

電磁界共鳴フィールドを用いた 直流共鳴方式ZVSワイヤレス給電システムと10MHz級実験

細谷 達也

(株) 村田製作所 〒617-8555 京都府長岡京市東神足1-10-1
E-mail: hosotani@murata.co.jp

あらまし 電磁界共鳴フィールドを用いた直流共鳴方式ワイヤレス給電システムを提案する。直流共鳴方式は、電気と電磁界の直接的なエネルギー変換を目的とした新しいシステム技術である。直流電圧からスイッチング技術により共振電流を発生させ、電磁界共鳴フィールドを空間に形成する。電磁界共鳴フィールドは、空間そのものが振動エネルギーを有し、電磁界の相互作用によって拡大する。等価的なLCR直列共振回路により電磁界共鳴結合を解析し、電磁界のエネルギー密度からエネルギー保存則を導く。空間における電力の流れはポインティングベクトルを用いて解析する。10MHz級実験では、供給電力75Wに対してシステム電力効率74.0%を達成する。直流共鳴システムは、画期的で有効な新技術であることを示す。

キーワード 直流共鳴, 電磁界共鳴フィールド, ゼロ電圧スイッチング, 電磁界の相互作用

A Novel Direct-Current-Resonance ZVS Wireless Power Transfer System with an Electromagnetic Resonance Field and a 10MHz-Class Experiment

Tatsuya HOSOTANI

Murata Manufacturing Co., Ltd. Nagaokakyo-shi, Kyoto, 617-8555 Japan
E-mail: hosotani@murata.co.jp

Abstract We propose a novel direct-current-resonance ZVS wireless power transfer system with an electromagnetic resonance field. The direct-current-resonance method is a new system technology to convert direct-current electric energy into electromagnetic field energy directly. In the direct-current resonance system the resonant current is generated from direct current voltage using the switching techniques and the electromagnetic resonance field is formed in space. The electromagnetic resonance field has vibrational energy in space itself and it is expanded by the interaction of an electromagnetic field. We analyze the electromagnetic field resonance coupling using the equivalent LCR series resonant circuit and derive a law of energy conservation from the analysis of the electromagnetic field energy density. We study the flow of the electric power in space using the Poynting vector. In the 10MHz-class experiment we have achieved 74.0% of system power efficiency in 75W of power supply. We prove that a direct-current-resonance system is an epoch-making and effective new technology.

Keyword Direct-current-resonance, Electromagnetic resonance field, Zero voltage switching, Electromagnetic interaction

1. はじめに

近年、共鳴型のワイヤレス給電 (WPT, wireless power transfer) の開発は活発化している^{[1]-[8]}。2007年に MIT (Massachusetts Institute of Technology) 大学より報告された周波数10MHz、距離2mの実験では、伝送効率は40~50%だが電力効率は約15%と低い。筆者らは1994年に10MHz級ゼロ電圧スイッチング (ZVS, zero voltage switching) 電流複共振コンバータを開発し^[8]、10MHz級実験にて電力効率77.7%を達成している。高周波交流源を用いるこれまでの共鳴型ワイヤレス給電では、送受電デバイス間の伝送効率を100%としても、例えばA級増幅回路を用いたシステムでは、電力効率は50%が理論上の最高値となり、実用では更に低くなる。実用化を図るには、ワイヤレス給電におけるシステム全体を総合的に捉え、高いシステム電力効率が得られる新技術が必要である。

提案する「直流共鳴」と呼ぶ新システム方式は、直流の電気と電磁界の直接的なエネルギー変換を目的とし、「電磁界共鳴フィールド (electromagnetic resonance field)」と呼ぶ電磁界

の相互作用 (interaction) を活用して、空間を隔てて電力を供給する。直流電力源より共鳴フィールドを直接に形成するため、エネルギー変換効率を高められる。電力源から負荷までの電力供給過程においてエネルギー変換回数を削減して、シンプル化と高いシステム電力効率を達成する。さらに、共鳴デバイスを用いることで共鳴フィールドを拡大して空間をデザインし、様々な利用シーンでの技術応用が期待できる。

本稿では、電磁界共鳴フィールドを用いた直流共鳴方式ZVSワイヤレス給電システムと10MHz級実験について論じる。具体的な設計理論に基づく実証実験により本システムの特長および有効性について示す。

2. 直流共鳴方式によるZVSワイヤレス給電

提案する直流共鳴方式と一般的な磁界共鳴方式を図1に示す。図1(a)に示す直流共鳴方式では、スイッチング技術を用いて、直流電圧から共鳴周波数で時間的に変化する電磁界共鳴フィールドをつくる。送電側の共振回路と受電側の共振回路とを互いに「共鳴」させて、空間を隔てて電力を供給する。

This article is a technical report without peer review, and its polished and/or extended version may be published elsewhere.

高速スイッチング動作により生じるスイッチング損失の低減には、最適 ZVS 動作^[3]などの高度回路技術を用いる。共振器に直接に給電する直接給電方式のため高効率化が可能である。

一方、図1(b)に示す磁界共振技術では、50Ω系などの高周波正弦波電圧を用いるのが一般的である。電力源から見て電力供給部と出力部との電圧分圧により、全電力効率は50%未満となつて、実用では著しく低くなる。50Ωを0Ωとしたくても、電力を扱い MHz を超えた正弦波電圧源を造ることは技術的に至難である。さらに、共振器に間接的に給電する間接給電方式のため、伝送過程で電力損失は増加する。

ヘリカルコイルを用いた複共振形 ZVS ワイヤレス給電システムを一例として図2に示す。送受電デバイスであるコイル n_p , n_s の近傍で電磁界共振フィールドを形成して電力伝送する。送受電コイル n_p , n_s の自己インダクタンスを L_p , L_s 、等価的な漏れインダクタンスを L_r , L_{rs} 、相互インダクタンスを L_{mp} , L_{ms} 、コイルの等価的な浮遊容量を C_p , C_s 、等価的な共振キャパシタを C_r , C_{rs} とする。スイッチ素子 Q_1 , Q_2 , Q_3 , Q_4 は FET であり、 Q_3 , Q_4 は同期整流動作が可能である。また用途に応じて、受電装置を送電装置として扱うこともできる。受電のみの場合は、整流ダイオードを用いても構成できる。

2.1 直流共振方式の時間領域解析

理想的なスイッチング動作波形を図3に示す。FET Q_1 , Q_2 のゲート電圧を v_{gs1} , v_{gs2} 、ドレイン電圧を v_{ds1} , v_{ds2} 、キャパシタ C_r に流れる共振電流を i_r 、FET Q_3 , Q_4 に流れる電流を電流 i_{d3} , i_{d4} とする。送電側 FET Q_1 , Q_2 は、デッドタイム t_d を挟んで交互にオンオフし、直流入力電圧 V_i を台形波電圧に変換する。電磁界の共振現象により送電コイルには、正弦波電流が生成される。共振電流 i_r の波形はほぼ正弦波となる。受電側の FET Q_3 , Q_4 は、整流動作を行い台形波電圧は直流電圧 v_o に変換される。電流 i_{d3} , i_{d4} の波形はほぼ半波の正弦波となる。FET を用いた同期整流技術により整流損失を低減する。電力の制御には周波数を調整する PFM (Pulse Frequency Modulation) 制御や固定周波数でオン期間の比率を制御する新技術の ORM (On-periods Ratio Modulation) 制御^[7]などが適用できる。

2.2 常微分状態方程式による回路解析

送電回路と受電回路との電流の位相差を考慮すると、1スイッチング周期 T_s は6つの状態を有し、これらを表1に示す。原理的な解析として、送電側と受電側の共振コイルは等しく $L_p = L_s$, $C_r = C_{rs}$, $C_p = C_s$, $R_r = R_{rs}$ とし、送電コイル n_p により発生した磁束のうち送電コイル n_s に鎖交する磁束の割合を磁気結合

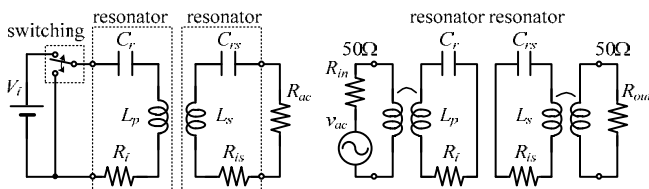


Fig. 1 A novel direct-current-resonance WPT system.

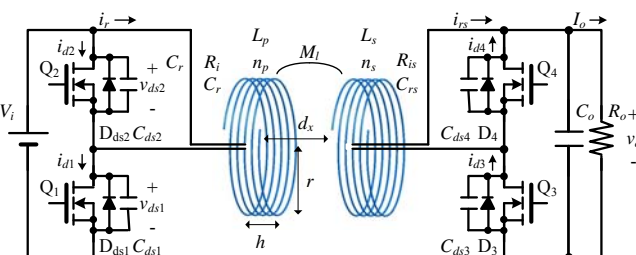


Fig. 2 Multi-resonant ZVS wireless power transfer system.

係数 k として、システムを解析する。漏れインダクタンス L_r と相互インダクタンス L_m は次式で表わされる。

$$L_r = (1-k)L_p, L_m = kL_p \quad (1)$$

表1に示す入力電圧 v_{ie} と出力電圧 v_{oe} により、結合係数 k を用いてスイッチング等価回路は図4を得る。浮遊容量 C_p , C_s は十分小さく省略でき、共振キャパシタを $C_r = C_{rs}$ とし、基礎解析により次式を得る。

$$v_{ie} = kL_p \frac{d(i_r - i_{rs})}{dt} + \frac{1}{C_r} \int i_r dt + R_i i_r + (1-k)L_p \frac{di_r}{dt} \quad (2)$$

$$kL_p \frac{d(i_r - i_{rs})}{dt} = v_{oe} + \frac{1}{C_r} \int i_{rs} dt + R_i i_{rs} + (1-k)L_p \frac{di_{rs}}{dt} \quad (3)$$

表1に示すデッドタイムでの電圧 v_{ied} は、スイッチ素子 Q_1 , Q_2 の等価的な出力容量を C_{ds} とし、次式で表される。

$$v_{ied} = \frac{V_i}{2} - \frac{1}{2C_{ds}} \int i_r dt \quad (4)$$

2.3 最適 ZVS (Optimum ZVS) 動作

ZVS 動作のためには、FET Q_1 , Q_2 によるスイッチング回路から受電側を見た入力インピーダンス Z_{in} は、スイッチング周波数 f_s において僅かに誘導性になるように設計し、デッドタイム t_d における遅れ電流を生成する。デッドタイムにおいて、FET の出力容量 C_{ds1} , C_{ds2} では充放電が行われて転流する。電圧 v_{ds1} または v_{ds2} が 0V となる状態でターンオンして ZVS 動作

Table 1 Equivalent input voltage v_{ie} and output voltage v_{oe}

no	state	v_{ie}	v_{oe}	Q_1	Q_2	Q_3	Q_4
1	on-period 1	V_i	v_o	on	off	on	off
2	on-period 2	V_i	0	on	off	off	on
3	off-period 1	0	0	off	on	off	on
4	off-period 2	0	v_o	off	on	on	off
5	deadtime 1	v_{ied}	v_o	off	off	on	off
6	deadtime 2	v_{ied}	0	off	off	off	on

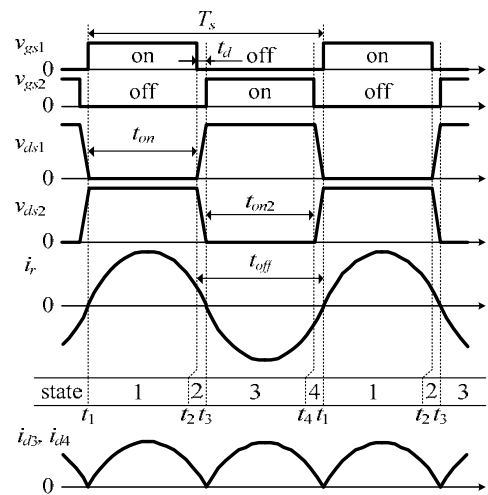


Fig. 3 Switching waveforms.

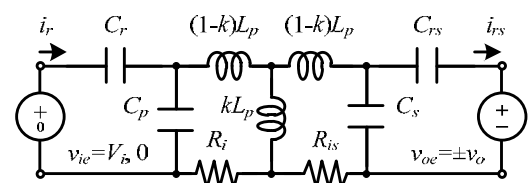


Fig. 4 Equivalent circuit with coupling coefficient k .

を実現し、ターンオンの際のスイッチング損失を低減する。図3に示すようにFET Q₁がターンオフする時刻 t_2 、電流 $i_r(t)$ が0Aとなる時刻 t_3 、デッドタイム t_d より、ZVS動作を実現する条件式は次式となる。

$$\int_{t_2}^{t_3} i_r(t) dt \geq 2C_{ds} V_i, \quad t_d \leq t_3 - t_2 \quad (5)$$

特に、上式の2つの等号が同時に成立するときは最適 ZVS (Optimum ZVS) 動作となる。最適 ZVS 動作では、最小の電流でFETをターンオフすることができ、ターンオフ損失も低減できる。ターンオンとターンオフの双方においてスイッチング損失を低減して、電力損失を削減できる。

2.4 共役複素数根による共鳴周波数の解析

共鳴コイルの自己共振周波数 f_r は、共鳴コイルのインピーダンスにおけるリアクタンスが0となる共振条件により求まる。内部抵抗 R_i が $R_i = 0$ の場合は、次式となる。

$$f_r = \frac{\omega_r}{2\pi} = 1/(2\pi\sqrt{L_p C_r}) \quad (6)$$

式(2), (3)にて共役複素数根を得る場合は、電流 i_r は減衰振動となる。 $R_i = 0$ の場合、共役複素数根を得る共鳴周波数 f_{r1} , f_{r2} ($f_{r1} < f_{r2}$) は次式となる。

$$f_{r1} = f_r / \sqrt{1+k}, \quad f_{r2} = f_r / \sqrt{1-k} \quad (7)$$

2.5 共役複素数根の解析

電磁界共鳴結合を解析する等価回路について考察する。送電側のスイッチング回路から受電側を見た等価的な入力インピーダンス Z_{in} は次式で表すことができる。

$$Z_{in} = R_e + j(\omega L_e - \frac{1}{\omega C_e}) \quad (8)$$

ここで、等価的な抵抗 R_e 、誘導性インピーダンス L_e 、容量性インピーダンス C_e は、次式で表される。ただし、受電側において直流電圧が供給される負荷抵抗 R_o は、消費電力が等価となるように交流実効抵抗 R_{ac} に変換している。

$$R_e = R_i + (R_{is} + R_{ac}) \left(\frac{\omega k L_p}{Z_s} \right)^2 \quad (9)$$

$$L_e = L_p + \frac{1}{C_{rs}} \left(\frac{k L_p}{Z_s} \right)^2 \quad (10)$$

$$\frac{1}{C_e} = \frac{1}{C_r} + L_p \left(\frac{\omega^2 k L_p}{Z_s} \right)^2 \quad (11)$$

また、インピーダンス Z_s は次式で表される。

$$Z_s^2 = (R_{is} + R_{ac})^2 + \left(\omega L_p - \frac{1}{\omega C_{rs}} \right)^2 \quad (12)$$

電磁界共鳴結合を解析する全体の等価回路は近似的にLCR直列回路として解析できること、および R_e , L_e , C_e は、結合係数 k 、交流抵抗 R_{ac} の関数としてシステムを解析できることが示される。原理的な解析のため、デッドタイムを省略して振幅 V_{ie} の方形波電圧源として過渡現象を解析する。常微分回路方程式より次式を得る。

$$v_{ie} = L_e \frac{d^2 q_e(t)}{dt^2} + R_e \frac{dq_e(t)}{dt} + \frac{q_e(t)}{C_e} \quad (13)$$

$$i_r(t) = \frac{dq_e(t)}{dt} \quad (14)$$

電流 $i_r(t)$ と電荷 $q_e(t)$ の初期値 $i_r(0)$, $q_e(0)$ を用いて次式を得る。

$$q_e(t) = e^{-\alpha t} \left\{ (q_e(0) - C_e V_{ie}) \left(\cosh \gamma t + \frac{\alpha \sinh \gamma t}{\gamma} \right) + \frac{i_r(0) \sinh \gamma t}{\gamma} \right\} + C_e V_{ie} \quad (15)$$

$$i_r(t) = e^{-\alpha t} \left\{ \left(\cosh \gamma t + \frac{\alpha \sinh \gamma t}{\gamma} \right) - \{ q_e(0) - C_e V_{ie} \} \omega_0^2 \frac{\sinh \gamma t}{\gamma} \right\} \quad (16)$$

ただし、減衰定数 α 、共振角周波数 ω_e 、複素数 γ 、共振の鋭さ Q_e は、それぞれ次式で表される。

$$\alpha = \frac{R_e}{2L_e}, \omega_e^2 = \frac{1}{L_e C_e}, \gamma = \sqrt{\alpha^2 - \omega_e^2}, Q_e = \frac{1}{R_e} \sqrt{\frac{L_e}{C_e}} \quad (17)$$

前記の常微分回路方程式の解は、共振の鋭さ Q_e により、 $Q_e = 0.5$ を境として、次の3つの場合が存在する。

(a) $Q_e > 0.5$ の場合

振動的な不足制動となる。 $\omega_e > \alpha$ となって γ は虚数となる。 $\gamma = j\beta$ として次式を得る。

$$\cosh \gamma t = \cosh j\beta t = \cos \beta t \quad (18)$$

$$\sinh \gamma t / \gamma = \sin \beta t / \beta \quad (19)$$

(b) $Q_e = 0.5$ の場合

臨界的な制動となる。 $\omega_e = \alpha$ より γ は0となり、次式を得る。

$$\gamma = 0, \quad \sinh \gamma t / \gamma = t \quad (20)$$

(c) $Q_e < 0.5$ の場合

非振動的な過制動となる。 $\omega_e < \alpha$ となって、 γ は実数となり、 $\alpha > \gamma$ を得る。

オフ期間においては、 $v_{ie} \rightarrow 0$ とすることで同様に解析できる。オフ期間においても減衰定数 α 、共振角周波数 ω_e 、複素数 γ 、共振の鋭さ Q_e は、それぞれオン期間と同じ値となる。つまり動作解析では、スイッチング周波数 f_s と共振周波数 f_e の相対的な関係が重要となる。

これらより入力電圧が電圧源であっても、スイッチング動作により正弦波状の共振電流 $i_r(t)$ を発生させて、電磁界共鳴フィールドを形成できることが解析的に示される。

2.6 電磁界の共鳴現象を起こすための条件式

直流共鳴方式では、電磁界の共鳴現象による相互作用により共振電流を発生させて電磁界共鳴フィールドを形成する。電磁界の共鳴現象を起こすには、共振の鋭さ Q_e に対して、上記(a)振動的とし、かつ、スイッチング周波数 f_s と共振周波数 f_e を十分に近づける必要がある。したがって、電磁界の共鳴現象を起こす条件式は次式を得る。

$$Q_e > 0.5 \quad (21)$$

$$f_s \cong f_e = \omega_e / 2\pi = 1 / 2\pi \sqrt{L_e C_e} \quad (22)$$

特に、電磁界共鳴フィールドを形成する物理現象において、等価的な抵抗 R_e が十分小さく、共振の鋭さ Q_e が0.5に対して十分大きいとみなせる場合、式(22)が電磁界共鳴フィールドを形成する共鳴条件として与えられる。すなわち共鳴条件として、送電側のスイッチング回路から受電側を見た等価的な入力インピーダンス Z_{in} の虚部であるリアクタンス X_{in} において、 $X_{in} = 0$ となる条件が与えられる。

3. 電磁界共鳴フィールドの解析

3.1 エネルギーの流れ密度、電力の流れ

共鳴コイルが形成する電磁界共鳴フィールドを考察する。有限な領域における電磁界のエネルギー密度 U を次式で表す。

$$U = \frac{1}{2} \vec{E} \cdot \vec{D} + \frac{1}{2} \vec{B} \cdot \vec{H} \quad (23)$$

原理的な考察のため、真空中であると仮定して次式を得る。

$$U = \frac{1}{2\epsilon_0} \vec{D} \cdot \vec{D} + \frac{1}{2\mu_0} \vec{B} \cdot \vec{B} \quad (24)$$

$$\therefore \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (25)$$

エネルギー密度 U の時間微分は次式となる。

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \vec{D} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{1}{\mu_0} \vec{B} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (26)$$

Maxwell 方程式を用いて次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} &= \frac{1}{\varepsilon_0} \vec{D} \cdot (-\vec{j} + \nabla \times \vec{H}) - \frac{1}{\mu_0} \vec{B} \cdot (\nabla \times \vec{E}) \\ &= -\vec{j} \cdot \vec{E} + \vec{E} \cdot (\nabla \times \vec{H}) - \vec{H} \cdot (\nabla \times \vec{E}) \\ &= -\vec{j} \cdot \vec{E} - \nabla \cdot (\vec{E} \times \vec{H}) \end{aligned} \quad (27)$$

上記の右辺第1項は、その場にある電荷に対して電界がする仕事の逆符号の量となる。右辺第2項は、ポインティングベクトル (Poynting vector) であり、エネルギーの湧き出しの意味をもつ。ポインティングベクトルの方向は電磁界エネルギーが流れる進行方向を示す。次式で示すポインティングベクトルにより電力の流れを解析することができる。

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (\text{W/m}^2) \quad (28)$$

3.2 等価回路におけるエネルギー保存則

等価的な LCR 直列共振回路を用いて考察する。式(13), (14)の2式を辺々掛け合わせ、変形して次式を得る。

$$v_{ie} i_r(t) = L_e i_r \frac{di_r}{dt} + R_e i_r(t)^2 + \frac{q_e(t)}{C_e} \frac{dq_e(t)}{dt} \quad (29)$$

$$v_{ie} i_r(t) = R_e i_r(t)^2 + \frac{d}{dt} \left(\frac{L_e i_r(t)^2}{2} + \frac{q_e(t)^2}{2C_e} \right) \quad (30)$$

前式の右辺第1項は、等価な抵抗成分による電力消費を表す。前式の右辺第2項は、任意の時刻においてキャパシタのエネルギーとインダクタのエネルギーの和は一定であるというエネルギー保存則を導くことができる。

電磁界エネルギーを発生させる電力源がする単位時間当たりの仕事、入力電力を P_i とすると、式(30)より次式を得る。

$$\begin{aligned} P_i &= \frac{V_i}{T_s} \int_0^{T_s} i_r(t) dt = \frac{R_e}{T_s} \int_0^{T_s} i_r(t)^2 dt \\ &+ \frac{1}{T_s} \int_0^{T_s} \frac{d}{dt} \left(\frac{L_e i_r(t)^2}{2} + \frac{q_e(t)^2}{2C_e} \right) dt = \frac{R_e}{T_s} \int_0^{T_s} i_r(t)^2 dt \end{aligned} \quad (31)$$

また、式(27)より次式を得る。

$$P_i = -\int_V \vec{j} \cdot \vec{E} dV - \int_S (\vec{E} \times \vec{H})_n dS \quad (32)$$

負荷への供給電力を P_o 、ジュール熱など電力損失を P_{loss} とすると、次式のエネルギー保存の法則が導かれる。

$$P_i = P_{loss} + P_o = \frac{R_e}{T_s} \int_0^{T_s} i_r(t)^2 dt = -\int_V \vec{j} \cdot \vec{E} dV - \int_S (\vec{E} \times \vec{H})_n dS \quad (33)$$

上式のポインティングベクトルは空間における電力の流れを表す。送電コイルに流れる共振電流 i_r は、磁界と電界のエネルギーに変換され、電磁界共振フィールドを形成する。直流共振方式では、直流電力源から電磁界エネルギーが形成され、空間を隔てて電力が供給される。電磁界共振フィールドは、空間そのものが振動エネルギーを有すると解釈できる。

受電コイルは、電磁界共振フィールドから電気エネルギーを得ることにより共振電流を発生させるとともに、この共振電流によりまた新たな電磁界共振フィールドを形成する。このような近接作用における電磁界の相互作用により電磁界共振フィールドを拡大することができる。

ワイヤレス給電は、空間を隔ててエネルギーを供給することが主目的であり、本質的な意味において電磁界の振る舞いを考察することは重要である。電磁界共振フィールドを用い

た直流共振方式は、産業応用が期待できる自然法則に基づく新しい物理現象を用いたエネルギー変換システムと言える。

4. 電磁界エネルギーとポインティングベクトル解析

4.1 ヘリカルコイルを用いた送受電デバイスの解析

送電コイルと受電コイルを用いた近傍界での電力伝送に関して有限要素法を用いて解析する。図2に示す送受電デバイスとなる送電コイル n_p と受電コイル n_s は、自己インダクタンス L_p と浮遊容量 C_r が共振動作に関与する共振器となる。送受電コイル n_p , n_s は、材質は銅、巻数 $n_p=n_s=5$ ターン、コイル半径 $r=10\text{cm}$ 、コイル高さ $h=5\text{cm}$ 、線径 $\phi=2\text{mm}$ とする。有限要素法解析ソフト Femtet[®]を用いて、磁界と電界の静解析を行う。距離 $d_s=10\text{cm}$ での磁界強度と電界強度を図5(a), 図5(b)に示す。磁界解析より自己インダクタンス $L_p=7.55\mu\text{H}$ 、電界解析よりコイルの浮遊容量 $C_r=3.54\text{pF}$ となる。内部抵抗 R_i は $678\text{m}\Omega$ を得る。式(6)より自己共振周波数 f_r は、次式となる。

$$f_r = 1/2\pi\sqrt{L_p C_r} = 30.8(\text{MHz}) \quad (34)$$

動作周波数を 10MHz 級とするため、共振コイルの両端に $C_{ra}=30\text{pF}$ を接続する。自己共振周波数 f_r は次式となる。

$$f_r = 1/2\pi\sqrt{L_p(C_r + C_{ra})} = 1/2\pi\sqrt{L_p C_r} = 10.0(\text{MHz}) \quad (35)$$

外部に共振キャパシタを接続することで共振コイルの自己共振周波数 f_r を調整できる。

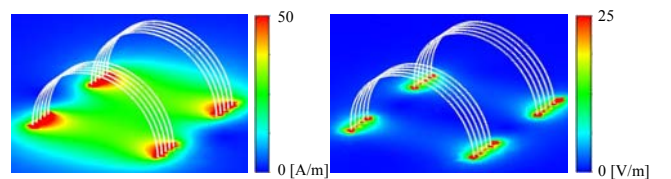
4.2 電磁界エネルギーの解析

Ansys 製 HFSS を用いて、空間における電磁界エネルギーを解析する。低周波共振周波数 f_{r1} における磁界エネルギーを図6(a)、電界エネルギーを図6(b)に示す。外付けキャパシタ $C_{ra}=30\text{pF}$ を送受電コイルに接続し、距離 $d_s=20\text{cm}$ とし、下側の共振コイルに 1W を供給し、上側の共振コイルで交流負荷 R_{ac} にて電力を消費するように設定し、低周波共振周波数 $f_{r1}=9.88\text{MHz}$ では $R_{ac}=15\text{k}\Omega$ 、高周波共振周波数 $f_{r2}=10.18\text{MHz}$ では、 $R_{ac}=20\text{k}\Omega$ とする。

磁界エネルギーは、2つのコイル結合するように分布する。一方、電界エネルギーは、コイルの近傍に高く分布している。低周波共振周波数 f_{r1} では、送電コイルと受電コイルで回路電流は逆位相となり、2つのコイルの対称面で、磁界が垂直となる磁気壁を形成する。高周波共振周波数 f_{r2} では、回路電流は同位相となり、対称面で電界が垂直となる電気壁を形成する。磁界強度と電界強度は、周期的に交互に強くなる。電磁界共振フィールドと呼ぶ物理現象では、空間そのものが振動エネルギーを有し、磁界と電界が互いにエネルギーの交換を行う。2つの共振コイルが形成する磁界と電界は相互に作用し、電磁界の相互作用が起こる。共振デバイスを配置することで共振フィールドは拡大され、様々な技術応用が期待できる。

4.3 ポインティングベクトルの解析

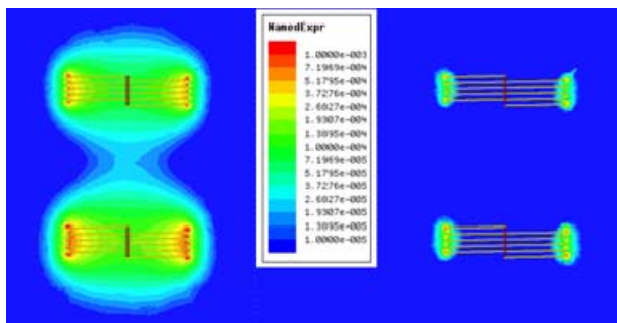
低周波と高周波の2つの共振周波数 f_{r1} , f_{r2} において、対向する2つのコイルの中間対称面におけるポインティングベクトルを解析した結果を図7に示す。ベクトルは値と連動した大き



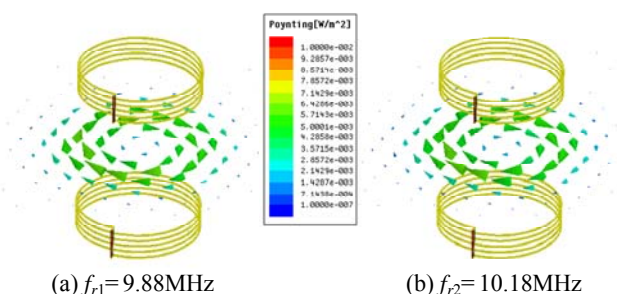
(a) Magnetic field (b) Electric field
Fig.5 Electromagnetic field analysis near two resonator coils.

さで表示する。低周波共鳴周波数 f_{r1} と高周波共鳴周波数 f_{r2} では、ポインティングベクトルは、コイル径に沿った回転方向に向く渦となる。磁界と電界は、中間対称面が低周波共鳴周波数 f_{r1} では磁気壁、高周波共鳴周波数 f_{r2} では電気壁となって、強度分布が特徴付けられる。一方、ポインティングベクトル、すなわち電力の流れは、2つの共鳴周波数において同様となる。送電側の給電ポートからエネルギーは湧き出して、受電側の受電ポートへ電力供給される。ポインティングベクトルは、コイル径に沿った渦となって、停滞する共鳴エネルギーは保存される。エネルギーの渦は、コイル近傍で大きい。伝送距離が大きくなると、空間における電力の流れは小さくなって、電磁界共鳴フィールドのエネルギー密度も小さくなる。

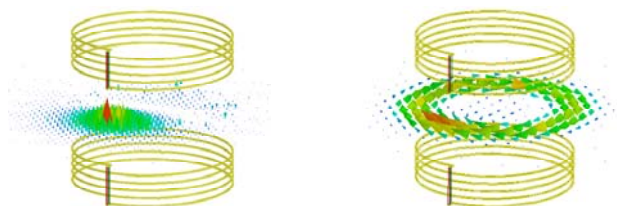
ポインティングベクトルの成分がコイル面に水平な成分が全てと仮定すると、面積分値は0となり電力の流れは存在しない。これは考察に矛盾する。そこで、2つのコイルの対称面に対して垂直成分のポインティングベクトルを抽出する。伝送距離を $d_x=10\text{cm}$ とし、低周波共鳴周波数 $f_{r1}=9.56\text{MHz}$ でのポインティングベクトルの法線成分を図8(a)、ベクトル全体を図8(b)に示す。ベクトルは値と連動した大きさで表示する。法線成分のポインティングベクトルは有効電力の流れを表し、コイル径に沿って右回りに回転する水平成分のポインティングベクトルは、無効電力の流れを表すと考察できる。法線成分ベクトルの面積分値が受電コイルに供給される有効電力となり、回転する水平成分ベクトルの周期積分値は0となる。



(a) Magnetic field energy (b) Electric field energy
Fig.6 Analytical electromagnetic field energy in $f_{r1} = 9.88\text{MHz}$.



(a) $f_{r1} = 9.88\text{MHz}$ (b) $f_{r2} = 10.18\text{MHz}$
Fig.7 Poynting vector in electromagnetic resonance field.



(a) Normal Poynting vector \vec{S}_n (b) Whole Poynting vector \vec{S}
Fig.8 Normal Poynting vector between two coils.

2つのコイルの中間対称での法線成分のポインティングベクトルを面積分した値と受電コイルが受電した電力を比較して図9に示す。法線成分のポインティングベクトルの面積分値と受電電力はほぼ等しく、解析理論の妥当性が確認できる。

4.4 共振器間における伝送効率の解析

電磁界共鳴フィールドを形成する共振ネットワーク（共振回路網）における2つのコイル間の伝送効率 η_{tr} について考察する。共振ネットワークに対し、端子 i ($i=1, 2$)における入射波と反射波を a_i, b_i 、端子 i での入力波と出力波の端子電圧を V_{ai}, V_{bi} 、特性インピーダンスを Z_{oi} とする。入射波 a_i 、反射波 b_i 、 S パラメータは次式で定義される。

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (36)$$

$$a_i = V_{ai} / \sqrt{Z_{oi}}, \quad b_i = V_{bi} / \sqrt{Z_{oi}} \quad (i=1, 2) \quad (37)$$

コイル間の電力の伝送効率 η_{tr} は、(負荷への入射電力)/(ネットワークへの供給電力)で示され、次式が成り立つ。

$$\eta_{tr} = \frac{|b_2|^2}{|a_1|^2 - |b_1|^2} = \frac{|b_2|^2 / |a_1|^2}{1 - |b_1|^2 / |a_1|^2} = \frac{|S_{21}|^2}{1 - |S_{11}|^2} \quad (38)$$

一方、送受電共振器の Q 値を Q_1, Q_2 とし、伝送効率を最大にする負荷における最大伝送効率 $\eta_{tr\max}$ は、次式で表される。

$$\eta_{tr\max} = \left(1 + \frac{2}{k\sqrt{Q_1 Q_2}}\right)^{-1} \quad (39)$$

伝送距離 $d_x = 10\text{cm}$ 、低周波共鳴周波数 $f_{r1} = 9.56\text{MHz}$ において、伝送効率 η_{tr} と最大伝送効率 $\eta_{tr\max}$ を解析して図10に示す。伝送効率 η_{tr} は距離が長くなると大きく低下する。一方、最大伝送効率 $\eta_{tr\max}$ の低下は小さい。理想的な最大伝送効率 $\eta_{tr\max}$ と実用的な伝送効率 η_{tr} には、特性に大きな差異がある。

4.5 電磁界共鳴フィールドの拡大と解析

ムラタソフトウェア製の有限要素法解析ソフト Femtet[®]を

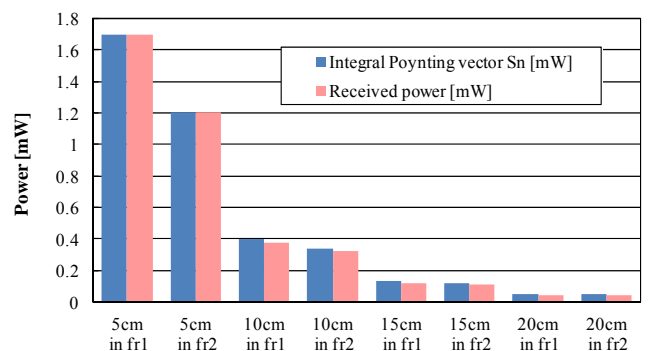


Fig.9 Analytical integral Poynting vector and received power.

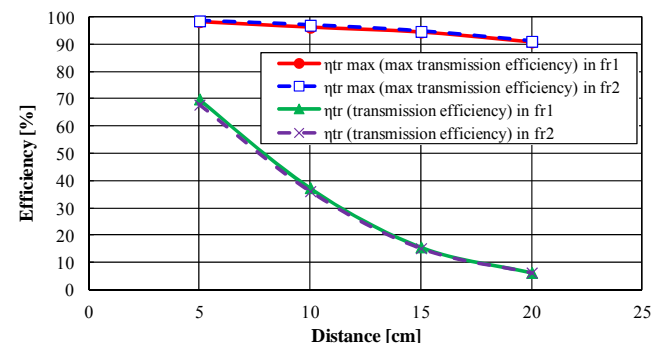


Fig.10 Analytical transmission efficiency in resonance field.

用いて、電磁界共鳴フィールドの振る舞いを明らかにする。送電コイル、受電コイル、電磁界共鳴フィールドを拡大するための2つの共鳴コイルを半径5cm、線径2mmのループコイルとし、4つのループコイルを用いた電磁界共鳴フィールドを解析する。スイッチング周波数となる電磁界共鳴フィールドの共鳴周波数を10MHzに想定する。送受、受電、共鳴コイルは、自己共振周波数が9.96MHzとなるようにキャパシタを設定する。電磁界解析より、ループコイルのインダクタンスは240.8nHとなる。10MHzにおける電磁界共鳴フィールドを解析した結果を図11に示す。解析では、図11(a)に示すcoil1に入出力ポートを与える。coil1~4は、それぞれ集中定数としてのキャパシタンス1060pFを接続する設定とし、外部境界は開放境界、入出力ポートの基準インピーダンスは50Ωとして積分回路を設定して解析する。図11(b)はポインティングベクトル、図11(c)は磁界強度水準、図11(d)は電界強度ベクトルを示している。ポインティングベクトルで電力の流れが解析できる。磁界強度は、共鳴コイル近傍で大きく、電磁界共鳴フィールドを拡大するように広がる。一方、電界強度は、外付けキャパシタの内部で大きくなる。空間において共鳴コイルにより電磁界共鳴フィールドが拡大することが示される。

5. 電磁界共鳴フィールドの実証実験

実設計では、送電コイルにより発生した磁束が受電コイルに鎖交した割合を表す磁気結合係数 k を用いて、ワイヤレス給電システムの設計は可能となる^[1]。先行研究により導いた設計理論 (MRA, HRA, FRA 手法) に基づいてワイヤレス給電システムを設計し、実証実験を行う。外付けの共振キャパシタには、高周波特性に優れた村田製作所製の中高圧積層セラミックコンデンサを用い、ローム製の研究試作サンプルでのノーマルオフ型 GaN FET を用いる。半径5cmの送電と受電のループコイルを接近させ、入力電圧 $V_i = 60V$ 、負荷 $R_o = 50\Omega$ 、スイッチング周波数 $f_s = 8.2MHz$ 、供給電力74.9Wにおいて、システム全電力効率74.0%を達成する^[4]。

一例として電磁界共鳴フィールドの実証実験を図12に示す。太陽電池により発電した直流電圧を送電し、直流電流に変換

して複数の LED を点灯させている。①直流-直流の送電、②複数負荷への給電、③電磁界共鳴フィールドの拡大、④様々な方向への給電など、多くの有望な技術を実証する。

6. まとめ

電磁界共鳴フィールドを用いた直流共鳴方式ワイヤレス給電システムを提案した。直流共鳴方式は、電気と電磁界の直接的なエネルギー変換を目的とした新しいシステム技術である。スイッチング技術により直流電圧から共振電流を発生させ、空間そのものが振動エネルギーを有する電磁界共鳴フィールドを形成し、電磁界の相互作用によって拡大する。本稿では、次項を明らかにしている。

- (1) 電磁界共鳴結合は、結合係数 k と交流抵抗 R_{ac} の関数となる等価定数 L_e, C_e, R_e によって、LCR 直列共振回路として解析できる。
- (2) 電磁界共鳴フィールドでの等価回路と電磁界のエネルギー密度の解析からエネルギー保存則を導いた。
- (3) 空間における電力の流れはポインティングベクトルを用いて解析できる。受電コイルに向く法線成分ベクトルは、有効電力の流れを示し、コイル径に沿った回転方向に向く水平成分ベクトルは、無効電力の流れを示す。
- (4) 理想的な最大伝送効率 $\eta_{tr,max}$ と実用的な伝送効率 η_{tr} には、特性に大きな差異がある。
- (5) Femtet[®]を用いて電磁界共鳴フィールドの拡大を解析した。10MHz級実験では、供給電力75Wにおいて、システム電力効率74.0%を達成する。複数の共鳴コイルを用いた電磁界共鳴フィールドの実証実験により、直流共鳴システムは、画期的で有効な新技術であることを示した。

文 献

[1] 細谷, “直流共鳴方式によるワイヤレス給電の設計理論と10MHz級GaN FET動作実験”, 自動車技術会, 6-20135507, 2013.
 [2] 細谷, “電磁界共鳴フィールドを用いた直流共鳴方式ZVSワイヤレス給電システム”, 電気学会マグネティックス研究会, MAG-13-024, 2013.
 [3] 細谷, “高周波パワーエレクトロニクスによるZVS共鳴型ワイヤレス給電の結合係数を用いた設計理論”, 信学技報, WPT2012-23, 2012.
 [4] 細谷, 大林, 藤原, “ループコイルを用いた電磁界共鳴型複共振ZVSワイヤレス給電システムの設計”, 信学技報, PE2012-17, pp.9-14, 2012.
 [5] 細谷, “電磁界共鳴結合共振器を用いた複共振ZVSワイヤレス給電システムの動作解析”, 信学技報, WPT2012-5, 2012.
 [6] T.Hosotani, I. Awai, “A Novel Analysis of ZVS Wireless Power Transfer System Using Coupled Resonators”, IEEE IMWS-IWPT Proc., pp.235-238, 2012.
 [7] 細谷, “ソフトスイッチング技術を用いた新しい共鳴型ワイヤレス給電システムの設計理論”, 信学技報, WPT2011-22, 2011.
 [8] T.Hosotani, K.Harada, Y.Ishihara, T.Todaka, “A novel ZVS multi-resonant converter with rectifiers' deadtime control operated in 20 MHz range”, IEEE INTELEC Proc., pp.115-122, 1994.

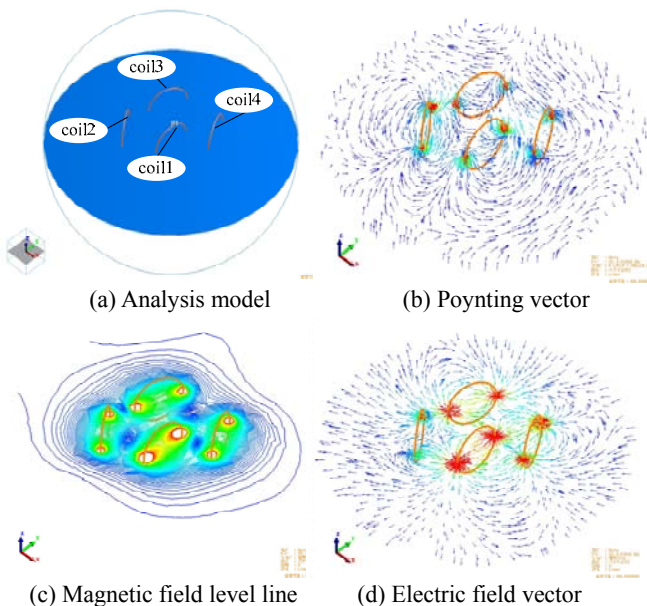


Fig. 11 Analysis of an electromagnetic resonance field.



Fig. 12 Experiment of the direct-current-resonance system.