



# ベントナイトの力学モデルと放射性廃棄物地層処分における緩衝材としての品質評価

高山, 裕介

---

(Degree)

博士 (工学)

(Date of Degree)

2014-03-25

(Date of Publication)

2015-03-01

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

甲第6083号

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D1006083>

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。



博士論文

ベントナイトの力学モデルと放射性廃棄物  
地層処分における緩衝材としての品質評価

2014年1月

神戸大学大学院 工学研究科

高山 裕介



# 目次

1. 背景・目的	1
1-1 放射性廃棄物処理	1
1-2 ベントナイトの緩衝材利用	2
1-3 研究の目的	5
参考文献	6
2. ベントナイト材料の力学特性	7
2-1 ベントナイトについて	7
2-2 飽和ベントナイトの力学特性	8
2-2-1 飽和ベントナイトの圧密特性	8
2-2-2 飽和ベントナイトのダイレイタンス特性	12
2-2-3 正規圧密線とモンモリロナイト含有率の関係	14
2-3 不飽和ベントナイトの力学特性	16
2-3-1 膨潤特性	16
2-3-2 不飽和圧縮特性	18
2-3-3 ベントナイトの水分特性	19
2-4 まとめ	20
参考文献	21
3. 不飽和ベントナイト弾塑性構成モデル化	23
3-1 <i>Se</i> -Hardening モデル	23
3-2 ベントナイトなどの膨張性材料への拡張	25
3-2-1 不飽和圧縮特性	25
3-2-2 ダイレイタンス特性のモデル化	27
3-2-3 応力ひずみ関係	29
3-3 膨潤試験の要素シミュレーション	31
3-3-1 膨潤量試験の要素シミュレーション	31
3-3-2 膨潤圧試験の要素シミュレーション	34
3-3-3 種々の上載圧作用下における締固めベントナイトの吸水変形実験の解析	37
3-4 まとめ	44

参考文献	45
4. 土/水/空気連成問題への適用	47
4-1 支配方程式	47
4-2 飽和透水モデル	48
4-3 不飽和透水モデル及び透気モデル	49
4-4 有限要素法への定式化	50
参考文献	60
5. 室内試験の再現シミュレーション	61
5-1 一次元浸潤試験のシミュレーション	61
5-2 静的締固め試験のシミュレーション	67
5-3 膨潤圧試験のシミュレーション	71
5-4 まとめ	76
参考文献	76
6. 放射性廃棄物処分施設の再冠水シミュレーション	77
6-1 解析条件	78
6-2 解析結果	80
6-2-1 解析結果（幌型断面）	80
6-2-2 解析結果（円形断面）	83
6-3 まとめ	85
参考文献	86
7. 化学変質現象を考慮した構成モデルの構築	87
7-1 化学変質について	87
7-2 モンモリロナイト含有率を用いた数理モデル化	89
7-3 ベントナイトの変質	93
7-4 ベントナイトの溶解	97
7-5 ベントナイトの長期変質過程シミュレーション	98
7-6 まとめ	103
参考文献	103

8. 化学変質現象を考慮した数理モデルの構築	105
8-1 連続条件式の導出	105
8-2 釣り合い式の導出	109
8-3 構成式	110
8-4 支配方程式	111
8-5 弱形式化・離散化	112
8-6 処分施設緩衝材の長期変質過程シミュレーション	116
参考文献	124
9. 結論	125
謝辞	127



# 1. 背景・目的

## 1-1 放射性廃棄物処理<sup>1) 2)</sup>

原子力発電は温室効果ガスなどによる地球温暖化問題などの観点から、さらに他国に依存しないエネルギー保有の観点から地球環境に優しい発電方法として脚光を浴びてきた。2011年3月11日の東日本大震災以前の日本では、電力の約三割が原子力発電によって供給されていた。これは、原子力発電の燃料であるウランが、石油などの化石燃料と比べてごく少量で発電が可能であること、燃料の備蓄が容易なこと、一度ウラン燃料を原子炉に入れると3～4年は取り換えずに発電できること、ウランがオーストラリア、カナダ、カザフスタンを始め、比較的広い地域に分布していること等、エネルギーの供給安定に優れているためであった。東日本大震災及びそれに伴い発生した福島第一原子力発電所の事故以降、日本の原子力政策は大きな転機を迎えている。今後の原子力政策がどうなるかはまだわからないが、すでに放射性廃棄物の問題は存在する。放射性廃棄物とは、放射能物質を含む廃棄物の総称であり、多くの放射性廃棄物が発生している。放射性廃棄物は「高レベル放射性廃棄物」と「低レベル放射性廃棄物」に大別される。低レベル放射性廃棄物はさらに、放射性廃棄物の種類や濃度、発生場所によってさまざまに分類され管理が行われる。放射性廃棄物の処分方法として、地中に埋設する方法が検討されている。放射性廃棄物の分類に応じて浅地中処分、余裕深度処分、地層処分に分けて処分が行われる(図.1.1)。高レベル放射性廃棄物と一部のTRU核種を含む放射性廃棄物は地下300mより深い地層中に処分される。地層処分では、放射性廃棄物の周囲に人工的に設けられる複数の障壁(人工バリア)とこれらを長期にわたって固定する働きを備えた天然の地層(天然バリア)を組み合わせた「多重バリアシステム」(図.1.2)により、放射性廃棄物を生活環境から物理的に隔離し、人間及び生活環境に悪影響を及ぼさないようにすることを基本としている。

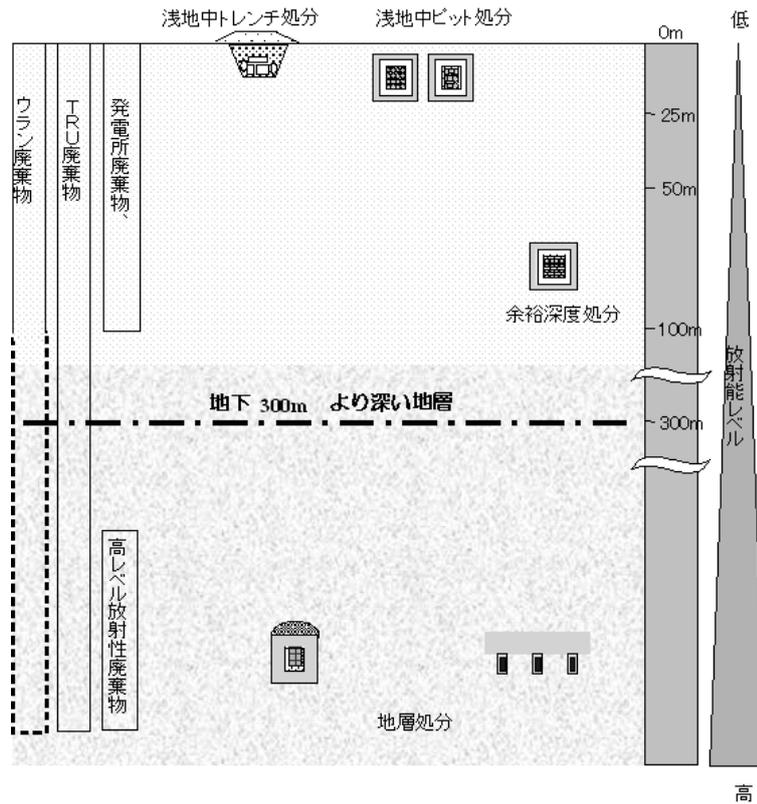


図.1.1 放射性廃棄物の処分方法<sup>3)</sup>

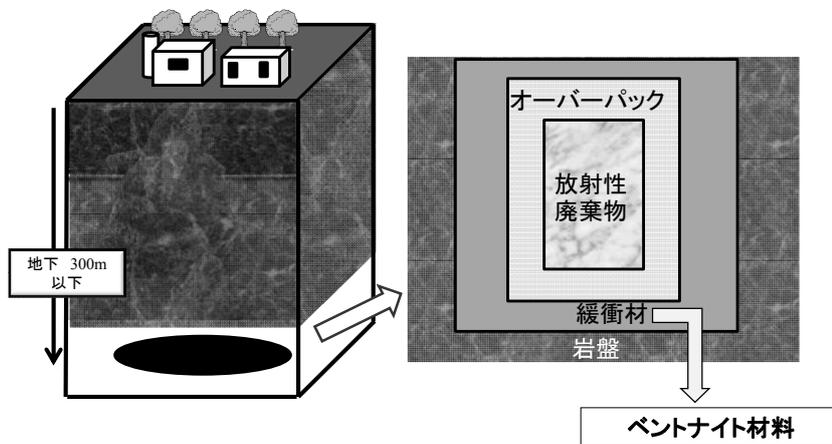


図.1.2 多重バリアシステム

### 1-2 ベントナイトの緩衝材利用

人工バリア緩衝材には、高度に締固められたベントナイト単体、もしくはベントナイト混合土が候補に挙げられている。ベントナイト材料の特徴として、難透水性や、著しい吸水膨潤特性が挙げられる。その難透水性や膨潤性能から、放射能に汚染された地下水の水みちをシールし、生活圏へ漏れ出すことを十分に遅らせることや、オーバーパックの支持性能や岩盤のクリープ変位などに起因しオーバーパックに発生する応力の緩和機能が長期に発揮される

ことが期待されている。施設建設操業から再冠水，その後の超長期に至るまで，処分施設を取り巻く環境は時々刻々と変化し，多様な物理的，化学的自然現象や人為的事象が関与する（図.1.3）。処分施設におけるベントナイト緩衝材の長期性能評価のためには，建設・操業段階から再冠水，その後の超長期に至るまでを連続的に評価する必要がある。

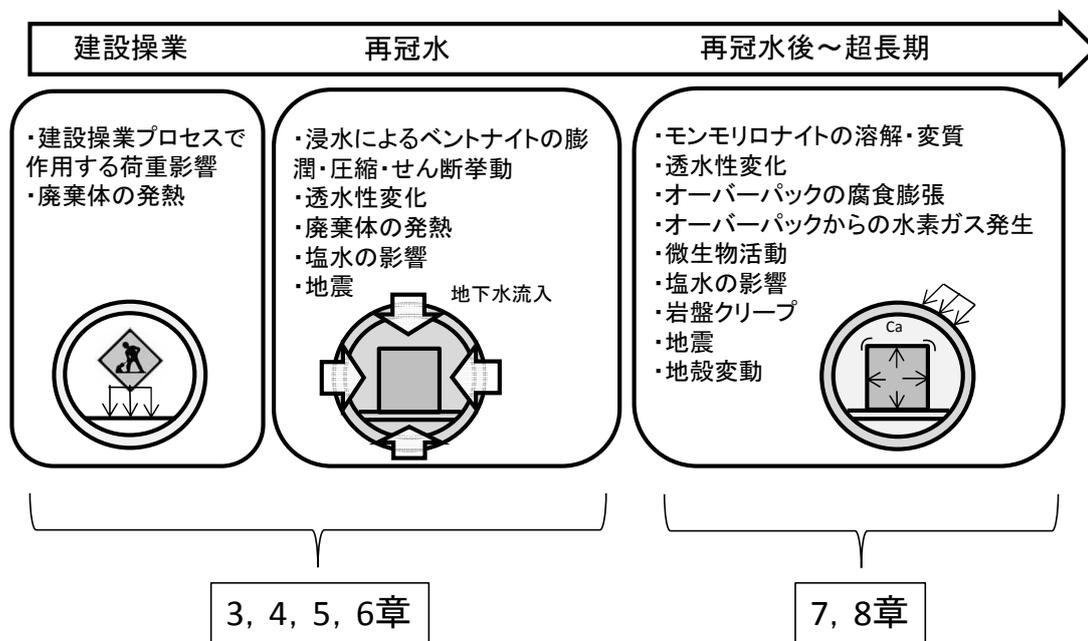
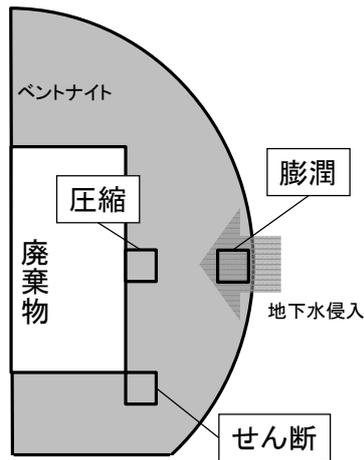


図.1.3 時系列に見る緩衝材長期性能に影響を及ぼす事象

建設段階及び操業時の処分施設でのベントナイト材料は，不飽和状態で存在し，周囲が拘束された条件下にある。その後地下水の侵入（再冠水）により徐々に飽和していくと考えられている。外部からの給水があると局所的に膨潤が生じるが，それによって他の部分は圧縮応力やせん断応力（図.1.4）を受け，一様に膨潤圧を發揮するわけではない。つまり，不飽和から飽和への力学挙動を連続的に表現できるモデルを用いた，初期値・境界値問題としての定式化が必要である。



処分施設イメージ図

図.1.4 再冠水時におけるベントナイト緩衝材の挙動のイメージ図

施設の建設・作業時や再冠水時においては力学的な挙動が支配的であるが、再冠水後の超長期においては、化学的な現象が支配的になってくると考えられる。従って、再冠水後の長期性能評価においては、化学的な変質作用に伴う力学性能の変化を検討しなければならない。化学的な変質とは、コンクリート材料から高アルカリ水溶液が流入し、固相（ベントナイト）が化学的な作用により液相に溶け込むことや、固相自体が別の材料に変質することである（図.1.5）。その結果、応力変化、変形挙動、透水性の変化等が起こる。そのため、従来の土質力学ではほとんど扱ってこなかった材料の変質や、固相と液相の相変化を考慮した数理モデル化が必要となる。

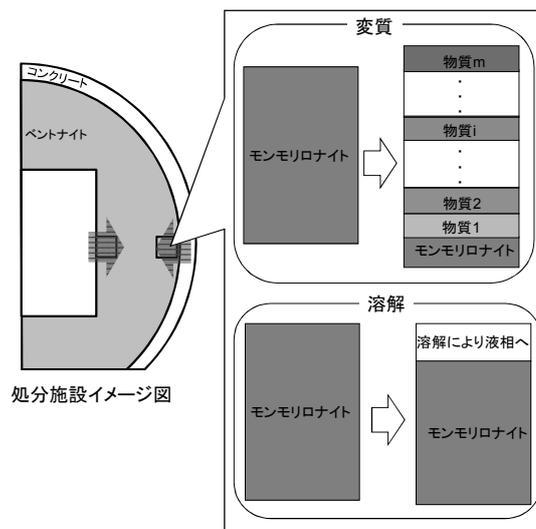


図.1.5 処分施設における変質現象のイメージ図

### 1-3 研究の目的

以上の背景を踏まえ、本研究では、放射性廃棄物地層処分施設におけるベントナイト緩衝材の長期性能評価の技術的信頼性の向上及び技術基盤を確立することを目的とする。研究は大きく分けて4つの内容からなる。

#### ①基礎研究

ベントナイト材料の力学挙動を表現できる数理モデルの構築・高度化を行う。まず近年の実験データに基づき、ベントナイト材料の力学特性に力学的な統一的解釈を加える。その後、既存の不飽和土の弾塑性構成モデルをベントナイト材料へと拡張する。

#### ②境界値問題への応用/室内実験のシミュレーション

数理モデルを有限要素解析手法へ組み込む。そして数理モデルのキャリブレーションを目的に、室内試験を境界値問題として解く。

#### ③処分施設の長期安定性の検討

構築した有限要素解析コードを用い、地層処分施設の長期変動予測解析を実施する。地下水冠水現象をシミュレートし、各段階で施設がどのような力学・水理状態にあるか解析的に示す。

#### ④ベントナイト材料の変質現象を考慮するための数理モデル構築

化学的な変質作用に伴う力学性能の変化を記述できる力学的な数理モデルを構築する。

本論文の構成は以下のようになっている。

第2章では、ベントナイト材料のこれまで行われてきた実験的研究についてふれる。そしてそれらの実験結果を基にベントナイト材料の力学特性に解釈を加える。

第3章では、既存の不飽和土弾塑性構成モデルをベントナイト材料へと拡張する。

第4章では、構築した構成モデルを土/水/空気有限要素解析手法に組み込む。またここでは、本研究で用いる水分特性曲線モデルや透水モデル、不飽和透水・透気係数推定モデルについても述べる。

第5章では、一次元浸潤試験、静的締固め試験、膨潤圧試験を有限要素解析手法を用いて境界値問題として解く。

第6章では、放射性廃棄物処分施設の再冠水シミュレーションを実施し、再冠水時のベントナイト材料の力学挙動を解析的に示す。

第7章では、化学変質現象を考慮した構成モデルの構築を行い、ベントナイトの変質要素シミュレーションを行う。

第8章では、化学変質現象を考慮した数理モデルを初期値境界値問題として定式化する。そ

の後，化学変質を考慮した長期変形シミュレーションを行い，化学変質が力学変形に与える影響について検討する．

第9章では，結論を述べている．

各章を時系列的にまとめると，図.1.3 のようになっている．第3章から第6章までは，施設建設段階から再冠水に至る不飽和から飽和への挙動を対象とし，第7章及び第8章では，再冠水終了から超長期間経過時における挙動を対象としている．

### 参考文献

- [1] 通商産業省，特定放射性廃棄物の地層処分に関する基本方針を定めた件，通商産業省告示第591号
- [2] 経済産業省資源エネルギー庁放射性廃棄物等対策室，放射性廃棄物のホームページ，  
<http://www.enecho.meti.go.jp/rw/hlw/hlw03.html>

## 2. ベントナイト材料の力学特性

### 2-1 ベントナイトについて

ベントナイトとは海底・湖底に堆積した火山灰や溶岩が変質することで生じた粘土鉱物の一種である。「ベントナイト」という名称は、岩石名（鉱物集合体の総称）であり、その成分は地域や場所によって異なる。成分構成としてはモンモリロナイトという鉱物を主成分とし、他に石英や雲母、長石、ゼオライト等の鉱物を含んでいる。多くの鉱物が混ざっているが、モンモリロナイトの持つ特異的な物性がそのままベントナイトの物性となっている<sup>1)</sup>。本章では、近年の実験的研究結果に基づき、ベントナイトの等方載荷・除荷による変形特性、ダイレイタンス特性、膨潤特性、保水特性の検討を行う。なお、日本においては、ベントナイト緩衝材として、クニゲル V1 の利用が想定されていることから、本論文では、ベントナイト緩衝材としてクニゲル V1 を対象とする。クニゲル V1 とは、日本の地層処分において緩衝材としての利用が検討されているベントナイトであり、基本的性質は表 2.1 のようになっている<sup>2)</sup>。クニゲル V1 のモンモリロナイト含有率等の基本的性質は、2000 年を境に変化している。そのため、過去に行われた実験データを見るときには、2000 年以前か、2000 年以降かに注意しなければならない。また、地層処分施設におけるベントナイト緩衝材は締固められた状態で存在し、かつ周囲が拘束された条件下にあるため、本研究では比較的高密度な状態のベントナイトを対象としている。

表 2.1 クニゲル V1 の基本的性質<sup>2)</sup>

	2000 年以前	2000 年以降
土粒子密度(Mg/m <sup>3</sup> )	2.79	2.79
液性限界(%)	473.9	458.1
塑性限界(%)	26.61	23.7
塑性指数	447.3	434.4
モンモリロナイト含有率(%)	48	57

## 2-2 飽和ベントナイトの力学特性<sup>3)</sup>

### 2-2-1 飽和ベントナイトの圧密特性

通常、等方圧縮・除荷による変形特性については、三軸試験機を用いて等方圧縮・除荷を行うことで議論される。しかし、ベントナイト材料に対して直接的に三軸試験機を用いて等方圧密・除荷試験を行った例はほとんどない。それに比べ、一次元圧密試験は数多く行われている。一次元圧密試験結果は、鉛直上載圧と間隙比の関係で整理されているため、そのまま等方応力条件下での変形特性について議論することはできない。そこで、笹倉ら<sup>4)</sup>が計測した一次元圧密中の側方土圧データを用いて、鉛直上載圧を平均応力に変換し、 $e-\ln p$  関係について検討していく。

#### (1) $K_0$ 圧密除荷試験<sup>4)</sup>

笹倉らは、クニゲル V1 に対して、側方土圧が計測可能な一次元圧密試験装置を用いて一次元圧密・除荷中の鉛直・側方圧力を測定する実験を行っている。図.2.1 に試験結果を示す。図.2.1 は、鉛直有効応力と間隙比関係、鉛直有効応力と側方有効応力関係、鉛直有効応力と土圧係数の関係である。鉛直有効応力と土圧係数関係図を見ると、正規圧密線上を載荷している時の土圧係数は概ね 1 であり、土圧係数は除荷に伴い大きくなっていることが分かる。更に、過圧密比 ( $OCR$ ) と土圧係数の関係を図.2.2 に示す。図中には以下の式 (2.1) で表わされる過圧密比と土圧係数に関する経験式<sup>5)</sup> をフィッティングさせた結果も合わせて示している。

$$K_{0-OC} = K_{0-NC} OCR^m \quad (2.1)$$

ここで、 $K_{0-NC}$  : 正規圧密時の土圧係数、 $K_{0-OC}$  : 除荷時の土圧係数、 $OCR$  : 過圧密比、 $m$  : 材料パラメータである。フィッティングには、 $K_{0-NC}=1$ 、 $m=0.4, 0.5, 0.6$  を用いた。図.2.2 を見ると、 $m=0.4\sim 0.6$  の範囲の中に実験結果が存在するのが分かる。過圧密比が 10 以下においては  $m=0.6$  が実験結果とよく合っていて、過圧密比がそれ以上になると  $m=0.5$  や  $m=0.4$  が実験結果とよくあっている。この関係式を用いて一次元圧密試験結果における鉛直上載圧を平均応力に変換していく。

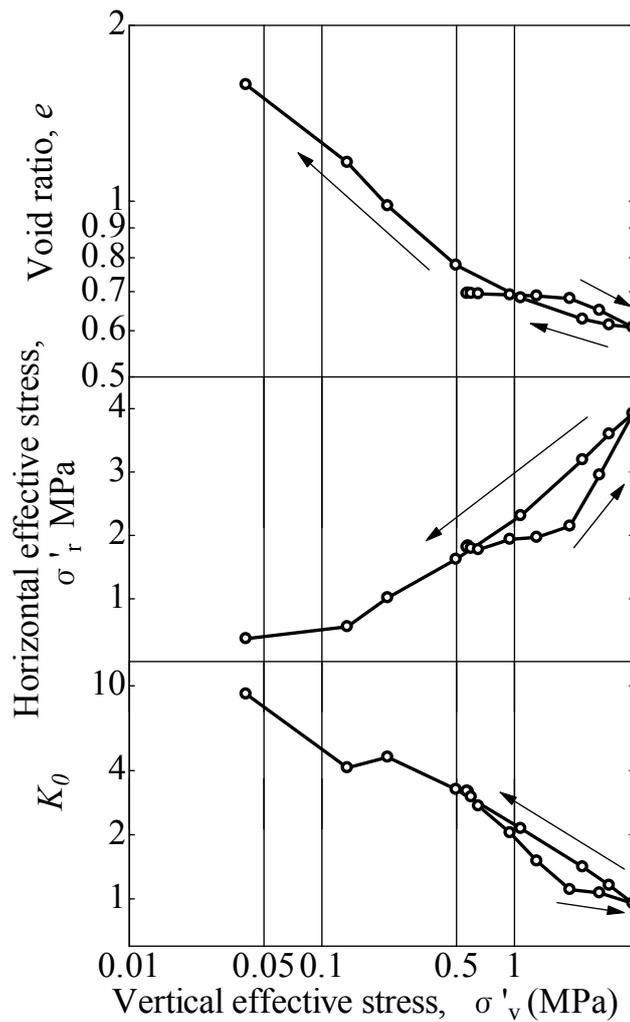


図.2.1  $K_0$  圧密除荷試験

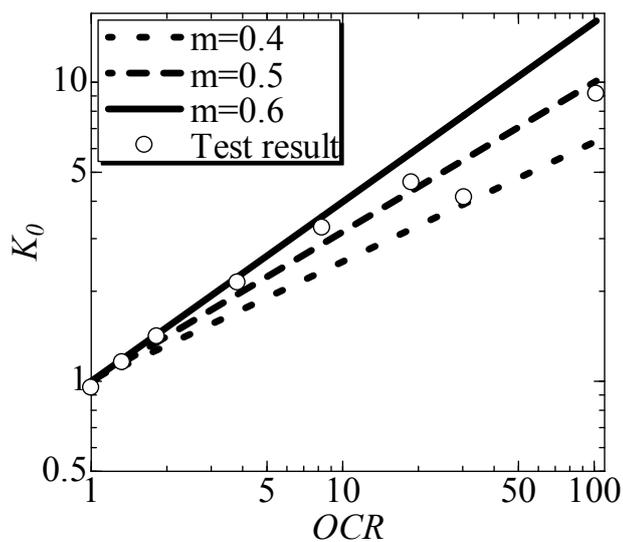


図.2.2 過圧密比-土圧係数

## (2) 等方変形特性

図.2.3 にクニゲル V1 の一次元圧密試験結果<sup>6) 7)</sup>を示す. 図.2.3 の左図が, 石川ら<sup>6)</sup>が行った結果, 右図が笹倉ら<sup>7)</sup>が行った結果である.

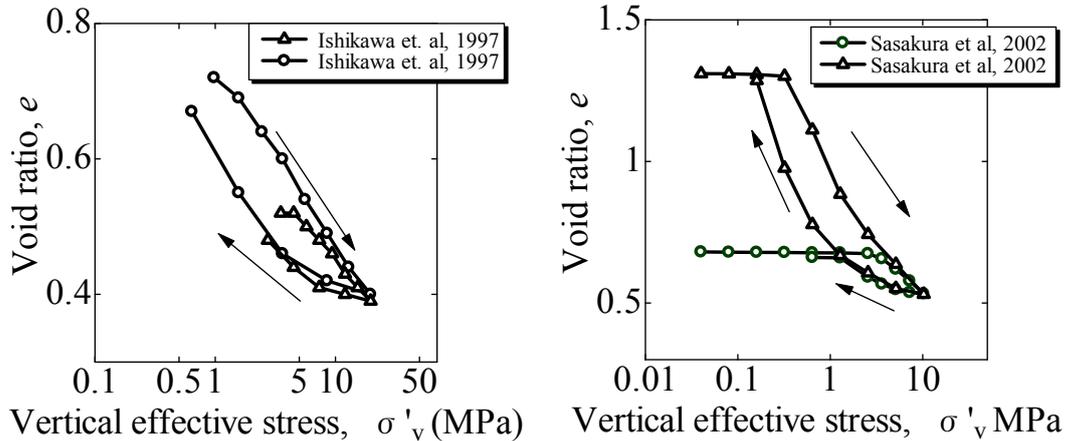
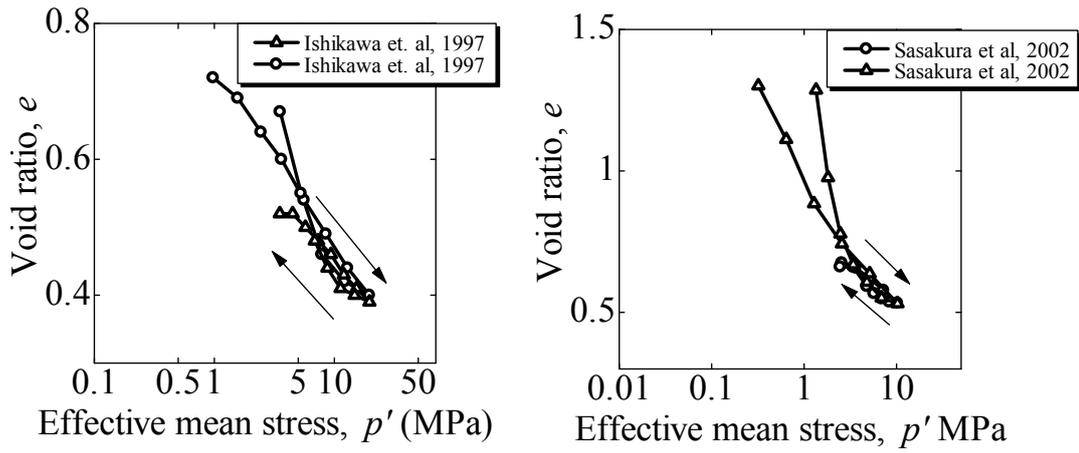


図.2.3 一次元圧密試験

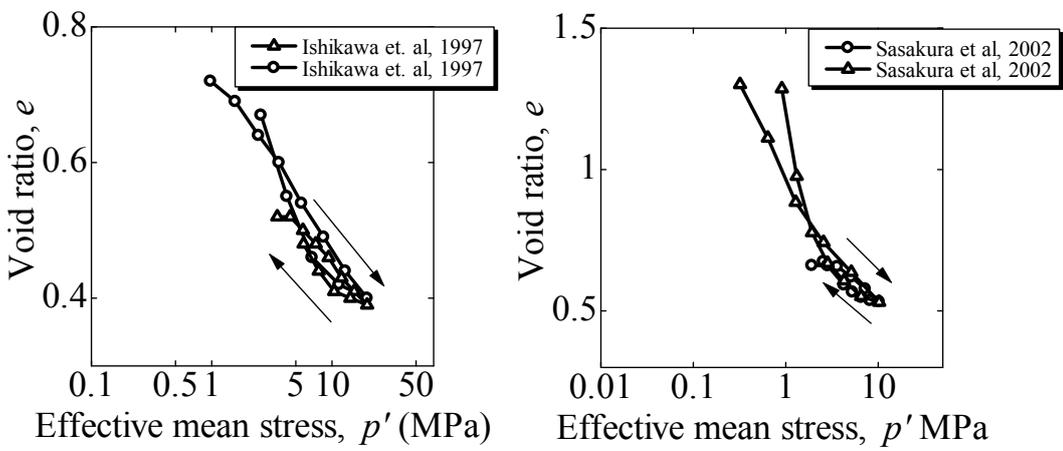
次に, 図 2.3 に示した一次元圧密試験結果における鉛直有効応力を平均有効応力に変換する. 平均有効応力と土圧係数, 鉛直有効応力の関係は,

$$p' = \frac{\sigma'_v + 2K_0\sigma'_v}{3} \quad (2.2)$$

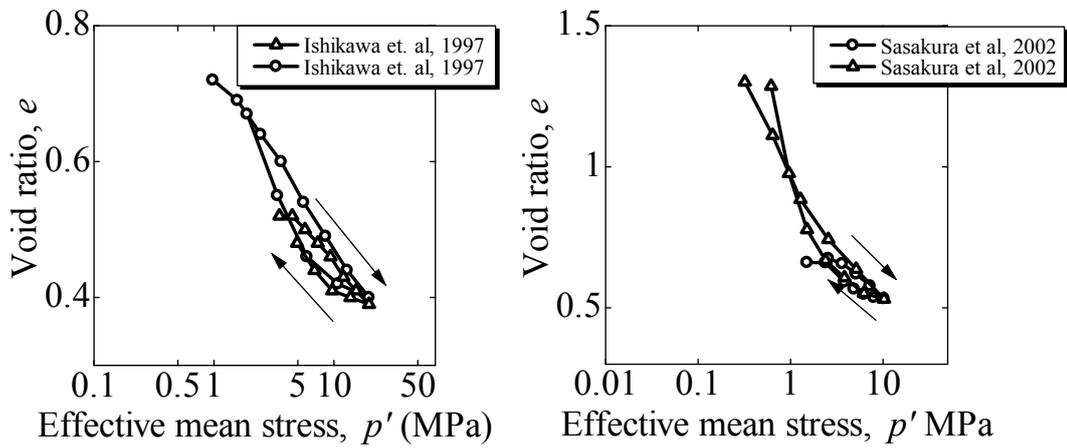
である. ここで,  $p'$ : 平均有効応力,  $\sigma'_v$ : 鉛直有効応力,  $K_0$ : 土圧係数である. 式 (2.1) と, 式 (2.2) を用いて, 平均有効応力に変換した結果を図.2.4.示す. 変換には  $K_{0-NC} = 1$ ,  $m = 0.4, 0.5, 0.6$  を用いている.  $m=0.6$  の結果を見ると, 除荷直後には載荷と除荷ではほぼ同一の線上を辿っているのが分かる. しかしながら過圧密比が大きくなるにつれて除荷線の方が正規圧密線より上側にいつている. 過圧密比が大ききな場合には  $m=0.4, 0.5$  のほうが再現性は高いため, 次に  $m=0.4, 0.5$  の結果を見ると, 過圧密比が大ききな場所においては除荷線と正規圧密線はほぼ一致しているのが確認できる. ここで, 載荷時は  $K_{0-NC} = 1$  とほぼ一定値をとるため, 載荷時の変形にはダイレイタンスーによる変形は含まれない. しかしながら除荷時には軸差応力  $q$  が発生するため, 除荷時には  $q/p'$  は変化する. そのため, 除荷時の変形にはダイレイタンスーによる変形が含まれていることになる. そこで, 次節ではダイレイタンスー特性について検討を行う.



(A)  $m=0.6$  を用いた場合



(B)  $m=0.5$  を用いた場合



(C)  $m=0.4$  を用いた場合

図.2.4 一次元圧密試験中の  $e-\ln p'$  関係

## 2-2-2 飽和ベントナイトのダイレイタンシー特性

三軸非排水せん断試験の結果からベントナイトのダイレイタンシー特性を検討する。飽和したベントナイトの非排水せん断中の軸差応力と有効応力、軸差応力と軸ひずみの関係を図.2.5、図.2.6 に示す<sup>4) 6)</sup>。ベントナイトの非排水せん断中の応力経路の特徴として、軸差応力の増加に対して平均有効応力の増減がほとんどないことがわかる。通常、正規圧密粘土に対して三軸非排水せん断を行うと、負のダイレイタンシー特性により、せん断応力の増加とともに平均有効応力が減少する。しかしながらベントナイトの場合はせん断中に平均有効応力はほぼ変化していないため、ベントナイトはダイレイタンシー特性を有していないことを示唆している。また、図.2.5、図.2.6 中の軸差応力-ひずみ関係をみると、せん断途中から、軸差応力がほとんど変化せずに軸ひずみが進行していることが分かる。このことから、飽和ベントナイトには通常の土質材料と同様に限界状態が存在すると考えられる。

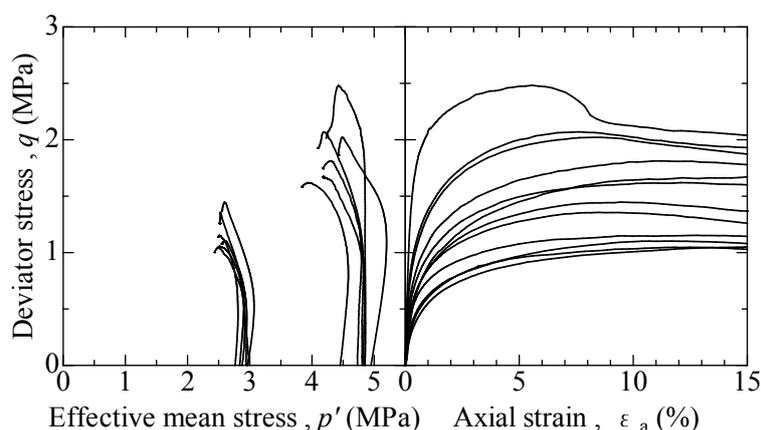


図.2.5 N a 型クニゲルV1

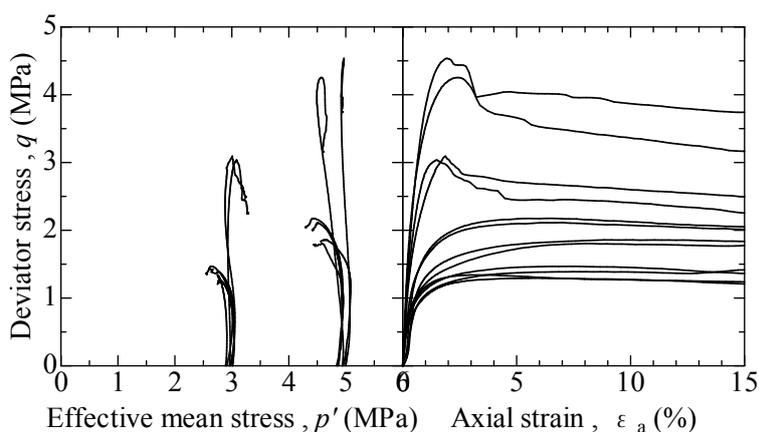


図.2.6 C a 型クニゲルV1

以上より、飽和ベントナイトは、圧密に対しては塑性変形をほとんど残さず、せん断に伴うダイレイタンシー特性を有しない材料である。ただし、せん断が進むと限界状態に至る材

料である。すなわち、飽和化することにより粒状体としての性質を喪失する弾塑性材料と考えることができる。このようなベントナイトの微視的骨格構造を、図.2.7 に示すイメージ図を用いて説明する。ベントナイトは、主成分であるモンモリロナイトとそれ以外の鉱物から成る。モンモリロナイトは乾燥状態では1次粒子が複数枚重なった2次粒子の状態で存在し、その2次粒子が他の鉱物と共に骨格構造を構築している。水が浸潤すると、モンモリロナイトの層間に水を取り込み、膨潤するために次第に層状構造を崩し、骨格構造が変化する。そして吸水により膨潤したモンモリロナイトが材料中の間隙を充填し始め、飽和状態になればほぼ完全に間隙を充填する。このモンモリロナイトが間隙を埋め尽くした飽和状態では、ダイレイタンシーによる変形が起こらない。このことから、ベントナイトの「飽和化」は、「粒状体としての性質の消失」と捉えることができる。なお、モンモリロナイト含有率が小さい場合においては、モンモリロナイト以外の鉱物同士が骨格構造を形成すると想像されるため、完全には粒状体としての性質は消失しないと考えられる。

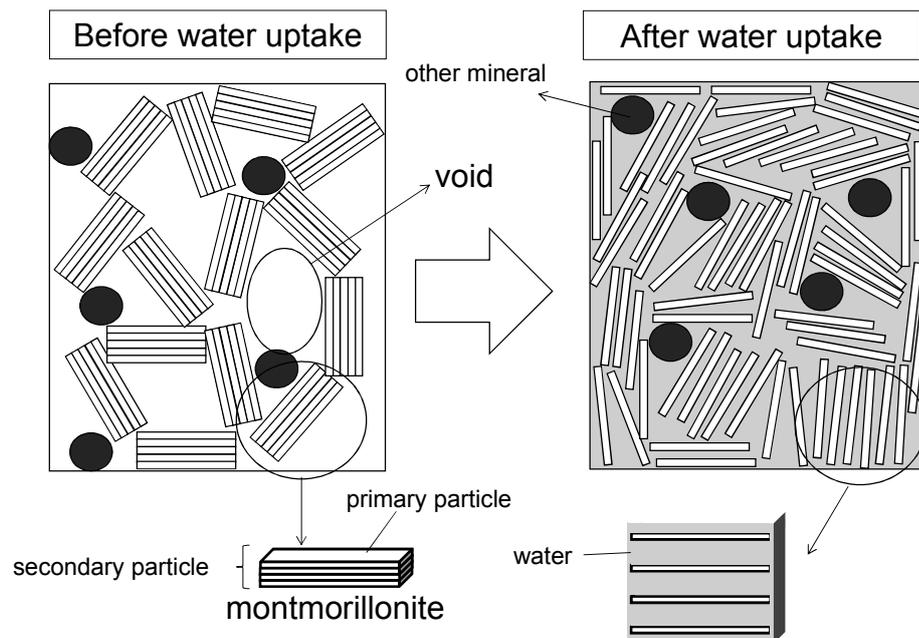


図.2.7 吸水による微視的構造変化のイメージ図

図.2.8 に飽和ベントナイトの力学特性のまとめを示す。図は、 $e-p'-q$  空間における圧密試験、非排水せん断試験時の応力経路を示す。また図中には  $p'-q$  面に投影した図、 $e-p'$  面に投影した図も示している。飽和ベントナイトは、ダイレイタンシー特性をほとんど有さないため、非排水せん断（図中C）を行うと、平均有効応力は変化せず軸差応力が増加していき、やがて限界状態に到達する。圧縮・除荷（図中A, B）を与えた場合、軸差応力の発生に関わらず、 $e-p'$  面上では同じ直線上を移動する。

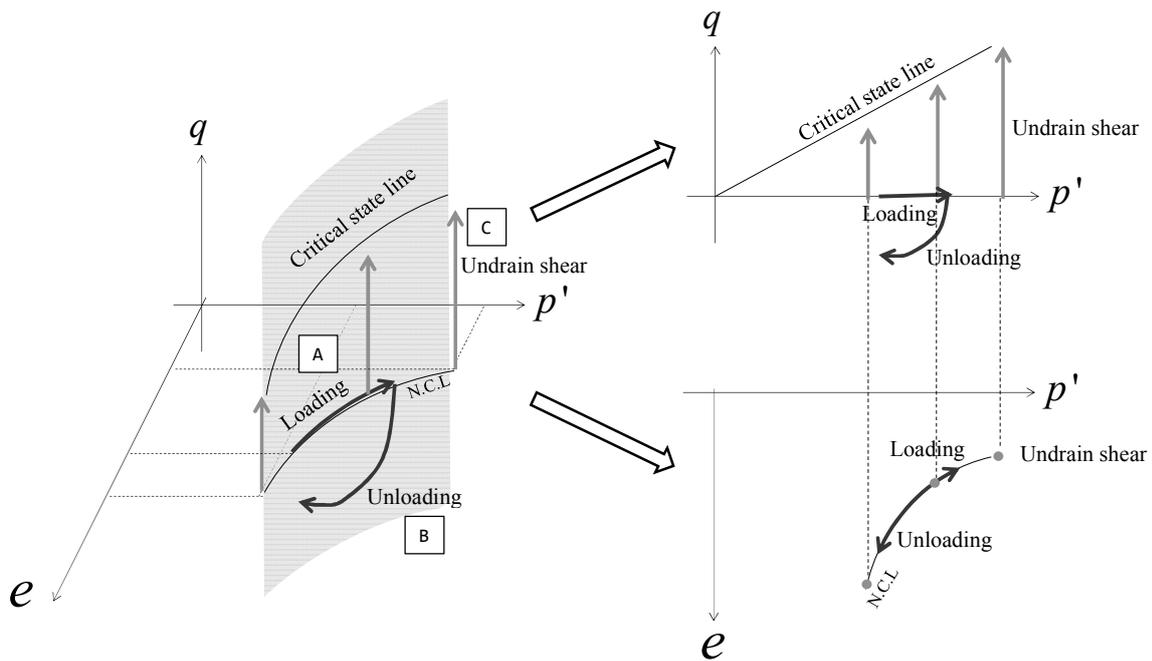


図.2.8 飽和時の力学特性

### 2-2-3 正規圧密線とモンモリロナイト含有率の関係

日本でのベントナイト緩衝材は、クニゲルV1単体、もしくは珪砂を混合した材料を用いることが検討されている。クニゲルV1単体と比べると、珪砂を混合した材料では力学特性は変化する。ベントナイトの力学特性は、モンモリロナイト含有率、層間陽イオンの種類、モンモリロナイト以外の鉱物の種類、珪砂混合割合等の影響を受けるが、小林ら<sup>7)</sup>は、ベントナイトの力学挙動に対してはモンモリロナイト含有率が支配的であることを示している。ベントナイトが飽和化により粒状体としての性質を消失していくと、飽和に至った時には正規圧密線上に平均有効応力が到達することになる。そのため、飽和正規圧密線とモンモリロナイト含有率の関係を把握しておけば、珪砂が混合された場合や、クニゲルV1以外のベントナイトの力学特性もおおよそ把握することができる。図.2.9に、モンモリロナイト含有率の異なる飽和ベントナイト材料に対する一次元圧密試験の結果<sup>6) 8) 9) 10)</sup>を示す。図.2.9から、モンモリロナイト含有率が小さい材料ほど圧密線が左下に存在しているのが確認できる。ここで、間隙比が0.65における圧縮線上における鉛直有効応力をモンモリロナイト含有率ごとに整理すると、図.2.10のようになる。図には最小二乗法により求めたフィッティング関数も示している。フィッティング関数は、

$$\sigma'_v|_{e=0.65} = 0.14 \exp(0.06\alpha_{mon}) \quad (\text{MPa}) \quad (2.3)$$

である。ここで、 $\sigma'_v|_{e=0.65}$ ：間隙比が0.65における鉛直有効応力、 $\alpha_{mon}$ ：モンモリロナイト含有率(%)である。飽和ベントナイトの正規圧密線が、

$$e = e_{ref} - \lambda \ln \frac{p'}{p'_{ref}} \quad (2.4)$$

で描けると仮定する。ここで、 $e_{ref}$  : 基準間隙比,  $p'_{ref}$  : 基準応力である。図.2.9, 図.2.10 中の鉛直有効応力  $\sigma'_v$  を平均有効応力  $p'$  と仮定すると, 式(2.4)における基準間隙比  $e_{ref}$ , 基準応力  $p'_{ref}$  はそれぞれ,

$$e_{ref} = 0.65 \quad (2.5)$$

$$p'_{ref} = 0.14 \exp(0.06\alpha_{mon}) \text{ (MPa)} \quad (2.6)$$

とかける。  $\lambda=0.14$  を用いてモンモリロナイト含有率ごとの飽和正規圧密線を描くと図.2.11 のようになる。

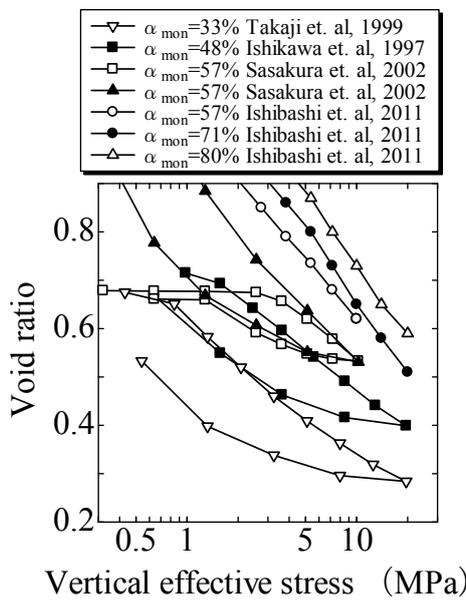


図.2.9 一次元圧密試験<sup>6) 8) 9) 10)</sup>

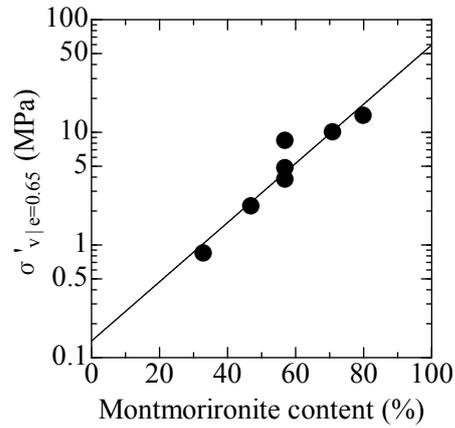


図.2.10 含有率と鉛直応力

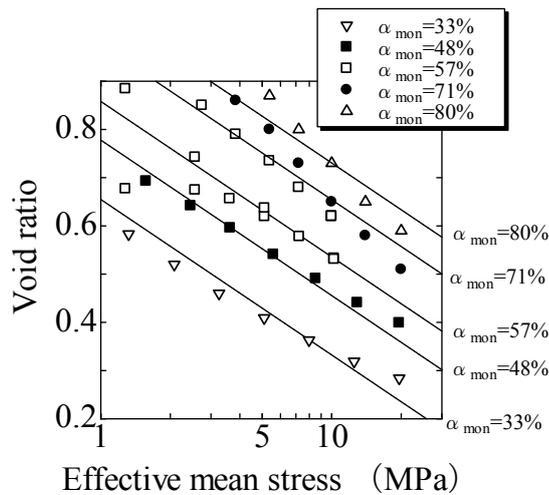


図.2.11 等モンモリロナイト含有率圧縮線

## 2-3 不飽和ベントナイトの力学特性

### 2-3-1 膨潤特性

ベントナイトの重要な力学特性の一つに、不飽和から飽和への過程で発生する膨潤特性が挙げられる。膨潤特性を測る試験として、膨潤量試験と膨潤圧試験がある。膨潤量試験は応力を制御した状態で吸水した時の変形量を測る試験であり、膨潤圧試験は体積を固定した状態で吸水した時に発生する膨潤圧を測る試験である。

#### (1) ベントナイトの膨潤量試験

雀ら<sup>11)</sup>は三軸試験機を用いて、主応力を制御した状態で膨潤量試験と等方除荷試験を実施している。試料はクニゲル V1 と豊浦砂の乾燥質量比を 1 : 1 に調整した混合材料を用いている。実験は、初期乾燥密度を 1.69, 1.54, 1.2g/cm<sup>3</sup> に調整し、等方応力状態で、平均主応力一定条件下で吸水を行っている。表.2.2 に供試体の初期値(初期乾燥密度と初期含水比)と浸水するときの平均主応力の値を示す。また、平均主応力 392kPa 状態で浸水し、飽和後、段階的に 49kPa まで等方除荷する試験も行っている。これらの結果を図.2.12 に示す。図.2.12 は 3 種類の初期乾燥密度の浸水膨潤終了時の間隙比と平均有効主応力との関係、等方除荷時の間隙比と平均主応力との関係を示している。図.2.12 より、同じ平均応力で浸水した場合、初期乾燥密度に関係なく間隙比は同じ値となることを示している。また、等方除荷した時の除荷経路は、膨潤量試験の結果とほぼ同じ値を示しているのが分かる。これらの結果から、膨潤量試験を行った場合、飽和時には一本の線上去り着くことが分かる。

表.2.2 初期値

初期乾燥密度 $\rho_{d0}$ (g/cm <sup>3</sup> )	初期含水比 $w_0$ (%)	拘束圧 $p$ (kPa)
1.69	18.7	49,98,147,196
1.54	18.7	19.6,49,88,196,294,392
1.2	19	49,98,196,392

次に、異なる応力比  $R$  (= 軸応力 / 側方応力) を与え、平均主応力、主応力比が一定条件下で浸水試験を行っている。供試体の初期値は乾燥密度 1.69g/cm<sup>3</sup>、初期含水比 18.7% を用いている。図.2.13 は浸水終了後の間隙比と平均主応力との関係を示した図である。図.2.13 を見ると、主応力比に関係なく間隙比は平均応力と一対一の関係にあることが分かる。従って、雀らが行った実験結果からも、飽和ベントナイトはダイレイタンシー特性がない材料であるという検討結果と整合している。

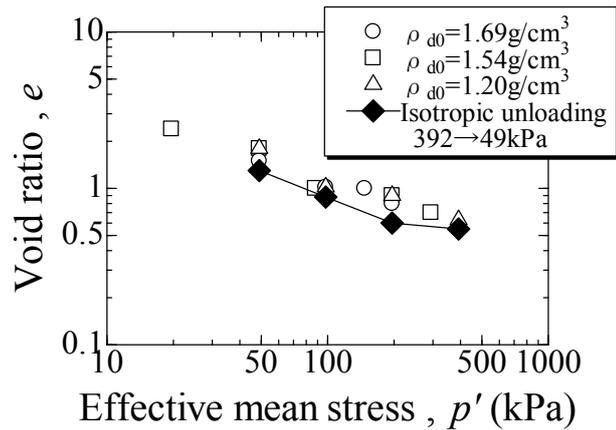


図.2.12 膨潤量試験結果(等方状態)

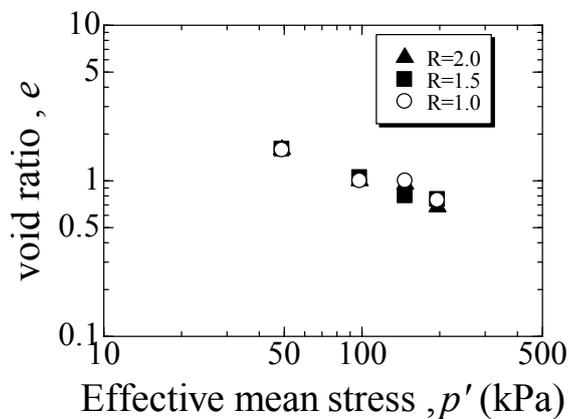


図.2.13 膨潤量試験結果 (軸差応力あり)

## (2) ベントナイトの膨潤圧試験

膨潤圧試験は、土の一次元圧密試験装置に類似した装置を用い、体積固定条件下で鉛直方向に吸水を行い、生じる鉛直方向の反力を測る試験である。図.2.14 は鈴木ら<sup>12)</sup>が行った、クニゲルV1の膨潤圧試験結果であり、間隙比と飽和時の鉛直膨潤圧の関係を示している。図.2.14を見ると、間隙比が小さいほど膨潤圧が大きくなる傾向があることがわかる。図中には石川ら<sup>8)</sup>の一次元圧密試験の結果も併せて示してあるが、膨潤圧試験から得られる応力と、圧密試験結果とは同程度の応力値を示しているのが分かる。膨潤圧試験の結果は、同一間隙比でも生じる膨潤圧はばらついている。これまでの検討結果を踏まえると、このばらつきは鉛直方向の膨潤圧のみを計測しているから生じるのであり、側方の応力を考慮して平均応力で整理すればばらつきは小さくなると考えられる。また、不飽和状態からの吸水膨潤過程での膨潤圧試験中におけるベントナイト供試体は不均一であるため、ベントナイトの力学特性として捉えられている膨潤圧は、要素試験の解ではなく境界値問題の解として見做すべきである。そして、試験結果がばらつくということは、側方の応力状態は、過去の応力履歴、供試体寸法、初期条件、吸水方法などの境界条件等の影響を強く受けるということである。そ

のため、実験中の側方の応力状態や、初期条件・境界条件の影響を実験的に明らかにし、その後数値解析手法を用いて膨潤圧試験を境界値問題として解き、解析的な考察と実験結果との比較をすることで、ばらつきが発生する力学的メカニズムを解明することができると考えられる。

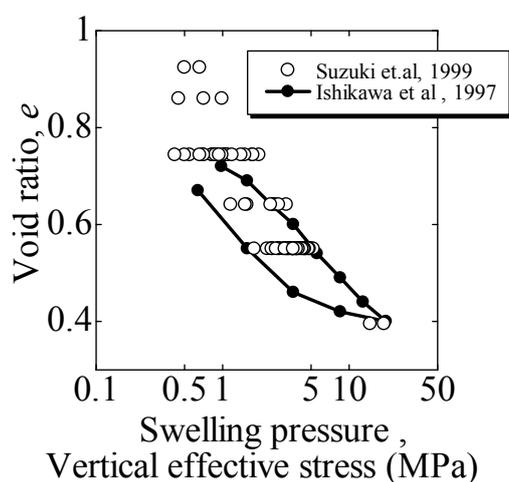


図.2.14 膨潤圧試験結果

### 2-3-2 不飽和圧縮特性 (1次元排気・非排水圧縮試験)

小林ら<sup>13)</sup>は、含水比を35%、30%、25%、20%、11%に調整した高さ20mmのクニゲルV1供試体に対して、飽和状態に至るまで0.1mm/secの一定速度で含水比一定の1次元排気・非排水圧縮試験を行い、等含水比線及び等飽和度線を取得している。等飽和度線は、

$$\frac{\rho_d}{\rho_w} = 0.156 \ln \sigma_v - 0.77 \exp(-S_r / 100 / 0.36) + 1.5 \quad (2.7)$$

であり、 $e - \ln \sigma_v$ 関係上に描くと図.2.15になる。図を見ると、等飽和度線は、 $e - \ln \sigma_v$ 関係上において上側にほぼ平行に存在していることが分かる。また、飽和状態における式(2.7)を完全飽和線と定義している。小林らは、この完全飽和線は、圧密試験における飽和正規圧密線に相当することを示し、締固め試験におけるゼロ空隙曲線や、膨潤試験から得られる平均膨潤圧、平均膨潤量を連ねたものとの一致性について議論している。更に、小林ら<sup>14)</sup>は、完全飽和線は化学ポテンシャルから算出される膨潤圧<sup>15)</sup>とも整合することを示している。

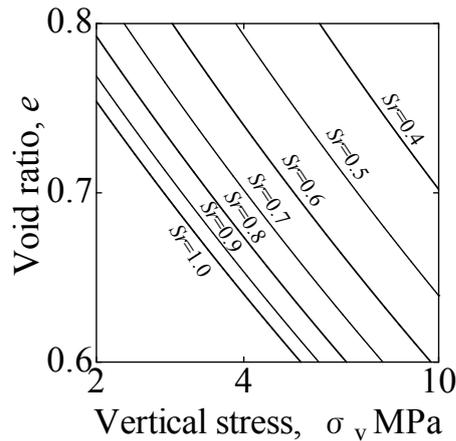


図.2.15 クニゲル V1 の等飽和度線

### 2-3-3 ベントナイトの水分特性

これまでベントナイト材料の保水性に関する実験的研究がなされてきた<sup>16) 17) 18) 19) 20)</sup>。ベントナイト材料のサクシオンは、間隙空気圧と間隙水圧の差で定義されるマトリックサクシオンやオスモティックサクシオンのほかに、モンモリロナイトが層間に水を吸い込もうとする化学的な力の影響も受けると考えられる。モンモリロナイトが層間に水を吸い込もうとする化学的な力は力学挙動（例えば有効応力の原理や浸透特性）に影響を及ぼすであろう。厳密にはこれらの影響を定量的に評価する必要があるが、利用できる実験データが未だ十分ではないと考える。また、不飽和土の力学モデルでは、マトリックサクシオンを用いて理論が構築されているため、ベントナイトの場合でも同様にマトリックサクシオンの部分を用いたい。保水性に関する実験は、全サクシオンを測る試験とマトリックサクシオンを測る試験に分けられる。Agus ら<sup>18)</sup>は、filter paper, psychrometer, dew point sensor, and chilled-mirror hygrometer techniques を用いて、ベントナイト（モンモリロナイト含有率 65%）の全サクシオンを、filter paper technique を用いてマトリックサクシオンを計測している。彼らの行った結果を見ると、全サクシオンとマトリックサクシオンの値は大きく異なっていることが分かる。そのため、全サクシオンを計測した実験結果を、全サクシオン＝マトリックサクシオンと解釈して、そのまま水分特性曲線として用いることができない。ここで、水分特性曲線は、含水比（飽和度）と土中水のマトリックサクシオンとの関係を表す曲線である。また、マトリックサクシオンを計測するために用いられる方法、例えば filter paper 法では 1500kPa までしか計測できないため、ベントナイトのように保水力の強い材料では、高含水比（高飽和度）付近のマトリックサクシオン値しか計測できていない。西村ら<sup>19)</sup>や山本ら<sup>20)</sup>も、クニゲル V1 のマトリックサクシオンの計測を行っているが、高飽和度域のマトリックサクシオン値の計測にとどまっている。そのため、本研究では杉井・宇野<sup>21)</sup>によるロジスティック曲線式を用いた河井らの水分特性曲線モデル<sup>22)</sup>をあてはめ、保水特性の表現に必要なパラメータは、

境界値問題を解く際に、逆算的に推定する。この水分特性曲線モデルは、

$$S_r = S_{ra} + \frac{(S_{rf} - S_{ra})}{(1 + s^B \exp A)} \quad (2.8)$$

であり、任意の点  $(S_r, s) = (S_r^*, s^*)$  からの吸水・脱水時において

$$\left. \begin{aligned} A = A^W, B = B^W, S_{rf} = 1.0, \text{ and} \\ S_{ra} = \frac{S_r^* (1 + s^{*B} \exp A) - S_{rf}}{s^{*B} \exp A} \end{aligned} \right\} \text{吸水時} \quad (2.9)$$

$$\left. \begin{aligned} A = A^D, B = B^D, S_{ra} = S_{r0}, \text{ and} \\ S_{rf} = S_{ra} + (S_r^* - S_{ra})(1 + s^{*B} \exp A) \end{aligned} \right\} \text{脱水時} \quad (2.10)$$

となる。ここで  $S_r$  : 飽和度,  $S_{r0}$  : 残留飽和度,  $s$  : サクシヨン,  $A, B$  : フィッティングパラメータである。

## 2-4 まとめ

図.2.16 に不飽和ベントナイトの力学特性のまとめを示す。図中に  $e - \ln \sigma$  関係上における膨潤量試験, 膨潤圧試験の応力経路の概念図を示している。

膨潤量試験のような拘束圧一定条件下で吸水を行っていく (図中D) と, 飽和正規圧密線より下側に存在する場合吸水膨潤し, 上側に存在する場合吸水圧縮を生じる。さらに, 飽和状態に至ると正規圧密線上に到達する。

膨潤圧試験のような体積一定条件下で吸水する (図中E) と, 飽和正規圧密線を目指し応力が増加していく。従って, 飽和時には図のような乾燥密度と膨潤圧の関係になる。

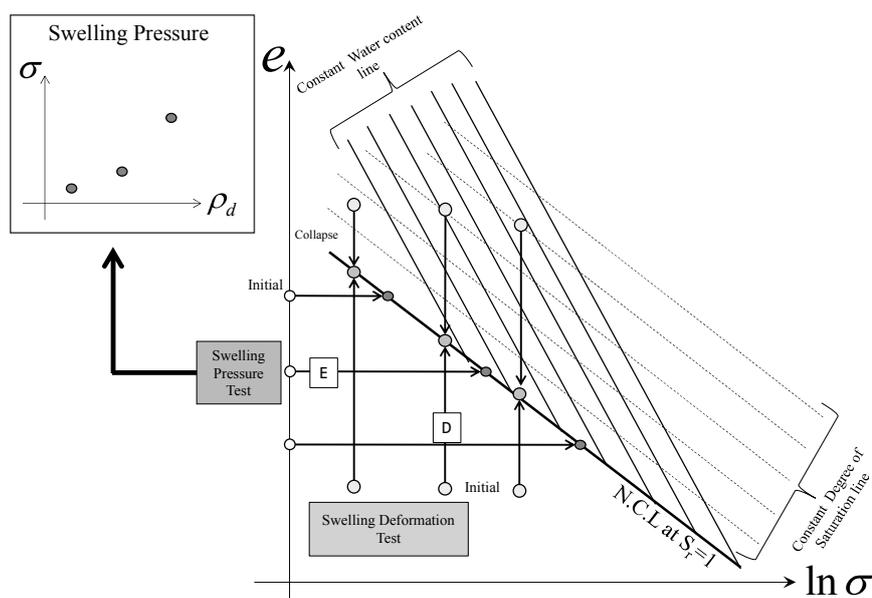


図.2.16 不飽和時の力学特性

## 参考文献

- [1] クリミネ工業株式会社ホームページ, <http://www.kunimine.co.jp>
- [2] 小峯秀雄 (2005). 同一名称ベントナイトの産出年度による違いと膨潤特性理論評価式の適用性. 土木学会第60回年次学術講演会
- [3] Takayama, Y., Tsurumi, S., Iizuka, A., Kawai, K. & Ohno, S. (2012). An Interpretation of Mechanical Properties of Bentonite as a Non-linear Elastic Material. *International Journal of GEOMATE* **3**, 357-362
- [4] 笹倉剛, 畔柳幹雄, 小林一三, 岡本道考 (2003). ベントナイト変遷挙動のモデル化のためのデータ取得Ⅱ. 核燃料サイクル機構契約業務報告書. JNC TJ8400 2003-048.
- [5] Ladd, C. C., Foott, R., Ishihara, K., Schlosser, F. & Poulos. H. G. (1977). Stress-Deformation and Strength Characteristics. 9th international conference on soil mechanics and foundation engineering, Japan, 421-494
- [6] 笹倉剛, 畔柳幹雄, 岡本道考 (2002). ベントナイト変遷挙動のモデル化のためのデータ取得. 核燃料サイクル機構契約業務報告書. JNC TJ8400-2002-025.
- [7] Kobayashi, I., Owada, H. & Ishii, T. (2011). Hydraulic / Mechanical modeling of smectitic materials for HMC analytical evaluation of the long term performance of TRU geological repository. Proceedings of the 14th International Conference on Environmental Remediation and Radioactive Waste Management, ICEM2011-59090, France.
- [8] 石川博久, 石黒勝彦, 並河努, 菅野毅 (1997). 緩衝材の圧密特性. PNC TN8410 97-051.
- [9] 石橋直樹, 小峯秀雄, 安原一哉, 村上哲, 森拓雄, 伊藤弘志 (2011). ベントナイトの圧密特性に及ぼすモンモリロナイト含有率の影響. 第46回地盤工学会研究発表会
- [10] 高治一彦, 鈴木英明 (1999). 緩衝材の静的力学特性. PNC TN8400 99-041
- [11] 崔紅斌, 孫徳安, 松岡元. (2006). 等方および異方応力状態でのベントナイトと砂の混合材の浸水変形特性. 土木学会論文集, **62**, No.3, 657-666.
- [12] 鈴木英明, 藤田朝雄 (1999). 緩衝材の膨潤特性. JNC TN8400 99-038.
- [13] 小林一三, 戸井田克, 笹倉剛, 太田秀樹 (2007). 等含水比線と等飽和度線を用いた締固めベントナイトの圧縮・膨潤挙動の解釈. 土木学会論文集, **63**, No.4, 1065-1078.
- [14] Kobayashi, I., Owada, H. & Ishii, T. (2011). Hydraulic / Mechanical modeling of smectitic materials for HMC analytical evaluation of the long term performance of TRU geological repository. Proceedings of the 14th International Conference on Environmental Remediation and Radioactive Waste Management, ICEM2011-59090, France.
- [15] Sato, H. (2008) "Thermodynamic Model on Swelling of Bentonite Buffer and Backfill Materials", *Physics and Chemistry of the Earth* **33**, S538-S543

- [16]鈴木英明, 千々松正和, 藤田朝雄, 中野政詩 (2002). 不飽和圧縮ベントナイト中の水分移動パラメータに関する考察. 土木学会論文集, **58**, No.701, 107-120 (in Japanese)
- [17]Wan, A.W.L. (1996). The use of thermocouple psychrometers to measure in situ suctions and water contents in compacted clays. Doctoral Thesis of University of Manitoba.
- [18]Agus, S. S., Schanz, T. & Fredlund, D. G. (2010). Measurements of suction versus water content for bentonite-sand mixtures. Canadian Geotechnical Journal **47**, 583-594.
- [19]西村友良, 古関潤一 (2012). 加圧板法を用いた圧縮ベントナイトの水分特性曲線の測定. 土木学会第 67 回年次学術講演会
- [20]山本修一, 志村友行, 朝野英一, 並木和人, Romero, E. (2012). 不飽和ベントナイトのせん断強度特性と水分特性. 土木学会第 67 回年次学術講演会
- [21]杉井俊夫, 宇野尚雄 (1996). 簡便な不飽和浸透特性のモデル化. 不飽和地盤の透水にかかわる諸問題シンポジウム発表論文集, 179-184
- [22]河井克之, 汪偉川, 飯塚敦 (2002). 水分特性曲線ヒステリシスの表現と不飽和度の応力変化. 応用力学論文集, **5**, 777-784

### 3. 不飽和ベントナイト弾塑性構成モデル化

施設における緩衝材は、初期には、締固められた不飽和状態で存在するが、長期間にわたり地下水の冠水状態にさらされ、徐々に飽和化するものと考えられている。このような長期的な予測を行うためには、何らかの解析手法を用いる必要がある。この不飽和ベントナイト材料の締め固め過程や飽和化する過程を解析的に表現するためには、ベントナイト材料の不飽和から飽和への力学挙動を連続的に表現できるモデル化が必要となる。ベントナイトの力学挙動のモデル化に関してこれまで多くの研究がなされてきた。ベントナイト材料の膨潤特性に関しては、小峯ら<sup>1)</sup>が拡散二重層理論に基づき圧縮ベントナイトの膨潤ひずみと膨潤圧に関する関係式を提案し、膨潤試験などを精度よく評価している。膨張性粘土の構成モデルに関する研究として、並河ら<sup>2)</sup>は、飽和ベントナイト材料に対して、一般粘土に用いられる弾塑性構成モデルの適用性に関して検討している。平井ら<sup>3)4)</sup>は、Cam-Clayモデルの改良案を示し、飽和ベントナイトの力学挙動の再現を試みている。Alonsoら<sup>5)</sup>は、不飽和状態にも適応できる Barcelona expansive model(BExM)を提案している。BExMでは、間隙構造をマイクロレベルとマクロレベルに分けることで、不飽和膨潤性粘土の力学挙動を表現している。Sunら<sup>6)</sup>はBExMにおけるパラメータ等の設定の難しさを指摘し、マクロな観点から不飽和構成モデルを提案している。Cuiら<sup>7)</sup>は Critical Swelling Curve(CSC)という概念を用いた不飽和弾性構成モデルを提案し、等拘束圧下での吸水膨潤挙動、等サクション下での圧縮挙動を再現している。Shuaiら<sup>8)</sup>の提案するモデルは、一次元圧密リングを使った様々な膨潤試験を再現している。Okaら<sup>9)</sup>や Tachibanaら<sup>10)</sup>の提案する不飽和構成モデルでは、ひずみに新たな成分を付加することで膨潤挙動を表現している。

本研究では、ベントナイト材料は不飽和から飽和へ遷移するにつれて粒状体としての性質を消失していき、飽和状態に至った時には塑性体積ひずみがほとんど生じない材料と考える。しかし飽和状態に至っても、通常の土質材料と同様に限界状態が存在する。これらのことから、構成モデル化において、弾塑性論の枠組みの中で定式化を行うことができる。本章では、大野ら<sup>11)</sup>の不飽和土の弾塑性構成モデルを拡張する形でベントナイト材料の力学挙動のモデル化を試みる。さらにその後、構築したモデルを用いて、膨潤量試験、膨潤圧試験の要素シミュレーションを行いベントナイトの膨潤挙動の表現能力を検証する。

#### 3-1 Se-hardening モデル

大野ら<sup>11)</sup>の提案する Se-hardening モデルでは、不飽和土の力学特性である不飽和化による剛性の増大や、浸水によるコラプス現象を降伏曲面の拡大・縮小を制御するパラメータに有

効飽和度を加え、飽和土の弾塑性構成モデルを拡張することで不飽和土の力学挙動を表現している。

不飽和状態における有効応力は、

$$\boldsymbol{\sigma}' = \boldsymbol{\sigma}^N + p_s \mathbf{1} \quad (3.1)$$

と与えることができる<sup>12)</sup>。ここで、 $\boldsymbol{\sigma}'$ ：有効応力テンソル、 $\boldsymbol{\sigma}^N (= \boldsymbol{\sigma} - p_a \mathbf{1})$ ：ネット応力テンソル、 $p_a$ ：間隙空気圧、 $p_s (= sS_e)$ ：サクシヨン応力、 $S_e = (S_r - S_{r0}) / (1 - S_{r0})$ ：有効飽和度、 $s$ ：サクシヨンである。

Se-hardening モデルでは、塑性体積ひずみ  $\varepsilon_v^p$  を硬化／軟化パラメータとし、塑性体積ひずみ  $\varepsilon_v^p$  は圧密による成分とダイレイタンスーによる成分からなると考える。すなわち、圧密による成分は、

$$\varepsilon_v^p = \frac{\lambda - \kappa}{1 + e_0} \ln \frac{p'}{p'_c} \quad (3.2)$$

であり、ダイレイタンスーによる成分は、

$$\varepsilon_v^p = D \left( \frac{q}{p'} \right) \quad (3.3)$$

である。ここで、 $\lambda$ ：圧縮指数、 $\kappa$ ：膨潤指数、 $e_0$ ：降伏時の間隙比、 $p'_c$ ：圧密降伏応力、 $D$ ：ダイレイタンスー係数である。不飽和状態における圧密降伏応力  $p'_c$  は、有効飽和度  $S_e$  を用いて、

$$p'_c = \zeta p'_{sat} \quad (3.4)$$

$$\zeta = \exp \left[ (1 - S_e)^n \ln a \right] \quad (3.5)$$

である。ここで、 $\zeta$ ：不飽和化に伴う剛性増加の倍率を決定する内挿関数、 $a$ 、 $n$ ：間隔を調整するパラメータ、 $p'_{sat}$ ：飽和時の降伏応力である。故に、降伏関数は、

$$f(p, q, S_e, \varepsilon_v^p) = \frac{\lambda - \kappa}{1 + e_0} \ln \frac{p'}{\zeta p'_{sat}} + D \left( \frac{q}{p'} \right) - \varepsilon_v^p = 0 \quad (3.6)$$

となる。図.3.1 は不飽和降伏特性を描いたものである。不飽和状態の正規圧密線は、飽和状態の正規圧密線に対して、不飽和化に伴い上方向にシフトしていく。図.3.2 は降伏曲面の概念図である。降伏曲面は不飽和化に伴い拡大していく。

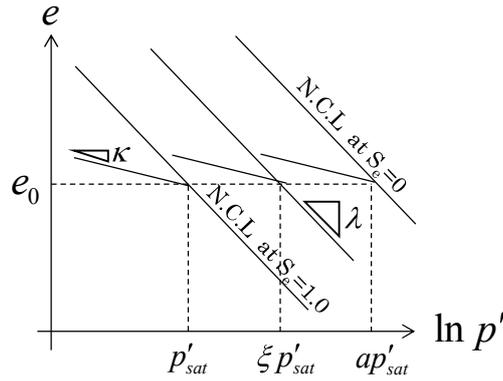


図.3.1 不飽和土の圧縮特性の概念図

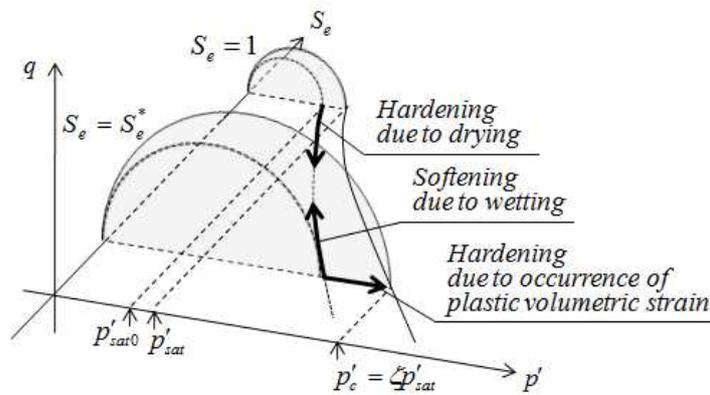


図.3.2 降伏曲面の概念図

### 3-2 ベントナイトなどの膨張性材料への拡張

#### 3-2-1 不飽和圧縮特性

クニゲル V1 の等飽和度線<sup>13)</sup> は、

$$\frac{\rho_d}{\rho_w} = 0.156 \ln \sigma_v - 0.77 \exp(-S_r / 100 / 0.36) + 1.5 \quad (3.7)$$

であり、 $e - \ln \sigma_v$  関係上に描くと図.3.3 になる。図.3.3 を見ると、等飽和度線は、 $e - \ln \sigma_v$  関係上において上側にほぼ平行に存在している。ここで、小林らの等飽和度線は有効応力ではなく全応力を用いて描かれているが、サクシヨンの影響が相対的に小さな高拘束圧下では、ベントナイトに対しても大野らのモデル化と同様に有効飽和度を硬化パラメータとして用いることができると判断できる。すなわち、ベントナイトの任意の飽和度における圧密に対する変形を、

$$\varepsilon_v = \varepsilon_v^e + \varepsilon_v^p = \frac{\lambda}{1 + e_0} \ln \frac{p'}{\xi p'_{sat}} \quad (3.8)$$

と記述し，弾性部分と塑性部分をそれぞれ，

$$\varepsilon_v^e = \frac{\kappa}{1+e_0} \ln \frac{p'}{\zeta p'_{sat}}, \quad \varepsilon_v^p = \frac{\lambda - \kappa}{1+e_0} \ln \frac{p'}{\zeta p'_{sat}} \quad (3.9)$$

と表現する．ここで，飽和状態では塑性体積ひずみがほとんど生じないため，圧縮指数  $\lambda$ ，膨潤指数  $\kappa$  の関係は，

$$S_r = 1.0 \text{ の時 } \quad \kappa \approx \lambda \quad (3.10)$$

$$S_r < 1.0 \text{ の時 } \quad \kappa < \lambda \quad (3.11)$$

となる．また，図.3.3 に示したように等飽和度線が概ね平行に存在していることから，圧縮指数  $\lambda$  は飽和度に依存しないと考え，吸水除荷時の膨潤量を規定する膨潤指数  $\kappa$  は飽和度に依存すると考える．

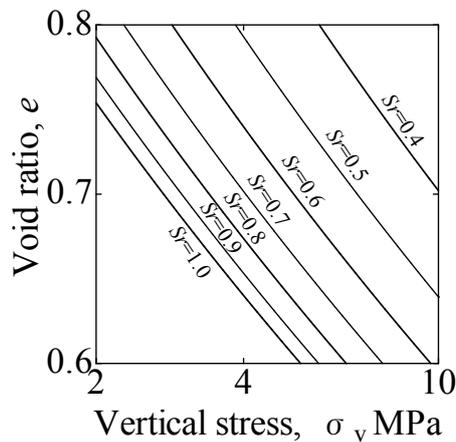


図.3.3 クニゲル V1 の等飽和度線

また，小林らの提案する完全飽和線は， $e - \ln p'$  関係上では直線ではなく，間隙比が小さくなるにつれて線の傾きが小さくなる．しかしながら本研究では  $e - \ln p'$  関係上では直線を仮定して用いる．そのため， $e - \ln p'$  関係上で直線と見做せる範囲内に適用が限定される．ここで，本研究で用いる飽和正規圧密線は，

$$e = e_{ref} - \lambda \ln \frac{p'}{p'_{ref}} \quad (3.12)$$

であり，第 2 章より，

$$e_{ref} = 0.65 \quad (3.13)$$

$$p'_{ref} = 0.14 \exp(0.06 \alpha_{mon}) \text{ (MPa)} \quad (3.14)$$

である．クニゲル V1 のモンモリロナイト含有率 57% を代入して描くと図.3.4 のようになる．図中には，完全飽和線を併記している．図を見ると，間隙比が約 0.2～1.2 の範囲では  $\lambda = 0.14$

を、間隙比が約 0.6~1.8 の範囲では  $\lambda=0.21$  を用いれば直線として用いても問題ないと考えられる。鈴木らが行った膨潤圧試験<sup>17)</sup> や、石川ら<sup>19)</sup> や笹倉ら<sup>20)</sup> が行った圧密試験は間隙比が約 0.4~1.3 の範囲であるため、これらの試験であれば、 $\lambda=0.14$  を用いればよいと考えられる。また、膨潤量試験の場合は膨潤圧試験に比べて低密度な状態まで扱うことがあるため、想定する間隙比の範囲に応じて  $\lambda$  の値を使い分ける必要がある。

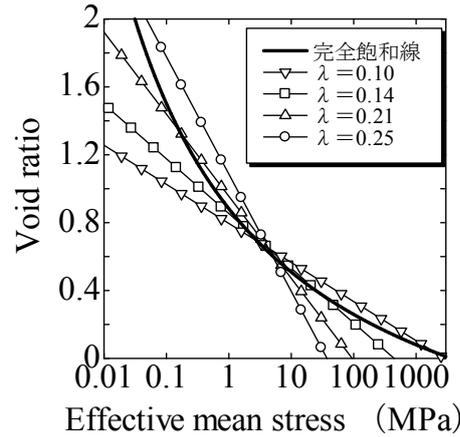


図.3.4 クニゲル V1 の完全飽和線と本研究で用いる正規圧密線の関係

### 3-2-2 ダイレイタンスー特性のモデル化

本研究では、ベントナイト材料は、飽和化により粒状体としての性質を消失し、ダイレイタンスーによる体積変形が生じなくなる材料と捉えている。つまり、負のダイレイタンスーによる体積変化は、

$$S_r = 1.0 \text{ の時 } \quad \varepsilon_v = \varepsilon_v^p \approx 0 \quad (3.15)$$

$$S_r < 1.0 \text{ の時 } \quad \varepsilon_v = \varepsilon_v^p \neq 0 \quad (3.16)$$

となる。本研究では、負のダイレイタンスーの表現式に大野らの EC モデル<sup>14)</sup> を適用する。EC モデルでは、

$$\varepsilon_v = \varepsilon_v^p = \frac{MD}{n_E} \left( \frac{q}{p'M} \right)^{n_E} \quad (3.17)$$

となる。ここで、 $n_E$  : フィッティングパラメータ、 $M$  : 限界応力比であり、

$$MD = \frac{\lambda - \kappa}{(1 + e_0)} \quad (3.18)$$

とする。 $n_E = 1$  の時、式(3.14)はオリジナル Cam-clay モデルに帰着する。限界状態を規定する限界応力比が飽和度に依存しないとすると、負のダイレイタンスーによる変形は圧縮指数と膨潤指数の関係性で決まることになる。つまり圧縮指数と膨潤指数の関係は式(3.10) (3.11)で

あるが、これらは同時に式(3.12) (3.13)を満たすことになる。そこで本研究では、これらを満たす具体式として、

$$\begin{aligned}\kappa &= \kappa(S_r) \\ &= \kappa_0 - (\kappa_0 - \kappa_{sat}) Se^l\end{aligned}\tag{3.19}$$

を仮定し、飽和化に伴う粒状性消失過程を表現する。ここで  $\kappa_{sat}$  : 飽和状態における膨潤指数 ( $\kappa_{sat} \approx \lambda$ ),  $\kappa_0$  :  $S_e = 0$ における膨潤指数,  $l$  : 粒状性消失を制御するパラメータである。通常の土質材料であれば、 $\kappa_{sat} = \kappa_0$  である。例えば、 $\lambda = 0.125$ ,  $\kappa_0 = 0.01$ ,  $e_0 = 1.0$ ,  $M = 0.45$  を用いて膨潤指数、ダイレイタンス係数を描くと図.3.5, 図.3.6 のようになる。  $l$  の値が小さいほど、粒状体としての性質を消失し始めるのが早くなる。また、提案するモデルの状態曲面・膨潤壁面の概念図を図.3.7 に示す。状態曲面の形状として、通常の土質材料と同様に不飽和状態では正規圧密線が飽和時よりも外側に存在する。また飽和化により、粒状体としての性質を消失していくため、状態曲面の形状が  $q$  軸上に立ち上がる形状をしている。

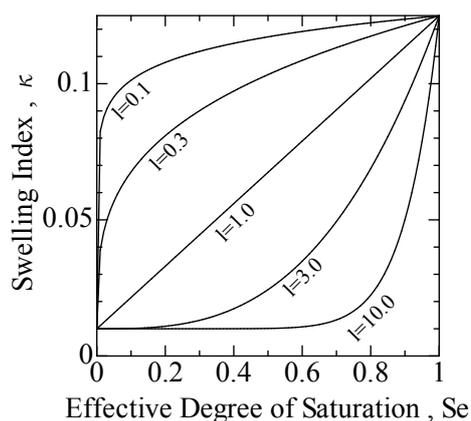


図.3.5  $\kappa$  の飽和度変化

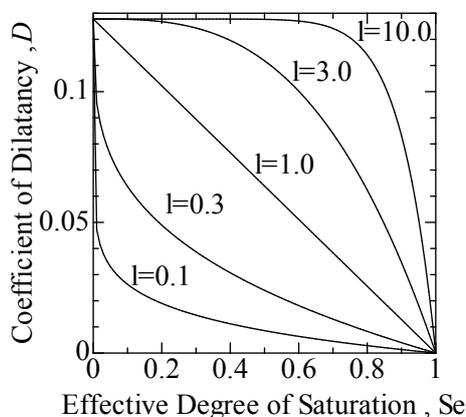


図.3.6  $D$  の飽和度変化

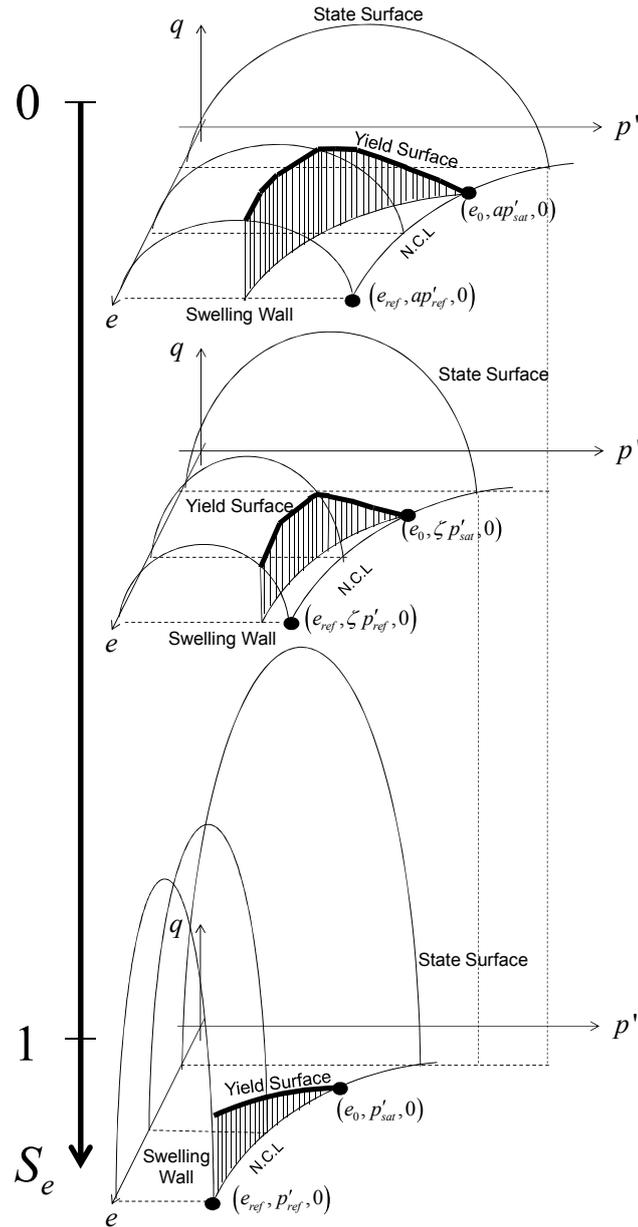


図.3.7 状態曲面・膨潤壁の概念図

### 3-2-3 応力ひずみ関係

ここでは、応力ひずみ関係を導出する。弾性状態における圧密による間隙比が

$$e = e_0 - \kappa \ln \frac{p'}{\xi p'_{sat}} \quad (3.20)$$

で表わせるとする。ここで、式(3.20)における  $e_0$ 、 $p'_{sat}$  は、

$$e_0 = e_{ref} - \lambda \ln \frac{p'_{sat}}{p'_{ref}} \quad (3.21)$$

を満たす。式(3.21)は2章における式(2.4)である。また、式(3.17)より、平均有効応力増分は、

$$\dot{p}' = K \dot{\varepsilon}_v^e + K_{S_e} \dot{S}_e \quad (3.22)$$

となる。ここで、

$$K = \frac{1 + e_0}{\kappa_0 - (\kappa_0 - \kappa_{sat}) Se^l} p' \quad (3.23)$$

$$K_{S_e} = \frac{(\kappa_0 - \kappa_{sat}) l Se^{l-1} \ln \frac{p'}{\zeta p'_{sat}} - [\kappa_0 - (\kappa_0 - \kappa_{sat}) Se^l] n (1 - Se)^{n-1} \ln a}{\kappa_0 - (\kappa_0 - \kappa_{sat}) Se^l} p' \quad (3.24)$$

$$\dot{\varepsilon}_v^e = -\frac{\dot{e}}{1 + e_0} \quad (3.25)$$

である。本論文では、式(3.22)を内包する非線形弾性構成モデルとして

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}}' = \mathbf{C}^e : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^e + K_{S_e} \dot{S}_e \mathbf{1} \quad (3.26)$$

を使用する。ただし、

$$\mathbf{C}^e = K \mathbf{1} \otimes \mathbf{1} + 2G \mathbf{A} \quad (3.27)$$

$$G = \frac{3(1 - 2\nu')}{2(1 + \nu')} K \quad (3.28)$$

であり、 $G$  : せん断弾性係数、 $\nu'$  : 有効ポアソン比である。Se-hardening モデル に EC モデルを組み込んだ降伏関数は、

$$f(\boldsymbol{\sigma}', Se, \varepsilon_v^p) = \frac{\lambda - \kappa}{1 + e_0} \ln \frac{p'}{\zeta p'_{sat}} + \frac{\lambda - \kappa}{(1 + e_0) n_E} \left( \frac{q}{p' M} \right)^{n_E} - \varepsilon_v^p = 0 \quad (3.29)$$

である。現応力が常に降伏曲面上にあるとすると、適応条件は、

$$\dot{f}(\boldsymbol{\sigma}', Se, \varepsilon_v^p) = \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} : \dot{\boldsymbol{\sigma}}' + \frac{\partial f}{\partial Se} \dot{S}_e + \frac{\partial f}{\partial \varepsilon_v^p} \dot{\varepsilon}_v^p = 0 \quad (3.30)$$

である。塑性ひずみ速度 $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p$ が、関連流れ則

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p = \gamma \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} \quad (3.31)$$

によるとする。ただし、 $\gamma$  : 塑性係数である。ここで、ひずみ発生速度が弾性成分と塑性成分に分解されるとすると、

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^e + \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p \quad (3.32)$$

とかける。式(3.26)に式(3.31)、(3.32)を代入すると、

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}}' = \mathbf{C}^e : \left( \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \gamma \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} \right) + K_{S_e} \dot{S}_e \mathbf{1} \quad (3.33)$$

となる。これを適応条件式(3.30)に代入し塑性係数 $\gamma$ について解くと、

$$\gamma = \frac{\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} : \mathbf{C}^e : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \left[ \frac{\partial f}{\partial p'} K_{S_e} + \frac{\partial f}{\partial S_e} \right] \dot{S_e}}{\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} : \mathbf{C}^e : \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} - \frac{\partial f}{\partial \varepsilon_v^p} \frac{\partial f}{\partial p'}} \quad (3.34)$$

となる。さらにこれを式(3.33)に代入すると、

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}}' = \left[ \mathbf{C}^e - \frac{\mathbf{C}^e : \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} \otimes \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} : \mathbf{C}^e}{\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} : \mathbf{C}^e : \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} - \frac{\partial f}{\partial \varepsilon_v^p} \frac{\partial f}{\partial p'}} \right] : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \left[ \frac{\mathbf{C}^e : \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} \left( \frac{\partial f}{\partial p'} K_{S_e} + \frac{\partial f}{\partial S_e} \right)}{\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} : \mathbf{C}^e : \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} - \frac{\partial f}{\partial \varepsilon_v^p} \frac{\partial f}{\partial p'}} - K_{S_e} \mathbf{1} \right] \dot{S_e} \quad (3.35)$$

と応力-ひずみ関係が導かれる。ただし、

$$\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}'} = \frac{MD}{3p'} \left[ 1 - \left( \frac{q}{p'M} \right)^{n_E} \right] \mathbf{1} + \frac{3D}{2qp'} \left( \frac{q}{p'M} \right)^{n_E-1} \mathbf{s} \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial f}{\partial p'} = \frac{MD}{p'} \left[ 1 - \left( \frac{q}{p'M} \right)^{n_E} \right] \quad (3.37)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial S_e} = & \frac{(\kappa_0 - \kappa_{sat}) l S_e^{l-1}}{1 + e_0} \left[ \ln \frac{p'}{p'_{sat} \exp \left[ (1 - S_e)^n \ln a \right]} + \frac{1}{n_E} \left( \frac{q}{pM} \right)^{n_E} \right] \\ & + \frac{\lambda - \kappa_0 + (\kappa_0 - \kappa_{sat}) S_e^l}{1 + e_0} (1 - S_e)^{n-1} n \ln a \end{aligned} \quad (3.38)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \varepsilon_v^p} = -1 \quad (3.39)$$

である。

### 3-3 膨潤試験の要素シミュレーション

ベントナイト材料の膨潤性を調べるための実験として、膨潤量試験と膨潤圧試験が挙げられる。膨潤量試験は、拘束圧一定条件下で吸水し、その時の体積変化を計測する試験である。一方、膨潤圧試験は供試体の体積を固定した条件下で吸水し、その時に発生する応力を測る試験である。膨潤量・膨潤圧試験中のベントナイト供試体は不均一な密度・飽和度分布を示すため、これらの試験は要素試験ではなく境界値問題として扱うのが妥当であるが、ここでは供試体内の均一性を仮定して構成関係のみを用いた要素シミュレーションを行う。

#### 3-3-1 膨潤量試験の要素シミュレーション

膨潤量試験を想定し、正規圧密・過圧密状態のそれぞれに対して拘束圧一定・等方応力条件下で飽和度を上昇させる計算を行う。正規圧密・過圧密状態をそれぞれ Case1, Case2 とし、初期状態を表.3.1 に、材料パラメータを表.3.2 に、解析に用いた水分特性曲線を図.3.8 に示す。

表.3.1 初期状態

	Case1(N.C)	Case2(O.C)
初期平均有効応力 $p'_i$ (MPa)	4.89	4.89
初期平均全応力 $p_i$ (MPa)	4.41	4.41
初期間隙比 $e_i$	0.78	0.49
初期飽和度 $S_{ri}$	0.50	0.50
初期サクション $s_i$ (MPa)	1.09	1.09
初期飽和時降伏応力 $p'_{sat}$ (MPa)	0.92	8.71

表.3.2 材料パラメータ

$\lambda$	$\kappa_0$	$l$	$n$	$a$	$\alpha_{mon}$
0.14	0.01	10	1	20	48%
$S_{r0}$	$A_W$	$B_W$	$A_D$	$B_D$	
0.1	-11	1.6	-37	4.2	

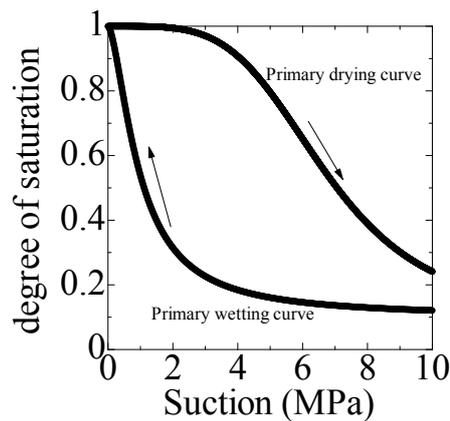


図.3.8 水分特性曲線

Case1, Case2 の飽和度変化に対する空隙比  $e$ , 全応力  $p$ , 有効応力  $p'$ , サクション応力  $p_s$  の変化を図.3.9 に示す. 全応力は飽和度の変化に関わらず一定であり, 有効応力とサクション応力は飽和度の増加に対して減少している. また, 飽和度の増加に対して Case1 は空隙比が減少しているのに対し Case2 では空隙比が増加している. 次に, 空隙比と全応力関係を図.3.10 に, 空隙比と有効応力関係を図.3.11 に示す. 図.3.10 及び図.3.11 をみると, 初期状態の違う Case1, Case2 であったが, 飽和状態ではともに同じ点に辿りついていることがわかる. 雀ら<sup>15)</sup> は, 膨潤量試験において飽和時における等方拘束圧と空隙比は唯一的な関係にあることを実験的に示している. また雀ら<sup>16)</sup> が膨潤量試験において飽和時の拘束圧と空隙比の関係線より上方に位置している場合に浸水するとコラプス沈下し, 下方に位置している場合に吸水す

ると膨潤することを示している。本研究で提案するモデルはこれらの報告と一致する挙動を示しているのが分かる。

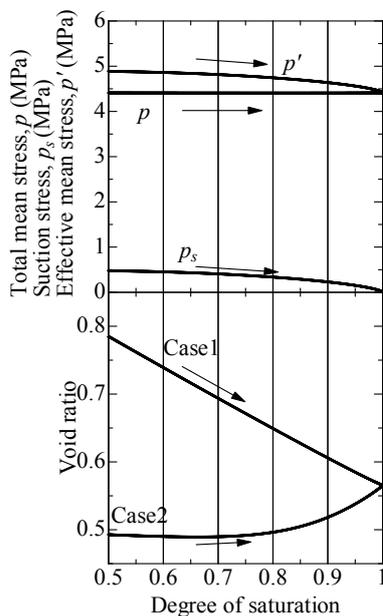


図.3.9 飽和度変化に対する応力・間隙比変化

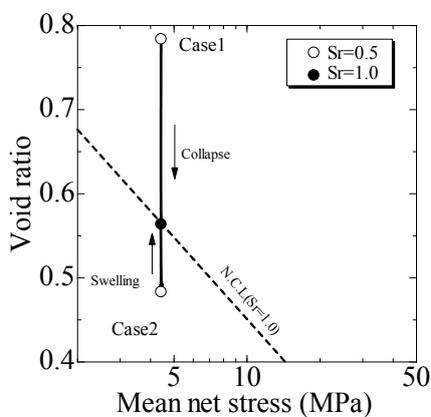


図.3.10 間隙比-全応力関係

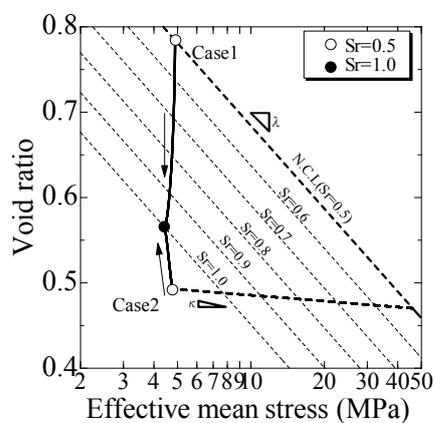


図.3.11 間隙比-有効応力関係

### パラメータ $l$ が膨潤量に与える影響

本章で構築した構成モデルでは、既存の不飽和土の構成モデルのパラメータのほかに、粒状性を消失するスピードを制御するパラメータ  $l$  を新たに1つ加えている。ここでは、そのパラメータ  $l$  が膨潤量試験シミュレーションに与える影響について検討する。解析ケースとして、 $l$  を1, 3, 5, 10 と変えた場合について行う。解析に用いたパラメータ及び初期条件を表.3.3 及び表.3.4 に示す。解析結果を図.3.12 及び図.3.13 に示す。図.3.12 は飽和度変化に対する全応力、有効応力、サクシオン応力の変化図である。応力変化はパラメータ  $l$  の影響は受

けずすべてのケースで同じである。全応力一定条件下で飽和度を上昇させると、その応力変化は有効応力の原理と水分特性曲線から計算されるため構成式の影響を受けないからである。図.3.13 に飽和度変化に対する間隙比変化を示す。図.3.13 を見ると、 $l$ の値が小さい方が、粒状体としての性質を消失し始めるのが早くなるため、飽和度上昇初期から膨潤を起こしているのが分かる。逆に、 $l$ の値が大きい $l=10$ では、高飽和度付近で大きく膨潤しているのが分かる。また、飽和状態に至った時にはすべてのケースで同じ間隙比に行き着く。

表.3.3 初期状態

初期平均有効応力 $p'_i$ (MPa)	1.48
初期平均全応力 $p_i$ (MPa)	1.00
初期間隙比 $e_i$	0.50
初期飽和度 $S_{ri}$	0.50
初期サクション $s_i$ (MPa)	1.09

表.3.4 材料パラメータ

$\lambda$	$\kappa_0$	$n$	$a$	$\alpha_{mon}$
0.14	0.01	1	20	48%
$S_{r0}$	$A_w$	$B_w$	$A_D$	$B_D$
0.1	-11	1.6	-37	4.2

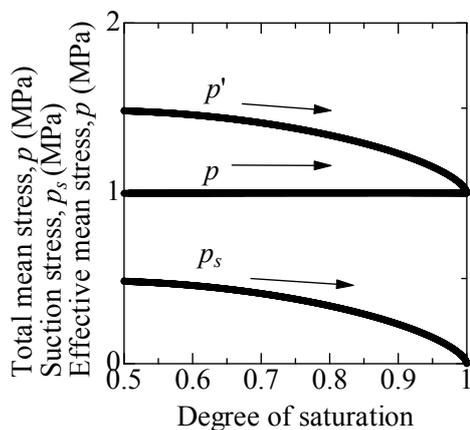


図.3.12 飽和度-応力関係

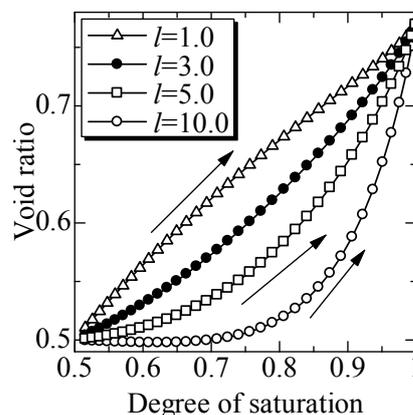


図.3.13 飽和度-間隙比関係

### 3.3.2 膨潤圧試験の要素シミュレーション

膨潤圧試験を想定し、体積固定・等方応力条件下で飽和度を上昇させる計算を行う。材料パラメータは表.3.2 を用いる。解析ケースとして、表.3.5 に示すように間隙比の違う状態から飽和度を上昇させる計算を行う。

表.3.5 解析ケース

	Case1	Case2	Case3	Case4
初期平均有効応力 $p'_i$ (MPa)	0.47	0.47	0.47	0.47
初期平均全応力 $p_i$ (MPa)	0	0	0	0
間隙比 $e$	0.80	0.70	0.60	0.50
初期飽和度 $S_{ri}$	0.70	0.70	0.70	0.70
初期サクション $s_i$ (MPa)	0.70	0.70	0.70	0.70
初期飽和時降伏応力 $p'_{sat}$ (MPa)	0.95	2.08	4.55	9.96

飽和度変化に対する全応力，有効応力，サクション応力の変化を図.3.14 に示す．初期の全応力をゼロとしているため，図中の全応力はそのまま膨潤圧と見なせる．図.3.14 を見ると，飽和度の上昇に伴い膨潤圧が発生しているのが確認できる．さらに，間隙比が小さいほど発生する膨潤圧が大きいのが確認できる．飽和状態における膨潤圧と乾燥密度の関係を図.3.15 に示す．図中には，鈴木ら<sup>17)</sup>が行った膨潤圧試験結果も併せて示してある．これをみると，膨潤圧が乾燥密度の上昇とともに増加する傾向や，生じる膨潤圧も実験結果をよく表していることが分かる．

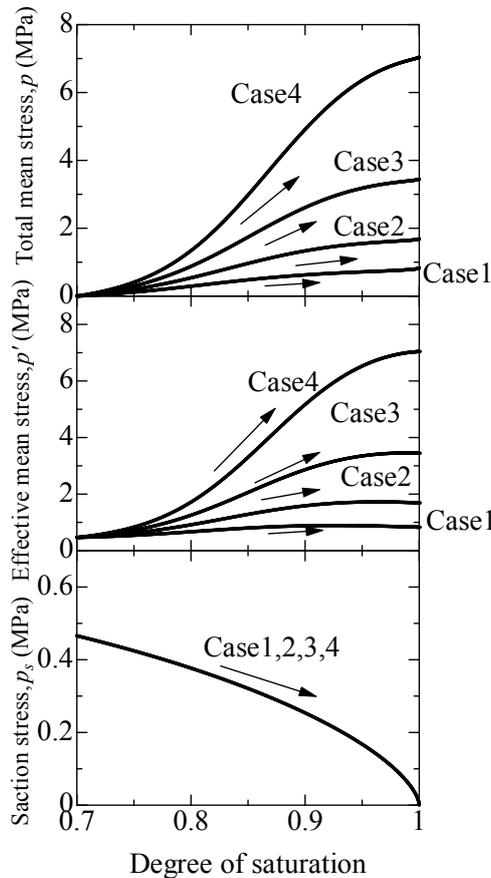


図.3.14 飽和度-応力関係

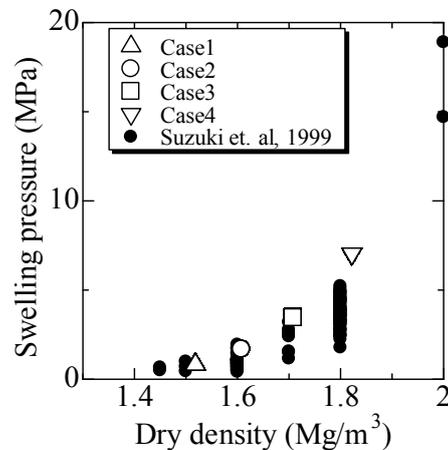


図.3.15 乾燥密度-膨潤圧関係

### パラメータ $l$ が膨潤圧に与える影響

ここでは、粒状性消失を制御するパラメータ  $l$  が膨潤圧に与える影響について検討する。解析ケースとして、 $l$  を 3, 5, 7, 10 と変えた場合について行う。初期条件を表.3.6 に示す。解析に用いたパラメータは、表.3.4 を用いる。解析結果を図.3.16 に示す。図.3.16 は飽和度変化に対する全応力、有効応力、サクシオン応力の変化図である。図を見ると、 $l$  の値が小さい方が、粒状体としての性質を消失し始めるのが早くなるため、飽和度上昇初期から膨潤圧が上昇している。逆に、 $l$  の値が大きい  $l=10$  では、高飽和度付近で膨潤圧が上昇しているのが分かる。 $l$  が 3 や 5 では、飽和状態になる前に膨潤圧や有効応力の値がピークを示している。これは、 $l$  の値が小さいほど、正規圧密線付近に応力が到達するのが早く、かつ飽和度上昇により正規圧密線が  $e-\ln p'$  上で左側に移動するため、応力が低下することになる。また、飽和状態に至った時にはすべてのケースで同じ膨潤圧を發揮している。

表.3.6 初期状態

初期平均有効応力 $p'_i$ (MPa)	0.49
初期平均全応力 $p_i$ (MPa)	1.00
間隙比 $e_i$	0.60
初期飽和度 $S_{i1}$	0.50
初期サクシオン $s_i$ (MPa)	1.09

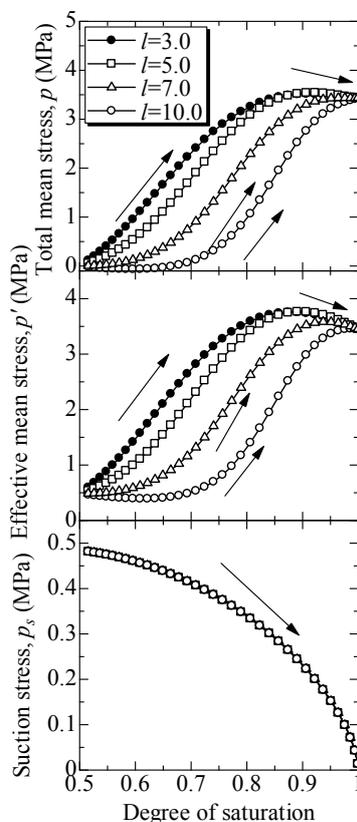


図.3.16 飽和度-間隙比関係

### 3-3-3 種々の上載圧作用下における締固めベントナイトの吸水変形実験の解析

中川ら<sup>18)</sup>は、ベントナイト粉末を一次元圧密容器内で静的に締固め、その後除荷した後に上載圧を一定に保ったまま吸水試験を行い、吸水変形特性に及ぼす応力履歴の影響を調べている。実験にはクニゲルV1を用い、気乾状態で保管した粉末試料を直径60mmの圧密容器に所定の質量を投入し、含水比一定・排気条件の下、段階的に静的に締固める（締固め圧力は6MPaと1.28MPaの二通り）ことで供試体を作製している。その後、段階的に所定の上載圧まで除荷を行っている。次いで、除荷後の上載圧を一定に保ったまま吸水過程に移行している。吸水は供試体下端面からのみとし、上端面からは空気の流出のみを許している。行われた実験条件を表3.6に示す。

表3.6 実験条件

No	締固め圧力(MPa)	吸水時の上載圧(MPa)	初期含水比(%)
A1	6	6	8.27
A2	6	1.28	8.70
A3	6	0.64	7.47
A4	6	0.32	7.47
A5	6	0.16	6.26
A6	6	0.08	6.26
B1	1.28	1.28	7.94
B2	1.28	0.64	7.94
B3	1.28	0.32	7.94
B4	1.28	0.16	6.26
B5	1.28	0.08	6.26
B6	1.28	0.04	6.26

図3.17に吸水前と吸水後の上載圧と間隙比の関係を示す。図3.17には、完全飽和線も併記している。完全飽和線とは、含水比一定条件下で排気圧縮を行い、飽和に至った状態を連ねたものであり、正規圧密線とも一致するものである。実験結果の傾向として、吸水前に完全飽和線より上側に存在したケースでは体積収縮、吸水前に完全飽和線より下側に存在しているケースは体積膨張を示し、吸水後の状態が概ね完全飽和線近傍に至っている。また、吸水後の間隙比は、締固め圧力6.0MPaのケースと1.28MPaのケースで同じではなく、締固め圧力6.0MPaのケースの方が若干下側に存在している。

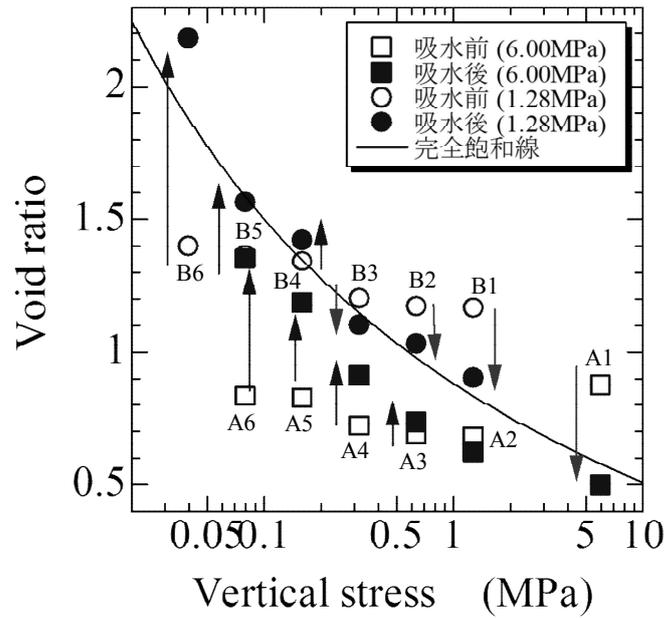


図.3.17 吸水前後の上載圧-間隙比関係

①解析条件

中川ら<sup>18)</sup>が行った実験の再現解析を行う．解析には図.3.18に示すような，等方状態と，実験と同じように側方には変形できないような一次元状態の二ケースについて行う．解析に用いた入力パラメータを表.3.7に，初期状態を表.3.8に示す．解析に用いた等飽和度線，水分特性曲線を図.3.19，図.3.20に示す．締固め圧力，吸水時の上載圧は実験と同じく表.3.6とする．

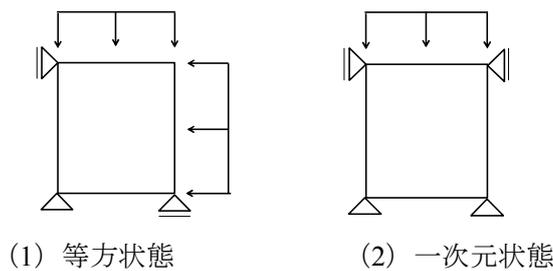


図.3.18 解析条件

表.3.7 入力パラメータ

$\lambda$	$n$	$a$	$a_{mon}$	$\kappa_0$	$l$	$n_E$
0.21	1	9	57%	0.01	5	1.6
$S_{r0}$	$A_w$	$B_w$	$A_D$	$B_D$	$M$	$v'$
0.1	-11	1.6	-37	4.2	0.5	0.48

表.3.8 初期条件

初期間隙比	1.6
初期含水比	8%
初期飽和度	13.6%
初期サクション(MPa)	7.35

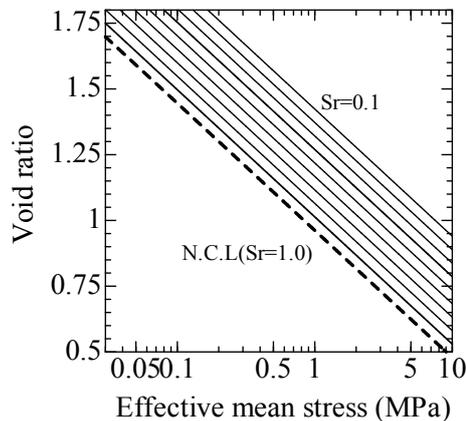


図.3.19 解析に用いた等飽和度線

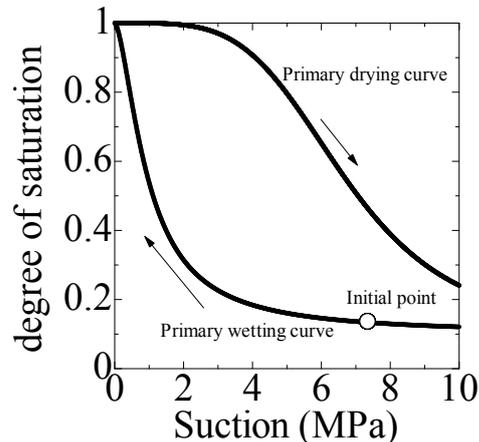


図.3.20 解析に用いた水分特性曲線

## ②解析結果

### (1) 等方条件

載荷過程、除荷過程における全応力-間隙比関係、有効応力-間隙比関係を図.3.21、図.3.22に示す。図中には飽和時の正規圧密線も併せて示している。載荷過程では、飽和正規圧密線よりも外側を辿っているのが分かる。また、サクション応力の分だけ、全応力よりも有効応力の方が大きな値をとっている。図.3.23に飽和度上昇時の間隙比-飽和度関係を示す。拘束圧の違いにより、飽和度変化により体積収縮をする場合や、膨潤する場合があるのが分かる。拘束圧が大きいほど、大きな体積収縮を起こし、拘束圧が小さいものほど収縮量が小さくなっていき、やがて膨張を示すようになっていくのが分かる。図.3.24に吸水前後の全応力と間隙比の関係を示す。飽和正規圧密線より上側から吸水すると圧縮変形し、下側から吸水すると膨潤変形している。また、締固め圧力が6.0MPaの場合でも1.28MPaの場合でも、拘束圧が同じなら飽和時には同じ間隙比に行き着いている。図.3.25に飽和度変化に伴う降伏応力と平均有効応力の関係を示す。すべてのケースで、載荷に伴い平均有効応力、降伏応力共に増加し、除荷により平均有効応力は減少している。除荷を経験していないA1とB1では、平均有効応力と降伏応力は常に同じ値となっている。除荷を行ったケースでは、締固め圧力が6.0MPaのケースの方が1.28MPaのケースに比べて降伏応力は大きくなっている。その後飽和度上昇に伴い、全応力を一定に保ちながら、有効応力はサクション応力の変化分だけ変化する

る。また飽和度上昇に伴い降伏応力は減少していく。締固め圧力が小さいB2~B6では、飽和度上昇過程で降伏しているのが確認できる。一方、締固め圧力が6.0MPaのケースでは、降伏応力が大きいため、A2以外は降伏せずに弾性状態を保っている。つまり、最終的に行き着く間隙比は等方拘束圧で決まるが、過去の応力履歴の違いにより、降伏曲面の内側（弾性状態）か、降伏曲面上（弾塑性状態）かは違ってくることになる。

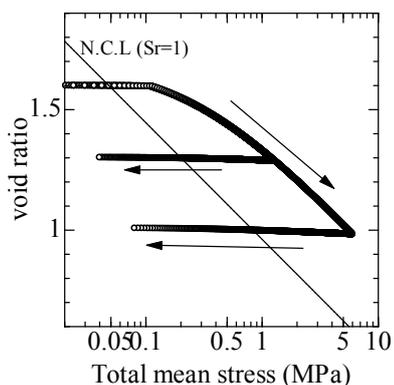


図.3.21 載荷・除荷時の全応力-間隙比

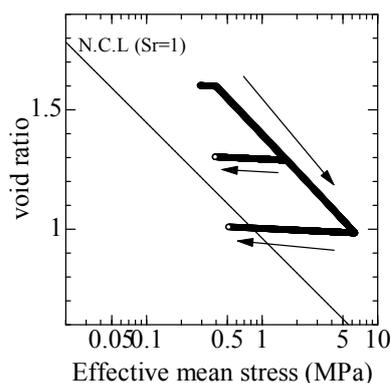


図.3.22 載荷・除荷時の有効応力-間隙比

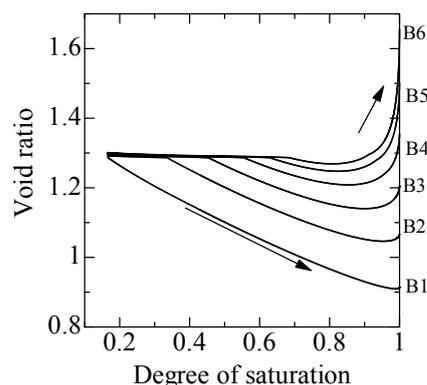
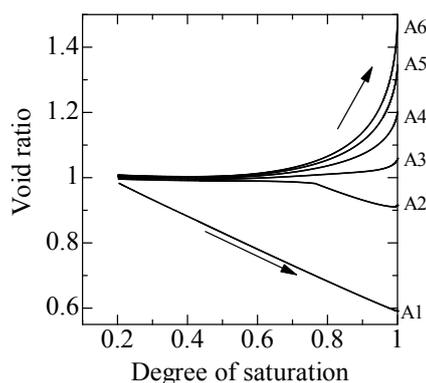


図.3.23 飽和度上昇時の間隙比-飽和度関係

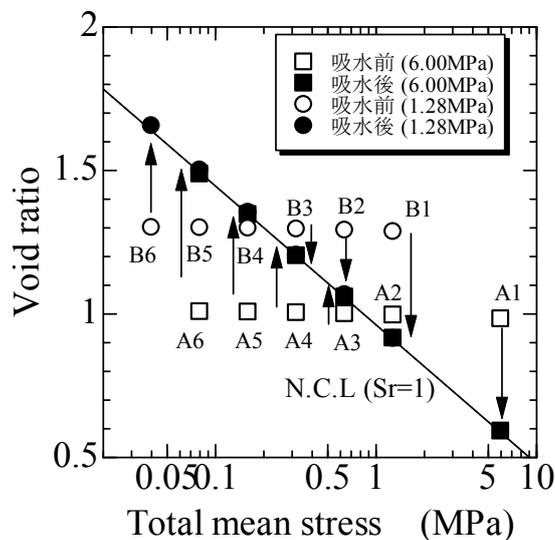


図.3.24 吸水前後の全応力-間隙比関係

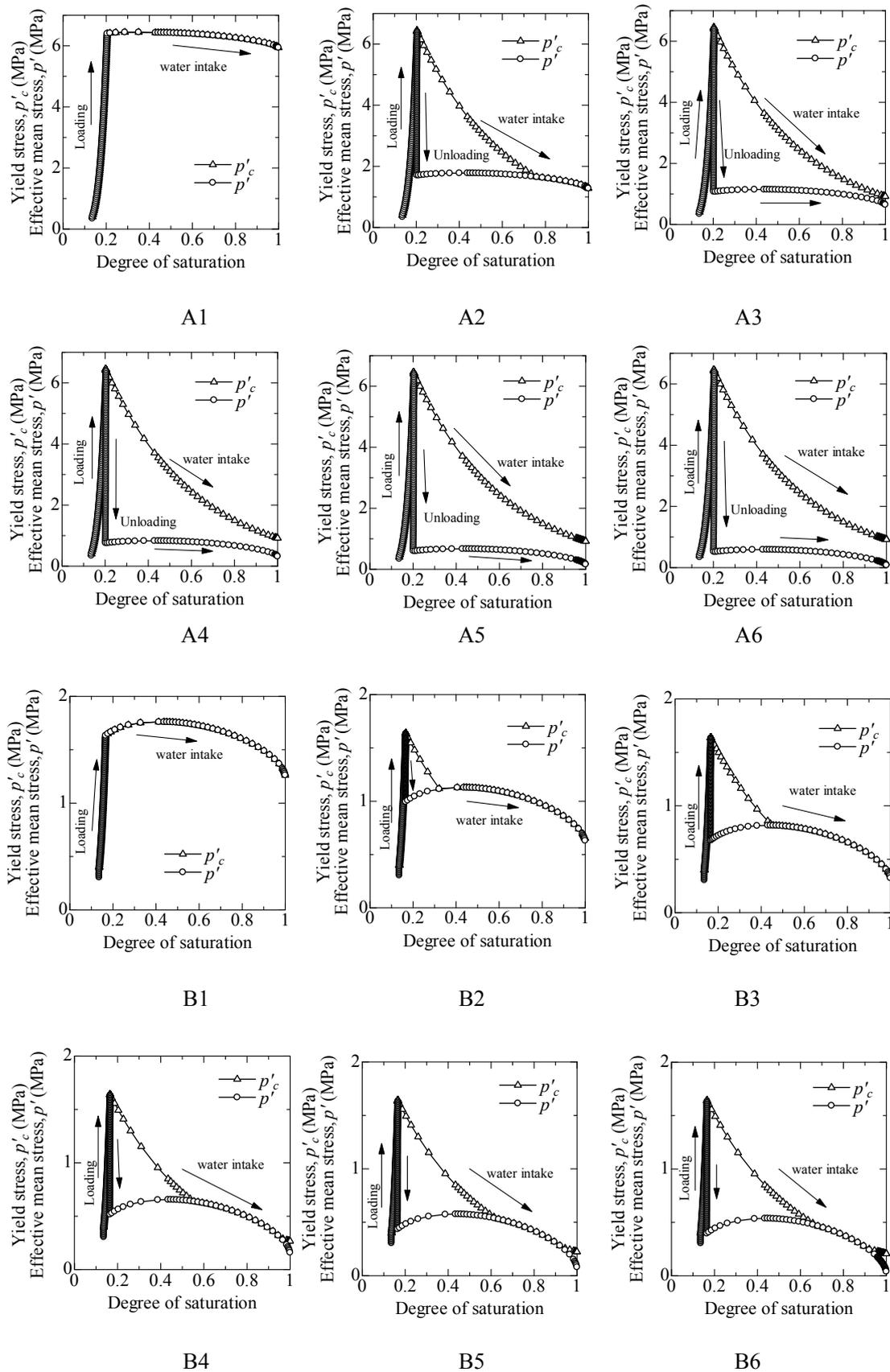


図.3.25 飽和度変化に伴う降伏応力-平均有効応力関係

## (2) 一次元状態

実験と同様、側方には変形できないような一次元状態に対して解析を行った。図.3.26に、飽和度上昇時の間隙比と飽和度関係を示す。等方状態と同様、拘束圧が大きいほど体積収縮を起こし、拘束圧が小さくなるにつれて収縮量が小さくなっていき、やがて膨張を示すようになっていくのが分かる。図.3.27に吸水前後の鉛直全応力と間隙比関係を示す。飽和正規圧密線より上側から飽和度上昇すると収縮し、飽和正規圧密線より下側から飽和度上昇すると膨潤している。しかし、最終的に行き着く間隙比は正規圧密線上ではなく若干ずれており、締固め圧が 6.0MPa の方が締固め圧力 1.28MPa のケースよりも若干下側に存在することがわかる。図.3.28に A1, A2, A5 の载荷・除荷・飽和度上昇過程における  $p'$ - $q$  関係を示す。図中には载荷終了時の降伏曲面、飽和度上昇過程で降伏した時の降伏曲面、飽和時の降伏曲面も示している。A1 を見ると、载荷により軸差応力が生じている。A1 は除荷を行わずにそのまま飽和度上昇過程に移行しているため、飽和度上昇中は常に降伏曲面上に応力点を保ちながら飽和状態に至っている。A2 を見ると、飽和度上昇による降伏曲面の収縮により、飽和度上昇の途中で降伏している。そしてその後は降伏曲面上に応力点を保ちながら飽和状態に至っている。A5 では、吸水時の上載圧が小さいため、飽和度上昇中に降伏せずに常に降伏曲面の内側で弾性状態を保っているのがわかる。またいずれのケースでも飽和時には応力は等方状態ではなく、軸差応力を持った状態であることが確認できる。図.3.29に飽和時の間隙比と平均有効応力の関係を示す。すべてのケースにおいて、平均有効応力で整理すると正規圧密線上に存在していることが分かる。飽和状態になると状態曲面が  $q$  軸上に立ち上がるため、軸差応力を持った状態でも、 $e$ - $p'$  面上では一つの線上に存在することになる。そのため、鉛直応力と間隙比で整理した場合には、鉛直応力が側方応力よりも大きいものは正規圧密線より上側に、鉛直応力が側方応力よりも小さいものは正規圧密線より下側に存在することになり、図.3.27に示したようなばらつきが生じることになる。現状の構成モデルでは、弾性領域における、過圧密比 (OCR) の変化に伴う土圧係数の変化を考慮できていないが、今後表現できるように構成モデルを高度化していくとベントナイトの力学挙動をより精度よく再現できると考えている。

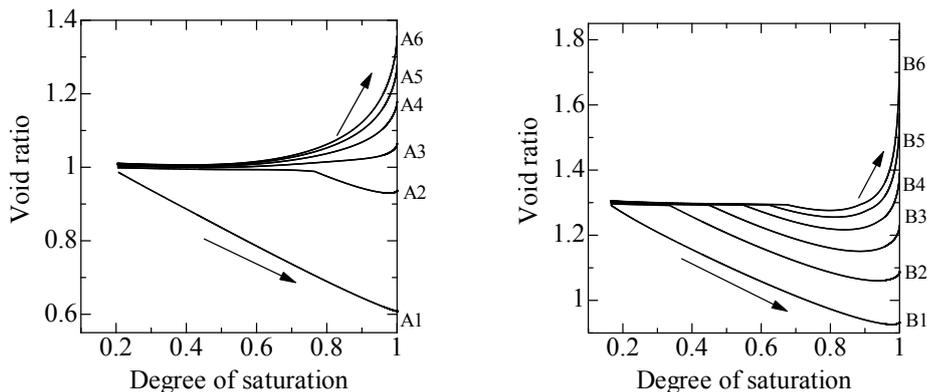


図.3.26 飽和度上昇時の間隙比-飽和度関係

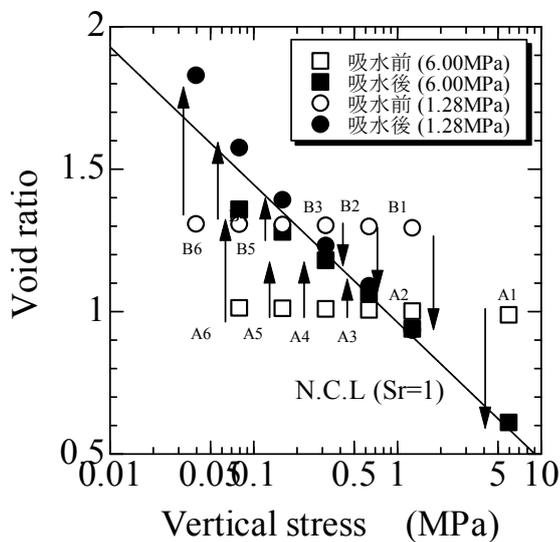


図.3.27 吸水前後の鉛直全応力-間隙比関係

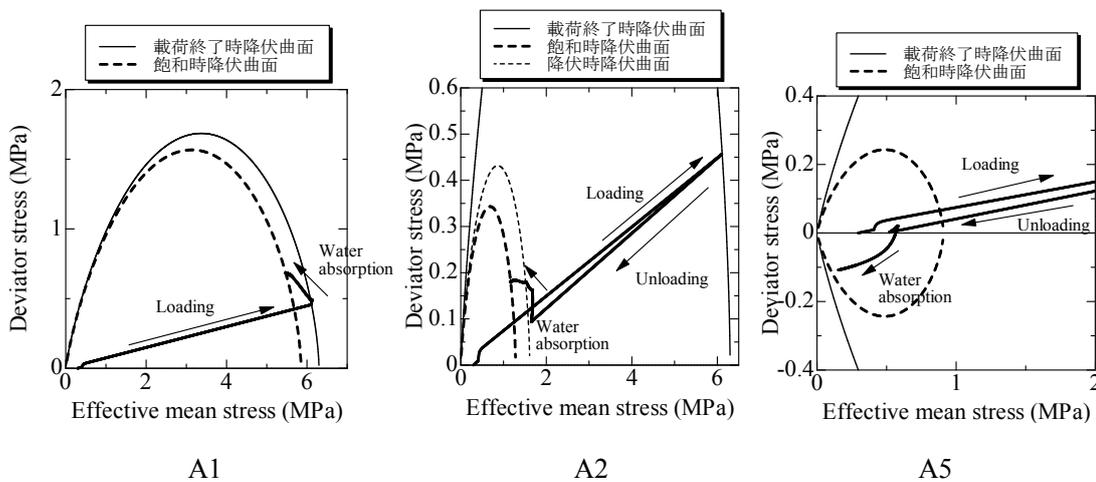


図.3.28 載荷・除荷・飽和度上昇過程における  $p^{\prime}$ - $q$  関係

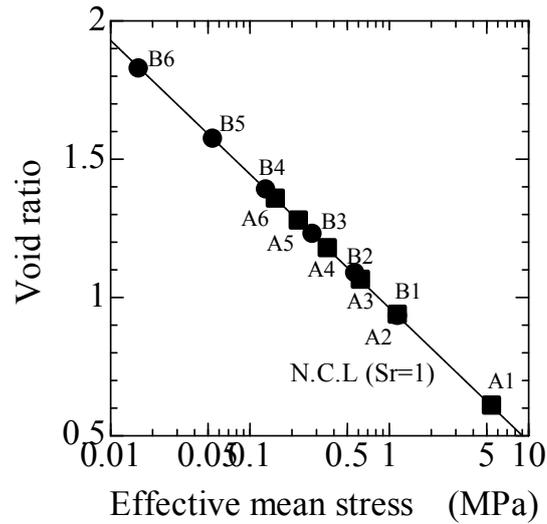


図.3.29 吸水後の平均有効応力-間隙比関係

### 3-4 まとめ

本章では、ベントナイト材料は不飽和から飽和へ遷移するにつれて粒状体としての性質を消失していき、飽和状態に至った時には弾性的挙動を顕在化する材料と考え、既存の不飽和土の弾塑性構成モデルを拡張する形でモデル化を試みた。定式化においては、飽和度の上昇に伴う粒状性消失の過程を表現するために膨潤指数を飽和度に依存する関数とした。さらにその後、膨潤量試験、膨潤圧試験の要素シミュレーションを行いベントナイトの飽和化過程に起こる力学膨潤挙動の表現能力を検証し、コラプス挙動や膨潤挙動が表現できることを確認した。

## 参考文献

- [1] Komine, H. & Ogata, N. (1996). Prediction for swelling characteristics of compacted bentonite. *Canadian Geotechnical Journal* **33**, 11-22.
- [2] 並河努, 平井卓, 棚井憲治, 由井三和, 重野喜政, 高治一彦, 大沼敏. (2004). 圧縮成型ベントナイトの力学挙動に対する弾粘塑性モデルの適用性に関する研究. *土木学会論文集*, **67**, No.764, 367-372.
- [3] 平井卓, 重野喜政, 飯塚敦 (2005). 膨潤性を有する緩衝材の弾塑性構成モデル化. *応用力学論文集*, **8**, 395-402
- [4] 平井卓, 重野喜政, 高治一彦, 飯塚敦(2006). 膨潤性土質材料の過圧密時の摩擦を考慮した弾塑性構成側の改良. *応用力学論文集*, **9**, 471-478
- [5] Alonso, E. E. & Gens, A. (1999). Modelling the mechanical behaviour of expansive clays. *Engineering Geology* **21**, 173-183.
- [6] Sun, W. & Sun, D. (2012). Coupled modelling of hydro-mechanical behaviour of unsaturated compacted expansive soils. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics* **36**, 1002-1022
- [7] Cui, Y. J., Yahia-Aissa, M. & Delage, P. (2002). A model for the volume change behavior of heavily compacted swelling clays. *Engineering Geology* **64**, 233-250.
- [8] Shuai, F. & Fredlund, D. G. (1998). Model for the simulation of swelling-Pressure measurements on expansive soils. *Canadian Geotechnical Journal* **35**, 96-114.
- [9] Oka, F., Feng, H., Kimoto, S. & Higo, Y. (2008). An elasto-viscoplastic numerical analysis of swelling process of un-saturated bentonite. *応用力学論文集*, **11**, 369-376.
- [10] Tachibana, S., Takayama, Y., Iizuka, A., Kawai, K., Ohno, S. & Kobayashi, I. (2012). Elasto-plastic constitutive model for expansive soils with a concept of fully saturation curve. *Proc. 5th Asia-Pacific Conf. on Unsaturated soils, Thailand*, 325-330.
- [11] 大野進太郎, 河井克之, 橘伸也 (2007). 有効飽和度を剛性に関する状態量とした不飽和土の弾塑性構成モデル. *土木学会論文集*, **63**, No. 4, 1132-1141
- [12] 軽部大蔵, 加藤正司, 浜田耕一, 本田道識 (1996). 不飽和土の間隙水の状態と土塊の力学挙動の関係について. *土木学会論文集*, **34**, No. 535, 83-92
- [13] 小林一三, 戸井田克, 笹倉剛, 太田秀樹 (2007). 等含水比線と等飽和度線を用いた締固めベントナイトの圧縮・膨潤挙動の解釈. *土木学会論文集*, **63**, No.4, 1065-1078.
- [14] 大野進太郎, 飯塚敦, 太田秀樹 (2006). 非線形コントラクタンシー表現式を用いた土の弾塑性構成モデル. *応用力学論文集*, **9**, 407-414

- [15]崔紅斌, 孫徳安, 松岡元, 徐永福 (2004). ベントナイトと砂との混合材の一次元的な浸水変形特性. 土木学会論文集, **67**, No.3, 275-285.
- [16]崔紅斌, 孫徳安, 松岡元 (2006). 等方および異方応力状態でのベントナイトと砂の混合材の浸水変形特性. 土木学会論文集, **62**, No.3, 657-666.
- [17]鈴木英明, 藤田朝雄 (1999). 緩衝材の膨潤特性. JNC TN8400 99-038.
- [18]中川駿, 今成智史, 橘伸也, 桑野二郎. (2013). 種々の上載圧作用下における締固めベントナイトの吸水変形特性. 第48回地盤工学研究発表会
- [19]石川博久, 石黒勝彦, 並河努, 菅野毅 (1997). 緩衝材の圧密特性. PNC TN8410 97-051.
- [20]笹倉剛, 畔柳幹雄, 岡本道考 (2002). ベントナイト変遷挙動のモデル化のためのデータ取得. 核燃料サイクル機構契約業務報告書. JNC TJ8400-2002-025.

## 4. 土/水/空気連成問題への適用

本章では提案する構成モデルを、土/水/空気連成の初期値・境界値問題として有限要素解析コード DACSAR-MP<sup>1) 2)</sup> に組み込む。まずは土/水/空気連成問題における支配方程式、解析に用いる透水モデルと不飽和透水係数モデル・不飽和透気係数モデルを示す。その後、有限要素法へと適用する。

### 4-1 支配方程式

土/水/空気連成問題における増分形支配方程式は以下のようになる。<sup>1) 2) 3)</sup>

- ・釣合い式

$$\operatorname{div} \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T + \dot{\rho} \mathbf{g} = 0, \quad \dot{\boldsymbol{\sigma}} = \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T \quad (4.1)$$

- ・有効応力

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}}' = \dot{\boldsymbol{\sigma}}^N + \dot{p}_s \mathbf{1}, \quad p_s = s S_e \quad (4.2)$$

- ・構成式

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}}' = \mathbf{D} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \mathbf{C} \dot{S}_e \quad (4.3)$$

- ・ひずみ～変位関係式

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = -\frac{1}{2} (\nabla \dot{\mathbf{u}} + \nabla \dot{\mathbf{u}}^T) \quad (4.4)$$

- ・固相と液相の連続条件式

$$\dot{\varepsilon}_v = \operatorname{div} \tilde{\mathbf{v}} - n \dot{S}_r \quad (4.5)$$

- ・固相と気相の連続条件式

$$(1 - S_r) \dot{\varepsilon}_v + n \dot{S}_r - n(1 - S_r) \frac{\dot{p}_a}{K_a} - \operatorname{div} \tilde{\mathbf{v}}_a = 0 \quad (4.6)$$

- ・液相の Darcy 則

$$\tilde{\mathbf{v}} = -\mathbf{K}_w \cdot \operatorname{grad} h \quad (4.7)$$

- ・気相の Darcy 則

$$\tilde{\mathbf{v}}_a = -\mathbf{K}_a \cdot \operatorname{grad} h_a \quad (4.8)$$

- ・飽和度～サクシオン関係

$$\dot{S}_r = \frac{dS_r}{ds} \dot{s} = \frac{dS_r}{ds} (\dot{p}_a - \dot{p}_w) \quad (4.9)$$

ここで、 $\dot{\boldsymbol{\sigma}}'$ :有効応力増分テンソル、 $\dot{\boldsymbol{\sigma}}^N$ :ネット応力増分テンソル、 $\dot{\boldsymbol{\sigma}}$ :全応力増分テンソル、 $\dot{p}_s$ :サクシオン応力増分、 $\dot{s}$ :サクシオン増分、 $\mathbf{D}$ :剛性テンソル、 $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}$ :ひずみ増分テンソル、 $\mathbf{C}$ :係数

テンソル,  $\dot{S}_e$ :有効飽和度増分,  $\dot{\mathbf{u}}$ :変位増分ベクトル,  $\dot{\mathbf{v}}$ :間隙水の流速ベクトル,  $\mathbf{K}_w$ :不飽和透水係数テンソル,  $h$ :全水頭,  $S_r$ :飽和度,  $\dot{\varepsilon}_v$ :体積ひずみ増分,  $n$ :間隙率,  $K_a$ :空気の圧縮率,  $\dot{\mathbf{v}}_a$ :間隙空気の流速ベクトル,  $\mathbf{K}_a$ :不飽和透気係数テンソルである. 土/水/空気連成問題では, 上記の支配方程式を以下の初期・境界条件の下で解くことになる.

#### 初期条件

$$\bullet \text{ 初期応力 } \boldsymbol{\sigma}'_i = \boldsymbol{\sigma}'_{i=0} \quad (4.10)$$

$$\bullet \text{ 初期水頭 } h_i = h_{i=0} \quad (4.11)$$

$$\bullet \text{ 初期空気圧 } P_{a|i} = P_{a|i=0} \quad (4.12)$$

$$\bullet \text{ 初期飽和度 } S_{r|i} = S_{r|i=0} \quad (4.13)$$

$$\bullet \text{ 初期間隙比 } e_i = e_{i=0} \quad (4.14)$$

#### 境界条件

$$\bullet \text{ 変位境界 } \bar{\mathbf{u}} = \dot{\mathbf{u}} \quad \text{on } s_u \quad (4.15)$$

$$\bullet \text{ 応力境界 } \bar{\mathbf{t}} = \dot{\boldsymbol{\sigma}}\mathbf{n} \quad \text{on } s_\sigma \quad (4.16)$$

$$\bullet \text{ 水頭境界 } \bar{h} = h \quad \text{on } s_h \quad (4.17)$$

$$\bullet \text{ 流量境界 } \bar{q} = q \quad \text{on } s_q \quad (4.18)$$

$$\bullet \text{ 空気圧境界 } \bar{p}_a = p_a \quad \text{on } s_{p_a} \quad (4.19)$$

$$\bullet \text{ 空気量境界 } \bar{q}_a = q_a \quad \text{on } s_{q_a} \quad (4.20)$$

## 4-2 飽和透水モデル

本研究では, 小林らの透水モデル<sup>4) 5)</sup>を適用する. 小林らは, ベントナイトの間隙を, モンモリロナイトの層間(内間隙)とそれ以外(外間隙)に分け, この内/外間隙の透水係数をそれぞれ算出し, 以下の式を用いて全体の透水係数を算出している.

$$\frac{1}{k_w} = \frac{1}{k_{in}} + \frac{1}{k_{ex}} \quad (4.21)$$

ここで,  $k_w$ :透水係数,  $k_{in}$ :内間隙の透水係数,  $k_{ex}$ :外間隙の透水係数である. 内間隙の透水係数, 外間隙の透水係数は Kozeny-Carman 則を用いて,

$$k_{in} = \frac{1}{C} \frac{\rho_w \cdot g}{\mu} \frac{1}{S_{vin}^2} \frac{e_{in}^3}{1+e_{in}} \quad (4.22)$$

$$k_{ex} = \frac{1}{C} \frac{\rho_w \cdot g}{\mu} \frac{1}{S_{vex}^2} \frac{e_{ex}^3}{1+e_{ex}} \quad (4.23)$$

で表す. ここで  $C$ :形状関数 (=5),  $\mu$ :水の粘性係数 (=0.001Pa·s) であり,  $e_m$ :内間隙比,  $e_{ex}$ :外間隙比,  $S_{vin}$ :内間隙部分の比表面積,  $S_{vex}$ :外間隙部分の比表面積と定義し, 次式で表わされる.

$$S_{vex} = S_v \left( \frac{e_{ex}}{e} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (4.24)$$

$$S_{vim} = S_v \left( \frac{e_{in}}{e} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (4.25)$$

$$e_{in} = w^* G_s \quad (4.26)$$

$$e_{ex} = e - e_{in} \quad (4.27)$$

ここで,  $S_v$  : 比表面積,  $w^*$  : 二層膨潤含水比であり,

$$S_v = 36 \times 10^6 w^* \rho_d \quad (\text{m}^2 / \text{m}^3) \quad (4.28)$$

$$w^* = \frac{\alpha_{mon} / 100}{0.052 + 10^{-5.42} \rho_d^{12.1}} \quad (4.29)$$

である. ここで,  $\rho_d$  : 乾燥密度,  $\alpha_{mon}$  : モンモリロナイト含有率(%)である. クニゲル V1 ( $\alpha_{mon} = 48\%$ ) を想定した場合, 図.4.1 のようになる.

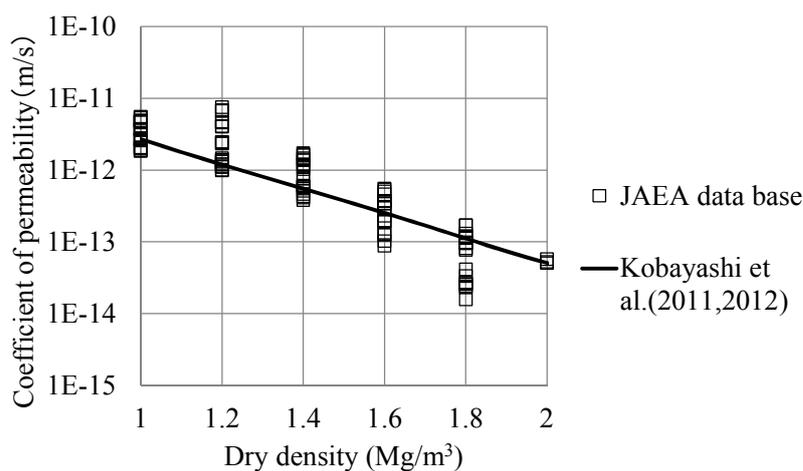


図.4.1 透水係数<sup>6)</sup>

#### 4-3 不飽和透水モデル及び透気モデル

クニゲルV1のようなベントナイト材料に対して, 比透水係数や比透気係数を求めた実験データがきわめて少ないので, 本研究では, Mualem の不飽和透水係数推定モデル<sup>7)</sup>と VanGenuchten の透気係数式<sup>8)</sup>を用いる. これらの関数モデルから導かれる不飽和透水係数と不飽和透気係数は,

$$K_w = k_w k_{rw} = k_w S_e^{\frac{1}{2}} \left[ 1 - \left( 1 - S_e^{\frac{1}{m}} \right)^m \right]^2 \quad (4.30)$$

$$K_a = k_a k_{ra} = k_a (1 - S_e)^{\frac{1}{2}} \left( 1 - S_e^{\frac{1}{m}} \right)^{2m} \quad (4.31)$$

で表わされる。ここで、 $K_w$  : 不飽和透水係数、 $k_w$  : 透水係数、 $k_{rw}$  : 比透水係数、 $K_a$  : 不飽和透気係数、 $k_a$  : 透気係数、 $k_{ra}$  : 比透気係数、 $m$  : Mualem 定数である。

#### 4.4 有限要素法への定式化

先にあげた支配方程式である、釣合式、液相に関する連続式、気相に関する連続式を弱形式化したのち、空間離散化・時間離散化する<sup>1) 2) 9)</sup>。

##### 釣合い式の弱形式化

釣合い式は以下のように与えられている。

$$\text{div} \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T + \dot{\rho} \mathbf{g} = 0, \quad \dot{\boldsymbol{\sigma}} = \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T \quad (4.32)$$

ここで以下のような試験関数を与える。

$$\forall \delta \dot{\mathbf{u}} \in \left\{ \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = -\frac{1}{2} (\nabla \delta \dot{\mathbf{u}} + \nabla \delta \dot{\mathbf{u}}^T) : \delta \dot{\mathbf{u}} = 0 \quad \text{on } S_u \right\} \quad (4.33)$$

この試験関数を釣合式に乘じ、領域  $V$  で体積積分を行う。

$$\int_V \text{div} (\dot{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \delta \dot{\mathbf{u}}) dV - \int_V \dot{\boldsymbol{\sigma}} : \nabla \delta \dot{\mathbf{u}} dV + \int_V \dot{\rho} \mathbf{g} \cdot \delta \dot{\mathbf{u}} dV = 0 \quad (4.34)$$

式(4.34)の第1項にガウスの発散定理を用いると、

$$\int_S \dot{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{n} \cdot \delta \dot{\mathbf{u}} dS - \int_V \dot{\boldsymbol{\sigma}} : \nabla \delta \dot{\mathbf{u}} dV = 0 \quad (4.35)$$

となる。さらに、応力テンソルの対称性を考慮すると、

$$\int_{S_\sigma} \bar{\mathbf{t}} \cdot \delta \dot{\mathbf{u}} dS + \int_V \dot{\boldsymbol{\sigma}} : \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} dV + \int_V \dot{\rho} \mathbf{g} \cdot \delta \dot{\mathbf{u}} dV = 0 \quad (4.36)$$

となる。ここで、 $\boldsymbol{\sigma}'$  は、

$$\boldsymbol{\sigma}' = \boldsymbol{\sigma}^N + p_s \mathbf{1} = \boldsymbol{\sigma} - p_a \mathbf{1} + p_s \mathbf{1} \quad (4.37)$$

であり、

$$p_s = S_e s \quad (4.38)$$

$$s = (p_a - p_w) \quad (4.39)$$

であるため、

$$\boldsymbol{\sigma}' = \boldsymbol{\sigma} - p_a \mathbf{1} + p_s \mathbf{1} \quad (4.40)$$

である。ここで、

$$\dot{p}_s = \frac{1}{1 - S_{rc}} \left( \frac{\partial S_r}{\partial S} s + (S_r - S_{rc}) \dot{s} \right) \quad (4.41)$$

なので、 $\boldsymbol{\sigma}'$  は、

$$\begin{aligned}
\dot{\boldsymbol{\sigma}}' &= \dot{\boldsymbol{\sigma}} - \dot{p}_a \mathbf{1} + \frac{1}{1-S_{rc}} \left( \frac{\partial S_r}{\partial s} s + (S_r - S_{rc}) \right) \dot{s} \mathbf{1} \\
&= \dot{\boldsymbol{\sigma}} - \dot{p}_a \mathbf{1} + \frac{1}{1-S_{rc}} \left( \frac{\partial S_r}{\partial s} s + (S_r - S_{rc}) \right) (\dot{p}_a - \dot{p}_w) \mathbf{1}
\end{aligned} \tag{4.42}$$

となる。これをまとめると、有効応力増分テンソル及び全応力増分テンソルは、

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}}' = \dot{\boldsymbol{\sigma}} + \frac{1}{1-S_{rc}} \left( S_r - 1 + \frac{\partial S_r}{\partial s} s \right) \dot{p}_a \mathbf{1} - \frac{1}{1-S_{rc}} \left( S_r - S_{rc} + \frac{\partial S_r}{\partial s} s \right) \dot{p}_w \mathbf{1} \tag{4.43}$$

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}} = \dot{\boldsymbol{\sigma}}' - \frac{1}{1-S_{rc}} \left( S_r - 1 + \frac{\partial S_r}{\partial s} s \right) \dot{p}_a \mathbf{1} + \frac{1}{1-S_{rc}} \left( S_r - S_{rc} + \frac{\partial S_r}{\partial s} s \right) \dot{p}_w \mathbf{1} \tag{4.44}$$

となる。式(4.44)を式(4.36)に代入すると、

$$\begin{aligned}
\int_{S_a} \bar{\mathbf{t}} \cdot \delta \dot{\mathbf{u}} dS + \int_V \left( \dot{\boldsymbol{\sigma}}' - \frac{1}{1-S_{rc}} \left( S_r - 1 + \frac{\partial S_r}{\partial s} s \right) \dot{p}_a \mathbf{1} + \frac{1}{1-S_{rc}} \left( S_r - S_{rc} + \frac{\partial S_r}{\partial s} s \right) \dot{p}_w \mathbf{1} \right) : \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} dV \\
+ \int_V \dot{\rho} \mathbf{g} \cdot \delta \dot{\mathbf{u}} dV = 0
\end{aligned} \tag{4.45}$$

となる。式(4.45)左辺第2項を展開すると、

$$\begin{aligned}
\int_{S_a} \bar{\mathbf{t}} \cdot \delta \dot{\mathbf{u}} dS + \int_V \dot{\rho} \mathbf{g} \cdot \delta \dot{\mathbf{u}} dV + \int_V \dot{\boldsymbol{\sigma}}' : \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} dV - \int_V \frac{1}{1-S_{rc}} \left( S_r - 1 + \frac{\partial S_r}{\partial s} s \right) \dot{p}_a \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_v dV \\
+ \int_V \frac{1}{1-S_{rc}} \left( S_r - S_{rc} + \frac{\partial S_r}{\partial s} s \right) \dot{p}_w \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_v dV = 0
\end{aligned} \tag{4.46}$$

となる。ここで、

$$-\frac{1}{1-S_{rc}} \left( S_r - 1 + \frac{\partial S_r}{\partial s} s \right) = R_1 \tag{4.47}$$

$$\frac{1}{1-S_{rc}} \left( S_r - S_{rc} + \frac{\partial S_r}{\partial s} s \right) = R_2 \tag{4.48}$$

とすると、式(4.46)は、

$$\int_{S_a} \bar{\mathbf{t}} \cdot \delta \dot{\mathbf{u}} dS + \int_V \dot{\rho} \mathbf{g} \cdot \delta \dot{\mathbf{u}} dV + \int_V \dot{\boldsymbol{\sigma}}' : \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} dV + \int_V R_1 \dot{p}_a \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_v dV + \int_V R_2 \dot{p}_w \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_v dV = 0 \tag{4.49}$$

となる。次に、左辺第2項の $\dot{\rho}$ は、 $\rho$ が

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{M_s + M_w + M_a}{V} = \bar{\rho}_s + \bar{\rho}_w + \bar{\rho}_a \tag{4.50}$$

であるので、

$$\dot{\rho} = \dot{\bar{\rho}}_s + \dot{\bar{\rho}}_w + \dot{\bar{\rho}}_a \tag{4.51}$$

となる。更に、

$$\dot{\bar{\rho}}_s = \left( (1-n) \rho_s \right) \dot{=} (1-n) \dot{\rho}_s - \dot{n} \rho_s = -\dot{n} \rho_s \tag{4.52}$$

$$\dot{\bar{\rho}}_w = \left( n S_r \rho_w \right) \dot{=} \dot{n} S_r \rho_w + n \dot{S}_r \rho_w + n S_r \dot{\rho}_w = \dot{n} S_r \rho_w + n \dot{S}_r \rho_w \tag{4.53}$$

$$\dot{\bar{\rho}}_a = (n(1-S_r)\rho_a) \dot{\phantom{a}} = \dot{n}(1-S_r)\rho_a - n\dot{S}_r\rho_a + n(1-S_r)\dot{\rho}_a = \dot{n}(1-S_r)\rho_a - n\dot{S}_r\rho_a \quad (4.54)$$

であるので,

$$\dot{\rho} = \left\{ -\dot{n}\rho_s + (\dot{n}S_r + n\dot{S}_r)\rho_w + \dot{n}(1-S_r)\rho_a - n\dot{S}_r\rho_a \right\} \quad (4.55)$$

となる. ここで,  $\dot{n}$  に関して固相の質量保存則および, その圧縮性を考慮すると,

$$\dot{n} = (1-n)\nabla \cdot \mathbf{v}_s = -(1-n)\dot{\epsilon}_v \quad (4.56)$$

続いて,  $\dot{S}_r$  に関して, 飽和度  $S_r$  はサクシヨン ( $s = p_a - p_w$ ) のみの関数とすると,

$$\dot{S}_r = \frac{\partial S_r}{\partial s} \dot{s} = \frac{\partial S_r}{\partial s} (\dot{p}_a - \dot{p}_w) \quad (4.57)$$

となる. よって,

$$\int_V \dot{\rho} \mathbf{g} \cdot \delta \mathbf{u} dV = \int_V [\dot{\epsilon}_v R_3 + R_4 (\dot{p}_a - \dot{p}_w)] \mathbf{g} \cdot \delta \mathbf{u} dV \quad (4.58)$$

となる. ここで,

$$R_3 = \left( \frac{1}{1+e} \right) \{ \rho_s - S_r \rho_w - (1-S_r) \rho_a \} \quad (4.59)$$

$$R_4 = n \frac{\partial S_r}{\partial s} (\rho_w - \rho_a) \quad (4.60)$$

である. よって, 式(4.49)は,

$$\begin{aligned} \int_{S_a} \bar{\mathbf{t}} \cdot \delta \mathbf{u} dS + \int_V R_3 \dot{\epsilon}_v \mathbf{g} \cdot \delta \mathbf{u} dV + \int_V R_4 \dot{p}_a \mathbf{g} \cdot \delta \mathbf{u} dV - \int_V R_4 \dot{p}_w \mathbf{g} \cdot \delta \mathbf{u} dV \\ + \int_V \bar{\boldsymbol{\sigma}}' : \delta \boldsymbol{\epsilon} dV + \int_V R_1 \dot{p}_a \delta \dot{\epsilon}_v dV + \int_V R_2 \dot{p}_w \delta \dot{\epsilon}_v dV = 0 \end{aligned} \quad (4.61)$$

と表せる.

### 連続条件式 (固相と気相) の弱形式化

連続条件式(固相+気相)は,

$$(1-S_r)\dot{\epsilon}_v + n\dot{S}_r - n(1-S_r)\frac{\dot{p}_a}{K_a} - \text{div} \tilde{\mathbf{v}}_a = 0 \quad (4.62)$$

で与えられる. ここで, 以下のような試験関数を与える.

$$\forall \delta p_a \in \{ \delta p_a = 0 \text{ on } S_{p_a} \} \quad (4.63)$$

式(4.62)の両辺に式(4.63)を乗じ, 領域  $V$  で体積積分すると,

$$\int_V (1-S_r)\dot{\epsilon}_v \delta p_a dV + \int_V n\dot{S}_r \delta p_a dV - \int_V n(1-S_r)\frac{\dot{p}_a}{K_a} \delta p_a dV - \int_V \text{div} \tilde{\mathbf{v}}_a \delta p_a dV = 0 \quad (4.64)$$

ここで, 式(4.64)左辺第4項において, 部分積分とガウスの発散定理を用いる.

$$\begin{aligned}
-\int_V \operatorname{div} \tilde{\mathbf{v}}_a \delta p_a dV &= -\int_S \tilde{\mathbf{v}}_a \cdot \mathbf{n} \delta p_a dS + \int_V \tilde{\mathbf{v}}_a \cdot \operatorname{grad} \delta p_a dV \\
&= -\int_{S_q} \bar{q}_a \delta p_a dS + \int_V \tilde{\mathbf{v}}_a \cdot \operatorname{grad} \delta p_a dV
\end{aligned} \tag{4.65}$$

また、飽和度はサクシヨンの関数で表すことが出来るので、 $\dot{S}_r$  は、

$$\dot{S}_r = \frac{\partial S_r}{\partial s} \dot{s} = \frac{\partial S_r}{\partial s} (\dot{p}_a - \dot{p}_w) \tag{4.66}$$

と、表わされる。よって、式(4.64)左辺第2項は、

$$\int_V n \dot{S}_r \delta p_a dV = \int_V n \frac{\partial S_r}{\partial s} \dot{p}_a \delta p_a dV - \int_V n \frac{\partial S_r}{\partial s} \dot{p}_w \delta p_a dV \tag{4.67}$$

式(4.65) , 式(4.67)を式(4.64)に代入すると、

$$\begin{aligned}
\int_V (1 - S_r) \dot{\epsilon}_v \delta p_a dV + \int_V n \frac{\partial S_r}{\partial s} \dot{p}_a \delta p_a dV - \int_V n \frac{\partial S_r}{\partial s} \dot{p}_w \delta p_a dV \\
- \int_V n (1 - S_r) \frac{\dot{p}_a}{K_a} \delta p_a dV - \int_{S_q} \bar{q}_a \delta p_a dS + \int_V \tilde{\mathbf{v}}_a \cdot \operatorname{grad} \delta p_a dV = 0
\end{aligned} \tag{4.68}$$

となり、連続条件式（固相+気相）の弱形式が得られる。

### 連続条件式（固相と液相）の弱形式化

連続条件式(液相+固相)は、

$$n \dot{S}_r - S_r \dot{\epsilon}_v + \operatorname{div} \tilde{\mathbf{v}} = 0 \tag{4.69}$$

で与えられる。ここで、以下のような試験関数を与える。

$$\forall \delta h \in \{ \delta \mathbf{g} = \operatorname{grad} \delta h : \delta h = 0 \text{ on } S_h \} \tag{4.70}$$

この試験関数を式(4.69)の両辺に乘じ領域 $V$ で体積積分すると、

$$\int_V n \dot{S}_r \delta h dV - \int_V S_r \dot{\epsilon}_v \delta h dV + \int_V \operatorname{div} \tilde{\mathbf{v}} \delta h dV = 0 \tag{4.71}$$

式(4.71)左辺第3項は、部分積分とガウスの発散定理より、

$$\int_V \operatorname{div} \tilde{\mathbf{v}} \delta h dV = \int_S \tilde{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{n} \delta h dS - \int_V \tilde{\mathbf{v}} \cdot \operatorname{grad} \delta h dV = \int_S \tilde{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{n} \delta h dS - \int_V \tilde{\mathbf{v}} \cdot \delta \mathbf{g} dV \tag{4.72}$$

また、試験関数の水頭境界条件より、

$$\int_S \tilde{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{n} \delta h dS - \int_V \tilde{\mathbf{v}} \cdot \delta \mathbf{g} dV = \int_{S_q} \bar{q} \delta h dS - \int_V \tilde{\mathbf{v}} \cdot \delta \mathbf{g} dV \tag{4.73}$$

さらに、飽和度はサクシヨンのみで表される関数と仮定すると、

$$\dot{S}_r = \frac{\partial S_r}{\partial s} \dot{s} = \frac{\partial S_r}{\partial s} (\dot{p}_a - \dot{p}_w) \tag{4.74}$$

式(4.73) , 式(4.74)を式(4.71)に代入すると、

$$\int_V n \frac{\partial S_r}{\partial S} \dot{p}_a \delta h dV - \int_V n \frac{\partial S_r}{\partial S} \dot{p}_w \delta h dV - \int_V S_r \dot{\varepsilon}_v \delta h dV + \int_{S_q} \bar{q} \delta h dS - \int_V \tilde{\mathbf{v}} \cdot \delta \mathbf{g} dV = 0 \quad (4.75)$$

となり、連続条件式（固相+液相）の弱形式が得られる。

## 空間離散化・時間離散化

離散化を行うにあたって以下の仮定を与えている。

- (1) 本解析にはアイソパラメトリック要素を用いるので、変位（9点）、全水頭（4点）、空気圧（4点）は各節点でもたせる。
- (2) ガラーキン法を適用する。
- (3) 時間増分量の評価に対して Euler 近似を適用する。

### 1) 釣合式の空間離散化および時間離散化

節点変位、水頭、空気圧に関する内挿関数マトリックスを  $\mathbf{N}$ ,  $\mathbf{N}_h$ ,  $\mathbf{N}_a$  と仮定すると、次の関係式が得られる。

$$\dot{\mathbf{u}} = \mathbf{N} \dot{\mathbf{u}}^N \quad (4.76)$$

$$h = \mathbf{N}_h \mathbf{h}^N \quad (4.77)$$

$$p_a = \mathbf{N}_a \mathbf{p}_a^N \quad (4.78)$$

$$\dot{p}_a = \mathbf{N}_a \dot{\mathbf{p}}_a^N \quad (4.79)$$

ここに、 $\{\dot{\mathbf{u}}\}$ ,  $\{h\}$ ,  $\{p_a\}$  : 要素の節点位置における節点変位、全水頭、空気圧、 $\mathbf{N}$ ,  $\mathbf{N}_h$ ,  $\mathbf{N}_a$  : 節点変位、全水頭、空気圧に関する内挿関数マトリックスである。

さらに、

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = \mathbf{B} \dot{\mathbf{u}}^N \quad (4.80)$$

$$\dot{\varepsilon}_v = \mathbf{B}_v \dot{\mathbf{u}}^N \quad (4.81)$$

ここで、 $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{B}_v$  : 節点変位からひずみ及び体積ひずみを求めるマトリックスである。

また、構成式は次のようになる。

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}}' = \mathbf{D} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \mathbf{C}^s \dot{S}_e \quad (4.82)$$

ここで、

$$S_e = \frac{S_r - S_{rc}}{1 - S_{rc}} \quad (4.83)$$

なので、

$$\dot{S}_e = \frac{1}{1 - S_{rc}} \frac{\partial S_r}{\partial S} \dot{S} = \frac{1}{1 - S_{rc}} \frac{\partial S_r}{\partial S} (\dot{p}_a - \dot{p}_w) \quad (4.84)$$

よって、式(4.82)は、

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}}' = \mathbf{D} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \frac{1}{1-S_{rc}} \frac{\partial S_r}{\partial S} \mathbf{C}^s (\dot{p}_a - \dot{p}_w) \quad (4.85)$$

ここで,

$$\mathbf{C}^B = \frac{1}{1-S_{rc}} \frac{\partial S_r}{\partial S} \mathbf{C}^s \quad (4.86)$$

とおくと,

$$\begin{aligned} \dot{\boldsymbol{\sigma}}' &= \mathbf{D} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \mathbf{C}^B (\dot{p}_a - \dot{p}_w) \\ &= \mathbf{D} : \mathbf{B} \dot{\mathbf{u}}^N - \mathbf{C}^B \dot{p}_a + \mathbf{C}^B \dot{p}_w \end{aligned} \quad (4.87)$$

となる。さらに、ガラーキン法を適用すると,

$$\delta \dot{\mathbf{u}} = \mathbf{N} \delta \dot{\mathbf{u}}^N \quad (4.88)$$

$$\delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = \mathbf{B} \delta \dot{\mathbf{u}}^N \quad (4.89)$$

$$\delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_v = \mathbf{B}_v \delta \dot{\mathbf{u}}^N \quad (4.90)$$

である。よって、式(4.61)は,

$$\begin{aligned} &\int_{S_\sigma} \delta \dot{\mathbf{u}}^T \mathbf{N}^T dS \{\bar{\mathbf{t}}\} + \int_V \delta \dot{\mathbf{u}}^T \mathbf{B}_v^T R_3 \mathbf{N} dV \{\dot{\mathbf{u}}^N\} + \int_V \delta \dot{\mathbf{u}}^T \mathbf{N}^T R_4 \mathbf{N}_a dV \{\dot{\mathbf{p}}_a^N\} - \int_V \delta \dot{\mathbf{u}}^T \mathbf{N}^T R_4 \dot{p}_w \mathbf{N}_h dV \{\gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N\} \\ &+ \int_V \delta \dot{\mathbf{u}}^T \mathbf{B}^T dV \{\dot{\boldsymbol{\sigma}}'\} + \int_V \delta \dot{\mathbf{u}}^T \mathbf{B}_v^T R_1 \mathbf{N}_a dV \{\dot{\mathbf{p}}_a^N\} + \int_V \delta \dot{\mathbf{u}}^T \mathbf{B}_v^T R_2 \mathbf{N}_h dV \{\gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N\} = 0 \end{aligned} \quad (4.91)$$

ここで,

$$\left( \frac{1}{1+e} \right) \{\gamma_s - S_r \gamma_w - (1-S_r) \gamma_a\} = R_3 \quad (4.92)$$

$$n \frac{\partial S_r}{\partial S} (\gamma_w - \gamma_a) = R_4 \quad (4.93)$$

とする。さらに、両辺から  $\{\delta \dot{\mathbf{u}}\}^T$  を除すると,

$$\begin{aligned} &\int_{S_\sigma} \mathbf{N}^T dS \bar{\mathbf{t}} + \int_V \mathbf{B}_v^T R_3 \mathbf{N} dV \{\dot{\mathbf{u}}^N\} + \int_V \mathbf{N}^T R_4 \mathbf{N}_a dV \{\dot{\mathbf{p}}_a^N\} - \int_V \mathbf{N}^T R_4 \mathbf{N}_h dV \{\gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N\} + \int_V \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} dV \{\dot{\mathbf{u}}^N\} \\ &- \int_V \mathbf{B}^T \mathbf{C}^B \mathbf{N}_a dV \{\dot{\mathbf{p}}_a^N\} + \int_V \mathbf{B}^T \mathbf{C}^B \mathbf{N}_h dV \{\gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N\} + \int_V \mathbf{B}_v^T R_1 \mathbf{N}_a dV \{\dot{\mathbf{p}}_a^N\} + \int_V \mathbf{B}_v^T R_2 \mathbf{N}_h dV \{\gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N\} = 0 \end{aligned} \quad (4.94)$$

ここで,

$$\dot{\mathbf{F}} = - \int_{S_\sigma} \mathbf{N}^T dS \bar{\mathbf{t}} \quad (4.95)$$

$$\int_V \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} dV = \mathbf{K}_{UU}^* \quad (4.96)$$

$$\int_V \mathbf{B}^T \mathbf{C}^B \mathbf{N}_a dV = \mathbf{K}_a^* \quad (4.97)$$

$$\int_V \mathbf{B}^T \mathbf{C}^B \mathbf{N}_h dV = \mathbf{K}_w^* \quad (4.98)$$

$$\int_V \mathbf{B}_v^T R_1 \mathbf{N}_a dV = \mathbf{K}_a^{**} \quad (4.99)$$

$$\int_V \mathbf{B}_v^T R_2 \mathbf{N}_h dV = \mathbf{K}_w^{***} \quad (4.100)$$

$$\int_V \mathbf{B}_v^T R_3 \mathbf{N} dV = \mathbf{K}_{UU}^{**} \quad (4.101)$$

$$\int_V \mathbf{N}^T R_4 \mathbf{N}_a dV = \mathbf{K}_a^{****} \quad (4.102)$$

$$\int_V \mathbf{N}^T R_4 \mathbf{N}_h dV = \mathbf{K}_w^{****} \quad (4.103)$$

とすると,

$$\dot{\mathbf{F}} = (\mathbf{K}_{UU}^* + \mathbf{K}_{UU}^{**}) \dot{\mathbf{u}}^N + (\mathbf{K}_w^* + \mathbf{K}_w^{**} - \mathbf{K}_w^{***}) \gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N + (\mathbf{K}_a^{**} + \mathbf{K}_a^{***} - \mathbf{K}_a^*) \dot{\mathbf{p}}_a^N \quad (4.104)$$

さらに,

$$\mathbf{K}_{UU}^* + \mathbf{K}_{UU}^{**} = \mathbf{K}_{UU} \quad (4.105)$$

$$\mathbf{K}_w^* + \mathbf{K}_w^{**} + \mathbf{K}_w^{***} = \mathbf{K}_{UH} \quad (4.106)$$

$$\mathbf{K}_a^{**} + \mathbf{K}_a^{***} - \mathbf{K}_a^* = \mathbf{K}_{UA} \quad (4.107)$$

とおくと,

$$\dot{\mathbf{F}} = \mathbf{K}_{UU} \dot{\mathbf{u}}^N + \mathbf{K}_{UH} \gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N + \mathbf{K}_{UA} \dot{\mathbf{p}}_a^N \quad (4.108)$$

ここで,  $t=t$  から  $t=t+\Delta t$  の間で, 時間離散化を行う.

$$\dot{\mathbf{u}}^N = \frac{\Delta \mathbf{u}^N}{\Delta t} \quad (4.109)$$

$$\gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N = \frac{\gamma_w \mathbf{h}^N \Big|_{t=t+\Delta t} - \gamma_w \mathbf{h}^N \Big|_{t=t}}{\Delta t} \quad (4.110)$$

$$\dot{\mathbf{F}} = \frac{\Delta \mathbf{F}}{\Delta t} \quad (4.111)$$

$$\dot{\mathbf{p}}_a = \frac{\mathbf{p}_a^N \Big|_{t=t+\Delta t} - \mathbf{p}_a^N \Big|_{t=t}}{\Delta t} \quad (4.112)$$

より,

$$\frac{\Delta \mathbf{F}}{\Delta t} = \mathbf{K}_{UU} \frac{\Delta \mathbf{u}^N}{\Delta t} + \mathbf{K}_{UH} \frac{\gamma_w \mathbf{h}^N \Big|_{t=t+\Delta t} - \gamma_w \mathbf{h}^N \Big|_{t=t}}{\Delta t} + \mathbf{K}_{UA} \frac{\mathbf{p}_a^N \Big|_{t=t+\Delta t} - \mathbf{p}_a^N \Big|_{t=t}}{\Delta t} \quad (4.113)$$

よって,

$$\mathbf{K}_{UU} \Delta \mathbf{u}^N + \mathbf{K}_{UH} \gamma_w \mathbf{h}^N \Big|_{t=t+\Delta t} + \mathbf{K}_{UA} \mathbf{p}_a^N \Big|_{t=t+\Delta t} = \Delta \mathbf{F} + \mathbf{K}_{UH} \gamma_w \mathbf{h}^N \Big|_{t=t} + \mathbf{K}_{UA} \mathbf{p}_a^N \Big|_{t=t} \quad (4.114)$$

となる.

## 2) 気相を考慮した連続条件式(気相+固相)の空間離散化および時間離散化

釣合式と同様に考え,

$$\dot{\mathbf{u}} = \mathbf{N} \dot{\mathbf{u}}^N \quad (4.115)$$

$$\dot{p}_w = \mathbf{N}_h \gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N \quad (4.116)$$

$$p_a = \mathbf{N}_a \mathbf{p}_a^N \quad (4.117)$$

$$\dot{p}_a = \mathbf{N}_a \dot{\mathbf{p}}_a^N \quad (4.118)$$

ここに,  $\{\dot{\mathbf{u}}\}$ ,  $\{\dot{\mathbf{h}}\}$ ,  $\{\dot{p}_a\}$ : 要素の節点位置における節点変位, 全水頭, 空気圧,  $\mathbf{N}$ ,  $\mathbf{N}_h$ ,  $\mathbf{N}_a$ : 節点変位, 全水頭, 空気圧に関する内挿関数マトリックスである. さらに,

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_v = \mathbf{B}_v \dot{\mathbf{u}}^N \quad (4.119)$$

$$\text{grad} p_a = \mathbf{B}_a \mathbf{p}_a^N \quad (4.120)$$

ここで,  $\mathbf{B}_v$ : 節点変位からひずみ及び体積ひずみを求めるマトリックス,  $\mathbf{B}_h$ : 節点の水頭から流量を求めるマトリックス,  $\mathbf{B}_a$ : 節点の空気圧力から空気量を求めるマトリックスである. まず, 空間離散化を行う. 式(4.68)は以下のように表わせる.

$$\begin{aligned} & \int_V \delta \mathbf{p}_a^{N^T} \mathbf{N}_a^T (1 - S_r) \mathbf{B}_v dV \dot{\mathbf{u}}^N + \int_V \delta \mathbf{p}_a^{N^T} \mathbf{N}_a^T n \frac{\partial S_r}{\partial S} \mathbf{N}_a dV \dot{\mathbf{p}}_a^N \\ & - \int_V \delta \mathbf{p}_a^{N^T} \mathbf{N}_a^T n \frac{\partial S_r}{\partial S} \mathbf{N}_h dV \gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N - \int_V \delta \mathbf{p}_a^{N^T} \mathbf{N}_a^T \frac{n(1 - S_r)}{K_a} \mathbf{N}_a dV \dot{\mathbf{p}}_a^N \\ & - \int_{S_q} \delta \mathbf{p}_a^{N^T} \mathbf{N}_a^T \bar{q}_a dS - \int_V \delta \mathbf{p}_a^{N^T} \mathbf{B}_a^T \mathbf{k}_a \mathbf{B}_a dV \dot{\mathbf{p}}_a^N = 0 \end{aligned} \quad (4.121)$$

式(4.121)を  $\delta \mathbf{p}_a^{N^T}$  で除し, 左辺第5項を右辺に移項して整理すると,

$$\mathbf{K}_{\text{AU}} \dot{\mathbf{u}}^N + [\mathbf{K}_{\text{Na}} - \mathbf{K}_{\text{Na}}^*] \dot{\mathbf{p}}_a^N - \mathbf{K}_{\text{AH}} \gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N - \mathbf{K}_A \dot{\mathbf{p}}_a^N = \bar{\mathbf{Q}}_a \quad (4.122)$$

ここで,

$$\int_V \mathbf{N}_a^T (1 - S_r) \mathbf{B}_v dV = \mathbf{K}_{\text{AU}} \quad (4.123)$$

$$\int_V \mathbf{N}_a^T \left\{ n \frac{\partial S_r}{\partial S} - \frac{n(1 - S_r)}{K_a} \right\} \mathbf{N}_a dV = \mathbf{K}_{\text{Na}} - \mathbf{K}_{\text{Na}}^* = \mathbf{K}_{\text{AA}} \quad (4.124)$$

$$\int_V \mathbf{N}_a^T n \frac{\partial S_r}{\partial S} \mathbf{N}_h dV = \mathbf{K}_{\text{AH}} \quad (4.125)$$

$$\int_V \mathbf{B}_a^T \mathbf{k}_a \mathbf{B}_a dV = \mathbf{K}_A \quad (4.126)$$

$$\int_{S_q} \delta \mathbf{p}_a^{N^T} \mathbf{N}_a^T \bar{q}_a dS = \bar{\mathbf{Q}}_a \quad (4.127)$$

である. 次に, 時間離散化を行う. 式(4.122)において,

$$\dot{\mathbf{u}}^N = \frac{\Delta \mathbf{u}^N}{\Delta t} \quad (4.128)$$

$$\gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N = \frac{\gamma_w \mathbf{h}^N \Big|_{t=t+\Delta t} - \gamma_w \mathbf{h}^N \Big|_{t=t}}{\Delta t} \quad (4.129)$$

$$\dot{\mathbf{p}}_a^N = \frac{\mathbf{p}_a^N \Big|_{t=t+\Delta t} - \mathbf{p}_a^N \Big|_{t=t}}{\Delta t} \quad (4.130)$$

$$\mathbf{p}_a^N = (1-\theta)\mathbf{p}_a|_{t=t} + \theta\mathbf{p}_a|_{t=t+\Delta t} \quad (4.131)$$

とすると,

$$\begin{aligned} & \mathbf{K}_{AU} \frac{\Delta \mathbf{u}^N}{\Delta t} - \mathbf{K}_{AH} \frac{\gamma_w \mathbf{h}^N|_{t=t+\Delta t} - \gamma_w \mathbf{h}^N|_{t=t}}{\Delta t} \\ & + \mathbf{K}_{AA} \frac{\mathbf{P}_a^N|_{t=t+\Delta t} - \mathbf{P}_a^N|_{t=t}}{\Delta t} - \mathbf{K}_A \left\{ (1-\theta)\mathbf{P}_a^N|_{t=t} + \theta\mathbf{P}_a^N|_{t=t+\Delta t} \right\} = \bar{\mathbf{Q}}_a \end{aligned} \quad (4.132)$$

以上を整理すると,

$$\begin{aligned} & \mathbf{K}_{AU}\Delta \mathbf{u}^N - \mathbf{K}_{AH}\gamma_w \mathbf{h}^N|_{t=t+\Delta t} + (\mathbf{K}_{AA} - \Delta t\theta\mathbf{K}_A)\mathbf{P}_a^N|_{t=t+\Delta t} \\ & = \mathbf{Q}_a\Delta t - \Delta t\mathbf{K}_{AH}\gamma_w \mathbf{h}^N|_{t=t} + (\mathbf{K}_{AA} + (1-\theta)\mathbf{K}_A)\mathbf{P}_a^N|_{t=t} \end{aligned} \quad (4.133)$$

### 3) 連続条件式(液相+固相)の空間離散化および時間離散化

釣合式と同様に考え,

$$\dot{\varepsilon}_v = \mathbf{B}_v \dot{\mathbf{u}}^N \quad (4.134)$$

$$\dot{p}_w = \mathbf{N}_h \gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N \quad (4.135)$$

$$\dot{p}_a = \mathbf{N}_a \dot{\mathbf{p}}_a^N \quad (4.136)$$

$$\text{grad}h = \mathbf{B}_h \mathbf{h}^N \quad (4.137)$$

さらに, ガラーキン法を適用すると,

$$\delta \mathbf{h} = \mathbf{N}_h \delta \mathbf{h}^N \quad (4.138)$$

$$\delta \mathbf{g} = \mathbf{B}_h \delta \mathbf{h}^N \quad (4.139)$$

よって, 式(4.75)は,

$$\begin{aligned} & \int_V \delta \mathbf{h}^{NT} \mathbf{N}_h^T n \frac{\partial S_r}{\partial S} \mathbf{N}_a dV \dot{\mathbf{p}}_a^N - \int_V \delta \mathbf{h}^{NT} \mathbf{N}_h^T n \frac{\partial S_r}{\partial S} \mathbf{N}_h dV \gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N \\ & - \int_V \delta \mathbf{h}^{NT} \mathbf{N}_h^T S_r \mathbf{B}_v dV \dot{\mathbf{u}}^N + \int_{S_q} \delta \mathbf{h}^{NT} \mathbf{N}_h^T \bar{q} dS - \int_V \delta \mathbf{h}^{NT} \mathbf{B}_h^T \tilde{v} dV = 0 \end{aligned} \quad (4.140)$$

ダルシー則と  $q = \mathbf{B}_h \mathbf{h}^N$  より,

$$\begin{aligned} & \int_V \delta \mathbf{h}^{NT} \mathbf{N}_h^T n \frac{\partial S_r}{\partial S} \mathbf{N}_a dV \dot{\mathbf{p}}_a^N - \int_V \delta \mathbf{h}^{NT} \mathbf{N}_h^T n \frac{\partial S_r}{\partial S} \mathbf{N}_h dV \gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N \\ & - \int_V \delta \mathbf{h}^{NT} \mathbf{N}_h^T S_r \mathbf{B}_v dV \dot{\mathbf{u}}^N + \int_{S_q} \delta \mathbf{h}^{NT} \mathbf{N}_h^T \bar{q} dS + \int_V \delta \mathbf{h}^{NT} \mathbf{B}_h^T \mathbf{k} \mathbf{B}_h dV \mathbf{h}^N = 0 \end{aligned} \quad (4.141)$$

両辺から  $\delta \mathbf{h}^{NT}$  を除し, 整理すると,

$$\begin{aligned} & \int_V \mathbf{N}_h^T S_r \mathbf{B}_v dV \dot{\mathbf{u}}^N + \int_V \mathbf{N}_h^T n \frac{\partial S_r}{\partial S} \mathbf{N}_h dV \gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N \\ & - \int_V \mathbf{B}_h^T \frac{\mathbf{k}}{\gamma_w} \mathbf{B}_h dV \gamma_w \mathbf{h}^N - \int_V \mathbf{N}_h^T n \frac{\partial S_r}{\partial S} \mathbf{N}_a dV \dot{\mathbf{p}}_a^N = \int_{S_q} \mathbf{N}_h^T \bar{q} dS \end{aligned} \quad (4.142)$$

よって,

$$\mathbf{K}_{HU} \dot{\mathbf{u}}^N + \mathbf{K}_{h1} \gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N - \mathbf{K}_{h2} \gamma_w \mathbf{h}^N + \mathbf{K}_{HA} \dot{\mathbf{p}}_a^N = \bar{\mathbf{Q}} \quad (4.143)$$

ここで,

$$\int_V \mathbf{N}_h^T S_r \mathbf{B}_v dV = \mathbf{K}_{\text{HU}} \quad (4.144)$$

$$\int_V \mathbf{N}_h^T n \frac{\partial S_r}{\partial S} \mathbf{N}_h dV = \mathbf{K}_{\text{h1}} \quad (4.145)$$

$$\int_V \mathbf{B}_h^T \frac{\mathbf{k}}{\gamma_w} \mathbf{B}_h dV = \mathbf{K}_{\text{h2}} \quad (4.146)$$

$$-\int_V \mathbf{N}_h^T n \frac{\partial S_r}{\partial S} \mathbf{N}_a dV = \mathbf{K}_{\text{HA}} \quad (4.147)$$

$$\int_{S_q} \mathbf{N}_h^T \bar{q} dS = \bar{\mathbf{Q}} \quad (4.148)$$

次に, 時間離散化を行う.

$$\dot{\mathbf{u}}^N = \frac{\Delta \mathbf{u}}{\Delta t} \quad (4.149)$$

$$\gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N = \frac{\gamma_w \mathbf{h}^N \Big|_{t=t+\Delta t} - \gamma_w \mathbf{h}^N \Big|_{t=t}}{\Delta t} \quad (4.150)$$

$$\dot{\mathbf{p}}_a^N = \frac{\mathbf{p}_a^N \Big|_{t=t+\Delta t} - \mathbf{p}_a^N \Big|_{t=t}}{\Delta t} \quad (4.151)$$

$$\gamma_w \mathbf{h}^N = (1-\theta) \gamma_w \mathbf{h}^N \Big|_{t=t} + \theta \gamma_w \mathbf{h}^N \Big|_{t=t+\Delta t} \quad (4.152)$$

これを式(4.141)に代入すると,

$$\begin{aligned} \mathbf{K}_{\text{HU}} \frac{\Delta \mathbf{u}}{\Delta t} + \mathbf{K}_{\text{h1}} \frac{\gamma_w \mathbf{h}^N \Big|_{t=t+\Delta t} - \gamma_w \mathbf{h}^N \Big|_{t=t}}{\Delta t} - (1-\theta) \mathbf{K}_{\text{h2}} \gamma_w \mathbf{h}^N \Big|_{t=t} \\ - \theta \mathbf{K}_{\text{h2}} \gamma_w \mathbf{h}^N \Big|_{t=t+\Delta t} + \mathbf{K}_{\text{HA}} \frac{\mathbf{p}_a^N \Big|_{t=t+\Delta t} - \mathbf{p}_a^N \Big|_{t=t}}{\Delta t} = \bar{\mathbf{Q}} \end{aligned} \quad (4.153)$$

両辺  $\Delta t$  を乗じ, 整理すると,

$$\begin{aligned} \mathbf{K}_{\text{HU}} \Delta \mathbf{u} + (\mathbf{K}_{\text{h1}} - \Delta t \theta \mathbf{K}_{\text{h2}}) \gamma_w \mathbf{h}^N \Big|_{t=t+\Delta t} + \mathbf{K}_{\text{HA}} \mathbf{p}_a^N \Big|_{t=t+\Delta t} \\ = \Delta t \bar{\mathbf{Q}} + (\mathbf{K}_{\text{h1}} + \Delta t (1-\theta) \mathbf{K}_{\text{h2}}) \gamma_w \mathbf{h}^N \Big|_{t=t} + \mathbf{K}_{\text{HA}} \mathbf{p}_a^N \Big|_{t=t} \end{aligned} \quad (4.154)$$

以上, 有限要素法を用いて, 空間・時間離散化を行った. それら, 釣合式, 連続条件式, 気相連続条件式をまとめると,

$$\begin{aligned}
& \begin{bmatrix} [\mathbf{K}_{UU}] & [\mathbf{K}_{UH}] & [\mathbf{K}_{UA}] \\ [\mathbf{K}_{HU}] & [\mathbf{K}_{h1}] - \Delta t \theta [\mathbf{K}_{h2}] & [\mathbf{K}_{HA}] \\ [\mathbf{K}_{AU}] & -[\mathbf{K}_{AH}] & [\mathbf{K}_{AA}] - \Delta t \theta [\mathbf{K}_A] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \Delta \mathbf{u}^N \\ \gamma_w \mathbf{h}^N \Big|_{t=t+\Delta t} \\ p_a^N \Big|_{t=t+\Delta t} \end{Bmatrix} \\
& = \begin{bmatrix} \Delta \mathbf{F} + [\mathbf{K}_{UH}] \{ \gamma_w \mathbf{h}^N \}_t + [\mathbf{K}_{UA}] \{ p_a^N \}_t \\ \Delta t \{ \bar{\mathbf{Q}} \} + ([\mathbf{K}_{h1}] + \Delta t (1 - \theta) [\mathbf{K}_{h2}]) \{ \gamma_w \mathbf{h}^N \}_t + [\mathbf{K}_{HA}] \{ p_a^N \}_t \\ \Delta t \{ \bar{\mathbf{Q}}_a \} - [\mathbf{K}_{AH}] \{ \gamma_w \mathbf{h}^N \}_t + ([\mathbf{K}_{AA}] + \Delta t (1 - \theta) [\mathbf{K}_A]) \{ p_a^N \}_t \end{bmatrix} \quad (4.155)
\end{aligned}$$

以上の式から、釣合式，連続式，気相の連続式を連立させ，未知数である変位増分  $\{\Delta \mathbf{u}^N\}$ ，水頭  $\{\mathbf{h}^N \Big|_{t=t+\Delta t}\}$ ，空気圧  $\{p_a^N \Big|_{t=t+\Delta t}\}$  の解を得る。

#### 参考文献

- [1] 金澤伸一 (2010). 不飽和土の数理モデルに基づく締固め土構造物の力学挙動評価. 神戸大学博士論文
- [2] 金澤伸一, 豊嶋拓馬, 河井克之, 橘伸也, 飯塚敦 (2012). 土/水/空気連成有限要素法を用いた締固め土の力学挙動の解析. 土木学会論文集, **15**, 291-298
- [3] Borja, R. (2004). Cam-Clay plasticity. Part V: A mathematical framework for three-phase deformation and strain localization analyses of partially saturated porous media. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* **193**, 5301-5338.
- [4] Kobayashi, I., Owada, H. & Ishii, T. (2011). Hydraulic / Mechanical modeling of smectitic materials for HMC analytical evaluation of the long term performance of TRU geological repository. *Proceedings of the 14th International Conference on Environmental Remediation and Radioactive Waste Management, ICM2011-59090, France.*
- [5] 平成 24 年度, 地層処分技術調査等事業 TRU 廃棄物処分技術, 人工バリア長期性能評価技術開発報告書, 人工バリアの長期挙動の評価
- [6] JAEA, Buffer Material Database, <http://bufferdb.jaea.go.jp/bmdb/>
- [7] Mualem, Y. (1980). A new model for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated porous media. *Water Resources Research* **12**, No.3, 514-522.
- [8] Van Genuchten. (1980). A closed-form equation for predicting hydraulic of unsaturated soils. *Soil Science Society American Journal* **44**, 892-898.
- [9] 金澤伸一, 橘伸也, 河井克之, 大野進太郎, 飯塚敦 (2008). 不飽和土/水連成有限要素解析における空間離散化手法の検討. *応用力学論文集* **11**, 331-338

## 5.室内試験の再現シミュレーション

本章では、モデルのキャリブレーションを目的に室内要素試験を境界値問題として解く。処分施設の施工過程や再冠水現象を表現することを念頭に置いているため、ここでは浸透試験、静的締固め試験、膨潤圧試験の再現解析を行う。

### 5-1 一次元浸潤試験のシミュレーション

#### ①解析条件

ベントナイトのような難透水性材料の場合、水分特性曲線や Mualem 定数は、実験により直接計測するのが難しい。そのため、本論文では、浸透実験の再現解析を行い、実験をうまく再現できる水分特性曲線や Mualem 定数を決定する。ここでは一次元浸潤試験<sup>1)</sup>の再現シミュレーションを行う。解析対象とする実験の装置概要を図.5.1 に示す。実験では、乾燥密度を  $1.6\text{Mg/m}^3$ 、含水比を 10%に調整した、クニゲル V1 に珪砂を混合した材料( $\alpha_{mon} = 40\%$ )を用いて、直径 50mm、高さ 1000mm の供試体を作製し、供試体下端から 60kPa の水圧をかけて吸水している。実験では、アクリル製セルに比抵抗計測用の電極を設置し、湿潤中の比抵抗を計測し、そこから飽和度を求めている。底面からの位置を  $d(\text{mm})$ 、経過時間を  $t(\text{day})$  とすると、浸潤フロントの近似関数が  $d=27.8t^{0.477}$  で表わされることを示している。ここで、浸潤フロントとは飽和度が 41%まで上昇した点(初期飽和度は 38.7%)を連ねたものとしている。実験では供試体を、仕上がり層厚 5 mm となるように充填と静的締固めを 200 回繰り返して、高さ 1000mm の供試体を作製しているが、解析では初期状態は均一な密度分布、圧力水頭分布を仮定している。解析領域、境界条件は図.5.2 のように設定した。まずは水分特性曲線や Mualem 定数の違いが浸潤フロントに与える影響について検討し、その後本研究で用いる水分特性曲線と Mualem 定数を決定する。透気係数については、既往の研究を基に決定する。透気係数  $k_a$  は、

$$k_a = \frac{k \rho_w g}{\eta_a} \quad (5.1)$$

であり、 $k$  : 絶対浸透率( $\text{m}^2$ )、 $\eta_a$  : 気体の粘性係数( $\text{Mg}/(\text{m} \cdot \text{s})$ )である。絶対浸透率は透過媒体の構造特性に由来する透過抵抗係数であり媒体固有の値であるため、通常水とガスの絶対浸透率は同じ値になる。しかしベントナイトの場合、乾燥状態と飽和状態では間隙構造が大きく異なるため、水とガスの絶対浸透率は約 5 桁違う<sup>2)</sup>。図.5.3 は乾燥状態にあるクニゲル V1 及び珪砂を 30%混ぜたクニゲル V1 の絶対浸透率 ( $\text{m}^2$ ) である<sup>3)</sup>。温度  $20^\circ\text{C}$ における空気粘性係数を  $1.822 \times 10^{-8}(\text{Mg}/(\text{m} \cdot \text{s}))$ として透気係数を算出すると図.5.4 のようになる。透気

係数は  $1.0 \times 10^{-4} \sim 1.0 \times 10^{-6}$  (m/s) の間に存在することがわかる. 本研究では, 乾燥密度  $1.6(\text{Mg}/\text{m}^3)$ における珪砂が30%混ざったクニゲルV1の透気係数である  $1.61 \times 10^{-5}$  (m/s) を代表値として用いることとする.

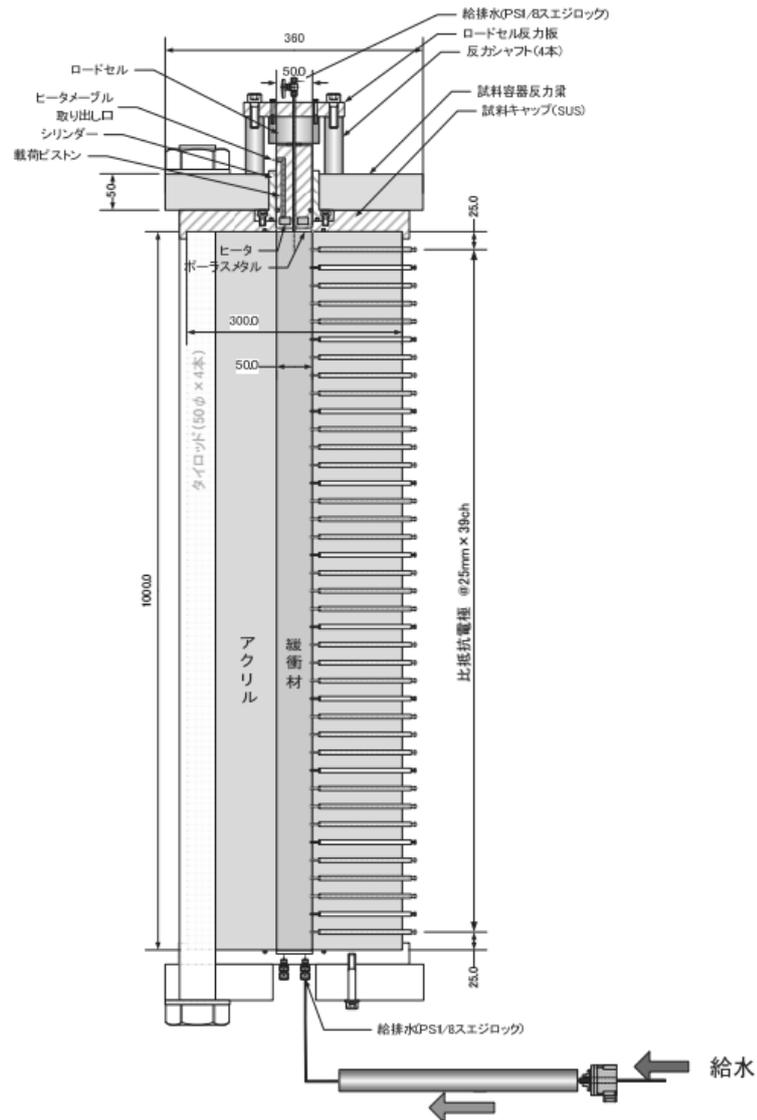


図.5.1 長尺ベントナイトの一次元浸潤速度取得試験の試験装置概要<sup>1)</sup>

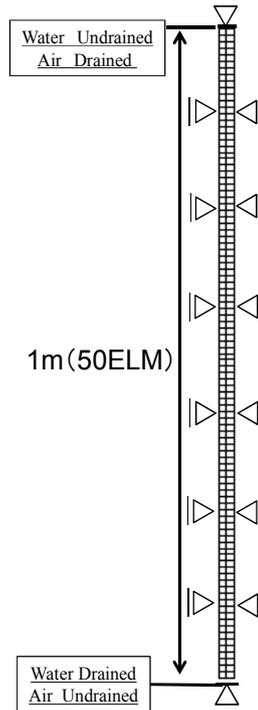


図.5.2 解析条件

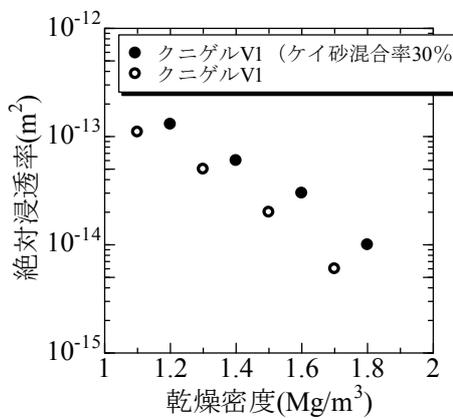


図.5.3 絶対浸透率 (m<sup>2</sup>)<sup>3)</sup>

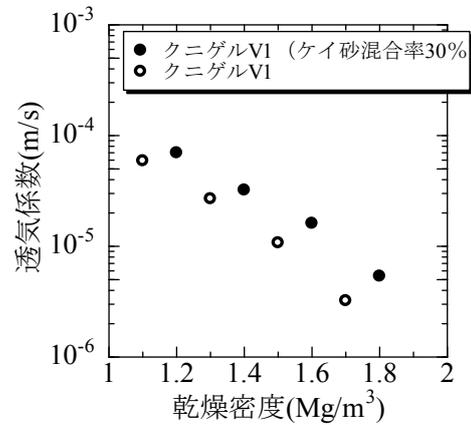


図.5.4 透気係数(m/s)

各種パラメータが浸潤フロントに与える影響

①Mualem 定数

ここでは、Mualem 定数が浸潤フロントに与える影響について検討する。解析に用いたパラメータを表.5.1 に示す。解析ケースを表.5.2 に示す。初期サクションは2 ケース設定し、Mualem 定数は m=1.0 と 3.0 の 2 つについて解析を行う。解析に用いる水分特性曲線、比透水係数を図.5.5、図.5.6 に示す。

解析から得られた浸潤フロントを図.5.7 に示す. 図を見ると, Mualem 定数が大きな値を用いた方が不飽和透水係数は大きくなるため, 浸潤フロントは早く到達していることがわかる. また, 初期サクシオン値が大きな方が, 境界下端にかかる全水頭との差が大きくなり, より大きな導水勾配が生まれるため, 浸潤フロントの到達が早くなっている.

表.5.1 材料パラメータ

$\lambda$	$\kappa_0$	$l$	$\nu'$	$n$	$a$	$k_a(\text{m/day})$
0.14	0.01	10	0.45	1	20	1.39
$n_E$	$M$	$S_{r0}$	$A_W$	$B_W$	$A_D$	$B_D$
1.8	0.5	0.1	-11	1.6	-37	4.2

表 5.2 解析ケース

	初期サクシオン	Mualem 定数
CASE1-1	4.0MPa	3.0
CASE2-1	6.0MPa	3.0
CASE1-2	4.0MPa	1.0
CASE2-2	6.0MPa	1.0

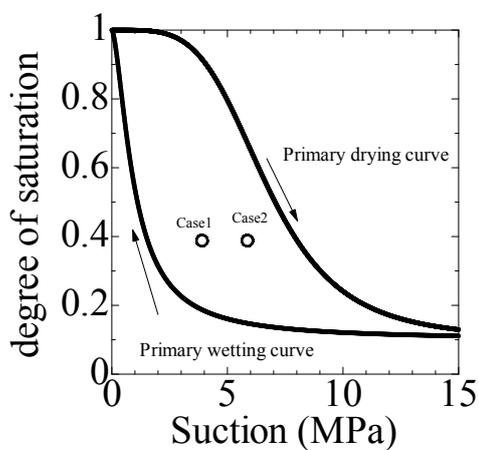


図.5.5 解析に用いた水分特性曲線

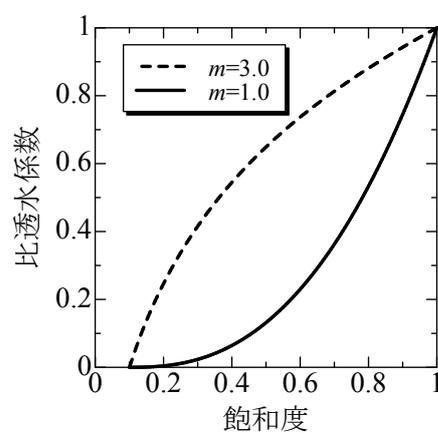


図.5.6 比透水係数

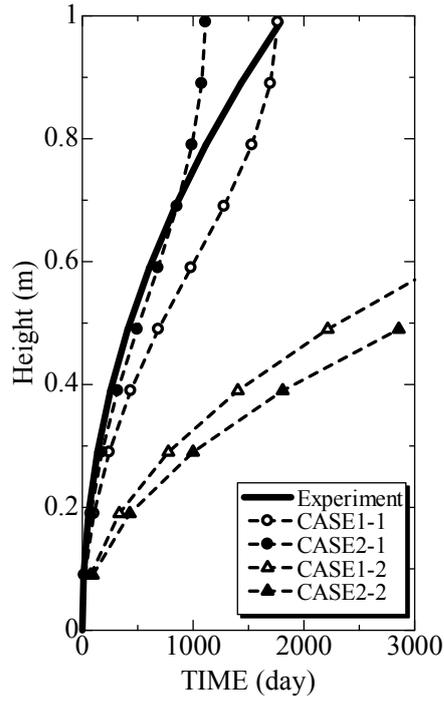


図.5.7 浸潤フロントの形成

②水分特性曲線が浸潤フロントに与える影響

ここでは、水分特性曲線の違いが浸潤フロントに与える影響について検討する。材料パラメータを表 5.3 に、解析ケースを表 5.4 に示す。表 5.4 中のパターン A とパターン B の水分特性曲線をそれぞれ、図.5.8 に示す。パターン A の方がパターン B より全体的にサクシオン値が大きくなっている。

表.5.3 材料パラメータ

$\lambda$	$\kappa_0$	$l$	$\nu'$	$n$	$a$	$k_a(\text{m/day})$	$n_E$	$M$	$m$
0.14	0.01	10	0.45	1	20	1.39	1.8	0.5	3.0

表 5.4 解析ケース

	初期サクシオン	水分特性曲線	$A_W$	$B_W$	$A_D$	$B_D$	$S_{r0}$
CASE1-A	4.0MPa	パターン A	-11	1.6	-37	4.2	0.1
CASE2-A	6.0MPa	パターン A	-11	1.6	-37	4.2	0.1
CASE3-B	4.0MPa	パターン B	-15.6	4.2	-29.9	5.0	0.1
CASE4-B	6.0MPa	パターン B	-15.6	4.2	-29.9	5.0	0.1

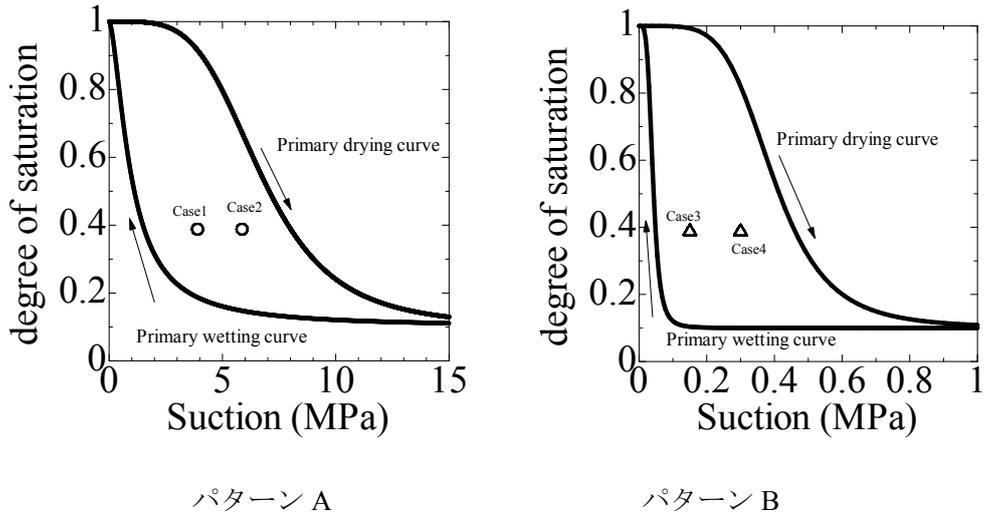


図.5.8 解析に用いた水分特性曲線

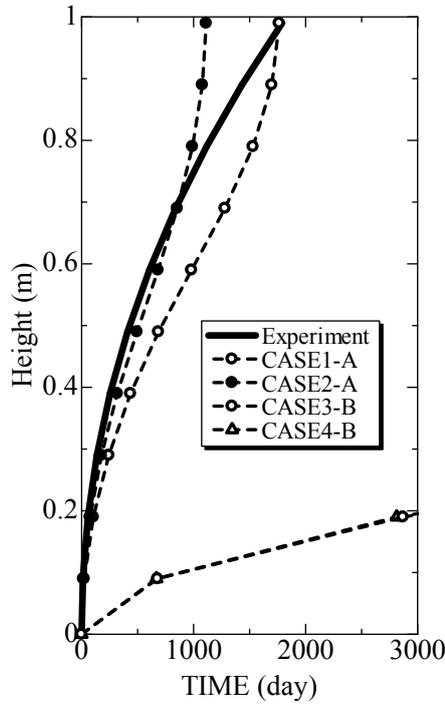


図.5.9 浸潤フロントの形成

図.5.9 に解析から得られた浸潤フロントを示す. パターン A の方が浸潤フロントの到達が早いのが確認できる. これは, パターン A の方が供試体内部と境界下端にかかる全水頭との差が大きくなり, より大きな導水勾配が生まれるため, 浸潤フロントの到達が早くなっている. 以上から, Mualem 定数の値が大きく, 保水性が強い方が浸潤フロントの到達が早いことがわかった. 今回想定した解析ケースでは, CASE1-1, CASE2-1, CASE1-A, CASE2-B で用いた水分特性曲線や Mualem 定数が最も実験結果を再現できていることがわかる. 従って,

本研究では水分特性曲線は図.5.6 中のパターン A を, Mualem 定数は 3.0 を用いることとする。しかしながら, 今回設定したパラメータ以外にも, 実験を再現できるパラメータの組み合わせは無数に存在する。そのため, 今後はより多くの実験の再現を試みることで, 最適なパラメータを見つけることができると考えている。

## 5-2 静的締固め試験のシミュレーション

### ①解析条件

ベントナイト材料の静的締固め試験の再現シミュレーションを行う。締固めを排気・非排水圧縮・膨張現象と捉え, 解析領域, 境界条件を図.5.10 のように, 全面非排水条件で, 上端を排気境界とした。想定した材料はクニゲル V1 ( $\alpha_{mon} = 48\%$ ), 及びクニゲル V1 と珪砂を 7 : 3 の割合で混合した材料 ( $\alpha_{mon} = 33\%$ ) である。図.5.11 に示すように, 静的締固め圧力は 20MPa とし, 载荷と除荷をそれぞれ 1 時間かけて行った。解析ケースを表.5.2 に示す。初期サクションについては主吸水曲線上の値を設定した。図.5.12 に解析に用いた飽和正規圧密線を示す。クニゲル V1 単体の方が珪砂を混ぜた材料よりモンモリロナイト含有率が多いため, 正規圧密線が上側に存在している。

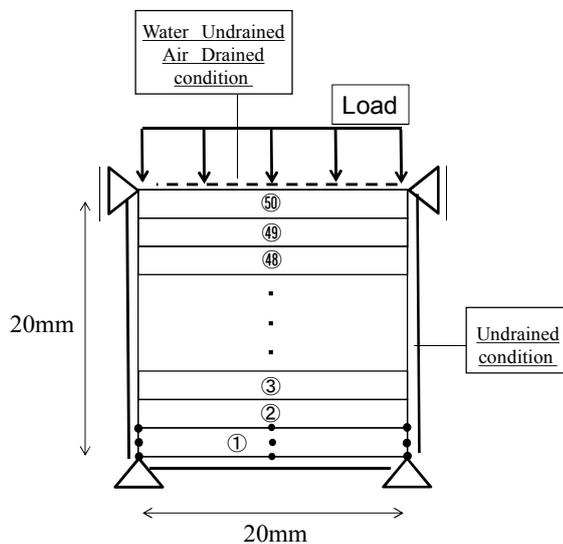


図.5.10 解析メッシュ図・境界条件

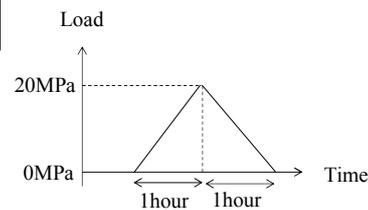


図.5.11 締固め条件

表.5.2 解析ケース

	クニゲル V1	珪砂混合体
含水比	5,7,9,11,13,15,17,19	5,7,9,11,13,15,17
初期間隙比	1.0	0.9

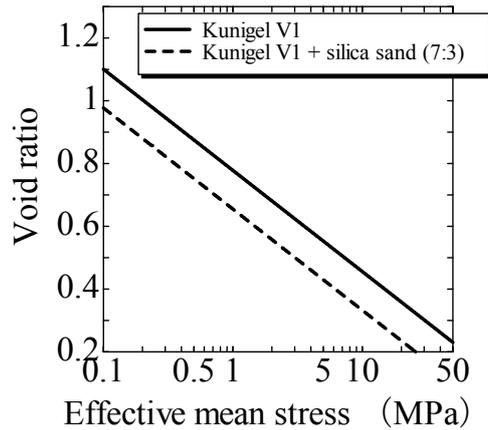
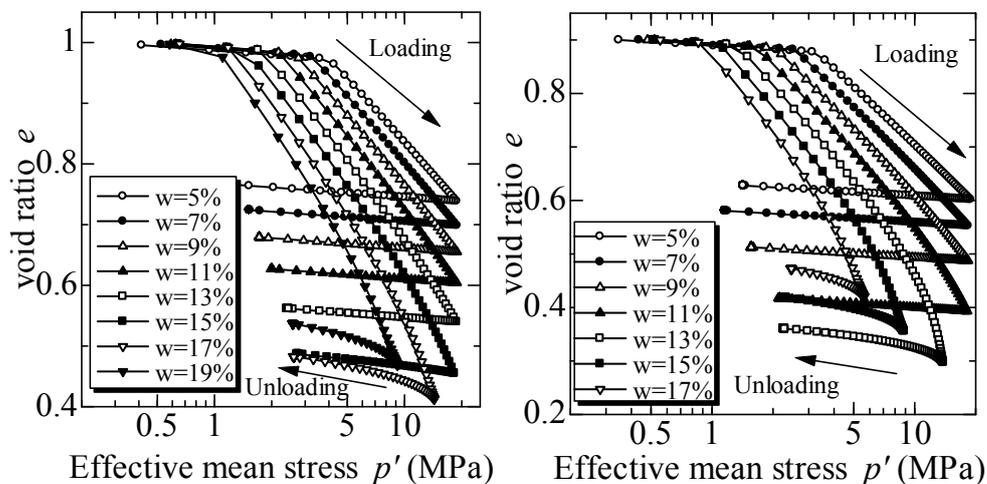


図.5.12 解析に用いた飽和正規圧密線

## ②解析結果

図.5.13, 5.14, 5.15 は中央部要素である要素 25 の荷重・除荷による平均有効応力-間隙比, 間隙空気の経時変化, サクシオン-飽和度を示したものである. 設定含水比が小さいほど降伏応力が小さくなるため, 応力荷重に対して大きく圧縮しているのが分かる. しかしながら含水比が 17%以上の供試体においては, 荷重中に供試体の飽和度が高くなっているため, 間隙空気圧が大きく増加している. そのため, 荷重応力に対して有効応力が受け持つ割合が低下し, 圧縮量が抑えられているのが分かる. また, サクシオンと飽和度の関係を見ると, 荷重時はサクシオン減少・飽和度増加の吸水挙動が, 除荷時にはサクシオン増加・飽和度現象の脱水挙動が生じているのが確認できる. 解析から得られた締固め曲線を図.5.16 に示す. 図中には千々松ら<sup>4)</sup>が行った締固め曲線も併せて示す. これをみると, 締固め曲線がピークを持つ傾向, 珪砂混合体の方が締固め曲線が上側に存在する傾向を再現できているのが分かる.



(a)クニゲル V1

(b)珪砂混合体

図.5.13 平均有効応力-間隙比

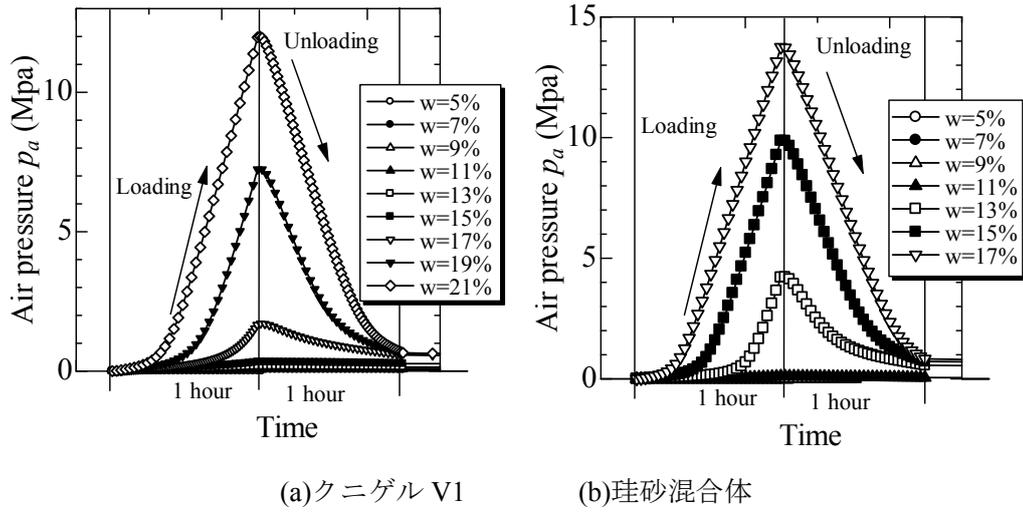


図 5.14 間隙空気の経時変化

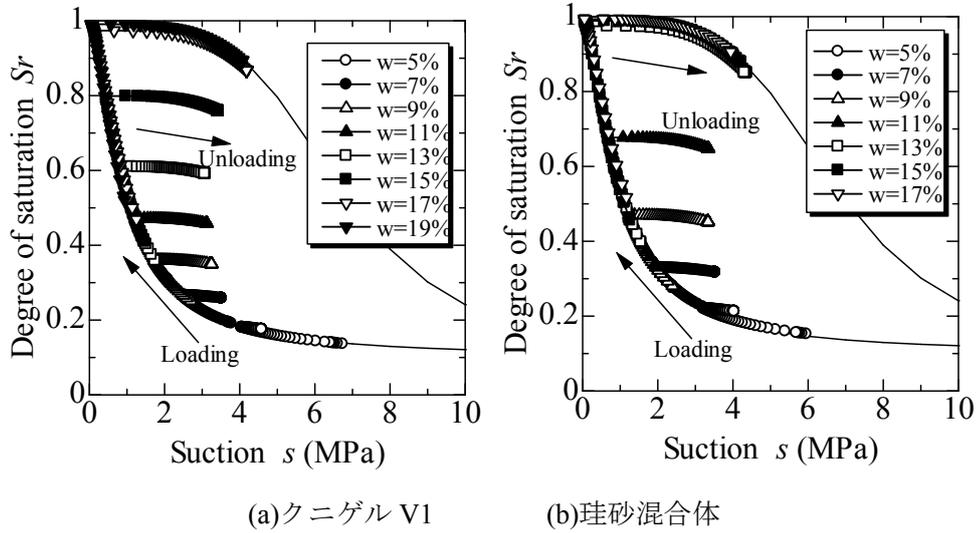


図.5.15 飽和度-サクシオン

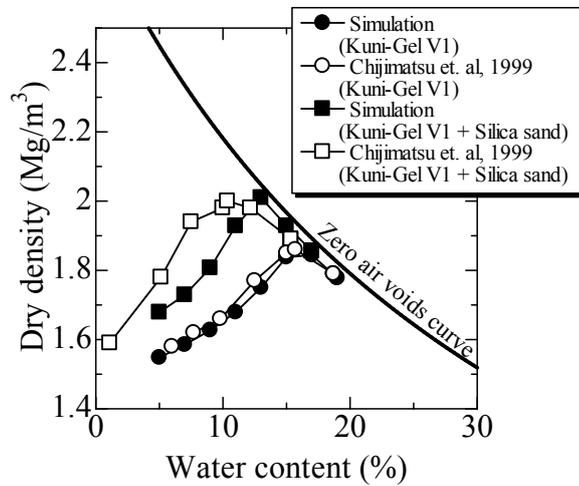


図.5.16 締固め曲線

### パラメータ $l$ が締固め曲線に与える影響

ここでは、粒状性消失を制御するパラメータ  $l$  が締固めに与える影響について検討する。  $l$  を 3, 5, 7, 10 と変えた場合について行う。解析に用いたパラメータは表.5.1 を、解析ケースは表.5.2 と同様とし、解析対象はクニゲルV1 とする。締固め圧力は 20MPa とする。解析結果を図.5.17, 図.5.18 に示す。図.5.17 は間隙比-有効応力関係である。図を見ると、どのケースでも載荷時の挙動はほとんど同じである。しかし、含水比が大きい場合の除荷時の挙動は、  $l$  の値が小さいほど、除荷時の膨張量が大きくなっているのが分かる。図.5.18 に解析で得られた締固め曲線を示す。図を見ると、  $l$  の値が小さいほど、締固め曲線が下側に下がっているのが分かる。これは、前述の通り、  $l$  の値が小さいほど除荷時の膨張量が大きくなっているからである。

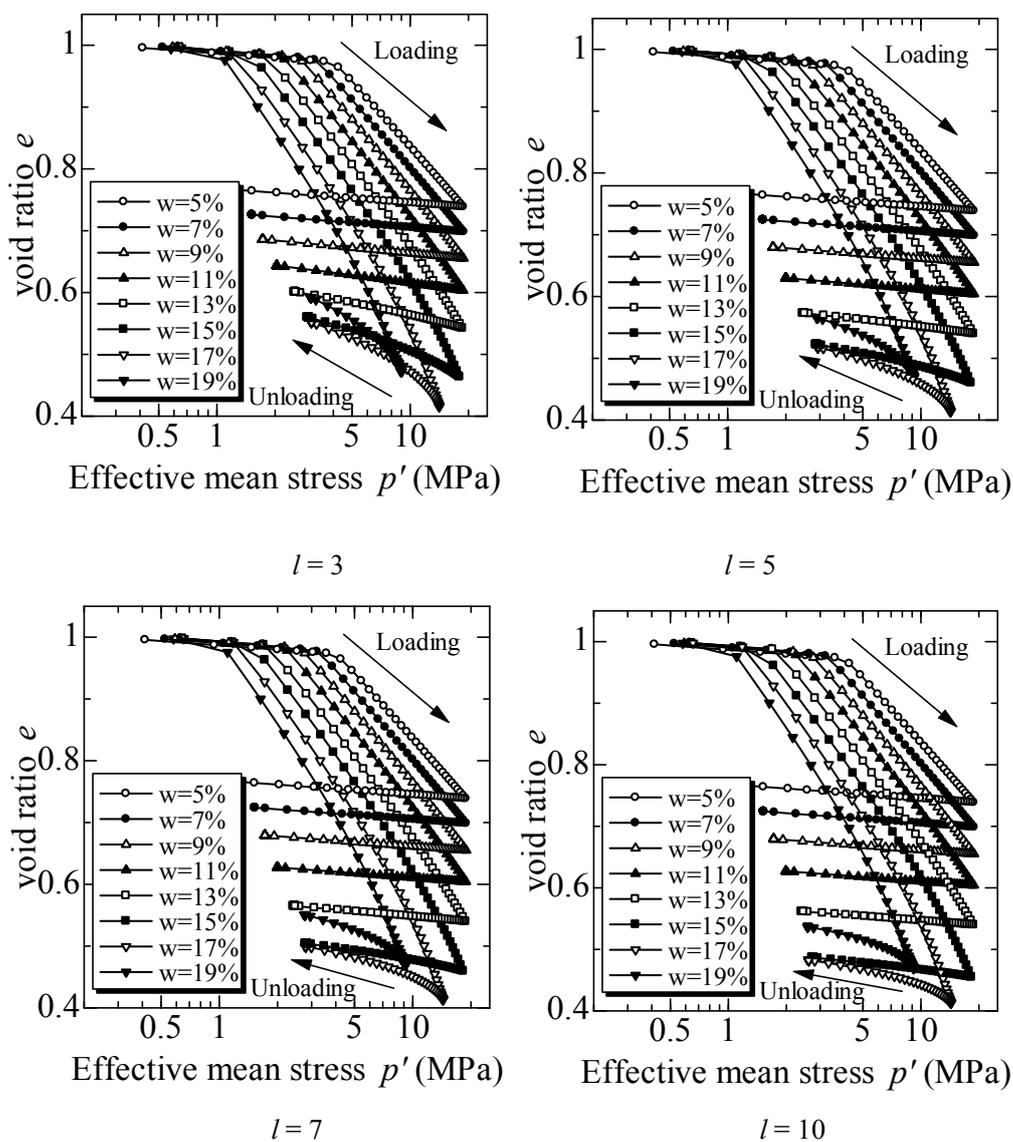


図.5.17 平均有効応力-間隙比

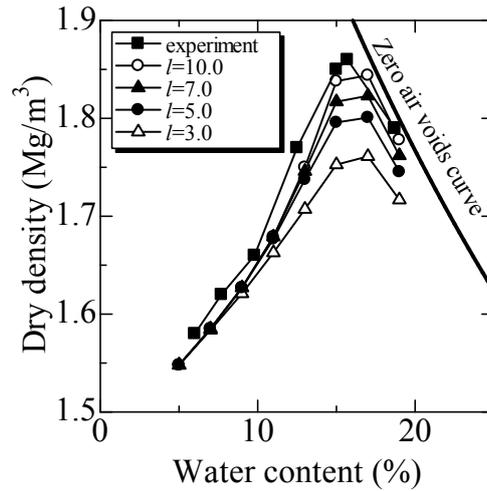


図. 5.18 締固め曲線

### 5-3 膨潤圧試験のシミュレーション

#### ①解析条件

ここでは、ベントナイトの膨潤圧試験のシミュレーションを行う。想定した材料はクニゲルV1 ( $\alpha_{mon} = 48\%$ )，及びクニゲルV1と珪砂を7:3の割合で混合した材料 ( $\alpha_{mon} = 33\%$ )で、解析領域、境界条件は図.5.19のように設定した。吸水については下端の全水頭を20mmまで上昇させることで表現し、その時に上端で生じる鉛直方向の全応力を膨潤圧と見做す。解析ケースとして、乾燥密度 2.0, 1.8, 1.6Mg/m<sup>3</sup>の3パターンに対して、図.5.20に示す初期飽和度と初期サクションを与え、計18ケースの計算を行う。

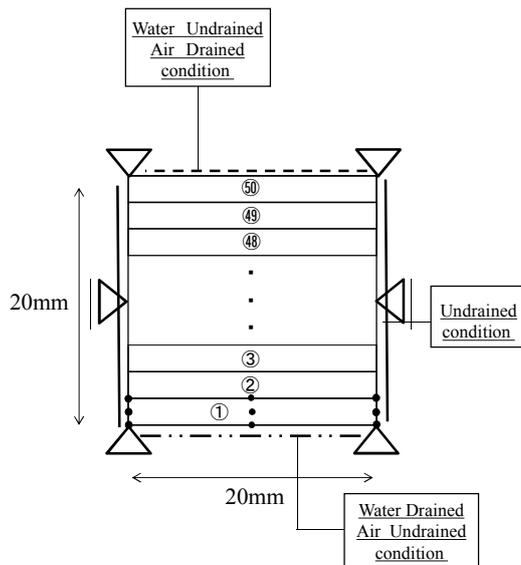


図.5.19 解析メッシュ図・境界条件

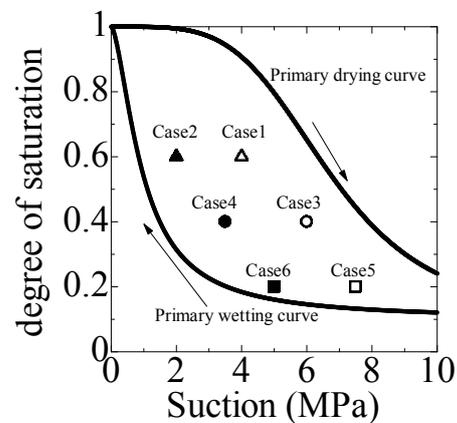


図.5.20 初期飽和度，初期サクション

## ②解析結果

クニゲル V1 の膨潤圧の経時変化を図.5.21 に示す。初期飽和度が高いほど膨潤圧が定常になるのが早いのがわかる。これは初期飽和度が高いほど飽和時期が早いからである。また、乾燥密度が高いほど大きな膨潤圧が発生している。さらに、乾燥密度が高いほど膨潤圧が定常になるのが遅いのがわかる。これは、乾燥密度が高いほど透水性が悪く水の浸透に時間がかかるためである。図.5.22 に乾燥密度  $2.0\text{Mg/m}^3$  の中央部要素 25 の飽和度、空気圧、サクシヨンの経時変化を示す。図を見ると、時間の経過とともに飽和度が上昇しているのが確認できるが、完全には飽和せず定常状態となっているのが分かる。これは、飽和度が高くなると空気が封入され、空気圧が上昇したために、定常後にもサクションが残っているためである。図.5.23 に、乾燥密度  $2.0\text{Mg/m}^3$  の Case3 の時の各要素の飽和度と間隙比の時間変化を示す。図を見ると、下端に近い要素から順番に飽和度が上昇し、それに伴い間隙比が増加（膨潤）を示しているのが分かる。さらに、定常状態に落ち着いたときには、同一の間隙比に収束している。

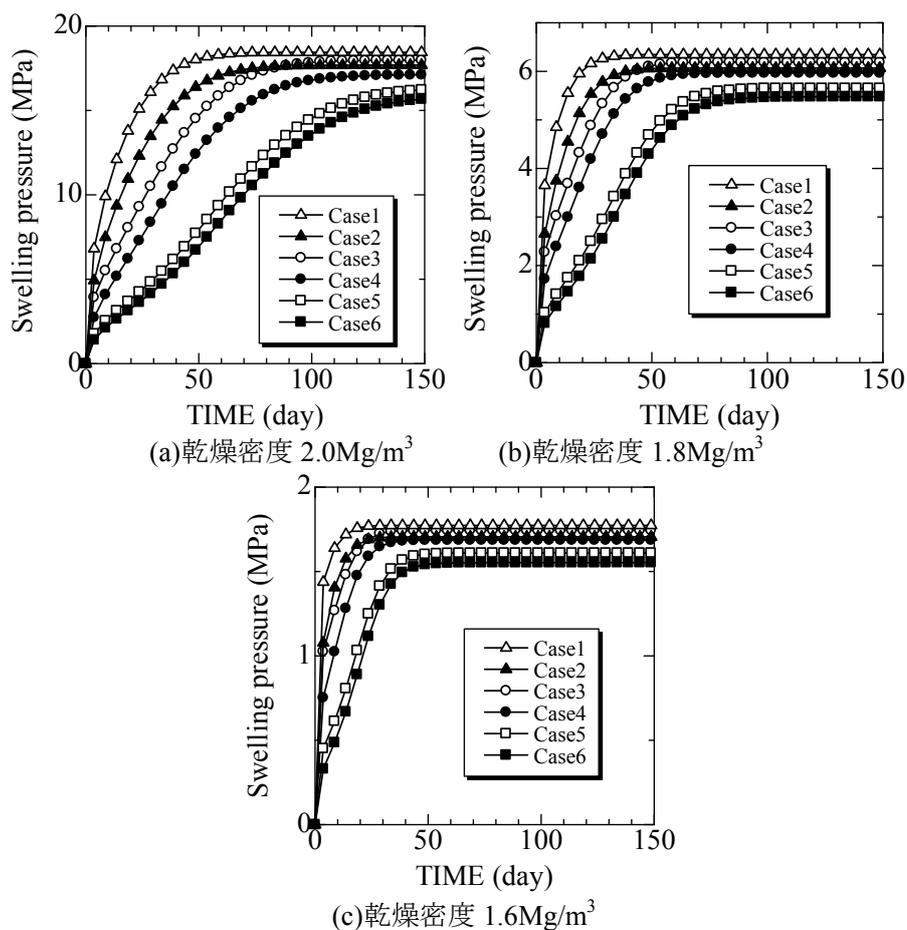


図.5.21 膨潤圧の経時変化（クニゲル V1）

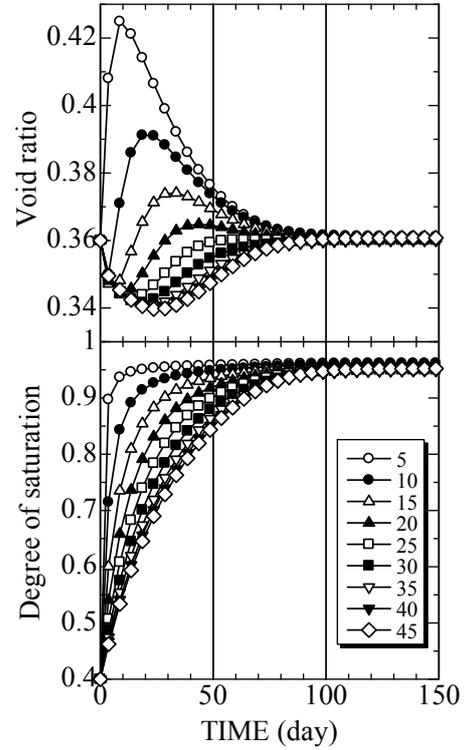
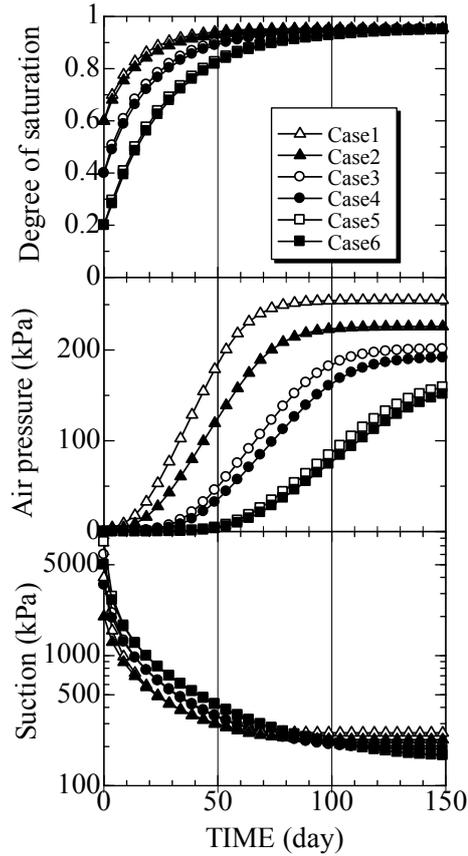
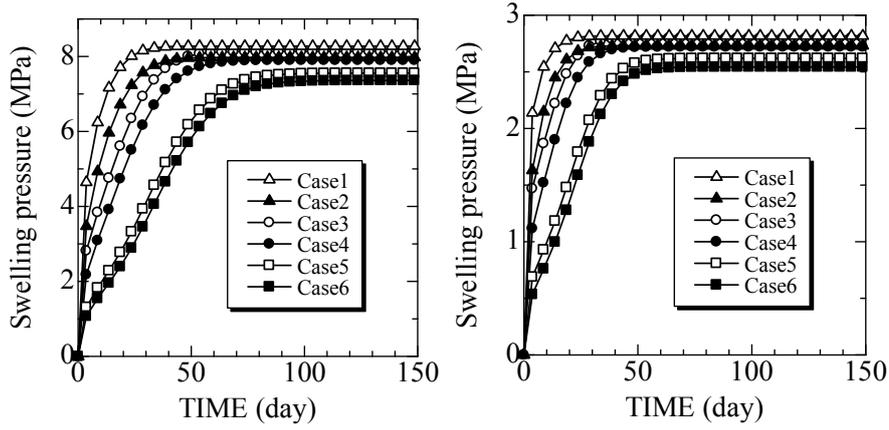
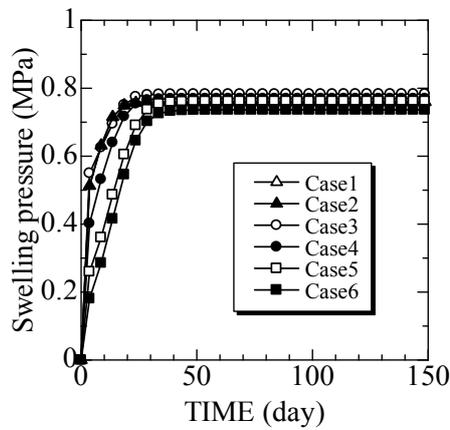


図.5.22  $\rho_d=2.0\text{Mg/m}^3$  の要素 25 の経時変化 図.5.23 CASE3 の各要素の経時変化

続いて、珪砂混合材料の膨潤圧の経時変化を図.5.24 に示す。図から、同じ乾燥密度なら、クニゲル V1 単体に比べて、珪砂混合材料の方が発生する膨潤圧が小さいのが確認できる。定常状態における膨潤圧と乾燥密度の関係を図.5.25 に示す。図中には、鈴木・藤田<sup>5)</sup>が行った膨潤圧試験結果も併せて示してある。解析結果と実験結果を比べると、膨潤圧が乾燥密度の上昇とともに非線形的に増加する傾向や、生じる膨潤圧の大きさも実験結果と同等の値を示しているのが分かる。

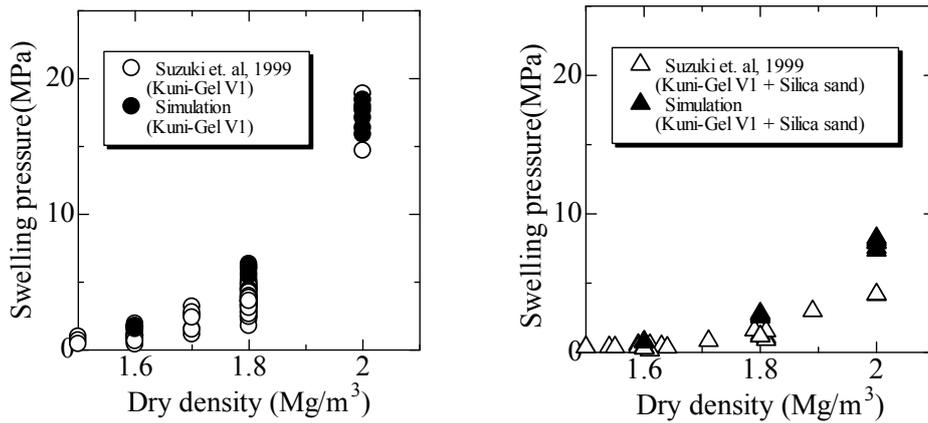


(a) 乾燥密度 2.0Mg/m<sup>3</sup> (b) 乾燥密度 1.8Mg/m<sup>3</sup>



(c) 乾燥密度 1.6Mg/m<sup>3</sup>

図.5.24 膨潤圧の経時変化 (珪砂混合体)



(a) クニゲル V1 (b) 珪砂混合体

図.5.25 乾燥密度と膨潤圧

### パラメータ $l$ が膨潤圧に与える影響

ここでは、粒状性消失を制御するパラメータ  $l$  が膨潤圧に与える影響について検討する。  $l$  を 3, 5, 7, 10 と変えた場合について行う。解析対象は  $1.8\text{Mg/m}^3$  のクニゲル V1 とする。初期飽和度、初期サクシオンは図.5.20 中の Case3 の値を用いた。解析結果を図.5.26, 図. 5.27 に示す。図.5.26 は膨潤圧の経時変化である。図を見ると、  $l$  の値が小さいほど膨潤圧の発生が早く、膨潤圧にピークを持つような挙動を示している。また、どのパラメータでも最終的な膨潤圧はほとんど同じであることがわかる。図. 5.27 に供試体中心部の要素 25 の飽和度と間隙比の時間変化を示す。飽和度変化はどのケースでも同じような挙動を示している。間隙比変化に関しては、どのケースでも初めは圧縮挙動を示しているのが分かる。その後、  $l$  の値が小さいケースから順番に膨潤挙動を示しているのがわかる。

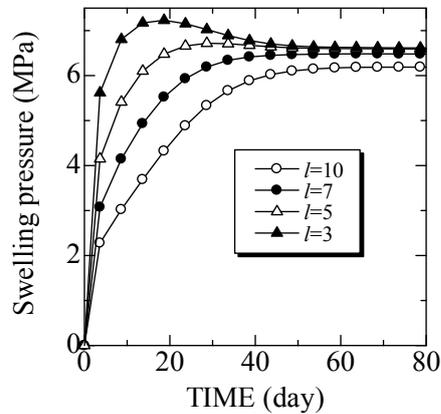


図. 5.26 膨潤圧の経時変化

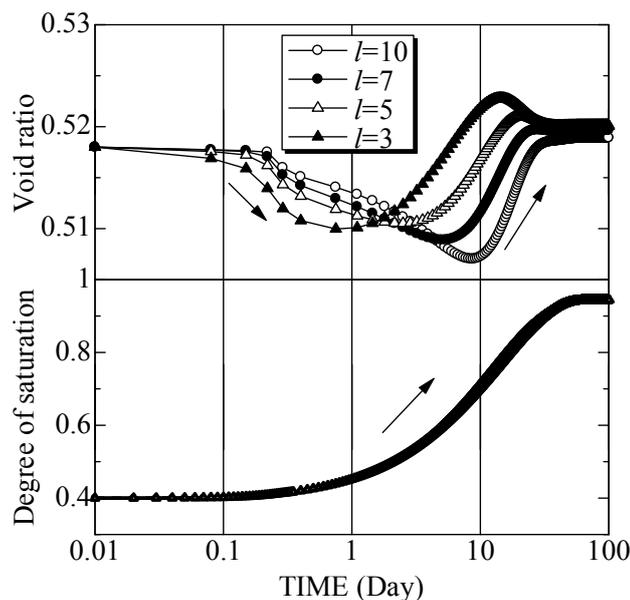


図. 5.21 要素 25 の経時変化

#### 5-4 まとめ

本章では、構築した有限要素解析手法を用いて、浸透試験、静的締固め試験、膨潤圧試験を境界値問題として解き、ベントナイトの力学特性の再現性について検討した。締固め解析では、締固め曲線がピークを持つ傾向、珪砂混合体の方が締固め曲線が上側に存在する傾向を再現できているのが確認できた。膨潤圧が乾燥密度の上昇とともに非線形的に増加する傾向や、クニゲル V1 単体に比べて、珪砂混合材料の方が発生する膨潤圧が小さいといった傾向も再現できていることを確認した。また、パラメータ  $l$  が締固め曲線や膨潤圧に与える影響も検討したが、どのパラメータでも概ね実験結果を再現できているのが分かった。近年、各種飽和度におけるダイレイタンス特性等の検討も進んできている<sup>6) 7)</sup>。そのため、今後はそれらと照らし合わせることで最適なパラメータの選定や、モデルの高度化に繋げることができると考えている。

#### 参考文献

- [1] 平成 23 年度、地層処分技術調査等事業 高レベル放射性廃棄物処分関連、処分システム工学要素技術高度化開発報告書（第 2 分冊），人工バリア品質評価の開発
- [2] K. Tanai, T. Kannno and C. Galle (1997). Experimental study of gas permeabilities and breakthrough pressures in clays. Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **465**, 995-1002
- [3] 棚井憲治 (2009). 緩衝材中ガス移行試験データベース. JAEA-Data/Code 2008-028
- [4] 千々松正和, 杉田裕, 雨宮清 (1999). 緩衝材の製作・施工技術に関する検討. PNC TN8400 99-035
- [5] 鈴木英明, 藤田朝雄 (1999). 緩衝材の膨潤特性. JNC TN8400 99-038.
- [6] 小高猛司, 元山泰久, 平手寿大(2011).不飽和珪砂・ベントナイト混合体の飽和度上昇に伴うせん断抵抗角の低下. 土木学会第 66 回年次学術講演会
- [7] 高田英典, 小高猛司, 崔 瑛(2013).各種飽和状態の高密度ベントナイトの力学特性とダイレイタンス特性. 土木学会第 68 回年次学術講演会

## 6. 放射性廃棄物処分施設の再冠水シミュレーション

高レベル放射性廃棄物や TRU 核種を含む放射性廃棄物（以下、「TRU 廃棄物」）は地層処分が検討され、処分施設における緩衝材や埋戻し材にはベントナイト材料の利用が検討されている<sup>1)</sup>。本章では、土/水/空気連成有限要素解析コード DACSAR-MP を用いて TRU 廃棄物処分施設を対象とした再冠水解析を行い、再冠水中のベントナイト系材料の力学挙動を検討する。

TRU 廃棄物は、大部分が再処理施設と MOX 燃料加工施設において発生し、一部は海外からの返還廃棄物の管理施設から発生する。現状では、主に、JNC の東海再処理工場と MOX 燃料取扱施設において発生しており、今後は、海外再処理委託に伴う返還廃棄物や国内の民間再処理施設、民間 MOX 燃料加工施設及び返還廃棄物管理施設の操業廃棄物、さらに長期的には操業を終了したこれら施設の解体による TRU 廃棄物の発生量の増大が見込まれている。TRU 廃棄物処分施設の全体機能の概要を図.6.1 に示す。TRU 廃棄物処分施設の構成は、地上施設と地下施設に大別される。地上施設の機能としては、廃棄体及び資材の受入・搬送、地下施設の建設・操業・閉鎖支援及び処分施設の全体管理機能が必要である。地下施設は、アクセス施設、主要坑道、連絡坑道、処分坑道及び坑底施設から構成される。処分坑道の断面形状として、図 6.2 のような円形断面と幌型断面が考えられている。図中の緩衝材と埋戻し材にはベントナイト材料の利用が考えられている。緩衝材と埋戻し材の仕様例を表 6.1 に示す。

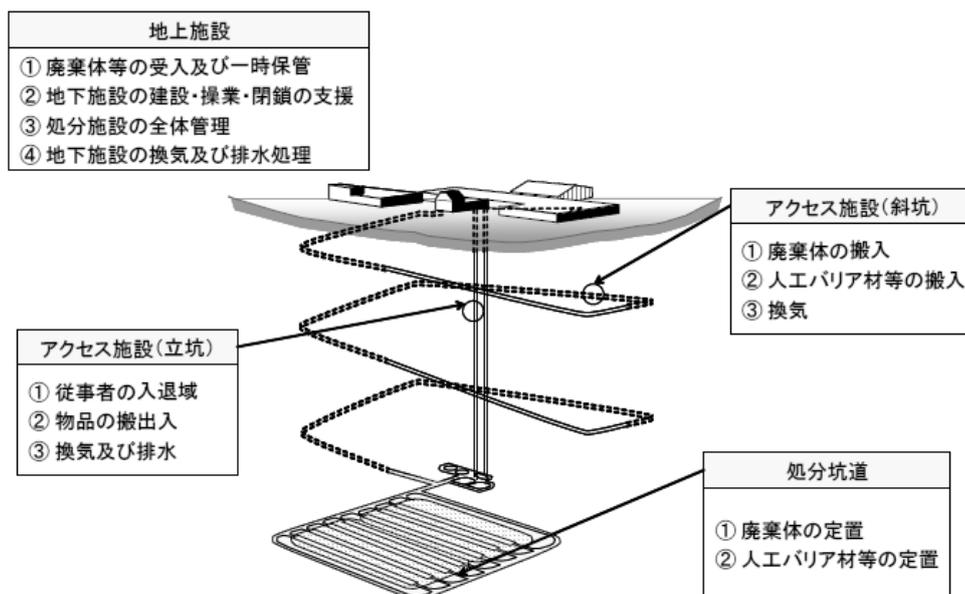


図.6.1 TRU 廃棄物処分施設の基本概念<sup>1)</sup>

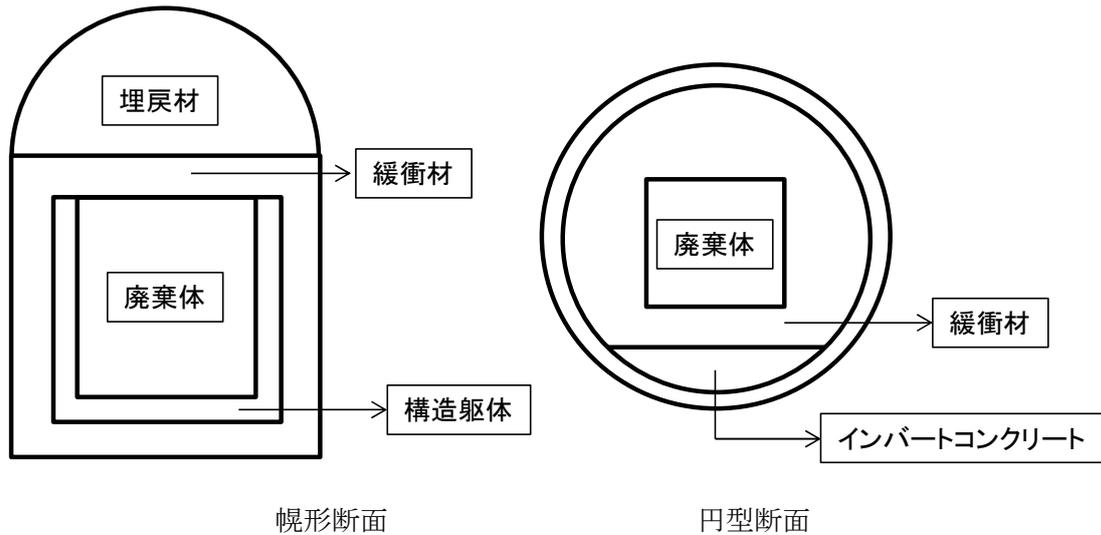


図.6.2 処分行動の断面形状例<sup>1)</sup>

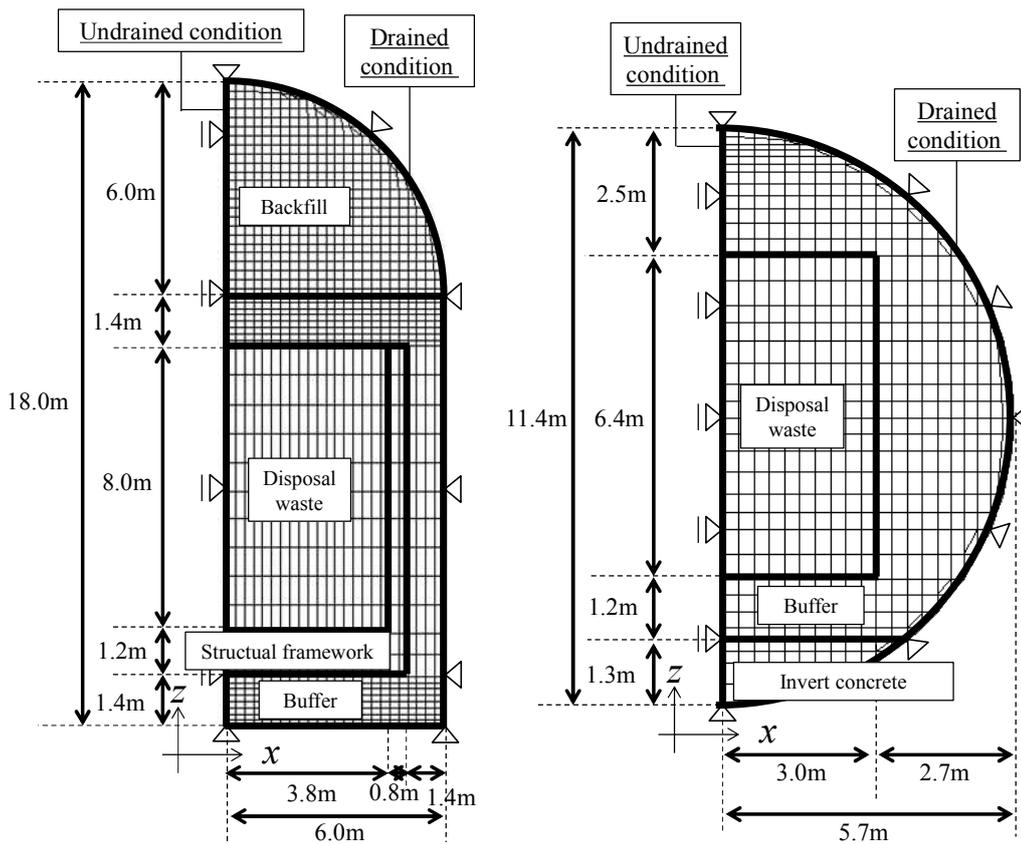
表 6.1 緩衝材の仕様例<sup>1)</sup>

	緩衝材	埋戻材
乾燥密度(Mg/m <sup>3</sup> )	1.6	1.65 以上
ケイ砂混合率(%)	30	50

### 6-1 解析条件

解析は、樽型断面と円形断面に対して行う。図.6.3 に解析に用いるメッシュ図及び境界条件を示す。平面ひずみ条件で、排気境界は大気圧固定とし、排水境界には樽型断面の場合 20m、円形断面の場合 12m の全水頭を作用させる。処分場は地下数百メートルに建設されるため、実際にはもっと大きな水圧が処分施設には作用すると推測されるが、そのような高圧化においては、気相から液相への溶解現象なども考慮しなければならなくなるため、今回の解析では比較的小さい全水頭を設定している。解析に用いた物性値及び初期値を表.6.2 に示す。ベントナイト材料以外の材料に関しては、線型弾性体とし、物性値は既往の文献<sup>1) 2)</sup> を参考に決定した。水分特性等の不飽和状態に関するパラメータは仮定して与えている。解析では初期状態は均一な密度、全応力 (=0)、飽和度、全水頭分布を仮定している。

今回設定した物性値で膨潤圧試験シミュレーション(図.6.4)を行うと、緩衝材と埋戻材の膨潤圧は図.6.5 のようになる。図.6.5 を見ると、今回設定した材料定数では緩衝材の方が埋戻材より大きな膨潤圧を発揮している。



幌形断面

円型断面

図.6.3 メッシュ図・境界条件

表.6.1 材料パラメータ

緩衝材

$\lambda$	$\kappa_0$	$l$	$\nu'$	$n$	$a$	$m$	$k_a$ (m/day)	$e_i$	$s_i$ (kPa)
0.14	0.01	5	0.45	1	20	3	0.28	0.688	200
$n_E$	$M$	$S_{r0}$	$A_w$	$B_w$	$A_D$	$B_D$	$\alpha_{mon}$	$S_{ri}$	
1.8	0.5	0.1	-7.35	1.6	-27.4	4.2	0.40	0.50	

埋戻材

$\lambda$	$\kappa_0$	$l$	$\nu'$	$n$	$a$	$m$	$k_a$ (m/day)	$e_i$	$s_i$ (kPa)
0.14	0.01	5	0.45	1	20	3	0.28	0.64	200
$n_E$	$M$	$S_{r0}$	$A_w$	$B_w$	$A_D$	$B_D$	$\alpha_{mon}$	$S_{ri}$	
1.8	0.5	0.1	-7.35	1.6	-27.4	4.2	0.30	0.50	

廃棄体

$\tilde{\lambda}$ (MPa)	$\tilde{\mu}$ (MPa)	$k_w$ (m/day)	$k_a$ (m/day)	$e_i$	$S_{ri}$	$s_i$ (kPa)
4861.1	7291.7	0.3456	34.56	0.429	0.50	200
$m$	$S_{r0}$	$A_w$	$B_w$	$A_D$	$B_D$	
0.6	0.1	-7.35	1.6	-27.4	4.2	

インバートコンクリート

$\tilde{\lambda}$ (MPa)	$\tilde{\mu}$ (MPa)	$k_w$ (m/day)	$k_a$ (m/day)	$e_i$	$S_{ri}$	$s_i$ (kPa)
8444.4	12666.7	0.0000043	0.00043	0.429	0.50	200
$m$	$S_{r0}$	$A_w$	$B_w$	$A_D$	$B_D$	
0.6	0.1	-7.35	1.6	-27.4	4.2	

構造躯体

$\tilde{\lambda}$ (MPa)	$\tilde{\mu}$ (MPa)	$k_w$ (m/day)	$k_a$ (m/day)	$e_i$	$S_{ri}$	$s_i$ (kPa)
58333.3	87500	0.0000043	0.00043	0.429	0.50	200
$m$	$S_{r0}$	$A_w$	$B_w$	$A_D$	$B_D$	
0.6	0.1	-7.35	1.6	-27.4	4.2	

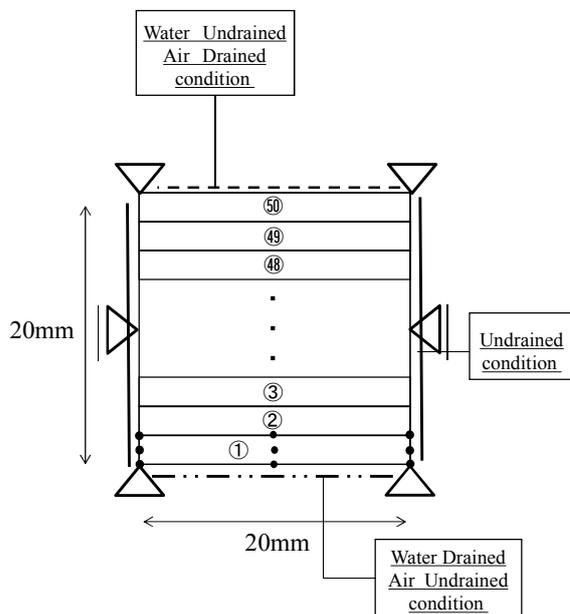


図.6.4 解析メッシュ図・境界条件

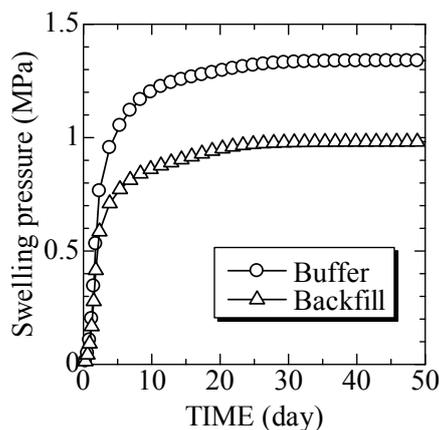


図.6.5 緩衝材と埋戻材の膨潤圧

## 6-2 解析結果

### 6-2-1 解析結果 (樽型断面)

施設の飽和度分布を図.6.6 に示す。時間の経過に伴い施設外側から順番に飽和度が上昇している。図.6.7 に埋戻し材の施設中心部分にある要素の飽和度変化を示す。時間の経過とともに飽和度が上昇していくのが確認できるが、1000 年を過ぎたあたりから飽和度の上昇が止まり、完全には飽和せず内部に空気が残っていることが確認できる。x 方向変位、z 方向変位分布を図.6.8、図.6.9 に示す。100 年ごろまでは施設外側の要素の飽和化による膨潤により、施設中心に向かって変位が生じている。その後内側の要素の飽和度上昇による膨潤に伴い、施設外向きに変位が生じている。今回設定したパラメータでは、緩衝材の方が埋戻材より膨潤圧が強いため、最終的に埋戻材は初期状態よりも外側に向かい変位が生じている。図.6.10 に廃棄体中心部分 z 方向の変位の時間変化を示す。廃棄体は初期状態から少しだけ上方に移動して

いる。しかしながらその変位量は 1cm 以下で、処分場のサイズに対して非常に小さな値であることがわかる。図.6.11 に 10000 年後の施設の飽和度・サクシオン・空気圧・体積ひずみ・間隙比の分布図を示す。施設内部は不飽和状態で存在し、内部の空気圧が高まっているのが確認できる。体積ひずみや間隙比の分布図を見ると、埋戻材内や緩衝材内で不均一なひずみ分布、間隙比分布が生じている。緩衝材の方が埋戻材より膨潤圧が大きいいため、緩衝材は膨潤し埋戻材は圧縮されているのが体積ひずみ分布図よりわかる。

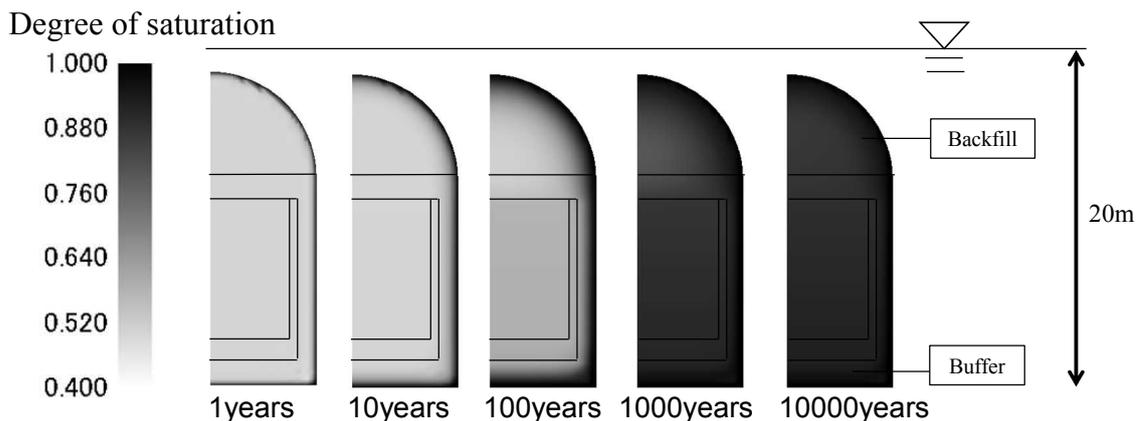


図.6.6 飽和度分布

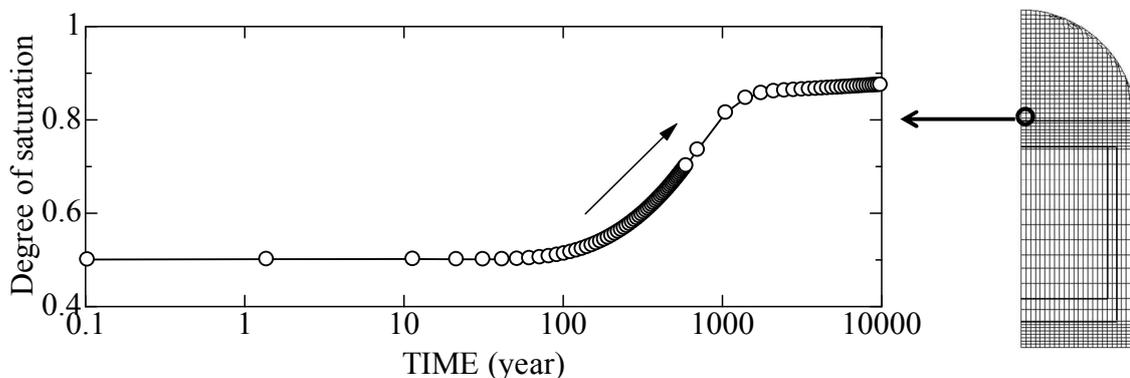


図.6.7 埋戻し材の飽和度変化

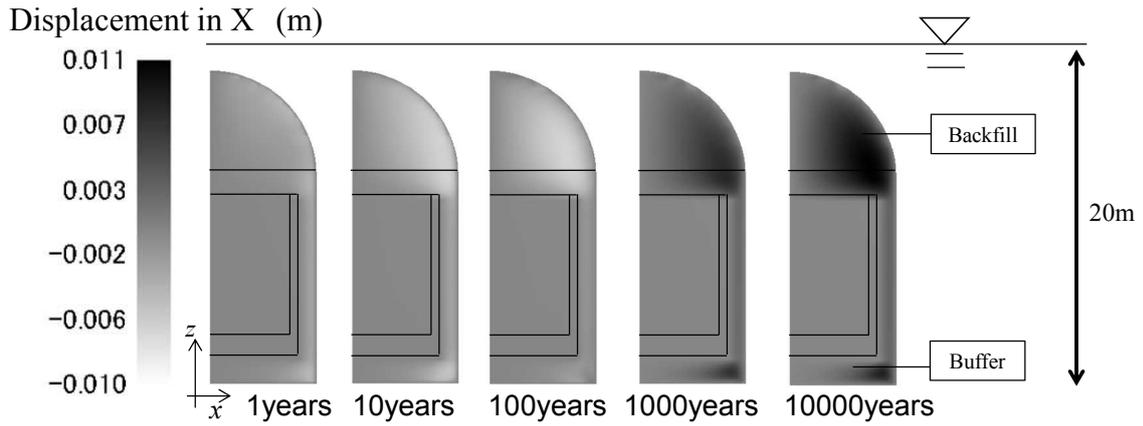


図.6.8 x 方向変位分布(m)

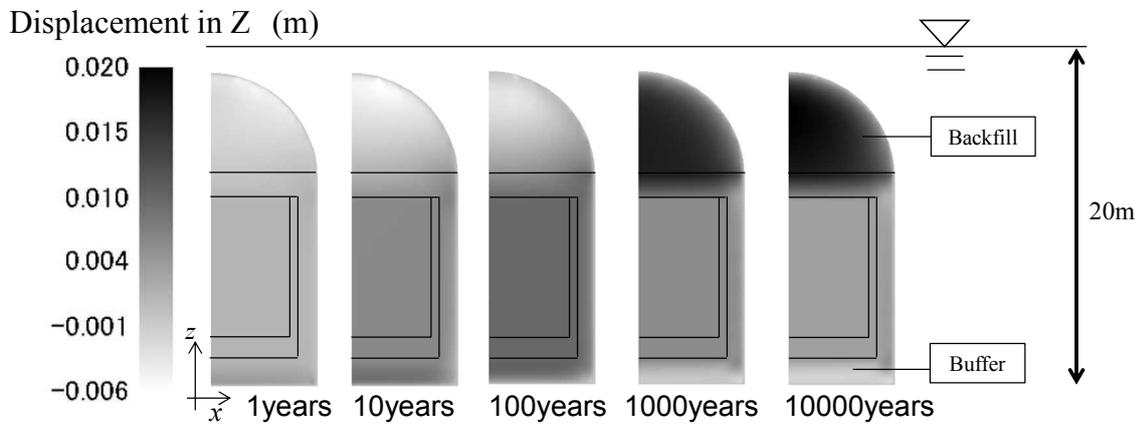


図.6.9 z 方向変位分布(m)

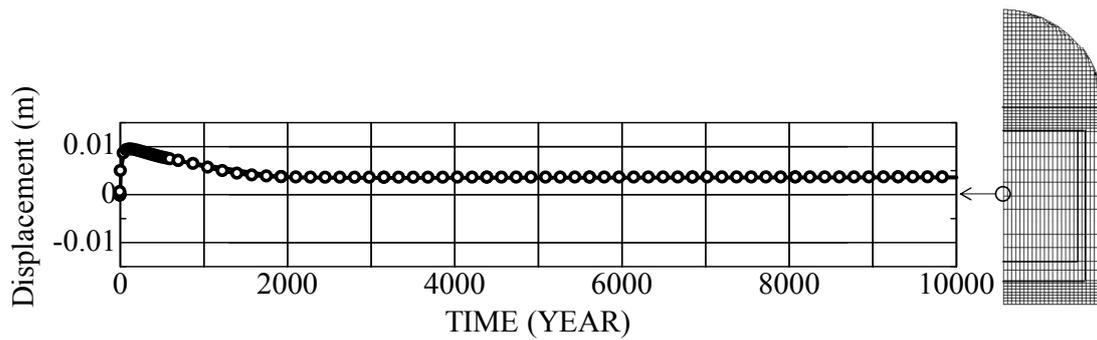


図.6.10 廃棄体中心部分の変位

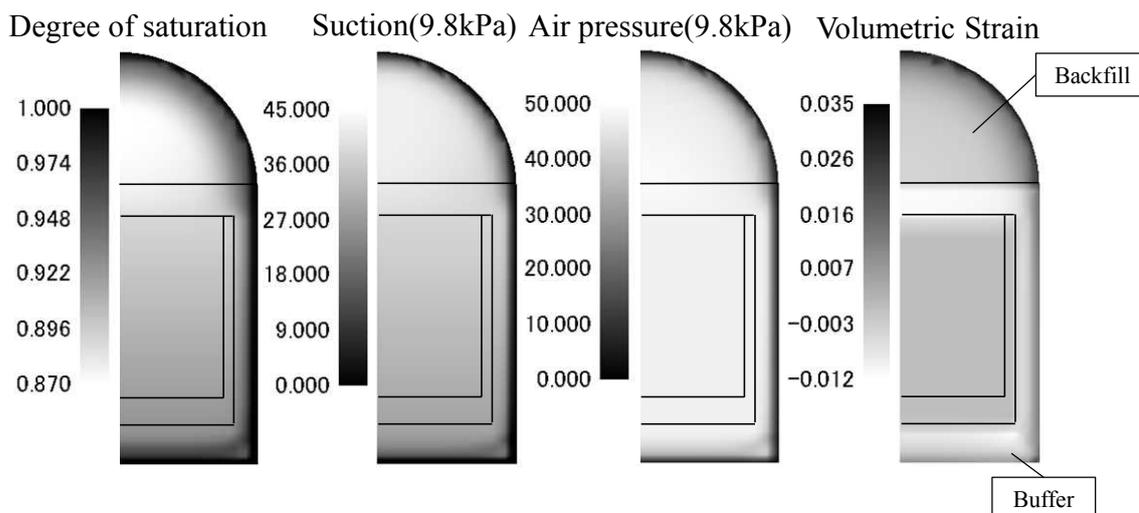


図.6.11 10000年後の処分施設

### 6-2-2 解析結果（円形断面）

施設の飽和度分布を図.6.12に示す。時間の経過とともに外側から順番に緩衝材の飽和度が上昇しているのが確認できる。緩衝材中央部の要素の飽和度変化を図.6.13に示す。時間の経過とともに飽和度が上昇していくが、1000年を過ぎたあたりから飽和度の上昇が止まり、幌型断面と同様完全には飽和せず内部は不飽和状態で存在しているのが確認できる。x方向変位、y方向変位分布を図.6.14、図.6.15に示す。地下水侵入開始初期では、外側の要素の膨潤に伴い施設内向きに変位しているのが確認できる。その後内部に地下水が浸入し内側の要素が膨潤することで、外向きに変位しているのが確認できる。図.6.16に廃棄体中心部分のz方向の変位の時間変化を示す。廃棄体はほとんど動いていないことがわかる。これは、上側の緩衝材と下側の緩衝材が同じ力で押しあっているからだと考えられる。図.6.15に10000年後の施設の飽和度・サクション・空気圧・体積ひずみ・間隙比の分布図を示す。施設内部は不飽和状態で存在し、内部の空気圧が高まっているのが確認できる。内部が不飽和状態で存在するため、密度は均一化せず、不均一なひずみ分布、間隙比分布が生じているのが分かる。

Degree of saturation

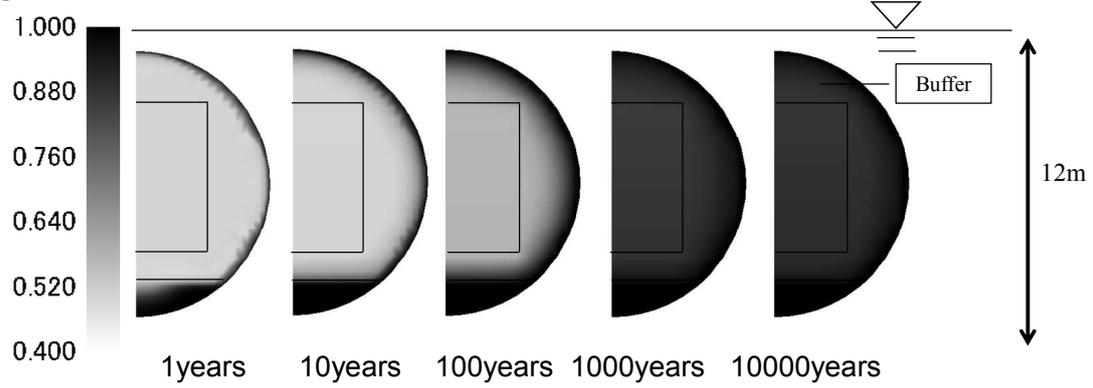


図.6.12 飽和度分布

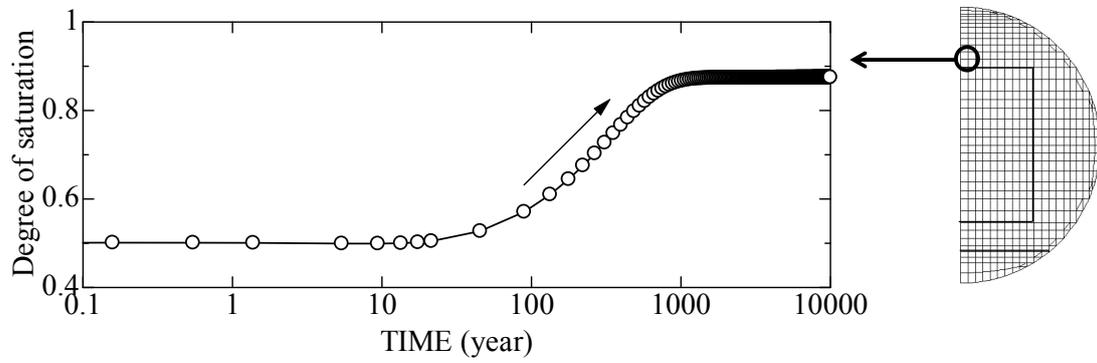


図.6.13 緩衝材の飽和度変化

Displacement in X (m)

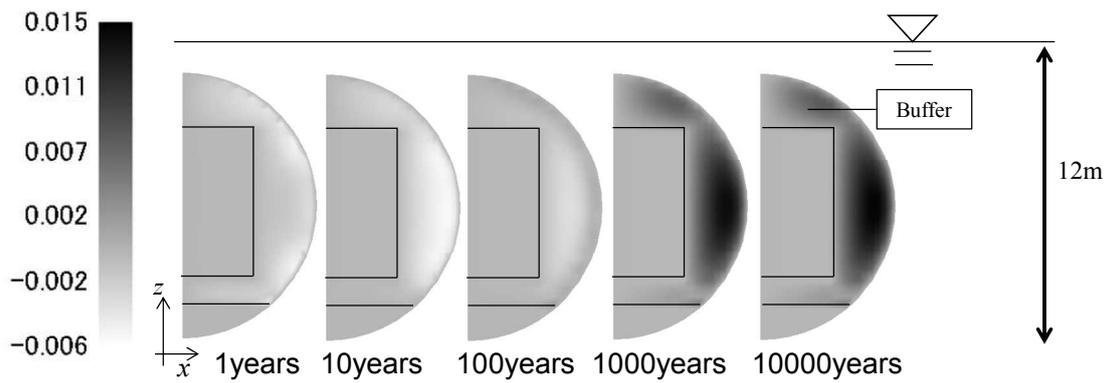


図.6.14 x 方向変位分布(m)

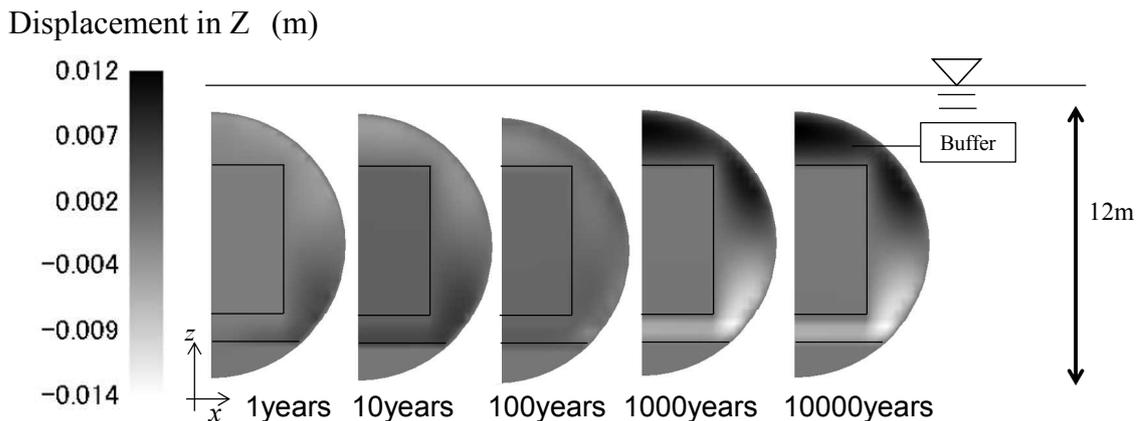


図.6.15 z 方向変位分布(m)

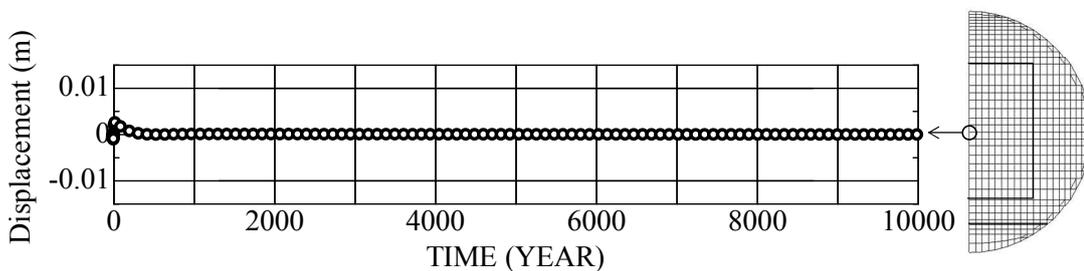


図.6.16 廃棄体中心部分の変位

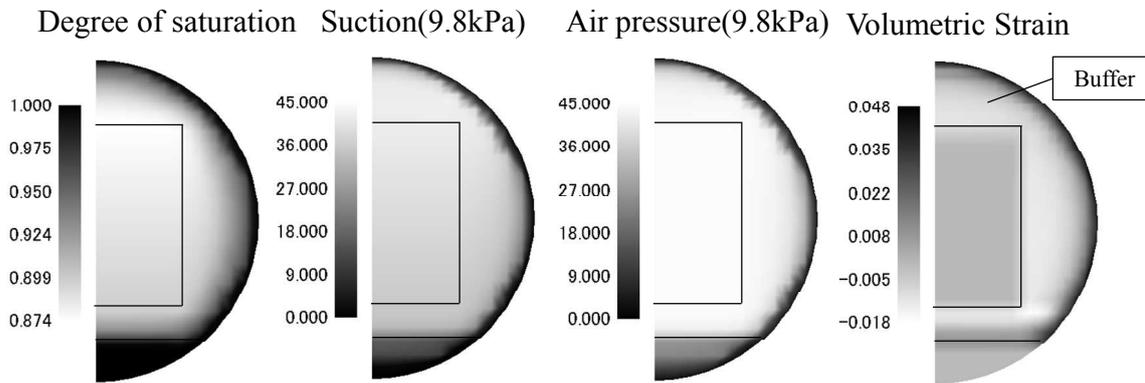


図.6.17 10000 年後の処分施設

### 6-3 まとめ

本章では、土/水/空気連成有限要素解析コード DACSAR-MP を用いて TRU 廃棄物処分施設を対象とした再冠水解析を行った。再冠水開始後の初期には施設外側の緩衝材が飽和化に伴い膨潤し、時間が経過するにつれて施設内側の緩衝材が膨潤するという結果になった。今回の解析では施設にかかる全水頭を幌型断面の場合 20m、円形断面の場合 12m と設定している

が、実際にはもっと大きな水圧が処分施設には作用すると考えられる。そのため、再冠水終了時期は今回の解析よりも早く終わると予想される。しかしそのような場合には、施設内部に封入された空気はさらに大きな圧力にさらされることになり、封入された空気が液相に溶解することが起こりうる。そのため今後は空気の気相への溶解現象も考慮していかなくてはならない。今回の解析では初期状態を均一な状態を仮定したが、建設段階を経た施設は不均一な密度分布や応力分布、複雑な応力履歴を持つ。従って今後は建設段階も含めた解析を行っていくことで、より精度の高い予測ができると考えている。また、処分場の施工方法や、処分場の形状、緩衝材や埋戻材の仕様（珪砂混合率、乾燥密度、含水比等）は現状ではまだ決定されていない。最終的には決定しなければならないが、本章で行ったような解析を、断面形状や材料定数、境界条件等をいろいろ変えて行うことにより、最適な処分方法の決定に役立つと考えている。

#### 参考文献

- [1] TRU廃棄物処分施設技術検討書 第二次TRU廃棄物処分研究開発取りまとめ
- [2] TRU廃棄物処分施設技術検討書 第二次TRU廃棄物処分研究開発取りまとめ根拠資料集 分冊  
1～3

## 7. 化学変質現象を考慮した構成モデルの構築

### 7-1 化学変質について

処分坑道の支保等に大量に用いられるセメント系材料は、長期間徐々に地下水によって溶出される。その結果生じた高アルカリ溶液にベントナイト緩衝材は長期間さらされることになる。ベントナイト緩衝材は、さらされる環境条件（温度、溶液組成など）により、主要鉱物であるモンモリロナイトの層間陽イオンの交換やモンモリロナイトの溶解や鉱物学的変化が起こると考えられている<sup>1)</sup> (図.7.1)。陽イオン交換によるイオン型の変化としては、初期の  $\text{Na}^+$  イオンが、地下水中及びベントナイト中の方解石起源の  $\text{Ca}^{2+}$  イオンと置き換わる Ca 型化、オーバーパック材料である炭素鋼の腐食により生じる  $\text{Fe}^{2+}$  イオンによる Fe 型化がある。鉱物学的な変化としては、イライト化やゼオライト化等の変質が知られている。

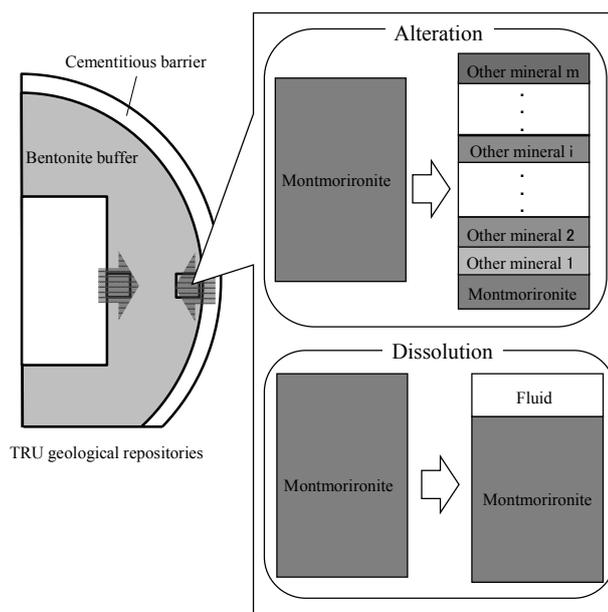


図.7.1 処分施設における変質現象

セメントからの溶出水の水質の変化を図 7.2 に示す<sup>2)</sup>。セメントの溶出水は Region I から Region III までのステージがあるとされ、溶出する成分がそれぞれ異なるため、それに伴い pH が変化する。この時間変化は地下水の流入量とセメントの種類に依存し、普通ポルトランドセメントでは Region II の終了まで数千～数万年かかると考えられているが、フライアッシュセメントの場合は、初期から Region III が想定される。セメント溶出液は高 pH であるため、モンモリロナイトの液相への溶解が促進されることや、アルカリ溶液と反応することにより他の物質に変化する。図.7.3 にモンモリロナイトのゼオライト変質の概要図を示す。図を見る

と、モンモリロナイトがどのような物質に変化（アナルサイム化、クリノプチロライト化、ヒューランダイト化）するかは、アルカリ溶液の化学的環境に起因する。例えば、図.7.2 で示した Region-1 ではモンモリロナイトはクリノプチロライトに変化する。

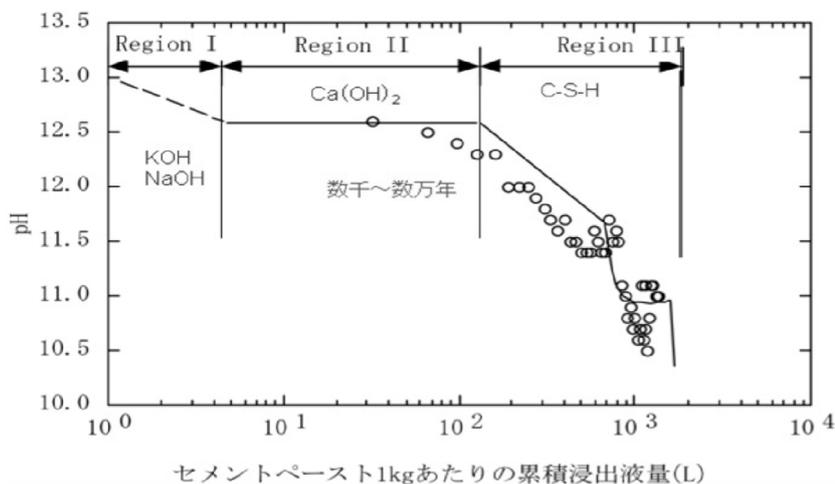


図 7.2 セメント溶出水の変化<sup>2)</sup>

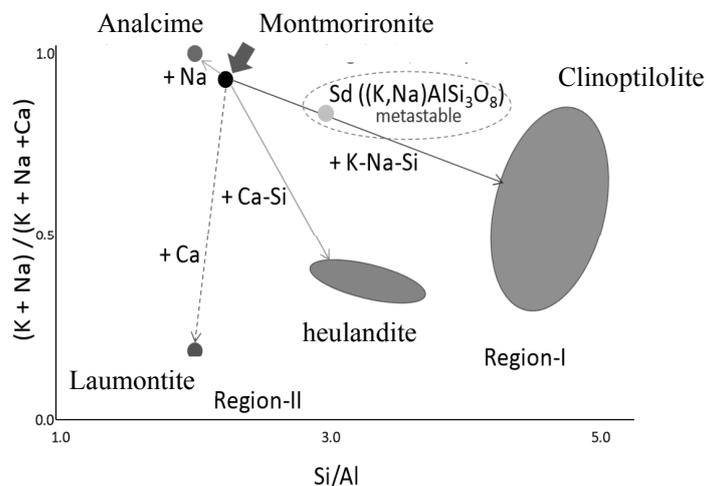


図.7.3 モンモリロナイトのゼオライト変質<sup>2)</sup>

力学的な観点からみると、モンモリロナイトの溶解や変質は、固相と液相の相変化現象である。また、溶解や変質により鉱物組成が変化すると、力学特性や透水性、土粒子密度等の変化が起こる。そのため、処分施設内で応力変化や変形が生じると考えられる。処分施設の超長期的な品質評価のためには、溶解や変質現象を適切に記述できる力学的な数理モデルを構築していく必要がある。化学的作用を考慮した数理モデルとして、Guimaraes ら<sup>3)</sup>は、ベントナイト中のイオン交換による力学挙動を表現できるように Barcelona Expansive Model (BExM)<sup>4)</sup>を拡張している。小峯の膨潤評価式<sup>5)</sup>では、緩衝材のベントナイト配合率や間隙

水のイオン濃度などの影響を膨潤特性に反映することができる。また、液相と固相との相変化に着目した研究としては、砂地盤の液状化・流動現象における、固相が流動的に挙動する現象を固相から液相への相変化と捉えるモデル化<sup>6)</sup>や、粘土が自然に堆積し地盤が形成されていく過程を、粘土が液相から固相へと相変化する過程と捉え、堆積過程をシミュレーションする試み<sup>7)</sup>などが行われている。化学と力学の連成モデルの提案も行われている<sup>8)9)10)11)</sup>。例えば木村ら<sup>10)</sup>は独立した3種類の解析コードを連成プラットフォーム上に搭載し、変数の授受を行う熱-水-応力-化学連成解析モデルを提案している。3種類の解析コードの内、熱-水-応力連成解析コード THAMES には小峯の膨潤評価式が適用されている。

このように化学の影響を考慮するための力学モデルや解析手法の提案も近年行われてきているがまだまだその数は少ない。本章では溶解や変質現象を適切に記述できる力学的な数理モデルの構築にあたり、その第一歩として、固相の溶解・変質やそれに伴う固相体積の変化を考慮できる応力-ひずみ関係を導出し、簡単な要素シミュレーションを行う。

## 7-2 モンモリロナイト含有率を用いた数理モデル化

### (1) ひずみ-間隙比関係

従来の土質力学の考え方では、間隙の変化量と体積ひずみは一对一の関係であるが、固相の体積が変化する場合、間隙の変化量と体積ひずみは一对一の関係ではなくなる。そこでまず、図.7.4のような、固相体積が変化した場合の体積ひずみと間隙比の関係について検討する。

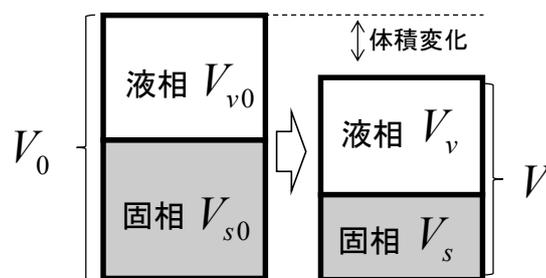


図.7.4 体積変化の概念図

まず初期体積を

$$V_0 (= V_{v0} + V_{s0}) \quad (7.1)$$

とし、現在の体積を

$$V (= V_v + V_s) \quad (7.2)$$

とする。ここで、 $V_{v0}$  : 間隙の初期体積、 $V_{s0}$  : 固相の初期体積、 $V_v$  : 間隙の体積、 $V_s$  : 固相の体積である。従来であれば、固相の体積は不変であるため、

$$V_s = V_{s0} \quad (7.3)$$

であったが、固相の変質現象を考慮するために、

$$V_s = \alpha V_{s0} \quad (7.4)$$

と定義する。ここで、 $\alpha$  は溶解や変質による固相体積の変化率とする（初期状態では  $\alpha = 1$ ）。

従って体積ひずみは、

$$\varepsilon_v = \frac{V_0 - V}{V_0} = 1 - \frac{\frac{V_s}{V_{s0}} + \frac{V_v}{V_{s0}}}{1 + e_i} = 1 - \frac{\alpha(1+e)}{1+e_i} \quad (7.5)$$

となる。ここで  $e_i$  : 初期間隙比、 $e$  : 間隙比、 $n$  : 間隙率である。

## (2) 応力-ひずみ関係

本章では、ベントナイトの Ca 型化や、ベントナイトの溶解・変質が起きた場合の力学挙動を表現できるモデル化を目指している。ベントナイトの力学特性に影響を与える因子として、モンモリロナイト含有率や層間陽イオンの種類やモンモリロナイト以外の鉱物の種類等が考えられる。既往の実験的研究によれば、笹倉ら<sup>12)</sup>は、Ca 型化させたベントナイトを圧密試験することで得られる正規圧密線（図.7.5）は、Ca 型化率に依らず一定であるとしている。また、笹倉ら<sup>12)</sup>が行った Ca 型クニゲルV1 の非排水三軸試験結果（図 7.6）を見ると、応力経路は Na 型クニゲルV1 と同じく、軸差応力の増加に対して平均有効応力の増減がないのが分かる。このことから、Ca 型ベントナイトも、Na 型ベントナイトと同様にダイレイタンス特性をほとんど有していないと考えられる。膨潤特性に関しては、Ca 型化することにより体積変化を許した際のベントナイトの膨潤性が低下するという報告<sup>13)</sup>もあるが、Ca 型化された試料を高密度に圧縮した場合、Na 型と比較して膨潤圧は大きく変化しないというデータ<sup>14)</sup>もある。そのため、Ca 型化は評価上問題とならないと考えられている<sup>1)</sup>。

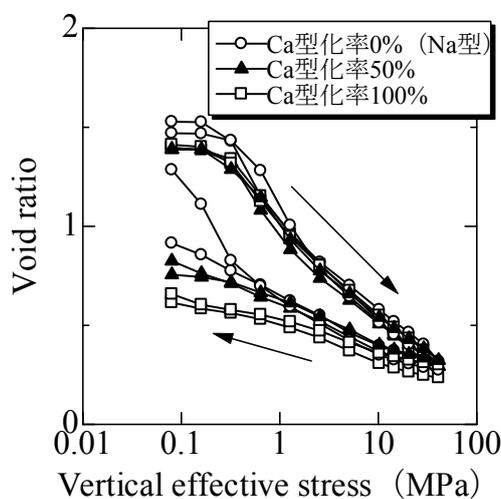


図.7.5 Ca 型クニゲルV1 の圧密試験<sup>12)</sup>

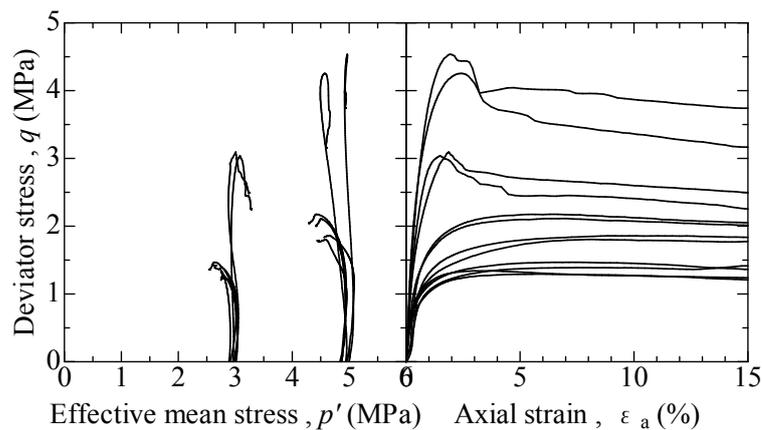


図.7.6 Ca型クニゲルV1の三軸非排水せん断試験<sup>12)</sup>

また小林ら<sup>15)</sup>は, Na型モンモリロナイト, Ca型モンモリロナイト, Na型ベントナイト(クニゲルV1), Ca型ベントナイト, 人工Na型ベントナイト(クニゲルV1と同じモンモリロナイト含有率になるように微粉碎ケイ砂とモンモリロナイトを混合した材料)に対して一次元排気圧縮試験を行い, 完全飽和線を取得している. 完全飽和線とは, 一次元排気圧縮試験を行ったときの飽和点を結んだ線であり, 正規圧密線と一致するものである<sup>16)</sup>. 図.7.7にNa型モンモリロナイト, Ca型モンモリロナイト, Na型ベントナイト, 人工Na型ベントナイトの完全飽和線を示す. 試験結果から以下のことが分かる.

- Na型モンモリロナイト, Ca型モンモリロナイトの完全飽和線は一致している. またNa型ベントナイト, Ca型ベントナイト, さらに, Na型ベントナイトと同じモンモリロナイト含有率の人工Na型ベントナイトの完全飽和線は一致している.
- 完全飽和線を乾燥密度と締固め圧力の対数軸でまとめると, 全てのケースで線形となる.
- 乾燥密度と締固め圧力の対数軸では, モンモリロナイトとベントナイトで完全飽和線の傾きは同じであり, ベントナイトの完全飽和線はモンモリロナイトの場合よりも左側に平行移動する.
- 完全飽和線は層間の陽イオンの種類に因らない.

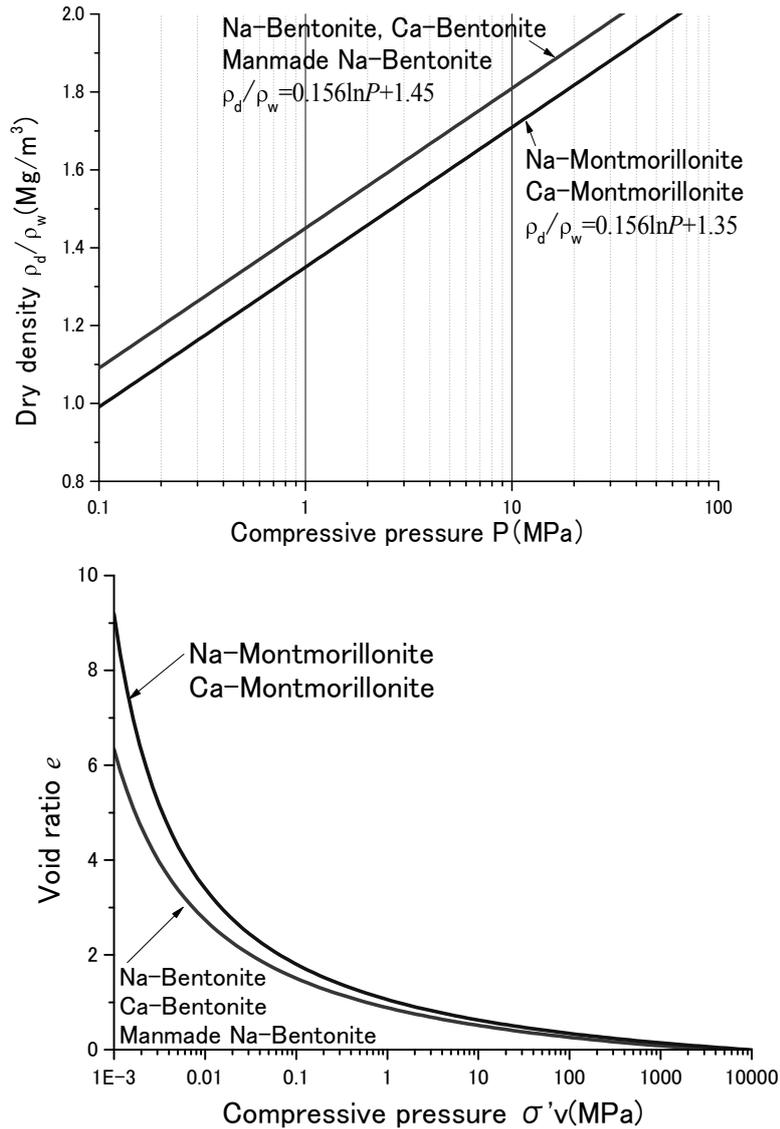


図.7.7 各材料の完全飽和線<sup>15)</sup>

以上のことから、Na型からCa型化しても力学特性はほとんど変化せず、圧密特性に対してはモンモリロナイト含有率が支配的であることが分かる。そこで、本章では、飽和ベントナイトを非線形弾性体と考え、モンモリロナイト含有率をパラメータとして用いるモデル化を考える。

ここでは簡単のため、飽和ベントナイト材料を一次元非線形弾性体とし、 $e - \ln \sigma'$  関係上において直線を仮定する以下の式を用いる。

$$e - e_0 = -\lambda \ln \frac{\sigma'}{\sigma'_0} \quad (7.6)$$

ここで、 $e_0$  : 基準間隙比、 $\sigma'_0$  : 基準応力、 $\lambda$  : 直線の傾き、 $e$  : 間隙比、 $\sigma'$  : 有効応力である。非線形弾性体の場合、その力学特性の変化は正規圧密線の変化で記述することができる。

そこで、材料の変質による力学特性変化を図.7.8 のように考え、正規圧密線を以下のように書き改める。

$$e - e_0 = -B\lambda \ln \frac{\sigma'}{C\sigma'_0} \quad (7.7)$$

ここで、 $C$ ：変質による正規圧密線の移動量を決定する関数、 $B$ ：変質による圧縮指数の変化率である。ベントナイトの力学特性（膨潤特性や圧密特性等）に影響を与える因子として、モンモリロナイト含有率や層間陽イオンの種類やモンモリロナイト以外の鉱物の種類、土粒子比重等が考えられる。従って、関数  $C$ 、 $B$  はこれらの関数となるが、上述の実験事実より、今回は力学特性の変化を表す物理量として、モンモリロナイト含有率を用いる。モンモリロナイト含有率-間隙比-有効応力関係(図.7.9)は、第2章より、

$$e = 0.65 - 0.14 \ln \frac{\sigma'}{0.14 \times \exp(0.06 \times \alpha_{mon})} \quad (7.8)$$

である。式(7.8)の応力の単位は MPa である。式(7.5)と式(7.8)を用いると、応力-ひずみ関係が

$$\varepsilon_v = 1 - \frac{1.65\alpha}{(1+e_i)} + \frac{0.14\alpha}{(1+e_i)} \ln \frac{\sigma'}{0.14 \times \exp(0.06 \times \alpha_{mon})} \quad (7.9)$$

と得られる。

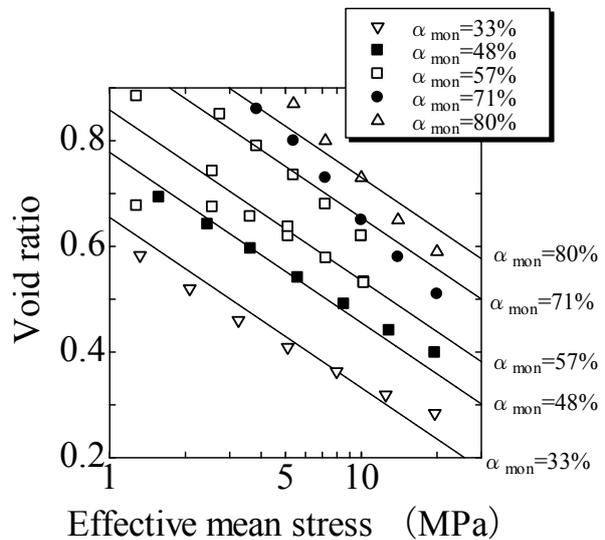
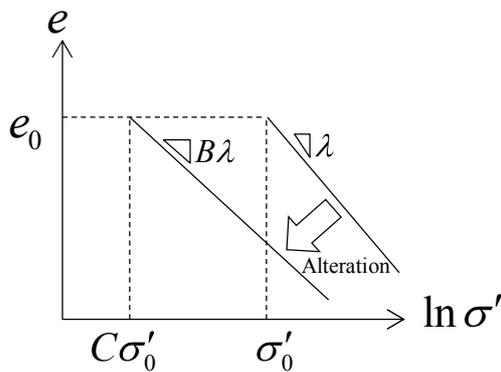


図.7.8 変質による正規圧密線変化の概念図 図.7.9 等モンモリロナイト含有率圧縮線

### 7-3 ベントナイトの変質

ベントナイトは、様々な鉱物から構成される粘土鉱物であり、クニゲル V1 の場合、図.7.10 の示すような鉱物組成をしている。例えば、モンモリロナイトに水酸化ナトリウムが作用した場合はアナルサイムが生成される。また、モンモリロナイトと二酸化ケイ素（石英や玉髄）に水酸化ナトリウムと水酸化カリウムと水酸化カルシウムが作用したときにはクリノプチロ

ライト分子が生成されることになる。

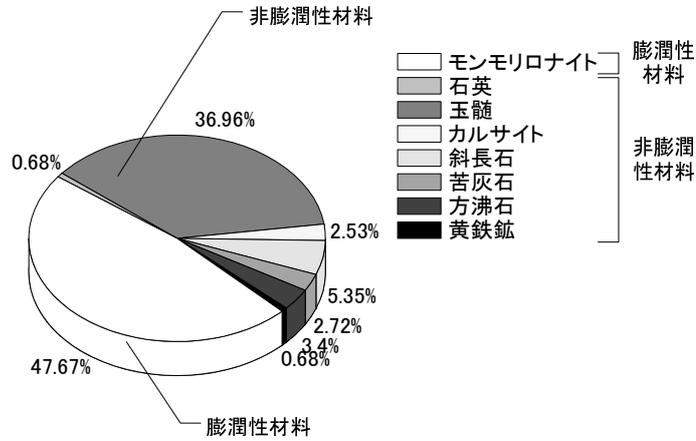


図.7.10 クニゲル V1 の鉱物組成<sup>17)</sup>

図.7.11 は、このように、ベントナイトにある溶液が作用して新たに鉱物が生成される変質現象の概念図である。変質前には、変質には関与しない鉱物と変質に関与する  $n$  種類の鉱物から成り、変質に関与する  $n$  種類の鉱物をそれぞれ鉱物 1～鉱物  $n$  とする。鉱物 1 はモンモリロナイトとする。そして、変質により新たに  $m$  種類の鉱物が生成されたとし、それぞれ生成物 1～生成物  $m$  とする。変質前の鉱物全体の体積と質量を  $V_{s-ini}$ 、 $W_{s-ini}$  とし、鉱物  $k$  の体積と質量をそれぞれ  $V_{k-ini}$ 、 $W_{k-ini}$  とする。変質後の鉱物全体の体積と質量を  $V_s$ 、 $W_s$  とし、鉱物  $k$  の体積と質量を  $V_k$ 、 $W_k$ 、生成物  $l$  の体積と質量と密度を  $V_{pl}$ 、 $W_{pl}$ 、 $\rho_{pl}$  とする。従って、固相体積の変化率  $\alpha$ 、土粒子比重  $\rho_s$ 、各鉱物の含有率  $\alpha_k$  は、

$$\alpha = \frac{V_s}{V_{s-ini}} = \frac{\sum_{k=1}^n V_k + \sum_{l=1}^m V_{pl} + V_{c-ini}}{\sum_{k=1}^n V_{k-ini} + V_{c-ini}} = \frac{\sum_{k=1}^n \frac{V_k}{V_{c-ini}} + \sum_{l=1}^m \frac{V_{pl}}{V_{c-ini}} + 1}{\sum_{k=1}^n \frac{V_{k-ini}}{V_{c-ini}} + 1} \quad (7.10)$$

$$\rho_s = \frac{W_s}{V_s} = \frac{V_{s-ini}}{V_s} \frac{W_s}{W_{s-ini}} \frac{W_{s-ini}}{V_{s-ini}} = \frac{\rho_{s-ini}}{\alpha} \frac{W_s}{W_{s-ini}} = \frac{\rho_{s-ini}}{\alpha} \frac{\sum_{k=1}^n \rho_k \frac{V_k}{V_{c-ini}} + \sum_{l=1}^m \rho_{pl} \frac{V_{pl}}{V_{c-ini}} + \rho_c}{\sum_{k=1}^n \rho_k \frac{V_{k-ini}}{V_{c-ini}} + \rho_c} \quad (7.11)$$

$$\alpha_k = \frac{W_k}{W_s} = \frac{\rho_k V_k}{W_s} = \frac{\rho_k V_k}{\rho_s V_s} \frac{V_{s-ini}}{V_{s-ini}} \frac{W_{s-ini}}{W_{s-ini}} = \frac{\rho_k \rho_{s-ini}}{\rho_s \alpha} \frac{V_k}{W_{s-ini}} = \frac{\rho_k \rho_{s-ini}}{\rho_s \alpha} \frac{\frac{V_k}{V_{c-ini}}}{\sum_{k=1}^n \rho_k \frac{V_{k-ini}}{V_{c-ini}} + \rho_c} \quad (7.12)$$

となる。また、モンモリロナイトと複数の鉱物が溶液と反応し生成物  $l$  を生成した時、その化学反応式を

$$1[\text{モンモリロナイト}] + \dots + a_{kl}[\text{鉱物 } k] + \dots + a_{nl}[\text{鉱物 } n] + [\text{溶液}] = b_l[\text{生成物 } l] \quad (7.13)$$

とする. ここで,  $a_{kl}$ : モンモリロナイト 1 分子と反応して生成物  $l$  を生成するときに必要な鉱物  $k$  の分子の数,  $a_{nl}$ : モンモリロナイト 1 分子と反応して生成物  $l$  を生成するときに必要な鉱物  $n$  の分子の数,  $b_l$ : モンモリロナイト 1 分子に対して生成する生成物  $l$  の分子の数である. 上の反応式における各鉱物のモル体積と, モンモリロナイト 1mol が反応して生成物  $l$  を生成するために必要な各鉱物の体積は表.7.1 のようになる.

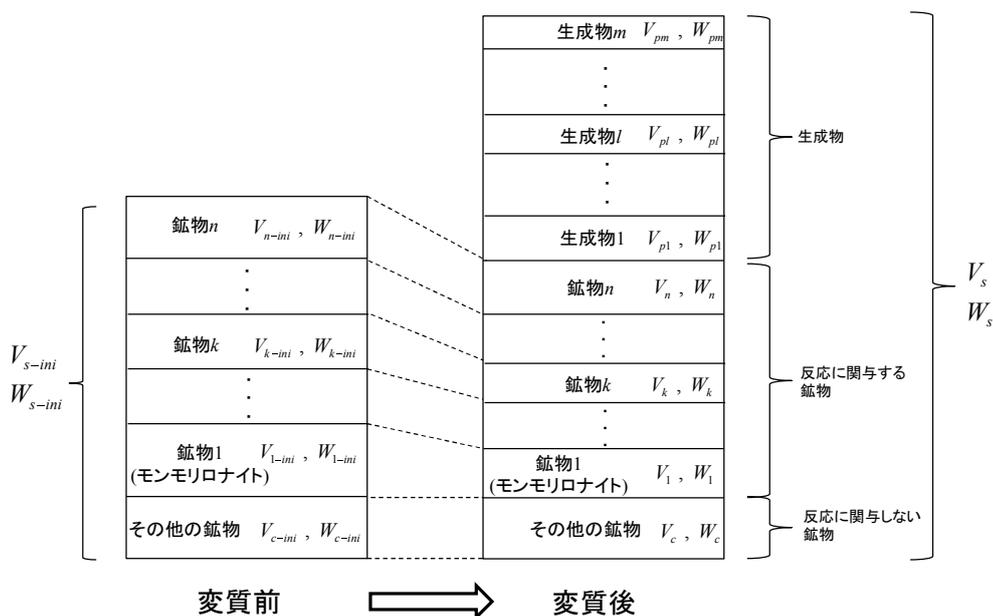


図.7.11 変質の概念図

表.7.1 鉱物のモル体積, 体積の定義

	モル体積 (cc/mol)	モンモリロナイト 1mol が生成物 $l$ を生成した時の各鉱物の体積(cc)
鉱物 1 (モンモリロナイト)	$V_{\text{mol}1}$	$V_{\text{mol}1}$
⋮	⋮	
鉱物 $k$	$V_{\text{mol}k}$	$a_{kl}V_{\text{mol}k}$
⋮	⋮	
鉱物 $n$	$V_{\text{mol}n}$	$a_{nl}V_{\text{mol}n}$
生成物 $l$	$V_{\text{mol}l}$	$b_lV_{\text{mol}l}$

また、モンモリロナイトの生成物  $l$  への変質率を  $\beta_{ll}$  ( $0 \leq \beta_{ll} \leq 1$ ,  $0 \leq \sum_{l=1}^m \beta_{ll} \leq 1$ ,  $\sum_{l=1}^m \beta_{ll} = 0$  :

初期状態,  $\sum_{l=1}^m \beta_{ll} = 1$  : モンモリロナイトがすべて変質) と定義すると, 図.7.11 中における各

鉱物の体積は,

$$\begin{aligned} V_k &= V_{k-ini} - \sum_{l=1}^m \frac{a_{kl} V_{\text{mol}k}}{V_{\text{mol}l}} \beta_{ll} V_{l-ini} = V_{k-ini} - \sum_{l=1}^m \frac{a_{kl} V_{\text{mol}k} V_{l-ini}}{V_{\text{mol}l} V_{k-ini}} \beta_{ll} V_{k-ini} \\ &= \left[ 1 - \sum_{l=1}^m A_{kl} \beta_{ll} \right] V_{k-ini} = \left[ 1 - \sum_{l=1}^m \beta_{kl} \right] V_{k-ini} \end{aligned} \quad (7.14)$$

$$V_l = \left( 1 - \sum_{l=1}^m A_{ll} \beta_{ll} \right) V_{l-ini} \quad (7.15)$$

$$V_{pl} = \frac{b_l V_{\text{mol}l}}{\sum_{k=1}^n a_{kl} V_{\text{mol}k}} (V_{k-ini} - V_k) = \frac{b_l V_{\text{mol}l}}{\sum_{k=1}^n a_{kl} V_{\text{mol}k}} \sum_{k=1}^n A_{kl} \beta_{ll} V_{k-ini} = \eta_l \sum_{k=1}^n \beta_{kl} V_{k-ini} \quad (7.16)$$

と表現することができる. ここで,

$$A_{kl} = \frac{a_{kl} V_{\text{mol}k} \rho_k \alpha_{l-ini}}{V_{\text{mol}l} \rho_l \alpha_{k-ini}}, \quad \eta_l = \frac{b_l V_{\text{mol}l}}{\sum_{k=1}^n a_{kl} V_{\text{mol}k}}, \quad \beta_{kl} = A_{kl} \beta_{ll} \quad (7.17)$$

とおき,  $\beta_{kl}$  : 鉱物  $k$  の生成物  $l$  への変質率 ( $0 \leq \beta_{kl} \leq 1$ ,  $0 \leq \sum_{l=1}^m \beta_{kl} \leq 1$ ,  $\sum_{l=1}^m \beta_{kl} = 0$  : 初期状態,

$\sum_{l=1}^m \beta_{kl} = 1$  : 鉱物  $k$  がすべて変質) とする. 式(7.10), 式(7.11), 式(7.12)にこれらを代入すると,

$$\alpha = \frac{\sum_{k=1}^n \left[ 1 - \sum_{l=1}^m \beta_{kl} \right] \frac{V_{k-ini}}{V_{c-ini}} + \sum_{l=1}^m \eta_l \sum_{k=1}^n \beta_{kl} \frac{V_{k-ini}}{V_{c-ini}} + 1}{\sum_{k=1}^n \frac{V_{k-ini}}{V_{c-ini}} + 1} \quad (7.18)$$

$$\rho_s = \frac{\rho_{s-ini} \sum_{k=1}^n \rho_k \left[ 1 - \sum_{l=1}^m \beta_{kl} \right] \frac{V_{k-ini}}{V_{c-ini}} + \sum_{l=1}^m \rho_{pl} \eta_l \sum_{k=1}^n \beta_{kl} \frac{V_{k-ini}}{V_{c-ini}} + \rho_c}{\alpha \sum_{k=1}^n \rho_k \frac{V_{k-ini}}{V_{c-ini}} + \rho_c} \quad (7.19)$$

$$\alpha_k = \frac{\rho_k \rho_{s-ini} \left[ 1 - \sum_{l=1}^m \beta_{kl} \right] \frac{V_{k-ini}}{V_{c-ini}}}{\rho_s \alpha \sum_{k=1}^n \rho_k \frac{V_{k-ini}}{V_{c-ini}} + \rho_c} \quad (7.20)$$

となる. ここで,

$$\frac{V_{k-ini}}{V_{c-ini}} = \frac{\rho_c}{\rho_k} \frac{W_{k-ini}}{W_{c-ini}} = \frac{\rho_c}{\rho_k} \frac{\alpha_{k-ini}}{1 - \sum_{k=1}^n \alpha_{k-ini}} \quad (7.21)$$

であるため、式(7.21)を式(7.18)、式(7.19)、式(7.20)に代入し整理すると、最終的に固相体積の変化率 $\alpha$ 、土粒子比重 $\rho_s$ 、各鉱物の含有率 $\alpha_k$ は、変質率 $\beta_{kl}$ を用いて、

$$\alpha = 1 + \sum_{l=1}^m \sum_{k=1}^n \left[ \frac{(\eta_l - 1) \beta_{kl}}{\rho_k} \rho_{s-ini} \alpha_{k-ini} \right] \quad (7.22)$$

$$\rho_s = \frac{\rho_{s-ini}}{\alpha} \left[ 1 + \sum_{l=1}^m \sum_{k=1}^n \left\{ \left( \frac{\rho_{pl} \eta_l}{\rho_k} - 1 \right) \beta_{kl} \alpha_{k-ini} \right\} \right] \quad (7.23)$$

$$\alpha_k = \frac{\rho_{s-ini} \alpha_{k-ini}}{\rho_s \alpha} \left[ 1 - \sum_{l=1}^m \beta_{kl} \right] \quad (7.24)$$

と表すことができる。k=1の時、式(7.24)はモンモリロナイト含有率になる。

#### 7-4 ベントナイトの溶解

ベントナイトの溶解の概念図を図.7.12に示す。鉱物kが液相に溶解したとき、鉱物kの体積を

$$V_k = [1 - \beta_{k0}] V_{k-ini} \quad (7.25)$$

と定義する。ここで、 $\beta_{k0}$ を鉱物kの液相への溶解率 ( $0 \leq \beta_{k0} \leq 1$ ,  $\beta_{k0} = 0$ : 初期状態,  $\beta_{k0} = 1$ : 鉱物kがすべて溶解) とする。すると、先ほどの変質と併せて、溶解と変質を考慮した時の固相体積の変化率 $\alpha$ 、土粒子比重 $\rho_s$ 、各鉱物の含有率 $\alpha_k$ は、 $\beta_{kl}$ を用いて、

$$\alpha = 1 + \sum_{l=0}^m \sum_{k=1}^n \left[ \frac{(\eta_l - 1) \beta_{kl}}{\rho_k} \rho_{s-ini} \alpha_{k-ini} \right] \quad (7.26)$$

$$\rho_s = \frac{\rho_{s-ini}}{\alpha} \left[ 1 + \sum_{l=0}^m \sum_{k=1}^n \left\{ \left( \frac{\rho_{pl} \eta_l}{\rho_k} - 1 \right) \beta_{kl} \alpha_{k-ini} \right\} \right] \quad (7.27)$$

$$\alpha_k = \frac{\rho_{s-ini} \alpha_{k-ini}}{\rho_s \alpha} \left[ 1 - \sum_{l=0}^m \beta_{kl} \right] \quad (7.28)$$

と表すことができる。ここで、式(7.26)~式(7.28)中のlは、

l=0: 液相に溶解

l=1~m: 生成物 1~m が生成

を表し、式(7.26)~式(7.28)中の

$$\eta_0 = 0 \quad (7.29)$$

$$\rho_{p0} = 0 \quad (7.30)$$

とする。また、l=1~mでは、式(7.26)~式(7.28)中の $\beta_{kl}$ は、式(7.17)で示した、

$$\beta_{kl} = A_{kl}\beta_{ll} \quad (7.31)$$

を満たす.

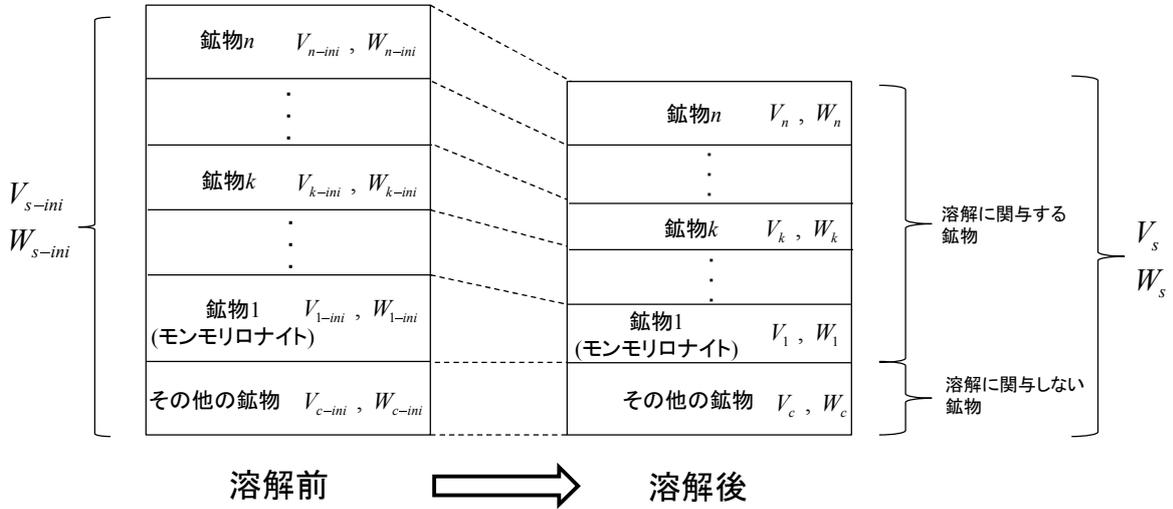


図.7.12 溶解の概念図

### 7-5 ベントナイトの長期変質過程シミュレーション

固相体積の増減及び固相の変質が応力へ与える影響を調べるため、ここでは体積が拘束された条件下 ( $\varepsilon_v = 0$ ) において、ベントナイトが変質した時の応力変化を検討する。

式(7.9)に体積拘束条件 ( $\varepsilon_v = 0$ ) を与えると、

$$\sigma' = 0.14 \exp(0.06\alpha_{mon}) \exp\left[\frac{-1 - e_i + 1.65\alpha}{0.14\alpha}\right] = \sigma'(\alpha_{mon}, \alpha) \text{ (MPa)} \quad (7.32)$$

となる。式(7.32)を見ると、体積が固定された条件下における応力は、モンモリロナイト含有率  $\alpha_{mon}$  と、固相体積の変化率  $\alpha$  の関数となるのがわかる。式(7.32)に、初期間隙比  $e_i = 0.68$  を代入し、縦軸に応力、横軸にモンモリロナイト含有率をとると図.7.13 のようになる。例えば、初期条件としてクニゲル V1 ( $\alpha_{mon} = 48\%$ ) を想定し、以下の 3 ケースの状態まで変質した場合を考える。

- Case1・・・固相の体積は変化せず、モンモリロナイト含有率が 20%まで低下
- Case2・・・固相の体積が二割増加、モンモリロナイト含有率が 20%まで低下
- Case3・・・固相の体積が二割減少、モンモリロナイト含有率は変化せず

それぞれのケースにおける変質後の応力を図.7.13 中に示す。Case1 では、モンモリロナイト含有率が低下したために応力が小さくなっているのが分かる。Case2 では、モンモリロナイ

ト含有率が低下したが、固相の体積も増加したため、応力は増加している。また Case3 を見ると、モンモリロナイト含有率は変化しなくても、固相の体積が減少したため、間隙比が増大するので応力が低下していることが分かる。

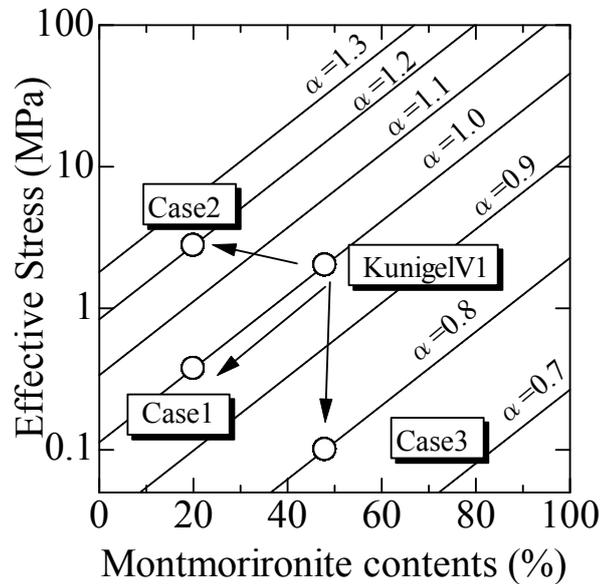


図.7.13 各変質状態における応力

### アナルサイム化)

より具体的な現象として、アナルサイム化による応力変化を計算する。アナルサイムとはゼオライトの一種であり、以下に示すように、モンモリロナイト分子に水酸化ナトリウムが作用したときにアナルサイム分子が二つ生成される<sup>2)</sup>。



$\text{Al}_2\text{Si}_4\text{O}_{10}(\text{OH})_2$  : モンモリロナイト

NaOH : 水酸化ナトリウム

$\text{NaAlSi}_2\text{O}_6(\text{H}_2\text{O})$  : アナルサイム

モンモリロナイトやアナルサイムの土粒子比重等の物性値は表.7.2 のようになっている。表.7.2 より、モンモリロナイト 1 分子がアナルサイム 2 分子になると体積は約 1.4 倍されることになる。図.7.14, 図.7.15 は、クニゲル V1 ( $\alpha_{mon} = 48\%$ ) を想定したときの式(7.22) (固相体積の変化率  $\alpha$ )、式(7.24) (モンモリロナイト含有率  $\alpha_{mon}$ ) を描いた図である。モンモリロナイトのアナルサイム化  $\beta_{ana}$  が進行すると、固相の体積は増加し、モンモリロナイト含有率は低下していることがわかる。

表.7.2 物性値

モンモリロナイトの土粒子密度 ( $\text{Mg/m}^3$ ) $\rho_{mon}$	2.74
アナルサイムの土粒子密度 ( $\text{Mg/m}^3$ ) $\rho_{ana}$	2.27
その他の鉱物の土粒子密度 ( $\text{Mg/m}^3$ ) $\rho_c$	2.65
モンモリロナイトのモル体積(cc/mol) $V_{molmon}$	136.35
アナルサイムのモル体積(cc/mol) $V_{molana}$	96.98

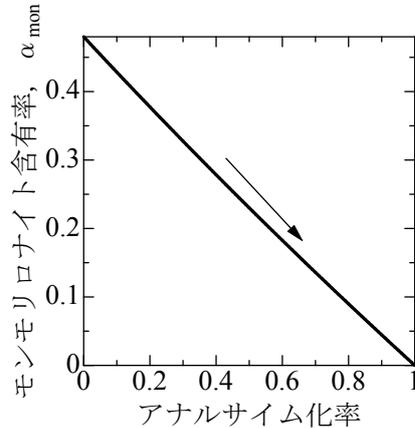
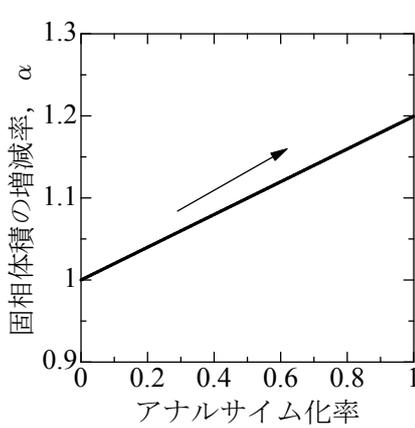


図.7.14 アナルサイム化率と固相体積増減率 図.7.15 アナルサイム化率と含有率

ここで、 $\alpha$ 、 $\alpha_{mon}$ を、式(7.31)に代入すると、体積が固定された条件下でのアナルサイム化率と応力の関係が得られる。表 7.3 に示す材料定数を用いて間隙比変化、応力変化を計算すると、図.7.16、図.7.17 のようになる。アナルサイム化が進行すると固相体積が増大するため、間隙比は減少している。また、モンモリロナイト含有率の低下の影響で、応力は減少している。

表.7.3 計算に用いた値

初期間隙比	0.68
初期モンモリロナイト含有率 $\alpha_{mon-ini}$	0.48
圧縮指数 $\lambda$	0.14

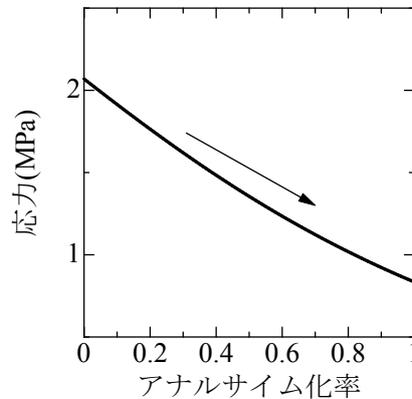
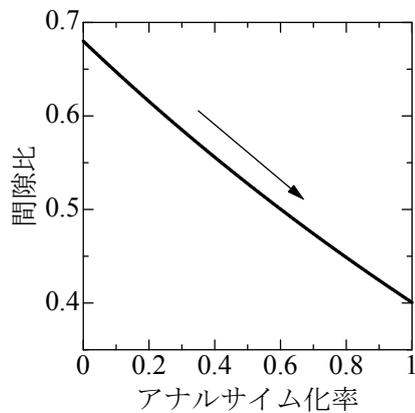
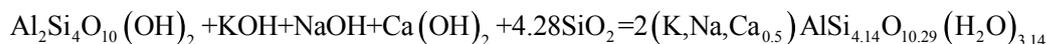


図.7.16 アナルサイム化率と間隙比 図.7.17 アナルサイム化による応力変化

### クリノプチロライト化)

続いて、クリノプチロライト化を考える。クリノプチロライト化とは、以下に示すように、モンモリロナイトと二酸化ケイ素に水酸化ナトリウムと水酸化カリウムと水酸化カルシウムが作用したときにクリノプチロライト分子が生成されることである<sup>2)</sup>。クニゲル V1 の鉱物組成 (図.7.10) のうち、石英や玉髄は結晶構造が違うが二酸化ケイ素であるため、二酸化ケイ素は全体の 38% 近くを占める物質である。クリノプチロライト等の物性値を表.7.4 に示す。クリノプチロライトはアナルサイムよりもモル体積の大きな物質であるため、変質過程ではアナルサイム化より大きな固相体積変化を伴う。アナルサイム化と同様に、クリノプチロライト化に伴う固相の体積変化率、モンモリロナイト含有率、間隙比、応力を、表 7.3 で示した値を用いて計算すると、図 7.18~図 7.21 のようになる。図を見ると、モンモリロナイトがクリノプチロライトに変わっていくと、固相の体積が増加し、それに伴い間隙比が減少しているのが分かる。また、モンモリロナイトが四割ほどクリノプチロライトに変わると、間隙がなくなっている。モンモリロナイト含有率の変化と、応力変化をみると、モンモリロナイトの含有率が下がっているのにも関わらず、応力は大きく増加しているのが確認できる。これは、クリノプチロライトが生成されることによる固相体積増大の影響が強いためである。



$\text{Al}_2\text{Si}_4\text{O}_{10}(\text{OH})_2$  : モンモリロナイト

KOH : 水酸化カリウム

NaOH : 水酸化ナトリウム

$\text{Ca}(\text{OH})_2$  : 水酸化カルシウム

$4.28\text{SiO}_2$  : 二酸化ケイ素

$\text{AlSi}_{4.14}\text{O}_{10.29}(\text{H}_2\text{O})_{3.14}$  : クリノプチロライト

表.7.4 物性値

モンモリロナイトの土粒子密度 ( $\text{Mg}/\text{m}^3$ ) $\rho_{mon}$	2.74
クリノプチロライトの土粒子密度 ( $\text{Mg}/\text{m}^3$ ) $\rho_{clp}$	2.27
その他の鉱物の土粒子密度 ( $\text{Mg}/\text{m}^3$ ) $\rho_c$	2.65
二酸化ケイ素の土粒子密度 ( $\text{Mg}/\text{m}^3$ ) $\rho_b$	2.65
モンモリロナイトのモル体積( $\text{cc}/\text{mol}$ ) $V_{\text{molmon}}$	136.35
クリノプチロライトのモル体積( $\text{cc}/\text{mol}$ ) $V_{\text{molclp}}$	361.01
二酸化ケイ素のモル体積( $\text{cc}/\text{mol}$ ) $V_{\text{molSiO}_2}$	22.67
初期二酸化ケイ素含有率 $\alpha_{b-ini}$	0.38

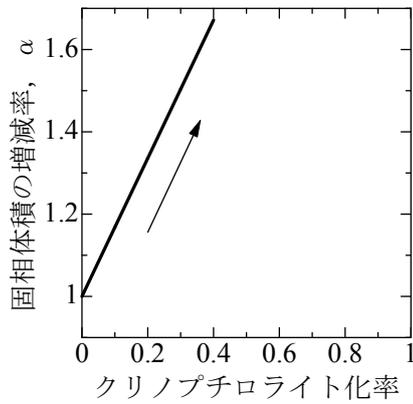


図.7.18 固相体積の変化

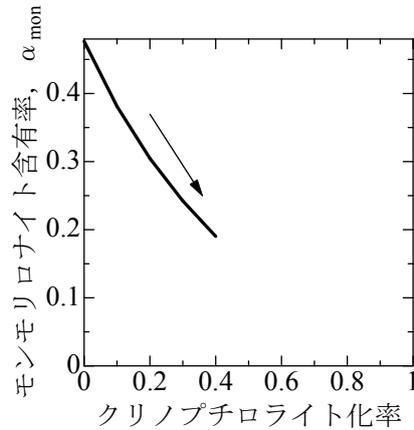


図.7.19 モンモリロナイト含有率の変化

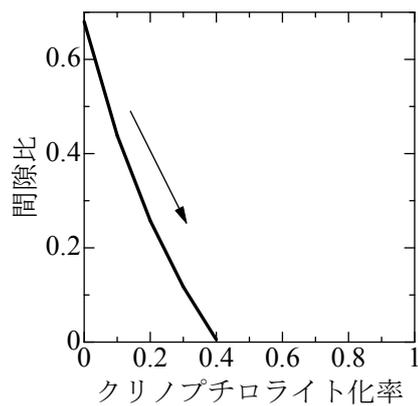


図.7.20 間隙比の変化

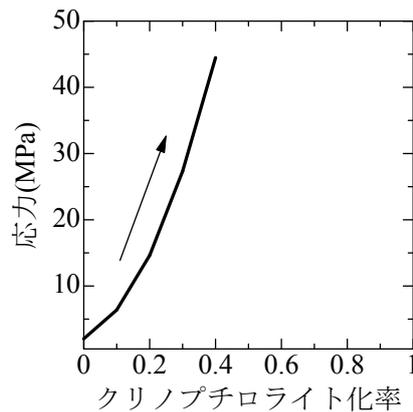


図.7.21 応力の変化

図.7.22, 図.7.23 にアナルサイム化とクリノプチロライト化に伴う固相体積変化と応力変化の比較図を示す。両ケースとも固相体積は増加しているが、クリノプチロライトはアナルサイムよりもモル体積の大きな物質であるため、変質過程ではクリノプチロライトの方がより大きな固相体積変化を伴っていることがわかる。応力変化を見ると、アナルサイム化の場合はモンモリロナイト含有率の低下に伴い応力は低下するが、クリノプチロライト化の場合応力は大きく増加しているのが分かる。これは、アナルサイムの場合は、固相体積の増加による応力増加よりもモンモリロナイト含有率の低下による応力減少が支配的であるが、クリノプチロライトの場合は逆にモンモリロナイト含有率の低下による応力減少よりも固相体積の増加による応力増加の方が支配的であるためである。

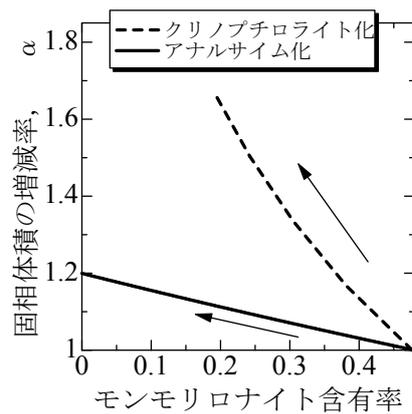


図.7.21 応力の比較

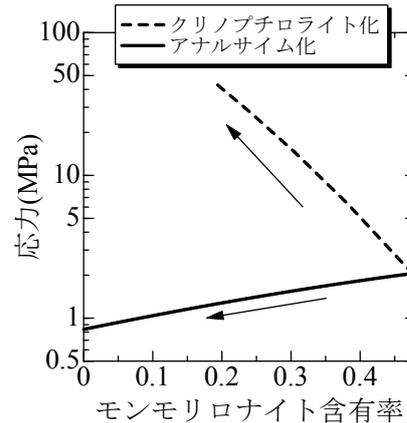


図.7.22 固相体積の増加率の比較

## 7.6 まとめ

本章では、ベントナイトの鉱物学的な変化による力学特性の変化を表現するために、モンモリロナイト含有率をパラメータとした構成関係を導出した。本章で導出した構成関係では、飽和ベントナイトを非線形弾性体とし、 $e-\ln\sigma'$  関係上において直線を仮定していることや、ベントナイトの力学特性の変化をモンモリロナイト含有率のみで表現していること等、まだまだ改良の余地はある。つまり、飽和ベントナイトの正規圧密線は $e-\ln\sigma'$  関係上では曲線であることや、モンモリロナイト含有量が低下し通常の土質材料に近づく過程でのダイレイタンスー特性の発現、モンモリロナイト以外の鉱物の力学特性の影響も考えていかななくてはならない。しかしながら本章で導出した構成関係では、固相の体積変化という従来の土質力学にはない考え方を取り込んでいる。従ってクリノプロクロライトのようなモル体積の大きな物質に変質する場合の固相の体積が膨らもうとする力の影響を考慮することができるようになっている。

## 参考文献

- [1] わが国における高レベル放射性廃棄物地層処分の技術的信頼性-地層処分研究開発第2次取りまとめ-分冊3 地層処分システムの安全評価 (1999). JNC TN1400 99-023
- [2] 平成24年度地層処分技術調査等事業TRU廃棄物処分技術人工バリア長期性能評価技術開発報告書 (第1分冊) 人工バリアの長期挙動の評価
- [3] Guimaraes, L. Do N., Gens, A., Sanchez, M. & Olivella, S. (2013). A chemo-mechanical constitutive model accounting for cation exchange in expansive clays. *Geotechnique* 63, 221-234.
- [4] Alonso, E. E. & Gens, A. (1999). Modelling the mechanical behaviour of expansive clays. *Engineering Geology* 21, 173-183.

- [5] Komine, H. & Ogata, N. (1996). Prediction for swelling characteristics of compacted bentonite. *Canadian Geotechnical Journal* **33**, 11-22.
- [6] 佐藤忠信, 文龍, 渦岡良介. (2002). 傾斜地盤の液状化・流動過程のシミュレーション. 土木学会論文集, **61**, No.722, 109-119.
- [7] 田代むつみ, 金田一広, 野田利弘, 中野正樹, 浅岡 顕. (2002). 液相から固相への変化を考慮した粘土の弾塑性構成式とその水～土連成解析, 第14回中部地盤工学シンポジウム.
- [8] Zheng, L. & Samper, J. (2008). A coupled THMC model of FEBEX mock-up test. *Physics and chemistry of the Earth*, **33**, S486-S498.
- [9] Seetharam, S. C., Thomas, H.R. & Cheall, P.J. (2007). Coupled thermo/hydro/chemical/mechanical model for unsaturated soils – Numerical Algorithm. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, **70**, 1480-1511
- [10] 木村誠, 丸石正美, 藤田朝雄, 中間茂雄, 鈴木英明 (2010). 緩衝材中の化学影響評価に向けた熱-水-応力-化学連成解析モデルの開発, JAEA-Research 2010-034.
- [11] T. Ishii, R. Yahagi, H. Owada, I. Kobayashi, M. Takazawa, K. Yamaguchi, Y. Takayama, S. Tsurumi. & A. Iizuka. (2013). Coupled chemical-hydraulic-mechanical modelling of long-term alteration of bentonite. *Journal of Fine Particle Science*, **48**, 331-341.
- [12] 笹倉剛, 畔柳幹雄, 小林一三, 岡本道考 (2003). ベントナイト変遷挙動のモデル化のためのデータ取得Ⅱ. 核燃料サイクル機構契約業務報告書. JNC TJ8400 2003-048.
- [13] 前田宗弘, 棚井憲治, 伊藤勝, 三原守弘, 田中益弘 (1998). カルシウム型化及びカルシウム型ベントナイトの基本特性 -膨潤圧, 透水係数, 一軸圧縮強度及び弾性係数-. 動燃事業団技術資料, PNC TN8410 98-021.
- [14] 三原守弘, 青柳孝義, 田中益弘, 山本博之 (1998). Na型ベントナイトのCa化による最大膨潤率の変化, 日本原子力学会「1998年秋の大会」予稿集
- [15] Kobayashi, I., Owada, H. & Ishii, T. (2011). Hydraulic / Mechanical modeling of smectitic materials for HMC analytical evaluation of the long term performance of TRU geological repository. *Proceedings of the 14th International Conference on Environmental Remediation and Radioactive Waste Management, ICM2011-59090, France.*
- [16] 小林一三, 戸井田克, 笹倉剛, 太田秀樹 (2007). 等含水比線と等飽和度線を用いた締固めベントナイトの圧縮・膨潤挙動の解釈. 土木学会論文集, **63**, No.4, 1065-1078.
- [17] 伊藤雅和, 岡本真由美, 柴田雅博, 佐々木康雄, 檀原徹, 鈴木啓三, 渡辺隆. (1993). ベントナイトの鉱物組成分析, PNC-TN8430-93-003.

## 8. 化学変質現象を考慮した数理モデルの構築

高レベル放射性廃棄物処分施設におけるベントナイト材料では、コンクリート材料から高アルカリ水溶液が流入し、固相（土粒子）が化学的な作用により液相に溶け込むことや、固相自体が別の材料に変質することが考えられる。固相（土粒子）が溶解や変質を起こすと、土粒子の密度や体積、間隙水の密度や体積、さらには構成則が変化すると考えられる。このような現象を記述できる力学的な数理モデルを検討する。

### 8-1 連続条件式の導出

図.8.1 に示すような混合体（飽和土）を考える。固相の体積、質量をそれぞれ  $V_s$ 、 $m_s$ 、液相の体積、質量をそれぞれ  $V_f$ 、 $m_f$ 、全体の体積、質量をそれぞれ  $V$ 、 $m$  とする。

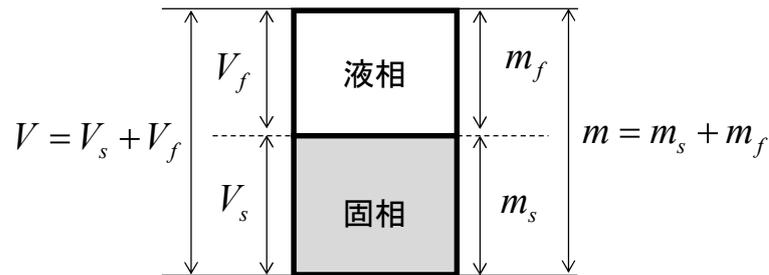


図.8.1 混合体（飽和土）

混合体（飽和土）の密度  $\rho$  は、

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (8.1)$$

であり、液相の密度  $\rho_f$ 、固相の密度  $\rho_s$  を

$$\rho_f = \frac{m_f}{V_f} \quad (8.2)$$

$$\rho_s = \frac{m_s}{V_s} \quad (8.3)$$

とし、間隙率  $n$  を用いて、混合体の密度  $\rho$  を、

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{m_s + m_f}{V} = \bar{\rho}_s + \bar{\rho}_f \quad (8.4)$$

$$\bar{\rho}_s = \frac{m_s}{V} = (1-n)\rho_s \quad (8.5)$$

$$\bar{\rho}_f = \frac{m_f}{V} = n\rho_f \quad (8.6)$$

で表わしたとき，混合体の領域 $v$ における全体の質量 $m$ は，

$$m = \int_v \rho dv = \int_v (\bar{\rho}_s + \bar{\rho}_w) dv \quad (8.7)$$

で表わされる．領域全体の質量 $m$ は保存されるため，以下の条件を満たす．

$$\dot{m} = \dot{m}_s + \dot{m}_f = 0 \quad (8.8)$$

通常の土水連成場においては，固相液相それぞれで質量保存が考えられ，

$$\dot{m}_s = \int_v (\dot{\bar{\rho}}_s + \bar{\rho}_s \text{div} \mathbf{v}_s) dv = 0 \quad (8.9)$$

$$\dot{m}_f = \int_v (\dot{\bar{\rho}}_f + \bar{\rho}_f \text{div} \mathbf{v}_f) dv = 0 \quad (8.10)$$

となるが，固相と液相の相変化を考えた場合，固相と液相間で質量のやり取りが行われるため，

$$\dot{m}_s = \int_v (\dot{\bar{\rho}}_s + \bar{\rho}_s \text{div} \mathbf{v}_s) dv \neq 0 \quad (8.11)$$

$$\dot{m}_f = \int_v (\dot{\bar{\rho}}_f + \bar{\rho}_f \text{div} \mathbf{v}_f) dv \neq 0 \quad (8.12)$$

となる．従って，式(8.8)，(8.11)，(8.12)より，

$$\begin{aligned} \dot{m} &= \dot{m}_s + \dot{m}_f \\ &= \int_v (\dot{\bar{\rho}}_s + \bar{\rho}_s \text{div} \mathbf{v}_s) dv + \int_v (\dot{\bar{\rho}}_f + \bar{\rho}_f \text{div} \mathbf{v}_f) dv \\ &= \int_v (\dot{\bar{\rho}}_s + \bar{\rho}_s \text{div} \mathbf{v}_s + \dot{\bar{\rho}}_f + \bar{\rho}_f \text{div} \mathbf{v}_f) dv \\ &= 0 \end{aligned} \quad (8.13)$$

となる．上式は物体の任意の一部分についても成り立つので，

$$\dot{\bar{\rho}}_s + \bar{\rho}_s \text{div} \mathbf{v}_s + \dot{\bar{\rho}}_f + \bar{\rho}_f \text{div} \mathbf{v}_f = 0 \quad (8.14)$$

となる．ここに，

$$\bar{\rho}_s = (1-n)\rho_s \quad (8.15)$$

$$\bar{\rho}_f = n\rho_f \quad (8.16)$$

を代入すると，

$$(1-n)\dot{\rho}_s - \rho_s \dot{n} + (1-n)\rho_s \text{div} \mathbf{v}_s + n\dot{\rho}_f + \rho_f \dot{n} + n\rho_f \text{div} \mathbf{v}_f = 0 \quad (8.17)$$

となる．ダルシー則

$$n(\mathbf{v}_f - \mathbf{v}_s) = \mathbf{q} = \tilde{\mathbf{v}} = -k \cdot \text{grad}h \quad (8.18)$$

$$h = \frac{p_f}{\gamma_w} + \Omega, \quad \Omega = \frac{\gamma_f}{\gamma_w} z \quad (8.19)$$

を用いることを念頭に、上式を変形すると、

$$(1-n) \frac{\dot{\rho}_s}{\rho_f} + n \frac{\dot{\rho}_f}{\rho_f} + \left(1 - \frac{\rho_s}{\rho_f}\right) \dot{n} + \left( (1-n) \frac{\rho_s}{\rho_f} + n \right) \text{div} \mathbf{v}_s + \text{div} n(\mathbf{v}_f - \mathbf{v}_s) = 0 \quad (8.20)$$

となる。ここで、間隙水は形を持たない流体であるから、変形は固相によるもので、2相混合体の運動=固相の運動と見なすと、

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_s \quad (8.21)$$

と考えることができる。そのため、

$$\text{div} \mathbf{v}_s = \text{div} \mathbf{v} = -\dot{\epsilon}_v \quad (8.22)$$

となる。よって、連続条件式は、

$$(1-n) \frac{\dot{\rho}_s}{\rho_f} + n \frac{\dot{\rho}_f}{\rho_f} + \left(1 - \frac{\rho_s}{\rho_f}\right) \dot{n} - \left( (1-n) \frac{\rho_s}{\rho_f} + n \right) \dot{\epsilon}_v + \text{div} n(\mathbf{v}_f - \mathbf{v}_s) = 0 \quad (8.23)$$

となる。ここで、上式左辺第三項の $\dot{n}$ について考える。まず図.8.2のような、固相体積が変化した場合の体積ひずみと間隙比の関係について

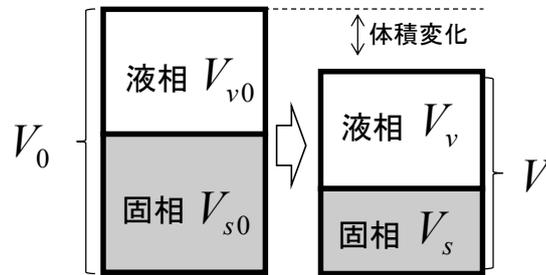


図.8.2 体積変化の概念図

混合体の初期体積を

$$V_0 (= V_{v0} + V_{s0}) \quad (8.24)$$

とする。  $V_{v0}$  : 間隙部分の初期体積,  $V_{s0}$  : 固相部分の初期体積。 また、現在の体積を

$$V (= V_v + V_s) \quad (8.25)$$

とする。  $V_v$  : 間隙部分の体積,  $V_s$  : 固相部分の体積。 ここで、固相部分の体積を、

$$V_s = \alpha V_{s0} \quad (8.26)$$

とする。  $\alpha$  : 溶解や変質による固相体積の変化率とする (初期状態では  $\alpha = 1$ )。 体積ひずみは、間隙比、間隙率を用いて、

$$\dot{\varepsilon}_v = \frac{V_0 - V}{V_0} = 1 - \frac{\frac{V_s}{V_{s0}} + \frac{V_v}{V_{s0}}}{1 + e_0} = 1 - \frac{\alpha(1+e)}{1+e_0} = 1 - \frac{\alpha}{1+e_0} \left( \frac{1}{1-n} \right) \quad (8.27)$$

となる。増分型に書き改めると、

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon}_v &= -\frac{(1+e)}{1+e_0} \dot{\alpha} - \frac{\alpha}{1+e_0} \dot{e} \\ &= -\frac{1}{(1+e_0)(1-n)} \dot{\alpha} - \frac{\alpha}{(1+e_0)(1-n)^2} \dot{n} \end{aligned} \quad (8.28)$$

となる。 $\dot{n}$ について解くと、

$$\dot{n} = -\frac{(1+e_0)(1-n)^2}{\alpha} \dot{\varepsilon}_v - \frac{(1-n)}{\alpha} \dot{\alpha} \quad (8.29)$$

となり、連続式条件式に代入すると、

$$(1-n) \frac{\dot{\rho}_s}{\rho_f} + n \frac{\dot{\rho}_f}{\rho_f} - \left( 1 - \frac{\rho_s}{\rho_f} \right) \frac{(1-n)}{\alpha} \dot{\alpha} - \left[ \left( 1 - \frac{\rho_s}{\rho_f} \right) \frac{(1+e_0)(1-n)^2}{\alpha} + (1-n) \frac{\rho_s}{\rho_f} + n \right] \dot{\varepsilon}_v = -\text{div} \tilde{\mathbf{v}} \quad (8.30)$$

となる。

連続条件式に、変質を考慮しない条件、

$$\dot{\rho}_s = 0 \quad (8.31)$$

$$\dot{\rho}_f = 0 \quad (8.32)$$

$$\dot{\alpha} = 0 \quad (8.33)$$

$$\alpha = 1.0 \quad (8.34)$$

を代入すると、

$$-\left[ \left( 1 - \frac{\rho_s}{\rho_f} \right) (1+e_0)(1-n)^2 + (1-n) \frac{\rho_s}{\rho_f} + n \right] \dot{\varepsilon}_v = -\text{div} \tilde{\mathbf{v}} \quad (8.35)$$

となり、さらに微小変形を考え、

$$e_0 \approx e \quad (8.36)$$

とみなすと、

$$\dot{\varepsilon}_v = -\text{div} \tilde{\mathbf{v}} \quad (8.37)$$

となり、通常の土/水連成場における連続条件式に帰着する。

## 8-2 釣合い式の導出

物体に作用する物体力と表面力の和と、物体全体における運動量は次式のように等値される。

$$\left(\int_V \rho \mathbf{v} dv\right)^{\bullet} = \int_V (\rho \mathbf{g}) dv + \int_S \mathbf{t} da \quad (8.38)$$

ここで、上式左辺は、

$$\begin{aligned} \left(\int_V \rho \mathbf{v} dv\right)^{\bullet} &= \int_V (\dot{\rho} \mathbf{v} + \rho \dot{\mathbf{v}} + \rho \mathbf{v} \operatorname{div} \mathbf{v}) dv \\ &= \int_V (\rho \dot{\mathbf{v}} + \mathbf{v} (\dot{\rho} + \rho \operatorname{div} \mathbf{v})) dv \\ &= \int_V \rho \dot{\mathbf{v}} dv \end{aligned} \quad (8.39)$$

となるため、

$$\int_V (\rho \dot{\mathbf{v}} - \rho \mathbf{g}) dv = \int_S \mathbf{t} da \quad (8.40)$$

となる。ここで、 $\mathbf{t}$ は、

$$\mathbf{t} = \boldsymbol{\sigma}^T \mathbf{n} \quad (8.41)$$

で定義される表面力である。右辺にガウスの発散定理を用い、静的な場 ( $\dot{\mathbf{v}} = 0$ ) を考えると、以下のような釣合い式が導かれる。

$$\operatorname{div} \boldsymbol{\sigma}^T + \rho \mathbf{g} = \mathbf{0} \quad (8.42)$$

増分型に書き改めると、

$$\operatorname{div} \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T + \dot{\rho} \mathbf{g} = \mathbf{0} \quad (8.43)$$

となる。ここに、

$$\begin{aligned} \dot{\rho} &= \dot{\rho}_s + \dot{\rho}_f \\ &= (1-n)\dot{\rho}_s - \dot{n}\rho_s + \dot{n}\rho_f + n\dot{\rho}_f \\ &= (1-n)\dot{\rho}_s + n\dot{\rho}_f + (\rho_f - \rho_s)\dot{n} \end{aligned} \quad (8.44)$$

を代入すると、

$$\operatorname{div} \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T + (1-n)\dot{\rho}_s \mathbf{g} + n\dot{\rho}_f \mathbf{g} + (\rho_f - \rho_s)\dot{n} \mathbf{g} = \mathbf{0} \quad (8.45)$$

となる。さらに

$$\dot{n} = -\frac{(1+e_0)(1-n)^2}{\alpha} \dot{\epsilon}_v - \frac{(1-n)}{\alpha} \dot{\alpha} \quad (8.46)$$

を代入すると、

$$\operatorname{div} \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T + (1-n)\dot{\rho}_s \mathbf{g} + n\dot{\rho}_f \mathbf{g} - \frac{(\rho_f - \rho_s)(1+e_0)(1-n)^2}{\alpha} \dot{\epsilon}_v \mathbf{g} - \frac{(\rho_f - \rho_s)(1-n)}{\alpha} \dot{\alpha} \mathbf{g} = \mathbf{0} \quad (8.47)$$

となる。

### 8-3 構成式

飽和ベントナイト材料はダイレイタンスー特性を有さない非線形弾性体と仮定する。飽和ベントナイト材料の体積変化は、縦軸に間隙比、横軸に平均有効応力を対数表示でとったときに直線関係で表現されると仮定すると、

$$e - e_0 = -\lambda \ln \frac{p'}{p'_0} \quad (8.48)$$

ここで、 $e_0$ ：基準間隙比、 $p'_0$ ：基準応力、 $\lambda$ ：直線の傾き、 $e$ ：間隙比、 $p'$ ：平均有効応力、である。材料が別の物質に変質した場合を考え、以下のように書き改める。

$$e - e_0 = -B\lambda \ln \frac{p'}{Cp'_0} \quad (8.49)$$

となる、ここで、 $C$ ：変質による正規圧密線の移動量に関するパラメータ、 $B$ ：変質による圧縮指数 $\lambda$ の変化率、である。第七章より、剛性の変化を表す物理量として、モンモリロナイト含有率を用いる。モンモリロナイト含有率-間隙比-有効応力関係は、

$$e = 0.65 - \lambda \ln \frac{p'}{0.14 \times \exp(0.06 \times \alpha_{mon})} \quad (8.50)$$

である。式(8.50)の応力の単位は MPa である。増分形にすると、

$$\dot{e} = -\lambda \frac{\dot{p}'}{p'} + 0.06\lambda \dot{\alpha}_{mon} \quad (8.51)$$

となる。これを、

$$\dot{\varepsilon}_v = -\frac{(1+e)}{1+e_0} \dot{\alpha} - \frac{\alpha}{1+e_0} \dot{e} \quad (8.52)$$

に代入し、平均有効応力増分について解くと、

$$\dot{p}' = K \dot{\varepsilon}_v + \frac{(1+e)p'}{\alpha\lambda} \dot{\alpha} + 0.06p' \dot{\alpha}_{mon} \quad (8.53)$$

となる。ここで、 $K$ ：体積弾性係数とし、

$$K = \frac{(1+e_0)p'}{\alpha\lambda} \quad (8.54)$$

である。

偏差成分に関しては Hooke の法則を仮定し、

$$\dot{\mathbf{s}} = 2G \left( \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \frac{1}{3} \dot{\varepsilon}_v \mathbf{1} \right) \quad (8.55)$$

とする。 $G$ ：せん断弾性係数であり、

$$G = \frac{3(1-2\nu')}{2(1+\nu')}K \quad (8.56)$$

である。  $\nu'$  : ポアソン比である。従って、応力-ひずみ関係は、

$$\boldsymbol{\sigma}' = \mathbf{D} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \mathbf{C}_a \dot{\alpha} + \mathbf{C}_{mon} \dot{\alpha}_{mon} \quad (8.57)$$

となる。ここで、

$$\mathbf{D} = K\mathbf{1} \otimes \mathbf{1} + 2GA \quad (8.58)$$

$$\mathbf{C}_a = \frac{(1+e)p'}{\alpha\lambda} \mathbf{1} \quad (8.59)$$

$$\mathbf{C}_{mon} = 0.06p' \mathbf{1} \quad (8.60)$$

である。

#### 8-4 支配方程式

支配方程式を書き下すと、

- ・釣合い式

$$\text{div} \boldsymbol{\sigma}'^T + (1-n) \dot{\rho}_s \mathbf{g} + n \dot{\rho}_f \mathbf{g} - \frac{(\rho_f - \rho_s)(1+e_0)(1-n)^2}{\alpha} \dot{\varepsilon}_v \mathbf{g} - \frac{(\rho_f - \rho_s)(1-n)}{\alpha} \dot{\alpha} \mathbf{g} = \mathbf{0} \quad (8.61)$$

- ・有効応力の原理

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}' + \dot{p}_w \mathbf{1} \quad (8.62)$$

- ・連続条件式

$$(1-n) \frac{\dot{\rho}_s}{\rho_f} + n \frac{\dot{\rho}_f}{\rho_f} - \left(1 - \frac{\rho_s}{\rho_f}\right) \frac{(1-n)}{\alpha} \dot{\alpha} - \left[ \left(1 - \frac{\rho_s}{\rho_f}\right) \frac{(1+e_0)(1-n)^2}{\alpha} + (1-n) \frac{\rho_s}{\rho_f} + n \right] \dot{\varepsilon}_v = -\text{div} \tilde{\mathbf{v}} \quad (8.63)$$

- ・ひずみ-変位関係式 (圧縮を正)

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = -\frac{1}{2} (\nabla \dot{\mathbf{u}} + \nabla \dot{\mathbf{u}}^T) \quad (8.64)$$

- ・構成式

$$\boldsymbol{\sigma}' = \mathbf{D} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \mathbf{C}_a \dot{\alpha} + \mathbf{C}_{mon} \dot{\alpha}_{mon} \quad (8.65)$$

となる。そして境界条件として、変位、応力、水頭、流量境界を端点に課し、未知量である変位と全水頭を解くことを考える。

ここで、 $\rho_s$ ,  $\rho_f$ ,  $\alpha$ ,  $\alpha_{mon}$  は化学的な要因により変化する値であり、未知量である。そのため、本来は  $\rho_s$ ,  $\rho_f$ ,  $\alpha$ ,  $\alpha_{mon}$  に関する方程式がさらに必要となる。しかしながら、ここでは、これらの時間的、空間的変化は既知量として扱うこととし、弱形式化、空間離散化、時間離散化を行う。

## 8-5 弱形式化・離散化

まず、連続条件式を弱形式化する。連続式は、

$$(1-n)\frac{\dot{\rho}_s}{\rho_f} + n\frac{\dot{\rho}_f}{\rho_f} - \left(1 - \frac{\rho_s}{\rho_f}\right) \frac{(1-n)}{\alpha} \dot{\alpha} - \left[ \left(1 - \frac{\rho_s}{\rho_f}\right) \frac{(1+e_0)(1-n)^2}{\alpha} + (1-n)\frac{\rho_s}{\rho_f} + n \right] \dot{\epsilon}_v = -\text{div}\tilde{\mathbf{v}} \quad (8.66)$$

であり、両辺に任意の関数

$$\forall \delta h \in \{\delta h = 0, \text{ on } S_h\} \quad (8.67)$$

をかけて、領域全体で積分すると、

$$\int_V (\text{Chem}_1 \delta h - \text{Chem}_2 \dot{\epsilon}_v \delta h) dV = - \int_V \text{div}\tilde{\mathbf{v}} \delta h dV \quad (8.68)$$

となる。ここで、

$$\text{Chem}_1 = (1-n)\frac{\dot{\rho}_s}{\rho_f} + n\frac{\dot{\rho}_f}{\rho_f} - \left(1 - \frac{\rho_s}{\rho_f}\right) \frac{(1-n)}{\alpha} \dot{\alpha} \quad (8.69)$$

$$\text{Chem}_2 = \left(1 - \frac{\rho_s}{\rho_f}\right) \frac{(1+e_0)(1-n)^2}{\alpha} + (1-n)\frac{\rho_s}{\rho_f} + n \quad (8.70)$$

としている。右辺に部分積分を行うと、

$$\begin{aligned} \int_V \text{div}\tilde{\mathbf{v}} \delta h dV &= \int_S \tilde{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{n} \delta h dS - \int_V \tilde{\mathbf{v}} \cdot \text{grad} \delta h dV \\ &= \int_S \tilde{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{n} \delta h dS - \int_V \tilde{\mathbf{v}} \cdot \delta \mathbf{g} dV \end{aligned} \quad (8.71)$$

となる。また、試験関数の水頭境界条件より、

$$\int_S \tilde{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{n} \delta h dS - \int_V \tilde{\mathbf{v}} \cdot \delta \mathbf{g} dV = \int_{S_q} \bar{q} \delta h dS - \int_V \tilde{\mathbf{v}} \cdot \delta \mathbf{g} dV \quad (8.72)$$

であるため、

$$\int_V (\text{Chem}_1 \delta h - \text{Chem}_2 \dot{\epsilon}_v \delta h) dV + \int_{S_q} \bar{q} \delta h dS - \int_V \tilde{\mathbf{v}} \cdot \delta \mathbf{g} dV = 0 \quad (8.73)$$

となる。

次に空間離散化を行う。変位、全水頭を各節点で持たせ、ガラーキン法を適用する。節点変位、全水頭に関する内挿関数マトリックスを  $[N_u]$ 、 $[N_h]$  とし、変位からひずみを求めるマトリックスを  $[B_v]$  とすると、次の関係式が得られる。

$$\dot{\epsilon}_v = \mathbf{B}_v \dot{\mathbf{u}}^N \quad (8.74)$$

$$\dot{\rho}_w = \mathbf{N}_h \dot{\gamma}_w \dot{\mathbf{h}}^N \quad (8.75)$$

$$\text{grad} h = \mathbf{B}_h \dot{\mathbf{h}}^N \quad (8.76)$$

$$\delta \mathbf{h} = \mathbf{N}_h \delta \mathbf{h}^N \quad (8.77)$$

$$\delta \mathbf{g} = \mathbf{B}_h \delta \mathbf{h}^N \quad (8.78)$$

これらを連続式の弱形式に代入すると,

$$\int_V \left( \delta \mathbf{h}^{N^T} \mathbf{N}_h^T \text{Chem}_1 - \delta \mathbf{h}^{N^T} \mathbf{N}_h^T \text{Chem}_2 \mathbf{B}_v \dot{\mathbf{u}}^N \right) dV + \int_{S_q} \delta \mathbf{h}^{N^T} \mathbf{N}_h^T \bar{q} dS - \int_V \delta \mathbf{h}^{N^T} \mathbf{B}_h^T \tilde{v} dV = 0 \quad (8.79)$$

となる. ダルシー則と  $q = \mathbf{B}_h \mathbf{h}^N$  から,

$$\int_V \left( \delta \mathbf{h}^{N^T} \mathbf{N}_h^T \text{Chem}_1 - \delta \mathbf{h}^{N^T} \mathbf{N}_h^T \text{Chem}_2 \mathbf{B}_v \dot{\mathbf{u}}^N \right) dV + \int_{S_q} \delta \mathbf{h}^{N^T} \mathbf{N}_h^T \bar{q} dS - \int_V \delta \mathbf{h}^{N^T} \mathbf{B}_h^T \mathbf{k} \mathbf{B}_h \mathbf{h}^N dV = 0 \quad (8.80)$$

両辺から  $\{\delta \mathbf{h}^N\}^T$  を除し, 整理すると,

$$\int_V \mathbf{N}_h^T \text{Chem}_2 \mathbf{B}_v dV \dot{\mathbf{u}}^N + \int_V \mathbf{B}_h^T \frac{\mathbf{k}}{\gamma_w} \mathbf{B}_h dV \gamma_w \mathbf{h}^N = \int_{S_q} \mathbf{N}_h^T \bar{q} dS + \int_V \mathbf{N}_h^T \text{Chem}_1 dV \quad (8.81)$$

となる. よって,

$$\mathbf{K}_{\text{HU}} \dot{\mathbf{u}}^N - \mathbf{K}_h \gamma_w \mathbf{h}^N = \bar{\mathbf{Q}} + \dot{\mathbf{Q}}_2 \quad (8.82)$$

を得る. ここで,

$$\mathbf{K}_{\text{HU}} = \int_V \mathbf{N}_h^T \text{Chem}_2 \mathbf{B}_v dV \quad (8.83)$$

$$\mathbf{K}_h = \int_V \mathbf{B}_h^T \frac{\mathbf{k}}{\gamma_w} \mathbf{B}_h dV \quad (8.84)$$

$$\bar{\mathbf{Q}} = \int_{S_q} \mathbf{N}_h^T \bar{q} dS \quad (8.85)$$

$$\dot{\mathbf{Q}}_2 = \int_V \mathbf{N}_h^T \text{Chem}_1 dV \quad (8.86)$$

続いて, 釣り合い式を弱形式化する. 釣り合い式は,

$$\text{div} \dot{\boldsymbol{\sigma}}^T + (1-n) \dot{\rho}_s \mathbf{g} + n \dot{\rho}_f \mathbf{g} - \frac{(\rho_f - \rho_s)(1+e_0)(1-n)^2}{\alpha} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_v \mathbf{g} - \frac{(\rho_f - \rho_s)(1-n)}{\alpha} \dot{\alpha} \mathbf{g} = \mathbf{0} \quad (8.87)$$

である. ここに任意の関数

$$\forall \delta \dot{\mathbf{u}} \in \left\{ \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = -\frac{\partial \delta \dot{\mathbf{u}}}{\partial z} : \delta \dot{\mathbf{u}} = 0 \quad \text{on } S_u \right\} \quad (8.88)$$

をかけて, 領域全体で積分すると,

$$\int_V \text{div}(\dot{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \delta \dot{\mathbf{u}}) dV - \int_V \dot{\boldsymbol{\sigma}} : \nabla \delta \dot{\mathbf{u}} dV + \int_V \text{Chem}_3 \mathbf{g} \delta \dot{\mathbf{u}} dV - \int_V \frac{(\rho_w - \rho_s)(1+e_0)(1-n)^2}{\alpha} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_v \mathbf{g} \cdot \delta \dot{\mathbf{u}} dV = 0 \quad (8.89)$$

となる. ここで,

$$Chem_3 = (1-n)\dot{\rho}_s + n\dot{\rho}_f - \frac{(\rho_f - \rho_s)(1-n)}{\alpha}\dot{\alpha} \quad (8.90)$$

としている．第1項にガウスの発散定理を用いると，

$$\int_S \dot{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{n} \cdot \delta \dot{\mathbf{u}} dS - \int_V \dot{\boldsymbol{\sigma}} : \nabla \delta \dot{\mathbf{u}} dV = 0 \quad (8.91)$$

となる．試験関数の変位境界条件を考えると，

$$\int_{S_e} \bar{\mathbf{t}} \cdot \delta \dot{\mathbf{u}} dS + \int_V \dot{\boldsymbol{\sigma}} : \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} dV + \int_V Chem_3 \mathbf{g} \delta \dot{\mathbf{u}} dV - \int_V \frac{(\rho_w - \rho_s)(1+e_0)(1-n)^2}{\alpha} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_v \cdot \mathbf{g} \cdot \delta \dot{\mathbf{u}} dV = 0 \quad (8.92)$$

ここで，全応力テンソル増分  $\dot{\boldsymbol{\sigma}}$  は

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}} = \dot{\boldsymbol{\sigma}}' + \dot{p}_f \mathbf{1} \quad (8.93)$$

であるため，

$$\begin{aligned} & \int_{S_e} \bar{\mathbf{t}} \cdot \delta \dot{\mathbf{u}} dS + \int_V \dot{\boldsymbol{\sigma}}' : \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} dV + \int_V \dot{p}_f \delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_v dV + \int_V Chem_3 \mathbf{g} \delta \dot{\mathbf{u}} dV \\ & - \int_V \frac{(\rho_f - \rho_s)(1+e_0)(1-n)^2}{\alpha} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_v \cdot \mathbf{g} \cdot \delta \dot{\mathbf{u}} dV = 0 \end{aligned} \quad (8.94)$$

となる．

釣合い式の弱形式を得る．次に空間離散化を行う．先ほどと同様に変位，全水頭を各節点で持たせ，ガラーキソ法を適用し，次の関係式を用いる．

$$\dot{\mathbf{u}} = \mathbf{N} \dot{\mathbf{u}}^N \quad (8.95)$$

$$h = \mathbf{N}_h \mathbf{h}^N \quad (8.96)$$

$$h_a = \mathbf{N}_a \mathbf{h}_a^N \quad (8.97)$$

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = \mathbf{B} \dot{\mathbf{u}}^N \quad (8.98)$$

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_v = \mathbf{B}_v \dot{\mathbf{u}}^N \quad (8.99)$$

$$\delta \dot{\mathbf{u}} = \mathbf{N} \delta \dot{\mathbf{u}}^N \quad (8.100)$$

$$\delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = \mathbf{B} \delta \dot{\mathbf{u}}^N \quad (8.101)$$

$$\delta \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_v = \mathbf{B}_v \delta \dot{\mathbf{u}}^N \quad (8.102)$$

また，構成式は，

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}}' = \mathbf{D} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \mathbf{C}_a \dot{\alpha} + \mathbf{C}_{mon} \dot{\alpha}_{mon} \quad (8.103)$$

なので，

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}}' = \mathbf{D} \mathbf{B} \dot{\mathbf{u}}^N + \mathbf{C}_a \dot{\alpha} + \mathbf{C}_{mon} \dot{\alpha}_{mon} \quad (8.104)$$

となる．よって釣合い式は

$$\begin{aligned} & \int_{S_e} \delta \dot{\mathbf{u}}^{N^T} \mathbf{N}^T dS \left\{ \bar{\mathbf{t}} \right\} + \int_V \delta \dot{\mathbf{u}}^{N^T} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} \dot{\mathbf{u}}^N dV + \int_V \delta \dot{\mathbf{u}}^{N^T} \mathbf{B}^T \mathbf{C}_a \dot{\alpha} dV + \int_V \delta \dot{\mathbf{u}}^{N^T} \mathbf{B}^T \mathbf{C}_{mon} \dot{\alpha}_{mon} dV \\ & + \int_V \delta \dot{\mathbf{u}}^{N^T} \mathbf{B}_v^T \dot{p}_f dV + \int_V \delta \dot{\mathbf{u}}^{N^T} \mathbf{N}^T Chem_3 \mathbf{g} dV - \int_V \delta \dot{\mathbf{u}}^{N^T} \mathbf{N}^T \frac{(\rho_f - \rho_s)(1+e_0)(1-n)^2}{\alpha} \mathbf{g} \mathbf{B}_v \dot{\mathbf{u}}^N dV = 0 \end{aligned} \quad (8.105)$$

となる．両辺から  $\{\delta \dot{\mathbf{u}}^N\}^T$  を除すると，

$$\begin{aligned} & \int_V \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} dV \{\dot{\mathbf{u}}^N\} - \int_V \mathbf{N}^T \frac{(\rho_f - \rho_s)(1+e_0)(1-n)^2}{\alpha} \mathbf{g} \mathbf{B}_v dV \{\dot{\mathbf{u}}^N\} + \int_V \mathbf{B}_v^T \dot{p}_f dV \\ & = - \int_{S_\sigma} \mathbf{N}^T dS \{\bar{\mathbf{t}}\} - \int_V \mathbf{N}^T \text{Chem}_3 \mathbf{g} dV - \int_V \mathbf{B}^T \mathbf{C}_a \dot{\alpha} dV - \int_V \mathbf{B}^T \mathbf{C}_{mon} \dot{\alpha}_{mon} dV \end{aligned} \quad (8.106)$$

となる．ここで，間隙水圧は，

$$p_f = \gamma_w h - \gamma_f z \quad (8.107)$$

である． $\gamma_w$  : 純水の単位体積重量， $h$  : 全水頭， $\gamma_f$  : 間隙水の単位体積重量， $z$  : 座標である．間隙水圧増分は，

$$\begin{aligned} \dot{p}_f & = \dot{\gamma}_w h + \gamma_w \dot{h} - \dot{\gamma}_f z - \gamma_f \dot{z} \\ & = \gamma_w \dot{h} - \dot{\gamma}_f z \end{aligned} \quad (8.108)$$

である．従って，

$$\dot{p}_f = \mathbf{N}_h \gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N - \dot{\gamma}_f z \quad (8.109)$$

よって，

$$\mathbf{K}_{UU} \{\dot{\mathbf{u}}^N\} + \mathbf{K}_{UH} \{\gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N\} = \bar{\mathbf{F}} + \bar{\mathbf{F}}_2 \quad (8.110)$$

$$\mathbf{K}_{UU} = \int_V \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} - \mathbf{N}^T \frac{(\rho_f - \rho_s)(1+e_0)(1-n)^2}{\alpha} \mathbf{g} \mathbf{B}_v dV \quad (8.111)$$

$$\mathbf{K}_{UH} = \int_V \mathbf{B}_v^T \mathbf{N}_h dV \quad (8.112)$$

$$\dot{\mathbf{F}} = - \int_{S_\sigma} \mathbf{N}^T dS \{\bar{\mathbf{t}}\} \quad (8.113)$$

$$\dot{\mathbf{F}}_2 = - \int_V \mathbf{N}^T \text{Chem}_3 \mathbf{g} dV - \int_V \mathbf{B}^T \mathbf{C}_a \dot{\alpha} dV - \int_V \mathbf{B}^T \mathbf{C}_{mon} \dot{\alpha}_{mon} dV + \int_V \mathbf{B}_v^T \dot{\gamma}_f z dV \quad (8.114)$$

となる．以上より，釣合い式，連続条件式は，

$$\begin{aligned} \mathbf{K}_{UU} \dot{\mathbf{u}}^N + \mathbf{K}_{UH} \gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N & = \dot{\mathbf{F}} + \dot{\mathbf{F}}_2 \\ \mathbf{K}_{HU} \dot{\mathbf{u}}^N - \mathbf{K}_h \gamma_w \dot{\mathbf{h}}^N & = \dot{\mathbf{Q}} + \dot{\mathbf{Q}}_2 \end{aligned} \quad (8.115)$$

と空間離散化された．

続いて時間離散化を行う．時間微分をオイラー近似すると， $t$  (既知) から  $t + \Delta t$  (未知) 間の増分形式の連立方程式を得ることができる．すなわち，

$$\{\dot{\mathbf{u}}^N\} \approx \frac{\{\Delta \mathbf{u}^N\}}{\Delta t} \quad (8.116)$$

$$\{\dot{h}^N\} \approx \frac{\{\Delta h^N\}}{\Delta t} = \frac{\{h_{t+\Delta t}^N\} - \{h_t^N\}}{\Delta t} \quad (8.117)$$

$$h = (1-\theta)h_t^N + \theta h_{t+\Delta t}^N \quad (0 \leq \theta \leq 1) \quad (8.118)$$

$$\dot{\mathbf{F}} = \frac{\Delta \mathbf{F}}{\Delta t} \quad (8.119)$$

$$\dot{\mathbf{F}}_2 = \frac{\Delta \mathbf{F}_2}{\Delta t} \quad (8.120)$$

$$\dot{\mathbf{Q}}_2 = \frac{\Delta \mathbf{Q}_2}{\Delta t} \quad (8.121)$$

を代入すると、

$$\begin{bmatrix} [K_{UU}] & [K_{UH}] \\ [K_{HU}] & -\Delta t \theta [K_h] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \Delta u^N \\ \gamma_w h_{t+\Delta t}^N \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \Delta F + [K_{UH}] \{\gamma_w h_t^N\} + \Delta F_2 \\ \Delta t Q_1 + \Delta t (1-\theta) [K_h] \{\gamma_w h_t^N\} + \Delta Q_2 \end{Bmatrix} \quad (8.122)$$

を得る。

## 8-6 処分施設緩衝材の長期変質過程シミュレーション

### ①化学解析を考慮した長期変質過程シミュレーション

ここでは、地球化学反応と物質輸送現象を連成させた化学解析コード PHREEQC-TRANS<sup>1)</sup>を用いて行われた解析結果<sup>2)</sup>を反映した長期変質変形解析を行う。化学解析では、セメント系材料はポルトランドセメントを想定し、地下水は降水系高 pH 型地下水を想定している。

図.8.1 に化学解析に使用した処分施設の一次元断面図を示す。化学解析より得られたモンモリロナイト含有率、固相体積変化率  $\alpha$  の時間変化を図.8.2, 図.8.3 に示す。セメント系材料と接している部分では、時間の経過とともにモンモリロナイト含有率、固相体積が減少しているのがわかる。図.8.2, 図.8.3 に示した変質状況を与えることで力学変形解析を行う。表.8.1 に解析に用いた材料定数・初期値を示す。緩衝材には、クニゲル V1 にケイ砂を質量比で 7 : 3 に混合した材料を想定している。図.8.4 に解析に用いたメッシュ図・境界条件を示す。解析においては、同一の要素内では均一な変質状況を与える。また、溶液は純水とし溶液の密度は常に一定値 ( $\rho_f = 0$ ) をとると仮定する。

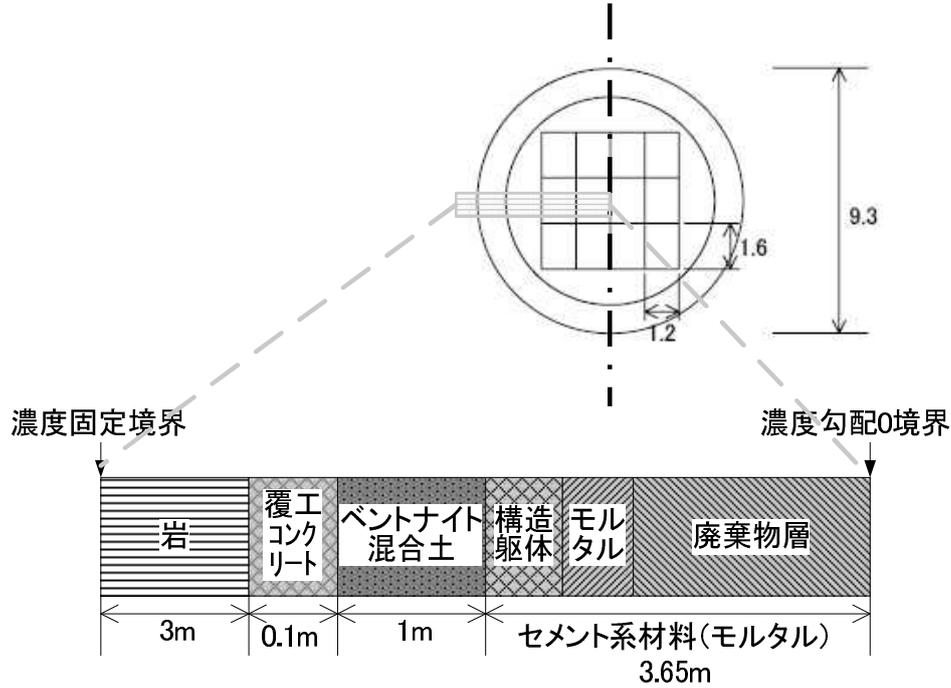


図.8.1 処分施設の化学解析体系<sup>2)</sup>

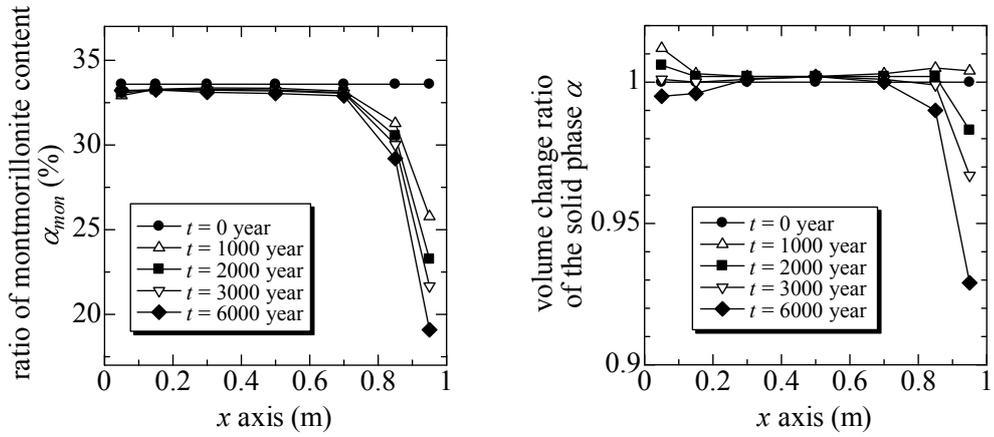


図.8.2 モンモリロナイト含有率の変化 図.8.3 固相体積変化率 $\alpha$ の変化

表.8.1 材料定数・初期値

初期間隙比	0.67
初期モンモリロナイト含有率(%)	33
圧縮指数 $\lambda$	0.14

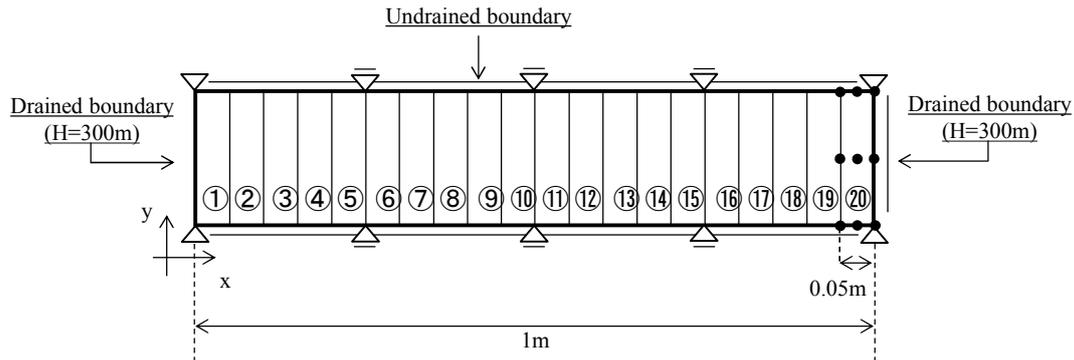


図.8.4 メッシュ図・境界条件

図.8.5 に力学解析により得られた間隙比分布の時間変化を示す。セメント系材料と接している部分では、時間の経過とともにモンモリロナイト含有率、固相体積が減少していくため、ベントナイトの持つ膨潤能力が低下し、他の要素から圧縮を受けるために間隙比が減少している。逆にセメント系材料から離れた部分では膨張により間隙比が増加している。そのため、時間の経過とともに不均一な間隙比分布が形成されていくのが分かる。図.8.6 に要素①での側方有効応力の時間変化を示す。変質の影響で、有効応力が時間の経過とともに減少しているのが確認できる。

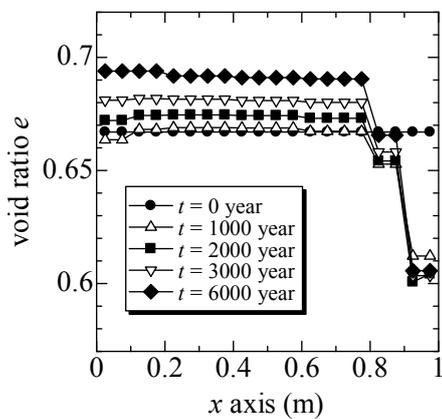


図.8.5 間隙比分布の時間変化

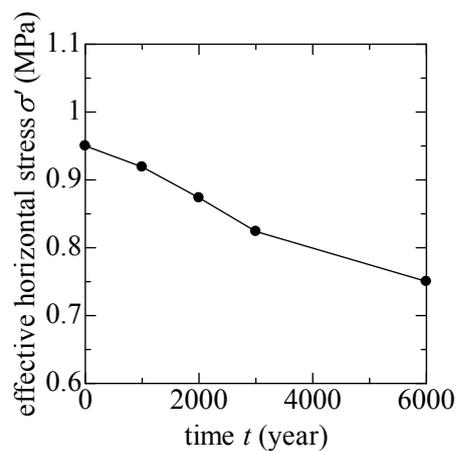


図.8.6 側方有効応力の時間変化

## ②変質の種類が長期力学挙動に与える影響

化学変質現象を考慮した数理モデルを初期値・境界値問題として扱うことで、緩衝材が変質した時に起こる挙動をシミュレートすることができた。しかしながら、処分施設が想定しているような超長期にわたる力学挙動をシミュレーションしても、そのシミュレーションを実測値との比較により検証することは難しい。そのため、あらかじめ複数のシナリオをシミ

ュレートし、どういふことが起これば処分施設にとって望ましくないのかを明らかにしておく必要がある。前節では、実際の処分場環境を想定した化学変質状況を用いて解析を行った。そのため、得られた解析結果には、ベントナイトの溶解や新たな鉱物の生成などさまざまな要因が組み合わさっている。そこで本節では、「溶解」や「鉱物的変質」をそれぞれ与え、変質の種類が処分施設に与える影響について検討する。シミュレーションの概要を図.8.7に示す。図.8.2, 図.8.3 で示したように、セメント系材料と接している部分が大きく変質する。そこで、図.8.7 に示すような TRU 廃棄物処分施設の一次元断面を解析対象とし、セメント系材料と接している緩衝材を距離  $d$  だけ変質させる。表.8.2 に解析ケースを示す。アナルサイムに変質した場合を case1, クリノプチロライトに変質した場合を case2, モンモリロナイトが液相に溶解した場合を case3, モンモリロナイト以外の鉱物（二酸化ケイ素）が液相に溶解した場合を case4 とする。ケイ砂やクニゲル V1 に含まれる石英や玉髄は二酸化ケイ素とみなしている。図.8.8 に解析に用いる変質条件を示す。解析では、ある時間  $T_L$  においてある変質率  $\beta|_{t=T_L}$  になるように線型的に変質させる。ここでは、 $T_L=6000$  年、 $\beta|_{t=T_L}=0.1, 0.3, 0.5, 1.0$  とする。解析に用いるメッシュ図、物性値は図.8.2, 表.8.1 と同じものを用いる。図.8.9, 図.8.10 に各ケースにおける変質率  $\beta$  とモンモリロナイト含有率  $\alpha_{mon}$ , 固相体積変化率  $\alpha$  の関係を示す。case4 を除いて、変質が進むにつれてモンモリロナイト含有率が低下している。case4 はモンモリロナイト以外の鉱物が液相に溶解するため、相対的にモンモリロナイト含有率が増加している。固相体積は、変質が進むにつれて case1, case2 は増加し、case3, case4 は減少している。

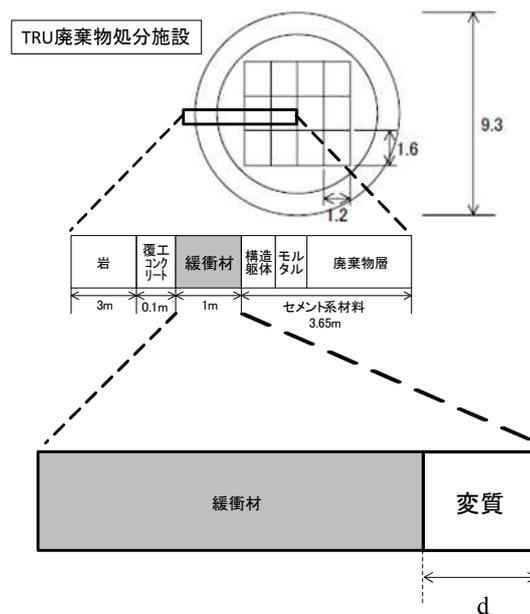


図.8.7 シミュレーションの概要

表.8.2 解析ケース

	変質の種類
case1	アナルサイムに変質
case2	クリノプチロライトに変質
case3	モンモリロナイトが液相に溶解
case4	モンモリロナイト以外の鉱物（二酸化ケイ素）が溶解

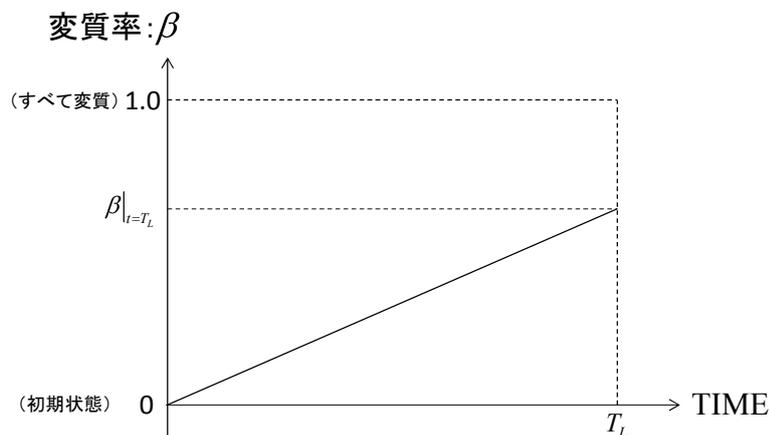


図.8.8 変質条件

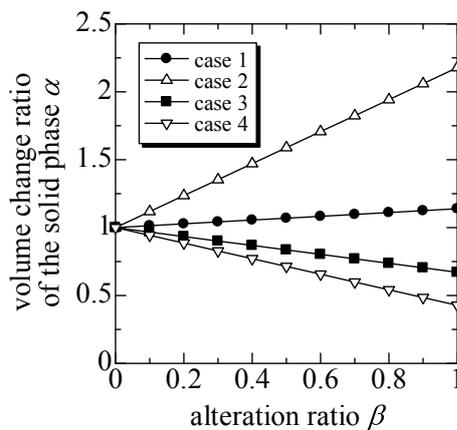
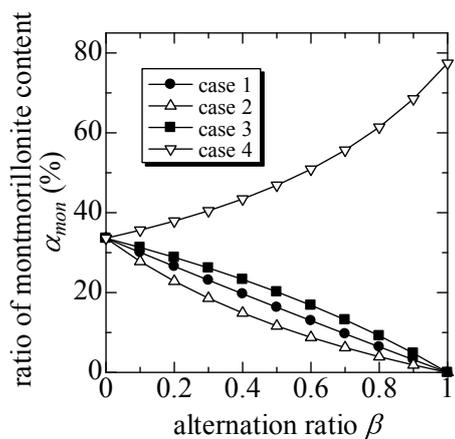


図.8.9 変質率  $\beta$  とモンモリロナイト含有率      図.8.10 変質率  $\beta$  と固相体積変化率

図.8.11 に、各ケースの要素 1 の 6000 年における側方有効応力を示す。クリノプチロライトに変化する case2 以外では、応力が低下している。アナルサイムに変質する case1 では、他のケースに比べて応力の変化は小さい。またどのケースでも、変質距離が大きく、変質率が大きいケースの方が応力の変化は大きい。クリノプチロライトに変質する case2 で応力が増加しているのは、変質により固相体積が大きく増加しているからである。また、case2 のみ変質率を  $\beta = 0.5$  までしか行っていないのは、それ以上変質させると固相体積の増加により間隙が完全になくなってしまいうからである。

図.8.12に6000年における要素1の乾燥密度を示す. アナルサイムに変質する case1 では, 他のケースに比べて乾燥密度の変化は少ないことが分かる. case2 以外では, 乾燥密度が低下している. case2 で乾燥密度が増加しているのは, クリノプチロライトが生成されることにより応力が増加し膨張するため, 変質する要素以外の要素は圧縮されるためである. 緩衝材の密度が増加する場合, 透水性は悪くなる. 従って, 緩衝材の止水能力という観点から考えると, case1, case3, case4 は処分施設にとって危険側, case2 は安全側である. 一方 case2 は, 廃棄体により大きな応力が作用することになるため, 廃棄体の安全性という観点からは危険側となる. この圧力が廃棄体容器に対する外圧の許容値を超えてしまう場合には何らかの対策が必要となる.

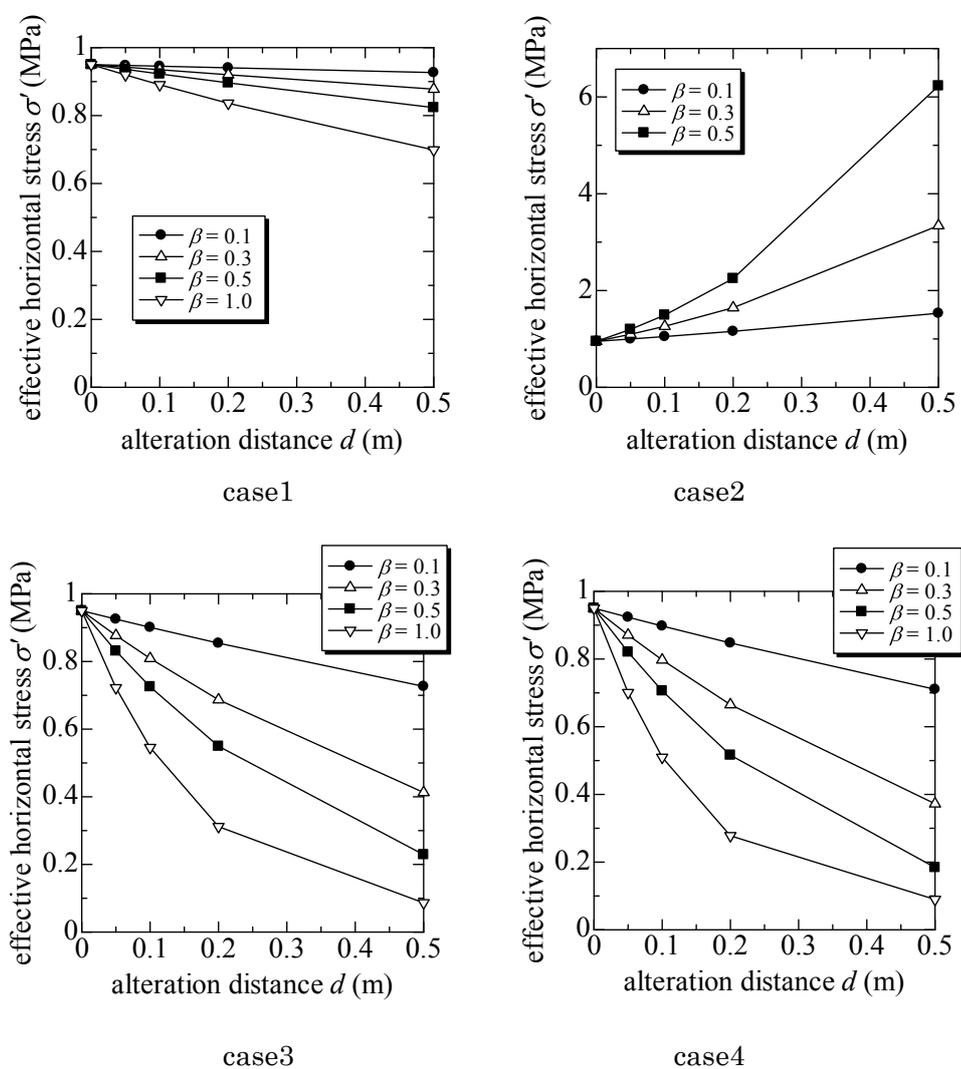


図.8.11 6000年後における側方有効応力

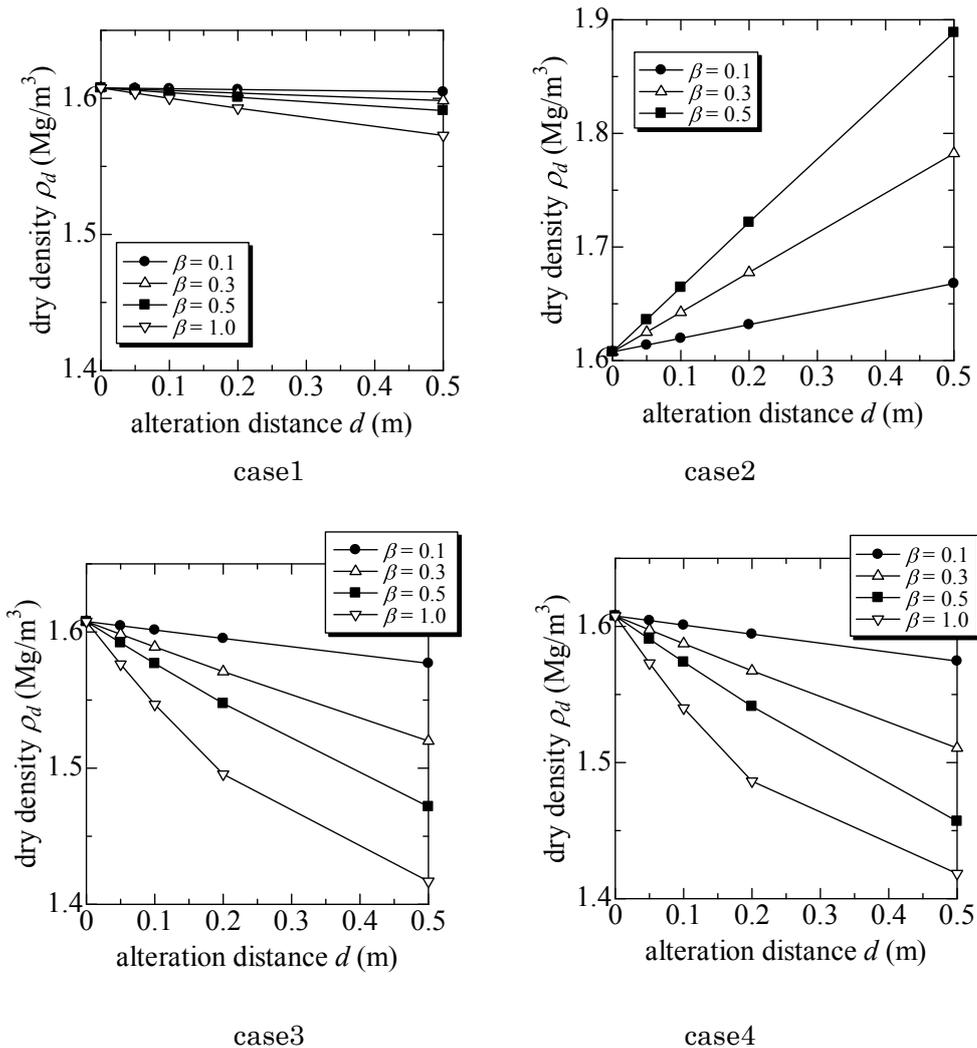


図.8.12 6000年後の要素①における乾燥密度

<case3 と case4 の比較>

モンモリロナイトが液相に溶解した場合の case3 とモンモリロナイト以外の鉱物(二酸化ケイ素) が液相に溶解した場合の case4 を比較する. 図 8.13 に示すように, ここでは, case3 と case4 で同じ体積だけ液相に溶解させ, 固相体積変化率  $\alpha$  が同じになるように両ケースを溶解させる.  $\alpha=0.9, 0.8, 0.7$  とする. 図.8.14, 図.8.15 に 6000 年における要素 1 の側方有効応力, 乾燥密度を示す. 図を見ると, 固相体積の減少量が同じ場合, case3 より case4 の方が応力の低下量が小さく, 乾燥密度の低下量も小さいことがわかる. これは, case4 はモンモリロナイト以外の鉱物の溶解により相対的にモンモリロナイト含有率が増加するため, case3 に比べて応力の低下が抑えられるためである.

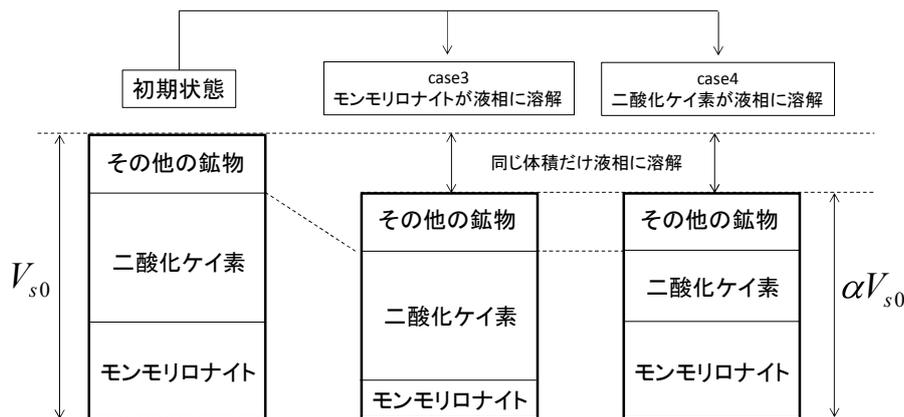


図.8.13 case3 と case4 の比較の概念図

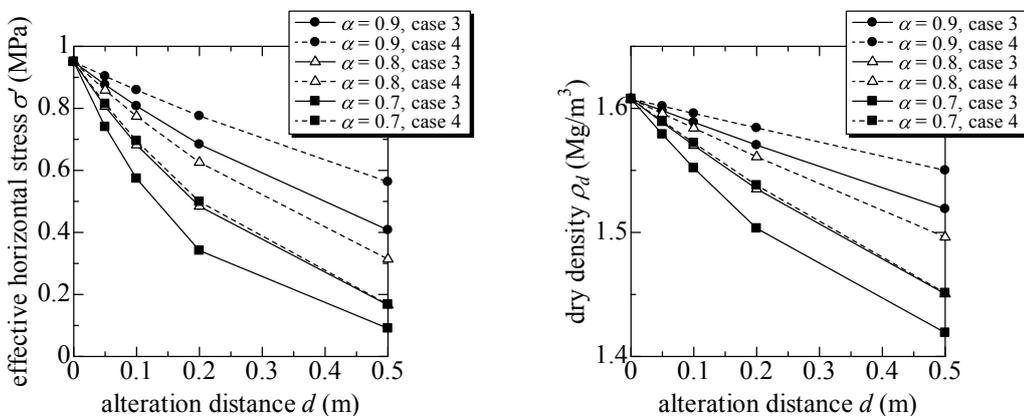


図.8.14 case3 と case4 の側方応力の比較 図.8.15 case3 と case4 の乾燥密度の比較

以上の結果から、図.8.16 のようなことが考えられる。例えば乾燥密度に着目すると、今回の解析により、変質の種類によって乾燥密度が増加する場合もあれば減少する場合もあることがわかった。止水性の観点からは、乾燥密度が減少するのは望ましくない。もし最低限確保しておくべき乾燥密度を設定する場合、その乾燥密度を下回る場合には何らかの対策が必要となる。また乾燥密度が増加する場合には応力が高まるため、廃棄体の安全性という観点からは危険側となり、廃棄体容器に対する外圧の許容値を超えてしまう場合には何らかの対策が必要となる。そこで、まずはこのような変質状況が現実的に起こり得るのかどうか検討する必要がある。緩衝材の変質は、処分場の建設される地盤環境（圧力や温度や水質等）やセメント系材料の種類の影響を大きく受ける。現在、処分地の選定や、廃棄体のコンクリート容器の開発等が進められている。そのため、今後はこれらの研究成果と照らし合わせることでより具体的な議論を行うことができる。もしこのような変質状況が現実的に起こり得ると考えられるならば、対策を用意しておく必要がある。対策としては、そのような変質が起こらない様なセメントに変更することや、緩衝材の仕様（密度やモンモリロナイト含有率の

変更等) を変更する等の初期状態を変更すること, もしくは変質が進んできたある段階において何らかの外的作用を加えることが必要となる. どういうことをすれば効果的な対策になるかは今後さらなる検討が必要である.

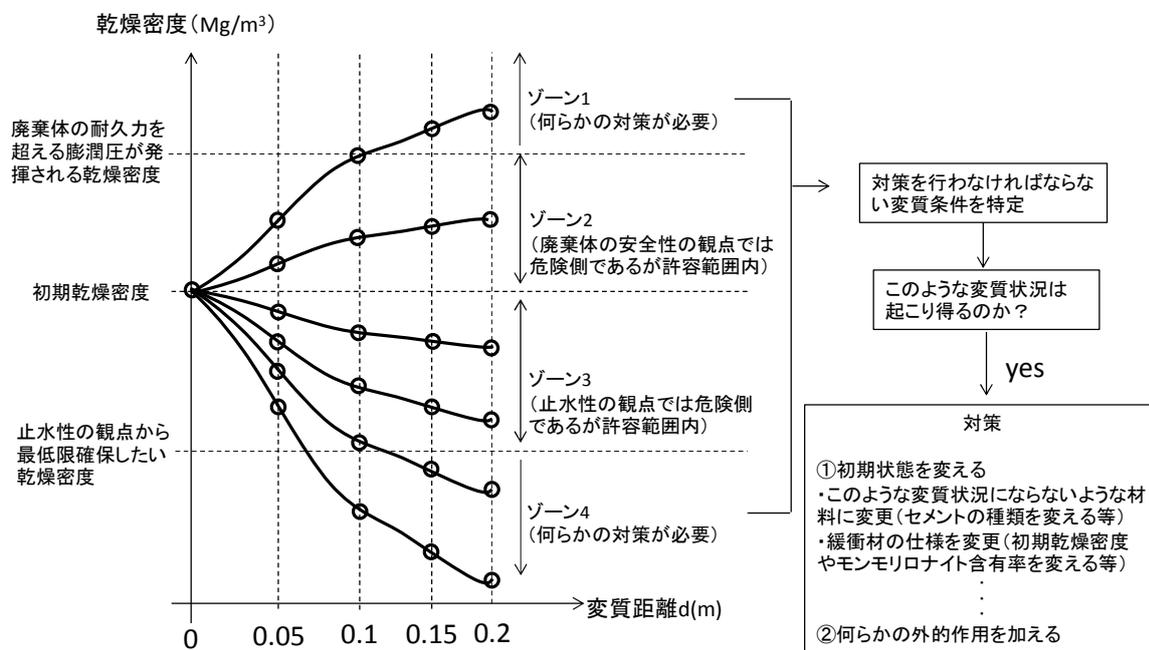


図.8.16 解析結果の利用法例

参考文献

[1] N.Yamada et al. (2006). Experimental and modelling study on the long-term performance of the engineering barrier system of TRU wastes repository. TOPSEAL 2006, Olkiluoto, Finland, September 17-20,

[2] 平成24年度, 地層処分技術調査等 TRU廃棄物処分技術: 人工バリア長期性能評価技術開発, 人工バリアの長期挙動の評価, 人工バリア性能評価解析の高度化

## 9. 結論

本論文では、放射性廃棄物地層処分施設において緩衝材としての利用が検討されているベントナイトの力学挙動のモデル化、及び、放射性廃棄物地層処分施設への応用についての研究を行った。各章で得られた結論を以下に要約する。

第2章では、ベントナイトの力学特性について、これまでに行われてきた実験的研究を基に考察した。その結果、飽和ベントナイトは圧密に対しては塑性体積ひずみをほとんど残さず、せん断に伴うダイレイタンス特性を有しない材料である。ただし、せん断が進むと限界状態に至る材料である。すなわち、ベントナイトは飽和化するに従って、粒状性を喪失する弾塑性材料と捉えた。

第3章では、大野らの不飽和土の弾塑性構成モデルを拡張する形でベントナイト材料の力学挙動のモデル化を試みた。構築した構成モデルは、粒状性消失過程を表現するため負のダイレイタンスの表現式を飽和度の関数とし、大野らの不飽和土構成モデルに、新たに1つパラメータを追加している。その後構築した構成モデルを用いて、膨潤量試験、膨潤圧試験の要素シミュレーションを行いベントナイトの飽和化過程に起こる力学膨潤挙動の表現能力を検証した。その結果、コラプス挙動や膨潤挙動が表現できることを確認した。

第4章では、構築したモデルを土/水/空気連成有限要素解析に導入した。

第5章では、各種室内試験を境界値問題としてシミュレーションを行った。その結果、締め挙動や浸透挙動や膨潤挙動を再現できていることを確認した。

第6章では、TRU 処分施設の再冠水現象をシミュレートし、再冠水時期に緩衝材の示す力学挙動を解析的に示した。

第7章では、再冠水飽和後の超長期における、ベントナイト緩衝材の鉱物学的な変質が力学特性に与える影響に着目し、化学変質現象を考慮できる構成モデルの構築を行った。モデル化においては、固相自体の体積変化を考慮し、さらにモンモリロナイト含有率を変数として用いるモデル化を行った。さらにその後、アナルサイム化とクリロプチロライト化を例にとり、変質要素シミュレーションを行い、変質による応力変化を検討した。

第8章では、第7章で導出した構成モデルを多次元化し、かつ、化学的な作用によって起こる固相と液相の相変化を記述できる数理モデルの構築を行い、初期値境界値問題として有限要素法に適用した。その後、化学変質を考慮した長期変形有限要素解析を行い、化学変質が力学変形に与える影響について検討した。

以上本研究では、放射性廃棄物処分施設における緩衝材の施設建設操業から再冠水、その

後の超長期に至るまでの力学挙動のモデル化を行い、処分施設の長期性能評価の技術的信頼性の向上及び技術基盤の確立を行った。しかしながら、処分施設が想定しているような超長期にわたる力学挙動をシミュレーションしても、そのシミュレーションを検証できる計測値の蓄積は望めない。そのため、可能性のある複数のシナリオを提示し、実際が望ましくないシナリオに沿った場合には、望ましいシナリオに変更できるような外的作用の具体的方策をあらかじめ用意しておくロバスト性が求められる。今後は、構築したモデルの更なる高度化を目指すとともに、このようなロバスト性を担保したシステム設計を目指す必要がある。

## 謝辞

本論文の作成にあたり多くの方々のご指導，ご配慮を賜りました．ここに感謝の意を表します．

指導教官の神戸大学の飯塚敦教授には，土のモデル化，研究の進め方，将来の進路のこと等，非常に多くのことを教えていただき，また国際学会等多くの勉強をする機会を与えていただきました．長い間研究室に在籍しましたが，卒業により学生がころころ入れ替わっても，この研究室の雰囲気は毎年変わらず「明るく元気で，よく遊びよく学ぶ」といった感じでした．それもすべて先生の人柄のおかげなんやろうなと思っています．これからも変わらずそんな先生でいてください．ありがとうございました．

神戸大学の河井克之准教授には，本論文の審査をしていただきました．河井先生の言葉は，論理的であり現実的で，先生のアドバイスのおかげで本論文はより良いものとなりました．また，四回生の時に，中間発表で学生の発表に対してびしびしと的確な指摘・アドバイスをする姿がかっこよくて，いまだによく覚えています．自分もああいうことができるようになります．ここ数年で研究室は大所帯になりましたが，研究室がちゃんと機能しているのは河井先生のおかげやと思います．ありがとうございました．

神戸大学の澁谷啓教授，大石哲教授にはお忙しい中にも関わらず本論文の審査をしていただきました．ありがとうございました．

中央大学の太田秀樹教授には，勉強会「寺子屋」にて研究の進捗状況を聞いていただき，多くのご指導をいただきました．寺子屋は自分を大きく成長させてくれたように思います．

研究室の秘書西野典子氏には，事務的なことで大変お世話になりました．普段の研究生活を不自由なく行えたのは西野さんのおかげです．ありがとうございました．

鹿島建設の小林一三氏には，研究の面倒をたくさんみていただきました．理論と実験に精通している小林さんに研究成果を見せるのはとても緊張しました．小林さんの論文を何度も読み直すたびに，自分も将来小林さんのような研究者になれるようにこれからも頑張ろうと思いました．

鹿島建設の大野進太郎氏には，寺子屋をはじめ多くの機会の研究に対してアドバイスをいただきました．大野さんのアドバイスは自分には思いもつかなかったようなものや，その的確さにいつも驚かされ，研究が大きく前進しました．また第一線で実務をこなされている大野さんには，建設業界のことや地層処分事業のことなども教えていただきました．

埼玉大学の橘伸也氏には，修士課程の時から研究の指導をしていただきました．ゼミをしていただいたり実験を見せていただいたり多くのことを学ばせていただきました．また研究

に対するアドバイスのみならず、博士課程での過ごし方などもアドバイスしてくださり、橘さんがおっしゃられた言葉のおかげで博士論文を提出することができました。

西松建設の金澤伸一氏は、著者が研究室に入った時の博士課程の先輩であり、勉強を一から教えていただきました。金澤さんが行ってくださったゼミのノートは自分にとっての教科書で、博士課程に進学した後も何度も読み直しました。金澤さんがいなかったらここまで研究に興味を持たなかったと思います。

原子力環境整備促進・資金管理センターの大和田仁氏、石井智子氏、三菱マテリアルの高沢真由美氏、佐藤久夫氏には、地層処分に関する様々なことを丁寧に教えていただきました。専門分野の違うみなさんの発言を聞くたびに、土質力学とはまた違う土の見方を勉強することができ、研究の視野が非常に広がりました。たいへんお世話になりましたありがとうございます。

日本大学の野村瞬氏とは、博士課程に進学した者同士ということもあり、非常に多くの時間を共有しました。毎日毎日飽きずに勉強や研究の話やバカ話をすることで、充実した博士課程を過ごすことができました。これからも世話になることがあるでしょうがその時はよろしく。

学部時代の同級の石原匠氏、修士課程での同級の河津次郎氏、柴田昌輝氏、田中麻穂氏、土井智史氏の、社会で頑張る姿を見るたびに自分も頑張ろうという気にさせていただきました。おいお前ら、俺もそろそろ社会でるわ。

研究室 D3 の Phommachanh Viradeth 氏とは、野村氏と共に同時期に博士課程を過ごし、多くの議論を行うことで、いろいろなアイデアが浮かんだように思います。後輩を熱心に指導する姿は、自分も見習わないといけないなという気持ちになりました。

研究室 D2 の小谷稔氏は、同じ研究室の博士課程の学生ですが、子育てなどと平行して研究を頑張るのはとても大変で、自分にはそんな器用なことはできないだろうなと思っていました。これからも頑張ってください。

神戸大学ベントナイトチームの前田圭介氏、鶴見修平氏、生田勇輝氏、樋野隆太氏、佐々木陽亮氏、森本晃樹氏には、研究のパートナーとしていろいろ助けていただきました。頼りない先輩だったかもしれませんが文句も言わずついてきてくれてありがとうございました。皆さんと一緒に研究ができたことは一生の宝物になりそうです。

研究室の杉山友理氏、吉井大貴氏、吉富力氏、綿地規文氏、西門優氏、川勝拓哉氏は、毎日研究室を明るいきれな雰囲気にしていただきました。ここ数年の研究室の雰囲気はみなさんが作っていた気がします。忙しい時期も笑いながら乗り切れたのはみなさんのおかげです。家永康平氏・坂本諭氏・田中琢氏・中村翔一氏・戎健次氏・中谷奈央氏・小松剛士氏・田中博之氏は、研究や勉強を自らぐいぐい進めていく人たちで、遊びに流されがちな研究室の雰囲気

を引き締めてくれていた気がします。大谷悠馬・松尾直人氏は、研究室においてジョーカー的な存在でした。彼らの存在は、マンネリ化しがちな研究室の雰囲気を変えてくれる存在やっていた気がします。長い長い研究室生活を毎日楽しく過ごせたのは皆様のおかげです。ありがとうございます。

最後に、博士課程進学を快く承諾し、これまで私を支え続け支援し続けてくれた家族や愛犬コテツに深く感謝の意を表します。本当にありがとうございます。

平成 26 年 1 月

高山 裕介

神戸大学博士論文「ベントナイトの力学モデルと放射性廃棄物地層処分における緩衝材としての品質評価」全129頁

提出日 2014年1月23日

本博士論文が神戸大学機関リポジトリKernelにて掲載される場合、掲載登録日（公開日）はリポジトリの該当ページ上に掲載されます。

© 高山 裕介

本論文の内容の一部あるいは全部を無断で複製・転載・翻訳することを禁じます。