

CO₂-injeksjon i Utsiraformasjonen – et studie av CO₂/vann-kontakten og temperaturavhengige parametere

av

Paul Reidar Odeh



Master i reservoarmekanikk, petroleumsteknologi

Matematisk institutt

Universitetet i Bergen

1. Juni 2012

Forord

Jeg ønsker å takke mine veiledere, Inga Berre og Christian Hermanrud, som begge har bidratt mye med både kunnskap, tilbakemelding, råd og engasjement for oppgaven. Inga Berre har vært hovedveileder, og har med god innsikt i numeriske metoder vært en stor hjelp i utvikling av reservoarmodellen, og det språklige innholdet og oppbyggingen av oppgaven. Jeg ønsker å takke for de jevnlige møtene vi har hatt tilnærmet ukevis. Christian Hermanrud har vært bi-veileder, og har bidratt med stor kunnskap om og erfaring med det aktuelle prosjektet. Jeg ønsker å takke for engasjementet du har hatt for oppgaven gjennom hele denne perioden.

Det må også rettes en takk til medlemmene i PESTOH (the Petroleum Exploration and Storage Team Of Hermanrud), som har deltatt på flere samlinger og videokonferanser der vi har hatt nyttige samtaler og diskusjoner. Jeg vil også takke medlemmene i skrivegruppen som har gitt gode og nyttige tilbakemeldinger på ulike deler av teksten i oppgaven.

Videre må det rettes en takk til CIPR som har bidratt med arbeidssted, arbeidsstasjon og gode medstudenter. Jeg vil også takke Statoil som har gitt tilgang til datasettet vi har undersøkt, og bidratt med finansiell støtte til programvarelisens.

Venner og familie skal også ha en stor takk for støtte, oppmuntring og hjelp gjennom oppgaven. Spesielt er jeg takknemlig for all hjelpen vi har fått når vi har flyttet i løpet av den siste tiden. Det har vært en hektisk periode, men det har gått veldig bra takket være mye god hjelp.

Til slutt vil jeg takke min kjære kone som har holdt ut med en opptatt ektemann i slutten av svangerskapet. Jeg vil takke for all støtte, oppmuntring og motivasjon underveis, og at du har orket å høre mye om et fagfelt og tema som ikke er av dine aller største interesser. Den lille jenten i magen må jeg også takke, som tålmodig har ventet på at far skal bli ferdig med oppgaven før hun har kommet til verden, til tross for en termindato dagen før innleveringsfrist.

Sammendrag

Siden oppstarten i 1996 har det blitt injisert over 15 Mt CO₂ i den geologiske formasjonen Utsira ved på kommersielle CO₂-lagringsprosjektet Sleipner. Utbredelsen av CO₂ i reservoaret har blitt monitorert med tidsforløpene 3D-seismikk. Historietilpasning av reservoarmodeller med observasjoner er viktig for å forstå hvordan CO₂ strømmer i reservoaret, og derfor kunne predikere hvor CO₂ vil strømme i fremtiden, både i Utsira, men også ved andre lagringssteder. Det har vært utfordrende å få et tilfredsstillende samsvar med den observerte laterale strømmingen i numeriske simuleringer. Det eksisterer usikkerheter i blant annet temperatur og reservoargeometri som kan ha betydelig innvirkning på simuleringsresultater. Vi har i denne oppgaven undersøkt noen av årsakene til uoverensstemmelsen mellom simuleringer og observasjoner, og gitt konkrete tiltak som potensielt kan gi et bedre samsvar. Det har vi gjort i form av å undersøke datasettet nærmere og utvikle en reservoarmodell.

Ved undersøkelsen av datasettet beregnet og studerte vi CO₂/vann-kontakten i forhold til topografien. Strømmingen av CO₂ i reservoaret er hovedsakelig dominert av oppdriften, men vi oppdaget tilsynelatende ufysiske fenomener som vanskelig lar seg reprodusere i numeriske modeller. Det indikerer at usikkerhetene i den utregnede dybden på toppen av reservoaret kan ha stor effekt for strømmingen av CO₂. Konkret foreslår vi at den sørlige depresjonen i lag 8 og 9, som er innenfor usikkerhetene til den seismiske dybdekonverteringen, kan være en artefakt skapt av hastighetsvariasjoner i overbelastningen. Fremtidige simuleringer bør derfor å ta hensyn til slike usikkerheter i geometrien, da det kan gi et langt bedre samsvar med observasjonene.

Simuleringsmodellen vi utviklet er basert på endelig-element-metoden og er utarbeidet med en kommersiell programvare. To ulike temperaturscenarioer for reservoaret ble undersøkt med tilhørende tetthet- og viskositetsverdier for CO₂ og vann. Resultatet viste at ved høyere temperatur var den laterale spredningen vesentlig hurtigere, men metningen i CO₂-laget og søylen lavere. Det er fordi den reduserte viskositeten gjør at mindre metning kreves før den relative permeabiliteten blir høy nok for at CO₂ skal strømme til nye områder. I begge scenarioene var strømmingen dominert av gravitasjonen. Simuleringsverktøy som skal brukes må derfor kunne inkludere gravitasjonseffekter på strømmingen. En høyere reservoartemperatur kan gi bedre samsvar med observert strømming nordover, men må kalibreres med gravimetrimålinger. En kombinasjon av endringer i reservoargeometrien og petrofysiske parametre er sannsynligvis den beste fremgangsmåten for å få et bedre samsvar med utbredelsen av CO₂ nordover.

Vi har også trukket fram viktigheten av å benytte et vesentlig finere mesh, eller gridstørrelse, enn ved tradisjonelle reservoarsimuleringer. Kombinasjonen av reservoargeometriens rolle og de tynne lagene CO₂ befinner seg i gjør at små numeriske unøyaktigheter som følge av for grovt mesh, eller gridstørrelse, kan ha store konsekvenser på hvor CO₂ vil strømme.

Abstract

Since the start-up in 1996 over 15 Mt CO₂ have been injected in to the geological formation Utsira at the commercial CO₂ storage project Sleipner. The propagation of CO₂ in the reservoir has been monitored by time-lapse 3D seismic. History matching reservoir models with observations is important in order to understand how CO₂ flows in the reservoir, and thus be able to predict where CO₂ will flow in the future, both in Utsira and other storage locations. It has been challenging to obtain a satisfactory match with the observed lateral flow in numerical simulations. There exists uncertainties in the temperature and reservoir geometry, among other things, that can have significant impact on simulation results. In this thesis we have investigated some of the causes of the discrepancies between simulations and observations, and given concrete measures that potentially could give a better match. This we have done by investigating the data set closer and develop a reservoir model.

By investigating the data set we calculated and studied the CO₂/water contact in relation to the topography. The flow of CO₂ in the reservoir is mainly dominated by the buoyancy, but we discovered seemingly unphysical phenomenons which would be hard to reproduce in numerical models. This indicates that the uncertainties in the calculated depth of the top of the reservoir could have great effect on the flow of CO₂. Concretely we suggest that the southern depression in layer 8 and 9, which is within the uncertainty of the seismic depth conversion, could be an artifact created by velocity variations in the overburden. Future simulations should therefore take into account such uncertainties in the geometry as it could give a much better match with the observations.

The simulation model that we developed is based on the finite element method and is compiled using a commercial software. Two different temperature scenarios for the reservoir were investigated with corresponding density and viscosity values for CO₂ and water. The results showed that with higher temperature the lateral spread was significantly faster, while the saturation in the CO₂ layer and column was lower. The reason is that the reduced viscosity causes less saturation to be needed before the relative permeability becomes high enough for the CO₂ to flow into new areas. In both scenarios the flow was dominated by the gravity. Simulation tools that are going to be used must therefore be able to include gravity effects on the flow. A higher reservoir temperature could give a better match with the observed flow to the north, but must be calibrated with gravity measurements. A combination of changes in the reservoir geometry and petrophysical parameters is probably the best approach in order to get a better match with the propagation of CO₂ to the north.

We have also emphasized the importance of using a significantly finer mesh, or grid size, than in traditional reservoir simulations. The combination of the importance of the reservoir geometry and the thin layers in which CO₂ is located cause small numerical inaccuracies that are caused by a too coarse mesh, or grid size, to have a large impact on the CO₂ flow.

Innhold

1	Innledning	3
2	Utsiraformasjonen og Sleipnerprosjektet	6
2.1	Injeksjon	6
2.2	Reservoarbeskrivelse	8
2.2.1	Porøsitet og permeabilitet	8
2.2.2	Trykk og temperatur	9
2.3	4D-seismikk	11
2.3.1	Horisonter	11
2.3.2	Tuningeffekter	12
2.3.3	Pushdown	12
3	Matematisk modellering og simuleringsverktøy	14
3.1	Massekonservering	14
3.2	Darcys lov	14
3.3	Varmetransport	15
3.4	Tofasestrøm	15
3.4.1	Relativ permeabilitet	16
3.4.2	Darcys lov med globalt trykk	17
3.4.3	Masse- og energikonservering	17
3.5	Simuleringsverktøy	17
4	Tilstandsligninger og empiriske størrelser	19
4.1	Tilstandsligninger	19
4.1.1	Dynamisk viskositet til vann	19
4.1.2	Dynamisk tetthet til vann	19
4.1.3	Dynamisk viskositet til CO ₂	20
4.1.4	Dynamisk tetthet til CO ₂	20
4.2	Empiriske størrelser	24
5	CO₂/vann-kontakten	26
5.1	Beregning av CO ₂ /vann-kontakten	26
5.2	Utvalgte tverrsnitt	30
5.2.1	Tverrsnitt 1	30
5.2.2	Tverrsnitt 2	32

6	Simuleringsresultater	35
6.1	Temperaturens effekt på usikre parametere	35
6.2	Meshfinhet	39
7	Oppsummering, konklusjoner og videre arbeid	41
A	Andre simuleringsmodeller	43
A.1	Dynamisk temperaturmodell	43
A.2	Topografimodell	43

Kapittel 1

Innledning

CO₂-lagringsprosjektet på Sleipner er verdens største og lengst varende karbonfangst- og lagringsprosjekt [1]. Med oppstart i 1996 er det også verdens første industriskala lagringsprosjekt med formål om å redusere utslipp av CO₂ [18]. Det er et banebrytende tiltak, og erfaringer fra dette prosjektet vil spille en betydelig rolle med tanke på lagring av CO₂ på større og mer global skala. utfordringene prosjektet byr på er imidlertid betydelige.

Etter injeksjonsstart observerte man at utbredelsen av CO₂ i reservoaret var sterkt kontrollert av geologiske faktorer man ikke kjente til på forhånd. De tidligste datasimuleringene fra Statoil viste en nokså sirkulær utbredelse av CO₂ som ikke sammenfaller med observasjonsdataene [30]. Det er viktig å kunne predikere hvor og hvor hurtig CO₂ vil strømme i reservoaret, både for Sleipnerprosjektet og med tanke på planlegging av fremtidig lagring. Hvis det viser seg at CO₂ strømmer i områder uten forsegling, eller er på vei mot et oljereservoar i området må injeksjonen stanses. Det har derfor betydning også for hvor mye CO₂ som kan injiseres og lagringskapasiteten til reservoaret. Reservoarkarakteristikken viste seg også å være en avgjørende faktor for den praktiske lagringskapasiteten, blant annet fordi CO₂ i størst grad er strukturelt fanget, fremfor kapillært fanget i porene. I tillegg spiller reservoarkarakteristikken en viktig rolle når det gjelder områder CO₂ kan strømme til, og eventuelt lekke fra. Ved hjelp av blant annet observasjonsdataene har forbedrede simuleringsmodeller blitt utarbeidet i de senere årene, men fremdeles er det ikke oppnådd et tilfredsstillende samsvar mellom observasjoner og simuleringer.

Figur 1.1 på neste side viser simuleringsresultater fra [30] gjort i Eclipse 300, som er en tradisjonell reservoarsimulator, sammenlignet med observasjonsdataene. Denne simuleringen gjenspeiler utbredelsen av CO₂ i de sørlige områdene, men i litt for stor grad. Enda større uoverensstemmelse er det med strømmingen nordover. Figur 1.2 på neste side viser en tilsvarende simulering basert på invasion percolation, som regnes som en god approksimasjon for gravitasjonssegregering dersom viskositet ikke spiller noen rolle. Denne simuleringen fanger strømmingen nordover bedre, men klarer ikke å reprodusere den sørlige utbredelsen av CO₂. Figur 1.3 på side 5 viser simuleringsresultater fra [9] gjort i TOUGH2, som er et numerisk simuleringsprogram for blant annet flerfasestrøm i porøse medier, sammenlignet med observasjonsdata. Denne simuleringen befinner seg et sted mellom de to andre vi har nevnt over, med en noe mangelfull overensstemmelse av strømmingen både nord- og sørover, men uten å få for stor utbredelse i noen områder.

Vi har i denne oppgaven undersøkt noen av årsakene til uoverensstemmelsene mellom simuleringer og observasjonsdata, og vurdert hva som eventuelt kan gjøres for å få en bedre historietilpasning. Denne problemstillingen har vi angrepet fra to sider; ved å både undersøke datasettet nærmere og utføre simuleringer av en reservoarmodell som vi har utviklet. Som vi nevnte ovenfor er strømmingen av CO₂ sterkt kontrollert av geologiske faktorer. Ved å studere CO₂/vann-kontakten i forhold til

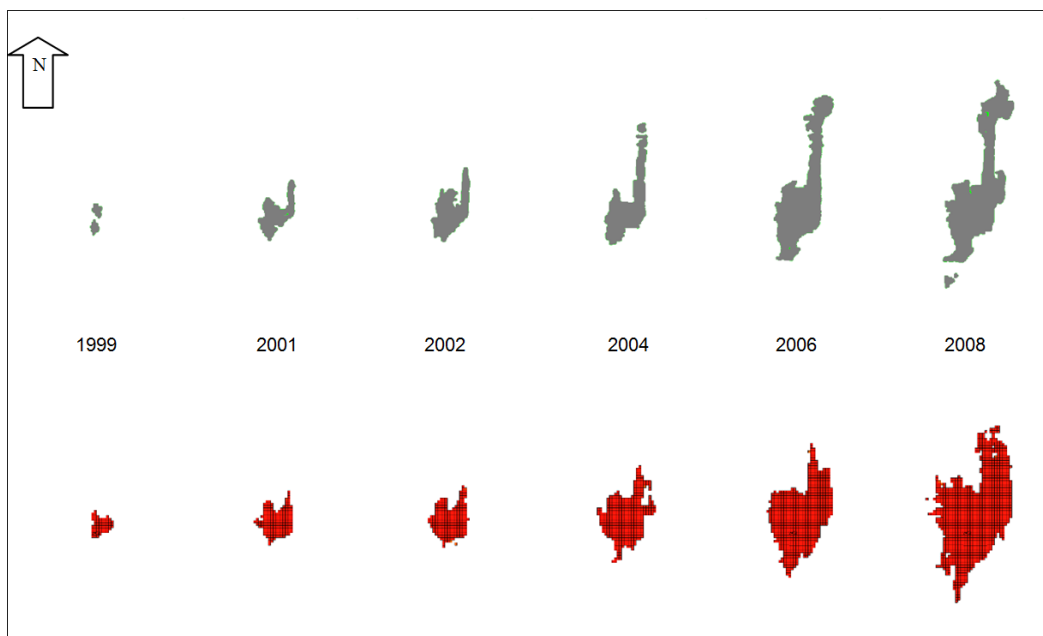
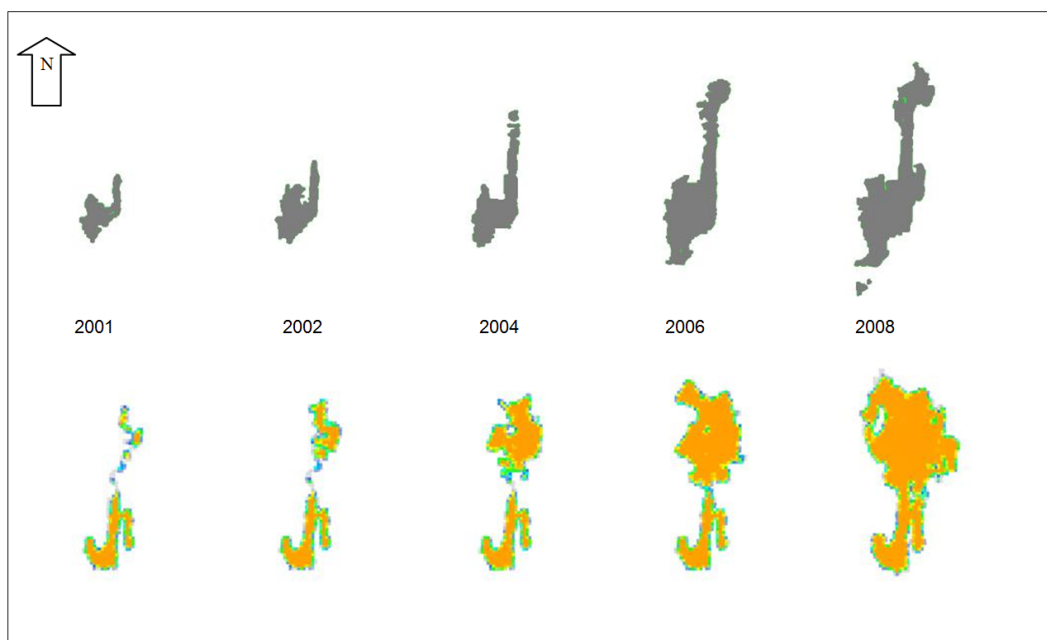
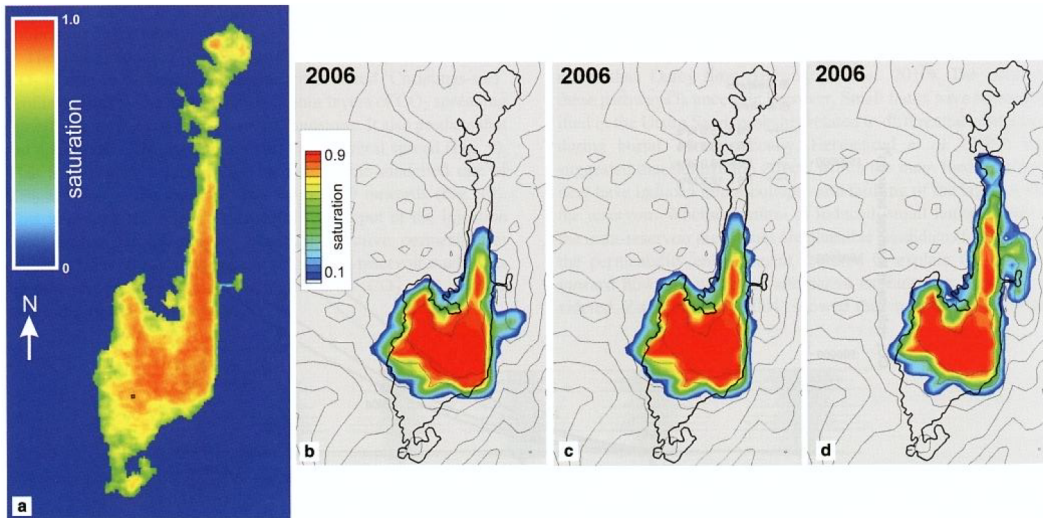


Figure 8- Eclipse 300 results with *corey* exponents of 1.0 (red) compared to the seismic data (grey).

Figur 1.1: Simuleringsresultater fra Eclipse 300 i rødt sammenlignet med seismiske data i grått. *Kilde:* [30].



Figur 1.2: Simuleringsresultater med invasion percolation i gult sammenlignet med seismiske data i grått. *Kilde:* [30].



Figur 1.3: Simuleringsresultater fra TOUGH2 med ulike permeabilitet- og temperaturverdier (b, c, d), sammenlignet med seismiske data fra 2006 (a). *Kilde:* [9].

topografien får vi et mer detaljert bilde av hvordan CO_2 strømmer gjennom reservoaret, som kan gi større innsikt i hvorfor simuleringer ikke tilfredsstillende klarer å gjenskape denne strømmingen. Det er også usikkerheter knyttet til parameterne i reservoarmodellene, blant annet på grunn av usikkerheter i reservoartemperaturen og betydning av denne da reservoaret ligger veldig nært kritisk punkt for CO_2 . Vi kan få en bedre forståelse for effekten av disse usikkerhetene ved å studere dem i vår numeriske simuleringsmodell.

Vi begynner med å gi en kort innføring i prosjektet og beskrivelse av reservoaret, samt presentere observasjonsdataene. Deretter presenterer vi ligningssystemet i reservoarmodellen vår og simuleringsverktøyet vi har valgt å bruke. Videre oppgir vi tilstandsligninger og empiriske konstanter som inngår i modellen. Til slutt kommer resultatene fra undersøkelsen av datasettet og simuleringer, samt en diskusjon av disse og forslag til videre arbeid.

Kapittel 2

Utsiraformasjonen og Sleipnerprosjektet

Utsiraformasjonen er en geologisk formasjon ca 200 km vest for Rogaland. Som Figur 2.1 viser strekker den seg mer enn 400 km fra nord til sør og mellom 50 til 100 km fra øst til vest. Sørvest i Utsiraformasjonen ligger Sleipner-området, som er en samlebetegnelse for gass- og kondensatfeltene Sleipner Øst, startet i 1993, og Sleipner Vest, startet i 1996.

Det som er spesielt med naturgassen fra Sleipner Vest er at den inneholder rundt 9 molprosent karbondioksid, som er høyere enn eksportspesifikasjonene på 2,5 molprosent [20]. Derfor må naturgassen renses før den kan sendes til kontinentet. Rundt 1 million tonn CO₂ separeres hvert år fra gassen fra Sleipner Vest, men i stedet for å slippe klimagassen ut i atmosfæren injiseres den i Utsiraformasjonen [18].

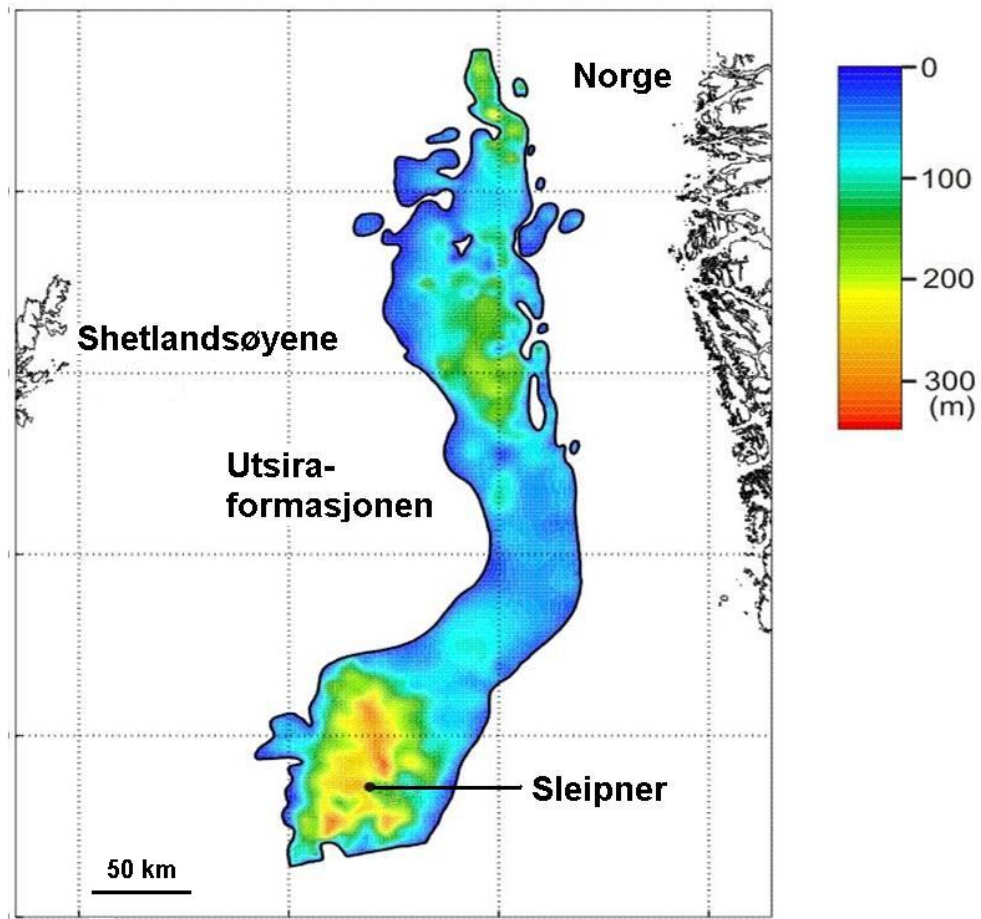
2.1 Injeksjon

Gassen fra Sleipner Vest transporteres direkte til gassbehandlingsplattformen Sleipner T via et 12 km langt rør, der CO₂ fjernes fra tørrgassen ved å tilsette den kjemiske komponenten amin [20]. Den prosesserte gassen går videre til Sleipner A for eksport, mens ekstrahert CO₂ blir komprimert og injisert i Utsiraformasjonen fra en injeksjonsbrønn på Sleipner A (Figur 2.2). Toppen av Utsiraformasjonen er ca 800-900 m i dette området, og selve formasjonen rundt 200 m tykk [10]. Injeksjonspunktet er ca. 1000 m under havoverflaten, 2,5 km øst for Sleipner A-plattformen [20].

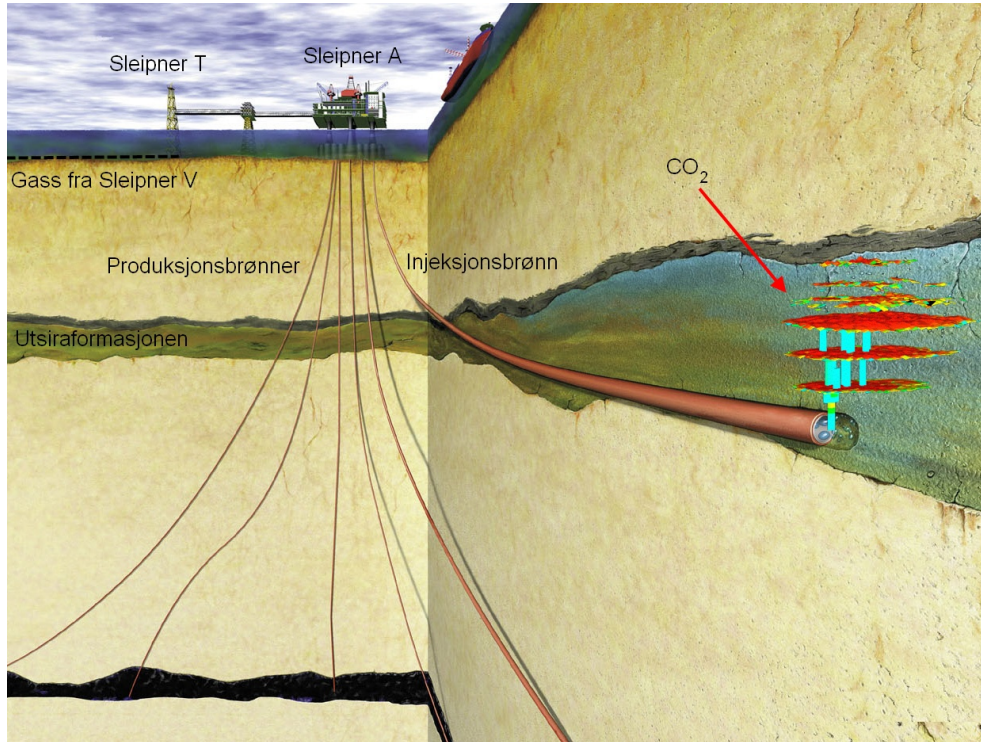
Som vi allerede har nevnt injiseres det 1 Mt CO₂ årlig. Det tilsvarer en massestrømningsrate \dot{m} på rundt 31,7 kg/s. Forholdet $\dot{m} = Av\rho$ beskriver massen med tetthet ρ som passerer et tverrsnitt med arealet A med strømningshastigheten v . Selve injeksjonsrøret har en diameter på 7", men etter den opprinnelige brønnperforeringen ble en 38 m langt seksjon re-perforert [16]. Det er derfor vanskelig å vite det nøyaktige tverrsnittet den injiserte massen strømmer ut fra. Seismikken fra området (se seksjon 2.3) antyder at injisert CO₂ initialt akkumuleres i en søyle med en diameter på rundt 40 m før den sprer seg videre i reservoaret. For å approksimere de opprinnelige forholdene har vi valgt å representere injeksjonspunktet som en sirkulær flate med en radius r på 20 m.

Vi må også gjøre noen antagelser når det gjelder tettheten til CO₂ i røret. Denne vil ikke være konstant, da både temperatur og trykk ved brønnhodet er lavere enn ved injeksjonspunktet [1, 20]. En gjennomsnittlig tetthet kan regnes ut fra temperatur- og trykkverdiene i disse ytterpunktene (se seksjon 4.1.4), og ligger på rundt 400 kg/m³. Strømningshastigheten kan da regnes ut;

$$\dot{m} = Av\rho \rightarrow v = \frac{\dot{m}}{\pi r^2 \rho},$$



Figur 2.1: Plassering og utstrekning av Utsiraformasjonen. Fargene angir formasjonstykkelsen. *Modifisert fra:* [6].



Figur 2.2: Illustrasjon av karbonfangst- og lagringsprosjektet på Sleipner. *Modifisert fra:* [6].

og kommer på $6,3 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}$. I denne oppgaven skal vi fokusere hovedsakelig på lag 9 i Utsiraformasjonen (se seksjon 2.3.1). Basert på seismiske data har man estimert injisert volum i de ulike lagene, og til sammen har ca 20 % av all injisert CO_2 havnet i lag 9 til nå. For simuleringer som gjelder dette laget kan derfor injeksjonshastigheten skaleres ned til $1,3 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}$.

2.2 Reservoarbeskrivelse

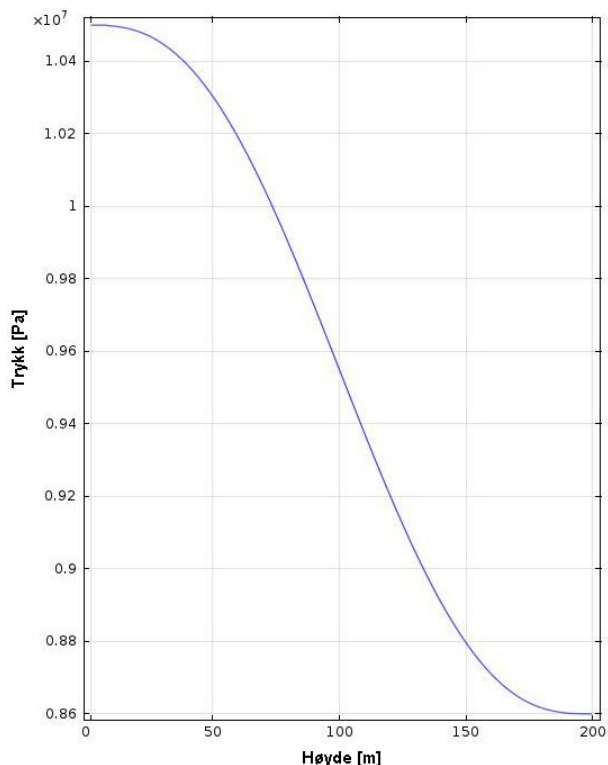
2.2.1 Porøsitet og permeabilitet

Utsiraformasjonen består for det meste av porøs sandstein, men også av en del skifer. Et porøst medium er sammensatt av fast stoff og tomrom, eller porer. Absolutt porøsitet er definert som volumet av porene delt på det totale volumet. I praktiske tilfeller er det mer hensiktsmessig å snakke om den effektive porøsiteten. Da regner man ikke med volumet av isolerte porer. Den effektive porøsiteten, ϕ , heretter bare kalt porøsitet, er da definert som volumet av sammenhengende poresystem, V_P , delt på det totale volumet, V_T :

$$\phi = \frac{V_P}{V_T}. \quad (2.1)$$

Porøsiteten er altså et dimensjonsløs tall mellom 0 og 1, men det er også vanlig å oppgi porøsiteten i prosent.

Kjerneprøver fra Utsirasanden viser at porøsiteten her er høy, med verdier fra 35-42 % [10]. Dette er i samme område som regionale porøsitetestimater som er på rundt 35-40 %. I denne oppgaven



Figur 2.3: Trykket uttrykt ved en kontinuerlig step-funksjon. Høyden tilsvarende reservoartrykkelsen, der 0 m representerer injeksjonspunktet og 200 m representerer toppen av formasjonen.

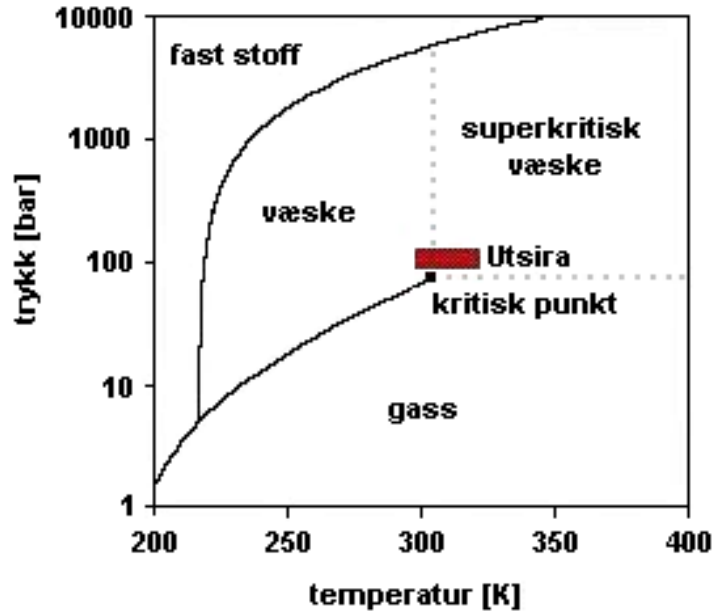
har vi valgt å bruke en porøsitet på 37 %. Porøsiteten vil ikke variere veldig mye, og er heller ikke en kritisk parameter [19].

En annen grunnleggende bergartsegenskap er permeabiliteten, definert i seksjon 3.2. Også Permeabiliteten er høy i Utsiraformasjonen og ligger mellom 1-3 D [10]. Det gjør at CO₂ vil strømme lett gjennom reservoaret og skape minimal trykkoppbygging. Observasjoner tyder på at trykket kun ligger marginalt over hydrostatiske betingelser, selv etter halvannet tiårs injeksjon i formasjonen [16]. Vi har derfor valgt å representere reservoaret med en høy gjennomstrømningsevne på 3 D.

2.2.2 Trykk og temperatur

Dersom man antar hydrostatiske betingelser før injeksjon kan trykket i reservoaret estimeres relativt godt. Gjennom kapillærtrykksundersøkelser og brønnloggingsdata er trykket regnet til 8,6 MPa i toppen av reservoaret og 10,5 MPa ved injeksjonspunktet [8]. I vår modell har vi valgt å representere denne trykkprofilen med en kontinuerlig funksjon, vist i Figur 2.3. Normalt blir trykkgradienten best tilnærmet med en lineær funksjon, men for å bedre stabiliteten i modellen har vi uttrykt den med den nevnte funksjonen, se seksjon 3.5. Valget av funksjonen vil uansett ikke påvirke resultatet i betydelig grad. På grunn av den gode strømmingsevnen i Utsiraformasjonen har trykkoppbygging tilsynelatende ikke vært et problem.

Når det gjelder temperaturprofilen i reservoaret har dette vært et tema for diskusjon på grunn av manglende brønndata og usikkerheter i eksisterende målinger [27]. Den opprinnelige profilen var



Figur 2.4: Fasediagram til CO₂ som viser at forholdene i Utsira ligger veldig nær det kritiske punktet.

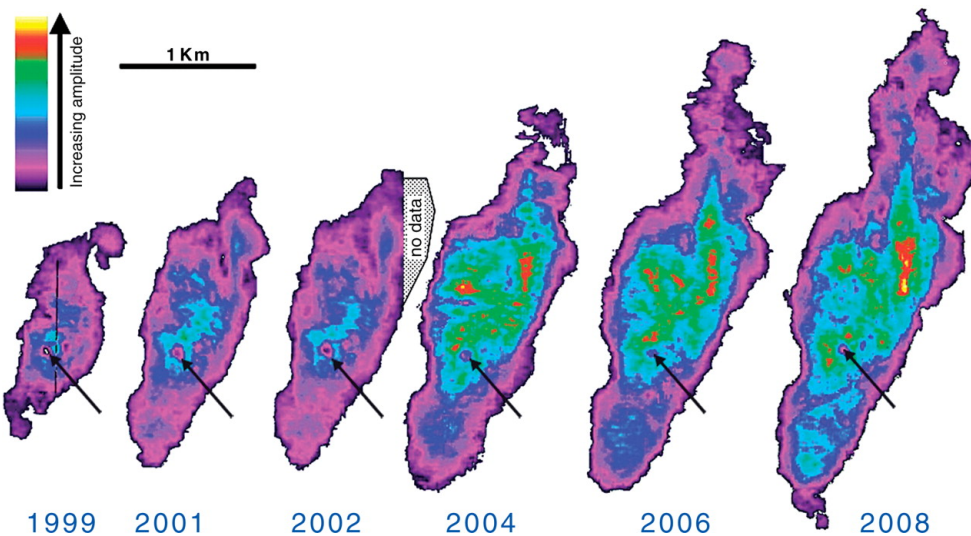
basert på en brønnmåling på 37°C 1050 muh¹ [25]. Ut fra denne målingen ble en temperaturgradient konstruert som ga 29°C ved toppen av reservoaret og 36°C ved injeksjonspunktet. Men fordi målingen ble gjort før fluidene i brønnen hadde nådd likevekt innebærer den store usikkerheter [27]. Nyere målinger fra Volve feltet har blitt brukt for å redusere disse usikkerhetene, og samstemmer bra med den opprinnelige temperaturgradienten [1]. Samtidig har en DST² ved Grane feltet blitt oppdaget som indikerer at temperaturgradienten sannsynligvis ligger 3-6 grader høyere enn dette [21]. Volve er nærmere Sleipner, og er i den sammenheng mer relevant, men målingen fra Grane viser at det er variasjoner i varmestrømmen i området, og vi kan ikke være helt trykke på den eksakte temperaturen. Tar man hensyn til at CO₂ som injiseres på Sleipner inneholder rundt 2 % metan, som vil redusere tettheten noe, tilsvarer dette en ytterligere temperaturøkning på 2,5 grader [9]. Temperaturprofilen er derfor fremdeles preget av usikkerheter.

Både temperatur- og trykkgradienten er viktige faktorer, da reservoaret ligger veldig nær det kritiske punktet for CO₂ (Figur 2.4). CO₂ som injiseres er i superkritisk fase med høyere temperatur enn formasjonstemperaturen [27]. Derfor kan små forskjeller i temperaturprofilen ha stor påvirkning på tettheten og viskositeten til CO₂ når den strømmer inn i den kaldere formasjonen.

Temperatureffektene kan approksimeres i simuleringer ved å sette konstante strømningsegenskaper, som tetthet og viskositet, i forhold til aktuelle temperaturer og sammenligne resultatene. Det kan også undersøkes dynamisk, ved å inkludere dynamiske tilstandsligninger som funksjoner av blant annet temperaturen. Temperaturprofilen kan da uttrykkes ved ulike funksjoner, på samme måte som i Figur 2.3, avhengig av temperaturintervallet man ønsker å undersøke.

¹Meter under havet.

²Drillstemtest - en brønntest som utføres med borestrengen fremdeles i brønnen.



Figur 2.5: Akkumulert total refleksjonstyrke for seismiske undersøkelser i Sleipner til og med 2008. Pilen angir injeksjonspunktet. *Kilde:* [16].

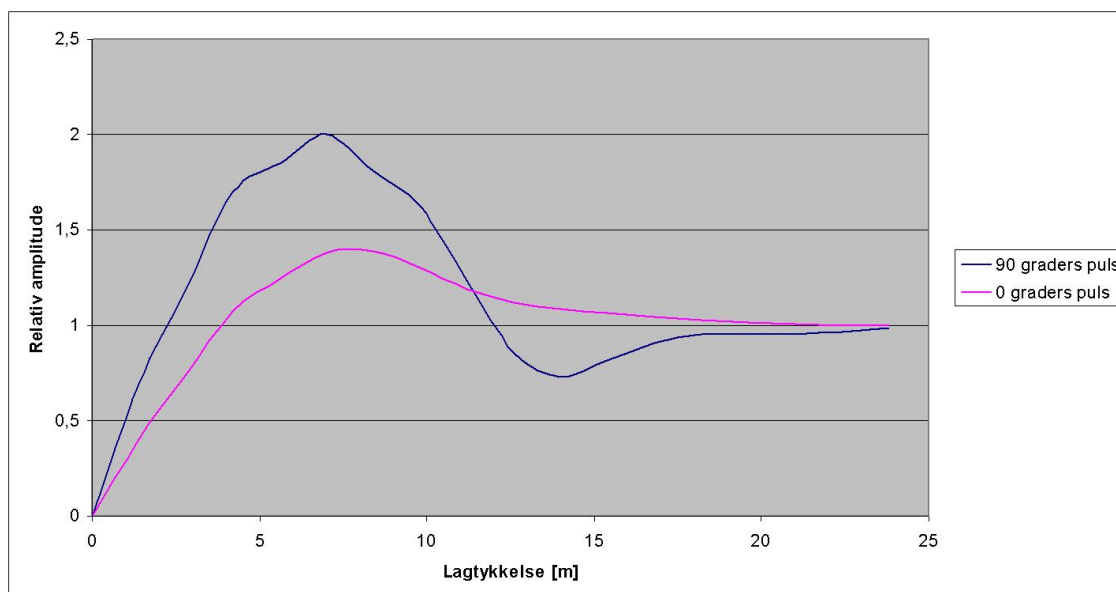
2.3 4D-seismikk

Selv om det ikke finnes in situ målinger fra Utsiraformasjonen er det likevel gjort en rekke avstandsmålinger, i form av seismiske og gravimetrisk undersøkelser. Gravimetrisk målinger ble i utgangspunktet utført for bedre å kunne fastslå tettheten til CO_2 i reservoaret, og kan i kombinasjon med seismiske undersøkelser gi en bedre forståelse for egenskapene og utbredelsen av det injiserte fluidet [27]. I denne oppgaven vil vi ikke gå nærmere inn på gravimetri, men fokusere hovedsakelig på de seismiske undersøkelsene i sammenheng med datasimuleringer. For mer informasjon om gravimetrisk undersøkelser ved Sleipnerprosjektet refereres leseren til andre kilder [1, 2, 27].

2.3.1 Horisonter

Tidsforløpene tredimensjonal seismikk kalles 4D seismikk. Den første seismiske undersøkelsen fra Utsiraformasjonen ble utført i 1994, 2 år før man begynte å injisere CO_2 . Etter injeksjonsstart i 1996 har det blitt utført 7 ytterligere seismiske undersøkelser, henholdsvis i årene 1999, 2001, 2002, 2004, 2006, 2008 og 2010 (Figur 2.5).

Når det skytes seismikk blir det returnert lydenergi fra grenseflaten mellom medier som har ulik akustisk impedans. En grenseflate som gir en tolkbar seismisk refleksjon kalles en seismisk reflektor, eller en seismisk horisont. Introduksjonen av CO_2 i Utsiraformasjonen hadde stor effekt for den seismiske refleksjonen. Før injeksjonsstart i 1994 så man moderate refleksjoner fra toppen og bunnen av reservoaret med veldig svake signaler mellom, mens allerede i 1999 viser seismikken sterke reflektorer ved en rekke nivåer i reservoaret [7]. Disse nivåene har blitt tolket som akkumulert CO_2 under tynne skiferlag. Fra seismikken etter injeksjonsstart har man klart å tolke 9 ulike horisonter, kalt lag 1-9, der lag 1 er dypest og lag 9 er grunnest, grovt illustrert i Figur 2.1 på side 7. Fra 1994 seismikken før injeksjonsstart har man bare klart å tolke to horisonter; de to øverste lagene, lag 8 og 9. Dette skyldes at mye av den interne topografien var under grensen for den seismiske oppløsningen før injisering av CO_2 [4]. Det er derfor bare for lag 8 og 9 at det er meningsfullt å sammenligne seismikken før og etter injeksjon, og undersøke topografiens påvirkning på strømmingen.



Figur 2.6: Tuningestimater fra Statoil med to wavelet som er 90 grader faseforskjøvet. De viser hvordan relativ amplitude utvikler seg i forhold til lagtykkelsen. “90 graders puls” når tuningtykkelse ved ca 6,5 meter og “0 graders puls” når tuningtykkelse ved ca 8 meter. Amplituden vil avta etter at tuningtykkelsen er nådd, selv om lagtykkelsen øker ytterligere.

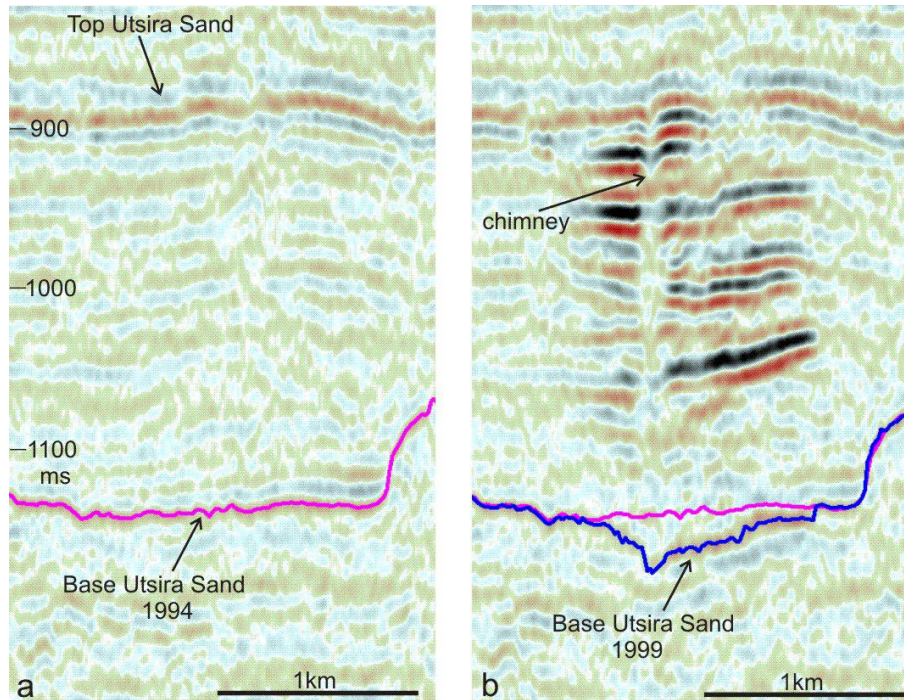
2.3.2 Tuningeffekter

Selv om tilstedeværelsen av CO_2 gir sterke reflektorer på grunn av større differanse i akustisk impedans, så er det ikke trivielt å tolke seismikken. Informasjonen som hentes ut fra refleksjonsamplitudene kan bli tvetydig dersom to eller flere reflektorer kommer nær hverandre. Refleksjonene kan virke konstruktivt eller destruktivt på hverandre, avhengig av pulsform og hastighet. Variasjonen i formen til en reflektert wavelet på bakgrunn av nære reflekterende grensesnitt kalles *tuningeffekten*. Et eksempel på hvordan refleksjonsamplituden endres med lagtykkelsen ved tuningeffekter er vist i Figur 2.6. Amplituden øker fra 0 ved 0 lagtykkelse. Maksimalt utslag kalles *tuningtykkelsen*, og avhenger av den seismiske oppløsningen. Tuningtykkelsen er en firedel av bølgelengden, som vil si at seismikken fra Sleipner gir maksimalt utslag ved en lagtykkelse på rundt 8 meter [3]. Som Figur 2.6 viser vil amplituden avta etter dette punktet, selv om lagtykkelsen øker. Når lagtykkelsen øker tilstrekkelig mye vil reflektorene ikke lenger påvirke hverandre.

Den observerte reflektiviteten til CO_2 i Utsiraformasjonen er antatt å være en konsekvens av interferensen til tynne lag. Det har blitt argumentert at denne lagtykkelsen mest sannsynlig er under tuningtykkelsen på rundt 8 meter [8]. Dersom det er tilfellet vil refleksjonsamplituden være direkte knyttet til lagtykkelsen, der større utslag tilsvarer tykkere lag, og maksimalt utslag tilsvarer tuningtykkelsen. Antagelsen om tynne lag vil gi for lav tykkelse der den reelle lagtykkelsen er nær eller over tuningtykkelsen [9].

2.3.3 Pushdown

Tilstedeværelsen av CO_2 i reservoaret produserer som sagt sterke reflektorer, men fører også til en reduksjon av seismisk hastighet som produserer en tydelig nedtrykking, eller *pushdown* av reflektorene (Figur 2.7). Som figuren viser er nedtrykkingen tydelig innad i reservoaret, men øker i omfang



Figur 2.7: a) 1994 inline som viser bunnen av Utsirasanden før CO₂ er injisert. b) 1999 inline som viser bunnen av Utsirasanden etter at CO₂ er injisert (1994-linjen er lagt til som referanse). Det er en tydelig pushdown under hovedsøylen av CO₂ (chimney). *Kilde:* [8].

dess dypere i reservoaret man kommer. Den største pushdown-effekter ser man derfor på reflektoren til bunnen av reservoaret under CO₂-søylen.

Mengden CO₂ i de tynne lagene alene kan ikke forklare en så stor pushdown, selv ved en høy tetthet [27]. For å forklare mengden pushdown som er observert kreves det lavmettet CO₂ mellom lagene, da små volumer med lav CO₂-metning produserer store mengder pushdown [8]. Lavmettet, eller diffus, CO₂ mellom lagene vil derimot ikke være synlig i reflektorene. En forsøkt forklaring på observasjonene av både tydelige reflektorer og mengden pushdown er at CO₂ hovedsakelig er inndelt i to komponenter; den ene komponenten er høymettet CO₂ som er fanget i tynne, reflektive lag, og den andre komponenten er lavmettet CO₂ som er spredd mellom lagene, men konsentrert mot den aksiale delen av søylen [7].

Vi skal undersøke det seismiske datasettet nærmere i kapittel 5, der vi også ser nærmere på og diskuterer usikkerheter.

Kapittel 3

Matematisk modellering og simuleringsverktøy

For å få større innsikt i hvorfor datasimuleringer ikke har klart å tilfredsstillende predikere den laterale utbredelsen av CO_2 i Utsiraformasjonen, skal vi lage en matematisk modell som vi kan bruke til å undersøke usikkerheter nærmere. Her skal vi presentere ligningssystemet for modellen og simuleringsverktøyet vi har brukt.

3.1 Massekonservering

En *kontinuitetsligning* uttrykker prinsippet for konservering av en mengde på differensialform [23]. Anta en kontinuumsmodell for et porøst medium. Ligningen for konservering av masse kan utledes ved å betrakte et elementært enhetsvolum til mediet og sette raten av masseøking til fluidet i volumet, $\partial(\phi\rho)/\partial t$, lik massefluksen inn i volumet, $-\nabla \cdot (\rho\mathbf{u})$ [26]. Kontinuitetsligningen uttrykkes da som

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \nabla \cdot (\rho\mathbf{u}) = 0, \quad (3.1)$$

der ρ er fluidets tetthet og \mathbf{u} er en gjennomsnittlig fluidhastighet over et volumelement av mediet. Denne størrelsen blir ofte kalt Darcyhastighet.

3.2 Darcys lov

Den franske ingeniøren Henry Darcy studerte på midten av 1800-tallet fluidstrømning gjennom porøse medier, og kom frem til en fenomenologisk ligning som senere har blitt støttet av eksperimentelle studier og teoretiske betraktninger [11]. På moderne form uttrykkes Darcys lov uten gravitasjonseffekter som

$$\mathbf{u} = -\frac{\kappa}{\mu}\nabla p, \quad (3.2)$$

der μ er fluidets viskositet og ∇p er trykkgradienten; κ er definert ved Darcys lov og kalles permeabiliteten. Størrelsen beskriver det porøse mediets evne til å la fluider strømme gjennom det. SI enheten for permeabilitet er m^2 , men den tradisjonelle enheten *darcy* (D) brukes mye da verdiene ofte er meget lave. 1 D tilsvarer ca. 10^{-12} m^2 .

Setter vi (3.2) inn i (3.1) får vi den generaliserte styrende ligningen

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \nabla \cdot \rho \left[-\frac{\kappa}{\mu} \nabla p \right] = 0. \quad (3.3)$$

Dersom vi tar hensyn til gravitasjonseffekter vil disse virke i z-retning. Darcys lov kan da enkelt modifiseres til

$$\mathbf{u} = -\frac{\kappa}{\mu} [\nabla p + \rho g \mathbf{e}_z], \quad (3.4)$$

der g er tyngdeakselerasjonen og \mathbf{e}_z er enhetsvektoren i z-retning.

3.3 Varmetransport

Termodynamikkens første lov er en versjon av energikonserveringsloven, spesialisert for termodynamiske system. Den sier at endringen i indre energi for et lukket system er lik varmen tilført systemet, minus mengden arbeid utført av systemet på dets omgivelser. Energikonserveringsloven sier at energien til et isolert system er konstant. Dersom vi skal inkludere temperatureffekter dynamisk i simuleringene ønsker vi en ligning som uttrykker termodynamikkens første lov for et porøst medium.

Anta et isotropisk medium med neglisjerbare strålingseffekter, viskøs dissipasjon og arbeid som kommer av trykkendringer. Anta videre at vi har lokal termisk likevekt, slik at det er en perfekt varmeutveksling mellom det faste stoffet, altså formasjonen, og fluidet i porene. Dersom vi antar at faseovergang ikke forekommer får vi uttrykket

$$(\rho C_p)_{eq} \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_f C_p \mathbf{u} \cdot \nabla T = \nabla \cdot (k_{eq} \nabla T) + Q_{eq}, \quad (3.5)$$

der

$$(\rho C_p)_{eq} = (1 - \phi) \rho_s C + \phi \rho_f C_p, \quad (3.6)$$

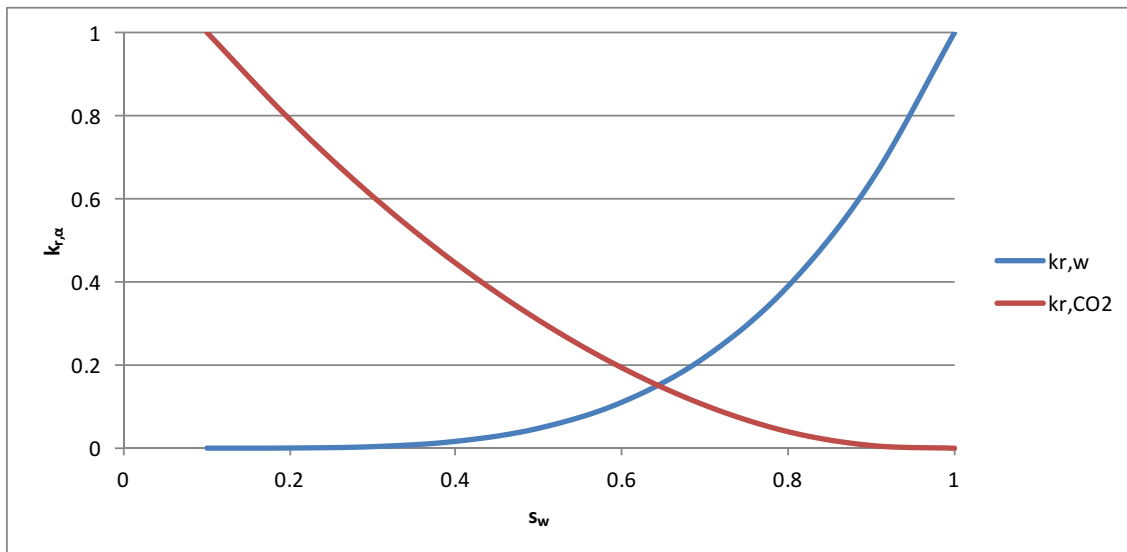
$$k_{eq} = (1 - \phi) k_s + \phi k_f, \quad (3.7)$$

henholdsvis er volumetrisk varmekapasitet og samlet konduktivitet [26]. C er spesifikk varmekapasitet for det faste stoffet, C_p er spesifikk varmekapasitet ved konstant trykk for fluidet, Q_{eq} er varmeproduksjon per enhetsvolum, k er termisk konduktivitet der s representerer formasjonen og f fluidet i porene. \mathbf{u} er fremdeles Darcy hastigheten (3.2). Ligning (3.5) er dermed et uttrykk for termodynamikkens første lov i et porøst medium.

3.4 Tofasestrøm

Til nå har vi sett på enfasestrøm, men i vår modell har vi to faser; CO_2 og vann. *Metningen*, s , er et dimensjonsløst forholdstall mellom 0 og 1 som beskriver hvor stor del av porevolumet hver fase opptar. Siden vi har massekonservering må metningsligningen alltid oppfylle relasjonen

$$s_{\text{CO}_2} + s_w = 1. \quad (3.8)$$



Figur 3.1: Relativ permeabilitet som funksjon av vannmetning.

3.4.1 Relativ permeabilitet

Permeabiliteten i (3.2) er en egenskap til det porøse mediet, altså en bergartsegenskap. I et flerfase-system innfører vi *relativ permeabilitet*, κ_r , som er definert ved relasjonen

$$\kappa_{eff,\alpha} = \kappa_{r,\alpha}\kappa, \quad (3.9)$$

der α representerer fasene CO₂ eller vann, κ_{eff} er den *effektive permeabiliteten* til hver fase og κ_r er den tilhørende relative permeabiliteten. Den effektive permeabiliteten er den virkelige permeabiliteten hver av fasene har i mediet, som alltid er lik eller mindre enn den absolutte permeabiliteten κ . Den relative permeabiliteten fungerer som en reduksjonsfaktor mellom absolutt og effektiv permeabilitet, og er en dimensjonsløs størrelse mellom 1 og 0.

For å uttrykke den relative permeabiliteten i vår modell bruker vi Brooks' og Coreys teoretiske modell fra 1964 [32]. Da blir de relative permeabilitetene

$$\kappa_{r,w} = s_e^{3+2/\lambda}, \quad (3.10)$$

$$\kappa_{r,CO_2} = (1 - s_e)^2(1 - s_e^{1+2\lambda}), \quad (3.11)$$

der λ er porestørrelsesfordelingen, s_e er effektiv vannmetning gitt som $s_e = (s_w - s_{r,w})/(1 - s_{r,w})$, med $s_{r,w}$ som residuell vannmetning. Siden reservoaret i realiteten ikke er isotropt vil den residuelle vannmetningen ikke være konstant. Den varierer mellom 0,1 og 0,3, men vil ikke være en kritisk parameter for simuleringen [19]. I vår modell derimot er reservoaret isotropt, og vi har valgt å sette $s_{r,w} = 0,1$. For å finne en verdi for λ kan man ta utgangspunkt i at modellen fra Brooks og Corey fant en sammenheng mellom kapillærtrykk, p_c , og relativ permeabilitet; p_c er proporsjonal med $s_e^{-1/\lambda}$. På bakgrunn av sentrifugemålinger på prøver fra Utsiraformasjonen oppgir [7] en formel for kapillærtrykket. Ved å tilpasse proporsjonalitetsforholdet til disse målepunktene kan vi estimere porestørrelsesfordelingen til å være $\lambda \approx 2,7$. Med disse verdiene vil den relative permeabiliteten som funksjon av vannmetningen utvikle seg som vist i Figur 3.1.

3.4.2 Darcys lov med globalt trykk

Det er mange måter å uttrykke Darcys lov for et flerfasesystem. Her har vi valgt å uttrykke den ved bruk av *globalt trykk*, som erstatter de to ukjente trykkene for hver fase med ett ukjent trykk. Kapillærtrykk inngår altså ikke i denne modellen. Fullstendig utledning og diskusjon av ligningen med globalt trykk finnes i Chavent og Jaffré (1986) [11]. Vi oppgir her bare ligningen slik den gjelder for vår modell:

$$\mathbf{u} = -\frac{\kappa}{\mu} \nabla p, \quad (3.12)$$

der μ er gitt ved

$$\frac{1}{\mu} = s_w \frac{\kappa_{r,w}}{\mu_w} + s_{CO_2} \frac{\kappa_{r,CO_2}}{\mu_{CO_2}}. \quad (3.13)$$

Gravitasjonseffekter kan inkluderes på samme måte som i ligning (3.4); Tettheten vil da være gitt ved

$$\rho = s_w \rho_w + s_{CO_2} \rho_{CO_2}. \quad (3.14)$$

3.4.3 Masse- og energikonservering

For å uttrykke kontinuitetsligningen med to faser introduserer vi et uttrykk for transport av fluidinnhold for hver fase etter samme prinsipp som i ligning (3.14). Tettheten i ligning (3.1) erstattes med $c_\alpha = s_\alpha \rho_\alpha$, der α representerer fasene CO_2 eller vann. Når vi har mer enn én fase må vi også ta hensyn til *diffusjon*, som er spredning av partikler ved tilfeldig bevegelse fra områder med høyere konsentrasjon til områder med lavere konsentrasjon. Den diffusive fluksen kan uttrykkes ved bruk av Ficks lov, som er en fenomenologisk lov, slik at uttrykket for massediffusjon blir $-\nabla \cdot (D_c \nabla c_\alpha)$, der D_c er diffusjonskonstanten [26]. Ligning (3.1) blir da for hver fase, α ,

$$\frac{\partial}{\partial t} (c_\alpha \phi) + \nabla \cdot (c_\alpha \mathbf{u}) = \nabla \cdot (D_c \nabla c_\alpha), \quad (3.15)$$

der \mathbf{u} er hastighetsfeltet for to faser, uttrykt ved globalt trykk (3.12).

Dersom temperatureffekter skal inkluderes med to faser får ikke varmeligningen (3.5) store forskjeller. ρ_f i ligning (3.5) settes lik uttrykket for ρ i ligning (3.14), og \mathbf{u} uttrykkes ved hjelp av globalt trykk (3.12). I våre simuleringer settes alltid $Q_{eq} = 0$, da varmeproduksjonen defineres ved en grensebetingelse.

3.5 Simuleringsverktøy

Som simuleringsverktøy har vi valgt å bruke COMSOL Multiphysics [14]. En av styrkene til dette programmet er muligheten til å utvide konvensjonelle modeller for en type fysikk til multifysiske modeller, og løse ligninger for koblede fysiske prosesser samtidig. Modeller kan utvikles både gjennom et grafisk brukergrensesnitt, eller ved skriptprogrammering i blant annet MATLAB. Dermed kan også personer som ikke er kjent med enkelte programmeringsspråk likevel forstå modellen og arbeide videre på den. Programvaren har innebygget støtte for flerkjerneprosessorer som reduserer regnetiden betydelig.

COMSOL Multiphysics er en kommersiell programvare, noe som innebærer både fordeler og ulemper. Fordelene er blant annet at modellene ofte er lettere tilgjengelig for nye brukere, sammenlignet med modeller som er kodet fra bunnen av, i tillegg til den medfølgende brukerstøtten. Ulempene er blant annet den økonomiske kostnaden en lisensiert programvare medfører, i tillegg til

den reduserte valgfriheten sammenlignet med en selvlaget kode. Likevel kan man løse egendefinerte partielle differensialligninger og modifisering av de ulike fysikkmodulene som er tilgjengelige.

For å løse modellene brukes *endelig-element-metoden*. Metoden går ut på å løse et partielt differensialligningsproblem med et problem som har et endelig antall ukjente parametere, altså en diskretisering av problemet. Utgangspunktet for endelig-element-metoden er en oppdeling av geometrien i små enheter med enkel form, kalt mesh-elementer. Når man har et mesh kan man introdusere approksimasjoner til de avhengige variablene. Tanken er å approksimere variablene med funksjoner som kan beskrives med et endelig antall parametere, såkalte frihetsgrader. Et løsbart ligningssystem for frihetsgradene kan genereres ved å sette inn approksimasjonen i den svake formen av ligningen. Vi skal ikke gå nærmere inn på endelig-element-metoden, da det ikke er fokuset i oppgaven. For en grundigere teoretisk gjennomgang henvises leseren til andre kilder [13, 29].

Sammen med basisprogrammet har vi også benyttet modulen for numerisk strømningsmekanikk¹. Den inkluderer også fysikk for strømming og varmeoverføring i porøse medier. Men vi har måttet modifisere det opprinnelige ligningssystemet for å inkludere blant annet gravitasjonseffekter ved tofasestrøm, da dette i utgangspunktet ikke var støttet. Det medførte en del arbeid for å få løsningen stabil. Kombinasjonen av varmeoverføring og gravitasjonskrefter har vi ikke klart å stabilisere fullstendig, og denne modellen er derfor presentert i Appendiks A. I samme appendiks har vi også presentert en modell som inkluderer den antatte reservoargeometrien, men som vi foreløpig ikke har simuleringresultater fra, da modellen krever meget stor regnekapasitet som vi ikke har hatt tilgang til i den aktuelle tidsperioden.

¹Computational fluid dynamics (CFD).

Kapittel 4

Tilstandsligninger og empiriske størrelser

I det forrige kapittelet introduserte vi en rekke størrelser og konstanter som inngår i ligningssystemet. I dette kapittelet skal vi se nærmere på disse. Tilstandsligningene for både CO₂ og vann er alle temperaturavhengige, og som vi beskrev i seksjon 2.2.2 er trykk- og temperaturverdiene i reservoaret betydelige faktorer. Vi skal beskrive disse tilstandsligningene matematisk som dynamiske størrelser før vi gjennomgår de empiriske konstantene som inngår i modellen.

4.1 Tilstandsligninger

4.1.1 Dynamisk viskositet til vann

Fra [5] har vi at viskositet til saltvann synker hurtig med økt temperatur, men er mindre påvirket av trykk. Økt salinitet øker viskositeten, men også denne økningen er temperaturavhengig. Under 250°C kan derimot trykket neglisjeres, da selv trykkverdier på 50 MPa kun øker viskositeten med noen få prosent. Den dynamiske viskositeten til saltvann i vårt trykk- og temperaturintervall kan derfor uttrykkes som en funksjon av salinitet og temperatur, $\mu_w = \mu_w(S, T)$. Den oppgitte empiriske funksjonen er

$$\mu_w(S, T) = 0,1 + 0,333S + (1,65 + 91,9S^3) \exp \left\{ - \left[0,42 (S^{0,8} - 0,17)^2 + 0,045 \right] T^{0,8} \right\}, \quad (4.1)$$

der S er vektfraksjonen til salt i kg/kg, T er temperaturen i °C og μ_w er i cP¹.

4.1.2 Dynamisk tetthet til vann

Den Internasjonale foreningen for egenskapene til vann og vanndamp² tilpasset i 1997 en ny formulering for de termodynamiske egenskapene til vann og vanndamp for industriell bruk [33]. Denne formuleringen har vi brukt som utgangspunkt for beskrivelsen av den dynamiske tettheten for vann. Den grunnleggende ligningen som oppgis er en fundamentalligning for Gibbs spesifikke frie energi, g , uttrykt i dimensjonsløs form:

$$\frac{g(p, T)}{R_w T} = \gamma(\pi, \tau) = \sum_{i=1}^{34} n_i (7,1 - \pi)^{I_i} (\tau - 1,222)^{J_i}, \quad (4.2)$$

¹1 cP = 10⁻³ Pa·s .

²The International Association of the Properties of Water and Steam (IAPWS)

der $\pi = p/(16,53 \text{ MPa})$, $\tau = (1386 \text{ K})/T$ og R_w er den spesifikke gasskonstanten for vann med verdien $0,461526 \text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$. De resterende parameterne er listet i Tabell 4.1. Ligningen er oppgitt å være gyldig over området $273,15 \text{ K} \leq T \leq 623,15 \text{ K}$ og $p \leq 100 \text{ MPa}$, altså godt innenfor temperatur- og trykkintervallet i Utsiraformasjonen. Tettheten kan da finnes fra $(\partial g/\partial p)_T = 1/\rho$, og er gitt som

$$\rho_w(p, T) = \frac{p}{R_w T \pi} \left(- \sum_{i=1}^{34} n_i I_i (7,1 - \pi)^{I_i - 1} (\tau - 1,222)^{J_i} \right)^{-1}. \quad (4.3)$$

Siden ligning (4.3) gjelder rent vann tar den ikke hensyn til vannets saltinnhold. Tetthetsforandringen som kommer av vannets salinitet kan vi gjøre rede for med den empiriske funksjonen $\Delta\rho_w$ fra [5];

$$\Delta\rho_w = S\{0,668 + 0,44S + 10^{-6}[300p - 2400pS + T(80 + 3T - 3300S - 13p + 47pS)]\} \cdot 10^3, \quad (4.4)$$

der S er saliniteten i kg/kg , T er temperaturen i $^\circ\text{C}$, p er trykket i MPa og $\Delta\rho_w$ er i kg/m^3 . Funksjonen avhenger av både salinitet, trykk og temperatur. Tettheten vil generelt øke ved høyere trykk og synke ved høyere temperatur. Den øker også ved stigende saltinnhold. Tettheten for saltvann kan da uttrykkes som $\rho_w + \Delta\rho_w$. Vi tar ikke hensyn til at tettheten påvirkes av at CO_2 løses opp i vann.

4.1.3 Dynamisk viskositet til CO_2

I [17] er viskositeten til CO_2 , μ_{CO_2} , uttrykt ved to bidrag. Det første bidraget representerer viskositeten ved det som er kalt null-tetthetsgrensen, $\mu_0(T)$, og er kun temperaturavhengig. Det andre bidraget representerer overskuddviskositeten, $\Delta\mu(\rho_{\text{CO}_2}, T)$, og er både tetthet- og temperaturavhengig. Summen av disse to bidragene gir den halvempiriske funksjonen for dynamisk viskositet for CO_2 :

$$\mu_{\text{CO}_2}(\rho, T) = \frac{1,00697\sqrt{T}}{\exp\left\{\sum_{i=0}^4 a_i (\ln T^*)^i\right\}} + d_0\rho + d_1\rho^2 + \frac{d_2\rho^6}{T^{*3}} + d_3\rho^8 + \frac{d_4\rho^8}{T^*}. \quad (4.5)$$

Her er $[\mu_{\text{CO}_2}] = \mu\text{Pa}\cdot\text{s}$, $[T] = \text{K}$, $T^* = T/251,196 \text{ K}$ og ρ er tettheten til CO_2 i kg/m^3 . Resten av parameterne som inngår er oppført i Tabell 4.2. Funksjonen er oppgitt å være gyldig over området $200 \text{ K} \leq T \leq 1500 \text{ K}$ og tettheter opp til $1400 \text{ kg}/\text{m}^3$.

4.1.4 Dynamisk tetthet til CO_2

På lignende måte som for vann tar vi utgangspunkt i en fundamentalligning når vi skal beskrive tettheten til CO_2 . I [31] er fundamentalligningen uttrykt i form av Helmholtz frie energi, A , ligning (4.6). Den består av to deler; formuleringen som beskriver idealgassdelen av Helmholtz frie energi, $\phi^{(\circ)}$, ligning (4.7), og formuleringen som beskriver residualdelen av Helmholtz frie energi, $\phi^{(r)}$, ligning (4.8). Fundamentalligningen blir da

$$\frac{A(p, T)}{RT} = \phi^{(\circ)}(\delta, \tau) + \phi^{(r)}(\delta, \tau), \quad (4.6)$$

der R er den spesifikke gasskonstanten for CO_2 med verdien $0,1889241 \text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$, δ er $\rho_{\text{CO}_2}/467,6 \text{ kg}/\text{m}^3$ og τ er $304,1282 \text{ K}/T$. Ligningen er oppgitt å være gyldig i området $216 \text{ K} \leq T \leq 1100 \text{ K}$

i	I_i	J_i	n_i
1	0	-2	0,14632971213167
2	0	-1	-0,84548187169114
3	0	0	$-0,37563603672040 \cdot 10^1$
4	0	1	$0,33855169168385 \cdot 10^1$
5	0	2	-0,95791963387872
6	0	3	0,15772038513228
7	0	4	$-0,16616417199501 \cdot 10^{-1}$
8	0	5	$0,81214629983568 \cdot 10^{-3}$
9	1	-9	$0,28319080123804 \cdot 10^{-3}$
10	1	-7	$-0,60706301565874 \cdot 10^{-3}$
11	1	-1	$-0,18990068218419 \cdot 10^{-1}$
12	1	0	$-0,32529748770505 \cdot 10^{-1}$
13	1	1	$-0,21841717175414 \cdot 10^{-1}$
14	1	3	$-0,52838357969930 \cdot 10^{-4}$
15	2	-3	$-0,47184321073267 \cdot 10^{-3}$
16	2	0	$-0,30001780793026 \cdot 10^{-3}$
17	2	1	$0,47661393906987 \cdot 10^{-4}$
18	2	3	$-0,44141845330846 \cdot 10^{-5}$
19	2	17	$-0,72694996297594 \cdot 10^{-15}$
20	3	-4	$-0,31679644845054 \cdot 10^{-4}$
21	3	0	$-0,28270797985312 \cdot 10^{-5}$
22	3	6	$-0,85205128120103 \cdot 10^{-9}$
23	4	-5	$-0,22425281908000 \cdot 10^{-5}$
24	4	-2	$-0,65171222895601 \cdot 10^{-6}$
25	4	10	$-0,14341729937924 \cdot 10^{-12}$
26	5	-8	$-0,40516996860117 \cdot 10^{-6}$
27	8	-11	$-0,12734301741641 \cdot 10^{-8}$
28	8	-6	$-0,17424871230634 \cdot 10^{-9}$
29	21	-29	$-0,68762131295531 \cdot 10^{-18}$
30	23	-31	$0,14478307828521 \cdot 10^{-19}$
31	29	-38	$0,26335781662795 \cdot 10^{-22}$
32	30	-39	$-0,11947622640071 \cdot 10^{-22}$
33	31	-40	$0,18228094581404 \cdot 10^{-23}$
34	32	-41	$-0,93537087292458 \cdot 10^{-25}$

Tabell 4.1: Parametere for utregning av dynamisk tetthet for vann.

i	a_i	d_i
0	0,235156	$0,4071119 \cdot 10^{-2} \text{ }\mu\text{Pa}\cdot\text{s}/(\text{kg}/\text{m}^3)$
1	-0,491266	$0,7198037 \cdot 10^{-4} \text{ }\mu\text{Pa}\cdot\text{s}/(\text{kg}/\text{m}^3)^2$
2	$5,211155 \cdot 10^{-2}$	$0,2411697 \cdot 10^{-16} \text{ }\mu\text{Pa}\cdot\text{s}/(\text{kg}/\text{m}^3)^6$
3	$5,347906 \cdot 10^{-2}$	$0,2971072 \cdot 10^{-22} \text{ }\mu\text{Pa}\cdot\text{s}/(\text{kg}/\text{m}^3)^8$
4	$-1,537102 \cdot 10^{-2}$	$-0,1627888 \cdot 10^{-22} \text{ }\mu\text{Pa}\cdot\text{s}/(\text{kg}/\text{m}^3)^8$

Tabell 4.2: Parametere for utregning av dynamisk viskositet for CO₂.

i	a_i	θ_i
1	8,37304456	
2	-3,70454304	
3	2,50000000	
4	1,99427042	3,15163
5	0,62105248	6,11190
6	0,41195293	6,77708
7	1,04028922	11,32384
8	0,08327678	27,08792

Tabell 4.3: Parametere for idealgassdelen av Helmholtz frie energi.

og $p \leq 800 \text{ MPa}$, godt innenfor verdiene i Utsiraformasjonen. Idealgassdelen og residualdelen er gitt ved

$$\phi^{(\circ)}(\delta, \tau) = \ln(\delta) + a_1 + a_2\tau + a_3 \ln(\tau) + \sum_{i=4}^8 a_i \ln[1 - \exp(-\tau\theta_i)], \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned} \phi^{(r)}(\delta, \tau) = & \sum_{i=1}^7 n_i \delta^{d_i} \tau^{t_i} + \sum_{i=8}^{34} n_i \delta^{d_i} \tau^{t_i} e^{-\delta c_i} + \sum_{i=35}^{39} n_i \delta^{d_i} \tau^{t_i} e^{-\alpha_i(\delta-\epsilon_i)^2 - \beta_i(\tau-\gamma_i)^2} \\ & + \sum_{i=40}^{42} n_i \Delta^{b_i} \delta e^{-C_i(\delta-1)^2 - D_i(\tau-1)^2}. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Parameterne i ligning (4.7) er oppgitt i Tabell 4.3, parameterne i ligning (4.8) er oppgitt i Tabell 4.1.4, der $\Delta = \left\{ (1-\tau) + A_i [(\delta-1)^2]^{1/(2\beta_i)} \right\}^2 + B_i [(\delta-1)^2]^{a_i}$.

Fra Helmholtz frie energi energi og dens partiellderiverte kan man bestemme andre termodynamiske egenskaper. Et uttrykk for trykket, $p = p(\rho_{CO_2}, T)$, er gitt i [24]:

$$p = \rho_{CO_2} RT \left[1 + \delta \left(\frac{\partial \phi^{(r)}}{\partial \delta} \right)_{\tau} \right]. \quad (4.9)$$

Den partiellderiverte av residualdelen er oppgitt i [31] som

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial\phi^{(r)}}{\partial\delta}\right)_\tau &= \sum_{i=1}^7 n_i d_i \delta^{(d_i-1)} \tau^{t_i} + \sum_{i=8}^{34} n_i e^{-\delta c_i} \left[\delta^{(d_i-1)} \tau^{t_i} (d_i - c_i \delta^{c_i}) \right] \\
&+ \sum_{i=35}^{39} n_i \delta^{d_i} \tau^{t_i} e^{-\alpha_i(\delta-\epsilon_i)^2 - \beta_i(\tau-\gamma_i)^2} \left[\frac{d_i}{\delta} - 2\alpha_i(\delta - \epsilon_i) \right] \\
&+ \sum_{i=40}^{42} n_i \delta \Delta^{b_i} e^{-C_i(\delta-1)^2 - D_i(\tau-1)^2} \left[\frac{1}{\delta} - 2C_i(\delta - 1) + \frac{b_i}{\Delta} \left(\frac{\partial\Delta}{\partial\delta} \right) \right], \quad (4.10)
\end{aligned}$$

der $\frac{\partial\Delta}{\partial\delta} = (\delta - 1) \left\{ \frac{2A_i}{\beta_i} \left((1 - \tau) + A_i \left[(\delta - 1)^2 \right]^{1/(2\beta_i)} \right) \left[(\delta - 1)^2 \right]^{1/(2\beta_i)-1} + 2B_i a_i \left[(\delta - 1)^2 \right]^{a_i-1} \right\}$, med resten av parameterne oppført i Tabell 4.1.4. Siden δ er en funksjon av tettheten er det ikke mulig å løse ligning 4.9 med hensyn på ρ_{CO_2} analytisk. Derimot kan 4.9 brukes til å lage en tabell innenfor det aktuelle trykk- og temperaturintervallet med tilhørende tetthetsverdier. Ved en akseptabel oppløsning på tabellen kan man finne tettheten til CO_2 for en gitt temperatur- og trykkverdi, $\rho_{CO_2} = \rho_{CO_2}(p, T)$, ved å interpolere mellom punktene.

i	n_i	d_i	t_i	
1	0,38856823203161·10 ⁰	1	0,00	
2	0,29385475942740·10 ¹	1	0,75	
3	-0,55867188534934·10 ¹	1	1,00	
4	-0,76753199592477·10 ⁰	1	2,00	
5	0,31729005580416·10 ⁰	2	0,75	
6	0,54803315897767·10 ⁰	2	2,00	
7	0,12279411220335·10 ⁰	3	0,75	
i	n_i	d_i	t_i	c_i
8	0,21658961543220·10 ¹	1	1,50	1
9	0,15841735109724·10 ¹	2	1,50	1
10	-0,23132705405503·10 ⁰	4	2,50	1
11	0,58116916431436·10 ⁻¹	5	0,00	1
12	-0,55369137205382·10 ⁰	5	1,50	1
13	0,48946615909422·10 ⁰	5	2,00	1
14	-0,24275739843501·10 ⁻¹	6	0,00	1
15	0,62494790501678·10 ⁻¹	6	1,00	1
16	-0,12175860225246·10 ⁰	6	2,00	1
17	-0,37055685270086·10 ⁰	1	3,00	2
18	-0,16775879700426·10 ⁻¹	1	6,00	2
19	-0,11960736637987·10 ⁰	4	3,00	2
20	-0,45619362508778·10 ⁻¹	4	6,00	2
21	0,35612789270346·10 ⁻¹	4	8,00	2
22	-0,74427727132052·10 ⁻²	7	6,00	2
23	-0,17395704902432·10 ⁻²	8	0,00	2
24	-0,21810121289527·10 ⁻¹	2	7,00	3
25	0,24332166559236·10 ⁻¹	3	12,00	3
26	-0,37440133423463·10 ⁻¹	3	16,00	3
27	0,14338715756878·10 ⁰	5	22,00	4

28	$-0,13491969083286 \cdot 10^0$	5	24,00	4				
29	$-0,2315122505348 \cdot 10^{-1}$	6	16,00	4				
30	$0,12363125492901 \cdot 10^{-1}$	7	24,00	4				
31	$0,21058321972940 \cdot 10^{-2}$	8	8,00	4				
32	$-0,33958519026368 \cdot 10^{-3}$	10	2,00	4				
33	$0,55993651771592 \cdot 10^{-2}$	4	28,00	5				
34	$-0,30335118055646 \cdot 10^{-3}$	8	14,00	6				
<i>i</i>	<i>n_i</i>	<i>d_i</i>	<i>t_i</i>	<i>α_i</i>	<i>β_i</i>	<i>γ_i</i>	<i>ε_i</i>	
35	$-0,21365488688320 \cdot 10^3$	2	1,00	25	325	1,16	1,00	
36	$0,26641569149272 \cdot 10^5$	2	0,00	25	300	1,19	1,00	
37	$-0,24027212204557 \cdot 10^5$	2	1,00	25	300	1,19	1,00	
38	$-0,28341603423999 \cdot 10^3$	3	3,00	15	275	1,25	1,00	
39	$0,21247284400179 \cdot 10^3$	3	3,00	25	275	1,22	1,00	
<i>i</i>	<i>n_i</i>	<i>a_i</i>	<i>b_i</i>	<i>β_i</i>	<i>A_i</i>	<i>B_i</i>	<i>C_i</i>	<i>D_i</i>
40	$-0,66642276540751 \cdot 10^0$	3,500	0,875	0,300	0,700	0,3	10,0	275
41	$0,72608632349897 \cdot 10^0$	3,500	0,925	0,300	0,700	0,3	10,0	275
42	$0,55068668612842 \cdot 10^{-1}$	3,000	0,875	0,300	0,700	1,0	12,5	275

Tabell 4.1.4: Parametere for residualdelen av Helmholtz frie energi.

4.2 Empiriske størrelser

Av de empiriske konstantene skal vi begynne med diffusjonskonstanten, D_c fra ligning (3.15). I utgangspunktet er diffusjonskonstanten avhengig av blant annet temperatur. I [34] ble diffusjonskonstanten for CO_2 i vann målt ved ulike temperaturer, og økte fra $2,20 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ til $2,93 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ ved en temperaturøkning fra $30 \text{ }^\circ\text{C}$ til $40 \text{ }^\circ\text{C}$, sett bort fra usikkerheter. Ut fra disse verdiene ser man at diffusjon er en meget sakte prosess. Som en illustrasjon vil den høyeste av de ovennevnte verdiene gi en spredning på tilnærmet 0,3 meter i løpet av et år. Strømningen vil altså domineres av konveksjonen. Derfor velger vi å angi D_c som en numerisk konstant med verdi $2,5 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$. Det gjør også at vi kan ta hensyn til diffusjon når det simuleres uten temperatureffekter.

De resterende empiriske konstantene er oppgitt i Tabell (4.5). Vi har også tatt med størrelser gjennomgått tidligere, som porøsitet, permeabilitet for bedre oversikt. Vi inkluderer også relativ permeabilitet og tilstandsligningene beskrevet ovenfor, da samtlige av disse er basert på empiriske sammenhenger.

Symbol	Navn	Verdi/funksjon	Enhet	Kilde
ϕ	Porøsitet	0,37	1	[10]
κ	Permeabilitet	$2,96 \cdot 10^{-12}$	m ²	[10]
S	Salinitet	0,035	kg/kg	[19]
ρ_s	Tetthet sandstein	$2,65 \cdot 10^3$	kg/m ³	[35]
C	Spesifikk varmekapasitet	$9,2 \cdot 10^2$	J/(kg·K)	[2]
k_s	Termisk konduktivitet	2	W/(m·K)	[12]
D_c	Diffusjon	$2,5 \cdot 10^{-9}$	m ² /s	[34]
μ_w	Viskositet vann	$\mu_w(S, T)$	Pa·s	[5]
μ_{CO_2}	Viskositet CO ₂	$\mu_{CO_2}(\rho_{CO_2}, T)$	Pa·s	[17]
ρ_w	Tetthet vann	$\rho_w(p, T, S)$	kg/m ³	[33, 5]
ρ_{CO_2}	Tetthet CO ₂	$\rho_{CO_2}(p, T)$	kg/m ³	[31]
$k_{r,w}$	Relativ permeabilitet vann	$k_{r,w}(s_w)$	1	[32]
k_{r,CO_2}	Relativ permeabilitet CO ₂	$k_{r,CO_2}(s_w)$	1	[32]

Tabell 4.5: En oppsummering av de empiriske sammenhengene.

Kapittel 5

CO₂/vann-kontakten

Før vi begynner å simulere ønsker vi å se nærmere på datasettet simuleringene sammenlignes med, som er de seismiske undersøkelsene vi introduserte i seksjon 2.3. Siden det er noe usikkerhet knyttet til den eksakte temperaturprofilen i reservoaret og i hvor stor grad dette har påvirket strømmingen av CO₂, kan det være nyttig å studere CO₂/vann-kontakten nærmere. Formen på kontakten kan gi en indikasjon på hvilken fase CO₂ befinner seg i og hvor godt den strømmer gjennom reservoaret. Jo nærmere CO₂ befinner seg gassfasen, jo bedre vil gjennomstrømningsevnen være. En flat kontakt indikerer bedre gjennomstrømningsevne enn en buet kontaktflate. Men siden permeabiliteten i utgangspunktet er relativt høy, er det begrenset hvor buet kontaktflate vi kan forvente oss. Vi ønsker også å se hvordan CO₂ har migrert i forhold til topografien, der CO₂ er forventet å være hovedsakelig strukturelt fanget.

5.1 Beregning av CO₂/vann-kontakten

Vi kan beregne CO₂/vann-kontakten ut fra det seismiske datasettet. For de seismiske målingene som ble gjort før injeksjonsstart kan amplitudene konverteres til dyp ved en tid/dybde-konvertering, ved å anta en konstant lydhastighet gjennom reservoarets overbelastning. Formelen vi bruker er

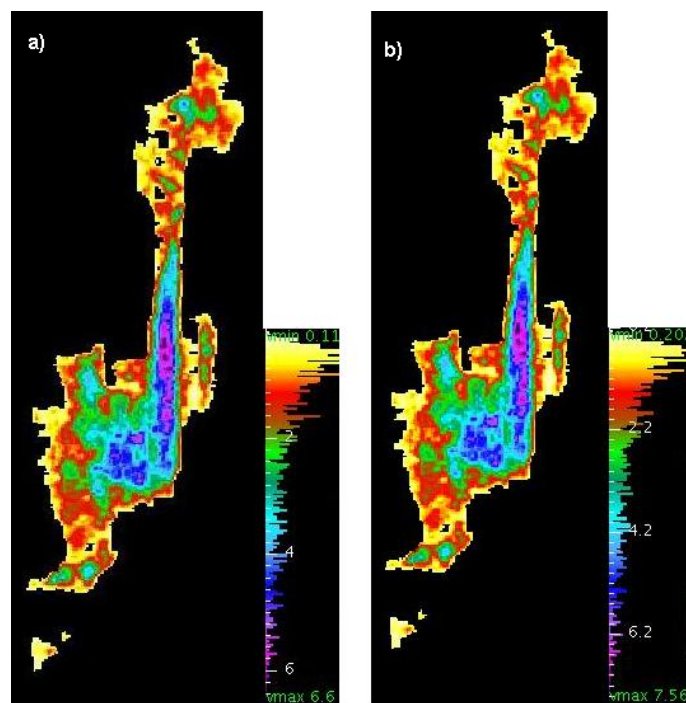
$$z = 1,025t - 100, \quad (5.1)$$

der z er den utregnede dybden i meter for de respektive skiferlagene med amplitudekart t . Det var kun de to øverste lagene, lag 8 og 9, som kunne tolkes ut fra 1994-seismikken, som ble gjort før man injiserte CO₂ i reservoaret. Derfor er det bare for disse to lagene vi skal studere CO₂/vann-kontakten.

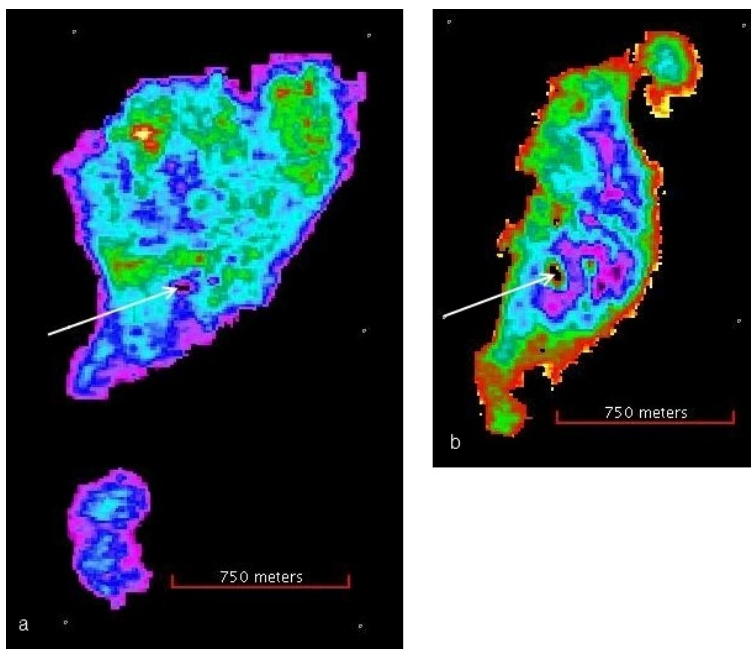
For de seismiske dataene etter injeksjonsstart må vi gjøre noen flere antagelser. En av de grunnleggende antagelsene er at horisontene i datasettet består av tynne lag på maksimalt 8 meter, som vi beskrev i seksjon 2.3.2 om tuningeffekter. Da kan vi bruke tuningestimatet for “0 graders puls” fra Figur 2.6 på side 12, ved å finne et uttrykk for den inverse funksjonen frem til tuningtykkelsen på 8 meter. Den inverse funksjonen til dette punktet kan tilnærmes til

$$l = 3,20x^2 + 0,77x + 0,21, \quad (5.2)$$

der l er den utregnede lagtykkelsen i meter og x er relativ amplitude for de respektive horisontene med verdier mellom 0 og 1,4. Vi kunne også brukt tuningestimatet for en wavelet som er 90 grader faseforskjøvet (“90 graders puls” fra Figur 2.6 på side 12), men forskjellen i resultatet er uansett ikke stor, som vist på Figur 5.1. Formel (5.2) gjelder som sagt for relative amplituder med maksimal verdi på 1,4. Vi antar at høyeste amplitude for hver horisont tilsvarer tuningtykkelsen, og skalerer



Figur 5.1: Sammenligning av utregnet lagtykkelse fra 2008-seismikken til lag 9 utregnet på bakgrunn av de to tuningestimaterne vist i Figur 2.6. Resultatet er nærmest identisk, på tross av at estimatene er basert på to wavelet som er 90 grader faseforskjøvet. Amplituden som ga tykkelsen i a) er skalert til relativ amplitude med maksimum 2, og amplituden som ga tykkelsen i b) er skalert til relativ amplitude med maksimum 1,4. Det er metoden for b) vi har brukt for å beregne CO₂/vann-kontakten videre for å ta hensyn til størst mulig lagtykkelse.



Figur 5.2: Hvit pil peker på sirkulært område med lave amplituder som vil gi feilaktig liten lagtykkelse ved omregning. Artefakten er tilstede i flere av lagene fra de ulike årene. a) Amplitudekart for horisont 8 fra 2010. b) Amplitudekart for horisont 5 fra 1999.

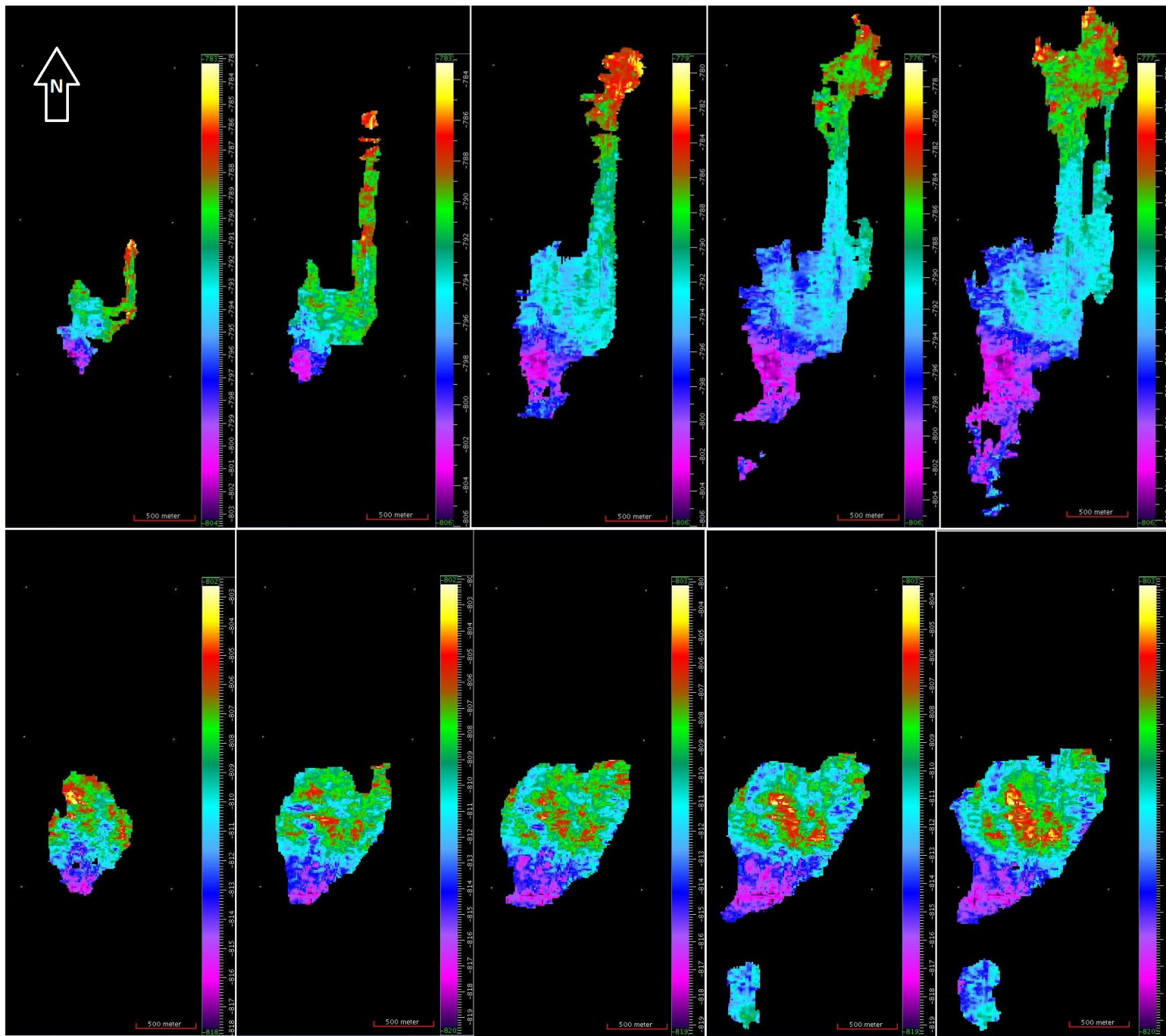
amplitudekartene slik at de møter dette kriteriet. Ved å legge lagtykkelsen (5.2) til dybden for laget (5.1) kan man regne ut dybden på CO_2/vann -kontakten. For et amplitudekart a blir ligningssystemet

$$\begin{aligned} x &= \frac{a}{F}, \\ l &= 3,2x^2 + 0,77x + 0,21, \\ z &= 1,025t - 100, \\ d &= l + z, \end{aligned}$$

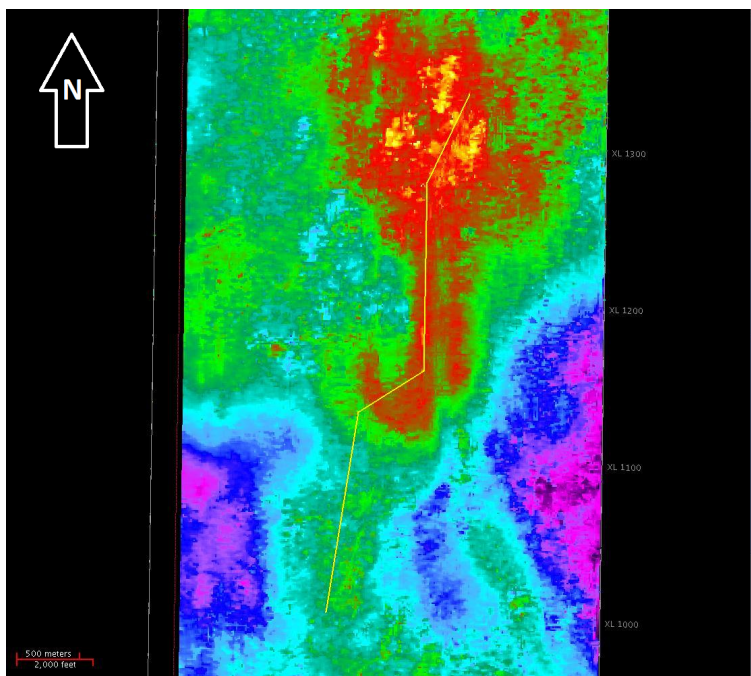
der F er en skaleringsfaktoren for å få relative amplituder innenfor gyldighetsområdet, d er utregnet dybde for CO_2/vann -kontakten og t er amplitudekartet for det tilsvarende laget fra 1994, som er uten CO_2 .

De beregnede CO_2/vann -kontaktene for lag 8 og lag 9 er vist i Figur 5.3 på neste side. For å unngå ytterligere usikkerheter har vi utelatt de seismiske undersøkelsene fra 1999 og 2002, da det ikke finnes noen nyere prosessering av disse datasettene, og amplitudeintervallene viser stor variasjon fra de andre årene.

En usikkerhet som er synlig fra refleksjonsamplitudene er en artefakt som påvirker mesteparten av lagene. Lave seismiske amplituder fra disse artefaktene vil gi feilaktig lav lagtykkelse når den skaleres direkte fra refleksjonsamplitudene [8]. Et eksempel fra ulike lag og datasett er vist i Figur 5.2. Artefaktene manifesterer seg som en sirkel der en kant med høy tykkelse omringer et område med nærmest null tykkelse, som en kan se på flere av horisontene i Figur 5.3. Dette kan korrigeres ved en glatt interpolasjon over områdene, men det er unødvendig så lenge vi unngår å studere CO_2/vann -kontakten der artefakten forekommer.



Figur 5.3: Utregnet dybde for CO₂/vann-kontakten for lag 9 øverst og lag 8 nederst for årene (fra venstre til høyre): 2001, 2004, 2006, 2008 og 2010. Vær oppmerksom på at fargekartet er individuelt for hver horisont, men størrelsesforholdet er likt.



Figur 5.4: Gul linje viser hvor tverrsnitt 1 er plassert i forhold til toppen av Utsiraformasjonen.

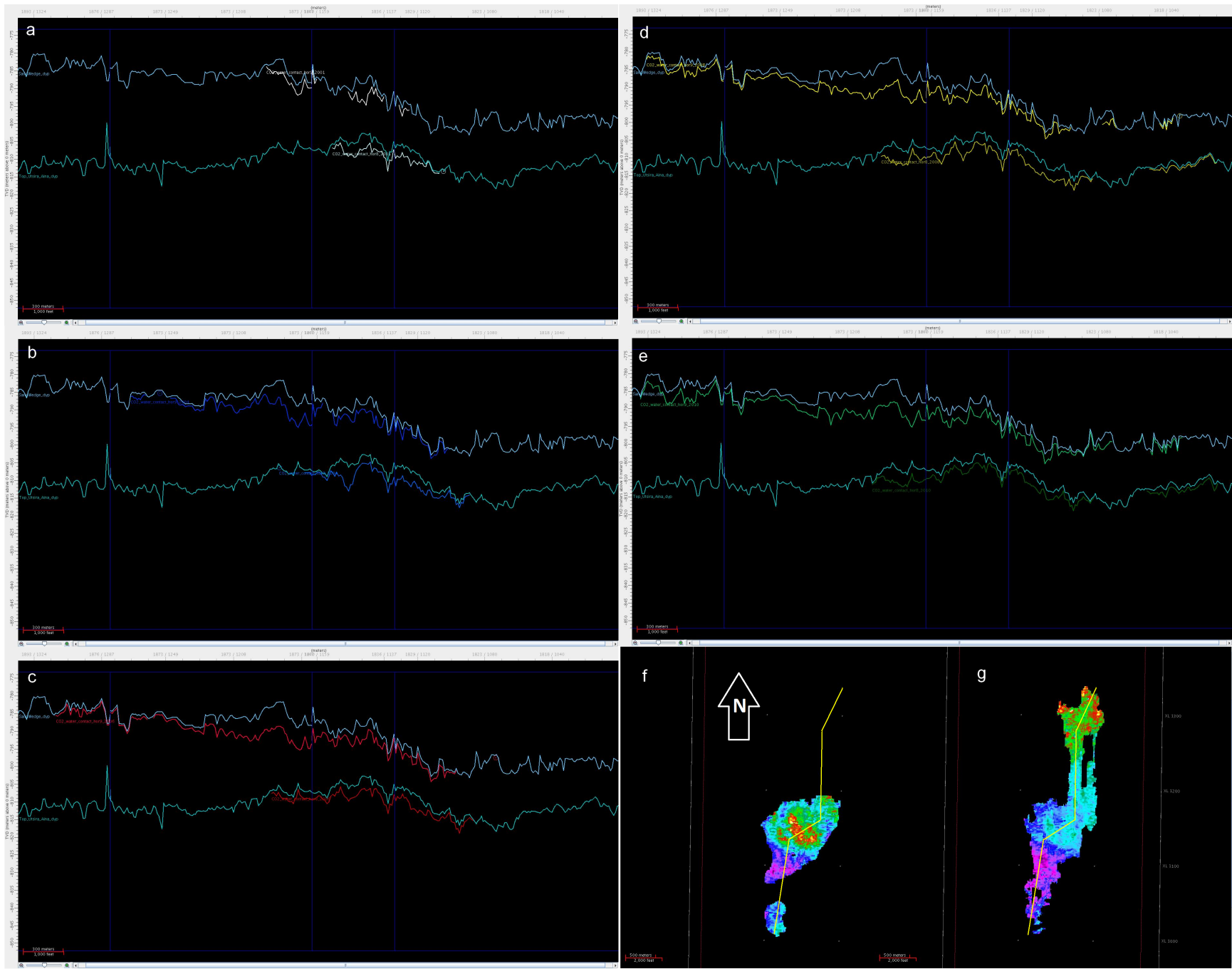
5.2 Utvalgte tverrsnitt

CO₂/vann-kontakten ble studert nærmere ved ulike tverrsnitt som førte til noen ikke ventede oppdagelser. Disse skal vi presentere i form av to utvalgte tverrsnitt som illustrerer oppdagelsene.

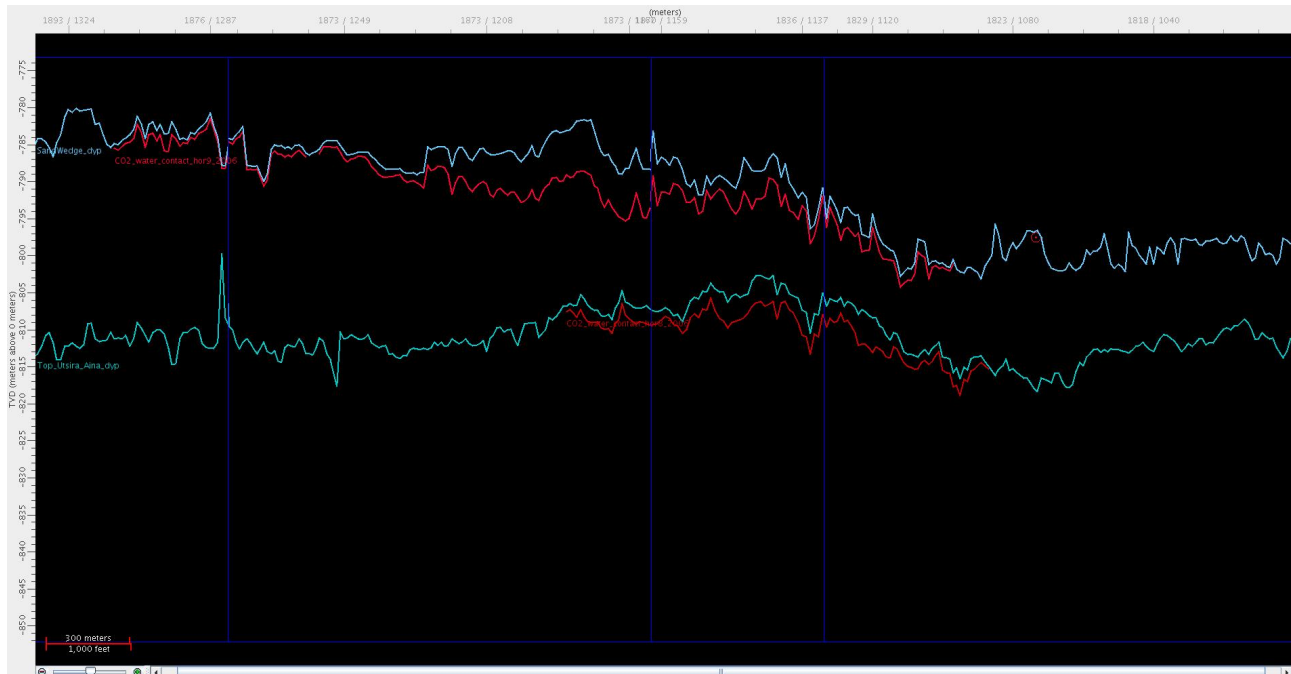
5.2.1 Tverrsnitt 1

Plasseringen av det første tverrsnittet er vist på Figur 5.4. Det går gjennom Utsiraformasjonen fra nord til sør og passerer de fleste områdene hvor CO₂ befinner seg i både lag 8 og 9. Figur 5.5 på neste side viser en oversikt over CO₂/vann-kontakten for lag 8 og 9 i forhold til topografien. Linjene som går helt ut til kantene representerer toppen av reservoaret og seglet over lag 8. Linjene under viser kontakten for de ulike årene. Disse tverrsnittene åpenbarer noe som ikke kommer frem av oversiktsbildene (Figur 5.3 på forrige side). Både for lag 8 og 9 ser vi tilsynelatende vesentlige svingninger i topografien uten at CO₂ fyller opp strukturene. I noen tilfeller er dette spesielt åpenbart, som i Figur 5.6 på side 32 der topografien svinger fra 791 muh opp til 782 muh, ned til 788 muh og opp igjen til 780 muh i løpet av en 300 m lang strekning. I stedet for at CO₂ samles i de strukturelle fellene som en følge av oppdriften, følger den heller topografien hele strekningen med en lagtykkelse på under 1 m. Siden strømmingen i stor grad er dominert av gravitasjonskraften er dette en spesiell observasjon som det vil være vanskelig å gi en fysisk forklaring på med tanke på den lave trykkoppbyggingen og gode permeabiliteten vi har i reservoaret. Det vil også være vanskelig å reproducere et slikt resultatet i en fysikkbasert simulering uten å øke lagtykkelsen i området. Mest sannsynlig kommer disse svingningene av usikkerheter i topografien.

Det er to faktorer vi vil trekke frem som kan føre til slike usikkerheter. Den første er bruken av automatiserte verktøy ved tolkning av horisontene. Slike verktøy er utrolig nyttige, men kan fort føre til de skarpe svingningene som resultatene viser. For å bekrefte eller avkrefte hvor mye av svingningene som skyldes dette må de aktuelle horisontene undersøkes mer detaljert.



Figur 5.5: Tverrsnittet fra Figur 5.4 som viser CO₂/vann-kontakten til lag 9 og 8 i forhold til topografien for årene a) 2001, b) 2004, c) 2006, d) 2008, e) 2010. Nord er til venstre på tverrsnittfigurene, mens sør er til høyre. f) Gul linje viser hvor tverrsnittet går for lag 8 (2010). g) Gul linje viser hvor tverrsnittet går for lag 9 (2010).



Figur 5.6: Et nærbilde av Figur 5.5 c) som viser CO₂/vann-kontakten i forhold til topografien beregnet fra 2006 datasettet. Nord er til venstre på figuren, mens sør er til høyre.

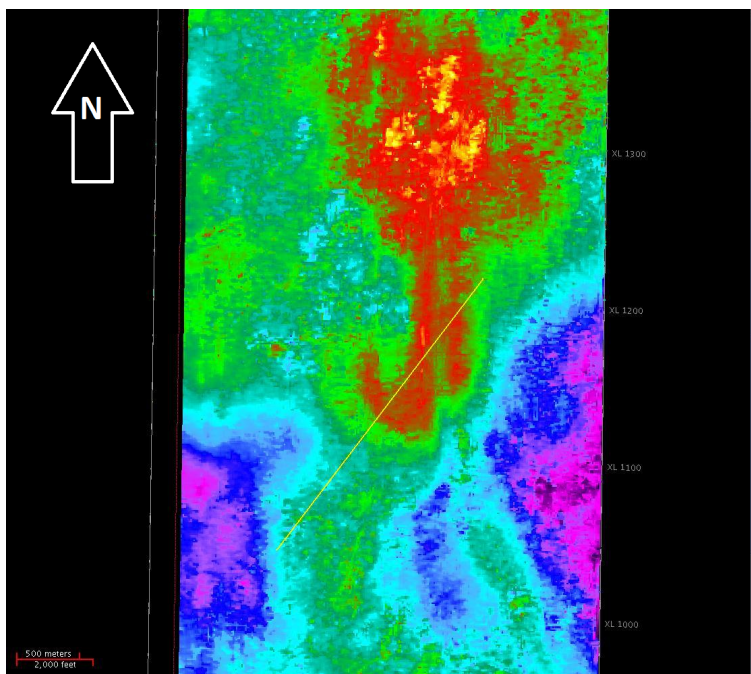
Den andre faktoren er variasjoner av lydshastigheten i overbelastningen. For beregningen av topografien og CO₂/vann-kontakten har vi antatt en konstant lydshastighet gjennom overbelastningen. Siden overbelastningen i realiteten ikke er uniform vil lokale hastighetsvariasjoner, på bakgrunn av blant annet geologiske faktorer, føre til en feilaktig utregnet topografi og CO₂/vann-kontakt. Dette er den mest sannsynlige forklaringen der svingningene er speilet i både lag 8 og 9.

5.2.2 Tverrsnitt 2

Plasseringen av det andre tverrsnittet er vist på Figur 5.7. Det går gjennom Utsiraformasjonen fra nord-øst til sør-vest, og passerer området hvor det har samlet seg mest CO₂ i begge lagene, i nærheten av hovedsøylen fra injeksjonspunktet. Figur 5.8 på side 34 viser en oversikt over CO₂/vann-kontakten for lag 8 og 9 for de ulike årene i forhold til topografien.

Også på dette tverrsnittet er svingningene tydelige, men det er en annen, viktige observasjon som kan gjøres her. Selv om topografien sør i reservoaret er nedgående, både for lag 8 og 9, strømmer det likevel mer CO₂ til disse områdene for hvert år. Som oversiktsbildene (Figur 5.3 på side 29) viser dukket det i 2008 opp CO₂ enda lenger sør som tilsynelatende ikke er sammenhengende med hovedoppsamlingen over CO₂-søylen. Det kan indikere at CO₂ strømmer opp fra de underliggende lagene gjennom mer enn ett tilgangspunkt. Flere tilgangspunkt som dukker opp etter hvert som lagene vokser kan også være med på å forklare oppsamlingen i de sørlige lavområdene. Ytterligere tilgangspunkt vil derimot være vanskelig å implementere nøyaktig i en simuleringsmodell, da ingen slike kan indentifiseres konkret fra seismikken.

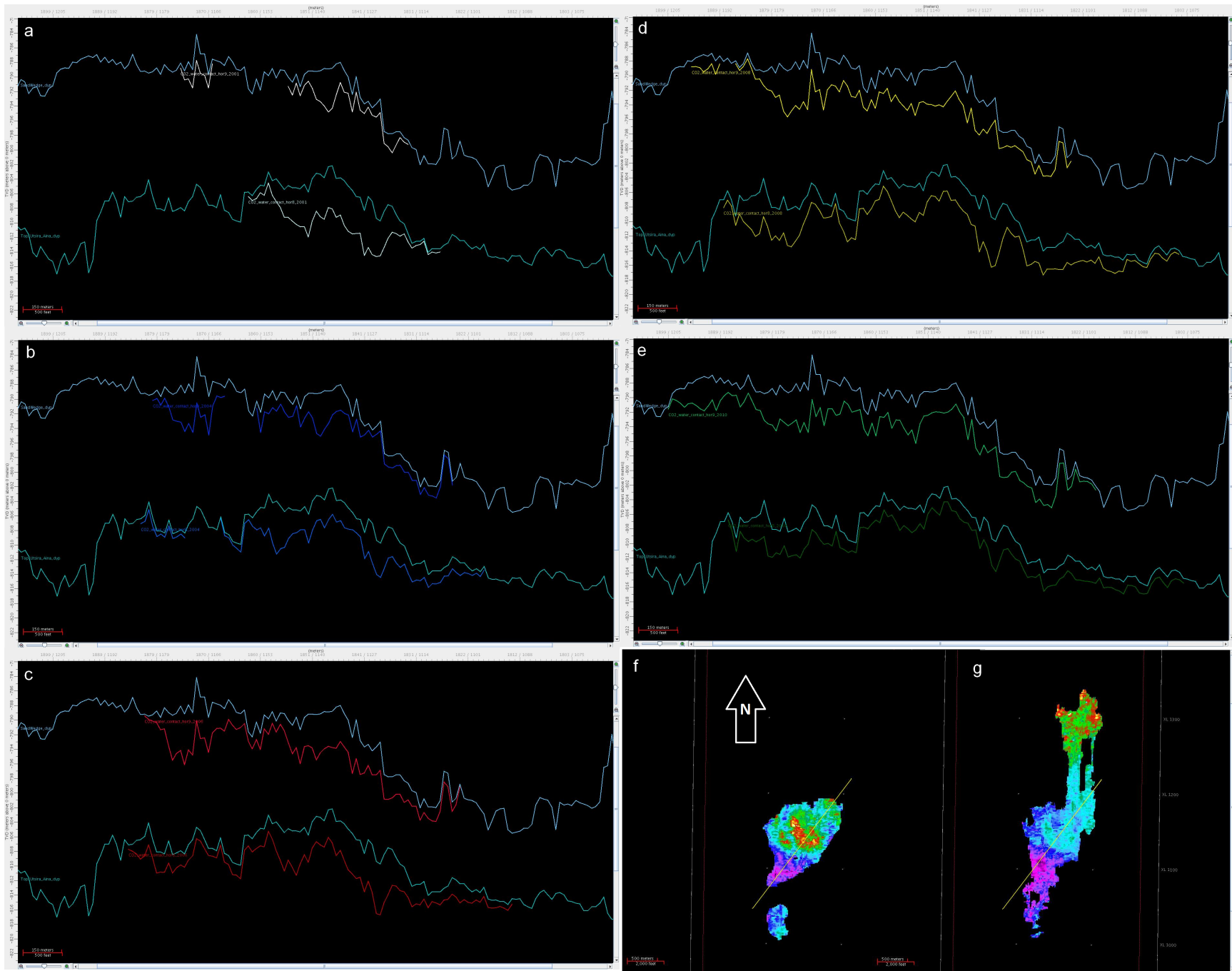
Samtidig er det vesentlige usikkerheter i beregningen av dybden på topografien, som vi også har diskutert over. Målinger fra nærliggende brønner viser at det seismiske hastighetsfeltet i området er preget av hurtige lokale hastighetsendringer [9]. Størrelsesordenen på de topografiske lavområdene i den sørlige delen av både lag 8 og 9 ligger derfor innenfor usikkerhetene for den lineære dybde-



Figur 5.7: Gul linje viser hvor tverrsnitt 1 er plassert i forhold til toppen av Utsiraformasjonen.

konverteringen som er opp til 10 m [30]. Den tilsynelatende depresjonen i sør kan derfor være en artefakt som følge av denne usikkerheten, og kan være med på å forklare hvorfor CO₂ tilsynelatende strømmer mot tyngdekraften. Det som styrker denne forklaringen er at fenomenet med depresjon og oppsamling av CO₂ under er veldig tydelig i både lag 8 og 9 på de samme stedene, noe vi ville forventet dersom årsaken var usikkerheter i beregningen på grunn av lokale hastighetsvariasjoner i overbelastningen.

Siden disse usikkerhetene i stor grad dominerer resultatene fra beregningen av CO₂/vann-kontakten er det begrenset hva man kan si om tilstanden til CO₂ som følge av formen på kontaktflaten.



Figur 5.8: Tverrsnittet fra Figur 5.7 som viser CO₂/vann-kontakten til lag 9 og 8 i forhold til topografien for årene a) 2001, b) 2004, c) 2006, d) 2008, e) 2010. Nord-øst er til venstre på tverrsnittfigurene, mens sør-vest er til høyre. f) Gul linje viser hvor tverrsnittet går for lag 8 (2010). g) Gul linje viser hvor tverrsnittet går for lag 9 (2010).

Kapittel 6

Simuleringsresultater

I det forrige kapittelet undersøkte vi datasettet nærmere og så på CO₂/vann-kontakten i mer detalj. På grunn av usikkerhetene i topografien som vi har diskutert er det vanskelig å sammenligne den utregnede CO₂/vann-kontakten direkte med simuleringer. Likevel kan vi bruke vår simuleringsmodell til å få en bedre forståelse av hvordan CO₂ vil strømme ved ulike aktuelle temperaturer, som presenterer en betydelig usikkerhet som nevnt tidligere. For å utelukke usikkerheter i reservoargeometrien har vi representert reservoaret som et rektangulært prisme med en grunnflate på 1,3·1,7 km og høyde på 200 m.

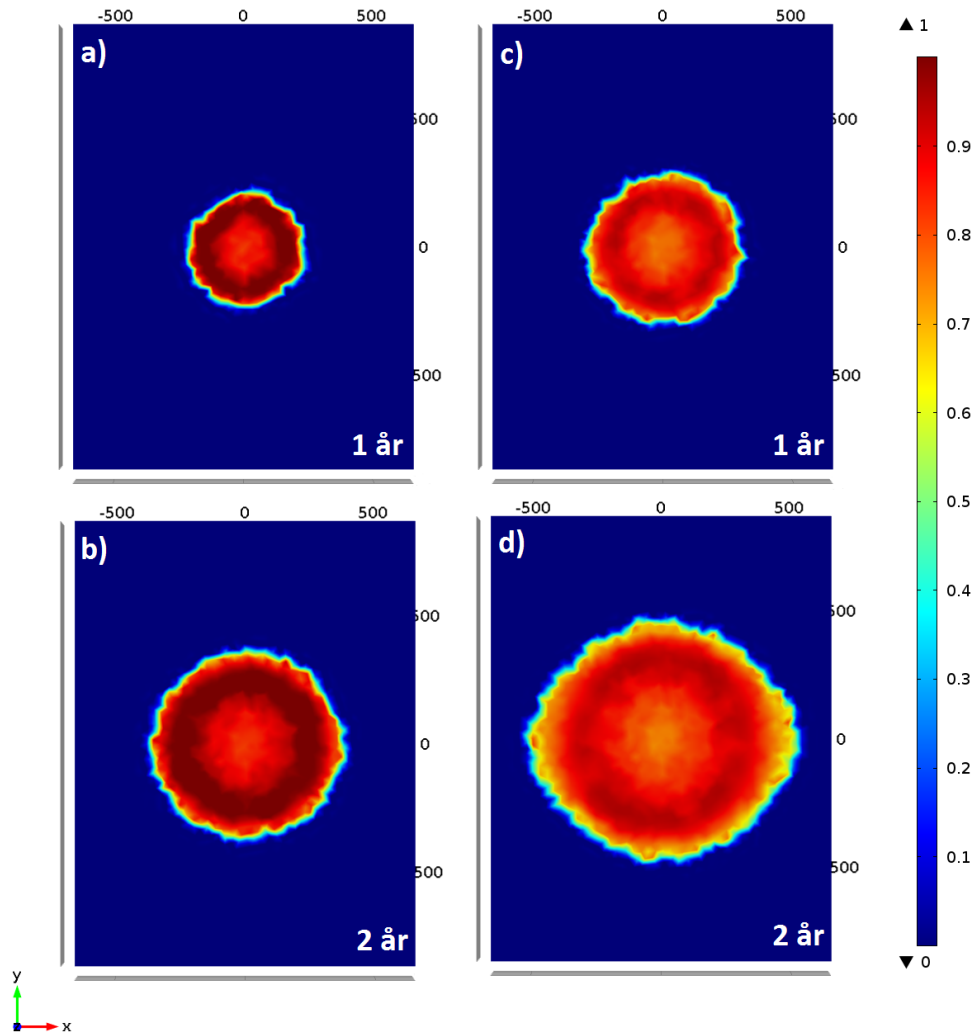
6.1 Temperaturens effekt på usikre parametere

Vi har valgt å undersøke to temperaturscenarioer for lag 9, på 29°C og 35,5°C. I tillegg har vi lagt til 2,5°C til reservoartemperaturen for å ta hensyn til metaninnholdet i CO₂ som nevnt i seksjon 2.2.2. Tetthet- og viskositetsverdiene for CO₂ og vann er regnet ut med formlene i kapittel 4. Da vil vi få sammenhengende viskositet og tetthet for begge fluidene i hvert tilfelle, fremfor å velge uavhengige vilkårlige verdier. De utregnede verdiene for de to ulike temperaturscenarioene er listet i Tabell 6.1. Volumet av injisert CO₂ har i begge simuleringer vært det samme.

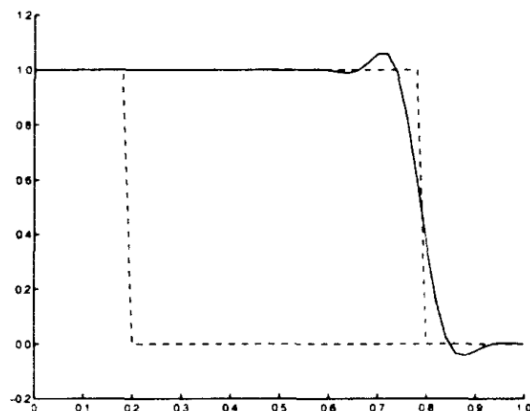
Figur 6.1 på neste side viser metningen av CO₂ sett fra toppen av reservoaret. Selv om vi bare har en temperaturforskjell på drøyt 5 grader er det vesentlig forskjell på den laterale utbredelsen av CO₂ i de to scenarioene. Den høyere temperaturen fører til en hurtigere lateral spredning av CO₂, men med lavere metning i laget. Grunnen er den reduserte viskositeten som gjør at det kreves lavere metning for at den relative permeabiliteten skal bli høy nok for at CO₂ strømmer til nye områder. Resultatet er at diameteren på laget blir ca 40 % større ved litt høyere temperatur. Denne størrelsesforskjellen minker noe over tid, men det er likevel en betydelig med tanke på den relativt lave temperaturforskjellen.

Temperatur i lag 9	31,5°C	37°C
ρ_{CO_2}	700 kg/m ³	530 kg/m ³
μ_{CO_2}	6·10 ⁻⁵ Pa·s	3,8·10 ⁻⁵ Pa·s
ρ_w	1000 kg/m ³	1000 kg/m ³
μ_w	9·10 ⁻⁴ Pa·s	8·10 ⁻⁴ Pa·s

Tabell 6.1: Tabellen viser tetthet- og viskositetsverdier for CO₂ og vann i lag 9 for to ulike temperaturscenarioer. Verdiene er regnet ut fra formlene i kapittel 4.



Figur 6.1: Simuleringsresultat som viser metningen av CO₂ i toppen av reservoaret. a) og b) er resultatene med en reservoartemperatur på 31,5°C etter henholdsvis 1 og 2 år. c) og d) er resultatene med en reservoartemperatur på 37°C etter henholdsvis 1 og 2 år. Aksene er reservoarstørrelsen i meter.

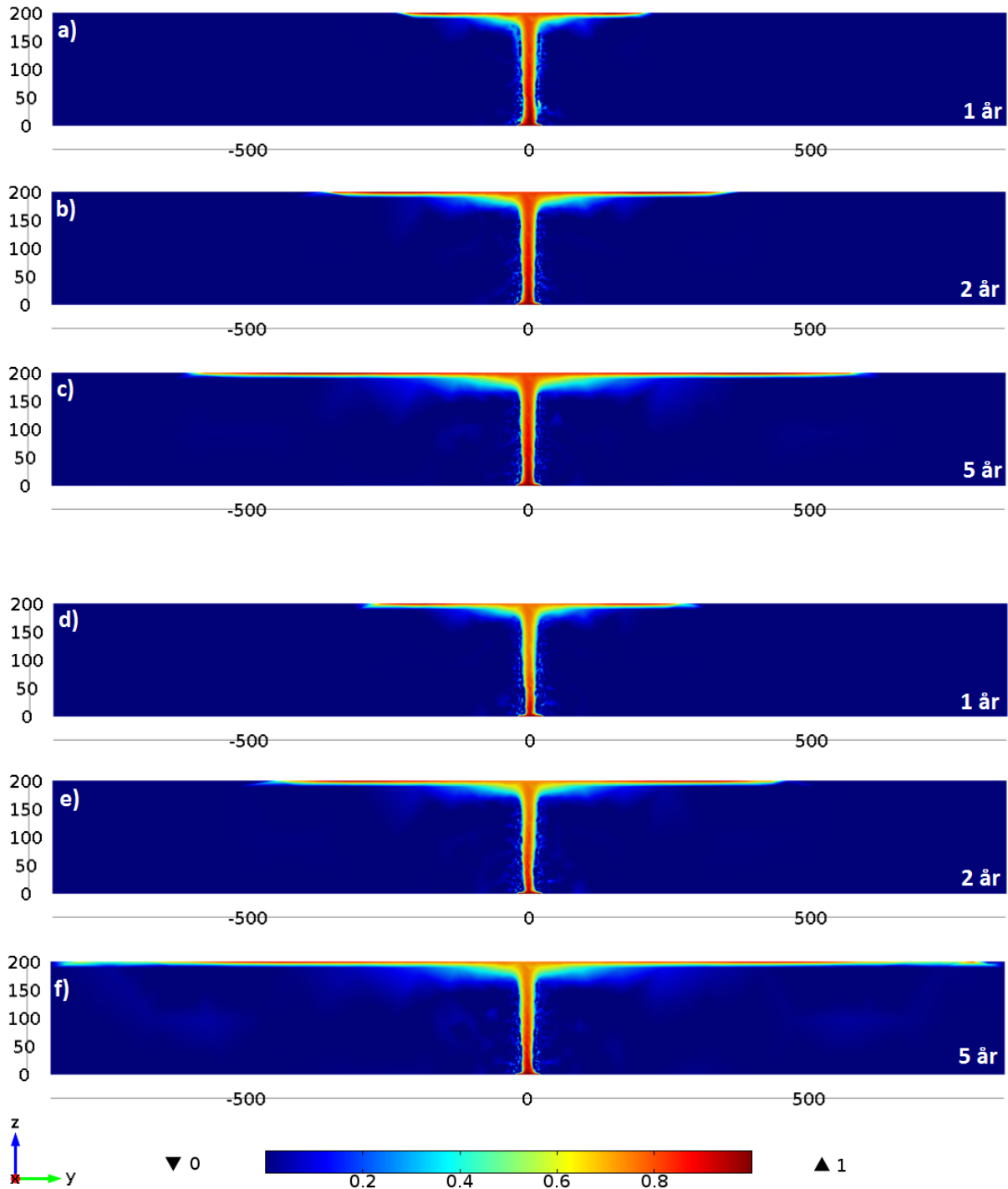


Figur 6.2: Utbredelsen av en skarp front ved bruk av Galerkin minste kvadraters metode. Figuren viser den utregnede løsningen (sammenhengende kurve) sammenlignet med den sanne løsningen (stiplet linje). *Kilde:* [15].

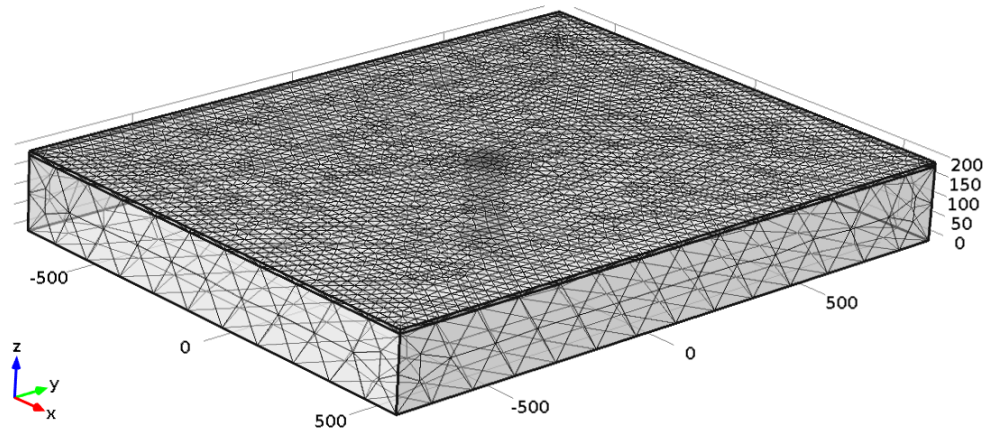
Vi observerer også en ring med høyere metning rundt området over CO_2 -søylen som beveger seg utover med fronten ved begge temperaturscenarioene. For lav reservoartemperatur har ringen nær 100 % metning, som ikke ville vært fysisk mulig på grunn av den residuelle vannmetningen vi har definert som 10 %. Mest sannsynlig er dette fenomenet knyttet til den numeriske stabiliteten. Den underliggende endelig-element diskretiseringsmetoden i COMSOL Multiphysics er Galerkin minste kvadraters metode [13]. Når vi diskretiserer en konveksjon-diffusjon-transportligning (3.15) med Galerkins metoden kan det resulterende numeriske problemet bli ustabil når de konvektive effektene dominerer over de diffusive effektene. I vår modell er dette tilfellet, da vårt problem hovedsakelig omhandler konvektiv transport med lav diffusjon. Vi skal ikke gå nærmere inn på årsakene for ustabiliteten, da det ikke er hensikten med denne oppgaven. For en mer detaljer diskusjon rundt ustabil konvektiv transport med endelig-element-metoden henvises leseren til andre kilder [15]. Denne ustabiliteten kan resultere i oscillasjoner, illustrert i Figur 6.2. Mest sannsynlig er ringen med høy metning på Figur 6.1 en skapt av en slik oscillasjon som følge av det ustabile numeriske problemet. Oscillasjonen følger fronten, og den høye metningen forsvinner etter hvert som fronten beveger seg videre. Derfor vil ikke denne ustabiliteten påvirke løsningen vår utover dette.

CO_2 -søylen er vist i Figur 6.3 på neste side, der vi ser vi igjen fenomenet der metningen ved høyere temperatur er lavere, men den laterale spredningen er hurtigere. Etter 5 år har CO_2 nådd ytterkantene av reservoaret når temperaturen er høyere, mens det tar 7 år for situasjonen med lavere temperatur. Det som er verd å merke seg derimot er at selve formen på CO_2 -søylen nærmest er identisk i begge scenarioene. Ved lavere temperatur er viskositeten til CO_2 vesentlig høyere, og tetthetsforskjellen mellom vann og CO_2 betydelig mindre. En kunne derfor forventet en større oppsamling av CO_2 over søylen, og dermed en mer buet kontaktflate. Men det ser ut til at gravitasjonskraften er så betydelig i begge tilfellet at det ikke er en nevneverdig forskjell på formen på søylen, da oppdriften er den dominerende faktoren. En av årsakene til dette er den høye permeabiliteten til reservoaret, som gjør at oppdriften vil styre strømmingen av fluider i mye større grad enn de viskøse kreftene, selv ved høyere viskositet for CO_2 og lave tetthetsforskjell mellom fluidene.

Simuleringsresultatene ser også ut til å bekrefte antagelsen om tynne lag. Lagtykkelsen er på under 10 m gjennom hele reservoaret i begge tilfeller, med unntak av området over CO_2 -sølen. Det er i dette området vi får den seismiske sirkulære artefakten nevnt i seksjon 5.1. I dette området er det også noe diffust CO_2 med en metning på under 40 %, som ikke vil være synlig som en



Figur 6.3: Simuleringsresultater som viser metningen av CO₂ i et tverrsnitt av reservoaret der CO₂-søylen er tydelig. a), b) og c) er resultatene med en reservoartemperatur på 31,5°C etter henholdsvis 1, 2 og 5 år. d), e) og f) er resultatene med en reservoartemperatur på 37°C etter henholdsvis 1, 2 og 5 år. Temperaturene er korrigert for å ta hensyn til metaninnhold i injisert CO₂. Aksene er reservoarstørrelsen i meter. Ved høyere temperatur øker den laterale spredningen av CO₂, samtidig som metningen blir lavere.



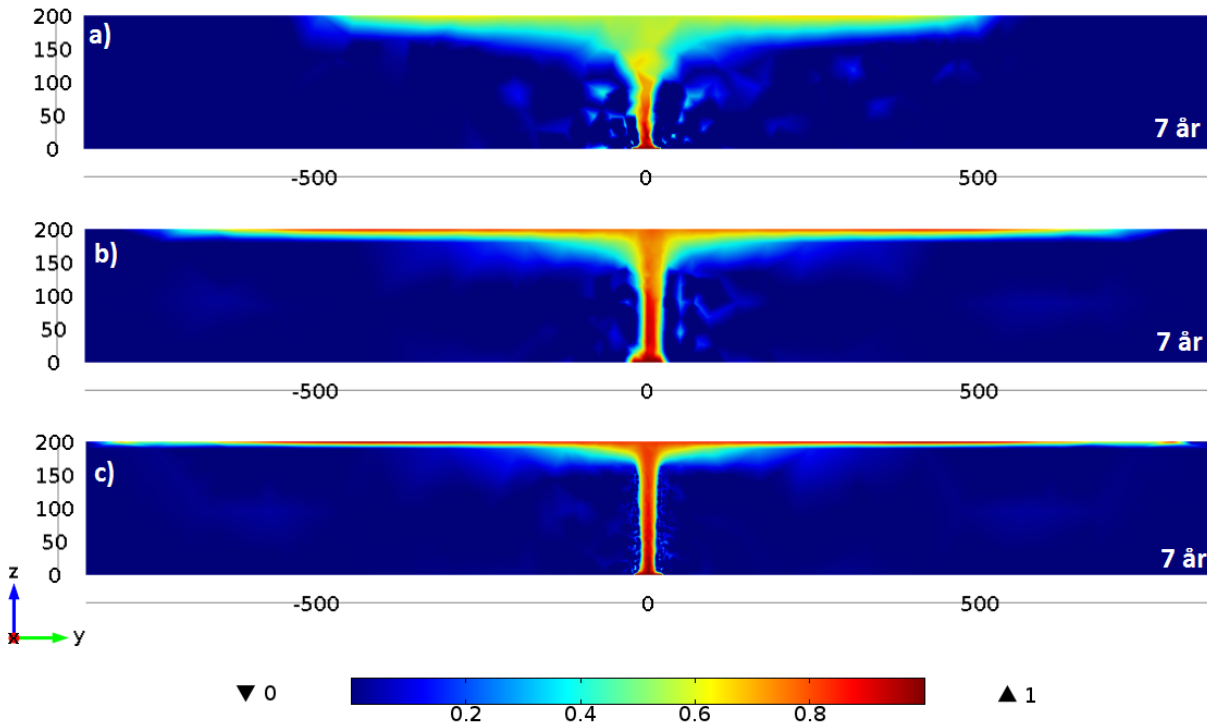
Figur 6.4: Figuren viser mesh-et vi har brukt i vår reservoarmodell. Det er relativt grovt i de delene av reservoaret hvor vi ikke har CO_2 for å gjøre regnetiden kortere. Ved en tradisjonell oljesimulering ville mesh-et i disse områdene blitt regnet som fint. Til sammenligning har vi brukt et vesentlig finere mesh på toppen av reservoaret og rundt CO_2 -søylen. På grunn av denne meshfinheten er modellen relativt tung å kjøre. Et konvergenstudie vil vise mesh-et må forfines enda mer. Aksene er reservoarstørrelsen i meter.

seismisk refleksjon, men kan skape en pushdown-effekt for de underliggende reflektorene. Hvor stor pushdown-effekt dette ville fått må undersøkes nærmere. Det er også mulig at noe av den lavmettede CO_2 -oppsamlingen kommer av kunstig diffusjon som følge av den numeriske tilnæringsmetoden.

Selv om vi har injisert samme volum ved de ulike temperaturene i reservoaret, vil volumet av CO_2 i realiteten være større ved høyere temperatur og lavere tetthet. Antatt injisert volum i reservoaret som er regnet ut på bakgrunn av seismiske amplituder er vesentlig lavere enn utregnet volum ved en strukturell analyse, der sistnevnte generelt regnes for å være mer pålitelig i dette tilfellet [9]. Påvirkningen en høyere temperatur har på volumet og tettheten til CO_2 i reservoaret må kalibreres med de ulike volumberegningene og de gravimetriske målingene, som tyder på en høyere tetthet [1].

6.2 Meshfinhet

Tidlige simuleringer med vår modell viste at vi trengte et veldig fint mesh for at strømmingen av CO_2 skulle bli tilstrekkelig nøyaktig representert. Det er ingen nyhet at gridstørrelse, eller meshfinhet er en potensielt stor feilkilde i numeriske simuleringer. Optimalt sett skulle vi gjort et grundig konvergenstudie av meshfinheten, noe som bør utføres før ytterligere simuleringer blir gjort. Likevel vil vi understreke nødvendigheten av vesentlig finere mesh enn ved tradisjonelle hydrokarbonsimulasjoner, da vi ikke føler at dette har blitt tilstrekkelig påpekt tidligere. Det er spesielt viktig på grunn av den store effekten topografien har på strømmingen, i tillegg til at CO_2 hovedsakelig er fordelt i tynne lag på bare noen meter i reservoaret. Gridstørrelsen i simuleringene vist i Figur 1.1 og 1.2 på side 4 er oppgitt å være 50-50-1 m [30]. Det er også oppgitt at et sensitivitetsstudie ble utført, men har ikke blitt publisert. Gridstørrelsen i simuleringer vist i Figur 1.3 på side 5 har vi fått oppgitt er 50-50-2 m i nærheten av CO_2 -oppsamlingen [28]. Siden vi har brukt et fysikkkontrollert mesh bestående av tetraedre i variabel størrelse er det ikke direkte sammenlignbart med gridstørrelsen i de ovennevnte modellene. Likevel har vi måttet benytte et langt finere mesh rundt CO_2 -søylen og toppen av reservoaret for å få en akseptabel løsning. Mesh-et vi har brukt vist i Figur 6.4.



Figur 6.5: En sammenligning av tre identiske simuleringer basert på lavtemperaturscenarioet etter 7 år med ulik meshstørrelse, der metningen av CO_2 vises. I a) er det ikke lagt til et ekstra fint mesh rundt CO_2 -søylen og på toppen av reservoaret. I b) og c) er det et ekstra fint mesh rundt oppsamlingen av CO_2 , der meshelementene i b) relativt sett er dobbelt så store som i c) i dette området. Mesh-et i c) er vist i Figur 6.4. Aksene er reservoarstørrelsen i meter.

En illustrasjon av påvirkningen for grovt mesh kan ha er vist i Figur 6.5. Den sammenligner tre identiske simuleringer basert på lavtemperaturscenarioet etter 7 år, men med ulik meshstørrelse. I Figur 6.5 a) er det ikke lagt til et område med finere mesh rundt CO_2 -søylen og toppen av reservoaret. Resultatet blir at metningen av CO_2 blir spredd ut over et større område som følge av for store mesh-elementer, i stedet for å være konsentrert i søylen og tynne lag. Dette har også en tydelig virkning på den laterale spredningen på grunn av den feilaktig lave metningen. I Figur 6.5 b) og c) har vi lagt til et vesentlig finere mesh rundt søylen av CO_2 og i toppen av reservoaret. Meshstørrelsen er ikke uniform i noen av modellene, så vi kan ikke oppgi en konstant meshstørrelse. Relativt sett er mesh-et rundt CO_2 -søylen og toppen av reservoaret i Figur 6.5 b) omtrent dobbelt så grovt som mesh-et i Figur 6.5 c). Forskjellen her er også markant. Simuleringen i b) gir en langt mer buet kontakt mellom CO_2 -søylen og toppen av reservoaret, samt mer diffust CO_2 i reservoaret. Lagtykkelsen blir også dobbelt så stor, omtrent 20 m. Selv om forskjellen i lagtykkelsen ikke kommer like tydelig frem på figuren på grunn av størrelsesforholdet, er likevel denne mer avgjørende for simuleringresultatene. En dobling av lagtykkelse vil føre til at CO_2 når spillpunkt den ellers ikke ville gjort, og strømmer inn i områder som ikke samstemmer med observasjonene. Hvor fint mesh som kreves er modellavhengig, og vi kan ikke konkludere noe om gridstørrelsespåvirkningen i tidligere simuleringer. Men for grove gridceller kan helt klart være en av årsakene til dårlig samsvar mellom simuleringer og observasjoner, og bør studeres ved konvergenanalyser for aktuelle og fremtidige modeller.

Kapittel 7

Oppsummering, konklusjoner og videre arbeid

I denne oppgaven har vi undersøkt noen av årsakene til uoverensstemmelsene mellom simuleringer og observasjonsdata, ved å både undersøke datasettet nærmere og utføre simuleringer i vår reservoarmodell.

En undersøkelse av CO₂/vann-kontakten viste en tilsynelatende strømming av CO₂ som ikke har en klar fysisk forklaring, og som vanskelig lar seg reprodusere i en numerisk simulering, noe som indikerer at vi har vesentlige usikkerheter ved dybdekonverteringen av de seismiske amplitudene. Det mest betydelige tilfellet er den sørlige depresjonen i lag 8 og 9. Simuleringsmodeller som hovedsakelig er styrt av oppdriften har vanskeligheter med å fange spredningen av CO₂ i de sørlige områdene i lag 9. Det har blitt foreslått at uoverensstemmelsen kan løses ved at flere tilgangspunkt dukker opp etter hvert som lagene vokser [9]. Vi vil i tillegg foreslå at de sørlige lavområdene kan være en artefakt, da størrelsesordenen på depresjonen er innenfor usikkerhetene til den seismiske dybdekonverteringen. Det som styrker denne forklaringen er at fenomenet med depresjon og oppsamling av CO₂ under er tydelig i både lag 8 og 9 på de samme stedene. En korleksjon av den potensielle artefakten i den beregnede reservoarydbyden kan gi et bedre samsvar mellom simuleringer og observasjoner, uten at utbredelsen av CO₂ i resten av reservoaret blir lidende.

For å få utbredelse av CO₂ i de sørlige områdene av lag 9, uten å endre på topografien eller inkludere flere tilgangspunkt, kreves en viskositetdominert strømming, som vil gi en større lagtykkelse generelt, og dypere kontaktflate over injeksjonspunktet. Dette kan føre til at CO₂ i tillegg migrerer vestover eller østover i stedet for nordover, da følsomheten på nye spillpunkt i forhold til lagtykkelsen er stor. Det har blitt gjort en rekke ulike simuleringer med forskjellige beregningsmetoder og parametere med varierende samsvar med observasjonene. Felles for samtlige simuleringsmodeller er at topografien i stor grad har vært urørt, selv om usikkerhetene har vært kjent. Vi har sett at den sørlige depresjonen i lag 8 og 9 har vært problematisk, både med tanke på en fysisk forklaring på observasjonene, og i reservoarsimuleringer. Det bør derfor undersøkes nærmere om depresjonen er en artefakt som kan korrigeres innenfor de aktuelle usikkerhetsrammene.

Reservoargeometrien har vist seg å være av stor betydning for lagring av CO₂ generelt. En detaljert reservoarkarakteristikk og monitorering må derfor utføres ved lagring av CO₂ andre steder for å fastslå den praktiske lagringskapasiteten i hvert enkelt tilfelle.

Siden forholdene i Utsiraformasjonen ligger så nært det kritiske punktet for CO₂, og vi ikke har helt sikre in situ temperaturmålinger, må vi akseptere relativt store usikkerheter som følge av dette. Vi har sett på betydningen disse usikkerhetene har for modellering av strømmingen i reservoaret, ved å studere et høy- og et lavtemperaturscenario. Simuleringsresultatene antyder at temperaturen

vil påvirke den laterale strømmingen i stor grad, men ikke ha særlig innvirkning på lagtykkelse eller formen på CO₂/vann-kontakten, da strømmingen er gravitasjonsdominert i begge tilfeller.

Ved høyere temperatur vil man få en bedre spredning nordover i reservoaret, men temperaturverdiene må kalibreres med de gravimetriske målingene. Det har også blitt vist at et bedre samsvar med strømmingen nordover kan oppnås ved å øke helningen på lag 9 innenfor usikkerhetene for den seismiske dybdekonverteringen [9]. I tillegg kan små endringer i topografien, innenfor usikkerhetsrammene der observasjonene virker ufysiske, gjøre at CO₂ lettere strømmer til de aktuelle områdene i modellene. Et videre studie av usikkerheten av de petrofysiske parameterne, i kombinasjon med usikkerheter i den antatte topografien, vil kunne gi mer konkret informasjon om hva som gir best samsvar med observasjonene.

Vi har også påpekt nødvendigheten av et vesentlig mye finere mesh eller gridstørrelse i forhold til tradisjonelle reservoarsimuleringer, spesielt i nærheten av CO₂-søylen og i lagene CO₂ befinner seg i. Det bør derfor utføres konvergensanalyser ved fremtidige simuleringer for å utelukke gridstørrelse som en potensielt stor feilkilde. For grovt mesh vil føre til tykkere lag og en dypere kontaktflate, som får mange av de samme konsekvensene som inklusjonen av for store viskøse krefter, som diskutert over.

I det videre arbeidet med historietilpasning kan modellene vi har presentert i Appendiks A benyttes. Disse er godt egnet til studier av temperaturavhengige parametere, mer kompliserte fenomener knyttet til temperatur og implementering av aktuelle endringer i reservoargeometrien. For modellen som fokuserer på temperatureffekter kreves det ytterligere arbeid med stabilisering av løsningen. Topografimodellen kan benyttes direkte, der endringer i reservoargeometrien enkelt kan implementeres og undersøkes nærmere. Av tekniske og tidsmessige årsaker har simuleringer av disse modellene ikke blitt inkludert som resultater.

Tillegg A

Andre simuleringsmodeller

I tillegg til simuleringsmodellen i kapittel 6 har vi også arbeidet med to andre modeller, som av tekniske og tidsmessige årsaker ikke har blitt inkludert som resultater, men kan benyttes i videre arbeid.

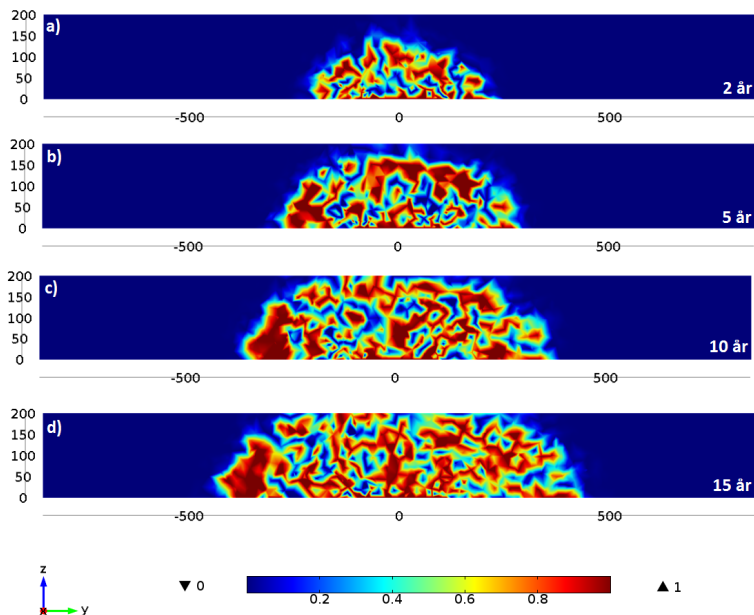
A.1 Dynamisk temperaturmodell

Den første er en strømningsmodell som inkluderer temperaturligningen 3.5 og benytter de dynamiske tilstandsligningene for tetthet og viskositet fra seksjon 4.1 direkte i modellen. Dessverre opplevde vi store ustabiliteter og skarpe fronter ved kombinasjonen av modulene “To-fase Darcys lov” og “Varmeoverføring i porøse medier” i COMSOL. Vi fikk løst samtlige feilmeldinger, men fikk aldri temperaturligningen til å kjøre stabilt i kombinasjon med gravitasjonseffekter, som måtte legges til manuelt. Da strømmingen er betydelig styrt av oppdriften vil resultater uten gravitasjonseffekter ikke være mye til bruk. Dersom stabilitetsproblemene blir løst, eller adressert i en fremtidig versjon av COMSOL kan modellen brukes til å gi verdifull informasjon om dynamiske og kompliserte temperatureffekter. En slik modell har blitt utarbeidet med hensyn på de gravimetrisk undersøkelsene i [22].

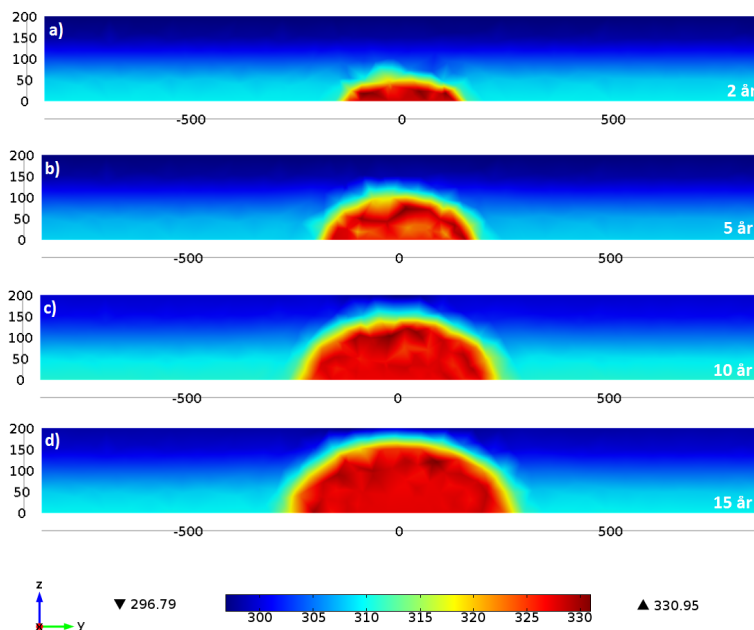
Figur A.1 viser metningen av CO₂ over flere år med injeksjon. De skarpe frontene og den ustabile løsningen kommer frem, og man ser at løsningen tydelig er ufsysisk. Figur A.2 viser temperaturutviklingen i reservoaret over samme tidsperiode. Vi ser at det er en relativt skarp front mellom varm og kald region i reservoaret, der CO₂-fronten kjøles ned av den lavere reservoartemperaturen. Dersom oppdrift kunne inkluderes stabilt i modellen ville vi sett påvirkningen denne nedkjølingen har på tettheten og viskositeten til CO₂, og følgelig strømmingen i reservoaret. Vi ser at temperaturdistribusjonen potensielt er komplisert, der vi ikke nødvendigvis kan anta at CO₂ har samme temperatur som formasjonen, men opptrer i både varme og kalde regioner.

A.2 Topografimodell

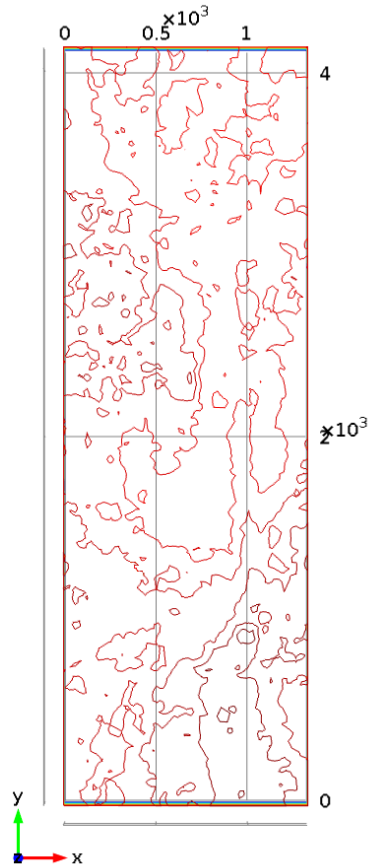
Den andre modellen inkluderer geometrien for lag 9 som er tolket fra seismikken fra 1994. Vi har i denne oppgaven sett at topografien potensielt har store usikkerheter som må utbedres, eventuelt i kombinasjon med simuleringer. Modellen har en grunnflate på 4,1·1,3 km, med høyt detaljert topografi og et veldig fint mesh, spesielt rundt CO₂-søylen og i den øverste delen av reservoaret hvor CO₂ vil befinne seg. Størrelsen og kompleksiteten til modellen gjør at den krever veldig stor regnekapasitet for å kjøre. En kapasitet vi ikke har hatt tilstrekkelig tilgang til i den aktuelle tidsperioden



Figur A.1: Ufysiske simuleringresultater fra reservoarmodell som inkluderer varmeligningen uten gravitasjonseffekter. Figuren viser metning av CO_2 etter a) 2 år, b) 5 år, c) 10 år og d) 15 år. Injeksjonsraten tilsvarer injisert masse i hele Utsiraformasjonen, og ikke bare lag 9. Aksen til venstre er reservoarhøyden i meter. Løsningen er tydelig ustabil, og modellen klarte ikke å kjøre ved inklusjon av gravitasjonseffekter.



Figur A.2: Simuleringresultater fra reservoarsimulering som inkluderer varmeligningen uten gravitasjonseffekter. Figuren viser temperaturen i kelvin i reservoaret etter a) 2 år, b) 5 år, c) 10 år og d) 15 år. Injeksjonsraten tilsvarer injisert masse i hele Utsiraformasjonen, og ikke bare lag 9. Aksen til venstre er reservoarhøyden i meter.



Figur A.3: Viser grov kontur for modellen som inkluderer geometrien for lag 9. Nord tilsvarer opp på figuren. Modellen kan enkelt inkludere oppdateringer i topografien, eller utvides til å inkludere dynamiske temperatureffekter, og brukes i videre arbeid med historietilpasning i Utsiraformasjonen.

for oppgaven.

Fordelen med endelig-element-metoden er at geometrien i modellen enkelt kan endres, og nytt mesh produseres under betingelsene som er forhåndsdefinert. Dersom det etter hvert blir gjort endringer i topografien, eller en ønsker å undersøke aktuelle endringer, kan dette gjøre effektivt i denne modellen. I tillegg kan fysikken for den dynamiske temperaturmodellen inkluderes dersom ustabilitetene blir løst. Da kan man kjøre en fullstendig dynamisk modell som tar hensyn til en satt temperaturgradient, i kombinasjon med undersøkelse av geometriske endringer.

En simulering av tofasestrøm med konstante materialverdier kjøres i nåværende stund, og vil være et ytterligere bidrag til simuleringene med reservoargeometrien som allerede eksisterer fra ulike simuleringstøytøy. Dessverre vil ikke dette resultatet være klart innen tidsfristen for oppgaven. Figur A.3 viser en grov kontur av topografien i modellen.

Bibliografi

- [1] Alnes, H., Eiken, O., Nooner, S., Sasagawa, G., Stenvold, T., Zumberge, M. Results from Sleipner gravity monitoring: Updated density and temperature distribution of the CO₂ plume. *Energy Procedia*, Vol. 4 (2011), s. 5504–5511.
- [2] Alnes, H., Eiken, O., Stenvold, T. Monitoring gas production and CO₂ injection at the Sleipner field using time-lapse gravimetry. *Geophysics*, Vol. 73 (2008), WA155-WA161.
- [3] Arts, R., Eiken, O., Chadwick, R. A., Zweigel, P., Van der Meer, L., Kirby, G. A. Seismic monitoring at the Sleipner underground CO₂ storage site (North Sea). *I*: Baines, S., Gale, J., Worden, R. J. (ed.) *Geological storage for CO₂ emissions reduction*. Geological society, London (2004), Special Publications, 233, s. 181–191.
- [4] Arts, R., Eiken, O., Chadwick, R. A., Zweigel, P., Vander Meer, L., Zinszner, B. Monitoring of CO₂ injected at Sleipner using time lapse seismic data. *I*: Gale, J. & Kaya, Y. (ed.) *Greenhouse Gas Control Technologies*. Elsevier, Oxford (2003), s. 347–352.
- [5] Batzle, M., Wang, Z. Seismic properties of pore fluids. *Geophysics*, Vol. 57, Nr. 11 (1992), s. 1396–1408.
- [6] Chadwick, R. A., Arts, R., Bernstone, C., May, F., Thibeau, S., Zweigel, P. Best practice for the storage of CO₂ in saline aquifers - observations and guidelines from the SACS and CO₂STORE projects. *British geological survey*, Nottingham (2008).
- [7] Chadwick, R. A., Arts, R., Eiken, O., Kirby, G. A., Lindeberg, E. & Zweigel, P. 4D seismic imaging of an injected CO₂ plume at the Sleipner Field, central North Sea. *I*: Davies, R. J., Cartwright, J. A., Stewart, S. A., Lappin, M. & Underhill, J. R. (ed.) *3D seismic technology : application to the exploration of sedimentary basins*, 29. Memoir of the Geological Society, London, (2004), s. 311– 320.
- [8] Chadwick, R. A., Arts, R., Eiken, O. 4D seismic quantification of a CO₂ plume at Sleipner, North Sea. *I*: Dore', A. G., Vining, B. A. (ed.) *Petroleum geology: North-West Europe and Global Perspectives: Proceedings of the 6th petroleum geology conference*. Geological Society, London, (2005), s. 1385–1399.
- [9] Chadwick, R. A., Noy, D. J. History-matching flow simulations and time-lapse seismic data from the Sleipner CO₂ plume. *I*: Vining, B. A., Pickering, S. C., (ed.) *Petroleum Geology: From mature basins to new frontiers - Proceedings of the 7th petroleum geology conference*. Geological Society, London (2010), s. 1171-1182.

- [10] Chadwick, R. A., Zweigel, P., Gregerson, U., Kirby, G., Holloway, S., Johannessen, P. Geological reservoir characterization of a CO₂ storage site: The Utsira Sand, Sleipner, northern North Sea, *Energy Procedia*, Vol. 29 (2004), s. 1371–1381.
- [11] Chavent, G., Jaffré, J. *Mathematical models and finite elements for reservoir simulation: single phase, multiphase and multicomponent flows through porous media*. North-Holland (1986).
- [12] Clauser, C., Huenges, E. Thermal conductivity of rocks and minerals. *The american geophysical union*, s. 105-122, (1995).
- [13] COMSOL Multiphysics reference guide, version 4.2a (2011).
- [14] COMSOL Multiphysics user's guide, version 4.2a (2011).
- [15] Donea, J., Huerta, A. *Finite element methods for flow problems*. John Wiley & Sons, (2003), s. 79-145.
- [16] Eiken, O., Ringrose, P., Hermanrud, C., Nazarian, B., Torp, T. A., Høier, L. Lessons learned from 14 years of CCS operations: Sleipner, in Salah and Snøhvit. *Energy Procedia*, Vol. 4 (2011), s. 5541–5548.
- [17] Feghhour, A., Wakeham, W., Vesovic, V. The viscosity of carbon dioxide. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, Vol. 27, Nr. 1 (1998), s. 31–44.
- [18] Freund, P., Kaarsatd, O. *Keeping the lights on - fossil fuels in the Century of climate change*. Universitetsforlaget (2007).
- [19] Gregersen, U., Johannessen, P. N., Møller, J. J., Kristensen, L., Christensen, N. P., Holloway, S., Chadwick, A., Kirby, G., Lindeberg, E., Zweigel, P. Saline aquifer CO₂ storage S.A.C.S. phase zero. (Intern rapport, 1998), s. 19-21.
- [20] Hansen, H., Eiken, O., Aasum, T. O. Tracing the path of a carbon dioxide molecule from a gas-condensate reservoir, through the amine plant and back down into a subsurface aquifer - Case study: The Sleipner area, Norwegian North Sea. *Paper SPE 96742* (2005).
- [21] Hermanrud, C. History-matching of CO₂ flow at Sleipner - new insight based on analyses of temperature and seismic data. (Intern rapport Statoil, 2011).
- [22] Kiær, A. F. Temperaturutvikling under CO₂-lagring - numerisk simulering på Sleipnerinspirert modell. Prosjektoppgave ved NTNU, (2010).
- [23] Kundu, P. K., Cohen, I. M. *Fluid mechanics*. Academic Press (2008).
- [24] Lemmon, E. W., Tillner-Roth, R. A Helmholtz energy equation of state for calculating the thermodynamic properties of fluid mixtures. *Fluid Phase Equilibria*, Vol. 165, Nr. 1 (1999), s. 1-21.
- [25] Lindeberg, E., van der Meer, B., Moen, A., Wessel-Berg, D., Ghaderi, A. Saline Aquifer CO₂ Storage (SACS): Final report task 2: Fluid and core properties and reservoir simulation. (2000) redigert.
- [26] Nield, D. A., Bejan, A. *Convection in porous media*. Springer (2006).

- [27] Nooner, S. K., Eiken, O., Hermanrud, C., Sasagawa, G. S., Stenvold, T., Zumberge, M. A. Constraints on the in situ density of CO₂ within the Utsira formation from time-lapse seafloor gravity measurements. *International journal of greenhouse gas control*, Vol. 1 (2007), s. 198–214.
- [28] Noy, D. J. Mailutveksling, (2012).
- [29] Pepper, D. W., Heinrich, J. C. *The finite element method: basic concepts and applications*. Taylor & Francis (2006).
- [30] Singh, V., Cavanagh, A., Hansen, H., Nazarian, B., Iding, M., Ringrose, P. *Reservoir modeling of CO₂ plume behaviour calibrated against monitoring data from Sleipner, Norway*. SPE 134891, (2010).
- [31] Span, R., Wagner, W. A new equation of state for carbon dioxide covering the fluid region from the triple-point temperature to 1100 K at pressures up to 800 MPa. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, Vol 25, Nr. 6 (1996), s. 1509-1596.
- [32] Tzimopoulos, C., Sakellariou-Makrantonaki, M. A new analytical model to predict the hydraulic conductivity of unsaturated soils. *Water resource Management*, Vol. 10 (1996), s. 397-414.
- [33] Wagner, W., Cooper, J. R., Dittmann, A., Kijima, J., Kretschmar, H.-J., Kruse, A., Mareš, R., Oguchi, K., Sato, H., Stöcker, I., Šifner, O., Takaishi, Y., Tanishita, I., Trübenbach, J., Willkommen, Th. The IAPWS industrial formulation 1997 for the thermodynamic properties of water and steam. *Trans ASME*, Vol. 122 (2000), s. 150–182.
- [34] Tamimi A., Rinker E. B., Sandall O. C. Diffusion coefficients for hydrogen sulfide, carbon dioxide, and nitrous oxide in water over the temperature range 293–368-K. *Journal of chemical and engineering data*, Vol. 39 (1994), s. 330–332.
- [35] Zweigel, P., Lothe, A. E., Arts, R., Hamborg, M. Reservoir geology of the storage units in the Sleipner CO₂-injection case - a contribution to the Saline aquifer CO₂ storage (SACS) project. (2000).