

MASTER

Conditionering en karakterisering van een poreus 3-fasen systeem

Smits, M.A.

Award date:
1986

[Link to publication](#)

Disclaimer

This document contains a student thesis (bachelor's or master's), as authored by a student at Eindhoven University of Technology. Student theses are made available in the TU/e repository upon obtaining the required degree. The grade received is not published on the document as presented in the repository. The required complexity or quality of research of student theses may vary by program, and the required minimum study period may vary in duration.

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain

Titel : . Conditionering en karakterisering
van een poreus 3-fasen systeem

Auteur : . M.A. Smits

Verslagno.: . R-794-A

Datum : . juni 1986

Werkeenheid : . Gasdynamica-schokgolven

Begeleider(s) : . dr.ir. M.E.H. van Dongen
ir. J.G.M. van der Grinten (FOM)

Afstudeerhoogleraar : . prof. dr. ir. G. Vossers

Het hier beschreven werk heeft plaats gevonden in het kader van FOM-
project ETN 33.0419, waaraan wordt deelgenomen door de vakgroep
Transportfysica THE en het Laboratorium voor Grondmechanica te Delft.

Met dank aan de begeleiders en Louis.

SAMENVATTING

In een poreuze zandkolom is een mengsel van water en luchtbellen aangemaakt, dat als uitgangstoestand dient voor golfexperimenten met behulp van een schokbuisopstelling. Dit 'poreus' water-bellenmengsel wordt ondermeer gekarakteriseerd door de compressibiliteit, de belgrootte en de afstand tussen de bellen.

Met behulp van een optische opstelling zijn er compressibiliteitsmetingen verricht. Hieruit kan de belvolumefractie van de porievloeistof geschat worden.

In een niet-evenwichtstoestand zijn compressibiliteitsmetingen verricht, waaruit een eerste indruk volgt omtrent de grootte van de bellen en de onderlinge afstand. Het resultaat van de compressibiliteitsmeting wordt vergeleken met een diffusietheorie.

De permeabiliteit van een poreus materiaal voor een vloeistofstroming brengt de weerstand in rekening en is een belangrijke parameter bij de golfexperimenten. De permeabiliteit is in een afzonderlijk experiment bepaald.

Vervolgens zijn er met behulp van een verticale schokbuisopstelling golfexperimenten uitgevoerd in het 3-fasen systeem. Er wordt volstaan met een eerste interpretatie van deze metingen.

INHOUDSOPGAVE

Samenvatting	pagina
Lijst met symbolen	
Hoofdstuk 1: Inleiding	7
Hoofdstuk 2: Golfvoortplanting in een 3-fasensysteem	
§2.0 Inleiding	9
§2.1 Niet-lineaire diffusiestroming in een poreuze kolom	9
§2.2 Intrinsieke doorlatendheid	14
Hoofdstuk 3: Water-bellenmengsel	
§3.0 Inleiding	18
§3.1 Preparatie van water-luchtmengsel	18
§3.2.1 Oplosbaarheid van lucht in water	19
§3.2.2 Saturatie	21
§3.3 Compressibiliteit van poriën- vloeistof	23
§3.4 Diffusie van lucht tussen bel en omgeving	27
§3.5 Effectieve doorlatendheid	32
Hoofdstuk 4: Bepaling van eigenschappen van een water- bellenmengsel; opstellingen en experimenten	
§4.0 Inleiding	33
§4.1.1 Meting van luchtconcentratie	33
§4.1.2 Resultaten zuurstofmeting	37
§4.2.1 Opstelling voor compressibiliteits- meting	37
§4.2.2 Resultaten compressiemetingen	39
§4.3 Belgroottebepaling	45
§4.4 Doorlatendheidsmeting	47
§4.5 Discussie	52

Hoofdstuk 5: Schokbuisopstelling en golfexperimenten	
§5.1 Opstelling en instrumentatie	54
§5.2 Resultaten van golfexperimenten	56
§5.2.1 Golfvoortplanting in zandkolom gevuld met lucht	56
§5.2.2 Golfvoortplanting met water als porievloeistof	58
§5.2.3 Golfexperiment in water- luchtmengsel	61
Hoofdstuk 6: Conclusies	65
Literatuur	67
Appendices: A Niet-lineaire diffusievergelijking	70
B Oplosbaarheid	72
C Compressibiliteit van porievloeistof	74
D Effectieve diffusiecoëfficiënt	76
E foto opnames van belgroei	78

Lijst met symbolen

Het is mogelijk dat een symbool in de tekst lokaal een andere betekenis heeft dan hier in deze lijst vermeld staat. De kontekst geeft in dat geval uitsluitel.

- a straal van luchtbel [m];
- a_F contante uit de lineaire term van de Forchheimerrelatie [m⁻²];
- b straal van omgeving van luchtbel [m];
- b_F constante uit de kwadratische term van de Forchheimerrelatie [m⁻¹];
- D diffusiecoëfficiënt van opgeloste lucht in water [m²/s];
- D_e effectieve diffusiecoëfficiënt van lucht in water [m²/s];
- \hat{D} diffusiecoëfficiënt voor niet-lineaire diffusiestroming [m²/s];
- \bar{d} gemiddelde korreldiameter [m];
- d_{84} maat voor de korrelgrootte, waarbij 84 massaprocent van de korrels kleiner is [m];
- F verhouding van massa opgeloste lucht en maximale massa opgeloste lucht;
- g gravitatieversnelling [m/s²];
- K^x intrinsieke doorlatendheid [m²];
- K_1 compressiemodulus van water [Pa];
- K_p compressiemodulus van het skelet [Pa];
- L lengte van de zandkolom [m];
- M massa opgelost gas [kg];
- m massa gas in belvorm [kg];
- N aantal luchtbellen per eenheidsvolume [m⁻³];
- n porositeit;
- \underline{n} normaalvector;
- p druk [Pa];
- \hat{p}_f interactieterm uit impulsbalans [Pa/m];
- R specifieke gascontante [J/(kgK)];
- r afstand tot middelpunt van een bel [m];
- s saturatie;
- T temperatuur [K];
- t tijd [s];
- \hat{t} dimensieloze diffusietijd;

- U volume [m^3];
- v gemiddelde snelheid van de componenten [m/s];
- x plaatscoördinaat (in richting van gravitatieversnelling)

Grieks

- β compressibiliteit [Pa^{-1}];
- ρ dichtheid [kg/m^3];
- η dynamische viscositeit [Pas];
- σ spreiding bij lognormale verdeling van de korrelgrootte;
- ω_0 oplosbaarheidscoëfficiënt;
- τ structuur parameter;
- δ belgrootte parameter (a/b);
- Δ belgrootte parameter (b/d);
- α Bunsenabsorbtie coëfficiënt [nl/l];
- ϕ massadebiet [$kg/(m^2s)$];

Indices

- b bel;
 - d in opgeloste vorm;
 - e evenwicht;
 - f water-lucht mengsel;
 - fr frozen toestandsverandering;
 - g gas;
 - l water;
 - ref referentie;
 - O begintoestand
- maar ω_0 = oplosbaarheidscoëfficiënt bij evenwicht;
 p_0 = werkdruk.

1. INLEIDING

Binnen de sectie Gasdynamica van de vakgroep Transportfysica vindt in samenwerking met het Laboratorium voor Grondmechanica te Delft onderzoek plaats naar de voortplanting van compressiegolven in een poreuze zandkolom. In de poriën kan zich respectievelijk een gas (lucht), een vloeistof (water) of een vloeistof-gasbellenmengsel bevinden. Het onderzoek is gericht op een modelmatige beschrijving van golfverschijnselen in meer-fasenmedia met behulp van de elementaire transportvergelijkingen (massabehoud en impulsbehoud). Met een schokbuisopstelling is het mogelijk om de theoretische modellen experimenteel te verifiëren en zo nodig aan te passen [GRI85].

In het kort volgt een overzicht van toepassingsgebieden van golfvoortplanting in heterogene media. Geofysici doen seismografisch onderzoek naar de samenstelling van de aardkorst. Bovendien gaan ze de invloed na van aardbevingen op deze samenstelling. Oliemaatschappijen kunnen met behulp van seismische reflectietechnieken 'gasbellen' opsporen. De theoretische modellen zijn veelal beperkt tot lineaire golfvoortplanting in gesteenten.

De civiele techniek heeft onder andere belangstelling voor de invloed van schokken op de stabiliteit van bouwkundige constructies. Daarbij kan gedacht worden aan golfbrekers en dijken, die opgebouwd zijn uit een met water verzadigd zandlichaam. Ten gevolge van schokken, bijvoorbeeld tijdens een zware storm, kan het zandlichaam zich gaan gedragen als een soort zware vloeistof, waarin voorwerpen kunnen zinken. Zodoende kan een golfbreker bezwijken. Het verschijnsel staat bekend als liquefactie. De gebruikte modellen gaan uit van niet-lineaire 2-fasen theorie.

Vanuit verschillende invalshoeken bestaat bij de industrie en defensie interesse voor de invloed van (ondergrondse) explosies op omliggende constructies, bijvoorbeeld pijpleidingen. De belangstelling gaat vooral uit naar niet-lineaire effecten in de omgeving van het explosiepunt.

Het onderzoek dat plaatsvindt bij de diverse disciplines beperkt zich vaak tot een theoretische beschrijving. De

vereenvoudigde modellen worden numeriek opgelost voor simpele geometriën. Tot nu toe wordt er betrekkelijk weinig gedaan aan experimentele verificatie van de modellen. Bovendien zijn onderzoeksresultaten van defensie en oliemaatschappijen niet vrij toegankelijk.

Van der Grinten e.a. hebben bijgedragen aan de kennis op het gebied van de eëndimensionale golfvoortplanting in 2-fasenmedia zand-lucht en zand-water [GRI82] en [GRI85]. Er zijn bovendien experimenten verricht in een 3-fasensysteem bestaande uit een zandkolom gevuld met een water-bellenmengsel. Uit de resultaten blijkt dat de aanwezigheid van een geringe hoeveelheid lucht leidt tot sterke demping van de golven. In kwantitatieve zin hebben de resultaten nog geen betekenis, gezien de twijfels die er bestaan over de homogeniteit van de porievloeistof [GRI82].

Het doel van dit afstudeerwerk is om een homogeen mengsel van water en luchtbellen met bekende eigenschappen aan te maken in een star poreus zandskelet, zodat een goed gedefinieerd golfexperiment mogelijk wordt. In hoofdstuk 2 wordt een niet-lineair golfmodel gepresenteerd, waarmee de diffusiestroming in 3-fasen media beschreven kan worden. De doorlatendheid van een poreus systeem is bepalend voor de weerstand die er optreedt. Deze parameter wordt in een aparte paragraaf besproken. De wijze waarop het water-bellenmengsel in het poreuze materiaal is aangemaakt wordt beschreven in hoofdstuk 3. Hierbij gaan we in op de conditionering van het testmengsel door enkele specifieke eigenschappen te bespreken zoals de compressibiliteit, de belvolume fractie alsmede de belgrootte. Meetopstellingen en resultaten voor de bepaling van respectievelijk de saturatie, de compressibiliteit en de statische doorlatendheid komen in hoofdstuk 4 aan de orde. In hoofdstuk 5 zijn de golfexperimenten beschreven die in de schokbuisopstelling zijn uitgevoerd. De poriën waren achtereenvolgens gevuld met lucht, water en een water-bellenmengsel. Tot slot volgen de conclusies en aanbevelingen voor vervolgonderzoek.

2. GOLFVOORTPLANTING IN HETEROGENE MEDIA

§2.0 Inleiding

De eerste belangwekkende beschrijvingen van golfvoortplanting in korrelige materialen zijn afkomstig van De Josselin de Jong [JOS56] en Biot [BIO56]. Zij gaan uit van een lineaire theorie toegepast op een met water verzadigd zandpakket en voorspellen dat er in het poreuze materiaal twee compressiegolven zullen ontstaan. Met behulp van een schokbuisopstelling is door van der Grinten e.a. [GRI85] deze 2-golven structuur experimenteel waargenomen. In hun onderzoek wordt een drukstap aangeboden op de poriënvloeistof van een zandkolom, waarvan de korrels op de contactpunten aan elkaar gelijmd zijn. De initiële drukstap veroorzaakt een snelle akoestische golf in het 2-fasen systeem. Deze golf wordt vrijwel onvervormd voortgeplant. Enigzins vertraagd komt er een vloeistofstroom op gang met als gevolg dat de poriedruk opnieuw stijgt. De tweede golf ondervindt een sterke demping [GRI85].

Uitgaande van de elementaire transportvergelijkingen wordt in de volgende paragraaf in het kort een niet-lineair golfmodel besproken. We passen het model toe op een 3-fasen systeem, waarbij de vloeistoffase bestaat uit een mengsel van water en lucht. Het stelsel differentiaalvergelijkingen wordt gecomplementeerd met een beschrijving van de randvoorwaarden. Een belangrijke parameter bij de beschrijving van een vloeistofstroming in een poreus filter is de doorlatendheid van het systeem. Deze parameter komt in §2.2 aan de orde.

§2.1 Niet-lineaire diffusiestroming in een poreuze kolom

Van der Grinten geeft een uitvoerige afleiding van het gelineariseerde ééndimensionale golfprobleem uitgaande van de behoudswetten [GRI82]. Hier volgt een korte beschrijving van de niet-lineaire golfvoortplanting toegespitst op de vloeistof in de poriën.

Het model dat we zullen beschrijven gaat uit van een star cilindrisch zandskelet. De cilinderwand is waterdicht gemaakt, zodat in een stationaire toestand de vloeistof alleen aan de boven- en onderkant kan in- of uitstromen. Tussen de cilinder en de buiswand bevindt zich een dunne laag vloeistof (dikte 1 mm). Hierdoor wordt ook onder instationaire omstandigheden de radiële beweging beperkt, zodat we kunnen volstaan met een eëndimensionale beschrijving. De verschijnselen worden lokaal beschreven met de differentiële behoudswetten. De schaal moet voldoende groot zijn, omdat de eigenschappen van het poreuze materiaal en de porievloeistof op korrelschaal sterk kunnen variëren. We beschouwen een groot aantal korrels en poriën binnen een volume V met rand F (zie figuur 2.1). Zodoende kan er gerekend worden met gemiddelde grootheden. Een meer gedetailleerde discussie over de minimale afmetingen van V wordt gegeven door Volleman [VOL86].

De poriën nemen een volumefractie n in, waarbij n staat voor de porositeit. De volumefractie van de korrels is dus gelijk aan $1-n$. De vloeistof heeft over het poreuze materiaal een gemiddelde dichtheid gelijk aan

$$\bar{\rho}_f = n \rho_f \quad (2.1)$$

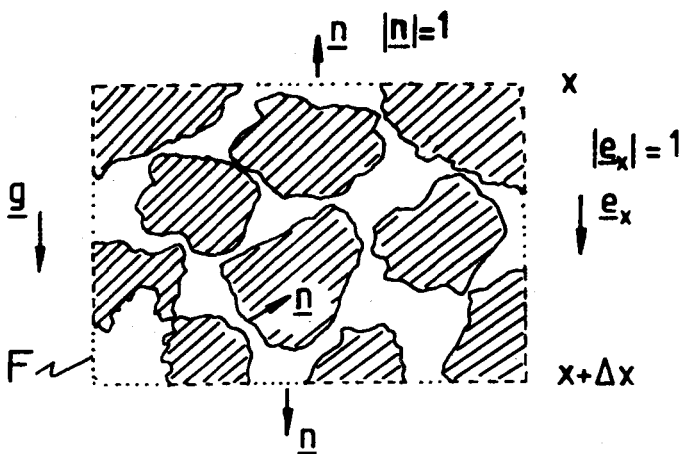
met ρ_f = intrinsieke dichtheid van de porievloeistof [kg/m^3].

We nemen aan dat de processen isotherm plaatsvinden, zodat we ons kunnen beperken tot de eëndimensionale massa- en impulsvergelijking. De x -as wordt gekozen in de richting van de zwaartekracht. De behoudswetten luiden in differentiële vorm

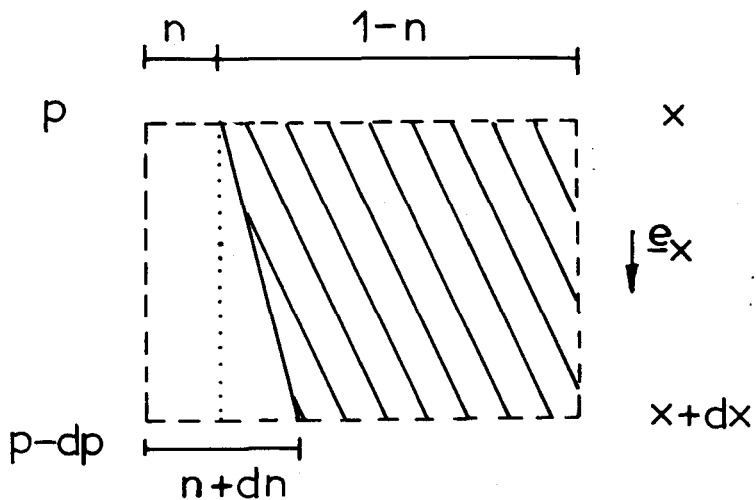
$$\frac{\partial}{\partial t}(n \rho_f) + \frac{\partial}{\partial x}(n \rho_f v_f) = 0 \quad (2.2)$$

$$n \rho_f \frac{d}{dt} v_f = - \frac{\partial}{\partial x}(n p) + p \frac{\partial n}{\partial x} + \hat{p}_f \quad (2.3)$$

met v_f = vloeistofsnelheid in de poriën [m/s],
 p = vloeistofdruk [Pa],
 g_x = gravitatieversnelling [m/s^2],
 \hat{p}_f = interactieterm [Pa/m].



Figuur 2.1 Volume V van het poreuze materiaal met rand F . Het gearceerde oppervlak stelt het korrelvolume voor. Tussen de korrels bevindt zich vloeistof. De positieve x -richting is gekozen in de richting van de gravitatieversnelling.



Figuur 2.2 Volume V van het poreuze materiaal, waarbij het korrelvolume volledig gescheiden is van de vloeistof. De volumefractie van de vloeistof is gelijk aan de porositeit n . De drukgradiënt over de hoogte dx dient gecorrigeerd te worden voor variaties van de porositeit.

De tweede term in het rechterlid van de impulsvergelijking is een correctie op de drukgradiënt, waarmee variaties van de porositeit in rekening gebracht worden. In figuur 2.2 staat een schematische weergave van het poreuze materiaal, waarbij de vaste fase volledig gescheiden is van de vloeistof. De bijdrage van de gemiddelde poriedruk in de impulsbalans van de vloeistof is per eenheidsvolume

$$- \frac{\partial}{\partial x}(np) + p \frac{\partial n}{\partial x} \quad (2.4).$$

Bij een vloeistofstroming in de poriën treden er locale druk- en snelheidsverschillen op, als het gevolg van schuifkrachten tussen de vloeistof en de korrels. Deze viskeuze effecten worden in de impulsvergelijking aangeduid met de interactie-term \hat{p}_f . We beschrijven de stromingsweerstand voor lage snelheden met de Darcyrelatie. Hierbij wordt een lineair verband verondersteld tussen de drukafname over een poreus filter en de vloeistofsnelheid ten opzichte van het poreuze materiaal

$$\frac{\partial p}{\partial x} - \rho_f g_x = -a_F \eta n (v_f - v_p) \quad (2.5)$$

waarbij $a_F = \text{constante [m}^{-2}\text{]}$,
 $v_p = \text{korrelsnelheid [m/s]}$,
 $n(v_f - v_p) = \text{Darcysnelheid [m/s]}$.

In de literatuur wordt vaak gebruik gemaakt van de intrinsieke doorlatendheid K die gelijk is aan de reciproke waarde van a_F . In §2.4 komt deze parameter nog aan de orde. Bij hogere snelheden moet de Darcyrelatie uitgebreid worden met een traagheidsterm. Dat leidt tot de Forchheimerrelatie

$$\frac{\partial p}{\partial x} - \rho_f g_x = -a_F \eta n (v_f - v_p) - b_F \rho_f n^2 (v_f - v_p) |v_f - v_p| \quad (2.6).$$

Er staan ons twee differentiaalvergelijkingen ter beschikking met drie onbekenden. Uit de toestandsvergelijking halen we een verband tussen de druk en de dichtheid. We definiëren de compressibiliteit β van de 'vloeistof' als

$$\beta = \frac{d\rho_f}{\rho_f dp} \quad (2.7).$$

Er kunnen drie verschillende toestanden optreden:

1) de poriën zijn met lucht gevuld, dat leidt tot

$$\beta = \frac{1}{p} \quad (\text{isotherm}) \quad (2.8);$$

2) de poriën zijn verzadigd met water

$$\beta = \beta_l \quad (2.9);$$

3) de porievloestof bestaat uit een water-lucht mengsel

$$\beta = \beta_f(p) \quad (2.10).$$

We leiden in 53.3 een vergelijking af voor $\beta_f(p)$.

In het vervolg beschouwen we een systeem waarbij een water-bellen mengsel de poriën opvult. De compressibiliteit van het zandskelet is dan veel kleiner dan van de porievloestof, zodat de aanname dat het skelet zich volkomen star gedraagt gerechtvaardigd wordt ($v_p = 0$). De invloed van de zwaartekracht wordt in dit stadium van het onderzoek verwaarloosd, maar zal in de toekomst zeker meegenomen dienen te worden. Vanwege de lage snelheden die optreden zullen we volstaan met met de lineaire Darcyrelatie. Uiteindelijk komen we uit op het volgende stelsel differentiaalvergelijkingen

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_f v_f) = 0$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -a_F \eta n v_f \quad (2.11)$$

$$\frac{d\rho_f}{\rho_f} = \beta_f(p) dp$$

Dit stelsel kan eenvoudig omgeschreven worden tot de volgende diffusievergelijking

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \hat{D} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{1}{a_F \eta n} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 \quad (2.12)$$

waarbij \hat{D} een diffusiecoëfficiënt is ter grootte $\hat{D} = 1/a_F \eta n \beta_f$

Op de bovenkant van de poreuze kolom wordt een drukstap aangeboden. Als we uitgaan van halfoneindige media dan leidt dat tot de volgende rand- en beginvoorwaarden

$$\begin{array}{lll}
 t < 0 & x \geq 0 & p = p_0 \\
 t \geq 0 & x = 0 & p = p_0 + \Delta p \\
 t = 0 & x > 0 & p = p_0 \\
 & x \rightarrow \infty & p = p_0
 \end{array} \quad (2.13)$$

Voor de numerieke oplossing van het gestelde diffusieprobleem worden de vergelijkingen eerst in dimensieloze vorm geschreven. Vervolgens wordt een coördinatentransformatie toegepast. Dat levert een tweede orde differentiaalvergelijking op die nog slechts van een coördinaat afhangt. In appendix A wordt deze tweede orde vergelijking beschreven. Door Bouwens is een computerprogramma geschreven, waarmee de oplossing van het diffusieprobleem bepaald wordt [BOUBS].

In de experimentele opzet staat er een waterlaag van circa 1 m bovenop het zandskelet. Dat heeft reflecties tot gevolg zodat er herhaalde drukstappen aangeboden worden op de bovenkant van de zandkolom. De tweede randvoorwaarde kan daar eventueel aan worden aangepast.

§2.2 Intrinsieke doorlatendheid

De doorlatendheid van een poreus materiaal voor een vloeistof is een belangrijke parameter, waarmee de viskeuze effecten tussen vloeistof en zandkorrels in rekening gebracht worden. Het is een maat voor de weerstand die stroming ondervindt wanneer een vloeistof door de poriën stroomt.

Darcy heeft voor het eerst in 1856 experimenteel aangetoond dat er bij lage stromingssnelheden een lineair verband bestaat tussen de drukgradiënt over een poreus filter en de gemiddelde vloeistofsnelheid door een vrije doorsnede loodrecht op de stroming

$$\frac{\Delta p}{L} = - \frac{\eta v_d}{K} \quad (2.14)$$

met Δp = drukverschil [Pa],
L = kolomlengte [m],
 v_d = Darcysnelheid (= nv_f) [m/s],
K = intrinsieke doorlatendheid [m²],
 η = dynamische viscositeit van de vloeistof [Pas].

De constante K is slechts afhankelijk van de skelet-eigenschappen. Door de grillige geometrie van de poriën kunnen er lokaal grote snelheidsverschillen optreden. In §2.1 hebben we de Darcyinteractie geïntroduceerd als gevolg van de viskeuze krachten tussen de vloeistof en de zandkorrels. Met de notatie van vergelijking 2.5 volgt dat K gelijk is aan de reciproke waarde van a_f .

Bij meerfasen-stromingen voeren we het begrip effectieve doorlatendheid in van de afzonderlijke fasen. Doordat er een andere fase aanwezig is (of tweede vloeistof) zal de stromingsweerstand in het algemeen toenemen. In §3.5 komen we daar op terug.

De intrinsieke doorlatendheid van een poreus materiaal kan experimenteel bepaald worden analoog aan de experimenten van Darcy. In hoofdstuk 4 wordt daarvoor een opstelling beschreven. Daarnaast kunnen we met behulp van de zogenaamde granulaire theorie een schatting geven voor de doorlatendheid aan de hand van de porositeit, de korrelgrootte en vorm (PAH75) en (UFF83).

Door diverse onderzoekers is een theoretisch verband vastgelegd tussen de intrinsieke doorlatendheid van poreuze materialen en de korrelparameters. In de praktijk wordt veel gebruik gemaakt van de vergelijking van Carman-Kozeny (1927/1937). Deze vergelijking, gebaseerd op de wet van Poiseuille voor een incompressibele laminaire vloeistofstroming, geeft een beschrijving voor ronde korrels en luidt [SCH82]

$$K = \frac{n^3 \bar{d}^2}{180(1-n)^2} \quad (2.15)$$

met n = porositeit,
 \bar{d} = gemiddelde diameter van de korrels [m].

De waarde van de gemiddelde diameter vinden we met behulp van de korrelgrootteverdeling. In het algemeen wordt bij zandpakketten een lognormale verdeling aangenomen. Dan geldt voor de gemiddelde diameter [UFF83]

$$\bar{d} = d_{50} e^{-\sigma_y^2/2} \quad (2.16)$$

waarbij d_{50} aangeeft dat 50 massaprocent van de korrels een kleinere diameter heeft. De spreiding σ_y van de lognormale verdeling is gelijk aan

$$\sigma_y = \frac{\ln d_{84} - \ln d_{16}}{2} \quad (2.17)$$

Volleman heeft onderzoek verricht naar de korrelgrootteverdeling van het zand waaruit de poreuze kolom opgebouwd is. Voor respectievelijk de d_{50} , d_{16} en d_{84} vond hij [VOL86]

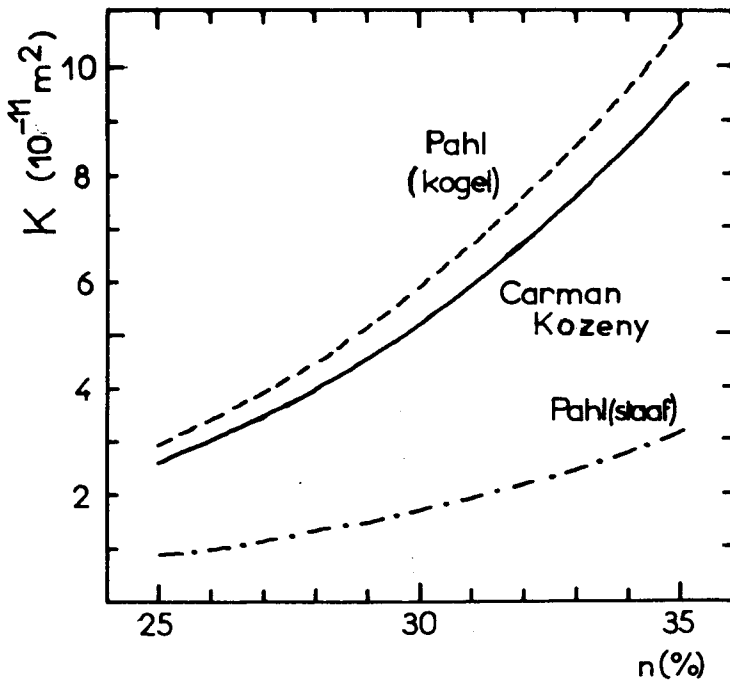
$$d_{50} = 0,430 \text{ mm};$$

$$d_{16} = 0,325 \text{ mm};$$

$$d_{84} = 0,580 \text{ mm}.$$

Hieruit volgt voor de spreiding $\sigma_y = 0,29$ en vervolgens voor de gemiddelde diameter $\bar{d} = 0,412$ mm. De intrinsieke doorlatendheid die volgt uit de relatie van Carman-Kozeny staat in figuur 2.3 uitgezet als functie van de porositeit.

Een aantal onderzoekers heeft gekeken naar de invloed van de korrelvorm op de doorlatendheid. Het blijkt dat afhankelijk van de vorm de permeabiliteit een factor 3 tot 5 kan variëren. Pahl heeft zowel numeriek als experimenteel werk verricht om deze vormparameters vast te leggen [PAH75]. Bij zijn experimenten gebruikte hij regelmatige vormen zoals cilindrische en rechthoekige staafjes. Daarnaast werkte hij met onregelmatige structuren door bijvoorbeeld gebruik te maken van erwten en diverse graansoorten. De vorm legt hij vast met behulp van een parameter F die een functie is van de rondheid, de lengte en de breedte van de korrels. Uit het werk van Pahl volgt een aanpassing van de Carman-Kozeny vergelijking [PAH75]. Figuur 2.3 geeft een beeld van de invloed van de korrelvorm op de doorlatendheid.



Figuur 2.3 Verband tussen doorlatendheid K en porositeit n . De doorgetrokken curve geeft de relatie van Carman-Kozeny weer voor ronde korrels. De gestreepte curve geldt voor de aangepaste theorie van Pahl. De streep-puntcurve is gevonden voor rechthoekige staafjes, met een lengte-breedteverhouding van twee.

3. EIGENSCHAPPEN VAN EEN WATER-LUCHTMENGSSEL

§3.0 Inleiding

De experimentele verificatie van golfmodellen in heterogene media vereist in de eerste plaats een goed gedefinieerd proefmodel. We beperken ons tot het 3-fasen systeem van zand, water en lucht. Het poreuze materiaal bestaat uit zandkorrels (300 - 600 μm) die op de kontaktpunten aan elkaar vast gelijmd zijn door middel van epoxyhars. Het geheel vormt een starre zandkolom. De poriën zijn gevuld met water, lucht of een mengsel van water en lucht.

In de volgende paragraaf staat beschreven op welke wijze we een water-luchtmengsel in de poreuze kolom aanbrengen. Daarbij wordt lucht onder hoge druk opgelost in water. In §3.2 gaan we nader in op de oplosbaarheid van een gas in een vloeistof.

Voor een succesvol verloop van de golfexperimenten is het gewenst dat er een uniforme verdeling van kleine belletjes bestaat over de poreuze kolom. Locale inhomogeniteiten vormen namelijk impedantieovergangen waaraan moeilijk controleerbare reflecties optreden. We wensen ons een beeld te vormen van de toestand van het 3-fasensysteem.

De conditie van het water-bellenmengsel wordt ondermeer bepaald door de volumefractie van het water in de poriën (saturatie), de grootte van de luchtbellen en de homogeniteit van hun verdeling over het korrelmateriaal. In §3.3 leiden we de saturatie af uit de compressibiliteit van de porievloeistof. De tijdschaal waarop diffusie plaatsvindt van lucht uit de bel naar de vloeistofomgeving en omgekeerd is maatgevend voor de belgrootte. In §3.4 volgt hiervoor een eenvoudig diffusiemodel. Tot slot van dit hoofdstuk gaan we kort in op de effectieve doorlatendheid van een poreus filter voor meer-fasenstromingen.

§3.1 Preparatie van water-luchtmengsel

Voor de golfexperimenten in een 3-fasen medium is het van belang dat de water- en luchtcomponent uniform verdeeld zijn

over de poreuze zandkolom. Dat houdt in dat we streven naar een toestand waarbij het proefmodel veel kleine belletjes bevat, die homogeen verdeeld zijn. We maken onderscheid tussen twee mogelijke preparatiemethoden.

De eerste methode bestaat uit de injectie van kleine luchtbellen ($< 100 \mu\text{m}$) in water. Vervolgens wordt dit mengsel van water en luchtbellen voldoende lang door het poreuze materiaal geleid. Deze methode vereist dat we tevoren de belgrootteverdeling vaststellen en dat de belletjes zich niet samenvoegen (coalesceren).

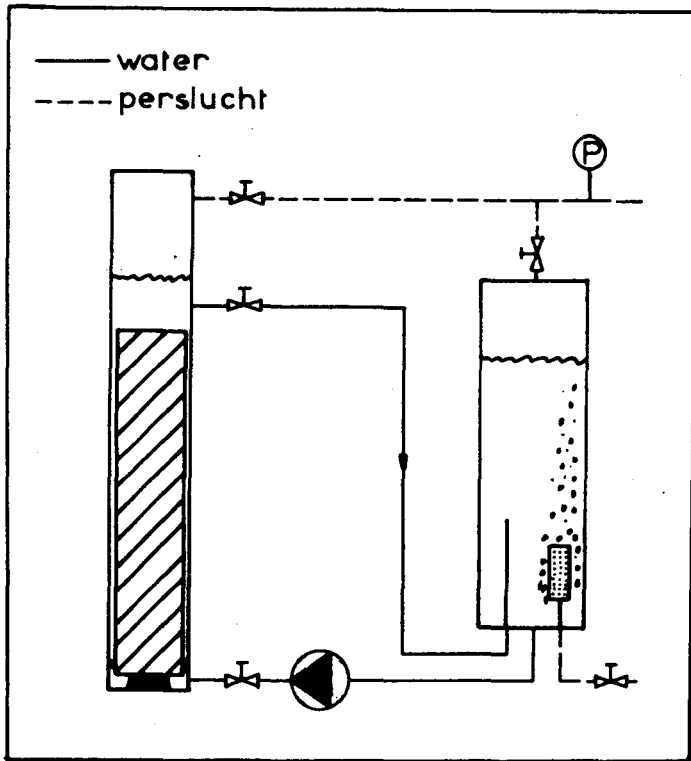
We hebben bij dit onderzoek een alternatieve methode toegepast, waarbij de bellen pas ontstaan in de poriën van het skelet. Onder hoge druk wordt in een voorraadvat lucht opgelost in water. Het mengsel van water en opgeloste lucht pompen we enige tijd rond door het poreuze materiaal (figuur 3.1). Hierbij wordt de inhoud van de poriën enkele malen ververst. Vervolgens wordt de druk verlaagd zodat er in de poriën een watermilieu ontstaat waarin de opgeloste lucht overmatig aanwezig is. De gasmoleculen vormen clusters in onregelmatigheden van de zandkorrels (caviteiten van circa $1 \mu\text{m}$). Vanuit deze clusters kan bij relatief lage oververzadiging (200% tot 300%) heterogene kernvorming plaatsvinden. Dit in tegenstelling tot homogene nucleatie waarbij de clusters spontaan in de vloeistof ontstaan bij zeer hoge verzadiging ($> 2000\%$). Vanaf het moment dat de kernen gevormd zijn zullen de belletjes door diffusie groeien, totdat er een nieuwe evenwichtstoestand ontstaat. Het proces vertoont veel gelijkenis met de theorie van kookverschijnselen [STR78] en [Sil83].

53.2.1 Oplosbaarheid van lucht in water

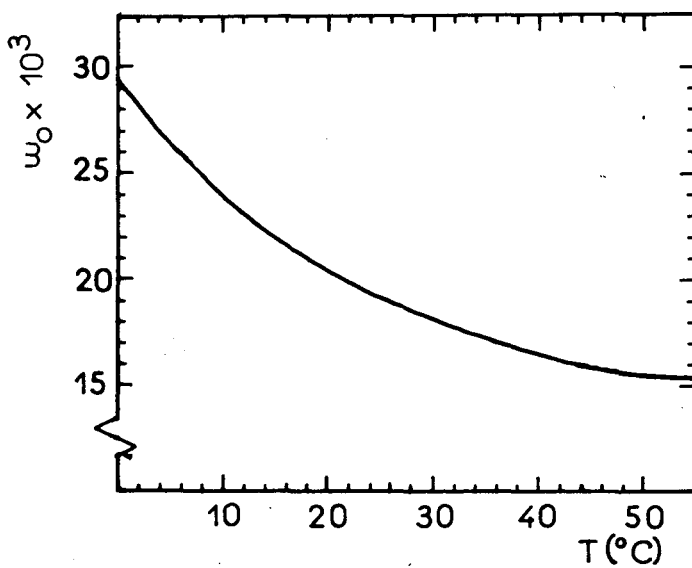
In thermodynamisch evenwicht zal bij vaste temperatuur en druk een bekende hoeveelheid gas oplossen. Het verband tussen druk en evenwichtsconcentratie wordt beschreven met de wet van Henry

$$p = c p_{gd}$$

(3.1)



Figuur 3.1 Proefopstelling voor de preparatie van een water-luchtmengsel. In het buffervat wordt lucht onder druk opgelost. Vervolgens wordt de vloeistof met behulp van een drukpomp door de zandkolom gestroomd.



Figuur 3.2 Oplosbaarheidscoëfficiënt w_0 van lucht in water als functie van de temperatuur (berekening in appendix B).

met p = partiële druk van de gasfase [Pa],
 ρ_{gd} = dichtheid van het gas in opgeloste toestand [kg/m^3],
 c = constante [$\text{Pa}\cdot\text{m}^3/\text{kg}$].

De constante c is sterk afhankelijk van de temperatuur. Bij temperatuursverhoging ontwijkt het gas uit de oplossing. Totale ontgassing vindt plaats bij het kookpunt van de vloeistof.

We kunnen de wet van Henry omwerken naar een vorm met de gasdichtheid als parameter. Voor een ideaal gas schrijven we

$$p = \rho_g RT \quad (3.2)$$

met ρ_g = dichtheid van het gas [kg/m^3],
 T = temperatuur [K],
 R = specifieke gaskonstante [J/kgK].

Vervolgens voeren we de oplosbaarheidscoëfficiënt ω_0 in als de verhouding tussen de massa van het opgeloste gas per vloeistofvolume ρ_{gd} en de dichtheid van het gas boven de vloeistof. Ingevuld in de wet van Henry vinden we

$$\rho_{gd} = \omega_0 \rho_g \quad (3.3)$$

De temperatuurafhankelijkheid van de oplosbaarheidscoëfficiënt van lucht in water staat weergegeven in figuur 3.2. In de literatuur wordt vaak gebruik gemaakt van de Bunsen-absorbtiecoëfficiënt als maat voor de hoeveelheid opgelost gas. Deze coëfficiënt is gedefinieerd als het volume gas (bij standaardcondities 0 °C, 1,013 bar) dat bij een bepaalde temperatuur en partiële druk van 1,013 bar oplost in een eenheidsvolume oplosmiddel [HIT78]. In appendix B staat vermeld op welke wijze de oplosbaarheidscoëfficiënt kan worden berekend uit de Bunsencoëfficiënt.

53.2.2 Saturatie

Door enkele vereenvoudigingen aan te brengen vinden we een uitdrukking voor het verband tussen de volumefractie van de

luchtbellen in een water-bellenmengsel en de druk. We zullen steeds veronderstellen dat de bijdrage van de waterdampspanning aan de gasdruk en de invloed van de oppervlakte-spanning verwaarloosd mogen worden. Voor een discussie over de invloed van de oppervlaktetenspanning wordt verwezen naar Barends [BAR79].

Uitgaande van vergelijking 3.3 en met behulp van de ideale gaswet vinden we in evenwicht bij een druk p in een vloeistofvolume V_l een massa opgelost gas M_{gd} gelijk aan

$$M_{gd} = \frac{\omega_0}{RT} p V_l \quad (3.4)$$

Bij een lagere druk p_0 geldt op soortgelijke wijze

$$M_{g0} = \frac{\omega_0}{RT} p_0 V_l \quad (3.5).$$

Het verschil in massa tussen vergelijking 3.4 en 3.5 vormt precies de massa van het gas dat in belvorm vrij kan komen bij verlaging van de druk van p tot p_0

$$m_{ga} = M_{gd} - M_{g0} \quad (3.6)$$

Per definitie geldt voor het totale belvolume V_{ga}

$$m_{ga} = \rho_{g0} V_{ga} = \frac{p_0}{RT} V_{ga} \quad (3.7).$$

Gelijkstellen van 3.6 en 3.7 levert voor het belvolume

$$V_{ga} = \omega_0 V_l \frac{(p - p_0)}{p_0} \quad (3.8)$$

We voeren de saturatie s in als het volumepercentage van het water dat zich in de poriën bevindt. Met behulp van 3.8 volgt dan voor de evenwichtstoestand

$$s_e = \frac{V_l}{V_l + V_g} = \frac{1}{1 + \omega_0 \frac{p - p_0}{p_0}} \quad (3.9)$$

waarmee we een eenvoudige relatie gevonden hebben tussen de evenwichtssaturatie van het water-bellenmengsel en de druk

waarbij het gas is opgelost. De niet-evenwichtssituatie wordt gekarakteriseerd door

$$s = \frac{1}{1 + \frac{\omega p - \omega_0 p_0}{p_0}} \quad (3.10).$$

De verhouding tussen ω en ω_0 geeft aan: de verhouding tussen de werkelijke hoeveelheid opgeloste lucht en de maximale hoeveelheid. We geven deze verhouding aan met de parameter μ .

§3.3 Compressibiliteit van poriënvloeistof

De saturatie van de poriënvloeistof heeft een grote invloed op de compressibiliteit ervan. Stel dat het zandskelet volledig met water verzadigd is ($s = 1$). Dan is in eerste orde benadering de volumeverandering bij compressie evenredig met de drukverandering

$$\beta_l = \frac{-dV_l}{V_l dp} \quad (3.11)$$

met β_l = compressibiliteit van water [Pa^{-1}],
 dV_l = volumeverandering van het water [m^3],
 dp = drukverandering [Pa].

Het andere uiterste wordt gegeven door een kolom waarvan de poriën volledig met lucht gevuld zijn ($s = 0$). Met behulp van de ideale gaswet vinden we voor de drukafhankelijke compressibiliteit

$$\beta_g = \frac{1}{p} \quad (3.12).$$

Voor een water-luchtmengsel werken we een algemeen model uit, waarbij de compressibiliteit uitgedrukt wordt als functie van de druk en de saturatie. Dit model is gebaseerd op het werk van Barends die rekening houdt met de invloed van de oppervlakte-

spanning en uitgaat van thermodynamisch evenwicht [BAR79] en [BAR80]. Wij zullen de oppervlaktespanning verwaarlozen en maken onderscheid tussen twee extreme situaties. In het eerste geval vindt de compressie zeer snel plaats, zodat er geen veranderingen optreden in de hoeveelheid opgeloste lucht. We spreken van een 'frozen' toestandsverandering. De tweede situatie beschrijft een langzame compressie, waarbij we veronderstellen dat er voortdurend evenwicht heerst. In dit geval verandert de hoeveelheid opgeloste lucht.

We bepalen de massa lucht in belvorm m_{ga} uit het verschil tussen de totale massa M_g en de opgeloste hoeveelheid in een niet evenwichtssituatie. Met behulp van 3.4 en de ideale gaswet vinden we voor belvolume V_{ga} na compressie

$$V_{ga} = \frac{m_{ga}}{\rho_g} = \frac{M_g - \omega \rho_g V_l}{\rho_g} \quad (3.13).$$

Hieruit volgt voor de reciproke van de saturatie s

$$\frac{1}{s} = \frac{V_l + V_{ga}}{V_l} = 1 - \omega + \frac{M_g \rho_l}{\rho_g M_l} \quad (3.14).$$

met M_l = massa van water in het vloeistofvolume V_l [kg],
 ρ_l = dichtheid van water [kg/m³].

Als we aannemen dat de massaverhouding lucht-water in een eenheidsvolume niet verandert ten gevolge van de compressie en we nemen de beginsaturatie gelijk aan s_0 dan volgt uit 3.14

$$\frac{M_g}{M_l} = \frac{M_{g_0}}{M_{l_0}} = \left(\frac{1}{s_0} - 1 + \omega_0 \right) \frac{\rho_{g_0}}{\rho_{l_0}} \quad (3.15).$$

Voor de saturatie volgt uit vergelijking 3.14 en 3.15 met $\rho_l / \rho_{l_0} \approx 1$

$$\frac{1}{s} = 1 - \omega + \left(\frac{1}{s_0} - 1 + \omega_0 \right) \frac{\rho_{g_0}}{\rho_g} \quad (3.16).$$

De gemiddelde dichtheid van de porievloeistof bedraagt

$$\rho_f = s\rho_l + (1-s)\rho_g + s\rho_d \quad (3.17)$$

met ρ_d = bijdrage van de opgeloste lucht aan de totale massadichtheid.

We passen vergelijking 3.16 en 3.17 achtereenvolgens toe op de frozentoestandsverandering en de evenwichtstoestandsverandering. In de frozensituatie blijft de massa opgeloste lucht per eenheidsvolume water konstant, zodat

$$(\rho_d)_{fr} = \omega_0 \rho_{g_0} \quad (3.18).$$

Hieruit volgt voor de dichtheid van het fluidum

$$(\rho_f)_{fr} = s\rho_l + (1-s)\rho_g + s\omega_0\rho_{g_0} \quad (3.19).$$

De compressibiliteit van de porievloeistof is in hoofdstuk 2 gedefinieerd als

$$\beta_f = \frac{d\rho_f}{\rho_f dp} \quad (3.20).$$

Voor kleine luchthoeveelheden ($1-s < 0,02$) wordt in appendix C afgeleid dat in goede benadering geldt

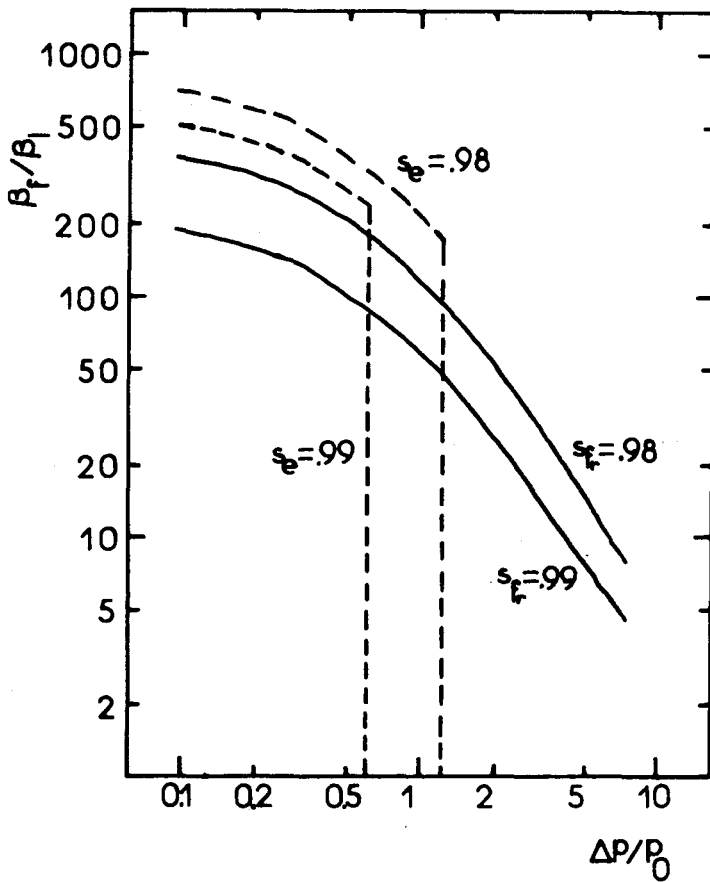
$$(\beta_f)_{fr} = \beta_l + \frac{\left(\frac{1}{s_0} - 1\right) \frac{p_0}{p^2}}{1 + \left(\frac{1}{s_0} - 1\right) \frac{p_0}{p}} \quad (3.21)$$

Dit verband tussen de compressibiliteit van een waterluchtmengsel en de druksprong staat voor twee verschillende waarden van de saturatie getekend in figuur 3.3.

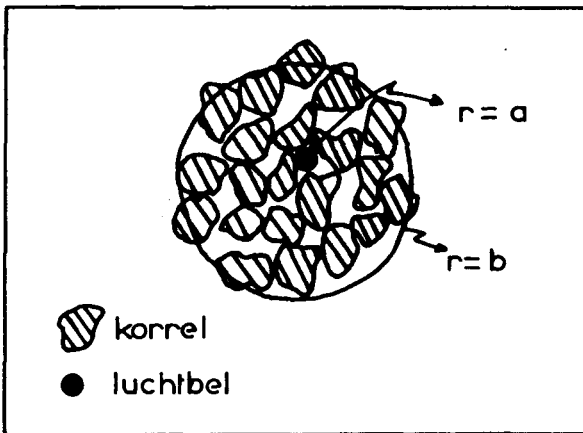
Als we voldoende lang wachten dan zal de bel door diffusie gedeeltelijk of geheel oplossen, zodat er een nieuw evenwicht bereikt wordt. De bijdrage van ρ_d aan de totale massadichtheid is in dit geval gelijk aan

$$(\rho_d)_e = \omega_0 \rho_g \quad (3.22)$$

De vloeistofdichtheid wordt nu



Figuur 3.3 De compressibiliteit van een water-luchtmengsel als functie van de druk. Voor 2 verschillende saturaties zijn de frozen- en evenwichtssituaties berekend. Als er gedurende de toestandsverandering voortdurend evenwicht heerst, dan verandert de hoeveelheid opgeloste lucht. De compressibiliteit vertoont daardoor een discontinuïteit.



Figuur 3.4 Bolvormige luchtbel en zijn omgeving in poreus materiaal.

$$(\rho_f)_e = s\rho_l + (1-s)\rho_g + s\omega_0\rho_g \quad (3.23).$$

Met dezelfde aannamen als in 3.21 vinden we voor de evenwichtscompressibiliteit

$$(\beta_f)_e = \beta_l + \frac{\left(\frac{1}{s_0} - 1 + \omega_0\right)\frac{p_0}{p^2}}{1 - \omega_0 + \left(\frac{1}{s_0} - 1 + \omega_0\right)\frac{p_0}{p}} \quad (3.24).$$

Afhankelijk van de drukverhouding kan de bel zelfs geheel oplossen. Het verloop van de compressibiliteitskromme is dus discontinu. Bij hoge drukken zal de vloeistof-compressibiliteit gelijk zijn aan de compressibiliteit van water. De drukverhouding waarbij dat gebeurt kunnen we afleiden uit vergelijking 3.16. De saturatie wordt immers gelijk aan 1. Hieruit volgt

$$\frac{p}{p_0} = \frac{1 - s_0 + \omega_0 s_0}{\omega_0 s_0} \quad (3.25)$$

De compressibiliteit die uit het evenwichtsmodel volgt is eveneens weergegeven in figuur 3.3.

3.4 Diffusie van lucht tussen bel en omgeving

De compressibiliteit van de poriënvloeistof hangt samen met de saturatie. We hebben gezien dat daarbij ook van belang is of de samendrukking van de vloeistof snel dan wel langzaam plaatsvindt. Twee extreme situaties vormen de 'frozen' en 'evenwichts' toestandsveranderingen.

Of een toestandsverandering als snel dan wel traag moet worden beschouwd hangt af van de tijd die het systeem nodig heeft om zich naar evenwicht te begeven. Deze tijd wordt bepaald door het proces van diffusie van opgeloste lucht door de vloeistof van bel naar bel en is van de orde grootte b^2/D , waarbij b een maat is voor de afstand tussen de bellen en D de effectieve diffusiecoëfficiënt. Omdat D van de orde grootte is van 10^{-9} m²/s verloopt dit aanpassingsproces tamelijk traag en kan in concrete situaties uren of zelfs

dagen duren.

Dat betekent enerzijds dat een compressibiliteitsmeting, waarbij een volumeverandering wordt gemeten bij een gegeven verandering van de druk meestal een meting onder 'frozen' omstandigheden is. Uit de meting van de compressibiliteit volgt volgens 3.21 direct de (momentane) saturatie.

Anderzijds kan uit het verloop van de saturatie op diffusie tijdschaal een indruk worden verkregen van de gemiddelde onderlinge afstand van de bellen.

We beschouwen een model dat bestaat uit 3 fasen, waarbij per eenheid van volume N bolvormige luchtbellen uniform verdeeld zijn over een poreus materiaal. De bellen hebben gemiddeld een straal a en zijn niet groter dan de porie waarin ze zich bevinden. De eveneens bolvormig veronderstelde omgeving van een enkele bel heeft een straal b en bevat uitsluitend zandkorrels en water. Er heerst evenwicht tussen de lucht in belvorm en de opgeloste lucht. Figuur 3.4 geeft een beeld van het te beschouwen 3-fasen medium.

De volumefractie V_b van de bellen is gelijk aan

$$V_b = N \frac{4\pi}{3} a^3 \quad (3.26).$$

Met behulp van de saturatie volgt dat bellen een fractie $1-s$ van het porievolume in nemen. Het totaal volume vinden we door deze fractie te vermenigvuldigen met de porositeit

$$V_b = (1-s)n \quad (3.27).$$

Verder verschaft het totaal aantal bellen per eenheidsvolume ons informatie over de afmeting van de omgeving

$$N \frac{4\pi}{3} b^3 = 1 \quad (3.28).$$

We voeren de parameter δ in als de verhouding tussen belstraal en omgevingsstraal. Met 3.26 en 3.27 vinden we hiervoor

$$\delta = \left(\frac{a}{b} \right) = \sqrt[3]{(1-s)n} \quad (3.29).$$

Stel nu dat het beschreven medium wordt samengedrukt, waardoor het volume van de bellen afneemt. Er ontstaat een

nieuwe belstraal a die daarna langzaam in de tijd varieert doordat een gedeelte van de lucht oplost en zich door diffusie verspreidt. We zijn geïnteresseerd in de tijdafhankelijkheid van de volumeafname ten gevolge van diffusie.

Horijon heeft een eenvoudig diffusiemodel uitgewerkt en numeriek opgelost [HOR83]. We voeren de gereduceerde en genormeerde concentratie c in van de lucht in opgeloste toestand

$$c = \frac{\rho_d - \rho_{d_1}}{\rho_{d_2} - \rho_{d_1}} \quad (3.30)$$

waarbij de indices 1 en 2 respectievelijk duiden op de begin- en eindtoestand van het diffusieproces. De diffusievergelijking luidt

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr'} (r'^2 \frac{dc}{dr'}) \quad (3.31)$$

met t = tijd [s],

r = afstand tot middelpunt van de bel [m],

D = diffusieconstante van lucht in water [m²/s].

Als randvoorwaarde stellen we dat de totale massa van de opgeloste lucht plus lucht in belvorm constant blijft. Gedurende het diffusieproces zal de belstraal enigszins variëren. De invloed van deze variatie op het diffusieproces wordt verwaarloosd. De beginvoorwaarde wordt gevormd door een stapvormige concentratieverandering op de wand van de bel. Dat levert

$$\begin{aligned} t = 0 : c &= 0 \\ t \geq 0 \quad r = a : c &= 1 \\ r = b : \partial c / \partial r &= 0. \end{aligned} \quad (3.32)$$

Het bovenstaande diffusieprobleem is analoog aan het warmtegeleidingsprobleem in de dikwandige schil van een holle bol, waarbij op tijdstip $t = 0$ van binnenuit een stapvormige temperatuurverandering aangebracht wordt. De exacte oplossing wordt beschreven door Carlslaw en Jaeger [CAR56] en luidt

$$c = 1 - \frac{2}{r} \sum_{n=0}^{\infty} C(\alpha_n) e^{-D\alpha_n^2 t} R_n(r) \quad (3.33)$$

waarin

$$C(\alpha_n) = \frac{a}{\alpha_n^2} R_n'(a)$$

$$R_n(r) = \frac{(1 + b^2\alpha_n^2)^{1/2} \sin(r - a)\alpha_n}{(-a + b^3\alpha_n^2 - ab^2\alpha_n^2)^{1/2}}$$

$$\tan(b - a)\alpha_n = \alpha_n b$$

Ten gevolge van het diffusieproces lost er een massa $m_{d\infty}$ op, alvorens een nieuw evenwicht bereikt wordt, waarbij

$$m_{d\infty} \propto \int_0^{\infty} \frac{dc}{dr}(r=a) dt' \quad (3.34).$$

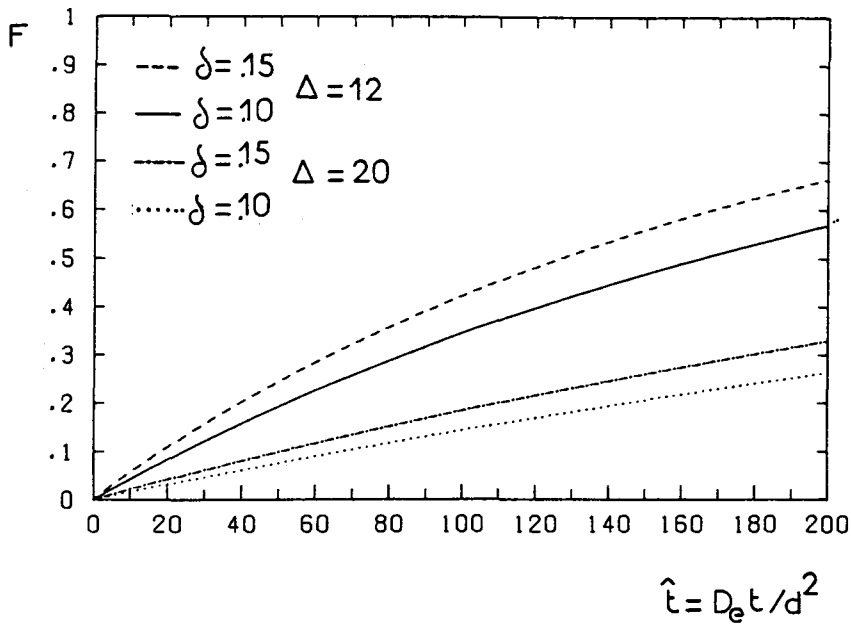
De tijdafhankelijkheid van de volumeverandering bepalen we door de fractie F van $m_{d\infty}$ te berekenen die na een bepaalde tijd t is opgelost, ofwel

$$F = \frac{1}{m_{d\infty}} \int_0^t \frac{dc}{dr}(r=a) dt' \quad (3.35).$$

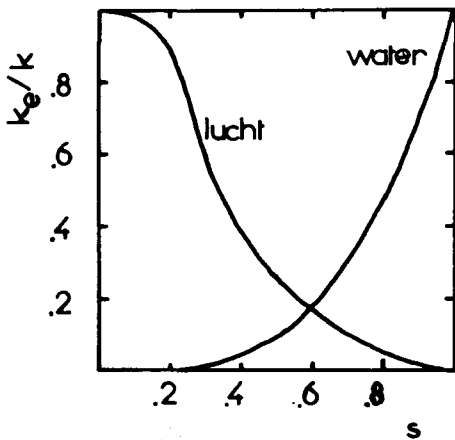
Ter bepaling van de belgrootte in absolute zin voeren we de parameter Δ in als verhouding tussen de omgevingsstraal en de gemiddelde korreldiameter d . Figuur 3.5 geeft enkele oplossingen van het diffusieprobleem, waarbij de parameters δ en Δ gevarieerd zijn. Horizontaal staat een dimensieloze tijd, die betrokken is op de tijd waarin de opgeloste lucht over de afstand van een korreldiameter diffundeert

$$\hat{t} = \frac{D_e t}{d^2} \quad (3.36).$$

De waarde van de effectieve diffusiecoëfficiënt D_e is afhankelijk van de structuur van het materiaal. Door vernauwingen van de kanaaltjes tussen aangrenzende poriën zal het diffusieproces sterk vertraagd worden. Dit effect brengen we in rekening met de structuurparameter τ , die volgt uit



Figuur 3.5 Oplossing van diffusieprobleem. Parameter $\delta = a/b$ is gevarieerd tussen 0,1 en 0,15. Parameter $\Delta = b/d$ is gevarieerd tussen 12 en 20.



Figuur 3.6 Bij een meerfasenstroming is de permeabiliteit een functie van de saturatie. De experimenten zijn uitgevoerd door Wyckoff en Botset [SCH82].

electrische geleidbaarheidsexperimenten [VOL86]. In appendix D gaan we hierop nader in. Tevens komt daar de temperatuurafhankelijkheid van de diffusiecoëfficiënt ter sprake. De effectieve diffusieconstante is gelijk aan

$$D_e = \frac{D}{\tau} \quad (3.37).$$

53.5 Effectieve doorlatendheid

De doorlatendheid van een korrelmateriaal voor een gas of een vloeistof is in 52.3 aan de orde gekomen. In het algemeen geldt voor een 2-fasen stroming dat elke afzonderlijke fase verschillend doorgelaten wordt. Beschouwen we de stroming van één van de fasen, bijvoorbeeld water, dan zal de aanwezigheid van de tweede fase (lucht) extra weerstand opleveren, zodat de doorlatendheid van het materiaal voor water afneemt. Dit effect is sterk afhankelijk van de saturatie.

Wyckoff en Botset hebben in 1936 een groot aantal metingen gedaan om de afzonderlijke doorlatendheden te bepalen [SCH82]. Dat heeft geleid tot het begrip effectieve doorlatendheid $k_e(s)$. Corey heeft in 1957 een beschrijving gegeven van de effectieve doorlatendheid van de vloeistoffase als functie van de saturatie [FRE82]. Het gevonden verband luidt

$$k_e(s) = k \left[\frac{s-s_r}{1-s_r} \right]^\epsilon \quad (3.38)$$

met k = intrinsieke doorlatendheid [m^2],
 s = saturatie,
 s_r = restsaturatie,
 ϵ = constante ($3,0 < \epsilon < 4,0$).

De waarde van de restsaturatie hangt af van de bevochtigingseigenschappen van de specifieke fase. Het bovenstaande verband geeft een goede beschrijving van de experimenten van Wyckoff en Botset als voor de restsaturatie

de waarde $s_r = 0,1$ genomen wordt en voor de exponent $\epsilon = 3,0$. Dit verband staat weergegeven in figuur 3.6. Andere metingen geven aan dat de exponent wat groter gekozen moet worden [SCH82].

Voor de golfexperimenten zijn we geïnteresseerd in saturatiewaarden die groter zijn dan 0,98. Dat houdt in dat de effectieve doorlatendheid maximaal 10 % lager is dan bij de volledig verzadigde toestand.

4. BEPALING VAN EIGENSCHAPPEN VAN EEN WATER-BELLENMENGSEL: OPSTELLINGEN EN RESULTATEN

54.0 Inleiding

Dit hoofdstuk beschrijft de experimentele uitwerking van de preparatie van een water-bellenmengsel in de poreuze kolom. In de voorbereidende fase van het onderzoek zijn testmetingen verricht in een kleine proefopstelling, bestaande uit een dikwandige buis (lengte 1 m; doorsnede 77 mm) en een kort poreus zandskelet (lengte 1 m). Vervolgens zijn vergelijkbare metingen gedaan aan de grote schokbuisopstelling, waarbij de poreuze kolom een lengte had van 1,9 m. De resultaten worden afzonderlijk gepresenteerd.

In 54.1 wordt beschreven op welke wijze de concentratie opgeloste lucht bepaald kan worden aan de hand van het zuurstofgehalte. Hiermee kan de beginsaturatie geschat worden. Vervolgens komt in 54.2 de compressibiliteitsmeting aan de orde. De samendrukbaarheid van een water-bellenmengsel levert eveneens een maat op voor de saturatie. We zullen deze onafhankelijke metingen met elkaar vergelijken. De belgroottebepaling staat beschreven in 54.3. Vanuit een niet-evenwichtstoestand volgen we de verandering van de saturatie ten gevolge van diffusie. Doorlatendheidsmetingen met behulp van water en lucht worden besproken in 54.4. Afsluitend volgt een korte discussie met betrekking tot de eigenschappen van een water-bellenmengsel in een poreus materiaal.

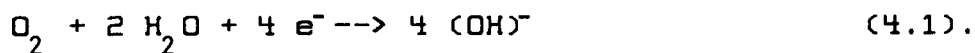
54.1.1 Meting van de luchtconcentratie

Het principe waarop de preparatie van een water-bellenmengsel berust is in hoofdstuk 3 al aan de orde gekomen. Onder hoge druk wordt lucht opgelost. Nadat het mengsel van water en opgeloste lucht door het poreuze materiaal is geleid wordt de druk verlaagd tot de werkdruk. Vanuit deze toestand waarbij lucht in opgeloste vorm overmatig aanwezig is vindt belvorming plaats. De overmaat aan opgeloste lucht zal uit de oplossing komen, totdat er evenwicht ontstaat tussen de

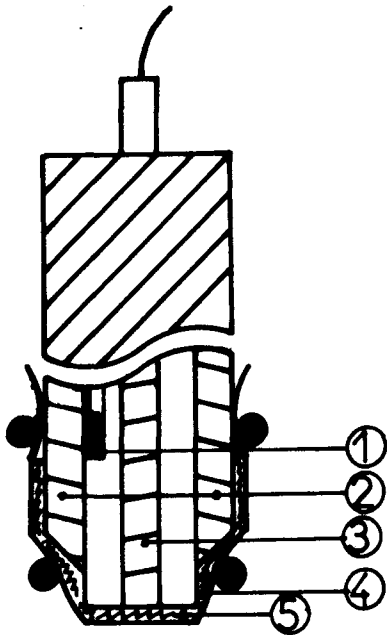
bellen en de wateromgeving. Door van tevoren de luchtconcentratie te meten kunnen we de volumefractie van de gevormde bellen berekenen.

Bouwens heeft in een literatuurstudie een aantal methodes besproken, waarmee de luchtconcentratie bepaald kan worden [BOU83]. Na afweging van voor- en nadelen geeft hij in zijn conclusies de voorkeur aan een manometrische meetmethode boven volumetrische of chemische methodes. Tijdens vervolgonderzoek van Hamelers is een meetvatje gebouwd en getest [HAM85]. Daarmee kan met een nauwkeurigheid van 5 % en een werkdruk van 0 tot 3 bar het luchtgehalte vastgesteld worden. In het vat wordt circa 0,3 l water bemonsterd waarin lucht in overmate aanwezig is. Met behulp van een roerder verdwijnt de opgeloste lucht versneld uit de oplossing. De drukverandering die hiermee gepaard gaat is maatgevend voor het oorspronkelijke luchtgehalte. Na circa 50 minuten wordt de evenwichtstoestand bereikt, hetgeen direct de belangrijkste beperking van deze meetprocedure aangeeft. Een bijkomend bezwaar is dat er warmteproductie optreedt door het gebruik van de roerder. Vanwege de sterke temperatuurafhankelijkheid van de oplosbaarheidscoëfficiënt moet de opstelling goed gethermostreerd worden.

De bovengenoemde nadelen hebben ertoe geleid dat we zijn overgestapt op een alternatieve meetmethode, waarbij het zuurstofgehalte in de oplossing bepaald wordt. De meting wordt verricht met behulp van een zuurstofelectrode met bijbehorende monitor (Beckman model 778). Deze Clarke-type cel bestaat uit een goud kathode en zilver anode (figuur 4.1), die door middel van een electrolyt (KCl) elektrisch contact maken. Een teflon membraan scheidt de electroden van de testoplossing waardoor verontreinigingen in de vloeistof geen invloed hebben op de meting. Tussen de electroden wordt een potentiaalverschil van 0,8 V aangebracht. Zuurstof diffundeert door het membraan en wordt aan de negatieve kathode gereduceerd volgens



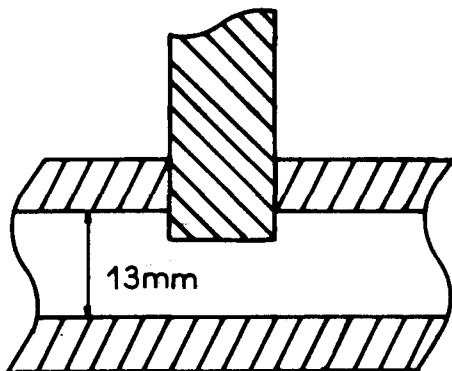
De zilver electrode functioneert als referentie-electrode en als anode. Hieraan vindt oxidatie plaats van zilver



Figuur 4.1 Zuurstofelectrode volgens het Clarke-principe.

De electrode wordt aangesloten op een monitor.

- 1) thermistor voor temperatuurcorrectie;
- 2) Zilver anode;
- 3) Goud kathode;
- 4) teflon membraan;
- 5) electrolyt KCl.



Figuur 4.2 Stromingskanaaltje voor zuurstofmetingen. Hierin wordt een Reynoldgetal gehaald van circa 5700.



De stroom die gaat lopen is evenredig met de zuurstofconcentratie. Door de reductie van zuurstof aan het kathodeoppervlak zal er een concentratieverschil ontstaan over het membraan. Dit levert de drijvende kracht voor de diffusie onder voorwaarde dat de bulkconcentratie buiten de cel constant gehouden wordt. De cel verbruikt zuurstof, zodat de vloeistof continu ververscht dient te worden. Voor een laminaire vloeistofstroming langs het membraan wordt een stroomsnelheid van minstens 0,5 m/s geadviseerd. De Clarke-cel bevat een thermistor om de meting te corrigeren bij eventuele temperatuurschommelingen in de oplossing. Voor een uitgebreide theoretische en praktische beschrijving van de zuurstofelectrode wordt verwezen naar Hitchman [HIT 78].

De zuurstofmetingen zijn verricht in een kanaaltje (figuur 4.2) waarbij de Clarke-cel in de wand loodrecht op de stroming gemonteerd is. Met behulp van een drukpomp wordt in het kanaal een stroomsnelheid van 0,44 m/s ($Re > 5700$) bereikt. De stroming is turbulent zodat de vloeistof goed gemengd zal zijn. Met behulp van de monitor kunnen we de zuurstoffractie μ meten. In ongeveer 10 s wordt 90 % van de maximale meteruitslag bereikt. Een meting duurt dus aanzienlijk korter dan bij de manometrische methode.

De ijking van de zuurstofcel gaat als volgt in zijn werk. Lucht wordt bij een bepaalde temperatuur en druk voldoende lang (> 30 minuten) in water doorgeborreld. Bij evenwicht wordt de zuurstofcel voor deze oplossing zodanig geijkt, dat de monitor een zuurstoffractie μ van 100 % aangeeft. Vervolgens wordt de doorstromingsprocedure uit §3.1 gestart, die 30 tot 60 minuten duurt. Tijdens het doorstromen wordt het zuurstofgehalte onder- en bovenin de testsectie regelmatig gecontroleerd. We nemen aan dat opgeloste lucht uniform over het skelet verdeeld is, als de zuurstofmeting onder en boven de zandkolom dezelfde waarde aangeeft. Vanuit deze situatie wordt de druk verlaagd, zodat er bellen kunnen ontstaan. We schatten de saturatie s die ontstaat als de bellen uitgegroeid zijn met behulp van vergelijking 3.10

$$s = \frac{1}{1 + \frac{\omega p - \omega_0 p_0}{p_0}} \quad (3.10)$$

met $\omega = \mu \omega_0$,

p = druk waarbij lucht is opgelost [Pa],

p_0 = werkdruk [Pa].

§4.1.2 Resultaten zuurstofmeting

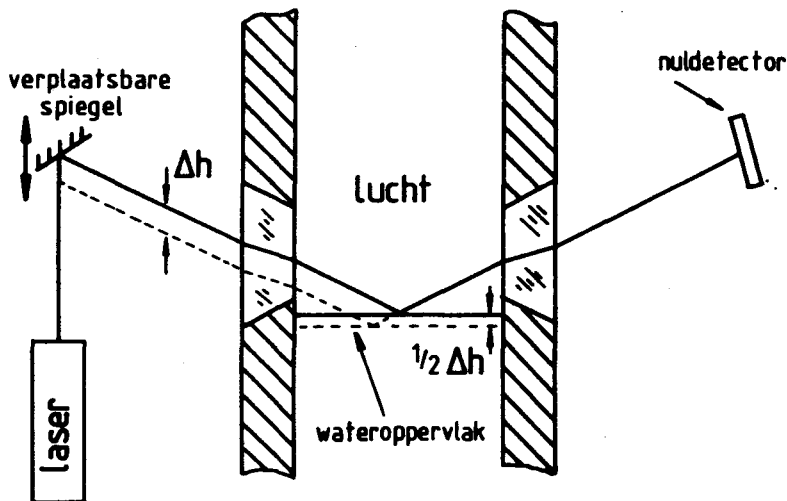
In de kleine proefopstelling is een water-bellenmengsel aangemaakt door in het buffervat bij een druk van circa 2 bar lucht op te lossen. Voordat de druk verlaagd is tot de werkdruk p_0 is achtereenvolgens de zuurstoffractie bepaald in het buffervat en boven- en onderin de testsectie. Uit de laatste twee metingen volgt een gemiddelde zuurstoffractie $\mu = (91 \pm 1) \%$. Met behulp van vergelijking 3.10 schatten we voor de evenwichtssaturatie $s_0 = (0,9847 \pm 0,0003)$.

In de grote zandkolom van de schokbuisopstelling is eveneens een water-luchtmengsel aangemaakt door lucht bij een druk van 2 bar op te lossen. De zuurstofmetingen gaven een verschil aan van 5,5 % tussen de boven- en onderkant van het zandskelet. We vonden een gemiddelde zuurstoffractie van $(87 \pm 3) \%$. De evenwichtssaturatie werd met behulp van 3.10 geschat op $s = (0,986 \pm 0,001)$.

§4.2.1 Opstelling voor compressibiteitsmeting

De saturatie die we uit de zuurstofmeting schatten zullen we controleren aan de hand van de momentane samendrukbaarheid van de poriënvloeistof. In §3.3 werd hiervoor een model beschreven. Het experiment komt hier aan de orde.

Door Horijon is een optische opstelling gebouwd, waarmee de compressibiliteit van een vloeistofsysteem nauwkeurig vastgelegd kan worden [HOR83]. Figuur 4.3 geeft een schematisch weergave van de opstelling. Boven het poreuze skelet is tussen twee buissegmenten de zogenaamde doorzonkamer geplaatst. Deze bevat een tweetal konische planparallele vensters. Het wateroppervlak staat tot iets onder de vensters. De lichtbundel van een He-Ne laser valt onder een hoek op een spiegel die met behulp van een stappenmotor (10 μm /stap) in de verticale richting verplaatst



Figuur 4.3 Optische opstelling voor de bepaling van de compressibiliteit van een vloeistofstelsel. De laserbundel wordt gereflecteerd aan een spiegel en schijnt vervolgens door een venster op het wateroppervlak. Het signaal wordt na reflectie opgevangen door een nuldetector. Dit is een kwadrantdiode, die een spanningssignaal afgeeft afhankelijk van het verschil in intensiteit van de bovenste en onderste diodehelft. Het spanningssignaal wordt via een proportionele regelaar teruggekoppeld naar een stappenmotor. Bij compressie zal het waternivo dalen. De stappenmotor wordt vervolgens vrijwel instantaan gestuurd zodanig dat de nuldetector weer een nulspanning afgeeft. De hoogteverandering wordt bepaald met behulp van een verplaatsingsopnemer.

kan worden. De gereflecteerde bundel valt scheef door een venster en wordt opnieuw gereflecteerd aan het wateroppervlak. Vervolgens wordt de uitredende bundel

opgevangen op een nuldetector. Afhankelijk van het verschil in lichtintensiteit van de bovenste en onderste diodehelft wordt er een spanning afgegeven die gebruikt wordt als ingangssignaal van een proportionele regelaar. Hiermee wordt de stappenmotor zodanig bijgestuurd dat het verschilsignaal van de nuldetector minimaal is.

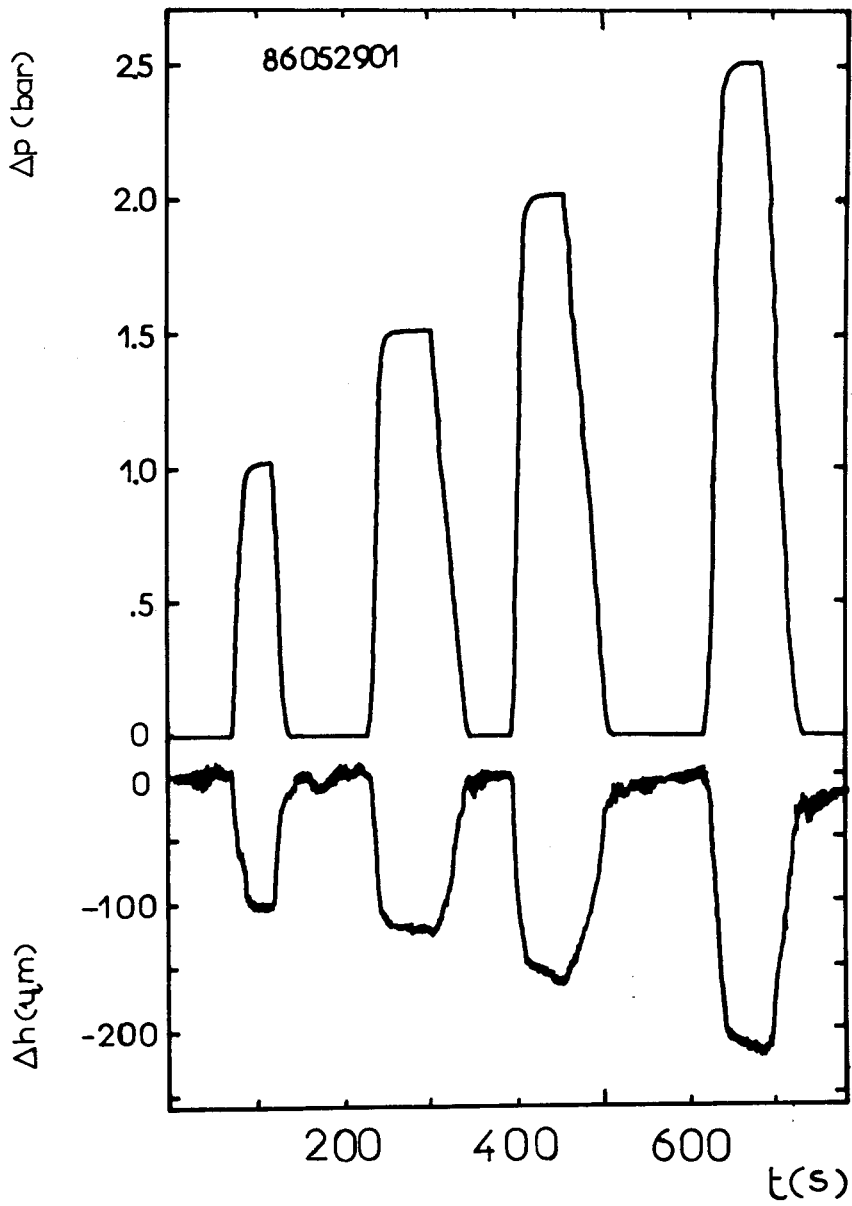
Wanneer we nu een quasi-statische drukverandering aanbrengen zal het waternivo omlaag gedrukt worden; de stappenmotor volgt vrijwel momentaan. Uit figuur 4.3 blijkt dat de verplaatsing van de stappenmotor twee maal zo groot is als de waterverplaatsing. De hoogteverandering wordt geregistreerd door een verplaatsingsopnemer (Sangamo Transducers no. 72822). Ter illustratie staan in figuur 4.4 voor een viertal druksprongen de hoogteveranderingen weergegeven.

De opstelling is geijkt met behulp van een kolom ont-lucht water. In figuur 4.5 staat het resultaat van de ijkmeting. We vinden voor de compressibiliteit van water de waarde $\beta_1 = (4,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-10} \text{ Pa}^{-1}$. De literatuurwaarde bedraagt bij 20 °C $4,58 \cdot 10^{-10} \text{ Pa}^{-1}$. We mogen concluderen dat de opstelling geschikt is voor de bepaling van de samendrukbaarheid van een vloeistofstelsel.

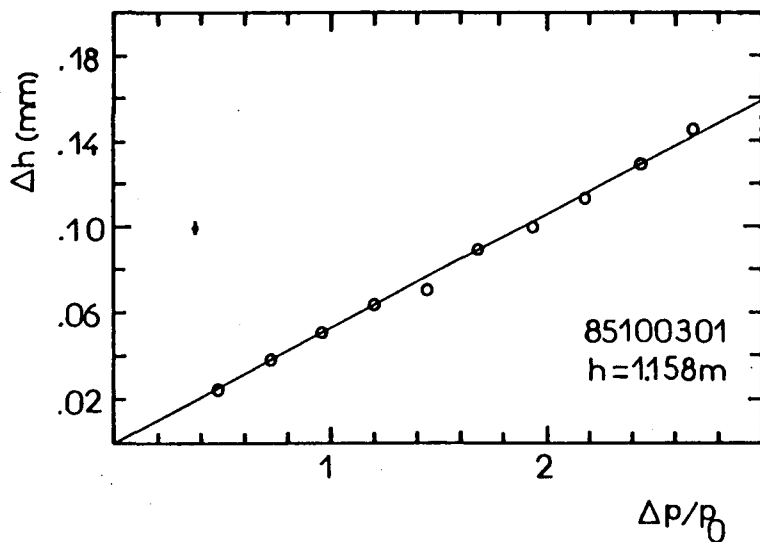
54.2.2 Resultaten van compressiemetingen

Bij de interpretatie van de compressibiliteitsexperimenten moeten we ons realiseren dat de totale gemeten hoogteverandering bestaat uit verschillende bijdragen. Wanneer het poreuze zandskelet volledig verzadigd is ($s = 1$) dan wordt niet alleen het poriënwater samengedrukt, maar eveneens de kolom water boven het skelet en diverse afdichtingen (O-ringen en rubbers). De compressibiliteit van een volledig verzadigde kolom levert zodoende een referentiewaarde die we gebruiken bij de bepaling van de compressibiliteit van een water-bellenmengsel.

Met de kleine testopstelling vinden we voor een volledig verzadigd systeem $\beta_{\text{ref}} = (1,10 \pm 0,05) \cdot 10^{-9} \text{ Pa}^{-1}$. Vervolgens hebben we een water-luchtmengsel aangemaakt in het poreuze materiaal. Hierbij is gebruik gemaakt van gedestilleerd water. Om een beeld te krijgen van de tijdschaal waarop de



Figuur 4.4 Voorbeeld van compressibiliteitsmeting. De resultaten staan in grafiekvorm in figuur 4.7.



Figuur 4.5 IJking van compressibiliteitsopstelling aan een zuivere waterkolom. Aan de hand van deze meting wordt de compressibiliteit van ontlucht water bepaald op $\beta_1 = (4,7 \pm 0,2) 10^{-10} \text{ Pa}^{-1}$.

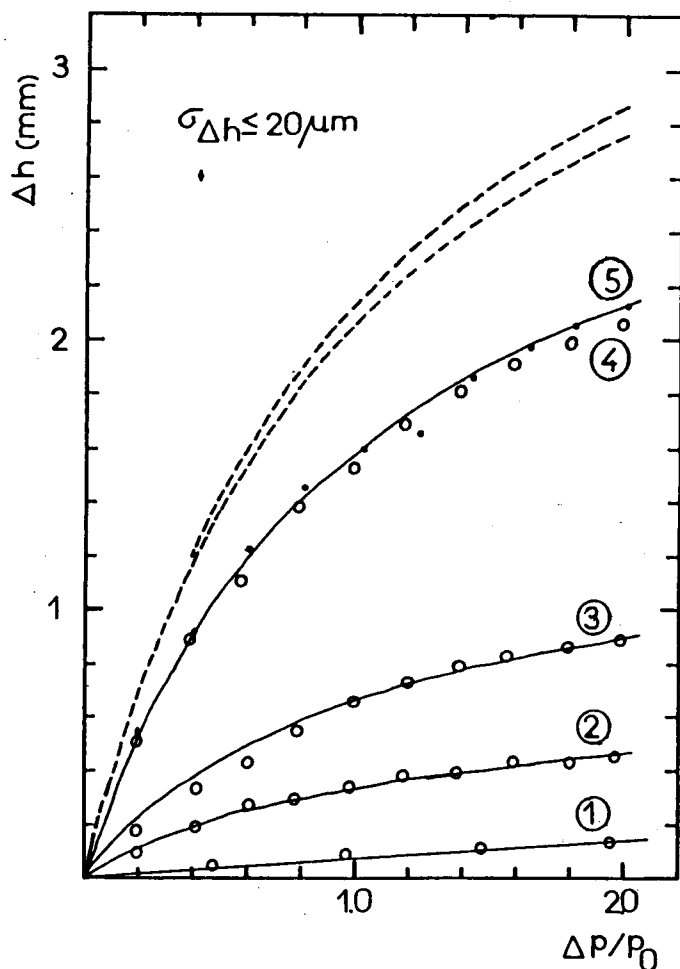
bellen gevormd worden zijn er gedurende een week een aantal experimenten verricht.

In figuur 4.6 staan de resultaten van vijf achtereenvolgende meetseries. Serie 1 is het resultaat van de meting, waarbij de volledig verzadigde toestand bereikt is. De getrokken curven volgen uit het compressibiliteitsmodel uit §3.3 toegepast op de frozensituatie. Met behulp van de berekende saturatie kunnen we de groei van de bellen in de tijd volgen. De gestreepte curve geeft het verloop van de compressibiliteit weer, dat we verwachten op grond van de saturatie die geschat is met behulp van de zuurstofmeting.

We zien dat het belgroeiproces traag verloopt, wat erop duidt dat er weinig kernen aanwezig zijn in het poreuze materiaal. Waarschijnlijk is dat het gevolg van de lijmlaag rond de individuele korrels, waardoor de kromtestralen van de onregelmatigheden op het korreloppervlak veel groter worden dan 1 μm . We nemen aan dat na 165 uur de bellen volledig uitgegroeid zijn, zodat de bereikte belvolume fractie circa 1,2 % is. Op grond van de zuurstofmeting werd een belvolume fractie verwacht van $(1,53 \pm 0,03) \%$.

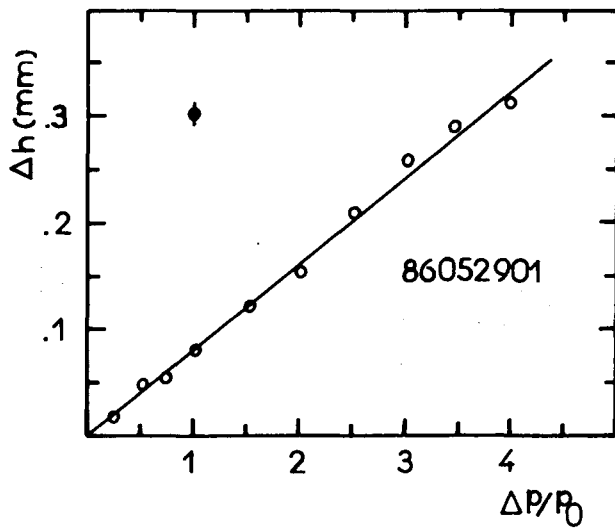
Aan de schokbuisopstelling zijn vergelijkbare metingen verricht. Het zandskelet is in eerste instantie volledig verzadigd met water. We vinden voor de referentiewaarde van de compressibiliteit $\beta_{\text{ref}} = (8,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-10} \text{ Pa}^{-1}$. Het resultaat van de meting staat weergegeven in figuur 4.7.

Vervolgens is er een water-luchtmengsel aangemaakt. Uit de eerste compressibiliteitsmetingen is gebleken dat er veel lucht in belvorm is vrijgekomen. Een drukverschil van 0,245 bar gaf reeds een gemeten hoogteverandering van 3560 μm . Bij grotere drukverschillen lag de uitslag van de hoogteverandering buiten het bereik van de optische opstelling. Compressie metingen bij een druk van 1,5 bar leiden tot een schatting voor de bereikte verzadigingsgraad van $s_0 = 0,962 \pm 0,001$. Dat komt neer op een belvolume fractie van 3,8 %. De schatting uit de zuurstofmeting levert een belvolume fractie van $(1,4 \pm 0,1) \%$. Voor het grote verschil tussen beide metingen hebben we geen definitieve verklaring gevonden. Het is mogelijk dat er lucht is vrijgekomen in een kleine ruimte onder de zandkolom.



Figuur 4.6 Compressibiliteitsmetingen aan water-lucht mengsel. De bellen zijn na 165 uur volledig uitgegroeid. De gestreepte lijnen geven de schatting op grond van de zuurstofmeting weer. De saturatie is gelijk aan $s = 0,9847 \pm 0,0003$. Uit de experimenten volgt het verloop van de saturatie in de tijd:

- 1) 86040201; systeem is volledig verzadigd,
 $\beta_{\text{ref}} = (1,10 \pm 0,05) 10^{-9} \text{ Pa}^{-1}$;
- 2) 86040301; na 23 uur is saturatie $s = 0,9977 \pm 0,0001$;
- 3) 86040401; na 46 uur is saturatie $s = 0,9953 \pm 0,0001$;
- 4) 86040701; na 119 uur is saturatie $s = 0,9888 \pm 0,0001$;
- 5) 86040901; na 165 uur is saturatie $s = 0,9884 \pm 0,0001$.



Figuur 4.7 Compressibiliteit van volledig verzadigd 1,9 m zandskelet in schokbuis opstelling. Uit de meting volgt een compressibiliteit $\beta_{\text{ref}} = (8,5 \pm 0,2) 10^{-10} \text{ Pa}^{-1}$.

54.3 Belgroottebepaling

We gaan uit van een water-bellenmengsel, waarbij evenwicht heerst tussen de lucht in belvorm en de opgeloste lucht. Als we dit mengsel samendrukken ontstaat er een niet-evenwichtssituatie, zodat de bellen in de loop van de tijd geheel of gedeeltelijk oplossen. In 53.4 hebben we een eenvoudig diffusiemodel besproken dat we nu met een aantal experimenten willen vergelijken om een schatting te maken van de belgrootte en de invloedssfeer.

In het mengsel heerst een constante druk. De verandering van de belmassa ten gevolge van diffusie is dan evenredig met de belvolumeverandering en dus eveneens met de verandering van de saturatie s . Met behulp van de compressibiliteitsmeting uit de vorige paragraaf kan op ieder willekeurig tijdstip de saturatie bepaald worden. De verhouding tussen belstraal a en omgevingsstraal b bepalen we met behulp van vergelijking 3.29

$$\delta = \left(\frac{a}{b} \right) = \sqrt[3]{(1-s)n} \quad (3.29).$$

Nadat het systeem uit evenwicht is gebracht voeren we een aantal opeenvolgende compressibiliteitsmetingen uit over de periode van enkele uren tot een dag. Hieruit bepalen we gereduceerde en genormeerde volumeverandering van de bellen

$$F = \frac{s(t) - s_0}{s_e - s_0} \quad (4.3).$$

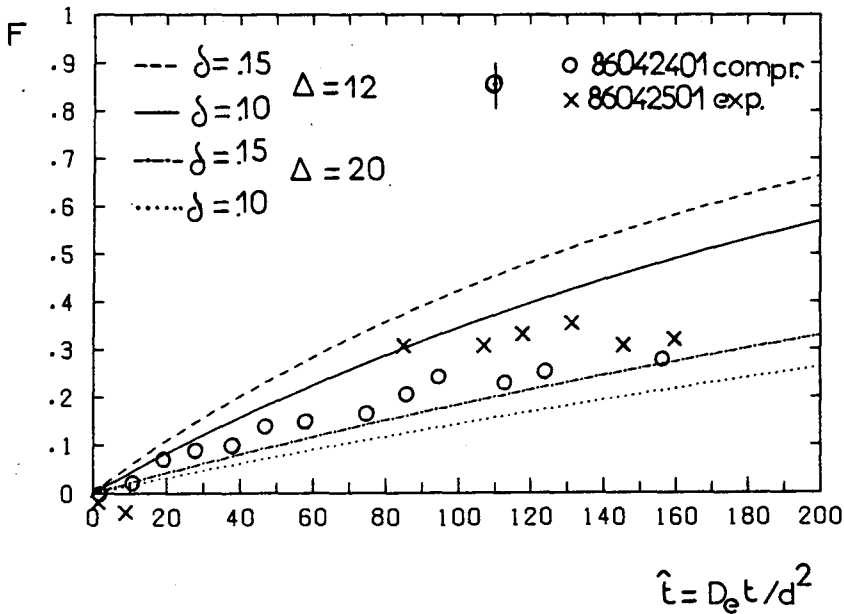
met s_0 = beginsaturatie op $t = 0$.

s_e = evenwichtssaturatie op $t = \infty$.

$s(t)$ = saturatie op tijdstip t .

De evenwichtssaturatie is bepaald met behulp van het compressibiliteitsmodel toegepast op de evenwichtstoestandsverandering.

Er zijn een viertal meetseries verricht aan het korte zandskelet, waarbij het systeem achtereenvolgens op hoge en op lage druk gebracht werd. Bij de eerste twee series is er een drukverschil van 1,0 bar aangebracht. Deze experimenten staan weergegeven in figuur 4.8. We vinden voor de



compressie

$s_0 = 0,9940 \pm 0,0001;$

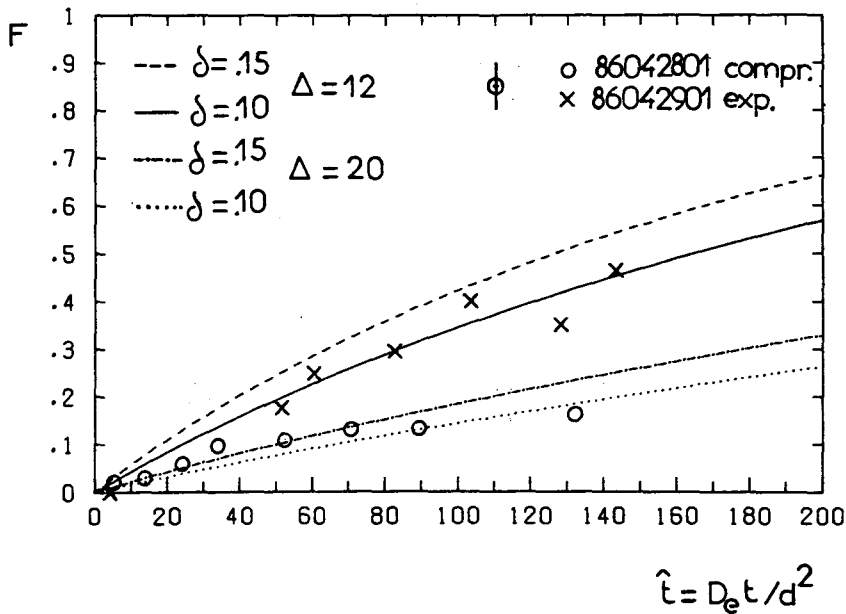
$s_e = 1,000;$

expansie

$s_0 = 0,9951 \pm 0,0001;$

$s_e = 0,9875 \pm 0,0001.$

Figuur 4.8 In niet-evenwichtssituatie vindt diffusie van opgeloste lucht plaats. Aan de hand van compressibiliteits-experimenten wordt de diffusietijd bepaald, waaruit de grootte van de belstraal en omgevingsstraal afgeleid kan worden. Er is gemeten met een drukverschil van 1 bar.



compressie

$s_0 = 0,9912 \pm 0,0001;$

$s_e = 0,9982 \pm 0,0001;$

expansie

$s_0 = 0,9914 \pm 0,0001;$

$s_e = 0,9872 \pm 0,0001.$

Figuur 4.9 Compressibiliteitsexperiment vergelijkbaar met figuur 4.8. Het drukverschil bedraagt 0,5 bar.

belgrootteparameters respectievelijk $\Delta = 16 \pm 4$ en $\delta = 0,13 \pm 0,03$. Hieruit volgt een omgevingsstraal b van circa 6 tot 7 mm en een belstraal van circa 0,8 tot 0,9 mm. Bij de experimenten in figuur 4.9 was het drukverschil tussen hoge en lage druk 0,5 bar. We vinden ongeveer dezelfde waarden voor de belgrootteparameters.

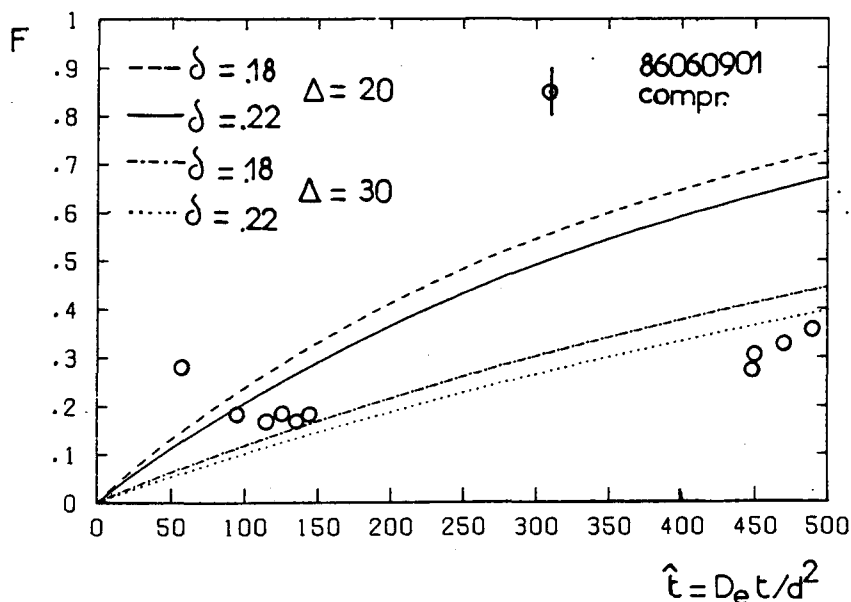
Vanwege de beschikbare tijd is er slechts één meetserie verricht aan het water-luchtmengsel in de grote zandkolom. Het mengsel is gecompriëerd bij een druk van 1,5 bar. Uit de saturatie volgt dat $\delta = 0,20 \pm 0,02$. De schatting van Δ met behulp van het diffusiemodel levert $\Delta = 25 \pm 5$. Hieruit volgt een omgevingsstraal van 1 cm en een belstraal van 2 mm. Figuur 4.10 geeft de theorie en de schatting uit het experiment weer.

Ter controle van onze bevindingen zijn er een aantal foto's genomen van belgroei aan het oppervlak van het poreus materiaal. Daarvoor is een klein vierkant proefmodel (lengte 10 cm) gemaakt, waarbij de korrels tegen een glazen plaat gelijmd zijn. De holtes tussen de korrels en de glasplaat zijn van de grootteorde van de poriën. Op deze wijze kunnen we de belvorming bestuderen, waarbij de bellen groeien door diffusie van lucht vanuit de poriën. Uit de opnames blijkt dat er groepsgewijs kleine belletjes ontstaan met een afmeting die kleiner is dan de korrels (voor de foto's zie appendix E). We schatten de onderlinge afstand tussen twee clusters op ongeveer 1 cm. Er bestaat een redelijke overeenkomst met de schatting van de omgevingsstraal met behulp van het diffusiemodel. We mogen niet teveel betekenis toekennen aan deze overeenkomst vanwege de complexiteit van het belvormingsproces.

54.4 Doorlatendheidsmeting

Een vloeistofstroom in een korrelig materiaal ondervindt weerstand ten gevolge van wrijving. Voor lage snelheden kunnen we de stroming beschrijven met de Darcyrelatie (2.5)

$$\frac{dp}{dx} = -a_F \eta v_d \quad (2.5)$$

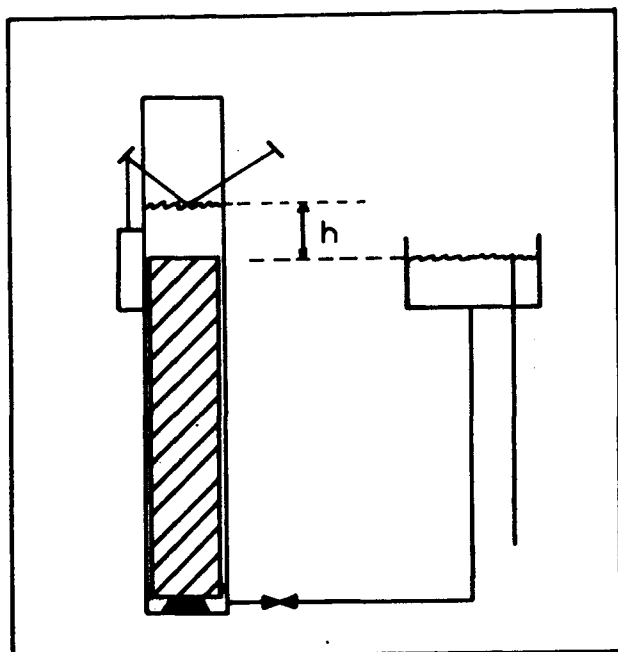


compressie

$$s_0 = 0,974 \pm 0,001;$$

$$s_e = 0,981 \pm 0,001.$$

Figuur 4.10 Compressie-experiment bij water-luchtmengsel in schokbuisopstelling. Het drukverschil bedraagt 0,5 bar.



Figuur 4.11 Opstelling om doorlatendheid te meten met behulp van waterdoorstroming. De hoogteverandering wordt geregistreerd met behulp van de optische opstelling (figuur 4.3).

Deze vergelijking wordt voor hogere snelheden uitgebreid met een convectieve term, hetgeen leidt tot de Forchheimerrelatie (2.6)

$$\frac{dp}{dx} = -a_F \eta v_d - b_F \rho v_d^2 \quad (2.6).$$

Er zijn twee verschillende soorten doorlatendheidsmetingen gedaan. In de kleine proefopstelling is de doorlatendheid van het 1 m skelet gemeten door een waterkolom quasi-stationair door de poriën te laten stromen. De drukval over de zandkolom en de Darcysnelheid zijn rechtstreeks gemeten. De permeabiliteit van het grote zandskelet is bepaald met behulp van luchtdoorstroming. Naast de drukval werd het volumedebiet gemeten. We zullen de opstellingen in het kort beschrijven.

1) Statische permeabiliteit bepaald met waterdoorstroming

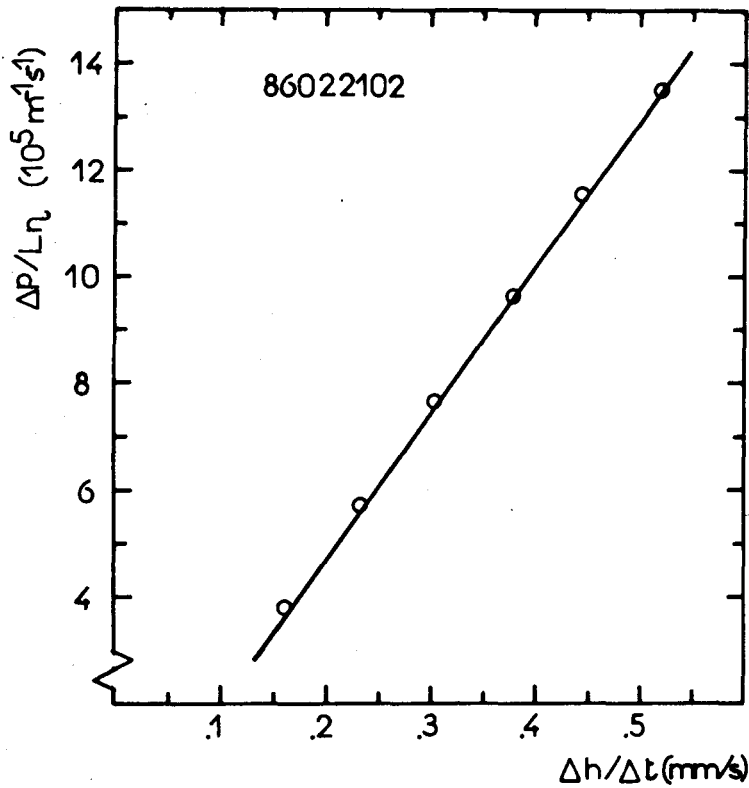
De doorlatendheidsopstelling voor de 1 m kolom is schematisch weergegeven in figuur 4.11. We maken gebruik van een overloopvat om een nauwkeurige drukgradiënt aan te brengen

$$\Delta p = \rho g h_0 \quad (4.4)$$

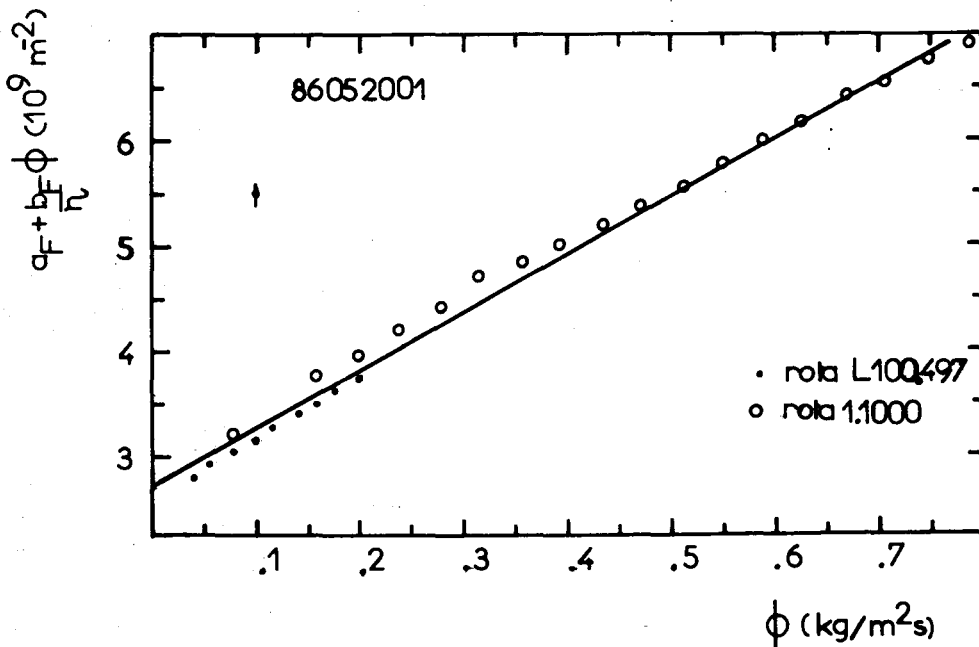
met h_0 = hoogteverschil [m].

De stroomsnelheid wordt gemeten met behulp van de optische opstelling waarmee eveneens de compressibiliteit is gemeten. Nadat het magneetventiel tussen de buis en het overloopvat geopend wordt vindt vrijwel instantaan uitstroming plaats. De hoogteverandering van het waternivo wordt geregistreerd met een x-t schrijver. Deze hoogteverandering, gemeten als functie van de tijd, geeft de snelheid in het buissegment. De doorsnede van de buis is groter dan van de poreuze kolom, zodat we een correctie invoeren voor de oppervlakteverhouding om de werkelijke Darcysnelheid te vinden. De gemeten hoogteveranderingen zijn klein ten opzichte van het hoogteverschil h_0 . Het effectief drukverschil is gelijk aan

$$\Delta \bar{p} = \frac{\rho g h_0}{1 + \frac{\Delta h}{2h_0}} \quad (4.5).$$



Figuur 4.12 Resultaat van doorlatendheidsmeting van kleine zandkolom (lengte 1 m). Er is doorgestroomd met water.



Figuur 4.13 Resultaat van luchtdoorlatendheidsmetingen aan grote zandkolom (lengte 1,9 m).

Vanwege het beperkte bereik van de optische opstelling is deze meetmethode slechts geschikt voor zeer lage Reynoldsgetallen ($Re < 0,04$). Een voordeel van deze meetprocedure is dat bij een onverzadigd systeem, zoals het geval is bij een water-luchtmengsel, de effectieve permeabiliteit bepaald kan worden.

In figuur 4.12 staat het resultaat van de doorlatendheidsmeting aan het kleine zandskelet. Uit de helling van de grafiek kunnen we de Forchheimercoëfficiënt a_F bepalen. We vinden $a_F = (2,53 \pm 0,02) 10^9 \text{ m}^{-2}$. Uit het lineaire verband dat we vinden mogen we concluderen dat de opstelling geschikt is voor permeabiliteitsmetingen in een laag Reynoldsgebied. Het resultaat zullen we vergelijken met metingen die Parchen heeft verricht aan hetzelfde zandskelet met behulp van luchtdoorstromingsmetingen [PAR84].

2) Doorlatendheid bepaald met behulp van luchtdoorstroming

In een eerder stadium van het onderzoek zijn luchtdoorstromingsmetingen verricht door respectievelijk Mulders [MUL82], Volleman [VOL83] en Parchen [PAR84]. Vanwege de hoge snelheden die op kunnen treden gaan we uit van de Forchheimerrelatie. Door gebruik te maken van het massadebiet ϕ kunnen we de snelheid elimineren en volgt na integratie

$$\frac{p^2 - p_0^2}{2RTL \eta \phi} = a_F + \frac{b_F}{\eta} \phi \quad (4.6)$$

waarbij gebruik gemaakt is van de ideale gaswet en een constante temperatuur T is verondersteld. De drukval over het poreuze materiaal is bepaald met een manometer (Wallace and Tiernan). Met behulp van een flowmeter (Rota 1.1000) is het volumedebiet bij de uitstroomopening bepaald. Parchen heeft voor het oorspronkelijke zandskelet de volgende Forchheimercoëfficiënten gevonden: $a_F = (1,6 \pm 0,1) 10^{10} \text{ m}^{-2}$, $b_F = (3,9 \pm 0,2) 10^5 \text{ m}^{-1}$ [PAR84]. De resultaten van de lucht- en watermetingen geven een groot verschil te zien. Een mogelijke verklaring hiervoor is dat tijdens de waterdoorstroming een klein scheurtje is ontstaan onderin de skeletwand, zodat niet de werkelijke doorlatendheid van de

poreuze kolom gemeten is.

Voor de golfexperimenten is een nieuwe zandkolom aangemaakt (lengte 1,9 m). Hieraan zijn luchtdoorlatendheidsmetingen gedaan, waarvan de resultaten weergegeven staan in figuur 4.13. We vinden voor de Forchheimercoëfficiënten: $a_F = (2,7 \pm 0,1) 10^9 \text{ m}^{-2}$ en $b_F = (1,0 \pm 0,1) 10^5 \text{ m}^{-1}$. De metingen geven aan dat nieuwe zandkolom een hogere doorlatendheid heeft.

Met behulp van de relatie van Carman-Kozeny (2.15) kunnen we een schatting maken van de intrinsieke permeabiliteit. We vinden hieruit met een porositeit $n = 0,3$ en een gemiddelde korrelafmeting $\bar{d} = 412 \mu\text{m}$: $a_F = 1,9 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-2}$. De correctie van Pahl (2.18) leidt tot $a_F = 1,7 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-2}$.

We hebben reeds gezien dat de doorlatendheid van een poreus materiaal sterk afhankelijk is van de porositeit (zie figuur 2.3). Dat betekent dat inhomogeniteiten een grote invloed hebben op de locale doorlatendheid. Een variatie van 20 % in de porositeit levert een variatie van een factor 2 in de permeabiliteit.

54.5 Discussie

De hoeveelheid opgeloste lucht in water kunnen we bepalen aan de hand van zuurstofmetingen met een Clarke-electrode. De meetprocedure is eenvoudig en kan snel geschieden. Uit zuurstofmetingen is gebleken dat bij de beschreven doorborrelprocedure lucht onder hoge druk effectief oplost in water. Het is niet zeker in hoeverre de evenwichtsconcentratie werkelijk bereikt wordt. Dat heeft uiteraard gevolgen voor de toegepaste ijkmethode, zodat er in absolute zin geen zekerheid bestaat over de juistheid van de zuurstofmetingen. Voor relatieve metingen is de electrode een geschikt meetinstrument. Zodoende kunnen we op effectieve wijze het luchtgehalte op twee verschillende plaatsen in een systeem bepalen en onderling vergelijken.

De momentane compressibiliteit van de porievloeistof kan met grote nauwkeurigheid bepaald worden. Met behulp van het compressibiliteitsmodel uit §3.3 kunnen we uit de

experimenten een saturatie afleiden die redelijk overeenkomt met de schatting die volgt uit de zuurstofmetingen. Bij de kleine proefopstelling werd een verschil van circa 30 % geconstateerd.

Met behulp van de compressiemetingen is het mogelijk om niet-evenwichtsverschijnselen te bestuderen, zoals het ontstaan, groeien en oplossen van luchtbellen. De groei van luchtbellen in een wateromgeving wordt beschreven met een eenvoudig diffusiemodel. Door de resultaten uit de compressibiliteitsexperimenten te vergelijken met het diffusiemodel kunnen we een schatting maken van de grootte van de luchtbellen en hun verdeling in het poreuze materiaal. Uit de afschatting volgt dat de gevormde luchtbellen gemiddeld een straal van circa 0,8 mm hebben en dus twee maal zo groot zijn als de gemiddelde korrelafmetingen.

Fotografische opnames van belgroei aan een poreus oppervlak geven te kennen dat er veel kleine belletjes gevormd worden, die groepsgewijs in de poreuze kolom zitten. De belletjes zijn kleiner dan de korrelafmetingen en de diverse clusters bevinden zich, gemeten in een vlak, op een afstand van circa 1 cm.

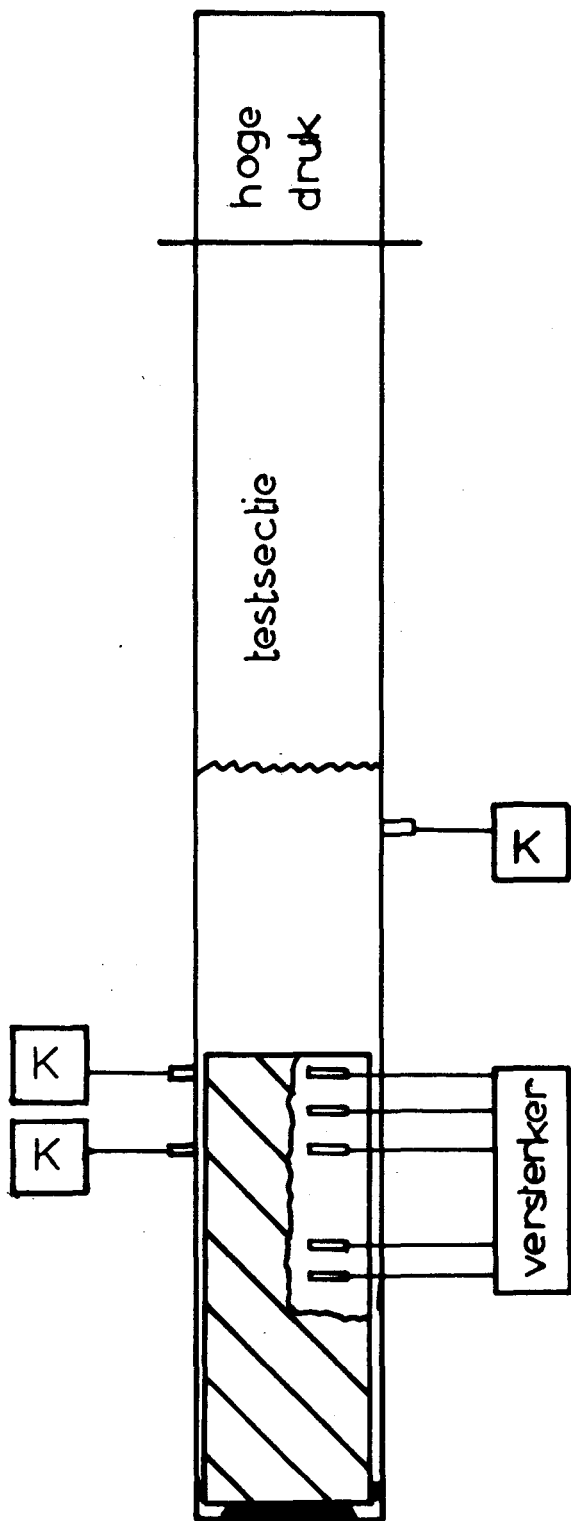
In tegenstelling tot de experimenten in de kleine zandkolom, waarbij gebruik gemaakt is van gedestilleerd water, is bij de opnames normaal kraanwater gebruikt als porievloeistof. De kernvorming wordt hierdoor sterk bevorderd, zodat het beeld op de foto's dan ook niet zondermeer vergelijkbaar is met de resultaten van de compressibiliteitsexperimenten.

5. SCHOKBUISTOPSTELLING EN GOLFEXPERIMENTEN

5.1 Opstelling en instrumentatie

In een verticale schokbuisopstelling zijn er in samenwerking met Eykman golfexperimenten verricht. De dikwandige buis (doorsnede 125 mm extern en 77 mm intern) heeft een totale lengte van circa 8 m. Onderin bevindt zich de lage druk- ofwel testsectie. Hierin is de poreuze zandkolom met een lengte van 1,9 m en een doorsnede van 74 mm geplaatst. De lage en hoge druksecties zijn van elkaar gescheiden met behulp van een plastic vlies. Wanneer het vlies wordt doorgebrand ontstaat er een schokgolf in de testsectie. Deze schokgolf leidt tot een stapvormige drukbelasting van de porievloeistof in het poreuze materiaal. In figuur 5.1 staat een schematische weergave van de testopstelling.

Voor de instrumentatie is gebruik gemaakt van een 5-tal piëzoresistieve drukopnemers (Druck PCDR 81) zonder mechanisch filter. Deze bevinden zich op respectievelijk 2, 12, 22, 72 en 82 cm van de bovenkant van de zandcilinder. De opnemers zijn zo geplaatst dat het membraan van de opnemer zich dicht bij de as van de kolom bevindt. De bedrading wordt langs het poreuze materiaal naar beneden geleid en via een aparte flens aan de onderkant van de opstelling naar buiten gevoerd. Via de bekabeling bestaat er een open verbinding tussen de achterkant van het membraan en de buitenlucht. De drukmetingen vinden daardoor plaats ten opzichte van atmosferische condities. De signalen worden naar een versterker geleid. In de buiswand zijn bovendien een 3-tal piëzoelectrische drukopnemers (Kistler 603 B) geplaatst. Elk van deze opnemers is aangesloten op een ladingsversterker (Kistler 504 A5 en Kistler 5001) Eén van de Kistleropnemers is boven de poreuze kolom geplaatst en wordt gebruikt om de aangeboden drukverandering te registreren. De overige twee opnemers registreren het drukverloop in de spleet tussen de poreuze kolom en de buiswand. Bij de experimenten zijn eveneens rekken gemeten op de wand van het poreuze materiaal om de axiale en radiële beweging van het testmonster te registreren. Deze signalen blijven hier verder buiten beschouwing en worden in een later stadium besproken door



Figuur 5.1 Schematische weergave van schokbuisopstelling.

Eykman [EYK86].

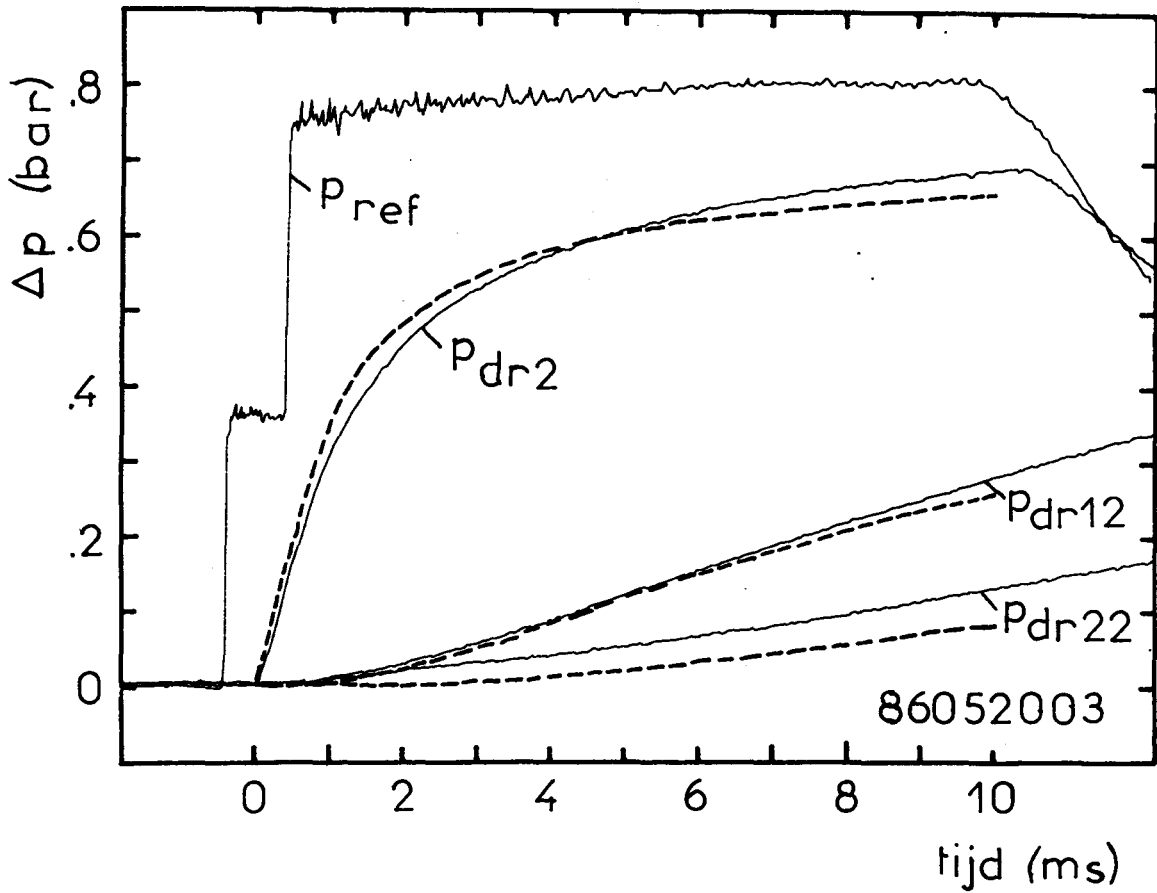
De registratie en verwerking van de meetsignalen vindt plaats met behulp van een lokaal computersysteem. Het systeem is gebouwd rondom een M68000 microprocessor en is in staat via een computerbus (Eurobus) een aantal apparaten convertors en versterkers te besturen en uit te lezen. Het gehele systeem kan functioneren als een meer-kanaals transiënt-recorder, waarbij ieder kanaal bestaat uit een voorversterker, een A/D omzetter (10 bits, 1 μ s) en een geheugen (4 Kbyte, 16 bits). Een beschrijving van het systeem en de bijbehorende software wordt gegeven door Janssen [JAN85].

5.2 Resultaten van golfexperimenten

Voor de golfexperimenten zijn er drie verschillende meetseries verricht, waarbij de inhoud van de poriën gevarieerd werd. In de poriën bevond zich respectievelijk lucht ($s = 0$), water ($s = 1$) en een mengsel van water en lucht ($0,98 < s < 1,00$). We geven een korte interpretatie van de afzonderlijke golfexperimenten.

5.2.1 Golfvoortplanting in zandkolom gevuld met lucht

De resultaten van de luchtexperimenten staan weergegeven in figuur 5.2. De hoge druksectie bevond zich op een absolute druk van 2 bar. De voordruk in de testsectie was 1 bar. De heengaande compressiegolf wordt door de referentiedrukopnemer geregistreerd als een drukstap. Vervolgens ondervindt de golf een impedantieverhoging aan de bovenkant van het skelet, zodat er een compressiegolf gereflecteerd wordt, te zien als een tweede drukstap in het referentiesignaal. Uit de looptijd tussen deze opeenvolgende compressies kunnen we het tijdstip bepalen, waarop de golf aankomt op de bovenkant van het zandskelet. Dit tijdstip nemen we als nulpunt voor de tijdas. Tegelijkertijd met het ontstaan van de compressiegolf in de positieve x-richting, ontstaat in de negatieve x-richting (hoge druksectie) een expansiegolf. Deze golf wordt aan de



Figuur 5.2 Golfexperiment met lucht in de poriën.

De begindruk was gelijk aan $p_0 = 1,013$ bar. Voor de signalen geldt respectievelijk: p_{ref} =referentiedruk; p_{dr2} =poriedruk op 2 cm; p_{dr12} =poriedruk op 12 cm; p_{dr22} =poriedruk op 22 cm.

bovenkant van de schokbuis gereflecteerd en komt na circa 9 ms aan bij de referentieopnemer.

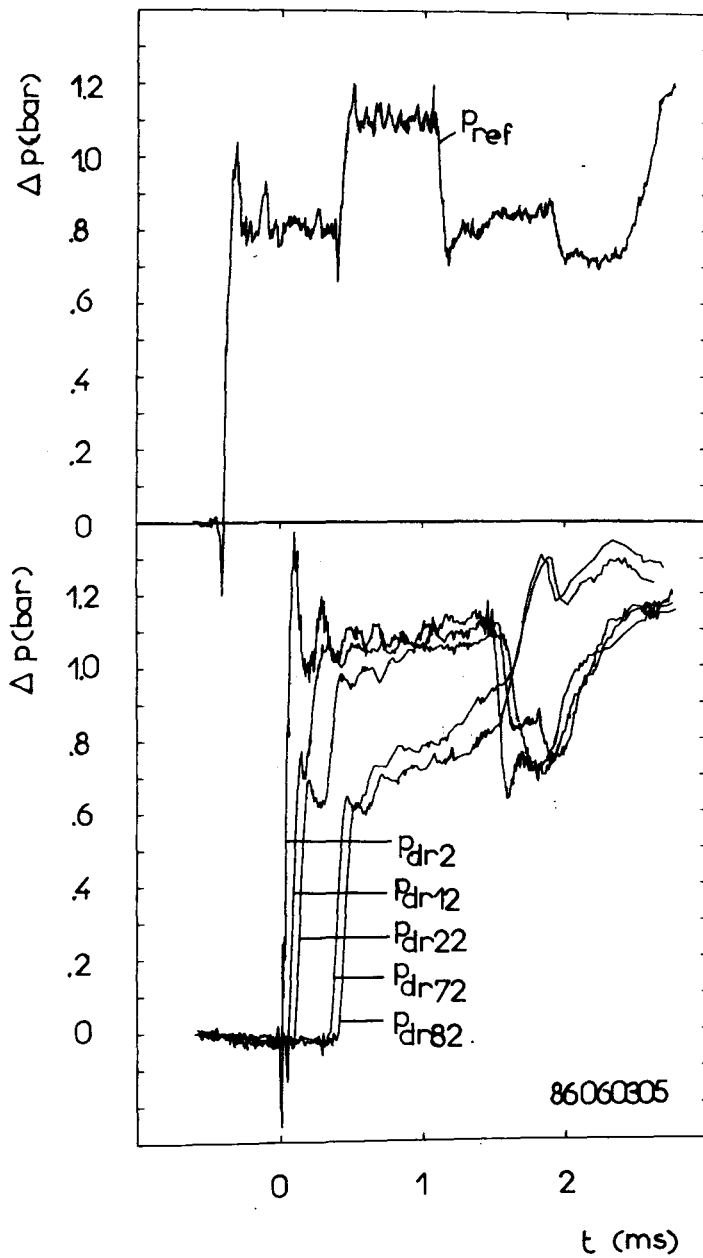
De poriëdruk op 2, 12, 22 etc. laat een diffusie-achtig gedrag zien. Hierbij treedt sterke demping op. Van der Grinten heeft de niet-lineaire diffusievergelijking uit 52.1 numeriek opgelost, waarbij hij gebruik maakt van de Forchheimerrelatie (2.6) om de traagheidskrachten in rekening te brengen [GRI83] en [GRI85]. Met behulp van parameter aanpassing vinden we een goede overeenstemming tussen het experimentele en het theoretisch verloop van de druk als functie van de plaats en tijd. Voor de Forchheimercoëfficiënten worden dan de volgende waarden gevonden: $a_F = (2,7 \cdot 10^9) \text{ m}^{-2}$ en $b_F = (2,17 \cdot 10^5) \text{ m}^{-1}$. Vergelijken we dit met de eerder gevonden waarden van a_F en b_F uit de stationaire doorlatendheidsexperimenten $a_F = (2,7 \pm 0,2) \cdot 10^9 \text{ m}^{-2}$ dan blijkt dat a_F hetzelfde resultaat oplevert, terwijl b_F een factor 2 verschilt.

Van der Grinten heeft in een eerder stadium vergelijkbare experimenten verricht aan een andere zandkolom [GRI82]. Kwalitatief is er een goede overeenstemming tussen de resultaten van beide experimenten, waaruit we afleiden dat de meting goed reproduceert. De gemeten drukamplitudes op 12 en 22 cm zijn circa twee maal zo groot als bij het experiment van van der Grinten. Dat bevestigt de conclusie dat de nieuwe zandkolom beter doorlatend is dan de oude kolom.

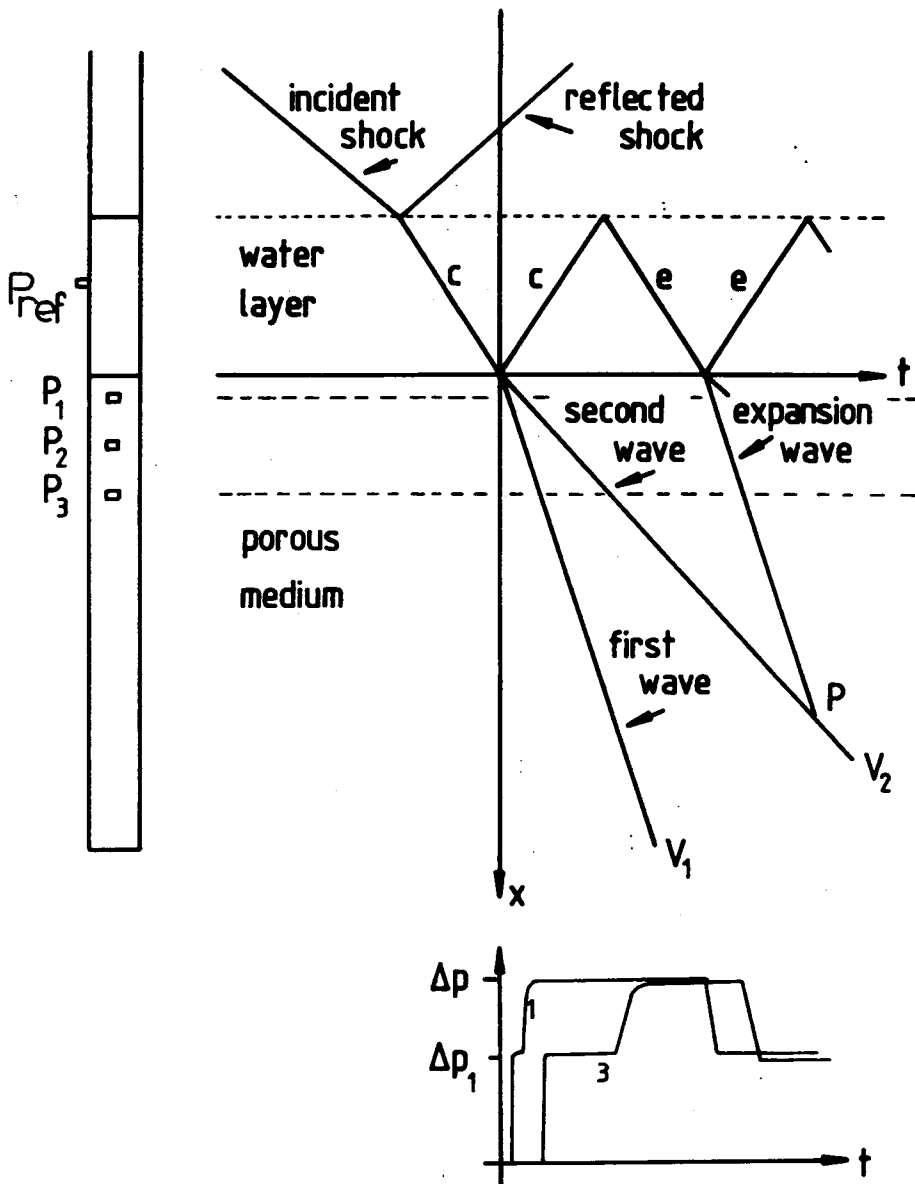
5.2.2 Golfvoortplanting met water als porievloeistof

De experimenten waarbij de porievloeistof volledig uit water bestaat geven een ander beeld dan de luchtexperimenten. In figuur 5.3 wordt een experiment weergegeven. De referentieopnemer bevindt zich in de waterlaag 85 cm boven de bovenkant van de poreuze kolom.

Het druksignaal van de referentieopnemer laat achtereenvolgens twee drukverhogingen en twee drukafnames zien. Dit is te begrijpen aan de hand van figuur 5.4 [GRI85]. Ten gevolge van de stapvormige drukbelasting op het wateroppervlak wordt er in de waterlaag een lineair-elastische golf voortgeplant. Deze golf reflecteert



Figuur 5.3 Golfexperiment in volledig verzadigd systeem, bij een begindruk van 1,013 bar. Voor de signalen geldt: p_{ref} = referntiedruk; p_{dr2} = poriedruk op 2 cm; p_{dr12} , p_{dr22} , p_{dr72} en p_{dr82} zijn de poriedrukken op respectievelijk 12, 22, 72 en 82 cm. De snelheid van de eerste golf, bepaald tussen opnemers op 2, 12 en 22 cm, is gelijk aan $v_1 = (2,3 \pm 0,2)$ km/s. De snelheid tussen opnemers op 72 en 82 cm is gelijk aan $v_1 = (2,0 \pm 0,2)$ km/s. De tweede golf heeft een snelheid van $v_2 = (0,74 \pm 0,03)$ km/s.



Figuur 5.4 $x-t$ diagram van golfverschijnselen; (GRI85) In de waterlaag staat c voor compressiegolf en e voor expansiegolf.

gedeeltelijk aan de bovenkant van het poreuze materiaal en wordt opnieuw geregistreerd als een compressiegolf. De amplitude van de initiële drukstap op de poreuze kolom is gelijk aan de som van de drukverhogingen in de waterlaag. Bij het wateroppervlak aangekomen ondervindt de compressiegolf een impedantieverlaging. Als gevolg hiervan treedt een reflectie op in de vorm van een expansiegolf. Deze wordt vervolgens nog eens als expansie gereflecteerd aan het poreuze oppervlak.

De bovenste drukopnemer in het poreuze materiaal laat een directe druktoename zien, gevolgd door een min of meer constant nivo. De tweede en derde opnemer laten zien dat de druktoename in twee stappen plaatsvindt. Het beeld komt overeen met de bevindingen van van der Grinten e.a. [GR185].

De golfsnelheden bepalen we uit de looptijd tussen de diverse drukopnemers. We vinden hiervoor respectievelijk $U_1 = (2,3 \pm 0,2)$ km/s en $U_2 = (0,74 \pm 0,03)$ km/s.

Van der Grinten e.a. hebben een rekenmethode opgezet gebaseerd op de karakteristieken-methode, waarmee de compressiemodulus van het poreuze materiaal bepaald kan worden [GR185]. Uit de meting volgt voor de verhouding van de amplitude van de eerste golf Δp_1 en de aangeboden drukstap Δp : $\Delta p_1 / \Delta p = 0,65$. De snelheid van de eerste golf en de verhouding van de drukamplitudes leveren een consistente schatting van de één-dimensionale compressiemodulus van het poreuze materiaal $K_p = 4,5 \pm 0,6$ GPa.

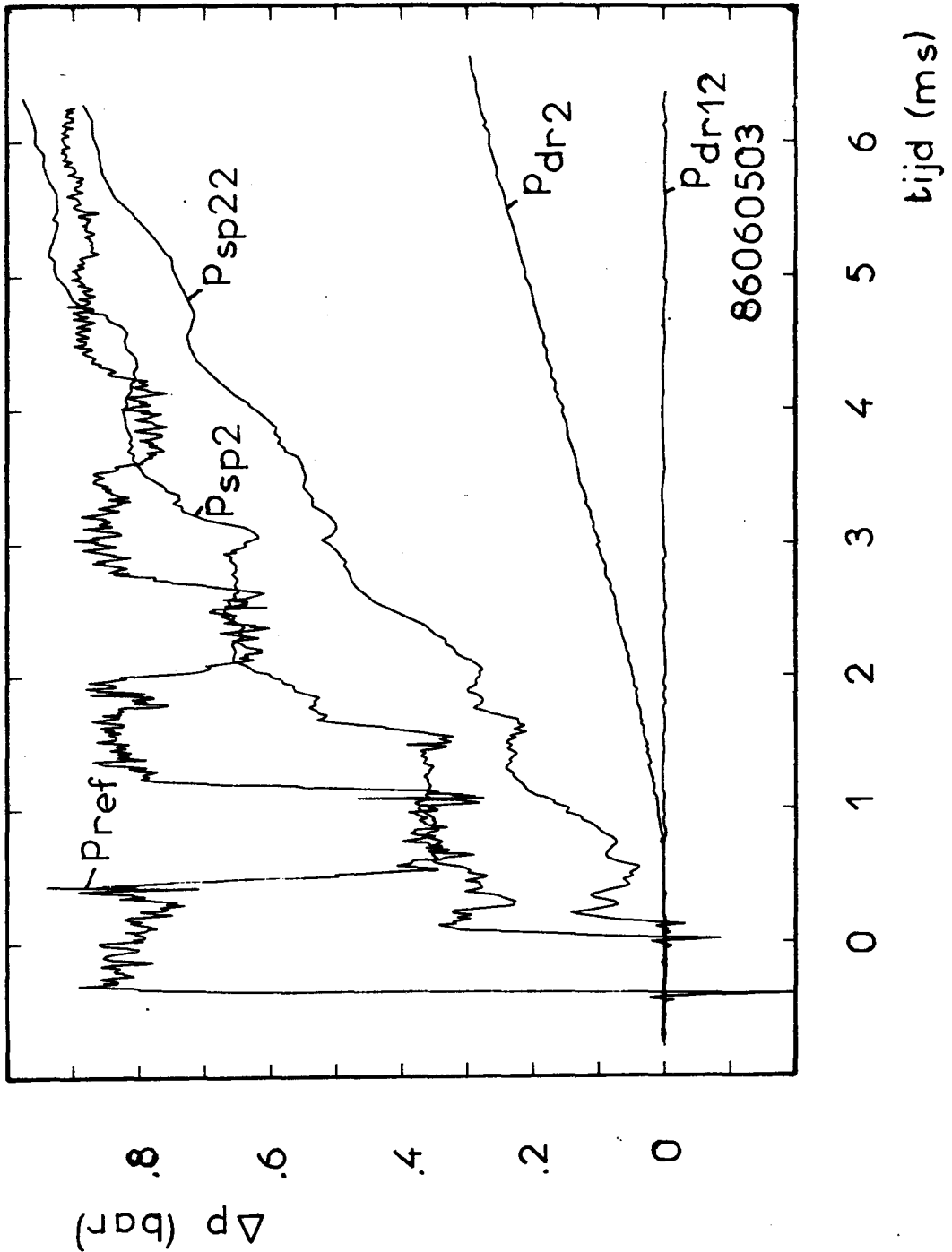
5.2.3 Golfexperiment in water-luchtmengsel

Er zijn twee meetseries bij een verschillende saturatie verricht met een water-luchtmengsel als porievloeistof. Bij een werkdruk van 1,0 bar absoluut is de saturatie gelijk aan $s = 0,962$. We berekenen hieruit een compressibiliteit $\beta_f = 1,14 \cdot 10^{-7}$ Pa⁻¹.

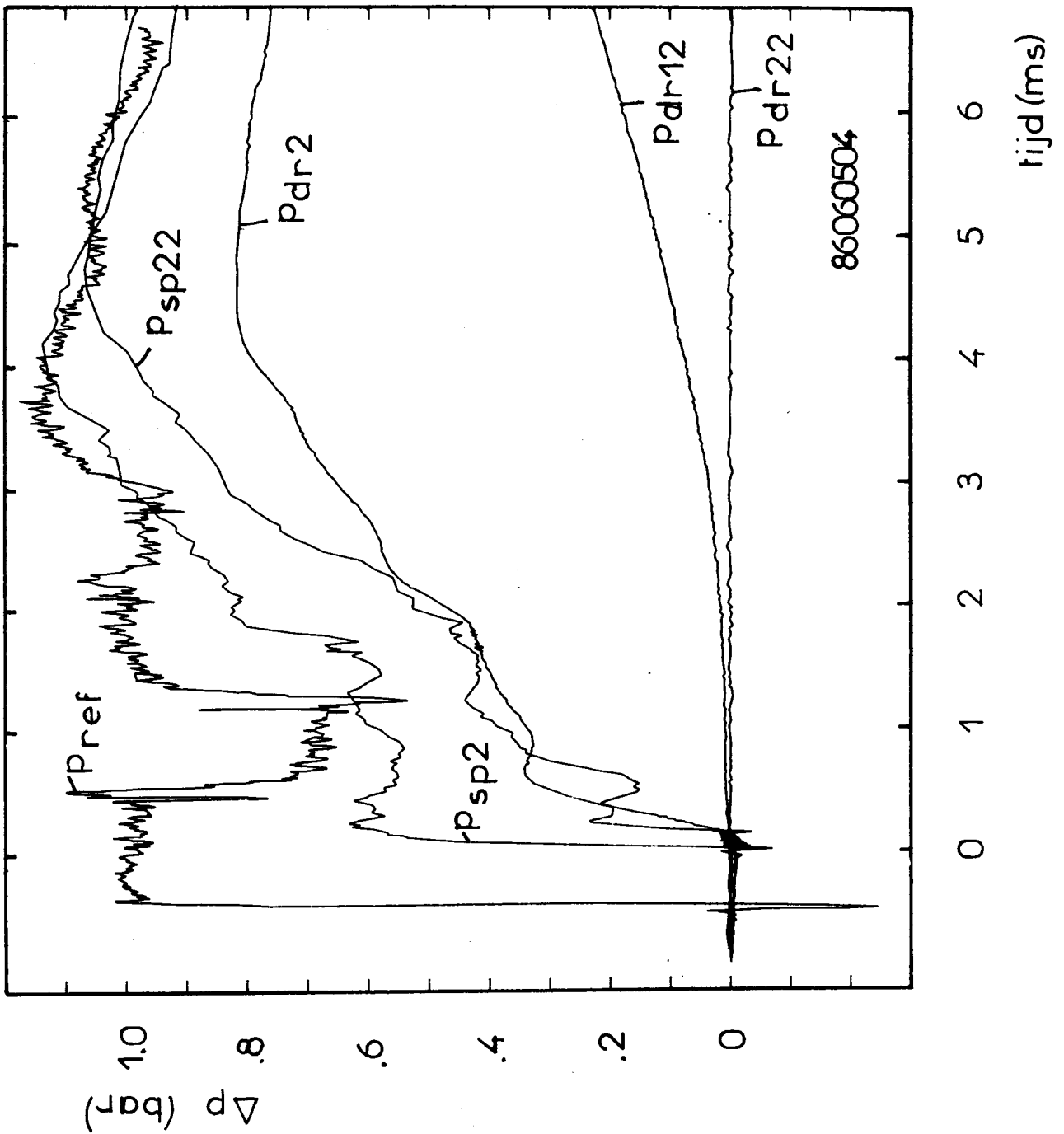
Het golfexperiment staat weergegeven in figuur 5.5. Er wordt een stapvormige drukverandering aangeboden op een compressibel medium. Dat heeft een gereflecteerde expansiegolf tot gevolg. Aan de waterlaag treedt opnieuw reflectie op met als gevolg een tweede compressiegolf. Het 3-fasen systeem krijgt dus een periodieke gedempte drukstap aangeboden. De amplitude wordt telkens gehalveerd. De poriedruk op 2 cm geeft een diffusie-achtig verschijnsel te zien. Op grotere diepte wordt deze drukgolf niet eens geregistreerd, door de grote demping. Met behulp van de compressiemodulus van het poreuze materiaal levert het rekenmodel van Van der Grinten een waarde voor de verhouding van de amplitude van de eerste golf en de aangeboden drukstap. We vinden $\Delta p_1 / \Delta p = 0,0032$. Analoog aan de volledig verzadigde situatie is nu de expansiegolf bepalend voor de aangeboden drukstap. We vinden $\Delta p = 0,4$ bar, zodat voor de amplitude van de eerste golf volgt $\Delta p_1 = 0,0012$ bar. Deze amplitude is te klein om te worden waargenomen.

In een volgend experiment is de werkdruk op 4 bar absoluut gebracht. Daardoor wordt het belvolume sterk gecomprimeerd. De saturatie is gelijk aan $s = 0,99$. Dat leidt tot een compressibiliteit van $\beta_f = 1,71 \cdot 10^{-8} \text{ Pa}^{-1}$ en een drukverhouding $\Delta p_1 / \Delta p = 0,022$. De aangeboden drukverandering is gelijk aan 0,7 bar, zodat we de amplitude van de eerste golf gelijk is aan $\Delta p_1 = 0,0154$. In figuur 5.6 staat het experiment weergegeven.

Het referentiesignaal vertoont kwalitatief hetzelfde beeld als in figuur 5.5. De expansie is minder diep, doordat de compressibiliteit is afgenomen. De poriedruk op 2 cm geeft een interessant oscillerend verschijnsel te zien. De snelle oscillaties zijn wellicht het gevolg van resonanties van een luchtbel. De amplitude van het verschijnsel bedraagt $\Delta p = (0,023 \pm 0,002)$ bar wat erop kan duiden dat daar de eerste golf voorbij komt. Deze indruk wordt bevestigd door reksignalen die tegelijk gemeten zijn. We gaan hier niet verder op in. Er valt nog op te merken dat de diffusie-achtige golf ditmaal eveneens op 12 cm geregistreerd is. De demping is afgenomen ten gevolge van een lagere compressibiliteit.



Figuur 5.5 Golfexperiment in water-bellenmengsel. De begindruk was gelijk aan $p_0 = 1,013$ bar. Voor de signalen geldt respectievelijk: p_{ref} =referentiedruk; p_{sp2} = druk in de spleet op 2 cm van de bovenkant van het skelet; p_{sp22} idem op 22 cm; p_{dr2} = poriedruk op 2 cm; p_{dr12} idem op 12 cm. saturatie $s=0,962$.



Figuur 5.6 Golfexperiment in een water-bellenmengsel bij een begindruk van $p_0 = 3,96$ bar. Voor de signalen geldt respectievelijk: p_{ref} = referentiedruk; p_{sp2} = druk in de spleet op 2 cm van de bovenkant van het skelet; p_{sp22} idem op 22 cm; p_{dr2} = poriedruk op 2 cm; p_{dr12} idem op 12 cm; p_{dr22} idem op 22 cm. saturatie $s=0,99$

6. CONCLUSIES

Lucht wordt onder hoge druk opgelost in water, zodat een verzadigde vloeistof ontstaat, waarmee we een poreus materiaal doorstromen. Door vervolgens de druk te verlagen, kan op redelijk goed gedefinieerde wijze een 'poreus' water-bellen systeem worden aangemaakt.

De belvolumefractie van de poriënvloeistof kan worden bepaald uit compressibiliteitsmetingen. De op deze wijze verkregen waarde van de saturatie s werd voor verschillende situaties vergeleken met de waarden, die verwacht werden op grond van de onder hoge druk opgeloste hoeveelheden lucht. De resultaten zijn in het algemeen bevredigend, de relatieve afwijking tussen experiment en 'theorie' is voor $(1-s)$ in het algemeen minder dan 30 %.

De optische opstelling voor het meten van de compressibiliteit is ook geschikt gebleken voor de bepaling van de doorlatendheid van het poreuze materiaal voor water.

Een eerste indruk van de grootte van de bellen en hun gemiddelde onderlinge afstand werd verkregen door compressibiliteitsmetingen te doen in een niet-evenwichtssituatie. Dat wil zeggen dat de hoeveelheid opgeloste lucht ongelijk was aan de evenwichtswaarde. Door het verloop van de saturatie in de tijd te volgen en het resultaat te vergelijken met een diffusietheorie werd een belstraal geschat van $0,8 \pm 0,2$ mm en een onderlinge afstand van 13 ± 2 mm. Verdere experimenten zullen uitsluitsel moeten geven over de juistheid van deze interpretatie.

Fotografische waarneming van bellen gevormd aan het oppervlak van het poreuze materiaal doen vermoeden dat er grote clusters van kleine bellen ontstaan.

In een schokbuisopstelling zijn een 3-tal verschillende golfexperimenten verricht, waarbij de poriën respectievelijk gevuld waren met lucht, water en een mengsel van water en luchtbellen. Het verloop van de druk in de porievloeistof als functie van plaats en tijd lijkt kwalitatief goed op de uitkomst van eerder uitgevoerde experimenten aan een andere testkolom. De metingen reproduceren goed.

In een volledig verzadigd systeem wordt de 2-golven

structuur waargenomen: een snelle lineaire golf wordt gevolgd door een langzamer diffusie-achtig verschijnsel ten gevolge van instroming van vloeistof in de poriën. In het geval dat de poriën gevuld zijn met een water-bellenmengsel wordt de snelle golf niet of nauwelijks waargenomen ten gevolge van de hoge vloeistofcompressibiliteit. De diffusie-achtige golf wordt eveneens sterk gedempt. De resultaten dienen nader geanalyseerd te worden.

Er is nog een interessant verschil waargenomen tussen het volledig verzadigde en het water-bellen golfexperiment. Doordat het volledig verzadigde poreuze materiaal akoestisch dichter is dan zuiver water en het water-bellen systeem akoestisch minder dicht, ontstaat een sterk verschillend patroon van reflecties.

LITERATUUR

- Barends F.B.J., 'The compressibility of an air-water mixture in a porous medium', LGM-mededelingen 20 (2-4), p. 49-66; Delft Soil Mech. Lab., 1979;
- Barends F.B.J., 'Non-lineairity in groundwater flow', LGM-mededelingen 21(1), reprint van dissertatie, 1980;
- Biot M.A., 'Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid I: Low frequency range, J. Acoustic. Soc. Am. 28(2), p. 168-178, 1956;
- Bouwens R.E.A., 'Onderzoek naar meetmethodes ter bepaling van luchtconcentratie in een waterige oplossing', verslag R-617-S TH-Eindhoven, 1983;
- Bouwens R.E.A., 'Bepaling van de verzadigingsgraad van een poriënvloeistof met behulp van een compressibiliteitsmeting en de invloed van deze grootte op de doorlatendheid', verslag R-692-S TH-Eindhoven, 1985;
- Carlslaw H.S. and Jaeger J.C., 'Conduction of heat in solids', University Press Oxford, p. 246-247, 1956;
- Fredlund D.G., 'Consolidation of Unsaturated Porous Media', uit 'Fundamentals of Transport Phenomena in Porous Media'; editors: Bear J. en Corapcioglu M.J., Nato/ASI series E no. 82, Martinus Nijhoff, 1984;
- Grinten J.G.M. v.d., 'Onderzoek van golfvoortplanting in een poreus medium m.b.v. een schokbuis', verslag R-545-A TH-Eindhoven, 1982;
- Grinten J.G.M. v.d., 'Een numeriek model voor de beschrijving van golfvoortplanting in een met lucht gevuld poreus materiaal', Rapport SE-680247, Laboratorium voor Grondmechanica Delft, 1983;
- Grinten J.G.M. v.d., Dongen M.E.H. v. en Kogel H. v.d., 'A shock tube technique for studying pore-pressure propagation in a dry and water-saturated porous medium' J. App. Physics 58(8), p. 2937-2942, 1985;
- Hameleers E.M.H.M., 'Een apparaat voor de bepaling van de concentratie opgeloste lucht in waterige oplossingen', verslag R-691-S TH-Eindhoven, 1985;
- Hitchman M.L., 'Measurement of dissolved oxygen', John Wiley + Sons, 1978;

- Horijon J.L., 'De compressibiliteit van een water-lucht mengsel in een poreus medium', verslag R-606-S, TH-Eindhoven, 1983;
- Janssens M.F.M., 'Een programma voor het gebruik van snelle adc's als een meer-kanaals transiëntrecorder, verslag R-702-S, TH-Eindhoven 1985;
- Josselin de Jong G. De, 'What happens in soil during pile driving?', De Ingenieur 68(25), p. B77-B88, 1956;
- Liebermann L., 'Air bubbles in water', J. of Appl. Physics vol 28(2), p. 205-211, 1956;
- Mulders N., 'Doorlatendheid van grondmonsters', verslag R-561-S, TH-Eindhoven, 1982;
- Pahl M.H., 'Über die Kennzeichnung diskret disperser Systeme und die systematische Variation der Einflussgrößen zur Ermittlung eines allgemeingültigeren Widerstandsgesetzes der Porenströmung', dissertatie, Universiteit van Karlsruhe, 1975;
- Parchen R., 'Bepaling van de doorlatendheidseigenschappen van poreuze materialen met behulp van een stationaire gasstroom', verslag R-656-S TH-Eindhoven 1984;
- Schubert H., 'Kapillarität in porösen Feststoffsystemen', Springer-Verlag, 1982;
- Sillen C.W.M.P., 'The effect of gas bubble evolution on the energy efficiency in water electrolysis', dissertatie TH-Eindhoven, 1983;
- Stralen van S. en Cole R., 'Boiling Phenomena volume 1', McGraw-Hill Book Company, 1979;
- Uffink G.J.M., 'De bepaling van de doorlatendheid aan de hand van de granulaire samenstelling van grondmonsters', RID-mededeling 8, 1983;
- Volleman R., 'De doorlatendheid van poreuze media', verslag R-600-S TH-Eindhoven, 1983;
- Volleman R., Afstudeerverslag TH-Eindhoven (nog te verschijnen), 1986.

APPENDIX A: Niet-lineaire diffusievergelijking

We gaan uit van de diffusievergelijking 2.12

$$\frac{\partial p}{\partial t} - \frac{1}{a_F \eta n} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 = \frac{1}{a_F \eta n \beta_f} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \quad (2.12)$$

met bijbehorende randvoorwaarden

$$\begin{aligned} t < 0 \quad x \geq 0 \quad p &= p_0 \\ t \geq 0 \quad x = 0 \quad p &= p_0 + \Delta p \\ t = 0 \quad x > 0 \quad p &= p_0 \\ x \rightarrow \infty \quad p &= p_0. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Voor de vloeistofcompressibiliteit β_f nemen we de "frozen" uitdrukking 3.21

$$\beta_f = (\beta_f)_{fr} = \beta_l + \frac{\left(\frac{1}{s_0} - 1\right) \frac{p_0}{p^2}}{1 + \left(\frac{1}{s_0} - 1\right) \frac{p_0}{p}} \quad (3.21)$$

Uit de verhouding β_f / β_{f_0} volgt, als we β_l verwaarlozen,

$$\frac{\beta_f}{\beta_{f_0}} = \frac{\frac{1}{s_0} \left(\frac{p_0}{p} \right)^2}{1 + \left(\frac{1}{s_0} - 1\right) \left(\frac{p_0}{p}\right)} \quad (A1)$$

Voor $s_0 \approx 1$ and $p > p_0$ kunnen we deze verhouding benaderen met

$$\frac{\beta_f}{\beta_{f_0}} = \frac{1}{s_0} \left(\frac{p_0}{p} \right)^2 \quad (A2)$$

De diffusievergelijking schrijven we in dimensieloze vorm met behulp van de dimensieloze parameters

$$\begin{aligned} \pi &= \frac{p}{p_0} \\ t' &= \frac{s_0 t}{a_F \eta n \beta_{f_0} L^2} \\ x' &= \frac{x}{L} \\ c &= \frac{\beta_{f_0} p_0}{s_0} \end{aligned} \quad (A3)$$

Hieruit volgt:

$$\frac{\partial \pi}{\partial t'} - C \left(\frac{\partial \pi}{\partial x} \right)^2 = \pi^2 \frac{\partial^2 \pi}{\partial x^2}. \quad (\text{A4})$$

Vervolgens voeren we de coördinatentransformatie uit door de gelijkvormigheidscoördinaat η in te voeren als

$$\eta = \frac{x}{2\sqrt{t}}. \quad (\text{A5})$$

Ingevuld in (A4) levert dat

$$\frac{\partial^2 \pi}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\pi^2} \left[C \left(\frac{\partial \pi}{\partial \eta} \right)^2 + 2\eta \frac{\partial \pi}{\partial \eta} \right] = 0. \quad (\text{A6})$$

De transformatie van de randvoorwaarden levert

$$\begin{aligned} \eta = 0 & \quad \pi = 1 + \frac{\Delta p}{p_0} \\ \eta \rightarrow \infty & \quad \pi = 1 \end{aligned} \quad (\text{A7})$$

Deze 2^e orde differentiaalvergelijking is door Bouwens numeriek opgelost [BOU85].

APPENDIX B: Oplosbaarheid van lucht in water

In 53.2.1 is de oplosbaarheidscoëfficiënt ingevoerd door de massa van het opgeloste gas per eenheid vloeistofvolume uit te drukken in de dichtheid van het gas boven de oplossing

$$\rho_{gd} = \omega_0 \rho_g \quad (\text{B.1})$$

In de literatuur wordt de oplosbaarheid van een gas in een vloeistof vaak beschreven met de Bunsen-absorbtiecoëfficiënt. Deze geeft het volume gas (bij standaardcondities 0 °C, 1,013 bar) dat bij een bepaalde temperatuur en een partiële druk van 1,013 bar oplost in een eenheidsvolume oplosmiddel. De absorbtiecoëfficiënt wordt uitgedrukt in normaalvolume gas per volume vloeistof [HIT78]. In figuur B.1 is de temperatuurafhankelijkheid van de Bunsen-absorbtiecoëfficiënt α van stikstof respectievelijk zuurstof in water weergegeven (gegevens uit Handbook of Chemistry and Physics 1960).

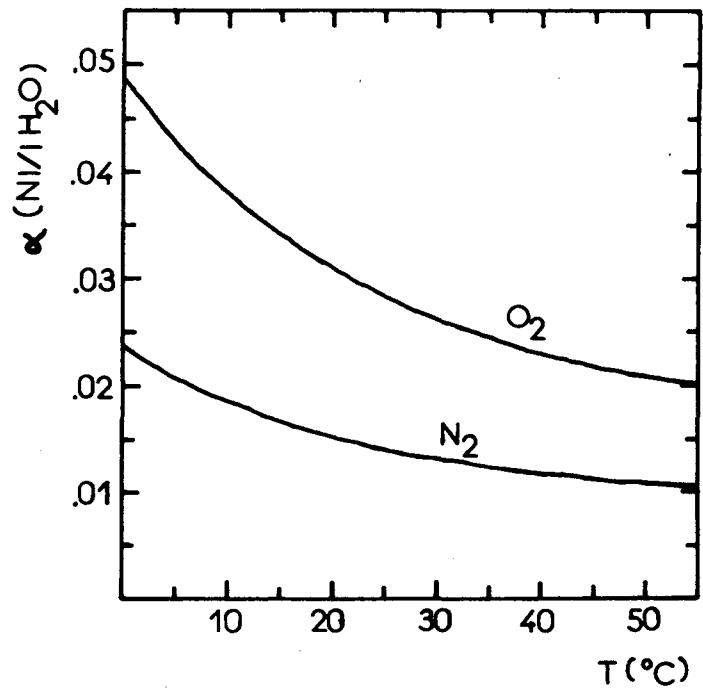
Uit de definitie van de Bunsencoëfficiënt volgt per component voor de dichtheid van het opgeloste gas

$$(\rho_{gd})_i = \alpha_i \rho_{ni} x_i \quad (\text{B.2})$$

met ρ_n = normaaldichtheid [kg/Nm³];
 x = molfractie in de gasfase.

Met behulp van vergelijking B.1 volgt dan voor de oplosbaarheidscoëfficiënt van een gasmengsel

$$\omega_0 = \sum_i \frac{\alpha_i \rho_{ni} x_i}{\rho_g} \quad (\text{B.3}).$$



Figuur B.1 Bunsen-absorptiecoëfficiënt van zuurstof en stikstof als functie van temperatuur.

APPENDIX C: Compressibiliteit van porienvloeistof

1. Frozen-compressibiliteit

Bij een frozentoestandsverandering schrijven we voor de dichtheid van een water-bellenmengsel

$$(\rho_f)_{fr} = \rho_l s + (1-s)\rho_g + s\omega_0\rho_{g0} \quad (C.1)$$

waarbij de reciproke van de saturatie gelijk is aan

$$\frac{1}{s} = 1 + \left(\frac{1}{s_0} - 1\right)\frac{p_0}{p} \quad (C.2).$$

Bij een saturatie $s > 0,98$ geldt dat de eerste term in het rechterlid van C.1 van grootteorde $O(10^{-3})$ is. De overige twee termen samen zijn van de orde $O(10^{-1} \text{ à } 10^{-2})$. Na differentiatie volgt uit C.1

$$d\rho_f = s d\rho_l + \rho_l ds + (1-s)d\rho_g - \rho_g ds + \omega_0\rho_{g0} ds \quad (C.3).$$

De compressibiliteit is gedefinieerd als

$$(\beta_f)_{fr} = \frac{d\rho_f}{\rho_f dp} \approx \frac{d\rho_f}{s\rho_l dp} \quad (C.4).$$

Hieruit volgt

$$(\beta_f)_{fr} \approx \underbrace{\beta_l}_1 + \underbrace{\left(\frac{ds}{s dp}\right)_{fr}}_2 + \underbrace{\frac{(1-s)}{s} \frac{d\rho_g}{\rho_l dp}}_3 - \underbrace{\frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{ds}{s dp}}_4 + \underbrace{\frac{\omega_0\rho_{g0}}{\rho_l} \frac{ds}{s dp}}_5 \quad (C.5)$$

met

$$\left(\frac{ds}{s dp}\right)_{fr} = \frac{\left(\frac{1}{s_0} - 1\right)\frac{p_0}{p^2}}{1 + \left(\frac{1}{s_0} - 1\right)\frac{p_0}{p}} \quad (C.6).$$

Het belang van de diverse termen in het rechterlid van C.5 kan worden afgeschat. Met de aanname $s > 0,98$ levert dat respectievelijk

- 1) $O(10^{-9} - 10^{-10})$;
- 2) $O(10^{-7} - 10^{-8})$;

- 3) $0(10^{-10})$;
- 4) $0(10^{-10} - 10^{-11})$;
- 5) $0(10^{-12} - 10^{-13})$.

In goede benadering geldt dus voor de frozencompressibiliteit

$$(\beta_f)_{fr} = \beta_l + \left(\frac{ds}{s dp} \right)_{fr} \quad (C.7).$$

2. Evenwichtscompressie

Op analoge wijze leiden we de compressibiliteit af voor de toestandsverandering, waarbij voortdurend evenwicht verondersteld wordt. De dichtheid van de porievloeistof is gelijk aan

$$\rho_f = s\rho_l + (1-s)\rho_g + s\omega_0\rho_g \quad (C.8)$$

met als reciproke evenwichtssaturatie

$$\frac{1}{s} = 1 - \omega_0 + \left(\frac{1}{s_0} - 1 + \omega_0 \right) \frac{p_0}{p} \quad (C.9).$$

Differentiatie levert

$$d\rho_f = s d\rho_l + \rho_l ds + (1-s)d\rho_g - \rho_g ds + \omega_0 s d\rho_g + \omega_0 \rho_g ds \quad (C.10).$$

Met behulp van C.3 vinden we voor de compressibiliteit

$$(\beta_f)_e \approx \underbrace{\beta_l}_1 + \underbrace{\left(\frac{ds}{s dp} \right)_e}_2 + \underbrace{\frac{(1-s + \omega_0 s)}{\rho_l} \frac{d\rho_g}{dp}}_3 - \underbrace{(1 - \omega_0) \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{ds}{s dp}}_4 \quad (C.11)$$

waarbij

$$\left(\frac{ds}{s dp} \right)_e = \frac{\left(\frac{1}{s_0} - 1 + \omega_0 \right) \frac{p_0}{p^2}}{1 - \omega_0 + \left(\frac{1}{s_0} - 1 + \omega_0 \right) \frac{p_0}{p}} \quad (C.12).$$

Afschatting van de termen uit C.9 levert met $s > 0,98$ respectievelijk

- 1) $0(10^{-9} - 10^{-10})$;

2) $O(10^{-7} - 10^{-8})$;

3) $O(10^{-10})$;

4) $O(10^{-10} - 10^{-11})$.

Ten slotte volgt voor het evenwichtsmodel in eerste orde benadering een compressibiliteit

$$(\beta_f)_e = \beta_l + \left(\frac{ds}{s dp} \right)_e \quad \dots \quad (C.13).$$

APPENDIX D Effectieve diffusiecoëfficiënt

Ten gevolge van vernauwingen van de kanaaltjes tussen naburige poriën zal het diffusietransport gehinderd worden. Dit effect wordt in 3.4 in rekening gebracht door middel van de structuurparameter τ , die verkregen wordt uit elektrische geleidbaarheidsmetingen. We definiëren respectievelijk de intrinsieke stroomdichtheid $\underline{j_{ei}}$ en de stroomdichtheid in het poreuze materiaal $\underline{j_{ep}}$ als:

$$\begin{aligned} \underline{j_{ei}} &= -\sigma_i \nabla \phi \\ \underline{j_{ep}} &= -n \sigma_{\text{eff}} \nabla \phi \end{aligned} \tag{D.1}$$

De structuurparameter τ is gelijk aan de verhouding tussen de geleidbaarheden:

$$\tau = \frac{\sigma_i}{\sigma_{\text{eff}}} \tag{D.2}$$

Diffusie van opgeloste lucht in water beschrijven we op een analoge wijze. We definiëren:

$$\begin{aligned} \underline{j_{di}} &= -D_i \nabla c \\ \underline{j_{dp}} &= -n D_{\text{eff}} \nabla c \end{aligned} \tag{D.3}$$

met $\underline{j_{di}}$, $\underline{j_{dp}}$ de intrinsieke massastroomdichtheid respectievelijk de massastroomdichtheid in het poreuze materiaal.

Hieruit volgt:

$$\frac{D_i}{D_{\text{eff}}} = \tau \tag{D.4}$$

De concentratieafname in het poreuze materiaal beschrijven we met de wet van Fick.

$$\frac{\partial n c}{\partial t} = -\nabla \cdot \underline{j_{dp}} \tag{D.5}$$

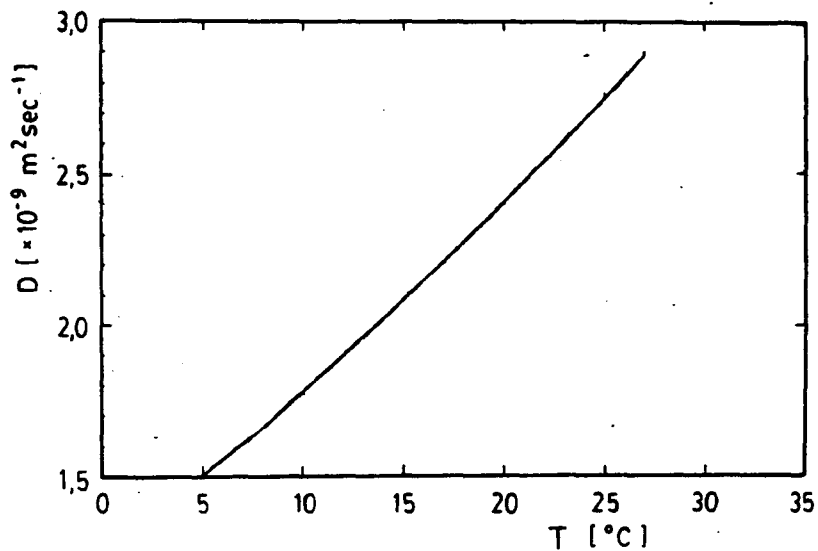
Zodat

$$\frac{\partial n c}{\partial t} = n D_{\text{eff}} \nabla^2 c \tag{D.6}$$

en bij constante n :

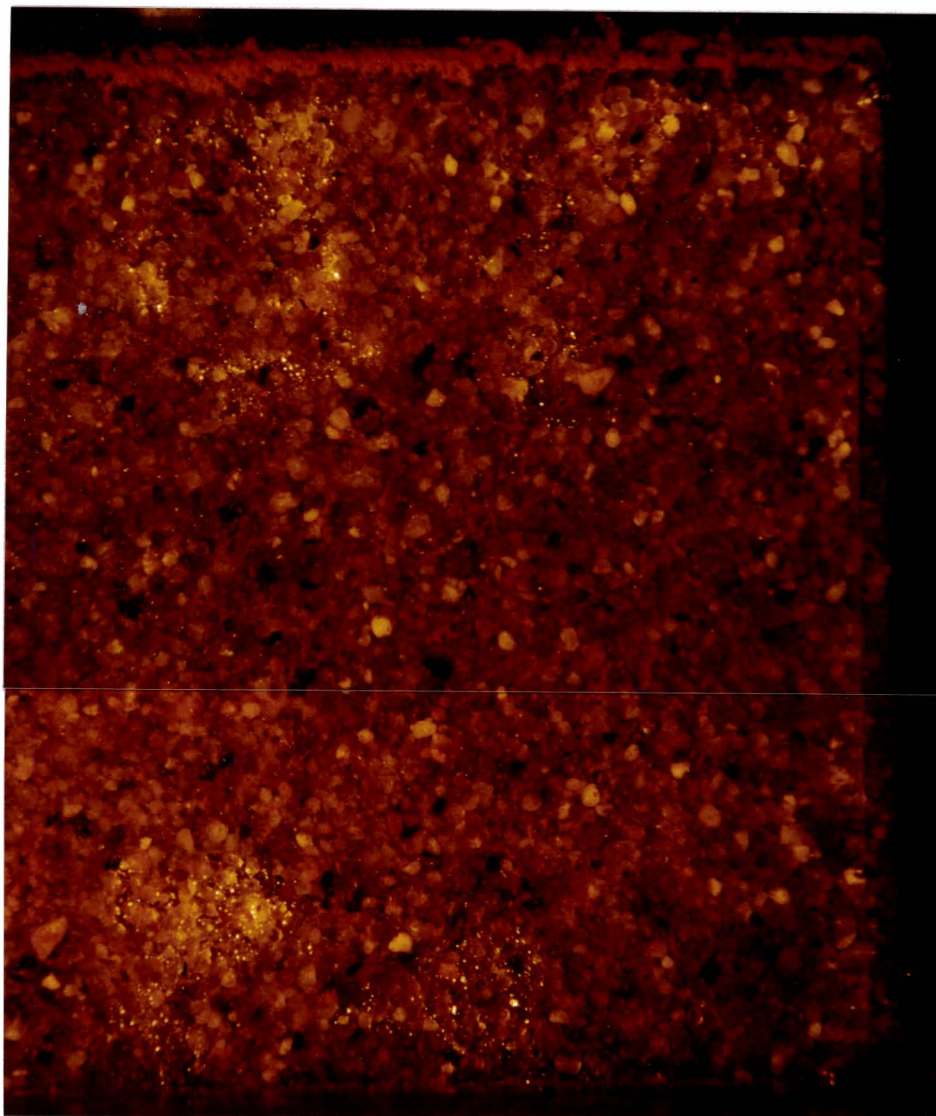
$$\frac{\partial c}{\partial t} = D_{\text{eff}} \nabla^2 c \tag{D.7}$$

De diffusiecoëfficiënt is afhankelijk van de temperatuur, deze afhankelijkheid staat weergegeven in figuur D.1 (LIE56).

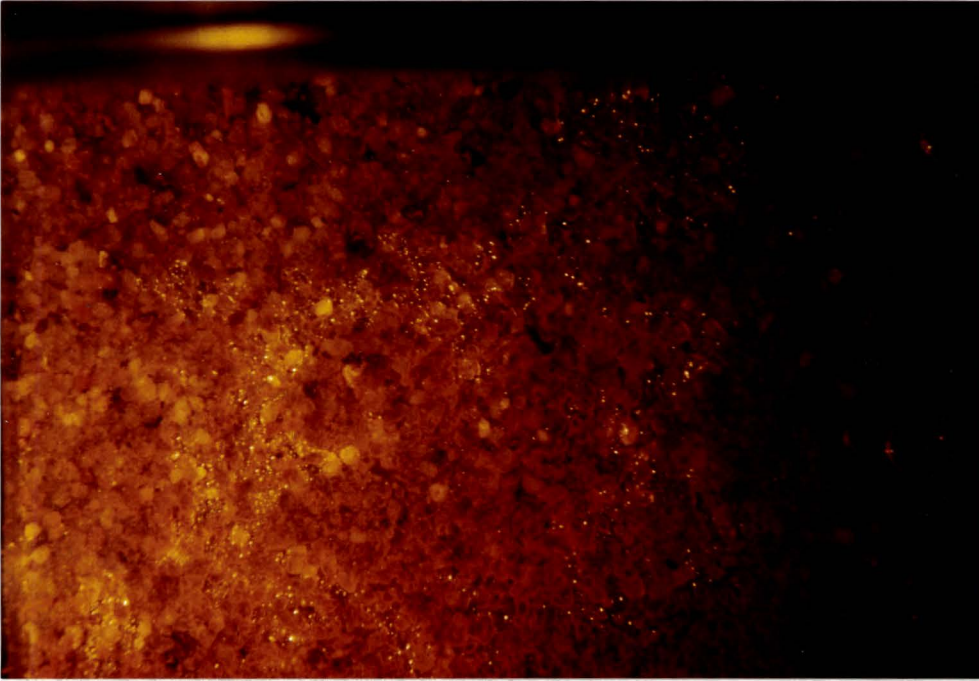


Figuur D.1 Temperatuurafhankelijkheid van de diffusiecoëfficiënt

Appendix E: Foto-opnames van belvorming aan een poreus oppervlak



De vergrotingsfactor bedraagt circa 4. De belletjes zijn duidelijk te zien als reflectiepuntjes. De afmeting van de bellen is kleiner dan de gemiddelde korrelafmeting $\bar{d} = 412 \mu\text{m}$. De afstand tussen de clusters bedraagt ongeveer 1 cm.



De vergrotingsfactor bedraagt circa 4. Deze foto is genomen van een lager gedeelte van het proefmodel.