

不飽和帯における自然電位変動

Self-potential Changes in Unsaturated Zones

石戸経士・松島喜雄・西 祐司 (産業技術総合研究所地質調査総合センター)

Tsuneo Ishido, Nobuo Matsushima, and Yuji Nishi (Geological Survey of Japan, AIST)

要旨：多くの火山では厚い不飽和帯が存在し、液相流体の下降流が地表に界面動電効果起源の負電位を作っている。天水浸透量に年周変化があったとき地表負電位も変動すると考えられるが、その程度を検討するため数値シミュレーションを行った。結果として、MINC 媒質で記述できるような断裂岩体では、フラクチャー部の液相飽和度が地下水位付近まで大きく変化するため、地表の負電位が 100 mV 程度で年周変化することが示された。今回の結果から、伊豆大島三原山周辺で観測された年周変化を説明する 1 つのモデルを提供できるものと考えられる。

Abstract: Thick unsaturated zones are present on a number of volcanoes. Downward meteoric water flow in a thick unsaturated zone generates substantial negative self-potential (SP) via electrokinetic coupling. This negative SP is thought to be changed associated with annual variation of meteoric water infiltration rate, but its magnitude is not well known. In order to estimate its magnitude quantitatively, we carried out numerical simulations. If we model a volcanic body as fractured rocks represented by MINC medium, annual variation of infiltration rate produces substantial changes in water saturation in the fracture zone over a few hundred meters depth range reaching to the water table, resulting in annual SP change with a ~100 mV magnitude. The present results seem to provide a model which can explain the annual SP changes observed by continuous measurements near Mt. Mihara in Izu Oshima island.

1. はじめに

火山での W 字型 SP プロファイルの発生 (Ishido, 2004) や地熱貯留層での生産に伴う SP 変動 (西・石戸, 2012) には、気液二相領域中の液相流体の下降流が関与している。今回は、火山で存在するような厚い不飽和帯で、天水浸透量の変化がどの程度の SP 変動を発生させるか数値シミュレーションで検討した。

産総研は 2005 年以降、伊豆大島、三原山周辺で自然電位の連続観測を行っているが、その中で顕著な自然電位の年周変化が捉えられた (例えば Matsushima et al., 2013)。多孔質媒質を仮定したモデルでは、天水浸透量の年周変化に対応した自然電位変化は限られたものになるので (Ishido, 2004)、今回は二重空隙媒質で記述される断裂型岩体のモデルを設定して検討を行った。

2. 不飽和帯の流動電位係数

不飽和領域の気液二相流を記述するには、水理パラメータとして、気相・液相それぞれの相対浸透率

を与える必要があるが、界面動電効果がある場合の電流密度については次のような定式化がなされる（例えば Ishido and Pritchett, 1999; 石戸, 2005）。

$$\mathbf{I} = -L_{ee}\nabla E - L_{ev}\nabla(P + \rho gz) \quad (1)$$

$$L_{ee} = F^{-1}(S_w^n \sigma_w + S_w^{n'} 2\Lambda^{-1}\Sigma_s) \quad (2)$$

$$L_{ev} = -F^{-1}R_{ev}(S_w)\varepsilon\zeta/\mu \quad (3)$$

ここで、トータル電流密度 (1) は伝導電流密度と界面動電効果による携帯電流密度の和である。 L_{ee} は電気伝導度、 L_{ev} はカップリング係数であり、 F はフォーメーションファクター、 S_w は液相の飽和度である。(2) 式の σ_w は空隙流体の電気伝導度、 Λ は空隙の水力半径 (Ishido and Mizutani, 1981 で用いられた水力半径 m とは $\Lambda=2m$ の関係にあり、空隙断面が円形の場合は半径、スリット形の場合は厚さに相当する)、 Σ_s は表面伝導 (今回は 10^{-8} S を仮定) である。(3) 式の R_{ev} は電荷を運べる液相の飽和度減少に伴うカップリング係数の減少を表す関数であり、 $S_w=S_{wR}$ (液相の残留飽和度) でゼロ、 S_w の増加とともに増加し $S_w=1$ で 1 になる。 ζ はゼータ電位、 ε 、 μ は液相流体の誘電率と粘度である。

流動電位係数は以下のように表される。

$$C(S_w=1) = \frac{\Delta\phi}{\Delta P} = -\frac{L_{ev}}{L_{ee}} = \frac{\varepsilon\zeta}{\mu(\sigma_w + 2\Lambda^{-1}\Sigma_s)} \quad (4)$$

$$C_r(S_w) = \frac{C(S_w)}{C(S_w=1)} = R_{ev}(S_w) \frac{\sigma_w + 2\Lambda^{-1}\Sigma_s}{S_w^n \sigma_w + S_w^{n'} 2\Lambda^{-1}\Sigma_s} \quad (5)$$

ここで $C_r(S_w)$ は相対流動電位係数であり、関連するパラメータについては、Jackson (2010) が capillary tubes model によって与えた次の値を用いた。 R_{ev} は、電気二重層の厚さが Λ に比べ十分に薄い場合 (thin EDL)、有効液相飽和度に等しくなるが、この結果を用いた。電気二重層がオーバーラップする場合には thick EDL の近似により R_{ev} は相対 effective excess charge density Q_{rw} と液相相対浸透率 k_{rw} の積の形で表されるが、Linde et al. (2007) では $Q_{rw}=1/S_w$ が提案されている。

$$L_{ee}(S_w): n = 1; n' = 0$$

$$R_{ev}(S_w) = (S_w - S_{wR}) / (1 - S_{wR}) \quad \text{for "thin EDL"}$$

$$R_{ev}(S_w) = Q_{rw}(S_w) k_{rw}(S_w) \quad \text{for "thick EDL"}$$

3. MINC 媒質での SP 年周変動の計算

断裂型貯留層の比較的短期の挙動を予測するためには、通常の多孔質媒質を仮定したモデルでは不十分なため二重空隙媒質の一種である MINC 媒質 (Pruess and Narasimhan, 1985) を用いることが多い。Ishido

and Pritchett (2003)は、自然電位ポストプロセッサ(Ishido and Pritchett, 1999)について MINC 媒質にも適用できるように拡張を行った (適用例は Nishi an Ishido, 2012 等を参照されたい)。

今回のシミュレーションでは、図 1 に示すような鉛直方向 1 次元モデルを設定した。グリッド分割は上部が 5m x 20、下部が 10m x 40 である。最上ブロックに与える天水浸透量を 5 cm/month 相当にして定常状態を作り、その後、振幅 2.5 cm/month のサイン波状の年周変化を加えた。温度は 25°C で一定、境界条件は最上面で空気圧を 1 bar で固定、最下面で水圧を 5 bars で固定である (SP 計算では電位をゼロに固定)。

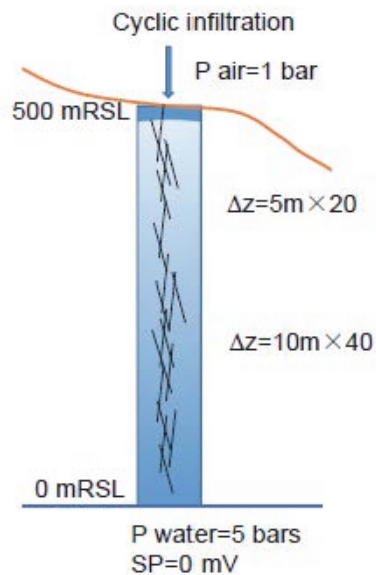


図 1 今回のシミュレーションで用いた鉛直 1 次元モデル

Figure 1 Vertical 1D model used in the present study

流体流動シミュレーションでは STAR (Pritchett, 1995)を用いたが、MINC 媒質として、フラクチャー部の体積割合を $\Psi=0.02$ 、空隙率をフラクチャー部・マトリックス部ともに 0.1、ブロック間の浸透率を 10^{-14} m^2 (フラクチャー部の浸透率 $10^{-14}/0.02 \text{ m}^2$ に相当)、マトリックス部の浸透率を 10^{-17} m^2 とした。マトリックス部には毛管圧を設定したので、フラクチャー部の液相飽和度変動にかかわらず常に液相に飽和した状態となる。相対浸透率は線形の X 型とし、フラクチャー部は液相・気相とも残留飽和度をゼロとした。

比較用に計算を行った等価な多孔質媒質では、空隙率 0.1、浸透率 10^{-14} m^2 であり、相対浸透率は X 型で液相残留飽和度 0.3、気相残留飽和度 0.05 とした。

図 2 には、フラクチャー部の液相飽和度の鉛直方向分布を、天水浸透量が最大値となる日から数 10 日経過した 330 日と 1770 日について、また最小値となる日から数 10 日経過した 510 日と 1980 日について示した。この図から体積的に小さいが浸透率が高いフラクチャー部の液相飽和度が天水浸透量の年周変化に対応して地下水位付近まで大きく変動する様子が見て取れる。これに対して、等価な多孔質媒質を仮定した場合は、浸透レート変動の影響は浅部にとどまっている。これは、MINC 媒質では浸透レート変動の影響を直接受ける空隙体積がフラクチャー部の $V \times 0.02 \times 0.1=0.002V$ であるのに対して (V は計算領域の体積)、多孔質媒質では $0.1V$ と 50 倍大きく水理的な拡散係数が $1/50$ と小さいことから理解できる。

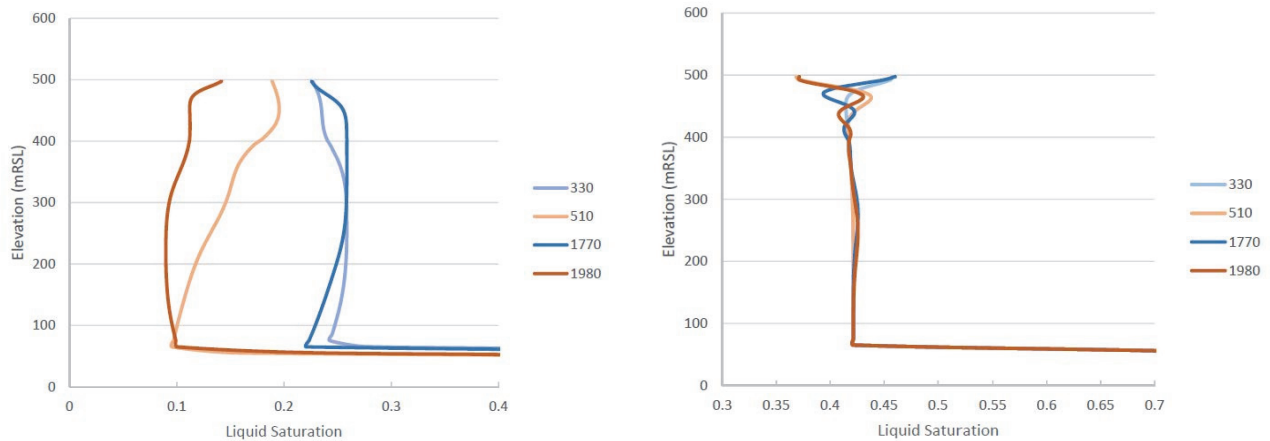


図2 天水浸透量の変化に伴う液相飽和度の変動。(左) MINC 媒質のフラクチャー部中、および(右) 等価多孔質媒質中の液相飽和度の深度分布。

Figure 2 Changes in liquid-phase saturation caused by annual variation of meteoric water infiltration rate. Vertical distribution of liquid-phase saturation in (left) the fracture zone of MINC medium, and in (right) equivalent porous medium.

上に述べた流体流動シミュレーションの結果に、自然電位ポストプロセッサを適用して SP 変化を求めたが、2. でも述べたように、今回は、電気伝導度とカップリング係数の S_w 依存性は次の式によった。

$$L_{ee} = F^{-1}(S_w \sigma_w + 2\Lambda^{-1} \Sigma_S) \quad (6)$$

$$L_{ev} = -F^{-1}(S_w - S_{wR}) / (1 - S_{wR}) \varepsilon \zeta / \mu \quad (7)$$

F^{-1} は ϕt^2 (ϕ : 空隙率、 t : トーチュオシティ) に等しいとして、フラクチャー部は 0.1、マトリックス部は 0.002 とした。この設定では、(飽和状態で同一圧力勾配の条件において) 携帯電流への寄与はフラクチャー部が $0.02 \times 0.1 = 0.002$ 、マトリックス部が $0.98 \times 0.002 = 0.00196$ でほぼ同等となる。フラクチャー部、マトリックス部とも L_{ee} のうち表面伝導による部分は F^{-1} によらず $4.2 \times 10^{-4} \text{ S/m}$ と仮定した。浸透流体の塩分濃度(質量分率)は約 6×10^{-5} で、ポストプロセッサで計算した流体の電気伝導度は $\sigma_w \sim 0.027 \text{ S/m}$ 、ゼータ電位は約 31 mV である。フラクチャー部では L_{ee} への流体の伝導度の寄与は飽和状態で $2.7 \times 10^{-3} \text{ S/m}$ となるが、マトリックス部では $5.4 \times 10^{-5} \text{ S/m}$ で表面伝導によるものより一桁以上小さい。図3には、マトリックス部の F^{-1} を 0.001 にした場合とマトリックス部の携帯電流への寄与がないとする 4×10^{-6} の場合の結果も示した。等価な多孔質媒質の場合は $F^{-1} = 0.025$ として計算した。

図3に SP 変化の計算結果を示す。マトリックス部の F^{-1} (以下 F_m^{-1} と表記) を 0.002 としたケースでは、定常状態で SP は約 -530 mV であり、浸透量の年周変化に対応して 40 mV ほどの振幅と 60 日ほどの遅れで年周変化をしている。この時間遅れは浸透量変化に対する地下の液相飽和度変化の位相遅れに対応したものと考えられる。(等価多孔質媒質の場合は、水理拡散係数の小さいことを反映して、この時間遅れは 100 日を越える。) F_m^{-1} を 0.001、 4×10^{-6} とすると、定常状態で SP はそれぞれ約 -300 mV、-90 mV となるが年周変動の大きさは変わらない。 F_m^{-1} が 4×10^{-6} の場合、マトリックス部の携帯電流への寄与はほぼゼロであるから、フラクチャー部の定常状態への寄与は約 -90 mV であることがわかる。 F_m^{-1} が

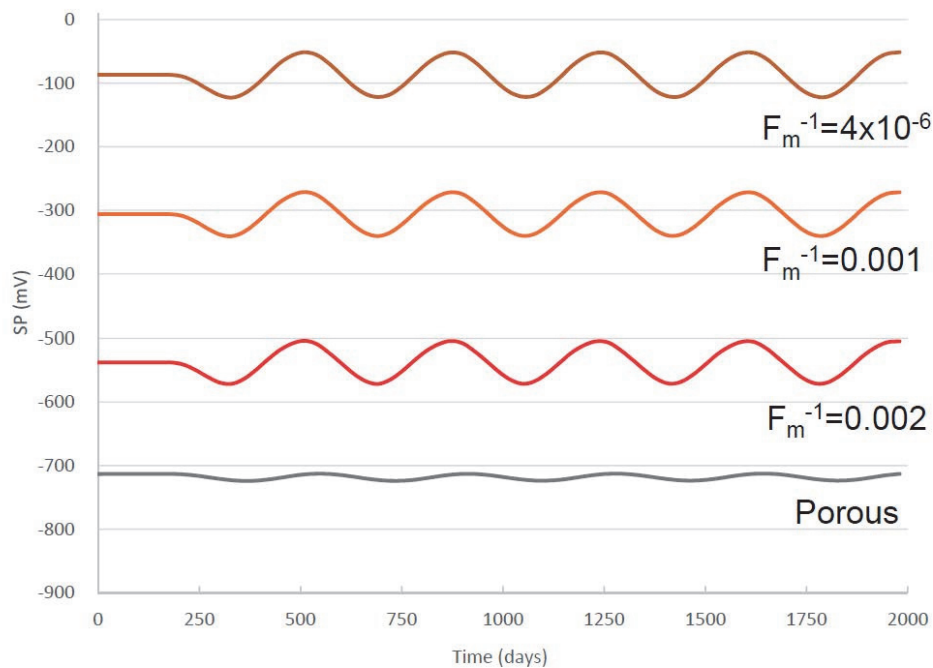


図 3 自然電位の年周変動計算結果。MINC 媒質の場合はマトリックス部の F_m^{-1} を変えた 3 つのケースの結果を示す。初期状態は天水浸透量 5 cm/month 相当での定常状態であり、180 日以降、振幅 2.5 cm/month のサイン波状の年周変化を加えている。

Figure 3 Annual variation of self-potential calculated for three cases of fractured rocks represented by MINC medium and one case of equivalent porous medium.

Initial state is the steady state corresponding to meteoric water infiltration rate of 5 cm/month. Starting at $t=180$ days, an annual variation of infiltration rate with 2.5 m/month amplitude is added.

0.002 の場合、定常状態の約 -530 mV のうち -440 mV 分は常時飽和状態にあるマトリックス部中の携帯電流によるものとなる。等価な多孔質媒質の場合、定常状態の SP は約 -720 mV であるが、年周変動の振幅は 10 mV 以下と小さい。これは、図 2 に示すように、液相飽和度の変動が浅部にとどまっていることによる。

伊豆大島の観測で捉えられた SP 年周変動は 2 地点間で振幅 50 mV 程度が最大である。これを今回のシミュレーション結果から説明するには、2 地点間で天水浸透量の年周変動に違いがあることなどが必要になる。電極が斜面に位置する地点では、降雨のうち run-off で流れ去るものが多く夏季の evaporation の影響を受けて浸透量が大きく変動するであろうし、地形的に集水構造となっている地点であれば、比較的浸透量の変動が小さいであろう。2 地点とも多孔質媒質で記述できる水理構造をしていると、振幅 50 mV の年周変動の説明はできないが、少なくとも浸透量変動の大きいほうの地点の水理構造が断裂型の特徴を持っていれば説明は可能であろう。

参考文献

- Ishido, T. (2004) Electrokinetic mechanisms for the “W”-shaped self-potential profile on volcanoes, *Geophys. Res. Lett.*, vol. 31, no. 15, Article ID L15616.
- Ishido, T. and H. Muzutani, (1981) Experimental and theoretical basis of electrokinetic phenomena in rock-water systems and its applications to geophysics, *J. Geophys. Res.*, vol. 86, 1763–1775.
- Ishido, T. and J.W. Pritchett, (1999) Numerical simulation of electrokinetic potentials associated with subsurface fluid flow, *J. Geophys. Res.*, vol. 104, 15247–15259.
- Ishido, T. and J. W. Pritchett (2003) Characterization of fractured reservoirs using continuous self-potential measurements, *Proceedings of the 28th Stanford Workshop on Geothermal Reservoir Engineering*, pp. 158–165.
- 石戸経士(2005) 岩石の輸送特性と貯留層工学, *地学雑誌*, Vol. 114, No. 6, 885-900.
- Jackson, M.D. (2010) Multiphase electrokinetic coupling: insights into the impact of fluid and charge distribution at the porescale from a bundle of capillary tubes model, *J. Geophys. Res.*, vol. 115, Article ID B07206.
- Linde, N., D. Jougnot, A. Revil, S. K. Matthai, T. Arora, D. Renard, and C. Doussan (2007), Streaming current generation in two - phase flow conditions, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L03306, doi:10.1029/2006GL028878.
- Matsushima, N., Y. Nishi, S. Onizawa, S. Takakura, H. Hase, and T. Ishido (2013) Temporal variations of self-potential at summit area of Izu-Oshima volcano, IAVCEI 2013 Scientific Assembly, Kagoshima, Japan.
- Nishi, Y. and T. Ishido (2012) Characterization of fractured reservoirs using a combination of downhole pressure and self-potential transient data, *International Journal of Geophysics*, Vol. 2012, Article ID 148919, doi:10.1155/2012/148919.
- 西 祐司・石戸経士 (2012) 奥会津地熱地域における自然電位モニタリング, *日本地熱学会誌*, vol. 34, 71-90.
- Pritchett, J.W. (1995) STAR: A geothermal reservoir simulation system, *Proc. World Geothermal Congress, Int. Geothermal Assoc.*, pp. 2959-2963.
- Pruess, K. and T. N. Narasimhan (1985) A practical method for modeling fluid and heat flow in fractured porous media, *SPE Journal*, pp.14–26.