

## 静電気放電の火花抵抗則に基づく発生電磁界のFDTD計算

藤原 修<sup>†a)</sup> 世古 秀明<sup>†</sup> 山中 幸雄<sup>††</sup>

FDTD Computation of Electromagnetic Fields Due to Electrostatic Discharge  
Using a Spark Resistance Formula

Osamu FUJIWARA<sup>†a)</sup>, Hideaki SEKO<sup>†</sup>, and Yukio YAMANAKA<sup>††</sup>

あらまし 帯電金属体の静電気放電 (ESD: Electrostatic Discharge) で生ずる過渡的な電磁雑音は、マイクロ波帯にも及ぶ広帯域の周波数スペクトルを含み、ハイテク機器に強い電磁干渉を及ぼすとされる。こうした背景から筆者らは、帯電金属球体間の ESD 界を Rompe-Weizel の火花抵抗則に基づいて解析的に導出した火花電流や火花電圧を励振源とする FDTD (Finite-Difference Time-Domain) 法で数値計算してきた。しかしながら、任意形状の帯電金属体間の放電においては火花電流や火花電圧は一般には解析的に導出できず、それゆえにこの場合の電磁界計算には上述の解析法は適用できなかった。本論文では、任意形状の帯電金属体の静電気放電で生ずる電磁界解析を目的として、火花通路の導電率と電界との関係を Rompe-Weizel の火花抵抗則から求め、これによって金属体を励振する新しい FDTD (Finite-Difference Time-Domain; 時間領域有限差分) アルゴリズムを提案した。アルゴリズムの妥当性は、金属球体間の火花電流と火花電圧の計算波形と理論波形がよく一致すること、並びに金属球体間と円柱金属体間放電による発生磁界の計算波形と測定波形とがおおむね一致することを確認することで検証できた。

キーワード 帯電金属体, 静電気放電, 発生電磁界, 火花抵抗則, FDTD アルゴリズム

### 1. ま え が き

デジタル情報端末や通信機器は小型・軽量化、高性能化された半面、高速・低電力化した集積回路の多用で電磁雑音に対する機器耐性が大幅に劣化している [1]。特に、帯電金属体の静電気放電 (ESD: Electrostatic Discharge) で生ずる過渡的な電磁雑音は、マイクロ波帯にも及ぶ広帯域の周波数スペクトルを含み、ハイテク機器に強い電磁干渉を及ぼすとされる [2]。この種の電磁障害については、機器への直接的な ESD よりも機器から離れた場所で起きた ESD の発生電磁界による間接的な影響 (これを間接 ESD という) のほうが深刻な障害を及ぼすといった奇妙な現象が関連業界においては経験的に知られ [3] ~ [5]、これまでも ESD による発生電磁界に関する種々の研究 [2], [6] ~

[11] がなされてきた。筆者らはさきに、ESD の規範モデルとしての金属球体間の火花放電で生ずる発生磁界を Rompe-Weizel の火花抵抗則に基づき解析的に導出した、火花電流または火花電圧を励振源とする時間領域有限差分法 (FDTD 法: Finite Difference Time-Domain Method) で数値解析し、金属球体のサイズに応じて界レベルが増大することを数値的に明らかにした [12], [13]。更に、金属球体間の火花放電による発生電磁界については、金属球面電位を等電位に保つ無数の影像ダイポールを配置し、これらの電磁界を重ね合わせることで計算する手法 (以下、影像ダイポール法と呼ぶ) を提案し、その妥当性とフィジビリティとを金属球体間の火花実験で示すことができた [14], [15]。

ESD 界の筆者らの提案になる上述の解析法 [12], [13] は、火花放電に伴う火花電流や火花電圧の時間波形を前提とするが、これらはギャップと静電容量だけからなる容量放電回路とみなすことのできない金属体間放電では一般には解析的に導出できず、それゆえに任意形状の金属体間 ESD による電磁界解析には文献 [12], [13] の手法は適用できない。

<sup>†</sup> 名古屋工業大学工学部電気情報工学科, 名古屋市  
Faculty of Engineering, Nagoya Institute of Technology,  
Nagoya-shi, 466-8555 Japan

<sup>††</sup> 郵政省通信総合研究所, 横須賀市  
Communications Research Laboratory, MPT, Yokosuka-shi,  
239-0847 Japan

a) E-mail: fujiwara@odin.elcom.nitech.ac.jp

本論文では、任意形状の帯電金属体の静電気放電で生ずる電磁界の数値解析を目的として、火花通路の導電率と電界との関係を Rompe-Weizel の火花抵抗則から求め、これによって金属体を励振する新しい FDTD アルゴリズムを提案する。

## 2. FDTD 解析

本章では、ギャップ長  $\ell$  で対向した二つの帯電金属体が電圧  $V_s$  で放電した場合の発生電磁界を FDTD 法で解析するためのアルゴリズムについて述べ、その妥当性を金属球体間と金属円柱体間の放電を対象とした理論計算と数値計算との対照で示す。

### 2.1 火花抵抗則と FDTD アルゴリズム

図 1 (a) は帯電金属体間の火花放電を示し、(b) は火花通路における電磁界の配置を示す。ギャップ長を  $\ell$ 、時刻  $t$  における火花電流を  $i(t)$ 、火花電圧を  $v(t)$  としている。また、 $E_x, E_y, E_z$  はそれぞれ  $x, y, z$  軸方向の電界、 $H_x, H_y, H_z$  はそれぞれ  $x, y, z$  軸方向の磁界で、 $\delta x, \delta y, \delta z$  はそれぞれ  $x, y, z$  軸方向の FDTD セルサイズである。ただし、ギャップ長は放電体のサイズに比して十分に小さいものとし、これを 1 セルで表している。(b) に示すように金属体間の火花放電が  $z$  軸方向に生ずるものとする。Rompe-Weizel

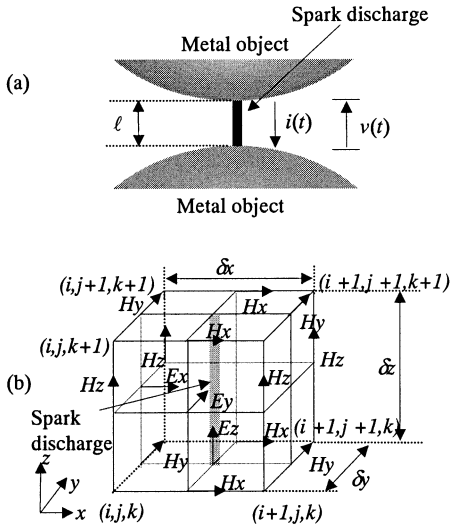


図 1 (a) 帯電金属体間の火花放電と (b) 火花通路における電磁界の配置

Fig. 1 (a) Spark discharge between charged metal objects and (b) arrangement of the electromagnetic fields in a spark channel.

の火花抵抗則によれば、時刻  $t$  における火花抵抗値を  $r(t)$  とするとき、それは

$$r(t) = \frac{\ell}{\sqrt{(2\alpha/p) \int_{-\infty}^t i^2(t') dt'}} \quad (1)$$

で与えられる [8]。ここで、 $p$  は放電部を取り囲む雰囲気中の圧力、 $\alpha$  は火花定数で大気中では  $\alpha = 1.1 \times 10^{-4} \text{ atm} \cdot \text{m}^2/\text{V}^2 \cdot \text{s}$  である。式 (1) は、火花通路の導電率がそれに注入される内部エネルギーに直接比例するといった仮説に基づいて導出されているが、この場合の導電率  $\sigma(t)$  は、火花通路の電流密度  $J(t)$  と電界  $E(t)$  に対して局所的なオーム則「 $J(t) = \sigma(t)E(t)$ 」が成り立つものとして定義している。そのとき、前述の仮説に立ち戻れば火花通路の導電率  $\sigma(t)$  と  $z$  方向の電界  $E_z(t)$  との間は

$$\frac{\partial \sigma(t)}{\partial t} = \frac{\alpha}{p} \cdot \sigma(t) E_z(t)^2 \quad (2)$$

という関係式で表すことができる。ここでは、式 (2) に従って火花放電を模擬し、これによって発生電磁界を FDTD 法で数値解析する。いま、FDTD セルサイズを  $\delta x = \delta y = \delta z = \delta$ 、FDTD 計算の時間ステップを  $\delta t$  とし、関数  $W = W(x, y, z, t)$  の差分式を  $W^n(i, j, k) = W(i\delta x, j\delta y, k\delta z, n\delta t)$  と表すことにすれば、式 (2) の差分式は、

$$\begin{aligned} & \sigma^{n+1/2} \left( i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) \\ &= \frac{2 + (\alpha/p) \cdot \delta t \cdot \left\{ E_z^n \left( i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) \right\}^2}{2 - (\alpha/p) \cdot \delta t \cdot \left\{ E_z^n \left( i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) \right\}^2} \\ & \times \sigma^{n-1/2} \left( i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) \end{aligned} \quad (3)$$

となる。

火花通路における  $z$  方向の電界  $E_z$  については、それを求めるための差分式は、マクスウェルの方程式

$$\text{rot} \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (4)$$

から、

$$\begin{aligned} & E_z^n \left( i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) \\ &= E_z^{n-1} \left( i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{2\varepsilon_0\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k\right)-\delta t\sigma^{n+1/2}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k\right)}{2\varepsilon_0\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k\right)+\delta t\sigma^{n+1/2}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k\right)} \\
 & +\frac{1}{\delta} \\
 & \times \frac{2\delta t}{2\varepsilon_0\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k\right)+\delta t\sigma^{n+1/2}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k\right)} \\
 & \times \left[ H_y^{n-1/2}\left(i+1,j+\frac{1}{2},k\right) \right. \\
 & -H_y^{n-1/2}\left(i,j+\frac{1}{2},k\right) \\
 & +H_x^{n-1/2}\left(i+\frac{1}{2},j,k\right) \\
 & \left. -H_x^{n-1/2}\left(i+\frac{1}{2},j+1,k\right) \right] \quad (5)
 \end{aligned}$$

となる。ここで、 $\varepsilon_0$  は自由空間における誘電率である。火花通路以外の空間の電磁界を求めるための差分式は、文献 [12], [13] と同じである。

いま、時刻  $t = 0$  で火花放電が生じ、そのときのギャップ電圧を  $V_s$  とすれば、式 (3), (5) 及び空間電磁界の計算に際しては、火花通路における初期電界  $E_z(0)$  と初期導電率  $\sigma(0)$  並びに空間電磁界の初期値が必要となる。ここでは、火花通路における初期電界  $E_z(0)$  を  $V_s/\ell$  で与え、初期導電率と火花通路以外の空間電磁界の初期値については、次のように求めた。火花放電は、金属体の充電過程を経て生じるので、まず金属体をギャップを通して充電し、この場合の空間における電磁界を FDTD 法で数値解析する。いま改めて時刻  $t = 0$  で金属体を充電し始め、そのときの充電電流を  $i_D(t)$  とする。本論文では、この過程を、

$$i_D(t) = I_D \cdot \exp\left\{-\left(\frac{t-t_D}{\tau_D}\right)^2\right\} \quad (6)$$

で与えられるガウス形状のパルス電流を金属体間のギャップを通して注入することで模擬し、これによって充電過程に伴う空間電磁界を FDTD 法で数値的に求めた。ただし、上式の  $I_D$  は充電電流のピーク値であり、その決め方は後述する。 $\tau_D$  は充電時定数であり、任意に決めることができる。 $t_D$  は充電開始時の電流値を決めるための定数であり、ここでは  $I_D \gg I_D \cdot \exp\{- (t_D/\tau_D)^2\}$  を満たすように  $t_D/\tau_D = 4$  とした。さて、 $I_D$  については、式 (6) から、 $t = 8\tau_D$  のときには充電が完了しているものとしてよいので、そのときの金属体間の充電電圧を火花電圧  $V_s$  と一致するように決定すればよい。このように

して得られる充電終了時の空間電磁界を求めれば、それらが火花放電を生ずる寸前の空間電磁界の初期値となる。火花通路の初期導電率については、充電終了時の充電電流を  $I_s (= i_D(8\tau_D) = I_D \cdot \exp(-16))$  とすれば、 $\sigma(0)$  は  $\sigma(0) = (\ell/\delta^2) \times (I_s/V_s)$  で与えられる。

以上によって、火花通路の導電率を式 (3) に従って変化させ、これを式 (5) へ代入して求めた火花通路の電界で金属体を励振すれば、火花放電による発生電磁界を数値的に求めることができる。

## 2.2 検証

提案 FDTD アルゴリズムの妥当性を示すために、金属球体間 (半径: 25 mm) の火花放電による火花電流、火花電圧を同アルゴリズムで数値解析し、文献 [11] の理論式による計算値と比較した。図 2 (a) は金属球体間放電の FDTD モデル、(b) は FDTD 解析のための計算領域と金属球体の配置図をそれぞれ示す。セルサイズは  $\delta = 2.0$  mm の立方体とし、ギャップ長  $\ell$  は 1 セル (2.0 mm) とした。なお、(a) に示す FDTD モデルは、金属球体と体積が同じで形状ができるだけ近づくように、8,181 個の単位セルサイズの立方体でモデル化した。計算領域は  $351 \times 201 \times 201$  セルとし、金属球体は  $z$  軸方向に対になるように放電部を (100 cell,

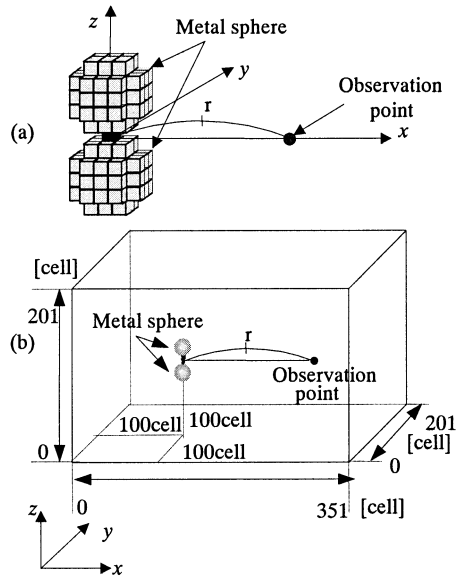


図 2 (a) 金属球体間放電の FDTD モデルと (b) FDTD 解析のための計算領域

Fig. 2 (a) FDTD model for spark discharge between metal spheres and (b) computation region for FDTD analysis.

100 cell, 100 cell) の座標に配置した．FDTD 計算の時間ステップは Courant の安定条件  $\delta t \leq \delta/\sqrt{3}c$  から  $\delta t = 3.81$  ps とした．また，境界面での反射を軽減するための吸収境界条件は Berenger の PML 吸収境界条件 (12 層，減衰量：120 dB) を使用した．また，充電過程における電流の充電時定数は，解析対象となる金属体間の電圧が振動することなく速やかに上昇するように， $\tau_D = 1.25$  ns とした．数値解析に際しては，半径 25 mm の金属球体間 (ギャップ長：2 mm) における火花電圧の実測値を用い， $V_s = 13.0$  kV とした．なお，FDTD 計算の充電過程における充電電流のピーク値  $I_D$  は火花電圧が 13.0 kV となるように  $I_D = 25.4$  A とした．図 3 には，火花放電による火花電流，火花電圧の波形を充電過程 (図中の網掛け部分) から示す．図中の実線は FDTD 法の計算波形，点線は理論波形であり，両者はよく一致していることがわかる．なお，この場合の火花電流  $i(t)$  と火花電圧  $v(t)$  の理論波形は，火花電流の尖頭値を  $I_m$ ，公称継続時間を  $\tau$ ，金属球体間の静電容量を  $C$  とすれば，文献 [11] から

$$i(t) = I_m \cdot F(t/\tau) \quad (7)$$

$$v(t) = V_s - \frac{1}{C} \int_0^t i(t) dt = V_s \int_{t/\tau}^{\infty} F(x) dx \quad (8)$$

で与えられ，これらの理論式から計算した．ここで，

$$I_m = \frac{CV_s}{\tau} = \frac{CV_s(\alpha/p)(V_s/l)^2}{3\sqrt{3}} \quad (9)$$

$$F(t/\tau) = \frac{3\sqrt{3}}{2} \exp \left\{ 3\sqrt{3} \left( \frac{t}{\tau} - x_0 \right) \right\} \times \left[ 1 + \exp \left\{ 3\sqrt{3} \left( \frac{t}{\tau} - x_0 \right) \right\} \right]^{-1.5} \quad (10)$$

であり， $x_0$  は積分定数である (計算に際しては文献 [13] と同じく  $x_0=1.5$  とした)．なお，上式からわかるように，波形計算に際してはギャップ長  $l$  と火花電圧  $V_s$  のほかに金属球体間の静電容量  $C$  も必要とするが，これは次のように求めた．式 (6) の充電時定数  $\tau_D$  は適当に決めることができるが，ここでは金属体間の充電電圧  $v(t)$  が振動することなく速やかに上昇するように決める．そのとき，充電電圧  $v_D(t)$  は，

$$v_D(t) = \frac{1}{C} \int_0^t i_D(t') dt'$$

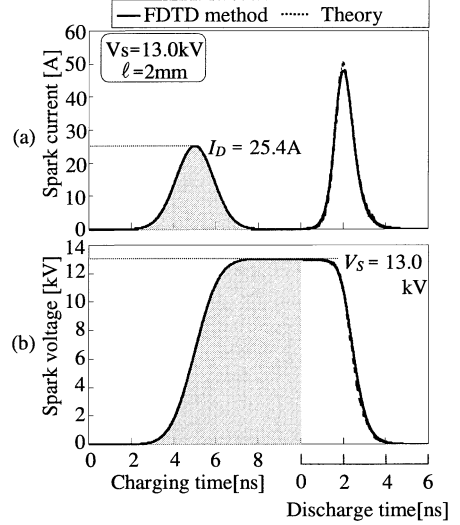


図 3 金属球体間の充電/火花放電における (a) 充電/火花電流波形と (b) 充電/火花電圧波形

Fig. 3 Waveforms of (a) charging/spark current and (b) charging/spark voltage between metal spheres.

$$= \frac{I_D \tau_D}{C} \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{2} + \text{Erf} \left( \frac{t - t_D}{\tau_D} \right) \right\} \quad (11)$$

で与えられる．ここで，Erf は Gauss の誤差関数であり， $\text{Erf } x = \int_0^x e^{-\xi^2} d\xi$  である．ゆえに，時刻  $t = 8\tau_D$  においては，

$$v_D(8\tau_D) \simeq \frac{\sqrt{\pi} I_D \tau_D}{C} = V_s \quad (12)$$

となり，これから静電容量は  $C = \sqrt{\pi} I_D \tau_D / V_s$  として計算できる．

### 2.3 数値計算例

本節では，同じサイズの金属球体間 (半径：25 mm)，任意形状の金属体間放電の一例として，次章の実験に使用する形状のものでサイズの異なる金属球体間 (半径：15, 50 mm) と金属円柱体間 (半径：2 mm，長さ：70 mm) の火花放電による発生磁界の提案 FDTD アルゴリズムによる計算波形を示す．

まず，同じサイズの金属球体間 (半径：25 mm) の火花放電による発生磁界を提案アルゴリズムで計算し，参考までに影像ダイポール法による計算結果と比較した．ただし，計算条件は前節と同じとした．火花電圧を  $V_s = 13.0$  kV とし，観測距離  $r$  は火花通路から  $x$  軸方向に水平な位置とした．図 4 は金属球体間の火花放電による発生磁界の計算波形を示す．図中の太い実

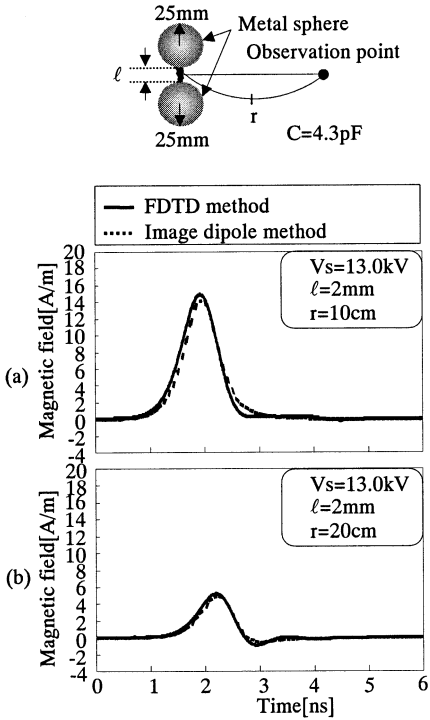


図4 過渡磁界の計算波形 (半径: 25 mm) (a) 観測距離:  $r = 15$  cm, (b) 観測距離:  $r = 20$  cm

Fig.4 Calculated waveforms of transient magnetic field (radius: 25 mm): (a) observation point:  $r = 15$  cm and (b) observation point:  $r = 20$  cm.

線は提案 FDTD 法, 点線は影像ダイポール法による計算結果である. 図から, 提案アルゴリズムによる計算結果は影像ダイポール法によるそれによく一致していることがわかる.

次に, サイズの異なる金属球体間 (半径: 15, 50 mm) と金属円柱体間 (半径: 2 mm, 長さ: 70 mm) の火花放電による発生磁界を提案アルゴリズムの FDTD 法で計算した. 図5は放電モデルを示す. 図の金属体のモデル化に際しても, 体積が同じで形状ができるだけ近づくように単位セルサイズ (2.0 mm) の立方体でモデル化した. それゆえに, (a) に示す半径 15 mm と 50 mm の金属球体はそれぞれ 1,767 個と 65,449 個の単位セルの立方体で構築し, (b) に示す断面半径 2 mm の金属円柱体については, 断面がセル 2 個分の長方形とした長さ 70 mm の直方体で近似し, これを 109 個の単位セルの立方体でモデル化した. なお, 数値計算に必要な火花電圧  $V_s$  は, 火花実験からステンレス鋼製の金属

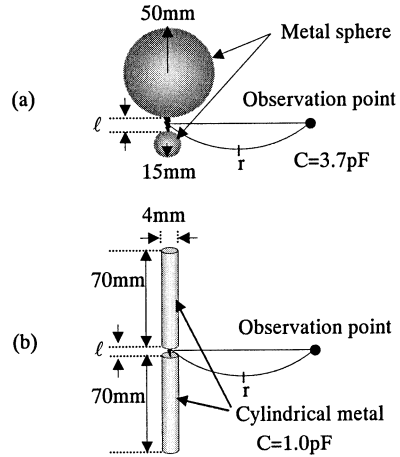


図5 任意形状の金属体の放電モデル: (a) サイズの異なる金属球体, (b) 金属円柱体

Fig.5 Models for spark discharge between metal objects having arbitrary shapes: (a) metal spheres with different radii and (b) cylindrical metals.

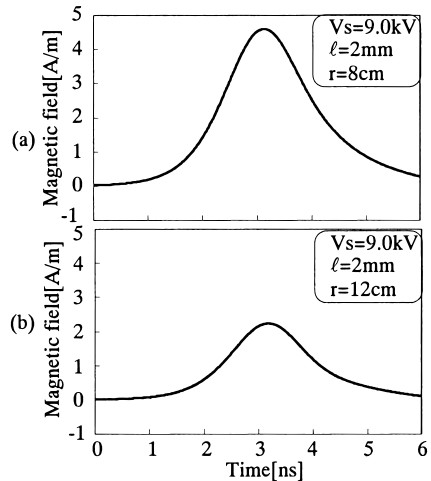


図6 サイズの異なる金属球体間の火花放電で生ずる過渡磁界の計算波形: (a) 観測距離:  $r = 8$  cm, (b) 観測距離:  $r = 12$  cm

Fig.6 Calculated waveforms of transient magnetic fields when a spark discharge between the metal spheres with different radii occurs: (a) observation point:  $r = 8$  cm and (b) observation point:  $r = 12$  cm.

球体 (導電率:  $\sigma = 1.7 \times 10^6$  S/m) では  $V_s = 9.0$  kV, 黄銅製の金属円柱体 (導電率:  $\sigma = 1.7 \times 10^7$  S/m) では  $V_s = 12.0$  kV とした. また, 金属円柱体間のギャップ部はモデルとした直方体の面をそのまま対向させた.

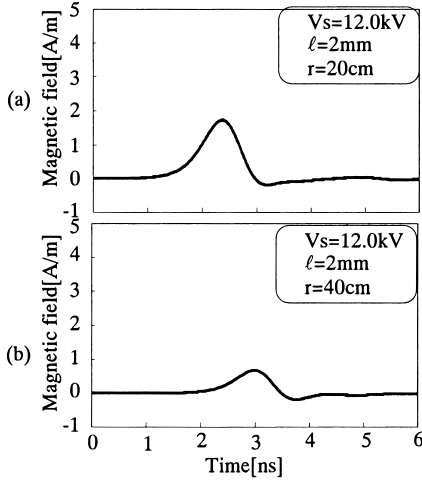


図 7 金属円柱体間の火花放電で生ずる過渡磁界の計算波形：(a) 観測距離： $r = 20 \text{ cm}$ ，(b) 観測距離： $r = 40 \text{ cm}$   
 Fig. 7 Calculated waveforms of transient magnetic fields when a spark discharge between cylindrical metals occurs: (a) observation point:  $r = 20 \text{ cm}$  and (b) observation point:  $r = 40 \text{ cm}$ .

図 6 はサイズの異なる金属球体間の火花放電による発生磁界の計算波形を，図 7 は金属円柱体間の火花放電による発生磁界の計算波形をそれぞれ示す。

### 3. 実験

本章では，図 5 に示す放電モデルで火花実験を行い，発生磁界の実測波形を前章の数値計算例で得られた磁界波形（図 6 と図 7）と比較することで提案 FDTD アルゴリズムの妥当性を確認する。

図 8 は実験装置の全体図を示す．測定法としては電子回路駆動の点火コイルで高電圧を発生させ，これを約 60 cm の高抵抗紐（ $250 \Omega/\text{cm}$ ）を介して金属体へ導く．ギャップ間（ $\ell=2 \text{ mm}$ ）の火花放電は毎秒 1 秒ごとに起こす．金属体間の火花放電に伴う発生磁界  $H(t)$  は，放電部位から距離  $r$  離れた位置にしゃへい型の磁界プローブを，その面を大地に水平に配置し，これに誘導される出力電圧  $v_o(t)$  を入力抵抗  $R_i=50 \Omega$  のデジタルオシロスコープ（帯域幅：1.5 GHz，標本化周波数：8 GHz，量子化ビット数：8 bit）で観測した．また，蓄積型のアナログオシロスコープ（帯域幅：100 MHz）を用いて火花電圧  $V_s$  を同時に測定した．これらの装置はすべて木製の机の上，高さ 0.8 m の位置に設置し，三方を電波吸収体で囲んで実測を行った．

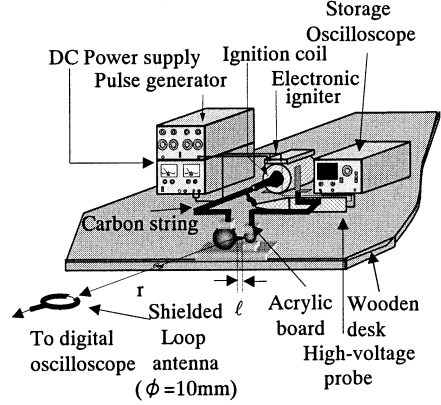


図 8 実験装置の全体図  
 Fig. 8 Experimental setup.

しゃへい型磁界プローブは  $50 \Omega$  セミリジッドケーブル製のしゃへい型ループ（外径：1.2 mm，ループ径：5 mm，ループ面積： $S = 78.5 \text{ mm}^2$ ，自己インダクタンス： $L = 13.8 \text{ nH}$ ）のものを使用した。

一般に，観測出力波形  $v(t)$  は，オシロスコープの帯域幅が有限であるがゆえに磁界プローブの出力電圧波形  $v_o(t)$  とは異なる．本実験での観測出力波形  $v(t)$  は次のような計算式で求めた．オシロスコープの観測出力波形  $v(t)$  と入力となるプローブ出力波形  $v_o(t)$  との関係垂直増幅器が 1 次遅れの周波数特性（帯域幅： $f_c=1.5 \text{ GHz}$ ）をもつものとして導出すれば，この場合の  $v(t)$  は，

$$\begin{aligned}
 v(t) &= 2\pi f_c \int_0^t v_o(t') \exp\{-2\pi f_c(t-t')\} dt' \\
 &= -2\pi f_c \frac{R_i}{L} \\
 &\quad \times \int_0^t \int_0^{t'} \frac{\partial S \mu_0 H(t'')}{\partial t''} \exp\left\{-\frac{R_i}{L}(t'-t'')\right\} \\
 &\quad \times \exp\{-2\pi f_c(t-t')\} dt'' dt' \quad (13)
 \end{aligned}$$

で与えられる [14] ．

図 9，図 10 はしゃへい型磁界プローブを介した磁界波形のオシロスコープ観測出力波形  $v(t)$  を示す．図 9 はサイズの異なる金属球体間の火花放電による発生磁界の観測波形であり，図 10 は金属円柱体間の火花放電によるものである．図中において，実線は FDTD 法での計算波形，点線は火花実験による実測波形である．図 9 の第 2 ピーク値は実測波形よりも FDTD 法の計算波形のほうが大きくなってはいるが，両者はお

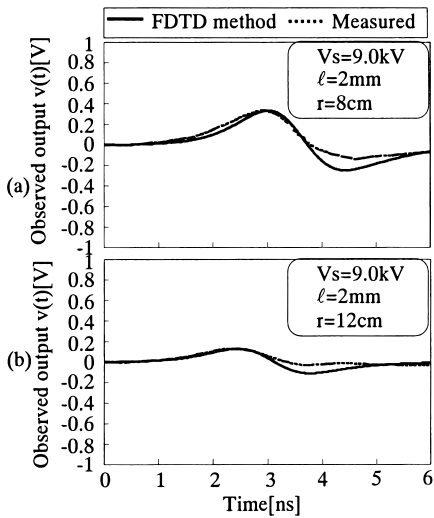


図9 サイズの異なる金属球体間の火花放電で生ずる過渡磁界のプロープ出力観測波形：(a) 観測距離： $r = 8 \text{ cm}$ ，(b) 観測距離： $r = 12 \text{ cm}$

Fig.9 Observed waveforms of transient magnetic fields with a shielded loop antenna when a spark discharge between the metal spheres with different radii occurs: (a) observation point:  $r = 8 \text{ cm}$  and (b) observation point:  $r = 12 \text{ cm}$ .

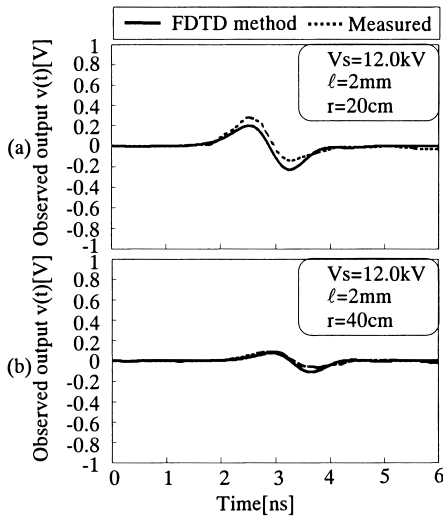


図10 金属円柱体間の火花放電で生ずる過渡磁界のプロープ出力観測波形：(a) 観測距離： $r = 20 \text{ cm}$ ，(b) 観測距離： $r = 40 \text{ cm}$

Fig.10 Observed waveforms of transient magnetic fields with a shielded loop antenna when a spark discharge between cylindrical metals occurs: (a) observation point:  $r = 20 \text{ cm}$  and (b) observation point:  $r = 40 \text{ cm}$ .

おむね一致していることがわかる．図10の第1ピーク値，第2ピーク値ともに計算波形と実測波形にはわずかな相違がみられるものの，この場合もほぼ一致していることがわかる．

#### 4. む す び

任意形状の金属体間の火花放電に伴う発生電磁界の数値解析手法として，Rompe-Weizelの火花抵抗則の仮説に立脚した新しいFDTDアルゴリズムを提案した．このアルゴリズムによる金属体間放電による数値結果の妥当性は，同じサイズの金属球体間放電による火花電流，火花電圧の理論波形によく一致したこと，発生磁界がイメージダイポールの数値結果にほぼ一致したこと，異なるサイズの金属球体間と円柱金属体間の火花実験による磁界測定波形がおおむね予測できたこと，などから検証できた．

今後の課題としては，金属パイプ椅子どうしの衝突で生ずるESD界などの具体的なケーススタディ(case study)に対するFDTD解析があげられる．

#### 文 献

- [1] 例えば，高木 相，“EMC/EMI関連測定とその測定技術に関する我が国の研究開発”，信学論(B-II)，vol.J79-B-II，no.11，pp.718-726，Nov. 1996.
- [2] For example, R. Jobava, D. Pommerenke, D. Karkashadze, P. Shubitidze, R. Zaridze, S. Frei, and M. Aidam, “Computer simulation of ESD from voluminous objects compared to transient fields of humans,” IEEE Trans. EMC, vol.42, no.1, pp.54-65, Feb. 2000.
- [3] W.D. Greason, “Indirect effect of ESD: modeling and measurement,” Proc. 11th Int. Zurich Symposium Tech. and Exh. EMC, vol.116R1, pp.613-618, March 1995.
- [4] 本田昌實，“金属物体で発生する静電気放電(ESD)の脅威”，信学誌，vol.78，no.9，pp.849-850，Sept. 1995.
- [5] 藤原 修，“ESD現象をとらえるソースモデルと界特性”，信学誌，vol.78，no.9，pp.851-852，Sept. 1995.
- [6] P.F. Wilsom and M.T. Ma, “Fields radiated by electrostatic discharges,” IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, vol.EMC-33, no.1, pp.10-18, Feb. 1991.
- [7] 馬杉正男，“電気ダイポールモデルによる静電気放電の過渡応答解析”，信学論(B-II)，vol.J75-B-II，no.12，pp.981-988，Dec. 1992.
- [8] O. Fujiwara and N. Andoh, “Analysis of transient electromagnetic fields radiated by electrostatic discharges,” IEICE Trans. Commun., vol.E76-B, no.11, pp.1478-1480, Nov. 1993.
- [9] S. Ishigami and I. Yokoshima, “Measurement of fast

- transient electric field in vicinity of short gap discharges," 1994 Inst. Symposium on Electromagn. Compat., EMC'94, pp.90-93, Sendai, May 1994.
- [10] D. Pommerenke and M. Aidam, "ESD: waveform calculation, field and current of human and simulator ESD," J. Electrostatics, vol.38, pp.33-51, 1996.
- [11] O. Fujiwara, "An analytical approach to model indirect effect caused by electrostatic discharge," IEICE Trans. Commun., vol.E79-B, no.4, pp.483-489, April 1996.
- [12] 藤原 修, 川口 慶, "帯電金属体の火花放電による発生電磁界の FDTD 解析," 信学論 (B-II), vol.J81-B-II, no.11, pp.1066-1072, Nov. 1998.
- [13] 藤原 修, 奥田弘一, 福永 香, 福永幸雄, "金属球体間の火花放電による発生電磁界の FDTD 計算," 信学論 (B), vol.J84-B, no.1, pp.1-8, Jan. 2001.
- [14] 藤原 修, 堀 武雄, "帯電金属球間の火花放電による発生電磁界のレベル推定," 電学論 C, vol.118-C, no.1, pp.9-14, Jan. 1998.
- [15] 藤原 修, 船渡基伸, 世古秀明, "帯電金属球間の火花放電による発生遠方磁界のレベル推定," 電学論 C, vol.121-C, no.12, pp.1813-1818, Dec. 2001.
- (平成 13 年 11 月 30 日受付, 14 年 4 月 4 日再受付)



藤原 修 (正員)

昭 46 名工大・工・電子卒。昭 48 名大大学院修士課程了。同年(株)日立製作所中央研究所入所。昭 51 同所退職。昭 55 名大大学院博士後期課程了。名大工学部助手、講師を経て、昭 60 名工大・工・助教授。現在、同電気情報教授。平 3~4 スイス連邦工科大客員教授。放電雑音、生体電磁環境、環境電磁工学に関する研究に従事。工博。電気学会、IEEE 各会員。



世古 秀明 (学生員)

平 12 名工大・工・電気情報卒。現在、同大学院博士前期課程在学中。生体電磁環境工学に関する研究に従事。



山中 幸雄 (正員)

昭 55 名大・工・電気卒。昭 58 同大学院修士課程了。同年郵政省電波研究所(現、独立行政法人通信総合研究所)入所。現在、横須賀無線通信研究センター電磁環境グループリーダー。人工雑音の統計的性質・EMC の測定法等の研究及び標準化に従事。

電気学会会員。