(3.6)より、高速ロータは回転磁界の4/10倍の速度で回転磁界と同じ方向に回転することを意味する。以上より、3相交流電流による回転磁界が高速ロータに直接トルクを発生させており、磁気ギアードモータの回転原理を数式を用いて証明できた。次に、16次の位相が等しいことから、式(3.7)が成立する。

$$10\alpha = 22\beta \Leftrightarrow \beta = \frac{10}{22}\alpha \quad (3.7)$$

16次成分の係数に着目すると、ステータ永久磁石による起磁力と高速ロータ突極のペーミアンスによって生じた磁束と、ステータ永久磁石による起磁力と低速ロータ磁極片のペーミアンスによって生じた磁束がカップリングしていることがわかる。これは、高速ロータを何らかの手段で回転させれば、低速ロータが回転することを表す。つまり、式(3.7)を考慮すると、低速ロータは高速ロータの10/22倍の速度で同方向に回転する磁気ギアとして動作することがわかる。以上より、高速ロータは4次の磁束成分で回転し、低速ロータは16次の磁束成分で磁気ギアとして回転する。このように、3相交流電流により高速ロータが回転すると、ギア比2.2に従って低速ロータが回転することがわかる。

次に、コイルに直流電流を流す場合を考える。直流電流により最大ギアトルクを制御するので、直流電流による起磁力の方向は、ステータ永久磁石による起磁力の方向と同じである。したがって、直流電流を流すことでの式(3.4)の6次の起磁力成分の振幅 f_s が増加すると考えることができる。このとき、式(3.5)において f_s が存在する項は、4、6、16、28次である。したがって、直流電流を流すことでの高速ロータを回転させる4次が増加し、トルク定数（誘起電圧定数）が増加する。また、低速ロータを磁気ギアとして回転させる16次が増加し、最大ギアトルクが増加することがわかる。また、16次成分の係数に f_c がないことから、3相交流電流は最大ギアトルクに影響を与えないことがわかる。このように、直流電流により最大ギアトルクを制御可能なメカニズムを数学的に示した。

最後に、本磁気ギアードモータのパワーフローを述べる。鉄損を無視すると、コイルへの入力エネルギーはコイルの銅損と出力になるが、出力は低速ロータの出力であり、低速ロータのトルクと回転数の

積で表せる。一方、高速ロータでは、磁気ギアとして低速ロータから受ける反力トルクと、コイルの3相交流電流によって発生するトルクがつり合っているので、高速ロータの平均トルクはゼロとなり、出力を発生しない。これは、高速ロータからは出力を取り出せないことを表している。なお、直流電流は永久磁石の磁束を強めるために使われる所以、仕事はしない。

3.3 有限要素解析を用いた動作原理の検証

3.3.1 最大ギアトルク

前節で示した動作原理を検証するため、Fig. 3.1 に示すモデルを用いて有限要素法による静解析を実施した。低速ロータを固定し、高速ロータを回転させたときの低速ロータのトルク波形を Fig. 3.3 に示す。Fig. 3.3 より、直流電流が 0A 時と 40A 時（電流密度 17.9A/mm^2 ）を比較し、最大ギアトルクを 2 倍以上にできていることがわかる。この結果は、提案モデルの直流電流に対する最大ギアトルクの増加率が、文献[34]の従来モデルと比較して数十倍であることを表している。なお、定格運転時は直流電流を重畠せず、過負荷時のみ短時間に直流電流を重畠するため、空冷運転であるとすると電流密度 17.9A/mm^2 は現実的な設定値であり、永久磁石が不可逆減磁するほどの高温にならない。

次に、文献[34]の従来モデルと比較して最大ギアトルクの増加率が、数十倍に増加した理由を検証する。文献[34]の従来モデルでは、高速ロータ、低速ロータ、ステータ間を周回する磁路中に永久磁石が存在するが、提案モデルではステータティースにシュー部分が存在するので、直流電流による磁束は永久磁石を通過しにくい。そこで、Fig. 3.4 のように、Fig. 3.1 に示す提案モデル（基本モデル）のティース先端のシュー部分をなくした検証モデルを作成し、直流電流による磁束が永久磁石を通過するようにした。そして、このように磁路中の永久磁石による起磁力を文献[34]と合わせた検証モデルを用い、直流電流による磁束を磁気ギアとして有効な磁束と一致させる効果を検証した。

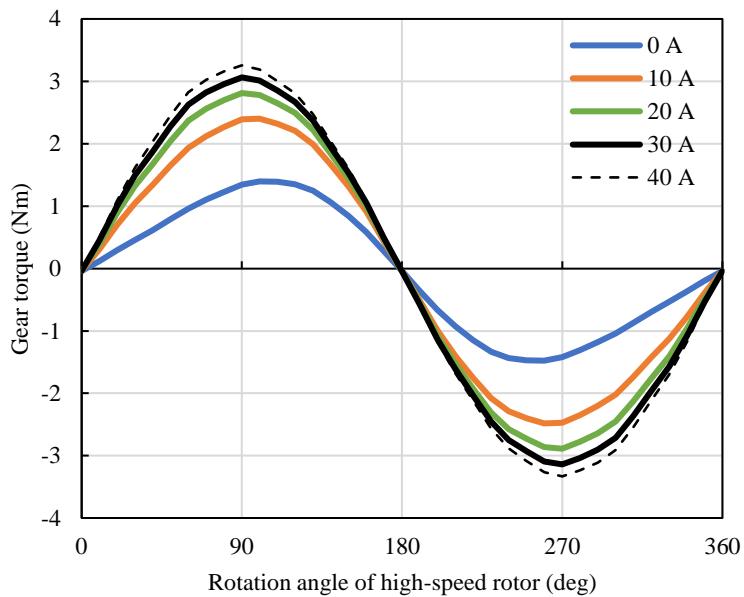


Fig. 3.3 直流電流と高速ロータの回転角に対するギアトルク波形

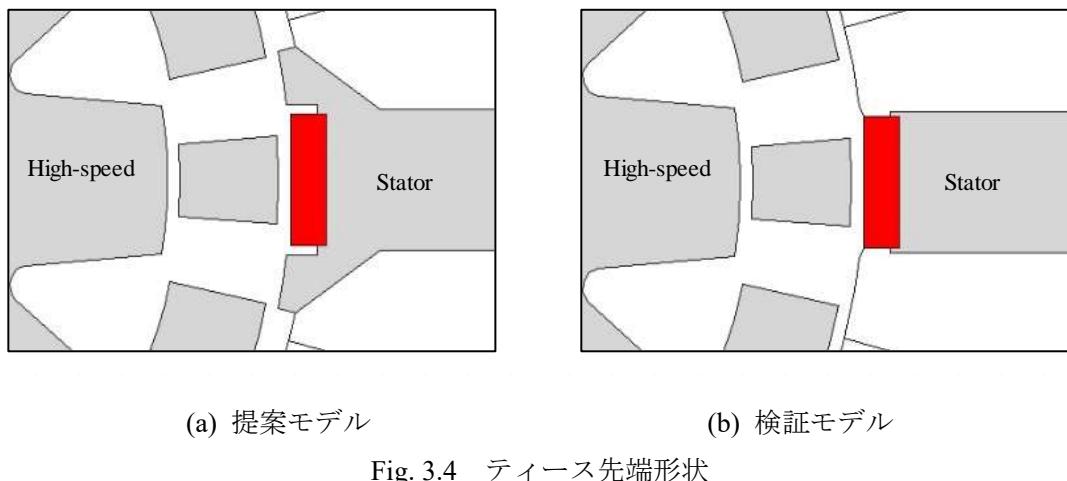


Fig. 3.4 ティース先端形状

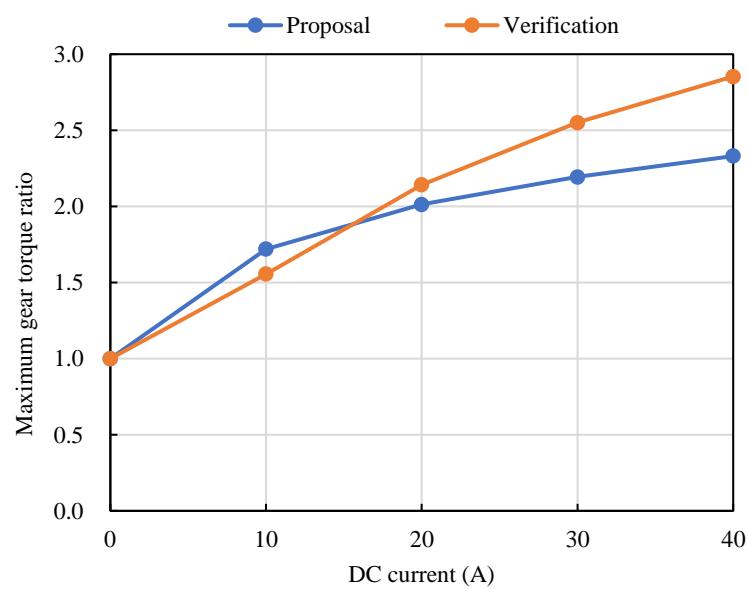


Fig. 3.5 直流電流と最大ギアトルク比の関係

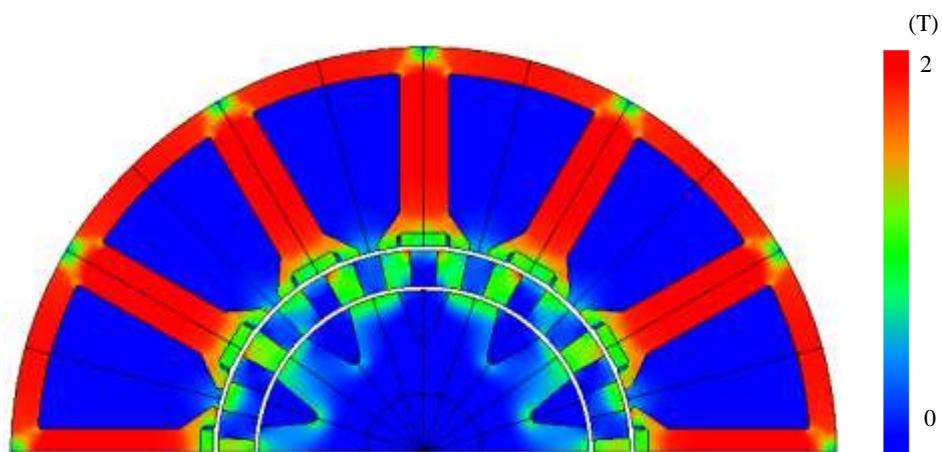


Fig. 3.6 直流電流 40A 時の磁束密度分布

直流電流を増加させたときのトルクの増加比を Fig. 3.5 に示す。この結果より、10A までは提案モデルの方が最大ギアトルクの増加率が大きいが、20A 以上では増加率が逆転することがわかる。これは、提案モデルではティース先端にシュー部分が存在し、直流電流による磁束を通しやすくしており、検証モデルに比べて直流電流により磁気飽和が発生しやすいことが原因である。また、検証モデルの最大ギアトルクの増加率は、文献[34]の従来モデルよりはるかに大きいことから、直流電流によって生成される磁束成分を磁気ギアに有効な磁束成分と一致させたことが、提案モデルの最大ギアトルクの増加率向上に貢献したと言える。また、Fig. 3.5において、直流電流の増加に伴い最大ギアトルクの増加率が低下していることがわかる。これは、Fig. 3.6 に直流電流が 40A 時の磁束密度分布を示すが、磁気飽和が原因であると考える。

3.3.2 誘起電圧

直流電流と誘起電圧の関係を検証するため、直流電流に対する U1 と W1 の相間誘起電圧の関係を有限要素解析により求めた。Fig. 3.7 に U1 と W1 の相間誘起電圧波形を示す。この波形は、負荷がゼロの場合の両ロータの位置関係 (Fig. 3.3 における 0deg の位置) から高速ロータを 60rpm、低速ロータをギア比に従って 27rpm で回転させたときの U1-W1 間の相間誘起電圧である。Fig. 3.7 より、直流電流が 5A までは直流電流の増加に伴い誘起電圧の振幅が増加するが、それ以降は減少することがわかる。これは、直流電流による磁束が増加すればするほどステータティース部の磁気飽和のため、両ロータの回転に伴う磁気抵抗の変化が小さくなることで、磁束の変化量が小さくなるためである。以上より、直流電流を増やせば増やすほど、提案モデルのトルク定数は減少していくことを確認した。

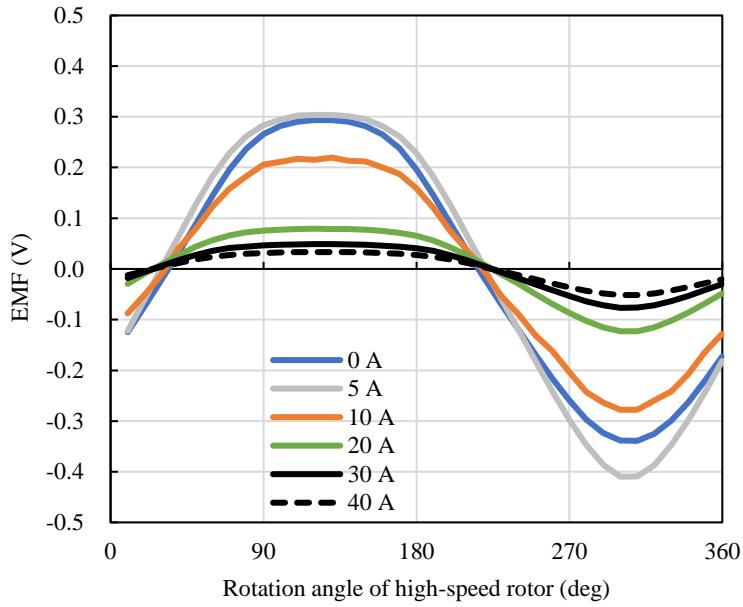


Fig. 3.7 直流電流と誘起電圧波形

3.3.3 負荷特性

提案モデルの負荷特性を検証するため、有限要素解析と MathWork 社の Matlab/Simulink を連成することでベクトル制御下での過渡特性を解析する[59-70]。Fig. 3.8 に提案モデルの制御フロー、Fig. 3.9 にコイルの結線図と印加電圧を示す。電源電圧は 72V、6 相インバータはモデル化せずに理想電圧を印加するものとする。

提案モデルは 3 相コイルを 2 セット有しており、U, V, W 相の電流の足し合わせで直流成分が相殺された結果、3 相交流電流として I_u , I_v , I_w が生成され、PI 制御ブロックにフィードバックされる。2 セットの 3 相コイルに印加する交流電圧は、高速ロータの回転数が 500rpm になるように $i_d=0$ 制御を行い決定することとする。3 相の指令電圧に対して、1 セットの 3 相コイルには正の直流電流、もう 1 セッ

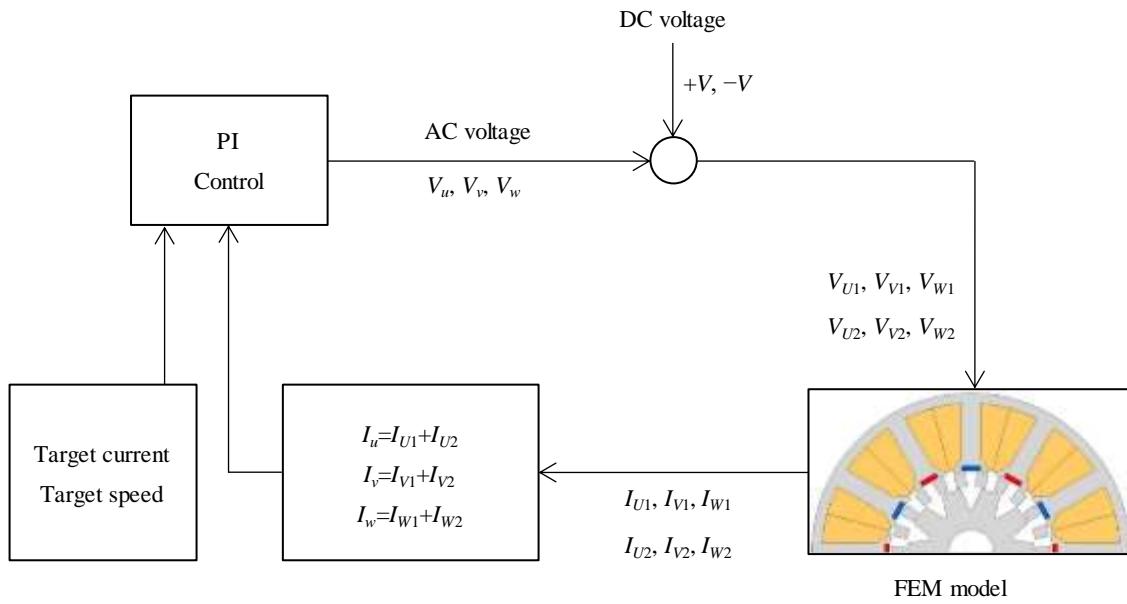


Fig. 3.8 制御フロー

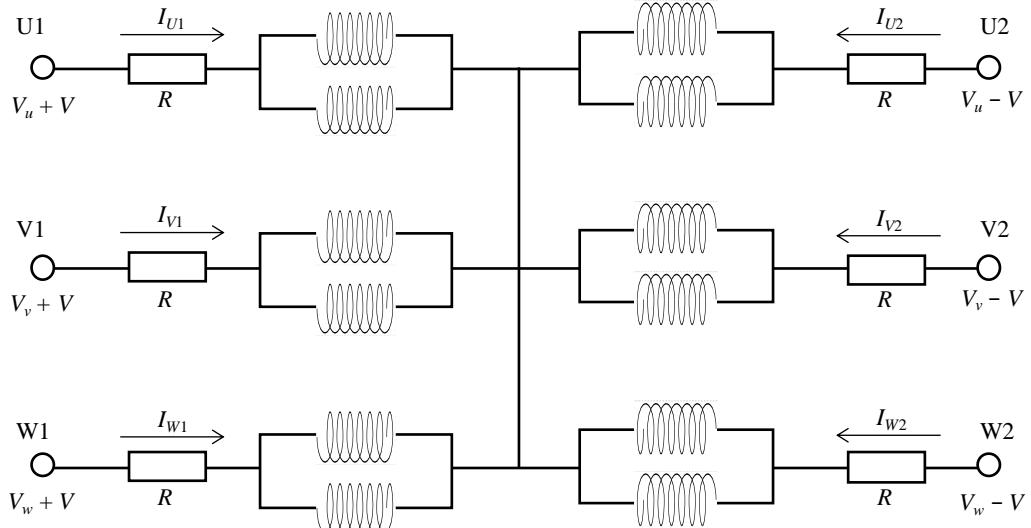


Fig. 3.9 コイル接続図と印加電圧

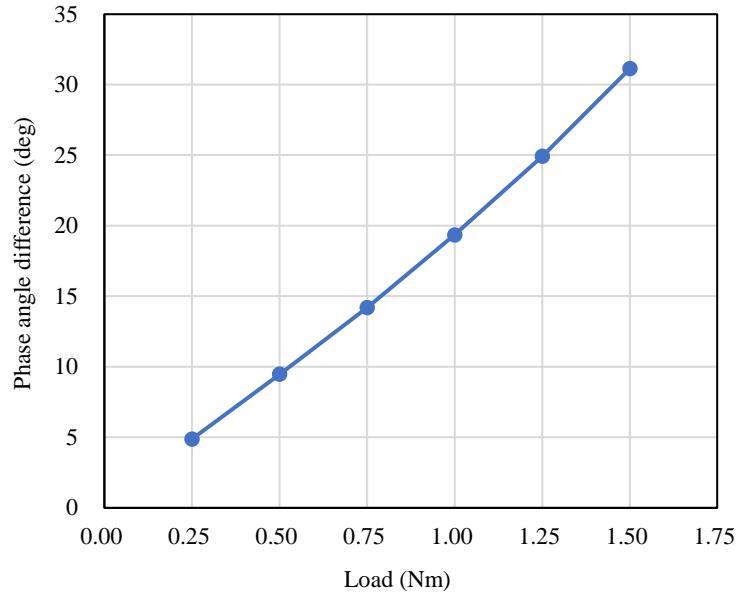


Fig. 3.10 直流電流なしの場合の負荷と両ロータ間の位相差の関係

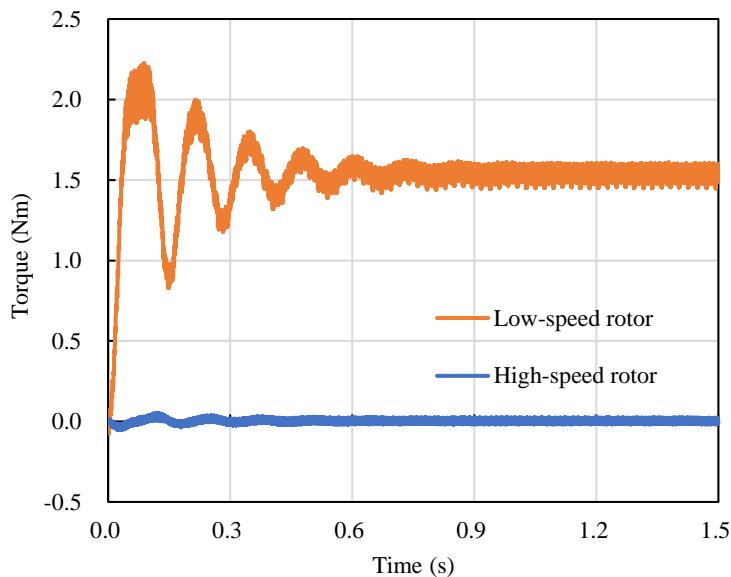


Fig. 3.11 直流電流なしの場合のトルク波形

トの 3 相コイルには負の直流電流を重畠し、6 相分の指令電圧を決定する。最後に、PWM 制御を行わず、指令電圧を理想電圧として直接印加することで磁気ギアードモータを駆動する。

まず、直流電流を重畠しない場合の負荷特性を求める。Fig. 3.10 に低速ロータの負荷を 0.25Nm ずつ増加させた時の負荷と両ロータ間の位相差の関係を示す。Fig. 3.10 は負荷 1.5Nm までは脱調せずに両ロータ間の位相差を求められており、1.5Nm と 1.75Nm の間で脱調することを表している。つまり、Fig. 3.3 の 0A のグラフに示す最大ギアトルク 1.3Nm 以上のトルクを出力していることがわかる。また、1.75Nm の負荷を与えると、両ロータ間の位相差が 40deg 程度にもかかわらず脱調した。脱調トルクより小さい負荷において定常状態で動作することを確認するために、Fig. 3.11 と Fig. 3.12 に、1.5Nm 負荷時のトルク波形と電流波形をそれぞれ示す。Fig. 3.11 の測定の初めに見られる振動は、両ロータの磁気ばねによる振動である。Fig. 3.11 より高速ロータの平均トルクは 0Nm に収束しており、Fig. 3.12 より電

流波形は正弦波状に制御できていることから、Fig. 3.10 に示す位相差が定常状態での動作で求められた値であることを確認した。このメカニズムについては、次節以降で考察する。

次に、直流電流を重畠する場合の負荷特性を求める。Fig. 3.13 に負荷に対する両ロータ間の位相差と直流電流の関係を示す。低速ロータの負荷を 0.25Nm ずつ増加させ、直流電流を 1.2A ずつ変化させ負荷に対して脱調しない範囲で最小とした。Fig. 3.13 より、負荷を 3.75Nm まで変化させたが位相差は 45deg 程度であることがわかる。また、 3.0Nm 負荷時に着目すると位相差が 35deg であり、その時の直流電流は 30A である。一方、Fig. 3.3 に示す直流電流 30A 時のギアトルク波形では 3.0Nm を出力するときの位相差が 90deg 付近である。このことから、直流電流を重畠した場合にも、最大ギアトルク以上のトルクが输出できていることがわかる。なお、負荷の増加に合わせて直流電流も増加させているため、今回の検討範囲では両ロータを脱調させることができなかった。一例として、 3.0Nm 負荷時のトルク波形と電流波形を Fig. 3.14 と Fig. 3.15 にそれぞれ示す。Fig. 3.14 より高速ロータの平均トルクは 0Nm に収束し、Fig. 3.15 より電流波形が正弦波状に制御できていることから、Fig. 3.13 に示す位相差が定常状態での動作で求められた値であることを確認した。このメカニズムについては、次節以降で考察する。Fig. 3.15 の電流波形に偶数次の高調波成分が目立つ理由は、Fig. 3.8 に示すように合成電流に対してベクトル制御を適用しており、U1 相と U2 相、V1 相と V2 相、W1 相と W2 相に、同じ交流電圧を入力しているためである。正負が異なる直流成分を除いて考えると、同じ電圧を入力した場合、抵抗とインダクタンスが同じであれば同じ電流が流れるため、U1 相と U2 相、V1 相と V2 相、W1 相と W2 相の交流電流成分は同じになり、偶数次は含まれない。しかし、Fig. 3.1 に示すように、U1 相ティースと高速ロータ突極が対向しており、U2 相ティースと高速ロータ突極は対向していないため、U1 相と U2 相でインダクタンスが異なる。そのため、U1 相と U2 相に同じ交流電圧を入力しても、それぞれ流れる電流が異なり電流波形に偶数次成分が含まれる。

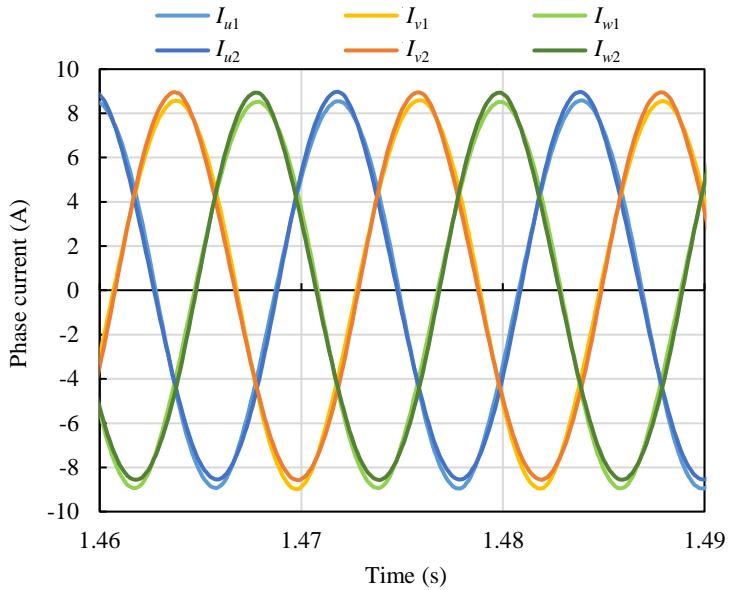


Fig. 3.12 直流電流なしの場合の電流波形

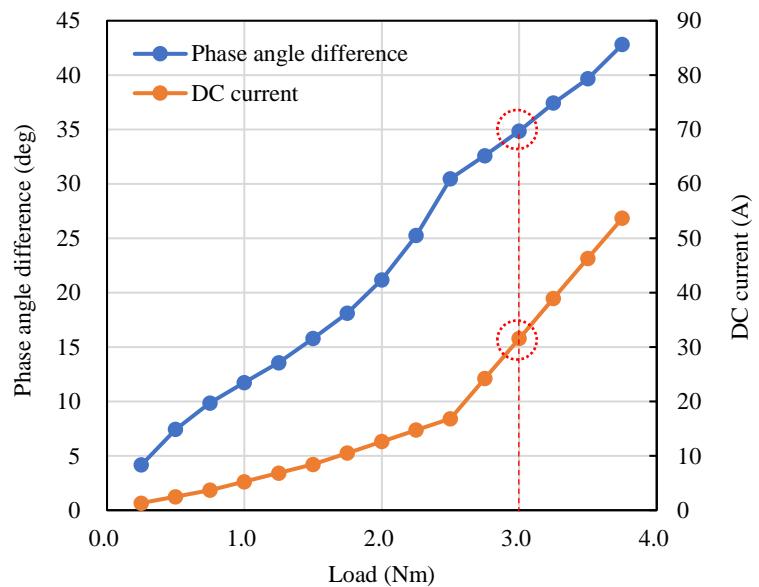


Fig. 3.13 直流電流ありの場合の負荷に対する両ロータ間の位相差と直流電流の関係

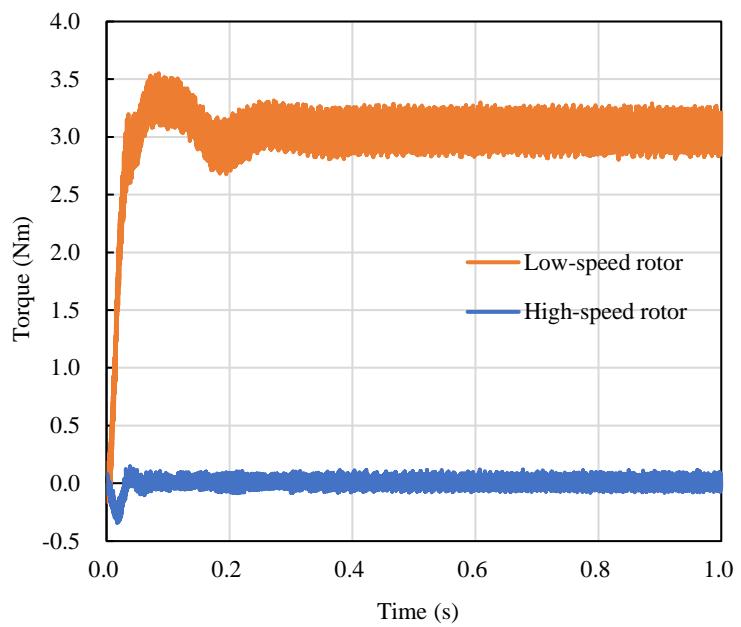


Fig. 3.14 直流電流ありの場合のトルク波形

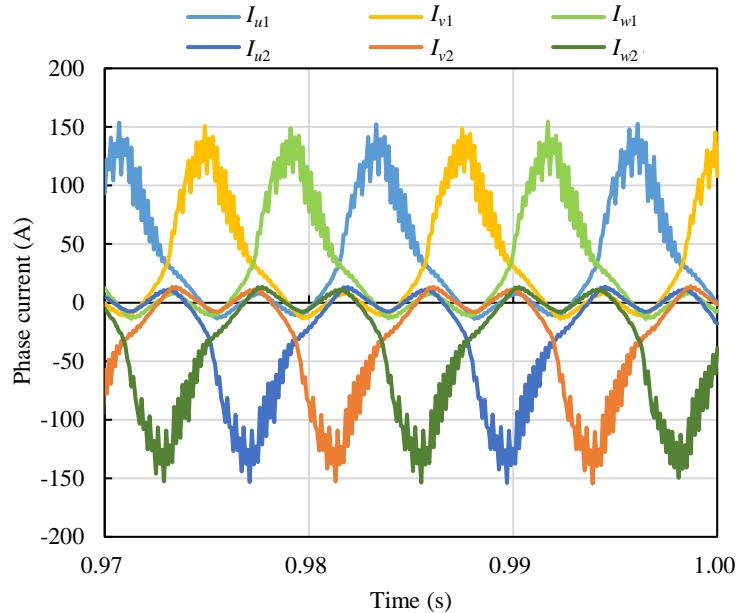


Fig. 3.15 直流電流ありの場合の電流波形

3.4 低速ロータトルクの影響

3.4.1 低速ロータの直接駆動

ここまで検証により提案モデルは、直流電流の有無にかかわらず負荷時に、無負荷時の最大ギアトルク以上のトルクを出力できることを確認した。このメカニズムを解明するため、コイルの3相交流電流が高速ロータだけでなく、低速ロータにもトルクを直接発生させていると推測した。3.2節では、内側エアギャップの磁束を数学的に求めることで提案モデルの動作原理を述べたが、本節では、コイルの3相交流電流が低速ロータにトルクを直接発生させているという推測を検証するため、外側エアギャップ中の磁束を数学的に求める。

12スロットのステータティースによるパーミアンス分布 P_s は式(3.8)で表せる。

$$P_s = p_{sdc} + p_s \cos 12\theta \quad (3.8)$$

ここで、 p_{sdc} はパーミアンスの平均値、 p_s はパーミアンスの振幅を表す。また、低速ロータが機械角で ε 回転したとき、22個の低速ロータ磁極片によるパーミアンス分布 P_{le} は式(3.9)で表せる。

$$P_{le} = p_{ldc} + p_l \cos 22(\theta + \varepsilon) \quad (3.9)$$

以上より、外側エアギャップ中のパーミアンス分布 P_{sl} は式(3.8)と式(3.9)の和として、式(3.10)で表せる。

$$P_{sl} = p_{sldc} + p_s \cos 12\theta + p_l \cos 22(\theta + \varepsilon) \quad (3.10)$$

ここで、 $p_{sldc} = p_{sdc} + p_{ldc}$ である。以上より、外側エアギャップ中の磁束 ϕ_{sl} は式(3.4)と式(3.10)の積で求まり、式(3.11)で表せる。

$$\begin{aligned}
\phi_{sl} &= FP_{sl} \\
&= f_s p_{sldc} \cos 6\theta + f_c p_{sldc} \sin 4(\theta + \gamma) + \frac{f_s p_s}{2} \{\cos 18\theta + \cos 6\theta\} \\
&\quad + \frac{f_s p_l}{2} \{\cos(28\theta + 22\varepsilon) + \cos(16\theta + 22\varepsilon)\} + \frac{f_c p_s}{2} \{\sin(16\theta + 4\gamma) - \sin(8\theta - 4\gamma)\} \\
&\quad + \frac{f_c p_l}{2} \{\sin(26\theta + 22\varepsilon + 4\gamma) - \sin(18\theta + 22\varepsilon - 4\gamma)\}
\end{aligned} \tag{3.11}$$

式(3.11)において、16と18次成分が2項に存在し、これらは磁気的にカップリングするため式(3.12)が成立する。

$$4\gamma = 22\varepsilon \Leftrightarrow \varepsilon = \frac{4}{22}\gamma \tag{3.12}$$

式(3.11)の16次成分の係数に着目すると、ステータ永久磁石による起磁力と低速ロータ磁極片のパーミアンスによって生じた磁束と、回転磁界の起磁力とステータのパーミアンスによって生じた磁束がカップリングしていることがわかる。ステータ永久磁石とステータのパーミアンスは回転しないため、回転磁界により低速ロータが回転することを表している。式(3.12)より、低速ロータは回転磁界の4/22倍の速度で回転磁界と同じ方向に回転することを意味する。また、18次成分は静止磁界であるが、式(3.12)が同様に成立する。以上より、3相交流電流による回転磁界が低速ロータに直接トルクを発生させていえると言える。

次に、電流位相の観点から、無負荷時と負荷時におけるトルクの正負を確認する。まず、両ロータ間の位相差が0degである無負荷時を考える。一般的な磁気ギアードモータでは、高速ロータに合わせてステータコイルに流す電流位相を決める。提案モデルにおいても同様であり、高速ロータが最大トルクを発生させるように電流位相を決めることとし、このときの低速ロータに対する電流位相を確認する。ステータに磁束の直流成分があることから、磁束変調による磁気カップリングで回転する。このことを磁束変調によって発生する次数の仮想ロータを用いて考える。Fig. 3.16に高速ロータによる磁束変調を簡単化した図を示す。Fig. 3.16(a)のように、高速ロータとステータを抽出すると、高速ロータの突極数10からステータ永久磁石の極対数6の差分で4極対の磁束分布ができる、Fig. 3.16(b)のように8極12スロットの仮想ロータをもつモータとして表すことができる。同様に、低速ロータとステータを抽出すると、低速ロータの磁極数22からステータ永久磁石の極対数6の差分で16極対の磁束分布ができる、32極12スロットの仮想ロータをもつモータとして表すことができる。このとき、8極12スロット仮想ロータモータのエアギャップ中の磁束は式(3.13)で表せ、同様に32極12スロット仮想ロータモータのエアギャップ中の磁束は式(3.14)で表せる。

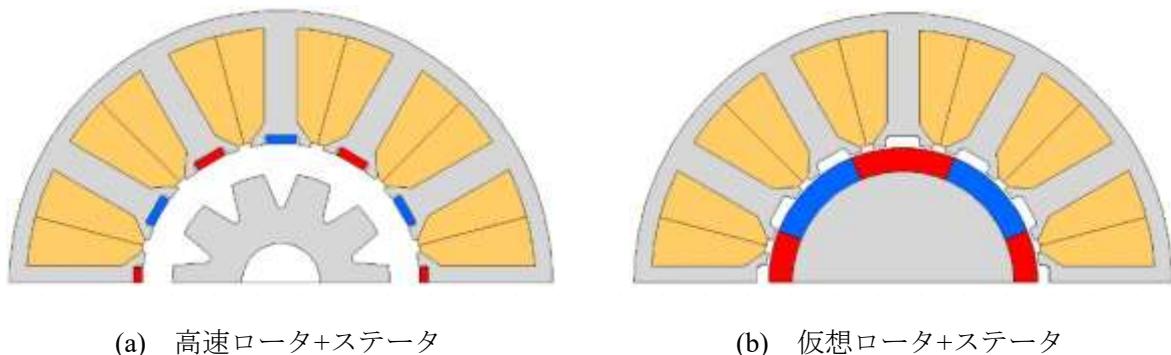


Fig. 3.16 8極12スロット仮想ロータモデル

$$\begin{aligned}\phi &= f_s \cos 6\theta \times (p_{hdc} + p_h \cos 10(\theta + \alpha)) \\ &= f_s p_{hdc} \cos 6\theta + \frac{f_s p_h}{2} \{\cos(16\theta + 10\alpha) + \cos(4\theta + 10\alpha)\}\end{aligned}\quad (3.13)$$

$$\begin{aligned}\phi &= f_s \cos 6\theta \times (p_{ldc} + p_l \cos 22(\theta + \beta)) \\ &= f_s p_{ldc} \cos 6\theta + \frac{f_s p_l}{2} \{\cos(28\theta + 22\beta) + \cos(16\theta + 22\beta)\} \\ &= f_s p_{ldc} \cos 6\theta + \frac{f_s p_l}{2} \{\cos(28\theta + 22\beta) + \cos(16\theta + 10\alpha)\}\end{aligned}\quad (3.14)$$

ここで、式(3.13)の4次の位相は 10α 、式(3.14)の16次の位相は 22β で、磁気ギアとしての回転原理を表す式(3.7)より、 $\beta = 10\alpha/22$ なので、4次の位相と16次の位相が常に一致していることがわかる。このことから、無負荷時において高速ロータが最大トルクを発生させるように決めた電流位相が、低速ロータにとつても常に最大トルクを発生させる電流位相、つまり電流の進み位相が0であることを確認した。

次に、両ロータ間の位相差が δ となる負荷時を考える。低速ロータの回転角と電流位相の関係を確認する。両ロータが反時計回りに回転しているとき、低速ロータに負荷がかかると、高速ロータから見て低速ロータが時計回りに電気角 δ 回転する。これは、低速ロータから見ると、電流位相が反時計回りに電気角 δ ずれれていることになり、つまり低速ロータにとって電流位相が δ 進むことを意味する。

低速ロータに対する電流位相は、低速ロータにかかる負荷によるずれ分、つまり両ロータ間の位相差と電流の初期位相との和である。初期位相は、両ロータにとって最大トルクを発生させる電流位相となるよう設定しているので0である。また、一般的な磁気ギアの原理より、両ロータ間の位相差は0~90degである。したがって、負荷時においても、電流が低速ロータに発生させるトルクは常に正であることを確認した。

以上より、3相交流電流による回転磁界が低速ロータに直接トルクを発生させており、そのトルクが常に正であることを確認できた。したがって、提案モデルの低速ロータに発生するトルクは、磁気ギアとしてのギアトルクと、3相交流電流によって低速ロータを直接駆動するトルクの合成である。また、直流電流を重畠した場合も、永久磁石による起磁力が増加することと等価なので、直流電流を重畠しない上記の場合と同様である。

3.4.2 有限要素解析による妥当性検証

3相交流電流が低速ロータを直接駆動させている現象を検証するため、有限要素解析を実施する。有限要素解析では、高速ロータを500rpm、低速ロータをギア比に従って227rpmで回転させる。

まず、直流電流を重畠しない場合を検証する。1相あたり振幅9Aの交流電流を流すことで、Fig. 3.11とFig. 3.12に示す1.5Nm負荷時の状態を再現することとする。Fig. 3.17に振幅9Aの交流電流を流したときの両ロータ間の位相差と低速ロータトルクの関係を示す。Fig. 3.17より、1.5Nm負荷時の位相差は30deg程度であり、Fig. 3.10の結果と一致することがわかる。さらに、1.6Nm負荷が最大値であり、両ロータ間の位相差が45deg付近で脱調することがわかる。一般的な磁気ギアードモータでは、両ロータ間の位相差が90deg付近で脱調するため、45deg付近で脱調する理由を考察する。その手段として、低速ロータに発生する出力トルクを、電流トルクとギアトルクに分離するため、高速ロータを突極構造でなく円柱鉄心構造とする。高速ロータが突極構造の場合、両ロータ間に位相差が生じると、ギアトルクと電流トルクが同時に発生するため分離できない。高速ロータが円柱鉄心構造の場合、両ロータ間に位相差が生じても、ギアトルクが発生せず電流トルクのみを得ることができる。Fig. 3.18に、高速ロータ

を円柱鉄心構造とした場合の両ロータ間の位相差とトルクの関係を示す。Fig. 3.18 は、位相差を 0 から 90deg まで変化させたときの低速ロータに発生する電流トルクと、Fig. 3.3 に示した直流電流 0A 時のギアトルク（両ロータ間の位相差 0~90deg），そして、電流トルクとギアトルクの合成トルクを示す。Fig. 3.18 より、合成トルクの最大値つまり脱調トルクは 1.5Nm 程度であり、両ロータ間の位相差は 50~60deg である。Fig.3.10 より、脱調トルクは 1.75Nm 程度であるため 1.5Nm 負荷時の状態を再現した振幅 9 A の電流より、実際には大きな電流が流れている。つまり、Fig.3.18 に示す電流トルクは最大値が、より大きな波形となるため、合成トルクの最大値が得られる位相差は、50deg より小さい側に移動することが予想できる。したがって、Fig. 3.10 で 1.75Nm の負荷を与えた時、位相差が 40deg 程度で脱調することが正しかったと推定できる。また、Fig. 3.18 に示す結果は、Fig. 3.17 に示す結果と差があるが、これは円柱鉄心構造での電流トルクが、突極構造で発生する電流トルクより小さいからであると考察する。高

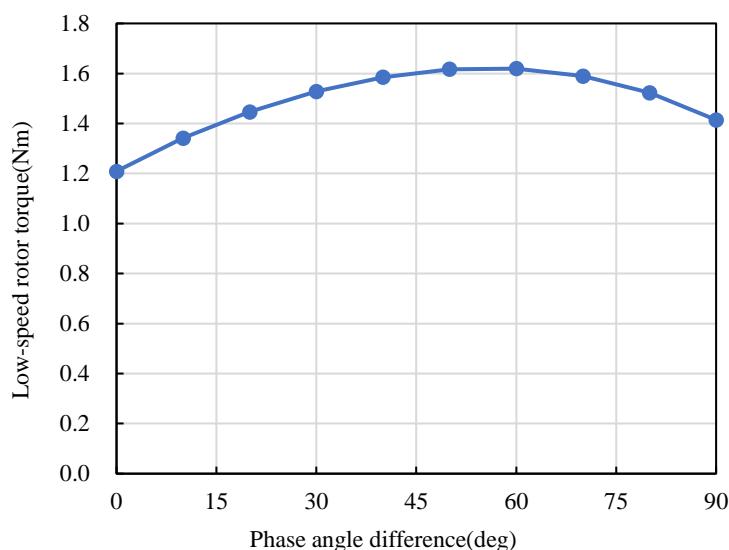


Fig. 3.17 交流電流のみを印加したときの両ロータ間の位相差と低速ロータトルク

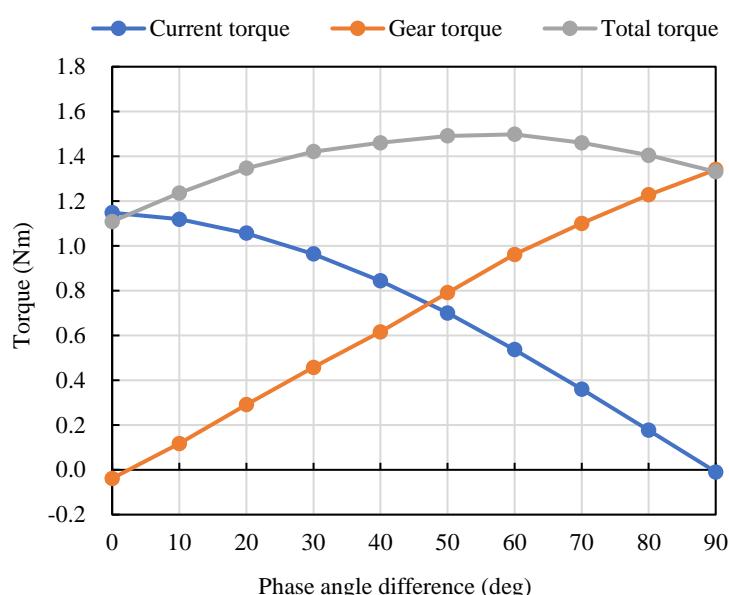


Fig. 3.18 高速ロータを円柱鉄心構造とした場合の
交流電流のみを印加したときの両ロータ間の位相差と低速ロータトルク

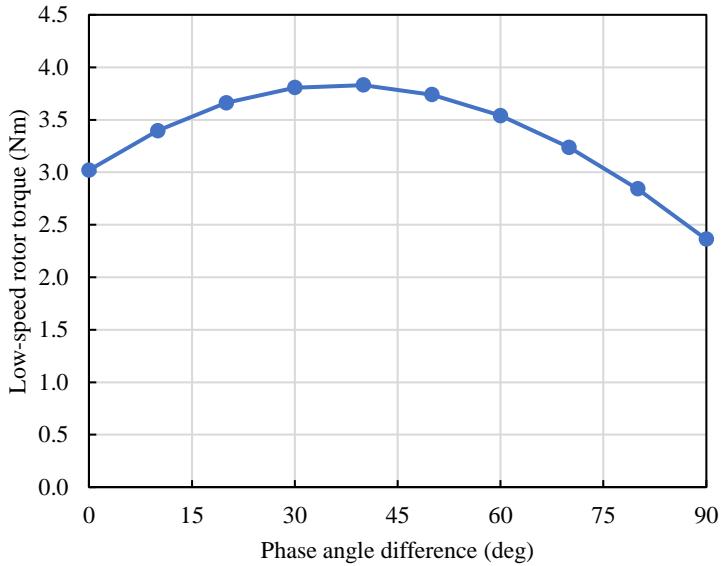


Fig. 3.19 交流電流に直流電流を重畠したときの両ロータ間の位相差と低速ロータトルク

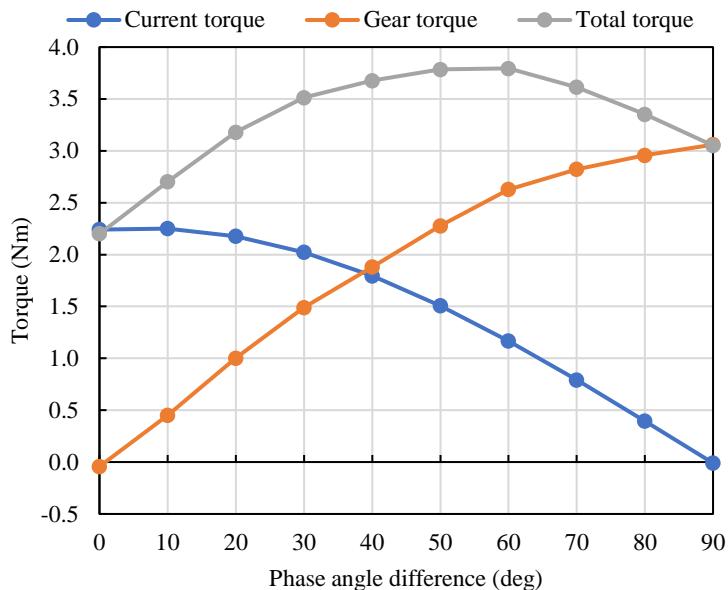


Fig. 3.20 高速ロータを円柱鉄心構造とした場合の
交流電流に直流電流を重畠したときの位相差と低速ロータのトータルトルク

次に、直流電流を重畠する場合を検証する。Fig. 3.15 の相電流を周波数分析し、直流電流 30A、交流電流振幅 56A の電流を流すことで、Fig. 3.11 と Fig. 3.12 に示す 3.0Nm 負荷時の状態を再現することとする。Fig. 3.19 に両ロータ間の位相差と低速ロータトルクの関係を示す。Fig. 3.19 より 3.75Nm が最大値であり、両ロータ間の位相差が 30~40deg で脱調することがわかる。この結果について、高速ロータを円柱鉄心構造として、Fig. 3.17 と Fig. 3.18 に示した結果に対して、直流電流を重畠した場合においても合成トルクの考え方を適用し考察する。Fig. 3.20 に、高速ロータを円柱鉄心構造とした場合の両ロータ間の位相差とトルクの関係を示す。Fig. 3.20 は、位相差を 0 から 90deg まで変化させたときの低速ロータに発生する電流トルクと、Fig. 3.3 に示した直流電流 30A 時のギアトルク（両ロータ間の位相差 0~90deg），そして、電流トルクとギアトルクの合成トルクを示す。Fig. 3.20 より、合成トルク 3Nm 時の位

相差は 20deg 程度であるが、Fig. 3.13 で 3Nm の負荷を与えた時の位相差が 35deg 程度である。この差は、合成トルクを求める際に電流の基本波成分のみを入力したことが原因と考えられる。提案モデルでは、電流に高調波成分が含まれるため、インダクタンスの高調波成分の間でトルクが発生するが、トルクの正負は次数成分によって異なる。そのため、電流の基本波成分のみを入力した場合の位相差と差が生じたと考えられる。

以上より、提案モデルの低速ロータに発生するトルクは、磁気ギアとしてのギアトルクと低速ロータを直接駆動するトルクの合成であり、最大ギアトルク以上のトルクを出力できていると考えることができる。

3.4.3 従来の磁気ギアードモータとの違い

高速ロータとステータの両方に永久磁石が設置された従来の磁気ギアードモータでも、低速ロータを直接駆動させるトルクは発生していたが、磁気ギアとしてのギアトルクが支配的であった。また、従来の磁気ギアードモータでは、高速ロータ永久磁石の極対数と、ステータ永久磁石による起磁力が低速ロータによって変調された磁束の成分が等しかった。

一方、提案モデルでは、3 相交流電流で高速ロータを回転させるために 4 極対の変調波磁束を用いる。また、低速ロータを直接駆動させるために 16 極対の変調波磁束を用いる。このように、従来の磁気ギアードモータでは駆動に 1 つの磁束成分しか使わないが、提案モデルでは 2 つの磁束成分を使うことがわかる。以上より、提案モデルは従来の磁気ギアードモータと異なる原理で動作していることがわかる。

次に提案モデルのギア比について述べる。提案モデルでは、高速ロータの突極数が 10、ステータのスロット数が 12 で、低速ロータを取り除いても 6 相 12/10 永久磁石付きスイッチトリラクタンスマータ (SRM) として回転する構成となっている。これは 6 相 SRM として回転する組合せなら、直流電流により最大ギアトルクを制御できる磁気ギアードモータとして成立可能であることを表している。しかし、例えば、6 相 12/7SRM をもとに構成するとギア比は 13/7 (1.9) となる。また、3 相 12/8SRM をもとに構成した場合、ギア比は 14/8 (1.8) となる。このように、提案モデル以外にもギア比を選択可能であるが、12/10SRM をもとに構成した提案モデルのギア比 (2.2) が最も高いことがわかる。なお、高速ロータに永久磁石を備えた従来の磁気ギアードモータに比べてギア比は小さいが、提案モデルでは組立性の向上を優先し、高速ロータから永久磁石を取り除いているためである。

3.5 試作機による検証

3.5.1 最大ギアトルク

提案モデル特有の特性を検証するため、試作機による実験を行った。Fig. 3.21 に、最大ギアトルクを測定するための測定系を示す。ヒステリシスブレーキを用いて低速ロータを固定し、高速ロータをサーボモータで 1rpm で回転させた時のギアトルクを、直流電流を変えながら測定する。Fig. 3.22 に直流電流を 4 パターンに変えた場合の、高速ロータの回転角に対するギアトルクを、Fig. 3.23 に直流電流に対する最大ギアトルクを示す。Fig. 3.22, Fig. 3.23 より、直流電流が増加するほど最大ギアトルクが増加し、直流電流 30A での最大ギアトルクが、直流電流 0A での最大ギアトルクの 2 倍以上であることがわかる。これらより、解析と同じ傾向の結果が実験で得られたと言える。なお、Fig. 3.22 において、ギア

トルク波形のゼロクロス位置がずれている理由は、最大ギアトルクを超えた点から、次の磁気的な安定点までは不安定な状態であり、トルクの急激な変化に対して、サーボモータの電流制御が追従できていないからであると考える。

Fig. 3.23 より、測定結果が解析結果より 30%程度低いことがわかるが、その理由は 2 次元解析において、軸方向の漏れ磁束を考慮していなかったからであると考える。また、試作機はエアギャップ長が大きくなるような公差設定としたためであったと考える。

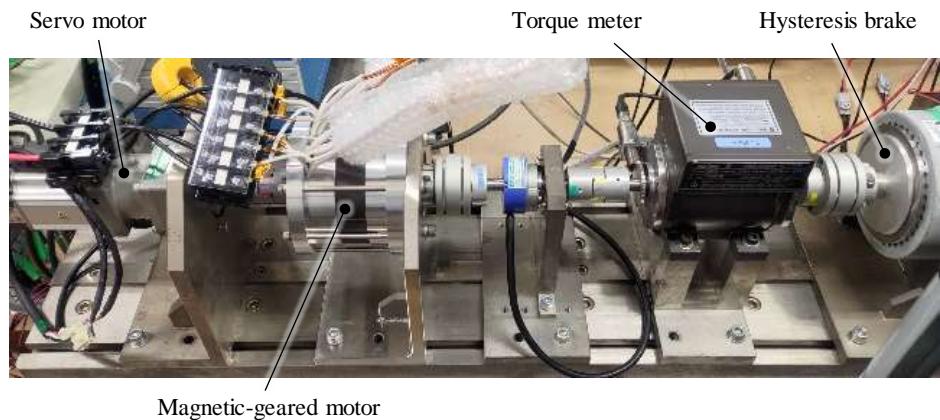


Fig. 3.21 ギアトルクの測定システム

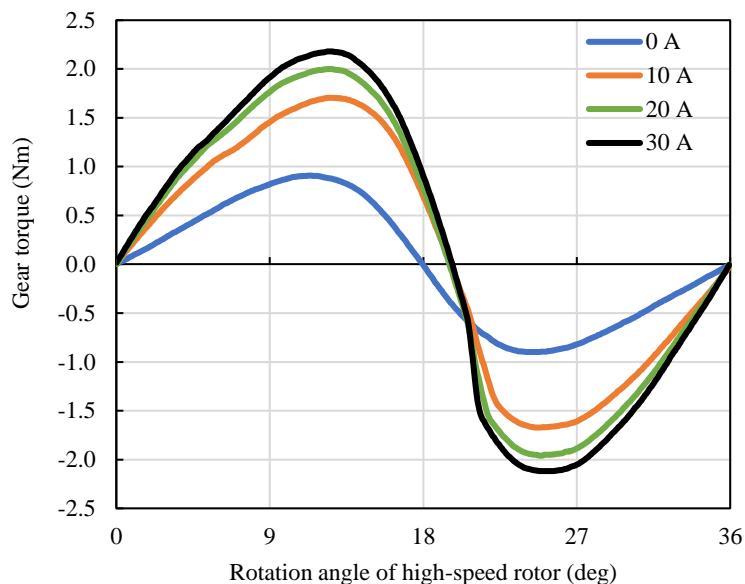


Fig. 3.22 ギアトルク波形（測定結果）

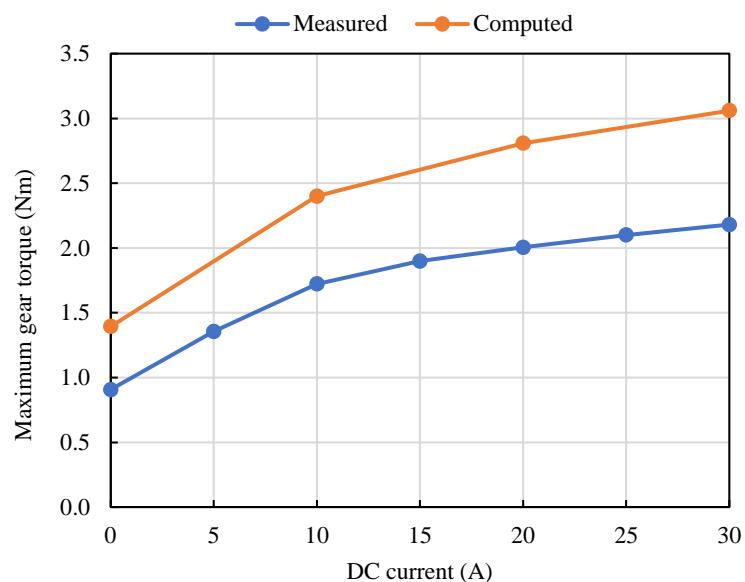


Fig. 3.23 最大ギアトルクの比較

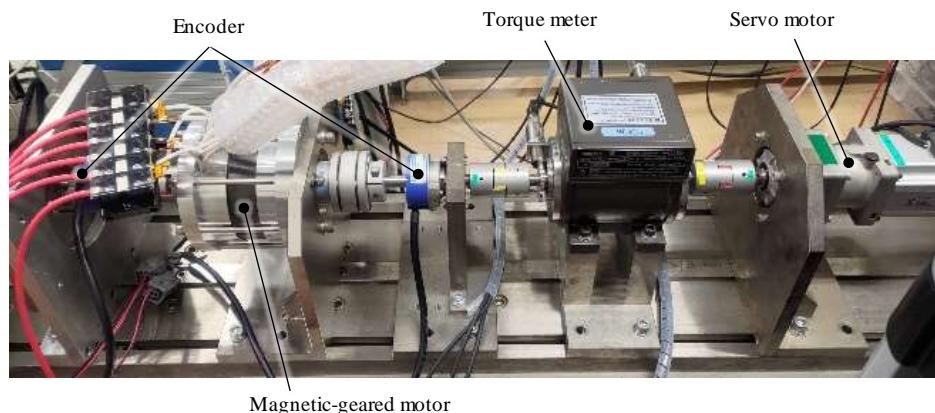


Fig. 3.24 負荷特性の測定システム

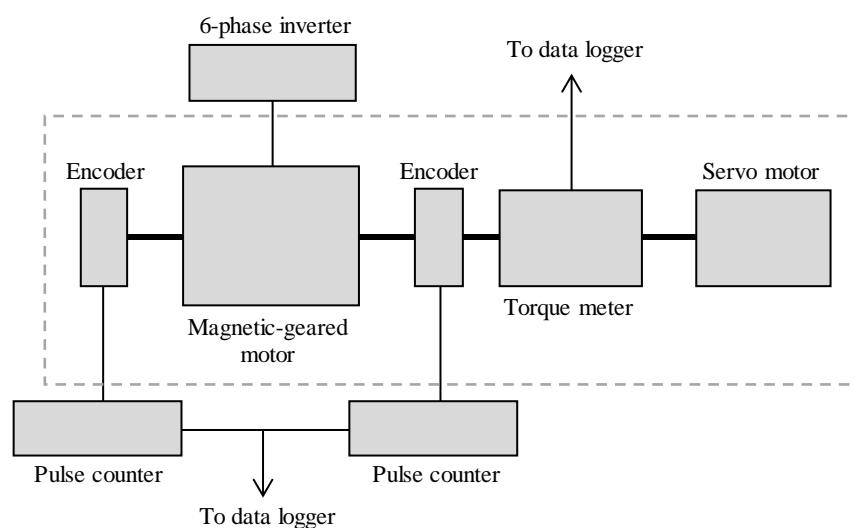


Fig. 3.25 位相差抽出システム

3.5.2 負荷特性

Fig. 3.24, Fig. 3.25 に、負荷特性を測定するための測定系の写真と構成を示す。サーボモータを負荷として低速ロータに接続し、60rpm 一定で回転させ、ステータコイルの電流を増加させた時の、両ロータ間の位相差とトルクの関係を測定する。Fig. 3.25 に示すように、両ロータをそれぞれエンコーダに接続し、エンコーダ信号をパルスカウンターに入力する。そして、カウント数の差を角度差として求めることで位相差を測定している。

Fig. 3.26～3.28 に直流電流が 0A, 5A, 10A 時のトルクと位相差の関係を示す。Fig. 3.26 より、直流電流 0A 時に両ロータ間の位相差が 60deg 付近で脱調し、その時のトルクは約 1.6Nm であり、最大ギアトルク以上のトルクが高出力できていることがわかる。なお、この時の電流実効値は 8Arms であり、Fig. 3.18 は脱調直前の解析結果であることから、実験結果が妥当であると言える。また、解析では位相差が 40deg 付近で脱調する結果であり、測定結果と 20deg 程度の差がある。この理由は、Fig. 3.18において、脱調する位相差付近では、トルクが 0.1Nm 異なるだけで位相差が 30deg 程度違い、トルクに対する位相差の変化が大きいためである。従来の磁気ギアードモータは両ロータ間の位相差が 90deg 付近で脱調することを考えると、突極型磁気ギアードモータ固有の特性を十分確認できたと言える。

次に、Fig. 3.27 より、直流電流が 5A 時に両ロータ間の位相差が 70deg 付近で脱調し、その時のトルクは約 1.6Nm であり、最大ギアトルク以上のトルクが高出力できていることがわかる。最後に、Fig. 3.28 より、直流電流が 10 A 時に両ロータ間の位相差が 70deg 付近で脱調し、その時のトルクは約 1.7Nm であり、最大ギアトルク以上のトルクが高出力できていることがわかる。

以上より、直流電流重畠の有無にかかわらず、交流電流通電時に最大ギアトルク以上のトルクを高出力でき、その時の両ロータ間の位相差が 90deg より小さい値であることを確認した。

さらに、Fig. 3.29～3.31 に、直流電流 0A, 5A, 10A 時のトルクと電流波形をそれぞれ示す。Fig. 3.29 に示す直流電流 0A 時では電流波形が正弦波状であるが、Fig. 3.30, 3.31 に示す直流電流重畠時では、電流波形が正弦波から大きく外れている。これは同じ相での合成電流、例えば U1 相と U2 相の電流の和に対してベクトル制御しており、U1 相と U2 相でインダクタンスが異なるためである。

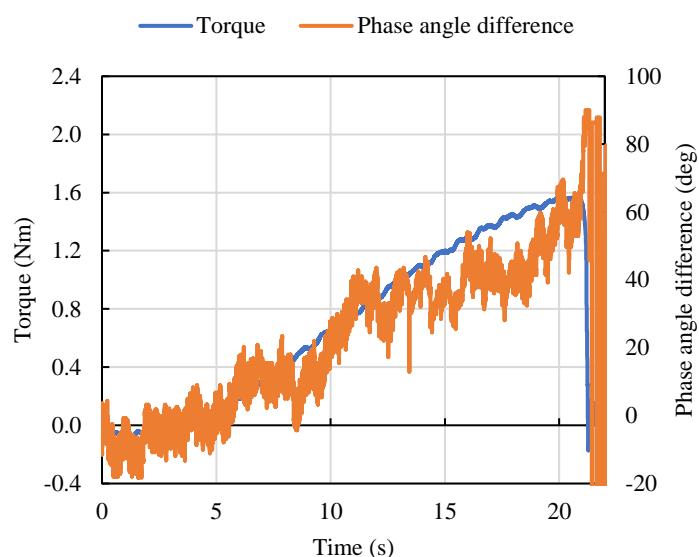


Fig. 3.26 直流電流なしの場合のトルクと位相差

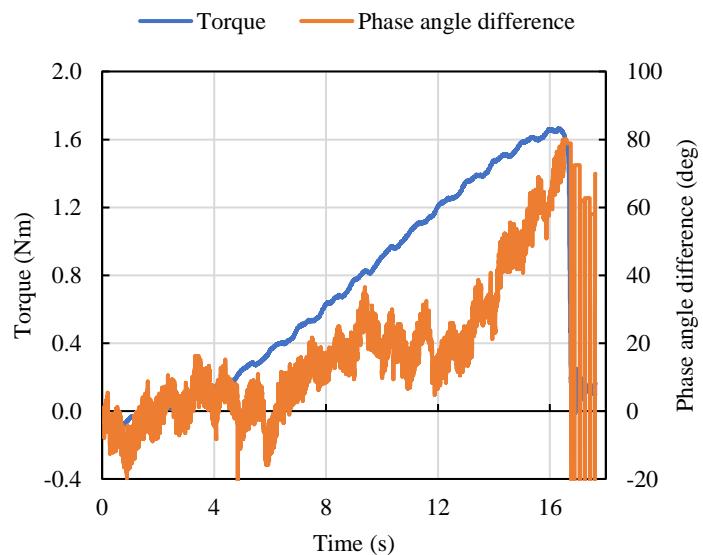


Fig. 3.27 直流電流 5A 時のトルクと位相差

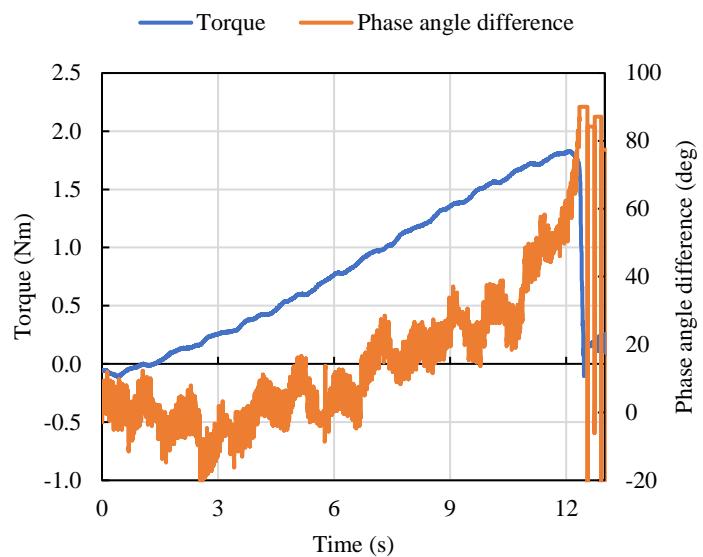


Fig. 3.28 直流電流 10A 時のトルクと位相差

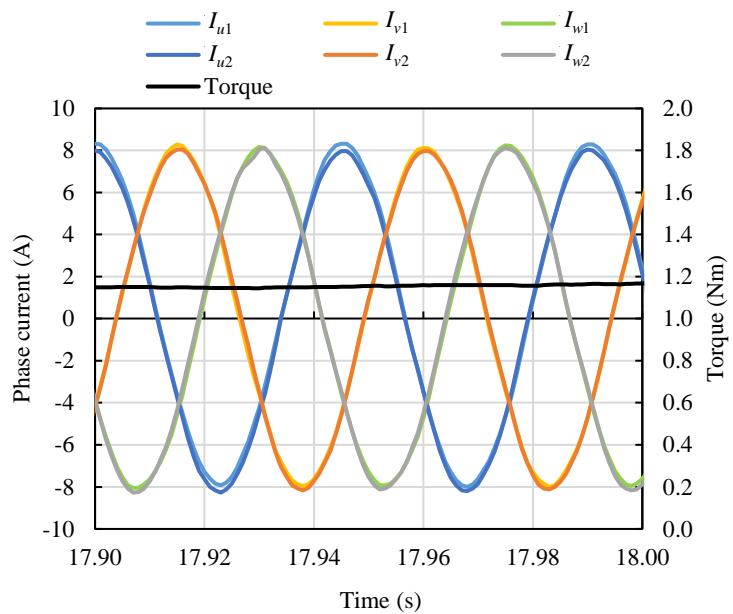


Fig. 3.29 直流電流なしの場合の電流波形

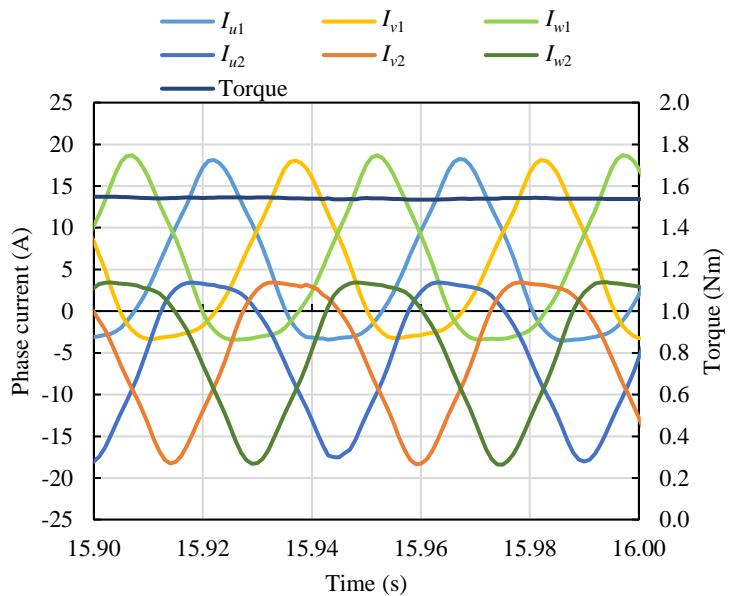


Fig. 3.30 直流電流 5A 時の電流波形

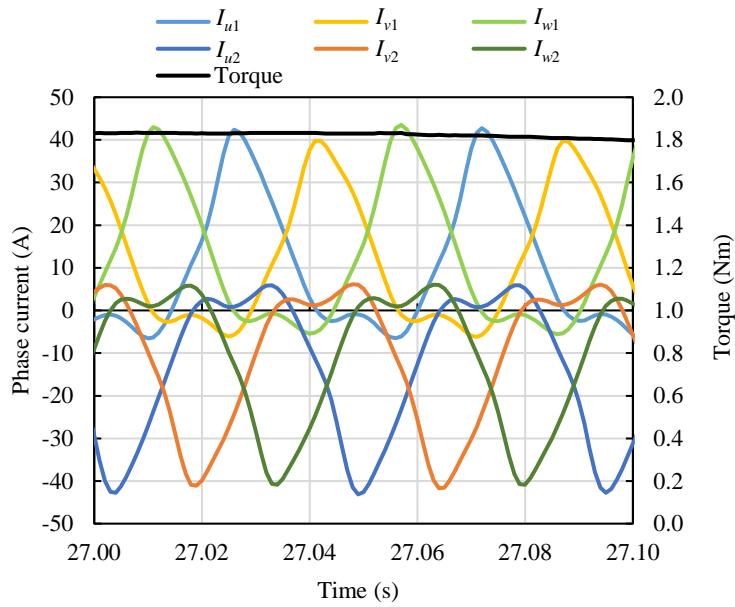


Fig. 3.31 直流電流 10A 時の電流波形

3.6 第3章まとめ

第3章では、高速ロータの永久磁石をなくした突極型磁気ギアードモータを提案した。突極構造を採用することで、最大ギアトルクが著しく低下するため、ステータコイルに印加する交流電流に直流電流を重畠する方法を提案し、出力トルクと位相差について検証した。

まず、交流電流に直流電流を重畠した結果、実用的な電流密度の範囲で最大ギアトルクを2倍以上に増加できることを有限要素解析により確認した。

また、ベクトル制御下での有限要素解析により、通電時に最大ギアトルク以上のトルクを出力できていることと、脱調時の両ロータ間の位相差が40deg付近であることを明らかにした。低速ロータの出力トルクをギアトルクと電流トルクに分離し、メカニズムを明らかにした。両ロータ間の位相差が大きいほど、ギアトルクは大きくなり、電流トルクは小さくなるため、その合計の最大となる位相差が40deg付近であったことを確認した。

最後に、試作機を用いた実験により、脱調時の両ロータ間の位相差を確認した結果、60deg付近であることを確認した。有限要素解析結果と比べて脱調時の位相差が20deg程度異なる理由は、脱調する位相差付近では、トルクが0.1Nm違うだけで位相差が30deg程度違い、トルクに対する位相差の変化が大きいためである。従来の磁気ギアードモータは両ロータ間の位相差が90deg付近であることを考えると、突極型磁気ギアードモータ固有の特性を十分確認できたと言える。

以上より、突極型磁気ギアードモータでは、直流電流の重畠により脱調トルクを増加させることができ、脱調時の位相差が90degより小さくなるメカニズムが低速ロータに発生する電流トルクが起因していることを明らかにした。

第4章 磁気ギアードモータのトルクリップル

本章では、磁気ギアードモータのトルク特性を向上させる目的で、これまでに述べた磁気ギアードモータに共通して発生する可能性がある変調波磁束によるトルクリップルについて検討する。まず、永久磁石型モータ（従来モータ）の変調波とトルクリップルの関係を数学的に示し、同様に、一般的な表面磁石型磁気ギアードモータの変調波とトルクリップルの関係を示す。そして、磁気ギアードモータ特有のトルクリップルのメカニズムを明らかにするとともに、低減手法を提案する。最後に、低減手法の有効性を有限要素解析を用いて検証する[71]。

4.1 永久磁石型モータ

磁気ギアードモータのトルクリップルを検証する前に、2極3スロットの永久磁石型モータ（従来モータ）のトルクリップルを検証する[72-78]。ロータが α 回転したときのロータの起磁力 F_{cm} を、振幅を F_{cm_0} の正弦波として式(4.1)に定義する。

$$F_{cm} = F_{cm_0} \cos(\theta - \alpha) \quad (4.1)$$

ここで、 θ は機械角度位置であり、起磁力の空間高調波成分は無視している。次に、エアギャップに面するステータティースのパーミアンス P_{cm} を、平均値を P_{cm_0} 、1次成分の振幅を P_{cm_1} として式(4.2)に定義する。

$$P_{cm} = P_{cm_0} + P_{cm_1} \cos 3\theta \quad (4.2)$$

ここで、パーミアンスの2次成分以上は無視している。磁束は、起磁力とパーミアンスの積で計算されるので、式(4.1)、(4.2)より、エアギャップの磁束 ϕ_{cm} は式(4.3)で表せる。

$$\phi_{cm} = F_{cm} P_{cm} = F_{cm_0} P_{cm_0} \cos(\theta - \alpha) + \frac{F_{cm_0} P_{cm_1}}{2} \left[\cos 4\left(\theta - \frac{\alpha}{4}\right) + \cos 2\left(\theta + \frac{\alpha}{2}\right) \right] \quad (4.3)$$

式(4.3)より、基本波磁束（1次成分）はロータと同じ速度で回転し、4次の変調波磁束はロータの1/4倍の速度で回転し、2次の変調波磁束はロータとは反対方向にロータの1/2倍の速度で回転することがわかる。

次に、U、V、W相の鎖交磁束を求める。U相ティースが $\theta=0$ 、V相ティースが $\theta=2\pi/3$ 、W相ティースが $\theta=4\pi/3$ の位置にあるとし、式(4.3)におけるロータの回転角度 α を、時間 t とロータの回転角速度 ω を用いて ωt で表すと、U相コイルの鎖交磁束 ϕ_{cm_u} は式(4.4)で表せる。

$$\begin{aligned} \phi_{cm_u} &= F_{cm_0} P_{cm_0} \cos(0 - \omega t) + \frac{F_{cm_0} P_{cm_1}}{2} \left[\cos 4\left(0 - \frac{\omega t}{4}\right) + \cos 2\left(0 + \frac{\omega t}{2}\right) \right] \\ &= F_{cm_0} P_{cm_0} \cos \omega t + \frac{F_{cm_0} P_{cm_1}}{2} (\cos \omega t + \cos \omega t) \\ &= F_{cm_0} P_{cm_0} \cos \omega t + F_{cm_0} P_{cm_1} \cos \omega t \end{aligned} \quad (4.4)$$

同様に、V相コイルの鎖交磁束 ϕ_{cm_v} は式(4.5)、W相コイルの鎖交磁束 ϕ_{cm_w} は式(4.6)で表せる。

$$\begin{aligned}
\phi_{cm_v} &= F_{cm_0} P_{cm_0} \cos\left(-\omega t + \frac{2}{3}\pi\right) + \frac{F_{cm_0} P_{cm_1}}{2} \left[\cos 4\left(-\frac{\omega t}{4} + \frac{2}{3}\pi\right) + \cos 2\left(\frac{\omega t}{2} + \frac{2}{3}\pi\right) \right] \\
&= F_{cm_0} P_{cm_0} \cos\left(\omega t - \frac{2}{3}\pi\right) + \frac{F_{cm_0} P_{cm_1}}{2} \left\{ \cos\left(\omega t - \frac{2}{3}\pi\right) + \cos\left(\omega t + \frac{4}{3}\pi\right) \right\} \\
&= F_{cm_0} P_{cm_0} \cos\left(\omega t - \frac{2}{3}\pi\right) + F_{cm_0} P_{cm_1} \cos\left(\omega t - \frac{2}{3}\pi\right)
\end{aligned} \tag{4.5}$$

$$\begin{aligned}
\phi_{cm_w} &= F_{cm_0} P_{cm_0} \cos\left(-\omega t + \frac{4}{3}\pi\right) + \frac{F_{cm_0} P_{cm_1}}{2} \left[\cos 4\left(-\frac{\omega t}{4} + \frac{4}{3}\pi\right) + \cos 2\left(\frac{\omega t}{2} + \frac{4}{3}\pi\right) \right] \\
&= F_{cm_0} P_{cm_0} \cos\left(\omega t - \frac{4}{3}\pi\right) + \frac{F_{cm_0} P_{cm_1}}{2} \left\{ \cos\left(\omega t - \frac{4}{3}\pi\right) + \cos\left(\omega t + \frac{2}{3}\pi\right) \right\} \\
&= F_{cm_0} P_{cm_0} \cos\left(\omega t - \frac{4}{3}\pi\right) + F_{cm_0} P_{cm_1} \cos\left(\omega t - \frac{4}{3}\pi\right)
\end{aligned} \tag{4.6}$$

以上より、従来モータにおいて、エアギャップには $F_{cm_0} P_{cm_0}$ が振幅である基本波磁束と、 $F_{cm_0} P_{cm_1}$ が振幅である変調波磁束が存在するが、変調波磁束による鎖交磁束も基本波磁束と同じ周波数かつ同じ位相であることがわかる。したがって、従来モータにおいて、電流波形が正弦波であれば、変調波磁束はトルクリップルにならない。

4.2 磁気ギアードモータ

4.2.1 トルクリップル

次に、磁気ギアードモータのトルクリップルを検証する。Fig. 4.1 に検証に用いるモデルを示す。高速ロータ 1 極対、低速ロータ 4 磁極片、ステータ 3 極対（3 スロット）のコンシーケントポール構造の磁気ギアードモータ（1-4-3 モデル）であり、両ロータのギア比は 4 である。

まず、高速ロータの起磁力とステータティースのペーミアンスによって発生する磁束は、前節の 2 極 3 スロットの従来モータと同じなので、トルクリップルにはならない。次に、ステータ永久磁石と低速ロータ磁極片によって外側エアギャップに生じる磁束もトルクリップルにならない。これは、ステータと低

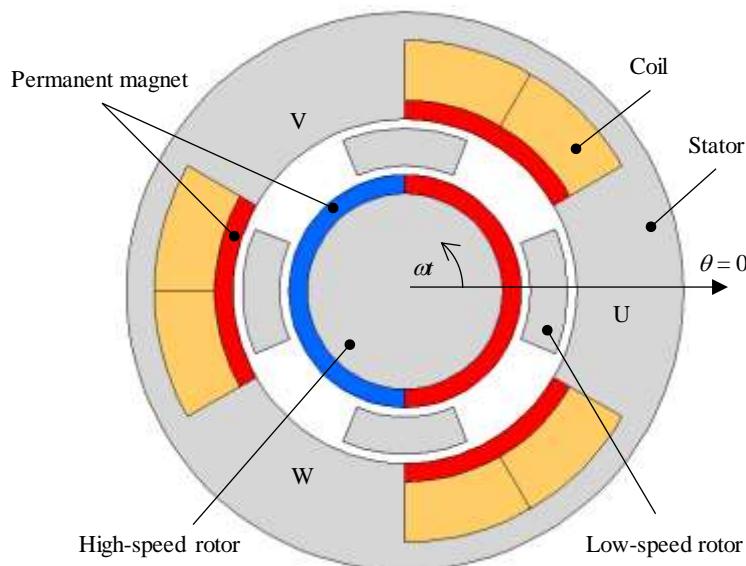


Fig. 4.1 磁気ギアードモータ（1-4-3 モデル）

速ロータのみを抽出すると、4突極3スロットのフラックススイッチングモータに相当し、磁束変調で動作することから前節の2極3スロットの従来モータと等価なためである。最後に、高速ロータの永久磁石と低速ロータの磁極片によって生じる磁束を考える。高速ロータが α 回転したときの起磁力 F を、式(4.7)に定義する。

$$F = F_0 \cos(\theta - \alpha) \quad (4.7)$$

低速ロータは高速ロータの1/4倍の速度で回転するので、低速ロータ磁極片のパーミアンス P を、平均値 P_0 、1次成分の振幅を P_1 として、式(4.8)で表せる。

$$P = P_0 + P_1 \cos 4\left(\theta - \frac{\alpha}{4}\right) \quad (4.8)$$

以上より、高速ロータ永久磁石と低速ロータ磁極片によって外側エアギャップに発生する磁束は、式(4.9)で表せる。

$$FP = F_0 P_0 \cos(\theta - \alpha) + \frac{F_0 P_1}{2} \left\{ \cos \left\{ 5 \left(\theta - \frac{2\alpha}{5} \right) \right\} + \cos 3\theta \right\} \quad (4.9)$$

式(4.9)右辺の第1項は基本波磁束、第2項は変調波磁束、第3項は静止磁束である。静止磁束はステータの永久磁石磁束と磁気的にカップリングし、磁気ギアとして動作するための磁束である。

次に、U、V、W相の鎖交磁束を求める。U相ティースが $\theta=0$ 、V相ティースが $\theta=2\pi/3$ 、W相ティースが $\theta=4\pi/3$ の位置にあるとするし、式(4.9)におけるロータの回転角度 α を、時間 t 、高速ロータの回転角速度 ω を用いて ωt で表すと、U相コイルの鎖交磁束 ϕ_u は式(4.10)で表せる。

$$\begin{aligned} \phi_u &= FP \\ &= F_0 P_0 \cos(0 - \omega t) + \frac{F_0 P_1}{2} \left\{ \cos \left\{ 5 \left(0 - \frac{2\omega t}{5} \right) \right\} + \cos(3 \times 0) \right\} \\ &= F_0 P_0 \cos \omega t + \frac{F_0 P_1}{2} (\cos 2\omega t + 1) \end{aligned} \quad (4.10)$$

同様に、V相コイルの鎖交磁束 ϕ_v は式(4.11)、W相コイルの鎖交磁束 ϕ_w は式(4.12)で表せる。

$$\begin{aligned} \phi_v &= F_0 P_0 \cos \left(-\omega t + \frac{2}{3}\pi \right) + \frac{F_0 P_1}{2} \left\{ \cos \left\{ 5 \left(\frac{2}{3}\pi - \frac{2\omega t}{5} \right) \right\} + \cos \left(3 \times \frac{2}{3}\pi \right) \right\} \\ &= F_0 P_0 \cos \left(\omega t - \frac{2}{3}\pi \right) + \frac{F_0 P_1}{2} \left(\cos \left(2\omega t - \frac{4}{3}\pi \right) + 1 \right) \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} \phi_w &= F_0 P_0 \cos \left(-\omega t + \frac{4}{3}\pi \right) + \frac{F_0 P_1}{2} \left\{ \cos \left\{ 5 \left(\frac{4}{3}\pi - \frac{2\omega t}{5} \right) \right\} + \cos \left(3 \times \frac{4}{3}\pi \right) \right\} \\ &= F_0 P_0 \cos \left(\omega t - \frac{4}{3}\pi \right) + \frac{F_0 P_1}{2} \left(\cos \left(2\omega t - \frac{2}{3}\pi \right) + 1 \right) \end{aligned} \quad (4.12)$$

以上より、磁気ギアードモータには $F_0 P_0$ が振幅である1次の基本波磁束と、 $F_0 P_1$ が振幅である2次の変調波磁束、そして静止磁束が存在することがわかる。U、V、W相の誘起電圧は、各コイルの鎖交磁束の時間微分することで求まるので、それぞれ式(4.13)、(4.14)、(4.15)で表せる。

$$E_u = \frac{d\phi_u}{dt} = -F_0 P_0 \sin \omega t - F_0 P_1 \sin 2\omega t \quad (4.13)$$

$$E_v = \frac{d\phi_v}{dt} = -F_0 P_0 \sin \left(\omega t - \frac{2}{3}\pi \right) - F_0 P_1 \sin \left(2\omega t - \frac{4}{3}\pi \right) \quad (4.14)$$

$$E_w = \frac{d\phi_w}{dt} = -F_0 P_0 \sin \left(\omega t - \frac{4}{3}\pi \right) - F_0 P_1 \sin \left(2\omega t - \frac{2}{3}\pi \right) \quad (4.15)$$

3相交流電流を式(4.16)で定義すると、トルクは式(4.17)で求まる。

$$\begin{cases} I_u = -I_0 \sin \omega t \\ I_v = -I_0 \sin \left(\omega t - \frac{2}{3}\pi \right) \\ I_w = -I_0 \sin \left(\omega t - \frac{4}{3}\pi \right) \end{cases} \quad (4.16)$$

$$\begin{aligned} T &= I_u E_u + I_v E_v + I_w E_w \\ &= -I_0 \sin \omega t (-F_0 P_0 \sin \omega t - F_0 P_1 \sin 2\omega t) \\ &\quad - I_0 \sin \left(\omega t - \frac{2}{3}\pi \right) \left\{ -F_0 P_0 \sin \left(\omega t - \frac{2}{3}\pi \right) - F_0 P_1 \sin \left(2\omega t - \frac{4}{3}\pi \right) \right\} \\ &\quad - I_0 \sin \left(\omega t - \frac{4}{3}\pi \right) \left\{ -F_0 P_0 \sin \left(\omega t - \frac{4}{3}\pi \right) - F_0 P_1 \sin \left(2\omega t - \frac{2}{3}\pi \right) \right\} \\ &= \frac{3}{2} F_0 I_0 P_0 - \frac{3}{2} F_0 I_0 P_1 \cos 3\omega t \end{aligned} \quad (4.17)$$

以上より、外側エアギャップ中に存在する空間5次の変調波磁束は、時間2次の鎖交磁束、つまり誘起電圧を発生させ、その誘起電圧によって電気角1周期あたり3次のトルクリップルが発生することを確認した。

4.2.2 卷線係数を用いた検証

前節で、1-4-3モデルにおいて、2次の誘起電圧によって3次のトルクリップルが発生することを示した。次に、Fig. 4.2とTable 4.1に示す極数スロット数の磁気ギアードモータにおける2次の誘起電圧の大小を、卷線係数を用いて評価する。卷線係数は、短節巻係数と分布巻係数から構成され、2次の誘起電圧の短節巻係数は式(4.18)で表せる[47, 79-81]。

$$k_p = \sin \left(\frac{4pC_p}{S} \times \frac{\pi}{2} \right) \quad (4.18)$$

ここで、 p は高速ロータの極対数、 C_p はコイルピッチ、 S はステータスロット数である。また、2次の誘起電圧の分布巻係数は式(4.19)で表せる。

$$k_d = \left| \frac{1}{N\phi_0} \sum_{n=1}^N \phi_0 \cos 2p(\theta - \alpha_n) \right| \quad (4.19)$$

ここで、 N は1相あたりのコイル数、 ϕ_0 は1コイルの鎖交磁束の振幅、 n はコイル番号、 θ は機械角度、 α_n はU相の任意のコイル位置を $\theta=0$ としたときの n 番目のコイルの機械角度位置を表す。

式(4.18)、式(4.19)を用いて求めた、Fig. 4.2に示す4種類の磁気ギアードモータの短節巻係数と分布巻係数を、Table 4.2に示す。Table 4.2より、2次の誘起電圧が発生する組合せは、1-4-3モデルと4-13-9モデルである。ただし、5-17-12モデルと7-25-18モデルは、同相のコイルをすべて直列接続した場合のみ、2次の誘起電圧の分布巻係数がゼロになる。例えば、5極対12スロットの従来モータの場合、2直列2並列結線が可能であるが、これを5-17-12モデルに適用すると、2次の誘起電圧に起因する2次の誘起電圧によって循環電流が発生し、トルクが低下するとともに電気角1周期あたり3次のトルクリップルが発生する。

4.2.3 有限要素解析による妥当性の検証

Fig. 4.2 に示す 4 種類の磁気ギアードモータの誘起電圧を、2 次元有限要素解析によって求め、前節の評価方法の妥当性を検証する。全モデルにおいてサイズは等しく、ステータ外径 90mm、積厚 10mm であり、各ティースのコイル巻数を 1 ターンとする。両ロータを磁気的な安定位置から高速ロータを 60rpm、低速ロータをギア比に従った速度で同期回転させた。Fig. 4.3 に 4 種類の磁気ギアードモータの誘起電圧を示す。また、Fig. 4.4 に電気角 1 周期分の相間誘起電圧波形を高速フーリエ変換した結果を、基本波成分の振幅を 1 とし正規化して示す。Fig. 4.3(a)の波形からも明らかなように、6-24-18 モデルの 2 次成分が大きく基本波成分の 22%を占める。また、8-26-18 モデルの 2 次成分は基本波成分の 3%程度である。一方、5-17-12 モデルと 7-25-18 モデルは誘起電圧の 2 次成分が発生していないことがわかる。以上より、Table 4.2 に示す巻線係数を用いた 2 次の誘起電圧の大小の評価結果は妥当であると言える。

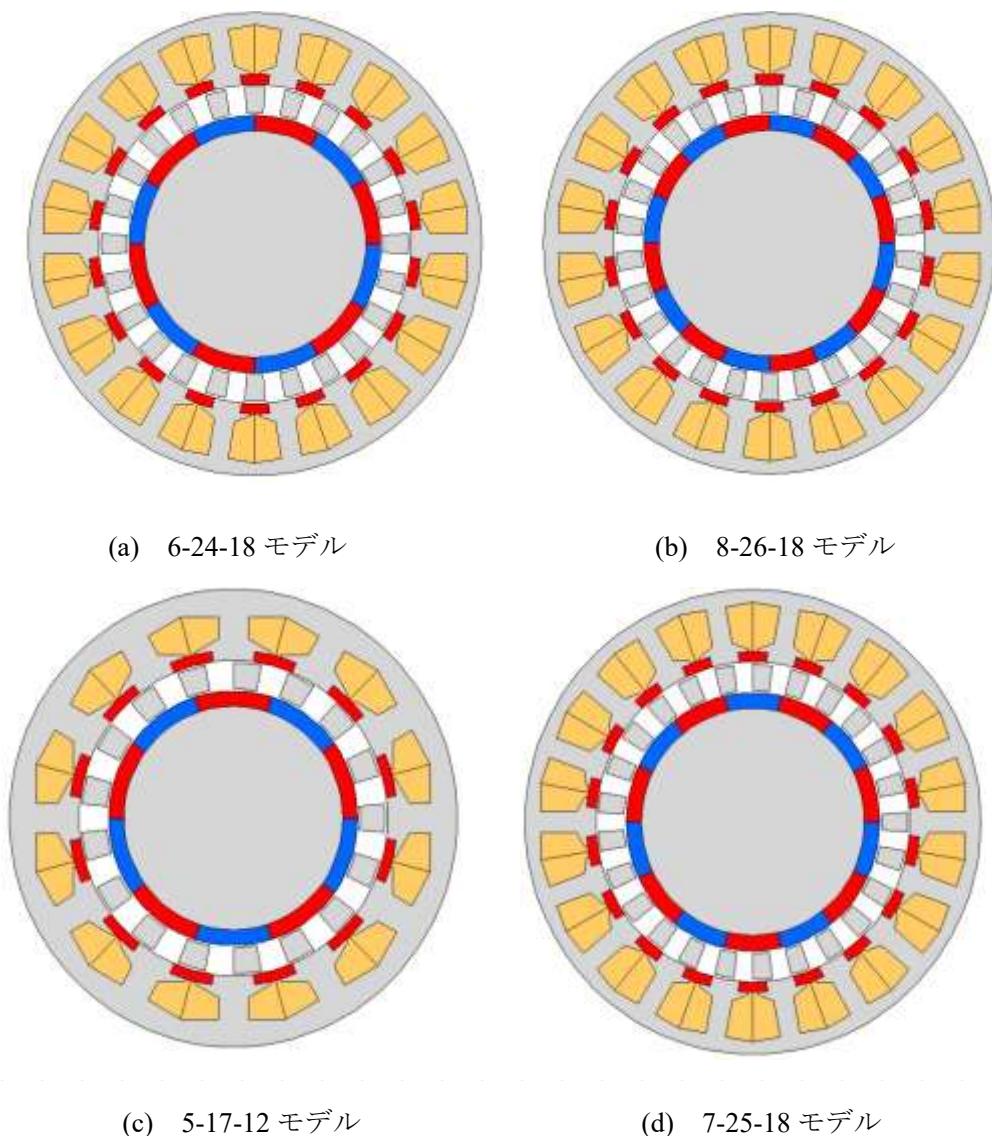


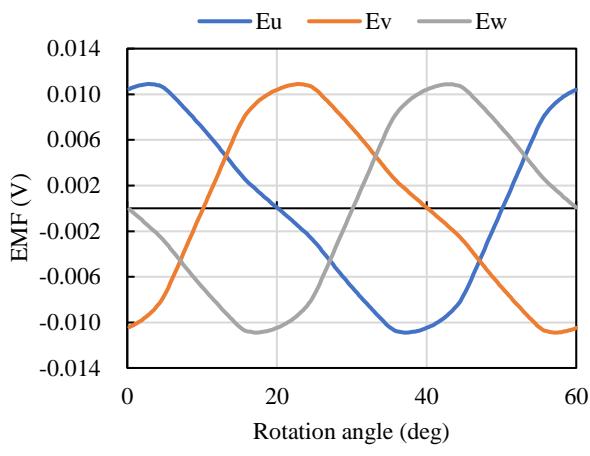
Fig. 4.2 4 種類の磁気ギアードモータ

Table 4.1 4種類の磁気ギアードモータの仕様

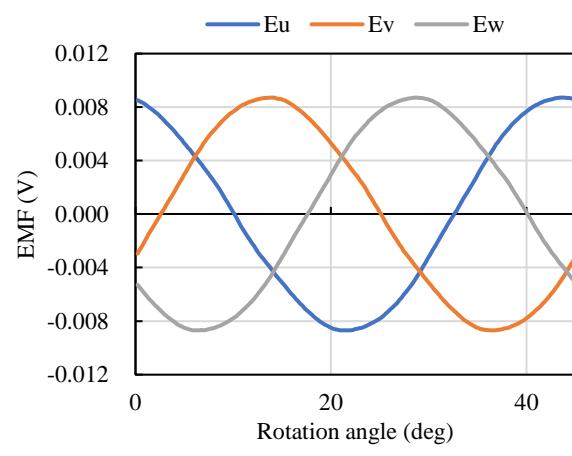
	6-24-18 model	8-26-18 model	5-17-12 model	7-25-18 model
Number of high-speed rotor pole pairs	6	8	5	7
Number of pole pieces	24	26	17	25
Number of stator pole pairs	18	18	12	18
Gear ratio	4	3.25	3.4	3.57

Table 4.2 2次の誘起電圧の巻線係数

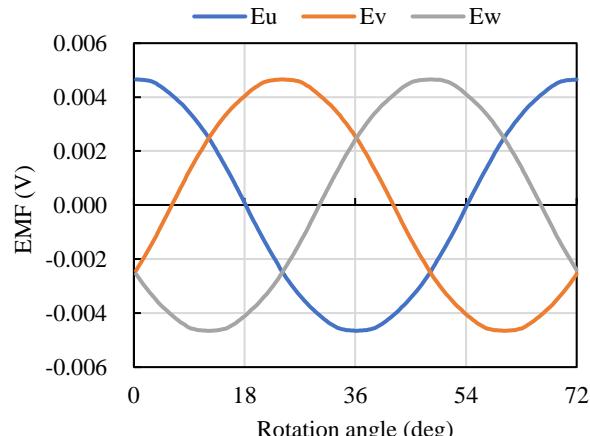
	Short pitch factor	Distribution factor	Winding factor
6-24-18 model	0.866	1	0.866
8-26-18 model	0.342	0.18	0.061
5-17-12 model	0.5	0	0
7-25-18 model	0.643	0	0



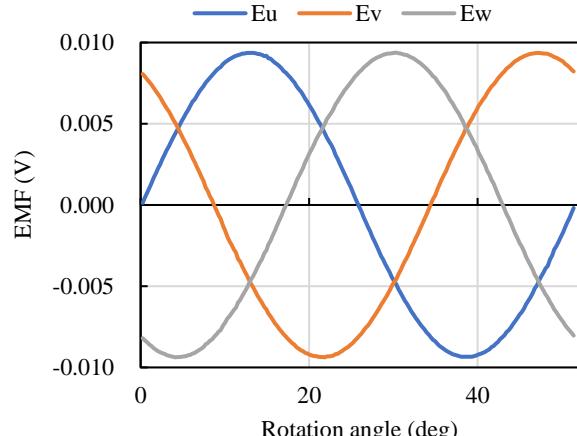
(a) 6-24-18 モデル



(b) 8-26-18 モデル



(c) 5-17-12 モデル



(d) 7-25-18 モデル

Fig. 4.3 誘起電圧波形

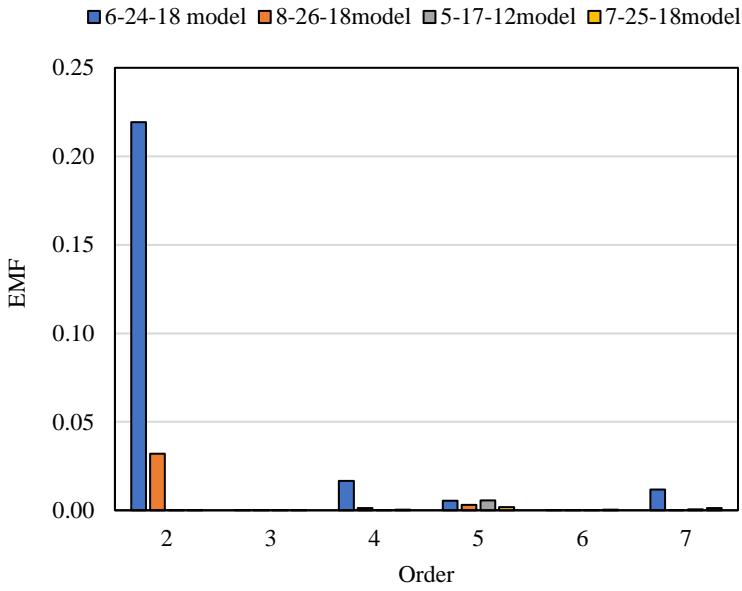


Fig. 4.4 相間誘起電圧波形の高速フーリエ変換結果

4.3 トルクリプル低減手法

4.3.1 高速ロータのスキー

1-4-3 モデルにおいて、5 次の変調波磁束による 2 次の誘起電圧を高速ロータの 2 段スキーにより低減することを試みる。高速ロータにかける段スキーの機械角度を γ とするとき、高速ロータの上段の起磁力を $F_0\cos\theta$ とすると、下段の起磁力は $F_0\cos(\theta+\gamma)$ で表せる。また、低速ロータ磁極片のパーミアンスは $P_0+P_1\cos 4\theta$ で表せるため、外側エアギャップの上段の磁束は式(4.20)、下段の磁束は式(4.21)で表せる。

$$F_0 \cos \theta \{P_0 + P_1 \cos 4\theta\} = F_0 P_0 \cos \theta + \frac{F_0 P_1}{2} \{\cos 5\theta + \cos 3\theta\} \quad (4.20)$$

$$F_0 \cos(\theta + \gamma) \{P_0 + P_1 \cos 4\theta\} = F_0 P_0 \cos(\theta + \gamma) + \frac{F_0 P_1}{2} \{\cos(5\theta + \gamma) + \cos(3\theta)\} \quad (4.21)$$

式(4.20)と式(4.21)の和によって、2 次の誘起電圧を発生させる 5 次の変調波磁束がゼロになればよいので、 $\gamma=180\text{deg}$ となる。しかし、基本波磁束も反転するので、コイルを鎖交する基本波磁束がゼロになり、高速ロータにトルクが発生しなくなる。したがって、高速ロータにスキーを施すことは不適切である。

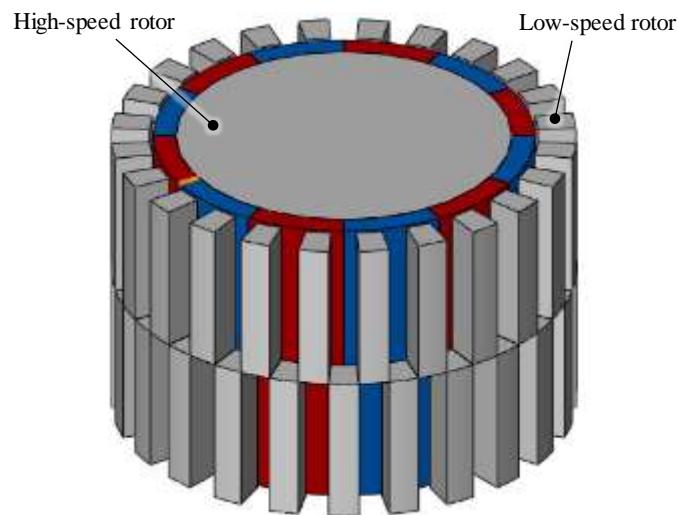
4.3.2 低速ロータのスキー

1-4-3 モデルにおいて、5 次の変調波磁束による 2 次の誘起電圧を低速ロータの 2 段スキーにより低減することを試みる。式(4.20)で表せる外側エアギャップの磁束が 2 段スキーの上段の磁束とし、低速ロータにかける段スキーの機械角度を δ とするとき、低速ロータの下段のパーミアンスは $P_0+P_1\cos 4(\theta+\delta)$ で表せる。したがって、外側エアギャップの下段の磁束は、式(4.22)で表せる。

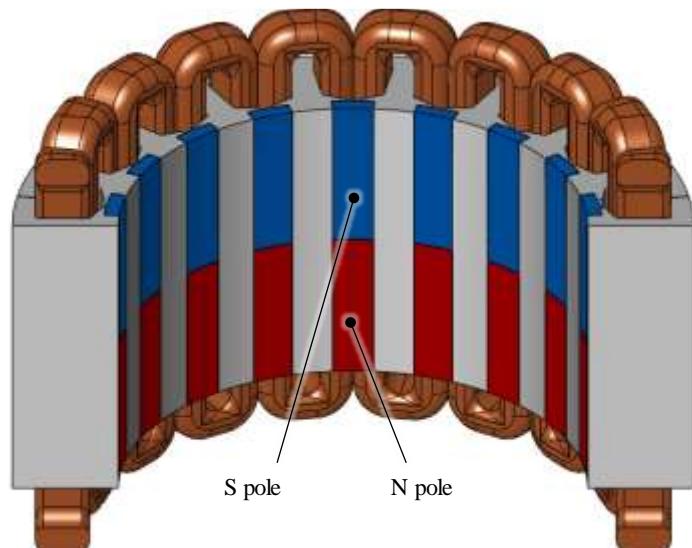
$$F_0 \cos \theta \{P_0 + P_1 \cos 4(\theta + \delta)\} = F_0 P_0 \cos \theta + \frac{F_0 P_1}{2} \{\cos(5\theta + 4\delta) + \cos(3\theta + 4\delta)\} \quad (4.22)$$

式(4.20)と式(4.22)の和によって、2 次の誘起電圧を発生させる 5 次の変調波磁束がゼロになればよいの

で、 $\delta=45\text{deg}$ となり、これは磁極片の半ピッチ分の段スキューに等しい。このとき、基本波磁束の位相は上段と下段で同じなので、段スキューにより誘起電圧の基本波成分が低下することはない。しかし、磁気ギアとしての動作に必要な3次の磁束の位相が上段と下段で反転する。そこで、ステータの永久磁石の極性を上段と下段で反転すれば、磁気ギアとしての動作が可能である。このように、低速ロータへの磁極片半ピッチの2段スキューとステータの永久磁石の軸方向の極性反転により、誘起電圧の基本波成分とギアトルクを低下させずに、3次のトルクリップルを発生させる2次の誘起電圧を低減できる。



(a) 高速ロータと低速ロータ



(b) ステータ

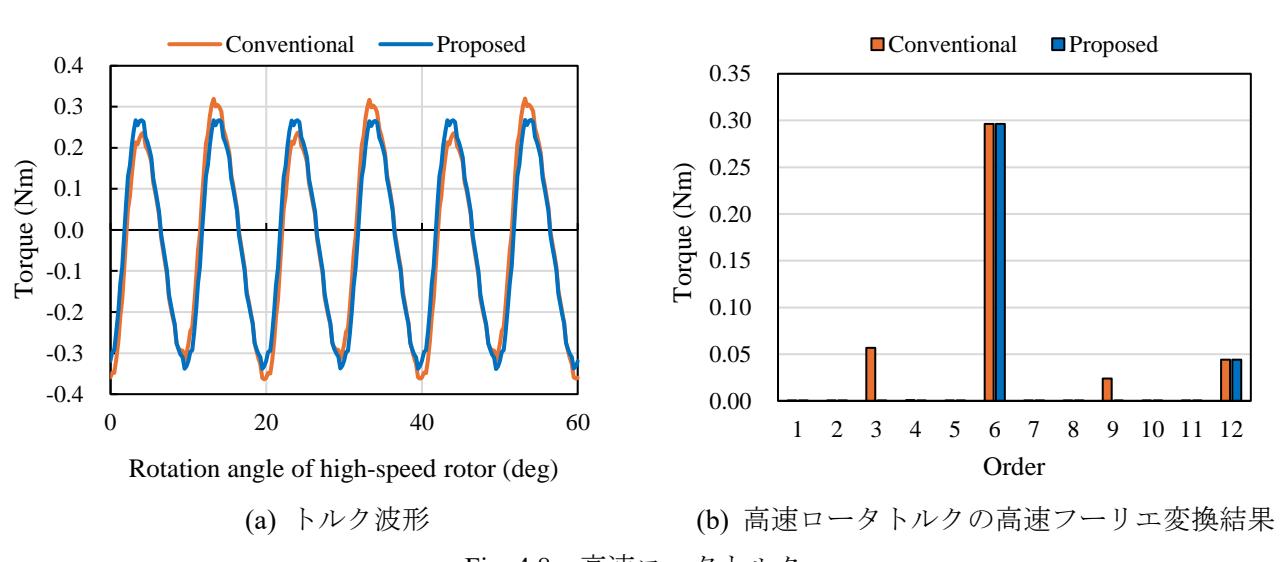
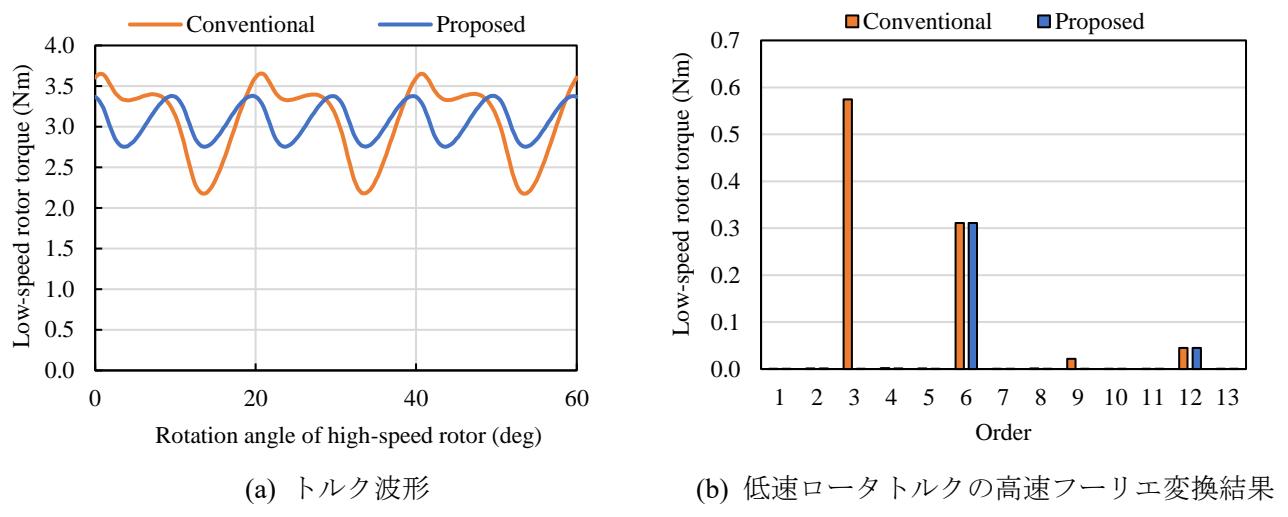
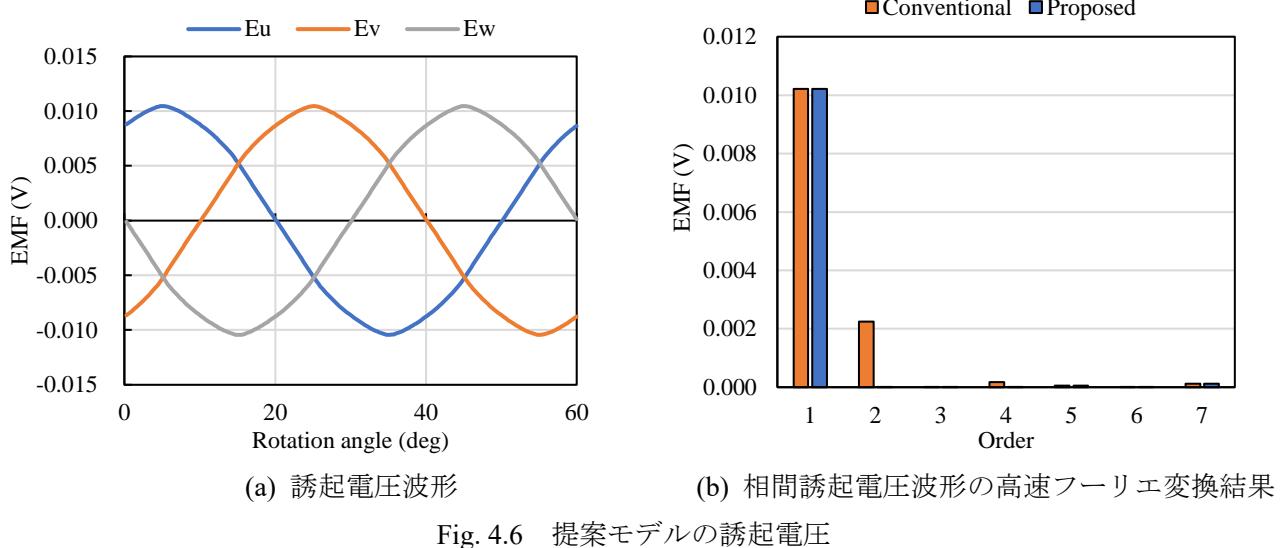
Fig. 4.5 提案モデルの段スキュー構造と極性反転磁石

4.3.3 スキューの効果検証

Fig. 4.2(a)に示す 6-24-18 モデルの低速ロータに段スキューを施し、ステータの永久磁石の極性を軸方向に反転させたモデル（提案モデル）を Fig. 4.5 に示す。このモデルを用いて、誘起電圧の 2 次成分の低減効果を検証するため、上段面と下段面で 2 次元有限要素解析を実施し、各々の解析で得られた誘起電圧を合成した。Fig. 4.6(a)に誘起電圧波形を、Fig. 4.6(b)に相間誘起電圧波形を高速フーリエ変換した結果を 2 段スキューなしのモデル（従来モデル）と比較して示す。Fig. 4.6(b)より、提案モデルで、誘起電圧の基本波成分は変化せず、2 次成分を低減できていることがわかる。

次に、両ロータ間に 60deg の位相差を設けた通電解析を行った。このとき、1 ティースあたり 300 アンペアターンの起磁力を与えている。Fig. 4.7(a)に出力軸である低速ロータのトルク波形を、Fig. 4.7(b)に低速ロータのトルク波形を高速フーリエ変換した結果を示す。Fig. 4.7(a)より、平均トルクはともに 3.07Nm であり、提案モデルで平均トルクが低下しないことが確認できた。また、Fig. 4.7(b)より、トルクリップルの 3 次成分を低減できていることが確認できた。なお、トルクリップルの 6 次成分が目立つが、これは誘起電圧の 5 次もしくは 7 次成分により発生し、従来モータと同様の現象である。

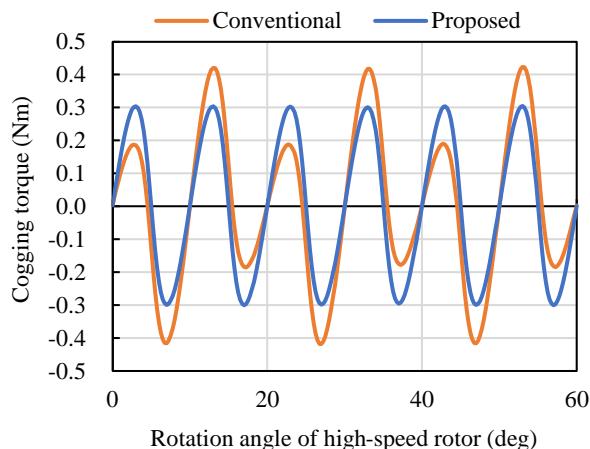
これまで、空間 5 次の変調波磁束により 3 次のトルクリップルが発生することを確認した。次に、トルクリップルの発生部位は低速ロータであり、高速ロータでないことを述べる。エアギャップ中に生じる磁束は、コイルの電流によって生じる基本波磁束と 5 次の変調波磁束である。前者はステータから内向きに生じており、後者は発生源が磁極片であることから、外側エアギャップではステータに対して外向きに、内側エアギャップでは高速ロータに対して内向きに生じている。まず、外側エアギャップに生じる磁束について、ステータから内向きに生じる基本波磁束と、ステータに対して磁極片から外向きに生じる 5 次の変調波磁束は、対向することからステータに 3 次のトルクリップルが発生する。次に、内側エアギャップに生じる磁束について、ステータから内向きに生じる基本波磁束と、磁極片から高速ロータに対して内向きに生じる 5 次の変調波は、同じ向きであることから高速ロータに 3 次のトルクリップルが発生しない。全部位のトルクの和がゼロであることから、ステータにかかるトルクの反力として、低速ロータにトルクがかかる。以上より、出力軸である低速ロータに 3 次のトルクリップルが発生すると言える。Fig. 4.8(a)に高速ロータのトルク波形を、Fig. 4.8(b)に高速ロータのトルク波形を高速フーリエ変換した結果を示し、上記を確認する。Fig. 4.8(b)から、提案モデルで高速ロータに 3 次のトルクリップルが生じていないことがわかる。なお、従来モデルで 3 次成分が 0.05Nm 程度含まれているが、これは次節で述べるコギングトルクであり、5 次の変調波磁束によるトルクリップルではない。



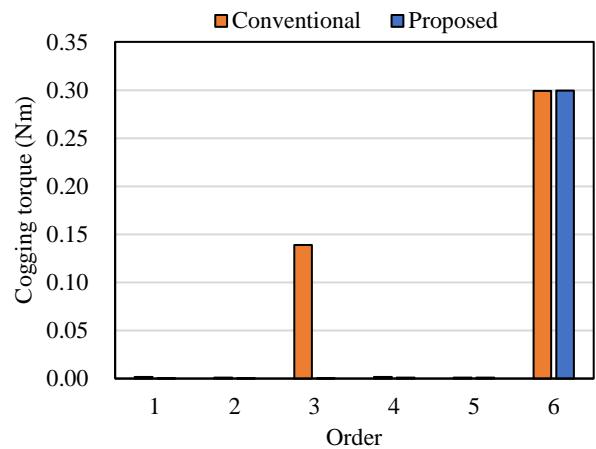
4.3.4 コギングトルクへの影響

高速ロータのコギングトルクには2つの発生要因がある。1つが高速ロータの永久磁石とステータの永久磁石の吸引反発である。電気角1周期あたり、高速ロータ1極対、ステータ3極対の場合、3次のコギングトルクが発生する。もう1つの要因が、高速ロータの永久磁石と低速ロータの磁極片の吸引である。高速ロータが回転すると低速ロータも回転するが、高速ロータが $4/3$ 回転すると高速ロータは低速ロータに対して1回転したことになる。高速ロータの極数と低速ロータの磁極片数の最小公倍数は4なので、低速ロータに高速ロータが1回転すれば4次のコギングトルクが発生する。しかし、高速ロータが1回転しても低速ロータの磁極片3個分しか通過しないので、低速ロータから見れば高速ロータは $3/4$ 回転しかしていない。したがって、高速ロータ1回転で3次のコギングトルクになる。以上より、高速ロータのコギングトルクの基本波次数は、電気角1周期あたり3次である。なお、提案モデルは低速ロータを2段でスキーしているため、コギングトルクの3次の奇数倍成分のみを低減可能である。

コギングトルクの低減効果を確認するため、提案モデルと従来モデルを比較する。低速ロータのコギングトルク波形をFig. 4.9(a)、それらを高速フーリエ変換した結果をFig. 4.9(b)に示す。Fig. 4.9(b)より、2段スキーによりコギングトルクの3次成分は低減できているが、6次成分は変化していないことが確認できる。



(a) コギングトルク波形



(b) コギングトルク波形の高速フーリエ変換結果

Fig. 4.9 低速ロータのコギングトルク

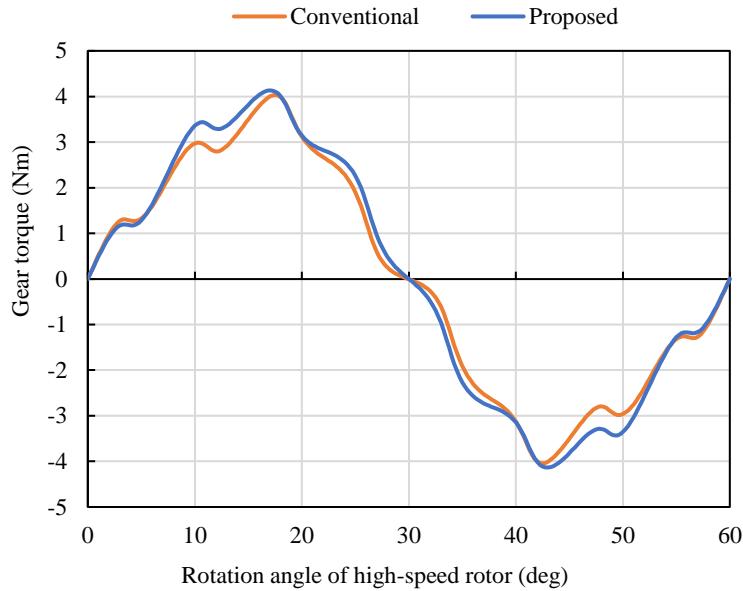


Fig. 4.10 ギアトルク波形

4.3.5 最大ギアトルクへの影響

提案モデルでは、従来モデルに対して最大ギアトルクが理論上変化しない。そこで、2次元有限要素解析にて低速ロータを固定して高速ロータのみを回転したときのギアトルク波形の比較を Fig. 4.10 に示す。同図より、原理的に最大ギアトルクが提案モデルのようにスキーを施してもほとんど変化しないことがわかった。なお、わずかな差はコギングトルクの差である。また、ステータの極性が異なる永久磁石間の漏れ磁束の影響は今回の解析では考慮していない。

4.4 第4章まとめ

第4章では、磁気ギアードモータの変調波磁束がトルクリップルを増加させるメカニズムを明らかにし、トルクリップルの低減手法を提案した。

磁気ギアードモータは、高速ロータと低速ロータの磁束変調により5次の変調波磁束が発生し、これが2次の鎖交磁束、つまり誘起電圧を発生させ、3次のトルクリップルが発生することを数学的に示した。2次の誘起電圧は、どのような磁気ギアードモータでも発生するが、極数スロット数によって影響度が異なることを巻線係数での評価を用いて示した。その結果、2次の誘起電圧のトルクリップルへの影響度は、ギア比4の磁気ギアードモータが最も大きいことがわかり、有限要素解析により誘起電圧波形を評価することで、巻線係数での評価結果の妥当性を明らかにした。

2次の誘起電圧によるトルクリップルを低減するため、低速ロータに半ピッチの段スキーを適用し、ステータ永久磁石の極性を上段と下段で反転させる方法を提案した。有限要素解析により誘起電圧、電流トルク、コギングトルク、ギアトルクを評価し効果を確認した。その結果、電流トルクを減少させずに、誘起電圧の2次成分をゼロにすることができ、3次のトルクリップルをゼロにできることを確認した。また、コギングトルクも3次成分をゼロにでき、最大ギアトルクも低下しないことを確認した。以上より、低速ロータの段スキーとステータ永久磁石の極性反転の方法は、トルクリップルが大きく実用的でないとされてきた、ギア比4の磁気ギアードモータを実用化するために必須の技術であると言える。

第 5 章 結論

本論文では、モータの小型軽量化という課題に対して、モータの高出力密度化のため磁気ギアードモータに着目し、組立性向上と低コスト化を課題としたトルク向上技術について述べた。以下に、各章の要点をまとめる。

第 1 章では、モータの開発動向として、小型軽量化が課題であり、高出力密度化が求められていることを示した。そのために、高速低トルクのモータとギアを軸方向に直列接続した、低速高トルクの直列型ギアードモータが一般的に用いられるなどを述べた。歯数の異なる歯車の組合せで構成される機械ギアの課題と、その課題を解決するための 1 つの手段である磁気ギアについて、特徴と先行研究を示し、さらなる小型軽量化のため、モータと磁気ギアを同心円状に一体化させた磁気ギアードモータについて特徴と先行研究を示した。磁気ギアードモータが普及していない理由として、2 層のエアギャップによる組立性の低さと多量の永久磁石による高コストが挙げられることを示し、本研究の目的が、組立性の向上と低コスト化を課題としたトルク向上であることを示した。

第 2 章では、埋込磁石型磁気ギアードモータを提案した。従来の表面磁石型磁気ギアードモータに対して、高速ロータのコアに永久磁石を埋め込むことで、全部品を組み立てた後に、着磁済みの永久磁石を高速ロータに挿入できるため、組立性が向上する。しかし、表面磁石型磁気ギアードモータに比べて永久磁石量が低減し漏れ磁束が増加することから最大ギアトルクが低下する。そこで、外側エアギャップに面する磁極片形状とステータのティース先端形状が異なる 4 種類のモデルを用いてギアトルクを検証した。

まず、外側エアギャップの磁束密度分布のうち、ギアトルクに影響を与える磁束密度成分を有限要素解析により明らかにした。次に、マクスウェルの応力テンソルを用いて磁束密度の基本波成分がギアトルクを増減させるメカニズムを明らかにするため、外側エアギャップ中の磁束密度を高速ロータの永久磁石起因の成分とステータの永久磁石起因の成分に分解した。そして、磁束密度の基本波成分の径方向磁束と周方向磁束の振幅のみで評価する方法を提案した。この方法により、外側エアギャップに面する磁極片幅が磁極片間幅より小さく、ステータティース先端幅がスロット開口幅より小さい場合 (NN モデル) に最大ギアトルクが最も高くなることを明らかにした。

さらに、外側エアギャップ中の磁束密度の 43 次成分が、変調波磁束にもかかわらず、ギアトルクに影響を与えることを明らかにした。まず、永久磁石による起磁力と低速ロータの磁極片、ステータティースによる磁束変調について述べ、径方向磁束を数学的に示した。次に、径方向磁束と周方向磁束の位相の関係を明らかにした。最後に、周方向磁束と径方向磁束の位相に着目し、磁束密度の 43 次成分が最大ギアトルクを増減させるメカニズムを示した。以上より、NN モデルにおいて、磁束密度の 43 次成分が最も高くなり、最大ギアトルクを増加させることを明らかにした。

最後に、4 種類のモデルの試作機を用いた実験を行い、非通電時の最大ギアトルク、通電時の脱調トルク、損失を評価した。その結果、最大ギアトルクは、試作機の公差を考慮した 3 次元有限要素解析の、最大モデルと最小モデルの範囲内となり、解析結果の妥当性が確認できた。また、4 種類のモデルの最大ギアトルクの大小関係は解析値と一致し、NN モデルが有効であることを確認した。脱調トルクは、最大ギアトルクの測定結果と差が見られ、低速ロータに発生する電流トルクの正負の影響であると考えた。損失は、解析結果と測定結果に大きな違いがないことから、解析結果の妥当性が確認できた。

第 3 章では、高速ロータの永久磁石をなくした突極型磁気ギアードモータを提案した。突極構造を採

用することで、高速ロータに永久磁石がないため、組立性が向上する一方で、最大ギアトルクが著しく低下する。そこで、ステータコイルに印加する交流電流に直流電流を重畠する方法を提案し、出力トルクと位相差について検証した。

まず、交流電流に直流電流を重畠した結果、実用的な電流密度の範囲で最大ギアトルクを2倍以上に増加できることを有限要素解析により確認した。

また、ベクトル制御下での有限要素解析により、突極型磁気ギアードモータのトルク特性を求めたところ、通電時に最大ギアトルク以上のトルクを出力できていることと、脱調時の両ロータ間の位相差が40deg付近であることを明らかにした。低速ロータの出力トルクをギアトルクと電流トルクに分離し、両ロータ間の位相差と出力トルク、ギアトルク、電流トルクの関係を有限要素解析で明らかにした。両ロータ間の位相差が大きいほど、ギアトルクは大きくなり、電流トルクは小さくなるため、その合計の最大となる位相差が40deg付近であったことを確認した。低速ロータの電流トルクは、従来の磁気ギアードモータでも発生するが、ギアトルクに比べて無視できる大きさであった。しかし、突極型磁気ギアードモータでは高速ロータに永久磁石が存在しないため、低速ロータの電流トルクがギアトルクに比べて無視できない大きさとなつたために、従来の磁気ギアードモータでは見られないこのような現象が発生したと言える。

最後に、試作機を用いた実験により、脱調時の両ロータ間の位相差が60deg付近であることを確認した。有限要素解析結果と比べて脱調時の位相差が20deg程度異なる理由は、脱調する位相差付近では、トルクが0.1Nm違うだけで位相差が30deg程度違い、トルクに対する位相差の変化が大きいためである。従来の磁気ギアードモータは両ロータ間の位相差が90deg付近であることを考えると、突極型磁気ギアードモータ固有の特性を十分確認できたと言える。

以上より、突極型磁気ギアードモータでは、直流電流の重畠により脱調トルクを増加させることができ、脱調時の位相差が90degより小さくなるメカニズムが低速ロータに発生する電流トルクが起因していることを明らかにした。

第4章では、磁気ギアードモータの変調波磁束がトルクリップルを増加させるメカニズムを明らかにし、トルクリップルの低減手法を提案した。

従来の永久磁石型モータでも磁束変調により変調波磁束が発生するが、コイルを鎖交する磁束は基本波成分のみであった。一方、磁気ギアードモータは、高速ロータと低速ロータの磁束変調により5次の変調波磁束が発生し、これが2次の鎖交磁束、つまり誘起電圧を発生させ、3次のトルクリップルが発生することを数学的に示した。2次の誘起電圧は、どのような磁気ギアードモータでも発生するが、極数スロット数によって影響度が異なることを巻線係数での評価を用いて示した。その結果、2次の誘起電圧のトルクリップルへの影響度は、ギア比4の磁気ギアードモータが最も大きいことがわかり、有限要素解析により誘起電圧波形を評価することで、巻線係数での評価結果の妥当性を明らかにした。

2次の誘起電圧によるトルクリップルを低減するため、段スキューの適用を検討した。まず、高速ロータにスキューを適用すると、2次の誘起電圧だけでなく、基本波成分もゼロになることを数学的に示した。次に、低速ロータに半ピッチの段スキューを適用すると2次の誘起電圧をゼロにできるが、同時に磁気ギアとしてのギアトルクもゼロになることを数学的に示した。この対策としてステータ永久磁石の極性を上段と下段で反転させる方法を提案した。有限要素解析により誘起電圧、電流トルク、コギングトルク、ギアトルクを評価し、効果を確認した。その結果、電流トルクを減少させずに、誘起電圧の2次成分をゼロにすことができ、3次のトルクリップルをゼロにできることを確認した。また、コギングトルクについても3次成分をゼロにでき、最大ギアトルクも低下しないことを確認した。

以上より、低速ロータの段スキーとステータ永久磁石の極性反転の方法は、トルクリップルが大きく実用的でないとされてきた、ギア比4の磁気ギアードモータを実用化するために必須の技術であると言える。

本論文では、磁気ギアードモータのトルク向上技術について、新たな3つの構造を示し、以下の3点について明らかにした。

- 埋込磁石型磁気ギアードモータにおいて、磁極片やステータティース先端のような磁性体幅が、磁性体間幅より小さい構造で最大ギアトルクが最大となること

- 突極型磁気ギアードモータにおいて、低速ロータに電流トルクが生じており、最大ギアトルクおよび脱調トルクに寄与し、両ロータ間の位相差が90degより小さい値で脱調すること

- 表面磁石型磁気ギアードモータにおいて、磁極片の段スキーとステータ永久磁石の極性反転が2次の誘起電圧による3次のトルクリップル低減に効果があること

これらのトルク向上技術は、磁気ギアードモータの組立性向上および低コスト化の課題解決に貢献すると考える。

今後は、クリーンルームや食品製造関係、風力発電機などへの実用化に向けて、さらなる高トルク化技術の開発を期待する。

参考文献

- [1] D. E. Hesmondhalgh, and D. Tipping, “A multielement magnetic gear,” Proceedings of IEE Electric Power Applications, 1980, vol. 127, no. 3, pp. 129-138.
- [2] 鶴本勝夫：「永久磁石を利用した磁気歯車と磁気継手」，日本応用磁気学会誌，vol. 11, no. 2, pp. 391-394, 1987.
- [3] K. Tsurumoto and S. Kikuchi, “A NEW MAGNETIC GEAR USING PERMANENT MAGNET”, IEEE Trans. Magn., Vol. 23, No. 5, pp. 3622-3624, 1987.
- [4] 鶴本勝夫：「磁気歯車の性能改善に関する二, 三の考察」，日本応用磁気学会誌，Vol. 12, No. 2, pp. 411-414, 1988.
- [5] Armstrong, “POWER TRANSMITTING DEVICE”, Pat. No. US687292, 1901.
- [6] S. Kikuchi and K. Tsurumoto, “Design and Characteristics of A New Magnetic Worm Gear Using Permanent Magnet”, IEEE Trans. Magn., vol. 29, no. 6, pp. 2923-2925, 1993.
- [7] 鶴本勝夫：「磁気かさ歯車の伝達トルク特性改善に関する考察」，日本応用磁気学会誌，vol. 18, no. 2, pp. 563-566, 1994.
- [8] 鶴本勝夫：「磁気かさ歯車の可逆転解析とトルク伝達特性に関する一考察」，日本応用磁気学会誌，Vol. 21, No. 2, pp. 821-824, 1997.
- [9] 平田勝弘, 新口昇, 矢野智昭, 上野敏幸, 井門康司, 脇若弘之, 竹村研治郎：「次世代アクチュエータ原理と設計法」，科学情報出版, 2013.
- [10] Reese, “MAGNETIC GEARING ARRANGEMENT”, Pat. No. US3301091, 1967.
- [11] K. Atallah and D. Howe, “A novel high-performance magnetic gear”, IEEE Trans. Magn., vol. 37, no. 4, pp. 2844-2846, Jul. 2001.
- [12] Razzell, “COMPACT ELECTRICAL MACHINE”, Pat. No. US6794781, 2004
- [13] K. Atallah, J. Rens, S. Mezani, and D. Howe, “A Novel “Pseudo” Direct-Drive Brushless Permanent Magnet Machine,” IEEE Trans. Magn., Vol. 44, No. 11, pp. 4349-4352, 2008.
- [14] P. O. Rasmussen, T. V. Frandsen, K. K. Jensen, and K. Jessen, “Experimental Evaluation of a Motor-Integrated Permanent-Magnet Gear,” IEEE Trans. Ind. Appl., Vol. 49, No. 2, pp. 850-859, 2013.
- [15] Jae-Hyeon Lim, Geochul Jeong, Hyung-Woo Lee, Jae-Bum Lee, Jong-Seok Lim, and Chan-Bae Park, “Design and Analysis of the 45kW-Class Magnetic Geared Permanent Magnet Synchronous Motor for Traction of Tram Vehicles,” Appl. Sci., 2021, 11, 6360.
- [16] I. Jo, H. Lee, G. Jeong, W. Ji, and C. Park, “A Study on the Reduction of Cogging Torque for the Skew of a Magnetic Geared Synchronous Motor,” IEEE Trans. Magn., vol. 55, no. 2, 8100505, 2019.
- [17] X. Ren, D. Li, R. Qum, and T. Pei, “Back EMF Harmonic Analysis of Permanent Magnet Magnetic Geared Machine,” IEEE Trans. Industrial Electronics, vol. 67, no. 8, pp. 6248-6258, 2020.
- [18] S. Hazra, P. Kamat, S. Bhattacharya, W. Ouyang, and S. Englebretson, “Power Conversion With a Magnetically-Geared Permanent Magnet Generator for Low-Speed Wave Energy Converter,” IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 56, no. 5, pp. 5308-5318, 2020.
- [19] X. Zhang, X. Liu, and Z. Chen, “A Novel Coaxial Magnetic Gear and Its Integration With Permanent-Magnet Brushless Motor,” IEEE Trans. Magn., vol. 52, no. 7, 8203304, 2016.

- [20] Noboru Niguchi, and Katsuhiro Hirata, "Cogging Torque Reduction Method of a Magnetic-Geared Motor," Proceedings of The 20th MAGDA Conference in Pacific Asia, 2C11, pp. 343-348, 2011.
- [21] 新口昇, 平田勝弘 :「高速ロータにのみ永久磁石を備えた磁気ギアードモータのコギングトルク低減手法」電気学会リニアドライブ研究会, LD-11-59, pp.23-28, 2011.
- [22] 新口昇, 平田勝弘 :「磁気ギアードモータのトルクリップル解析」電気学会モータドライブリニアドライブ合同研究会, LD-11-87, pp.49-54, 2011.
- [23] 新口昇, 平田勝弘 :「磁気ギアードモータのコギングトルク特性」電気学会論文誌, Vol.132, No.6, pp.673-681, 2012.
- [24] Noboru Niguchi and Katsuhiro Hirata, "Cogging torque characteristics of magnetic-gear motor", International Journal of COMPEL, Vol.31, No.5, pp.1470-1481, 2012.
- [25] 新口昇 , 平田勝弘 :「新しい磁気ギアードモータ」第 21 回 MAGDA コンファレンス in 仙台, OS3-1, pp. 41-46, 2012.
- [26] 新口昇, 平田勝弘:「新しい磁気ギアードモータ」日本 AEM 学会誌 Vol.21, No.2, pp.110-115, 2013.
- [27] Noboru Niguchi, and Katsuhiro Hirata, "MAGNETIC-GEARED MOTORS WITH HIGH TRANSMISSION TORQUE DENSITY", Proceedings of ISEF2013(XVI International Symposium on Electromagnetic Fields in Mechatronics, Electrical and Electronic Engineering), Ohrid, Macedonia,OS1-040, 2013.
- [28] 森元瑛樹, 新口昇, 平田勝弘, 大野勇輝 :「ハーフ PM 高調波磁気減速機の提案」第 26 回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム講演論文集, 21Aa2, pp. 11-15, 2014.
- [29] 森元瑛樹, 平田勝弘, 新口昇 :「省磁石型および高トルク型磁気ギアードモータの特性検証」日本 AEM 学会誌 Vol.22, No.1, pp.57-63, 2014.03
- [30] Eiki Morimoto, Katsuhiro Hirata, Noboru Niguchi, and Yuki Ohno, "Design and Analysis of Magnetic-Geared Motor With Field Windings", IEEE Trans. Magn., Vol. 50, No. 11, 8204204, 2014.
- [31] 森元瑛樹, 新口昇, 平田勝弘 :「界磁巻線を有する磁気ギアードモータ」電気学会モータドライブ・リニアドライブ合同研究会, LD-13-112, pp.43-46, 2013.12
- [32] Eiki Morimoto, Katsuhiro Hirata, Noboru Niguchi, and Yuki Ohno, "Magnetic-Geared Motor with Field Windings", Proceedings of IEEE International Magnetics Conference, Dresden, EQ-10, pp.1846-1847, 2014.05
- [33] 鈴木寛典, 平田勝弘, 新口昇, 高原一晶 :「重畠電流界磁型磁気ギアードモータの提案」第 32 回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム講演論文集, pp. 353-358, 2020.
- [34] 鈴木寛典, 平田勝弘, 新口昇, 高原一晶 :「重畠電流界磁型磁気ギアードモータの提案」, 日本 AEM 学会誌, Vol. 29, No. 1, pp. 98-104, 2021.
- [35] 内田洋介ほか :「磁気波動歯車装置」, WO 2023/012855.
- [36] K. Ito, and K. Nakamura, "Investigation of Magnetic Interaction of IPM-Type Magnetic-Geared Motor," IEEE Trans. Magn., vol. 57, no. 2, 8202005, 2021.
- [37] Keigo Iwaki, Koki Ito, and Kenji Nakamura, "Experimental Verification of Increasing Torque Density by Magnetic Interaction in 500 N·m class IPM-type Magnetic-Geared Motor", IEEE Trans. Magn., Vol. 59, No. 11, 8203905, 2023.
- [38] Libing Cao, Yuefei Zuo, Shuangchun Xie, Chi Cuong Hoang, Boon Siew Han, and Christopher H. T. Lee, "Comparative Study of Permanent-Magnet Vernier Motor and Interior Permanent-Magnet Motor for

- Hybrid Electric Vehicles”, IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 59, no. 6, 2023.
- [39] Libing Cao, Yuefei Zuo, Shuangchun Xie, Chi Cuong Hoang, Boon Siew Han, and Christopher H. T. Lee, “A Comparison of Permanent-Magnet Vernier Motor and Interior Permanent-Magnet Motor for Hybrid Electric Vehicles”, Proceedings of 2022 International Power Electronics Conference (IPEC-Himeji 2022-ECCE Asia).
- [40] Jeongki An, and Andreas Binder, “Design of interior permanent magnet synchronous machine for two-drive-transmission”, Proceedings of 2015 International Conference on Electrical Systems for Aircraft, Railway, Ship Propulsion and Road Vehicles (ESARS).
- [41] Koki Ito, and Kenji Nakamura, “Proposed and Verification of Torque Equation of IPM-type Magnetic-Geared”, Proceedings of 2020 23rd International Conference on Electrical Machines and Systems (ICEMS)
- [42] K. Nakamura, T. Kadomatsu, and Y. Hane, “Efficiency Improvement of Magnetic-Geared Motor by Open-Slot and Interior Permanent Magnet Structure”, Proceedings of 2018 IEEE International Magnetics Conference (INTERMAG)
- [43] Junka Okamoto, Noboru Niguchi, Haruyuki Kometani, Hironori Suzuki, Kodai Okazaki and Katsuhiro Hirata, “Enhanced Assemblability and Maximum Transmission Torque of Interior Permanent Magnet Magnetic-Geared Motor”, Proceedings of Intermag 2023, Sendai, Japan, HOA-01, 2023.05
- [44] 岡本純香, 新口昇, 米谷晴之, 鈴木寛典, 岡崎広大, 平田勝弘：「埋込磁石型磁気ギアードモータの最大伝達トルク向上」第35回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム, OS3-4-8, pp.280-285, 2023.
- [45] 岡本純香, 米谷晴之, 鈴木寛典, 岡崎広大, 高村優, 新口昇, 平田勝弘：「磁気ギアードモータの伝達トルクに寄与する基本波磁束の分析」電気学会 回転機・リニアドライブ・家電・民生合同研究会, RM-23-052, pp.31-36, 2023.
- [46] 岡本純香, 新口昇, 米谷晴之, 鈴木寛典, 岡崎広大, 平田勝弘：「磁気ギアードモータの高調波磁束による伝達トルク向上」2023年電気学会産業応用部門大会, 3-8, pp.III-135-140, 2023.08.
- [47] 米谷晴之ほか：「永久磁石式回転電機」, 特許第7019105号.
- [48] Tao Sun, Ji-Min Kim, Geun-Ho Lee, Jung-Pyo Hong, and Myung-Ryul Choi, “Effect of Pole and Slot Combination on Noise and Vibration in Permanent Magnet Synchronous Motor,” IEEE Trans. Magn., vol. 47, no. 5, pp. 1038-1041, 2011.
- [49] Xiaodong Sun, Zhengwang Xue, Jianguo Zhu, Youguang Guo, Zebin Yang, Long Chen, and Jianfeng Chen, “Suspension Force Modeling for a Bearingless Permanent Magnet Synchronous Motor Using Maxwell Stress Tensor Method,” IEEE Trans. Applied Superconductivity, vol. 26, no. 7, 0608705, 2016.
- [50] Lang Wang, Xiaohua Bao, Chong Di, and Jiaqing Li, “Effects of Novel Skewed Rotor in Squirrel-Cage Induction Motor on Electromagnetic Force,” IEEE Trans. Magn., vol. 51, no. 11, 8114204, 2015.
- [51] Bin Chen, Yong Xiao, Jinfei Shi, Yusheng Hu, Liyi Li, and Meiyang Liu, “Radial Force Characteristics of a Consequent-Pole Permanent Magnet Synchronous Motor,” IEEE Trans. Industry Applications, vol. 59, no. 6, pp. 6664-6673, 2023.
- [52] 岡本純香, 新口昇, 平田勝弘：「最大伝達トルクを制御可能な磁気ギアードモータ」2022年電気学会産業応用部門大会, 3-14, pp.III-120-125, 2022.
- [53] 岡本純香, 新口昇, 平田勝弘：「最大伝達トルク可変型磁気ギアードモータの電気回路方程式の

- 導出」第31回 MAGDA コンファレンス in 鹿児島, OS-3-1, pp.467-472, 2022.
- [54] 岡本純香, 新口昇, 平田勝弘:「最大伝達トルク可変型磁気ギアードモータの数学モデル」第31回 MAGDA コンファレンス in 鹿児島, OS-3-2, pp.473-478, 2022.
- [55] 岡本純香, 新口昇, 平田勝弘:「電流重畠磁気ギアードモータの組立性と最大伝達トルク制御性向上の検討」電気学会論文誌D, Vol.143, No.5, pp.380-388, 2023.
- [56] 岡本純香, 新口昇, 平田勝弘:「最大伝達トルク可変型磁気ギアードモータの数学モデル」日本AEM学会誌 Vol.31, No.2, pp.191-198, 2023.
- [57] Junka Okamoto, Noboru Niguchi, and Katsuhiro Hirata, "Analytical and Experimental Verifications of Low-Speed Rotor Torque of Magnetic-Geared Motor with Permanent Magnets Only in Stator", Proceedings of the 21st International Symposium on Electromagnetic Fields in Mechatronics, Electrical and Electronic Engineering (ISEF2023), Pavia, Italy, PB-07, 2023.09
- [58] 岡本純香, 新口昇, 平田勝弘:「ステータのみに永久磁石をもつ磁気ギアードモータの低速ロータトルクに関する検証」第32回 MAGDA コンファレンス in 金沢, OS-3-7, pp.51-52, 2023.
- [59] 新口昇, 平田勝弘, 大野勇輝, 小原章:「界磁巻線を持たない可変磁束リラクタンスマータ」電気学会回転機・リニアドライブ・家電・民生合同研究会, LD-14-48, pp.35-40, 2014.
- [60] 小原章, 平田勝弘, 新口昇, 大野勇輝:「電流重畠可変磁束リラクタンスマータ」電気学会論文誌D, Vol.135, No.11, pp.1077-1084, 2015.
- [61] Akira Kohara, Katsuhiro Hirata, Noboru Niguchi, and Yuki Ohno, "Finite-Element Analysis and Experiment of Current Superimposition Variable Flux Machine Using Permanent Magnet", IEEE Trans. Magn., Vol.52, No.9, 8107807, 2016.
- [62] 小原章, 平田勝弘, 新口昇, 大野勇輝:「永久磁石型電流重畠可変磁束モータの性能評価」日本AEM学会誌, Vol.24, No.3, pp.161-166, 2016.
- [63] 新口昇, 平田勝弘, 小原章:「電流重畠可変磁束リラクタンスマータにおける高調波電流」日本AEM学会誌, Vol.25, No.2, pp.70-75, 2017.
- [64] 小原章, 平田勝弘, 新口昇, 高原一晶:「電流重畠可変磁束モータのDC電流制御」日本AEM学会誌, Vol.25, No.2, pp.125-130, 2017.
- [65] 高原一晶, 平田勝弘, 新口昇, 小原章:「電流重畠可変磁束リラクタンスマータの特性検証」電気学会論文誌D, Vol.137, No.8, pp.622-630, 2017.
- [66] 中尾矩也, 赤津觀:「スイッチトリラクタンスマータに特化したベクトル制御」電気学会論文誌D, Vol.134, No.12, pp.1006-1015, 2014.
- [67] Shou Qiu, Daichi Makihara, and Kyohei Kiyota, "Torque Ripple Suppression and Current Regulation for Vector Controlled Switched Reluctance Motors", Proceedings of 2022 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition (ECCE), 2022.10.
- [68] Heng Yuan, Shintaro Yano, Shou Qiu, and Kyohei Kiyota, "Acoustic Noise Performance of Vector Controlled Switched Reluctance Motor with Radial Force Ripple Suppression", Proceedings of 2023 26th International Conference on Electrical Machines and Systems (ICEMS), 2023.11.
- [69] N. Nakao, and K. Akatsu, "Vector control specialized for switched reluctance motor drives", Proceedings of 2014 International Conference on Electrical Machines (ICEM), 2014.9.
- [70] Naoki Tashiro, Shota Sawasato, and Kenji Nakamura, "A Novel Control Method for In-wheel SR Motor to Implement Torque Vectoring Control for Compact EV", Proceedings of 2020 23rd International

- Conference on Electrical Machines and Systems (ICEMS), 2020.11.
- [71] 岡本純香, 米谷晴之, 鈴木寛典, 岡崎広大, 高村優, 新口昇, 平田勝弘:「磁気ギアードモータのトルクリップルとその低減手法」電気学会 モータードライブ・回転機 合同研究会, RM-23-083, pp.13-18, 2023.
- [72] Byungtaek Kim, Thomas A. Lipo, "Operation and Design Principles of a PM Vernier Motor," IEEE Trans. Magn., vol. 50, no. 6, pp. 3656-3663, 2014.
- [73] Byungtaek Kim, "Design of a PM Vernier Machine with Consideration for Modulation Flux and Comparison with Conventional PM motors," Energies, vol. 10, no. 1819, 2017.
- [74] Yanlei Yu, Yulong Pei, Feng Chai, and Martin Doppelbauer, "Performance Comparison Between Permanent Magnet Synchronous Motor and Vernier Motor for In-Wheel Direct Drive", IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 70, no.86, 2023.
- [75] Liang Xu, Guohai Liu, Wenxiang Zhao, Jinghua Ji, Huawei Zhou, Wanxiang Zhao, and Tingting Jiang, "Quantitative Comparison of Integral and Fractional Slot Permanent Magnet Vernier Motors", IEEE Trans. Energy Conversion, vol. 30, no.4, 2015.
- [76] Min-Fu Hsieh, Chia-Yuan Chang, Thanh-Anh Huynh, and D. G. Dorrell, "Design and Analysis of Consequent-Pole Permanent Magnet Vernier Motor With Cancellation of Even-Order Harmonics," IEEE Trans. Magn., vol. 59, no. 11, 8204406, 2023.
- [77] Yiqiang Chen, Xiaoyong Zhu, Li Quan, Zixuan Xiang, Yi Du, and Xiaoxiao Bu, "The Magnetic Field Analytical Calculation in a Novel Double Air-Gaps Permanent Magnet Vernier Synchronous Motor," IEEE Trans. Magn., vol. 57, no. 9, 8203804, 2021.
- [78] Fan Yang, Ying Xie, and Wei Cai, "A V-Shaped PM Vernier Motor With Enhanced Flux-Modulated Effect and Low Torque Ripple," IEEE Trans. Magn., vol. 54, no. 11, 8107409, 2021.
- [79] 牧田 真治, 伊藤 靖英, 青山 知弘, 道木 慎二 :「高巻線係数と高占積率を両立する新しい巻線構造を持つ永久磁石同期モータ」電気学会論文誌 D, Vol.134, No.12, pp.1031-1037, 2014.
- [80] Rundong Huang, Zhiping Dong, Yuxin Liu, Senyi Liu, and Chunhua Liu, "A Novel Concentric Winding Axial-Flux Permanent Magnet Machine with High Winding Factor", Proceedings of IECON 2023- 49th Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society, 2023.10.
- [81] Jiajun Zhu, and Zhihui Chen, "Design of Unequal Width Stator Teeth Permanent Magnet Motor Based on Actual Winding Factor", Proceedings of 2023 26th International Conference on Electrical Machines and Systems (ICEMS), 2023.11.

業績一覧

論文

筆頭論文

(1) 岡本純香, 新口昇, 平田勝弘

“電流重疊磁気ギアードモータの組立性と最大伝達トルク制御性向上の検討”

電気学会論文誌 D, Vol.143, No.5, pp.380-388, 2023.05

(2) 岡本純香, 新口昇, 平田勝弘

“最大伝達トルク可変型磁気ギアードモータの数学モデル”

日本 AEM 学会誌 Vol.31, No.2, pp.191-198, 2023.06

(3) 岡本純香, 新口昇, 平田勝弘

“埋込磁石型磁気ギアードモータの最大伝達トルク向上”

日本 AEM 学会誌 Vol.32, No.1, pp.17-23, 2023.07

(4) Junka Okamoto, Noboru Niguchi, Katsuhiro Hirata

" Finite Element Analysis and Experimental Verifications of Low Speed Rotor Torque of Magnetic Geared Motor with Permanent Magnets Only in Stator"

International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics, 掲載決定

共著論文

(1) 新口昇, 平田勝弘, 岡本純香

“磁気ギアードモータの位置センサレス制御による自動 d 軸推定”

第 35 回 「電磁力関連のダイナミクス」 シンポジウム, OS3-4-7, pp.274-279, 2023.06

(2) 新口昇, 岡本純香, 鈴木寛典, 竹村望, 平田勝弘

“12/10 スイッチトリラクタンスマータのスターへックス変換に関する考察”

第 32 回 MAGDA コンファレンス in 金沢, OS-3-9, pp.55-56, 2023.11

(3) 新口昇, 平田勝弘, 岡本純香

“磁気ギアードモータの位置センサレス制御による自動 d 軸推定”

日本 AEM 学会論文誌, Vol.32, No.1, 2024

(4) 新口昇, 岡本純香, 鈴木寛典, 竹村望, 平田勝弘

“12/10 スイッチトリラクタンスマータのスターへックス変換に関する考察”

日本 AEM 学会論文誌, Vol. 32, No. 2, pp. 325-330, 2024

学会予稿

国内

(1) 岡本純香, 新口昇, 平田勝弘

“最大伝達トルクを制御可能な磁気ギアードモータ”

2022年電気学会産業応用部門大会, 3-14, pp.III-120-125, 2022.08

(2) 岡本純香, 新口昇, 平田勝弘

“最大伝達トルク可変型磁気ギアードモータの電気回路方程式の導出”

第31回 MAGDA コンファレンス in 鹿児島, OS-3-1, pp.467-472, 2022.11

(3) 岡本純香, 新口昇, 平田勝弘

“最大伝達トルク可変型磁気ギアードモータの数学モデル”

第31回 MAGDA コンファレンス in 鹿児島, OS-3-2, pp.473-478, 2022.11

(4) 岡本純香, 新口昇, 米谷晴之, 鈴木寛典, 岡崎広大, 平田勝弘

“埋込磁石型磁気ギアードモータの最大伝達トルク向上”

第35回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム, OS3-4-8, pp.280-285, 2023.06

(5) 岡本純香, 米谷晴之, 鈴木寛典, 岡崎広大, 高村優, 新口昇, 平田勝弘

“磁気ギアードモータの伝達トルクに寄与する基本波磁束の分析”

電気学会 回転機・リニアドライブ・家電・民生合同研究会, RM-23-052, pp.31-36, 2023.08

(6) 岡本純香, 新口昇, 米谷晴之, 鈴木寛典, 岡崎広大, 平田勝弘

“磁気ギアードモータの高調波磁束による伝達トルク向上”

2023年電気学会産業応用部門大会, 3-8, pp.III-135-140, 2023.08

(7) 岡本純香, 米谷晴之, 鈴木寛典, 岡崎広大, 高村優, 新口昇, 平田勝弘

“磁気ギアードモータのトルクリップルとその低減手法”

電気学会 モータードライブ・回転機 合同研究会, RM-23-083, pp.13-18, 2023.10

(8) 岡本純香, 新口昇, 平田勝弘

“ステータのみに永久磁石をもつ磁気ギアードモータの低速ロータトルクに関する検証”

第32回 MAGDA コンファレンス in 金沢, OS-3-7, pp.51-52, 2023.11

海外

(1) Junka Okamoto, Noboru Niguchi and Katsuhiro Hirata

“Proposal of a Magnetic-Geared Motor with Controllable Maximum“

Proceedings of the 2022 International Conference on Electrical Machines and Systems (ICEMS2022), Chiang Mai, Thailand, No.12, Paper ID:1570815204, p.89, 2022.11

(2) Junka Okamoto, Noboru Niguchi, Haruyuki Kometani, Hironori Suzuki, Kodai Okazaki and Katsuhiro Hirata
“Enhanced Assemblability and Maximum Transmission Torque of Interior Permanent Magnet Magnetic-Geared Motor”

Proceedings of Intermag2023, Sendai, Japan, HOA-01, 2023.05

(3) Junka Okamoto, Noboru Niguchi, Katsuhiro Hirata

“Analytical and Experimental Verifications of Low-Speed Rotor Torque of Magnetic-Geared Motor with Permanent Magnets Only in Stator”

Proceedings of the 21st International Symposium on Electromagnetic Fields in Mechatronics, Electrical and Electronic Engineering (ISEF2023), Pavia, Italy, PB-07, 2023.09

(4) Junka Okamoto, Noboru Niguchi, Katsuhiro Hirata

“Mathematical Model of Magnetic-Geared Motor with Permanent Magnets Only in Stator”

Proceedings of ISEM2023 (21st International Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics), Hachioji, Tokyo, PB-1a-10, 2023.11

(5) Junka Okamoto, Noboru Niguchi, Katsuhiro Hirata

“Mathematical Model of Magnetic-Geared Motor with Permanent Magnets Only in Stator”

Proceedings of Power Electronics, Machines and Drives 13th (PEMD 2024), Nottingham, UK, 参加決定

受賞

(1) AEM 学会 奨励賞, 2023 年 11 月

論文名“埋込磁石型磁気ギアードモータの最大伝達トルク向上”

(2) 電気学会リニアドライブ技術委員会 奨励賞, 2023 年 8 月

論文名“磁気ギアードモータの高調波磁束による伝達トルク向上”

(3) 電気学会産業応用部門 優秀論文発表賞 本部表彰, 2024 年 2 月

論文名“磁気ギアードモータの伝達トルクに寄与する基本波磁束の分析”

特許

乙坂純香ほか：「磁気ギアード回転電機」，特願 2023-174039.

謝辞

本研究を進めるにあたり、指導教官である大阪大学大学院工学研究科の新口昇助教には、研究に関するご指導だけでなく、技術者としての心構えや生き方について多くのご教授を賜りました。また、研究に集中できる設備や環境をご提供いただき、国内外問わず多数の発表と振返りの機会をいただきました。ここに、心からの敬意を表し、厚く御礼申し上げます。

研究全般に関してお世話になりました、大阪大学産業科学研究所の平田勝弘特任教授、大阪大学大学院工学研究科の宮坂史和准教授に、深く感謝いたします。また、博士論文の副査を引き受けさせていただきました、大阪公立大学大学院工学研究科の森本茂雄教授、大阪大学大学院工学研究科の舟木剛教授、倉敷哲生教授、神原淳教授には、論文執筆の上で非常に有益なご助言を賜りました。ここに厚く御礼申し上げます。

また、技術交流会において本論文の内容を議論させていただきました、三菱電機株式会社先端技術総合研究所の米谷晴之博士、満田宇宙博士、岡崎広大博士、三好将仁博士、寺家尚哉氏、名古屋製作所の高村優氏、コンポーネント製造技術センターの鈴木寛典博士には、活発な議論を通して多くのことを学ばせていただき、論文執筆の上で大変貴重なご助言を賜りました。ここに厚く御礼申し上げます。

また、複数回の国内外の研究発表の機会をいただきました、三菱電機株式会社コンポーネント製造技術センター モーター製造技術推進部 前部長の仲興起氏、現部長の司城大輔氏、投稿論文について貴重なご助言をいただいた回転機開発グループ元グループリーダーの亀山正樹氏、前グループリーダーの坂上篤史氏に、深く感謝いたします。

そして、当研究室の先輩方、同輩、後輩の皆様には、研究室での研究会や学会などで大変お世話になりました。ここに深く感謝いたします。

最後に、2年半の間、研究に没頭できたのは家族の支えのおかげです。特に、社会人ドクターとして大学に入学する道を賛成し、いつも心の支えとなってくれた夫の乙坂晃弘さん、大学からの帰宅時間が遅い時には車で迎えに来てくれた父の岡本幸吉さんに心から感謝します。