

論 文

石油タンク内の電界計算

内部に接地金属球のある場合

浅野和俊*, H. KRÄMER**, G. SCHÖN**

(1977年2月7日受付)

Electrostatic Fields around a Sphere in a Cylindrical Tank Partly Filled with Charged Liquid

K. ASANO*, H. KRÄMER** and G. SCHÖN**

(Received February 7, 1977)

In order to assess electrostatic hazard associated with charged liquid in a tank, a model tank was constructed. For this model tank, electrostatic problem was numerically solved. The model consists of a cylindrical tank which is partly filled with charged liquid. With a simple configuration, potential distribution was calculated and found the highest potential could be an order of 10 [kV], when the charge density of 10 [$\mu\text{C}/\text{m}^3$] was assumed. When a metal sphere was introduced in gas space of the tank, potential distribution was again calculated. The maximum field strength on the sphere varied with the separation between the sphere and the liquid surface. It was shown that although it depends on the charge density, the maximum field strength could be higher than the breakdown strength of air.

1. はじめに

空間電荷によって生ずる電界の問題はけっして新しいものではないが、近年それらがとくに注目される原因の一つは、スーパータンク、ジェット機、タンクローリ等の爆発に代表されるように、それによって引き起こされる災害の社会に及ぼす影響の大きさによる。これらの災害の原因としては可燃性物質の存在が第一条件であるが、これの着火の原因としては必ずしも静電気である必要はない。しかし、それらの石油燃料特有の性質として、空間電荷が生じやすい状態にあることと、それらの空間電荷によって生ずる電界が着火せしめるに十分なエネルギーを持つと考えられることから、着火の原因の一つとしての静電気の問題が今日とりあげられている¹⁾。

空間電荷そのものについては理論的分野ではよく知ら

れていても、実際に存在する空間電荷とその性質についてはあまりよくわかっていないのが現状である。これらの爆発事故による災害の原因とみなされている放電に関しては、空間電荷による放電で金属導体間の放電とは性質が異なる。雷も一種の空間電荷放電とみなされるが、これらの現象に代表されるように空間電荷による放電には未解明の部分が多い。

石油燃料は原油から精製されたものであるが、近年の精製技術の向上と相俟ってその純度が非常に高くなっている。純度が高くなるにつれて、炭化水素特有の性質であるところの電気伝導度が低い傾向を示すのは当然の成行きである。精製されても誘電率はほとんど変化しないから、電荷の緩和時間のみが大きくなる。このことは、いったん発生した空間電荷はなかなか消滅しないことを意味する。この空間電荷を持った石油燃料がタンク車等に積み込まれる場合、石油燃料が積み込まれる速度が電荷の緩和時間よりも早ければタンク内に電荷がしだいに蓄積されることになる²⁾。

これらの電荷がどの程度のものか、また、それによって生ずる電界はどうかという問題に関しては定性的な検

* 山形大学工学部電気工学科 (992 米沢市城南 4-3-16)

Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Yamagata University, 4-3-16, Jyonan, Yonezawa 992, Japan

** Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Bundesallee 100, 3300 Braunschweig, West Germany

討が主であった。ここではこの問題をより定量的に解明しようとするものである。今回はタンク車のモデルについて Poisson 式による電界計算を行ない、その内部の電位分布、さらには突起物に集中する高電界についての計算結果を報告する。このモデルで実験的に行なった測定結果については別の機会に報告する予定である。

2. 計算の対象とした実験タンク

実際のタンク車内での放電の機構は次のように考えられている。すなわち、ほぼ一定量の電荷を持った液体が一定の割合でタンク内に流入する。タンク内の液量は時間とともに増加し、それに伴って蓄積電荷量が増加し電位がしだいに上昇する。そのタンク内には、ふつうゲージ等の突起物が存在し、それに電界が集中する。この電界値が、ガス中での放電開始値以上ならば放電するであろうと考えられる。

われわれはこの問題を理論と実験の両面から究明したが、その際とりあげるべきタンクの形状については不定因子となるべく減らし、できるだけ数式に乗るような状態を作りだすようつとめた。一般的なタンクの形状での解析是不可能であるので、円筒型のタンクでモデル化した。実際のタンク車の形状からいいうならば角柱型モデルのほうがよりよい近似を与えるのであるが、金属球を内部に導入した場合の電界計算には回転座標でなければ計算が不可能であるので、外側での近似の精度を落としても、この球の付近の電界の精度を上げるためにこの形状を選んだ。

実際のタンク車の場合、液面は時間とともに上昇するのであるが、この上昇速度は電荷の緩和速度に比して十分小さいので、電界分布に関しては準静的問題として取り扱うことができる。それでわれわれは、一定流量の石油燃料が流れ込み、それをポンプでとり出して、いつも液面が一定の高さになるシステムを考えた。

タンクの寸法は実際のタンクとはあまり違わないもので、しかもなお理論的解析の可能なモデルタンクを作るよう心がけた。結局、最終的に決定されたタンクの形状は図 1 に示すような円筒型のタンクで、その側面より石油燃料がタンク内に送り込まれるようになっているが、タンク内の電荷密度はできるだけ均一になるように、また、液面の表面があまり波立たないような形状が選ばれた。タンクの下面には鉄の格子が電界の境界の一部を形成するようにおかれ、その格子を通り抜けた液体はポンプで循環させられ閉路を形成している。閉路の途中にフィルタを置き、そこでほぼ一定の電荷量を供給するような構造となっている。液面の上部にはやはり金属の格子が電気的な境界面の一部を形成するように配置され、そ

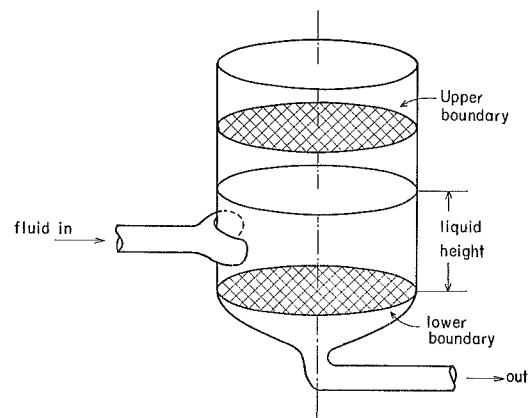


図 1 実験タンクの形状

Fig. 1 The configuration of the experimental tank.

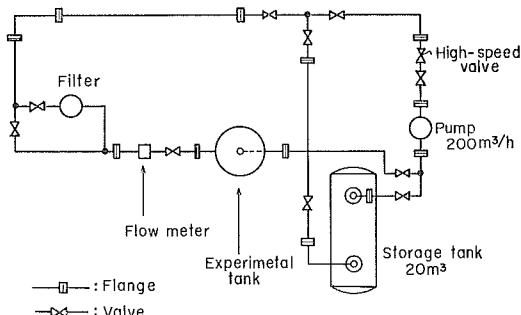


図 2 実験システムの構成図

Fig. 2 Schematic of the experimental system.

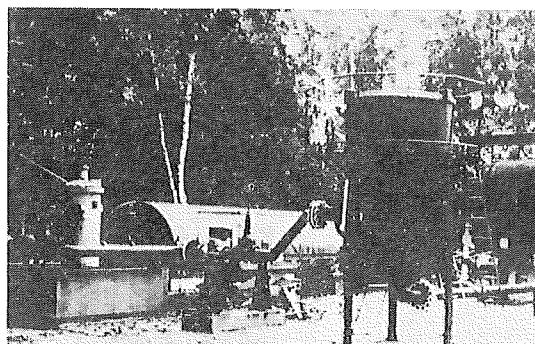


図 3 実験タンクの全景

Fig. 3 View of the experimental tank.

の格子上には電界強度計がとりつけられて格子面上の中央での電界強度が測定できるようになっている。この上部格子は高さが調整できる構造となっていて、液面からの距離を自由に変えられる。この金属格子は透過率の高いものが用いられたが、これは将来、実際に爆発させる実験を行なえるようにしたものである。

この実験のシステム構成は図 2 に示してあるが、これ

はその装置全体のなかでこの実験に使われた部分のみを示している。実験タンクの全景は図3に示されている。

3. 数値解析法

前述のように、モデルタンクはなるべく均一な電荷分布となるよう設計されたが、もしこれが予想どおりとするならば、われわれは Poisson の式を与えた境界条件をもとにして解くことができるが、後述するように突起物をも含めた形状では解析解を得るのが不可能であるので、計算機を利用して Poisson 式を緩和法により解いた。なお突起物のない円筒型のタンクに関する解析解は、著者の一人が最近発表している³⁾。

軸対称の円筒座標における Poisson の式は次のようにある。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (1)$$

ここで、 ϕ : 電位 [V], ρ : 電荷密度 [C/m³], $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$, ϵ_r : 比誘電率, ϵ_0 : 真空の誘電率 8.85×10^{-12} [F/m]。

実際に計算するに当たり、すべての量を規準化しておいたほうが便利である。それで r_0 を規準半径として、それによって規準化を行なった。この r_0 はタンクの半径でもよいが、より簡単な数値であってもさしつかえない。 ϕ_0 を規準電圧に選んでいるが、この値は電荷密度より求められるものである。

$$R = \frac{r}{r_0}, \quad Z = \frac{z}{r_0}, \quad \phi = \frac{\phi}{\phi_0} \quad (2)$$

これらの規準化された量を(1)式に代入し、新たに Q を定義すると

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \phi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial Z^2} = -Q \quad (3)$$

$$\text{ただし} \quad Q = \frac{r_0^2 \rho}{\phi_0 \epsilon} \quad (4)$$

軸対称であるから、この問題は二次元で解ける。この

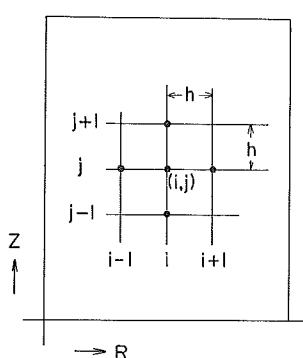


図4 格子点の命名

Fig. 4 Nomenclature of computational grids.

微分方程式を緩和法で解くためには差分方程式に書き替えねばならないが、その格子のとり方は図4に示す方式にしたがって行なわれた。実験タンクの大きさは直径 1.6[m], タンク内の高さ 2.0[m] であるから、格子サイズを 5[cm] にとると格子点の数は 17×41 , もしくは 2.5[cm] にとると 33×81 となる。

(3)式は図4の記号に従って差分方程式に書き替えられたが、その最終的な形は次のようになる。

$$\begin{aligned} \phi(i, j) = & \frac{1}{4} \left\{ \phi(i+1, j) + \phi(i-1, j) \right. \\ & + \phi(i, j+1) + \phi(i, j-1) + \frac{h}{2R(i)} \left[\phi(i+1, j) \right. \\ & \left. \left. - \phi(i-1, j) \right] + h^2 Q(i, j) \right\} \end{aligned} \quad (5)$$

$\phi(i, j)$ および $Q(i, j)$ は格子点における電位、電荷密度である。なおここでの格子幅 h は規準半径 r_0 で規準化された量で無名数である。われわれは計算に便利なように r_0 として 1.0[m] を選んだ。タンク内の液面の高さは 1.0[m] になるように設計されている。上部は空気であるので、この部分には空間電荷は存在しない。これは $Q(i, j)$ を場所の関数として与える場合、気相部に相当するところで $Q(i, j) = 0$ とおくことにより得られる。

Poisson の式は以上のようにいずれの部分にも適用できるが、円筒軸上は特異点となり、このままでは使えない。この困難さを取り除くためには、(3)式を修正する必要がある。軸上では R が 0 であると同時に対称性から $\partial \phi / \partial R$ も 0 であることに着目すると、(3)式は

$$2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial R^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial Z^2} = -Q \quad (6)$$

となり、その差分方程式は

$$\begin{aligned} \phi(i, j) = & \frac{1}{6} \left[4 \phi(i+1, j) + \phi(i, j+1) \right. \\ & \left. + \phi(i, j-1) + h^2 Q(i, j) \right] \end{aligned} \quad (7)$$

となる。

境界条件はタンクの外壁で与えられていてすべて電位 0 となっているが、液面では特別な考慮が必要である。その部分の境界条件は

$$\hat{n} \times (\bar{E}_l - \bar{E}_g) = 0 \quad (8)$$

および

$$\hat{n} \cdot (\bar{D}_l - \bar{D}_g) = 0 \quad (9)$$

ただし E_l, E_g は液相部、気相部の電界の強さ、 D_l, D_g はそれぞれの電束密度である。 \hat{n} は界面の単位垂直ベクトル

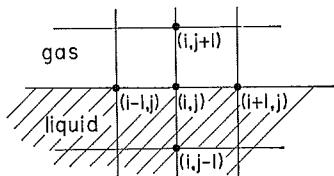


図 5 液面での格子点

Fig. 5 Computational grids on the liquid surface.

トルである。(8)式と外壁の電位より液相と気相の境界面での電位は等しいと求められるが、(9)式の適用の仕方によりいろいろな差分方程式が考えられる。その一つの Seeger の方法をここで用いた⁴⁾。それは図 5 を参考にして次のように書ける。

$$\epsilon_0 [\phi^g(i, j+1) - \phi^g(i, j-1)] = \epsilon_r \epsilon_0 [\phi^1(i, j+1) - \phi^1(i, j-1)] \quad (10)$$

ここで $\phi^g(i, j-1)$ と $\phi^1(i, j+1)$ は仮想電位である。(5)式を $\phi^g(i, j)$ と $\phi^1(i, j)$ とに書きなおすと両式に上記の仮想電位が含まれるから、この 3 式より、これらの仮想電位を消去することにより次のような差分式が得られる。

$$\begin{aligned} \phi(i, j) = & \frac{1}{4} \left\{ \phi(i+1, j) + \phi(i-1, j) \right. \\ & + \frac{2}{1+\epsilon_r} \phi(i, j+1) + \frac{2\epsilon_r}{1+\epsilon_r} \phi(i, j-1) \\ & \left. + \frac{h}{2R(i)} [\phi(i+1, j) - \phi(i-1, j)] \right\} \end{aligned} \quad (11)$$

さらに液面の中心では前述の特異性をも加味して修正する必要がある。

$$\begin{aligned} \phi(i, j) = & \frac{1}{6} \left[4\phi(i+1, j) + \frac{2}{1+\epsilon_r} \phi(i, j+1) \right. \\ & \left. + \frac{2\epsilon_r}{1+\epsilon_r} \phi(i, j-1) \right] \end{aligned} \quad (12)$$

タンク壁面と液面に関しては、いずれも円筒座標の座標面上にあるので、その境界面は差分方程式の格子点にあたるように選ぶことができるが、気相部の軸上に球を

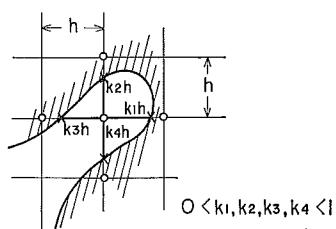


図 6 任意寸法の格子点

Fig. 6 Nomenclature of irregular grids.

つり下げた場合、この境界面は格子点とは一致しなくなる。図 6 に示すように、一般に境界面が格子点と一致しない場合の差分方程式はかなり複雑になる。

$$\begin{aligned} \phi(i, j) = & \frac{1}{A} \left\{ \frac{2}{k_1(k_1+k_3)} \phi(i+1, j) \right. \\ & + \frac{2}{k_3(k_1+k_3)} \phi(i-1, j) + \frac{2}{k_2(k_2+k_4)} \phi(i, j+1) \\ & \left. + \frac{2}{k_4(k_2+k_4)} \phi(i, j-1) + \frac{h}{(k_1+k_3)R(i)} \right. \\ & \times \left. [\phi(i+1, j) - \phi(i-1, j)] \right\} \end{aligned} \quad (13)$$

ただし

$$\begin{aligned} A = & \frac{2}{h_1(h_1+h_3)} + \frac{2}{h_3(h_1+h_3)} + \frac{2}{h_2(h_2+h_4)} \\ & + \frac{2}{h_4(h_2+h_4)} \end{aligned}$$

普通はこれらの係数が全部一度に現われることではなく、つかせいぜい二つである。なおこの式は気相部にのみ適用するので空間電荷の項はとり除いてある。

4. 計算方法および結果

4.1 突起物なしの場合

突起物がタンク内に存在しない場合は、すべての境界面が格子点上にくるために差分式は非常に簡単になり、また計算過程も単純な計算のくり返しでプログラミングにも特別の手法は必要としない。格子間隔としては $h=0.05$ と 0.025 を用い、計算のための電荷の値としては $Q=400$ をとった。この値は特別な理由はないが、計算結果の規準化された電位がなるべく簡単な数字になるようを選ばれた。実際の電荷が与えられた場合にはこの値と(4)式から規準電位 ϕ_0 が求められ、それをもとにして実際の電位 ϕ を計算結果と(2)式から求めることができる。これらを組み合わせて次のような変換式が得られる。

$$\phi = \frac{r_0^2 \rho}{\epsilon_0 Q} \Phi = \alpha \Phi \quad (14)$$

もしも $\rho=10^{-5} [\text{C}/\text{m}^3]$ をとるとすれば、規準化された電位から実際の電位を求めるためには係数 α として 1,412 を用いると実際の電位がでてくる。

後述する目的のために気相部の高さをいろいろ変えて計算を行なったが、その高さが 1 [m] の場合の計算結果から等電位面を描いたのが図 7 に示してある。この図に示されている電位は規準化された電位である。この場合の最高電位は 45.63 であるが、 $\rho=10^{-5} [\text{C}/\text{m}^3]$ のときの実際の電位は 64.4 [kV] である。

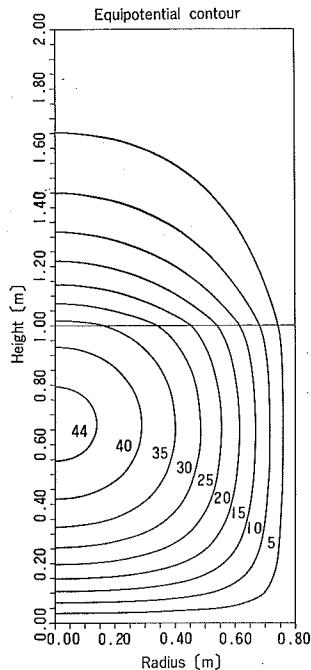


図 7 球がない場合のタンク内の等電位面

Fig. 7 Potential contour in the tank without a sphere.

一般に緩和法で計算をする場合に、計算時間の短縮をはかるためにさまざまな手法が考えられているが、ここでは特別な加速係数を使わない Gauss-Seidel 法によった。計算結果の収束の判定法にもいろいろあるが、このような単純な問題ではそのためのプログラミングが主計算のプログラミングよりもやっかいなことと、その判定のための計算自体が大きくなることから、ここではある一定回数の計算終了ごとに結果をプリントさせて有効数字 4 桁目に変動がなくなるまで計算を行なった。使用した計算機は Siemens 4004/55 である。

これらの計算結果をもとにして差分法により電界強度を簡単に計算できる。とくに興味のあるのはタンク壁面の電界強度である。その理由は、電界強度計をタンク壁面にとりつけると内部の電位分布を乱すことなく電界強度を測定できるからである。このように測定して得られた電界強度から液体の電荷密度を求めることが可能となる。われわれが計算したのは円筒軸上の上部端面での電界強度で、液相部の高さを 1[m] に一定にしておいて気相部の高さをいろいろと変えた場合の電界強度を求めたのが図 8 に示してある。この場合、電荷密度をパラメータにとってある。

4.2 気相部に金属球をつり下げる場合

金属球を円筒軸上に上からつり下げる場合の電界計算は非常に面倒になってくる。その理由は金属球の表面が

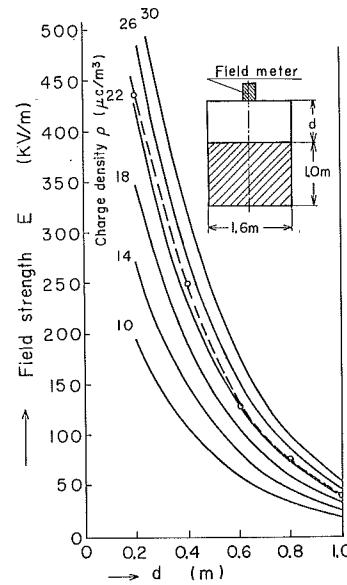


図 8 上部端面での電界強度

Fig. 8 Field strength at the center of upper boundary.

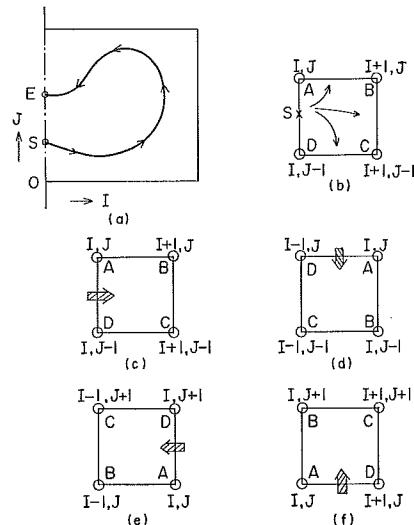


図 9 (a) 等電位点決定の概念図

(b) S点における方向決定

(c) 右向きの場合

(d) 下向きの場合

(e) 左向きの場合

(f) 上向きの場合

Fig. 9 (a) Scheme to determine equipotential contour.

(b) Determination of direction at point S.

(c) Cell directing right.

(d) Cell directing downward.

(e) Cell directing left.

(f) Cell directing upward.

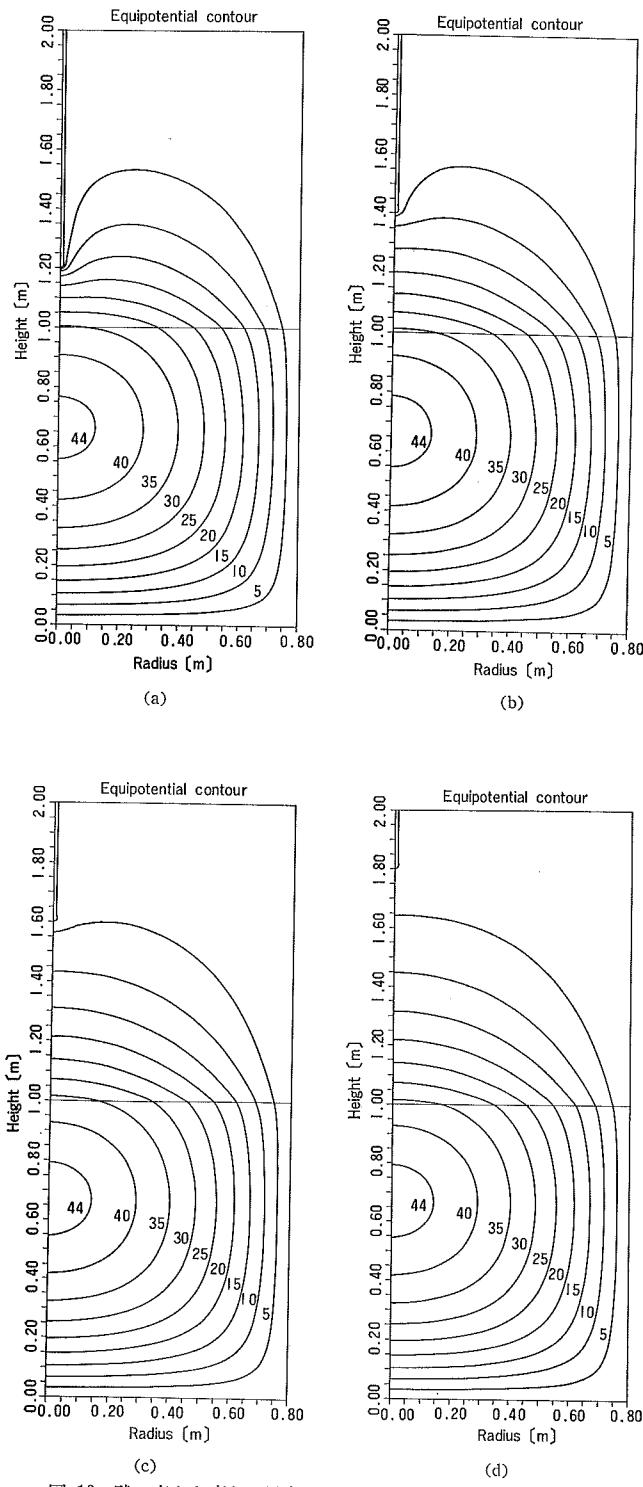


図 10 球の高さを変えた場合の等電位面

(a) 20 cm の場合, (b) 40 cm の場合

(c) 60 cm の場合, (d) 80 cm の場合

Fig. 10 Potential contours at various sphere height.

(a) 20 cm, (b) 40 cm, (c) 60 cm, (d) 80 cm

差分格子点に一致しないことによる。さらに、金属球の直径が小さい場合には格子間隔を金属球に比して十分小さくとる必要がある。われわれのモデルでは直径 25 mm の金属球を直径 20 mm の金属棒でつり下げる形のものであるが、この球の付近の電界強度がある程度以上の精度をもつたためには、この直径に比して十分小さい格子をとる必要がある。しかし、この小さな格子で全体の計算を行なうと膨大な格子数となり実用的でない。そのため格子サイズを 3 段階に分け、その最小の格子は球の付近で 6.25 mm を用いた。格子サイズの違う領域での結合は内挿法によった。なおこの格子サイズによる誤差の推定は後述する。

もう一つの大きな問題は等電位面の計算である。単純な円筒の場合には、格子点間の電位から内挿法により等電位の点を搜す掃引法で行なったが、この問題のように格子サイズの違う領域が三つもある場合、しかも等電位面が座標軸に対し単調増加関数でない場合には、そのような方法はあまりうまくゆかない。等電位面はプロッタを用いて描かせるわけであるが、掃引法では求めた等電位座標を描く順序に配列しなおしてやる必要がある。単調増加関数の場合の配列は簡単にできるが、多値関数の配列はやっかいになり、また違う領域からさがし出すのはさらに困難となる。

以上の理由から、方向探知方式とでもいすべき新しい方法を開発した。その概要は図 9 に示してある。図 9 (a) は等電位を求めてゆく順序で、まず与えられた電位すなわち描こうとする等電位面の電位を P_r とする。はじめに O 点から出発して軸上での等電位点 S を求める。この順序は、O 点の電位 P_0 は 0 だから次の格子点の電位 P_1 が P_r より大きいかどうかを調べ、小さければさらにその次の格子点の電位 P_2 がどうかと調べる。もし P_{n+1} が P_r より大きいとすれば P_r の点は P_{n+1} と P_n との間に存在することになり S 点が求まる。S 点では、図 9 (b) に示す方法で P_r が A-B, B-C, C-D のどの格子点間にあるかを検出し、それによって次へ進むべき方向を決定する。たとえば、 $P_A > P_r$, $P_B, P_C, P_D < P_r$ であるならば等電位点は A と B の間にあり、次に進むべき方向は図 9 (f) となる。このように順次方向を探知しながら等電位点を決定してゆき、最終的に軸上に到達したらその点を最終点と定める。このようにして求めた等電位点の順序はプロッタが描く順序と一致しており、再配列しなおす必要がない。

主計算と等電位面計算とは別々のプログラムで行なつたが、この新しい方法により等電位面がわりと楽に求められた。それでも、この方向探知法のプログラムが主計算の部分よりも大きなステップ数となった。

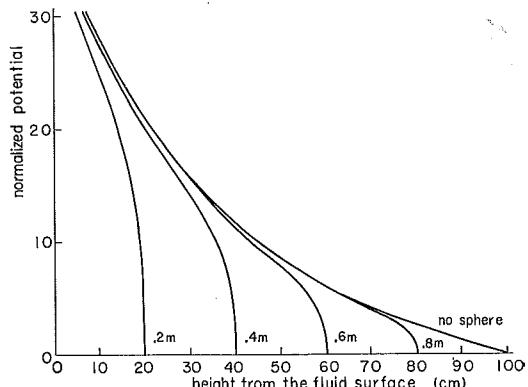


図 11 z 軸上での電位分布
Fig. 11 Potential along z -axis.

主計算は格子数が多くなったことと計算式がやっかいになったこともあって、逐次加速緩和法を用いて計算された⁵⁾。加速係数の最適化等は行なわず計算したが、およそ 120 回の計算でステップごとの計算値の変化は相対値で 10^{-5} 以下に収束した。計算時間は約 260 秒であった。計算機は同じ Siemens 4004/55 である。計算結果は一度磁気テープにとり、それを入力として等電位面の計算を行ない、その結果を Calcomp プロッタに描かせるようにした。テープ・リーダは Calcomp 780、プロッタは Calcomp 663 である。

計算のために与えた電荷は前回同様 $Q=400$ であるので、規準化された電位は同じ意味をもち、変換係数は ρ が $10^{-5} [\text{C}/\text{m}^3]$ ならば前と同じ 1,412 である。球の高さをいろいろと変えて行なった計算結果が図 10 に示されている。また、 z 軸上の気相中の電位分布の様子は図 11 に示されている。この図ではいろいろな球の高さでの電位分布図をいっしょに描いてある。

5. 検討と考察

理論的にいえば、Laplace の式は Poisson の式において電荷を 0 にした特別の場合であると片づけられてしまうが、実際にこれらの式を用いて電界計算をする場合には顕著な差がみいだされる。Laplace の問題の場合には、議論している領域での電位は与えられた境界条件での電位の範囲であることが事前にわかっているから、求められた解の妥当性はこの境界値を基準にして容易に判断される。ところが、ここで取り扱われた問題でも示されるように、Poisson の問題の場合には境界の電位がすべて 0 であっても内部の電位は存在し、しかもその最高電位は問題が解かれるまではわからないということである。今まで石油燃料に代表されるような絶縁液体の帶電の問題も数多く取り扱ってきたが、これらの問題の解

明の障害の一つはこの Poisson の式の難しさに起因する。このことは数値解で得られた解の妥当性の検討の難しさにもむすびつく。現在われわれができる唯一のチェック法は、与えられた問題と似たような問題の解析解との比較であろう。この場合は無限円筒との比較である。

図 7 に描かれた等電位図からわかるとおり、最高電位は液中にあり、その値は電荷密度の大きさに比例する。電荷密度がもし $10^{-4} [\text{C}/\text{m}^3]$ —— この値は実際の場で起こりうる値であるが——となるならば最高電位は 644 [kV] にも達する。電位がまた規準半径の二乗に比例する点を考えると大きな貯蔵タンク内の電位が非常に高いものになりうる可能性を持つ。しかし電荷の緩和時間との関係でこの問題は簡単には結論できない。

電荷密度を直接測定する測定器もあるが、間接的に測定する方法の一つは壁面での電界強度測定である。図 8 に示すような方法で測定すれば、内部電界を乱すことなく正確に測定できる。この図では気相部の高さをいろいろと変えて電界強度を求めているが、これは液中の電荷密度の分布が一様かどうかのチェックのために、一様性が示されるならば一点の測定で十分である。この図には実験結果もいっしょに示されているが、ほとんど理論曲線にのっており、少なくとも電荷の一様性の必要条件は満足している。もし電荷が仮定のとおり一様であるとすれば、その値は $2.3 \times 10^{-5} [\text{C}/\text{m}^3]$ である。

金属球を上からつり下げた場合、図 10 および図 11 からわかるように、液面との間隔が小さくなるにつれて球表面の電界強度が大きくなる。図 7 と図 10 を重ね合わせてみるとよくわかるが、球をつり下げるによつて液体内部の電界分布の変化は少ない。円筒軸上での液面の電界強度の変化もそう大きくはないから、近似として球電極なしの場合の液面の電位分布を与え、気相部のみを Laplace の式を解いて球表面の電界強度を計算しても大きな誤差とはならない。しかし注意すべきことは、液面上は当然のことながら等電位面ではない。すなわちこのモデルを金属板と球で近似することはできないということである。

球表面での電界強度は気中での放電、さらにはそれによってひき起こされるかもしれない爆発に密接な関連があるため非常に重要な意味をもつ。よりよい近似をうるため球近傍での電位を次式で表わした。

$$\varPhi = \frac{a_{-1}}{Z} + a_0 + a_1 Z \quad (15)$$

定数 a_{-1} , a_0 , a_1 は軸上格子点 3 点の電位から求めるものである。この式の右辺の第 1 項は、空間に置かれた独立球からの電位の式で第 2, 第 3 項はそれに対する補正項である。この式をもとにして電界強度を求める。

$$E_z = -\frac{a_{-1}}{Z^2} + a_1 \quad (16)$$

これを用いて計算した電界強度を表 1 に示す。ただし $\rho = 10^{-5} [\text{C}/\text{m}^3]$ の場合である。これからただちに結論は出せないが、電荷密度がもう少し高いか、あるいは液面からの距離が近いかすれば、空気の絶縁破壊値以上の値になって放電を起こす可能性は十分に考えられる。

表 1 球面上の最高電界強度

Table 1 Maximum electric field on the sphere.

| Sphere height from liquid surface [m] | Maximum field on the sphere [V/m] |
|---------------------------------------|-----------------------------------|
| 0.2 | 2.02×10^6 |
| 0.3 | 1.63 |
| 0.4 | 1.22 |
| 0.6 | 0.71 |
| 0.8 | 0.30 |

この計算では、最小格子サイズは 6.25 [mm] であるが、これは計算方法および計算機の能力によって限定されて決めたものである。この格子サイズによる誤差の推定は、解析解の得られる 2 個の同心球モデルで行なった。二球の間隔は本計算で最小格子が包みこまれる程度とし、第 3 節での円筒座標系の差分式を用いて数値計算を行なった。その数値解の電位より定数 a_{-1} , a_0 , a_1 を計算し、それを(16)式に代入して球表面の電界強度を計算した。それによると解析解との差は約 4.3% であった。格子サイズを半分にした場合は、その差は 2.5% に縮まる。われわれの問題では、他に存在する多くの要因をも考えるとき、5 % 以内の誤差ならば十分に実用に耐えると判断し、この格子サイズを採用した。

6. む す び

以上に述べたごとく突起物のない空間での電位分布は予想されたような分布図を描きだした。最高電位は液中にあって、この程度の大きさのタンクでも数十 kV から数百 kV にも達することがわかった。この計算に仮定した電荷密度は実際に起こりうる値を入れたものである。気相中の最高電位は液面中央にて発生するが、その値はわれわれの計算したタンク内では液中の最高電位の 82% も当たる。

このタンクの気相部に金属球を導入した場合には、液面と金属球の間隔によって金属球面上の電界強度が非常に高いものとなって、空気の絶縁破壊値を超すことは容易に起こりうる。この放電が着火性のものであるかどうか、すなわち爆発性気体の着火に必要なエネルギーを持ちうるかどうかによって危険性の判断をしなければならぬ

いが、ここで示されたモデル計算により、少なくともこの程度のタンクでも放電の可能性が十分にあることが示された。この実験装置で行なわれた実験で放電が観察され、モデル計算の正しさが証明されたが、これは別途報告の予定である。

この研究は、筆者の一人が西ドイツのフンボルト財団の奨学生により、Braunschweig 市にある Physikalisch-Technische Bundesanstalt の静電気研究グループの一員として研究に参加して行なわれたもの一部である。われわれは有意義な論議をしてくれた他の研究員の方々、ならびにこの研究を補助してくれた技術員の方々に感謝の意を表する。

さらに筆者の一人は、この機会を与えてくれたフンボルト財団、ならびにいろいろと便宜をはかつてくれた

PTB に対しても心から謝意を表明するしたいである。

参考文献

- 1) 浅野和俊: 静電気による石油燃料爆発に関する欧米での研究状況、静電気学会誌, 1, 1 (1977), 58-65.
- 2) H. Krämer and G. Schön: Estimation of Space Charge and Field Strength in Tanks during Top Filling with Electrostatically Chargeable Fuels, Paper Presented at World Petroleum Congress, Tokyo, 1975.
- 3) K. Asano: Electrostatic Potential and Field in a Cylindrical Tank Containing Charged Liquid, Proc. IEE, to be published.
- 4) J. A. Seeger: Solution of Laplace's Equation in a Multidielectric Region, Proc. IEEE (Letter), 56 (1968), 1393.
- 5) R. L. Street: The Analysis and Solution of Partial Differential Equations, ch. 10, p. 377, Brooks/Cole, Monterey (1973).