

無線電力伝送における漏洩電磁波の評価方法

鳩野 敦生[†]

[†]前：富士重工業（株）スバル技術研究所 181-8577 東京都三鷹市大沢 3-9-6

元：（株）日立製作所 244-8567 横浜市戸塚区戸塚町 216

E-mail: [†]ahatono@ybb.ne.jp

あらまし 本稿では、電磁現象の根本原理である Maxwell 方程式に遡って輻射場理論を紐解き、電力伝送におけるエネルギー伝送および漏洩電磁波生成のメカニズムを解析した。無線電力伝送（ワイヤレス給電）の伝送効率および漏洩電磁波の量的評価を行なうためには輻射場理論が必要となるが、これまで輻射場理論の工学的な展開は、実装のみならず計測方法を含めて、主として無線通信やレーダのアンテナを対象として発展してきた。ところが、無線電力伝送に使用する周波数は、無線通信やレーダと比べて非常に低く、100kHz～10MHz（波長は、3000m～30m）で、無線通信とは、工学的な条件が根本的に異なる。解析の結果、エネルギー伝送は、非輻射である近傍の準静磁界（ $1/r^3$ に比例する）の結合によって行なわれ、かつ、輻射項（ k^2/r に比例する、 k ：波数= $2\pi/\lambda$ ）による漏洩電磁波は、磁気 4 重極子輻射と電気双極子輻射の 2 重輻射からなることが分かった。また、輻射電磁界を計測するには、輻射項が他の項と比べて十分に大きくなるような測定距離（ $r \gg \lambda$ ）を確保する必要があるが、無線電力伝送の電磁界は、波長が長いので、無線通信を対象とした既存の計測方法（3m 法、10m 法など）では、物理的に、非輻射である近傍の準静磁界のみしか計測できないことが判明した。

キーワード 無線電力伝送、漏洩電磁波、Maxwell 方程式、輻射場理論

Estimation for Leakage Electro-magnetic Waves of Wireless Power Transfer Systems

Atsuo HATONO[†]

[†]previous :Subaru Technical Research Center, Fuji heavy Industry, 9-6 Osawa 3chome, Mitaka, Tokyo, 181-8577, Japan
former: Hitachi, Ltd., 216 Totsuka-machi, Totsuka-ku, Yokohama, 244-8567, Japan

E-mail:[†]ahatono@ybb.ne.jp

Abstract This paper analyze energy transfer and Leakage Electro-magnetic Waves in Wireless Power Transfer Systems by the radiation theory derived from Maxwell's equations which can describe the fundamental principle of the electromagnetism. The evolution of the radiation theory mainly have targeted at the antennae for radio communications and radars. However, the engineering conditions have much distance between them because frequencies for Wireless Power Transfer Systems lay from 100kHz to 10MHz (λ :from 3000m to 30m) which are very lower than that of radio communications and radars. Then, the analysis showed that the energy was transferred through the coupling of the both non-radiative near field terms (proportional to $1/r^3$) and that Leakage Electro-magnetic Waves from the radiative terms (proportional to k^2/r , $k=2\pi/\lambda$) was generated by double radiation constituted with both magnetic quadrapole radiation and electronic dipole radiation. Further, they also showed that conventional methods (3m method, 10m method etc.) for radio communication could only measure non-radiative near fields of Wireless Power Transfer Systems whose frequencies were low (the λ s were long) because measurements for radiative fields requires to enough range ($r \gg \lambda$) where radiative terms were more effective than any other terms.

Keyword Wireless Power Transfer Systems, Leakage Electro-magnetic Waves, Maxwell's Equations

1. まえがき

ワイヤレス給電（無線電力伝送）を実用化するためには、エネルギー伝送効率および漏洩電磁波の量的評価を理論的に行う必要がある。ワイヤレス給電では、空間を介して電磁界エネルギーを交換しているため、空間の電磁界エネルギーの動きを追跡できる輻射場理論が必要となる。これまで輻射場理論の工学的な展開は、実装のみならず計測方法を含めて、主として無線通信やレーダのアンテナを対象として発展してきた。そのため、「負荷に効率よくエネルギーを供給する」という視点に乏しかったばかりでなく、いわゆる高周波（無線工学では、周波数 30MHz 以上）を対象としてきた。ところが、ワイヤレス給電は、エネルギーを供給することを目的とし、かつ、使用する周波数は、無線通信やレーダと比べて非常に低く、100kHz～10MHz（波長：3000m～30m）であり、無線通信とは、工学的な条件が根本的に異なる。そこで、本稿では、空間における電磁現象の根本原理である Maxwell 方程式に遡って輻射場理論を紐解き、アンテナとの工学的な条件の差分を明確化し、電力伝送におけるエネルギー伝送および漏洩電磁波生成のメカニズムを解析し、電力工学と無線工学の双方の知見を、統一的に取り扱うことを可能とする。

2. 空間レベルの解析

2.1. Maxwell の電磁方程式

ワイヤレス給電システムでは空間を介して電磁界エネルギーを交換している。このような現象の解析は、Maxwell の電磁方程式⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾に遡って、空間レベルの電磁界エネルギーの動きを理論的に解析する必要がある。

ワイヤレス給電システムに対する Maxwell の電磁方程式は、外部電界および外部磁界を追加した、

$$\text{rot}(\mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2) = \mathbf{J}_0 + \sigma(\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) + \frac{\partial(\mathbf{D}_1 + \mathbf{D}_2)}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\text{rot}(\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) = -\frac{\partial(\mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_2)}{\partial t} \quad (2.2)$$

なる連立微分方程式となる⁽⁷⁾。これは、系内に伝導体が存在し、かつ、外部電界および外部磁界の影響を受ける系として取り扱わなければならないためである。

ここで、 \mathbf{H}_1 は、系 1 の磁界ベクトル、 \mathbf{H}_2 は、外部磁界の磁界ベクトル、 \mathbf{J}_0 は、電流密度ベクトル、 \mathbf{E}_1 は、系 1 の電界ベクトル、 \mathbf{E}_2 は、外部電界の電界ベクトル、 \mathbf{D}_1 は、系 1 の電束密度ベクトル、 \mathbf{D}_2 は、外部電界の電束密度ベクトル、 σ は、単位体積当たりの電気伝導率、 ε は、誘電率、 \mathbf{B}_1 は、系 1 の磁束密度ベクトル、 \mathbf{B}_2 は、外部磁界の磁束密度ベクトルである。

すると、ワイヤレス給電システムでは、空間を介して電磁界エネルギーを交換しているため、発熱損失（銅損＋鉄損）に加えて、自己輻射インピーダンスによる輻射損失、および、相互輻射インピーダンスによる輻射損失が発生する⁽⁷⁾。ワイヤレス給電システムから漏洩電磁波が生じるのは、これら輻射損失のためである。

2.2. ヘルツポテンシャル

輻射場理論によると、電磁波が発生するときの Maxwell の電磁方程式の解は、ヘルツポテンシャル $\mathbf{\Pi}$ となることが知られている⁽¹⁾⁽²⁾。したがって、任意の輻射場は、境界条件を満足するようにヘルツポテンシャルを重ねることによって求めることができる。

ヘルツポテンシャルには、電界型と磁界型がある。主に電界型が用いられることが多いが、電流がループとなる場合（コイルなど）には、磁界型が便利である。

電界型のヘルツポテンシャルは、単一周波数の電磁波の場合、振動する微小ダイポール $\mathbf{p}(\mathbf{R})e^{-i\omega t}$ を、電磁波源全体 \mathbf{R} について積分することによって

$$\mathbf{\Pi} = \frac{e^{-i\omega t}}{4\pi\varepsilon} \int \frac{e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}-\mathbf{R})}}{|\mathbf{r}-\mathbf{R}|} \mathbf{p}(\mathbf{R}) dV_{\mathbf{R}} \quad (2.3)$$

と得ることができる。(2.3)において、 ω は角周波数、 \mathbf{r} は観測点までの位置ベクトル、 \mathbf{R} は電磁波源までの位置ベクトル、 \mathbf{k} は波数ベクトルである。微小ダイポールは、ペアとなる電荷間の位置ベクトル \mathbf{a} と、電荷間を移動する電流 \mathbf{j} により

$$\mathbf{p}(\mathbf{R})e^{-i\omega t} = -\mathbf{j} / (i\omega) e^{-i\omega t} (1/2)\mathbf{a} \quad (2.4)$$

と表すことができる。

磁界型のヘルツポテンシャルは、電流がループし、かつ、電荷が存在しないとき、微小ループ電流により生成された微小磁化（微小磁気モーメント） $\mathbf{M}(\mathbf{R})$ を、電磁波源全体 \mathbf{R} について積分した

$$\mathbf{\Pi} = \frac{e^{-i\omega t}}{4\pi} \int \frac{e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}-\mathbf{R})}}{|\mathbf{r}-\mathbf{R}|} \mathbf{M}(\mathbf{R}) dV_{\mathbf{R}} \quad (2.5)$$

となる。ここで、微小磁化は、ループ面積 \mathbf{S} とループ電流 \mathbf{I} により

$$\mathbf{M}(\mathbf{R}) e^{-i\omega t} = \mathbf{S}(\mathbf{R}) \mathbf{I}(\mathbf{R}) e^{-i\omega t} \quad (2.6)$$

と表すことができる。電磁波源に磁性体が存在するときには、(2.5) 式の被積分関数において磁性体の磁化による効果が追加されることになる。このとき、磁性体に対し、 $\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{M}$ によって求めた電流（密度）を「（磁性体）の等価電流（密度）」とよぶ。

2.3 ヘルツポテンシャルの漸近形

ヘルツポテンシャル Π が, (2.3)式および(2.5)式による積分形式のままでは, 工学的に適用しにくい。そこで, ワイヤレス給電システムの工学的な条件によって, ヘルツポテンシャル Π の漸近形を求め, 工学的な適用が容易となるようにする。

ワイヤレス給電システムで用いる周波数は, 100kHz ~ 10MHz であるから, 波長は, 3000m ~ 30m となる。それに対し, コイルの直径は 1m 以下である。したがって, 波長が電磁波源のサイズと比べて十分に大きく, 「波長 \gg 電磁波源のサイズ」となるため $kR \ll 1$ となる。この条件は, 電磁波源の位置による位相差が工学的に negligible であることを意味している。

まず, (2.3)式による磁界型のヘルツポテンシャルを, 多重極展開する。すると,

$$\Pi = \frac{e^{-i\omega t}}{4\pi} \sum_{(2n)!} \frac{2^n n!}{h_n^{(1)}(kr)} \int j_n(kR) P_n(\cos \gamma) M(R) dV_R \quad (2.7)$$

となる。ここで, $h_n^{(1)}(x)$ は, n 次の第 1 種 Hankel 関数, $j_n(x)$ は, n 次の (標準的な) 球 Bessel 関数, $P_n(x)$ は, n 次の Legendre 関数である。

さらに, $kR \ll 1$ となる場合には, 球 Bessel 関数が,

$$j_n(kR) \rightarrow \frac{2^n n!}{(2n+1)!} (kR)^n \quad (2.8)$$

に漸近する。すると, (2.7)式のヘルツポテンシャルは,

$$\Pi = \frac{e^{-i\omega t}}{4\pi} \sum_{(2n)!} \frac{2^n n!}{h_n^{(1)}(kr)} \int (kR)^n P_n(\cos \gamma) M(R) dV_R \quad (2.9)$$

となる。

ワイヤレス給電システムのギャップは 1m 以下である。つまり, エネルギーの転送は, 距離が波長と比べて十分に短い範囲で行なわれ, $kR \ll 1$ となる。そこで, まず, 近傍の場の漸近型を求める。

$kR \ll 1$ の場合, Hankel 関数が

$$h_n^{(1)}(kr) \rightarrow \frac{(2n-1)!!}{(kr)^{n+1}} \left[1 - \frac{(kr)^2}{2(2n-1)} \dots \right] \quad (2.10)$$

に漸近する。すると, 近傍の場の漸近型は, (2.10)の第一項のみをとることによって,

$$\begin{aligned} \mu \nabla \times \Pi &= e^{-i\omega t} \frac{\mu}{4\pi} \sum_{r^{n+1}} \int \frac{R^n}{r^{n+1}} P_n(\cos \gamma) j(R) dV_R \\ &= e^{-i\omega t} \frac{\mu}{4\pi} \int \frac{j(R)}{|r-R|} dV_R \\ &= \mathbf{A} e^{-i\omega t} \quad (2.11) \end{aligned}$$

となり, 指数関数の部分を除き, 静磁界のベクトルポテンシャルと一致する。したがって, $kR \ll 1$ の場合には, 非輻射場の電磁界理論で対応可能である。

ここで, 非輻射場の電磁界理論が適用可能な工学的な指標を求める。(2.7)式のヘルツポテンシャルにおいて, 波動の影響が現れるのは, (2.10)式の Hankel 関数の漸近形の第 2 項目からである。第 2 項は, 非輻射場である第 1 項と比べて, $(kr)^2$ に比例して小さくなる。したがって, $kr < 0.1$ ($r < \lambda/60$) のとき, 第 2 項以上の寄与は 0.01 以下となる。ワイヤレス給電システムでは, コイル間の距離は, 1m 以下である。したがって, 5MHz ($\lambda: 60m$) 以下であれば, ワイヤレス給電におけるエネルギー転送を, 非輻射場の電磁界理論によって解析しても, 工学的に差つかえない。

他方, アンテナは, 半波長アンテナに代表されるように, 波長と電磁波源のサイズ (アンテナの寸法) が同じオーダーとなる。そのため, $kR > 1$ となり, 多重極展開が収束しない。また, 八木アンテナのように, エネルギー転送を行なう場合も, 半波長程度の距離をとる。そのために, $kR > 1$ となり, Hankel 関数も簡単な形とならない。したがって, アンテナの場合は, ヘルツポテンシャルの近傍の場の漸近型が, 工学的に適用しやすい形とならない。アンテナ工学においてモーメント法など積分方程式を近似するアプローチが発達したのは, このためであると考えている。

次に, 漏洩電磁波が問題となる遠方の場の漸近型を求める。この場合, 距離が波長と比べて十分に長い範囲に対するエネルギーの散逸量を求めるので, $kR \gg 1$ となる。

$kR \gg 1$ の場合, Hankel 関数は,

$$h_n^{(1)} \rightarrow (-i)^{n+1} \frac{e^{ikr}}{kr} \quad (2.12)$$

に漸近する。すると, 遠方の場の漸近型は

$$\Pi = \frac{e^{-i\omega t}}{4\pi} \sum_{(2n)!!} \frac{(-i)^n}{(2n)!!} \frac{e^{ikr}}{r} \int (kR)^n P_n(\cos \gamma) M(R) dV_R \quad (2.13)$$

となる。

さらに, $kR \ll 1$ となる場合には, 最低の次数項の輻射が支配的となる。第 1 項 ($n=0$) が最低次数の項となる場合, 遠方の場の漸近型は, 最終的に,

$$\Pi = \frac{e^{-i\omega t + ikr}}{4\pi} \frac{\mathbf{I} \cdot \mathbf{S}}{r} \quad (2.14)$$

となる。電気型における遠方の場の漸近型は, 同様に,

$$\Pi = -\frac{e^{-i\omega t+ikr} \mathbf{I} \mathbf{a}}{4\pi\epsilon \mathbf{i}\omega \mathbf{r}} \quad (2.15)$$

となる。

以上により、ワイヤレス給電システムによる漏洩電磁波は、「波長 \gg 電磁波源のサイズ」であるため、磁気双極子および電気双極子の組合せによる輻射場でモデル化できる。さらに、この漏洩電磁波は、システムに流れる電流強度 I により決定できる。

2.3 漏洩電磁波

これまでの検討に基づき、ワイヤレス給電システムの漏洩電磁波源を、磁気双極子および電気双極子でモデル化する。

一般的に、コイルは、磁界を生成することに用いられているので、磁気双極子を生成すると見なされている。しかしながら、コイルの巻き線間および大地との間に迷容量⁽⁴⁾が発生する。漏洩電磁波を解析するときには、コイルの迷容量には、十分に注意する必要がある。

ワイヤレス給電システムでは、受電側コイルに、送電側コイルがつくる磁界を打ち消す方向に電流が流れている。一般的に、時間的に変動する電流の近傍に導体が存在すると、電流が生成する電磁界を介して、近傍の導体にも電流が流れる。この現象を、電力工学では、「電磁誘導」、無線工学では、「相互輻射インピーダンス」と呼んでいる。工学的な応用としては、電力工学では変圧器、無線工学では八木アンテナの反射器などがある。

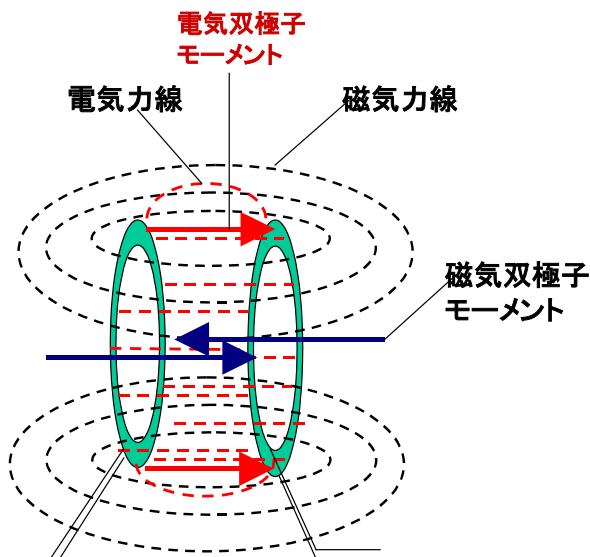


図 2.1 ワイヤレス給電システムのモデル

コイルは、ループ電流の集まりとみなすことができるので、磁気双極子でモデル化できる。ところが、ワ

イヤレス給電システムでは、お互いのコイル電流の位相が 180° 異なっている。このため、受電側コイルと送電側コイルが、電磁誘導により、磁気双極子を打消しあっている。ただし、受電側コイルと送電側コイルは、コイル中心の位置（磁気双極子の位置）が異なることと、受電側コイルと送電側コイルに流れる電流の強度が、結合係数に応じて異なるために、磁気4重極子による磁気4重極子輻射が生じることになる。

また、コイル電流は、リング電荷と見なすこともできる。互いのコイル電流の位相が 180° 異なっていることから、両コイル間で迷容量が生じる。リング電荷は、遠方では点電荷と等価となる。したがって、ワイヤレス給電システムでは、迷容量によって発生した電気双極子輻射による輻射インピーダンスが追加されることになる。

以上により、図 2.1 に示すように、ワイヤレス給電システムからの漏洩電磁波は、磁気4重極子輻射と電気双極子輻射の2重輻射からなる。

3. 回路レベルの解析

3.1 四端子回路

ワイヤレス給電システムは、空間の電磁界を介してエネルギーを転送するシステムである。ところで、同じ作用を行なう変圧器、および、八木アンテナの導波器や反射器は、「4端子回路」として、給電回路および負荷に対する定式化が行なわれている⁽³⁾。そこで、ワイヤレス給電システムも、「4端子回路」として定式化を行い、電側のコイルと受電側のコイルに流れる電流を求める。

インピーダンス行列型の4端子回路方程式は、

$$\begin{bmatrix} E \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

となる。ワイヤレス給電システムの場合 Z_{11} が送電側のインピーダンス（銅損+自己輻射損失）、 Z_{22} が受電側のインピーダンス（銅損+自己輻射損失）、 Z_{12} が相互インピーダンスとなる。

4端子回路方程式(3.1)式によると、送電側のコイルと受電側のコイルに流れる電流 I_1, I_2 は、

$$I_1 = \frac{Z_{22}}{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}^2} E \quad (3.2)$$

$$I_2 = \frac{-Z_{12}}{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}^2} E \quad (3.3)$$

となる。

次に、相互インダクタンスの低下による電源効率の変化を分析する。(3.2)式より、電源からみた impedance を求める。すると、

$$Z = Z_{11} - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22}} \quad (3.4)$$

となる。これは、 $Z_{12} \rightarrow 0$ のとき電源からみたインピーダンスが低下し、2次側のコイルに輸送される割合 (Z_{12}^2/Z_{22}) が低下することを意味している。

このとき、相互インダクタンスは、準静界による相互作用による現象なので r^{-3} に比例して小さくなる。それに対し、相互輻射インピーダンスは、輻射界による現象なので r^{-1} に比例してしか小さくならない。したがって、コイル間の距離が増大し、相互インダクタンスが低下すると、輻射損失の割合が大きくなる。

3.2 ($\lambda/20\pi$)ルール

無線工学や高周波回路では、「波長と比べて十分に小さい」という定性的な表現が多く用いられている。この表現は、「同電位(同位相)となる範囲」および「非輻射場となる範囲」と等価(三位一体)である。特に、コイルの巻き線間に位相差が発生すると、電位差が生じ、迷容量が発生する。しかしながら、このような定性的な表現では、客観性および再現性に乏しい。そこで、同位相と見なすための工学的な指標を求める。

給電点に電圧 $e^{-i\omega t}$ を印加したとする。すると給電点から r だけ離れた地点の電位の実数部は、

$$\begin{aligned} \cos(\omega t - kr) &= \cos(\omega t)\cos(kr) \\ &+ \sin(\omega t)\sin(kr) \end{aligned} \quad (3.5)$$

となる。また、虚数部は

$$\begin{aligned} \sin(\omega t - kr) &= \sin(\omega t)\cos(kr) \\ &- \cos(\omega t)\sin(kr) \end{aligned} \quad (3.6)$$

となる。

上式において、第1項は、給電信号と同じ位相なので希望信号、第2項は、給電信号と異なる位相なので雑音とみなすことができる。すると、第2項を雑音とみなしたときの S/N 比は

$$S/N(r) = \frac{\cos^2(kr)}{\sin^2(kr)} \quad (3.7)$$

となる。

$r = \lambda/20\pi$ のとき、S/N 比は、

$$S/N(\lambda/20\pi) = \frac{\cos^2(0.1)}{\sin^2(0.1)} \quad (3.8)$$

$$\doteq 100 \rightarrow 20\text{dB}$$

となる。したがって、給電点から $\lambda/60$ 以内であれば、工学的に同電位とみなすことができる。

なお、本指標は、目的と用途に応じて、強化および緩和することができる。S/N 比を 40dB まで強化が必要なときは、 $\lambda/200\pi$ ($\doteq \lambda/600$) より、給電点から $\lambda/600$ 以内とする必要がある。他方、10dB まで緩和できるときは、 $\lambda/7\pi$ ($\doteq \lambda/21$) より、給電点から $\lambda/21$ 以内とすればよい。

3.3 コイルのインピーダンス

円形コイルは、「ループ長が波長と比べて十分に小さい」場合、微小ループアンテナと見なすことができる。ワイヤレス給電システムで用いる周波数は、100kHz ~ 10MHz であるから、 $\lambda/60$ は、50m ~ 0.5m となる。他方、コイルの直径は 30cm (円周長: 1m) なので、磁界結合法に用いられる周波数 (100kHz 程度) のときは、微小ループアンテナと見なして差し支えない。

微小ループアンテナの給電インピーダンスは、

$$Z \doteq 20\pi^2(kR)^4 + i\{120\pi(\ln(8R/a) - 2)\}(kR) \quad (3.9)$$

となることが知られている。なお、 n 回巻きのループでは、近似的に上式の n^2 となる。ここで、 R はループアンテナの半径、 a はアンテナの半値幅である。

一般的に、インピーダンスは、実数部がエネルギーの消費を、虚数部が回路近傍の空間に蓄えられる磁界エネルギーを意味している。実際、(3.9)式の実数部は、磁気双極子の輻射インピーダンスとなっている。虚数部は、回路近傍の空間における電磁界の構造によってきまる自己インダクタンスとなっている。

2.2 節で述べたように、ワイヤレス給電システムでは、コイルの形状に関わらず、輻射インピーダンスが磁気双極子に漸近する。したがって、コイルの給電インピーダンスは、形状に関わらず、

$$Z \doteq 20(k^2Se)^2n^2 + i\omega L \quad (3.10)$$

と近似できる。なお、 Se は、コイルの実効断面積 (円形の場合は、実断面積と一致)、 L は自己インダクタンスである。

なお、(3.10)式が示すように、コイルのインピーダンスは、よほどの高周波を流さないかぎり、輻射抵抗を現す実数部が $(kR)^3$ に比例して小さくなり、空間の電磁界に蓄えられるエネルギーを表す虚数部の影響力が圧倒的におおきくなる。これまで、電力工学等においては、コイルの輻射抵抗が工学的に negligible だったのは、このためである。

3.4 リング電荷によるインピーダンス

ワイヤレス給電システムでは、磁界結合法に用いられる周波数(100kHz程度)のとき、巻き線間の位相差が工学的に negligible なので、自己の迷容量は、考慮しなくてもよい。また、ループ電流は、時間的に変化するリング電荷とみなすことができる。受電側コイルと送電側コイルとの間で、ループ電流の位相が 180°異なっていることから、両コイル間で迷容量が生じ、輻射インピーダンスが追加される。

ループ電流も、遠方の場では、時間的に変化する点電荷と等価となる。ただし、電磁波を輻射するためには、電気力線が湾曲する必要があるため、輻射への寄与は、コイルの端の電流に限られる。虚数部は、空間に蓄えられる電界エネルギーを意味しているため、両コイル間の静電容量 C となる。したがって、迷容量によるインピーダンスは、形状に関わらず、

$$Z \cong 20(kh)K_0^2 + \frac{1}{i\omega C} \quad (3.11)$$

と近似できる。ここで、hはコイルの間隔、K₀は、輻射へ寄与する電流の割合を表す実効巻き数である。

一般的に、「受電側の電流<送電側の電流」である。したがって、迷容量による輻射インピーダンスは、相互インピーダンスではなく、受電側の単独インピーダンス Z₂₂に含まれることになる。

3.5 摂動近似

4端子回路方程式(3.1)を立てるときは、厳密には、輻射損失を含めて、相互インピーダンス Z₁₂を求める必要がある。

相互輻射インピーダンスを求めるには、送電側の磁気双極子による磁界と受電側の磁気双極子による電界によるポインティングベクトルを解析的に求めた、全方位に対し面積分する必要がある。このような複雑な積分を実行することは、良策とはいえない。

ところで、相互インピーダンス Z₁₂を求める目的は、給電回路からワイヤレス給電システムに流れる電流を求めることにある。このシステムでは、3.2節と3.3節で述べたように、コイルのインピーダンスは、輻射抵抗を現す実数部が(kR)³に比例して小さくなり、空間の電磁界に蓄えられるエネルギーを表す虚数部の影響力が圧倒的に大きい。また、2.3節で述べたように、ワイヤレス給電におけるエネルギー転送を、非輻射場の電磁界理論で解析しても、工学的に差つかえない。

そこで、本稿では、ワイヤレス給電システムに対して、輻射損失→0とみなす摂動近似を提案する。摂動近似のステップは、以下の①②③④である。

① 相互インピーダンスは、従来のアプローチ(ex.

Neumannの公式⁽⁵⁾)によりコイル間の相互インダクタンスを求め、虚数部のみで近似する。

- ② 次に、非輻射場の“4端子回路”方程式を立てて、給電回路から送電側のコイルと受電側のコイルに流れる電流 I₁, I₂を求める。
- ③ 非輻射場の“4端子回路”方程式による電流 I₁, I₂から、磁気双極子および電気双極子を求める
- ④ 磁気双極子および電気双極子によるヘルツポテンシャルの勾配を求めて、漏洩電磁界を得る。

4.計測における課題

電磁界は、準静界(1/r³に比例)、近接場(エバネセント場:k/r²に比例)、輻射界(放射界:k³/rに比例)の3層構造からなる。漏洩電磁波の電界強度等を計測するためには、輻射界が他の項に比べて十分に大きくなる距離をとる必要がある。これら3つの項が同じ大きさとなるのは、kr=1(0.16λ)のときであり、輻射界が近接場に対して10dBほど大きくなる距離は、kr=10(1.6λ)以上のときである。他方、ワイヤレス給電システムで用いる周波数は、100kHz~10MHzであるから、kr=10となる距離は、4800m~48mとなる。このことは、無線通信を対象とした既存の3m法、10m法などによる計測施設では、物理的に非輻射である近傍の準静界のみしか計測できないことを意味している。今後、準静界の計測結果から輻射界の強度を評価する方法の開発が必要である。

5.おわりに

本稿では、Maxwell方程式に遡って輻射場理論を紐解き、電力伝送におけるエネルギー伝送および漏洩電磁波生成のメカニズムを解析した。今後の課題としては、①MITの磁界共鳴法⁽⁶⁾のヘルツポテンシャルによる定式化、②漏洩電磁波に対する車体の影響、③漏洩電磁波の計測方法の開発、などがある。

文 献

- [1] W. K. H. Panofsky & M. Phillips " Classical Electricity and Magnetism", Addison-Wesley, 1977
- [2] 平川浩正:電気力学, 培風館, 1973年
- [3] 足立三郎:電磁波工学, コロナ社, 1983年.
- [4] 宇田新太郎:新版無線工学I 伝送編, 丸善, 1974年
- [5] 後藤憲一, 山崎修一郎: 詳解電磁気学演習, 共立 1970年
- [6] A. Kurs, et al:Wireless Power Transfer via Strongly Coupled Magnetic Resonances, Science, VOL.317, pp.83-86, No. 6, July 2007
- [7] 鳩野, “ワイヤレス給電からの漏洩電磁波の理論解析” 自動車技術会春季学術講演会 71-20135509 2013年5月22日