

波力発電用永久磁石型小型リニア発電機の
特性解析に関する研究

平成28年8月

日本大学大学院理工学研究科博士後期課程

電気工学専攻

裴 辰 玟

目次

第1章	序論	1
1.1	はじめに	1
1.2	研究の背景	3
1.3	研究の目的	4
1.4	本論文の構成	4
1.5	参考文献	5
第2章	波力発電用リニア発電機の検討条件	6
2.1	はじめに	6
2.2	波について	6
2.3	波の速度の適用	6
2.4	発電機可動子の最大移動距離の推定	7
2.4.1	単振動について	7
2.4.2	変位	8
2.5	まとめ	9
2.6	参考文献	9
第3章	リニア発電機について	10
3.1	はじめに	10
3.1.1	リニア発電機の概要	11
3.1.2	リニア発電機的设计プロセス	11
3.2	リニア発電機の目標仕様	12
3.3	発電機の物理的な構造	12
3.3.1	磁極のピッチ	12
3.3.2	固定子の長さ	12
3.4	永久磁石について	13
3.4.1	永久磁石の厚み	13
3.4.2	永久磁石の幅	15
3.4.3	永久磁石の最大エネルギー積	15
3.4.4	永久磁石表面から離れた点での磁界の強さ（四角柱磁石）	16
3.4.5	選定した永久磁石の仕様	17
3.5	固定子のヨーク	18
3.5.1	固定子の磁束分配による推定	18
3.5.2	基本波励磁磁束による推定	18
3.6	巻線係数	19
3.6.1	每極每相のスロットの数	19
3.6.2	スロットのピッチ	20
3.6.3	分布係数の計算	20
3.6.4	短節係数の計算	20

3.6.5	巻線係数の計算	21
3.7	固定子の漏れリアクタンス	21
3.7.1	固定子の漏れインダクタンス	22
3.7.2	スロットのパーミアンス	23
3.7.3	スロットの開口部パーミアンス	24
3.7.4	コイル端のパーミアンス	25
3.8	磁気回路	26
3.8.1	磁気抵抗の計算	27
3.8.2	自己インダクタンスの計算	35
3.8.3	磁気等価回路	38
3.8.4	磁気吸引力	40
3.9	固定子スロットの設計	40
3.9.1	スロットの設計条件	40
3.9.2	銅線の計算	42
3.9.3	巻線仕様によるスロットの計算	43
3.10	コイルの巻線抵抗計算	44
3.11	カーター係数	45
3.12	同期リアクタンス	46
3.12.1	電機子反作用リアクタンス	46
3.12.2	励磁形状係数	46
3.12.3	電機子反作用形状係数	46
3.12.4	永久磁石の励磁形状係数	47
3.12.5	各軸の同期リアクタンス	48
3.13	無負荷誘導起電力	48
3.14	等価回路による負荷特性の算定	48
3.14.1	出力電力の誘導1 (巻線損失含まず)	51
3.14.2	出力電力の誘導2 (巻線損失含む)	52
3.15	電気装荷	52
3.16	電磁推力	53
3.17	出力係数	54
3.18	まとめ	56
3.19	参考文献	56
第4章	有限要素解析のための解析条件設定と解析	59
4.1	はじめに	59
4.2	解析条件	59
4.3	動磁場解析の往復運動について	60
4.3.1	等速直線運動について	61
4.3.2	正弦波運動について	62
4.4	材質設定	65
4.4.1	永久磁石の材質設定	65
4.4.2	電磁鋼板の磁気特性の設定	65

4.5	外部インターフェース連携解析設定	67
4.6	要素分割 (mesh)	68
4.6.1	本研究での要素分割について	68
4.6.2	収束精度 (Convergence) について	70
4.7	FFT解析について	71
4.7.1	FFT解析対象の波形の取得	72
4.7.2	FFT解析結果	72
4.8	まとめ	73
4.9	参考文献	73
第5章	リニア発電機の磁場解析	74
5.1	はじめに	74
5.2	リニア発電機の解析基本モデル	74
5.3	要素分割	79
5.4	静磁場解析	79
5.4.1	磁束密度	80
5.4.2	磁束ベクトル	82
5.5	自己インダクタンスの解析	83
5.5.1	インダクタンスのマトリックス解析	83
5.5.2	インダクタンスのマトリックス解析のまとめ	85
5.6	動磁場解析	85
5.6.1	磁束分布	86
5.6.2	磁束ベクトル	87
5.6.3	鎖交磁束と磁束密度の計算	88
5.6.4	誘導起電力	90
5.7	FFT解析	91
5.8	まとめ	93
5.9	参考文献	93
第6章	リニア発電機の性能改善解析	94
6.1	はじめに	94
6.2	改善対策について	94
6.2.1	改善対策の考察	94
6.2.2	改善対策モデルの概要	94
6.2.3	詳細改善内容	96
6.3	改善モデルの解析	98
6.3.1	静磁場解析	98
6.3.2	動磁場解析	99
6.3.3	誘導起電力	103
6.4	FFT解析	105
6.5	まとめ	107
6.6	参考文献	107

第7章 結論	108
7.1 本研究の成果	108
7.2 今後の課題	109
謝辞	111

第1章 序論

1.1 はじめに

近年では、地球温暖化対策として自然エネルギーを用いる発電システムが多く導入されている。その中の波力発電は、波の運動エネルギーを電気エネルギーに変換する発電システムであり、様々な研究が約一世紀前に始まった。特に、波の単位面積当たりのエネルギーは、太陽光や風力に比べて大きいと、次世代の再生可能エネルギー源として注目されている。

世界の波の単位幅当たりパワーの分布を Fig. 1.1 に示す⁽¹⁾。



Fig. 1.1 Wave power energy worldwide (kW/m).

Fig. 1.1 に示す波の単位幅当たりパワーの分布をみると、Europe の場合 40-90kW/m であるが、日本の場合は、10-20kW/m 程度と小さい⁽²⁾。

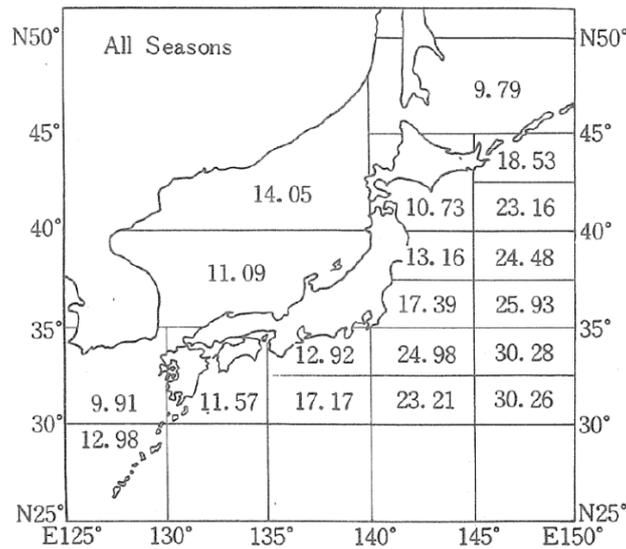


Fig. 1.2 Distribution of wave power of the Japan's coastal waters (kW/m).

Fig. 1.2 は、日本近海の海区を 19 個に分割して、波の単位幅当たりパワーの年間の平均値を示している⁽³⁾。Fig. 1.2 の日本列島の東側は場所によって異なるが 10-30kW/m で、西側は 11kW/m 程度で場所による差が小さい。しかし、波の単位幅当たりパワーは、風の影響が大きいため季節変動を確認する必要があり、前田のデータ⁽³⁾から抜粋したものを Table 1.1 に示す。このデータは、Fig. 1.2 のデータと同じであるが、19 個の海区の内、県管轄の沿岸部のみのデータを整理してある。県番号については、JIS 規格 (JIS X 0401) により指定しているが、県番号を代表的に示し、重複する県番号は方位で区分している。また、前田のデータ⁽³⁾では、北海道の西から秋田県と島根県までの海区は沿岸部と沖合に区分されていないため、他の海区と同じ条件として比較することは、多少誤差がある。

Table 1.1 The wave power of the coastal regions of the country in the seasonal variation (kW/m).

Prefecture cord	Prefecture	Spring	Summer	Autumn	Winter
1-N	Hokkaido north	17.63	5.41	16.3	19.09
1-E	Hokkaido east	25.18	7.45	23.02	25.49
2-E	Aomori east	8.17	6.01	12.49	19.84
2-W	Aomori west	7.51	4.54	21.27	20.55
3	Iwate , Miyagi	13.07	10.13	13.55	13.39
7	Fukushima , Ibaraki	16.64	11.92	19.83	20.53
12	Chiba	23.32	13.57	24.28	36.06
22	Shizuoka , Aichi , Mie	12.36	10.77	13.32	14.78
39	Kochi , Oita , Miyazaki	10.73	11.69	12.19	11.55
46	Kagoshima	8.64	8.68	10.21	24.13
47	Okinawa	10.12	11.23	15.26	16.2
5	Akita , Yamagata , Niigata	8.6	4.52	12.1	17.39

Table 1.1 に示すデータをバークラフの形態に変換して Fig. 1.3 に示す。

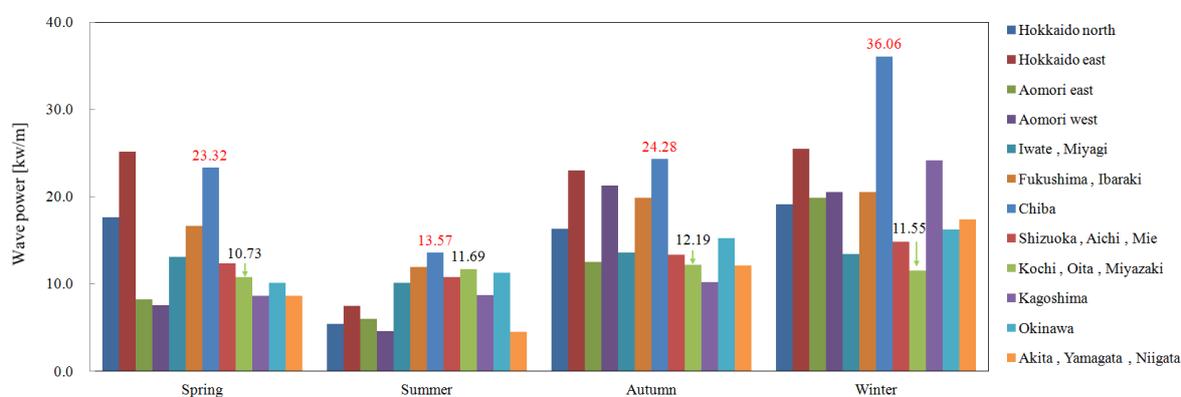


Fig. 1.3 The wave power of the coastal regions of the country in the seasonal variation of the bar graph form(kW/m).

Fig 1.3 に示すとおり波の単位幅当たりパワーの季節変動は、夏季が小さく冬季が大きくなっている⁽³⁾。

波力発電方式には、波の上下運動と水平運動をエネルギー源として用いた直接発電方式があり、浮体式と固定式に分類することができる。固定式には、コイルと永久磁石を配置して、一方を固定し、もう一方を上下に往復運動させるリニア発電機がある。このリニア発電機を採用した海外の開発例を Fig. 1.4 に示す⁽⁴⁾⁽⁵⁾。

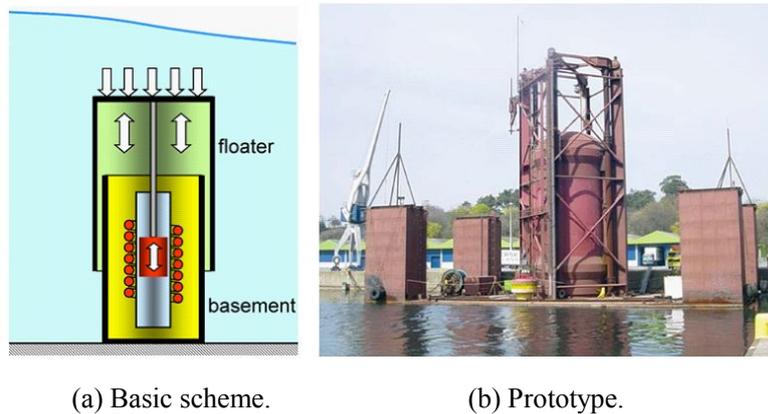


Fig. 1.4 Linear generator of Teamwork Technology BV⁽⁵⁾.

これは、オランダの Teamwork Technology BV 社が開発した大型波力発電システムであり、2MW のリニア発電機を採用している。このシステムは、海底に発電機のコイル部分を固定させ、波のエネルギーで永久磁石を上下運動させる仕組みであり、現在でも研究・開発が進められている。

また、国内でもリニア発電機を採用する直接変換方式の波力発電システムの研究が行われているが、まだ、基礎検討段階である。特に、リニア発電機の試作品制作費用が高く（本研究でのリニア発電機の場合、100 万円/1 台）、模擬実験用の造波装置⁽⁶⁾などの準備が容易ではなく、実際の海での実験場所も限定される。そのため、研究の初期段階から実機を用いる特性確認は、難しい面がある。

1.2 研究の背景

小型波力発電システムには、波の上下運動エネルギーを直接電気エネルギーに変換するリニア発電機が多く検討されている。この方式は、他の方式より、内部構造が簡単で耐久性と変換効率が高いため、先行研究が海外や国内を含め、数十編程度の論文が発表されている⁽⁷⁾⁽⁸⁾。

永久磁石型リニア発電機の場合、固定子スロットの構造や巻線方法などが発電電力に大きく影響する。そして、正弦波的な波の上下運動および速度は、磁極のピッチと発電機の寸法算定に関連が深い。特に、発電機の可動部が上下運動時に、波高が可動部の移動距離より長い時は、可動部が止まるため、発電ができない時間である。また、可動部の運動は上下方向であるため、移動方向が変わる時も発電ができない時間である。これは、可動部の方向が反転する時、物理的に止まる瞬間であり、波高と可動子の長さの比率により変わる。そのため、リニア発電機の出力検証には、実際の波と同じような正弦波運動で解析する必要がある。

一般的な研究では、機械的模擬試験機と有限要素法などの数値解析を用いて出力検証や電氣的

特性確認が行われている。その内、有限要素法を用いる解析では、二次元モデルの静磁場解析が多い⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。この静磁場解析は、解析モデルを移動運動させるモーション解析である動磁場解析と異なるため、移動磁界による誘導起電力や磁束分布などを確認することができない。その代わりに、動磁場解析では、発電機のモデル要素を移動させることができるので、機械的な模擬試験と同じように移動磁界による誘導起電力や磁束分布などが確認できる。

1.3 研究の目的

本研究の目的は、定格出力が数百ワット程度の小型波力発電システムに用いる永久磁石型リニア発電機の実用化に向けた基礎研究である。そのため、波の速度を単振動で近似してリニア発電機の可動部の移動速度、リニア発電機の永久磁石の磁極ピッチとスロットの構造、負荷特性式およびリニア発電機の寸法を推定できる計算方法を体系的に整理する。また、有限要素法解析ソフト（Maxwell 3D）を用いてリニア発電機の誘導起電力および磁気特性を確認する。特に、単振動に近似した波を発電機の入力源として用いるとともに、近似化された波高に可動部の移動距離を合わせた正弦波運動での三次元モデルの動磁場解析を実施する。そして、磁場解析による初期特性結果に基づき、リニア発電機の実用化に向けた開発方針を提示することである。一つの例として、養殖場の沖合化に対する標準化浮消波堤に設置されたリニア発電機の様子を Fig. 1.5 に示す。

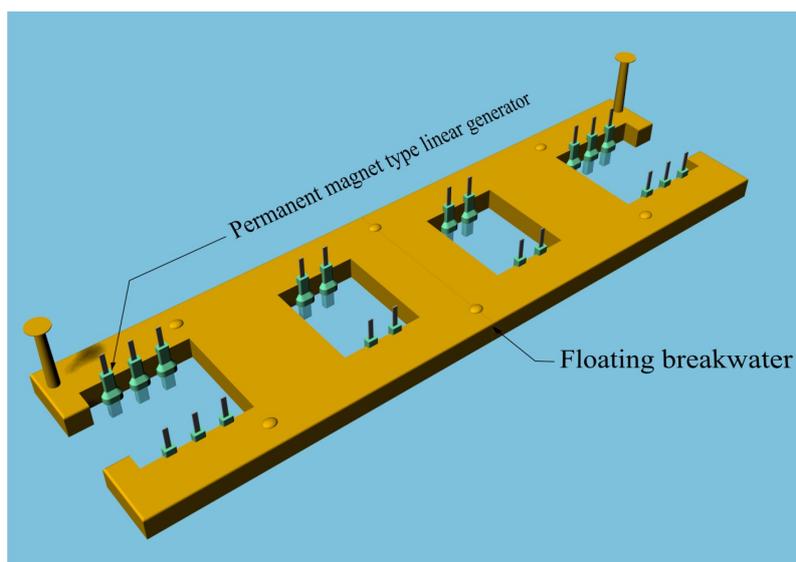


Fig. 1.5 Imaginary picture of the installed linear generator in the floating breakwater.

浮消波堤の消波対象波⁽¹²⁾によって異なるが、リニア発電機を浮消波堤の内側に設置すると、高い波から発電機を保護できるメリットがある。もちろん、発電機の流失などの安全対策も十分に検討する必要がある。

1.4 本論文の構成

本論文は、本章を除いて下記のように構成される。

第2章：波を単振動に近似して発電機の入力源とし、リニア発電機の寸法を見積もるための発電機の移動速度などについて述べる。

第3章：永久磁石型リニア発電機の設計に関する永久磁石の寸法選定、スロットの構造、巻線係数による高調波次数成分の推定、磁気回路の漏れインダクタンス、新しい方法を適用した磁気抵抗の計算などを整理する。

第4章：有限要素法解析で重要な解析条件の設定方法および解析の制限事項を回避する新しい方法について説明する。特に、正弦波往復運動の解析方法について述べる。

第5章：リニア発電機の磁場解析について詳細に説明する。特に、静磁場解析は自己インダクタンスの計算、動磁場解析は誘導起電力と鎖交磁束の確認およびFFT解析結果について述べる。

第6章：リニア発電機の性能改善解析を実施し、結果をまとめ今後の実用化に向けた研究方針について述べる。

第7章：結論であり、本研究で得られた結果と今後の課題について述べる。

1.5 参考文献

- (1) http://www.asiabiomass.jp/topics/1212_04.html
- (2) NEDO 再生可能エネルギー技術白書(第2版)第6章海洋エネルギー
- (3) 前田久明, 木下健 : 「波浪発電」, 生産研究, 31 巻 11 号, p. 718, (1979-11)
- (4) <http://cdn.intechopen.com/pdfs-wm/42182.pdf>
- (5) Learning experience of AWS pilot plant test offshore Portugal. FE, Gardner. s.l : “Proceedings of 6th European Wave Energy Conference2005” , pp. 149–154.
- (6) <http://www.nmri.go.jp/news/topics/zouha/>
- (7) Danson M. Joseph, Willie A. Cronje : “Design and Analysis of a Double-Sided Tubular Linear Synchronous Generator with Particular Application to Wave-Energy Conversion” , IEEE PES PowerAfrica 2007 - Conference and Exhibition Johannesburg, South Africa, pp. 16-20 (2007-7)
- (8) Vincenzo Delli Colli, Piergiacomo Cancelliere : “A Tubular-Generator Drive For Wave Energy Conversion” , IEEE TRANSACTIONS ON INDUSTRIAL ELECTRONICS, VOL. 53, NO. 4, (2006-8)
- (9) Rieghard Vermaak : “Development of a novel Air-Cored Permanent Magnet Linear Generator for Direct Drive Ocean Wave Energy Converters” , Stellenbosch University, p.14, (2012-3)
- (10) Rajkumar Parthasarathy : “LINEAR PM GENERATOR FOR WAVE ENERGY CONVERSION” , Anna University, pp. 25-26, (2012-5)
- (11) 畠中 建太, 真由 雅之, 森本 茂雄 : 「磁石コストと使用環境を考慮した波力発電用リニア同期発電機構造の検討」, 日本 AEM 学会誌 Vol. 17, No.4, (2009)
- (12) 高木 儀昌 : 「8 浮消波堤による養殖場沖合化の取り組み (<特集>これからの沿岸・港湾の開発)」, Techno marine : bulletin of the Society of Naval Architects of Japan , 日本造船学会誌 09168699, 公益社団法人日本船舶海洋工学会, pp. 805-809, (1996-11)

第2章 波力発電用リニア発電機の検討条件

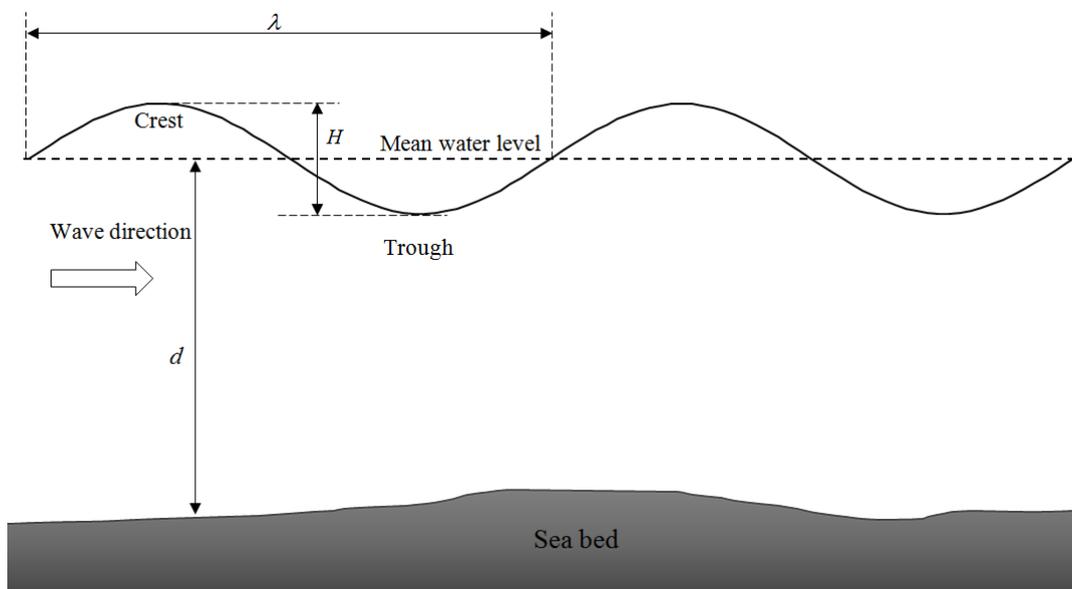
2.1 はじめに

波のエネルギーを計算式で示すことは非常に複雑である。しかし、波の上下運動は正弦波運動であるため単振動として近似することができる。

従来、リニア発電機を用いる波力発電システムの出力検証では、波の上下運動を等速運動として近似して実験する場合が多い。この場合、近似した等速運動は海での波の上下運動と異なる。そのため、等速運動での検証結果は妥当ではない。そして、波の速度はリニア発電機の寸法推定と磁極のピッチ計算に重要な変数である。また、波の波高値は、リニア発電機の可動部の移動距離の推定と関連性が深い。そこで本章では、波の上下運動を正弦関数の単振動で近似し、可動子の移動速度および波の波高値から、可動部の移動距離の推定法について述べる。

2.2 波について

波の構成成分を Fig. 2.1 に示す⁽¹⁾⁽²⁾。



但し、 λ : 波長 [m]、 H : 最大変位 (振幅) [m]、 d : 水深 [m]

Fig. 2.1 Progressive surface wave parameters.

波の速度 v は、式(2.2-1)のように示すことができる⁽²⁾⁽³⁾。

$$v = f\lambda = \frac{\lambda}{T} \text{ [m/s]} \quad (2.2-1)$$

但し、 λ : 波長 [m]、 T : 周期 [s]

2.3 波の速度の適用

本研究での波の基準速度として全国港湾海洋波浪情報網 (ナウファス) に公開されている新潟港の波浪データを参照した⁽⁵⁾。本来は、一年または数年分のデータをまとめる必要があるが、本

研究での適用は最適な設置場所の選定ではなく波の速度の例として用いるため、一部のデータのみ引用している。このデータは2013年11月頃に測定されたものであり、Fig. 2.2 に示す。

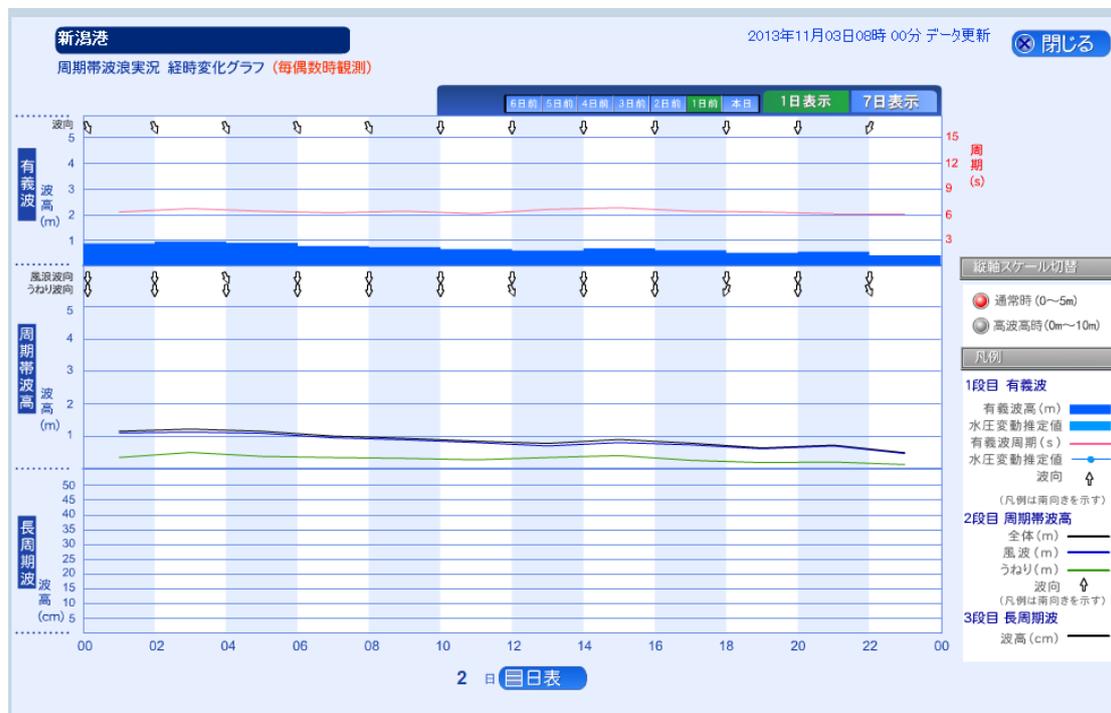


Fig. 2.2 Measured Niigata Port of wave data.

Fig. 2.2 に示す波浪データの一週間分の平均値を Table 2.1 に示す。

Table 2.1 Wave condition.

Wave height	H_0	1.5 m
Wave period	T_0	6 s

Table 2.1 から推定してリニア発電機に適用する波の速度 v_e は、式(2.3-1)のように示すことができる⁽²⁾。

$$v_e = \frac{\pi H_0}{T_0} = \frac{\pi 1.5}{6} = 0.785 \text{ m/s} \quad (2.3-1)$$

2.4 発電機可動子の最大移動距離の推定

2.4.1 単振動について⁽⁶⁾

計算された波の速度 v_e を単振動に近似して発電機の可動子の移動距離の範囲を推定することができる。例えば、単振動する直線を x 軸とし、振動の中心を $x=0$ 、 $t=0$ とすると、単振動での変位 x_p は式(2.4-1)のように示すことができる。

$$x_p = r \sin \omega t \text{ [m]} \quad (2.4-1)$$

但し、 r : 等速円運動の半径 [m]

単振動の速度 v は、等速円運動の速度 (= 半径 $r \times$ 角速度 ω) を x 軸に投影したものであり、

等速円運動の速度 $r\omega$ に $\cos \omega t$ を掛けたものと等価であり、式(2.4-2)に示す。

$$v = r\omega \cos \omega t \text{ [m/s]} \quad (2.4-2)$$

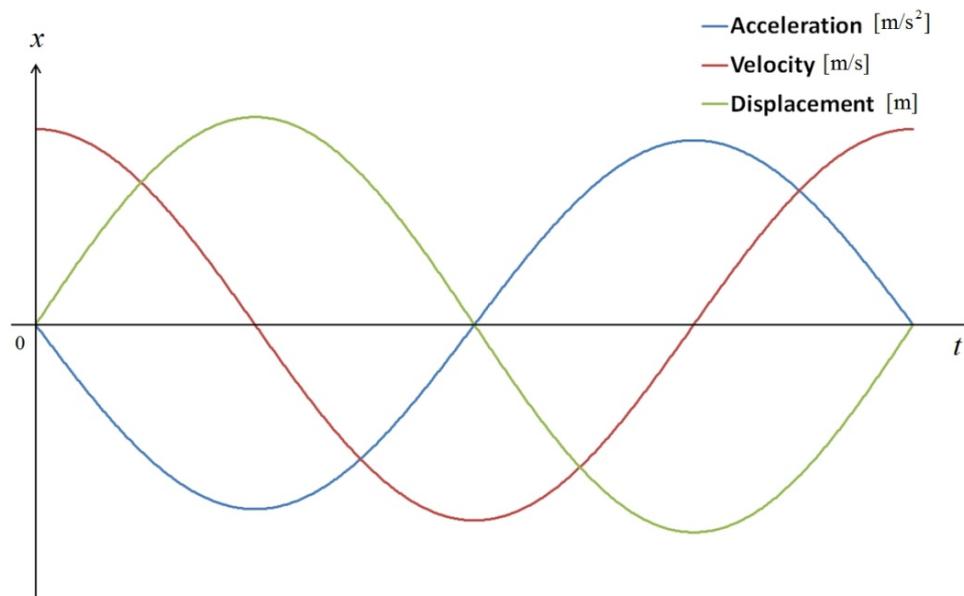
式(2.4-2)を時間微分すると単振動の加速度 a になり、式(2.4-3)のように示すことができる。

$$a = -r\omega^2 \sin \omega t \text{ [m/s}^2\text{]} \quad (2.4-3)$$

また、式(2.4-3)に式(2.4-1)を代入すると、時間 t が削除され、式(2.4-4)のように示すことができる。

$$\begin{aligned} a &= -r\omega^2 \sin \omega t \\ &= -\omega^2 r \sin \omega t \\ &= -\omega^2 x_p \text{ [m/s}^2\text{]} \end{aligned} \quad (2.4-4)$$

単振動での速度と加速度および変位の関係を Fig. 2.3 に示す。



但し、x 軸の要素が 3 つあるため、軸の区分表示を省略している。

Fig. 2.3 View of displacement and velocity and acceleration in simple harmonic motion.

実際に、物体を正弦運動させた時、Fig. 2.3 に示すような曲線が再現できれば、単振動で運動したことになるので、式(2.4-2)を後述する 5 章の有限要素法解析の正弦運動の移動速度として適用する。但し、本研究では、単振動を引き起こす復元力の考察は省略している。

2.4.2 変位

変位 A に対する波の速度 v_e は式(2.4-5)に示すことができる⁽⁴⁾。

$$v_e = \frac{2\pi A}{T} \text{ [m/s]} \quad (2.4-5)$$

正弦波の平均値から波の平均速度 v_{ave} を式(2.4-6)に示す。

$$v_{ave} = \frac{2\pi A}{T} \frac{2}{\pi} = \frac{4A}{T} \text{ [m/s]} \quad (2.4-6)$$

ここで、式(2.4-2)を用いて変位 A を求めると、式(2.4-7)のように示すことができる。

$$A = \frac{\pi v_{ave}}{2\omega} = \frac{\pi v_{ave}}{2(2\pi f)} = \frac{v_{ave}}{4f} = \frac{T v_{ave}}{4} \quad [\text{m}] \quad (2.4-7)$$

2.5 まとめ

本章における検討では、波力発電システムに用いるリニア発電機の寸法と磁極のピッチの算定に必要な波の速度の適用方法を明らかにした。また、波の運動を単振動で近似して可動子の移動速度を算定した。そして、波の波高値からリニア発電機の可動部の移動距離の算定に必要な変位を推定した。

2.6 参考文献

- (1) Bostrom, C. : “Electrical system for wave energy conversion” , Acta Universitatis Upsalienis, p. 25 (2011-2)
- (2) Aaron H. VanderMeulen : “Novel Control of a Permanent Magnet Linear Generator for Ocean Wave Energy Applications” , Oregon State University, pp. 4-6 (2008-6)
- (3) JOURNEE, J. M. J.; PINKSTER, Jakob : “Introduction in ship hydromechanics” , Delft University of Technology, p. 9 (2002- 8)
- (4) Danielson, O. : “Design of a Linear Generator for Wave Energy plant” , Uppsala University School of Engineering, UPTEC F 03 003, p. 6 (2003-1)
- (5) 全国港湾海洋波浪情報網(ナウファス) : <http://nowphas.mlit.go.jp/index.html>
- (6) Pain H.J : “The Physics of vibrations and waves” , 6th Edition, John Wiley& Sons Ltd, England , ISBN 0-470-01295-1, pp. 4-7, (2005-1)

第3章 リニア発電機について

3.1 はじめに

リニア発電機は、回転形発電機を平面上に切り開いた形で、原理は回転形発電機と同じである。また、界磁である可動子が往復運動して固定子の巻線に移動磁界による誘導起電力が発生する仕組みであり、可動界磁型（Moving magnet type）リニア電動機的设计理論と似ている。

永久磁石を用いる回転形発電機とリニア発電機の断面図を Fig. 3.1 に示す。なお、本研究でのすべての内容は、永久磁石型リニア発電機に限定する。

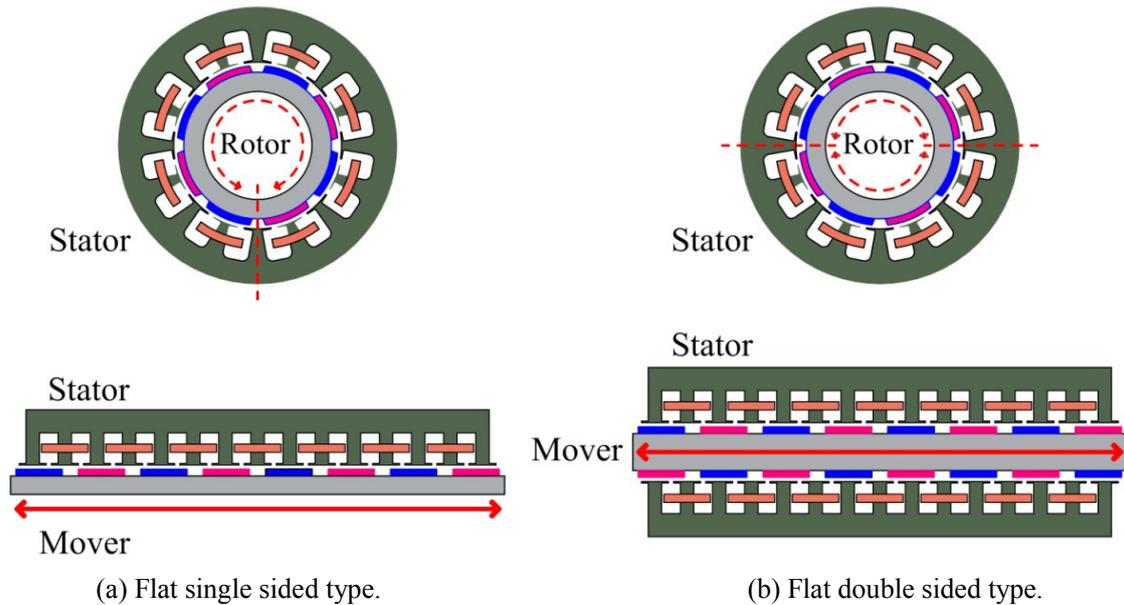


Fig. 3.1 The development of linear machines from rotary machines.

Fig. 3.1(a)は、固定子と可動子が片側のみ配置される片側界磁型で Fig. 3.1(b)は、可動子の両側に固定子が配置される両側界磁型である。

一般にリニア電動機は、移動距離ごとの正確さと電磁推力の強さおよび応答速度の速さが重要視される。一方、リニア発電機の場合は、磁気吸引力が少ない起動特性と誘導起電力が高くなることが重要である。そのため、リニア電動機的设计手法をすべて同じようにリニア発電機へ適用するのは、困難である。

近年では、再生エネルギー源としてリニア発電機を応用した小型波力発電システムに関する先行研究が多くなされている⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁶⁾。しかし、最初に述べたようにリニア発電機は、リニア電動機の理論とよく似ているが、お互いに反対要素が多いので、詳細な設計手法の検討が必要である。

特に、従来の永久磁石型リニア発電機に関する先行研究などでは、固定子と可動子に鉄心入り型を用いることが多い⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁶⁾。この場合、可動子の永久磁石と固定子の間に磁気吸引力が大きくなるため、低い波高（1.25m 以下）⁽⁵⁾で起動できない場合があるとともに、可動子の鉄心が移動軸に対して垂直に積層されるため、可動子の鉄心の上に永久磁石の取り付けが困難である⁽⁴⁾。この場合、永久磁石を取り付けるため可動子の鉄心を別のカバーで囲った後、永久磁石固定用の金具を作ることになり、複雑な構造で製造原価が上がる。

また、コイルの巻線方法をリニア電動機と同じような分布巻を採用した先行研究も多い⁽⁴⁾。波

力発電用のリニア発電機は、海中に設置することが前提であるため、塩分対策および強い耐久性が要求されるので、分布巻のような複雑な巻線方法は適していない。

そこで本章では、永久磁石型リニア形発電機に対する設計手法の内、固定子の寸法推定、磁極のピッチ選定、スロット形状の設計、漏れリアクタンス、各パーミアンスの計算などについて述べる。また、リニア電動機とリニア発電機の負荷特性式は異なるので、これらについても詳細に述べる。

3.1.1 リニア発電機の概要

リニア発電機を波力発電機に用いる場合、波のエネルギーで上下運動する側を可動子と、固定される側を固定子と呼ぶ。

本研究で考察する永久磁石型リニア発電機の外形を Fig. 3.2 に示す。

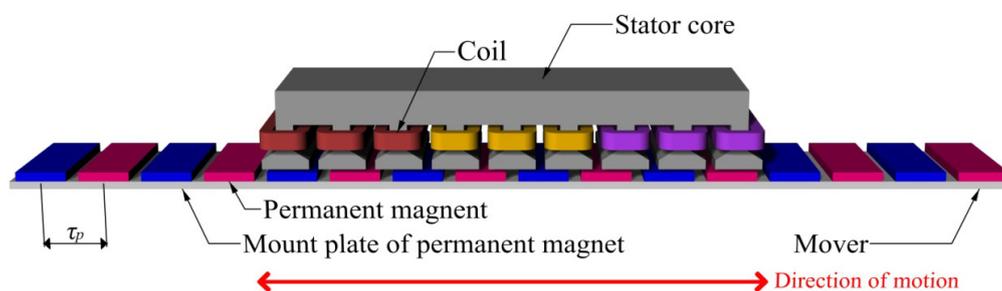


Fig. 3.2 Structure of linear generator.

Fig. 3.2 に示す固定子 (Stator core) は鉄心入り型 (Slotted type) と、鉄心がない空芯型 (Slot-less type) で分類される。鉄心入り型は、永久磁石と固定子間の磁気吸引力が大きいため、低い波高 (1.25m 以下) ⁽⁵⁾ では、起動できない場合がある。しかし、空芯型は磁気吸引力が小さいため、低い波高 (1.25m 以下) ⁽⁵⁾ でも円滑に起動できる。但し、鉄心入り型と空芯型で界磁として用いる永久磁石の体積が等しい場合、変換される磁気エネルギーは、空芯型の方が小さくなる。また、本研究での空芯型とは、巻線に鉄心を採用していないものである。

そこで本研究では、可動部にアルミ板を用いて磁気吸引力を低減させるとともに、取り付ける補助金具がない角形皿穴付き永久磁石を採用した場合のみに限定する。

3.1.2 リニア発電機の設計プロセス

本研究でのリニア発電機の設計手法の手順を以下に示す。

- (1) 目標仕様の設定
- (2) 移動速度の推定：磁極とスロットのピッチや固定子の長さを決定
- (3) 永久磁石の寸法選定
- (4) スロットの構造設計および巻線仕様の決定
- (5) スロットなどのパーミアンス計算による同期リアクタンス計算
- (6) 負荷特性式の計算
- (7) 有限要素法解析ソフトに用いる三次元解析モデルの作成
- (8) 有限要素法解析ソフトによる静磁場と動磁場の解析および形状最適化
- (9) 三次元モデリングソフト (Rhinceros) による試作品の詳細設計

3.2 リニア発電機の目標仕様

本研究のリニア発電機は、三相交流出力のY結線であるとともに、集中巻 (Concentrated winding) 方式で永久磁石を励磁に用いる永久磁石型リニア同期発電機である。

詳細な目標仕様を Table 3.1 に示す。

Description	Value
Output power	300 W
Rated velocity	1.5 m/s
Typical line voltage	110 V
Maximum line voltage	132 V
Number of phase	3
Number of pole pairs	4
Number of slots	9
Permanent magnet	Nd ₂ Fe ₁₄ B : N35

3.3 発電機の物理的な構造

3.3.1 磁極のピッチ

磁極 p は 4 極とし、集中巻であり、空隙部のパーミアンス変動やディテント推力 (Detent force) を抑えるため、スロットの開口部を細くしたセミオープン構造の 9 スロットとした。

2 章の式(2.3-1)の波の速度 v_e を可動子の移動速度 v_s として適用すると、磁極のピッチ τ_p を式(3.3-1)のように求めることができる。

$$\tau_p = \frac{v_s}{2f} = \frac{0.785}{2 \cdot 10} \approx 0.04 \text{ m} \quad (3.3-1)$$

但し、出力周波数 f は 10Hz とした。

3.3.2 固定子の長さ

固定子の長さ L_{st} は、式(3.3-2)で求めることができる。

$$L_{st} = 2p\tau_p = 2 \cdot 4 \cdot 0.04 = 0.32 \text{ m} \quad (3.3-2)$$

固定子と可動子の断面を Fig. 3.3 に示す。

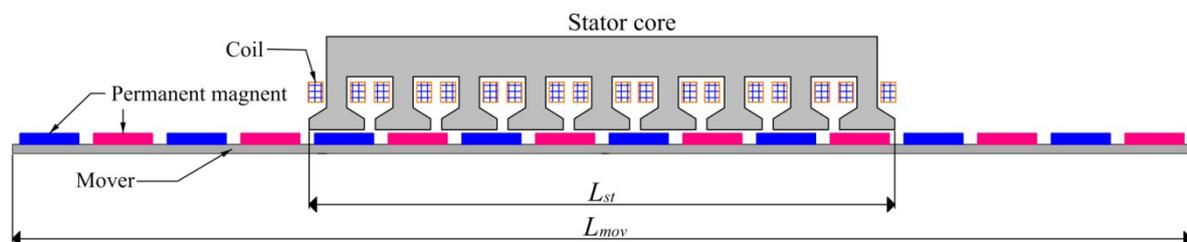
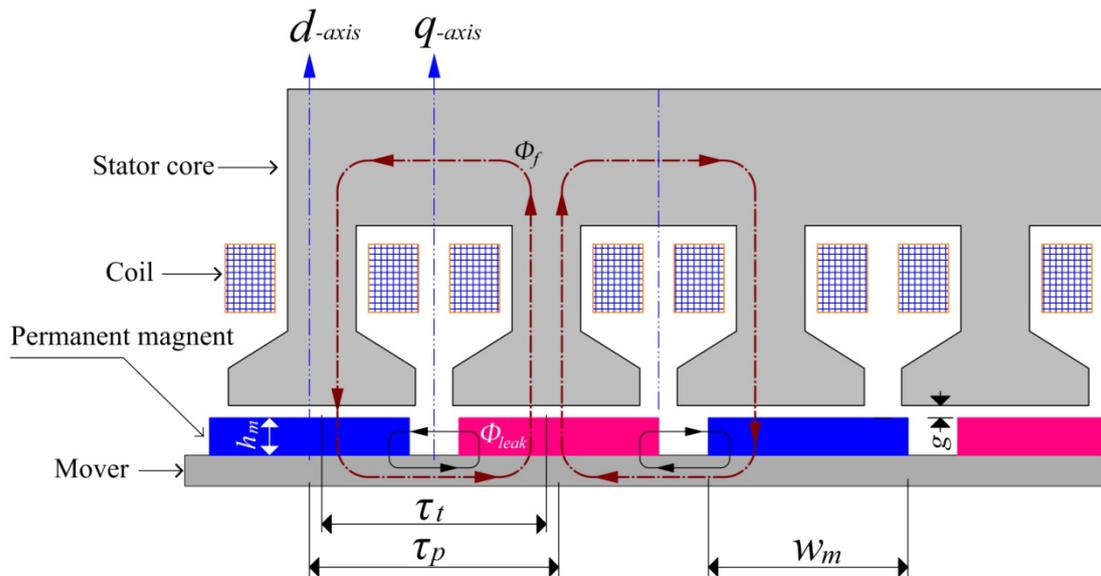


Fig. 3.3 Cross-section of the stator and the mover.

Fig. 3.3 に示す可動子の全体長さ L_{mov} は、固定子の長さ L_{st} より長くする必要がある。可動子と固定子の長さが同じである場合、可動子が固定子の左右の末端部まで移動した時、可動子の上には固定子が存在しないため、固定子のコイルに発生する誘導起電力がゼロ電圧になる。そのため、可動子の全体長さ L_{mov} は、固定子の長さ L_{st} の 2 倍以上を設定する必要がある⁽¹⁾⁽²⁾。ゆえに、可動子の全体長さ L_{mov} は約 0.64m になる。

3.4 永久磁石について

励磁に用いる永久磁石の寸法を計算するため、固定子と可動子の断面の一部を Fig. 3.4 に示す。



但し、 Φ_{leak} : 永久磁石間の漏れ磁束 [Wb]、 h_m : 永久磁石の厚み [m]、 g : 空隙の長さ [m]、 Φ_f : 基本波励磁磁束 [Wb]

Fig. 3.4 Partial cross-section view of the stator and mover.

Fig. 3.4 に示す励磁磁束 Φ_f は基本波のみ示している。

3.4.1 永久磁石の厚み

磁石と空隙の磁界は、式(3.4-1)のように示すことができる。

$$2H_m h_m + 2H_g g = 0 \quad (3.4-1)$$

但し、 H_m : 磁石の磁界の強さ [A/m]、 H_g : 空隙の磁界の強さ [A/m]

空隙の磁界 H_g は式(3.4-2)のように示すことができる。

$$H_g = \left(\frac{-h_m}{g} \right) H_m \quad (3.4-2)$$

空隙の磁束密度 B_g は式(3.4-3)のように与えられる。

$$B_g = \left(\frac{-h_m}{g} \right) H_m \mu_0 \quad (3.4-3)$$

式(3.4-3)から磁石の磁界 H_m を求めると、式(3.4-4)のように示すことができる。

$$H_m = -\frac{B_g g}{\mu_0 h_m} \quad (3.4-4)$$

但し、 B_g : 空隙の磁束密度 [T]、 μ_0 : 磁気定数 (真空の透磁率 : $4\pi \times 10^{-7}$ [H/m])

永久磁石の減磁曲線が直線であると、仮定した場合を Fig. 3.5 に示す。

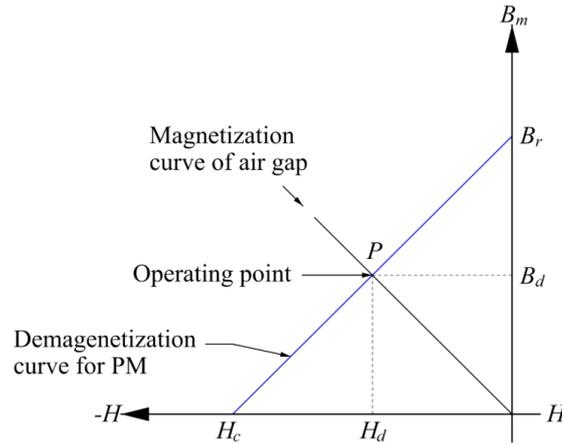


Fig. 3.5 Demagnetization B-H curve (Second quadrant).

永久磁石の磁束密度 B_m は式(3.4-5)のように表現できる。

$$B_m = \frac{B_r}{|H_c|} H_m + B_r \quad (3.4-5)$$

但し、 H_c : 永久磁石の保磁力 [A/m]、 B_r : 永久磁石の残留磁束密度 [T]

式(3.4-5)を式(3.4-6)のように変形する。

$$H_m = \frac{(B_m - B_r)|H_c|}{B_r} \quad (3.4-6)$$

式(3.4-6)の磁石の磁界 H_m に式(3.4-4)を代入すると、式(3.4-7)のように示すことができる。

$$-\frac{B_g g}{\mu_0 h_m} = \frac{(B_m - B_r)|H_c|}{B_r} \quad (3.4-7)$$

式(3.4-7)を変形することにより空隙の磁束密度 B_g は式(3.4-8)のように示すことができる。

$$B_g = -h_m \frac{(B_m - B_r)}{B_r g} |H_c| \mu_0 \quad (3.4-8)$$

また、式(3.4-8)を式(3.4-9)のように変形する。

$$B_g = \frac{h_m (B_r - B_m)}{B_r g} |H_c| \mu_0 \quad (3.4-9)$$

式(3.4-9)から永久磁石の厚み h_m を式(3.4-10)のように求めることができる。

$$h_m = \frac{B_g B_r g}{(B_r - B_m) \mu_0 |H_c|} \quad (3.4-10)$$

ここで、永久磁石の厚み h_m から空隙の磁束密度最大値 B_{mg} を式(3.4-11)のように計算できる。

$$B_{mg} \approx \frac{B_r}{1 + \frac{\mu_{rec} g}{h_m}} \quad (3.4-11)$$

可逆比透磁率 μ_{rec} は式(3.4-12)のように計算できる。

$$\mu_{rec} = \frac{B_r}{\mu_0 H_c} \quad (3.4-12)$$

3.4.2 永久磁石の幅

本研究での発電機巻線は三相 Y 結線である。そのため、第 3 高調波による循環電流が発生しないので、第 3 高調波成分は発電機特性に影響がない。次に、第 5 高調波成分を低減させるため、永久磁石の幅と磁極のピッチの比率 (w_m/τ_p) を 0.8 にした⁽⁷⁾。その関係を Fig. 3.6 に示す。



但し、 α : 磁石間距離の半分 [m]

Fig. 3.6 Relationship of the magnet width and the pole pitch.

3.4.3 永久磁石の最大エネルギー積

永久磁石のエネルギーは、磁束密度 B と磁界の強さ H の積に比例する。最大エネルギー積は永久磁石の性能を判断する重要な基準であり、Fig. 3.5 に示す動作点 P からの点 (B_d 、 H_d) での面積が最大になる点である。この最大エネルギー積 W_{max} は、(3.4-13)のように示すことができる。

$$W_{max} = \frac{(BH)_{max}}{2} V_m \quad [\text{J/m}^3] \quad (3.4-13)$$

式(3.4-13)に示す V_m は永久磁石の体積であり、式(3.4-14)のように与えられる。

$$V_m = 2h_m w_m l_m 10^6 = 2h_m S_m 10^6 \quad [\text{mm}^3] \quad (3.4-14)$$

但し、 S_m : 永久磁石の断面積 [mm^2]、 l_m : 永久磁石の奥行き [m]

また、空隙中の起磁力と永久磁石の起磁力が等しいと仮定すると、式(3.4-15)のように示すことができる。

$$H_d h_m = H_g g \quad (3.4-15)$$

但し、 H_d : 動作点での磁界の強さ [A/m]

空隙を通る全磁束は、永久磁石を通る全磁束と等しいと仮定すると、式(3.4-16)のように示すことができる。

$$B_d S_m = B_g S_g \quad (3.4-16)$$

但し、 B_d : 動作点での磁束密度 [T]、 S_g : 空隙の断面積 [mm^2]

ここで、式(3.4-15)と式(3.4-16)を連立すると、式(3.4-17)のように変更できる⁽⁸⁾。

$$(H_d B_d)(h_m S_m) = (H_g B_g)(g S_g)$$

Used CGS ($\mu=1$), $H_g = B_g$ (3.4-17)

$$(H_d B_d) = \frac{(B_g^2)(g S_g)}{(h_m S_m)}$$

また、式(3.4-17)は永久磁石の動作点を減磁曲線の上で表すことであり、永久磁石のパーミアンス係数 P_c としても用いる。しかし、永久磁石を用いて磁界を作る場合、起磁力の損失と磁束漏れが発生するので、式(3.4-17)と一致しない。そのため、以下の (1) と (2) を確認する必要がある。

(1) 永久磁石の起磁力と空隙中の起磁力の比率を起磁力損失係数 F_{lc} といい、式(3.4-18)のように示すことができる。これは、永久磁石から発生した起磁力が永久磁石と物理的に接触した他の磁性体により消費される起磁力損失の割合である。

$$F_{lc} = \frac{H_d h_m}{H_g g} \quad (3.4-18)$$

(2) 漏れ係数 σ_{iM} は、永久磁石から発生する全磁束と空隙に流れる磁束の比率であり、式(3.4-19)のように示すことができる⁽¹⁴⁾。

$$\sigma_{iM} = \frac{\Phi_M}{\Phi_g} \quad (3.4-19)$$

但し、 Φ_M : 永久磁石の全磁束 [Wb]、 Φ_g : 空隙の磁束 [Wb]

また、式(3.4-19)を式(3.4-18)と同じように磁束と断面積で表現すると、式(3.4-20)のように示すことができる。

$$\sigma_{iM} = \frac{B_d S_m}{B_g S_g} \quad (3.4-20)$$

磁束の漏れ係数 σ_{iM} の計算結果を分類すると、Table 3.2 に示すことができる。

Table 3.2 Classification of calculation results.

Calculation results	Leakage flux
less than 1	not exist
1	none
more than 1	many

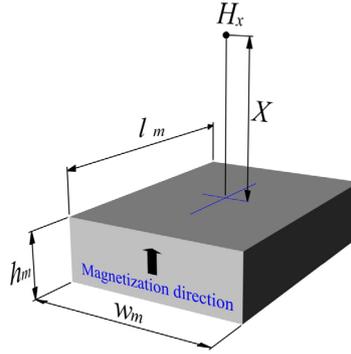
3.4.4 永久磁石表面から離れた点での磁界の強さ (四角柱磁石)

空気中に置かれた永久磁石の表面から離れた距離 X の中央線上の磁界の強さ H_x は、式(3.4-21)のように計算できる⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。

$$H_x = \frac{B_r}{\pi\mu_0} \left[\tan^{-1} \frac{w_m l_m}{2X \sqrt{4X^2 + w_m^2 + l_m^2}} - \tan^{-1} \frac{w_m l_m}{2(h_m + X) \sqrt{4(h_m + X)^2 + w_m^2 + l_m^2}} \right] \text{ [A/m]} \quad (3.4-21)$$

但し、 B_r : 永久磁石の残留磁束密度 [T]、 X : 永久磁石の表面からの中央線上の位置 [m]、
 w_m : 永久磁石の幅 [m]、 l_m : 永久磁石の奥行き [m]、 h_m : 永久磁石の高さ [m]

永久磁石の表面からの距離 X と永久磁石の寸法表記を Fig. 3.7 に示す。



但し、Magnetization direction：矢印の向きはN極であり、永久磁石の磁化線を示す。

Fig. 3.7 The display of magnetic field density of distant point from surface of rectangular magnet.

Fig. 3.7 の H_x の位置にもう一つの永久磁石を同じ方向で設置する場合、この X の半分の距離での磁界 H_x' とすると、式(3.4-21)に示す H_x の2倍になる。

式(3.4-21)を用いて永久磁石の表面から離れた距離 X の中央線上の磁界 H_x を計算した結果を Table 3.3 に示す。但し、三角関数 (\tan^{-1}) の計算は Radian である。

Table 3.3 The calculation result of the magnetic field of distant point (H_x).

Description	Symbol	Value
Thickness (or height) of the magnet	h_m	0.006 m
Width of the magnet	w_m	0.032 m
Length of the magnet	l_m	0.080 m
Distance from the surface of the magnet	X	0.002 m
Residual flux density	B_r	1.22 T
Magnetic field of distant point	H_x	124.2 kA/m

3.4.5 選定した永久磁石の仕様

最大エネルギーが大きくなるためには、残留磁束密度 B_r と磁石の保磁力 H_c が大きい磁石が必要である。選定したネオジム磁石 ($\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$: N35) の仕様を Table 3.4 に示す⁽¹³⁾。

Table 3.4 Details of the permanent magnet.

Description	Symbol	Value
Residual flux density	B_r	1.22 T
Maximum value of the air gap magnetic flux density	B_{mg}	0.91 T
Air gap in the d axis	g	0.002 m
Relative recoil magnetic permeability	μ_{rec}	1.017
Coercive force	H_c	-955 kA/m
Height of permanent magnet	h_m	0.006 m
Width of permanent magnet	w_m	0.032 m
Length of permanent magnet	l_m	0.080 m

3.5 固定子のヨーク

固定子のヨークは、永久磁石から発生された磁束の損失を最小化にしてコイル側に伝達する役割をもち、発電機の出力容量算定に関連性が深い。そのため、固定子のヨークの厚みを決めることは重要であるので、固定子のヨークに流れる全磁束と永久磁石の基本波励磁磁束 Φ_f を用いて固定子のヨークの厚みを推定する。

3.5.1 固定子の磁束分配による推定

永久磁石から発生した磁束が空隙を通過して固定子に流れる磁束の向きの様子を Fig. 3.8 に示す。

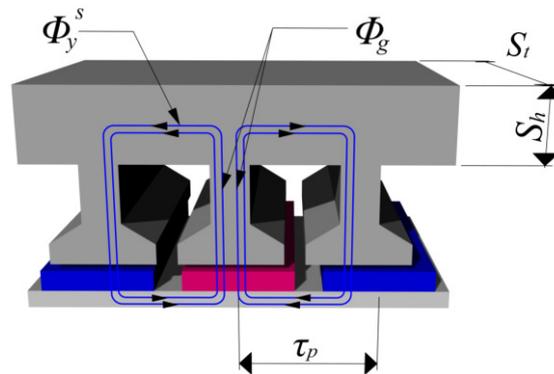


Fig. 3.8 Flux distribution of yoke in the stator core.

Fig. 3.8 に示す固定子のスロット中央に流れる空隙の磁束 Φ_g は、式(3.5-1)のように示すことができる⁽³⁾⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾。

$$\Phi_g = \tau_p S_t B_g \quad (3.5-1)$$

但し、 S_t : 固定子鉄心の積層高さ [m]

固定子のヨークの上段部に流れる磁束 Φ_y^S は式(3.5-2)のように示すことができる。

$$\Phi_y^S = S_h S_t B_y^S \quad (3.5-2)$$

但し、 B_y^S : 固定子のヨークの磁束密度 [T]、 S_h : 固定子ヨークの上端部の高さ [m]

固定子のスロット中央部の空隙の磁束 Φ_g は、ヨークの上段部 S_h の磁束 Φ_y^S が2回流れるため、電機子反作用の原理に基づき、ヨークの上段部高さ S_h の磁束 Φ_y^S の2倍になる。

固定子のヨークの上段部の高さ S_h は、式(3.5-3)のように計算できる。

$$S_h = \frac{B_g}{2B_y^S} \tau_p \quad (3.5-3)$$

ここで、可動子のヨークの厚み h_{mov} も上段部の高さ S_h と同じように求めることができ、式(3.5-4)のように示すことができる⁽³⁴⁾。

$$h_{mov} = \frac{B_g}{2B_y^m} \tau_p \quad (3.5-4)$$

但し、 B_y^m : 可動子のヨークの磁束密度 [T]

3.5.2 基本波励磁磁束による推定

永久磁石の一極当たりの面積から発生する基本波励磁磁束 Φ_f は式(3.5-5)のように示すことがで

きる⁽¹⁴⁾。

$$\Phi_f = L_{st} \int_0^{\tau} B_{mg} \sin\left(\frac{\pi}{\tau_p} x\right) dx = \frac{2}{\pi} \tau_p L_{st} B_{mg} \quad (3.5-5)$$

計算結果は以下になる。

$$\Phi_f \approx \frac{2}{\pi} \tau_p L_{st} B_{mg} \approx \frac{2}{\pi} \times 0.040 \times 0.32 \times 0.91 = 0.00742 \text{ Wb}$$

ここで、基本波励磁磁束 Φ_f を用いて固定子ヨークの高さ S_h を式(3.5-6)で求めることができる⁽¹⁶⁾。

$$S_h = \frac{\Phi_f}{2B_y^s L_{st}} \quad (3.5-6)$$

3.6 巻線係数⁽⁷⁾⁽¹⁴⁾⁽¹⁷⁾

巻線係数は、永久磁石から発生した磁束が、巻線にどのくらい有効に鎖交できるかを示すことであり、発電機の誘導起電力と空間高調波成分に密接な関係がある。

本研究でのリニア発電機は集中巻であり、スロットの巻線占積率を高くすることが容易である。しかし、磁極ピッチ τ_p に対するスロットピッチ τ_s が短いため、永久磁石の鎖交磁束数が多少小さくなる。また、巻線係数 (Winding factor) は、短節係数 (Pitch factor) と分布係数 (Distribution factor) の積で決定される。

3.6.1 毎極毎相のスロットの数

毎極毎相のスロット q は、スロットの総数 Z を磁極の数 p で割った値であり、式(3.6-1)のように示すことができる。

$$q = \frac{Z}{2pm} = a + \frac{c}{b} = (ab+c)b \left(\frac{c}{b}: \text{既約分数}\right) \quad (3.6-1)$$

但し、 Z : 全体スロットの数、 m : 相数、 p : 磁極の数

本研究での毎極毎相のスロット q は計算すると、 $q = \frac{9}{2 \cdot 4 \cdot 3} = 0.375$ になる。

以下の手順 (1) から (3) で毎極毎相のスロット q を既約分数に変換する過程を示す。

(1) 0.375 の小数点以下は3桁であり、1000 を掛け定数 375 に変換する。

(2) 375 と 1000 の最大公約数 (G.C.D: greatest common divisor) を以下のように求める。

$$\begin{array}{r} 375 \quad 1000 \quad /2 \\ \quad \quad 750 \\ \hline 250 \quad 750 \\ \hline 125 \quad 250 \quad /2 \\ \quad \quad 250 \\ \hline 0 \end{array}$$

ゆえに、最大公約数 (G.C.D) は 125 である。

(3) $(ab+c)/b$ の形態に変換するため、以下のようにする。

$$ab+c = \frac{q_{\text{integer}}}{q_{\text{G.C.D}}} = \frac{375}{125} = 3$$

$$b = \frac{q_{\text{multi}}}{q_{\text{G.C.D}}} = \frac{1000}{125} = 8$$

最後に毎極毎相のスロット q は、 $(ab+c)/b = 3/8$ で表現できるので、分子 $ab+c = 3$ は分布効果、分母 $b = 8$ はコイルグループ内の極数を示す。

3.6.2 スロットのピッチ

毎極毎相のスロット q を用いてスロットのピッチ τ_t を式(3.6-2)で求めることができる。

$$\tau_t = \frac{\tau_p}{mq} = \frac{0.04}{3 \cdot 0.375} \approx 0.036 \text{ m} \quad (3.6-2)$$

3.6.3 分布係数の計算

分布係数 $k_d(v)$ は、集中巻の合成起電力に対する分布巻の合成起電力の比率であり、式(3.6-3)で求めることができる。

$$k_d(v) = \frac{\sin\left(v \frac{\pi}{2m}\right)}{q \sin\left(v \frac{\pi}{2mq}\right)} \quad (3.6-3)$$

但し、 v : 高調波次数

基本波に対する分布係数 $k_d(v)$ の計算過程を以下のように示す。

$$\begin{aligned} k_d(v) &= \frac{\sin\left(v \frac{180^\circ}{2 \cdot 3}\right)}{\frac{(ab+c)}{b} \sin\left[v \frac{180^\circ}{2 \cdot 3 \cdot \frac{(ab+c)}{b}}\right]} \\ &= \frac{\sin(v \cdot 30^\circ)}{(ab+c) \sin\left(v \frac{30^\circ}{ab+c}\right)} = \frac{\sin(1 \cdot 30^\circ)}{3 \cdot \sin\left(1 \cdot \frac{30^\circ}{3}\right)} \\ &= \frac{0.5}{0.5209} = 0.962 \end{aligned}$$

3.6.4 短節係数の計算

短節係数 $k_p(v)$ は、磁極ピッチ τ_p に対するスロットピッチ τ_t の比率であり、式(3.6-4)で求めることができる。

$$k_p(v) = \left| \sin\left(v \frac{\pi}{2} \frac{\tau_t}{\tau_p}\right) \right| \quad (3.6-4)$$

基本波に対する短節係数 $k_p(v)$ の計算過程を以下のように示す。

$$\begin{aligned}
k_p(v) &= \left| \sin \left(v \frac{180^\circ}{2} \frac{0.0356}{0.04} \right) \right| \\
&= \left| \sin \left(1 \cdot \frac{180^\circ}{2} \cdot \frac{0.0356}{0.04} \right) \right| \\
&= |\sin 80.1| \approx 0.985
\end{aligned}$$

3.6.5 巻線係数の計算

巻線係数 $k_w(v)$ は分布係数式 $k_d(v)$ と短節係数 $k_p(v)$ の積で計算されるので、式(3.6-5)に示す。

$$k_w(v) = k_d(v)k_p(v) \quad (3.6-5)$$

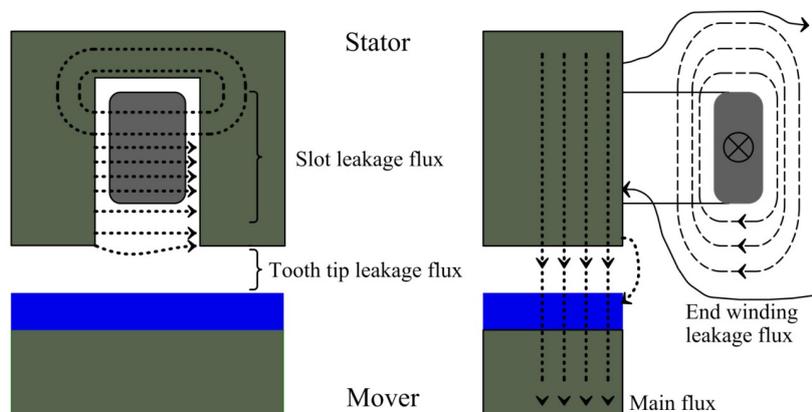
また、各高調波次数成分に対する巻線係数 $k_w(v)$ の計算結果を Table 3.5 に示す。

Table 3.5 The calculation result of the winding factor for each harmonic order.

Harmonic order(v)	$k_w(v)$	$k_d(v)$	$k_p(v)$
1 st	0.948	0.960	0.988
3 rd	0.594	0.667	0.891
5 th	0.154	0.218	0.707
7 th	-0.081	-0.117	0.454
9 th	-0.052	-0.333	0.156
11 th	-0.028	-0.117	0.156
13 th	0.099	0.218	0.454

3.7 固定子の漏れリアクタンス

漏れリアクタンスは漏れ磁束により発生し、誘導起電力を低下させる。この漏れ磁束には、固定子のコイルに電流が流れる時、コイル端から空気中に流れるコイル端の漏れ磁束とスロットの内部を横切ってスロットの各部分の電流と鎖交する漏れ磁束がある。また、スロットの歯から空隙を経由して隣の歯へ通る歯端漏れ磁束がある。漏れ磁束の発生状況を Fig. 3.9 に示す。



(a) An axial cut-away view of a slot.

(b) A side cut-away view of the end winding.

Fig. 3.9 The state of the occurrence of leakage magnetic flux.

すべての漏れ磁束による漏れリアクタンス X_1 の正確な計算は困難であるが、式(3.7-1)で簡易的に計算できる。

$$\begin{aligned} X_1 &= 2\pi f L_{phase} = 2\pi f \left(4N_s^2 L_{st} \frac{mp_x}{Z} \right) \\ &= 2\pi f 4N_s^2 L_{st} \frac{m}{Z} (p_s + p_e + p_t) \quad [\Omega] \end{aligned} \quad (3.7-1)$$

但し、 p_x : 固定子全体のパーミアンス、 p_s : スロットのパーミアンス、 p_e : コイル端パーミアンス、 p_t : スロットの開口部のパーミアンス、 L_{phase} : 固定子の漏れインダクタンス [H]、 N_s : スロット当たりの巻線数

3.7.1 固定子の漏れインダクタンス⁽¹⁹⁾

スロットに巻かれたコイル一つの漏れインダクタンス L_{slot} は、式(3.7-2)のように与えられる。

$$L_{slot} = n_s^2 l_e p_s \quad (3.7-2)$$

但し、 n_s : スロット一つの巻線導体の数、 l_e : 固定子の有効長さ [m]

相グループのインダクタンス L_{phase_belt} は、式(3.7-3)のように示すことができる。

$$\begin{aligned} L_{phase_belt} &= q L_{slot} \\ &= \left(\frac{Z}{2pm} \right) L_{slot} \\ &= \left(\frac{Z}{2pm} \right) n_s^2 l_e p_s \end{aligned} \quad (3.7-3)$$

相グループの一回路当たりのインダクタンス $L_{circuit}$ は、式(3.7-4)のように示すことができる。

$$\begin{aligned} L_{circuit} &= \frac{2p}{C} L_{phase_belt} \\ &= \frac{2p}{C} \left(\frac{Z}{2pm} \right) L_{slot} \\ &= \frac{2p}{C} \left(\frac{Z}{2pm} \right) n_s^2 l_e p_s \\ &= \left(\frac{Z}{Cm} \right) n_s^2 l_e p_s \end{aligned} \quad (3.7-4)$$

但し、 C : 並列回路の数

ここで、並列接続された一相当たりのインダクタンスは、式(3.7-5)のように示す。

$$\begin{aligned} L_{phase} &= \frac{L_{circuit}}{C} \\ &= \left[\frac{2p}{C} \left(\frac{Z}{2pm} \right) L_{slot} \right] \frac{1}{C} \\ &= \frac{Z}{mC^2} L_{slot} \end{aligned} \quad (3.7-5)$$

直列に結線された固定子のスロットの総巻線回数 N_s は、スロット当たりに結線された導体数 n_c に関係があり、単層巻の三相機の場合は式(3.7-6)のように示すことができる。

$$N_s = \frac{\left(\frac{n_c}{2}\right)(1 \cdot Z)}{mC} \quad (3.7-6)$$

$$= \frac{n_c Z}{2mC}$$

式(3.7-2)の n_s は式(3.7-6)の n_c と同じであり、式(3.7-6)を式(3.7-7)のように変形することができる。

$$n_s = \frac{N_s 2mC}{Z} \quad (3.7-7)$$

ゆえに、一相当たりの漏れインダクタンス L_{phase} は、式(3.7-8)のように誘導できる。

$$L_{phase} = \frac{Z}{mC^2} L_{slot}$$

$$= \frac{Z}{mC^2} n_s^2 l_e p_s$$

$$= \frac{Z}{mC^2} \left(\frac{N_s 2mC}{Z}\right)^2 l_e p_s \quad (3.7-8)$$

$$= \frac{Z}{mC^2} \frac{N_s^2 4m^2 C^2}{Z^2} l_e p_s$$

$$= 4N_s^2 m l_e \frac{p_s}{Z}$$

式(3.7-8)はスロットのみ計算してあり、固定子全体のパーミアンス p_x を代入すると、式(3.7-9)のように固定子全体の漏れインダクタンスを求めることができる。

$$L_{phase} = 4N_s^2 L_{st} \frac{mp_x}{Z} \text{ [H]} \quad (3.7-9)$$

3.7.2 スロットのパーミアンス⁽¹⁹⁾

単層巻のスロットの構造を Fig. 3.10 に示す。

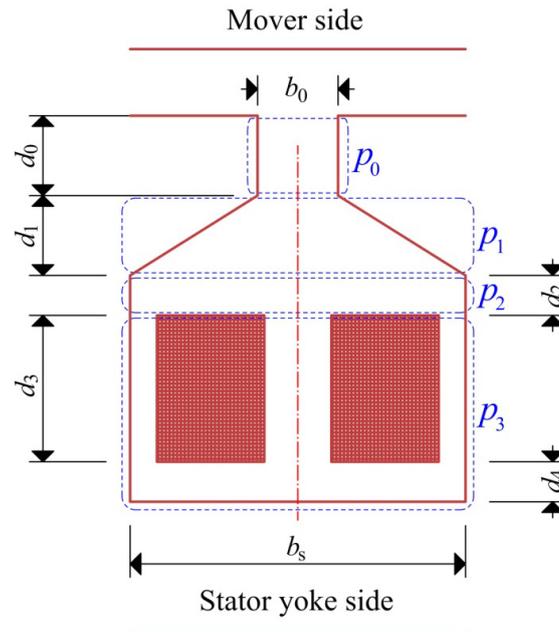


Fig. 3.10 Determination of slot structure.

スロットのパーミアンス p_s は内部形状により、式(3.7-10)から式(3.7-13)で分けることができる。

(1) スロットの歯と歯の間隙部分のパーミアンス p_0 を式(3.7-10)に示す。

$$p_0 = \mu_0 \frac{d_0}{b_0} \quad (3.7-10)$$

(2) スロットの歯幅の傾斜面間のパーミアンス p_1 を式(3.7-11)に示す。

$$p_1 = \mu_0 \frac{d_1}{b_s - b_0} \log_e \left(\frac{b_s}{b_0} \right) \quad (3.7-11)$$

(3) スロット内部のコイル上部の離隔空間のパーミアンス p_2 を式(3.7-12)に示す。

$$p_2 = \mu_0 \frac{d_2}{b_s} \quad (3.7-12)$$

(4) スロット内部のコイルを通るパーミアンス p_3 を式(3.7-13)に示す。

$$p_3 = \mu_0 \frac{d_3}{3b_s} \quad (3.7-13)$$

したがって、スロットのパーミアンス p_s は式(3.7-10)から式(3.7-13)の和になり、式(3.7-14)のように示すことができる。

$$p_s = \mu_0 \left[\frac{d_3}{3b_s} + \frac{d_2}{b_s} + \frac{d_1}{b_s - b_0} \log_e \left(\frac{b_s}{b_0} \right) + \frac{d_0}{b_0} \right] \quad (3.7-14)$$

3.7.3 スロットの開口部パーミアンス

スロット開口の外から空隙間に流れる漏れ磁束の様子を Fig. 3.11 に示す⁽¹⁸⁾。

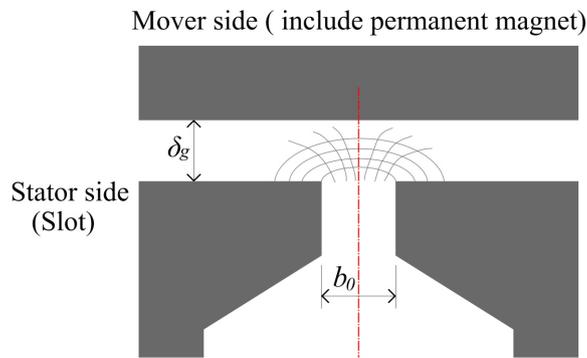


Fig. 3.11 Flux leakage creating a tooth tip leakage inductance around a slot opening.

スロット開口部パーミアンス p_t は、式(3.7-15)で求めることができる⁽¹⁸⁾。

$$p_t = \mu_0 k_2 \frac{5 \left(\frac{\delta_g}{b_0} \right)}{5 + 4 \left(\frac{\delta_g}{b_0} \right)} \quad (3.7-15)$$

$$k_2 = \frac{(1+g)}{2}$$

空隙の等価値 δ_g は式(3.7-16)のように求めることができる。

$$\delta_g = \left(g + \frac{h_m}{\mu_{rec}} \right) \quad (3.7-16)$$

3.7.4 コイル端のパーミアンス

コイル端の漏れインダクタンスを計算することは非常に難しいが、経験値のパーミアンス係数を用いて以下のように求めることができる。

コイル端部の漏れ磁束（白い長方形の表示）の様子を Fig. 3.12 に示す。

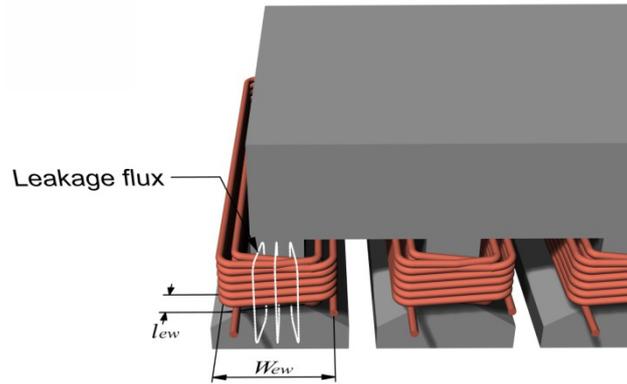


Fig. 3.12 Leakage flux and dimensions of an end winding.

コイル端のパーミアンス p_e は、式(3.7-17)のように求めることができる⁽¹⁸⁾。

$$p_e = \mu_0 l_w \lambda_w = \mu_0 (2l_{ew} \lambda_{lew} + W_{ew} \lambda_w) \quad (3.7-17)$$

但し、 l_w : コイル端のコイルの平均長さ [m]、 l_{ew} : 固定子スロットからコイル端までの長さ [m]、 W_{ew} : コイル端の幅 [m]、 λ_{lew} : パーミアンス係数 1⁽¹⁸⁾、 λ_w : パーミアンス係数 2⁽¹⁸⁾

コイル端のパーミアンス係数 1 と 2 は巻線構造に依存しており、同期機における経験値を Table 3.6 に示す⁽¹⁸⁾。コイル端のパーミアンス p_e を求めるため、Table 3.6 の突極形 (Salient-pole machine) に示すパーミアンス係数 1 (0.518) とパーミアンス係数 2 (0.138) を選定した。

Table 3.6 Permeance factors of the end windings of a synchronous machine⁽¹⁸⁾.

Cross-section of end winding	Nonsalient-pole machine		Salient-pole machine	
	λ_{lew}	λ_w	λ_{lew}	λ_w
	0.342	0.413	0.297	0.232
	0.380	0.130	0.324	0.215
	0.371	0.166	0.324	0.243
	0.493	0.074	0.440	0.187
	0.571	0.073	0.477	0.187
	0.605	0.028	0.518	0.138

3.8 磁気回路

本研究でのリニア発電機の固定子のスロットに関する磁気回路を以下のように考察する。まず、磁気抵抗を計算するため、物理的な形状の違いによる磁路長の計算方法と鉄心の比透磁率の推定方法を述べる。次に、本研究での固定子スロットの磁気等価回路について述べる。

本節の考察に用いる鉄心入り型インダクターの形状を Fig. 3.13 に示す。

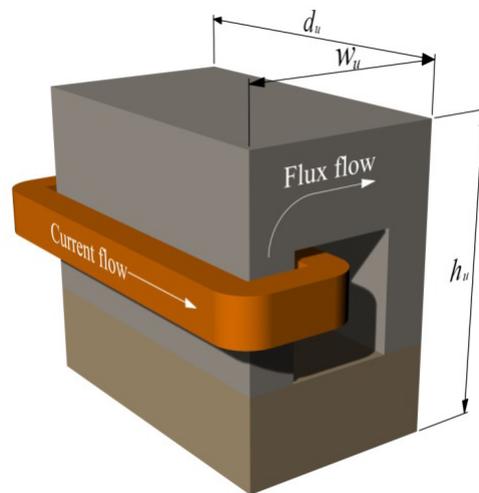


Fig. 3.13 Detailed geometry of inductor.

Fig. 3.13 のインダクターは、本研究でのリニア発電機の固定子の一部分を抜粋したものであり、全体的な磁路は長方形で、空隙は存在しない。詳細なインダクターの外形図を Fig. 3.14 に示す。

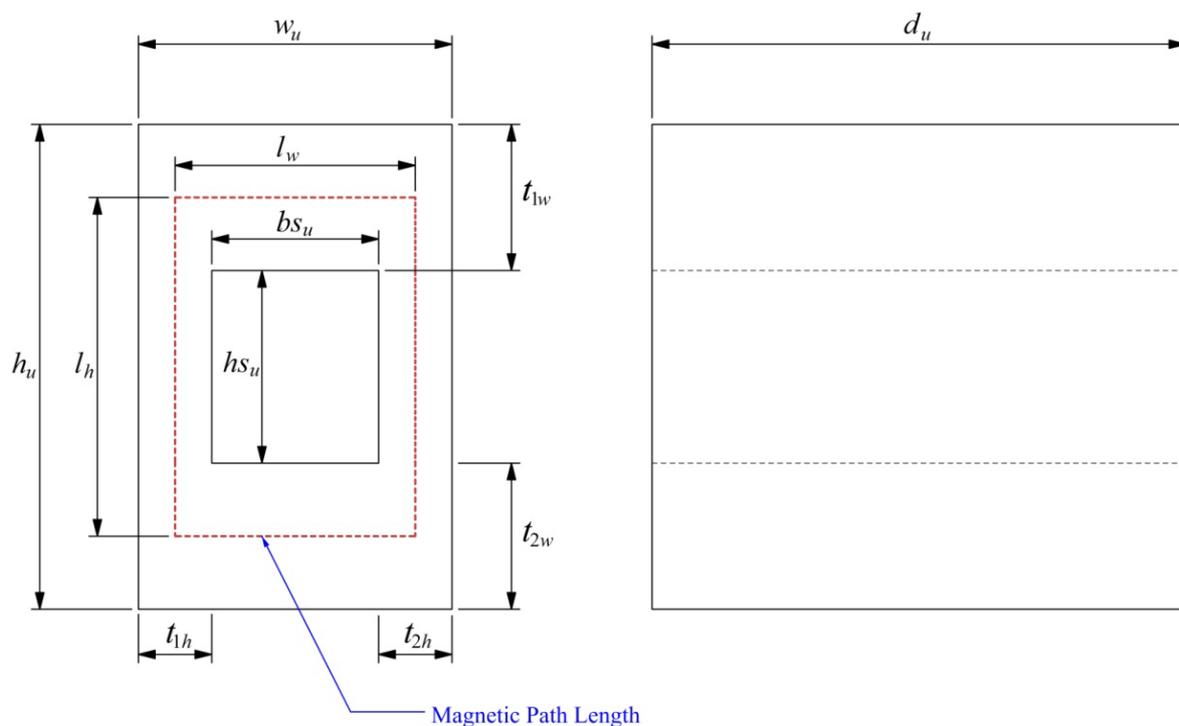


Fig. 3.14 The dimensions of detailed inductor and magnetic path length.

Fig. 3.14 に示すインダクターの詳細な寸法を Table 3.7 に示す。

Table 3.7 The dimensions table of detail inductor core.

Description	Symbol	Value [m]
Width of core	w_u	0.047
Width of inner core	bs_u	0.025
Height of core	h_u	0.073
Depth of core	d_u	0.080
Height of inner core	hs_u	0.029
Width side thickness 1 of core	t_{1w}	0.022
Width side thickness 2 of core	t_{2w}	0.022
Height side thickness 1 of core	t_{1h}	0.011
Height side thickness 2 of core	t_{2h}	0.011
Horizontal side of magnetic path length	l_w	0.036
Vertical side of magnetic path length	l_h	0.051

3.8.1 磁気抵抗の計算

Fig. 3.13 に示すインダクターの鉄心の磁気抵抗 (Reluctance) \mathfrak{R}_c は、式(3.8-1)で求めることができる。

$$\mathfrak{R}_c = \frac{l_c}{\mu_r \mu_0 A_c k_{st}} \quad (3.8-1)$$

但し、 μ_r : 鉄心の比透磁率 (Relative permeability)、 A_c : 鉄心断面積 [m^2]、 l_c : 鉄心の磁路長 [m]、 k_{st} : 鉄心の積層ファクタ (Stacking factor) [0.9~0.95]

一般に鉄心形状の水平幅 t_{1w} と垂直幅 t_{1h} の中心線を磁路として想定し、磁気抵抗を計算することが多い。この計算方法は鉄心の形状が一定である場合は、大きな問題はない。しかし、本研究でのリニア発電機の固定子の鉄心形状は、水平幅 t_{1w} と垂直幅 t_{1h} が異なるので、中心線のみ推定した磁路計算方法は適していない。そのため本節では、鉄心形状別の計算方法を考察する。また、鉄心の比透磁率の推定方法を述べた後、鉄心形状別の計算方法による磁気抵抗の差を明らかにする。

(1) 鉄心形状による磁路長の計算

鉄心の形状別磁路推定の計算方法を以下の①から④に示す。

① インダクターの鉄心の磁路を鉄心の中央部を通る水平磁路 l_w と垂直磁路 l_h のみ近似した場合の様子を Fig. 3.15 に示す。

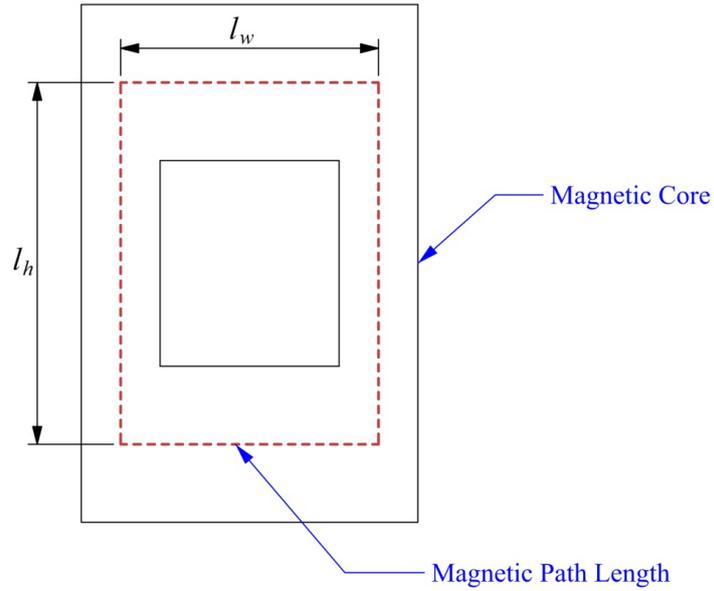
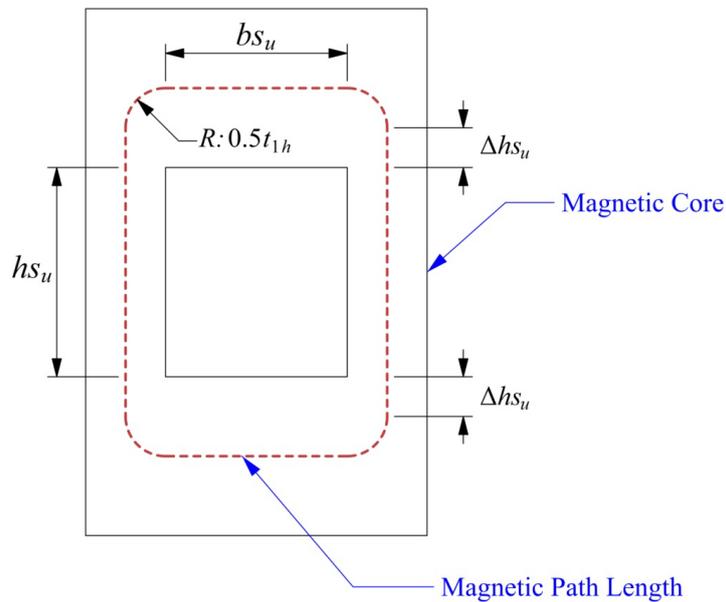


Fig. 3.15 Straight line magnetic path length.

直線磁路長 \mathfrak{R}_{C1} の計算を式(3.8-2)に示す。

$$\begin{aligned} \mathfrak{R}_{C1} &= 2(l_w + l_h) \\ &= 2(0.036 + 0.051) = 0.174 \text{ m} \end{aligned} \tag{3.8-2}$$

② インダクターの鉄心の磁路を鉄心の中央部を通る水平磁路 bs_u と垂直磁路 hs_u および細い円弧磁路 $0.5t_{1h}$ で近似した場合の様子を Fig. 3.16 に示す。



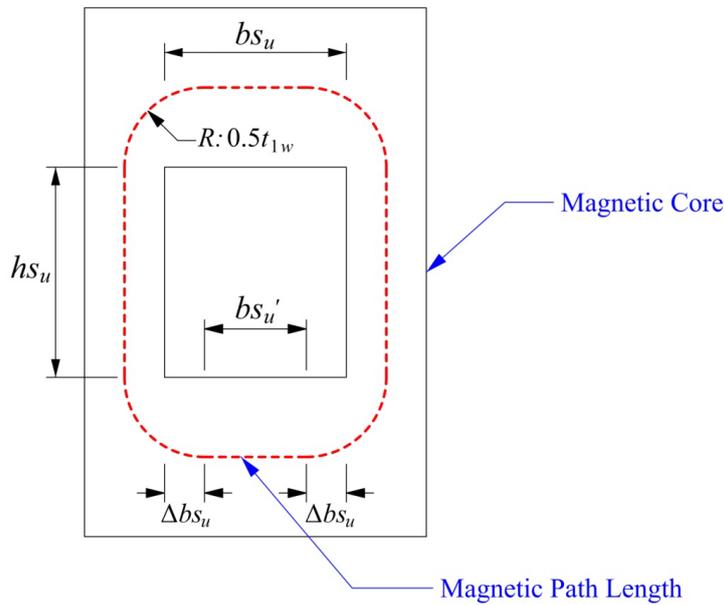
但し、 Δhs_u : 水平幅の厚み t_{1w} の半分から垂直幅の厚み t_{1h} の半分を引いた値 [m]

Fig. 3.16 Narrow arc line magnetic path length.

Fig. 3.16 に示すインダクターの磁路は、鉄心形状での細い円弧磁路 (t_{1h} の半分) を水平磁路 bs_u と垂直磁路 hs_u の繋ぎ部分に近似した細半径磁路長 \mathfrak{R}_{c2} の計算を式(3.8-3)に示す。

$$\begin{aligned}\mathfrak{R}_{c2} &= (2bs_u + 2hs_u) + [4(\Delta h_{su})] + \left\{ 4 \left[2\pi \left(\frac{1}{4} \right) \left(\frac{t_{1h}}{2} \right) \right] \right\} \\ &= (2 \cdot 0.025 + 2 \cdot 0.029) + [4(0.5 \cdot 0.022 - 0.5 \cdot 0.011)] + \left[2\pi \left(\frac{0.011}{2} \right) \right] \\ &= 0.165 \text{ m}\end{aligned}\tag{3.8-3}$$

③ インダクターの鉄心の磁路を鉄心の中央部を通る一部の水平磁路 bs_u' と垂直磁路 hs_u および広い円弧磁路 $0.5t_{1w}$ で近似した場合の様子を Fig. 3.17 に示す。



但し、 Δbs_u : 水平幅の厚み t_{1w} の半分から垂直幅の厚み t_{1h} の半분을引いた値 [m]

Fig. 3.17 Wide arc line magnetic path length.

Fig. 3.17 に示すインダクターの磁路は、鉄心形状での広い円弧磁路 (t_{1w} の半分) を水平磁路 bs_u' と垂直磁路 hs_u の繋ぎ部分に近似した広半径磁路長 \mathfrak{R}_{c3} の計算を式(3.8-4)に示す。但し、水平磁路 bs_u から水平幅と垂直幅の差 (Δbs_u) を引く必要がある。

$$\begin{aligned}\mathfrak{R}_{c3} &= (2bs_u' + 2hs_u) + \left\{ 4 \left[2\pi \left(\frac{1}{4} \right) \left(\frac{t_{1h}}{2} \right) \right] \right\} \\ &= (2 \cdot 0.014 + 2 \cdot 0.029) + \left[2\pi \left(\frac{22}{2} \right) \right] \\ &= 0.155 \text{ m}\end{aligned}\tag{3.8-4}$$

④ インダクターの鉄心の磁路を鉄心の中央部を通る水平磁路 bs_u と垂直磁路 hs_u および楕円の円弧磁路 S_{arc} で近似した場合の様子を Fig. 3.18 に示す。

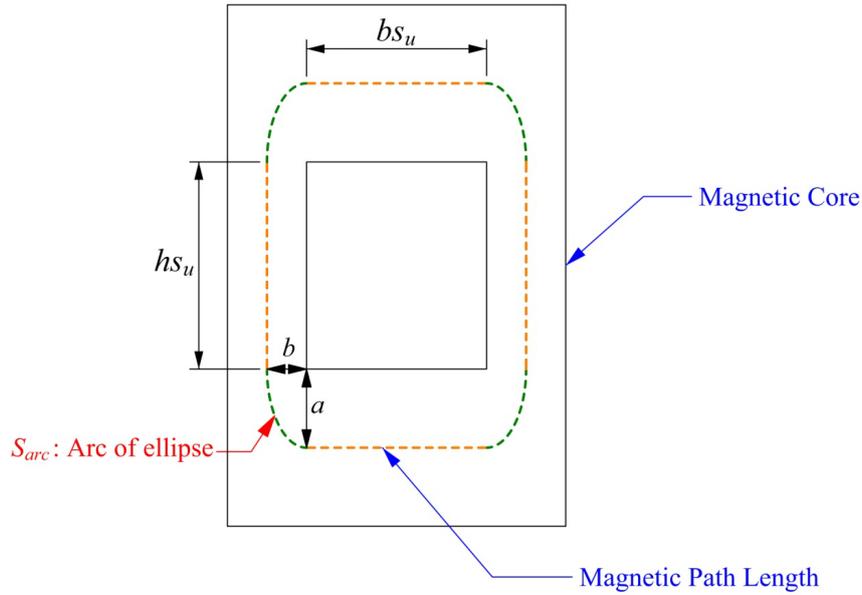


Fig. 3.18 Elliptic arc line magnetic path length.

Fig. 3.18 に示す S_{arc} は、長い半径 a と短い半径 b で構成されている楕円の円弧であるが、この楕円の円弧は4つあるため、楕円とみなすこともできる。一般に鉄心の磁路計算では、特別な関数を用いる楕円円弧の計算を適用する例は極めて少ない。しかし、鉄心の磁路に楕円が存在する場合、一般的な磁路計算方法では誤差が大きくなる。そこで本節では、第2種楕円積分 (2nd complete elliptic integral) 用いて磁路に対する楕円の円弧計算方法を考察する⁽²⁰⁾⁽²¹⁾⁽²²⁾⁽²³⁾。

まず、Fig. 3.18 の楕円の円弧 S_{arc} を一つの楕円として説明を述べるため、楕円の標準型を Fig. 3.19 に示す。

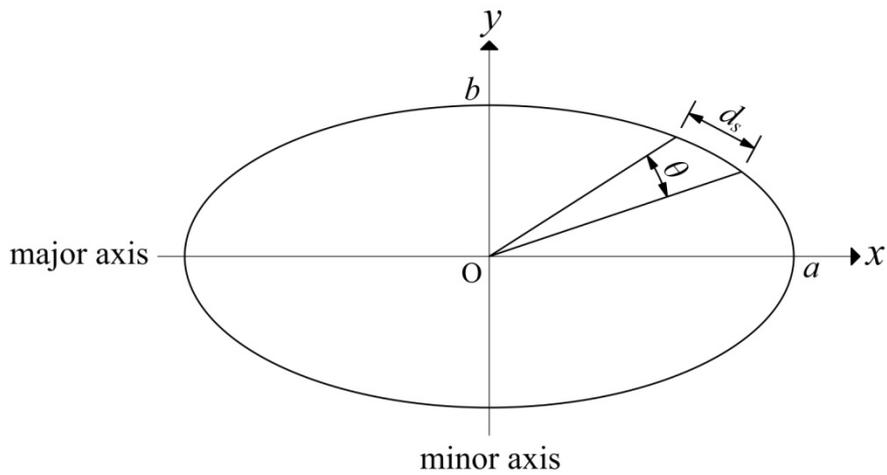


Fig. 3.19 The overview of the circumference of the ellipse.

Fig. 3.19 の楕円は、中心を原点 O とし、 x 軸で長い半径を長半径 (Semi-major axis) として a と、短い半径を短半径 (Semi-minor axis) として b で表している。この楕円の方方程式を式(3.8-5)に示す。

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1, \quad (0 < b < a) \quad (3.8-5)$$

長半径 a 、短半径 b で示す円周の長さ（以下は周長とする）は線分 ds で近似することができ、この概要を Fig. 3.20 に示す。

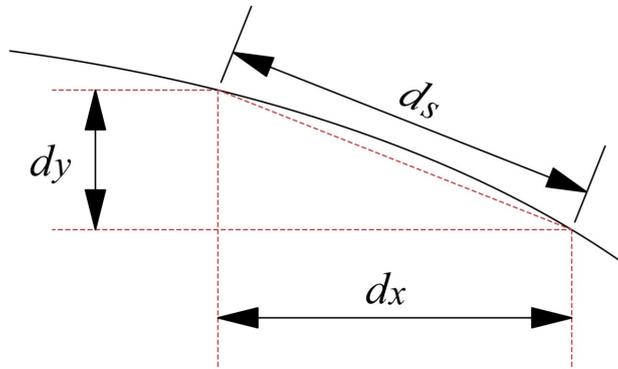


Fig. 3.20 An approximation of the circumferential length of the first quadrant.

Fig. 3.20 に示す第 1 象限の周長をピタゴラスの定理と積分により求めることができる。周長の一部分である線分 ds は、 dx と dy により直角三角型になるので、式(3.8-6)のように示すことができる。

$$(ds)^2 = (dx)^2 + (dy)^2 \quad (3.8-6)$$

式(3.8-5)から y を整理すると、次式(3.8-7)のように変形できる。

$$y = \pm b \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}} \quad (3.8-7)$$

但し、 $y > 0$

式(3.8-7)を用いて式(3.8-6)の dy を計算すると、式(3.8-8)のように示すことができる。

$$dy = -\frac{b}{a^2} \frac{x}{\sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}}} dx \quad (3.8-8)$$

式(3.8-8)を式(3.8-6)に代入すると、式(3.8-9)のように表現できる。

$$\begin{aligned} (ds)^2 &= (dx)^2 + \left(-\frac{b}{a^2} \frac{x}{\sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}}} dx \right)^2 = (dx)^2 + \left[\left(-\frac{b}{a^2} \right)^2 \left(\frac{x}{\sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}}} \right)^2 dx^2 \right] \\ &= (dx)^2 + \frac{b^2}{a^4} \frac{x^2}{1 - \frac{x^2}{a^2}} dx^2 = (dx)^2 \left(1 + \frac{b^2}{a^4} \frac{x^2 a^2}{a^2 - x^2} \right) \\ &= (dx)^2 \left(1 + \frac{b^2}{a^2} \frac{x^2}{a^2 - x^2} \right) \end{aligned}$$

$$ds = dx \left(1 + \frac{b^2}{a^2} \frac{x^2}{a^2 - x^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.8-9)$$

最後に、線分 ds を第 1 象限のみ積分して周長を求めることができる。また、求めた周長を 4 倍すると、楕円の円周の全長 S になるので、式(3.8-10)に示す。

$$S = 4 \int_0^a \left(1 + \frac{b^2}{a^2} \frac{x^2}{a^2 - x^2} \right)^{\frac{1}{2}} dx \quad (3.8-10)$$

但し、媒介変数は、 $x = a \cos \theta$, $y = b \sin \theta$, $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$

再度、式(3.8-10)を変形すると、楕円の円弧 S_{arc} を式(3.8-11)で求めることができる。

$$S_{arc} = \int \sqrt{(dx)^2 + (dy)^2} \quad (3.8-11)$$

媒介変数を用いて式(3.8-12)のように変更することができる。

$$E(k) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta} d\theta \quad (3.8-12)$$

但し、離心率： $k^2 = \frac{a^2 - b^2}{a^2}$

再度、媒介変数を用いて式(3.8-10)を計算すると、式(3.8-13)のように示すことができる。

$$\begin{aligned} S &= 4 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{\left(\frac{dx}{d\theta} \right)^2 + \left(\frac{dy}{d\theta} \right)^2} d\theta \\ &= 4 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{a^2 \cos^2 \theta + b^2 \sin^2 \theta} d\theta \\ &= 4 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{a^2 + (b^2 - a^2) \sin^2 \theta} d\theta \\ &= 4 \int_0^{\frac{\pi}{2}} a \sqrt{1 - \left(1 - \frac{b^2}{a^2} \right) \sin^2 \theta} d\theta \\ &= 4a \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta} d\theta \end{aligned} \quad (3.8-13)$$

式(3.8-12)を用いて楕円の円周の全長 S を表現すると、式(3.8-14)のように示すことができる。

$$S = 4aE(k) \quad (3.8-14)$$

ゆえに、Fig. 3.18 に示すインダクターの鉄心磁路を楕円の円弧として表現すると、長半径 a は t_{1w} の半分で 0.011m、短半径 b は t_{1h} の半分 0.0055m になる。したがって、楕円の円周の全長 S は 0.05329m になる。最後に、楕円積分の方法で計算した楕円磁路長 \mathfrak{R}_{C_4} の計算を式(3.8-15)に示す。

$$\begin{aligned} \mathfrak{R}_{C_4} &= (2bs_u + 2hs_u) + S \\ &= (2 \cdot 0.025 + 2 \cdot 0.029) + 0.05329 \\ &= 0.161 \text{ m} \end{aligned} \quad (3.8-15)$$

計算方法によって磁路長は変化するので、計算結果を Table 3.8 に示す

Table 3.8 The magnetic path length calculation results by shape.

Shape	All straight	Narrow radius	Wide radius	Elliptic integrals
Length [m]	0.174	0.165	0.155	0.161

したがって、鉄心の磁路形状が一定である場合は、通常の計算方法でも誤差は少ないが、磁路形状が一定でない場合は、計算方法によって磁路長の誤差が大きくなる。

(2) 鉄心の比透磁率の推定

磁気抵抗を計算する時、鉄心の比透磁率を知る必要がある。この場合、鉄心材質によって比透磁率が異なる。特に、鉄心が使用される磁束密度の変化によって磁界が変わるため、比透磁率も変化する。また、計算に適用する基準値を製造社のデータのどの部分から適用すればよいかを迷うことが多い。そのため、比透磁率の簡易的な推定方法を以下に説明する。

絶対透磁率 μ_{ab} は式(3.8-16)のように示すことができる。

$$\mu_{ab} = \mu_0 \mu_r \quad [\text{H/m}] \quad (3.8-16)$$

ここで、磁界 H を含む最大透磁率 μ_{\max} を式(3.8-17)に示す。

$$\mu_{\max} = \frac{B}{\mu_0 H} \quad (3.8-17)$$

そこで本節では、比透磁率を鉄心の $B-H$ 曲線から近似する場合を以下のように整理した。鉄心の $B-H$ 曲線での透磁率の定義を Fig. 3.21 に示す。

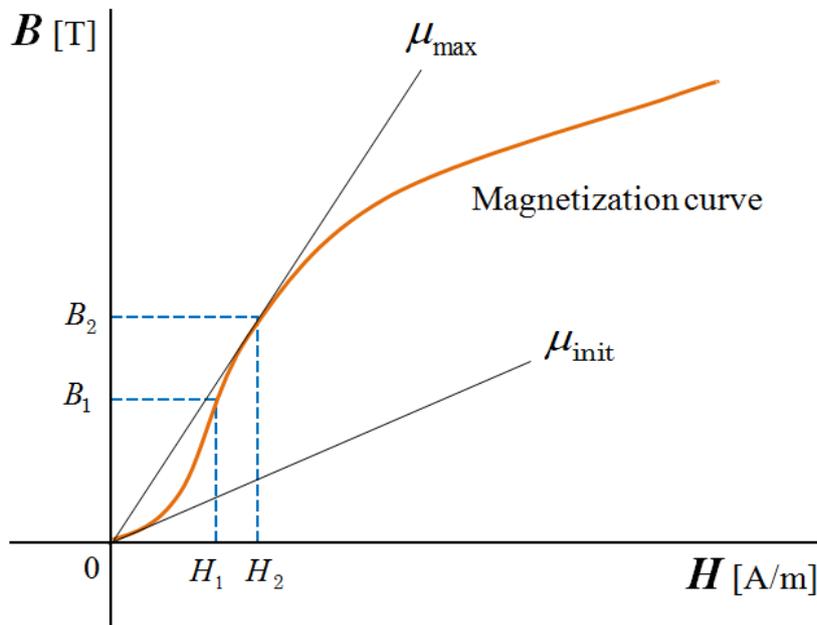


Fig. 3.21 Definition of permeability.

Fig. 3.21 に示す初透磁率 μ_{init} は、磁界 H を限りなく 0 に近づけた時の磁束密度 B と磁界 H の比率であり、 $B-H$ 曲線での原点からの接線を言う。最大透磁率 μ_{\max} は、 $B-H$ 曲線の原点からの接線の内、勾配が最大になるもの比を言う。また、 $B-H$ 曲線の線形領域は、磁束密度と磁界が比例す

るため比透磁率は一定になる。しかし、飽和領域での磁束密度は一定であるが、磁界は増加するので比透磁率は0に近くなる。そのため、 $B-H$ 曲線の線形領域を用いて比透磁率を求める。

Fig. 3.21 に示す最大透磁率 μ_{\max} での傾斜の接線からの磁束密度を B_2 と、磁界を H_2 とする。そして、この最大透磁率の任意の点から線形に変化する磁束密度と磁界の最低値を B_1 と H_1 にする。最後に、磁束密度の差 $\Delta B = B_2 - B_1$ と磁界の差 $\Delta H = H_2 - H_1$ を求める。この線形領域で計算することを微分透磁率 μ_d というので、式(3.8-18)に示す。

$$\mu_d = \frac{\Delta B}{\Delta H} \quad (3.8-18)$$

比透磁率 μ_r は式(3.8-19)で求めることができる。

$$\mu_r = \frac{\mu_d}{\mu_0} \quad (3.8-19)$$

また、直流磁界に交流磁界を重ね合わせた時の増分透磁率を用いて比透磁率を求める場合もある。例として、本研究で用いる解析ソフトから提供する電磁鋼板 (Steel-1008) の $B-H$ データを Table 3.9 に示す。

Table 3.9 B-H data of Steel 1008.

H [A/m]	B [T]
0.0	0.000
159.2	0.240
318.3	0.865
477.5	1.111
636.6	1.246
795.8	1.331
1591.5	1.500
3183.1	1.600
4774.6	1.683
6366.2	1.741
7957.7	1.780
15915.5	1.905
31831.0	2.025
47746.5	2.085
63662.0	2.130
79577.5	2.165
159155.0	2.280
318310.0	2.485
397887.0	2.585

最大透磁率 μ_{\max} の確認と磁束密度および磁界の線形変化領域を確認するための $B-H$ 曲線を Fig. 3.22 に示す。

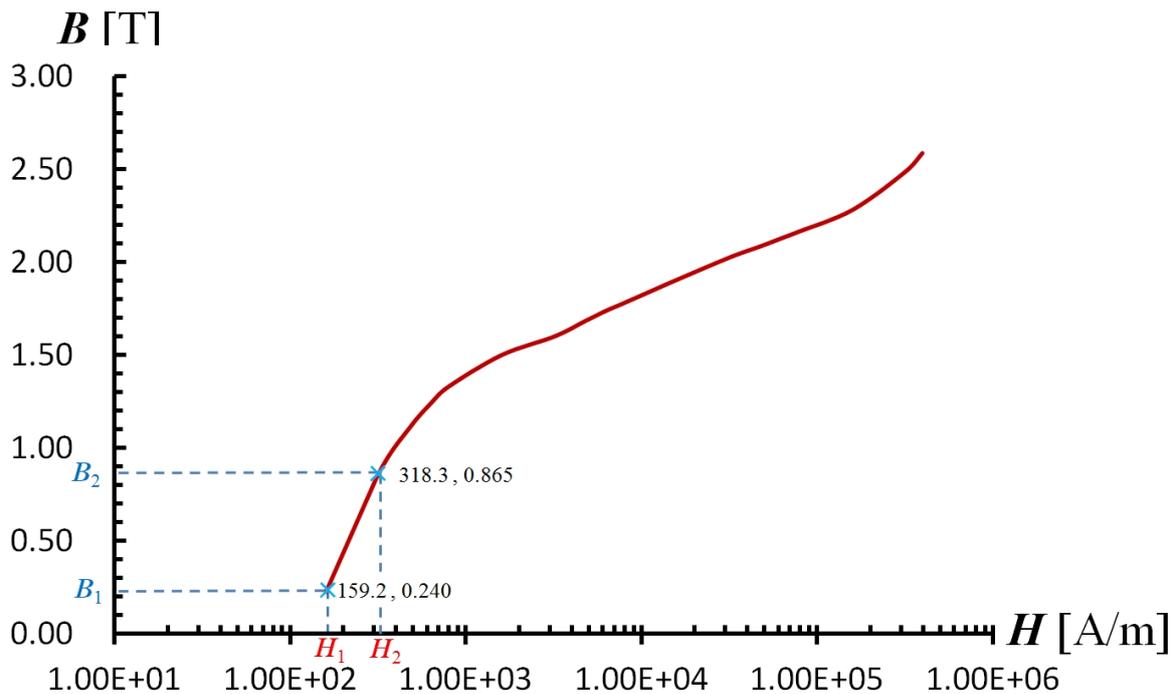


Fig. 3.22 The definition of the linear region of magnetic flux density and magnetic field.

Table 3.9 と Fig. 3.22 を用いて計算した磁束密度の差 ΔB と磁界の差 ΔH を Table 3.10 に示す。

Table 3.10 The calculation results of the excerpt from the data.

Magnetic flux density [T]			Magnetic field [A/m]		
B_2	B_1	ΔB	H_2	H_1	ΔH
0.865	0.240	0.625	318.3	159.2	159.1

ゆえに、微分透磁率 μ_d は 0.003928 で、比透磁率 μ_r は 3125.8 になる。

(3) 磁気抵抗の計算

Table 3.10 により求めた比透磁率を用いて磁路長の違いによる磁気抵抗の計算結果を Table 3.11 に示す。但し、この計算結果は $B-H$ 曲線の線形領域である。

Table 3.11 The calculation results of the magnetic reluctance by magnetic path length.

Shape	All straight	Narrow radius	Wide radius	Elliptic integrals
Magnetic reluctance [At/Wb]	52987.3	50111.8	47236.4	49113.8

3.8.2 自己インダクタンスの計算

Fig. 3.13 に示すインダクターを用いて自己インダクタンスの計算式を誘導する。アンペールの周回積分の法則の概念を Fig. 3.23 に示す。

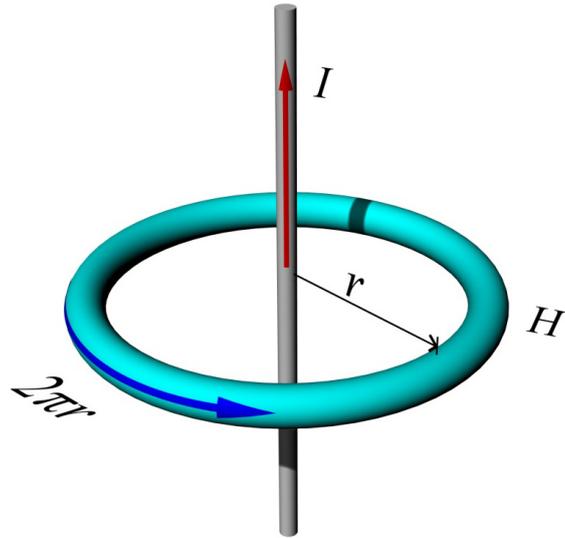


Fig. 3.23 The concept of the law of Ampere's contour integral.

直線導線に電流を流す時、電流回りの同心円上で右ねじの方向の磁場が発生し、閉じた半径の同心円の経路上の磁界の強さは等しい。この磁界はアンペールの周回法則により、経路の長さ $2\pi r$ と磁界の強さ H の積は、電流 I に等しいので、式(3.8-20)が成り立つ。

$$H = \frac{I}{2\pi r} \text{ [A/m]} \quad (3.8-20)$$

発生した磁界の強さ H を半径 r の円周に沿って閉曲線積分をすると、式(3.8-21)のように表現できる。

$$\begin{aligned} \oint H \cdot d\ell &= H \oint d\ell \\ &= H \cdot 2\pi r \end{aligned} \quad (3.8-21)$$

また、式(3.8-21)に式(3.8-20)を代入すると、式(3.8-22)のようになる。

$$\begin{aligned} \oint H d\ell &= H \oint d\ell \\ &= H 2\pi r \\ &= \frac{I}{2\pi r} 2\pi r \\ &= I \end{aligned} \quad (3.8-22)$$

Thus $\oint H d\ell = I$

一般に閉曲線内の巻線数 N の場合、アンペールの周回法則を式(3.8-23)のように示すことができる。

$$\oint H d\ell = NI \quad (3.8-23)$$

アンペールの周回法則を用いて Fig. 3.13 に示すインダクターの磁界を求めることができるので、式(3.8-24)に示す。

$$Hl_c = NI \quad (3.8-24)$$

アンペールの周回法則から磁束 Φ を計算すると、式(3.8-25)のように示すことができる。

$$\Phi = \frac{\mu N I A_c}{l_c} \quad (3.8-25)$$

Fig. 3.13 に示すインダクターの自己インダクタンスは、式(3.8-26)で求めることができる。

$$\begin{aligned} L &= \frac{N\Phi}{I} \\ &= \frac{N \frac{\mu N I A_c}{l_c}}{I} \\ &= \frac{\mu_0 \mu_r N^2 A_c k_{st}}{l_c} \end{aligned} \quad (3.8-26)$$

但し、 Φ : 全体磁束 [Wb]、 N : 巻線数、 I : 励磁電流 [A]

また、起磁力 NI は、磁気抵抗 \mathfrak{R}_c を用いて式(3.8-27)のように示すことができる。

$$NI = \Phi \mathfrak{R}_c \quad (3.8-27)$$

式(3.8-26)は、磁気抵抗 \mathfrak{R}_c を用いて式(3.8-28)のように変形することができる。

$$\begin{aligned} L &= \frac{N\Phi}{I} \\ &= \frac{N \frac{NI}{\mathfrak{R}_c}}{I} \\ &= \frac{N^2}{\mathfrak{R}_c} \end{aligned} \quad (3.8-28)$$

3.8.3 磁気等価回路⁽²⁴⁾⁽²⁵⁾⁽²⁶⁾

本研究でのリニア発電機の磁気等価回路を Fig. 3.24 に示す。

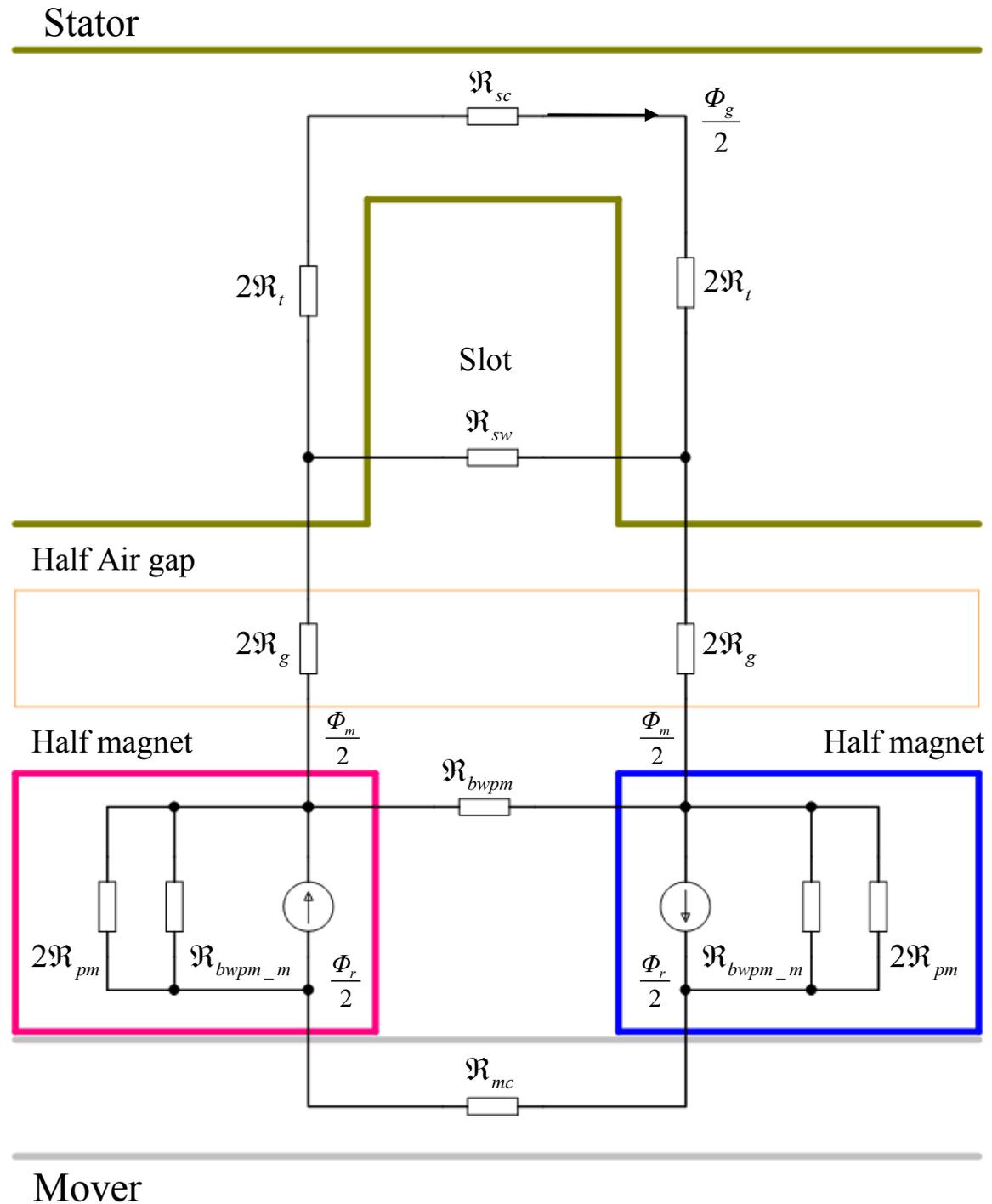


Fig. 3.24 The equivalent magnetic circuit of the linear generator.

Fig. 3.24 に示す磁気等価回路の各部分の磁気抵抗は、以下のように求めることができる。

- ① 固定子の鉄心の磁気抵抗 \mathcal{R}_{sc} は式(3.8-29)のように示すことができる。

$$\mathcal{R}_{sc} = \frac{\tau_t}{\mu_r \mu_0 L_{st} w_{st} k_{st}} \quad (3.8-29)$$

但し、 w_{st} : 固定子の幅 [m]

② スロットの歯幅の磁気抵抗 \mathfrak{R}_t は式(3.8-30)で求めることができる。

$$\mathfrak{R}_t = \frac{h_s}{\mu_r \mu_0 L_{st} t_w k_{st}} \quad (3.8-30)$$

但し、 t_w : スロットの歯幅 [m]、 h_s : スロットの窓面積の高さ [m]

③ 空隙の磁気抵抗 \mathfrak{R}_g は、スロットピッチと磁極ピッチが等しい（全節巻：Full pitch winding）場合は、 d 軸と q 軸でわけることができるが、スロットピッチが磁極ピッチより短い（短節巻：Short pitch winding）場合は、空隙の固定側磁気抵抗 $\mathfrak{R}_{g,s}$ と可動側磁気抵抗 $\mathfrak{R}_{g,m}$ で表現でき、式(3.8-31)と(3.8-32)に示す。

$$\mathfrak{R}_{g,s} = \frac{g k_c}{\mu_0 L_{st} \tau_t} \quad (3.8-31)$$

$$\mathfrak{R}_{g,m} = \frac{g k_c}{\mu_0 L_{mov} \tau_p} \quad (3.8-32)$$

また、空隙の磁気抵抗 \mathfrak{R}_g の計算式を単純化すると、式(3.8-33)のように示すことができる⁽²⁴⁾⁽²⁵⁾。

$$\mathfrak{R}_g = \frac{g}{\mu_0 (w_m + 2g) L_{st}} \quad (3.8-33)$$

④ 永久磁石の磁気抵抗 \mathfrak{R}_{pm} は式(3.8-34)のように示すことができる。

$$\mathfrak{R}_{pm} = \frac{h_m}{\mu_0 \mu_{rec} w_m l_m} \quad (3.8-34)$$

⑤ 永久磁石間の磁気抵抗 \mathfrak{R}_{bwpm} は式(3.8-35)のように示すことができる。

$$\mathfrak{R}_{bwpm} = \frac{\pi}{\mu_0 L_{mov} \ln \left[1 + \frac{\pi g}{(\tau_p - w_m)} \right]} \quad (3.8-35)$$

⑥ 永久磁石と可動子間の磁気抵抗 \mathfrak{R}_{bwpm-m} は式(3.8-36)のように示すことができる。

$$\mathfrak{R}_{bwpm-m} = \frac{\pi}{\mu_0 L_{mov} \ln \left(1 + \frac{\pi g}{h_m} \right)} \quad (3.8-36)$$

但し、空隙の長さ g は磁石間の距離 α の2倍より短いこと。

⑦ 可動子の磁気抵抗 \mathfrak{R}_{mc} は式(3.8-37)のように示すことができる。

$$\mathfrak{R}_{mc} = \frac{\tau_p}{\mu_r \mu_0 L_{mov} w_{st}} \quad (3.8-37)$$

⑧ スロット幅の磁気抵抗 \mathfrak{R}_{sw} は式(3.8-38)のように示すことができる。

$$\mathfrak{R}_{sw} = \frac{b_s}{\mu_0 L_{st} h_s} \quad (3.8-38)$$

但し、 b_s : スロットの幅 [m]

永久磁石から空隙を通る磁束 Φ_m は式(3.8-39)のように示すことができる。

$$\Phi_m = \Phi_r \frac{\mathfrak{R}_{pm}}{\mathfrak{R}_{pm} + 2\mathfrak{R}_g} \quad (3.8-39)$$

但し、 Φ_r は B_r と A_m の積である。

固定子を通る磁束 Φ_g は式(3.8-40)のように示すことができる。

$$\Phi_g = \frac{\Phi_r}{1 + \left(\frac{\mathfrak{R}_g}{\mathfrak{R}_{pm}} \right) \left(1 + \frac{2\mathfrak{R}_{pm}}{\mathfrak{R}_{bwpm_m}} + \frac{4\mathfrak{R}_{pm}}{\mathfrak{R}_{bwpmm}} \right)} \quad (3.8-40)$$

3.8.4 磁気吸引力

小型波力発電システムに用いるリニア発電機の固定子および可動子に鉄心を用いた場合、永久磁石と鉄心間に磁気吸引力が存在するので、円滑な起動を妨げることが多い。特に、小型波力発電システムは波高の低い沿岸部の設置を前提しているため、磁気吸引力が大きくなると、起動できない場合があるので、磁気吸引力を小さくする必要がある。

磁気吸引力の簡易計算方法は吸引面の空隙を計算した後、空隙空間のパーミアンスを求め、永久磁石の動作点を確認し、永久磁石の動作点から起磁力と吸引面の磁束密度を求めて吸引力を計算する。磁気吸引力を確認するため、以下の基本式を示す。

$$\text{全磁束} = \frac{\text{起磁力}}{\text{磁気抵抗}} \quad , \quad \text{全磁束} = \text{起磁力} \times \text{パーミアンス} \quad , \quad \text{パーミアンス} = \frac{\text{透磁率} \times \text{磁路断面積}}{\text{磁路長}}$$

空隙の全磁束 Φ_g は式(3.8-41)のように与える。

$$\Phi_g = \frac{NI}{\mathfrak{R}_g} = \frac{gB_g}{\mu_0 \mathfrak{R}_g} = B_g S_g \quad (3.8-41)$$

空隙の磁気吸引力 F_g は式(3.8-42)のように求めることができる。

$$F_g = \frac{1}{2} \frac{B_g^2 S_g}{\mu_0} \quad [\text{N}] \quad (3.8-42)$$

また、磁気吸引面の磁束密度は式(3.8-43)のように示すことができる。

$$B_g = \mu_0 H_g \quad (3.8-43)$$

但し、 H_g : 吸引面空隙の磁界の強さ [A/m]

3.9 固定子スロットの設計

固定子スロットを設計するため、巻線数と巻線銅線の仕様を計算する必要がある。

3.9.1 スロットの設計条件

Table 3.1 に示すリニア発電機の最大線間電圧から計算すると、コイルの結線方式はY結線であるため、固定子スロットの相当りの電圧（無負荷誘導起電力 E_o ）は76.2Vになる。また、最大線間電圧は、リニア発電機の出力端に繋ぐコンバーターの入力電圧範囲を考慮して線間電圧から20%を増加してある。総巻線数 N_t の計算は式(3.9-1)のように示すことができる。

$$N_t = \frac{E_o}{\pi \sqrt{2} \frac{v_s}{2\tau_p} N_t k_w(v) \Phi_f} \quad (3.9-1)$$

計算結果は以下になる。

$$N_t = \frac{76.2}{\pi \sqrt{2} \frac{0.785}{2 \cdot 0.04} \cdot 0.95 \cdot 0.007415} \approx 249$$

ゆえに、スロット当たりの巻線数 N_s は、式(3.9-1)の総巻線数 N_t を相当りのスロット数に分けた値になる。詳細な設計条件を Table 3.12 に示す。

Table 3.12 The design conditions of slot of stator.

Description	Symbol	Value
Stator winding current	I_a	1.3 A
Winding turns total per phase	N_t	249
Number of turns in per series slot	N_s	83
Winding coil series quantity	C_q	3
Slot pitch	τ_r	0.036 m
Pole pitch	τ_p	0.040 m

固定子スロットのボビンと巻線コイルを含めたスロットの断面を Fig. 3.25、Fig. 3.26 に示す。

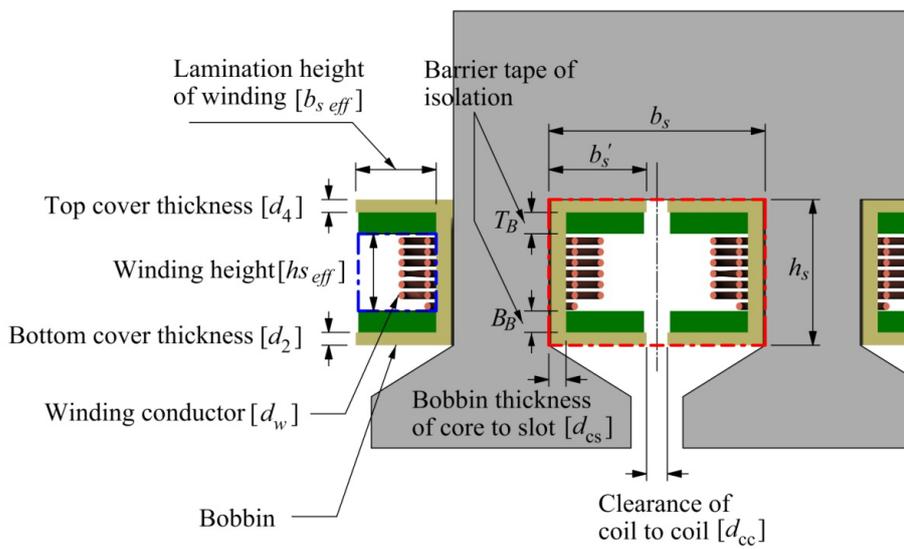


Fig. 3.25 The State of bobbin structure and cross-section of winding coil of slot.

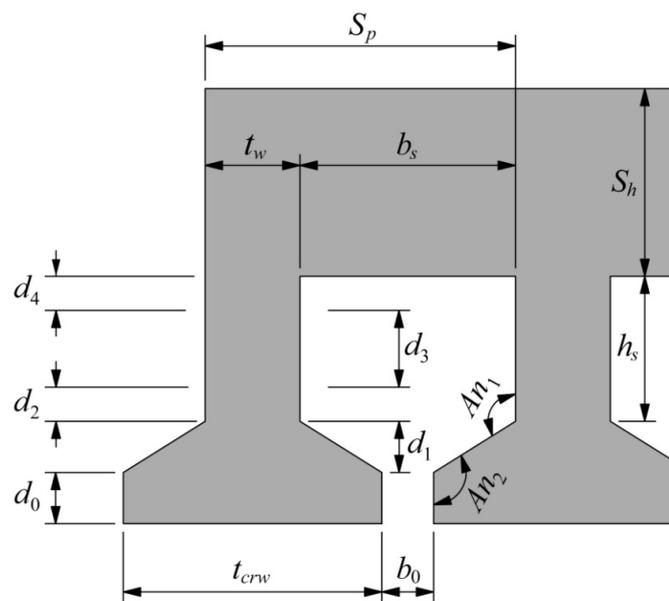


Fig. 3.26 Cross-sectional view of a detailed slot.

スロットの全体窓面積は Fig. 3.25 に示す赤色の四角の面積 ($b_s \times h_s$) であるが、この窓面積に二つのコイルが入るため、巻線窓面積 A_s ($b_{seff} \times h_{seff}$) は全体窓面積の半分以下になる。また、Fig. 3.26 に示す S_p はスロットのピッチ τ_t と同じであり、歯幅 t_w とスロット幅 b_s の和になる。

(1) 歯幅 t_w は、永久磁石の基本波励磁磁束 Φ_f を用いて求めることができる。この永久磁石の基本波励磁磁束 Φ_f はスロットの歯を通るので、スロットの歯の数で分けた分と等しい。歯幅 t_w の計算を式(3.9-2)に示す⁽¹⁶⁾。

$$t_w = \frac{2p\Phi_f}{ZB_{t\max}L_{st}} \quad [\text{m}] \quad (3.9-2)$$

但し、 $B_{t\max}$: 歯幅の最大磁束密度 [1.8T]
計算結果は以下になる。

$$t_w = \frac{2p\Phi_f}{ZB_{t\max}L_{st}} = \frac{2 \cdot 4 \cdot 0.00742}{9 \cdot 1.8 \cdot 0.32} \approx 0.0114 \text{ m}$$

ゆえに、歯幅 t_w は 0.011m で、スロットの幅 b_s は 0.025m になる。

(2) 歯幅の空隙側にある歯先端部幅 t_{crw} は、先行研究では歯幅 t_w の 1.6 倍程度⁽³⁰⁾であるが、本研究では歯幅 t_w の約 2.7 倍にした。これは、永久磁石の表面積と歯幅の表面積が同じになるほど鎖交磁束が増えるので、永久磁石幅 0.032m に対する歯先端部幅 t_{crw} を許容可能な最大寸法 0.030m までにした。また、歯先端部幅 t_{crw} は式(3.9-3)のように示すこともできる⁽¹⁶⁾⁽³⁴⁾。

$$t_{crw} = \frac{B_g \tau_t Z}{ZB_t} = \frac{0.91 \cdot 0.036 \cdot 9}{1.1 \cdot 9} \approx 0.0298 \text{ m} \quad (3.9-3)$$

但し、 B_t : 歯幅の磁束密度 [1.0~1.5T]

3.9.2 銅線の計算

巻線に使用する銅線の線径 d_w は式(3.9-4)で求めることができる。

$$d_w = 2 \sqrt{\frac{I_a}{\pi J_w}} \quad [\text{mm}] \quad (3.9-4)$$

但し、 J_w : 銅線の許容電流密度 [A/mm^2]

Table 3.12 に示すように巻線に流す電流を 1.3A、電流密度を $3\text{A}/\text{mm}^2$ として求めた銅線の線径は 0.7 mm である。

固定子のスロットに巻線する銅線の総断面積 A_{cw} は、スロットの寸法計算に重要な変数であり、式(3.9-5)のように示すことができる。

$$A_{cw} = \pi \left(0.001 \frac{d_w}{2} \right)^2 N_s \quad [\text{m}^2] \quad (3.9-5)$$

ここで、巻線の窓面積に対する銅線が占める割合を巻線占積率 S_{fill} (Slot fill factor) というので、発電機の体積に大きな影響がある。一般に巻線占積率は、巻線方法により異なるため正確な基準値 (40%~60%) は定めていないが、大きくすることが望ましい。近年では、製造社により 85% 以上適用した例がある⁽²⁷⁾。そのため、巻線占積率 S_{fill} を上げるため、丸銅線ではなく平角銅線や印刷回路基板などを用いることもできるが、今回の設計では丸銅線を用いた。

3.9.3 巻線仕様によるスロットの計算

Fig. 3.25 に示すスロットの全体窓面積の高さ h_s を計算するためには、銅線の総断面積から巻線の絶縁方法、コイル間の絶縁距離を含める計算が必要であり、以下に説明する。

(1) 巻線窓面積の最大幅 (b_{seff})

巻線窓面積の最大幅 b_{seff} には、二つのコイルが巻かれるので、スロットとコイル間の絶縁距離を確保する必要がある。この絶縁距離を含む巻線窓面積の最大幅 b_{seff} は、式(3.9-6)のように示すことができる（実際のコイルの全体巻線の積層の高さ）。

$$b_{seff} = \frac{b_s}{2} - \left(d_{cs} + \frac{d_{cc}}{2} \right) \quad (3.9-6)$$

但し、 d_{cs} ：コイルとスロット鉄心間の絶縁距離およびボビンの厚み（0.002m）、

d_{cc} ：コイル間の絶縁距離（0.003m）

(2) 巻線の最大積層数 (wl_{max}) と最大巻高さ (wl_h)

求めた巻線窓面積の最大幅 b_{seff} から巻線の外装テープの厚み PS_t と余裕絶縁距離 B_{sc} を含め、皮膜を含めた銅線外径 d_{wmax} を用いて最大積層数 wl_{max} を計算するので、式(3.9-7)に示す。

$$wl_{max} = \frac{b_{seff} - PS_t - B_{sc}}{d_{wmax}} \quad (3.9-7)$$

但し、 PS_t ：外装テープの厚み（0.0005m）、 B_{sc} ：余裕絶縁距離（0.0005m）、 d_{wmax} ：皮膜を含めた銅線外径（0.00075m）

最大積層数の計算結果は 10.67 であるが、小数点以下を切り捨てた値 10 から 1 を引くと 9 になる。この計算方法は、巻線方法（自動巻線および手動巻線による銅線整列）による誤差および銅線皮膜の誤差を無くすためである。また、最大巻高さ wl_h は、銅線外径 0.75mm に作業誤差 0.1mm を足した後、最大積層数 9 を掛けると、0.00765m になる。

(3) 一層当たりの巻線数 (N_{slayer}) と巻線窓面積の高さ (h_{seff})

巻線数 N_s と最大積層数 wl_{max} を用いて一層当たりの巻線数 N_{slayer} を計算するので、式(3.9-8)に示す。

$$N_{slayer} = \frac{N_s + wl_{max}}{wl_{max}} \quad (3.9-8)$$

したがって、一層当たりの巻線数は 10 ターンになる。この巻線数から銅線の最大外径 d_{wmax} に巻線作業の誤差 0.1mm を含め計算すると、巻線窓面積の高さ h_{seff} を求めることができ、四捨五入して 0.009m になる。

(4) スロット全体窓面積の高さ (h_s)

全体窓面積の高さは、ボビン上下端の絶縁厚み (T_B 、 B_B ：各 1.5mm) と絶縁バリアテープ (T_B 、 B_B ：各 2.5mm) を含めると、0.017m になる。

計算した巻線方法の詳細仕様から巻線銅線の総断面積 A_{cw} (36.67mm²) と巻線窓面積 A_s (81mm²) を用いて巻線占積率を計算すると、約 45.3% になる。

(5) コイルと可動部間には絶縁のため、空間距離を 6mm 以上確保する必要がある。そのため、スロットの歯幅の傾斜面の長さ d_1 と歯先端部幅の長さ d_0 は、各 6mm とした。また、傾斜面の角度 An_1 と An_2 は、 d_1 と d_0 が決定できれば自動的に計算できる。本研究での計算結果は 122° である。

(6) スロットの歯と歯の隙間である b_0 は、歯先端部幅 t_{crw} から引いた値であり、6mm になる。

最終的に計算された詳細なスロットの寸法を Table 3.13 に示す。

Table 3.13 Details of dimension of slot.

Symbol	Value
d_0	0.006 m
d_1	0.006 m
d_2	0.004 m
d_3	0.009 m
d_4	0.004 m
t_w	0.011 m
t_{crw}	0.030 m
b_s	0.025 m
b'_s	0.0113 m
h_s	0.017 m
S_p	0.036 m
b_0	0.006 m
S_h	0.022 m
S_t	0.080 m
S_{fill}	0.453
An_1	122°
An_2	122°

3.10 コイルの巻線抵抗計算

固定子のスロットに巻かれたコイルの様子を Fig. 3.27 に示す。

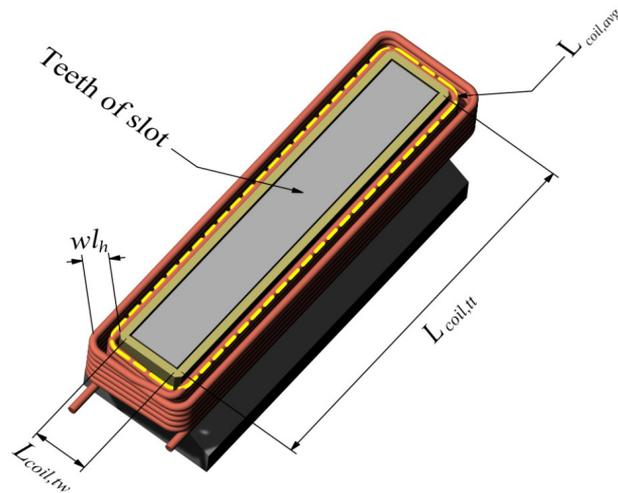


Fig. 3.27 Perspective view of winding coil.

巻線銅線の平均長さ $L_{coil,avg}$ は式(3.10-1)のように求めることができる。

$$\begin{aligned}
L_{coil,avg} &= 2(L_{coil,tw} + L_{coil,tt}) + 2\pi\left(\frac{wl_h}{2} + d_{cs}\right) \\
&= 2(0.08 + 0.011) + 2\pi\left(\frac{0.00765}{2} + 0.002\right) \\
&\approx 0.2186 \text{ m}
\end{aligned} \tag{3.10-1}$$

但し、 $L_{coil,tw}$ ：スロット歯のコイル幅 [m]、 $L_{coil,tt}$ ：スロット歯のコイル奥行き [m]、 wl_h ：最大巻高さ [m]

巻線銅線の抵抗 R_{20coil} は式(3.10-2)で求めることができる。

$$\begin{aligned}
R_{20coil} &= R_{20} \frac{N_s L_{coil,avg}}{\pi \left(\frac{d_w}{2}\right)^2} = 0.01724 \cdot \frac{83 \cdot 0.2186}{\pi \cdot 0.35^2} \\
&\approx 0.813 \Omega
\end{aligned} \tag{3.10-2}$$

但し、 R_{20} ：20°Cにおける銅線の固有抵抗 [0.01724 Ω/m]

実際の電気機器の温度特性は 75°C を基準しているため、75°C における銅線の固有抵抗 R_{75} を求める必要があり、式(3.10-3)に示す。

$$R_{75} = R_{20} [1 + \alpha_t (75 - 20)] \quad [\Omega] \tag{3.10-3}$$

ここで、銅線の抵抗温度係数 α_t は式(3.10-4)のように求めることができる。

$$\begin{aligned}
\alpha_t &= \frac{1}{234.5 + t} \quad [1/^\circ\text{C}] \\
&= \frac{1}{234.5 + 75} \approx 0.00323
\end{aligned} \tag{3.10-4}$$

銅線の固有抵抗 R_{75} を求めると、以下のようになる。

$$\begin{aligned}
R_{75} &= R_{20} [1 + \alpha_t (75 - 20)] \\
&= 0.01724 \cdot [1 + 0.00323 \cdot (55)] \approx 0.0203 \Omega
\end{aligned}$$

ゆえに、巻線銅線の抵抗 R_{75coil} は式(3.10-5)のように求めることができる。

$$\begin{aligned}
R_{75coil} &= R_{75} \frac{N_s L_{coil,avg}}{\pi \left(\frac{d_w}{2}\right)^2} = 0.0203 \cdot \frac{83 \cdot 0.2186}{\pi \cdot 0.35^2} \\
&\approx 0.957 \Omega
\end{aligned} \tag{3.10-5}$$

3.11 カーター係数

空隙の長さはスロットの形状と可動子の移動により変化するので、解析時にその変化値を補正する必要があるが、カーター係数 k_c を用いれば、式(3.11-1)で計算できる⁽⁷⁾⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾⁽²⁸⁾。

$$k_c = \frac{\tau_t}{\tau_t - \gamma g} \tag{3.11-1}$$

また、式(3.11-1)の γ は式(3.11-2)のように計算できる。

$$\gamma = \frac{4}{\pi} \left[\frac{b_0}{2g} \tan^{-1} \left(\frac{b_0}{2g} \right) - \ln \sqrt{1 + \left(\frac{b_0}{2g} \right)^2} \right] \tag{3.11-2}$$

固定子の漏れリアクタンス X_1 とカーター係数 k_c の計算結果を Table 3.14 に示す。

Table 3.14 The calculation results of leakage reactance of stator winding and carter's coefficient.

Description	Symbol	Value
Slot leakage permeance	p_s	3.3E-06 H
Tooth tip leakage permeance	p_t	1.6E-07 H
End winding leakage permeance	p_e	9.8E-09 H
Carter's coefficient	k_c	1.07
Leakage reactance of stator winding	X_1	0.65 Ω

3.12 同期リアクタンス⁽¹⁴⁾⁽²⁸⁾⁽³⁰⁾

同期リアクタンスは、固定子の漏れリアクタンスと各軸の反作用リアクタンスの和になり、以下のように求めることができる。

3.12.1 電機子反作用リアクタンス

(1) 固定子の d 軸の反作用リアクタンス X_{ad} は、式(3.12-1)のように示すことができる。

$$X_{ad} = 4m\mu_0 f \frac{(N_s k_w(v))^2}{\pi p} \frac{\tau_p L_{st}}{g'} k_{fd} \quad [\Omega] \quad (3.12-1)$$

g' は d 軸の空隙の等価値であり、式(3.12-2)で求めることができる。

$$g' = k_c k_{sat} g + \frac{h_m}{\mu_{rec}} \quad (3.12-2)$$

但し、 k_{sat} : d 軸の飽和係数、 k_{fd} : d 軸の反作用の形状係数

(2) 固定子の q 軸の反作用リアクタンス X_{aq} は、式(3.12-3)のように示すことができる。

$$X_{aq} = 4m\mu_0 f \frac{(N_s k_w(v))^2}{\pi p} \frac{\tau_p L_{st}}{k_c k_{satq} g_q} k_{fq} \quad [\Omega] \quad (3.12-3)$$

但し、 k_{satq} : q 軸の飽和係数、 k_{fq} : q 軸の反作用の形状係数、 g_q : q 軸の空隙の長さ [m]

3.12.2 励磁形状係数

励磁形状係数 (Excitation field form factor) は、空隙の最大磁束密度の最大値に対する基本波磁束密度の比率で定義される。式(3.12-4)のように示すことができる。

$$k_f = \frac{B_{mg1}}{B_{mg}} = \frac{4}{\pi} \sin \frac{\alpha_i \pi}{2} \quad (3.12-4)$$

但し、 B_{mg1} : 空隙の基本波磁束密度の最大値 [T]

式(3.12-4)の α_i は、永久磁石幅と磁極ピッチの比率であり、式(3.12-5)のように示すことができる。

$$\alpha_i = \frac{w_m}{\tau_p} \quad (3.12-5)$$

3.12.3 電機子反作用形状係数

電機子反作用形状係数 (Armature reaction form factor) は、 d 軸と q 軸の電機子反作用磁束密度の垂直成分の最大値に対する基本波磁束密度の比率で定義される。

d 軸と q 軸の電機子反作用形状係数 k_{fd} と k_{fq} を式(3.12-6)と式(3.12-7)に示す。

$$k_{fd} = \frac{B_{ad1}}{B_{ad}} \quad (3.12-6)$$

$$k_{fq} = \frac{B_{aq1}}{B_{aq}} \quad (3.12-7)$$

但し、 B_{ad1} : d 軸の基本波磁束密度の最大値 [T]、 B_{aq1} : q 軸の基本波磁束密度の最大値 [T]、
 B_{ad} : d 軸の磁束密度 [T]、 B_{aq} : q 軸の磁束密度 [T]

d 軸と q 軸の基本波磁束密度の最大値 B_{ad1} および B_{aq1} を Fourier 級数で表現することができるので、式(3.12-8)と式(3.12-9)に示す。

$$B_{ad1} = \frac{4}{\pi} \int_0^{0.5\pi} B(x) \cos x dx \quad (3.12-8)$$

$$B_{aq1} = \frac{4}{\pi} \int_0^{0.5\pi} B(x) \sin x dx \quad (3.12-9)$$

また、突極型同期機の d 軸と q 軸の電機子反作用の形状係数は、式(3.12-10)と式(3.12-11)で示すことができる。

$$k_{fd} = \frac{\alpha_i \pi + \sin \alpha_i \pi}{\pi} \quad (3.12-10)$$

$$k_{fq} = \frac{\alpha_i \pi - \sin \alpha_i \pi}{\pi} \quad (3.12-11)$$

3.12.4 永久磁石の励磁形状係数

永久磁石を可動子の表面に張り付けた場合、 d 軸と q 軸の形状係数および電機子反作用形状係数は、式(3.12-12)から(3.12-14)のように簡単にできる。

$$k_{fd} = k_{fq} = 1 \quad (3.12-12)$$

$$k_{ad} = \frac{k_{fd}}{k_f} \quad (3.12-13)$$

$$k_{aq} = \frac{k_{fq}}{k_f} \quad (3.12-14)$$

永久磁石励磁型の形状係数を計算した結果を Table 3.15 に示す。

Table 3.15 The results of calculation of form factors and reaction factor for PMSG.

Description	Symbol	Value
Form factor of the excitation field	k_f	1.211
Form factor of the armature reaction in the d axis	k_{fd}	1
Form factor of the armature reaction in the q axis	k_{fq}	1
Factor of the armature reaction in the d axis	k_{ad}	0.826
Factor of the armature reaction in the q axis	k_{aq}	0.826

$$\text{但し、} \alpha_i = \frac{w_m}{\tau_p} = \frac{0.032}{0.04} = 0.8$$

3.12.5 各軸の同期リアクタンス

各軸の同期リアクタンス X_d と X_q は式(3.12-15)のように求めることができる。

$$X_d = X_1 + X_{ad} \quad , \quad X_q = X_1 + X_{aq} \quad (3.12-15)$$

固定子の漏れリアクタンスによる同期リアクタンスの計算条件と計算結果を Table 3.16 に示す。

Table 3.16 The results of calculation of synchronous reactance and calculation condition.

Description	Symbol	Value
Synchronous reactance of d-axis	X_d	0.774 Ω
Synchronous reactance of q-axis	X_q	0.763 Ω
Armature reaction reactance of d-axis	X_{ad}	0.123 Ω
Armature reaction reactance of q-axis	X_{aq}	0.112 Ω
Equivalent air gap in the d axis	g'	0.0078 m
Air gap in the q axis	g_q	0.008 m
Saturation factor of the magnetic circuit	k_{sat}	1.1
Saturation factor in the q axis	k_{satq}	1.0

3.13 無負荷誘導起電力⁽¹⁴⁾

誘導起電力は直流磁束では発生しないが、永久磁石一極当たりの面積から発生する基本波励磁磁束 Φ_f に依存する。基本波励磁磁束 Φ_f は式(3.13-1)のように求めることができる。

$$\Phi_f = L_{st} \int_0^{\tau} B_{mg} \sin\left(\frac{\pi}{\tau_p} x\right) dx = \frac{2}{\pi} \tau_p L_{st} B_{mg} \quad (3.13-1)$$

一相当たりの無負荷誘導起電力 E_o は、磁極のピッチ τ_p と可動子の移動速度 v_s を用いる式(3.13-2)と、周波数 f を用いる式(3.13-3)で求めることができる。

$$E_o = \pi \sqrt{2} \frac{v_s}{2\tau_p} N_t k_w(v) \Phi_f \quad (3.13-2)$$

$$E_o = \pi \sqrt{2} f N_t k_w(v) \Phi_f \quad (3.13-3)$$

3.14 等価回路による負荷特性の算定⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾⁽³¹⁾⁽³²⁾

リニア発電機の単相分の等価回路を Fig. 3.28 に示す。

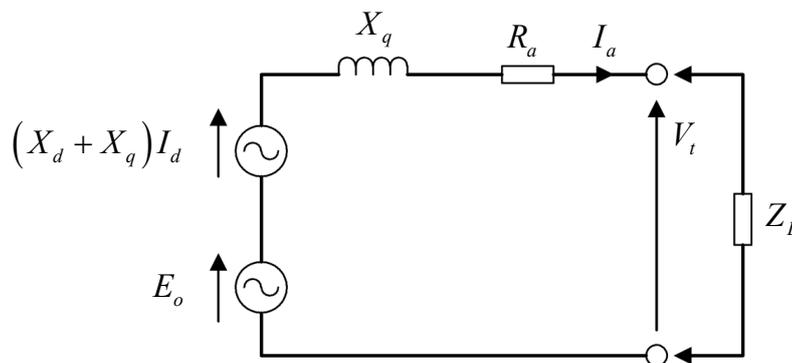


Fig. 3.28 Equivalent circuit of one phase of the PMLG.

リニア発電機の単相分のフェーザ線図を Fig. 3.29 に示す。

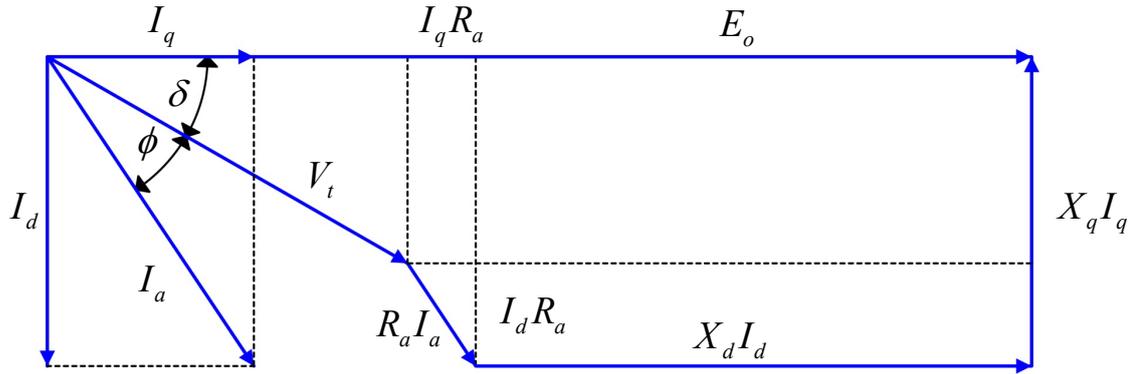


Fig. 3.29 Phasor diagram of one phase of the PMLG.

解析条件は、可動子の移動速度が一定で永久磁石を励磁に用いた時であり、電圧方程式は以下のように与えられる。

$$V_t \cos \delta = E_o - I_d X_d - I_q R_a \quad (3.14-1)$$

$$V_t \sin \delta = I_q X_q - I_d R_a \quad (3.14-2)$$

$$I_d = I_a \sin(\delta + \phi) \quad (3.14-3)$$

$$I_q = I_a \cos(\delta + \phi) \quad (3.14-4)$$

$$V_t = I_a Z_L \quad (3.14-5)$$

但し、 V_t : 端子電圧 [V]、 E_o : 無負荷誘導起電力 [V]、 I_d : d 軸電流 [A]、 I_q : q 軸電流 [A]、 X_d : d 軸リアクタンス [Ω]、 X_q : q 軸リアクタンス [Ω]、 R_a : 固定子の巻線抵抗 [Ω]、 δ : 負荷角、 ϕ : 力率角、 Z_L : 負荷インピーダンス [Ω]、 I_a : 出力電流 [A]

(1) 負荷角 δ を求めるため、以下のように計算を誘導する。

式(3.14-2)に式(3.14-5)を代入すると、以下ようになる。

$$I_a Z_L \sin \delta = I_q X_q - I_d R_a$$

上記の式を整理すると、式(3.14-6)のように示すことができる。

$$Z_L \sin \delta = \frac{I_q X_q - I_d R_a}{I_a} \quad (3.14-6)$$

式(3.14-6)の I_q と I_d の代わりに、式(3.14-4)と式(3.14-3)を代入して計算すると、式(3.14-7)のように変更できる。

$$Z_L \sin \delta = \frac{I_a \cos(\delta + \phi) X_q - I_a \sin(\delta + \phi) R_a}{I_a} \quad (3.14-7)$$

$$Z_L \sin \delta = \cos(\delta + \phi) X_q - \sin(\delta + \phi) R_a$$

ここで、式(3.14-7)を三角関数の相互関係を用いて $\tan \delta$ を求めると、式(3.14-8)のように示すことができる。

$$\begin{aligned}
Z_L \sin \delta &= X_q \cos(\delta + \phi) - R_a \sin(\delta + \phi) \\
Z_L \tan \delta \cos \delta &= X_q \cos(\delta + \phi) - R_a \sin(\delta + \phi) \\
\tan \delta &= \frac{X_q \cos(\delta + \phi) - R_a \sin(\delta + \phi)}{Z_L \cos \delta}
\end{aligned} \tag{3.14-8}$$

式(3.14-1)に用いて式(3.14-8)を変形すると、負荷角 δ は式(3.14-10)のように示すことができる。

$$\begin{aligned}
\tan \delta &= \frac{X_q \cos \delta + X_q \cos \phi - R_a \sin \delta - R_a \sin \phi}{Z_L + X_q \sin \phi + R_a \cos \phi} \\
\tan \delta &= \frac{X_q \cos \phi - R_a \sin \phi}{Z_L + X_q \sin \phi + R_a \cos \phi}
\end{aligned} \tag{3.14-9}$$

$$\delta = \tan^{-1} \frac{X_q \cos \phi - R_a \sin \phi}{Z_L + X_q \sin \phi + R_a \cos \phi} \tag{3.14-10}$$

また、 E_o と I_d および I_q を誘導するため、式(3.14-1)を式(3.14-9)に代入して計算する。その後、端子電圧 V_t 、出力電流 I_a に関する式(3.14-11)と出力電流 I_a を負荷インピーダンス Z_L で表現する式(3.14-12)を示す。

$$\tan \delta = \frac{I_a X_q \cos \phi - I_a R_a \sin \phi}{V_t + I_a X_q \sin \phi + I_a R_a \cos \phi} \tag{3.14-11}$$

$$\tan \delta = \frac{\frac{V_t}{Z_L} X_q \cos \phi - \frac{V_t}{Z_L} R_a \sin \phi}{V_t + \frac{V_t}{Z_L} X_q \sin \phi + \frac{V_t}{Z_L} R_a \cos \phi} \tag{3.14-12}$$

(2) 端子電圧 V_t は、式(3.14-1)と式(3.14-10)を用いて式(3.14-13)のように求めることができる⁽³²⁾。

$$V_t = \frac{E_o Z_L}{Z_L \cos \delta + R_a \cos(\delta + \phi) + X_d \sin(\delta + \phi)} \tag{3.14-13}$$

(3) 負荷インピーダンス Z_L は式(3.14-14)に示すことができる。

$$Z_L = \sqrt{R_a^2 + X_q X_d} \tag{3.14-14}$$

(4) I_d と I_q は、式(3.14-15)および式(3.14-16)のように示すことができる。

$$I_d = \frac{[E_o X_q - V_t (R_a \sin \delta + X_q \cos \delta)]}{R_a^2 + X_q X_d} \tag{3.14-15}$$

$$I_q = \frac{[R_a E_o - V_t (R_a \cos \delta - X_q \sin \delta)]}{R_a^2 + X_d X_q} \quad (3.14-16)$$

(5) 出力電流 I_a は式(3.14-17)のように与えられる。

$$I_a = \sqrt{I_d^2 + I_q^2} = \frac{V_t}{R_a + (X_q X_d)} \quad (3.14-17)$$

(6) 無負荷誘導起電力 E_o は、式(3.14-12)と式(3.14-14)を用いて式(3.14-18)のように求めることができる⁽³²⁾。

$$E_o = \frac{V_t^2 + 2V_t I_a R_a \cos \phi + V_t I_a (X_d + X_q) \sin \phi + I_a^2 (R_a^2 + X_d X_q)}{\sqrt{V_t^2 + 2V_t I_a (X_q \sin \phi + R_a \cos \phi) + I_a^2 (R_a^2 + X_q^2)}} \quad (3.14-18)$$

3.14.1 出力電力の誘導 1 (巻線損失含まず)

出力電力式の誘導には、一般に固定子（電機子）の巻線損失を含まず計算する場合が多い。出力電力 P_{elm} は式(3.14-19)のように与えられる。

$$P_{elm} = m V_t I_a \cos \phi = m V_t (I_q \cos \delta - I_d \sin \delta) \quad (3.14-19)$$

式(3.14-1)と式(3.14-2)を変形して式(3.14-19)の $\cos \delta$ および $\sin \delta$ に代入すると、式(3.14-20)のように示すことができる。

$$\begin{aligned} P_{elm} &= m V_t (I_q \cos \delta - I_d \sin \delta) \\ &= m V_t \left[\left(I_q \frac{E_o - I_d X_d - I_q R_a}{V_t} \right) - \left(I_d \frac{I_q X_q - I_d R_a}{V_t} \right) \right] \\ &= m V_t \left[\left(\frac{I_q E_o - I_q I_d X_d - I_q^2 R_a}{V_t} \right) - \left(\frac{I_d I_q X_q - I_d^2 R_a}{V_t} \right) \right] \\ &= m \left[(I_q E_o - I_q I_d X_d - I_q^2 R_a) - (I_d I_q X_q - I_d^2 R_a) \right] \\ &= m \left[I_q E_o - I_q I_d X_d - I_q^2 R_a - I_d I_q X_q + I_d^2 R_a \right] \\ &= m \left[I_q E_o - I_q I_d X_d - I_d I_q X_q + I_d^2 R_a - I_q^2 R_a \right] \\ &= m \left[I_q E_o - I_q I_d (X_d + X_q) - R_a (I_q^2 - I_d^2) \right] \\ &= m \left[I_q E_o - I_q I_d (X_d + X_q) - R_a I_a^2 \right] \\ P_{elm} &= m \left[I_q E_o - I_q I_d (X_d + X_q) - R_a I_a^2 \right] \quad (3.14-20) \end{aligned}$$

また、式(3.14-20)の I_d と I_q に式(3.14-3)と式(3.14-4)を代入すると、以下のように変更できる。

$$P_{elm} = m \left\{ \frac{\left[R_a E_o - V_i (R_a \cos \delta - X_q \sin \delta) \right]}{R_a^2 + X_d X_q} E_o - \frac{\left[R_a E_o - V_i (R_a \cos \delta - X_q \sin \delta) \right] \left[E_o X_q - V_i (R_a \sin \delta + X_q \cos \delta) \right]}{R_a^2 + X_d X_q} \right\} \left\{ (X_d + X_q) - R_a I_a^2 \right\}$$

ここで、巻線抵抗 R_a を 0 と仮定すると、式(3.14-21)に示すことができる。

$$P_{elm} = m \left[\frac{V_i E_o}{X_d} \sin \delta + \frac{V_i^2 (X_q + X_d)}{2 X_q X_d} \sin 2\delta \right] \quad (3.14-21)$$

3.14.2 出力電力の誘導 2 (巻線損失含む)

本研究でのリニア発電機は小型であり、同期リアクタンスは固定子の巻線抵抗とほぼ差がないので、計算上は無視できない。そのため、固定子の巻線損失を含む計算が必要である。発電機巻線損失 P_{w_loss} を式(3.14-22)のように仮定する。

$$P_{w_loss} = m R_a I_a^2 = m (I_d^2 + I_q^2) R_a \quad (3.14-22)$$

式(3.14-20)を用いて固定子の巻線損失を含む出力電力 P_{elm}' に変形すると、式(3.14-23)のように示すことができる。

$$\begin{aligned} P_{elm}' &= P_{elm} + P_{w_loss} \\ &= m \left[I_q E_o - I_q I_d (X_d + X_q) - R_a I_a^2 \right] + \left[m (R_a I_a^2) \right] \\ &= m \left[I_q E_o - I_q I_d (X_d + X_q) \right] \end{aligned} \quad (3.14-23)$$

また、式(3.14-23)を式(3.14-21)と同じように変形すると、式(3.14-24)のようになる。

$$P_{elm}' = m \left[\frac{X_q \cos \delta + R_a \cos \delta}{X_d X_q + R_a^2} V_i E_o + \frac{(X_d - X_q) \sin 2\delta - 2 R_a}{2 (X_d X_q + R_a^2)} V_i^2 \right] \quad (3.14-24)$$

3.15 電気装荷⁽¹⁴⁾⁽³³⁾

電気装荷 A_m は発電機の固定子の形状選定に大きな影響があり、式(3.15-1)のように求めることができる。

$$A_m = \frac{m \sqrt{2} N_f I_a}{p \tau_p} \quad [\text{A/m}] \quad (3.15-1)$$

巻線の電流密度 J_w は式(3.15-2)で求めることができる。

$$J_w = \frac{I_a}{a_w A_w} \quad [\text{A/m}^2] \quad (3.15-2)$$

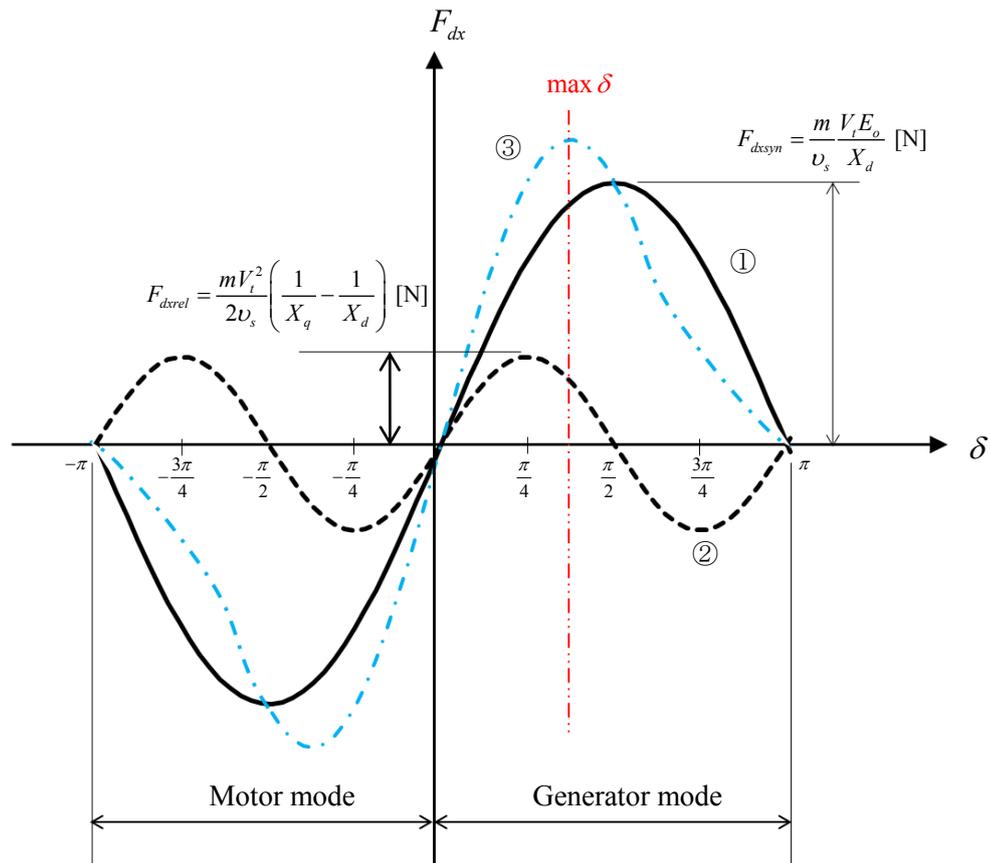
但し、 a_w : 並列線数、 A_w : 巻線の断面積 $[\text{m}^2]$

3.16 電磁推力⁽¹⁴⁾⁽³³⁾

式(3.14-21)を用いて推力計算が可能であり、突極型同期発電機の電磁推力 F_{dx} は式(3.16-1)のように与えられる。

$$F_{dx} = \frac{P_{elm}}{v_s} = \frac{m}{v_s} \left[\frac{V_t E_o}{X_d} \sin \delta + \frac{V_t^2}{2} \left(\frac{1}{X_q} - \frac{1}{X_d} \right) \sin 2\delta \right] \text{ [N/m]} \quad (3.16-1)$$

負荷角 δ と電磁推力 F_{dx} の要素との関係を Fig. 3.30 に示す⁽⁷⁾。



- 但し、1：同期推力（Synchronous thrust）： F_{dxsyn}
 2：磁気抵抗推力（Reluctance thrust）： F_{dxrel}
 3：電磁推力（Resultant thrust）： F_{dx}

Fig. 3.30 Thrust-angle characteristics of a salient-pole synchronous machine with $X_{sd} > X_{sq}$ ⁽¹⁴⁾.

Fig. 3.30 に示す最大推力は、負荷角 δ が約 60° 時である。突極型同期機の電磁推力 F_{dx} は発電機も電動機も同じであり、同期推力 F_{dxsyn} と磁気抵抗推力 F_{dxrel} の和になり、式(3.16-2)のようになる。

$$F_{dx} = F_{dxsyn} + F_{dxrel} \text{ [N]} \quad (3.16-2)$$

同期推力 F_{dxsyn} は式(3.16-3)のように与えられる⁽¹⁴⁾。

$$F_{dxsyn} = \frac{m}{v_s} \frac{V_t E_o}{X_d} \sin \delta \text{ [N]} \quad (3.16-3)$$

磁気抵抗推力 F_{dxrel} は式(3.16-4)のように与えられる⁽¹⁴⁾。

$$F_{dxrel} = \frac{mV_t^2}{2v_s} \left(\frac{1}{X_q} - \frac{1}{X_d} \right) \sin 2\delta \quad [\text{N}] \quad (3.16-4)$$

本研究でのリニア発電機は表面貼付型永久磁石であるとともに、各軸の同期リアクタンスはほぼ差がないため、電磁推力 F_{dx} を式(3.16-5)のように変更できる⁽¹⁴⁾。

$$F_{dx} \approx F_{dxsyn} = \frac{m}{v_s} \frac{V_t E_o}{X_d} \sin \delta \quad [\text{N}] \quad (3.16-5)$$

また、リニア発電機の電磁推力 F_{dx} は電磁界分布に基づき、直接計算できるので、二次元での電磁推力は式(3.16-6)のように示すことができる⁽³³⁾。

$$F_{dx} = \frac{4}{\pi} p \tau_p L_{st} B_r A_m \sin \left(\frac{\alpha_i \pi}{2} \right) \frac{\tanh(\beta h_m)}{\mu_{rrel} \sinh(\beta k_c g) + \tanh(\beta h_m) \cosh(\beta k_c g)} \quad (3.16-6)$$

$$\text{但し、} \beta = \frac{\pi}{\tau_p}$$

3.17 出力係数⁽³³⁾

式(3.3-1)、式(3.13-1)、式(3.13-3)、式(3.15-1)を用いて発電機の皮相電力 S_{elm} を式(3.17-1)のように示すことができる。

$$\begin{aligned} S_{elm} &= m E_o I_a \\ &= m \left(\pi \sqrt{2} f N_t k_w(v) \Phi_f \right) I_a \\ &= m \left[\pi \sqrt{2} f N_t k_w(v) \left(\frac{2}{\pi} \tau_p L_{st} B_{mg} \right) \right] \left[\frac{p \tau_p A_m}{m \sqrt{2} N_t} \right] \\ &= m \left[\pi \sqrt{2} \frac{v_s}{\pi} N_t k_w(v) (L_{st} B_{mg}) \right] \left[\frac{p \tau_p A_m}{m \sqrt{2} N_t} \right] \\ &= v_s p \tau_p L_{st} k_w(v) B_{mg} A_m \end{aligned} \quad (3.17-1)$$

但し、 v_s : 可動子の移動速度 [$2f\tau_p$]

発電機の皮相電力 S_{elm} と出力電力 P_{out} の関係は、式(3.17-2)のように示すことができる。

$$\begin{aligned} P_{out} &= P_{elm} \eta \cos \phi = m V_t I_a \eta \cos \phi \\ &= \frac{1}{\varepsilon} S_{elm} \eta \cos \phi \end{aligned} \quad (3.17-2)$$

但し、 η : 変換効率 [0.9]

式(3.17-2)の ε は、端子電圧 V_t に対する無負荷誘導起電力 E_o の比率であり、式(3.17-3)のように示すことができる。

$$\varepsilon = \frac{E_o}{V_t} \quad (3.17-3)$$

発電機の寸法から推定できる出力電力 P_{out} は、式(3.17-2)に式(3.17-1)を代入すると、式(3.17-4)のように示すことができる。

$$\begin{aligned}
P_{out} &= \frac{1}{\varepsilon} S_{elm} \eta \cos \phi \\
&= \frac{1}{\varepsilon} m E_o I_a \eta \cos \phi \\
&= \frac{V_t}{E_o} (m E_o I_a) \eta \cos \phi \\
&= \frac{1}{\varepsilon} (\nu_s p \tau_p L_{st} k_w(\nu) B_{mg} A_m) \eta \cos \phi
\end{aligned} \tag{3.17-4}$$

出力電力 P_{out} と電磁推力 F_{dx} は、式(3.17-5)のように示すことができる。

$$F_{dx} = \frac{P_{out}}{\nu_s} \text{ [N/m]} \tag{3.17-5}$$

出力係数 σ_p を式(3.17-6)に示す⁽³³⁾。この出力係数 σ_p を用いて固定子に関する寸法を見積もることができる。

$$\sigma_p = \frac{F_{dx} \varepsilon}{2 p \tau_p L_{st}} = 0.5 k_w(\nu) B_{mg} A_m \eta \cos \phi \text{ [N/m}^2\text{]} \tag{3.17-6}$$

但し、 η : 変換効率、 τ_p' : 検証磁極のピッチ [m]

磁極のピッチの検証をするため、出力係数 σ_p の式(3.17-6)を式(3.17-7)のように変更する。

$$2 p \tau_p' L_{st} = \frac{F_{dx} \varepsilon}{\sigma_p} \tag{3.17-7}$$

式(3.17-7)を用いて検証磁極のピッチ τ_p' の以下のように計算する。

$$\begin{aligned}
2 p \tau_p' L_{st} &= \frac{F_{dx} \varepsilon}{\sigma_p} \\
2 p \tau_p' L_{st} &= \frac{382.2 \cdot 0.88}{2890.9} \\
2 p \tau_p' 0.32 &= 0.117
\end{aligned}$$

$$\text{Therefore, } \tau_p' = \frac{0.117}{2 p 0.32} = 0.0456 \text{ m}$$

ここで、検証磁極のピッチ τ_p' は 0.0456m であり、波の速度を用いる計算式(3.3-1)の磁極のピッチ τ_p の計算結果 0.03925m より、0.00635m 程度大きいのが、誤差率は 16% である。なお、誤差の原因として、空隙の磁束密度と電気装荷などが挙げられる。

出力係数 σ_p に関する計算条件と計算結果を Table 3.17 に示す。

Table 3.17 The calculation condition of output coefficient.

Description	Symbol	Value
Electromagnetic output power	P_{out}	300 W
Resultant thrust	F_{dx}	382.2 N/m
The ratio of the phase emf to phase voltage	ε	0.88
Electric loading	A_m	7684.5 A/m
Efficiency	η	0.9

Power factor	$\cos \phi$	1
Winding factor	$k_w(\nu)$	0.95
Output coefficient	σ_p	2890.9 N/m ²
Stator length	L_{st}	0.32 m
Pole pitch	τ_p	0.040 m
Pitch of the re-calculated magnetic pole	τ_p'	0.0456 m

3.18 まとめ

本章における検討では、リニア発電機の概要から永久磁石の選定、スロットの構造、巻線係数、磁気回路の漏れインダクタンス、新しい方法を適用した磁気抵抗の計算手順などを整理した。また、リニア発電機に関する負荷特性式の誘導ができた。

本章で述べた内容を以下のように整理する。

- (1) リニア発電機の磁極のピッチと固定子の寸法を推定した。
- (2) 固定子のスロットの詳細な寸法を推定した。
- (3) 永久磁石の寸法を推定した。
- (4) 巻線係数と出力高調波成分の関係を計算した。
- (5) 固定子の漏れリアクタンスとパーミアンスの計算方法を整理し、同期リアクタンスまで計算式を整理した。
- (6) 本研究でのリニア発電機の固定子の磁路の形状は、水平幅と垂直幅が異なるため、従来の磁路長の計算方法は適していないため、本章では磁路の繋ぎ部分を楕円の円弧として近似した計算方法を適用した。
- (7) 固定子スロットの磁気等価回路を整理するとともに、巻線銅線の巻線窓面積からスロットの寸法計算を明らかにした。
- (8) 等価回路と上記で求めた各種の基準計算データを用いて負荷特性計算式を明らかにした。

3.19 参考文献

- (1) Rieghard Vermaak : “Development of a novel Air-Cored Permanent Magnet Linear Generator for Direct Drive Ocean Wave Energy Converters” , Stellenbosch University, p. 14, p. 47, (2012-3)
- (2) Danielson, O. : “Design of a Linear Generator for Wave Energy plant” , Uppsala University School of Engineering, UPTEC F 03 003, pp. 17-18, (2003-1)
- (3) Rajkumar Parthasarathy : “LINEAR PM GENERATOR FOR WAVE ENERGY CONVERSION” , Anna University, pp. 25-26, (2012-5)
- (4) 畠中 建太, 真由 雅之, 森本 茂雄 : 「磁石コストと使用環境を考慮した波力発電用リニア同期発電機構造の検討」 , 日本 AEM 学会誌 Vol. 17, No.4, (2009)
- (5) 国土交通省気像庁 : http://www.jma.go.jp/jma/kishou/known/yougo_hp/harou.html
- (6) Xin Niu : “Modeling and Design Analysis of a Permanent Magnet Linear Synchronous Generator” , University of Illinois at Urbana-Champaign, p. 12, (2013-8)
- (7) 宮本 恭祐 : 「永久磁石同期機における高効率化と実用化に関する研究」 , 長崎大学, p. 109, (2014-3)
- (8) Magnetic Materials Producers Association : “Permanent Magnet Guidelines” , Supplement PMG-88 to MMPA Std , No. 0100, pp. 8-10, (1988)
- (9) <http://www.magneticsolutions.com.au/magnet-formula.html>

- (10) Qianqian Wu, Honghao Yue, Rongqiang Liu, Liang Ding, and Zongquan Deng : “Parametric Design and Multi objective Optimization of Maglev Actuators for Active Vibration Isolation System” , Advances in Mechanical Engineering, Volume 2014, Article ID 215358, (2014-3)
- (11) <https://www.supermagnete.de/eng/faq/How-do-you-calculate-the-magnetic-flux-density>
- (12) 山川和郎, 大川光吉, 宮本毅信著 : 「永久磁石磁気回路の設計と応用」, (磁気応用シリーズ), 総合電子出版社, pp. 93-95, (1979-4)
- (13) <http://www.neomag.jp/shop/shoppingcart/itemdetail.php?itemno=1411176238163500&qty=1>
- (14) Jacek F. Gieras, Zbigniew J. Piech, Bronislaw Z. Tomczuk : “Linear Synchronous Motors Transportation and Automation Systems 2nd Edition” , CRC Press, pp.107-132, (2011)
- (15) A. Darabi, R. Ghanaee, A. Shariati, M. Siah1 : “Efficiency Maximization of the Air Core Doubled Sided Permanent Magnet Linear Synchronous Motor” , ELEKTRONIKA IR ELEKTRO-TECHNIKA, ISSN 1392-1215, VOL.19, NO.7, p. 15, (2013)
- (16) Kyung-Hun Shin, Ju-Seong Yu, Jang-Young Choi, Han-Wook Cho : “Design and Analysis of Interior Permanent Magnet Synchronous Motor Considering Saturated Rotor Bridge using Equivalent Magnetic Circuit” , The Korean Magnetics Society, Volume 19, Issue 4, pp. 404-410, (2014)
- (17) Florence Meier : “Permanent-Magnet Synchronous Machines with Non-Overlapping Concentrated Windings for Low-Speed Direct-Drive Applications” , Royal Institute of Technology(KTH), pp.17-25, (2008-7)
- (18) Hanna Niemela : “DESIGN OF ROTATING ELECTRICAL MACHINES” , John Wiley & Sons, Ltd, pp. 235-248, (2008)
- (19) T.A.Lipo : “Introduction to AC Machine Design” , Wisconsin Power Electronics Research Center University of Wisconsin, pp. 156-169, (2004)
- (20) <http://www.math.titech.ac.jp/~shiga/file/EllipticFunc.pdf>, pp. 11-13
- (21) <http://excelvbaf.seesaa.net/category/4623944-1.html>
- (22) <http://keisan.casio.jp/exec/system/1161228794>
- (23) http://www.mhtlab.uwaterloo.ca/courses/me755/web_chap3.pdf
- (24) Ronghai Qu, T. A. Lipo : “Analysis and modeling of airgap & zigzag leakage fluxes in a surface-mounted-PM machine” , Industry Applications Conference, 2002. 37th IAS Annual Meeting. Conference Record of the (Volume: 4), pp. 2507-2513, (2002-10)
- (25) Krøvel, Øystein : “Design of Large Permanent Magnetized Synchronous Electric Machines: Low Speed , High Torque Machines Generator for Direct Driven Wind Turbine Motor for Rim Driven Thruster” , Norwegian University of Science and technology Faculty of Information Technology, Mathematics and Electrical Engineering Department of Electric Power Engineering, pp. 19-28, (2011-2).
- (26) Erik Lejerskog, Mats Leijon : “Detailed Study of Closed Stator Slots for a Direct-Driven Synchronous Permanent Magnet Linear Wave Energy Converter” , Machines, pp. 77-79, (2014-2)
- (27) http://jpuni.co.jp/coil/kobore/contents/sen_sensekiritsu.htm
- (28) H.Li, Z. Chen, Henk Polinder : “RESEARCH REPORT on MODELS for NUMERICAL EVALUATION of VARIABLE SPEED DIFFERENT WIND GENERATOR SYSTEMS” , Aalborg University, Delft University of Technology, pp. 34-39, (2007)
- (29) https://www.hitachi-metals.co.jp/products/auto/el/pdf/magnet_wire.pdf

- (30) Samuel CHEVAILLER : “comparative study and selection criteria of linear motors” , Suisse, EPFL, p. 80, (2006)
- (31) Akbar Rezaie Sardarabadi, Mohsen Hosseini, Mohammad Ali Noroozi : “A New Method for Estimating Permanent Magnet Synchronous Machine Parameters” , Journal of Basic and Applied Scientific Research, 2(9), pp. 9145-9151, (2012)
- (32) Tze-Fun Chan, Loi Lei Lai : “Permanent-Magnet Machines for Distributed Power Generation” , Power Engineering Society General Meeting, 2007. IEEE, pp. 1-6, (2007-6)
- (33) HAMID A.TOLIYAT, Gerald B.Kliman : “HANDBOOK OF ELECTRIC MOTORS Second Edition, Revised and Expanded” , CRC Press, pp. 316-317, (2004)
- (34) M.J. Soleimani Keshayeh, S. Asghar Gholamian : “Optimum Design of a Three-Phase Permanent Magnet Synchronous Motor for industrial applications” , International Journal of Applied Operational Research Vol. 2, No. 4, pp. 67-86, (2013)

第4章 有限要素解析のための解析条件設定と解析

4.1 はじめに

有限要素法解析とは、解析対象の形状を単純な要素（メッシュ）で分割して、マルチコア CPU を採用したコンピュータを用いてバーチャル的に各要素の物理量の数値解析を行い、全体挙動を明らかにするものである。

本研究での解析には、ANSYS 社の Maxwell 3D Ver16 を用いている。この解析ソフトは、静磁場と動磁場での磁束密度、磁束線、磁気吸引力および磁性体の損失などが解析できるとともに、視覚的に表示可能である。また、自己インダクタンスおよび鎖交磁束の計算などができる。特に、動磁場解析の場合は、永久磁石などを運動要素（Moving object）として設定可能であり、移動磁界による磁束密度の変化および誘導起電力の波形などが確認できるので、総括的な磁場解析が必要な研究および製品開発に対する有用な解析ソフトである。

しかし、この解析ソフトは回転型機器の磁場解析に最適化されているため、回転運動による回転磁界の動磁場解析には有効であるが、往復型機器（リニア発電機）の往復運動による移動磁界解析には、幾つかの制限事項がある。そのため、従来の往復型機器（リニア発電機）の磁場解析では静磁場解析が多く、動磁場解析での往復運動解析の実例が少ない。

本解析ソフトでの重要な制限事項を以下に示す。

まず、コイルの結線方法として、二次元モデルは並列結線、三次元モデルは直列結線のみ可能である。次に、動磁場解析の往復運動（Translation motion）では、単純な等速直線運動（片側運動）のみ可能である。そのため、往復運動するリニア発電機の解析には大きな制約がある。

そこで本章では、この解析ソフトでの制限事項を回避する方法およびその他の解析設定に対する適用を以下に述べる。

- (1) 発電機のコイルの結線方法の制限をなくすため、外部インターフェース (Maxwell circuit editor) によりコイルをモデル化する。
- (2) 動磁場解析でのリニア発電機の往復運動設定を単純な等速直線運動ではなく、正弦波運動ができる入力関数を適用する。
- (3) 解析に用いる磁性体の材質を説明する。
- (4) アダプティブメッシュ法に並行して適用する初期メッシュ設定規則方法を説明する。
- (5) アダプティブメッシュ法を用いた要素分割結果に対する妥当性について考察する。
- (6) 取得データの直線性および解析精度を高める要素分割方法について説明する。
- (7) FFT 解析について説明する。

本章で検討した新しい応用解析方法により、静磁場と動磁場解析における解析制限事項がなくなり、本研究でのリニア発電機に対する磁場解析範囲が拡張できる。また、発電機の可動部を波と同じように正弦波運動での解析を可能とした。

4.2 解析条件

本研究でのリニア発電機解析は、静磁場解析 (Magneto static Analysis) と正弦波運動の動磁場解析 (Transient analysis) に分ける。この動磁場解析での設定条件を Table 4.1 に示す。Table 4.1 の Motion limit は、動磁場解析で往復運動する可動部の移動距離を波高と可動部の長さに合わせてるための制限値である。

Table 4.1 Condition of transient analysis.

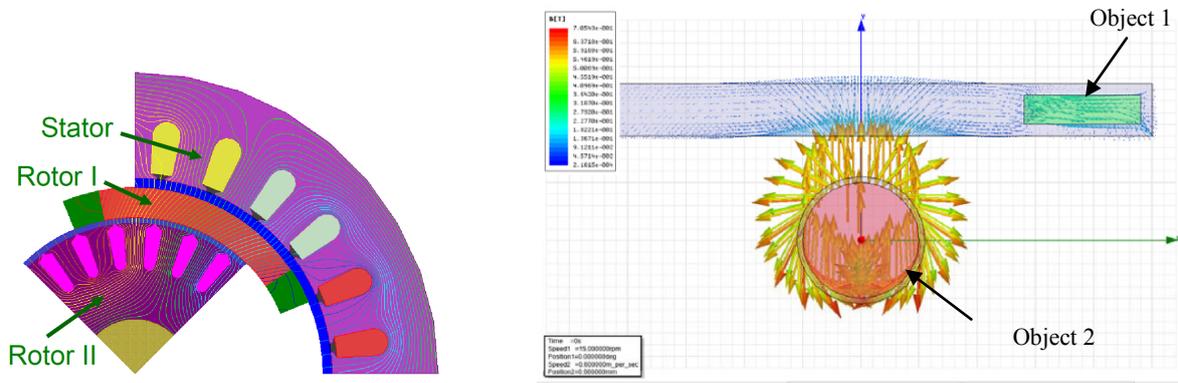
Description	Value
Wave period	1.4 s
Wave height	0.32 m
Analysis step	0.005 s
Motion limit	0.325 m

4.3 動磁場解析の往復運動について

動磁場解析は、解析モデルの運動要素を移動させることができるので、移動磁界の磁場解析に有効な手法であり、二次元と三次元モデルについて回転運動および往復運動の解析が可能である。

但し、本解析ソフトでの動磁場解析の運動要素として、コイル類は運動させることができないので、動磁場解析時に注意する必要がある。また、本節では回転運動ではなく、往復運動のみ述べる。

二次元モデルの動磁場での複合運動解析の例を Fig. 4.1 に示す⁽¹⁾。



(a) Rotary motion of double rotor motor.

(b) Rotary motion and linear motion of magnet.

Fig. 4.1 2D transient analysis of maxwell 3D⁽¹⁾.

Fig. 4.1 は、直線運動する運動要素 Object 1 と回転運動する運動要素 Object 2 の複合運動解析である。但し、Fig. 4.1 に示す動磁場の複合運動解析は二次元解析のみ可能であり、三次元解析の場合は、回転運動および往復運動の内の一つのみ選択可能である。また、本解析ソフトの動磁場解析で運動要素の速度設定項目として Mechanical Velocity というパラメータを用いて等速値を設定している。この場合、解析結果として運動要素が往復運動しているように観察できるが、実際には単純な片側のみ移動している等速直線運動である。そのため、波の正弦波運動を解析することは不可能である。

4.3.1 等速直線運動について

本解析ソフトの動磁場解析の等速直線運動を確認するための解析モデルを Fig 4.2 に示す。

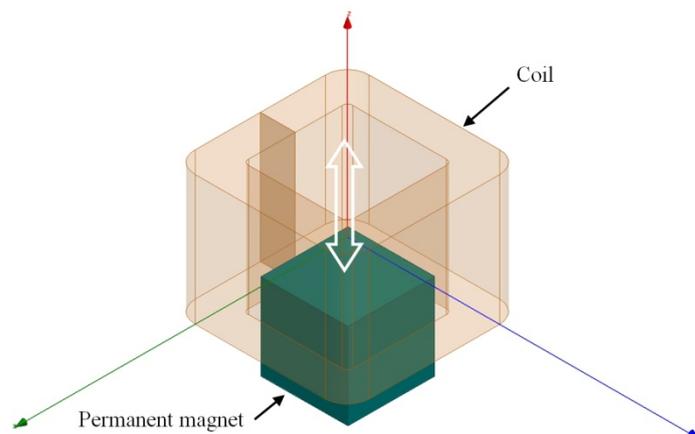


Fig. 4.2 Perspective view of translation analysis model.

Fig. 4.2 に示す三次元解析モデルの永久磁石 (NdFeB) はコイル内部の Z 軸を矢印方向に上下運動する。この解析モデルの動磁場解析設定における Motion Setup の設定値を Table 4.2 に示す。運動させる永久磁石の初期位置は、解析モデル Z 軸の-18mm 位置で、上下移動距離の最大制限値はマイナスおよびプラス方向ともに、18mm である。また、移動速度は 5mm/s である。

Table 4.2 Setting of motion setup.

Type	Motion	Moving vector	
	Translation	Global : Z	Positive
Data	Initial	Negative	Positive
	-18 mm	-18 mm	18 mm
Mechanical	Velocity		
	5 mm/s		

Solve Setup の設定値を Table 4.3 に示す。解析時間は 8s、解析間隔は 0.125s、解析データの保存間隔時間は 0.25s とした。

Table 4.3 Setting of solve setup.

Solve setup	Stop time		Time step	
	Start	Stop	Step size	Type
	0 s	8 s	0.25 s	Linear Step

解析モデルの運動要素である永久磁石の移動速度と移動位置の解析結果を Fig. 4.3 に示す。

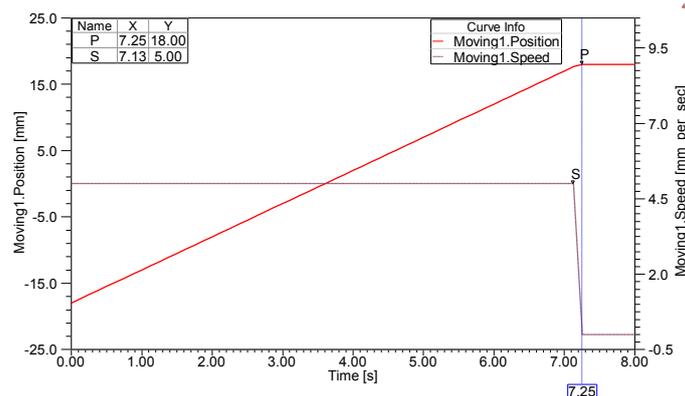


Fig. 4.3 Magnet speed and magnet position.

Fig. 4.3 の赤色実線は永久磁石の移動位置を示している。この赤色実線のマーカーPは、解析時間 7.25s で移動位置 18mm であり、永久磁石が止まっていることを表している。これは、運動要素の移動距離制限値により、運動要素が停止することを意味するので、このままの解析では、波の正弦波運動解析をすることは不可能である。特に、運動要素の往復運動の方向は、設定された運動要素速度の向きに依存するので、解析中に速度の向きが変わらない限り、Fig. 4.3 に示すような片側等速直線運動になる。そのため、Table 4.2 に示す運動要素の速度設定 (Mechanical Velocity) を単純な等速値に設定すると、波の正弦波運動解析は不可能である。そこで本章では、往復運動解析での片側等速直線運動を正弦波運動に変更できる入力関数を作成した。

4.3.2 正弦波運動について

本解析ソフトでの往復運動解析に関する Band および Motion setup の設定方法は変更できないが、往復運動設定の運動要素の速度 (Mechanical Velocity) を時間ごとに変動させる式を設定することで正弦波運動が可能である。

(1) 運動要素の速度

2章で明らかにした単振動の速度の式(2.4-2)を波の正弦波運動の速度 V に変更できる入力関数を式(4.3-1)に示す。

$$V = A2\pi f_{re} (\cos 2\pi f_{re} Time) \quad (4.3-1)$$

但し、 A : 運動要素の一方側の移動距離 [m]、 f_{re} : 最低解析実施周波数 [Hz]

ここで、往復運動設定の運動要素の速度 (Mechanical Velocity) を式(4.3-1)のとおり設定する。次に、可動子の変位と波の平均速度を用いて全体解析時間を計算する必要がある。Table 4.1 の解析条件の可動子の変位 0.32m は、3章の固定子の長さ L_{st} の式(3.3-2)と同じなので、2章の式(2.4-6)を用いて波の周期 T を式(4.3-2)のように求めることができる。

$$T = \frac{4A}{v_{ave}} = \frac{4 \cdot 0.32}{0.785} = 1.631 \text{ s} \quad (4.3-2)$$

但し、 v_{ave} : 波の平均速度 [m/s]

(2) 可動子の移動距離設定

運動要素としての可動子が波の周期のピーク部まで移動した場合、固定子のスロットから完全に離れると、固定子のコイルに磁束が鎖交しないので、誘導起電力はゼロになる。これを防止す

るため、式(4.3-2)の変位 A から可動子の磁極ピッチ 1 個分の距離 (40mm) 引いて新しい変位 A' (280mm) をつくる。再度、式(4.3-2)を用いて波の周期を計算すると、約 1.43s になるが、解析時間を 1.4s にして式(4.3-1)に示す内部設定変数 f_{re} を設定する。但し、周波数で変換する。

次に、運動要素の上下の制限距離と Band の長さを設定する。運動要素の可動子の最大長さは可動子変位の 2 倍になる (640mm) ので、Band の全体長さは可動子の最大長さの 2 倍に、可動子と Band 間の離隔距離 20mm を加えて 1300mm にする。

Motion setup および Solve setup の詳細な設定条件を Table 4.4 と Table 4.5 に示す。Table 4.4 に示す運動要素の Moving vector の移動距離制限値は、Band 長さの半分 650mm から式(4.3-3)に用いた変位 320mm を引いて 330mm にする。但し、Band の境界面に可動子を接触させないため、5mm 引いた 325mm を移動距離制限値に設定する。また、Table 4.5 に示す Time step は 0.0028s になる。設定された可動子と固定子および Band の様子を Fig. 4.4 に示す。

Table 4.4 Setting of motion setup.

Type	Motion	Moving vector	
	Translation	Global : X	Positive
Data	Initial	Negative	Positive
	0 mm	-325 mm	325 mm
Mechanical	Velocity		
	$0.32(2\pi f_{re})\cos(2\pi f_{re}Time)$		

Table 4.5 Setting of solve setup.

Solve setup	Stop time	Time step	
	$1/f_{re}$	$(1/f_{re})/500$	
Save field	Start	Stop	Step size
	0 s	1.4 s	0.005 s

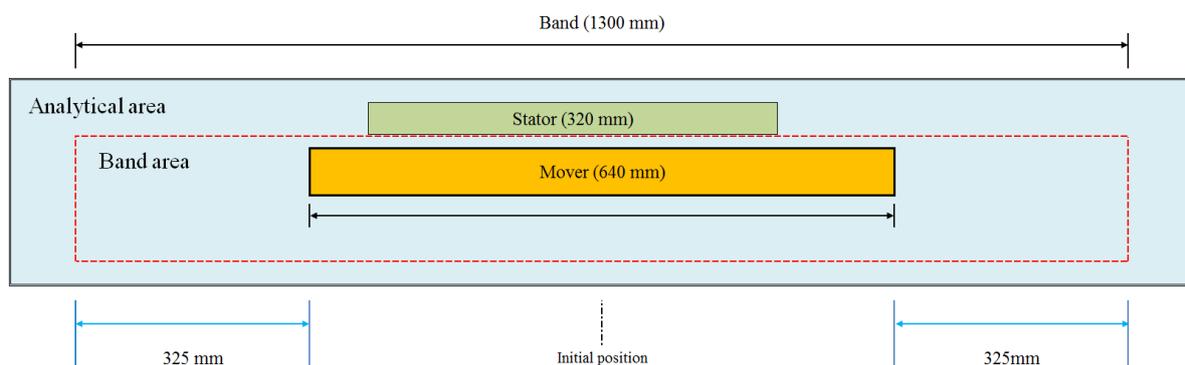


Fig. 4.4 View of between mover and band.

Fig. 4.4 に示す Mover は、Initial position からプラス向きとマイナス向きの運動を繰り返すことになる。

(3) 解析結果

Table 4.4 と Table 4.5 の設定による可動子の移動位置と速度の解析結果を Fig. 4.5 に示す。

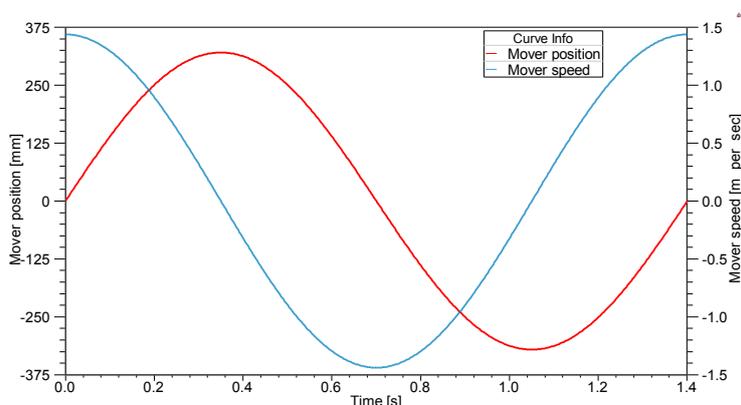


Fig. 4.5 Mover position and mover speed.

Fig. 4.5 の Mover speed は可動子の移動速度、Mover position は可動子の移動位置である。これは、式(4.3-1)に示す波の正弦波運動の速度の解析結果であり、解析時間ごとに可動子の移動速度が変化している。また、可動子の移動位置と速度は、2章の Fig. 2.3 に示した「単振動での速度と加速度および変位の関係」と同じような結果を示してある。

(4) 等速直線運動を正弦波運動に変更した解析

Fig. 4.2 に示した等速直線運動解析モデルの正弦波運動での解析時間を2章での式(2.4-6)を用いて計算した結果を以下に示す。

$$T = \frac{4A}{v_{ave}} = \frac{4 \cdot 0.0175}{0.005} = 14 \text{ s}$$

但し、変位 A は移動距離制限値 18mm より、0.5mm を引いた 17.5mm にする。

Motion Setup および Solve setup の詳細な設定条件を Table 4.6 と Table 4.7 に示す。運動させる永久磁石の初期位置は、解析モデル Z 軸の 0mm 位置で、上下移動距離の最大制限値はマイナスおよびプラス方向ともに、18mm で、運動要素の一方側の移動距離 A は 17.5mm である。Solve Setup の解析時間は 15s、解析間隔は 0.125s、解析データの保存間隔時間は 0.25s とした。そして、移動速度は式(4.3-1) を適用したので、この式「 $0.0175(2\pi(1/14)) \cos(2\pi(1/14)Time)$ 」になる。

Table 4.6 New setting of motion setup.

Type	Motion	Moving vector	
	Translation	Global : Z	Positive
Data	Initial	Negative	Positive
	0 mm	-18 mm	18 mm
Mechanical	Velocity		
	$0.0175(2\pi(1/14))\cos(2\pi(1/14)Time)$		

Table 4.7 New setting of solve setup.

Solve setup	Stop time		Time step	
		15 s		0.125 s
Save field	Start	Stop	Step size	Type
	0 s	15 s	0.25 s	Linear Step

正弦波運動を適用した解析モデルの永久磁石の移動速度と移動位置の解析結果を Fig. 4.6 に示す。

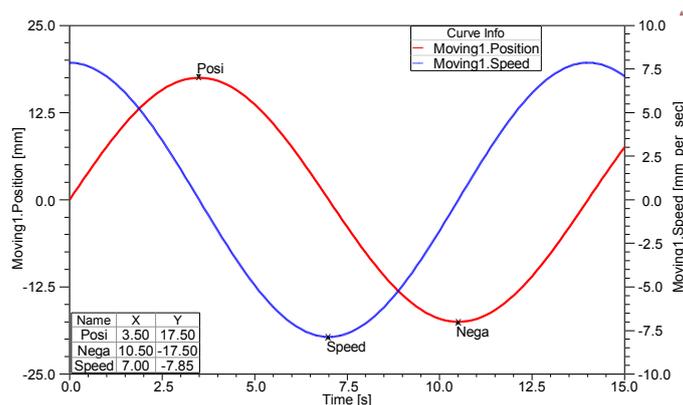


Fig. 4.6 Magnet speed and magnet position of new analysis.

Fig. 4.6 に示す永久磁石の移動位置と速度は設定したとおり、マーカーPosi の位置+17.5mm からマーカーNega の位置-17.5mm まで繰り返して正弦波運動をしている。また、マーカーSpeed は設定した速度 5mm/s に $\pi/2$ を掛けた値 7.85mm/s を正確に示している。この意味は、式(2.4-5)と式(2.4-6)および式(4.3-1) のすべてが成り立てることであり、運動要素の変位と速度を知れば、正弦波運動をさせることができる証である。

4.4 材質設定

4.4.1 永久磁石の材質設定

永久磁石を用いる磁場解析では、使用永久磁石の磁化特性を正しく入力することが重要である。

本解析ソフトに設定されている線形 (Linear Type) の永久磁石 ($\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$:N35) を選択した場合の特性値を Table 4.8 に示す。また、保磁力 (Coercive force) は基本的にマイナス符号であり、磁束密度が 0 における磁界の強さを設定する。

Table 4.8 Setting of properties for permanent magnet.

Description	Symbol	Value
Coercive force	H_c	-955 kA/m
Residual flux density	B_r	1.22 T

4.4.2 電磁鋼板の磁気特性の設定⁽¹⁾

固定子に用いる無方向性電磁鋼板は本解析ソフトが提供する電磁鋼板 Steel-1008 である。この磁化特性を Fig. 4.7 に示す。無方向性電磁鋼板でも、圧延方向とそれに直角な方向の磁化特性は

異なるが、今回の解析では完全な無方向性の材質であるとして、全ての方向の磁化特性を図に示した特性とした。詳細な設定では、電磁鋼板の厚み方向に磁束が垂直に入ることにはないとして、面内に生ずる渦電流は無視したので、電磁鋼板の導電率の入力はない。また、占積率の磁束分布に与える影響も無視している。したがって、導電率、占積率のデータの入力は行わなかった。

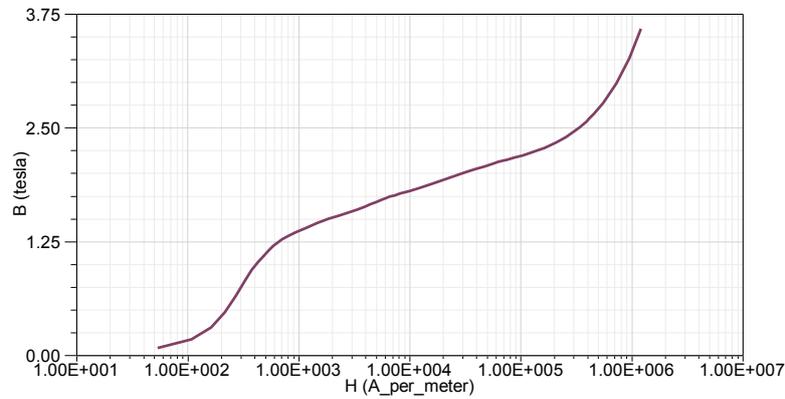


Fig. 4.7 BH characteristics of the electromagnetic steel sheets used in the present analysis.

Fig. 4.7 に入力された B-H データを抜粋して Table 4.9 に示す。

H [A/m]	B [T]
0.0	0.00
159.2	0.24
318.3	0.87
477.5	1.11
636.6	1.25
795.8	1.33
1591.5	1.50
3183.1	1.60
4774.6	1.68
6366.2	1.74
7957.7	1.78
15915.5	1.91
31831.0	2.02
47746.5	2.09
63662.0	2.13
79577.5	2.17
159155.0	2.28
318310.0	2.48
397887.0	2.59

4.5 外部インターフェース連携解析設定

本研究で用いるリニア発電機のコイル結線方法は Fig. 4.8 に示すように、コイル間に直列結線と共通結線が混在する三相 Y 結線であり、本解析ソフトにそのまま適用することができない。

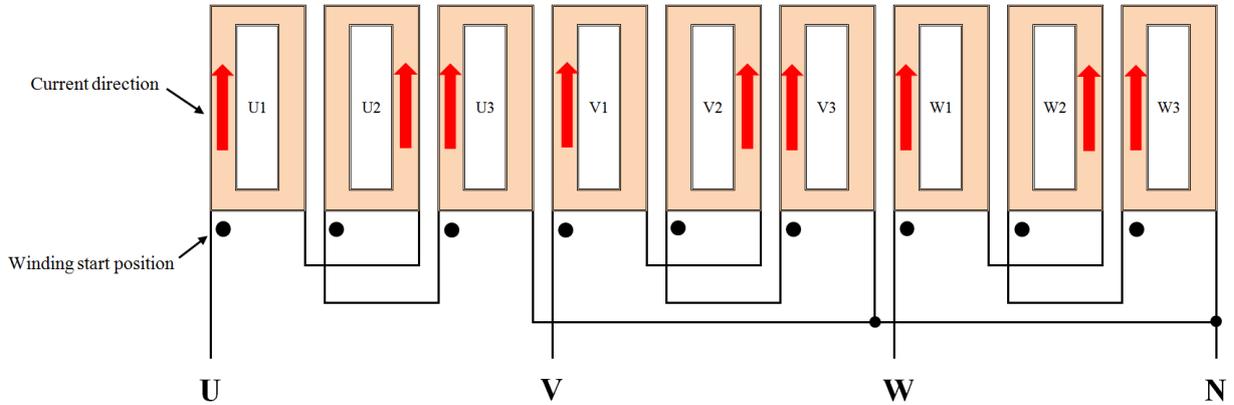


Fig. 4.8 Wiring diagram of the linear generator.

本研究では、Fig. 4.8 に示すコイルを個別にモデル化して解析した。この内部コイルの設計仕様を Table 4.10 に示す。

Table 4.10 Setting specifications of the internal coil.

Description	Symbol	Value
Stator winding current	I_a	1.3 A
Winding turns total per phase	N_t	249
Number of turns in per series slot	N_s	83
Winding coil series quantity	C_q	3

外部インターフェースでモデル化した回路図を Fig. 4.9 に示す。

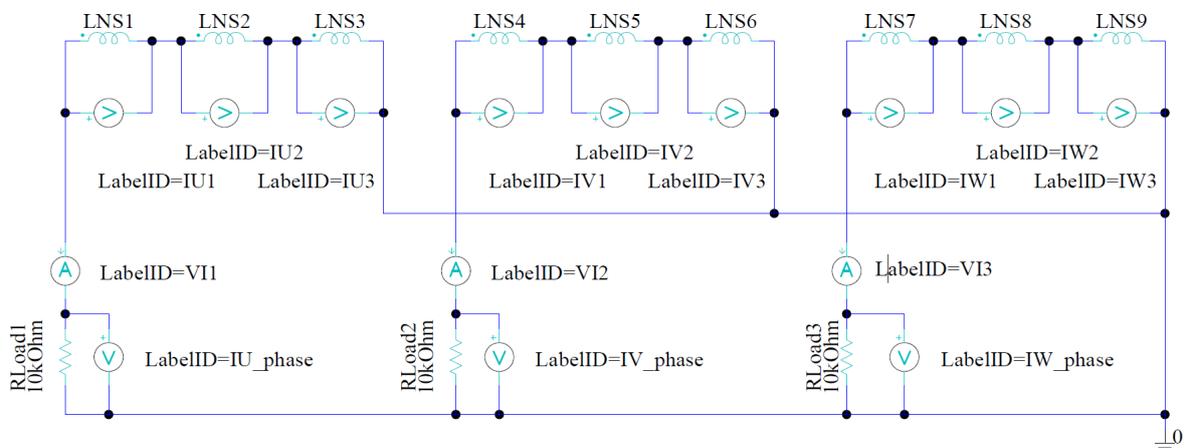


Fig. 4.9 Cooperation circuit diagram of the external interface.

Fig. 4.9 に示すコイル LNS1 から LNS9 は、Fig. 4.8 に示すコイル U1～U3、V1～V3、W1～W3 がモデル化されている。また、各相の出力端子に結線されている抵抗 (RLoad1、RLoad2、Rload3) は、負荷抵抗ではなく過渡特性によるスパイクノイズを抑制する役割である。

4.6 要素分割 (mesh)

要素分割方法は有限要素解析の収束精度を左右する。この収束精度が低くなると、解析結果の誤差が大きくなる。また、設定した収束精度に収めるためには、解析モデルの磁束分布を考慮して、(磁場解析に限定する) 適切なメッシュで分割することが重要である。特に、複雑な形状の解析モデル要素では、解析結果の精度を高めるため収束精度を高くすると、細かいメッシュが必要である。その場合、マルチコア CPU を持つパソコンでも膨大な解析時間が掛るとともに、一般のパソコンでは解析不可能である。そのため、三次元解析モデルの場合は、多数のパソコンで分散処理させる並列運用などの手法がとられている。しかし、解析時間を短縮させるため、高性能のパソコンおよび並列処理のパソコンでも解決できない。重要なことは、解析モデル要素のメッシュの総数である。そのため、本研究で用いた ANSYS 社の Maxwell 3D という解析ソフトは、解析モデルの形状に合わせて、自動的にメッシュの大きさと数を調節する機能としてアダプティブメッシュ (Adaptive Mesh) 方法を採用している。これは、解析結果の精度を高く得る有効な手法の一つであり、設定された収束精度以内になるように、自動に要素分割が行われる。次節で詳細な初期メッシュ設定規則と収束精度の妥当性について説明する。

4.6.1 本研究での要素分割について

本研究での要素分割方法は、主にアダプティブメッシュ機能を用いるが、解析時間の短縮と収束精度を高めるために用いる初期メッシュ設定規則を以下に述べる。

- ① 三次元モデルの要素は細かく綺麗に作成することより、要素特性に関係ない部分は無くす。
- ② 磁場解析に影響が少ない部分は作成しない。例えば、磁気部品の曲面の形状を控え、可能な限り多角型または角形で作成する。
- ③ コイルやボビンなどの形状を単純化する。
- ④ 全体モデルの体積に対して極端に小さい要素は作成しない。
- ⑤ エネルギー密度が高い空隙を含めた空間は、細かいメッシュを設定する。
- ⑥ 移動磁界解析での仮想空間 (Band) には、適切な体積および面積を適用するとともに、細かいメッシュを設定する。
- ⑦ 磁場解析データの粗さを控えるため、解析モデルの解析空間を制限させるダミー空間 (Model Protect) を適用する。

三次元解析モデルの詳細な初期メッシュ設定規則を以下に説明する。

三次元解析モデルの場合、要素内部を設定する Inside selection を用いて要素内部のメッシュ数を調節する。また、メッシュの一辺の最大長さ (Length of elements) および最大生成数 (Number of elements) を定義する。しかし、この方法を用いてモデルの要素ごとにメッシュの最大長さおよび最大生成数を定義するが、動磁場解析の運動要素の仮想空間 (Band) は、解析所要期間に影響が大きいので、メッシュの最大生成数を制限する。また、解析モデルの空隙のメッシュの長さは小さく要素数が多いため、空気材質で囲んだ仮想空間 (Model Protect) を追加して取得される解析データの粗さを防止する。しかし、この初期メッシュの設定をしなくても、本解析ソフトのA

アダプティブメッシュ機能により自動的にメッシュ分割できるが、その代わりに、適切なメッシュ分割を行うためアダプティブ実行回数を増加させる必要がある。そのため、アダプティブ実行回数 (Number of Pass) に比例して解析時間が長くなる。そこで本研究では、解析時間短縮のため経験と要素分割の理論に基づき、三次元解析モデルの初期メッシュ設定の例を Table 4.11 に示す。

Table 4.11 Initial mesh configuration of three-dimensional analysis.

Object name	Length of elements [mm]		Number of elements [EA]		Type	Description
	Max	Restrict	Max	Restrict		
Magnet Bar	1	enable	6000	enable	length	inside
Stator	1	enable	8000	enable	length	inside
Region	2	enable	20000	enable	length	inside
Coil	2	enable	8000	enable	length	inside
Model Protect	1	enable	12000	enable	length	inside
PM mover	1	enable	8000	enable	length	inside
Band	1	enable	20000	enable	length	inside

例として Table 4.11 に示す三次元解析モデルの様子を Fig. 4.10 に示す。

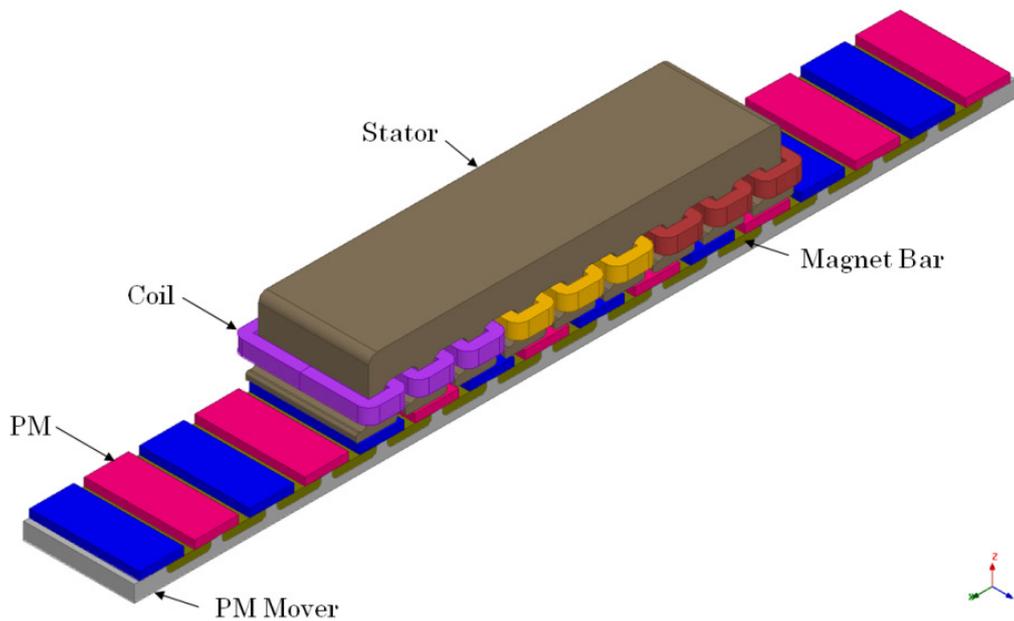


Fig. 4.10 The classification of each element of the three-dimensional analysis model.

また、取得する磁場解析データの粗さを控えるため、設定したダミーの仮想区間の例を Fig. 4.11 に示す。

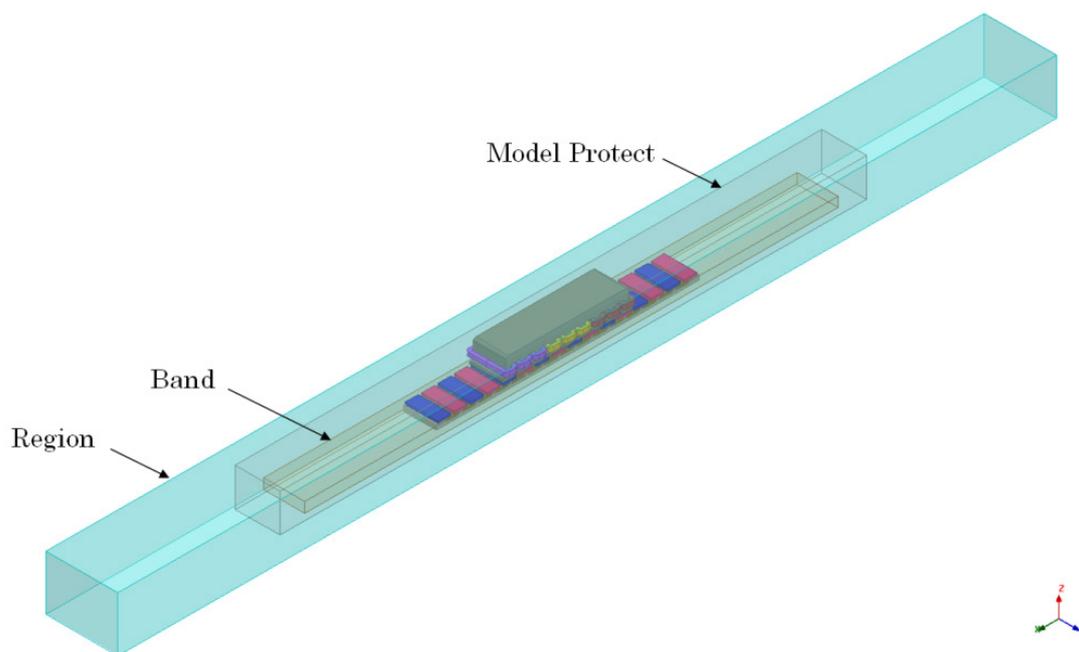


Fig. 4.11 Displayed virtual space as dummy and band of three-dimensional analysis model.

Fig. 4.11 は三次元解析モデルの例であるが、二次元解析モデルも同じような構成で設定する。

4.6.2 収束精度 (Convergence) について

アダプティブメッシュ機能を用いて要素分割を実施した後、設定された収束精度に収まっていることは、重要である。本解析ソフトでは、収束精度の結果をアダプティブ実行回数ごとに整理して結果値とグラフで表している。また、収束精度を判断する基準は、Energy Error と Delta Energy の結果を確認することである。もちろん、収束精度を高くすれば解析結果の正確さは上がるが、解析時間が長くなりパソコンだけ苦労させることになるので、現実のことを想定した上、収束精度を決める必要がある。

(1) 収束精度の設定値

一般に磁性材料を用いた磁気部品類の特性値の許容誤差は、 $\pm 5\%$ ～ $\pm 20\%$ 程度で実用化されている。そのため本研究では、部品バラツキを考慮した上、収束精度の Target を 2%以内で設定している。

(2) 収束精度の設定値の妥当性の検証

設定された収束条件に収まっていることを確認するため、要素分割の総数の状態 (Mesh Statistics) と収束精度の Energy Error の関係のグラフを確認する必要がある。詳細な収束結果の推移を調べるため、要素分割の総数 (Tetrahedra) と収束精度の Energy Error の関係を表したグラフを Fig. 4.12 に示す。この収束結果の推移は、要素分割の総数が 303188 個以上から収束精度の Energy Error が 2%以下になっている。

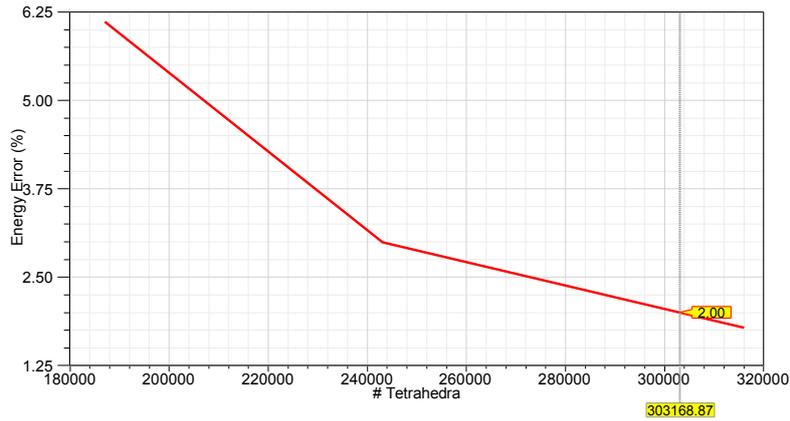


Fig. 4.12 The relationship between energy error and total quantity of mesh elements.

この解析モデルの収束状態を整理して Table 4.12 に示す。

Table 4.12 Convergence state of the analysis model.

Energy Error [%]	Delta Energy [%]	Total Energy [J]	Total quantity of mesh elements
1.7844	0.18109	55.46	316053

4.7 FFT 解析について

FFT 解析とは、リニア発電機の誘導起電力波形の高調波成分を確認するための有効な手法である。また、本研究でのリニア発電機は、商用電源側に直接接続しないため高調波次数成分に対する規格の適用を厳しくする必要はない。しかし、固定子の巻線方式が集中巻であり、分布巻より銅損は減少するが、高調波磁束成分の増加により鉄損は増加する傾向である。また、誘導起電力の波形が歪む。そのため、高調波次数成分を確認する必要がある。特に、今後の課題としても高効率化するための検討項目である。

本解析ソフトでは、市販の FFT 解析アナライザ (Agilent Technologies PSA シリーズ) より、一周期における標本化回数が少ない 20 から 40 程度での FFT 解析機能を搭載している。標本数は少ないが、FFT 解析を行う時、生じるリーケージエラーを抑えるための窓関数の設定が容易である。しかし、本研究ソフトによる FFT 解析に関する設定方法の詳しい記述がない。そこで本章では、FFT 解析設定に関する内容を以下に説明する。本解析ソフトでの FFT 解析方法は二つの方法がある。

(1) Perform FFT on a Report の方法は、取得した波形に対して自動的に FFT 解析を行うが、基本周波数の設定方法が複雑である。そのため、本研究では使用しない。

(2) Spectral Domain Plots in Transient の方法は、解析対象の波形をユーザーが Start Time と End Time を指定して解析することができるので、本研究で用いている。

次に、FFT 解析の処理対象とする波形は、無限に続く連続な振幅値を持つことが条件である。しかし、本研究でのリニア発電機の誘導起電力波形は、波の速度を正弦波運動に模擬したため、不連続な振幅値を持つ波形である。このままで FFT 解析を実施した場合、本来含まれない周波数成分が発生するので、解析誤差が大きくなる。したがって、FFT 解析結果の誤差を小さくするため、解析モデルの移動要素を等速直線運動 (1.4m/s) に変更して連続な振幅値を持つ波形を取得

する必要がある。

4.7.1 FFT 解析対象の波形の取得

等速直線運動（1.4m/s）での解析結果として出力された一相の誘導起電力波形の一周期を Fig. 4.13 に示す。

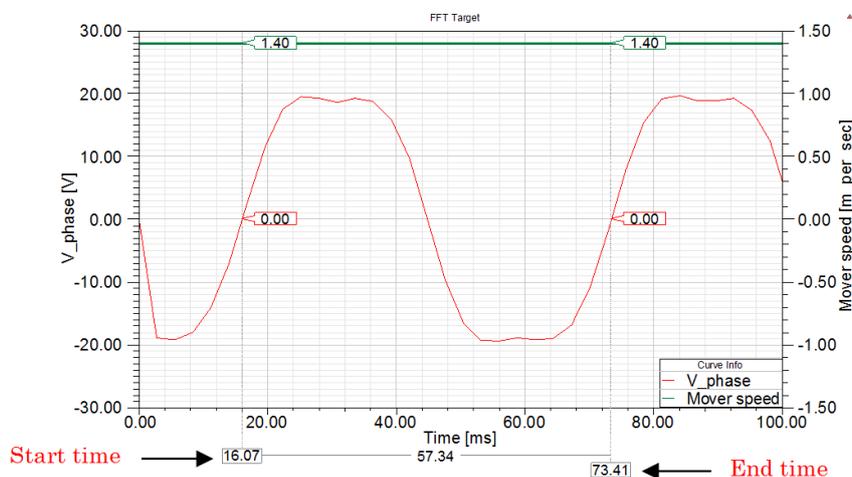


Fig. 4.13 To confirm the period of the analysis waveform.

Fig. 4.13 に示す「1.4」の数字は等速 1.4m/s の意味である。また、確認した解析対象波形の基本周波数は約 17.44Hz になる。

4.7.2 FFT 解析結果

Fig. 4.13 に示す取得波形の FFT 解析結果を Fig. 4.14 に示す。

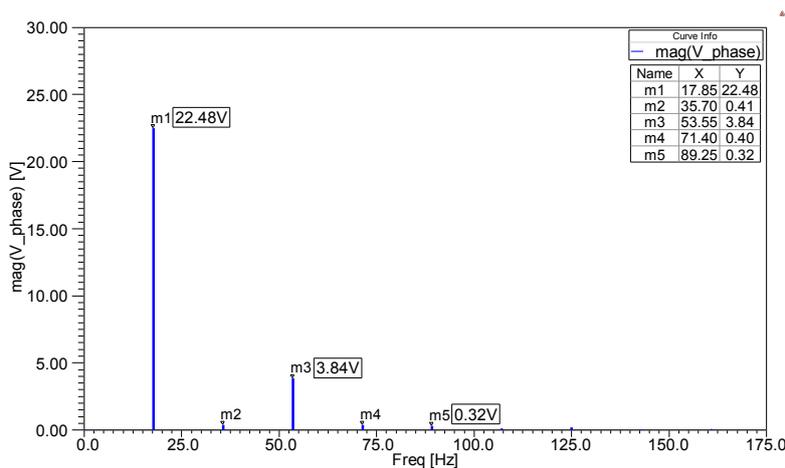


Fig. 4.14 Examples of FFT analysis results.

Fig. 4.14 に示す FFT 解析結果の高調波次数成分を整理すると、基本周波数 (17.85Hz) は 22.48V、第 3 高調波 (53.55Hz) は 3.84V、第 5 高調波 (89.25Hz) は 0.32V を示している。Fig.4.13 か

ら算定した基本周波数 17.44Hz とは周波数がずれているが、これは、一周期における標本化回数が少ないためである（解析 Step を細かくすると、誤差が小さくなる）。

4.8 まとめ

本章における検討では、有限要素法解析ソフトを用いる往復型機器（リニア発電機）の動磁場解析に対する応用解析方法および本解析ソフトの制限事項を回避する方法を説明した。特に、本解析ソフトの動磁場解析での往復運動設定を速度のみ設定すると、単純な等速直線運動であるが、応用した新しい速度入力関数を適用することにより、正弦波運動解析が可能になった。

本章で得られた結果は以下のとおりである。

- (1) 動磁場解析でのリニア発電機の往復運動解析に対して新しい速度入力関数を適用した。
- (2) 解析に用いる磁性体の材質を説明した。
- (3) 本解析ソフトでのコイル結線の制限を回避するため、外部インターフェース (Maxwell circuit editor) でコイルをモデル化する方法を説明した。
- (4) アダプティブメッシュ法に用いる初期メッシュ設定規則について説明した。
- (5) アダプティブメッシュ法を用いた要素分割結果に対する妥当性の確認方法を説明した。
- (6) FFT 解析について説明した。

4.9 参考文献

- (1) ANSOFT : “2008 Maxwell / Simplorer Tips& Solutions Seminar” , Maxwell_tip.pdf, p. 71, (2008)

第5章 リニア発電機の磁場解析

5.1 はじめに

本章では、有限要素法解析による永久磁石型リニア発電機の磁場解析について解析内容の概要を以下に述べる。

- (1) 解析モデルの要素分割の妥当性の確認
- (2) 静磁場解析による全体モデルの磁束密度分布、磁束ベクトル分布の解析
- (3) 巻線の自己インダクタンス解析
- (4) 動磁場解析による正弦波運動での磁束密度、磁束ベクトル、誘導起電力の解析
- (5) Field Calculator を用いた鎖交磁束、磁束密度の解析
- (6) 等速運動での誘導起電力の高調波成分の確認

5.2 リニア発電機の解析基本モデル

解析する Model 1 の外形を Fig. 5.1 に示す。

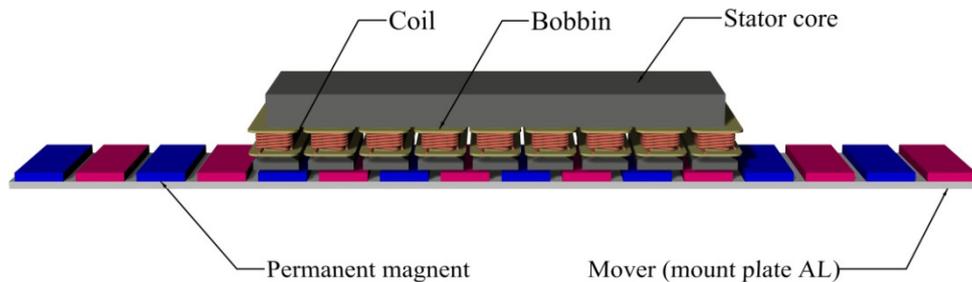


Fig. 5.1 Perspective view of Model 1.

Fig. 5.1 に示す解析 Model 1 の固定部は鉄心入り型の集中巻で、可動部はアルミ板 ($t=6\text{mm}$) を採用している。このアルミ板の表面に永久磁石を固定した構造であり、従来の永久磁石型リニア発電機より磁気吸引力を低減させることができる。解析 Model 1 の詳細な外形図を Fig. 5.2 に示す。

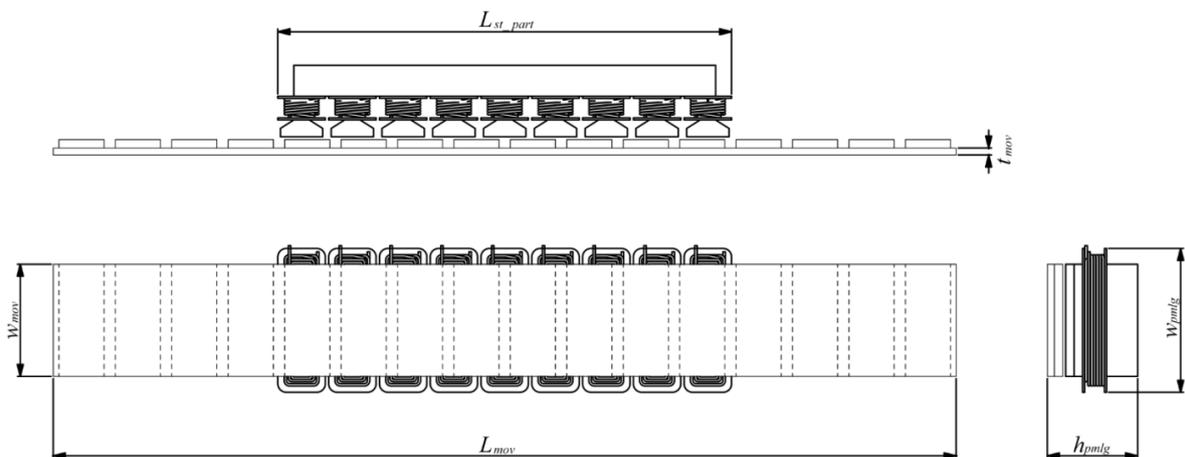


Fig. 5.2 The overall dimensions view of Model 1.

Fig. 5.2 に示す外形図の詳細な寸法を Table 5.1 に示す。

Table 5.1 Detailed dimension values of Model 1.

Description	Symbol	Value [m]
Total length of stator part	L_{st_part}	0.322
Total height of PMLG	h_{pmlg}	0.064
Total width of PMLG	w_{pmlg}	0.103
Thickness of mount plate (AL)	t_{mov}	0.006
Width of mount plate (AL)	w_{mov}	0.080
Length of mover	L_{mov}	0.640

(1) 可動部

可動部の磁極の一組分の詳細な構造を Fig. 5.3 に示す。また、詳細なスロットと永久磁石の寸法を Table 5.2 に示す。

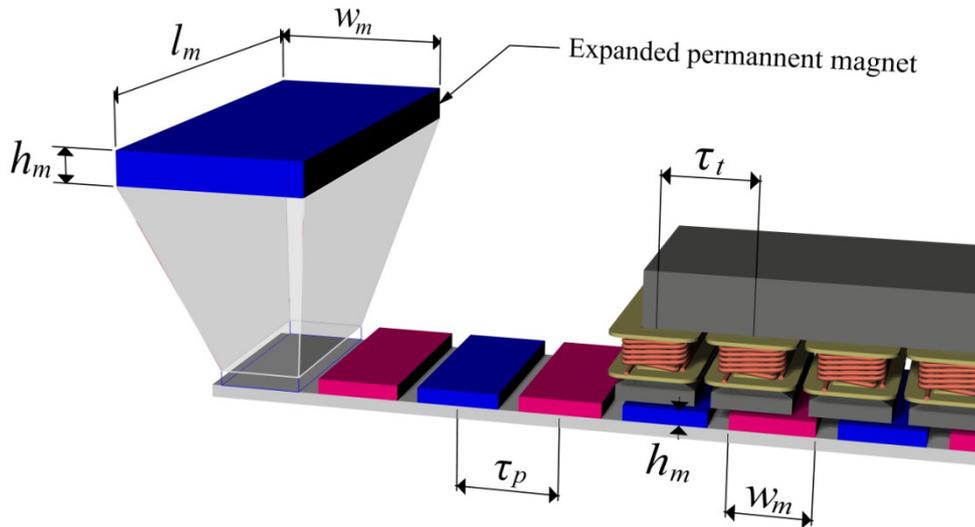


Fig. 5.3 Perspective view of mover part in Model 1.

Table 5.2 Geometry parameters and the mover part in Model 1.

Description	Symbol	Value [m]
Slot pitch	τ_t	0.036
Pole pitch	τ_p	0.040
Width of permanent magnet	w_m	0.032
Length of permanent magnet	l_m	0.080
Height of Permanent magnet	h_m	0.006

本解析 Model 1 の磁極配列の断面図を Fig. 5.4 に示す。

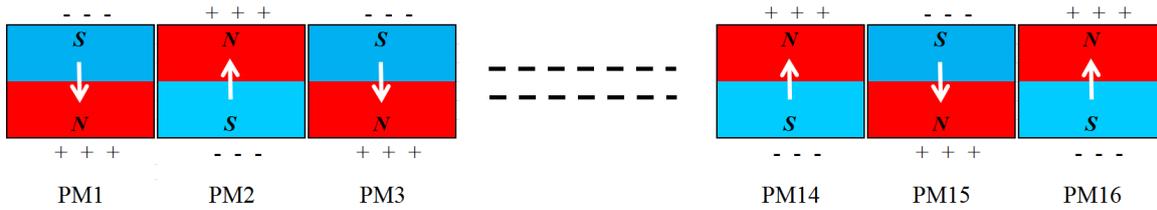


Fig. 5.4 The pole sequence of the present analysis Model 1.

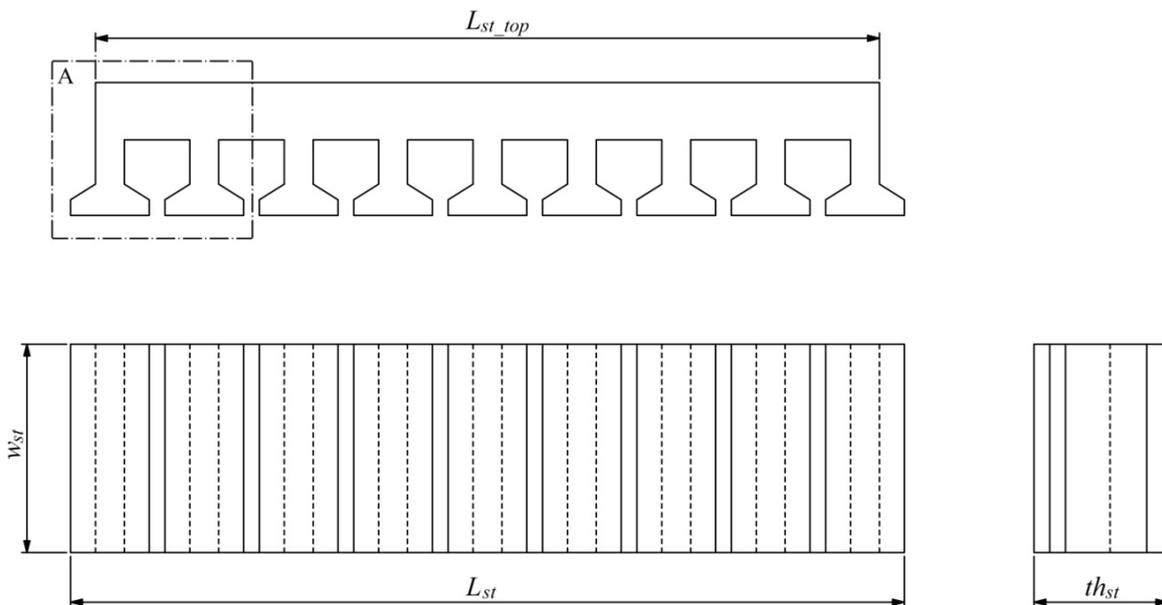
Fig. 5.4 に示す白色矢印は、永久磁石の S 極から N 極に向かう磁化ベクトルの表示であり、磁石の着磁方向を示す。このような配列で、可動子に 16 個の永久磁石を配置している。

(2) 固定部

固定部のスロット外形を Fig. 5.5 に、詳細な外形図を Fig. 5.6、Fig. 5.7 に、また、その寸法を Table 5.3 に示す。



Fig. 5.5 The appearance of the slot in the stator part.



A : Detailed slot part

Fig. 5.6 The appearance of the slot in the stator part.

Table 5.3 Detailed dimension values of Model 1.

Description	Symbol	Value [m]
Length of stator part of top	L_{st_top}	0.299
Width of stator	w_{st}	0.080
Length of stator	L_{st}	0.320
Total height of stator	th_{st}	0.051

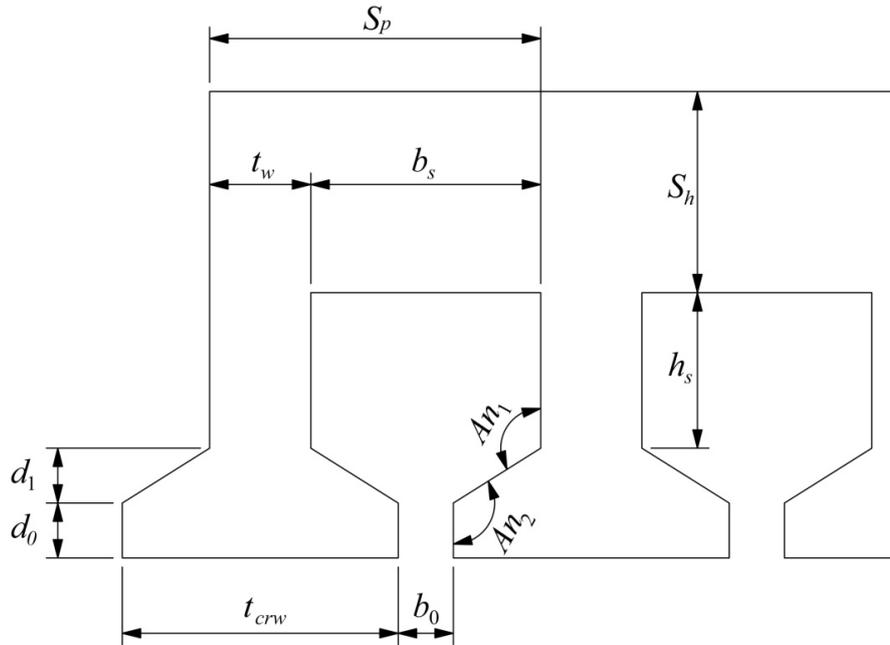


Fig. 5.7 The appearance of detailed slot part A.

Fig. 5.7 に示すスロットの開口部 b_0 は、スロットの歯幅 t_w より細いセミオープン構造であり、9 スロットとした。スロット部分 A の詳細な寸法を Table 5.4 に示す。

Table 5.4 Detailed dimension values of slot part A in Model 1.

Description	Symbol	Value
Entire width of slot and teeth	S_p	0.036 m
Width of teeth	t_w	0.011m
Width of slot	b_s	0.025 m
Height of the upper yoke	S_h	0.022 m
Height of slot	h_s	0.017 m
Length of inclined surface of teeth width	d_1	0.006 m
Length of tip end portion of teeth width	d_0	0.006 m
Width of teeth crown	t_{crw}	0.030 m
Width of opening of slot	b_0	0.006 m
Angle 1 of the inclined surface	An_1	122°
Angle 2 of the inclined surface	An_2	122°

(3) 巻線構造

ボビンの上側を開放した状態でのコイルの様子を Fig. 5.8 に示す。

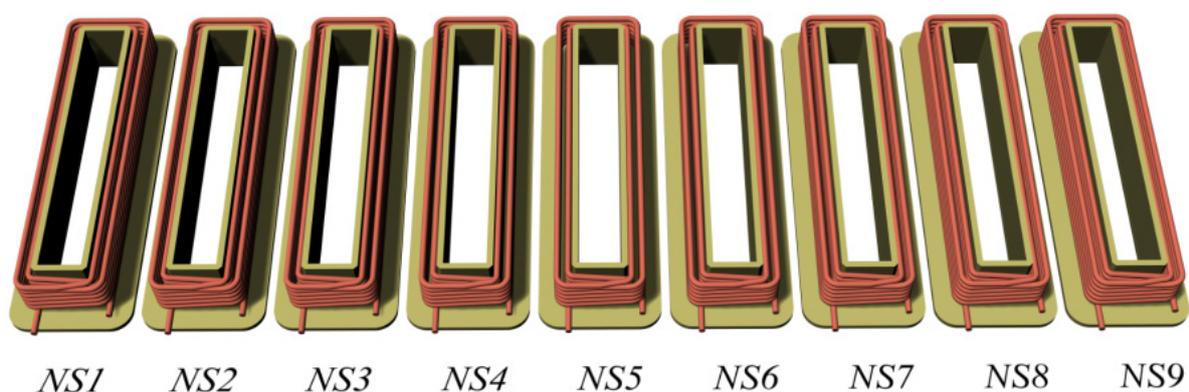


Fig. 5.8 The State of coils wound on a bobbin.

Fig. 5.9 に示すコイルの巻線方向はすべて同じであり、黒色点はコイルの巻はじめを意味する。接続方法は一相当たりに3つのコイルで構成し、直列接続結線した三相 Y 結線であるが、場合によって接続方法を変更すると、三相 Δ 結線および単相結線も可能である。詳細な巻線仕様を Table 5.5 に示す。

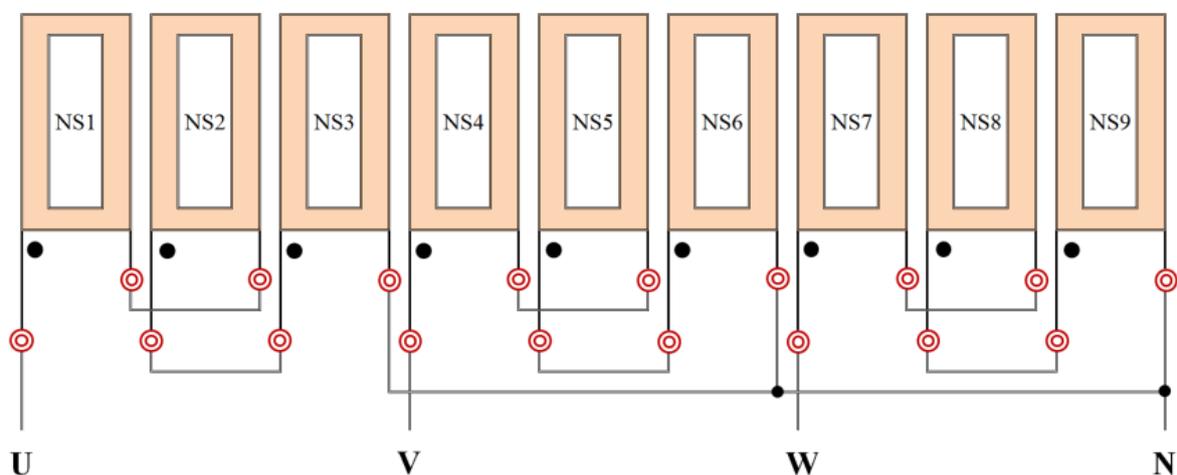


Fig. 5.9 Connection diagram of the coil of Model 1.

Table 5.5 Specification of winding of Model 1.

Description	Symbol	Value
Number of turns in per series slot	N_s	83
Wire diameter of the copper wire	d_w	0.7 mm

5.3 要素分割

アダプティブメッシュ機能を用いた静磁場解析での Model 1 のメッシュ状態を Fig. 5.10 に示す。

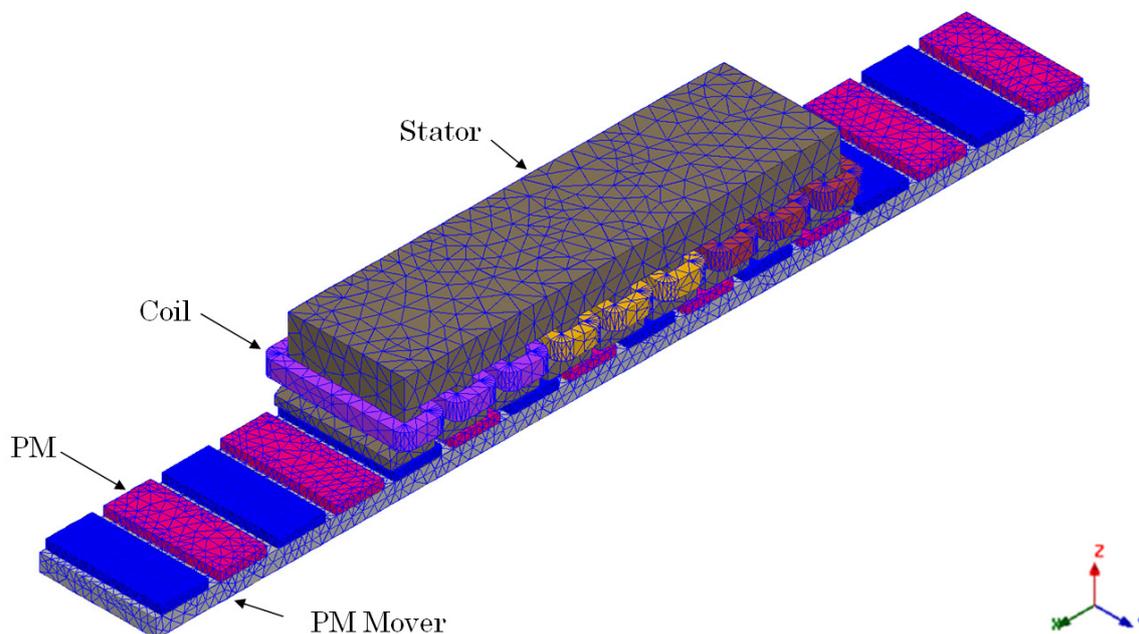


Fig. 5.10 Meshed model of three-dimensional Model 1.

解析 Model 1 の収束精度は、アダプティブメッシュ機能を 3 回実行した時、1.9158%であり、4 章の「4.6.2 収束精度について (1) 収束精度の設定値」で説明した収束精度 Target 値の 2%以下を満足している。この解析 Model 1 の収束状態を整理して Table 5.6 に示す。

Table 5.6 Convergence state of the analysis Model 1.

Energy Error [%]	Delta Energy [%]	Total Energy [J]	Total quantity of mesh elements [EA]
1.9158	0.02199	50.073	164466

5.4 静磁場解析

静磁場解析とは、時間的に変動しない磁場解析であり、磁束密度、磁界の強さ、電流などが把握できる。本解析 model 1 の静磁場解析条件は Fig. 5.9 に示すコイル NS1 から NS9 までの接続を解除した上、コイルごとに励磁電流を Table 5.7 のように設定する。この励磁電流は発電機で負荷を接続した時である。永久磁石のみ解析する場合は、励磁電流を印加しなくても可能であるが、他の解析（インダクタンスの解析など）を同時に行うために印加している。

Table 5.7 Condition of magneto-static analysis.

Description	Value
Current excitation of phase U	-0.6495 A
Current excitation of phase V	1.299 A
Current excitation of phase W	-0.6495 A

5.4.1 磁束密度

静磁場解析での磁束密度分布を Fig. 5.11 に示す。

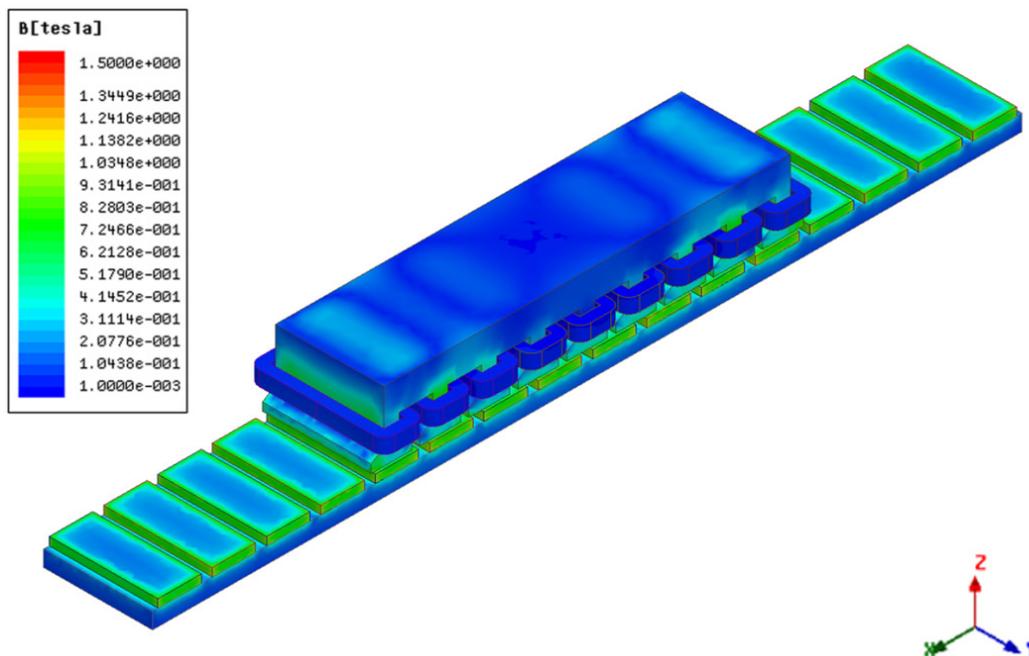


Fig. 5.11 Flux distribution results in the magneto static field analysis.

Fig. 5.11 に示す磁束密度分布データは、可動部が固定されている状態である。全体的な磁気特性分布などを確認する場合よく用いているが、解析できるデータの範囲は限定される。しかし、本解析ソフトは解析モデルの空間のどの軸でも、線 (Poly Line) を引くことによって磁気関連データが測定できるとともに、そのデータをグラフまたはデータテーブルとして使うことができる。

そこで、解析モデルの永久磁石の表面と磁石表面から 2mm の空間上に Fig 5.12 に示すとおり磁束密度算定用ラインを設けた (以下 Probe Line とする)。

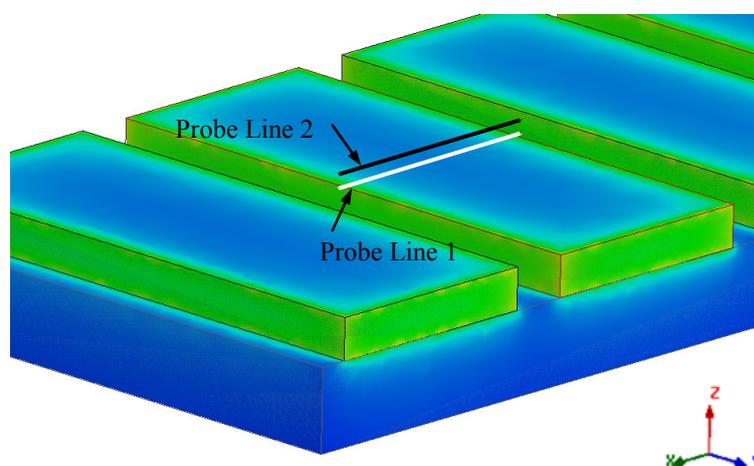


Fig. 5.12 State of probe line for magnetic flux measurement.

Fig. 5.12 に示す Probe Line 1 (34mm) は、永久磁石の幅 w_m の中央部を測定する。Probe Line 2 (34mm) は、永久磁石の幅 w_m の中央部から Z 軸のプラス方向に 2mm の位置であり、3 章の「3.4.4 永久磁石表面から離れた点の磁界の強さ」で述べた磁界の強さ H_x を確認するためである。

有限要素法による永久磁石表面の磁界の強さと磁束密度の解析結果を Fig 5.13 に示す。

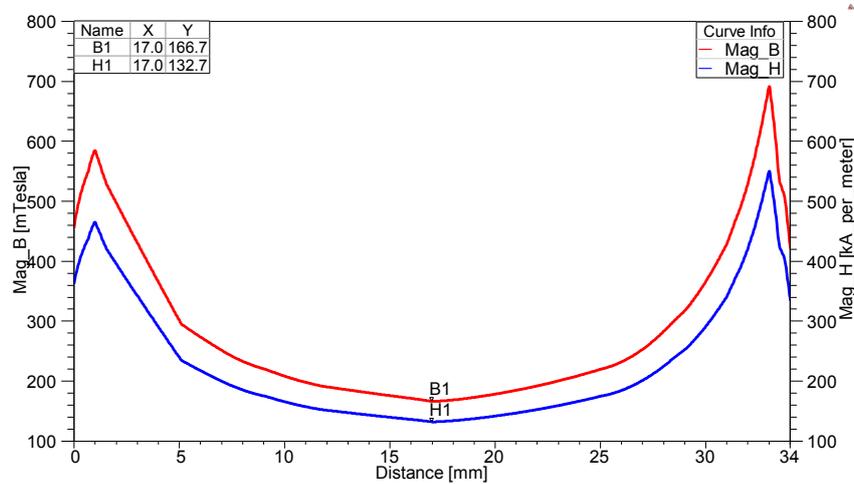


Fig. 5.13 Results 1 of measurement of the magnetic field and the flux density of the permanent magnet.

Fig. 5.13 に示す永久磁石の磁界の強さと磁束密度を永久磁石の横幅 w_m で解析した結果、両方とも中央点 (B1、H1) の測定値が低い。また、Fig. 5.13 に示す X 軸の 1mm と 33mm の位置は、永久磁石の横幅の端部である。次に、3 章の「3.4.4 永久磁石表面から離れた点の磁界の強さ」の磁界の強さ H_x の検証として、有限要素法による永久磁石から 2mm 離れた位置での磁界の強さと磁束密度の解析結果を Fig. 5.14 に示す。

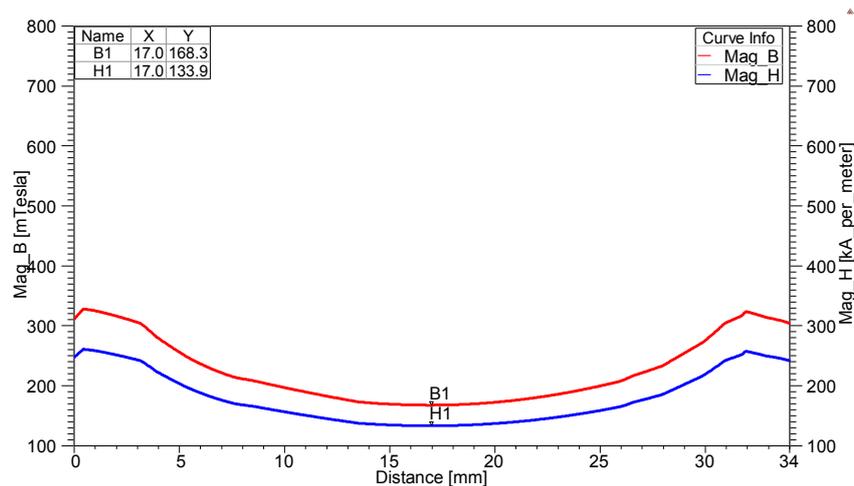


Fig. 5.14 Results 2 of measurement of the magnetic field and the flux density of the permanent magnet.

Fig. 5.14 のマーカー H1 は永久磁石から 2mm 離れた位置での磁界の強さで 133.9kA/m を示している。3 章の「3.4.4 の Table 3.3」に示す磁界の強さ H_x の計算結果 124.2kA/m と 9.7kA/m の差がある。

5.4.2 磁束ベクトル

磁束ベクトルの解析結果を Fig. 5.15 に示す。

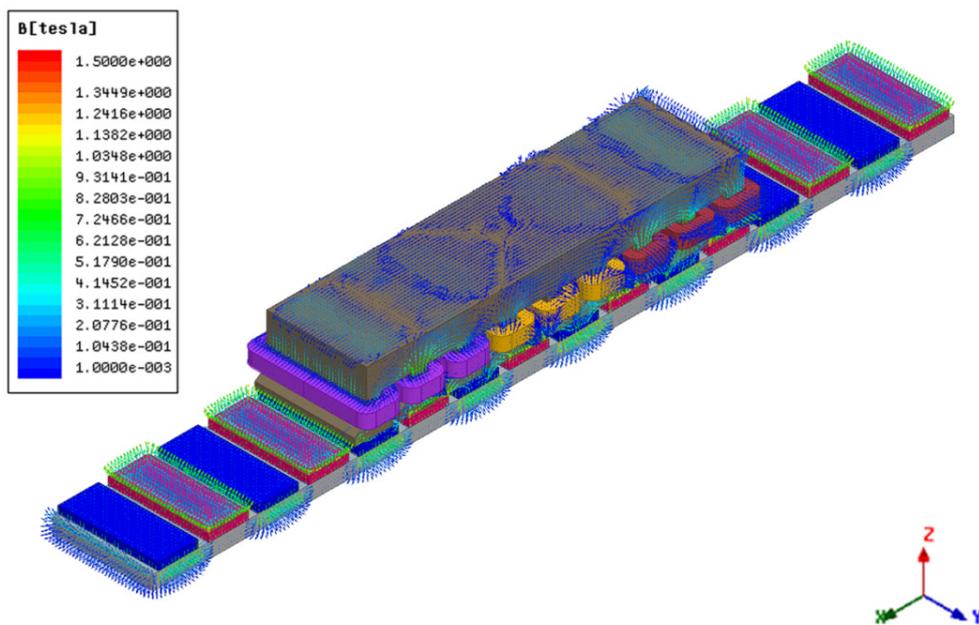


Fig. 5.15 Flux vector results in the magneto static analysis.

Fig. 5.15 に示す静磁場での磁束ベクトルの向きは、Fig. 5.4 に示す永久磁石の配列通りになっている。また、磁束ベクトルデータの向きを詳細に確認するため、このリニア発電機モデルが往復運動する時の最初の位置である部分の拡大図を Fig. 5.16 に示す。これは、動磁場解析での解析データと整合性を持たすためである。Fig. 5.16(a)部は、高調波成分を調節するための永久磁石間の離隔距離であり、隣の永久磁石との間に漏れ磁束が見られるので、ここでは0.4T程度である。

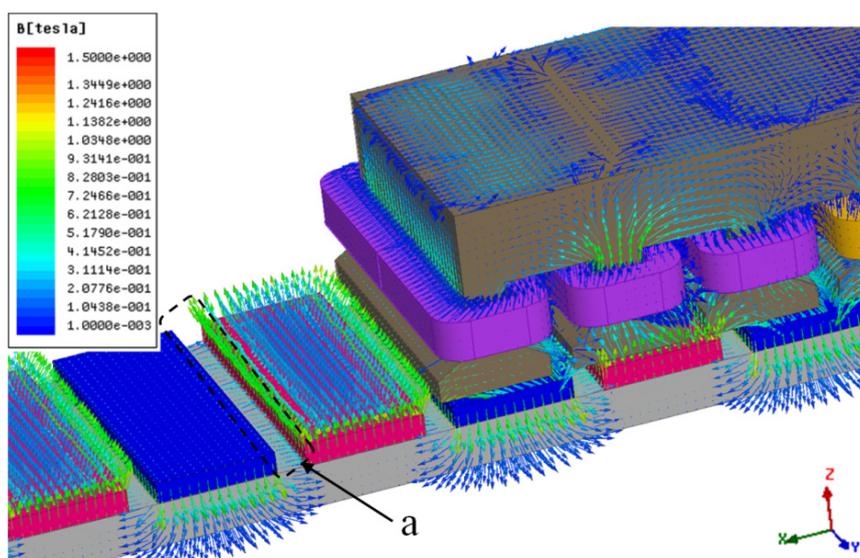


Fig. 5.16 Expanded magnetic flux vector data.

5.5 自己インダクタンスの解析

本解析ソフトでのインダクタンスの解析は、パーシャルインダクタンス行列 (Partial Inductance Matrix) を用いた方法である。これは、飽和状態での巻線インダクタンスの解析であり、静磁場解析で皮相インダクタンス (Apparent Inductance) および増分インダクタンス (Incremental Inductance)、鎖交磁束などが解析できる。

5.5.1 インダクタンスのマトリックス解析⁽¹⁾

本章では、9 スロットのコイルを同時に行列解析するので、すべてのコイルに定格電流値を設定している。解析 Model 1 のインダクタンスのマトリックス解析条件を Table 5.8 に示す。

Table 5.8 Define of current excitation of matrix compute.

Description	Symbol	Value
Current excitation of phase A	i_1	1.299 A
Current excitation of phase B	i_2	1.299 A
Current excitation of phase C	i_3	1.299 A
Number of turns in per series slot	N_s	83

(1) 解析コイルの電流方向の確認

全コイルに定格電流を印加したコイルの電流ベクトル解析結果を Fig. 5.17 に示す。特に、設定されたコイルの電流方向と解析結果でのコイルの電流ベクトル方向を確認するため、重複させた電流方向設定表示はコイルの電流ベクトル方向とすべて一致している。

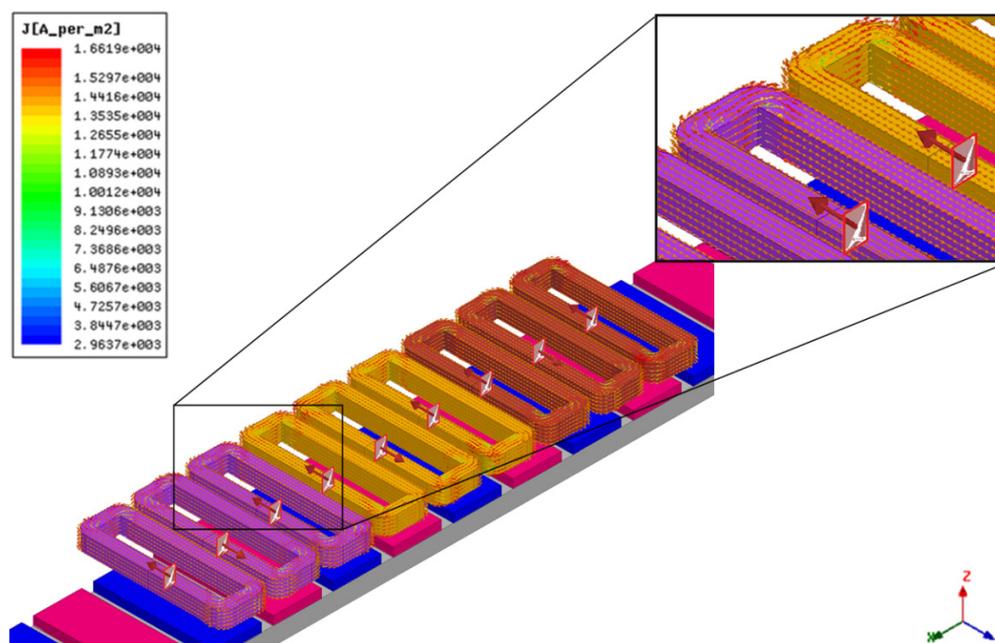


Fig. 5.17 Result of analysis of current vector of the coil in the overlapping current direction setting display.

(2) 皮相インダクタンス

各コイルの 1turn 当たりの皮相インダクタンス L_{nom} の解析結果を Table 5.9 に示す。また、コイルの巻線数 N_s で計算されたコイル全体の皮相インダクタンス L_{coil} の解析結果を Table 5.10 に示す。

Table 5.9 The results for the apparent inductance per 1 turn of matrix analysis. [unit : μH]

Phase A			Phase B			Phase C		
1	2	3	1	2	3	1	2	3
0.5302	0.7685	0.7716	0.7718	0.7751	0.7754	0.7710	0.7655	0.5292

Table 5.10 The results for the apparent inductance of matrix analysis. [unit : mH]

Phase A			Phase B			Phase C		
1	2	3	1	2	3	1	2	3
3.652	5.294	5.316	5.317	5.340	5.342	5.312	5.274	3.646

Table 5.9 と Table 5.10 に示す L_{nom} と L_{coil} は、式(5.5-1)のように示すことができる。

$$L_{coil} = L_{nom} N_s^2 \text{ [mH]} \quad (5.5-1)$$

例として、式(5.5-1)に Table 5.9 に示す Phase A (2) の結果を代入して計算すると、以下になる。

$$\begin{aligned} L_{coil} &= 0.7685 \cdot 10^{-3} \cdot 83^2 \\ &= 5.294 \text{ mH} \end{aligned}$$

各コイルの鎖交磁束 λ_{nom} の解析結果を Table 5.11 に、コイルの巻線数 N_s に計算された全磁束 λ_{tot} の解析結果を Table 5.12 に示す。

Table 5.11 The results for the apparent flux linkage per 1turn of matrix analysis. [unit : Wb]

Phase A			Phase B			Phase C		
1	2	3	1	2	3	1	2	3
0.0005631	0.0007454	0.0004558	-0.0002279	2.553E-006	0.0002308	-0.0004550	-0.0007425	-0.0005607

Table 5.12 The results for the apparent flux linkage of matrix analysis. [unit : Wb]

Phase A			Phase B			Phase C		
1	2	3	1	2	3	1	2	3
0.04673	0.06187	0.03783	-0.01892	0.0002119	0.01916	-0.03776	-0.06162	-0.04654

Table 5.11 と Table 5.12 に示す λ_{nom} と λ_{coil} は、式(5.5-2)のように示すことができる。

$$\lambda_{coil} = \lambda_{nom} N_s \text{ [Wb]} \quad (5.5-2)$$

例として、式(5.5-2)に Table 5.11 に示す Phase A (2) の結果を代入して計算すると、以下になる。

$$\begin{aligned} \lambda_{coil} &= 0.000745 \cdot 83 \\ &= 0.061835 \approx 0.061 \text{ Wb} \end{aligned}$$

(3) 増分インダクタンス

各コイルの 1turn 当たりの増分インダクタンス L_{nom_inc} の解析結果を Table 5.13 に、コイルの巻線数 N_s で計算された全体の増分インダクタンス L_{coil_inc} の解析結果を Table 5.14 に示す。但し、増

分インダクタンスの計算方法は、皮相インダクタンスと同じであるため省略する。

Table 5.13 The results for the incremental inductance per 1turn of matrix analysis. [unit : μH]

Phase A			Phase B			Phase C		
1	2	3	1	2	3	1	2	3
0.5291	0.7660	0.7701	0.7710	0.7748	0.7747	0.7695	0.7631	0.5281

Table 5.14 The results for the incremental inductance of matrix analysis. [unit : mH]

Phase A			Phase B			Phase C		
1	2	3	1	2	3	1	2	3
3.645	5.277	5.305	5.311	5.338	5.337	5.301	5.257	3.638

5.5.2 インダクタンスのマトリックス解析のまとめ

本解析 Model 1 のすべてのインダクタンスのマトリックス解析結果を Table 5.15 に示す。

Table5.15 All of the results for the inductance matrix analysis.

Description	Apparent		Incremental
	Inductance [mH]	Flux linkage [Wb]	Inductance [mH]
	(L_{coil})	(λ_{coil})	(L_{coil_inc})
PhaseA_1	3.652	0.04673	3.645
PhaseA_2	5.294	0.06187	5.277
PhaseA_3	5.316	0.03783	5.305
PhaseB_1	5.317	-0.01892	5.311
PhaseB_2	5.340	0.0002119	5.338
PhaseB_3	5.342	0.01916	5.337
PhaseC_1	5.312	-0.03776	5.301
PhaseC_2	5.274	-0.06162	5.257
PhaseC_3	3.646	-0.04654	3.638

インダクタンスの解析結果でスロットの両端部コイル (PhaseA_1、PhaseC_3) の皮相インダクタンスは、他のコイルの皮相インダクタンスより 68.25%~69.24%程度である。これは、リニア発電機の構造的な問題である (両端部には、歯脚が一つであるため) とともに、端部ディテント推力 (End detent force) と誘導起電力の線間電圧の不平行などに関連する。理想的には、全スロットのインダクタンスが均等になることである。この場合、補助歯脚が必要であるので、今後検討が必要である。

5.6 動磁場解析

本研究での特長である動磁場解析は、波を単振動に近似して解析モデルの運動要素を往復運動させることであり、移動磁界による磁束分布および電流ベクトルまたは誘導起電力が確認できる。本解析 Model 1 の動磁場解析条件を Table 5.16 と Table 5.17 に示す。また、Table 5.17 に示す Time step は 0.0028s になる。無負荷誘導起電力を確認するため、負荷を結線していない。

Table 5.16 Setting of motion setup.

Type	Motion	Moving vector	
	Translation	Global : X	Positive
Data	Initial	Negative	Positive
	0 mm	-325 mm	325 mm
Mechanical	Velocity		
	$V = 0.32(2\pi f_{re}) \cos(2\pi f_{re} Time)$		

Table 5.17 Setting of solve setup.

Solve setup	Stop time	Time step	
	$1/f_{re}$	$(1/f_{re})/500$	
Save field	Start	Stop	Step size
	0 s	1.4 s	0.005 s

5.6.1 磁束分布

解析 Model 1 の磁束分布結果を Fig. 5.18 に示す。

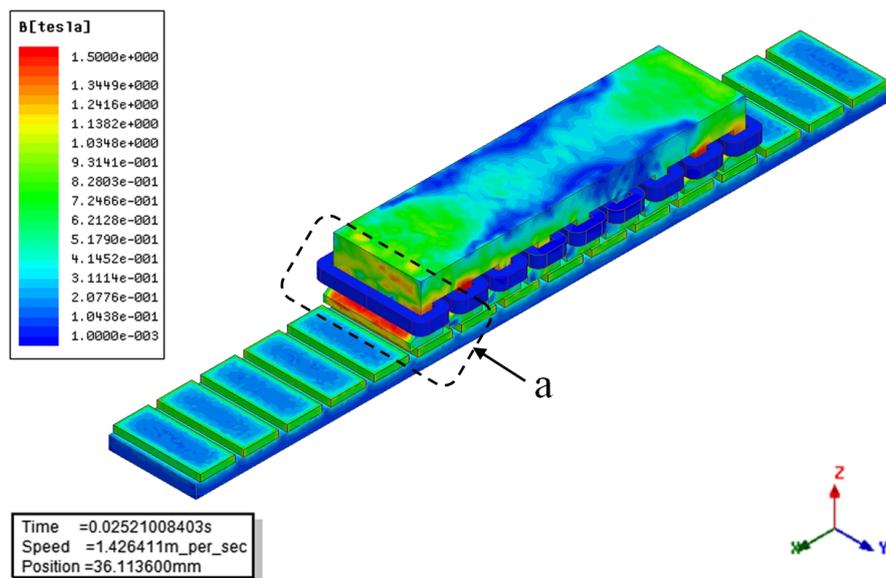


Fig. 5.18 Flux distribution results in the transient analysis of Model 1.

この解析データは、可動子がピーク 1.426m/s の速度で X 軸のプラス方向に 36.11mm 移動した時であり、解析モデル要素の表面の磁束密度分布を示している。点線で囲まれた Fig. 5.18(a)は、3章の「3.7.2 スロットのパーミアンスの Fig. 3.9」に示すスロットの傾斜部分 (d_1) に該当するので、固定子の前後角を除いて 1.3T 以上の磁束密度を示している。また、Fig. 5.18 に示す解析データは解析モデルの表面の結果であり、内部断面を確認する場合は、解析モデルを該当軸で切断する必要がある。この解析モデルを XZ 軸で切断した面の磁束密度分布を Fig. 5.19 に示す。

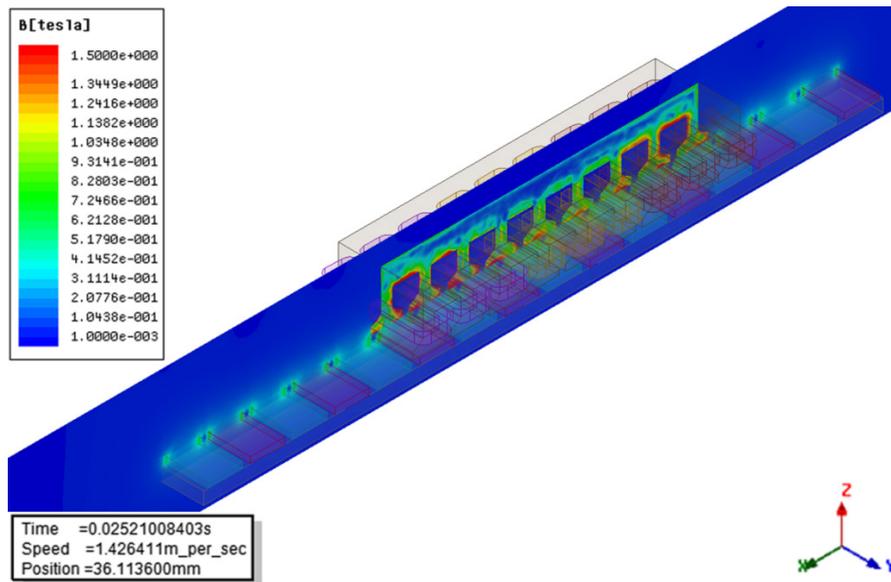


Fig. 5.19 Status of cutting the flux distribution of Model 1.

Fig. 5.19 に示す XZ 軸の内部断面を Y 軸から観測した磁束分布を Fig. 5.20 に示す。スロット内側 (b) に集中して磁束密度が高くなっている。特に、スロットの直角部分 (d) の磁束密度が 1.0T でスロットの直線部分 (c) の磁束密度 1.5T より、下がっている。

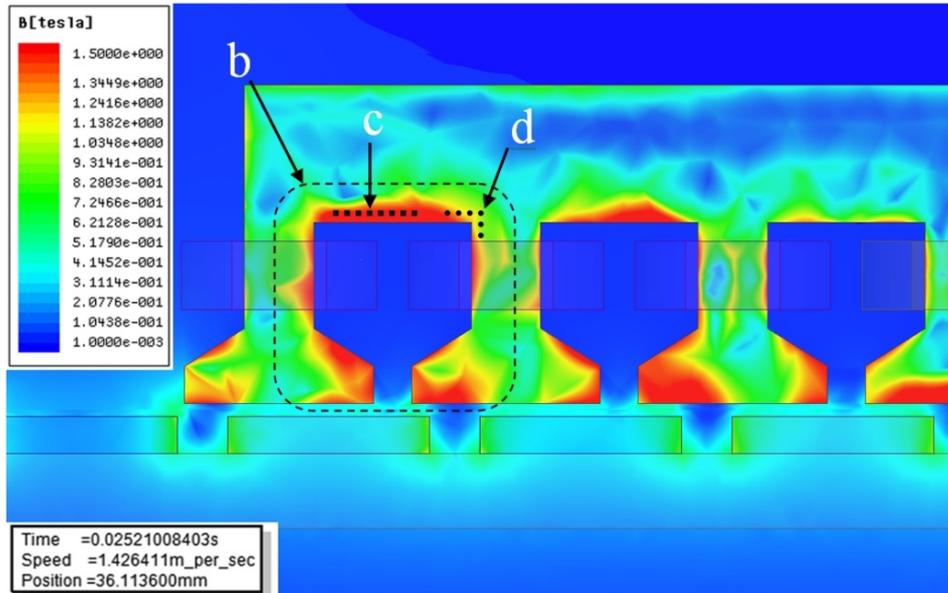


Fig. 5.20 View of the internal magnetic flux distribution of Y-axis of Model 1.

5.6.2 磁束ベクトル

Fig. 5.21 は、Fig. 5.18 に示す磁束分布を磁束ベクトルで表示したものである。Fig. 5.21 の Flux leakage 1 は、鉄心の角部分から空気中に磁束が流れる様子が見られる。また、Flux leakage 2 は、隣のスロット歯に流れる磁束が損じることを示している。

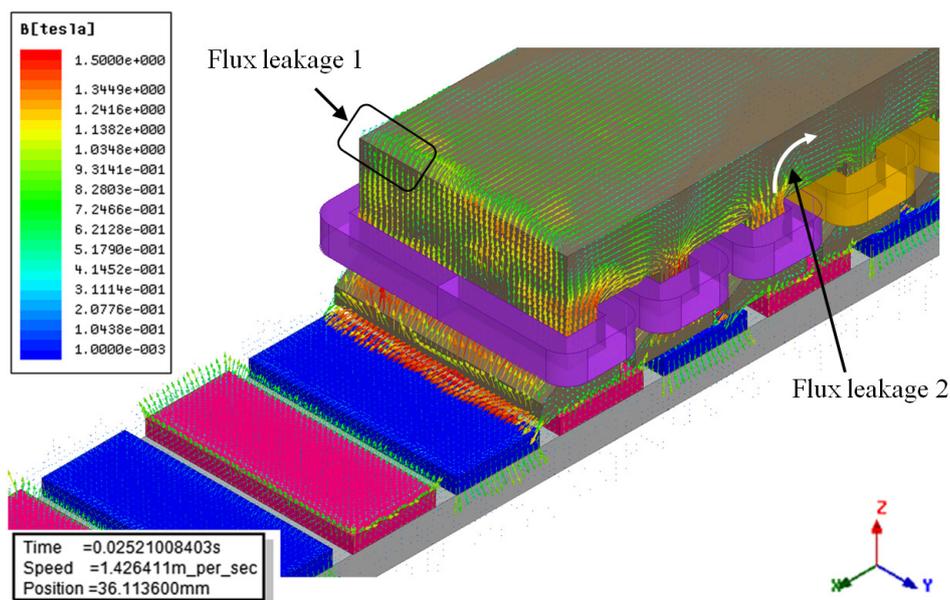


Fig. 5.21 Flux vector results in the transient analysis of Model 1.

Fig. 5.22 は、Fig. 5.21 の黒色の長方形の部分（Flux leakage 1）を拡大したものである。Fig. 5.22 に示す二つの黒色矢印方向での漏れ磁束ベクトル密度は 0.4T 以上で、鉄心の角部分から顕著に磁束が漏れている。

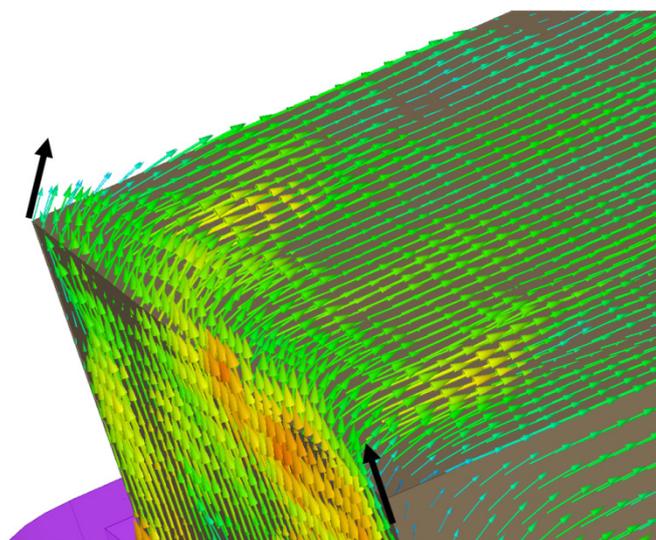


Fig. 5.22 Flux vector data of the corner portion of the enlarged stator core.

5.6.3 鎖交磁束と磁束密度の計算⁽²⁾

本解析ソフトでは Field calculator という計算機能があり、解析されたデータから磁気回路に関する「相対透磁率、鎖交磁束、パワーロス、コアロス、誘導起電力、速度、トルク、フォース」などが計算できる。これらの機能の内、本研究では、Fig. 5.12 で述べた Probe Line のような線以外に、「点、表面、体積、座標」を認識できるため、解析モデルに表面要素 (Surface object) を追

加し、鎖交磁束および磁束密度の解析を行った。

本章での固定子スロットの歯幅断面 (Teeth width area 1) とスロットの歯先端部 (Teeth crown area) の鎖交磁束および磁束密度を解析するため、表面要素を挿入した様子を Fig. 5.23 に示す。

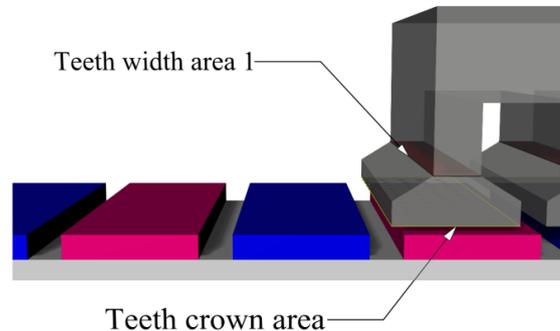


Fig 5.23 State of the surface shape of the model elements as calculation functions.

動磁場解析では、モデル移動要素の位置により鎖交磁束が異なる。本章では、可動子と固定子のスロット間に最大磁束が発生する時を解析した。この位置は、可動子一極の永久磁石表面の中央点と固定子のスロット一つの歯先端部の中央点を一致させた位置である。これは、3章の「3.9 固定子スロットの設計の式(3.9-3)」に関連する。

本解析 Model 1 の固定子と可動子の位置を一致させ、最大鎖交磁束となった時の様子を Fig. 5.24 に示す。移動時間は 30.81ms で、移動位置は 44.09mm である。また、固定子スロット一番目を選定した理由は、他の固定子スロット歯脚からの磁束の影響が少ないためである。もちろん、スロットのどの位置でも算定は可能である。

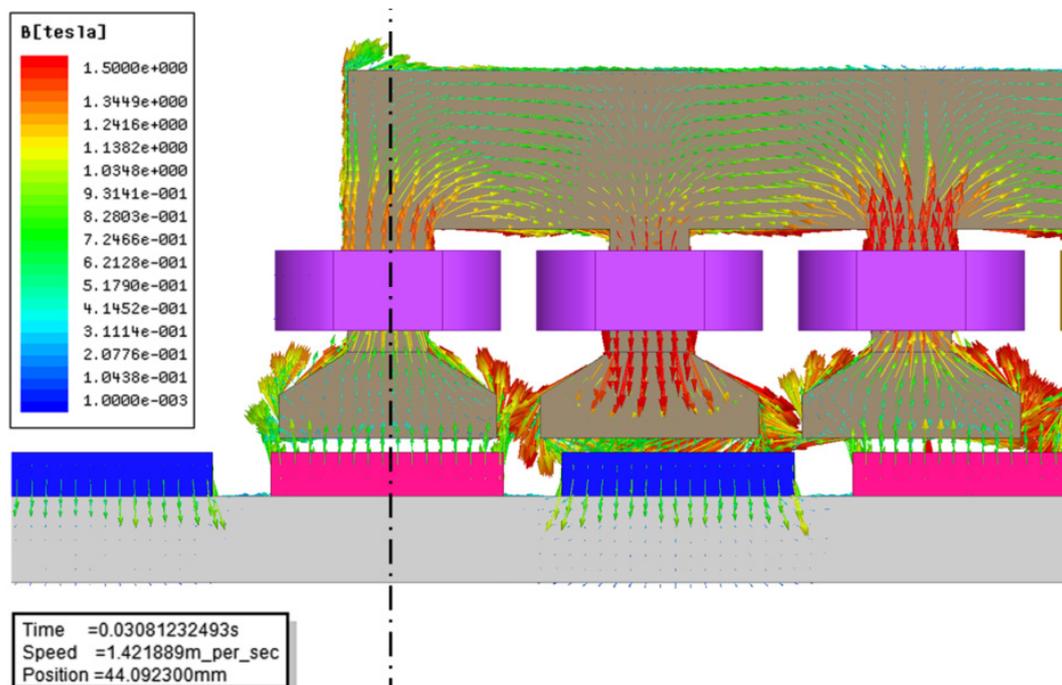


Fig. 5.24 State of the calculation position of the Model 1.

Field calculator を用いた鎖交磁束と磁束密度の計算結果を Table 5.18 に示す。Teeth crown area に対する Teeth width area 1 の鎖交磁束の比率は、62.17%である。

Table 5.18 The results for the field calculations of Model 1.

Description	Surface area [mm ²]	Flux linkage [Wb]	Flux density [T]
Teeth width area 1	880	0.0005182	0.5889
Teeth crown area	2400	0.0008335	0.3473

5.6.4 誘導起電力

Fig. 5.25 は、解析 Model 1 の可動部の速度と移動位置の解析結果である。Fig. 5.25 に示す Mover speed は、可動子の移動速度 v_s を正弦波的に模擬したことであり、解析ソフトでの往復運動設定の移動速度 v_{mech} である。また、Mover position は可動子が時間ごとで移動する様子を示す。ここで、可動子の移動速度と可動子の移動距離は、4 章での式(4.3-1)に示すとおりになっている。

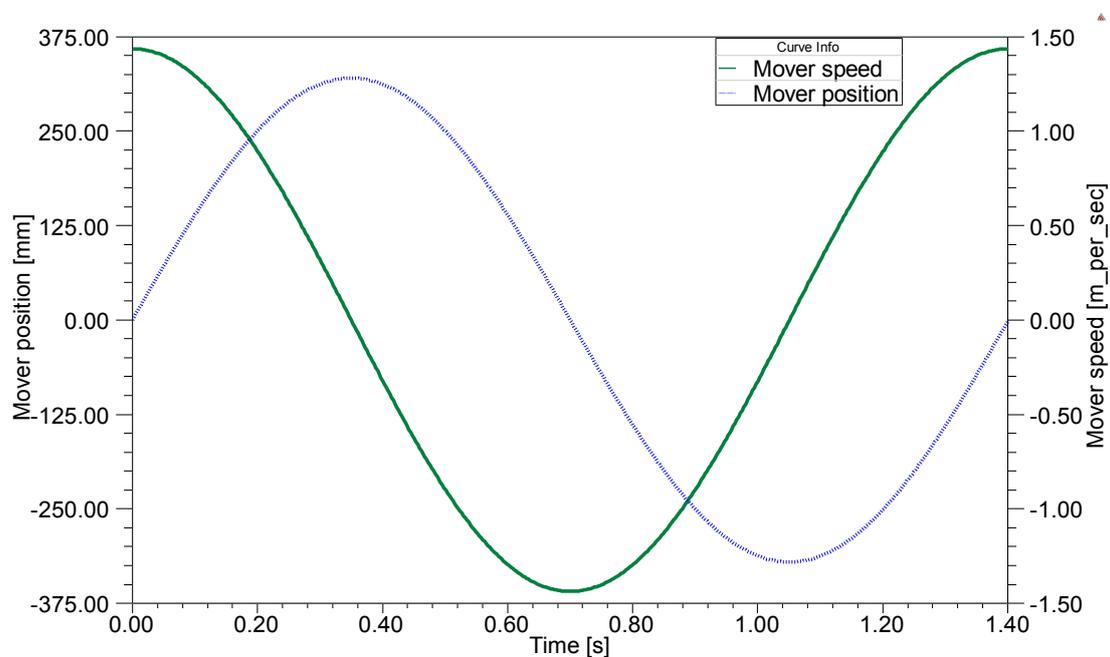


Fig. 5.25 Mover speed and mover position of Model 1.

Fig. 5.26 は、解析 Model 1 の各相間の誘導起電力の解析結果である。Fig. 5.26 に示す誘導起電力のピーク値は、解析時間 0.03s の時点で速度 1.43m/s で 19.71V である。また、Fig. 5.26 の(a)と (b)に示す誘導起電力は、可動子の移動方向が反転する点で、全ての相で、誘導起電力が零になっている。これは、1 章の研究の背景で述べた可動部の移動方向が変わる時、発電できない区間を意味する。このように、誘導起電力は定常波ではなく、各相とも変調が掛ったような波形となる。

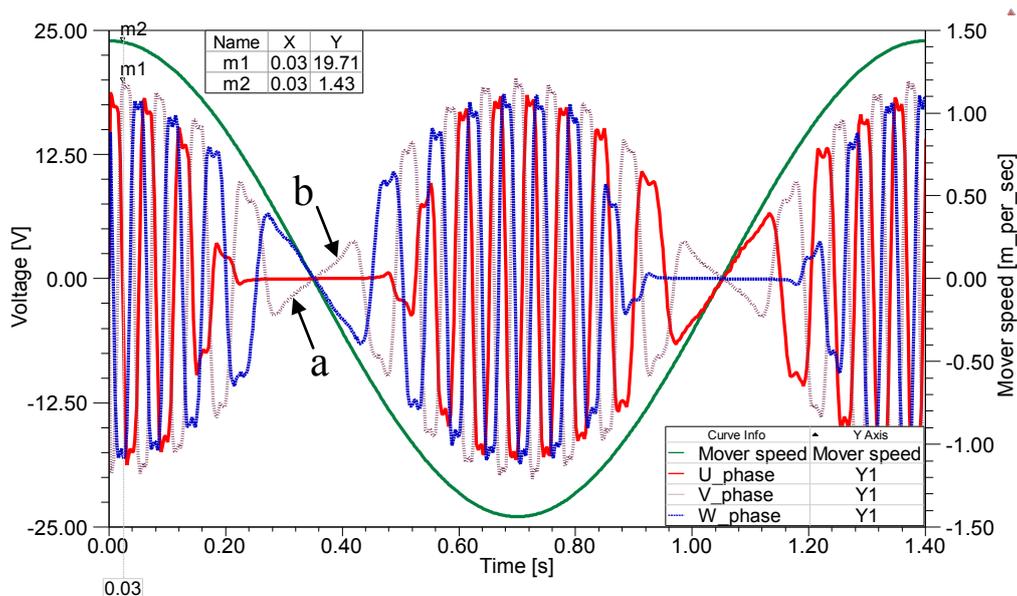


Fig. 5.26 Induced voltage of phase of Model 1.

解析 Model 1 の誘導起電力の解析結果 (Fig. 5.26) の内、解析実施時間が 0s から 0.1s までの波形を Fig. 5.27 に示す。波形の振幅が徐々に小さくなっていることが確認できる。また、波形は正弦波ではなく、歪んでいることがわかる。

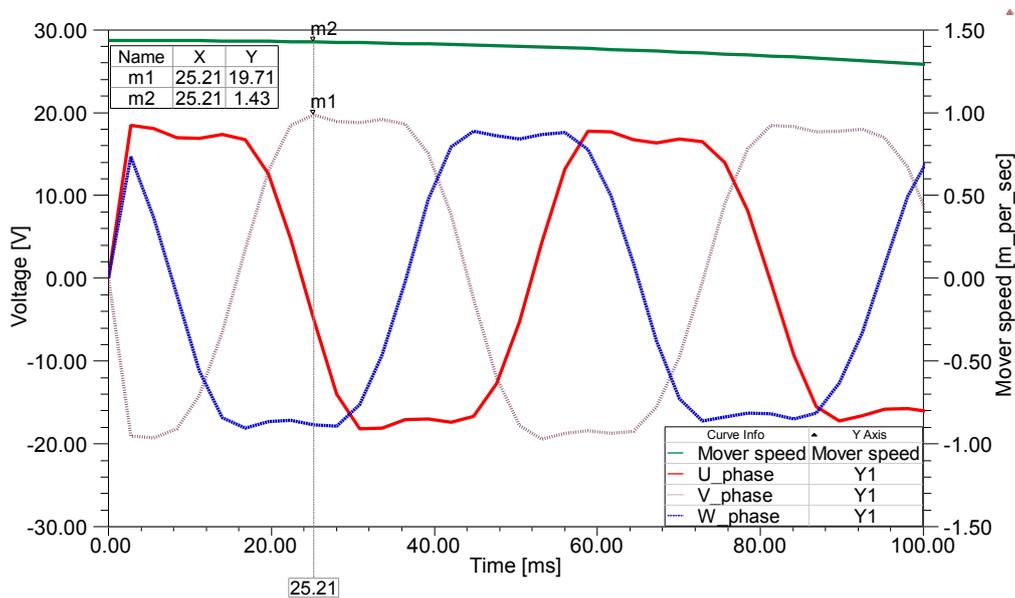
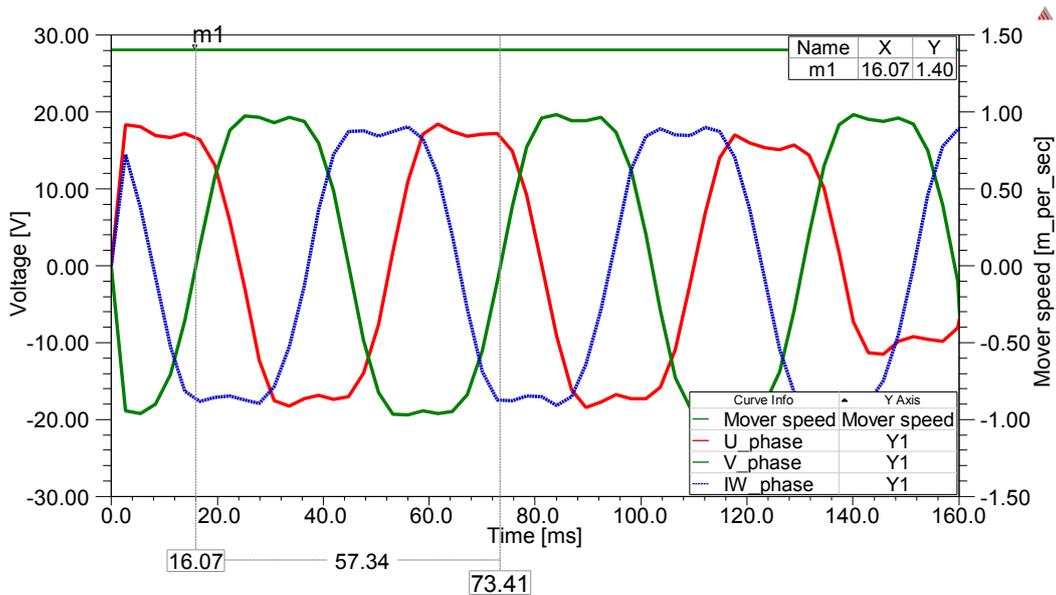


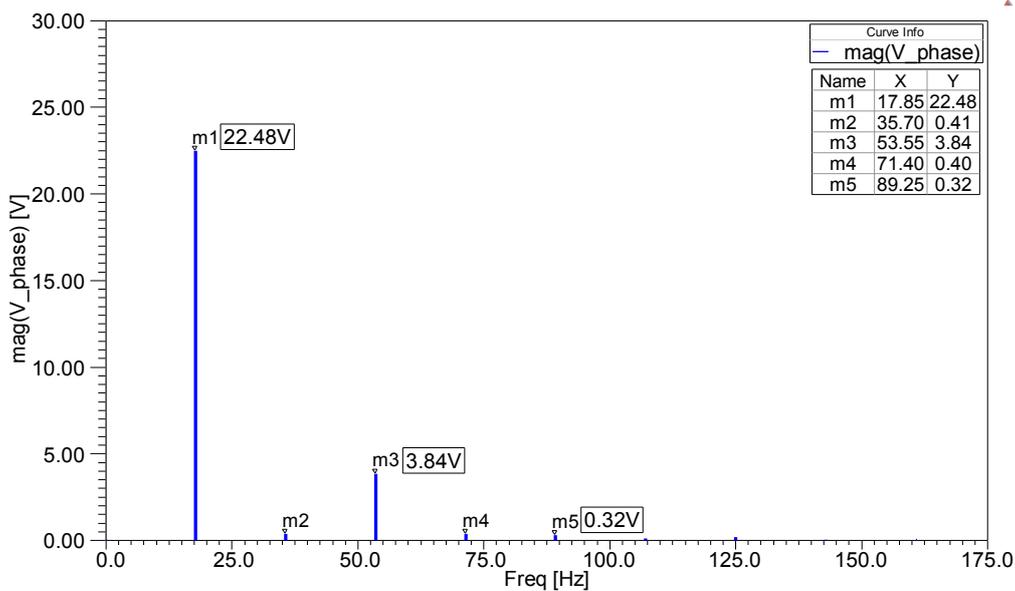
Fig. 5.27 Induced voltage of phase of Model 1.

5.7 FFT 解析

本章での解析 Model 1 の誘導起電力に対する高調波次数成分を確認するため、可動子の移動速度 v_{mech} を正弦関数ではなく、等速 (1.4m/s) に変更して FFT 解析を実施した。取得した FFT 解析対象波形と FFT 解析結果を Fig. 5.28 に示す。



(a) Extraction FFT waveform in uniform motion of Model 1.



(b) Result of FFT analysis.

Fig. 5.28 Waveforms for FFT analysis of Model 1.

Fig. 5.28 に示す FFT 解析結果を確認すると、基本周波数 (17.85Hz) は 22.48V、第 3 高調波 (53.55Hz) は 3.84V、第 5 高調波 (89.25Hz) は 0.32V であり、基本波に対する第 3 高調波比率は約 17.1%である。

5.8 まとめ

本章では、3章のリニア発電機的设计手法に基づき、设计された永久磁石型リニア発電機の三次元解析モデルを有限要素法解析で初期特性を確認した。リニア発電機に対する有限要素法解析で得られた結果は以下のとおりである。但し、この解析モデルは、可動部に鉄心の代わりにアルミ板を採用したことが大きな変更点である。

- (1) 静磁場解析での Probe Line を用いて永久磁石の磁界と磁束密度の測定が可能になった。
- (2) 静磁場解析でのインダクタンスのマトリックス機能を用いて固定子のコイルの自己インダクタンスが計算できた。
- (3) 静磁場解析での磁束ベクトルの結果で永久磁石同士間の漏れ磁束が確認できた。
- (4) 動磁場解析で Field Calculator を用いて移動位置による固定子のスロットの歯に対する鎖交磁束および磁束密度が計算できた。
- (5) 動磁場解析では、正弦波に近似した波の速度とおりに可動子の正弦波運動が可能になり、無負荷誘導起電力の振幅値が確認できた。
- (6) FFT 解析を行い高調波次数成分の比率が確認できた。

5.9 参考文献

- (1) ANSYS Maxwell 3D : “Maxwell online help” , Maxwell online help.pdf, pp. 1258-1260, (2012-9)
- (2) ANSYS : “ANSYS Maxwell 3D Field Simulator v15 User’s Guide” , Maxwell3D_V15.pdf, pp. 342-374, (2012-3)

第6章 リニア発電機の性能改善解析

6.1 はじめに

本章では、5章でのリニア発電機の初期特性確認で得られた結果に対して本研究でのリニア発電機の性能改善に関する解析を実施する。

改善対策の前提条件は、簡単で安く耐久性が高いことであり、本論文で設計された解析モデルの変更許容範囲での改善対策を行う。特に、コストを上げずに既存部品の改良での性能改善対策に限定する。具体的な検討内容を以下に示す。

- (1) 可動部のヨークに鉄心を用いない方式では、一般に従来の鉄心入り型より誘導起電力が低い。そこで、誘導起電力の振幅値を増加させる方法について検討する。
- (2) 固定子の磁束が偏り、誘導起電力が歪むため、磁束分布の平均化を検討する。
- (3) 固定子スロットの磁束ベクトルおよび鎖交磁束量を確認する。
- (4) 解析結果を比較して今後の実用化に向けたリニア発電機の開発方針を提示する。

6.2 改善対策について

6.2.1 改善対策の考察

(1) 固定子スロットの磁束分布の平均化

鉄心の中の磁束の流れは直角部分において、カーブする特性がある。また、透磁率が異なった媒質の境界面での磁束密度は、法線成分が連続になる。そこで、スロットを面取り加工すると境界面における接線成分が増えるため、法線成分が重なる。そして、スロットの法線が増えると、磁束密度が平均化される。また、鎖交する磁束の流れを滑らかに変化させるとともに、鎖交面積を増やす必要があり、スロット内側と歯先端部（空隙に近いところ）の角部分を円形に面取りを行う。

(2) 磁束経路の補強

誘導起電力を増加させる方法は、コイルの鎖交磁束数を増やすことである。可動部が鉄心入り型の従来のリニア発電機は、5章で解析したリニア発電機より鎖交磁束量が多いため誘導起電力が高い。しかし本研究では、可動部には鉄心入り型を採用していないため、別の方法を検討する。

また、有効な永久磁石の活用方法として1980年代、Klaus Halbach氏が発明した磁石の着磁方向を 90° 毎変えながら配列したハルバッハ方式がある⁽¹⁾。これは、同じ体積の磁石より2倍以上の磁束密度が生成できるが、可動部に鉄心を用いた場合と同じような永久磁石の取り付けが困難であるので検討除外した。

そこで、5章での永久磁石の磁化の強さの確認で、永久磁石の横幅 w_m の端部の方が中央部より磁界の強さが大きく、また、動磁場解析の結果でも永久磁石の端部から磁束経路が生成されているため、永久磁石の端部の下の磁路を繋ぐ無方向性電磁鋼板を積層して挿入する（以下マグネットバーという）。これにより、可動部に鉄心を採用したのと同じ効果が予想される。

6.2.2 改善対策モデルの概要

5章で初期特性を磁場解析した解析 Model 1 を基準して6.2.1の改善対策を適用する解析モデルを以下の Fig. 6.2 から Fig. 6.4 に示す。また、各解析モデルの説明は Model 1 との比較である。解析 Model 1 の外形を Fig. 6.1 に示す。

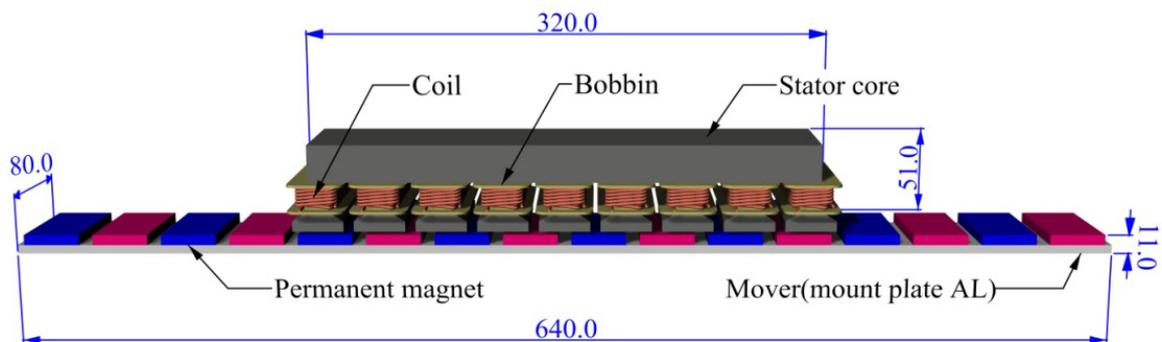


Fig. 6.1 Perspective view of Model 1.

解析 Model 1 の固定子は鉄心入り型の集中巻で、可動子はアルミ板 (t=6mm) の表面に永久磁石を固定した構造である。解析 Model 2 の外形を Fig. 6. 2 に示す。

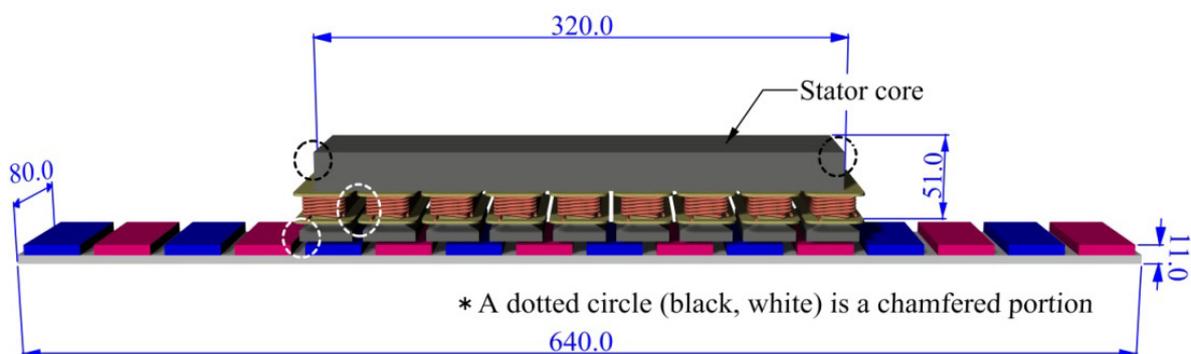


Fig. 6.2 Perspective view of Model 2.

解析 Model 2 は固定子スロットの磁束分布を平均化させるため固定子を面取り加工している。黒色点線の円は固定子左右両端部と白色点線の円はスロット内部のコイル側と歯先端部を示している。また、他の部分は Model 1 と同じである。解析 Model 3 の外形を Fig. 6.3 に示す。

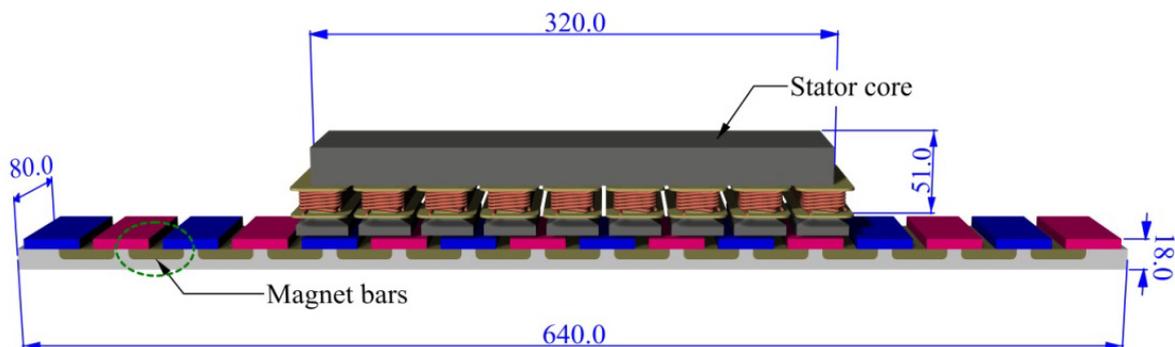


Fig. 6.3 Perspective view of Model 3.

解析 Model 3 は磁束経路の補強のために永久磁石の端部の下にマグネットバー挿入している。他の部分は Model 1 と同じである。解析 Model 4 の外形を Fig. 6.4 に示す。

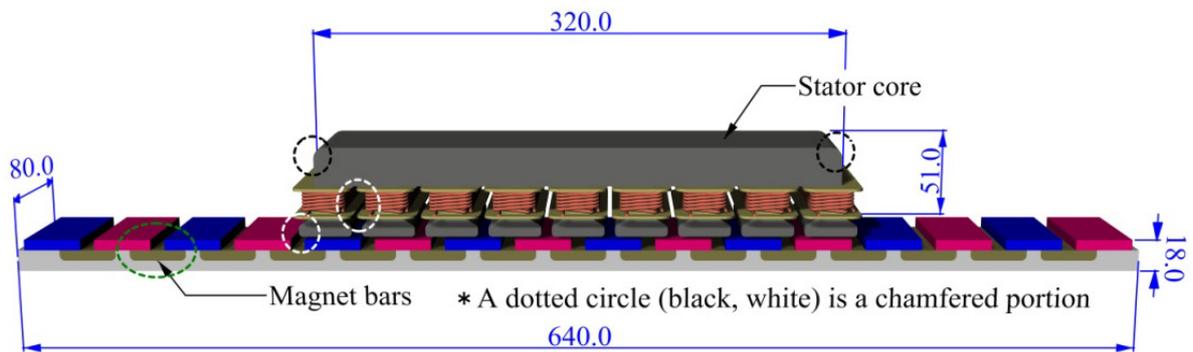


Fig. 6.4 Perspective view of Model 4.

解析 Model 4 は固定子スロットの磁束分布を平均化させるための固定子の面取り加工と磁束経路の補強のために可動子の永久磁石の端部の下にマグネットバーを挿入している。他の部分は Model 1 と同じである。

6.2.3 詳細改善内容

(1) 固定子スロットの面取り加工

固定子スロットの面取り加工に関する詳細な寸法を Fig. 6.5 に示す。但し、固定子スロット 9 個はすべて同じ形状であるため一部のみ示す。

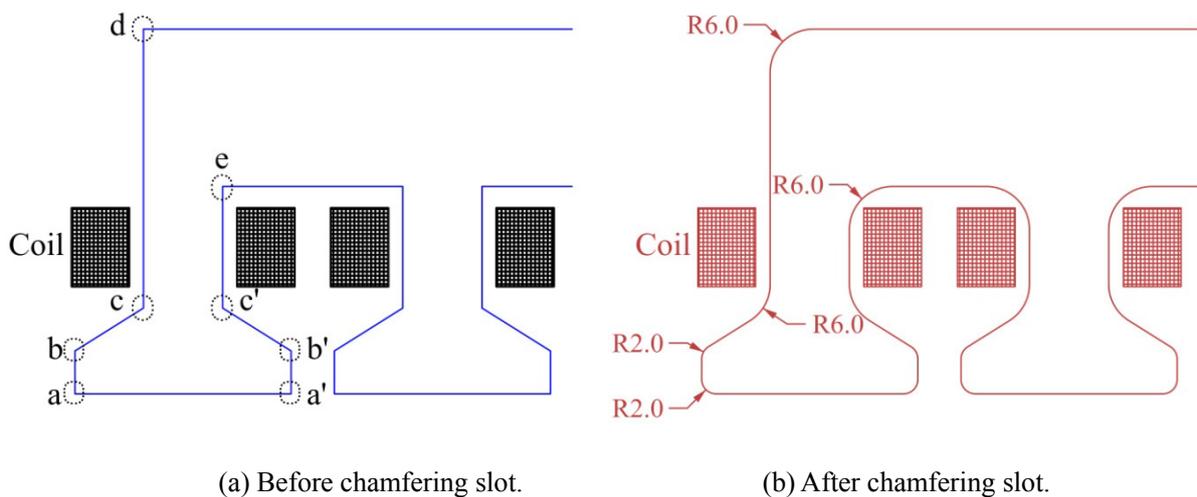


Fig. 6.5 Detailed view of the chamfering of the stator slots.

Fig. 6.5(a)は5章で解析した基本 Model 1 の固定子スロットで、Fig. 6.5(b)は Fig. 6.2 に示す解析 Model 2 の面取り加工した固定子スロットの詳細図である。スロットの歯先端部（空隙側で a と a'）は半径 2mm、固定子の左右両端部（d）は半径 6mm である。スロットの内部のコイル側

(c、c'、e) は、コイルの最大巻き高さを考慮した上、半径 6mm にした。但し、スロットを面取り加工する半径寸法の最適値の決定は今後の課題とした。

加工された固定子スロットの様子を Fig. 6.6 に示す。

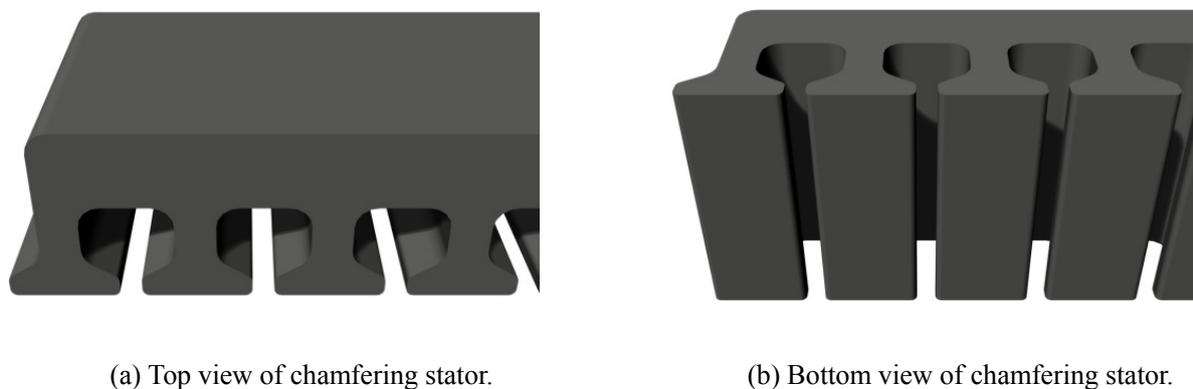


Fig. 6.6 Perspective view of the chamfering of the stator slots.

(2) 磁束経路の補強用マグネットバー

磁気抵抗を小さくし、磁束量を増加させるためのマグネットバーを挿入した可動子の構造を Fig. 6.7 に示す。

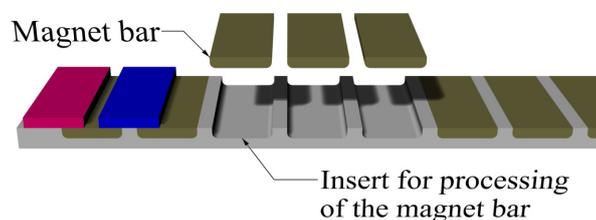


Fig. 6.7 View of the mover for the magnetic flux path reinforcement.

詳細なマグネットバーの寸法図を Fig. 6.8 に示す。

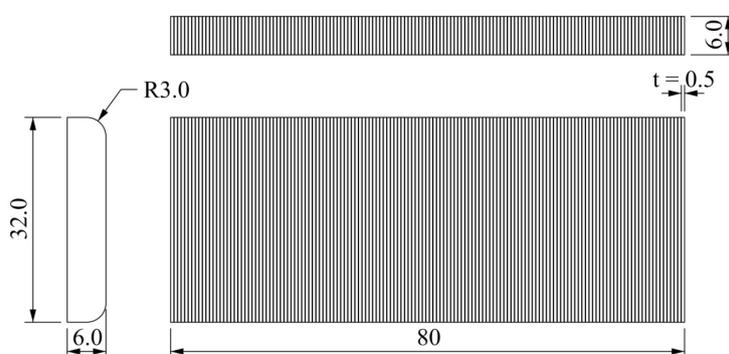


Fig. 6.8 Dimensions of the magnet bar.

マグネットバーは、固定子の鉄心と同じ電磁鋼板で 0.5mm の厚みである。材質は、本解析ソフトから提供する基本ライブラリでの IEC 規格の M700-50A5 である⁽²⁾。また、代替品として、JFE の 50JN700⁽³⁾、新日鐵住金株式会社の 50H700⁽⁴⁾などが挙げられる。

挿入する形態は、電磁鋼板を横 32mm と縦 6mm で切断して縦方向（6mm）の下部を半径 3mm で面取り加工したものである。また、可動子の幅 w_{mov} （80mm）まで積層するが、電磁鋼板の絶縁処理用の皮膜の厚みと切断かえりにより、積層枚数は多少変動する。

6.3 改善モデルの解析

6.3.1 静磁場解析

(1) 要素分割

全解析モデルはアダプティブメッシュ方法を用いている。その解析結果の収束状態を Table 6.1 に示す。

Table 6.1 Convergence state of the analysis overall models.

Description	Energy	Delta	Total	Total quantity of
	Error [%]	Energy [%]	Energy [J]	mesh elements [EA]
Model 1	1.9158	0.02199	50.073	164466
Model 2	1.4356	0.00995	49.943	264837
Model 3	1.8177	0.10853	55.344	280839
Model 4	1.7842	0.18088	55.460	316053

(2) インダクタンスのマトリックス解析

静磁場解析での皮相インダクタンス L_{coil} の解析結果を Table 6.2 に示す。面取り加工した Model 2 のインダクタンスは、基本解析 Model 1 より 7.831%から 9.757%程度低い特性が見られる。

Table 6.2 All of the results for the inductance matrix analysis. [unit : mH]

Description	Phase A			Phase B			Phase C		
	1	2	3	1	2	3	1	2	3
Model 1	3.652	5.294	5.316	5.317	5.340	5.342	5.312	5.274	3.646
Model 2	3.366	4.781	4.810	4.820	4.819	4.822	4.813	4.783	3.367
Model 3	4.038	5.529	5.699	5.647	5.601	5.642	5.701	5.534	4.041
Model 4	3.794	5.142	5.250	5.186	5.148	5.186	5.251	5.148	3.795

6.3.2 動磁場解析

(1) 磁束密度分布

動磁場解析での全解析モデルの同一位置における磁束分布の解析結果を Fig. 6.6 に示す。

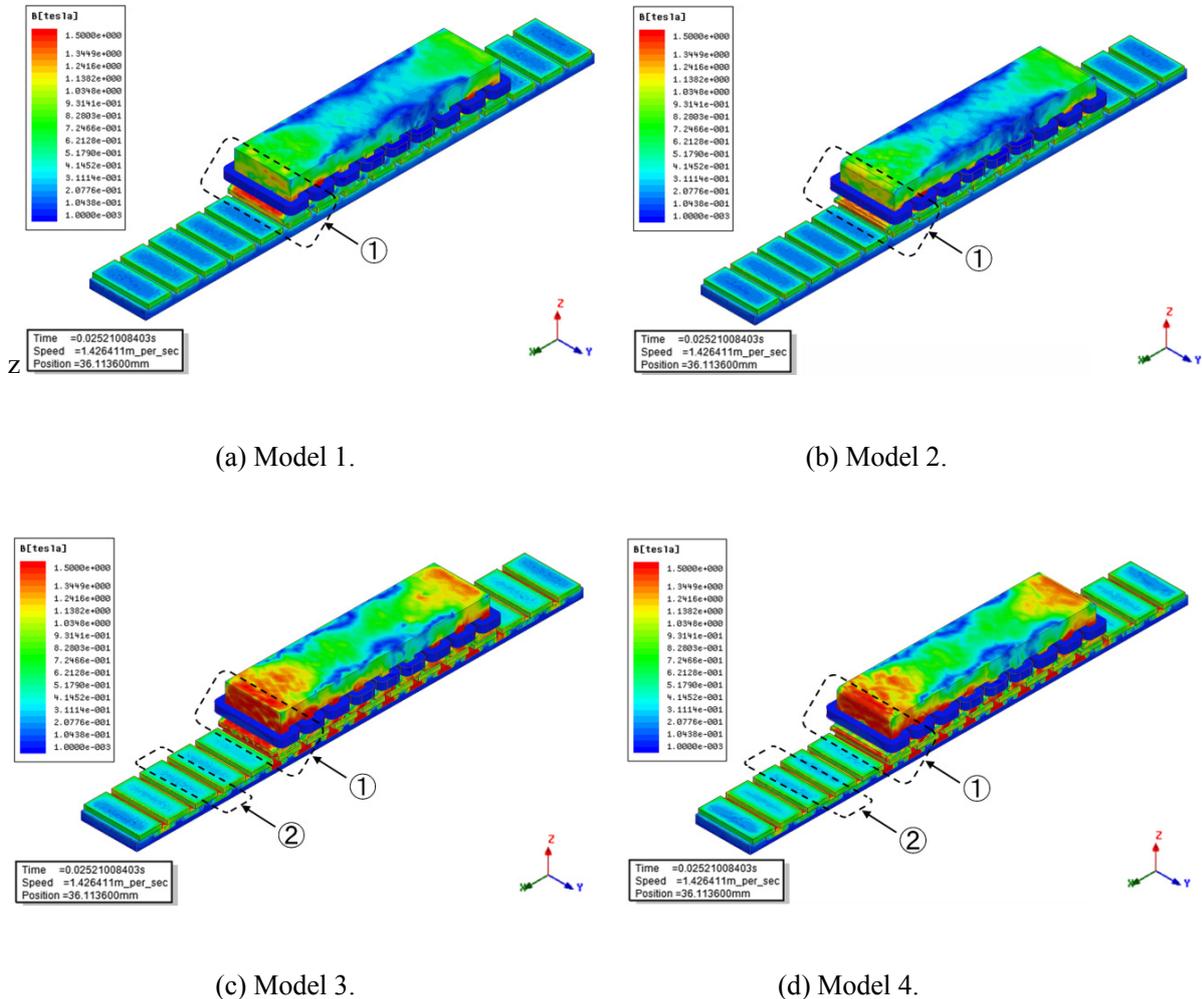


Fig. 6.6 Flux distribution results in the transient analysis of overall models.

Model 1 (Fig. 6.6(a)) の①は、3章の Fig. 3.9 で説明したスロットの傾斜部分 (d_1) に該当し、固定子スロットの直角部分以外は全体的に磁束密度が 1.3T 程度を示している。Model 2 (Fig. 6.6(b)) においてスロットの面取り部分①の磁束密度は、Model 1 の結果(a)-①よりも中央部以外は下がっている。Model 3 (Fig. 6.6(c)-①) の磁束密度は、約 1.5T と(a)-①と(b)-①よりも大きな値を示している。これは、永久磁石の下にマグネットバーを挿入したことにより、磁気抵抗が減少し永久磁石の動作点が変わり、磁束量が増加したことにより鎖交磁束数が増え、磁束密度が高くなったためである。Model 4 (Fig. 6.6(d)) の磁束密度の分布は、Model 3 の結果と同じ傾向である。

Fig. 6.6 に示す各モデルについて Y 軸の中心軸での X 軸面の磁束密度分布を Fig. 6.7 に示す。

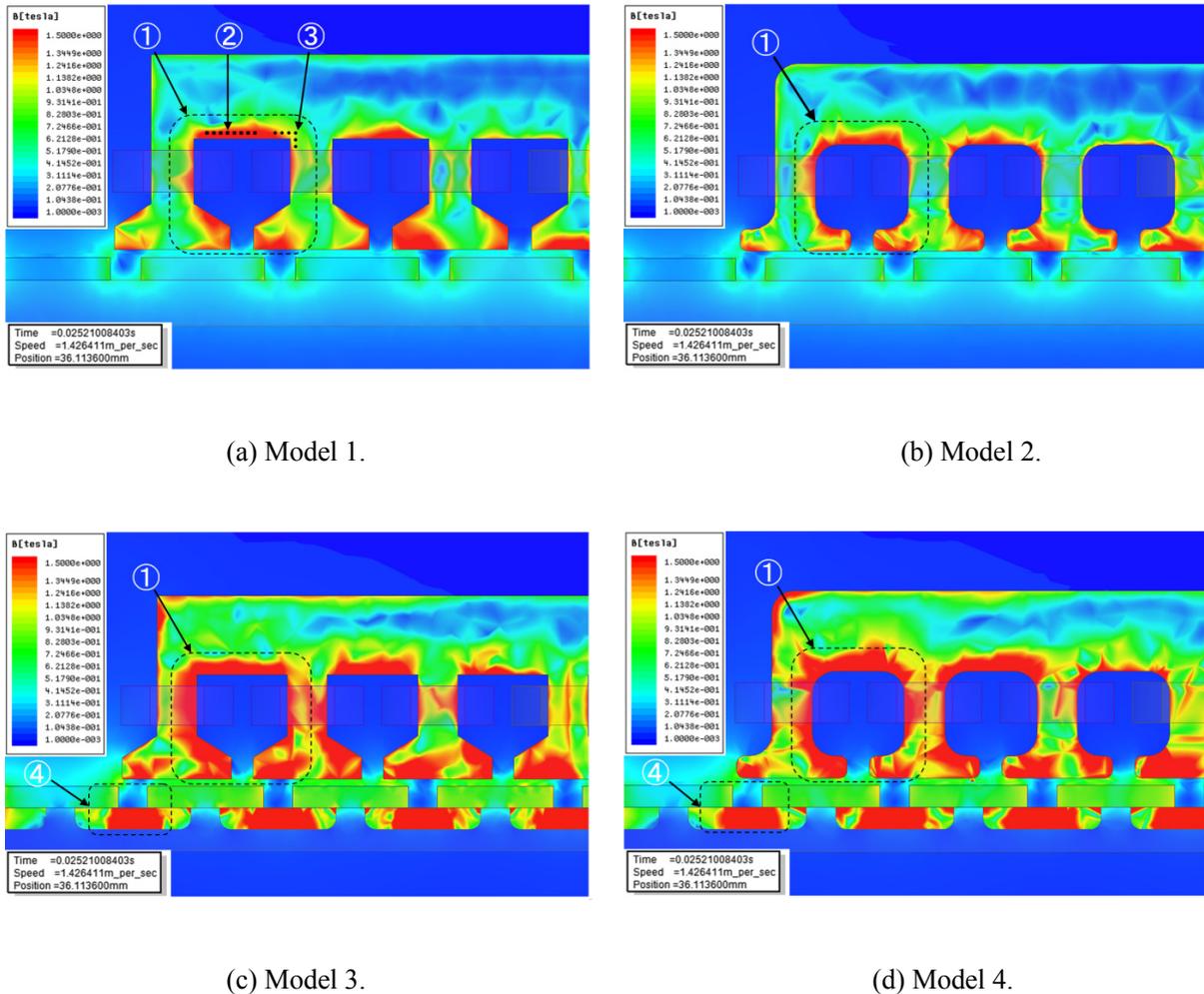


Fig. 6.7 View of the internal magnetic flux distribution of Y-axis of overall models.

Model 1 (Fig. 6.7(a)) では、スロット内側(a)-①に沿って磁束密度が高くなっている。特に、スロットの直角部分(a)-③の磁束密度は 1.0T で、スロット直線部分(a)-②の磁束密度 1.5T より下がっている。Model 2 (Fig. 6.7(b)) の①では、Model 1 の結果(a)-①の磁束分布より全体的に安定的になっている。Model 3 (Fig. 6.7(c)) の①に示す磁束密度が高い領域の面積は、(a)-①と(b)-①に鎖交された磁束分布面積より 2 倍程度広がっている。また、(c)-④に示す磁束密度分布面積も(c)-①と同じように増加している。これは、永久磁石の両端側の下に挿入したマグネットバーにより、磁路の磁気抵抗が低下し、固定子鉄心の磁束密度が増加したことを意味する。

Model 4 (Fig. 6.7(d)) は、スロットの内側(d)-①の境界線に沿って磁束密度が高くなっている。また、永久磁石間の両端側(d)-④の下に挿入されたマグネットバーの中央部分の磁束密度が 1.5T 程度に高くなっている。これは、永久磁石の両端側の下に挿入されたマグネットバーの効果を示すとともに、永久磁石の磁束がスロット側のコイルに十分伝達されるためである。そして、永久磁石の側面間の磁束密度分布が下端部では 0.1T 以下になるのは、磁石間の漏れ磁束が低減されたことを示す。

(2) 磁束ベクトル

動磁場解析での全モデルの磁束ベクトルを Fig. 6.8 に示す。

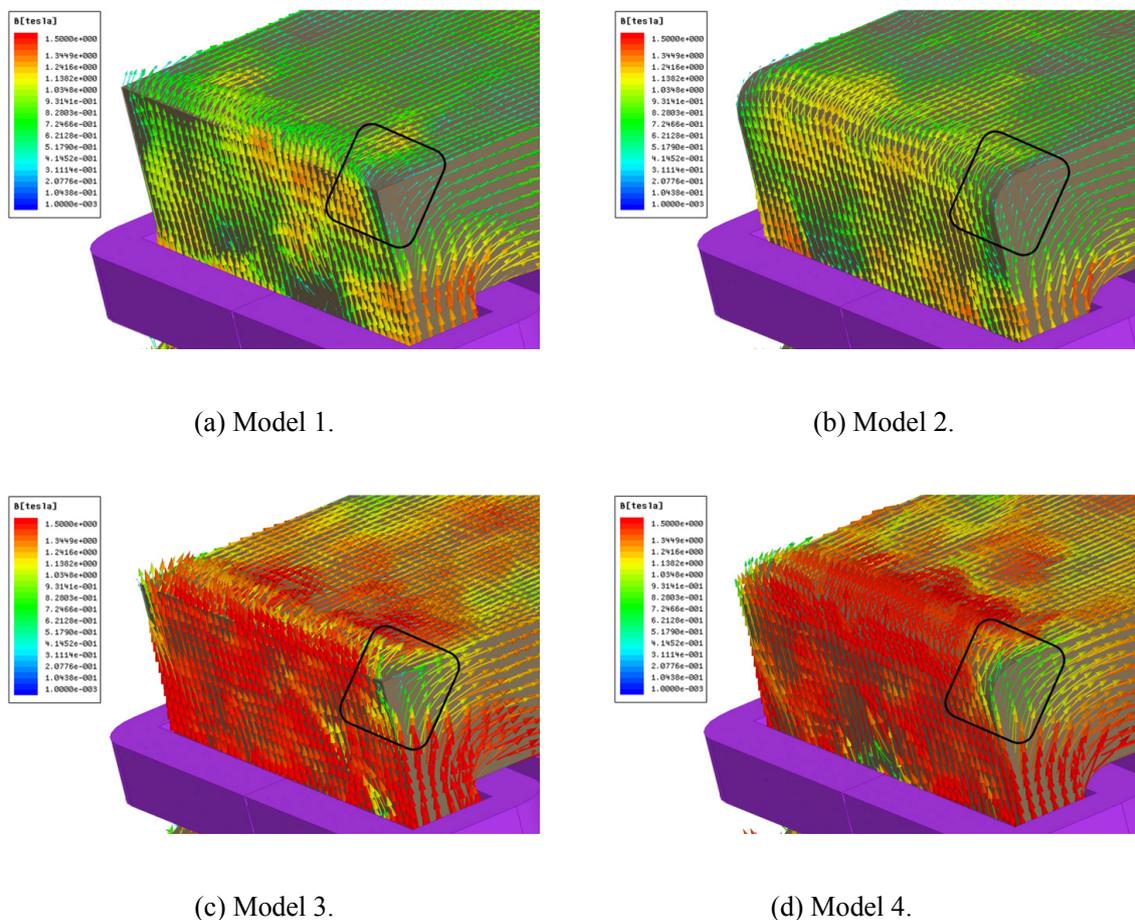
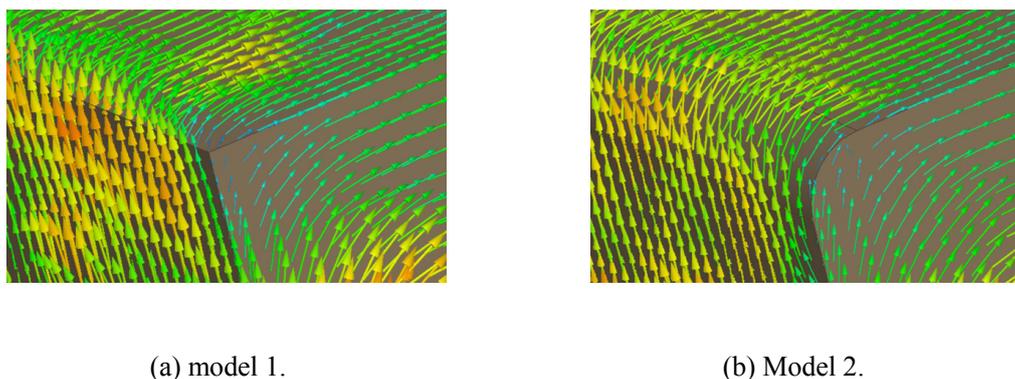
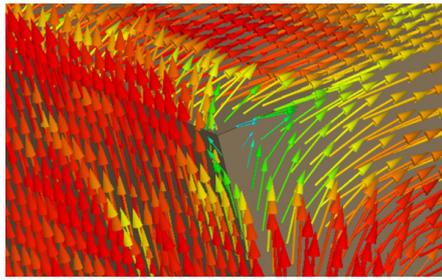


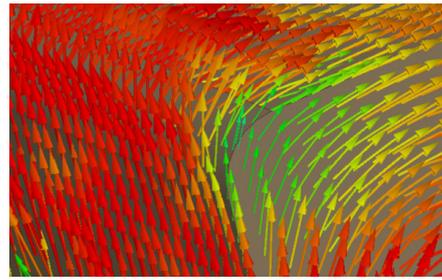
Fig. 6.8 Flux vector data of the corner portion of the enlarged stator core of overall models.

Fig. 6.8 に示す磁束密度のベクトルは、動磁場解析での移動磁界による解析結果である。Fig. 6.8(a)から(d)に示す黒色の長方形の表示は、固定子鉄心の角部分から空气中に流れる磁束ベクトルを示している。鉄心の中の磁束の流れは直角部分でカーブする特性があり、磁路と平行して流れていない。しかし、Fig. 6.8(a)から(d)に示す鉄心の中央部分の磁束ベクトルは全体的に磁路に平行して流れている。Fig. 6.8 に示す黒色の長方形部分を拡大したものを Fig. 6.9 に示す。





(c) Model 3.



(d) Model 4.

Fig. 6.9 Zoom in magnetic flux Vector flowing.

Model 2 (Fig. 6.9(b)) に示す磁束ベクトルは、固定子の境界側カーブの接線に平行して流れている（磁束密度ベクトルの向きは、磁力線の接線の向き（磁場ベクトルと平行）の関係が成り立つ）。

(3) 鎖交磁束計算

5章で説明した「5.6.3 鎖交磁束と磁束密度の計算」の Field calculator を用いてスロットの歯幅 (Teeth width area 1) と歯先端部 (Teeth crown area) の鎖交磁束を計算した。全解析モデルの鎖交磁束と磁束密度の計算結果を Table 6.3 から Table 6.6 に示す。但し、Table 6.4 と Table 6.6 の Teeth crown area の表面積は、面取り加工された円弧部分を含む。

Table 6.3 The results for the field calculations of model 1.

Description	Surface area [mm ²]	Flux linkage [Wb]	Flux density [T]
Teeth width area 1	880	0.0005182	0.5889
Teeth crown area	2400	0.0008335	0.3473

Table 6.4 The results for the field calculations of Model 2.

Description	Surface area [mm ²]	Flux linkage [Wb]	Flux density [T]
Teeth width area 1	880	0.0006096	0.6927
Teeth crown area	2583	0.0006607	0.2560

Table 6.5 The results for the field calculations of Model 3.

Description	Surface area [mm ²]	Flux linkage [Wb]	Flux density [T]
Teeth width area 1	880	0.0009973	1.133
Teeth crown area	2400	0.001268	0.5279

Table 6.6 The results for the field calculations of Model 4.

Description	Surface area [mm ²]	Flux linkage [Wb]	Flux density [T]
Teeth width area 1	880	0.001087	1.235
Teeth crown area	2583	0.001265	0.4903

Model 1 と Model 3 は、スロットの歯先端部を面取り加工していないため、各鎖交率が 62.17% と 78.65% と低い。一方、スロットの歯先端部を面取り加工した Model 2 と Model 4 の各鎖交率は、85.93% から 92.27% に著しく増加している。これは、スロットの開口部をセミオープン構造の上、その歯先端部を面取り加工し、鎖交磁束が通り易くなっているためである。

各モデルの Teeth crown area に対する Teeth width area 1 の鎖交磁束の比率を Table 6.7 に示す。

Table 6.7 Comparison of flux linkage calculations of overall models.

Description	Teeth width area 1 [Wb]	Teeth crown area [Wb]	Flux linkage ratio [%]
Model 1	0.0005182	0.0008335	62.17
Model 2	0.0006096	0.0006607	92.27
Model 3	0.0009973	0.001268	78.65
Model 4	0.001087	0.001265	85.93

6.3.3 誘導起電力

各モデルの誘導起電力の解析結果を Fig. 6.10 に示す。

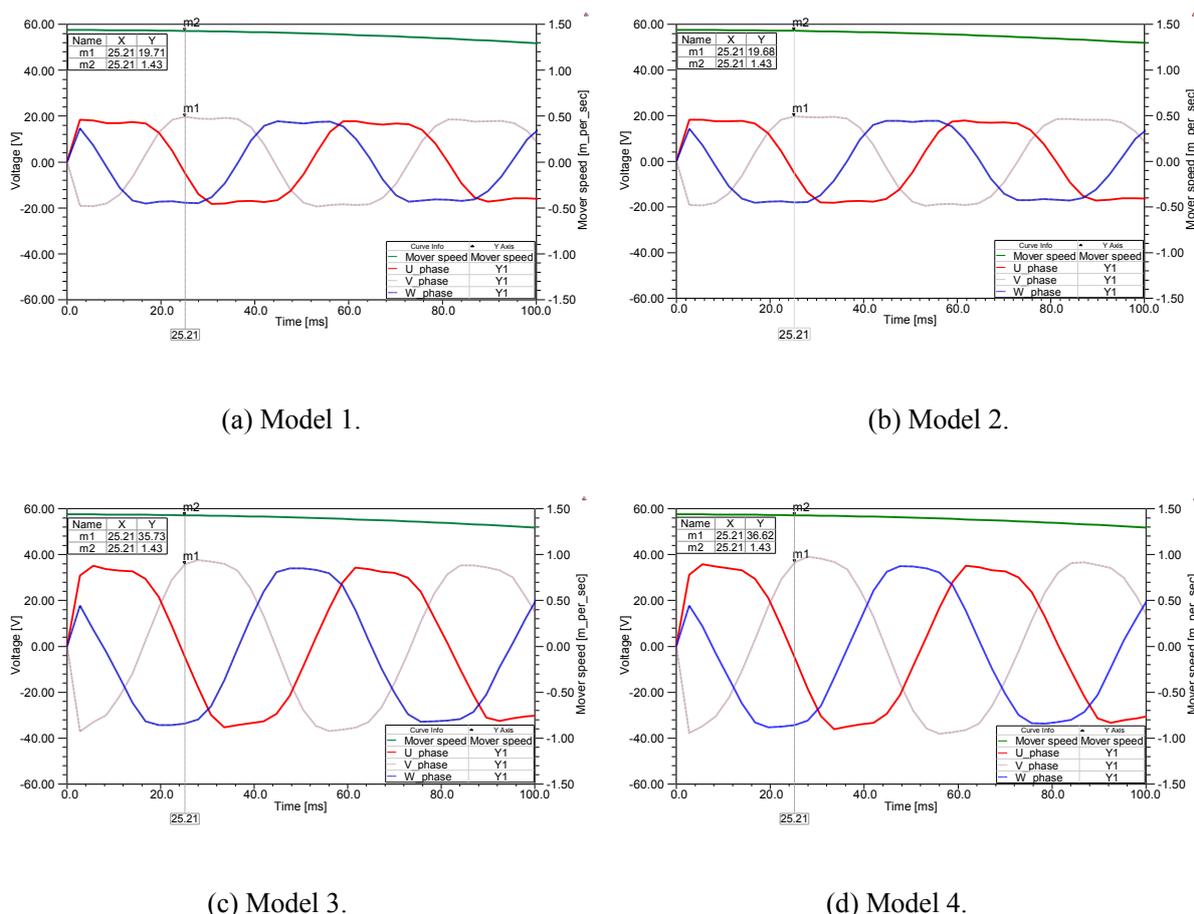


Fig. 6.10 Induced voltage of phase of overall models.

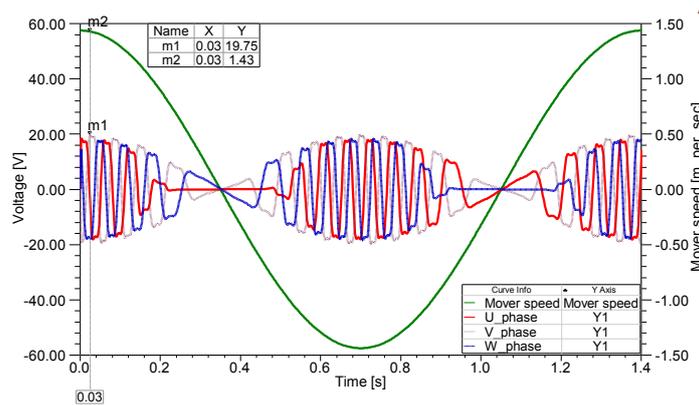
Model 1 (Fig. 6.10(a)) の誘導起電力のピーク値は、25.21ms の時点で速度 1.43m/s、19.71V である。Model 2 (Fig. 6.10(b)) の誘導起電力のピーク値は、25.21ms の時点で速度 1.43m/s、19.68V である。

あり、Model 1 とほぼ差がない。これは、スロットの面取り加工は鎖交磁束に影響しないことを示す。Model 3 (Fig. 6.10(c)) の誘導起電力のピーク値は、25.21ms の時点で速度 1.43m/s、35.73V であり、Model 1 および Model 2 より約 1.8 倍と大きく増加している。これは、永久磁石の下にマグネットバーを挿入したことで鎖交磁束が増えたためである。Model 4 (Fig. 6.10(d)) の誘導起電力のピーク値は、25.21ms の時点で速度 1.43m/s、36.62V であり、Model 3 の誘導起電力のピーク値とほぼ同じである。各モデルの誘導起電力の解析結果を Table 6.8 に示す。

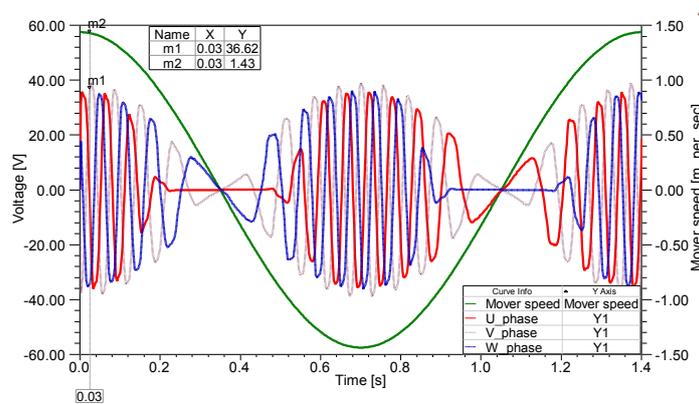
Table 6.8 Comparison of the induced voltage of overall models.

Analysis model	Time [ms]	Speed [m/s]	Volt [V]
Model 1	25.21	1.43	19.71
Model 2	25.21	1.43	19.68
Model 3	25.21	1.43	35.73
Model 4	25.21	1.43	36.62

最終比較のため、Model 1 と Model 4 の誘導起電力の解析結果を Fig. 6.11 に示す。



(a) Model 1.

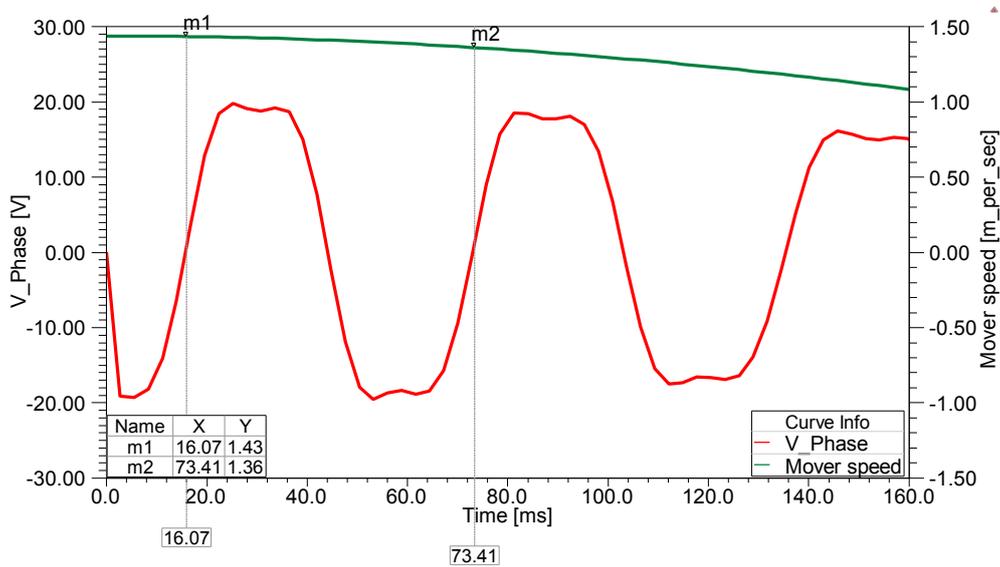


(b) Model 4.

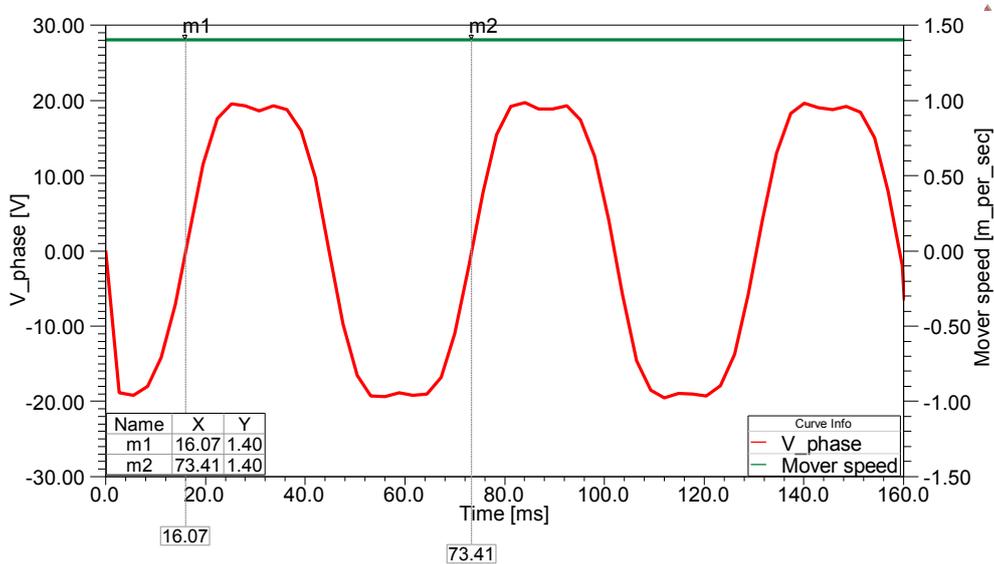
Fig. 6.11 Comparison of the induced voltage of the Model 1 and Model 4.

6.4 FFT 解析

各モデルの誘導起電力における高調波成分を確認するため、4章の「4.7 FFT 解析について」で述べたように可動子の移動速度 v_{mech} を正弦関数ではなく、等速 (1.4m/s) に変更して FFT 解析を実施した。誘導起電力の振幅値を比較するため、正弦波運動と等速運動での Model 1 の誘導起電力の波形を Fig. 6.12 に示す。



(a) Extraction FFT waveform in sinusoidal motion.



(b) Extraction FFT waveform in uniform motion.

Fig. 6.12 Comparison of FFT waveform extraction method of the Model 1.

Fig. 6.12(a)は正弦波運動で抽出した波形であり、速度 m1 は 1.43m/s で、速度 m2 は 1.36m/s に変動するため、半周期ごと誘導起電力のピーク値が異なる。そのため、FFT 解析には適していない

い。一方、Fig. 6.12(b)は等速運動で抽出した波形であり、速度 m1 は 1.40m/s で、速度 m2 も 1.40m/s に変動しないため、周期ごとの誘導起電力のピーク値は一定である。したがって、等速運動で抽出した波形はFFT解析に適している。この等速運動の解析結果を用いたFFT解析結果をFig. 6.13に示す。

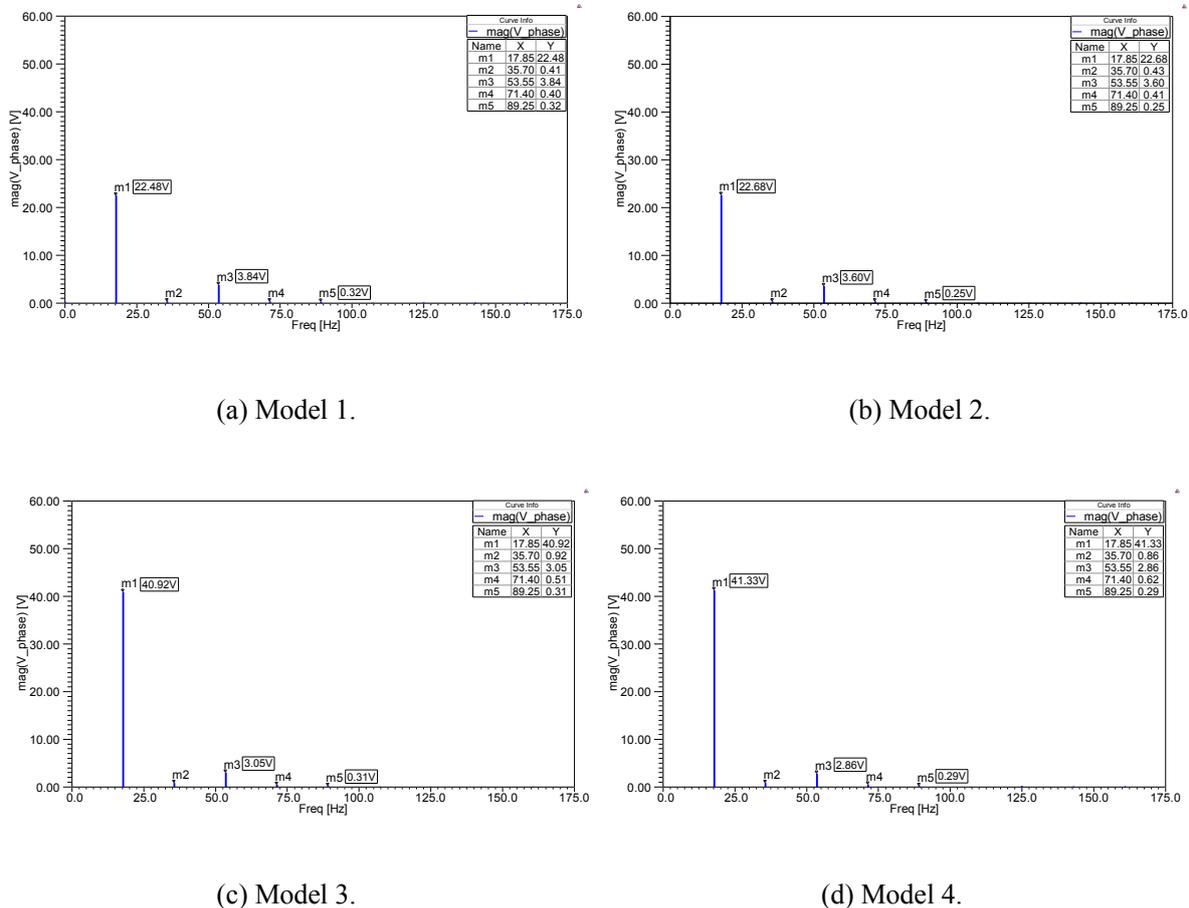


Fig. 6.13 FFT analysis result of overall models.

Model 1 (Fig. 6.12(a)) は、基本周波数 17.85Hz で 22.48V、第 3 高調波 53.55Hz で 3.84V、第 5 高調波 89.25Hz は 0.32V である。基本波に対する第 3 高調波の比率を計算すると、約 17.1% である。

Model 2 (Fig. 6.12(b)) は、基本周波数 17.85Hz で 22.68V、第 3 高調波で 3.6V、第 5 高調波は 0.25V である。基本波に対する第 3 高調波比率は約 15.9% で Model 1 より 1.2V 程度小さい。これは、スロット面取り加工方法が高調波成分の低減に有効であることを意味する。

Model 3 (Fig. 6.12(c)) は、基本周波数 17.85Hz で 40.92V、第 3 高調波で 3.05V、第 5 高調波は 0.31V である。基本波に対する第 3 高調波比率は約 7.5% である。これにより、同じスロット形状の Model 1 の基本波に対する第 3 高調波比率より、9.6% 程度減少している。これは、永久磁石の両端側の下に挿入されたマグネットバーにより基本波の振幅値が増加したため、基本波に対する第 3 高調波の比率が下がったことによる結果であり、根本的な高調波成分の改善はできていない。

Model 4 (Fig. 6.12(d)) では、基本周波数 17.85Hz で 41.33V、第 3 高調波で 2.86V、第 5 高調波は 0.29V である。基本波に対する第 3 高調波の比率は約 6.9% であり、Fig. 6.12(a)~(c) より小さい。

これは、スロット面取り加工とマグネットバーを追加したことが大きく作用して Model 1 の基本波に対する第 3 高調波比率より高調波成分が低減されたのである。

全モデルの高調波次数成分を整理すると Table 6.9 になる。

Table 6.9 Comparison of the FFT results of overall models.

Analysis model	Harmonic voltage [V]			Harmonic ratio [%]	
	1 st	3 rd	5 th	3 rd /1 st	5 th /1 st
Model 1	22.48	3.84	0.32	17.1	1.4
Model 2	22.68	3.60	0.25	15.9	1.1
Model 3	40.92	3.05	0.31	7.5	0.8
Model 4	41.33	2.86	0.29	6.9	0.7

6.5 まとめ

本章では、5章のリニア発電機の磁場解析結果に基づき、波力発電機としての実用化に向けた性能改善に関する解析を行った。特に5章で初期特性を磁場解析した Model 1 に対する改善点を考察した上、改善対策に関する磁場解析を実施した。その結果を以下に示す。

- (1) Model 2 は磁束密度分布を平均化させるため、固定子のスロットの面取り加工を実施した。その結果、面取り加工により高調波次数成分を低減することができた。
- (2) Model 3 は磁束経路の補強として永久磁石間の両端側の下に挿入したマグネットバーにより誘導起電力のピーク値が Model 1 より約 1.8 倍増加し、磁束伝達を強化させることが確認できた。
- (3) Model 4 は固定子スロットの磁束分布を平均化させるための固定子の面取り加工と磁束経路の補強のために可動子の永久磁石の端部の下にマグネットバーを挿入した結果、誘導起電力のピーク値は Model 1 と Model 2 より約 1.8 倍増加し、Model 3 とほぼ同じである。また、基本波に対する第 3 高調波の比率は、全ての解析モデルの中、最も低い約 6.9%であった。
- (4) 固定子スロットの歯先端部の面取り加工により鎖交磁束を増加させることが確認できた。

以上のことにより、今後のリニア発電機の実用化に向ける方針を以下に示す。

- (1) 可動部はアルミ材質を採用して永久磁石の取り付けを簡単にする。
- (2) 誘導起電力を増加させるため、可動子に挿入するマグネットバーの形状、寸法や挿入位置の最適化を行う。
- (3) スロットと歯先端部の面取り加工の最適化を行う。

6.6 参考論文

- (1) Klaus Halbach, “Design of Permanent Multipole Magnets with Oriented Rare Earth Cobalt Material”, Nuclear Instruments and Methods I69, (1980)
- (2) <http://www.azom.com/article.aspx?ArticleID=6538>
- (3) <http://www.jfe-steel.co.jp/products/denji/catalog/flj-001.pdf>
- (4) https://www.nssmc.com/product/catalog_download/pdf/D005je.pdf

第7章 結論

7.1 本研究の成果

本研究の最終目的は、小型波力発電システムに用いる永久磁石型リニア発電機（以下リニア発電機とする）を実用化することである。その初期段階として、リニア発電機的设计手法を体系的に整理するとともに、市販の有限要素法解析ソフトを用いた磁場解析による初期特性の確認および実用化に向けた性能改善解析を実施した。まず、リニア発電機の寸法と磁極のピッチの算定に必要なリニア発電機の移動速度として、波を単振動に近似した正弦関数を適用した。次に、リニア発電機に用いる永久磁石の寸法からスロット構造などの計算式および負荷特性式を整理した。また、明らかにしたリニア発電機的设计手法により、リニア発電機の三次元解析モデルを作成して有限要素法解析ソフトでの静磁場解析、動磁場解析、誘導起電力、FFT解析を実施した。最後に、得られた初期特性結果から性能改善方法を考察した上、磁場解析を再度実施した。その結果をまとめ、リニア発電機の実用化に向けた基本方針を決定した。これにより、永久磁石型リニア発電機の実用化に向けた初期研究がまとまった。その結果を以下に述べる。

(1) リニア発電機的设计手法

従来は、鉄心入り型可動子の上に永久磁石を付着した上、鉄心入り型固定子のスロットに分布巻を採用したリニア発電機が多い。この場合、可動子の上に永久磁石を付着することは簡単ではない。また、可動部鉄心の上に取り付けられた永久磁石と固定部鉄心間に磁気吸引力が作用して低い波高では、起動できない場合がある。さらに、设计手法としてリニア電動機の技法をそのまま適用した例が多いが、発電機と電動機はお互いに求める目標が異なるため妥当ではない。そこで、リニア発電機的设计手法を次のように整理した。まず、可動子の移動速度として波を単振動に近似して入力源として用いた。次に、磁極のピッチ、スロットのピッチ、固定子の寸法を推定した。また、固定子の漏れリアクタンスとパーミアンスの計算方法を整理し、同期リアクタンスを求めた上、無負荷誘導起電力と負荷特性式などを整理した。特に、本研究で用いたリニア発電機の固定子磁路の形状は、水平幅と垂直幅が異なるため、従来の磁路長の計算方法は適していない。そのため、本論文の3章では、磁路の繋ぎ部分を楕円の円弧として近似した計算方法を適用した。

(2) 有限要素法解析ソフトの応用解析

一般に有限要素法などの解析ソフトを用いてリニア発電機の磁気特性を確認する。この方法の先行研究では、動磁場解析より静磁場解析を多く実施している。しかし本研究では、動磁場解析での移動磁界による誘導起電力や移動磁束分布などを解析した。特に、動磁場解析でのリニア発電機の往復運動設定として、波を単振動に近似した正弦関数を適用したため正弦波運動解析が可能になった。これは、今までの市販の有限要素法解析ソフトによる往復運動での動磁場解析には画期的なことであり、様々な磁場解析分野に応用できる。また、解析ソフトによる制限事項を回避できる解析方法を考案した。

(3) リニア発電機の初期特性の磁場解析

明らかにした设计手法により、設計されたリニア発電機の初期特性を磁場解析により確認した。静磁場解析では、解析方法を応用した上、永久磁石の磁界などを測定した。次に、自己インダクタンスを計算した。動磁場解析では、誘導起電力の振幅値の確認と移動位置による鎖交磁束の

比率を確認した。そして、可動子の往復運動を正弦波運動ではなく等速運動での誘導起電力を解析し、FFT 解析を行い基本波に対する高調波次数成分の比率を確認した。

(4) リニア発電機の改善解析

本研究でのリニア発電機は、磁気吸引力を低減させることで可動子に鉄心を用いていないため、従来の可動子に鉄心を用いたリニア発電機より、誘導起電力の振幅値が低い（同じ設計仕様の場合）。この対策として、6章の Model 3 と Model 4 は永久磁石の両端の下にマグネットバーを挿入した。この結果、Model 3 と Model 4 の誘導起電力のピーク値は、5章で解析した基本 Model 1 より 1.8 倍程度増加できた。また、固定子およびスロットを面取り加工して解析した結果、高調波次数成分が低減できた。さらに、スロットの歯先端部の面取り加工による鎖交磁束の比率が 62.17%から 92.26%に増加したことを確認した。

7.2 今後の課題

(1) スロットの面取り加工

スロットの面取り加工は、磁束密度分布の平均化に有効であるとともに、高調波次数成分の低減もできる。しかし本研究では、巻線されるコイルの最大巻高さ（6mm）まで面取り加工を実施したが、この面取り加工寸法の最適値を探す必要がある。

(2) 誘導起電力と鎖交磁束の増加

誘導起電力を増加させる方法として、解析 Model 3 と Model 4 は永久磁石間の両端側の下にマグネットバーを挿入した。そのため、Model 3 と Model 4 の誘導起電力のピーク値は、Model 1 より約 1.8 倍程度増加された。この結果より、さらに増加させるには、マグネットバーの寸法の最適値の検討が必要である。また、スロットの磁束密度の平均化と鎖交磁束率を上げるため、スロットの歯先端部の幅を永久磁石の横幅近く最大値を設定しているが、この最大値の幅および面取り加工の半径の最適値を検討する必要がある。

(3) 永久磁石間の離隔距離および磁束密度減少の補償

高調波成分の低減に用いた永久磁石間の離隔距離の最適値を検討する。また、永久磁石の周囲温度変化による磁束密度減少を補償するため、整磁合金の追加可否を検討する必要がある。

(4) 固定子スロットのコイルの自己インダクタンス値の不均衡

リニア発電機の固定子左右両端のスロットコイルのインダクタンスは、分岐磁路がないため他のスロットコイルより約 69%程度と小さい。これは、スロット歯の鎖交磁束率の低下により誘導起電力の振幅値に影響がある。そのため、固定子スロットの左右歯の構造変更（補助歯、全体的なスロット歯の長さを円弧状にする）などにより、他のコイルとのインダクタンス値の差を低減させる必要がある。これにより、スロット歯の鎖交磁束率が高くなり誘導起電力の増加が予想される。

(5) 移動磁界解析の解析時間の短縮

本研究で用いた有限要素解析ソフトでの動磁場解析時間が長い。例えば、Model 2 の解析時間を 1.4s で実施した場合、CPU 16 core、Memory 48GB、Quadro 5000 のパソコン（Z800 HP）でも、約 145 時間が所要された。そのため、解析時間短縮の方法として、まず、パソコンの CPU core

数増加および解析ステップ（現在は 0.0028s）の調整などを検討する必要がある。次に、軸対称解析モデルは部分解析すると解析時間が短縮できるが、本研究での解析モデルは軸対称ではない。そのため、別の方法として縮小モデル（縮尺：1/2、1/4）解析を検討する必要がある。

<参考>

本研究で用いた解析パソコンシステムで HP 社の XW8600（CPU 8 core、Memory 32GB、Quadro 4000）と Z800（CPU 16 core、Memory 48GB、Quadro 5000 および Tesla C2070）を比較したが、両方とも、GPU による解析実施時間の差は少ないが、CPU core 数により、2 倍程度の解析実施時間の差があった。そのため、解析実施時間の短縮には、CPU core 数が重要である。また、GPU は Quadro 4000 および Quadro 5000 程度で Memory は 32GB 以上を推薦する。

謝 辞

本論文は、日本大学理工学部電気工学科西川省吾教授の指導をもとにまとめた研究成果です。特に、研究内容に関して悩むとき、大海で漂流している小船の羅針盤になって無事に航海できるように方向を提示していただきました。そして、いつも人生の先輩として精神的支柱の役割をしていただきました。心から感謝いたします。

そして、本研究をまとめるにあたり、様々な分野についてご指導頂きました日本大学理工学部電気工学科浜松芳夫特任教授、日本大学理工学部海洋建築工学科居駒知樹教授、同志社大学石原好之名誉教授に心から感謝致します。

また、三年前まで社会人として勤めたバイコーージャパン株式会社およびインテグラン株式会社の関山浩一社長に感謝致します。

そして、研究以外で留学生としての私をご支援いただいた日本大学理工学部駿河台校舎の学生課および教務課の担当様に深く感謝致します。特に、元日本大学理工学部駿河台校舎学生課の臺由子様へ感謝致します。

最後に、本研究の始めから今まで、日々、応援してくれた家族に感謝致します。特に、小学生の末子には、お父さんの研究のために不平一つ言わずにすべてのことを我慢してくれたことを感謝致します。