地下き裂の振動特性に及ぼすき裂先端からの流体の漏れの影響* (二次元き裂を用いた解析)

伊 藤 伸*¹, 林 一 夫*²

Effect of Fluid Leakage at the Crack Tip on Dynamics of Two-Dimensional Fluid-Filled Crack

Shin ITO*³ and Kazuo HAYASHI

*³ Faculty of Systems Science and Technology, Akita Prefectural University,
84-4 Tsuchiya-Ebinokuti, Honjo-shi, Akita, 015-0055 Japan

Dynamic response of a reservoir crack with fluid leakage at the crack tip is studied by using a two-dimensional fluid-filled crack in an elastic medium, i. e. a rock mass. We use Darcy's law for describing fluid leakage at the crack tip. It is revealed that the eigen angular frequencies become smaller with increasing fluid leakage at the crack tip. It is also revealed that attenuation becomes stronger with increasing fluid leakage. However, for fluid leakage exceeding a certain level, the situation is opposite, i. e., attenuation becomes weaker with increasing fluid leakage. These effects of fluid leakage on the eigen angular frequencies are stronger for the larger interfacial stiffness due to contact between the asperities on the upper and lower crack surfaces. They are also weaker for larger ratio of the crack length to the initial aperture of the crack.

Key Words: Elasticity, Elastic Wave, Stress Wave, Acoustic Emission, Geothermal Reservoir Crack, Dynamic Response, Geothermal Energy

1. 緒 言

高温岩体より能動的に地熱エネルギーを抽出する場合には、地下岩体中に作成された人工き裂が、抽熱のための熱交換システムの主要部を構成している⁽¹⁾。このような地下熱交換システムの設計、作成および長時間にわたる保持を行うには、き裂の位置、大きさ、方位等のき裂諸特性を評価し把握する必要がある。そのためには、A E (周波数: 数十 Hz~数百 Hz) を用いることが有力であることが報告されている⁽²⁾。

水圧破砕時には次の二種類の A E が計測されることが知られている。一つは P 波と S 波の到来時刻を明確に識別できるものであり、もう一つは P 波と S 波の識別が困難で、しかも長い周期を有するものである⁽³⁾。この長周期の波は、定性的には火山性長周期地震と類似のメカニズムによるものと考えられている。

火山性長周期地震のメカニズムに関する理論的研究としては、Chouet⁽⁴⁾の内部を流体で満たされたき裂の

動的解析の研究や、Ferrazzini-Aki⁽⁵⁾の内部を流体で満たされた無限に広がるスリット状のき裂の動的応答の研究がある。また、Dvorkin ら⁽⁶⁾は、坑井と交差する二次元き裂についてき裂内流体の岩体中への浸透を考慮し、き裂内流体の動的応答を調べている。ただし、Dvorkin らは岩体を剛体として取り扱っている。さらに、Ferrazzini ら⁽⁷⁾は、上述の Chouet のモデルを用いて、米国の Fenton Hill の高温乾燥岩体プロジェクトにおいて、水圧破砕により形成された貯留層き裂の大きさの推定を試みている。

以上に示したき裂モデルは、単一のき裂、もしくは無限に広がるき裂 (スリット) が岩体中に存在していることを想定したものである。しかし、実フィールドにおいて抽熱のために高温岩体中に形成される地熱貯留層 (地下熱交換システム) は、実際にはき裂と透水層で構成され、それらがお互いに交差し、流路としてつながっている状態であると考えられる。したがって、加振された場合、き裂内流体は振動により隣接した透水層へ出入りしていることが考えられ、この流体の動きがき裂の振動に影響を及ぼすことが考えられる。

そこで本研究では、より現実的なき裂モデルによる地下人工き裂の評価を目的として、内部を流体で満たされた二次元き裂の振動特性へのき裂先端からの流体

* 原稿受付 2001 年 4 月 2 日。

*¹ 正員、秋田県立大学システム科学技術学部 (☎ 015-0055 本荘市土谷字海老ノ口 84-4)。

*² 正員、東北大学流体科学研究所 (☎ 980-8577 仙台市青葉区片平 2-1-1)。

E-mail: sito@akita-pu.ac.jp

の漏れの影響について検討する。特に、き裂先端からの流体の漏れの影響が、き裂開口幅に対するき裂長さの比、流体の粘性、およびき裂上下面が接触することにより生じる剛性によりどのように変化するか検討する。本研究では、簡便なき裂モデルを用いてき裂の振動特性を検討するために、き裂は透水層の一部分であるものとして扱う。また、透水層内の流体の運動については Darcy 則を用いる。

2. 問題の提示

き裂の内部は流体で満たされており、き裂面に存在する突起によってき裂上下面が部分的に接触している状態にあるものとする。これを、内部を流体で満たされた長さ $2a$ 、き裂開口幅 d の二次元き裂 (図 1) の微小区間に、き裂面垂直方向の垂直応力が時刻零において衝撃的に作用するというモデルに置き換えて考える。き裂は透水層に沿って存在しており [図 1, 2(a)], き裂内流体は、振動によりき裂先端から透水層へ出入りするものとする。また、透水層の透水率はき裂そのものより小さいが、岩体と比べて十分大きいものとする。き裂線上に原点を有し x_1 軸をき裂線上に、 x_3 軸をき裂面に垂直にとった直角座標系 $O-x_1x_2x_3$ を導入する。以下、変位成分を u_i 、応力成分を σ_{ij} と表し、英小文字の下指標は 1, 2, 3 を取り、また指標に対する総和規約を用いるものとする。弾性体は x_1, x_3 面内の平面ひずみ状態にあるものとし、き裂は開口モードで振動するものとする。き裂面における変位ギャップを Δu_i とすると問題の対称性から Δu_3 以外は全て零である。き裂上下面の接触により生じる剛性 (き裂面接触剛性) をき裂上下面を連結するバネによりモデル化し、単位面積当たりのバネ剛性を k で表す。このき裂に加えられる人工刺激として、き裂面上の微小区間に x_3 方向の垂直応力が一瞬だけ作用したとする。以上から、き裂面における境界条件は次式のように表せる。

$$\sigma_{33}|_{x_3 \rightarrow +0} = k\Delta u_3 - P + \sigma_{33}^*, \quad (|x_1| < a) \quad \cdots \cdots (1)$$

Fig. 1 Two-dimensional fluid-filled crack and coordinate system

ここに P は流体の圧力、 σ_{33}^* はき裂に加えられる人工刺激である。

3. 解 析

時刻 t の関数 $g(t)$ のラプラス像関数を $\bar{g}(p)$ と表すことにする。林・伊藤⁽⁸⁾と同様にき裂面における応力を求めると次式を得る。

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{33}(x_1, x_3, p)|_{x_3 \rightarrow +0} &= \frac{\mu}{2\pi} \mathbf{Pf} \int_{-a}^a \Delta \bar{u}_3(\xi_1, p) \\ &\times \left[q_1 \frac{p}{C_T \zeta} K_1\left(\frac{p\zeta}{C_T}\right) - q_2 \frac{p^2}{C_T^2} K_2\left(\frac{p\zeta}{C_T}\right) \right. \\ &+ q_3 \frac{1}{\zeta^2} \left\{ K_2\left(\frac{p\zeta}{C_T}\right) - \frac{1}{\kappa^2} K_2\left(\frac{p\zeta}{C_L}\right) \right\} \\ &- q_4 \frac{p}{C_T \zeta} \left\{ K_3\left(\frac{p\zeta}{C_T}\right) - \frac{1}{\kappa^3} K_3\left(\frac{p\zeta}{C_L}\right) \right\} \\ &\left. + q_5 \frac{p^2}{C_T^2} \left\{ K_4\left(\frac{p\zeta}{C_T}\right) - \frac{1}{\kappa^4} K_4\left(\frac{p\zeta}{C_L}\right) \right\} \right] d\xi_1, \\ (|x_1| < a) \quad \cdots \cdots (2) \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= 2\kappa^4 - 4\kappa^2 + 4, & q_2 &= (\kappa^2 - 2)^2 \\ q_3 &= 8\kappa^4 - 16\kappa^2 + 12 \\ q_4 &= 8\kappa^4 - 28\kappa^2 + 24, & q_5 &= (\kappa^2 - 2)^2 \end{aligned} \right\} \quad \cdots \cdots (3)$$

ここに、 $\zeta = |x_1 - \xi_1|$ であり、 μ はせん断弾性係数、 C_L, C_T は P 波と S 波の位相速度、 κ は P 波と S 波の位相速度の比 $\kappa = C_L/C_T$ 、 K_n は変形されたベッセル関数、積分記号の直前にある記号 $\mathbf{Pf}$ は積分の有限部分を表す。

次にき裂内流体の運動について Dvorkin ら⁽⁹⁾に従っ

(a)

(b)

Fig. 2 Model of permeable layer

て定式化を行う。き裂面の振動の振幅はき裂開口幅に比べて十分小さいものとし、振動により生じる流体の密度変化は流体の密度と比べて十分小さいものとする。き裂表面におけるき裂内流体の岩体への浸透を考慮すると、き裂内流体の圧力 P が満足すべき式が次式のように得られる。

$$\frac{1}{\bar{n}_f^2 \eta} \left\{ \frac{1}{\bar{n}_f} \tanh \left(\frac{\bar{n}_f d}{2} \right) - \frac{d}{2} \right\} \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial x_1^2} + \left\{ \sqrt{\frac{pm_0 k_0}{b\eta}} + \frac{d}{2} \frac{p}{b} \right\} \bar{P} = -\frac{p}{2} \Delta \bar{u}_3 \quad (4)$$

$$\bar{n}_f = \sqrt{\frac{\rho_f p}{\eta}} \quad (5)$$

ここに、 η は流体の粘性、 m_0 は岩体の空隙率、 k_0 は岩体の透水率、 b は流体の体積弾性率、 ρ_f は流体の密度である。き裂先端において、 x_1 方向のき裂内流体速度 u_{f1} が、岩体の速度と透水層に出入りする流体の速度との和に等しいものとする。これより、き裂先端における境界条件は次式で表せる。

$$\bar{u}_{f1} \Big|_{x_1=a} = p \bar{u}_1 \Big|_{x_1=a} + \sqrt{\frac{m_l k_l p}{\eta b}} \bar{P} \Big|_{x_1=a} \quad (6)$$

ここに、 m_l は透水層の空隙率、 k_l は透水層の透水率である。式(6)の右辺第2項は、透水層内における Darcy 則と質量保存の法則より導かれる。このとき、透水層内の流体の運動は x_1 軸方向のみの運動とする。また、き裂内部の流体圧と透水層内部の流体圧はき裂先端で連続であり、き裂先端から十分に離れた位置において、き裂の振動による流体圧の変化はないものとする。ここで、数値計算を行うためには、実フィールドにおける透水層の空隙率 m_l と透水率 k_l の値が必要となるが、これらのパラメータを計測することは困難である。そこで、本研究では図 2(a)の透水層内の流体の運動を図 2(b)のように開口幅 d_l のスリット内の流体の運動に置き換えて考える。このようにすると、透水層の空隙率 m_l と透水率 k_l はそれぞれ $m_l = d_l/d$ 、 $k_l = d_l^2/12$ と表せることになる。以下では、 d_l を実効開口幅と呼ぶ。

次の無次元量を導入する。

$$x = \frac{x_1}{a}, \quad s = \frac{ap}{C_T}, \quad \delta_0 = \frac{ak}{\mu},$$

$$\bar{\phi}(x, s) = \frac{C_T \Delta \bar{u}_3(x_1, p)}{a^2} \quad (7)$$

式(1)を無次元化した式に、式(4)、(6)より得られる流体圧と式(2)で表せる応力を無次元化し代入すること

により場の方程式が得られる。この場の方程式は $\bar{\phi}$ に関する特異積分方程式であり、厳密解を得るのは困難であるので数値的に解を求めなければならない。そこで、 $\bar{\phi}$ をき裂先端における挙動を考慮して次式のように近似する。

$$\bar{\phi}(x, s) = \sqrt{1-x^2} \sum_{k=1}^N \bar{A}_k(s) U_k(x) \quad (8)$$

ここで A_k は未知係数であり、 U_k は第二種チェビシエフの多項式である。上式を場の方程式に代入すると A_k に関する連立一次方程式が求まる。この連立一次方程式の係数行列の行列式を $\Delta(s)$ と表す。ラプラス像空間において得られたき裂面における変位ギャップ $\bar{\phi}$ を逆ラプラス変換すると形式的に次式のように表せる。

$$\left. \begin{aligned} \phi(x, \tau) &= \sum_{j=1}^{\infty} \phi_j(x, \tau) \\ \phi_j(x, \tau) &= \sqrt{1-x^2} \sum_{k=1}^N \text{Re} \left\{ B_k(\alpha_j) \cdot e^{\alpha_j \tau} \right\} U_k(x) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

ここで α_j は行列式 $\Delta(s)=0$ の根、 B_k は根 α_j で決まる定数、 τ は無次元時間 $\tau = C_T t/a$ である。ここで根 α_j の下指標は振動モードを表す。この式から行列式の根 α_j の虚部は無次元固有角振動数を表し、実部はその振動の減衰の強さを表すことがわかる。

フーリエ像空間においても同様の解析を行った。時刻 t の関数 $g(t)$ のフーリエ像関数を $\tilde{g}(\omega)$ と表すことにする。このとき上述の各式に相当する式は、上述の各式において p を $-i\omega$ に置き換えたものと同じである。ここで i は $i = \sqrt{-1}$ である。ここで、無次元パラメータ Ω と関数 $\tilde{\phi}(x, \Omega)$ を導入する。無次元パラメータ Ω は $\Omega = a\omega/C_T$ で表せるパラメータであり、関数 $\tilde{\phi}(x, \Omega)$ は関数 $\phi(x, \tau)$ をフーリエ変換したものである。

次にき裂面接触剛性 k について考える。き裂面にはき裂面垂直方向に圧縮応力が作用している。このとき、林・伊藤⁽⁶⁾によれば無次元化した接触剛性 δ_0 は次式のように表せる。

$$\delta_0 = \frac{A^*}{A_0} 2(1+\nu) \frac{a}{d} \quad (10)$$

ここで、 A^* はき裂面全体の真実接触面積、 A_0 はき裂の面積、 ν はポアソン比を表す。接触剛性と接触面積比 A^*/A_0 を関係づけるパラメータとして δ'_0 を次式のように定義する。

$$\delta'_0 = 2(1+\nu) \frac{A^*}{A_0} \quad (11)$$

4. 計算結果および考察

弾性体と流体の物性値の比及びポアソン比 ν は、花

崗岩及び水の物性値を参照して、岩体の密度 ρ と流体の密度 ρ_f の比を $\rho/\rho_f=2.5$ 、岩体のせん断弾性係数 μ と流体の体積弾性率 b の比を $\mu/b=15$ 、ポアソン比を $\nu=0.25$ ($\kappa=1.7$)とした。またS波の位相速度 C_T を3650m/sとし、岩体の空隙率 m_0 を1%とした。また岩体の透水率 k_0 については、花崗岩の平均的な透水率である 10^{-19} m^2 とした⁽¹⁰⁾。また、流体の粘性を $\eta=10^{-3}, 10^{-2}, 2 \times 10^{-2} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ とした。流体の粘性が $\eta=10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ の場合は約20℃における水の粘性であり、 $\eta=10^{-2}, 2 \times 10^{-2} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ は東北大学Γプロジェクトで水圧破碎に用いた流体の粘性を参考にした値である。このとき、流体の粘性が変化しても流体の密度はほとんど変化しないものとする。初期き裂開口幅に対するき裂長さの半分の大きさの比(アスペクト比)を $a/d=10^3, 5 \times 10^3, 10^4$ 、き裂開口幅を $d=0.1, 1, 10 \text{ mm}$ 、接触剛性を $\delta'_0=0, 0.01, 0.1$ (接触面積比 $A^*/A_0=0, 0.4, 4\%$ に対応[式(11)参照])とした。なお、以下では、き裂開口幅 d に対する実効開口幅 d_f の比を開口比と呼ぶことにする。この開口比が大きいということは、き裂が振動することによるき裂先端からの流体の漏れ(出入り)が大きいことを意味する。前述の方法により、き裂面上の各点における変位ギャップの周波数スペクトルを求めた。その結果の例を図3に示す。図中の濃い部分は変位ギャップ $\tilde{\phi}$ が大きいことを意味する。以下、振動の節の数が0, 1, 2, ..., n に応じてそれぞれ1, 2, 3, ..., $(n+1)$ 次振動モードと呼ぶことにする。加振する位置が変化すると各振動モードの振幅のピークの大きさは変化するがピークを示す無次元角振動数 Ω は変化しない。よって以下ではこのピークを示す無次元角振動数 Ω を無次元固有角振動数と呼ぶことにする。図4に5次振動モードを示す。開口比、つまりき裂先端からの漏れが大きくなるにつ

れ、き裂先端に近い節はき裂先端に近づき、き裂先端に近い節とき裂先端の間にあるピークの大きさが小さくなるのがわかる。

図5に各振動モードの無次元固有角振動数の開口比による変化を示す。なお、縦軸の $\text{Im. } \alpha_j$ は j 次振動モードの無次元固有角振動数を表す。図の最も左にある、横軸の開口比において“Close”と示している結果は、き裂先端における流体の漏れがない場合の結果である。これは、式(6)の右辺第2項がない場合の解析により得られる。逆に図の最も右にある、横軸の開口比において“Open”と示している結果は、き裂先端から流体が自由に出入りする場合の結果である。これは、式(6)の代わりにき裂先端において振動により生じる流体圧が零であるという条件を用いた場合の解析により得られる。開口比が小さい場合、固有角振動数はき裂先端からの流体の出入りがない場合と同じ値を持つ。開口比が大きくなり振動により生じる流体の漏れが大きくなると、 N 次の固有角振動数はき裂先端から流体が完全に出入りする場合の $(N-2)$ 次の固有角振動数に近づくことがわかる。この結果は図4に示すように、

Fig. 4 The 5th mode shapes ($a/d=10^3$, $\delta'_0=0.1$, $\eta=10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $d=10^{-2} \text{ m}$)

Fig. 3 Examples of spectra of non-dimensional displacement gap across the crack ($a/d=10^3$, $\delta'_0=0.01$, $\eta=10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $d=10^{-3} \text{ m}$)

Fig. 5 Variation of non-dimensional eigen angular frequencies with respect to aperture ratio ($a/d=10^3$, $\delta'_0=0.1$, $\eta=10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $d=10^{-2} \text{ m}$)

振動により生じる流体の出入りが大きくなるとき裂先端に近い振動の形状のピークが小さくなることからわかる。図 6 に 3 次と 4 次振動モードの無次元固有角振動数の開口比による変化を、き裂開口幅をパラメータにして示す。図 6(a) は接触剛性がない場合、つまり、き裂上下面がまったく接触していない場合を示す。この場合にはき裂先端における流体の漏れの影響は小さい。図 6(b) は接触剛性がある場合、つまり、き裂上下面が接触している場合を示す。この場合には開口比が大きくなるほど固有角振動数は小さくなる。よって、き裂上下面が接触している場合にはき裂先端における流体の漏れの影響は強いことがわかる。また、き裂開口幅が大きいほど流体の漏れの影響を受けやすいことがわかる。図 7 に 3 次と 4 次振動モードの無次元固有角振動数の開口比による変化を、アスペクト比をパラメータにして示す。この図より、アスペクト比が小さいほど固有角振動数へのき裂先端における流体の漏れの影響が強いことがわかる。図 8 に 3 次と 4 次振動モ

ードの無次元固有角振動数の開口比による変化を、流体の粘性をパラメータにして示す。この図より、流体の粘性が小さいほど固有角振動数へのき裂先端における流体の漏れの影響が強いことがわかる。

き裂の振動により生じるき裂先端における流体の漏れの影響を表す無次元のパラメータ L を次式のように定義する。

$$L = \frac{m_l k_l}{d^2} d \frac{1}{a/d} \frac{1}{\eta/\rho_f} C_T \quad \dots\dots\dots (12)$$

式(12)は式(6)の右辺第 2 項の根号の中を無次元表示したものである。図 6, 7, 8 より、き裂開口幅が大きく、アスペクト比が小さく、流体の粘性が小さいほど、固有角振動数へのき裂先端における流体の漏れの影響は強くなる。このパラメータの組み合わせにより、式(12)で表せるパラメータ L は大きくなることがわかる。よって、接触剛性による影響を除けば、き裂の振動特性へのき裂先端における流体の漏れの影響について、

(a) $\delta'_0 = 0.0$

(b) $\delta'_0 = 0.1$

Fig. 6 Effect of aperture and interfacial stiffness on non-dimensional eigen angular frequencies of the 3rd and 4th modes ($a/d=5 \times 10^3$, $\eta=10^{-3}$ Pa·s)

Fig. 7 Effect of aspect ratio on non-dimensional eigen angular frequencies of the 3rd and 4th modes ($\delta'_0 = 0.1$, $\eta=10^{-3}$ Pa·s, $d=10^{-2}$ m)

Fig. 8 Effect of fluid viscosity on non-dimensional eigen angular frequencies of the 3rd and 4th modes ($a/d=10^3$, $\delta'_0 = 0.1$, $d=10^{-2}$ m)

Fig. 9 Variation of intensity of attenuation of the 3rd and 7th modes with respect to aperture ratio ($a/d=10^3$, $\delta_0=0.1$, $\eta=10^{-3}$ Pa·s, $d=10^{-2}$ m)

パラメータ L を用いて説明することができる。パラメータ L が小さい場合には、き裂の振動特性はき裂先端における流体の漏れがない場合と同じ特性を示し、逆にパラメータ L が十分大きくなるとき裂先端から流体が自由に入出入りする場合と同じ特性を示す。

図9に3次と7次振動モードの減衰の強さへの開口比の影響を示す。縦軸の $\text{Re. } \alpha_j$ は j 次振動モードの減衰の強さを表す。 $\text{Re. } \alpha_j$ の値が縦軸の下方向の値であるほど振動は減衰しやすいことを意味する〔式(9)参照〕。き裂先端からの漏れが小さい場合には、き裂先端からの流体の漏れが大きくなるにつれ減衰の強さは強くなる。逆に、き裂先端からの漏れが大きい場合には、き裂先端からの流体の漏れが大きくなるにつれ減衰の強さは弱まる。

5. 結 言

地下き裂の振動特性へのき裂先端における流体の漏れの影響について検討した。以上に得られた知見を要約すると次のようになる。

(1) き裂先端からの流体の漏れが大きくなるにつれ、固有角振動数は小さくなる。流体の漏れがないときに生じる N 次振動モードの形状、ならびに固有角振動数は、き裂先端からの漏れが大きくなるにつれ、き裂先端で流体が自由に入出入りする場合の $(N-2)$ 次振動モードの形状、ならびに固有角振動数に変化する。

(2) き裂の振動特性へのき裂先端からの流体の漏れの影響は、き裂上下面が部分的に接触し、き裂開口幅が大きく、アスペクト比が小さく、流体の粘性が小さいほど強い。

(3) き裂先端からの漏れが小さい場合には、き裂先端からの流体の漏れが大きくなるにつれ減衰の強さは強くなる。逆に、き裂先端からの漏れが大きい場合には、き裂先端からの流体の漏れが大きくなるにつれ減衰の強さは弱まる。

(4) き裂の振動によるき裂先端から透水層への流体の漏れを考慮した結果、き裂の振動特性へのき裂先端からの流体の漏れの影響は、き裂周囲の透水層の透水率が大いほど強い。この特徴を利用してき裂の大きさや透水層の透水率の推定が可能となれば、地熱貯留層のどの部分が主な流路であるか推測することが可能となることが示唆された。

最後に、本研究は平成12年度日本学術振興会研究費〔奨励研究(A) 課題番号12750080〕によるものであることを記し謝意を表する。

文 献

- (1) 例えば, Duchane, D., *Geothermal Resources Council Bulletin*, **20**, (1991), 135-142.
- (2) 例えば, Niituma, H., ほか 2 名, *Geothermics*, **16**, (1987), 47-60.
- (3) Fehler, M. and Bame, D., *Geothermal Resources Council Trans.*, **9**, (1985), 11-16.
- (4) Chouet, B., *J. Geophys. Res.*, **91**-B14, (1986), 13967-13992.
- (5) Ferrazzini, V. and Aki, K., *J. Geophys. Res.*, **92**-B9, (1987), 9215-9223.
- (6) Dvorkin, J., ほか 2 名, *Geophys.*, **57**, (1992), 720-726.
- (7) Ferrazzini, V., ほか 3 名, *J. Geophys. Res.*, **95**-B13, (1990), 21871-21884.
- (8) 林一夫・伊藤伸, 機論, **61**-592, A(1995), 2592-2598
- (9) Dvorkin, J., ほか 2 名, *Mechanics of Materials*, **9**, (1990), 165-179.
- (10) Lama, R. D. and Vutukuri, V. S., *Handbook on Mechanical Properties of Rocks*, (1978), 357, Trans Tech Publications.