周辺電荷を用いる電荷重畳法に関する検討

学生員 紺矢 雅之, 正員 宅間 董, 正員 垣本 直人 (京都大学)

正員 河本 正 (電力中央研究所)

A Study on the Charge Simulation Method Using Only Fictitious Charges near Surrounding Boundaries
Masayuki Konya, Student Member, Tadasu Takuma, Member, Naoto Kakimoto, Member (Kyoto University)
Tadashi Kawamoto, Member (CRIEPI)

The paper describes a charge simulation method named β -method which simulates the field with fictitious charges only near the boundary surrounding the dielectric with higher dielectric constant. The comparative calculation has shown that the β -method keeps good accuracy even in the condition the conventional technique (α -method) fails to give reasonable results. The β -method is more advantageous when the ratio of dielectric constant exceeds about 4. The paper also compares two methods in a mixed (capacitive-resistive) field where the conductivity may change by many orders.

キーワード: 数値計算, 電界計算, 電荷重畳法, 複合誘電体, 混合場 (容量抵抗場)

1 まえがき

電荷重畳法は代用電荷法とも呼ばれ, 単一誘電体の場合には, 電極内に配置した有限個の仮想電荷の作用を重畳して, 求める電界を模擬する方法である。電荷重畳法は計算精度が高い上にプログラムが簡単で計算時間が短いという利点がある。そのため, 高電圧機器の電界計算に広く利用されている。ただし, 輪郭点と仮想電荷の配置に任意性があるので精度の良い計算を行うには経験と勘によって適切な配置を選ばなければならない。^{[1][2]}

電荷重畳法の計算精度が良い理由の一つは, 仮想電荷の形成する等電位面によって電極を模擬する点である。表面電荷法と比べると, 等電位面は自然に丸みを帯びているために, 電極の丸みを容易に模擬することが出来る。また, 表面電荷の接続部分のような電界の特異点も生じない。ところが, 電極を模擬する場合, 仮想電荷の配置は電極表面で等電位面を形成するように置けば良いが, 二種の誘電体の存在する複合誘電体場の場合には, どのような模擬方法が良いかの明確な指針がない。また筆者らの経験によれば, 二種類の誘電体の誘電率が非常に異なる場合, 通常の電荷重畳法では高誘電率側の電界に大きな誤差が生じる。導電性のある二種類の媒質で導電率が大きく異なるときにも同じような現象を生じる。

本論文は, このような二種類の媒質がある場合の電界計算に, 仮想電荷として周辺電荷だけを用いる電荷重畳法 (以下 β 法と名付ける) を検討したものである。本論文は β 法と以前から用いられている方法 (以下 α 法と名付ける) を解析的に計算できる配置を用いて比較し, 種々の条件に対して検討を行ったものである。

2 電荷重畳法の概略 (α 法)

2.1 電荷重畳法の原理

β 法を述べる前に, 従来から用いられている電荷重畳法の概略を説明する。

図1のような (r, z) の回転対称場で, 電極内に適当に配置した仮想電荷の特性値 (電荷量を除く電荷の種類と位置) を A , 電荷量を Q_j とすると, 点 (r, z) における仮想電荷の作用は次のように与えられる。

$$\text{電位} = P_j(A, r, z)Q_j \quad (1)$$

仮想電荷全体の生じる電位 Φ は, 重畳して,

$$\text{電位} \Phi = \sum P_j(A, r, z)Q_j \quad (2)$$

同様に電界も Q の作用の線形和で与えられる。

$$\begin{aligned} \text{電界 } E_r &= \sum F_j(A, r, z)Q_j \\ E_z &= \sum G_j(A, r, z)Q_j \end{aligned} \quad (3)$$

このように, 電荷 (の種類と配置) ならびに作用点の座標だけに依存する係数 P_j, F_j, G_j を用いて作用を表すが, さらにこれらの係数は, 数値積分を用いず解析的な式で与えることができる。

境界条件 (単一誘電体では電極電圧) から求めた仮想電荷の作る電界が正しい電界であるかどうかは, 「領域内でラプラスの方程式を満足し (これは各仮想電荷の電位係数のすべてが満足している), 境界条件を満たす解はただ一つである。」という静電界の一意性の定理によって保証される。しかし厳密に境界条件が満足されているのは輪郭点だけで, 電極表面の他の箇所では近似的に満たされているに過ぎない。

図 1 電荷重畳法 (回転対称場) の説明図
Fig.1 Schematic Figure of Charge Simulation Method

2.2 複合誘電体の計算方法 [2][3]

複合誘電体とは誘電体が2種類以上存在する場合である。一般に誘電率 ϵ が場所によって変わるときは、場の方程式としてよく知られているように、

$$\text{div}(\epsilon \text{grad} \phi) = 0 \quad (4)$$

を使用しなければならない。しかし実際の気体、液体、固体材料を考えると、誘電率が場所によって連続的に変わるものはあまりないので、たいいていの問題はそれぞれの誘電体 (絶縁物) の内部では誘電率一定としてラプラスの方程式。

$$\text{div}(\text{grad} \phi) = 0 \quad (5)$$

を適用し、境界 (誘電体界面) でのみ誘電率の変化を考慮する。

電荷重畳法では電極表面の電荷の作用を電極内部に配置した仮想電荷の作用で置き換えるように、誘電体の界面電荷を仮想電荷で代用する。ただ誘電体の界面では電極表面とは違った境界条件が必要であり、また二つの誘電体の両方の電界を与えなければならない。そのために誘電体 ϵ_A, ϵ_B の双方の内部に仮想電荷を配置し、図2に模式的に示すように ϵ_A 内の仮想電荷 Q_A と電極内の仮想電荷 Q とで ϵ_B 内の電界を、 ϵ_B 内の仮想電荷 Q_B と電極内の仮想電荷 Q とで ϵ_A 内の電界を与える。それぞれの仮想電荷は電極表面と誘電体界面の境界条件からできる全体の連立一次方程式を解いて与えられる。これは α 法と呼ばれる従来の方法である。

境界条件は、

(a) 電極上：電位一定 ($= V(i)$)

(b) 誘電体界面上：電位の連続および電束密度 (の法線方向成分) の連続

である。図2に模式的に示したように、電極内、 ϵ_A 内、 ϵ_B 内の仮想電荷をそれぞれ $Q(j), Q_A(j), Q_B(j)$ と表すと、各輪郭点における境界条件 (a), (b) は次のようになる。

(a) 電極上

ϵ_A 側電極上

$$\sum P(i, j) Q(j) + \sum P(i, j) Q_B(j) = V(i) \quad (6)$$

図 2 複合誘電体場の電荷重畳法
Fig.2 Charge Simulation Method in Complex Dielectric Arrangement

ϵ_B 側電極上

$$\sum P(i, j) Q(j) + \sum P(i, j) Q_A(j) = V(i) \quad (7)$$

ただし図2では ϵ_B 側の電極はない。また大地電位は通常影像電荷の作用として $P(i, j)$ に含めて計算する。

(b) 誘電体界面上

電位の連続条件

$$\sum P(i, j) Q_A(j) - \sum P(i, j) Q_B(j) = 0 \quad (8)$$

電束密度の連続条件

$$\epsilon_A \left\{ \sum F_n(i, j) Q(j) + \sum F_n(i, j) Q_B(j) \right\} - \epsilon_B \left\{ \sum F_n(i, j) Q(j) + \sum F_n(i, j) Q_A(j) \right\} = 0 \quad (9)$$

2.3 一様な外部電界が存在する場合 [3]

しばしば一様な電界が存在する場合の電界計算の必要があるが、一様電界の作用を仮想電荷でなく式中に重畳して与えると、正確で効率の良い計算が可能である。例えば、送電線による地上付近の電界はほぼ一様電界と見なせることから、実際の計算においては電極がなく一様電界を含む式を用いれば良い。

一様電界 E_0 (z 方向) を含む場合、次の電位、電界を重畳する。

$$\phi_0 = -E_0 z \quad (10)$$

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial n} = -E_0 \cos \theta \quad (11)$$

(θ : 誘電体境界面に ϵ_B 側から ϵ_A 側に立てた垂線と、 z 軸とがなす角)

特に電極がない場合、(6), (7) 式はなくなり、電位の連続条件は (8) 式と同じである。電極内の電荷がないことを考慮すると、(9) 式の界面上電束密度の連続条件は次のようになる。

$$\epsilon_A \sum F_n(i, j) Q_B(j) - \epsilon_B \sum F_n(i, j) Q_A(j) - (\epsilon_A - \epsilon_B) \frac{\partial \phi_0(i)}{\partial n} = 0 \quad (12)$$

3 周辺電荷を用いる電荷重畳法 (β法)

3.1 β法の概略

β法は図2のような複合誘電体場を例にとると、 ϵ_B 内の電界を表すのに電極内の電荷 Q を用いず、 ϵ_A 内の仮想電荷 Q_A だけで与える方法である。

電荷重畳法で用いる仮想電荷を境界 (電極表面および誘電体界面) の表面電荷を模擬する電荷と考え、β法では ϵ_B 内の電界を表すのに電極表面の電荷を考慮しない。その点で、物理的な (現実の) 電荷配置に近いのはα法である。ところが、 ϵ_B が非常に大きいとき、 ϵ_B 内部の電界が非常に小さくなる。この電界を表すために、α法では電極内の電荷 Q の作用と ϵ_A 内の電荷 Q_A の作用が ϵ_B 内で相殺される必要があるが、有限個の電荷個数ではこれは必ずしも容易でない。しかし、 ϵ_B 内の電界を Q_A のみで表すと Q_A が0に近づけば良いので模擬しやすく、精度が高くなると思われる。

これがβ法の考えられる利点で、β法については電荷重畳法の複合誘電体場への適用を最初に検討した P. Weiss 氏の博士論文 [3] にすでに記述されている。しかし、電界の計算結果は ϵ_A 側のみ比較されていて、誤差の大きくなる ϵ_B 側の電界は述べられていない。そのため、誘電率が無限大になってもα法の誤差は0.01%以下である。また、一様電界を仮想電荷の作用として与えているので正確な誤差は必ずしも明らかでない。

また、深谷氏らは回転対称の平行平板電極間の多媒質場で円盤電荷を用いてα法やβ法の比較を行っている [5]。誘電率の大きく異なる領域ではβ法の方が精度が良いと述べられているが、β法の方が際立って優れた結果にはなっていない。また、配置や計算条件が特殊なために、α法とβ法の比較結果ははっきりしない。

3.2 一様電界を含む場合のβ法

これまでに一様電界を重畳する電荷重畳法 (従って電極がない場合未知電荷としてはもともと周辺電荷しか使用しない) のβ法についての検討は行われていない。図3の電極内電荷 Q がない例では、α法、β法とも未知電荷は界面の両側に存在する仮想電荷 Q_A と Q_B だけであるが、使用する式が相違する。α法では2.3節に示したように一様電界の作用が $\phi_0, -\frac{\partial \phi_0}{\partial n}$ として境界条件に加わる。この一様電界の作用を Q_A の作用に含めて ϵ_B 内の電界を表す方法を一様電界のある場合のβ法とする。境界条件式は以下ようになる。

・界面上電位の連続条件

$$\sum P(i, j) Q_A(j) - \sum P(i, j) Q_B(j) - \phi_0 = 0 \quad (13)$$

・界面上電束密度の連続条件

$$\begin{aligned} \epsilon_A \sum F_n(i, j) Q_B(j) \\ - \epsilon_B \sum F_n(i, j) Q_A(j) - \epsilon_A \frac{\partial \phi_0(i)}{\partial n} = 0 \end{aligned} \quad (14)$$

図3 一様電界のある場合

Fig.3 Dielectric Sphere in a Uniform Field

さらに、媒質が完全な絶縁物でなく、導電性を有する場合、複素数表示の仮想電荷を用いる電荷重畳法によって交流計算を行うことができる。α法の式は文献 [6][7] に記述されている。媒質 A, B の体積抵抗率を ρ_A, ρ_B とし、仮想電荷の実部、虚部を Q_{re}, Q_{im} で表すと、β法の式は次のようになる。

・界面上電位の連続条件

$$\sum P(i, j) Q_{Are}(j) - \sum P(i, j) Q_{Bre}(j) - \phi_0 = 0 \quad (15)$$

$$\sum P(i, j) Q_{Aim}(j) - \sum P(i, j) Q_{Bim}(j) = 0 \quad (16)$$

・界面上電束密度の連続条件

$$\begin{aligned} \epsilon_A \sum F_n(i, j) Q_{Bre}(j) - \epsilon_B \sum F_n(i, j) Q_{Are}(j) \\ - \epsilon_A \frac{\partial \phi_0(i)}{\partial n} + \frac{1}{\omega \rho_A} \sum F_n(i, j) Q_{Bim}(j) \\ - \frac{1}{\omega \rho_B} \sum F_n(i, j) Q_{Aim}(j) = 0 \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_A \sum F_n(i, j) Q_{Bim}(j) - \epsilon_B \sum F_n(i, j) Q_{Aim}(j) \\ + \frac{1}{\omega \rho_A} \frac{\partial \phi_0(i)}{\partial n} - \frac{1}{\omega \rho_A} \sum F_n(i, j) Q_{Bre}(j) \\ + \frac{1}{\omega \rho_B} \sum F_n(i, j) Q_{Are}(j) = 0 \end{aligned} \quad (18)$$

4 計算結果

4.1 理想的な誘電体 (完全絶縁物) の場合

β法をα法と比較するために、図3のような一様電界中の誘電体球 (接地平面上の誘電体半球) の配置で計算を行った。良く知られているようにこの配置の電位、電界は解析的に与えることができる。ここでは、まず誘電体 ϵ_A, ϵ_B が大きく相違する場合について、α法とβ法を比較した。

図3を電荷重畳法で計算するために、図4のように輪郭点、仮想電荷、計算点を10度おきに配置し、α法、β法でそれぞれ計算をおこなった。計算では誘電体球の半径を1cmとし、誘電率の比 (ϵ_B/ϵ_A) は4のほか、100, 10000 と2桁づつ増加させた。通常の絶縁材料では誘電率はせいぜい数10倍しか相違しないが、たとえば人体を絶縁物とみなした場合の誘電率は比誘電率で約 10^6 である。[8] また、導電率 (抵抗率) は何桁も相違する場合がある。

先に述べたように、この配置には解析解が存在するので、 ε_B 側である $(r, z) = (0, 0.5)$ 、 ε_A 側である $(r, z) = (0, 1.5)$ における z 方向電界を、解析解からの相対誤差として表 1、表 2 に示す。さらに、 ε_B 側については、横軸を誘電率比 ε_s 、縦軸を誤差の絶対値 (%) として図 5 のグラフに示す。ここで、

$$\text{誤差}(\%) = (\text{数値解} - \text{解析解}) / \text{解析解} \times 100$$

である。

表 1、表 2、図 5 からわかるように、 ε_A 側においては α 法、 β 法ともに誤差が著しく大きくなることはない。しかし ε_B 側においては α 法は誘電率比 ε_s の増加とともに誤差が著しく大きくなる。 ε_s がある程度以上になると、誤差はほぼ ε_s に比例して増加する。誤差 100 % は 2 倍の値になることを意味し、 ε_s が数 100 になるともはや ε_B 側の電界は意味がない。これに対し、 β 法は誤差がほぼ一定 (0.4%) で ε_s が増えても増加しない。

図 4 輪郭点、仮想電荷、計算点の配置

Fig.4 Arrangement of Contour Points and Charges

表 1 $(r, z) = (0, 0.5)$ における z 方向電界の誤差 (%)

Table.1 Relative Error of E_z at $(0, 0.5)$

誘電率比 ε_s	α 法	β 法
4.0	0.306	-0.274
1.0×10^2	13.9	-0.374
1.0×10^4	1.43D+03	-0.400
1.0×10^6	1.43D+05	-0.400
1.0×10^8	1.43D+07	-0.400

表 2 $(r, z) = (0, 1.5)$ における z 方向電界の誤差 (%)

Table.2 Relative Error of E_z at $(0, 1.5)$

誘電率比 ε_s	α 法	β 法
4.0	-0.0671	0.0586
1.0×10^2	-0.149	0.00381
1.0×10^4	-0.154	-0.000628
1.0×10^6	-0.154	-0.000628
1.0×10^8	-0.154	-0.000628

図 5 $(r, z) = (0, 0.5)$ における z 方向電界の誤差 (%)

Fig.5 Relative Error of E_z at $(0, 0.5)$

4.2 輪郭点と仮想電荷の増加による精度の改善

ε_s が大きいときに α 法の誤差が大きくなるのは、有限個の電荷の作用で電界を表現し、一様電界の作用と Q_A の作用とが相殺されるためである。このような α 法の精度を改善する方法として、使用する仮想電荷の密度を増加することが考えられる。そこで、密度 (数) を増加するとともに界面に近づけて配置して計算した。十分に数を多くすれば実際の (真の) 電荷配置に近くなるはずである。

前節と同じ図 3 の配置について、輪郭点と仮想電荷の数を図 4 の半分、2 倍、4 倍にして計算した。 $(r, z) = (0, 0.5)$ における E_z の誤差を図 6 に示す。グラフを見て分かるように、配置が密になるほど誤差はいくらか減少する。しかし、密度を図 4 の配置から 2 倍、4 倍に増加しても β 法を使うことに比べてその効果はきわめてわずかである。すなわち、 α 法では輪郭点 (電荷) 密度を増加しても、本質的に ε_B 側の電界精度はほとんど向上しない。

図 6 輪郭点密度と誤差の関係

Fig.6 Effect of Contour Point Density on Calculated Error

4.3 誘電体の誘電率が近い場合の比較

ε_A 側の仮想電荷 Q_A は、 α 法では $\varepsilon_s = 1 (\varepsilon_A = \varepsilon_B)$ のとき 0 になる。一方、 β 法では $\varepsilon_s \gg 1$ のとき 0 に近くなる。従って ε_s が 1 に近いときは α 法の方が精度が良く、 ε_s が大きいと β 法が精度が良いと考えられる。そこで ε_s が 10 までの範囲

で精度を調べた。輪郭点、仮想電荷の配置は図4と同じく半径を1cmとし、誘電率比 $\varepsilon_s(\varepsilon_A/\varepsilon_B)$ を0.5から10まで変化させた。誘電率比 $\varepsilon_s = 0.5$ は例えば ε_A 側が固体で、 ε_B 側が気体(ボイド)の場合に相当する。

一例として境界上である $(r, z) = (0, 1)$ における電位と z 方向電界の理論値、計算値の比較をそれぞれ表3, 4, 5に示す。表3から分かるように電位については、 ε_s が3までは α 法の方が、4以上は β 法の方が誤差が小さい。一方電界の方は表4, 5をみて分かるように、 ε_A 側では3と4、 ε_B 側では4と6の間で β 法と α 法の精度が逆転する。このような精度の比較結果は他の点においてもほとんど同じである。すなわち、計算した範囲内では両方法とも誤差は小さいが、 ε_s が3~5を境としてそれより ε_s が小さければ α 法の方が良く、大きければ β 法の方が良い。

表3 $(r, z) = (0, 1)$ における電位の比較
Table.3 Comparison of Potential at (0,1)

ε_s	理論値	計算値	
		α 法	β 法
0.5	1.2	1.1999888	1.1999327
1	1.0	1.0000000	0.99989899
3	0.6	0.60008144	0.59987786
4	0.5	0.50011563	0.49988438
6	0.375	0.37516673	0.37489997
8	0.3	0.30020196	0.29991345
10	0.25	0.25022739	0.24992421

表4 $(r, z) = (0, 1)$ における ε_A 側の z 方向電界の比較
Table.4 Comparison of E_z at (0,1)

ε_s	理論値	計算値	
		α 法	β 法
0.5	0.6	0.59996320	0.59977926
1	1.0	1.0000000	0.99974943
3	1.8	1.8001170	1.7998247
4	2.0	2.0001442	1.9998560
6	2.25	2.2501729	2.2498964
8	2.4	2.4001866	2.3999202
10	2.5	2.5001940	2.4999355

表5 $(r, z) = (0, 1)$ における ε_B 側の z 方向電界の比較
Table.5 Comparison of E_z at (0,1)

$\varepsilon_B/\varepsilon_A$	理論値	計算値	
		α 法	β 法
0.5	1.2	1.1999264	1.1995585
1	1.0	1.0000000	0.99974943
3	0.6	0.60003899	0.59994156
4	0.5	0.50003604	0.49996399
6	0.375	0.37502882	0.37498273
8	0.3	0.30002333	0.29999002
10	0.25	0.25001940	0.24999355

4.4 導電性を有する場合

媒質が完全絶縁物でなく導電性を有する場合についても β 法の有効性を検討した。やはり図3のような一様電界中の誘電体球(接地平面上の誘電体半球)の配置を対象としたが、この配置は導電性があっても電位、電界を複素数表示の解析式で与えることができる。

輪郭点、仮想電荷の配置も図4と同じとした。誘電率比 $\varepsilon_s(\varepsilon_B/\varepsilon_A)$ を4とし、導電性は ε_B 側のみ考慮した。 ε_B の体積抵抗率 ρ を $1 \times 10^{15} \Omega \cdot \text{cm}$ から $1 \times 10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}$ まで変化させた。横軸を体積抵抗率 ρ 、縦軸を z 方向電界の解析解からの誤差(%)として図7~図10に示す。グラフは ε_B 側である $(r, z) = (0, 0.5)$ 、 ε_A 側である $(r, z) = (0, 1.5)$ における結果を、実部(Re)、虚部(Im)を別にして示している。

図7~図10からわかるように、 ε_A 側においては α 法、 β 法ともに誤差が大きくなることはない。しかし ε_B 側においては α 法は体積抵抗率 ρ の減少とともに誤差が著しく大きくなる。このとき、虚部の誤差はほとんど増加しないが、 ρ が $10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$ より小さくなると、実部の誤差が著しく増加する。誤差100%は2倍の値になることを意味し、 ρ が $10^9 \Omega \cdot \text{cm}$ 程度になると ε_B 側の実部の電界はもはや使用できない。これに対し、 β 法の誤差は実部、虚部とも1%程度で ρ が小さくなくても増加しない。

一方の媒質(ε_B 側)だけが導電性を有するときは、 ε_B 側の電界は、 ρ の小さいとき実部が支配的にならないので、この場合の電界の絶対値の誤差は大きくない。しかし、両方の媒質とも導電率が支配的(低インピーダンス)でしかも導電率が大きく異なるときや、多相の電源の電界を計算するときなどは、 ρ が小さくなると絶対値の誤差も大きくなる。これに対し β 法の方はそのような場合も安定である。

図7 $(r, z) = (0, 0.5)$ における $\text{Re}(E_z)$ の誤差(%)
Fig.7 Relative error of $\text{Re}(E_z)$ at (0,0.5)

図8 $(r, z) = (0, 0.5)$ における $\text{Im}(E_z)$ の誤差(%)
Fig.8 Relative error of $\text{Im}(E_z)$ at (0,0.5)

図9 $(r, z) = (0, 1.5)$ における $\text{Re}(E_z)$ の誤差 (%)
Fig.9 Relative error of $\text{Re}(E_z)$ at $(0, 1.5)$

図10 $(r, z) = (0, 1.5)$ における $\text{Im}(E_z)$ の誤差 (%)
Fig.10 Relative error of $\text{Im}(E_z)$ at $(0, 1.5)$

5 結論

本論文の内容をまとめると以下ようになる。

1. 従来使用されている電荷重畳法 (α 法) は, 複合誘電体場で誘電率の違いが大きいとき, 誘電率の大きい方の電界に大きな誤差を生じる。これは, 誘電率の大きい媒質中で有限個の電荷 (図2の例では Q と Q_A) の作用が相殺され大きな計算誤差を生じるためである。
2. この誤差は電荷重畳法の輪郭点と仮想電荷の数 (密度) を増加してもほとんど改善されない。
3. 複合誘電体場で, 電界の模擬に周辺電荷だけを用いる電荷重畳法 (β 法) について, 一様電界が存在する場合の式を与えた。
4. β 法は誘電率の違いが大きくなっても誤差が増大せずほとんど一定であることを示した。
5. 本論文で用いた誘電体球 (一様電界下の接地平板上の半球誘電体) の配置では, 誘電率の比が3~5を境として, それより小さければ α 法, 大きければ β 法の精度が良いことを明らかにした。従って誘電率の比によって α 法と β 法を使い分けるのが良い。
6. 導電率 (抵抗率) を含む場合についても二つの方法を比較し, 誘電率だけの場合と同様な結果を得た。
7. β 法は複合誘電体場の電界計算法としてきわめて有用な方法であり, また導電率や透磁率が高い材料があるときの電界計算, 静磁界計算にも有用と思われる。

参考文献

- [1] H.Steinbigler; Anfangsfeldstärken und Ausnutzungsfaktoren rotationssymmetrischer Elektrodenanordnungen, Diss., T U München (1969)
- [2] H.Singer, H.Steinbigler and P.Weiss; A Charge Simulation Method for the Calculation of High Voltage Fields, IEEE Trans., Vol.EI-15, No.1, 1-7 (1980)
- [3] P.Weiss; Rotationssymmetrische Zweistoff-dielektika, Diss., T U München, p.68 (1972)
- [4] 河野・宅間; 数値電界計算法, p.108, コロナ社 (1980)
- [5] 深谷・日高・河野; 電荷重畳法による複合誘電体系電界計算に関する一考察, 放電研究会資料, ED-95-115 (1995)
- [6] T.Takuma, T.Kawamoto and H.Fujinami; Charge Simulation Method with Fictitious Charges for Calculating Capacitive-Resistive Fields, IEEE Trans., Vol.PAS-100, No.11 4665-4672 (1981)
- [7] 河野・宅間; 数値電界計算法, p.122, コロナ社 (1980)
- [8] C.Polk & E.Postow; Handbook of Biological Effects of Electromagnetic Fields, 2nd.Ed., Chap.1 Dielectric Properties of Tissues, pp.27-102, CRC Press(1996)

紺矢 雅之

(学生員) 1972年10月11日生。平成8年京都大学工学部電気工学科卒業。現在同大学院修士課程在学中。

宅間 董

(正員) (B部門誌, Vol.117-B, No.4, 526-534 参照)

垣本 直人

(正員) (B部門誌, Vol.117-B, No.2, 168-175 参照)

河本 正

(正員) (B部門誌, Vol.116-B, No.10, 1224-1231 参照)