

令和 5 年 6 月 13 日現在

機関番号：12701

研究種目：挑戦的研究（萌芽）

研究期間：2021～2022

課題番号：21K18716

研究課題名（和文）マイクロ波で駆動する銅レス・コアレスモータの研究

研究課題名（英文）Copperless coreless motors driven by microwave frequency electromagnetic fields

研究代表者

藤本 康孝（Fujimoto, Yasutaka）

横浜国立大学・大学院工学研究院・教授

研究者番号：60313475

交付決定額（研究期間全体）：（直接経費） 5,000,000円

研究成果の概要（和文）：近年、MHz帯磁界共振方式のワイヤレス電力伝送が注目を集め、大きな電力伝送が可能とのMITの研究結果が発表された。研究者はこれを応用し、MHz帯の電気機械エネルギー変換理論を提案し、さらにGHz帯域への拡張を試みた。ステータおよびロータからなるマイクロ波回路設計を行い、エアギャップを介したマイクロ波伝送のモデルを提案した。有限要素シミュレーションにより提案回路によって小さいながらも力が発生できることを確認した。また、導波管内外の電力損失の解析を行い比較を行った。その結果、導波管内の損失は良く一致するが、導波管外の損失は計算値が理論モデルによる値よりを大きく上回ることが分かった。

研究成果の学術的意義や社会的意義

現在のモータや発電機の研究開発では、完成された従来の電気機械エネルギー変換工学の基本原則に立脚して、効率や出力密度の向上など多くの取り組みが行われている。近年のモータの性能向上は、磁石材料の改良や冷却機構の改善によるところが大きい。基本原則の枠組みの中での改良であるため、今後、性能が大幅に改善したり特性が大幅に変質したりすることは難しい。本研究の高周波電気-機械エネルギー変換は、従来のものより電源周波数が6桁ほど高く、その機械的構造や原理が大きく異なっている。本研究でシミュレーションと理論により力の発生が確認できたことにより、新しいモータや発電機の可能性を拓いた。

研究成果の概要（英文）：Recently, wireless power transmission based on MHz-band magnetic field resonance has attracted much attention, and an MIT study showed that large power transmission is possible. The researchers applied this to propose a theory of electromechanical energy conversion in the MHz band and further attempted to extend it to the GHz band. A microwave circuit design consisting of a stator and a rotor was developed, and a model of microwave transmission through an air gap was proposed. Finite element simulations confirmed that the proposed circuit could generate a small but significant force. In addition, power losses inside and outside the waveguide were analyzed and compared. As a result, it was found that the power loss inside the waveguide is in good agreement. However, the calculated power loss outside the waveguide is much more significant than the value obtained by the theoretical model.

研究分野：電気機器学

キーワード：電気機械エネルギー変換 モータ マイクロ波 共振結合

1. 研究開始当初の背景

近年、ワイヤレス電力伝送の分野において、MHz 帯の磁界共振方式が注目を集めている。これは空芯の二つのコイルの距離が数十 cm～数 m と離れていて磁気結合が弱い場合であっても、コイルインダクタンスと寄生容量からなる共振周波数帯の Q 値が大きければ、大きな電力の伝送が可能となるもので、2007 年に MIT で実証され大きな注目を集めた。研究代表者は、この磁界共振結合の考え方をコイル間の電力伝送のみならず、一部を機械エネルギーに変換して力として取り出す電気機械エネルギー変換の理論に拡張できることを 2015 年に初めて発表し、研究を進めてきた。また、高性能な SiC や GaN などの次世代ワイドバンドギャップパワーデバイスの登場により、MHz 帯においても高効率の電力変換が可能になりつつあった。本研究では、駆動周波数をさらに高周波化した場合の電力伝送の理論を拡張して、電気機械エネルギー変換が可能かどうかについて検討を行ったものである。これまでにこのようなコンセプトの電気機器は存在しないことから、機器の軽量化・省エネルギー化の可能性や、固定子と可動子間の距離を大きくとることで新しい推進機器としての応用の可能性を模索した。

2. 研究の目的

これまでの電気機械エネルギー変換の理論は、マクスウェルの方程式に基づき展開されている。その中で、電界と電束電流の影響は無視できるものとして近似を行っている。しかし、高周波数帯域ではこれらは無視できないため、電気機械エネルギー変換理論を拡張・再構築する必要がある。低周波数帯域においては、関連分野としてワイヤレス電力伝送工学が知られている。電磁誘導方式のワイヤレス電力伝送では、数 mm～数十 cm のエアギャップを介して、2 組のコイルの間の磁気結合を利用して電力の伝送を行う。一方、電磁誘導方式の電気機械エネルギー変換では、複数のステータ巻線によって発生させた磁界により、数 mm のエアギャップを介して、ロータ巻線に誘導電流を発生させ、力を発生させる。この方式は誘導機に相当する。前者においてコイル間の相対運動を考慮し拡張したものが後者である。近年、ワイヤレス電力伝送の分野において、MHz 帯の磁界共振方式が注目を集めている。これは空芯の二つのコイルの距離が数十 cm～数 m と離れていて磁気結合が弱い場合であっても、コイルインダクタンスと寄生容量からなる共振周波数帯の Q 値が大きければ、大きな電力の伝送が可能となるものである。研究代表者はこの MHz 帯の電力伝送技術を拡張し、ステータ巻線とロータ巻線の間で共振を利用した電気機械エネルギー変換の基礎理論を提案した。本研究では、このモデルを GHz 帯域まで拡張した電気機械エネルギー変換の原理構築を行うことを目的とする。

3. 研究の方法

磁界共振結合における共振周波数を GHz 帯域まで上げる場合、信号の波長を考慮したモデルが必要となり、線路は同軸線路もしくは導波管となる。空間的にデザインされたマイクロ波回路において、位相の 90 度ずれた二つのマイクロ波を固定子から送信し、エアギャップを介して可動子側のマイクロ波回路で受信する。このとき固定子から発生させた磁界と可動子側の導波管壁面に誘導された電流との相互作用で力が発生する。基本的な理論モデル構築後に、有限要素シミュレーションによる検証を行った。

なお、MHz 帯以下の低周波帯のモデルと異なり、GHz 帯での共振器の導入は今後の課題である。また、低周波帯において共振器を導入した際のキャパシタの決定方法についても検討を行った。

4. 研究成果

まず、可動子と固定子の構成として、図 1、図 2 に示すマイクロ波管を設計した。固定子右端部からコヒーレントなマイクロ波源を入力し、これを分岐させて左端部より電磁波を出力する。分岐部分は、出力端にて 2 極対分の位相が 90 度ずれた波を生成することを目的として設計した。

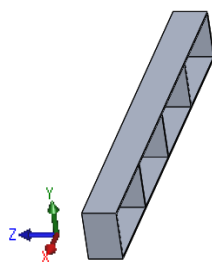


図 1 : 可動子のモデル

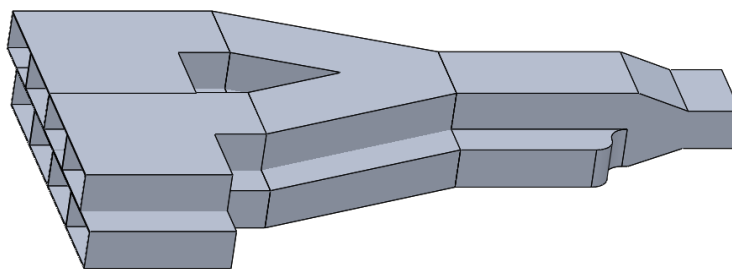


図 2 : 固定子のモデル

まず、z 軸方向に伝搬する電磁波を考え、電界の z 軸成分が 0 となる TE モードを採用する。自然数 n , m を用いて、矩形導波管 (幅 $a = 0.10922\text{m}$ 、高さ $b = 0.05461\text{m}$) 内の電界分布と磁界分布

は以下で与えられる。

$$\mathbf{E}_{TE_{nm}}(\mathbf{r}, t) = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{\omega\mu}{k_c^2} \cdot \frac{n\pi}{b} H_0 \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \sin(\omega t - \beta z) \\ \frac{\omega\mu}{k_c^2} \cdot \frac{m\pi}{a} H_0 \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \sin(\omega t - \beta z) \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{H}_{TE_{nm}}(\mathbf{r}, t) = \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{\beta}{k_c^2} \cdot \frac{m\pi}{a} H_0 \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \sin(\omega t - \beta z) \\ -\frac{\beta}{k_c^2} \cdot \frac{n\pi}{b} H_0 \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \sin(\omega t - \beta z) \\ H_0 \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \cos(\omega t - \beta z) \end{bmatrix}$$

ここで、 ω はマイクロ波源の角周波数、 $k_c = \sqrt{(m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2}$ はカットオフ波数、 $\beta = \sqrt{\omega^2 \varepsilon \mu - k_c^2}$ は位相定数、 t は時刻、 ε, μ はそれぞれ矩形導波管内の材料の誘電率と透磁率である。TE₁₀モードにおいては $m = 1, n = 0$ より、

$$\mathbf{E}_{TE_{10}}(\mathbf{r}, t) = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\omega\mu}{k_c^2} \cdot \frac{\pi}{a} H_0 \sin \frac{\pi x}{a} \sin(\omega t - \beta z) \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{H}_{TE_{10}}(\mathbf{r}, t) = \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{\beta}{k_c^2} \cdot \frac{\pi}{a} H_0 \sin \frac{\pi x}{a} \sin(\omega t - \beta z) \\ 0 \\ H_0 \cos \frac{\pi x}{a} \cos(\omega t - \beta z) \end{bmatrix}$$

さらに、図2の固定子左端において、1階部分と2階部分を x 軸方向に $a/2$ ずらして配置すると同時に、時間的な位相も $\pi/2$ だけ送れるように導波管を設計する。このとき、左端部の磁界分布は x 軸方向に対して定常波であり、それらの重ね合わせは、 H_z について以下のように表すことができる。

$$\begin{aligned} \tilde{H}_z &= H_0 \cos \frac{\pi x}{a} \cos(\omega t - \beta z) + H_0 \cos \frac{\pi(x - \frac{a}{2})}{a} \cos(\omega t - \beta z - \frac{\pi}{2}) \\ &= H_0 \cos\left(\omega t - \frac{\pi x}{a} - \beta z\right) = H_0 \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \end{aligned}$$

ただし、 $\mathbf{k} = [\pi/a, 0, \beta]^T$ は波数ベクトルである。これより、左端部において近似的に合成された磁界分布は波数ベクトル \mathbf{k} の方向に進行磁界を伝搬させられることがわかる。そのときの xz 平面で進行方向は、 x 軸から $\theta = \tan^{-1} \beta a/\pi$ の角度の向きとなる。また、このときの電磁波の波長は $\lambda = 2\pi/|\mathbf{k}|$ と表される。このことを模式的に表すと、図3のようになる。

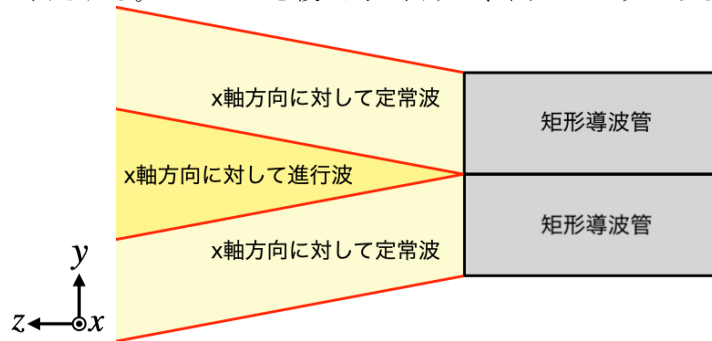


図3：磁界の重ね合わせ

この進行磁界を z 軸方向の一端を短絡した可動子側で受信した場合、可動子内の磁界の z 軸成分 H_z^m は定常波となり、次式で表される。ただし、 δ は固定子と可動子のギャップ距離と可動子の奥行き長さで決まる位相定数である。

$$\begin{aligned} H_z^m &= H_0 \cos\left(\omega t - \frac{\pi x}{a} - \beta z\right) + H_0 \cos\left(\omega t - \frac{\pi x}{a} + \beta z + \delta\right) \\ &= 2H_0 \cos\left(\omega t - \frac{\pi x}{a} + \frac{\delta}{2}\right) \cos\left(\beta z + \frac{\delta}{2}\right) \end{aligned}$$

また、進行磁界により生じる可動子の渦電流と進行磁界の相互作用により電磁力が発生する。

単位面積当たりの電磁力 \mathbf{F}_s は、表面電流密度 \mathbf{J}_s を用いて、 $\mathbf{F}_s = \mu \mathbf{J}_s \times \mathbf{H}$ と表され、また、表面電流密度 \mathbf{J}_s は境界における単位法線ベクトル \mathbf{n} を用いて、 $\mathbf{J}_s = \mathbf{n} \times \mathbf{H}$ と表されることから、単位面積当たりの電磁力 \mathbf{F}_s の可動子の運動方向である x 軸成分 F_{sx} を求めると、

$$F_{sx} = \mathbf{F}_s \cdot \mathbf{e}_x = \mu ((\mathbf{n} \times \mathbf{H}) \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{e}_x = \begin{cases} -\mu H_z^2 & \text{for } \mathbf{n} = \mathbf{n}_p = \mathbf{e}_x \\ \mu H_z^2 & \text{for } \mathbf{n} = \mathbf{n}_n = -\mathbf{e}_x \end{cases}$$

となる。ただし、 \mathbf{e}_x は x 軸方向を表す単位ベクトルで、 $\mathbf{n} = \mathbf{e}_x$ は可動子の導体板のうち法線ベクトルが x 軸正の方向となっているもの、 $\mathbf{n} = -\mathbf{e}_x$ は法線ベクトルが x 軸負の方向となっているものに対応する。図4のように、導体板の法線ベクトル \mathbf{n}_n に対応する面で磁界が強まっており、 x 軸正方向に働く力が支配的となることがわかる。

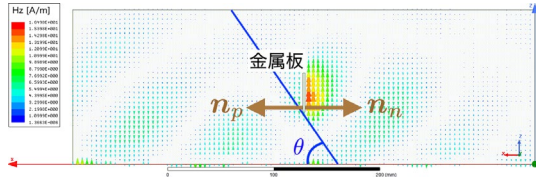


図4：進行磁界と導体板付近の磁界強度

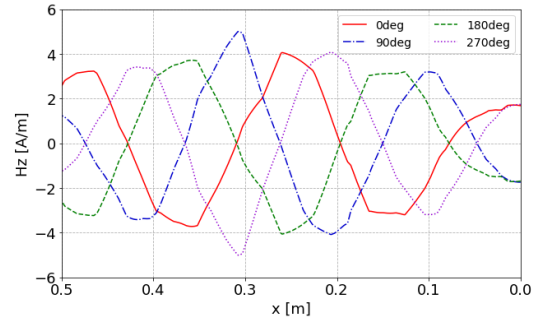


図5：出力端から50mmの平面での磁界 H_z の分布

また、可動子において力が働く導体板は $x = la$, $l = 1, 2, 3, 4$ に位置しているので、 H_z^m にこれを代入して力を求めると以下ようになる。ただし、 λ_g は矩形導波管内における波長で、その $1/4$ を可動子導波管の奥行長さ (= 0.0369m) としている。

$$\begin{aligned} F_x &= \sum_{l=1}^4 \int_0^b \int_{z_m}^{z_m + \frac{\lambda_g}{4}} \mu H_z^m dz dy \\ &= \sum_{l=1}^4 \int_0^b \int_{z_m}^{z_m + \frac{\lambda_g}{4}} \mu \left(2H_0 \cos \left(\omega t - \frac{\pi la}{a} + \delta \right) \cos \left(\beta z + \frac{\delta}{2} \right) \right)^2 dz dy \\ &= \frac{4b(\pi - 2 \sin \delta) H_0^2}{\beta} \cos^2 \left(\omega t + \frac{\delta}{2} \right) \end{aligned} \quad (1)$$

以上の理論モデルを検証するため、有限要素シミュレーションを行った。モデルは、図1、図2の導波管からなる固定子と可動子とした。マイクロ波源の周波数は2.45GHzとした。

まず、固定子の出力端から50mmの平面における z 軸方向の磁界 H_z の分布を図5に示す。シミュレーションのモデル規模の制約上、2極対モデルとしているため波形にひずみが見られるが、理論通り x 軸方向に伝搬する進行波が生成されていることが確認できる。

また、可動子の磁界の z 軸成分、誘導電流、発生力の x 軸成分の分布をそれぞれ図6、図7、図8に示す。図6の磁界分布では、 x 軸負方向の法線ベクトルを持つ面の付近で磁界の z 軸成分が強まっていることがわかる。また、図7の渦電流は y 軸方向に発生している。また、図8の発生力の x 軸成分では x 軸正方向の力が発生していることがわかる。

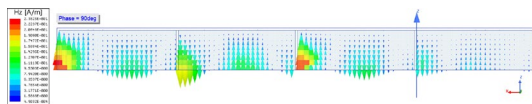


図6：可動子の磁界分布（磁界の z 軸成分）

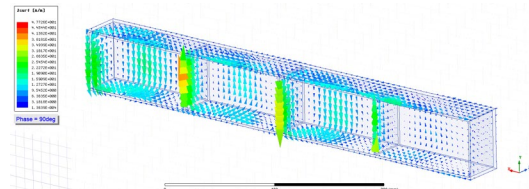


図7：可動子の誘導電流分布

この発生力分布についてすべての発生面の表面にわたり面積分 $F_x = \int \mathbf{F}_s \cdot \mathbf{e}_x dS$ を行い、可動子全体に働く力を求めた結果を図9に示す。理論式(1)と比較してよく一致していることがわかる。

また、可動子奥行長さを変化させたときの発生力のシミュレーション結果を図10に示す。波長の $1/4$ である37mmにおいて最大の発生力が得られていることがわかる。

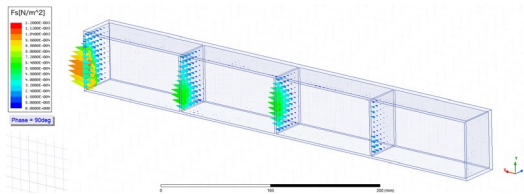


図 8：可動子の発生力分布（力の x 軸成分）

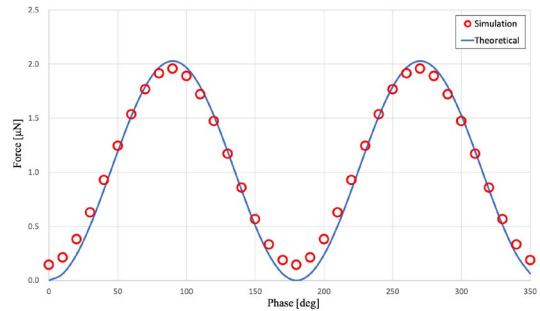


図 9：可動子に働く力

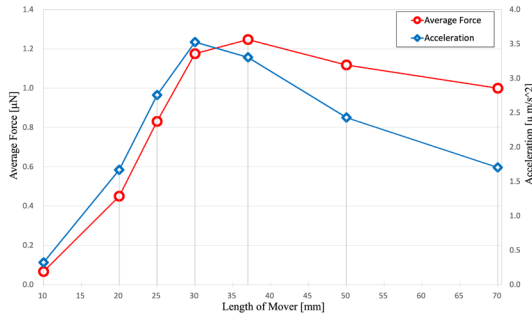


図 10：可動子奥行長さと発生力

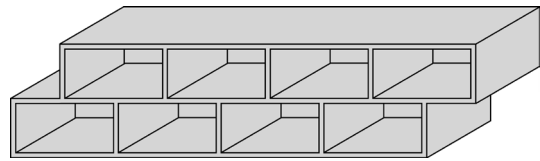


図 11：2相可動子

また、図 11 のように可動子を固定子と同様に空間位相を 90 度ずらした 2 相の構成とすることで力の脈動を低減できる。図 12 は、導体板の厚さを変化させたときの発生力の結果で、可動子が 1 相の場合と 2 相の場合についても比較を行った。2 相では力の脈動が低減できていることがわかる。また、導体板が薄いほど発生力が大きくなることが分かった。

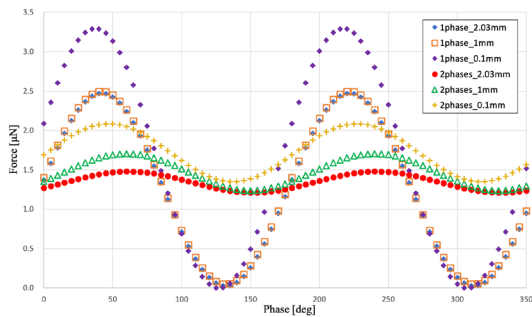


図 12：可動子の導体板厚さと発生力

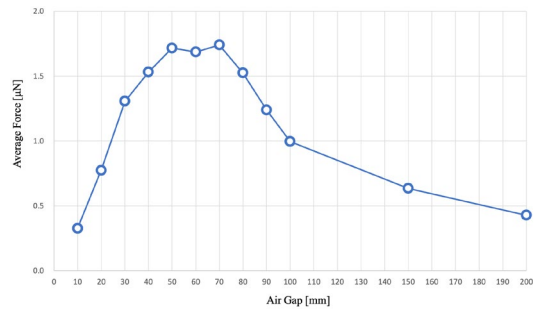


図 13：エアギャップ距離と発生力

また、固定子と可動子間のエアギャップの距離が発生力に及ぼす影響について検討を行った。図 13 はエアギャップ距離を変化させたときの発生力のシミュレーション結果である。距離が 50～70mm において最も大きな発生力が得られることが分かった。

5. 主な発表論文等

〔雑誌論文〕 計0件

〔学会発表〕 計2件（うち招待講演 0件 / うち国際学会 1件）

1. 発表者名 Kazushi Chino and Yasutaka Fujimoto
2. 発表標題 Analysis and Comparison of Tuning Methods for Resonant Induction Motors
3. 学会等名 proc. IEEJ Int. Workshop on Sensing, Actuation, Motion Control, and Optimization (国際学会)
4. 発表年 2023年

1. 発表者名 千野和嗣, 藤本康孝
2. 発表標題 小型空芯共振誘導電動機の回転子側のコンデンサの有用性
3. 学会等名 電気学会産業応用部門大会論文集
4. 発表年 2022年

〔図書〕 計0件

〔産業財産権〕

〔その他〕

-

6. 研究組織

氏名 (ローマ字氏名) (研究者番号)	所属研究機関・部局・職 (機関番号)	備考
---------------------------	-----------------------	----

7. 科研費を使用して開催した国際研究集会

〔国際研究集会〕 計0件

8. 本研究に関連して実施した国際共同研究の実施状況

共同研究相手国	相手方研究機関
---------	---------