

軟岩の時間依存型構成則と変形の局所化に関する一考察

Time-Dependent Constitutive Equation for Soft Rock
and Condition for Strain Localization

井上 純哉*・飛内 英明**・浅羽 俊之***

Junya INOUE, Hideaki TOBINAI, Toshiyuki ASABA

*正会員 工博 東京大学講師 大学院工学系研究科社会基盤工学専攻 (〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1)

**学生員 東京大学 大学院工学系研究科社会基盤工学専攻 (〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1)

***学生員 東京大学 大学院工学系研究科社会基盤工学専攻 (〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1)

Time dependent constitutive equation for soft rock based on the chemical reaction rate theory is presented. The present equation is qualitatively evaluated using experimental result obtained from either monotonic loading or creep test for artificial soft rock. Stability and localization condition for the constitutive equation is, further, obtained from stability of irreversible problem. The localization condition is qualitatively compared with the experimentally obtained results.

Key Words : soft rock, reaction rate theory, bifurcation, strain localization

1. はじめに

廃棄物の地層処分や大規模地下空間においては、これまでの地下構造物よりはるかに長期間にわたる高い安全性が確保されねばならない。そのため、岩盤・地盤材料の長期強度について研究を進めることが急務となっており、粘弾性を表現するモデルは様々な提案されている。しかし、岩石は非線形粘弾性挙動を示す材料であるにも関わらず、岩盤クリープ挙動に関して提案されている多くの構成方程式は線形粘弾性モデルであり、非線形粘弾性挙動を解析的に扱うことができるものはほとんどないのが現状である。さらに、岩種によってはクリープ変形による坑道周辺岩盤のひずみが数 10% になり、ひずみ強度破壊点を超える状態となることも予想されるが、強度破壊点以降の範囲まで適用できるモデルも少ない。これに対し、大久保らによるコンプライアンス可変型構成方程式は数学的に取り扱いやすく、非線形粘弾性挙動および強度破壊点以降の挙動を表現できるモデルであり、様々な岩石に対して適用が試みられている^{1),2),3)}。

一方で、このようなレオロジーモデルとは異なり、材料の時間依存性の原因となる現象に立ち返り、微視的な材料の挙動からクリープ現象を再現する試みもされている。例えば、高温高圧環境下における亀裂性岩盤のクリープ現象に関しては、微視的亀裂の様な点欠陥における損傷がクリープの原因と考えられ、反応速度論に基づく時間依存型の定式化が様々ななされている^{4),5),6),7)}。

そこで本研究では、硬岩におけるクリープ現象にならない、固結性軟岩に関しても同様に軟岩中の粒子を結合する固結物質において亀裂及び転位等の点欠陥が生

じることがクリープの原因と考え、反応速度論的な発想から時間依存型の構成方程式の定式化を試み、同時に、提案する構成方程式の安定性及び変形の局所化の発生条件を求めた。次いで、提案した時間依存型構成則のパラメータを実験により推定し、実験結果との比較により提案する構成方程式の定性的な検証を行った。さらに、提案する時間依存型構成則におけるせん断帯発生条件を、単調載荷及びクリープ載荷中に観察されたせん断帯の発生との比較検討において検証を行った。

2. 反応速度論を用いた時間依存型構成則

微視的な欠陥における損傷 (反応) 発生周波数 $v^{(i)}$ が化学反応速度論に従うと仮定すると、任意の欠陥 i における損傷 (反応) 発生周波数 $v^{(i)}$ は、

$$v^{(i)} \approx v_0^{(i)} \exp \left[\frac{-A^{(i)} \Delta G^{(i)}}{RT} \right] \\ = v_0^{(i)} \exp \left\{ \frac{A^{(i)} [\Delta U^{(i)} - T \Delta S^{(i)} + \Delta W^{(i)}]}{RT} \right\} \quad (1)$$

と近似的に表される^{8),9)}。ただし、ここではカソード側の反応は無視している。 ΔG は 1 回の損傷の進展による自由エネルギーの変化量、 R は気体定数、 T は絶対温度を表している。 $\Delta U, \Delta S$ はそれぞれ、1 回の損傷による内部エネルギー密度とエントロピー密度の変化量を表しており、一定温度下では材料固有の定数となる。一方、 ΔW は 1 回の損傷により失われるひずみエネルギーの変化量を表しており、応力状態の関数となる。 v_0, A はそれぞれ反応速度を決定する材料定数である。微視的な欠陥で生じるひずみエネルギーの損失

ΔW は、微視的な欠陥における固有ひずみ ϵ^* を用いて、

$$\Delta W = \int_{\Omega} \sigma : \epsilon^* dV \quad (2)$$

で与えられることが知られている。従って、上記のような微視的な欠陥を多数含んだ単位領域 Ω の存在を仮定すれば、 Ω における巨視的な塑性ひずみ速度 $\dot{\epsilon}^p$ は、

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}^p &= \sum_i v^{(i)} \int_{\Omega} \epsilon^{*(i)} dV \\ &= \sum_i v^{(i)} n^{(i)} \end{aligned} \quad (3)$$

となる。なお n は、個々の欠陥における 1 回の損傷により生じる塑性ひずみ速度を表すテンソルであり、開放されるエネルギー ΔW を用いて、

$$n = \frac{\partial \Delta W}{\partial \sigma} \quad (4)$$

と表される。

個々の点欠陥における物理現象が完全に把握されている場合は、式 (3) より塑性ひずみ速度 $\dot{\epsilon}^p$ が求まるわけであるが、一般の材料では個々の点欠陥の詳細を知る事は不可能である。そこで、本研究では代表領域内 Ω 内で発生する塑性ひずみ速度 $\dot{\epsilon}^p$ に対し、近似的に以下の式が成り立つと仮定することで定式化を行った：

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}^p &= \sum_i v_0^{(i)} n^{(i)} \\ &\times \exp \left[\frac{A^{(i)} (\Delta U^{(i)} - T \Delta S^{(i)} + \Delta W^{(i)})}{RT} \right] \\ &\approx \bar{v}_0 \bar{n} \exp \left[\frac{\bar{A} (\Delta \bar{U} - T \Delta \bar{S} + \Delta \bar{W})}{RT} \right] \end{aligned} \quad (5)$$

ただし、 $(\bar{\cdot})$ は平均的な場を表す。また、 $\bar{n}$ は式 (4) 同様、

$$\bar{n} = \frac{\partial \Delta \bar{W}}{\partial \sigma} \quad (6)$$

となるものとする。

以下の議論では定温状態を仮定し、

$$\dot{\epsilon}^p = \bar{v}_{0T} \bar{n} \exp \left[\frac{\bar{A} \Delta \bar{W}}{RT} \right] \quad (7)$$

を用いる。この場合、材料定数 $\bar{v}_{0T}$ 、 $\bar{A}/RT$ 及び材料固有のエネルギー関数 $\Delta \bar{W}$ が同定すべきパラメータとなる。

3. 時間依存型構成則における変形の局所化発生条件式

ここでは、材料の変形が本研究で提案する時間依存型構成式 (5) に従う場合の、変形局所化の発生条件について議論する。

3.1 時間依存型構成則の安定条件

変形の局所化が発生する直前の状態では変形は均一であり、与えられた境界条件に対する定常状態にいと仮定する。このとき、ある状態の応力速度・ひずみ速度・塑性ひずみ速度をそれぞれ $\dot{\sigma}_0 \cdot \dot{\epsilon}_0 \cdot \dot{\epsilon}_0^p$ とし、 $f = \Delta \bar{W}$ とすると

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_0^p &= \frac{\partial f}{\partial \sigma} \bar{v}_{0T} \exp \left[\frac{\bar{A} f(\sigma_0, \epsilon_0^p)}{RT} \right] \\ &= \lambda_0 \frac{\partial f}{\partial \sigma} \end{aligned} \quad (8)$$

となる。ここで、 $\lambda_0 = \bar{v}_{0T} \exp[\bar{A} f/RT]$ であり、この状態における点欠陥の発生周波数である。このとき、エントロピー生成速度 P は

$$P = \Delta \bar{S} \lambda_0 \quad (9)$$

となる。さて、非平衡状態にある系においては定常状態はエントロピー生成速度極小の条件で規定される為¹⁰⁾、定常状態近傍では全ての微小なずれ $\delta \dot{\sigma}$ 、 $\delta \dot{\epsilon}$ 及び $\delta \dot{\lambda}$ に対し $\delta P > 0$ の時、エントロピー生成速度は常に増大し定常状態は安定となる。ここでは、式 (8) と式 (9) より、定常状態の安定条件は

$$\begin{aligned} \delta P &= \frac{\bar{A} \Delta \bar{S} \lambda_0}{RT} \left(\frac{\partial f}{\partial \sigma} : \delta \dot{\sigma} + \frac{\partial f}{\partial \epsilon^p} : \frac{\partial f}{\partial \sigma} \delta \dot{\lambda} \right) \\ &> 0 \end{aligned} \quad (10)$$

となる。一方、定常状態近傍において $\delta P = 0$ となる微小なずれが存在するとき、現時点での定常解とは別の状態が存在する事になり、状態は不安定となり分岐する。ここでは、 $\bar{A}, \Delta \bar{S}, \lambda_0 > 0$ より、本研究で提案する時間依存型構成則においては、状態変数の速度のずれ $(\delta \dot{\sigma}, \delta \dot{\epsilon}, \delta \dot{\lambda})$ が

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma} : \delta \dot{\sigma} + \frac{\partial f}{\partial \epsilon^p} : \frac{\partial f}{\partial \sigma} \delta \dot{\lambda} = 0 \quad (11)$$

を満たす時、分岐が生じることがわかる。

従って、例えば

$$\frac{\partial f}{\partial \epsilon^p} : \frac{\partial f}{\partial \sigma} = 0 \quad (12)$$

の場合は、

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma} : \delta \dot{\sigma} = 0 \quad (13)$$

となる微小なずれが存在する事が出来れば、分岐が生じる。一方、

$$\frac{\partial f}{\partial \epsilon^p} : \frac{\partial f}{\partial \sigma} \neq 0 \quad (14)$$

となる場合は、応力速度 $\dot{\sigma}$ とひずみ速度 $\dot{\epsilon}$ の関係が、弾性係数テンソル C を用いて

$$\dot{\sigma} = C : (\dot{\epsilon} - \dot{\epsilon}^p) \quad (15)$$

と表せるものとする、分岐点においては、塑性ひずみ速度のずれ $\delta\dot{\lambda}$ は式 (11) より

$$\delta\dot{\lambda} = \left(\frac{\frac{\partial f}{\partial \sigma} : C}{-\frac{\partial f}{\partial \epsilon^p} : \frac{\partial f}{\partial \sigma} + \frac{\partial f}{\partial \sigma} : C : \frac{\partial f}{\partial \sigma}} \right) : \delta\dot{\epsilon} \quad (16)$$

となり、応力速度のずれとひずみ速度のずれの関係が

$$\begin{aligned} \delta\dot{\sigma} &= C^{ep} : \delta\dot{\epsilon} \\ &= \left(C - \frac{C : \frac{\partial f}{\partial \sigma} \otimes \frac{\partial f}{\partial \sigma} : C}{-\frac{\partial f}{\partial \epsilon^p} : \frac{\partial f}{\partial \sigma} + \frac{\partial f}{\partial \sigma} : C : \frac{\partial f}{\partial \sigma}} \right) : \delta\dot{\epsilon} \quad (17) \end{aligned}$$

を満たすような変形が存在すれば、分岐が生じることとなる。

3.2 変形の局所化発生条件

以下、変形の局所化発生条件は Rice¹¹⁾による手法を用いることで得られる。ここでは、その手法の概略のみを記す。

変形の局所化は無限体中に存在する直線状のせん断帯であるとし、せん断帯に対して垂直なベクトルを $\mathbf{n}$ 、せん断帯を挟んで隣り合う物質間で発生した変形速度勾配のずれを $\mathbf{g} \otimes \mathbf{n}$ とする。せん断帯が発生する前の状態を $(\dot{\sigma}_0, \dot{\epsilon}_0)$ とすると、せん断帯における状態 $(\dot{\sigma}_1, \dot{\epsilon}_1)$ は、

$$\begin{cases} \dot{\epsilon}_1 = \dot{\epsilon}_0 + \frac{1}{2}(\mathbf{g} \otimes \mathbf{n} + \mathbf{n} \otimes \mathbf{g}) \\ \dot{\sigma}_1 \cdot \mathbf{n} = \dot{\sigma}_0 \cdot \mathbf{n} \end{cases} \quad (18)$$

を満たす。このとき、式 (17) と式 (18) を満たす自明解でないベクトル $\mathbf{g} \neq \mathbf{0}$ が存在する場合、せん断帯が発生する事になる。よって、本研究で提案する時間依存型構成則に従う材料にせん断帯が発生する条件は

$$\det[\mathbf{n} \cdot \mathbf{C}^{ep} \cdot \mathbf{n}] = 0 \quad (19)$$

となる。

4. 単調載荷試験及びクリープ試験を用いた人口軟岩のパラメータ同定

ここでは、一軸圧縮試験機および平面ひずみ圧縮試験機を用いて行ったパラメータ同定方法を説明する。なお、本研究で用いた平面ひずみ試験機及び画像解析の方法に関しては本論文の趣旨から外れるので補遺 I を参照されたい。

本研究では軟岩の構成則を想定しているため、式 (6) からの推察し、材料固有のエネルギー関数 $\Delta\bar{W}$ は Drucker-Prager 型の関数であると仮定する：

$$\Delta\bar{W} = \sqrt{J_2} - \alpha I_1 - \chi(\epsilon^p) \quad (20)$$

ここで、 $\chi(\epsilon^p)$ は塑性ひずみに応じて変化する項であり、相当塑性ひずみ ϵ^p は

$$\epsilon^p = \int_0^t \sqrt{\dot{\epsilon}^p : \dot{\epsilon}^p} dt \quad (21)$$

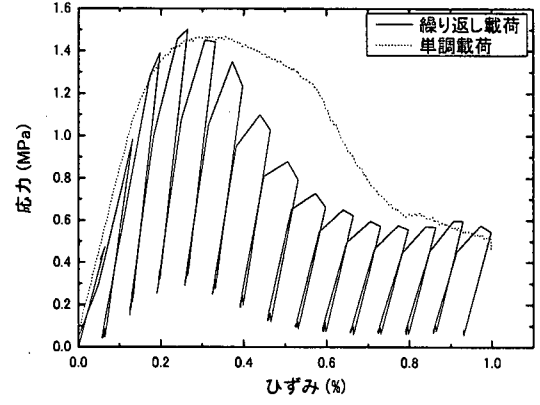


図-1 単調載荷試験における荷重変位曲線 ($\dot{\epsilon}_0 = 2\%/s$)

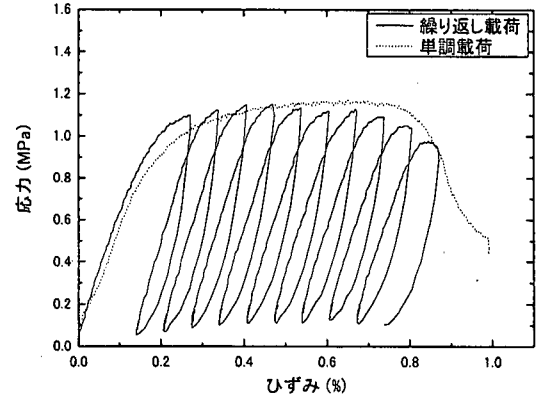


図-2 単調載荷試験における荷重変位曲線 ($\dot{\epsilon}_0 = 0.02\%/s$)

で与えられるものとする。また、材料は等方弾性体であるとし、弾性係数テンソル $\mathbf{C}$ はラメ係数 λ, μ を用いて

$$\mathbf{C} = \lambda \mathbf{1} \otimes \mathbf{1} + \mu \mathbf{I} \quad (22)$$

であるとする。ここで、 $\mathbf{1}, \mathbf{I}$ はそれぞれ 2 次と 4 次の対称テンソルである。

4.1 $\bar{v}_{0T}, \bar{A}$ の同定

単調載荷試験における最大荷重点においては $\dot{\sigma} \approx 0$ となる為、式 (15) より

$$\dot{\epsilon}^{peak} = \dot{\epsilon}^p(\sigma^{peak}, \chi^{peak}) \quad (23)$$

となる。このことから、平面ひずみ単調載荷試験のピーク荷重時におけるひずみ速度 $\dot{\epsilon}^{peak}$ 及び応力 σ^{peak} が分かれば、材料定数 $\bar{v}_{0T}, \bar{A}$ 及びエネルギー関数 $\chi(\epsilon^p)$ の最大値 χ^{peak} が求まることとなる。ただし、この場合重要となるのは、最大荷重時に塑性ひずみが生じている場所のひずみ速度 $\dot{\epsilon}_0$ が求まっている必要がある事であ

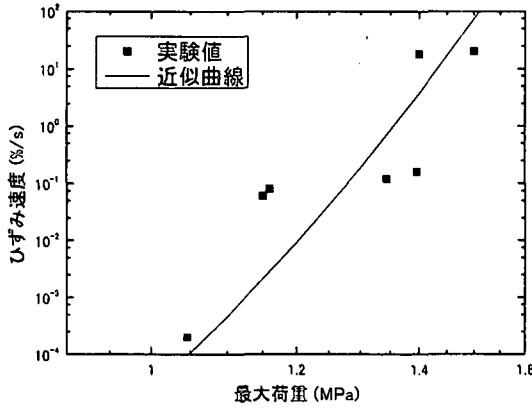


図-3 ひずみ速度と最大荷重の関係

表-1 一軸載荷試験から同定された材料定数

$\bar{A}/RT(1/J)$	$\bar{v}_{0T}(1/s)$	$\chi^{peak}(J)$
4.5×10	4.0×10^{-34}	0.9

る。後述のように、単調載荷試験においてはピーク荷重付近では、既に不均一な変形が発生しており、供試体全体の平均的なひずみ速度と局所的なひずみ速度は大きく異なるものとなっている。そこで、本研究では筆者らの開発した画像解析手法¹²⁾を用い、局所的にひずみが発生している部位のひずみ速度を用いパラメータの推定を行った。本研究で用いた画像解析手法では、ひずみ計測は 5mm グリッドで計測された変位から計算されているため、5mm 以下の形状は認識されない。つまり、せん断帯は常に厚さ 5mm 以上の形状として認識されている。図-1・2 に供試体全体の平均ひずみ速度 $\dot{\epsilon}$ が 2%/s・0.02%/s の場合の荷重載荷曲線の一例を示す。図中の実線は画像解析のため除荷した実験、点線は除荷の影響を考慮するため除荷をしなかった場合の実験の結果である。図より、画像解析のための除荷の影響はあまりない事が理解できる。図-3 にひずみ速度と最大荷重の関係を示す。図中の点が実測値、実線が同定されたパラメータを用いた推定値である。また、実験から同定されたパラメータを表-1 に示す。

4.2 $\chi(\epsilon^p)$ の同定

エネルギー関数の塑性ひずみに依存する項 $\chi(\epsilon^p)$ に関しては、一軸クリープ試験から同定した。クリープ試験では単調載荷試験のピーク荷重時と同様、 $\dot{\sigma} \approx 0$ であることから、

$$\dot{\epsilon}_0 = \dot{\epsilon}^p(\sigma^{\text{creep}}, \chi(\epsilon^p)) \quad (24)$$

が成り立ち、クリープ試験中のひずみ速度を測定することで $\chi(\epsilon^p)$ が同定できると考えられる。ただし、ク

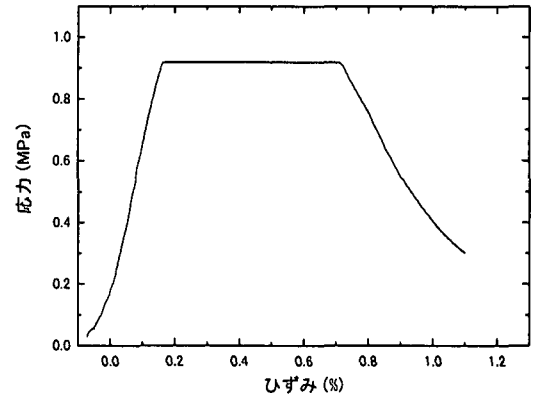


図-4 一軸クリープ試験における応力-ひずみ関係

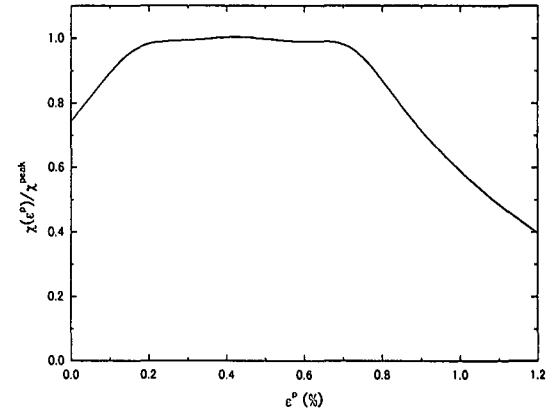


図-5 同定されたエネルギー関数 $\chi(\epsilon^p)$

リープ試験においても不均一な変形は発生するが、後述のようにクリープ応力比が 80% 程度の実験ではクリープ破壊直前までほぼ均一なひずみ速度である為、エネルギー関数 $\chi(\epsilon^p)$ の同定にはクリープ応力比が 80% の実験を用い、全体の平均ひずみ速度を以ってひずみ速度とした。なお、図-3 に見られるように、軟岩に限らず様々な地盤材料はひずみ速度により最大応力は変化するため、ここで言うクリープ応力比は、供試体全体のひずみ速度の平均を 0.02%/s として行った一軸単調載荷試験における最大荷重の平均値に対する比を用いた。図-4 に、パラメータの同定に用いた一軸クリープ試験の応力-ひずみ曲線を示す。パラメータの同定は応力が一定の領域だけを用いている。図-5 に同定されたエネルギー関数 $\chi(\epsilon^p)$ を示す。

4.3 クリープ破壊発生時間の再現

次いで、同定された材料係数 $\bar{v}_{0T}$ 、 $\bar{A}$ 及びエネルギー関数 $\chi(\epsilon^p)$ を用い、クリープ破壊までの時間の予測した結果を図-6 に示す。横軸はクリープ破壊までに要し

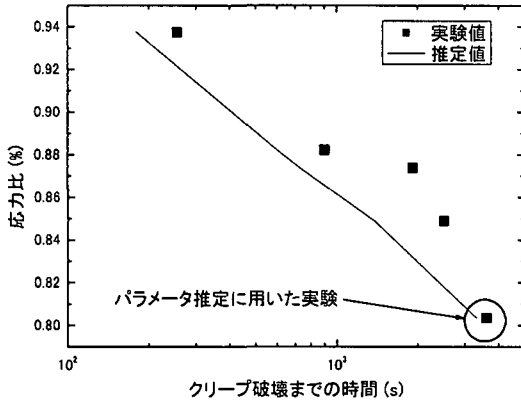


図-6 クリープ破壊時間の再現

た載荷時間、縦軸はそのときのクリープ応力比である。図中の点は一軸クリープ試験により得られた、クリープ応力比とクリープ破壊までの時間の関係を表しており、実線は図中の丸で囲まれたクリープ試験により得られたエネルギー関数 $\chi(\epsilon^p)$ を用いて推測した、クリープ応力とクリープ破壊までの時間の関係である。図より、推定値のクリープ破壊までの時間は実測値より過小評価する傾向があるが、応力比の増大に伴う破壊時間の変化の度合いは定性的によく再現が来ているといえる。

5. 平面ひずみ圧縮試験機を用いた変形の局所化の観察

5.1 変形の局所化の条件式

偏差応力の主値 s_i が $s_1 < s_2 < s_3$ であるとする、それらを正規化した値 $N_i = \frac{s_i}{\sqrt{2}s_2}$ はそれぞれ

$$\begin{cases} N_1 = -\frac{N}{2} + \sqrt{\frac{1}{2} - \frac{3}{4}N^2} \\ N_2 = N \\ N_3 = -\frac{N}{2} - \sqrt{\frac{1}{2} - \frac{3}{4}N^2} \end{cases} \quad (25)$$

ただし $-\frac{1}{\sqrt{6}} < N < \frac{1}{\sqrt{6}}$

となる。このとき、エネルギー関数 $f(\sigma, \epsilon^p)$ が Drucker-Prager 型の場合に式 (19) が成立する条件は

$$\frac{h}{2\mu} = -(1+\nu) \left[N + \sqrt{2\alpha} \right]^2 \quad (26)$$

となる。ここで、 h は

$$h = -\frac{\partial f}{\partial \epsilon^p} : \frac{\partial f}{\partial \sigma} \quad (27)$$

で与えられる。ただし、分岐条件式 (26) は

$$\frac{1-2\nu}{1+\nu} \frac{N}{2\sqrt{2}} - \frac{1+\nu}{4} \sqrt{1 - \frac{3}{2}N^2} \geq \alpha$$

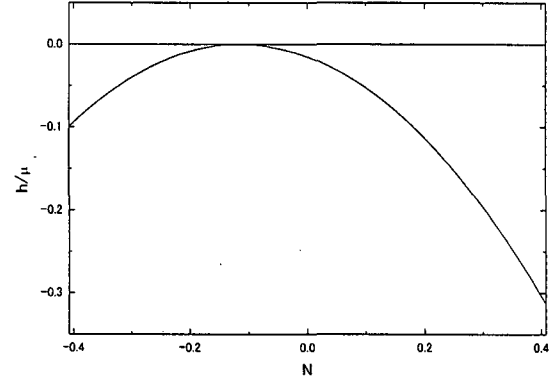


図-7 分岐条件 ($\alpha = 0.1, \nu = 0.2$)

$$\leq \frac{1-2\nu}{1+\nu} \frac{N}{2\sqrt{2}} + \frac{1+\nu}{4} \sqrt{1 - \frac{3}{2}N^2} \quad (28)$$

の場合の条件である。式 (26) の導出は、本研究で行った平面ひずみ圧縮試験機を用いた実験では、面外方向が主値 s_2 に対応する方向であり、せん断帯は常に面外方向と垂直方向に入るため、せん断帯の方向 n は 2 番目の主偏差応力の方向 s_2 に対して垂直であるとして行った。

式 (26) 及び式 (27) より、せん断帯が発生する条件は N のみの関数になっており、応力の絶対値や速度に寄らないことが理解できる。そのため、主偏差応力の方向が一定の場合は、どのような載荷条件においてもせん断帯が発生する塑性ひずみの大きさはほぼ同じである事が推測される。図-7 に N と h の関係を示す。一軸圧縮試験及び平面ひずみ圧縮試験においては、 N 値は 0.2 ~ 0.4 程度であるため、せん断帯が生じる硬化係数 h は負であることが分かる。一方、前節の議論より、硬化係数 h がゼロとなる場合においては、式 (13) を満たせば何らかの分岐現象が生じると考えられるため、本研究で用いた人口軟岩は、一軸及び平面ひずみ試験の過程において、はじめは均一であった変形が不均一な変形に移行し、最終的にはせん断帯を形成すると考えられる。

5.2 平面ひずみ試験における変形の局所化

実験は単調載荷試験とクリープ試験を行い、単調載荷試験ではひずみ速度を 2.0%/s と 0.02%/s の 2 通りの載荷速度を用い、クリープ試験においては応力比を 80% と 90% の 2 通りの載荷荷重を用いた。両試験において側方応力はほぼゼロに設定した。

実験における分岐及びせん断帯の発生は、画像解析により供試体表面における変位を計測し、最大せん断ひずみ分布を求めることで確認した。なお、前述のように本研究で用いた変位計測の格子サイズは 5mm であるため、5mm 以下の形状は判別できない。なお、本

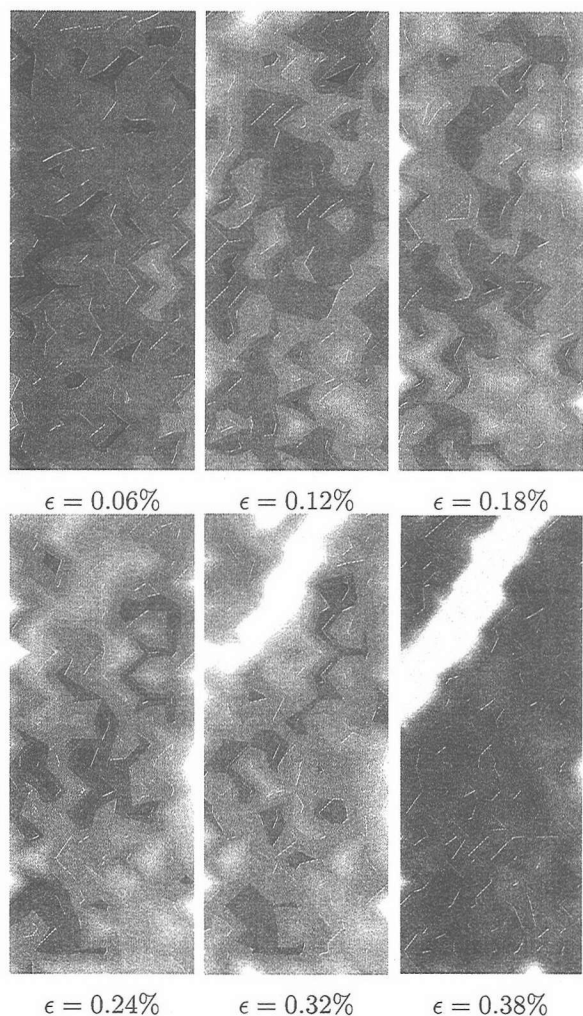


図-8 最大せん断ひずみ分布の変遷 (単調荷重試験, $\dot{\epsilon} = 2\%$)

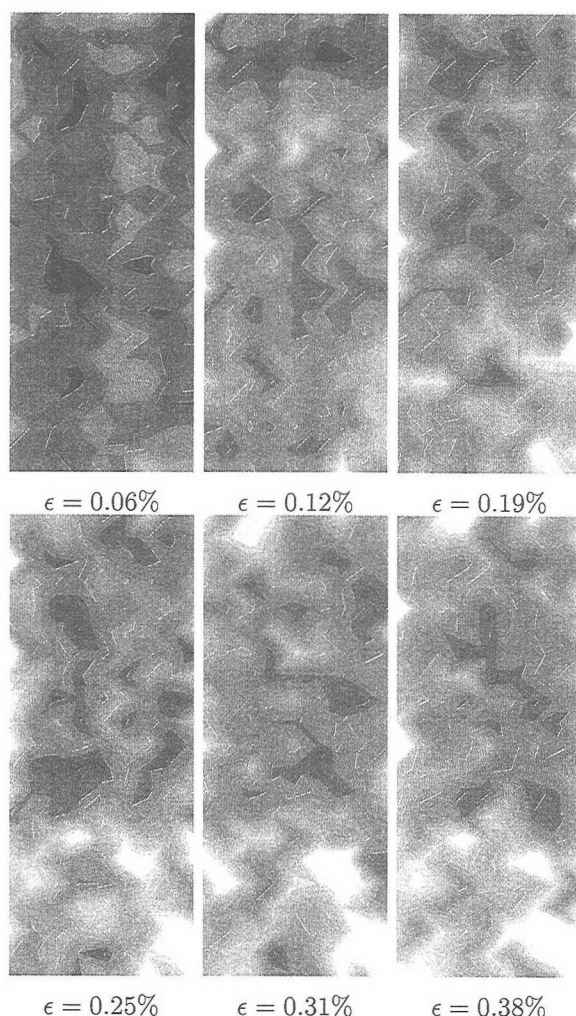


図-9 最大せん断ひずみ分布の変遷 (単調荷重試験, $\dot{\epsilon} = 0.02\%$ その1)

研究で用いた画像解析は 0.07% のひずみまで計測可能である。

図-8 と図-9 ・図-10 にひずみ速度が $2.0\%/s$ と $0.02\%/s$ で単調荷重した時の各ひずみレベルにおける最大せん断ひずみ分布を示す。図中の白みがかっている部分が最大せん断ひずみが大きな部分である。図-9 と図-10 は同じひずみ速度 $0.02\%/s$ で荷重した実験であるが、図-9 は分岐が発生する直前と直後のひずみが捉えられた実験であり、図-10 は分岐が発生した後、変形の局所化が発生するまでの変形が良く捉えられた実験である。図から分かるように供試体全体の平均的なひずみ速度の差によらず、全ての実験において 0.25% 程度のひずみが生じている時点でひずみ分布が不均一になり、分岐が発生していることが観察されている。この事は、エネルギー関数 $\chi(\epsilon^p)$ の曲線 (図-5) においても、相当塑性ひずみレベルが 0.2% の辺りで硬化係数 h がゼロになっていることが伺え、妥当な結果と思われる。また、最終的な破壊にいたるせん断帯の発生は、現象自体が非常に不安定であるため、計測間隔のバラつきにより正確なひずみ測定は出来なかったものの、相当塑性ひずみレベルが約 0.8% となるときに生じている

ことが分かった。全ての実験で側圧はゼロであり、面外方向の応力 σ_2 はある程度変動はするものの、荷重方向の応力 σ_1 に対し、 20% 以下であった。この場合、正規化された偏差応力 N の値は全ての実験でほぼ $0.2 \sim 0.4$ であったと考えられる。一方、図-5 より、相当塑性ひずみが 0.8% 程度で急激に変動していることから、本実験における N 値の変動程度ではせん断帯が生じる相当塑性ひずみに大きな差は生じないと考えられる。一方で、分岐発生後の不均一な変形の挙動には大きな違いが見られた。ひずみ速度が早い場合は、最初の不均一な変位場が確認された後、不均一な変位場は1箇所集中していき、最終的にはせん断帯を形成するのに対し、ひずみ速度が遅い場合は、不均一な変位場は材料全体に分散して発生し、供試体全体の挙動が軟化し始める時点で急速に一つのせん断帯が形成される事が観察された。

図-11・図-12 は応力比が 80% と 90% でクリープさせた時の各ひずみレベルにおける最大せん断ひずみの分布を示している。また、図-13・図-14 はそれぞれの実験で観察された応力-ひずみ関係である。クリー

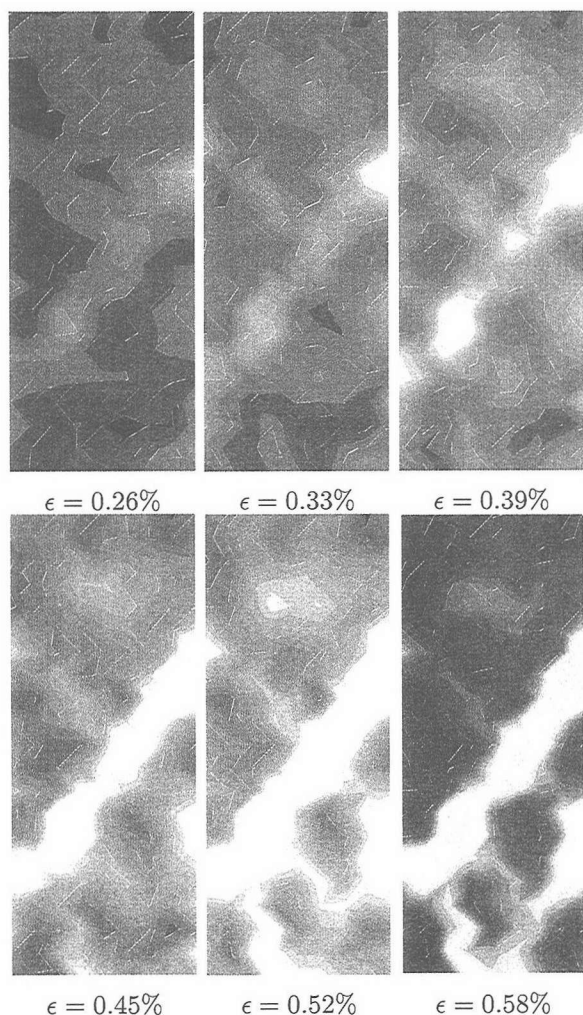


図-10 最大せん断ひずみ分布の変遷 (単調載荷試験, $\dot{\epsilon} = 0.02\%$ その 2)

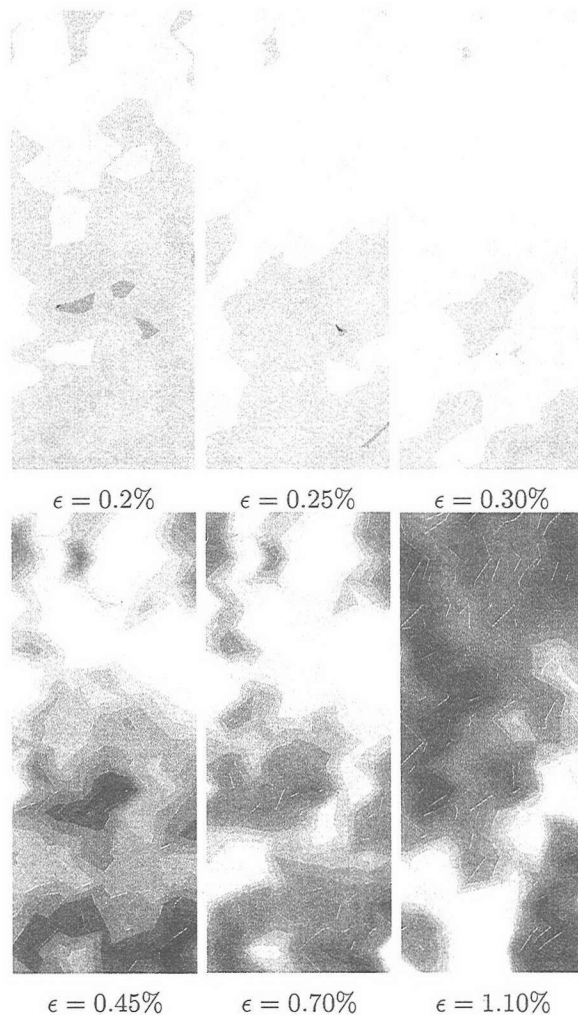


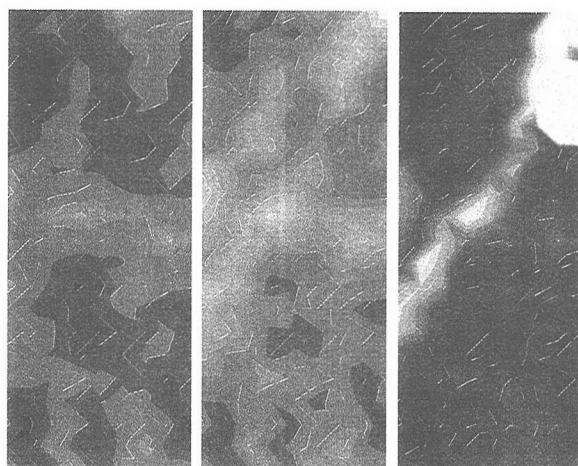
図-11 最大せん断ひずみ分布の変遷 (クリープ試験, クリープ応力比 0.8)

プ試験は応力制御で載荷を行った為、所定のクリープ応力比までの載荷は応力速度一定で載荷している。そのため、図-14 から分かるように、クリープ応力比が 90% の場合は応力速度が一定で載荷する状態から応力一定で載荷する状態へ移行する点におけるひずみは約 0.25% であり、分岐が発生すると考えられるひずみレベルとなっている。つまり、この実験の場合クリープ中に発生した分岐現象とは言いがたい。この場合、不均一な変位場が発生した後の挙動に関しては、ひずみ速度 0.02% で載荷した単調載荷試験と同様に幾つかの部位で不均一な変位場が成長していくことが観察された。一方、クリープ応力比が 80% の場合は、ひずみレベルが 0.25% になる前に既にクリープ状態に入っている。この場合もやはり、不均一な変位場の発生はひずみがほぼ 0.25% の時に観察された。しかし、不均一場発生後の挙動は他の実験と大きく異なり、ひずみ速度が最低となるひずみレベル 0.6% 辺りまでは供試体に多数の不均一な変位が発生していく事が観察された。しかし、いずれの場合においても、最終的な破壊にいたるせん断帯の発生は相当塑性ひずみレベルが 0.8% 程

度であることが確認された。

6. 結論

本研究では、亀裂性岩盤における時間依存型構成方程式導出方法にならない、反応速度理論を用いた考察により軟岩の時間依存型構成方程式を導出した。さらに、不可逆過程の熱力学における安定条件を用いることにより、提案する構成方程式の安定条件及びせん断帯として発生する変形の局所化の発生条件を明らかにした。次いで、人工軟岩を用いた単調載荷試験及びクリープ試験により提案する構成方程式で必要となる材料パラメータを推定した。推定されたパラメータを用い、パラメータ推定に用いた実験より応力比が大きな実験におけるクリープ破壊に至る時間の予測を行った。その結果、クリープ破壊までの時間を多少過小評価するものの、概ね良好な結果を得ることが出来た。ついで、画像解析により単調載荷及びクリープ載荷中の供試体に生じる変位の不均一化及びせん断帯発生過程を明らかにし、提案する構成方程式における安定条件が示す



ε = 0.25% ε = 0.35% ε = 0.45%

図-12 最大せん断ひずみ分布の変遷 (クリープ試験, クリープ応力比 0.9)

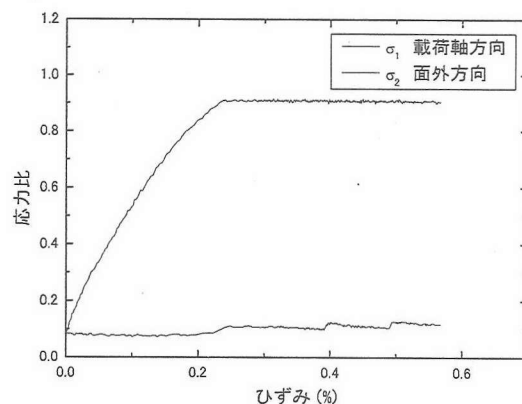


図-14 クリープ試験における応力-ひずみ曲線 (クリープ応力比 0.9)

付録 I 人工軟岩平面ひずみ試験における画像解析方法の概要

ここでは、本研究で用いた平面ひずみ試験についてその概要を説明する。本研究では、豊浦標準砂・石膏・水を重量比で 69.6 : 11.6 : 18 : 8 となるように配合した物を供試体として用い、得られる供試体の一軸圧縮強度が平均 1.0MPa となるように管理した。供試体寸法は幅奥行きともに 5cm とし、高さを 15cm とした。供試体は、図-15 に示すような強化ガラスの窓が付いた面外変形拘束器により前後から挟み、側圧方向は 5cm × 15cm × 1cm の鋼板により拘束した。実験は、

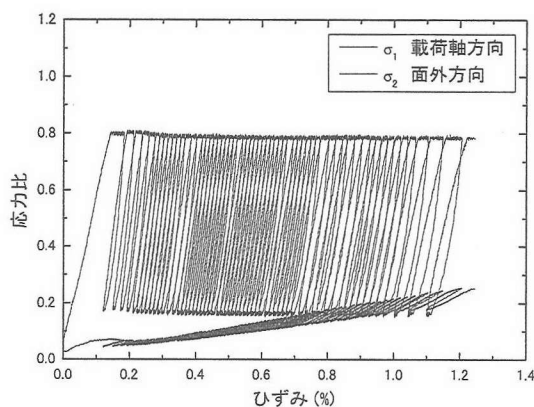


図-13 クリープ試験における応力-ひずみ曲線 (クリープ応力比 0.8)

ように、载荷条件に寄らず不均一場及びせん断帯が発生するひずみレベルはあまり変わらない事が確認された。しかし、不均一な変位場が発生した後の変形の不均一性は、载荷条件により大きく異なることが確認された。

今後の課題としては、まず第一に提案する構成方程式の定量的な評価が挙げられる。次いで、本研究で行った分岐解析はローカルな分岐条件であるため、実験で観察されたような不均一な変形の密度や長さの評価は出来ない。そのため、今後は境界条件・個々の点欠陥の相互作用等の空間的な広がりを考慮することにより、不均一な変位場が発生した後の挙動の差異を物理的に説明をする必要があると考えられる。

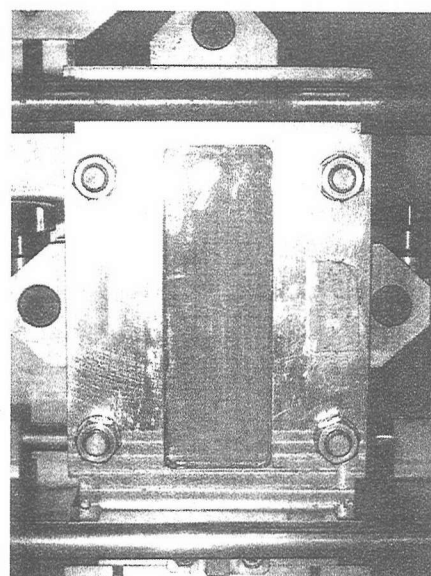


図-15 平面ひずみ圧縮試験機 (面外拘束板)

出来るだけ側方応力の影響を少なくするために、平均拘束圧を 0.01MPa に設定した。

実験中の供試体の変形を画像解析するため、供試体

表面にはランダムパターンを印刷したメンブレンをかぶせ、強化ガラス越しにメンブレン上のランダムパターンの移動を計測した。強化ガラスとメンブレンの摩擦は、シリコングリースにより切られている。変位計測の精度を上げる為、メンブレン上のランダムパターンはX-Yステージにより自由に移動できる実体顕微鏡を通して撮影された。X-Yステージの移動精度は一般にあまり高くないため、本研究では強化ガラスに5mmピッチの格子模様を印刷し、画像解析で用いる浮動点とした。これにより、本研究で用いた画像解析手法は3.5 μ mまでの変位を分解することが可能となった。なお、面外変形拘束板があるため、変位計測は供試体全域ではなく、中央の一部の領域だけに適用した。

参考文献

- 1) 大久保誠介・西松裕一・緒方義弘. 非線形弾性モデルによる坑道変形のシミュレーション. 日本鉱業会誌, 103:293-296, 1987.
- 2) 大久保誠介・金豊年. 非線形粘弾性モデルによる円形坑道周辺岩盤挙動のシミュレーション. 資源と素材, 109:209-214, 1993.
- 3) 大久保誠介・福井勝則. コンプライアンス可変型構成方程式の定数について. 資源と素材, 113:561-564, 1997.
- 4) B.K. Atkinson. Subcritical crack growth in geological materials. *J. Geophys. Res.*, 89(B6):4077-4114, 1984.
- 5) R.L. Krantz. Crack growth and development during creep of barre granite. *J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 16:23-35, 1979.
- 6) R.L. Krantz. The effects of confining pressure and stress difference on static fatigue of granite. *J. Geophys. Res.*, 85(B4):1854-1866, 1980.
- 7) H. Yoshida and H. Horii. A micromechanics-based model for creep behavior of rock. *Applied Mechanics Review*, (8):294-303, 1992.
- 8) S. Glasstone, K.J. Lidler, and H. Eyring. *The Theory of Rate Processes*. McGraw Hill, New York, 1941.
- 9) Jean Paul Poirier. *Creep of crystals*. Cambridge University Press, New York, 1985.
- 10) I. Prigogine. *Introduction to Thermodynamics of Irreversible Process*. Interscience, 2nd ed. edition, 1961.
- 11) J.R. Rice. *Theoretical and Applied Mechanics*, chapter The localization of plastic deformation, pages 207-220. North-Holland, 1976.
- 12) H. Horii, K. Takamatsu, J. Inoue, and N. Sasaki. Measurement of displacement field by matching method and observation of strain localization in soft rock. In J.D. Frost and S. McNeil, editors, *Proceedings of Second International Conference on Imaging Technologies*, pages 10-19, Davos Switzerland, 1998. ASCE.

(2003年4月18日受付)