

## MASTER

### Tegenstroomkolom in incipient flooding : hydrodynamica van de vloeistofstroming : axiale menging in de vloeistoffase

Peters, J.P.M.

*Award date:*  
1983

[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

#### **Take down policy**

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

TEGENSTROOMKOLOM  
IN INCIPIENT FLOODING.

- Hydrodynamica van de vloeistofstroming
- Axiale menging in de vloeistoffase

Afstudeerverslag van:

J.P.M. Peters

Afstudeercoach: Ir. M.A.G. Vorstman

Afstudeerhoogleraar: Prof. Ir. M. Tels

Eindhoven, 31 augustus 1983.

Onderwerp: Tegenstroomkolom in incipient flooding

Hoogleraar: Prof.ir.M.Tels

Laboratorium: Fysische Technologie

Datum: 31-8-1983

Samenvatting:

Incipient (beginnende) flooding in een gas-vloeistof tegenstroomkolom is een onder normale omstandigheden niet stabiele toestand, die wordt gekenmerkt door een relatief grote vloeistofholdup en hoge drukgradient. Door de kolom op geschikte wijze aan te passen kan men incipient flooding stabiliseren.

In de literatuur worden experimenten vermeld, die uitwijzen dat het produkt van stofoverdrachtscoëfficiënt en specifiek fasecontactoppervlak in de incipient flooding toestand 2 tot 6 keer zo groot is als in de -stabiele- normale toestand, zelfs wanneer de stofoverdrachtscoëfficiënten worden berekend zonder rekening te houden met het optreden van eventuele axiale menging.

Gedurende dit onderzoek zijn metingen verricht van de gemiddelde verblijftijd en de verblijftijdspreiding in de vloeistoffase.

De axiale menging is op twee manieren bepaald: met twee detectoren op verschillende afstanden stroomafwaarts van het injectiepunt waarbij een puls werd geïnjecteerd, en met twee detectoren op verschillende afstanden stroomopwaarts van het injectiepunt, waarbij de terugmenging bij continue injectie van tracer werd gemeten.

Tevens is getracht een model van de vloeistofstroming te ontwerpen. De ontwikkelde modellen zijn getoetst aan de hand van metingen van vloeistofholdup, vloeistofdebiet, gasdebiet en drukgradient.

Het verband tussen vloeistofholdup en drukgradient, dat is gemeten bij een vloeistofdebiet van 3,2 ml/s in een kolom met een diameter van 0.026 m, blijkt redelijk goed te kunnen worden beschreven met behulp van het opgestelde model voor turbulente vloeistofstroming. De invloed van het vloeistofdebiet op het verband tussen vloeistofholdup en drukgradient is echter in werkelijkheid kleiner dan door het model wordt voorspeld. De resultaten van de metingen van de voorwaartsmenging en van de terugmenging geven globaal hetzelfde beeld te zien. Dit duidt erop dat het aangenomen model van propstroming met daarop gesuperponeerde axiale dispersie toepasbaar is.

In een natte wand kolom blijkt de axiale dispersiecoëfficiënt onder de bovengenoemde omstandigheden toe te nemen van ongeveer  $3 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$  bij lage drukgradient tot  $12 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$  bij hoge drukgradient. De gemeten Pécletgetallen liggen bij dit vloeistofdebiet tussen 7 à 8 bij lage drukgradient en 1 à 2 bij hoge drukgradient bij een karakteristieke lengte (afstand tussen twee detectoren) van 0.4 m.

Vergelijking van in de literatuur vermelde stofoverdrachtsmetingen met de door ons verrichte metingen van de axiale menging (bij vergelijkbaar vloeistofdebiet) toont dat voor lage drukgradient de invloed van de axiale menging op de stofoverdracht gering is, zoals op grond van de hoge gemeten Pécletgetallen te verwachten was.

## vervolg samenvatting

De uit de gemeten verblijftijd berekende vloeistofholdup in de kolomsektie tussen de twee detectoren is veelal lager dan de door middel van wegen bepaalde gemiddelde holdup over de gehele kolom. Een mogelijke verklaring hiervoor zou kunnen zijn dat de tijdsgemiddelde laagdikte afhankelijk is van de hoogte in de kolom. Ook een invloed van het dichtheidsverschil tussen traceroplossing en vloeistoffase en het eventueel ontbreken van volledige radiale menging moeten als mogelijke verklaringen worden genoemd.

Een argument vóór de stelling dat in de incipient flooding toestand de radiale menging (vrijwel) volledig is, is het feit dat de gevonden verhouding van de integralen van de beide detectorsignaal- versus tijdcurven bij pulsinjectie nagenoeg constant en onafhankelijk van de drukgradient was.

Het onderzoek is met dit werk nog zeker niet afgerond.

Er zullen stofoverdrachtsmetingen nodig zijn, zodat zowel stofoverdracht als menging kunnen worden gemeten in hetzelfde apparaat en onder exact dezelfde omstandigheden. Het doel hiervan is de invloed van de menging op de stofoverdracht met redelijke nauwkeurigheid te kwantificeren. Tevens zal getracht moeten worden de reproduceerbaarheid van de experimenten te vergroten door de invloed van filmdiktefluctuaties te minimaliseren.

INHOUDSOPGAVE.

SAMENVATTING

|                                                                                                                      |    |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| INHOUDSOPGAVE                                                                                                        | 3  |
| HOOFDSTUK I: INLEIDENDE BESCHOUWING                                                                                  | 5  |
| 1.1 Inleiding                                                                                                        | 5  |
| 1.1.1 Doel van het onderzoek                                                                                         | 6  |
| 1.1.2 Voorbeschouwing op de volgende hoofdstukken                                                                    | 7  |
| 1.2 De analyse van Nicklin en Koch                                                                                   | 7  |
| 1.3 Funktionele verbanden tussen vloeistof- en gasdebiet, drukgradiënt en holdup voor de incipient flooding toestand | 11 |
| 1.4 Het stabiliseren van de incipient flooding toestand                                                              | 13 |
| HOOFDSTUK II: DE HYDRODYNAMICA VAN DE VLOEISTOFSTROMING                                                              | 17 |
| 2.1 Inleiding                                                                                                        | 17 |
| 2.2 Model voor laminaire vloeistofstroming                                                                           | 21 |
| 2.3 Model voor turbulente vloeistofstroming                                                                          | 24 |
| 2.4 Experimentele toetsing van beide modellen                                                                        | 36 |
| 2.4.1 Beschrijving van de proefopstelling en van de apparatuur                                                       | 36 |
| 2.4.2 Beschrijving van de experimenten                                                                               | 39 |
| 2.4.2.1 Bepaling van het vloeistofdebiet                                                                             | 39 |
| 2.4.2.2 Bepaling van het gasdebiet                                                                                   | 40 |
| 2.4.2.3 Bepaling van de vloeistofholdup                                                                              | 40 |
| 2.4.2.4 Bepaling van de drukgradiënt                                                                                 | 41 |
| 2.4.3 Resultaten van de experimenten                                                                                 | 44 |
| 2.4.4 Discussie van resultaten; conclusies                                                                           | 49 |
| 2.5 Berekening van het gasdebiet                                                                                     | 51 |
| HOOFDSTUK III: DE AXIALE MENGING IN DE VLOEISTOFFASE                                                                 | 54 |
| 3.1 Inleiding                                                                                                        | 54 |
| 3.2 Bepaling van de verblijftijdspreiding en de gemiddelde verblijftijd                                              | 55 |
| 3.2.1 Inleiding                                                                                                      | 55 |
| 3.2.2 Theorie                                                                                                        | 57 |
| 3.2.3 Practische aspecten; proefopstelling                                                                           | 62 |

|                                                                                                               |    |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 3.2.4 Foutenbronnen; reproduceerbaarheid en optimalisatie                                                     | 65 |
| 3.2.5 Verwerking van de resultaten                                                                            | 67 |
| 3.3 Resultaten van de experimenten                                                                            | 70 |
| 3.3.1 De invloed van de laagdikte                                                                             | 70 |
| 3.3.2 De axiale en de radiale menging                                                                         | 71 |
| 3.3.2.1 De voorwaartsmenging                                                                                  | 71 |
| 3.3.2.2 De terugmenging                                                                                       | 77 |
| 3.3.2.3 Grafische weergave van de resultaten                                                                  | 77 |
| 3.4 Discussie van resultaten; conclusies                                                                      | 81 |
| HOOFDSTUK IV: SAMENVATTENDE CONCLUSIES; AANBEVELINGEN VOOR<br>VOORTGEZET ONDERZOEK                            | 91 |
| 4.1 Samenvattende conclusies                                                                                  | 91 |
| 4.2 Aanbevelingen voor voortgezet onderzoek                                                                   | 93 |
| LITERATUUR                                                                                                    | 95 |
| SYMBOLENLIJST                                                                                                 | 97 |
| BIJLAGE A1: Verband tussen (de dimensieloze analoga) van drukgradiënt,<br>vloeistofholdup en vloeistofdebiet. |    |
| BIJLAGE A2: Rekenprocedure voor het oplossen van vergelijking (25).                                           |    |
| BIJLAGE B1: IJkgrafiek vloeistofrotameter.                                                                    |    |
| BIJLAGE B2: IJkgrafiek gasdebiet.                                                                             |    |
| BIJLAGE C1: Tekening van geleidbaarheidscellen en injectiestuk.                                               |    |
| BIJLAGE C2: Schema van het gebruikte filter.                                                                  |    |
| BIJLAGE D1: Resultaten van alle meetseries.                                                                   |    |

## HOOFDSTUK I: INLEIDENDE BESCHOUWING.

### 1.1 Inleiding.

Een van de vele contactapparaten die gebruikt kunnen worden om stofoverdracht en/of warmteoverdracht tussen verschillende fasen te doen plaatsvinden is de zogenaamde "natte wand kolom".

In een natte wand kolom stroomt vloeistof langs de wand van de kolom naar beneden en gas door het centrum van de kolom omhoog. Stofoverdracht kan in een dergelijke kolom plaatsvinden zowel van de vloeistof- naar de gasfase als omgekeerd.

In het algemeen is stofoverdracht juist het doel van het bedrijven van de kolom, en het is dus van belang ervoor te zorgen dat deze stofoverdracht zo groot mogelijk is.

Tegenstroom in een natte wand kolom kan op twee - principieel geheel van elkaar verschillende - manieren plaatsvinden. In "normale toestand" stroomt de continue vloeistoffase in een dunne film langs de wand naar beneden, en stroomt de eveneens continue gasfase door het centrum van de kolom naar boven. Deze toestand is stabiel.

Er is reeds veel onderzoek verricht naar de hydrodynamica, stofoverdracht en axiale menging in dergelijke kolommen. (o.a. lit. 1 t/m 8).

Nicklin en Koch (lit. 9) postuleerden het bestaan van een tweede, niet stabiele toestand.

Hutton c.s. (lit. 10 t/m 16) is het gelukt deze toestand te realiseren en te stabiliseren door de kolom op een geschikte manier hiervoor te prepareren. Hij noemt deze toestand de incipient (beginnende) flooding toestand. Wanneer de kolom bedreven wordt in de incipient flooding toestand stroomt de vloeistof niet in een dunne, gladde film, maar in een dikke, turbulente film langs de wand van de kolom naar beneden. De drukval over de kolom en de vloeistofholdup zijn, bij een bepaald vloeistof- en gasdebiet, in deze toestand veel groter. Een en ander zal in de volgende paragrafen nader worden toegelicht.

Stofoverdrachtsmetingen, die door Hutton zijn verricht, wijzen erop dat de stofoverdracht in de incipient flooding toestand twee tot zes keer zo

groot is als in de normale toestand. Bij deze metingen is geen rekening gehouden met het optreden van eventuele axiale menging in de vloeistoffase. Hutton vermeldt in zijn proefschrift dat met behulp van visuele waarnemingen is vastgesteld dat ook in de incipient flooding toestand beide fasen continu zijn.

De op het eerste gezicht nogal onwaarschijnlijk lijkende funktionele verbanden (gepostuleerd door Nicklin en Koch) tussen bijvoorbeeld de drukgradiënt in de kolom, de vloeistofholdup en het gas- en vloeistofdebiet zijn door Hutton experimenteel bevestigd. Hoewel in een kolom in gewone toestand bijvoorbeeld bij verhoging van het gasdebiet (en constant vloeistofdebiet) een verhoging van de drukgradiënt optreedt, zien we bij een kolom in incipient flooding toestand juist het omgekeerde.

In de paragrafen 1.2, 1.3 en 1.4 zal de analyse van Nicklin en Koch, die leidde tot het postuleren van de incipient flooding toestand, worden besproken, zullen de funktionele verbanden nader worden toegelicht, en zullen tenslotte mogelijke manieren om incipient flooding te stabiliseren worden gegeven.

#### 1.1.1. Doel van het onderzoek.

Zoals reeds gezegd is een zo groot mogelijke stofoverdracht in een contactapparaat in het algemeen gunstig. Wanneer een kolom bedreven wordt in de incipient flooding toestand, wordt ten koste van een hogere drukgradiënt een grotere stofoverdracht gecreëerd. Dit is door Hutton experimenteel vastgesteld.

Wanneer men stofoverdrachtscoëfficiënten wil berekenen is het van belang te weten hoe groot de axiale menging in het apparaat is. Het valt te verwachten dat met toenemende drukgradiënt ook de axiale menging groter wordt, en dat dus stofoverdracht door deze toenemende menging meer en meer wordt belemmerd. Immers, axiale menging werkt stofoverdracht tegen. Kennis van de invloed van externe parameters, zoals bijvoorbeeld de drukgradiënt, op de menging, alsmede inzicht in de onderlinge samenhang die deze parameters vertonen is nodig indien men wil komen tot een voorwaarde voor optimale stofoverdracht.

Het doel van dit onderzoek is dan ook, iets te weten te komen over de menging die optreedt, over de invloed van externe parameters op deze menging, en over de stromingsverschijnselen zoals die zich voordoen in een kolom in incipient flooding.



### 1.1.2. Voorbeschouwing op de volgende hoofdstukken.

Na een inleidende beschouwing over (enige aspecten van) incipient flooding, zal in hoofdstuk II getracht worden een mathematische formulering te geven van de stromingsverschijnselen zoals die optreden in een tegenstroomkolom in de incipient flooding toestand. Hierbij zal zowel laminaire als ook turbulente vloeistofstroming in ogenschouw worden genomen. Een meer wiskundige formulering van het verschijnsel draagt bij tot een beter inzicht in het verband tussen de verschillende parameters, zoals vloeistofdebiet, vloeistofholdup en drukgradiënt over de kolom. In het tweede gedeelte van hoofdstuk II zullen de apparatuur en de experimenten worden beschreven waarmee de theoretische modellen zijn getoetst. Met behulp van deze modellen en de relatie van Wallis (lit. 1) is het mogelijk het gasdebiet te berekenen. Discrepancies tussen de op deze manier berekende en de gemeten waarden zullen worden besproken.

In hoofdstuk III zal worden ingegaan op de axiale menging die optreedt in de vloeistoffase. Er zullen verschillende methoden worden besproken om de verblijftijdspreiding en de menging te meten. Axiale menging kan, zoals gezegd, een grote invloed hebben op de stofoverdracht in de kolom. Hutton (lit. 10) heeft stofoverdrachtscoëfficiënten berekend zonder rekening te houden met eventuele axiale menging. In werkelijkheid kan de stofoverdrachtscoëfficiënt dus nog groter zijn.

### 1.2 De analyse van Nicklin en Koch.

Nicklin en Koch (lit. 9) leiden voor vloeistofstroming langs een vlakke plaat de volgende relatie af:

$$\tau_i = \tau_i(L, t) \quad (1)$$

Hierin is:

$\tau_i$  : de schuifspanning op het grensvlak tussen vloeistof- en gasfase.

L : het vloeistofdebiet.

t : de vloeistoffilmdikte.

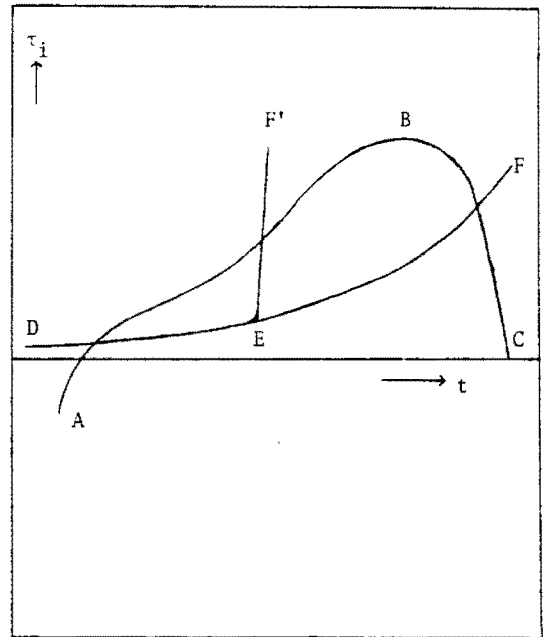
Relatie (1) is weergegeven in figuur 1.2.a (curve ABC). Hierin is voor één bepaald vloeistof-debiet de schuifspanning  $\tau_i$  uitgezet versus de filmdikte  $t$ . Nicklin en Koch noemen deze curve de demand-curve: de curve geeft de schuifspanning die door een film van een bepaalde dikte wordt "gevraagd" om de gewenste vloeistofstroming te bereiken. Op een analoge manier komen ze door het opstellen van een impulsbalans over de gasfase tot de relatie:

$$G = G(t, \tau_i) \quad (2)$$

In deze relatie is  $G$  het gasdebiet.

Ook deze relatie is weergegeven in figuur 1.2.a (curve DEF). Deze supply-curve geeft de schuifspanning  $\tau_i$  die voor een bepaalde waarde van filmdikte  $t$  aan het grensvlak wordt "geleverd" door het stromende gas.

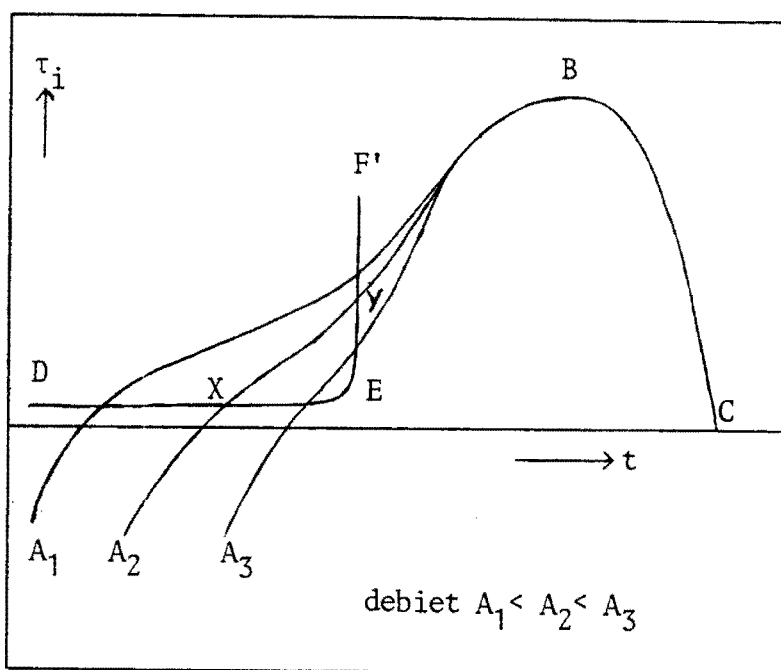
Een aanname die tot deze relatie (2) leidde was dat veranderingen in oppervlakte ruwheid met veranderende  $t$  klein en continu moeten zijn. Dit kan echter zeker niet altijd het geval zijn. Wanneer bij een bepaald vloeistof- en gasdebiet de filmdikte toeneemt, neemt de lineaire gas-snelheid toe en de lineaire vloeistofsnelheid af. De slipsnelheid tussen vloeistof en gas neemt toe. Uiteindelijk bereikt deze slipsnelheid, bij steeds groter wordende filmdikte, een waarde die groot genoeg is om instabiliteiten te veroorzaken aan het grensvlak, resulterend in een sterke stijging van de oppervlakte ruwheid. Sterke stijging van  $\tau_i$  en diens gevolg flooding zal het gevolg hiervan zijn. Wanneer we dus flooding mee in beschouwing nemen zal de supply-curve een andere vorm krijgen: bij een bepaalde filmdikte zal de curve een sterke toename van  $\tau_i$  te zien geven. De werkelijke curve zal een verloop hebben zoals curve DEF' in figuur 1.2.a.



Figuur 1.2.a: supply- en demandcurve volgens Nicklin en Koch.

Bij gegeven vloeistof- en gasdebiet correspondeert punt E in figuur 1.2.a met die filmdikte waarbij instabiliteiten aan het grensvlak optreden. Andere auteurs voorspellen een meer geleidelijk verloop van de supply-curve. Voor de essentie van dit verhaal maakt dit echter weinig uit, daar ook zij - evenals hier Nicklin en Koch - komen tot twee snijpunten, waarvan er een stabiel en de ander instabiel is.

In figuur 1.2.b is nog eens de supply-curve DEF' weergegeven, en is bovendien voor drie waarden van het vloeistofdebiet de demand-curve getekend.



Figuur 1.2.b: twee werkpunten X en Y, waarvan punt X de stabiele (normale) toestand, en punt Y de instabiele (incipient flooding) toestand weergeeft.

Deze curven komen tenslotte uit in één punt. Hier geldt:  $t = \frac{1}{2}D$  (buis volledig gevuld). De vorm van deze curve is als volgt te verklaren: aanvankelijk zal, bij groter wordende filmdikte, de schuifspanning in het grensvlak toenemen, omdat de slipsnelheid en dus ook de frictie tussen gas en vloeistof groter wordt. Bij grote filmdikte zal  $\tau_i$  weer afnemen met toenemende  $t$  omdat dan de drukkrachten overheersend zijn: de vloeistof wordt dan als het ware gedragen door de drukkrachten en de bijdrage van de schuifspanning in het grensvlak is nog slechts gering. In hoofdstuk II

zal worden afgeleid dat  $\tau_i = -aR(dp/dz)$ . Hierin is  $a$  een fractie van de straal  $R$ , zodanig dat het grensvlak tussen gas en vloeistof zich bevindt op de plaats  $r = aR$ . Bij volledig gevulde buis ( $t = \frac{1}{2}D$  ofwel  $a = 0$ ) geldt dus:  $\tau_i = 0$ .

We zien dat er twee werkpunten bestaan ( $X$  en  $Y$  in figuur 1.2.a en 1.2.b): curve  $DEF'$  snijdt curve  $A_2BC$  in twee punten. Het is eenvoudig in te zien dat de toestand in punt  $X$  de stabiele toestand is: wanneer punt  $X$  in figuur 1.2.b naar rechts zou verschuiven neemt de filmdikte (en dus de vloeistofholdup) toe, maar ook wordt het vloeistofdebiet groter, zodat door een grotere afvoer van vloeistof de holdup en de filmdikte weer kleiner worden, en de toestand weer wordt zoals in punt  $X$ . Een analoge redenering geldt voor het naar links verschuiven van punt  $X$ : de filmdikte wordt kleiner, maar óók het vloeistofdebiet, zodat de oorspronkelijke toestand weer wordt hersteld.

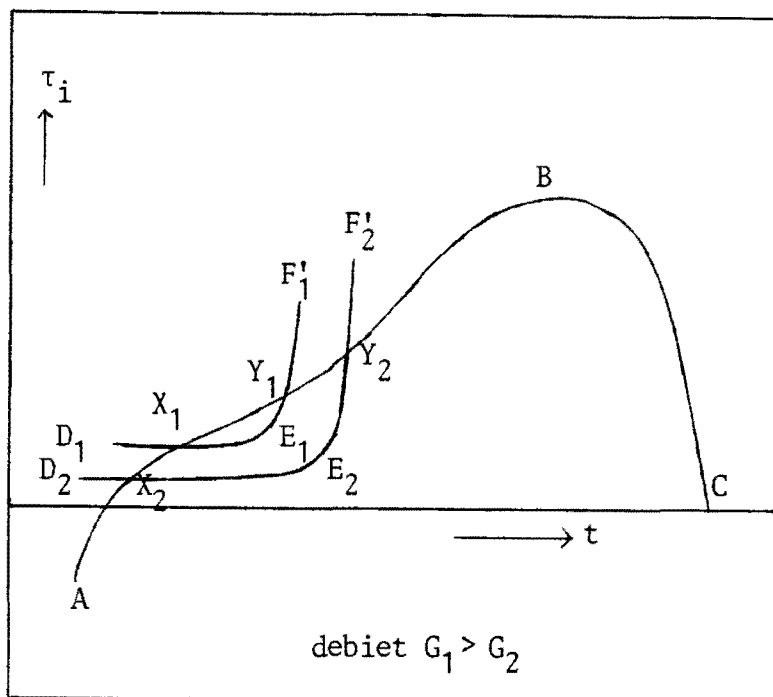
We zien dat in figuur 1.2.b punt  $X$  ligt bij lage holdup en lage  $\tau_i$  (dus ook lage drukgradiënt). Het tweede werkpunt, punt  $Y$  in figuur 1.2.b, ligt bij veel hogere holdup en  $\tau_i$ . Het geeft de incipient flooding toestand weer, die bij normaal bedrijven van een natte wand kolom niet stabiel is. In punt  $Y$  is de toestand zó dat de slipsnelheid  $v$  (afhankelijk van  $L$  en  $G$  - deze liggen vast - en de bij punt  $Y$  behorende filmdikte) correspondeert met die snelheid, die bij deze filmdikte juist flooding veroorzaakt. (Instabiliteiten aan het grensvlak). Indien punt  $Y$  naar linksonder zou verschuiven over de supply-curve wordt de filmdikte kleiner en wordt zodoende ook de slipsnelheid kleiner dan nodig om flooding te kunnen initiëren, resulterend in een sterke afname van  $\tau_i$ .

We kunnen voor punt  $Y$  een analoge redenering houden als voor punt  $X$ , zij het dat deze redenering de instabiliteit van de toestand aantoont: wanneer punt  $Y$  naar links verschuift neemt  $t$ , zij het in geringe mate, af en neemt het vloeistofdebiet toe! Deze toename van het vloeistofdebiet zal een nog verdergaande afname van  $t$  veroorzaken, en dus is deze toestand instabiel.

We zien dus in figuur 1.2.b dat er twee werkpunten zijn, waarvan het ene ( $X$ ) de stabiele toestand, en het andere ( $Y$ ) de instabiele (incipient flooding) toestand weergeeft. Het is van belang te benadrukken dat de punten  $X$  en  $Y$  betrekking hebben op hetzelfde vloeistof- en hetzelfde gasdebiet.

1.3 Funktionele verbanden tussen vloeistof- en gasdebiet, drukgradiënt en holdup voor de incipient flooding toestand.

Wanneer in de incipient flooding toestand bij gegeven vloeistofdebiet het gasdebiet wordt vergroot dan nemen zowel de vloeistofholdup als de drukgradiënt af! Dit is volkomen in tegenstelling tot wat we zien in een kolom in normale toestand. Een dergelijk functioneel verband is echter experimenteel bevestigd en ook theoretisch verklaarbaar. Beschouwen we hiertoe figuur 1.3.a.



Figuur 1.3.a: bij vergroting van het gasdebiet nemen, in de incipient flooding toestand, de vloeistofholdup en de drukgradiënt af!

We zien de demand curve ABC voor een bepaald vloeistofdebiet getekend, en bovendien twee supply curven  $D_1E_1F'_1$  en  $D_2E_2F'_2$  voor twee verschillende waarden van het gasdebiet. Er geldt:  $G_1 > G_2$ . Wanneer we het gasdebiet vergroten van  $G_2$  naar  $G_1$  (punt  $X_2 \rightarrow X_1$ ) zien we dat in de normale toestand zowel filmdikte  $t$  als schuifspanning  $\tau_i$  iets toenemen, terwijl in de incipient flooding toestand (punt  $Y_2 \rightarrow Y_1$ )  $\tau_i$  en  $t$  beide afnemen! Beschouwen we figuur 1.3.b op de volgende bladzijde dan kunnen we nog een ander functioneel verband kwalitatief beschrijven: wanneer we, bij constant gasdebiet, het vloeistofdebiet vergroten resulteert dit in

een afname van de drukgradiënt en van de vloeistofholdup! Een illustratie van het feit dat dit inderdaad mogelijk is wordt gegeven in het nu volgende. We hebben gezien dat instabiliteiten aan het grensvlak optreden wanneer de slipsnelheid te groot wordt. Voor een groter vloeistofdebiet en hetzelfde gasdebiet zal niet alleen de demand-curve, maar ook de supply-curve opschuiven, en zal punt E te vinden zijn bij kleinere film-dikte. Dat dit zo is, is eenvoudig in te zien wanneer we aannemen dat beide fasen in plugflow stromen.

De lineaire gas- en vloeistof-snelheden worden dan gegeven door:

$$v_g = G/A_g = G/\pi R^2 a^2$$

$$v_1 = L/A_1 = L/\pi R^2 (1-a^2)$$

Hierin is:

G : het gasdebiet ( $m^3/s$ ).

L : het vloeistofdebiet ( $m^3/s$ ).

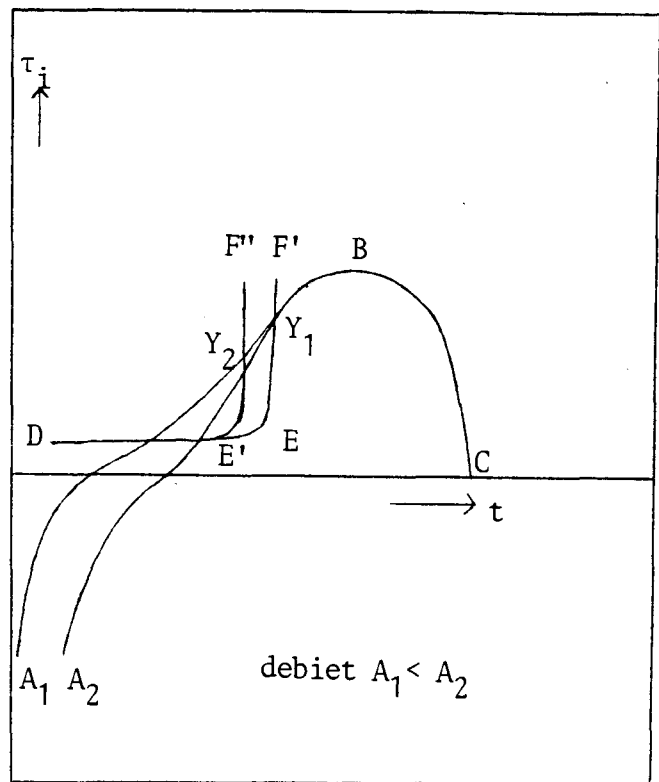
R : de straal van de kolom (m).

a : dimensieloze fractie van R, ter grootte van  $1 - t/R$ .

$v_g$  : de lineaire gassnelheid (m/s).

$v_1$  : de lineaire vloeistofsnelheid (m/s).

De slipsnelheid  $v_s$  wordt gegeven door:  $v_s = v_1 + v_g$ . Het is duidelijk dat bij een groter vloeistofdebiet (en gelijkblijvend gasdebiet en vloeistofholdup) de slipsnelheid toeneemt, en dus instabiliteiten aan het grensvlak eerder zullen optreden. Gebeurt dit bij hogere of bij lagere waarde van t? Dit zal uit de volgende redenering duidelijk worden.



Figuur 1.3.b: bij vergroting van het vloeistofdebiet nemen, in de incipient flooding toestand, de vloeistofholdup en de drukgradiënt af!

Stel  $L_1 < L_2$ . Dan geldt:

$$v_{s1} = v_g + v_{11} = G/\pi a^2 R^2 + L_1/\pi(1-a^2)R^2$$

$$v_{s2} = v_g + v_{12} = G/\pi a^2 R^2 + L_2/\pi(1-a^2)R^2$$

Dus  $v_{s2} > v_{s1}$ . We kunnen deze slipsnelheid verkleinen door  $a$  te vergroten, want:

$$\frac{d}{da}(v_{s2}) = (2a^4 L_2 - 2G(1-a^2)^2)/(\pi R^2 a^3 (1-a^2)^2) < 0 \text{ als } (1-a^2)^2 G > a^4 L_2, \text{ dus als}$$

$$G/L_2 > a^4/(1-a^2)^2 \equiv f(a) \tag{3}$$

De waarde van  $f(a)$  is hieronder gegeven voor verschillende waarden van  $a$ :

|        |   |      |      |       |       |        |        |        |
|--------|---|------|------|-------|-------|--------|--------|--------|
| $a$    | 0 | 0.5  | 0.75 | 0.9   | 0.95  | 0.96   | 0.97   | 0.975  |
| $f(a)$ | 0 | 0.11 | 1.65 | 18.17 | 85.68 | 138.18 | 253.00 | 370.00 |

Een waarde voor  $a$  van 0.98 komt overeen met een vloeistofholdup van minder dan 5%. We mogen stellen dat in de incipient flooding toestand de vloeistofholdup altijd groter is dan deze 5%, en dus  $a$  kleiner is dan 0.975. Wil nu  $d(v_{s2})/da < 0$  zijn dan moet gelden:  $G/L_2 > 370$ .

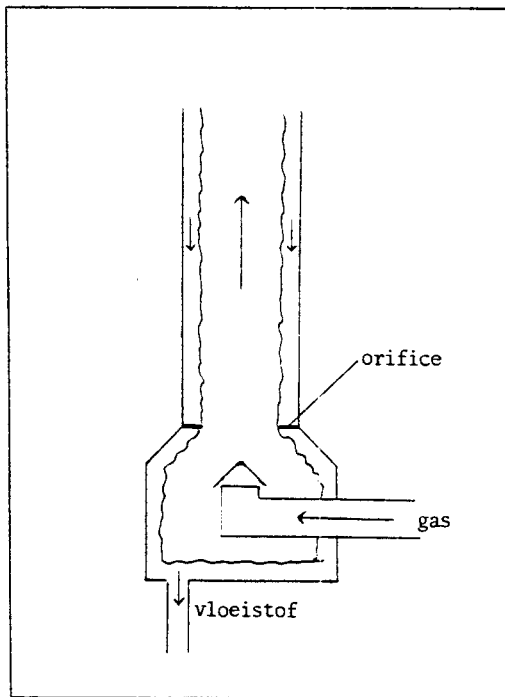
Hieraan wordt onder praktische omstandigheden altijd voldaan! Bij grotere holdup - dus kleinere  $a$  - hoeft de verhouding  $G/L_2$  niet meer zo groot te zijn als bij de holdup van 5%. Ook dan is dus ruimschoots aan (3) voldaan.

Dit alles betekent dus dat de supply-curve verschuift van DEF' naar DE'F' (figuur 1.3.b), want punt E geeft immers die filmdikte waarbij bij gegeven  $L$  en  $G$  instabiliteiten aan het grensvlak optreden, resulterend in een sprongsgewijze toename van  $\tau_i$ . We zien in figuur 1.3.b dan punt  $Y_2$  - vergeleken met punt  $Y_1$  - ligt bij lagere waarde van  $t$  en lagere waarde van  $\tau_i$ , wat dus betekent dat een verhoging van het vloeistofdebiet bij constant gasdebiet resulteert in een verlaging van de vloeistofholdup en van de drukgradiënt.

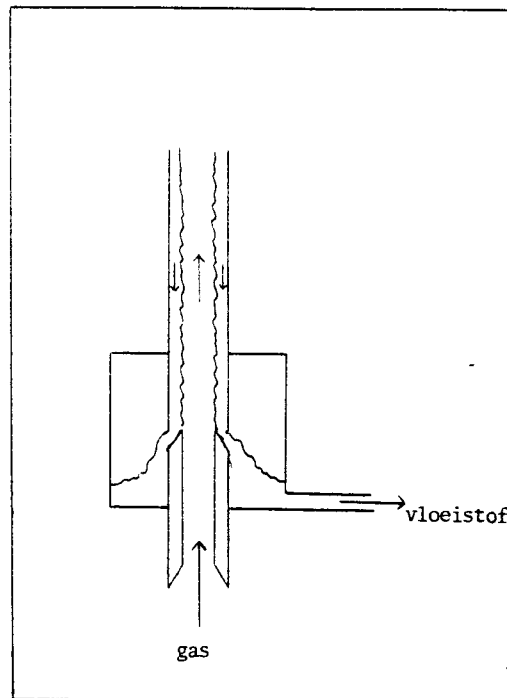
#### 1.4 Het stabiliseren van de incipient flooding toestand.

Hoewel incipient flooding onder normale omstandigheden niet stabiel is kan men deze toestand realiseren door de kolom op geschikte wijze aan te passen. In principe zijn er twee voorzieningen nodig. Ten eerste moet

de toestand worden geïnitieerd. Dit gebeurt in de regel door aan de onderzijde van de kolom een lineaire gassnelheid te realiseren die voldoende groot is om op deze plaats flooding te veroorzaken. Hutton (lit. 10) heeft dit gedaan door de kolomingang aan de onderkant te vernauwen door middel van een "orifice": een ronde schijf met een opening kleiner dan de diameter van de kolom. Zie figuur 1.4.a.



Figuur 1.4.a: vernauwing d.m.v. een orifice.

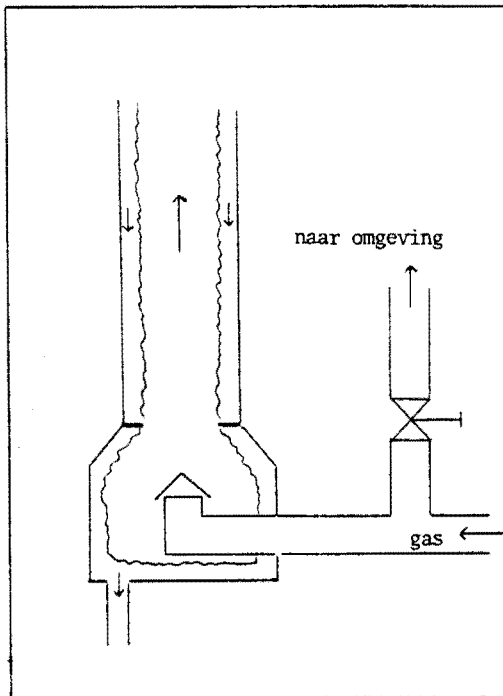


Figuur 1.4.b: vernauwing d.m.v. een conus.

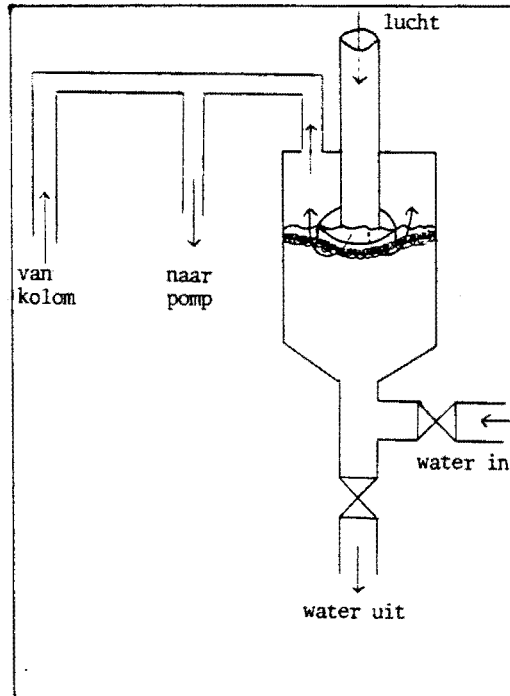
Op ons laboratorium wordt een andere techniek toegepast: er wordt gebruik gemaakt van een holle conus, die onder de buis wordt bevestigd, zodat de vloeistof langs de zijkant van de conus kan wegstromen. Zie figuur 1.4.b. De voordelen van deze laatste methode zijn ten eerste dat er geen extra energieverliezen optreden bij het naar binnenstromen van het gas ( de conus heeft een zeer geleidelijke vernauwing, die geen extra energiedissipatie veroorzaakt, terwijl de plotselinge vernauwing door de orifice dit wel doet), en ten tweede dat het nu mogelijk is om de waterafvoer via de zijkanten plotseling te stoppen door de conus naar boven te schuiven. Men kan hiervan gebruik maken voor de bepaling van de vloeistofholdup, door het water dat, na afsluiting van de zij-afvoer en van de watertoevoer, door het centrum van de conus stroomt op te vangen en te wegen.



Wanneer aan de onderzijde van de kolom flooding is geïnitieerd is een tweede voorziening nodig om te voorkomen dat het flooding regime zich uitbreidt over de gehele kolom. (Wanneer de gehele kolom in flooding is wordt de vloeistof er aan de bovenkant uitgeblazen!). Een mogelijkheid om de toestand te stabiliseren, bijvoorbeeld wanneer flooding zich heeft uitgebreid vanaf de bodem tot circa driekwart van de kolom, is gebruik te maken van een gas-ontsnappingsventiel. Zie figuur 1.4.c. (lit. 10).



Figuur 1.4.c: stabilisatie door gas-ontsnappingsventiel.



Figuur 1.4.d: stabilisatie door regeldrukvat.

Wanneer de gewenste hoogte van de dikke laag is bereikt kan dit ventiel worden geopend. Wanneer nu de dikke laag nog verder naar boven beweegt wordt de druk aan de onderzijde van de kolom groter, en verdwijnt dus meer gas door het ventiel: het gasdebiet door de kolom wordt kleiner en de lineaire gassnelheid daalt tot beneden de waarde die flooding kan veroorzaken. De dikke laag zakt naar beneden, weer terug naar het oorspronkelijke nivo, en hiermee neemt ook het gasdebiet weer toe tot die waarde die nodig is voor het handhaven van flooding.

Een tweede manier om incipient flooding te stabiliseren is gebruik te maken van een regeldrukvat. Zie figuur 1.4.d.

De lucht wordt nu aangezogen door een centrifugaalpomp. Wanneer het

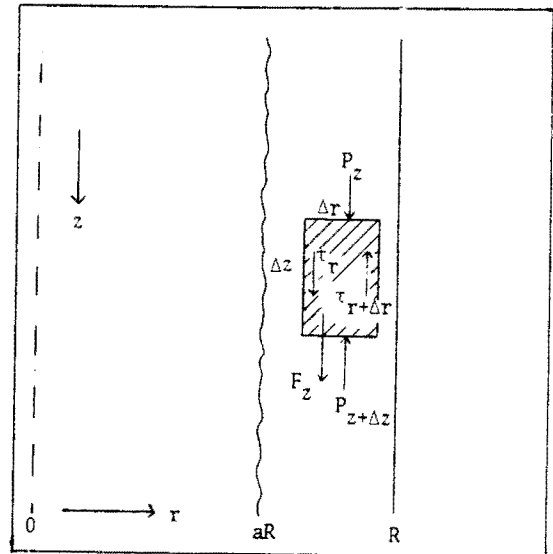
waternivo in het regeldrukvat goed staat ingesteld blijft de druk boven in de kolom constant: bij verhoging van de weerstand in de kolom wordt een groter gedeelte van de lucht aangezogen door het regeldrukvat. Bij een gekozen drukval over de kolom kan de hoogte van de dikke laag in de kolom worden ingesteld door de weerstand voor vloeistofafvoer aan de onderkant van de kolom te vergroten of te verkleinen. Indien de weerstand wordt verkleind, wordt er gemakkelijker vloeistof afgevoerd, en wordt de vloeistoffilm dunner. Hierdoor wordt het gasdebiet vergroot, en neemt ook de hoogte van de dikke laag toe.

HOOFDSTUK II: DE HYDRODYNAMICA VAN DE VLOEISTOFSTROMING.

2.1 Inleiding.

In figuur 2.1.a is een gedeelte van een kolom getekend, waarin vloeistof langs de wand naar beneden, en gas door het centrum naar boven stroomt.

Een krachtenbalans over een klein elementje, met dikte  $\Delta r$  en hoogte  $\Delta z$ , in de vloeistof-fase luidt:



Figuur 2.1.a: krachtenbalans over een vloeistofelementje.

$\rho_1 g \cdot 2\pi r \Delta r \Delta z + P_z \cdot 2\pi r \Delta r + 2\pi r \Delta z \cdot \tau_r = P_{z+\Delta z} \cdot 2\pi r \Delta r + 2\pi(r+\Delta r) \Delta z \cdot \tau_{r+\Delta r}$   
 ofwel:

$$2\pi r \Delta r (P_{z+\Delta z} - P_z) + 2\pi \Delta z \{ (r+\Delta r) \tau_{r+\Delta r} - r \tau_r \} = 2\pi r \Delta r \Delta z \rho_1 g \quad (1)$$

Delen door  $2\pi r \Delta r \Delta z$  en limietovergang  $\Delta r \rightarrow 0$  en  $\Delta z \rightarrow 0$  levert:

$$\frac{dp}{dz} + \frac{1}{r} \cdot \frac{d(r \cdot \tau)}{dr} = \rho_1 \cdot g \quad (2)$$

Van deze vergelijking, zij het in iets andere vorm, namelijk in carthesische coördinaten, afgeleid voor stroming langs een vlakke plaat, gaan ook Wallis (lit. 1), Thomas en Portalski (lit. 4) en Meter en Bird (lit. 17) uit. Met behulp van de randvoorwaarde ( $\tau = \tau_i; r = aR$ ), waarin  $\tau_i$  vooralsnog onbekend is, kunnen we differentiaalvergelijking (2) oplossen.

De oplossing luidt:

$$\tau_{r,z} = C_1 \cdot r + C_2 \cdot \frac{1}{r} \quad (3)$$

Hierin is:

$$C_1 = \frac{1}{2}(\rho_1 g - \frac{dp}{dz})$$

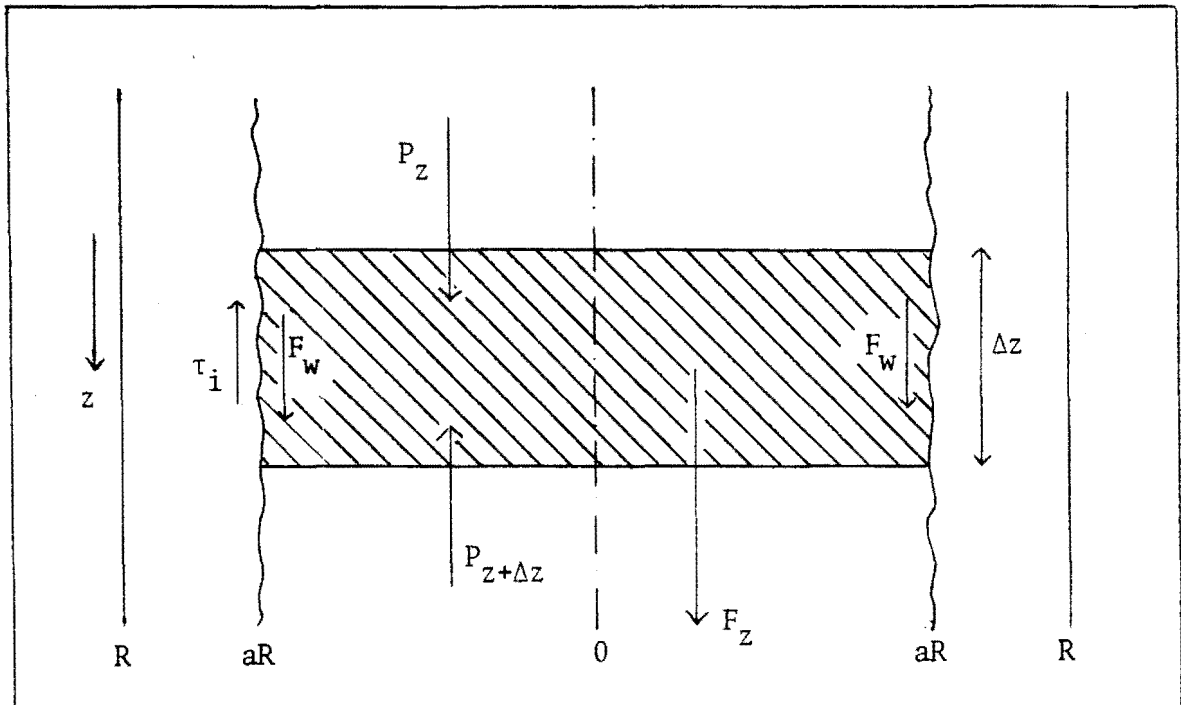
$$C_2 = aR\tau_i + a^2 R^2 C_1$$

$\tau_i$  (en dus ook de integratieconstante  $C_2$ ) kan eenvoudig worden berekend wanneer we de - overigens onjuiste - aanname maken dat het grensvlak tussen vloeistof- en gasfase volkomen glad is, dus dat de wrijvingskracht alleen door de schuifspanning wordt veroorzaakt. Zie figuur 2.1.b.

Een krachtenbalans over een element in de gasfase, met volume  $\pi a^2 R^2 \Delta z$ , luidt:

$$P_z \pi a^2 R^2 + \rho_g g \pi a^2 R^2 \Delta z + F_w = P_{z+\Delta z} \pi a^2 R^2 \quad (4)$$

Hierbij is verondersteld dat de drukgradiënt in de gasfase,  $(dp/dz)_g$ , gelijk is aan de drukgradiënt in de vloeistoffase,  $(dp/dz)_l$ , en dat deze drukgradiënt constant is over een horizontale doorsnede van de kolom.



Figuur 2.1.b: krachtenbalans over een element in de gasfase.

Bij volkomen glad grensvlak wordt de grootte van de wrijvingskracht gegeven door schuifspanning maal oppervlak. Dus:

$$F_w = -2\pi a R \Delta z \tau_i \quad (5)$$

Er dient te worden opgemerkt dat de schuifspanning per definitie (lit. 18) gelijk is aan de kracht per oppervlakte-eenheid die door de binnenliggende laag wordt uitgeoefend op de buitenliggende laag. Dit betekent dus - omdat het gas naar boven beweegt (negatieve z-richting) - dat  $\tau_i$  negatief is, en dat de richting van  $F_w$  tegengesteld is aan die van  $\tau_i$ !

Combinatie van (4) en (5) levert:

$$\tau_i = \frac{1}{2} a R (\rho_g g - \frac{dP}{dz}) \quad (6a)$$

en omdat  $\frac{dP}{dz} \gg \rho_g g$ :

$$\tau_i = -\frac{1}{2} a R \frac{dP}{dz} \quad (6b)$$

De aanname die heeft geleid tot formule (6b) is, zoals gezegd, niet juist. We zullen in de praktijk nooit met een volkomen glad grensvlak te maken hebben. Dit wil overigens niet zeggen dat formule (6b) onbruikbaar is: over de grootte van het verschil tussen de werkelijke  $\tau_i$  en formule (6b) valt weinig te zeggen.

Wanneer we geen volledig glad grensvlak hebben, kunnen we  $\tau_i$  schrijven als:

$$\tau_i = -f_{i,1} \cdot \frac{1}{2} \rho_1 v_1^2 \quad (7)$$

De frictiefactor  $f_{i,1}$  zal dan uit empirische of semi-empirische relaties gehaald moeten worden.

In de praktijk zal ook nog golfvorming aan het grensvlak kunnen optreden, zodat we ook rekening moeten houden met meesleepkrachten. Deze uiteten zich in een additionele term in formule (6a), waarin de meesleepcoëfficiënt  $C_D$  voorkomt. Een dergelijke berekening leidt in ons geval echter tot zeer ingewikkelde, onhanteerbare vergelijkingen.

We kunnen ook op een andere manier komen tot een randvoorwaarde voor differentiaalvergelijking (2). De nu volgende aanpak is niet essentieel verschillend van de vorige, en in wezen maken we hierbij impliciet dezelfde aanname (glad oppervlak). Om rekentechnische redenen wordt hier echter een andere weg gevolgd.

Beschouwen we figuur 2.1.c.

Er is een  $\lambda$  met  $a < \lambda < 1$ , zodat op de plaats  $r = \lambda R$  geldt:  $\tau_{r,z} = 0$  en  $v_r = \text{maximaal}$ ! Dit kunnen we gebruiken als randvoorwaarde voor differentiaalvergelijking (2). De oplossing luidt dan:

$$\tau_{r,z} = C_1 R \left( \frac{r}{R} - \lambda^2 \cdot \frac{R}{r} \right) \quad (8)$$

Voor het geval we te maken hebben met een volkomen gladde film kunnen we  $\lambda$  berekenen. Combinatie van (6b) en (8) levert:

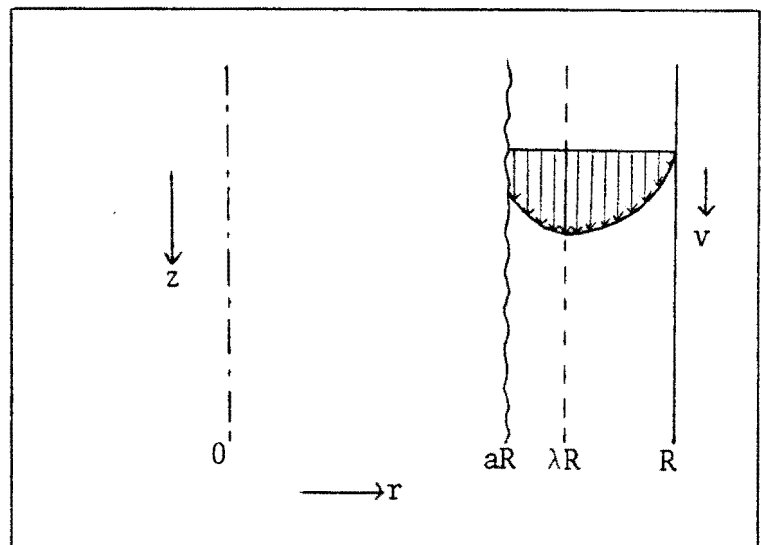
$$\lambda = a \left\{ \rho_1 g / \left( \rho_1 g - \frac{dP}{dz} \right) \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

De aanname die we nu voor turbulente vloeistofstroming maken is dat de plaats van het snelheidsmaximum (dus we zeggen niets over de grootte van het maximum) hetzelfde is voor stroming met een volkomen glad grensvlak en voor stroming, waarbij we te maken hebben met een ruw en golvend grensvlak. De

eerstgenoemde stroming zal in het algemeen laminair zijn, de laatstgenoemde turbulent. In andere woorden luidt deze aanname dat de plaats waar  $\tau_{r,z} = 0$  gemiddeld in de tijd gelijk is voor stroming met een glad en stroming met een niet-glad oppervlak.

Deze aanname is ook toegepast door Tossaint

(lit. 19) en door andere onderzoekers experimen-



Figuur 2.1.c: de snelheid is maximaal op de plaats  $r = \lambda R$ .

teel geverifieerd voor stroming in annuli. De aanname houdt in dat we onafhankelijk van de soort stroming (laminair of turbulent) werken met één schuifspanningsprofiel dat alléén afhankelijk is van de vloeistofholdup en -dichtheid en van de drukgradiënt in de kolom. Het snelheidsprofiel, en daarmee de frictiefactor, is uiteraard voor turbulente stroming geheel anders dan voor laminaire stroming.

## 2.2 Model voor laminaire vloeistofstroming.

Wanneer we aannemen dat de vloeistof laminair stroomt kunnen we een analytische oplossing geven voor het verband tussen vloeistofholdup, vloeistofdebiet en drukgradiënt in de kolom.

Voor laminaire Newtonse vloeistofstroming geldt:

$$\tau_{r,z} = -\mu \frac{dv}{dr} \quad (10)$$

Combinatie van (8), (9) en (10) levert een differentiaalvergelijking voor de snelheid:

$$-\frac{dv}{dr} = C_1 R \left( \frac{r}{R} - \lambda^2 \cdot \frac{R}{r} \right) \quad (11)$$

Met behulp van de randvoorwaarde ( $v=0; r=R$ ) leidt dit tot de volgende vergelijking, die de snelheid  $v$  geeft als functie van de plaats  $r$ :

$$v = C_1 (R^2 - r^2) / 2\mu + (C_1 R^2 \lambda^2 / \mu) \ln \frac{r}{R} \quad (12)$$

Het vloeistofdebiet  $L$  wordt gegeven door:

$$L = 2\pi \int_a^R v r \, dr \quad (\text{m}^3/\text{s}) \quad (13)$$

De vloeistofholdup  $\alpha$  wordt gegeven door:  $\alpha = 1 - a^2$ . Combinatie van (9), (12) en (13) hiermee, levert de vergelijking die het verband beschrijft tussen vloeistofdebiet  $L$ , drukgradiënt  $dP/dz$  en vloeistof-

stofholdup  $\alpha$ :

$$(4\mu/\pi R^4) \cdot L = C_1 \alpha^2 - (1 - \alpha) \rho_1 g \alpha - 2(1 - \alpha)^2 \rho_1 g \cdot \ln \sqrt{1 - \alpha} \quad (14)$$

We kunnen deze vergelijking dimensieloos maken door invoering van de volgende parameters:

$$p^* = (dP/dz)/\rho_1 g$$

$$L^* = 8\mu L/\pi \rho_1 g R^4$$

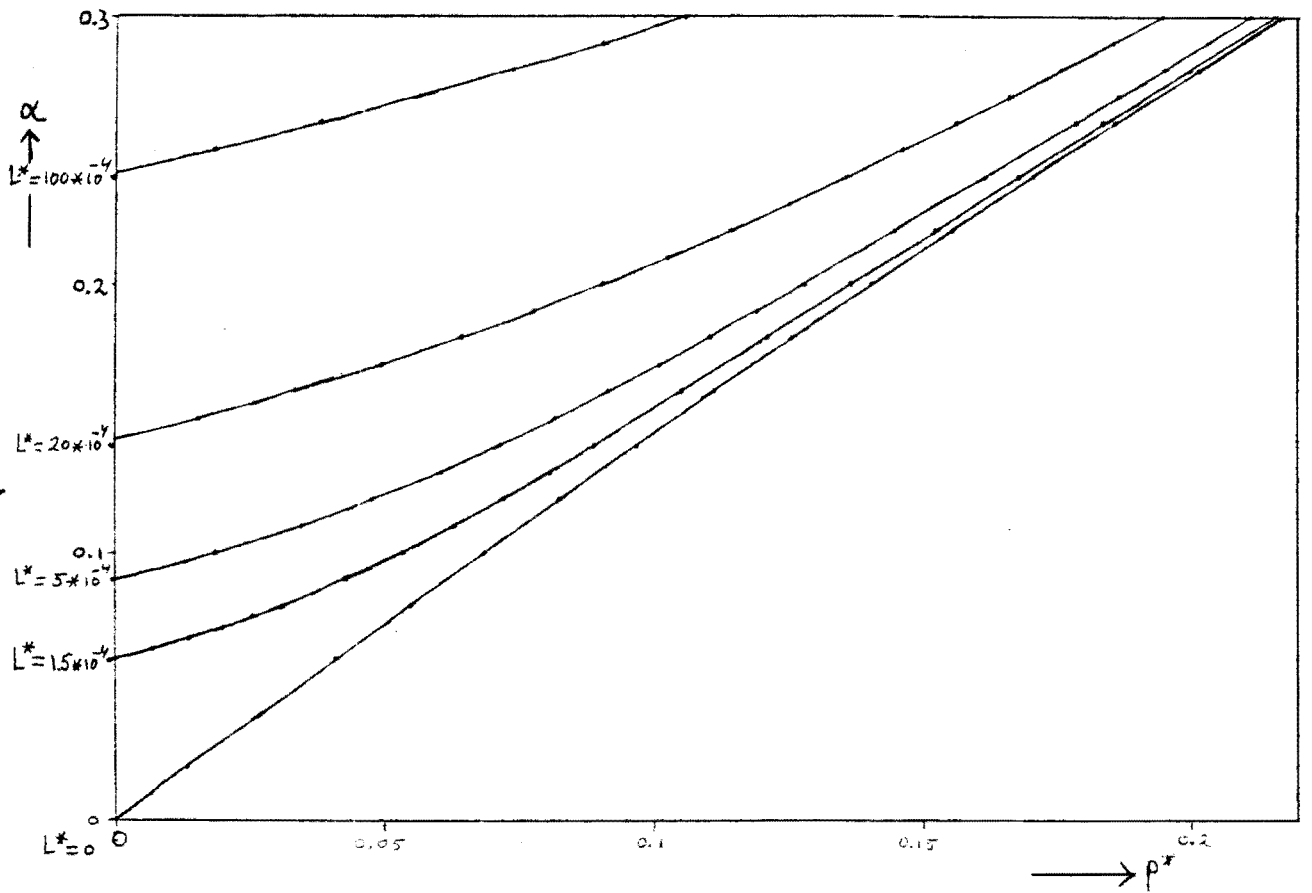
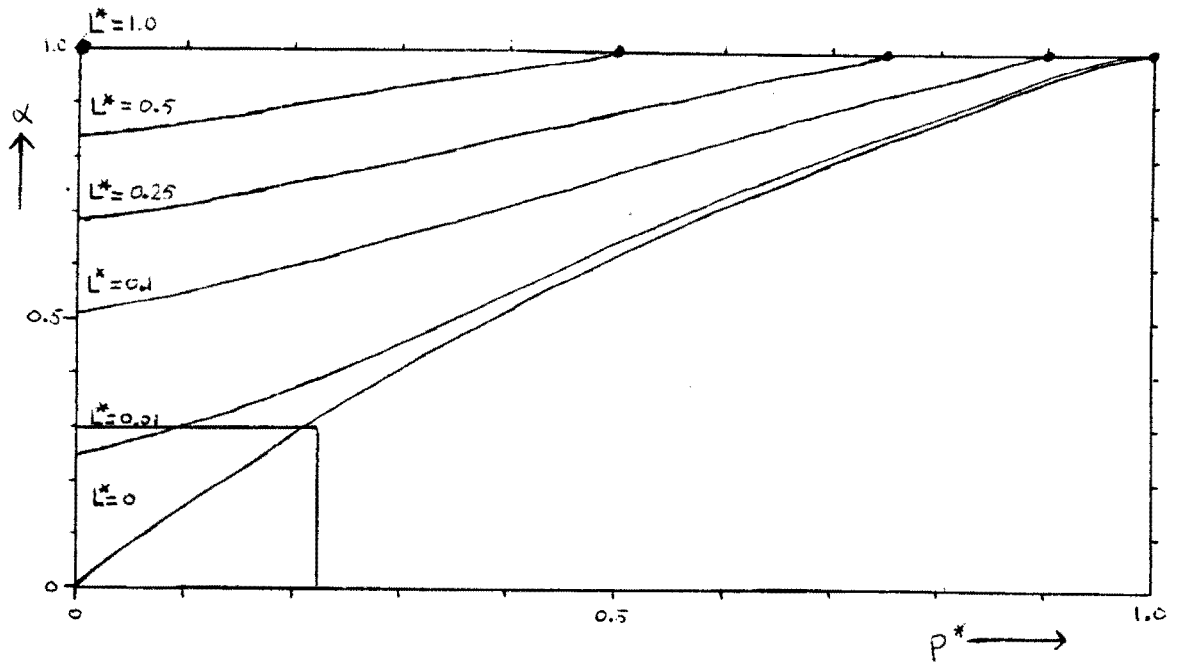
De vergelijking luidt dan:

$$L^* = (1 - p^*) \alpha^2 - 2\alpha(1 - \alpha) - 4(1 - \alpha)^2 \cdot \ln \sqrt{1 - \alpha} \quad (15)$$

Deze vergelijking is grafisch weergegeven in grafiek 2.2.A op de volgende bladzijde. Hierin is  $\alpha$  uitgezet tegen  $p^*$ , met als parameter  $L^*$ .

Deze vergelijking is o.a. ook afgeleid door Tossaint (lit. 19).





Grafiek 2.2.A: Verband tussen  $p^*$ ,  $L^*$  en  $\alpha$  volgens laminair model.

### 2.3 Model voor turbulente vloeistofstroming.

De vloeistofstroming, zoals die kan worden waargenomen in een tegenstroomkolom die zich in de incipient flooding toestand bevindt, is nogal onregelmatig en wild, en het grensvlak tussen de gas- en de vloeistoffase is zeker niet volmaakt glad, maar behoorlijk ruw: er treedt golfvorming op. Het is dus zeker niet zo dat de stroming zuiver laminair zal zijn: de stroming zal in het algemeen een turbulent karakter vertonen, en de turbulente bijdrage aan de schuifspanning zal veel groter zijn dan de laminaire bijdrage.

Wanneer we naast de laminaire bijdrage aan de schuifspanning - gegeven door  $\tau_{lam.} = -\mu(dv/dr)$  - ook een turbulente bijdrage,  $\tau_{turb.}$ , mee in berekening nemen, worden de vergelijkingen veel gecompliceerder. Het is dan niet meer mogelijk langs eenvoudige weg te komen toe een dimensieloze vergelijking zoals (15).

Toch kunnen we voor bepaalde gevallen, zij het onder enkele beperkende aannamen, de oplossing analytisch berekenen, en ook kunnen we met behulp van een computer de oplossing numeriek bepalen.

In de literatuur worden verschillende formules gegeven voor de turbulente bijdrage aan de schuifspanning. Enkele hiervan zijn:

De Eddy viscositeit van Boussinesq (lit. 20).

Hierbij wordt de turbulente bijdrage aan de schuifspanning gegeven door:

$$\tau_{turb.} = -\mu_{turb.} \cdot (dv/dr) \quad (16)$$

Hierin is  $\mu_{turb.}$  een "turbulentie-coëfficiënt van de viscositeit, ofwel de Eddy-viscositeit. Deze Eddy-viscositeit is meestal in sterke mate plaatsafhankelijk.

Het menglengte model van Prandtl (lit. 21).

Volgens dit model is de turbulente bijdrage aan de schuifspanning gelijk aan:

$$\tau_{turb.} = -\rho_1 l^2 \left| \frac{dv}{dr} \right| \frac{dv}{dr} \quad (17)$$

Hierin is de "menglengte"  $l$  eveneens een funktie van de plaats. In het algemeen wordt  $l$  lineair afhankelijk gesteld van de afstand tot een vaste wand.

Overeenkomstigheidshypothese van von Kármán (lit. 22).

Hierbij geldt voor de turbulente bijdrage:

$$\tau_{\text{turb.}} = -\rho_1 k^2 \left| \frac{dv}{dr} \right|^3 / \left( \frac{d^2v}{dr^2} \right)^2 \left| \frac{dv}{dr} \right| \quad (18)$$

Hierin is  $k$  een konstante die door sommige onderzoekers is bepaald op 0.40 en door andere op 0.36 .

Voor de beschrijving van het turbulent stromingsgedrag hebben we gekozen voor het menglengte model van Prandtl.

Dit enerzijds omdat ook vorige onderzoekers dit model gebruikt hebben om de stroming in een natte wand kolom te beschrijven (o.a. Meter & Bird, Tossaint), en anderzijds omdat dit model nog betrekkelijk goed hanteerbaar is bij het mathematisch modelleren van de stroming.

De overeenkomstigheidshypothese van von Kármán is reeds dermate ingewikkeld dat er geen analytische oplossing meer kan worden gegeven.

Meestal wordt, wanneer men turbulente stroming wil beschrijven, de aanname gemaakt dat de laminaire bijdrage aan de schuifspanning verwaarloosbaar is ten opzichte van de turbulente bijdrage.

Dit wordt onder andere gedaan door Meter en Bird (lit. 17) en door Tossaint (lit. 19).

Deze aanname is zeer verstandig wanneer men de snelheid wil berekenen als funktie van de plaats. Immers, in de eerste plaats is inderdaad de turbulente bijdrage in het algemeen aanzienlijk groter dan de laminaire en in de tweede plaats vereenvoudigt dit het rekenwerk behoorlijk.

In het nu volgende zullen we echter laten zien dat toepassing van deze aanname kan leiden tot fouten wanneer we het verband trachten te vinden tussen het vloeistofdebiet  $L$ , de drukgradiënt  $dP/dz$  en de vloeistofholdup  $\alpha$ . We gaan uit van het menglengte model van Prandtl en leiden een vergelijking af voor de snelheid van funktie van de plaats. Het zal blijken dat de snelheid op de plaats  $r = R$  (aan de wand), berekend met behulp van dit model, oneindig groot negatief wordt.

Combineren van formules (8) en (17) geeft:

$$\tau_{r,z} = C_1 R \left( \frac{r}{R} - \lambda^2 \cdot \frac{R}{r} \right) = -\rho_1 l^2 \left| \frac{dv}{dr} \right| \frac{dv}{dr} = \tau_{\text{turb.}} \quad (19)$$

De menglengte  $l$  wordt lineair evenredig verondersteld met de afstand tot de wand:

$$l = k(R - r) \quad (20)$$

We moeten nu, vanwege het voorkomen van de absolute waarde in formule (19) de zaak in tweeën opsplitsen. Er geldt:

$$\text{voor } aR < r < \lambda R: \quad C_1 R \left( \frac{r}{R} - \lambda^2 \cdot \frac{R}{r} \right) = -\rho_1 k^2 (R - r)^2 \left( \frac{dv}{dr} \right)^2 \quad (21a)$$

$$\text{voor } \lambda R < r < R: \quad C_1 R \left( \frac{r}{R} - \lambda^2 \cdot \frac{R}{r} \right) = +\rho_1 k^2 (R - r)^2 \left( \frac{dv}{dr} \right)^2 \quad (21b)$$

Ter vereenvoudiging van de oplossing van deze vergelijkingen wordt door Meter en Bird de aanname gemaakt dat:

$$\tau_{r,z} = \tau_{aR,z} \quad \text{voor } aR < r < \lambda R \quad (22a)$$

$$\tau_{r,z} = \tau_{R,z} \quad \text{voor } \lambda R < r < R \quad (22b)$$

Deze aanname is natuurlijk niet juist, maar maakt het wel mogelijk een analytische oplossing te geven. Meter en Bird hebben deze oplossing grafisch weergegeven. Zie figuur 2.3.a op de volgende bladzijde.

We zien dat het snelheidsprofiel dat op deze manier wordt berekend het werkelijke profiel zeer goed benadert. Alleen vlak bij de wand blijkt het mis te gaan: hier gaat de snelheid volgens het Prandtl-profiel naar min-oneindig. In de figuur is dit niet zo goed te zien. Wanneer we echter (21b) oplossen met behulp van (22b) vinden we dat de randvoorwaarde  $v = 0$  als  $r = R$  alleen dan kan opgaan wanneer we de integratieconstante  $k_2$  oneindig groot kiezen:

$C_1 R (1 - \lambda^2) = \rho_1 k^2 (R - r)^2 (dv/dr)^2$  levert  $k_1 dv = dr / (R - r)$  met  $k_1 = -\sqrt{\{\rho_1 k^2 / C_1 R (1 - \lambda^2)\}}$ . (Deze konstante is negatief omdat voor  $\lambda R < r < R$  moet gelden dat  $dv/dr < 0!$ ). Dus  $k_1 v = -\ln(R - r) + k_2$ , en indien  $v = 0$  als  $r = R$  volgt hieruit dat  $k_2 = \infty$ .

Het menglengte model van Prandtl geeft dicht bij de wand geen goede

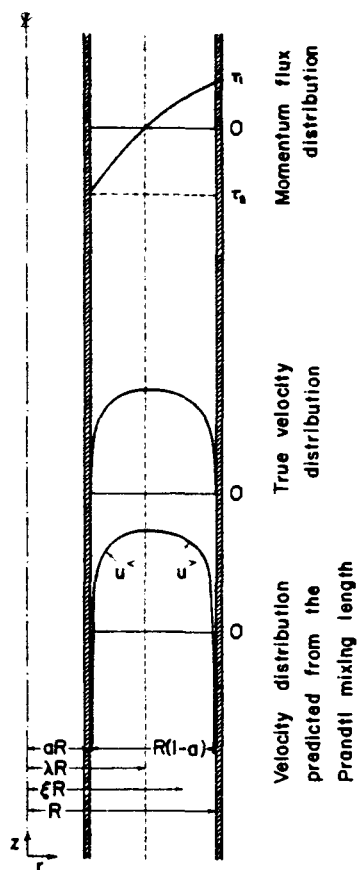
beschrijving. Dit is algemeen bekend, en de afwijking wordt pas relevant wanneer we heel dicht in de buurt van de wand zitten: alleen hier berekenen we een geheel andere snelheid. Echter, voor onze situatie is het menglengte model in deze vorm niet meer bruikbaar, daar we het verband zoeken tussen vloeistofdebiet, drukgradiënt en vloeistofholdup. Om het vloeistofdebiet te verkrijgen moeten we de snelheid volgens formule (13) integreren, en het is natuurlijk duidelijk dat we hierbij grote fouten kunnen maken vanwege het feit dat  $v$  oneindig negatief wordt aan de wand.

Er zijn in de literatuur ook modellen te vinden die de toestand dicht in de buurt van een vaste wand goed beschrijven. Een semi-empirische relatie die wordt voorgesteld door Deissler (lit. 23) luidt:

$$\tau_{\text{turb.}} = -\rho_1 n^2 v (R - r) \cdot \{1 - \exp(-n^2 v (R-r)/v)\} \cdot (dv/dr) \quad (23)$$

Hierin is  $n$  een constante die volgens Deissler de waarde 0.124 heeft. Veelal wordt het probleem van de stroming dicht bij een wand opgelost door de stroming te verdelen in een grenslaag, waar een laminaire regime bestaat, en een turbulente zone, al dan niet met een of meerdere overgangszones.

Thomas en Portalski (lit. 4) geven hiervan een goed voorbeeld. Zij beschouwen daartoe de overgangzone als een deel van de laminaire laag. Met behulp van de aanname dat de snelheidsgradiënt in de laminaire laag constant is berekenen ze vervolgens het vloeistofdebiet in de laminaire en in de turbulente laag afzonderlijk. Voor de tur-



Figuur 2.3.a: snelheidsprofiel volgens het Prandtl model.

bulente laag gebruiken ze het snelheidsprofiel volgens het menglengte model van Prandtl. De dikte van de laminaire laag berekenen ze met behulp van de relatie van Nikuratzé (lit. 31). Op deze manier voldoen zij dus aan de randvoorwaarde dat de snelheid aan de wand gelijk aan nul moet zijn.

Dichtbij de wand vertoont de stroming een laminair, verderop een turbulent karakter.

Het is niet persé noodzakelijk om een scherpe grens te definiëren tussen de laminaire en de turbulente zône. Wanneer we de laminaire bijdrage aan de schuifspanning niet verwaarlozen, en dus de schuifspanning beschrijven met:

$$\tau = \tau_{\text{lam.}} + \tau_{\text{turb.}} = -\mu \frac{dv}{dr} - \rho_1 l^2 \left| \frac{dv}{dr} \right| \frac{dv}{dr} \quad (24)$$

dan vindt als het ware een geleidelijke overgang plaats van laminaire naar turbulente stroming wanneer de afstand tot de wand toeneemt.

De turbulente bijdrage zal in het algemeen veel groter zijn dan de laminaire, behalve dicht in de buurt van de wand, omdat immers de menglengte  $l$  evenredig is met de afstand tot de wand. Helemaal aan de wand, op de plaats  $r = R$  zal de turbulente bijdrage zelfs gelijk aan nul zijn! De basisvergelijking die we moeten oplossen om de stroming te beschrijven luidt dus:

$$C_1 R \left( \frac{r}{R} - \lambda^2 \cdot \frac{R}{r} \right) = -\mu \frac{dv}{dr} - \rho_1 k^2 (R - r)^2 \cdot \left| \frac{dv}{dr} \right| \frac{dv}{dr} \quad (25)$$

De randvoorwaarde voor deze differentiaalvergelijking luidt:

$$v = 0 ; r = R \quad (26)$$

Ook deze vergelijking kunnen we met behulp van geschikte parameters dimensieloos maken. Het blijkt echter onmogelijk om de vergelijking op te lossen en een verband te vinden tussen een dimensieloos debiet, een dimensieloze drukgradiënt en holdup  $\alpha$ , wanneer de grootte van het getal van Galileï, - gedefinieerd door  $Ga = gR^3 \rho_1^2 / \mu^2$  - , niet bekend is. Dit wordt uitvoerig toegelicht in bijlage A1.

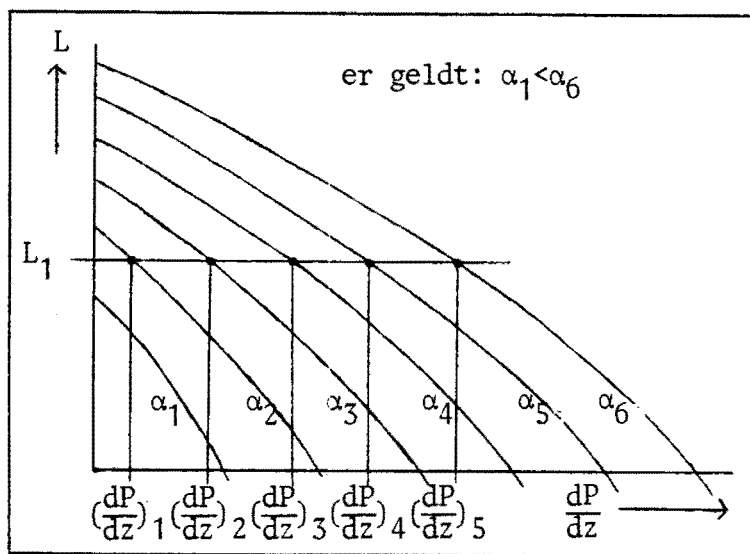
Vergelijking (25) kan met behulp van de aanname die ook Meter en Bird gemaakt hebben (22) analytisch worden opgelost. De uitkomst is dan echter slechts weer te geven in een onhanteerbare formule ter grootte van ongeveer twee pagina's A4!

We kunnen vergelijking (25) met randvoorwaarde (26) veel beter oplossen met behulp van een computer. Dit heeft bovendien het voordeel dat we de (onjuiste) aanname (22) niet meer hoeven te maken.

We starten de berekening aan de wand ( $r = R; v = 0$ ), en berekenen vervolgens  $\tau$ ,  $(dv/dr)_R$  en  $v_{R-\Delta r}$ . Vervolgens herhalen we deze berekening voor de plaats  $r = R - \Delta r$ , met snelheid  $v_{R-\Delta r}$  etc. etc.

Zodra we op deze manier de plaats  $r = aR$  bereikt hebben wordt de berekening gestopt, en kunnen we via eenvoudige integratie van de snelheid het volumedebiet  $L$  bepalen. Een uitvoerige beschrijving van de hier genoemde rekenprocedure wordt gegeven in bijlage A2.

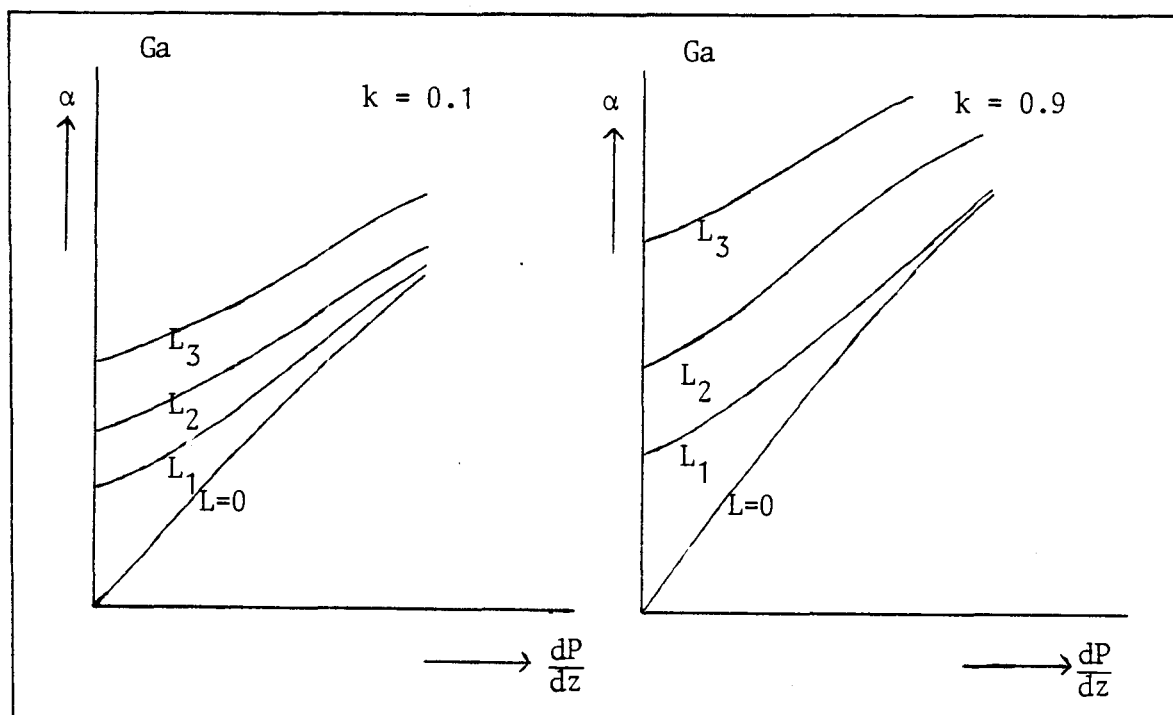
Op deze manier kunnen we dus - wanneer we de waarde van  $G_a$  kennen, dat wil zeggen de straal van de kolom en de viscositeit en de dichtheid van de vloeistof - voor alle gewenste waarden van holdup en drukgradiënt het debiet  $L$  laten uitrekenen. We kunnen  $L$  uitzetten versus  $dP/dz$  met als parameter  $\alpha$ :



Figuur 2.3.b: vloeistofdebiet als functie van drukgradiënt en holdup.

Omdat we in de praktijk veelal werken bij constant vloeistofdebiet is het handiger de grafiek te construeren van  $\alpha$  versus  $dP/dz$  met als pa-

parameter  $L$ . Dit kan gebeuren door voor een bepaalde waarde van  $L$ , bijvoorbeeld  $L = L_1$  in figuur 2.3.b, voor elke  $\alpha$  de bijbehorende  $dP/dz$  af te lezen. We kunnen op deze manier voor een bepaalde waarde van  $k$  het verband tussen  $dP/dz$ ,  $L$  en  $\alpha$  construeren. Praktisch gezien moet de waarde van  $k$  liggen in de buurt van 0.36 - 0.40. Om de invloed van deze constante te verduidelijken is in figuur 2.3.c het globale verband tussen  $\alpha$ ,  $L$  en  $dP/dz$  geschetst voor  $k = 0.1$  en  $k = 0.9$ . Alle overige parameters, zoals bijvoorbeeld  $Ga$ , zijn voor beide grafieken hetzelfde. Ook de schalen op de assen zijn gelijk, terwijl  $L_1$ ,  $L_2$  en  $L_3$  overeenkomstige vloeistofdebieten voorstellen.



Figuur 2.3.c: globaal verband tussen  $\alpha$  en  $dP/dz$ ; de invloed van  $k$ .

Zoals we uit de figuur kunnen opmaken heeft de waarde van  $k$  enige invloed op de helling van de lijnen, en is het een belangrijke factor in de invloed die het vloeistofdebiet heeft op het verband tussen  $\alpha$  en  $dP/dz$ . Voor grafieken van  $\alpha$  versus  $dP/dz$  die resulteerden uit werkelijke berekeningen wordt verwezen naar paragraaf 2.4.3, waarin de resultaten van enkele experimenten worden vermeld.

Op de volgende bladzijden zijn enkele grafieken getekend die de invloed



weergeven van holdup  $\alpha$  en drukgradiënt  $dP/dz$  op respectievelijk het snelheidsprofiel, de grensvlaksnelheid en de maximale snelheid.

Grafiek 2.3.A toont de invloed van  $\alpha$  op het snelheidsprofiel. Wanneer we curve 1 en 2 vergelijken met respectievelijk 4 en 5 zien we dat bij grotere holdup en gelijke drukgradiënt het snelheidsprofiel vlakker, en de grensvlaksnelheid en de maximale snelheid groter zijn. Ook is te zien dat bij bepaalde waarden van  $\alpha$  en  $dP/dz$  een deel van de vloeistof met het gas mee naar boven beweegt. (curve 3).

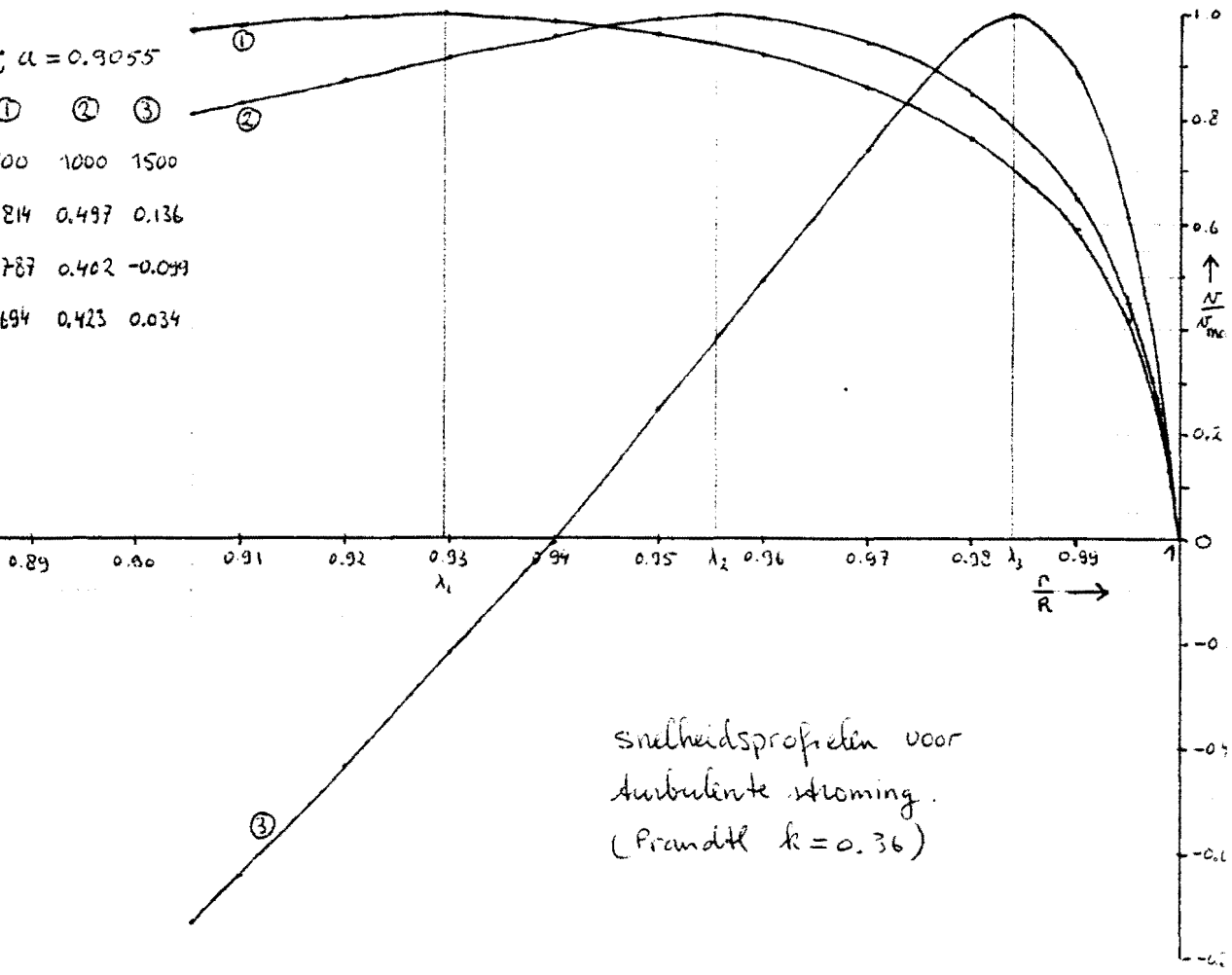
Grafiek 2.3.B toont het verschil tussen de snelheidsprofielen volgens het laminaire en de profielen volgens het turbulente model ( $k = 0.36$ ). Het laminaire model (curve 6 en 7) geeft een parabolisch snelheidsprofiel te zien. Het turbulente model (curve 1, 2 en 3) laat een meer afgeplat profiel zien.

De grafieken 2.3.C en 2.3.D laten de invloed van respectievelijk  $\alpha$  en  $dP/dz$  op de snelheid aan het grensvlak  $v_i$ , de maximale snelheid  $v_{\max}$  en het quotiënt van beide zien.

De snelheden zijn uitgedrukt in m/s en de drukgradiënt in  $N/m^2m$ . De berekening werd gemaakt voor een kolomdiameter van 0.026 m, een vloeistofviscositeit van  $0.001 \text{ Ns/m}^2$  en een vloeistofdichtheid van  $999 \text{ kg/m}^3$ .

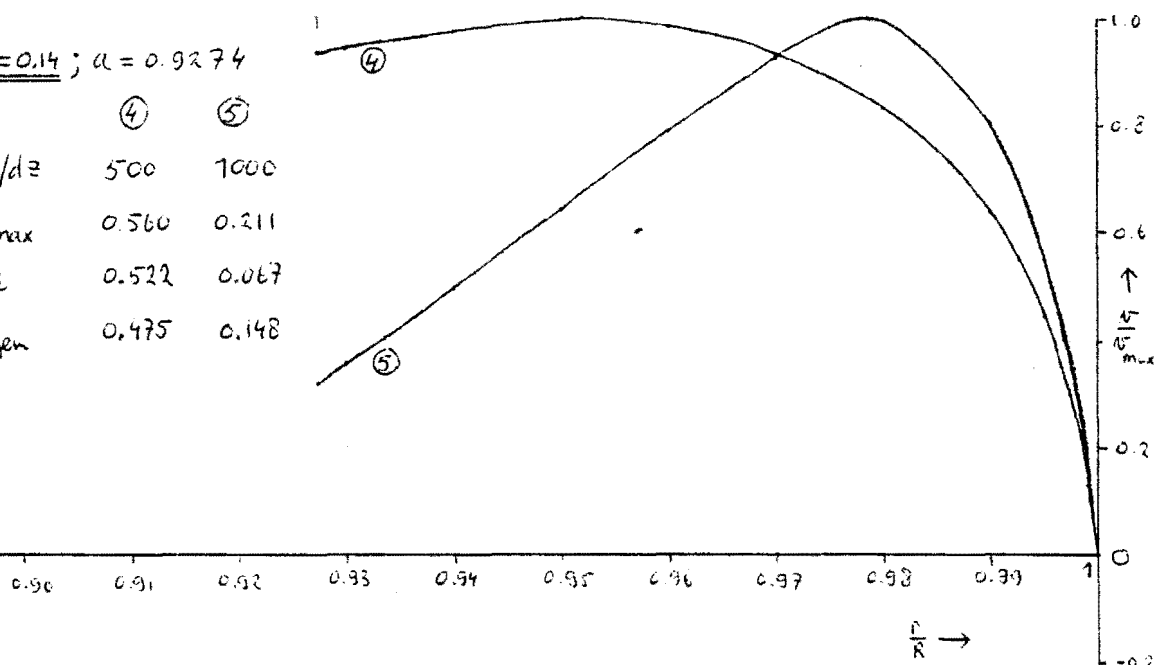
$\alpha = 0.18 ; a = 0.9055$

|           | ①     | ②     | ③      |
|-----------|-------|-------|--------|
| $dp/dz$   | 500   | 1000  | 1500   |
| $N_{max}$ | 0.814 | 0.497 | 0.136  |
| $N_i$     | 0.787 | 0.402 | -0.099 |
| $N_{gem}$ | 0.694 | 0.423 | 0.034  |



$\alpha = 0.14 ; a = 0.9274$

|           | ④     | ⑤     |
|-----------|-------|-------|
| $dp/dz$   | 500   | 1000  |
| $N_{max}$ | 0.560 | 0.211 |
| $N_i$     | 0.522 | 0.067 |
| $N_{gem}$ | 0.475 | 0.148 |

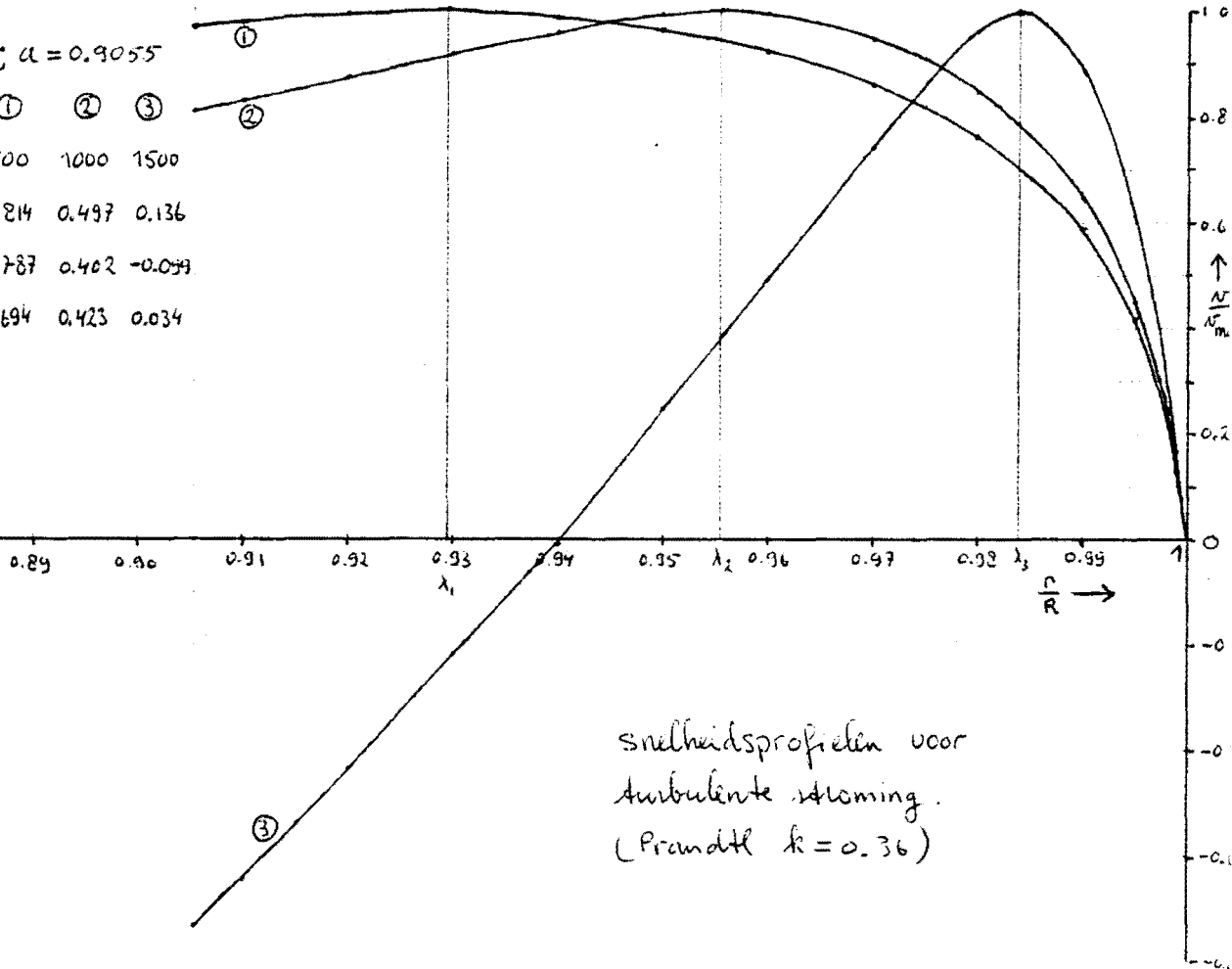


Grafiek 2.3.A: De invloed van  $\alpha$  op het snelheidsprofiel.

Snelheidsprofielen voor turbulente stroming (Prandtl  $k = 0.36$ )

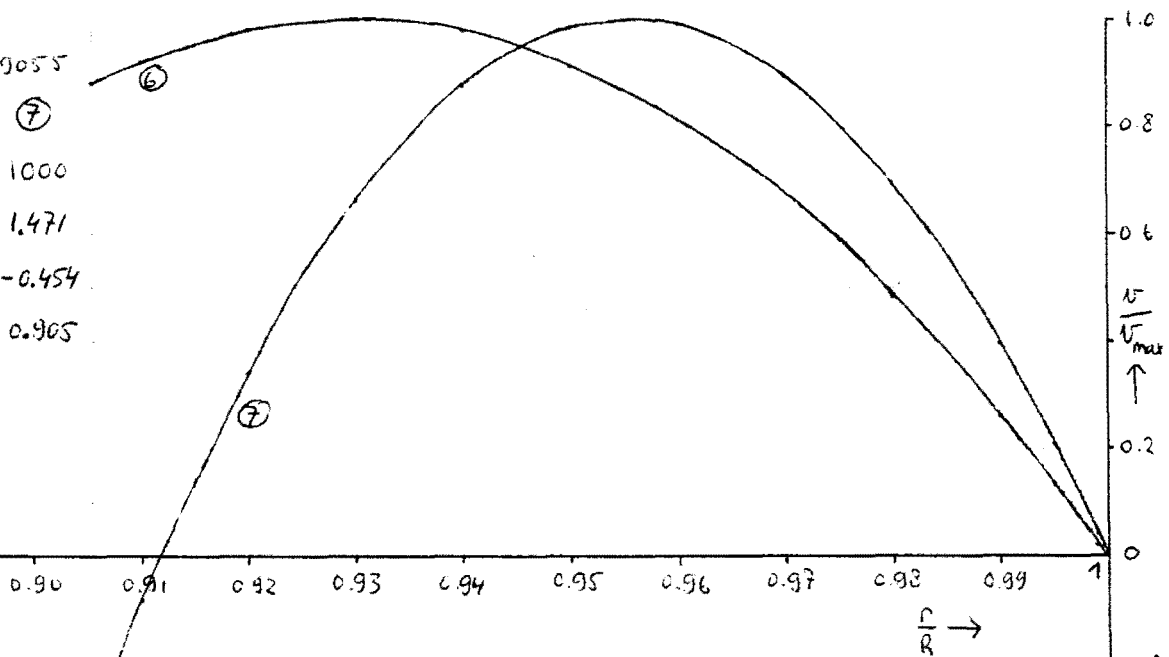
$\alpha = 0.18 ; a = 0.9055$

|           | ①     | ②     | ③      |
|-----------|-------|-------|--------|
| $dp/dz$   | 500   | 1000  | 1500   |
| $v_{max}$ | 0.814 | 0.497 | 0.136  |
| $v_c$     | 0.787 | 0.402 | -0.059 |
| $v_{gem}$ | 0.694 | 0.423 | 0.034  |



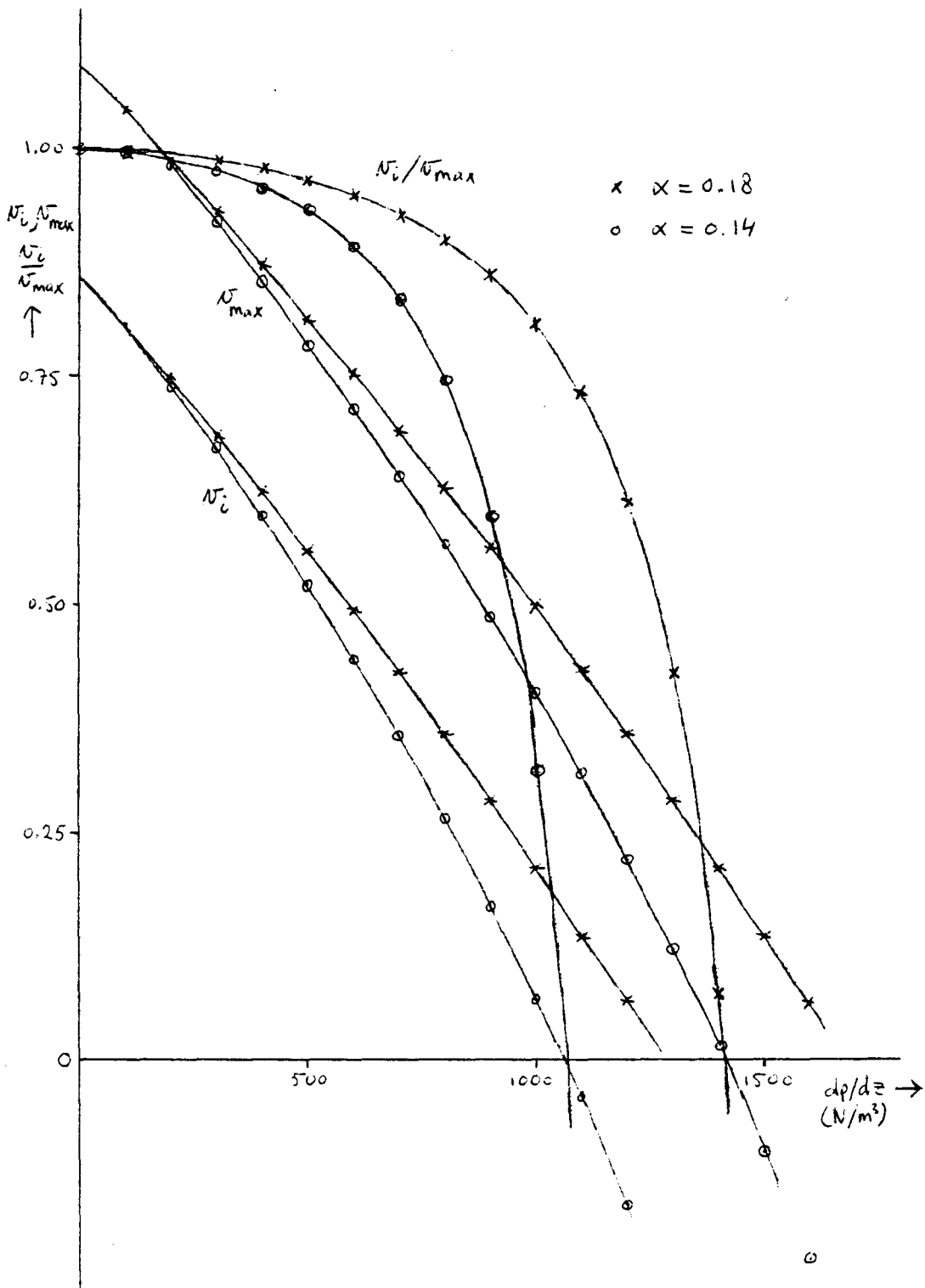
$\alpha = 0.18 , a = 0.9055$

|           | ⑥     | ⑦      |
|-----------|-------|--------|
| $dp/dz$   | 500   | 1000   |
| $v_{max}$ | 3.871 | 1.471  |
| $v_c$     | 3.407 | -0.454 |
| $v_{gem}$ | 2.835 | 0.905  |

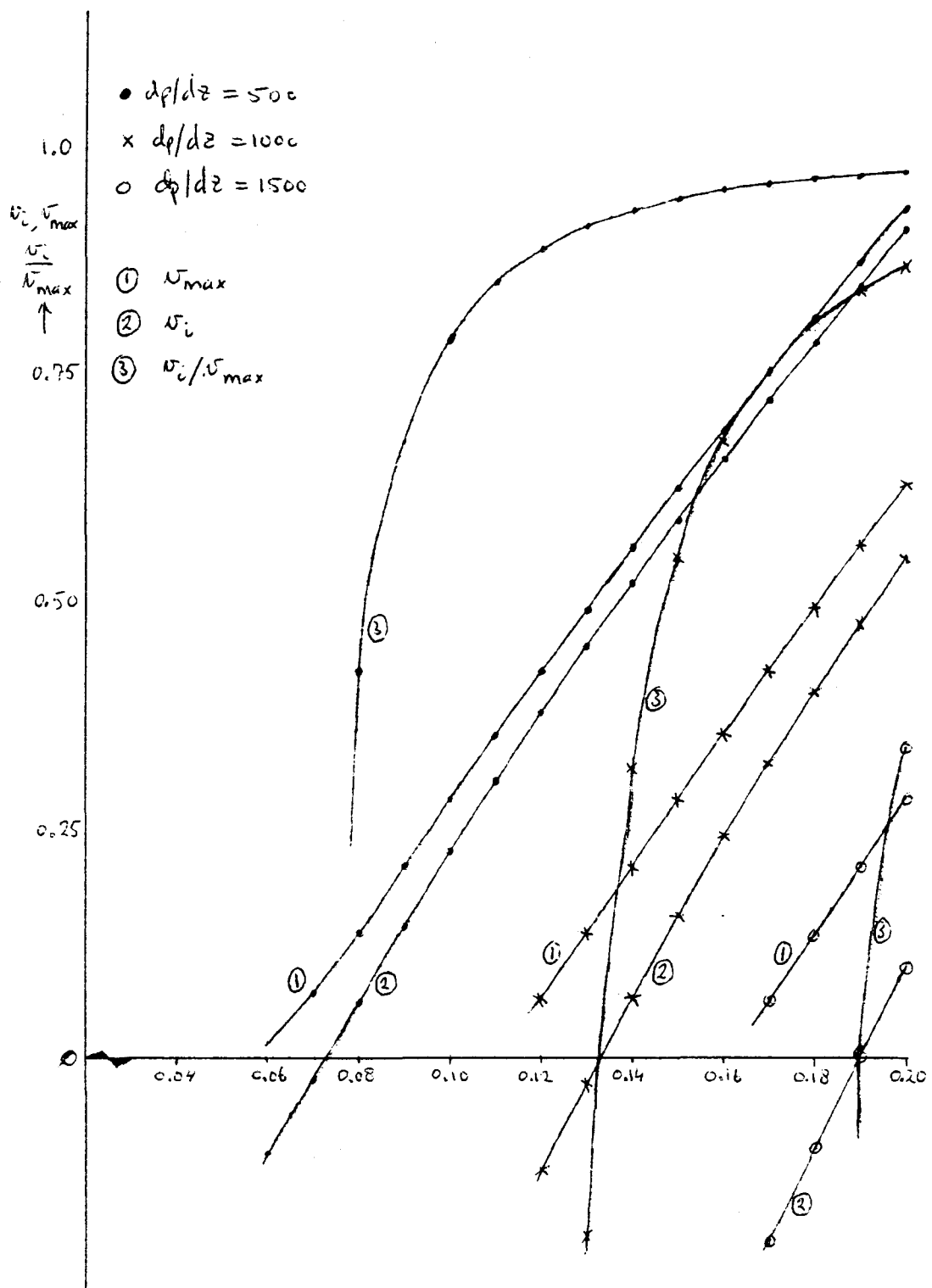


Grafiek 2.3.B: Snelheidsprofielen volgens laminair en turbulent model.

snelheidsprofielen voor laminaire stroming.



Grafiek 2.3.C: De invloed van  $\alpha$  op  $v_i$ ,  $v_{max}$  en  $v_i/v_{max}$ .



Grafiek 2.3.D: De invloed van  $dp/dz$  op  $v_i$ ,  $v_{max}$  en  $v_i/v_{max}$ .

## 2.4 Experimentele toetsing van beide modellen.

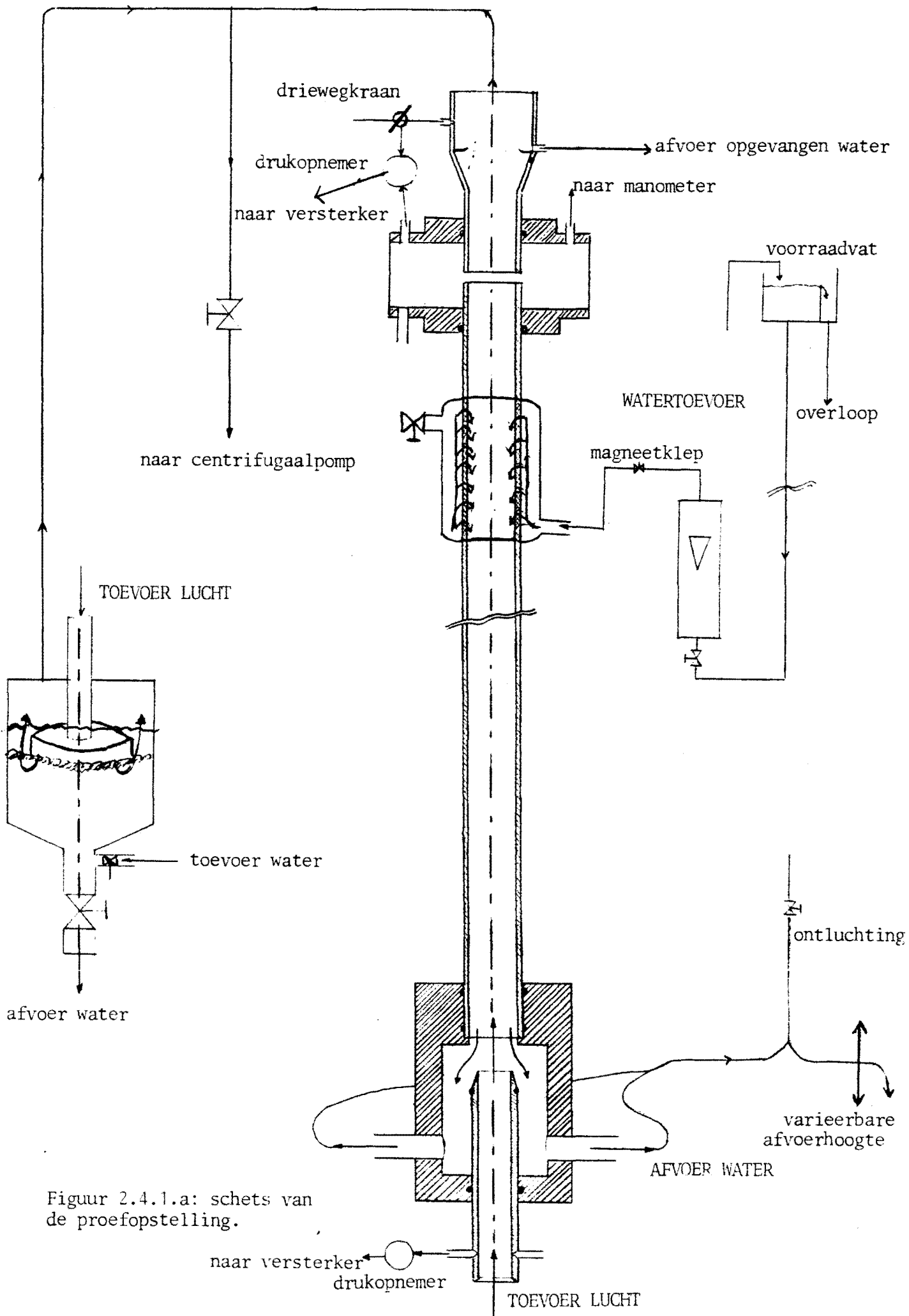
### 2.4.1 Beschrijving van de proefopstelling en van de apparatuur.

De opstelling waarmee de metingen zijn verricht is geschetst in figuur 2.4.1.a op de volgende bladzijde. (Tekening van Verstegen, lit. 24). Water met constante voordruk wordt via een rotameter en een magneetklep toegevoerd aan een behuizing rond de buis, alwaar het via een poreuze wand de buis binnentreedt. De afvoer van het water geschiedt aan de onderkant van de kolom via een in de hoogte te variëren afvoerslang. Dit laatste is noodzakelijk om de incipient flooding toestand tot op een gewenste hoogte te kunnen instellen. Eventuele luchtbellens, die een regelmatige afvoer van water zouden kunnen belemmeren worden via de ontluchting verwijderd.

De lucht wordt aangezogen door een centrifugaalpomp. Om een constante druk boven in de kolom te verkrijgen is deze pomp tevens aangesloten op een regeldrukvat, waarmee door instelling van het vloeistofnivo de druk in de top van de kolom kan worden ingesteld en constant gehouden. Eventuele drukveranderingen in de top van de kolom worden namelijk door verandering van de door de centrifugaalpomp via het vat aangezogen hoeveelheid lucht gecorrigeerd. Tevens zorgt dit vat ervoor dat kleine veranderingen in het toerental van de pomp geen invloed hebben op de druk in de top van de kolom. Een kleine verhoging van het toerental leidt namelijk niet tot verandering van de druk, maar tot vergroting van de via het vat aangezogen hoeveelheid lucht. De druk in de top van de kolom is, - in het ideale geval, waarbij er geen luchtweerstand is in de gasinlaat, de verbindingstukken etcetera - , dus allen afhankelijk van de hoogte van het vloeistofnivo in het vat. Voor een goede werking van het vat is het echter vereist dat er altijd lucht door het water opborrelt.

De aangezogen lucht treedt de kolom binnen via een conus. Het luchtdebiet wordt bepaald met behulp van een drukopnemer die aan de onderzijde van de conus de onderdruk registreert. Deze onderdruk is bij goede benadering evenredig met  $\frac{1}{2}\rho_g v_g^2$  en dus ook met het kwadraat van het debiet.

De conus is geijkt met behulp van een natte gas meter (debiet tot  $8 \text{ m}^3/\text{h}$ ) en een grote rotameter (debiet  $> 8 \text{ m}^3/\text{h}$ ), en de verkregen curve van  $G^2$  versus  $\Delta P$  is ingevoerd in het computerprogramma "JPVWK", waarmee de re-

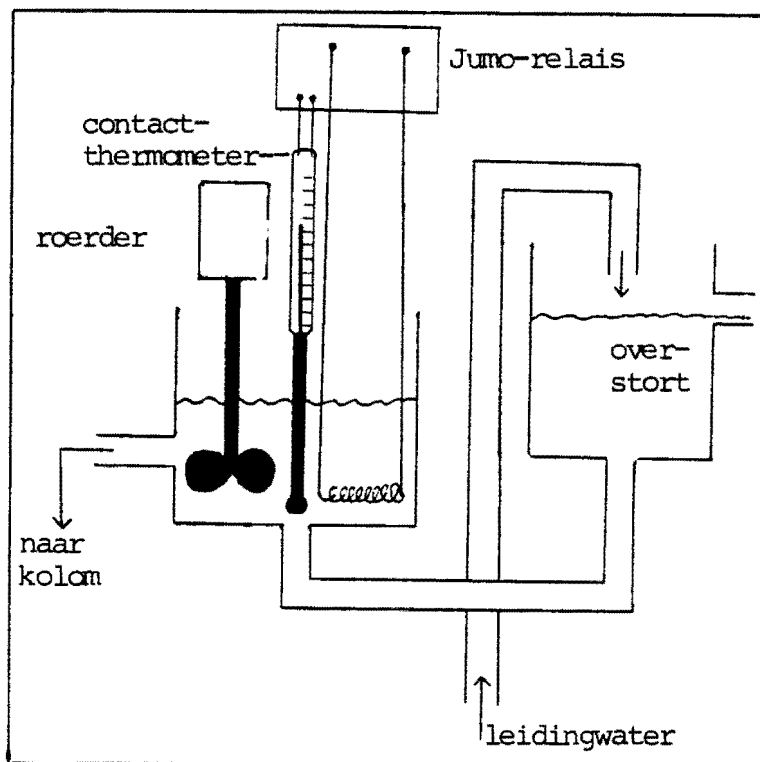


Figuur 2.4.1.a: schets van de proefopstelling.

sultaten worden verwerkt, zodat het gasdebit wordt berekend uit de verwachtingswaarde van het signaal (in mV) voor  $\Delta P$ . (Zie ook paragraaf 2.4.2.2).

De druk aan de bovenzijde van de kolom wordt eveneens gemeten met een drukopnemer, waarmee door verdraaiing van de driewegkraan tevens de drukval over de verwijding kan worden bepaald. (Zie figuur 2.4.1.a). Door deze verwijding zal de gassnelheid plaatselijk dalen en zullen de meegevoerde waterdruppeltjes voor het grootste gedeelte terugvallen. Een gedeelte hiervan wordt opgevangen en afgevoerd naar een buret. De opstelling, zoals die tot nu toe is geschetst, is - voor metingen betreffende de hydrodynamische aspecten - gebruikt door o.a. Verstegen (lit. 24). Vooral met het oog op de nog te meten axiale menging door middel van geleidbaarheidsmetingen zijn er later een tweetal wezenlijke veranderingen aangebracht. De geleidbaarheid is afhankelijk van de temperatuur, en wanneer (onverzadigde) lucht op kamertemperatuur de kolom binnentreedt dan zal deze worden bevochtigd en dus afgekoeld door het aanwezige water, waardoor er een temperatuurgradiënt in de kolom ontstaat. Dit kan worden voorkomen door zowel water als lucht te thermostreren, en de lucht vóór toevoer met waterdamp te verzadigen. Hiertoe werd het nivovat, dat moet zorgen voor een constante voordruk, enigszins veranderd.

Zie figuur 2.1.4.b. Het water stroomt nu via een tweede vat naar de kolom. In dit vat is een verwarmings-spiraal bevestigd, die door middel van een Jumo-relais is gekoppeld aan een contact-thermometer. Op deze manier kan het water op de gewenste temperatuur de kolom worden ingevoerd. Vlak voor de magneetklep (fig. 2.4.1.a) is een thermometer bevestigd in de



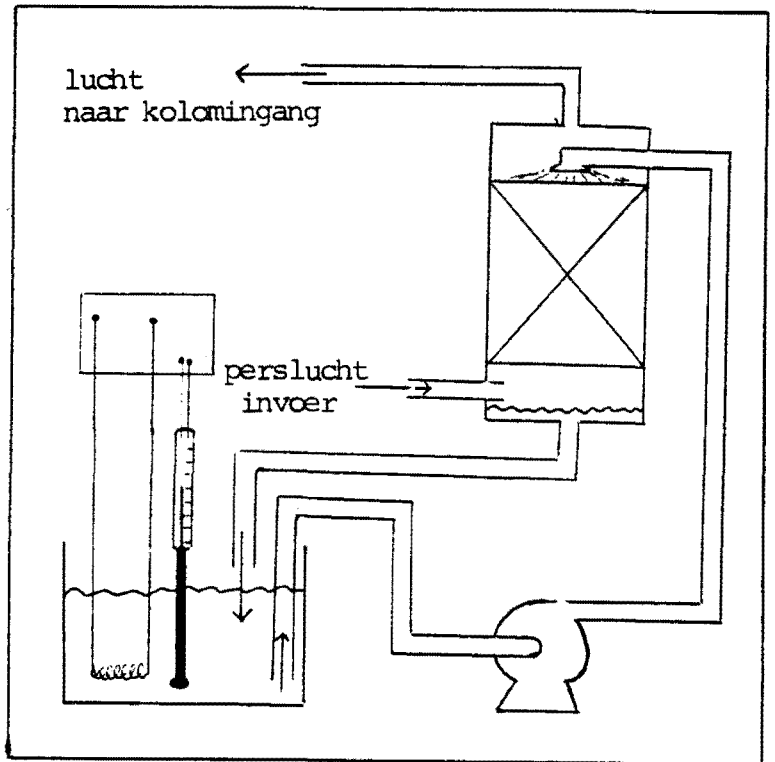
Figuur 2.4.1.b: waterthermostreering in nivovat.



watertoevoer, zodat de wateringangstemperatuur precies kan worden ingesteld.

De lucht wordt, voordat ze naar de kolom wordt gevoerd door een bevochtigingskolom geleid. Zie figuur 2.4.1.c.

Dit is een gepakte kolom van ongeveer 1 m lengte. Het water dat langs de pakkingdeeltjes naar beneden stroomt wordt met behulp van een groot thermostaatbad op die temperatuur gebracht, waarbij de temperatuur van de uitstromende lucht precies gelijk is aan de temperatuur die gemeten wordt bij de vloeistofinvoer van de natte wand kolom. De lucht wordt in de bevochtigingskolom voor vrijwel 100% verzadigd met waterdamp.



Figuur 2.4.1.c: luchtthermostrering en -bevochtiging.

Door het gebied rond de ingang van de natte wand

kolom af te schermen met een tot op de grond naar beneden hangend gordijn wordt ervoor gezorgd dat alleen lucht die door de bevochtigingskolom is gegaan, door de natte wand kolom wordt aangezogen.

## 2.4.2 Beschrijving van de experimenten.

Aan de opstelling zoals die is geschetst in paragraaf 2.4.1 werden metingen verricht, waarbij het vloeistofdebiet, vloeistofholdup, drukval over de kolom en het gasdebiet werden geregistreerd. De bepaling van deze vier grootheden zal nu hier worden besproken.

2.4.2.1 Bepaling van het vloeistofdebiet. Het vloeistofdebiet werd gemeten door aflezing van de rotameter. In bijlage B1 zijn de ijkcurven van beide gebruikte rotameters getekend.

2.4.2.2 Bepaling van het gasdebiet. Het gasdebiet werd bepaald door de onderdruk in de conus te meten. Zoals bekend is deze onderdruk bij goede benadering evenredig met  $\frac{1}{2}\rho v_g^2$  en dus evenredig met het kwadraat van het gasdebiet.

Het resultaat van de ijking van de conus is vermeld in bijlage B2.

We zien dat het gevonden verband vrijwel perfect kwadratisch is, en dat dat zowel geldt voor het gedeelte waar  $G < 8 \text{ m}^3/\text{h}$  (natte gasmeter) als voor het gedeelte waar  $G > 8 \text{ m}^3/\text{h}$  (rotameter).

De bepaling van het gasdebiet verloopt verder toch nog iets gecompliceerder dan op het eerste gezicht lijkt. Het gasdebiet is namelijk niet constant maar fluctueert behoorlijk. Er zal dus moeten worden gerekend met een gemiddelde waarde voor  $G$ . Dit middelen gebeurt door de onderdruk in de conus te registreren met behulp van een drukopnemer (verschuldrukmeter) en het signaal hiervan via een meetversterker naar de computer te sturen, met behulp waarvan de verwachtingswaarde en de spreiding van het signaal worden berekend. Vervolgens wordt aangenomen dat de gemiddelde onderdruk de goede maat is voor het gasdebiet, hoewel onbekend is in hoeverre dit voor fluctuerende signalen opgaat.

2.4.2.3 Bepaling van de vloeistofholdup. De bepaling van de vloeistofholdup geschiedde door het wegen van de hoeveelheid water die zich in de buis bevond, nadat de watertoevoer door middel van de magneetklep was afgesloten. Het water werd opgevangen door tegelijk met het sluiten van de magneetklep de conus naar boven te schuiven.

Een probleem bij het bepalen van de holdup is, dat de kolom zich maar gedeeltelijk in incipient flooding toestand bevindt. De vloeistof boven in de kolom, in het gedeelte waar de "normale" toestand heerst, waar we dus te maken hebben met een dunne film, wordt telkens meegevoerd. Om hiervoor te kunnen corrigeren moet een holdupmeting plaatsvinden bij hetzelfde vloeistofdebiet, waarbij de gehele kolom zich in normale toestand bevindt. Volgens Hutton (lit. 10) is deze holdup nauwelijks afhankelijk van het gasdebiet.

Wanneer de kolom tot een hoogte  $H$  in incipient flooding is, en de totale benatte lengte  $L_{ben}$  bedraagt, dan kunnen we de holdup van de dikke laag berekenen met behulp van de formule:

$$\alpha_{dik} = (M_{corr} - \pi R^2 \rho_1 (L_{ben} - H) \alpha_{dun}) / (\pi R^2 \rho_1 H) \quad (27)$$

Hierin is:

$\alpha_{dik}$  : de vloeistofholdup in de dikke laag.

$\alpha_{dun}$  : de (tevorens bepaalde) holdup in de dunne laag.

R : de straal van de kolom (m).

$\rho_1$  : de dichtheid van de vloeistof ( $\text{kg/m}^3$ ).

$M_{corr}$  : de gewogen hoeveelheid vloeistof (kg), nadat deze nog is gecorrigeerd voor extra toeloop van water vanuit de poreuze sectie na sluiten van de magneetklep en voor de op de wand van de buis achterblijvende vloeistof.

Het zal duidelijk zijn dat de op deze manier bepaalde vloeistofholdup niet voor honderd procent nauwkeurig is. Er kunnen onder andere fouten worden gemaakt:

- door het niet gelijktijdig sluiten van de magneetklep en omhoogdruken van de conus
- doordat de op de wand achterblijvende hoeveelheid vloeistof afhankelijk is van de reinheid van de wand
- door fouten in het aflezen van H, daar deze hoogte nogal sterk fluctueert.

Door fluctuaties die zich voordoen in de holdup kan eventueel de gemeten waarde iets afwijken van de gemiddelde holdup. De toestand is immers gemiddeld over een langere tijd wel stabiel, maar zal toch van het ene moment op het andere niet exact dezelfde zijn, daar bijvoorbeeld de drukgradiënt, het gasdebiet en ook de holdup binnen zekere grenzen kunnen fluctueren.

2.4.2.4 Bepaling van de drukgradiënt. De drukval over de kolom kunnen we opgesplitst denken in vijf afzonderlijke termen. Tussen de onderkant van de conus en het drukmeetpunt boven in de kolom vinden we, wanneer de kolom bedreven wordt in de incipient flooding toestand achtereenvolgens:

- een plotselinge verwijding (van conus naar buis) van doorsnede  $\pi R_C^2$  naar doorsnede  $\pi a^2$ .  $R_C$  is de inwendige straal van de conus.
- een stuk dikke laag met lengte H.

- een stuk dunne laag met lengte  $L_{\text{ben}} - H$ .

- een stuk droge buis met lengte  $L_{\text{tot}} - L_{\text{ben}}$ .

Bovendien zit ook nog de factor  $\frac{1}{2}\rho_g v_g^2$  in de gemeten onderdruk, veroorzaakt door de snelheid van het stromende gas.

De drukval over de gehele kolom wordt weer met behulp van een verschil-drukmeter geregistreerd, en het signaal wordt via een meetversterker naar de computer gestuurd. Deze berekent de gemiddelde waarde en de spreiding van het signaal voor de drukval over de kolom. We zijn echter geïnteresseerd in de drukgradiënt in de dikke laag. Deze kunnen we als volgt berekenen:

we meten de drukval over de kolom als functie van het gasdebiet; deze - gemeten - drukval,  $\Delta P_{\text{gem}}$ , moet nog worden gecorrigeerd volgens:

$$\Delta P_{\text{kolom}} = \Delta P_{\text{gem}} - \frac{1}{2}\rho_g (G/\pi R^2)^2 - \frac{1}{2}\rho_g (G/\pi R_C^2)^2 (R_C^2/a^2 R^2 - 1)^2 \quad (28)$$

Hierin is:

$\Delta P_{\text{kolom}}$  : de drukval over de kolom ( $\text{N/m}^2$ ).

$\Delta P_{\text{gem}}$  : de gemeten, nog te corrigeren, drukval ( $\text{N/m}^2$ ).

$\rho_g$  : de dichtheid van het gas ( $\text{kg/m}^3$ )

$G$  : het gasdebiet ( $\text{m}^3/\text{s}$ ).

$R_C$  : de straal van de conus (m).

$R$  : de straal van de kolom (m).

$a^2$  : =  $1 - \alpha$ , met  $\alpha$  = vloeistofholdup.

De tweede term in het rechterlid van vergelijking (28) geeft de extra onderdruk ten gevolge van de gassnelheid weer. De laatste term is de correctie voor het drukverlies ten gevolge van de plotselinge verwijding.

De drukgradiënt berekening verloopt verder als volgt:

- lege buis: bepaling van  $(dP/dz)_{\text{leeg}}$  als functie van  $G$ .

Er geldt:

$$(dP/dz)_{\text{leeg}} = \Delta P_{\text{leeg}}/L_{\text{tot}} \quad (29)$$

Hierin is  $\Delta P_{\text{leeg}}$  berekend met behulp van formule (28), met  $a = 1$ .

- dunne laag: bepaling van  $(dP/dz)_{dl}$  als functie van G.

Er geldt:

$$(dP/dz)_{dl} = \{\Delta P_{dl} - (dP/dz)_{leeg}(L_{tot} - L_{ben})\} / L_{ben} \quad (30)$$

Hierin is  $\Delta P_{dl}$  berekend volgens formule (28), met behulp van een gemeten waarde voor de holdup  $\alpha$  en het gasdebiet G.

Deze beide metingen moeten vanzelfsprekend worden uitgevoerd vóórdat de eigenlijke meting begint. Meting 2 (dunne laag) dient uiteraard te geschieden bij hetzelfde vloeistofdebiet, als waarbij men straks van plan is te gaan meten in de incipient flooding toestand.

Wanneer we  $(dP/dz)_{leeg}$  en  $(dP/dz)_{dl}$  als functie van G kennen (de laatste bij de goede waarde van het vloeistofdebiet) dan kunnen we de drukgradiënt in de dikke laag berekenen uit de gemeten drukval over de gehele kolom in de incipient flooding toestand. Hiervoor geldt de formule:

$$(dP/dz)_{inc.fl.} = \{\Delta P_{inc.fl.} - (dP/dz)_{dl}(L_{ben} - H) - (dP/dz)_{leeg}(L_{tot} - L_{ben})\} / H \quad (31)$$

Hierin is  $\Delta P_{inc.fl.}$  weer berekend met behulp van formule (28). H is de hoogte van de dikke laag.

Bij deze rekenprocedure zijn de volgende aannamen gemaakt:

- intree-effecten zijn verwaarloosbaar klein. (De conus heeft een zeer geleidelijke ingangshelling, zodat energiedissipatie verwaarloosbaar is. Bij vergelijking van de via de ijking bepaalde curve van  $G^2$  versus  $\Delta P$  met de curve die verkregen wordt door te stellen dat  $\Delta P = \frac{1}{2}\rho_g v_g^2$ , lag het gevonden verschil binnen 1%)!
- het energieverlies bij het aansluitpunt van de twee buizen (zie figuur 2.4.1.a) bij het drukmeetpunt is verwaarloosbaar.
- de dikke laag heeft een uniforme dikte.
- de vloeistofholdup van de dunne laag is onafhankelijk van het gasdebiet.

Ook deze nogal ingewikkelde bepaling van de drukgradiënt in de dikke laag verloopt natuurlijk niet zonder fouten. Afgezien van de zojuist vermelde aannamen worden bovendien fouten gemaakt bij/door onder andere:

- het aflezen van de fluctuerende hoogte  $H$  van de dikke laag; deze fluctueert vaak sterk en de hierdoor gemaakte fout kan dan ook relatief groot zijn.
- fouten in  $\alpha$ , die doorwerken in  $dP/dz$  (via formule (28) ).

### 2.4.3 Resultaten van de experimenten.

De resultaten van enkele metingen zijn weergegeven in de grafieken 2.4.3.A t/m 2.4.3.H. Het grootste gedeelte van de metingen is verricht door Verstegen (lit. 24). Er zijn drie verschillende kolommen gebruikt, een dunne met diameter 1.60 cm en twee dikkere met diameter van respectievelijk 2.62 cm en 2.60 cm.

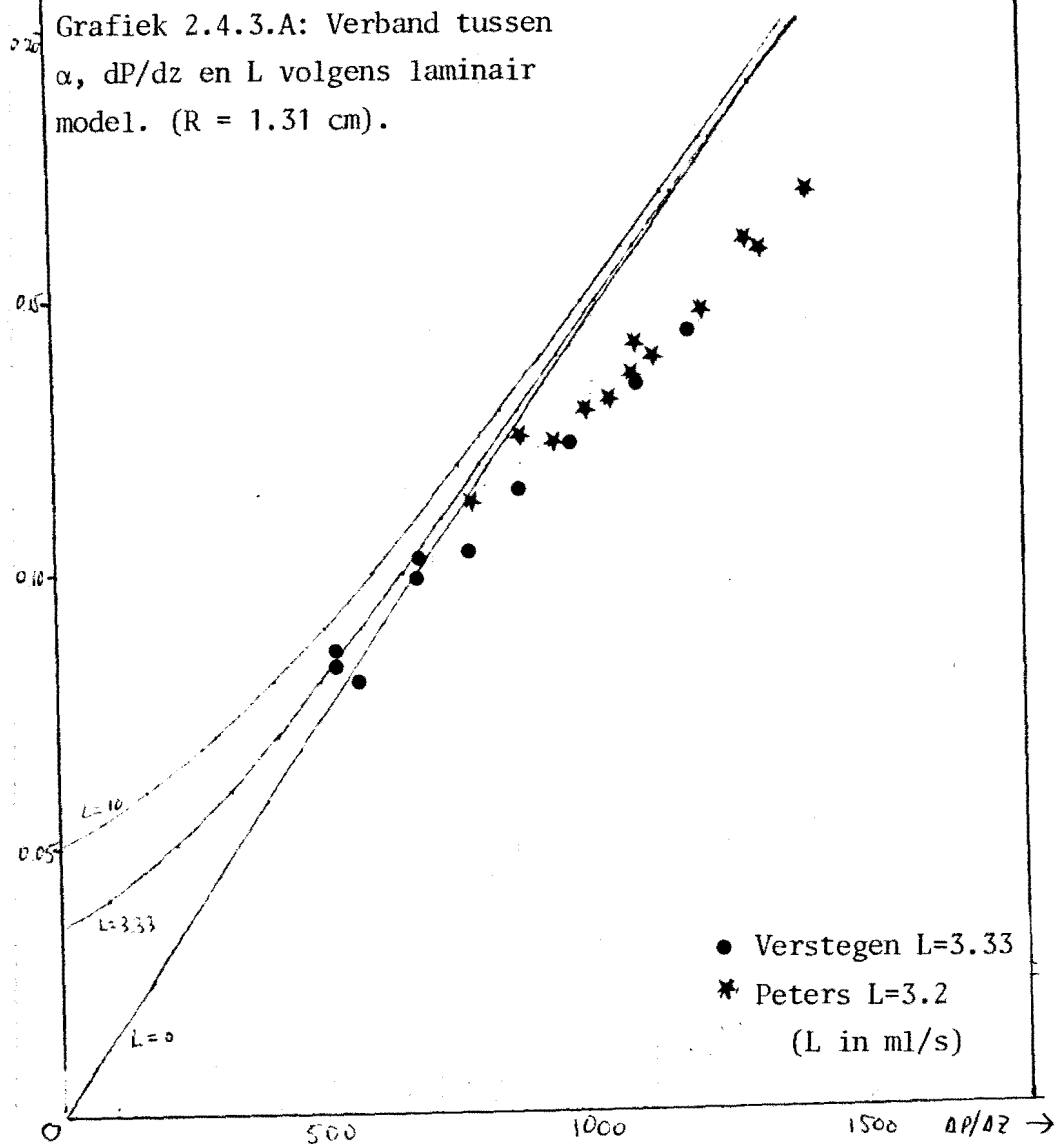
In de dunne buis is de relatie tussen vloeistofholdup en drukgradiënt bepaald voor twee verschillende waarden voor het vloeistofdebiet. (2.05 en 3.84 ml/s). In de dikkere buizen is gemeten bij 3.33 ml/s (voor de buis met diameter 2.62 cm) en 3.2 ml/s (voor de buis met diameter 2.60 cm). In de grafieken op de volgende bladzijden is steeds de vloeistofholdup (dimensieloos) uitgezet tegen de drukgradiënt  $dP/dz$  ( $N/m^2m$ ) met het vloeistofdebiet  $L$  (ml/s) als parameter.

De theoretische krommen volgens het turbulent model zijn weergegeven voor drie waarden van  $k$ :  $k = 0.36$  (de waarde die volgens Prandtl de juiste is),  $k = 0.10$  en  $k = 0.90$ . Tevens zijn de krommen volgens het laminaire model getekend. In dit model is de turbulente bijdrage aan de schuifspanning nul, terwijl voor het andere model de turbulente bijdrage toeneemt met een factor  $k^2$ . (Dit betekent dus dat voor  $k = 0.90$  de turbulente bijdrage in de schuifspanning  $0.81/0.01 = 81$  keer zo groot is als voor  $k = 0.10$ ).

Voor het gemak zijn de resultaten van de metingen in de buis met diameter 2.60 cm ingetekend in de grafieken die behoren bij een buisdiameter van 2.62 cm. De afwijkingen die hierdoor ontstaan zijn slechts zeer gering, terwijl een nog grotere hoeveelheid grafieken het overzicht niet zou bevorderen.

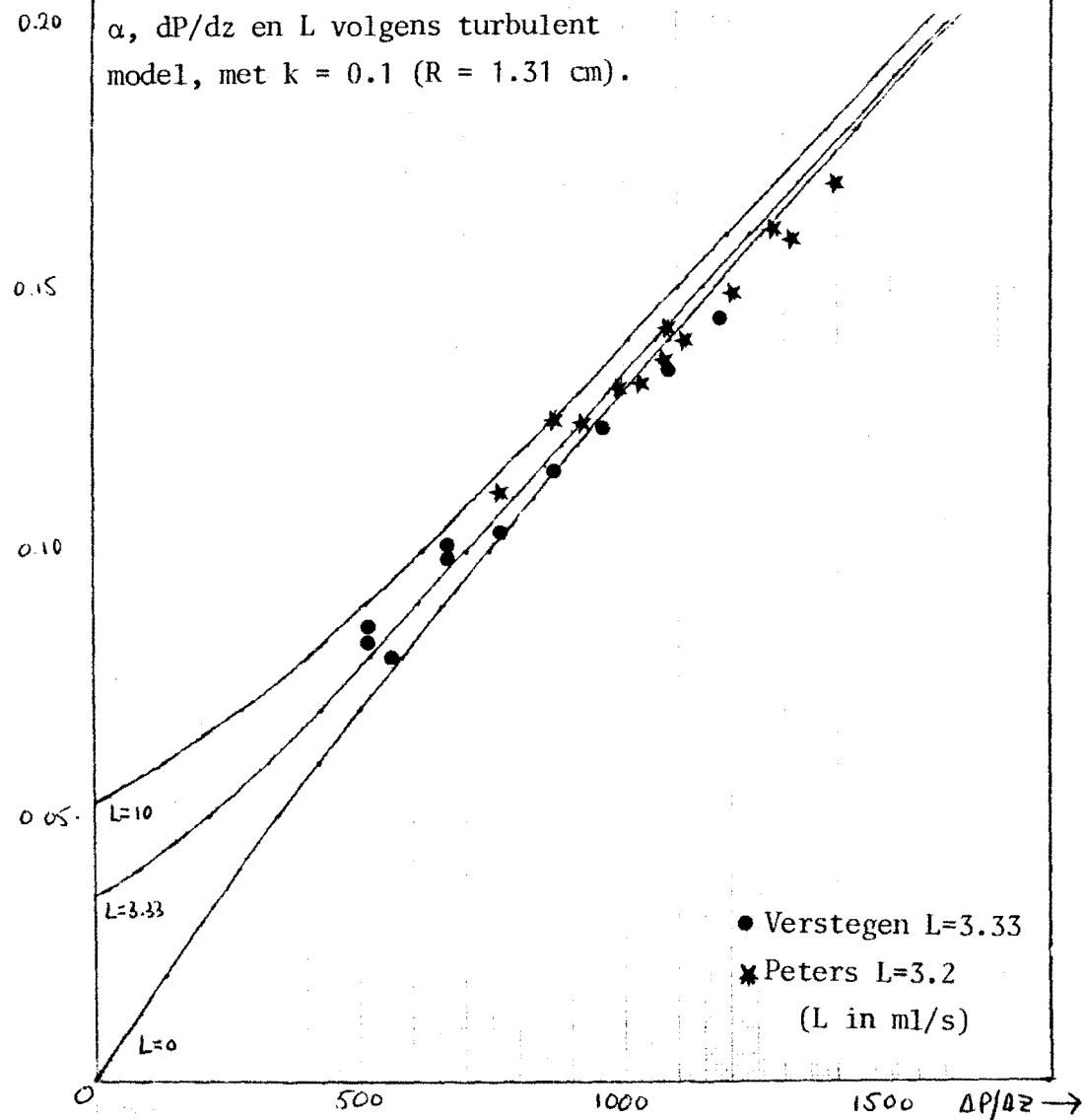
$\alpha$   
↑

Grafiek 2.4.3.A: Verband tussen  $\alpha$ ,  $dP/dz$  en L volgens laminair model. (R = 1.31 cm).



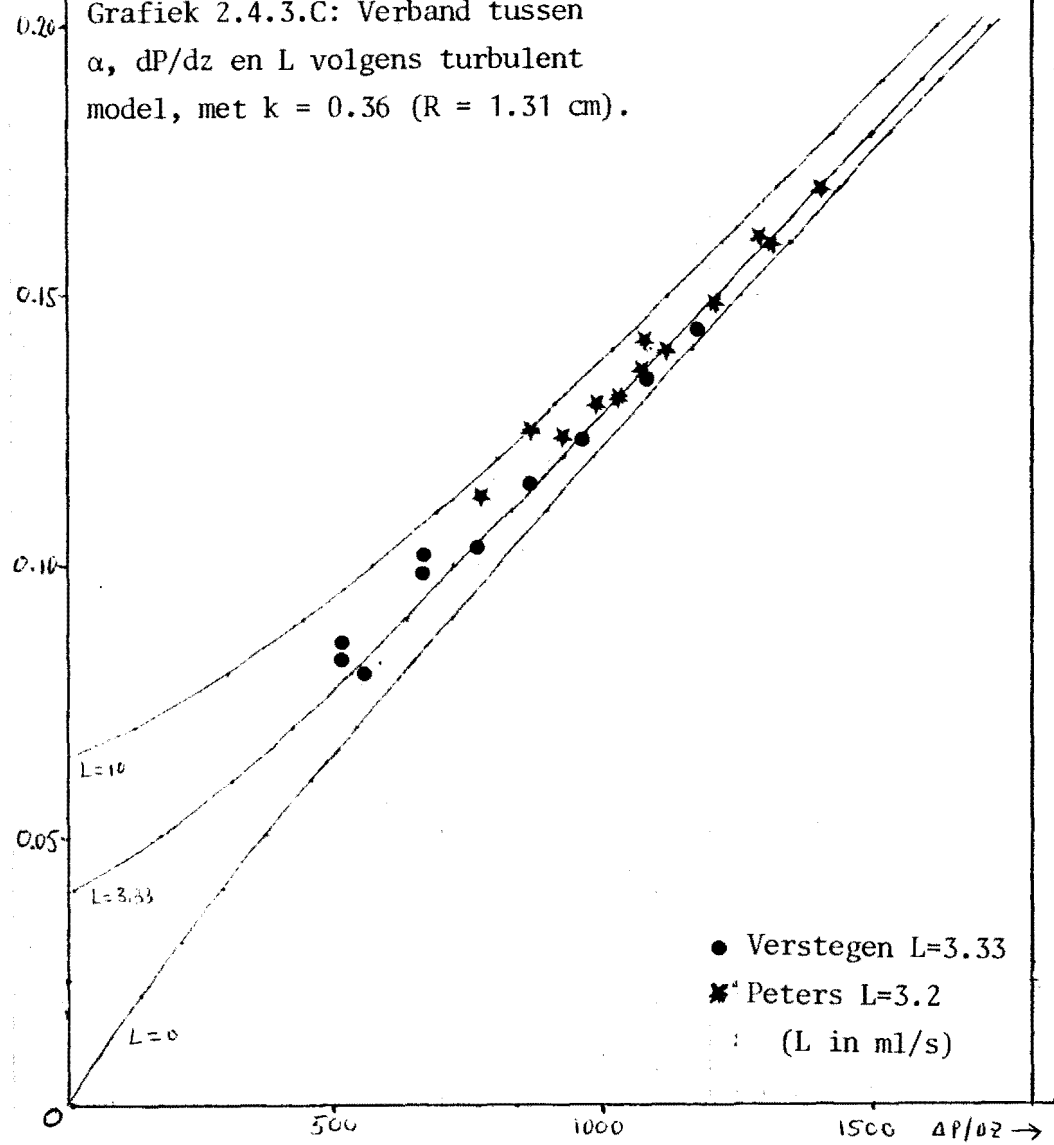
$\alpha$   
↑

Grafiek 2.4.3.B: Verband tussen  $\alpha$ ,  $dP/dz$  en L volgens turbulent model, met  $k = 0.1$  (R = 1.31 cm).



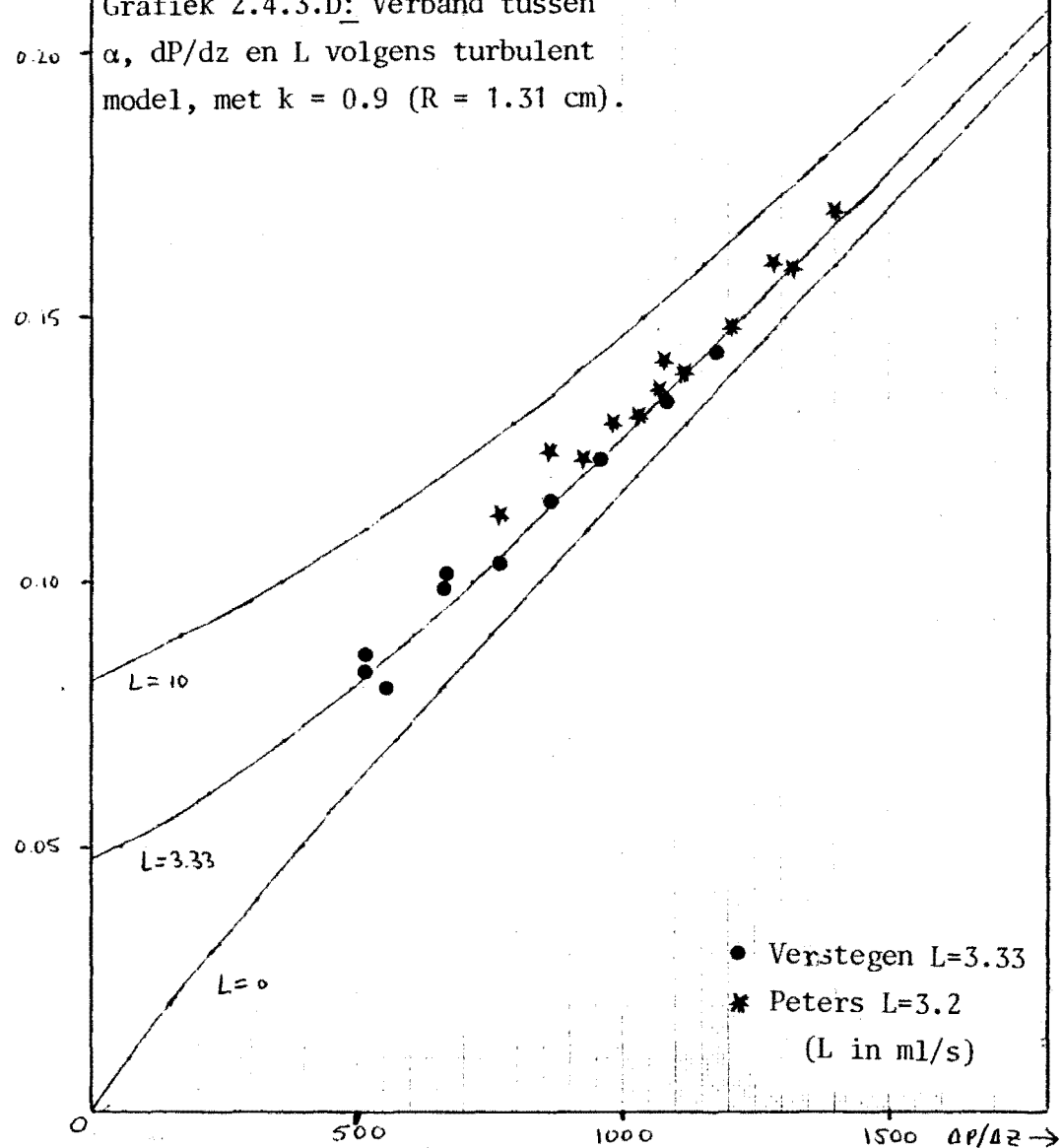
$\alpha$   
↑

Grafiek 2.4.3.C: Verband tussen  $\alpha$ ,  $dP/dz$  en  $L$  volgens turbulent model, met  $k = 0.36$  ( $R = 1.31$  cm).

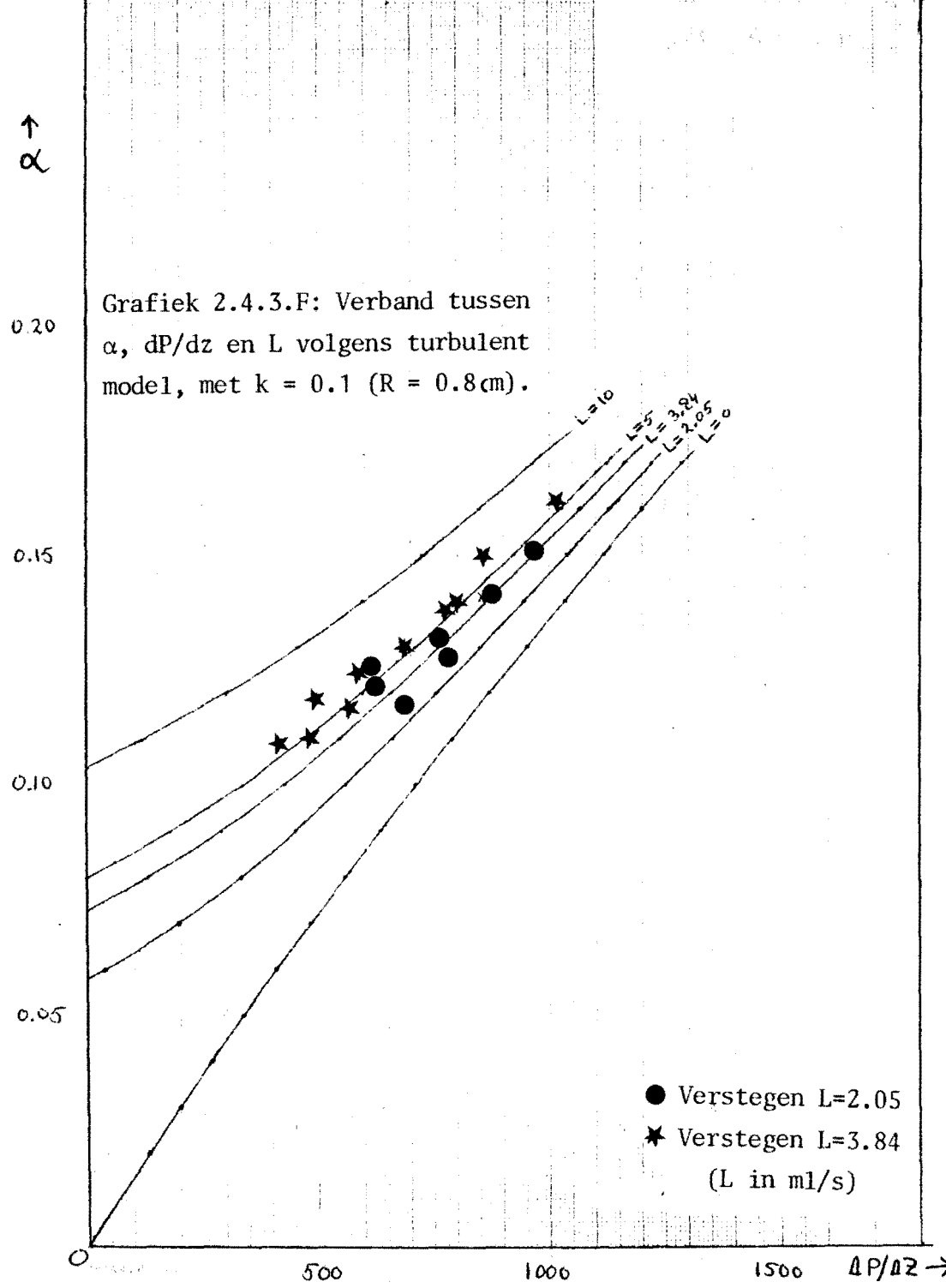
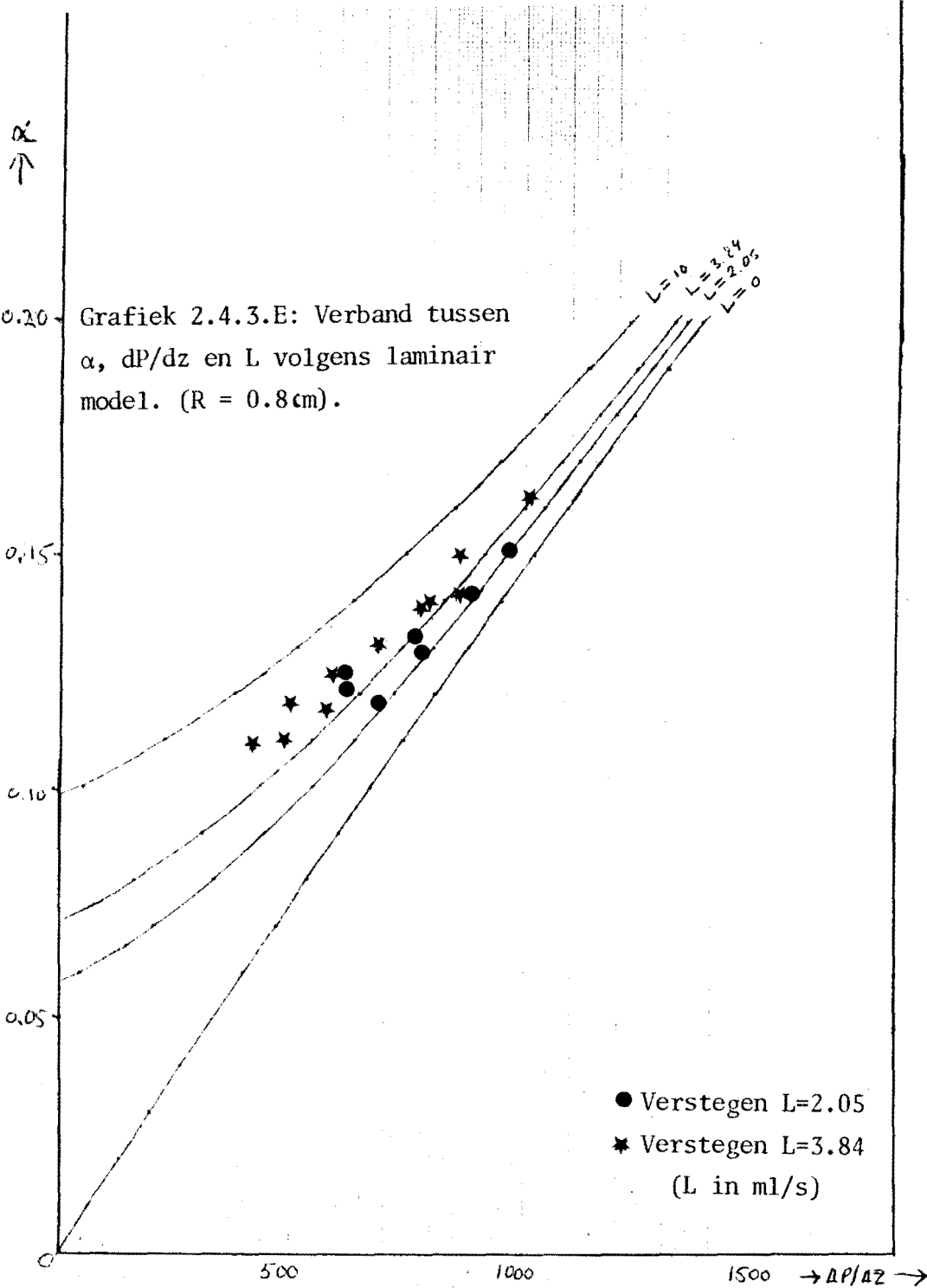


$\alpha$   
↑

Grafiek 2.4.3.D: Verband tussen  $\alpha$ ,  $dP/dz$  en  $L$  volgens turbulent model, met  $k = 0.9$  ( $R = 1.31$  cm).

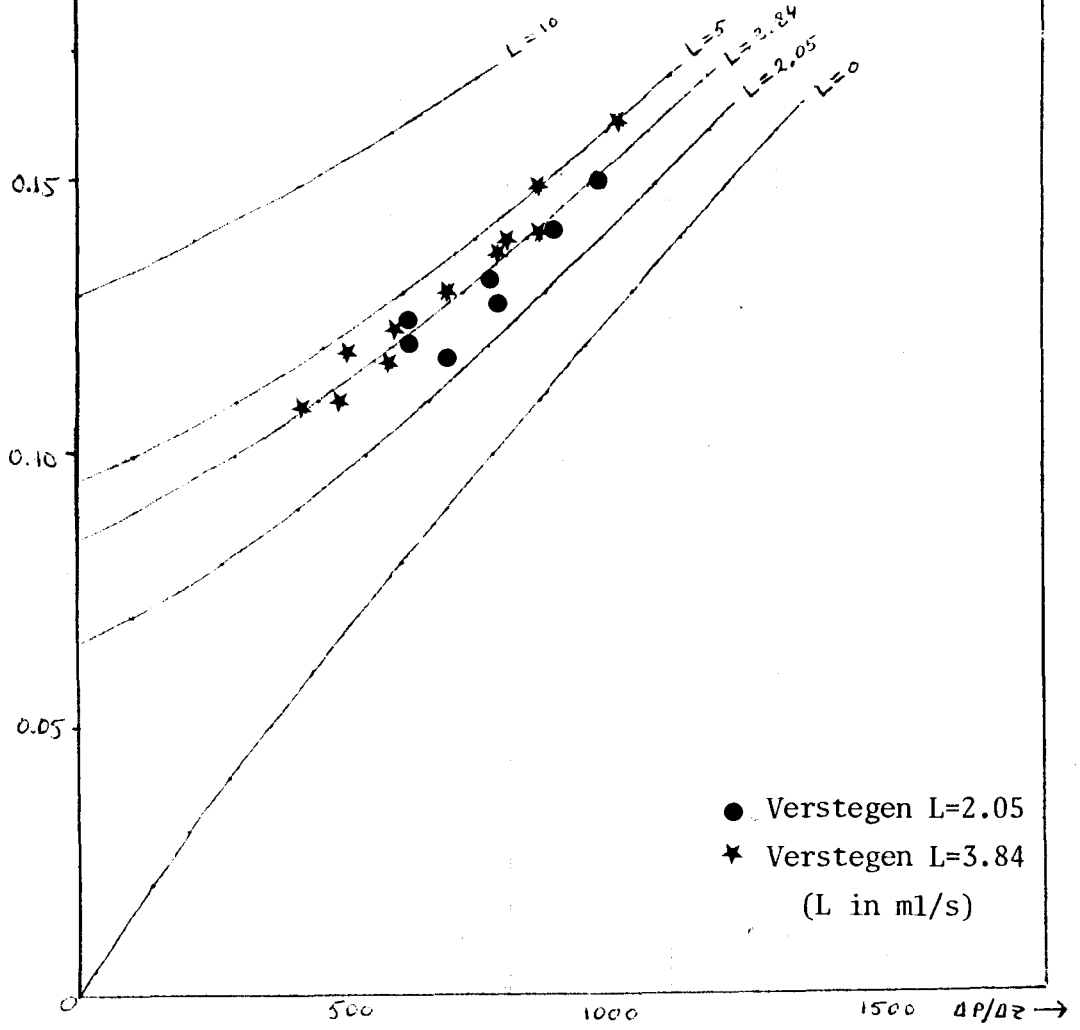






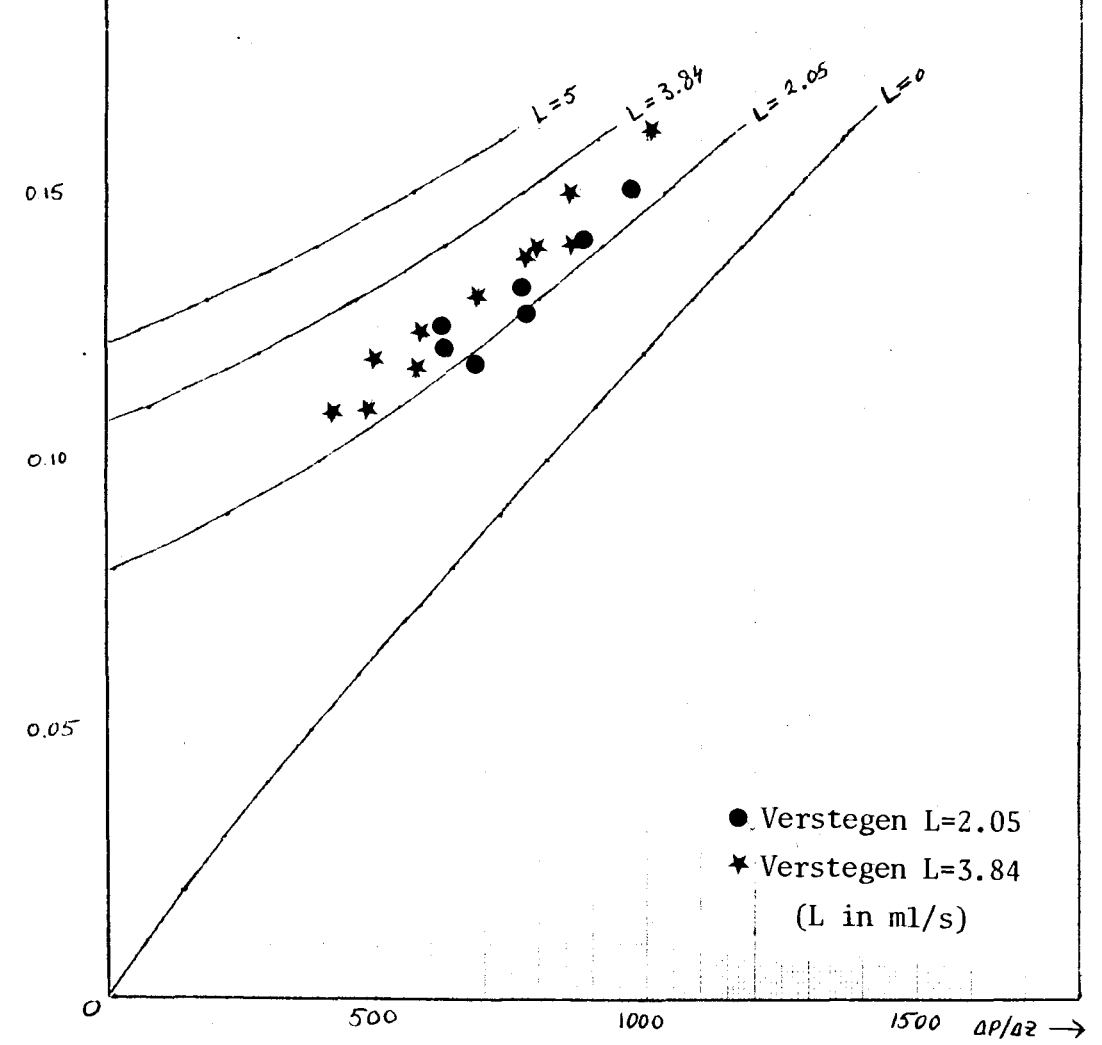
$\alpha$   
↑

Grafiek 2.4.3.G: Verband tussen  $\alpha$ ,  $dP/dz$  en L volgens turbulent model, met  $k = 0.36$  ( $R = 0.8$  m).



$\alpha$   
↑

Grafiek 2.4.3.H: Verband tussen  $\alpha$ ,  $dP/dz$  en L volgens turbulent model, met  $k = 0.9$  ( $R = 0.8$  m).



2.4.4 Discussie van resultaten; conclusies.

De resultaten van de metingen in de dikkere buizen (grafiek 2.4.3.A t/m D) geven punten te zien die redelijk goed op een vloeiende kromme liggen. We hebben in paragraaf 2.4.2 gezien welke fouten er allemaal kunnen worden gemaakt bij het meten van holdup en drukgradiënt. Uit de resultaten kan men dus concluderen dat de fluctuaties in de meetcondities een onverwacht kleine invloed hebben op de metingen. Uit grafiek 2.4.3.A blijkt overduidelijk dat de beschrijving volgens het laminaire model niet goed voldoet: bijna alle punten liggen beneden de lijn  $L = 0$ ! Het turbulente model, met  $k = 0.36$  en  $k = 0.90$  lijkt de uitgevoerde metingen redelijk te beschrijven.

De punten die resulteerden uit de dunne buis metingen ( $R = 0.8$  cm) zijn iets meer onregelmatig verdeeld. In een dunnere buis zijn de systematische en toevallige fouten die worden gemaakt relatief groter. Dit maakt deze metingen dus relatief minder betrouwbaar. (In lit. 24 bladzijde 14 wordt dieper ingegaan op de minder goede reproduceerbaarheid voor een dunne buis). In grafiek 2.4.3.E (laminair model) zien we dat alle punten - op één na - te hoog liggen. Het turbulent model, met  $k = 0.10$  en  $k = 0.36$  voldoet hier beter. Voor  $k = 0.90$  is de invloed van het vloeistofdebiet duidelijk te groot.

Men kan concluderen dat van de gebruikte modellen voor beide buizen het turbulente model met  $k = 0.36$  de metingen het beste beschrijft. Er zijn echter méér metingen nodig: in meerdere buizen en bij meerdere vloeistofdebieten, zodat men meer informatie verkrijgt over zowel de richting van de curven als over de invloed van het vloeistofdebiet.

Voor de dikke buis is de invloed van de grootte van de fout onderzocht die gemaakt wordt bij het aflezen van de (fluctuerende) incipient flooding hoogte  $H$ . Zie tabel 2.4.4.a.

TABEL 2.4.4.a: De invloed van fouten in  $H$ , op holdup  $\alpha$ , en drukgradiënt  $dP/dz$ .

|         | M                    | M+2.5% | M                        | M+2.5% |
|---------|----------------------|--------|--------------------------|--------|
| H       | 0.0%                 | +0.1%  | 0.0%                     | +3.1%  |
| H + 10% | -8.8%                | ---    | -7.4%                    | ---    |
| H - 10% | +10.8%               | +11.0% | +9.1%                    | +12.5% |
|         | DRUKGRADIËNT $dP/dz$ |        | VLOEISTOFHOLDUP $\alpha$ |        |

In deze tabel is de afwijking in drukgradiënt  $dP/dz$  en vloeistofholdup  $\alpha$  gegeven voor enkele gesimuleerde afwijkingen in incipient flooding hoogte  $H$ , en gewogen hoeveelheid vloeistof  $M$ .

$H$  en  $M$  werden bij deze meting bepaald op respectievelijk 105 cm en 89.0 g. Met behulp van deze waarden werd een drukgradiënt  $dP/dz$  van  $992 \text{ N/m}^2\text{m}$  en een vloeistofholdup  $\alpha$  van 0.1304 berekend. In de tabel zien we dat wanneer bij gelijkblijvende  $M$ ,  $H$  tien procent wordt vergroot, de berekende drukgradiënt 8.8% en de vloeistofholdup 7.4% afnemen. Wanneer  $H$  tien procent wordt verkleind, dan nemen drukgradiënt en holdup toe met respectievelijk 10.8 en 9.1%. Een vergroting van 2.5% voor  $M$  resulteert, bij gelijkblijvende  $H$ , in een verhoging van respectievelijk 0.1 en 3.1% voor drukgradiënt en holdup. Wanneer we zowel  $M$  als  $H$  veranderen ( $M = M + 2.5\%$  en  $H = H - 10\%$ ) dan neemt de berekende drukgradiënt 11.0% en de berekende holdup 12.5% toe!

Het blijkt dus dat een fout van 10% in  $H$  vrijwel even sterk kan doorwerken in zowel holdup als drukgradiënt. Een redelijke schatting voor de mogelijke fout in  $H$  lijkt 5 à 10%. Dit betekent dus dat ten gevolge van deze fout de punten zouden moeten worden omgeven door nogal grote betrouwbaarheidsintervallen. (Lijnstukken onder ongeveer  $45^\circ$  in de grafiek). Daar deze vrijwel evenwijdig zijn aan de theoretische curven betekent dit dat er in de grafiek nauwelijks afwijkingen zichtbaar zullen zijn door fouten in  $H$ ! (Dit is echter slechts toeval, en louter en alleen te wijten aan het feit dat de punten door een eventuele fout in  $H$  ongeveer evenwijdig aan de theoretische krommen verschuiven).

De fout in  $H$  heeft een storende invloed indien we een van  $H$  onafhankelijke grootte (bijvoorbeeld het getal van Péclet bij het meten van de axiale menging) willen bepalen als functie van  $\alpha$  of  $dP/dz$ . Het is dan ook van belang om deze fout te elimineren. Een mogelijkheid hiertoe is een opstelling te gebruiken analoog aan die van Hutton (lit. 10), waarbij de gehele meetsectie zich in incipient flooding bevindt, en waarbij de vloeistof in de meetsectie in z'n geheel, en afzonderlijk van de rest van de vloeistof kan worden opgevangen.

De invloed van  $H$  op de drukgradiënt kan worden geëlimineerd door de druk direct in de dikke laag te meten via manometers die op de buis zijn aangebracht. Hoewel Meesters (lit. 32) hier redelijk succes mee heeft geboekt, heeft deze methode toch het nadeel dat een (weliswaar gering) fluctuerende hoogte met het oog moet worden afgelezen. Het zou

handig en verstandig zijn indien ook bij deze methode gebruikt werd gemaakt van verschilddrukmeters, zodat de metingen kunnen worden geautomatiseerd en de nauwkeurigheid kan worden vergroot.

Behalve de fout die gemaakt wordt bij het aflezen van H kunnen er nog tal van oorzaken zijn voor de vaak nogal grote spreiding in de meetpunten. Moet er niet een redelijk logisch verband bestaan tussen de meetpunten, of meet men daadwerkelijke fluctuaties in de kolom? Is de holdup het ene moment werkelijk een stuk groter of kleiner dan het andere? Worden de metingen nog beïnvloed door een of meerdere variabelen die niet in het model voor komen? Men zou dit kunnen nagaan door een groot aantal metingen uit te voeren voor een en dezelfde toestand.

Op de mogelijkheid die het meten van de vloeistofholdup door middel van verblijftijdsmetingen biedt, zal in het volgende hoofdstuk nader worden ingegaan.

In een vroeger stadium van het onderzoek is nog een andere methode geprobeerd om de holdup te meten zonder de incipient flooding hoogte H te hoeven bepalen. Hierbij werd gebruik gemaakt van een capaciteitsmeter, analoog aan een die wordt voorgesteld door Shu (lit. 33). Een probleem hierbij was echter dat de niet-lineariteit tussen signaal en laagdikte problemen gaf bij het middelen van het signaal. De methode gaf o.a. hierdoor in het geheel geen reproduceerbare resultaten.

## 2.5 Berekening van het gasdebiet.

Tot dusver hebben we ons beziggehouden met relaties tussen vloeistofholdup, vloeistofdebiet en drukgradiënt.

We kunnen echter ook een berekening maken voor het gasdebiet G.

Wanneer we  $\alpha$  en  $dP/dz$  hebben gemeten, kunnen we de schuifspanning  $\tau_i$  die heerst in het grensvlak uitrekenen:

$$\tau_i = C_1 R (a - \lambda^2/a) = -\frac{1}{2} a R (dP/dz) = -\frac{1}{2} \sqrt{1-\alpha} \cdot R (dP/dz) \quad (32)$$

Een uitdrukking voor de frictiefactor aan de gaskant wordt gegeven door Wallis (lit. 1, blz. 318):

$$f_{i,g} = 0.005(1 + 300 \frac{\delta}{D}) = 0.005\{1 + 150(1 - \sqrt{1-\alpha})\} \quad (33)$$

Voor de relatie tussen de schuifspanning  $\tau_i$  en de frictiefactor  $f_{i,g}$  geldt volgens hem:

$$\tau_i = -f_{i,g} \cdot \frac{1}{2} \rho_g (v_g - v_l)^2 \approx -f_{i,g} \cdot \frac{1}{2} \rho_g v_g^2 \quad (34)$$

Er geldt immers:  $v_g \gg v_l$ !

We kunnen nu dus, wanneer we  $\tau_i$  en  $f_{i,g}$  bepaald hebben door het meten van  $\alpha$  en  $dP/dz$ , de gemiddelde lineaire gassnelheid  $v_g$  berekenen:

$$v_g = \sqrt{(-2\tau_i / f_{i,g} \cdot \rho_g)} \quad (35)$$

Het gasdebiet wordt nu gegeven door:

$$G_{ber} = \pi(1 - \alpha)R^2 v_g \quad (36)$$

We kunnen dit debiet, dat berekend is uit de gemeten holdup en drukgradiënt, vergelijken met de gemeten waarde voor het gasdebiet. In tabel 2.5.a op de volgende bladzijde zijn de resultaten weergegeven, zoals die gevonden zijn door Tossaint (lit. 19).

Bij deze metingen bestond de vloeistoffase uit een glycol-water mengsel. Uit tabel 2.5.a blijkt dat  $G_{ber} \approx 2G_{gem}$ . Dit zou betekenen dat de volgens (32) berekende schuifspanning een factor 4 te groot of de volgens (33) berekende frictiefactor een factor 4 te klein is (aldus Tossaint). Een veel plausibeler verklaring is echter gelegen in het feit dat we te maken hebben met een gasfase waarin zich vloeistofdruppeltjes bevinden, waardoor de schijnbare dichtheid van de lucht wordt vergroot. Indien we aannemen dat het verschil wordt veroorzaakt door toename van de dichtheid van de gasfase, kunnen we het (volume)percentage water uitrekenen dat zich in de gasfase moet bevinden zodat  $G_{ber} = G_{gem}$ , ofwel  $v_{g,ber} = v_{g,gem}$ . Dit is gedaan voor de metingen van Verstegen (lit. 24).

TABEL 2.5.a: Vergelijking van het gemeten en berekend gasdebit volgens Tossaint.

| HOLDUP | DRUKGRADIENT (N/m <sup>2</sup> m) | 10 <sup>3</sup> ·G <sub>ber</sub> (m <sup>3</sup> /s) | 10 <sup>3</sup> ·G <sub>gem</sub> (m <sup>3</sup> /s) |
|--------|-----------------------------------|-------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------|
| 0.256  | 1857                              | 5.59                                                  | 2.93                                                  |
| 0.305  | 2216                              | 5.05                                                  | 2.43                                                  |
| 0.383  | 2802                              | 4.37                                                  | 2.12                                                  |
| 0.445  | 3069                              | 3.94                                                  | 1.98                                                  |
| 0.467  | 3095                              | 3.74                                                  | 1.81                                                  |
| 0.432  | 3060                              | 3.90                                                  | 1.80                                                  |
| 0.418  | 2862                              | 4.14                                                  | 2.00                                                  |
| 0.387  | 2698                              | 4.39                                                  | 2.14                                                  |
| 0.262  | 1578                              | 5.34                                                  | 2.42                                                  |
| 0.219  | 1457                              | 5.83                                                  | 2.83                                                  |
| 0.402  | 2957                              | 4.11                                                  | 1.91                                                  |

Het volumepercentage water dat op deze manier werd berekend varieerde van 0.001% tot 0.179%.

Er zij nog opgemerkt dat het door Verstegen gevonden verschil tussen G<sub>ber</sub> en G<sub>gem</sub> een stuk geringer was dan de factor 2 die gevonden is door Tossaint. De oorzaak hiervan zou kunnen liggen in het feit dat Verstegen water heeft gebruikt en Tossaint een mengsel van water en glycol.

Uit deze resultaten blijkt dan het zeker niet zinvoller is om de oorzaak van de afwijking te zoeken in een verkeerde voorspelling van  $\tau_i$  door het model, of van  $f_{i,g}$  door de relatie van Wallis, daar een zeer klein percentage water in de gasfase reeds een grote invloed heeft.

### HOOFDSTUK III: DE AXIALE MENGING IN DE VLOEISTOFFASE.

#### 3.1 Inleiding..

Wanneer in een contactapparaat twee fasen in tegenstroom bewegen zal er in het algemeen in beide fasen een zekere mate van menging optreden. Deze menging kan een grote invloed hebben op de stofoverdracht in het apparaat. Axiale menging zal stofoverdracht tegenwerken, terwijl radiale menging (loodrecht op de stromingsrichting) de stofoverdracht juist zal bevorderen.

Hutton heeft, zoals vermeld in paragraaf 1.1 en lit. 10, stofoverdrachtscoëfficiënten berekend zonder rekening te houden met het optreden van eventuele axiale menging. De op deze manier berekende stofoverdrachtscoëfficiënten, die voor de incipient flooding toestand twee tot zes keer zo groot waren als voor de normale toestand, kunnen dus in werkelijkheid nog groter zijn, aangezien de voor Huttons berekening noodzakelijke aanname van theoretisch zuivere tegenstroom nooit zal opgaan. Het aantal theoretische overdrachtseenheden  $N_t^{1)}$  is immers slechts in het geval van theoretisch zuivere tegenstroom gelijk aan het aantal elementaire overdrachtseenheden  $N_e^{2)}$ . In alle andere gevallen zal gelden:  $N_t < N_e!$

De menging in een fase in een contactapparaat kan worden gemeten door op een bepaalde plaats in die fase een geschikte tracer te injecteren, en op een of meerdere andere plaatsen de concentratie van die tracer

1) Het aantal theoretische overdrachtseenheden  $N_t$  is gedefinieerd als:

$$N_t = \int_{C_1}^C \frac{dC}{(C_t^* - C)} \quad (\text{lit. 27})$$

Hierin is  $C$  de concentratie van de component onder beschouwing in een der fasen, en  $C_t^*$  de concentratie van die component die in die fase zou heersen als deze fase in evenwicht zou zijn met de andere fase ter plaatse, terwijl beide fasen in theoretisch zuivere tegenstroom zouden bewegen.

2) De elementaire overdrachtseenheid  $N_e$  is gedefinieerd volgens:

$$N_e = \int_0^H (k_o \cdot a/v) dh \quad (\text{lit. 27})$$

Hierin is  $k_o$  de "overall" stofoverdrachtscoëfficiënt, welke is opgebouwd uit de stoftransportcoëfficiënten in de separate fasen en de evenwichtsrelatie.  $a$  is het specifiek oppervlak,  $H$  de lengte van het beschouwde apparaatvolume,  $v$  de superficiële snelheid van de fase waarop de elementaire overdrachtseenheid is betrokken, en  $h$  de lengtecoördinaat.



als functie van de tijd te registreren. Uit de op deze manier bepaalde verblijftijdspreidingscurven kan de gemiddelde verblijftijd alsmede de spreiding worden berekend. Met behulp van een aangenomen mengmodel kan men dan, uitgaande van het gemeten aantal theoretische overdrachtseenheden, het aantal elementaire overdrachtseenheden berekenen.

Twee veel toegepaste mengmodellen zijn het model van propstroming met daarop gesuperponeerd axiale dispersie en het model van een cascade van een aantal ideale mengers.

De belangrijkste parameters van het eerstgenoemde model zijn de dispersiecoëfficiënt  $E$  en het getal van Péclet  $Pé$ , gedefinieerd door  $Pé = \bar{v}.L/E$ . (Hierin is  $\bar{v}$  de lineaire snelheid van de betreffende fase en  $L$  een karakteristieke lengte). Voor het tweede model is het aantal ( $n$ ) mengers in de cascade van belang.

De genoemde parameters kunnen worden bepaald uit de (genormaliseerde) verblijftijdspreidingscurven. Hierop zal verder worden ingegaan in paragraaf 3.2.

In dit hoofdstuk zullen enkele methoden om de axiale menging in de vloeistoffase te meten worden gegeven, en zullen de resultaten van de uitgevoerde experimenten worden besproken.

Het is duidelijk dat ook in de gasfase een zekere mate van axiale menging zal optreden. Het grote verschil tussen een kolom in normale en een kolom in incipient flooding toestand lijkt echter op het eerste gezicht te liggen in het gedrag van de vloeistoffase (hoewel ook de drukval in de gasfase sterk toeneemt), en dit is dan ook de reden waarom we de menging in deze fase willen bepalen.

## 3.2 Bepaling van de verblijftijdspreiding en de gemiddelde verblijftijd.

### 3.2.1 Inleiding.

Wanneer we de verblijftijdspreiding en de gemiddelde verblijftijd willen meten zullen we allereerst een geschikte tracer moeten zoeken en een manier moeten vinden om, snel en eenvoudig, de concentratie van deze tracer als functie van de tijd te bepalen.

Een manier die veelvuldig wordt toegepast is het injecteren van een

zout (tracer) en het bepalen van de geleidbaarheid als maat voor de concentratie. Deze manier heeft ook onze voorkeur gekregen omdat hij relatief gemakkelijk uitvoerbaar is.

We kunnen nu in principe op twee manieren te werk gaan:

- We kunnen op een bepaalde plaats in de kolom continu tracerzout injecteren en op verschillende plaatsen bovenstrooms van het injectiepunt de gemiddelde tracerconcentratie bepalen. Deze methode is toegepast door Voeselek (lit. 28). Hij injecteerde continu een verzadigde  $\text{NH}_4\text{Cl}$ -oplossing met behulp van een DCL-pomp en tapte door kleine gaatjes in de wand van de kolom continu vloeistof af. Het voordeel van deze methode is dat, hoewel de bepaling eenvoudig is (er is geen ingewikkelde, snelle analyse-apparatuur nodig), er toch een redelijke indruk kan worden verkregen van de terugmenging, waaruit weer op eenvoudige wijze het getal van Péclet, dat een maat is voor de menging, kan worden berekend.

De methode heeft echter ook verschillende nadelen: we meten alleen de terugmenging, en geen gemiddelde verblijftijd. Deze zullen we dus moeten halen uit holdup metingen, waarbij - zoals vermeld in paragraaf 2.4.2.3 - nogal fouten gemaakt kunnen worden. Het zou omgekeerd juist handig zijn om via een nauwkeurige bepaling van de gemiddelde verblijftijd een betrouwbare holdup waarde te kunnen geven. Immers, indien de gemiddelde verblijftijd in de vloeistoffase tussen twee punten die op een afstand  $z$  (m) van elkaar liggen  $\tau$  (s) bedraagt, kan de holdup worden berekend met de formule:

$$\alpha = \tau L / \pi R^2 z \quad (1)$$

In deze formule is  $L$  het vloeistofdebiet ( $\text{m}^3/\text{s}$ ) en  $R$  de straal van de kolom (m).

Een ander nadeel van de door Voeselek gevolgde werkwijze is bovendien dat we slechts gemiddelde concentraties meten en dus geen informatie krijgen over eventuele fluctuaties die zich in de kolom voordoen.

- Een methode die we ook kunnen toepassen is het op een bepaalde plaats in de kolom injecteren van tracerzout (bijvoorbeeld door middel van een pulsinjectie) en het dan op een of meerdere plaatsen onder het injectiepunt meten van de tracerconcentratie als functie van de tijd.

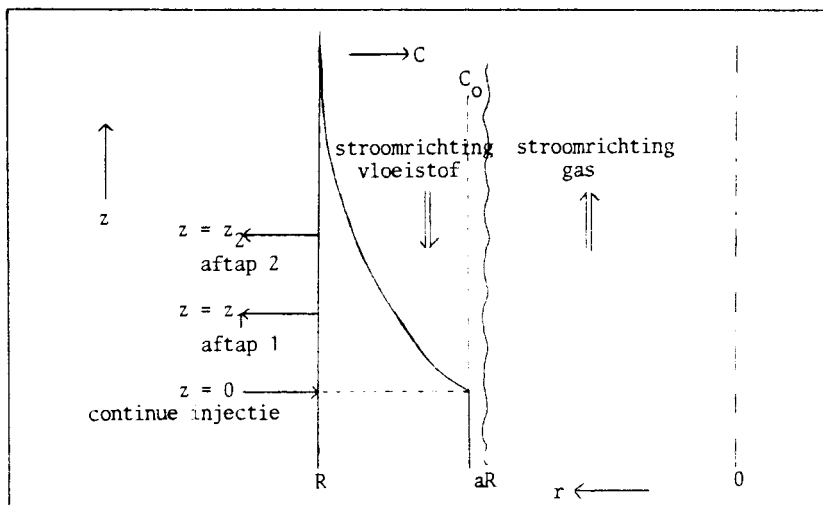
Het voordeel van deze methode is dan men behalve de verblijftijd-spreiding ook meteen de gemiddelde verblijftijd kan meten, en zodoende - wanneer deze bepaling nauwkeurig geschiedt - ook de vloeistofholdup op een nauwkeurige manier kan bepalen.

Ook deze methode heeft echter nadelen. In de eerste plaats zal men detectoren (in ons geval dus geleidbaarheidscellen) in de kolom moeten aanbrengen, die de vloeistofstroming niet mogen verstoren. Dit is praktisch gezien niet zo eenvoudig. Bovendien is er - omdat als functie van de tijd wordt gemeten, en de gemiddelde verblijftijd en spreiding in de orde van enkele seconden liggen - snelle analyse apparatuur nodig. Ook is vrijwel niet te ontkomen aan het gebruik van een computer om alle informatie te verwerken. Dit alles maakt de bepaling nogal gecompliceerd. Een extra voordeel van het gebruik van detectoren is, dat wanneer we in staat zijn de tracerconcentratie als functie van de tijd te registreren we ook informatie kunnen verkrijgen over eventuele fluctuaties die zich in de kolom voordoen.

In de volgende twee paragrafen zullen enkele theoretische en praktische aspecten van beide methoden nader worden besproken.

### 3.2.2 Theorie.

Beschouwen we figuur 3.2.2.a.



Figuur 3.2.2.a: concentratieprofiel bij continue injectie van tracer.

Indien we aannemen dat de menging in de vloeistoffase beschreven kan worden met behulp van het model van propstroom met daarop gesuperponeerd axiale dispersie, dan kunnen we - indien de stroming als stationair beschouwd mag worden - voor de tracerconcentratie als functie van de afstand  $z$  tot het injectiepunt afleiden voor  $z > 0$ :

$$\bar{v} \cdot (dC/dz) = E \cdot (d^2C/dz^2) \quad (2)$$

Met behulp van de randvoorwaarden ( $C=C_0; z=0$ ) en ( $C=0; z=\infty$ ) kunnen we deze differentiaalvergelijking oplossen. De oplossing luidt:

$$C(z) = C_0 \cdot \exp(\bar{v}z/E) \quad (3)$$

In deze formule is:

$C_0$ : de concentratie ter plaatse  $z = 0$  ( $\text{mol/m}^3$ ).

$\bar{v}$ : de gemiddelde snelheid (m/s). Deze is negatief!

$E$ : de axiale dispersiecoëfficiënt ( $\text{m}^2/\text{s}$ ).

We kunnen formule (3) ook schrijven als:

$$\ln(C/C_0) = \frac{\bar{v}}{E} \cdot z \quad (4)$$

Wanneer we nu de gemiddelde concentraties  $\bar{C}_1$  en  $\bar{C}_2$  meten op afstand  $z_1$  respectievelijk  $z_2$  van het injectiepunt (zie figuur 3.2.2.a) dan geldt voor het getal van Péclet de relatie:

$$\text{Pé} = \bar{v}(z_1 - z_2)/E = \ln(\bar{C}_1/C_0) - \ln(\bar{C}_2/C_0) = \ln(\bar{C}_1/\bar{C}_2) \quad (5)$$

De waarden voor  $E$  ( $\text{m}^2/\text{s}$ ) die door Voesenek zijn gevonden variëren van 0.0035 tot 0.0070 bij lage drukgradiënt en holdup en van 0.0075 tot 0.017 bij hoge drukgradiënt en holdup. Bij lage drukgradiënt kon worden vastgesteld dat de gasfase continu was door met behulp van een spiegel in de lengterichting door de kolom te kijken. Bij hoge drukgradiënt kon niet meer met behulp van de spiegel over de gehele lengte door de kolom worden gekeken. Dit zou kunnen betekenen dat bij deze drukgradiënten en holdupwaarden de gasfase niet meer continu zou zijn.

De bij deze dispersiecoëfficiënten behorende Pécletgetallen, gemeten over 0.20 m in de dikke laag, waren 3.5 voor lage drukgradiënt en holdup en 0.5 - 1.5 voor hoge drukgradiënt en holdup.

Volgens Voesenek moet er aan de volgende voorwaarden voldaan zijn wil men op deze manier een goede indruk verkrijgen van de axiale menging:

- gelijkmatige injectie en aftap van tracer over de gehele laagdikte (geen radiaal concentratieprofiel).
- gelijkmatige injectie en aftap van tracer over de omtrek van de wand (geen tangentieel concentratieprofiel).
- geen noemenswaardige veranderingen in het stromingspatroon door toevoer en aftap van tracer.

Wanneer we de gemiddelde verblijftijd (en via deze eventueel de vloeistofholdup) willen bepalen kunnen we - zoals gezegd - bovenstaande methode niet toepassen. We zullen dan de tracerconcentratie als functie van de tijd moeten registreren, bijvoorbeeld door de pulsresponsie op een of meerdere plaatsen onder het injectiepunt te registreren. Wanneer men slechts op één plaats detecteert is het in principe vereist een injectie van exact bekende vorm te geven (bijvoorbeeld een blokfunctie, een sinusfunctie etcetera). Het rekenwerk wordt echter aanzienlijk eenvoudiger wanneer we als injectie een perfecte puls (delta dirac functie) geven. Dit is in de praktijk echter niet te realiseren. Het genoemd bezwaar vervalt wanneer we in plaats van één, twee detectoren gebruiken, die achter elkaar staan opgesteld. We kunnen dan uit de beide gemeten curven op verschillende manieren de gemiddelde verblijftijd en de spreiding (of het getal van Péclet) berekenen. Op een relatief eenvoudige manier kan dit met behulp van de relaties: (lit. 29)

$$\tau = \mu_2 - \mu_1 \quad (6a)$$

$$Pé = 2\tau^2 / (\sigma_2^2 - \sigma_1^2) \quad (6b)$$

In deze formules is:

$\tau$  : de gemiddelde verblijftijd (s).

Pé: het getal van Péclet.

$\mu_2$ :  $= \int_{-\infty}^{+\infty} t f_2(t) dt$  : de verwachtingswaarde van het tweede signaal.

$\mu_1: = \int_{-\infty}^{+\infty} t f_1(t) dt$  : de verwachtingswaarde van het eerste signaal.  
 $f_1(t)$  en  $f_2(t)$  zijn de genormaliseerde verblijftijdspreidingscurven.  
 $\sigma_2^2: = \int_{-\infty}^{+\infty} (t-\mu_2)^2 f_2(t) dt$  : de variantie van het tweede signaal.  
 $\sigma_1^2: = \int_{-\infty}^{+\infty} (t-\mu_1)^2 f_1(t) dt$  : de variantie van het eerste signaal.

Het komt echter nogal eens voor dat de curven een nogal grote staart vertonen, zodat het signaal pas na langere tijd op de basiswaarde teruggekeerd is. Wanneer dit het geval is, is het vaak moeilijk de integratiegrenzen te bepalen, en dit kan weer aanleiding zijn tot het maken van grote fouten bij het berekenen van het getal van Péclet.

Een methode om dit "tailingprobleem" op te lossen wordt gegeven door Østergaard en Michelsen (lit. 30). Zij beschouwen hiertoe de apparaatsectie waarin wordt gemeten als een open lineair systeem.

De overdrachtsfunctie voor een lineair systeem luidt:

$$F(s) = \frac{f_2(s)}{f_1(s)} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} f_2(t) \cdot \exp(-st) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} f_1(t) \cdot \exp(-st) dt} \quad (7)$$

Voorts leiden ze een vergelijking af voor een open systeem waarin propstroming met daarop gesuperponeerd axiale dispersie plaatsvindt:

$$\tau \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial z} - \frac{1}{P\bar{e}} \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} = 0 \quad (8)$$

Wanneer men van deze functie de Laplace getransformeerde uitrekent, verkrijgt men als overdrachtsfunctie:

$$F(s) = \exp\left(\frac{P\bar{e}}{2} \left\{1 - \sqrt{1 + \frac{4s\tau}{P\bar{e}}}\right\}\right) \quad (9)$$

Deze vergelijking kunnen we ook schrijven als:

$$\{-\ln\{F(s)\}\}^{-1} = \tau s \{-\ln\{F(s)\}\}^{-2} - \frac{1}{P\bar{e}} \quad (10)$$

Wanneer we dus voor verschillende (willekeurige) waarden van  $s$  de overdrachtsfunctie met behulp van formule (7) uitrekenen, kunnen we een grafiek construeren van  $(-\ln(F))^{-1}$  versus  $s(-\ln(F))^{-2}$ , wat volgens formule (10) een rechte lijn oplevert, met helling  $\tau$  en intercept  $-1/P\bar{e}$ .

Ook deze methode heeft echter nadelen. Doordat de staart als het ware wordt weggedrukt kan een eventuele afwijking aan het begin van het signaal zeer sterk in de resultaten doorwerken. Dat er tal van factoren zijn die afwijkingen kunnen introduceren en dus de reproduceerbaarheid ongunstig kunnen beïnvloeden, zal worden besproken in paragraaf 3.2.4.

Het zal duidelijk zijn dat door toepassing van de Laplace transformatie het laatste gedeelte van het signaal als het ware wordt weggedempt. (Er wordt immers vermenigvuldigd met  $\exp(-st)$ ). Dit is ook juist de bedoeling maar het heeft behalve voordelen ook nadelen: het betekent dat het grootste gedeelte van de informatie gehaald wordt uit het eerste deel van de curve. Dit heeft ondermeer de consequentie dat wanneer in dit eerste deel van de curve (de aanvangshelling) een relatief kleine afwijking of oneffenheid optreedt (bijvoorbeeld veroorzaakt door een meetfout of door een ongunstige detectordynamiek) dit van doorslaggevende invloed kan zijn.

Østergaard en Michelsen stellen dat de methode waarbij twee detectoren worden gebruikt onafhankelijk is van de detectordynamiek wanneer beide detectoren identiek zijn. Dit is ons inziens echter nog maar de vraag! Wanneer de afstand tussen beide detectoren relatief groot is, en dus de beide signaalcurven een behoorlijk stuk uit elkaar liggen, dan zou het wel eens zo kunnen zijn dat de afwijking in de aanvangshelling van de eerste curve - die kan ontstaan doordat bijvoorbeeld de detectoren te langzaam zijn - van doorslaggevend belang is, en veel zwaarder "weegt" dan dezelfde afwijking in de aanvangshelling van de tweede curve, vanwege de toegepaste Laplace transformatie. Hierop zal nader worden ingegaan in paragraaf 3.2.5.

Met behulp van de voor deze tweede methode benodigde detectoren, die in de kolom moeten worden geplaatst (en toch de vloeistofstroming niet mogen beïnvloeden) kunnen we natuurlijk ook de terugmenging meten analoog aan de methode die Voesenek toegepast heeft, waarbij we dan in plaats van vloeistofaftappunten de detectoren kunnen gebruiken.

Het nadeel dat geen informatie wordt verkregen over fluctuaties in de kolom vervalft dan. Het bezwaar dat slechts de spreiding, en geen gemiddelde verblijftijd wordt gemeten blijft echter aanwezig.

Indien het model van propstroming met axiale dispersie toepasbaar is, dan moeten beide methoden overeenkomstige resultaten opleveren.

### 3.2.3 Practische aspecten; proefopstelling.

Het meten van de menging geschiedt in principe met behulp van dezelfde proefopstelling als geschetst in paragraaf 2.4.1. Er moesten echter detectoren (geleidbaarheidscellen) in de kolom worden aangebracht, en daarom is er niet meer één lange glazen buis gebruikt, maar werd de kolom opgebouwd met behulp van kortere glazen stukken, waartussen de geleidbaarheidscellen en een injectiestuk konden worden geplaatst.

In bijlage C1 zijn zowel de geleidbaarheidscellen als het injectiestuk getekend. De gebruikte geleidbaarheidscellen zijn vervaardigd uit perspex, en zijn cilindrisch van vorm. De inwendige diameter van de cellen is gelijk aan de uitwendige diameter van de kolom, behalve halverwege de cylinder: hier is de inwendige diameter van de cellen gelijk aan de inwendige diameter van de kolom. Op deze manier wordt - wanneer twee stukken glazen buis in de cellen worden geklemd - de vloeistofstroming niet of nauwelijks verstoord. In de verdikking op halve hoogte van de cellen zijn twee platina plaatjes aangebracht, waarvan het oppervlak aan de kant waar de vloeistoffilm zich bevindt  $0.2 \times 10 = 2 \text{ mm}^2$  bedraagt (voor elk plaatje). Vóór gebruik zijn de electrodeplaatjes geplatineerd met behulp van een platineeroplossing (3 g  $\text{H}_2\text{PtCl}_6$ , 0.02 g  $\text{PbCl}_2$ , 100 ml water; stroomsterkte  $30 \text{ mA/cm}^2$ , tijdsduur ongeveer 3 minuten).

Het injectiestuk heeft een analoge vorm als de geleidbaarheidscellen: de vloeistofstroming wordt niet verstoord doordat de inwendige diameter op halve hoogte weer precies gelijk is aan de inwendige diameter van de kolom. Er wordt geïnjecteerd door 4 gaatjes in de verdikking van het injectiestuk, zodat meteen al een redelijk gelijkmatige verdeling van tracer wordt verkregen in tangentele richting.

Voor de juiste maten e.d. van de geleidbaarheidscellen en het injectiestuk wordt verwezen naar de tekeningen in bijlage C1.

Er zijn nu meerdere configuraties mogelijk wanneer we de kolom op deze manier "opbouwen". De plaats van het injectiestuk ten opzichte van de detectoren (geleidbaarheidscellen) kunnen we vrij kiezen, en ook de afstand tussen de twee detectoren kan worden gevarieerd. Omdat echter de kolom uit zoveel losse stukken bestaat is het nodig om voor een goede bevestiging te zorgen. De kolom wordt op zijn plaats gehouden door een zogenaamd "ruiterprofiel", waarvan we de "ruiters" juist op die plaatsen de kolom kunnen laten ondersteunen, waar we dit belangrijk achten.

Om de vloeistofstroming niet te verstoren bij de detectoren of bij het

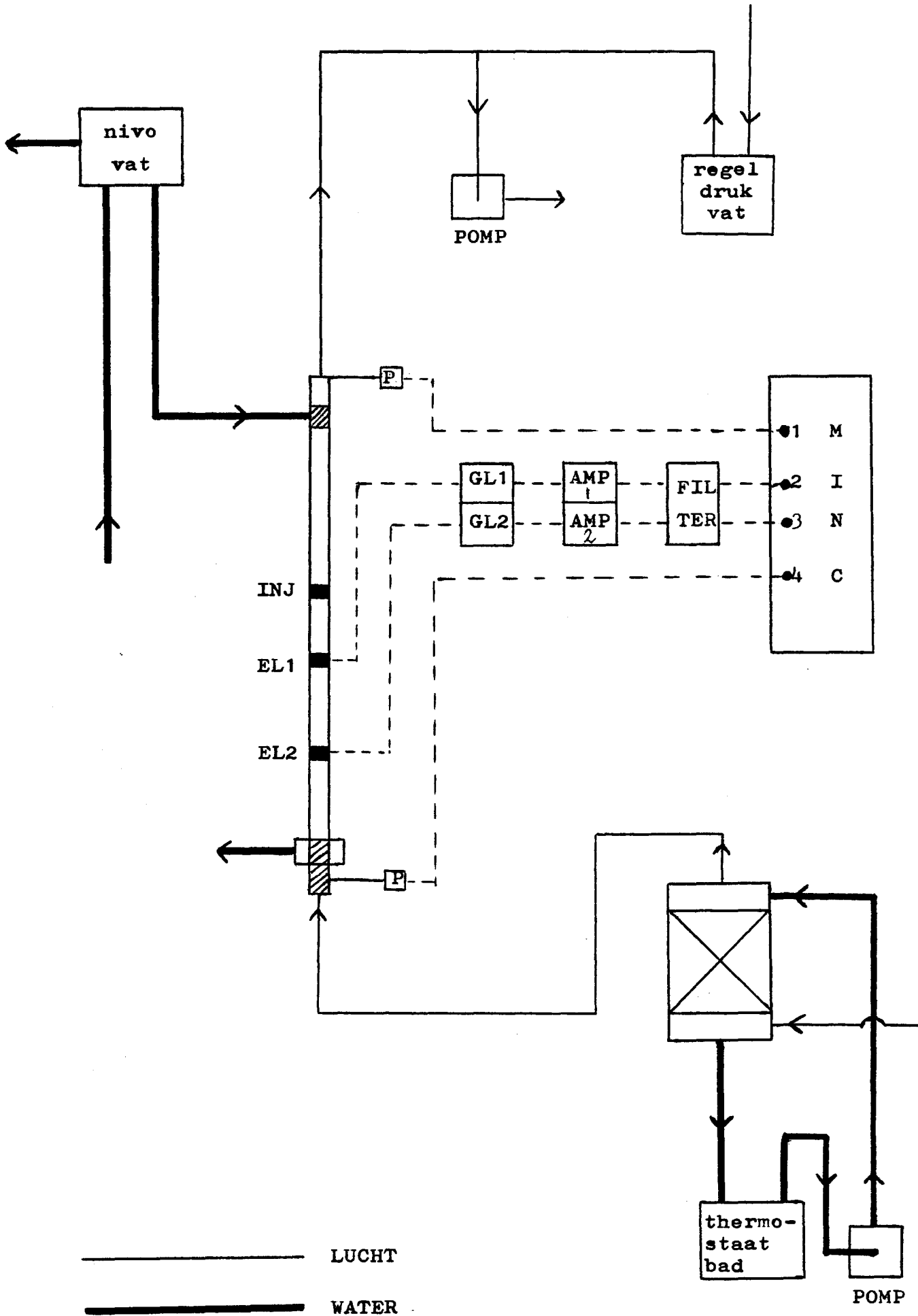


injectiestuk moet de diameter van het aangrenzende stuk van de kolom natuurlijk precies gelijk zijn aan de inwendige diameter van de geleidbaarheidscellen (respectievelijk injectiestuk). Dit is niet altijd eenvoudig te realiseren, daar de meeste glazen buizen onrond zijn en, bovendien in de lengterichting van de buis variaties in de diameter vertonen. Alle stukken buis die door ons zijn gebruikt zijn "aan de maat gebracht" door de uiteinden ervan aan te zuigen om een roestvrij-stalen cylinder van de juiste diameter.

Bij de metingen is een KCl-oplossing als tracer gebruikt. Het is in principe van belang ervoor te zorgen dat het dichtheidsverschil tussen traceroplossing en de vloeistoffase (in ons geval water) zo gering mogelijk is. Echter, met het oog op de nogal wilde stromingsverschijnselen die zich voordoen, hebben we aangenomen dat de invloed van dit dichtheidsverschil gering is.

Nadat een serie metingen (voor dezelfde toestand) is verricht, dus nadat een aantal malen een kleine hoeveelheid KCl-oplossing in de vloeistoffase is geïnjecteerd en het signaal van de beide detectoren en van de beide verschildrukmeters door de computer is geregistreerd, wordt de holdup bepaald door de in de kolom aanwezige hoeveelheid vloeistof te wegen. Hierna moet voor een volgende meting de kolom weer helemaal opnieuw worden opgestart. De ervaring heeft geleerd dat het van groot belang is dat het instellen van een (nieuwe) toestand zeer geleidelijk gebeurt. Indien dit te snel geschiedt, loopt men de kans dat na enige tijd de kolom in zijn geheel gaat flooden. Een periode van ongeveer twintig minuten is meestal voldoende om een nieuwe stabiele toestand in te stellen.

In figuur 3.2.3.a op de volgende bladzijde is de proefopstelling schematisch weergegeven. De beide detectoren EL1 en EL2 zijn verbonden met geleidbaarheidsmeters GL1 en GL2. Om het analoge signaal van deze geleidbaarheidsmeters met behulp van de computer te kunnen verwerken moet deingangsspanning voor de computer liggen tussen -5.17 en +5.17 Volt. Hierdoor is het nodig de uitgangsspanning van de geleidbaarheidsmeters, die ligt tussen 0 en 100 mV, vijftig keer te versterken. Dit gebeurt door de versterkers AMP1 en AMP2. Hierna worden de signalen nog gefilterd met behulp van filter F om de ruis (frequentie 500 Hz), die wordt veroorzaakt door de geleidbaarheidsmeters, te dempen. Met



Figuur 3.2.3.a: schematische weergave van de proefopstelling.

behulp van de Minc minicomputer worden de signalen vervolgens analoog-digitaal geconverteerd, waarna verdere verwerking plaatsvindt (zie paragraaf 3.2.5).

#### 3.2.4 Foutenbronnen; reproduceerbaarheid en optimalisatie.

Alvorens in de volgende paragraaf in detail in te gaan op de manier waarop de resultaten worden verwerkt, zal hier in het kort worden ingegaan op mogelijke foutenbronnen en de invloed hiervan op de reproduceerbaarheid van de experimenten.

Tijdens het ontwikkelen en het testen van de data-verwerkingsprogramma's en tijdens het ontwerpen van de benodigde apparatuur zijn enkele aspecten naar voren gekomen, betreffende de reproduceerbaarheid en de meetnauwkeurigheid etcetera.

Bij het doen van oriënterende testmetingen liet de reproduceerbaarheid vaak zeer te wensen over. Vooral in de gevonden waarden voor het getal van Pécllet werd soms een zeer grote spreiding aangetroffen. Mogelijke oorzaken en aanpak van deze problemen zullen in het nuvolgende worden besproken.

- Configuratie van de kolom. Wanneer het instellen van een nieuwe toestand nogal snel gebeurt, dan is het mogelijk dat gedurende enige tijd de hoogte van de dikke laag nog iets afneemt. Hierdoor kan het gebeuren dat de bovenste detector zich niet meer voortdurend in het dikke laag gebied bevindt. (Dit was bij enkele testmetingen het geval). Men kan dit voorkomen door lang genoeg te wachten voordat met de metingen wordt begonnen en/of de detectoren zo laag mogelijk in de kolom te plaatsen.

- Fluctuaties in de kolom. De menging in de kolom hoeft zeker niet constant te zijn en kan net als de vloeistofholdup en het gasdebiet fluctueren, zodat de reproduceerbaarheid van de metingen vermindert. In principe is immers een stationaire stromingstoestand verondersteld. Omdat deze echter niet volledig stationair is, maar binnen zekere grenzen kan fluctueren, worden er fouten gemaakt.

Men kan hier iets tegen doen door meerdere metingen te verrichten en daarna de resultaten op een geschikte manier te middelen.

Bovendien kan de afstand tussen beide detectoren van belang zijn, wan-

neer de schaal waarop de menging plaatsvindt bijna even groot als of zelfs groter dan de onderlinge afstand van de detectoren is. Dit is een tweede punt waarmee rekening moet worden gehouden bij het opbouwen van de kolom: niet alleen moeten de detectoren voldoende laag in de kolom worden geplaatst, maar ook moet de onderlinge afstand groot genoeg zijn.

- Electrische ruis. Bij de metingen worden twee geleidbaarheidsmeters gebruikt (Philips PW9501), waaraan enkele veranderingen zijn aangebracht: het aanwijsinstrument is kortgesloten en de afvlakkingscondensator van 400  $\mu\text{F}$  is vervangen door een condensator van 33  $\mu\text{F}$ . Dit is gedaan om de meters sneller te maken: de tijdconstante in de oorspronkelijke toestand bedroeg ongeveer 0.5 (s). Deze bedraagt nu ongeveer <0.1 (s).

Ons inziens was dit nodig omdat de te meten curven in de orde van enkele seconden breed zijn op de tijdas, en een voldoende groot aantal punten - zeker in het begin van de curven - nodig is voor een correcte berekening. Het gevolg van dit alles was echter dat de meters een aanzienlijke ruis vertoonden. (Bij sample-frequentie 2000 Hz bedroeg de ruisfrequentie 500 Hz en was de amplitude ongeveer 0.2 Volt). Dit was een van de belangrijke oorzaken van de slechte reproduceerbaarheid van de testmetingen. Er is nadien een filter ontworpen met een afkapfrequentie van 200 Hz. Met behulp van een oscilloscoop kon worden vastgesteld dat dit filter de ruis vrijwel volledig kon onderdrukken. In bijlage C2 is dit filter schematisch weergegeven.

- Radiale menging. Indien de menging loodrecht op de wand onvolledig is, treden er een aantal complicaties op. De elektroden zijn gevoeliger voor tracerdeeltjes die zich dicht in de buurt bevinden, dan voor deeltjes die zich relatief ver af bevinden. Indien de vloeistof in radiale richting slechts langzaam opmengt kan het zijn dat de eerste detector een andere hoeveelheid tracer registreert dan de tweede.

Het is natuurlijk van veel belang te zorgen voor een goede injectie, dat wil zeggen een injectie waarbij de vloeistof zo mogelijk meteen volledig wordt opgemengd (zowel radiaal als tangentieel). Echter, zelfs indien de injectie optimaal is, zal - indien de radiale menging onvolledig is - verkeerd worden gemeten vanwege de aanwezigheid van een snelheidsprofiel in de vloeistofstroming.

In het algemeen lijkt het, vanwege het turbulente karakter van de stroming, wel gerechtvaardigd een goede radiale menging aan te nemen. Bovendien la-

ten berekeningen met de computer zien (paragraaf 2.4.3 en 2.4.4) dat de snelheidsprofielen in het algemeen betrekkelijk vlak zijn.

Bij de bespreking van de resultaten van de experimenten (paragraaf 3.4) zal de radiale menging nader worden besproken.

- Fluctuaties in de laagdikte. Bij het ontwerpen van de geleidbaarheids-cellen moest worden gezocht naar een compromis: enerzijds wil men een onderlinge elektrodenafstand die groot genoeg is om tracer te kunnen detecteren in de gehele vloeistoflaag, en anderzijds wil men een dermate kleine afstand dat er geen last meer wordt ondervonden van fluctuaties in het signaal ten gevolge van variaties in de filmdikte.

De cellen die wij gebruiken hebben een electrode-oppervlak van ongeveer  $2 \times 0.2 \times 10 = 4 \text{ mm}^2$  bij een onderlinge electrode-afstand van 0.2 mm, en hiermee worden wel degelijk variaties in de filmdikte gemeten.

Een en ander zal nader worden besproken in paragraaf 3.3.1 en 3.4.

Zoals reeds vermeld in paragraaf 3.2.2 is de methode voor de berekening van Péclet, die Østergaard en Michelsen beschrijven, nogal gevoelig voor kleine veranderingen, vooral wanneer Pé nogal groot is en het intercept van de verkregen lijn dus dicht bij nul ligt. Pogingen om vergelijking (10) op andere manieren te lineariseren leiden niet tot betere resultaten.

### 3.2.5 Verwerking van de resultaten.

De signalen van de geleidbaarheidsmeters worden - na versterking en filtering - analoog-digitaal geconverteerd met behulp van de Minc computer. Dit gebeurt met behulp van het programma "JPMIN". Met behulp van dit programma kunnen de analoge signalen van een instelbaar aantal signalen worden bemonsterd en geconverteerd naar digitale signalen.

In ons geval werden vier signalen (van twee geleidbaarheidsmeters en twee verschildrukmeters) weggeschreven naar een te kiezen datafile in de vorm van 2048 getallen per signaal. Deze datafile werd opgeslagen op floppy disk, zodat de verwerking van de signalen achteraf (na een groot aantal metingen) kon geschieden. Het programma "JPMIN" controleert verder of en zo ja hoeveel keer de (maximale) waarde van 5.117 Volt wordt overschreden.

Het programma, dat is geschreven in FORTRAN IV, is opgeslagen op floppy disk.

De berekening van drukgradiënt, gasdebiet, getal van Péclet en verblijftijd(spreiding) gebeurt met behulp van het programma "JPVWK". Dit programma zet de getallen van elke gewenste datafile weer in arrays en berekent dan de gemiddelde waarde en de spreiding in het signaal voor drukgradiënt en gasdebiet. Bovendien wordt het gemiddeld signaal van de geleidbaarheidsmeters gedurende de eerste twee en de laatste twee seconden van de meting berekend. Wanneer deze twee gemiddelden (vrijwel) aan elkaar gelijk zijn wordt vervolgens het begingemiddelde van de signalen afgetrokken, zodat de gemiddelde basiswaarde komt te liggen bij 0 Volt. Daarna worden beide signalen tot aan het punt waar voor het eerst tracer is gedetecteerd (waar dus de piek in het signaal begint) gelijk gemaakt aan 0 Volt. (Dit gebeurt voor die getallen in de array van 2048 die zich bevinden vóór het laatste getal voor piekaanvang dat een negatief signaal bevat). Dit is belangrijk omdat het eerste gedeelte van de signalen immers - vanwege de toegepaste Laplace transformatie - een relatief grote invloed heeft. Een betrekkelijk kleine negatieve waarde in het begin van het signaal, bijvoorbeeld -0.2 Volt op  $t = 0$ , zal zwaarder wegen dan de positieve waarde van het piekmaximum, bijvoorbeeld +5.0 Volt op  $t = 10$ , omdat de signalen immers worden vermenigvuldigd met  $\exp(-st)$ . (In het gegeven voorbeeld, met  $s = 1$ , wordt dit duidelijk:  $-0.2 \times \exp(-1 \times 0) = -2 \times 10^{-1}$ , en  $+5.0 \times \exp(-1 \times 10) = +2 \times 10^{-4}$ !). Negatieve waarden in het begin van het signaal kunnen ontstaan door fluctuaties, bijvoorbeeld ten gevolge van variërende filmdikte. Het programma berekent tenslotte voor een tiental waarden van  $s$  de overdrachtsfunctie  $F(s)$ , en tevens de coördinaten in de grafiek van  $(-\ln(F))^{-1}$  versus  $s(-\ln(F))^{-2}$ , en met behulp hiervan de waarden van Pé en  $\tau$ .

Om een indruk te krijgen van de nauwkeurigheid van de methode is een simulatieprogramma geschreven, waarin de arrays niet worden opgevuld met meetwaarden, maar met waarden verkregen volgens de formule:

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{t}} \exp\left\{-\frac{(z - \bar{v} \cdot t)^2}{4 \cdot D_{\text{eff}} \cdot t}\right\} \quad (11)$$

Dit is de respons op een perfecte pulsinjectie die geregistreerd zou worden op de plaats  $z$ , wanneer het model van propstroming met daarop

gesuperponeerd axiale dispersie volledig zou opgaan. Aangezien de methode zoals Østergaard en Michelsen die beschrijven juist is gekoppeld aan dit model, zullen we op deze manier zeer nauwkeurig  $Pé$  en  $\tau$  moeten kunnen berekenen, wanneer we voor twee waarden van  $z$  de arrays vullen met behulp van formule (11), waarbij dan van te voren de waarden voor  $D_{eff}$  en  $\bar{v}$  zijn gekozen.

Voor  $Pé$  en  $\tau$  geldt dan:

$$Pé = (\bar{v}|z_1 - z_2|)/D_{eff} \quad (12)$$

$$\tau = (|z_1 - z_2|)/\bar{v} \quad (13)$$

De resultaten van de op deze manier met behulp van het programma "SIMUL" berekende waarden voor  $Pé$  en  $\tau$  waren zeer goed.

Naast het berekenen van  $Pé$  en  $\tau$  met behulp van overdrachtsfuncties (methode Østergaard en Michelsen) is het met behulp van het programma "JPVWK" ook mogelijk  $Pé$  en  $\tau$  via een eenvoudige momentenanalyse, alsmede de drukgradiënt in de dikke laag, de vloeistofholdup en het gasdebiet te berekenen. De benodigde relaties voor de drukgradiënt in de gevallen met dunne laag en lege buis (drukgradiënt als functie van gasdebiet) zijn bepaald met behulp van het programma "LAAG", en daarna in het programma "JPVWK" ingevoerd, zodat bij de verwerking van de resultaten deze grootheden direct kunnen worden berekend na invoeren van de incipient flooding hoogte  $H$ . (Het programma "LAAG" berekent het gemiddelde signaal ( $V$ ) voor drukval en gasdebiet (geregistreerd met behulp van het programma "JPMTN") en vervolgens met behulp van een ingevoerde waarde voor de (gemeten) holdup, de juiste waarde voor  $(dP/dz)_{leeg}$  of  $(dP/dz)_{dl}$  bij het betreffende gasdebiet).

Alle programma's die gebruikt zijn voor het meten van de voorwaartsmenging zijn opgeslagen (en worden dus bewaard) op floppy disk.

Voor het verwerken van de resultaten van de experimenten waarbij terugmenging is gemeten, is gebruik gemaakt van het programma "BACK". Dit programma, dat eveneens op floppy disk is opgeslagen, berekent de gemiddelde waarden van de vier signalen (twee detectoren en twee verschildrukmeters) en tevens de spreiding, en berekent dan uit de gemiddelde signalen van de beide detectoren het getal van Péclet.

### 3.3 Resultaten van de experimenten.

In deze paragraaf zijn de resultaten vermeld van enkele experimenten. Naast de axiale en radiale menging is ook de invloed van filmdiktefluctuaties onderzocht. Dit is gebeurd door de signalen te registreren als functie van het vloeistofdebiet (dunne film stroming).

De axiale menging als functie van de drukgradiënt is bepaald zowel via het meten van de voorwaartsmenging als het meten van de terugmenging bij één vloeistofdebiet. ( $L = 3.2 \text{ ml/s}$ ). Hierbij was de afstand tussen de beide detectoren respectievelijk  $0.4 \text{ m}$  (voorwaartsmenging) en  $0.2 \text{ m}$  (terugmenging). De afstand tussen het injectiestuk en dichtstbijzijnde detector bedroeg in beide gevallen  $0.15 \text{ m}$ . Voor de holdup van de dunne laag bij het genoemde debiet werd gevonden:  $\alpha_{\text{dun}} = 0.0292$ . De gevonden relaties tussen de drukgradiënt in de gevallen van lege buis en dunne laag als functie van het gasdebiet luiden:

$$(dP/dz)_{\text{leeg}} = 2.3010451 \times 10^6 \times G^2 + 2.21 \text{ en}$$

$$(dP/dz)_{\text{dl}} = 2.7518271 \times 10^6 \times G^2 + 0.675911.$$

De gemeten afwijkingen van deze via lineaire regressie (kleinste kwadraten methode) verkregen rechten bedroegen:

$$\text{voor } (dP/dz)_{\text{leeg}} : -2.2\% \leftarrow \rightarrow +2.2\% \text{ en}$$

$$\text{voor } (dP/dz)_{\text{dl}} : -2.4\% \leftarrow \rightarrow +1.0\%.$$

Voor de correlatiecoëfficiënten van deze lijnen werd gevonden:

$$\text{voor } (dP/dz)_{\text{leeg}} : 0.9994 \text{ en}$$

$$\text{voor } (dP/dz)_{\text{dl}} : 0.9998.$$

Er is ook een poging gedaan om de vloeistofholdup te meten via verblijftijdmetingen. (Uit een gemeten verblijftijd  $\tau$  kan de vloeistofholdup  $\alpha$  worden bepaald volgens formule (1) op bladzijde 56).

#### 3.3.1 De invloed van de laagdikte.

In tabel 3.3.1.A zijn de resultaten weergegeven van de metingen van de invloed van de laagdikte op het geleidbaarheidssignaal. Hierbij werd geen tracer geïnjecteerd.

Bij een dunne film stroming zijn voor 7 waarden voor het vloeistofdebiet de signalen en hun spreiding van beide detectoren geregistreerd met een meetfrequentie van  $90 \text{ Hz}$ . (tijdsduur van een meting:  $22.8 \text{ s}$ ).



Na 4 metingen, waarbij het signaal ongeveer 0.5 Volt bedroeg, is de instelling van de celconstanten zodanig veranderd, dat het signaal werd vergroot tot ongeveer 3.5 - 4.0 Volt. Bij deze instelling is ook gemeten in een geheel met water gevulde buis en in een dikke laag stroming.

TABEL 3.3.1.A: De invloed van de filmdikte op de signalen en op de spreiding van beide detectoren.

|                   | $\mu_1$ (Volt) | $\sigma_1^2$ | $\frac{\sigma_1}{\mu_1}$ | $\mu_2$ (Volt) | $\sigma_2^2$ | $\frac{\sigma_2}{\mu_2}$ |
|-------------------|----------------|--------------|--------------------------|----------------|--------------|--------------------------|
| <u>dunne laag</u> |                |              |                          |                |              |                          |
| 3.5 ml/s          | 0.4998         | 0.000720     | 0.054                    | 0.4535         | 0.002640     | 0.113                    |
| 9.1 ml/s          | 0.5282         | 0.000693     | 0.050                    | 0.5077         | 0.002838     | 0.105                    |
| 17.2 ml/s         | 0.5425         | 0.001251     | 0.065                    | 0.5275         | 0.004126     | 0.122                    |
| 36.2 ml/s         | 0.5842         | 0.000714     | 0.046                    | 0.5862         | 0.002156     | 0.079                    |
| 28.3 ml/s         | 3.7099         | 0.033587     | 0.049                    | 4.0162         | 0.097216     | 0.078                    |
| 11.9 ml/s         | 3.4739         | 0.037053     | 0.055                    | 3.6313         | 0.147061     | 0.106                    |
| 6.1 ml/s          | 3.3835         | 0.021598     | 0.043                    | 3.4859         | 0.096204     | 0.089                    |
| <u>volle buis</u> | 4.2854         | 0.000000     | 0.000                    | 4.8520         | 0.000240     | 0.003                    |
| <u>dikke laag</u> | 3.4923         | 0.073567     | 0.078                    | 2.8205         | 0.092052     | 0.108                    |
| (3.5 ml/s)        | 3.4678         | 0.069833     | 0.076                    | 2.7745         | 0.103783     | 0.116                    |
|                   | 3.5070         | 0.064472     | 0.072                    | 2.7876         | 0.108292     | 0.118                    |
|                   | 3.4909         | 0.073441     | 0.078                    | 2.8408         | 0.094617     | 0.108                    |

### 3.3.2 De axiale en de radiale menging.

#### 3.3.2.1 De voorwaartsmenging.

Bij het meten van de voorwaartsmenging bleek dat wanneer  $Pé$  en  $\tau$  werden uitgerekend door middel van een eenvoudige momentenanalyse de resultaten veelal onbruikbaar waren. Alleen bij lage drukgradiënten (geringe menging, korte verblijftijden) bleek deze methode bruikbaar, hoewel ook hier de spreiding in de resultaten steeds groter was dan bij berekening van  $Pé$  en  $\tau$  door middel van overdrachtsfuncties. Een en ander wordt geïllustreerd in de tabellen 3.3.2.1.A en 3.3.2.1.B op de volgende bladzijden, waarin twee meetseries zijn weergegeven. Voor elke serie

werd de vloeistofholdup één keer bepaald door de zich in de kolom bevindende hoeveelheid vloeistof te wegen. Met behulp van deze waarde werd de drukgradiënt berekend. Verder werd voor elke meting van de serie de vloeistofholdup berekend uit de gemeten gemiddelde verblijftijd. Met behulp van deze gevonden waarde werd tevens de drukgradiënt uitgerekend.

Het vloeistofdebiet bij de metingen bedroeg 3.2 ml/s.

In tabel 3.3.2.1.C zijn de resultaten van acht meetseries weergegeven. Het getal van Péclet is hier berekend door middel van overdrachtsfuncties, en de holdup is bepaald door wegen. Met behulp van deze holdup is tevens de waarde voor de axiale dispersiecoëfficiënt berekend. Hiervoor geldt:

$$E = (|z_1 - z_2| \cdot L) / (\alpha \pi R^2 \cdot P\acute{e}) \quad (14)$$

In deze formule is:

- E : de axiale dispersiecoëfficiënt ( $m^2/s$ ).
- $|z_1 - z_2|$ : de onderlinge detectorenafstand (0.4m).
- $\alpha$  : de vloeistofholdup.
- R : de straal van de kolom (0.013 m).
- L : het vloeistofdebiet ( $3.2 \times 10^{-6} m^3/s$ ).
- Pé : het getal van Péclet.

Er is ook getracht de menging te meten in een dunne film stroming. De resultaten van deze meting zijn weergegeven in tabel 3.3.2.1.D.

Er zij reeds op voorhand opgemerkt dat bij deze metingen de verhouding van de twee oppervlakken onder de signalen van de twee geleidbaarheidsmeters niet alleen een grotere spreiding vertoont, maar ook een geheel andere waarde heeft dan bij alle overige experimenten. Hierop wordt nader ingegaan in paragraaf 3.4, wanneer de radiale menging wordt besproken.

TABEL 3.3.2.1.A: Resultaten van experiment 7.

| No.  | dP/dz | momenten - analyse |        |          | overdrachtsfuncties |      |        |          | EL1/EL2 |       |
|------|-------|--------------------|--------|----------|---------------------|------|--------|----------|---------|-------|
|      |       | Pé                 | $\tau$ | $\alpha$ | dP/dz               | Pé   | $\tau$ | $\alpha$ |         | dP/dz |
| 1    | 1290  | 5.18               | 8.17   | 0.1232   | 1286                | 2.67 | 7.30   | 0.1100   | 1284    | 0.88  |
| 2    | 1288  | -2.14              | 6.73   | 0.1015   | 1281                | 3.07 | 7.01   | 0.1058   | 1281    | 0.88  |
| 3    | 1287  | -4.83              | 7.65   | 0.1154   | 1281                | 2.66 | 7.58   | 0.1143   | 1281    | 0.88  |
| 4    | 1288  | -3.13              | 5.77   | 0.0869   | 1279                | 1.83 | 6.79   | 0.1024   | 1281    | 0.88  |
| 5    | 1285  | -0.72              | 5.31   | 0.0801   | 1276                | 3.80 | 6.11   | 0.0920   | 1277    | 0.87  |
| 6    | 1285  | -1.62              | 6.18   | 0.0932   | 1276                | 2.92 | 6.55   | 0.0988   | 1277    | 0.87  |
| 7    | 1285  | 3.37               | 8.21   | 0.1238   | 1281                | 1.25 | 9.56   | 0.1441   | 1283    | 0.87  |
| 8    | 1288  | -2.89              | 7.03   | 0.1060   | 1281                | 2.05 | 7.92   | 0.1195   | 1283    | 0.88  |
| gem. | 1287  | --                 | 6.88   | 0.1038   | 1280                | 2.27 | 7.35   | 0.1109   | 1281    | 0.88  |

$\tau$  : de gemeten gemiddelde verblijftijd (s).

$\alpha$  : de met behulp van  $\tau$  berekende holdup.

EL1/EL2: de verhouding van de oppervlakken van de signalen EL1 en EL2.

dP/dz : de drukgradiënt in de dikke laag ( $N/m^2_m$ ).

Pé : het getal van Péclet.

holdup bepaald door wegen: 0.1612

incipient flooding hoogte: 140 cm

opgevangen vloeistof : 130.6 g

meetfrequentie : 20 Hz

tijdsduur meting : 102.5 s

Opmerking: het getal van Péclet is in deze tabel reciprook gemiddeld, daar de uitkomst van een experiment in eerste instantie bestaat uit de helling en het intercept van een rechte lijn; de helling stelt de gemiddelde verblijftijd voor en het reciproke intercept stelt het getal van Péclet voor.

TABEL 3.3.2.1.B: Resultaten van experiment 4.

| No.  | dP/dz | momenten - analyse |        |          | overdrachtsfuncties |      |        |          |       | EL1/EL2 |
|------|-------|--------------------|--------|----------|---------------------|------|--------|----------|-------|---------|
|      |       | Pé                 | $\tau$ | $\alpha$ | dP/dz               | Pé   | $\tau$ | $\alpha$ | dP/dz |         |
| 1    | 768   | 3.65               | 7.93   | 0.1196   | 770                 | 8.51 | 6.98   | 0.1053   | 765   | 0.92    |
| 2    | 770   | 3.84               | 6.85   | 0.1032   | 766                 | 7.23 | 6.24   | 0.0941   | 763   | 0.84    |
| 3    | 771   | 8.24               | 6.74   | 0.1016   | 766                 | 8.43 | 6.51   | 0.0982   | 765   | 0.86    |
| 4    | 772   | 4.44               | 6.46   | 0.0973   | 766                 | 7.65 | 6.05   | 0.0911   | 764   | 0.81    |
| 5    | 771   | 6.59               | 6.41   | 0.0966   | 765                 | 8.99 | 5.99   | 0.0903   | 762   | 0.82    |
| 6    | 770   | 2.83               | 7.99   | 0.1205   | 773                 | 4.65 | 7.25   | 0.1092   | 768   | 0.87    |
| 7    | 771   | 14.13              | 5.89   | 0.0888   | 762                 | 7.40 | 5.96   | 0.0899   | 762   | 0.86    |
| 8    | 769   | 30.07              | 6.53   | 0.0984   | 763                 | 7.09 | 6.50   | 0.0980   | 763   | 0.88    |
| 9    | 769   | --                 | 6.11   | 0.0920   | 761                 | 7.63 | 6.34   | 0.0956   | 763   | 0.86    |
| 10   | 771   | 3.38               | 7.46   | 0.1002   | 766                 | 6.33 | 6.65   | 0.1002   | 766   | 0.83    |
| 11   | 765   | 2.71               | 9.01   | 0.1358   | 774                 | 7.72 | 7.45   | 0.1124   | 765   | 0.87    |
| 12   | 766   | 2.61               | 8.77   | 0.1323   | 774                 | 6.26 | 7.42   | 0.1118   | 766   | 0.89    |
| 13   | 768   | 5.07               | 7.24   | 0.1091   | 767                 | 5.50 | 7.25   | 0.1093   | 767   | 0.82    |
| 14   | 761   | --                 | 5.74   | 0.0865   | 751                 | 8.77 | 5.98   | 0.0901   | 752   | 0.80    |
| gem. | 769   | 7.30               | 7.08   | 0.1059   | 766                 | 7.06 | 6.61   | 0.0997   | 764   | 0.85    |

$\tau$  : de gemeten gemiddelde verblijftijd (s).

$\alpha$  : de met behulp van  $\tau$  berekende holdup.

EL1/EL2: de verhouding van de oppervlakken van de signalen EL1 en EL2.

dP/dz : de drukgradiënt in de dikke laag ( $N/m^2 m$ ).

Pé : het getal van Péclet.

holdup bepaald door wegen: 0.1131

incipient flooding hoogte: 100 cm

opgevangen vloeistof : 77.1 g

meetfrequentie : 50 Hz

tijdsduur meting : 41 s

Opmerking: het getal van Péclet (overdrachtsfuncties) is in deze tabel reciprook gemiddeld, daar de uitkomst van een experiment in eerste instantie bestaat uit de helling en het intercept van een rechte lijn; de helling stelt de gemiddelde verblijftijd voor en het reciproke intercept het getal van Péclet.

TABEL 3.3.2.1.C: De axiale menging als functie van drukgradiënt en de holdup. (Meting van de voorwaartsmenging).

| $dP/dz$ ( $N/m^2m$ ) | $\alpha$ | Pé   | $E \times 10^3$ ( $m^2/s$ ) |
|----------------------|----------|------|-----------------------------|
| 769                  | 0.1131   | 7.06 | 3.02                        |
| 863                  | 0.1253   | 7.26 | 2.65                        |
| 923                  | 0.1241   | 6.56 | 2.96                        |
| 986                  | 0.1304   | 5.25 | 3.52                        |
| 1070                 | 0.1366   | 4.41 | 4.00                        |
| 1078                 | 0.1422   | 3.17 | 5.35                        |
| 1207                 | 0.1489   | 2.56 | 6.33                        |
| 1287                 | 0.1612   | 2.27 | 6.59                        |

$\alpha$  : de door wegen bepaalde vloeistofholdup.

$dP/dz$ : de drukgradiënt in de dikke laag.

Pé : het getal van Péclet.

E : de axiale dispersiecoëfficiënt.

Opmerking: het getal van Péclet is verkregen door reciproke middeling daar de uitkomst van een experiment in eerste instantie bestaat uit de helling en het intercept van een rechte lijn; de helling stelt de gemiddelde verblijftijd voor en het reciproke intercept het getal van Péclet.

TABEL 3.3.2.1.D: De axiale menging in een dunne film stroming.

| No.  | <u>momenten-analyse</u> |        |          | <u>overdrachtsfuncties</u> |        |          | EL1/EL2 |
|------|-------------------------|--------|----------|----------------------------|--------|----------|---------|
|      | Pé                      | $\tau$ | $\alpha$ | Pé                         | $\tau$ | $\alpha$ |         |
| 1    | -110.23                 | 1.73   | 0.0260   | 6.38                       | 1.80   | 0.0271   | 1.11    |
| 2    | 5.18                    | 2.17   | 0.0326   | 5.75                       | 2.13   | 0.0321   | 1.15    |
| 3    | 2.59                    | 2.36   | 0.0356   | 10.46                      | 2.15   | 0.0324   | 1.20    |
| 4    | -2.52                   | 1.84   | 0.0277   | 19.54                      | 1.97   | 0.0297   | 1.18    |
| 5    | -1.92                   | 1.76   | 0.0266   | 12.58                      | 1.93   | 0.0290   | 1.31    |
| gem. | ---                     | 1.97   | 0.0297   | 8.98                       | 2.00   | 0.0301   | 1.19    |

$\tau$  : de gemeten gemiddelde verblijftijd (s).

$\alpha$  : de met behulp van  $\tau$  berekende holdup.

EL1/EL2: de verhouding van de oppervlakken van de signalen EL1 en EL2.

Pé : het getal van Péclet.

holdup bepaald door wegen: 0.02923

opgevangen vloeistof : 29.17 g

meetfrequentie : 90 Hz

tijdsduur meting : 22.8 s

Opmerking: het getal van Péclet (overdrachtsfuncties) is in deze tabel reciprook gemiddeld, daar de uitkomst van een experiment in eerste instantie bestaat uit de helling en het intercept van een rechte lijn; de helling stelt de gemiddelde verblijftijd voor en het reciproke intercept het getal van Péclet.

### 3.3.2.2 De terugmenging.

Er zijn 4 experimenten verricht ter bepaling van de terugmenging, waarbij elk experiment bestond uit één meting. Daar hier niet als functie van de tijd is gemeten is het ook niet nodig een groot aantal metingen in serie (voor elk experiment) uit te voeren, daar immers de signalen over langere tijd worden gemiddeld. (In ons geval over 41 s).

De resultaten van de metingen zijn weergegeven in tabel 3.3.2.2.A.

Hoewel de metingen zijn verricht bij een onderlinge detectorenafstand van 0.2 m, zijn de in deze tabel vermelde waarden voor het getal van Péclet reeds omgerekend naar een detectorafstand van 0.4 m, om een vergelijk met de resultaten van de voorwaartsmenging te vereenvoudigen. (Hierbij bedroeg de detectorenafstand immers ook 0.4 m).

TABEL 3.3.2.2.A: De axiale menging als functie van drukgradiënt en de holdup. (Meting van de terugmenging).

| $dP/dz$ ( $N/m^2m$ ) | $\alpha$ | Pé   | $E \times 10^3$ ( $m^2/s$ ) |
|----------------------|----------|------|-----------------------------|
| 1031                 | 0.1319   | 3.24 | 5.64                        |
| 1113                 | 0.1399   | 2.46 | 7.01                        |
| 1315                 | 0.1594   | 1.53 | 9.89                        |
| 1403                 | 0.1700   | 1.19 | 11.92                       |

$\alpha$  : de door wegen bepaalde vloeistofholdup.

$dP/dz$ : de drukgradiënt in de dikke laag.

Pé : het getal van Péclet.

E : de axiale dispersiecoëfficiënt.

meetfrequentie: 50 Hz

tijdsduur : 40.96 s

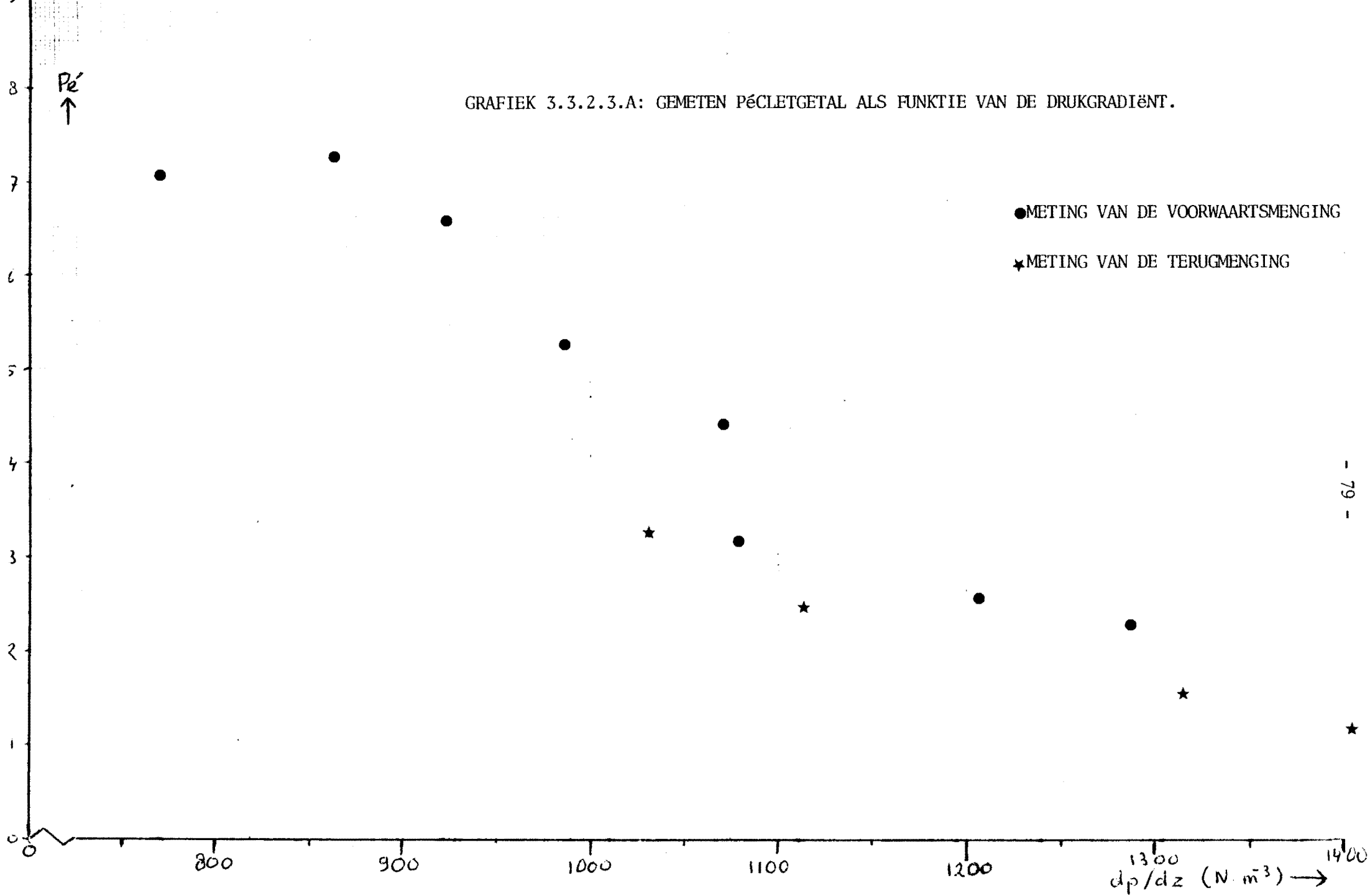
### 3.3.2.3 Grafische weergave van de resultaten.

De resultaten van de experimenten zijn grafisch weergegeven in grafiek 3.3.2.3.A en 3.3.2.3.B. Hierin zijn respectievelijk het getal van Péclet

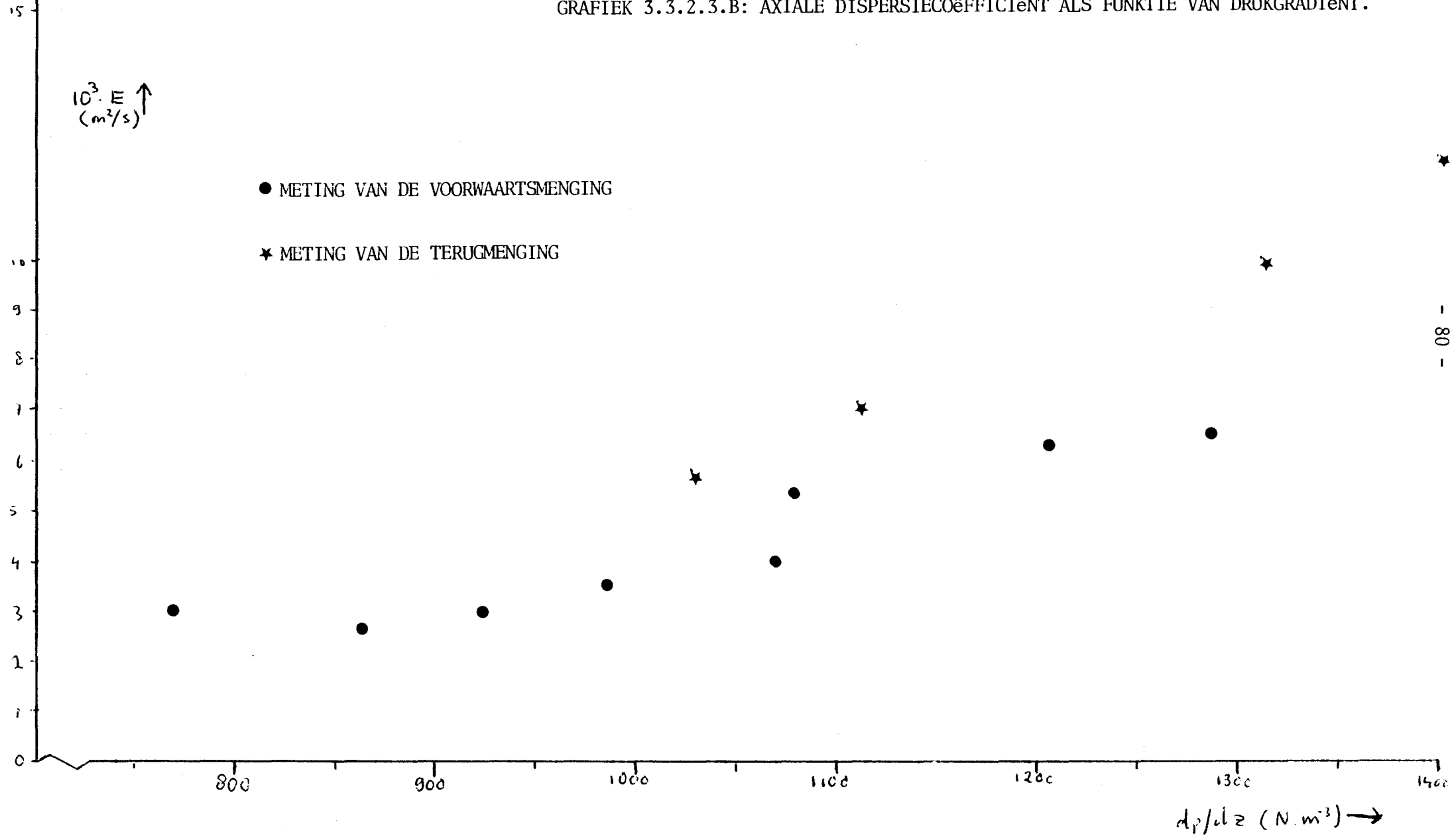
(betrokken op een karakteristieke lengte van 0.4 m tussen beide detectoren) en de axiale dispersiecoëfficiënt uitgezet versus de drukgradiënt in de dikke laag.



GRAFIEK 3.3.2.3.A: GEMETEN PÉCLETGETAL ALS FUNKTIE VAN DE DRUKGRADIËNT.



GRAFIEK 3.3.2.3.B: AXIALE DISPERSIECOËFFICIËNT ALS FUNKTIE VAN DRUKGRADIËNT.



3.4 Discussie van resultaten; conclusies.

De gevonden verhouding van de oppervlakken onder beide signalen is voor de incipient flooding toestand vrijwel constant. In het meest ongunstige geval - weergegeven in tabel 3.3.2.1.B - ligt de maximale afwijking ten opzichte van het gemiddelde bij -6% en +8%. Voor alle andere metingen is de gevonden afwijking kleiner. Voor de meting, weergegeven in tabel 3.3.2.1.A ligt deze afwijking binnen ½%.

Dit alles is een argument vóór de stelling dat de radiale menging in de incipient flooding toestand (vrijwel) volledig is. Dit argument wordt verder nog ondersteund door het feit dat ook de verhouding van de basissignalen van beide detectoren - binnen enkele procenten nauwkeurig - op dezelfde waarde (namelijk ongeveer 0.88) ligt. (Bij het meten van de voorwaartsmenging waren de celconstanten voor de beide cellen zodanig ingesteld, dat de verhouding van de beide signalen - zonder injectie van tracer - ongeveer 0.9 bedroeg. Na injecteren van een puls werden de oppervlakken onder de beide signalen bepaald. Ook de verhouding hiervan bedroeg ongeveer 0.9). Een tegen-argument voor het (vrijwel) volledig zijn van de radiale menging volgt uit de holdup-bepaling via verblijftijdmetingen. Zie tabel 2.4.A.

TABEL 3.4.A: Bepaling van  $\alpha$  uit de gemeten  $\tau$ .

| $dP/dz$ ( $N/m^2/m$ ) | $\alpha$ (d.m.v. wegen) | $\alpha$ (via $\tau$ ) | $\Delta\%$ |
|-----------------------|-------------------------|------------------------|------------|
| 769                   | 0.1131                  | 0.0997                 | -11.8      |
| 863                   | 0.1253                  | 0.1049                 | -16.3      |
| 923                   | 0.1241                  | 0.1034                 | -16.7      |
| 986                   | 0.1304                  | 0.1038                 | -20.4      |
| 1070                  | 0.1366                  | 0.1141                 | -16.5      |
| 1207                  | 0.1489                  | 0.1143                 | -23.2      |
| 1287                  | 0.1612                  | 0.1109                 | -31.2      |

In deze tabel zien we dat er een grote discrepantie bestaat tussen  $\alpha$  (d.m.v. wegen) en  $\alpha$  (via  $\tau$ ), en dat het relatieve verschil tussen

deze beide grootheden toeneemt bij groter wordende drukgradiënt. Hoewel we bij de berekening van  $\alpha$  (d.m.v. wegen) fouten kunnen maken die maximaal rond de 10% liggen (vanwege de fout in H), zullen deze fouten toch ook niet veel groter kunnen zijn.

Hieruit volgt dat de via  $\tau$  berekende  $\alpha$  niet de goede gemiddelde waarde van de holdup weergeeft.

Een mogelijke verklaring hiervoor zou kunnen zijn dat de holdup niet constant is over de gehele lengte van de kolom, en dat - naarmate de drukgradiënt groter wordt - er zich relatief meer vloeistof in het onderste gedeelte van de kolom bevindt. Met behulp van metingen waarbij meerdere detectoren worden gebruikt zou men kunnen nagaan of inderdaad de laagdikte afhankelijk is van de plaats in de kolom. Ook het toepassen van meerdere (minstens 3) drukmeetpunten biedt hiertoe een mogelijkheid.

Andere mogelijke verklaringen zouden kunnen zijn gelegen in het niet volledig zijn van de radiale menging en in een mogelijke invloed van het dichtheidsverschil tussen traceroplossing en de vloeistoffase. Indien de afwijkingen tussen de gemeten waarden van de holdup toegeschreven kunnen worden aan een met de hoogte in de kolom afnemende laagdikte vervalt daarmee het argument dat tegen een (vrijwel) volledige radiale menging pleit.

Indien de radiale menging volledig is dan zouden experimenten waarbij detectoren gebruikt worden met een kleinere afstand tussen de twee electrodeplaatjes dezelfde resultaten moeten opleveren, terwijl dan de negatieve invloed van filmdiktefluctuaties wordt verminderd.

Voor dunne film metingen is de verhouding van de oppervlakken duidelijk minder constant. De maximale afwijking ten opzichte van het gemiddelde ligt hier boven de 10%. (De resultaten zijn weergegeven in tabel 3.3.2.1.D). Bovendien ligt de gevonden waarde van de oppervlakte-verhouding geheel anders. Dit alles is een sterk argument voor de stelling dat bij een dunne film stroming de radiale menging niet volledig is. Uit de waarden van  $\mu$  in tabel 3.3.1.A valt af te leiden dat - zoals ook was te verwachten -  $\mu$  toeneemt met toenemende laagdikte, maar dat deze toename steeds geringer wordt naarmate de laagdikte toeneemt. Derhalve hebben laagdiktefluctuaties in een dunne film méér variatie in het signaal tot gevolg dan laagdiktefluctuaties van gelijke relatieve grootte bij een dikke laag.

Het is overigens opmerkelijk dat de voor de dunne laag bepaalde holdup waarden uitstekend kloppen met de waarden die verkregen zijn door middel van wegen.

Uit grafieken 3.3.2.3.A en 3.3.2.3.B blijkt dat de axiale menging toeneemt bij groter wordende drukgradiënt. Door sommige onderzoekers (o.a. Voesenek, lit. 28) is waargenomen dat bij verhogen van de drukgradiënt de golfvorming op een gegeven moment zo sterk werd dat niet meer over de volle lengte van de kolom door de as van de kolom heen te kijken was. Dit zou kunnen betekenen dat de gasfase dan niet meer voortdurend continu is, wat zou kunnen leiden tot de veronderstelling dat bij een bepaald vloeistofdebiet de axiale menging plotseling sterk zou toenemen bij die drukgradiënt waarbij de continuïteit van de gasfase niet meer altijd bestaat. De resultaten van de metingen - weergegeven in grafiek 3.3.2.3.A en 3.3.2.3.B - laten echter een dergelijke conclusie niet toe. (Sluiten die echter ook niet uit). Het feit dat bij een vloeistofdebiet van 3.2 ml/s geen duidelijke discontinue overgang lijkt plaats te vinden, betekent niet dat dit bij een groter vloeistofdebiet ook zo is. Bovendien vindt volgens Voesenek een overgang plaats bij  $\alpha \approx 0.15$ , terwijl wij bij onze metingen niet verder gegaan zijn dan  $\alpha \approx 0.16$  en vrijwel alle metingen bij lagere holdup hebben plaatsgevonden.

Iets wat het betrouwbaar kunnen concluderen van een eventueel aanwezige discontinue overgang sterk bemoeilijkt (bij welk vloeistofdebiet dan ook) is het feit dat de drukgradiënt  $dP/dz$  slechts met beperkte nauwkeurigheid kan worden bepaald (zie paragraaf 2.4.2.4), voornamelijk wegens het feit dat een fout in de aflezing van de incipient flooding hoogte  $H$  een vrijwel even grote procentuele fout tot gevolg heeft in de drukgradiënt. Bij een geschatte fout in  $H$  van 5 à 10% moeten de punten in de grafiek van  $Pé$  of  $E$  versus  $dP/dz$  eigenlijk worden weergegeven door nogal grote onzekerheidsintervallen, zodat zowel een discontinue overgang als ook een zeer geleidelijk verloop van  $Pé$  of  $E$  met de drukgradiënt mogelijk is.

Deze constatering noopt ons, vooral wat betreft de invloed van  $H$ , tot nadenken.

Het zal misschien noodzakelijk blijken, ook met het oog op eventuele

toekomstige stofoverdrachtsmetingen, de opstelling zodanig te veranderen dat de invloed van H op de drukgradiënt (en de holdup) wordt geminimaliseerd. Een opstelling analoog aan die welke Hutton (lit. 10) heeft gebruikt dient te worden overwogen.

Een andere manier om de invloed van H te verwijderen uit de holdup bepaling is het berekenen van de holdup uit de gemeten gemiddelde verblijftijd. Hiertoe dient echter allereerst te worden gezocht naar de oorzaak van de gevonden afwijking tussen  $\alpha$  (gemeten d.m.v. wegen) en  $\alpha$  (gemeten via verblijftijdmeting).

De resultaten van de metingen van de terugmenging geven globaal hetzelfde beeld als de metingen van de voorwaartsmenging. Het is alleen jammer dat er niet is gemeten bij lagere drukgradiënt. Dit bleek praktisch gezien niet mogelijk. Waarschijnlijk is een defect bij de vloeistofinlaat (de kolom bleek in de poreuze sectie - hoewel nog tegen elkaar gedrukt - gebroken) hiervan de hoofdoorzaak. De toch redelijk goede overeenstemming van de resultaten van de metingen bij hogere drukgradiënt duidt erop dat het model van propstroming met daarop gesuperponeerd axiale dispersie waarschijnlijk toepasbaar is. Bij het meten van de terugmenging is ook de spreiding in de signalen geregistreerd. Het basissignaal is voor elk experiment voor beide detectoren ingesteld op 0.5 Volt. Ook van dit signaal is - zij het slechts voor één drukgradiënt - de spreiding bepaald. Zie tabel 3.4.B.

TABEL 3.4.B: De spreiding in de signalen bij terugmenging.

| dP/dz          | $\alpha$ | Pé   | $\mu_1$ (V) | $\sigma_1^2$ (V <sup>2</sup> ) | $\sigma_1/\mu_1$ | $\mu_2$ (V) | $\sigma_2^2$ (V <sup>2</sup> ) | $\sigma_2/\mu_2$ |
|----------------|----------|------|-------------|--------------------------------|------------------|-------------|--------------------------------|------------------|
| 1031           | 0.1319   | 3.24 | 1.091       | 0.0921                         | 0.278            | 3.486       | 0.482                          | 0.199            |
| 1113           | 0.1399   | 2.46 | 1.259       | 0.0643                         | 0.201            | 3.099       | 0.422                          | 0.210            |
| 1315           | 0.1594   | 1.53 | 1.748       | 0.0737                         | 0.155            | 3.176       | 0.196                          | 0.139            |
| 1403           | 0.1700   | 1.19 | 1.751       | 0.0595                         | 0.139            | 2.765       | 0.110                          | 0.120            |
| basis-signaal: |          |      | 0.505       | 0.0023                         | 0.095            | 0.507       | 0.002                          | 0.091            |

meetfrequentie: 50 Hz

tijdsduur : 41 s

drukgradiënt dP/dz in N/m<sup>2</sup>m.

We mogen aannemen dat de spreiding in de basissignalen voornamelijk wordt veroorzaakt door fluctuaties in de filmdikte. In tabel 3.3.1.A zien we dat de verhouding  $\sigma/\mu$  ten gevolge van filmdikte fluctuaties bij metingen in de dikke laag - net als hier de basissignalen - zo rond de 0.1 ligt. (Er is hier slechts bij één drukgradiënt gemeten. Uit latere metingen bleek dat deze  $\sigma/\mu$  afneemt met toenemende filmdikte (toenemende drukgradiënt) ).

We zien in tabel 3.4.B dat de verhouding  $\sigma/\mu$  bij continue injectie van tracer altijd groter is dan bij de basissignalen (wanneer géén tracer wordt geïnjecteerd, en - zoals gezegd - de spreiding alleen wordt veroorzaakt door filmdikte fluctuaties). Deze toename in de spreiding van de signalen wordt dus veroorzaakt door fluctuaties in tracerconcentratie. Het opgebouwde concentratieprofiel is dus niet stationair, maar fluctueert binnen bepaalde grenzen.

Uit de toename van  $\sigma/\mu$  bij afnemende drukgradiënt (afnemende menging) volgt dat de spreiding in de tracerconcentratie kleiner wordt wanneer de menging toeneemt. (Oók indien we rekening houden met het feit dat de spreiding ten gevolge van filmdikte fluctuaties in de basissignalen eveneens afneemt met toenemende drukgradiënt).

In tabel 3.4.C zijn de resultaten van de stofoverdrachtsmetingen weergegeven, die zijn verricht door Hutton (lit. 10). (Tabel op volgende bladzijde).

Bij deze tabel dienen twee dingen te worden opgemerkt. In de eerste plaats is het niet duidelijk of de gemeten drukval (in  $\text{cm H}_2\text{O}$ ) voor de bepaling van de drukgradiënt tijdens de stofoverdrachtsmetingen betrekking heeft op 1 m kolom of op de lengte van de door Hutton gebruikte test-sectie (90 cm). In de tweede plaats is, indien de drukval is gemeten zoals weergegeven in figuur 3.15 op bladzijde 64 van lit. 10, vergeten te corrigeren voor het verschil in lineaire gassnelheid voor de twee drukmeetpunten, en is de drukval ten gevolge van de vernauwing die optreedt door de gebruikte orifice verwaarloosd. We zien in de tabel dat de stofoverdrachtscoëfficiënt  $k_1 \cdot a$ , zoals die door Hutton is berekend, toeneemt wanneer de drukval toeneemt (en dus het gasdebiet afneemt). Omdat uit onze experimenten blijkt dat ook de axiale menging toeneemt bij groter worden drukgradiënt, betekent dit dat de toename van de stofoverdrachtscoëfficiënt in

werkelijkheid nog groter zal zijn dan door Hutton is berekend. Deze toename is ons inziens te verklaren door het feit dat de radiale menging groter wordt (betere verversing) en het fasecontact oppervlak eveneens toeneemt.

TABEL 3.4.C: Resultaten van stofoverdrachts metingen (Hutton).

| Liquid rate<br>(kgmol/hr.m <sup>2</sup> ) | Gas rate<br>(m/s) | Pressure drop<br>(cm H <sub>2</sub> O) | k <sub>1</sub> .a<br>(hr <sup>-1</sup> ) |
|-------------------------------------------|-------------------|----------------------------------------|------------------------------------------|
| 400                                       | 6.36              | 5                                      | 2.6                                      |
|                                           | 7.87              | 4.5                                    | 2.0                                      |
| 731                                       | 5.3               | 5.8                                    | 8.8                                      |
|                                           | 7.27              | 5.5                                    | 7                                        |
| 1900                                      | 4.69              | 6.1                                    | 33                                       |
|                                           | 6.96              | 5.8                                    | 32                                       |
| 4327                                      | 3.93              | 7.4                                    | 145                                      |
|                                           | 6.36              | 6.5                                    | 93                                       |
| 6669                                      | 3.3               | 8.1                                    | 200                                      |
|                                           | 4.15              | 7.7                                    | 148                                      |
| 8249                                      | 2.12              | 9.5                                    | 300                                      |
|                                           | 3.3               | 8.5                                    | 161                                      |
| 9880                                      | 1.52              | 10                                     | 312                                      |
|                                           | 2.33              | 9.5                                    | 203                                      |

Om een indruk te krijgen van de grootte van het effect van de axiale menging op de stofoverdracht zijn voor de door Hutton vermelde resultaten berekeningen uitgevoerd van het aantal theoretische overdrachts-eenheden ( $N_{\text{tog}}$ ) en van de extractiefactor ( $\epsilon$ ). Deze is gedefinieerd als:

$$\epsilon = mV/L \tag{15}$$

Hierin is:

V : het gasdebiet (kmol/s)

L : het vloeistofdebiet (kmol/s)

m : de verdelingscoëfficiënt. Deze bedroeg voor het systeem dat Hutton heeft gebruikt 1640 (kmol vloeistof/kmol gas).



Indien het aantal ideale mixers in cascade voor de gasfase oneindig groot wordt verondersteld (propstroom) en het aantal mixers voor de vloeistoffase  $n_1$ , dan geldt voor het aantal elementaire overdrachts-eenheden (volgens lit. 27):

$$N_{eog} = -n_1 \cdot \ln\left\{1 - \frac{1}{\epsilon-1}(\exp\{(\epsilon-1)N_{tog}/n_1\} - 1)\right\} \quad (16)$$

Voor die waarde van het vloeistofdebiet die dicht in de buurt van de door ons gebruikte 3.2 ml/s ligt, namelijk  $L = 731 \text{ kgmol/hr.m}^2$  (1.8 ml/s) en  $L = 1900 \text{ kgmol/hr.m}^2$  (4.7 ml/s), is de berekening volgens formule (16) uitgevoerd voor  $n_1 = 10$ . Dit is een ruwe schatting van het aantal mixers in de vloeistoffase onder de betreffende omstandigheden. De drukgradiënt bedroeg bij het betreffende vloeistofdebiet ongeveer  $650 \text{ N/m}^2\text{m}$  (volgens Hutton), wat volgens grafiek 3.3.2.3.A een Péclet getal oplevert van ongeveer 8 (gemeten over 40 cm). De door Hutton gebruikte kolom had een lengte van 90 cm. Het aantal mixers dat overeenkomt met deze waarde voor Pé wordt globaal gegeven door:

$$n = \text{Pé}/2 + 0.5 \quad (17)$$

In ons geval geldt dus globaal dat  $n = (90/40) \cdot 8/2 + 0.5 \approx 10$ .

Aangezien de mengcoëfficiënt voor andere vloeistofdebieten nog niet is gemeten is tevens  $N_{eog}$  uitgerekend voor  $n_1 = 1$ , dat wil zeggen voor het geval dat de vloeistoffase ideaal gemengd zou zijn. Het is duidelijk dat de werkelijke toestand zal liggen tussen de twee uitersten: propstroom (aangenomen door Hutton) en ideale menging.

De resultaten zijn weergegeven in tabel 3.4.D op de volgende bladzijde. We zien in deze tabel dat de invloed van de axiale menging in de vloeistoffase - voor de door ons gemeten Péclet getallen van ongeveer 8 bij een drukgradiënt van ongeveer  $650 \text{ N/m}^2\text{m}$  - gering is: het aantal elementaire overdrachtseenheden is nauwelijks groter dan het aantal theoretische overdrachtseenheden indien  $n_1 \approx 10$ . We hebben echter geen Péclet getallen gemeten bij andere waarden voor het vloeistofdebiet. Het aantal elementaire overdrachtseenheden zal - zoals gezegd - echter altijd kleiner zijn dan de door ons berekende  $N_{eog}$  met  $n_g = \infty$  en  $n_1 = 1$ . Deze  $N_{eog}$  wordt in het

algemeen (zie tabel 3.4.D) nooit groter dan ongeveer 2 à 3 keer  $N_{\text{tog}}$ , zelfs niet bij hoge waarden voor de drukgradiënt. Hieruit kan men afleiden dat de door Hutton gemaakte aanname (propstroom) voor de berekening van de stofoverdrachtscoëfficiënt - zeker voor lagere drukgradiënt - gerechtvaardigd was. Voor hoge waarden van de drukgradiënt zal de berekende stofoverdrachtscoëfficiënt iets groter zijn dan door Hutton is gegeven.

TABEL 3.4.D: De invloed van de axiale menging op de door Hutton berekende stofoverdrachtscoëfficiënten.

| L    | G    | dP/dz | $k_1 \cdot a$ | $\epsilon$ | $N_{\text{tog}} 10^3$ | $N_{\text{eog}} 10^3$ | $N_{\text{eog}} 10^3 (n_1 = 10)$ |
|------|------|-------|---------------|------------|-----------------------|-----------------------|----------------------------------|
| 400  | 6.36 | 556   | 2.6           | 3789       | 0.09023               | 0.10757               |                                  |
|      | 7.87 | 500   | 2.0           | 4688       | 0.05006               | 0.05642               |                                  |
| 731  | 5.3  | 644   | 8.8           | 1728       | 0.35388               | 0.48799               | 0.36492                          |
|      | 7.27 | 611   | 7             | 2370       | 0.20932               | 0.27102               | 0.21460                          |
| 1900 | 4.69 | 678   | 33            | 588        | 1.5248                | 2.4689                | 1.5952                           |
|      | 6.96 | 644   | 32            | 873        | 1.0094                | 1.6199                | 1.0552                           |
| 4327 | 3.93 | 822   | 145           | 187        | 9.0385                | 23.785                |                                  |
|      | 6.36 | 722   | 93            | 350        | 3.1389                | 5.7201                |                                  |
| 6669 | 3.3  | 944   | 200           | 118        | 12.916                | 30.653                |                                  |
|      | 4.15 | 856   | 148           | 148        | 7.7054                | 14.416                |                                  |
| 8249 | 2.12 | 1056  | 300           | 61.2       | 30.230                | 89.810                |                                  |
|      | 3.3  | 944   | 161           | 95.3       | 10.970                | 19.420                |                                  |
| 9880 | 1.52 | 1111  | 312           | 36.7       | 43.853                | 112.08                |                                  |
|      | 2.33 | 1056  | 203           | 56.2       | 20.310                | 38.189                |                                  |

L : superficiële massa vloeistofsnelheid ( $\text{kmol/hr} \cdot \text{m}^2$ )

G : superficiële gassnelheid (m/s)

dP/dz: drukgradiënt ( $\text{N/m}^2 \cdot \text{m}$ )

$k_1 \cdot a$  : stofoverdrachtscoëfficiënt maal specifiek oppervlak ( $\text{hr}^{-1}$ )

$\epsilon$  : extraciefactor

$N_{\text{tog}}$  : aantal theoretische overdrachtseenheden

$N_{\text{eog}}$  : aantal elementaire overdrachtseenheden voor  $n_g = \infty$  en  $n_1 = 1$

In de laatste kolom staat  $N_{\text{eog}}$  uitgerekend voor  $n_g = \infty$  en  $n_1 = 10$

De verhouding van  $N_{eog}$  en  $N_{tog}$  voor  $n_g = \infty$  en  $n_1 = 10$  bij een extractiefactor van 588 bedraagt volgens de tabel  $1.5952/1.5248 = 1.046$ .

Indien de extractiefactor toeneemt bij gelijkblijvende  $N_{tog}$  neemt ook deze verhouding toe. Zie tabel 3.4.E:

TABEL 3.4.E: De invloed van de extractiefactor op de verhouding tussen  $N_{eog}$  en  $N_{tog}$  voor  $n_g = \infty$  en  $n_1 = 10$  en  $N_{tog} = 1.5248 \times 10^{-3}$ .

| $\epsilon$ | $N_{eog} \cdot 10^3$ | $N_{eog}/N_{tog}$ |
|------------|----------------------|-------------------|
| 0.2        | 1.5248               | 1.0000            |
| 0.5        | 1.5249               | 1.0001            |
| 2          | 1.5250               | 1.0001            |
| 5          | 1.5254               | 1.0004            |
| 588        | 1.5952               | 1.0462            |
| 1000       | 1.6472               | 1.0803            |
| 10000      | 3.5945               | 2.3574            |

De grootte van de gemeten axiale dispersiecoëfficiënt  $E$  bedraagt maximaal ongeveer  $10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}$ . Voor de nogal wilde stromingsverschijnselen die kunnen worden waargenomen is dit op het eerste gezicht minder groot dan verwacht, daar  $E \approx 10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}$  voor twee-fasen buisstroming een vrij normale waarde is. Om betrouwbare kwantitatieve conclusies te kunnen formuleren is het nodig dat er meerdere experimenten worden verricht betreffende de axiale menging (bij meerdere en vooral grotere waarden voor het vloeistofdebiet) en bovendien is het zeer gewenst om de stofoverdracht te meten die in het apparaat kan plaatsvinden. Combineren van meten van zowel stofoverdracht als menging heeft het voordeel dat men de experimenten op elkaar kan afstemmen: wanneer de axiale menging als functie van de drukgradiënt bij een bepaald vloeistofdebiet is bepaald kan men vervolgens, in hetzelfde apparaat en onder exact dezelfde omstandigheden, de stofoverdracht als functie van de drukgradiënt bepalen. Hoewel voor het

doen van stofoverdrachtsmetingen de opstelling zal moeten worden aangepast, en wat betreft systeemkeuze en keuze van analyse-methoden nog een besluit moet worden genomen, is voor het meten van de axiale menging het grootste gedeelte van dit voorbereidend werk reeds geschied: de apparatuur en de data-verwerkings- en meetprogramma's zijn aanwezig. De invloed van de filmdikte fluctuaties kan waarschijnlijk nog worden verkleind zodat de reproduceerbaarheid van de metingen nog wordt vergroot, en het doen van een serie van 10 à 15 metingen per experiment niet meer noodzakelijk is.

## HOOFDSTUK IV: SAMENVATTENDE CONCLUSIES; AANBEVELINGEN VOOR VOORTGEZET ONDERZOEK.

### 4.1 Samenvattende conclusies.

- Het verband tussen vloeistofholdup  $\alpha$  en drukgradiënt  $dP/dz$ , zoals dat is gemeten bij een vloeistofdebiet van 3.2 ml/s, kan redelijk worden beschreven met behulp van het opgestelde model voor turbulente vloeistofstroming.
- Het opgestelde model voor turbulente vloeistofstroming beschrijft de uitgevoerde metingen beter dan het laminaire stromingsmodel. De invloed die het vloeistofdebiet  $L$  heeft op het verband tussen drukgradiënt en holdup is in werkelijkheid kleiner dan door het model voor turbulente vloeistofstroming wordt voorspeld. Dit blijkt uit de metingen van Verstegen.
- De fout die wordt gemaakt bij het aflezen van de incipient flooding hoogte  $H$  heeft slechts weinig invloed op het gemeten verband tussen drukgradiënt en vloeistofholdup, daar een meetfout in  $H$  een verschuiving van het meetpunt ten gevolge heeft vrijwel evenwijdig aan een theoretische kromme volgens het opgestelde model.
- De afwijking tussen de berekende en de gemeten waarde voor het gasdebiet - zoals die onder andere is geconstateerd door Tossaint - kan minstens zo goed verklaard worden door het feit dat de (schijnbare) dichtheid van de gasfase is toegenomen door zich in deze fase bevindende vloeistofdruppeltjes, als door een verkeerde voorspelling van  $\tau_i$  volgens het model of van  $f_{i,g}$  volgens de relatie van Wallis.
- De via verblijftijdmetingen bepaalde vloeistofholdup in de kolomsectie tussen de beide detectoren stemt niet overeen met de door middel van wegen bepaalde gemiddelde holdup over de gehele kolom. Mogelijke oorzaken hiervoor zijn:
  - afhankelijkheid van de (tijds)gemiddelde laagdikte van de hoogte in de kolom.
  - invloed van het dichtheidsverschil tussen traceroplossing en vloeistoffase.
  - onvolledige radiale menging in de vloeistoffase.

Indien de oorzaak van de gevonden afwijking blijkt te liggen in de afhankelijkheid van de (tijds)gemiddelde laagdikte van de hoogte in de kolom of in de invloed van het dichtheidsverschil tussen traceroplossing en vloeistoffase dan is het feit dat de gevonden verhouding van de oppervlakken onder de beide signaalcurven bij meting van de volledig

Erratum.

blz. 92, zesde regel van boven: tussen "voorwaartsmenging" en "een" hoort te staan: nagenoeg konstant was

alcurven  
Dit duidt  
is.  
d overeen-

incipient  
rukgradiënt  
me gelei-  
rloopt.  
e van de  
e zien.  
uperpo-

- De reproduceerbaarheid van de metingen wordt ongunstig beïnvloed door variaties in het signaal ten gevolge van filmdiktefluctuaties. Deze invloed van filmdiktefluctuaties wordt kleiner naarmate de vloeistoflaag dikker wordt. (Ook indien de relatieve grootte van de filmdiktefluctuaties constant blijft).
- De door Hutton berekende stofoverdrachtscoëfficiënten voor de incipient flooding toestand zullen bij lage drukgradiënt weinig afwijken van de werkelijke waarden, daar de invloed van de axiale menging op de stofoverdracht hier gering is.

#### 4.2 Aanbevelingen voor voortgezet onderzoek.

- Er zal allereerst moeten worden gezocht naar de oorzaak van de afwijking van de via verblijftijdmetingen bepaalde vloeistofholdup. Dit kan gebeuren door meerdere detectoren en/of meerdere drukmeetpunten te gebruiken, waardoor een eventuele afhankelijkheid van de (tijds)gemiddelde laagdikte van de hoogte in de kolom kan worden geconstateerd.  
Ook kan een eventueel verschil in laagdikte tussen twee plaatsen in de kolom worden geconstateerd door de geleidbaarheidscellen te ijken als functie van de filmdikte. Bij deze ijking kan een bepaalde filmdikte worden gecreëerd door buizen van een bepaalde diameter (kleiner dan de kolomdiameter) in het centrum van de kolom te plaatsen, en kan men zodoende het signaal van de geleidbaarheidsmeters registreren als functie van de filmdikte.
- Indien de radiale menging volledig is, is het aan te bevelen geleidbaarheidscellen te maken met een kleinere onderlinge elektrodenafstand. Hierdoor kan de reproduceerbaarheid van de experimenten worden vergroot, daar de invloed van filmdiktefluctuaties dan wordt verkleind.
- De invloed van de fout in het aflezen van de incipient flooding hoogte  $H$  kan worden geëlimineerd. Voor de holdup bepaling zou dit kunnen door het nauwkeurig meten van de holdup via verblijftijdmetingen, en voor het meten van de drukgradiënt door het aanbrengen van drukmeetpunten in de dikke laag.  
Een opstelling - analoog aan die van Hutton - dient, ook met het oog op toekomstige stofoverdrachtsmetingen, te worden overwogen.
- Het verrichten van stofoverdrachtsmetingen is aan te bevelen, daar dan zowel menging als stofoverdracht bij zowel hoge als lage drukgradiënt kunnen worden gemeten in hetzelfde apparaat en onder exact dezelfde omstandigheden, waardoor een nauwkeurige kwantificering van de invloed van de axiale menging op de stofoverdracht mogelijk wordt.
- Wat betreft de hydrodynamica kan men meerdere metingen verrichten betreffende het verband tussen vloeistofholdup, drukgradiënt en vloeistofdebiet, bij hogere waarden voor het vloeistofdebiet, in meerdere

kolommen, en (eventueel) met vloeistoffen die een andere viscositeit en/of dichtheid bezitten dan water.

De toegepaste modellen kunnen worden uitgebreid en verbeterd. Misschien is een model dat uitgaat van een met de hoogte in de kolom afnemende vloeistoffilm dikte een mogelijkheid tot verbetering.



LITERATUUR.

- 1) Wallis, G.B., "One-dimensional Two Phase Flow", McGraw - Hill, New York, (1969).
- 2) Nicklin, D.J., "Two Phase Flow In Vertical Tubes", University of Cambridge, Ph. D. Thesis, (1961).
- 3) Emmert, R.E., Pigford, R.L., Chem. Eng. Prog., Vol. 50, No 2, p.87, (1954).
- 4) Thomas, W.J., Portalski, S., Ind. Eng. Chem., Vol. 50, No 7, p.1081, (1958).
- 5) Dukler, A.E., Chem. Eng. Progr. Symp. Series, Vol. 56, No 30, p.1, (1960).
- 6) Taitel, Y., Barnea, D., Dukler, A.E., Int. J. Multiphase Flow, Vol. 8, No 1, p.1, (1981).
- 7) Cetinbudeklar, A.G., Jameson, G.J. Chem. Eng. Sc., Vol. 24, No 1, p.1669, (1969)
- 8) Richter, H.J., Int. J. Multiphase Flow, Vol. 7, No 6, p.647, (1981).
- 9) Nicklin, D.J., Koch, C.T., "A Model Of Annular Flow", Plenum Press, New York, (1969).
- 10) Hutton, B.E.T., "Gas Liquid Two Phase Flow In Packed Columns And Wetted Wall Columns", University of Queensland, Ph. D. Thesis, (1976).
- 11) Hutton, B.E.T., Leung, L.S., Brooks, P.C., Nicklin, D.J., Chem. Eng. Sc., Vol. 29, p.493, (1974).
- 12) Hutton, B.E.T., Leung, L.S., Chem. Eng. Sc., Vol. 29, p.1681, (1974).
- 13) Hutton, B.E.T., Leung, L.S., "A new mode of countercurrent gas liquid flow in packed columns", Fifth Australasian Conference on Hydraulics and Fluid Mechanics at the University of Canterbury, Christchurch, New Zealand, (1974).
- 14) Brooks, P.C., Hutton, B.E.T., Leung, L.S., Nicklin, D.J., Chem. Eng., p.152, (1974).
- 15) Brooks, P.C., Hutton, B.E.T., Leung, L.S., Nicklin, D.J., National Chemical Engineering Conference Process Industries in Australia - Impact and Growth, Surfers Paradise, Q.L.D., (1974).
- 16) Nicklin, D.J., Hutton, B.E.T., Leung, L.S., Ind. Eng. Chem. Fund., Vol. 14, (1975).
- 17) Meter, D.M., Bird, R.B., A. I. Ch. E. Journal, Vol.7, No 1, p.41, (1961).

- 18) Rietema, K., "Fysische Transport- en Overdrachtsverschijnselen", Het Spectrum, Utrecht/Antwerpen, (1976).
- 19) Tossaint, H.H.J., "Vloeistofholdup in een natte wand kolom onder "beginnende flooding" condities", Verslag Afstudeerproject, T.H. Eindhoven, (1980).
- 20) Boussinesq, T.V., Mém. prés. Acad. Sci., Third Edition, Paris, XXIII, 46, (1877).
- 21) Prandtl, L., Z. angew. Math. Mech., 5, 136, (1925).
- 22) Kármán von, T., Nachr. Ges. Wiss., Göttingen, Math-physik. Kl. (1930).
- 23) Deissler, R.G. NACA Report 1210 (1955).
- 24) Verstegen, N.M.H.M., "Vergelijking van de berekende frictiefactor met de uit de relatie van Wallis berekende frictiefactor in het geval van incipient flooding in een natte wand kolom", Verslag Stage Proceeskunde, T.H. Eindhoven, (1982).
- 25) Handboekje F.T.O., T.H. Eindhoven, dictaatno. 6603.
- 26) Arts, A.W.M., "Numerieke bepaling van de fourier-transformatie", Verslag stage Proceeskunde, T.H. Eindhoven, (1980).
- 27) Tels, M., "Stofoverdrachtsprocessen", College diktaat T.H. Eindhoven, Dictaatno. 6605, (1973).
- 28) Voesenek, J.G., "Continuïteit van het gas en axiale menging in de vloeistof in een natte wand kolom onder incipient flooding condities", Verslag stage Proceeskunde, T.H. Eindhoven, (1981).
- 29) Bischoff, K.B., Chem. Eng. Sci. 12, 69 (1969).
- 30) Østergaard, K., Michelsen, M.L., The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol. 47, (1969).
- 31) Nikuradse, J., J. Forschungsheft, V.D.I., No 361 (1933).
- 32) Meesters, H., "Incipient flooding in een natte wand kolom", Verslag stage Proceeskunde, T.H. Eindhoven, (1983).
- 33) Shu, M.T., Weinberger, Ch. B., Lee, Y.H., Ind. Eng. Chem. Fundam., 21, 175-181, (1982).

SYMBOLENLIJST.

- a : fractie van de straal.  
a : specifiek fase contact oppervlak ( $m^2/m^3$ ).  
A : oppervlakte ( $m^2$ ).  
C : concentratie ( $mol/m^3$ ).  
 $C_D$  : meesleepcoëfficiënt.  
D : diameter (m).  
E : axiale dispersie coëfficiënt ( $m^2/s$ ).  
f : frictiefactor.  
f : concentratiefunctie.  
F : overdrachtsfunctie.  
 $F_w$  : wrijvingskracht (N).  
g : gravitatieversnelling ( $m/s^2$ ).  
G : gasdebiet ( $m^3/s$ ).  
h : hoogtecoördinaat (m).  
H : hoogte (m).  
k : konstante.  
 $k_o$  : overall stofoverdrachtscoëfficiënt (m/s).  
l : menglengte (m).  
L : lengte (m).  
L : vloeistofdebiet ( $m^3/s$ ).  
 $L^*$  : dimensieloos vloeistofdebiet.  
M : massa opgevangen vloeistof (kg).  
n : constante.  
n : aantal.  
 $N_e$  : aantal elementaire overdrachtseenheden.  
 $N_t$  : aantal theoretische overdrachtseenheden.  
 $p^*$  : dimensieloze drukgradiënt.  
P : druk ( $N/m^2$ ).  
Pé : getal van Péclet.  
r : (lopende) straal (m).  
R : straal (m).  
s : Laplace parameter.

$t$  : filmdikte (m).  
 $v$  : snelheid (m/s).  
 $v_s$  : slipsnelheid (m/s).  
 $z$  : lengtecoördinaat (m).

GRIEKSE SYMBOLEN.

$\alpha$  : vloeistofholdup.  
 $\delta$  : filmdikte (m).  
 $\lambda$  : fractie van de straal.  
 $\mu$  : verwachtingswaarde van een signaal.  
 $\mu$  : viscositeit ( $\text{Ns/m}^2$ ).  
 $\rho$  : dichtheid ( $\text{kg/m}^3$ ).  
 $\sigma$  : variantie van een signaal.  
 $\tau$  : gemiddelde verblijftijd (s).

INDICES.

$i$  : grensvlak (interface).  
 $g$  : gas(fase).  
 $l$  : vloeistof(fase).

BIJLAGE A1: Verband tussen (de dimensieloze analoga) van drukgradiënt, vloeistofdebiet en vloeistofholdup.

In deze bijlage zal worden aangetoond dat het binnen het in paragraaf 2.3 toegepaste model voor turbulente vloeistofstroming onmogelijk is een verband te vinden tussen een dimensieloos debiet, een dimensieloze drukgradiënt en de vloeistofholdup, geheel onafhankelijk van het getal van Galilei. Het gevolg hiervan is dat men de berekening van een dergelijk verband steeds geheel opnieuw moet uitvoeren voor een andere kolomdiameter, vloeistofviscositeit en -dichtheid, en dat men dus niet dit verband kan weergeven in één figuur zoals 2.2.A, voor alle mogelijke waarden van het getal van Galilei.

We kunnen vergelijking (25) dimensieloos maken door invoering van de volgende parameters:

$$\sigma = r/R,$$

$$p^* = (dP/dz)/\rho_1 g,$$

$$Re = \rho_1 vR/\mu \quad (\text{"getal van Reynolds"}),$$

$$Ga = g R^3 \rho_1^2 / \mu^2 \quad (\text{getal van Galilei}).$$

We krijgen dan:

$$-\frac{dRe}{d\sigma} - k^2(1 - \sigma)^2 \frac{dRe}{d\sigma} \frac{dRe}{d\sigma} = \frac{1}{2} Ga(1 - p^*) \left( \sigma - \frac{\lambda^2}{\sigma} \right) \quad (1)$$

met randvoorwaarde:

$$Re = 0 \text{ als } \sigma = 1 \quad (2)$$

Het blijkt dat we geen enkele dimensieloze parameter voor het debiet kunnen definiëren zodat we het verband tussen  $\alpha$  en  $p^*$  in één figuur kunnen weergeven voor alle mogelijke waarden van  $Ga$ . De oorzaak hiervan ligt in het feit dat in formule (1) een kwadratische term van  $dRe/d\sigma$  voorkomt. Een en ander zal duidelijk worden wanneer we de dimensieloze gedaante van vergelijking (11) uit paragraaf 2.2 vergelijken met vergelijking (1):

$$-\frac{dRe}{d\sigma} = \frac{1}{2} Ga(1 - p^*) \left( \sigma - \frac{\lambda^2}{\sigma} \right) \quad (3)$$

Hierin komt de term  $dRe/d$  voor in lineaire vorm en dus is met mogelijk om de vergelijking te herschrijven als:

$$-\frac{d(Re/Ga)}{d\sigma} = \frac{1}{2}(1 - p^*)(\sigma - \frac{\lambda^2}{\sigma}) \quad (4)$$

zodat we voor elke  $p^*$  en  $\alpha$ ,  $Re/Ga$  kunnen uitrekenen als functie van  $\sigma$ . Voor debiet  $L$  geldt dan:

$$L = 2\pi \int_{aR}^R r \cdot v \, dr = 2\pi \rho_1 g \frac{R^4}{\mu} \int_a^1 \sigma \frac{Re}{Ga} \, d\sigma \quad (5)$$

Wanneer we dus deze integraal uitrekenen kunnen we een dimensieloos debiet berekenen volgens:

$$L' = \int_a^1 \sigma \frac{Re}{Ga} \, d\sigma = \mu L / 2\pi \rho_1 g R^4 \quad (6)$$

Wanneer we echter met behulp van vergelijking (1)  $Re/Ga$  proberen uit te rekenen als functie van  $\sigma$ , dan blijkt dit niet mogelijk vanwege de kwadratische term  $(dRe/d\sigma)^2$  in deze formule:

$$\frac{1}{2}(1 - p^*)(\sigma - \frac{\lambda^2}{\sigma}) = -\frac{d(Re/Ga)}{d\sigma} - k^2 Ga (1-\sigma)^2 \left| \frac{d(Re/Ga)}{d\sigma} \right| \left| \frac{d(Re/Ga)}{d\sigma} \right| \quad (7)$$

In het rechterlid van deze vergelijking vinden we nog steeds het getal van Galilei, en we zullen de berekening voor verschillende waarden van  $Ga$  dus steeds opnieuw moeten uitvoeren.

BIJLAGE A2: Rekenprocedure voor het oplossen van vergelijking (25).

Voor het numeriek oplossen van vergelijking (25) (paragraaf 2.3) gaan we als volgt te werk:

Voor  $aR < r < \lambda R$  geldt:

$$\frac{dv}{dr} = \frac{-\mu + \sqrt{(\mu^2 - 4\rho_1 k^2 (R - r)^2 \tau_{r,z})}}{2\rho_1 k^2 (R - r)^2} \quad (1)$$

De schuifspanning  $\tau_{r,z}$  is gelijk aan  $C_1 R (\frac{r}{R} - \lambda^2 \cdot \frac{R}{r})$  en is dus voor  $aR < r < \lambda R$  negatief!

Voor  $\lambda R < r < R$  geldt:

$$\frac{dv}{dr} = \frac{\mu - \sqrt{(\mu^2 + 4\rho_1 k^2 (R - r)^2 \tau_{r,z})}}{2\rho_1 k^2 (R - r)^2} \quad (2)$$

Opmerking: voor  $\lambda R < r < R$  geldt dan  $\tau_{r,z} =$  positief!

Voor  $r = R$  geldt:

$$\frac{dv}{dr} = -\tau_{r,z}/\mu \quad (3)$$

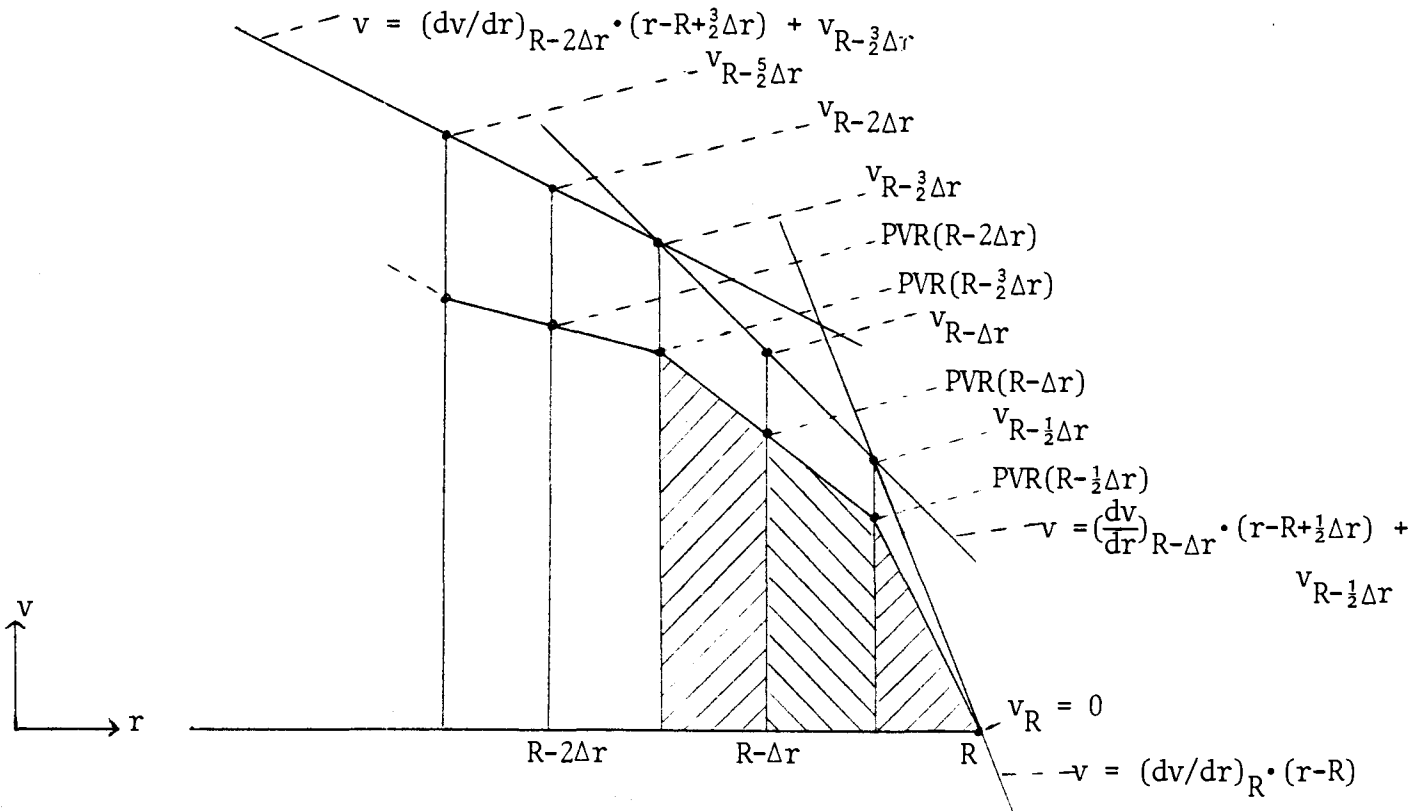
We starten de berekening nu aan de wand, op de plaats  $r = R$ . Hier geldt de randvoorwaarde  $v = 0$ . We verdelen het intervallen  $(aR, R)$  in  $n$  kleine intervalletjes  $\Delta r$ , elk ter grootte  $(R - aR)/n$ . Vervolgens berekenen we met behulp van formule (3) de snelheidsgradiënt op de plaats  $r = R$ :  $(dv/dr)_R$ ! Indien  $\Delta r$  klein genoeg (en dus  $n$  groot genoeg) is kunnen we het snelheidsprofiel tussen  $r = R$  en  $r = R - \frac{1}{2}\Delta r$  als recht beschouwen. We berekenen nu met behulp van de bekende  $(dv/dr)_R$  en  $v_R$  de snelheid op de plaats  $r = R - \frac{1}{2}\Delta r$ :

$$v_{R-\frac{1}{2}\Delta r} = -(\tau_R/\mu) \times (R - \frac{1}{2}\Delta r - R) = (\tau_R/\mu) \cdot \frac{1}{2}\Delta r \quad (4)$$

Omdat we straks niet de snelheid, maar het product van snelheid en plaats moeten integreren berekenen we  $v \cdot r$  op de plaats  $r = R - \frac{1}{2}\Delta r$ :

$$v_{R-\frac{1}{2}\Delta r} \cdot (R - \frac{1}{2}\Delta r) = P_{VR}(R-\frac{1}{2}\Delta r) \quad (5)$$

Hier betekent  $PVR(R-\frac{1}{2}\Delta r)$ : het product van  $v$  en  $r$  op de plaats  $r = R - \frac{1}{2}\Delta r$ . Een en ander is verduidelijkt in figuur A2-1:



Figuur A2-1: numerieke berekening van het snelheidsprofiel.

Hierna berekenen we met behulp van formule (2)  $dv/dr$  op de plaats  $r = R - \Delta r$ . Met behulp van deze waarde  $(dv/dr)_{R-\Delta r}$  en de gevonden snelheid op de plaats  $r = R - \frac{1}{2}\Delta r$  berekenen we de snelheden op de plaatsen  $r = R - \Delta r$  en  $r = R - \frac{3}{2}\Delta r$ . (Zie figuur A2-1).

Ook nu weer berekenen we de produkten  $PVR(R-\Delta r)$  en  $PVR(R-\frac{3}{2}\Delta r)$ . De oppervlakken onder de PVR-curven worden bij elkaar opgeteld.

Vervolgens wordt deze procedure herhaald totdat we gekomen zijn op de plaats  $r = \lambda R$ . Vanaf hier moeten we  $dv/dr$  berekenen met behulp van formule (1) in plaats van formule (2).

Op analoge manier wordt ook hier steeds het oppervlak onder het nieuwe stukje PVR-curve uitgerekend en opgeteld bij de som van de vorige oppervlakken. Zodra we gekomen zijn op de plaats  $r = aR$  wordt de berekening gestopt.



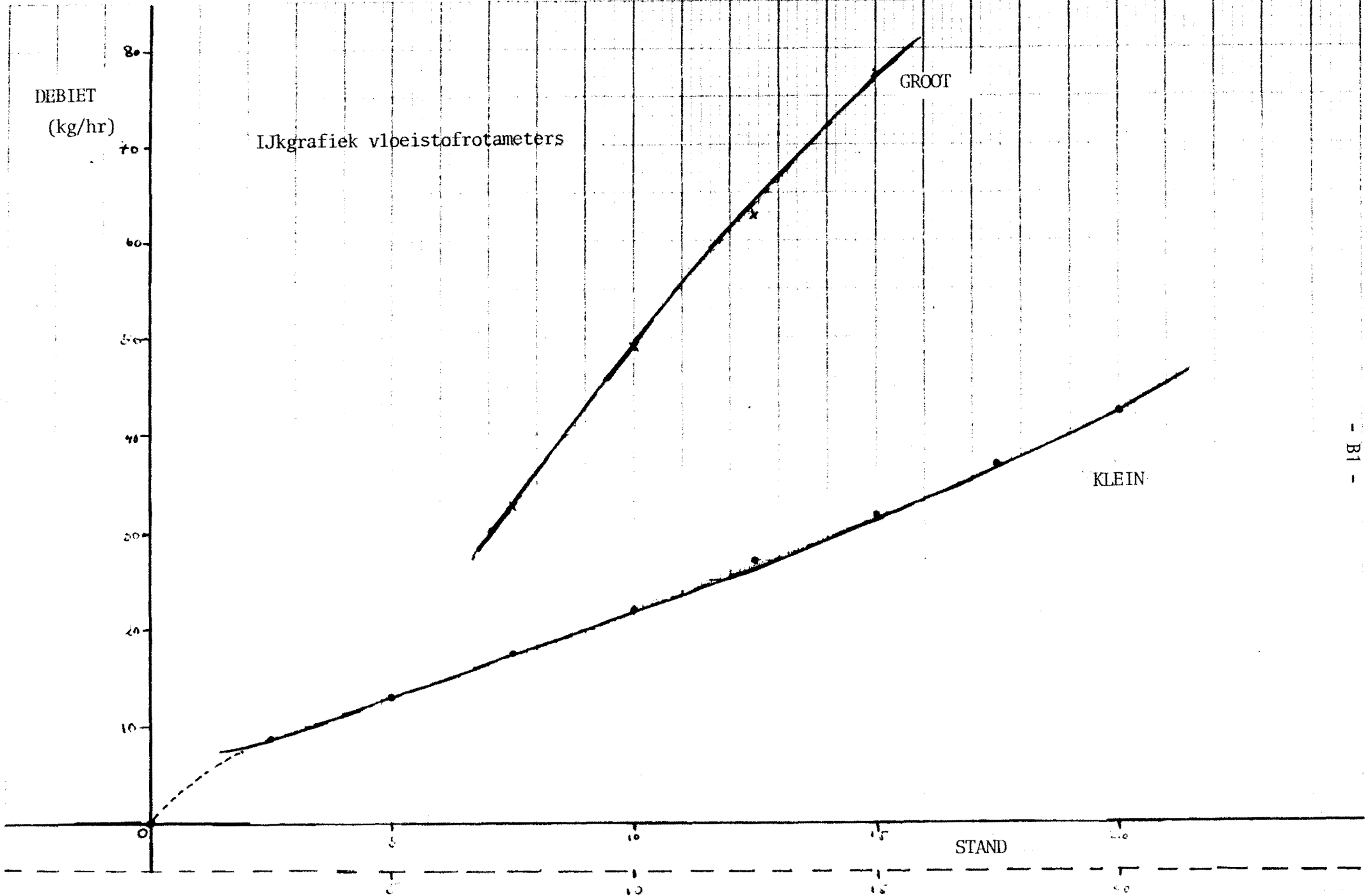
DEBIET  
(kg/hr)

IJkgrafiek vloeistofrotameters

GROOT

KLEIN

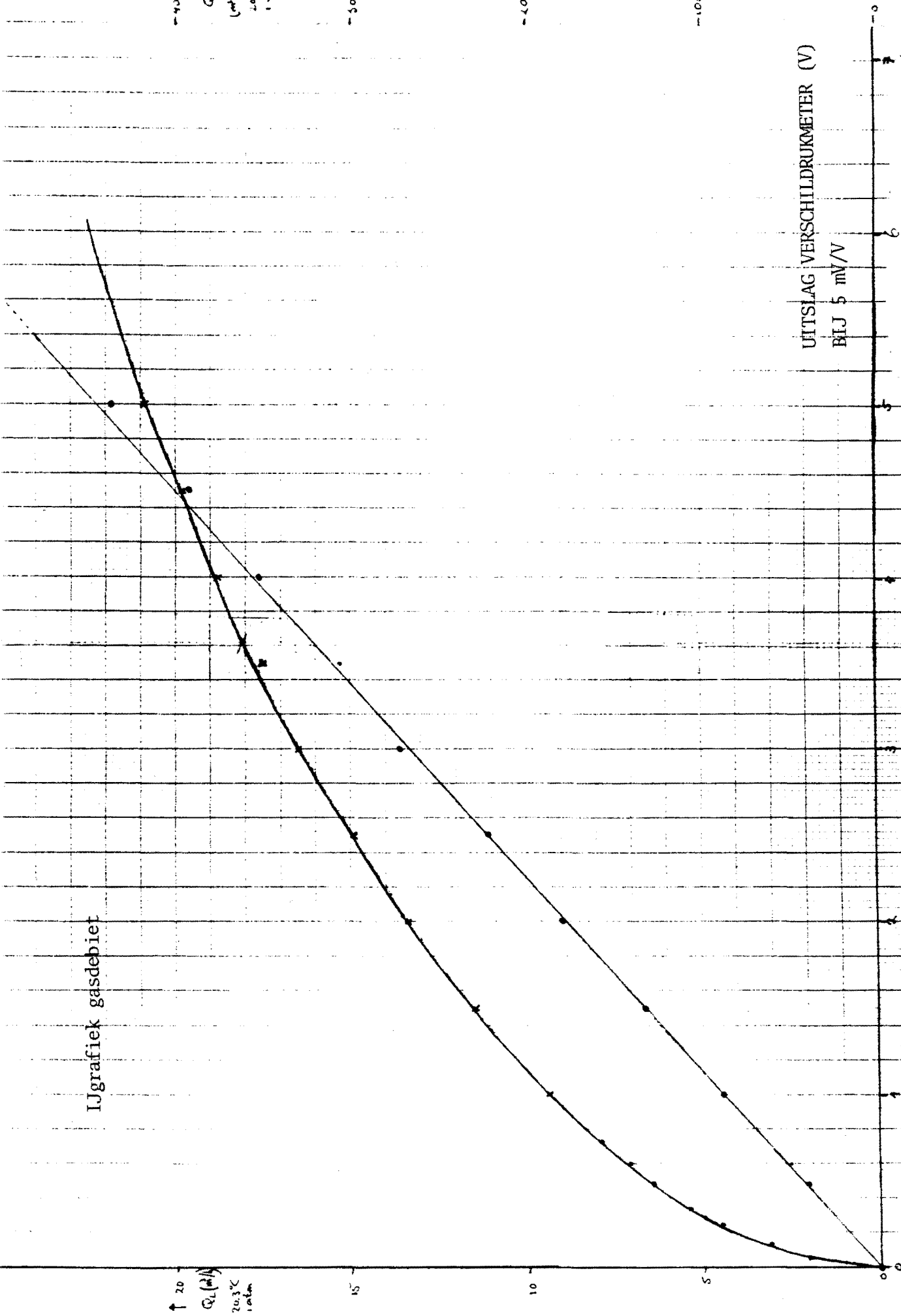
STAND



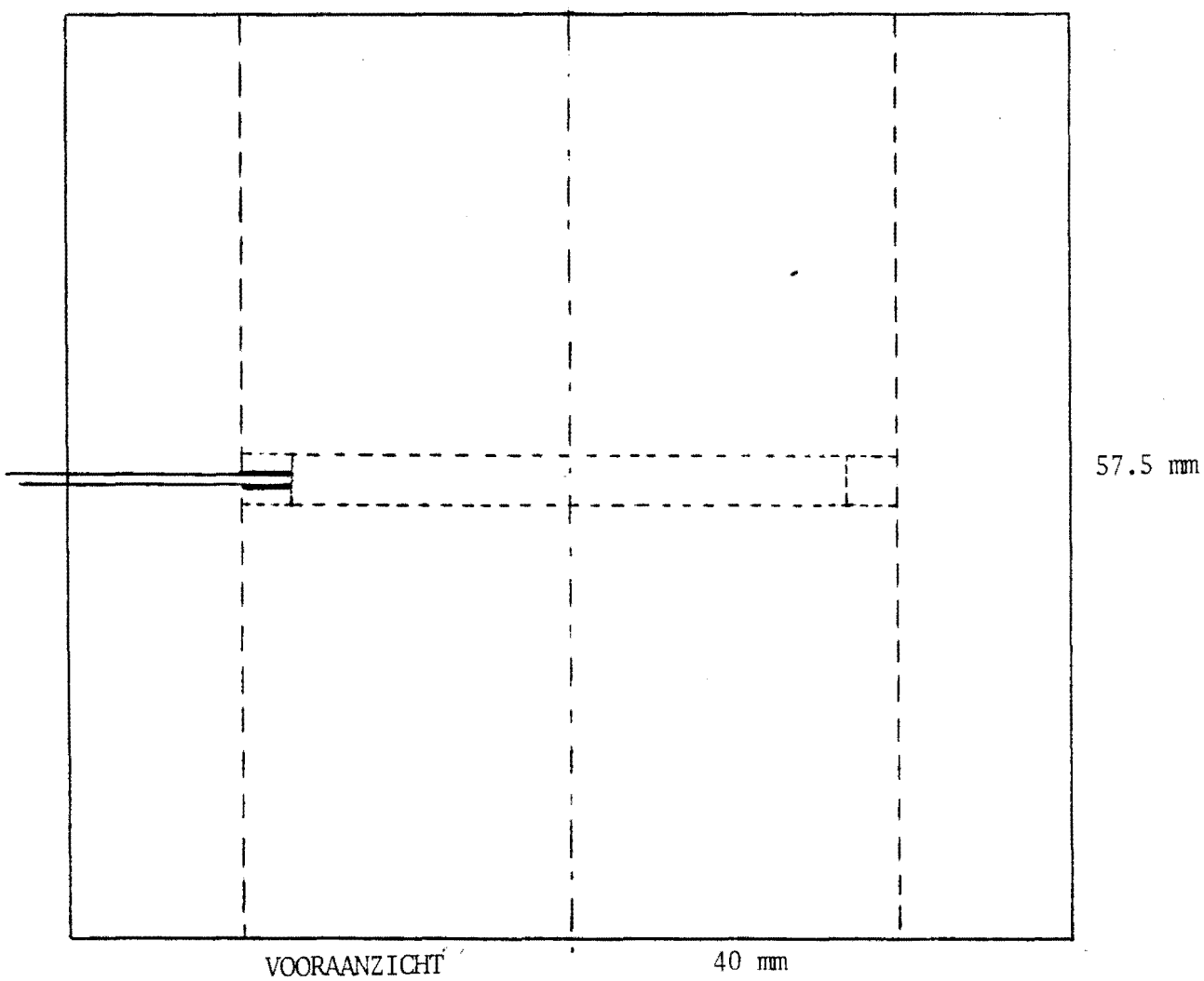
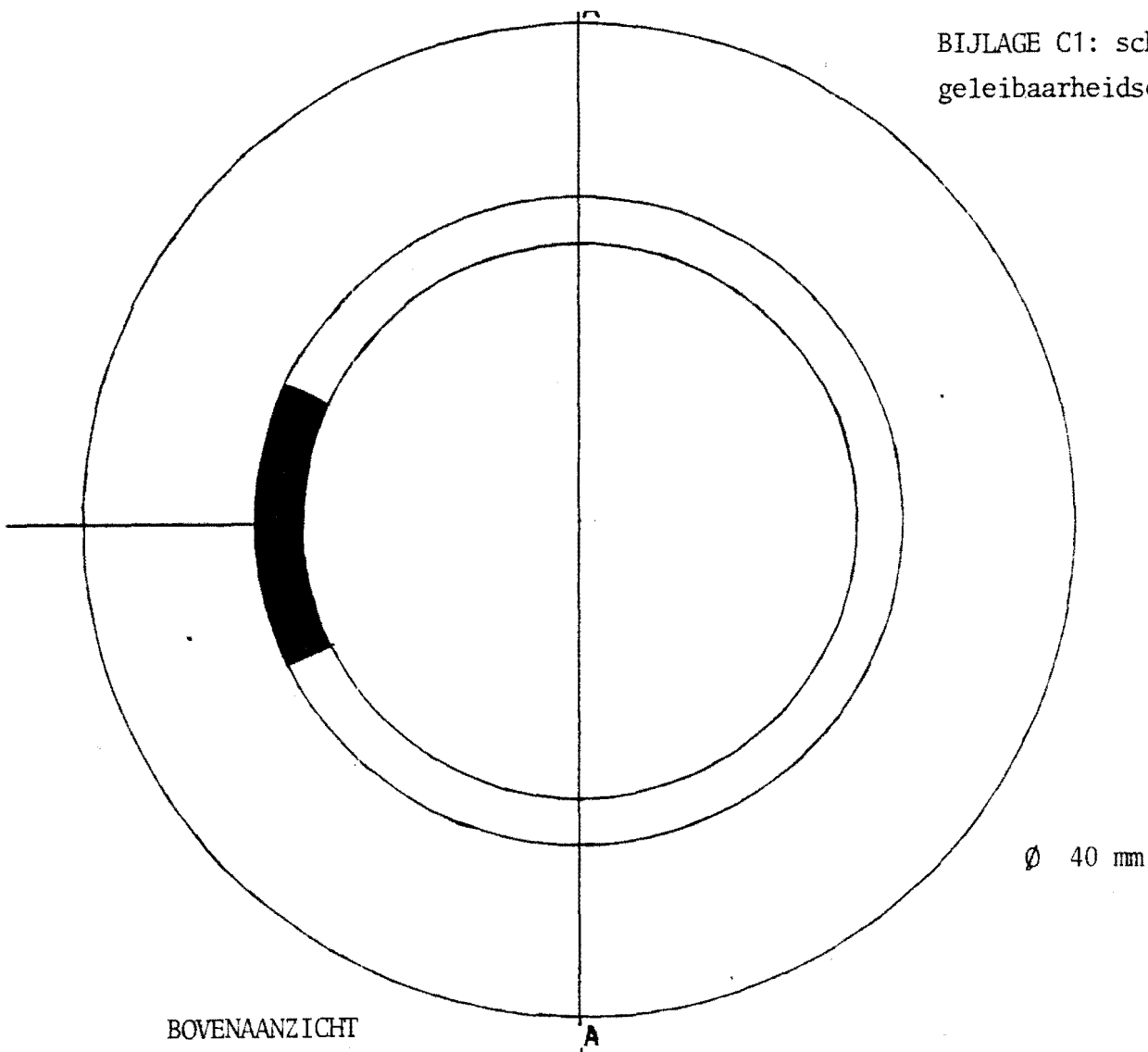
$Q_L$   
( $\mu\text{m}^3/\text{h}$ )  
20.3°C  
1 atm

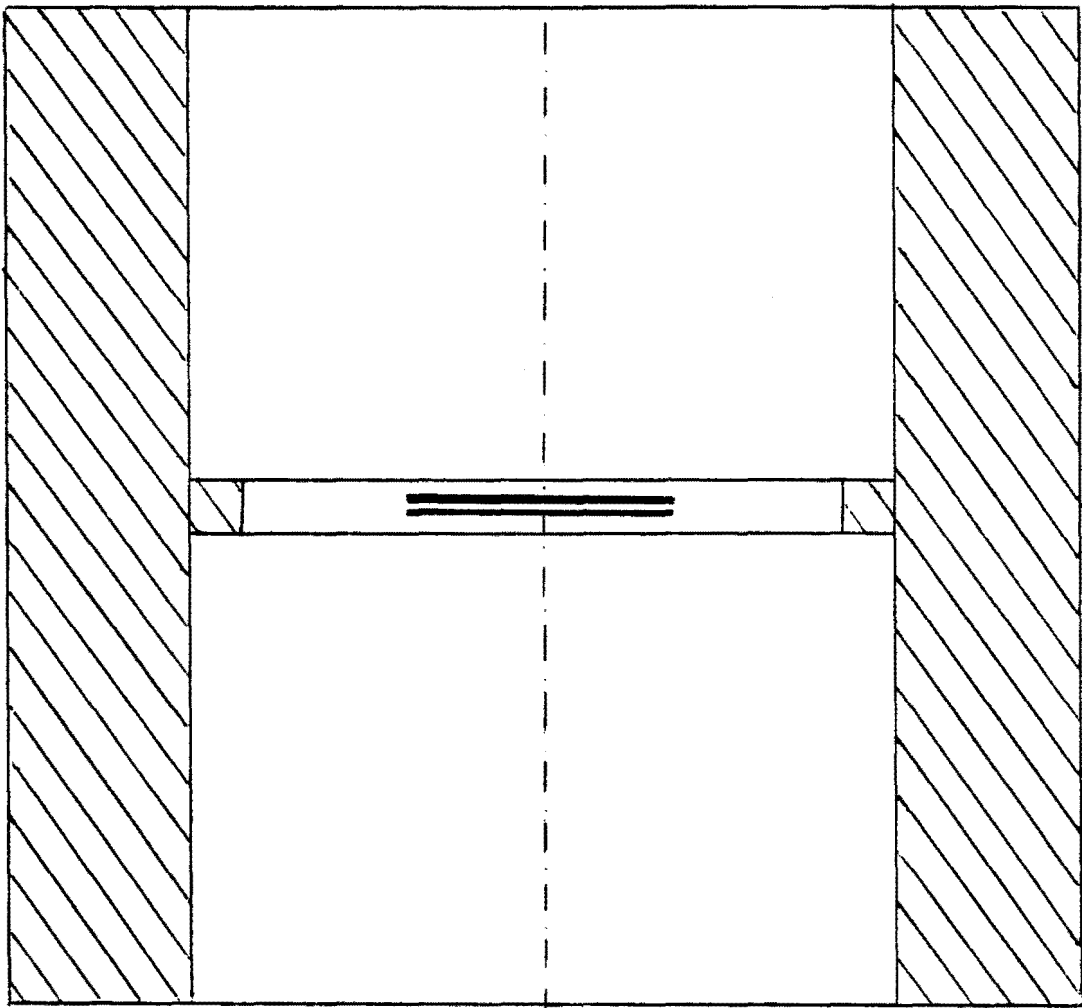
$Q_L$  ( $\mu\text{m}^3$ )  
20.3°C  
1 atm

IJgrafiek gasdebiet

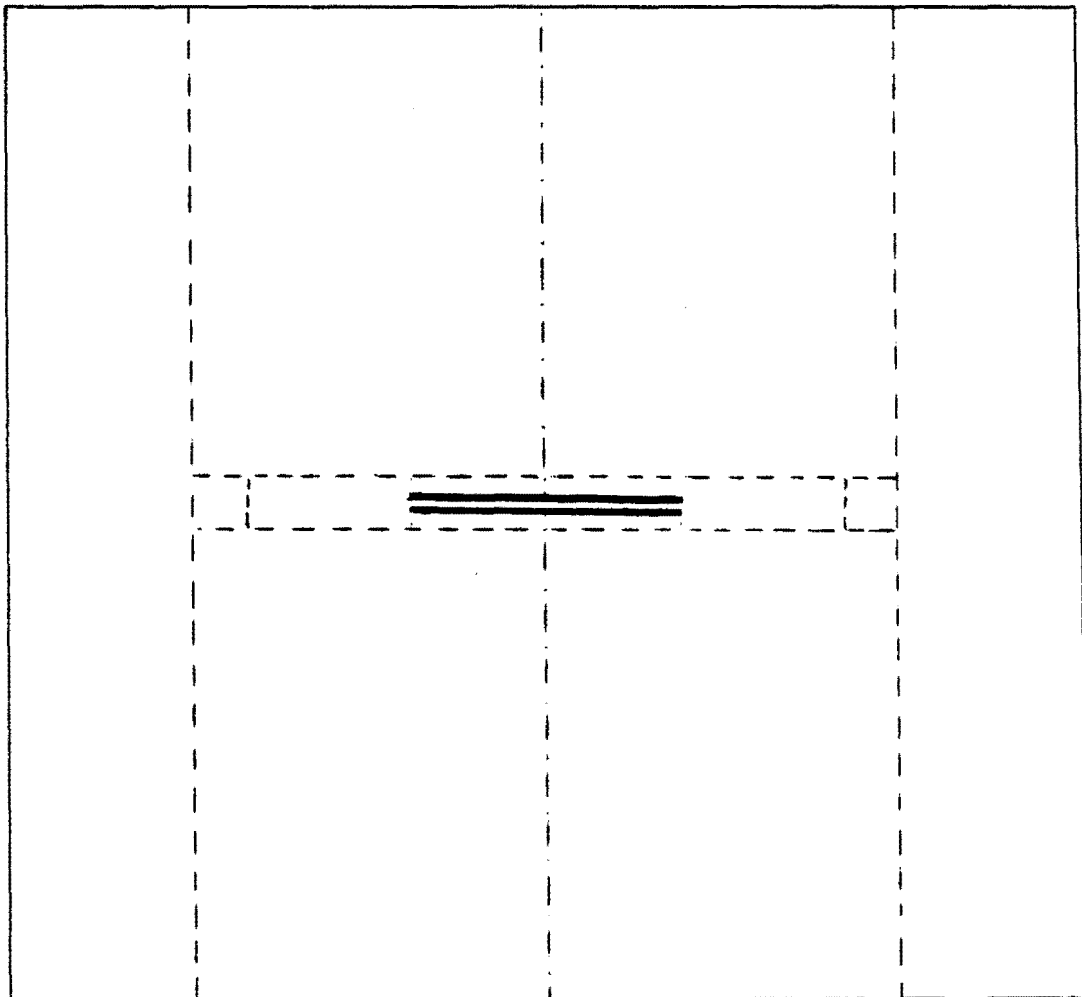


UITSLAG VERSCHILDRUKMETER (V)  
BIJ 5 mV/V



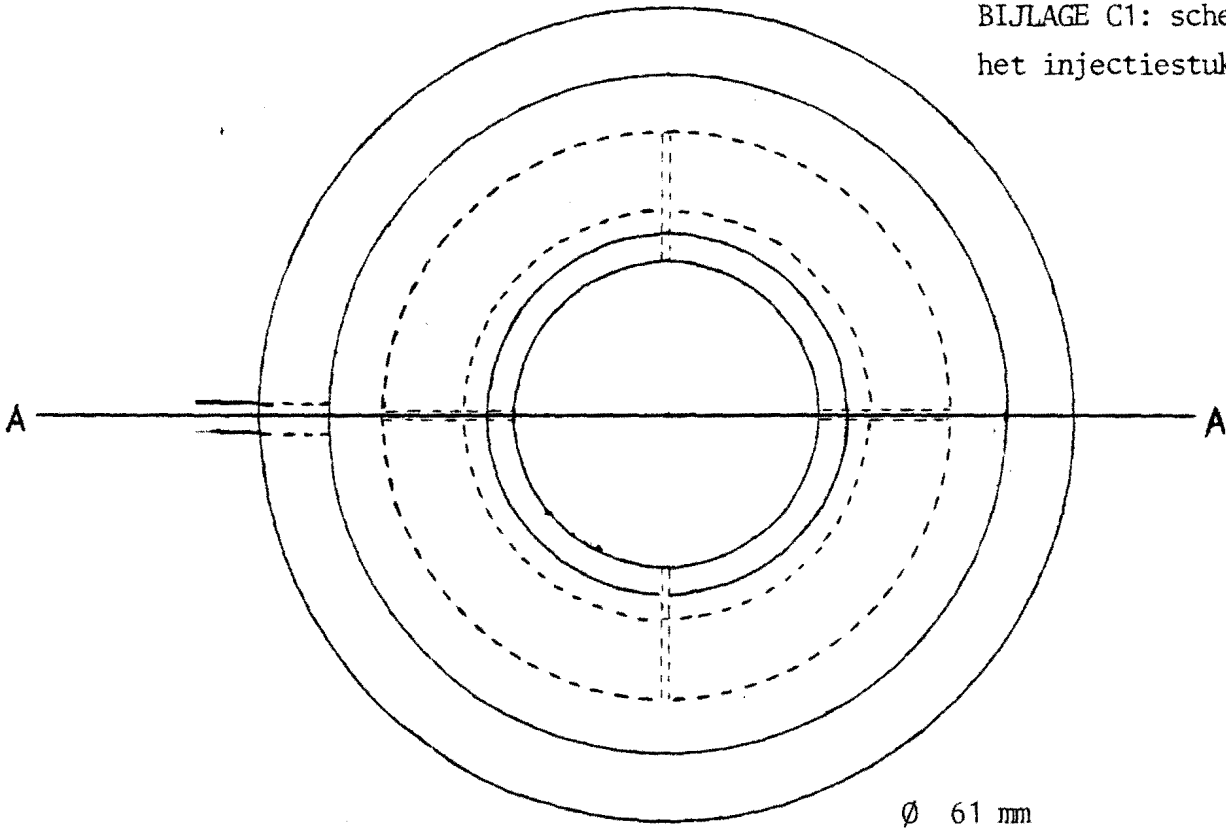


DOORSNEDE A-A

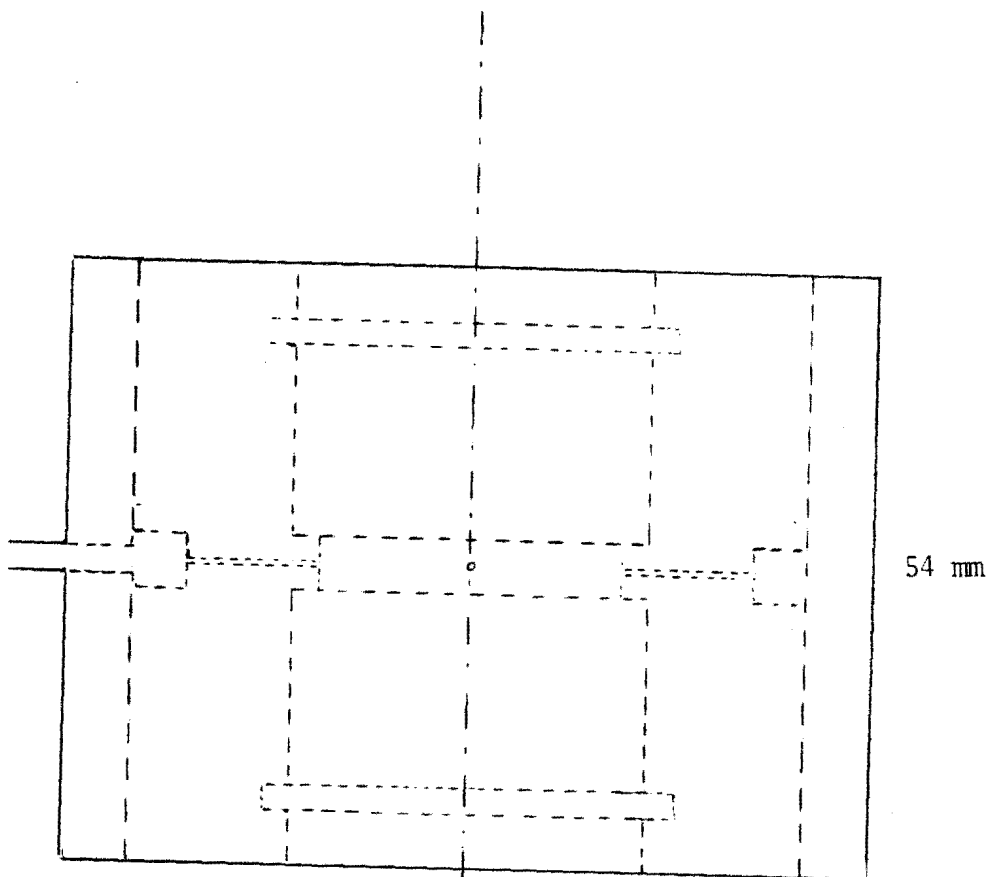


RECHTER ZIJAANZICHT

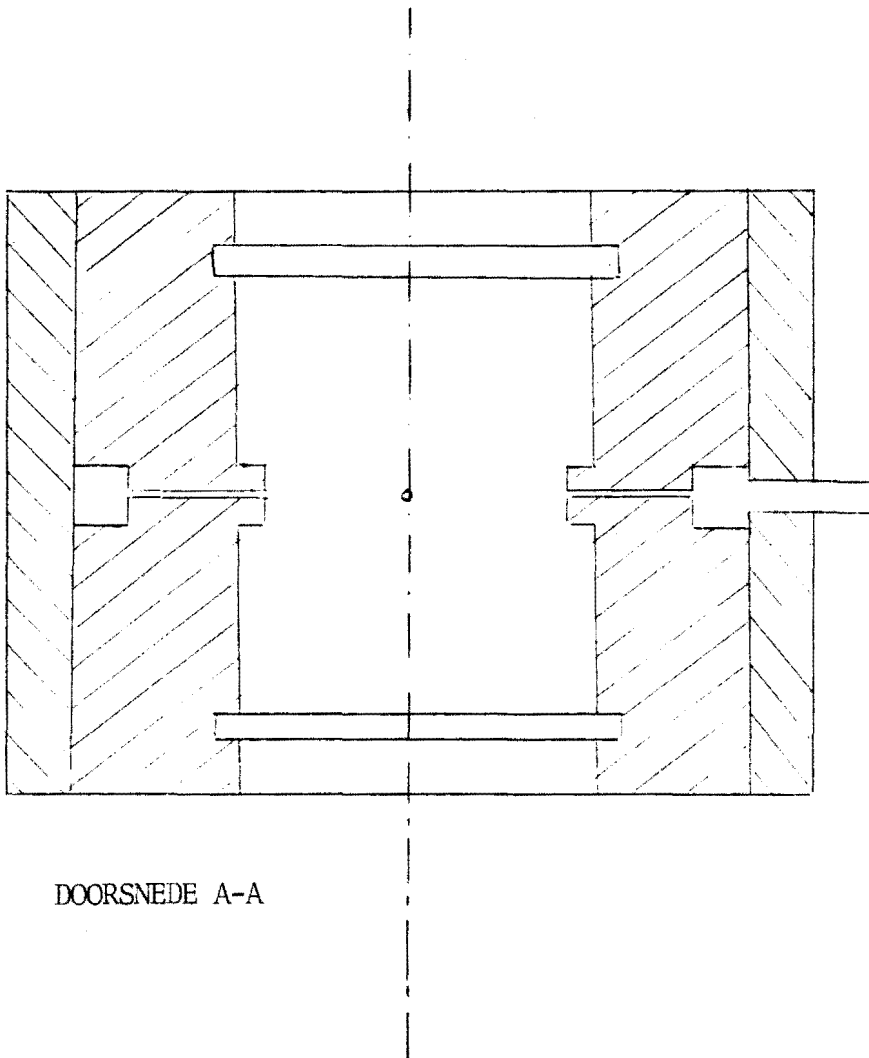
BIJLAGE C1: schema van  
het injectiestuk.



BOVENAANZICHT



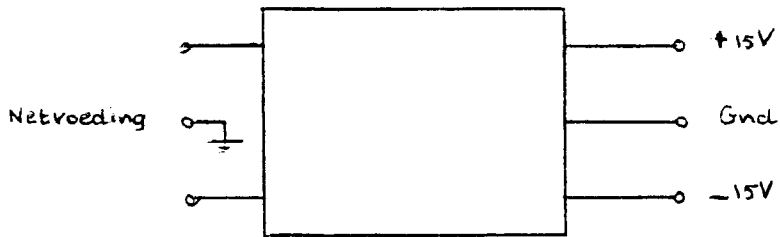
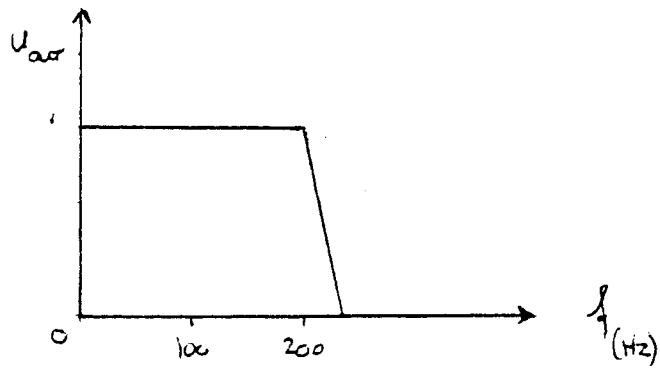
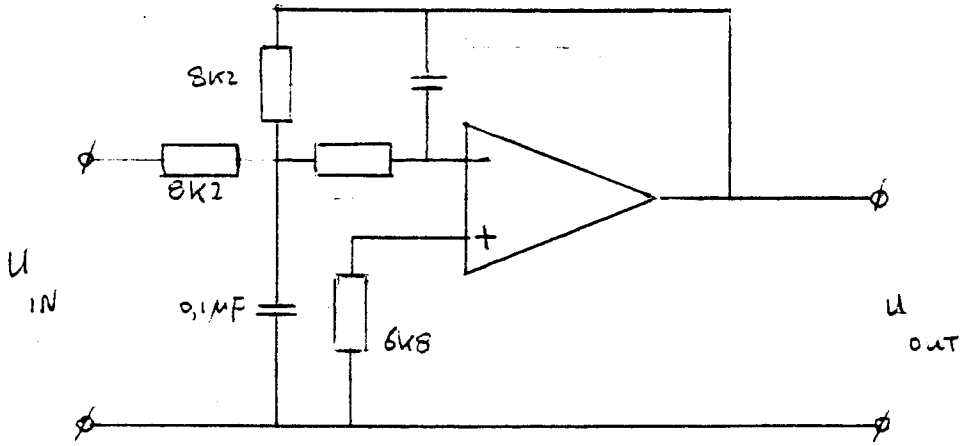
VOORAANZICHT



DOORSNEDE A-A

filter  $f_0 = 200 \text{ Hz}$

BIJLAGE C2: schema van het gebruikte filter.



TABEL D1: Resultaten van experiment 1.

| No.  | dP/dz | <u>momenten analyse</u> |        |          |       | <u>overdrachtsfuncties</u> |        |          |       | EL1/EL2 | corr.  |
|------|-------|-------------------------|--------|----------|-------|----------------------------|--------|----------|-------|---------|--------|
|      |       | Pé                      | $\tau$ | $\alpha$ | dP/dz | Pé                         | $\tau$ | $\alpha$ | dP/dz |         |        |
| 1    | 864   | 4.99                    | 6.94   | 0.1063   | 857   | 6.61                       | 6.69   | 0.1025   | 856   | 0.85    | 0.9988 |
| 2    | 868   | 18.42                   | 6.22   | 0.0953   | 857   | 8.28                       | 6.60   | 0.1010   | 859   | 0.88    | 0.9972 |
| 3    | 868   | 6.75                    | 7.41   | 0.1135   | 863   | 6.24                       | 7.71   | 0.1181   | 865   | 0.93    | 0.9992 |
| 4    | 869   | --                      | --     | --       | --    | --                         | --     | --       | --    | 0.84    | --     |
| 5    | 861   | 9.53                    | 6.79   | 0.1039   | 853   | 10.69                      | 6.40   | 0.0979   | 851   | 0.88    | 0.9995 |
| 6    | 861   | 5.51                    | 7.37   | 0.1129   | 857   | 7.51                       | 6.98   | 0.1068   | 854   | 0.87    | 0.9992 |
| 7    | 862   | 7.60                    | 6.89   | 0.1056   | 854   | 8.23                       | 6.73   | 0.1030   | 853   | 0.88    | 0.9990 |
| 8    | 864   | 4.65                    | 7.01   | 0.1073   | 857   | 7.52                       | 6.49   | 0.0993   | 854   | 0.86    | 0.9984 |
| 9    | 861   | 4.20                    | 7.44   | 0.1139   | 857   | 5.54                       | 7.13   | 0.1091   | 855   | 0.88    | 0.9995 |
| 10   | 860   | 5.21                    | 7.28   | 0.1115   | 855   | 6.59                       | 6.99   | 0.1070   | 853   | 0.87    | 0.9994 |
| 11   | 860   | 4.13                    | 7.39   | 0.1131   | 855   | 7.58                       | 6.80   | 0.1041   | 852   | 0.89    | 0.9990 |
| gem. | 863   | 7.10                    | 7.08   | 0.1083   | 857   | 7.26                       | 6.85   | 0.1049   | 855   | 0.88    |        |

$\tau$  : de gemeten gemiddelde verblijftijd (s).

$\alpha$  : de met behulp van  $\tau$  berekende holdup.

EL1/EL2: de verhouding van de oppervlakken van de signalen EL1 en EL2.

dP/dz : de drukgradiënt in de dikke laag ( $N/m^2m$ ).

Pé : het getal van Péclet.

holdup bepaald door wegen: 0.1253

incipient flooding hoogte: 110 cm

opgevangen vloeistof : 83.6 g

meetfrequentie : 50 Hz

tijdsduur meting : 41 s

Opmerking: het getal van Péclet (overdrachtsfuncties) is in deze tabel reciprook gemiddeld, daar de uitkomst van een experiment in eerste instantie bestaat uit de helling en het intercept van een rechte lijn; de helling stelt de gemiddelde verblijftijd voor en het reciproke intercept het getal van Péclet.



TABEL D2: Resultaten van experiment 2.

| No.  | dP/dz | momenten analyse |        |          |       | overdrachtsfuncties |        |          |       | EL1/EL2 | corr.  |
|------|-------|------------------|--------|----------|-------|---------------------|--------|----------|-------|---------|--------|
|      |       | Pé               | $\tau$ | $\alpha$ | dP/dz | Pé                  | $\tau$ | $\alpha$ | dP/dz |         |        |
| 1    | 1086  | 4.54             | 8.34   | 0.1277   | 1084  | 2.81                | 8.51   | 0.1303   | 1084  | 0.88    | 0.9979 |
| 2    | 1069  | 4.03             | 8.17   | 0.1251   | 1067  | 4.96                | 7.11   | 0.1089   | 1063  | 0.87    | 0.9961 |
| 3    | 1063  | 4.51             | 7.54   | 0.1154   | 1058  | 5.73                | 6.63   | 0.1015   | 1055  | 0.87    | 0.9966 |
| 4    | 1075  | 4.64             | 7.71   | 0.1180   | 1071  | 5.12                | 6.86   | 0.1051   | 1068  | 0.87    | 0.9965 |
| 5    | 1076  | 4.13             | 8.36   | 0.1280   | 1074  | 4.51                | 7.73   | 0.1184   | 1072  | 0.89    | 0.9992 |
| 6    | 1069  | 4.67             | 7.22   | 0.1105   | 1063  | 3.52                | 6.79   | 0.1040   | 1062  | 0.83    | 0.9967 |
| 7    | 1068  | 4.64             | 8.29   | 0.1270   | 1065  | 5.23                | 7.69   | 0.1178   | 1063  | 0.87    | 0.9992 |
| 8    | 1069  | 6.00             | 8.32   | 0.1274   | 1067  | 5.84                | 7.66   | 0.1173   | 1064  | 0.90    | 0.9984 |
| 9    | 1068  | 8.07             | 7.25   | 0.1110   | 1062  | 4.98                | 6.84   | 0.1048   | 1060  | 0.86    | 0.9962 |
| 10   | 1065  | 4.47             | 8.49   | 0.1299   | 1064  | 4.71                | 7.67   | 0.1174   | 1061  | 0.89    | 0.9976 |
| 11   | 1069  | 3.15             | 8.86   | 0.1356   | 1069  | 3.21                | 0.44   | 0.1298   | 1067  | 0.89    | 0.9986 |
| 12   | 1069  | 3.99             | 8.52   | 0.1304   | 1068  | 6.43                | 7.34   | 0.1124   | 1064  | 0.90    | 0.9964 |
| 13   | 1070  | 5.71             | 7.89   | 0.1208   | 1066  | 2.88                | 8.29   | 0.1270   | 1068  | 0.89    | 0.9997 |
| 14   | 1070  | 4.30             | 7.84   | 0.1200   | 1066  | 6.58                | 6.72   | 0.1029   | 1062  | 0.87    | 0.9957 |
| gem. | 1070  | 4.78             | 8.06   | 0.1233   | 1067  | 4.41                | 7.45   | 0.1141   | 1065  | 0.88    |        |

$\tau$  : de gemeten gemiddelde verblijftijd (s)

$\alpha$  : de met behulp van  $\tau$  berekende holdup.

EL1/EL2: de verhouding van de oppervlakken van de signalen EL1 en EL2.

dP/dz : de drukgradiënt in de dikke laag ( $N/m^2m$ ).

Pé : het getal van Péclét.

holdup bepaald door wegen: 0.1366

incipient flooding hoogte: 115 cm

opgevangen vloeistof : 98.1 g

meetfrequentie : 40 Hz

tijdsduur meting : 33 s

Opmerking: het getal van Péclét (overdrachtsfuncties) is in deze tabel reciprook gemiddeld, daar de uitkomst van een experiment in eerste instantie bestaat uit de helling en het intercept van een rechte lijn; de helling stelt de gemiddelde verblijftijd voor en het reciproke intercept het getal van Péclét.

TABEL D3: Resultaten van experiment 3.

| No.  | dP/dz | Pé   | $\tau$ | $\alpha$ | dP/dz | Pé   | $\tau$ | $\alpha$ | dP/dz | EL1/EL2 | corr.  |
|------|-------|------|--------|----------|-------|------|--------|----------|-------|---------|--------|
| 1    | 1097  | 4.71 | 7.25   | 0.1110   | 1090  | 3.59 | 6.78   | 0.1039   | 1089  | 0.86    | 0.9967 |
| 2    | 1095  | --   | 7.07   | 0.1083   | 1087  | 1.96 | 8.55   | 0.1310   | 1092  | 0.89    | 0.9996 |
| 3    | 1091  | --   | 7.58   | 0.1160   | 1086  | 6.53 | 6.92   | 0.1060   | 1084  | 0.90    | 0.9954 |
| 4    | 1079  | 7.62 | 7.85   | 0.1202   | 1074  | 5.27 | 6.82   | 0.1045   | 1070  | 0.88    | 0.9938 |
| 5    | 1074  | 8.14 | 7.94   | 0.1215   | 1070  | 4.81 | 7.08   | 0.1084   | 1067  | 0.88    | 0.9949 |
| 6    | 1069  | 3.32 | 8.80   | 0.1347   | 1067  | 3.02 | 8.25   | 0.1263   | 1065  | 0.88    | 0.9981 |
| 7    | 1070  | --   | 7.95   | 0.1218   | 1065  | 2.86 | 7.97   | 0.1220   | 1065  | 0.88    | 0.9979 |
| 8    | 1070  | 6.81 | 8.37   | 0.1282   | 1066  | 3.17 | 8.55   | 0.1309   | 1067  | 0.89    | 0.9999 |
| 9    | 1068  | 3.10 | 7.32   | 0.1121   | 1061  | 1.71 | 7.77   | 0.1189   | 1062  | 0.84    | 0.9999 |
| 10   | 1066  | --   | 7.83   | 0.1198   | 1060  | 4.34 | 7.61   | 0.1166   | 1060  | 0.89    | 0.9990 |
| gem. | 1078  |      | 7.86   | 0.1194   | 1073  | 3.17 | 7.63   | 0.1169   | 1072  | 0.88    |        |

$\tau$  : de gemeten gemiddelde verblijftijd (s).

$\alpha$  : de met behulp van  $\tau$  berekende holdup.

EL1/EL2: de verhouding van de oppervlakken van de signalen EL1 en EL2.

dP/dz : de drukgradiënt in de dikke laag ( $N/m^2m$ ).

Pé : het getal van Pécllet.

holdup bepaald door wegen: 0.1422

incipient flooding hoogte: 135 cm

opgevangen vloeistof: 113.5 g

meetfrequentie: 30 Hz

tijdsduur meting: 68 s

Opmerking: het getal van Pécllet (overdrachtsfuncties) is in deze tabel reciprook gemiddeld, daar de uitkomst van een experiment in eerste instantie bestaat uit de helling en het intercept van een rechte lijn; de helling stelt de gemiddelde verblijftijd voor en het reciproke intercept het getal van Pécllet.

TABEL D4: Resultaten van experiment 4.

| No.  | dP/dz | momentenanalyse |        |          | dP/dz | overdrachtsfuncties |        |          | dP/dz | EL1/EL2 | corr   |
|------|-------|-----------------|--------|----------|-------|---------------------|--------|----------|-------|---------|--------|
|      |       | Pé              | $\tau$ | $\alpha$ |       | Pé                  | $\tau$ | $\alpha$ |       |         |        |
| 1    | 768   | 3.65            | 7.93   | 0.1196   | 770   | 8.51                | 6.98   | 0.1053   | 765   | 0.92    | 0.9986 |
| 2    | 770   | 3.84            | 6.85   | 0.1032   | 766   | 7.23                | 6.24   | 0.0941   | 763   | 0.84    | 0.9994 |
| 3    | 771   | 8.24            | 6.74   | 0.1016   | 766   | 8.43                | 6.51   | 0.0982   | 765   | 0.86    | 0.9994 |
| 4    | 772   | 4.44            | 6.46   | 0.0973   | 766   | 7.65                | 6.05   | 0.0911   | 764   | 0.81    | 0.9995 |
| 5    | 771   | 6.59            | 6.41   | 0.0966   | 765   | 8.59                | 5.99   | 0.0903   | 762   | 0.82    | 0.9984 |
| 6    | 770   | 2.83            | 7.99   | 0.1205   | 773   | 4.65                | 7.25   | 0.1092   | 768   | 0.87    | 0.9998 |
| 7    | 771   | 14.13           | 5.89   | 0.0888   | 762   | 7.40                | 5.96   | 0.0899   | 762   | 0.86    | 0.9996 |
| 8    | 769   | 30.07           | 6.53   | 0.0984   | 763   | 7.09                | 6.50   | 0.0980   | 763   | 0.88    | 0.9990 |
| 9    | 769   | --              | 6.11   | 0.0920   | 761   | 7.63                | 6.34   | 0.0956   | 763   | 0.86    | 0.9997 |
| 10   | 771   | 3.38            | 7.46   | 0.1002   | 771   | 6.35                | 6.65   | 0.1002   | 766   | 0.83    | 0.9990 |
| 11   | 765   | 2.71            | 9.01   | 0.1358   | 774   | 7.72                | 7.45   | 0.1124   | 765   | 0.87    | 0.9981 |
| 12   | 766   | 2.61            | 8.77   | 0.1323   | 774   | 6.26                | 7.42   | 0.1118   | 766   | 0.89    | 0.9993 |
| 13   | 768   | 5.07            | 7.24   | 0.1091   | 767   | 5.50                | 7.25   | 0.1093   | 767   | 0.82    | 0.9998 |
| 14   | 761   | --              | 5.74   | 0.0865   | 751   | 8.77                | 5.98   | 0.0901   | 752   | 0.80    | 0.9994 |
| gem: | 769   | 7.30            | 7.08   | 0.1059   | 766   | 7.06                | 6.61   | 0.0997   | 764   | 0.85    |        |

$\tau$  : de gemeten gemiddelde verblijftijd (s).

$\alpha$  : de met behulp van  $\tau$  berekende holdup.

EL1/EL2: de verhouding van de oppervlakken van de signalen EL1 en EL2.

dP/dz : de drukgradiënt in de dikke laag ( $N/m^2$ ).

Pé : het getal van Péclet.

holdup bepaald door wegen: 0.1131

incipient flooding hoogte: 100 cm

opgevangen vloeistof : 77.1 g

meetfrequentie : 50 Hz

tijdsduur meting : 41 s

Opmerking: het getal van Péclet (overdrachtsfuncties) is in deze tabel reciprook gemiddeld, daar de uitkomst van een experiment in eerste instantie bestaat uit de helling en het intercept van een rechte lijn; de helling stelt de gemiddelde verblijftijd voor en het reciproke intercept het getal van Péclet.

TABEL D5: Resultaten van experiment 5.

| No.  | dP/dz | momenten analyse |        |          |       | overdrachtsfunctie |        |          |       | EL1/EL2 | corr   |
|------|-------|------------------|--------|----------|-------|--------------------|--------|----------|-------|---------|--------|
|      |       | Pé               | $\tau$ | $\alpha$ | dP/dz | Pé                 | $\tau$ | $\alpha$ | dP/dz |         |        |
| 1    | 933   | 4.25             | 7.59   | 0.1145   | 931   | 7.57               | 6.70   | 0.1009   | 927   | 0.88    | 0.9974 |
| 2    | 929   | 4.93             | 7.05   | 0.1063   | 924   | 6.99               | 6.40   | 0.0965   | 921   | 0.87    | 0.9986 |
| 3    | 929   | 5.04             | 7.54   | 0.1136   | 926   | 7.08               | 6.87   | 0.1035   | 929   | 0.91    | 0.9981 |
| 4    | 922   | 7.61             | 7.14   | 0.1077   | 918   | 5.47               | 7.00   | 0.1055   | 917   | 0.87    | 0.9987 |
| 5    | 920   | 7.03             | 7.26   | 0.1094   | 916   | 9.71               | 6.27   | 0.0946   | 912   | 0.90    | 0.9954 |
| 6    | 924   | 20.90            | 6.63   | 0.0999   | 917   | 8.46               | 6.42   | 0.0968   | 916   | 0.89    | 0.9987 |
| 7    | 918   | 3.74             | 7.68   | 0.1158   | 916   | 5.02               | 7.16   | 0.1079   | 914   | 0.86    | 0.9996 |
| 8    | 921   | 6.62             | 7.79   | 0.1174   | 919   | 4.66               | 7.89   | 0.1190   | 920   | 0.93    | 0.9999 |
| 9    | 925   | 5.30             | 7.66   | 0.1155   | 922   | 5.42               | 7.34   | 0.1107   | 921   | 0.90    | 0.9998 |
| 10   | 917   | --               | 6.40   | 0.0964   | 909   | 7.71               | 6.24   | 0.0941   | 908   | 0.86    | 0.9986 |
| 11   | 918   | 6.78             | 7.30   | 0.1101   | 914   | 11.55              | 6.68   | 0.1007   | 911   | 0.88    | 0.9985 |
| 12   | 923   | 5.82             | 7.52   | 0.1134   | 920   | 7.85               | 6.88   | 0.1037   | 917   | 0.89    | 0.9985 |
| 13   | 918   | 4.31             | 7.88   | 0.1181   | 917   | 4.57               | 7.32   | 0.1104   | 915   | 0.91    | 0.9982 |
| gem. | 923   | 6.86             | 7.34   | 0.1106   | 919   | 6.56               | 6.86   | 0.1034   | 918   | 0.89    |        |

$\tau$  : de gemeten gemiddelde verblijftijd (s).

$\alpha$  : de met behulp van  $\tau$  bepaalde holdup.

EL1/EL2: de verhouding van de oppervlakken van de signalen EL1 en EL2.

dP/dz : de drukgradiënt in de dikke laag ( $N/m^2m$ ).

Pé : het getal van Péclét.

holdup bepaald door wegen: 0.1241

incipient flooding hoogte: 120 cm

opgevangen vloeistof: 93.0 g

meetfrequentie: 40 Hz

tijdsduur meting: 51 s

Opmerking: Het getal van Péclét (overdrachtsfunctie) is ook hier weer reciprook gemiddeld.

TABEL D6: Resultaten van experiment 6.

| No.  | dP/dz | momenten analyse |        |          |       | overdrachtsfuncties |        |          |       | EL1/EL2 | corr   |
|------|-------|------------------|--------|----------|-------|---------------------|--------|----------|-------|---------|--------|
|      |       | Pé               | $\tau$ | $\alpha$ | dP/dz | Pé                  | $\tau$ | $\alpha$ | dP/dz |         |        |
| 1    | 1202  | 2.44             | 8.17   | 0.1232   | 1198  | 3.58                | 6.77   | 0.1021   | 1194  | 0.87    | 0.9963 |
| 2    | 1198  | 2.63             | 7.81   | 0.1178   | 1193  | 1.38                | 8.62   | 0.1300   | 1195  | 0.86    | 0.9993 |
| 3    | 1197  | 2.56             | 7.81   | 0.1178   | 1192  | 1.39                | 8.44   | 0.1273   | 1194  | 0.84    | 0.9999 |
| 4    | 1201  | 8.27             | 7.75   | 0.1168   | 1196  | 2.73                | 7.80   | 0.1177   | 1196  | 0.87    | 0.9996 |
| 5    | 1203  | 4.86             | 7.31   | 0.1103   | 1197  | 3.07                | 6.91   | 0.1041   | 1196  | 0.87    | 0.9988 |
| 6    | 1210  | --               | 6.46   | 0.0973   | 1202  | 3.87                | 6.35   | 0.0958   | 1201  | 0.87    | 0.9967 |
| 7    | 1210  | 3.06             | 8.39   | 0.1265   | 1206  | 2.70                | 7.95   | 0.1198   | 1205  | 0.89    | 0.9993 |
| 8    | 1211  | 3.72             | 7.44   | 0.1121   | 1205  | 1.65                | 8.39   | 0.1265   | 1207  | 0.87    | 0.9991 |
| 9    | 1211  | 11.33            | 7.66   | 0.1154   | 1206  | 4.51                | 7.09   | 0.1070   | 1205  | 0.89    | 0.9981 |
| 10   | 1213  | 2.15             | 9.47   | 0.1428   | 1212  | 4.65                | 7.33   | 0.1105   | 1207  | 0.89    | 0.9944 |
| 11   | 1211  | 16.45            | 7.39   | 0.1114   | 1206  | 2.92                | 7.52   | 0.1134   | 1206  | 0.89    | 0.9979 |
| 12   | 1212  | 5.20             | 8.05   | 0.1213   | 1207  | 2.60                | 7.90   | 0.1190   | 1207  | 0.88    | 0.9978 |
| 13   | 1211  | --               | 6.71   | 0.1012   | 1204  | 3.88                | 6.53   | 0.0985   | 1204  | 0.88    | 0.9967 |
| 14   | 1207  | 2.88             | 8.87   | 0.1337   | 1212  | 2.56                | 8.49   | 0.1279   | 1211  | 0.88    | 0.9990 |
| gem. | 1207  | 5.46             | 7.81   | 0.1177   | 1203  | 2.56                | 7.58   | 0.1143   | 1202  | 0.87    |        |

$\tau$  : de gemeten gemiddelde verblijftijd (s).

$\alpha$  : de met behulp van  $\tau$  berekende holdup.

EL1/EL2: de verhouding van de oppervlakken van de signalen EL1 en EL2.

dP/dz : de drukgradiënt in de dikke laag (N/m<sup>2</sup>m).

Pé : het getal van Péclet.

holdup bepaald door wegen: 0.1489

incipient flooding hoogte: 125 cm

opvangen vloeistof: 112 g

meetfrequentie: 30 Hz

tijdsduur meting: 68 s

Opmerking: ook hier is het getal van Péclet (overdrachtsfuncties) weer reciprook gemiddeld.

TABEL D7: Resultaten van experiment 7.

| No.  | dP/dz | momenten - analyse |        |          | overdrachtsfuncties |      |        |          |       | EL1/EL2 | corr. |
|------|-------|--------------------|--------|----------|---------------------|------|--------|----------|-------|---------|-------|
|      |       | Pé                 | $\tau$ | $\alpha$ | dP/dz               | Pé   | $\tau$ | $\alpha$ | dP/dz |         |       |
| 1    | 1290  | 5.18               | 8.17   | 0.1232   | 1286                | 2.67 | 7.30   | 0.1100   | 1284  | 0.88    |       |
| 2    | 1288  | -2.14              | 6.73   | 0.1015   | 1281                | 3.07 | 7.01   | 0.1058   | 1281  | 0.88    |       |
| 3    | 1287  | -4.83              | 7.65   | 0.1154   | 1281                | 2.66 | 7.58   | 0.1143   | 1281  | 0.88    |       |
| 4    | 1288  | -3.13              | 5.77   | 0.0869   | 1279                | 1.83 | 6.79   | 0.1024   | 1281  | 0.88    |       |
| 5    | 1285  | -0.72              | 5.31   | 0.0801   | 1276                | 3.80 | 6.11   | 0.0920   | 1277  | 0.87    |       |
| 6    | 1285  | -1.62              | 6.18   | 0.0932   | 1276                | 2.92 | 6.55   | 0.0988   | 1277  | 0.87    |       |
| 7    | 1285  | 3.37               | 8.21   | 0.1238   | 1281                | 1.25 | 9.56   | 0.1441   | 1283  | 0.87    |       |
| 8    | 1288  | -2.89              | 7.03   | 0.1060   | 1281                | 2.05 | 7.92   | 0.1195   | 1283  | 0.88    |       |
| gem. | 1287  | --                 | 6.88   | 0.1038   | 1280                | 2.27 | 7.35   | 0.1109   | 1281  | 0.88    |       |

$\tau$  : de gemeten gemiddelde verblijftijd (s).

$\alpha$  : de met behulp van  $\tau$  berekende holdup.

EL1/EL2: de verhouding van de oppervlakken van de signalen EL1 en EL2.

dP/dz : de drukgradiënt in de dikke laag ( $N/m^2m$ ).

Pé : het getal van Péclet.

holdup bepaald door wegen: 0.1612

incipient flooding hoogte: 140 cm

opgevangen vloeistof : 130.6 g

meetfrequentie : 20 Hz

tijdsduur meting : 102.5 s

Opmerking: het getal van Péclet is in deze tabel reciprook gemiddeld, daar de uitkomst van een experiment in eerste instantie bestaat uit de helling en het intercept van een rechte lijn; de helling stelt de gemiddelde verblijftijd voor en het reciproke intercept stelt het getal van Péclet voor.

TABEL D8: Resultaten van experiment 8.

| No.  | dP/dz | <u>momenten analyse</u> |        |          | <u>overdrachtsfuncties</u> |      |        |          | EL1/EL2 | corr |         |
|------|-------|-------------------------|--------|----------|----------------------------|------|--------|----------|---------|------|---------|
|      |       | Pé                      | $\tau$ | $\alpha$ | dP/dz                      | Pé   | $\tau$ | $\alpha$ |         |      | dP/dz   |
| 1    | 988   | 4.37                    | 7.30   | 0.1101   | 982                        | 2.86 | 7.75   | 0.1168   | 984     | 0.87 | 0.99996 |
| 2    | 996   | 5.72                    | 6.68   | 0.1035   | 988                        | 5.07 | 6.60   | 0.0995   | 987     | 0.87 | 0.9985  |
| 3    | 993   | 7.73                    | 6.96   | 0.1049   | 985                        | 6.21 | 6.76   | 0.1019   | 984     | 0.86 | 0.9989  |
| 4    | 992   | 6.41                    | 7.84   | 0.1181   | 988                        | 7.43 | 7.25   | 0.1092   | 986     | 0.93 | 0.9987  |
| 5    | 992   | 8.61                    | 7.01   | 0.1057   | 984                        | 5.84 | 6.88   | 0.1037   | 984     | 0.88 | 0.9989  |
| 6    | 985   | 9.20                    | 6.83   | 0.1029   | 977                        | 3.80 | 7.22   | 0.1088   | 979     | 0.87 | 0.9999  |
| 7    | 982   | 5.75                    | 7.70   | 0.1161   | 978                        | 8.01 | 6.98   | 0.1052   | 975     | 0.89 | 0.9979  |
| 8    | 981   | 4.86                    | 6.66   | 0.1005   | 971                        | 4.23 | 6.52   | 0.0983   | 971     | 0.82 | 0.9998  |
| 9    | 979   | 6.26                    | 6.90   | 0.1040   | 971                        | 6.76 | 6.45   | 0.0972   | 969     | 0.88 | 0.9984  |
| 10   | 974   | 8.82                    | 6.78   | 0.1022   | 966                        | 8.51 | 6.44   | 0.0970   | 964     | 0.86 | 0.9988  |
| gem. | 986   | 6.77                    | 7.08   | 0.1068   | 979                        | 5.25 | 6.89   | 0.1038   | 978     | 0.87 |         |

$\tau$  : de gemeten gemiddelde verblijftijd (s).

$\alpha$  : de met behulp van  $\tau$  bepaalde holdup.

EL1/EL2: de verhouding van de signalen EL1 en EL2.

dP/dz : de drukgradiënt in de dikke laag ( $N/m^2m$ ).

Pé : het getal van Péclet.

holdup bepaald door wegen: 0.1304

incipient flooding hoogte: 105 cm

opgevangen vloeistof: 89 g

meetfrequentie: 50 Hz

tijdsduur meting: 41 s

Opmerking: ook hier is het getal van Péclet (overdrachtsfunctie)  
weer reciprook gemiddeld.