くさび形かど点の電界異常性とその緩和方法

正 員 河本 正* 正 員 宅間 董**

Abnormality of Electric Field at a Wedge-like Edge of a Conductor or a Dielectric Interface and its Relaxation Methods

Tadashi Kawamoto*, Member, Tadasu Takuma**, Member

Abnormal electric field appears at a wedge-like edge of a conductor(electrode) or a dielectric interface, which usually becomes infinitely high. This paper analyses the electric field near such an edge by the analytical variable separation method and by the numerical one of the charge simulation method. The analysis focuses on the special conditions where the electric field becomes zero at an edge. These conditions are important for the insulation design to suppress the discharge inception at such edges of conductors and dielectric interfaces.

キーワード：静電界，誘電体，かど点，絶縁，電荷重畳法

Keywords：electrostatic field, dielectrics, wedge-like edge, insulation, charge simulation method

1. まえがき

導体の表面形状と表面電界とは密接な関係がある。導体が丸みのないかどを有すると、二次元配置ではくさび形の形状になるが、その先端の電界は通常理論的に無限大になることはよく知られている。一方、2種類の誘電体の界面(境界)がくさび形のかどになるときも、やはり先端電界が理論的には通常無限大になる。二次元配置は現実にはありえないが、くさび状のかどのごく近くの電界分布を考えると、二次元と考えてよい。

絶縁性能面からはこのような無限大の電界は望ましくないが、配置によってはこれを0にすることができる。実用面ではかどの電界を0あるいは低い値にできれば、導体や誘電体にかどがあっても放電の発生を抑制できる可能性がある。また逆に高電界が必要な場合に電界を低下させる配置を回避することも考えられる。このような電界緩和の現象はこれまで理論的にはある程度解析されていたが、実際にはよく知られていなかった。本論文は、かど点の電界分布を解析的に調べるとともに、先端電界が0になる条件を初めて数値的に確かめたものである。なお、複合誘電体の

場合は、2種類の誘電体界面と電極が接触する点のいわゆる「高木効果あるいは3重点効果(triple-junction effect)」^{(1)~(5)}がよく知られているが、ここで解析するのは電極と接触していないかど(先端)である。

2. 導体かどの電界の解析的検討

〈2・1〉 かど付近の電界 図1の二次元配置において導体外部の電位を Φ とする。同図の極座標(r, θ 座標)で考えると、境界条件は、 $\theta=0, 2\pi-\theta_0$ で $\Phi=0$ である。ラプラスの式は、

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} = 0 \quad \dots\dots\dots(1)$$

である。この式を r, θ に対する変数分離法で解くと、 $A_n r^n \sin n\theta, B_n r^n \cos n\theta$ の項が得られる。

境界条件を満足して、しかも n が最小の解を選ぶと、

$$\Phi = K r^n \sin n\theta, \quad n = \pi / (2\pi - \theta_0) \quad \dots\dots\dots(2)$$

となる。ここで、 $\cos n\theta$ を含む項は境界条件を満足せず、また最小の n を取るのはP点近くの、したがって r が0に

図1 断面がくさび形状の導体(極座標表示)
Fig. 1. Wedge-like edge of a conductor (Polar coordinate expression).

* (財) 電力中央研究所 電力技術研究所
〒240-0196 横須賀市長坂 2-6-1
Electric Power Engineering Research Lab., Central Research
Institute of Electric Power Industry (CRIEPI)
2-6-1, Nagasaka, Yokosuka 240-0196

** (財) 電力中央研究所 原子力技術研究所 電力技術研究所/
東京電機大学
〒201-8511 狛江市岩戸北 2-11-1
Nuclear Technology Research Lab., Central Research Institute of
Electric Power Industry (CRIEPI)
2-11-1, Iwado-Kita, Komae 201-8511

近いときの電界を問題にしているからである。また、 K は全体の配置から決まる定数である。(2)式が正しい電位分布であることは、「ラプラスの式と境界条件を満足すればただ一つの正しい解である」という一意性の定理で保証されている。

$m=n-1$ とすると、電界の大きさは r^m に比例するので、結局 $\theta_0 < \pi$ (凸) であれば $n < 1$, $m < 0$, したがって P 点に近づくとき電界は無限大になる。 $\theta_0 > \pi$ (凹) であれば $n > 1$, $m > 0$, したがって P 点に近づくとき電界は 0 になる。

$\theta_0 = \pi$ であれば電界の特異性はないが、 $\theta_0 < \pi$ のとき、 θ_0 が小さいほど m は小さくなり、電界の上昇割合は高くなる。たとえば直角のかど ($\theta_0 = \pi/2$) であれば $m = -1/3$, 厚みのない(薄い)箔であれば $m = -1/2$ である。

〈2・2〉 かど付近の電界の緩和 前項に述べたように、開き角が 180 度より小さいくさび先端では一般に電界が無限大である。しかし特別な配置では次のようにして電界を 0 にすることができる。

(1) 対称性の利用⁽⁶⁾ 図 2 のように電位がそれぞれ $2V$ と 0 である 2 個の導体(電位 0 は大地である)の中間に上下対称で先端がくさび形状の導体を置く。この中間導体の電位を V にすれば、対称性から導体外の空間の中間面(図の点線)の電位も V である。空間の等電位面を同じ電位の導体で置き換えても電界分布は変わらないので、P 点は前節で解説した $\theta_0 > \pi$ の点に相当し電界は 0 になる。

(2) 第 3 導体の電位変化⁽⁷⁾ 対象としている導体 A (電位 V_a) と大地のほかに第 3 の導体 B (電位 V_b) を考える。簡単のために、図 3 のように第 3 導体を平面(平板)形状とする。(a) のように $V_a > 0$, $V_b = 0$ のとき P 点の電界は無限大であるが、A 導体からの電気力線はすべて大地あるいは B 導体に至る方向である。次に (b) のように $V_b > 0$, $V_a = 0$ とすると(あるいは V_b を V_a より充分大きくすると) P

図 2 先端 P の電界が 0 の配置

Fig. 2. Arrangement for making an electric field zero at an edge tip.

図 3 第 3 導体 (電位 V_b) の利用

Fig. 3. Utilization of a third conductor.

点の電界はやはり無限大であるが、通常は B 導体からの電気力線が A 導体に至る方向になる。すなわち電界あるいは電気力線方向が逆転する。

したがって、 V_b を 0 から上げていくと、P 点付近の電気力線と電界方向が逆転する電圧があり、このときに P 点の電界は 0 になる。(イ) の場合と異なり、この方法では対象導体の電位を変えることによってどんな配置でも P 点の電界を 0 にできる。

3. 導体かどの電界の数値的検討

ここでは図 3 のような対称性があるときの配置と異なり、対称性がない配置について、導体かどの電界の振舞いを調べる。すなわち、先に述べた平面形状の第 3 導体と大地(接地平面)の間にくさび形状の導体(以下、くさび導体)がある配置において、くさび導体のかど点の電界が 0 になるように、平面形状の第 3 導体の電圧 V_b とくさび導体の電圧 V_a を数値的に求める。

かど点の電界が 0 になる電圧 V_a , V_b は種々の組み合わせがある。 V_b を固定すれば V_a の値だけを求めればよいが、この場合でもかど点の電界が 0 になるような V_a の値を求めるにはかなりの試行錯誤が必要である。しかし、静電界の重畳の理を用いれば、2 種類の電圧条件の電界を計算するだけで、かど点の電界が 0 になる V_a , V_b の組み合わせが求まる。数値計算では電界が無限大となるかど点は計算できないので、かど点近傍の電界で検討する。

図 4 (a), (b) に示す電位条件 $V_a=1$, $V_b=0$ および $V_a=0$, $V_b=1$ の配置でくさび導体表面のかど点近傍の電界 E_{a0} , E_{0b} を計算すれば、同図(c)の任意の V_a , V_b におけるかど点近傍の電界 E_{ab} は重畳の理より

$$E_{ab} = E_{a0} \cdot V_a + E_{0b} \cdot V_b$$

となる。ここで、 E_{a0} と E_{0b} の電界の方向は逆であるから、 V_a/V_b の比 c を $|E_{0b}/E_{a0}|$ とすると E_{ab} が 0 になる。

かど点近傍の電界は数値電界計算法の一つである電荷重畳法により計算した。先に述べたようにかど点で電界が無限大になり、かど点近傍で電界が急上昇することが考えられることから、かど点に一定の比で近づくように輪郭点を配置することとし、輪郭点と仮想電荷の位置は図 5 に示すパラメータにおいて、以下の式で与えられる H_i と L_i を用いた。

図 4 かど点の電界が 0 になる電位 V_a と V_b の組み合わせ

Fig. 4. Combination of V_a and V_b making an electric field zero at an edge tip.

図 5 くさび導体の輪郭点と仮想電荷

Fig. 5. Arrangement of contour points and fictitious charges for a wedge-like edge.

図 6 くさび導体の輪郭点と仮想電荷の配置例

Fig. 6. An example of arrangement of contour points and fictitious charges.

$$L_i = \left(\frac{1.2}{1.2 - \tan \alpha} \right)^{i-1} L_1 \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$H_i = 1.2(L_i - L_{i-1}) = L_i \tan \alpha \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 α は与える角度で、くさびの開き角の 1/3 を与える。 α を 15° としたときのくさび導体の輪郭点と仮想電荷の配置例を図 6 に示す。なお、かど点にもっとも近い輪郭点とかど点との距離 L_1 は $L_1/H = 0.7 \times 10^{-9}$ (H は平面導体と大地間の距離) である。

くさびの開き角 θ を 45° としたくさび導体の計算配置を図 7 に示す⁽⁷⁾。図 7 (a)で、くさび導体の中心軸と y 軸との角度 θ が 0° , 37.5° , 67.5° , 97.5° の場合について、かど点近傍の電界が 0 になるときの V_a と V_b の比 $c(=V_a/V_b)$ を求めた。導体の影響は、平面導体とくさび導体双方の形状や寸法の影響が考えられ、表 1 の値はあくまでも図 7 (a) の具体的な配置に対する値である。図 7 (b)は輪郭点配置である。平面導体と大地の間隔 H に対して、かど点を中心に横方向 $-3H \sim 5H$ の範囲に輪郭点を配置した。くさび電極の下側面はほぼ接地平面に近い位置までである。また平面導体の効果については、平面導体のみとしたときのかど点近傍の電界は平均電界(V_b/H)と 0.001%の差であり、平面導体の端部の影響はほとんどない。結果を表 1 に示す。また、電圧 V_a , V_b を表 1 の比にしたときのくさび導体表面の電界分布を図 8 に示す。図 8 以下の電界は全て平均電界 V/H で規格化している。

(a) Calculation model

(b) Contour points

図 7 くさび導体の計算配置⁽⁷⁾

Fig. 7. Calculation arrangement for a conductor edge⁽⁷⁾.

表 1 かど点近傍の電界が 0 になる V_a と V_b の比
Table 1. Ratio of V_a/V_b when electric field is zero near an edge tip.

$\theta(^{\circ})$	$c(=V_a/V_b)$
0	0.92825
37.5	0.86836
67.5	0.76816
97.5	0.46506

図 8 くさび導体上の電界分布

Fig. 8. Electric field distribution on the side surface of the edge.

図 8 の横軸はかど点からの距離、縦軸はくさび導体上の電界である。同図によれば、かど点からの距離が 0 に近くなると実際に電界が増大せず急激に小さくなっている。

4. 誘電体かどの電界の解析的検討

〈4・1〉 かど付近の電界⁽⁸⁾ 図 9 の二次元配置を、図

図9 2誘電体のくさび形状界面

Fig. 9. Wedge-like edge of a dielectric interface.

図10 図9の極座標表示

Fig. 10. Polar coordinate expression of Fig. 9.

10のように先端を原点とし、くさびの中間面を $\theta=0$ とする極座標 (r, θ) で考える。変数分離法を適用すると誘電体 $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ における電位 Φ_1, Φ_2 を次の級数解で与えることができる。

$$\left. \begin{aligned} \Phi_1 &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} r^n (a_n \cos n\theta + b_n \sin n\theta) \\ \Phi_2 &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} r^n (c_n \cos n\theta + d_n \sin n\theta) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

境界条件は、

$\theta=\theta_0$ ならびに $\theta=-\theta_0$ で $\Phi_1 = \Phi_2, \varepsilon_1 (\partial \Phi_1 / \partial \theta) = \varepsilon_2 (\partial \Phi_2 / \partial \theta)$ である。

これらから、

$$\left. \begin{aligned} a_n \cos n\theta_0 + b_n \sin n\theta_0 &= c_n \cos n\theta_0 + d_n \sin n\theta_0 \\ \varepsilon_1 (a_n \sin n\theta_0 - b_n \cos n\theta_0) &= \varepsilon_2 (c_n \sin n\theta_0 - d_n \cos n\theta_0) \\ a_n \cos n\theta_0 - b_n \sin n\theta_0 &= c_n \cos n(2\pi - \theta_0) + d_n \sin n(2\pi - \theta_0) \\ \varepsilon_1 (a_n \sin n\theta_0 + b_n \cos n\theta_0) &= \varepsilon_2 \{ -c_n \sin n(2\pi - \theta_0) + d_n \cos n(2\pi - \theta_0) \} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

(6)式において、係数 a_n, b_n, c_n, d_n が0でない有意な解を持つためには、係数行列式が0にならなければならない。

すなわち、 $n\theta_0=A, n(2\pi-\theta_0)=B$ と書くと、

$$\begin{vmatrix} \cos A & \sin A & -\cos A & -\sin A \\ \cos A & -\sin A & -\cos B & -\sin B \\ \varepsilon_1 \sin A & -\varepsilon_1 \cos A & -\varepsilon_2 \sin A & \varepsilon_2 \cos A \\ \varepsilon_1 \sin A & \varepsilon_1 \cos A & \varepsilon_2 \sin B & -\varepsilon_2 \cos B \end{vmatrix} = 0 \dots\dots\dots (7)$$

分解して整理すると、この行列式 T は、

$$T = 2\varepsilon_1 \varepsilon_2 - 2\varepsilon_1 \varepsilon_2 \cos 2A \cos(A-B) - (\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2) \sin 2A \sin(A-B) = 0 \dots\dots\dots (8)$$

となる。さらに変形すると、

$$T = 4\varepsilon_1 \varepsilon_2 \tan^2 A \left(\frac{\tan C}{\tan A} - \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right) \left(\frac{\tan C}{\tan A} - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \right) = 0 \dots\dots\dots (9)$$

ここで $C=(A-B)/2=n(\theta_0-\pi)$

図11 $(\varepsilon_2/\varepsilon_1)\tan n\theta_0, \tan n(\theta_0-\pi)$ のグラフFig. 11. Curves of $(\varepsilon_2/\varepsilon_1)\tan n\theta_0$ and $\tan n(\theta_0-\pi)$.

図12 上下左右対称な配置

Fig. 12. Symmetrical arrangement for a dielectric edge.

すなわち、次の2つのケースになる。

$$\begin{aligned} \text{(i)} \quad & \frac{\tan C}{\tan A} = \frac{\tan n(\theta_0 - \pi)}{\tan n\theta_0} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \\ \text{(ii)} \quad & \frac{\tan C}{\tan A} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \end{aligned}$$

図11によれば(i),(ii)の超越方程式は $n=1$ 付近に解(左右の曲線の交点、点線箇所)を有するので、 $r=0$ (かど点)付近では(i)または(ii)の解のみ考えればよい。例えば(i)の場合、 $f(n)=(\varepsilon_2/\varepsilon_1)\tan n\theta_0 - \tan n(\theta_0-\pi)$ を考えると、 $f(1)=\tan \theta_0 (\varepsilon_2/\varepsilon_1 - 1)$ なので、 $\theta_0 < \pi/2$ であるから $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$ のときに $0 < n < 1$ の解を持つことが分かる。

〈4・2〉 かど部の電界緩和 〈2・2〉節に述べた、導体かどの場合と同様に、丸みのない、くさび形状の誘電体界面先端電界を0にできる可能性がある。誘電体界面の場合には次の二つの方法が考えられる。

(1) 対称性の利用 二次元の配置を考える。図12のように電位がそれぞれ V と $-V$ である2個の平板電極(導体)の中間に、上下左右対称で4つの先端がくさび形状の誘電体界面($\varepsilon_1 > \varepsilon_2$)を配置する。完全に上下対称であれば、中間面(図の点線)の電位が0となり、等電位面を同じ電位の導体で置き換えても電界分布は変わらないので、P点は接触点電界の高木効果に相当し電界は0になる。また完全に左右対称であれば、中間面(図の一点鎖線)が電界(電気力線)の方向と一致し、Q点の電界は無限大になる⁽⁷⁾。図12で上部電極の電位が $2V$ 、下部電極の電位が0でも、全体の電位が V だけあがる(シフトする)だけで電界は同じである。このときPを通る中間面の電位は V になる。

(2) 対称性のない場合 (一般的な場合) 導体の場合と異なり、誘電体は一定電位ではなく、またその電位を容易に変えられない。この場合、その代わりに位置を変えられるとする。まず、無限大電界は局所的な電荷状態(この場合は分極電荷)によって発生することに注意する。外部から印加された電界、すなわち電極表面に存在する電荷だ

図 13 ϵ_2 中のくさび状誘電体 ϵ_1
Fig. 13. Dielectric ϵ_1 inside dielectric ϵ_2 .

けでは P 点で無限大電界を形成できない。

図 13 のように、 ϵ_1 が ϵ_2 より大きい場合（誘電体凸部）の先端 P の電界を考える。同図の(a), (b)の P 点ではともに理論上電界無限大であるが、 ϵ_1 から ϵ_2 の方向を正にとると、P 点付近の電界は(a)では負の無限大、(b)では正の無限大である。したがって、誘電体 ϵ_1 を回転させると、先端電界が負から正の無限大に変化する角度があり、このときの角度で（一瞬）電界は 0 になるはずである。これは対称的な配置の図 12 の P 点に相当する。

5. 誘電体かどの電界の数値的検討

ここでは図 12 のような対称性があるときの配置と異なり、対称性がない配置について、誘電体かどの電界の振る舞いを調べる。すなわち、先に述べた図 13 のくさび形状の誘電体と平板状電極（導体）の配置で、くさび形状の誘電体先端のかど点の電界が 0 になる配置を検討する。くさび形状誘電体のくさびの開き角を 45° とし、かど点を中心にくさび形状誘電体を回転して、回転角に対するかど点近傍の電界を求める。計算の配置を図 14 に示す。誘電体の比誘電率 ϵ_1 は 6 で、誘電体以外の平板状電極（導体）と大地の間の比誘電率 ϵ_2 は 1 である。以下では電界は全て平均電界 V_d/H で規格化した値である。図 15 は誘電体の種々の回転角 θ において、かど点に近い 3 点の電界値を示したものである。この図によれば回転角 θ が 85° 付近のときに電界が 0 になる。このくさび形状の誘電体の配置ではかど点の電界が 0 となるときの図 12 に近い角度であるが、図 12 のように $\theta=90^\circ$ でないのは、配置が上下非対称なためである。図 16 に図 14 の配置で回転角 θ が 85° のときの等電位面を示す。数値計算上、かど点の電界が完全に 0 になる θ を求めるのは困難であり、回転角 θ が 85° の場合もかど点の電界は 0 ではないが、かど点の電界が完全に 0 になる回転角 θ であれば、かど点を通る等電位面はかどの中間面（開き角の $1/2$ ）を通りそうである。

図 17 は図 14 の ϵ_1 と ϵ_2 を入れ替えた配置の結果で、 $\epsilon_1 < \epsilon_2$ であるので、理論的には左右対称なので回転角が 0° のときにかど点の電界が 0 になる。図によれば実際に $\theta=0^\circ$ で電界は 0 になり、また 0 のとき以外では電界が 0 になるような傾向はない。これらの結果より、くさび形の凸形状 ($\epsilon_1 > \epsilon_2$) あるいは凹形状 ($\epsilon_1 < \epsilon_2$) の誘電体の開き角を固定した配置では、かど点の電界が 0 になるときの回転角 θ は一つ (y 軸で対称な場合も入れれば二つ) だけであると考えられる。

図 14 くさび状誘電体計算配置
Fig. 14. Calculation arrangement for a wedge-like edge of a dielectric interface.

図 15 かど点近傍の電界（くさび部分 45° ）
Fig. 15. Electric field near an edge tip.

図 16 図 14 の等電位線 ($\theta=85^\circ$)
Fig. 16. Equipotential lines for Fig. 14.

図 18 は図 17 の凹形状の誘電体について、凹部の開き角 θ を変えて凹点の電界を検討した配置である。 $\epsilon_1=1$, $\epsilon_2=6$ のときは $\epsilon_1 < \epsilon_2$ であるから、凹点の電界は通常無限大である。 $\theta=180^\circ$ のときはもちろん凹点の電界は無限大にならないが、それ以外の角度で電界が低くなる開き角を調べる。これまでの検討から、凹点を通る電気力線が中間面 (θ の $1/2$ の角度) を通れば、凹点の電界が 0 になる可能性がある。

図 19 に凹点近傍の 3 点における開き角 θ に対する電界 (V_d/H による規格値) を示す。図によれば θ が 160° 程度のと

図 17 凹点近傍の電界(凹部の開き角 45°)

Fig. 17. Electric field near a wedge-like dent.

図 18 凹形状誘電体の開き角 θ を変える配置

Fig. 18. Calculation arrangement for a wedge-like dent.

図 19 開き角と凹点近傍の電界

Fig. 19. Electric field near an edge tip.

きにもっとも電界が小さい。開き角 θ が 150° , 160° , 170° , 180° における凹点近傍の電界分布を図 20 に示す。開き角 θ が 180° のときは凹点近傍の電界はほぼ一定で、 $(V_d/H) \times (18/13)$ である。 θ が 150° のときは L/H が $10^{-4} \sim 10^{-5}$ までは電界が減少するが、凹点にもっと近く (L/H が小さく) になると電界が増加する傾向になる。また、 θ が 160° のときは凹点に近くなるにつれて電界は減少しているが、 $L/H=10^{-8}$ 程度で電界の減少の割合が小さくなる。 θ が 170° のときは図ではほぼ直線的に減少しており、開き角が $160 \sim 170^\circ$ 付近のと

図 20 凹点近傍の電界分布

Fig. 20. Electric field distribution for Fig.19.

き凹点で電界が 0 になりそうである。このように配置の非対称性により、開き角が 180° の電界よりかど点の電界が低くなる配置がある。

6. まとめ

本論文では電界が通常は無限大となる導体や誘電体のかどについて、かど点 (あるいは凹点) の電界を緩和し、かど点 (凹点) の電界を 0 とする方法について述べ、実際にこの電界緩和現象を数値計算で確かめた。導体のかどは第 3 導体を用いて、かどがある導体の電圧と第 3 導体の電圧をある比率にすれば、かど点の電界を 0 にすることができる。このときの電圧値は重畳の理を用いれば容易に求められる。一方、誘電体のかどは誘電率が大きい方の誘電体のかどを考えると、凸点の場合はかど点を通る等電位面がかどの中間面 (開き角の $1/2$) を通る配置、凹点の場合は電気力線が中間面を通る配置のときに電界が 0 になると考えられる。実際に色々な配置で電界が小さくなることを数値計算によって確かめた。

(平成 16 年 4 月 20 日受付, 平成 16 年 7 月 29 日再受付)

文 献

- (1) 高木純一:「導体並びに絶縁体の尖端における電界について」, 早稲田大学電気工学会雑誌, pp.69-77 (4 月), pp.103-110 (5 月), pp.139-147 (6 月), pp.206-213 (8 月) (1939)
- (2) T.Takuma, T.Kouno, H.Matsuba, T.Watanabe, and T.Kawamoto: "On the field distribution at the boundary surface of two dielectrics having a straight section", CRIEPI Report, No.176002 (1976) (in Japanese)
宅間 董・河野照哉・松葉博則・渡辺恒雄・河本 正:「直線上の誘電体境界面 (境界面) における電界について」, 電中研報告, No.176002 (1976)
- (3) J.Meixner: "The Behavior of Electromagnetic Fields at Edges", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.20, No.4, pp.442-446 (1972)
- (4) T.Takuma: "Field Behavior at a Triple Junction in Composite Dielectric Arrangements", *IEEE Trans. Elect. Insul.*, Vol.EI-26, No.3, pp.500-509 (1991-6)
- (5) 宅間 董:「複合誘電体における電界集中」, 静電気学誌, Vol.14, No.1, pp.40-48 (1990-1)
- (6) T.Takuma: "Check your reasoning on electromagnetic fields - Tricky Technical Trivia", *IEEE Power Eng. Rev.*, Vol.14, No.2, pp.36-39 (1994)
- (7) 宅間 董: 電界パノラマ, 電気学会 (2003)
- (8) 宅間 董・河本 正: 固体誘電体中のボイド角部の電界, 平成元年電気学会全国大会, No.22 (1989)

河 本 正

(正員) 1953年11月26日生。1974年3月奈良工業高等専門学校電気工学科卒業。1979年3月東京理科大学Ⅱ部物理学科卒業。1974年4月(財)電力中央研究所入所。主として、電界・磁界計算法に関する研究に従事し、現在に至る。博士(工学)。1989年および2001年電気学会論文賞受賞。IEEE 会員。

宅 間 董

(正員) 1938年9月30日生。1966年東京大学大学院博士課程修了。工学博士。同年同大学電気工学科講師。1967年(財)電力中央研究所入所。高電圧、放電、電磁界解析、核融合などの研究に従事。1989～1993年九州大学客員教授。1995年～2002年京都大学工学研究科教授。2002年から(財)電力中央研究所研究顧問。2004年東京電機大学教授。1975年英国電気学会Maxwell賞、1981年および1991年電気学会著作賞、1992年業績賞受賞ならびに科学技術庁長官賞受賞。IEEE Fellow.