

# Forord

Denne oppgaven er utført ved Institutt for Faste Jords Fysikk, Universitetet i Bergen.

Datamaterialet som er benyttet i oppgaven er stilt til disposisjon av Statoil.

Jeg vil takke min veileder Tor Arne Johansen for å ha definert en meget interessant og utfordrende hovedoppgave. I tillegg takker jeg for god veiledning og støtte underveis i skrivingen.

Jeg takker medlemmene i reservoargruppen ved instituttet for hjelp og tips til oppgaven.

En takk rettes også til alle medstudenter og ansatte for å ha bidratt til en meget trivelig og givende studietid.

Min samboer Camilla og min familie fortjener en stor takk for støtte og oppmuntring igjennom hele hovedfaget.

Bergen, XXX september 2001

Anders Dræge

# Innhold

<b>1</b>	<b>Innledning</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Teoretiske modeller</b>	<b>3</b>
2.1	Kuster og Toksöz første ordens tilnærming . . . . .	5
2.2	Berryman og Koringas selvkonsistente modeller . . . . .	7
2.3	Differensielt Effektivt Medium teori (DEM) . . . . .	9
2.4	Gassmanns modell . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Seismiske hastigheter og bergartsparametre</b>	<b>12</b>
3.1	Tetthet . . . . .	13
3.2	Inkompresibilitet og skjærmodulus . . . . .	16
3.3	Porøsitetens og poregeometriens innvirkning på hastighet. . . . .	18
3.3.1	Metningsgrad . . . . .	21
3.3.2	Porefluid . . . . .	21
3.4	Leirinnhold og hastighet . . . . .	24
3.5	Oppsummering . . . . .	26
<b>4</b>	<b>Effekter av trykk på bergartsparametre og seismiske hastigheter</b>	<b>28</b>
4.1	Trykkets effekt på porøsitet og poregeometri . . . . .	29
4.2	Poretrykk - to modeller . . . . .	32
4.3	Alternative modeller for beregning av trykkeffekter . . . . .	34
4.4	Effekten av trykk på sprekker . . . . .	37
4.5	Trykkets effekt på hastighet i et lukket medium . . . . .	39
4.6	Effekten av trykk i et reservoar . . . . .	41
4.7	Oppsummering . . . . .	41

<b>5</b>	<b>Sammenligning av ulike modeller for beregning av trykkeffekter</b>	<b>43</b>
5.1	Effekter av porøsitet, poregeometri, porefyll og leirinnhold . . . . .	43
5.2	Effekter av trykk for de ulike modellene . . . . .	47
5.2.1	Effekter av trykk ved like poregeometrier . . . . .	48
5.2.2	Effekter av trykk ved individuelle poregeometrier . . . . .	52
5.3	Oppsummering . . . . .	54
<b>6</b>	<b>Sammenligning av teoretiske modeller og observerte eksempler</b>	<b>57</b>
6.1	Pluggmålinger . . . . .	57
6.2	Sammenligning med observerte hastigheter . . . . .	59
6.2.1	Plugg A1 . . . . .	59
6.2.2	Plugg A2 . . . . .	62
6.2.3	Plugg A3 . . . . .	64
6.2.4	Plugg A4 . . . . .	66
6.2.5	Plugg A5 . . . . .	68
6.2.6	Plugg B6 . . . . .	70
6.2.7	Plugg B7 . . . . .	72
6.2.8	Plugg B8 . . . . .	74
6.3	Oppsummering . . . . .	76
6.3.1	Feilkilder . . . . .	78
<b>7</b>	<b>Oppsummering og diskusjon</b>	<b>80</b>
<b>A</b>	<b>Effektiv inkompressibilitet fra Gassmanns teorier</b>	<b>87</b>
<b>B</b>	<b>Endring i poregeometri som funksjon av differensialtrykk</b>	<b>89</b>
<b>C</b>	<b>Endring i porøsitet som funksjon av differensialtrykk</b>	<b>90</b>
<b>D</b>	<b>Relasjoner mellom pore- omslutnings- og differensialtrykk</b>	<b>91</b>
<b>E</b>	<b>Tabeller over poregeometrier fra kapittel 5 og 6</b>	<b>94</b>

# Kapittel 1

## Innledning

I bergartsfysikk søkes det etter å finne relasjoner mellom fysiske parametre og bergartenes geologiske og kjemiske sammensetning. Slik kunnskap kan gi informasjon om mikrostrukturer fra makroskopiske observasjoner. De effektive elastiske egenskapene til en væskefylt bergart er avhengig av elastisiteten og tettheten til bestanddelene i den faste bergarten og porevæsken, de geometriske egenskapene til porene og den relative andel av hver bestanddel og hvordan disse er fordelt i mediet. En teoretisk bergartsmodell må ta med effekten av disse for å kunne gi en realistisk parametrisert beskrivelse av bergarten.

Mange forsøk har blitt gjort på å konstruere en teoretisk bergartsmodell. Brandt (1955) introduserte en teoretisk modell for bølgehastigheten i sandstein med sfæriske korn av tilfeldig størrelse og vann som porefyll, men bruksområdet for denne modellen moderat. Wyllie et al. (1956) introduserte tidsgjennomsnittsligningen for å beregne effekten av porøsitet på P-hastighet. Biot-Gassman's modell viser effekten av porefluid på P- og S-hastighet, men kan ikke estimere endring i hastighetene mot porøsitet. Geertsma og Smith (1961) brukte Biot's (1956 a,b) teori for å finne P-hastighet med lave frekvenser igjennom et væskefylt, porøst medium. Teorien har vist seg å komme i konflikt med senere teorier, og fungerer bare i enkelte situasjoner. Et problem for de fleste av disse modellene er at de krever kjennskap til en del parameterverdier som er vanskelige eller kostbare å måle.

En mer utvidet modell for beregning av P- og S-hastighet ble først fremlagt av Kuster og Toksöz (1974) og O'Connell og Budiansky (1974) som behandler bergarten som en tofase struktur der porer opptrer som isolerte og med kjent geometri. Teorien til Kuster og Toksöz forutsetter at porene ikke er i kontakt med hverandre, og at det ikke eksisterer noen form for vekselvirkning mellom nabororer. Dette medfører at teorien er mest presis for bergarter med lav porøsitet. Modellen til Kuster og Toksöz ble videre modifisert (Toksöz et al.;1976, Toksöz og Cheng; 1978, Cheng og Toksöz; 1979) og har demonstrert sin evne til å modellere

effekten på de elastiske egenskapene under ulike bergartstilstander. Berryman (1980) og Korrington et al. (1979) presenterte modeller som bygger på prinsippet om selvkonsistens for å ta høyde for effekten av poreinteraksjoner. Mehta (1983) så på effekten av multippel spredning, men teorien hans gjelder kun for P-hastighet i en bergart med sfæriske porer. Berge et al. (1992) utviklet teorien til Kuster og Toksöz videre, og brukte prinsippet om porøsitetsvekst foreslått av Cheng (1978) til å gi modellen gyldighet for bergarter med høy porøsitet.

Reservoargeofysikk går ut på å bruke geofysiske metoder til å beskrive detaljer i reservoarstrukturer, og oppførselen til fluidstrømmer. Grunnlaget for dette er forståelsen av hvordan reservoarbergarten og fluid egenskapene påvirker den seismiske responsen fra reservoaret. En teoretisk modell som kan predikere effekten av porefluid og trykk er svært nyttig i 4-D seismikk. Når utvinning av hydrokarboner har pågått over tid, vil trykk og metningsforhold endres i reservoaret. Trykk og metningsforhold er de to viktigste faktorene til at den seismiske responsen fra reservoaret kan endres under produksjon. En ideell teoretisk modell vil dermed kunne predikere hva endringene i den seismiske responsen skyldes. Som f.eks. om gass-olje-, gass-vann- eller olje-vannkontakten har endret posisjon, og om poretrykket er endret. Ved slik kunnskap kan utvinningsprosenten i et reservoar økes.

I denne oppgaven blir det gitt en beskrivelse av ulike teoretiske modeller for beregning av effektive elastiske parametre. Deretter evalueres ulike faktorerers innvirkning på de effektive elastiske parametren og seismiske hastigheter. Det blir beskrevet teori for beregning av trykkeffekter på en bergart og dens mikrobestanddeler. Effekten av porøsitet og leirinnhold blir evaluert for de ulike teoretiske modellene. Modellenes respons på trykkendringer ved varierende porefluid og poregeometri evalueres i kapittel 5. Til slutt evalueres de ulike teoretiske modellenes evne til å beskrive laboratoriemålinger av trykkeffekter som er utført på 8 kjerneplugg. Modellene blir evaluert for prediksjoner av P- og S-hastigheter og ulike fluidmetninger, slik at det kan vurderes om noen av de teoretiske modellene egner seg generelt eller i spesielle tilfeller, til å predikere effekten av trykk og fluid godt nok til å benyttes i 4-D seismikk.

# Kapittel 2

## Teoretiske modeller

Kapittel 2 omhandler ulike teorier og modeller som benyttes for å beregne de effektive elastiske modulene, inkompressibilitet  $\kappa^*$  og skjærmodulus  $\mu^*$ . Det er de effektive parametrene vi får informasjon om fra seismiske hastighetsregistreringer. De ulike teoriene er tidligere beskrevet av Johansen (1992).

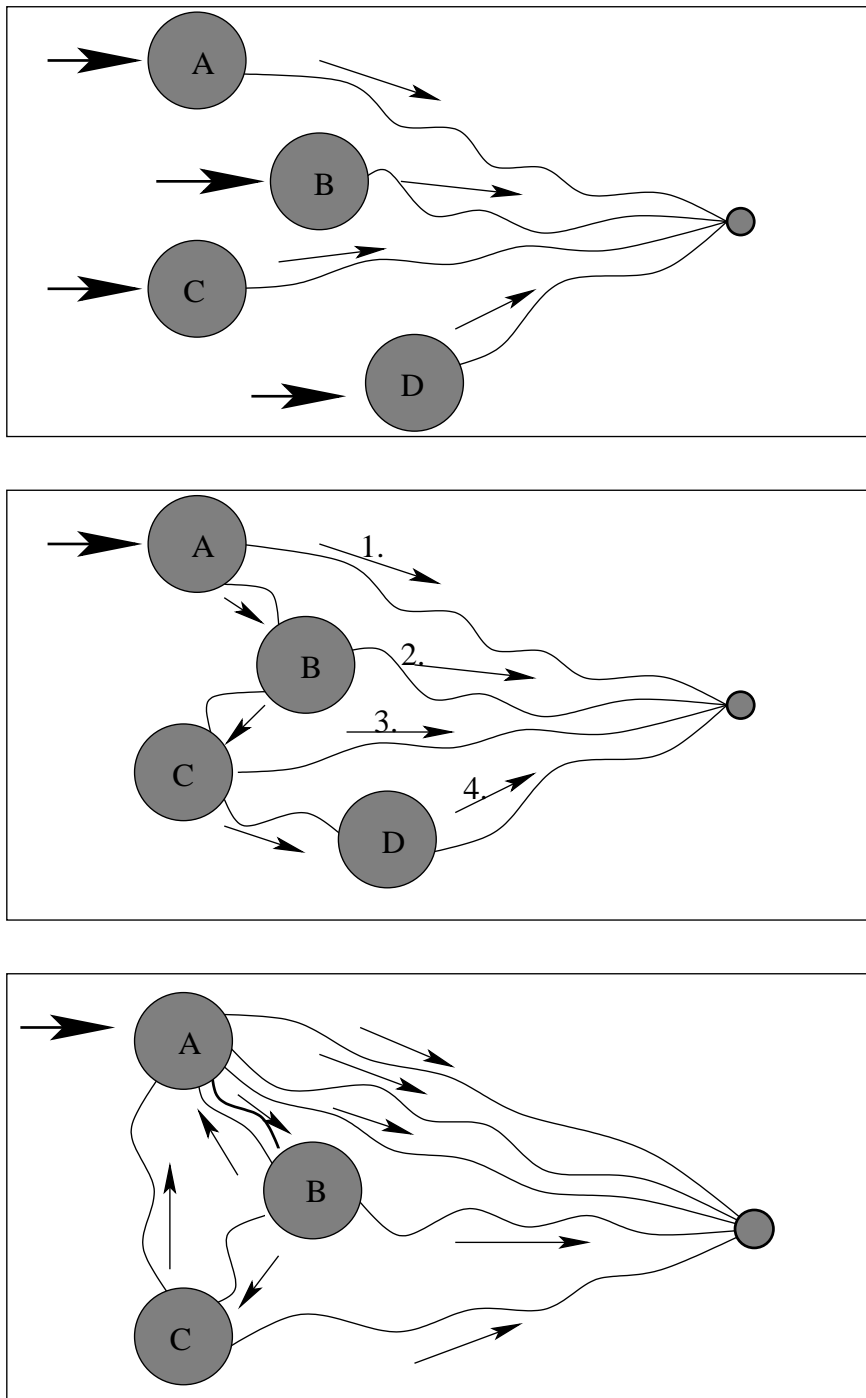
Spredeteori er en tilnærming som er velegnet til å forklare makroskopiske observasjoner fra en bergart ved hjelp av bergartens egne mikro bestanddeler. Teorien blir brukt til å modellere de effektive elastiske parametrene av et multi-fase media.

En P-bølge som brer seg i et homogent og isotropisk materiale med de elastiske konstantene  $\kappa_m$  og  $\mu_m$ , og tetthet  $\rho_m$  blir betraktet. I dette kontinuerlige mediet finnes det en inklusjon med egenskapene  $\kappa_j$ ,  $\mu_j$  og  $\rho_j$ . Bølgen blir påvirket av inklusjonen, slik at forstyrrelsen til inklusjonen resulterer i spredte bølger som brer seg radielt vekk fra inklusjonen. De spredte bølgene er avhengige av koblingsegenskapene mellom matriks og inklusjonen (grensebetingelsene) som igjen er avhengige av mediens materialegenskaper. Dersom matriks er et fast materiale og inklusjonen væske vil det dannes tre nye bølger. Spredte P- og S-bølger, og P-bølger i inklusjonen. Videre er de spredte bølgene avhengige av geometrien til inklusjonen og dens orientering relativt til bølgens utbredelsesretning. Når vi har mange inklusjoner, vil det oppstå mange spredte-fenomener. Spredte-fenomenene klassifiseres i tre kategorier:

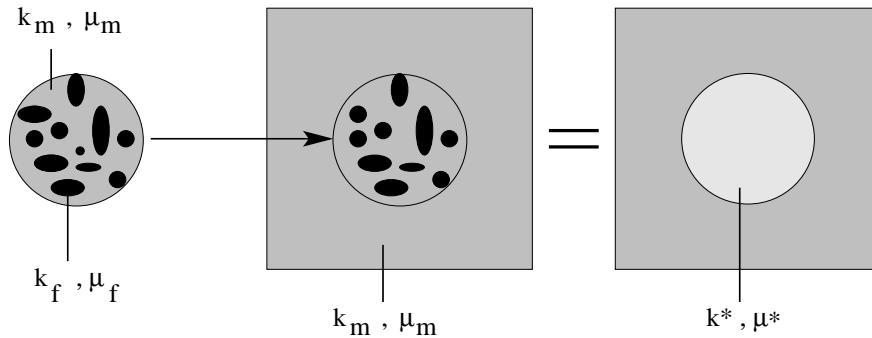
- 1) Enkel spredning
- 2) Multippel spredning, med bare en spredte-vei mellom to inklusjoner
- 3) Multippel spredning, med multiple spredte-veier mellom to inklusjoner.

Dette er illustrert i figur 2.

En grunnleggende antagelse for å uttrykke gjennomsnittlig forflyttelse som en sum av innkommende bølge og de spredte bølgene, er ikke-interaksjon mellom



Figur 2.1: Illustrasjon av ulike spredemodeller. En bølge treffer inklusjonene, og figuren viser tre ulike modeller for å se på effekten av spredningene som oppstår. a) Enkel spredning, b) multipel spredning og c) full spredning



Figur 2.2: Prinsippet til Kuster og Toksöz. Bergarten blir innlemmet i bakgrunnsmediet. Inklusjonen kan betraktes som et medium med de effektive egenskapene til bergarten.

de ulike inklusjonene. Spredningen fra en inklusjon påvirker dermed ikke de individuelle spredningene fra nærliggende inklusjoner. Dette medfører at porene ikke kan henge sammen og at mediet strengt tatt ikke er permeabelt.

En første ordens tilnærming for den gjennomsnittlige forflytningen tar bare med effekten av enkel spredning. Tilnærmingen blir sett på som tilstrekkelig for et generelt multifase medium når porøsiteten er relativt lav, og inklusjonene har liten effekt på hverandre. Effekten av multippel spredte bølger må taes med når porøsiteten og poretettheten er høy.

## 2.1 Kuster og Toksöz første ordens tilnærming

Kuster og Toksöz (1974) presenterte en første ordens sprednings teori som ekskluderer multippel spredte bølger. I denne modellen er det sammensatte mediet (der porer er definert som inklusjoner i matriksmaterialet) selv en enkel sfærisk inklusjon i et kontinuerlig medium med de samme fysiske egenskapene som matriksen. Dette mediet vil heretter refereres til som bakgrunnsmaterialet, se figur 2.1.

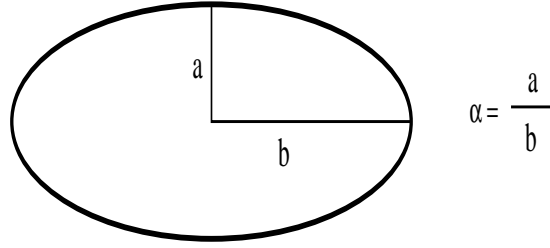
De effektive elastiske egenskapene  $\kappa^*$  og  $\mu^*$  til et medium kan beregnes ved å betrakte en P-bølge som brer seg igjennom det sfæriske sammensatte mediet som ligger som en inklusjon i bakgrunnsmaterialet.

Forflytningen i det omliggende mediumet er gitt som:

1) Summen av den innkommende P-bølgen og de enkle spredningene fra inklusjonene (porene).

Eller:





Figur 2.3: Definisjon på poreaspektforholdet,  $\alpha$ .  $\alpha$  er forholdet mellom inklusjonens korteste og lengste akse.

2) Summen av den innkommende P-bølgen og den spredte bølgen fra den sfæriske inklusjonen, gitt ved de effektive elastiske egenskapene til det sammensatte materialet.

Dette gir to ligninger, med  $\kappa^*$  og  $\mu^*$  som ukjente. I et multifase-media med N ulike pore geometrier og M-1 porevæsker blir ligningene:

$$\frac{(\kappa_m - \kappa^*)(\kappa_m + \frac{4}{3}\mu_m)}{\kappa^* + \frac{4}{3}\mu_m} = \phi \sum_{i=1}^N \sum_{j=2}^M c_i d_{ij} (\kappa_m - \kappa_j) P^{mij}, \quad (2.1)$$

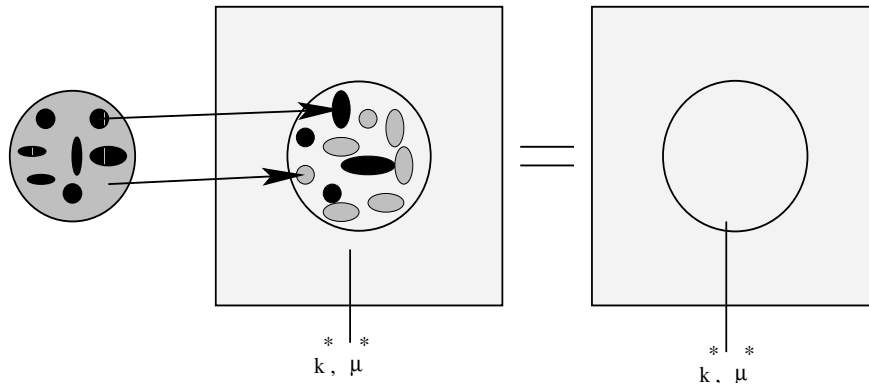
$$\frac{(\mu_m - \mu^*)(\mu_m + F_m)}{\mu^* + F_m} = \phi \sum_{i=1}^N \sum_{j=2}^M c_i d_{ij} (\mu_m - \mu_j) Q^{mij}, \quad (2.2)$$

der  $\kappa_m$  og  $\mu_m$  er de elastiske egenskapene til matriksen, og dermed bakgrunns materialet.  $d_{ij}$  er en pore fluid geometri parameter som beskriver relativ fordeling av de M-1 porevæskene for N ulike poregeometrier.  $\kappa_j$  og  $\mu_j$  er de elastiske egenskapene til porefyllet og  $c_i$  er konsentrasjonen av porer med aspektforhold  $\alpha_i$ .  $P^{mij}$  og  $Q^{mij}$  er funksjoner som inneholder en deformasjonstensor, og er avhengig av poregeometri og fysiske egenskaper til matriksen og porematerialene.  $F_m$  er en elastisk egenskap definert ved:  $F_k = (\mu_k/6) \frac{9\kappa_k + 8\mu_k}{\kappa_k + 2\mu_k}$ .

Hovedinnvendingen mot Kuster og Toksöz' teori er at den ikke tar høyde for interaksjoner mellom porene i mediet. Som følge av dette, kan ingen porevæske flyte mellom ulike porer, og de elastiske egenskapene til en pore er uavhengige av naboporene. Modellen er derfor best egnet for bergarter med lav til middels porøsitet.

For å tilfredsstillte antagelsen om ikke interaksjon i utledningene av ligningene, er det viktig å innføre restriksjonen  $[c(\alpha_m)/\alpha_m] < 1$  når ligningene skal anvendes (Toksöz et al.; 1976).  $c(\alpha_m)$  er konsentrasjonen av porer med aspektforhold  $\alpha_m$ , se figur 2.3.

Teorien er testet mot laboratoriedata (Tosaya; 1982) og viste god overensstemmelse mellom loggdata og laboratoriedata. Anvendeligheten for teorien er svært



Figur 2.4: Berrymans selvkonsistente teori. Bergarten “knuses opp” og innlemmes i bakgrunnsmediet. Inklusjonen vil da ha samme egenskapene som det effektive mediet.

stor. Hastigheten kan modelleres viss det er mer enn en type porefyll, dersom distribusjonen av hvert medium er kjent.

## 2.2 Berryman og Korringas selvkonsistente modeller

Berryman (1980) gir modeller for de effektive elastiske egenskapene som inkluderer prinsippet om selvkonsistens, for å ta med effekten av poreinteraksjoner, og dermed være anvendbar for høyere porøsitet. Det antas at korngemetrien i matriks er den samme som poregeometrien.

Den grunnleggende ideen til denne selv-konsistente teorien er at det sammensatte mediet blir “knust” i små biter og plassert i et homogent bakgrunnsmedium. Bakgrunnsmediet i denne modellen har de effektive elastiske egenskapene til det sammensatte mediet, figur 2.2.

Prinsippet kan illustreres ved å betrakte en P-bølge som brer seg i bakgrunns-materialet med egenskapene  $\kappa^*$ ,  $\mu^*$  og  $\rho^*$ . Dersom egenskapene til den sfæriske inklusjonen er lik egenskapene til bakgrunnsmediet, vil det ikke bli noen netto spredning fra inklusjonen når den blir truffet av P-bølgen. En konsekvens av dette er at summen av alle scatteringene fra alle inklusjonene er lik null. Dette er konseptet bak “zero impedance matching”. Det er ingen kontrast i den effektive impedansen til inklusjonen og bakgrunnsmediet, og det oppstår dermed ingen spredning. Dette er grunnlaget for Berrymans selvkonsistente modell.

De effektive egenskapene kan nå beregnes ved å sette venstre siden i Kuster-Toksöz ligninger lik null.

Den effektive bulk modulus finnes fra

$$\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M c_i \hat{d}_{ij} (\kappa_j - \kappa^*) P^{*ij} = 0. \quad (2.3)$$

Den effektive skjærmodulus finnes fra

$$\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M c_i \hat{d}_{ij} (\mu_j - \mu^*) Q^{*ij} = 0. \quad (2.4)$$

$\hat{d}_{ij}$  er en porefluid parameter, som også inkluderer matriksen som porematerial.

Summen over  $j$  nå går nå fra 1 og ikke fra 2 som i ligning 2.1, siden matriksmaterialet opptrer som en inklusjon selv. I Kuster-Toksöz modell var bakgrunns materialet den homogene matriksen, mens her har bakgrunns materialet de effektive egenskapene.

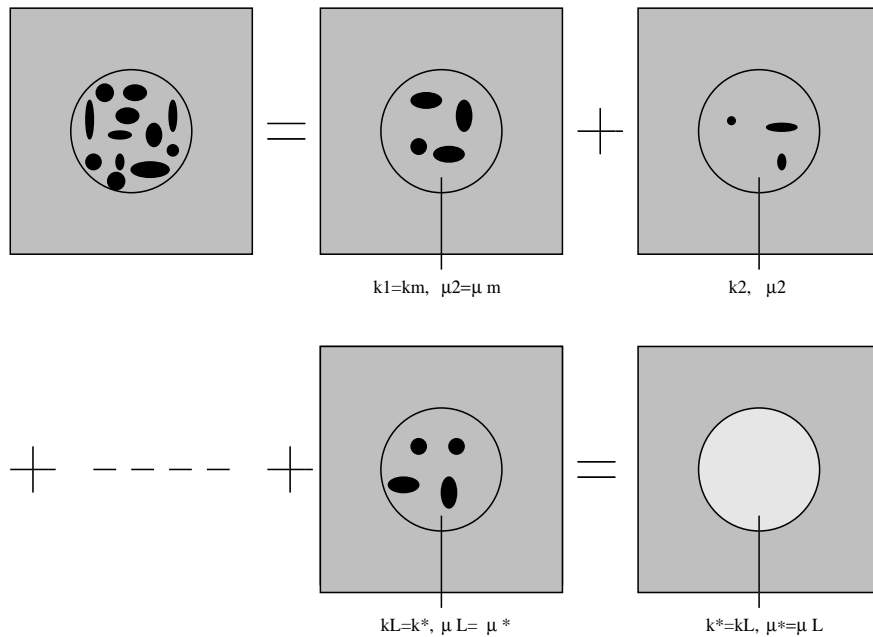
De elastiske tensorene i ligningene 2.3 og 2.4 er avhengige av begge de effektive elastiske parametrene i mediet. Dette viser en korrelasjon mellom  $\kappa^*$  og  $\mu^*$ . I modellen til Kuster og Toksöz er de effektive elastiske egenskapene uavhengige av hverandre.

“Zero impedance” modellen holder ikke rede på den totale mengden inklusjoner som ligger i bakgrunnsmediet, bare relative forhold av de forskjellige bestanddelene av bergarten.

Dersom to materialer blandes, er det likegyldig i Berrymans teori hvilket som defineres som matriks. Ved anvendelse av Kuster-Toksöz teori må det presiseres hvilket medium som skal defineres som matriks, og hvilket materiale som skal representere porefyll.

Den selvkonsistente modellen til Korrिंगa et al. (1979) er ikke utviklet gjennom prinsippet om spredning fra inhomogeniteter. Teorien bygger istedet på stress-strain forhold i et sammensatt medium. Modellen er svært lik Berrymans, og avviker fra hverandre kun i definisjonen på geometrien til kornene som utgjør matriks. Berrymans antar at inklusjonene av matriksmateriale som ligger i bakgrunnsmediet har samme porespektrum som inklusjonene som inneholder porematerialene. Resultatene til Korrिंगa et al. (1979) kan muligens sees på som mer generelle siden det ikke finnes en initiell antagelse om geometrien til matrikskornene. Det blir foreslått å inkludere matriksen som faste korn med sfærisk form.

Innvendinger mot disse modellene er at selvkonsistens prinsippet ikke er åpenbart fra et fysisk synspunkt. Teorien tar heller ikke full spredning (figur 2) med i beregningene. Geometrien til matrikskornene har i tillegg veldig stor innvirkning på resultatene som blir oppnådd for ulike porefluidegenskaper, selv ved lav porøsitet, Johansen (1992).



Figur 2.5: . Prinsippet om porøsitsvekst. Det legges til porer i L steg, og de effektive elastiske egenskapene beregnes for hvert steg.

### 2.3 Differensielt Effektivt Medium teori (DEM)

Berge et al. (1992) introduserte et annet konsept for å ta med effekten av poreinteraksjoner. Modellen bygger på prinsippet om porøsitsvekst, foreslått av Cheng(1978), for å utvide resultatene til Kuster og Toksöz (1974) til å omfatte medier med høy porøsitet. Modellen blir også kalt “Utvidet Kuster-Toksöz modell”. Mukerji et al. (1995) kom med en modifikasjon av DEM teorien. Det ble tilført effekten av kritisk porøsitet på de elastiske modulene i bergarten ved å innlemme materialet ved kritisk porøsitet som en av bestanddelene av en tofase sammensetning. Det ble hevdet at den opprinnelige DEM er en god modell for prediksjoner for materialer som glasskum og oseanisk basalt, men ikke like god for reservoarbergarter med en kritisk porøsitet betydelig lavere enn 100 prosent. Den modifiserte DEM modellen predikerte de observerte dataene bedre enn den konvensjonelle DEM modellen i forsøkene som ble gjort.

Poreinteraksjonen blir modellert ved gradvis å tilføre porer til mediet. Matriks mediet for hver porøsitsvekst blir representert ved hjelp av egenskapene til det effektive medium ved den forrige porøsiteten. Prinsippet om porøsitsvekst er skissert i figur 2.5.

De effektive elastiske parametrene finnes ved å la porøsiteten vokse fra null til

den aktuelle porøsitetsverdien i L steg. De effektive elastiske parametrene  $\kappa_n$  og  $\mu_n$  ved lav porøsitetsvekst  $\phi_n$  er gitt ved:

$$\frac{(\kappa_{n-1} - \kappa_n)(\kappa_{n-1} + \frac{4}{3}\mu_{n-1})}{\kappa_n + \frac{4}{3}\mu_{n-1}} = \phi_n \sum_{i=1}^N \sum_{j=2}^M c_i d_{ij} (\kappa_{n-1} - \kappa_j) P^{(n-1)ij} \quad (2.5)$$

$$\frac{(\mu_{n-1} - \mu_n)(\mu_{n-1} + F_{n-1})}{\mu_n + F_{n-1}} = \phi_n \sum_{i=1}^N \sum_{j=2}^M c_i d_{ij} (\mu_{n-1} - \mu_j) Q^{(n-1)ij}. \quad (2.6)$$

Hvor  $\phi_n = \frac{\phi}{L - (n-1)\phi}$ ,  $\kappa_1 = \kappa_m$  og  $\mu_1 = \mu_m$ . De effektive parametrene er  $\kappa^* = \kappa_L$  og  $\mu^* = \mu_L$ .

For å finne et passende antall steg for porøsitetsveksten, økes L helt til  $\kappa^*$  og  $\mu^*$  konvergerer i ligningene 2.5 og 2.6.

## 2.4 Gassmanns modell

Gassmann (1951) utledet en teori for å beregne effekten av porefluidets egenskaper på de elastiske egenskapene og seismiske hastighetene i en porøs væskemettet bergart ved statiske forhold. Modellen bygger på følgende forutsetninger (Wang og Nur, 1992):

- Bergartskorn og porefluid er individuelt homogene isotrope komponenter.
- Porevolumet er åpent og sammenhengende, det vil si at porøsiteten og permeabiliteten er generelt høy, og at det ikke forekommer isolerte porer i bergarten. Porefluidet skal prinsipielt kunne strømme fritt ut av bergartsprøven når denne utsettes for en (hydrostatisk) kompresjon.
- Porene har sfærisk geometri.
- Porefluidet skaper ingen friksjon, og har dermed lav viskositet.
- Porefluidet er jevnt fordelt i porerommet.
- Når en seismisk bølge brer seg gjennom bergarten, vil den relative bevegelsen mellom porevæsken og bergartskjelettet være neglisjerbar. For høye frekvenser kan bevegelsen være større, noe Biot (1956 a,b) tar hensyn til i sin modell.
- Porevæsken påvirker ikke bergartens fysiske eller kjemiske tilstand. Dette kan i virkeligheten være en feilkilde for modellen, ettersom for eksempel en leirholdig matriks vil absorbere vann og få lavere skjærfasthet.

At porefluidet er jevnt fordelt i porerommet betyr at alle porer inneholder samme type fluid, og dersom flere fluider okkuperer samme porer, må blandingsforholdet være likt over alt i bergarten. Begrunnelsen for at skjærfastheten er uavhengig av porefluidet, er at porefluidet prinsipielt kan strømme ut av bergartsprøven dersom det ytre trykket øker. Dermed kan den effektive skjærfastheten til et materiale enkelt uttrykkes som  $\mu^* = \mu$ , der  $\mu$  er skjærfastheten til skjelettet i bergarten.

Den effektive inkompressibiliteten i bergarten blir bestemt ved å beregne den relative volumendringen ( $\Delta V/V$ ) på to ulike måter når det (hydrostatiske) ytre trykket endres, Johansen (2001):

1. Ved å se på den totale effekten av trykket som en sum av relative volumendringer av bergartskornene (mineralene), bergartsskjelettet og porefluidet.
2. Ved å skille volumeffektene som skyldes endringene i poretrykk og skjelettrykk.

Ved å uttrykke den effektive inkompressibiliteten ved hjelp av trykk- og volumendring ( $\kappa^* = -\frac{\Delta P}{\Delta V/V}$ ) kan  $\kappa^*$  uttrykkes ved hjelp av bergartsparametre (se Tillegg A):

$$\kappa^* = K_b + \frac{(1 - K_b/K_s)^2}{\phi/K_f + (1 - \phi)/K_s - K_b/K_s^2}. \quad (2.7)$$

$K_s$  uttrykker informasjon om porestruktur. Den må være kjent for den aktuelle bergartsprøven, før effekten av ulike typer porefluider kan evalueres. Skjærfastheten må evalueres fra målinger eller andre modeller.

Gassmans modell krever kjennskap til en bergarts elastiske egenskaper i tørr tilstand. Dette kan være en begrensning for modellen, ettersom det er ressurskrevende å foreta måleundersøkelser på bergarten. I denne oppgaven blir egenskapene til den tørre bergarten beregnet ved hjelp av en spredemodell, og brukt som input i Gassmanns modell. Med en slik "hybridmodell" kan effekten av porefyll beregnes.

# Kapittel 3

## Seismiske hastigheter og bergartsparametre

I dette kapittelet blir det sett på de viktigste faktorene som påvirker den seismiske hastigheten i et elastisk materiale. Det blir fokusert på kompresjonsbølgehastighet  $V_p$  og skjærbølgehastighet  $V_s$ . Disse er definert for et homogent, isotropt materiale:

$$V_p = \sqrt{\frac{\frac{3}{4}\mu^* + \kappa^*}{\rho^*}}, \quad (3.1)$$

$$V_s = \sqrt{\frac{\mu^*}{\rho^*}}, \quad (3.2)$$

der  $\mu^*$  er mediets effektive skjærmodulus,  $\kappa^*$  er materialets effektive inkompressibilitet og  $\rho^*$  er mediets effektive tetthet.

P-bølger kalles også volum- eller kompresjonsbølger. Bølgene endrer volumet til mediet det brer seg i, enten ved kompresjon eller dilatasjon. Partikkelbevegelsen er parallell med bølgens forplantningsretning, som lydbølger i luft. P-bølger kan eksistere i alle medier utenom vakuum.

S-bølger kalles også skjærbølger. Ligningene 3.1 og 3.2 viser at S-bølger alltid vil ha lavere hastighet enn P-bølger. Når skjærbølgene brer seg i et medium, endres materialets form ved skjærdeformasjon. Partikkelbevegelsen er normalt på utbredelsesretningen. Bølgene kan ikke eksistere i gass eller vann, ettersom skjærmodulen i disse mediene er null. I marin seismikk kan vi registrere S-bølger i brønner. Ved å kombinere informasjon fra både P- og S-bølger, kan vi øke informasjonen om berggrunnen. For praktiske formål som seismisk modellering og amplitudevariasjon med offset (AVO) analyse, trengs skjærbølge hastigheten eller skjærmodulen.

Castagna et al. (1985) publiserte et empirisk forhold som relaterer P-hastigheten og S-hastigheten i vannmettede klastiske silikatbergarter. Sammenhengen er kjent som “the mudrock line” og uttrykkes:

$$V_p = 1.36 + 1.16V_s . \quad (3.3)$$

Selv om ligningen er nyttig for å finne S-hastighet når andre alternativer ikke finnes, har den en del betydelige svakheter. Viktigste begrensingen er at forholdet bare gjelder for vannmettede klastiske bergarter. Wang(2000) fant empiriske forhold som ga mer presise resultater, og hadde gyldighet for flere litologier og porefluid. Ved hjelp av teoriene til Gassmann (1951) ble det funnet en relasjon mellom P- og S-hastigheten i en væskemettet bergart:

$$V_s^2 = \frac{3(1-b)}{4} V_p^2 - \frac{3a}{4\rho^*} ,$$

der  $V_s$  og  $V_p$  er hastighetene i km/s, og  $\rho^*$  er bulk tettheten i g/ccm.

Alle faktorer som virker inn på de effektive elastiske modulene  $\kappa^*$  og  $\mu^*$ , eller tettheten  $\rho^*$ , vil også ha en effekt på den seismiske hastigheten (ligning 3.1 og 3.2). I avsnitt 3.1 og 3.2 blir det vist hvordan  $\kappa^*$ ,  $\mu^*$  og  $\rho^*$  blir påvirket av ulike bergartsparametre.

Figurene som er illustrert i dette kapitlet modelleres ved hjelp av Differential effective medium teori. Når en av de teoretiske teoriene i kapittel 2 benyttes til å modellere effekten av ulike bergartsparametre, følges prosedyren som skissert i figur 3.1.

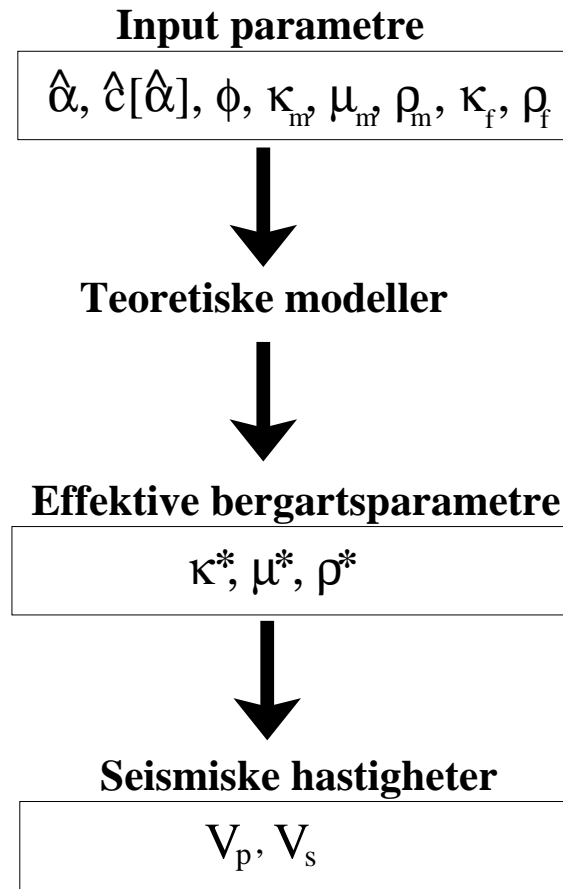
Tabell 3.1 og 3.2 viser parameterverdiene for porefyll og matriks som blir benyttet i illustrasjonene i dette kapitlet, når ikke annet er oppgitt. Tabell 3.3 viser poregeometrien i den porøse bergarten. Poregeometrien i denne oppgaven har en idealisert form, og alle porene i modelleringene er oblater (figur 3.2) viss ikke annet er opplyst. I tillegg er poretrykket 20 MPa, temperaturen 75° C og porøsiteten 25% når ikke annen informasjon er gitt.

### 3.1 Tetthet

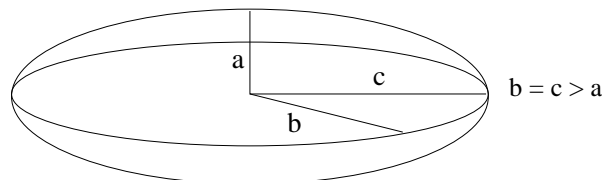
Ligningene 3.1 og 3.2 viser at tettheten til materialet som bølgen brer seg igjennom har stor betydning for bølgehastigheten. Bulk tettheten for en porøs bergart er gitt ved :

$$\rho^* = (1 - \phi)\rho_m + \phi\rho_f , \quad (3.4)$$





Figur 3.1: Stegene som gjennomføres når effekter av ulike parametre skal modelleres ved hjelp av de teoretiske modellene. Indeksene m og f betegner matris- og fluidparametre henholdsvis. Poregeometrien beskrives av  $\hat{\alpha}$ , som er en vektor bestående av de ulike poregeometriene som er benyttet i modelleringen. Konsentrasjonen av de ulike poregeometriene beskrives av vektoren  $\hat{c}[\hat{\alpha}]$ .



Figur 3.2: Oblat poregeometri. De to lengste aksene i poren er like lange.

Trykk (MPa)	1	10	20	35	1	10	20	35
	Inkompressibilitet (GPa)				Tetthet (g/cm <sup>3</sup> )			
Fluid								
Saltvann (3%)	2.4952	2.5612	2.6339	2.7636*	0.9958	0.9997	1.0040	1.0078*
Olje	0.6674	0.7551	0.8596	0.6005*	0.6675	0.6752	0.6837	0.6710*
Gass	0.0014	0.0142	0.0692	0.1962	0.0114	0.1515	0.2908	0.3639

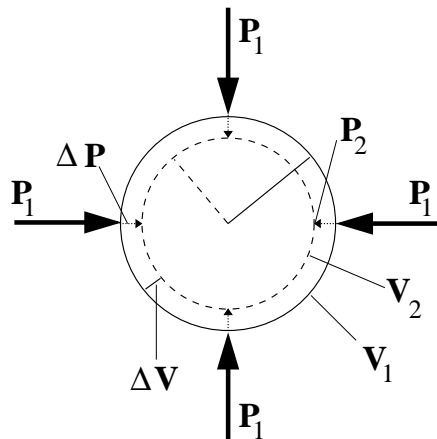
Tabell 3.1: Medie egenskaper som blir benyttet i hastighetsmodelleringen. Verdiene er beregnet ved hjelp av programmet FLAG (Han og Batzle; 2000). Parameterverdier merket \* er gitt fra Statoil og er observerte verdier for saltvann (5%) og gassholdig olje.

Matriks	$\kappa$ (GPa)	$\mu$ (GPa)	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )
Kvarts A	36.28	45.71	2.65
Kvarts B	25.00	40.00	2.65
Modell 1	30.00	20.00	2.60

Tabell 3.2: . Parameterverdier som blir nyttet i modelleringer i denne oppgaven når ikke andre verdier er oppgitt.

Poreaspektforhold, $\alpha$	1.0	0.1	0.01	0.001
Prosentandel, %	90	7	2.5	0.5

Tabell 3.3: . Poreaspektforholdene og andelen de utgjør av den totale porøsiteten.



Figur 3.3: Figuren illustrerer en volumendring i en sfære, når det hydrostatiske ytre trykket øker. Inkompresibiliteten i sfæren er en funksjon av endringen i det ytre trykket ( $\Delta P$ ) og den relative volumendringen ( $\Delta V$ ) som oppstår når trykket endres, ligning 3.6.

der  $\phi$  er porøsiteten til bergarten,  $\rho_f$  er tettheten til porefyllet og  $\rho_m$  er tettheten til kornene i matriksen.  $\rho_m$  er litologiavhengig.

Det er gjort flere forsøk på å finne et empirisk forhold mellom mediumets effektive tetthet og P-hastighet. Birch (1968) foreslo et empirisk forhold i Birch's lov:

$$\rho^* = 0,31V_p^{\frac{1}{4}}. \quad (3.5)$$

Dette er en grov tilnærming, og ligningen er omtrent ubrukelig for materialer som salt og anhydritt. Det er senere gjort forsøk på å finne en mer nøyaktig forholdsbeskrivelse av hastighet og tetthet, med utgangspunkt i Birch's lov.

Ligning 3.4 viser at porøsitet, porefyll, metningsgrad og litologi påvirker bulk tetten for en bergart. Dermed vil også hastigheten påvirkes.

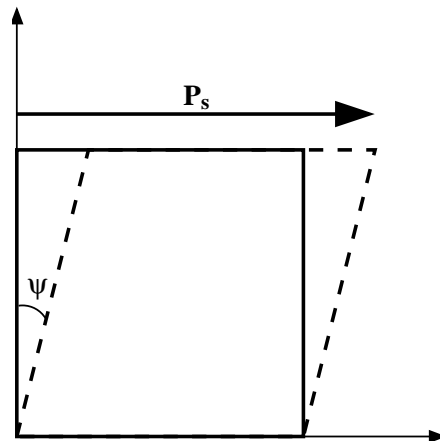
Tettheten avtar med økende porøsitet, men ulikt for forskjellig porefyll. Porefyll med lav tetthet, fører til at bulk tetten avtar forttere med porøsiteten.

Trykket kan påvirke porøsitet, porefluid og dermed tettheten i en bergart. Effekter av trykk diskuteres i kapittel 4.

## 3.2 Inkompresibilitet og skjærmodulus

Inkompresibiliteten  $\kappa$  til et materiale, er forholdet mellom trykkøkningen og den resulterende relative volumendringen (figur 3.3):

$$\kappa = -\frac{P_1 - P_2}{\frac{V_1 - V_2}{V_1}} = -\frac{\Delta P}{\frac{\Delta V}{V_1}} = \rho \frac{\Delta P}{\Delta \rho} \quad (3.6)$$



Figur 3.4: Figuren viser skjærdeformasjon når trykk blir påført. Skjærfastheten i materialet kan uttrykkes som funksjon av trykket som blir påført og vinkelen  $\psi$  som oppstår som følge av deformasjonen, ligning 3.7.

Det negative fortegnet i ligningen kommer av at volumet minsker når trykket øker. Materiale som vanskelig lar seg komprimere, f.eks. kvarts, har høy  $\kappa$ . Gass er lett komprimerbar, og har dermed lav  $\kappa$ .

Skjærmodulen  $\mu$ , er et mål på krefter per arealenheter som trengs for å endre formen til et materiale (Fowler; 1990).  $\mu$  er definert som en proporsjonalitetsfaktor for forholdet mellom skjærdeformasjonen  $\psi$  (formendring uten volumendring) og tangensialtrykket,  $P_s$ :

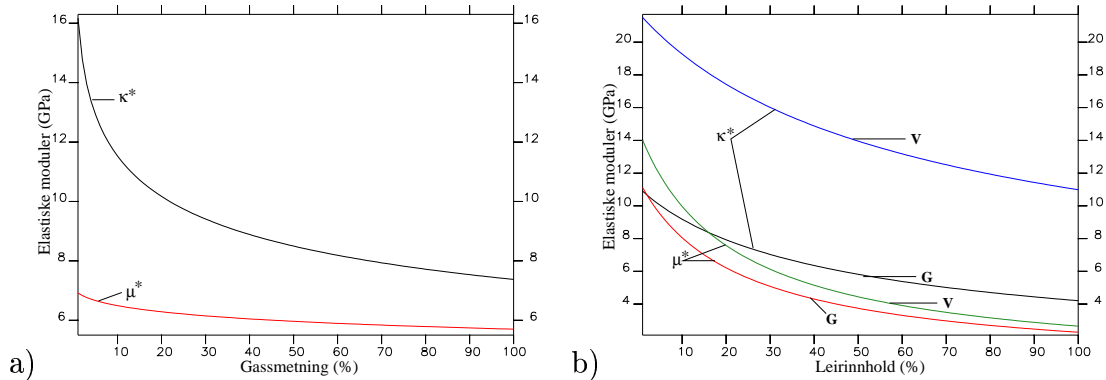
$$P_s = \mu * \tan \psi . \quad (3.7)$$

Dermed kan skjærmodulen uttrykkes som forholdet mellom skjærspenning og skjærdeformasjon (figur 3.4):

$$\mu = \frac{P_s}{\tan \psi} .$$

Avstanden som en skjærbølge kan trenge inn i en væske er proporsjonal med kvadratroten til skjærviskositeten til væsken, Thurston (1964). I en høyporøs sprukket bergart kan i enkelte tilfeller skjærbølger bre seg igjennom porefluidet, når sprekene er tynnere enn den avstanden bølgen kan trenge inn i væsken, Wang og Nur (1990). Skjærbølgens egenskap til å trenge inn i en væske er frekvensavhengig.

I praksis er motstanden mot skjærdeformasjon i gass og væsker så lav at  $\mu$  kan settes lik null. Dette medfører at S-bølger ikke kan eksistere i disse mediumene, se ligning 3.2.



Figur 3.5: a) Gassmetningens effekt på de elastiske parametrene. Når gassinnholdet i en vannmettet bergart øker, vil  $\kappa^*$  avta mye fortere enn  $\mu^*$ . b) Det motsatte er tilfelle når leire introduseres i en helt rein sandstein.

En bergart kan bestå av matriks og inklusjoner med innbyrdes ulike elastiske egenskaper. De teoretiske modellene som ble diskutert i kapittel 2 kan benyttes for å finne de gjennomsnittlige eller effektive elastiske egenskapene til bergarten.

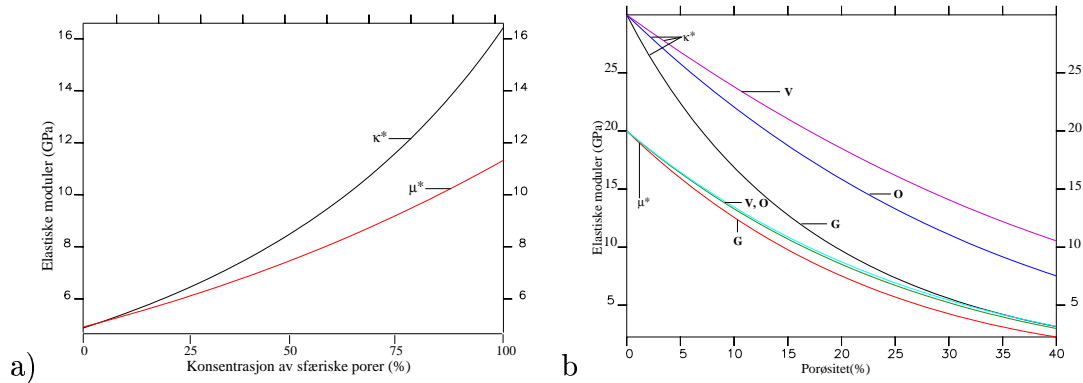
Faktorer som direkte kan påvirke den effektive inkompressibiliteten og skjærmodulen til en bergart er hovedsakelig porøsitet, porefyll, poregeometri, metningsgrad og leirinnhold. Figurene 3.5 og 3.6 illustrerer hvordan dette vil virke inn på de elastiske modulene i modellen som benyttes. Figur 3.5 a) viser at ved introduksjon av bare få prosent gass i en vannmettet bergart, vil den effektive inkompressibiliteten avta drastisk i bergarten. Den effektive skjærmodulen påvirkes på langt nær så mye av gass i bergarten. I figur b) er effekten av økt leirinnhold i matriks større for den effektive skjærmodulen enn den effektive inkompressibiliteten.

I figur 3.6 a) går aspektforholdet (figur 2.3) fra porer med  $\alpha = 0.1$  til sfæriske porer med  $\alpha = 1.0$ . Begge de effektive elastiske modulene øker kraftig når konsentrasjonen av sfæriske porer øker. Men den effektive inkompressibiliteten øker mest. Figur b) viser hvordan hastigheten avtar for økende porøsitet og ulikt porefyll. Bortsett fra med vann som porefyll, avtar P-hastigheten mer enn S-hastigheten når porøsiteten øker.

Videre i dette kapittelet skal det fokuseres på hvordan faktorene som virker inn på  $\rho^*$ ,  $\kappa^*$  og  $\mu^*$  har innvirkning på de seismiske hastighetene.

### 3.3 Porøsitetens og poregeometriens innvirkning på hastighet.

Wyllie et al. (1956) introduserte ved tidsgjennomsnittsligningen hastigheten i en porøs bergart som funksjon av porøsitet, porefyll og matriks:



Figur 3.6: a) De elastiske modulene som funksjon av økende sfærismet. b) Porøsitet og porefills innvirkning på de elastiske modulene ved ulike metningsfluider.

$$\frac{1}{V^*} = \frac{1 - \phi}{V_m} + \frac{\phi}{V_f}, \quad (3.8)$$

der  $V^*$  er den effektive P-hastigheten i bergarten,  $V_m$  er P-hastigheten i matriks og  $V_f$  er hastigheten i porefyllet. Ligningen viser at porøsiteten, porefluid, og matriksegenskaper er avgjørende for hastigheten til bølgen som brer seg igjennom mediumet.

Tidsgjennomsnittsligningen er gyldig kun for bergarter som er godt sementert og konsolidert, og under høyt effektivt trykk (Jordan og Campbell; 1986). Når disse kravene er oppfylt, vil de fleste leir-relaterte sprekker være lukket, og effekten av leirinnhold på poregeometrien er minimal.

Raymer et al. (1980) kom frem til følgende empiriske ligninger gjennom laboratoriemålinger:

$$V = (1 - \phi)^2 V_m + \phi V_f, \quad (3.9)$$

$$\frac{1}{\rho V^2} = \frac{\phi}{\rho_f V_f^2} + \frac{1 - \phi}{\rho_m V_m^2}. \quad (3.10)$$

Ligning 3.9 gjelder for konsoliderte bergarter, mens 3.10 gjelder for ukonsoliderte havbunnsedimenter. Xu og White (1995) viste at ligning 3.9 gir meningsfulle resultater for formasjoner med et gjennomsnittlig aspektforhold på rundt 0.1. Dermed overestimerer Raymer's ligninger hastighetene betydelig i skifer og skifrige sandsteiner som har lavere gjennomsnittlig aspektforhold.

Generelt vil økende porøsitet i en bergart ha større effekt på de elastiske modulene enn for tettheten. Figur 3.7 a) viser hvordan hastigheten avtar ved økende porøsitet, med parameterverdier som oppgitt i tabellene 3.2 og 3.3. Det kommer

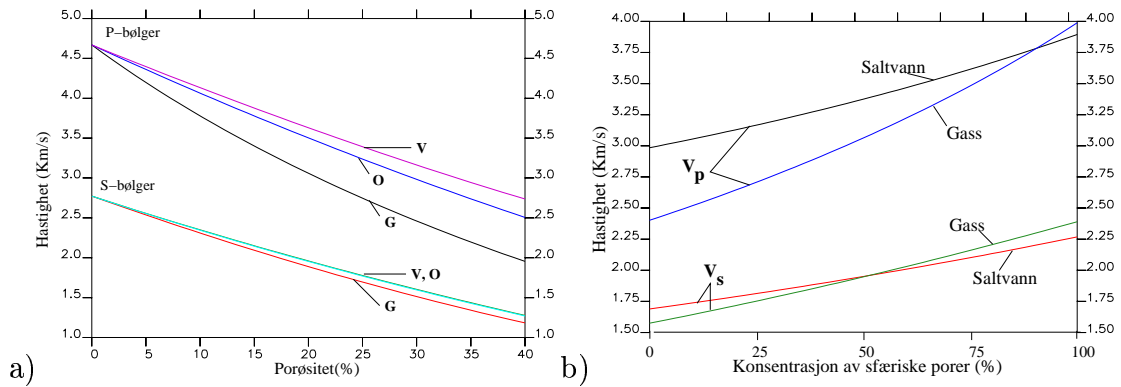
tydelig frem at porefluidet er mer avgjørende for P-hastigheter enn S-hastigheter. Porefluid med lav inkompressibilitet fører med seg lavere P- og S-hastigheter, selv om tettheten også avtar.

Kuster og Toksöz (1974) presenterte en fysisk bergartsmodell som ikke baserer seg på empiri, men fysiske prinsipper. Poregeometrien i bergarten ble tatt med som en hastighetsbestemmende parameter. For å få et praktisk mål på poregeometrien i en bergart, definerte Kuster og Toksöz poreaspektforholdet  $\alpha$ , for en pore. Forholdet er definert som korteste akse i poren dividert med den lengste akse, figur 2.3. Konsentrasjonene av de ulike aspektforholdene  $c(\alpha)$ , presenteres i et aspektforholdsspektrum. I virkeligheten vil det eksistere uendelig ulike aspektforhold, men et enkelt aspektforholdsspektrum vil være en brukbar tilnærming. For å få en realistisk teoretisk bergartsmodell, må poregeometrien taes med. Poregeometrien er viktigste faktor som bestemmer sammenhengen mellom porøsitet og hastighet, (Kanestrøm, 1991).

Xu og White (1995, 1996) fant gjennomsnittlige aspektforhold for rein sandstein og skifer. Det kom frem at leirinnholdet i en bergart har stor innvirkning på poregeometrien. Dersom det ikke forekommer leire, vil matriks bestå av kvartskorn som har relativt jevne akser, og gjennomsnittlig aspektforhold for porene er rundt 0.12. Når leirinnhold i matriks er høyt, vil det være flere flate porer, siden leirpartikler har en form som ligner på et papirark. Gjennomsnittlig aspektforhold for leir-relaterte porer ligger mellom 0.02 og 0.05.

Eastwood og Castagna (1983) konkluderte med at aspektforholdet i porene spiller en like viktig rolle som porøsiteten i hastighetsberegninger, spesielt når aspektforholdet er mindre enn 0,05. Poregeometrien i en bergart har ingen effekt på tettheten, men stor innvirkning på de elastiske modulene, fig ???. Dermed er det endringen i  $\kappa^*$  og  $\mu^*$  som avgjør hastighetsendringen i en bergart der poregeometrien varierer.

I figur 3.7 b) illustreres hvordan P- og S-bølgehastighetene endrer seg fra avlange til sfæriske porer. X-aksen beveger seg fra å bare inneholde porer med  $\alpha = 0.1$  til å inneholde kun sfæriske porer. Både P- og S-hastigheten øker kraftig når sfærisiteten øker. P-hastigheten ved saltvann som porefluid er høyere enn ved gass som porefluid helt til konsentrasjonen av sfæriske porer nærmer seg 100%. Saltvann vil i mye større grad enn gass sørge for at inkompressibiliteten til flate porer øker. Men sfæriske porer har en meget høy inkompressibilitet ved hydrostatisk trykk, slik at saltvannets effekt på porenes evne til å motstå trykk er betydelig mindre for disse porene. Dermed vil den lavere bulk tettheten som følge av gass i porene ha større effekt enn fluidets innvirkning på inkompressibilitet når andelen sfæriske porer er høy. Derfor vil P-hastighetene i en bergart med sfæriske porer være høyere jo lavere tetthet porefluidet har.



Figur 3.7: a) P- og S-hastighet som funksjon av porøsitet og porefyll. b)  $V_p$  og  $V_s$  som funksjon av sfærøsitet.

### 3.3.1 Metningsgrad

Porefyllet har betydelig innvirkning på både  $\rho^*$  og  $\kappa^*$ . Effekten av porefyllet på  $\mu^*$  er mindre. Derfor er tetthetsendringen ved endring av porefyll vanligvis den viktigste faktoren for S-bølgehastigheten. Figur 3.7 a) viser hvordan  $V_p$  og  $V_s$  varierer ved ulikt porefyll når porøsiteten øker.

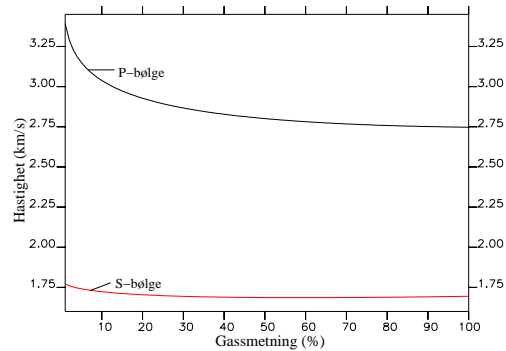
For P-bølgehastigheten kan porefyllet ha stor betydning, siden effektiv inkompressibilitet er svært ulik i en gass- og væskemettet bergart. Tilstedeværelse av gass i væskefylte porer har mye å si for bergartens evne til å motstå trykk. Den effektive inkompressibiliteten minker kraftig ved tilførsel av bare få prosent gass i en væskemettet bergart (Toksöz et al.; 1976). Etter hvert som graden av gassmetning øker, vil effekten på inkompressibiliteten avta kraftig. Vi kan i noen tilfeller observere en svak økning i  $V_p$  som kan relateres til minkende effektiv bulk tetthet. P- og S-hastigheten for overgangen fra vannmetning til gassmetning er illustrert i figur 3.8, og det kommer tydelig frem at  $V_p$  er mye mer avhengig av porefyllet enn  $V_s$ . Porefluidets viskositet kan ha en viss innvirkning på skjærhastigheten (Wang og Nur; 1990). Dette fordi at en skjærbølge kan trenge lenger inn i en væske med høyere viskositet. Derfor observeres en liten avtagelse i  $V_s$  når vannet erstattes med gass i porene. I figur 3.8 observeres det en liten økning i S-hastighet ved gassmetning rundt 50% og mer, som kan relateres til avtagende bulk tetthet.

Gregory (1976) fant at effekten av væskemetning i en gassmettet bergart er størst for lavporøse bergarter. Dette kommer av at for høyporøse bergarter vil tetthetsendringen være større ved et fluidsifte, og føre til en lavere hastighetsendring.

### 3.3.2 Porefluid

Batzle og Wang (1992) beskrev hvordan fluidparametre endres ved ulike ytre påvirkninger. Eksperimentene viste at ved fullstendig normale "in situ" forhold,





Figur 3.8:  $V_p$  og  $V_s$  som funksjon av gassmetning.

kan væske-egenskapene variere så mye fra de forventede verdier, at kostbar feiltolking kan oppstå. Det blir her presentert enkle sammenhenger mellom faktorer som påvirker porefyllet og responsen for porefyll parametrene. På side 25 illustreres hvordan fluidparametrene endres ved økt trykk og temperatur. Alle illustrasjonene bygger på ligninger fra Batzle og Wang (1992). Fluidegenskapene til gassen, oljen og saltvannet som brukes i modelleringen er hentet fra tabell 3.1. Noen av kombinasjonene med trykk, temperatur og medium lar seg ikke gjennomføre i virkeligheten, men er tatt med for å vise trender. Saltvann vil for eksempel opptre som vanndamp ved 200°C når trykket er lavt.

## Gass

Hydrokarbongasser består vanligvis av lette gasser (metan, etan, propan, osv). Andre gasser som vanndamp og tyngre hydrokarbongasser kan oppstå, avhengig av temperatur, trykk og avsetningshistorie. Gassblandinger blir karakterisert med en spesifikk gravitet,  $G$ , som er forholdet mellom tetthetene til gass og luft ved 15,6°C. Selv om en bare har et grovt estimat av den spesifikke graviteten, kan det gjøres gode estimat av gasegenskapene ved en bestemt temperatur og trykk, Batzle og Wang (1992).

Når gass blir utsatt for økende trykk, vil tettheten øke sammen med de elastiske modulene. Med økende trykk kan en gass begynne å oppføre seg som et fluid (Han og Batzle; 2000). Viskositeten blir bortimot ikke påvirket av en trykkendring.

Temperaturavhengigheten endres dramatisk med trykket. Ved trykk høyere enn 28 MPa oppfører gass seg som olje, og hastigheten avtar med økende temperatur (Han og Batzle; 2000). Hastigheten i gass øker med temperaturen når trykket er lavere enn 16 MPa. I intervallet mellom 16 MPa og 28 MPa er gassen bortimot uavhengig av temperatur. Skillet mellom gass og olje minsker med dypet, og det kan være urealisisk å skille disse i dype forekomster. Viskositeten øker med temperaturen.

Figur 3.9 viser variasjon i inkompressibiliteten og tettheten til gass som funksjon av trykk og temperatur. Trykket har større innvirkning enn temperaturen, men begge faktorene er viktige når fluidegenskapene skal beregnes.

## Olje

Råolje kan bestå av mange ulike organiske sammensetninger. Naturlig olje kan være alt fra lette oljer til tunge tjærer. I tillegg kan lette oljer under trykk absorbere store mengder hydrokarbon gasser, som betydelig minsker de elastiske modulene og tettheten i oljen.

Wang og Nur (1986) fant at hastigheten ved temperatur  $T$  varierer lineært med endringen i temperatur,  $\Delta T$ , fra referansetemperaturen:

$$V(T) = V_0 - b\Delta T, \quad (3.11)$$

der  $V(T)$  er den temperaturavhengige hastigheten,  $V_0$  er hastigheten ved referansetemperaturen og  $b$  er en konstant for hver sammensetning med lik molekylær vekt. Det ble også funnet at temperaturavhengigheten til hastigheten er avhengig av molekylærvekten til oljen.

Som følge av at de elastiske modulene avtar drastisk ved oppløst gass i oljen, vil hastigheten avta kraftig ved tilførsel av bare små mengder gass. Oppløst gass fører også til lavere viskositet. Mengden gass som kan absorberes i en olje øker med trykket og avtar med temperatur. Absorpsjonen er også avhengig av type olje og gass.

Når sammensetninger med ulike egenskaper blandes uten å gå i suspensjon, blir de "effektive" egenskapene et gjennomsnitt ut fra hvor stor konsentrasjon det er av de ulike sammensetningene. Dersom 50 prosent av oljen i en oljemettet bergart erstattes med saltvann, vil temperaturavhengigheten til hastigheten avta med cirka halvparten. Hastigheten i en bergart mettet med saltvann er praktisk talt uavhengig av temperatur (Wang og Nur; 1990)

I figur 3.10 er inkompressibiliteten og tettheten for gassfri olje modellert som funksjon av trykk og temperatur. Som forventet har trykket mindre å si for tettheten til olje enn for gass. Det kan også observeres at effekten av en trykkendring på tettheten avtar kraftig når trykket er høyt. Inkompressibiliteten øker jevnt med trykket. Det kan se ut som effekten av temperatur er tilnærmet lineær, noe som stemmer godt overens med observasjonene til Chavez et al. (1981), Wang og Nur (1990) og Wang et al. (1990).

## Saltvann

Saltvann er den vanligste porevæsken (Batzle og Wang, 1992). Saltvannsløsninger kan variere fra nesten rent vann til mettede salte løsninger. Ved absorpsjon av

gass, vil saltvann få en drastisk endring i egenskapene, på samme måte som olje. Men mengden gass som kan absorberes er mye mindre enn for lette oljer. Mengden gass som vil løses i saltvannet øker med trykket, og minker med saltinnhold. Viskositeten i saltvann avtar raskt med temperatur, men blir lite påvirket av trykk. Saltinnholdet øker viskositeten.

Figur 3.11 viser at temperaturen har en ganske annerledes effekt på inkompressibiliteten til saltvann enn for de to andre porefluidene. Inkompressibiliteten øker først med temperaturen, og avtar deretter med mye mer når temperaturen blir svært høy. Ifølge Batzle og Wang (1992) vil inkompressibiliteten i saltvann ha en topp for 80 °C, og deretter avta med temperatur. Tettheten i saltvann minker som forventet med temperaturen. Trykket har en tilsynelatende lineær effekt på tettheten.

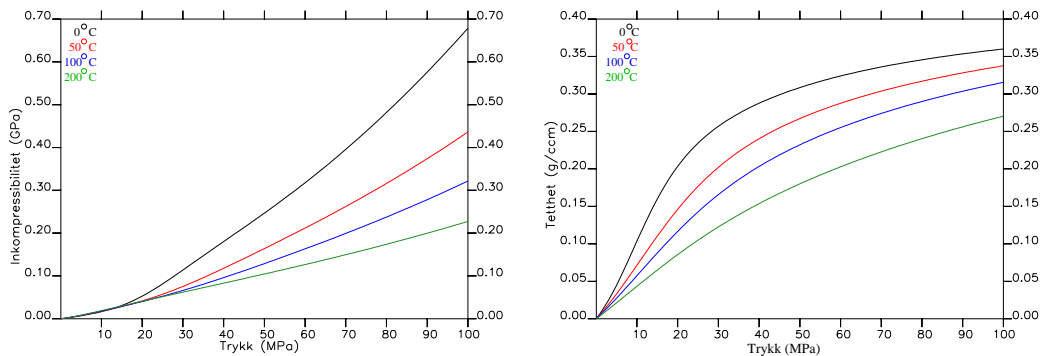
### 3.4 Leirinnhold og hastighet

Leire påvirker en bergart på flere måter. Leirpartikler danner porer med veldig små aspektforhold. Sementasjon vil redusere antallet sprekker med lite aspektforhold, ettersom mindre sementerte bergarter har mer sprekker enn sementerte (Xu og White, 1995). Trykket vil selvsagt også spille en viktig rolle for poregeometrien, se kapittel 4.

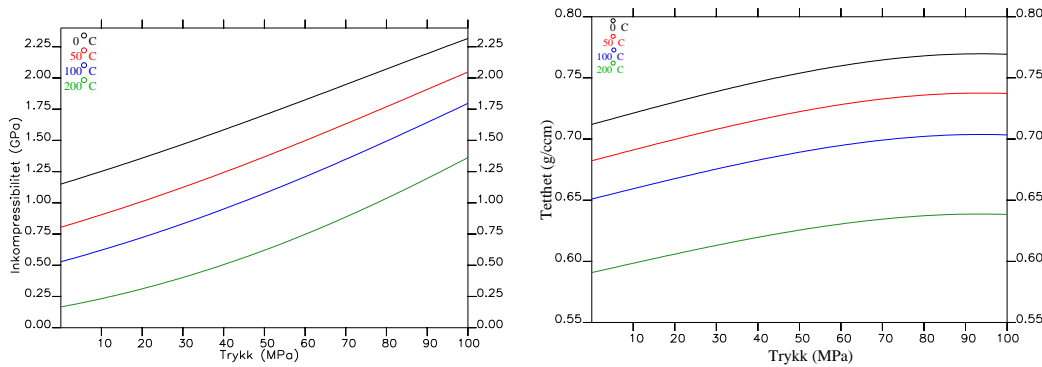
Laboratoriemålinger (Han et al.; 1986, Klimentos og McCann; 1990, Klimentos; 1991, Marion et al.; 1992) demonstrerer at leirinnholdet har en sterk effekt på P- og S-hastigheten, og bølgedemping.

Når hastighet skal estimeres som funksjon av porøsitet, må man ta hensyn til leirinnholdet i bergarten. Både ligning 3.8 og 3.9 overestimerer hastigheten betydelig for bergarter med høyt leirinnhold. En av grunnene til dette er at bergartsegenskaper endres når leirinnholdet øker. Marion et al. (1992) observerte en initiell økning i P-hastigheten når leire ble introdusert i en rein sandstein. Dette forklares med en minking i den effektive porøsiteten, på grunn av at porerommet mellom sandstein fylles av leire. Når leirnivået i bergarten blir likt med den originale porøsiteten, er den effektive porøsiteten på et minimum, siden alle porene fylles med leire og leir-relaterte porer. Med videre økning i leirinnholdet ble det observert en avtagende P-hastighet. Dette ble forklart ved at porøsiteten øker med leirinnholdet, når porøsiteten som skyldes kvartskornene er forsvunnet.

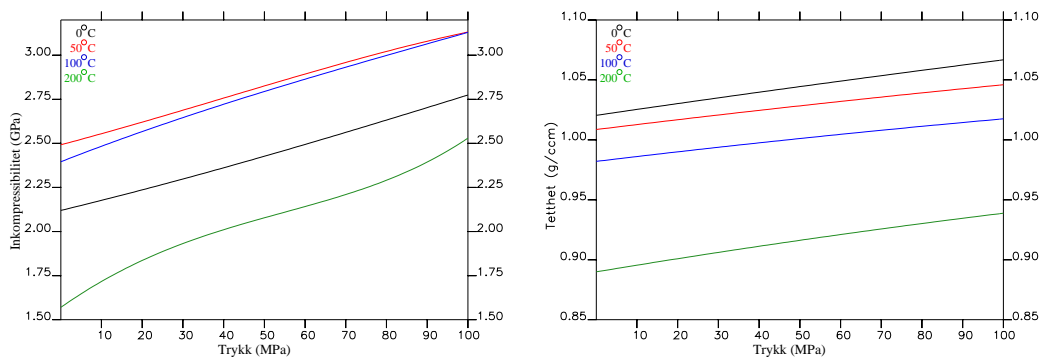
Det har blitt foreslått flere empiriske modeller som inkluderer leirinnholdet som en variabel. Han et al. (1986) gjorde målinger på 75 ulike prøver, hvor porøsiteten varierte fra 2 til 30%, og leirinnholdet fra 0 til 50%. Ligningene som best beskrev observasjonene var:



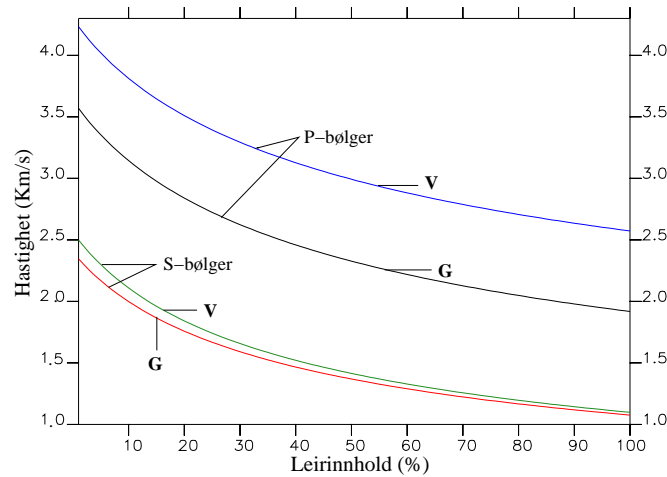
Figur 3.9: Inkompressibiliteten i gassen øker drastisk med økende trykk. Økende temperatur medfører at både tetthet og inkompressibiliteten øker. Tettheten øker betydelig mer i gass enn væske når trykket øker.



Figur 3.10: Inkompressibiliteten i oljen øker med økende trykk, og avtar med økende temperatur. Tettheten i oljen øker med trykket, men grafen flater mer ut når trykket øker. Økt temperatur medfører lavere tetthet.



Figur 3.11: Inkompressibiliteten i saltvann øker med økende trykk, men avtar for økende temperaturer over  $80^{\circ}C$ . Tettheten følger samme trendene som hos de andre fluidene.



Figur 3.12:  $V_p$  og  $V_s$  som funksjon av leirinnhold. Leirinnholdet går fra 0% for en rein sandstein, til 100% for en rein skifer.

$$V_p = 5.59 - 6.95\phi - 2.18V_{sh}, \quad (3.12)$$

og

$$V_s = 3.52 - 4.91\phi - 1.8V_{sh}. \quad (3.13)$$

$V_{sh}$  er volumandelen leire i den aktuelle bergarten. Avvikene fra ligningene var hovedsakelig mindre enn 5%. Ulempen med ligningene er at de ikke kan brukes til å se på effekter av skifte i porefyll. Ligningene har bare gyldighet for de bergartene forsøkene ble gjort på.

Leirinnholdets effekt på bergartsmodellen som benyttes i dette kapittelet er illustrert i figur 3.12. Både P- og S-hastigheten avtar med økende leirinnhold. Endringen avtar jo mer leire det er tilstede i bergarten.

### 3.5 Oppsummering

I dette kapittelet har det blitt sett på effekten av porøsitet, poregeometri, porefluid og leirinnhold for de effektive elastiske parametrene og P- og S-hastighetene. Temperatur- og trykkeffekter på saltvann, gass og olje ble deretter evaluert. Resultatene av modelleringen i korte trekk er:

\* $\kappa^*$  avtar kraftig når bare få prosent gass introduseres i en saltvannsmettet bergart.  $\mu^*$  reduseres betraktelig mindre.

\*Effekten av økt leirinnhold i matris er større for  $\mu^*$  enn for  $\kappa^*$ .

\*  $\kappa^*$  er mest følsom for poregeometri, og øker mer enn  $\mu^*$  når konsentrasjonen av sfæriske porer øker.

\* Ved økende porøsitet avtar de effektive elastiske parametrene mest med gass- og minst med vann som porefyll. Fluidet har mye større effekt på  $\kappa^*$  enn på  $\mu^*$ .

\* Ved sfærisk porøsitet er S-hastigheten størst ved gass som porefyll på grunn av lav bulk tetthet. Ved tilstedeværelse av mange flate porer kan S-hastigheten være høyest ved saltvann som porefyll, på grunn av økt effektiv skjærfasthet.

\* Effekten av økende porøsitet er større for P-hastigheten enn S-hastigheten. Fluid effekten er mye større for P- enn S-hastighetene.

\* Effekten av å introdusere gass i en saltvannsmettet bergart er mye større for P- enn S-hastighet

\* Ved økende leirinnhold i matriks, avtar S-hastighetene litt mindre enn P-hastighetene.

\*  $\kappa$  og  $\rho$  i olje og gass øker med økende trykk, og avtar med økende temperatur.

\*  $\kappa$  og  $\rho$  i saltvann øker med trykket. Ved økende temperaturer opp til 80°C vil  $\kappa$  øke, for deretter å avta. Tettheten avtar kontinuerlig ved økende temperatur.

# Kapittel 4

## Effekter av trykk på bergartsparametre og seismiske hastigheter

Trykket har direkte eller indirekte påvirkning på de fleste variabler som bestemmer hastigheten. En bergart blir påført et ytre- og et indre trykk i dypet. Omslutningstrykket  $P_c$ , er det ytre trykket materialet blir utsatt for, det litostatiske trykket. Poretrykket  $P_p$ , er det indre trykket i bergarten, og virker i motsatt retning av omslutningstrykket. Poretrykket skapes ved at fluidet i porene motsetter seg kompresjon. Differensialtrykket  $P_d$ , er differansen mellom omslutnings- og poretrykk:

$$P_d = P_c - P_p \quad (4.1)$$

Dette er illustrert i figur 4.1.

Kjennskap til to av de tre størrelsene  $P_d$ ,  $P_c$  og  $P_p$  er derfor nok for å definere bergartens trykktilstand. Differensialtrykket er den faktoren i trykktilstanden som påvirker bergartens egenskaper mest.

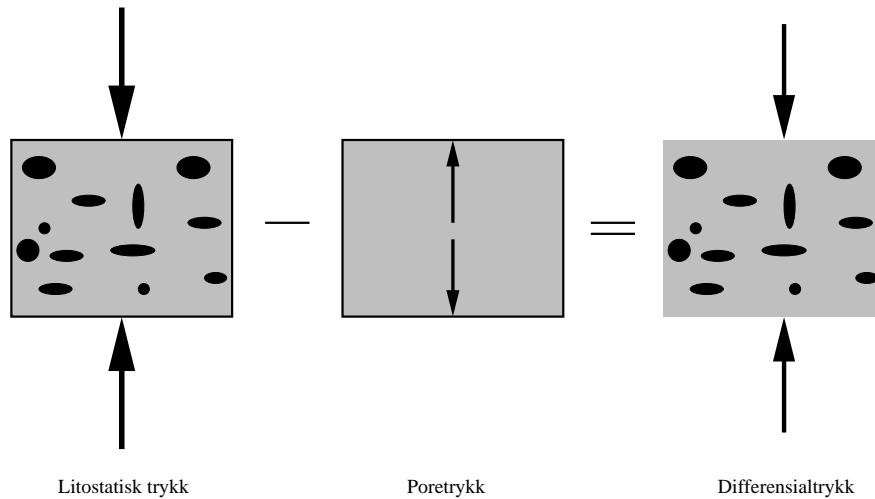
Christensen og Wang (1985) definerer det effektive trykket som virker på en bergart ved:

$$P_e = P_c - nP_p, \quad (4.2)$$

der “n” er definert ved

$$n = 1 - \frac{[\frac{\delta V_p}{\delta P_p}]_{P_d}}{[\frac{\delta V_p}{\delta P_d}]_{P_p}}. \quad (4.3)$$

“n” er en koeffisient som uttrykker indre deformasjon. Det er en empirisk faktor som introduseres for å finne effektivt trykk for tilfeller der poretrykket ikke



Figur 4.1: Sammenhengen mellom omslutnings-, pore- og differensialtrykk.

kansellerer omslutningstrykket nøyaktig. Dersom en økning i omslutningstrykket blir kansellert av tilsvarende økning i poretrykk, blir  $n=1$  og  $P_e = P_d$ . Men hvis  $n < 1$  vil ikke en økning i poretrykket fullstendig veie opp for en økning i omslutningstrykket. Koeffisienten for indre deformasjon vil variere fra bergart til bergart, avhengig av porestruktur og mineralsammensetning (Johansen; 1990).

Når differensialtrykket øker, vil porer lukke seg i bergarten. De sfæroidale porene deformeres og blir tynnere. Når differensialtrykket når en kritisk verdi, vil alle porene med et visst aspektforhold  $\alpha_c$  lukkes. Sfæriske porer deformeres ikke i form når trykket er hydrostatisk/isotropt, men minker i volum når det ytre trykket øker (Toksöz et al.; 1976). Resultatet av trykkøkningen blir lavere porøsitet, og høyere konsentrasjon av sfæriske porer. Det gjennomsnittlige poreaspektforholdet øker når differensialtrykket øker (Xu og White; 1995).

I dette kapittelet gjennomgås teoretiske betraktninger om hvordan poregeometri og porøsitet endrer seg med økende differensialtrykk. Det blir også utledet et forhold mellom de ulike leddene i ligning 4.1 for lukkede og åpne grenser, se avsnitt 4.2.

I følgende utledninger vil det ikke bli tatt hensyn til endrede kontakt egenskaper som følge av ekvivalent økning i poretrykk og omslutningstrykk. Koeffisienten for indre deformasjon settes lik 1 for alle fysiske størrelser.

## 4.1 Trykkets effekt på porøsitet og poregeometri

For å forutsi effekten av endringer i trykktilstanden, må bergartsmodellen defineres ved en initiell trykktilstand  $P_s$ . Trykktilstanden er en todimensjonal pa-



rameter, og blir her definert av  $P_p$  og  $P_c$ :

$$P_s = P_s(P_{ps}, P_{cs}). \quad (4.4)$$

De fysiske parametrene til matrisen og inklusjonen velges med hensyn på verdier ved initialtrykket. Parametrene som beskriver matrisen ved initialtilstanden er gitt ved:

$$\kappa_m = \kappa_m(P_{cs}), \mu_m = \mu_m(P_{cs}), \rho_m = \rho_m(P_{cs}).$$

For inklusjonene blir dette tilsvarende:

$$\kappa_i = \kappa_i(P_{ps}), \mu_i = \mu_i(P_{ps}), \rho_i = \rho_i(P_{ps}).$$

Den initielle poregeometrien er definert ved porespekteret og konsentrasjonsfordelingen for den initielle trykktilstanden. Et porespektrum med  $N$  ulike porer kan dermed defineres ved vektoren:

$$\hat{\alpha}(P_s) = \{\alpha_1(P_s), \alpha_2(P_s), \dots, \alpha_N(P_s)\}. \quad (4.5)$$

På samme måte definerer vi konsentrasjonsfordelingen:

$$\hat{c}[\hat{\alpha}(P_s)] = \{c[\alpha_1(P_s)], c[\alpha_2(P_s)], \dots, c[\alpha_N(P_s)]\}. \quad (4.6)$$

Ideen for en teoretisk beregning av effekten av en endring i trykktilstanden på bergartsegenskapene er som følger (Johansen; 1990): Beregn endringen i alle modellparametrene, og etabler bergartsmodellen for den nye trykktilstanden. Bruk så en teoretisk modell for å beregne effektive fysiske parametre i forhold til mediets nye modell. De teoretiske modellene som blir sett på i denne oppgaven er spredeteorier, selvkonsistente modeller og hybridmodeller.

De fysiske egenskapene til matrisen og porevæske er antatt invariante ved svært små trykkendringer. Dette medfører at endringer i de effektive fysiske egenskapene til bergarten som er forårsaket av en liten økning i differensialtrykk  $P_d$ , skyldes endringer i porøsitet og porestruktur.

Etter en liten trykkendring  $dP_d$ , blir aspektforholdet  $\alpha_i$  :

$$\alpha_i(P_d + dP_d) = \alpha_i(P_d) + d\alpha_i, \quad (4.7)$$

der  $d\alpha_i$  er endringen i aspektforholdet  $\alpha_i$ . Johansen (1990) viste at  $d\alpha_i$  kan skrives (Tillegg B):

$$d\alpha_i = H(P_d)dP_d. \quad (4.8)$$

$H(P_d)$  er en funksjon av poreform og de effektive elastiske egenskapene ved trykktilstanden  $P_d$  og aspektforhold  $\alpha < 1$ . Når myntformede porer i vakuum betraktes, blir funksjonen:

$$H(P_d) = -\frac{4}{3} \frac{1 - \sigma_{eff}^2(P_d)}{\kappa_{eff}(P_d)[1 - 2\sigma_{eff}(P_d)]}. \quad (4.9)$$

Ligning 4.8 fastslår at en endring  $d\alpha$  i aspektforholdet, som skyldes en endring  $dP_d$  i differensialtrykket, er uavhengig av aspektforholdet når det er mindre enn 1. Ved isotropisk trykk vil sfæriske porer ikke endre form:  $d\alpha = 0$  når  $\alpha = 1$ .

Variasjonen i konsentrasjonen av porer med aspektforhold  $\alpha_i$  innen det totale porevolum er definert av uttrykket  $dc[\alpha_i]$ . Siden  $\sum_{i=1}^N c[\alpha_i] = 1, 0$  for alle trykktilstander, kan konsentrasjonen av  $\alpha_i(P_d + dP_d)$  skrives som:

$$c[\alpha_i(P_d + dP_d)] = \frac{c[\alpha_i(P_d)] - dc[\alpha_i]}{1 - \sum_{i=1}^N dc[\alpha_i]}. \quad (4.10)$$

Endringen i porøsitet forårsaket av trykkendring, med hensyn på porer med aspektforhold  $\alpha_i$  blir:

$$d\phi_i = \phi(P_d)dc[\alpha_i], \quad (4.11)$$

der  $\phi(P_d)$  er den totale fraksjonelle porøsiteten ved differensialtrykk  $P_d$ . Den totale endringen i porøsiteten blir da summen av alle de fraksjonelle endringene:

$$d\phi = \sum_{i=1}^N d\phi_i. \quad (4.12)$$

Johansen (1990) viste at porøsitetsendringen  $d\phi$  ved varierende differensialtrykk  $dP_d$  kan skrives (Tillegg C):

$$d\phi = \phi(P_d)A(P_d)dP_d, \quad (4.13)$$

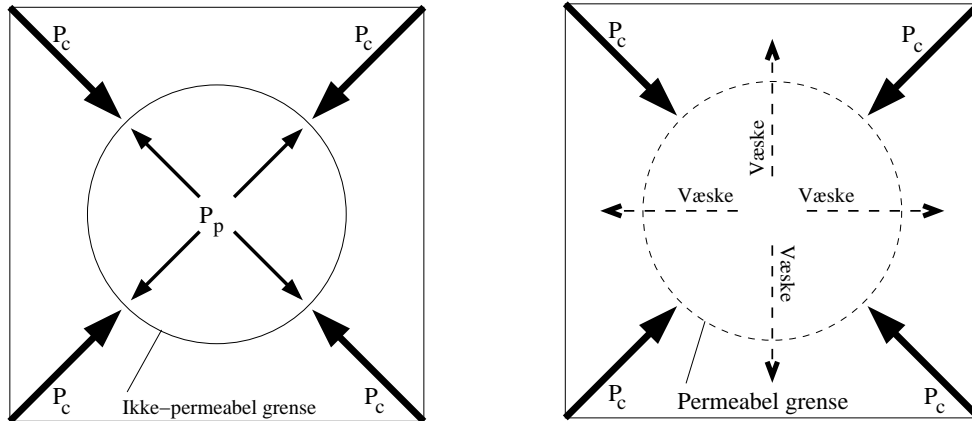
hvor

$$A(P_d) = I(P_d) \frac{c[\alpha_1(P_d)]}{\phi(P_d)^{-1} - c[\alpha_1(P_d)]} + H(P_d) \sum_{i=2}^N \frac{c[\alpha_i(P_d)]}{\alpha_i(P_d)}, \quad (4.14)$$

der

$$I(P_d) = \frac{3}{2} \frac{1 - \sigma_{eff}(P_d)}{1 - 2\sigma_{eff}(P_d)}. \quad (4.15)$$

Resultatene bygger på en antagelse om at de fysiske parametrene i matrisen er konstante innenfor små trykk intervaller.



Figur 4.2: Illustrasjon av a) lukket poremodell med ikke-permeabel grense og b) åpen poremodell, der væsken kan unnslippe når det ytre trykket øker.

## 4.2 Poretrykk - to modeller

Omslutningstrykket uttrykkes som en funksjon av dypet ( $z$ ). I initialtilstanden er trykket antatt å være isotropisk og gitt ved:

$$P_{ci} = \int_0^{z_i} \rho_{eff}(z)g(z)dz, \quad (4.16)$$

hvor  $z_i$  er det valgte dybdenivå,  $\rho_{eff}(z)$  og  $g(z)$  er gjennomsnittlig bulk tetthet til overliggende materialet og tyngdeakselerasjonen som funksjoner av dypet.

Poretrykket kan utvikle seg på ulike måter når dypet øker. To modeller vil her bli studert. Porene ble i Kuster og Toksöz (1974) sine teorier antatt ikke å være i kontakt med hverandre, hvilket medfører at porevæsken ikke kan strømme fra en pore til en annen. I det følgende blir denne betingelsen omgått ved å la porevæsken ha muligheten til å strømme mellom porer når trykket vedvarer over en lengre periode, mens ikke-interaksjonen gjelder for respons på trykk assosiert med seismisk bølgeutbredelse.

### Porevolumet er åpent

Denne modellen innebærer at porevæsken har mulighet til å strømme inn eller ut av mediet når det blir komprimert eller dilatert. Poretrykket er da bare en funksjon av dyp, og kan uttrykkes som:

$$P_{pi} = \int_0^{z_i} \rho_i(z)g(z)dz. \quad (4.17)$$

$\rho_i(z)$  er væsketettheten som funksjon av dypet.

### Porevolumet er lukket

I motsetning til modellen med åpne grenser, kan ikke væsken unnsnippe fra mediet hvis det blir komprimert. Dette kan skje dersom materialet er ikke-permeabelt, eller det ikke er noen strøm i væsken/gassen ved mediets grenser. Massen til mediet blir dermed konstant ved alle trykktilstander. Et slikt medium vil heretter bli referert til som et lukket medium.

Størrelsen  $dP_d$  er relatert til små endringer i pore- og omslutningstrykk ved:

$$dP_d = dP_c - dP_p. \quad (4.18)$$

Dersom poretrykket er hydrostatisk, vil effekten på  $dP_d$  forårsaket av en liten endring  $dz$  i dypet være gitt ved:

$$dP_d = [\rho_{eff}(z) - \rho_i(z)]g(z)dz \quad (4.19)$$

Dersom mediet er definert som lukket, vil en liten endring i dypet eller i omslutningstrykket endre poretrykket på en annen måte. Poretrykket er ikke lenger bare en funksjon av dypet, men endres ettersom porevolumet komprimeres eller dilateres. For å beregne det differensialtrykket  $dP_d$  som bestemmer lukking og åpning av porer, må effekten av en liten økning i  $P_c$  på  $P_p$  utledes. Med andre ord må det finnes et uttrykk for  $dP_p/dP_c$ . En liten endring i poretrykket kan skrives som:  $dP_d = -\theta d\kappa - \kappa d\theta$  (Tillegg D), der  $d\kappa$  og  $d\theta$  er endring i porefyllets inkompressibilitet og volumdilatasjon henholdsvis.

Variasjonen i poretrykket er altså påvirket av trykkavhengigheten til både inkompressibiliteten og volumdilatasjonen til porefyllet. For enkelhetens skyld blir det antatt at inkompressibiliteten øker lineært med økende (pore) trykk:

$$\kappa(P_p) = \kappa_0 + \gamma P_p. \quad (4.20)$$

Johansen (1990) utledet følgende forhold mellom de ulike trykkene (Tillegg D):

Forholdet mellom en endring i pore- og differensialtrykk ble funnet til å være:

$$dP_p = \left( -\frac{\kappa^2 A(P_d)}{\kappa - \gamma P_p} \right) dP_d, \quad (4.21)$$

mens forholdet mellom en endring i differensial- og omslutningstrykk er:

$$dP_d = \left( 1 - \frac{\kappa^2 A(P_d)}{\kappa - \gamma P_p} \right)^{-1} dP_c. \quad (4.22)$$

Forholdet mellom endring i pore- og omslutningstrykk blir da endelig:

$$dP_p = \left( \frac{\gamma P_p - \kappa}{\kappa^2 A(P_d)} \right) \left( 1 - \frac{\kappa^2 A(P_d)}{\kappa - \gamma P_p} \right)^{-1} dP_c. \quad (4.23)$$

På grunnlag av de utledete ligninger kan følgende beregninger utføres:

- 1) Effekten av endringer i differensialtrykket på bergartsmodellen, og dermed en beskrivelse av effekten på de effektive fysiske parametre.
- 2) Endringer i differensialtrykket som en funksjon av dypet, der den induserte effekten av omslutningstrykket på poretrykket varierer med hensyn på åpen eller lukket modell.
- 3) Effekten på bergartsmodellen og seismiske parametre forårsaket av endringer i poretrykket under konstant omslutningstrykk.

Disse ligningene gir dataene som trengs til modellene i kapittel 2, og gir dermed muligheten for å modellere variasjoner i hastighet som funksjon av trykkendringer.

I kapittel 5 benyttes ulike teoretiske modeller sammen med resultatene i dette kapittelet til å modellere effekten av trykk ved varierende porefluider og poregeometrier.

### 4.3 Alternative modeller for beregning av trykkeffekter

Zhang og Bentley (1999) presenterte empiriske formler for hvor fort de effektive elastiske konstantene øker med økt differensialtrykk. De fant at en eksponensialfunksjoner som best beskrev forholdet er gitt ved:

$$d\kappa_d/dP = A_1 \exp(-B_1 P) \quad (4.24)$$

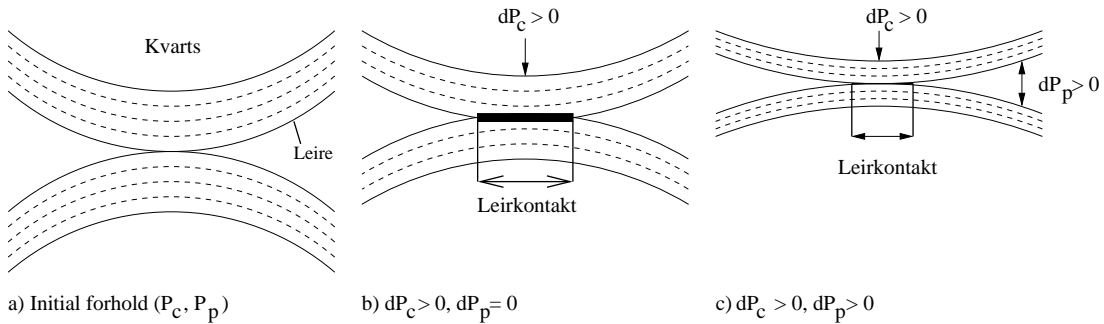
$$d\mu_d/dP = A_2 \exp(-B_2 P), \quad (4.25)$$

der  $A_1$ ,  $B_1$ ,  $A_2$ , og  $B_2$  er positive tall som må bestemmes for hver bergart.

Det ble brukt hastighetsmålinger av Han et al. (1986) i beregningene. Den gjennomsnittlige feilen for eksperimentene var på  $\pm 1,11$  GPa. Hoveddelen av feilverdien kan muligens forklares som eksperimentelle feil.

Brevik og Furre (1998) introduserte en empirisk modell som ble kalt Statoil-modellen. Den beskriver effekten av trykk på P- og S-hastigheter. Modellen baserer seg på tre konstanter  $A$ ,  $B$  og  $V^\infty$ :

$$V_x = V_x^\infty \left( 1 - \frac{Ax}{1 + Ax} e^{-Pd/B_x} \right), \quad (4.26)$$



Figur 4.3: b) En økning i omslutningstrykket med konstant poretrykk ( $dP_c > 0$ ,  $dP_p = 0$ ), øker arealet til korn kontakten på grunn av kompresjonen av leiren som ligger mellom kornene. Det økte arealet forbedrer skjærkoblingen og resulterer i økt S-hastighet. P-hastigheten øker som følge av høyere inkompressibilitet i leiren. c) Begge trykk økes likt ( $dP_c = dP_p > 0$ ) og leiren som ligger mellom kornene i bergarten vil komprimeres. Arealet mellom matris kornene minker og kan bli lavere enn det var ved initialtrykket. Dette gir dermed en lavere skjærmodul. Effekten på inkompressibiliteten er motsatt, siden det økte poretrykket minker lagtykkelsen mellom kornene ytterligere. Dette forklarer den observerte økning i P-hastighet og nedgang i S-hastighet når pore og omslutningstrykk øker likt.

der indeksen  $x$  definerer P- eller S-hastighet,  $A$ ,  $B$  og  $V^\infty$  karakteriserer trykk-avhengigheten og  $P_d$  er differensialtrykket.  $V^\infty$  er en "uendelig hastighet", det vil si hastigheten når trykket går mot uendelig, og porene lukkes. Den uendelige hastigheten er kun en matematisk egenskap. Alle parametrene forventes å variere som funksjon av porøsitet, leirinnhold og fluidtype. Denne modellen har vist seg meget anvendelig i å beskrive målinger gjort på ulike plugger, og i kapittel 6 benyttes modellen til å beskrive de observerte hastighetene med en glatt kurve.

Christensen og Wang (1985) målte P- og S-hastigheter i vannmettet Berea Sandstein som funksjon av pore- og omslutningstrykk. Effekten av  $P_p$  og  $P_c$  på hastighetene og de elastiske modulene ble evaluert. For  $V_p$  og  $\kappa^*$  ville en økning i poretrykket ikke fullstendig kansellere en lik økning i omslutningstrykk. Men for  $V_s$  og  $\mu^*$  ble det funnet at en økning i poretrykk vil mer enn kansellere en tilsvarende økning i omslutningstrykk.

Generelt vil  $V_s$  øke når porevolumet avtar. Dermed kan adferden til  $V_s$  med endringer i både  $P_p$  og  $P_c$  forventes å bli bestemt av trykkenes effekt på bulkvolumet. Men siden den empiriske konstanten "n" (ligning 4.3) viser motsatt oppførsel for S-hastighet i de observerte dataene fra Berea Sandstein, antas det at matris stivhetens respons på bulk volum er annerledes for denne bergarten.

Christensen og Wang (1985) brukte ideen om normal- og tangentiell kontakt-

stivheter introdusert av Digby (1981) og Winkler (1983). Det antas at leirsement mellom kvartskornene i matriks er høykompressibel og at det ved økende omslutningstrykk kan oppnås kontakt mellom kvartskornene, se figur 4.3. En tilsvarende økning i poretrykket komprimerer den korndekkende og porefyllende leiren. Effekten av en lik økning i  $P_p$  og  $P_c$  er å øke stivheten i en retning normalt på grensene for kontaktene mellom matrikskornene, mens resistansen mot tangentiell forflytning minker. Denne modellen tillater at matriksstivheten reduseres, samtidig som P-hastigheten øker.

Den normale og tangentielle stivheten  $D_n$  og  $D_t$  henholdsvis, defineres av Digby (1981) og skrives:

$$D_n = dY/d\delta \quad (4.27)$$

og

$$D_t = dT/ds, \quad (4.28)$$

der  $Y$  er normalkraften,  $\delta$  er normal forflytning,  $T$  er tangentialkraften og  $s$  er tangentiell forflytning. Omslutningstrykket øker  $D_n$  ved å øke kornkontakten mellom kvartskornene i matriks. Økt poretrykk medfører avtagende  $D_t$  ved å minske volumet til den høykompressible leiren.

$V_p$  og  $V_s$  som funksjon av  $D_n$  og  $D_t$  er gitt ved Winkler (1983):

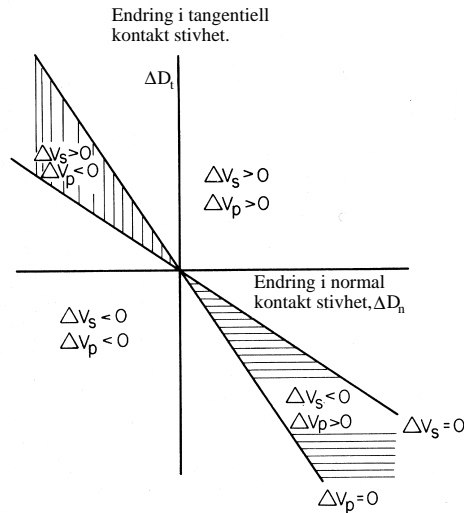
$$V_p^2 = \frac{C}{20\pi R\rho} \{3D_n + 2D_t\} \quad (4.29)$$

og

$$V_s^2 = \frac{C}{20\pi R\rho} \left\{ D_n + \frac{3}{2}D_t \right\}, \quad (4.30)$$

der  $C = N(1-\phi)$ ,  $N$  er gjennomsnittlig antall kornkontakter per korn,  $R$  er gjennomsnittlig kornradius og  $\rho$  er korntettheten. Ligningene viser at det kan oppstå fire ulike situasjoner for  $\Delta V_p$  og  $\Delta V_s$  for lik økning i  $P_c$  og  $P_p$ , avhengig av størrelse og fortegn på  $D_n$  og  $D_t$ . Dette er illustrert i figur 4.4.

Modellen til Christensen og Wang (1985) avviker relativt lite fra observasjonene i Berea Sandstein. Johansen (1990) viste at dersom matriksparametrene blir betraktet som trykkavhengig, vil modellen predikere hastigheter som avviker enda mindre fra de observerte hastighetene.



Figur 4.4: Endringer i  $V_p$  og  $V_s$  som funksjon av endringer i kontakt stivhetene  $D_n$  og  $D_t$ .

## 4.4 Effekten av trykk på sprekker

I praksis er sprekkesystem i en bergart aldri vilkårlig orientert (Fjær et al.; 1999). Utviklingen av sprekker initieres av trykk konsentrasjoner, som fører til en foretrukket sprekkeorientering i forhold til trykket som virker på bergarten. Dette fører til at bergarten blir anisotrop, og kompliserer de teoretiske modellene. Med sprekker menes her et åpent rom av en gitt idealisert form (f. eks. sfæroid eller myntform) som opptrer som en lokal diskontinuitet.

Teorier som ofte har blitt benyttet for å estimere de elastiske egenskapene i bergarter med sprekker, er den statiske tilnærmelsen til Garbin og Knopoff (1973, 1975) og Hudson's spredetilnærming (1980, 1981). Hudson's modell ble utvidet til også å gjelde høyere ordens sprekketetthet. Garbin og Knopoff anser sprekkenes som en "forstyrrelse" i egenskapene til det faste vertsmaterialet, det vil si:

$$C_{ij} = \frac{C_{ij}^0}{1 + Q_{ij}\xi}, \quad (4.31)$$

mens Hudson ser på sprekkenes som en "forstyrrelse" i egenskapene til stivhetstensoren:

$$C_{ij} = C_{ij}^0(1 - Q_{ij}\xi). \quad (4.32)$$

$C_{ij}^0 (= \lambda_s + 2\mu_s)$  er den elastiske stivhetstensor for det isotropiske faste bakgrunns-materialet, mens  $Q_{ij}$  er "forstyrrelsen" som skyldes sprekker.



Ligningene viser at for tørre, parallelle sprekker vil en bergart være mykere når den blir utsatt for trykk i en retning normalt på sprekkenes lengderetning.

I praksis vil ikke sprekkeene i en bergart ha en idealisert geometri. Sprekkeoverflater kan være røye, og ha kontaktpunkter mellom sprekkeflatene. Den fullstendige trykk-deformasjon oppførselen til en sprekke relaterer generelt normalforflytning ( $\delta w^F$ ) til normalt trykk ( $\delta P_n$ ) på sprekken, og skjær forflytning ( $\delta u^F$ ) til tangentialtrykk ( $\delta P_t$ ) langs sprekkeoverflaten.  $\delta w^F$  kan uttrykkes som  $w_0^F - w^F$  der  $w_0^F$  er den initielle sprekkeåpningen,  $w^F$  er den aktuelle sprekkeåpningen, og sprekken lukkes når  $\delta w^F = w_0^F - w_{max}^F$ .  $w_{max}^F$  er sprekkeåpningen ved maksimal lukkning. Forholdet mellom trykk og deformasjon for en sprekke kan skrives (Bandis ;1990):

$$\begin{bmatrix} \delta P_n \\ \delta P_t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_{nn} & K_{nt} \\ K_{tn} & K_{tt} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta w^F \\ \delta u^F \end{bmatrix}, \quad (4.33)$$

der “n” står for normal og “t” for tangentiell i sprekkenes stivhetstensor  $K_{ij}$ .

Goodman (1974) beskrev et empirisk uttrykk for normalstivheten i sprekker:

$$K_{nn} = K_{nn}^0 \left( \frac{(K_{nn}^0 w_{max}^F + P_n)}{K_{nn}^0 w_{max}^F} \right)^2, \quad (4.34)$$

der  $K_{nn}^0$  er den initielle normalstivheten i sprekken. Skjærstivheten,  $K_{tt}$  sin avhengighet av tangentialtrykket ble på samme måten beskrevet som:

$$K_{tt} = K_{tt}^0 \left( 1 - \frac{P_t}{P_s} \right)^2, \quad (4.35)$$

der  $K_{tt}^0$  er den initielle skjærstivheten i sprekken, og  $P_s$  er den asymptotiske verdien for  $P_t$  ved store skjærforflytninger.

Carlson og Gangi (1985) modellerte lukningen av sprekker ved å bruke et “spiker-matte” konsept, figur 4.5. Et sett av sylindriske stenger med ulike lengder  $L_i$  sitter på sprekkeveggene, og simulerer en fordeling av ujevnheter på sprekkeoverflaten. Stengene blir antatt å oppføre seg som fjærer. Når normaltrykket på sprekken øker vil veggene i sprekken nærme seg, og flere og flere stenger kommer i kontakt med den motsatte veggen. Derfor vil stivheten i sprekken øke når deformasjonen/trykket øker. For en gjennomgående sprekke kan sprekkeformasjonen beskrives som:

$$\delta \varepsilon^F = (\delta P_{nc} / P_{nc})^m, \quad (4.36)$$

der  $\delta \varepsilon^F$  er deformasjonen i sprekken (dvs.  $\delta w^F / w^F$ ),  $P_{nc}$  er trykket som skal til for å lukke sprekken. Faktoren  $m$  ( $\leq 1$ ) er gitt fra distribusjonen av stangelengder. Andelen “p” av stenger i kontakt er:



Figur 4.5: Spikermatte tilnærmingen til Carlson og Gangi (1985). Spikermatte modellen nederst skal simulere en reell sprekk.

$$p = \delta\varepsilon^{(1-m)/m}. \quad (4.37)$$

Parameteren  $m$  er antatt å være konstant for en enkelt sprekk gjennom hele trykkesperimentet. Verdien  $m = 1$  svarer til en lukket sprekk med perfekt glatte overflater, mens  $m = 0$  svarer til en åpen sprekk med glatte overflater. For en isolert sprekk i en matrise av det faste vertsmaterialet, blir ligning 4.36 modifisert:

$$\delta\varepsilon^F = (\delta P_n + P_n^0/P_{n\varepsilon})^m, \quad (4.38)$$

der  $P_n^0$  er initialtrykket og  $P_{n\varepsilon}$  det aktuelle trykket. Uttrykket kan benyttes kvantitativt til å evaluere trykkavhengigheten til P-hastigheten i et sprukket medium, som fører til et forhold på formen :

$$V_p = V_{p0}(1 + P_n/P_{n0})^{(1-m)/2}. \quad (4.39)$$

Ligningen kan anvendes på høyporøse bergarter.

## 4.5 Trykkets effekt på hastighet i et lukket medium

I et lukket system vil poretrykket spille en vesentlig rolle for hvordan P- og S-hastigheten endres når det litostatiske trykket øker. Høye poretrykk som er

nesten lik det litostatiske trykket, kan oppstå i lagninger som er omgitt av impermeable bergarter (Green og Wang; 1986). Olje til gass konvertering i reservoaret vil øke poretrykket viss volumet av gass som blir dannet er større enn volumet gass som på samme tid kan unnslippe reservoaret (Carcione og Gangi; 1999). En bergart er overtrykt når poretrykket er betydelig høyere enn det hydrostatiske trykket som tilsvarer det aktuelle dypet. Når poretrykket øker som følge av økt omslutningstrykk, er det hovedsaklig fire effekter som innvirker på hastigheten:

- 1) Effekten av matriks og sement
- 2) Effekten av porefluid
- 3) Effekten av vekselvirkningen mellom porefluid og sement
- 4) Oppsprekking av bergarten

Mens den ekvivalente økning i  $P_p$  og  $P_c$  har liten effekt på sprekke tettheten og korn til korn kontakten mellom kvartskorn, kan en økning i poretrykk endre leireleire og leire-kvarts kontaktforholdene betydelig. På grunn av mikroporøsitet og lav inkompressibilitet, vil porefyllende og korndekkende leirpartikler være mer følsomme for endringer i poretrykk (Khaksar et al.; 1999). Når poretrykket øker i en bergart med leirholdig matriks, kan det observeres merkbare men små hastighetsendringer i S-hastigheten som følge av at skjærmodulen i matriks avtar.

Trykkets effekt på porefluidparametrene er illustrert i avsnitt 3.3.2. En lik økning i  $P_c$  og  $P_p$  vil komprimere porefyllet, og kan medvirke til lavere S-hastighet som følge av økt effektiv tetthet i bergarten. P-hastigheten vil øke som følge av økt effektiv inkompressibilitet.

Leirpartiklenes evne til å absorbere væske øker med økt poretrykk (Lindsay og Towner; 2000). Dette medfører en lavere skjærfasthet i leirsementen. S-hastigheten vil avta som en følge av dette, mens P-hastigheten blir lite påvirket. Effekten på matriks stivheten ved økende poretrykk må taes til vurdering i sandsteiner, skifre eller andre bergarter som inneholder mineraler som lett kan påvirkes av vann i porene (Toksöz et al.; 1976).

Brudd og sprekker kan oppstå normalt på retningen til minimalt omslutningstrykk, når poretrykket blir 70-90% av omslutningstrykket (Carcione og Gangi; 1999). Når dette skjer, vil fluidet unnslippe fra porene, og poretrykket vil synke igjen. Sprekker som oppstår i bergarten vil føre til at både P- og S-hastigheten avtar. Men etterhvert som fluidet unnslipper vil sprekkeforekomsten avta, og hastighetene vil øke.

Det kan konkluderes med at  $V_p$  og  $V_s$  er avhengige av både pore- og differensialtrykk i en lukket modell, men er desidert mest påvirket av differensialtrykket.

I en åpen modell er poretrykket som nevnt en funksjon av dypet og overliggende fluid. Når dypet øker, vil omslutningstrykket øke mer enn poretrykket. Dette vil

medføre et økt differensialtrykk, lukking av sprekker og høyere effektive elastiske moduler.

## 4.6 Effekten av trykk i et reservoar

Batzle et al. (1998) beskriver effektene av utvinning av olje og injisering av fluid i et reservoar. Det blir skildret ulike scenarier i reservoaret, og hvilken effekt de ulike prosessene har for den effektive hastigheten i den porøse bergarten.

Ved primær utvinning av olje i en svakt vannførende bergart, vil poretrykket avta og differensialtrykket øke. Gassmetningen vil øke i hele reservoaret når poretrykket faller under boblepunktet. Gassen vil begynne å migrere oppover viss metningen overskrider en kritisk verdi. Økningen i differensialtrykket vil føre til en initiell hastighetsøkning, men hastigheten vil avta etterhvert som gassmetningen øker.

I en sterkt vannførende bergart vil utvinning av olje ikke endre pore og differensialtrykk betydelig. Gassmetningen vil ikke øke så lenge trykket er over boblepunktet, men vannmetningen vil øke. Tettheten og hastigheten i bergarten øker når vannmetningen øker.

Dersom bergarten er en dårlig vannfører, kan det være aktuelt å injisere vann i reservoaret. Det vil medføre en økning i poretrykket og minking i differensialtrykket ut fra injeksjonspunktet. Gassmetningen vil avta som følge av økt poretrykk, mens vannmetningen øker. Hastigheten i reservoarbergarten vil øke som følge av økende vann- og minkende gassmetning. Nært injeksjonspunktet kan det muligens observeres en avtagende hastighet på grunn av det høye poretrykket.

En annen teknikk for å forhindre at bergarten kollapser under utvinning av olje er å injisere gass av ulike slag i reservoaret for å opprettholde eller øke poretrykket. Hastigheten vil dermed avta som følge av økt gassmetning og eventuelt økt poretrykk. Injisering av damp kan i tillegg føre til lavere hastighet på grunn av økt formasjonstemperatur.

Som nevnt er det mange operasjoner som fører til at trykket i et reservoar endres. Effekten av trykkendringene kan observeres med at bergartens seismiske respons endres på grunn av endring i bergartens effektive elastiske egenskaper og dermed hastighet. Ved modellering av et reservoar under produksjon er det viktig å ta høyde for disse effektene.

## 4.7 Oppsummering

I dette kapitlet er det sett på de ulike effektene en endring i omslutningstrykket kan ha for en bergart. Det beskrives en metode å beregne porøsitetens og porege-

ometriens respons på endringer i differensialtrykket på, både i et åpent og lukket medium. Resultatet av beregningene legger grunnlaget for de videre modelleringene av trykkeffekter i de to neste kapitlene, når de kombineres med de teoretiske modellene fra kapittel 2. I tillegg ble det i avsnitt 4.3 presentert alternative modeller for estimering av hastigheter ved endring av omslutningstrykket. Effekten av trykk på sprekker ble deretter diskutert, og enkelte teorier for beregning av trykkeffekter på sprekker ble presentert. Det spesielle tilfellet med et lukket medium diskuteres i avsnitt 4.5. Trykkeffektene i dette tilfellet ble funnet å være firedeelt: Effekten av (pore)trykk på matriks/ement, porefluid, vekselvirkningen mellom fluid og sement og oppsprekking av bergarten. Til slutt blir det sett på hvilke faktorer som spiller inn for hastighetene i et reservoar, og hvilken rolle trykket spiller. Generelt vil poretrykket avta ved produksjon, og øke ved injeksjon av et fluid. Økt poretrykk fører vanligvis til lavere hastigheter. Men et viktig unntak er dersom poretrykket er så lavt at gass er i ferd med å skille seg ut fra oljen. Da vil økt poretrykk føre til at gassen igjen vil bli tatt opp av oljen, og P-hastigheten øker.

# Kapittel 5

## Sammenligning av ulike modeller for beregning av trykkeffekter

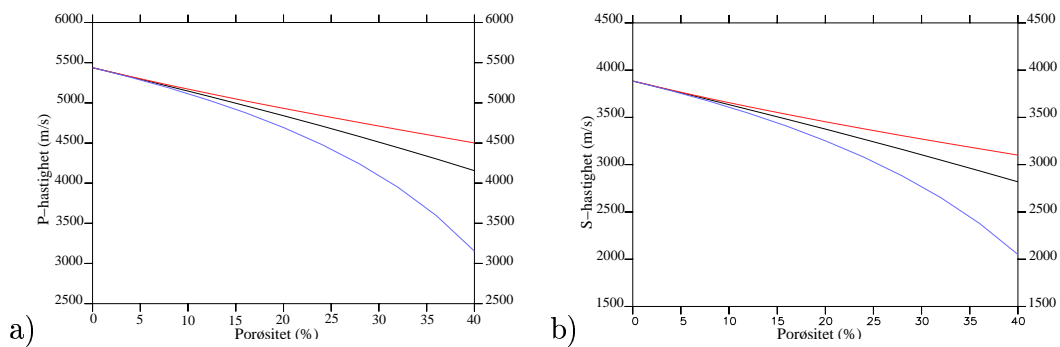
I avsnitt 5.1 er de ulike teoriene som ble beskrevet i kapittel 2 benyttet til å modellere hastigheten som funksjon av leirinnhold, porefyll, poregeometri og porøsitet. Poregeometrimodellene defineres i tabell 5.1, og porøsiteten er 25% når ikke annet er oppgitt. Fluidegenskapene er definerte ved 20 MPa poretrykk, og er gitt i tabell 3.1. Kvarts B i tabell 3.2 blir benyttet som matriks. I avsnitt 5.2 blir effekten av trykk modellert for de ulike modellene. Prosedyren for modelleringen er vist i figur 3.1. For enkelhets skyld vil alle modellene i dette kapitlet bli omtalt med forkortninger, og hver modell har en egen farge under modelleringen: Kuster Toksöz (KT)-rød, Differential Effective Medium (DEM)-svart, Korringa (KO)-blå, Berryman (B)-grønn, hybrid Gassmann - Kuster Toksöz (GKT)-gul, og hybrid Gassmann - Differential Effective Medium (GDEM)-rosa.

### 5.1 Effekter av porøsitet, poregeometri, porefyll og leirinnhold

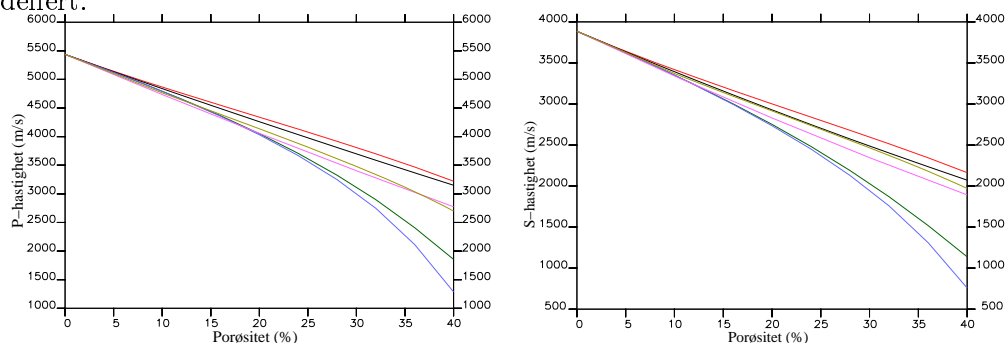
Figur 5.1 viser P- og S-hastigheten som funksjon av porøsitet for en luftfylt bergart med sfæriske porer. I figur a) kan det observeres at effekten av økende porøsitet er minst for sprede/hybridmodellene, selv om DEM modellen predikerer en større porøsitetseffekt enn KT modellen når porøsiteten er høy. Sprede- og hybridmodellene gir her like hastighetsverdier for sfæriske porer, siden fluidets effekt på porenes inkompressibilitet er svært liten. I praksis er det kun tetthetseffekten som er gjeldende for sprede- og hybridmodellene ved fluidendringer i en bergart med sfæriske porer og hydrostatisk trykk. Tetthetseffektene er like for hybrid- og spredemodellene.

	Modell A	Modell B
$\alpha$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$
1.0000	1.00	0.8889
0.1000	0.00	0.1000
0.0100	0.00	0.0100
0.0010	0.00	0.0010
0.0001	0.00	0.0001

Tabell 5.1: Poregeometriene som blir benyttet i modelleringene når ikke annet er oppgitt.



Figur 5.1: a) P-hastighet som funksjon av porøsitet for en luftmettet bergart. Alle porene er sfæriske. I b) blir den predikerte S-hastigheten for den samme bergarten modellert.



Figur 5.2: a) P-hastigheten for samme bergarten som i figur 5.1, men med en poregeometri som inneholder mer flate porer, modell B i tabell 5.1. b) viser S-hastigheten for samme bergartsmodell.

For sfæriske porer faller KO- og B modellen per definisjon sammen. De selvkonsistente modellene predikerer den største porøsitetavhengigheten for P-hastigheten. Ved porøsiteter over 15% predikerer de selvkonsistente modellene en hastighet som avtar mye raskere med økende porøsitet enn de predikerte hastighetene til sprede/hybridmodellene. For porøsitet lavere enn 10% vil de selvkonsistente- og spredemodellene predikere nesten sammenfallende hastighetsverdier. I figur 5.1 b) er trendene de samme for S-hastigheter. Differansen mellom høyeste og laveste hastighetsprediksjoner er litt lavere enn for P-hastigheter.

I figur 5.2 er poregeometri A til bergartsmodellen i 5.1 erstattet med geometri B, tabell 5.1. Effekten av å endre poregeometrien er større for KT modellen enn DEM modellen, hvilket fører til at disse modellene er mer sammenfallende enn for sfæriske porer. Hybridmodellene viser samme tendenser som sine tilhørende spredemodeller. En vesentlig forskjell er at GDEM modellen predikerer de høyeste hastighetene når porøsiteten nærmer seg 40%. Totalt sett predikerer hybridmodellene en porøsitetsavhengighet som ligger mellom de selvkonsistente- og spredemodellene.

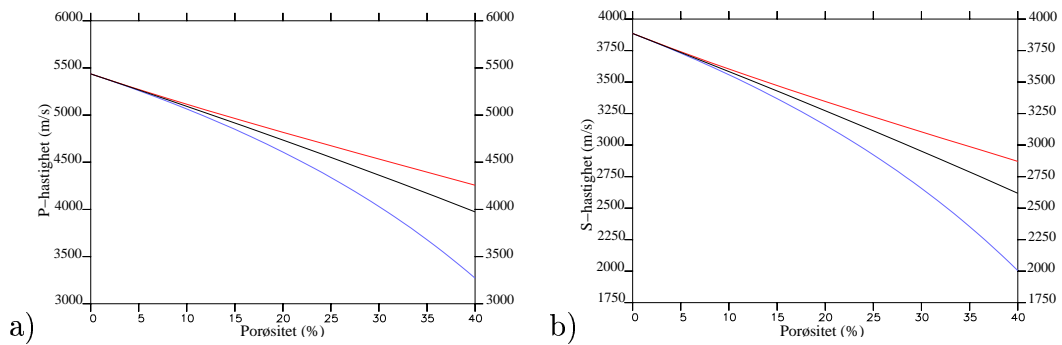
Effekten av endret poregeometri er størst for de selvkonsistente modellene. For porøsiteter lavere enn 25% predikerer disse modellene tilnærmet like hastigheter, men for høyere porøsiteter predikerer KO modellen lavest hastighet. Både KO- og B modellen estimerer en stor hastighetsreduksjon for økt porøsitet, når porøsiteten er over 25%. KO predikerer alltid lavere hastighet enn B når poregeometrien ikke utelukkende består av sfæriske porer. Differansen som oppstår ved tilstedeværelse av flate porer i bergarten skyldes de to modellenes ulike definisjoner på inklusjonsgemetrien til materialet som innlemmes i bakrunsmaterialet, avsnitt 2.2.

S-hastighetsprediksjonene i figur b) viser samme mønster som for P-hastighetene. Som i figur 5.1 b) vil hastighetsprediksjonene være mest samlet for S-hastigheter.

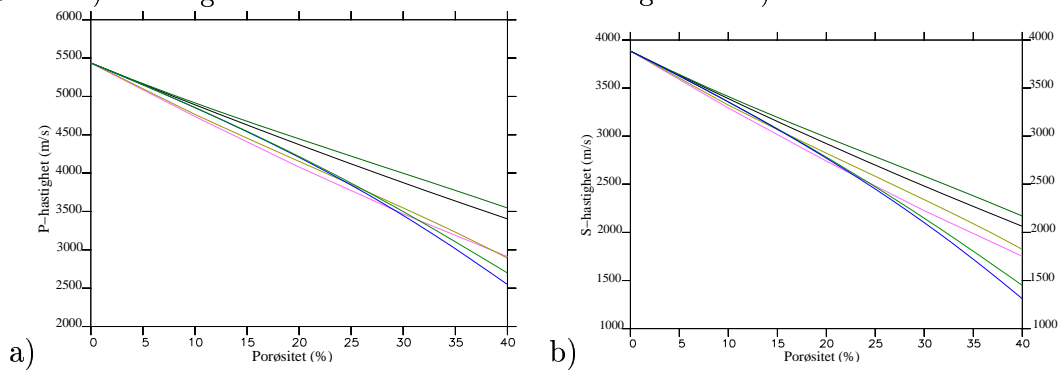
Figur 5.3 viser hastighetsprediksjoner for bergartsmodellen i figur 5.1 med saltvann som porefyll. I figur a) predikerer KT- og DEM modellen, og tilsvarende hybridmodeller lavere P-hastigheter enn for den luftfylte bergarten. For disse modellene er tetthetseffekten av å endre porefluidet ved sfærisk porøsitet mer relevant enn effekten på inkompressibiliteten. Inkompressibiliteten i bergartsmodellen er uansett svært høy ved sfæriske porer. De selvkonsistente modellene predikerer høyere hastigheter enn i figur 5.3 a), som følge av at bergarten er blitt mettet av saltvann. Dette medfører at avstanden fra den høyest predikerte P- hastigheten til den laveste, er mindre i den saltvannsmettede bergarten. For S-hastighetene i figur b) vil modellene være mer samlet i sine prediksjoner enn i figur a).

I figur 5.4 benyttes bergartsmodellen i figur 5.2 med saltvann som porefyll. Effekten av å endre porefyll for bergartsmodellen med sprekker, er at alle modellene predikerer P- hastigheter som avtar mindre med porøsiteten. Spesielt vil de selvkonsistente modellene predikere mye høyere hastigheter for høye porøsitetsverdier enn hva vist i figur 5.2 a). Fluideffekten på P-hastighetsprediksjonene er minst

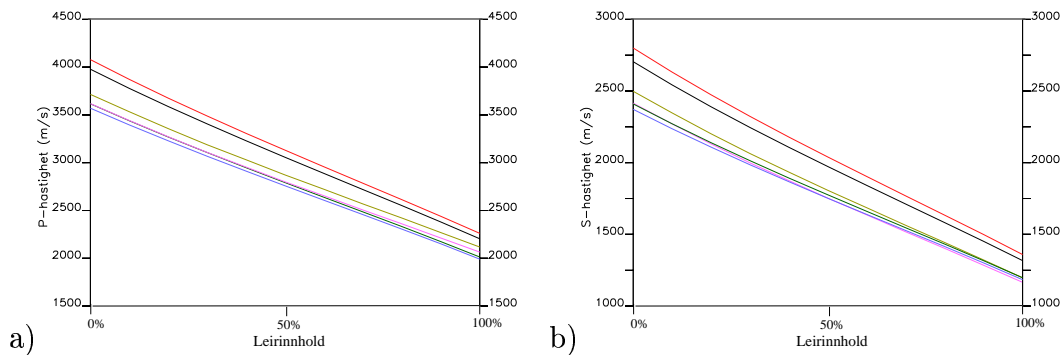




Figur 5.3: a) P-hastigheten i samme bergartsmodell som i figur 5.1, men med vannfylte porer. b) S-hastigheten for den saltvannmettede bergarten i a).



Figur 5.4: a) P-hastigheten for den saltvannsmettede bergarten, og tilsvarende poregeometri som i figur 5.2. b) S-hastigheten for samme bergartsmodellen.



Figur 5.5: a) P-hastighet som funksjon av leirinnhold for de ulike modellene. Bergarten er mettet med saltvann, og har poregeometri B. b) S-hastighet for tilsvarende bergartsmodell.

for hybridmodellene, så GKT og GDEM er mer sammenfallende med de selvkonsistente modellene enn for den luftfylte bergarten. Som for den luftfylte bergarten vil GKT predikere større porøsitetseffekt enn GDEM når porøsiteten er høyere enn 35%, noe som fører til at modellene predikerer lik P-hastighet for rundt 38% porøsitet. Prediksjonen av S-hastighetene i figur b) viser de samme trekkene som i figur a), men også her er spredningen mellom prediksjonene mindre enn for P-hastighetene. De selvkonsistente modellene predikerer generelt størst negativ hastighetsendring for høye porøsiteter.

I figur 5.5 a) er P-hastigheten modellert for de ulike modellene som funksjon av leirinnhold i matriks. Effekten av leirinnhold er størst for spredmodellene, men alle modellene predikerer en rimelig samstemt avtagning i hastigheten når leirinnholdet øker. Hybridmodellene blir minst påvirket av økende leirinnhold. De selvkonsistente modellene er bortimot sammenfallende. I figur b) er prediksjonen for S-hastigheten i stor grad sammenfallende for de selvkonsistente- og hybridmodellene. Effekten av økt leirinnhold er også her størst for KT modellen.

## 5.2 Effekter av trykk for de ulike modellene

Programmet som brukes til modellering av trykkeffekter er skrevet i Fortran av Johansen (1993, 2001). I dette avsnittet blir effekten av trykk på hastighet i et åpent medium evaluert for de seks ulike teoretiske modellene. Først betraktes trykkavhengigheten i en bergart med egenskaper som er felles for alle modellene. Deretter blir poregeometrien tilpasset den enkelte modell, slik at modellene kan kalibreres til å ha lik trykkavhengighet når matriks egenskapene og fluidegenskapene er felles. Det blir til slutt sett på effekten av å endre porefluid for de kalibrerte modellene.

$\alpha$	$c[\alpha]$
1.0000	0.78846
0.1000	0.12900
0.0500	0.04600
0.0100	0.02000
0.0050	0.00900
0.0025	0.00400
0.0020	0.00190
0.0015	0.00090
0.0010	0.00050
0.0007	0.00012
0.0005	0.00007
0.0003	0.00004
0.0001	0.00001

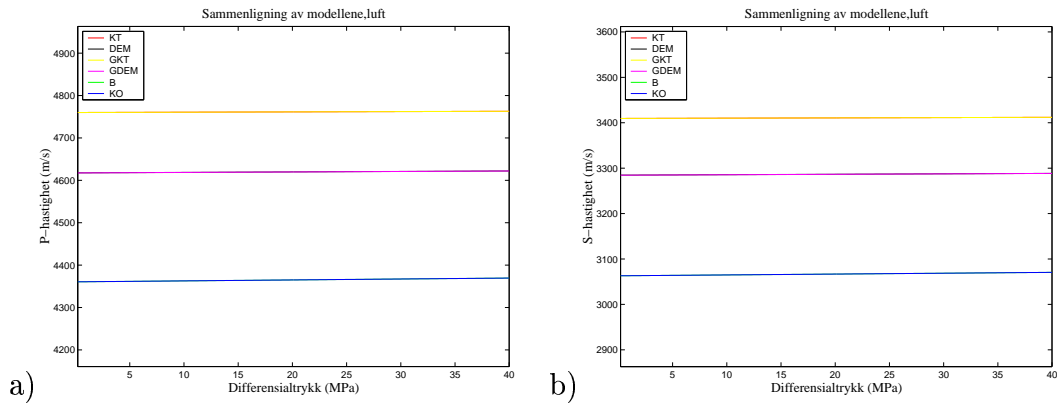
Tabell 5.2: Poregeometri som blir benyttet i modelleringene for alle modellene i avsnitt 5.2.1.

### 5.2.1 Effekter av trykk ved like poregeometrier

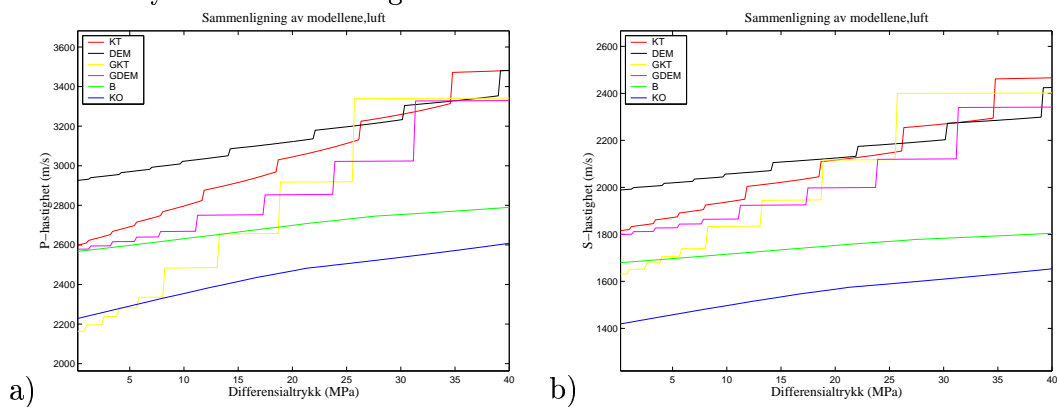
I dette delavsnittet blir det sett på de ulike modellenes prediksjoner for P- og S-hastigheter for en bergartsmodell med gitt poregeometri, se tabell 5.2. Det blir sett på effekten av å innføre sprekker i en bergart med sfæriske porer og effekten av å endre porefluidet fra luft til saltvann når differensialtrykket øker fra 0 til 40 MPa.

Figur 5.6 viser de ulike modellenes hastighetsprediksjoner som funksjon av differensialtrykket i en luftfylt bergart med sfærisk porøsitet. Ved Bergartsparametrene er gitt ved modell B i tabell 3.2. Den predikerte hastighetsøkningen er minimal for alle modellene, både for P- og S-hastigheter. Sfæriske porer har som nevnt meget høy inkompressibilitet ved hydrostatisk trykk, og er ikke avhengig av et “stabiliserende” porefluid for å motstå økende trykk. Dermed vil fluideffekten på inkompressibiliteten være så liten, at hybrid- og spredemodellene blir sammenfallende for sfæriske porer. GKT- og KT modellen predikerer høyest hastighet, etterfulgt av GDEM- og DEM modellen. KO og B faller per definisjon sammen for sfæriske porer, og predikerer de laveste hastighetene. De predikerte S-hastighetene i figur b) er mer samlet enn P-hastighetene i figur a), men viser ellers samme trendene.

I figur 5.7 erstattes de sfæriske porene med poreaspektforholdspekteret i tabell 5.2. Spredemodellene i figur a) skiller seg klart ut fra de selvkonstante modellene ved at hastigheten gjør et sprang hver gang en pore lukkes. Sprangene er størst for hybridmodellene. Dette er logisk ettersom hybridmodellene vil nærme seg mer og mer de tilsvarende spredemodellene etterhvert som flate porer lukkes, og konsentrasjonene av de sfæriske porene øker. Størrelsen på



Figur 5.6: a) P-hastighet som funksjon av differensialtrykk for bergartsmodell A i tabell 3.2. Bergarten har sfærisk porøsitet, og luft i porene. b) S-hastighet som funksjon av differensialtrykk for samme bergartsmodell.



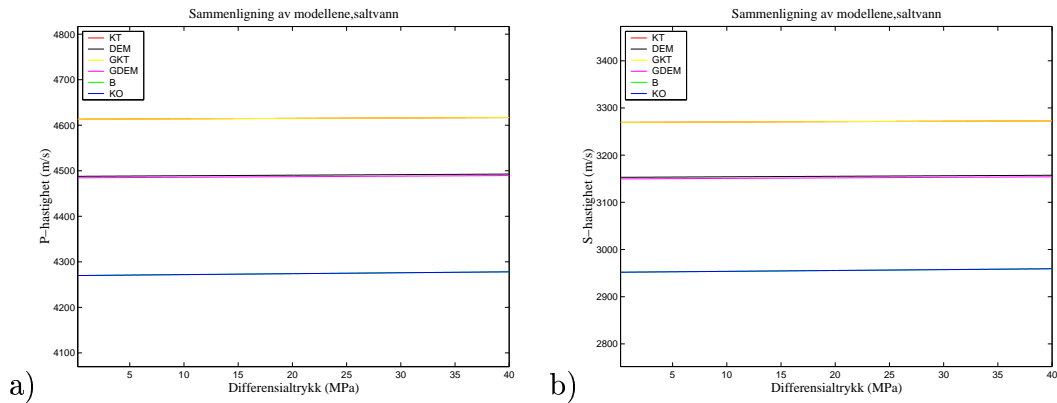
Figur 5.7: a) P-hastighet som funksjon av differensialtrykk for bergartsmodellen i 5.6, men med forekomst av porer med lave aspektforhold, tabell 5.2. b) S-hastigheten som funksjon av differensialtrykk for samme bergartsmodell.

hastighetsspranget varierer med konsentrasjon og aspektforhold på porene som lukkes. Høy konsentrasjon av porer med en gitt poregeometri, og lave verdier av aspektforholdet øker hastighetssprangene når porene lukkes. De selvkonsistente modellene predikerer en jevnere hastighetsøkning. GKT modellen predikerer den største hastighetsøkningen som funksjon av trykk, mens B modellen predikerer lavest økning. KO modellen øker alltid mer enn B modellen ved økende trykk i en bergart med flate porer. Dette er fordi KO modellen nærmer seg B modellen etterhvert som konsentrasjonen av sfæriske porer i bergarten øker.

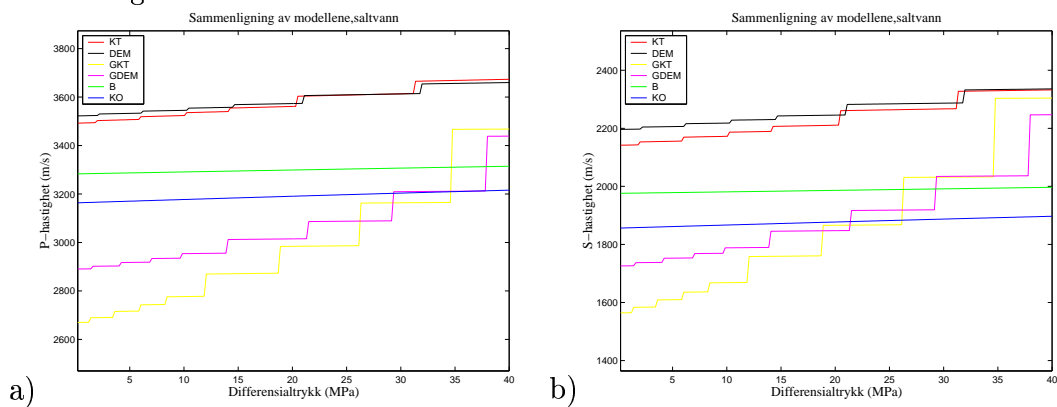
Effekten av å innføre sprekker i den luftfylte bergarten er mye større for GKT- og KT modellen enn for de andre modellene, mens DEM modellen blir minst påvirket av endret poregeometri. De flate porene og porefluidet er årsaken til at ikke hybrid- og spredemodellene faller sammen. For en bergart i vakuum ville modellene falt sammen selv ved flate porer tilstede i bergarten. Definisjonen på inklusjonsgeometri i de selvkonsistente modellene, fører til at sprekken har større effekt på KO modellen enn på B modellen. Også for S-hastighetene i figur b) vil GKT modellen predikere størst, og DEM modellen minst avtagning i hastighet som følge av tilstedeværelse av porer med lave aspektforhold i bergarten. Som for P-hastigheter i figur a) er det GKT modellen som er mest trykkavhengig, mens B modellen er minst.

Figur 5.8 viser modelleringer for bergarten i figur 5.6 med saltvann som porefyll. Effekten av saltvann når ikke leire er tilstede i matriks, er todelt. Saltvannet øker den effektive tettheten i bergarten i forhold til luft, og den effektive inkompressibiliteten øker. Sfæriske porer har allerede høy inkompressibilitet, så tetthetseffekten er mest gjeldende for samtlige modeller, og hastigheten predikeres til å være lavere enn i figur 5.6 a). Effekten av fluidskifte er minst for de selvkonsistente modellene, mens KT- og GKT modellen påvirkes mest av fluidendringen. Som for den luftfylte bergarten er hastigheten nesten uavhengig av trykket når porene er sfæriske. I figur 5.8 b) er prediksjonene mer samlet enn i figur a).

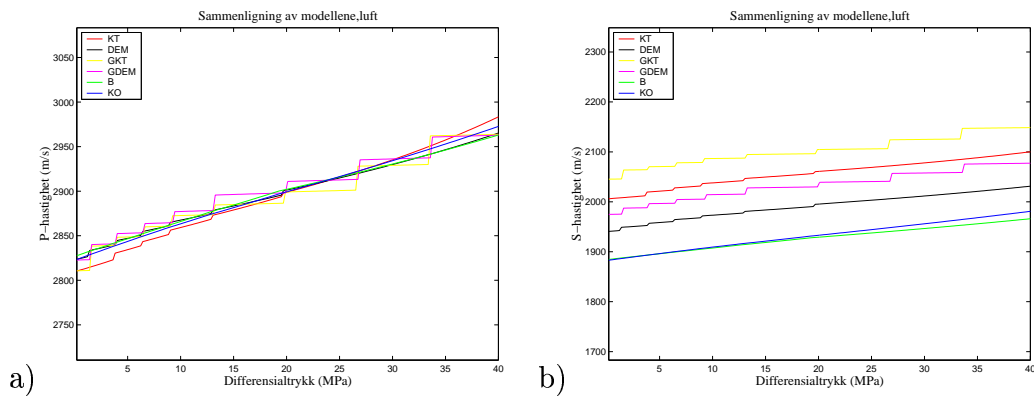
I figur 5.9 a) kan det observeres at effekten av å endre porefyll for bergartsmodellen med flate porer er minst for hybridmodellene, og størst for spredemodellene. KT- og GKT modellen predikerer litt høyere hastigheter etter fluidendringen, i forhold til DEM- og GDEM modellen henholdsvis. Dette kommer tydelig frem ved at prediksjonene til KT- og DEM modellen er mye mer sammenfallende ved saltvann som porefyll. De selvkonsistente modellene predikerer en større hastighetssending som følge av fluidendringen, enn hybridmodellene. Men hybridmodellene predikerer den klart største økningen i hastighet ved økende trykk, også for den saltvannsmettete bergarten. De selvkonsistente modellene viser den laveste trykkavhengigheten uavhengig av porefyll. Effekten av å innføre sprekker i bergartsmodellen er betydelig mindre for en saltvannsmettet enn for en luftfylt bergart, for samtlige modeller. Dette gjenspeiles i at hastighetssprangene i spredemodellene er mindre i figur 5.9 enn i 5.7. Dessuten lukkes porene ved høyere differensialtrykk når luften erstattes med saltvann i porene.



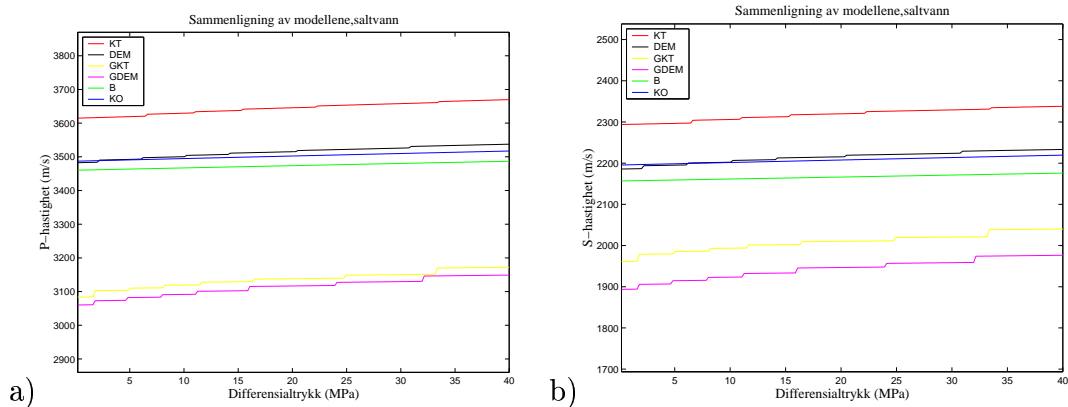
Figur 5.8: a) P-hastighet som funksjon av differensialtrykk for bergartsmodellen i 5.6, men med saltvann som porefyll. b) S-hastighet som funksjon av differensialtrykk for samme bergartsmodell.



Figur 5.9: a) P-hastighet som funksjon av differensialtrykk for bergartsmodellen i 5.8, men med tilstedeværelse av flate porer, tabell 5.2.b) S-hastighet som funksjon av differensialtrykk for samme bergartsmodell.



Figur 5.10: a) P-hastighet i en luftfylt bergart som funksjon av differensialtrykk for de ulike modellene. Modellene er kalibrert til å ha samme hastighet for  $P_d = 20$  MPa. I b) blir S-hastigheten for samme poregeometrier modellert.



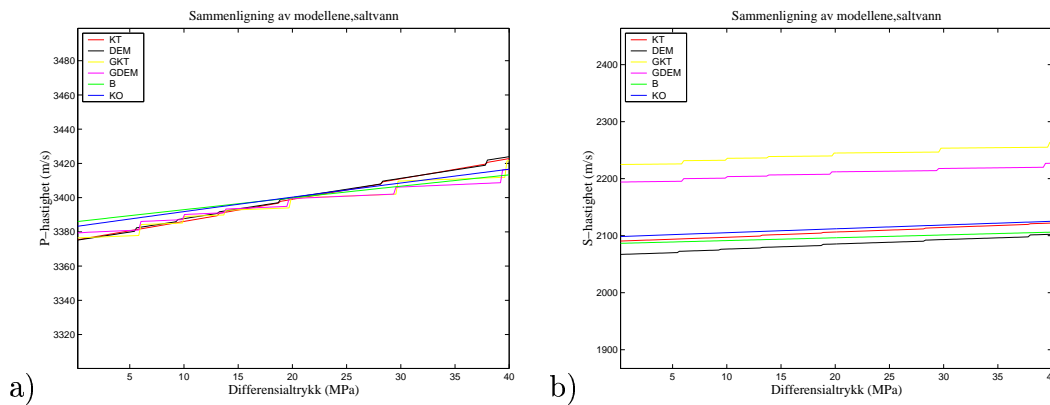
Figur 5.11: a) P-hastighet i bergartsmodellen som ble brukt i figur 5.10, med saltvann i porene. b) viser S-hastighet for samme modellen.

Effekten av endret porefyll er minst for hybridmodellene også når det gjelder S-hastigheter i figur b).

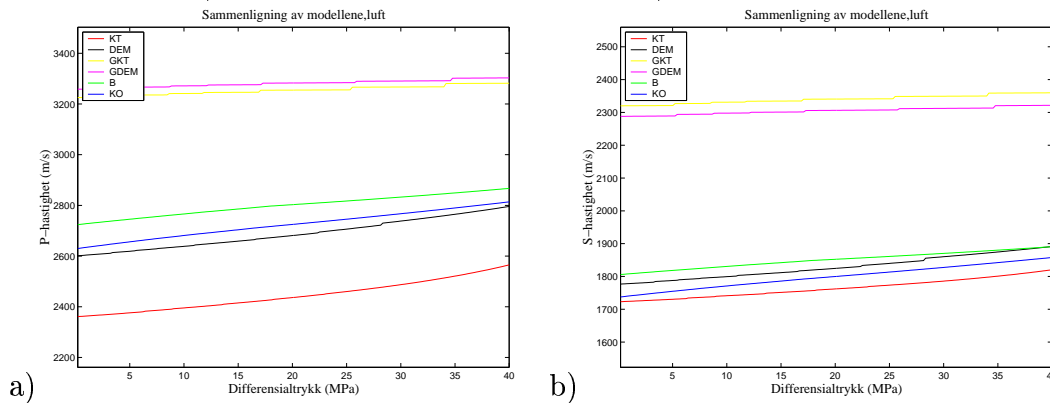
### 5.2.2 Effekter av trykk ved individuelle poregeometrier

I dette delavsnittet blir P-hastigheten for de ulike modellene kalibrert til å være lik ved et differensialtrykk på 20 MPa. Dette medfører at poregeometrien for hver prediksjonsmodell er individuell. I 5.2.1 er både fluid- og poregeometri effekter gjeldende, i tillegg til trykkeffektene. Når modellene predikerer relativt like hastigheter for et gitt porefluid, er det lettere å evaluere effekten av porefluid ved økende differensialtrykk. Poregeometriene kan sees i tabell E.1 og E.2. Det gjøres oppmerksom på at akseintervallet kan variere for de ulike grafene.

Figur 5.10 a) viser den kalibrerte P-hastigheten i en luftfylt bergart. Poregeome-



Figur 5.12: a) P-hastigheten er kalibrert i en saltvannsmettet bergart for 20 MPa for alle modellene. b) S-hastighet for modellene i figur a)



Figur 5.13: a) P-hastighet for bergartsmodellen i figur 5.12, men med luft i porene. b) viser S-hastigheten for samme modellen.

trien for de ulike modellene er definert slik at hastighetene er like (2900 m/s) ved 20 MPa. Alle modellene viser en rimelig jevn økning i hastighet når differensialtrykket øker, og avvikene fra middelveien er relativt små. Figur 5.10 b) viser S-hastigheten. Den initielle hastigheten er ulik for de fleste modellene, men de viser omtrent samme økning i hastigheten. GKT- og KT modellen predikerer høyest, og de selvkonsistente modellene lavest hastighet ved økende trykk. Differansen mellom disse modellene er under 200 m/s.

Figur 5.11 a) viser P-hastigheten med saltvann i porene. Poregeometrien er den samme som i figur 5.10. Grafen viser at hastighetseffektene av saltvann er mye større for KT-modellen enn for de andre modellene. Hybridmodellene predikerer mye lavere hastighetsøkning enn de andre modellene, som følge av vannmetning. DEM, KO og B modellene er rimelig sammenfallende i sine prediksjoner. Det er stor spredning (omtrent 550 m/s) fra laveste til høyeste predikerte hastighet for P-hastigheten i den vannfylte modellen. I figur b) er trendene akkurat de samme for S-hastigheten, men hastighetsprediksjonene ligger nærmere hveran-



dre. S-hastighetene til hybridmodellene i figur 5.11 b) er lavere enn i figur 5.10 b). Dette skyldes at ifølge Gassmann (1951) skal ikke skjærmodulen bli påvirket av fluidendringer i bergarten. Dermed er det kun fluidets effekt på tettheten som gjør at S-hastigheten blir predikert til å være lavere for en vannfylt bergart enn en luftfylt. Når GKT og GDEM modellene blir kalibrert for den tørre bergarten, vil S-hastighetene bli estimert ut fra de tørre bergartsparametrene ved hjelp av KT- og DEM modellen henholdsvis. Etersom både de selvkonsistente- og spredemodellene predikerer en økning i både skjærmodulen og  $V_s$  når vann erstatter luft i porene, vil hybridmodellenes prediksjoner for S-hastighet være klart lavest.

I figur 5.12 kalibreres modellene for en vannfylt bergart, slik at effekten av fluidskifte fra saltvann til luft kan evalueres for de ulike modellene. Alle modellene predikerer meget like hastighetsverdier for økende trykk. I figur b) er S-hastigheten for den samme modellen vist. Hybridmodellene skiller seg ut ved å predikere høyere hastighetsverdier enn de andre modellene. GKT gir de høyeste hastighetsverdiene, som for den kalibrerte tørre bergarten. De selvkonsistente- og spredemodellene er rimelig sammenfallende i sine prediksjoner for S-hastighet. Den totale spredningen i hastighet for modellene er relativ liten, rundt 150 m/s.

I figur 5.13 a) kan det observeres at effekten av å erstatte saltvann med luft er svært ulik for de forskjellige modellene. Hybridmodellene predikerer en P-hastighet på bare omtrent 150 m/s lavere enn for den vannmettede bergarten, mens KT-modellen estimerer en hastighet som er over 1000 m/s lavere enn hva vist i figur 5.12 a). Modellene er mer spredt i sine prediksjoner når luft ble tilført de saltvannkalibrerte modellene enn motsatt. Trendene er allikevel de samme. Hybridmodellene predikerer de laveste og KT de største hastighetsendringene som følge av endring i porefluid, mens DEM, KO og B modellene er mer samstemte i sine prediksjoner. I figur b) er spredningen mellom høyeste og laveste hastighet lavere. Som for figur 5.11 b) vil hybridmodellene skille seg ut. Her blir effekten av Gassmann (1951) sin teori motsatt, siden modellen er kalibrert for den vannfylte bergarten. S-hastighetene som blir predikert av GKT og GDEM avtar ikke når luft erstatter vann i porene, og vil dermed predikere høyere hastigheter enn de andre modellene.

Alle modellene utviser en rimelig samstemt trykkavhengighet i alle situasjonene det er modellert for. Det er fordi at poreaspektforholdsspektrumene til sprede- og hybridmodellene kun inneholder svært små konsentrasjoner av porer med lave aspektforhold, slik at hastighetsøkningen med økende trykk ikke overgår de selvkonsistente modellene.

### 5.3 Oppsummering

Modelleringen i avsnitt 5.1 og 5.2 viser de ulike teoretiske modellenes respons på porøsitet, poregeometri, porefyll, leirinnhold og trykk. Ved å sammenligne de

ulike modelleringene, er det enkelte mønster som skiller seg ut.

I avsnitt 5.1 er hybrid og spredemodellene tilnærmet lineære i sine hastighetsprediksjoner ved økende porøsitet. De selvkonsistente modellene avtar mest for porøsitetsverdier over 25%. Men frem til rundt 10% porøsitet vil hastighetsprediksjonene fra de selvkonsistente- og spredemodellene være omtrent sammenfallende. Det kan også observeres at innføring av sprekker i bergarten har større effekt på KT- og GKT modellen enn DEM- og GDEM modellen. Prediksjonene for de ulike modellene er hele tiden minst spredt for den saltvannsmettede bergarten. Saltvannsmetning bidrar også til at porøsitetseffekten er mindre for alle modellene når bergarten inneholder flate porer. Prediksjonene for S-hastighet gir mindre spredning enn for P-hastighet.

I avsnitt 5.2.1 predikerer generelt spredemodellene høyeste hastigheter. Hastighetsprangene for modellene er størst for den luftfylte bergarten. For samtlige modeller er effekten av sprekker mye større i en luftfylt bergart enn en saltvannsmettet. Dette skyldes at luft ikke bidrar til å øke inkompressibiliteten i en avlang pore nevneverdig, men saltvann vil gjøre at poren bedre står imot ytre trykk. Fluidendring, gir generelt minst utslag for hastighetsprediksjonene til hybridmodellene.

De selvkonsistente modellene predikerer en betraktelig lavere økning i hastighet med økende trykk for en bergart med sprekker, enn tilfellet er for de andre modellene. Hybridmodellene avtar mest i sine prediksjoner når flate porer introduseres i bergarten. Men når trykket øker, er det hybridmodellene som predikerer den raskeste hastighetsøkningen for både P- og S-hastigheter. Fluidendring fra luft til saltvann for bergartsmodellen med sfæriske porer fører til at alle modellene predikerer lavere hastigheter. Dette på grunn av en økning i den effektive tettheten som følge av endret porefluid.

I avsnitt 5.2.2 følger hybridmodellene samme trender. GDEM og GKT skiller seg tydeligst ut fra de andre modellene når bergarten er mettet med et annet fluid enn det modellene er kalibrert for. Dette er fordi hybridmodellene blir klart minst påvirket av en endring i porefluid, både når det gjelder P- og S-hastigheter.

Generelt blir KT modellen mest påvirket av fluidendring for både  $V_p$  og  $V_s$ . For S-hastigheter skiller ikke KT modellen seg så mye ut fra DEM, KO og B når det gjelder effekt av fluid. Når KT modellen kalibreres for den luftfylte bergarten, vil den predikere meget høye hastigheter for de andre situasjonene den ble modellert for, (figur 5.11 a) og b), og motsatt når den kalibreres for den saltvannsmettede bergarten, (figur 5.13 a) og b). Fluideffekten på både P- og S-hastigheter er størst for KT modellen når det blir kalibrert for den saltvannsmettede bergarten, og deretter introduseres luft.

De selvkonsistente modellene og DEM modellen predikerer omtrent samme effekt av fluid på P-hastighet, og gir rimelig samstemte verdier.

Hybridmodellene og KT skiller seg generelt ut med øvre og nedre ekstremverdier, mens de øvrige tre modellene blir liggende imellom.

Konklusjoner som kan trekkes fra modelleringen i dette kapitlet er som følger:

- Generelt er effekten av porøsitet størst for KO modellen, og minst for KT modellen.
- Effekten av økt leirinnhold er rimelig lik for alle modellene.
- Effekten av økt differensialtrykk er størst for hybridmodellene og minst for de selvkonsistente modellene.
- En fluidendring gir minst utslag i hastighetsprediksjonene til hybridmodellene, og størst for KT modellen.
- Når sprekker introduseres i en bergart, er effekten størst for hybridmodellene og minst for DEM- og B modellen.
- Effekten av sprekker er størst i den luftfylte bergarten.

# Kapittel 6

## Sammenligning av teoretiske modeller og observerte eksempler

I dette kapittelet skal hybrid- og spredemodellene som ble evaluert i kapittel 5 sammenlignes med observerte pluggmålinger. Dette gjøres ved å kalibrere alle modellene for P-hastigheten til den luftfylte bergarten. Når modellene blir kalibrert stilles det krav om at det gjennomsnittlige avviket fra de syv observerte punktene på trykkkurven skal være mindre enn 10 m/s. Det gjennomsnittlige avviket for de ulike modellene er illustrert i egne figurer. En empirisk modell er tatt med i tillegg til de teoretiske, Statoil-modellen (SM) ligning 4.26. Denne modellen blir kalibrert for hver eneste modellering, og fungerer som en glattingsfunksjon for kurven til de observerte dataene. De selvkonsistente modellene predikerer en for lav trykkavhengighet til å kunne beskrive de observerte dataene tilfredsstillende, og er derfor ikke tatt med.

Egenskapene til porefluidene som benyttes er gitt i tabell 3.2. Matriksens egenskaper for de ulike prøvene kan sees i tabell 6.1.

Utfordringen ved å tilpasse de teoretiske modellene til de observerte datasettene, er å definere en poregeometri som gir samme trendene som bergartsprøvene når differensialtrykket øker. I tillegg skal modellene evalueres for effekten av trykk når porefluidet endres. Det blir sett på modellenes prediksjoner for både P- og S-hastighet.

### 6.1 Pluggmålinger

P- og S- hastigheter ble målt på 5 pluggen fra brønn A (A1-A5), og 3 pluggen fra brønn B (B6-B8). Først ble hastighetene for de tørre pluggene målt, deretter for saltvannsmetning, og til slutt ble hastighetene målt for delvis oljemetning. Målingene ble utført ved syv ulike differensialtrykk: 35.0, 27.6, 20.7, 17.3, 13.8,

Plugg nr.	A 1	A 2	A 3	A 4	A 5	B 6	B 7	B 8
Korntetthet ( $g/cm^3$ )	2.623	2.607	2.631	2.624	2.619	2.540	2.580	2.540
Inkompresibilitet (GPa)	21.3	23.3	23.4	24.1	21.2	26.7	37.0	32.1
Skjærfasthet (GPa)	15.0	15.0	15.0	15.0	15.0	12.5	12.5	12.5
Porøsitet (%) ved 6.9 MPa	28.90	28.06	27.91	27.67	29.73	22.24	19.32	19.60
Restmetning saltvann (%)	8.3	10.2	9.4	11.7	9.9	13.8	13.8	17.0

Tabell 6.1: Matriksparametre for de ulike bergartsprøvene som benyttes i modelleringen. Porøsiteten er gitt ved et differensialtrykk på 6.9 MPa. Skjærfastheten er funnet eksperimentelt, for å tilpasse  $V_p/V_s$  til de observerte dataene.

10.4 og 6.9 MPa. Poretrykk er 35.0 MPa og temperatur på 100°C, for å simulere reservoarforholdene. Målingene av den tørre bergarten foregår ved reservoartemperatur med luftmettet bergartsprøve og poretrykk tilsvarende en atmosfære (0.1 MPa). Alle bergartsprøvene er tatt fra TVD (sant vertikalt dyp) mellom 2615 m og 2756 m. Selve forsøkene ble utført ved å utsette pluggene for et differensialtrykk på 35 MPa, og deretter foreta hastighetsmålingene mens trykket avtok. Så ble porefluidet endret og pluggen på ny utsatt for et differensialtrykk på 35 MPa. Denne prosessen ble gjentatt til hastighetsmålinger var gjort for alle fluidene.

Pluggene viser lav korntetthet, 2.61 - 2.63  $g/cm^3$  for brønn A, og 2.54 - 2.58  $g/cm^3$  for brønn B, se tabell 6.1. Dette indikerer at det er en betydelig mengde lette mineraler i matriksen. Pluggene fra brønn A er dårlig konsolidert, har relativt høy permeabilitet og høy porøsitet, 28.6 - 30.5 %. Porøsiteten er hovedsaklig intergranulær. Pluggene fra brønn B er lett konsolidert og har en dårlig kornsortering. Porøsiteten er moderat, 21 - 24%, og er hovedsaklig sekundær porøsitet. Dette medfører lavere permeabilitet.

Hastighetene for de tørre pluggene fra brønn A ved 35 MPa, er samlet innenfor intervallet 2.99 - 3.12 km/s. Pluggene fra brønn B har høyere hastighet, 3.18 - 3.42 km/s.  $V_p/V_s$  er mellom 1.57 - 1.62 for brønn A, og 1.64 - 1.69 for brønn B.

P-hastigheten øker med 5.0 - 9.0% , mens S-hastighetene minker med 5.0 - 8.0% når pluggene mettes med saltvann. Dette medfører en generell økning i  $V_p/V_s$  med rundt 13% fra tørr til saltvannsmettet måling.

P-hastigheten i pluggene mettet med gassholdig olje minker med 2 - 4% i forhold til hastighetene ved saltvannsmetning, men er høyere enn for de tørre pluggene. S-hastigheten viser en mer ubestemmelig trend. For enkelte plugg er  $V_s$  mye høyere ved gassholdig olje enn for saltvannsmetning, og lik de tørre S-hastighetene. For andre plugg er  $V_s$  bare såvidt høyere ved metning av gassholdig olje i forhold til saltvann. Alle pluggene med gassholdig olje har i tillegg en restmetning av saltvann, se tabell 6.1. Dette kommer av at tørkingen av pluggene ikke fjernet alt saltvannet fra tidligere tester. De effektive egenskapene til fluidet beregnes ved hjelp av Voigts isostrain modell, der væskene ikke blandes men opptrer som to

adskilte fluider. Dette er sannsynligvis mest realistisk i dette tilfellet.

Trykksensitiviteten til både P- og S-hastighetene minker kraftig når differensialtrykket blir mer enn 20.7 MPa.

Dataene indikerer at sandmatriksen i pluggene er relativt myk, noe som kan skyldes forekomster av lette mineraler som leire. Spesielt gjelder dette pluggene fra brønn B.

Skjærmodulen for matriks i pluggene fra brønn A blir satt til 15 GPa, en verdi som ligger mellom skjærmodulen i Nichols buff sandstone og Boise sandstone, Johansen (1990). I brønn B er skjærmodulen litt lavere, og en verdi på 12.5 GPa gir relativt gode tilpasninger. Alle poregeometrier som blir brukt i modelleringen kan sees i tabellene E.3, E.4 og E.5 i tillegg E.

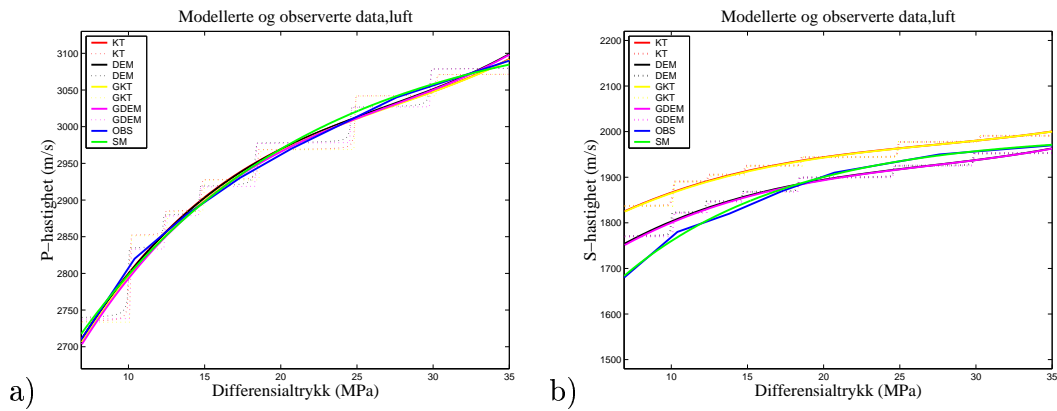
## 6.2 Sammenligning med observerte hastigheter

### 6.2.1 Plugg A1

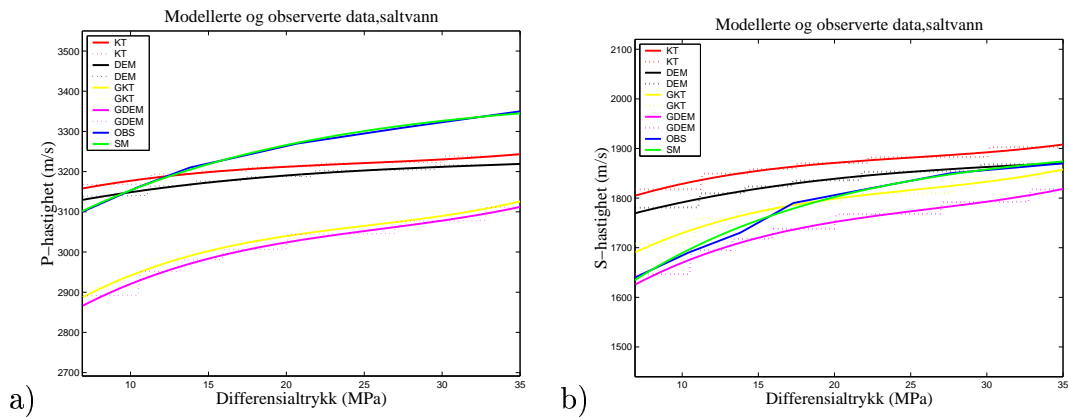
P- og S-hastighetene predikert av sprede- og tilsvarende hybridmodell er bortimot sammenfallende for den luftfylte bergarten i figur 6.1. Dette skyldes at inkompressibiliteten og tettheten til luft er svært lave ved atmosfærisk trykk og temperatur på  $100^{\circ}\text{C}$ , og kan dermed sammenlignes med vakuum. Ved fullstendig vakuum ville sprede- og tilsvarende hybridmodell vært helt like. I figur b) predikerer modellene for lav økning i S-hastighet ved økende differensialtrykk. DEM- GDEM modellen er nærmest de observerte dataene i sine prediksjoner for S-hastighet.

Figur 6.2 viser hastighetene ved saltvann som porefyll. I figur a) er det spredemodellene som predikerer hastighetsverdier som ligger nærmest de observerte. Hybridmodellene predikerer den mest korrekte trykkavhengigheten, men etter som effekten av fluidendringen er så liten for disse modellene, vil de predikerte P-hastighetene være alt for lave. Hybridmodellene predikerer S-hastigheter som ligger nærmest de observerte hastighetene i figur 6.2 b). Også for S-hastighetene vil hybridmodellene predikere en mer korrekt trykkavhengighet enn spredemodellene. Dersom spredemodellene hadde blitt kalibrert for den saltvannsmettede bergarten, ville modellene derimot ha predikert for stor trykkavhengighet for de andre fluidentene. Denne effekten oppstår på grunn av at saltvannets stabiliserende effekt for flate porer er mye større ved bruk av spredemodellene enn hybridmodellene.

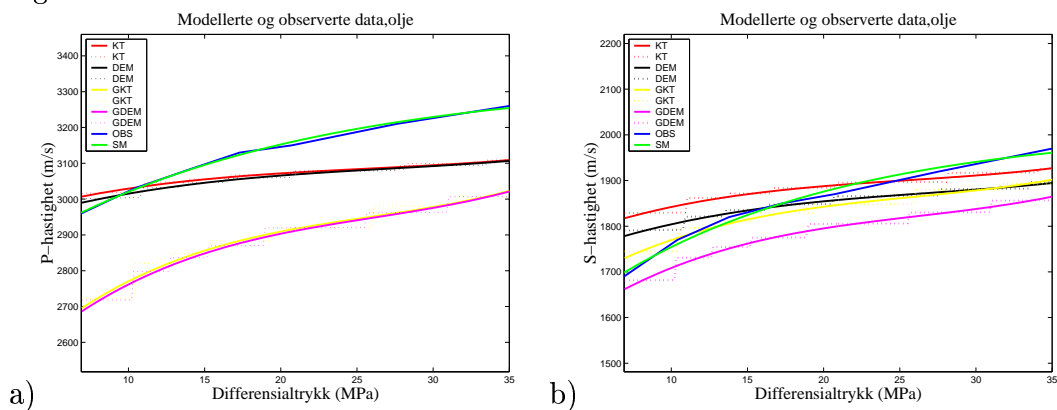
Figur 6.3 a) viser samme trender som 6.2 a), men spredemodellene predikerer hastighetsverdier som faller mye mer sammen enn hva tilfellet var for den saltvannsmettede bergarten. Dette fører til at også hybridmodellene også er meget



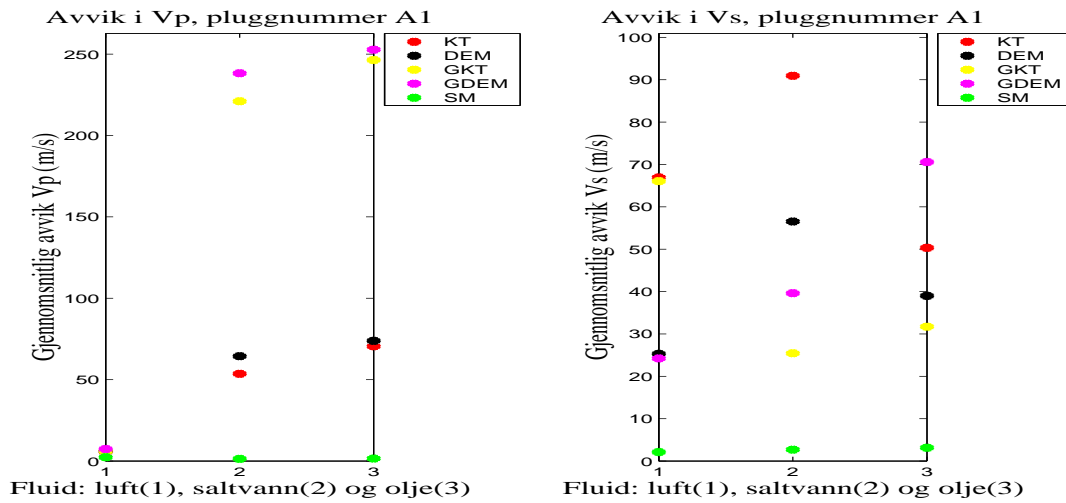
Figur 6.1: a) Kalibrerte P-hastigheter for den luftfylte bergarten. b) S-hastigheter for tilsvarende bergartsmodell.



Figur 6.2: a) P-hastighet for den saltvannsfylte bergarten. b) S-hastighet for tilsvarende bergartsmodell.



Figur 6.3: a) P-hastighet for bergarten fylt med gassholdig olje. b) S-hastighet for tilsvarende bergartsmodell.



Figur 6.4: Figuren viser det gjennomsnittlige avviket fra de 7 observerte P- og S-hastighetsmålingene for hvert fluid for de ulike modellene, plugg A1.

samstemte i sine prediksjoner av P-hastigheten. Hybridmodellene predikerer alt for lav effekt av fluidendringen fra luft til gassholdig olje. P-hastigheten ved 35 MPa blir faktisk predikert til å være større ved tørr enn live-oil mett plugg, noe som er lite realistisk. I figur b) er det GKT- og DEM modellen som predikerer mest korrekte S-hastigheter. I S-hastighetskurvene mett med gassholdig olje eller saltvann gjelder det at KT predikerer høyest hastighet, etterfulgt av DEM, GKT og tilslutt GDEM.

Figur 6.4 viser at begge spredemodellene predikerer P-hastigheter som hele tiden avviker mindre enn 75 m/s, uansett porefluid. Hybridmodellene predikerer alt for lave hastigheter når fluidet endres, og for plugg A1 er P-hastighetene i gjennomsnitt over 200 m/s for lave. I figur b) er mønsteret mer komplisert. DEM/GDEM modellen predikerer et gjennomsnittlig hastighetsavvik på bare 25 m/s for den luftfylte bergarten, mens KT/GKT avviker med nærmere 70 m/s. For den vannmettede bergarten predikerer hybridmodellene de mest korrekte S-hastighetene, og avviket til spredemodellene øker. Men for bergarten mett med gassholdig olje, minker avviket for spredemodellene, mens GDEM modellen predikerer den mest avvikende hastighetskurven.



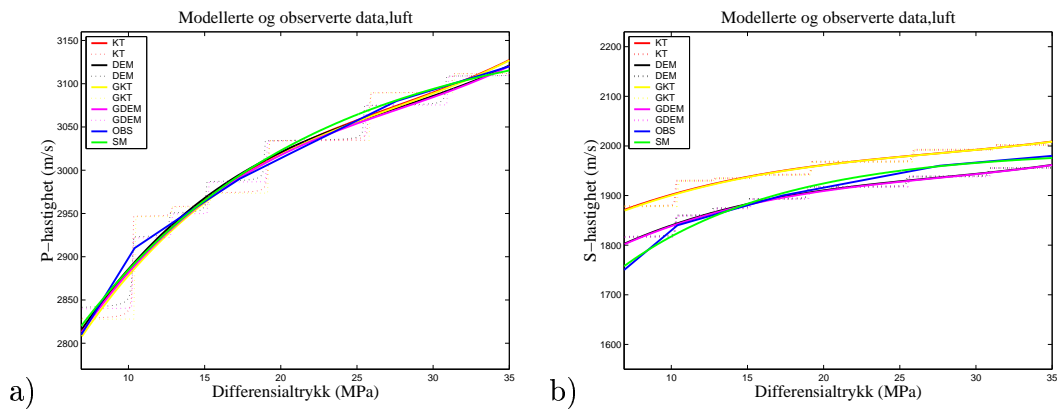
### 6.2.2 Plugg A2

Figur 6.5 viser de kalibrerte P-hastighetene for plugg A2 med luft i porene. De observerte dataene viser en meget stor initiell hastighetsøkning som er vanskelig å simulere med de teoretiske modellene. Den glattede og utjevnete kurven av de observerte dataene (SM) er derimot mer sammenfallende med de modellerte kurvene. Figur b) viser samme trendene som i figur 6.1 b).

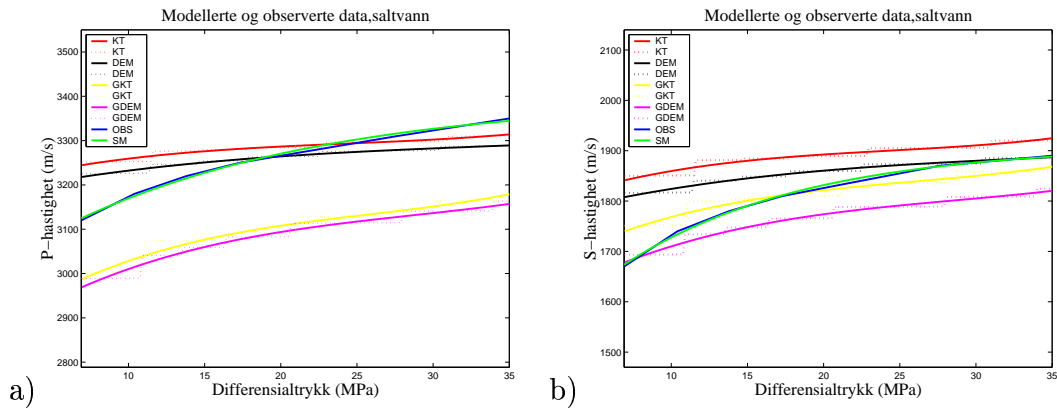
I figur 6.6 a) predikerer både sprede- og hybridmodellene høyere P-hastigheter relativt til de observerte hastighetene, i forhold til den saltvannsmettede pluggen i figur 6.2 a). Dermed predikerer hybridmodellene P-hastigheter som ligger nærmere de observerte hastighetene, enn tilsvarende forsøk for plugg A1. Figur b) viser samme trendene som S-hastigheten i figur 6.2 b).

I figur 6.7 a) predikerer alle modellene P-hastigheter som ligger nærmere de observerte hastighetene, enn i figur 6.3 a). Ellers er trendene både for P- og S-hastighetene de samme som for plugg A1 mettet med gassholdig olje.

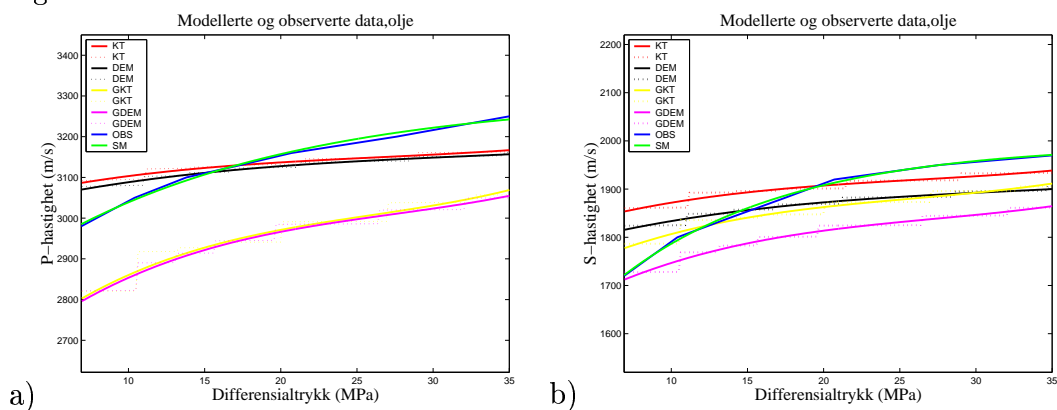
En sammenligning av de gjennomsnittlige avvikene i figur 6.4 og 6.8 viser at det kun er små forandringer i forhold til hvilke modeller som er mest presise i prediksjonene. Eneste vesentlige forskjell er at for plugg A2 er det DEM som predikerer P-hastigheten best ved saltvannsmetning. I tillegg avviker alle modellenes prediksjoner av P-hastigheten mindre i figur 6.8 enn i 6.4. Avvikene i S-hastighetene er rimelig samsvarende i begge figurene.



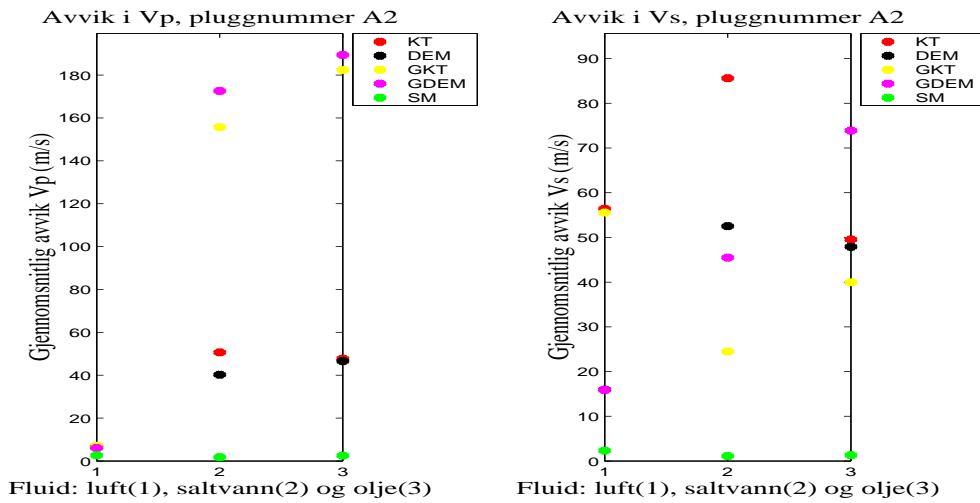
Figur 6.5: a) Kalibrerte P-hastigheter for den luftfylte bergarten. b) S-hastigheter for tilsvarende bergartsmodell.



Figur 6.6: a) P-hastighet for den saltvannsfylte bergarten. b) S-hastighet for tilsvarende bergartsmodell.



Figur 6.7: a) P-hastighet for bergarten fylt med gassholdig olje. b) S-hastighet for tilsvarende bergartsmodell.

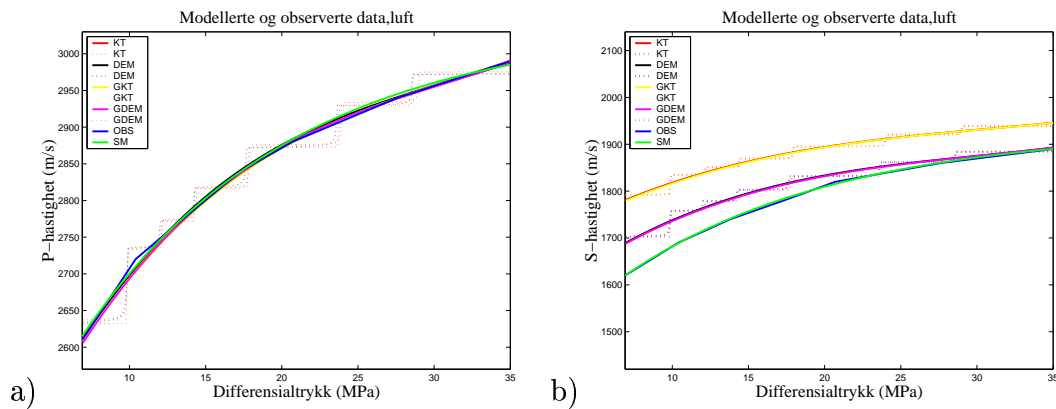


Figur 6.8: Figuren viser det gjennomsnittlige avviket fra de 7 observerte P- og S-hastighetsmålingene for hvert fluid for de ulike modellene, plugg A2.

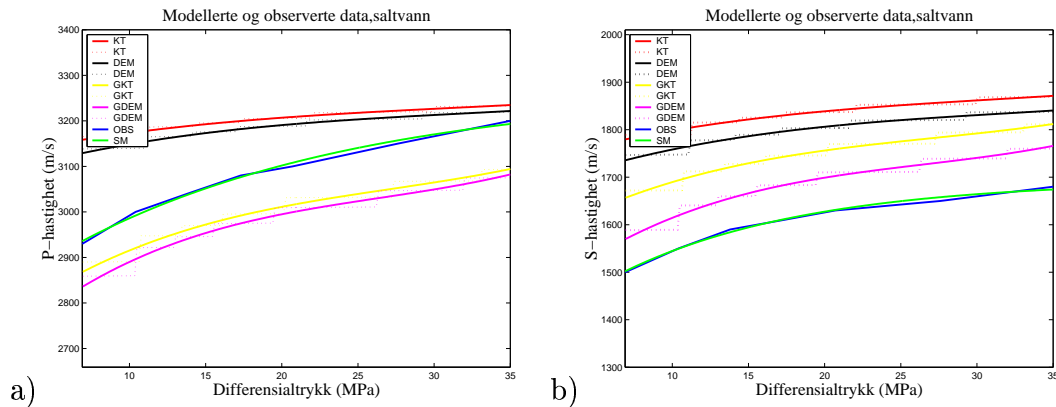
### 6.2.3 Plugg A3

De predikerte P-hastighetene for plugg A3 ligger relativt høyere enn prediksjonene for plugg A1 og A2. Dette medfører at hybridmodellene blir mer presise i sine prediksjoner, mens spredmodellene predikerer P-hastigheter som stort sett er en del høyere enn de observerte hastighetene.

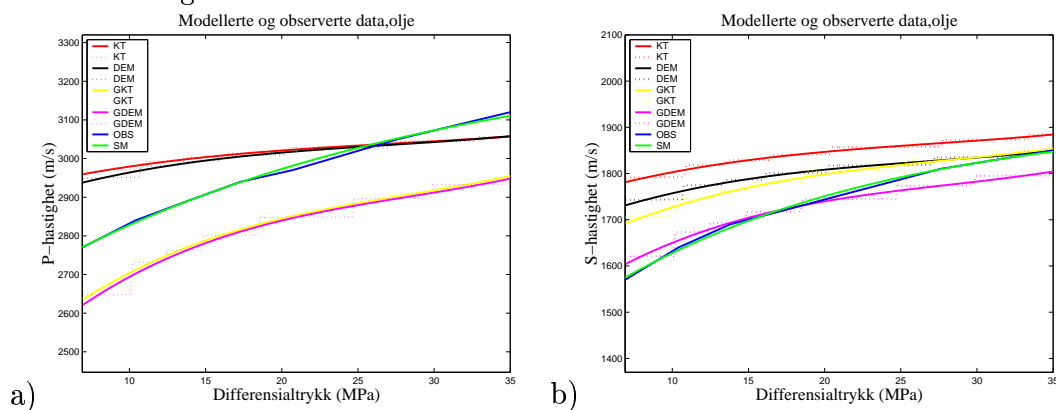
Også prediksjonene for S-hastigheter er høyere for plugg A3 enn tilfellet er for plugg A1 og A2. Dermed er det GDEM modellen som predikerer S-hastigheter som ligger nærmest de observerte, ettersom denne modellen hele tiden predikerer de laveste S-hastighetene. Som forventet er det gjennomsnittlige avviket fra de observerte P-hastighetene mindre for hybridmodellene i plugg A3 enn de foregående pluggene. Hybridmodellene har det minste avviket i P-hastighet for den saltvannsmettede pluggen, mens spredmodellene avviker minst ved metning av gassholdig olje. GDEM modellen avviker minst fra de observerte S-hastighetene for alle porefluidene. Spredmodellene avviker svært mye ved saltvannsmetning, og litt mindre ved metning av gassholdig olje.



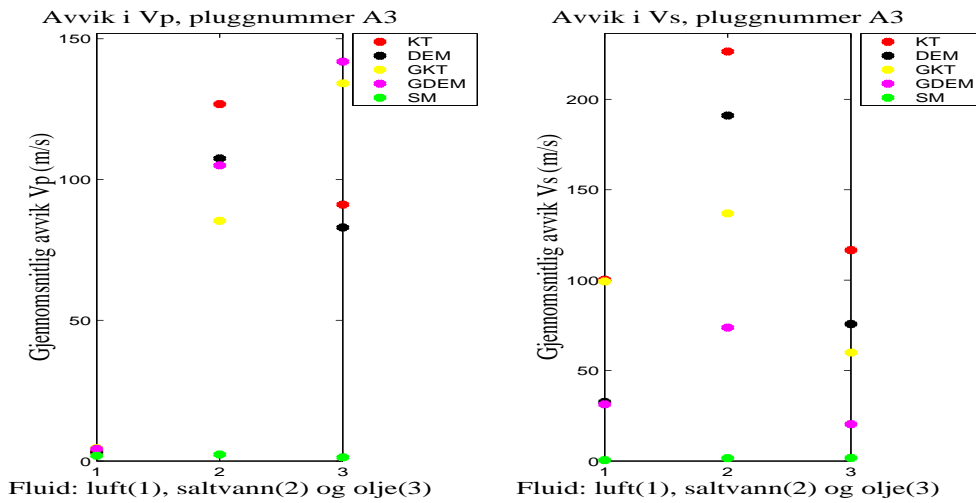
Figur 6.9: a) Kalibrerte P-hastigheter for den luftfylte bergarten. b) S-hastigheter for tilsvarende bergartsmodell.



Figur 6.10: a) P-hastighet for den saltvannsfylte bergarten. b) S-hastighet for tilsvarende bergartsmodell.



Figur 6.11: a) P-hastighet for bergarten fylt med gassholdig olje. b) S-hastighet for tilsvarende bergartsmodell.

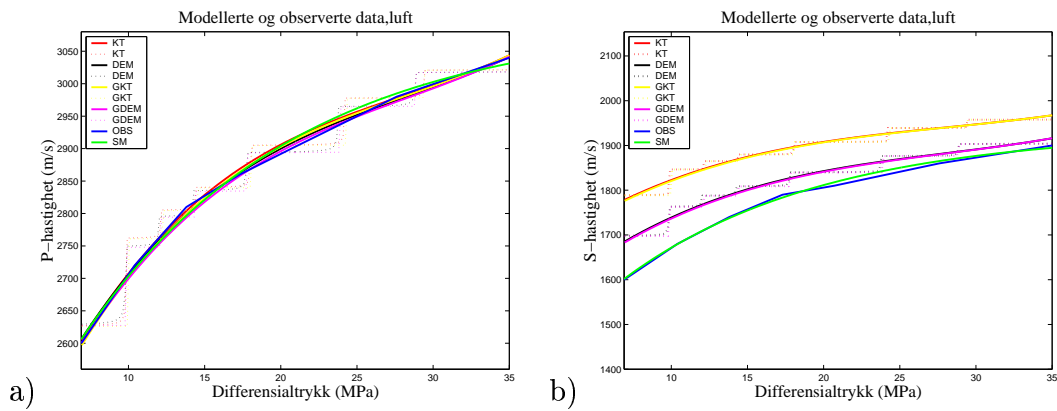


Figur 6.12: Figuren viser det gjennomsnittlige avviket fra de 7 observerte P- og S-hastighetsmålingene for hvert fluid for de ulike modellene, plugg A3.

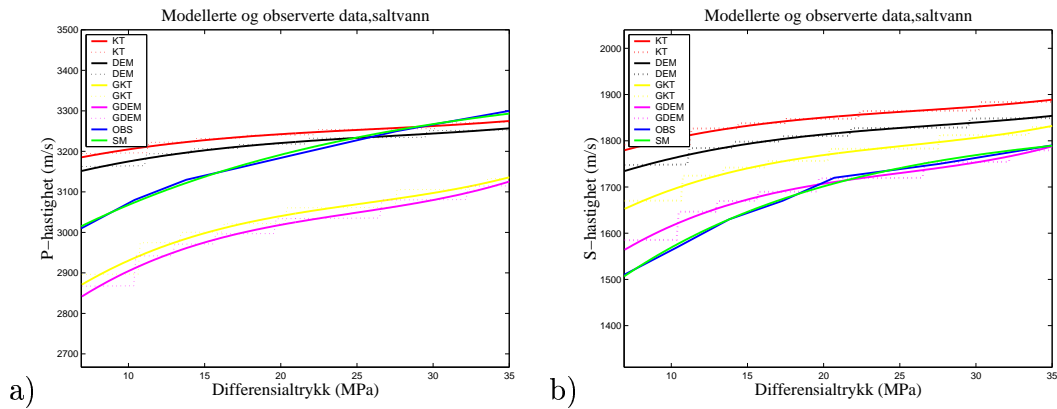
## 6.2.4 Plugg A4

De modellerte P-hastighetene for plugg A4 kan minne om P-hastighetene som ble modellert for plugg A2. Men ved gassholdig olje som porefyll predikerer alle modellene høyere relativ P-hastighet for plugg A4 enn A2. S-hastighetene blir som for plugg A3 predikert til å være litt høye i forhold til de observerte hastighetene, bortsett fra tilfellet med metning av gassholdig olje.

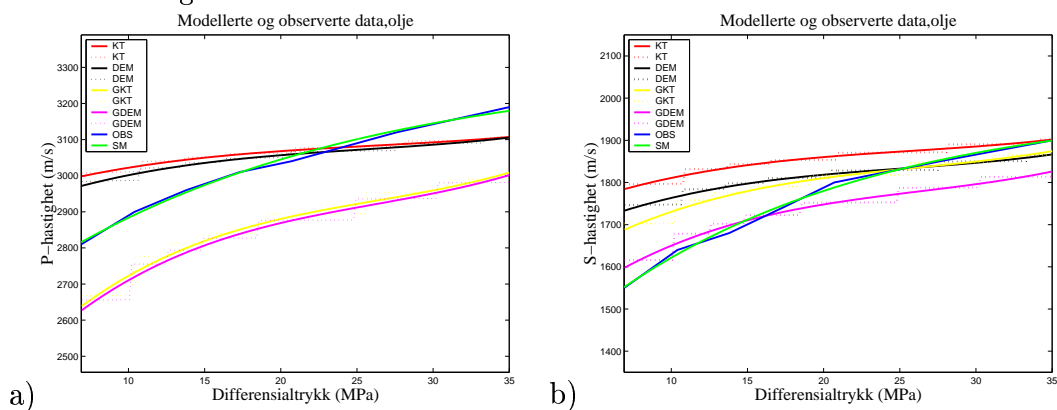
Figur 6.16 viser at spredmodellene predikerer den klart mest presise P-hastigheten, mens hybridmodellene ligger et godt stykke unna. Ved fluidsifte fra saltvann til gassholdig olje, øker avviket til DEM modellen mens KT-modellen predikerer mer presist, slik at disse modellene har nesten det samme avviket fra de observerte P-hastighetene ved metning av gassholdig olje. Hybridmodellene avviker som tidligere mer for metning av gassholdig olje enn for saltvann. GDEM modellen predikerer også her de minst avvikende S-hastighetene i forhold til de observerte. KT modellen predikerer alt for høye hastigheter, og avviker mer enn 110 m/s for alle porefluid.



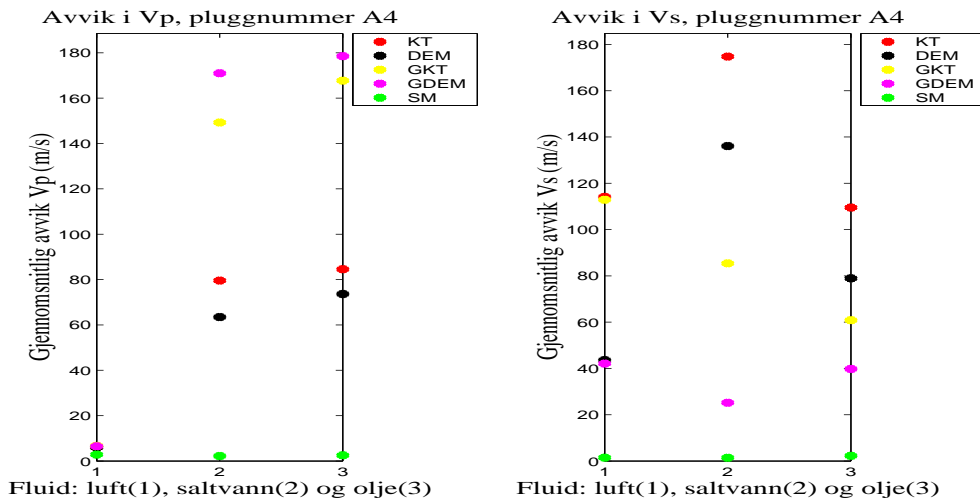
Figur 6.13: a) Kalibrerte P-hastigheter for den luftfylte bergarten. b) S-hastigheter for tilsvarende bergartsmodell.



Figur 6.14: a) P-hastighet for den saltvannsfylte bergarten. b) S-hastighet for tilsvarende bergartsmodell.



Figur 6.15: a) P-hastighet for bergarten fylt med gassholdig olje. b) S-hastighet for tilsvarende bergartsmodell.

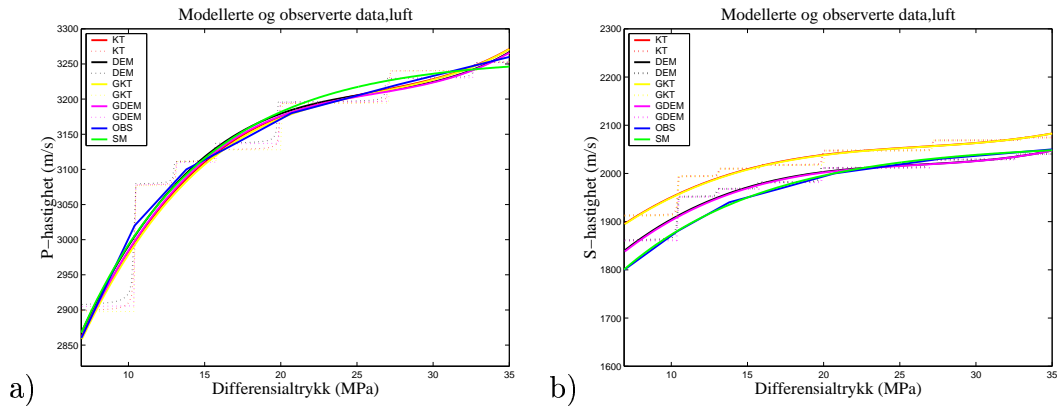


Figur 6.16: Figuren viser det gjennomsnittlige avviket fra de 7 observerte P- og S-hastighetsmålingene for hvert fluid for de ulike modellene, plugg A4.

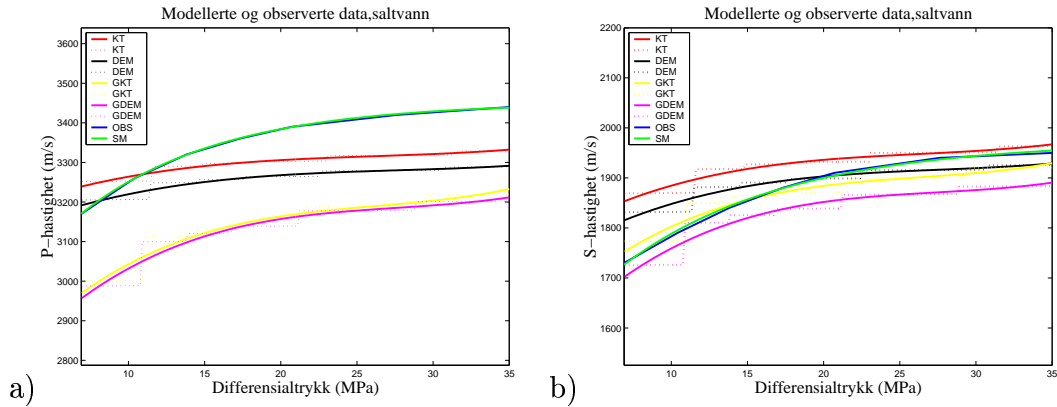
## 6.2.5 Plugg A5

I figur 6.18 a) og 6.19 a) er de modellerte P-hastighetene generelt for lave i forhold til de observerte. Grafene kan minne om dem som ble resultatet av modelleringen for plugg A1. En forskjell er at spredemodellene avviker mer fra hverandre enn ved tidligere modelleringer. Dette kan skyldes små ulikheter i kalibreringen av P-hastigheten til den tørre pluggen. Prediksjonene for S-hastighetene i figur 6.17 b) til 6.19 b) ligger i stor grad rundt de observerte S-hastighetene. Mønsteret ligner på resultatene av modelleringen av S-hastigheter for plugg A2.

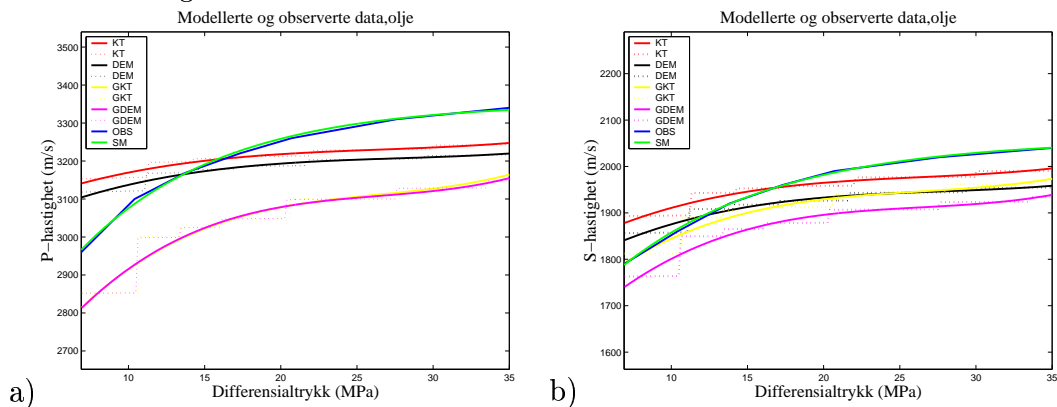
Figur 6.20 viser at KT modellen predikerer kurvene som avviker minst fra de observerte P-hastighetene, mens hybridmodellene avviker relativt mye. Alle modellene predikerer rimelig små avvik fra de observerte S-hastighetene. GDEM har det høyeste gjennomsnittlige avviket på nesten 80 m/s for metning med gassholdig olje, mens de andre modeller avviker mindre enn 60 m/s for alle fluider.



Figur 6.17: a) Kalibrerte P-hastigheter for den luftfylte bergarten. b) S-hastigheter for tilsvarende bergartsmodell.

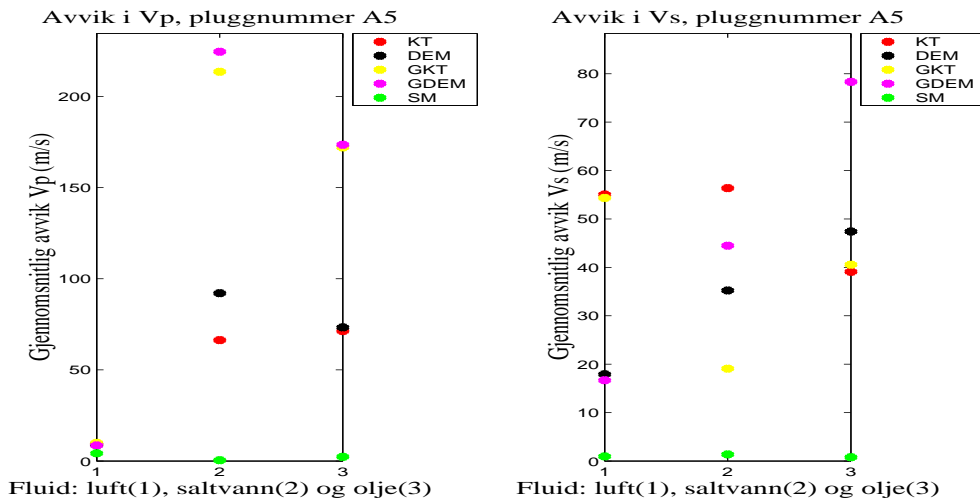


Figur 6.18: a) P-hastighet for den saltvannsfylte bergarten. b) S-hastighet for tilsvarende bergartsmodell.



Figur 6.19: a) P-hastighet for bergarten fylt med gassholdig olje. b) S-hastighet for tilsvarende bergartsmodell.



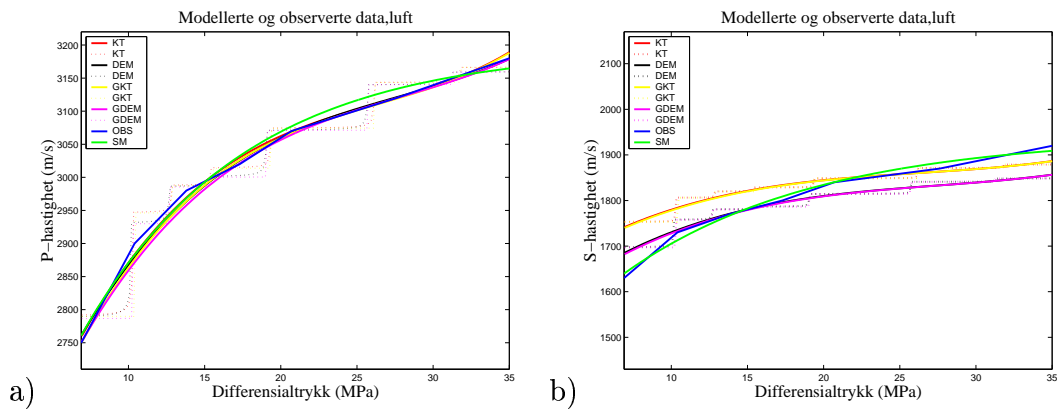


Figur 6.20: Figuren viser det gjennomsnittlige avviket fra de 7 observerte P- og S-hastighetsmålingene for hvert fluid for de ulike modellene, plugg A5.

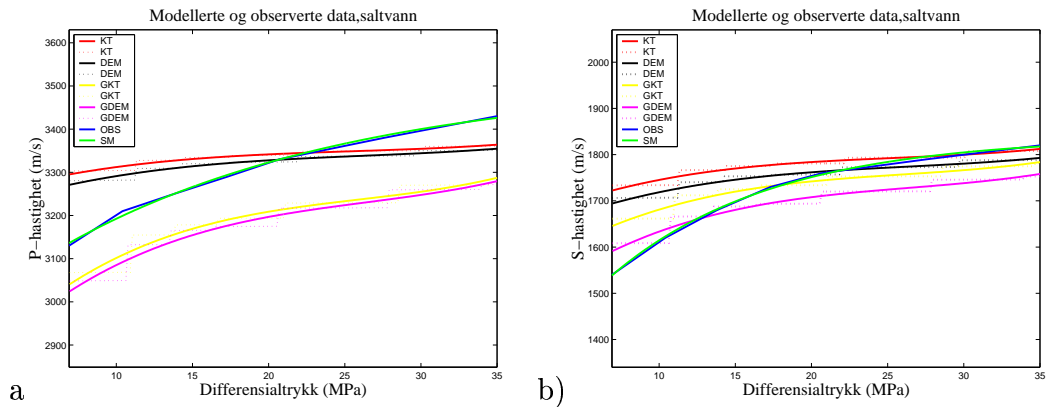
## 6.2.6 Plugg B6

P-hastighetene som er predikert av spredemodellene i figur 6.22 a) og 6.23 a) er for høy frem til omtrent 20 MPa, og deretter for lav. For den saltvannsmettede pluggen avviker begge modellene med over 140 m/s ved 6.9 MPa, men blir mer presise enn dette når trykket øker. Hybridmodellene predikerer jevnt over for lave P-hastigheter. De predikerte S-hastighetene omkranser stort sett de observerte i figur 6.21 b) og 6.22 b). Men ved metning av gassholdig olje i figur 6.23 b) avtar de observerte S-hastighetene svært mye når differensialtrykket avtar mot 6.9 MPa. Fra en minskning i differensialtrykket på 15 MPa til 6.9 MPa avtar de observerte S-hastighetene med omtrent 200 m/s. Derfor predikerer alle modellene for høye S-hastigheter for lavere differensialtrykkverdier enn rundt 20 MPa.

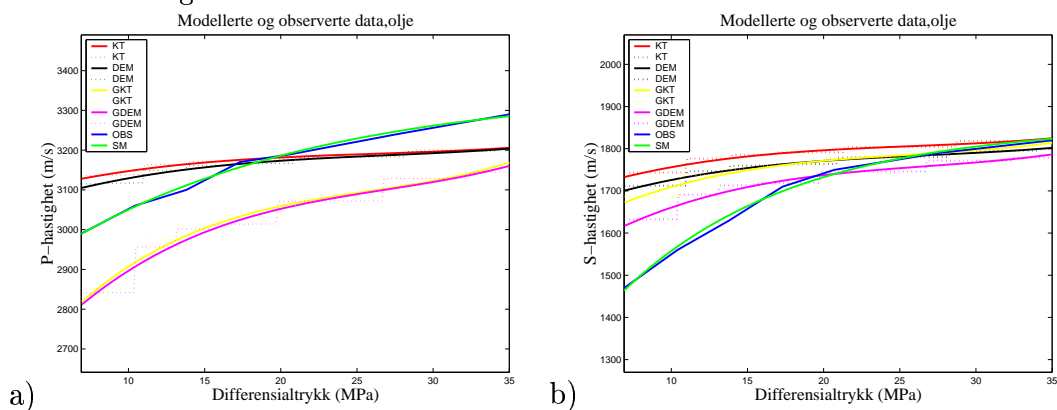
Figur 6.24 viser at DEM modellen predikerer de mest presise P-hastighetene. Men hybridmodellene avviker ikke fullt så mye som for de fleste andre pluggene. GDEM modellen avviker minst og KT mest i forhold til de observerte S-hastighetene. Avvikene er relativt store for modelleringene av pluggen mettet med gassholdig olje. Dette skyldes at for de aller laveste trykkverdiene ble avviket for alle modellene svært stort, på det meste rundt 250 m/s.



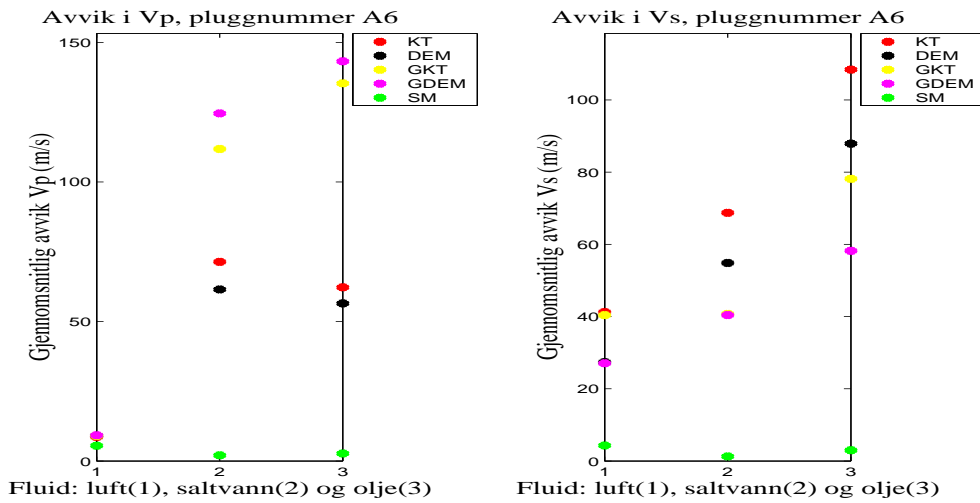
Figur 6.21: a) Kalibrerte P-hastigheter for den luftfylte bergarten. b) S-hastigheter for tilsvarende bergartsmodell.



Figur 6.22: a) P-hastighet for den saltvannsfylte bergarten. b) S-hastighet for tilsvarende bergartsmodell.



Figur 6.23: a) P-hastighet for bergarten fylt med gassholdig olje. b) S-hastighet for tilsvarende bergartsmodell.

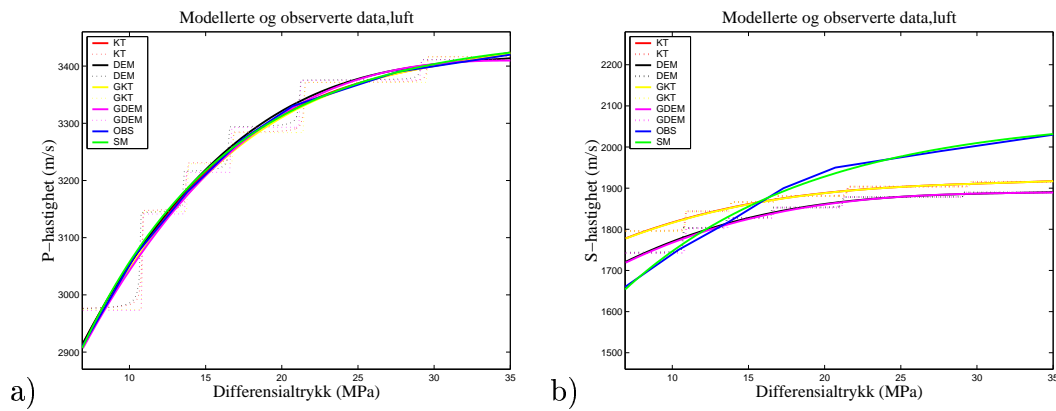


Figur 6.24: Figuren viser det gjennomsnittlige avviket fra de 7 observerte P- og S-hastighetsmålingene for hvert fluid for de ulike modellene, plugg B6.

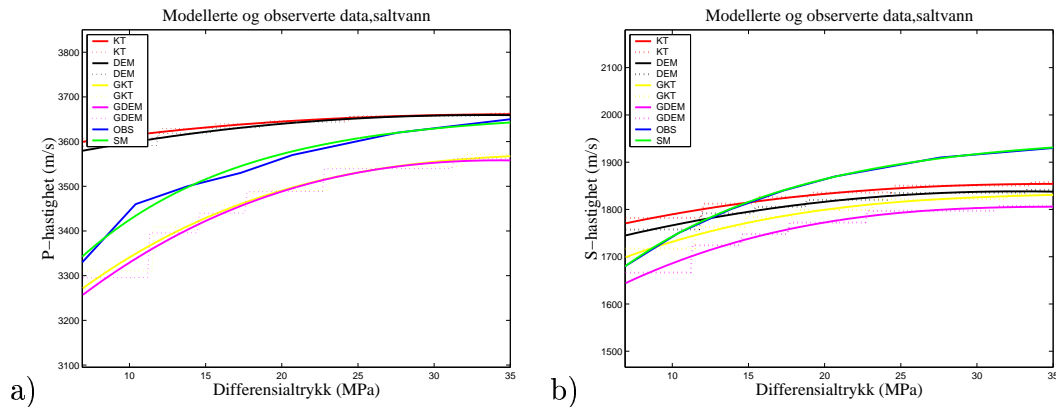
### 6.2.7 Plugg B7

De observerte P-hastighetene i figur 6.25 avtar med mer enn 500 m/s når differensialtrykket går fra 35 MPa til 6.9 MPa. Dette er betydelig mer enn alle pluggene fra brønn A, som alle avtok med rundt 400 m/s og mindre når differensialtrykket minsket til 6.9 MPa. P-hastighetens store trykkavhengighet gjør at spredmodellenes P-hastigheter i figur 6.26 a) og 6.27 a) avviker svært mye fra de observerte ved lave trykk. I tillegg predikerer alle modellene P-hastigheter som er generelt høyere i forhold til de observerte hastighetene. Mønsteret for P-hastighetene ligner på de modellerte P-hastighetene for plugg A3. De modellerte S-hastighetene i figur 6.25 b) til 6.27 b) er jevnt over for lave i forhold til de observerte S-hastighetene.

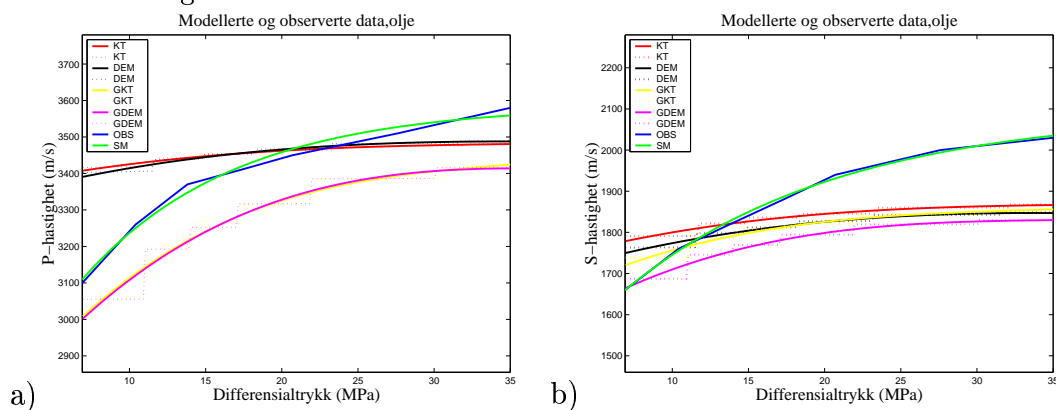
Avvikene i P-hastighetene i figur 6.28 viser akkurat samme mønster som for plugg A3. Hybridmodellene avviker minst for den vannmettede pluggen, mens spredmodellene avviker minst for pluggen mettet med gassholdig olje. Ingen av modellene predikerer P-hastigheter som avviker mindre enn 80 m/s fra de observerte hastighetene, men avviket for hybridmodellene er mindre enn det som er blitt observert tidligere. S-hastighetene avviker som ventet mye fra de observerte S-hastighetene i forhold til modelleringen fra de andre pluggene.



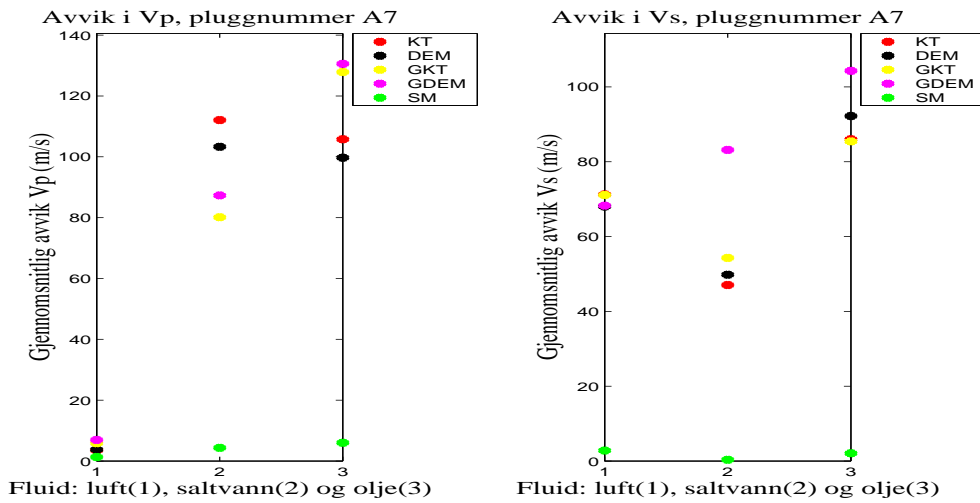
Figur 6.25: a) Kalibrerte P-hastigheter for den luftfylte bergarten. b) S-hastigheter for tilsvarende bergartsmodell.



Figur 6.26: a) P-hastighet for den saltvannsfylte bergarten. b) S-hastighet for tilsvarende bergartsmodell.



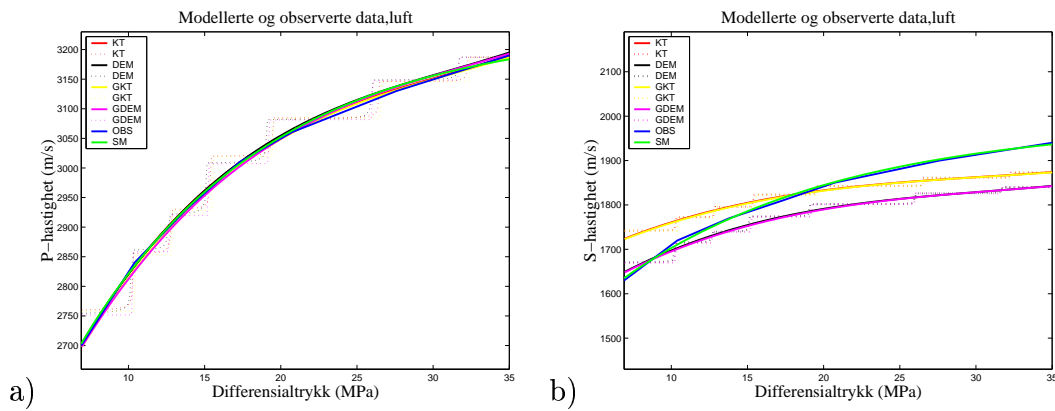
Figur 6.27: a) P-hastighet for bergarten fylt med gassholdig olje. b) S-hastighet for tilsvarende bergartsmodell.



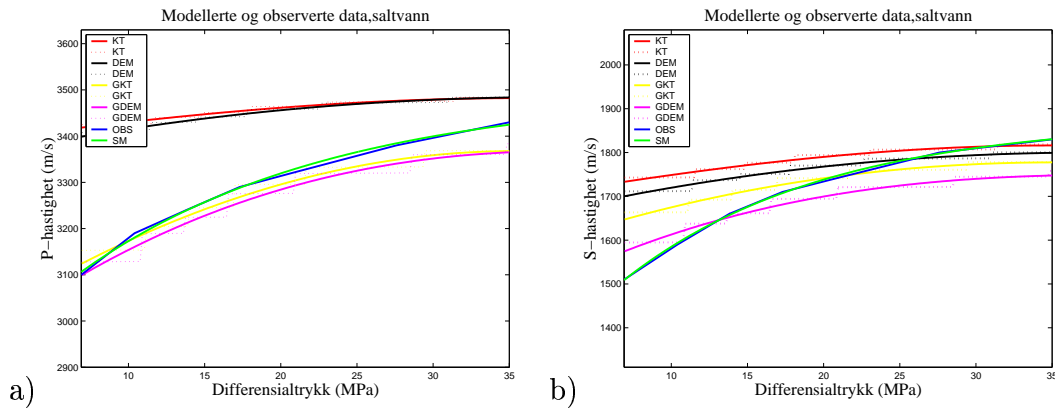
Figur 6.28: Figuren viser det gjennomsnittlige avviket fra de 7 observerte P- og S-hastighetsmålingene for hvert fluid for de ulike modellene, plugg B7.

## 6.2.8 Plugg B8

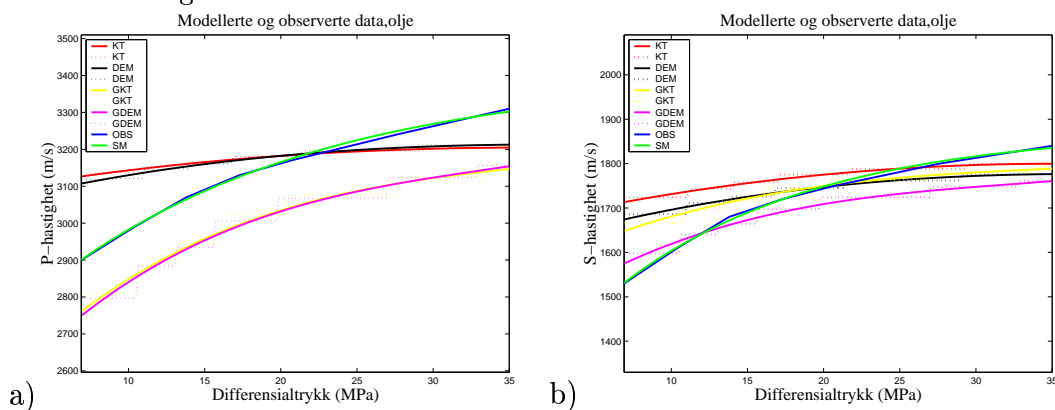
Den observerte endringen i P-hastighet for den tørre bergarten er også for plugg B8 rundt 500 m/s, figur 6.29 a). Dette fører til at trykkavhengigheten til spredemodellenes predikerte P-hastigheter er langt lavere enn for de observerte hastighetene i figur 6.30 a) 6.31 a). Når de predikerte P-hastighetene ved saltvannsmetning i tillegg er svært høye i forhold til modelleringene for de andre pluggene, vil spredemodellene predikere P-hastigheter som ligger langt over de observerte. Ved 6.9 MPa predikerer spredemodellene mer enn 300 m/s for høy P-hastighet. Hybridmodellene derimot, treffer meget bra de observerte P-hastighetene for den saltvannsmettede pluggen. I figur 6.31 a) predikerer hybridmodellene igjen for lave P-hastigheter, mens spredemodellene predikerer hastigheter som ved lave differensialtrykk er høyere, og ved differensialtrykk over 22 MPa er lavere enn de observerte P-hastighetene. Prediksjonene for S-hastighetene i figur 6.29 b) til 6.31 b) er rimelig presise, selv om ingen av modellene predikerer stor nok trykkavhengighet for S-hastigheten. Figur 6.32 viser at avvikene for P-hastigheten i den saltvannsmettede pluggen er de laveste avvikene som er modellert for alle de saltvannsmettede pluggene. Spredemodellene har for den samme pluggen det største avviket som er modellert for disse modellene. Ved metning av gassholdig olje er spredemodellene igjen de mest presise, selv om avviket fra de observerte P-hastighetene er stort. Avviket mellom hybridmodellene og de observerte S-hastighetene er nesten konstant, uansett porefluid. Hybridmodellene predikerer de mest presise S-hastighetene, mens spredemodellene avviker mer i sine prediksjoner.



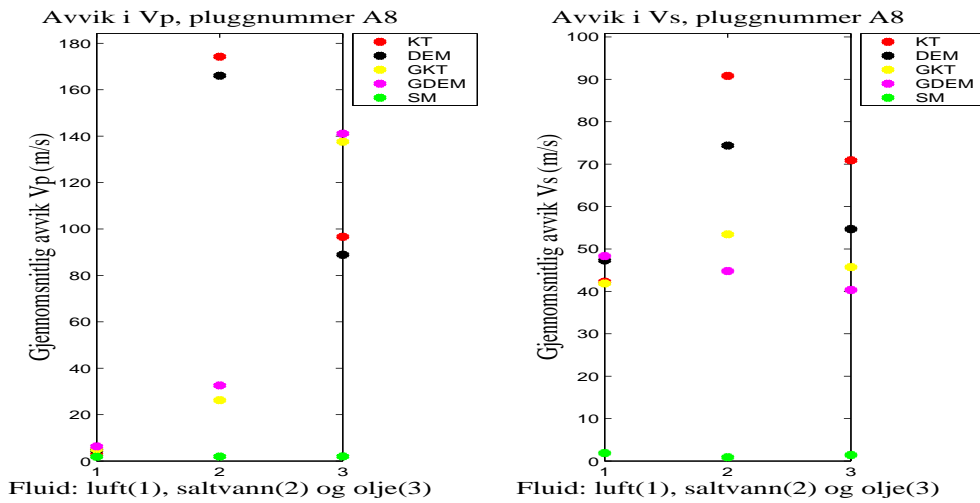
Figur 6.29: a) Kalibrerte P-hastigheter for den luftfylte bergarten. b) S-hastigheter for tilsvarende bergartsmodell.



Figur 6.30: a) P-hastighet for den saltvannsfylte bergarten. b) S-hastighet for tilsvarende bergartsmodell.



Figur 6.31: a) P-hastighet for bergarten fylt med gassholdig olje. b) S-hastighet for tilsvarende bergartsmodell.



Figur 6.32: Figuren viser det gjennomsnittlige avviket fra de 7 observerte P- og S-hastighetsmålingene for hvert fluid for de ulike modellene, plugg B8.

### 6.3 Oppsummering

Modelleringene som er gjort på de åtte pluggene viser at generelt er det spredemodellene som predikerer P-hastigheter som ligger nærmest de observerte P-hastighetene. Når pluggene mettes med gassholdig olje, er det utelukkende spredemodellene som gir de minste avvikene for P-hastigheter. Generelt avviker DEM modellen litt mindre enn KT modellen for P-hastigheter.

Ved saltvannsmetning er det 3 pluggene som skiller seg ut. For plugg A3, B7 og B8 er det hybridmodellene som predikerer de mest presise P-hastighetene. GKT modellen predikerer alltid mindre avvikende P-hastigheter enn GDEM modellen. For resten av pluggene bytter spredemodellene på å predikere det minste avviket i P-hastigheter for de saltvannsmettede pluggene.

Det er færre mønster som skiller seg ut blant modellenes prediksjoner for S-hastigheter. Generelt er det hybridmodellene, og spesielt GDEM modellen som predikerer de mest korrekte S-hastighetene. Spredemodellene avviker stort sett mer for de saltvannsmettede pluggene enn de tørre. Hybridmodellene predikerer en mer korrekt økning i S-hastighet enn spredemodellene, når trykket øker. Det er vanskeligere å se en trend i hvilke modeller som predikerer de mest korrekte fluideffektene ved et fluidskifte, ettersom det varierer mye fra plugg til plugg. Men et meget stort usikkerhetsmoment ved prediksjonene av S-hastigheter, er at det ikke er gjort noen målinger av skjærfastheten til matriks i de ulike pluggene. Derfor er skjærfastheten tildelt en verdi som gjør at de predikerte S-hastighetene stort sett ligger rundt de observerte S-hastighetene. Men i virkeligheten kan det hende at skjærfastheten i pluggenes matriks skulle vært høyere eller lavere, noe som kunne fått store konsekvenser for hvilken modell som predikerer mest korrek-

te S-hastigheter. Det kan for eksempel virke som om verdien for skjærfastheten i matriks til plugg B7 skulle vært litt høyere. De viktigste observasjonene av S-hastigheter er dermed hvordan prediksjonene fra de ulike modellene tar høyde for trykk- og fluideffekter relativt til de observerte S-hastighetene.

Hybridmodellene predikerer den mest korrekte trykkavhengigheten for alle pluggene, både for P- og S-hastigheter. For P-hastighetene er trykkavhengighetene nesten like høye som de observerte trykkavhengighetene, mens den predikerte trykkavhengigheten for S-hastigheter generelt er for lav. Siden modellene er kalibrerte for de luftmettede pluggene, vil spredmodellene predikere en trykkavhengighet for P-hastigheter som er alt for lav, når porefluidet endres. Spredmodellene predikerer derfor generelt for høye P-hastigheter ved lave differensialtrykk, og for lave P-hastigheter ved høye differensialtrykk. Avviket fra de observerte P-hastighetene øker generelt når pluggens trykkavhengighet øker.

Hybridmodellene predikerer alt for liten hastighetsøkning som følge av fluidendring fra den luftmettede pluggen. Ved 35 MPa differensialtrykk vil i flere tilfeller de predikerte P-hastighetene være mindre for mettnings med gassholdig olje enn ved luftmetning, noe som er lite realistisk. En årsak til at hybridmodellene feilpredikerer fluideffekten er antagelsen i Gassmanns (1951) teorier om at bergarten består av sfæriske inklusjoner, er høypermeabel og at porefluidet alltid kan unnsnippe når differensialtrykket øker. Selv om pluggene stort sett har porøsiteter som er over 20%, er ikke poregeometrien og permeabiliteten så idealisert som i Gassmanns teorier.

Spredmodellene predikerer generelt en for stor økning i P-hastighet når porefluidet endres fra luft. En grunnleggende antagelse i Kuster og Toksöz (1974) teorier er at inklusjoner opptrer som separate, uten å påvirke nabo inklusjoner på noen måte. Porefluidet har dermed ikke mulighet til å unnsnippe når trykket øker, og bergarten er strengt tatt ikke permeabel. Disse antagelsene er ikke realistiske for pluggene som er testet, og medfører feil i modellenes prediksjoner. Men ettersom spredmodellene predikerer så lav trykkavhengighet, vil i de fleste tilfellene de predikerte P-hastighetene bli lavere enn de observerte når differensialtrykket øker.

Modelleringen av pluggene gir en indikasjon på hvordan de ulike teoretiske modellene predikerer P-hastighetene i forhold til observerte hastigheter:

\*Spredmodellene predikerer P-hastigheter som generelt ligger mindre enn 300 m/s for høyt, og mindre enn 150 m/s for lavt i forhold til de observerte hastighetene.

\*Hybridmodellene predikerer P-hastigheter som generelt ligger mindre enn 250 m/s for lavt, men kun i ett tilfelle P-hastigheter som er høyere enn de observerte.

Dette viser at selv om spredmodellene som oftest gir et lavere gjennomsnittlig avvik fra de observerte P-hastighetene, har hybridmodellene et mye lavere "avviksintervall". Avviksintervallet for hybridmodellene er omtrent -250 m/s til 0 m/s, mens



intervallet for spredemodellene er omtrent -150 m/s til 300 m/s. Ved å addere 150 m/s til prediksjonene til hybridmodellene, vil avviket fra de observerte P-hastighetene generelt avtatt svært mye.

### 6.3.1 Feilkilder

Noe av sprede- og hybridmodellenes avvik fra de observerte dataene kan skyldes at laboratoriemålingene og pluggene ikke er fullstendig representative for forholdene og bergarten in situ. Holt (1999) beskrev usikkerhetskilder ved laboratoriemålinger av avlastede kjerneprøver som blir tatt fra dypet. Forsøkene ble utført ved å konstruere en syntetisk tørr sandstein, og deretter ta kjerneprøver derfra. Grunnlaget for laboratorietesting av kjerneprøver/plugger er to antagelser:

\*Pluggen er representativ for formasjonen in situ.

\* Test forholdene i laboratoriet er representative for in situ forhold.

Ved å ta kjerneprøver opp fra dypet, vil in situ trykk og temperatur avta drastisk, samtidig som selve prosessen med å ta opp kjerneprøven kan ha skadet materialet.

Det ble funnet at trykkavtagningen når prøvene blir tatt har mange viktige konsekvenser: Når trykket først har avtatt vil hastighetene bli permanent reduserte (9-12%) i forhold til in situ verdier, selv etter at prøvene på nytt blir utsatt for trykk tilsvarende in situ. Trykkavhengigheten til pluggene er betydelig større enn for det samme materialet under de opprinnelige forhold i dypet. Dette skyldes at korn- og sementforbindelser har blitt brutt ved avlastning av pluggene. Når trykk blir påført pluggene kan kornene arrangeres på en annen måte enn den opprinnelige. De fleste forbindelsene har blitt brutt i retningen der avlastingen har vært størst, der tidligere trykk var høyest. Dermed oppstår anisotropi i pluggene. Avtagningen i trykk kan forårsake mikrosprekker som fører til økt dispersjon i hastighetsmålingene gjort på pluggene i laboratoriet.

Matriksen i pluggene kan i tillegg ha blitt mer kompakt for hver trykksyklus pluggene har gjennomgått, slik at de observerte hastighetene ved gjenntatte sykler, er for høye i forhold til den virkelige bergarten. En indikasjon på at matriks i pluggene blir mer kompakt kan observeres for S-hastighetene i pluggene mettet med gassholdig olje. For samme pluggen forventes S-hastigheten å være lavere enn for den tørre pluggen og bare litt høyere enn for den vannmettede, på grunn av tettheten til porefluidene. De oljemettede pluggene blir målt i den tredje trykksyklusen, noe som kan ha ført til en kompaksjon av matriks, og dermed høyere S-hastigheter enn forventet. Prosessene ved tilførsel/fjerning av saltvann og tilførsel av gassholdig olje kan også forårsake små deformasjoner i pluggene.

En mulig innvending mot laboratorie utførte trykktester er at i et reservoar vil differensialtrykket øke på grunn av avtagende poretrykk under produksjon, mens i et laboratorie simuleres dette ved å holde et konstant poretrykk (lik in-situ

poretrykk) og økt omslutningstrykk for å oppnå samme trykkeffekten. Dette gir ikke nødvendigvis helt korrekte resultater.

Det antas at det litostatiske trykket ikke er hydrostatisk i dypet. Pluggene som er testet blir påført et større vertikalt (aksielt) enn horisontalt (radielt) trykk. Dette kan være en kilde til usikkerhet i målingene, ettersom det kun er det litostatiske (aksielle) trykket som måles in situ.

I tillegg må det gjøres antagelser i de teoretiske modellene for å forenkle matematikken. I enkelte tilfeller blir antagelsene overforenklet og kanskje urealistiske. Antagelser som er gjort for sprede-/ hybridmodellene og metoden for å beregne endringer i porøsitet og poregeometri ved endret differensialtrykk kan ha vært for grove, slik at modellenes prediksjoner skiller seg fra observerte hastigheter.

# Kapittel 7

## Oppsummering og diskusjon

Denne oppgaven har beskrevet ulike teoretiske modeller for beregning av effektive elastiske parametre, og hvilke prinsipper disse bygger på. I kapittel 3 benyttes D-differensielt effektivt medium teori til å gi en oversikt over bergartsparemetre som influerer på de seismiske hastighetene. Videre blir det sett på trykkes effekter på de samme bergartsparemetrene. Ulike modeller for beregning av trykkets effekter på hastighet presenteres. Det beskrives metoder for å estimere effekten av trykk på porøsitet og poregeometri. Disse metodene benyttes sammen med de ulike teoretiske modellene som tidligere ble beskrevet, for å kunne modellere effekten av trykk på de ulike bergartsparemetrene og hastighetene.

I kapittel 5 benyttes teoriene til Berryman (1980), Korringa (1979), Kuster - Toksöz (1974 a,b), og Differensielt effektivt medium teori, samt to modeller der spredemodellene er kombinert med Gassmanns (1951) teorier (hybridmodeller). Effekten av trykk evalueres først når modellene har like poregeometrier, og det kommer tydelig frem at effekten av flate porer i bergarten kan være svært forskjellig for de ulike modellene. Deretter kalibreres modellene til å ha lik hastighet ved 20 MPa, for at poregeometrien ikke skal være en kilde til ulike prediksjoner. Dermed evalueres fluideffekten for de teoretiske modellene.

Til slutt i oppgaven skal predikeringsevnen til de teoretiske modellene testes mot observerte hastigheter fra pluggmålinger. Pluggene utsettes for trykk, og målingene ble gjort ved avtagende trykk. Hastighetsmålingene ble gjort ved tre ulike porefluid: luft, saltvann og gassholdig olje. Dermed var målet å få de teoretiske modellene til å både predikere riktig fluideffekt og trykkeffekt. For å oppnå dette, ble modellene kalibrert til å avvike gjennomsnittlig mindre enn 10 m/s fra de observerte P-hastighetene til de luftfylte pluggene.

Resultatet av modelleringene i kapittel 6 viser at ingen av modellene generelt beskriver de observerte hastighetene med mindre enn  $\pm 100$  m/s. Hybridmodellene predikerer en god tilnærming til den observerte trykkeffekten på P-hastighetene,

men ingen av de teoretiske modellene predikerer generelt tilfredsstillende korrekte hastighetsendringer som følge av fluidskifte i pluggene. Men dersom det for samtlige prediksjoner adderes 150 m/s til den predikerte fluideffekten fra hybridmodellene, vil de kunne gi resultater som avviker mye mindre enn hva tilfellet er i kapittel 6.

Det ser uansett ut som om de teoretiske modellene som ble sammenlignet med de observerte målingene, må modifiseres for å kunne gi en bedre estimat av hastighetene, før de suksessfullt kan anvendes på et reservoar under produksjon. Målet med modellene er å kunne gi en indikasjon på om det er trykk- eller metningseffekter som fører til at hastigheten i og rundt et reservoar endres ved produksjon over tid. Dersom en modell er pålitelig kan den benyttes til å beskrive de observerte hastighetene rimelig nøyaktig. Når modellene gir en realistisk beskrivelse av hastighetene i reservoarbergarten, kan trykk og fluidegenskapene som kreves som input parametre evalueres for å finne ut hvordan forholdene har endret seg i dypet over tid. Modellene som er benyttet i denne oppgaven er nok ikke istand til å gi denne informasjonen uten videre.

Videre forskning innenfor reservoargeofysikk bør fokusere på å finne mer nøyaktige modeller for effekter av trykk- og metningsendring i reservoarbergarten. En modell som predikerer trykkeffekter like bra som hybridmodellene, og i tillegg klarer å predikere effekten av en fluidendring mer korrekt, kunne vist seg å gi svært gode resultater i en reservoarmodellering. Landrø (2001) beskrev en metode for å skille effekten av trykk og metningsrelaterte endringer i et reservoar, fra gjentatte nær- og fjernoffset stakkede data. Det ble funnet at oppførselen til amplituden i seismiske data er følsom for endringer i poretrykk og metning, og de to ulike effektene har ulik AVO respons. Selv om metoden ikke fullgodt klarte å separere poretrykk- og metningseffekter på de seismiske hastighetene, er reservoarbergartens AVO respons meget interessant og aktuelt for videre forskning.

# Bibliografi

- Bandis, S. C., 1990. Mechanical properties of rock joints. I Rock joints, N. Barton og O. Stephansson, Balkema, Rotterdam, 125-140.
- Batzle, M., Wang, Z. 1992. Seismic properties of pore fluids. *Geoph.* **57**, 1396-140
- Batzle, M., Christiansen, R., og Han, D. 1998. Reservoir recovery processes and geophysics. *The Leading Edge*, **18**, 1444-1447.
- Berge, P. A., Fryer, G. J. og Wilkens, R. H. 1992. Velocity-Porosity Relationship in the Upper Osceanic Crust: Theoretical Considerations. *J. Geoph. Res.* **97** (B11), 15239-15254.
- Berryman, J. G. 1980. Long wavelength propagation in composite elastic media II. Ellipsoidal inclusions. *J. Acoust. Soc. Am.* **68**, 1820-1831.
- Biot, M. A. 1956a. Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid. I. Low-Frequency Range. *J. Acoust. Soc. Am.*, **28**(2), 168-178.
- Biot, M. A. 1956b. Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid. II. Higher Frequency Range. *J. Acoust. Soc. Am.*, **28**(2), 179-191.
- Birch, F. 1968. On the possibility of large changes in the earth's volume. *Phys. Earth Planet. Int.*, **1**, 141-147.
- Brandt, H. 1955. A study of the speed of sound in porous granular media. *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs.*, **22**, 479-486.
- Brevik, I. og Furre, A-K. 1998. A rock model for the Brent reservoir at the Statfjord field. Application to Seismic analysis, Statoil F&U, Geofysisk Reservoarmonitorering, 980013, Trondheim.
- Carlson, R. L. og Gangi, A. F. 1985. Effect of cracks on the pressure dependence of P-wave velocities in crystalline rocks. *J. Geoph. research* **90**, B10, 8675, 8674.
- Carsione, J. M. og Gangi, F. 1999. Gas generation and overpressure: Effects on seismic attributes. *Geoph.*, **65**, 1769-1779.
- Castagna, J. P., Batzle, M. L. og Eastwood, R. L. 1985. Relationship between compressional-wave and shear-wave velocities in clastic silicate rocks. *Geoph.*, **50**, 571-581.

- Chaves, M., Tsumura, R. og del Rio, F. 1981. Speed of sound in saturated liquid trichlorofluormethane. *J. Chem. Eng. Data* **26**, 1-2.
- Cheng, C. H. 1978. Seismic velocities in porous rocks: direct and inverse problems, Ph.D. Thesis, Mass. Inst. of Technol., Cambridge, Massachusetts.
- Cheng, C. H., Toksöz, M. N. 1979. Inversion of seismic velocities for the pore aspect ratio spectrum of a rock. *Journ. Geoph. Res.* **84**, 7533-7543.
- Christensen, N. I. og Wang, H. F. 1985. The influence of pore pressure and confining pressure on dynamic elastic properties of Berea sandstone: *Geoph.* **50**, 207-213.
- Digby, P. J. 1981. The effective elastic moduli of porous granular rocks. *J. Appl. Mech.*, **48**, 803-808.
- Eastwood R. L. og Castagna, J. P. 1983. Basis for interpretation of  $V_p/V_s$  ratios in complex lithologies. Proceedings of 24th SPWLA annual logging symposium, G1-G17.
- Fjær, E., Holt, R. M., Horsrud, P., Raaen, A. M. og Risnes, R. 1999. Petroleum related rock mechanics. *Developments in Petroleum Science* 33. Elsevier Science Publishers B. V., Amsterdam, Nederland.
- Fowler, C. M. R. 1990. The solid earth - an introduction to global physics: Pensum i GFJ 180, Institutt for den Faste Jords Fysikk, Universitetet i Bergen.
- Garbin, H. D. og Kopoff, L. 1973. The compressional modulus of a material permeated by a random distribution of circular cracks . *Quart. Appl. Math. Jan.*, 453-464.
- Garbin, H. D. og Kopoff, L. 1975. The shear modulus of a material permeated by a random distribution of circular cracks. *Quart. Appl. Math. Oct.*, 296-300.
- Gassmann, F. 1951a. Elastic waves through a packing of spheres. *Geophysics*, **16**, 673-685.
- Geertsma, J. og Smith, D. C. 1961. Some aspect of elastic wave propagation in fluid saturated porous solid. *Geophysics* **26**, 1961.
- Goodman , R. E. 1974. The mechanical properties of joints. *Proc. 3. Int. Congr. ISRM, Denver Co.*, 1A, 127-140.
- Green, D. H. og Wang, H. F. 1986. Fluid pressure respons to undrained compression in saturated sedimentary rock. *Geoph.* **51**, 948-956.
- Gregory, A. R. 1976. Fluid saturation effects on dynamic elastic properties of sedimentary rocks. *Geoph.* **41**, 895-921.
- \*Han, D., Batzle, M. 2000. Velocity, Density and Modulus of Hydrocarbon Fluids - Empirical Modelling. Abstrakt fra SEGs årlige konferanse, 2000.

- Han, D., Nur, A., Morgan, F. D. 1986. Velocity measurement and empirical modelling in sandstones: SPWLA 27th Annual Logging Symposium, June 9-13, 1986, 1-24.
- Holt, R. M. 1999. Laboratory acoustic measurements for reservoir characterization: consequences of core alteration. Soc. Core Analysts - Proc. 1999 Symposium; Golden Co., USA 1-4 August 1999.
- Hudson, J. A. 1980. Overall properties of a cracked solid. Math. Proc. Camb. Phil. Soc., **88**, 371-384.
- Hudson, J. A. 1981. Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks. Geophys. J.R. Astr. Soc., **64**, 133-150.
- Johansen, T. A. 1990. Relations between seismic parameters and rock parameters. Phd. Thesis, Inst. for Faste Jords Fysikk, Univ. i Bergen. 253 sider.
- Johansen, T. A. 1992. Project: Seismic Litology, Modelling elastic moduli in porous fluid-filled media, applying scattering theory. The theories of Kuster & Toksöz, Berryman, Korrington and Mehta. Technical Report No.3.
- Johansen, T. A. 2001. Seminarserie: Bergartsfysikk. Spesialpensum, Institutt for den Faste Jords Fysikk, Universitetet i Bergen.
- Jordan, J. R. og Campbell, F. L. 1986. Well Logging II - Electric and Acoustic Logging. SPE, New York.
- Kanestrøm, R. 1991. Reservoarageofysikk: Kompendium for GFJ 298, Institutt for den Faste Jords Fysikk, Universitetet i Bergen.
- \*\*\*Khaksar, A., Griffiths, C. og McCann, C. 1999. Effective stress coefficient for P- and S-wave velocity and quality factor in sandstone, Example from Cooper Basin-Australia. Abstrakt fra SEG's årlige konferanse 1999.
- Klimentos, T. 1991. The effects of porosity-permeability-clay content on the velocity of compressional waves. Geoph. **56**, 1930-1939.
- Klimentos, T. og McCann, C. 1990. Relationship among compressional wave attenuation, porosity, clay content and permeability in sandstones. Geoph. **55**, 998-1014.
- Korrington, J., Brown, R. S. J., Thompson, D. D. og Runge, R. J. 1979. Self Consistent Imbedding and the Ellipsoidal Model for Porous Rocks. J. Geoph. Res. **50**(B10), 5591-5598.
- Kuster, G.T. og Toksöz, M.N. 1974. Velocity and attenuation of seismic waves in two-phase media: Part I and II. Theoretical formulations. Geoph. **39**, 587-606.
- Landrø, M. 2001. Discrimination between pressure and fluid saturation changes from time-lapse seismic data. Geoph. **66**, 836-844.
- Lindsay, R. og Towner, B. 2000. Pore pressure influence on rock property and reflectivity modeling. The Leading Edge, Vol **20**, No 2, 184-191.

- Marion, D., Nur, A., Yin, H. og Han, D. 1992. Compressional velocity and porosity in sand-clay mixtures. *Geoph.* **57**, 554-563.
- Mehta, C.H. 1983. Scattering theory of wave propagation in a two-phase medium. *Geoph.* **48**, 1359, 1359-1370.
- Mukerji, T., Berryman, J., og Berge, P. 1995. Differential effective medium modeling of rock elastic moduli with critical porosity constraints. *Geoph. Res. Lett.*, **22**, 555-558.
- O'Connell R. J. og Budiansky ,B. 1974. Seismic Velocities in Dry and Saturated Cracked Solids. *J. Geoph. Res.*, **79**, 5412-5426.
- Raymer, L. L., Hunt, E. R., Gardner, L. S. 1980. An improved sonic transit-time-porosity transform: Soc. Prof. Well Log Analysts, 21st Annual Logging Symposium Transatations, Paper P.
- Thurston, R. N. 1964. Wave propagation in liquids, in Mason, W. P. Ed. , *Physical acoustics*, 1A: Academic Press.
- Toksöz, M. N., Cheng, C. H., Timur, A. 1976. Velocities of seismic waves in porous rocks: *Geoph.* **41**, 621-645.
- Toksöz, M. N., Cheng, C. H. 1978. Modelling of seismic velocities in porous rocks and its application to seismic exploration. *The Arabian Journal for Science and Engineering Special Issue*, 109-130.
- Tosaya, C. A. 1982. Acoustical properties of clay-bearing rocks. Ph.D diss., Stanford University.
- Wang, Z. 2000. Velocity Relationships in Granular Rocks. *Seismic and Acoustic Velocities in Reservoir Rocks* , **3**, 377-383.
- Wang, Z., og Nur, A. 1986. The effect of temperature on the seismic wave velocities in rocks saturated with hydrocarbons. Soc. Petr. Eng. (SPE) paper 15646, Proc. 61st Soc. Petr. Eng. Tech. Conf.
- Wang, Z., og Nur, A. 1990. Wave velocities in hydrocarbon saturated rocks: Experimental results. *Geoph.* **55**, 723-733.
- Wang, Z., og Nur, A., og Batzle, M. 1990. Acoustic velocities in petroleum oils. *J. Petr. Tech.* **42**, 192-200.
- Wang, Z., og Nur, A. 1992. Seismic and Acoustic Velocities in Reservoir Rocks. *Soc. Explor. Geoph.* **2**, 1-35.
- Winkler, K. W. 1983. Contact stiffness in granular porous mateials: comparison between theory and experiment. *Geophys. Res. Lett.*, **10**, 1073-1076.
- Wyllie, M. R. J., Gregory, A.R., og Gardner, L. W. 1956. Elastic wave velocities in heterogeneous and porous media. *Geoph.* **21**, 41-70.



Xu, S., White, R. E. 1995. A new velocity model for clay-sand mixtures: Geophysical Prospecting, **43**, 91-118.

Xu, S., White, R. E. 1996. A physical model for shearwave velocity prediction: Geophysical Prospecting, **44**, 91-118.

\*Zhang, J. J., Bentley L. R. 2000. Change of elastic moduli of dry sandstone with effective pressure. Abstrakt fra SEG's årlige konferanse, 2000.

# Tillegg A

## Effektiv inkompressibilitet fra Gassmanns teorier

Grunnlaget for utledningen av effektiv inkompressibilitet i et materiale, er to ulike måter å betrakte den relative volumendringen ( $\Delta V/V$ ) ved en endring i det hydrostatiske omslutningstrykket. Dette kommer fra definisjonen av inkompressibilitet:

$$\kappa^* = -\frac{\Delta P}{\Delta V/V}. \quad (\text{A.1})$$

Det blir antatt at det hydrostatiske omslutningstrykket ( $P_y$ ) kan dekomponeres i et poretrykk ( $P_p$ ) og et skjelettrykk ( $P_s$ ). En endring i omslutningstrykket vil dermed bidra til endringer i pore- og skjelettrykket:

$$\Delta P_y = \Delta P_p + \Delta P_s \quad (\text{A.2})$$

Den relative volumendringen ved en endring i omslutningstrykk kan uttrykkes på følgende måter:

1. Volumendringen kan betraktes ved å se på den sammensatte effekten som en sum av relative volumendringer i bergartskornene (mineralene), bergartsskjelettet og porefluidet.
2. Volumendringen kan betraktes ved å skille volumeffektene som skyldes endringene i poretrykk og skjelettrykk.

Den første metoden gir en sammensatt volumendring som kan beskrives:

$$\Delta V/V = \Delta V_s/V_s + \Delta V_f/V_f + \Delta V_b/V, \quad (\text{A.3})$$

der volumendringen av hver enkelt komponent blir:

For bergartskornene :

$$\Delta V_s/V_s = -(1 - \phi)\Delta P_f/K_s. \quad (\text{A.4})$$

For porefluidet:

$$\Delta V_f/V = -\phi\Delta P_f/K_f. \quad (\text{A.5})$$

For skjelettet:

$$\Delta V_b/V = -V\Delta P_s/K_b.$$

Den andre metoden gir volumendringen ved summen:

$$\Delta V/V = (\Delta V_{\Delta P_p} + \Delta V_{\Delta P_s})/V, \quad (\text{A.6})$$

der  $\Delta V_{\Delta P_p}$  og  $\Delta V_{\Delta P_s}$  er endringer i volumet som følge av henholdsvis endring i poretrykk og endring i skjeletttrykket (differensialtrykket).

To tenkte eksperimenter kan bestemme de to komponentene av volumendringen: En *jacked test* der den væskefylte bergarten utsettes for et økt hydrostatisk trykk mens materialets yttersider er ikke-permeabelt, og tillater dermed ikke væskestrøm inn eller ut av prøven. Dette fører til at poretrykket når omslutningstrykket øker, noe som medfører at bergartskornene i skjelettet krymper. Viss vi betrakter prøven som en enhetskube, vil hver side i enhetskuben krympe med en faktor  $\Delta P/K_s$ , og den totale volumendringen blir:

$$\Delta V_{\Delta P_p} = -V \frac{\Delta P_p}{K_s}. \quad (\text{A.7})$$

I det andre eksperimentet holdes poretrykket konstant, mens omslutningstrykket øker i en *unjacked test*. Effekten vil være at væsken strømmer unna når omslutningstrykket øker, og kuben krymper ved at kornene pakkes tettere sammen. Krympingen av hver sidekant i enhetskuben blir i dette tilfellet  $\Delta P_s/K_b$ , slik at den totale volumendringen blir:

$$\Delta V_{\Delta P_s} = -V \frac{\Delta P_s}{K_b}. \quad (\text{A.8})$$

Ved å kombinere ligningene A.1 til A.6 kan den effektive inkompressibiliteten uttrykkes ved:

$$\kappa^* = K_b + \frac{(1 - K_b/K_s)^2}{\phi/K_f + (1 - \phi)/K_s - K_b/K_s^2}. \quad (\text{A.9})$$

## Tillegg B

# Endring i poregeometri som funksjon av differensialtrykk

Hastigheten til lukking av porer uttrykkes med  $d\alpha/dP_p$ . Inkompressibiliteten til området rundt en pore som er lukket er ekvivalent til inkompressibiliteten i matriks, og forblir det med økende trykk (dersom ikke matriks er trykkavhengig).

Volumet til en ellipsoidal inklusjon er  $\frac{4}{3}\beta^3\alpha$ , der  $\beta$  er halve lengden av den lengste akselen.  $c[\alpha]$  står for konsentrasjonen av en pore i det totale porevolumet. Den relative endringen i porekonsentrasjonen er (Walsh, 1965):

$$\frac{dc[\alpha(P_d)]}{dP_d} = \frac{c[\alpha(P_d)]}{\alpha(P_d)} H(P_d) , \quad (\text{B.1})$$

der  $H$  er definert i ligning 4.9.

$\kappa_{eff}(P_d)$  og  $\sigma_{eff}(P_d)$  er effektive verdier for inkompressibiliteten og Poisson's forhold henholdsvis.

En trykkøkning vil endre poreaspektforholdet  $d\alpha$ , som medfører en liten endring i volumet , eller konsentrasjonen,  $dc(\alpha) = \frac{4}{3}\beta^3 d\alpha$ , som betyr at:

$$\frac{dc[\alpha(P_d)]}{c[\alpha(P_d)]} = \frac{d\alpha(P_d)}{\alpha(P_d)} . \quad (\text{B.2})$$

Ved å kombinere B.1 og B.2 får vi et uttrykk for endringen i aspektforhold med trykket gitt som:

$$d\alpha(P_d) = H(P_d)dP_d . \quad (\text{B.3})$$

## Tillegg C

# Endring i porøsitet som funksjon av differensialtrykk

Ved å omskrive resultatene til Walsh (1965, 1967) gis endringen i konsentrasjonen  $dc[\alpha_1]$  for sfæriske porer med aspektforhold  $\alpha_1$  ved en liten økning i differensialtrykket. For porer i vakuum blir uttrykket:

$$\frac{dc[\alpha_1]}{c[\alpha_1]} = \frac{1}{\phi(P_d)^{-1} - c[\alpha_1]I(P_d)} dP_d. \quad (\text{C.1})$$

Endringen i porøsitet forårsaket av åpning eller lukking av porer med aspektforhold  $\alpha_i$  mindre enn 1.0 finnes ved å kombinere 4.11 og B.1:

$$d\phi_i = H(P_d)\phi(P_d)\frac{c[\alpha_i(P_d)]}{\alpha_i(P_d)}dP_d. \quad (\text{C.2})$$

Når  $\alpha = 1.0$  blir porøsitetsendringen:

$$d\phi_1 = I(P_d)\phi P_d \frac{c[\alpha_1(P_d)]}{\phi(P_d)^{-1} - c[\alpha_1(P_d)]} dP_d. \quad (\text{C.3})$$

Den totale porøsitetsendringen  $d\phi$  utledes fra uttrykkene i ligning C.2 og C.3, ved å summere bidragene fra hver poreform:

$$d\phi = \phi(P_d)A(P_d)dP_d, \quad (\text{C.4})$$

der A er definert i ligning 4.14.

## Tillegg D

# Relasjoner mellom pore- omslutnings- og differensialtrykk

Poretrykket kan uttrykkes ved inkompressibilitet og volumdilatasjon:

$$P_p = -\kappa\theta. \quad (\text{D.1})$$

Ved å derivere ligning D.1, kan vi uttrykke en liten endring i poretrykk som:

$$dP_p = -\kappa d\theta - \theta d\kappa. \quad (\text{D.2})$$

Vi setter i første omgang  $d\kappa = 0$ , siden denne vanligvis er liten for de fleste medium i fast- eller væskeform. Dermed kan vi uttrykke en liten endring i poretrykket som:

$$dP_p = -\kappa d\theta. \quad (\text{D.3})$$

En liten endring i volumdilatasjonen  $d\theta_i$  for porer med aspektforhold  $\alpha_i$  kan uttrykkes:

$$d\theta_i = \frac{dc[\alpha_i]}{c[\alpha_i(P_d)]}. \quad (\text{D.4})$$

Dersom poretrykket er jevnt fordelt over hele porevolumet, vil endringen i volumdilatasjon være:

$$d\theta = \frac{d\phi}{\phi}. \quad (\text{D.5})$$

Ved hjelp av 4.12 og D.4 får vi for  $N$  ulike aspektforhold:

$$d\theta = \sum_{i=1}^N c[\alpha_i(P_d)]d\theta_i. \quad (\text{D.6})$$

der  $I(P_d)$  er definert i ligning 4.15.

$d\theta_i$  finnes fra ligningene D.5, B.2 og C.3:

$$\begin{cases} d\theta_i = I(P_d) \frac{1}{\phi(P_d)^{-1-c[\alpha_1(P_d)]}} dP_d, & \alpha = 1 \\ d\theta_i = H(P_d) \sum_{i=2}^N \frac{1}{\alpha_i(P_d)} dP_d, & \alpha < 1. \end{cases} \quad (\text{D.7})$$

Ved å sette D.5 og D.6 inn i D.7 får vi en ligning for en liten endring i poretrykket forårsaket av en liten endring i differensialtrykket:

$$dP_p = -\kappa A(P_d) dP_d. \quad (\text{D.8})$$

En endring i differensialtrykk kan uttrykkes som differansen av endringen i omslutningstrykket og endringen i poretrykket:  $dP_d = dP_c - dP_p$ . Ved å kombinere dette med ligning D.8 fåes forholdet mellom  $dP_d$  og  $dP_c$ :

$$dP_d = \frac{dP_c}{1 - \kappa A(P_d)}. \quad (\text{D.9})$$

På samme måte finner vi forholdet mellom  $dP_p$  og  $dP_c$ :

$$dP_p = \left\{ 1 - \frac{1}{1 - \kappa A(P_d)} \right\}^{-1} dP_c. \quad (\text{D.10})$$

For enkelthets skyld beskrives inkompressibiliteten til porefluidet som en lineær funksjon av (pore) trykk:  $\kappa(P_p) = \kappa_0 + \gamma P_p$ . Sammen med ligning D.2 uttrykker dette en liten endring i poretrykket der det taes hensyn til endringer i porefyllets inkompressibilitetsendring ved en liten trykkendring:

$$dP_p = -\frac{-\kappa d\theta}{1 + \gamma P_p} \quad (\text{D.11})$$

Ved så å benytte D.5, C.4 og D.11 kan vi enkelt utlede forholdet mellom  $dP_p$  og  $dP_d$ :

$$dP_p = \left( -\frac{\kappa^2 A(P_d)}{\kappa - \gamma P_p} \right) dP_d. \quad (\text{D.12})$$

Forholdet mellom  $dP_d$  og  $dP_c$  blir:

$$dP_d = \left( 1 - \frac{\kappa^2 A(P_d)}{\kappa - \gamma P_p} \right)^{-1} dP_c. \quad (\text{D.13})$$

Til slutt får vi poretrykkets effekt  $dP_p$  induisert av en liten endring i omslutningstrykk  $dP_c$ :

$$dP_p = \left( \frac{\gamma P_p - \kappa}{\kappa^2 A(P_d)} \right) \left( 1 - \frac{\kappa^2 A(P_d)}{\kappa - \gamma P_p} \right)^{-1} dP_c. \quad (\text{D.14})$$



Modell	DEM	KT	B	KO	GKT	GDEM
$\alpha$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$
1.0000	0.71700	0.57291	0.78403	0.75263	0.80658	0.82300
0.0100	0.15350	0.18280	0.13400	0.17750	0.13800	0.12350
0.0500	0.06500	0.12970	0.04000	0.04000	0.03500	0.03300
0.0100	0.04000	0.04650	0.02500	0.02000	0.02000	0.02000
0.0050	0.02400	0.00800	0.01000	0.00900	0.10000	0.01000
0.0025	0.00030	0.00000	0.00000	0.00000	0.00020	0.00030
0.0020	0.00010	0.00003	0.00000	0.00000	0.00010	0.00010
0.0015	0.00004	0.00002	0.00110	0.00040	0.00006	0.00004
0.0010	0.00003	0.00001	0.00035	0.00021	0.00003	0.00003
0.0007	0.00001	0.00001	0.00014	0.00014	0.00001	0.00001
0.0005	0.00001	0.00000	0.00008	0.00006	0.00001	0.00001
0.0003	0.00001	0.00000	0.00006	0.00004	0.00001	0.00001
0.0001	0.00000	0.00000	0.00004	0.00002	0.00000	0.00000

Tabell E.1: Poregeometrien for modellene som ble kalibrert for den saltvannsmettede bergarten.

## Tillegg E

### Tabeller over poregeometrier fra kapittel 5 og 6

Tabell E.1 og E.2 viser poregeometriene som ble benyttet ved kalibreringen av de ulike teoretiske modellene i kapittel 5.

Modell	DEM	KT	B	KO	GKT	GDEM
$\alpha$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$
1.0000	0.70375	0.79804	0.83858	0.80946	0.80181	0.77459
0.0100	0.17100	0.11300	0.08500	0.12600	0.95000	0.11700
0.0500	0.07650	0.04250	0.04000	0.03500	0.05400	0.05700
0.0100	0.03050	0.02830	0.02500	0.02000	0.32000	0.03300
0.0050	0.01800	0.01800	0.01000	0.00900	0.01100	0.01200
0.0025	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00030	0.00033
0.0020	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00020	0.00025
0.0015	0.00010	0.00005	0.00090	0.00020	0.00007	0.00011
0.0010	0.00005	0.00004	0.00030	0.00015	0.00004	0.00010
0.0007	0.00004	0.00003	0.00010	0.00010	0.00003	0.00005
0.0005	0.00003	0.00002	0.00006	0.00005	0.00002	0.00003
0.0003	0.00002	0.00002	0.00004	0.00003	0.00001	0.00002
0.0001	0.00001	0.00000	0.00002	0.00001	0.00001	0.00001

Tabell E.2: Poregeometrien for modellene som ble kalibrert for den luftfylte bergarten.

Modell	Pluggnummer A1		Pluggnummer A2		Pluggnummer A3	
	KT/GKT	DEM/GDEM	KT/GKT	DEM/GDEM	KT/GKT	DEM/GDEM
$\alpha$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$
1.00000	0.81395	0.87670	0.80113	0.85401	0.73785	0.77260
0.1000	0.17000	0.10700	0.17800	0.12500	0.24102	0.20100
0.0500	0.00100	0.01000	0.01500	0.01500	0.01500	0.01500
0.0100	0.00500	0.00500	0.00500	0.00500	0.00500	0.00500
0.0019	0.00020	0.00040	0.00015	0.00026	0.00029	0.00035
0.0015	0.00040	0.00030	0.00030	0.00025	0.00032	0.00038
0.0010	0.00015	0.00025	0.00022	0.00020	0.00022	0.00025
0.0007	0.00011	0.00012	0.00004	0.00011	0.00011	0.00015
0.0005	0.00006	0.00010	0.00002	0.00006	0.00007	0.00009
0.0003	0.00013	0.00013	0.00013	0.00011	0.00011	0.00015

Tabell E.3: Poregeometriene som ble benyttet for de ulike teoretiske modellene i modelleringen i kapittel 6. Tabellen viser poregeometriene som ble benyttet til å modellere hastighetene i pluggene A1, A2 og A3.

Pluggnummer A4			Pluggnummer A5	
Modell	KT/GKT	DEM/GDEM	KT/GKT	DEM/GDEM
$\alpha$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$
1.00000	0.74870	0.79044	0.91814	0.96709
0.1000	0.23102	0.18800	0.06100	0.01800
0.0500	0.01500	0.01500	0.01500	0.01000
0.0100	0.00500	0.00500	0.00500	0.00400
0.0019	0.00030	0.00043	0.00008	0.00015
0.0015	0.00040	0.00047	0.00024	0.00018
0.0010	0.00024	0.00027	0.00023	0.00022
0.0007	0.00009	0.00013	0.00004	0.00007
0.0005	0.00008	0.00011	0.00006	0.00006
0.0003	0.00015	0.00018	0.00019	0.00021

Tabell E.4: Poregeometriene som ble benyttet for de ulike teoretiske modellene i modelleringen i kapittel 6. Tabellen viser poregeometriene som ble benyttet til å modellere hastighetene i pluggene A4 og A5.

Pluggnummer B6			Pluggnummer B7		Pluggnummer B8	
Modell	KT/GKT	DEM/GDEM	KT/GKT	DEM/GDEM	KT/GKT	DEM/GDEM
$\alpha$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$	$c[\alpha]$
1.00000	0.75578	0.79760	0.74925	0.79460	0.65131	0.68198
0.1000	0.24300	0.20100	0.24950	0.20400	0.34700	0.31600
0.0500	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
0.0100	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
0.0019	0.00018	0.00016	0.00005	0.00018	0.00035	0.00037
0.0015	0.00044	0.00048	0.00027	0.00023	0.00042	0.00052
0.0010	0.00026	0.00034	0.00036	0.00037	0.00030	0.00040
0.0007	0.00008	0.00005	0.00016	0.00026	0.00030	0.00035
0.0005	0.00009	0.00014	0.00018	0.00018	0.00018	0.00018
0.0003	0.00021	0.00023	0.00023	0.00027	0.00014	0.00020

Tabell E.5: Poregeometriene som ble benyttet for de ulike teoretiske modellene i modelleringen i kapittel 6. Tabellen viser poregeometriene som ble benyttet til å modellere hastighetene i pluggene B6, B7 og B8.