

高温ガス上昇による電場発生

石戸 経士(地質調査所)

Electric field generation associated with high-temperature gas upflows

Tsuneo Ishido

火山活動に伴う比較的短時間の界面動電現象による電場発生を数値シミュレーションにより検討した。流体流動シミュレーションの3次元モデルは、3層構造で、中央部に火道を仮定している。火道内を高温・高圧状態に設定するが、この状態が不透水層(深度 500 m に仮定)より深い場合は地表に負電位が発生する。高圧状態が火口付近まで達すると、火口付近は負、周囲は正の電位異常が発生する。この電位は地形の影響を強く受けるが、周囲の正電位は場合によっては数百 m の遠方まで広がり、三宅島で報告されている観測結果を説明できるかもしれない。

1. 地下流体圧力源によって地表に電場が発生するための条件

この問題についてはNourbehecht(1963)によるパイオニア的な仕事があり、Fitterman(1978)以来、広く知られるところとなっている。数値シミュレーションの結果を解釈する際にも理論的な考察は欠かせないので、ここで考え方を整理しておこう。

1-1. 界面動電現象の基本式

地下の流体流動に伴う界面動電現象を記述する基本式は、

$$I = -L_{ee} \nabla \phi - L_{ev} \nabla \xi \quad (1)$$

$$J = -L_{ve} \nabla \phi - L_{vv} \nabla \xi \quad (2)$$

ここで、 I は電流密度、 J は流体の体積流量密度であり、 $\nabla \phi$ は電位勾配、 $\nabla \xi$ は流体流動の駆動力(間隙圧勾配)である。また、 L_{ab} は現象論係数であり、方程式(1)の右辺第1項はオームの法則、方程式(2)の右辺第2項はポーラス媒質中の流動についてのダルシー則に相当する。係数 L_{ev} 、 L_{ve} のついている項が界面動電効果を表しており、オンサガーの定理により $L_{ev} = L_{ve}$ である。

電荷の保存則を(1)式に適用して、伝導電流源は次のように表せる。

$$\nabla \cdot I_{\text{cond}} = \nabla L_{ev} \cdot \nabla \xi + L_{ev} \nabla^2 \xi \quad (3)$$

ここで

$$I_{\text{cond}} = -L_{ee} \nabla \phi$$

1-2. トータルポテンシャルの導入

流体流れのソース・シンクがあると、すなわち $\nabla \cdot J \neq 0$ であると、伝導電流源として可能なのは(3)式右辺の第1項と第2項である。この場合、それぞれを独立に考えるより、Nourbehecht によって導入されたトータルポテンシャル(total potentialもしくはpseudo potential, Ψ)によった方が数学的に厳密な議論が可能とな

る。以下、流れが圧力勾配のみによる場合 ($J = -L_v \nabla P$, ここで P は静水圧を基準とした圧力) を考え、 Ψ を導入して(1)式を書き換えると、

$$I = -L_{ee} \nabla \Psi = -L_{ee} \nabla (\phi - CP) \quad (4)$$

ここで C は流動電位係数であり、キャピラリーモデルを適用すると (Ishido and Mizutani, 1981) $C = -L_{ev}/L_{ee} = \varepsilon \zeta / \sigma \mu$ となる。 ε は間隙流体の誘電率、 μ は流体の粘性係数、 ζ は固-液界面に発生している電気二重層を特徴づける電位差、ゼータ電位である。(ゼータ電位が負の場合、電気二重層の液体側に正のイオンが漂っていることになり、流体の流れの方向に正の電荷が運ばれる。ゼータ電位が正の場合、この逆になる。) また、 $\sigma = \sigma_l + m^{-1} \sigma_s$ であり σ_l は間隙流体の電気伝導度、 σ_s は表面伝導度、 m は hydraulic radius (流体通路である空隙の平均的なサイズ) である。電荷の保存則から、均一な領域中では

$$\nabla^2 \Psi = 0 \quad (5)$$

となる。

Ψ のソースは C の不均一性によって発生する。 C の互いに異なる領域を分ける境界面 (実際は境界ゾーンかもしれないが、以下境界面として話を進める) が存在し、 $P \neq 0$ であると、その境界面で Ψ は不連続になる。そのくい違い量を

$$S = \Psi|_1^2 = -C|_1^2 P \quad (6)$$

とすると (ここで、 $f|_1^2$ は、 f の値の領域1から領域2への変化量を意味する)、 Ψ の分布は、 C の境界面に分布する面密度

$$i = L_{ee} S \quad (7)$$

の電流ダイポールによるものとして計算できる。地表で P が一定 (=0) であれば、地表での電位は $\phi = \Psi$ として求められる。ソース S がないと、(5)式から Ψ は一定値を取ることになり、 $\phi = CP$ となる。これは、 $P \neq 0$ のゾーンが地下深部に限られる場合、地表には電場の現れないことを示している。(式(7)は Fitterman(1981)が磁場の再計算の際に Edwards(1975)の定式化を利用するために使っている。)

地形標高に逆相関の電位についても、 P のかわりに $p + \rho gz$ を使えば、地下水面位置では $\phi = C(p_{air} + \rho gz)$ となって、均質な半無限大地での解が得られる。

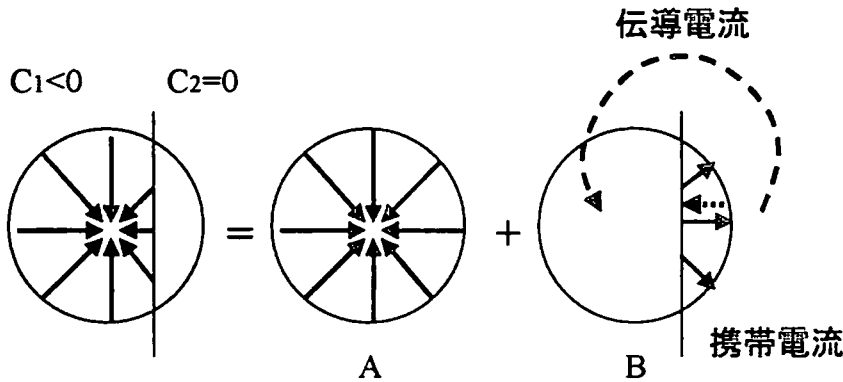
領域1から2へ C が増加すると (通常、 C は負であるので、絶対値が減少すると)、(6)式から、 $P < 0$ (> 0) の場合、領域1から2へ Ψ は増加 (減少) となり、このような Ψ のくい違いを作る電流ダイポール i の向きは境界面に垂直に領域1から2 (領域2から1) となる。この点について Fitterman は明確に述べていないが、電位の極性の問題は、次節のように考えることで直感的にも容易に理解できる。

1-3. 重ね合わせによる直感的理解

地表に現れる電位のセンスについては、携帯電流の分布に立ち返って第1図のような重ね合わせの原理を適用すると良い。図中、A は伝導電流が携帯電流を完全にうち消すように反対向きに流れ地表に電場を作らないが、B は伝導電流が流動の場に閉じないので地表に電場を作る。トータルポテンシャルのソースである電流ダイポールの作る電流は、B における携帯電流と伝導電流の合計に相当する。

図では圧力シンクが1つある場合だが、流動電位係数 C の境界面を挟んで鏡像の位置に同じ大きさの圧力シンクがある場合、 C の境界面を横切る流体の流れはなくなるが境界面上の圧力低下量は2倍になり、地表に現れる電場は2倍の大きさとなる。逆に鏡像の位置に同じ大きさの圧力ソースがある場合、 C の

境界面を横切る流体の流れは2倍の強さとなるが境界面上の圧力変化はゼロとなり、地表に現れる電場はゼロとなる。このような状況も図のような重ね合わせで直感的に理解できる。これを(3)式で考えると、右辺第1項の L_{ee} の境界面に伴う伝導電流ソースは、前者の場合にゼロ、後者の場合に2倍となり、矛盾するように思われるが、地表に現れる電場には(3)式の右辺第2項の寄与もあることに注意しなければならない。図の場合でも、 $C_2=0$ の領域では、球の表面近傍の流体発散部分での伝導電流源がゼロとなるので、球中心近傍の正の伝導電流源に釣り合わなくなり、右辺第2項による伝導電流も流動の場に閉じることはない。



第1図 流動電位係数の境界面に球状の圧力シンクがある場合の携帯電流の分布は、AとBの重ね合わせで表現できる。Aは外部に伝導電流を作らないので、地表の電場はBによるもののみとなる。

1-4. 気液二相ゾーン発生の場合

急激な減圧、あるいは空隙率増加によって沸騰が始まり、気液二相ゾーンが発生すると、その内部で電気伝導度が低下し流動電位係数の絶対値が増加する。この場合、もともとの電気伝導度を L_{ee1} 、気液二相ゾーンの電気伝導度を L_{ee2} として(7)式の電流ダイポールの面密度は

$$i = \{2L_{ee1}L_{ee2}/(L_{ee1} + L_{ee2})\} S \quad (8)$$

のようになる(境界面での垂直方向の電気伝導度は両側の伝導度の調和平均)。

Ψ のソースは C の不連続面上に分布する電流ダイポールであるが、閉曲面上に一定の強さの電流ダイポールが分布した場合、電流は外部へ漏れだしてこない。これに対し、沸騰(二相)ゾーンを囲む閉曲面上では面密度 i が一定でない。二相ゾーンの圧力は温度によって規定されているので、深さ方向に静水圧ほどは増加しない。したがって、例えば二相ゾーンの頂部で周囲の液単相領域と圧力が等しい場合、深くなるほど二相ゾーンの圧力は周囲に比べてより低くなる。地表の電場を計算するには、ある深度での i を i_0 として(この深度で周囲と圧力が釣り合っていれば $i_0=0$)、大きさ $i - i_0$ の電流ダイポールからの寄与を

二相ゾーン全表面にわたって積分すれば良い。電流ダイポール $i - i_0$ の向きは、 $C_2 < C_1 < 0$ なので、基準深度より浅い部分で周囲から二相ゾーンへ、基準深度より深い部分で二相ゾーンから周囲へとなる。この結果、地表には負電位が発生する。

石戸(1995)は、一辺が h の立方体状の二相ゾーン(上面の深度が d)について、地表電位を計算している。立方体の各面を4つに分割しそれぞれに1つの電流ダイポールを配置して計算したが、各々の電流ダイポールによる電位は、距離 λ で対になった正と負の点電流源によるものとしている。ここで λ は十分小さくとり、正・負の電流源の強さは $(i - i_0) dA/\lambda$ とする (i, i_0 は(8)式、これに1つの電流ダイポールで代表させる境界面の面積 dA を掛け、 λ で割る)。立方体の中間深度を基準とすると、これより浅い部分では正の電流源が二相ゾーン側、負の電流源が境界面を挟んで反対側となり、より深い部分では反対の配置となる。(磁場を計算する場合は、点電流源によるものに加え、正・負の点電流源間を結ぶ長さ λ の“内部”電流 $(i - i_0) dA$ による寄与を考慮する。ちなみに電流ダイポール $i - i_0$ の大きさが深度 z のみに依存する場合には、均一な比抵抗構造であると地表に磁場は現れない。)

石戸(1995)の図3では、距離は h で、電位は

$$|C_1 - C_2| \{2L_{ee2} / (L_{ee1} + L_{ee2})\} \rho gh \quad (9)$$

でノーマライズしてある。地表の電位異常の広がり、振幅ともに二相ゾーンの大きさ h に比例するという性質を持つ。二相ゾーンの蒸気飽和度 S_v が増えると、空隙流体の電気伝導度は液相飽和度 ($S_L = 1 - S_v$) の二乗程度で減少するが、カップリング係数 L_{ee2} の方は液相の水が流動できる限りあまり大きさが変わらないと考えられる。 $S_L = 0.9$ では(9)式は $0.2|C_1| \rho gh$ 程度、 $S_L = 0.5$ では $1.2|C_1| \rho gh$ 程度となる。二相ゾーン外側の C_1 を 10^{-8} V/Pa 程度とすると、 h を 1 km として(9)式の値は 20~120 mV となる。地表 SP の絶対値は(当然ながら)立方体上面の深度が浅いほど (d/h が小さいほど) 大きくなり、最大値は $d/h=2$ で(9)式の値の 0.02 倍、 $d/h=0.5$ で 0.16 倍である。なお二相ゾーンの形状を立方体以外、例えば深度方向に軸をもつ円柱とした場合には、SP は半径 r/h が大きいほど大きくなる。

1-5. トータルポテンシャルの活用

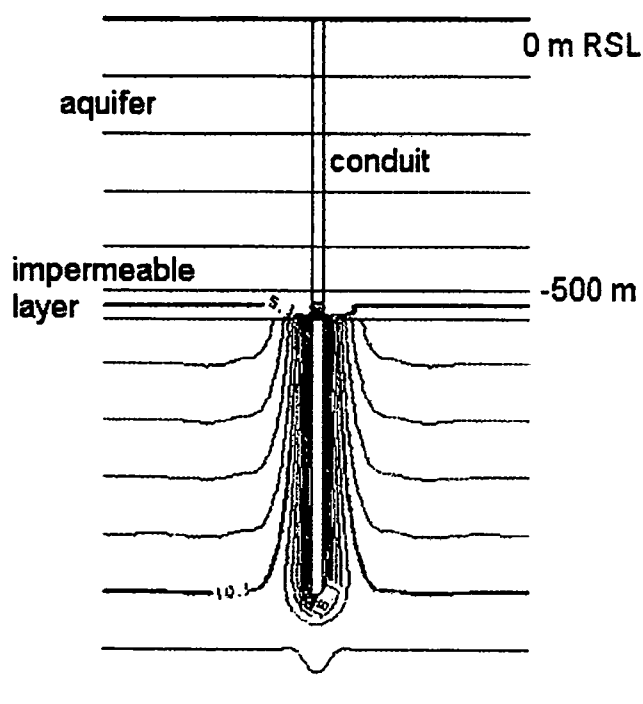
石戸(1995)の図3の計算では、(8)式の電流ダイポールが均一な電気伝導度の中にあるとしている。すなわち、二相ゾーンの小さな伝導度の影響は無視している。現実の流体の流れを対象とする場合には、比抵抗のみならず浸透率も不均質であり、圧力分布を求めるにも3次元の差分グリッド等を用いて数値シミュレーションを行う必要がある。このような場合には、直接、携帯電流の分布を計算すれば良いので、トータルポテンシャルを使うのは煩雑になるだけでメリットはなくなる。

ただし、数値シミュレーションの結果を解釈する際に、再びトータルポテンシャルの出番はある(Ishido and Pritchett, 1999)。例えば二相ゾーンの問題では、二相ゾーンの中を液相流体が下降することによって地表に負電位が現れるが、二相ゾーン近傍の液単相領域では大きな圧力勾配によって大きな携帯電流が流れる。このような状況では、数値計算が正しく行われているか心配になるが、1-4のような理論的保証があれば心強い。非常に大きな圧力勾配が関与する場合にはグリッド分割を詳細にしなければならないが、これをどの程度にするか決める際には、流動電位係数を均一に設定して(すなわちトータルポテンシャルから言って地表に電場が出ない状況を設定して)計算される地表電場が無視しうるまでグリッド分割を細かくすればよい。

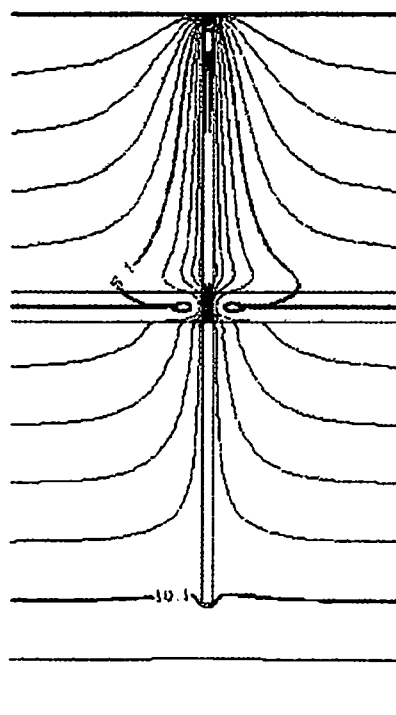
2. 火山ガス上昇に伴う電場発生の数値シミュレーション

火山活動に伴う比較的短時間の界面動電現象による電場発生について、検討結果を報告する。数値シミュレーションの進め方は Ishido and Pritchett (1999) に示したとおりで、まず、浸透率分布、境界条件等を与え流体(および熱)の流動をシミュレーションし、圧力・温度・塩分濃度等の分布を求める。次に、その結果からカップリング係数の分布を計算し携帯電流を求める。3番目のステップでは、携帯電流の発散をソース項とする電位についてのポアソン方程式を解いて、電位分布を求める。

流体流動シミュレーションの3次元モデルは、3層構造で、浸透率は地表から 500 m 深までが帯水層で 10 md(ミリダルシー)、500 - 550 m 間が不透水層で 0.01 md、550 m 以深が 10 md である。中央部に断面 20mx20m の火道を仮定し、この浸透率を 1000 md とする。初期状態は全体が静水圧下であり、深度 0 m に地下水位があるとす。計算は2段階に分けて行ったが、1段階目は、不透水層より下部の火道内が高圧・高圧状態になり、不透水層の一部、火道に交差する部分が“破壊された”2-3時間の過程を計算する。第2図に火道周辺の圧力分布を示す。



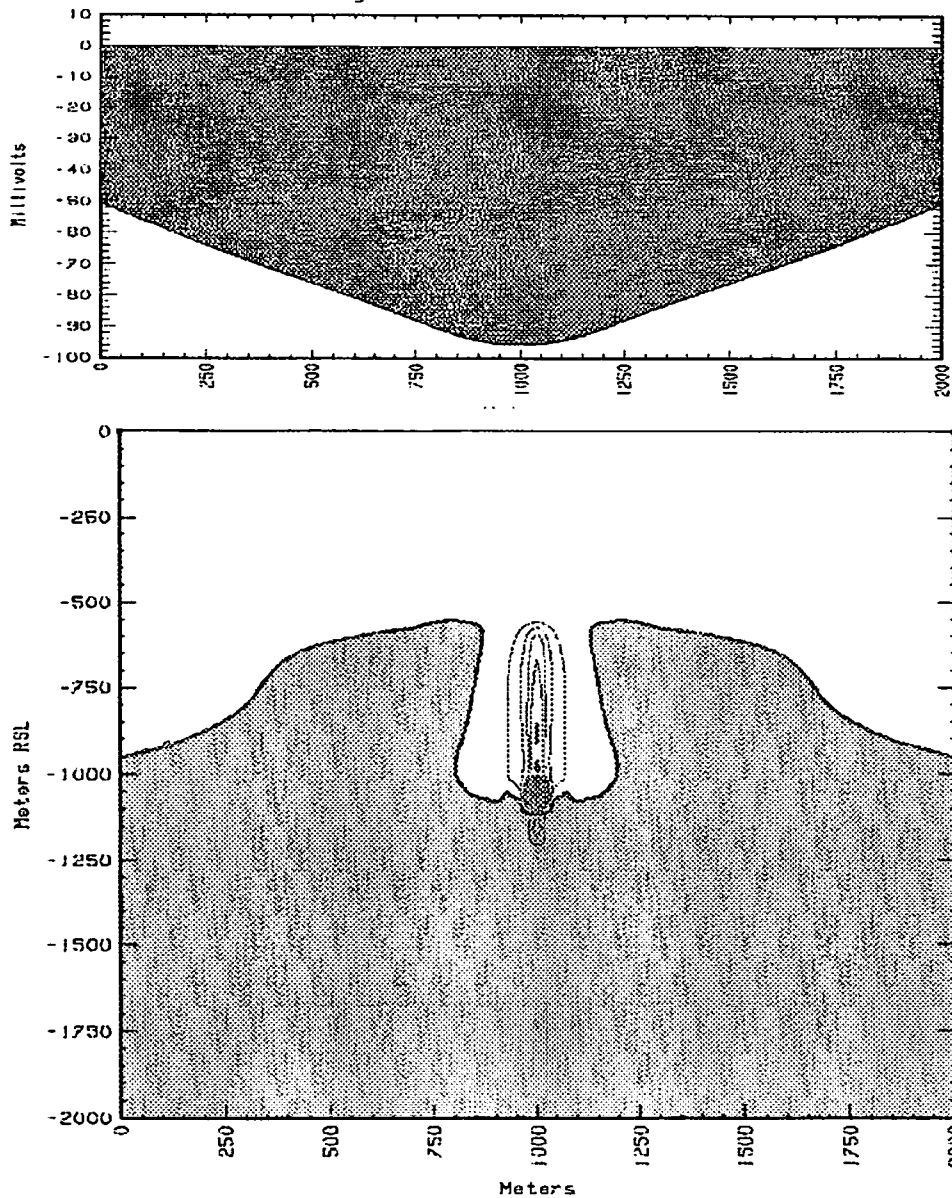
第2図 不透水層より下の火道内が 200 bars、500°C になって2時間後の圧力分布。コンターは 10 bars 間隔。



第3図 火道内が火口まで 100 bars、500°C になって 10 時間後の圧力分布。コンターは 10 bars 間隔。

この時点では、地表には負電位が現れ、中心部(火口位置)で例えば-100 mV となる(第4図)。この発生メカニズムは、不透水層底面の火道周囲での流体圧増加に求められる。不透水層は導電性を高く設定しているので、底面が流動電位係数の境界面になっていて、トータルポテンシャルのソース、電流ダイポールが(負電流源を上方に位置させて)発生する。

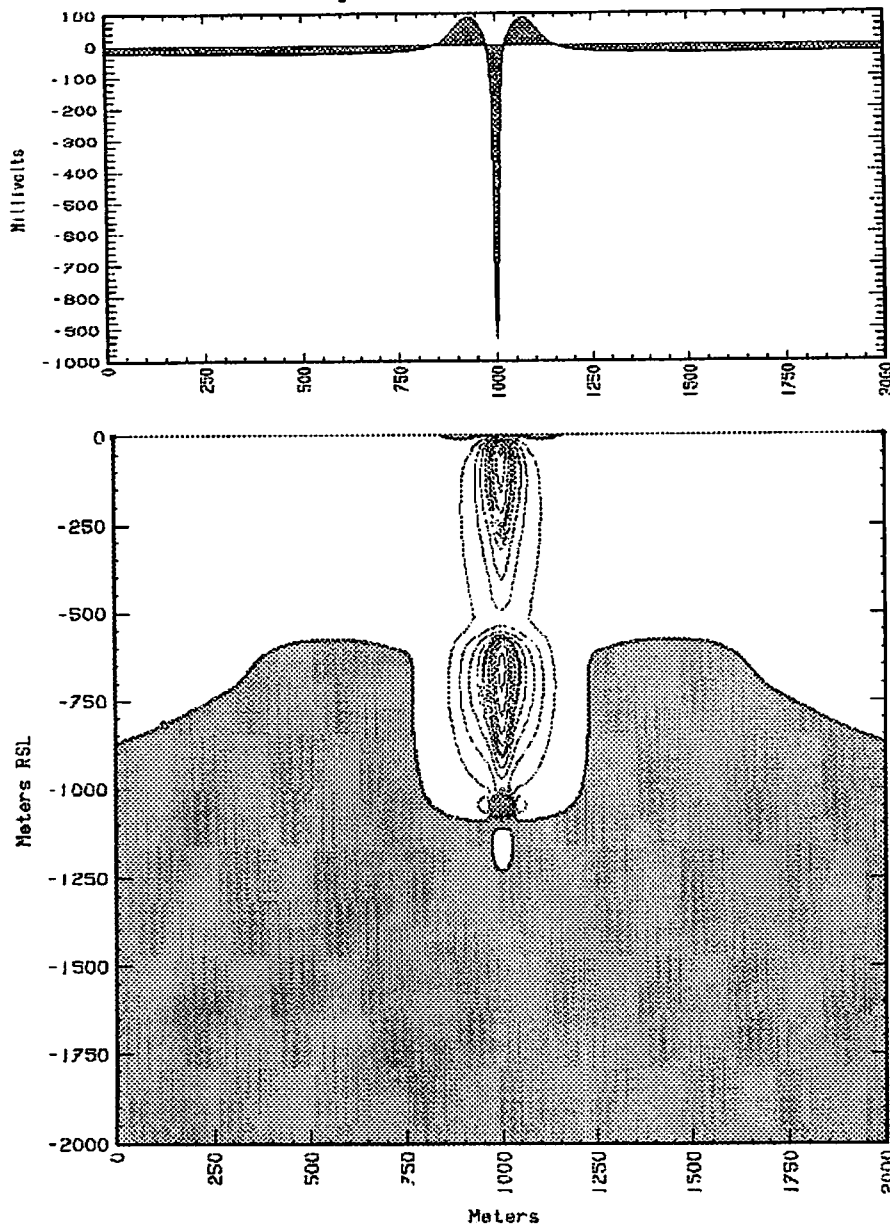
不透水層を含め流動電位係数が一様になる状況を設定すると、第2図の圧力分布に対応して計算される地表電位は最大で2 mVであり、大きな圧力勾配に関わらず地表電位ゼロをほぼ再現している。また、今回の計算では火道内はガス単相であり、1-4のメカニズムによる負電位は発生していない。二相状態にすると負電位が発生するが、これは形状が細長いためかなり小さく、上の数値計算の誤差以下である。



第4図 第2図の圧力分布に対応する地表のSP分布(上)と電位の断面(下)。断面でコンター間隔は5 V、陰影部は正電位領域。

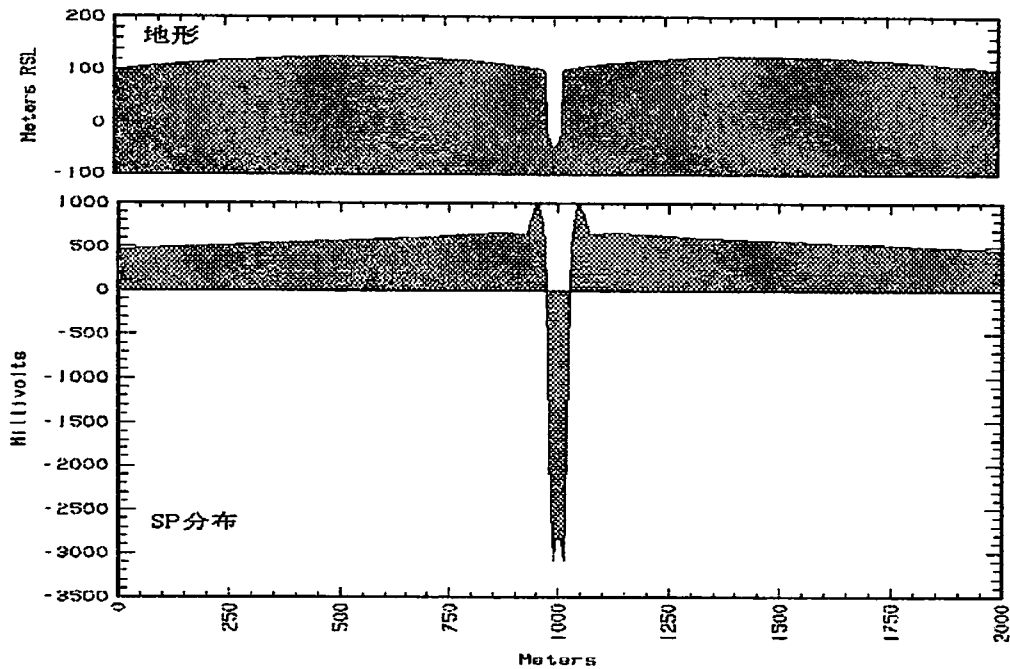
2段階目の計算では、1段階目の状態が数時間続いた後の状態を想定して、火道内が地表近くまで高温・高圧となった状態から計算を始める(第3図)。帯水層中で火道を中心に放射状の流体流動が発生し、火口近傍に局在した大きな電位異常(火口に負、周囲数10 mに正)が現れる(第5図)。火道内はガス単

相状態で液体が存在せず携帯電流は流れないが、帯水層中の放射状の流れが火道外周に負、数 10m 先に正の伝導電流源を発生させる。



第5図 第3図の圧力分布に対応する地表の SP 分布(上)と電位の断面図(下)。断面図でコンター間隔は 0.5 V、陰影部は正電位領域。

この時点での電位異常は電流ソースが浅いため地形の影響を大きく受ける。火口部分を当初の地下水水面位置 0 m のままにして周囲の地形を高く設定し“不飽和領域”に相当する伝導電流のみの流れる領域を付け加えると、火口周囲の正電位が大きくなり遠方まで広がりようなケースも出てくる(第6図)。このような状態は火道内が火口近くまで高圧に保たれている限り継続すると考えられ、上嶋他(2001)によって報告されている 2000 年 8 月の三宅島噴火前後の電位変化を説明できるかもしれない。



第6図 第3図の圧力分布に対応する地表の SP 分布(下図)。海水準以上に 0.03 S/m の領域(上図)を付け加えた場合。

文献

- Edwards, R.N. (1975) The magnetometric resistivity method and its application to the mapping of a fault, *Can. J. Earth Sci.*, **11**, 1136-1156.
- Fitterman, D.V. (1978) Electrokinetic and magnetic anomalies associated with dilatant regions in a layered earth, *J. Geophys. Res.*, **83**, 5923-5928.
- Fitterman, D.V. (1981) Correction to 'Theory of electrokinetic-magnetic anomalies in a faulted half-space', *J. Geophys. Res.*, **86**, 9585-9588.
- 石戸経士 (1995) 沸騰に伴う界面動電現象、CA研究会論文集、100-105.
- Ishido, T. and H. Mizutani (1981) Experimental and theoretical basis of electrokinetic phenomena in rock-water systems and its applications to geophysics, *J. Geophys. Res.*, **86**, 1763-1775.
- Ishido, T. and J.W. Pritchett (1999) Numerical simulation of electrokinetic potentials associated with subsurface fluid flow, *J. Geophys. Res.*, **104**, 15,247-15,259.
- Nourbehecht, B. (1963) Irreversible thermodynamic effects in inhomogeneous media and their applications in certain geoelectric problems, Ph.D. thesis, MIT.
- 上嶋誠・三宅島火山総合観測班(熱・電磁気グループ)(2001) 三宅島 2000 年噴火に伴う電場変化、CA 研究会.