

# 沸騰に伴う界面動電現象 — 地震の電磁気的前兆現象のメカニズム

石戸経士 (地質調査所)

Electrokinetic phenomena associated with two-phase flow - a possible mechanism of electromagnetic precursors to earthquakes

Tsuneo Ishido (Geological Survey of Japan)

## 1. はじめに

地震の電磁気的前兆現象を説明するメカニズムとして界面動電現象が提案された<sup>1)</sup>が、その後の研究から、地下でダイラタンシーが発生し、流体の流れが発生しても、流動の場に流動電位係数の不均一がないと、地表に電場あるいは磁場は発生しないことが明らかになった<sup>2)</sup>。

ここに提案するメカニズムは、ダイラタンシー発生に伴って流体圧力の低下とそれに伴う沸騰の発生を仮定している。この場合、沸騰ゾーンの流動電位係数が元の値と違ってくるので、流れの発生と同時に流動電位係数の不均一が形成される。前回<sup>3)</sup>は、沸騰による気相飽和度の増加が0.7程度をこえる場合で、イフェクティブな流動電位係数がゼロになる場合を考えた。今回は、液相は流動できるが蒸気発生に伴う電気伝導度低下の効果が大きい場合、すなわちイフェクティブな流動電位係数が増加する場合を考える。

## 2. 界面動電現象

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<sup>4)</sup>。

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

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

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 $Lev$ 、 $Lve$ のついて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 $Lev=Lve$ 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。

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

ここで

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

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 ( $\Psi$ )によるアプローチが有効である<sup>2)</sup>。(ソース・フリーすなわち $\nabla \cdot J = 0$ 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。)  $\Psi$  を導入して(1)式を書き換えると、

$$I = -Lee \nabla \Psi = -Lee \nabla (\phi - CP) \quad (4)$$

ここでCは流動電位係数であり、 $C = -Lev/Lee = \epsilon \zeta / \sigma \mu$ となる。 $\epsilon$ は間隙流体の誘電率、 $\mu$ は流体の粘性係数、 $\zeta$ 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 $\sigma_r$ は間隙流体の電気伝導度、 $\sigma_s$ 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。

$\Psi$ 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 $\Psi$ 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)、 $\Psi$ の分布は、Cの境界面に分布する面密度

$$i = Lee S \quad (7)$$

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 $\Psi$ 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。

### 3. フラクチャー岩体での沸騰発生による流動電位係数の変化

ここでは図1に示すようなフラクチャー岩体についての界面動電現象を考える。地下深部では浸透率は小さい場合が多く、グローバルな透水性はフラクチャーネットワークによってもたらされる。このような場合、流体流動に伴う電流はフラクチャーネットワーク中のみを通れる。これに対し、伝導電流の方は岩石マトリックスを含む全体を通れるので、流動電位係数は近似的に

$$C = -FZV Lev/Lee \quad (8)$$

のように与えられる。ここで、FZV:フラクチャーゾーンの占める体積割合、Lev:フラクチャーゾーンについてのカップリング係数、Lee:フラクチャーゾーンとマトリックスを含む全体を平均した電気伝導度。

さて地震発生前の震源域で、フラクチャーゾーンの空隙体積の増加(ダイラタンシー)を想定すると、空隙率増加が急激で浸透率が小さい場合、圧力低下に伴いフラクチャーゾーンで沸騰が発生する。蒸気が発生すると、フラクチャーゾーンのみならず全体の電気伝導度もかなり低下する。図2に模式的に示すように、蒸気飽和度が0.7程度までは、電気伝導度の低下による流動電位係数の増加が発生するものと考えられる。これに対し、前回<sup>31</sup>述べたように、蒸気飽和度が0.7程度を越すようになると、電荷を運べる液相が動けなくなるので(鉱物表面との境界面に電気二重層を形成しているのは液相のみ)イフェクティブ

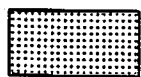
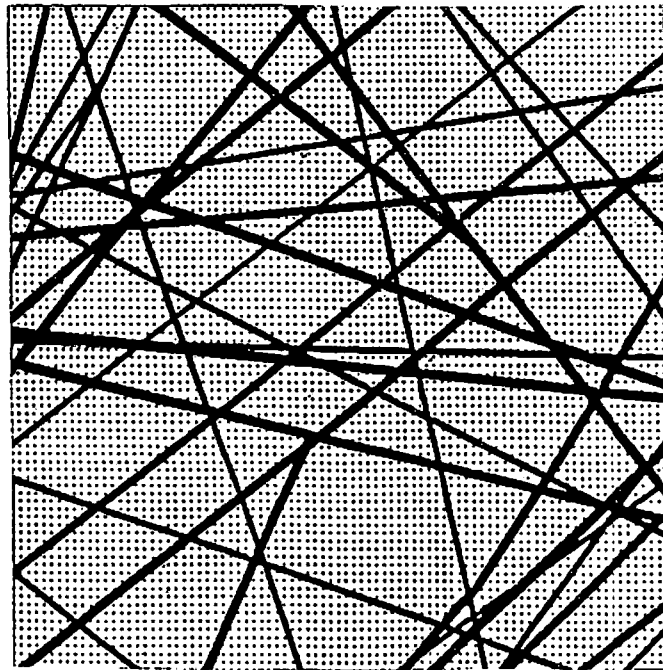
に流動電位係数はゼロになる。

沸騰ゾーンでの電気伝導度が周囲と異なるので(7)式の電流ダイポールの面密度は

$$i = \{2Lee^1Lee^2 / (Lee^1 + Lee^2)\} S \quad (9)$$

のようになる。以下、領域2を沸騰ゾーンとする。

今回のモデルでは、ダイラタンシーがうすべったいフラクチャーゾーンの中に限定されるので、他の地震波速度等の観測にはあまり影響を与えない？ものとする。



MATRIX REGIONS



FRACTURE ZONES

図1 フラクチャー岩体

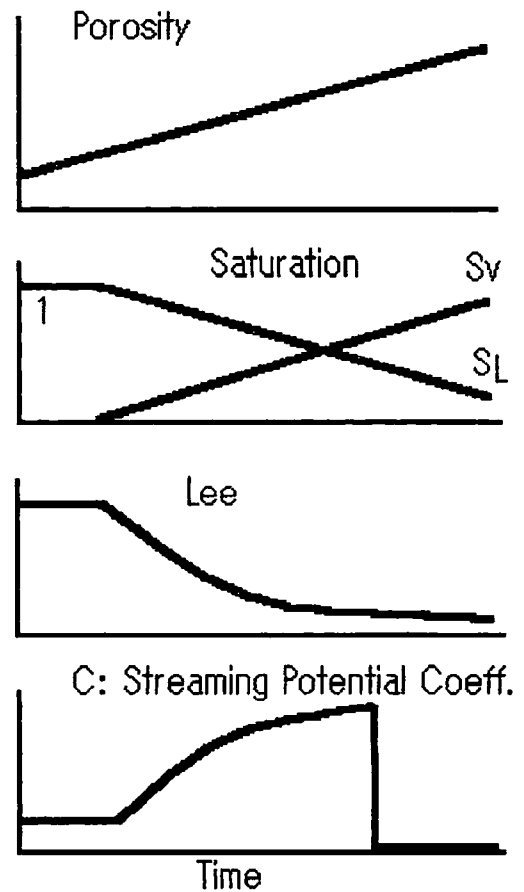


図2 空隙率増加と流動電位係数変化

#### 4. 大規模な沸騰ゾーン発生による地表電場

地表での電場は、 $\Psi$  を使って計算するが、 $\Psi$  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、沸騰（二相）ゾーンを囲む閉曲面上で面密度  $i$  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、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、(9)式の  $i$  は大きくなると考えられる。地表の電場を計算するには、例えば二相ゾーンの上端での  $i$  を  $i_0$  とし、より深い部分にある大きさ  $i-i_0$  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。

一辺が  $h$  の立方体状の沸騰ゾーン（上面の深さが  $d$ ）について、地表電位を計算してみる。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  $\lambda$  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  $\lambda$  は十分小さくとり、正・負の電流源の強さは  $i dA/\lambda$  とする（ $i$  は(9)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、 $\lambda$  で割る）。電流ダイポールの面密度の見積もり（(9)式）では沸騰ゾーンの電気伝導度の違いを考慮しているが、地表付近の電位を計算する際には沸騰ゾーンでの違いを無視して  $Lee^1$  で一様とした。

図3に計算結果を示すが、距離は  $h$  で、電位は

$$|C_1 - C_2| \{ 2Lee^2 / (Lee^1 + Lee^2) \} \rho gh \quad (10)$$

でノーマライズしてある。沸騰ゾーンでの電気伝導度低下が大きい場合 ( $Lee^2 \ll Lee^1$ )、(10)式の値は、 $2|C_1| \rho gh$  程度となる。また、流動電位係数が共に負で、 $|C_2| > |C_1|$  の場合を考えているので、地表電位は負異常となる。

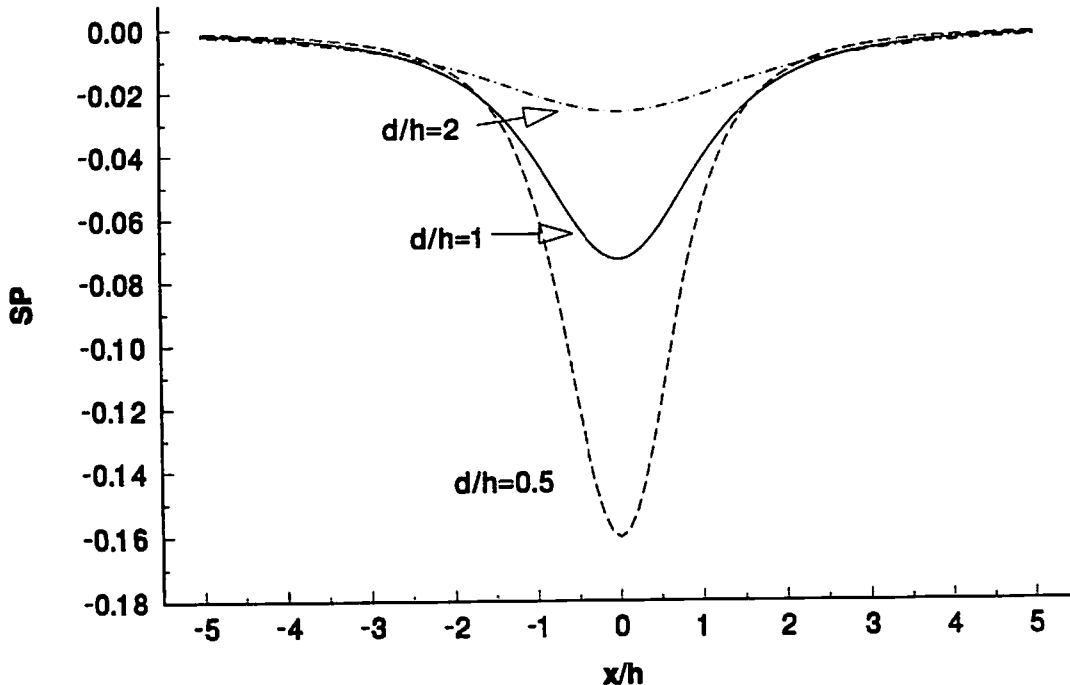


図3 立方体状の沸騰ゾーン（一辺  $h$ 、上面の深さ  $d$ ）による地表電位

## 5. 能登半島沖地震

金沢大学の地電位差観測網には、1993年2月7日の能登半島沖地震の前に顕著な異常変化が捉えられた<sup>5)</sup>。珠洲のNTT電極を使ったネットワークを図4に、観測された異常変化を図5に示す。図5の変化は、震源に最も近い狼煙の電位が500 mV近く低下したため発生している。

この観測結果を説明するのに、今回提案したモデルが適用できそうである。まず、震源と狼煙の観測点の間に沸騰ゾーンを仮定する。この時、狼煙の電位は、負の方向に変化する。また、間隙流体を海水的なものとし、(8)式のFZVを0.1程度、マトリックスの電気伝導度がフラクチャーゾーンのそれに比べずっと小さいとすると、 $C_1$ は $10^{-8}$  V/Pa程度となる。さらに $Lee^2 \ll Lee^1$ とすると(10)式の値は、 $h$ を10 kmとして約2 Vとなり、図4のチャンネル1および2に現れた異常変化を説明できる。ただし、他のチャンネルに変化が出ていないことについては、単純なモデルでは説明できそうもない。

今回のモデルでは、沸騰ゾーンの形状があまり変わらず、 $Lee^2 \ll Lee^1$ が満たされていると、電位異常の大きさはほとんど変わらない。図5の観測結果を見ると、時々、異常電位が小さくなっているが、これはフラクチャーゾーンの蒸気飽和度が下がって $Lee^2$ が $Lee^1$ に近づいたためとも解釈できる。蒸気飽和度が下がる（液相飽和度が上がる）とダイラタンシーが進行し、しばらく $Lee^2 \ll Lee^1$ の状態が続くため、図5のような結果になったのではなかろうか。

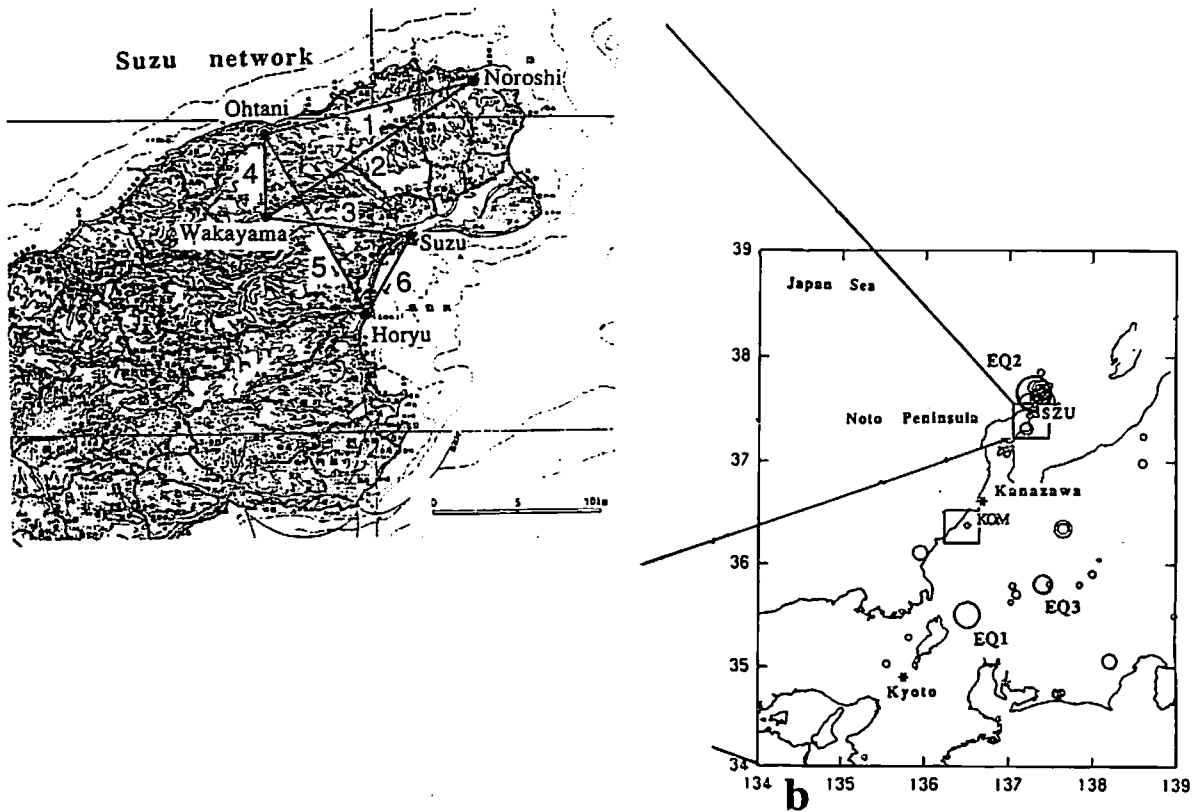


図4 金沢大学、珠洲の地電位差観測網

Suzu ch.1 (Dec. 1, 1992 - Mar. 31, 1993)

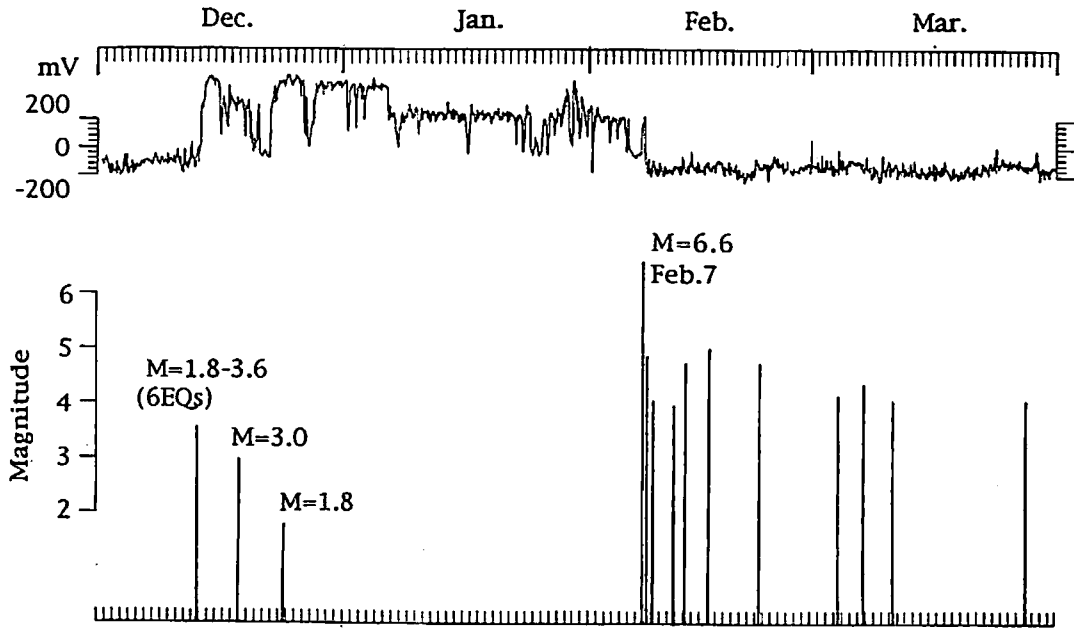


図5 能登半島沖地震の前に観測された地電位差異常変化(Nagao et al., 1994から引用)

#### 参考文献

- 1) Mizutani, H., Ishido, T., Yokokura, T. and Ohnishi, S., Electrokinetic phenomena associated with earthquakes, *Geophys. Res. Lett.*, 3, 365-368, 1976.
- 2) Fitterman, D.V., Electrokinetic and magnetic anomalies associated with dilatant regions in a layered earth, *J. Geophys. Res.*, 83, 5923-5928, 1978.
- 3) 石戸経士、蒸気ゾーン形成に伴う界面動電現象、*CA研究会論文集*, 187-194, 1993.
- 4) 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.
- 5) Nagao, T., Uyeda, S., Asai, Y. and Kono, Y., Recently observed anomalous changes in geoelectric potential preceding earthquakes in Japan, submitted to *Geophys. Res. Lett.*, 1994.