

コンピュータ法による Field 解析 (Ⅱ)

武藤三郎・水野公博・正木徳治

電気工学教室
(1972年9月11日受理)

Computer Methods in Field Analysis Ⅱ

Saburo MUTO, Kimihiro MIZUNO and Tokuji MASAKI

(Department of Electrical Engineering)

(Received Sept. 11, 1972)

This paper is a part of the series of the study concerning the analysis of electrical field by an electronic high-speed digital computer.

From a viewpoint of power engineering, studies were made on the potential distribution in and around a spacer of a compressed gas-insulated transmission line.

Equi-potential curves of various disk-type and pole-type spacer were obtained by those computer methods.

V コンピュータ法による管路気中送電用 スペーサの電位分布

V-1 管路気中送電用スペーサ

超高圧送電には架空線、電力ケーブル、等による以外にガス絶縁を用いた管路気中送電方式の採用が検討されている。この方式は円形管路中内部に一定間隔で配置した絶縁物のスペーサで支持された導体を配置し、管路内の空隙に SF_6 、 N_2 、フロンガス等の絶縁耐力の大きい気体を封入して超高圧送電線路とし、これを使用するものである。送電方式として最初に提案されたものは管路内に3相一括封入によるもので英国の Hobart⁽¹⁾ が1942年特許を得ているがさらに1964年一本のパイプ内に1相封入による送電方式の特許もえられている。わが国⁽²⁾においても福田節雄博士、電力中央研究所、ケーブルメーカ等の共同開発による実用規模研究があり、最近では電力会社において実用化されようとしている。

Fig. Ⅱ-1 は1本のパイプ内に単相の導体を配置した〔B〕と3相を一括配置した図〔A〕とを示したものである。

本方式は誘電率の小さいガス体で絶縁するため誘電体損失も小さく、分布キャパシタンスもOFケーブル等よりはるかに小さい。従って超高圧送電の場合にも大電力

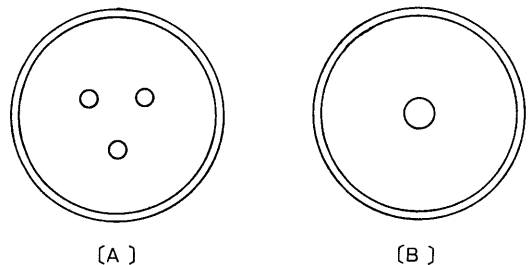


Fig. Ⅱ-1 Two Types of compressed gas-insulated transmission line

〔A〕……three phase arrangement

〔B〕……single phase arrangement

を送電する際に送電距離を大きくとれる利点がある。

しかしこのような管路気中送電方式については多くの困難な問題を含み、特に導体を支持するスペーサの半径方向の沿面閃路を如何にして防止するかが重要な課題である。

本論文ではコンピュータ法による Field 解析⁽³⁾の計算例としてこの管路気中送電用スペーサの表面および近傍における静電界を計算して電位分布の点より最適のスペーサ形状を求めんとするものである。

V-2 軸対称スペーサの Field 計算

V-2-1 スペーサ形状と計算式

管路気中送電用スペーサの形状として Fig. II-2 [A] に示すような直線ディスク型が最も簡単であるがこれではスペーサ沿面の電位分布が中心軸近くに集中し、従って電位傾度が中心軸付近で大きく周辺にゆく程ゆるやかになる。

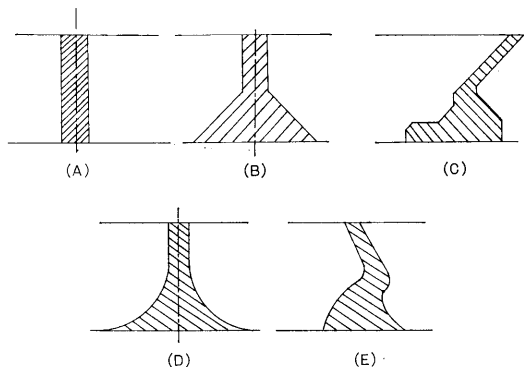


Fig. II-2 Various shapes of spacer dielectrics (A)~(E).....disk type

一方スペーサ形状として Fig. II-2 [B] ~ [E] のようにスペーサの厚さを中心軸に近づく程大きくするか、沿面距離が特に大きくなる曲線状のスペーサ形状にすれば沿面方向の電位傾度を改善することができる。以下スペーサの形状を代表するものとして Fig. II-2 [B] [C] [D] [E] の4例についてその電圧印加時のスペーサ周囲の Field をコンピュータ法で計算しその結果を比較してみることにする。

管路気中送電のスペーサは管路内に軸方向へ数m間隔で配置されるのでスペーサから軸方向に遠ざかる程その Field はスペーサのない場合に近づき管路直径の5~6倍の距離の電界に対してはほとんどスペーサ存在の影響がなくなる。

従って Fig. II-3 のように管路の中央斜線部分 M_0 をスペーサ部分としてその両側で中央より175cmの範囲をそれぞれ M_1 , M_2 の部分に分割し、これより外側ではスペーサによる Field への影響を無視しうものとして取り扱った。上記の M_0 , M_1 , M_2 の空間を

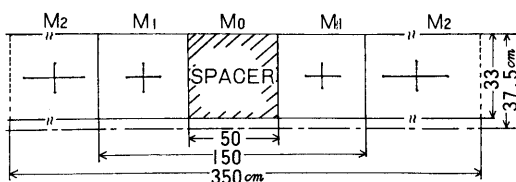


Fig. II-3 Various parts of the line

コンピュータ法で計算する際に全領域を必要な大きさの網目形状部分で覆うとして中央部分 M_0 とその両側の M_1 部分を半径方向および軸方向に各々1cmの正方形網目に分割した。このように網目の大きさを位置により変える理由はスペーサ近傍の部分の Field を特に高精度で求めることとスペーサより遠ざかった位置の Field は簡単な計算で求めうるめとより網目を大きくとったのである。

なお M_1 と M_2 との境界部分については Fig. II-4 のような変形網目1-2-3-4-5の各点を用いて接続している。またスペーサの両側の M_2 領域よりさら

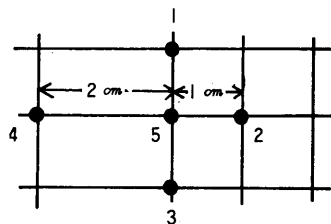


Fig. II-4 Connection of the two different meshes by the distorted square

に外側ではその電位傾度 g をスペーサのない場合の同心円筒電極の電位分布は (II-1) 式で計算している。

$$g = V/r \log \frac{R_0}{R_i} \quad \text{.....(II-1)}$$

ここに R_0 : 内部導体半径, R_i : 外側円筒内径, r : 中心より任意の位置の半径, V : 内外円筒電極間の電位差, 等を示す。

さて円筒座標系で軸対称のラプラス方程式を差分方程式で示せば先に発表した本論文 (I) の頁294, Fig I-4 より次式となる。

$$\begin{aligned} V(r, Z)^{n+1} = & V(r, Z)^n + \left(\frac{\alpha}{K} \right) \left\{ V(r+1, Z)^n \right. \\ & \left. \left\{ \frac{1+Wh/2R_{rz}}{q(q+W)} \right\} + V(r-1, Z)^{n+1} \left\{ \frac{1-qh/2R_{rz}}{W(b+W)} \right\} \right. \\ & \left. + V(r, Z+1)^n \left\{ \frac{1}{P(P+S)} \right\} + V(r, Z-1)^{n+1} \right. \\ & \left. \left\{ \frac{1}{S(P+S)} \right\} - K \cdot V(r, Z)^n \right\} \quad \text{.....(II-2)} \end{aligned}$$

上式において

$$K = \frac{1}{Wq} + \frac{1}{SP} - \frac{h(W-q)}{2WqR_{rz}} \quad \text{.....(II-3)}$$

n = 反復回数

α = 加速係数

しかしスペーサの形状によりその表面部分で誘電率の異なった絶縁物とガス体とが相接して共存する場合としてこれを Fig. II-5 のような異なった誘電率の媒質の組合せよりなる境界について上記差分方程式を適用した近似式として次の (II-4) 式を導くことができる。

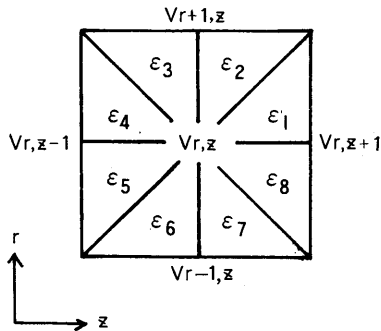


Fig. II-5 Mesh parts surrounded by the various dielectrics, $\epsilon_1, \epsilon_2, \dots, \epsilon_8$,

$$V^{n+1}(r, Z) = V(r, Z)^n + \left(\frac{\alpha}{K'}\right) \left\{ V(r+1, Z)^n K_8 + V(r-1, Z)^n K_7 + V(r, Z+1)^n K_1 + V(r, Z-1)^n K_5 - V(r, Z)^n K' \right\} \dots\dots (II-4)$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} K_1 &= (1 + h/4R_{TZ})\epsilon_1 + (1 - h/4R_{TZ})\epsilon_8 \\ K_3 &= (1 + h/2R_{TZ})(\epsilon_1 + \epsilon_8) \\ K_5 &= (1 + h/4R_{TZ})\epsilon_4 + (1 - h/4R_{TZ})\epsilon_5 \\ K_7 &= (1 - h/2R_{TZ})(\epsilon_6 + \epsilon_7) \\ K' &= K_1 + K_3 + K_5 + K_7 \end{aligned} \right\} \dots\dots (II-5)$$

従って Fig. II-5 に示すように 2つの相接した異なる誘電率の媒質間の境界線を直線と考え、これらの各傾斜の異なる境界線を各々のパターンと考えこれを組合せることにより Fig. II-2 の各種スペーサと周囲ガス体との境界線を形成しうる。これと (II-3) 式の適用との併用をプログラムに盛りこんで、コンピュータにかければ Field 計算が可能となる。

V-2-2 計算プログラム

いまデジタル計算機のプログラムの中にスペーサと周囲ガス体との境界線を示すパターンとして Fig. II-6 のような代表的パターンに 19, 22, 32 のような番号を付しこれを網目に対応させ、データインプットとする方法を採用した。

軸対称のスペーサ電位分布を計算するためのフローチャートは Fig. II-7 の通りである。

またその計算結果を図示すれば Fig. II-2(B)〔C〕のスペーサの場合として、それぞれ Fig. II-8, Fig. II-9 に示すようである。

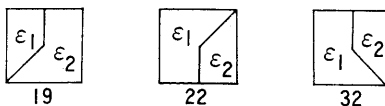


Fig. II-6 Typical patterns of spacer-boundary

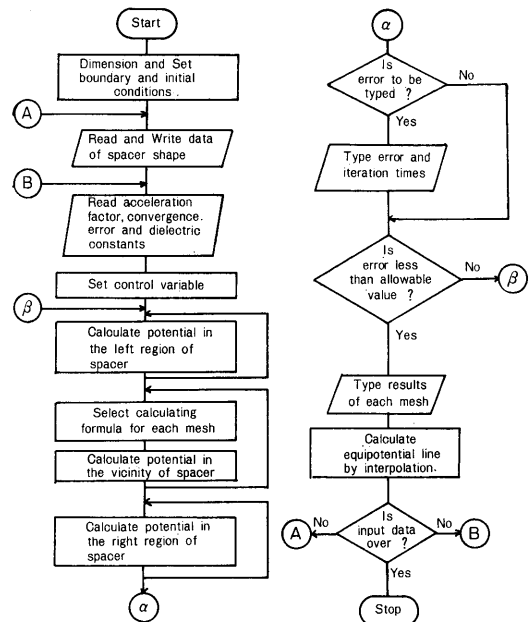


Fig. II-7 Flow diagram of main routine of the digital program

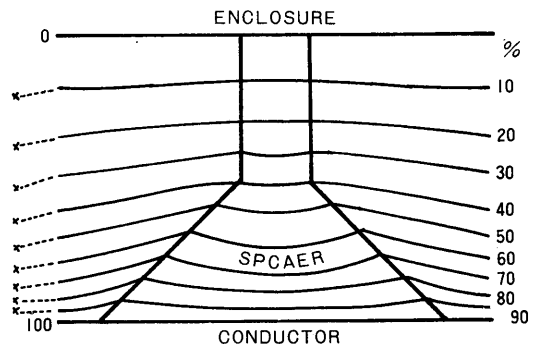


Fig. II-8 Field distribution at spacer (B) of Fig. II-2

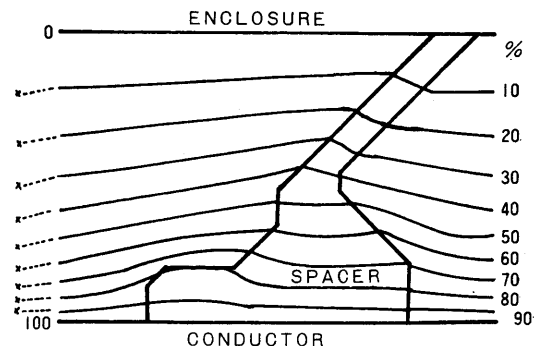


Fig. II-9 Field distribution at spacer (C) of Fig. II-2

さらに Fig. II-6 のパターンの組合せを多少変えて折線を連結していけば Fig. II-2 [C] [D] のような曲線形状のスペーサについても同様にコンピュータによる計算を進めることができる。

Fig. II-10, Fig. II-11 はこのようにして, [C] [D] のスペーサについて得られた計算結果を等電位曲線として図示したものである。これより沿面における電位傾度を求めるめとも容易である。

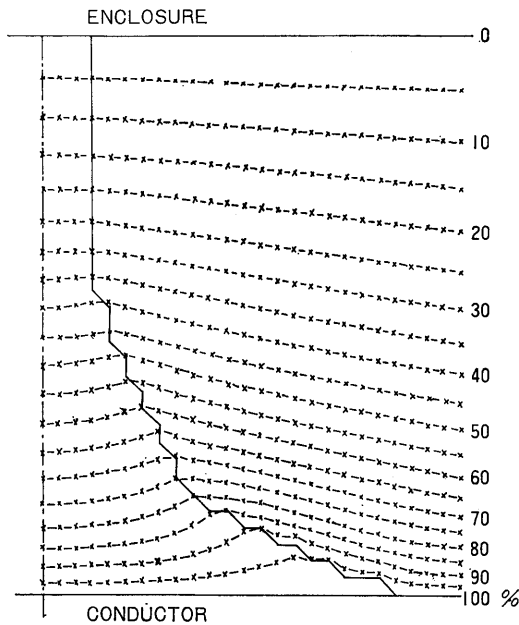


Fig. II-10 Field distribution at spacer (D) of Fig. II-2

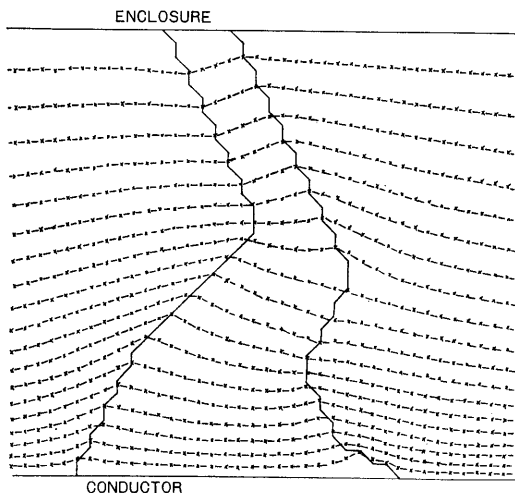


Fig. II-11 Field distribution at spacer (E) of Fig. II-3

V-3 三次元スペーサの Field 計算

V-3-1 三次元 Field 計算式

すでに本論文 (I) において円筒座標表示の差分方程式として (I-18) 式を示したがさらにこの緩和式として次の (II-5) 式を導くことができる。

$$V(r, Z, \phi)^{n+1} = V(r, Z, \phi)^n + \left(\frac{\alpha}{K} \right) \left\{ \frac{V(r+1, Z, \phi)^n (1 + \Delta r / 2R_0)}{\Delta r r (\Delta r r + \Delta r)} + \frac{V(r-1, Z, \phi)^{n+1} (1 - \Delta r / 2R_0)}{\Delta r (\Delta r r + \Delta r)} + \frac{V(r, Z+1, \phi)^n \left(\frac{1}{\Delta Z Z} \right) + V(r, Z-1, \phi)^{n+1} \left(\frac{1}{\Delta Z} \right)}{\Delta Z Z + \Delta Z} + \frac{V(r, Z, \phi+1)^n \left(\frac{1}{\Delta \phi \phi} \right) + V(r, Z, \phi-1)^{n+1} \left(\frac{1}{\Delta P} \right)}{R_0^2 (\Delta \phi \phi + \Delta \phi)} \right\} \quad (\text{II-5})$$

$$K = \frac{1}{\Delta r, \Delta r r} + \frac{1}{\Delta Z, \Delta Z Z} + \frac{1}{R_0^2 \Delta \phi, \Delta \phi \phi} \quad (\text{II-6})$$

n ; 反復回数

α ; 加速係数

上記 (II-5) 式を用いてスペーサの Field を計算する場合さらにスペーサとその周囲ガス体との境界部分について誘電率の異なった Fig. II-12 に示すような

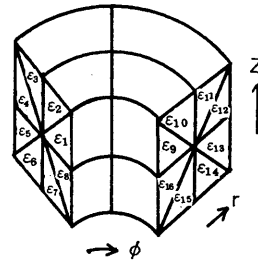


Fig. II-12 Mesh parts surrounded by the various dielectrics, $\epsilon_1, \epsilon_2, \dots, \epsilon_8, \epsilon_9, \epsilon_{10}, \dots, \epsilon_{16}$

境界によって各部分の誘電率が異なる場合にこれを $\epsilon_1, \epsilon_2, \dots, \epsilon_8, \epsilon_9, \dots, \epsilon_{16}$ のごとくとり差分方程式として近似計算式を導けば次の (II-6) 式をうる。

$$V(r, Z, \phi)^{n+1} = V(r, Z, \phi)^n + \left(\frac{\alpha}{K'} \right) \left\{ V(r+1, Z, \phi)^n K_1 + V(r-1, Z, \phi)^{n+1} K_2 + V(r, Z+1, \phi)^n K_3 + V(r, Z-1, \phi)^{n+1} K_4 + V(r, Z, \phi+1)^n K_5 + V(r, Z, \phi-1)^{n+1} K_6 - K' V(r, Z, \phi)^n \right\} \quad (\text{II-7})$$

ここに

$$\begin{aligned}
 K_1 &= (1+1/2R_0)(\varepsilon_4 + \varepsilon_5 + \varepsilon_{12} + \varepsilon_{13})/2 \\
 K_2 &= (1-1/2R_0)(\varepsilon_1 + \varepsilon_8 + \varepsilon_9 + \varepsilon_{16})/2 \\
 K_3 &= (1+1/4R_0)\frac{\varepsilon_3 + \varepsilon_{11}}{2} + (1-1/4R_0)\frac{\varepsilon_2 + \varepsilon_{10}}{2} \\
 K_4 &= (1+1/4R_0)\frac{\varepsilon_6 + \varepsilon_{14}}{2} + (1-1/4R_0)\frac{\varepsilon_7 + \varepsilon_5}{2} \\
 K_5 &= (1+1/4R_0)\frac{\varepsilon_{11} + \varepsilon_{12} + \varepsilon_{13} + \varepsilon_{14}}{4R_0^2\theta^2} \\
 &\quad + (1-1/4R_0)\frac{\varepsilon_9 + \varepsilon_{10} + \varepsilon_{15} + \varepsilon_{16}}{4R_0^2\theta^2} \\
 K_6 &= (1+1/4R_0)\frac{\varepsilon_3 + \varepsilon_4 + \varepsilon_5 + \varepsilon_6}{4R_0^2\theta^2} \\
 &\quad + (1-1/4R_0)\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_7 + \varepsilon_8}{4R_0^2\theta^2} \\
 K' &= K_1 + K_2 + K_3 + K_4 + K_5 + K_6 \\
 \theta &: \text{分割角度 (ラジアン)}
 \end{aligned}$$

.....(II-8)

(II-7)式を用いれば軸対称でなく、より一般的の三

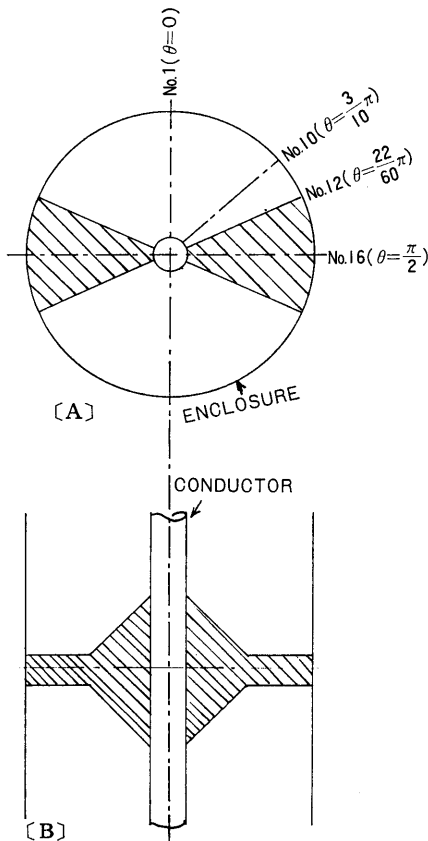


Fig. II-13 Three-dimensional pole-type spacer No. 1, No. 10, No. 12, No. 16 are sectional surfaces for $n=1, 10, 12, 16$ of radial angle $(n-1)\frac{2\pi}{60}$

次元スペーサ近傍の Field 計算が可能となる。

V-3-2 軸対称でないスペーサの Field 計算

いま上記の例として Fig. II-13 に示すような軸対称でない簡単なスペーサの近傍における Field をデジタル計算機で求めてみることにしよう。

プログラムとしては前述 V-2-2 節にならって Fig. II-14 の 6, 7 に示すようなパターンの組合せを考える。

このようなパターンの順序を適当に選り各網目についてこのパターンとの両方を組合せたプログラムとして計算を進めていけばかなり複雑な形状の三次元スペーサでも計算できる。

上例についてのフローチャートを示せば Fig. II-15 のようである。

Fig. II-13 [A] においてスペーサを含めた断面の円周を60等分しているがこの場合左右対称であることから、その1/4の空間についてのみの計算結果を示すこと

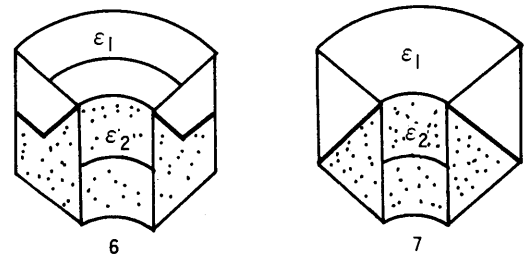


Fig. II-14 Typical patterns of three-dimensional spacer-boundary

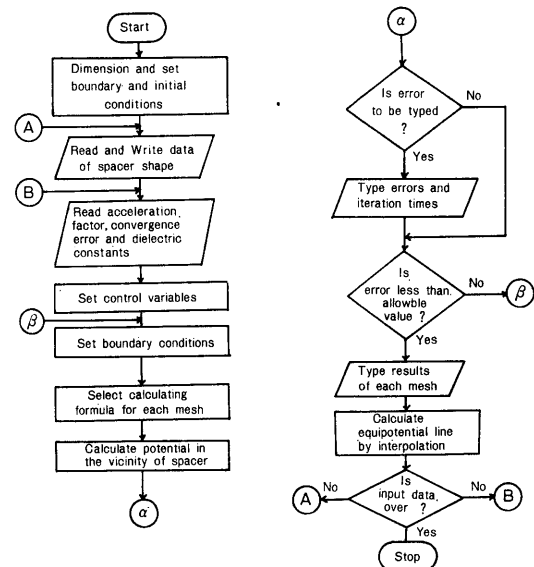


Fig. II-15 Flow diagram of main routine of the digital program

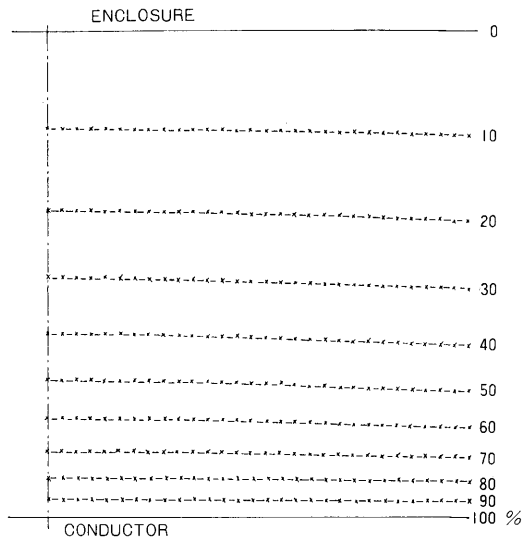


Fig. II-16 Field distribution on the surface of section No. 1 of Fig. II-13

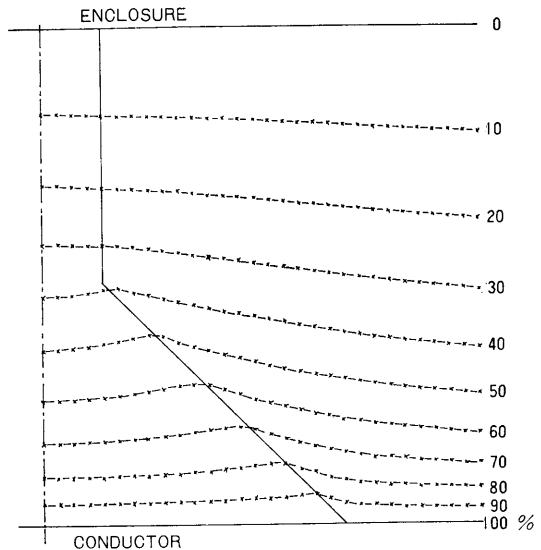


Fig. II-18 Field distribution on the surface of section No. 12 of Fig. II-13

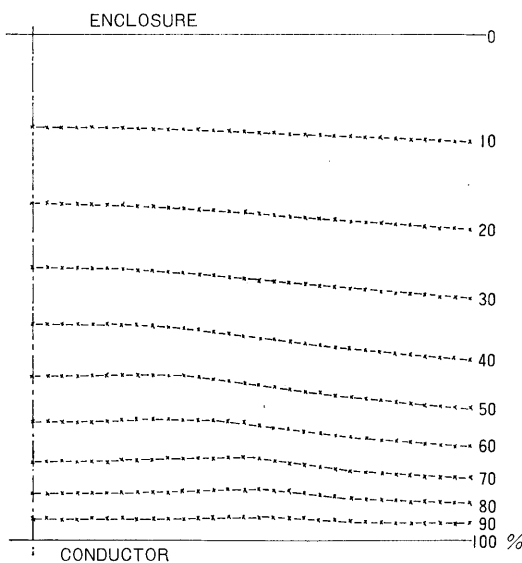


Fig. II-17 Field distribution on the surface of section No. 17 of Fig. II-13

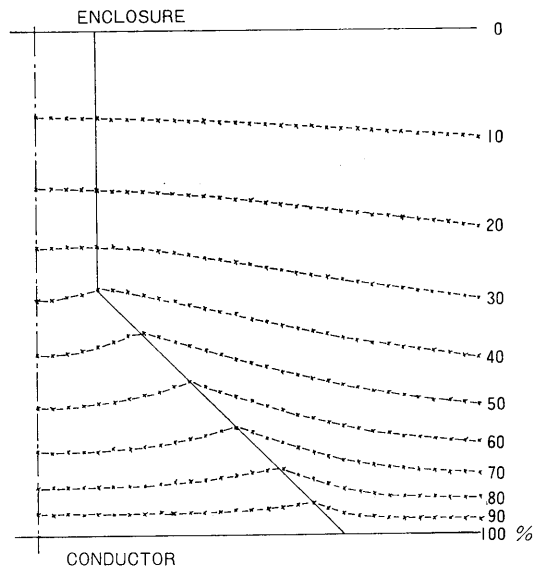


Fig. II-19 Field distribution on the surface of section No. 16 of Fig. II-13

にした。当然電位分布は分割した円周の各位置ごとにその断面上で立体的の分布となり、これを完全に表現するには立体模型による以外困難であるが、いま代表的2～3の断面におけるもののみを示すものとしてFig II-13の〔A〕におけるNo. 1, No. 10, No. 12, No. 16の各断面のField分布を図示すればFig. II-16, II-17, II-18, II-19のようになる。他の断面については省略した。

V-4 結 論

コンピュータ法によれば工学上に重要なラプラス、またはポアソンの方程式で示されるFieldの分布を計算することができるが特に管路気中送電用スペーサの周囲の電界分布を求めるには上述のような特別なプログラムを開発する必要がある、これによってスペーサが軸対称でデスク型のものは勿論、柱型の軸対称でない三次元スペーサについても計算しうることを示した。この場合の

Field 分布は立体模型でないと完全に表現できないが本論文ではその代表的断面における等電位線として計算の一部を表現している。

終りに本研究に協力された研究室各位に深謝する。

文 献

- (1) H. M. Hobart; J. Franklin Inst, Vol. 234.
p. p. 251~331 (1942)
- (2) S. Fukuda; IEEE Trans. P. A. S., Vol.
PAS-86, p. p. 60~66 (1967)
- (3) 武藤, 水野; 名工大学報 第23巻 p. p. 291~300
(1971)