

# シート状媒体を用いたワイヤレス電力伝送の一手法

## A Method of Wireless Power Transmission Using Sheet Medium

板井裕人<sup>1</sup> 箱崎光弘<sup>1</sup> 張兵<sup>2</sup> 篠田裕之<sup>3</sup>  
 Hiroto Itai<sup>1</sup> Mitsuhiro Hakozaiki<sup>1</sup> Zhang Bing<sup>2</sup> Hiroyuki Shinoda<sup>3</sup>

<sup>1</sup>株式会社セルクロス

<sup>1</sup> Cellcross Corporation

<sup>2</sup> 独立行政法人情報通信研究機構ユニバーサルシティグループ

<sup>2</sup> National Institute of Informaiton and Communications Technology

<sup>3</sup> 東京大学大学院情報理工学系研究科システム情報学専攻

<sup>3</sup> The University of Tokyo

### 1. はじめに

昨今、ユビキタスセンサネットワーク社会の実現に向け、通信手段や電力供給に関する研究開発が盛んに行われている。我々は、通信端末やセンサノードをネットワークと接続する手段として、面に沿って伝搬する電磁波を利用する二次元通信を提案している。

本論文では、通信シートに接触する端末にワイヤレス電力伝送を行う新しい手法を検討する。二次元通信シートに形成する集束ビームを高効率で吸収する受電コネクタの提案を行い、8Wの電力を取得する実験を行った。

### 2. 受電コネクタの提案

図1のような構造の通信シート内の+x方向に電磁波を伝搬させるモデルを考える。厚み $h$ の通信シート上 $x \geq 0$ において、通信シートの上方 $H$ のところに導電体を配置した。このとき、通信シートに印加した電磁波の挙動について、マクスウェル方程式を解いた。ここで、受電コネクタ内部( $h < z < h+H$ )の誘電率を $\epsilon_1$ 、透磁率を $\mu_1$ 、通信シート内部( $0 < z < h$ )の誘電率を $\epsilon_2$ 、透磁率を $\mu_2$ とし、受電コネクタは $x$ 方向に沿うように配置した。

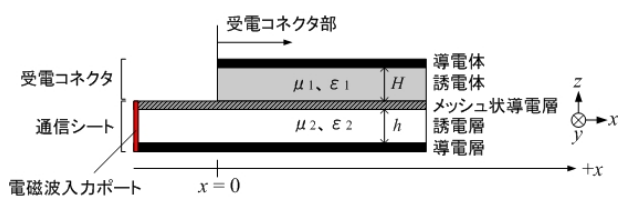


図1 解析モデル

まず、通信シートの導電層と受電コネクタの導電体は損失の無い完全導体、メッシュ状導電層は有限なインピーダンスを持つ層とする。メッシュ状導電層は十分に薄く、 $x, y$ 方向について等方性を持つものとする。通信シートのメッシュ状導電層のシートインピーダンス $Z$ は式(1)のように定義する。

$$Z := R + jX := \frac{E_x}{I_x} \quad [\square \Omega] \quad (1)$$

ここで、 $E_x$ [V/m]はメッシュ状導電層における $x$ 方向の電界、 $I_x$ [A/m]は同じ場所での電流密度の $x$ 成分であり、 $y$ 軸に沿った単位長さを横切る電荷量とする。

以下では $y$ 方向の幅が十分長いとする2次元問題を仮定し、マクスウェル方程式の解を示す。この解は、2つの独立なモードを含む。ここで、 $A := (\mu_2 \epsilon_2 - \mu_1 \epsilon_1) \omega^2$ 、受電コネクタ内および通信シート内の電界の $z$ 成分をそれぞれ $E_z^1, E_z^2$ 、受電コネクタ内および通信シート内の磁束密度の $y$ 成分をそれぞれ $B_y^1, B_y^2$ とし、定数を $C$ とした。また、時間項 $\exp(j\omega t)$ は省略した。

マクスウェル方程式の解として、

$$(i) \left| j\omega X \left( \frac{\epsilon_1}{H} + \frac{\epsilon_2}{h} \right) \right| \gg |A|, \quad (ii) \left| j\omega X \left( \frac{\epsilon_1}{H} + \frac{\epsilon_2}{h} \right) \right| \ll |A|$$

に場合分けをして、それぞれに対し、独立な2つのモードを求めることができるが、有意に通信シート内の電磁波を受電コネクタに吸い出せる条件は(i)のときのみである(詳細は省略)。従って、以下では、(i)についての解のみを示す。

$$(i) \left| j\omega X \left( \frac{\epsilon_1}{H} + \frac{\epsilon_2}{h} \right) \right| \gg |A| \text{ のとき}$$

(i-1)

$$\begin{bmatrix} E_z^1 \\ B_y^1 \\ E_z^2 \\ B_y^2 \end{bmatrix} \cong C \begin{bmatrix} 1 \\ \epsilon_1 \\ \mu_1 \omega \\ k_{i-1} \\ 1 \\ \epsilon_2 \\ \mu_2 \omega \\ k_{i-1} \end{bmatrix} \exp(-jk_{i-1}x)$$

但し、

$$\begin{bmatrix} k_1^2 \\ k_2^2 \\ k_{i-1}^2 \end{bmatrix} \cong \begin{bmatrix} A \frac{\epsilon_1/H}{\epsilon_1/H + \epsilon_2/h} \left( 1 - \frac{A}{\omega X} \frac{\epsilon_2/h}{(\epsilon_1/H + \epsilon_2/h)^2} \right) \\ A \frac{\epsilon_2/h}{\epsilon_1/H + \epsilon_2/h} \left( 1 + \frac{A}{\omega X} \frac{\epsilon_1/H}{(\epsilon_1/H + \epsilon_2/h)^2} \right) \\ \frac{1}{\epsilon_1/H + \epsilon_2/h} \left( \frac{\epsilon_1}{H} \mu_2 \epsilon_2 + \frac{\epsilon_2}{h} \mu_1 \epsilon_1 \right) \omega^2 \end{bmatrix}$$

(i-2)

$$\begin{bmatrix} E_z^1 \\ B_y^1 \\ E_z^2 \\ B_y^2 \end{bmatrix} \cong C \begin{bmatrix} -\frac{1}{H} \\ \frac{\varepsilon_1 \mu_1 \omega}{k_{i-2}} \frac{1}{H} \\ \frac{1}{h} \\ -\frac{\varepsilon_2 \mu_2 \omega}{k_{i-2}} \frac{1}{h} \end{bmatrix} \exp(-jk_{i-2}x)$$

但し,

$$\begin{bmatrix} k_1^2 \\ k_2^2 \\ k_{i-2}^2 \end{bmatrix} \cong \begin{bmatrix} \omega X \left( \frac{\varepsilon_1}{H} + \frac{\varepsilon_2}{h} \right) + A \frac{\varepsilon_2/h}{\varepsilon_1/H + \varepsilon_2/h} \\ -\omega X \left( \frac{\varepsilon_1}{H} + \frac{\varepsilon_2}{h} \right) + A \frac{\varepsilon_1/H}{\varepsilon_1/H + \varepsilon_2/h} \\ \omega X \left( \frac{\varepsilon_1}{H} + \frac{\varepsilon_2}{h} \right) + \mu_1 \varepsilon_1 \omega^2 \end{bmatrix}$$

上記の解は、 $|k_1 H| \ll 1$  および  $|k_2 h| \ll 1$  を仮定したものである。モード(i-1)の波数  $k_{i-1}$  とモード(i-2)の波数  $k_{i-2}$  が異なるため、それらが同時に存在して干渉すると  $x$  方向に沿って

$$L = \frac{2\pi}{|k_{i-1} - k_{i-2}|} \quad (2)$$

なる周期で電磁エネルギー密度が変化する。すなわち電磁波は通信シート内部 ( $0 < z < h$ ) と外部 ( $h < z < h+H$ ) を周期  $L$  で出入りしながら進行することがわかる。特に  $x < 0$  において、通信シート内のみに局在する電磁波が、 $x \geq 0$  において完全に通信シート外へ出はらってしまう地点が存在するための条件として、式(3)を導くことができる。

$$\frac{H}{h} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \quad (3)$$

### 3. シミュレーション

式(3)の関係を満たす値を用いて、シミュレーションにより通信シート内の電磁波が受電コネクタに吸い上げられることを確認した。図1のモデルにおいて、通信シートの誘電層と受電コネクタの誘電体は、式(3)を満たすような厚さを共に  $2\text{mm}$ 、比誘電率を共に  $1.5$  とした。また、各導電層および導電体は、厚さが  $10\mu\text{m}$  の導体とした。メッシュ状導電層は、メッシュ周期が  $7\text{mm}$ 、その線幅が  $1\text{mm}$  とした。図1のように、通信シートの端部から電磁波を印加したときの電磁波の挙動を確認した。シミュレーション結果から、通信シート内  $z = h/2$  での電界強度および受電コネクタ内  $z = h + H/2$  における電界強度を  $x$  方向に沿って表示したものが図2である。この結果から、受電コネクタの長さを  $280\text{mm}$  とし、端部において電磁波を吸収すると理論上  $96\%$  程度の割合で通信シートから電磁波を吸い出すことができることがわかる。

以下の実験では、受電コネクタの端部に接続された全波倍整流回路によって電磁波を直流に変換し、どの程度の電力が得られるかを確認した。

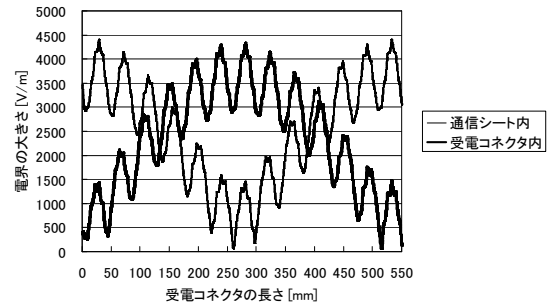


図2 シミュレーション結果

## 4. 実験

### 4.1. 計測システム

図3に計測システムを示す。

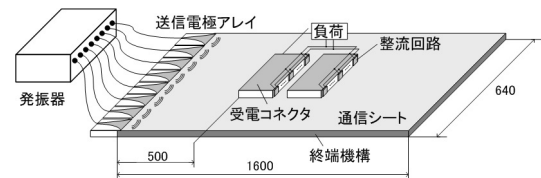


図3 実験システム

通信シートへの電力供給は、送信電極アレイと接続された位相可変な  $2.4\text{GHz}$  帯  $40\text{W}$  出力の発振器から行った。受電コネクタは、整流回路の回路素子の定格の都合から長さ  $10\text{cm}$ 、幅  $20\text{cm}$  のものとし、この端面に、 $15$  個/枚の全波倍整流回路配置したものを  $2$  枚使用した。これらの出力端子は、すべて並列接続し、負荷と接続した。送信電極アレイと受電コネクタの間隔は、 $50\text{cm}$  とし、発振器の位相の調節を行い、受電コネクタに電力が集束するようにした。

### 4.2. 実験結果

表1に実験結果を示す。ここで、負荷  $R[\Omega]$  の両端に発生する電圧  $V_{pp}[\text{V}]$  を計測し、これと負荷の値から電力  $P[\text{W}]$  は、 $P = V_{pp}^2 / R$  によって求めた。

表1 実験結果

負荷 $R[\Omega]$	電圧振幅 $V_{pp}[\text{V}]$	電力 $P[\text{W}]$
10	9.0	8.10
12	10.0	8.33
15	11.0	8.07
22	13.0	7.68

この結果から、 $40\text{W}$  の入力に対し、 $8\text{W}$  程度の電力を取り出せることが確認できた。

## 5. おわりに

本論文は、二次元通信を用いた電力伝送について検討を行った。ここでは、通信シートから電力を取得するための受電コネクタの提案を行い、実験により通信シートに  $2.4\text{GHz}$  帯のマイクロ波  $40\text{W}$  を印加したとき、通信シート上でおよそ  $8\text{W}$  取得できることが確認できた。