

岩盤中における不連続面の挙動と応力・熱・浸透
連成挙動に関する基礎的研究

清 木 隆 文

岩盤中における不連続面の挙動と応力・熱・浸透
連成挙動に関する基礎的研究

平成6年3月

清 木 隆 文



- 目 次 -

1. はじめに	1
1.1 研究の目的	1
1.2 論文の構成	3
参考文献	5
2. 岩盤の工学的取り扱い方について	6
2.1 概説	6
2.2 不連続面の形態とその分類	7
2.2.1 不連続面を認識する重要性	7
2.2.2 不連続面の種類とその特徴について	8
2.2.3 不連続面の工学的取り扱い方について	9
2.3 層状岩盤における不連続面の発生について	13
2.3.1 キンキング現象について	13
2.3.2 自然岩盤のキンキング	15
2.3.3 室内実験	16
2.4 結論	26
参考文献	29
3. 分布不連続面を含む岩盤の等価連続体モデル	31
3.1 概説	31
3.2 各種等価連続体モデル	32
3.2.1 混合体モデル	32
3.2.2 等価異方弾性体モデル	34
3.2.3 クラックテンソルモデル、損傷モデル	36
3.2.4 均質化モデル	41
3.2.5 せん断弾性係数モデル	45
3.3 損傷場のモデル実験と結果の検証	48
3.3.1 供試体と実験装置	48
3.3.2 実験方法	51

3.3.3	実験結果の整理と考察	52
3.4	各モデルのパラメトリックスタディ	59
3.4.1	損傷量を変化させた場合について	60
3.4.2	損傷の方向を変化させた場合について	61
3.5	結論	62
	参考文献	64
4.	多孔質岩盤に対する熱・浸透連成挙動の室内実験	66
4.1	概説	66
4.2	熱・浸透連成実験	67
4.2.1	実験装置の構成	67
4.2.2	測定項目	69
4.2.3	供試体の作成	71
4.2.4	実験の载荷パターン設定	73
4.2.5	供試体試料の選択について	74
4.3	実験結果の考察	74
4.3.1	温度分布についての考察	74
4.3.2	ひずみ分布についての考察	77
4.3.3	温度、ひずみ分布の関係についての考察	79
4.4	結論	80
	参考文献	82
5.	多孔質岩盤に対する応力・熱・浸透連成場の理論と解析	83
5.1	概説	83
5.2	混合体理論による応力・熱・浸透連成場の支配方程式	83
5.2.1	各相の基本諸量の定義	84
5.2.2	質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則	86
5.2.3	構成則について	89
5.2.4	液相密度および水の動粘性係数の評価法について	90
5.2.5	浸透式、力のつり合い式およびエネルギー輸送式の導出	91
5.3	数値解析手法とその結果	94

5.3.1	弱形式と有限要素離散化	94
5.3.2	プログラムの検証	99
5.3.3	解析と結果の検証	102
5.4	結論	114
	参考文献	116
6.	おわりに	118
	謝辞	124

第1章 はじめに

1.1 研究の目的

近年、人々のより豊かな生活への要求から、公共施設や生活エネルギーの供給をする発電所などの供給施設、その結果生まれる廃棄物の処理施設の建設が望まれている。公共施設は、人々が集まりやすい場所に建設する必要があるが、都市部では人口が過密なために、特に、その施設用地の確保が問題となっている。そのため、ジオフロント計画で代表されるように、地下空間の利用が考えられている。また、エネルギー供給施設は本来人里離れた場所に建設するものであるが、最近の傾向として、その施設の巨大化や安全性の確保に伴って、地下に建設する計画がすすめられている。これはまた、環境や景観を重要視するために行われていることでもある。

地下空間はその

隔離性、耐震性、恒温性

などで代表される特長を兼ね備えている。特に、エネルギーの供給設備や放射性廃棄物の地層処分などは、これらの特長を生かす構造物として注目されている。

エネルギー供給設備としては、特殊なものとして、マグマ発電、電源の備蓄として揚水式ダムの地下立地や圧縮空気の地下貯蔵、また超伝導コイルの地下施設などが挙げられる¹⁾。これらを生活圏にできるだけ近く建設するためには、大深度地下に建設する技術を発達させると共に、そのような新しい施設を建設することによって、周囲にどの程度影響を及ぼすかを把握する必要があるが、構造物周辺の岩盤および地下水の挙動を把握する必要がある。

放射性廃棄物の管理は、今日世界が直面している最も緊急な課題の一つである。放射性廃棄物の処分方法として、地層処分の他に海洋底下処分、氷床処分、核変換、宇宙処分などが挙げられる。経済性を考えると、地下数百mの深地層岩体にガラスなどで固化した廃棄物を埋設、閉鎖する深地層処分が最も有望である²⁾。放射性廃棄物を地層処分する際に考えるべき期間は段階的に

1. 処分場施設閉鎖後、放射性核種が閉じ込められている期間、
2. 閉じ込めの機能が損なわれた後、放射性核種が地質環境に漏れ出る期間、

3. 放射性核種が地質環境を移動し、生物圏まで到達する期間

と示される。地層処分は、核廃棄物、特に高レベル廃棄物(使用済み核燃料等)を人工バリア(人工的に設ける施設および物質)と天然バリア(岩盤)の多重バリアによって生物圏から隔離する方法である。その期間は1,000年とも10,000年とも言われ、隔離の期待される期間の中で人工バリアが維持できるのは10%程度であると言われている³⁾。このために天然バリア(岩塩、花崗岩、頁岩、凝灰岩など)に依存する割合が大きく、長期的な岩盤挙動(地震、地殻変動など)とともに、地下水の化学的性質と挙動について把握することが必要である。

構造物を構築する際に、その対象とする基盤(地盤)を岩盤とすると、その主な構成成分は

$$\text{岩盤} = \text{母岩(無傷な岩)} + \text{地下水(間隙水)} + \text{空気}$$

である。この地盤に複合的な負荷(荷重、浸透圧、熱など)が載荷されると、変位、過剰間隙水圧、温度などの変化が発生し、各負荷の影響が相互に干渉し合った見かけの観測データが得られる。我々工学に携わる者にとって、前述した負荷による地盤の変化を予測することは非常に重要である。さらにこの変化を体系だてて予測するためには、準備されている保存則(質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則)や経験則を適切に用いる必要がある。

岩盤を幾何学的な構造要素で分けると

$$\text{岩盤} = \text{母岩} + \text{不連続面}$$

となる。この構成要素の中で不連続面は、岩盤の異方性の主因となっている。この不連続面の特性は力学的異方性だけでなく、水理学的、熱力学的にもその影響を考慮する必要がある。なお、力学的には不連続面を個別に扱ってモデルに取り込む方法と、等価な連続体に置き換えて、その異方性を表現する方法が多く提案されている。

本研究の目的は、実験や数値解析を通して、岩盤内に様々な負荷を与えたときにどのような影響が起こるかを把握することである。

先に述べたように、岩盤中の地下水の挙動を把握することが非常に重要である⁴⁾。しかしながら、全ての現象を把握することは不可能である。そのため、基礎段階として、

簡単なモデルで地下水の挙動を把握することを試みた。解析を行う場合に対象とする岩盤(地盤)は、損傷量が少なくかつ、均等に分布しているものとし、

1. 対象地盤は、空隙が無数にそして万遍なく存在する多孔質材料によって構成されている
2. 空隙は完全に水で飽和されている
3. 地盤は固相(地盤の骨格)、液相(間隙水)の2相の混合体である

と仮定した。

1.2 論文の構成

本論文は、本章を含めて6章で構成されている。2章以降は大きく2つに分けることができる。

前半の第2章、第3章では、不連続面の扱い方について述べている。

第2章では、岩盤中の不連続面の地質学的・工学的取り扱い方と不連続面の挙動の調査・実験の例についてまとめている。はじめに、地質学および岩盤工学における不連続面を分類する方法について示している。特にREV (representative elementary volume; 代表要素容積) は、工学的なアプローチ法であるモデル化に必要な概念であるので、これについて触れ、不連続面の扱いは大きく2つに分けられることについて説明している。つづいて、不連続面の破壊例としてキンキング現象の幾何学的な性質を分析するために現場調査と実験を行い、その特徴を把握することを試みている。実験には、へき開構造を含む変成岩(粘板岩)と木材を供試体として用い、一軸圧縮試験を通してキンキングの再現を行っている。実験から得られた幾何学的構造とひずみ値の関係をを用いてキンクの特徴を調べ、さらにモール・クーロンの破壊基準と比較し、工学的にどのような意味を持つかを述べている。

第3章では、不連続面を等価な連続体に置き換えるモデル化について、今までに提案されたモデルの概要を説明し、特徴をまとめている。はじめに、7つのモデル(混合体モデル、等価異方弾性体モデル、クラックテンソルモデル、等価体積損傷モデル、損傷テンソルモデル、均質化モデル、せん断弾性係数モデル)についての概要を記述する。つぎに、損傷量を変化させたFEMの解析モデルと各等価連続体モデルを比較し、

損傷方向の再現性について比較している。つづいて、先に説明した各モデルを決定するデータを得るために、損傷実験を行う。これは、モルタルを用い、金属ブレードを打設時に挿入し、スリット状の損傷を予め含む供試体を作成して一軸圧縮試験を行うものである。供試体は、このブレードの载荷軸との挿入角度を変化させるパターンと、ブレード枚数を変化させるパターン、および比較のための損傷を有しないパターンの3種類を作製することにする。実験では供試体上のき裂の進展を観察する。そして、このき裂の進展状態と軸ひずみとの関係について整理する。つづいて実験供試体の幾何データを用いて等価連続体モデルを定め、実験値と比較する。最後に各モデルの特徴を明らかにしている。

後半の第4章、第5章では、多孔質岩盤を対象とした実験と解析についての研究を行っている。すなわち、不連続面を等方多孔質地盤に置き換えて、多孔質体の挙動について考えることにする。

第4章では、新しく開発した熱・浸透圧・荷重を同時に負荷することができる実験装置を用いて、熱・浸透連成実験を行い、供試体表面の温度とひずみの経時変化について観測する。熱と浸透圧を同時に負荷すると、飽和させた供試体中の間隙水圧が上昇し、温度とひずみの経時変化に影響を与えると考えられるので、これを確認する。供試体には、多孔質凝灰岩（大谷石、船入石）を用いる。

第5章では、複数の負荷（熱、応力、浸透圧）がかけられた地盤の長期的な挙動を把握するために、多孔質岩盤の数値解析を行う。ここでは、損傷量が等方的に分布しているとして、多孔質岩盤をとらえて混合体理論を適用している。この時、岩盤は固相と液相の2相混合体で完全に飽和していると仮定し、各相ごとに運動場、速度場などの基本諸量を定義する。そして応力・熱・浸透連成場における混合体の質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則を記述し、液相（水）の密度の温度、圧力依存および動粘性係数の温度依存を考慮した浸透式、力のつり合い式およびエネルギー輸送式を導出する。さらにこれらの支配方程式を弱形式化して有限要素離散化を行い、熱を負荷とする多孔質岩盤を想定し、長期的な挙動を推測するために数値解析を試み、自然対流が岩盤に及ぼす影響を考察する。

第6章では、各章で得られた結論を総括すると共に、今後のテーマおよび解決すべき問題点について整理する。

参考文献

- 1) 柴垣雄一, 吉田次男, 上村啓祐, 松本明男 : 21 世紀の電力土木未来像, 電力土木, 240, pp. 41-53, 1992.
- 2) D. G. ブルッキンス原著, 石原健彦, 大橋弘士訳 : 放射性廃棄物処分の基礎, 現代工学社, 1987.
- 3) 土井和己 : そこが知りたい放射性廃棄物, 日刊工業新聞社, 1993.
- 4) 小出 仁 : 高レベル放射性廃棄物地層処分, 資源・素材学会誌, 106, pp. 495-499, 1990.

第2章 岩盤の工学的取り扱い方について

2.1 概説

岩盤の扱い方は従来、鉱山における露天掘り斜面や地下採掘などから出発したために経験的に扱われてきた。一方、ダムや橋台などの岩盤を基礎とする土木構造物、岩盤内のトンネルや地下大空洞の建設などに当たっては、岩盤の問題の解決には地質学者の判断が大きい役割を果たしてきた。“rock mechanics”という術語は、岩盤が経験的に扱われてきたので、地質学や鉱山学の分野では“rock”を材料的にとらえることに由来して岩石力学と呼んでいる。一方、土木工学の分野では、これを構造的にとらえるために岩盤力学と訳している。岩盤力学は、試験および計測技術と機器の開発、有限要素法などによる数値解析法の発達、そしてその利用によって今日まで発達してきた。今後も、調査・試験、解析、計測が組織的かつ有機的に結合されることにより、さらに合理的、経済的で安全な構造物の設計・施工ができるものと考えられる。また、岩盤工学の分野においても他の工学分野と同様に、数値解析法は材料特性評価のための実験方法の改良や精度の向上、実構造物の挙動を把握するための計測手法の発達などと重なりあって、ますます岩盤構造物に関する諸問題を解決するための強力な道具となってきている。しかしながら、実岩盤の不連続性や非均質性には位置によるかなりのばらつきあり、調査・試験、計測ができる量的、位置的な制限があるために、実岩盤を完全に把握し、モデル化することは不可能である。また、材料の非線形性や寸法効果のために解析モデルの妥当性が問題となることが多い。

実際に岩盤構造物を構築するプロジェクトにおいては建設方法や費用などの建設条件は基本的な因子であるが、その際に考慮しなければならない岩盤力学上の重要な基本因子としては地質構造、岩盤特性、初期応力、地下水などが考えられる。さらに地熱の影響を受けるような特別なプロジェクトに対しては熱移動現象というもう一つの基本的な因子を付け加えることが必要である。これら個々の因子の作用や影響に関してはかなりの研究が進められてきているが、これらのものは必ずしも独立ではなく、一つの因子が他の因子にも影響するものである。従って、岩盤構造物の設計に際しては、これらの因子の相互作用を考慮することが必要になる。現在、廃棄物処理施設や深部地下空洞の建設に関連して、応力状態と浸透流の間や、さらに熱伝導を入れた相互作用の問題も研究が進められている¹⁾。

岩盤の特性を明らかにするためには、構成成分である母岩、不連続面の性状を把握することが重要である。特に、不連続面の存在は岩盤性状を把握することを困難にする最大原因であり、岩盤の挙動が異方性を示す大もととなっている。

この章では、岩盤中の不連続面はどのように認識されているのか、またどのように扱われなければならないかについて明らかにする。そして、不連続面の一例としてへき開構造を持つ変成岩とそれに似た構造を有する木材の実験を行い、不連続面の挙動の特別な例であるキンキング現象について考察した。

2.2 不連続面の形態とその分類

2.2.1 不連続面を認識する重要性

岩盤は、基本的には構造的に母岩 (intact rock) と不連続面 (discontinuity) によって構成されている。母岩は、様々な鉱物から構成されているためにそれ自体が不均質である。しかし、母岩は鉱物の寸法に比べて十分に大きな岩石供試体を直接切り出して試験することが可能であるので、等方な連続体であると見なすことができる。

一方、岩盤中における不連続面はその性状と分布を完全に把握することは不可能であるが、岩盤物性を支配する主因であり、岩盤中の応力伝達や応力分布など様々な挙

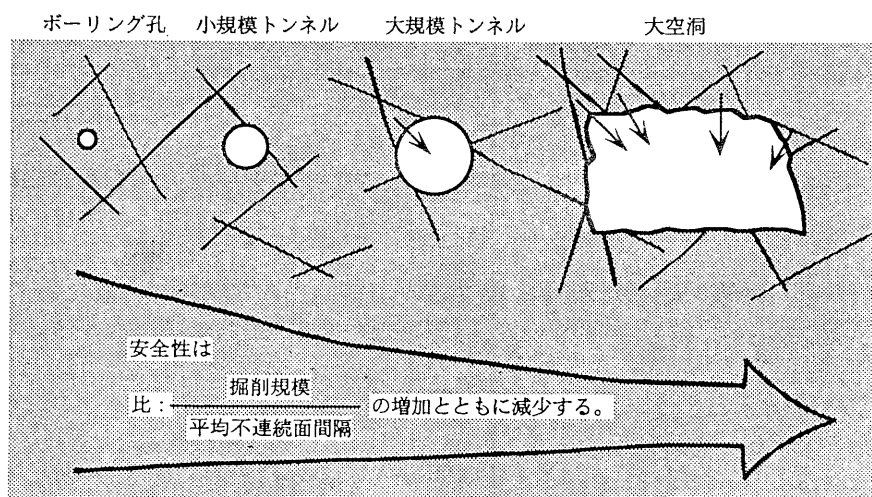


図 2.1 不連続面の分布と構造物の大きさの関係

(丸井ら²⁾による図を一部修正)

動に重要な影響を及ぼす。したがって、岩盤中に構造物を建設する際に必要とされる掘削や支保方法に対しても重要な影響を及ぼすことになる。

不連続面を取り扱う時、対象とする構造物と不連続面との大きさの比がその評価の重要なポイントとなる。図 2.1 に示すように、例えば岩盤中に空洞を建設する際に不連続面に対してボーリング孔のように小径の構造物であれば、その空洞は構造的に安定である。しかしながら、不連続面の寸法に比べて地下空洞のスケールが十分大きいと、支保なしでは空洞内に岩塊が落下する可能性が高くなり、不安定になる。このことより小さなトンネルを掘るより大きな空洞を掘る方がはるかに難しいことが理解されよう。これは岩盤の安定性が掘削規模と不連続面の間隔との比に依存することを表す²⁾。

岩盤の挙動は不連続面の間隔の比によって変化する。岩盤は不連続面の頻度が高くなって、土のように相対的に均質であると考えられるものにならない限り、不均質で等方に欠ける物質である。以上のことから不連続面の性状を把握することは岩盤全体の性質を把握することにつながり、岩盤の物性を考える上で重要であることがわかる。

2.2.2 不連続面の種類とその特徴について

不連続面はつぎに示すように分類される^{3),4)}。

1. へき開 (cleavage) : 鉱物の結晶レベルで、特定な結晶面に平行に割れ、比較的平たんな破面をつくる現象を指す。岩石においては、変形作用によって岩石に 2 次的に生じた細密で平行な面構造を言う。
2. 節理 (joint) : 岩石中の明りょうな割れ目で、割れ目の面に平行な方向への相対変位が全くないか、あってもごくわずかなものである。群をなしており、相互の間隔 (spacing) が数 *cm* から数 *m* 以上のものまで様々である。
3. 裂か (fissure) : 開口しているか、あるいは充てん物でみたされているが、かつては開口していたことが明りょうな岩石中の割れ目である。
4. 片理 (schistosity) : 片状構造とも言い、柱状・針状または板状・鱗片状の結晶が一定方向に配列して生じる線状または面状の構造を示す。片理は結晶片岩を特長づける構造で、雲母・緑泥石・滑石などの板状結晶の配列、または角閃石・緑レン石などの柱状結晶の面状配列によってできる材料的な不連続面である。

5. 片麻状構造 (gneissic structure) : 結晶からなる等粒な構造でかつ、しま構造の発達で特徴づけられる構造である。このしま構造は有色鉱物の多い部分と石英・長石の多い部分の互層からなる材料的な不連続面である。
6. 層理 (bedding) : 堆積過程中における堆積物質の変化または堆積条件の変化によって、堆積物の内部に生ずる成層構造である。
7. 葉理 (lamina) : 同時に沈着したと認められる堆積物の構成粒子の配列が示す葉片状の薄層であり、地層を構成する最小単位である。厚さ 1 cm 以下の堆積物を呼ぶこともある。
8. 断層 (fault) : 岩石の破壊によって生じる不連続面のうち、面に平行な変位のあるものを示す。力学的にはせん断による破壊面を表す。
9. 破碎帯 (fracture zone) : 構造線 (大規模な断層) の一種である。断裂・圧砕などの作用により、岩石が角れき-粘土状に破碎され、不規則な割れ目の集合が特定の方向に走り、ほぼ一定幅の帯を形成するもの。

ここで示された用語は、地質学の分野で成因に注目して分類されたものである。工学的には大きさや存在形態で分類する。不連続面 (discontinuity) の代わりにフィッシャー (fissure) が用いられることがあるが、フィッシャーは小さな不連続面を意味する。不連続面は工学的には一般にジョイント (joint) と呼ばれる⁵⁾。

2.2.3 不連続面の工学的取扱い方について

実岩盤において、不連続面があらゆる方向に連続しているとは考えにくく、大小様々な不連続面が混在していることが予測できる。母岩の不均一性と割れ目によって生じる岩盤特性の寸法効果のために、小スケールの岩盤供試体の試験効果にはばらつきが生じることになる。対象領域のサイズが十分大きく、試験を繰り返してもその測定値が本質的に変わらないようであれば、その領域が REV (representative elementary volume; 代表要素容積) の大きさに達しているということである。

不連続面を工学的に扱う場合、この REV を決定することが重要である。REV と岩盤中の対象とする領域の大きさの関係をつぎに示す例で説明する。

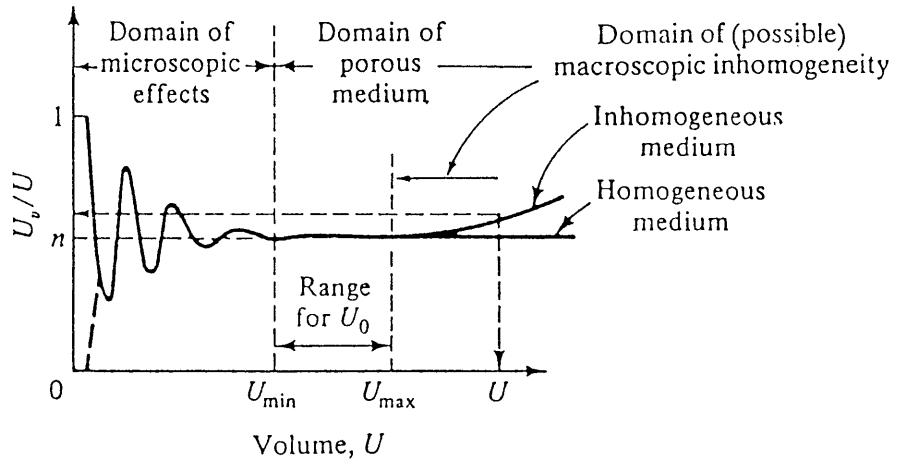


図 2.2 REV U_0 と体積比 U_v/U の関係⁶⁾

対象領域中の空隙に注目すると、REV は空隙体積を測るための体積として決定されなければならない。ここで Bear⁶⁾によって示された REV の概念について説明する (図 2.2)。

REV の大きさを決定するには、空隙 (void) の分布について考える必要がある。対象領域の注目する部分の体積を U 、その中に存在する空隙の体積を U_v とすると、その体積比は、 U_v/U と表すことができる。 U が非常に小さい値をとると、体積比 U_v/U は大きく乱れる。これは体積 U に対して U_v がスケールの大きく、空隙部分と残りの骨格部分に対する領域の取り方によって U_v が大きく影響を受けるからである。 U が大きくなると、体積比の乱れは次第に小さくなり、 U に対する U_v の大きさの変化が一定値を取るように近づくことがわかる。一定値となったとみなすことができる体積 U の最小値を U_{\min} とする。さらにその体積 U を大きくすると、体積がある値 U_{\max} を取るまでは体積比はほぼ一定値をとる。

つづけて体積 U を大きくすると、対象領域が均質である場合には体積比は一定値をとり続けるが、非均質であると、 U に含まれる空隙の体積 U_v が大きくなり、配置がさらに乱れを生じるので、体積比が大きくなる傾向を示す。

以上のように体積 U を変化させる間に、体積比 U_v/U がほぼ一定値を取る区間は $U_{\min} \leq U \leq U_{\max}$ と表される。この区間の U の値 U_0 が REV である。

岩盤中の不連続面の性質をできるだけ正確に捉えることが、先に述べた REV の決定をはじめ、信頼できるモデルをつくるためにも必要不可欠である。このためには可能な限り正確に現場を調査・計測することが要求される。ISRM (International Society of Rock Mechanics) の、Commission on Testing Methods による ISRM Suggested Methods⁷⁾ には、以下に示すような不連続面の特徴を明確にする項目が説明されている。

1. Orientation (方向)
2. Spacing (不連続面の間隔)
3. Persistence (広がり)
4. Roughness (面の粗度)
5. Wall Strength (壁面強度)
6. Aperture (開口幅)
7. Filling (粘土などの充てん物)
8. Seepage (浸透水)
9. Number of Sets (不連続面群の数)
10. Block Size (岩石ブロックの基本的な大きさ)

これらをの量を正確に調べることによって、不連続面を定量的に捉えることができる。工学的に不連続面を取り扱うためには、調査で得られた値を用いて、数値解析に導入するためのモデルを通して解くべき問題に対応させなければならない。不連続性を取り扱う方法はつぎに示すように大きく 2 つに分けられる。

1. 不連続面を個別に取り扱う方法：不連続面の挙動が対象岩盤に及ぼす影響を重視して、存在する不連続面それぞれについての挙動に注目する。
2. 不連続性岩盤を等価な連続体に置き換えて取り扱う方法：対象岩盤全体の特性に注目し、不連続面が与える影響をそれ自身の平均化、あるいは均質化のプロセスを通し、母岩に不連続面の影響を組み込む。

これらの方法を用いるにあたり、1の方法は対象岩盤中の不連続面の位置、大きさなどの幾何学的性質や力学的特性がわからなければならない。そこで、先に挙げた調査法で不連続面を十分調べる必要がある。不連続面の影響を数値解析に取り込む仕組みとして、有限要素法で結合要素として用いられるジョイント要素をはじめ、岩盤を切り離されたブロックの集合体としてモデル化するCundallモデル、バネでつながれた剛体ブロックの集合体として扱う剛体バネモデルなどが挙げられる。不連続面の挙動をはっきりと数値解析で取り扱う場合はこれらのモデルに頼るしかない⁸⁾。しかしながら、個々の不連続面の性状を完全に把握することは不可能である。2の方法は不連続面の分布性状を把握することで適用できるので、モデル化を通して、岩盤全体の挙動を捉えることができる。

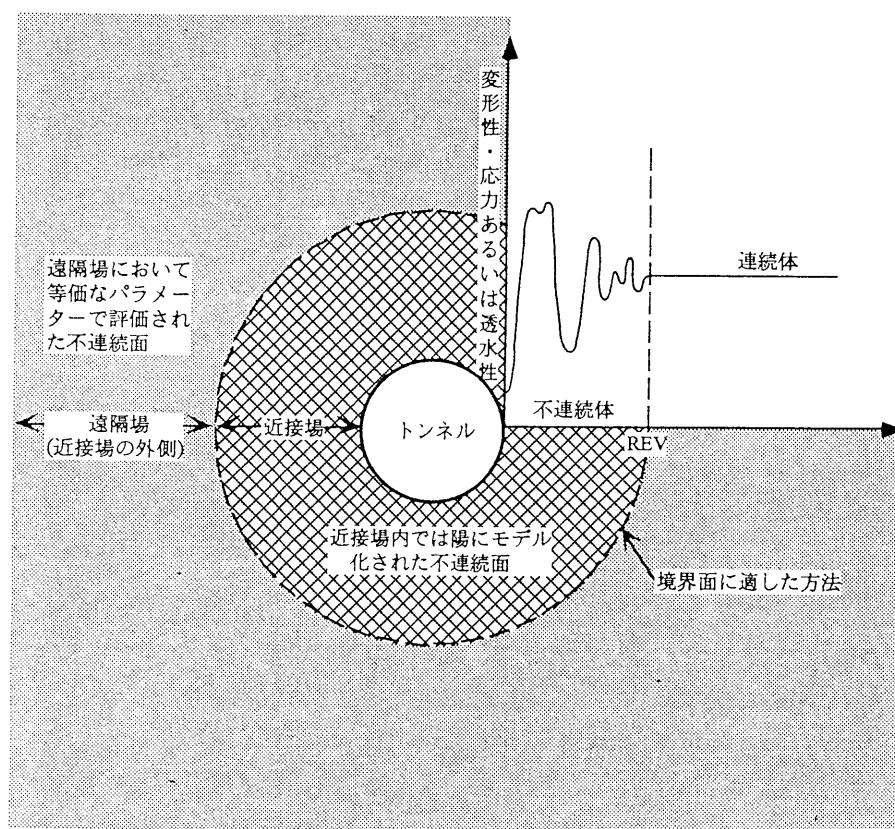


図 2.3 構造物からの距離と REV の適用範囲

(丸井ら²⁾による図を一部修正)

地下空洞などの構造物付近に、REVで近似されるには大き過ぎるほどの不連続面があれば個別にモデル化を行い、その構造物から遠ざかり、十分REVで近似できるほど不連続面が小さく間隔が大きくなると、そこは等価な連続体に置き換えてモデル化を行うように二つの方法は使い分けることが可能である(図2.3)。

2.3 層状岩盤における不連続面の発生について

2.3.1 キンキング現象について

大部分の岩石はせん断によって破壊する。多層構造を持っている岩盤だけにキンクバンドは発生し、岩盤斜面や地下空洞においては特に危険な破壊形態である(図2.4)。

キンキングは、構造地質学者の間で、層状構造の折れ曲がり(屈曲)現象として、よく知られている(図2.5)。この現象は、一般的に千枚岩、片岩、粘板岩などで代表される片理やへき開などがよく発達している変成岩、層状の堆積岩、不連続面を有する岩盤などに観察される破壊形態の一種である。実験室において、キンキング現象は高封圧環境下で先に挙げた岩石の圧縮試験の結果、観察されることが多くの研究者によって報告されている⁹⁾。しかし、多層構造を持つ岩では一軸圧縮環境下でキンキング現象が観察できると考えられる。



図 2.4 層状岩盤内のトンネルにおけるキンキングの発生
(泥岩；長野県岡谷市 塩嶺トンネル)

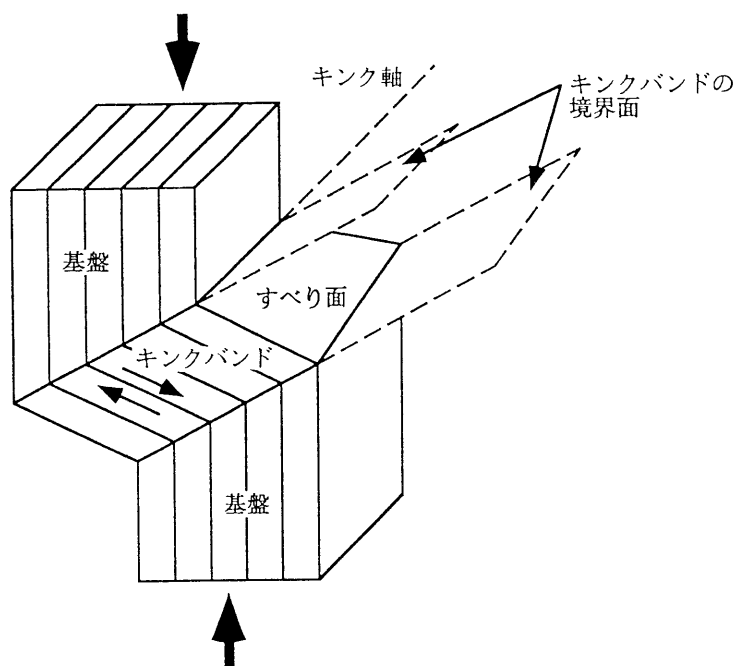


図 2.5 理想的なキंकバンドの幾何形状

異方性材料である岩石は、微視的なものから巨視的なものまでキंकを伴う変形が現場や実験室において見られる。また、多層構造を示す岩盤や不連続性岩盤は異方性を示し、荷重履歴や幾何学的性質の特殊な条件下で変形や破壊モードの一種としてキंकによる不安定領域が見られる。しかしながら岩盤力学の分野においてぜい性異方性岩盤のせん断強度に関する研究は多くされているが、異方性岩盤における力学モデルはモール・クーロンによる規準以外で、満足できるものは提案されていない。

工学的に見ると多層構造岩盤を対象とした構造物の設計は、キंकに伴う座屈不安定による変形や破壊モードはほとんど考慮されていない⁹⁾。

本節では一軸圧縮環境下でキンキング現象の観察しやすい木材を用いてモデル実験を行い、さらに粘板岩について、岩の力学的性質を把握するために、圧縮軸とへき開の方向がほぼ平行となる供試体を用いて、一軸圧縮試験を行った。

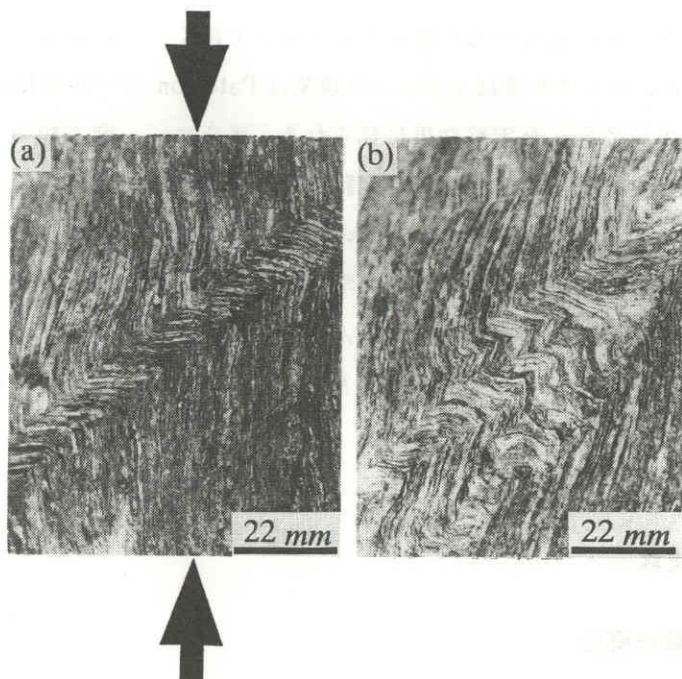


図 2.6 露頭で観察されたキンクバンド (長野県下伊那郡大鹿村)
(a) 単純なキンクバンド, (b) 複雑に交わったキンクバンド

2.3.2 自然岩盤のキンキング

キンキングの成長するメカニズムは地質学的に Weiss¹⁰⁾によって明らかにされている。キンキングの成長するステップを以下に示す。

(1) キンキングの発生

非均質な材料において、応力、構造の局所的な不規則の一方あるいは両方が存在しているとき、初めにそれらが小さな楕円もしくはレンズ型のキンクが発達するための核として働く。つづいて、変形が進むに従い、そのキンクの境界が周囲の弾性的な部分に移動することによりキンクの幅が広がる。

(2) キンクの成長

核の幅の成長は材料自身の弾性限界を越えるまで続く。この段階で今まで成長した核の長さ方向に、キンクが進展する。この現象は Paterson ら¹¹⁾が千枚岩、また Gay ら¹²⁾が粘板岩を用いて行った実験結果に見られる。さらに、一度、幅の狭いキンクが進展し始めると、キンクバンドの両端は実験供試体の境界まで達する。この時点でキンクはキンクバンドとなる。キンクバンドの幅は境界面がその供試体内のまだ変形していない部分に移動して広がる。そして力学的な安定、すなわちキンクバンド内でその変形が吸収されて、その他の部分がほとんど変形しない状態に達すると、キンクバンドの幅の成長が止まる。ここで、代表例として、露頭した粘板岩中に観察されたキンクバンドを示す(図 2.6)。

2.3.3 室内実験

(1) 室内実験の概要

(a) 木材を用いた実験

もともと材料的にぜい性的な挙動を示す多層構造をなす岩石が、ある条件の拘束応力下で延性的挙動をするという報告⁹⁾を参照して、層状材料の供試体として一軸圧縮状態でも延性材料である木材を用いて一軸圧縮試験を行った。実験および供試体の保管は恒温室で行った。実験に用いた材料は樫、桜そして檜の三種類である。それぞれの材料について直径 5 cm、高さ 10 cm の円柱供試体と幅と奥行きが 3 cm で高さ 10 cm の直方体供試体を作成した。このとき繊維方向に平行な圧縮力をかけることを前提とした。一軸圧縮試験の载荷条件は、ひずみ制御で、ひずみ速度が 0.1 %/min である。なお、実験には最大荷重 10 t の MTS 動的圧縮試験機を用いた。まず材料の特性を調べるために、円柱供試体を用いて実験を行った。そしてキンクをより観察しやすくするために、直方体供試体を用いて実験した。まず、キンク現象とひずみの関係を調べるために降伏ひずみを測定した。そしてそのひずみを指標として、降伏前と降伏後で数段階のチェックポイントを設定した。そのチェックポイント毎に設定したひずみ値に達したことを確認して除荷した。実験を行う前に供試体表面にグリッドを描き、その面を写真撮影した。実験後にその表面のグリッドを再び写真撮影して、その供試体の

内部を観察するために载荷軸に平行な面で切断して実体顕微鏡で観察し、さらに必要な部分を写真撮影した。

(b) 岩を用いた実験

実際の岩石におけるキンキング現象を観察するために粘板岩を用いて実験した。この粘板岩は長野県下伊那郡大鹿村で採取したもので、へき開の方向は走向 (strike) が N10W、傾斜 (dip) が 64SW であり、キンクバンドの方向が平均として走向が N25E である。そのへき開とキンクバンドのなす角は 35° である。この現場からの測定値より、ここのキンクの現象は、高い封圧下で中央構造線を起こさせる応力によって発生したことが推測できる。

粘板岩は一般的にセリサイト (sericite)、クロライト (chlorite)、石英 (quartz) などを主成分とするへき開構造をもつ変成岩である。このへき開構造は、セリサイトとクロライトの薄片によって構成されている。

供試体は、現場で採石した岩盤ブロックのへき開方向に注意して、幅 4.0 cm、奥行き 4.0 cm、高さ 6.0 cm になるように切りだした。なお、高さ方向がへき開方向に平行になるように作成した。細密不均質で多層構造を示す岩盤のへき開は薄離しやすいので、実験中に発生したキンクバンドを保存するために载荷面を除く全ての面をフォームラテックスによる薄膜で覆って保護した。実験後、キンクバンドが観察できる面の薄膜を剥ぎ、その面を実体顕微鏡で観察し、写真撮影した。

一軸圧縮試験は最大荷重 100 t の高剛性圧縮試験機を用いた。その载荷条件は、変位速度が 0.1 mm/min である。

(2) 実験結果および考察

木を用いた実験は、岩盤に見られるキンキング現象の発生から成長までを連続的に再現できる点で重要である。まず木材におけるキンクの発生する過程を図 2.7 に示す。樫の木の直方体供試体の降伏ひずみは、0.8 % から 0.9 % であった。これ以前においてキンクは肉眼で全く見られなかった。実際にキンクが供試体表面に現われるのは 1.5 % から 2.0 % であった。キンキングの現われ方は、まず第 1 ステップとして供試体表面の数本の繊維の一部が緩やかな単斜で傾むいた微小褶曲が現われた (図 2.8)。第 2 ステップではその褶曲が折れ曲がり (キンク) へと変化した。このときほとんどの供試体

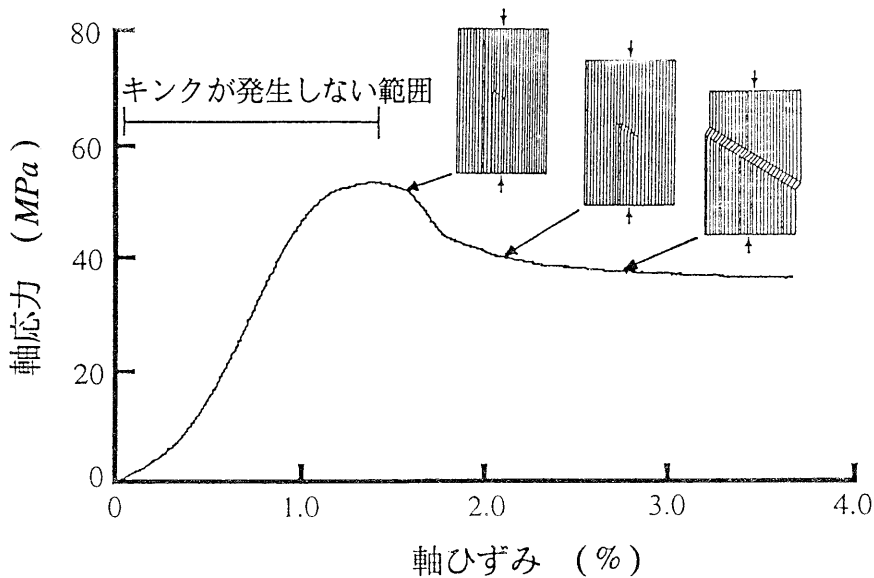


図 2.7 木材(檜) 供試体の代表的な軸応力－ひずみ曲線

の表面でキックは一方の自由境界から細い線としてあらわれた。第3ステップではその線状のキックがその周辺の無傷な繊維へと広がった。その線状キックが伸びることによってキックは成長し、供試体の他方の境界にその先端が達した。その結果キックバンドが形成される(図 2.8(b))。さらに载荷を続けると第4ステップとしてその幅が広がり始め、キックバンドの幅が成長するに従って供試体全体がそのキックバンドを境にしてせん断面のようにずれ始めた。特に応力－ひずみ関係に注目してキックの発生を観察から、ピーク強度を過ぎると応力が低下し、ひずみ軟化に従い、キックが発達することがわかった。図 2.9 には桜と檜の円柱供試体の一軸圧縮試験による応力－ひずみ関係を示す。

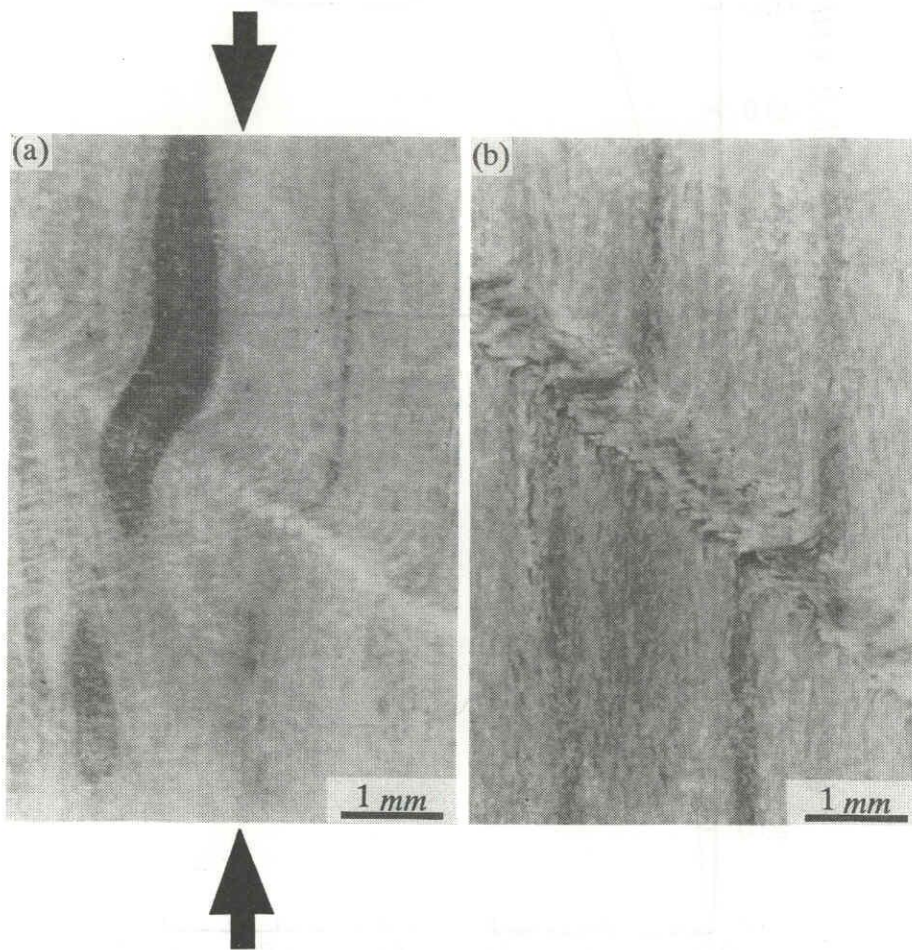


図 2.8 木材供試体におけるキンクバンドの成長；
(a) キンクの発生, (b) キンクバンドの発生
(ただし、圧縮荷重載荷方向は図中の上下方向)

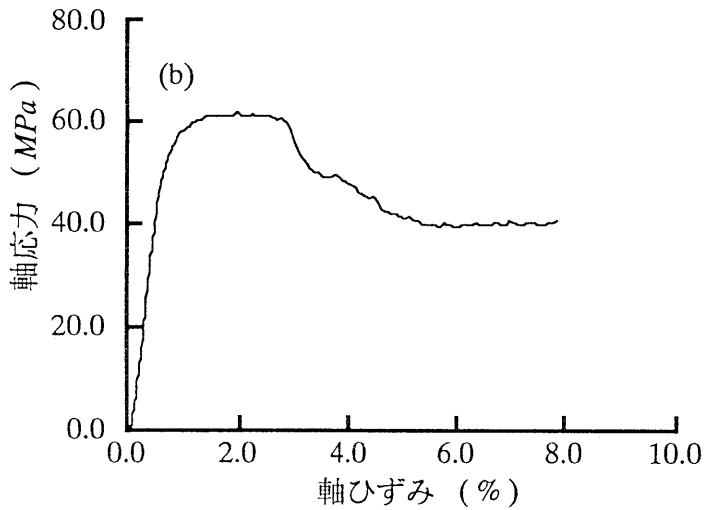
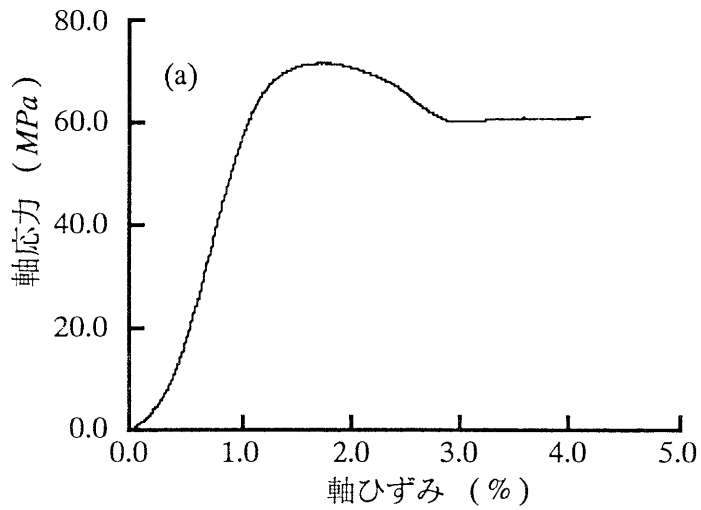


図 2.9 木材供試体の代表的な軸応力-ひずみ曲線 ; (a) 桜, (b) 檜

檜について実験を行った結果を整理するにあたり、キンキングを特長づけるためのパラメータを図 2.10 に表す。 α はキンクバンドの境界線とキンクしている繊維のなす角、 β は载荷軸とキンクしている繊維のなす角、 γ は载荷軸と繊維のなす角、 θ は载荷軸とキンクバンドの境界線のなす角、 ω は繊維とキンクしている繊維のなす角、そして

s はキンクしている繊維を基準にしたキンクバンドの幅である。

これらの諸量を実験供試体から測定してキンク現象とひずみの関係を定量的に明らかにすることを試みる。まずキンク角 (α) とひずみの関係を図 2.11 に整理した。この図からキンク角 (α) はひずみが増加するに従って小さくなる傾向が現われている。この際、キンク角 (α) は 45° 以下にならないことがわかった。そしてひずみとキンクバンドの幅 (s) の関係も整理した (図 2.12)。この図からキンクバンドの幅はひずみが増加するに従って広がることがわかる。

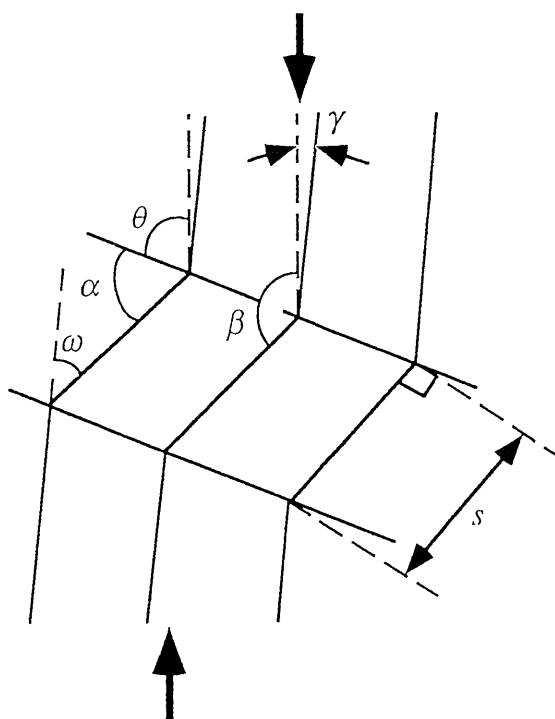


図 2.10 キンクバンドの概略図 (図中の角度 $\alpha, \beta, \gamma, \theta, \omega$ と長さ s はキンクバンドを幾何学的に説明する変数)

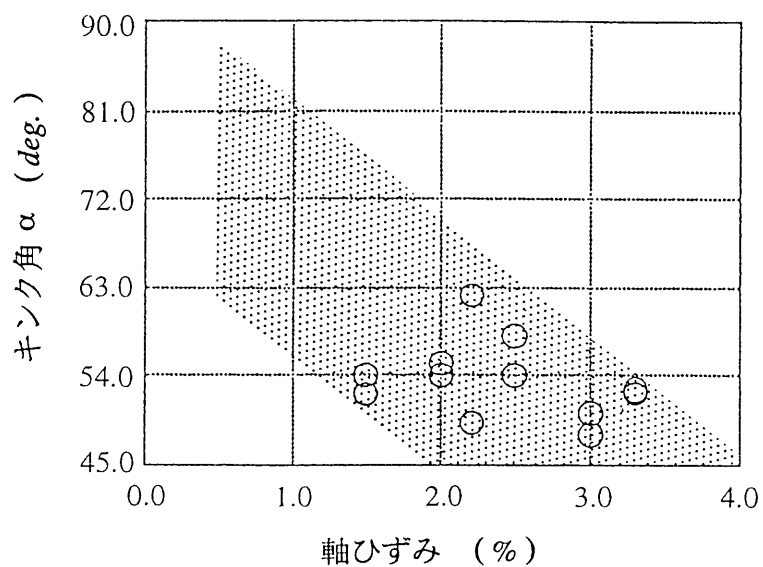


図 2.11 キンク角 α と軸ひずみの関係図

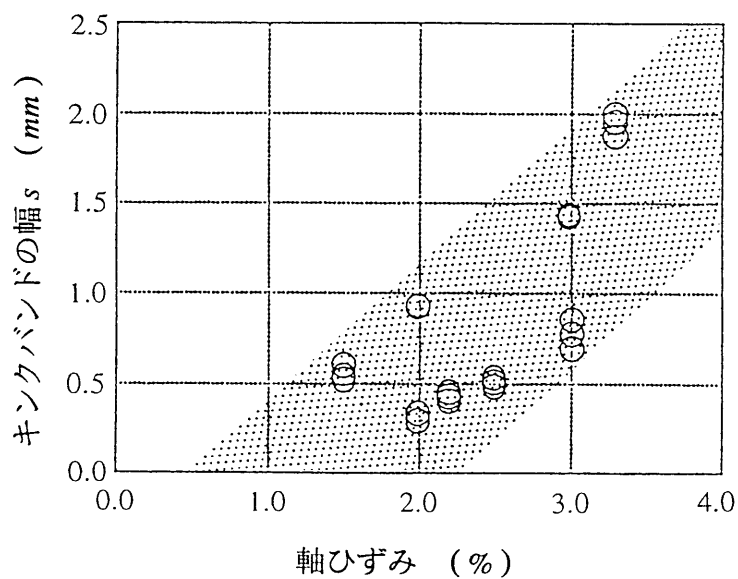


図 2.12 キンクバンドの幅 s と軸ひずみの関係図

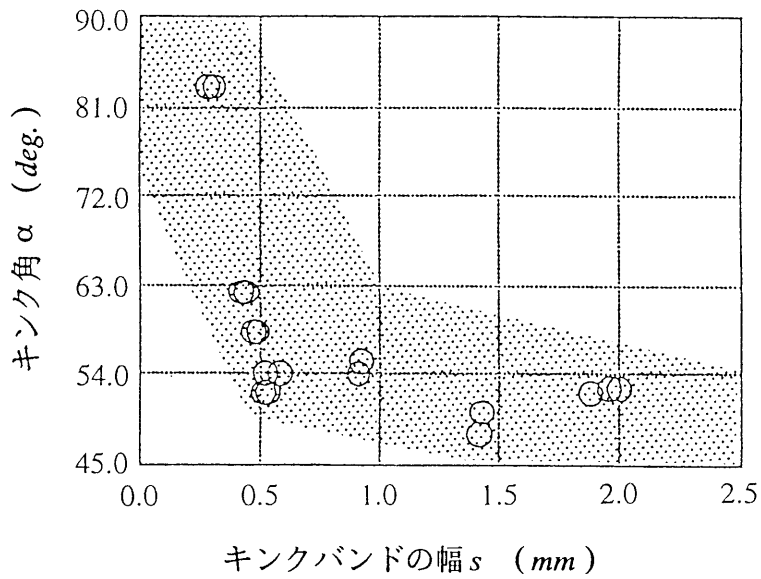


図 2.13 キンク角 α とキンクバンドの幅 s の関係図

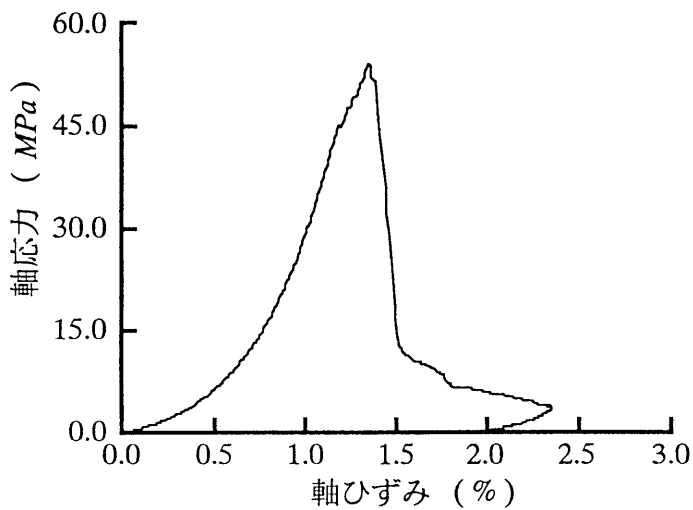


図 2.14 粘板岩供試体の代表的な軸応力－軸ひずみ曲線

これら二つの結果を利用してキンク角(α)とキンクバンドの幅の関係を整理した結果を 図 2.13 に示す。この図からキンクバンドの幅が増加するに従ってキンク角が減少

する傾向を示すことがわかる。成層角度と載荷軸の関係がほぼ平行な ($\gamma \cong 2^\circ$ 程度) 供試体について実験を行った結果、載荷方向に対するキンクバンドの傾き (θ) は 52.8° であった。これは Anderson¹³⁾ が千枚岩に対して行った三軸圧縮試験の結果 ($\theta = 55.4^\circ$) に非常に近く、三軸応力下の岩石の変形の幾何学的性質が木材に近いことを示していると思われる。

粘板岩の一軸圧縮試験の結果を図 2.14 に示す。ピーク強度を過ぎた瞬間にキンクバンドが発生することが観察された (図 2.15)。

木材と岩石においてキンクバンドが発生することが確認されたが、その機構は異なることがわかった。キンキングの発達の様子から、木材はヒンジ移動モデル、岩石は

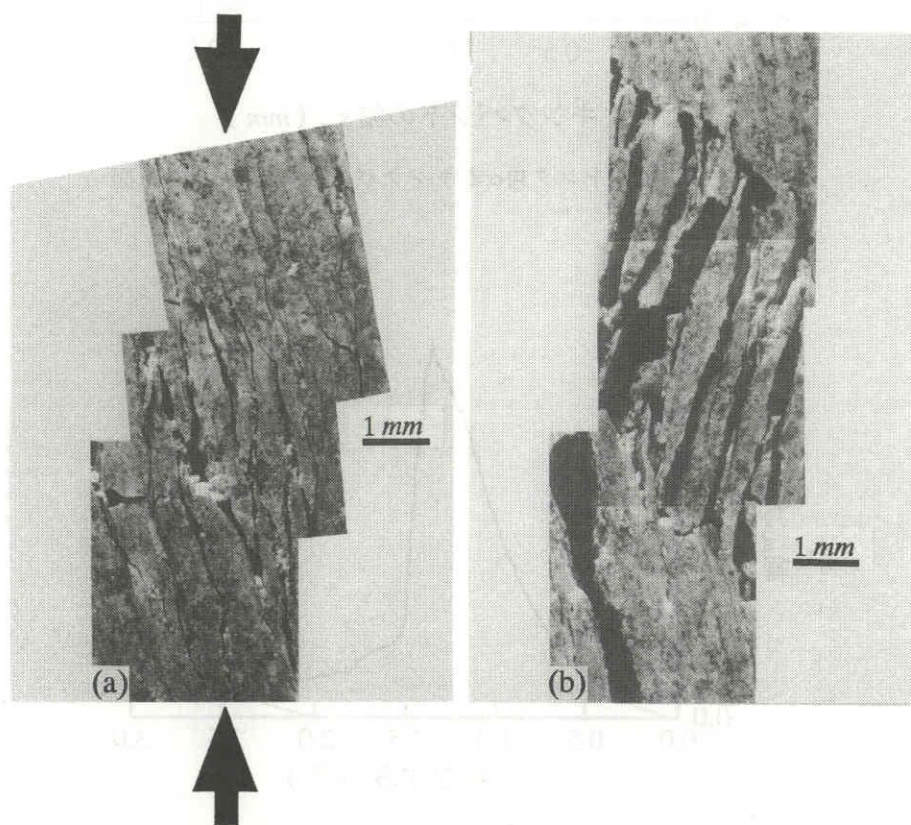


図 2.15 粘板岩供試体に発生したキンクバンドの拡大写真；
(a) キンクバンドの発生, (b) キンクバンドの成長
(ただし、圧縮荷重の載荷軸方向は図中上下方向)

回転モデルで考えることができる。

(a) ヒンジ移動モデル

キンクバンドは小さなレンズ状構造が供試体中に発生することから始まり、その構造が長くなるとともに、幅が広くなることによってキンクバンドを構成する。そのキンクバンドは载荷中に、ヒンジがバンドの境界の外へと進むことによってバンドの幅が広がり、成長する。これに従ってキンクバンド部分の体積が増加する (図 2.14)。層間隔が維持されるためには、幾何学条件 $\alpha = \theta + \gamma$ はキンクの成長の間、満足されなければならない。

(b) 回転モデル

このモデルは一定長さの切片によってキンクバンドが構成され、固定されたキンクバンド境界の間で、その切片が回転することによって変化し、キンクバンドの体積が変化する。体積は、各切片が分離することによって増加するが、再び接触し、キンクバンドの境界が滑ることによって減少する (図 2.16、図 2.17¹⁴⁾)。この過程で、層平面とキンクバンド境界の間のなす角 α は、キンクバンドの体積が増加する間 $\theta + \gamma$ に等しく、その体積が減少しはじめると序々に α は小さくなる。

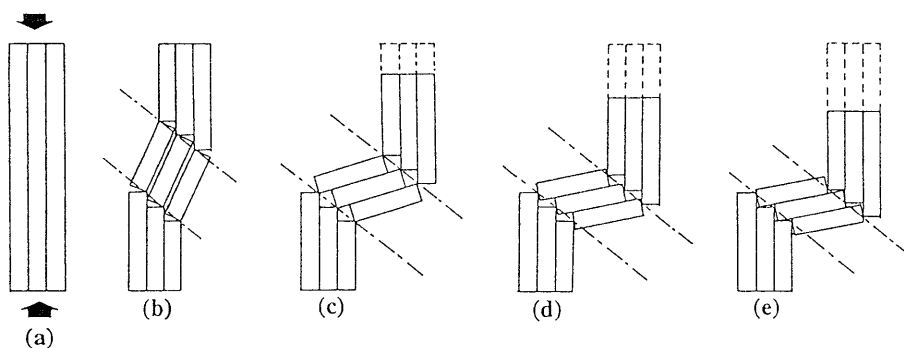


図 2.16 層状岩盤におけるキンクバンド成長の幾何学モデル

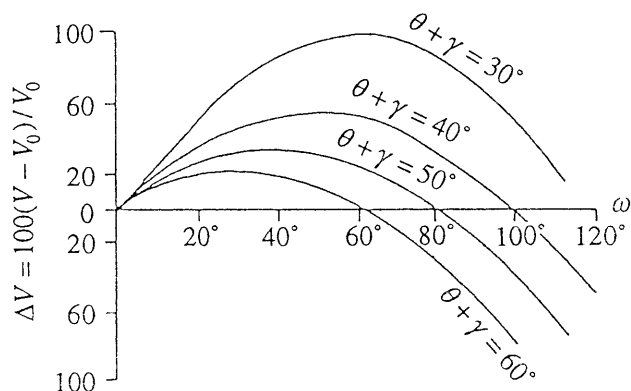


図 2.17 変形に伴う角度 ω とキンクバンドによるダイレーション(ΔV)の関係¹⁴⁾

図 2.6 で示される自然岩盤中のキンクバンドを図 2.15 で見られる一軸圧縮試験の結果から得られるキンクバンドと比べると、自然岩盤の方が大きく、滑らかにキンク（屈曲）していることがわかる。このことから自然岩盤中のキンクバンドは、高封圧下で発生したことが推測されるので、拘束圧の高い三軸圧縮応力下の多層構造を有する岩石について考察すると、回転モデルより、ヒンジ移動モデルに近い挙動をすると思われる。

また、一般的な岩石が破壊に至るときに発生するせん断バンドと、多層構造岩盤で見られるキンクバンドを比較することを試みた。圧縮軸とせん断バンドのなす角 θ' は、内部摩擦角 ϕ との関係が $\theta' = 45^\circ - \phi/2$ で与えられることを用いて、ティルティングテストによって測定した摩擦角($\phi = 28^\circ$)から粘板岩供試体に起こるべきせん断バンドの角度 θ' と、キンクバンドの角度 θ を比較した結果、キンクバンドの角度がせん断バンドの角度より载荷軸を基準にして約 20° 大きいことがわかった。これもキンクバンドの特徴であると考えられる¹⁵⁾。

2.4 結論

不連続面についてまとめたことと、不連続面の挙動の一例であるキンキング現象に

関する実験結果と現場観察から得られたことについて考察した結果を示す。

まず不連続面について得られた事実を整理するとつぎのようである。

1. 不連続面は岩盤の各種物性値を支配するために、重要な因子であるが、その性状と分布を完全に把握することは不可能である。
2. 不連続面は地質学の分野では成因で、工学では大きさや存在形態で分類される。
3. 不連続面の性質を把握するためには、試験を繰り返しても物性の測定値が本質的に変わらないような領域 REV (representative elementary volume ; 代表要素容積) を決定することが重要である。
4. 不連続性をモデル化する方法は大きく分けて a) 不連続面を個別に取り扱う方法と b) 等価な連続体に置き換える方法に分けられる。
5. 不連続面の挙動を陽な形で取り扱う場合は上記 a) の方法に頼るしかないが、個々の不連続面の性状を把握することは不可能であるので、不連続面を等価な連続体に置き換えて岩盤全体の物性と挙動に注目する可能性について考えざるをえない。

一方、キンキング現象の現場における観察と室内実験から以下の事実を得た。

6. キンキングは材料的あるいは力学的特異点から発生し、局所的なひずみの集中によってキンクバンドが成長すると推定される。
7. 実験供試体にキンキングが現れるのは、ピーク強度を過ぎてからであり、さらに載荷を続けるとキンクバンドを構成する薄層が水平面となす角は、小さくなる。
8. キンクバンドと載荷軸のなす角は、載荷中は一定である。また、キンクバンドの角度は、圧縮環境下のモール・クーロンの破壊規準から推定されるせん断破壊の方向とは異なる。
9. 自然岩盤と室内試験によるキンクを比較すると、自然岩盤中の高封圧履歴によるキンキング現象はヒンジ移動モデルで表現され、地下構造物の周囲に発生するキンキング現象は回転モデルで表現される。

10. 上記 8 の結果から、地下空洞の周辺岩盤が多層構造をなしていると、側壁周囲は一軸圧縮状態となるので、せん断よりもキンクによる影響を受ける領域の方が大きくなると思われる。

今回は載荷軸と層理の方向がほぼ平行な供試体を用いて実験を行ったので、今後は、その方向を変化させて実験を試みることで、キンキング現象をモデル化して数値解析を行い、その変形や破壊の様子を再現することが課題である。

参考文献

- 1) 川本脩万：岩盤工学を巡る諸問題，資源・素材学会誌，106，pp. 835-841，1990.
- 2) J. A. Hudson 原著，丸井英明，野崎保訳：図で学ぶ岩盤工学の基礎，オーム社，1991.
- 3) 川本脩万，吉川龍之進，日々野敏：新体系土木工学 岩盤力学 20，土木学会，1985.
- 4) 地学事典，平凡社，1988.
- 5) I. Farmer： *Engineering behaviour of rocks*, Chapman of Hall, 1983.
- 6) A. Kobayashi： *Numerical modeling of mass transport in Rock Mass*, Dr. Dissertation, Kyoto Univ., 1992.
- 7) E. T. Brown (ed)： *Rock characterization testing and monitering*, ISRM Suggested Methods, Pergamon Press, 1981.
- 8) 京谷孝史：不連続性岩盤の力学的評価における損傷力学の適用に関する基礎的研究，名古屋大学学位論文，1988.
- 9) 清木隆文，鄭 教澈，アイダン・オメル，市川康明：岩盤力学におけるキンキング現象について，第 25 回岩盤力学に関するシンポジウム講演論文集，pp. 601-605，1993.
- 10) L. E. Weiss： “Nucleation and growth of kink bands”， *Tectonophysics*, 65, pp. 1-38, 1980.
- 11) M. S. Paterson and L. E. Weiss： “Experimental deformation and folding in phyllite”， *Geological Society of America Bulletin*, 77, pp. 343-374, 1966.
- 12) N. C. Gay and L. E. Weiss： “The relationship between principal stress directions and the geometry of kinks in foliated rocks”， *Tectonophysics*, 21, pp. 287-300, 1974.

- 13) T. B. Anderson : “The relationship between kink-bands and shear fractures in the experimental deformation of slate”, J. Geol. Soc. Lond. , 130, pp. 367-382, 1974.
- 14) G. Archambault and B. Ladanyi : “Failure of jointed rock masses by kink zone instability ; An important and dangerous mode of rupture”, Eurock '93, pp. 761-769, 1993.
- 15) 鄭 教澈, 清木隆文, アイダン・オメル, 市川康明 : 層状岩盤におけるキンキング現象に関する実験的研究, 第9回岩の力学国内シンポジウム講演論文集, pp. 467-472, 1994.

第3章 分布不連続面を含む岩盤の等価連続体モデル

3.1 概説

岩盤のモデル化は、近年の構造物の高度化に伴い、その力学的挙動を的確に予測するためにも重要である。また、数値解析技術の発達に伴い、不連続面の計算モデルの必要性が高まっている。モデル化に際して岩盤中の不連続面をどのように扱うかが、特に重要なポイントとなる。

不連続面は一般に岩盤中に存在するものであり、その幾何学的性質をどのレベルまで考慮するかは、問題とするべき構造物の大きさに関係する。モデル化の観点としては大きく

- 1) 不連続面を個別に取り扱う方法と、
- 2) 不連続性岩盤を等価な連続体に置き換えて取り扱う方法

の二つに分けられる。

本章では、これまでに提案されたモデルの中で、特に2)の不連続性岩盤の幾何学情報を等価な連続体へと置き換える方法に注目し、これまでに提案されているモデルの中で代表的なものについて示し、その概要について触れる。最後に、各モデルを数値解析と損傷実験の結果と比較し、それぞれの特徴を明らかにすることを試みた。

岩盤は不連続面と対象とする構造物の大きさに対応して、大きく三つに分類できる。

- a) 不連続面が対象構造物に比べて非常に小さい場合。
- b) 不連続面が対象構造物に比べて十分大きく、存在する不連続面一つ一つを個別に特定可能な場合。
- c) 不連続面と対象構造物の関係がa)およびb)の間であり、不連続面一つ一つの特が困難で、また逆に無視できる程小さくない場合。

このように分類された不連続面を力学モデルに対応させるとき、別々のアプローチが必要である。

a) の場合、対象岩盤を連続体として扱うことができる。このような岩盤は、室内実験から得られた材料情報をそのまま用いて性状を評価することができる。

b) の場合は、不連続面と母岩を別々に扱うことが可能であるので、数値解析を行う場合は幾何学的な情報を明確にモデル化し、それぞれの材料定数を採用することができる。

c) の場合は、不連続面の完全な幾何学情報を把握することは不可能である。そこで、統計的手法などを採用し、不連続面の卓越量を推定する。そして、そのデータをもとにして対象岩盤を疑似連続体として取り扱うこと試みる。

実岩盤は、前述した三つの分類に完全に区別されることはない。これらをモデル化する過程で最も困難なものが分類 c) である。これは不連続面を等価な疑似連続体として扱うために必要なモデルを確立することが困難であるためである。この章は今までに確立された等価連続体モデルの代表例を示し、適用範囲を把握する。

3.2 各種等価連続体モデル

この節では、今までに提案された以下に示す 7 つのモデルについて概要を説明する。

1. 混合体モデル¹⁾,
2. 等価異方弾性体モデル²⁾,
3. クラックテンソルモデル^{3),4),5),6)},
4. 等価体積損傷モデル^{7),8)}
5. 損傷テンソルモデル^{9),10)},
6. 均質化モデル¹¹⁾,
7. せん断弾性係数モデル¹²⁾

3.2.1 混合体モデル¹⁾

混合体の一般理論は Trusedell¹⁾によって提案された。岩盤に混合体モデルを導入する場合は、不連続面の体積と岩盤全体の体積の比(空隙率)で不連続面と母岩それぞれの応力分布を平均化する。

混合体モデルの弾性構成則はつぎの仮定のもとで得られる。

1. 不連続面は同一地層の岩盤内では均質に分布している。
2. 不連続面の大きさと方向は既知であるとし、領域全体の体積を V 、不連続面の体積を v_d と規定できると、代表的な領域の体積 (REV) が決定されると空隙率 (porosity) n は

$$n = \frac{v_d}{V} \quad (3.1)$$

と書くことができる。

この空隙率 n を用いて岩盤内の応力は

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\sigma}^* &= (1-n)\boldsymbol{\sigma}_r + n\boldsymbol{\sigma}_d, \\ \boldsymbol{\sigma}^* &= \boldsymbol{D}^*\boldsymbol{\varepsilon}^*, \\ \boldsymbol{\sigma}_r &= \boldsymbol{D}_r\boldsymbol{\varepsilon}_r, \quad \boldsymbol{\sigma}_d = \boldsymbol{D}_d\boldsymbol{\varepsilon}_d \end{aligned} \quad (3.2)$$

と平均化される。ここで、 $\boldsymbol{\sigma}^*$ 、 \boldsymbol{D}^* 、 $\boldsymbol{\varepsilon}^*$ は岩盤の応力、弾性係数マトリックス、ひずみテンソル； $\boldsymbol{\sigma}_r$ 、 \boldsymbol{D}_r 、 $\boldsymbol{\varepsilon}_r$ は母岩の応力、弾性係数マトリックス、ひずみテンソル； $\boldsymbol{\sigma}_d$ 、 \boldsymbol{D}_d 、 $\boldsymbol{\varepsilon}_d$ は不連続面内の応力、弾性係数マトリックス、ひずみテンソルである。

岩盤、母岩、不連続面の応力分布の違いは材料定数に依存するが、それぞれのひずみは等価であり、

$$\boldsymbol{\varepsilon}^* = \boldsymbol{\varepsilon}_r = \boldsymbol{\varepsilon}_d \quad (3.3)$$

である。

以上の関係より、岩盤の弾性係数マトリックスは

$$\boldsymbol{D}^* = (1-n)\boldsymbol{D}_r + n\boldsymbol{D}_d \quad (3.4)$$

となる。ここで得られる岩盤の弾性係数マトリックスの対称性は、不連続面の弾性係数マトリックスに依存して決められる。

3.2.2 等価異方弾性体モデル²⁾

このモデルは Hill¹³⁾が複合材に対して提案した理論に基づき、不連続性岩盤を等価連続体としてモデル化する方法として開発されたもので、その後に提案された様々なモデルの基本になっている。ここで、不連続面は厚みゼロでせん断および垂直剛性を有する面としてモデル化され、不連続面の力学的な影響は岩盤のひずみを増加させるとして結果的に岩盤のコンプライアンスを増加させるモデルとなっている。

Singh²⁾は岩盤の等価弾性テンソルを得るために、つぎに示すような仮定をしている。

1. 不連続面は周期的に分布する。従って、岩盤を代表できる REV を定義することができる。
2. 不連続面の大きさ・方向・数は既知である。
3. 不連続面の構成則は垂直剛性、せん断剛性によるものとして以下のように与えられるとする。

$$\mathbf{u}_d = \mathbf{K}^{-1} \boldsymbol{\sigma}_d \quad (3.5)$$

ここで \mathbf{K} は不連続面の剛性テンソル、 \mathbf{u}_d 、 $\boldsymbol{\sigma}_d$ はそれぞれ不連続面の変位、内部に作用する応力である。

不連続面に作用する応力場 $\boldsymbol{\sigma}_d$ と REV に作用する応力場テンソル $\boldsymbol{\sigma}_l$ は応力集中テンソル \mathbf{B} によって関係づけられる。

$$\boldsymbol{\sigma}_d = \mathbf{B} \boldsymbol{\sigma}_l \quad (3.6)$$

この応力集中テンソルは一般的に REV を有限要素法で解くことによって決定される。特に、不連続面が連続的に存在する場合は簡単にその幾何学的性質を把握することができる。

REV のひずみ $\boldsymbol{\epsilon}_l$ は、母岩のひずみ $\boldsymbol{\epsilon}_r$ と不連続面によるひずみ $\boldsymbol{\epsilon}_d$ の線形的な和で

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\epsilon}_l &= \boldsymbol{\epsilon}_r + \boldsymbol{\epsilon}_d, \\ \boldsymbol{\epsilon}_d &= n_d \mathbf{u}_d, \quad n_d = \frac{1}{V} \sum_{j=1}^k A_j \end{aligned} \quad (3.7)$$

と与えられるとする。ただし ϵ_d は不連続面に起因するひずみ、 n_d は不連続面の周期、 V はREVの体積、 A_j は j 番目の不連続面の面積である。

不連続面の体積は母岩の体積に比べて無視できる程度であるので、母岩に作用する応力場は代表要素の応力場と同じであるとする。

$$\sigma_r \cong \sigma_l \quad (3.8)$$

母岩の構成則は線形弾性的で、コンプライアンスとしてつぎのように与えられるとする。

$$\epsilon_r = \mathbf{C}_r \sigma_r \quad (3.9)$$

REV に関して関係

$$\epsilon_l = \mathbf{C}_l^* \sigma_l \quad (3.10)$$

が成り立つとするとき不連続面を含む岩盤のコンプライアンステンソル \mathbf{C}_l^* は

$$\mathbf{C}_l^* = \mathbf{C}_r + n_d \mathbf{K}^{-1} \mathbf{B} \quad (3.11)$$

と得られる。

不連続面が一つで、その幅が対象岩盤の幅に等しければ、応力集中テンソル \mathbf{B} は単位テンソル \mathbf{I} に等しく、 $n_d = 1/S$ である。ここで S は不連続面の間隔である。これに従って、局所座標系における岩盤のコンプライアンステンソルは

$$\mathbf{C}_l^* = \mathbf{C}_r + \frac{1}{S} \mathbf{K}^{-1} \quad (3.12)$$

として得られる。なお、局所座標系におけるコンプライアンステンソルを全体座標系に変換する必要がある。得られる弾性コンプライアンステンソルは直交異方体と等価になることに注意して頂きたい。

3.2.3 クラックテンソル、損傷モデル

(1) クラックテンソルモデル^{3),4),5),6)}

クラックテンソルは、Oda ら^{3),4),5),6)} によって提案されたモデルであり、多数のき裂を含む岩盤を、それと等価な異方弾性体として評価する方法である。

岩盤の弾性構成則を得るために、小田はつぎに示す仮定をおこなった。

1. 不連続面は岩盤内に統計的に均質とみなせるように分布している。
2. 不連続面の大きさと方向は既知であるとし、2 階ならびに 4 階のクラックテンソルはつぎのように無次元量としてモデル化される。

$$\begin{aligned}\mathbf{F}_2 &= \frac{1}{V} \sum_{k=1}^M S^k r^k \mathbf{n}^k \otimes \mathbf{n}^k, \\ \mathbf{F}_4 &= \frac{1}{V} \sum_{k=1}^M S^k r^k \mathbf{n}^k \otimes \mathbf{n}^k \otimes \mathbf{n}^k \otimes \mathbf{n}^k\end{aligned}\tag{3.13}$$

ここで、 V は対象領域の REV の体積、 S^k は k 番目のクラックの面積、 r^k は円板形に近似されたクラックの直径、 \mathbf{n}^k は k 番目のクラックの単位法線ベクトル、 M は領域内のクラックの数である。なお、 \otimes はテンソル積を表す演算子である。

円板形として仮定されたクラックの挙動は平均ひずみ（不連続面が存在することにより、REV 内に付加的に発生するひずみ） ϵ_d によって表現される。

$$\epsilon_d = \mathbf{C}_d \boldsymbol{\sigma}\tag{3.14}$$

REV に発生するひずみは ϵ は母岩に作用するひずみ ϵ_r と不連続面による付加的なひずみ ϵ_d の線形和で

$$\epsilon = \epsilon_r + \epsilon_d\tag{3.15}$$

と表すことができる。

岩盤の REV に作用する応力 $\boldsymbol{\sigma}$ は母岩に作用する応力 $\boldsymbol{\sigma}_r$ と同じであると仮定すると、不連続面の体積は岩盤の体積に比べて無視できるほど小さいと見なせる。

$$\sigma_r \cong \sigma \quad (3.16)$$

母岩の応力－ひずみ構成則を簡単のために次式で示すように線形弾性で表現する。

$$\epsilon_r = \mathbf{C}_r \sigma_r \quad (3.17)$$

いま、REV 内において

$$\epsilon = \mathbf{C}^* \sigma \quad (3.18)$$

と仮定できると、岩盤のコンプライアンスは以下のように得られる。

$$\mathbf{C}^* = \mathbf{C}_r + \mathbf{C}_d \quad (3.19)$$

なお、不連続面が REV に及ぼす影響を評価するコンプライアンス \mathbf{C}_d は、REV 内に存在する各クラックの影響による変位を垂直方向とせん断方向に重ね合わせることで、全体のひずみを決定することから得られ、

$$(\mathbf{C}_d)_{ijkl} = \frac{1}{E} \left(\frac{1}{k_n} - \frac{1}{k_s} \right) F_{ijkl} + \frac{1}{4k_s} (\delta_{ik} F_{jl} + \delta_{jk} F_{il} + \delta_{il} F_{jk} + \delta_{jl} F_{ik}),$$

$$k_n = \frac{K_n r}{E}, \quad k_s = \frac{K_s r}{E}$$

と書ける。ここで K_s と K_n はそれぞれ不連続面のせん断、垂直方向の剛性、 δ_{ij} はクロネッカーデルタである。

岩盤コンプライアンス \mathbf{C}^* は REV 上の不連続面群の平均コンプライアンス \mathbf{C}_d が対称であるので、対称である。

(2) 等価体積損傷モデル^{7),8)}

金子^{7),8)}は不連続面を楕円板形状であると仮定してモデル化し、これを含む岩盤を弾性体の有効弾性率に対して理論的検討を行っている。

金子は岩盤の弾性構成則を得るために、つぎに示す仮定を行った。

1. 不連続面は同一地層の岩盤内では均質に分布している。
2. 不連続面の大きさと方向は既知であり、大きさは有限である。
3. 不連続面は楕円板形で、開口あるいは閉口している。

REV に作用する応力は、等価な 4 階の等価体積損傷テンソルに起因する。

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{C}_d \boldsymbol{\sigma} \quad (3.20)$$

平面ひずみ状態で開口している不連続面のコンプライアンス \mathbf{C}_d は

$$(\mathbf{C}_d)_{ijkl} = \frac{2\pi a^2 h}{V} \cdot \frac{1-\nu^2}{E} n_i n_k \delta_{jl}$$

である。ここで n_i は不連続面の単位法線ベクトル、 $2a$ は不連続面の長さ、 h はその奥行きである。このコンプライアンス \mathbf{C}_d は不連続面が存在することによるひずみの増分を考慮して定義したコンプリメンタリーエネルギー増分を評価することによって求められた。

岩盤中の REV のひずみ $\boldsymbol{\varepsilon}$ は、母岩のひずみ $\boldsymbol{\varepsilon}_r$ と不連続面が存在することによるひずみ $\boldsymbol{\varepsilon}_d$ の線形和で表される。

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon}_r + \boldsymbol{\varepsilon}_d \quad (3.21)$$

REV 上に作用する応力 $\boldsymbol{\sigma}$ は母岩に作用する応力 $\boldsymbol{\sigma}_r$ と同じであると仮定すると、不連続面の体積は岩盤の体積に比べて無視できる大きさであると考えられる。

$$\boldsymbol{\sigma}_r \cong \boldsymbol{\sigma} \quad (3.22)$$

母岩の応力－ひずみの構成則を線形弾性体として、次式のように与える。

$$\boldsymbol{\varepsilon}_r = \mathbf{C}_r \boldsymbol{\sigma}_r \quad (3.23)$$

関係

$$\varepsilon = \mathbf{C}^* \sigma \quad (3.24)$$

が REV について成り立つならば岩盤のコンプライアンス \mathbf{C}^* は

$$\mathbf{C}^* = \mathbf{C}_r + \mathbf{C}_d \quad (3.25)$$

と表される。なお、先に挙げたコンプライアンスは、REV に存在する不連続面群のコンプライアンスが対称であると定義されているので、対称性を示すべきである。

クラックテンソルモデルは不連続面を計測する走査線と円板形に近似した不連続面との幾何学的関係から確率密度関数を通してクラックテンソルを決定し、さらにこのテンソルを用いて不連続面に起因する変位をもとにして不連続面が REV に与える影響を評価する。一方、等価体積損傷モデルは破壊力学の立場から、不連続面の存在によって変化するコンプリメンタリーエネルギーを定義し、体積欠損率を決定して不連続面が REV に与える影響を評価する^{7),8)}。

(3) 損傷テンソルモデル^{9),10)}

損傷モデルはクリープ材を対象として Kachanov¹⁴⁾によって提案された理論に基づいている。このモデルは村上⁹⁾によって損傷テンソルと名づけられた2階のテンソルへと進歩し、さらに京谷¹⁰⁾によって岩盤へと応用された。

損傷モデルはつぎに挙げる仮定の上に成り立っている。

1. 不連続面は同一地層の岩盤内に無数にそして均質に存在する。
2. 不連続面の大きさと方向は既知で、その大きさは対象領域内で有限である。
3. 不連続面は全く剛性を持たないと仮定し、応力を伝達しない。
4. REV のひずみテンソル ε^* は母岩のひずみ ε と同じである (ひずみ等価仮説)。

$$\varepsilon = \varepsilon^* \quad (3.26)$$

5. 分布不連続面の幾何特性を2階の損傷テンソル $\mathbf{\Omega}$ で表現する。

損傷テンソルを介して平均応力 (Cauchy stress) $\boldsymbol{\sigma}$ と岩盤の母岩部分のみに作用する実質応力 (net stress あるいは intensified stress) $\boldsymbol{\sigma}^*$ が関係づけられる。

$$\boldsymbol{\sigma}^* = \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{I} - \mathbf{\Omega})^{-1}, \quad (3.27)$$

$$\mathbf{\Omega} = \Omega(\mathbf{n} \otimes \mathbf{n}), \quad \Omega = \frac{A_d}{A}$$

ここで示される実質応力 $\boldsymbol{\sigma}^*$ は一般に非対称である。なお、 A_d は不連続面の面積、 A は岩盤の断面積、 \mathbf{n} は不連続群の単位法線ベクトルである。

多数の不連続面群に対する損傷テンソルは各群の線形和で表される。

$$\mathbf{\Omega} = \sum_{i=1}^k \Omega_i(\mathbf{n}_i \otimes \mathbf{n}_i) \quad (3.28)$$

ここで Ω_i は i 番目の不連続面群の損傷量、 k は領域内の不連続面群の数である。

岩盤の損傷量は京谷¹⁰⁾によってつぎに挙げられる二つの仮定をもとにモデル化されている。

- a. 岩盤はそれ以上は壊れない構造最小単位で構成されている。
- b. 不連続面は、最小構造単位の境界面上に存在、あるいは発生・進展する。

岩盤内の領域体積 V の3次元的な全有効断面積 S は

$$S = 3V^{\frac{2}{3}} \left(\frac{V}{v} \right)^{\frac{1}{3}} = 3 \frac{V}{\ell} \quad (3.29)$$

と表される。ここで v は岩盤の最小構造単位 ($V \gg v$)、 ℓ は有効長さで、構造最小単位を立方体と近似したときの辺長 ($\ell = v^{\frac{1}{3}}$) である。このとき岩盤領域中に N 個の不連続面があり、 k 番目の不連続面の面積を A_d^k 、その不連続面の単位法線ベクトルを \mathbf{n}^k であるとすると、岩盤の損傷テンソル $\mathbf{\Omega}$ は

$$\begin{aligned} \mathbf{\Omega} &= \frac{3}{S} \sum_{k=1}^N A_d^k (\mathbf{n}^k \otimes \mathbf{n}^k) \\ &= \frac{\ell}{V} \sum_{k=1}^N A_d^k (\mathbf{n}^k \otimes \mathbf{n}^k) \end{aligned} \quad (3.30)$$

と表される。

岩盤の損傷テンソルはひずみ等価仮説のもとで、岩盤領域の体積の 3 次元的な全有効断面積が不連続面の配置によって 3 次元的方向性をもつ損傷欠損率によって定義される。一方、小田^{3),4),5),6)}のクラックテンソルモデル、金子^{7),8)}の等価体積損傷モデルは不連続面の体積が REV に比べて非常に小さいと見なせることから、岩盤と母岩の応力が等しいと仮定し、岩盤のひずみが母岩のひずみと不連続面が存在することによるひずみの線形和で与えられるとしている。

3.2.4 均質化モデル

均質化モデルは微視的構造が周期的に繰り返されるとして、数学的にその複合材料の均質な材料定数やその応力分布を求める方法である¹¹⁾。

岩盤は母岩と不連続面の幾何学的配置において、微視的周期構造を持つとする仮説のもとで、均質化法によってモデル化できる。ここでは弾性問題を考える。

対象とする物体の微視的周期構造の周期を ε であるとする。この物体の弾性定数は全体座標 \mathbf{x} (巨視的スケール変数) の関数として不連続的に変化する (図 3.1)。

微視的構造の弾性係数と物体力をそれぞれ $\mathbf{E}^\varepsilon(\mathbf{x})$ 、 $\mathbf{f}^\varepsilon(\mathbf{x})$ とし、変位を $\mathbf{u}^\varepsilon(\mathbf{x})$ と表すことにすれば、この物体に対する静的つり合いは弱形式を用いて、

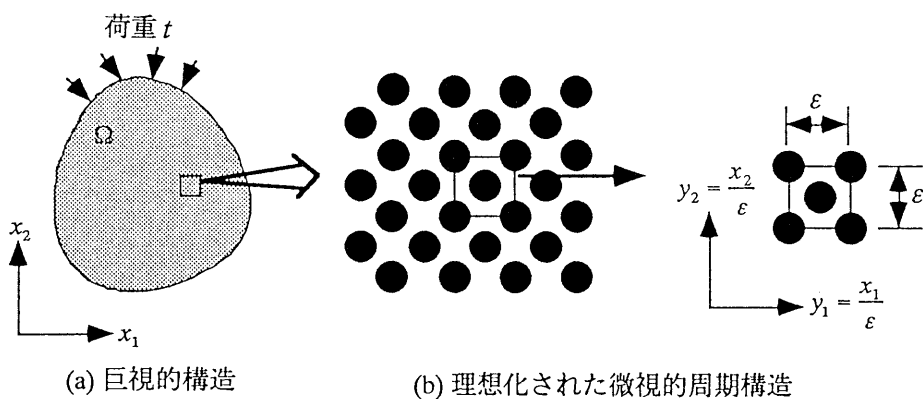


図 3.1 微視的周期構造

$$\int_{\Omega} E_{ijkl}^{\varepsilon}(\mathbf{x}) \frac{\partial u_k^{\varepsilon}(\mathbf{x})}{\partial x_l} \frac{\partial v_i(\mathbf{x})}{\partial x_j} dV = \int_{\Omega} f_i^{\varepsilon}(\mathbf{x}) v_i(\mathbf{x}) dV + \int_{\partial\Omega_t} \hat{t}_i(\mathbf{x}) v_i(\mathbf{x}) dS \quad (3.31)$$

と表される。ここで Ω は定義領域、 $\partial\Omega_t$ は荷重 $\hat{\mathbf{t}}(\mathbf{x})$ を与える荷重境界、 $\mathbf{v}(\mathbf{x})$ は任意のベクトル関数である。

ここで、微視的スケール変数 $\mathbf{y} = \mathbf{x}/\varepsilon$ を導入すると、前述した $\mathbf{E}^{\varepsilon}(\mathbf{x})$ 、 $\mathbf{f}^{\varepsilon}(\mathbf{x})$ 、 $\mathbf{u}^{\varepsilon}(\mathbf{x})$ はつぎのような2変数関数として表される。

$$\begin{aligned} E_{ijkl}^{\varepsilon}(\mathbf{x}) &= E_{ijkl}\left(\mathbf{x}, \frac{\mathbf{x}}{\varepsilon}\right) = E_{ijkl}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \\ f_i^{\varepsilon}(\mathbf{x}) &= f_i\left(\mathbf{x}, \frac{\mathbf{x}}{\varepsilon}\right) = f_i(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \\ u_i^{\varepsilon}(\mathbf{x}) &= u_i\left(\mathbf{x}, \frac{\mathbf{x}}{\varepsilon}\right) = u_i(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \end{aligned} \quad (3.32)$$

2変数関数の微分はスカラー関数 $\phi (= \phi(\mathbf{x}, \mathbf{y}))$ を例にすると

$$\frac{\partial \phi}{\partial x_j} = \frac{\partial \phi}{\partial x_j} + \frac{\partial \phi}{\partial y_k} \frac{\partial y_k}{\partial x_j} = \frac{\partial \phi}{\partial x_j} + \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \phi}{\partial y_j} \quad (3.33)$$

と表される。

(3.31) 式の境界値問題の解としてつぎのような漸近展開形を探す。

$$\begin{aligned} \mathbf{u}^{\varepsilon}(\mathbf{x}) &= \mathbf{u}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \\ &= \mathbf{u}^0(\mathbf{x}) + \varepsilon \mathbf{u}^1(\mathbf{x}, \mathbf{y}) + \varepsilon^2 \mathbf{u}^2(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \cdots \end{aligned} \quad (3.34)$$

ここで $\mathbf{u}^0(\mathbf{x})$ は巨視スケール \mathbf{x} だけの関数であり、 $\mathbf{u}^1(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ 、 $\mathbf{u}^2(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \cdots$ は微視スケール \mathbf{y} に関する関数であるとした。

いま、(3.33) 式を参考に変位の導関数を考えると、

$$\frac{\partial u_i^{\varepsilon}}{\partial x_j} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial u_i^0}{\partial x_j} + \left(\frac{\partial u_i^0}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i^1}{\partial y_j} \right) + \varepsilon \left(\frac{\partial u_i^1}{\partial y_j} + \frac{\partial u_i^2}{\partial y_j} \right) + \cdots \quad (3.35)$$

であり、ひずみや応力は、微視的構造の影響を無視できないことが判る。なお、任意のベクトル関数 \mathbf{v} においても (3.34) 式と (3.35) 式と同様な関係が成り立つ。

(3.32) 式と (3.35) 式を (3.31) 式に代入して $\varepsilon \rightarrow 0$ の極限をとり、微視的周期構造の

繰り返し条件 (periodic condition) を導入すると、 ε について 0 次の項のみが残る:

$$\begin{aligned}
& \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{\Omega} E_{ijkl}^{\varepsilon} \left(\frac{\partial u_k^0}{\partial x_l} + \frac{\partial u_k^1}{\partial y_l} \right) \left(\frac{\partial v_i^0}{\partial x_j} + \frac{\partial v_i^1}{\partial y_j} \right) dV \\
&= \int_{\Omega} \left(\frac{1}{|Y|} \int_Y \left\{ E_{ijkl}^{\varepsilon} \left(\frac{\partial u_k^0}{\partial x_l} + \frac{\partial u_k^1}{\partial y_l} \right) \frac{\partial v_i^0}{\partial x_j} + E_{ijkl}^{\varepsilon} \left(\frac{\partial u_k^0}{\partial x_l} + \frac{\partial u_k^1}{\partial y_l} \right) \frac{\partial v_i^1}{\partial y_j} \right\} dY \right) dV \\
&= \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{\Omega} f_i^{\varepsilon} v_i^0 dV + \int_{\partial \Omega_i} \hat{t}_i v_i^0 dS
\end{aligned} \tag{3.36}$$

この式からつぎに示すようにマイクロスケール方程式 (microscale equation)、マクロスケール方程式 (macroscale equation) が導かれる。なお、(3.36) 式では関数が繰り返し構造を有する基本構造単位の領域 Y (体積 $|Y|$) で周期的であるとして定理¹¹⁾

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{\Omega} \phi(\mathbf{x}, \mathbf{y}) dV = \int_{\Omega} \left\{ \frac{1}{|Y|} \int_Y \phi(\mathbf{x}, \mathbf{y}) dY \right\} dV$$

を用いた。

1. マイクロスケール方程式

(3.36) 式で $\mathbf{v}^0 = 0$ かつ \mathbf{v}^1 は任意とおくと

$$\int_{\Omega} \left\{ \frac{1}{|Y|} \int_Y E_{ijkl}^{\varepsilon}(\mathbf{x}) \left(\frac{\partial u_k^0(\mathbf{x})}{\partial x_l} + \frac{\partial u_k^1(\mathbf{x}, \mathbf{y})}{\partial x_l} \right) \frac{\partial v_i^1(\mathbf{x}, \mathbf{y})}{\partial x_j} dY \right\} dV = 0 \tag{3.37}$$

が得られる。この式において

$$\int_Y E_{ijkl}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \frac{\partial \chi_p^{kl}(\mathbf{y})}{\partial y_q} \frac{\partial v_i^1(\mathbf{x}, \mathbf{y})}{\partial y_j} dY = - \int_Y E_{ijpq}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \frac{\partial v_i^1(\mathbf{x}, \mathbf{y})}{\partial y_j} dY \tag{3.38}$$

$$u_i^1(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \chi_i^{kl}(\mathbf{y}) \frac{\partial u_k^0(\mathbf{x})}{\partial x_l} + \hat{u}_i^1(\mathbf{x}) \tag{3.39}$$

の関係が同時に成り立つとすると、これは (3.37) 式を満足する。微視的周期構造を反映した特性関数 $\chi^{kl}(\mathbf{y})$ は弱形式 (3.38) を解くことによって求められる。(3.39) 式は微視的構造の影響による変位場の乱れ \mathbf{u}^1 が、平均挙動ひずみ $\partial u_k^0 / \partial x_l$ にこの特性変位関数 χ^{kl} を乗じた形で与えられることを示している。なお、 $\hat{\mathbf{u}}^1(\mathbf{x})$ は任意の関数 (\mathbf{y} に関する積分定数) である。

2. マクロスケール方程式

(3.36) 式で $\mathbf{v}^1 = 0$ かつ \mathbf{v}^0 は任意とおくと

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \left\{ \frac{1}{|Y|} \int_Y E_{ijkl}^e(\mathbf{x}) \left(\frac{\partial u_k^0(\mathbf{x})}{\partial x_l} + \frac{\partial u_k^1(\mathbf{x}, \mathbf{y})}{\partial y_l} \right) \frac{\partial v_i^0(\mathbf{x})}{\partial x_j} dY \right\} dV \\ &= \int_{\Omega} \left\{ \frac{1}{|Y|} \int_Y f_i^e(\mathbf{x}) dY \right\} v_i^0(\mathbf{x}) dV + \int_{\partial\Omega_t} \hat{t}_i(\mathbf{x}) v_i^0(\mathbf{x}) dS \end{aligned} \quad (3.40)$$

が得られ、これに (3.39) 式を代入して

$$\int_{\Omega} E_{ijkl}^H(\mathbf{x}) \frac{\partial u_k^0(\mathbf{x})}{\partial x_l} \frac{\partial v_i^0(\mathbf{x})}{\partial x_j} dV = \int_{\Omega} f_i^H(\mathbf{x}) v_i^0(\mathbf{x}) dV + \int_{\partial\Omega_t} \hat{t}_i(\mathbf{x}) v_i^0(\mathbf{x}) dS \quad (3.41)$$

$$E_{ijkl}^H(\mathbf{x}) = \frac{1}{|Y|} \int_Y \left(E_{ijkl}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) - E_{ijpq}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \frac{\partial \chi_p^{kl}(\mathbf{y})}{\partial y_q} \right) dY \quad (3.42)$$

$$f_i^H(\mathbf{x}) = \frac{1}{|Y|} \int_Y f_i^e(\mathbf{x}, \mathbf{y}) dY \quad (3.43)$$

を得る。ここで $\mathbf{E}^H(\mathbf{x})$ と $\mathbf{f}^H(\mathbf{x})$ は「与えられた静的つり合い問題の解として平均挙動を与える弾性定数と物体力」という意味において、それぞれ均質化弾性定数、均質化物体力と呼ばれる。(3.41) 式は微視構造を有する物体の釣り合い式の弱形式 (仮想仕事式) となっている。

つぎに、構成則

$$\sigma_{ij}^e = E_{ijkl}^e \frac{\partial u_k^e(\mathbf{x})}{\partial x_l} \quad (3.44)$$

に近似 $\mathbf{u}^e \cong \mathbf{u}^0 + \varepsilon \mathbf{u}^1$ を代入することにより、基本構造単位内の局所的応力状態が

$$\sigma_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \cong \left(E_{ijkl}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) - E_{ijpq}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \frac{\partial \chi_p^{kl}(\mathbf{y})}{\partial y_q} \right) \frac{\partial u_k^0(\mathbf{x})}{\partial x_l} \quad (3.45)$$

と求められる。

局所的応力 $\sigma_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ は基本構造単位内における応力場を表しており、その体積平均

$$\bar{\sigma}_{ij}(\mathbf{x}) = \frac{1}{|Y|} \int_Y \sigma_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) dY \quad (3.46)$$

が巨視的なつり合い式

$$\int_{\Omega} \bar{\sigma}_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} dV = \int_{\Omega} f_i^H v_i dV + \int_{\partial\Omega_t} \hat{t}_i v_i dS \quad (3.47)$$

を満足することに注意する。

均質化手法を用いることにより、微視的周期構造を有する物体の平均物性が評価でき、かつ任意の点で局所的な応力を求めることができる。岩盤力学の分野では不連続面を微視的周期構造を有するとして、その幾何形状をモデル化することによって不連続面を含む岩盤の物性を把握するとともに、不連続面周辺の局所的応力の分布状態を把握することができる。

3.2.5 せん断弾性係数モデル¹²⁾

Sakurai¹²⁾は不連続面が帯状に分布していると仮定し、等方弾性テンソルのせん断弾性係数を低減させるモデル化を提案している。以下にこのモデルの2次元における概要を説明する。

デカルト直交座標系で全体座標 (x, y) 、不連続面に沿って局所座標 (x^l, y^l) を考える (図 3.2)。

2次元の応力、ひずみテンソルをベクトル形式で表すと

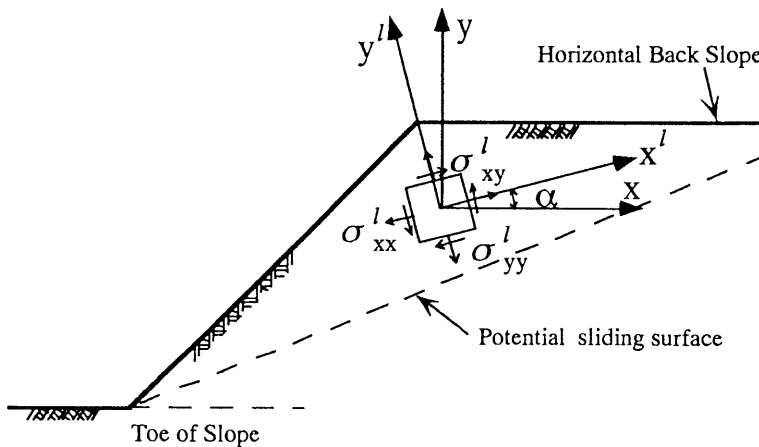


図 3.2 局所座標系と全体座標系¹²⁾

$$\boldsymbol{\sigma}^l = \left\{ \sigma_{xx}^l \quad \sigma_{yy}^l \quad \sigma_{xy}^l \right\}^T, \quad \boldsymbol{\epsilon}^l = \left\{ \epsilon_{xx}^l \quad \epsilon_{yy}^l \quad \epsilon_{xy}^l \right\}^T \quad (3.48)$$

である。また、不連続面にせん断弾性の欠損を考慮した構成則はつぎのように与えられると仮定する。

$$\boldsymbol{\sigma}^l = \mathbf{D}^l \boldsymbol{\epsilon}^l, \quad \mathbf{D}^l = \begin{bmatrix} D_1^l & D_2^l & 0 \\ D_2^l & D_1^l & 0 \\ 0 & 0 & D_3^l \end{bmatrix} \quad (3.49)$$

$$D_1^l = \frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \quad D_2^l = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)},$$

$$D_3^l = mE$$

ここで E 、 ν は弾性係数とポアソン比、 m は材料の非等方性を表す力学的な定数で、せん断弾性係数 D_3^l と弾性係数 E の比率である。なお、 $m = 1/2(1+\nu)$ であれば、その材料は一般的な等方弾性体である。

全体座標 (\mathbf{x}, \mathbf{y}) 、と不連続面に沿った局所座標 $(\mathbf{x}^l, \mathbf{y}^l)$ 間の変換則 \mathbf{T} は

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} c & -s \\ s & c \end{bmatrix} \quad (3.50)$$

で与えられる。ここで $c = \cos \alpha$ 、 $s = \sin \alpha$ 、 α は二つの座標間の回転角である。また、局所座標の応力 $\boldsymbol{\sigma}^l$ から全体座標の応力 $\boldsymbol{\sigma}$ への変換は

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{T} \boldsymbol{\sigma}^l \mathbf{T}^T \quad (3.51)$$

と書ける。一方、ここでは応力テンソルとひずみテンソルをベクトル形式で書いているので、上に示した変換則を全体座標系の応力 $\boldsymbol{\sigma}$ とひずみ $\boldsymbol{\epsilon}$ に応用すると

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{A} \boldsymbol{\sigma}^l, \quad \boldsymbol{\epsilon} = \mathbf{A} \boldsymbol{\epsilon}^l \quad (3.52)$$

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} c^2 & s^2 & -2cs \\ s^2 & c^2 & 2cs \\ cs & -cs & c^2 - s^2 \end{bmatrix},$$

$$\boldsymbol{\sigma} = \left\{ \sigma_{xx} \quad \sigma_{yy} \quad \sigma_{xy} \right\}^T, \quad \boldsymbol{\varepsilon} = \left\{ \varepsilon_{xx} \quad \varepsilon_{yy} \quad \varepsilon_{xy} \right\}^T$$

である。全体座標における構成則の係数マトリックスは以上の関係を用いて

$$\mathbf{D} = \mathbf{A} \mathbf{D}^l \mathbf{A}^T, \quad (3.53)$$

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} D_{11} & D_{12} & D_{13} \\ & D_{22} & D_{23} \\ & sym. & D_{33} \end{bmatrix},$$

$$\begin{aligned} D_{11} &= D_{22} = D_1^l(c^4 + s^4) + 2(D_2^l + 2D_3^l)c^2s^2 \\ D_{12} &= D_2^l(c^4 + s^4) + 2(D_1^l - 2D_3^l)c^2s^2 \\ D_{13} &= (D_1^l - D_2^l - 2D_3^l)cs(c^2 - s^2) \\ D_{23} &= -(D_1^l - D_2^l - 2D_3^l)cs(c^2 - s^2) \\ D_{33} &= 2(D_1^l - D_2^l)c^2s^2 + D_3^l(c^2 - s^2) \end{aligned}$$

となり、局所せん断剛性の低下 m が、全体座標系の弾性係数マトリックスに直交異方性的な影響を与えることがわかる。

桜井¹²⁾はこの定数 m を求めるために、

$$\delta = \sum_{i=1}^N (u_i^c - u_i^m)^2 \rightarrow \min. \quad (3.54)$$

で示される誤差 δ の最小化問題を解く逆解析法を提案している。ただし、 u_i^c 、 u_i^m はそれぞれ計測点 i 点の解析変位、実測変位、 N は測定点数である。

3.3 損傷場のモデルの実験と結果の検証¹⁵⁾

本節では、損傷が内在する構造の力学的挙動を観察するとともに、その物性を把握するために、予め損傷を与えたモルタル供試体を用いて一軸圧縮試験を行い、その結果を考察した。

3.3.1 供試体と実験装置

直方体と円柱供試体を作成するために、材料として重量比で早強ポルトランドセメント：砂（8号）：水＝1：0.85：0.42の比で混ぜ合わせたモルタルを準備した。練りまぜには電動のミキサー、空気抜きと締め堅めには電動のバイブレーターを使用した。これを直方体供試体は二層に、円柱供試体は三層に分けて型枠に打設した。この際、直方体供試体用の型枠は底部に厚さ5 mmのウレタンマットを敷いた。これは、型枠底面のき裂の開口の状態を良好に保つために工夫したものである。ここで供試体

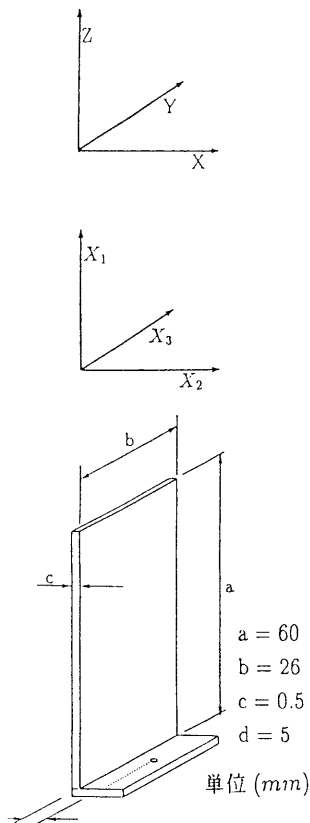


図 3.3 薄板寸法図

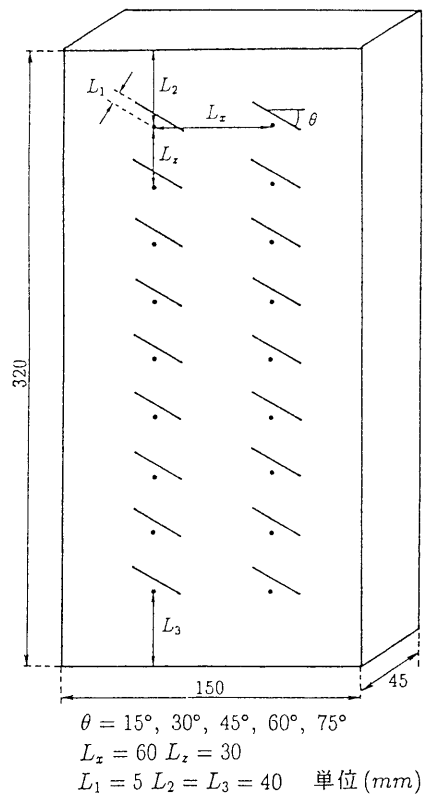


図 3.4 スリットパターン 1

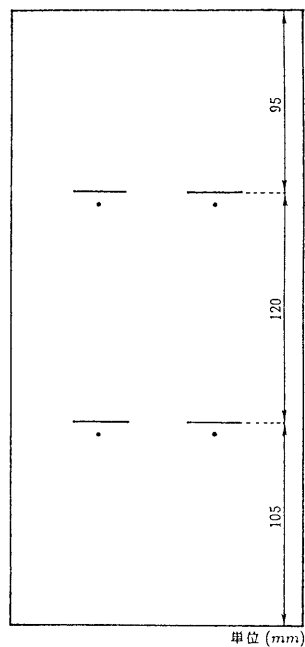


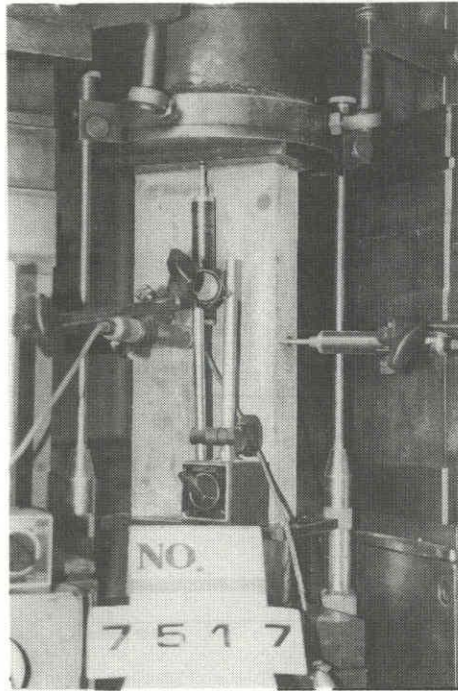
図 3.5 スリットパターン 2

〔スリットの枚数一列 2 枚〕

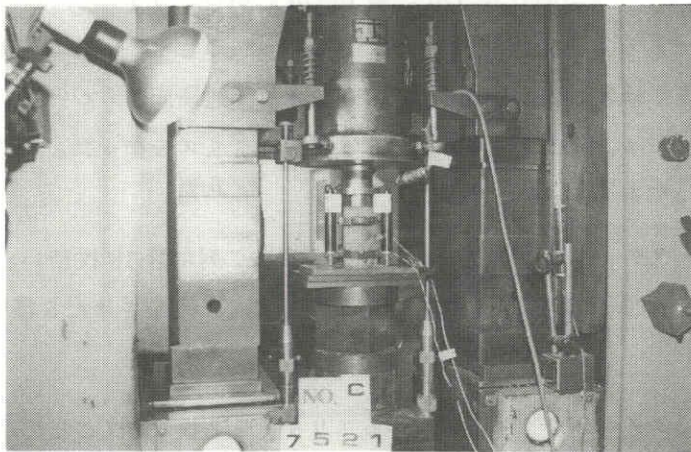
の形状寸法は、直方体が高さ 32 cm、幅 15 cm、奥行き 4.5 cm 円柱が直径 5.0 cm、高さ 10.0 cm である。直方体供試体には幅 2.6 cm、厚さ 0.5 mm の金属性薄板群 (図 3.3) を打設直後に挿入して、4 時間後に引き抜き、不連続面群 (スリット) を作成した。なお、この薄板には、引き抜きやすように、表面にグリスを塗った。スリットのパターンは、次の二つである。

- 1) スリットパターン 1: スリットを一列 9 枚を二列に計 18 枚使い、各き裂面を時計周りに全て同時に 15°、30°、45°、60°、75°、に回転させた 5 種類のケース (図 3.4 参照)
- 2) スリットパターン 2: 一列に並べるスリットを 2 枚、3 枚と変化させて二列つくり、その角度を 0°に保つ二種類のケース (図 3.5 参照)

供試体は、打設した次の日に型枠を外して 6 日間水中養生をし、7 日目に強度実験を行った。ただし、パターン 2 は、少しでもぜい性をなくすため、材令 5 日でも実験を



(a) 直方体供試体



(b) 円柱供試体

図 3.6 実験の様子

行った。なお、バッチごとにデータの補正をするために、スリットを挿入しない損傷ゼロの直方体供試体を作った。

円柱供試体は、一軸圧縮試験によって材料のポアソン比を決めるために用いた。養生の方法は、直方体と同じである。なお、打設から養生までの作業は恒温室 (室温 20°C) 内で行った。

実験には、剛性が 310 t/mm の高剛性試験機を用いた (図 3.6)。試験の測定項目は、軸応力、軸ひずみ、二方向の側方ひずみである。軸応力の測定には最大負荷重 50 t のロードセル、変位 (ひずみ) の測定には、精度 $1/100\text{ mm}$ の変位計を一方向 2 本一組で計 6 本用いた。また、円柱供試体の側方ひずみを測定するためにリング状のひずみゲージを用いた。

各種測定装置から検出された電圧は、アンプ、AD 変換機能、GP-IB (インターフェース) を内蔵したひずみ測定機 (TDS-301) を通してデジタルデータに変換され、3 秒間隔でマイクロコンピュータ (PC-9801) に送られ、ロードセルなどの校正係数や供試体の寸法などの諸情報と共にフロッピーディスクに書き込まれて保存される。また試験中にコンピュータに取り込まれるデータは、保存されるものとは別にそれぞれ対応する校正係数が掛け合わされて、応力とひずみに変換され、モニターに図形表示される。

3.3.2 実験方法

実験は、ひずみ速度 $0.25\text{ \%}/\text{min}$ のひずみ制御下で行った。

スリットパターン 1 の実験は、特に弾性領域内の挙動に注目した。そのため、どこまでが弾性であるか、言い替えればどの時点から損傷が進展するかということを見極める必要があった。き裂の進展開始点の決定は、実験中の供試体を直接観察しても困難であるので、X 方向 (図 3.3 参照) の側方ひずみをマイクロコンピュータのモニター画面で観察し、応力の増加に対して急激な変化の起こったところを損傷の進展開始点とした (図 3.7)。なお、各き裂の角度ごとに 20 個程度ずつの実験を行った。

スリットパターン 2 の実験は、き裂の進展を捉えるために、スリットの間隔を広げた供試体を作成した。き裂の進展を追うために、表面に薄く石膏を塗って、き裂をその周囲に対して視覚的に浮き上がらせることを試みた。そして 1 秒 30 コマ、1 コマのシャッタースピードが最高 $1/10,000$ 秒まで上げられる 8 mm タイプのビデオカメラを

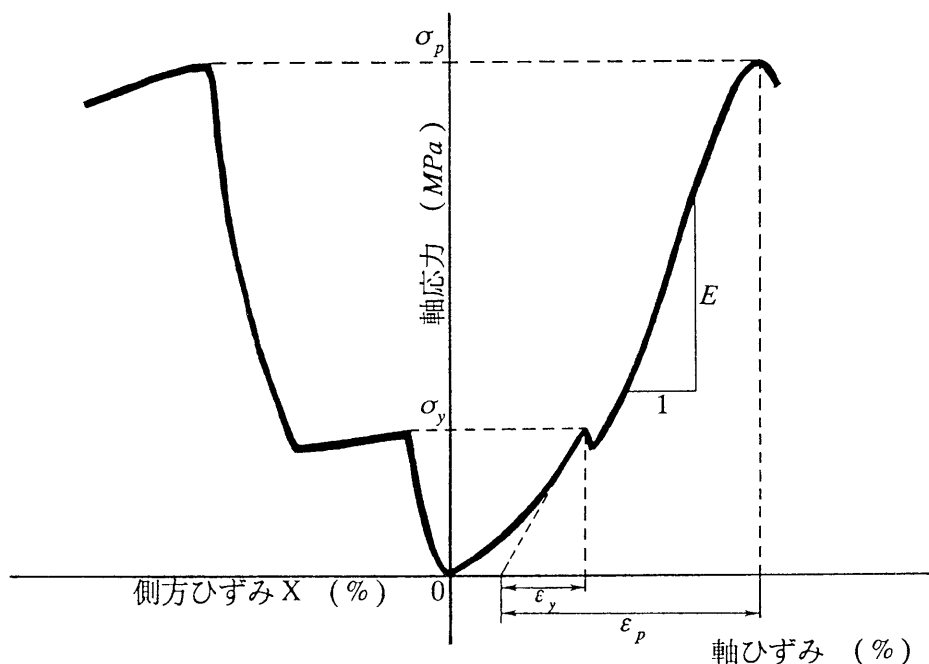


図 3.7 応力-ひずみ関係概略図

使用してき裂の進展を観察した。これを実験開始時間にマイクロコンピュータと同時起動して供試体を撮影し、応力-ひずみ関係とき裂の進展量を一致させるように工夫した。実験後に、録画された画像を見て、き裂の進展した適当な時点をビデオプリンターで静止画像として出力した。また、その時間に対応する応力-ひずみ関係を実験データから選び出した。き裂の進展量とその角度は、初期のスリットを基準として静止画像から求めることを試みた。

3.3.3 実験結果の整理と考察

スリットパターン 1 について、全データを平均化した応力-ひずみ関係を図 3.8 に示す。図 3.8 は、スリットの角度が 30° の測定結果を平均化したものである。第 1 象限に軸応力と軸ひずみ、第 2 象限に軸応力と損傷の影響を受ける方向 (X 方向) の側方ひずみの関係、第 4 象限に軸ひずみと側方のひずみの関係を示している。このグラフの特徴は、X 方向の側方ひずみの増加の様子が途中から変化している点が存在すること

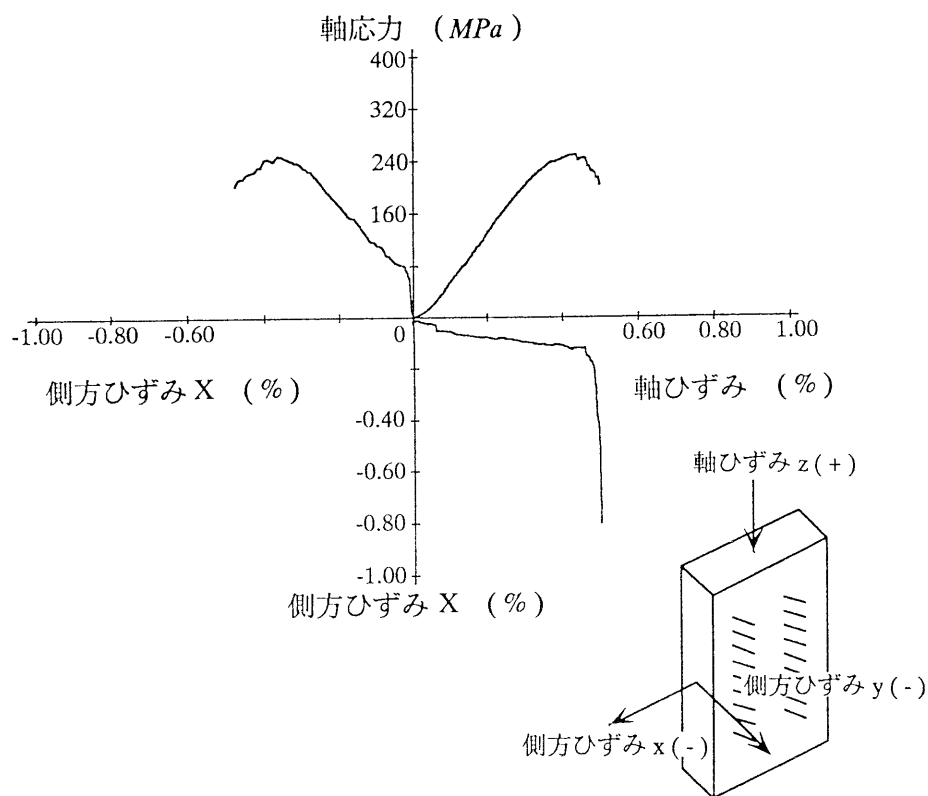


図 3.8 代表的な測定結果 ($\theta = 30^\circ$)

である。これは、き裂がぜい性的に進展開始したことを表している。側方ひずみが増加する点は、スリットのパターンによって異なる。

実験結果を整理するために、各スリットパターンの実験結果から適当なデータを拾い出して平均化操作を行った。平均化の方法はつぎのとおりである。まず、同一スリットパターンのすべての応力-ひずみ関係をモニター上に描かせ、その中から平均的応答を示す5例を抜きだした。つぎにこの5例についてピーク強度の平均を求めた。この平均ピーク強度と個々のデータのピーク強度の比を重みとして応力-ひずみ曲線を拡大あるいは縮小し、ピークを揃えた。最後にこれら5例のデータの平均をとり、当該スリットパターンの平均応答とした。

(1) スリットパターン 1 の結果及び考察

実験結果の整理に先立ち、応力ひずみ関係と測定した量の概念図を示す (図 3.7 参照)。

以下図 3.9 から図 3.11 に、実験結果を整理した。

この図の特徴は、スリットの傾きが大きくなると弾性係数も増加していることである。また、その最大値が $60^{\circ} \sim 70^{\circ}$ であることに注目すべきである。スリットの傾きが大きくなると、き裂群の影響を受けにくくなると考えられるが、前節で述べた通りき裂面が載荷軸方向に平行な場合も影響は残り、見かけの剛性が低下する。

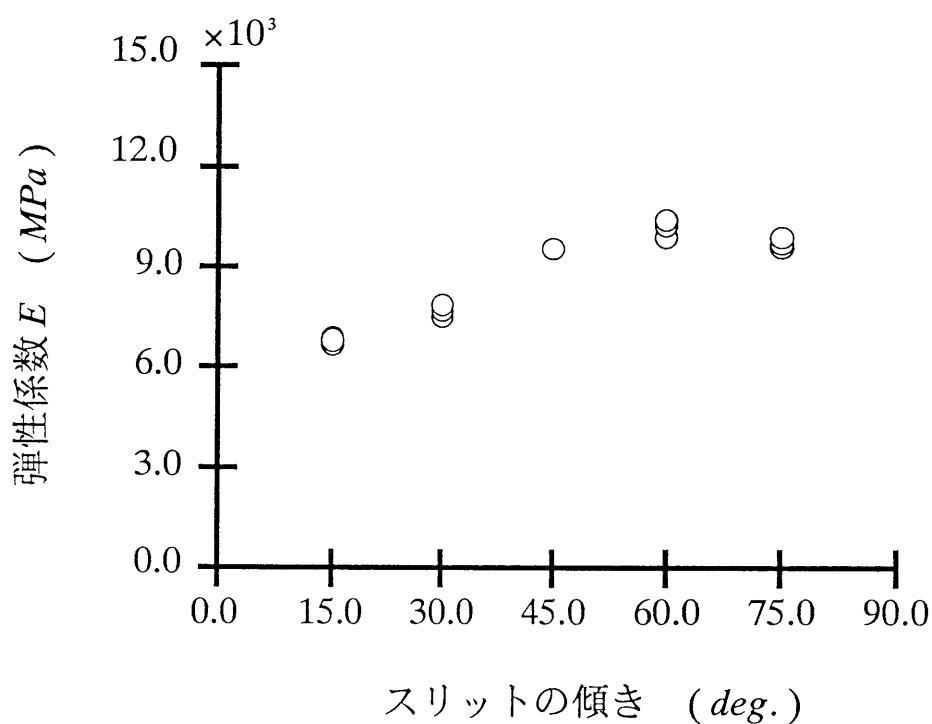


図 3.9 スリットの傾きと弾性係数の関係図

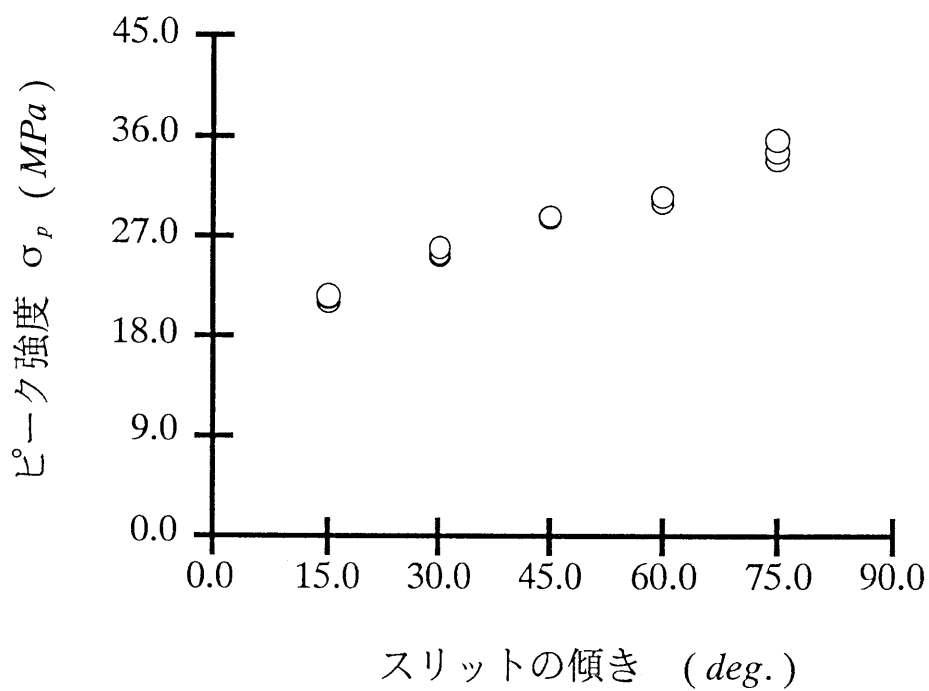


図 3.10 スリットの傾きとピーク値の関係図

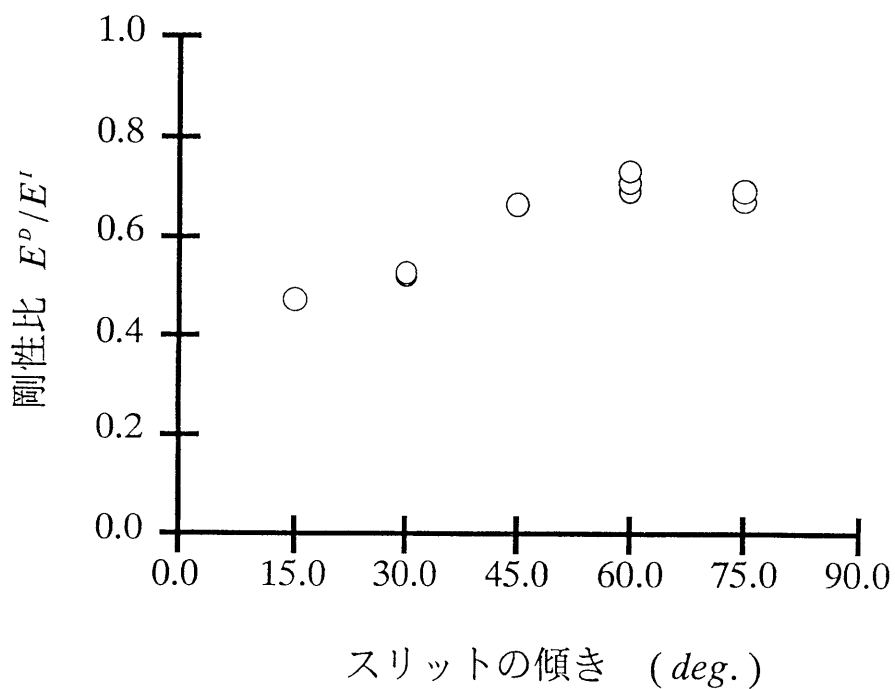


図 3.11 スリットの傾きと剛性比 E^D/E^I の関係図

図 3.10 は一見、図 3.9 の弾性係数の表す関係と同様になると考えられる。しかしながらスリットの傾きが大きくなるにつれて図 3.11 のピーク値は顕著に大きくなっている。

つぎに図 3.7 中に示したき裂群の進展開始点 (降伏点) の応力 σ_y およびひずみ ε_y とピーク点の応力 σ_p とひずみ ε_p のそれぞれの関係を以下の図であらわす。

はじめに図 3.12 と図 3.13 を比較する。まず σ_y と ε_y の関係について注目する。スリットの傾きが大きくなれば、ともにその平均値が減少している。これは、スリットの傾きが大きくなるほどスリットの先端の間隔が狭くなることにより、応力が開放される方向がはっきりして、き裂進展が起こりやすくなることを表している。

これに対して σ_p と ε_p は、スリットの傾きが大きくなるとともに増加している。損傷理論は“ひずみ等価の仮説”という平均化過程の上に成立しているが、実験では、スリット先端部の応力集中などの影響を受けてひずみの局所化が起こるために、このような平均化仮説が成立しなくなると考えられる。 σ_p と ε_p が共に増加しているのはその

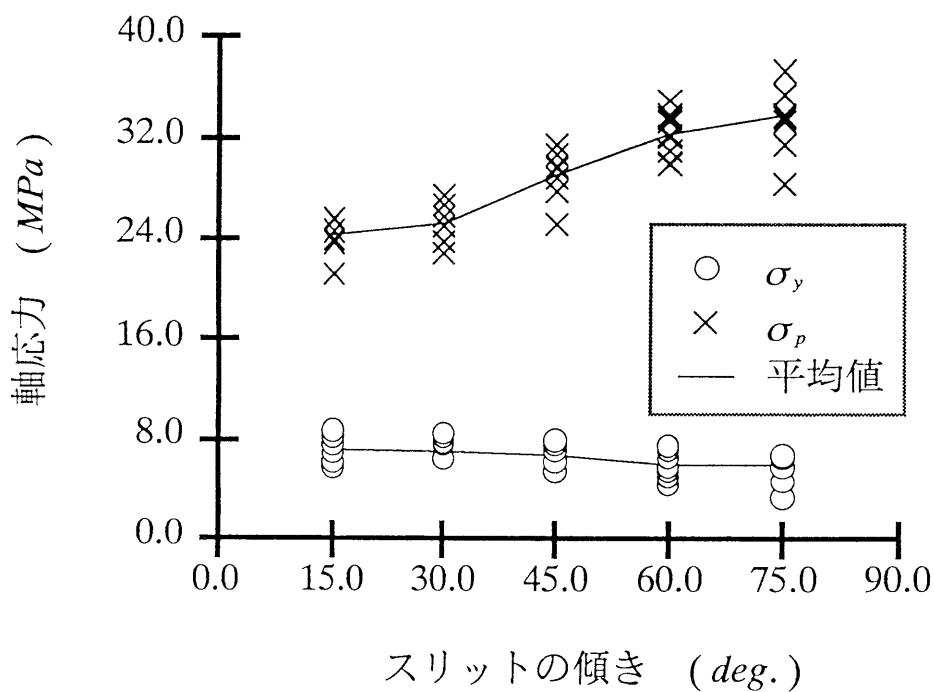


図 3.12 スリットの傾きと σ_y 、 σ_p の関係図

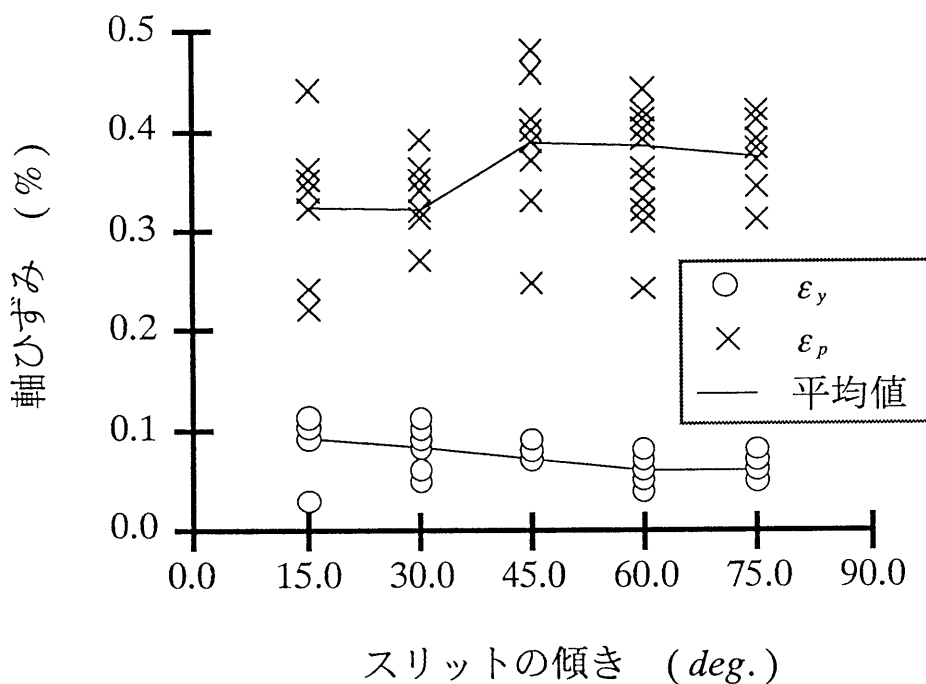


図 3.13 スリットの傾きと ϵ_y 、 ϵ_p の関係図

結果であろう。

(2) スリットパターン 2 の結果および考察

スリットパターン 2 の条件下で応力とひずみ、き裂の進展量と進展方向について整理した結果を以下に示す。この実験は、き裂の進展量を応力-ひずみ関係に関連づけることを目的としたが、き裂の進展は、予測した以上に不安定あり、本節の実験方法ではき裂の進展を追って損傷量を決定することは困難であることがわかった。よって実験から明らかとなったことだけを以下に述べることにする。

1. 図 3.14 は、き裂の進展と応力-ひずみ関係がうまく関連づけられた例である。この場合応力の増加にともなってき裂の進展量が比例している。また進展する方向も安定している。

2. 図 3.15 は、応力の増加に伴うき裂の進展量が完全に比例しているのではなくぜい性的な進展を含んでいる。このときの進展方向が不安定であることが判る。
3. 図 3.16 は、完全にぜい性的なき裂の進展の様子を表している。すなわち、応力の増加如何に関係なくき裂が進展することを表している。スリットパターン 2 の実験結果のほとんどがこの傾向を示している。これは、ここで行ったき裂進展の測定手法を改善する必要があることを示している。

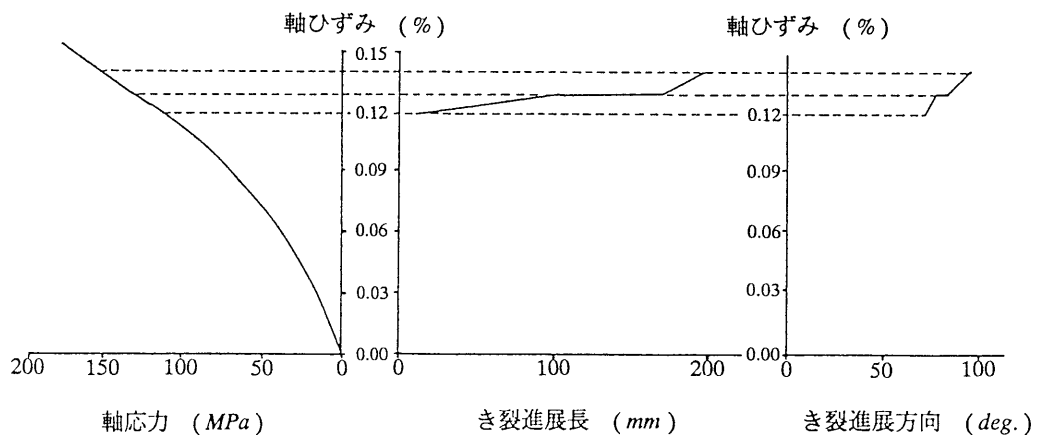


図 3.14 応力－ひずみ関係とき裂の進展長および進展角度の関係図 (1)

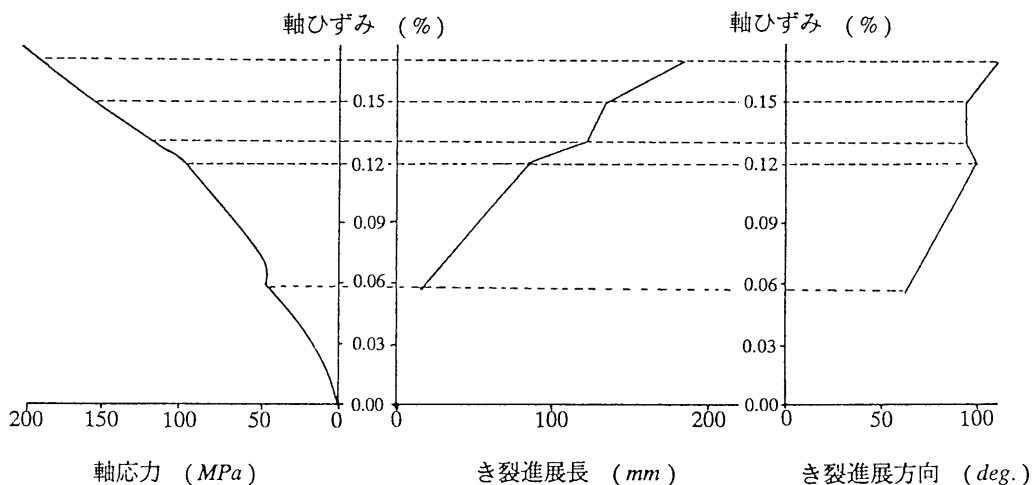


図 3.15 応力－ひずみ関係とき裂の進展長および進展角度の関係図 (2)

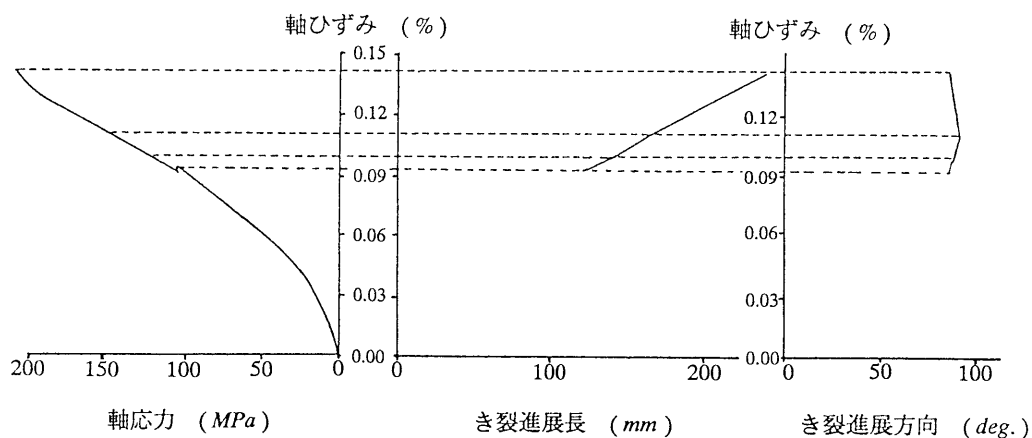
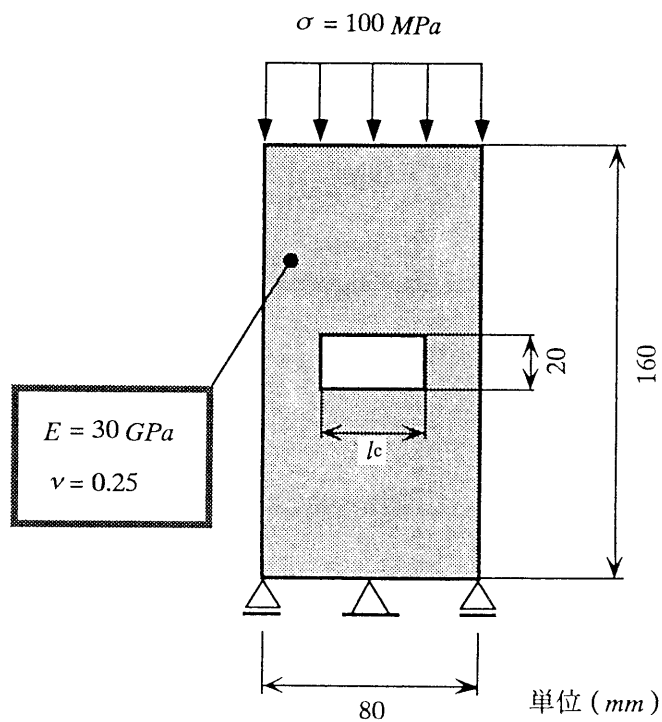


図 3.16 応力－ひずみ関係とき裂の進展長および進展角度の関係図 (3)

3.4 各モデルのパラメトリックスタディ



$l_c = 20, 40, 60$: スリット幅の変化

図 3.17 解析モデル

この節では前述したモデルの相違を明らかにするために、二つの例題を解くことを試みる。

3.4.1 損傷量を変化させた場合について

はじめに、領域内にスリットを含む構造を考え、そのスリットの幅が変化することで損傷量が変化する問題を考える。基準に FEM の 2 次元平面応力状態の解析解 (図 3.17) を用いて各モデルの 1 次元の解と比較した (図 3.18)。なお、1 次元モデルでは等価体積損傷モデルとクラックテンソルモデル (CTM) は、等価である。また、せん断弾性係数法は 1 次元では表現できないので、ここでは扱っていない。

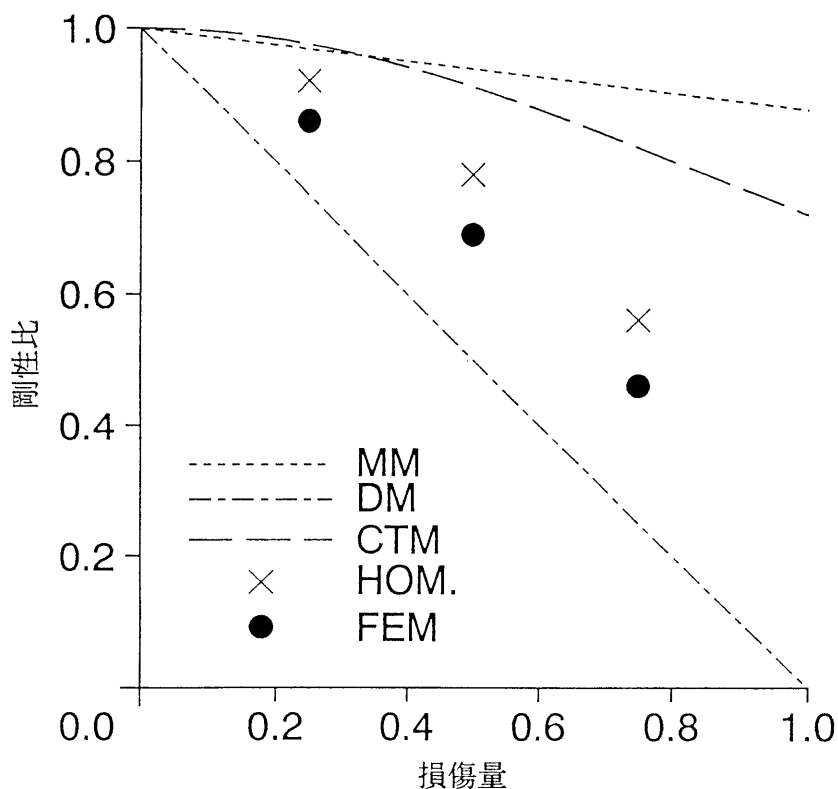


図 3.18 損傷量と剛性比の関係

損傷量が少ない場合、クラックテンソルモデル (CTM)、混合体モデル (MM) は解析解 (FEM) に近い値を示しているが、損傷量が増加するにつれて表現できなくなっている。損傷テンソルモデル (DM) は解析結果よりも低い値を示している。これらの解は解析解に対して下限値を与えていると言える。一方、均質化モデル (HOM.) は解析結果より高い値を示しており、上限値に相当する。

3.4.2 損傷の方向を変化させた場合について

3.3 節で示した損傷モデル実験の結果とその実験供試体から損傷量を決定した各モデルの 1 次元の解を比較した (図 3.19)。

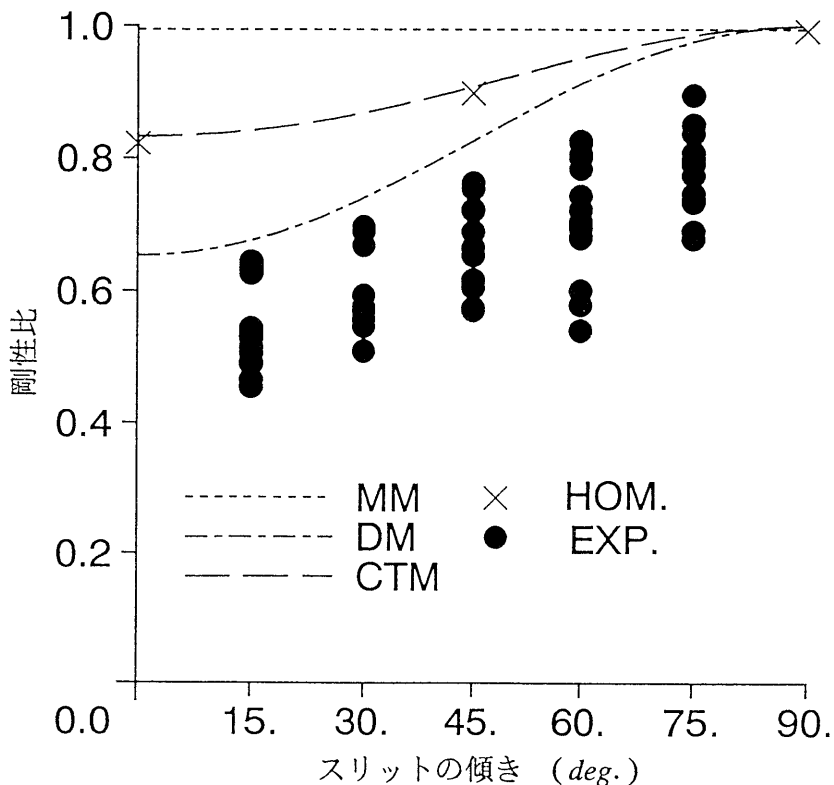


図 3.19 スリットの傾きと剛性比の関係

全てのモデルは実験値 (EXP.) に比べて剛性比を大きく評価している。これは、1 次元状態のモデルではスリット相互の影響を評価できないためである。

混合体モデル (MM) は、スリットの角度の変化の影響を受けず、実験値よりも損傷含む剛性を高く評価することがわかる。均質化法 (HOM.) とクラックテンソルモデル (CTM) は、同様の傾向を示すが、スリットの傾きが大きくなると実験値の傾向を表していることがわかる。損傷テンソルモデル (DM) は他のモデルに比べて実験値の傾向を良く表現していることがわかる。载荷方向に対して平行に近いスリットの剛性は損傷の影響を受けて低くなるが、損傷テンソルモデル (DM) とクラックテンソルモデル (CTM) は、剛性比は 1.0 を示し、うまく表現できないことがわかる。

3.5 結論

以上の考察より、等価連続体モデルの共通の特徴は、不連続面の幾何学的性質をモデルに取り込む際に、対象岩盤を代表できる最小要素 (REV) を決定することにある。さらに、各モデルの特徴について整理すると以下のようにまとめられる。

1. 混合体モデル¹⁾ : 不連続面に体積 (空隙) を持たせ、体積比を用いて不連続面が岩盤に与える影響を評価する。不連続面の方向性を評価することができない。
2. 等価異方弾性体モデル²⁾ : 不連続面は厚さを持たないとし、岩盤全体のコンプライアンスは、母岩のコンプライアンスと不連続面によるコンプライアンスの線形和で与えられる。不連続面の REV への影響は応力集中テンソルと REV 中の不連続面の面積の存在率の積で与えられる。応力集中マトリックスは有限要素法による解析により決定する。
3. クラックテンソルモデル^{3),4),5),6)} : 不連続面は厚さを持たないとし、円板形に近似した不連続面の幾何学的関係を統計的に処理して幾何形状を決定し、不連続面の存在によるひずみ増分を与えて岩盤の構成関係を求め、不連続面が REV に与える力学的影響を評価する。
4. 等価体積損傷モデル^{7),8)} : 不連続面は厚さを持たないとし、不連続面の形状を楕円板であると仮定している。不連続面が存在することによるひずみの増分を破

壊力学理論を援用し定義したコンプリメンタリーエネルギーの増分で表示し、体積欠損量をテンソルで示している。

5. **損傷テンソルモデル^{9),10)}** : 不連続面は厚さを持たないとし、き裂を含まない構造最小単位の定義できる領域を REV としている。損傷テンソルは、岩盤領域の体積の 3 次元的な全有効断面積が不連続面の配置によって 3 次元的方向性をもつ損傷欠損率によって定義される。上記 3、4 のモデルは母岩と岩盤の応力が等しいと仮定し、不連続面が REV に及ぼす影響から生じるひずみを母岩のひずみに加え併せるが、このモデルはひずみ等価仮説のもとで岩盤内に分布する実質応力を定義する。
6. **均質化モデル¹¹⁾** : 不連続面の幾何学的構造を細部まで再現可能であり、均質化された材料定数を得るだけでなく、微視的周期構造内における応力分布も同時に把握できる。全体構造が微視的周期構造から構成されていると仮定する。
7. **せん断弾性係数モデル¹²⁾** : 不連続面が帯状に分布していると仮定し、等方弾性テンソルのせん断弾性係数を低減させるモデルである。局所せん断剛性の低下が、全体座標系の弾性係数マトリックスに与える直交異方性的な影響を評価する。

本章で説明した理論は、不連続面の REV に対する力学的な影響を把握するだけでなく、水理学的、熱力学的挙動に関係する岩盤の物性を評価することが可能である^{5),11)}。

参考文献

- 1) C. Truesdell and R. A. Toupin : *The classical field theory of mechanics in handbuch der physik*, Vol.III/1, ed. by S. Flügge, Springer-Verlag pp. 226-793, 1960.
- 2) B. Singh : “Continuum characterization of jointed rock masses. Part I-The constitutive equations”, *Int. J. Rock Mech. Sci.*, Vol. 10, pp. 311-335, 1973.
- 3) M. Oda : “Fabric tensor for discontinuous geological materials”, *Soil and foundations*, Vol.22 No.2, pp. 96-108, 1982.
- 4) M. Oda : “Elastic compliance for rock-like materials with random cracks”, *Soil and foundations*, Vol.24 No.3, pp. 27-40, 1984.
- 5) M. Oda : “An equivalent continuum model for coupled stress and fluid flow analysis in jointed rock masses”, *Water Resour. Res.*, Vol. 22, pp. 1845-1856, 1986.
- 6) M. Oda, T. Yamabe, Y. Ishizaka, H. Kumasaka, H. Tada and K. Kimura : “Elastic stress and strain in jointed rock masses by means of crack tensor analysis”, *Rock Mech. Rock Engng.*, 26 (2), pp. 89-112, 1993.
- 7) T. Kaneko and T. Shiba : “Equivalent volume defect model for estimation of deformation behaviour of jointed rock”, *Proc. Int. Symp. Mechanics of Jointed and Faulted Rock*, Vienna, Balkema, pp. 277-284, 1990.
- 8) 金子勝比古, 柴 拓海 : 等価体積欠損に基づく岩盤変形挙動の数値解法, *資源・素材学会誌* 106, pp. 121-126, 1990.
- 9) 村上澄男 : 損傷力学-材料の損傷と破壊への連続体力学的アプローチ, *材料*, 第31巻, 第340号, pp. 1-13, 昭和57年1月, 1985.
- 10) 京谷孝史 : 不連続性岩盤の力学特性評価における損傷力学の適用に関する基礎的研究, 名古屋大学学位論文, 1988.

- 11) E. Sanchez-Palencia : *Non-homogeneous media and vibration theory ; lecture note in physics*, Springer-Verlag, 1980.
- 12) S. Sakurai : “Interpretation of the results of displacement measurements in cut slopes”, Proc. 2nd Int. Symp. on Field Measurements in Geomechanics, Kobe, Vol. 2, pp. 1155-1166, 1988.
- 13) R. Hill : “Elastic properties of reinforced solids : Some theoretical principles”, J. Mech. Phys. Solids, Vol. 11, pp. 357-272, 1963.
- 14) L. M. Kachanov : *The theory of creep*, English translation by A. J. Kennedy, National Lending Library, Boston, 1958.
- 15) 渡辺 修 : 分布不連続面を含む材料の力学特性に関する実験的研究, 名古屋大学卒業論文, 1991.

第4章 多孔質岩盤に対する熱・浸透連成挙動の室内実験

4.1 概説

廃棄物処理の問題は、年々深刻さを増している。核種廃棄物など無害化が困難な廃棄物は、何らかの形で自然環境から隔離しなければならない。これらの隔離方法として地盤の遮蔽効果に注目して深部地下への埋設が注目され始めた。これは、岩盤を対象とした新しい地下空間利用の方法で、原油の加温地下備蓄と同様に負荷として熱源(構造物)からの熱を考慮し、周辺環境にどのように影響を与えるかを明らかにする必要がある。この過程で特に注目しなければならないことは、地下水の挙動である。原油の地下備蓄においては岩盤空洞周辺に存在する地下水に原油の漏出防止の役割をさせているのに対して、廃棄物処分においては地下水は有害物質を拡散させる移動媒体である。このために、熱の影響により地下水がどのような影響を受け、どのように挙動するかを具体的に把握する必要がある。すなわち、実際の岩盤に作用している負荷(熱、浸透圧、荷重 etc.)を与えたとき、それらが熱、浸透(地下水)、応力の場に相互に影響(連成挙動)を及ぼすとして考える必要がある。発熱体に接する地下水の長期的な挙動の予測は、困難な問題であり¹⁾、本章ではまず、実験的に現象を把握することを試みた。

供試体レベルの実験は、小島ら²⁾が花崗岩を用いて高封圧の熱水環境下でひずみ速度が圧縮強度に及ぼす影響を調べている。また、佐藤ら^{3),4)}は、砂や岩を用いて伝熱パラメータの決定を試みている。これらの研究は、熱・浸透連成環境下における材料定数の測定方法や熱と浸透圧によって供試体が力学的にどのように影響を受けるかなどを説明している。

一方、地盤のモデル実験として、Combarous ら⁵⁾は、Benard 問題⁶⁾に注目し地盤中の流れを Navier-Stokes 方程式でモデル化し、自然対流と温度の関係について調べている。また、多孔質材料についても同様な実験を行っている。佐藤⁷⁾は、問題の対象を加温式の原油地下備蓄施設と放射性廃棄物の地下処分場に絞り、ガラス球で多孔質地盤をモデル化して伝熱実験を行っている。

本章では、熱、浸透、応力の連成挙動が同時に生じる現象を解明するために、多孔質凝灰岩(船入石および大谷石)を用いた連成実験装置を新しく開発し、装置の性能を確認すると共に熱、浸透圧を負荷した実験を行ったので、説明する。

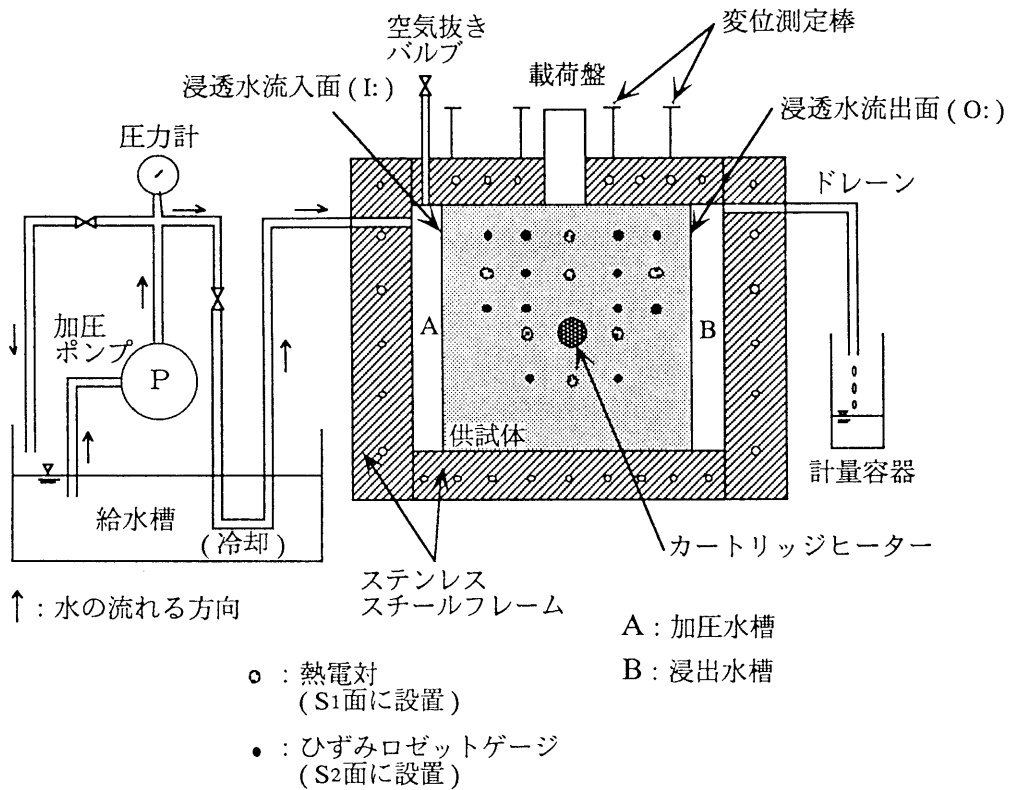


図 4.1 連成実験装置概略図

4.2 熱・浸透連成実験

4.2.1 実験装置の構成

熱、浸透、応力の連成実験を行うために、新しく実験装置を開発した。この実験装置は、熱、応力、浸透圧を負荷として同時に与えることが可能である。連成実験装置の概略図を図 4.1、図 4.2 に示す。この実験装置は大きく分けて以下の三つの部分より構成されている。

1. 実験フレーム：1 次元的な浸透流を供試体内部に発生させるため、図 4.1 中の左側面から浸透圧を与え、その反対の側面から浸透水を浸出させる。浸透水が他

の面から漏れ出すことを防ぐため、供試体の浸透面と浸出面を除く供試体全体をシーリング材の薄膜で覆い、ステンレス板で造られた実験フレームをボルトで締めて、剛に固定することによって供試体表面に圧着させた。さらに、図中の前面と後面の実験フレームは、熱電対³⁾などの測定器具を設置するために治具を取付けた。

2. **加圧ユニット**：圧力ポンプを通して、室温 (20°C) に保たれた水を給水槽から供試体の加圧面に一定の浸透圧で送る。このとき、対象とする供試体の透水性が低いために供試体を浸透する水の量は極めて少なく、ポンプ内を水が循環することになる。そのために、ポンプから発生する熱により浸透水の温度が上昇するので、ポンプを出た水を別の水槽で冷やすと同時に、ポンプから加圧水槽までのパイプの長さを十分にとることによって冷却できるように工夫した。
3. **熱源ユニット**：温度調節器により、実験に必要な一定の温度に保つことできる棒状ヒーターを供試体中央部に設置し、熱を加えた。このとき、ヒータの温度は、温度調節のために直接接触させた熱電対を用いて測定した。

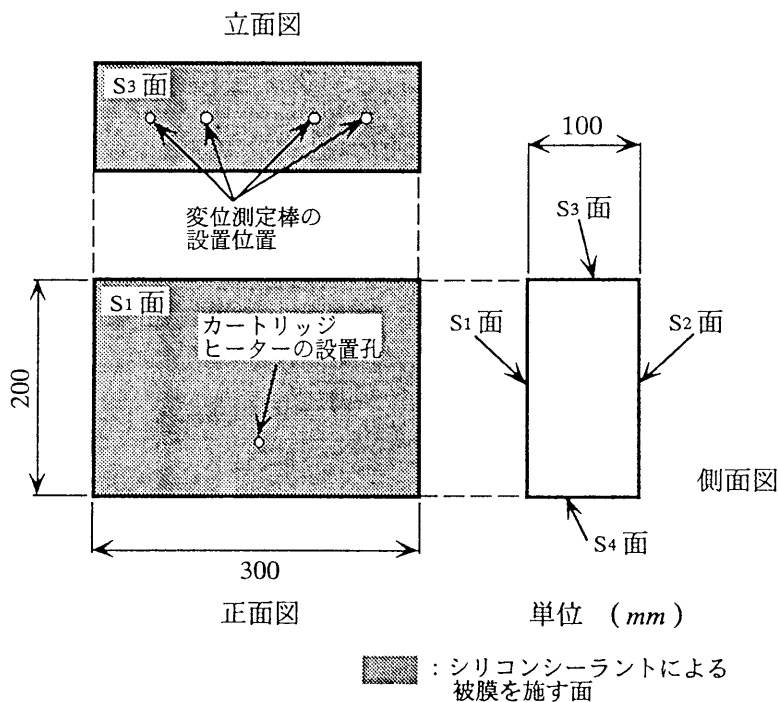


図 4.2 供試体概略図

4.2.2 測定項目

実験供試体への負荷、測定器の設置位置を図 4.3 に示す。

1. 供試体側面の主ひずみの大きさと主ひずみ方向：直角ロゼット三軸ひずみゲージを用いて供試体表面部の各方向のひずみを測定し（図 4.3(b)）、その結果から主ひずみ値とその主方向を求めた。
2. 供試体側面の温度：熱電対とひずみゲージ型温度計を利用して測定した（図 4.3(a)）。

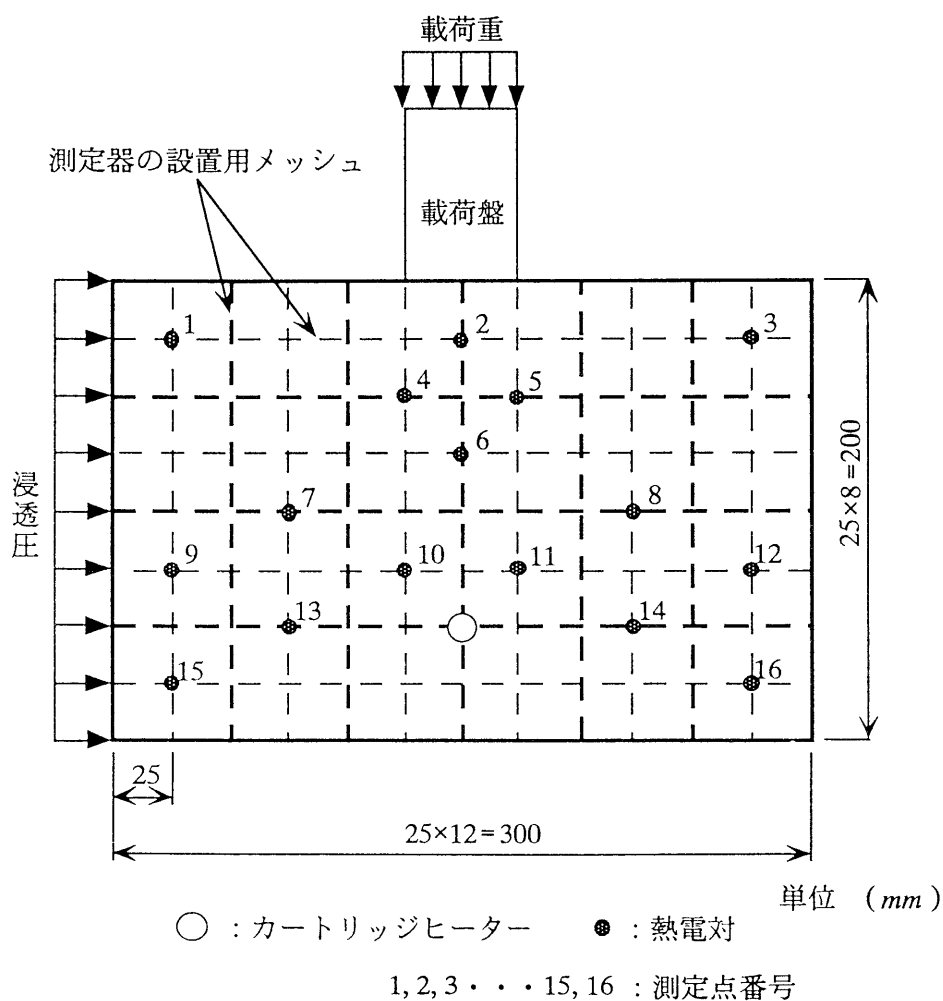
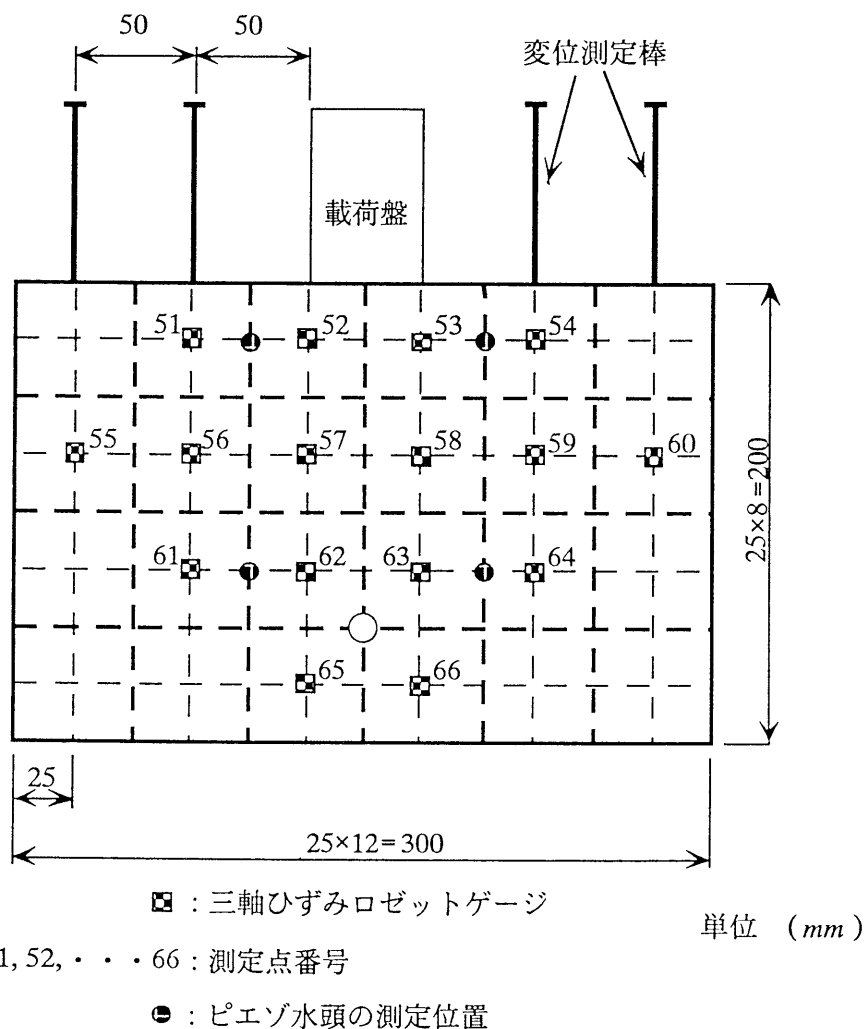


図 4.3 (a) 実験荷重と測定装置の配置 (Side S₁)



熱電対はステンレス板の側板から供試体とステンレス板の間にあるシーリング剤を貫いて供試体側面に接触させ、熱電対の起電力と温度の関係は非線形である⁸⁾ので、ひずみゲージ型温度計を用いて室温を測定し、熱電対の測定値の零点補正をした。

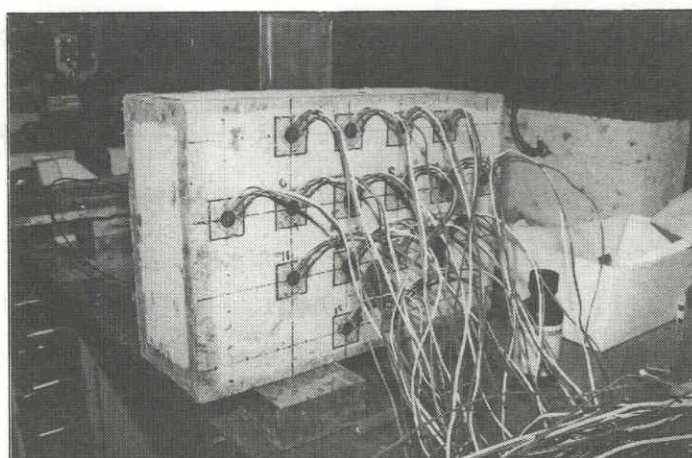


図 4.4 供試体にひずみゲージを張り付けた様子

時に演算処理を行い、その計測時刻ごとの状況をディスプレイに表示した。なお、下記の項目は今回の実験では測定しなかったが、実験装置では測定可能となっている。

1. **供試体上面の変位**：供試体上面に埋め込んだナットに変位測定棒を固定し、その上端に差動トランスを接触させて供試体上面の変位を測定する（上面の4点：図 4.1、図 4.3(b) 参照）。
2. **浸透流量**：図 4.1 における浸透水流出面 B から浸出した水は、浸出水槽からオーバーフローして実験フレームの外へ流れ出し、電子秤にのっている計量容器に流れ落ちて溜まるので、一定時間ごとに電子秤で測定して流出量増分と累積流出量を算出する。

4.2.3 供試体の作成

実験には多孔質凝灰岩である船入石と大谷石を用いた。供試体は基本的に $10\text{ cm} \times 20\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ の直方体であり（図 4.2 参照）、以下の手順で整形を行った。

1. 両岩石は共に、堆積方向がそれに直交する2方向に比べて強度的に弱い⁹⁾ので、この方向を奥行き方向（ 10 cm 幅）として母岩ブロックから切り出した。

2. ヒーターや変位測定棒を固定するために供試体の所定の位置に穴を開け、必要な治具を設置した。つぎに、図 4.2 の Side S_1 、 S_2 表面の凸凹の目止めと、ひずみゲージ裏面の防水のための下地材を兼ねて、一定の面積と厚さで接着剤を塗布し、浸透させた。この前処理の後に 16 組の防水加工された直角ロゼット三軸ひずみゲージを貼りつけた (図 4.4)。その後、棒状ヒーターを円孔内に挿入し、周囲を熱伝セメントを用いて埋めて、固定した。
3. 以上の処理の後、供試体を水道水を満たした水槽に漬けて飽和させた (疑似飽和状態： 図 4.5)。なお、供試体の飽和状態は、一軸圧縮試験用の円柱形供試体 ($\phi 50\text{ mm} \times 100\text{ mm}$) を減圧脱気して単位体積あたりの吸水量を予め決定し、水漬した供試体の重量が予定した値にはば一致してかつ質量変化がなくなったところで判定した。
4. 供試体を飽和させた後、供試体が乾燥しないように保存する。その後、供試体と実験フレームの隙間を水が流れないように、シーリング剤 (シリコンシーラント) を供試体上面 (S_3) と前面 (S_1)、後面 (S_2) に均一な厚さ (上面 2 mm 、前後面 5 mm) に塗った。その際、ひずみゲージのリード線は、この 5 mm のシーリング剤の中を這わせた。供試体の底面 (S_4) は、供試体を支えるために、浸透性の高い接着剤で防水膜を形成すると共にステンレス板を接着した。

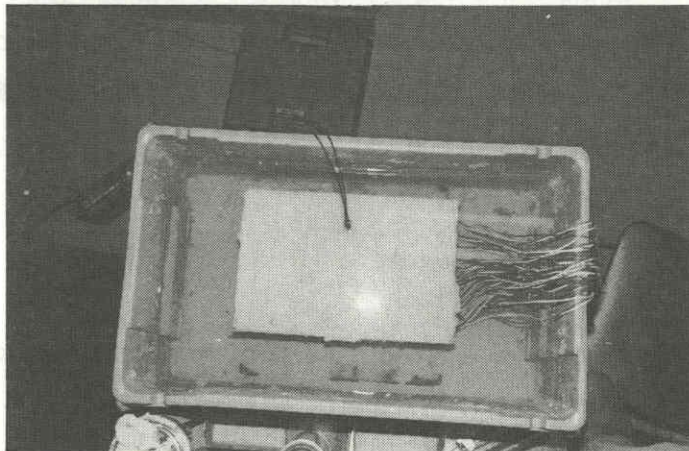


図 4.5 供試体の飽和作業

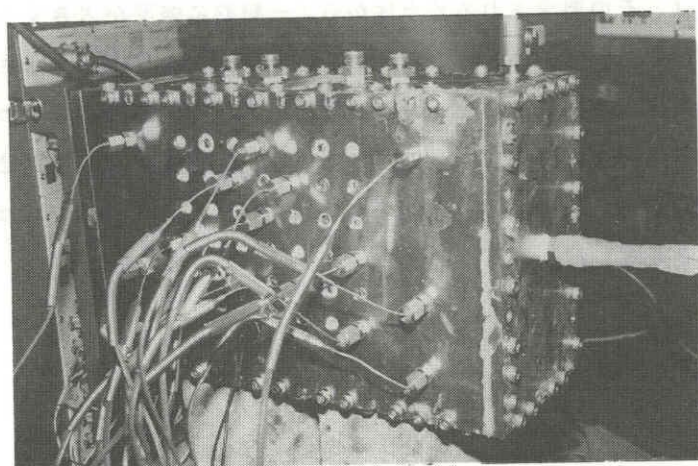


図 4.6 熱電対を実験フレーム上に設置した様子

5. 最後に、供試体を実験フレームによって固定し、さらに治具を用いて熱電対をフレーム上に固定した(図 4.6)。なお、供試体は、船入石、大谷石それぞれについて 2 個作成した。

4.2.4 実験の载荷パターン設定

開発した実験装置は、熱、浸透圧、荷重の三種の負荷を同時に与えることが可能である。本章の研究では、熱と浸透圧の二種の負荷を与えて実験を行った。载荷パターンは以下のとおりである。

1. 浸透圧による負荷：図 4.1 中の実験フレーム左側面から一定の浸透圧を加える。与える負荷の大きさは過剰間隙水圧の値として 0、0.98 MPa とした。
2. 熱による負荷：棒状ヒーターによって実験中一定温度を与える。ヒーターの温度はヒーター端面に設置した熱電対から温調器にフィードバックされて、設定温度になるように自動的に調節される。熱負荷は 20 °C(恒温室の室温)、80 °Cの二通りのパターンとした。

4.2.5 供試体試料の選択について

岩盤構造物は、その要求される安全性から、一般的に強度が大きくかつ、浸透性が低い岩盤対象として構築される。このような岩盤(例えば、花崗岩)を用いて実験を行うのは装置が大掛かりになること、および浸透流量の変化が顕著に現われるまでに時間がかかることにより困難を伴う。ここでは、短時間で実験を終了させるために、多孔質凝灰岩(船入石および大谷石)を用いて実験を行った。なお、実験はすべて恒温室(室温 20°C)で実施した。

4.3 実験結果の考察

実施した実験パターンは以下の3通りである。

パターン A : 飽和させた供試体に熱 (80°C) を負荷する場合。

パターン B : 飽和させた供試体に同時に熱 (80°C) と浸透圧 (0.98 MPa) を負荷する場合。

パターン C : 乾燥させた供試体に熱 (80°C) を負荷する場合。

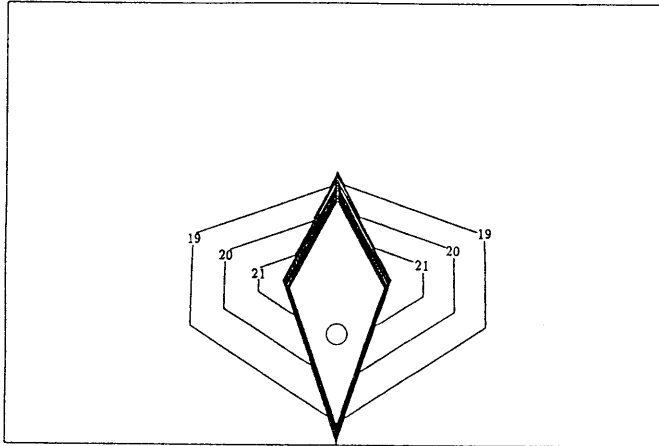
これらの実験から得られたデータを温度とひずみについて整理した。以下にその考察を記す。

4.3.1 温度分布についての考察

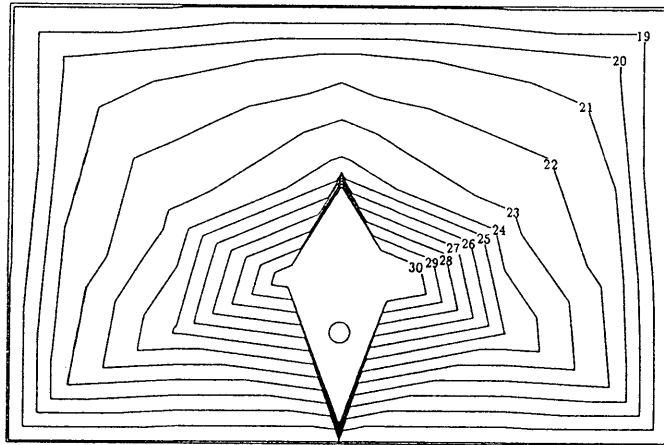
図 4.7 に、温度分布図を示す。この分布図は、測定点の温度を線形補間して描いた。一方、図 4.3 (a) の測定点 No. 4、5、7、8 と No. 10、11、13、14 の温度の経時変化をつぎに示す。各測定点の温度の経時変化を比較すると、熱源近傍を除いて、大きな差は見られなかった。図 4.8 には実験パターン A と B の温度分布の違いを明らかにするために、同一の船入石供試体を用いて、異なる載荷条件における温度を比較した。熱源近傍の浸出面側(図 4.1 中 O:面)の温度変化を示す図 4.8 は、実験パターン B の温度が他の測定点に比べて高いことを示している。これは単純に浸透流が熱源付近にあるパターンの温度が高いことを示し、実現象として起こりにくい結果である。この事実は

単位 (°C)

10分経過



2時間経過



2日経過

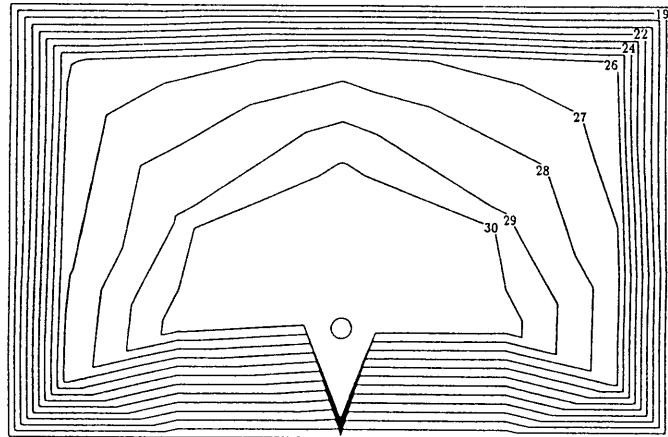


図 4.7 温度分布図 (実験パターン A ; 大谷石)

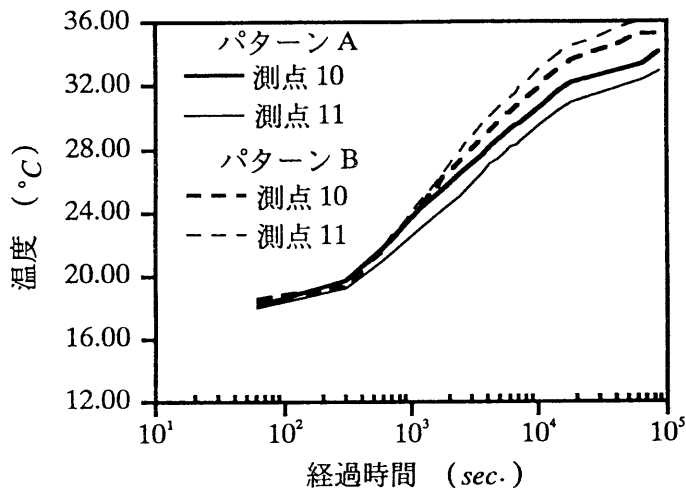


図 4.8 実験パターン A, B の温度経時変化 (船入石)

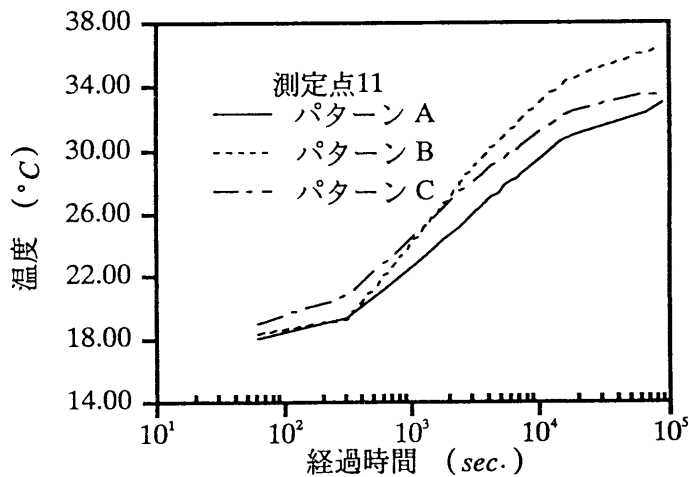


図 4.9 実験パターン A, B, C の温度経時変化 (船入石)

さらに実験を重ねて確かめる必要がある。ヒーターに最も近い温度測定点 No. 10、11 の違いは明らかであり、測定点 No. 10 における温度は実験パターン B の方が実験パターン A に比べて高く、測定点 No. 11 の方がその逆で、実験パターン A の方が、実験パターン B に比べて温度が高いことが測定結果からわかった。ここで挙げられる実験結果は、浸透圧を負荷することによって熱源より加圧面側 (図 4.1 中 I:面) の温度よ

り浸出面側の温度が高いことを示し、浸透流の発生が熱の分布に影響を与えていると考えられる。

船入石について、三つの実験パターンを比較した結果を図 4.9 に表す。実験の初期段階でパターン C が他の 2 パターンに比べて温度が高いが、ある程度の時間が経過すると、パターン B の温度が高くなる結果が得られた。これは浸透流の発生が熱源付近の温度差 (熱伝達の差) として間接的に現れることを示す。

4.3.2 ひずみ分布についての考察

ひずみの分布は、三軸ひずみゲージで測定したひずみ値から最大、最小主ひずみならびに主ひずみ方向を計算し、各測定点を中心として、主ひずみの状態を図 4.10 に示した。この図から、時間の経過に従ってヒーターを中心に引張りひずみが広がることがわかる。また、各測定点ごとにひずみの特徴を整理するために、三軸ひずみ (水平方向 x 、垂直方向 y 、水平から反時計周り 45° 方向 xyz の三方向) の x 方向、 y 方向に注目した。図 4.3 (b) に示されるような 16 組あるひずみ測定点の中で、No. 56、57、58、59 と No. 62、63、65、66 に注目してひずみ値の経時変化についての整理した。

各実験パターンのひずみ値の時間変化の様子を比較すると、測定点 No. 56 と No. 59 では、実験パターンによる違いがほとんどみられなかった。測定点 No. 57 と No. 58 ではパターン A のひずみは時間の経過とともに暫増しているが、他のパターンでは、実験開始直後にひずみが増加する以外、ほぼ定常状態を示した。

測定点 No.62、63 では、パターン A のひずみが、実験開始直後に増加し、その後はほぼ定常値を示している。その他のパターンはゆっくりとひずみが増加する傾向が見受けられた。測定点 No.65、66 のひずみの経時変化の様子を図 4.11 に示す。

この図からどのパターンも実験開始直後にひずみが引張り側へと増加していることがわかる。測定点 No. 65 に注目すると、パターン B、C、A の順番に引張りひずみが大きくなっている。これは僅かであるが、浸透圧を負荷したことによる間隙水圧の上昇が、間接的にひずみの経時変化に影響を及ぼしたことを示す。

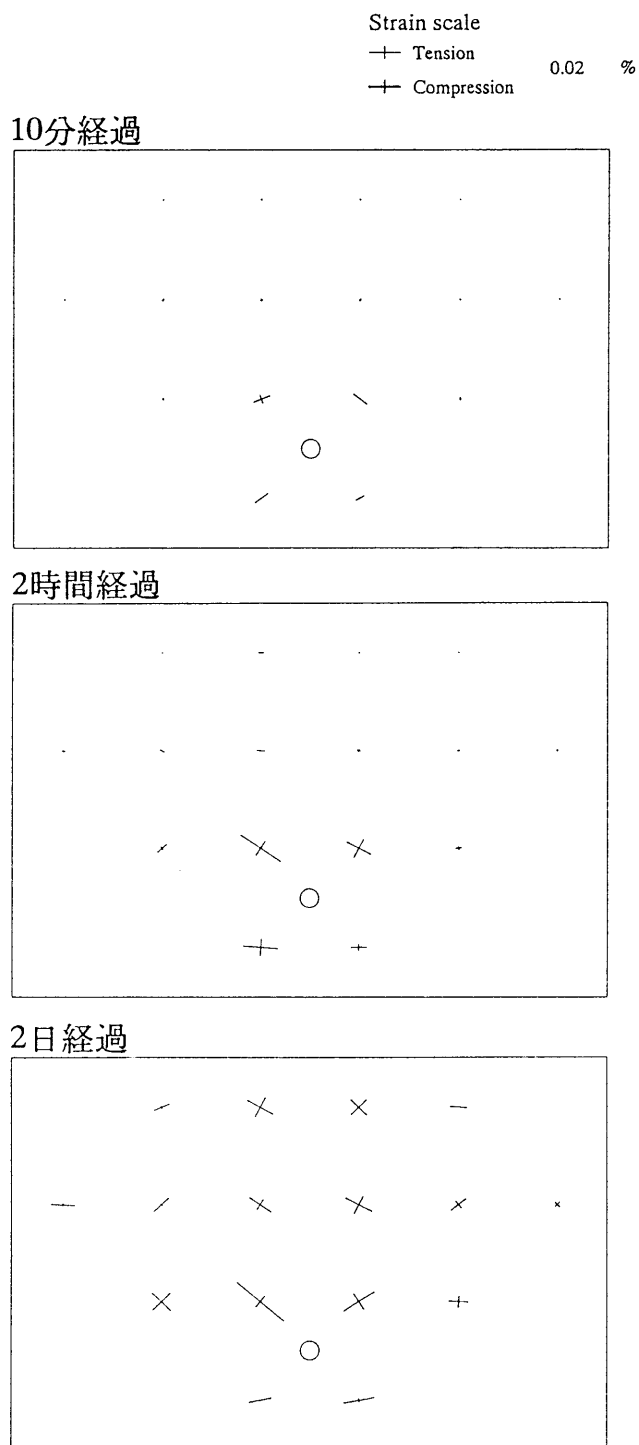


図 4.10 主ひずみ分布図 (実験パターン A ; 船入石)

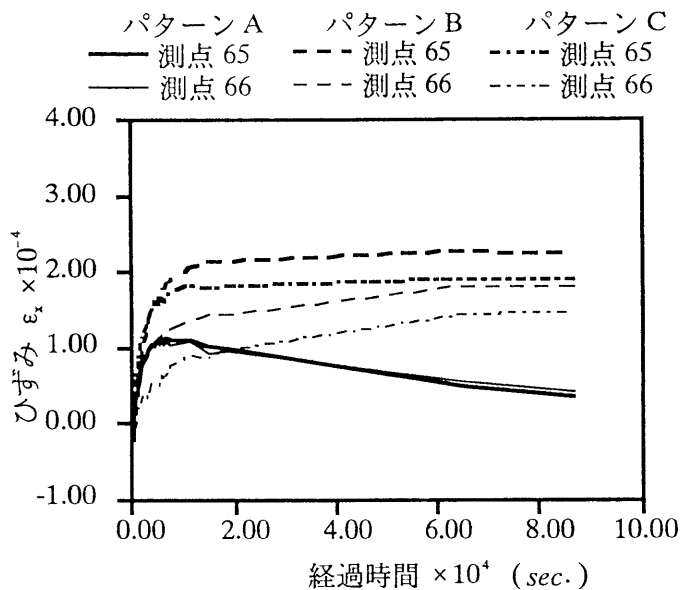


図 4.11 実験パターン A, B, C の x 方向のひずみ ε_x の経時変化 (船入石)

4.3.3 温度、ひずみ分布の関係についての考察

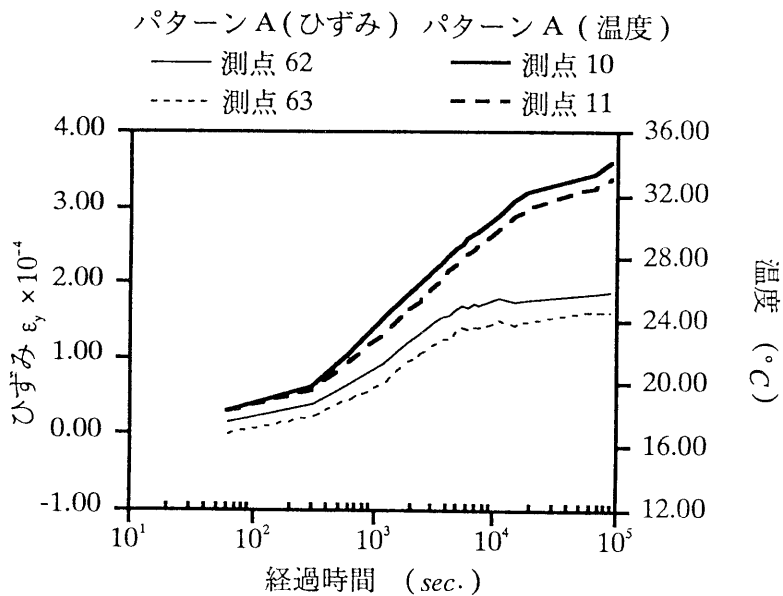


図 4.12 実験パターン A の y 方向のひずみ ε_y と温度の経時変化 (船入石)

温度の測定点 No. 10、11 とひずみの測定点 No. 62、63 が対応する (図 4.3)。そこで、この 2 つの測定点で温度-ひずみ関係を考察した。各実験パターンにおいて熱源付近の温度変化の傾向に大きな差はほとんど見られないことがわかった。温度変化に対応するひずみを比較した例として、図 4.12 にパターン A についての結果を示す。

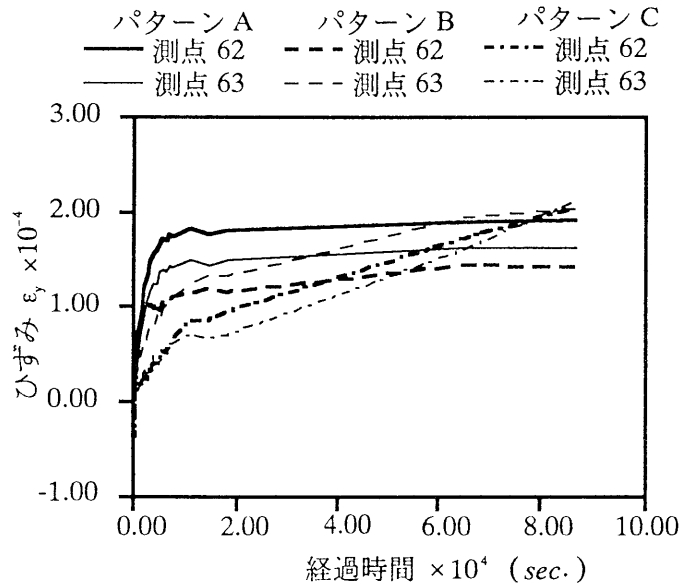


図 4.13 実験パターン A, B, C の y 方向のひずみ ε_y の経時変化 (船入石)

温度変化に伴うひずみの経時変化の様子を測定点 No. 62、63 において各実験パターンについて比較すると、実験初期の段階ではパターン A の引っ張りひずみが増加してピークに至り、これが僅かに減少して定常値を示し、他の 2 パターンは B、C の順にひずみが時間の経過に従って大きくなることが図 4.13 からわかる。また図 4.11 は、実験パターン A が初期段階の引っ張りひずみは増加してピーク値に至るが、徐々にその後、減少する様子を示している。この現象は、熱源付近の基盤 (凝灰岩) が熱によって膨張すると、その周辺の間隙水圧の上昇に伴って引っ張りひずみが発生するが、時間の経過にともなって消散し、ひずみが減少することに起因すると考えられる。

4.4 結論

この章では凝灰岩 (多孔質堆積岩) の船入石、大谷石の供試体を用いて熱・浸透連成実験を行った。

実験パターンは

- a. パターン A : 飽和させた供試体に熱 (80°C) を負荷する場合。
- b. パターン B : 飽和させた供試体に同時に熱 (80°C) と浸透圧 (0.98 MPa) を負荷する場合。
- c. パターン C : 乾燥させた供試体に熱 (80°C) を負荷する場合。

の3通りである。実験の結果、熱源からの熱が、供試体の変形を支配していることが判った。また、浸透圧もその変形に僅かであるが影響を与えることが明らかになった。その他、船入石について行った実験の結果から明らかになった事実の詳細を以下にまとめる。

1. 温度の経時変化について整理すると、実験パターン B は熱源近傍の測定点で加圧面側より浸出面側の温度が高いことを示した (図 4.8)。これより、温度分布から浸透圧に起因する浸透流を間接的に観察できることが明らかになった。
2. 温度分布の経時変化を三つの実験パターンについて比較すると、熱源付近の浸出面側の熱伝達は他の実験パターンに比べてパターン B の温度が高く、浸透圧が温度勾配の大きい所で顕著な影響を与える。
3. 実験パターン A では熱源による過剰間隙水圧の増加にともなって引っ張りひずみがピーク値を示し、この間隙水圧が消散するに従ってひずみも減少する傾向を示す。
4. 実験パターン B ではひずみの値が僅かであるが浸透圧の影響を受けることが明らかになった。

今回は浸透圧と熱が供試体にどの程度の影響を及ぼすかを考察するために連成実験を行った。今後の課題は、ここで観測された現象の再現性をより確実にするための実験を重ねるとともに、熱、浸透圧に加えて荷重を同時に負荷させて連成実験を試みることである。

参考文献

- 1) 小出 仁：高レベル放射性廃棄物地層処分，資源・素材学会誌 106, pp. 495-499, 1990.
- 2) 小島 隆，松本正士，松本浩二，高橋秀明：熱水環境における花崗岩の圧縮破壊強度に及ぼすひずみ速度の影響，資源・素材学会誌 106, pp. 529-535, 1991.
- 3) 佐藤邦明：飽和多孔質体および温水浸透流における温度伝導率の実験的決定，土木学会論文報告集 No 320, pp. 57-65, 1982.
- 4) 佐藤邦明，佐々木康夫：岩の伝熱および温水浸透流における温度伝導率の実験的決定，土木学会論文集 No 351, pp. 127-135, 1984.
- 5) M. A. Combarous and S. A. Bories : “Hydrothermal convection in saturated porous media”, Advances in Hydrosience, ed. by Ven de Chew Vol.10, Academic, 1975.
- 6) L. Reyleigh : “On convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side”, Reprinted from Philosophical Magazine, Series 6 Vol. 32, 1916, Selected papers on the theory of thermal convection with special application to earth’s planetly atmosphere, ed. by B. Saltzman, pp. 3-20, Dover, 1962.
- 7) 佐藤邦明：地下空洞周辺の伝熱に関する研究，土木学会論文集 No 363, pp. 97-106, 1985.
- 8) 国立天文台編：理科年表 平成 4 年，丸善，1992.
- 9) 伊藤貴宏：岩盤中における熱、浸透、応力の連成挙動に関する実験的研究，名古屋大学卒業論文，1993.

第5章 多孔質岩盤に対する応力・熱・浸透連成場の理論と解析

5.1 概説

地下空間の特性である隔離性、耐震性、恒温性を生かしてこれを利用する計画が進められている。同じ用途の構造物を建設する場合、地下空間の工費は地上構造物に比べて割高になるが、いったん作ると維持費が安く、周辺環境の維持にもつながり、また、岩盤の有する優れた隔離性も期待される。

地下水面以下の岩盤中に各種の物質を貯蔵・処分する場合、物質は岩盤のき裂における浸透流れに乗って移動、拡散し、あるいは母岩中に吸着されると考えられる。このために、岩盤中の浸透流れの状況を精密に予測する必要がある。多孔質体中における浸透場の連成に関しては Cheng¹⁾ は解析と実験の両側面から詳細な研究を行っている。また自然対流については Lapwood²⁾、Combarnous ら³⁾、Wooding⁴⁾、佐藤ら⁵⁾ が液相密度を温度の関数として取り入る方法を提案している。これらの論文では地盤内の運動が流体のみによるとして Navier-Stokes の運動方程式を用いている。Bear ら⁶⁾ は井戸からの地下水の汲み上げ問題を対象として固相の運動方程式を導入した連成モデル提案している。また大西ら⁷⁾ は飽和地盤だけでなく不飽和の地盤に拡張したモデルを用いて数値解析を行っている。

本章では、地下深部における飽和岩盤中の浸透流れを推測するために、混合体理論 (mixture theory) を用いて各相 (固相と液相) の質量、運動量、エネルギーの保存則を記述し、これに構成則 (Darcy 則、Hooke 則、Fourier 則) を導入して支配方程式を導いた。この際、温度変化と圧力に依存して水の密度変化が起こることを Boussinesq 近似によって表現し、循環的な対流が記述できることを示した。また温度に依存した水の粘性を考慮した形で Darcy 則を導入した。これらのことから、熱・応力・浸透連成場における各物理量の意味を明確に示すことができ、ひいては、核種等の物質移行に関する実流速を求めることが可能となった。

5.2 混合体理論による応力・熱・浸透連成場の支配方程式

流体中における対流 (convection) は大きく強制対流 (forced convection) と自然対流 (free convection あるいは、natural convection) に分けられる。前者は移流による

流れである。これに対して後者は流体の密度変化に伴う浮力によって発生する流れである。一般に対流と呼ばれるのは、後者である。

ここでは強制対流に加えて自然対流を導入する方法を示すが、その機構として液相密度は、熱と間隙水圧で変化すると考えることにする。図 5.1 に解析で扱う応力・熱・浸透連成場の概念を示す。

5.2.1 各相の基本諸量の定義

混合体理論では、一つの空間点 \boldsymbol{x} に、固相の物質点 \boldsymbol{X}_s と液相の物質点 \boldsymbol{X}_w が同時に存在するが、各相は独立した運動をすると考える。それぞれの相の運動を表記すると

$$(\text{固相}) \quad \boldsymbol{x} = \boldsymbol{\Phi}_s(\boldsymbol{X}_s, t) \quad (5.1)$$

$$(\text{液相}) \quad \boldsymbol{x} = \boldsymbol{\Phi}_w(\boldsymbol{X}_w, t) \quad (5.2)$$

である。したがって各相に対する速度場は

$$(\text{固相}) \quad \boldsymbol{v}_s = \frac{D}{D t} \boldsymbol{\Phi}_s(\boldsymbol{X}_s, t) \quad (5.3)$$

$$(\text{液相}) \quad \boldsymbol{v}_w = \frac{D}{D t} \boldsymbol{\Phi}_w(\boldsymbol{X}_w, t) \quad (5.4)$$

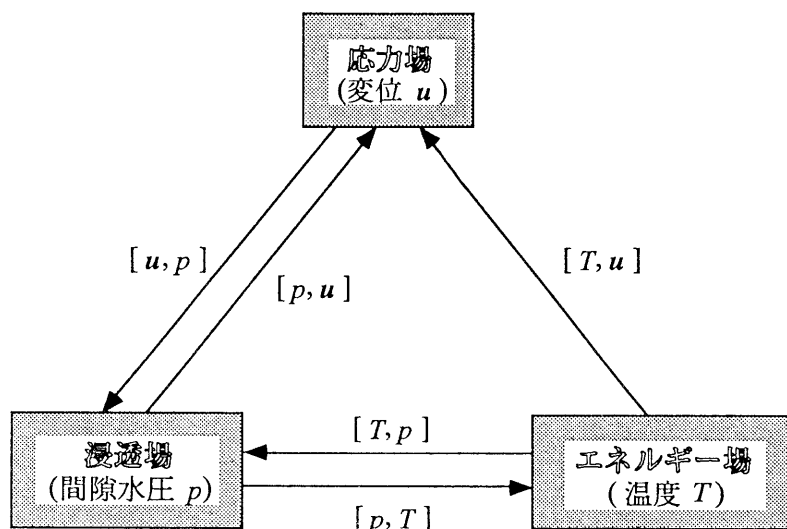
となる。ここで

1. 同一の点に二つの相が同時に存在する。
2. 各相が固有の速度場で運動している。

と仮定する。この仮定により、各々の速度場に対する物質微分を

$$(\text{固相}) \quad \frac{D_s}{D t} = \frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{v}_s \cdot \nabla \quad (5.5)$$

$$(\text{液相}) \quad \frac{D_w}{D t} = \frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{v}_w \cdot \nabla \quad (5.6)$$



- $[u, p]$: 応力場から浸透場への影響 (空隙の変形)
- $[p, u]$: 浸透場から応力場への影響 (固相の体積ひずみ)
- $[T, p]$: エネルギー場から浸透場への影響
(温度変化に伴う物理性状の変化
→ 自然対流の発生 etc.)
- $[p, T]$: 浸透場からエネルギー場への影響
(浸透流による熱の移動 ; 移流)
- $[T, u]$: エネルギー場から応力場への影響
(熱による固相の体積ひずみ)

図 5.1 応力・熱・浸透場連成概念図

と定義する。また、完全飽和された地盤の固相と液相の平均密度 ρ は固相の密度 ρ_s 、液相の密度 ρ_w および固相と液相の存在率を表すパラメーターとして間隙率 n を用いて、

$$\rho = (1 - n)\rho_s + n\rho_w \quad (5.7)$$

と表される（この $1 - n$ と n は、飽和地盤に混合体理論における固相と液相の相集中度に相当する）。

飽和地盤における応力は (5.7) 式と同様に部分応力を考え、さらに有効応力原理⁸⁾を導入すると

$$\boldsymbol{\sigma} = (1 - n)\boldsymbol{\sigma}_s + n\boldsymbol{\sigma}_w = \boldsymbol{\sigma}' - p\mathbf{I}, \quad (5.8)$$

$$\boldsymbol{\sigma}_s = \frac{1}{1 - n}\boldsymbol{\sigma}' - p\mathbf{I}, \quad \boldsymbol{\sigma}_w = -p\mathbf{I}$$

と書くことができる。ここで $\boldsymbol{\sigma}$ 、 $\boldsymbol{\sigma}'$ はそれぞれ全応力、有効応力であり、 $\boldsymbol{\sigma}_s$ 、 $\boldsymbol{\sigma}_w$ は固相と液相の真の応力、 p は間隙水圧、 \mathbf{I} は二階の単位テンソルである。

5.2.2 質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則

(1) 質量保存則

固相と液相からなる飽和地盤において各相間の質量供給は生じないので質量保存則は相集中度を用いればつぎのように表される。

$$(\text{固相}) \quad \frac{D_s}{D t} \int_V (1 - n)\rho_s dV = 0 \quad (5.9)$$

$$(\text{液相}) \quad \frac{D_w}{D t} \int_V n\rho_w dV = 0 \quad (5.10)$$

ここで、積分領域 V は任意の飽和地盤が時刻 t において占める領域である。(5.9)、(5.10) 式を Reynolds の輸送定理を用いて局所形で表すと

$$\text{(固相)} \quad \frac{\partial}{\partial t} \{(1-n)\rho_s\} + \nabla \cdot \{(1-n)\rho_s \mathbf{v}_s\} = 0 \quad (5.11)$$

$$\text{(液相)} \quad \frac{\partial}{\partial t} (n\rho_w) + \nabla \cdot (n\rho_w \mathbf{v}_w) = 0 \quad (5.12)$$

である。(5.11)、(5.12) 式をそれぞれ ρ_s 、 ρ_w で除して加えると飽和地盤全体に対する比体積あたりの質量保存則が得られる。

$$\frac{1-n}{\rho_s} \frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \frac{n}{\rho_w} \frac{\partial \rho_w}{\partial t} + \frac{1}{\rho_s} \nabla \cdot \{(1-n)\rho_s \mathbf{v}_s\} + \frac{1}{\rho_w} \nabla \cdot (n\rho_w \mathbf{v}_w) = 0 \quad (5.13)$$

(2) 運動量保存則

各相の独立した運動場が相互に影響を及ぼしあう因子として、内部作用力を考慮すると各相の運動量保存則は

$$\begin{aligned} \text{(固相)} \quad & \frac{D_s}{D t} \int_V (1-n)\rho_s \mathbf{v}_s dV \\ & = \int_V \nabla \cdot \{(1-n)\boldsymbol{\sigma}_s\} dV + \int_V (1-n)\mathbf{b}_s dV + \int_V \boldsymbol{\zeta}_{sw} dV \end{aligned} \quad (5.14)$$

$$\begin{aligned} \text{(液相)} \quad & \frac{D_w}{D t} \int_V n\rho_w \mathbf{v}_w dV \\ & = \int_V \nabla \cdot (n\boldsymbol{\sigma}_w) dV + \int_V n\mathbf{b}_w dV + \int_V \boldsymbol{\zeta}_{ws} dV \end{aligned} \quad (5.15)$$

と表される。ここで $\boldsymbol{\zeta}_{sw}$ 、 $\boldsymbol{\zeta}_{ws}$ は、それぞれ液相から固相、固相から液相への内部作用力である。ここで $\mathbf{b}_s (= \rho_s g \mathbf{L})$ 、 $\mathbf{b}_w (= \rho_w g \mathbf{L})$ (重力加速度 g の働く方向が $-z$ であるとする) と $\mathbf{L}^T = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}$ と書ける。) は固相、液相それぞれの物体力であり 2 次元では鉛直軸方向にのみ働く。(5.14)、(5.15) 式に各相の質量保存則 (5.11)、(5.12) 式を代入して局所形で表すと

$$(固相) \quad (1-n)\rho_s \frac{D_s \mathbf{v}_s}{D t} = \nabla \cdot \{(1-n)\boldsymbol{\sigma}_s\} + (1-n)\mathbf{b}_s + \boldsymbol{\zeta}_{sw} \quad (5.16)$$

$$(液相) \quad n\rho_w \frac{D_w \mathbf{v}_w}{D t} = \nabla \cdot (n\boldsymbol{\sigma}_w) + n\mathbf{b}_w + \boldsymbol{\zeta}_{ws}, \quad (5.17)$$

となる。(5.16)、(5.17) 式を足し合わせて (5.8) 式を代入すると

$$\begin{aligned} (1-n)\rho_s \frac{D_s \mathbf{v}_s}{D t} + n\rho_w \frac{D_w \mathbf{v}_w}{D t} &= \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma}' - p\mathbf{I}) + (1-n)\mathbf{b}_s + n\mathbf{b}_w \\ &= \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{b} \end{aligned} \quad (5.18)$$

で表される飽和地盤全体の運動量保存則が得られる。なお、内部作用力は作用反作用の関係 $\boldsymbol{\zeta}_{ws} = -\boldsymbol{\zeta}_{sw}$ にあるので両式を加え合わせたときに打ち消される。また、 $\mathbf{b} = (1-n)\mathbf{b}_w + n\mathbf{b}_s$ である。

(3) エネルギー保存則

エネルギー保存則は、各相間の内部エネルギー供給を考慮すると

$$\begin{aligned} (固相) \quad & \frac{D_s}{D t} \int_V (1-n)\rho_s U_s dV \\ &= - \int_V \nabla \cdot \{(1-n)\mathbf{h}_s\} dV + \int_V \{(1-n)\boldsymbol{\sigma}_s\} \cdot (\nabla \mathbf{v}_s) dV \\ & \quad + \int_V (1-n)Q_s dV + \int_V \eta_{sw} dV \end{aligned} \quad (5.19)$$

$$\begin{aligned} (液相) \quad & \frac{D_s}{D t} \int_V n\rho_w U_w dV \\ &= - \int_V \nabla \cdot (n\mathbf{h}_w) dV + \int_V (n\boldsymbol{\sigma}_w) \cdot (\nabla \mathbf{v}_w) dV \\ & \quad + \int_V nQ_w dV + \int_V \eta_{ws} dV \end{aligned} \quad (5.20)$$

となる。ここで U_s 、 U_w は固相、液相の単位質量当たりの内部エネルギー、 \mathbf{h}_s 、 \mathbf{h}_w はそれぞれ固相と液相の熱流束ベクトル、 Q_s 、 Q_w は内部熱源による固相と液相の熱供給量を表す。また η_{sw} 、 η_{ws} はそれぞれ液相から固相、固相から液相への内部エネルギー供

給量で、 $\eta_{ws} = -\eta_{sw}$ の関係がある。ここで、(5.19)、(5.20) 式の局所形を加え合わせると

$$\begin{aligned}
 (1-n)\rho_s \frac{D_s U_s}{D t} + n\rho_w \frac{D_w U_w}{D t} \\
 = -\nabla \cdot \{(1-n)\mathbf{h}_s\} - \nabla \cdot (n\mathbf{h}_w) + \{(1-n)\boldsymbol{\sigma}_s\} \cdot (\nabla \mathbf{v}_s) \\
 + (n\boldsymbol{\sigma}_w) \cdot (\nabla \mathbf{v}_w) + (1-n)Q_s + nQ_w
 \end{aligned} \quad (5.21)$$

で表される飽和地盤のエネルギー保存則を導くことができる。

5.2.3 構成則について

(1) 応力-ひずみの構成則

地盤骨格を線形弾性体であると仮定すると、応力-ひずみの構成則は Hooke 則に従うとして以下のように表せる。

$$\begin{aligned}
 \boldsymbol{\sigma}' &= \mathbf{D}\boldsymbol{\varepsilon}', \\
 \boldsymbol{\varepsilon}' &= \boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}_p - \boldsymbol{\varepsilon}_T - \boldsymbol{\varepsilon}_o, \\
 \boldsymbol{\varepsilon} &= \frac{1}{2} \left\{ \nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T \right\}, \quad \boldsymbol{\varepsilon}_p = -\frac{p}{3K_s} \mathbf{I}, \quad \boldsymbol{\varepsilon}_T = \frac{\beta_s}{3}(T - T_0) \mathbf{I}
 \end{aligned} \quad (5.22)$$

ここで \mathbf{D} は Hooke テンソル、 $\boldsymbol{\varepsilon}'$ は有効応力によって固相に生じるひずみ、 $\boldsymbol{\varepsilon}$ は全ひずみ、 $\boldsymbol{\varepsilon}_p$ は間隙水圧の変化によって固相骨格に生じるひずみ、 $\boldsymbol{\varepsilon}_T$ は温度変化によって生じる固相粒子の膨張ひずみ、 $\boldsymbol{\varepsilon}_o$ は化学変化等により生ずるひずみである。また K_s は固相粒子の体積弾性係数、 β_s は固相粒子の熱膨張係数、 \mathbf{u} は観測される変位場である (固相の変位 \mathbf{u}_s と液相の変位 \mathbf{u}_w は区別されることに注意)。なお、本研究では化学変化等によるひずみ $\boldsymbol{\varepsilon}_o$ を無視する。(5.22) 式では線形弾性体の構成則を示したが、運動量保存則 (5.18) 式を増分形で書いて、応力-ひずみ関係を増分形 (弾塑性、粘弾塑性) で与えても差支えない。

(2) 浸透場に関する構成則

平均相対速度 \mathbf{v} は、固相に対する液相の速度で表される。この相対速度を Darcy 則を用いて表すと

$$\begin{aligned}\mathbf{v} &= n(\mathbf{v}_w - \mathbf{v}_s) \\ &= -\frac{\mathbf{k}}{\rho_w^0 g} (\nabla p + \rho_w g \nabla \zeta)\end{aligned}\quad (5.23)$$

である。ここで、 \mathbf{k} は透水テンソル、 $\zeta = \zeta_0 - z$ は基準面 ζ_0 からの高さである ($-z$ 方向が重力加速度方向であるとした)。

岩盤や土の中を流れる水の流速は通常極めて遅く、層流状態であると考えられる⁹⁾ ので、Darcy 則が (5.23) 式の形に書けることを、ここでは経験則すなわち構成則として導入したが、この式は多孔質体中を流れる流速の遅い水の運動方程式 (Stokes 方程式) に対する均質化理論 (homogenization theory) によって直接導くことができる。詳細は Sanchez-Palencia¹⁰⁾ を参照されたい。

(3) 熱伝導に関する構成則

熱伝導に関する構成則には Fourier 則を用いる。

$$\begin{aligned}\mathbf{h} &= (1-n)\mathbf{h}_s + n\mathbf{h}_w \\ &= -\{(1-n)\boldsymbol{\lambda}_s + n\boldsymbol{\lambda}_w\} \nabla T \\ &= -\boldsymbol{\lambda} \nabla T\end{aligned}\quad (5.24)$$

ここで、 \mathbf{h} は相集中度を考慮した平均熱流束ベクトル、 $\boldsymbol{\lambda}$ は平均熱伝導率、 $\boldsymbol{\lambda}_s$ 、 $\boldsymbol{\lambda}_w$ はそれぞれ固相と液相の熱伝導率である。

5.2.4 液相密度および水の動粘性係数の評価法について

(1) 液相密度の評価方法

Fernandez¹¹⁾ によると液相密度は温度と間隙水圧の関数として

$$\rho_w = \rho_w^0 \exp \left[-\beta_w (T - T_0) + \frac{1}{K_w} (p - p_0) \right] \quad (5.25)$$

と表される。ここで、添え字 0 は初期定常状態を示す。 β_w と K_w はそれぞれ液相粒子の熱膨張係数、体積弾性係数を表す。(5.25) 式を級数展開して、2 次以上の項を無視することにより液相密度 ρ_w は、

$$\rho_w = \rho_w^0 \left\{ 1 - \beta_w(T - T_0) + \frac{1}{K_w}(p - p_0) \right\} \quad (5.26)$$

と近似され、初期定常状態より温度が高くなると液相密度は低くなり、間隙水圧が高くなると液相密度も高くなることを表す。

(2) 水の動粘性係数の評価法

水の動粘性係数は温度に敏感であることが知られている⁹⁾ので、Huyakorn と Pinder による経験式¹¹⁾

$$\mu = 239.4 \times 10^{\frac{248.37}{T+131.13}} \times 10^{-6} \quad (g/cm/sec.) \quad (5.27)$$

を導入する。この式によると、水温 20 C° の動粘性係数は、80 C° の約 3 倍となることがわかる。

5.2.5 浸透式、力のつり合い式およびエネルギー輸送式の導出

本節では、浸透式、力のつり合い式、エネルギー輸送式の導出を行う。

(1) 浸透式

いま、

1. 固相密度の場所による急激な変化はない。
2. 間隙率の場所による急激な変化はない。

という仮定を導入すると、飽和地盤全体の質量保存則 (5.13) 式は、つぎのように書ける。

$$\frac{1-n}{\rho_s} \frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \frac{n}{\rho_w} \frac{\partial \rho_w}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{v}_s + \frac{n}{\rho_w} \nabla \rho_w \cdot \mathbf{v}_w + \nabla \cdot \{n(\mathbf{v}_w - \mathbf{v}_s)\} = 0 \quad (5.28)$$

Nikolaevsky の仮説¹²⁾によると、固相の密度 ρ_s は固相の真の応力 σ_s と温度 T によって変化し、液相の密度は間隙水圧 p と温度 T により変化するので、各相の密度の時間微分は

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} = -\frac{\rho_s}{3K_s(1-n)} \frac{\partial \bar{\sigma}'}{\partial t} + \frac{\rho_s}{K_s} \frac{\partial p}{\partial t} - \rho_s \beta_s \frac{\partial T}{\partial t} \quad (5.29)$$

$$\frac{\partial \rho_w}{\partial t} = \frac{\rho_w^0}{K_w} \frac{\partial p}{\partial t} - \rho_w^0 \beta_w \frac{\partial T}{\partial t} \quad (5.30)$$

と与えられる。ここで $\bar{\sigma}' = tr \sigma'$ は平均有効応力である。一方、飽和地盤では液相および固相自身の体積ひずみが固相骨格の体積ひずみに比較して無視できるほど小さいので、固相骨格の体積ひずみの変化率が全体積ひずみの変化率に等しいと近似され

$$\nabla \cdot \mathbf{v}_s = \frac{\partial \epsilon_s}{\partial t} \cong tr \frac{\partial \epsilon}{\partial t} \quad (5.31)$$

と書ける。

(5.28) 式の第 4 項は液相の密度勾配が液相の移動により伝播する移流項を表すが、液相の流速と液相密度の勾配はともに非常に小さいので無視し、(5.29)、(5.30)、(5.31) 式と Darcy 則 (5.23) 式、応力-ひずみ関係の構成則 (5.22) 式を代入するとつぎのように浸透式が導出される。

$$\begin{aligned} & \left\{ tr \frac{\partial \epsilon}{\partial t} - \frac{1}{3K_s} tr \left(\mathbf{D} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} \right) \right\} + \left\{ \frac{1-n}{K_s} + \frac{n}{K_w} - \frac{1}{(3K_s)^2} tr(\mathbf{D} \mathbf{I}) \right\} \frac{\partial p}{\partial t} \\ & + \left\{ -(1-n)\beta_s - n\beta_w + \frac{\beta_s}{9K_s} tr(\mathbf{D} \mathbf{I}) \right\} \frac{\partial T}{\partial t} \\ & - \nabla \cdot \left\{ \frac{\mu_0}{\mu} \frac{\mathbf{k}}{\rho_w^0 g} (\nabla p + \rho_w g \nabla \zeta) \right\} = 0 \end{aligned} \quad (5.32)$$

(2) 力のつり合い式

液相の密度変化の影響を受けるので、つぎのように表せる。

$$\mathbf{b}_w = \rho_w^0 \mathbf{L} \left\{ 1 - \beta_w (T - T_0) + \frac{1}{K_w} (p - p_0) \right\} \quad (5.33)$$

応力-ひずみ関係式 (5.22) を、全応力について書き直すと

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{D}\boldsymbol{\epsilon} + \frac{p}{3K_s}\mathbf{D}\mathbf{I} - \frac{\beta_s}{3}(T - T_0)\mathbf{D}\mathbf{I} - p\mathbf{I} \quad (5.34)$$

となる。

運動量保存則 (5.18) 式で加速度項を無視して、以上の関係を代入すると力のつり合い式が導出される。

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\mathbf{D}\boldsymbol{\epsilon}) + \nabla \cdot \left(\frac{p}{3K_s}\mathbf{D}\mathbf{I} \right) - \nabla \cdot \left\{ \frac{\beta_s}{3}(T - T_0)\mathbf{D}\mathbf{I} \right\} \\ - \nabla p + (1 - n)\mathbf{b}_s + n\mathbf{b}_w = \mathbf{0} \end{aligned} \quad (5.35)$$

(3) エネルギー輸送式

飽和地盤全体でのエネルギー保存則 (5.21) 式において、つぎの仮定をする。

1. 各相のひずみの時間変化率が十分小さいので、ひずみエネルギー項は無視できる。
2. 内部熱源による熱供給はない。
3. 空間における同一点での固相と液相の温度は同じである。

これらの仮定を考慮して、また Fourier 則を代入するとエネルギー保存則 (5.21) 式は

$$\begin{aligned} \{(1 - n)\rho_s C_s + n\rho_w C_w\} \frac{\partial T}{\partial t} \\ + \{(1 - n)\rho_s C_s \mathbf{v}_s + n\rho_w C_w \mathbf{v}_w\} \cdot \nabla T - \nabla \cdot \{\boldsymbol{\lambda}(\nabla T)\} = 0 \end{aligned} \quad (5.36)$$

となる。ここで、各相の内部エネルギーが、固相、液相の比熱を C_s 、 C_w として

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_s}{\partial t} &= \frac{\partial U_s}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} = C_s \frac{\partial T}{\partial t} \quad (C_s = \frac{\partial U_s}{\partial T}) \\ \frac{\partial U_w}{\partial t} &= \frac{\partial U_w}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} = C_w \frac{\partial T}{\partial t} \quad (C_w = \frac{\partial U_w}{\partial T}) \end{aligned} \quad (5.37)$$

と表せることを用いた。(5.36) 式の第 2 項は、固相と液相の移動により運ばれる単位時間当たりの熱エネルギーを表す移流項である。一般に固相の移動は液相の移動と比較して無視できるので、液相の移流のみ考えればよい。この項に Darcy 則を導入すると

$$n\mathbf{v}_w \cdot \nabla T \cong n(\mathbf{v}_w - \mathbf{v}_s) \cdot \nabla T = -\frac{\mu_0}{\mu} \frac{\mathbf{k}}{\rho_w^0 g} (\nabla p + \rho_w g \nabla \zeta) \cdot \nabla T \quad (5.38)$$

と表せる。以上のことを整理するとエネルギー輸送式が以下のように導入される。

$$\begin{aligned} \{(1-n)\rho_s C_s + n\rho_w C_w\} \frac{\partial T}{\partial t} \\ - \rho_w C_w \frac{\mu_0}{\mu} \frac{\mathbf{k}}{\rho_w^0 g} (\nabla p + \rho_w g \nabla \zeta) \cdot \nabla T - \nabla \cdot \{\lambda(\nabla T)\} = 0 \end{aligned} \quad (5.39)$$

5.3 数値解析手法とその結果

本節では、導出した支配方程式を有限要素法によって離散化し、例題を解いてその結果を検討した。

5.3.1 弱形式と有限要素離散化

(1) 浸透式の弱形式化

浸透式 (5.32) に境界条件

1) 水頭境界

$$p = p_0 \quad \text{on } S_p \quad (5.40)$$

2) 流量境界

$$-\mathbf{n} \cdot \frac{\mu_0}{\mu} \frac{\mathbf{k}}{\rho_w^0 g} (\nabla p + \rho_w g \nabla \zeta) = \hat{q}_H \quad \text{on } S_q \quad (5.41)$$

を導入する。ここで、 \hat{q}_H は流量境界 S_q における浸透流量である。任意のスカラー関数 δp (ただし、 S_p 上で $\delta p = 0$) を式 (5.32) の両辺にかけ、第 4 項に部分積分を施すと浸透式の弱形式

$$\begin{aligned}
& \int_V \left\{ \text{tr} \frac{\partial \boldsymbol{\varepsilon}}{\partial t} - \frac{1}{3K_s} \text{tr} \left(\mathbf{D} \frac{\partial \boldsymbol{\varepsilon}}{\partial t} \right) \right\} \delta p \, dV \\
& + \int_V \left\{ \frac{1-n}{K_s} + \frac{n}{K_w} - \frac{1}{(3K_s)^2} \text{tr}(\mathbf{D} \mathbf{I}) \right\} \frac{\partial p}{\partial t} \delta p \, dV \\
& + \int_V \left\{ -(1-n)\beta_s - n\beta_w + \frac{\beta_s}{9K_s} \text{tr}(\mathbf{D} \mathbf{I}) \right\} \frac{\partial T}{\partial t} \delta p \, dV \\
& + \int_V \frac{\mu_0}{\mu} \frac{\mathbf{k}}{\rho_w^0 g} (\nabla p + \rho_w g \nabla \zeta) \cdot \nabla \delta p \, dV + \int_{S_q} \hat{q}_H \delta p \, dS = 0
\end{aligned} \tag{5.42}$$

が得られる。

(2) 力のつり合い式の弱形式化

静的な力のつり合い式 (5.35) の増分形を考える。境界条件は

1) 変位境界

$$\dot{\mathbf{u}} = \dot{\mathbf{u}}_0 \quad \text{on } S_u \tag{5.43}$$

2) 荷重境界

$$(\dot{\boldsymbol{\sigma}}' - \dot{p} \mathbf{I})^T \mathbf{n} = \dot{\mathbf{t}} \quad \text{on } S_t \tag{5.44}$$

で与えられる。ここで、 $\dot{\mathbf{t}}$ は力学境界 S_t における外力ベクトル増分である。式 (5.35) の両辺に任意のベクトル関数 $\delta \mathbf{u}$ (ただし、 S_u 上で $\delta \mathbf{u} = \mathbf{0}$) を両辺にかけあわせて第 1、2、3 項に部分積分を施すと、静的な力のつり合い式の弱形式

$$\begin{aligned}
& \int_{S_t} \dot{\mathbf{t}} \cdot \delta \mathbf{u} \, dS - \int_V \left\{ \mathbf{D} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \left(\frac{\dot{p}}{3K_s} \mathbf{D} \mathbf{I} \right) \right\} \cdot \delta \boldsymbol{\varepsilon} \, dV \\
& + \int_V \left\{ \frac{\beta_s}{3} \dot{T} \mathbf{D} \mathbf{I} + \dot{p} \mathbf{I} \right\} \cdot \delta \boldsymbol{\varepsilon} \, dV \\
& + \int_V n \rho_w^0 g \left\{ -\beta_w \dot{T} + \frac{1}{K_w} \dot{p} \right\} \cdot \delta \mathbf{u} \, dV = 0
\end{aligned} \tag{5.45}$$

が得られる。ここで、

$$\delta \boldsymbol{\varepsilon} = \frac{1}{2} \left[\nabla(\delta \mathbf{u}) + \{\nabla(\delta \mathbf{u})\}^T \right] + \frac{1}{2} \left[\nabla(\delta \mathbf{u}) - \{\nabla(\delta \mathbf{u})\}^T \right]$$

である。

(3) エネルギー輸送式の弱形式化

エネルギー輸送式 (5.39) に境界条件

1) 温度境界

$$T = T_0 \quad \text{on } S_T \quad (5.46)$$

2) 熱流束境界

$$-\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\lambda}(\nabla T) - \mathbf{n} \cdot \rho_w C_w \frac{\mu_0}{\mu} \frac{\mathbf{k}}{\rho_w^0 g} (\nabla p + \rho_w g \nabla \zeta) T = \hat{q}_T \quad \text{on } S_n \quad (5.47)$$

3) 熱伝達境界

$$-\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\lambda}(\nabla T) - \mathbf{n} \cdot \rho_w C_w \frac{\mu_0}{\mu} \frac{\mathbf{k}}{\rho_w^0 g} (\nabla p + \rho_w g \nabla \zeta) T = \hat{q}_T + \gamma(T - \bar{T}) \quad \text{on } S_m \quad (5.48)$$

を導入する。ここで、 \mathbf{n} は境界面上で外向きを正とする単位法線ベクトル、 \hat{q}_T は熱流束境界 S_n と熱伝達境界 S_m における熱流束、 γ は熱伝達係数である。式 (5.39) の両辺に任意のスカラー関数 δT (ただし、 S_T 上で $\delta T = 0$) をかけあわせ、第 2 項、第 3 項に部分積分を施し、水が非圧縮性であることを考慮すると

$$\begin{aligned} & \int_V \{ (1-n)\rho_s C_s + n\rho_w C_w \} \frac{\partial T}{\partial t} \delta T \, dV + \int_V \{ \boldsymbol{\lambda}(\nabla T) \} \cdot \nabla(\delta T) \, dV \\ & + \int_V \left\{ \rho_w C_w \frac{\mu_0}{\mu} \frac{\mathbf{k}}{\rho_w^0 g} (\nabla p + \rho_w g \nabla \zeta) \right\} T \cdot \nabla(\delta T) \, dV \\ & + \int_{S_S} \hat{q}_T \delta T \, dS + \int_{S_m} \gamma(T - \bar{T}) \delta T \, dS = 0 \end{aligned} \quad (5.49)$$

と表されるエネルギー輸送式の弱形式が得られる。ここで、 $S_S = S_m \cup S_n$ とした。

(4) 有限要素離散化

弱形式化された支配方程式 (5.42)、(5.45)、(5.49) 式に Galerkin 有限要素法を導入して離散化を行った。

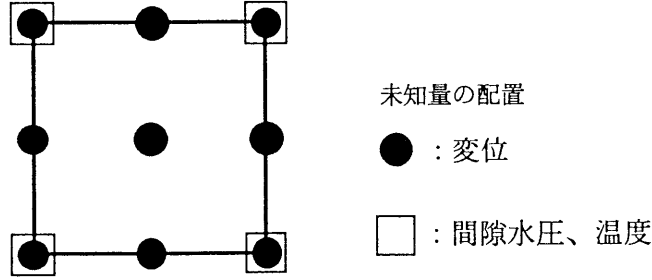


図 5.2 複合要素図

ここで、圧力 p と温度 T に対しては、4 節点アイソパラメトリック要素を用い、変位 \mathbf{u} については 9 節点アイソパラメトリック要素の形状関数を用いた (複合要素: 図 5.2)。以下それぞれの形状関数を \mathbf{M} 、 \mathbf{N} と表す。

離散近似式をマトリックスの形に書くと

$$\begin{bmatrix} \mathbf{C}_{PP} & \mathbf{C}_{PU} & \mathbf{C}_{PT} \\ \mathbf{C}_{UP} & \mathbf{C}_{UU} & \mathbf{C}_{UT} \\ \mathbf{o} & \mathbf{o} & \mathbf{C}_{TT} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{\mathbf{P}} \\ \dot{\mathbf{U}} \\ \dot{\mathbf{T}} \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{K}_{PP} & \mathbf{o} & \mathbf{o} \\ \mathbf{o} & \mathbf{o} & \mathbf{o} \\ \mathbf{o} & \mathbf{o} & \mathbf{K}_{TT} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \mathbf{P} \\ \mathbf{U} \\ \mathbf{T} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \mathbf{Q} \\ \mathbf{F} \\ \mathbf{S} \end{Bmatrix} \quad (5.50)$$

となる。ここで、式中の係数行列の構成成分を以下に示す。

$$\mathbf{C}_{PP} = - \int_V \mathbf{M}^T \left\{ \frac{1-n}{K_s} + \frac{n}{K_w} \right\} \mathbf{M} dV + \int_V \mathbf{M}^T \frac{1}{(3K_s)^2} \mathbf{L}_1^T \mathbf{D} \mathbf{L}_1 \mathbf{M} dV$$

$$\mathbf{C}_{PU} = \int_V \left\{ \frac{1}{3K_s} \mathbf{M}^T \mathbf{L}_1^T \mathbf{D} \mathbf{B} - \mathbf{M}^T \mathbf{L}_1^T \mathbf{B} \right\} dV$$

$$\mathbf{C}_{PT} = \int_V \mathbf{M}^T \{ (1-n)\beta_s + n\beta_w \} \mathbf{M} dV - \int_V \mathbf{M}^T \frac{\beta_s}{9K_s} \mathbf{L}_1^T \mathbf{D} \mathbf{L}_1 \mathbf{M} dV$$

$$\mathbf{K}_{PP} = - \int_V \mathbf{A}^T \frac{\mu_0}{\rho_w^0 g} (\mathbf{M} \boldsymbol{\mu}^{-1}) \mathbf{k} \mathbf{A} dV$$

$$\mathbf{Q} = \int_V \mathbf{A}^T \frac{\mu_0}{\rho_w^0 g} (\mathbf{M} \boldsymbol{\mu}^{-1}) \mathbf{k} (\mathbf{M} \boldsymbol{\rho}_w) g (\mathbf{A} \boldsymbol{\zeta}) dV + \int_{S_q} \mathbf{M}^T \hat{\mathbf{q}}_H^T dS$$

$$\mathbf{C}_{UP} = \int_V \left\{ \frac{1}{3K_s} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{L}_1 \mathbf{M} - \mathbf{B}^T \mathbf{L}_1 \mathbf{M} \right\} dV - \int_V n \frac{\rho_w^0 g}{K_w} \mathbf{N}^T \mathbf{L}_2 \mathbf{M} dV$$

$$\mathbf{C}_{UU} = \int_V \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} dV$$

$$\begin{aligned}
\mathbf{C}_{UT} &= - \int_V \frac{\beta_s}{3} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{L}_1 \mathbf{M} \, dV - \int_V n \rho_w^0 g \beta_w \mathbf{N}^T \mathbf{L}_2 \mathbf{M} \, dV \\
\dot{\mathbf{F}} &= \int_{S_i} \mathbf{N}^T \dot{\mathbf{i}} \, dS \\
\mathbf{C}_{TT} &= \int_V \mathbf{M}^T (1-n) \rho_s C_s \mathbf{M} \, dV + \int_V \mathbf{M}^T n (\mathbf{M} \rho_w) C_w \mathbf{M} \, dV \\
\mathbf{K}_{TT} &= \int_V \mathbf{A}^T \lambda \mathbf{A} \, dV \\
&\quad + \int_V \mathbf{A}^T (\mathbf{M} \rho_w) C_w \mu_0 (\mathbf{M} \mu^{-1}) \frac{k}{\rho_w^0 g} \{ (\mathbf{A} \mathbf{P}) + (\mathbf{M} \rho_w) g (\mathbf{A} \zeta) \} \mathbf{M} \, dV \\
&\quad + \int_{S_m} \gamma \mathbf{M}^T \mathbf{M} \, dV \\
\mathbf{S} &= - \int_{S_s} \mathbf{M}^T \hat{\mathbf{q}}_T \, dS + \int_{S_m} \gamma \mathbf{M}^T \bar{\mathbf{T}} \, dS
\end{aligned}$$

ここで $\mathbf{L}_1^T = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \end{bmatrix}$ 、 $\mathbf{L}_2^T = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}$ 、 $\mathbf{A} = \nabla \mathbf{M}$ であり、 \mathbf{B} は変位－ひずみ行列である。一方、 \mathbf{P} 、 \mathbf{U} 、 \mathbf{T} 、 ζ 、 ρ_w 、 μ はそれぞれ圧力水頭、変位、温度、基準面からの高さ、液相密度、水の動粘性係数の節点値ベクトルを示す。

(5) 支配方程式の時間差分化

支配方程式の時間差分化には θ －法¹³⁾を用いた。すなわち、(5.50) 式を

$$\mathbf{C} \dot{\mathbf{X}} + \mathbf{K} \mathbf{X} = \mathbf{Y} \quad (5.51)$$

と書いて、時間 i ステップにおける差分式を

$$\begin{aligned}
&[\mathbf{C} + \Delta t \theta \mathbf{K}] \mathbf{X}^{(i)} \\
&= \Delta t (1 - \theta) \mathbf{Y}^{(i-1)} + \Delta t \theta \mathbf{Y}^{(i)} + [\mathbf{C} - \Delta t (1 - \theta) \mathbf{K}] \mathbf{X}^{(i-1)}
\end{aligned} \quad (5.52)$$

と定める。ただし、 θ ($0 \leq \theta \leq 1$) は予め与えられるパラメータである。これを用いれば与えられた時間増分 Δt ごとに各時間ステップの節点値ベクトル (未知量) \mathbf{X} が逐次求まる。なお、今回の解析では数値解析的に安定なパラメータ $\theta = 1.0$ (後退差分法) を用いた¹⁴⁾。

5.3.2 プログラムの検証¹⁵⁾

(1) 浸透、応力連成場での理論解との比較

表 5.1 1 次元圧密地盤の材料物性値

密度（固相） ρ_s	t/m^3	2.167
密度（液相） ρ_w	t/m^3	1.000
体積弾性係数（固相） K_s	N/m^2	9.807×10^{33}
体積弾性係数（液相） K_w	N/m^2	9.807×10^8
熱伝導率（固相） λ_s	$N/^\circ C \cdot day$	1.775×10^6
熱伝導率（液相） λ_w	$N/^\circ C \cdot day$	4.972×10^4
熱膨張係数（固相） β_s	$1/^\circ C$	5.000×10^{-6}
熱膨張係数（液相） β_w	$1/^\circ C$	2.100×10^{-4}
比熱（固相） C_s	$m^2/s^2 \cdot ^\circ C$	1.048×10^3
比熱（液相） C_w	$m^2/s^2 \cdot ^\circ C$	4.190×10^3
弾性係数 E	t/m^2	1.000×10^3
透水係数 k	m/day	1.000×10^{-4}
ポアソン比 ν		0.330
間隙率 n		0.444

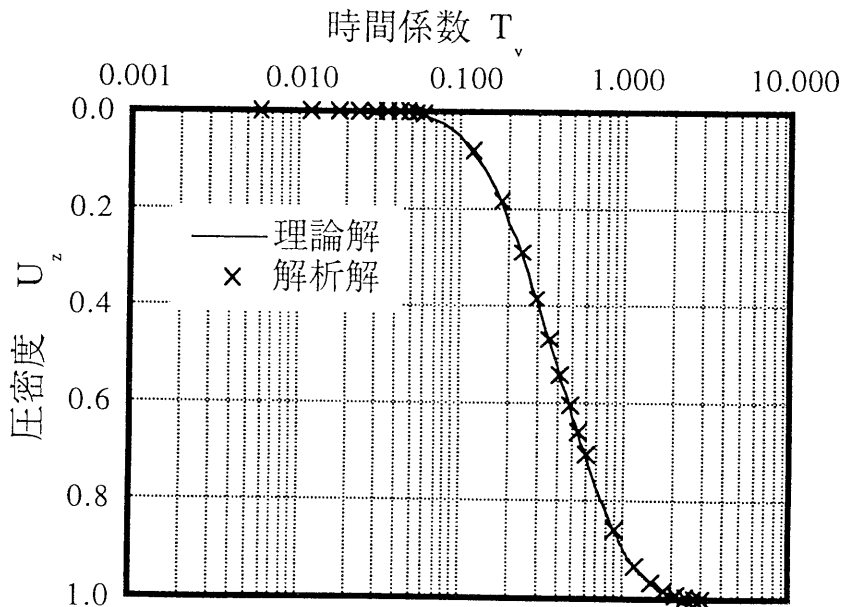


図 5.3 圧密度－時間係数関係図

浸透、応力連成場での解析解の妥当性を検証するために等温飽和地盤を対象として1次元圧密の解析を行い、Terzaghi による理論解と比較した。対象とした地盤は 20°C であり、両面排水条件で解析を行った。解析に用いた材料物性値を表 5.1 に示す。なお、解析時間ステップ幅を2日とした。

解析解と理論解を比較した結果を図 5.3 に示す。図からわかるように解析解は理論解と極めてよく一致することがわかる。このことから解析プログラムは応力、浸透連成場において適切な解を与えると判断できる。

(2) 浸透、熱連成挙動の検証

浸透と熱連成場での解の検証のために佐藤¹⁶⁾の行った温水、浸透の伝熱測定実験結果との比較を試みた。解析に用いた材料物性値を表 5.2 に示す。佐藤は円柱形の水槽に 6.6°C に保たれた飽和砂を入れて上方から下方へ 20°C の水を浸透させて砂中のいくつかの点で水温を測定している。時間経過の各段階における温度分布を実験値と比較して図 5.4 に示した。この結果、解析値は実験値の傾向をよく表しているが、熱の広がりには実験値の方が幾分速いことがわかった。

表 5.2 実験モデルの材料物性値

密度（固相） ρ_s	kg/m^3	2.520×10^3
密度（液相） ρ_w	kg/m^3	1.000×10^3
体積弾性係数（固相） K_s	N/m^2	9.807×10^{30}
体積弾性係数（液相） K_w	N/m^2	9.807×10^{30}
熱伝導率（固相） λ_s	$\text{N}/^{\circ}\text{C}\cdot\text{s}$	1.756
熱伝導率（液相） λ_w	$\text{N}/^{\circ}\text{C}\cdot\text{s}$	5.959×10^{-1}
熱膨張係数（固相） β_s	$1/^{\circ}\text{C}$	1.000×10^{-7}
熱膨張係数（液相） β_w	$1/^{\circ}\text{C}$	2.100×10^{-4}
比熱（固相） C_s	$\text{m}^2/\text{s}^2\text{C}$	8.368×10^2
比熱（液相） C_w	$\text{m}^2/\text{s}^2\text{C}$	4.190×10^3
弾性係数 E	kg/m^2	1.000×10^6
透水係数 k	m/s	1.000×10^{-7}
ポアソン比 ν		0.300
間隙率 n		0.420

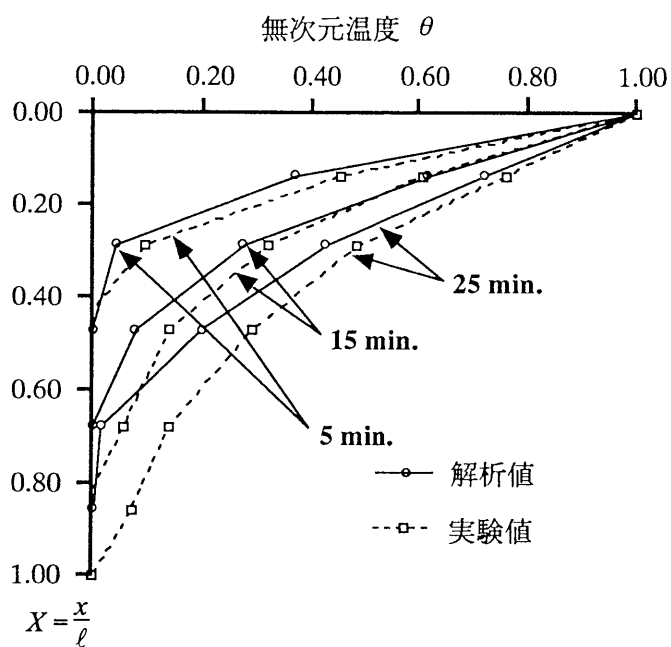


図 5.4 解析値と実験値の比較 (1)

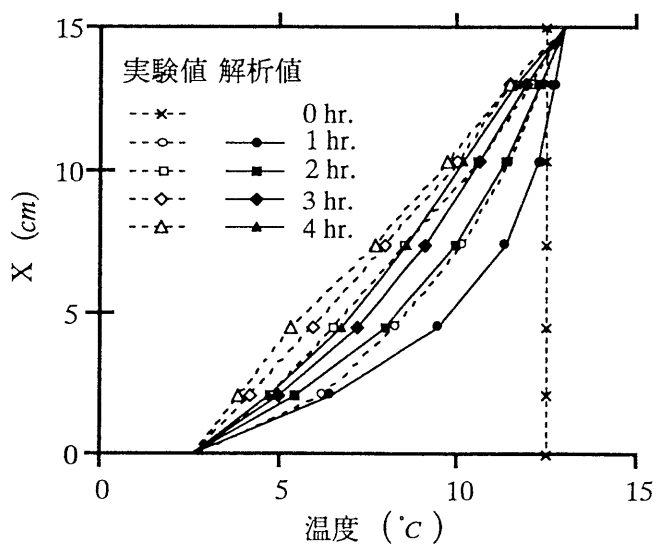


図 5.5 解析値と実験値の比較 (2)

(3) 熱伝達挙動の検証

佐藤¹⁶⁾はまた、同じ材料を用いて熱伝達挙動を調べる実験も行っている。この実験は先に述べたものと同じ水槽に 12.5°C の飽和標準砂を入れ、その水槽の上面と下面を不透水面とし、それぞれ 13.5°C と 2.5°C の水を循環させる水槽を接触させ、多孔体中の熱輸送の状況を調べるものである。この実験結果と解析結果との比較を図 5.5 に示す。図から実験、解析ともに時間の経過にしたがって温度が低下していく傾向が読み取れる。解析値と実験値の温度の差が最大約 2°C であることから、解析プログラムは実際の熱伝達挙動を表しているといえる。

5.3.3 解析と結果の検証

応力、熱、浸透連成場における解析例を示す。はじめに軟岩を対象とした浅い地盤の解析を行った。つぎに深層岩盤を対象にした解析を行い、流体の解析で良く用いられる Boussinesq 近似¹⁷⁾の適用について考察した。

(2) 浅い軟岩層に熱源を持つ地盤の解析例

地盤内に熱源がある場合、自然対流が地下水（浸透水）の流れを発生させて周辺にその物質の拡散を促進する可能性がある。そこで多孔質地盤を想定して高温な熱源が存在する場合、

ケース A：熱輸送が熱伝導のみによる場合

ケース B：熱輸送と自然対流による場合

の二つのケースについて解析を行い、その違いによる地盤の影響について考察した。

解析モデルは大西ら⁷⁾が用いたものを一部修正して用いた。材料物性値を表 5.3 に、有限要素モデルと境界条件を図 5.6 に示す。熱の輸送による長期的な地盤の影響を調べるために、最大 35000 日（約 100 年）までの影響を時間ステップを 25 日で解析した。なお、地表面は熱伝達境界とした¹⁸⁾。

表 5.3 地盤の材料物性

密度（固相） ρ_s	t/m^3	2.167
密度（液相） ρ_w	t/m^3	1.000
体積弾性係数（固相） K_s	N/m^2	9.807×10^{33}
体積弾性係数（液相） K_w	N/m^2	2.002×10^9
熱伝導率（固相） λ_s	$N/^\circ C \cdot day$	1.808×10^5
熱伝導率（液相） λ_w	$N/^\circ C \cdot day$	4.972×10^4
熱膨張係数（固相） β_s	$1/^\circ C$	5.000×10^{-6}
熱膨張係数（液相） β_w	$1/^\circ C$	5.000×10^{-4}
比熱（固相） C_s	$m^2/s^2^\circ C$	1.046×10^3
比熱（液相） C_w	$m^2/s^2^\circ C$	4.183×10^3
弾性係数 E	t/m^2	1.000×10^3
透水係数 k	m/day	8.640×10^{-3}
ポアソン比 ν		0.330
間隙率 n		0.444

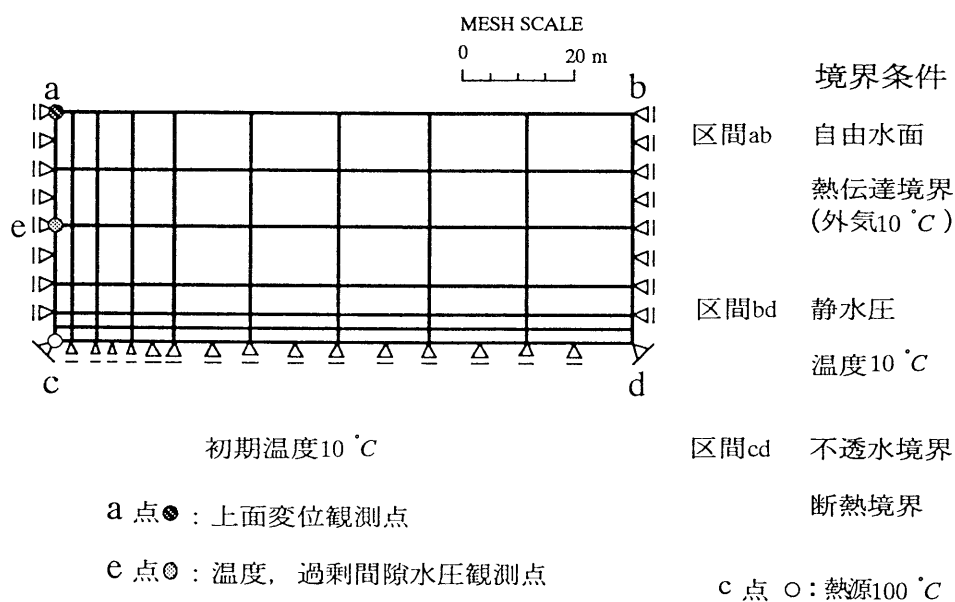


図 5.6 有限要素分割図と境界条件

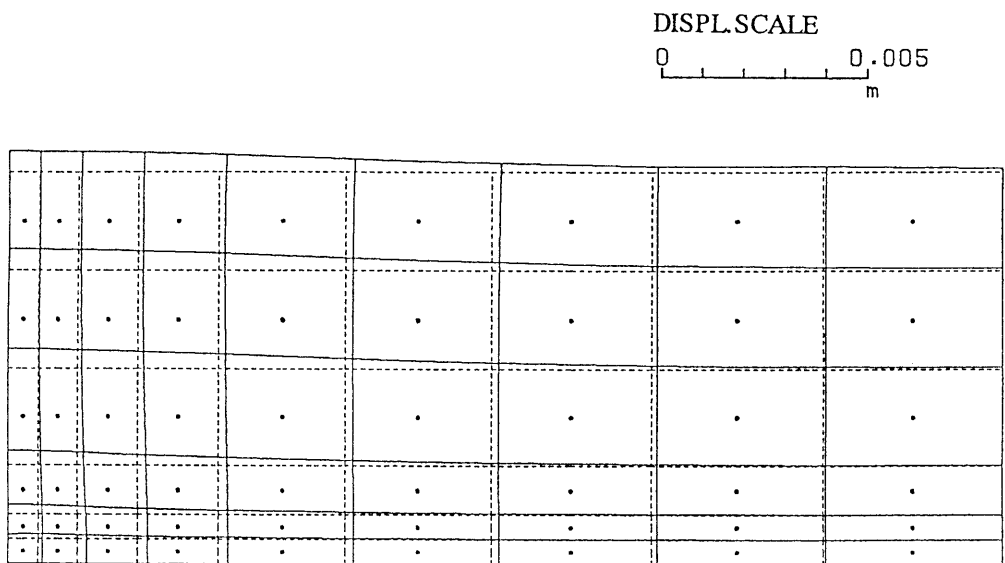


図 5.7(a) 変形図 (ケース A:熱伝導のみ ; 350 日経過)

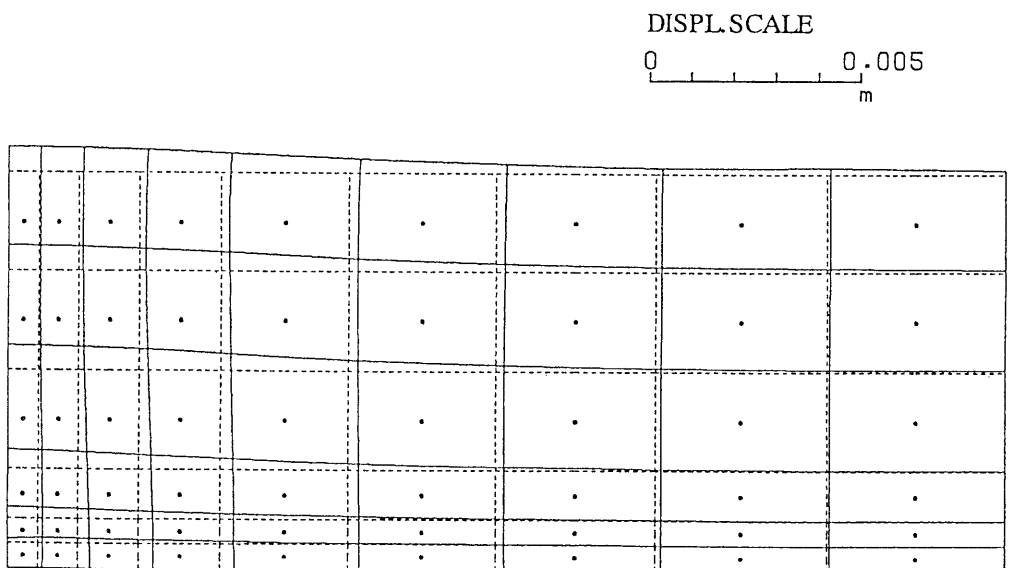


図 5.7(b) 変形図 (ケース A:熱伝導のみ ; 3500 日経過)

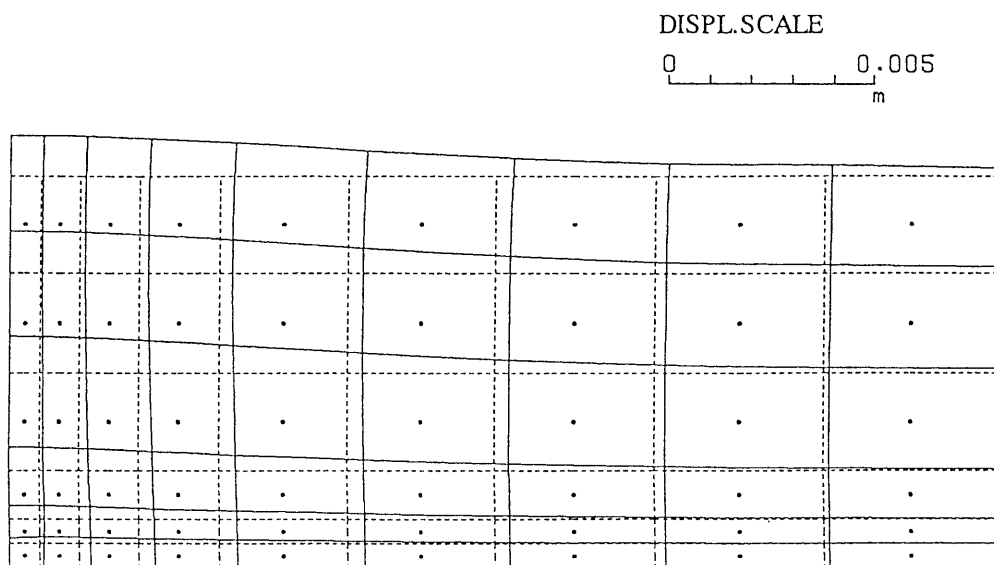


図 5.7(c) 変形図 (ケース A:熱伝導のみ ; 35000 日経過)

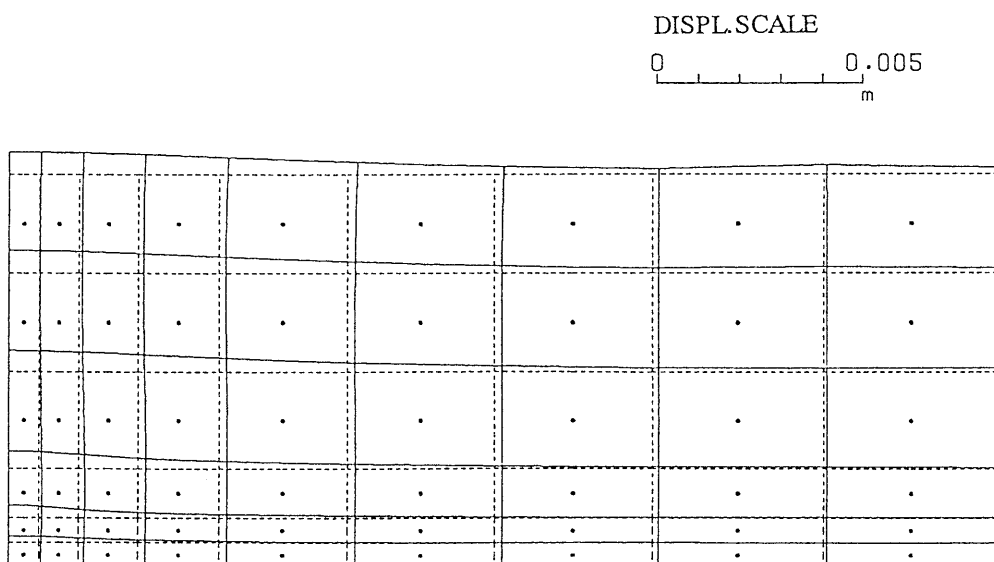


図 5.8(a) 変形図 (ケース B:熱伝導と対流 ; 350 日経過)

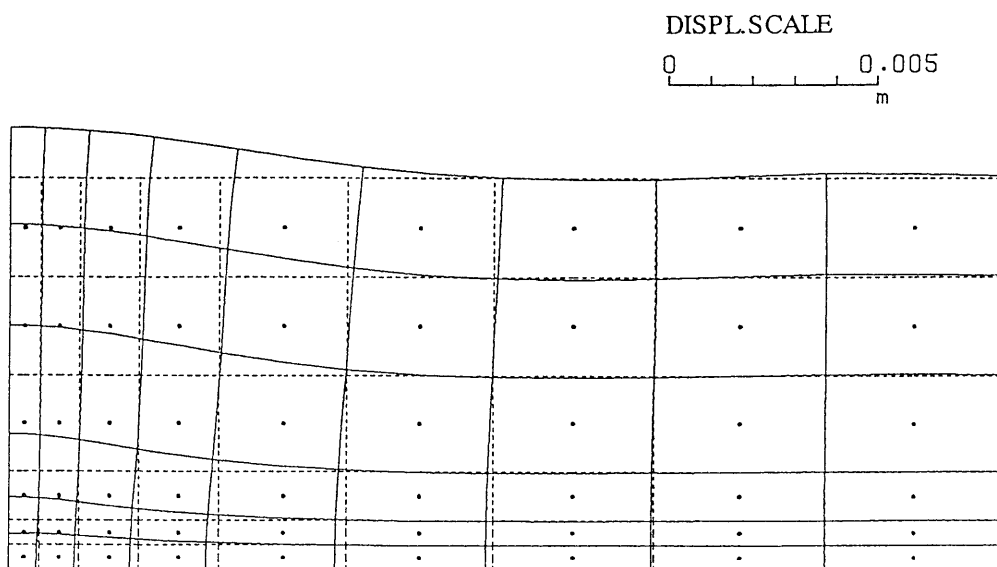


図 5.8(b) 変形図 (ケース B:熱伝導と対流 ; 3500 日経過)

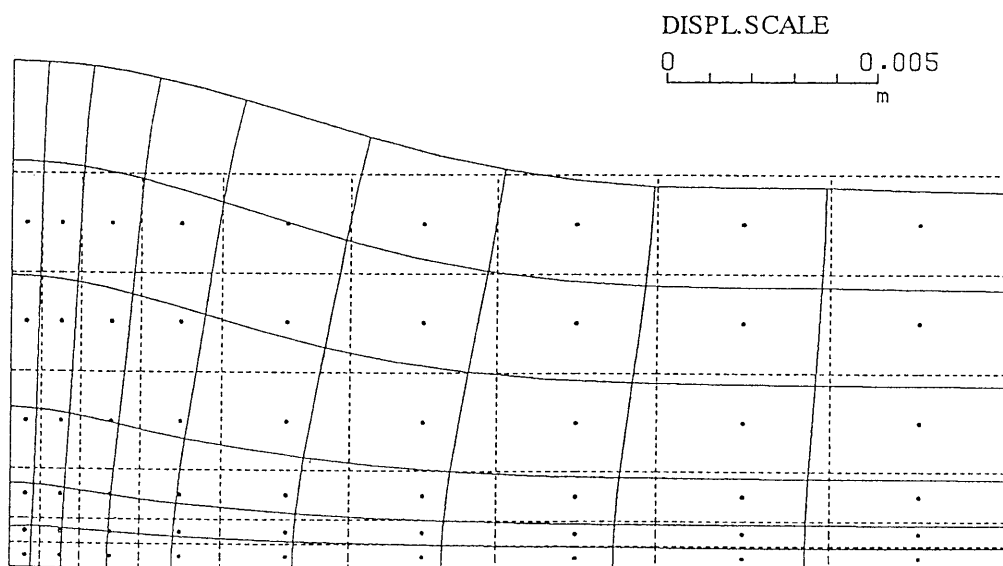


図 5.8(c) 変形図 (ケース B:熱伝導と対流 ; 35000 日経過)

解析の結果得られた変形図を図 5.7(ケース A) と図 5.8(ケース B) に示す。両者を比較するとケース B の変形が大きいことがわかる。特に地表面の a 点の変位に注目してその経時変化を比較すると 35000 日後にはケース B の上昇量がケース A の約 3 倍となっている (図 5.9)。

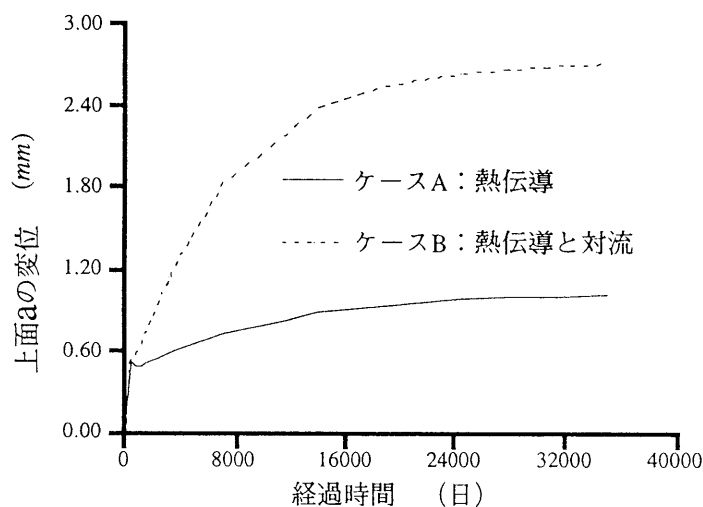


図 5.9 地表面変位の経時変化

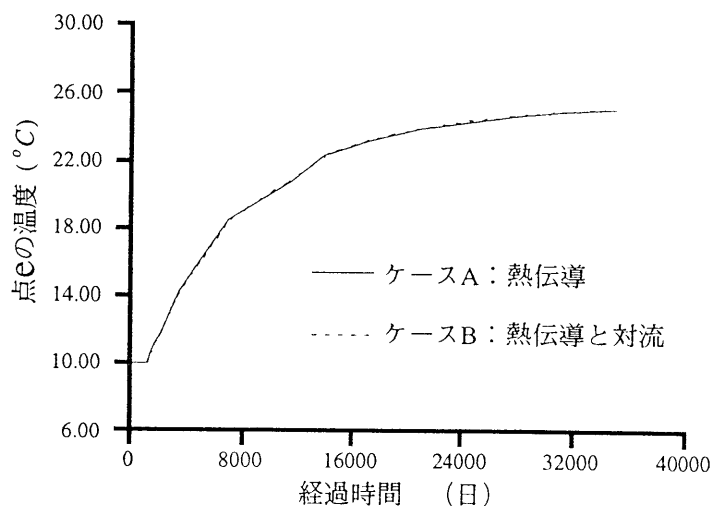


図 5.10 地盤内における温度の経時変化

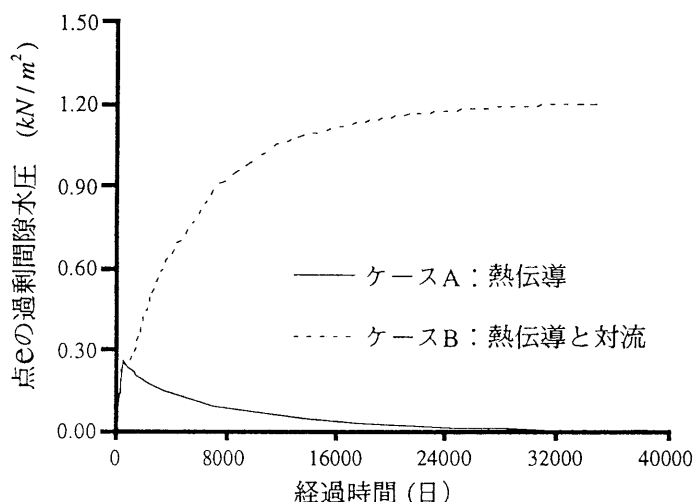


図 5.11 地盤内における過剰間隙水圧の経時変化

なお、地表面は熱伝達境界¹⁸⁾であるので外界への熱伝達と地盤からの熱輸送が平衡状態になったところで地表面の隆起が止ることがわかる。

この時、地盤内e点の温度に注目すると、図 5.10 に示したように両ケースの相違はほとんど見られないことがわかる。一方、図 5.11 に示した地盤内の過剰間隙水圧分布は、ケース A では熱を与えた直後に熱源周辺部の膨張に伴って過剰間隙水圧がピークを示しその後消散しているのに対して、ケース B では熱を与えた直後から対流の発生に伴って過剰間隙水圧が増大し、時間の経過に伴って平衡状態に達することがわかる。図 5.10、図 5.11 の結果を併せると、地盤の変形は対流による過剰間隙水圧の発生に影響されていることがわかる。

流速分布図を図 5.12(ケース A)、図 5.13(ケース B) に示す。なお、350 日の流速分布図は、図 5.6 の有限要素メッシュを熱源周辺でさらに細分割したメッシュによる解析結果を用いた。ケース A では図 5.11 で示される過剰間隙水圧の消散に伴って浸透流が発生し、時間の経過に従ってその流速が小さくなることがわかる(図 5.12)。これに対してケース B(図 5.13) では水の密度変化に伴なって熱源から上昇して周辺に至り、熱源に回帰する対流が発生していることが判る。また、時間経過に伴ってこの循環流の領域(セル)が大きくなり、熱源を中心に浸透流速は大きくなっている。

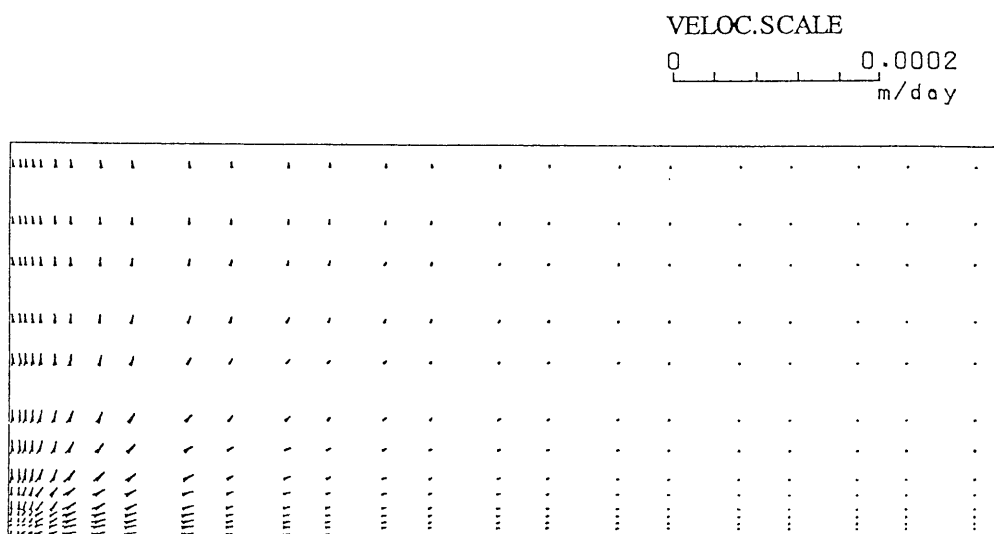


図 5.12(a) 流速分布図 (ケース A:熱伝導 ; 350 日経過)

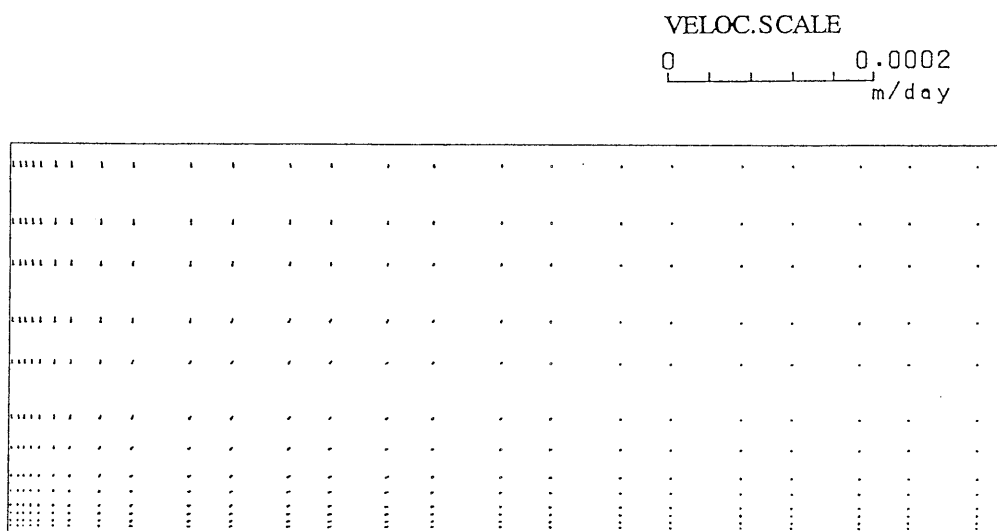


図 5.12(b) 流速分布図 (ケース A:熱伝導 ; 3500 日経過)

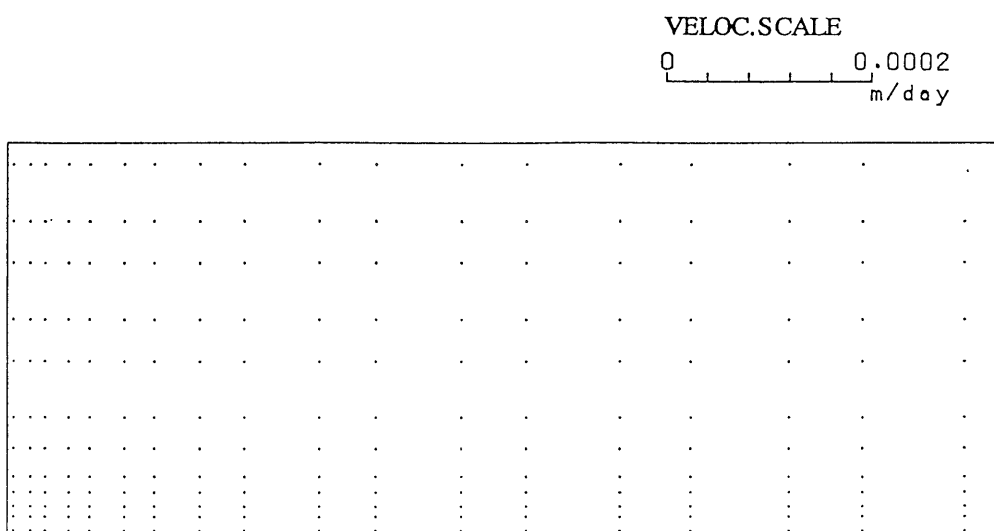


図 5.12(c) 流速分布図 (ケース A:熱伝導 ; 35000 日経過)

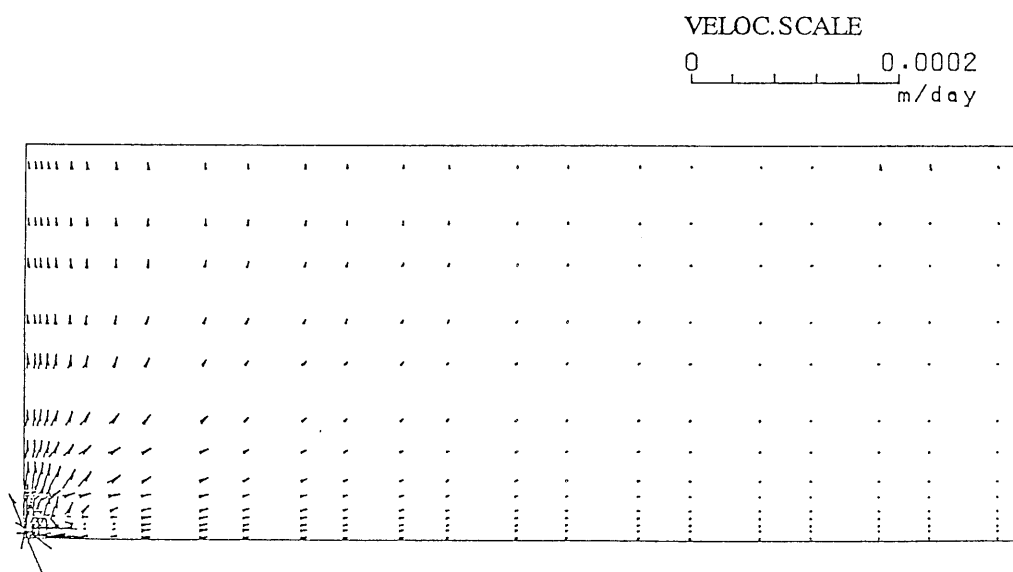


図 5.13(a) 流速分布図 (ケース B:熱伝導と対流 ; 350 日経過)

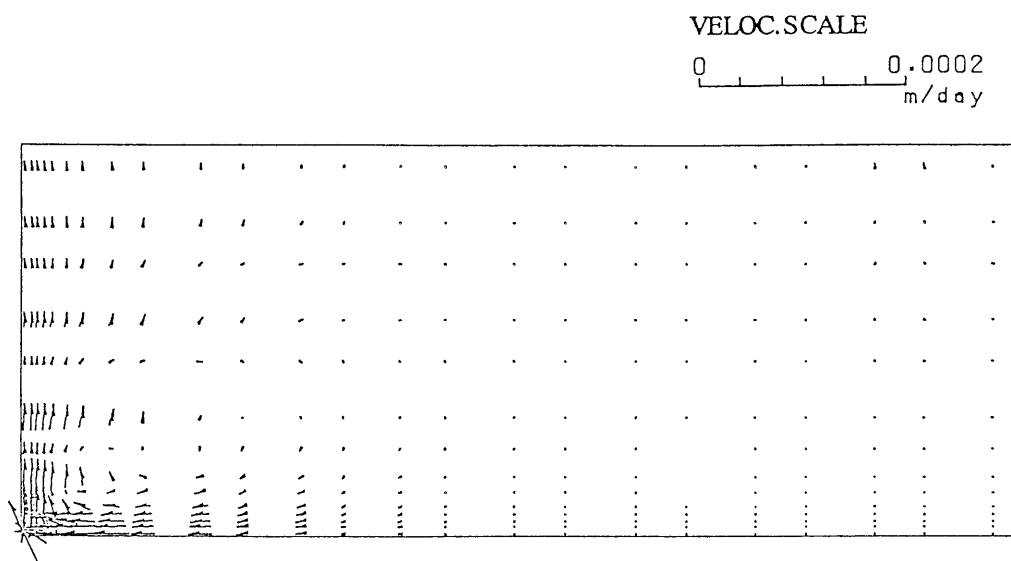


図 5.13(b) 流速分布図 (ケース B:熱伝導と対流 ; 3500 日経過)

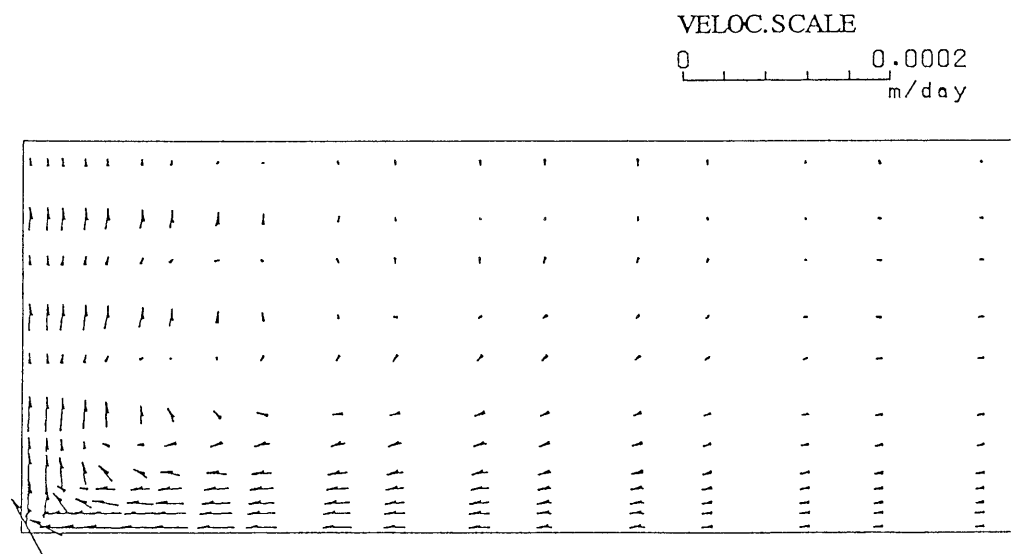


図 5.13(c) 流速分布図 (ケース B:熱伝導と対流 ; 35000 日経過)

熱を発生する汚染物質を地盤内に埋設する場合、浸透流(地下水流)による汚染物質の移動の長期的な予測が重要であるので、対流による浸透流れの発生は無視することができないことがこの計算例からわかる。

(3) 深所に熱源を持つ岩盤の解析例

地下 1,000 メートルに熱源がある岩盤を想定した解析を行った。有限要素モデルは図 5.6 と同じとし、境界条件は、先のメッシュの地表面にあたる上部境界面に自重相当分を等分布荷重として与えた(側方は拘束)。この上部境界面は不透水とした。また、初期定常状態の地盤内温度とメッシュ側面の温度境界の温度は 40°C とした。熱源の温度は先の解析と同様に 100°C と与えた。解析に用いた材料物性値の内、表 5.3 から変更した箇所を表 5.4 に示す。時間差分の条件は先に行った解析例と同じとした。

表 5.4 材料物性値変更箇所

弾性係数 E	t/m^2	1.000×10^6
透水係数 k	m/day	8.640×10^{-5}
間隙率 n		0.100

解析には熱伝導項と対流項を共に取り入れ、解析ケースとして

ケース C : Boussinesq 近似。

支配方程式の物体力の項、すなわち浸透式 (5.32) 中の $\rho_w g$ 項、力のつり合い式 (5.35) 中の \mathbf{b}_w 項、エネルギー輸送式 (5.39) 中の $\rho_w g$ 項のみに液相の密度変化を考慮し、(5.26) 式中の圧力 p に関する項を無視した。

ケース D : Boussinesq 近似に圧力依存性を追加。

液相密度の変化は (5.26) 式に従う。すなわち、液相密度の変化が温度と圧力に依存する。

の二通りを考えた。過剰間隙水圧(図 5.14)、変位(図 5.15)、温度(図 5.16)の経時変化を見ると解析ケースによる相違が見られないことがわかる。このことより地盤深層を対象として今回のような解析を行う場合、Boussinesq 近似を採用しても差しつかえないと言える。これは一般に言われている液相の密度は温度変化に対して敏感に変化するが、圧力(間隙水圧)の変化に対してあまり敏感ではない⁸⁾ことを裏付けるものである。

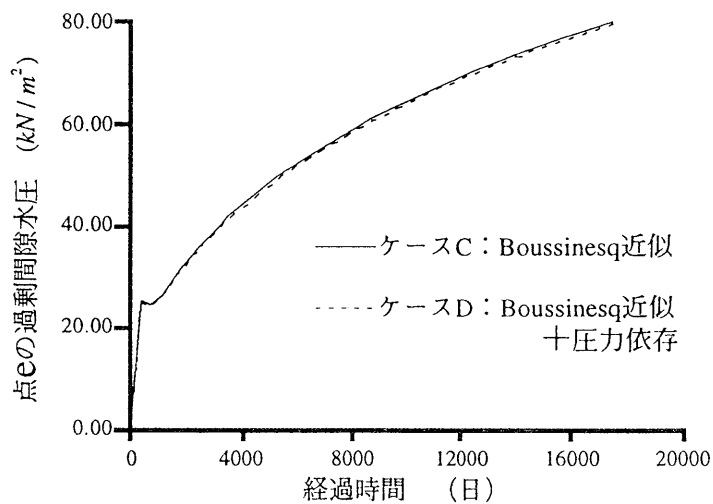


図 5.14 地盤内における過剰間隙水圧の経時変化

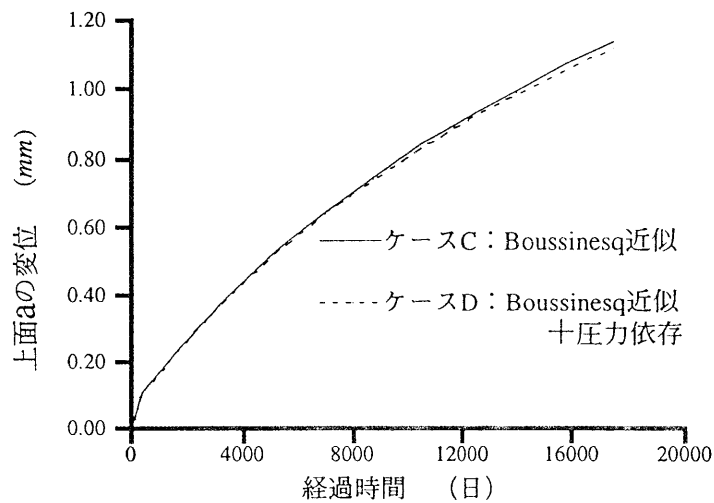


図 5.15 地盤内変位の経時変化

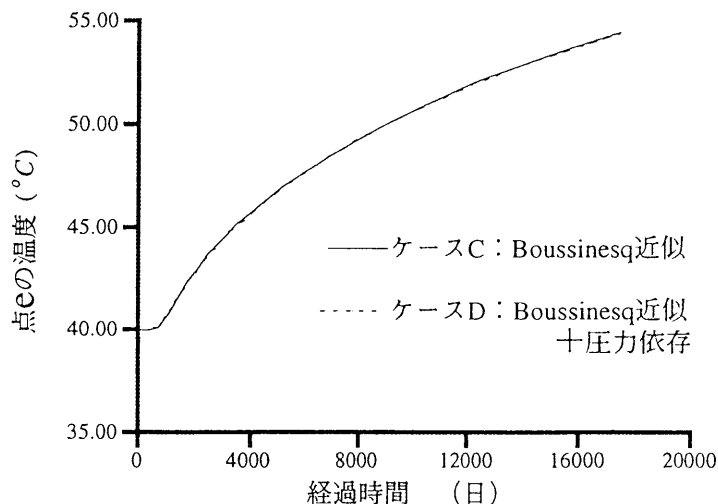


図 5.16 地盤内における温度の経時変化

5.4 結論

本章では、岩盤中における自然対流を考慮した熱・応力・浸透連成場の混合体理論を提示し、その有限要素解析を行った。

この理論と数値解析解を検証するために1次元圧密問題の理論解と比較し、つぎに、浸透連成場の実験結果¹⁶⁾と比較した結果、それぞれ良い一致を見た。

さらに、熱対流による地盤の影響を把握するために、実際の地盤をモデル化して解析を行った結果から以下の点が明らかとなった。

1. 熱輸送の違い(熱伝導のみ考慮した場合と熱伝導と対流を考慮した場合)による地盤内の温度分布に有意な差は見られなかった。
2. 熱伝導のみを考慮した場合、熱を与えた直後に過剰間隙水圧がピークを示し(図 5.11)、それを消散する方向に浸透流が発生する。この浸透流速は時間の経過とともに小さくなる。

3. 熱伝導と共に対流を考慮した場合、対流による過剰間隙水圧が発生し、時間の経過に従ってその影響が大きくなる。この場合、熱源の周囲に循環流が発生し、時間の経過と共に流速が大きくなる。
4. 浸透流速が小さいと熱の移流が起こらないので、対流による熱の広がりや熱伝導に比べて卓越しない。
5. 対流を考慮した場合の地表面の上昇は過剰間隙水圧の発生によって、熱伝導だけを考慮する場合に比べて3倍程度大きくなり、無視できない。
6. 深層岩盤を対象にした解析に対しても Boussinesq 近似が適用できる。すなわち、液相の密度は主に温度変化に依存するとしてよい。

参考文献

- 1) P. Cheng : “Heat transfer in geothermal systems”, *Advances in Heat Transfer*, Vol.14, pp. 1-105, 1978.
- 2) E. R. Lapwood : “Convection of a fluid in a porous medium”, *Proc. Cambridge Phi. Soc.*, Vol.44, pp. 508-521, 1948.
- 3) M. A. Combarous and S. A. Bories : “Hydrothermal convection in saturated porous media”, *Advances in Hydrosience*, ed. by Ven de Chew, Vol.10, Academic, 1975.
- 4) R. A. Wooding : “Steady state free thermal convection of liquid in a saturated permeable medium”, *J. Fluid Mech.*, Vol.2, pp. 273-285, 1957.
- 5) 佐藤邦明, 伊藤 洋 : 地下空洞周辺の伝熱に関する研究, 土木学会論文集, 第 363 号/II-4, pp. 97-107, 1985 年 11 月.
- 6) J. Bear and M. Y. Corapcioglu : “A mathematical model for consolidation in a thermoelastic aquifer due to hot water injection or pumping”, *Water Resources Reserch*, Vol.17, No3, pp. 723-736, 1981.
- 7) 大西有三, 柴田裕章, 小林 晃 : 有限要素法による応力-浸透-熱伝導連成問題解析手法, 土木学会論文集, 第 370 号/III-5, pp. 151-158, 1986 年 6 月.
- 8) J. Bear : *Dynamics of fluid in porous media*, Dover, p. 194, 1972.
- 9) 佐藤邦明, 佐々木康夫 : 岩の伝熱および熱水浸透流による熱拡散係数の実験的研究, 土木学会論文集, 第 351 号 / II-2, pp. 127-135, 1984 年 11 月.
- 10) E. Sanchez-Palencia : *Non-homogeneous media and vibration theory ; lecture note in physics*, Springer-Verlag, 1980.
- 11) W. L. Roland and A. S. Bernard : *The finite element method in the deformation and consolidation of porous media*, WILEY, 1987.

- 12) V. N. Nikolaevsky : *Mechanics of fluid-saturated geometricals*, ed. by Z. Bazant, John-Wiley and Sons, pp. 379-401, 1985.
- 13) 市川康明 : 地盤力学における有限要素法入門, 日科技連出版, 1990.
- 14) スハス. V. パタンカー 原著, 水谷幸夫, 香月正司訳 : コンピューターによる熱移動と流れの数値解析, 森北出版, 1985.
- 15) 都築 敦 : 凝灰岩における熱、応力、浸透連成挙動の解析, 名古屋大学修士論文, 1993.
- 16) 佐藤邦明 : 飽和多孔体および温水浸透流における温度伝導率の実験的決定, 土木学会論文報告集, 第 320 号, pp. 57-65, 1982 年 4 月.
- 17) L. Reyleigh : "On convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side", Reprinted from Philosophical Magazine, Series 6 Vol. 32, 1916, Selected papers on the theory of thermal convection with special application to earth's planetly atmosphere, ed. by B. Saltzman, pp. 3-20, Dover, 1962.
- 18) 甲藤好郎 : 伝熱学特論, 養賢堂, 1964.

第6章 おわりに

地下空間は

隔離性、耐震性、恒温性

などで代表される特長を持っている。これを生かした各種施設が建設、あるいは計画されているが、利用方法が多様化しているため、岩盤の力学的挙動だけではなく、水理学的、熱力学的挙動についても考慮に入れる必要が出てきた。本論文の目的は、実験や数値解析を通して、岩盤内に様々な負荷を与えたときにどのような影響が起こるかを把握することにある。

本論文の結論を各章ごとにまとめて以下に列挙する。

第2章では、岩盤中の不連続面の地質学と工学の分野における扱い方と不連続面の挙動について行った調査・実験例についてまとめた。はじめに、地質学および岩盤工学において不連続面を分類する方法について示した。特に REV (representative elementary volume ; 代表要素容積) は、工学的なアプローチ法であるモデル化に必要な概念であるので、これについて触れ、不連続面の扱いは大きく不連続面を個別に取り扱う方法と不連続性岩盤を等価な連続体に置き換えて取り扱う方法の2つに分けられることについて説明した。つづいて、不連続面の破壊例としてキンキング現象の幾何学的な性質を分析するために現場調査と実験を行い、その特徴を把握することを試みた。実験には、へき開構造を含む変成岩(粘板岩)と木材を供試体として用い、一軸圧縮試験を通してキンキングの再現を行った。実験から得られた幾何学的構造とひずみ値の関係を用いてキンクの特徴を調べ、さらにモール・クーロンの破壊基準と比較し、工学的にどのような意味を持つかを述べた。

不連続面について得られた事実を整理するとつぎのようになる。

- (2-1) 不連続面は変形定数、強度、透水性の値を支配するために、岩盤の物性を決定づける重要な因子であるが、その性状と分布を完全に把握することは不可能である。
- (2-2) 不連続面は地質学の分野では成因で、工学では大きさや存在形態で分類される。

(2-3) 不連続面の性質を把握するためには、対象領域のサイズが十分大きく、試験を繰り返してもその測定値が本質的に変わらないような領域 REV を決定することが重要である。

(2-4) 不連続面をモデル化する方法は大きく分けて a) 個別に不連続面を取り扱う方法と b) 等価な連続体に置き換える方法に分けられる。

(2-5) 不連続面の挙動を陽な形で数値解析で取り扱う場合は上記 a) の方法に頼るしかないが、個々の不連続面の性状を完全に把握することは不可能であるので、不連続面を等価な連続体に置き換えて岩盤全体の物性と挙動に注目する可能性について考えざるをえない。

一方、キンキング現象の現場観察と室内実験から以下の事実を得た。

(2-6) キンキングは材料的あるいは力学的特異点から発生し、局所的なひずみの集中によってキンクバンドが成長すると推定される。

(2-7) 実験供試体にキンキングが現れるのは、ピーク強度を過ぎてからであり、さらに載荷を続けるとキンクバンドを構成する薄層が水平面となす角は、小さくなる。

(2-8) キンクバンドと載荷軸のなす角は、載荷中は一定である。また、キンクバンドの角度は、圧縮環境下のモール・クーロンの破壊規準から推定されるせん断破壊の方向とは異なる。

(2-9) 自然岩盤と室内試験によるキンクを比較して、自然岩盤中の高封圧履歴によるキンキング現象はヒンジ移動モデルで表現され、地下構造物の周囲に発生するキンキング現象は回転モデルで表現される。

(2-10) 上記 (2-8) の結果から、地下空洞の周辺岩盤が多層構造をなしていると、側壁周囲は一軸圧縮状態となるので、せん断よりもキンクによる影響を受ける領域の方が大きくなると思われる。

今回は載荷軸と層理の方向がほぼ平行な供試体を用いて実験を行ったので、今後は、その方向を変化させて実験を試みる。キンキング現象をモデル化して、数値解析を行い、その変形や破壊の様子を再現することも課題である。

第3章では、不連続面を等価な連続体に置き換えるモデル化について、今までに提案されたモデルの概要を説明し、特徴をまとめた。はじめに、7つのモデル（混合体モデル、等価異方弾性体モデル、クラックテンソルモデル、等価体積損傷モデル、損傷テンソルモデル、均質化モデル、せん断弾性係数モデル）についての概要を記述した。つぎに、損傷量を変化させたFEMの解析モデルと各等価連続体モデルを比較し、損傷方向の再現性について比較した。つづいて、先に説明した各モデルを決定するデータを得るために、損傷実験を行った。これは、モルタルを用い、金属ブレードを打設時に挿入し、スリット状の損傷を予め含む供試体を作成して一軸圧縮試験を行ったものである。供試体は、このブレードの载荷軸との挿入角度を変化させるパターンと、ブレード枚数を変化させるパターン、および比較のための損傷を有しないパターンの3種類を作製した。実験で供試体上のき裂の進展を観察した。このき裂の進展状態と軸ひずみとの関係について整理した。つづいて実験供試体の幾何データを用いて等価連続体モデルを定め、実験値と比較した。得られた等価連続体モデルの共通の特徴は、不連続面の幾何学的性質をモデルに取り込む際に、対象岩盤を代表できる最小要素(REV)を決定することにある。さらに、各モデルの特徴について整理すると以下のようにまとめられる。

- (3-1) 混合体モデル：不連続面に体積(空隙)を持たせ、体積比を用いて不連続面が岩盤に与える影響を評価する。不連続面の方向性を評価することができない。
- (3-2) 等価異方弾性体モデル：不連続面は厚さを持たないとし、岩盤全体のコンプライアンスは、母岩のコンプライアンスと不連続面によるコンプライアンスの線形和で与えられる。不連続面のREVへの影響は応力集中テンソルとREV中の不連続面の面積の存在率の積で与えられる。応力集中マトリックスは有限要素法による解析により決定する。
- (3-3) クラックテンソルモデル：不連続面は厚さを持たないとし、円板形に近似した不連続面の幾何学的関係を統計的に処理して幾何形状を決定し、不連続面の存在によるひずみ増分を与えて岩盤の構成関係を求め、不連続面がREVに与える力学的影響を評価する。
- (3-4) 等価体積損傷モデル：不連続面は厚さを持たないとし、不連続面の形状を楕円板であると仮定している。不連続面が存在することによるひずみの増分を破

壊力学理論を援用し定義したコンプリメンタリーエネルギーの増分で表示し、体積欠損量をテンソルで示している。

(3-5) **損傷テンソルモデル**：不連続面は厚さを持たないとし、き裂を含まない構造最小単位の定義できる領域を REV としている。損傷テンソルは、岩盤領域の体積の 3 次元的全有効断面積が不連続面の配置によって 3 次元的方向性をもつ損傷欠損率によって定義される。上記 (3-3)、(3-4) のモデルは母岩と岩盤の応力が等しいと仮定し、不連続面が REV に及ぼす影響から生じるひずみを母岩のひずみに加え併せるが、このモデルはひずみ等価仮説のもとで岩盤内に分布する実質応力を定義する。

(3-6) **均質化モデル**：不連続面の幾何学的構造を細部まで再現可能であり、均質化された材料定数を得るだけでなく、微視的周期構造内における応力分布も同時に把握できる。全体構造が微視的周期構造から構成されていると仮定する。

(3-7) **せん断弾性係数モデル**：不連続面が帯状に分布していると仮定し、等方弾性テンソルのせん断弾性係数を低減させるモデルである。局所せん断剛性の低下が、全体座標系の弾性係数マトリックスに与える直交異方性的な影響を評価する。

本章で説明した理論は、不連続面の REV に対する力学的な影響を把握するだけでなく、水理学的、熱力学的挙動に関係する岩盤の物性を評価することが可能である。

後半の第 4 章、第 5 章では、多孔質岩盤を対象とした実験と解析の結果についてまとめた。

第 4 章では新しく開発した熱、浸透圧、荷重を同時に負荷することが可能な実験装置を用いて熱・浸透連成実験を行い、供試体表面の温度とひずみの経時変化について観測した。供試体には、多孔質凝灰岩(大谷石、船入石)を用いた。

実験パターンは

パターン A：飽和させた供試体に熱 (80°C) を負荷する場合。

パターン B：飽和させた供試体に同時に熱 (80°C) と浸透圧 (0.98 MPa) を負荷する場合。

パターン C：乾燥させた供試体に熱 (80°C) を負荷する場合。

の3通りである。その結果、熱源からの熱が、供試体の変形を支配していることが判った。また、浸透圧もその変形に僅かであるが影響を与えることが明らかになった。その他、特に船入石について行った実験の結果から明らかになったことを以下にまとめる。

- (4-1) 温度の経時変化について整理すると、実験パターン B は熱源近傍の測定点で加圧面側より浸出面側の温度が高いことを示した (図 4.7)。これより、温度分布から浸透圧に起因する浸透流を間接的に観察できることが明らかになった。
- (4-2) 温度分布の経時変化を三つの実験パターンについて比較すると、熱源付近の浸出面側の熱伝達は他の実験パターンに比べてパターン B の温度が高く、浸透圧が温度勾配の大きい所で顕著な影響を与える。
- (4-3) 実験パターン A では熱源による過剰間隙水圧の増加にともなって引っ張りひずみがピーク値を示し、この間隙水圧が消散するに従ってひずみも減少する傾向を示す。
- (4-4) 実験パターン B ではひずみの値が僅かであるが浸透圧の影響を受けることが明らかになった。

今回は浸透圧と熱が供試体にどの程度の影響を及ぼすかを考察するために連成実験を行った。今後の課題は、ここで観測された現象の再現性をより確実にするための実験を重ねるとともに、熱、浸透圧に加えて荷重を同時に負荷させて連成実験を試みることである。

第5章では、複数の負荷 (熱、応力、浸透) がかけられた地盤の長期的な挙動を把握するために、多孔質岩盤の数値解析を行った。ここでは、損傷が等方的に分布しているとして多孔質岩盤を対象として混合体理論を適応している。この時、岩盤は固相と液相の2相混合体で完全に飽和していると仮定し、各相ごとに運動場、速度場などの基本諸量を定義する。そして応力・熱・浸透連成場における混合体の質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則から浸透式、力のつり合い式およびエネルギー輸送式を導出した。さらに自然対流を考慮した連成方程式を提示し、その有限要素解析を行った。

理論および解析手法の検証をするために1次元圧密問題の理論解ならびに浸透連成場の実験結果と比較した結果、それぞれ良い一致を見た。

さらに、熱対流による地盤の長期的な影響を推測するために、実地盤を想定した解析を行った。以下に結論を示す。

- (5-1) 熱輸送の違い(熱伝導のみ考慮した場合と熱伝導と対流を考慮した場合)による地盤内の温度分布に有意な差は見られなかった。
- (5-2) 熱伝導のみを考慮した場合、熱を与えた直後に過剰間隙水圧がピークを示し(図 5.11)、それを消散する方向に浸透流が発生する。この浸透流速は時間の経過とともに小さくなる。
- (5-3) 熱伝導と共に対流を考慮した場合、対流による過剰間隙水圧が発生し、時間の経過に従ってその影響が大きくなる。この場合、熱源の周囲に循環流が発生し、時間の経過と共に流速が大きくなる。
- (5-4) 浸透流速が小さいと熱の移流が起こらないので、対流による熱の広がり熱伝導に比べて卓越しない。
- (5-5) 対流を考慮した場合の地表面の上昇は過剰間隙水圧の発生によって、熱伝導だけを考慮する場合に比べて3倍程度大きくなり、無視できない。
- (5-6) 深層岩盤を対象にした解析に対しても Boussinesq 近似が適用できる。すなわち、液相の密度は主に温度変化に依存するとしてよい。

謝辞

本論文は、著者が名古屋大学大学院博士課程在学中に行った研究の成果についてまとめたものです。本論文をまとめるにあたって終始ご指導、ご鞭撻を賜りました植下協教授、浅岡 顕 教授、市川康明 助教授に深く感謝致します。

市川康明先生は、著者の指導教官であり、名古屋大学大学院に入学したときから、現在に至るまで連続体力学をはじめとする基礎的なことから、数値解析の応用に至るまで多くのことを教えて頂きました。そして何よりも自分でものを考える大切さ、すばらしさを教えて下さいました。これからの激動する世の中で、自分を見失わないように、よく考えて進むべき道を歩んで行きたいと思います。

名古屋大学名誉教授、愛知工業大学工学部土木工学科教授 川本眺万先生は、研究全般から学生生活に至るまで著者を支えて下さいました。日々、先生の我々学生に対する細やかな心遣いに、何度も勇気づけられました。ここに、心から感謝するとともに、先生の心遣いに答えることができますように、今後自分の進む道を一步、一步踏みしめて行きたいと思います。

山口大学工学部社会建設工学科教授 中川浩二先生は、著者に名古屋大学大学院を受験する機会を与えて下さいました。ここに、深く感謝致します。

名古屋大学助教授 京谷孝史先生、東海大学海洋学部海洋土木工学科助教授 Ömer Aydan 先生は、著者が名古屋に来たばかりで右も左もわからない時分に、勉強方法から懇切丁寧に教えて下さいました。そして著者が進むべき道を見失いそうになったとき、心の支えとなって下さいました。両先生がおられなかったら、私は今に至ることができなかったと思います。ここに、数々の助言と援助を受けましたことに深く感謝致します。

豊田工業高等専門学校環境都市工学科教授 赤木知之先生、同校講師 伊東 孝先生、名城大学理工学部土木工学科助教授 清水泰弘先生、琉球大学工学部土木工学科講師 渡嘉敷直彦先生、元名古屋大学技官(現 ミサワセラミックホーム) 吉川和仁氏は、実験のいろはから、実験の大切さ、そして楽しさに至るまで多くのことを教えて頂きました。ここに心から感謝致します。

研究室の同僚である鄭 教澈氏、呉 旭氏、王 建国氏には研究から私的なことまでよく相談にのって頂くとともに、多くの実りのある議論を通して、アイデアを提供して頂きました。著者がこの論文をまとめることができましたのも同僚というより

も“人生の先輩”と呼ぶにふさわしい彼らのおかげであります。ここに深く感謝致します。また、著者が博士課程を通して一緒に勉強させて頂きました(株)鹿島建設の陳昭宏氏、日本鉄道建設公団の渡辺 修氏、(株)西松建設の高田渉太郎氏、名古屋市の都築 敦氏、大学院学生の石川 明氏、太田泰基氏、永田友一氏、伊藤貴宏氏、辻浩一氏をはじめ、研究室の諸氏に、そして文章の校正を快く引き受けて下さいました川喜多利香氏に心から感謝致します。皆様のおかげで本論文をまとめることができました。どうも有り難うございました。

最後に、ここまで、著者のわがままを許し、見守ってくれた母と、大きな夢を持つ大切さを教えてくれた今は亡き父に、そしていつも著者を暖かく励ましてくれた姉、義兄、二人の姪に感謝します。