

岩石の一軸圧縮実験におけるピーク後の 変形挙動数値シミュレーション

金 永民¹・櫻井春輔²

¹ 学生会員 工修 神戸大学大学院 自然科学研究科 (〒657 神戸市灘区六甲台町1-1)

² 正会員 Ph. D. 工博 神戸大学教授 工学部建設学科 (〒657 神戸市灘区六甲台町1-1)

本論文では、岩石材料の圧縮過程にみられるひずみ局所化現象の数値シミュレーションを適切化するために、ひずみ軟化とひずみ速度依存モデルを導入して、砂岩の平面ひずみ圧縮試験結果に基づきその適用性を検討した。その結果、ひずみ速度依存性の導入がメッシュ依存性をより減少させる事ができ、岩石の一軸圧縮実験におけるピーク以後の変形挙動をよくシミュレーションすることができ、供試体形状、端面の拘束条件、与える変位速度による変形の局所化の影響、また、せん断帯 (Shear band) の方向、破壊に至る破壊進行過程を調べる事が可能になった。

Key Words : localization, shear band, softening, uniaxial compression

1. 序論

岩石材料を一軸圧縮状態で実験を行うと、変形に伴う幾何学的な形状変化、及び材料のひずみ軟化による一部の領域の剛性が低下する。そのため、全体の変形の大部分がそこに集中するようになり、その結果、変形の局所化現象が進んで最終的に破壊に至る。局所化した領域は、材料固有の微視組織等のいわゆる特性長さ (characteristic length) に依存した有限の大きさを持つことが知られている¹⁾。このようなせん断帯が形成される材料では、有限要素解析を行うと要素のメッシュの大きさが解析結果に著しく影響を与えるので、何らかの形で変形の特性長さを導入しない限り、妥当な解を得ることはできない^{1), 2)}。

その解決策として、非局所理論^{3), 4)}、有限要素法へのせん断帯の導入⁵⁾、コッセラ体モデル⁶⁾、ひずみ速度依存性の導入⁷⁾による調整など多くの方法が提案されている。非局所理論では構成式を非局所化することによって、すなわち、構成式の中の変数に材料の一点で定義されるものでなく、広がりを持った領域で定義できるパラメーターを導入することによって、その難点を克服する。しかしながら、このような非局所型構成式を用いると、特殊な取り扱い

を必要とすることは否めない^{8), 9)}。せん断帯の形成を取り入れた構成関係は、せん断帯の幅を実験から決めなければならない困難がある^{9), 10)}。また、コッセラモデルは、巨視的回転とは独立に、構成粒子自身が回転していると見て、その相対的变化が偶応力によってひき起こされると考えるので、金属のような微細組織構造を持つ材料では、偶応力の効果を実験によって直接に確かめることは、困難とされている¹¹⁾。

初期値問題が適切問題である場合、準静的変形時に運動方程式が楕円型となる。ひずみ速度依存性を導入した材料の構成式の初期値問題では、塑性構成式によらず (軟化する材料においても) 運動方程式が楕円性を失わない条件に一致する。従って、問題は常に適切問題であり、自然な形で特性長さを導入する事になり、局所化が発生する場合に対して、精度良い適切な調整をすると、シミュレーション結果のメッシュ依存性を除外できると同時に解の収束性が期待される⁸⁾。しかしながら、このようなひずみ速度依存モデルは金属の粘弾塑性変形挙動をしらべるために定式化されたものである。一方、岩石のひずみの局所化シミュレーションについては、粘塑性調整による差分法を用いた解析例^{1), 2)} などがあるが、有限要素法による分析は、まだ詳しく検討されていない。

本研究では、軟岩のようにある程度延性破壊する岩石を一軸圧縮実験するとき生じる変形の局所化現象、特にピーク以後の変形挙動をより定性的に分析するために、Needlemanが提案⁷⁾したひずみ速度依存性理論を導入し、軟化特性を持つ岩石にふさわしいMohr-Coulomb非関連流れ則による構成式を用いて大変形有限要素法によって数値シミュレーションを行う。静的荷重条件下でも、ピーク以後の破壊面では高いひずみ速度が発生する。従って、ひずみ速度依存性の導入は、物理的観点からも適切な破壊過程をシミュレーションするために、重要なことになる¹³⁾。次に、提案した構成式を用いて、まず、有限要素メッシュ依存性とひずみ速度感度指数mの影響を調べた後、岩石のひずみの局所化に及ぼす降伏関数の影響を明らかにする。また、平面ひずみ下で一軸圧縮を受ける岩石材料の変形挙動を解析する事により、供試体形状、端面拘束条件、与える変位速度による変形の局所化の影響、せん断帯の方向、及び破壊に至る破壊進行過程等を調べる。

2. ひずみ速度依存性の構成式

一般的に岩石材料の力学特性は、ひずみ速度の影響を受けることが報告¹⁴⁾されている。そこで、本節では粘塑性挙動を示すひずみ速度依存性体を仮定し、接線係数法¹⁵⁾を用いて構成式を誘導する¹⁶⁾。ここではMohr-Coulombの降伏条件と非関連流れ則を使ってひずみ速度依存性の構成式を導く。いま、降伏関数を F 、塑性ポテンシャルを G として表記し、それぞれが異なるMohr-Coulomb関数によって表わされるとすると、次式を得る¹⁷⁾。

$$F(\sigma, \bar{\sigma}) = f(\sigma) - \bar{\sigma} = 0, \quad G(\sigma, \bar{\sigma}) = g(\sigma) - \bar{\sigma} = 0 \quad (1)$$

ここで、 $f(\sigma) = 1/3I_1 \sin \phi + J_2^{1/2} (\cos \theta - \sin \theta \sin \phi / \sqrt{3})$

$$g(\sigma) = 1/3I_1 \sin \psi + J_2^{1/2} (\cos \theta - \sin \theta \sin \psi / \sqrt{3})$$

$\bar{\sigma}$ は相当応力、 I_1 は応力の第一不変量、 J_2 は偏差応力の第二不変量、 ϕ は内部摩擦角度、 ψ はダイレイタンシー角度を表す。また、 J_3 を偏差応力の第三不変量を表記すれば、 θ は次式によって与えられる。

$$\sin \theta = -3\sqrt{3} J_3 / 2 J_2^{3/2}$$

また p_{ij} , q_{ij} をつぎのように定義する。

$$p_{ij} = \partial g / \partial \sigma_{ij} = \frac{\partial g}{\partial I_1} \frac{\partial I_1}{\partial \sigma_{ij}} + \frac{\partial g}{\partial J_2} \frac{\partial J_2}{\partial \sigma_{ij}} + \frac{\partial g}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial \sigma_{ij}}$$

$$q_{ij} = \partial f / \partial \sigma_{ij} = \frac{\partial f}{\partial I_1} \frac{\partial I_1}{\partial \sigma_{ij}} + \frac{\partial f}{\partial J_2} \frac{\partial J_2}{\partial \sigma_{ij}} + \frac{\partial f}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial \sigma_{ij}} \quad (2)$$

全ひずみ速度 $\dot{\epsilon}_{ij}$ は弾性ひずみ速度 $\dot{\epsilon}_{ij}^e$ と粘塑性ひずみ速度 $\dot{\epsilon}_{ij}^{vp}$ の和として次のように表わすことができる¹⁷⁾。

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \dot{\epsilon}_{ij}^e + \dot{\epsilon}_{ij}^{vp} \quad (3)$$

弾性ひずみ速度 $\dot{\epsilon}_{ij}^e$ はHookeの法則によって次のように表わされる。

$$\dot{\epsilon}_{ij}^e = D_{ijkl}^{-1} \dot{\sigma}_{kl} \quad (4)$$

ここで、 D_{ijkl} は弾性係数テンソル、 $\dot{\sigma}_{kl}$ はCauchyの応力速度である。粘塑性ひずみ速度については、非関連流れ則に基づき、 g を塑性ポテンシャルとして次のように表わす。

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{vp} = \dot{\epsilon}^{vp} \frac{\partial g}{\partial \sigma_{ij}} = \dot{\epsilon}^{vp} p_{ij} \quad (5)$$

ここで、 $\dot{\epsilon}^{vp}$ は相当粘塑性ひずみ速度を表す(式(13)参照)。いま、時刻 t および $t + \Delta t$ における粘塑性ひずみ速度を、それぞれ $\dot{\epsilon}_t^{vp}$ および $\dot{\epsilon}_{t+\Delta t}^{vp}$ とすると、時間間隔 Δt の相当粘塑性ひずみ増分 $\Delta \bar{\epsilon}^{vp}$ は、つぎのように線形補間を用いて近似する。

$$\Delta \bar{\epsilon}^{vp} = \Delta t [(1 - \theta) \dot{\epsilon}_t^{vp} + \theta \dot{\epsilon}_{t+\Delta t}^{vp}] \quad (6)$$

パラメータ θ は $0 < \theta < 1$ であり、特に $\theta = 0$ のときは前進差分、あるいは、Euler法、 $\theta = 1$ のときは後退差分、 $\theta = 0.5$ ときはCrank-Nicolson法と呼ばれている。

$\dot{\epsilon}^{vp}$ は $\bar{\sigma}$ および $\dot{\bar{\epsilon}}^{vp}$ に依存していることから、 $\dot{\epsilon}_{t+\Delta t}^{vp}$ を時間 t についてTaylor級数展開すると次のようになる。

$$\dot{\epsilon}_{t+\Delta t}^{vp} = \dot{\epsilon}_t^{vp} + \Delta t \left[\frac{\partial \dot{\epsilon}^{vp}}{\partial \bar{\sigma}} \dot{\bar{\sigma}} + \frac{\partial \dot{\epsilon}^{vp}}{\partial \dot{\bar{\epsilon}}^{vp}} \dot{\bar{\epsilon}}^{vp} \right] \quad (7)$$

式(7)を式(6)に代入すると次のようになる。

$$\Delta \bar{\epsilon}^{vp} = \Delta t \left[\dot{\epsilon}_t^{vp} + \theta \Delta t \left(\frac{\partial \dot{\epsilon}^{vp}}{\partial \bar{\sigma}} \dot{\bar{\sigma}} + \frac{\partial \dot{\epsilon}^{vp}}{\partial \dot{\bar{\epsilon}}^{vp}} \dot{\bar{\epsilon}}^{vp} \right) \right] \quad (8)$$

一方、降伏関数 $F(\sigma, \bar{\sigma})$ の適合条件を考慮すれば、 $F = \frac{\partial F}{\partial \sigma} \dot{\sigma} + \frac{\partial F}{\partial \bar{\sigma}} \dot{\bar{\sigma}} = 0$ であるから次式を得る。

$$\dot{\bar{\sigma}} = -q_{ij} \left(\frac{\partial F}{\partial \sigma} \right)^{-1} \dot{\sigma} = q_{ij} \dot{\sigma} \quad (9)$$

従って、相当応力増分 $\Delta \bar{\sigma}$ はつぎのようになる。

$$\Delta \bar{\sigma} = \Delta t Q_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} - \Delta \bar{\epsilon}^{vp} P_{ij} q_{ij} \quad (10)$$

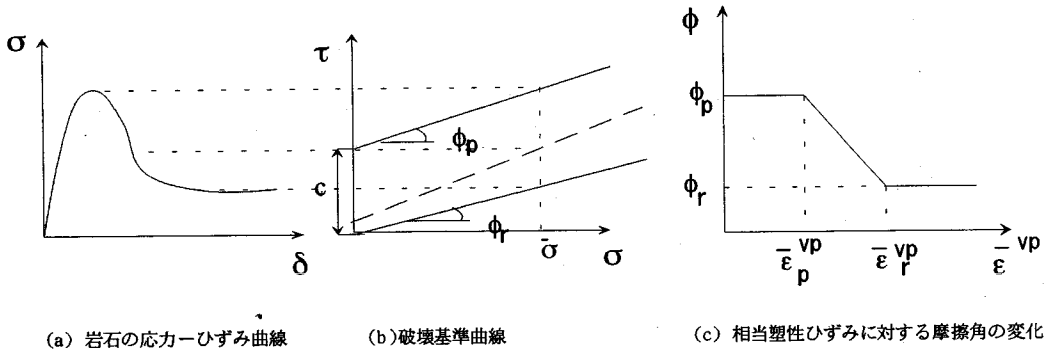
ここで $P_{ij} = D_{ijkl} p_{kl}$, $Q_{ij} = D_{ijkl} q_{kl}$ である。式(10)を式(8)に代入に、 $\Delta \bar{\epsilon}^{vp}$ について解くと次のようになる。

$$\Delta \bar{\epsilon}^{vp} = \Delta t \left[\frac{\dot{\epsilon}_t^{vp}}{1 + \xi} + 1/h Q_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} \frac{\xi}{1 + \xi} \right] \quad (11)$$

ここで、 $\xi = (\theta \Delta t) h \frac{\partial \dot{\epsilon}^{vp}}{\partial \bar{\sigma}}$, $h = P_{ij} q_{ij} - \left(\frac{\partial \dot{\epsilon}^{vp}}{\partial \dot{\bar{\epsilon}}^{vp}} \right) \left(\frac{\partial \dot{\epsilon}^{vp}}{\partial \bar{\sigma}} \right)^{-1}$ である。式(11)の両辺を Δt で割り、 $\dot{\bar{\epsilon}}^{vp}$ を求めて式(5)に代入し、Hookeの法則を用いて整理するとつぎの構成式を得る。

$$\dot{\sigma}_{ij} = D_{ijkl}^{vp} \dot{\epsilon}_{kl} - \frac{\dot{\epsilon}_t^{vp}}{1 + \xi} P_{ij} \quad (12)$$

ここで、 $D_{ijkl}^{vp} = D_{ijkl} - 1/h \frac{\xi}{1 + \xi} P_{ij} Q_{kl}$ である。上式は大きな変形の解析に用いられるので、Cauchyの応力速度をKirchhoffの応力のJaumann速度に、ひずみ速度を変形速度テンソルに置換えることにより構成式を一般化できる。一方、岩石材料の相当応力 $\bar{\sigma}$ 、相当粘塑性ひずみ $\bar{\epsilon}^{vp}$ 、及び相当粘塑性ひずみ速度 $\dot{\bar{\epsilon}}^{vp}$ の間の関係はつぎのような粘塑性ひずみ速度を導入する⁷⁾。



図一 1 ひずみ軟化の仮定

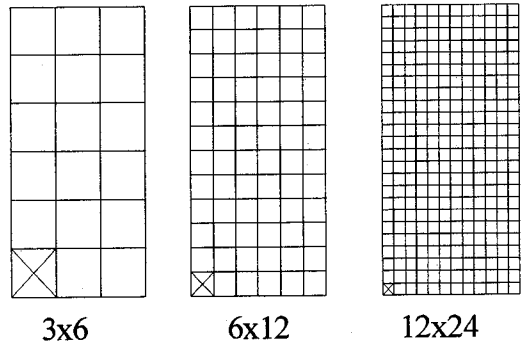
$$\dot{\bar{\epsilon}}^{vp} = \dot{\epsilon}_y \left[\frac{\bar{\sigma}}{g(\bar{\epsilon}^{vp})} \right]^{1/m} \quad (13)$$

ここで、 $\dot{\epsilon}_y$ は基準ひずみ速度、 m はひずみ速度感度指数と呼ばれる材料定数、 $g(\bar{\epsilon}^{vp})$ はひずみ軟化、硬化特性を表わす。本解析では $g(\bar{\epsilon}^{vp}) = \sigma_y + h\bar{\epsilon}^{vp}$ と仮定している。

ここでは、この構成式(式(12))を使って岩石の変形の局所化を解析する。しかし、変形がある大きさに到達すると唯一でない別の解を持つ事が可能となる。この限界点は分岐点と呼ばれ、Hillの解の唯一性と、分岐に対する一般定理から求める事ができる。しかし、変形の局所化を十分に表わす自由度を持った数値モデルを用いて精度のよいシミュレーションを行うと、変形に分岐点において単純な変形から分岐後の変形へ自動的に移り、従って、分岐解析を行う事なく変形の局所化を追跡することができる^{13), 18)}。本研究ではこの手法を用いる事にする。

3. 材料のひずみ軟化の仮定

岩石材料が一軸圧縮を受ける場合、図一1(a)のようにはじめの小さい変位に対しては弾性的な挙動を示し、ある限界荷重を越えると応力-ひずみ曲線は非線形になる。また、最高荷重に到達した後の変位に対しては、急激な強度低下が生じ残留強度と言われる一定値になる。いま、垂直応力に対する最大せん断強度と残留強度の関係を表わすと、図一1(b)を得る。本数値解析では、岩石材料のひずみ軟化過程を表現するために、図一1(b)のような岩石の軟化性質を利用する¹⁸⁾。すなわち、つぎのよう



図一 2 有限要素メッシュパターン

に定義する相当塑性ひずみで岩石の軟化を線形的に図一1(c)のように表わす。

$$\bar{\epsilon}^{vp} = \int_0^t [2/3 \dot{\epsilon}_{ij}^{vp} \dot{\epsilon}_{ij}^{vp}]^{1/2} dt \quad (14)$$

ここで $\bar{\epsilon}^{vp}$ は相当粘塑性ひずみ、 $\dot{\epsilon}_{ij}^{vp}$ は粘塑性ひずみ速度を表す。内部摩擦角 ϕ は、 $\bar{\epsilon}^{vp}$ が $\bar{\epsilon}_p^{vp}$ に到達するまでは最大摩擦角 ϕ_p は一定、また、 $\bar{\epsilon}^{vp}$ に達するまでは線形的に減少して残留内部摩擦角 ϕ_r に到達する。粘着力もほかの限界相当塑性ひずみ $\bar{\epsilon}_r^{vp}$ を設定して軟化性質をモデル化する。ただし、ダイレイタンス角 ψ は全塑性ひずみに対して一定と仮定する。有限要素は、せん断変形が発生する方向に四角形内の要素の境界を配置することにより、好ましい結果を与えることが示されている Crossed Triangle 要素を用いる⁹⁾。また、大変形弾塑性境界値問題を定式化するために、ここでは現在の変形状態を基準とする Updated Lagrange 法を用いる¹⁶⁾。

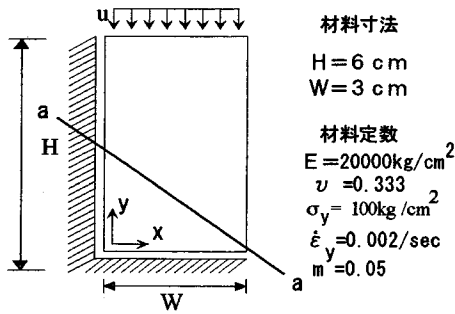
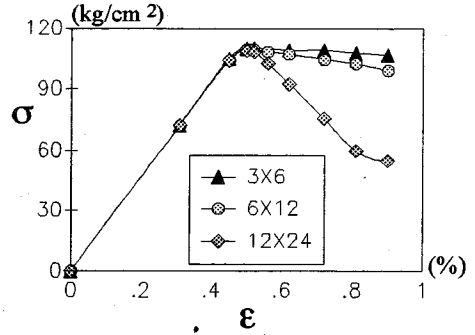


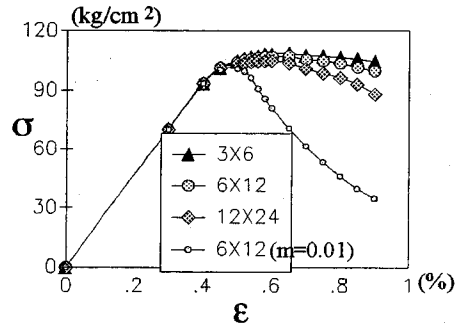
図-3 解析モデル

4. 数値アルゴリズム調整のメッシュ依存性の検討

ひずみ速度依存性導入による局所化シミュレーションに対するメッシュ依存性について妥当性を調べるために、図-2のような三つのメッシュパターンに対してひずみ速度無依存大変形理論（古典的な弾塑性理論）の結果と比較する。計算上の簡単化を図る為に、Von-Mises降伏条件（関連流れ則を仮定）と緩やかな線形軟化モデル $h = -E/20$ (-1000 kgf/cm^2) を使用して対称破壊のシミュレーションを行う。ここで、用いた解析法はひずみ速度無依存モデルの場合はMean normal法、ひずみ速度依存モデルの場合はEuler法に従って解析した¹⁶⁾。また、ひずみ速度感度係数は $m = 0.05$ 、与えるひずみ速度 $\dot{\epsilon} = 0.002 / \text{sec}$ を用いた。変形の対称性を考慮して第1象限のみ解析し、局所化を進めるために左かどに初期不正（降伏応力 $= 0.9\sigma_y$ ）を入れた（モデル図と材料定数は、図-3参照）。境界条件としては左垂直境界はRoller支持、右垂直境界は自由、下端はx方向自由、上端はx方向拘束y方向に強制変位（軸変形率 $= 0.9\%$ ）を与える。図-4に、三つのメッシュに対するひずみ速度無依存モデルと、ひずみ速度依存モデルの数値解析結果として見掛け応力-ひずみ関係を示す。この結果を見れば、ひずみ速度無依存モデルはメッシュサイズに強く依存しているが、ひずみ速度依存モデルの方は速度無依存モデルに比べて、メッシュサイズの依存が減少していることが分かる。また、ひずみ速度感度指数 m が小さい程ひずみ軟化変形挙動を表わしている。すなわち、ひずみ速度依存モデル 6×12 ($m = 0.01$) の場合と、ひずみ速度無依存モデル 12×24 の場合の応力-ひずみ関係がほとんど似ている。また、試料

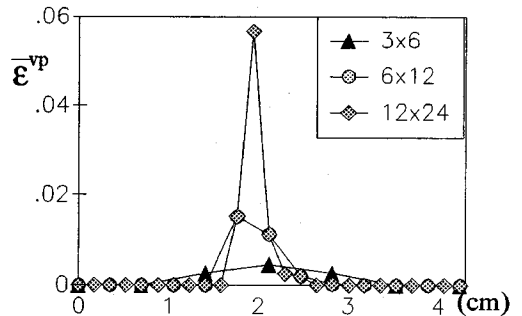


(a) ひずみ速度無依存

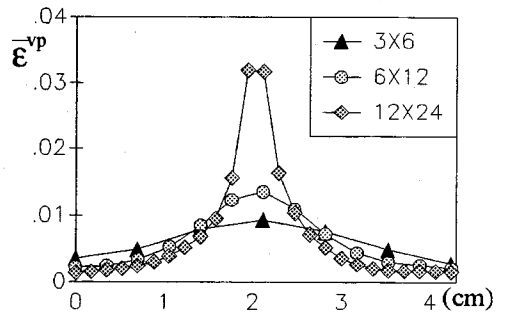


(b) ひずみ速度依存

図-4 応力-ひずみ曲線



(a) ひずみ速度無依存



(b) ひずみ速度依存

図-5 相当塑性ひずみ分布

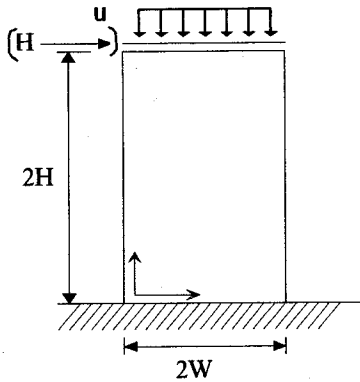


図-6 非対称破壊モード解析モデル

断面a-aに対するの相当塑性ひずみ分布も、両モデルともメッシュサイズに依存しているが、ひずみ速度依存モデルの方がより良い結果を示し、数値計算結果に対する改善が見られる（図-5参照）。

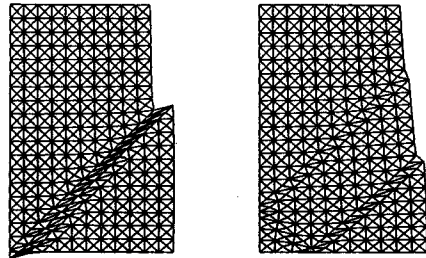
5. 一軸圧縮におけるピーク後の変形挙動のシミュレーション

4章で検討した通り、ひずみ速度依存構成式に基づく大変形理論によって、ある程度の自由度を持つメッシュを用いて数値解析すれば、局所化変形挙動の妥当なシミュレーションが可能になった。そこで、本章では、岩石の一軸圧縮平面ひずみにおける変形挙動のシミュレーションによって、まず、岩石のひずみの局所化に及ぼす降伏関数の影響を検討し、そして、供試体形状、端面の拘束条件及び与えるひずみ速度が変形挙動に及ぼす影響を調べ、その後、せん断帯の方向、及び進行性破壊の過程を検討する。ここでの解析モデルは、計算時間の短縮を計るため10×20メッシュを用いた。材料定数としては参考文献19)に示されている砂岩の平面ひずみ状態における実験のデータを利用した(表-1参照)。岩石材料の軟化のモデルとして、内部摩擦角度が $\phi_r=20^\circ$ まで減少後一定とし、粘着力は $c_r=10\text{ kgf/cm}^2$ まで軟化が起こることとした。解析の対象としては、対称破壊モードと非対称破壊モードの一軸圧縮時のピーク以後の変形挙動を調べるために、対称破壊モード解析の場合には図-3のモデル、非対称破壊モード解析の場合には図-6のモデルを用いて、厚さが単位の平面ひずみ状態で変形挙動の解析を行った(与えるひずみ速度=0.002/sec)。

表-1 材料定数

E	弾性係数	121000 kgf/cm ²
ν	ポアソン比	0.31
c	粘着力	100 kgf/cm ²
ϕ	内部摩擦角	44°
$\dot{\epsilon}_y$	基準ひずみ速度	0.004 /sec *
m	ひずみ速度感度係数	0.03 *

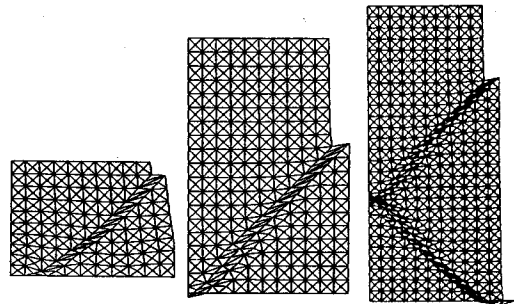
* 仮定値



(a) 1) Case

(b) 2) Case

図-7 変形図



(a) 1 : 1

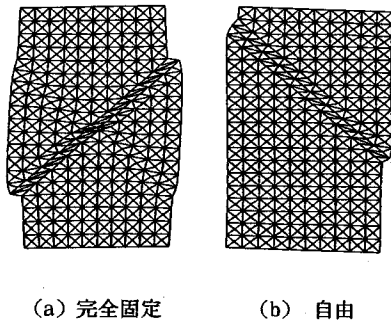
(b) 2 : 1

(c) 3 : 1

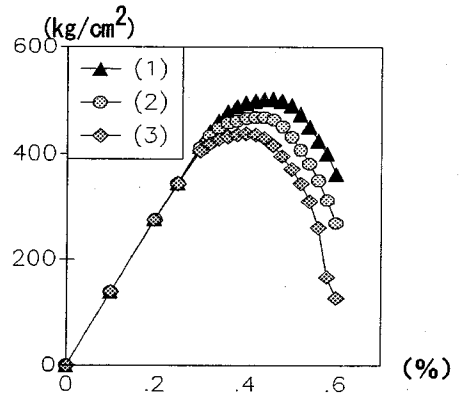
図-8 供試体形状によるひずみ局所化の変形挙動

(1) 降伏及びポテンシャル関数による局所化の影響について

局所化シミュレーションに対する降伏及びポテンシャル関数の影響を調べる為に、降伏及びポテンシャル関数を各々a) Mohr-Coulomb, Mohr-Coulomb, b) Drucker-Prager, Drucker-Pragerの場合に対して対称破壊モードの解析結果を比較する。岩石材料



図一 9 拘束条件によるひずみ局所化変形挙動

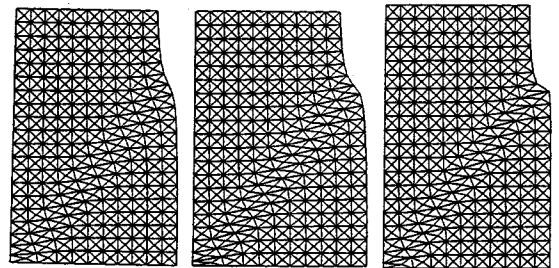


図一 10 変位速度と応力-ひずみ曲線の関係

の軟化の仮定としては、線形軟化モデル ($h = -1000 \text{ kg/cm}^2$) を仮定し、軸変形率 = 0.6% まで解析した (材料定数と境界条件は表一 1 と図一 3 参照。ただし、ダイレイタンス角度 = 0 と仮定)。図一 7 に、二つ場合に対する数値解析結果として、変形図を示す。この結果を見れば、降伏、ポテンシャル関数の仮定によってピーク後の変形の局所化挙動に顕著な差のあることが分かる。すなわち、降伏及びポテンシャル関数を共に Mohr-Coulomb に従う計算結果が、ピーク後に一つのせん断帯を形成して最も良い結果を示す。この結果は Mohr-Coulomb 関数が、応力空間でもともと尖り点を持っていて、変形挙動を局所化し易い形になっているからと思われる。従って、今後の解析は Mohr-Coulomb 関数を使って進める。

(2) 供試体形状による変形挙動について

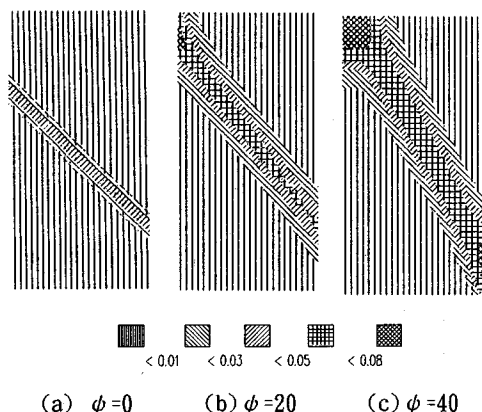
図一 3 のモデル (対称破壊モード) に対して異なる縦横比の供試体形状について、その挙動の差異を検討する。(a) 1 : 1 (b) 2 : 1 (c) 3 : 1 の三つの場合について端面変位 $u/H = 0.9\%$ (u : 端面の強制変位, H : 供試体の高さ) まで与えて対称破壊モードとその変形挙動を解析した ($\phi = 0^\circ$ 仮定)。解析結果の変形の様子 (図一 8 参照; この図の変位は 10 に倍拡大されている) を見ると短い供試体では端面の変位拘束の影響で、せん断帯の方向が直線的に発達する事が困難となり、試料の自由面に曲がっている。この図から明らかなように、せん断帯の発達がより明確な縦横比 2 : 1 の供試体では、せん断帯の発達が直線的に発達している。また、縦横比 3 : 1 の供試体においては、数多くのせん断帯がみられる。



図一 11 ひずみ速度による変形図

(3) 端面の拘束条件と変形挙動について

端面の拘束条件がひずみ局所化に与える影響を調べるために図一 6 のモデル (非対称破壊モード) に対して、供試体上下端面と載荷板との間の拘束条件を (a) 完全固定 (b) 自由と仮定して非対称変形挙動を解析した ($\phi = 0^\circ$ 仮定, 軸変形率 = 0.7%)。初期において対称境界条件と、均質な材料が最終的に非対称ひずみの局所化挙動を示すために、そのトリガーとして、供試体の左上部分に初期不正 (他の部分より 10% 強度低下) を入れた。解析結果を分析すると端面の条件の差により、かなり違う変形挙動を表わしている (図一 9 参照)。また、両方ともせん断帯の角度は、ほぼ 45° になっているが、端面の条件が完全に拘束される場合には、ひずみの局所化はもっとしやすくなる事が示されている。



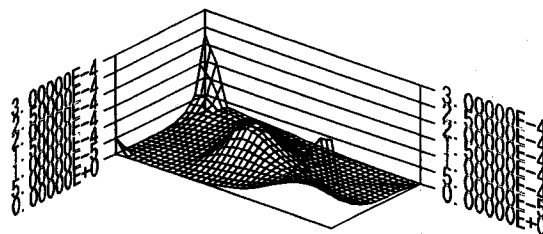
図一 12 非関連流れ則解析による相当塑性ひずみ分布

(4) 変位速度と変形挙動について

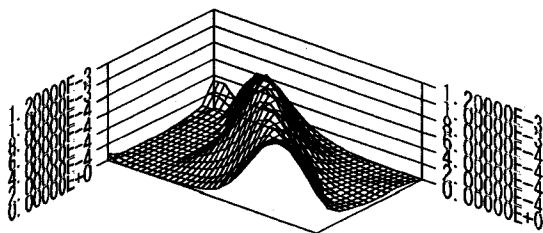
図一 3 のモデルに対して、供試体の上端の強制変位速度の値を大幅に変化させ (a) 0.12mm/sec (b) 0.012mm/sec (c) 0.0012mm/sec の三つの場合について、巨視的な軸方向ひずみ $u/H=0.6\%$ まで変位させた場合の対称破壊モードと、その変形挙動を解析した ($\phi = 20^\circ$ 仮定)。まず、解析結果の見掛け応力-ひずみ曲線 (図一 10 参照) を見ると、与える変位速度が大きい程強度と降伏ひずみが増していることが分かる。これは報告されている実験の傾向と一致している¹⁴⁾。また変形の形状を見ると、ひずみ速度に関係なく図一 11 と同じ変形挙動を示している。

(5) 断帯の方向について

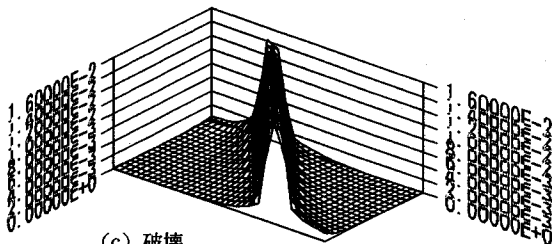
分岐後のせん断帯 θ の角度 について、提案されている式²⁰⁾ a) $\theta = 45 + \phi_r/2$ b) $\theta = 45 + \phi_r/2$ c) $\theta = 45 + 1/4(\phi_r + \phi_c)$ と、数値シミュレーションによって得られたせん断帯の角度との関係を調べるために、ダイレイタンス角 ϕ (体積変化を表わす指数) を $0^\circ, 20^\circ, 40^\circ$ の三つの場合について非対称破壊モードの一軸圧縮挙動を解析した (軸変形率 = 0.45%)。ここでは、非対称破壊モードをシミュレーションするために供試体の上端に材料強度の 1.5% 程度の水平荷重を加えた (図一 6 モデル参照)。ダイレイタンス角 ϕ の減少の影響が分岐後のせん断帯の角度 θ を減少させる (図一 12 参照)。計算結果のせん断帯の



(a) ピーク前



(b) ピーク直後



(c) 破壊

図一 13 進行性破壊過程の相当塑性ひずみ分布

角度として $45^\circ, 54^\circ, 63^\circ$ を示しており、上述の三つの式のうち $\theta = 45 + \phi_r/2$ に接近する結果となる。これは、多くの研究者が報告している結果と一致している²¹⁾。

(6) 進行性破壊過程のシミュレーション

破壊に至る進行過程を調べるために 5. (5) の非対称破壊モードの一軸圧縮挙動のシミュレーションの結果 (ダイレイタンス角 $\phi = 0^\circ$) に対して、応力ピーク前、ピーク直後及び破壊時のそれぞれについて、岩石試料に発生する相当塑性ひずみ分布を調べた。解析結果 (図一 13) を分析すれば、相当粘塑性ひずみは境界条件によって、まず、岩石材料の表面から発生し集中する。それとほぼ同時に、岩石材料の中央部分からも応力集中による塑性ひずみが発生する。そして、両方から進行する局所化現象によって全般的な破壊に至る事が分かる。

6. 結論

岩石材料のひずみ局所化の変形挙動をより正確に予測するために、ひずみ速度依存性を考慮したひずみ軟化性質を持つ大変形理論によって、平面ひずみ条件下で一軸圧縮を受ける岩石材料の変形挙動の数値シミュレーションを行った。得られた結果をまとめると次のようである。

(1) ひずみ速度依存性モデルによれば、静的荷重条件下でのひずみ局所化のシミュレーションは、緩やかな軟化領域でメッシュサイズの影響をより減少させる事ができ、妥当なひずみ局所化現象を表わしている。

(2) ひずみ局所化の数値シミュレーションにおいて、降伏及びポテンシャル関数の尖り点の有無、供試体の形状と端面の拘束条件によって現れる変形の様子はずいぶん違う挙動を示す。

(3) 岩石材料の変形挙動は、与える変位速度が大きいかほど強度と降伏ひずみが高くなる。しかし、一般的な変形形状は与えるひずみ速度に関係なく一定な変形モードを示す。

(4) 分岐後に現われるせん断帯の角度は、平面ひずみ条件下の数値シミュレーションでは $\theta = 45 + \phi_p/2$ に接近する結果を示す。

(5) 局所化が発生し破壊に至る進行性破壊の過程は、まず、破壊が岩石材料の表面から発生し、ほぼ同時に材料内部に発生する塑性領域と共に局所化が進行して全般的な破壊に至る。

参考文献

- 1) A. Needleman : Dynamic shear band development in plane strain, *Trans. ASME. J. Appl. Mech.*, 56, pp. 1-9, 1989.
- 2) Z. P. Bazant and M. T. Kazemi : Determination of fracture energy, process zone length and brittleness number from size effect, with application to rock and concrete, *Int. J. Fracture*, 44, pp. 111-131, 1990.
- 3) Z. P. Bazant, T. B. Belytschko and T. P. Chang : Continuum theory for strain-softening, *ASCE. J. Eng. Mech.*, 110, pp. 1666-1692, 1984.
- 4) F. Oka, A. Yashima, T. Adachi and E. C. Aifantis : Instability of gradient dependent viscoplastic model of clay saturated with water and FEM analysis, *Appl. Mech. Rev.* 15, No3, part2, 1992.
- 5) St. Pietruszczak, Z. Mroz : Finite element analysis of deformation of strain softening material, *I. J. for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 17, pp. 327-334, 1981.
- 6) Panos C. Papanastasiou, Ioannis G. Vardoulakis : Numerical treatment of progressive localization in relation to borehole stability, *I. J. for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 16, pp. 389-424, 1992.
- 7) A. Needleman : Material rate dependence and mesh sensitivity on localisation problems, *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.*, 67, pp. 69-86, 1988.
- 8) 富田佳宏 : 塑性変形の局所化現象と数値シミュレーション, *機械の研究*, 44巻4号, pp. 459-467, 1992.
- 9) 田中忠次 : せん断帯を含むひずみ軟化構成モデルと地盤の崩壊荷重解析, 第2回土質工学研究発表会講演概要集, vol2, pp. 1081-1084, 1987.
- 10) G. N. Pande, J. S. Lee and S. Pietruszczak : Homogenisation techniques for strain localisation and interface analysis, *Computational Mechanics*, Valiappan, Pulmano & Tin-Loi (eds) Balkema, Rotterdam, pp. 411-417, 1993.
- 11) 小田匡寛 : 1.3 偶応力, 粒状体力学, 土質工学会, pp. 12-17, 1993.
- 12) A. A. Fakhimi and C. Fairhurst : A Model for the Time-dependent Behavior of Rock, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 31, pp. 117-126, 1994.
- 13) L. J. Slurys : *Wave propagation, localization and dispersion in softening solids*, Delft Univ. of Technology, Ph.D. thesis., 1992.
- 14) J. Yamatomi : A rheology model for viscoplastic behavior of rock, *Proc. of International Sym. Application of Computer Method in Rock Mechanics*, pp. 95-102, China, 1993.
- 15) D. Peirce, C. F. Shih and A. Needleman : A tangent modulus method for rate dependent solids, *Computers & Structures* 18, No5., pp. 875-887, 1984.
- 16) 富田佳宏, 数値弾塑性力学, 1990, 養賢堂
- 17) D. R. J. Owen and E. Hinton, *Finite Elements in Plasticity*, Pineridge Press Limited. 1980.
- 18) A. Cividini and G. Giorda : A finite element analysis of direct shear tests on stiff clays, *I. J. for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 16, 869-886, 1992.
- 19) A. Ord, I. Vardoulakis and R. Kajewski : Shear Band Formation in Gosford Sandstone, *I. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 28, 397-409, 1991.
- 20) 董軍, 中村和之, 佐藤剛司, 龍岡文夫 : 大型平面ひずみ圧縮試験における粒状体のせん断層と粒子寸法の影響, 粒状体の力学シンポジウム, 土質工学会, pp. 93-94, 1993.

21) D. A. Shuttle and I. M. Smith : Numerical simulation of shear band formation in soils, *I. J. for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 12, 611-626, 1988.

(1994. 7. 25受付)

NUMERICAL SIMULATION OF POST PEAK DEFORMATIONAL BEHAVIOR OF ROCKS UNDER UNIAXIAL COMPRESSION TESTS

Youngmin KIM and Shunsuke SAKURAI

In this paper we have investigated the regularisation techniques of strain softening in order to simulate numerically strain localization in rocks under a uniaxial compressive state. A strain rate dependent model is introduced for dealing with uniaxial compression problems in which plane strain experimental data of a sand stone are used.

The results have demonstrated that it is possible to analyze numerically the post peak behavior of rocks under uniaxial compressive states, and to give a promise of quantitative localization analyses. In showing numerical examples, the effects of both boundary condition and strain rate have been investigated. The shear band angle and progressive failure phenomenon have also been discussed.