

博士論文（要約）

泥質岩が示す半透膜的特性と
間隙水流動・物質移行・岩石変形の連成過程

廣田 翔伍

目次

目次.....	i
図表目次	iv
1. 序論	- 1 -
1.1. 研究背景.....	- 1 -
1.2. 本研究の目的.....	- 3 -
1.3. 本論文の構成.....	- 3 -
2. 理論背景	- 5 -
2.1. 泥質岩の半透膜的挙動と化学的浸透	- 5 -
2.1.1. 泥質岩の半透膜的挙動.....	- 5 -
2.1.2. 浸透圧の定式化.....	- 6 -
2.1.3. 反射係数の濃度依存性.....	- 10 -
2.2. 多孔質媒体中の物質移行	- 11 -
2.3. 化学的浸透に伴う岩石の変形を考慮した支配方程式の導出.....	- 12 -
2.3.1. 直接流れ現象と連成流れ現象.....	- 12 -
2.3.2. 半透膜性を持つ泥質岩中の地下水流れ, 溶質移行の構成式の導出	- 12 -
2.3.3. 線形多孔質弾性体理論に基づく, 地下水流れと歪の構成式の導出	- 14 -
2.3.4. 支配方程式の導出	- 17 -
3. 室内実験手法.....	- 19 -
3.1. 実験に使用した岩石の説明.....	- 19 -
3.2. 分布式光ファイバーセンサーによる歪の計測	- 21 -
3.3. 実験装置の説明.....	- 24 -
3.4. 実験の手順	- 27 -
4. 実験で得られた歪挙動	- 29 -
4.1. 計測によって得られたデータ	- 29 -
4.2. 計測で得られたデータの解釈.....	- 32 -
4.2.1. RBS を用いた歪の計測値のシフトの検討.....	- 32 -
4.2.2. 隣接レファレンス方式で推定した歪の計測値との比較.....	- 35 -
4.2.3. 歪の計測値の振動についての検討	- 39 -
4.3. 計測で得られたデータの処理	- 40 -
4.3.1. 歪の計測値のシフトの除去	- 40 -
4.3.2. 水槽内の温度変動を用いた歪の計測値の補正	- 40 -
4.4. 処理後の実験結果	- 43 -
4.4.1. 実験 No.1-No.3 で得られた周歪挙動の比較	- 43 -
4.4.2. データ処理で得られた周歪挙動の 3 次元プロット	- 46 -
4.4.3. データ処理で得られた周歪挙動の特徴	- 47 -

4.4.4.	実験結果のまとめ	- 48 -
5.	数値計算を用いた検討	- 51 -
5.1.	数値計算に用いた計算領域, 境界条件, 初期値設定	- 51 -
5.2.	数値計算に用いた支配方程式	- 52 -
5.3.	無次元解析に用いた支配方程式	- 53 -
5.4.	Bresler モデルの導入と定数 σ モデルおよび非線形 σ モデル	- 55 -
5.5.	数値計算による解析の流れ	- 56 -
6.	数値計算を用いた解析結果	- 57 -
6.1.	定数 σ モデルによって作成された, 無次元周歪のタイプカーブ	- 57 -
6.2.	定数 σ モデルを用いた試料内部で生じる現象の理解	- 59 -
6.2.1.	定数 σ モデルによって得られた無次元圧力と無次元周歪の挙動の比較 ..	- 59 -
6.2.2.	無次元圧力と無次元周歪の挙動の違いについての検討	- 62 -
6.2.3.	定数 σ モデルによって得られた無次元圧力と無次元濃度の挙動の比較 ..	- 64 -
6.2.4.	定数 σ モデルによって得られた無次元圧力と無次元濃度の空間分布の比較 ..	- 65 -
6.2.5.	実験後半の無次元圧力と無次元濃度のタイプカーブの関係	- 67 -
6.2.6.	試料内部の無次元流束の挙動	- 69 -
6.2.7.	拡散方程式の解析解との比較による pfd の挙動の理解	- 71 -
6.2.8.	定数 σ モデルで得られた pfd , Cd , $\varepsilon\theta\theta d$ の挙動のまとめ	- 75 -
6.2.9.	6.2 節の議論のまとめ	- 77 -
6.3.	定数 σ モデルによる実験結果のフィッティング	- 79 -
6.3.1.	実験結果とタイプカーブのフィッティング方法	- 79 -
6.3.2.	実験結果とタイプカーブのフィッティング結果	- 79 -
6.4.	非線形 σ モデルを用いた実験結果の無次元解析	- 81 -
6.4.1.	非線形 σ モデルによるタイプカーブ	- 81 -
6.4.2.	非線形 σ モデルによって得られた $\varepsilon\theta\theta d$ の挙動の解釈	- 85 -
6.5.	非線形 σ モデルによる実験結果のフィッティングと物性値の推定	- 86 -
6.5.1.	非線形 σ モデルによる実験結果のフィッティング	- 86 -
6.5.2.	定数 σ モデルと非線形 σ モデルによって得られた周歪の空間分布の比較...	- 87 -
6.5.3.	フィッティングの結果を用いた須川層泥岩の物性値の推定	- 88 -
6.5.4.	推定された物性値を用いたモデルの妥当性の評価	- 89 -
6.5.5.	非線形 σ モデルによるフィッティングについてのまとめ	- 89 -
6.6.	作成したタイプカーブを用いた実験 No.2-3 の結果の解釈	- 91 -
6.6.1.	無次元周歪の最小値を利用した, 実験 No.2-3 の結果の無次元解析	- 91 -
6.6.2.	実験 No.2 および No.3 でみられた数値モデルで説明できない歪挙動の解釈..	-

94 -	
6.6.3.	カーブフィッティングで推定された須川層泥岩の物性値の比較 - 96 -
6.7.	まとめ - 98 -
7.	総括 - 101 -
7.1.	内容の総括 - 101 -
7.2.	実験で得られた歪挙動 - 103 -
7.3.	実験システムについて - 103 -
7.4.	数理モデルについて - 106 -
7.5.	化学的浸透が実問題に与える影響 - 107 -
8.	謝辞 - 109 -
9.	参考文献 - 110 -

図表目次

図 2.1 半透膜を介して純水と水溶液が接触しているときの、化学的浸透流と浸透圧が発生する様子。.....	- 7 -
図 2.2 Pitzer モデルによって予測される、 $\beta(0)$ の値ごとの 1:1 型電解質のモル濃度 m の平方根と活量係数 γ の値の関係 (Pitzer and Mayorga(1973)より引用, 加筆).....	- 9 -
図 2.3 Bresler モデルによって得られる、反射係数と bc の関係.....	- 11 -
図 3.1 試料作製に用いた岩塊の採取地点と、その周辺地質 (竹内ほか (2000) より引用, 加筆)	- 19 -
図 3.2 試料の作成に用いたボーリングマシン(a)および作成された試料(b)	- 20 -
図 3.3 岩塊を採取した地点(a)と採取した岩塊(b)	- 20 -
図 3.4 須川層の岩石の XRD 結果.....	- 21 -
図 3.5 Rayleigh 散乱光を利用した DOFS の概略図.....	- 22 -
図 3.6 実験装置の概略図	- 24 -
図 3.7 光ファイバーを貼り付けた泥質岩試料の様子	- 24 -
図 3.8 泥質岩試料に光ファイバーを貼り付けている様子	- 25 -
図 3.9 実験装置の温度制御の様子 (a) および断熱材で作製した箱の中に設置した実験装置の様子(b)	- 27 -
図 4.1 実験 No.1(a), 2(b), 3(c)で得られた、試料側面で下面から 10 mm, 15 mm, 20 mm 程度の地点における、周歪の計測値の時間変化.....	- 29 -
図 4.2 実験 No.1(a), 2(b), 3(c)で得られた、時刻 $t=0, 2, 8, 32, 128, 196h$ における試料側面の周歪の計測値の空間分布	- 30 -
図 4.3 実験 No.3 の周歪の計測値にみられた、歪の計測値のシフト挙動.....	- 31 -
図 4.4 実験 No.1(a)および 2(b)で得られた周歪の計測値にみられた、歪の計測値の振動のような挙動.....	- 32 -
図 4.5 実験 No.3 で得られた、 $z=12.3mm$ 地点における、実験開始前 (reference) および時刻 $t=0, 2, 24, 48, 96, 192h$ のときの local RBS	- 33 -
図 4.6 実験 No.1 の $z=9.8mm, 15.3mm, 20.1mm$ 地点において、固定レファレンス方式で計算された相互相関関数の最大値の推移(a)と、 $t=1h, 4h, 16h, 64h, 167h, 196h$ における周波数シフトと相互相関関数の値の関係(b)	- 34 -
図 4.7 隣接レファレンス方式によって推定された $z=9.8mm, 15.3mm, 20.1mm$ 地点における歪挙動(a)と、そのときの $z=9.8mm, 15.3mm, 20.1mm$ 地点における相互相関関数の最大値の推移(b).....	- 36 -
図 4.8 隣接レファレンス方式で得られた、実験 No.1 の $z=9.8mm$ 地点における、 $t=1, 4, 16, 64, 167, 196h$ のときの相互相関関数と周波数のシフト量の関係....	- 37 -

図 4.9 実験 No.1 について、固定レファレンス方式で推定された周歪挙動と隣接レファレンス方式で推定された周歪挙動の比較	38 -
図 4.10 実験 No.1(a), 2(b), 3(c)で得られた、試料側面で下面から 10 mm, 15 mm, 20 mm 程度の地点の周歪の計測値の時間変化と、水温の時間変化の比較.....	39 -
図 4.11 実験 No.1 における、試料近傍の光ファイバーセンサーで計測された、実験開始時からの温度変動	41 -
図 4.12 実験 No.1 における、熱電対で計測された箱内気温と水温の変動	41 -
図 4.13 実験 No.1(a), No.2(b), No.3(c)の歪の計測値を整理することで得られた、試料側面で下面から 10 mm, 15 mm, 20 mm程度の地点における、周歪の時間変化挙動	43 -
図 4.14 実験 No.1(a), No.2(b), No. 3(c)の歪の計測値を整理することで得られた、時刻 $t=0, 2, 8, 32, 128, 192h$ における試料側面の周歪の空間分布	44 -
図 4.15 実験 No.1, No.2, No.3 で得られた、試料側面における周歪の空間分布の時間変化（それぞれ(a), (b), (c))	47 -
図 5.1 数値計算で用いた、計算領域とその初期条件および各境界の境界条件	51 -
図 5.2 図 5.1 中境界 C-D の濃度条件設定に用いた関数.....	52 -
図 5.3 濃度依存性を考慮した反射係数 $\sigma(C)$ と、定数扱いの反射係数 σ_0 の関係	55 -
図 6.1 定数 σ モデルを用いた数値計算によって得られた、 $z_d = 0.32a, 0.49(b), 0.65(c)$ 地点における無次元周歪挙動のタイプカーブ	57 -
図 6.2 定数 σ モデルの計算結果から得られた、 $z_d = 0.32a$ および $z_d = 0.65(b)$ 地点における $Le = 100$ および 500 のときの無次元周歪のタイプカーブの特徴を整理したもの	58 -
図 6.3 $\tau_p = 1$ のときの試料内部の pfd の分布(a)および Cd の分布(b)	60 -
図 6.4 $Le = 100$ (a)および $Le = 1000$ (b)の場合の計算結果から得られた、 pfd および $\varepsilon\theta\theta d$ のタイプカーブの比較と、(b)の一部を拡大したもの(c)	61 -
図 6.5 $Le = 1000$ の場合の計算結果から得られた、 $\tau_p = 0.01$ および $\tau_p = 5$ のときの、試料内部の $\varepsilon\theta\theta d$ および pfd の等高線	62 -
図 6.6 数値計算結果から得られた、 $Le = 100$ (a) および $Le = 1000$ (b) の場合の $z_d = 0.33, 0.5, 0.67$ 地点における pfd (実線), Cd (破線) のタイプカーブ.....	64 -
図 6.7 $Le = 1000$ の場合の計算結果から得られた、 $\tau_p = 0.01$ (a), $\tau_p = 0.1$ (b), $\tau_p = 10$ (c), $\tau_p = 100$ (d) のときの試料中心軸方向の pfd および Cd の空間分布-	66 -
図 6.8 $Le = 1000$ の場合の計算結果から得られた、 $\tau_p = 0.01, 0.1, 10, 100$ のときの試料中心軸方向の無次元流束 qzd の空間分布の時間変化(a)および、図 6.8a の $qzd = 0$ 近傍を拡大したもの (b)	69 -
図 6.9 数値計算結果から得られた、試料中心における無次元流束の軸方向成分 qzd (a), 無次元濃度 Cd (b), 無次元圧力 pfd (c)の空間分布の時間変化.....	70 -

図 6.10 数値計算によって得られた $Le = 100$ および 1000 の場合の, pfd および Cd のタイプカーブと拡散方程式の解析解の比較.....	- 73 -
図 6.11 定数 σ モデルを用いた数値計算によって得られた, 横軸 τc としたときの $zd = 0.32a, 0.49(b), 0.65(c)$ 地点における無次元圧力 pfd のタイプカーブ	- 75 -
図 6.12 $Le = 1000$ のときの, pfd および $\varepsilon\theta\theta d$ についてのタイプカーブの比較と, タイプカーブ中のそれぞれの期間における, 試料内部の pfd および Cd の空間分布の特徴.....	- 76 -
図 6.13 Calslaw and Jaeger(1959)の解析解 (式 (6-6)) を用いた, $\xi = 1$ における拡散方程式の一般解 v の挙動.....	- 77 -
図 6.14 定数 σ モデルによる数値計算結果から得られた, $zd = 0.32a, 0.49b, 0.65c$ 地点における $\varepsilon\theta\theta d$ のタイプカーブと, 実験で得られた周歪挙動の比較	- 80 -
図 6.15 非線形 σ モデルによって得られた計算結果によって作成した, $zd = 0.31a, 0.49(b), 0.65c$ における, $b = 8nm$ のときの $\varepsilon\theta\theta d$ のタイプカーブ	- 82 -
図 6.16 $Le = 1000$ のときの, $zd = 0.32a, 0.49b, 0.65c$ 地点における非線形 σ モデルおよび定数 σ モデルで得られた無次元周歪のタイプカーブの比較.....	- 83 -
図 6.17 $Le = 1000$ の場合の定数 σ モデルで得られた周歪の空間分布の時間変化(a)と, $Le = 1000, b = 8nm$ の場合の非線形 σ モデルで得られた周歪の空間分布の時間変化(b).....	- 84 -
図 6.18 $Le = 1000$ のときの, $zd = 0.32a, 0.49b, 0.65c$ 地点における定数 σ モデル, 非線形 σ モデルの計算結果から作成した無次元周歪のタイプカーブと, 無次元化した実験結果の比較.....	- 86 -
図 6.19 実験で得られた $t=0, 0.5, 2, 8, 2, 128, 196h$ のときの周歪の空間分布を無次元化したものと, 定数 σ モデルおよび非線形 σ モデルによって得られた無次元周歪の空間分布の比較 (それぞれ(a),(b))	- 87 -
図 6.20 タイプカーブの 1 つ目の期間を利用した, $zd = 0.32a, 0.49b, 0.65c$ 地点における実験 No.2 の結果のカーブフィッティングとそれによって得られた Dp および $K\pi$ の推定値.....	- 91 -
図 6.21 タイプカーブの 1 つ目の期間を利用した, $zd = 0.32a, 0.49b, 0.65c$ 地点における実験 No.3 の結果のカーブフィッティング及び実験結果の全体図(d)	- 93 -
図 6.22 実験 No.2 の後半に計測された周歪挙動	- 94 -
図 6.23 実験 No.2 の $z=11.7mm, 15.1mm, 21.8mm$ 地点の計測結果について, $t=160h, 172h, 184h, 196h$ のときの固定レファレンス方式で得られる相互相関関数の値と周波数シフトの関係.....	- 95 -
図 6.24 実験 No.1-3 に用いた試料について, カーブフィッティングによって推定された Dp および $K\pi$ の値の比較 (それぞれ(a)および(b))	- 96 -
図 6.25 実験 No.1-3 の結果についての定数 σ モデルを用いたカーブフィッティング	

の結果をもとに推定された，泥質岩の体積弾性率，浸透率，拡散係数の値の比較-
97 -

表 2.1 直接流れ現象と連成流れ現象（Bader and Kooi(2005)に加筆）	- 12 -
表 3.1 3つの実験の実験条件	- 26 -

1. 序論

1.1. 研究背景

近年の地圏利用の高度化に伴い、地下水流れや溶質移行、または岩石の変形についてのより詳細な理解が必要となっている。特に、泥質岩や頁岩をはじめとした難透水性の堆積岩は、二酸化炭素回収貯留（CCS）や石油システムにおける帽岩としての役割が期待されている（Nygård et al., 2006; Rezaeyan et al., 2015, Kaldi et al., 2013）ほか、シェールオイル開発のような非在来型資源開発において、資源開発の対象となる可能性（Aplin and Macquaker, 2011）や、高レベル放射性廃棄物の地層処分において、処分場のホストロックとして放射性核種の閉じ込めに重要な役割を果たす（Chapman and Hooper, 2011）ことが期待されている。

一方で、難透水性の堆積岩中では地下水流れが極めて遅いことから、いわゆる Darcy 流に加えて、ある物理量の勾配が一見それと関係ない物理量の変化を引き起こす現象である、連成現象などの比較的透水性が高い帯水層中では無視できるような現象が地層内部の圧力や濃度の挙動に大きな影響を及ぼすことがある（Neuzil, 1986）。そのため、難透水性堆積岩の利用においては、難透水性の堆積岩中の圧力、濃度、変形などに影響を与える現象を理解することが重要となる。

泥質岩中の圧力、濃度の挙動に影響を与える連成現象の一つに、化学的浸透現象が挙げられる。化学的浸透現象とは、半透膜の両側に濃度の異なる溶液が存在するときに、半透膜の両側の水の化学ポテンシャル差によって、低濃度側から高濃度側に向かって水が移動（化学的浸透流）する現象のことである（Marine and Fritz, 1981）。一般に、泥質岩は粘土鉱物を多く含んでおり（Aplin and Macquaker, 2011）、そのため泥質岩の間隙中に粘土鉱物の負電荷に起因する電気二重層が形成される。また、泥質岩は非常に小さな間隙を多く持っており、そのような間隙は電気二重層の影響を強く受け、結果として水分子のような電氣的に中性な粒子のみを透過させるようになる（Marine and Fritz, 1981）。そのため、泥質岩全体で見ると、泥質岩が溶媒のみを選択的に通過させるように振る舞う、すなわち泥質岩が半透膜的に振る舞うことになる。

半透膜性を持つ泥質岩内部に濃度差が存在する場合、濃度差によって化学的浸透現象が発生する。ここで、透水性の低い領域、または透水性の低い地層で囲まれた領域で化学的浸透現象が生じた場合、化学的浸透流によって間隙水圧の変化が引き起こされる。この時の圧

力変化は最大で 20MPa にも達しうるほか、地質学的な時間スケールにわたって持続することが示されている (Neuzil, 2000)。実際に、アメリカの South Carolina 州の三畳系堆積盆地や、フランスの Paris 盆地の三畳系-白亜系の地層で計測された異常間隙水圧の成因に化学的浸透現象が関わっていることが指摘されている (Marine and Fritz, 1981; Gonçalves et al., 2004)。

また、多孔質弾性体内部の間隙水圧変化は、多孔質弾性体の変形を引き起こす。そのため、半透膜性を示す泥質岩内部に間隙水の濃度差が存在した場合、化学的浸透に伴う大きな圧力変化が生じ、同時に泥質岩が大きく変形することが予想される。また、間隙水圧の増加に伴う岩石の有効応力の低下は、岩石の破壊やそれに伴う浸透率の増加を引き起こす可能性がある。例えば、頁岩層と蒸発岩が存在するような地質構造では、頁岩層の半透膜的性質によって異常間隙水圧が発生し、断層が誘発される可能性が指摘されている (Hanshaw and Zen, 1965)。CCS における遮蔽層や、地層処分におけるホストロックに透水性の高い断層が形成された場合、泥質岩に期待される閉じ込め性能が損なわれ、結果として地下に圧入された二酸化炭素の漏出や、放射性核種の長期的な挙動の変化につながる可能性がある。

化学的浸透現象と泥質岩の変形に関する研究は、これまで油田開発における頁岩層掘削時の孔壁不安定性に関する検討や、難透水層における地下水流れに関する研究といった文脈で主になされており、例えば、化学的浸透実験に使用したコア試料に出入りした流体の体積を計測することによる試料全体の歪量の推定 (Noy et al., 2004) や頁岩の掘削を想定した、高濃度の塩水との接触および有効応力の変化に伴う頁岩の変形挙動に関する検討 (Onaisi et al., 1993; Ewy and Stankovich., 2002 ; Sønstebo and Holt, 2001 ; Adekunle et al., 2018), 化学的浸透による圧力変化についての室内実験結果と流れ-歪連成の影響を考慮した計算結果の比較 (Wong and Heidug, 1994), 掘削孔における化学的浸透による圧力変化による孔壁の破壊についての検討 (Rafieepour et al., 2020) などが行われてきた。

化学的浸透に伴う岩石の変形について様々な研究がなされているものの、いまだ十分に理解されていない点も多い。あまり検討されていない事例の 1 つとして、泥質岩の半透膜性の、非線形な濃度依存性が挙げられる。前述したように泥質岩の半透膜性は間隙に形成された電気二重層の影響に起因するが、電気二重層の厚さは間隙水のイオン濃度に強く影響を受ける (Jackson and Leinov, 2012)。そのため、低濃度条件下では強い半透膜性を示す泥質岩であっても、高濃度条件下ではほとんど半透膜性を示さないことがある (Bresler, 1973)。

間隙水の塩濃度が時間的に変化するような条件下では、化学的浸透に伴う泥質岩の変形

が、半透膜の非線形な濃度依存性の影響を強く受けることが予想される。間隙水の塩濃度が時間的に大きく変化する条件下で化学的浸透現象が生じる可能性がある事例として、例えば塩水帯水層への超臨界二酸化炭素の圧入による CCS が挙げられる。この手法では、上部に泥質岩などの帽岩が存在する塩水帯水層を対象として、超臨界状態の二酸化炭素を大量に貯留槽に圧入する。このとき塩水が二酸化炭素中に蒸発し、結果として間隙水の塩濃度の増加または塩の析出が生じる（貯留層の dry-out）可能性が指摘されている（Yamamoto and Doughty, 2011）。また、高レベル放射性廃棄物の地層処分にに関する議論では、海水準変動に伴う沿岸部や海域の地下での塩水と淡水の分布状態の変化が検討事項の 1 つとなっている（JAEA, 1999）が、塩水淡水境界の変化に伴い、泥質岩層または泥質岩層に接した地層の間隙水濃度が変化し、その結果地下の間隙水圧や応力の分布が変化する可能性は十分にありうる。以上のように、泥質岩を含む地圏利用において、化学的浸透現象の影響を正確に評価するためには、化学的浸透に伴う岩石の変形への、泥質岩の半透膜性の非線形な濃度依存性の影響を理解することが重要になる。

1.2. 本研究の目的

本研究は、泥質岩の半透膜性の非線形な濃度依存性を考慮したうえで、化学的浸透に伴う泥質岩の変形挙動を明らかにすることを目的とした。具体的には、コア試料を用いた室内実験によって、化学的浸透が引き起こす泥質岩の変形の時間的、空間的な変化を、多点かつ定量的に計測した。また、化学的浸透現象および泥質岩の多孔質弾性体的挙動を考慮した数理モデルを作成したうえで、泥質岩の半透膜的挙動の非線形な濃度依存性を考慮した場合と考慮しない場合について、室内実験を模した条件下で数値計算を行った。さらに、支配方程式および計算結果を無次元化し、無次元圧力、無次元濃度、無次元歪の挙動を比較することで、化学的浸透現象によって生じる岩石の変形についての理解を試みた。また、室内実験で得られた歪挙動を無次元化し、計算結果と比較することで無次元解析を行った。

1.3. 本論文の構成

本論文では、まず第 2 章で化学的浸透現象、泥岩の半透膜性および線形多孔質弾性体挙動について整理を行い、それらを記述する支配方程式を導出する。第 3 章では、室内実験に用いた泥質岩試料および実験装置、実験条件、実験の手順について記述する。第 4 章では、室内実験によって得られた泥質岩の変形挙動についてその結果を示す。また、第 5 章では、

数値モデルの計算領域の設定について説明し、その後、無次元解析を行う上で必要となる、支配方程式の無次元化の方法について述べる。その後、泥質岩の半透膜性の非線形な濃度依存性を考慮したモデルと考慮しないモデルの違いについて説明する。第 6 章では初めに泥質岩の半透膜性の非線形な濃度依存性を考慮しないモデルによって得られた歪、圧力、濃度の挙動を示すことで、室内実験中に泥質岩内部で生じていたプロセスの整理を行う。また、室内実験結果と非線形な濃度依存性を考慮しないモデルおよび泥質岩の半透膜性の非線形な濃度依存性を考慮したモデルから得られた計算結果の比較を行うことで、それぞれのモデルの妥当性および、室内実験の結果についての議論を行う。第 7 章では、本研究で得られた知見をまとめるとともに、今後の課題について述べる。

2. 理論背景

2.1. 泥質岩の半透膜的挙動と化学的浸透

2.1.1. 泥質岩の半透膜的挙動

泥質岩の半透膜的挙動は、泥質岩中の粘土鉱物の存在と、極めて小さな孔隙径に起因するとされている (Marine and Fritz, 1981)。一般に、泥質岩は粘土鉱物を多く含んでおり、また、粘土鉱物表面は負の電荷を帯びている。そのため、泥質岩の間隙表面には電気二重層が形成される (Fritz, 1986)。特に、電気二重層がオーバーラップするような小さな間隙は、水分子のような電氣的に中性な粒子のみを選択的に通過させるようになる。一方で、泥質岩中の間隙の大きさは一様ではなく、電気二重層の影響をあまり受けないような比較的大きな間隙は、イオンなどの電荷を持った粒子も通過させる。その結果、泥質岩は全体として、電荷を持った粒子の移動を遅らせるような不完全な半透膜として振舞う。

半透膜的な挙動を示す泥質岩中の間隙水流動は一般化された Darcy 則 (2-1) で記述することができる (Neuzil and Provost, 2009)。

$$q = -\frac{k}{\mu}(\nabla p_f + \rho g \nabla z) + \sigma \frac{k}{\mu} \nabla \pi \quad (2-1)$$

ここで、 $q[\text{m/s}]$ は間隙流体の体積フラックス、 $k[\text{m}^2]$ は浸透率、 $\mu[\text{Pa} \cdot \text{s}]$ は溶液の粘性、 $p_f[\text{Pa}]$ は間隙水圧、 $\rho[\text{kg/m}^3]$ は溶液の密度、 $g[\text{m/s}^2]$ は重力加速度、 $z[\text{m}]$ は鉛直方向の位置、 $\sigma[-]$ は反射係数、 $\pi[\text{Pa}]$ は浸透圧を示しており、右辺第1項は Darcy 流れ、第2項は化学的浸透流を示している。また、 σ は反射係数という半透膜性の強さを示す指標であり、 $\sigma=1$ のとき泥質岩は溶質を全く通さない完全な半透膜として挙動し、 $\sigma=0$ のとき泥質岩は半透膜性を持たない媒体となる。

低透水性の領域、または低透水性の岩石で囲まれた領域では、化学的浸透による溶液の移動によって間隙水圧が大きく変化する (Fritz and Marine, 1983)。また、一般に間隙水流動が遅い領域では濃度変化は主に分子拡散によって生じるが、このときの濃度変化は圧力変化に比べて非常に小さい。そのため、低透水性の領域または低透水性の岩石で囲まれた領域では、化学的浸透による間隙水圧変化の結果、水理的な圧力差による溶液の駆動力と浸透圧差による溶液の駆動力がつり合う準平衡状態が達成され、以降は分子拡散による濃度差の解消に追従する形で間隙水圧変化が解消される。準平衡状態に達した2点の間隙水圧差を $\Delta p_\pi[\text{Pa}]$ 、浸透圧差を $\Delta \pi[\text{Pa}]$ とすると、 Δp_π と $\Delta \pi$ の関係は、反射係数 σ を用いて式 (2-2) で表すことができる (Fritz and Marine, 1983)。

$$\Delta P_{\pi} = \sigma \Delta \pi \quad (2-2)$$

分子拡散によって濃度差が減少すると、式(2-2)の右辺が減少し、2点間の間隙水压差が解消される。したがって、化学的浸透に起因する圧力変化は地質学的時間スケールで持続することになる (Neuzil, 2000; 竹田ほか, 2013)。

2.1.2. 浸透圧の定式化

本節では、主に Katchalsky and Curran (1965) の議論に基づき、浸透圧および化学的浸透流についての説明を行う。

図 2.1 のように、温度が一様な条件下で、溶質を全く通さない理想的な半透膜を介して純水と水溶液が接している状態を考える。この状態では、半透膜の両側の水の化学ポテンシャル差によって、水の化学ポテンシャルが高い側から低い側に向かって水の流れが発生する。このとき、片方の溶液に圧力をかけることで、半透膜を通過する水の流れが発生しない状態（浸透平衡）を達成することができる。ある水溶液について、その溶液と半透膜を介して接触している純粋溶媒（今回は純水）が浸透平衡に達するのに必要な半透膜両側の圧力差を、その水溶液の浸透圧とよぶ。半透膜を介して異濃度の水溶液が接触していた場合、系が浸透平衡に達するために必要な圧力差は、両水溶液の浸透圧差に等しくなる。

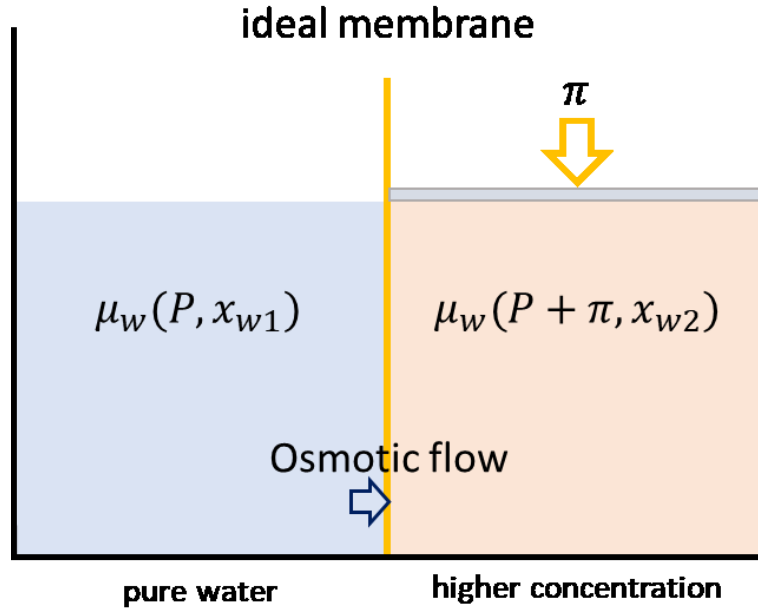


図 2.1 半透膜を介して純水と水溶液が接触しているときの、化学的浸透流と浸透圧が発生する様子。

浸透圧の定式化のために、純粋溶媒と溶液が浸透平衡に達している系を考える。純粋溶媒側の水の化学ポテンシャルと圧力を μ_w [J/mol]および P_0 [Pa]、溶液側の水の化学ポテンシャル、圧力およびモル分率を μ_w [J/mol]、 $P_0 + \pi$ [Pa]および x_{w2} [-]とする。浸透平衡のとき半透膜の両側で水の化学ポテンシャルが等しくなるため、式 (2-3) が成り立つ。

$$\mu_{w1} - \mu_{w2} = \mu_w(P_0, 1) - \mu_w(P_0 + \pi, x_{w2}) = 0 \quad (2-3)$$

ここで、 μ_w [J/mol]は水の化学ポテンシャルである。温度、濃度が一定のときの化学ポテンシャルの圧力依存性 (式 (2-4)) により、 $\mu_{w2} = \mu_w(P_0 + \pi, x_{w2})$ について式 (2-5) が成り立つ。

$$\left(\frac{\partial \mu_i}{\partial P} \right)_{T, n_i} = \bar{V}_i \quad (2-4)$$

$$\mu_w(P_0 + \pi, x_{w2}) = \mu_w(P_0, x_{w2}) + \int_{P_0}^{P_0 + \pi} \bar{V}_{w2} dP' \quad (2-5)$$

ここで、 μ_i [J/mol]、 n_i [mol]、 \bar{V}_i [m³/mol]はそれぞれ i 種のイオンについての化学ポテンシャル、モル数、モル体積であり、 \bar{V}_{w2} [m³/mol]は溶液側の水のモル体積である。また、式 (2-5) は純水の化学ポテンシャルを用いて式 (2-6) として表せる。

$$\mu_w(P_0 + \pi, x_{w2}) = \mu_w(P_0, 1) + RT \ln a_{w2} + \int_{P_0}^{P_0 + \pi} \bar{V}_{w2} dP' \quad (2-6)$$

ここで、 $R[\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{mol})]$ は気体定数、 $T[\text{K}]$ は温度、 $a_{w2}[-]$ はモル分率 x_{w2} のときの水の活量である。浸透平衡を仮定している（式（2-3）が成立している）ため、式（2-6）の左辺および右辺第 1 項の値は等しい。また、水の体積の圧力依存性は非常に小さい。したがって、式（2-7）が成り立つ。

$$\begin{aligned} RT \ln a_{w2} + \bar{V}_{w2} \pi &= 0 \\ \Leftrightarrow \pi &= -\frac{RT}{\bar{V}_{w2}} \ln a_{w2} \end{aligned} \quad (2-7)$$

理想溶液を仮定すると、活量はモル分率で近似できる。また、希薄溶液を仮定すると、式（2-8）が成り立つ。

$$\pi \approx -\frac{RT}{\bar{V}_{w2}} \ln(1 - x_{s2}) \approx -\frac{RT}{\bar{V}_{w2}} (-x_{s2}) \quad (2-8)$$

ここで、 $x_{s2} [-]$ は溶液側の溶質のモル分率である。希薄溶液では、モル分率 x_{s2} は溶質のモル数 $n_{s2}[\text{mol}]$ および溶媒のモル数 $n_{w2}[\text{mol}]$ を用いて $x_{s2} \approx n_{s2}/n_{w2}$ で表せる。これを代入することで、van't Hoff の式（2-9）が得られる。

$$\pi = v_s RT c_{s2} \quad (2-9)$$

ここで、 $c_{s2}[\text{mol/L}]$ は溶液側のモル濃度であり、 $v_s[-]$ は電解質 1 単位あたりが電離したときに生じるイオンの個数である。本研究では、温度一定条件下で生じる現象を対象とするため、定数 $A[\text{Pa}/(\text{mol/L})] = v_s RT$ を導入することで、濃度 $C[\text{mol/L}]$ の溶液の浸透圧を $\pi = AC$ と表すことができる。

van't Hoff の式の導出で希薄な理想溶液を仮定しているため、実在溶液における浸透圧と van't Hoff の式で予測される浸透圧にはずれが生じる。溶質種 i の活量 a_i とモル分率 x_i の関係は、活量係数 γ_i を用いて $a_i = \gamma_i x_i$ として表すことができることから、活量係数は、溶質の理想的なふるまいからのずれの尺度と考えることができる。活量係数を計算するモデルはいくつか存在しており、例えば Debye-Hückel モデルでは、実在溶液中の溶質の振る舞いが理想溶液中のそれからずれるのは、主に溶質間の静電的な相互作用が原因であると考え、Poisson-Boltzmann 方程式を解くことで活量係数を算出している。一方で、Debye-Hückel モデルは水和による比静電的相互作用の影響を考慮しておらず、イオン強度が 0.03 を超えると実験値との誤差が大きくなるといわれている（吉田ほか，2004）。これに対し、Pitzer モデルは Debye-Hückel モデルを改良し、より高濃度の領域での活量係数の予測を可能としたモデルであり、6M 程度の濃度まで活量係数の予測が可能となっている（Pitzer and Mayorga, 1973）。NaCl のような 1-1 型の電解質における、溶液のモル濃度 m と、Pitzer モデルで得られる活量係数 γ の関係を図 2.2 に示す。図 2.2 中の各曲線の横に記された数字は Pitzer モデル中に現れるパラメータ $\beta^{(0)}$ の値であり、NaCl 溶液では 0.0765 となる（Pitzer and Mayorga, 1973）。また、本研究で用いる NaCl 溶液の濃度は最大で 15 g/L 程度であり、

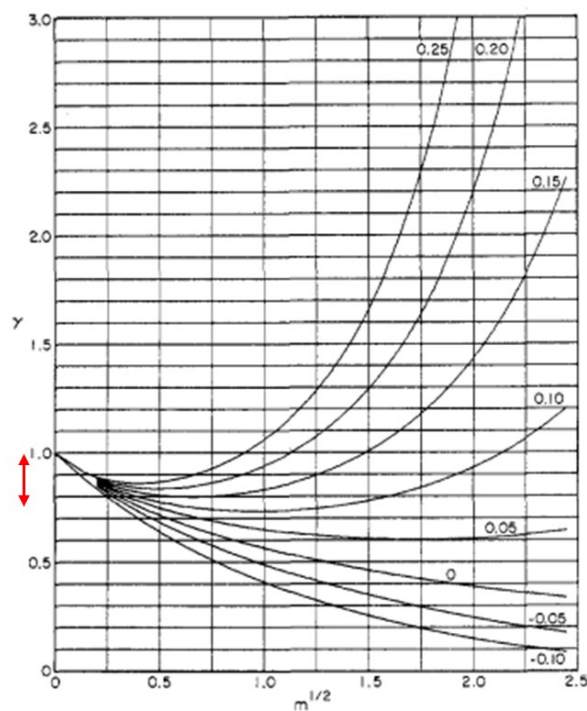


図 2.2 Pitzer モデルによって予測される、 $\beta^{(0)}$ の値ごとの 1 : 1 型電解質のモル濃度 m の平方根と活量係数 γ の値の関係（Pitzer and Mayorga(1973)より引用，加筆）

$m^{1/2} \approx 0.51$ となるため、活量係数は 0.75~1 程度の範囲に収まると推測される。

本研究では、浸透率や反射係数の取りうる値がオーダーで変化しうることを考慮し、これらの物性値の不確かさに比べて、理想な希薄溶液を仮定することによる浸透圧の誤差は比較的小さいと考え、浸透圧の計算は van't Hoff の式を用いることとした。

2.1.3. 反射係数の濃度依存性

1 章で言及したように、泥質岩の半透膜的挙動は間隙中に形成された電気二重層に起因する。電気二重層の厚さは、固相表面の電荷密度だけでなく、液相のイオン強度、すなわち間隙水の性質にも影響される。そのため、反射係数は濃度依存性を持ち、一般に間隙水の濃度が高くなるほど反射係数は小さくなる。反射係数の濃度依存性を考慮したモデルはいくつか存在し、例えば、Marine and Fritz (1981) によって作成された、陽イオン、陰イオンと水分子の相互作用を考慮したものなどがある。

本研究では反射係数の濃度依存性を記述するモデルとして、Bresler (1973) によって作成されたモデル（以降、Bresler モデル）を用いる。Bresler モデルは、実測された反射係数との比較によるモデルの有用性が報告されている (Bresler, 1973) という点で、その他の反射係数に関するモデルに比べ有利である。Bresler モデルでは、泥質岩の間隙を、濃度 $C[\text{mol/L}]$ のバルク溶液中に存在する $2b[\text{m}]$ の間隔で配置された表面電荷密度 $\Gamma_s[\text{C/m}^2]$ を持つ 2 枚の平行平板に囲まれた空間としてモデル化し、Poisson-Boltzmann 方程式を数値的に解くことで平板間の電気ポテンシャルとイオン濃度分布を算出し、バルク溶液のイオン濃度と平板間のイオン濃度の比からどれだけのイオンが間隙中から排除されているか、すなわち反射係数 σ を算出している。

Bresler モデルで得られる反射係数は $b\sqrt{C}$ と $b\Gamma_s$ の関数として表される。一方で、実用的な値の範囲では Γ_s の変化に対する反射係数の感度は小さいことが知られており (Bresler, 1973)、そのため反射係数を $b\sqrt{C}$ の関数として扱うことができる。本研究で検討する室内実験では、 b を各泥質岩試料固有の値として扱うため、反射係数は C の関数となる。

Bresler モデルによって得られた、溶質が 1 価の電解質のときの反射係数と $b\sqrt{C}$ の関係を図 2.3 に示す。図 2.3 より、反射係数の濃度依存性は非常に大きく、例えば C の値が小さいときに反射係数の値が 1 に近い値であっても、 C の値が大きくなると反射係数の値が 0 になくなり、半透膜的挙動をほとんど示さなくなる。そのため、濃度分布が時間的に変化するような場合では、反射係数の濃度依存性を考慮した解析が必要になると予想できる。

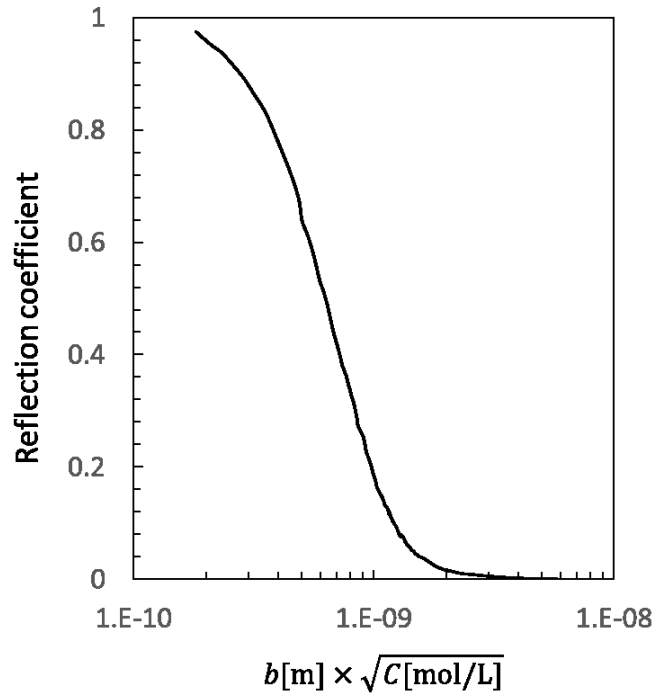


図 2.3 Bresler モデルによって得られる，反射係数と $b\sqrt{C}$ の関係
(Neuzil and Provost (2009) をもとに作成)

反射係数の濃度依存性を考慮したときの準平衡状態の圧力差 ΔP_π は式 (2-10) で表すことができる (Neuzil and Provost, 2009)。

$$\Delta P_\pi = \int_{x_1}^{x_2} \sigma \frac{d\pi}{dx} dx = \int_{C_1}^{C_2} \sigma \frac{d\pi}{dC} dC \quad (2-10)$$

ここで， x_1 [m] および x_2 [m] は圧力差を考える 2 点の位置， C_1 [mol/L] および C_2 [mol/L] は点 x_1 および点 x_2 の濃度である。

2.2. 多孔質媒体中の物質移行

低透水性で地下水流れが非常に遅い領域の物質移行は，主に分子拡散によって生じる。また，半透膜性を持つ泥質岩内部では，間隙に形成された電気二重層によって物質移行が抑制される。半透膜的挙動を示す泥質岩中の物質移行は式 (2-11) で記述できる (Malusis et al., 2012)。

$$J_s = -\phi(1 - \sigma)D_\tau \nabla C \quad (2-11)$$

ここで， J_s [mol/ (m³・s)] は溶質の総フラックス， C [mol/L] は溶質のモル濃度， ϕ [-] は間隙率， D_τ [m²/s] は自由水中の拡散係数と屈曲度の積で表される有効拡散係数である。

2.3. 化学的浸透に伴う岩石の変形を考慮した支配方程式の導出

2.3.1. 直接流れ現象と連成流れ現象

化学的浸透現象は、direct flow phenomenon (直接流れ現象) と coupling flow phenomenon (連成流れ現象) という枠組みで捉えることができる (Ingebritsen et al., 2006)。直接流れ現象とは、ある物理量の勾配によってそれと関連する物理量の流れが生じる現象を指す。直接流れ現象の例として、圧力勾配によって発生する流体の体積フラックスである Darcy 流れや、電気ポテンシャルの勾配によって生じる電荷の流れである電流がある。これに対し、連成流れ現象は、ある物理量の勾配によってそれと関連しない物理量の流れが生じる現象を指す。例えば、化学的浸透現象は、濃度勾配によって流体の体積フラックスが生じる連成流れ現象である。半透膜性を持つ泥質岩中の直接流れ現象および連成流れ現象は、例えば Bader and Kooi (2005), Malusis et al. (2012) で議論されている。半透膜性を持つ泥質岩中の連成流れを表 2.1 に示す。表 2.1 中の対角成分が直接流れ現象、非対角成分が連成流れ現象を示す。本研究では、連成現象のうち、流体および溶質移行に関わる部分 (表 2.1 中赤線で囲った領域) を対象としている。

2.3.2. 半透膜性を持つ泥質岩中の地下水流れ、溶質移行の構成式の導出

本研究で扱う連成流れ現象についての構成式を、Malusis et al. (2012) の議論をもとに導出する。連成流れ現象の構成式は、一般的に式(2-12)で表すことができる。

$$J_i = \sum_{j=1}^n L_{ij} X_j \quad (2-12)$$

表 2.1 直接流れ現象と連成流れ現象 (Bader and Kooi(2005)に加筆)

Flow	Gradient				
	Hydraulic	Chemical	Electric	Tempearture	
	Fluid	Hydraulic flow	Chemical osmosis	Electro osmosis	Thermo osmosis
	Solute	Ultrafiltration	Diffusion	Electrophoresis	Soret effect
	Charge	Rouss effect	Diffusion potential	Electrical current	Seebeck effect
	Heat	Isothermal heat transfer	Dufuour effect	Peltier effect	Thermal conductivity

ここで、 X_j はある物理量の勾配、 J_i はある物理量に関わるフラックス、 L_{ij} は連成流れ現象の係数である。本研究では間隙水の体積フラックスおよび溶質の拡散フラックスを取り扱うため、式(2-12)は式(2-13)、(2-14)と表せる。

$$q = L_{11}\nabla(-p_f) + L_{12}\nabla(-\mu_s) \quad (2-13)$$

$$J_s^d = L_{21}\nabla(-p_f) + L_{22}\nabla(-\mu_s) \quad (2-14)$$

ここで、 J_s^d [m^2/s]は分子拡散のみによって生じる溶質のフラックスである。また、本節では、本研究の対象がコア試料を用いた室内実験であり、位置水頭の変化による間隙水流動は圧力勾配によって生じる間隙水流動に比べて十分小さくなると考えられるため、圧力勾配によって生じる間隙水の体積フラックスのみを対象とした定式化を行っている。理論理想溶液における、溶質の化学ポテンシャルの勾配は(2-15)で表せる。

$$\mu_s = \mu_s^\circ + v_s RT \ln x_s \quad (2-15)$$

ここで、 μ_s° は溶媒のみの場合の化学ポテンシャル、 x_s は溶質のモル分率である。希薄溶液を仮定しているので、溶質のモル分率について、 $x_s = C v_s \bar{V}_w$ が成り立つ。したがって、化学ポテンシャルの勾配は式(2-16)で表せる。

$$\nabla \mu_s = v_s RT \frac{1}{C v_s \bar{V}_w} \cdot v_s \bar{V}_w \nabla C = v_s RT \frac{1}{C} \nabla C \quad (2-16)$$

反射係数は、準平衡状態において、理論的に予測される圧力差と実際に生じる圧力差の比で定義されるため、式(2-17)が成り立つ。

$$\sigma = \left(\frac{\nabla p_f}{\nabla \pi} \right)_{q=0} = \left(\frac{\nabla p_f}{v_s RT \nabla C} \right)_{q=0} = \frac{\nabla p_f}{C \nabla \mu_s} = -\frac{L_{12}}{C L_{11}} \quad (2-17)$$

ここで、式(2-13)と一般化されたDarcy則(式(2-1))の比較により、式(2-18)が得られる。

$$q = L_{11}\nabla(-p_f) + L_{12}\nabla(-\mu_s) = -\frac{k}{\mu} \nabla p_f + \sigma v_s RT \nabla C \quad (2-18)$$

圧力勾配に関する項と、化学ポテンシャルおよび濃度の勾配に関する項の係数をそれぞれ比較することで、式(2-19)および式(2-20)が得られる。

$$L_{11} = \frac{k}{\mu} \quad (2-19)$$

$$\begin{aligned} -L_{12} v_s RT \frac{1}{C} \nabla C &= \sigma v_s RT \nabla C \\ \Leftrightarrow L_{12} &= -\sigma C \end{aligned} \quad (2-20)$$

次に、溶質の拡散フラックスについての連成流れを含む構成式を整理することで、式(2-21)

が得られる。

$$\begin{aligned}
J_s^d &= L_{21}\nabla(-p_f) + L_{22}\nabla(-\mu_s) \\
&= L_{21}\left(\frac{q}{L_{11}} + \frac{L_{12}}{L_{11}}\nabla\mu_s\right) - L_{22}\nabla\mu_s \\
&= -\frac{L_{21}}{L_{11}}q - \left(L_{22} - \frac{L_{12}L_{21}}{L_{11}}\right)v_sRT\frac{1}{C}\nabla C
\end{aligned} \tag{2-20}$$

ここで、Onsager の相反定理により、 $L_{21} = L_{12}$ が成り立つので、式(2-20)を整理して式(2-21)を得る。

$$J_s^d = \sigma Cq - \left(L_{22} - \frac{k}{\mu}\sigma C\right)v_sRT\frac{1}{C}\nabla C \tag{2-21}$$

ここで、右辺第 1 項は溶液の移動に伴う濃度変化に関する項であるが、本研究では低透水性の泥質岩中の溶質移行を対象とするため、この項は検討対象に含めない。また、右辺第 2 項は濃度勾配によって生じる溶質の拡散フラックスを表すものであり、半透膜性を示す泥質岩中の分子拡散の式と同じ形になるので、式(2-11)との比較により、式(2-22)を得る。

$$-\phi(1-\sigma)D_\tau = \left(L_{22} - \frac{k}{\mu}\sigma C\right)v_sRT\frac{1}{C} \tag{2-22}$$

2.3.3. 線形多孔質弾性体理論に基づく、地下水流れと歪の構成式の導出

本節では、Wang (2000) の議論に基づき、線形多孔質弾性体理論の定式化を行う。等方的で、かつ水に飽和した多孔質弾性体において、体積歪 $\varepsilon_v[-]$ と間隙流体体積変化率 $\zeta[-]$ 、すなわち間隙の流体含有量の変化率は等方応力と間隙水圧の線形足し合わせで表現できると仮定すると、多孔質弾性体の ε_v および ζ の構成式は、式 (2-23) のように書ける。

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_v \\ \zeta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{kk} \\ p_f \end{pmatrix} \tag{2-23}$$

ここで、 $\sigma_{kk}[\text{Pa}]$ は等方応力である。また、体積歪は体積が増加する方向が正、応力は引っ張りが正としている。このとき、 ζ はその定義から式(2-24)で表現することができる。

$$\zeta = \frac{m_f - m_{f0}}{\rho_{f0}} \tag{2-24}$$

ここで、 $m_f[\text{kg}/\text{m}^3]$ は流体質量含有量、すなわち単位体積の間隙中に含まれる流体質量、 $m_{f0}[\text{kg}/\text{m}^3]$ および $\rho_{f0}[\text{kg}/\text{m}^3]$ は基準状態での流体質量含有量と流体の密度である。

式 (2-23) において、係数 $a_{11} \sim a_{22}$ は(2-24)～(2-27)ように定義できる。

$$a_{11} = \left(\frac{\delta \varepsilon_v}{\delta \sigma} \right)_{p_f=0} \equiv \frac{1}{K} \quad (2-24)$$

$$a_{12} = \left(\frac{\delta \varepsilon_v}{\delta p_f} \right)_{\sigma=0} \equiv \frac{1}{H} \quad (2-25)$$

$$a_{21} = \left(\frac{\delta \zeta}{\delta \sigma} \right)_{p_f=0} \equiv \frac{1}{H_1} \quad (2-26)$$

$$a_{22} = \left(\frac{\delta \zeta}{\delta p_f} \right)_{\sigma=0} \equiv \frac{1}{R_{poro}} = S_\sigma \quad (2-27)$$

ここで、 $1/K$ は間隙水圧を一定に保ったうえで応力を変化させ、それに伴う体積歪の変化を計測することで求めることが可能であり、 $K[\text{Pa}]$ は圧力一定、すなわち排水条件下の体積弾性率と呼ばれる材料パラメータである。 H と H_1 は理論的に等しいことが知られており、poroelastic expansion coefficient と呼ばれている。また、 $S_\sigma[1/\text{Pa}]$ は応力を一定に保った状態での間隙流体圧の変化による間隙流体体積変化率の変化であり、非拘束条件下での比貯留係数と呼ばれる。

多孔質弾性体理論では、上の材料パラメータに加えて Skempton 係数 $B[-]$ 、Biot-Willis 定数 $\alpha_B[-]$ といったパラメータを用いている。それぞれのパラメータは式(2-28)、(2-29)で定義される

$$B \equiv \left(-\frac{\delta p_f}{\delta \sigma_{kk}} \right)_{\zeta=0} = \frac{R_{poro}}{H} \quad (2-28)$$

$$\alpha_B \equiv \left(\frac{\delta \zeta}{\delta \varepsilon} \right)_{p_f=0} = \frac{K}{H} \quad (2-29)$$

B は多孔質媒体への流体の出入りがない状態での応力変化に伴う圧力変化、 α_B は排水条件下での体積歪に対する間隙への水の出入りの比である。 ζ の構成式について、 S_σ を用いた表現と、 B を用いたものがあるが、本定式化では S_σ を用いた定式化を行う。 α_B および S_σ を用いると、構成式は式(2-30)、(2-31)のように表現できる。

$$\varepsilon_v = \frac{1}{K} \sigma_{kk} + \frac{\alpha_B}{K} p_f \quad (2-30)$$

$$\zeta = \frac{\alpha_B}{K} \sigma_{kk} + S_\sigma p_f \quad (2-31)$$

体積歪 ε および等方応力 σ は歪および応力のそれぞれの成分を用いて式(2-32)、(2-33)で表せる。

$$\sigma_{kk} = \frac{1}{3} (\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}) \quad (2-32)$$

$$\varepsilon_v = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33} \quad (2-33)$$

ここで $\varepsilon_{11} \sim \varepsilon_{33}$ および $\sigma_{11} \sim \sigma_{33}$ は、それぞれ体積歪及び応力の対角成分である。これらを用いて、 ε の成分 ε_{11} , ε_{22} , ε_{33} および ζ の構成式を書き直すと式(2-34)-(2-37)に示す。

$$\varepsilon_{11} = \frac{1}{3K(1-2\nu)}(\sigma_{11} - \nu\sigma_{22} - \nu\sigma_{33}) + \frac{\alpha_B}{3K}p_f \quad (2-34)$$

$$\varepsilon_{22} = \frac{1}{3K(1-2\nu)}(-\nu\sigma_{11} + \sigma_{22} - \nu\sigma_{33}) + \frac{\alpha_B}{3K}p_f \quad (2-35)$$

$$\varepsilon_{33} = \frac{1}{3K(1-2\nu)}(-\nu\sigma_{11} - \nu\sigma_{22} + \sigma_{33}) + \frac{\alpha_B}{3K}p_f \quad (2-36)$$

$$\zeta = \frac{\alpha_B}{K}(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}) + S_\sigma p_f \quad (2-37)$$

ここで、 $\nu[-]$ はポアソン比である。

また、せん断方向の歪及び応力の構成式は式 (2-38) -(2-40)で表せる。

$$\varepsilon_{12} = \frac{1+\nu}{3K(1-2\nu)}\sigma_{12} \quad (2-38)$$

$$\varepsilon_{23} = \frac{1+\nu}{3K(1-2\nu)}\sigma_{23} \quad (2-39)$$

$$\varepsilon_{31} = \frac{1+\nu}{3K(1-2\nu)}\sigma_{31} \quad (2-40)$$

ここで、 $\varepsilon_{12}, \varepsilon_{23}, \varepsilon_{31}$ はせん断方向の歪、 $\sigma_{12}, \sigma_{23}, \sigma_{31}$ はせん断方向の応力である。

実際に間隙水圧の変形に伴う岩石の変形を記述する場合、ある状態の圧力を基準とし、ここからの圧力変化を用いるのが便利である。そこで、検討対象とする地点における静水圧からの圧力変化を超過圧力 $p_{ex}[\text{Pa}]$ とし、それを用いて岩石の変形および岩石への流体の出入りを記述する。基準地点の高さを $z_0[\text{m}]$ 、検討対象とする地点の高さを $z[\text{m}]$ とすると、 p_{ex} は式(2-41)で表せる。

$$p_{ex} = p_f - \rho g(z_0 - z) \quad (2-41)$$

以上より、構成式をまとめると式(2-42), (2-43)のようになる。

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1+\nu}{3K(1-2\nu)}\sigma_{ij} - \frac{\nu}{3K(1-2\nu)}\sigma_{kk}\delta_{ij} + \frac{\alpha_B}{3K}p_{ex}\delta_{ij} \quad (2-42)$$

$$\zeta = \frac{\alpha_B}{3K}\sigma_{kk} + S_\sigma p_{ex}, \quad (2-43)$$

ここで、 $\varepsilon_{ij}[-]$ は歪テンソル、 $\nu[-]$ はポアソン比、 $\sigma_{ij}[\text{Pa}]$ は全応力テンソル、 δ_{ij} はKroneckerのデルタである。

また、間隙水圧・拘束圧が変化しても間隙率が一定であると仮定した場合、 S_σ は式(2-44)であらわすことができる。

$$S_\sigma = \phi \frac{1}{K_f} + \frac{(1 - \alpha_B)(\alpha_B - \phi) + \alpha_B^2}{K} \quad (2-44)$$

ここで、 $K_f[\text{Pa}]$ は溶液の体積弾性率である。

2.3.4. 支配方程式の導出

構成式(2-1), (2-11), (2-42), (2-43)を流体の質量保存の式、溶質の質量保存の式、力のつり合いの式にそれぞれ代入することで支配方程式が得られる。本研究ではコア試料を対象とした解析を行うため、軸対称問題を対象とした定式化を行う。流体の連続の式、溶質の質量保存の式・径方向および軸方向の力のつり合いの式を式(2-45)-(2-48)に示す(Wang, 2000, Ingebristen, 2006)。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\nabla \cdot q \quad (2-45)$$

$$\phi \frac{\partial C}{\partial t} = -\nabla \cdot J_s \quad (2-46)$$

$$\nabla \cdot \sigma_r - \frac{\sigma_{\theta\theta}}{r} = -F_r \quad (2-47)$$

$$\nabla \cdot \sigma_z = -F_z \quad (2-48)$$

ここで、 $r[\text{m}] \cdot z[\text{m}]$ はそれぞれ径方向・軸方向の位置を、 $F_r[\text{N}] \cdot F_z[\text{N}]$ は径方向・軸方向の外力である。また、本定式化において、検討対象は室内実験スケールであり、位置水頭の影響は小さいと考えられるため、超過圧力と間隙水圧を同じとして扱っている。

また、円筒座標系における、歪と変位の関係を式(2-49)-(2-52)に示す。

$$\varepsilon_{rr} = \frac{\partial u_r}{\partial r} \quad (2-49)$$

$$\varepsilon_{\theta\theta} = \frac{u_r}{r} \quad (2-50)$$

$$\varepsilon_{zz} = \frac{\partial u_z}{\partial z} \quad (2-51)$$

$$\varepsilon_{rz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \quad (2-52)$$

ここで、 $u_i [\text{m}]$ ($i = r, \theta, z$)は、それぞれの方向への変位である。

式(2-1), (2-11), (2-42), (2-43)および(2-45)-(2-52)より、支配方程式(2-53)-(2-56)が

導出される。

$$\frac{\alpha_B}{3K} \frac{\partial \sigma_{kk}}{\partial t} + S_\sigma \frac{\partial p_f}{\partial t} = \frac{k}{\mu} \left(\left(\frac{\partial^2 p_f}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p_f}{\partial r} + \frac{\partial^2 p_f}{\partial z^2} \right) - \sigma_0 A \left(\frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C}{\partial r} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right) \right) \quad (2-53)$$

$$\phi \frac{\partial C}{\partial t} = \phi(1 - \sigma_0) D_\tau \left(\frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C}{\partial r} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right) \quad (2-54)$$

$$\frac{3K}{2(1+\nu)} \left[(1-2\nu) \left(\nabla^2 u_r - \frac{u_r}{r} \right) + \frac{\partial \varepsilon_v}{\partial r} \right] = \alpha_B \frac{\partial p_f}{\partial r} \quad (2-55)$$

$$\frac{3K}{2(1+\nu)} \left[(1-2\nu) \nabla^2 u_z + \frac{\partial \varepsilon_v}{\partial z} \right] = \alpha_B \frac{\partial p_f}{\partial z} \quad (2-56)$$

3. 室内実験手法

3.1. 実験に使用した岩石の説明

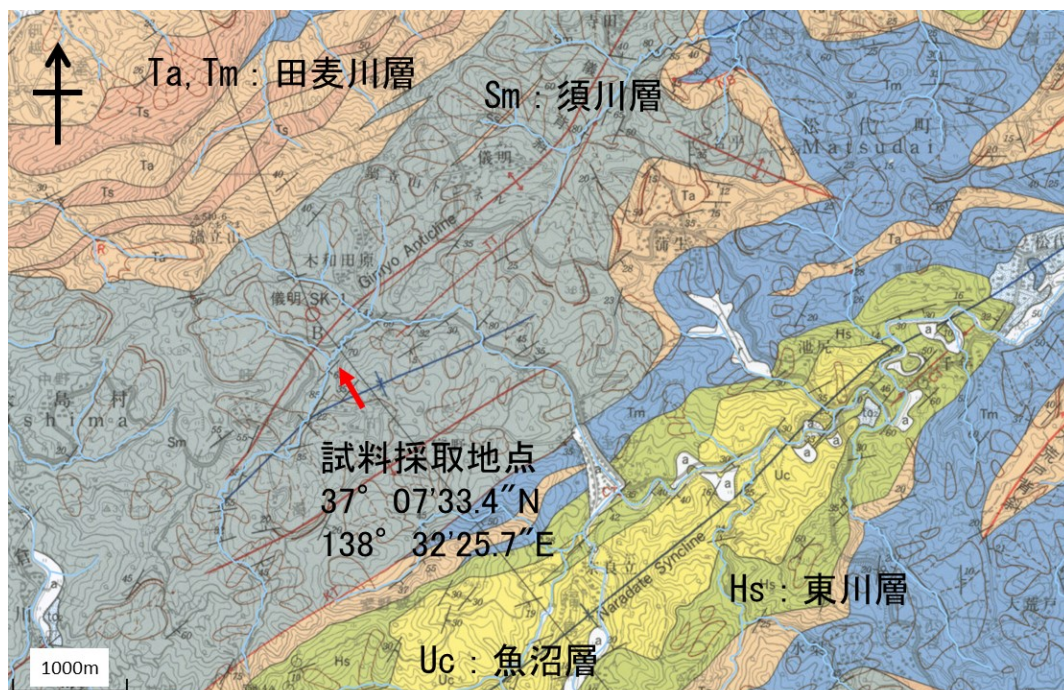


図 3.1 試料作製に用いた岩塊の採取地点と、その周辺地質（竹内ほか（2000）より引用，加筆）

実験には、新潟県十日町地域に分布する須川層から採取された岩塊から作製したコア試料を用いた。須川層は、中新世後期～鮮新世前期に形成された黒色-暗灰色泥岩および砂岩泥岩互層で構成される地層である（竹内ほか，2000）。試料の作成に使用した岩塊は、河床中の転石から採取し、河川水によって完全に飽和していると考えた。採取時の河川水の電気伝導度は $110.5\mu\text{S}/\text{cm}$ で、 $0.067\text{g}/\text{L}$ の NaCl 溶液のそれと同程度であった。岩塊を採取した地点および、実際に採取した岩塊をそれぞれ図 3.1 および図 3.2 に示す。

コア試料は、ボーリングマシンによって岩塊から作成した高さ 30mm 程度、直径 50mm 程度のコアの底面を、平面研削機によって研磨することで作成した。コア試料の作成に用いた装置および作成したコア試料を、それぞれ図 3.3 に示す。本研究では、同一の岩塊から作成したコア試料は同一の物性を持つと考えた。また、亀裂のような明らかな不均質性がないことを目視で確認した。作成した試料は、乾燥しないようにラップを用いて保存した。



図 3.2 試料の作成に用いたボーリングマシン(a)および作成された試料(b)

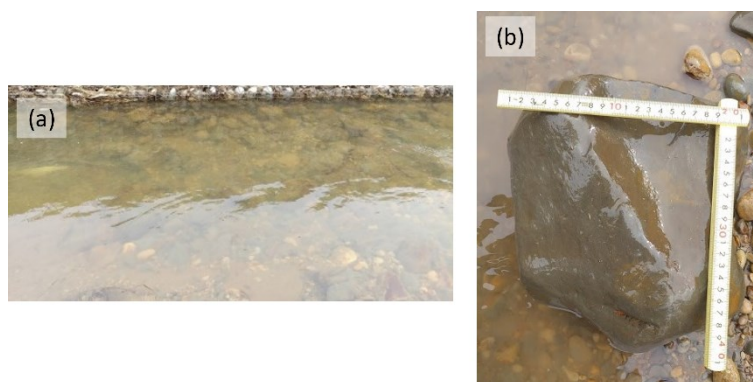


図 3.3 岩塊を採取した地点(a)と採取した岩塊(b)

須川層泥質岩の物性値として、密度および間隙率の計測を行った。計測には、コア試料作成の際に得られた岩石片を用い、間隙水によって飽和された状態（湿潤状態）から算出した試料の密度と、恒温送風乾燥機によって温度 50℃で 5 日間乾燥させ、質量が変化しなくなったことを確認した後に算出した乾燥状態の密度を比較することで、間隙率を算出した。岩石片の体積はメスシリンダーによって計測した。計測によって得られた湿潤状態、乾燥状態の密度はそれぞれ $1.89 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, $1.47 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ であった。また、計測結果から算出された間隙率は 0.43 であった。

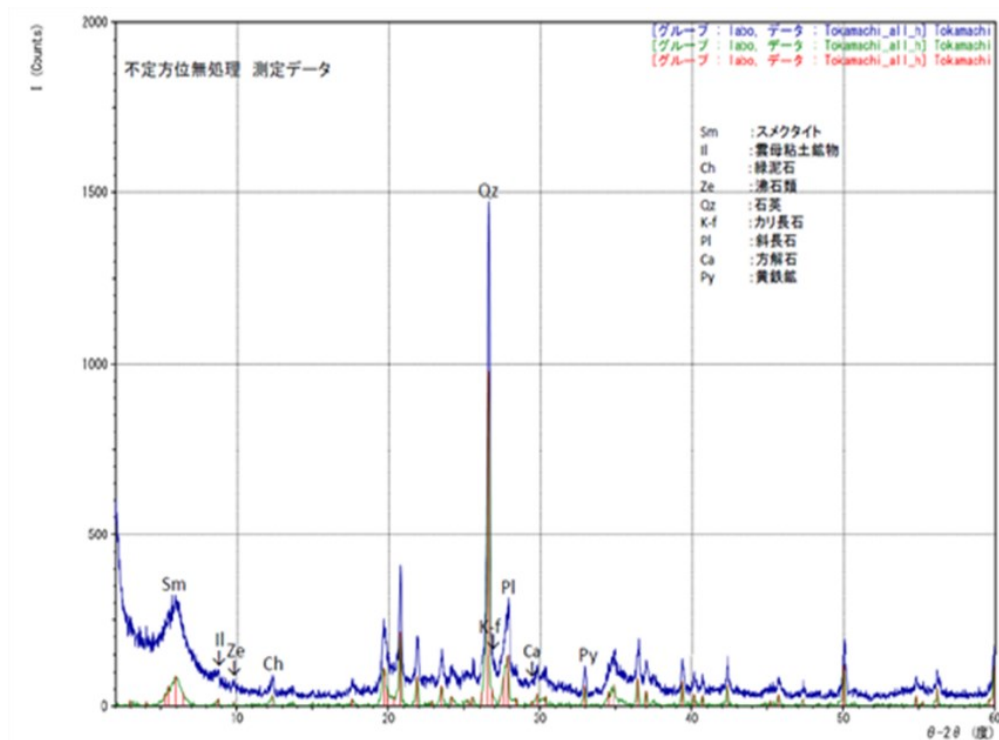


図 3.4 須川層の岩石の XRD 結果

須川層泥質岩の XRD による分析結果を図 3.4 に示す。この分析結果は、本研究に用いた岩塊の採取地点から数 km 離れた地点で採取された須川層泥質岩に関するものであり、同一の層の岩石であることから本研究で使用した泥質岩の鉱物組成と共通した特徴を持つと予想される。XRD の結果から、須川層の岩石は主にスメクタイト、石英、斜長石を多く含むことがわかる。スメクタイトは粘土鉱物の 1 種であり、スメクタイトの 1 種であるモンモリロナイトが他種の粘土鉱物に対して、比較的大きな半透膜的挙動を示すことが既往研究によって示されている (Marine and Fritz, 1981)。

3.2. 分布式光ファイバーセンサーによる歪の計測

実験では、光ファイバー全体を一つのセンサーとして使用するセンシング技術 (分布式光ファイバーセンシング技術, Distributed optical fiber sensing method; DOFS) の一つである, Rayleigh 後方散乱光を用いた光周波数領域反射率測定 (Optical frequency domain reflectometry; OFDR) を用いて歪計測を行った。

OFDR の仕組みを図 3.5 に示す。Rayleigh 後方散乱光を用いた OFDR では、周波数を時間的に変化させることのできるレーザー光源 (Tunable laser source; TLS) によって光ファ

ファイバーにレーザー光を入射し、得られるレイリー後方散乱光を計測する。このときに得られる信号はレーザー光の周波数（図中 $f_1 \sim f_2$ ）と、入射端から得られるレイリー後方散乱光の強度の対応関係（Rayleigh backscattering spectra; RBS）であり、これに高速フーリエ変換（FFT）を適用することで、光ファイバー上の位置とレイリー後方散乱光の対応関係の信号が得られる（図 3-5a）。その後、FFT で得られた位置とレイリー後方散乱光の強度の関係を空間方向に分割し、それぞれに高速逆フーリエ変換を適用することで、光ファイバー上のある位置における、入射光の周波数とレイリー散乱光の強度の対応関係（local RBS）が得られる。（図 3-5b）

Rayleigh 後方散乱光を用いた OFDR で得られた、光ファイバー上の各地点の local RBS について、歪、温度変化後の local RBS をある周波数（図中 δf ）分だけシフトさせることで、歪、温度変化前後の local RBS を一致させることができる（図 3.5c 中 Matching area）、すなわち歪、温度変化によって local RBS が周波数方向にシフトするという性質があることが知られている。このときのシフト量を周波数シフトと呼び、周波数シフトの大きさは環境変化の大きさに依存する（Froggatt and Moore, 1988）。そのため、歪、温度変化前に取得した local RBS（レファレンススペクトル）と、歪、温度変化後に取得した local RBS（実験スペクトル）を比較し、周波数シフトを算出することで光ファイバーの歪、温度変化量を評価することができる。また、local RBS は光ファイバー上の各点について得られるため、Rayleigh

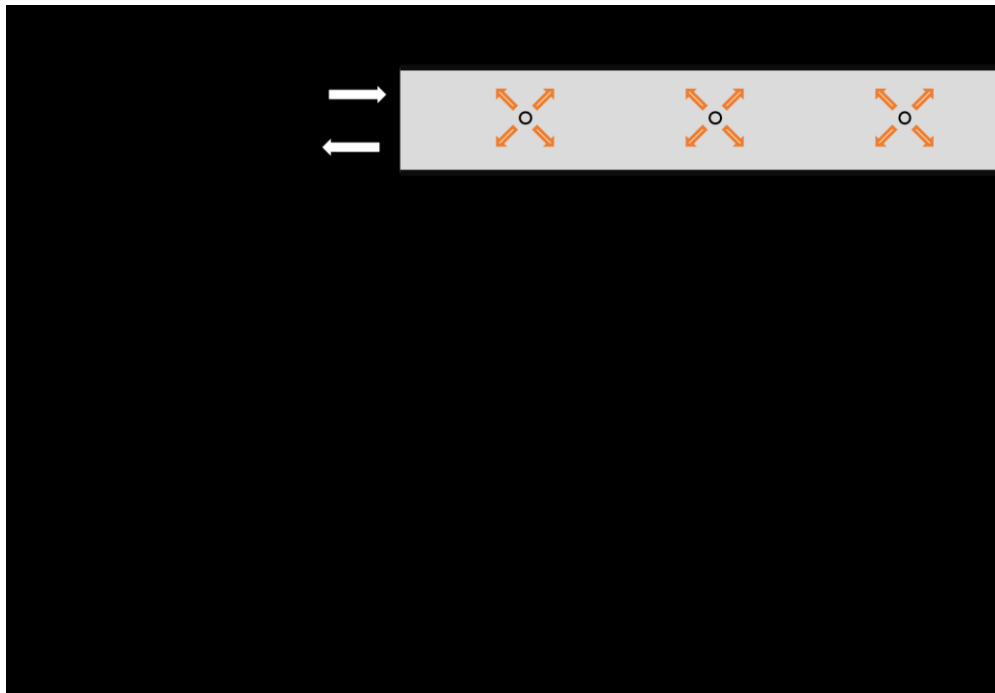


図 3.5 Rayleigh 散乱光を利用した DOFS の概略図

後方散乱光を用いた OFDR では、光ファイバーの変形および温度変化を多点で計測することが可能となる。Rayleigh 後方散乱光を用いた OFDR の空間分解能は 5mm から 10mm, 歪および温度の分解能は $0.8\mu\epsilon$ および 0.08°C といわれている (Froggatt and Moore, 1988)。

光ファイバーの温度が $\Delta T[\text{K}]$, 歪が $\Delta\epsilon[-]$ だけ変化したとき, 変化前と変化後の local RBS から得られる周波数シフト $\delta f[\text{GHz}]$ は光ファイバーに固有の値である温度と歪の感度係数 α, β を用いて式 (3-1) で表すことができる。

$$\delta f = \alpha\Delta T + \beta\Delta\epsilon \quad (3-1)$$

本実験では、周波数シフトの算出には、式 (3-2) (3-3) を用いた (Zhang et al., 2019)。

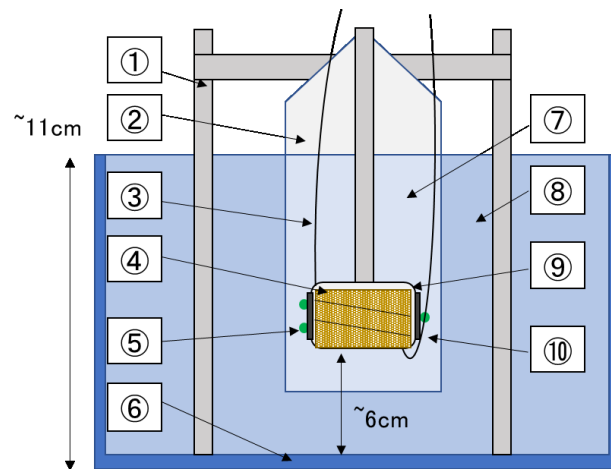
$$C(\delta f) = \frac{1}{F} \int_0^F S_0(f) S(f - \delta f) df \quad (3-2)$$

$$\widehat{\delta f} = \max C(\delta f) \quad (3-3)$$

ここで、 $C(\delta f)$ は周波数シフトが $\delta f[\text{GHz}]$ のときの相互相関関数、 $F[\text{GHz}]$ は計測を行った周波数の範囲、 $S_0(f)$ はレファレンススペクトル、 $S(f)$ は実験スペクトルであり、 $C(\delta f)$ を最大にする $\widehat{\delta f}$ が推定された周波数シフトとなる。

歪を計測する手法には、例えば変形による電気抵抗の変化を利用したひずみゲージ法や、変形によるデジタル画像の変化から変位を測定する画像相関法など様々なものがある (足立, 2021)。今回使用したような、光ファイバーセンサーを用いた歪計測には、歪を多点で計測できる、センサーが小型、軽量である、電磁波や過酷な環境に耐性がある、通電しないためセンサーが発熱しないといった利点がある (Ding et al., 2018)。

一方で、DOFS を適用するうえでの注意点もある。例えば、光ファイバーを用いた歪計測では、光ファイバーが自由応力状態に比べて収縮状態になった場合歪を計測することができない。そのため、光ファイバーを試料に貼り付けるときには、おもりなどを使用して光ファイバーに引張荷重をかけながら貼り付けを行い、実験時に光ファイバーが自由状態に比べて収縮した状態にならないようにする必要がある。また、OFDR で直接計測しているものは RBS であり、RBS から local RBS を算出し、基準状態のレファレンススペクトルと実験スペクトルの比較から周波数シフトを推定することで歪を計測している。そのため、計測機器のドリフトや計測値のばらつきといった、一般的な計測で生じる誤差とは性質の異なる誤差が発生しうる。例えば、OFDR では RBS 計測が誤差を全く含まない場合でも、統計的な問題から周波数シフト推定時に非常に大きな誤差が生じることが知られている (Zhang et al., 2019)。これは、相互相関関数を用いた周波数シフトの推定において、local



- ①ステンレス製の架台 ②ビニール袋 ③光ファイバー ④泥岩試料
 ⑤両開きクランプ ⑥水槽 ⑦低濃度NaCl溶液 ⑧高濃度NaCl溶液
 ⑨エポキシ系接着剤またはシリコーン樹脂 ⑩ゴム板

図 3.6 実験装置の概略図

RBS 中の大きな成分の相互相関関数の値への寄与は小さな成分のそれに比べて大きいことによって生じる。OFDR において、計測値がこのような誤差を含みうることは十分留意する必要がある。

3.3. 実験装置の説明

今回の実験装置の概念図を図 3.6 に示す。本実験装置は、コア試料、光ファイバー歪センサー（光ファイバーには FujikuraFutureGuide-SR15 を用いた）、実験試料を固定するためのステンレス製の架台、コア試料が接する NaCl 溶液および容器（水槽）から構成される。

本実験において、岩石の歪は、コア試料側面のうち上下面から約 5mm までの部分を除い

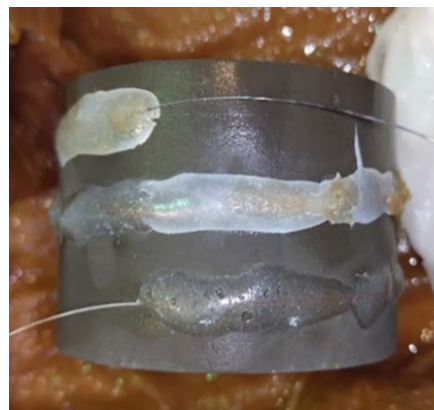


図 3.7 光ファイバーを貼り付けた泥質岩試料の様子

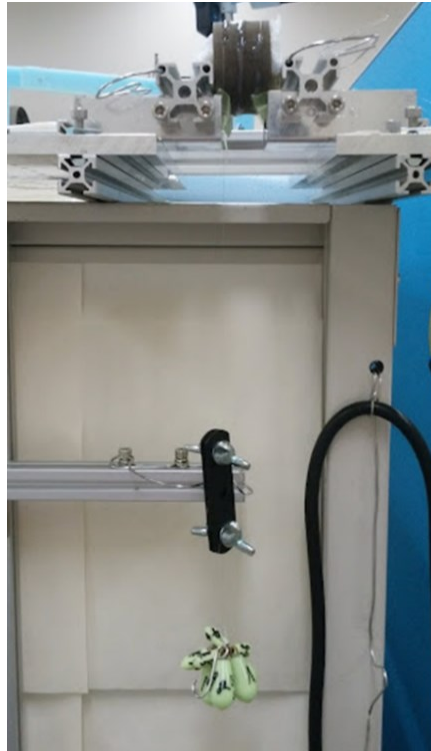


図 3.8 泥質岩試料に光ファイバーを貼り付けている様子

た領域にらせん状に貼り付けられた光ファイバー歪センサーによって計測された(図 3.7)。貼り付けられた光ファイバーは試料と固着しており、試料の変形に追従して変形すると考えた。光ファイバー歪センサーの貼り付けには二液混合型エポキシ系接着剤(セメダイン社 ハイスーパー5)を用いた。光ファイバーを試料側面に貼り付けるとき、光ファイバーの端におもりを吊るし(図 3.8)ながら行うことで、光ファイバーが引張状態を保ったまま試料に接着されるようにした。

コア試料の上面および側面に一液型シリコーン樹脂(信越シリコーン一液縮合型 RTV ゴム KE-45)または二液混合型エポキシ系接着剤(セメダイン社 EP001N)を塗布することで、それらの面が外部の NaCl 溶液と接しないようにした。試料の側面及び上面が外部の溶液と接触しないようにするという観点では、シーリング材の違いは実験結果に影響を及ぼさないと考えた。ただし、一液型シリコーン樹脂は全体がほぼ固まるまでに 16 時間程度要するのに対し、二液混合型エポキシ系接着剤は 1 時間程度で全体がほぼ固まるほか、二液混合型であるため硬化のむらが少ないと考えられるため、二液混合型エポキシ系接着剤の方が実験材料として優れていたと考えている。

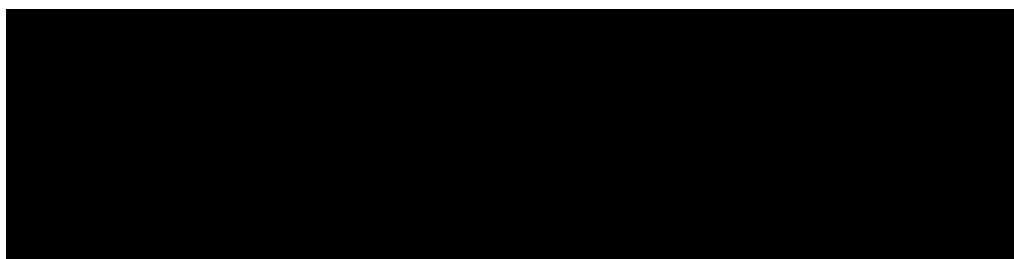
本研究で使用した泥質岩のコア試料は、コア試料表面の乾燥によって試料に亀裂が発生する恐れがあった。そのため、コア試料への光ファイバー貼り付けおよびコア試料の上面、側面への接着剤の塗布を行うときは、接着面の水分を軽くふき取るのみに留め、接着作業を速やかに終わらせるようにした。また、シーリング材の硬化を行うときは、霧吹きや濡れたキムタオルを用いて試料表面が濡れた状態を保つようにした。

コア試料は、ステンレス製の架台に固定された両開きクランプで挟むことで水槽内に固定した。このとき、試料を固定する強さは実験試料の位置がずれない程度に留め、同時にコア試料と両開きクランプの間にゴム板を挟みこんでいる。このようにコア試料を固定することで、コア試料の側面が両開きクランプの影響を受けずに自由に變形できるようにした。

実験装置組み立て時、コア試料は試料の間隙水と同程度の電気伝導度を持つ NaCl 溶液（以下、低濃度溶液）で満たしたビニール袋内に設置した。その後、水槽を濃度の高い NaCl 溶液で満たした。水槽を満たす高濃度の溶液と試料周辺の低濃度溶液はビニール袋によって仕切られており、実験開始前の期間に混合しないようになっている。実験開始時にビニール袋を取り外し、水槽内の溶液を軽くかき混ぜることで、ビニール袋内部の低濃度溶液と水槽中の NaCl 溶液が混合してできた高濃度の NaCl 溶液（以下、高濃度溶液）をコア試料下面と接触させる。ビニール袋は自由に變形するため、異濃度の溶液の仕切りにビニール袋を使用することで、実験開始時のビニール袋の取り外しによる水面の変化を最小限に止めることができ、実験開始時にコア試料にかかる圧力変化を抑制することができる。また、高濃度溶液の体積は 10L 程度であり、試料体積と間隙率から算出される試料の間隙水が約 26.1 mLであることを考えると、高濃度溶液の体積は試料の間隙水に比べ十分多く、高濃度溶液の濃度は実験期間において一定であったと考えた。

本研究では、3つのコア試料に対して、異なる濃度の高濃度溶液を用いて合計3回の実験を行った。それぞれ実験における試料の高さ、直径および高濃度溶液の濃度を表 3.1 に示す。試料側面、上面のシーリングには実験 No.1 と実験 No.2 には二液混合型エポキシ系接

表 3.1 3つの実験の実験条件



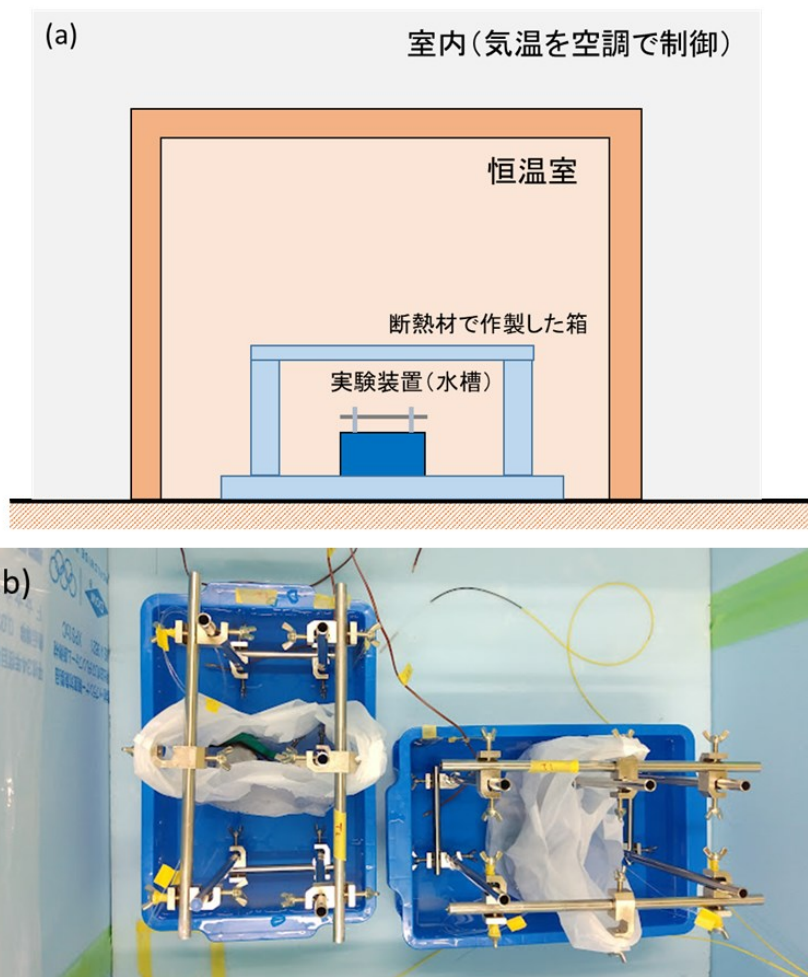


図 3.9 実験装置の温度制御の様子 (a) および断熱材で作製した箱の中に設置した実験装置の様子(b)

着剤を、実験 No.3 では一液型シリコン樹脂を用いた。

本実験では、断熱材で作成した箱の中に装置を設置し、外側の室温を空調で制御することで外気温変動の影響の抑制を試みた。実験装置周辺の環境及び実験装置と断熱材の箱の様子を図 3.9 に示す。また、実験の際は、各水槽の底に設置した熱電対で水温を、断熱材で作成した箱内に設置した熱電対で箱内気温を計測した。ただし、外気温の変動の影響を完全に抑制するには至らなかった。

なお、本論文で述べた実験のうち、実験 No.1 および No.2 は同じ断熱材で作成した箱の中で同時に行っている。そのため、2つの実験において箱内気温は共通のものとなっている。

3.4. 実験の手順

実験は以下の手順で行った。

1. 実験装置の組み立て後、光ファイバー歪センサーおよび水槽の底に設置した熱電対による歪、水温の計測を開始し、泥質岩内部が静水圧状態になるよう 2 日程度実験装置を静置した。

2. 光ファイバー歪センサーで計測される試料側面の歪がほぼ一定になったことを確認後、レファレンススペクトル $S_0(f)$ を取得した。

3. 速やかにビニール袋を取り外し、水槽内を軽く攪拌した。ビニール袋の取り外しから攪拌には 2 分程度要した。光ファイバー歪センサーによる歪計測の間隔は、実験開始から 3 時間は 10 分に 1 回、それ以降は 1 時間に 1 回とした。また、レファレンススペクトルの取得から光ファイバー歪センサーによる歪計測の開始までの時間は 15 分程度であった。実験は、実験 No.1 および No.2 では 196 時間、実験 No.3 では 740 時間継続して行った。

4. 実験で得られた歪挙動

4.1. 計測によって得られたデータ

計測によって得られた、実験 No.1-3 における、試料側面の高濃度溶液との接面からの距離が異なる 3 点における歪の計測値の時間変化と、試料側面の歪の計測値の空間分布の時

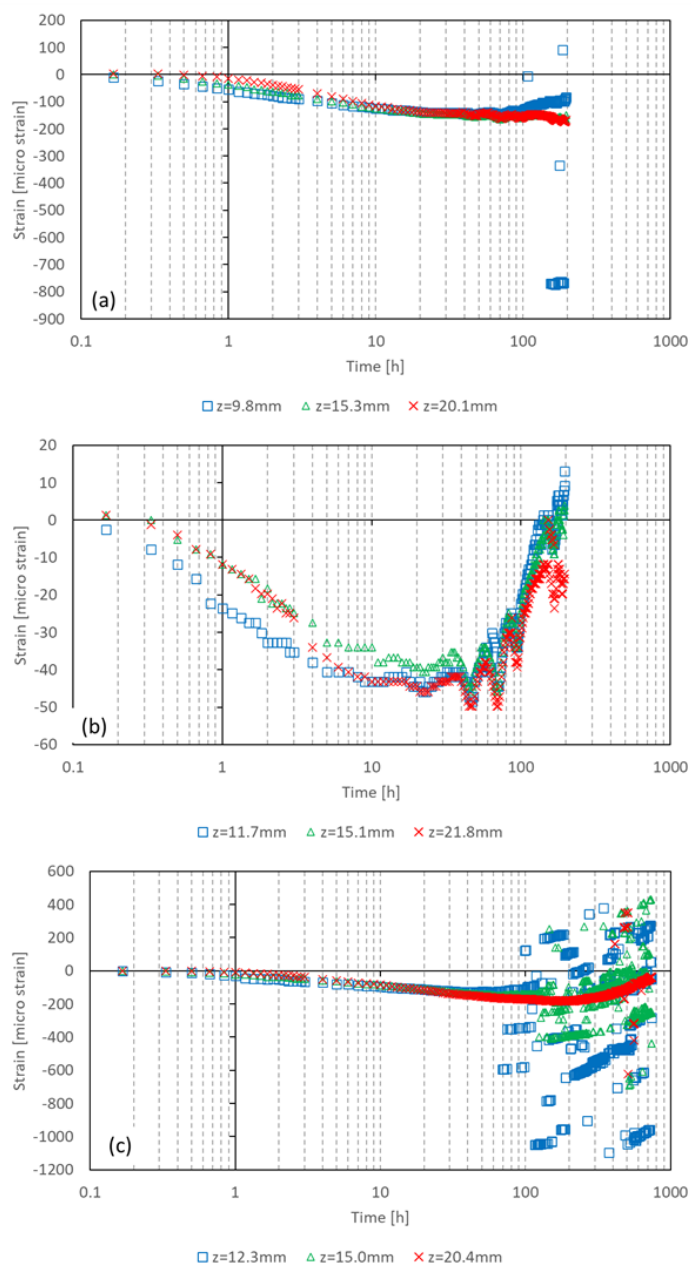


図 4.1 実験 No.1(a), 2(b), 3(c)で得られた、試料側面で下面から 10 mm, 15 mm, 20 mm程度の地点における、周歪の計測値の時間変化

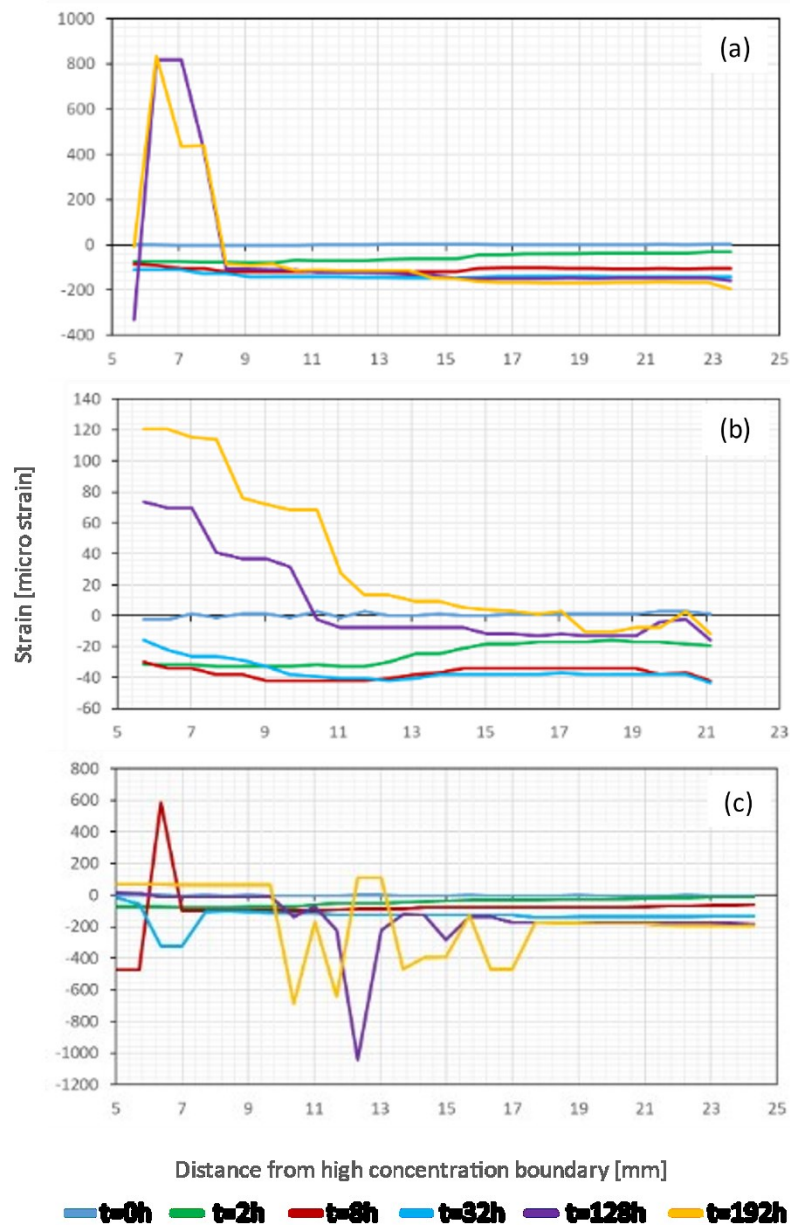


図 4.2 実験 No.1(a), 2(b), 3(c)で得られた、時刻 $t=0, 2, 8, 32, 128, 196\text{h}$ における試料側面の周歪の計測値の空間分布

間変化をそれぞれ図 4.1 および図 4.2 に示す。図 4.1 および図 4.2 からは、実験開始後しばらくは安定して歪の計測を行えているものの、時間の経過とともに試料の下面側から上面側に向けて計測結果が不安定となる領域が拡大する傾向が見て取れた。

例えば図 4.1c および図 4.2c に示されるように、例えば、実験 No.3 の $z=12.3\text{mm}$ 地点の歪の時間変化を見ると、 $t=70\text{h}$ 以降、歪の計測値が突然 $200\mu\epsilon$ 以上増減するような時間的に

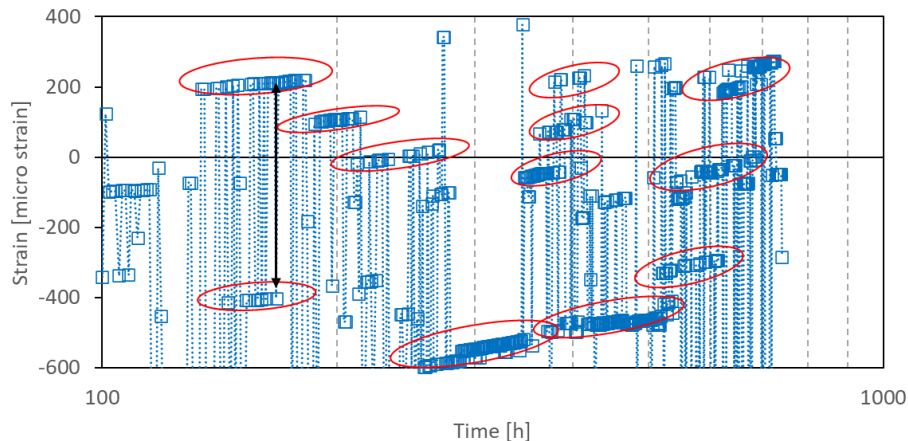


図 4.3 実験 No.3 の周歪の計測値にみられた、歪の計測値のシフト挙動

不連続な歪の計測値の挙動がみられたほか、歪の計測値の空間分布の時間変化を見ると、隣接した地点で歪の計測値が $100\mu\epsilon$ 以上変化するような空間的に不連続な歪の計測値の挙動が見られる領域が時間経過とともに拡大している様子が見て取れた。この傾向は、実験 No.1 および No.3 において顕著であり、一方で実験 No.2 では見られていない。

この時間的、空間的に不連続な歪の計測値の挙動には、一定の特徴に従った挙動が含まれていた。実験 No.3 でみられた時間的、空間的に不連続な歪の計測値の挙動の一部を図 4.3 に示す。図 4.3 上に赤い丸で囲ったデータ群は時間的に連続的な 1 つの時系列データに見えるが、実際は歪の計測値が一定の大きさの変化（例えば図 4.3 中黒矢印）を何度も繰り返しており、その結果、周歪の計測値がある時間的に連続な時系列データ上の値から、別の時間的に連続な時系列データ上の値に変化しているように見えていることが見て取れる。このような特徴は泥質岩の物理的な変形を反映しているとは考えにくく、計測系の特性によって生じていると推測される。以降、このような特徴を持つ歪の計測値の挙動を歪の計測値のシフトと呼ぶこととした。

また、計測値の不安定とは別に、実験 No.1 および No.2 では、 $t = 40\text{h}$ 以降の歪の計測値に、振幅 $10\text{-}20\mu\epsilon$ 程度の振動のような挙動が見られた（図 4.4 中丸で囲った領域）。以降、このような挙動を歪の計測値の振動と呼ぶこととした。

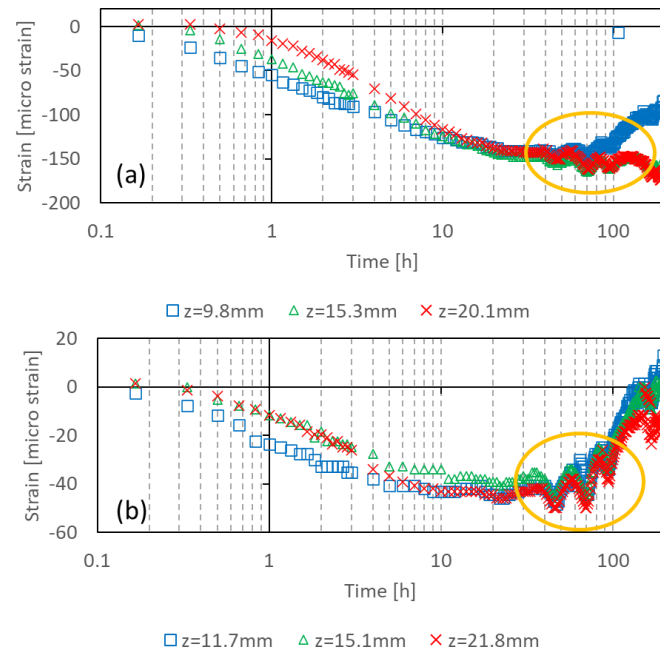


図 4.4 実験 No.1(a)および 2(b)で得られた周歪の計測値にみられた、歪の計測値の振動のような挙動

4.2. 計測で得られたデータの解釈

前節でみたとおり、実験で得られた周歪挙動には、歪の計測値のシフトと、実験 No.1 および No.2 の後半における歪の計測値の振動が確認されており、これらの挙動が歪の計測値の解釈を難しくしている。そこで、本節では歪の計測値のシフトおよび実験 No. 1 および 2 の後半にみられた歪の計測値の振動の原因についての議論を行う。

4.2.1. RBS を用いた歪の計測値のシフトの検討

前節で言及したように、歪の計測値のシフトは計測結果を処理し、歪の計測値を得る過程で生じていると予想される。本検討では、歪の計測値のシフトの原因は local RBS から周波数シフトを推定する過程にあると考え、歪の計測値のシフトが頻繁にみられたデータを対象として local RBS の比較を行った。

実験 No.3 の $z=12.3\text{mm}$ 地点の計測結果について、レファレンススペクトルおよび、 $t=0, 2, 24, 48, 96, 192\text{h}$ のときの推定された周波数シフト分だけ周波数方向にシフトさせた実験スペクトルを図 4.5 に示す。本来であれば、レファレンススペクトルの形状と周波数シフト分だけ周波数方向にシフトさせた実験スペクトルの形状は一致するはずだが、図 4.5 より、時間経過とともに実験スペクトルがレファレンススペクトルの形状から変化していることが見て取れる。実験スペクトルの形状が変化すると、実際に生じていた歪に相当する周波数シフト（以降、真の周波数シフトと呼ぶ）のときのレファレンススペクトルと実験スペクトルの相互相関関数の値が小さくなるため、結果として周波数シフトが真の値でないときの相互相関関数の値が最大となる場合がありうる。

そこで、計測において相互相関関数の値がどのような値であったかを確認するために、実験 No.1 を代表として、それぞれの時刻におけるレファレンススペクトルと実験スペクトルの相互相関関数の最大値の時間変化と、 $z=9.8\text{mm}$ 地点における、 $t=1, 4, 16, 64, 167, 196\text{h}$ のときの相互相関関数と周波数のシフト量の関係を図 4.6 に示す。図 4.6a より、歪の計測値のシフトの影響が比較的小さかった $z=20.1\text{mm}$ 地点では相互相関関数の最大値は

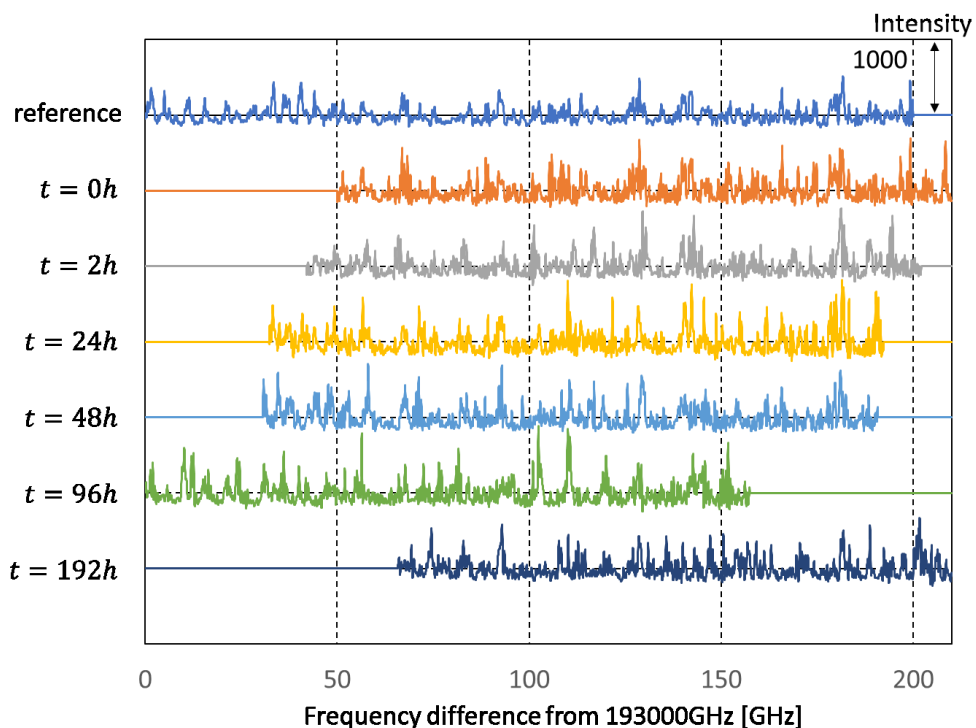


図 4.5 実験 No.3 で得られた、 $z=12.3\text{mm}$ 地点における、実験開始前（reference）および時刻 $t=0, 2, 24, 48, 96, 192\text{h}$ のときの local RBS

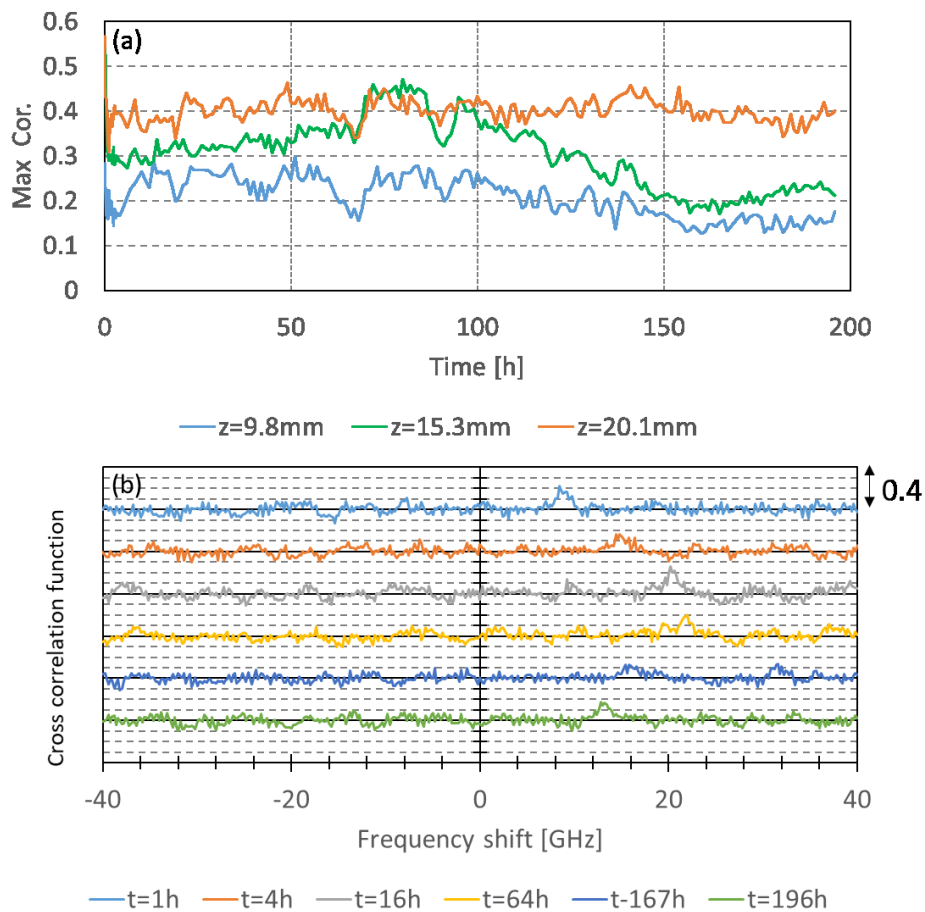


図 4.6 実験 No.1 の $z=9.8\text{mm}$, 15.3mm , 20.1mm 地点において、固定レファレンス方式で計算された相互相関関数の最大値の推移(a)と、 $t=1\text{h}$, 4h , 16h , 64h , 167h , 196h における周波数シフトと相互相関関数の値の関係(b)

0.4程度で安定していたのに対し、歪の計測値のシフトが多く見られた $z=9.8\text{mm}$ 地点では、相互相関係数の最大値は $z=20.1\text{mm}$ 地点のそれに比べて小さかったほか、時間経過とともに相互相関関数の最大値が減少する傾向にあることが見て取れた。相互相関関数の最大値が小さくなっていたことから、真の周波数シフト以外の周波数シフトのときに相互相関関数が最大値となりやすくなっていたことがわかる。

また、図 4.6b を見ると、グラフ中の相互相関関数の最大値を示すピークと、それ以外のピークの大きさの差が時間経過とともに徐々に小さくなる傾向にあることがわかる。特に、 $t=167\text{h}$ は、歪の計測値のシフトが見られた時刻であるが、このときの相互相関関数のグラフは周波数シフトが約 16GHz の地点と約 32GHz の地点に同程度の大きさのピークを持っていた。前後の時刻の相互相関関数のグラフと比較すると、周波数シフトが約 16GHz のと

きのピークが真の周波数シフトの位置を示していると考えられるものの、実験スペクトルに含まれる誤差の影響によって、周波数シフトが約 32GHz のときの相互相関関数が、周波数シフトが約 16GHz のときのものより大きくなってしまい、歪の計測値のシフトが生じたと考えられる。

以上のことを考慮すると、相互相関関数の最大値の値が大きい、または相互相関関数の最大値を含むピークとそれ以外のピークの大きさの差が大きいほど、相互相関関数のグラフ中の歪の変化量を表すピークとそれ以外のピークの大小関係の逆転が起きにくくなり、得られた歪の計測値は信頼性が高くなると解釈できる。

4.2.2. 隣接レファレンス方式で推定した歪の計測値との比較

図 4.5 と図 4.6 を用いた議論より、本研究で得られた歪の計測値に関して、時間経過とともに実験スペクトルの形状が変化し、その結果実験スペクトルとレファレンススペクトルの相互相関関数の最大値が小さくなっている可能性が示唆された。そこで、local RBS の解析方法として、従来の方法である、実験開始前に計測した RBS をレファレンススペクトルにし、実験開始前の基準状態からの歪量を推定するのではなく、ある時刻に計測した実験スペクトルに対し、1 つ前の計測時刻に得られた RBS をレファレンススペクトルとして用いて周波数シフトの推定を行い、計測時刻ステップで歪がどれだけ変化したのかを推定することを試みた。以降、従来の方法である、実験開始前に計測した RBS を常にレファレンスとして用いる手法を固定レファレンス方式、実験スペクトルの計測時刻より 1 つ前の計測時刻に得られた RBS をレファレンスとする手法を隣接レファレンス方式と呼ぶ。隣接レファレンス方式で得られる周波数シフト RBS の計測時刻間の歪の変化を表していると考えられる。本研究で取り扱う歪は微小であるため、各時刻の歪の計測値の変化量を足し合わせることで、実験開始からの歪の変化が得られると考えられる。

実際に隣接レファレンス方式を用いて歪の計測値の推定を行うとともに、その時の相互相関関数の挙動を確認した。隣接レファレンス方式によって推定された、実験 No.1 の $z=9.8\text{mm}$, 15.3mm , 20.1mm 地点における歪挙動を図 4.7a に、このときの $z=9.8\text{mm}$, 15.3mm , 20.1mm 地点における相互相関関数の最大値の推移を図 4.7b に、 $z=9.8\text{mm}$ 地点における、 $t=1, 4, 16, 64, 167, 196\text{h}$ のときの相互相関関数と周波数のシフト量の間係を図 4.8 に示す。図 4.7a より、隣接レファレンス方式で得られた歪の計測値の挙動には歪の計測値のシフトが見られなかった。また、図 4.7b より、隣接レファレンス方式で得られた相互相関関数の値は $0.4\sim 1$ の範囲に収まっており、固定レファレンス方式で得られたものに比べて大きくなっていることがわかる。

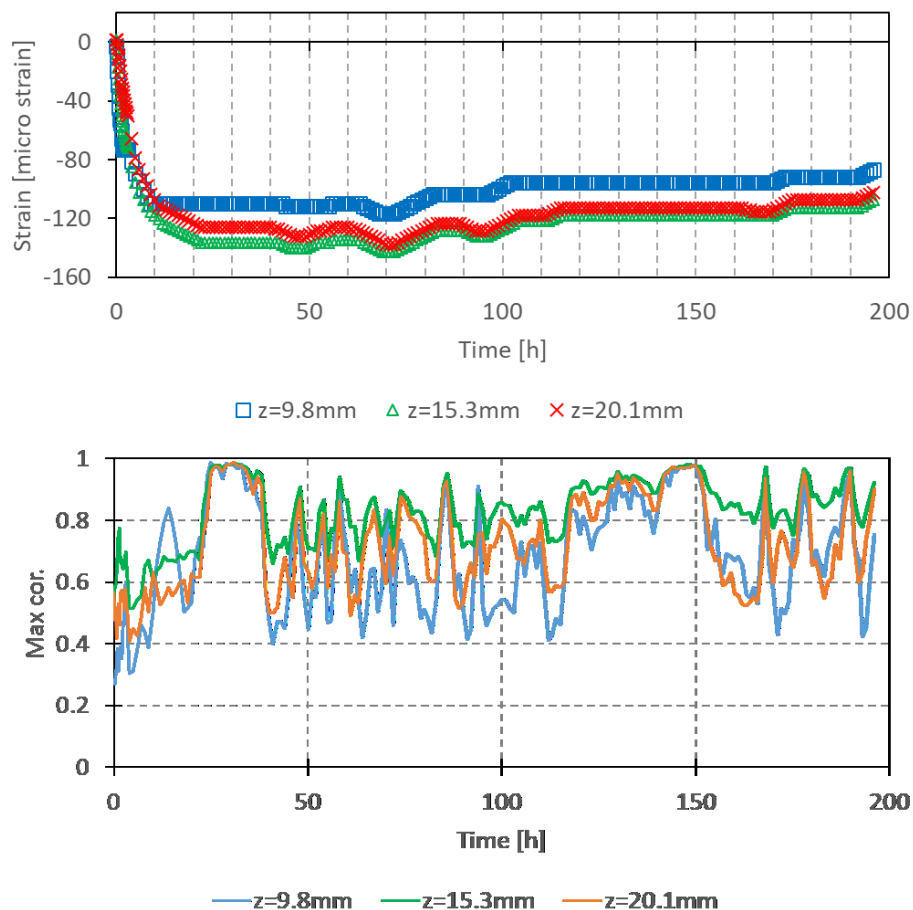


図 4.7 隣接レファレンス方式によって推定された $z=9.8\text{mm}$, 15.3mm , 20.1mm 地点における歪挙動(a)と、そのときの $z=9.8\text{mm}$, 15.3mm , 20.1mm 地点における相互相関関数の最大値の推移(b)

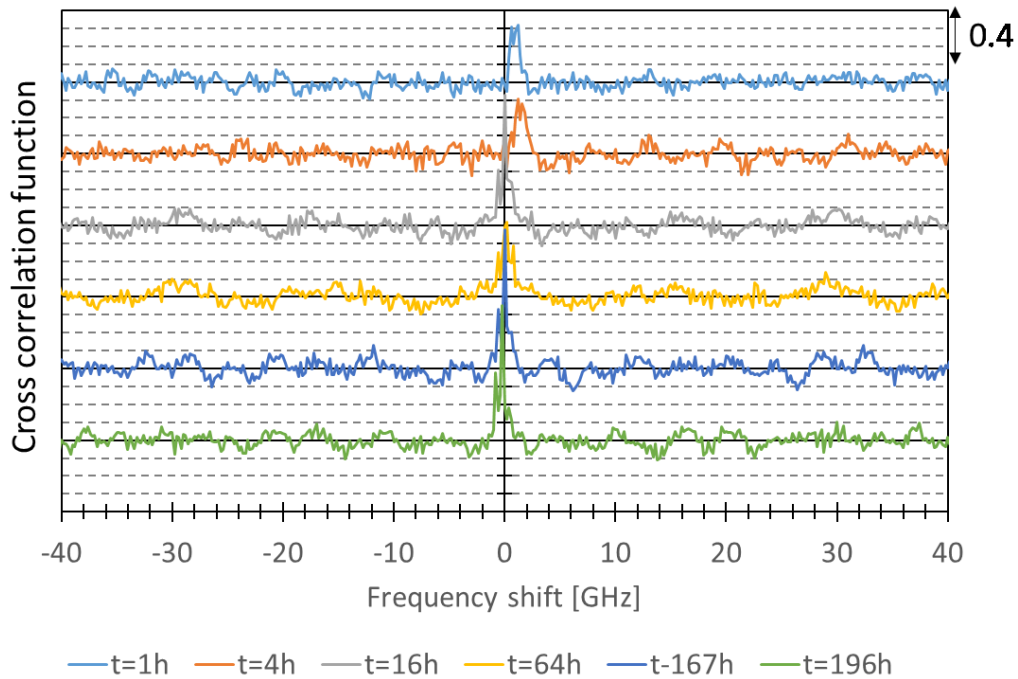


図 4.8 隣接レファレンス方式で得られた，実験 No.1 の $z=9.8\text{mm}$ 地点における， $t=1, 4, 16, 64, 167, 196\text{h}$ のときの相互相関関数と周波数のシフト量の関係

一方で，図 4.8 より，隣接レファレンス方式で得られた相互相関関数は $\delta f = 0$ 付近に大きなピークを持つものの，そのピーク自体がピーク割れを持っており，例えば $t=1\text{h}$ や 4h では，割れているピークが同程度の大きさになっていることがわかる。そのため，固定レファレンス方式で得られた歪の計測値に比べると，大きな歪の計測値のシフトは生じないものの，歪の計測値のシフトと同様のメカニズムで生じた，ピーク形状に起因する小さな歪の計測値の誤差が生じていると考えられる。また，隣接レファレンス方式ではある時刻の歪をそれ以前の歪の計測値の変化量の累積として推定するため，実験開始から時間が経過するにつれて，小さな歪の計測値の誤差が累積し，推定された歪の計測値と実際に生じていた歪の大きさのずれが大きくなることが予想される。

一方で、固定レファレンス方式で推定された歪の計測値の挙動と隣接レファレンス方式で推定された歪の計測値の挙動の比較を図 4.9 に示す。図 4.9 より、隣接レファレンス方式で推定された歪の変化量は固定レファレンス方式で推定されたものに比べて小さくなる傾向があることがわかる。これは、隣接レファレンス方式で得られた歪挙動は主にピーク形状に起因する小さな歪の計測値の誤差の影響を受けているためだと考えられる。

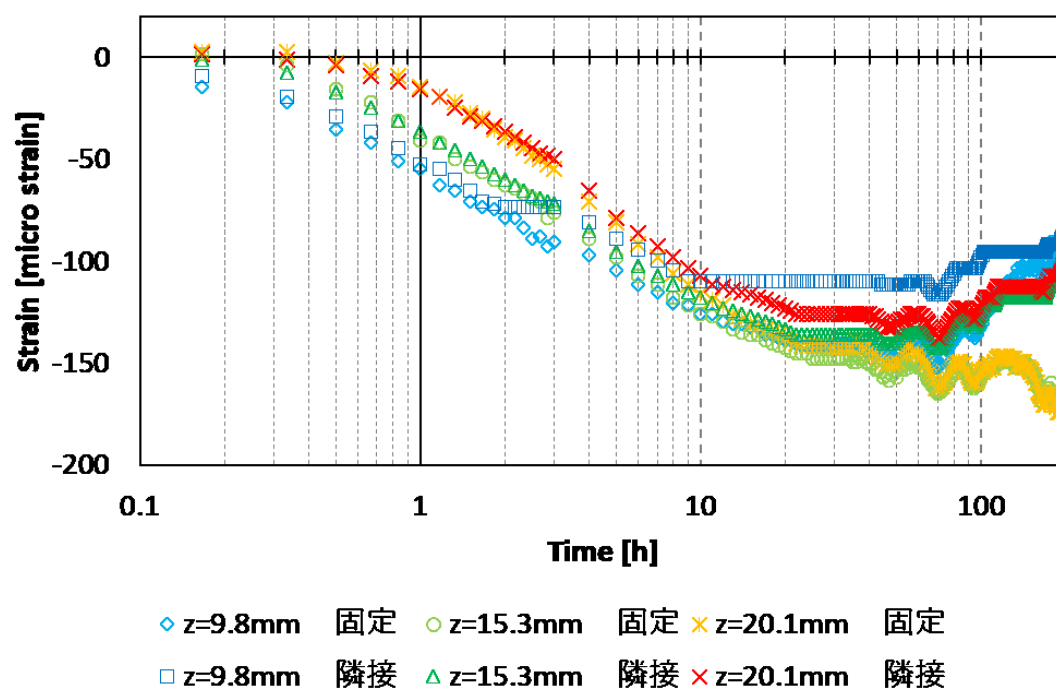


図 4.9 実験 No.1 について、固定レファレンス方式で推定された周歪挙動と隣接レファレンス方式で推定された周歪挙動の比較

4.2.3. 歪の計測値の振動についての検討

図 4.4 に示した，実験 No.1 および No.2 で主にみられた歪の計測値の振動は温度の影響であると考え，歪の計測値と温度の比較を行った。それぞれの実験について，熱電対によって計測された水槽内の水温の変動とひずみの計測値の比較を図 4.10 に示す。3 章で説明した通り，本実験ではコア試料および水槽が受ける外部の温度変動の影響を抑制するための対策を試みているものの，実際には 1°C 程度の範囲で水温が変化していたことがわかる。ま

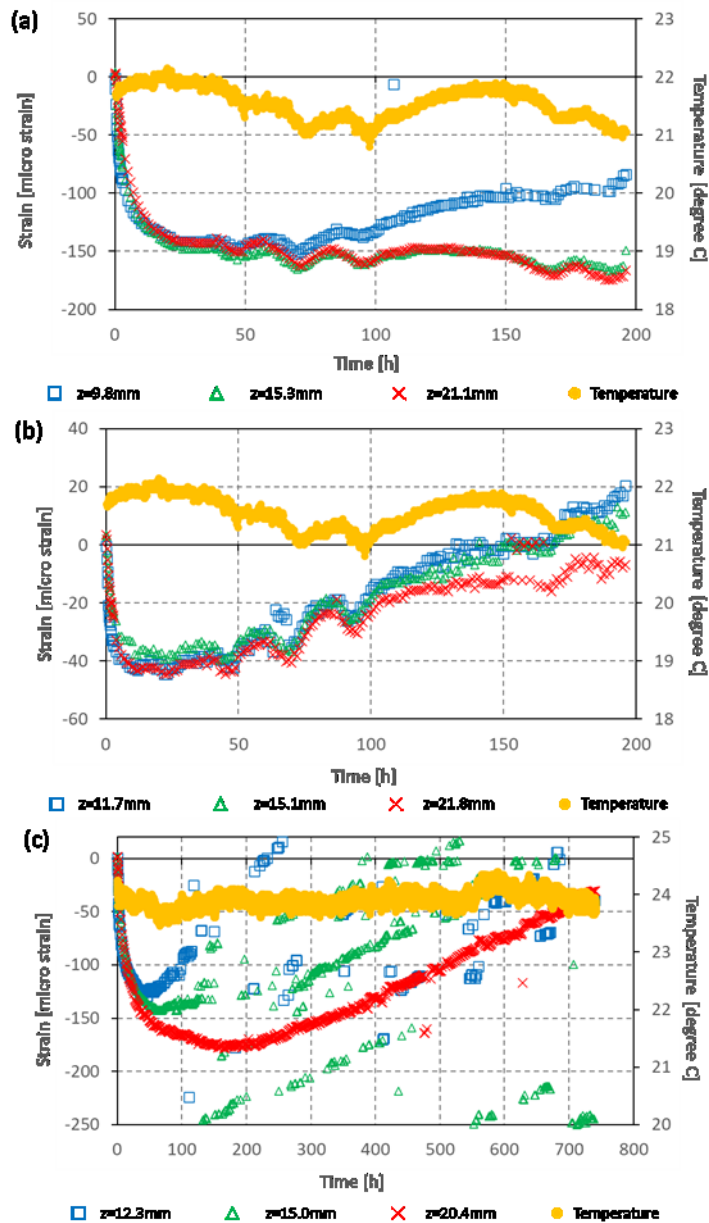


図 4.10 実験 No.1(a), 2(b), 3(c)で得られた，試料側面で下面から 10 mm, 15 mm, 20 mm 程度の地点の周歪の計測値の時間変化と，水温の時間変化の比較

た、実験 No.1 および 2 でみられた歪の計測値の振動がみられた時期は、水温が大きく変化していた時期と一致していたほか、歪の計測値の挙動は温度変化から予想される歪の計測値の挙動の傾向（温度が低くなると歪の計測値は減少する）と一致していたことから、歪の計測値の振動は温度変動の影響で生じていると考えられる。

4.3. 計測で得られたデータの処理

4.2 節で述べたように、歪の計測値は主に周波数シフトの推定に伴う歪の計測値のシフトの影響と、温度変動による歪の計測値の振動の影響を受けている。そこで、これらの影響を除外できるようなデータの処理を行い、実験結果の整理を行った。

4.3.1. 歪の計測値のシフトの除去

歪の計測値のシフトに関して、時間的、空間的に不連続な歪の計測値は歪の計測値のシフトが生じていると考え、検討対象から外すことでデータの整理を行った。固定レファレンス方式で得られた各計測時刻における歪の計測値は、基準状態との差分であるため、歪の計測値のシフトの影響を強く受けているデータを除去することで、コア試料の大局的な変形挙動を捉えることが可能になる。例えば、実験 No.1 の $z=9.8\text{mm}$ 地点でみられた歪の計測値の挙動はおおむね時間的に連続であると考えられるが、実験開始から 100 時間以降にいくつか歪の計測値のシフトが見られた。この場合、歪の計測値のシフトの影響を強く受けているデータを検討対象から除外した。

一方で、実験 No.3 で得られた歪の計測値は、歪の計測値のシフトの影響を強く受けており、特に下面側では、実験開始から時間が経過すると、歪の計測値のシフトと実際の岩石の歪を反映していると考えられる連続した時系列データの区別が困難となる。そのため、時間的、空間的に不連続な計測値が頻繁に観察され始めた領域の計測結果は検討対象から除外することとした。

4.3.2. 水槽内の温度変動を用いた歪の計測値の補正

歪の計測値の振動は温度変動の影響で生じていると考えられるが、詳しく見ると、光ファイバー自体の温度が変化し、式 (3-1) の右辺第 1 項が変化することで周波数シフトの値が変化するというものと、コア試料の温度変動に伴って岩石が変形するという 2 つのメカニズムが関連していると考えられる。

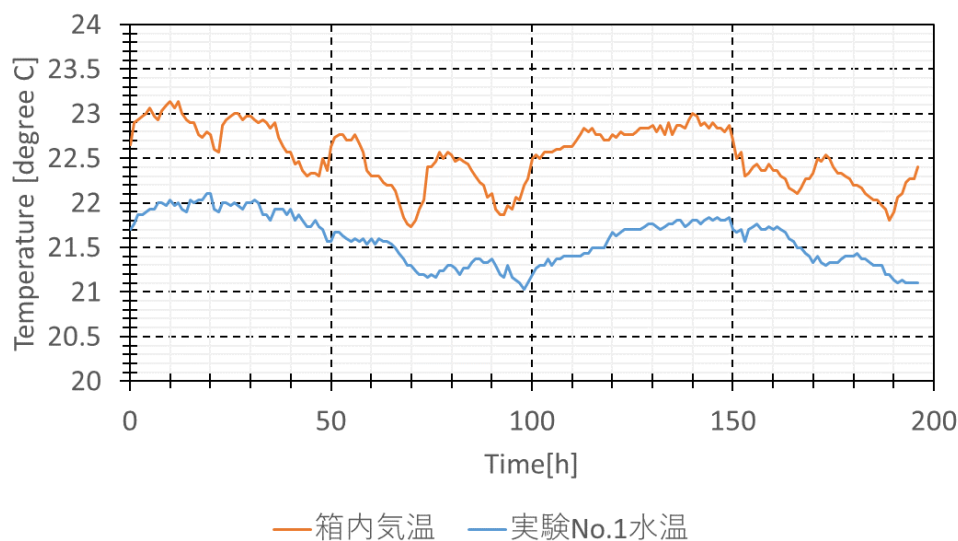


図 4.12 実験 No.1 における，熱電対で計測された箱内気温と水温の変動

また，断熱材で作成した箱の内部の気温と水温は同じ挙動ではないため，単純に温度補正を行うことが難しくなっている。実験 No.1 で得られた，熱電対で計測された箱内気温と水槽内の水温を図 4.11 に示す。図 4.11 より，箱内の気温は水温に比べて高くなっており，水槽内の水温は底に近づくにつれて温度が低くなっていることが予想される。また，箱内気温と水温の挙動を比較すると，温度変化に位相の遅れがみられており，箱内気温の変動がそこ

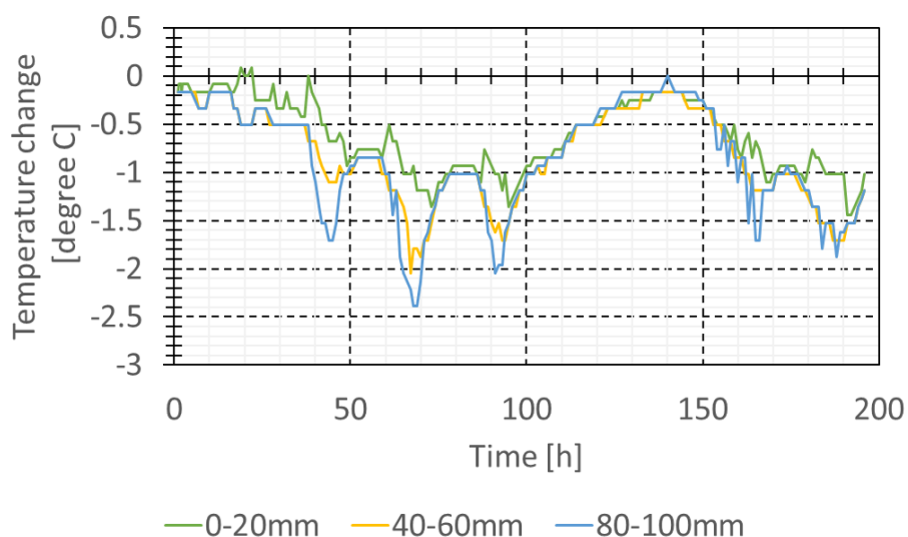


図 4.11 実験 No.1 における，試料近傍の光ファイバーセンサーで計測された，実験開始時からの温度変動

に向かって伝播していることが見て取れる。そのため、熱電対で計測された箱内気温、水温はどちらも実際に泥質岩近傍で生じていた温度変動との間にずれがあると考えられる。

泥質岩試料近傍で、泥質岩試料に貼り付けられていない光ファイバーは泥質岩の変形の影響を受けない、すなわち式(3-1)の第1項が0となるため、温度変動のみによって周波数シフトが決まる。そのため、コア試料近傍で、試料に貼り付けられていない光ファイバーから得られた周波数シフトを解析することで、コア試料近傍の水温変動を得ることができると考えられる。そこで、実験 No.1 において、コア試料の下面側の試料に貼り付けられていない光ファイバーについて、試料に貼り付けられた領域から 0–20mm, 40–60mm, 80–100mm の領域の光ファイバーで計測された、基準状態からの温度変動を図 4.12 に示す。なお、実際の計測は 10mm 間隔で行われているが、図 4.12 では隣接する地点で得られた温度変動の平均をグラフ上に表示している。図 4.12 より、試料の下面に近い、すなわち計測地点が水面から遠ざかるにつれて、温度変動が小さくなり、また温度変化の位相も遅くなることが見て取れ、このことから箱内の気温変動が水中に伝播することで水槽内に温度分布が生じていたことが分かる。ただし、水槽内の光ファイバーは自由状態であったため、光ファイバー上の試料下面からある距離に存在する地点と、水槽内の水深を対応させることは困難であった。

今回の検討では、コア試料に貼り付けられていない光ファイバーのうち、コア試料に貼り付けられた領域から試料下面側に 20–40mm の領域の温度変動がコア試料全体の温度変動を代表していると考え、その領域の計測結果から得られた周波数シフトの平均値と、コア試料に貼り付けられた光ファイバーの計測結果から得られた周波数シフトの差分をとることで、歪の計測値から式(3-1)の右辺第1項に起因する温度変動の影響を除去することを試みた。水槽内の温度分布の把握と、温度変動によって生じたコア試料の変形による歪の計測値の振動の除去は今後の課題としたい。

4.4. 処理後の実験結果

4.4.1. 実験 No.1-No.3 で得られた周歪挙動の比較

4.3 節で示した手順によって得られた、実験 No.1-No.3 におけるコア試料側面の周歪の挙動のうち、高濃度溶液との接面である下面からの距離が異なる 3 点における歪の時間変化を図 4.13 に示す。図 4.13 より、3 つの実験全てにおいて、実験開始直後に上面側で小さな膨張が生じ、その後試料全体が継続的に収縮し、試料全体の収縮が終了後、試料の収縮が膨張する、または変形が維持されるという挙動が確認された。ビニール袋を取り外し、試料の下面を高濃度溶液に接触させた直後に試料全体の収縮が開始したことを考えると、ここで

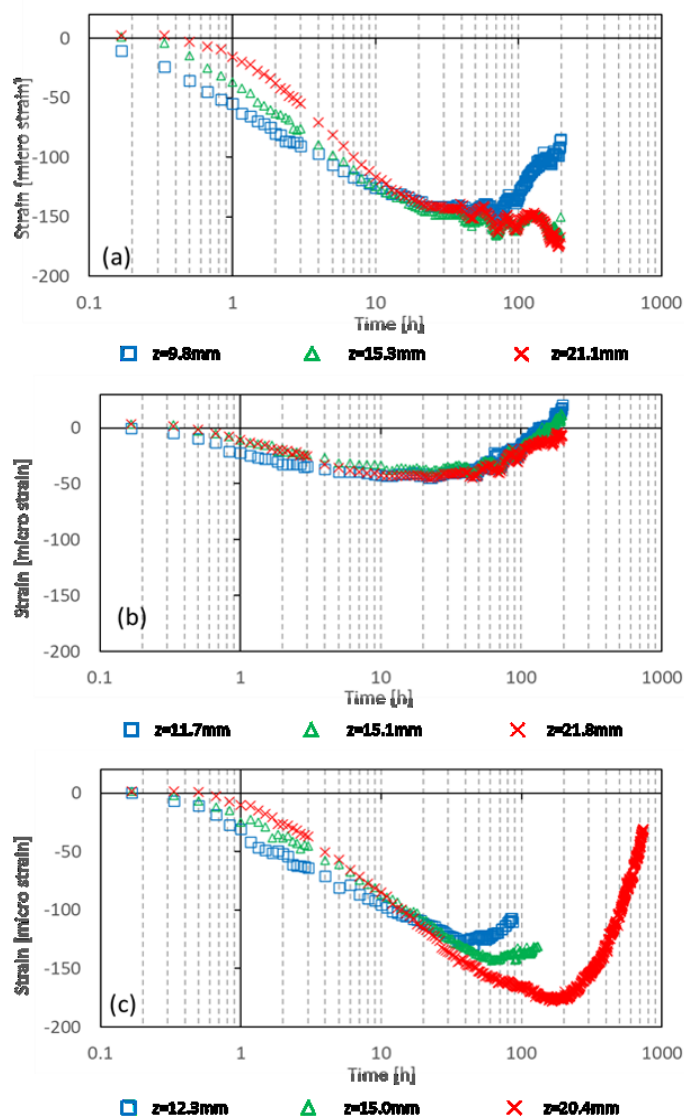


図 4.13 実験 No.1(a), No.2(b), No.3(c)の歪の計測値を整理することで得られた、試料側面で下面から 10 mm, 15 mm, 20 mm程度の地点における、周歪の時間変化挙動

確認された変形は、泥質岩のコア試料が間隙水よりも高濃度の NaCl 溶液に接触したことで生じた、試料の内側から外側に向けた化学的浸透流に起因していると考えられる。また、試料全体が継続的に収縮する期間では、下面に近い地点の方が収縮量が大きく、また、試料全体の収縮が終了した以降の期間では、下面に近い地点の方が収縮が終了した時点からの膨張量が大きかった。

次に、実験 No.1-No.3 でみられたコア試料側面の周歪の挙動に関して、実験開始からの時刻 $t=0, 2, 4, 8, 32, 128, 192\text{h}$ のときの試料側面の周歪の空間分布を図 4.14 に示す。図 4.14 より、実験初期の周歪分布は下面に近いほど収縮量が大きくなっており、また、時間経過とともに上面側と下面側の収縮量の差が小さくなっていることが見て取れる。これは、下面側から上面側に向かって試料の収縮挙動が伝播していることを表していると考えられる。ま

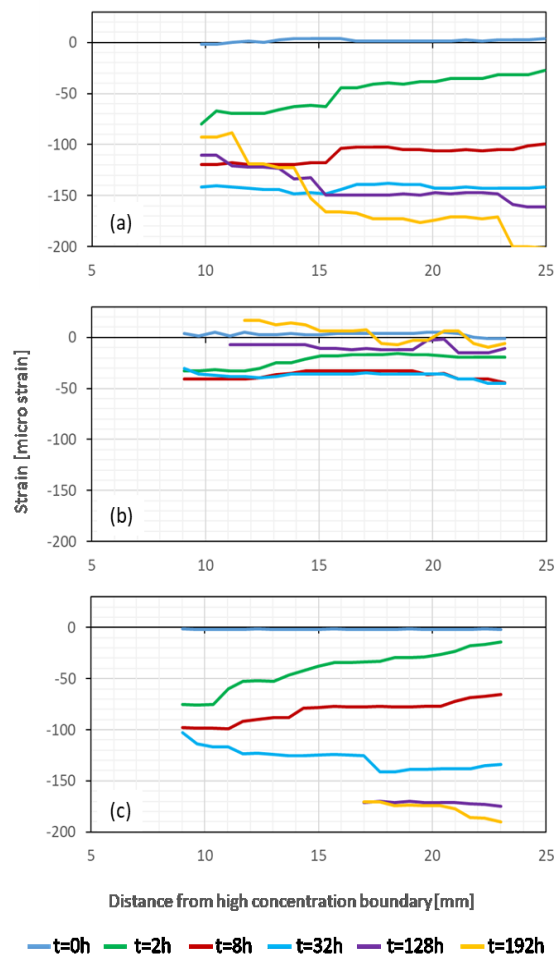


図 4.14 実験 No.1(a), No.2(b), No. 3(c)の歪の計測値を整理することで得られた、時刻 $t=0, 2, 8, 32, 128, 192\text{h}$ における試料側面の周歪の空間分布

た、実験開始から時間が経過すると、今度は下面側が初めに膨張、すなわち収縮が緩和し始め、その後上面側も収縮が緩和し始めることが見て取れた。これは、上面側に向かって試料の膨張挙動が伝播していると解釈できる。

実験初期の試料全体が収縮する期間と、実験後期の試料全体の収縮が終了した以降の期間を比較すると、実験初期には試料の下面側の方が大きく収縮していたのに対し、実験後期には試料の下面側より上面側の方が収縮量が大きくなっていた。また、このとき実験前期に試料の下面側で見られた収縮量の最大値よりも、実験後期に試料の上面側で見られた収縮量の最大値のほうが大きかった。これは、コア試料下面が接している高濃度溶液の影響で、試料下面側から間隙水の濃度が増加し、コア試料外側の高濃度溶液との濃度差が小さくなったためだと考えられる。

次に、それぞれの実験条件で得られた歪挙動の比較を行う。実験 No.1 から No.3 に関して、図 4.13 で示された地点で観察された収縮量の最大値はそれぞれ $175\mu\epsilon$ 、 $44\mu\epsilon$ 、 $178\mu\epsilon$ であった。このことから、実験 No.1 と実験 No.3 ではほぼ同程度の収縮が生じていたのに対し、実験 No.2 で見られた収縮量はそのほかの 2 つに比べて小さかったと解釈できる。ただし、実験 No.3 において、 $z=12.3\text{mm}$ および 15.0mm 地点の収縮量と $z=20.4\text{mm}$ の地点における収縮量の最大値は大きく異なっており、 $z=12.3\text{mm}$ および 15.0mm 地点における収縮量の最大値は、それぞれ $129\mu\epsilon$ および $143\mu\epsilon$ であった。次項で詳しく述べるが、実験 No.3 の $z=20.4\text{mm}$ 地点における、 $t=100\text{h}$ 以降の周歪挙動は、計測手法に起因する誤差の影響を強く受けていた可能性を考え、 $z=15.0\text{mm}$ 地点の収縮量の最大値を実験 No.3 で計測された収縮量の最大値とすると、収縮量は実験 No.1、No.3、No.2 の順番で大きかったことが分かる。これは、実験に用いた高濃度溶液の濃度に関して、実験 No.1 の場合がもっとも濃度が高く、No.2 の場合が最も低かったこと、間隙水と外側の高濃度溶液の濃度差が大きくなるほど化学的浸透によって生じる岩石の変形が大きくなると考えられることと整合的であった。

また、コア試料全体が収縮する期間が終了する時期を比較するために、図 4.13 に示したデータのうち、実験 No.1、No.2 および No.3 の下面に最も近い地点で周歪が膨張に転じた時点を比較すると、それぞれ 36h、23h、57h であった。なお、特に実験 No.2 において、収縮が終了する時期の歪挙動は、温度変動に起因する歪の計測値の振動の影響を強く受けていた。これらの比較により、3 つの実験において、実験開始から試料全体の収縮が終了するまでの期間は 2 倍程度の範囲に収まっていた。泥質岩の浸透率や拡散係数といったパラメ

ータのばらつきを考えると、実験開始から試料全体の収縮が終了するまでの期間はほとんど同じであったと考えることができるだろう。

4.4.2. データ処理で得られた周歪挙動の 3 次元プロット

実験 No.1-No.3 で得られた周歪挙動に関して、周歪が空間的、時間的にどのように変化したのかをさらに検討した。実験 No.1-No.3 で得られた周歪を 3 次元上にプロットしたものを図 4.15(a)-(c)に示す。図 4.15 より、実験 No.1-No.3 に関して、実験初期のコア試料全体の収縮では、下面側から上面側に向かって収縮が伝播している様子を見て取ることができる。

一方で、時間的、空間的に連続性が乏しい周歪挙動も確認された。実験 No.3 において、 $z=17\text{mm}$, $t=100\text{h}$ 付近で周歪挙動の傾向が大きく変化しており、 $z=17\text{mm}$ 地点より上面側の領域では、傾きが瞬間的に大きく変化するような挙動がみられた。この挙動は周波数シフト推定の過程で生じた誤差だと考えられる。ただし、上記の点を除くと、周歪は時間的、空間的に連続した挙動を示しており、本実験で行った歪の計測はおおむねうまくいったと考えられる。

4.4.3. データ処理で得られた周歪挙動の特徴 (除外)

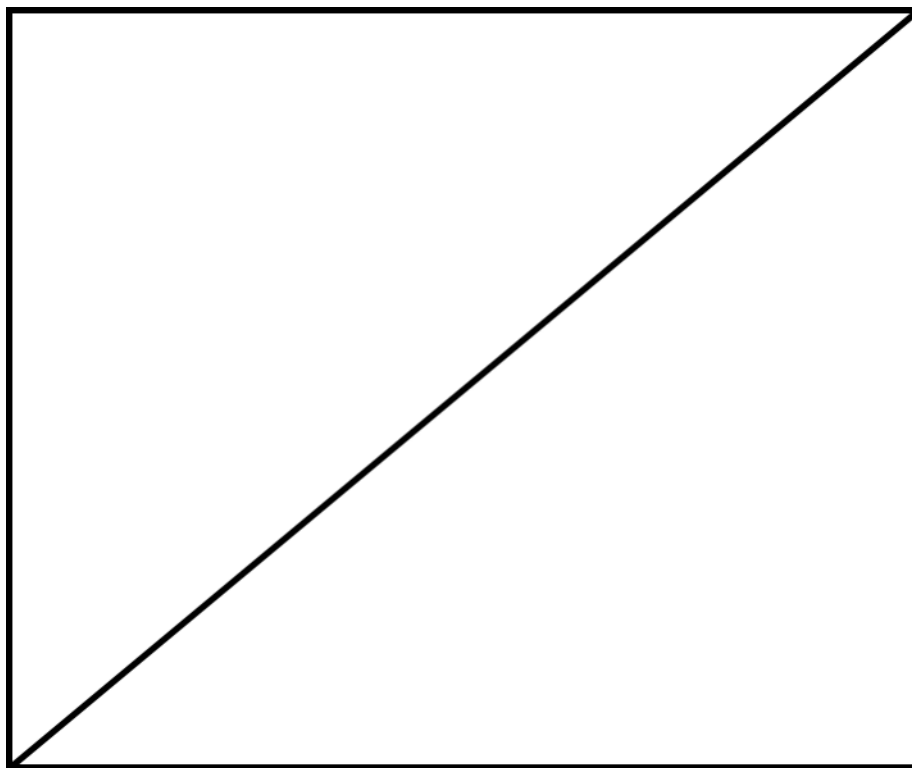


図 4.15 実験 No.1, No.2, No.3 で得られた, 試料側面における周歪の空間分布の時間変化 (それぞれ(a), (b), (c))

4.4.4. 実験結果のまとめ

本章で得られた知見をまとめる。

実験 No.1-No.3 で得られた歪の計測値には、Rayleigh 後方散乱光を利用した DOFS における、周波数シフトの推定過程に起因した誤差である歪の計測値のシフトと、実験系の温度制御が不完全であったために生じた水槽の水温変動に起因する、歪の計測値の振動がみられた。特に実験 No.3 は歪の計測値のシフトの影響を強く受けており、実験開始から時間が経過するにつれて、試料の下面側から上面側に向かって、歪の計測値のシフトの影響を強く受けた領域が拡大していく様子が確認できた。また、周波数シフトの推定のために使用される、レファレンススペクトルと実験スペクトルの相互相関関数の最大値の挙動を確認したところ、時間経過とともに相互相関関数の最大値が小さくなる挙動も確認できた。これらの傾向から、今回作成した実験系は、歪の計測結果が時間経過とともに歪の計測値のシフトの影響を受けやすくなっていることが分かった。

これらの影響を可能な限り除去するために、歪の計測値のシフトに関しては、明らかにこの誤差の影響を受けているデータを除去することで、歪の計測値のシフトの影響が小さいデータのみを対象として解析を行うこととした。

また、温度変動に関して、断熱材の箱内気温、水槽の水温、そして試料に貼り付けられていない領域の光ファイバーセンサーで計測された温度変動の比較から、水槽内に深度方向の温度勾配が形成されており、また深い地点の水温変動には室温の温度変動からの位相の遅れがみられていた。これは箱内気温の変動が水槽深部に向かって伝播していることを示している。そのため、今回の解析では、コア試料近傍のある地点における光ファイバーセンサーで計測された周波数シフトとコア試料に貼り付けられた光ファイバーセンサーで計測された周波数シフトの差分をとることで、歪の計測値の振動についての補正を行った。

解析の結果，実験 N0.1-No.3 に共通して，実験開始直後に試料の上面側で試料が小さく膨張した後，下面側から上面側に向かって収縮挙動が伝播する形でコア試料全体が収縮し，その後下面側から上面側に向かって膨張挙動が伝播する形でコア試料内部の収縮が緩和されるという挙動が確認された。また，各実験で確認された収縮量の最大値を比較すると，実験 No.3 の $t=100\text{h}$ 以降に見られた非物理的と考えられる歪挙動を除いた場合，実験 No.1 で最も大きな収縮量が観察され，実験 No.2 で最も小さな収縮量が観察された。これは，実験 No.1 において泥質岩の間隙水と外側の高濃度溶液の濃度差が最も大きく，実験 No.2 におけるそれが最も小さかったことと整合的であった。

5. 数値計算を用いた検討

室内実験で得られた周歪挙動を解析するために、化学的浸透現象と流れ-歪連成を同時に解ける数値モデルを作成し、室内実験を模した初期値、境界条件下で数値計算を行った。数値計算を用いた解析の流れは、初めに実験で大きな周歪の変化がみられ、また歪の計測値のシフトの影響が比較的小さかった実験 No.1 の実験結果を数値計算の対象として反射係数の濃度依存性を無視したモデルと考慮したモデルを用いて解析を行い、それによって得られた知見をもとに実験 No.2, No.3 の結果を解釈するという流れで行った。数値計算には、COMSOL Multiphysics を用いた。本章では、解析の用いた数値モデルの説明と、無次元解析に用いたパラメータおよび支配方程式の導出、そして反射係数の濃度依存性を表現するのに用いた Bresler モデルの説明を行う。

5.1. 数値計算に用いた計算領域、境界条件、初期値設定

数値計算に用いた領域ならびに境界条件と初期値の設定を図 5.1 に示す。解析の対象となる実験はコア試料を用いたものであるため、軸対称問題として数値モデルを作成した。図

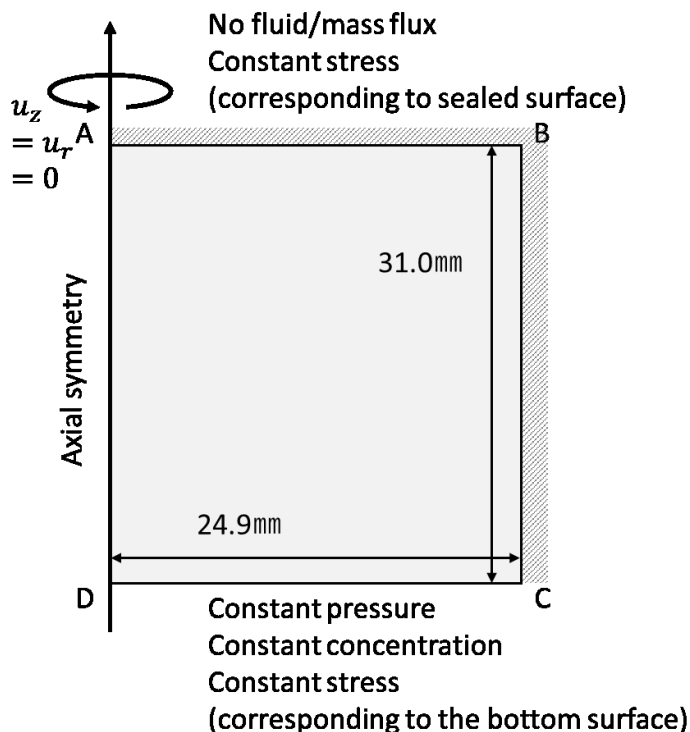


図 5.1 数値計算で用いた、計算領域とその初期条件および各境界の境界条件

5.1 中の A-B および B-C 面はエポキシ系接着剤またはシリコン樹脂が塗布された面に相当し、溶液、溶質の流入は 0 と設定した。初期状態の領域内部は静水圧状態（本研究における定式化では圧力一定）、濃度は一様であり、圧力は 0kPa、濃度は 0.067g/L とした。図中 C-D 面は外部溶液と接した面に相当し、圧力は 0kPa で一定、濃度は高濃度溶液の濃度 (14.6g/L) で一定と設定した。ただし実際の数値計算時は、計算開始時に面 C-D に非常に大きな濃度差が存在することによって数値計算が不安定になることを避けるため、図 5.2 に示した関数 $f(t)$ を用いて、濃度が時刻 $t=0$ h のとき 0.067g/L、 $t=0.005$ h 以降は 14.6g/L で一定となるように面 C-D の濃度を設定している。

また、変形に関して面 A-B、B-C、C-D は自由応力境界と設定し、点 A を変位 0 の点とした。

5.2. 数値計算に用いた支配方程式

数値計算に用いた支配方程式には体積弾性率、ポアソン比、Biot-Willis 定数、間隙率、浸透率、有効拡散係数、反射係数の 7 つの未知の物性値が含まれている。そこで、それらの物性値を組み合わせ、圧力変化、濃度変化、岩石の変形に関わる 3 つのパラメータ (D_p, D_a, K_π) を作成し、それらを用いて支配方程式を書き直すことで、それぞれの物性値が圧力、濃度および岩石の変形挙動に及ぼす影響を整理した。このとき、濃度依存性を無視した定数扱いの反射係数 σ_0 を導入することで、新しく導入した 3 つのパラメータ D_p, D_a, K_π が定数になるようにした。3 つのパラメータの定義を (5-1) - (5-3) に、これらのパラメータを用いて表現した支配方程式を (5-4) - (5-7) に示す。

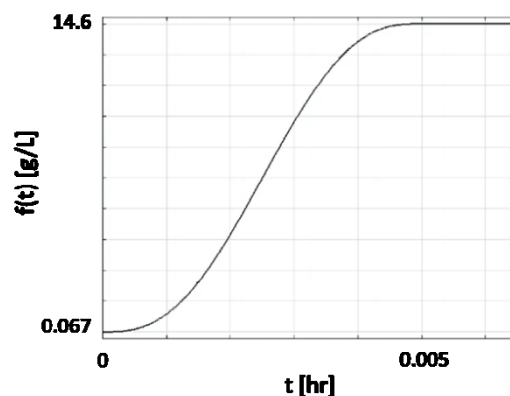


図 5.2 図 5.1 中境界 C-D の濃度条件設定に用いた関数

$$D_p[\text{m}^2/\text{s}] = \frac{k}{\mu} \frac{1}{S_\sigma} \quad (5-1)$$

$$D_a[\text{m}^2/\text{s}] = (1 - \sigma_0) D_\tau \quad (5-2)$$

$$K_\pi[\text{mol/L}] = \frac{1}{A\sigma_0} \frac{3K}{\alpha_B} \quad (5-3)$$

$$\frac{\partial p_f}{\partial t} + \nabla \cdot \left(-D_p (\nabla p_f - \sigma A \nabla C) \right) = -\frac{1}{S_\sigma} \frac{\alpha_B}{3K} \frac{\partial \sigma_{kk}}{\partial t} \quad (5-4)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{1 - \sigma}{1 - \sigma_0} D_a \nabla^2 C \quad (5-5)$$

$$\frac{1}{2(1 + \nu)} \sigma_0 A K_\pi \left[(1 - 2\nu) \left(\nabla^2 u_r - \frac{u_r}{r} \right) + \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right] = \frac{\partial p_f}{\partial r} \quad (5-6)$$

$$\frac{1}{2(1 + \nu)} \sigma_0 A K_\pi \left[(1 - 2\nu) \nabla^2 u_z + \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right] = \frac{\partial p_f}{\partial z} \quad (5-7)$$

ここで、 $D_p[\text{m}^2/\text{s}]$ は圧力拡散率、 $D_a[\text{m}^2/\text{s}]$ は見かけ濃度拡散率である。また $K_\pi[\text{mol/L}]$ は線形多孔質弾性体理論における歪の構成式（式（2-30））の右辺第2項の係数および、半透膜的な性質を持つ泥質岩中における一般化された Darcy 則の構成式（式（2-1））右辺第2項の係数を組み合わせることによって導出されたパラメータであり、濃度差のみによって発生する歪の大きさを示したパラメータであると解釈できる。

5.3. 無次元解析に用いた支配方程式

式（5-1） - （5-7）を無次元化することで、計算で得られた歪挙動から無次元時間、無次元歪の二軸を用いたタイプカーブを作成することができ、無次元空間上で計算結果と実験結果を比較することが可能になる。無次元化に用いたパラメータを(5-8)-(5-19)に、無次元化された支配方程式を(5-20)-(5-23)に示す。

$$C_d = \frac{C - C_0}{\Delta C} \quad (5-8)$$

$$K_{\pi d} = \frac{K_\pi}{\Delta C} \quad (5-9)$$

$$L_e = \frac{D_p}{D_a} \quad (5-10)$$

$$p_{fd} = \frac{p_f}{\Delta P_\pi} \quad (5-11)$$

$$\varepsilon_{\theta\theta d} = K_{\pi d} \varepsilon_{\theta\theta} \quad (5-12)$$

$$\varepsilon' = \frac{\partial u_{rd}}{\partial r_d} + \frac{u_{rd}}{r_d} + \frac{\partial u_{zd}}{\partial z_d} \quad (5-13)$$

$$\tau_p = \frac{D_p}{H^2} \cdot t \quad (5-14)$$

$$\nabla_d = \frac{\nabla}{H} \quad (5-15)$$

$$r_d = \frac{r}{H} \quad (5-16)$$

$$z_d = \frac{z}{H} \quad (5-17)$$

$$u_{rd} = \frac{u_r}{H} \quad (5-18)$$

$$u_{zd} = \frac{u_z}{H} \quad (5-19)$$

$$\frac{\partial p_{fd}}{\partial \tau_p} + \nabla_d \cdot \left(- \left(\nabla_d p_{fd} - \frac{\sigma}{\sigma_0} \nabla_d C_d \right) \right) = - \frac{1}{\Delta P_\pi} \frac{1}{S_\sigma} \frac{\alpha_B}{3K} \frac{\partial \sigma_{kk}}{\partial \tau_p} \quad (5-20)$$

$$\frac{\partial C_d}{\partial \tau_p} - \frac{1-\sigma}{1-\sigma_0} \frac{1}{L_e} \nabla_d^2 C_d = 0 \quad (5-21)$$

$$\frac{1}{2(1+\nu)} K_{\pi d} \left[(1-2\nu) \left(\nabla_d^2 u_{rd} - \frac{u_{rd}}{r_d} \right) + \frac{\partial \varepsilon'}{\partial r_d} \right] = \frac{\partial p_{fd}}{\partial r_d} \quad (5-22)$$

$$\frac{1}{2(1+\nu)} K_{\pi d} \left[(1-2\nu) \nabla_d^2 u_z + \frac{\partial \varepsilon'}{\partial z_d} \right] = \frac{\partial p_{fd}}{\partial z_d} \quad (5-23)$$

ここで、 $C_d[-]$ は無次元濃度、 $K_{\pi d}[-]$ は無次元化された K_π 、 $L_e[-]$ は圧力拡散率と見かけの濃度拡散率の比、 $p_{fd}[-]$ は無次元圧力、 $\tau_p[-]$ は無次元時間、 ∇_d は無次元化された ∇ 、 $\varepsilon'[-]$ は無次元化された変位・長さで計算された体積歪、 $u_{rd}[-]$ および $u_{zd}[-]$ はそれぞれ径方向、軸方向の無次元変位、 $r_d[-]$ および $z_d[-]$ はそれぞれ径方向、軸方向の無次元座標、 $\varepsilon_{\theta\theta d}[-]$ は無次元周歪、 $H[m]$ はコア試料の高さ、 $C_0[\text{mol/L}]$ は初期状態における試料内部の濃度、 $\Delta C[\text{mol/L}]$ は室内実験において試料の下面に与えられた濃度差であり、試料の間隙水と高濃度溶液の濃度差に相当する。また、 $K_{\pi d}$ は実験開始時の試料下面に存在する濃度差 ΔC で割ったパラメータ $K_{\pi d}$ は、実験開始時に試料下面に存在する濃度差に起因する間隙水圧変化によって生じる歪によって歪を正規化するパラメータとなり、 $\varepsilon_{\theta\theta d}$ は実験初期に試料下面に存在する濃度差 ΔC によって発生する間隙水圧変化のみによって生じる岩石の変形によって歪を正規化したものとなる。

5.4. Bresler モデルの導入と定数 σ モデルおよび非線形 σ モデル

反射係数の非線形な濃度依存性の有無が実験結果の解析にどのような影響を与えるかを評価するために、反射係数を Bresler モデルによって濃度の関数として扱ったモデル(以下、非線形 σ モデル)と、定数扱いしたモデル(以下、定数 σ モデル)を用いて数値計算を行った。本研究で用いた、Bresler モデルによる C と b の関数 σ は、図 2.3 に示したものをを用いた。

定数 σ モデルとして支配方程式を解く場合、支配方程式中の σ に σ_0 を代入する。ただし、無次元化の過程で支配方程式中の σ_0 が消えるため、 σ_0 の値は無次元解析の結果に影響を及ぼさない。

一方で、非線形 σ モデルとして支配方程式を解く場合、支配方程式中に σ と σ_0 の両方が現れている。また、無次元化された支配方程式では反射係数の非線形な濃度依存性の影響を σ と σ_0 の比、または $1 - \sigma$ と $1 - \sigma_0$ の比によって表現している。 σ の挙動は濃度の取りうる範囲と、Bresler モデルにおける粘土鉱物間の距離の半値である b の値によって決まるため、非線形 σ モデルを用いた解析を行うためには、濃度の取りうる範囲と b の値によって決まる濃度の関数の σ に対し、それに対応する σ_0 の値が必要になる。

ここで ΔP_π に着目すると、定数 σ モデルにおける ΔP_π は式 (2-2) と (2-9) によって、非線形 σ モデルにおける ΔP_π は式 (2-10) によって求めることが可能である。また、 p_{fd} の定義に ΔP_π が含まれていることから、検討の対象とする濃度の範囲において、 σ_0 を用いて計算

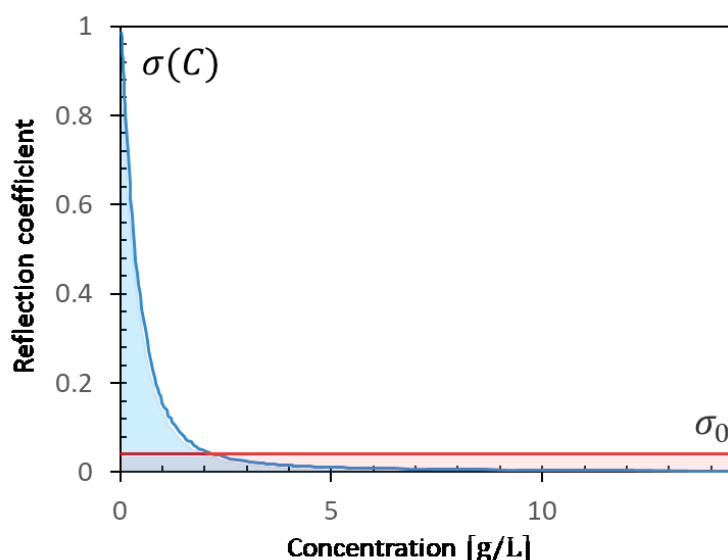


図 5.3 濃度依存性を考慮した反射係数 $\sigma(C)$ と、定数扱いの反射係数 σ_0 の関係

される ΔP_{π} (図 5.3 中赤い領域の面積) と、 $\sigma(C)$ を用いて計算される ΔP_{π} (図 5.3 中青い領域の面積) が等しくなる必要がある。

本研究で行う非線形 σ モデルを用いた数値解析は、室内実験を模した実験条件で行われる。そのため、Bresler モデル中の b の値を仮定し、 σ の関数としての形状が決定すれば、室内実験における濃度の範囲、すなわち試料の間隙水の濃度と外部の高濃度溶液の濃度と、式 (2-10) から ΔP_{π} の値を求めることができる。今回の解析では、あらかじめ泥質岩の b の値を仮定し、その b の値と実験に用いた高濃度溶液の濃度と間隙水の濃度差をとりうる濃度の値の範囲とすることで非線形 σ モデルにおける ΔP_{π} を算出し、これを式 (2-2) に代入することでそれぞれの b の値と取りうる濃度の範囲における $\sigma(C)$ に対応する σ_0 を算出した。

5.5. 数値計算による解析の流れ

数値解析では、まず定数 σ モデルを用いた数値計算で得られた試料側面 (面 B-C) の周歪挙動からタイプカーブを作成するとともに、室内実験時に試料内部で生じていた圧力、濃度と変形を確認することで、連成現象によって引き起こされた現象の理解を試みた。その後、実験 No.1 の結果を対象として、定数 σ モデルによるタイプカーブを用いて計算結果と実験結果の比較を行った。また、非線形 σ モデルを用いて作成したタイプカーブによって、実験結果および定数 σ モデルの結果との比較を行った。最後に実験 No.1 の解析結果をもとに実験 No.1-3 の結果がどのように解釈できるのかについての検討を行った。

6. 数値計算を用いた解析結果

6.1. 定数 σ モデルによって作成された、無次元周歪のタイプカーブ

定数 σ モデルの計算結果から作成した、無次元周歪 $\varepsilon_{\theta\theta d}$ のタイプカーブの例を図 6.1 に示す。グラフはそれぞれ $z=9.8\text{mm}$ ($z_d = 0.32$), $z=15.3\text{mm}$ ($z_d = 0.49$), $z=20.1\text{mm}$ ($z_d = 0.65$) 地点における, $L_e = 100, 200, 500, 1000, 2000$ のときの $\varepsilon_{\theta\theta d}$ を示している。図 6.1 より,

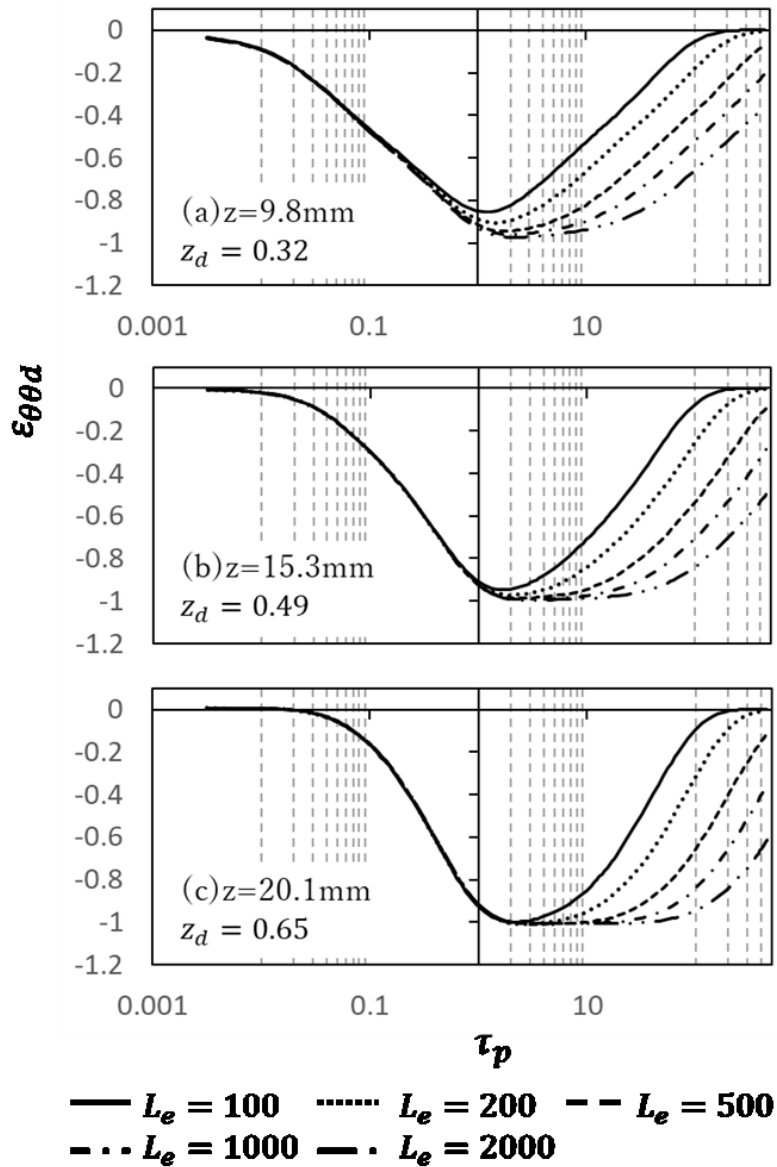


図 6.1 定数 σ モデルを用いた数値計算によって得られた, $z_d = 0.32(a), 0.49(b), 0.65(c)$ 地点における無次元周歪挙動のタイプカーブ

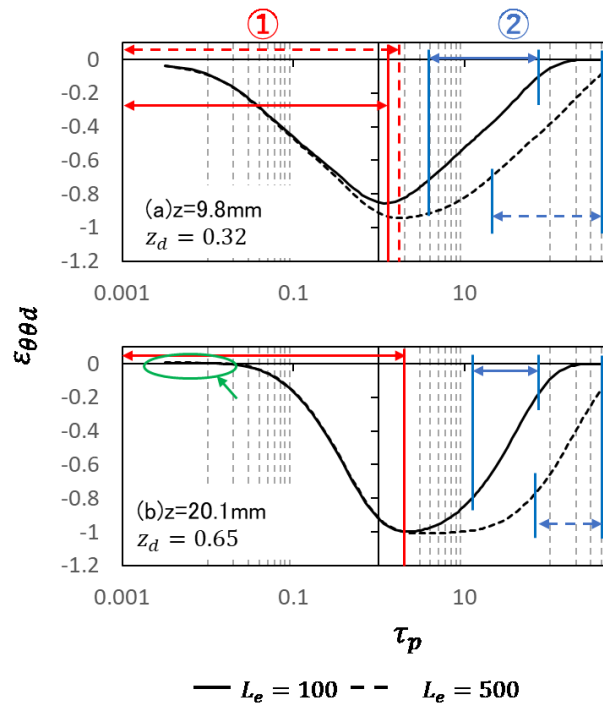


図 6.2 定数 σ モデルの計算結果から得られた、 $z_d = 0.32$ (a)および $z_d = 0.65$ (b)地点における $L_e = 100$ および 500 のときの無次元周歪のタイプカーブの特徴を整理したもの

試料の下面に近い点では、実験開始後に収縮が生じ、その後膨張に転じるという挙動が見られることが見て取れた。また、試料の下面から遠い点では実験開始直後に試料が小さく膨張したのちに、試料下面に近い点の場合と同様に継続的に収縮し、その後試料の変形量が維持されるという挙動がみられた。これらの挙動は、実験 No.1－実験 No.3 で確認した周歪挙動と同様の傾向を示していることが分かった。

周歪挙動の特徴的な挙動に基づいて、タイプカーブを2つの期間に分割した。1つ目の期間は、実験開始から試料全体の収縮が終了するまでの期間とした。1つ目の期間を図 6.2 中に赤い矢印で示す。この期間では、まず初めに試料の上面付近で小さな膨張が生じた(図 6.2 中の緑矢印で示した挙動)のちに、試料全体が収縮する。試料全体が収縮するとき、下面に近い地点ほど試料の収縮が始まる τ_p が小さく、また試料の収縮が終了する τ_p もまた小さかった。これは、4.4 節でみられた、実験初期にコア試料の下面側から上面側に向かって収縮挙動が伝播するという挙動と整合的であった。また、 L_e の値が変化しても1つ目の期間の $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の挙動は大きく変化しなかったが、下面に近い地点では、 L_e の値が小さくなると1つ目の期

間が短くなることがわかった。

2つ目の期間は、試料の収縮が終了した以降の期間とした。この期間では、1つ目の期間の試料の収縮が終了してから片対数グラフ上でのタイプカーブの接線の傾きが徐々に増加し、その後片対数グラフ上でのタイプカーブの接線の傾きがほとんど変化しなくなる、すなわち片対数グラフ上でほぼ直線状に $\varepsilon_{\theta\theta d}$ が増加する挙動がみられた（図 6.2 中の②）。タイプカーブが片対数上でほぼ直線状に増加する期間が終了すると、タイプカーブの接線の傾きは徐々に減少し、最終的に $\varepsilon_{\theta\theta d}=0$ でタイプカーブは変化しなくなった。

z_d が大きい場合、または L_e が大きい場合、2つ目の期間に入ってからタイプカーブが片対数グラフ上で直線的に増加し始めるまでの期間が長くなるという特徴がみられた。この期間では、 $\varepsilon_{\theta\theta d}$ が緩やかに増加する挙動がみられた。これは、4.4 節で得られた、実験後期にはコア試料下面から上面に向かって収縮の緩和が伝播するという傾向と整合的であった。また、 L_e が大きい場合も同様に、2つ目の期間に入ってからタイプカーブが片対数グラフ上で直線的に増加し始めるまでの期間が長くなることが分かった。一方で、 L_e の値が変化してもタイプカーブが片対数グラフ上で直線的に変化する期間の傾きは変化しなかった。

6.2. 定数 σ モデルを用いた試料内部で生じる現象の理解

6.2.1. 定数 σ モデルによって得られた無次元圧力と無次元周歪の挙動の比較

6.1 節で説明した $\varepsilon_{\theta\theta d}$ のタイプカーブについて、試料内部で生じた圧力変化および濃度変化との関係を調べることで、化学的浸透現象に伴って岩石が変形する過程の理解を試みた。

本敬さんでは、計算領域外側の力学的な境界は自由応力境界と設定されており、岩石の変形は主に間隙水圧の変化によって生じると考えられる。また、境界条件の設定より、計算領域内の濃度および圧力の変化は一次元的なものとなることが予想でき、実際、試料内部の p_{fd} および C_d の分布の例として、 $\tau_p = 1$ のときの試料内部の p_{fd} および C_d の分布（図 6.3）を見ると、 p_{fd} および C_d の径方向の変化はあまり大きくないことが見て取れる。そこで、 p_{fd} および C_d の変化は軸方向に一次元的であると考える。実験によって計測された試料側面における $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の挙動と、計算で得られた試料側面における p_{fd} の挙動を比較し、それらの関係を確認した。

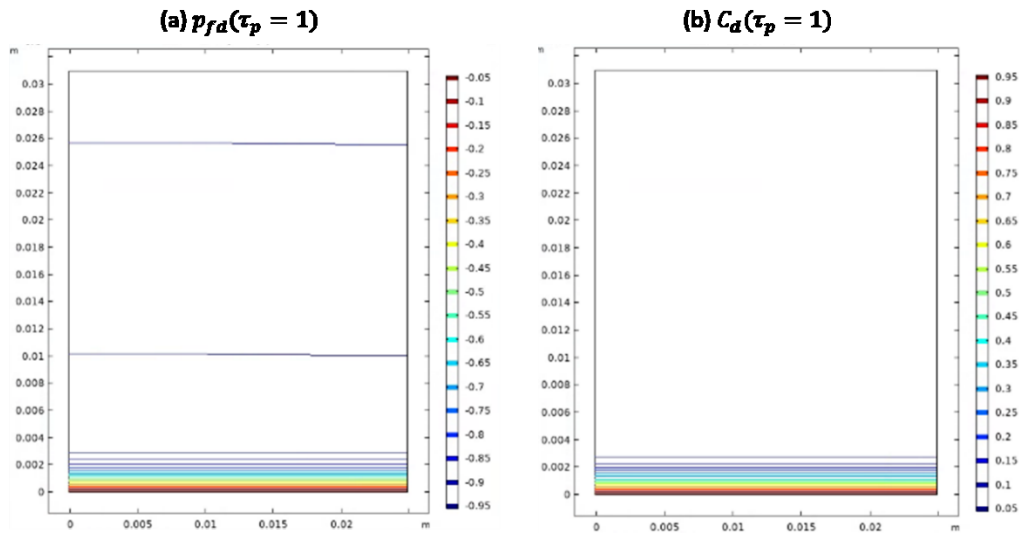


図 6.3 $\tau_p = 1$ のときの試料内部の p_{fd} の分布(a)および C_d の分布(b)

$L_e = 100$ および 1000 の場合の、 p_{fd} および $\varepsilon_{\theta\theta d}$ についてのタイプカーブを図 6.4 に示す。図 6.4 より、 p_{fd} のタイプカーブも $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の場合と同様に 2 つの期間、すなわち計算開始から p_{fd} の減少が終了するまでの期間と、それ以降の期間に分割することができることが分かった。これは、岩石の変形が主に間隙水圧の変動によって生じていることを示していると考えられる。

一方で、 p_{fd} と $\varepsilon_{\theta\theta d}$ のタイプカーブには異なる特徴も見られた。例えば、 $\varepsilon_{\theta\theta d}$ のタイプカーブは実験開始直後に小さな膨張が見られたのに対し、 p_{fd} のタイプカーブには実験開始直後に小さい負のピークがみられた (図 6.4c)。また、実験初期の試料全体の p_{fd} と $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の減少を見ると、 $\varepsilon_{\theta\theta d}$ のほうが早く減少し始めた。また、2 つ目の期間が始まってから $\varepsilon_{\theta\theta d}$ が片対数グラフ上でほぼ直線状に増加し始めるまでの期間 (図 6.4(b)中に両矢印) に関しても、 $\varepsilon_{\theta\theta d}$ は比較的小さな増加がみられたのに対し、 p_{fd} はほぼ一定になるという違いが見られた。このことから、片対数グラフ上で p_{fd} と $\varepsilon_{\theta\theta d}$ のタイプカーブの接線の傾きが大きく変化するとき、 $\varepsilon_{\theta\theta d}$ は p_{fd} とよりも早く変化が始まると解釈できる。

p_{fd} と $\varepsilon_{\theta\theta d}$ は、実験開始直後や 1 つ目の期間が終了した直後などでは異なる挙動を示したが、その期間を除けば p_{fd} と $\varepsilon_{\theta\theta d}$ はおおむね同じ挙動を示し、またその挙動の違いがみられる期間の影響も、 p_{fd} と $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の計算時間全体で見れば大きくないことがわかる。そのため、 $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の挙動を理解するためには、 p_{fd} と C_d の関係を理解し、化学的浸透現象が圧力分布に与える影響の理解を試みた。

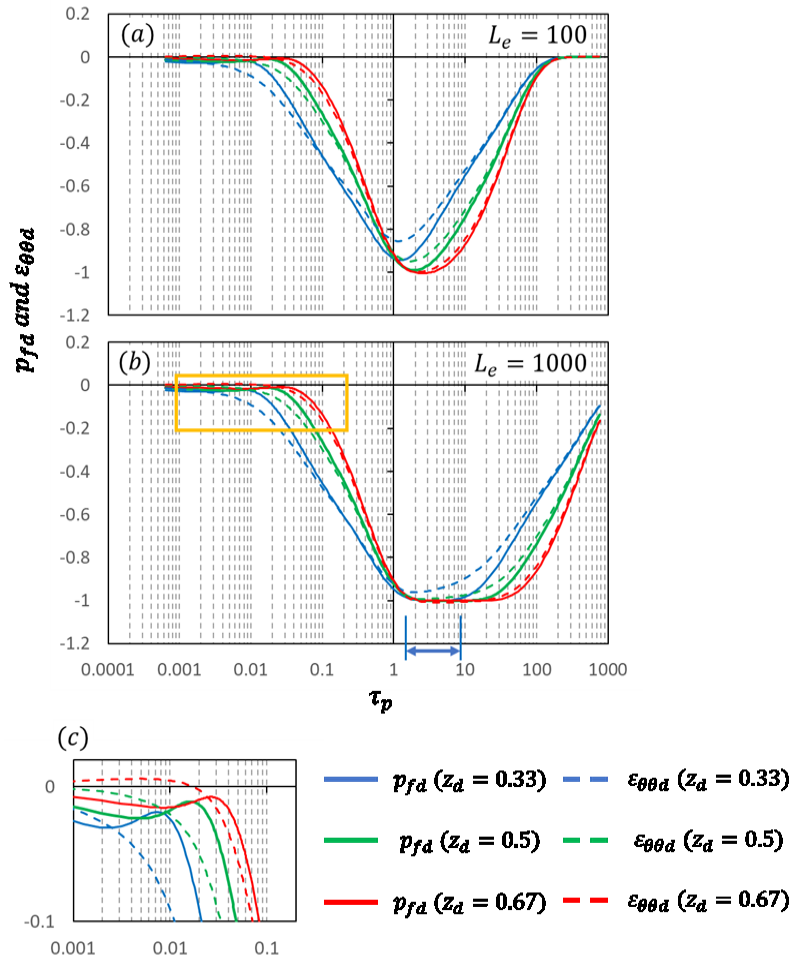


図 6.4 $L_e = 100$ (a)および $L_e = 1000$ (b)の場合の計算結果から得られた, p_{fa} および $\varepsilon_{\theta\theta d}$ のタイプカーブの比較と, (b)の一部を拡大したもの(c)

6.2.2. 無次元圧力と無次元周歪の挙動の違いについての検討

p_{fd} と C_d の関係を議論する前に、前項で指摘した p_{fd} と $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の挙動の違いがみられた無次元時刻を対象として、試料内部の p_{fd} と $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の空間分布の比較を行った。 $L_e = 1000$ の場合の、 $\tau_p = 0.01$ および $\tau_p = 5$ における $\varepsilon_{\theta\theta d}$ と p_{fd} の空間分布を図 6.5 に示す。 $\tau_p = 0.01$ は実験開始直後の上面近傍で p_{fd} と $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の挙動の違いが見られた時点であり、図 6.4b および図 6.4c より、 p_{fd} のタイプカーブは小さな負のピークを示しており、また $\varepsilon_{\theta\theta d}$ のタイプカーブは $z_d = 0.67$ 地点では正の値を、その他の地点では負の値をとっていた。 $\tau_p = 0.01$ のときの試料内部の $\varepsilon_{\theta\theta d}$ 分布をみると、下面側で収縮が生じており、上面側で膨張が生じていることがわかる(図 6.5a)。また、 $\tau_p = 0.01$ のときの試料内部の p_{fd} 分布をみると、試料下面近傍で p_{fd} が大きく減少しており、また、試料下面近傍を除いた領域では、試料中心を除いた領域で p_{fd} が

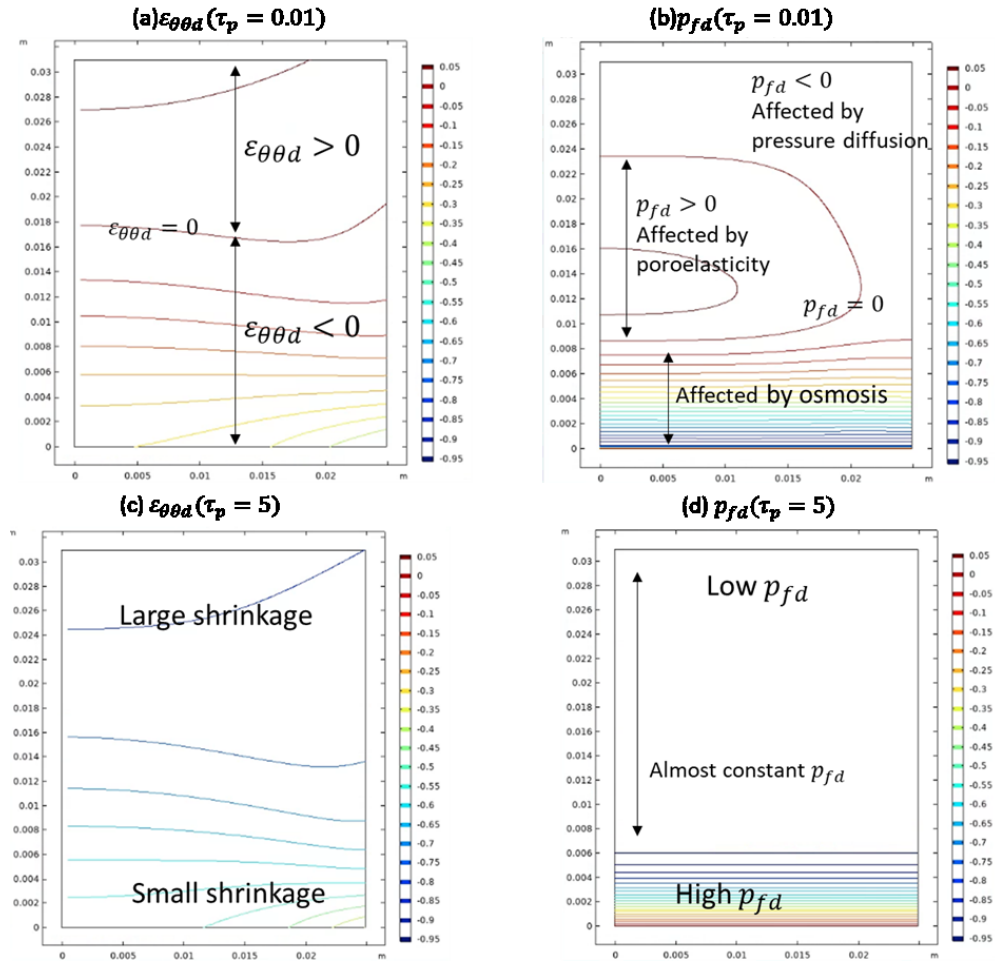


図 6.5 $L_e = 1000$ の場合の計算結果から得られた、 $\tau_p = 0.01$ および $\tau_p = 5$ のときの、試料内部の $\varepsilon_{\theta\theta d}$ および p_{fd} の等高線

小さく減少し、同時に、試料中心付近で p_{fd} が小さく増加していた（図 6.5b）。このとき、 $\varepsilon_{\theta\theta d}$ が負の値になっている領域は下面から $z = 18\text{mm}$ 付近までであったのに対し、 p_{fd} が大きく減少している領域は下面から $z = 7\text{mm}$ までであった。

計算条件より、試料の下面近傍でみられた大きな p_{fd} の減少はコア試料内部と外側の高濃度溶液の濃度差によって生じた、試料外側に向かう化学的浸透流に起因する圧力の減少だと考えられる。このとき、試料の境界が応力一定の境界であることと、試料が連続体であることから、下面近傍で大きな収縮が生じた結果、化学的浸透流の影響を受けていない領域のうち下面側では試料が収縮し、上面側では試料が膨張したと解釈できる。また、化学的浸透流の影響を受けていない領域で多孔質媒体の変形が生じた結果、収縮した領域では圧力が増加し、膨張した領域では圧力が減少したと考えられる。試料上側でみられた圧力増加は、圧力変化の伝播に比べて岩石の変形の伝播速度が速い（本定式化では変形は一瞬で伝播すると仮定している）ことによって生じているとも解釈できる。同様のメカニズムで生じる現象に Water-level fluctuation (Wang, 2000) がある。

$\tau_p = 5$ は、タイプカーブの一つ目の期間が終了した後の期間に相当する。図 6.4b より、このときの $\varepsilon_{\theta\theta d}$ は時間的に緩やかに増加しているのに対し、 p_{fd} は時間的に変化しない挙動を示している。試料内部の $\varepsilon_{\theta\theta d}$ 分布（図 6.5c）をみると、試料全体が収縮しており、また試料全体に勾配が存在していることが見て取れる。一方で、このときの試料内部の p_{fd} 分布（図 6.5c）を見ると、試料の下面側の p_{fd} は大きく、上面側の p_{fd} が小さくなっているほか、 p_{fd} の勾配は下面近傍にのみ存在し、その他の領域（図中両矢印）では p_{fd} の勾配がほとんど存在しない。これもまた、試料の境界が応力一定の境界であることと、試料が連続体であることに起因していると考えられる。

このように、圧力分布と周歪分布は必ずしも一致せず、特に今回のようにコア試料の一部のみが大きく変形する場合は、試料内部の圧力分布と周歪分布の形状が異なったものになることが分かる。ただし、このような多孔質弾性体的挙動に伴う周歪、圧力の変化は化学的浸透に伴う圧力変化とそれによって生じる変形に比べると十分小さく、化学的浸透に伴う岩石の変形挙動を考えるうえで無視してよいと考えられた。

6.2.3. 定数 σ モデルによって得られた無次元圧力と無次元濃度の挙動の比較

本実験では、濃度差によって引き起こされる化学的浸透現象が圧力変化の主要因となる。そこで、濃度変化と圧力変化の関係を見るために、 p_{fd} と C_d の挙動の比較を行った。

$L_e = 100$ および 1000 の場合の p_{fd} 、 C_d のタイプカーブを図6.6に示す。図6.6より、各地点の C_d （図中点線）は、実験開始からしばらくの間ほとんど変化せず、時間が経過すると片対数グラフ上でほぼ直線状に増加することが見て取れる。このとき、下面から遠い地点ほど C_d が増加し始めるまでに要する時間が長くなっている。これは、コア試料が下面で高濃度溶液と接触しているため、下面から遠いほど高濃度溶液の影響を受けるまでに時間がかかるためだと考えられる。

p_{fd} と C_d のタイプカーブを比較すると、 p_{fd} のタイプカーブの2つ目の期間について、 p_{fd} と C_d のタイプカーブの形状はほぼ同じであった。これは、 p_{fd} のタイプカーブの2つ目の期間の挙動は C_d の挙動に強く影響を受けていることを意味している。

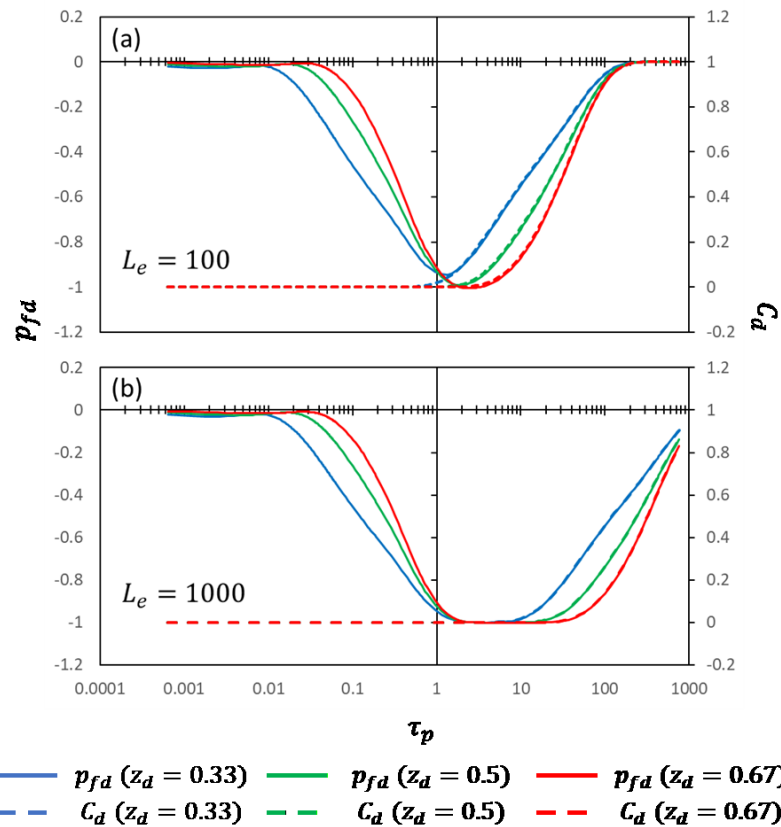


図 6.6 数値計算結果から得られた、 $L_e = 100$ (a) および $L_e = 1000$ (b) の場合の $z_d = 0.33, 0.5, 0.67$ 地点における p_{fd} （実線）、 C_d （破線）のタイプカーブ

6.2.4. 定数 σ モデルによって得られた無次元圧力と無次元濃度の空間分布の比較

前節で行った p_{fd} と C_d のタイプカーブの比較より、特に実験後期について、 p_{fd} と C_d の挙動の間には密接な関係があることが示された。そこで、 p_{fd} のタイプカーブのうち、実験開始から試料全体で p_{fd} が減少し始める前の期間、試料全体で p_{fd} が減少している期間、タイプカーブの2つ目の期間に入った直後の p_{fd} がほぼ一定の値をとる期間、および p_{fd} が増加する期間の4つの期間を対象に、 p_{fd} と C_d の試料の軸における空間分布を比較した。検討には、 p_{fd} のタイプカーブの2つ目の期間が開始してから p_{fd} が増加し始めるまでの期間が長い $L_e=1000$ のケースを用いた。また、上述したそれぞれの期間を代表する τ_p の値として、 $\tau_p = 0.01, 0.1, 10, 100$ を用いた。

$\tau_p = 0.01, 0.1, 10, 100$ のときの p_{fd} , C_d の空間分布を図6.7に示す。図6.7aより、実験開始から試料全体で p_{fd} が減少し始める前の期間は、試料下面のごく近傍（図6.7a中に黒い矢印で示した区間）に p_{fd} および C_d の大きな負の勾配が存在すること、その他の領域では、 C_d はほぼ一定であること、 p_{fd} は正の勾配を持つことが見て取れる。下面近傍に存在する C_d の勾配は高濃度溶液からの分子拡散による濃度変化の影響だと考えられる。また、下面近傍の p_{fd} の負の勾配は、化学的浸透流に起因していると考えられる。また、 C_d の勾配が存在しない領域に存在する p_{fd} の勾配は、化学的浸透流に起因する下面近傍の圧力の減少が上面に向かって主に圧力拡散によって伝播することで生じていると考えられる。以上をまとめると、実験開始から試料全体で p_{fd} が減少し始める前の期間では、下面のごく近傍で分子拡散による濃度変化が生じており、濃度勾配が存在する領域では化学的浸透流とそれに伴う p_{fd} の減少が生じ、濃度勾配が存在しない領域では、下面近傍の化学的浸透による p_{fd} の減少の影響が圧力拡散によって上面側に向かって伝播していると解釈できる。

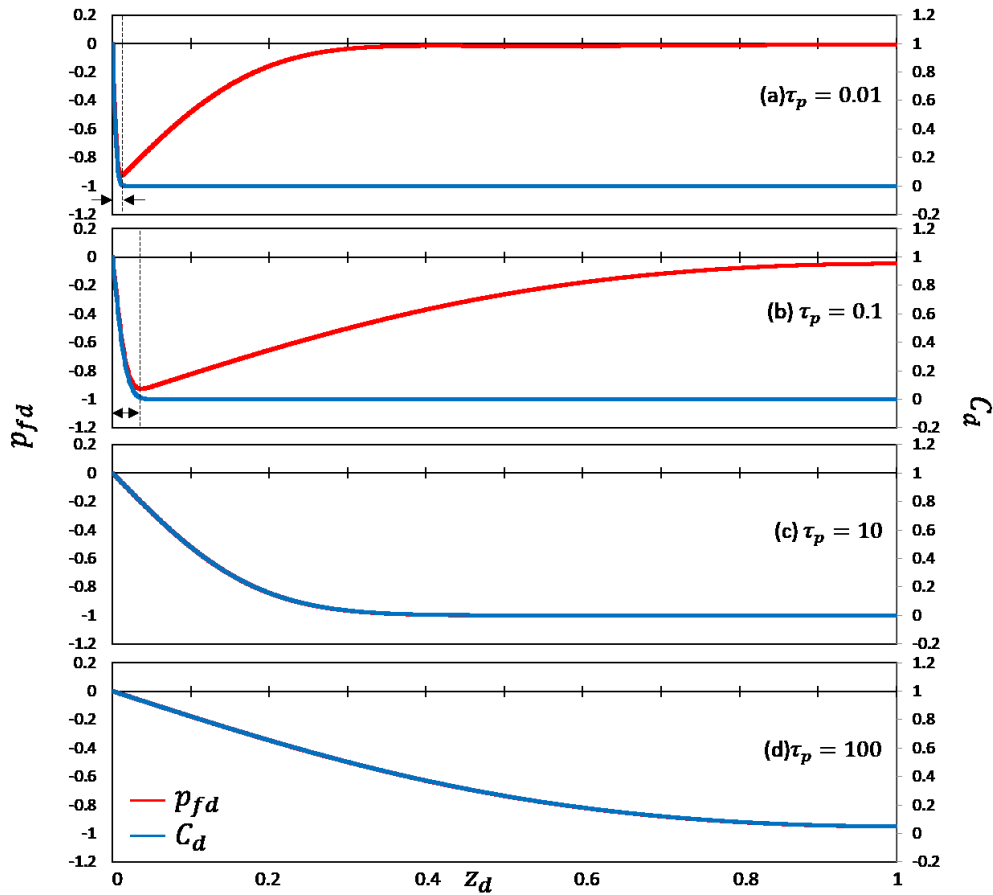


図 6.7 $L_e = 1000$ の場合の計算結果から得られた、 $\tau_p = 0.01$ (a), $\tau_p = 0.1$ (b), $\tau_p = 10$ (c), $\tau_p = 100$ (d) のときの試料中心軸方向の p_{fd} および C_d の空間分布

試料全体で p_{fd} が減少している期間である、 $\tau_p = 0.1$ のときの p_{fd} と C_d の空間分布 (図 6.7b) では、 $\tau_p = 0.01$ の場合に比べ、 C_d の負の勾配が存在する領域 (図 6.7b 中に黒い矢印で示した領域) が拡大しているものの、依然として C_d の勾配は下面近傍に留まっている。そのため、下面近傍の p_{fd} と C_d は、 $\tau_p = 0.01$ の場合と同様に、高濃度溶液の影響で濃度勾配が生じ、それに伴う化学的浸透流による圧力減少が生じていると解釈できる。一方で、 $\tau_p = 0.01$ の場合と比べ、 C_d が一定の領域全体に p_{fd} の正の勾配が存在していることから、圧力拡散による p_{fd} の変化が上面に到達しており、以降は C_d の勾配が存在しない領域の p_{fd} 分布は一様な分布に向かって変化すると予想される。以上をまとめると、試料全体で p_{fd} が減少している期間は、下面側で分子拡散による濃度変化が生じており、濃度勾配が存在する領域では化学的浸透流とそれに伴う p_{fd} の減少が生じ、濃度勾配が存在しない領域では圧力拡散によって p_{fd} の分布が一様になるように変化する期間であるといえる。

次に、タイプカーブの 2 つ目の期間に入った直後の p_{fd} がほぼ一定の値をとる期間の p_{fd} と C_d の空間分布 (図 6.7c) をみると、図 6.7a および図 6.7b に比べ、 C_d の負の勾配が存在する領域がさらに拡大していることがわかる。また、図 6.7c 上で p_{fd} と C_d のタイプカーブがほとんど重なっていた。これは、濃度勾配の存在する領域は化学的浸透流によって圧力が変化しており、濃度勾配の存在しない領域の p_{fd} の空間分布は圧力拡散によって一様となっていることを示している。なお、 p_{fd} と C_d のタイプカーブがグラフ上でほとんど重なっていることの意味については 6.2.5 項で議論を行う。以上より、タイプカーブの 2 つ目の期間に入った直後の p_{fd} がほぼ一定の値をとる期間は、 C_d が一定の領域では圧力拡散によって p_{fd} が一様になっており、また試料全域でグラフ上で p_{fd} と C_d のタイプカーブが重なっている期間であるといえる。

p_{fd} が増加する期間の p_{fd} と C_d の空間分布 (図 6.7d) より、この期間はコア試料全体に p_{fd} 、 C_d の勾配が存在していることが見て取れる。これは、試料下面の高濃度溶液の影響が試料の上面に到達したことを示しており、それ以降は分子拡散によって C_d の空間分布が一様になるように変化すると予想される。また、この期間でも前段落で説明した期間と同様にグラフ上で p_{fd} と C_d のタイプカーブが重なっていることが見て取れる。したがって、 p_{fd} が増加する期間は、下面の高濃度溶液の影響が試料の上面に到達した以降の期間であり、以降は C_d の空間分布が一様になるように変化すると考えられる。また、この期間の p_{fd} のタイプカーブは、 C_d のタイプカーブと重なるように変化する。

以上の考察をまとめると、 p_{fd} と C_d のタイプカーブの挙動は、大まかに圧力拡散による p_{fd} の変化が上面に到達する前の期間、 p_{fd} の変化が上面に到達したが、濃度勾配が存在していない領域の p_{fd} の空間分布が空間的に一様でない (平衡に到達していない) 期間、濃度勾配が存在していない領域の p_{fd} の空間分布が平衡に到達した後の期間、分子拡散による濃度変化が上面に到達した後の期間に分けて解釈することができると考えられる。

6.2.5. 実験後半の無次元圧力と無次元濃度のタイプカーブの関係

図 6.6 より、タイプカーブの 2 つ目の期間では、 p_{fd} と C_d のタイプカーブがグラフ上で重なることが見て取れた。また、図 6.7c および図 6.7d より、 $\tau_p = 10$ および 100 のとき、グラフ上で p_{fd} と C_d の空間分布が重なっていた。本項では実験後期の 2 つ目の期間における圧力と濃度の関係から、 p_{fd} と $C_d - 1$ がほぼ同じ値になっていることの意味についての議論を行う。

グラフの第 1 縦軸および第 2 縦軸の取り方から、グラフ上で p_{fd} と C_d のタイプカーブが重なっているということは、 p_{fd} と $C_d - 1$ がほぼ同じ値になっていることを示している。ここで、タイプカーブが重なっている理由は、試料内部が化学的浸透現象における準平衡状態、すなわち水理的な圧力差と浸透圧差がつり合っている状態になっているためだと考える。試料内部が準平衡状態であると仮定したとき、無次元流束およびその軸方向成分をそれぞれ q_d 、 q_{zd} とすると、試料全体で $q_{zd} \approx 0$ が成り立つ。無次元化の前後の圧力の支配方程式の比較により、 q_{zd} は式 (6-1) で表せるため、準平衡状態であれば $\partial p_{fd} / \partial z_d \approx \partial C_d / \partial z_d$ が成り立つ。

$$q_{zd} = -\frac{\partial p_{fd}}{\partial z_d} + \frac{\partial C_d}{\partial z_d} \quad (6-1)$$

計算領域の境界条件が、 $z_d = 0$ で $p_{fd} = 0$ および $C_d = 1$ であることを考慮すると、 $\partial p_{fd} / \partial z_d \approx \partial C_d / \partial z_d$ の両辺を上述の境界条件下で積分することで、 $p_{fd} \approx C_d - 1$ を得ることができる。

したがって、図 6.6 および図 6.7 において p_{fd} と C_d タイプカーブが同様の挙動を示している、または空間分布が同じ形状になっているとき、試料全体が準平衡状態であったことがわかる。準平衡状態では、主に分子拡散によって生じる濃度変化に追隨して圧力変化が生じるため、タイプカーブの 2 つ目の期間では、圧力変化が分子拡散に律速されていることが分かる。

6.2.6. 試料内部の無次元流束の挙動

前項で、試料内部で $q_{zd} \approx 0$ が成り立つ、すなわち試料全体が準平衡状態であれば $p_{fd} \approx C_d - 1$ となり、図 6.6 および図 6.7 のようにタイプカーブが同じ形状になることを示した。本項では、試料内部の q_{zd} が実験開始からどのように変化するかについての議論を行う。

図 6.7 で p_{fd} と C_d の空間分布を作成したときと同じ条件下、すなわち $L_e = 1000$ の場合の計算結果から得られた、 $\tau_p = 0.01, 0.1, 10, 100$ のときの試料の中心における軸方向の q_{zd} の空間分布を図 6.8 に示す。 $\tau_p = 0.01$ のとき、試料内部の中心を除いて $q_{zd} < 0$ 、すなわち試料中心を除き、下面に向かう間隙水の流れが生じていることが見て取れる。このときの試料中心の上面に向かう間隙水の流れは、6.2.2 項で指摘した試料の変形に伴う試料の中心付近の圧力増加と上面付近の圧力の減少に起因していると考えられる。

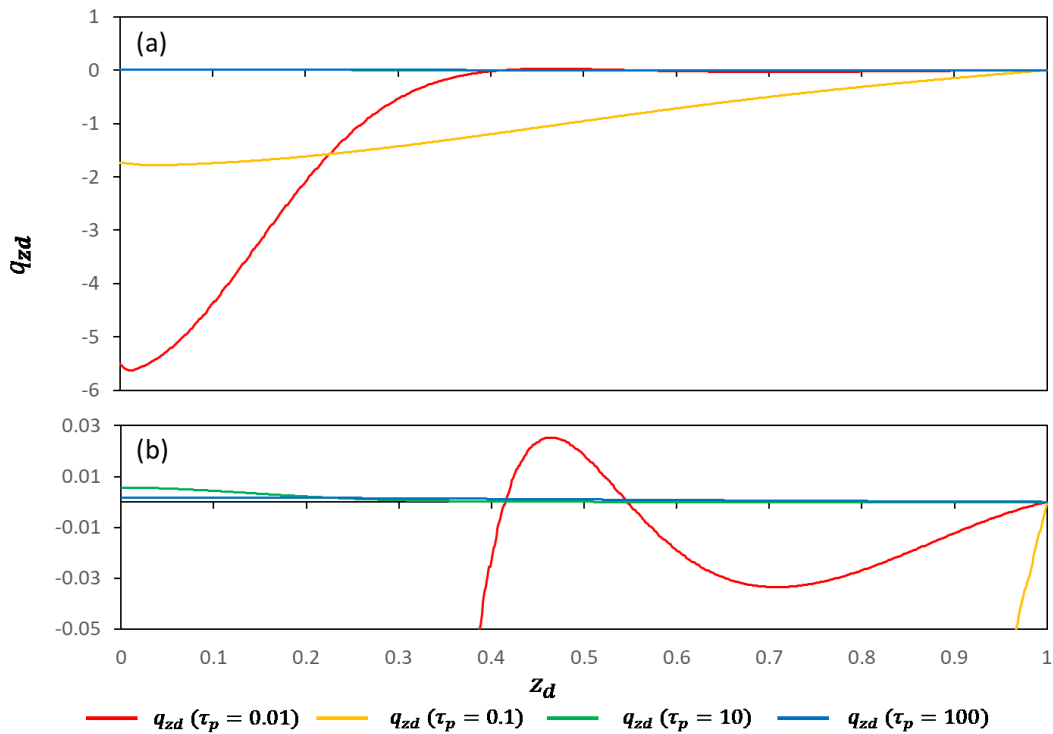


図 6.8 $L_e = 1000$ の場合の計算結果から得られた、 $\tau_p = 0.01, 0.1, 10, 100$ のときの試料中心軸方向の無次元流束 q_{zd} の空間分布の時間変化(a)および、図 6.8a の $q_{zd} = 0$ 近傍を拡大したもの (b)

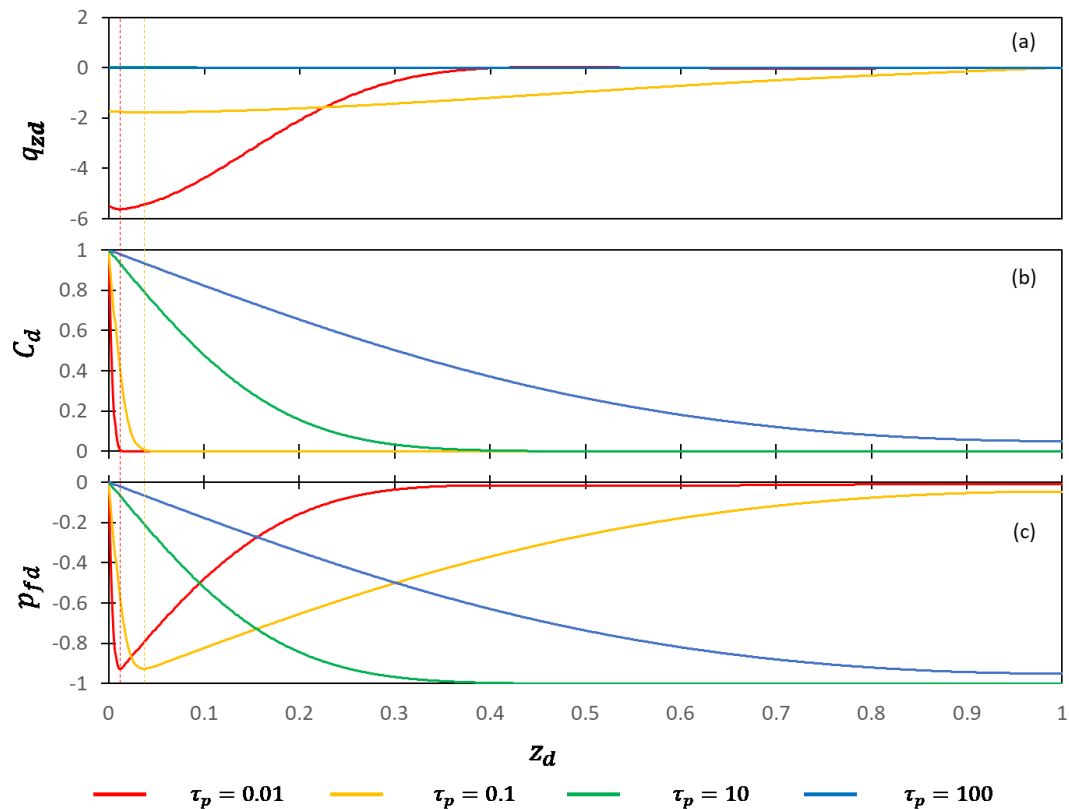


図 6.9 数値計算結果から得られた，試料中心における無次元流束の軸方向成分 q_{zd} (a)，無次元濃度 C_d (b)，無次元圧力 p_{fd} (c)の空間分布の時間変化

また，下面付近の q_{zd} の空間分布に関して下面のごく近傍では上面に向かうにつれて流れの大きさが大きくなっているのに対し，下面から離れると上面に向かうにつれて流れの大きさが小さくなるような空間分布になっていることが見て取れる。ここで， q_{zd} と C_d の空間分布の比較（図 6.9a および図 6.9b）より，下面のごく近傍の上面に向かうにつれて流れの大きさが大きくなる領域と濃度勾配が存在する領域がほぼ一致していることが分かる。したがって，下面付近の q_{zd} の空間分布の特徴の違いは，下面のごく近傍の間隙水流動は主に化学的浸透流であるのに対し，下面から離れると，圧力拡散に起因する Darcy 流が主になり，間隙水流動のメカニズムが異なることに起因すると考えられる。また， q_{zd} と p_{fd} の空間分布の比較（図 6.9a および図 6.9c）より，化学的浸透流が主な領域では， p_{fd} の空間分布から予測される見かけの Darcy 流の向きと実際に生じている化学的浸透流の向きが逆になっていることは注意する必要があるだろう。

また， $\tau_p = 0.1$ のとき，試料内部で $q_{zd} < 0$ となっており，試料内部では下面に向かう間隙水の流れが生じていることが見て取れる。これは，試料下面が高濃度溶液と接しているため，

下面近傍で下面に向かう化学的浸透流が発生し、同時に上面側で圧力勾配による Darcy 流が発生しているためだと解釈できる。

図 6.8 より、 $\tau_p = 10$ および 100 のとき、試料全体で上向きの間隙水の流れが発生していることがわかる。このときの q_{zd} の大きさは、 $\tau_p = 0.01$ のときに下面近傍で見られた q_{zd} の大きさの 10^{-4} 倍程度であった。これは、 $\tau_p = 10$ および 100 のときの試料内部が準平衡状態であったことを示している。また、 $\tau_p = 0.1$ のとき、 q_{zd} は主に下向きであったのに対し、 $\tau_p = 10$ および 100 のときの q_{zd} は上向きであった。これは、 $\tau_p = 10$ および 100 のときの試料内部は準平衡状態であったため、時間経過とともに分子拡散による試料内部と下面との濃度差が解消されると、その浸透圧差と準平衡であった試料内部の圧力差を解消するような上向きの間隙水流動が生じたためだと解釈できる。このように、準平衡状態になる前となった後で、 q_{zd} の大きさ、向きが大きく変化することがわかる。

6.2.7. 拡散方程式の解析解との比較による p_{fd} の挙動の理解

6.2.4 項より、 p_{fd} のタイプカーブについて、1 つ目の期間の p_{fd} の挙動は主に Darcy 則に伴う圧力拡散によって、2 つ目の期間の p_{fd} の挙動は主に分子拡散による濃度変化によって律速されることを示した。これは、圧力と濃度の連成を考慮しない拡散方程式で、半透膜性を持つ泥質岩中の圧力、濃度の挙動を、一定程度説明することができるということを示唆している。そこで、本項では連成を考慮しない場合の p_{fd} および C_d の挙動を計算条件と同じ初期条件、境界条件における拡散方程式の解析解を用いて表現し、タイプカーブの 1 つ目および 2 つ目の期間の p_{fd} の挙動を比較することで、 p_{fd} のタイプカーブが連成を考慮しない拡散方程式の解析解でどの程度説明できるかについて検討した。

図 6.3 で示したように、 p_{fd} および C_d の挙動は 1 次元であったため、本検討では、 p_{fd} および C_d の挙動を 1 次元の問題として解くこととした。連成を考慮した場合の数値計算に用いた初期値および境界条件（図 5.1）より、 C_d の初期値は計算領域全体で $C_d = 0$ 、境界条件は下面 ($z_d = 0$) で $C_d = 1$ 、上面 ($z_d = 1$) で流れなし境界となる。また、 p_{fd} の初期値は計算領域全体で $p_{fd} = 0$ であり、上面の境界条件は流れなし境界となる。下面の境界条件は、実験開始時に下面に存在する浸透圧差と等価な水理的圧力差を考慮し、 $p_{fd} = -1$ とした。したがって、連成を考慮しない場合の p_{fd} と C_d の挙動は、どちらも一端が Dirichlet 境界、もう一端が Neumann 境界になるような 1 次元問題となる。

この問題の解析解として、Carslaw and Jaeger (1959) で紹介されたものを用いた。なお、

引用の際に境界条件の表現を書き直している。本検討で取り扱う、無次元化された拡散方程式およびその境界条件を式 (6-2) - (6-5) に示す。

$$\frac{\partial v}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 v}{\partial \xi^2} \quad (6-2)$$

$$v = 1 \text{ at } (\xi, \tau) = (0, \tau) \quad (6-3)$$

$$\partial v / \partial \xi = 0 \text{ at } (\xi, \tau) = (1, \tau) \quad (6-4)$$

$$v = 0 \text{ at } (\xi, \tau) = (\xi, 0) \quad (6-5)$$

ここで、 v は拡散方程式の変数、 $\tau[-]$ および $\xi[-]$ は無次元化された時間、距離である。このときの、 v の解析解は式 (6-6) で表せる。

$$v(\xi, \tau) = 1 - \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n+1} \exp(-(2n+1)^2 \pi^2 \tau / 4) \cos\left(\frac{(2n+1)\pi(1-\xi)}{2}\right) \quad (6-6)$$

式 (6-2) - (6-5) と p_{fd} についての境界条件を比較すると、 $z_d = 1$ および $\zeta = 1$ の境界条件はともに流れなし境界であるのに対し、 $z_d = 0$ の p_{fd} の境界条件は $p_{fd} = -1$ であるに対し、 $\zeta = 0$ の v の境界条件は $v = 1$ であり、符号が逆になっている。また、 p_{fd} のタイプカーブの作成に用いた無次元時間 τ_p は、時間を浸透率と比貯留率を用いて無次元化したものであるので、 p_{fd} と τ_p 、 z_d についての拡散方程式は式 (6-2) と同じ形式になる。したがって、1 つ目の期間の p_{fd} のタイプカーブは、 $-v(z_d, \tau_p)$ で表現できる。

次に、2 つ目の期間に解析解を適用することを考える。式 (6-3) - (6-5) より、 v と C_d の初期値、境界条件は同じものとなっている。一方で、本研究中で扱っている C_d のタイプカーブ（例えば図 6.6）は、 D_p で無次元化された時間 τ_p で記述されているのに対し、 C_d についての拡散方程式を考える場合、式に出てくる無次元時間は D_a を用いて無次元化された時間（ τ_c とする）となる。このとき、 τ_c の定義および τ_p との関係は式 (6-7) で表せる。

$$\tau_c = \frac{D_a}{H^2} t = \frac{1}{L_e} \tau_p \quad (6-7)$$

また、2 つ目の期間では、試料内部は準平衡状態になっているため、6.2.5 項の議論より $p_{fd} \approx C_d - 1$ が成り立つ。したがって、2 つ目の期間 p_{fd} のタイプカーブは、 $v(z_d, \tau_p / L_e) - 1$ で表現できる。

$L_e = 100$ および1000のときの連成を考慮した数値計算で得られた p_{fd} のタイプカーブと、連成を考慮しなかった場合の解析解から得られた、1つ目の期間の $p_{fd} = -v(z_d, \tau_p)$ および $L_e = 100$ および1000の場合の2つ目の期間の $p_{fd} = v(z_d, \tau_p/L_e) - 1$ をプロットしたものを図 6.10 に示す。図 6.10 より、タイプカーブの1つ目の期間における p_{fd} の挙動と $p_{fd} = -v(z_d, \tau_p)$ のグラフ、および、タイプカーブの2つ目の期間における p_{fd} の挙動と $L_e = 100$ および1000の場合の2つ目の期間の $p_{fd} = v(z_d, \tau_p/L_e) - 1$ がよく一致することが見て取れる。

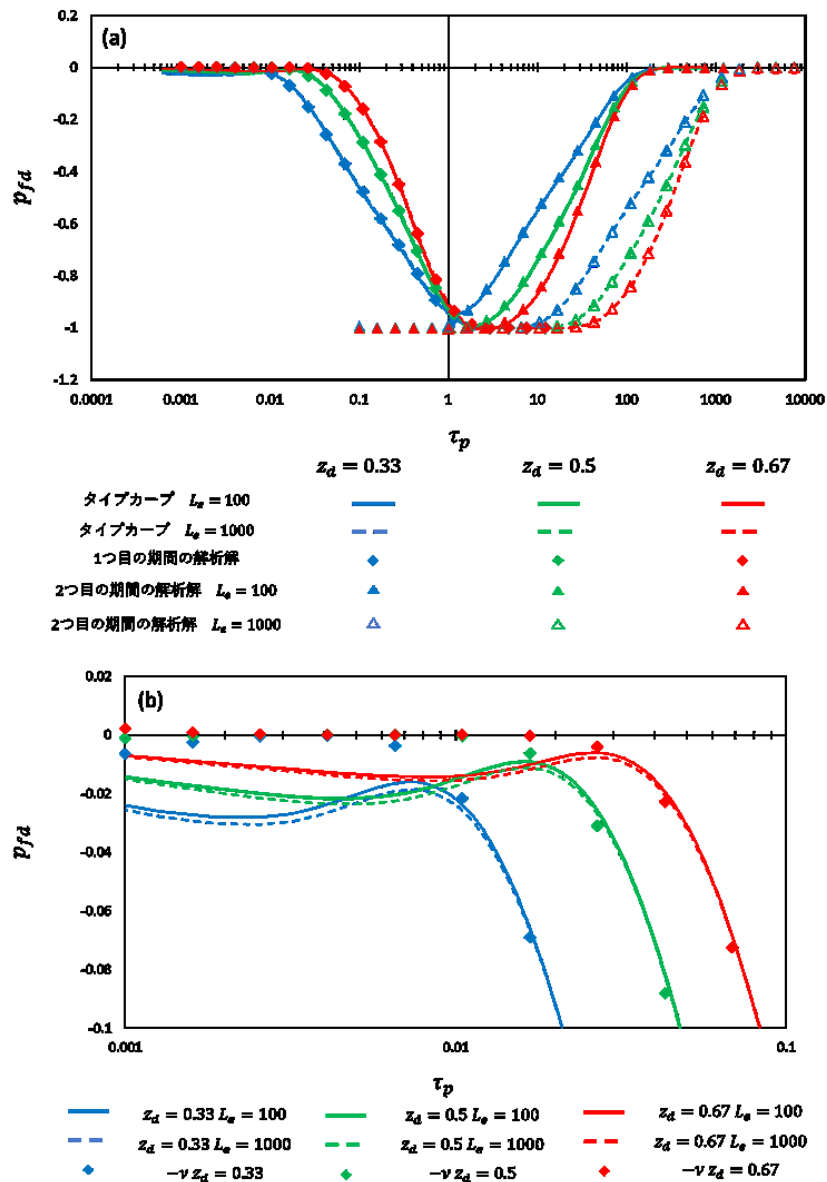


図 6.10 数値計算によって得られた $L_e = 100$ および1000の場合の、 p_{fd} および C_d のタイプカーブと拡散方程式の解析解の比較

このことは、タイプカーブの1つ目の期間の p_{fd} の挙動は圧力拡散率 D_p によって記述される圧力拡散によって説明できることと、タイプカーブの2つ目の期間の p_{fd} の挙動はみかけ濃度拡散係数 D_a によって記述される分子拡散に律速されていることを直接的に示している。すなわち、化学的浸透に伴う圧力変化は、実験初期の圧力拡散によって支配される期間と、分子拡散に伴う濃度変化によって律速される期間に分割することで、連成流れ現象を無視した支配方程式である程度記述できることがわかった。ただし、これらの議論はあくまでも反射係数の非線形な濃度依存性を無視したモデルを用いた検討であり、特に実験後期の分子拡散に律速される期間の圧力挙動はコア試料内部の濃度変化に伴い反射係数の非線形な濃度依存性の影響を受けうることに留意したい。

p_{fd} のタイプカーブの2つ目の期間についての議論により、本問題では τ_p および τ_c の2通りの無次元時間を考えることができることがわかった。本研究で作成したタイプカーブは τ_p を横軸にして作成している。そのため、圧力拡散が支配的な期間である1つ目の期間の p_{fd} の挙動は、 L_e によらずタイプカーブ上で一定になり、また分子拡散に律速される期間である2つ目の期間では、 L_e の値によってタイプカーブの形状が変化すると解釈できる。なお、 τ_c を用いて作成した p_{fd} のタイプカーブ（図6.11）では、2つ目の期間のタイプカーブが L_e の値に依存しなくなり、1つ目の期間のタイプカーブが L_e の値によって変化する。

数値計算によって得られた p_{fd} のタイプカーブは化学的浸透現象と流れ-歪連成の両方を考慮しているのに対し、拡散方程式の解析解は流れ-歪連成の影響を考慮していないことから、1つ目の期間における2つのグラフを比較することで、流れ-歪連成が p_{fd} の挙動に与える影響を評価することができる。図6.10aのうち、 p_{fd} 試料全体で減少し始める前の期間を拡大したものを図6.10bに示す。数値計算によって得られた p_{fd} のタイプカーブには、6.2.2項で議論したように、試料下面近傍の収縮に伴い試料上側が膨張したことによる p_{fd} の減少がみられたが、拡散方程式の解析解には、実験開始直後の p_{fd} の減少は見られなかった。なお、 $\tau_p = 0.001$ 近傍で解析解が0から少し（ 10^{-3} のオーダー）変化しているが、これは解析解を数値的に計算したことによって生じた誤差だと考えられる。また、試料全体で p_{fd} が減少する期間以降は、流れ-歪連成を考慮した p_{fd} のタイプカーブと拡散方程式の解析解の間に差はほとんどないことから、流れ-歪連成に起因する p_{fd} の挙動は見られなかった。このことから、流れ-歪連成の影響は、実験開始直後（ $\tau_p < 0.06$ 程度）のみに現れ、またその大き

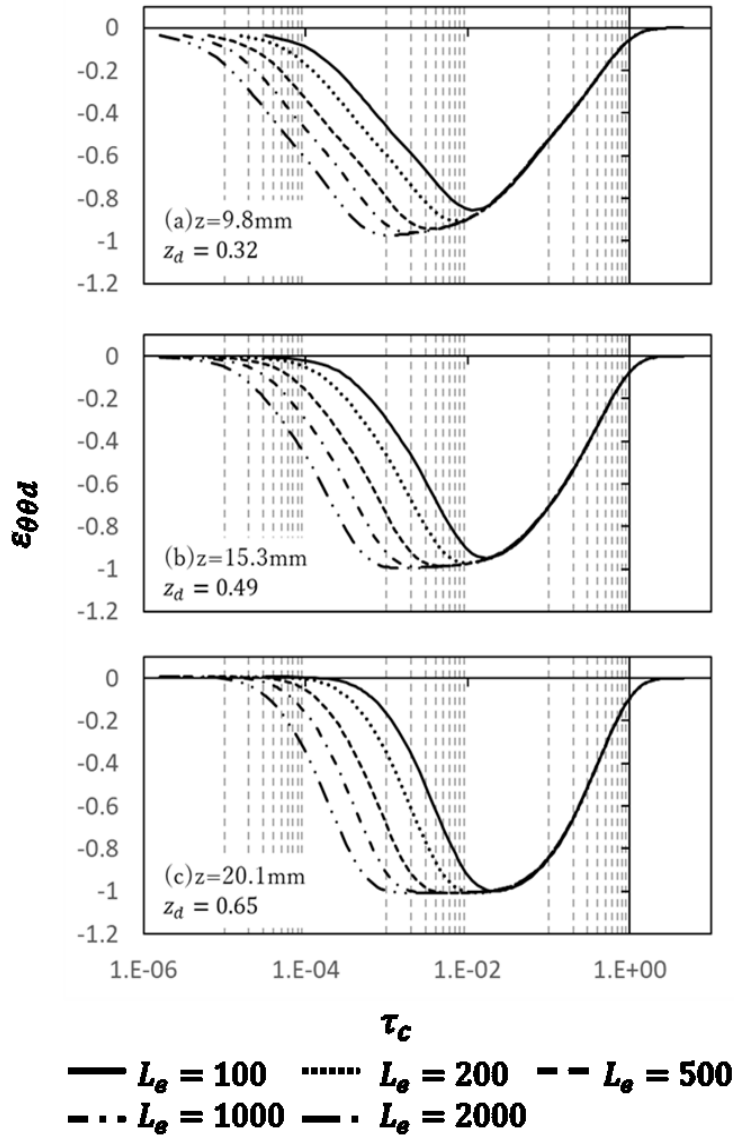


図 6.11 定数 σ モデルを用いた数値計算によって得られた、横軸 τ_c としたときの $z_d = 0.32(a), 0.49(b) 0.65(c)$ 地点における無次元圧力 p_{fd} のタイプカーブ
 さは化学的浸透に伴う圧力変化の数%程度であることがわかった。また、それ以降の圧力変化は流れ-歪連成の影響をほとんど受けないことが分かった。

6.2.8. 定数 σ モデルで得られた p_{fd} , C_d , $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の挙動のまとめ

定数 σ モデルによって作成した p_{fd} と C_d のタイプカーブの比較により、実験初期の試料内部が準平衡状態に到達する前の p_{fd} の挙動は圧力拡散によって支配されること、実験後期の試料内部が準平衡状態に到達した以降の p_{fd} の挙動は分子拡散によって律速されていることがわかった。

p_{fd} のタイプカーブと $\varepsilon_{\theta\theta d}$ のタイプカーブの比較と、試料内部の p_{fd} と C_d の空間分布の特徴をまとめたものを図 6.12 に示す。実験初期の、タイプカーブの 1 つ目の期間は圧力拡散支配的な期間である。この期間では、下面近傍の濃度勾配が存在する領域では化学的浸透によって p_{fd} が変化する。ただし分子拡散は圧力拡散に比べて遅いため、濃度勾配の存在する領域は下面のごく近傍に留まる。そのため、試料の大部分の濃度勾配が存在しない領域では、下面近傍の化学的浸透流による圧力変化が圧力拡散によって上面に向かって伝播し（図中①）、圧力変化のフロントが上端に到達した後は、圧力が一様になるように、圧力分布が変化する（図中②）。 p_{fd} の変化が試料側面の $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の変化を引き起こすため、 $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の挙動も主に圧力拡散に律速される。

タイプカーブの 2 つ目の期間は、試料内部の p_{fd} は濃度分布によって決まる浸透圧分布と準平衡状態に到達しており、分子拡散によって圧力変化が律速される期間であった。この期間では、まず分子拡散によって下面から上面に向かって濃度変化のフロントが伝播する

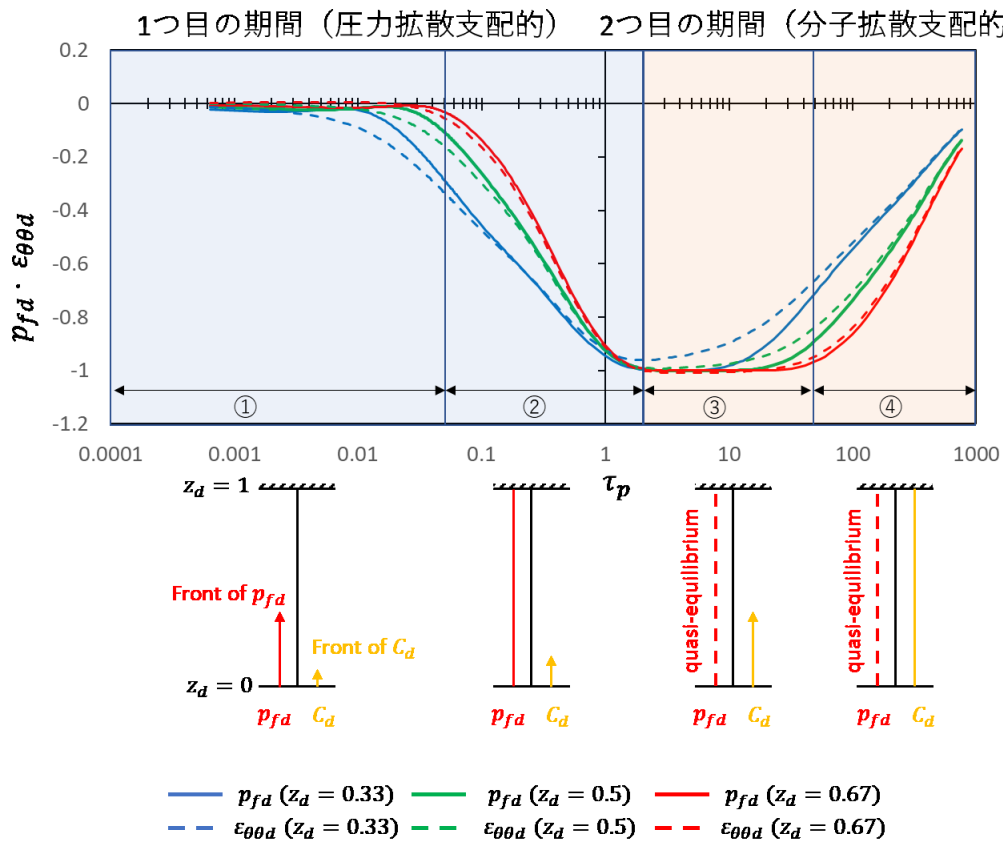


図 6.12 $L_e = 1000$ のときの、 p_{fd} および $\varepsilon_{\theta\theta d}$ についてのタイプカーブの比較と、タイプカーブ中のそれぞれの期間における、試料内部の p_{fd} および C_d の空間分布の特徴

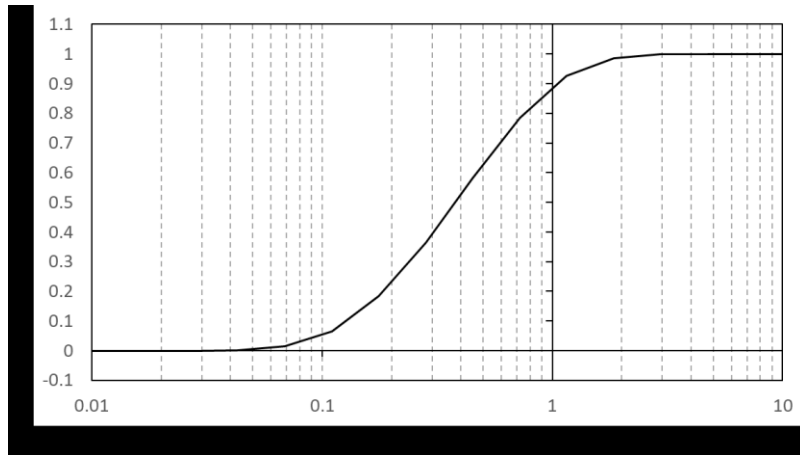


図 6.13 Calslaw and Jaeger(1959)の解析解（式（6-6））を用いた， $\xi = 1$ における拡散方程式の一般解 v の挙動

ことで濃度分布が変化し（図中③），その後は，試料内部の濃度が一様になるように濃度分布が変化する（図中④）。また，これら濃度分布の変化に追随するように，浸透圧分布と準平衡状態になっている間隙水圧分布も変化し，同時に試料側面の $\varepsilon_{\theta\theta d}$ も分子拡散に律速されて変化する。

図 6.12 のようにタイプカーブの挙動を特徴づけると，圧力拡散及び分子拡散の影響が上面にどれだけ到達したかを検討することで，タイプカーブの挙動の特徴が変化する τ_p を定量的に表すことが可能となる。Calslaw and Jaeger(1959)の解析解（式（6-6））を用いた， $\xi = 1$ における拡散方程式の一般解 v の挙動を図 6.13 に示す。図 6.13 より，無次元化された拡散方程式において， $\tau = 0.05$ 付近で計算領域の端である $\xi = 1$ で v が変化し始める，すなわち v の変化のフロントが $\xi = 1$ に到達し，また $\tau = 2$ 付近でおおむね $v = 1$ になることがわかる。したがって，図 6.12 に①-④で示した期間について，期間①は $0 < \tau_p \leq 0.05$ ，期間②は $0.05 < \tau_p \leq 2$ ，期間③は $2 < \tau_p \leq 0.05L_e$ ，期間④は $0.05L_e < \tau_p \leq 2L_e$ という形で定義できる。

6.2.9. 6.2 節の議論のまとめ

最後に，6.2 節で議論した内容をまとめる。化学的浸透に伴う岩石の変形について，室内実験条件を模した実験条件下で定数 σ モデルを用いた計算を行い，その結果に関する議論を行った。試料内部の p_{fd} と C_d の分布から，試料内部で生じる圧力，濃度挙動は 1 次元的事であることを確認した。また， p_{fd} と $\varepsilon_{\theta\theta d}$ のタイプカーブの比較により，どちらのタイプカーブも，試料全体で収縮または圧力の減少が生じる 1 つ目の期間と，膨張または圧力の増

加が生じる 2 つ目の期間に分割できることがわかった。また、計算初期や 1 つ目の期間の直後に泥質岩の多孔質弾性体的挙動に起因する p_{fd} と $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の挙動の違いがみられたものの、 $\varepsilon_{\theta\theta d}$ は p_{fd} の挙動と似た挙動を示していた。

化学的浸透現象に伴う圧力挙動を確認するため、 p_{fd} と C_d の比較を行った。 p_{fd} と C_d のタイプカーブおよび空間分布の比較により、タイプカーブの 1 つ目の期間では、濃度勾配の存在する領域は下面近傍に留まり、試料の大部分は濃度勾配が存在せず、圧力変化は主に Darcy 則による圧力拡散によって生じ、最終的に濃度勾配の存在しない領域の圧力分布は一樣になることがわかった。また、タイプカーブの 2 つ目の期間は、濃度勾配の存在しない領域の圧力分布が一様になった以降の期間であり、この期間の試料内部の圧力と浸透圧分布は準平衡状態になっていた。この期間の圧力変化は主に分子拡散による濃度分布の変化と、それに伴う圧力変化の解消によって生じていることがわかった。

最後に、拡散方程式の解析解を用いた検討により、タイプカーブの 1 つ目の期間の p_{fd} の変化は圧力拡散に律速されていること、またタイプカーブの 2 つ目の期間の p_{fd} の変化は分子拡散に律速されていることがわかった。また、実験開始直後に流れ-歪連成による p_{fd} の変化を確認できたが、その影響は比較的小さいものであった。

6.3. 定数 σ モデルによる実験結果のフィッティング

6.3.1. 実験結果とタイプカーブのフィッティング方法

定数 σ モデルによって作成したタイプカーブと、実験 No.1 で得られた周歪挙動を比較することで、物性値の推定を試みた。

フィッティングの際は、 $\varepsilon_{\theta\theta d}$ のタイプカーブの1つ目の期間と実験で得られた周歪挙動が重なるような K_{π} および D_p を用いて周歪と時刻の無次元化を行った。このとき、6.2.7 項で確認したように、タイプカーブの1つ目の期間の p_{fd} は拡散方程式の解析解で表せ、無次元空間上では1つのカーブとして表現されるため、 $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の挙動もまた τ_p を横軸とした無次元空間上で1つのカーブとして表せる。実験結果を無次元化したとき、 K_{π} の変化は無次元空間上の縦軸方向の拡大及び縮小として、 D_p の変化は無次元空間上の横軸方向の平行移動として表現される。そのため、タイプカーブの1つ目の期間を利用したフィッティングによって K_{π} および D_p の値を一意に決定できる。また、 L_e が大きいケース、または z_d が大きい場合であれば、 $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の最小値が-1程度になることも K_{π} を推定する手掛かりになる。

タイプカーブの1つ目の期間を用いて推定された D_p および K_{π} を用いて実験結果を無次元化した後、タイプカーブと無次元化された実験結果の2つ目の期間を比較することで、 L_e の推定が可能である。

6.3.2. 実験結果とタイプカーブのフィッティング結果

$L_e = 100, 200, 500, 1000, 2000$ のときの、 $z_d = 0.32, 0.49, 0.65$ 地点におけるタイプカーブ及び無次元化された実験結果を図 6.14 に示す。3つの地点についてのフィッティングによって推定された D_p と K_{π} の値は、すべて $1.7 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$ および $1.7 \times 10^3 \text{ mol/L}$ であった。フィッティングの結果から、1つ目の期間について、タイプカーブは実験結果をよく説明していた。

一方で、定数 σ モデルから作成したタイプカーブは、2つ目の期間の実験結果をよく説明せず、そのため L_e を推定することができなかった。例えば、 $z_d = 0.32$ 地点のタイプカーブと無次元化された実験結果の比較（図 6.14a）から、タイプカーブと、無次元化された実験結果の2つ目の期間の挙動に関して、片対数グラフ上の接線の傾きが異なっていることが見て取れる。 L_e の値を変化させても試料が大きく膨張する挙動（図 6.12 の④の期間）の片対数グラフ上で形状は変化しないことを考えると、図 6.14a で見られるタイプカーブと実験結果のずれは、 L_e の値を変化させてもフィッティングすることができない。このことは定数 σ

モデルの限界を示していると考えられる。

定数 σ モデルが、実験で得られた2つ目の期間の $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の挙動を説明できない原因として、定数 σ モデルが反射係数の濃度依存性を考慮していないことが挙げられる。6.2節で確認したように、タイプカーブの1つ目の期間では、主に圧力拡散によって $\varepsilon_{\theta\theta}$ が変化する。また、タイプカーブの1つ目の期間では試料内部で濃度勾配が存在する領域は下面近傍に限られている。そのため、 p_{fd} の挙動および p_{fd} の試料内部の空間分布への反射係数の濃度依存性の

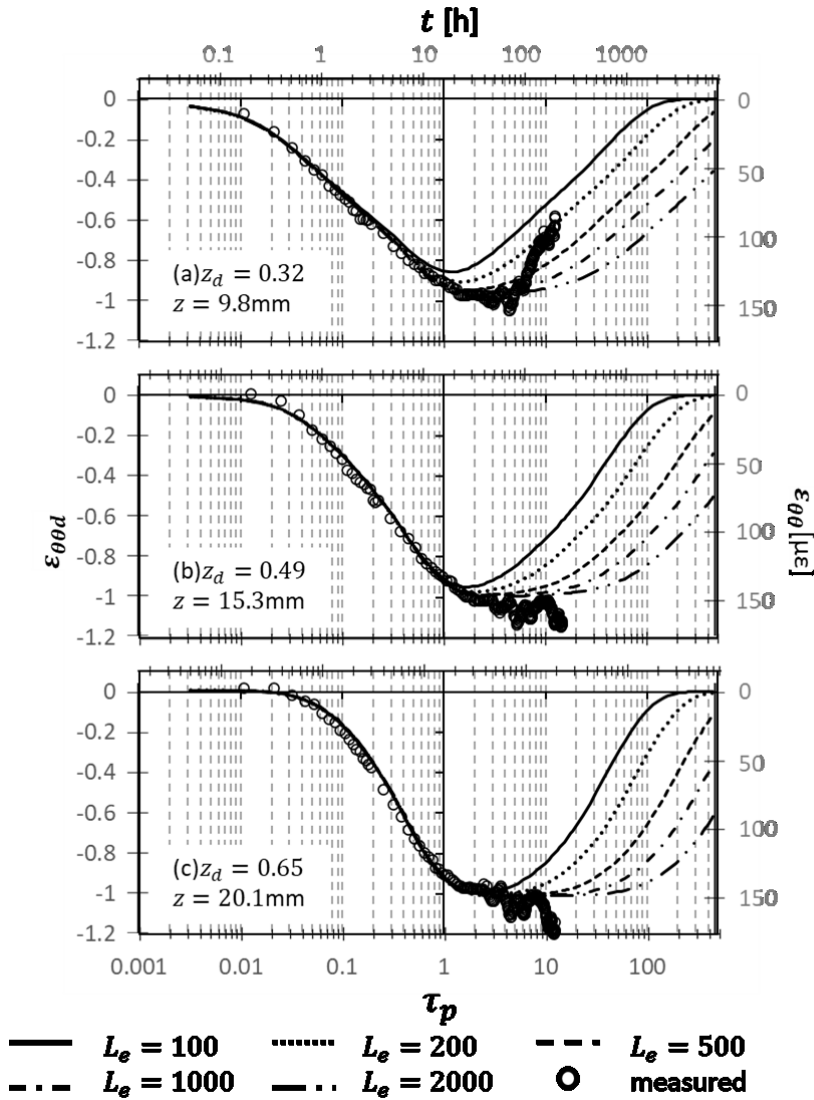


図 6.14 定数 σ モデルによる数値計算結果から得られた、 $z_d = 0.32(a), 0.49(b), 0.65(c)$ 地点における $\varepsilon_{\theta\theta d}$ のタイプカーブと、実験で得られた周歪挙動の比較

影響は限定的であると予想される。一方で、タイプカーブの2つ目の期間では、主に分子拡散による濃度変化に伴う圧力変化によって $\varepsilon_{\theta\theta}$ が変化する。また、2つ目の期間は、試料内部の広範囲に濃度勾配が存在する。そのため、試料内部の p_{fd} と $\varepsilon_{\theta\theta}$ の挙動は反射係数の濃度依存性の影響を強く受けていると考えられる。

6.4. 非線形 σ モデルを用いた実験結果の無次元解析

6.4.1. 非線形 σ モデルによるタイプカーブ

次に、定数 σ モデルを用いた議論を踏まえて、非線形 σ モデルを用いた数値計算を行い、反射係数の非線形な濃度依存性がどのように周歪挙動に影響するかを確認するとともに、実験結果の解析において反射係数の非線形な濃度依存性が重要かどうかについて議論を行った。Bresler モデルを用いた非線形 σ モデルによる計算を行うためには、泥質岩の間隙の大きさに関するパラメータである b の値を決める必要がある。本研究では、既往研究(Takeda et al., 2014)で報告された、新第三紀の泥質岩である稚内層岩石の間隙径分布を参考に、4nm, 8nm, 12nm の3つの b の値を検討の対象とした。それぞれのケースについて、 b の値および計算条件の濃度の範囲に対応する σ_0 の値は、それぞれ0.156, 0.0408, 0.0166であった。

非線形 σ モデルの計算結果から作成したタイプカーブの例をとって、 $b = 8\text{nm}$ の場合の $z=9.8\text{mm}$ ($z_d = 0.32$), $z=15.3\text{mm}$ ($z_d = 0.49$), $z=20.1\text{mm}$ ($z_d = 0.65$) 地点における、 $L_e = 100, 200, 500, 1000, 2000$ のときの $\varepsilon_{\theta\theta d}$ のタイプカーブを図 6.15 に示す。図 6.15 より、非線形 σ モデルの計算結果から作成したタイプカーブも、定数 σ モデルの計算結果から作成したタイプカーブと同様に、実験開始から $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の減少が終了するまでの1つ目の期間と、それ以降の2つ目の期間に分割できることが見て取れた。

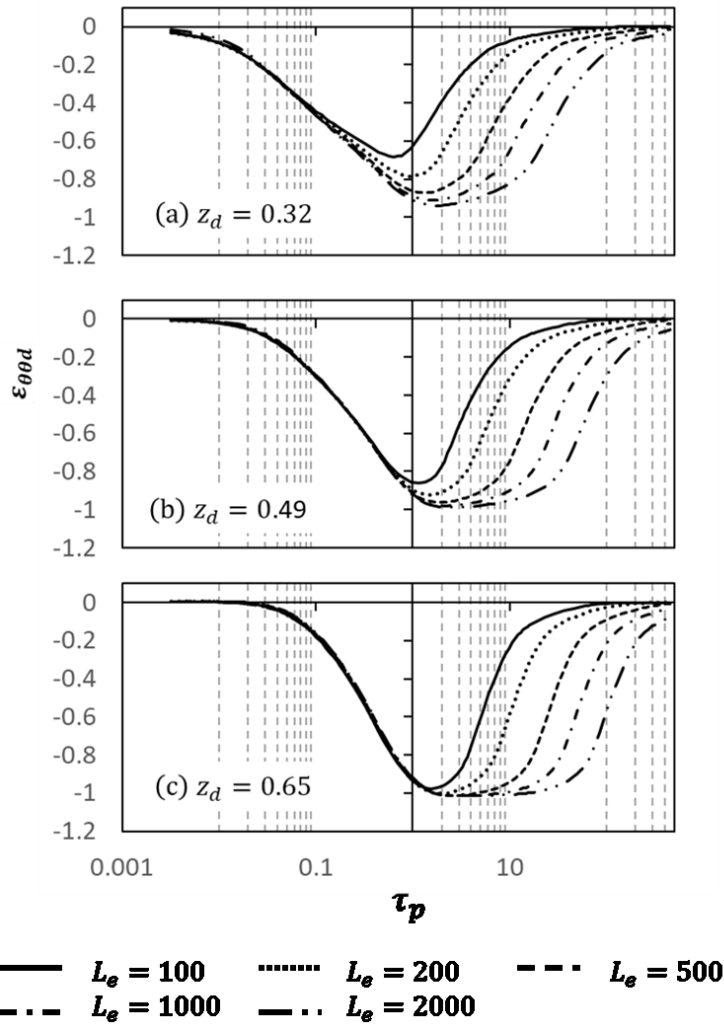


図 6.15 非線形 σ モデルによって得られた計算結果によって作成した， $z_d = 0.31(a), 0.49(b), 0.65(c)$ における， $b = 8\text{nm}$ のときの $\varepsilon_{\theta\theta d}$ のタイプカーブ

一方で，非線形 σ モデルの計算結果から得られたタイプカーブと定数 σ モデルの計算結果から得られたタイプカーブには，いくつかの異なる点が見られた。 $L_e = 1000$ のときの，非線形 σ モデルおよび定数 σ モデルの計算結果から作成したタイプカーブの比較を図 6.16 に示す。図 6.16 より，下面に近い地点では，非線形 σ モデルによって予測される収縮量の最大値が定数 σ モデルによって予測される収縮量の最大値より小さくなることを見て取れる。また，定数 σ モデルと非線形 σ モデルの比較により，タイプカーブの 2 つ目の期間について，非線形 σ モデルで得られた $\varepsilon_{\theta\theta d}$ のタイプカーブの片対数グラフ上での接線の傾きは，定数 σ モデルにおけるそれよりも大きくなる，すなわち試料の収縮が速やかに解消されることがわかる。一方で，異なる b の値を用いた非線形 σ モデルの計算結果の比較より，非線

形 σ モデルにおいて b の値を変化させても、タイプカーブの2つ目の期間における $\varepsilon_{\theta\theta d}$ のタイプカーブの片対数グラフ上での接線の傾きが変化しないことがわかる。

タイプカーブの1つ目の期間について、両モデルで作成されたタイプカーブの形状はほぼ同じであった。このことから、 σ の非線形性の有無、または非線形 σ モデルにおける b の値を変化は、タイプカーブの1つ目の期間における $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の挙動にほとんど影響を与えないことがわかる。

定数 σ モデルで予測される周歪挙動と、非線形 σ モデルで予測される周歪挙動の比較として、 $L_e = 1000$ の場合の定数 σ モデルで得られた周歪の空間分布の時間変化と、 $L_e =$

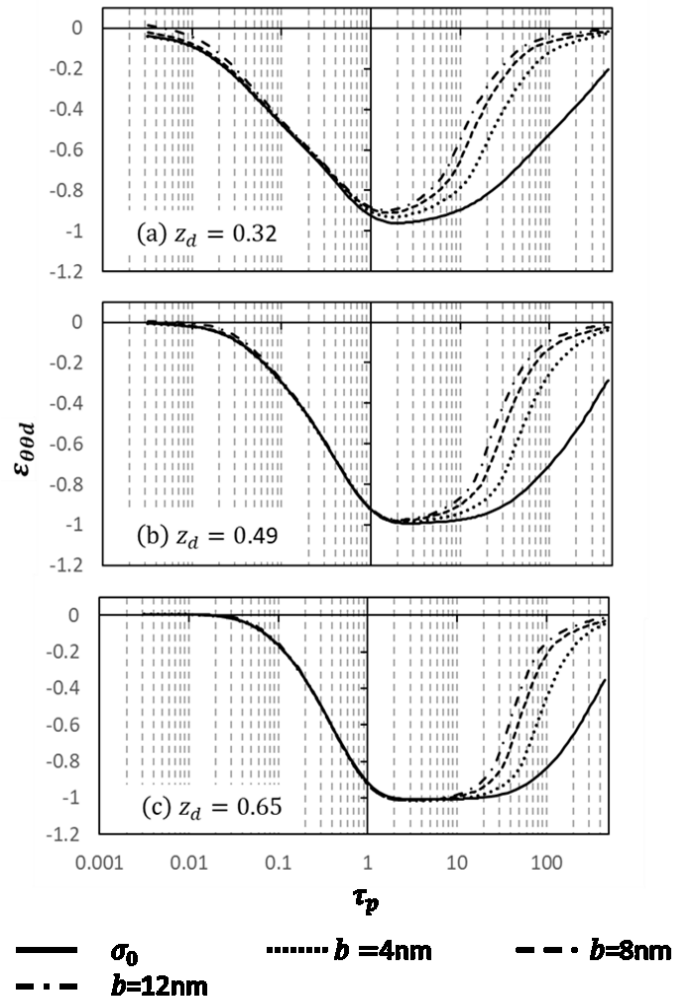


図 6.16 $L_e = 1000$ のときの、 $z_d = 0.32$ (a), 0.49 (b), 0.65 (c)地点における非線形 σ モデルおよび定数 σ モデルで得られた無次元周歪のタイプカーブの比較

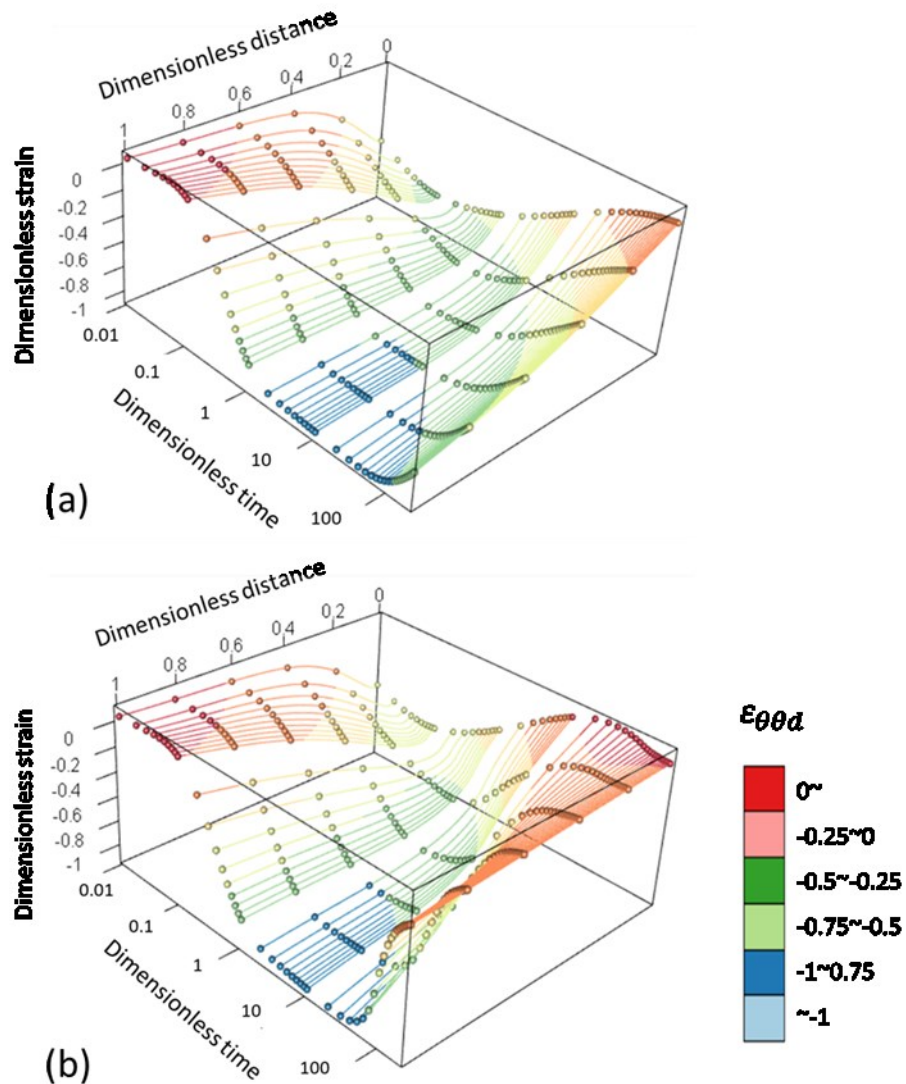


図 6.17 $L_e = 1000$ の場合の定数 σ モデルで得られた周歪の空間分布の時間変化(a) と, $L_e = 1000$, $b = 8\text{nm}$ の場合の非線形 σ モデルで得られた周歪の空間分布の時間変化(b)

1000, $b = 8\text{nm}$ の場合の非線形 σ モデルで得られた周歪の空間分布の時間変化を図 6.17 に示す。図 6.17 より、下面のごく近傍を除き、実験初期には定数 σ モデルで得られる周歪のタイプカーブはほぼ同じ挙動を示していることが見て取れる。一方で、下面のごく近傍は実験初期であっても定数 σ モデルと非線形 σ モデルで挙動が少し異なり、非線形 σ モデルのほうが収縮量が小さくなっていることが見て取れる。これは、試料下面のごく近傍は、実験開始直後から高濃度溶液の影響を強く受けるため、反射係数の濃度依存性の影響を強く受けていたことを示している。

また、実験後期のタイプカーブの 2 つ目の期間に関して、非線形 σ モデルでは 1 つ目の期間が終了してから分子拡散に律速される収縮の緩和が生じるまでの期間が短くなっていることが見て取れた。例えば、 $z_d = 1$ 地点において無次元周歪が -0.9 を上回る無次元時刻を比較すると、定数 σ モデルでは $\tau_p = 160$ 程度になるのに対し、非線形 σ モデルでは $\tau_p = 70$ 程度であり、収縮が緩和されるまでに要する時間が大きく短くなっていることがわかる。

また、実験で得られた周歪の空間分布の時間変化（図 4.15）と図 6.17 を比較すると、初めに下面側から上側に試料が収縮する挙動が伝播し、その後下面側から上側に収縮が緩和する挙動が伝播するという特徴が共通していた。このことから、本研究では下面からの距離が異なる 3 点の試料側面の周歪挙動を対象にタイプカーブを用いたフィッティングを行っているが、異なる地点の周歪挙動とタイプカーブを用いたフィッティングを行ってもおおむね同じ結果が得られることが分かる。また、図 4.15 は周歪挙動を表示している範囲が $z_d = 0.33$ 程度から $z_d = 0.67$ 程度であることから、計算結果から上面や下面近傍の光ファイバーセンサーを貼り付けていない領域の周歪挙動を推測することができたと考えられる。

6.4.2. 非線形 σ モデルによって得られた $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の挙動の解釈

非線形 σ モデルの計算結果から得られた $\varepsilon_{\theta\theta d}$ のタイプカーブについても、定数 σ モデルから得られる $\varepsilon_{\theta\theta d}$ のタイプカーブと同様に解釈することができる。タイプカーブの 1 つ目の期間は主に圧力拡散による試料内部の圧力分布の変化によって $\varepsilon_{\theta\theta d}$ が変化する期間であり、濃度勾配は試料の下面近傍にしか存在しない。したがって、試料内部の大半で、 σ の値は一定であり、 σ の濃度依存性の影響は試料下面近傍に限定されていたと考えられる。

一方で、タイプカーブの 2 つ目の期間は、主に分子拡散による濃度変化に伴う圧力変化によって $\varepsilon_{\theta\theta d}$ が変化する期間である。また、実験開始から時間が経過しているため濃度勾配は試料内部の比較的広範囲に存在する。そのため、試料下面側に行くほど σ の値は小さくなり、濃度差によって生じる圧力差も小さくなる。そのため、2 つ目の期間では、試料下面との濃度差の減少と、濃度の上昇による σ の減少の両方が圧力差の解消に寄与するため、定数 σ モデルよりも非線形 σ モデルのほうが、速やかに収縮が解消されることになる。

6.5. 非線形 σ モデルによる実験結果のフィッティングと物性値の推定

6.5.1. 非線形 σ モデルによる実験結果のフィッティング

非線形 σ モデルの計算結果から作成したタイプカーブを用いて、実験結果のフィッティングを行った。6.4節の議論により、定数 σ モデルと非線形 σ モデルでは、タイプカーブの1つ目の期間の形状は変化しない。そのため、6.3節で推定した D_p と K_π の値を用いて実験結果の無次元化を行った。非線形 σ モデルから作成したタイプカーブと、無次元化した実験結果の比較を図6.18に示す。なお、図6.18には、実験結果のタイプカーブの2つ目の期間をもっともよく説明した、 $L_e = 1000$ のときの計算結果から作成したタイプカーブを示している

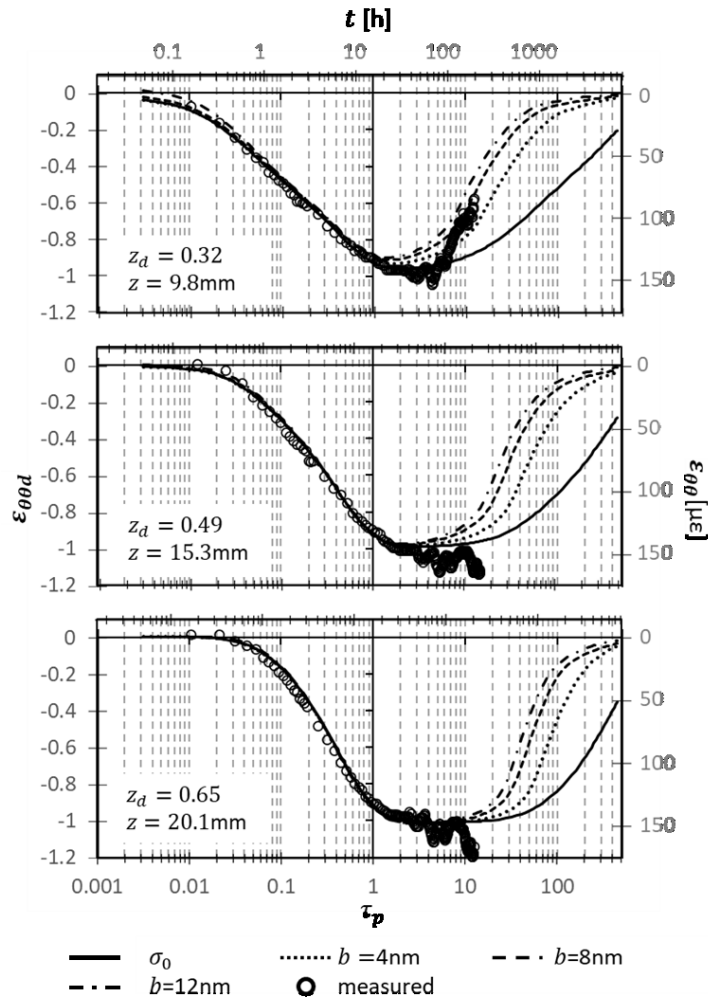


図 6.18 $L_e = 1000$ のときの、 $z_d = 0.32$ (a), 0.49 (b), 0.65 (c)地点における定数 σ モデル、非線形 σ モデルの計算結果から作成した無次元周歪のタイプカーブと、無次元化した実験結果の比較

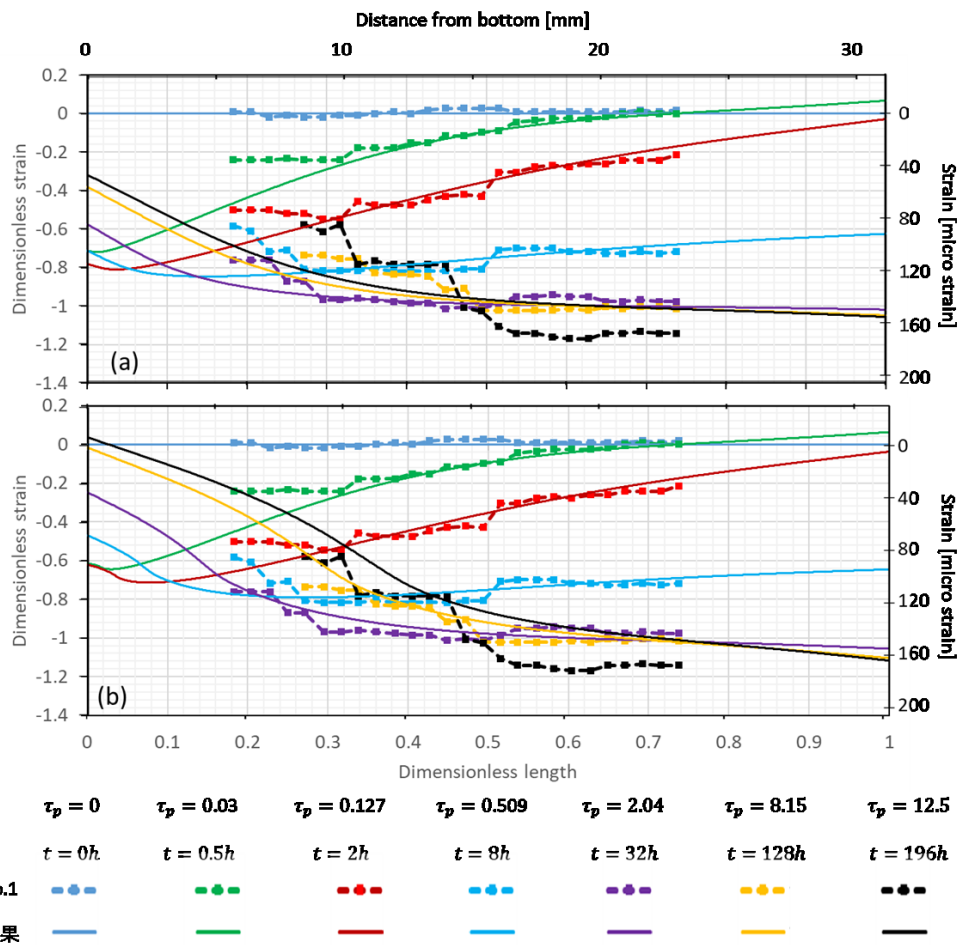


図 6.19 実験で得られた $t=0, 0.5, 2, 8, 2, 128, 196h$ のときの周歪の空間分布を無次元化したものと、定数 σ モデルおよび非線形 σ モデルによって得られた無次元周歪の空間分布の比較 (それぞれ(a),(b))

る。図 6.18 より、温度変動の影響を強く受けている期間である $t=100h$ 付近を除き、タイプカーブの 2 つ目の期間において、非線形 σ モデルの計算結果から作成したタイプカーブの接戦の傾きと、実験から得られた $\varepsilon_{\theta\theta d}$ のグラフの接戦の傾きの比較により、非線形 σ モデルは定数 σ モデルよりも実験結果をよく説明していることがわかる。したがって、Bresler モデルを用いて σ の濃度依存性を導入することで、実験結果のフィッティングの結果を大きく改善することができたといえる。

6.5.2. 定数 σ モデルと非線形 σ モデルによって得られた周歪の空間分布の比較

前項で、非線形 σ モデルを用いることで実験結果のフィッティングの結果を改善することがわかった。本項では、実験 No.1 で得られた周歪の空間分布を前項のフィッティング

で得られたパラメータで無次元化したものと、定数 σ モデルおよび $b=8\text{nm}$ のときの非線形 σ モデルの計算から得られた $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の空間分布を比較し、反射係数の非線形な濃度依存性を導入することで周歪の空間分布がどのように変化するかを確認した。

実験で得られた $t=0, 0.5, 2, 8, 2, 128, 196\text{h}$ のときの周歪の空間分布を無次元化したものと、定数 σ モデルおよび非線形 σ モデルによって得られた無次元周歪の空間分布の比較を図 6.19 に示す。図 6.19a と図 6.19b の比較から、 $t=8\text{h}$ ($\tau_p = 0.509$) まで定数 σ モデルおよび非線形 σ モデルで得られた無次元周歪の空間分布のどちらも実験結果をよく説明していることが見て取れた。

それ以降の、実験結果で下面側の収縮の緩和がみられた時刻に関して、定数 σ モデルで得られた計算結果は下面側の収縮の緩和挙動を過小評価していることが見て取れた。一方で、非線形 σ モデルでは、実験で得られた下面側の収縮が緩和する挙動を比較的よく再現していた。

6.5.3. フィッティングの結果を用いた須川層泥岩の物性値の推定

図 6.18 より、 $b = 8\text{nm}$ のときのタイプカーブが実験結果を最もよく説明した。そこで、実験結果を最もよく説明したと考えられる図 6.18 中の $b = 8\text{nm}$ のケースを対象として、須川層泥岩の物性値を算出し、既往研究で報告された国内の新第三紀の泥質岩の物性値との比較を行った。物性値を算出するとき、既往研究によって報告された新第三紀の堆積岩の Biot-Willis 定数およびポアソン比の値を典型値として用いた。計算に用いた Biot-Willis 定数およびポアソン比の値は、それぞれ 0.95, 0.3 とした(野崎, 1995; 宮澤ほか, 2011)。

式 (5-1) ~ (5-3) および (5-10) を用いて算出された物性値は、 $K = 1.1 \times 10^8 \text{ Pa}$, $k = 1.5 \times 10^{-19} \text{ m}^2$, $D_\tau = 1.8 \times 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$ であった。既往研究より、新潟県の新第三紀の地層である寺泊層相当の泥質岩について、体積弾性率および浸透率の範囲はそれぞれ $1.6 \times 10^8 \sim 5.1 \times 10^8 \text{ Pa}$ および $3.5 \times 10^{-20} \sim 1.0 \times 10^{-19} \text{ m}^2$ と報告されており(野崎, 1995)、推定された須川層の体積弾性率および浸透率は報告された範囲外ではあるものの、近い値であることがわかった。また、 D_τ について、国内の新第三紀の泥質岩について、 D_τ は $2.5 \times 10^{-11} \sim 6.6 \times 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$ という報告がなされており(下茂ほか, 2003)、須川層泥岩も同程度のオーダーであった。これらの比較より、本検討で推定された物性値は国内の新第三紀の泥質岩の物性値として妥当な値であったと考えられる。

6.5.4. 推定された物性値を用いたモデルの妥当性の評価

本研究では、溶質の移流を無視したモデルを使用している。本項では、推定された物性値を用いて移流と拡散による溶質の軸方向の移動距離を評価し、移流による物質移行を無視することによる濃度変化への影響の大きさについて検討した。拡散による溶質の移動距離は、平均拡散距離 \bar{x} として式 (6-8) で表せる。

$$\bar{x} = \sqrt{2D_a t} \quad (6-8)$$

したがって、 $\tau_p = 0.1$ のとき拡散による溶質の移動距離は 4.4×10^{-4} mとなる。

また、移流による溶質の移動速度は溶媒の移動距離と等しいと考えると、平均実流速 q_z/ϕ を用いて評価できる。ここで、 q_z は Darcy 流束の軸方向成分である。 $\tau_p = 0.01$ および 0.1 、すなわち $t = 0.16$ hおよび 1.6 hのとき、 $|q_z/\phi|$ の最大値はそれぞれ 3.2×10^{-12} m/sおよび 1.0×10^{-12} m/sであった。

6.2.6 項および図 6.8 で示したように、 q_{zd} は時間的、空間的に非常に大きく変化する。そのため、 q_z/ϕ の値が取りうる幅も非常に大きなものとなる。例えば $\tau_p = 0.01$ のときの $|q_z/\phi|$ の最小値は 2.0×10^{-19} m/s、 $\tau_p = 10$ のときの $|q_z/\phi|$ の最大値は 9.4×10^{-14} m/sとなる。そのため、移流による溶質の移動距離を正確に評価することは難しい。一方で、例えば実験開始から $t = 1.6$ hまで $|q_z/\phi|$ が 3.2×10^{-12} m/sで一定であったと仮定すると、移流による溶質の移動距離は 1.8×10^{-8} mとなることから、実際の溶質の移動距離はこれより小さくなると考えられる。したがって、移流による溶質の移動距離は分子拡散による溶質の移動距離に比べると十分小さく、本研究で用いた移流による濃度変化を無視できるという仮定は成立していたと考えられる。

6.5.5. 非線形 σ モデルによるフィッティングについてのまとめ

非線形 σ モデルによるフィッティングから得られた知見をまとめる。非線形 σ モデルを用いることで、主にタイプカーブの 2 つ目の期間における、タイプカーブと実験結果のフィッティングを改善することができた。

これは、化学的浸透に伴う岩石の変形について、化学的浸透流に伴う岩石の変形が解消される過程を含むような長期的な解析を行う場合、非線形 σ モデルを用いることが重要であることを示している。例えば、本研究で対象とした室内実験の条件下では、定数 σ モデルを用いて化学的浸透に伴う変形を予測した場合、予測された変形量は実際に生じる変形量に比べ過大になり、また実際よりも長期間持続すると考えられる。一方で、タイプカーブの 1

つ目の期間における $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の挙動は定数 σ モデルと非線形 σ モデルでほとんど変わらないことから、タイプカーブの1つ目の期間のみ、すなわち比較的短期的な化学的浸透に伴う変形挙動が解析の対象である場合や、化学的浸透流によって発生する変形量の最大値に関心がある場合などにおいては、定数 σ モデルでも十分であると考えられる。

また、非線形 σ モデルを用いて推定した物性値を利用して、須川層泥岩の K 、 k および D_t の推定を行い、それらの値の妥当性を確認した。このことから、タイプカーブの2つ目の期間を含む長期的な歪挙動から、泥質岩の物性値が推定できることを示すことができた。ただし、 D_p および K_π の値は定数 σ モデルによる推定結果と変わらないことから、 K および k の値のみが知りたい場合、定数 σ モデルを用いた解析でも十分だと考えられる。

6.6. 作成したタイプカーブを用いた実験 No.2-3 の結果の解釈

6.6.1. 無次元周歪の最小値を利用した、実験 No.2-3 の結果の無次元解析

本節では、タイプカーブを実験 No.2 および No.3 の結果に適用することで、タイプカーブがそれぞれの実験結果にも適用可能かどうかを検討し、またそれぞれの実験結果から得られる物性値の比較を行う。なお、実験 No.2 および No.3 について、主にタイプカーブの1つ目の期間における $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の挙動を対象とし、定数 σ モデルの計算結果から作成したタイプカーブを用いて無次元解析を行う。

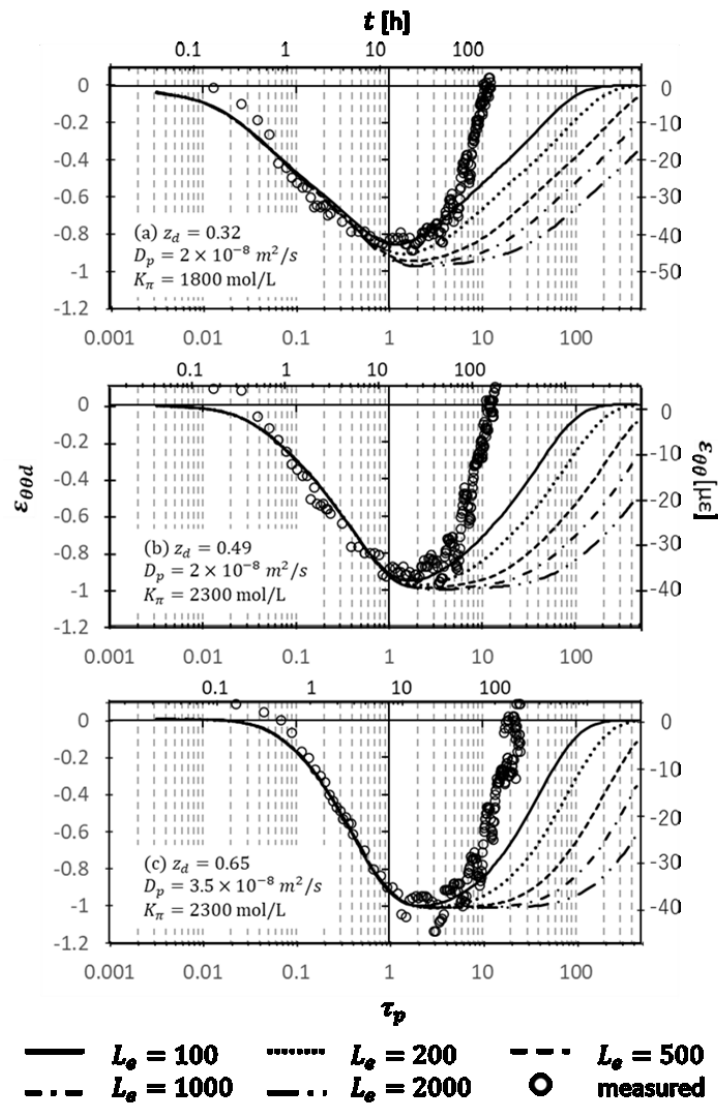


図 6.20 タイプカーブの 1 つ目の期間を利用した、 $z_d = 0.32$ (a), 0.49 (b), 0.65 (c)地点における実験 No.2 の結果のカーブフィッティングとそれによって得られた D_p および K_π の推定値

$\varepsilon_{\theta\theta d}$ のタイプカーブと、実験 No.2 で得られた周歪挙動を無次元化したグラフを比較し、タイプカーブの1つ目の期間を用いたカーブフィッティングを行った結果を図6.20に示す。図6.20より、実験 No.2 のフィッティングによって得られた D_p および K_π の値は、それぞれ $2.0 \times 10^{-8} \sim 3.5 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$ および $1.8 \times 10^3 \sim 2.3 \times 10^3 \text{ mol/L}$ であった。これは、岩石の不均質性などで十分に説明できる範囲だと考えられる。また、タイプカーブの2つ目の期間の実験結果とタイプカーブを比較すると、実験結果のほう収縮が速やかに緩和していることが見て取れる。この傾向は反射係数の濃度依存性を無視することによる影響であると考えられる。一方で、図6.20で見られた実験結果が正の周歪を示す挙動は本研究で用いたモデルでは説明できなかった。本研究で用いたモデルでは説明できない周歪挙動に関しては、6.6.2項で議論を行う。

また、実験 No.3 についてのフィッティング結果を図6.21に示す。タイプカーブの1つ目の期間の $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の挙動について、タイプカーブは実験結果をよく説明していることが見て取れた。また、このときフィッティングから推定された D_p および K_π の値は、それぞれ $1.0 \times 10^{-8} \sim 1.4 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$ および $1.3 \times 10^3 \sim 1.6 \times 10^3 \text{ mol/L}$ であった。一方で、 $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の最小値を見ると、 $z_d = 0.32$ 地点では-0.95、 $z_d = 0.49$ 地点では-1.1、 $z_d = 0.65$ 地点では-1.6 となっ

た。無次元化の定義より、 $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の最小値は -1 程度になることが予想されるため、 $z_d = 0.49$ および $z_d = 0.65$ 地点の $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の最小値は本研究で用いたモデルでは説明できないものであった。また、6.2.8 項の検討より、 $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の減少は $\tau_p = 2$ 付近で終了することが予想されるが、 $z_d = 0.65$ 地点で $\varepsilon_{\theta\theta d}$ の減少が終了したのは $\tau_p = 11$ 付近であった。

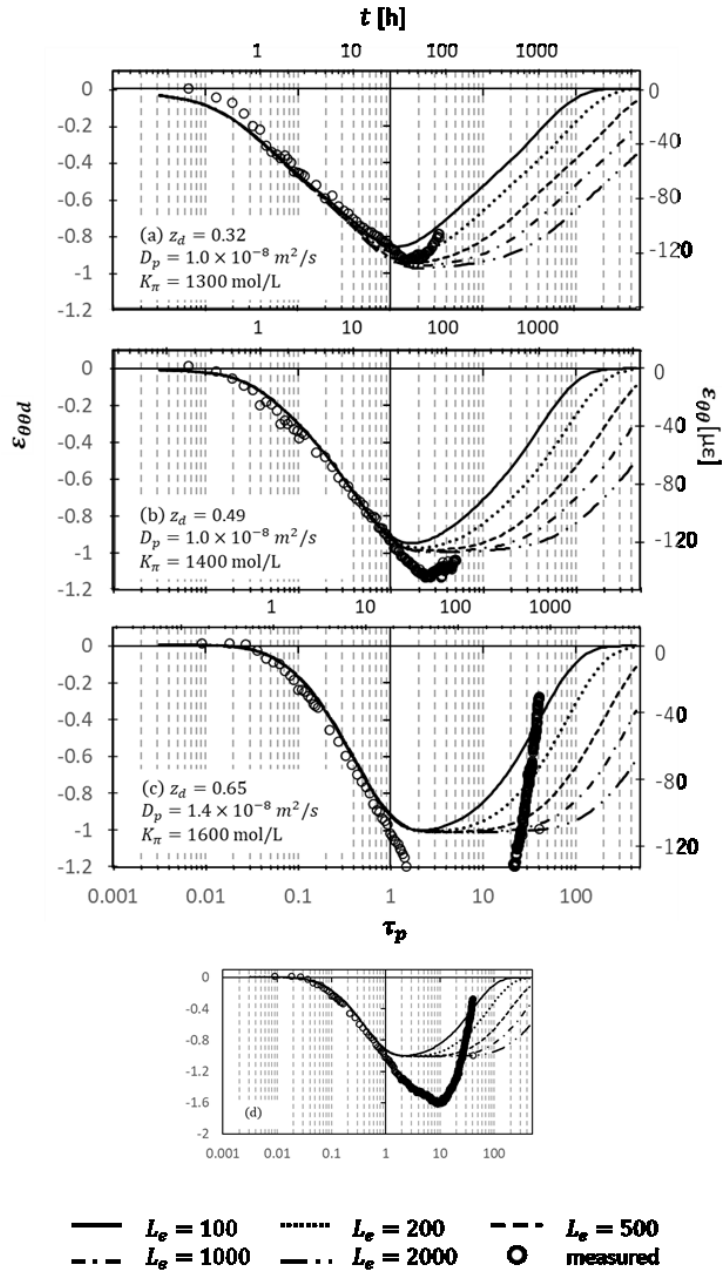


図 6.21 タイプカーブの 1 つ目の期間を利用した、 $z_d = 0.32$ (a), 0.49 (b), 0.65 (c) 地点における実験 No.3 の結果のカーブフィッティング及び実験結果の全体図(d)

6.6.2. 実験 No.2 および No.3 でみられた数理モデルで説明できない歪挙動の解釈

タイプカーブとの比較では、実験 No.2 において、 $z=11.7\text{mm}$ および $z=15.1\text{mm}$ 地点で確認された、実験後半に試料が正の歪を示す、すなわち実験開始前よりも試料が膨張するという挙動、および実験 No.3 の $z=15.0\text{mm}$ および $z=20.4\text{mm}$ 地点で試料が大きく収縮し、無次元周歪が-1 を大きく下回る挙動は数理モデルでは説明できないことが確認された。本項では、これらの数理モデルでは説明できない挙動の原因を明らかにするために、いくつかの検討を行った。

始めに、実験 No.2 における数理モデルで説明できない歪挙動について議論を行う。計測実験 No.2 で得られた周歪挙動のうち、実験開始から 120 時間以降の歪の計測結果の図を示す（図 6.22）。図 6.22 より、 $t=120\text{h}$ 以降について周歪の計測値に比較的大きな変動が認められる。また、 $z=11.7\text{mm}$ 地点の歪挙動のうち $t=130\text{h}\sim 142\text{h}$ の期間や、 $t=21.8\text{mm}$ 地点の $t=152\sim 167\text{h}$ の期間の歪の計測値の挙動は、計測値が同程度の大きさの変化を繰り返すという歪の計測値のシフトと同様の性質を持っていることが見て取れる。以上のことから、実験 No.2 において、時間経過とともに周波数シフトの推定に起因する誤差が大きくなっているのではないかと考えることができる。

そこで、実験 No.2 の実験後半に歪の周波数シフト推定に起因する誤差が起きやすい状況

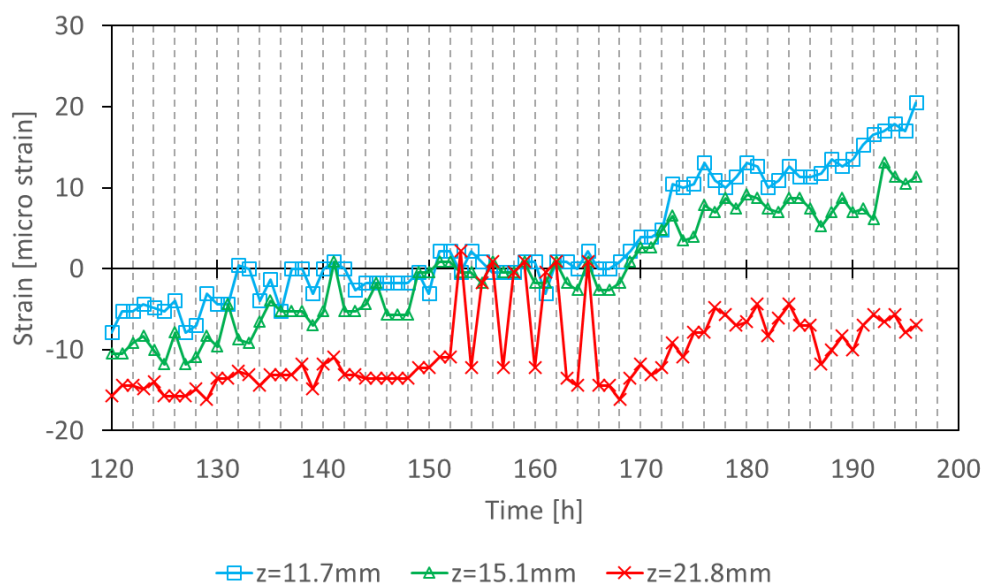


図 6.22 実験 No.2 の後半に計測された周歪挙動

にあったかを調べるために、周波数シフトと相互相関関数のグラフの形状を確認した。 $t=160\text{h}$, 172h , 184h , 196h の 4 つの時刻を対象として、実験開始前に取得したレファレ

ンススペクトルと実験スペクトルについての周波数シフトと相互相関関数の値の関係を図 6.23 に示す。図 6.23 より、時間経過とともに相互相関関数のピークの頂点が台形状になっていることが見て取れる。相互相関関数の最大値を含むピークが台形状になっている場合、周波数シフトの推定の際にピークの頂点の幅の大きさだけ歪の推定値に誤差が生じやすくなっていたことが予想される。ただし、相互相関関数のピークの頂点の形状では、 $z=11.7\text{ m}$ 、 15.1 m 地点で見られた最大 $10\mu\epsilon$ の正の歪を説明するには至らなかった。

以上より、実験 No.2 の後期に観察された正の周歪に関して、歪の挙動が歪の計測値のシフトの影響を受けている可能性が高いと考えられ、本研究ではこの歪挙動は歪の計測手法に起因した誤差の影響とした。ただし、実際に正の周歪が生じた可能性を排除することはできておらず、この挙動の性質についてさらに情報を得るために、歪を長期的かつ安定して計測する手法を実現することが必要だと考えられる。

次に、実験 No.3 で見られたモデルで説明できない歪挙動を考える。実験 No.3 では、実

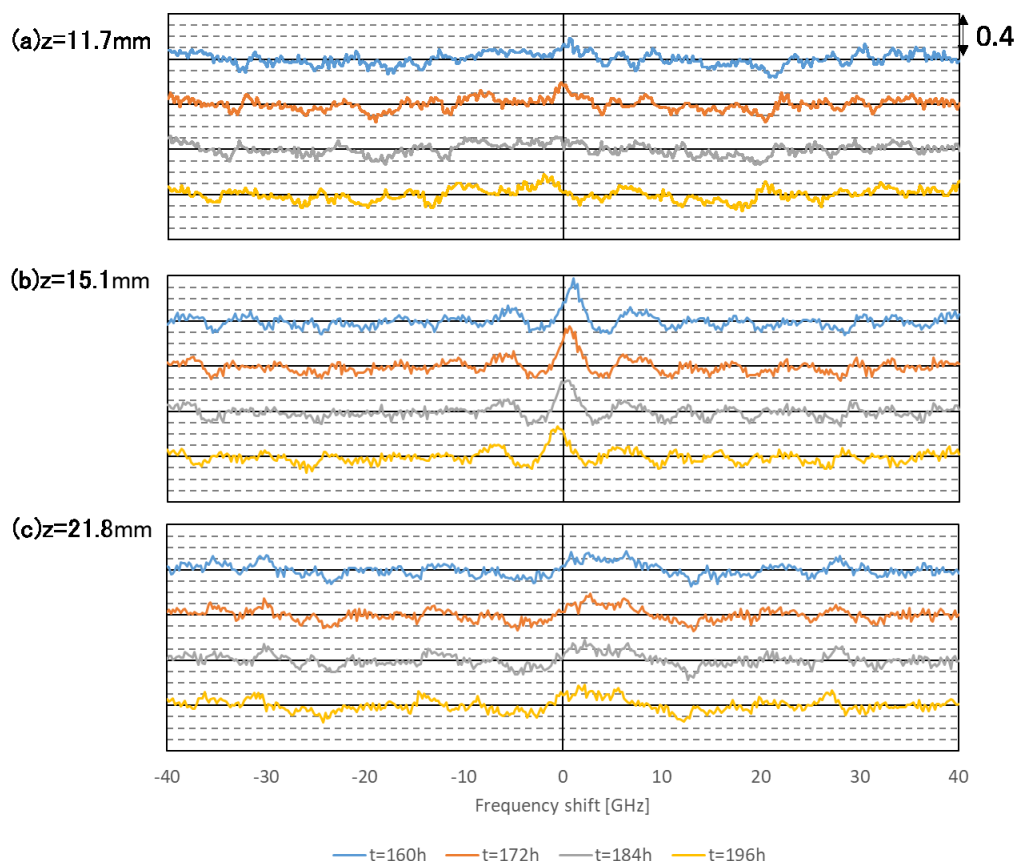


図 6.23 実験 No.2 の $z=11.7\text{ m}$ 、 15.1 m 、 21.8 m 地点の計測結果について、 $t=160\text{ h}$ 、 172 h 、 184 h 、 196 h のときの固定レファレンス方式で得られる相互相関関数の値と周波数シフトの関係

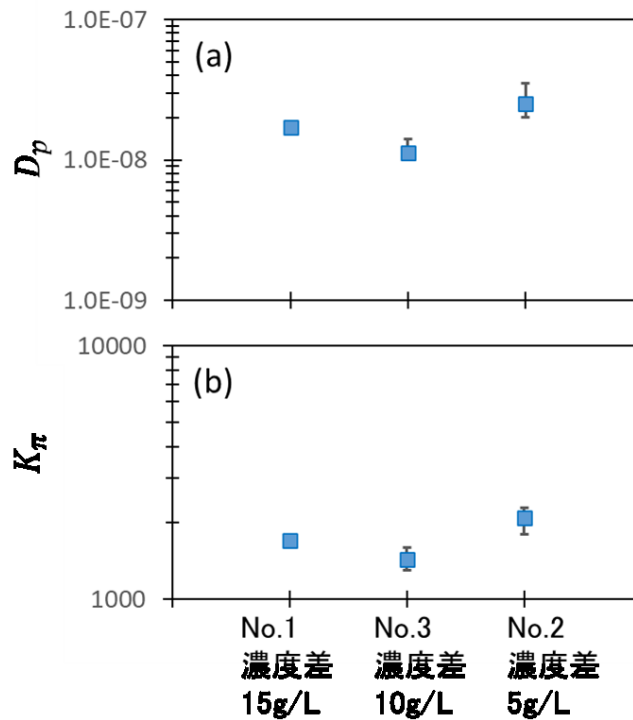


図 6.24 実験 No.1-3 に用いた試料について、カーブフィッティングによって推定された D_p および K_π の値の比較（それぞれ(a)および(b)）

験後期に発生した収縮がモデルで予測される収縮に対して非常に大きなものになっていた。4.1 節で確認したように、実験 No.3 では下面側の歪の計測値が極めて不安定になっていたほか、4.4.3 項で確認したように、歪の計測値のシフトの影響を完全には除去できていないほか、周歪の時間変化率が急激に変化するような挙動がみられていた。そのため、実験 No.3 で見られたモデルで説明できない歪挙動に関しても、Rayleigh 後方散乱光を用いた DOFS における、歪の推定手法に起因した誤差の影響を強く受けていると考えられる。

6.6.3. カーブフィッティングで推定された須川層泥岩の物性値の比較

6.3.2 項, 6.6.1 項および 6.6.2 項で行ったフィッティングによって得られた D_p および K_π の値の比較を図 6.24 に示す。これらの実験に用いた試料はすべて同一の地点から採取された岩石から作成しているため、反射係数を除く物性値の値は同程度になることが予想される。また、実験時の試料の間隙水と外側の高濃度溶液の濃度差は、実験 No.1 で最も大きく、実験 No.2 で最も小さかったため、反射係数は実験 No.1 で最も小さくなり、実験 No.2 で最も大きくなることが予想される。そのため、 D_p および K_π の定義（式 (5-1) および (5-3)）より、 D_p は 3 つの実験で同程度の値になり、 K_π は実験 No.1 で最も大きくなり、実験 No.2 で

最も小さくなると予想される。

図 6.24a より、3 つの実験で推定された D_p の値は同程度の値となった。また、 K_π の推定値に関して、実験 No.2 から得られた K_π の推定値が最大値となった点は予想と異なる結果であったが、実験 No.1 で得られた K_π の推定値が No.3 から得られた K_π の推定値より大きい点は、実験条件からの予想と整合的であった。 K_π の定義より、実験 No.2 で得られた K_π の推定値が大きかったことは、実験 No.2 の試料の体積弾性率が少し大きいことを示していると考えられる。

次に、6.5 節で行った非線形 σ モデルを用いた実験 No.1 の解析において、もっともよく実験結果を説明できたと考えられる $L_e = 1000$ および $b = 8 \text{ nm}$ という値を用い、6.5 節と同様に $\alpha_B = 0.95$ 、 $\nu = 0.3$ を仮定することで、泥質岩の体積弾性率、浸透率、有効拡散係数を

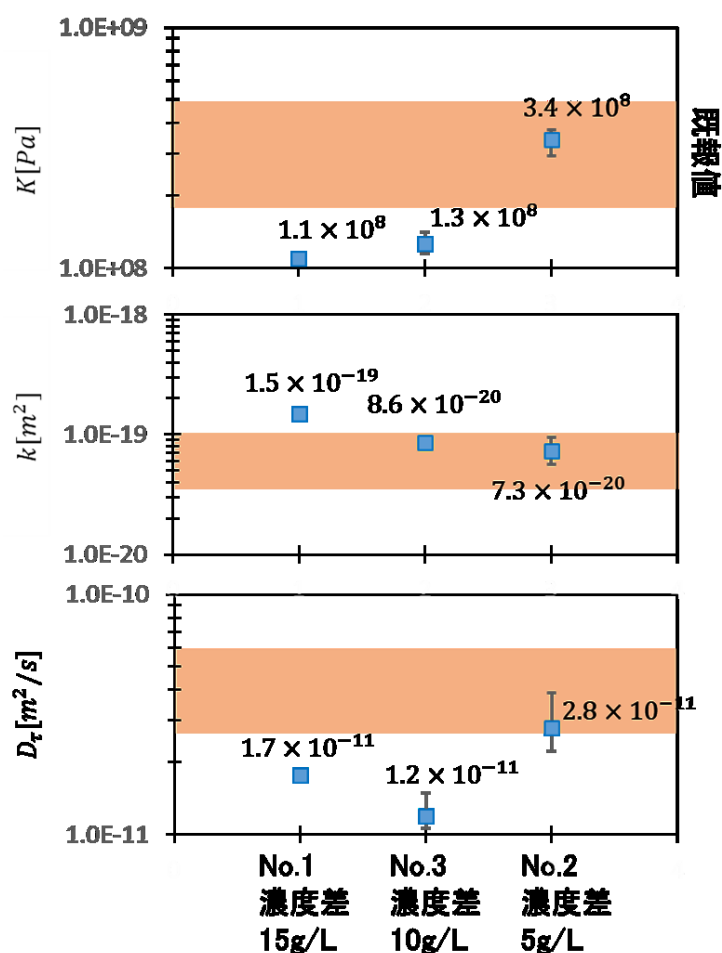


図 6.25 実験 No.1-3 の結果についての定数 σ モデルを用いたカーブフィッティングの結果をもとに推定された、泥質岩の体積弾性率、浸透率、拡散係数の値の比較

推定した。推定した物性値を図 6.25 に示す。図 6.25b および図 6.25c より、3 つの実験結果から推定された浸透率と拡散係数はおおむね 2 倍程度の範囲に収まっており、同一の岩石から作成された試料を用いた実験結果として整合的であったと考えられる。

体積弾性率についても、新第三紀の泥質岩の体積弾性率として妥当な値であったと考えられる。また、実験 No.2 で得られた体積弾性率は実験 No.1 および No.2 で得られた体積弾性率の 3 倍程度であり、同じオーダーに収まっていることから、同一の泥質岩の物性値として妥当な値であると考えた。

6.7. まとめ

6 章の議論の内容をまとめる。6.1 節では、定数 σ モデルによる計算結果をもとに、 $\varepsilon_{\theta\theta d}$ と τ_p についてのタイプカーブを作成した。タイプカーブは、実験結果と同様に主に初期の収縮挙動が生じる 1 つ目の期間と、それが終了した以降の 2 つ目の期間に分割できることを確認した。

6.2 節では、定数 σ モデルによる計算結果から得られた $\varepsilon_{\theta\theta d}$ 、 p_{fd} および C_d の挙動を比較することで、コア試料内部で生じる $\varepsilon_{\theta\theta d}$ 、 p_{fd} 、 C_d の連成の理解を試みた。比較により、実験初期のタイプカーブの 1 つ目の期間には、下面近傍にのみ濃度勾配が存在し、濃度勾配が存在する領域で化学的浸透流による圧力の減少が生じ、濃度勾配が存在しない領域では主に圧力拡散によって圧力が変化し、一様な圧力分布に向かって圧力が変化することが分かった。そのため、1 つ目の期間の周歪の変化は圧力拡散に律速される。また、実験後期のタイプカーブの 2 つ目の期間では、試料内部に濃度勾配の存在する領域が広がっており、また、濃度勾配の存在しない領域の圧力分布は一様になっている。この期間の圧力分布と浸透圧分布は準平衡状態になっているため、分子拡散による濃度変化に追従する形で圧力変化が生じる。そのため、この期間の周歪は分子拡散に律速される。

6.3 節では、定数 σ モデルから作成したタイプカーブを用いて実験 No.1 の結果の解析を行った。カーブフィッティングの結果、タイプカーブが実験結果のタイプカーブの 1 つ目の期間をよく説明したことを確認した。また、フィッティングによって泥質岩試料の D_p および K_π の値を推定することに成功した。ただし、実験後半の 2 つ目の期間の歪挙動はタイプカーブで説明できなかった。

6.4 節では、非線形 σ モデルからタイプカーブを作成し、定数 σ モデルから作成したタイプカーブとの比較を行った。比較の結果、 σ の濃度依存性は、タイプカーブの 2 つ目の期間

の歪挙動に大きな影響を与える一方で、1つ目の期間の歪挙動にはあまり大きな影響を与えないことを明らかにした。

6.5 節では非線形 σ モデルを用いた実験 No.1 で得られた歪挙動のフィッティングを行った。その結果、非線形 σ モデルを用いることで、タイプカーブの2つ目の期間も含めてフィッティングが可能であることが示された。また、本検討で用いたパラメータのうち、最も実験結果をよく説明するものを用いて泥質岩の物性値を推定したところ、新第三紀の泥質岩の物性値として妥当な値が得られた。

6.6 節では、定数 σ モデルの計算結果から作成したタイプカーブを用いて実験 No.2 および実験 No.3 の解析を行い、 D_p および K_π の値の推定を行った。また推定された D_p および K_π の値およびそこから推定される体積弾性率、浸透率、拡散係数の値の比較を行った。タイプカーブは実験 No.2 および実験 No.3 で得られた実験初期の周歪挙動を説明し、カーブフィッティングによって D_p および K_π の値を推定することができた。また、実験後期の周歪挙動に関しても、定数 σ モデルから得られたタイプカーブに比べ、実験結果のほうが収縮が速やかに緩和されるという 6.4 節で行った定数 σ モデルと非線形 σ モデルの比較で得られた傾向と同様の傾向を確認することができた。一方で、実験 No.2 および No.3 では、実験後期にモデルでは説明できない周歪挙動が確認されたほか、これについて周波数シフトの推定に伴う誤差の影響を受けている可能性が示唆された。ただし、歪の計測値のシフトの影響だけではこれらの挙動を説明できず、さらなる検討が必要であることも明らかになった。3つの実験結果から得られたパラメータの値は同程度であり、同一の岩塊から作製した試料を利用した実験結果として整合的であった。これは、本研究で作成したモデルの有用性を示すことができたと考えられる。

7. 総括

7.1. 内容の総括

本論文の内容を総括する。

泥質岩のような難透水性の堆積岩は、石油システムや CCS における帽岩、高レベル放射性廃棄物処分における処分場のホストロックなど、高度地圏利用における重要な役割を果たすことが期待されている。一方で、難透水性の堆積岩中の地下水流れは非常に遅いため、一般的な帯水層では無視できるような現象が圧力や変形挙動に大きな影響を与えることがある。本研究では、そのような現象の一例である化学的浸透現象や多孔質弾性体の挙動を対象として、実験的および数値的な検討を行った。

3 章及び 4 章では、化学的浸透現象に伴う岩石の変形に関する室内実験の内容について述べた。室内実験では、国内の新第三紀の泥質岩である須川層泥岩から作成したコア試料の側面と上面が外部の溶液と接しないようにしたうえで、下面を間隙水よりも高濃度の NaCl 溶液と接触させることで試料内部で化学的浸透流を引き起こし、それに伴う岩石の変形を泥質岩試料側面に貼り付けた光ファイバー歪センサーによって定量的かつ多点で計測した。本研究では、外側の溶液には、3 種類の濃度の NaCl 溶液を用いて実験を行った。

実験で得られた歪の計測値には計測手法に起因すると考えられる不安定な歪の計測値の挙動と、水温の変動に起因する挙動が含まれていた。計測手法に起因する不安定な歪の挙動は、その特徴を整理したうえで、明らかに計測手法に起因する誤差の影響を受けたデータを検討対象から除外することとした。また、光ファイバーの信号のうち、泥質岩近傍に存在し、かつ試料に貼り付けられていない領域から得られたものを用いて、歪の計測値に含まれる温度変動に起因すると考えられる挙動の除去を行った。

歪の計測手法または温度変動に起因すると考えられる挙動を除去することで得られた歪挙動から、すべての実験に共通して、実験開始直後に高濃度溶液との接面と遠い地点で試料が小さく膨張したのちに試料の下面側から上面側に向かって収縮する挙動が伝播し、その後下面側から上面側に向かって収縮が緩和、または膨張する挙動が伝播する様子が確認できた。このことから、室内実験を通して化学的浸透に起因すると考えられる岩石の変形挙動の空間的、時間的な特徴を確認することができたと考えている。また、実験 No.3 の後半に見られた非物理的な歪の挙動を除くと、計測された収縮量の最大値は、間隙水と外側の溶液の濃度差が最も大きい実験 No.1 で最も大きく ($175\mu\epsilon$ 程度)、逆に間隙水と外側の溶液の濃

度差が最も小さい実験 No.2 で最も小さくなった ($44\mu\epsilon$ 程度)。

5 章および 6 章では、化学的浸透現象に伴う泥質岩の変形について、数理モデルを作成し、室内実験を模した計算条件下で数値計算を行った。数値計算には、2 章で導出した化学的浸透現象および岩石の多孔質弾性体的挙動を含む支配方程式を用いた。加えて、新しく 3 つのランブドパラメータを導入し支配方程式および計算結果を無次元化することで、圧力、濃度、歪挙動についてのタイプカーブを作成した。このとき、 σ の非線形な濃度依存性を無視した数理モデル（定数 σ モデル）と、 σ の非線形な濃度依存性を Bresler モデルによって表現した数理モデル（非線形 σ モデル）の 2 つを用いた。

定数 σ モデルの計算結果から作成したタイプカーブを用いた検討により、無次元周歪のおよび無次元圧力のタイプカーブは、実験初期の試料全体で収縮、または圧力が減少する期間と、それ以降の期間の 2 つに分割して考えることが分かった。また、無次元濃度の挙動との比較から、実験初期の 1 つ目の期間では、濃度勾配は下面のごく近傍にのみ存在しており、その領域では化学的浸透流によって圧力が減少していること、濃度勾配の存在しない領域では、下面近傍の圧力減少が、圧力拡散によって上面に伝播し、圧力分布は一樣な分布に向かって変化していることが分かった。また、このときの圧力変化と歪の変化は圧力拡散によって律速されていた。実験後期の 2 つ目の期間では、濃度勾配の存在する領域が拡大しており、化学的浸透による圧力の減少が生じていた。また、濃度勾配が存在しない領域では圧力が一定となっていた。この期間の圧力分布と浸透圧分布は準平衡状態になっており、分子拡散による濃度変化に律速される形で圧力変化と岩石の変形が生じていた。

定数 σ モデルおよび非線形 σ モデルの計算結果から作成したタイプカーブは、実験で得られた歪挙動のうち、1 つ目の期間の収縮挙動をよく説明した。また、この期間のカーブフィッティングによって D_p および K_π の推定が可能であることが示された。

一方で、実験後期の 2 つ目の期間の歪の収縮が緩和される挙動は、定数 σ モデルは歪の収縮が緩和される速度を過小評価してしまい、よく説明することができなかった。これは反射係数の濃度依存性の影響であり、非線形 σ モデルを用いることで実験後期の 2 つ目の期間の歪挙動も説明することができた。また、最も実験結果を説明したと考えられるパラメータセットから、泥質岩の体積弾性率、浸透率、拡散係数の推定を行うことができた。

また、実験 No.2 および No.3 について、定数 σ モデルを用いたカーブフィッティングによって D_p および K_π の値を推定するとともに、実験 No.1 の非線形 σ モデルを用いた解析で

得られたパラメータを用いることで、実験 No.1-No.3 で使用した試料の物性の推定値の比較を行った。その結果、推定で得られた値は国内の新第三紀の泥質岩の物性値として妥当な値であることと、同一の岩石から作成した試料の物性値として整合的な値であることが確認できた。

7.2. 実験で得られた歪挙動

本実験で、泥質岩試料に加えた濃度差は最大で海水の半分程度であり、またその濃度差で最大 $180\mu\epsilon$ 程度と大きな収縮が確認された。ただし、今回の実験結果は室内環境で得られたものであり、直ちに原位置における化学的浸透の役割の議論に適用することは難しい。室内実験は大気圧下で行われているのに対し、原位置では地圧の影響や周囲の岩石の拘束があるため、間隙水圧の変化によって生じる変形が小さくなることが予想される。一方で、深地下の岩石は圧密が進んでおり間隙が小さくなる傾向があり、浸透率が低くなる、反射係数が大きくなるといった傾向が予想されるため、泥質岩の半透膜性の影響が大きくなることが予想される。また、今回の室内実験では NaCl の溶液を用いたが、原位置では間隙水は 1 価のイオンだけでなく、Ca などの 2 価のイオンが存在することが予想されるが、溶質が 2 価のイオンであった場合、泥質岩の反射係数は小さくなる傾向にある (Bresler, 1973)。そのほかにも、本研究で使用したコア試料は亀裂を含まないものであったと考えられ、化学的浸透とそれに伴う岩石の変形のみによって生じる現象を議論するうえで有用であったが、原位置の地層について議論する場合、微小亀裂や透水性の亀裂の影響を考慮する必要があるだろう。

今回の実験結果を単純に原位置の議論に適用することはできないものの、数理モデルで記述した現象が間隙水流動、物質移行、変形の主なメカニズムになることは変わらないと考えている。また、化学的浸透とそれに伴う変形に関して、単純な系でどのようなふるまいを示すかについての基本的な理解を得ることができたと考えており、今後の原位置などの複雑な系における化学的浸透を議論するうえで重要な役割を果たすと考えている。また、少なくとも沿岸域のような海水と淡水が存在するシステムにおいて化学的浸透によって比較的大きな変形が生じる可能性があることは示されたといっていよう。

7.3. 実験システムについて

本実験で用いた実験装置は単純な構造であり、比較的単純な実験装置を用いて岩石の半

透膜性に起因する岩石の変形などを観察することができることを示すことができた。そのため、今後化学的浸透に伴う圧力変化や岩石の変形について理解を深めることで、難透水性の堆積岩を対象とした水理試験を実用化できる可能性に期待できる。化学的浸透現象を水理試験に使用する利点としては、岩石を間隙水と濃度の異なる溶液に接触させるという簡単な操作で水理試験を実施できる点が挙げられる。また、圧力拡散や岩石の変形に関わる物性値であれば、タイプカーブの 1 つ目の期間に相当するような、比較的短時間で試験を実施できると考えられるほか、長期間の試験を実施することで、分子拡散や泥質岩の半透膜性に関する物性値の推定も可能になると期待できる。これらの発見は、今後の地圏利用における、岩石の物性の評価において有用な知見であったといえよう。

光ファイバー歪センサーを用いることで、周歪の挙動が時間的、空間的にどのように変化するかを計測することができた。周歪を多点で計測していたため、一部の計測点のデータが不安定になったとしても、その周辺の周歪挙動との空間的、時間的な連続性から全体の周歪挙動の傾向を把握することができるのは光ファイバー歪センサーを計測に用いる利点だといえる。また、実験開始直後に試料上側で生じた多孔質弾性体の挙動に起因する試料の膨張のような、局所的な小さな変形をとらえることができることも光ファイバー歪センサーの利点であるといえよう。計測結果に関して、試料の下面近傍で歪の計測値が不安定になっており、かつ実験開始からの時間経過とともに歪の計測値が不安定となる領域が拡大していた、あるいは実験 No.3 で実験開始から 100 時間程度を境に周歪の挙動が変化するという挙動がみられたものの、それ以外の領域ではおおむね時間的、空間的に連続な周歪挙動が得られていたことから、一部の領域を除いて歪の計測はうまくいっていたと考えている。

化学的浸透に関する実験全般に言えることではあるが、この実験では泥質岩内部の濃度勾配を引き起こすため、一度実験に使用したコア試料を再度使用するには、長い時間をかけてコア試料内部の濃度分布を初期値まで戻す必要があり、そのため同一の試料を用いて実験を行うことが難しい。そのため、例えば水理試験と化学的浸透実験を連続して行うことで、化学的浸透実験で得られた物性値の妥当性を評価するということが考えられる。このような研究は、例えば Takeda et al.(2014)が行っている。

今回使用した実験系には、温度変動の抑制という点と、長期的に安定した計測という点に課題あることが示された。化学的浸透に伴う岩石の変形について、長期的な挙動も含めてより詳細な議論をするためには、これらの課題を解決することが重要になると考えられる。温度変動の抑制としては、水槽を恒温槽内に設置することで温度変動を抑制することが考え

られる。

長期的に安定した計測が難しかった原因として、前述した温度変動の抑制が不十分であったことと、歪の計測手法に起因した不安定性の影響を強く受けていたことの 2 点が主に挙げられる。歪の計測手法に起因した不安定性に関して、4 章で相互相関関数の最大値が小さくなることで周波数シフト推定の誤差が生じやすくなっていたことや、時間経過とともに local RBS の形状自体が変化していたことが確認されていた。一方で、6 章での検討も考慮すると、local RBS と相互相関関数のみでは説明できない歪の計測値も確認できていた。そのため、歪の計測手法に起因する誤差への対策として、実験系の改良と、実験で得られたスペクトルから歪を推定する過程の改良という 2 つのアプローチを考えることができる。

実験系の改良という観点では、光ファイバーセンサーの貼り付けに使用する、または側面及び上面に塗布する接着剤の種類を変更することや、計測時の空間解像度や計測間隔の設定を変更することで改善できる可能性がある。あるいは、歪の計測値のシフトの影響を強く受ける領域が下面側から拡大していたことを考えると、今回用いたコア試料よりも長いコア試料を用いることで、実験結果全体に対する歪の計測値のシフトの影響を相対的に小さくすることができる可能性もある。

計測された RBS のデータ処理や周波数シフトの推定手法の改善として、例えば、周波数シフトの推定において、本研究では固定レファレンス方式と隣接レファレンス方式を比較したが、そのほかにも実験スペクトルの 2 つ前の RBS をレファレンススペクトルにする、あるいは実験中にレファレンススペクトルをもう一度取得し、実験開始からの時間に応じて異なるレファレンススペクトルを使用するなど、様々なレファレンスの取り方がありうる。また、推定された周波数シフトの信頼性を評価できるような定量的な指標を考案できれば、実験データの処理が容易になると考えられる。

また、光ファイバーを歪センサーに用いる計測手法には、分布式光ファイバー歪センサーのほかに、Bragg 式と呼ばれる手法がある（小暮ほか，2015）。分布式は光ファイバー中の密度の揺らぎによる Rayleigh 後方散乱光を計測するのにたいし、Bragg 式では光ファイバーに加工することで測定点を作成し、測定点における Rayleigh 後方散乱光を利用する。こちらの手法のほうが強度の高い信号が得られると考えられるため、これを利用することも検討できる。ただし、分布式は光ファイバー全体をセンサーとして扱うのに対し、Bragg 式は光ファイバー上の加工した地点の歪挙動を計測することになるため、計測できる歪の空間的な密度は小さくなる。

光ファイバー歪センシング自体は歪を多点で、かつ時間的に密に取得できるという点で非常に優れた手法であるため、今後も光ファイバー歪センシングを改善しつつ利用するのが化学的浸透に伴う岩石の変形を理解するうえで有用だと考えている。

7.4. 数理モデルについて

定数 σ モデルと非線形 σ モデルを用いた検討から、化学的浸透に伴う長期的な変形挙動を解析する場合や、地下の塩濃度分布が時間的に変化するような系を解析する場合は、反射係数の濃度依存性を考慮することが重要になることが示された。例えば、沿岸域における化学的浸透による圧力、歪や濃度変化に関心がある場合や、CCS や地層処分における泥質岩中の圧力変化や物質移行の解析を行う場合は、反射係数の濃度依存性を考慮する必要がある。

一方で、化学的浸透によって引き起こされる現象の比較的短期間の影響を知りたい場合は、定数 σ モデルを用いることが解析のコストなどの観点で優れていると考えられる。そのような例としては、頁岩層の掘削からケーシングまでの期間を対象とした孔壁不安定性についての検討といったものが考えられる。

今回使用した数理モデルは、変形のメカニズムとして弾性変形のみを考慮している。ただし、例えば地下の高温領域の岩石の変形や、テクトニックに強い地圧を受けるような地域では、弾性変形以外の変形メカニズムを考慮する必要があるかもしれない。また、化学的浸透に伴う圧力変化によって亀裂のずれが生じるようなケースを解析したい場合も、岩石の破壊などを考慮する必要があるだろう。また、粘土鉱物の含有量や、泥質岩が水によって飽和していない場合などでは、粘土鉱物の送還距離の変化の影響を考慮する必要がある可能性がある。これらは今後の課題としたい。

本研究を通して Bresler モデルの有用性を改めて示すことができたが、泥質岩の非線形な反射係数を Bresler モデルで表現するうえで、 b の値が必要となる。Bresler モデルは間隙を二枚平板でモデル化したものであり、 b は二枚の平板の距離の半値である。今回の検討では、既往研究の報告をもとに Bresler モデルの b の値を決定したうえで数値計算を行い、反射係数の非線形な濃度依存性が歪挙動にどのような影響を与えているかについての議論をおこなっている。この方法は、反射係数の非線形な濃度依存性の影響について議論するうえでは適切な方法であるが、 b の値も含めてフィッティングで決定することができれば、複数種の泥質岩の Bresler モデルの b の値を比較するなど、泥質岩の半透膜性についてより発展した

議論が行えると考えている。ただし、これを行うためには Poisson-Boltzmann 方程式を数値的に解きながら逆解析を行う必要があるため、非常に複雑な数値解析が必要となると考えられる。 b の値を数値的、または実験的に推定する手法が確立することができれば、泥質岩の半透膜性に関して、泥質岩の間隙で実際にどのような現象が生じているかなど、より深い議論が可能になると期待できる。

また、今回の実験では泥質岩の周歪に関して、空間的、時間的に非常に密な計測結果が得られている。そのため、数値計算で得られた間隙水圧と濃度分布との比較、あるいは間隙水圧と濃度分布を同時計測できるような実験系を作成できれば、歪の空間分布をもとに泥質岩内部の反射係数の空間分布を数値解析から得られる可能性がある。このような情報は、泥質岩の反射係数の非線形な濃度依存性の理解において極めて重要な役割を果たすと考えられる。実世界で観察されている、化学的浸透に起因すると考えられている異常間隙水圧が存在する場合は、準平衡状態になっていることが予想される。そのような場においては、濃度分布と圧力分布の計測を通じて、反射係数の非線形な濃度依存性に関する情報を得られる可能性がある。

7.5. 化学的浸透が実問題に与える影響

今回行った実験から、化学的浸透による岩石の変形を実際に確認することができた。本節では、化学的浸透現象が実問題にどのような影響を与えうるかについて簡単な考察を行う。

化学的浸透に伴う岩石の変形が、実問題に与える影響を考えるうえで、重要なことの一つは原位置においてどのような濃度分布が発生しうるかである。例えば、泥質岩の間隙水が高濃度側であった場合は泥質岩内部で圧力が増加し、有効応力の低下と岩石の膨張が生じることになる。一方で、泥質岩の間隙率が低濃度側であった場合は泥質岩内部で圧力が減少し、有効応力の増加と岩石の収縮が生じることになる。

塩水帯水層と泥質岩の遮蔽層で構成される地質構造に超臨界二酸化炭素を圧入する二酸化炭素回収貯留を例にする。この場合、貯留層の dry out によって圧入井戸近傍で円の析出や間隙水濃度の急激な増加が生じる可能性がある (Yamamoto and Doughty, 2011)。貯留層の dry out が生じると、貯留層側の間隙水が高濃度になるため、化学的浸透現象は遮蔽層側圧力の減少と有効応力の増加を引き起こし、二酸化炭素回収貯留における二酸化炭素漏出のリスクを減少させる方向に作用する。一方で、泥質岩側が高濃度になる場合は、貯留層内部で間隙水圧が増加し、同時に有効応力が減少するため、泥質岩内で亀裂を発生するなどの

形で二酸化炭素の漏出リスクが高まる可能性がある。

また、泥質岩の半透膜性がシステムに与える影響を考えるうえで、泥質岩の半透膜的な性質の強さや、力学的な物性値の値もまた重要である。反射係数が小さく、化学的浸透による圧力変化がほとんど生じない場合や、泥質岩層が十分に固結しており、亀裂が生じにくいようなケースでは、化学的浸透とそれに伴う岩石の変形の影響は小さいものとなる。

また、化学的浸透現象が亀裂などを引き起こしたと仮定して、それが実問題にどの程度の影響を与えるかを評価することも必要となる。一般的には遮蔽層に亀裂が生じることは二酸化炭素の漏出リスクを増加させるが、一方で砂岩頁岩互層を貯留層として用いている場合、頁岩層に亀裂が発生することで、鉛直方向の貯留層の連続性が増加し、二酸化炭素の貯留能力が改善されることもありうる。

以上を踏まえると、化学的浸透現象が実問題に与える影響を評価するためには、その実問題を考えるうえでどのような濃度勾配が発生しうるか、地下の物性値はどのようなになっているか、発生した影響がシステム全体にどのような影響を与えるかに分けて考える必要があるだろう。また、どのような濃度勾配が生じうるかを考えるとき、対象とする時間スケールによっては長期的な海面変動や降水パターンの変化による地下水流動システムの変化を考慮する必要がある。化学的浸透流とそれに伴う岩石の変形がシステムへ及ぼす影響を明らかにする方法の一つに、岩石に亀裂が生じやすい条件である大きな偏差応力条件下で化学的浸透による岩石の変形に関する実験を行い、実際に化学的浸透現象による変形が岩石を破壊しうるかを確認するということが考えられる。また、化学的浸透によって亀裂が生じることで、泥質岩と異濃度の溶液の接触面積の増加や、局所的な浸透率の変化が生じることが想定される。そのため、化学的浸透に伴う亀裂が発生した後にシステムがどのような挙動を示すかを数値計算などで明らかにすることも、化学的浸透が実問題に及ぼす影響を評価するうえで重要になるだろう。

8. 謝辞

本論文の作成にあたり，多くの方にご指導とご鞭撻を賜りました。指導教員である，東京大学大学院新領域創成科学研究科環境システム学専攻の徳永朋祥教授には，本研究を行うにあたって終始適切なご指導を賜りました。また，同専攻の多部田茂教授，松島潤教授，水野勝紀准教授には，副査として研究内容に様々なご助言をいただきました。公益財団法人地球環境産業技術研究機構（RITE）CO₂貯留研究グループ主席研究員の薛自求博士には，副査としての研究内容に助言をしていただくとともに，計測装置の提供や解析方法についての指導，助言をしていただきました。また，室内実験の実施にあたって RITE の三善孝之氏，朴赫氏，および研究員の方々からも指導していただきました。

ここに記して，感謝の意を表します。

9. 参考文献

- 足立忠晴, 2021, 総論 ひずみ・応力測定の基礎と概要, 機械設計, **65** (12), 6-8
- Adekunle, O. O., D. Katsuki, B. Bui, A. N. Tutuncu, 2018: An Experimental Investigation of Shale Osmotic Behavior on Geomechanical Property Alterations under Triaxial Stress State. 52nd US Rock Mechanics/ Geomechanics Symposium, Seattle, Washington, U.S., June 2018
- Aplin, A. C., and L. H. S. Macquaker, 2011, Mudstone Diversity: Origin and Implications for Source, Seal, and Reservoir Properties in Petroleum Systems, *the American Association of Petroleum Geologists*, **95**(12), 2031-2059
- Bader, S., and H. Kooi, 2005, Modelling of Solute and Water Transport in Semi-permeable Clay Membranes: Comparison with Experiments, *Advances in Water Resources*, **28**, 203-214
- Chapman, N., and A. Hooper, 2011, the Disposal of Radioactive Wastes Underground, *Proceedings of the Geologists' Association*, **123**, 46-63
- Bresler, E., 1973: Anion Exclusion and Coupling Effects in Nonsteady Transport Through Unsaturated Soils: I. Theory. *Soil Science Society of America*, **37** (5), 663-669.
- Ding, Z., C. Wang, K. Liu, J. Jiang, D. Yang, G. Pan, and T. Liu, 2018, Distributed Optical Fiber Sensors Based on Optical Frequency Domain Reflectometry: A review, *Sensors*, **18**(1072), 1-31
- Ewy, R. T., R. J. Stankovich, 2002: Shale-Fluid Interactions Measured Under Simulated Downhole Conditions. SPE/IRMS Rock Mechanics Conference, Irving, Texas, October 2002. doi: <http://doi.org/10.2118/78160-MS>.
- Fritz, S. J., 1986: Ideality of clay membranes in osmotic process: a review. *Clays and Clay Minerals*, **34** (2), 214-223.
- Fritz, S. J., I. W. Marine, 1983: Experimental support for a predictive osmotic model of clay membrane. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **47**, 1515-1522.
- Froggatt, M., and J. Moore, 1998, High-spatial-resolution Distributed Strain Measurement in Optical Fiber with Rayleigh Scatter, *Applied Optics*, **37**(10), 1735-1740.
- Gonçalvès, J., S. Violette, J. Wendling, 2004: Analytical and numerical solutions for alternative overpressuring process: Application to the Callovo-Oxfordian sedimentary sequence in the

- Paris basin, France. *Journal of Geophysical Research*, **109** B02110, doi:10.1029/2002JB002278.
- Hanshaw, B. B., E. Zen, 1965; Osmotic Equilibrium and Overthrust Faulting, *Geological Society of America Bulletin*, **76**, 1379-1387
- Ingebritsen, S. E., W. E. Sanford, and C. E. Neuzil, 2006, *Groundwater in Geologic Process 2nd Edition*, Cambridge University Press, 1-455
- Jackson, M. D., and E. Leinov, On the Validity of the “Thin” and “Thick” Double-Layer Assumptions When Calculating Streaming Currents in Porous Media, *International Journal of Geophysics*, **2012**, 12pages
- JAEA, 1999, 我が国における高レベル放射性廃棄物地層処分の技術的信頼性-地層処分研究開発第二次とりまとめ-総論レポート, 1-634
- Katchalsky, A., and P. F. Curran, 1965, Nonequilibrium Thermodynamics in Biophysics, The President & Fellows of Harvard College, (A. カチャルスキー, ピーター F. カラン, 青野修, 木原裕, 大野宏毅 (訳) (2002) 生物物理学における非平衡の熱力学, みすず書房)
- 小暮哲也, 堀内侑樹, 木下保, 西澤修, 薛自求, 松岡俊文, 2015 : 分布式光ファイバーセンサーによる静水圧環境下におけるひずみ測定. 物理探査, **68**, (1), 23-38.
- Malusis, M. A., C. D. Shackelford, J. E. Maneval, 2012: Critical review of coupled flux formulations for clay membranes based on nonequilibrium thermodynamics. *Journal of Contaminant Hydrology*, **138-139**, 40-59
- Marine, I. W., and S. J. Fritz, 1981: Osmotic model to explain anomalous hydraulic heads. *Water Resources Research*, **17** (1), 73-82
- 宮澤大輔, 真田祐幸, 木山保, 杉田裕, 石島洋二, 2011 : 幌延地域に分布する珪質岩を対象とした間隙弾性パラメータの取得と室内試験法の提案. *Journal of MMIJ*, **127**, 132-138.
- Neuzil, C. E., 1986: Groundwater flow in low-permeability environments. *Water Resources Research*, **22**, 1163-1195
- Neuzi, C. E., 2000: Osmotic generation of ‘anomalous’ fluid pressures in geological environments. *Nature*, **403**, 182-184
- Neuzil, C. E., A. M. Provost, 2009: Recent experimental data may point to a greater role for osmotic pressure in the subsurface. *Water Resources Research*, **45**, W03410, doi:10.1029/2007WR006450.

- Noy, D. J., S. T. Horseman, J. F. Harrington, P. Bossart, H. R. Fisch, 2004: An experimental and modeling of chemico-osmosis effect in the Opalinus clays of Switzerland. Mont Terri Project - Hydrogeological Synthesis, Osmotic Flow edited by Heitzmann, P.. Reports of the Federal Office for Water and Geology (FOWG), Geology Series, (6), 95-126.
- 野崎保, 1995 : 新潟県下における地滑り母岩の力学特性(後編)-原位置試験による岩盤力学特性-. 地すべり, **32** (2), 17-25.
- Nygård, R., M. Guierrez, R. K. Bratli, K. Høeg, 2006: Brittle-ductile transition, shear failure and leakage in shales and mudrocks. *Marine and Petroleum Geology*, **23**, 201-212.
- Onaisi, A., A. Audibert, M. T. Bieber, L. Bailey, J. Denis, and P. S. Hammond, 1993, X-ray Tomography Visualization and Mechanical Modelling of Swelling Shale around the Wellbore, *Journal of Petroleum Science and Engineering*, **9**, 313-329
- Pitzer, K. S., and G. Mayorga, 1973, Thermodynamics of Electrolytes. II. Activity and Osmotic Coefficients for Strong Electrolytes with One or Both Ions Univalent, *the Journal of Physical Chemistry*, **77**(19), 2300-2308
- Raifeepour, S., S. Zamiran, and M. Osta, 2020; A cost-effective chemo-thermo-poroelastic wellbore stability model for mud weight design during drilling through shale formations, *Journal of Rock Mechanics and Geotechnical Engineering*, **12**, 768-779
- Rezaeyan, A., S. A. Tabatabaei-Nejad, E. Khodapanah, M. Kamari, 2015: A laboratory study on capillary sealing efficiency of Iranian shale and anhydrite caprocks. *Marine and Petroleum Geology*, **66**, 817-828.
- 下茂道人, 山本肇, 熊本創, 2003, 亀裂を有する軟岩中の流れと移行現象に関する研究, JNC TJ8400 2003-028, 核燃料サイクル開発機構, 1-122
- Sønstebo, E. F., R. M. Holt, 2001: Brine Exposure Effects on a Tertiary North Sea shale. The 38th U. S. Symposium on Rock Mechanics (USRMS), Washington, D.C., July 2001
- 竹内圭史, 吉川敏之, 釜井俊孝, 2000, 松之山温泉地域の地質, 地域地質研究報告 (5 万分の 1 地質図幅), 地質調査所, 76p
- 竹田幹朗, 間中光雄, 平塚剛, 三好悟, 徳永朋祥, 伊藤一誠, 2013 : 堆積岩地域における化学的浸透現象の地下水流動への影響. 地学雑誌 *Journal of Geography*, **122**, (1), 192-213.
- Takeda, M., T. Hiratsuka, M. Manaka, S. Finsterle, K. Ito, 2014: Experimental examination of the relationships among chemico-osmotic, hydraulic, and diffusion parameters of

- Wakkanai mudstone. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **119**, 4178-4201.
- Wang, H. F., 2000: *Theory of Linear Poroelasticity with Applications to Geomechanics and Hydrology*, 1-266, Princeton University press.
- Wong, S. W. and W. K. Heidug, 1994 : Borehole stability in shales: A constitutive model for the mechanical and chemical effects of drilling fluid invasion, Eurock SPE/ISRM Rock Mechanics in Petroleum Engineering Conference held in Delft, The Netherlands, 29-31 August 1994
- Yamamoto, H., C. Doughty, 2011: Investigation of gridding effects for numerical simulations of CO₂ geological sequestration. *International Journal of Greenhouse Gas Control*, **5**, 975-985
- 吉田泰, 笹本広, 神徳敬, 2004, 高イオン強度条件下における活量係数補正パラメータの整備, 核燃料サイクル開発機構, 1-30
- Zhang, L., L. Costa, Z. Yang, M. A. Soto, M. Gonzalez-Herráez, L. Thévenaz, 2019: Analysis and reduction of large errors in Rayleigh-based distributed sensor. *Journal of Lightwave Technology*, **37** (18), 4710-4719