

蒸気ゾーン形成に伴う界面動電現象

地質調査所 石戸 経士

Electrokinetic Phenomena Associated with the Development of Vapor-dominated Zone

Tsuneo ISHIDO
Geological Survey of Japan

1. はじめに

地震等の地殻活動によって地下深部で流体が流動すると、それに伴って界面動電現象が発生するが、それが地表で電磁場の変動として観測されるためには、一般に流動の場にカップリング係数の不均一が存在することが必要である。例えば、断層を境に流動電位係数 C が大きく違っているといた状況が必要である。

今回新たに提案するモデルでは、地震の発生前に震源域で空隙率が増加し、蒸気ゾーンが形成されることを想定している。この場合、蒸気発生とともに C の不均一が流れの場に用意される。 C の不均一があらかじめ無くてもよいので、それだけ多く地表での電場発生チャンスがあると思われる。以下これらの点について述べるが、まず次節で、地下で発生する界面動電現象と電磁場発生について基本的な事柄を説明する。

2. 界面動電現象による電磁場発生

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、次のように与えられている。¹⁾

$$I = -Le_e \nabla \phi - Lev \nabla \xi \quad (1)$$

$$J = -Lve \nabla \phi - Lvv \nabla \xi \quad (2)$$

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、 Lab 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 Le_v , Lve 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 $Le_v = Lve$ 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。

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

ここで

$$I_{cond} = -Le_e \nabla \phi$$

流体流れのソース・シンクがある場合、すなわち $\nabla \cdot J \neq 0$ の場合、伝導電流源として可能なのは(3)式の右辺の第1、2項である。流れが圧力勾配のみによる場合 ($J = -Lvv \nabla P$ 、ここで P は静水圧からのズレ)、地表での電位分布を計算するには、(3)式の第1、2項を独立に考

えるより、pseudo potential (Ψ) によるアプローチが有効である。^{2), 3)} (ソース・フリーすなわち $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ の流れでは、伝導電流源は(3)式の右辺第1項のみであり、ここでは省略するが別の取扱いとなる。) Ψ を導入して(1)式を書き換えると、

$$\mathbf{I} = -Lee \nabla \Psi = -Lee \nabla (\phi - C\rho) \quad (4)$$

ここで C は流動電位係数であり、 $C = -Lev/Le = \varepsilon \xi / \sigma \mu$ となる。 ε は間隙流体の誘電率、 μ は流体の粘性係数、 ξ 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、 $\sigma = \sigma_r + m^{-1} \sigma_s$ であり σ_r は間隙流体の電気伝導度、 σ_s は表面伝導度、 m はhydraulic radius (流体流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) が存在すると、 $P \neq 0$ の場合、その境界面で Ψ は不連続になる。そのくい違い量を

$$S = \Psi|_1 - \Psi|_2 = -C|_1 - C|_2 P \quad (6)$$

とすると (ここで、 $f|_1 - f|_2$ 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 $Lee S$ 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、 $\phi = C\rho$ 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。)

地表での電位分布は、境界面が十分深くに位置すれば、境界面を適当な大きさに分けてそれぞれの中心位置に電流ダイポールを仮定して計算することができる。個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電位を足し合わせれば良い。ここで λ は十分小さく取り、正・負の電流源の強さは、 $Lee S dA / \lambda$ とする (S は(6)式から求め、これに分割された境界面の面積 dA を掛ける)。

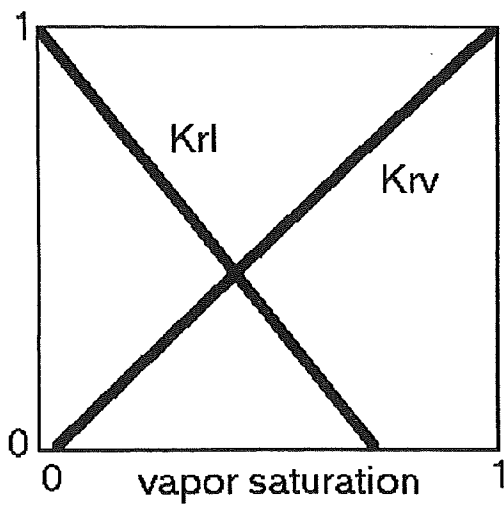
地表に発生する磁場は、個々の電流ダイポールについて、正と負の点電流源による磁場と、その間入を流れる電流 (内部電流) による磁場を計算し足し合わせれば良い。前者については Edwards の方法⁴⁾ で計算する。

3. 震源域での蒸気ゾーン形成と電場発生

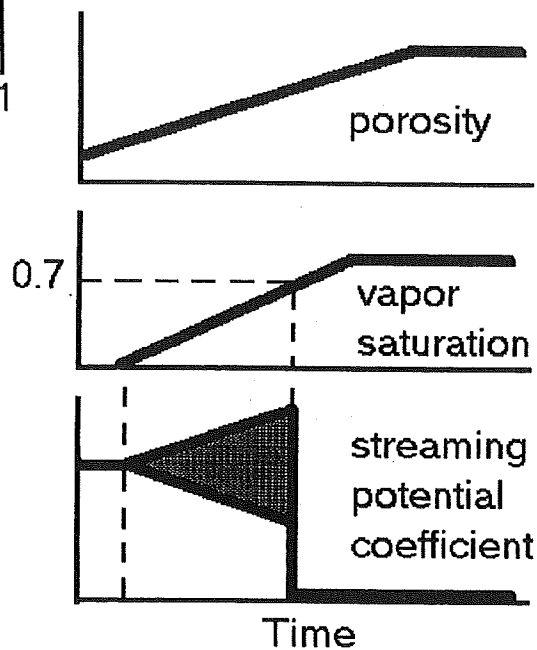
地震発生前に震源域で、空隙率が増加するような状況 (ダイラタンシー) があったとすると、圧力低下にともなって液相であった水が蒸気に転移し、二相ゾーンの形成されることが考えられる。空隙率が増加して空隙中での蒸気の占める体積割合 (飽和度) が大きくなって全体の70%を越えるようになると、液相は流動できなくなる (ポーラスメディア中の二相流では、通常、蒸気の飽和度が0.7程度になると、第1図に示すように液相の相対浸透率はゼロ

となる)。液相が流れないと、流れの方向に電荷を運べるのは液相のみであるので、結果として流動電位係数 C はゼロとなり、二相（蒸気卓越）ゾーンを囲むように C の不連続面が形成される。

蒸気の飽和度が0から0.7までの間は、 $C = \epsilon \xi / \sigma \mu$ はもともとの値からそれほど変化しないと考えられる。間隙流体の平均的な電気伝導度 σ は、蒸気飽和度が増すと減少するが、沸騰にともなって液相側の溶存成分濃度が高まるので σ が一方向的に減少する（したがって C が一方向的に増加する）とは限らない。いずれにしても、第2図に示すように、空隙率の増加が滑らかであっても C がゼロになるのは急激である。



第1図 ポーラスメディア中の
気液二相流についての相対浸透率

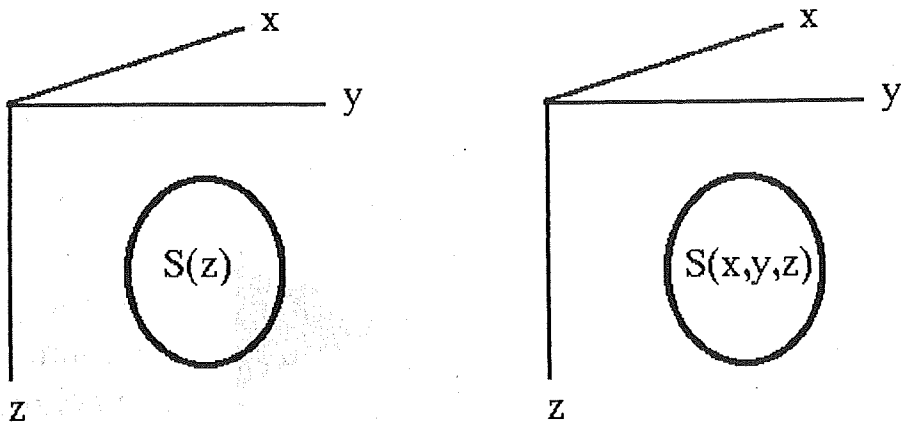


第2図 空隙率の増加と流動電位係数の変化

地表での電場は、 Ψ を使って計算するが、 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。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が、上に述べた状況では、二相ゾーンを囲む閉曲面上で S 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、多くの場合、深さ方向に静水圧ほどは増加しない。したがって、深くなるほど二相ゾーンの圧力と周囲の静水圧との差（式(6)の P ）は大きくなり、 S は大きくなると考えられる（第3図左）。地表の電場を計算するには、例えば蒸気ゾーンの上端での S を S_0 として、より深い部分にある大きさ $S-S_0$ の電流ダイポールからの寄与をたし合わせてやれば良い。

地下に発生する電流ダイポールの大きさの程度は以下のようなになる。まず蒸気ゾーンの深度方向の長さが H メートルで、内部の温度（したがって圧力）が一定であるとする、下端での P は上端での P より約 $10^4 H$ Pa大きくなる。したがって、上・下端間の側面が HW 平方メートルの平面である場合、この平面上に分布する面密度 $Lee(S-S_0)$ の電流ダイポールを積分したものは、 $Lee(10^4 H^2 W/2)C$ となる（ C はもともとの流動電位係数、蒸気ゾーン内部ではゼロ）。また、平面状の W^2 平方メートルの底面では、電流ダイポールを積分したものは $Lee(10^4 HW^2)C$ となる。 $C=10^{-7}-10^{-6}$ V/Paであるから¹⁾、 $H=W=1$ キロメートルの鉛直面にはトータルで、 10^4-10^5 A-m程度の電流ダイポールが発生し得る。

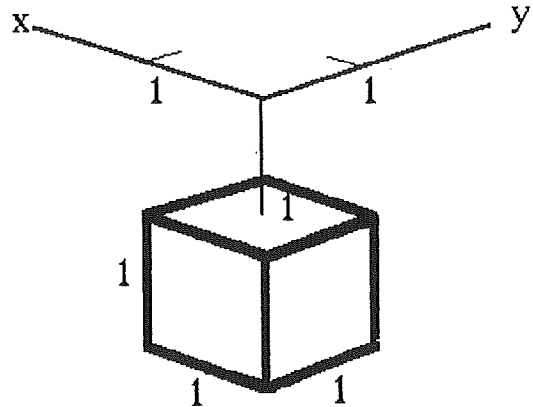
今、第4図に示すような立方体状の蒸気卓越ゾーンについて、地表電位を計算してみる。蒸気ゾーンの上・下端間の距離 H でノーマライズして立方体の上面は深さ1にあるものとする。第5図に示した結果は、 $H=5$ kmと想定し、 $C=-20$ mV/bar= -2×10^{-7} V/Paとした場合である（温度については 200°C (5 km)から 300°C (10 km)の範囲を想定）。もともとの C は通常、負の値であるが、この場合、蒸気ゾーンの直上を中心に正電位異常が発生する。



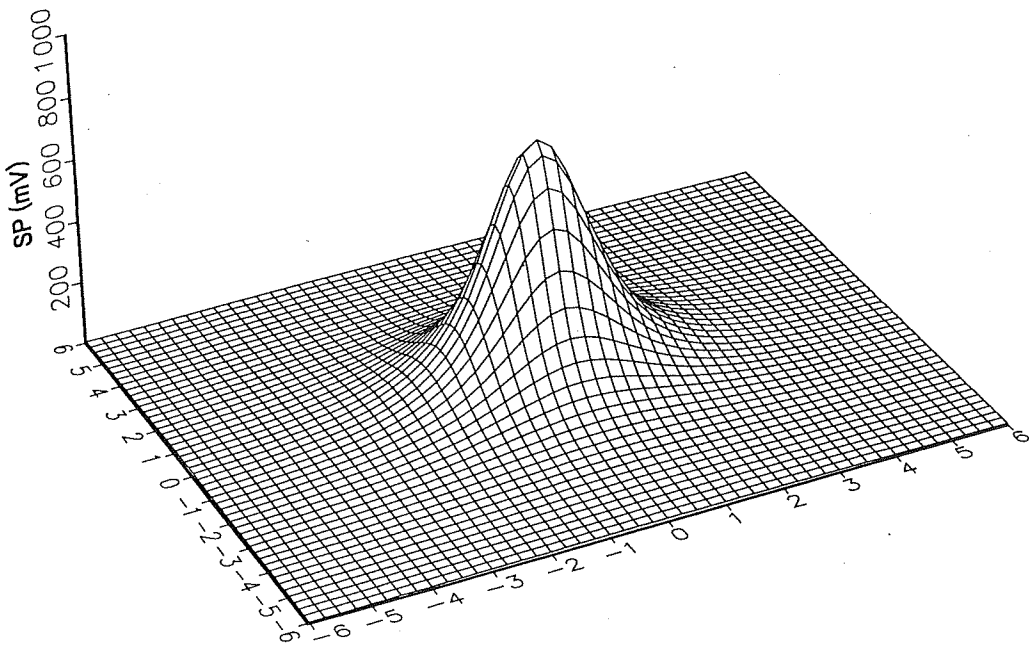
第3図 地下の閉曲面上での S の分布。地表に電場のみを発生させるタイプ（左図）と電場、磁場の両者を発生させるタイプ（右図）。

電流ダイポールの面密度 Lee S について $S=S(z/H)$ である場合、ノーマライズした地表位置 $(x/H, y/H)$ が同じであると、電位は同じ大きさとなる。ところがいま考えている状況では、 $S=S(z) \propto z$ であるので、同じ $(x/H, y/H)$ での電位は H に比例する。したがって、電位勾配の方は H に依存しないことになる。およそ $\sqrt{x^2+y^2} < 2H$ の範囲に電場が形成されるが、電位勾配の最大値は H によらず (第5図から $1V/10km$ なので) $10^{-4}V/m$ 程度となる。実際の観測においては、異常を検出できるように十分な密度で観測点を配置することが重要であるが、 H まで推定しようとするならば短基線に加えて長基線の観測を行うことが有効であろう。

発生電位は、直接は電気伝導度 Lee に依存しない形になっているが、流体の電気伝導度 σ が大きくて Lee が大きいときには、流動電位係数 C が小さくなるので発生電位は小さくなる。



第4図 地下の蒸気ゾーンについての計算モデル。高さ H で距離をノーマライズ。



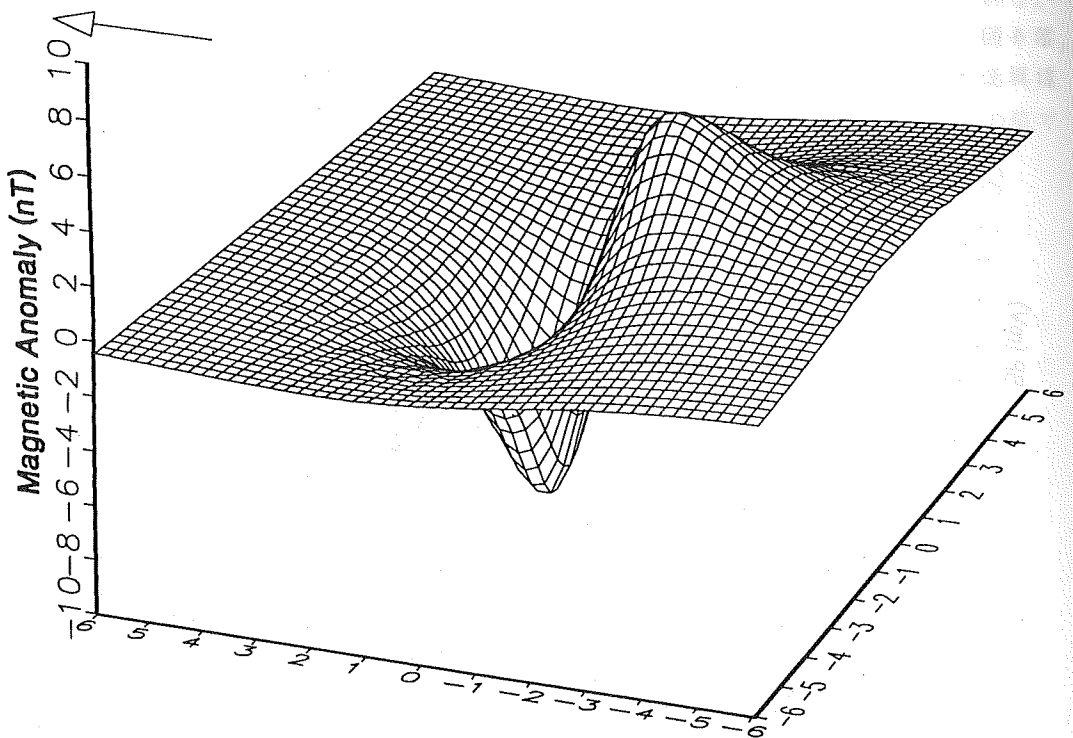
第5図 第4図のモデルについての地表電位の計算結果。電位の値は、 $H = 5 km$ とした場合に相当。

4. 磁場発生

地表に磁場が現れるためには、第3図右に示すように電流ダイポールのソースが水平方向にも変化することが必要である。第6図に示したのは、第4図のモデルにおいて、X軸が北を向いていて、 $Y > 0$ の領域の流動電位係数がもともと非常に小さいとした場合の結果である。 $Y > 0$ では蒸気ゾーンの表面で両側のCに差がなくSはゼロとなり、Sの分布に水平方向の非対称性をもたらす。やはり $H=5$ kmとした場合で、全磁力変化で表示している。

磁場の場合、 $S=S(z) \propto z$ であると、同じ $(x/H, y/H)$ での磁場がHに比例して大きくなる。したがって、Hが大きいくほど、広い範囲に大きな異常が発生することになる。また、計算式において、磁場の大きさはLeeに比例する形になっている（電流ダイポールLee SのLeeが残っている）が、 σ が大きくてLeeが大きい場合には、Cが小さくなるので発生磁場は変わらないことになる。LeeをCと独立に設定すると、実際にはありえない物性組み合わせを仮定して発生磁場を見積もることになってしまう。

North



第6図 第4図のモデル ($y > 0$ で $C=0$ の場合) についての地表磁場の計算結果。

5 電磁場の時間変化

震源域での空隙率増加によって蒸気飽和度の増加とともに液相の相対浸透率 $K_{r,l}$ がゼロに近づくが、全領域で同時に $K_{r,l}$ がゼロになることは無かろう。第7図に示した様な形で、小領域毎に $K_{r,l}=0$ の状態が広がるとすると、地表での電場発生は第8図の様に進行するであろう。また、空隙率の増加が停止してからは、周囲からの流体の流れによって蒸気ゾーンの外側から $K_{r,l}>0$ の状態へと回復が進むと考えられる。

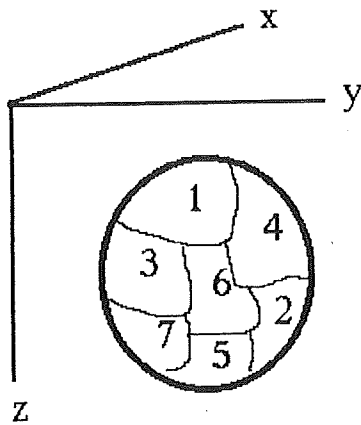
蒸気ゾーン全体のサイズを H とすると、圧力平衡に要する時間は

$$\tau = H^2/\kappa = H^2 \eta \mu Ct/k \quad (7)$$

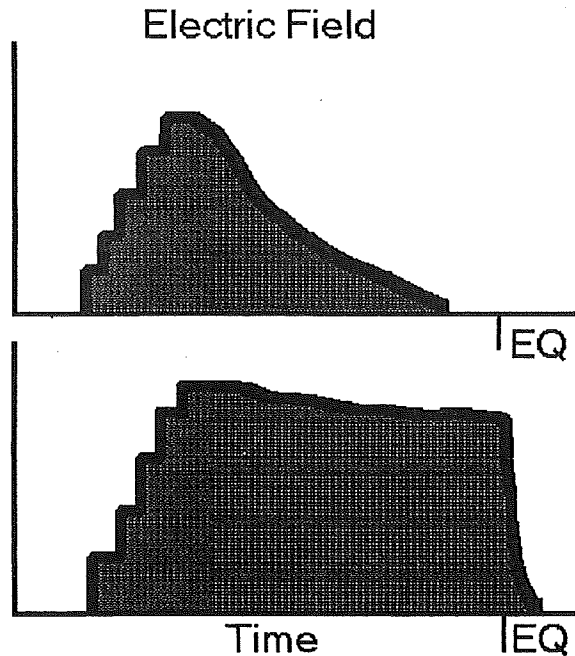
程度である。ここで、 κ ：水理的な拡散係数、 η ：空隙率、 k ：浸透率、 μ ：流体の粘性係数、 Ct ：流体と岩石フォーメーションのトータルの圧縮率。二相ゾーンについては、 Ct が非常に大きいのが特徴であり 10^{-6} /Pa程度となる。 $\eta=0.01$ として、(7)式は

$$\tau \sim 10^{-12} H^2/k \quad (8)$$

蒸気ゾーンの中で蒸気飽和度が0.7程度以下に戻るまでの時間は、おそらく $\tau/100$ 程度であろうから（二相流の問題は非線形性が強いので(7)式からはごく大ざっぱな見積りしかできないが）、 $H=1$ km、 $k=10^{-13}$ m² (100 millidarcy)の場合、約3時間、 $H=5$ km、 $k=1$ millidarcyの場合、約1年となる。前者が第8上図に相当し、後者が第8下図に相当する。後者の場合、地震発生時点までに蒸気ゾーンはほとんど縮小しないと考えられる。地震発生と同時に空隙率がもとの値近くに戻れば、そのときに地表の電場も消滅するであろう。



第7図 蒸気ゾーンの発達。
小領域1から順に液相の
相対浸透率 $K_{r,l}$ がゼロへ。



第8図 地表に発生する電位の時間変化。地震発生前に
蒸気ゾーンの $K_{r,l}$ が回復する場合（上図）と地震時に回
復する場合（下図）。

参考文献

- 1) Ishido, T. and Mizutani, H., Experimental and theoretical basis of electrokinetic phenomena in rock-water systems and its applications to geophysics, *J. Geophys. Res.*, 86, 1763-1775, 1981.
- 2) Nourbehecht, B., Irreversible thermodynamic effects in inhomogeneous media and their applications in certain geoelectric problems, Ph.D. thesis, M.I.T., 1963.
- 3) Fitterman, D.V., Electrokinetic and magnetic anomalies associated with dilatant regions in a layered earth, *J. Geophys. Res.*, 83, 5923-5928, 1978.
- 4) Edwards, R.N., The magnetometric resistivity method and its application to the mapping of fault, *Can. J. Earth Sci.*, 11, 1136-1156, 1974.