



(12) PATENT

(19) NO

(11) 336928

(13) B1

NORGE

(51) Int Cl.

G06F 17/10 (2006.01)
E21B 43/00 (2006.01)
E21B 49/00 (2006.01)
G01V 11/00 (2006.01)
G06F 17/50 (2006.01)

Patentstyret

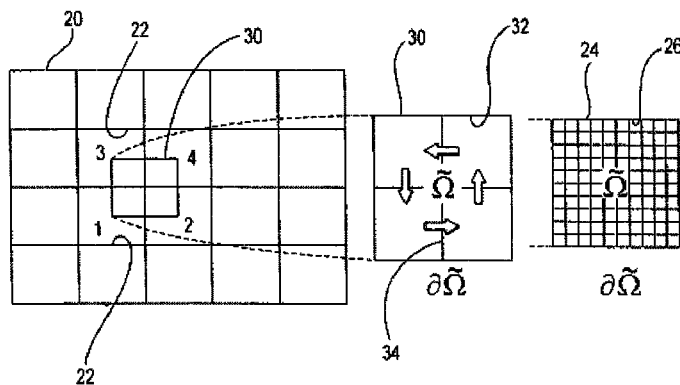
(21)	Søknadsnr	20073235	(86)	Int.inng.dag og søknadsnr	2005.11.21 PCT/US2005/042632
(22)	Inng.dag	2007.06.22	(85)	Videreføringsdag	2007.06.22
(24)	Løpedag	2005.11.21	(30)	Prioritet	2004.11.23, US, 10/997,539
(41)	Alm.tilgj	2007.08.21			
(45)	Meddelt	2015.11.23			
(73)	Innehaver	Services Petroliers Schlumberger, 42, rue Saint-Dominique, FR-75007 PARIS, Frankrike Schlumberger Technology Corp, 5599 San Felipe, Suite 1600, US-TX77056-2722 HOUSTON, USA Chevron USA Inc, 6001 Bollinger Canyon Road, 3rd Floor, US-CA94583 SAN RAMON, USA			
(72)	Oppfinner	Patrick Jenny, Ruetihofstrasse 42, CH-8049 ZURICH, Sveits Seong Lee, 6013 Christie Avenue, US-CA94608 EMERYVILLE, USA Hamdi A Tchelepi, 120 West 3rd Avenue, Apt 710, US-CA94402 SAN MATEO, USA			
(74)	Fullmektig	Tandbergs Patentkontor AS, Postboks 1570 Vika, 0118 OSLO, Norge			

(54) **Benevnelse** Flerskala endelig volum-fremgangsmåte til bruk i strømningssimulering under overflate

(56) **Anførte publikasjoner** US 2004/176937

(57) **Sammendrag**

En flerskala endelig-volum (MSFV)fremgangsmåte for å løse elliptiske problemer med flere spatial skaleringer som oppstår fra enkelt- eller flerfasestrømmer i porøse mediaer er tilveiebrakt. Fremgangsmåten fanges effektivt ved småskalaer på et grovt gitter og er konservativt og behandler vektorpenneabiliteten riktig. Den underliggende ide er å konstruere gjennomslippeligheter som fanger lokale egenskaper av en differensialoperator. Dette fører til et flerpunktsdiskretiseringssystem for en endelig-volum løsningsalgoritme. Gjennomslippeligheter for MSFV-fremgangsmåten blir fortrinnsvis konstruert bare en gang som et forbehandlingstrinn og kan beregnes lokalt.



Oppfinnelsen angår generelt reservoarsimulatorer under vann og især slike simulatorer som bruker flerskalarfysikk for å simulere strøm i et undergrunnsreservoar.

Nivået av detaljer tilgjengelig ved reservoarbeskrivelse overskrider ofte beregningsevnen til eksisterende reservoarsimulatorer. Denne oppløsningsmangel
 5 takles vanligvis ved å oppskalere finskalabeskrivelser til størrelser som kan behandles av en komplett simulator. Ved oppskaleringen blir den opprinnelige modell gjort grovere ved å bruke en rimelig beregningsprosessor. I strømningsbaserte fremgangs-
 måter blir fremgangsmåten basert på en enkelt fasestrøm. En simuleringsundersøkelse blir så utført ved å bruke den grovere modell. Oppskaleringsmetodene som disse har
 10 vist seg å være ganske vellykkede, men det er ikke alltid mulig å oppnå på forhånd et estimat av feilene som finnes når komplekse strømningsprosesser blir undersøkt ved å bruke grove modeller konstruert via disse forenklete miljøer.

I dokumentet US 2004/176937 beskrives et system for flerskala, endeligvolum- metode (MSFV-metode) for å løse elliptiske problemer med et antall romlige skalaer
 15 som skriver seg fra enfase- eller flerfasestrømmer i porøse medier. To sett av lokalt beregnede basisfunksjoner benyttes. Et første sett av basisfunksjoner oppfanger småskala-heterogenitetene til det underliggende permeabilitetsfelt, og det beregnes for å konstruere de effektive grovskala-gjennomslippeligheter.

Flere fundamentale forskjellige multiskalametoder for strøm i porøse medier
 20 har blitt foreslått for å kunne oppta finskalabeskrivelsen direkte. I motsetning til oppskalering behandler flerskalametoden hele problemet med den opprinnelige oppløsning som oppskaleringsmetoden typisk baseres på å løse de interessante lengde- og tidsskalaer ved å maksimere lokale operasjoner. Arbogas med flere (R. Arbogast, Numerical subgrid upscaling of two phase flow in porous media, technical report,
 25 Texas Institute for Computational and Applied Mathematics, The University of Texas at Austin, 1999 og T. Arbogast og S.L. Bryant, Numerical subgrid upscaling for waterflood simulations, SPE 66375 2001) presentert ved en blanding av endelig – elementmetoder hvor finskalaeffekter blir lokalisert av en grensetilstandsforutsetning ved de grove elementgrensene. Deretter blir en småskalapåvirkning koplet til
 30 grovskalaeffektene av numeriske greens-funksjoner. Hou og Wu (T. Hou og X. H. Wu, A multiscale finite element method for elliptic problems in composite materials and porous media, J. Comp. Phys., 134: 169-189, 1997) brukte en endelig element- fremgangsmåte og konstruerte spesifikke basisfunksjoner som fanger de mindre skalaene. Igjen oppnås lokaliseringen ved grensetilstandens forutsetninger for de grove
 35 elementene. For å redusere virkningen av disse grenseforholdene kan en oversamplingsteknikk brukes. Chen og Hou (Z. Chen og T.Y. Hou, A mixed finite element method for elliptic problems with rapidly oscillating coefficients, Math. Comput., June 2002) brukte disse ideene i kombinasjon med en blandet endelig

elementmetode. En annen fremgangsmåte av Beckie med flere (R. Beckie, A.A. Aldama, og E. F. Wood, Modeling the large-scale dynamics of saturated groundwater flow using spatial filtering, Water Resources Research, 32:1269-1280, 1996) som er basert på stor virvelsimulering (LES)-teknikk som vanligvis brukes for
5 turbulensmodulering.

Lee med flere (S.H. Lee, L.J. Durlofsky, M.F. Lough og W.H. Chen, Finite difference simulation of geologically complex reservoirs with tensor permeabilities, SPERE&E, side 567-574, 1998) utviklet et flukskontinuerlig endelig forskjell (FCFD)-system for 2D-modeller. Lee med flere utviklet videre en fremgangsmåte for å
10 behandle 3D modeller (S.H. Lee, H. Tchelepi, P. Jenny og L. Dechant, Implementation of a flux continuous finite-difference method for stratigraphic, hexahedron grids, SPE Journal, September, side 269-277, 2002). Jenny med flere (P. Jenny, C. Wolfsteiner, S.H. Lee og L.J. Durlofsky, Modelling flow in geometrically complex reservoirs using hexahedral multi-block grids, SPE Journal, juni, sidene 149-157, 2002) som senere
15 implementerte systemet i en flerblokkssimulator.

I lys av ovennevnte modeleringsforsøk finnes det behov for en simuleringsmetode som mer effektivt fanger effekten av småskalaer på et grovt gitter. Ideelt vil fremgangsmåten være konservativ og også behandle vektorpermeabiliteter riktig. Videre vil fortrinnsvis den rekonstruerte finskalaløsning tilfredsstillende riktig masse-
20 balanse på finskalaen. Oppfinnelsen tilveiebringer en slik simuleringsmetode.

En fremgangsmåte for flerskalas endelige volum (MSFV) er beskrevet for å løse elliptiske eller paraboliske problemer, for eksempel slike som finnes i undersjøiske strømningssimulatorer. Fordelene med nærværende MSFV-metoden er at den passer godt i en endelig volumramme idet den muliggjør beregning av effektive grovskala
25 gjennomslippelige permeabiliteter og behandler vektorpermeabiliteter riktig og er konservative ved både grove og fine skalaer. Fremgangsmåten blir beregnet effektivt i forhold til reservoarsimuleringen som brukes og passer godt for større parallellberegning. Oppfinnelsen kan brukes i 3D-ikkekonstruerte gitre og også til flere fasestrømmer. Videre tilfredsstiller den rekonstruerte finskalaløsning den riktige
30 massebalanse på finskalaene.

En flerskalametode er beskrevet som fører til effektive gjennomslippeligheter for grovskalaproblemet. Etter at gjennomslippelighetene er konstruert, bruker MSFV-metoden et endelig volum-system med flerpunktsstensiler for fluksdiskretisering. Fremgangsmåten er konservativ og behandler vektorpermeabilitet riktig. Denne frem-
35 gangsmåte kan lett brukes med eksisterende endelige volumkoder og etter at gjennomslippelighetene blir beregnet, idet fremgangsmåten blir beregnet svært effektivt. Ved beregning av effektive gjennomslippeligheter, brukes lukkeforutsetninger.

En vesentlig egenskap ved nærværende flerskalametoder er å bruke to sett av basisfunksjoner. Et første sett av doble basisfunksjoner blir beregnet for å konstruere gjennomslippelighet mellom grove celler. Et andre sett av lokalt beregnede finskalabasisfunksjoner brukes for å rekonstruere et finskalahastighetsfelt fra en grovskalaløsning. Det andre sett av finskalabasisfunksjoner er konstruert slik at den rekonstruerte finskalahastighetsløsning er fullstendig i samsvar med gjennomslippetene. Videre oppfyller løsningen riktig massebalanse på småskalaen.

MSFV-metoden kan brukes ved modellering av et undervannsreservoar. Et fint gitter blir først laget med flere fine celler. Et permeabilitetsfelt og andre finskalaegenskaper blir assosiert med de fine cellene. Deretter blir et grovt gitter laget med flere grove celler med grensesnitt mellom de grove cellene. De grove celler blir ideelt samlet på de fine cellene. Et dobbelt, grovt gitter blir konstruert med flere doble, grove kontrollvolumer. De doble, grove kontrollvolumene blir også ideelt samlet på de fine cellene. Grenser omslutter de doble, grove kontrollvolumene.

Doble basefunksjoner blir så beregnet på de doble, grove kontrollvolumer ved å løse lokale elliptiske paraboliske problemer, fortrinnsvis ved å bruke grenseforhold oppnådd ved å løse reduserte problemer langs de grove cellenes grensesnitt. Flukser, fortrinnsvis integrerte flukser blir så ekstrahert over grensesnittene av de grove celler fra de doble basisfunksjoner. Disse fluksene blir samlet for å oppnå effektive gjennomslippeligheter mellom grove celler av det grove cellegitter. Gjennomslippetene kan brukes for grovskala endelig volumberegninger. Et finskala hastighetsfelt kan etableres. En endelig-volum-fremgangsmåte blir brukt for å beregne trykket i de grove cellene ved å bruke gjennomslippetene mellom cellene. Finskalabasisfunksjoner blir beregnet ved å løse lokale elliptiske eller parabolisk strømningsproblemer for de grove cellene og ved å utnytte finskalaflukser over grensesnittene av de grove cellene som blir ekstraherte fra de doble basisfunksjoner. Endelig blir finskalabasisfunksjonene og tilsvarende grove celletrykk kombinert for å ekstrahere finskalahastighetsfeltet.

Et transportproblem kan løses på det fine gitteret og finskalahastighetsfeltet. Iddelt løses transportproblemet gjentatt i to trinn. I det første trinn blir finskala-hastighetsfeltet oppnådd ved å løse en trykklikning. I det andre trinn løses transportproblemet på de fine cellene ved å bruke finskalahastighetsfeltet. En Schwartz-overlappingsteknikk kan brukes for å løse problemet lokalt for hver grove celle med et implisitt oppviklingssystem.

En løsning kan beregnes på de grove cellene etter hvert og egenskaper, for eksempel mobilitetskoeffisient kan genereres for de fine cellene etter hvert. Hvis en bestemt tilstand ikke oppfylles for alle fine celler innen et dobbelt, grovt

kontrollvolum, blir den doble og finskalabasisfunksjon i det doble, grove kontrollvolum rekonstruert.

Oppfinnelsen skal beskrives nærmere i det følgende, der:

fig.1 viser et grovt, 2D-gitter av grove celler med et overliggende, dobbelt
5 grovt gitter med et dobbelt, grovt kontrollvolum og et underliggende, fint gitter av fine celler,

fig. 2 viser et grovt gitter med ni nærliggende, grove celler (uthevet) med et tilsvarende overliggende, dobbelt, grovt gitter (uthevet stiplet) herunder grove kontrollvolumer og et underliggende, fint gitter (tynne, stiplede linjer) av fine celler,

10 fig. 3 viser fluksbidraget $q_A^{(2)}$ og $q_B^{(2)}$ på grunn av trykket i en bestemt grovcelle 2,

fig. 4 er et flytskjema som viser de generelle trinn som brukes i en foretrukket utførelse av en reservoarsimulering med flerskala-endelig volum (MSFV)-fremgangsmåten ifølge oppfinnelsen,

15 fig. 5 er et flytskjema som viser ytterligere trinn som brukes for å bestemme gjennomslippelitetene T mellom grove celler,

fig. 6 er et flytskjema som videre beskriver trinnene for bruk ved konstruksjons av sett for finskalabasisfunksjoner og ekstraherer et finskalahastighetsfelt,

20 fig. 7 er et flytskjema som viser koplingen mellom trykk- og metningsligninger som utnytter en implisitt løsning og hvor Π og Σ er operatører som brukes for å oppdatere total hastighet og metning under et enkelt tidstrinn,

fig. 8 er et riss av bruken av et tilpasningssystem for selektivt å oppdatere basisfunksjoner,

fig. 9 er en illustrasjon av et permeabilitetsfelt tilknyttet et SPE 10-problem,

25 fig. 10 A-B er illustrasjon av permeabilitetsfeltene av et topplag og et bunnlag av celler fra SPE 10-problemet,

fig. 11A-B er en illustrasjon av metningsfeltet av topplagene av celler frembrakt ved å bruke MSFV-fremgangsmåten og fig. 11C er en illustrasjon av et metningsfelt beregnet av en konvensjonell finskalareservoarsimulator,

30 fig. 12A-B er en illustrasjon av metningsfeltene av bunnlagene av celler laget av MSFV-metoden og fig. 12C er en illustrasjon av et metningsfelt beregnet av en konvensjonell finskalareservoardatamaskin,

fig. 13A-B er grafer av oljekutt og oljegjenvinning,

35 fig. 14 er en illustrasjon av et 3D-prøvetilfelle med et gitter på 10 x 22 x 17 gitterceller og med injektor og brønner, og

fig. 15 er en graf av oljekutt og oljegjenvinningen.

I. Strømningsproblem

A. *Enfasestrøm*

Fluidstrøm i et porøst medium kan beskrives av det elliptiske problem:

$$\nabla \cdot (\lambda \cdot \nabla p) = f \text{ på } \Omega \quad (1)$$

5 hvor p er trykket, λ er mobilitetskoeffisienten (permeabilitet, K , dividert med fluidviskositeten, μ) og Ω er volumet eller området av en delflate som skal simuleres. Et kildeuttrykk f representerer brønner og i det sammentrykkelige tilfellet, tidsderivativer. Permeabilitetsheterogenitet er en dominerende faktor ved diktering av strømadferden i naturlige, porøse formasjoner. Heterogeniteten av permeabiliteten K vises vanligvis som en kompleks flerskalafunksjon av rom. Videre vil permeabiliteten K gjerne være en meget avbrutt, full vektor. En løsning av spatiale korreleringsstrukturer og fanging av variabiliteten av permeabiliteten krever en meget detaljert reservoarbeskrivelse.

Hastigheten i to av flytstrøm er knyttet til trykkfelt gjennom basislov:

15

$$u = \lambda \cdot \nabla p. \quad (2)$$

På grensen av et bolum $\partial\Omega$ blir fluksen $Q = u \cdot v$ angitt hvor v er grenseenhetens normale vektor som peker utover. Likningene (1) og (2) beskriver ikke 20 komprimerbare strømmer i et porøst medium. Disse likningene gjelder for både enkle og flerfasestrømmer når passende tolkninger av mobilitetskoeffisient λ og velositeten u foretas. Dette elliptiske problem er en enkel og likevel representativ beskrivelse av typen systemer som bør håndteres effektivt av en undervannstrømningssimulator. Videre sikrer muligheten til å håndtere dette begrensede tilfelle av ikke-komprimerbar 25 strøm at de komprimerbare systemer kan behandles som et delsett.

B. *Tofase strøm*

Strømmen av to ikke-komprimerbare faser i et heterogent domene kan matematisk beskrives av følgende:

30

$$\Phi \frac{\partial S_o}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(k \frac{k_{r_o} \partial p}{\mu_o \partial x_i} \right) = q_o \quad (3)$$

$$\Phi \frac{\partial S_w}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(k \frac{k_{r_w} \partial p}{\mu_w \partial x_i} \right) = q_w$$

på et volum Ω hvor p er trykket $S_{o,w}$ er metninger (subskriptene o og w står for olje og vann) med $0 \leq S_{o,w} \leq 1$ og $S_o + S_w \equiv 1$, k er hydrogenpermeabiliteten, $k_{r,o,w}$ er relative permeabiliteter (som er funksjonene av $S_{o,w}$) $\mu_{o,w}$ viskositetene og $q_{o,w}$ er kildetermer som representerer brønnene. Systemet forutsetter at kapillartrykket og gravitasjonen er
 5 ubetydelig. Tilsvarende kan systemet (3) skrives som:

$$-\nabla \cdot \mathbf{u} = q_o + q_w \quad (4)$$

$$10 \quad \Phi \frac{\partial S_o}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\frac{k_o}{k_o + k_w} \mathbf{u} \right) = q_o \quad (5)$$

på Ω med $\mathbf{u} = -\lambda \nabla p \quad (6)$

og totalmobiliteten $\lambda = k(k_o + k_w), \quad (7)$

15

hvor $k_j \equiv k_{r,j} \mu_j$ for $j \equiv \{o, w\}$.

Likning (4) er kjent som ”trykklikning” og likning (5) som ”hyperbolisk transportlikning”. Igjen er likningene (4) og (5) en representativ beskrivelse av typen
 20 systemer som bør håndteres effektivt av en undervannstrømmingssimulator. Slike strømmingssimulatorene og teknikker som brukes for å simulere strøm, er kjent i faget og beskrevet i publikasjoner som Petroleum Reservoir Simulation, K. Aziz og A. Settari, Stanford Bookstore Custom Publishing 1999.

25 II. FLERSKALA ENDELIG-VOLUM (MSFV) FREMGANGSMÅTE

A. MSFV Fremgangsmåte for en faststrøm

1. Endelig-volum fremgangsmåte

En cellesentrert endelig-volum fremgangsmåte vil nå bli kort beskrevet. For å løse problemet med likning (1), blir det totale domenet eller volumet Ω partisjonert til
 30 mindre volumer $\{\overline{\Omega}_i\}$. En endelig-volum løsning vil da oppfylle

$$\int_{\Omega_i} \nabla \cdot \mathbf{u} d\Omega = \int_{\partial\Omega_i} \mathbf{u} \cdot \overline{\mathbf{v}} d\Gamma = - \int_{\Omega_i} f d\Omega \quad (8)$$

for hver kontrollvolum $\bar{\Omega}_i$, hvor $\bar{\nu}$ er enhetsnormalvektoren av volumgrensen $\partial\bar{\Omega}_i$ som peker utover. Utfordringen blir å finne en god approksimering for $u \cdot \bar{\nu}$ ved $\bar{\Omega}_i$. Generelt uttrykkes fluksen som:

$$5 \quad u \cdot \bar{\nu} = \sum_{k=1}^n T^k \bar{p}^k \quad (9)$$

Likning (9) er en lineær kombinasjon av trykkverdiene \bar{p} , i volumene $\{\bar{\Omega}_i\}$ av doment Ω . Det totale antall volumer er n og T^k benevner gjennomslippeligheten mellom volumene $\{\bar{\Omega}_i\}$. Pr. definisjon er fluksene av likningen (9) kontinuerlig og grensesnittene av volumene $\{\bar{\Omega}_i\}$ og som resultat er den endelige volum-
10 fremgangsmåte konservativ.

2. Konstruksjon av effektive gjennomslippeligheter.

MSFV-fremgangsmåten fører til flerpunktsstensiler for grovskalaflukser. For følgende beskrivelse blir et ortogonalt 2D-gitter 20 av gitterceller 22 brukt som vist på
15 fig. 1. Et beliggende fint gitter 24 av fine gitterceller 26 inneholder finskalapermeabiliteten K med informasjon. For å beregne gjennomslippelitetene T mellom grove gitterceller 22, brukes et dobbelt, grovt gitter 30 av dobbelt, grove kontrollvolumer 32. Et kontrollvolum 32 av det dobbelte gitter 30, $\bar{\Omega}$ blir konstruert ved å kople midtpunktene av fire nærliggende grove gitterceller 22 sammen. For å
20 knytte fluksene over de grove gittercellegrensesnittene 34 som ligger innenfor et bestemt kontrollvolum 32 eller $\tilde{\Omega}$, til de endelige volumtrykk \bar{p}^k ($k=1,4$) i de fire nærliggende grove gitterceller 22, blir det et lokalt elliptisk problem i den foretrukne utførelse definert som

$$25 \quad \nabla \cdot (\lambda \cdot \nabla p) = 0 \text{ på } \tilde{\Omega}. \quad (10)$$

For en fagmann kan fremgangsmåten lett tilpasses for bruk med et lokalt parabolisk problem.

For et elliptisk problem må Dirichlet eller Neumann grenseforhold angis på
30 grense $\partial \tilde{\Omega}$. Ideelt før de brukte grenseforhold av approksimere direktivstrømningsforhold som oppleves av subdomenet i det fullstendige system. Disse grenseforholdene kan være tids- og strømningsavhengige. Siden subdomenet er brakt inn i hele systemet, fant Wallstrom m.fl. (T.C. Wallstrom, T.Y. Hou, M.A. Christie, L.J. Durlofsky og D. H. Sharp *Application of a new two-phase upscaling technique to realistic reservoir cross sections*, SPE 51939 presentert ved SPE-symposiumet om reservoarsimulering, Houston 1999) av et constant trykkforhold ved subdomenegrensen fører til
35 overestimering av strømningsbidragene fra høypermeabilitetsområder. Korrelerings-

lengden av permeabiliteten er ikke stort større enn gitterstørrelsen, idet strømningsbidraget fra høypermeabilitetsområdene ikke er proporsjonale med den nominelle permeabilitetsforholdet. Gjennomslippeligheten mellom to celler er et harmonisk gjennomsnitt som er nærmere den lavere permeabilitet. Som resultat gir ensartede fluksforhold langs grensen ofte mye bedre enn numerisk resultater for subdomeneproblemet enn lineære eller konstante trykkforhold.

Hou og Wu (T. Hou og W.H. Wu, *A multiscale finite element method for elliptic problems in composite materials and porous media*, J. Comp. Phys, 124:169-189, 1997) foreslår også å løse et redusert problem

10

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda_{ij} \frac{\partial p}{\partial x_j} \right)_t = 0 \quad (11)$$

for å angi grenseforholdene for det lokale problem. Subskriptet t benevner komponenten parallell med grensen for det doble, grove kontrollvolum 32 eller $\partial\tilde{\Omega}$.

For likning (11) og for den følgende del av denne spesifikasjon, vil Einsteinsummeringskonvensjonen bli brukt. Det elliptiske problemet på et kontrollvolum Ω med grenseforholdene for likningen (11) på $\partial\tilde{\Omega}$. kan løses ved passende numerisk metode. For å oppnå en trykkløsning som avhenger lineært av trykkene \bar{p}^k ($j=1,4$), løser denne foretrukne utførelse fire elliptiske problemer, et for hvert cellesentertrykk. For å få løsningen for eksempel for trykket \bar{p}^1 i den grove gittercelle med noden 1 i midten, blir $\bar{p}^k = \delta_{1k}$ satt. De fire løsningene gir doble basisfunksjoner $\tilde{\Phi}^k$ ($k=1,4$) i kontrollvolumet $\tilde{\Omega}$ og trykkløsningen av det lokale, elliptiske problem i kontrollvolumet $\tilde{\Omega}$ er den lineære kombinasjon

$$p = \sum_{k=1}^4 \bar{p}^k \tilde{\Phi}^k. \quad (12)$$

Følgelig kan fluksen q over gittercellegrensesnittene skrives som en lineær kombinasjon

$$q = \sum_{k=1}^4 \bar{p}^k q^k \quad (13)$$

30

hvor q^k ($k = 1,4$) er fluksbidraget fra tilsvarende, doble basisfunksjoner, gitt alle $\tilde{\Phi}^k$ ($k=1,4$) fra alle kontrollvolumer $\tilde{\Omega}$. De effektive gjennomslippeligheter T blir beregnet og kan brukes for endelige volumsimuleringer ved å sette sammen

fluksbidragene, i den foretrukne utførelse integrerte fluksbidrag, over cellegrensesnittene 34.

Merk at domenet $\tilde{\Omega}$ kan ha en finskalafordeling av mobilitetskoeffisienter λ . Naturligvis er grenseforholdet gitt av likning (11) en approksimasjon som muliggjør
 5 avkopling av lokale problemer. MDFV og globale finskalaløsninger er identiske bare hvis likning (11) fanger den nøyaktige finskalatrykk-løsning. Imidlertid har numeriske eksperimenter blitt utført som indikerer at likning (11) er en utmerket approximasjon for grenseforholdet.

Selv om MSFV-fremgangsmåten er en endelig-volum fremgangsmåte, vil den
 10 likne flerskala endelig-element fremgangsmåten av Wu og Hou, nevnt kort ovenfor. Konstruksjonen av de doble basefunksjonene er tilsvarende selv om de nærværende MSFV-fremgangsmåtene er vist på det doble, grove gitter snarere enn på grensen av et endelig-element. En betydelig forskjell er at nærværende MSFV-fremgangsmåten er en
 15 celledsentret, endelig volum-fremgangsmåte og konservativ. På den annen side er massematrisen i flerskala, endelig element fremgangsmåten konstruert basert på et variasjonsprinsipp og vil ikke sikre lokal konservering. I det neste avsnitt er viktigheten vist i forbindelse med et finskala hastighetsfelt som er konservativt.

3. Rekonstruksjon av et konservativt finskala hastighetsfelt

20 Flukser over grove cellegrensesnitt 34 kan nøyaktig beregnes ved flerskala gjennomslippeligheter T . I enkelte tilfeller er det interessant å nøyaktig fremstille småskalastigheter u (f.eks. å forutsi fordelingen av løsningsprodukter transportert av et fluid). En likefrem fremgangsmåte kan være å bruke de doble basefunksjoner $\tilde{\Phi}$ av
 25 likning (12). Det er rekonstruerte finskalastighetsfeltet blir imidlertid generelt avbrutt ved cellegrensesnittene av det doble gitter 30. Følgelig kan feil oppstå i divergensefeltet og den lokale massebalanse blir brutt. Merk at massekonserveringen altså blir oppfylt for den grove løsning ved å bruke nærværende MSFV-metoden.

Konstruksjonen av et andre sett av lokale finskalabasefunksjoner Φ vil nå bli beskrevet som er helt i samsvar med fluksene q over cellegrensesnittene gitt av de
 30 doble basisfunksjoner $\tilde{\Phi}$. Dette andre sett av finskalabasefunksjoner Φ gjør det mulig å rekonstruere et konservativt finskalastighetsfelt.

Fig. 2 viser et grovt gitter 20 med ni nærliggende gitterceller 22 og et tilsvarende, dobbelt gitter 30 av doble, grove kontrollvolumer 32 eller $\tilde{\Omega}$. For indekseringsformål vil disse bestemte celler og tilsvarende doble volumer nå
 35 identifiseres med nummer "1-9" og bokstavene "A-D" ved deres respektive sentre. Det underliggende, fine gitter 24 av fine gitterceller 26 er også vist. Det grove gitter med ni nærliggende, grove celler 1-9, er vist uthevet. Det tilsvarende, doble gitter 30 av doble,

grove kontrollvolumer A-D er vist uthevet med stiplet linje. Det underliggende, fine gitter 24 av fine gitterceller 26 er vist ved tynne, stiplede linjer.

For å forklare rekonstruksjonen av finskalahastigheten, blir massebalansen av sentergittercellen 5 undersøkt. Grovskalatrykløsningen sammen med de doble basisfunksjoner $\tilde{\Phi}$ gir finskalaflukser q over grensesnittene av den grove celle 5.

For å oppnå riktig fremstilling av finskalahastighetsfelt i den grove celle 5, (i) må finskalafluksene over grensesnittet av den grove celle 5 tilsvare og (ii) divergensen av finskalahastighetsfeltet i det grove volum oppfyller

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{\int_{\partial\overline{\Omega}_5} q d\Gamma}{\int_{\overline{\Omega}_5} d\Omega}, \quad (14)$$

hvor $\overline{\Omega}_5$ er den grove gittercelle 5. Finskalafluksen q over grensen av gittercellene 5 avhenger av de grove trykløsninger i gittercellene 1-9. Følgelig kan finskalahastighetsfeltet innenfor den grove gittercelle 5 uttrykkes som en overanbringelse av finskalabasisfunksjonene $\Phi^i (i=1,9)$. Ved hjelp av fig. 3 som viser de nødvendige, doble, grove kontrollvolumer, vil konstruksjonen av finskaleringen ved konstruksjon av finskalabasisfunksjonene Φ^i bli beskrevet. Hver grove celletrykk $\bar{p}(i=1,9)$ bidrar til finskalafluksen q . For eksempel kan bidraget av trykket i celle 2 til fluksen q i gittercellen 5 være $q^{(2)}$. Merk at $q^{(2)}$ består av bidragene $q_A^{(2)}$ og $q_B^{(2)}$ som kommer fra de doble basefunksjoner tilknyttet ndoen 2 av volumet A og volumet B. For å beregne finskalabasisfunksjonen Φ^i tilknyttet trykket i en grov celle i , $\bar{p}^j = \delta_{ij}$, satt og trykkfeltet blir konstruert ifølge følgende likning.

$$p = k \in \{A, B, C, D\} \sum_{j=1}^9 \bar{p}^j \tilde{\Phi}_k^j \quad (15)$$

Finskalafluksene q blir beregnet fra trykkfeltet. Disse fluksene gir riktig grenseforhold for beregning av finskalabasisfunksjonen Φ^i . For å løse det elliptiske problem

$$\nabla \cdot (\lambda \cdot \nabla p) = f \text{ på } \overline{\Omega}_5 \quad (16)$$

med grenseforholdene beskrevet ovenfor, må løseligheten sikres. Dette oppnås ved å sette

$$\int_{\overline{\Omega}_5} \nabla \cdot (\lambda \cdot \nabla p) d\Omega = \int_{\partial\overline{\Omega}_5} q d\Gamma, \quad (17)$$

som er en likt fordelt kildeterm $\overline{\Omega}_5$. Endelig er løsningen av det elliptiske problem, (16) og (17) finskalabasisfunksjonen Φ^i for den grove celle 5 tilknyttet trykket i volumet i . Småskalahastighetsfeltet blir ekstrahert fra superposisjonen

5

$$p = \sum_{j=1}^9 \overline{p}^j \Phi_5^j \quad (18)$$

For en ikke-sammentrykkbar strøm, er dette hastighetsfelt divergensfritt overalt. Beregning av finskalabasefunksjonens Φ^i krever løsning av ni små elliptiske problemer som har samme størrelse som for gjennomslippelighetsberegningene. Merk at dette trinn er et forbehandlingstrinn og må utføres bare en gang. Videre er konstruksjonen av finskalabasisfunksjonene Φ^i uavhengige og følgelig godt egnet for parallellberegning. Rekonstruksjonen av finskalahastighetsfeltet er en enkelt superposisjon og utføres ideelt bare i interessante områder.

15

Alternativt kan et konservativt finskalahastighetsfelt også konstrueres direkte på stedet. Denne konstruksjonen kan utføres som følger: (i) beregne finskala fluksene over de grove cellegrensene ved å bruke doble basefunksjoner med trekkene for de grove celler, (ii) løse en trykklikning på hver av de grove cellene ved å bruke finskalafluksene beregnet i trinn (i) som grenseforholdene for å oppnå finskalatrykk, (iii) beregne finskalahastighetsfeltet fra basislov ved å bruke finskalatrykkene oppnådd i trinn (i) med den underliggende finskalapermeabilitet. Trykkløsningen av trinn (ii) kan utføres i et system med større støtte (f.eks. et oversampling rundt den grove celle).

20

III. IMPLEMENTERING AV MSFV-METODEN

25

Fig. 4 er et flytskjema som oppsummerer trinnene brukt i en foretrukket utførelse ved simulering av et reservoar ved å bruke MSFV-algoritmen ifølge oppfinnelsen. MSFV-algoritmen består av seks hovedtrinn:

- A. beregne gjennomslippelitetene T for grovskalaflukser (trinn 100),
- B. konstruere finskalabasisfunksjoner (trinn 200),
- 30 C. beregne en grov løsning ved et nytt tidsnivå (trinn 300),
- D. rekonstruere finskalahastighetsfeltet i interessante områder (trinn 400),
- E. løse transportlikninger (trinn 500), og
- F. omberegne gjennomslippeligheter og også finskalabasisfunksjonene i områder hvor den totale mobilitet har endret seg mer enn en bestemt størrelse (trinn 600).

35

Trinnene A-D beskriver en toskalafremgangsmåte. Metoden kan brukes gjentatte ganger med et følgende nivå av grovbehandling. I tilfeller med ytterst finoppløsning, bør denne flernivåfremgangsmåte gi skalerbare løsninger. Delene E og

F står for transport og mobilitetsendringer som skyldes utviklingsfaser og vil bli beskrevet i detalj nedenfor.

A. *Beregning av gjennomslippeligheter for grovskalaflukser – trinn 100*

Gjennomslippelighetsberegninger kan utføres i en selvstendig modul (T-modul) og egner seg godt for parallellberegning. gjennomslippelighetene T kan skrives til en fil for bruk av en endelig volum-simulator som kan håndtere flerpunktfluks diskretisering.

På fig. 5 beskriver et flytskjema de enkelte trinn som må foretas for å beregne gjennomslippelighetene T for en grovskalamodell. Først blir et finskalagitter med fine celler tilknyttet et permeabilitetsfelt K frembrakt (trinn 110). Deretter blir et grovt gitter med grove celler tilsvarende finskalagitteret laget (trinn 120). De fine og grove gitrene blir så ført inn i en gjennomslippelighets- eller T-modul.

Doble, grove kontrollvolumer $\tilde{\Omega}$ blir konstruert (trinn 130), en for hver node av det grove gitter. For hvert doble, grove kontrollvolum $\tilde{\Omega}$, blir doble eller grove skalabasisfunksjoner Φ_{CS} konstruert (trinn 140) ved å løse lokale, elliptiske problemer (likning 10)) for hvert volum $\tilde{\Omega}$. Dette lokale, elliptiske problemet som er beskrevet i avsnitt II.A.2 over permeabilitetsfeltet K tilknyttet det fine gitter blir brukt og grenseforholdene tilsvarende likning (11) blir utnyttet (trinn 135) ved løsning av det elliptiske problem. I tilfeller hvor fine og grove gitre ikke samsvarer med hverandre (for eksempel hvis det brukes ikke-strukturerte gitre), kan oversampling brukes. Endelig blir integrerte, grove flukser q over grensesnittene av de grove cellene ekstrahert, (trinn 150) fra de doble basisfunksjonene $\tilde{\Phi}$. Disse integrerte, grove fluksene q blir så satt sammen (trinn 160) for å oppnå MSFV-gjennomslippeligheter T mellom gittercellene av det grove gitteret.

Beregningen av gjennomslippelighetene T kan betraktes som en oppskalleringsprosedyre. Det vil si at de konstruerte, grove trykløsninger blir utformet for på en måte stå for finskalabeskrivelsen av permeabiliteten K i den opprinnelige finskalagittermodell. Således blir del A, trinn 100, og beregnings gjennomslippelighetene fortrinnsvis et eget forbehandlingstrinn som brukes for å grovgjøre den opprinnelige finskalamodell til en størrelse som kan håndteres av en konvensjonell reservoarsimulator.

Disse gjennomslippelighetene T kan skrives til en fil for senere bruk. En endelig-volum simulator som kan håndtere flerpunktsfluksdiskretisering kan så bruke disse gjennomslippelighetene T.

35

B. *Konstruksjon av finskalabasisfunksjon og finskalahastighetsfelt – trinn 200*

Fig. 6 er et flytskjema som beskriver trinnene som tas for å konstruere et sett av finskalabasisfunksjoner Φ som kan isoleres i en egen finskalabasefunksjon Φ -

modul. Disse finskala basefunksjonene Φ kan nå brukes for å frembringe et finskalahastighetsfelt. Modulen er bare nødvendig hvis det er interesse for å rekonstruere finskalahastighetsfeltet fra den grove trykløsning. Som beskrevet i avsnitt II.A.3 ovenfor, og hvis de opprinnelige, doble basefunksjonene $\tilde{\Phi}$ blir brukt for å rekonstruere finskalahastighetsfeltet, kan store massebalansefeil oppstå. Her blir trinnene beskrevet for å beregne finskalabasisfunksjonene Φ som kan brukes for å rekonstruere et konservativt finskalahastighetsfelt. Fremgangsmåten (trinn 200) på fig. 4 følger beskrivelsen av avsnittet II.A.3 og må utføres bare en gang i begynnelsen av en simulering og egner seg godt for parallellberegning.

Finskalatrinn (trinn 210) med tilsvarende permeabilitetsfelt K , det grove trinn (trinn 220) og de doble basisfunksjonene $\tilde{\Phi}$ (trinn 230) blir ført til en finskalabasisfunksjon Φ . Et trykkfelt blir konstruert fra den grove skalatrykløsning og doble basisfunksjoner (trinn 250). Finskalafluksene for de grove cellene blir så beregnet (trinn 260). For hvert kontrollvolum, løses elliptiske problemer ved å bruke finskalafluksene som grenseforhold for å bestemme finskalabasisfunksjonene (trinn 270). Finskalahastighetsfelt kan så beregnes fra superposisjonen av celletrykk og finskalabasisfunksjonene. Resultatene kan så sendes fra modulen. Alternativt kan finskalahastighetsfelt beregnes direkte på stedet som har blitt beskrevet ovenfor i avsnittet II.A.3. I mange tilfeller må finskalahastighetsfeltet rekonstrueres bare på enkelte områder, som vil bli beskrevet i detalj nedenfor. For å spare minne og beregne tid, kan det tenkes en stedsberegning av finskalabasisfunksjonene Φ som etter beregning kan brukes igjen.

C. *Beregning av den grove løsning ved det nye tidspunkt – trinn 300*

Trinn 300 kan utføres av totalt enhver flerpunktsstensils endelige volum-kode ved å bruke MSFV-gjennomslippelighetene T for fluksberegningen. Disse grove fluksene fanger effektivt storskalaadferden av løsningen uten å løse de mindre skalaene.

D. *Rekonstruksjon av finskalahastighetsfeltet – trinn 400*

Trinn 400 er rett frem. Rekonstruksjonen av finskalahastighetsfeltet i områdene av interesse oppnås ved superposisjoner av finskalagrnnlaget på fig. 6. Alternativt kan finskalahastighetsfeltet beregnes direkte i funksjoner Φ^i som beskrevet i avsnittet II.A.3, trinn B ovenfor og som vist på stedet som beskrevet ovenfor i avsnittet II.A.3. Naturligvis kan mange variasjoner av MSFV-fremgangsmåten tenkes. Det kan imidlertid være fordelaktig at konstruksjonen av gjennomslippelighetene T og finskalabasisfunksjonene Φ kan utføres i moduler atskilt fra simulatoren.

E. Løse trykk- og transportlikninger

1. Nummerisk løsningsalgoritme – eksplisitt løsning

Flerfasestrømningsproblemer kan løses i to trinn. Først oppnås det totale hastighetsfelt ved løsning av trykklikningen (4) og deretter løses den hyperboliske transportlikning (5). For å løse trykklikningen brukes MSFV-fremgangsmåten som beskrevet ovenfor. Forskjellen fra en enkeltfasestrøm er at mobilitetstermen λ i dette tilfellet reflekterer den totale mobilitet av begge fasene og deretter blir det oppnådde hastighetsfelt u den totale hastighet i domenet. Det rekonstruerte finskalahastighetsfeltet u blir så brukt for å løse transportlikningen på det fine gitteret. Verdiene av $k_{o,w}$ tas fra oppviklingsretningen, idet tidsintergrering kan oppnås ved å bruke bakover Euler-systemet. Merk at den doble og finskalabasefunksjonen $(\tilde{\Phi}, \Phi)$ generelt må beregnes om igjen for hvert tidstrinn på grunn av endringer i metnings (mobilitets)-feltet.

2. Nummerisk løsningsalgoritme – implisitt kopling

I den foretrukne utførelse av oppfinnelsen bruker MSFV-fremgangsmåten en algoritme med implisitte beregninger. Flerfasestrømningsproblemet blir løst gjentatte ganger i to trinn. Se fig. 7 for et skjema av denne fremgangsmåte som viser koplingen mellom trekk- og metningslikninger.

Først blir et metningsfelt S etablert i hvert Newtontrinn, enten lagt inn først eller gjennom gjentakelsestrinnet (trinn 510). Deretter blir en trykklikning (se likning (19) nedenfor), løst. Ved å bruke MSFC-teknikkene beskrevet ovenfor for å oppnå (trinn 530) de totale hastighetsfelt. Deretter blir en transportlikning (se likning (20)) nedenfor) løst (trinn 540) på det fine gitter ved å bruke det rekonstruerte finskalahastighetsfelt u . I denne løsning blir en Schwarz overlappingsteknikk brukt, dvs. at transportproblemet vil løses lokalt på hvert grove volum med et implisitt oppviklingsskjema hvor metningsverdiene fra nærliggende grove volumer ved det foregående gjentakelsesnivået blir brukt for å begrense forholdene. Etter at Schwarz-overlappingsskjemaet har blitt konvergent (trinn 550, 560) for hyperbolske systemer er denne fremgangsmåte svært effektiv, idet den nye metningsfordeling bestemmer det nye, totale mobilitetsfelt for trykkproblemet av den neste Newton-gjentakelse. Merk at enkelte basisfunksjoner generelt må behandles igjen for hver gjentakelse.

Superskriftene n og v benevner gamle tids- og gjentakelsesnivåer. Metningen representeres av S , det totale hastighetsfelt av u , beregningen av hastigheten av operatoren Π og beregningen av metningen av Σ . Det nye trykkfelt p^{v+1} oppnås ved å løse

$$\nabla \cdot (k(k_o(S^v) + k_w(S^v)) \nabla p^{v+1}) = q_o + q_w, \quad (19)$$

hvorfra det nye hastighetsvelt u^{v+1} blir beregnet. Det nye metningsfelt S^{v+1} oppnås ved løsning

$$\Phi \frac{S^{v+1} - S^n}{\Delta t} + \nabla \cdot \left(\frac{k_o(S^{v+1})}{k_o(S^{v+1}) + k_w(S^{v+1})} \right) = q_o \quad (20)$$

5

F. *Gjenberegning av gjennomslippeligheter og finskalabasisfunksjoner – adaptivt system*

Den mest kostbare del av MSFV-algoritmen for flerfasestrøm er rekonstruksjonen av grovskala- og finskalabasisfunksjonene ($\tilde{\Phi}$, Φ).

10 For å oppnå høyere effektivitet er det følgelig ønskelig å omberegne basisfunksjonene bare absolutt nødvendig. Et adaptivt system kan brukes for å oppdatere basisfunksjonene. I den foretrukne eksempelutførelse, og hvis forholdet

$$\frac{1}{1 + \epsilon_\lambda} < \frac{\lambda^n}{\lambda^{n-1}} < 1 + \epsilon_\lambda \quad (23)$$

15

ikke oppfylles (superskriptene n og $n-1$ benevner de foregående to tidstrinn og ϵ_λ er en bestemt verdi) for alle fine celler inne i et grovt, dobbelt volum, må de doble basestasjoner for vedkommende kontrollvolum rekonstrueres. Merk at forholdet (23) er sant hvis λ endres med en faktor som er større enn $1/(1 + \epsilon_\lambda)$ og mindre enn $1 + \epsilon_\lambda$. En
 20 illustrasjon av dette systemet er vist på fig. 8 hvor de fine og grove gitterceller er beregnet med hhv. tynne og uthevede linjer. De sorte firkanter på fine celler hvor forholdet (23) ikke er oppfylt. Firkantene med uthevede, stiplede linjer er kontrollvolumene for hvilke de doble basisfunksjoner må rekonstrueres. De skyggelagte områder representerer de grove celler for hvilke finskalabasisfunksjonene
 25 må oppdateres. I det skjematiske 2D-eksemplet på fig. 8, må bare 20 av 196 totale doble basefunksjoner og 117 av 324 totale finskalabasefunksjoner rekonstrueres. Naturligvis avhenger disse tallene meget av den definerte terskel ϵ_λ . Generelt utløser en mindre terskel finere volumer og følgelig må flere basisfunksjoner omberegnes for hvert tidstrinn. For en lang rekke prøvetilfeller, har det blitt funnet at ved å ta ϵ_λ til å
 30 være $< 0,2$, oppnås marginale endringer i resultatene.

IV. NUMERISKE RESULTATER

Denne MSFV-fremgangsmåte kombinert med det implisitte koplingskjemaet vist på fig. 7, har blitt prøvd for tofasestrøm ($\mu_o/\mu_w \equiv 10$) i en stiv 3D-modell med flere
 35 enn 140 000 fine celler. Det har blitt vist at flerskalaresultatene samsvarer utmerket

med finskalaløsningen. Videre har MSFV-fremgangsmåten vist seg å være omtrent 27 ganger mer effektiv enn den etablerte oljereservoarsimulator Cheers. I mange tilfeller blir imidlertid beregningseffektiviteten kompromittert på grunn av tidstrinnstørrelsesbegrensninger i IMPES-systemene. Dette problemet kan løses ved å
5 bruke den fullstendige implisitte MSFV-fremgangsmåte som ble beskrevet i foregående avsnitt. Her viser numeriske undersøkelser følgende:

- (1) Resultatene oppnådd med den implisitte MSFV-fremgangsmåten som svarer utmerket med finskalaresultatene.
- 10 (2) Resultatene oppnådd med den implisitte MSFV-fremgangsmåten er ikke veldig følsom for valget av det grove gitter.
- (3) Den implisitte MSFV for to fasestrømmen overviner tidstrinnstørrelsesbegrensningen og følgelig kan svært store tidstrinn brukes.
- (4) Resultatene oppnådd med den implisitte MSFV-fremgangsmåten er i stor
15 utstrekning ufølsom for tidstrinnstørrelsen.
- (5) Den implisitte MSFV-fremgangsmåten er svært effektiv.

For kjøring av tidsskalasammenlikning, ble den etablerte reservoarsimulator Cheers brukt. Effektiviteten av både den implisitte MSFV-fremgangsmåten og
20 finskalareservoarsimulatoren avhenger av valget av forskjellige parameterinnstillinger som ikke ble helt optimaliserte.

A. *Prøvetilfelle*

For å studere nøyaktigheten av effektiviteten av den fullstendige implisitt
25 MSFV-algoritme, blir 2D- og 3D-prøvetilfelle med jevnt anbrakte ortogonale 60 x 220 og 60 x 220 x 85-gitre brukt. 3D-gitteret og permeabilitetsfeltet er det samme som for prøven med SPE 10 som anses å være ytterst vanskelig for reservoarsimulatoren. Mens denne 3D-prøven blir brukt for beregning av effektivitetsbedømmelsen, tjener 2D-prøvene som består av topp- og bunnlag til å studere nøyaktigheten av MSFV-
30 fremgangsmåten. Fig. 9 viser 3D-prøvetilfellet fremsatt permeabilitetsfeltet av SPE 10-problemet. De mørkere områdene indikerer lavere permeabilitet. En injektorbrønn blir plassert i midten av feltet og fire produsenter i hjørnene. Disse brønnplasseringene blir brukt for alle de følgende studier. Reservoaret blir først fylt med olje og $\mu_o/\mu_w = 10$ og

$$k_{ro,w} = S \frac{2}{o,w}.$$

35 B. *2D-simulering av topp- og bunnlag*

MSFV-simulatoren som blir brukt, hadde ikke en avansert brønnmodell. Det vil si at brønner blir modellert ved å definere de totale ratene for hvert perforerte, grove volum. For å utføre nøyaktige sammenlikninger mellom MSFV- og finskala /Chears-reservoarsimulator) resultater, blir hvert finskalavolum inne i hvert perforerte, grove volum en brønn i Chears-kjøringene. For større 3D-modeller vil dette innebære et teknisk problem siden Chears-reservoaret og reservoarsimulatoren ikke er konstruerte for å håndtere et vilkårlig større antall enkeltbrønner. Av denne grunn ble det bestemt å foreta en nøyaktig bedømmelse i 2D, dvs. med topp- og bunnlagene av 3D-modellen. Disse to lagene, for hvilke permeabilitetsfeltene er vist på fig. 10A og 10B, er representative for de to karakteristisk forskjellige områdene av fullmodellen.

MSVF-simuleringene ble utført med jevnt anbrakte 10 x 22- og 20 x 44-grove gitre. Resultatene ble sammenliknet med finskalaløsningen på et 60 x 220 gitter. Som i den fullstendige 3D-prøve finnes det fire produsenter i hjørnene som blir fordelt over et område av 6 x 10 finskalavolumer. Injektoren er anbrakt i midten av domenet og blir fordelt over et område på 12 x 12 finskalavolumer. Ratene er de samme for alle finskalavolumer (positive for produsentvolumer og negative for injektorvolumer). Figurene 11A-C og 12A-C viser permeabilitetsfeltene av de respektive topp- og bunnlag. Sort indikerer lav permeabilitet. Disse to lagene er representative for de to karakteristisk forskjellige områdene av den fulle 3D-modell. Fig. 11A-C og 12A-C viser de beregnede metningsfelt etter 0,0933 PVI (porevolum injisert) for topp- og bunnlagene. Mens figurene 11C og 12C viser finskalareferanseløsningene, viser fig. 11A og 11B og 12A og 12B MSFV-resultatene for 10 x 22 og 20 x 44 grove gitre. For begge lag kan det observeres at samsvarigheten er utmerket og flerskalaframgangsmåten knapt er følsom for valget av det grove gitter. En mer kvantitativ sammenlikning er vist på fig. 13A og 13B hvor finskala- og flerskalaoljekutt og oljegjenvinningskurver er plottet. I betraktning av vanskeligheten av disse prøveproblemene og det at to uavhengige implementerte simulatorer blir brukt for sammenlikningene, er denne samsvarigheten ganske god. I de følgende undersøkelser vil det vises at for en modell med 1 122 000 celler og MSFV-fremgangsmåte er betydelig mer effektiv enn finskalasimuleringer og resultatene holder seg nøyaktig på svært store tidstrinn.

C. 3D-simulatorer

Mens 2D-undersøkelser egner seg for å studere nøyaktigheten av den implisitte MSFV-fremgangsmåten, kreves store og stive 3D-beregninger for en meningsfull effektivitetsbedømmelse. En 3D-prøve blir brukt som beskrevet ovenfor. Et grovt 10 x 22 x 17 gitter vist på fig. 14 blir brukt og 0,5 porevolumer blir injisert. I motsetning til MSFV-kjøringene, ble brønnene for CHEARS-simuleringer definert på finskalaen.

Tabell 1 nedenfor viser CPU-tiden og det nødvendige antall tidstrinn for CHEARS-simuleringen og to MSFV-kjøringer.

TABELL 1

5

Effektiv sammenlikningen mellom MSFV- og finskalasimuleringer

Simulator	CPU-tid (minutter)	Tidstrinn	Omberegnet basisfunksjoner (%)	Grove trykkberegninger (%)
Chears	3325	790		
MSFV	297	200	10	98
MSFV	123	50	26	100

Selv om Chears bruker en kontrollalgoritme, blir tidstrinnstørrelsen i flerskalasimuleringene faste. Det er på grunn av størrelsen og stivheten at problemet med mye mindre tidstrinn må brukes for en vellykket Chears-simulering. Tabellen viser at den implisitte MSFV-fremgangsmåten kan beregne løsningen omtrent 27 ganger raskere enn CHEARS. Fig. 15 viser oljekutt- og gjenvinningskurver oppdaget ved flerskalasimuleringer ved å bruke 50 og 200 tidstrinn. Den nøye samsvarigheten mellom resultatene bekrefter at fremgangsmåten er svært robust når det gjelder tidstrinnstørrelsen. Siden kostnadene for MSFV-simuleringen skalerer nesten lineært med problemstørrelsen og siden den doble og fineskalabasisfunksjon kan beregnes uavhengig, egner fremgangsmåten seg ideelt for større parallelle beregninger og store problemer.

Mens den foregående spesifikasjon av oppfinnelsen er blitt beskrevet i forhold til enkelte foretrukne utførelser og mange detaljer har blitt vist, vil det fremgå for en fagmann at oppfinnelsen kan endres og at også andre detaljer beskrevet her kan varieres betydelig uten at oppfinnelsens grunnleggende prinsipper fravikes.

25

P a t e n t k r a v

1. Flerskala endelig-volum-fremgangsmåte for bruk ved modellering av et
5 undervannsreservoar, **karakterisert ved:**

(a) frembringe et fint gitter som danner flere fine celler og med et permeabilitetsfelt tilknyttet de fine celler,

(b) frembringe et grovt gitter som danner flere grove celler med grensesnitt mellom de grove cellene, idet de grove cellene er oppsamlinger av de fine cellene,

10 (c) frembringe et dobbelt, grovt gitter som danner flere doble, grove kontrollvolumer, idet de doble, grove kontrollvolumene er oppsamlinger av de fine cellene og har grenser mot de doble, grove kontrollvolumer,

(d) beregne de doble basisfunksjonene på de doble, grove kontrollvolumer ved å løse lokale elliptiske parabolske problemer,

15 (e) ekstrahere flukser over grensesnittene av de grove celler fra de doble basisfunksjoner,

(f) sammensette fluksene for å beregne effektive gjennomslippeligheter mellom grove celler,

(g) beregne trykket i de grove celler ved å bruke en endelig-volum fremgangsmåte
20 og utnytte de effektive gjennomslippeligheter mellom grovceller, og

(h) beregne finskalahastighetsfeltet.

2. Fremgangsmåte ifølge krav 1, **karakterisert ved** at finskalahastighetsfeltet beregnes direkte på stedet.

3. Fremgangsmåte ifølge krav 2, **karakterisert ved** at trinnet med å beregne et
25 finskalahastighetsfelt direkte på stedet omfatter:

(i) beregne finskalafluksene over de grove cellegrensesnitt ved å bruke doble basisfunksjoner med trykkene fra de grove celler,

(ii) løse en trykklikning på hver av de grove celler ved å bruke finskalafluksene beregnet i trinnet (i) som grenseforhold for å oppnå finskalatrykk, og

30 (iii) beregne finskalahastighetsfeltet fra Darcy's lov ved å bruke finskalatrykket oppnådd i trinn (ii).

4. Fremgangsmåte ifølge krav 3, **karakterisert ved** at løsningen av trykklikningen i trinn (ii) for å oppnå finskalatrykk utføres på et system med større støtte.

35 5. Fremgangsmåte ifølge krav 4, **karakterisert ved** at løsningen av trykklikningen i trinn (ii) kan utformes ved oversampling rundt de grove celler.

6. Fremgangsmåte ifølge krav 3, **karakterisert ved** at løsningen av trykklikningen i trinn (ii) kan utformes ved oversampling rundt de grove cellene.

5

10

15

20

25

30

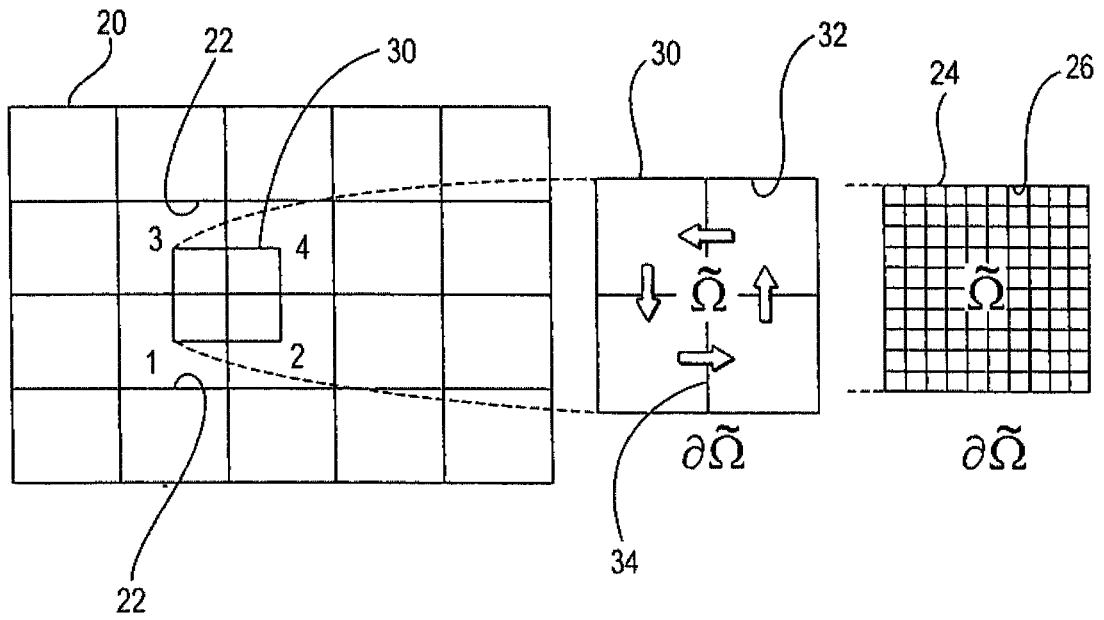


FIG. 1

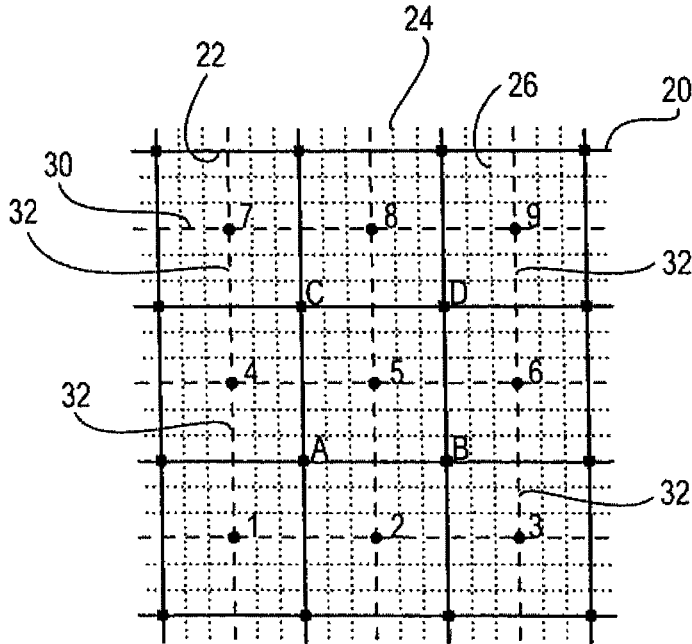


FIG. 2

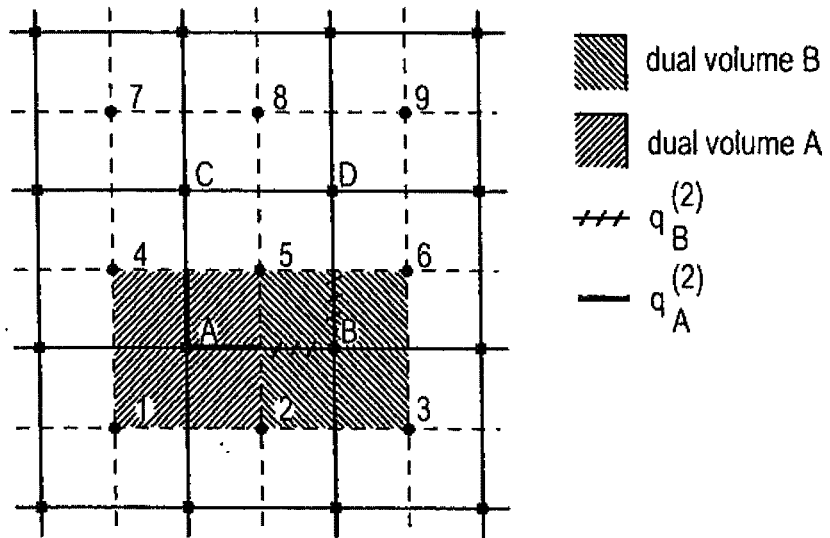


FIG. 3

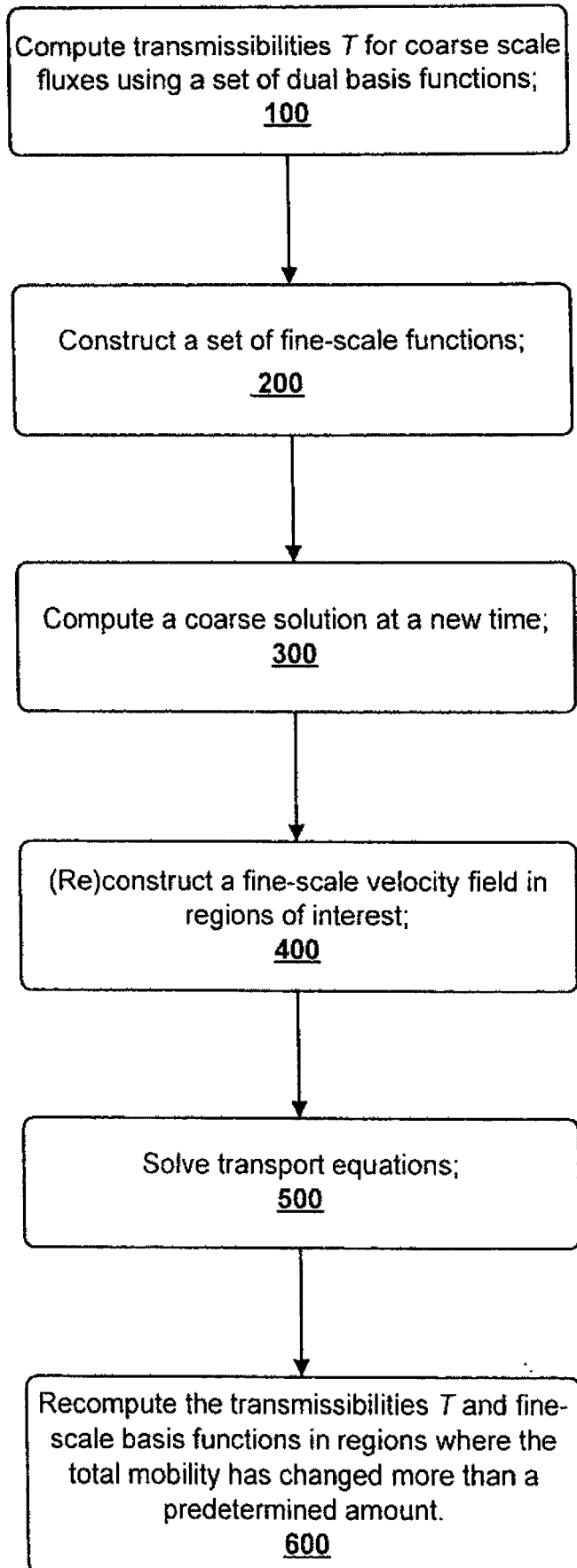


FIG. 4

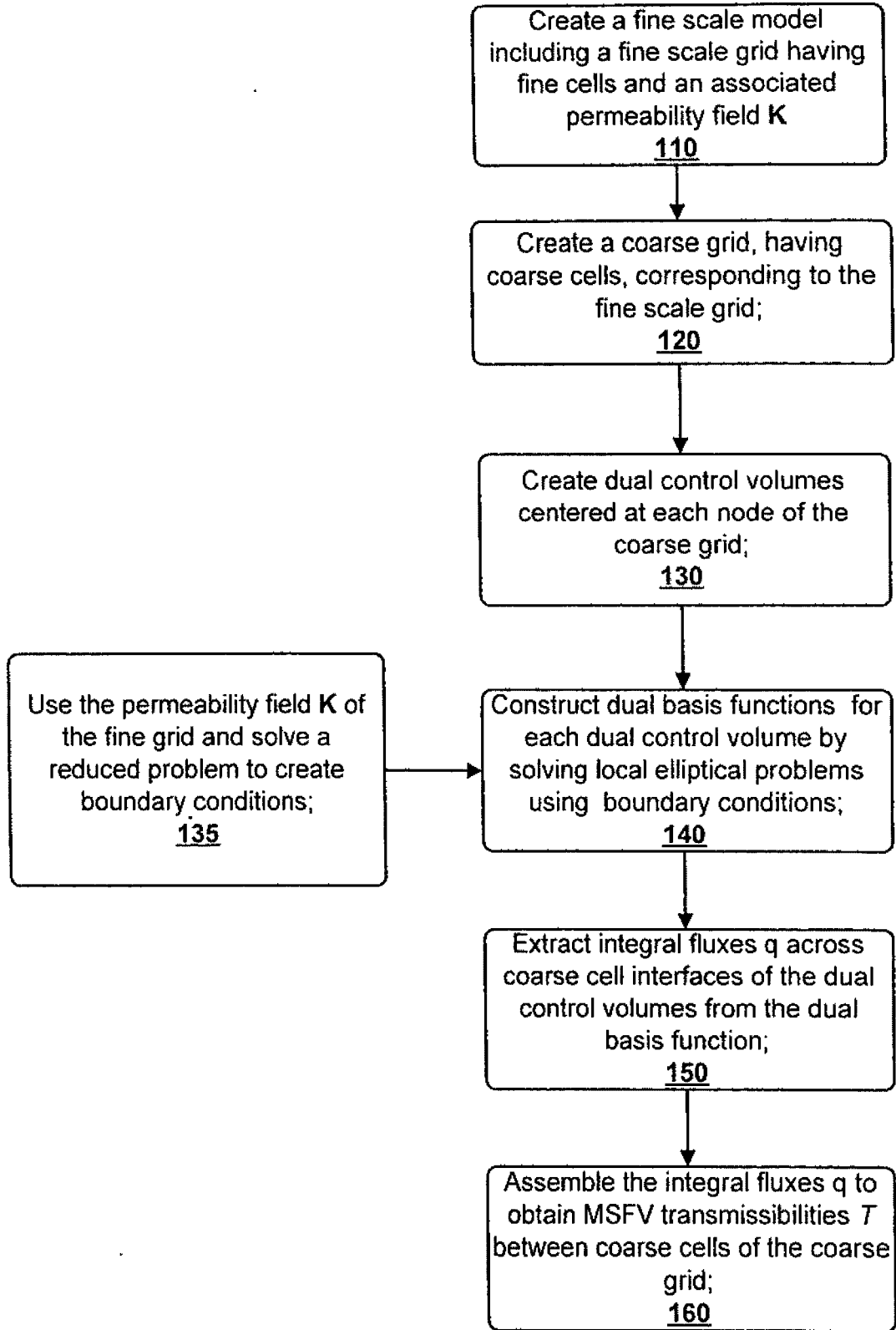


FIG. 5

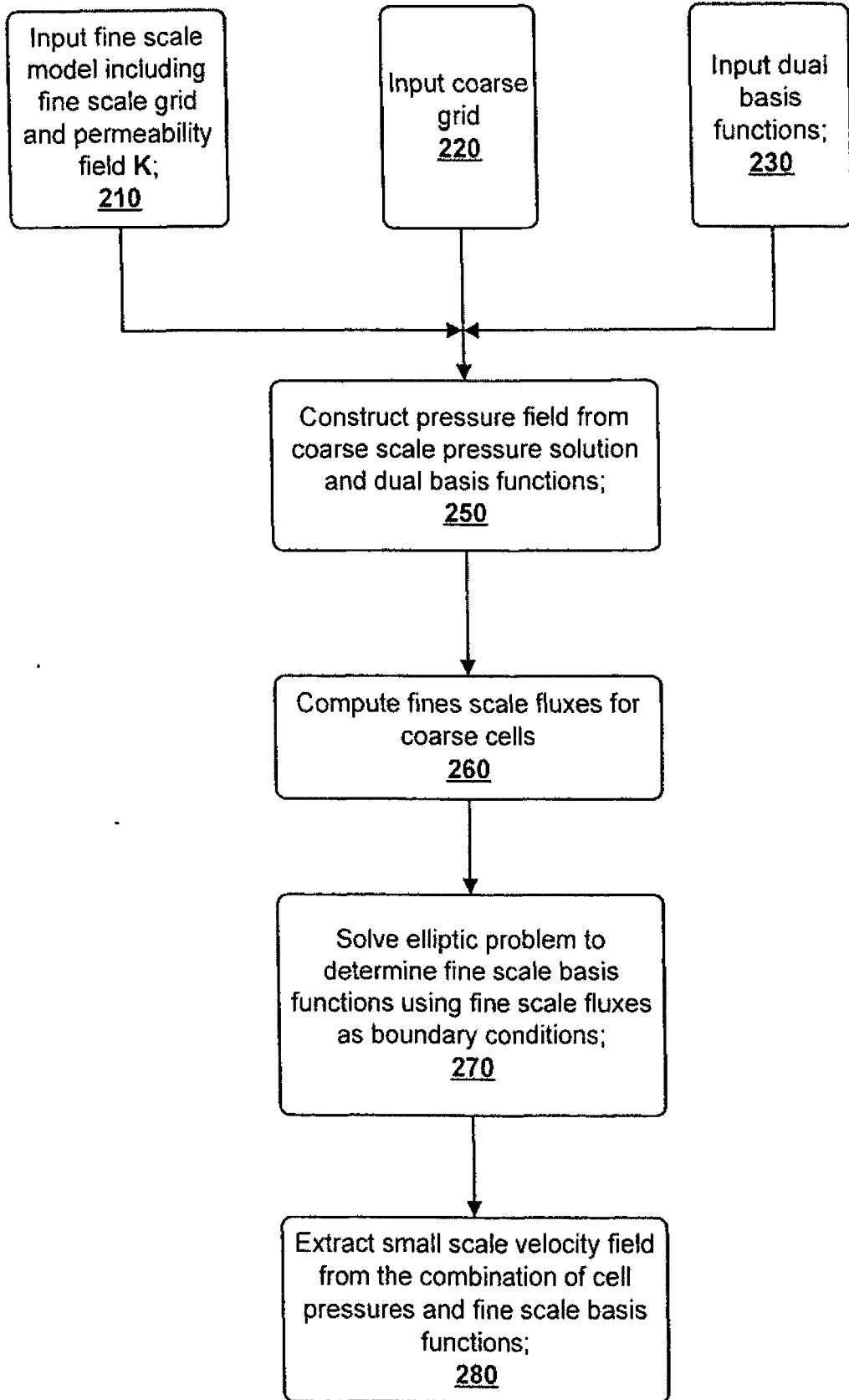


FIG. 6

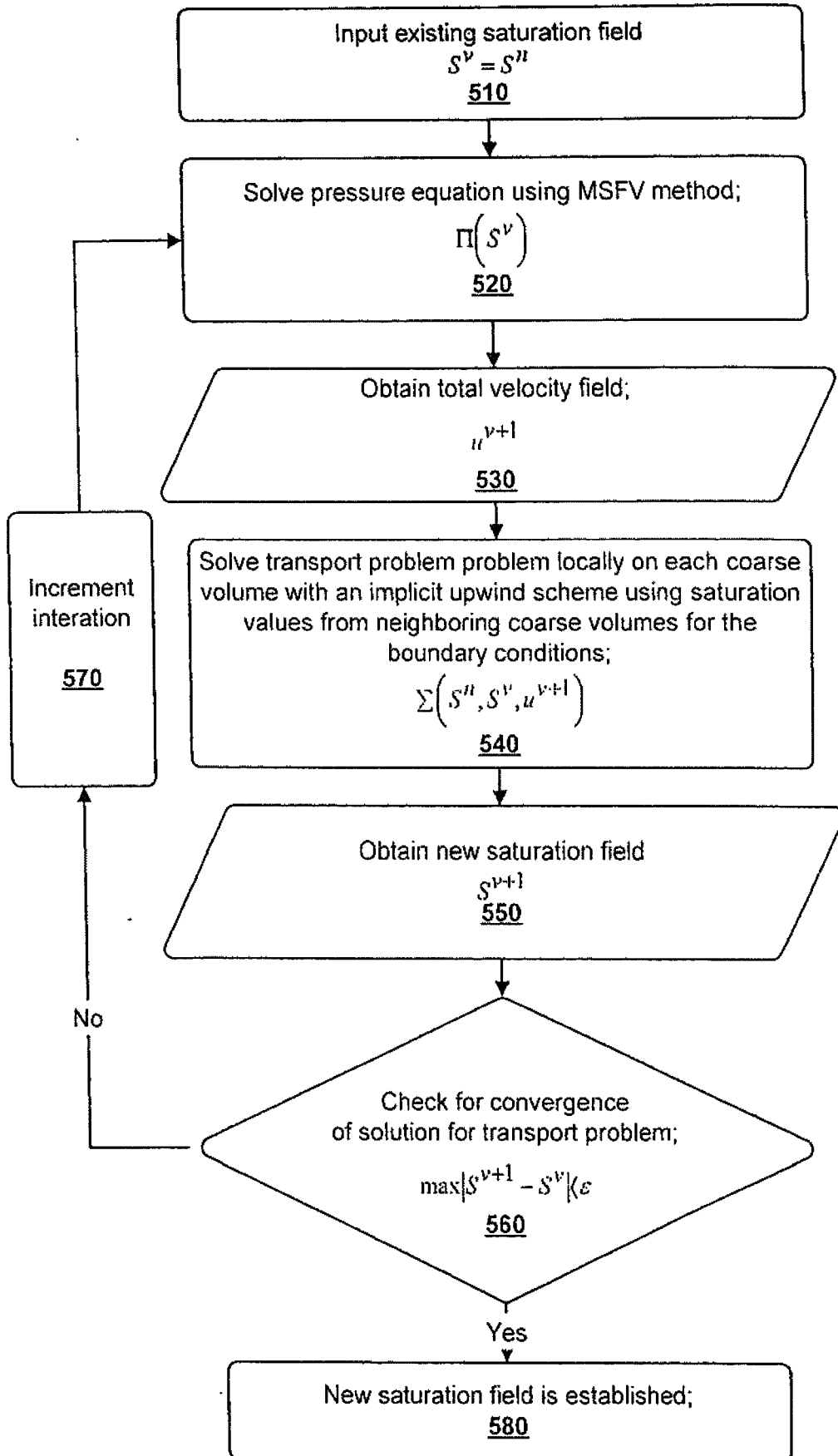
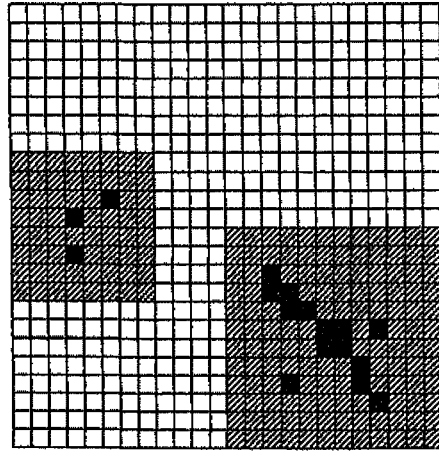


FIG. 7







-  coarse cell
-  coarse dual volume for which the dual basis functions have to be reconstructed
-  fine cell
-  coarse volume for which the basis functions have to be reconstructed

FIG. 8

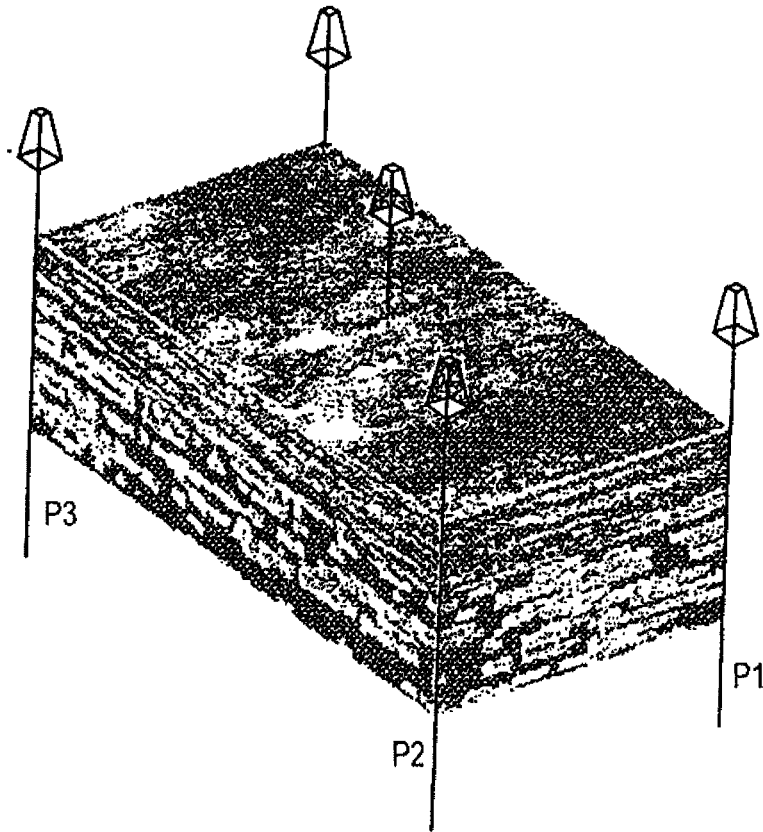


FIG. 9

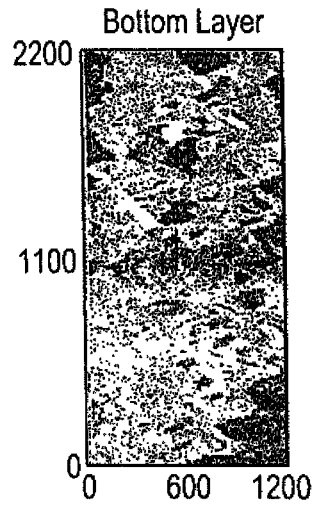


FIG. 10A

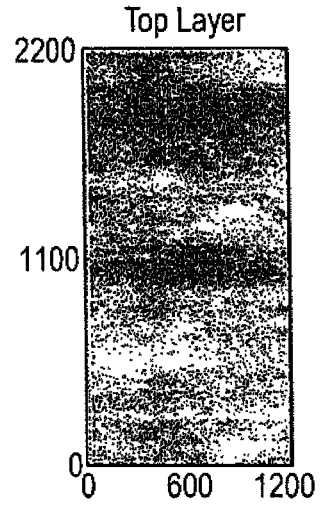


FIG. 10B

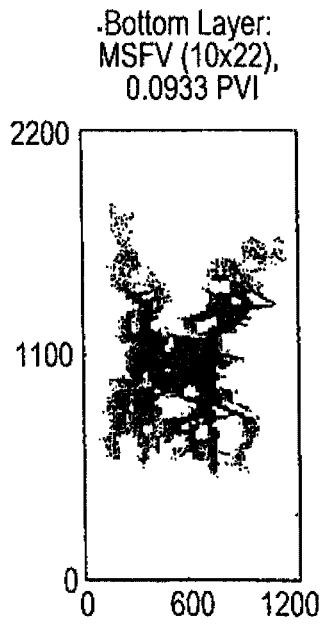


FIG. 11A

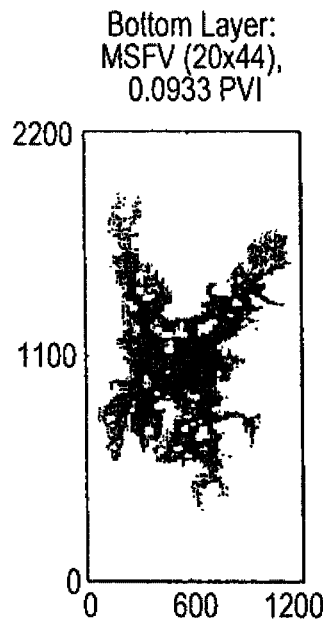


FIG. 11B

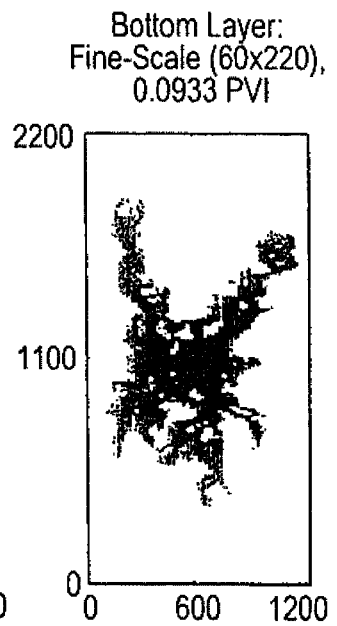


FIG. 11C

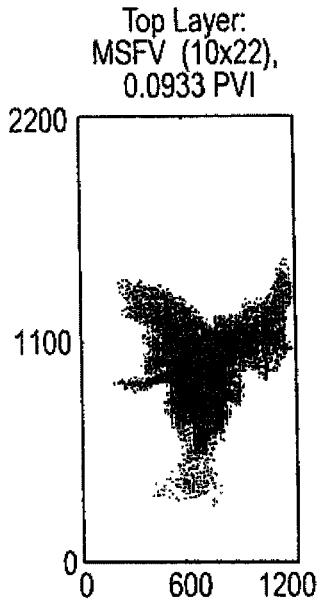


FIG. 12A

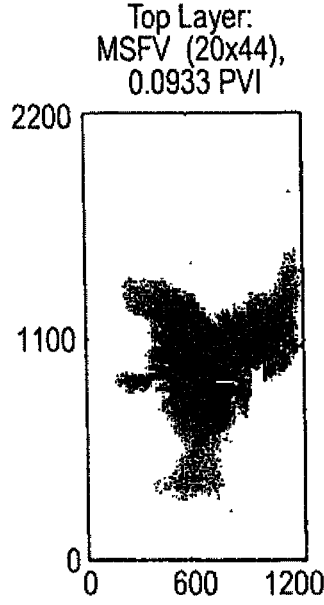


FIG. 12B

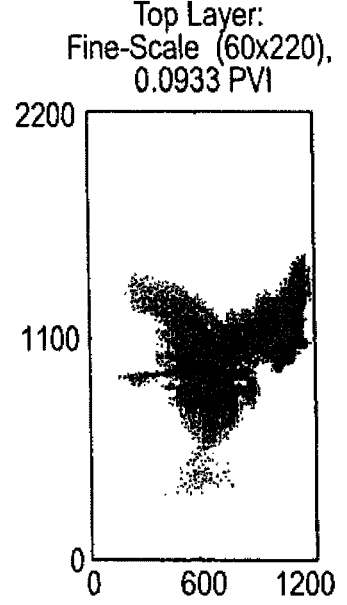


FIG. 12C

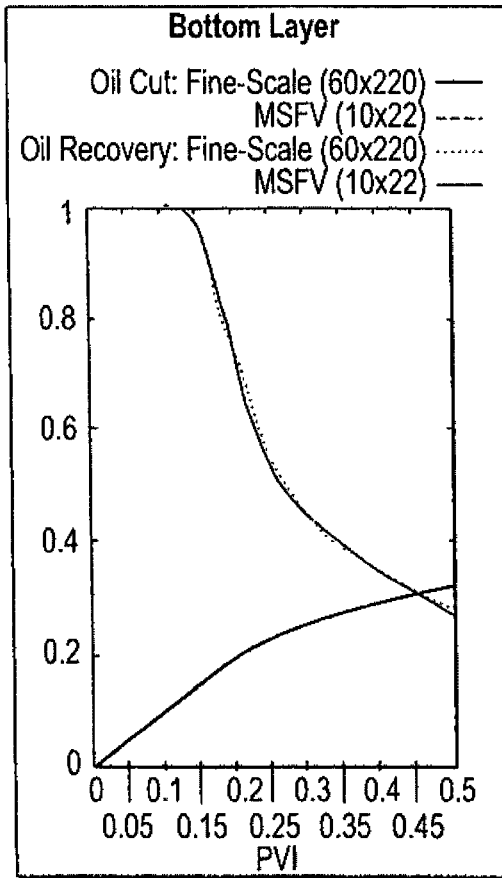


FIG. 13A

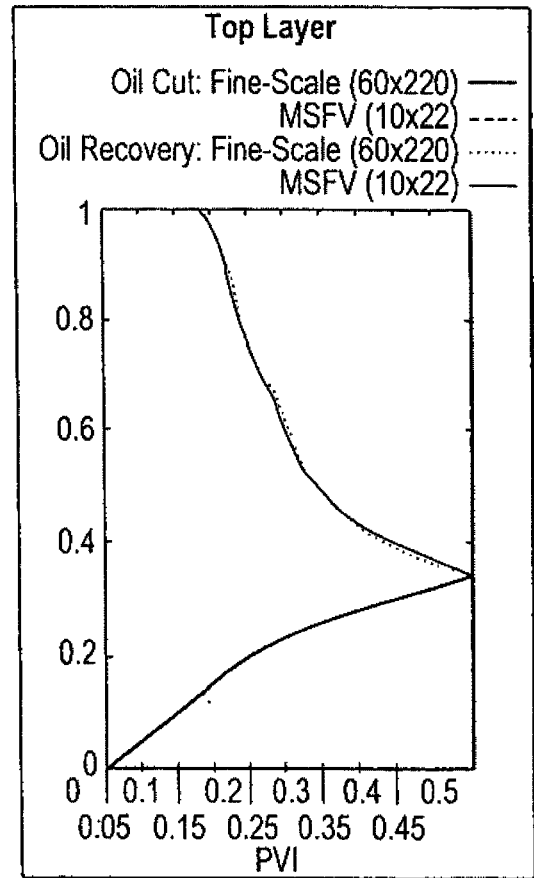


FIG. 13C

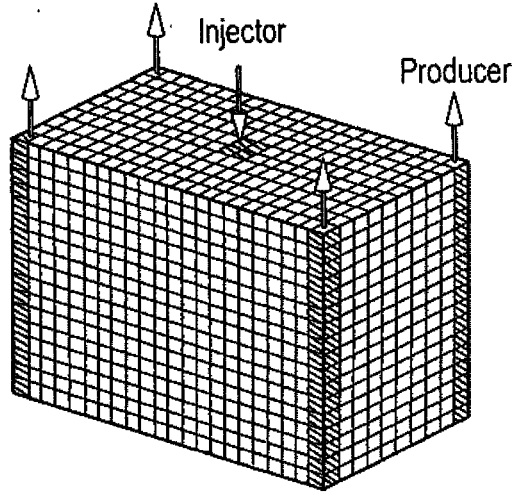


FIG. 14

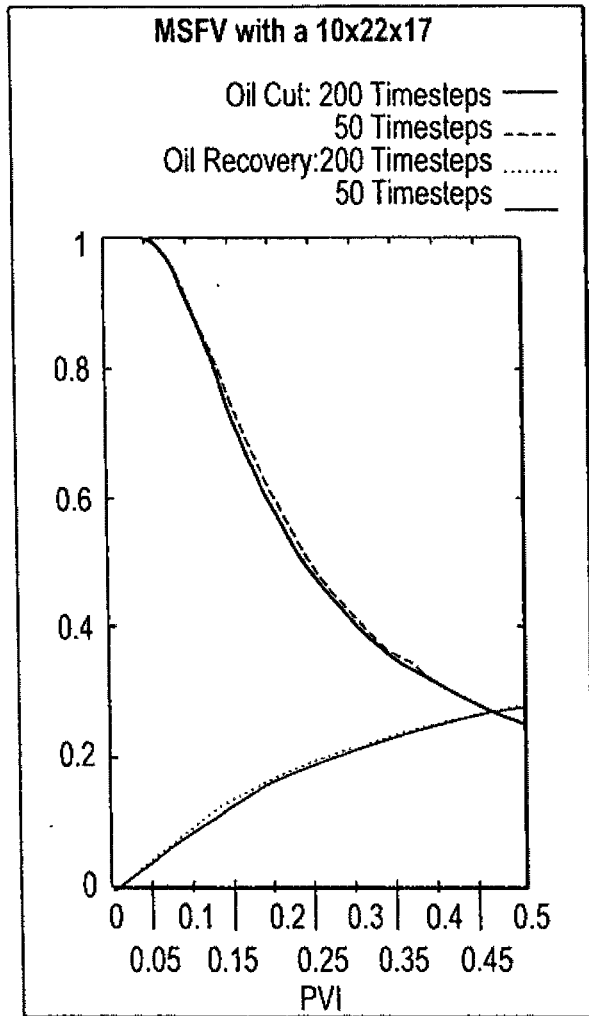


FIG. 15