

AFSTUDEER VERSLAG NR: 104

door

J. H. de Groot, T.

oktober 1959.

Radiale- en axiale menging in een met  
vloeistof gefluidiseerd bed van glas-  
parels.

RADIALE EN AXIALE MENGING IN EEN MET  
VLOEISTOF GEFLUIDISEERD BED VAN GLASPARELS

---

AFDELING SCHEIKUNDE  
LABORATORIUM VOOR  
PHYSISCHE TECHNOLOGIE

J.H. DE GROOT, T  
OKTOBER 1959.

<u>Inhoud.</u>	<u>Pagina.</u>
I Inleiding.	1
II Radiale menging.	2
II-a Theoretische inleiding.	2
II-b Apparatuur.	4
II-c Metingen.	5
II-d Berekeningen.	7
II-e Bespreking van de resultaten.	9
III Axiale menging.	17
III-a Theoretische inleiding.	17
III-b Apparatuur.	18
III-c Metingen.	19
III-d Berekeningen.	21
III-e Bespreking van de resultaten.	24
IV-a Appendix 1.	26
-b Appendix 2.	29
V Literatuur.	30
VI Gegevens gebruikte opstellingen.	31
VII Gebruikte symbolen.	32
Tabellen.	

## I. Inleiding.

Het doel van het onderzoek is het bepalen van de menging in een met vloeistof gefluïdiseerd bed van glasparels. Daar de menging niet in alle richtingen gelijk is, wordt voor een cilindrisch gefluïdiseerd bed onderscheid gemaakt tussen radiale en axiale menging.

De menging vindt zijn oorzaak in een statistische spreiding in het vloeistoftransport in het bed tengevolge van snelheidsfluctuaties. Deze fluctuaties kunnen alleen dan als menging worden waargenomen, als de concentratie in het bed niet op alle punten gelijk is. Radiale menging zal dus gedetecteerd kunnen worden als er concentratieverschillen bestaan over een dwarsdoorsnede van het bed. Axiale menging kan worden gedetecteerd, als er in de lengterichting van het bed concentratieverschillen zijn. Alléén radiale of axiale menging is echter niet mogelijk. De omstandigheden kunnen wel zó worden gekozen, dat één van de effecten kan worden verwaarloosd t.o.v. het andere.

Teneinde genoemde effecten te kunnen meten, is in twee proefopstellingen aan bovengenoemde voorwaarden voldaan. Voor radiale menging wordt gebruik gemaakt van een kort gefluïdiseerd bed van relatief grote diameter. In de as van het cilindrische bed wordt een kleurstofoplossing geïnjecteerd. Uit de concentratieverdeling op zekere afstand van de injectie-opening kan de menging worden bepaald.

De axiale menging wordt bepaald uit de responsie van een sprongfunctie, toegevoerd aan de ingang van een relatief hoog gefluïdiseerd bed. De sprongfunctie bestaat uit een zout-oplossing, waarvan de responsie door geleidbaarheidsmeting wordt bepaald.

Evenals moleculaire menging, kan deze convectieve menging met diffusiecoëfficiënten worden beschreven. Voor radiale en axiale menging is de afhankelijkheid bepaald van de diffusiecoëfficiënt en de porositeit van het gefluïdiseerde bed.

In de literatuur zijn voor axiale menging in gefluïdiseerde bedden geen gegevens bekend. De radiale menging is door Hanratty en Latinen (1, 2) bepaald. Genoemde onderzoekers werkten met gefluïdiseerde bedden, bestaande uit glas-

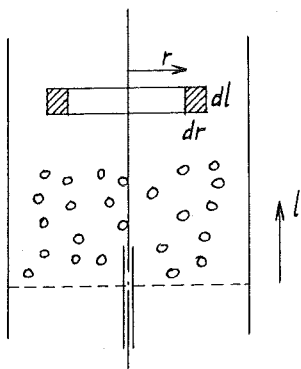
parels van kleine diameter.

De overeenkomst tussen de metingen van Hanratty en Latinen en die, in dit verslag besproken, is goed.

## II. Radiale menging.

### II-a. Theoretische inleiding.

In het hart van een cilindrisch gefluidiseerd bed wordt continu een oplossing van bepaalde concentratie geïnjecteerd. De concentratie in een punt  $(r, l)$  t.o.v. de injectie-opening wordt berekend uit de stofbalans voor een volume-element  $r, dr, dl$ .



Deze stofbalans luidt:

$$D_r \left( \frac{\partial^2 c}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial c}{\partial r} \right) + D_a \frac{\partial^2 c}{\partial l^2} - v_l \frac{\partial c}{\partial l} = \frac{\partial c}{\partial t} \quad [1]$$

Het statistisch transport tengevolge van snelheidsfluctuaties en het moleculaire transport wordt beschreven m.b.v. diffusiecoëfficiënten  $D_r$  en  $D_a$ .

In vergelijking [1] is:

$c$	= concentratie in een punt van het bed	$[\text{kg/m}^3]$
$v_l$	= snelheid in het bed, in de asrichting	$[\text{m/s}]$
$D_r$	= radiale diffusiecoëfficiënt	$[\text{m}^2/\text{s}]$
$D_a$	= axiale diffusiecoëfficiënt	$[\text{m}^2/\text{s}]$
$t$	= tijd	$[\text{s}]$

Nu wordt verondersteld, dat:

1. de stationnaire toestand is ingesteld,  $\frac{\partial c}{\partial t} = 0$
2. het convectief transport in axiale richting veel groter is dan het diffusietransport, m.a.w.

$$D_a \frac{\partial^2 c}{\partial l^2} \text{ is te verwaarlozen t.o.v. } v_l \frac{\partial c}{\partial l}$$

3.  $v_l$  onafhankelijk van  $r$  is.
4.  $D_r$  constant is.

Vergelijking [1] gaat nu over in:

$$\mathbb{D}_r \left( \frac{\partial^2 c}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial c}{\partial r} \right) = \frac{\partial c}{\partial (\ell/v_\ell)} \quad [2]$$

De randvoorwaarden voor het bed zijn:

$$\ell = 0 \begin{cases} c = 0, & r \gg a \\ c = \frac{\phi_m}{\pi a^2 v_\ell}, & r < a \end{cases} \quad [2a]$$

waarin:

$a$  = straal van de injectiebuis (m).

$\phi_m$  = per tijdseenheid geïnjecteerde stofmassa (kg/s)

$$\ell > 0 \quad \frac{\partial c}{\partial r} = 0, \quad r = \pm R \quad [2b, 2c]$$

Waarin:

$R$  = straal van het bed (m).

Het limietgeval van vergelijking [2], waarbij:

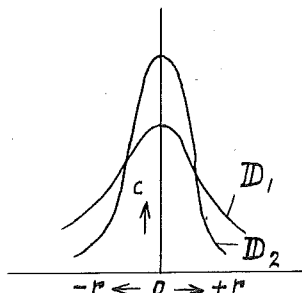
$a \rightarrow 0$  en  $|R| \rightarrow \infty$  luidt:

$$\mathbb{D}_r \left( \frac{\partial^2 c}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial c}{\partial r} \right) = \frac{\partial c}{\partial (\ell/v_\ell)} \quad [3]$$

$$\ell = 0 \begin{cases} c = 0, & r \neq 0 \\ \int_0^\infty (2\pi r c v_\ell) dr = \phi_m \end{cases} \quad [3a]$$

$$\ell > 0 \quad c = 0, \quad r = \pm \infty \quad [3b, 3c]$$

Het gestelde probleem komt nu geheel overeen met een lijnbron in een oneindig medium. De oplossing (3) hiervan is:



$$c(r, \ell) = \frac{\phi_m}{4\pi \mathbb{D}_r \ell} \cdot e^{-\frac{r^2 v_\ell}{4 \mathbb{D}_r \ell}} \quad [4]$$

Voor constante waarde van  $\ell$  geeft deze vergelijking als functie van  $r$  een aantal Gauss-krommen met  $\mathbb{D}_r$  als parameter.

In de figuur is  $\mathbb{D}_1 > \mathbb{D}_2$ .

Met vergelijking [4] kan de diffusiecoëfficiënt worden berekend uit een opgemeten concentratieverdeling.

## II-b. Apparatuur.

De in dit hoofdstuk beschreven apparatuur is ontworpen door ir A.Hamburger. De opstelling kan in drie onderdelen worden gesplitst, te weten:

1. fluïdisatie-circuit.
2. injectie-circuit.
3. meet-circuit.

### 1. Het fluïdisatie-circuit.

Een overzicht van de gebruikte opstelling is in schema I gegeven. In de fluïdisatie-sectie wordt een gefluïdiseerd bed onderhouden van ca. 0,1 m hoogte en een diameter van 0,094 m. De fluïdisatievloeistof is leidingwater, de deeltjesdiameter bedraagt  $2,7 \cdot 10^{-3}$  m. Stationnaire wervels in het bed maken goede meting van de concentratieverdeling onmogelijk. Het water moet wervelvrij in de fluïdisatie-sectie worden gevoerd. Teneinde dit te bereiken zijn een „stromingsstabilisator” en een „stabilisatie-sectie” ingebouwd. In de eerste wordt het water gedwongen door een kleiner wordende doorsnede te stromen, wat wervelvorming voorkomt. In de tweede worden tangentiële wervels weggenomen door een gepakt bed van glasparels. Een goed verdeelde vloeistoftoevoer wordt verkregen door de ringleiding met vier aansluitingen op de stabilisator.

De drukval over de zeefplaat (zie schema II), waarop het bed wordt onderhouden, moet voldoende groot zijn. Deze drukval bepaalt de invloed van fluctuaties in het bed op de vloeistofstroom. Een kleine drukval kan stationnaire wervels in het bed veroorzaken, die een extra effect introduceren, waardoor interpretatie van de metingen moeilijk is.

De rotameters kunnen te allen tijde in de apparatuur worden geijkt, doordat twee meetvaten in het circuit zijn opgenomen. De pomp is van een omloopleiding voorzien om de druk voor de rotameters te kunnen instellen. Dit geeft een goede instelnauwkeurigheid van de rotameters bij verschillende vloeistofdebieten. De pomp geeft temperatuurverhoging van

het water; dit is ondervangen door een ingebouwde koeler waarmee het in warmte omgezette pompvermogen kan worden afgevoerd.

Met de voeding wordt het niveau in het buffervat constant gehouden om lucht-aanzuigen door de pomp te voorkomen. Het verontreinigde water wordt tijdens de metingen in het riool gespuid.

## 2. Het injectie-circuit.

Het voorraadvat kan met perslucht op een overdruk worden gebracht, noodzakelijk voor het transport van de injectievloeistof. Deze injectievloeistof bestaat uit een oplossing van methyleenblauw in water met een concentratie van ca. 3 g/l. De hoeveelheid wordt gemeten met rotameters; de temperatuur kan door instelling van een thermostaat worden geregeld. De rotameters zijn van een watermantel voorzien, waardoor water uit de thermostaat wordt gepompt.

Door een driewegkraan met Wulffse-fles kan het injectie-circuit worden doorgespoeld als het voorraadvat opnieuw is gevuld. De injectie-opening bevindt zich iets (ca. 5 cm) boven de zeefplaat in het bed, dit om de storende invloed van de zeefplaat op het bed te ontgaan.

Schema III geeft het besproken circuit weer.

## 3. Het meetcircuit.

Op bepaalde afstand van het injectiepunt kan een vloeistofmonster worden genomen. De monsterbuis is over de diameter van het bed verschuifbaar m.b.v. een stelschroef met schaalverdeling. Via de monsterleiding en een rotameter met regelkraan kan het monster worden opgevangen.

De concentratie van het metyleenblauw in een monster wordt colorimetrisch bepaald m.b.v. een Vitatron-colorimeter. Het circuit is weergegeven in de schema's II en III.

## II-c. Metingen.

Bij verschillende porositeiten is de concentratieverdeling over de diameter van het gefluidiseerde bed bepaald. Hierbij zijn de bedhoogte en de deeltjesgrootte constant gehouden. De porositeit is tussen 0,80 en 0,50 gevarieerd met



intervallen van 0,05; de grootte ervan is door het inwiegen van parels bepaald. De deeltjesdiameter ( $d_p$ ) is 2,7 mm, de dichtheid van het glas is  $2560 \text{ kg/m}^3$ .

De concentratie van de injectievloeistof is zó gekozen, dat het monster in de as bij maximale porositeit en bepaalde meetlengte, voldoende nauwkeurig met de colorimeter is te bepalen. Volgens Lambert-Beer is het verband tussen de intensiteit van de intredende lichtbundel ( $I_0$ ) en de uittrekkende lichtbundel ( $I$ ):

$$I = I_0 e^{-k c L} \quad \text{of} \quad c = \frac{1}{k L} \cdot E$$

waarin:

$c$  = concentratie van het monster.

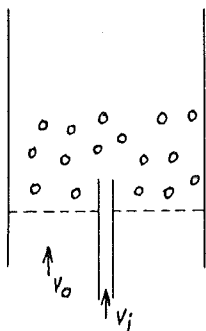
$L$  = doorlopen lichtweg in het monster.

$k$  = absorptie-coëfficiënt.

$E = \ln \frac{I_0}{I}$ , de aflezing van de colorimeter.

Met de Universele Vitatron-colorimeter wordt  $c = f(E)$  bepaald; meting voor waarden, groter dan  $E = 0,7$ , is onnauwkeurig. De gekozen concentratie van de injectie-vloeistof is ca. 2,5 g metyleenblauw per liter.

De snelheid waarmee de injectie-vloeistof in het bed wordt gebracht wordt bepaald door de snelheid van het fluïdisatie-water.



De snelheden  $v_0$  en  $v_i$  (zie figuur) moeten gelijk zijn om randeffecten te voorkomen (b.v. spuiten). Het injectiedebiet is m.b.v. de beide buisdiameters uit het fluïdisatiedebiet te berekenen.

Het fluïdisatiedebiet wordt bepaald uit de rotameterstand, als het bed tot de gewenste hoogte is gefluïdiseerd.

De monsterbuis bevindt zich juist boven het bed ( $0$  à  $1 d_p$ ) en staat in de nulstand, juist boven de injectie-opening. (noot: de nulstand in het bed klopt niet met de nulstand van de schaalverdeling). De aanzuigsnelheid van het monster moet eveneens gelijk zijn aan de vloeistofsnelheid betrokken op de lege buis  $v_0$ . De instelling hiervan geschiedt met een rotameter.

De concentratie wordt bepaald in punten op de middellijn van de buisdoorsnede boven het bed, met intervallen van 2 mm. Na verplaatsing van de monsteropening wordt de toestand afgewacht, dat alle vloeistof in de monsterleiding is vervangen (4 tot 9 min.). Uit proeven is gebleken, dat de monsterneming over een tijdsgemiddelde van 3 tot 6 min. reproduceerbare waarden gaf. Deze waarden hangen natuurlijk af van de snelheid in het bed.

Door het voorkomen van een stationnaire wervel in het bed, wat nooit geheel kan worden voorkomen, ligt de maximale waarde van de concentratie niet bij alle metingen in de as van het bed. De gemeten concentraties zijn, betrokken op de injectieconcentratie  $c_i$ , als functie van de relatieve afstand uit de as  $\frac{r'}{R}$ , grafisch uitgezet.

Hierbij is:

$$\begin{aligned} c_i &= \text{injectieconcentratie} && (\text{kg/m}^3). \\ R &= \text{straal van het bed} && (\text{m}). \\ r' &= \text{afstand uit de as van het bed} && (\text{m}). \end{aligned}$$

Door de waarnemingen zijn vloeiende lijnen getrokken ter bepaling van de maximale concentratie. In grafiek I zijn de concentratieverdelingen samengebracht, waarbij de maxima zijn verschoven naar de as van het bed. Voor deze curve geldt  $r$  als de afstand uit de top van de curve, in tegenstelling tot  $r'$ , die betrokken is op de afstand uit de as van het bed.

Ter bepaling van de reproduceerbaarheid van de meetmethode is de meting bij porositeit 0,80 in duplo uitgevoerd. Deze waarden zijn eveneens in grafiek I opgenomen. In tabel I zijn de debieten en snelheden van de vloeistofstromen opgenomen.

#### II-d. Berekeningen.

Met vergelijking [4] kan de radiale diffusiecoëfficiënt grafisch worden bepaald. Wordt in vergelijking [4]  $c/c_i = c^*$  en  $r/R = r^*$  gesteld, dan gaat deze over in:

$$c^* = \frac{\phi_i}{4 \pi D_r l} \left[ e^{-\frac{r^{*2} v l}{4 D_r l}} \right] R^2$$

Hierbij is aangenomen, dat  $\phi_m = \phi_i \cdot c_i$ , waarin  $\phi_i$  het injectiedebiet ( $m^3/sec$ ) is.

Hieruit volgt:

$$\log c^* = \log \frac{\phi_i}{4 \pi D_r l} - \frac{v l R^2}{4 D_r l} \cdot \frac{r^{*2}}{2,303}$$

$$\text{of: } \log c^* = \log \frac{\phi_i}{4 \pi D_r l} - \frac{v l d_p}{D_r} \cdot \frac{R^2}{4 l d_p} \cdot \frac{r^{*2}}{2,303}$$

In deze vergelijking komt de dimensieloze grootheid  $\frac{v l d_p}{D_r}$  voor. Deze grootheid wordt het getal van Péclet genoemd en aangegeven met het symbool Pé.

Invoering van:

$$\begin{aligned} R &= 47 \cdot 10^{-3} \text{ m.} \\ d_p &= 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ m.} \\ l &= 41 \cdot 10^{-3} \text{ m.} \end{aligned}$$

geeft de vergelijking:

$$\log c^* = \log \frac{\phi_i}{4 \pi D_r l} - 2,166 (\text{Pé}) r^{*2} \quad [5]$$

Deze vergelijking geeft in een  $\log c^* = f(r^{*2})$ -grafiek voor de flanken van een concentratie-verdelingscurve twee samenvallende rechten. Uit de helling van deze rechte kan het getal van Péclet worden bepaald:

$$\text{tg } \varphi = - 2,166 (\text{Pé}) \quad [6]$$

Uit Pé kan de diffusiecoëfficiënt worden bepaald volgens:

$$D_r = \frac{v l d_p}{\text{Pé}} = \frac{v_0 d_p}{\epsilon \cdot \text{Pé}} \quad [7]$$

Hierin is:

$$\begin{aligned} v_0 &= \text{vloeistofsnelheid betrokken op de lege buis.} \\ d_p &= \text{deeltjesdiameter.} \\ \epsilon &= \text{porositeit van het bed.} \end{aligned}$$

Uit het snijpunt van de rechte met de  $\log c^*$ -as kan eens de diffusiecoëfficiënt worden bepaald.

$$(\log c^*)_{r^* = 0} = \log c^*_t = \log \frac{\phi_i}{4 \pi D_r \ell}$$

$$\text{of: } D_r = \frac{\phi_i}{4 \pi c^*_t \ell}$$

$\phi_i$  wordt uit het fluïdisatiedebiet ( $\phi_{fl}$ ) bepaald volgens:

$$\phi_i = \left(\frac{d}{D}\right)^2 \phi_{fl} = 4,527 \cdot 10^{-4} \phi_{fl}.$$

Hierin is:

$$d = \text{diameter injectiebuis (2a)} = 2 \text{ mm.}$$

$$D = \text{diameter fluïdisatiebuis} = 94 \text{ mm.}$$

Na invoering van de bekende constante waarden wordt gevonden:

$$\underline{D_r = 8,78 \cdot 10^{-4} \times \phi_{fl} / c^*_t} \quad [8]$$

In grafiek II is een rechte getekend, welke geldt voor  $\epsilon = 0,80$ . De uit vergelijkingen [7] en [8] bepaalde diffusiecoëfficiënten zijn in grafiek III als functie van de porositeit gegeven. De waarden zijn eveneens opgenomen in tabel II.

#### II-e. Bespreking van de resultaten.

In grafiek III valt direct op, dat:

1. er een groot verschil bestaat tussen de, op twee verschillende manieren bepaalde, diffusiecoëfficiënten.
2. het verband  $D_r = f(\epsilon)$  door een maximum gaat.

ad. 1. Daar de waarnemingen als juist moeten worden verondersteld, moeten de afwijkingen in de interpretatie van deze waarnemingen worden gezocht.

Bij de theoretische beschouwing zijn verschillende aannamen gemaakt waarvan de invloed nader dient te worden bekeken:

a. Het wandeffect, m.a.w. het niet voldoen aan  $|R| \rightarrow \infty$ .

Het wandeffect is tweeledig. De porositeitsverdeling is over de doorsnede niet constant, wat veroorzaakt, dat  $v_\ell = f(r)$ . De invloed van dit effect strekt zich uit tot op enkele  $d_p$  uit de wand. Uit grafiek I volgt direct, dat de

metingen zijn verricht tot op ca 30% uit de as van het bed, de porositeits-invloed is dan zeker te verwaarlozen.

Aan de wand kan bovendien reflectie optreden en wel meer naarmate de concentratie-verdeling een vlakker verloop heeft. Een maat voor dit effect is het Fourier-getal  $\frac{D_r t}{R^2}$ . Dit getal moet klein zijn om het reflectie-effect te kunnen verwaarlozen.

Nu is:

$$\frac{D_r t}{R^2} = \frac{D_r l}{R^2 v_l} \quad \text{waarin:}$$

$$D_r \approx 8 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}, \quad l \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ m}, \\ R^2 \approx 25 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \quad \text{en} \quad v_l \approx 0,2 \text{ m/s.}$$

$$\text{of: } \frac{D_r l}{R^2 v_l} \approx 6 \cdot 10^{-3}. \quad \text{Het effect is dus zeer klein.}$$

b. De straaldikte, m.a.w. niet voldaan aan  $a \rightarrow 0$ .

Door Carslaw en Jaeger (4) is een theorie voor een „staafbron” afgeleid. Hieruit is alleen de concentratie in de top van de verdelingscurve expliciet te berekenen:

$$c_t = \frac{\phi_m}{\pi a^2 v_l} \left( 1 - e^{-\frac{a^2 v_l}{4 D_r l}} \right) \quad [9]$$

De gehele concentratie-verdeling moet met Bessel-functies worden berekend.

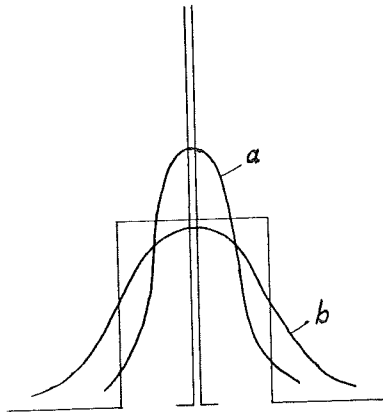
Wordt de e-macht in [9] in een reeks ontwikkeld en worden de eerste drie termen hiervoor in de plaats genomen, dan ontstaat:

$$c_t = \frac{\phi_m}{4 \pi D_r l} \left( 1 - \frac{a^2 v_l}{8 D_r l} \right)$$

Wil de aanname  $a \rightarrow 0$  voor de topwaarde van kleine invloed zijn, dan moet  $\frac{a^2 v_l}{8 D_r l}$  klein t.o.v. 1 zijn.

$$\text{Nu is: } \frac{a^2 v_l}{8 D_r l} \approx 4 \cdot 10^{-3}. \quad \text{Dit effect is dus klein,} \\ \text{voor zover het de coëfficiënten uit de top berekend, betreft.}$$

Aan de hand van nevenstaande figuur is echter in te zien, dat de waarden, berekend uit de flanken van de curve, hoger moeten liggen.



Door het injecteren over een grotere straal wordt de curve iets lager zoals hiervoor is aangetoond. Daar in beide gevallen  $\phi_m$  gelijk is, moet het oppervlak onder de verdelingscurven a en b gelijk zijn. De curve b ligt dus vlakker, m.a.w. de diffusiecoëfficiënt is groter. Het effect blijft echter klein en verklaart de grote gevonden afwijking niet.

c. Is de Axiale diffusie te verwaarlozen ?

De verhouding van het convectief- en diffusietransport in axiale richting kan worden bepaald uit het getal van Péclet.

$$Pé = \frac{v l}{D_a} \approx \frac{v l^2}{D_r} \approx 100 \quad \text{dit is een redelijk grote waarde, de invloed zal}$$

niet groot zijn.

d. Is  $D_r$  constant ?

Door Hanratty en Latinen (2) zijn diffusiecoëfficiënten bij verschillende meetlengten bepaald. Hieruit berekenden zij de verblijftijden, nodig om een constante  $D_r$  te kunnen bepalen. De verblijftijden zijn berekend uit  $\frac{l}{v l} = t$ .

Zij vonden:

$$d_p = 1,8 \text{ mm}, \quad \epsilon = 0,90 \quad t \ll 0,2 \text{ s.}$$

$$d_p = 3,4 \text{ mm}, \quad \epsilon = 0,80 \quad t \approx 0,25 \text{ s.}$$

In ons geval is de verblijftijd bij  $\epsilon = 0,80$  en  $d_p = 2,7$  mm : 0,2 s. Uit metingen van  $D_r = f(l)$  met de bestaande apparatuur kan de invloed van dit effect worden bepaald.

Door Hanratty en Latinen (2) wordt aangegeven, dat onder bepaalde voorwaarden voor  $D_r$  kan worden geschreven:

$$D_r = D_{r\infty} \left[ 1 - \frac{1}{kt} (1 - e^{-kt}) \right]$$

Hierin is:  $\mathbb{D}_r \infty$  = waarde van  $\mathbb{D}_r$  voor grote  $kt$  waarden.  
 $k$  = constante.

Wordt nu in vergelijking [2] een nieuwe variabele  $\theta$  ingevoerd, zó, dat:

$$d\theta = \left[ 1 - \frac{1}{kt} (1 - e^{-kt}) \right] dt \quad \text{met } \theta = 0 \\ \text{voor } t = 0,$$

dan gaat genoemde vergelijking over in:

$$\mathbb{D}_{r\infty} \left( \frac{\partial^2 c}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial c}{\partial r} \right) = \frac{\partial c}{\partial \theta}$$

De begin- en randvoorwaarden zijn dezelfde als voor vergelijking [2].

De oplossing van deze vergelijking is:

$$c(l, r) = \frac{\phi_m}{4\pi \mathbb{D}_{r\infty} v l} \theta \cdot e^{-\frac{r^2}{4 \mathbb{D}_{r\infty} \theta}} \quad [a]$$

$\theta$  wordt gevonden uit:

$$\theta = \int_0^\theta d\theta = \int_0^t dt - \frac{1}{k} \int_0^{kt} \frac{1 - e^{-kt}}{kt} d(kt)$$

of:

$$\theta = t - \frac{1}{k} \lim_{\delta \rightarrow 0} \int_\delta^{kt} \frac{1 - e^{-x}}{x} dx$$

$$\theta = t - \frac{1}{k} \lim_{\delta \rightarrow 0} \left[ \ln kt - \ln \delta + E_i(-\delta) - E_i(-kt) \right]$$

waarin:  $E_i(-x) = - \int_x^\infty \frac{e^{-x}}{x} dx$

Voor  $x \ll 1$  is:  $E_i(-x) - \ln x = \gamma - x + \frac{1}{4} x^2 + 0 x^3$

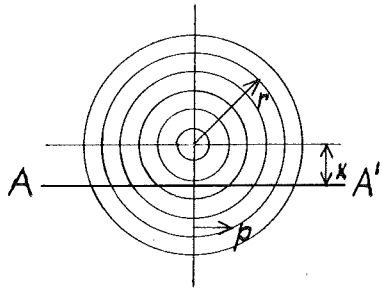
$\gamma$  = constante volgens Euler.  $0$  = restterm.

dus:  $\theta = t - \frac{1}{k} \left[ \ln kt - E_i(-kt) \right] + \gamma$

Wordt in formule [a] genoemde waarde voor  $\theta$  ingevuld, dan volgt direct, dat voor de beide methoden waarop  $ID_r$  kan worden bepaald, gelijke waarden voor  $ID_r$  moeten worden gevonden.

- e. Het is mogelijk, dat bij het meten het punt voor maximale concentratie in het bed niet doorsneden is.

In de figuur is dit aangegeven, de meting is in de richting A-A' uitgevoerd.



Voor alle punten op de lijn A-A' geldt:

$$r^2 = p^2 + x^2.$$

Vergelijking [4] kan worden geschreven als:

$$c(r, l) = \frac{\phi_m}{4 \pi ID_r l} e^{-\frac{x^2 v l}{4 ID_r l}} \cdot e^{-\frac{a^2 v l}{4 ID_r l}}$$

De functie  $\ln c(r, l) = f(a^2)$  geeft een rechte met helling  $-\frac{v l}{4 ID_r l}$ , waarvan voor  $a = 0$  gevonden wordt:

$$c_{a=0} = \frac{\phi_m}{4 \pi ID_r l} \cdot e^{-\frac{x^2 v l}{4 ID_r l}}$$

Nu is:  $\frac{\phi_m}{4 \pi ID_r l} e^{-\frac{x^2 v l}{4 ID_r l}} \equiv \frac{\phi_m}{4 \pi ID_r' l}$ , waarin  $ID_r'$  de berekende diffusiecoëfficiënt is.

of:  $\frac{ID_r}{ID_r'} = e^{-\frac{x^2 v l}{4 ID_r l}}$ , waarin:  $e^{-\frac{x^2 v l}{4 ID_r l}} < 1$ .

Volgens deze laatste vergelijking heeft de diffusiecoëfficiënt berekend voor de top een te hoge waarde. Bij de experimenten is het tegendeel het geval gebleken.

Uit bovenstaande effecten is het optreden van de grote verschillen in de diffusiecoëfficiënten niet te verklaren.

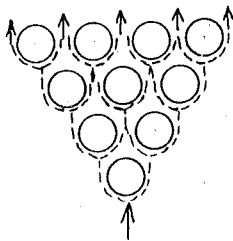


Andere oorzaken kunnen zijn:

- f. asymmetrisch stromingsbeeld, m.a.w.  $v_\ell = f(r)$ . Dit kan worden veroorzaakt door een onregelmatig gefabriceerde zeefplaat.
- g. adsorptie aan de parels, desorptie bij lage concentratie.
- h. terugdiffusie, voor de waarden van  $l < 0$ ,  $c \neq 0$ ; niet voldaan aan de randvoorwaarden.
- j. Bij de afleiding van vergelijking [1] moet het beschouwde volume-element groter zijn dan de deeltjesgrootte. Wil de vergelijking als beschreven toegepast kunnen worden, dan moet de meetlengte een groot aantal deeltjes bevatten. In ons geval bedraagt het aantal deeltjes op de meetlengte ca. 10. Het is twijfelachtig of dit aantal groot genoeg is voor de gegeven interpretatie van de waarnemingen.

Uit het voorgaande kan worden geconcludeerd, dat bij voortzetting van de experimenten allereerst grote aandacht moet worden besteed aan de punten d, f en j. Hiervoor zijn o.a. metingen aan het stromingsprofiel boven een zeefplaat noodzakelijk. Voor d en j moet òf aan kleinere deeltjes worden gemeten òf de meetlengte groter worden genomen. In het laatste geval moet een bed van grotere diameter worden gekozen om wandeffecten te vermijden.

ad. 2. Het voorkomen van een maximum in  $ID_r = f(E)$  kan, uitgaande van een model van statistisch vloeistoftransport, als volgt aannemelijk worden gemaakt (5).



De radiale afwijking per deeltje kan evenredig worden gesteld met  $\frac{1}{2} d_p$ . Na het passeren van  $n'$  deeltjes is de afwijking:

$$y = \beta (\pm d_p/2 \pm d_p/2 \pm d_p/2 \pm \dots)$$

Het gemiddeld kwadraat van de afwijking

$$\text{is: } \overline{y^2} = \frac{\beta^2}{4} n' d_p^2$$

$$\text{Nu geldt ook: } \overline{y^2} \equiv 2 ID_r \frac{l}{v_\ell}, \text{ dus: } \frac{\beta^2}{4} n' d_p^2 = 2 ID_r \frac{l}{v_\ell}$$

Richardson en Zaki (6) hebben gevonden, dat voor de snelheid in een gefluïdiseerd bed kan worden geschreven:

$$v_l = v_s \varepsilon^{n-1}$$

$v_s$  = vrije valsnelheid van een deeltje.

$n$  = functie van het Reynoldsgetal van een vrij vallend deeltje ( $Re_s$ ), m.a.w. een constante voor één deeltjesgrootte.

Bevinden zich  $n'$  deeltjes op de lengte  $l$ , dan kan b.v. worden geschreven:

$$l = n' \cdot \frac{a'}{\sqrt[3]{1-\varepsilon}} \cdot d_p$$

Hierin is  $\frac{a'}{\sqrt[3]{1-\varepsilon}} d_p$  de gemiddelde hartafstand der deeltjes in een bed met porositeit  $\varepsilon$ .

Voor een gepakt bed is  $\varepsilon = 0,40$  en de afstand =  $d_p$ , m.a.w.  $a' = 0,84$ .

Invullend kan voor de diffusiecoëfficiënt worden geschreven:

$$D_r = \frac{\beta^2}{8 \times 0,84} d_p v_s \varepsilon^{n-1} (1-\varepsilon)^{1/3} \quad [10]$$

Deze functie bezit een maximum voor  $(n-1) = \frac{\varepsilon}{3(1-\varepsilon)}$

In het geval van de metingen is  $n = 2,4$ , het maximum ligt bij de waarde  $\varepsilon = 0,80$ .

In grafiek IV is de door ons gemeten diffusiecoëfficiënt m.b.v. de dimensieloze parameter  $\frac{D_r}{d_p v_s}$  als functie van de porositeit ( $\varepsilon$ ) uitgezet. In deze grafiek zijn tevens de metingen van Hanratty en Latinen (1) opgenomen. Als dimensieloze parameter is in deze grafiek  $Re_s$  genomen.

$$Re_s = \frac{\rho v_s d_p}{\eta} ; \quad \text{waarin: } \rho = \text{dichtheid (kg/m}^3\text{)}. \\ \eta = \text{viscositeit (Ns/m}^2\text{)}.$$

Het maximum van de door ons gemeten curve ligt bij lagere porositeit dan volgens [10] en Hanratty-Latinen wordt gevonden.

Twee lijnen berekend uit vergelijking [10] met  $\beta = 1$ , zijn eveneens ingetekend; hiervoor zijn verschillende waarden van  $n$  genomen. Grotere  $n$ -waarden gelden volgens Richardson en Zaki voor kleinere deeltjes, doch het effect hiervan op de curven is niet groot. Uit de metingen van Hanratty-Latinnen volgt eveneens, dat bij lage waarden voor  $Re_s$ , de ligging van het maximum weinig afhankelijk is van de deeltjesgrootte.

Bij grote waarden van  $Re_s$  is de turbulentie in het bed groter, dit kan tot betere menging leiden. De ligging van de door ons gemeten curve, hogere waarden van  $ID_r$  voor kleine  $\mathcal{E}$ , wordt hierdoor aannemelijk gemaakt.

Het gegeven beeld van statistisch vloeistoftransport is niet representatief voor de werkelijkheid. In het bed staan de deeltjes niet stil zoals is aangenomen. De afwijking per deeltje zal behalve van de afmeting, ook afhangen van de onderlinge afstand en de beweging van het deeltje.

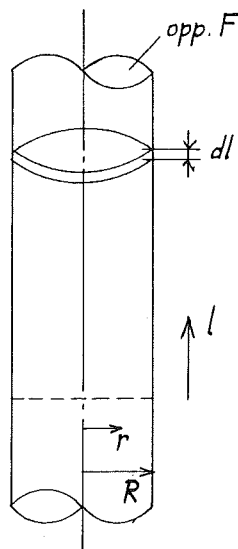
--:--:--:--:--

### III. Axiale menging.

#### III-a. Theoretische inleiding.

In een cilindrisch gefluïdiseerd bed wordt een zoutoplossing zodanig geïnjecteerd, dat de concentratie over de doorsnede constant is. Na afbreken van de injectie (negatieve sprongfunctie) wordt de concentratie in een punt van het bed als functie van de tijd gevonden uit de stofbalans voor een volume-element  $F$  d  $l$ .

Deze stofbalans luidt:



$$\mathbb{D}_r \left( \frac{\partial^2 c}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial c}{\partial r} \right) + \mathbb{D}_a \frac{\partial^2 c}{\partial l^2} - v_l \frac{\partial c}{\partial l} = \frac{\partial c}{\partial t} \quad [11]$$

In vergelijking [11] is:

$c$  = concentratie in een punt van het bed. (kg/m<sup>3</sup>)

$v_l$  = snelheid in de asrichting van het bed. (m/s)

$\mathbb{D}_r$  = radiale diffusiecoëfficiënt (m<sup>2</sup>/s)

$\mathbb{D}_a$  = axiale diffusiecoëfficiënt (m<sup>2</sup>/s)

Nu wordt verondersteld, dat:

1.  $\frac{\partial c}{\partial r} = 0$ , m.a.w. de eerste term vervalt.
2.  $\mathbb{D}_a = \text{constant}$ .
3.  $v_l$  geen functie van  $r$  is.

Vergelijking [11] gaat dan over in:

$$\mathbb{D}_a \frac{\partial^2 c}{\partial l^2} - v_l \frac{\partial c}{\partial l} = \frac{\partial c}{\partial t} \quad [12]$$

De begin-voorwaarden zijn:

$t = 0$	$c = 0$	$l < 0$
$t = 0$	$c = c_0$	$l = 0$
$t = 0$	$c = c_0/2$	$l = 0$

de randvoorwaarden zijn :

$$\begin{array}{lll} l = \infty & c = c_0 & t > 0 \text{ (t eindig)} \\ l = -\infty & c = 0 & t > 0 \end{array}$$

Hierin is  $c_0$  = concentratie in het bed bij continue injectie  
(kg/m<sup>3</sup>)

De oplossing is:

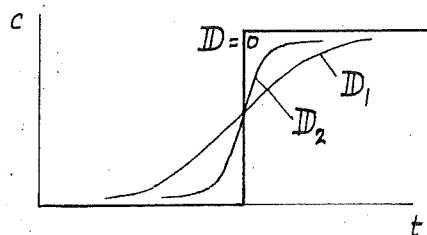
$$c(l, t) = \frac{c_0}{2} \left[ 1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{l - v_l t}{\sqrt{4 D t}}} e^{-q^2} dq \right] \quad [13]$$

Voor constante waarde van  $l$  en  $v_l$  geeft deze vergelijking een aantal doorbraakkrommen met  $D_a$  als parameter.

Enkele krommen zijn in nevenstaande figuur weergegeven; hierbij is

$$D_1 > D_2$$

Uit een gemeten doorbraakkromme kan de diffusiecoëfficiënt m.b.v. [13] worden berekend.



### III.b. Apparatuur.

De voor de axiale menging toegepaste apparatuur kan worden onderverdeeld in:

1. fluïdisatie-circuit.
2. injectie-circuit.
3. meet-circuit.

#### 1.. Het fluïdisatie-circuit.

Een overzicht van de gebruikte apparatuur is in schema IV gegeven. De fluïdisatiesectie bestaat uit een ruim twaalf meter lange perspex buis, opgebouwd uit 6 secties van 2 m en één sectie van 1 m. Hierin kan een gefluïdiseerd bed worden onderhouden van 12 m hoogte en  $2,57 \cdot 10^{-2}$  m diameter. De fluïdisatievloeistof is condenswater met een geleidbaarheid van ca.  $2 \cdot 10^{-5} \text{ ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ . De diameter van de glaspereels bedraagt  $10^{-3}$  m.

Onder de zeefplaat waarop het bed wordt onderhouden, is

een gepakt bed van glasparels aangebracht. Dit gepakte bed neemt eventuele wervels weg om een goede fluïdisatie te bewerkstelligen. Het debiet van de fluïdisatie-vloeistof kan met een rotameter worden ingesteld. Een omloopleiding bij de pomp maakt een goede instelling van de rotameter mogelijk. Met een ingebouwde koeler kan de temperatuur van de vloeistof worden ingesteld. Het buffervat wordt periodiek bijgevuld; zodanig, dat de pomp geen lucht kan aanzuigen. Het verontreinigde water wordt tijdens de metingen in het riool gespuid.

## 2. Het injectie-circuit.

De injectievloeistof bestaat uit een oplossing van kaliumchloride in water. Zoals in schema IV is aangegeven, kan de vloeistof onder een overdruk van perslucht worden getransporteerd. De hoeveelheid kan met een rotameter worden ingesteld; de concentratie is één grammolecuul per liter.

De injectievloeistof wordt door een „injectiekruis" zo goed mogelijk over de gehele doorsnede gedoseerd. Dit injectiekruis bevindt zich direct onder de zeefplaat; de aanvoering loopt door de as van het gepakte bed. De injectie kan m.b.v. driewegkraan A worden afgesloten, waarbij het mogelijk is een gedeelte van de zoutoplossing in B terug te voeren.

## 3. Het meet-circuit.

De zoutconcentratie op een bepaalde plaats in de fluïdisatie-sectie wordt uit de geleidbaarheid bepaald. Om eenvoudige meting mogelijk te maken, is met de hulp van ir Th. Willemse een schakeling ontworpen, die een lineair verband tussen afgegeven spanning en geleidbaarheid geeft. Worden de zoutconcentraties klein gehouden, dan is het verband tussen geleidbaarheid en concentratie ook lineair. Schema V-a geeft de gebruikte schakeling weer. Hiermee wordt een lineair verband tussen concentratie en spanning gevonden voor zoutconcentratie kleiner dan  $2 \cdot 10^{-2}$  normaal

Voor een beschrijving van genoemde schakeling wordt naar appendix I verwezen.

## III-c. Metingen.

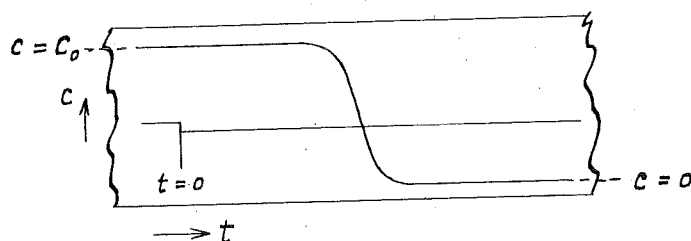
Bij verschillende bedhoogten is de responsie van een negatieve sprongfunctie als functie van de porositeit bepaald.

De bedhoogten zijn 12 resp. 5 m, de deeltjesgrootte is

$10^{-3}$  m. De porositeit is tussen 0,26 en 0,40 gevarieerd met intervallen van 0,02 resp. 0,05; de grootte ervan is door het inwegen van korrels bepaald. De dichtheid van het glas is  $2935 \text{ kg/m}^3$ . De responsie wordt m.b.v. een geleidbaarheidscel bepaald; de cel bevindt zich 12 resp. 5 m boven de zeefplaat in de fluïdisatiesectie.

Het fluïdisatiedebiet wordt met een rotameter zó ingesteld, dat het bed minder dan 0,1 m (voor 5 m meetlengte 0,05 m) onder de cel staat. Door het injecteren van de zoutoplossing komt het bedniveau iets hoger, doch te allen tijde wordt de cel boven het bed gehouden. Wordt met de cel in de korrels gemeten, dan treden fluctuaties in de geleidbaarheidsmeting op. Dit wordt veroorzaakt door de aanwezigheid van bewegende glaskorrels tussen de elektroden. De zoutinjectie wordt met de rotameter zó ingesteld, dat de buisvoltmeter 350 - 500 mV aanwijst (zie appendix 2).

Tijdens de injectie wordt de concentratie ( $C_0$ ) door de Visicorder op een met constante snelheid lopende papierstrook geschreven. Om het volle meetbereik van de Visicorder te benutten, kan m.b.v. de spanningsdeler uit schema V-a de spanning die bij  $C_0$  hoort worden gedeeld tot dié waarde, waarbij de Visicorder z'n volle uitslag geeft. Teneinde het tijdstip waarop de injectie wordt gestopt ( $t = 0$ ) vast te kunnen leggen, is een hulpcircuit aangebracht, gegeven door schema V-b. De potentiometer is mechanisch verbonden met kraan A uit schema IV. Wordt kraan A gedraaid, dan is dit op de papierstrook te zien aan de lijn, door een tweede galvanometer geschreven.



Op deze wijze wordt een meetresultaat verkregen zoals nevenstaand is aangegeven.

Om een goede sprongfunctie te verkrijgen wordt voor  $t =$  niet alleen de injectie gestopt, doch tevens een deel (1 à 2 ml) van de in de injectiebuis aanwezige vloeistof teruggevoerd in B. Ter plaatse van het injectiekruis kan dan geen „uitlekken“ optreden, daar de in het kruis aanwezige injectievloeistof

stof vervangen is door condenswater.

In totaal zijn zes verschillende meetseries verricht. De gebruikte opstelling was in deze gevallen niet dezelfde. Oorspronkelijk was in de opstelling geen koeler geprojecteerd. De pomp was een tandradpomp, ontwikkeld voor visceuze vloeistoffen tot een persdruk van 2 ata.

Met deze opstelling is de eerste meet-serie gemeten; hierbij is de persdruk echter tot ca. 8 ata opgevoerd om goede instelling van de rotameter mogelijk te maken. Vóór de tweede meetserie bleek, dat de pompas en rotor speling vertoonden. Na reparatie gaf de pomp een vloeistofdebiet waarop een trilling gesuperponeerd was, meting hiermee leek niet verantwoord.

De tweede serie is gemeten met een centrifugaalpomp in het systeem. Deze pomp nam een groter vermogen op, waardoor vooral bij de lage debieten hogere vloeistoftemperaturen werden gevonden. Vóór de derde meetserie werd in het circuit een koeler opgenomen, waarmee de vloeistoftemperatuur kan worden ingesteld.

Tijdens de metingen is gebleken, dat de stukken, waaruit de fluïdisatiesectie is opgebouwd, verticaal moeten staan. Een knik in een verbindingstuk veroorzaakt een wervel in het bed, waardoor een moeilijk te interpreteren responsie wordt verkregen.

In meetserie vier is op één plaats in het bed (7 m hoogte), door een uitwijking van de fluïdisatie-sectie, een wervel veroorzaakt. Bij de vijfde meetserie is de temperatuur van het condenswater gevariëerd, om het temperatuur-effect te kunnen bepalen. Beide meetseries gelden voor één porositeit.

Genoemde meetseries zijn allen verricht bij een meetlengte van 12 m. Meetserie zes is gelijk aan meetserie drie, doch de meetlengte bedraagt hier 5 m.

#### III-d. Berekeningen.

Met vergelijking [13] kan de axiale diffusiecoëfficiënt grafisch worden bepaald. Wordt in vergelijking [13]

$$\frac{l - v l t}{\sqrt{4 D_a t}} = X \text{ gesteld, dan gaat deze over in:}$$



$$\frac{c}{c_0} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^X e^{-q^2} dq \right]$$

of:  $\frac{c}{c_0} = \frac{1}{2} [1 + \operatorname{erf} X]$  [14], waarin  $\operatorname{erf} X = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^X e^{-q^2} dq$ .

Bovendien geldt:  $\int_{-\infty}^0 e^{-q^2} dq = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$

dus ook:  $\frac{c}{c_0} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^X e^{-q^2} dq$ . [15]

De functie  $\frac{c}{c_0} = f(X)$  uit vergelijking [15] geeft, uitgezet op waarschijnlijkheidspapier, een rechte door de punten

$$X = \infty \quad \frac{c}{c_0} = 1$$

$$X = -\infty \quad \frac{c}{c_0} = 0$$

$$X = 0 \quad \frac{c}{c_0} = \frac{1}{2}$$

Grafisch zijn oneindige waarden voor  $X$  uiteraard niet aan te geven. Op het waarschijnlijkheidspapier zijn de aangenomen uiterste waarden voor  $c/c_0$ :

$$c/c_0 = 99,98 \cdot 10^{-2}$$

$$c/c_0 = 0,02 \cdot 10^{-2}$$

De bijbehorende waarden van  $X$  kunnen m.b.v. getabelleerde waarden voor  $\operatorname{erf} X$  (7) worden berekend uit vergelijking [14]. Deze waarden zijn:

$$X = 2,50 \quad c/c_0 = 99,98 \cdot 10^{-2}$$

$$X = -2,50 \quad c/c_0 = 0,02 \cdot 10^{-2}$$

Daar de waarde van  $X$  niet uit de waarnemingen is te berekenen omdat  $ID_a$  onbekend is, wordt voor de diffusiecoëfficiënt een waarde  $ID'_a$  aangenomen.

Hiermee is  $c/c_0 = f(X')$ , waarin  $X' = \frac{l - v_l t}{\sqrt{4 ID'_a t}}$ , te berekenen.

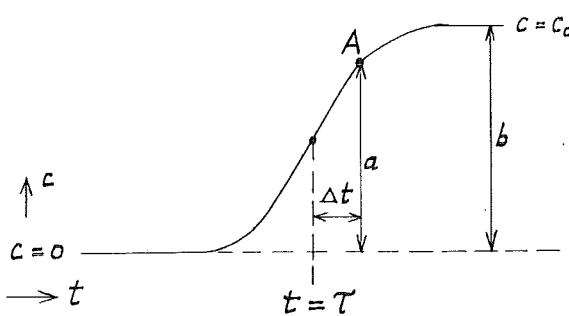
De voor deze berekening benodigde gegevens zijn:

- a)  $l$ ,  $v_l$  en  $D'_a$  die voor elke meting constanten zijn,  
 b)  $c/c_0$  die als functie van  $t$  wordt bepaald.

$l$  is de bekende meetlengte, n.l. 12 resp. 5 m.  
 $v_l$  kan uit de gemeten curve worden bepaald,  $v_l = \frac{l}{\tau}$   
 Hierin is  $\tau$  de verblijftijd in het bed,  
 die wordt bepaald uit:  $t = \tau$  voor  $c/c_0 = \frac{1}{2}$

$D'_a$  hiervoor wordt  $10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$  aangenomen.

$c/c_0 = f(t)$  wordt m.b.v. een afleesapparaat uit de opgemeten curve bepaald. Uitgegaan wordt van het punt:  $t = \tau$  ( $c/c_0 = \frac{1}{2}$ ); ter weerszijden van dit punt worden op vaste intervallen de concentratie en de tijd afgelezen.



In nevenstaande figuur zijn de waarden van  $c/c_0$  en  $t$  voor het punt A bepaald.

$$\left(\frac{c}{c_0}\right)_A = \frac{a}{b} \quad \text{en} \\ t_A = \tau + \Delta t.$$

Wordt  $c/c_0 = f(X')$  nu op waarschijnlijkheidspapier uitgezet, dan wordt eveneens een rechte verkregen. Voor  $c/c_0 = 99,98 \cdot 10^{-2}$  wordt voor deze rechte  $X' = P$  gevonden (zie figuur). Was de juiste diffusiecoëfficiënt  $D'_a$  aangenomen, dan was voor  $c/c_0 = 99,98 \cdot 10^{-2}$  de waarde  $X = X' = 2,50$  gevonden.

Voor  $X$  en  $X'$  geldt:

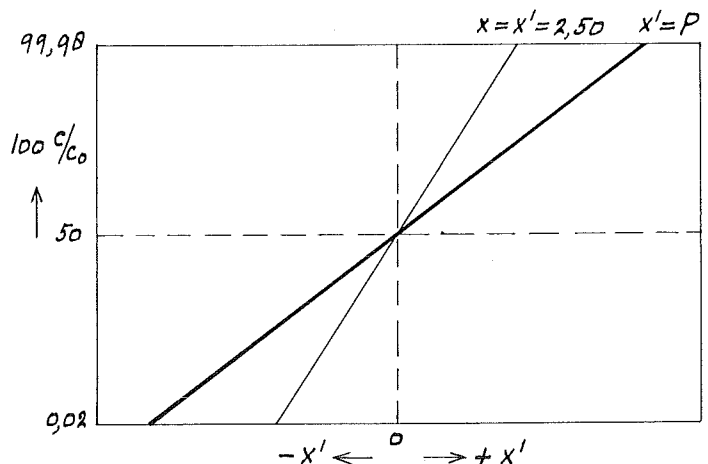
$$X = \frac{l - v_l t}{\sqrt{4t}} \cdot \frac{1}{\sqrt{D'_a}}, \quad X' = \frac{l - v_l t}{\sqrt{4t}} \cdot \frac{1}{\sqrt{D'_a}}$$

dus:

$$D'_a = \left(\frac{X'}{X}\right)^2 D'_a$$

De juiste diffusiecoëfficiënt  $D'_a$  wordt dus berekend uit:

$$D'_a = \frac{\left(\frac{P}{2,50}\right)^2 \cdot 10^{-4}}{\text{m}^2/\text{s}}$$



De op deze wijze berekende diffusie-coëfficiënten zijn voor de series 1, 2, 3 en 6 in grafiek V en tabel IV als functie van de porositeit weergegeven. De waarden voor de series 4 en 5 zijn in tabel III opgenomen. Voor de meetseries 1 en 2 zijn bij elke porositeit meerdere responsiecurven gemeten, dus ook meerdere diffusie-coëfficiënten berekend. De in grafiek V opgenomen waarden zijn gemiddelden hiervan.

### III-e. Bespreking van de resultaten.

In grafiek V is te zien, dat  $ID_a = f(\epsilon)$  niet voor alle meetseries een gelijk verloop heeft.

1. De waarden berekend uit serie 2 liggen boven die voor de series 1 en 3.
2. De metingen op 5 m (serie 6) geven over het geheel lagere diffusiecoëfficiënten, vooral echter bij hogere porositeit. Het verloop is echter gelijk aan dat van series 1 en 3.

ad.1. Bij de series 1 en 3 zijn de grootst mogelijke voorzorgen genomen om de fluïdisatie-sectie wervel-vrij te houden. Tijdens serie 2 is echter, door de hogere temperatuur van het condenswater, de fluïdisatie-sectie ontzet en zijn wervels waargenomen. Door F. Douwes Dekker zijn eveneens axis diffusie-coëfficiënten bepaald. Dit met de opstelling, zoals voor de eerste meetserie is besproken. Deze waarden vertonen grote overeenkomst met die van serie 2 en zijn eveneens niet geheel wervelvrij bepaald.

Aangenomen moet worden, dat de wervels oorzaak zijn van het verschillend verloop van  $ID_a \cdot f(\epsilon)$  voor de verschillende meetseries. Uit de gegevens in tabel III volgt, dat wervels een grotere menging veroorzaken. Dit maakt de ligging van de waarden voor serie 2 aannemelijk.

ad.2. Uit de lagere waarden die voor serie 6 worden gevonden kan worden afgeleid, dat de sprongfunctie juist is ingevoerd. Een slechte sprongfunctie geeft een extra spreiding, waarvan de invloed op de diffusie-coëfficiënt voor kleine meetlengte het grootst is. Voor de meting op worden voor een slechte sprongfunctie hogere waarden van diffusie-coëfficiënt verwacht. Dit laatste is bij de door gevonden waarden niet het geval.

De invloed van wervels op de diffusie-coëfficiënt kan uit tabel III worden bepaald. De gemeten responsiecurven kunnen met de gegeven berekeningsmethode niet juist worden geïnterpreteerd. Door het optreden van wervels zijn de curven asymmetrisch; er kunnen een  $ID_{\min.}$  en een  $ID_{\max.}$  worden bepaald. De gemiddelde waarden uit tabel III zijn berekend uit:

$$ID_{\text{gem.}} = \frac{ID_{\min.} + ID_{\max.}}{2}$$

Wervels geven een grotere menging in het bed; er worden hogere waarden voor de diffusie-coëfficiënt gevonden.

De vloeistoftemperatuur heeft op de menging in het bed weinig invloed, zoals in tabel III is te zien. Echter blijkt uit de gemeten responsiecurven, dat de temperatuur aanzienlijke invloed heeft op de verblijftijd  $\tau$ . Hoge temperatuur geeft lage viscositeit van de vloeistof. De fluïdisatiesnelheid ( $v_l$ ) is volgens Richardson en Zaki (6) een functie van de vrije valsnelheid ( $v_s$ ):  $v_l = v_s \cdot \epsilon^{n-1}$

De vrije valsnelheid wordt ( $Re_s < 1000$ , (9)) groter bij hogere temperatuur. Zijn  $\epsilon$  en  $n$  constant, dan moet bij hogere temperatuur  $v_l$  groter zijn.

-:-:-:-:-:-:-

IV-a. Appendix I.

De geleidbaarheid van de vloeistof wordt gemeten m.b.v. een meetcel, die op een bepaalde constante wisselspanning is aangesloten. Variëert de geleidbaarheid van de oplossing, dan zal de stroom door de cel variëren. Hiermee evenredig variëert de spanning over een - in serie met de cel geschakelde - meetweerstand. De spanning over genoemde weerstand wordt door een transformator naar een hogere waarde getransformeerd. Deze spanning kan met een buisvoltmeter worden gemeten.

In plaats van het buisvoltmeter aanwijs-instrument kan via een spanningsdeler een Visicorder worden aangesloten, die het opnemen van de geleidbaarheid als functie van de tijd mogelijk maakt. In de Visicorder wordt een spanning door een spiegel galvanometer m.b.v. een lichtstraal op lichtgevoelig papier weergegeven. Door het aanwijsinstrument te vervangen, wordt de in de buisvoltmeter aanwezige gelijkrichter benut. In het circuit is een schakelaar opgenomen, zodat de voedingsspanning met de buisvoltmeter kan worden gecontroleerd. De voedingsspanning bedraagt 2 Volt, 3000 Hz en wordt geleverd door een toon-generator.

Opdat de spanning over de cel bij variërende geleidbaarheid constant blijft, moeten de voedings- en meetweerstand klein t.o.v. de celweerstand worden gekozen. De celweerstand wordt bepaald door de afmetingen van de cel en de geleidbaarheid van de oplossing.

De cel bestaat uit twee platina electroden van  $2 \times 3$  mm, die op een onderlinge afstand van 2 mm zijn geplaatst. De afmetingen zijn zó gekozen, dat het mogelijk is een concentratiegradiënt over de buisdiameter te meten; m.a.w. klein t.o.v. de buisdiameter.

Voor de celweerstand geldt:

$$R_c = \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{l'}{F}$$

hierin is:

- $R_c$  = celweerstand. ( $\Omega$ )  
 $\kappa$  = geleidbaarheid van de oplossing. ( $\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ )  
 $l'$  = electrodenafstand. (cm)  
 $F$  = halve oppervlak van een elektrode. ( $\text{cm}^2$ )

Voor verdunde oplossingen is de geleidbaarheid evenredig met de concentratie:

$$\kappa = k \cdot c$$

$c$  = concentratie.

$k$  = een constante.

dus:

$$R_c = \frac{l'}{k \cdot c \cdot F}$$

Uit de schakeling volgt, dat:  $\frac{V_v}{R_c} = \frac{V_m}{R_m}$

waarin:

$V_v$  = voedingsspanning.

$V_m$  = meetspanning.

$R_m$  = meetweerstand.

Hierbij is verondersteld, dat de celweerstand veel groter is dan de voedings- en de meetweerstand.

Uit voorgaande vergelijkingen volgt:

$$V_m = k \cdot c \cdot R_m \cdot \frac{F}{l'} \cdot V_v \quad [a]$$

Vergelijking [a] geeft een lineair verband tussen  $V_m$  en  $c$  en geldt dus indien de gemaakte veronderstellingen juist zijn.

De minimale celweerstand kan worden berekend uit de maximale geleidbaarheid. Voor een  $2 \cdot 10^{-2}$  n KCl oplossing geldt:

$$\kappa = 2 \cdot 10^{-3} \text{ ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ bij ca. } 20^\circ\text{C} \quad (8).$$

$$R_c = \frac{1}{2 \cdot 10^{-3}} \times \frac{0,2}{0,2 \times 0,3} \approx 1600 \ \Omega$$

De waarden van  $R_m$  en  $R_v$  (voedingsweerstand) moeten dus veel kleiner zijn dan  $1600 \ \Omega$ .

Uit [a] volgt, dat voor een goede gevoeligheid  $R_m$  en  $V_v$  groot moeten zijn. De voedingsspanning wordt bepaald door het vermogen van de toongenerator ( $W$ ) en de waarde van  $R_v$ :

$$W = \frac{V_v^2}{R_v} \quad [b]$$

Voor een goede gevoeligheid van de meting worden  $R_m$  en  $R_v$  gelijk aan ca. 1% van de minimale celweerstand genomen, dus  $15 \ \Omega$ .

1. Het opgenomen vermogen bedraagt:

$$W = \frac{2^2}{15} \approx 0,25 \text{ Watt.}$$

2. Daar het vermogen van de toongenerator 0,5 Watt bedraagt, wordt deze niet overbelast.

-:-:-:-:-

IV-b. Appendix II.

De hoeveelheid zout die kan worden geïnjecteerd, wordt bepaald door de meetapparatuur. De geleidbaarheid mag niet hoger zijn dan dié, welke overeenkomt met een  $2 \cdot 10^{-2}$  n KCl-oplossing. De concentratie van de zout-oplossing wordt bepaald door de invloed van deze extra vloeistofstroom op de fluïdisatie en de instel-nauwkeurigheid van het injectie-debiet.

Uit metingen blijkt, dat voor een meetspanning van 500 mV, de concentratie  $7 \cdot 10^{-3}$  n aan KCl is. Daar wordt geïnjecteerd met een 1 n oplossing, bedraagt het injectiedebiet 0,7% van het fluïdisatiedebiet. De 1 n oplossing is gekozen, om het injectiedebiet met een rotameter voldoende nauwkeurig te kunnen instellen.

De invloed op de fluïdisatie kan m.b.v. Richardson en Zaki (6) worden berekend.

Stel, dat het injectiedebiet 1% van het fluïdisatiedebiet bedraagt.

Nu geldt:

$$\frac{(V_0)_1}{(V_0)_2} = \left( \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \right)^n.$$

$(V_0)_1$  en  $(V_0)_2$  zijn de vloeistofsnelheden, betrokken op de lege doorsnede, in het geval al of niet wordt geïnjecteerd.

Stel :  $n \approx 2,4$  ,  
dan is dus:

$$\log \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} = \frac{1}{2,4} \log \frac{101}{100} \quad \text{of} \quad \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} = 1,004.$$

De bedhoogte varieert dus 0,4% van de meetlengte.

$$\text{Voor } l = 12 \text{ m.} \quad \Delta l \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ m.}$$

$$l = 5 \text{ m.} \quad \Delta l \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ m.}$$

Dit is als toelaatbaar aangenomen.

---:---:---:---:---



V. Literatuur.

- (1) G.A.Latinen,  
Dissertatie, Princeton Univ. (1951).
- (2) T.J.Hanratty, G.A.Latinen, R.H.Wilhelm,  
A.I.Ch.E.Journal, 2 (1956) 372.
- (3) J.Cranck,  
The Mathematics of Diffusion (1956) 27.
- (4) H.S.Carslaw, J.C.Jaeger,  
Conduction of Heat in Solids (1959) 260.
- (5) T.Baron,  
Chem.Eng.Progr. 48 (1952) 119.
- (6) J.F.Richardson, W.N.Zaki,  
Trans.Instn.Chem.Engrs. 32 (1954) 35.
- (7) E.Jahnke, F.Emde,  
Tables of Functions (1938) 24.
- (8) P.Dingemans,  
Electrochemie (1955) 26.
- (9) H.Kramers,  
Collegedictaat Physische transportver-  
schijnselen (1958) 59.

-:-:-:-:-

VI. Gegevens gebruikte opstellingen.

A. Radiale menging.

fluïdisatie-rotameters	: P.T.L. 1223	
		1612
		1745
injectie-rotameters	: P.T.L. 1542	
		1655
monster-rotameter	: P.T.L. 1621	
stabilisator	nr 30	staal 37.
injectievat	nr 142	r.v.staal.
buffervat	nr 31	staal 37.
meetvaten	nrs 32, 33	staal 37.
koeler		r.v.staal.

B. Axiale menging.

fluïdisatie-rotameter	: P.T.L. 73	
injectie-rotameter		1690
koeler	nr 45	(koperen spiraal)
buffervat	nr 145	r.v.staal.
injectievat		staal 37

--:--:--:--:--:--

VII. Gebruikte symbolen.

a'	constante voor gepakt bed.	-
a	straal injectiebuis.	(m)
c	concentratie.	(kg/m <sup>3</sup> )
c <sub>i</sub>	injectie-concentratie.	(kg/m <sup>3</sup> )
c*	gereduceerde concentratie $c/c_i$ .	-
c <sub>o</sub>	gemiddelde concentratie in het bed bij continue injectie.	(kg/m <sup>3</sup> )
c* <sub>t</sub>	gereduceerde concentratie in het maximum van een verdelingscurve ( $r=0$ ) $c_t/c_i$ .	-
d	diameter injectiebuis (2 a).	(m)
d <sub>p</sub>	deeltjesdiameter.	(m)
D	diameter fluïdisatiebuis (2 R).	(m)
ID <sub>r</sub>	radiale diffusie-coëfficiënt.	(m <sup>2</sup> /s)
ID <sub>a</sub>	axiale diffusie-coëfficiënt.	(m <sup>2</sup> /s)
ID <sub>∞</sub>	waarde van ID voor oneindig lange tijd.	(m <sup>2</sup> /s)
E	extinctie.	-
k	absorptie-coëfficiënt.	-
ℓ	meetlengte.	(m)
L	lichtweg in de vloeistof.	(m)
ℓ'	electroden afstand.	(m)
n'	aantal deeltjes per lengte ℓ.	-
n	exponent volgens Richardson en Zaki.	-
R	straal fluïdisatiebuis.	(m)
r	afstand uit top concentratieverdeling.	(m)
r'	afstand uit de as van het bed.	(m)
r*	gereduceerde afstand $r/R$ .	-
R <sub>c</sub>	celweerstand.	(ohm)
t	tijd.	(s)
v	snelheid in het bed in de as-richting.	(m/s)
v <sub>o</sub>	snelheid betrokken op de lege buis.	(m/s)
v <sub>i</sub>	snelheid van de injectiestroom.	(m/s)
v <sub>s</sub>	vrije valsnelheid van een deeltje.	(m/s)
X	dimensieloze parameter $\frac{\ell - v_\ell t}{\sqrt{4 ID_a t}}$	-
Y	afwijking.	(m)
$\overline{Y^2}$	gemiddeld kwadraat van de afwijking.	(m <sup>2</sup> )

$\beta$	constante.	-
$\varepsilon$	porositeit.	-
$\alpha$	geleidbaarheid.	(ohm <sup>-1</sup> .cm <sup>-1</sup> )
$\varphi$	hellingshoek concentratie-rechte.	graden.
$\varnothing_m$	geïnjecteerde stofmassa per t.e.	(kg/s)
$\varnothing_i$	injectiedebiet.	(m <sup>3</sup> /s)
$\varnothing_{fl}$	fluïdisatiedebiet.	(m <sup>3</sup> /s)
$\eta$	dynamische viscositeit.	(Ns/m <sup>2</sup> )
$\rho$	dichtheid.	(kg/m <sup>3</sup> )
$Pe$	getal van Péclet $\frac{v \ell d_p}{D}$ .	-
$Re_s$	getal van Reynolds voor vrij-vallend deeltje.	-

---:---:---:---:---

TABEL I.

$\epsilon$	$\phi_{fl}$ l/min.	$\phi_i$ l/min.	$v_o = v_i$ m/s	$v_l$ m/s
0,791	61,2	$27,7 \cdot 10^{-3}$	0,147	0,186
0,791	61,2	27,7 . "	0,147	0,186
0,738	51,2	23,2 . "	0,123	0,167
0,686	43,5	19,7 . "	0,105	0,153
0,634	35,3	16,0 . "	0,085	0,134
0,584	28,8	13,0 . "	0,069	0,119
0,530	22,9	10,4 . "	0,055	0,104
0,479	18,3	8,3 . "	0,044	0,092

TABEL II.

$\epsilon$	$ID_r$ m <sup>2</sup> /s uit vergelijking [7] (helling)	$ID_r$ m <sup>2</sup> /s uit vergelijking [8] (extrapolatie)
0,791	$5,89 \cdot 10^{-5}$	$4,71 \cdot 10^{-5}$
0,791	6,04 . "	4,71 . "
0,738	6,94 . "	5,28 . "
0,686	7,02 . "	6,12 . "
0,634	7,05 . "	5,16 . "
0,584	5,86 . "	3,57 . "
0,530	4,38 . "	2,68 . "
0,479	3,18 . "	1,76 . "

TABEL III.

4 <sup>e</sup> meetserie $\epsilon = 0,66$			5 <sup>e</sup> meetserie $\epsilon = 0,66$	
uitwijking $10^{-2}$ m	$10^4 \cdot D_a$ $m^2/s$	$10^4 \cdot \overline{D_a}$ $m^2/s$	t °C	$10^4 \cdot D_a$ $m^2/s$
- 2	8,4 19,9	14,2	22,6	3,65
- 1	6,5 10,0	8,2		
0	3,61	3,61	30,5	3,56
+ 1	5,9	5,9		
+ 2	6,9 16,0	11,4		

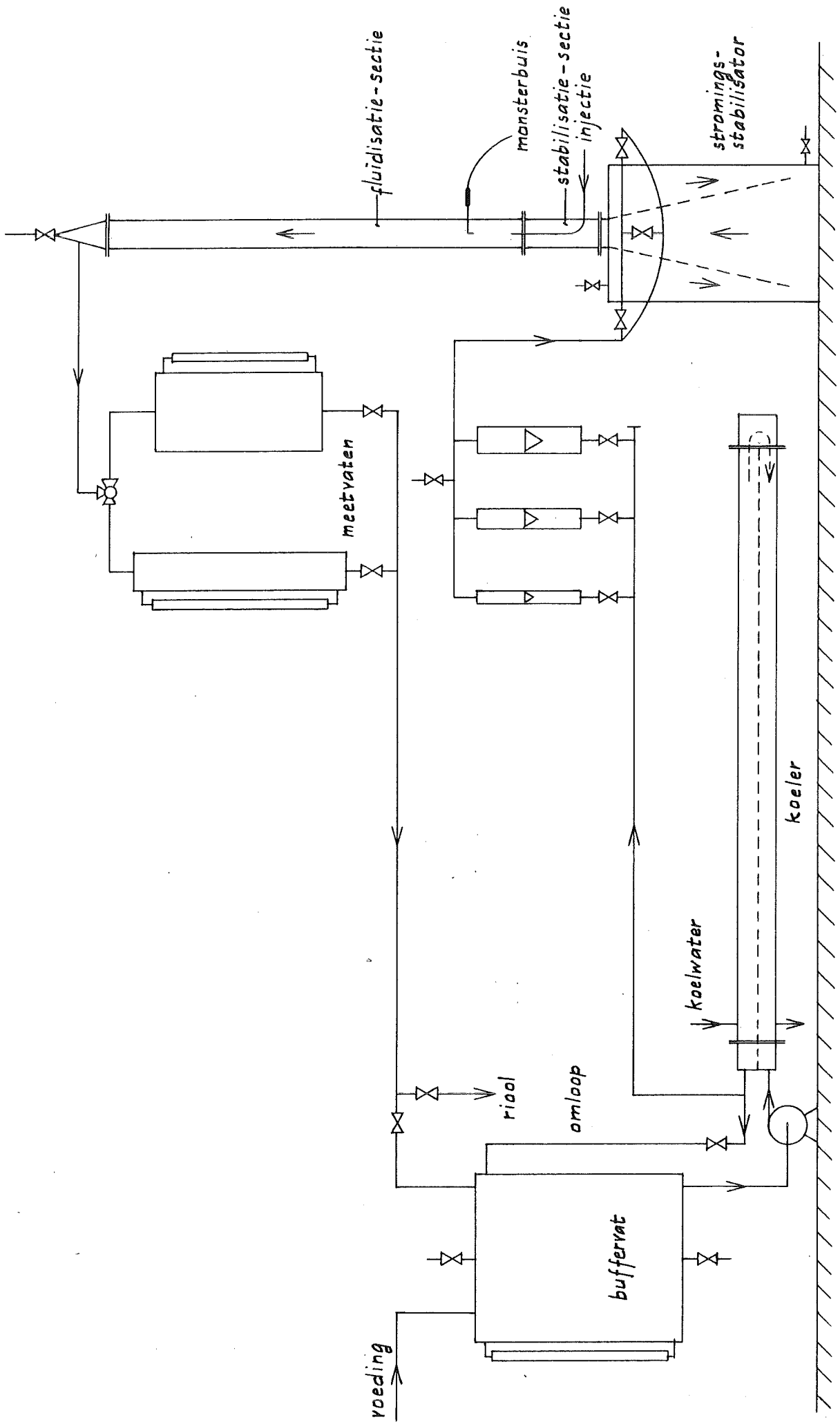
TABEL IV

1 <sup>e</sup> meetserie.			2 <sup>e</sup> meetserie.						
$\varepsilon$	$10^4 \cdot \overline{ID}_a$ m <sup>2</sup> /s	$10^4 \cdot \overline{\overline{ID}}_a$ m <sup>2</sup> /s	$\varepsilon$	$10^4 \cdot \overline{ID}_a$ m <sup>2</sup> /s	$10^4 \cdot \overline{\overline{ID}}_a$ m <sup>2</sup> /s	$\varepsilon$	$10^4 \cdot \overline{ID}$ m <sup>2</sup> /s	$10^4 \cdot \overline{\overline{ID}}_a$ m <sup>2</sup> /s	
0,85	13,1	12,8	0,86	16,9	17,0	0,66	6,5	6,5	
	11,7			17,2			6,5		
	13,4		0,84	16,2	16,2	0,64	6,1	6,1	
	12,9			16,2			6,1		
0,80	9,9	9,5	0,82	13,9	13,8	0,62	4,45	4,50	
	9,1			13,8			4,55		
0,75	5,9	6,0	0,80	13,0	12,6	0,60	4,18	4,04	
	6,1			12,3			3,90		
0,70	4,9	5,0	0,78	10,5	10,8	0,58	2,93	2,96	
	5,1			11,2			3,00		
0,65	3,80	3,9	0,76	10,7	10,6	0,56	2,93	2,71	
	3,95			10,5			2,49		
0,60	2,70	2,92	0,74	8,4	8,4				
	3,12			8,5					
	2,93		8,3	8,7					
0,55	2,06	2,01	0,72	9,0					
	1,97			7,5					7,4
	1,99			7,2					
0,50	1,44	1,40	0,68	7,8	7,8				
	1,36			7,8					
				7,8					

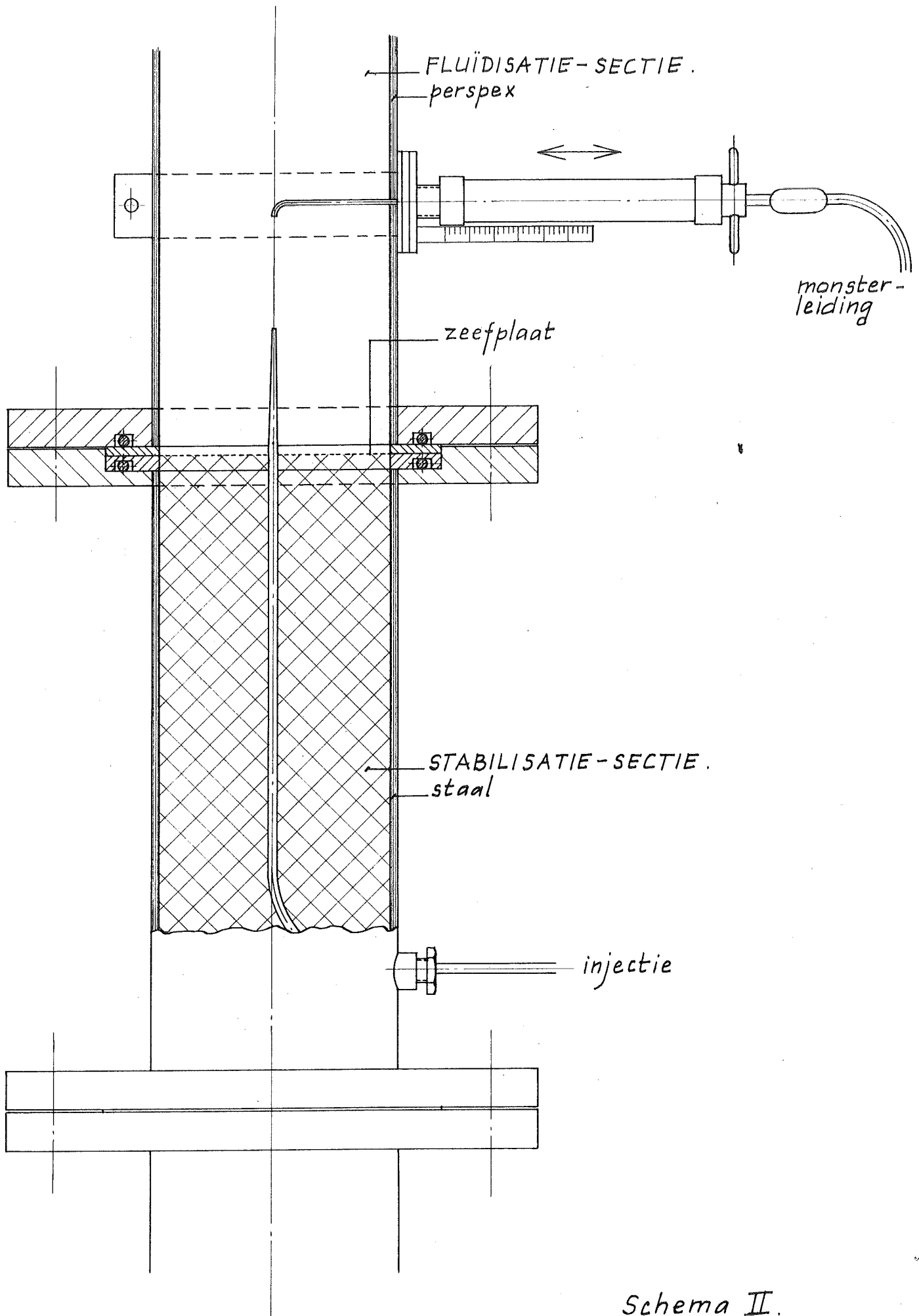
TABEL IV. (vervolg)

3 <sup>e</sup> meetserie.			6 <sup>e</sup> meetserie.		
$\epsilon$	$10^4 \cdot D_a$ m <sup>2</sup> /s	t °C	$\epsilon$	$10^4 \cdot D_a$ m <sup>2</sup> /s	t °C
0,86	15,0	22,5	0,86	8,5	20,0
0,84	13,1	24,2	0,84	7,6	22,2
0,82	11,0	25,0	0,82	7,2	22,2
0,80	9,0	25,2	0,80	5,9	22,2
0,78	6,6	24,0	0,78	5,3	22,0
0,76	6,0	23,9	0,76	4,45	22,0
0,74	5,4	24,0	0,74	4,08	22,0
0,72	5,3	24,3	0,72	4,08	22,5
0,70	5,0	24,1	0,70	4,00	22,4
0,68	4,36	24,0	0,68	3,48	22,6
0,66	3,91	24,1	0,66	3,00	22,5
0,64	3,95	24,1	0,64	3,00	22,3
0,62	3,24	24,2	0,62	2,92	20,6
0,60	2,93	24,2	0,60	2,42	20,1
0,58	2,70	24,0	0,58	2,22	19,9
0,56	3,04	24,2	0,56	1,72	20,1
			0,54	1,55	20,0
			0,52	1,33	20,1
			0,50	1,26	19,8
			0,48	1,14	19,8
			0,46	0,96	19,8
			0,44	0,83	19,6
			0,42	0,87	19,7
			0,40	1,21	19,6

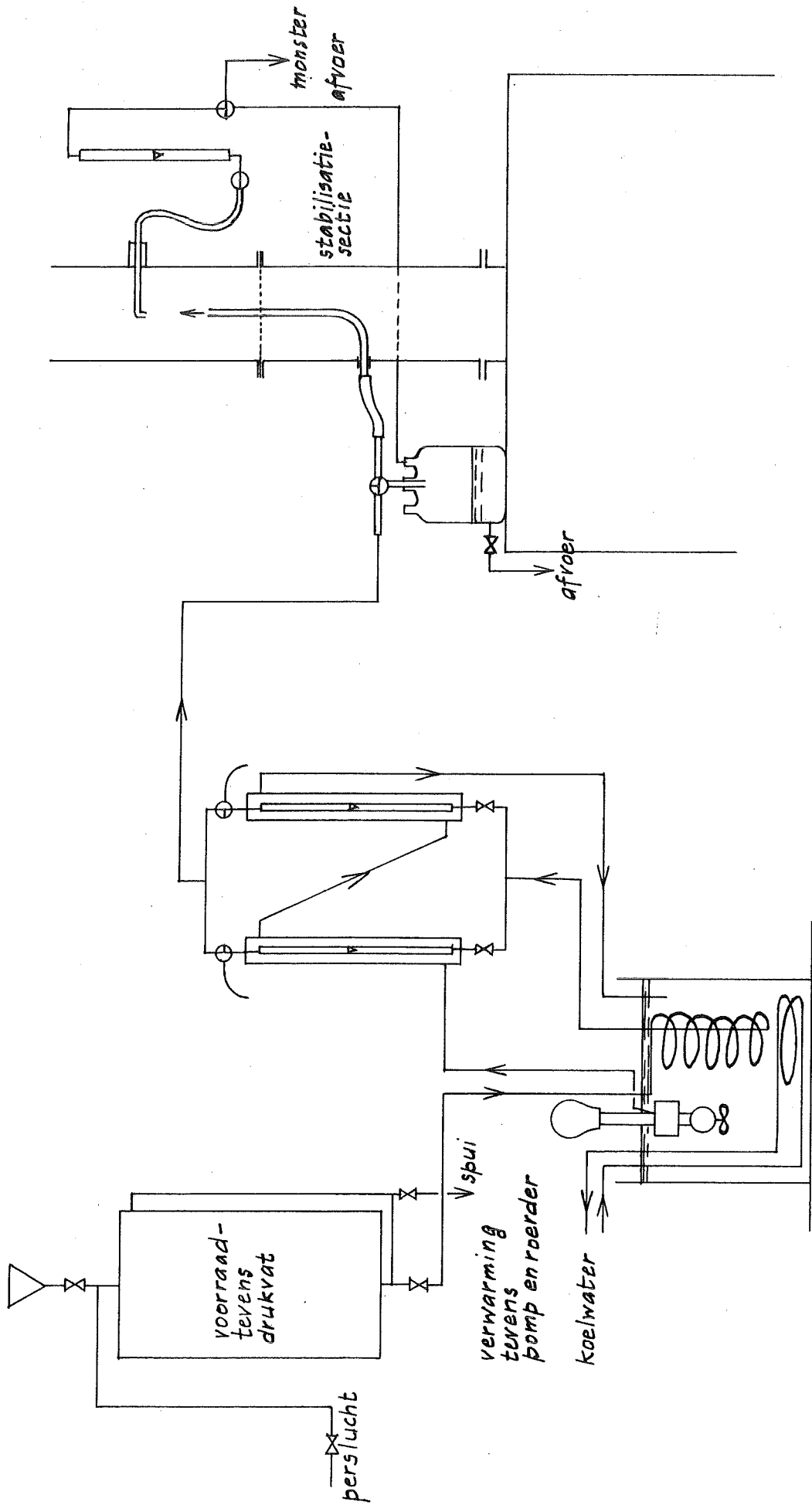




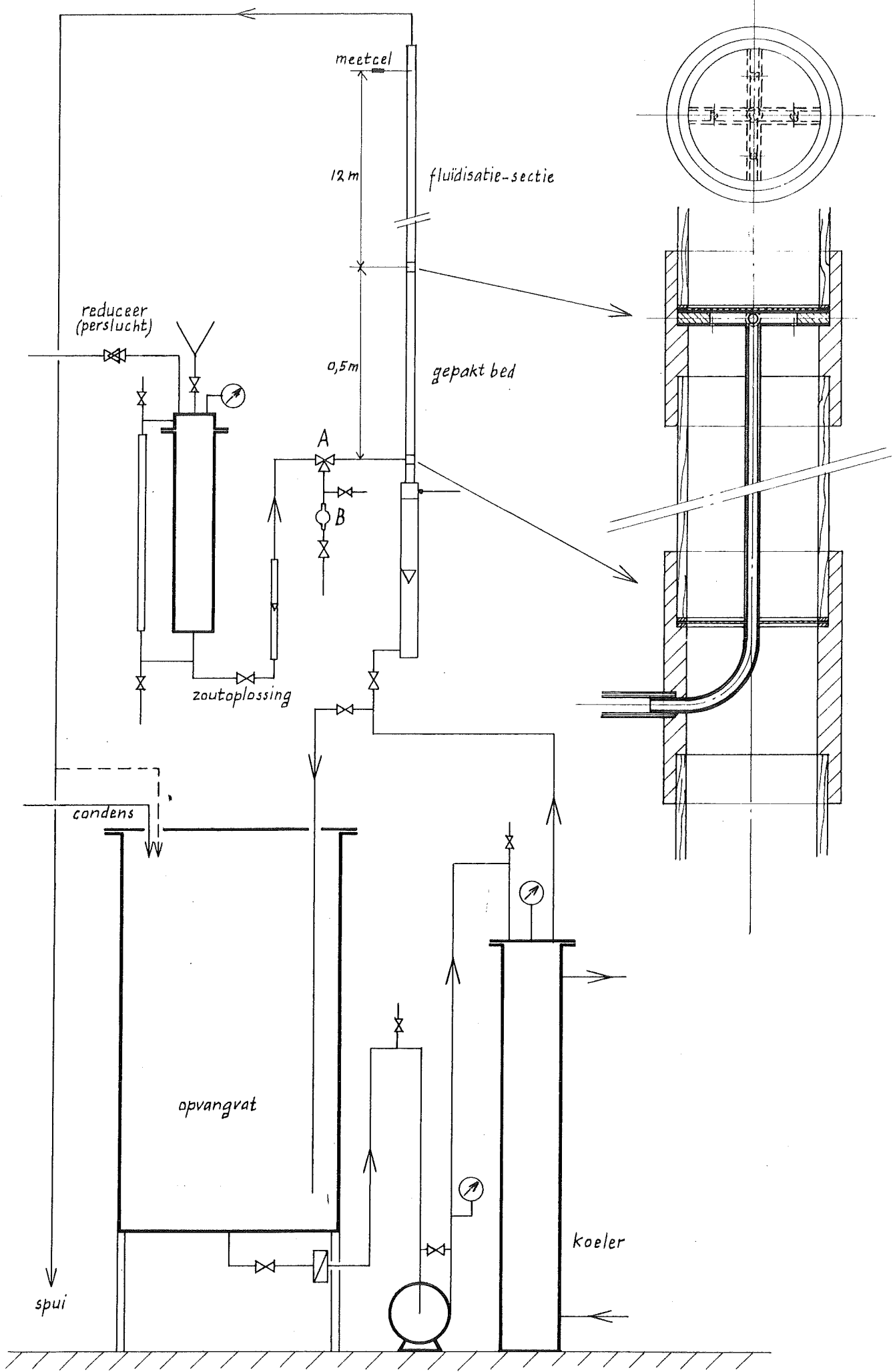
Schema I.



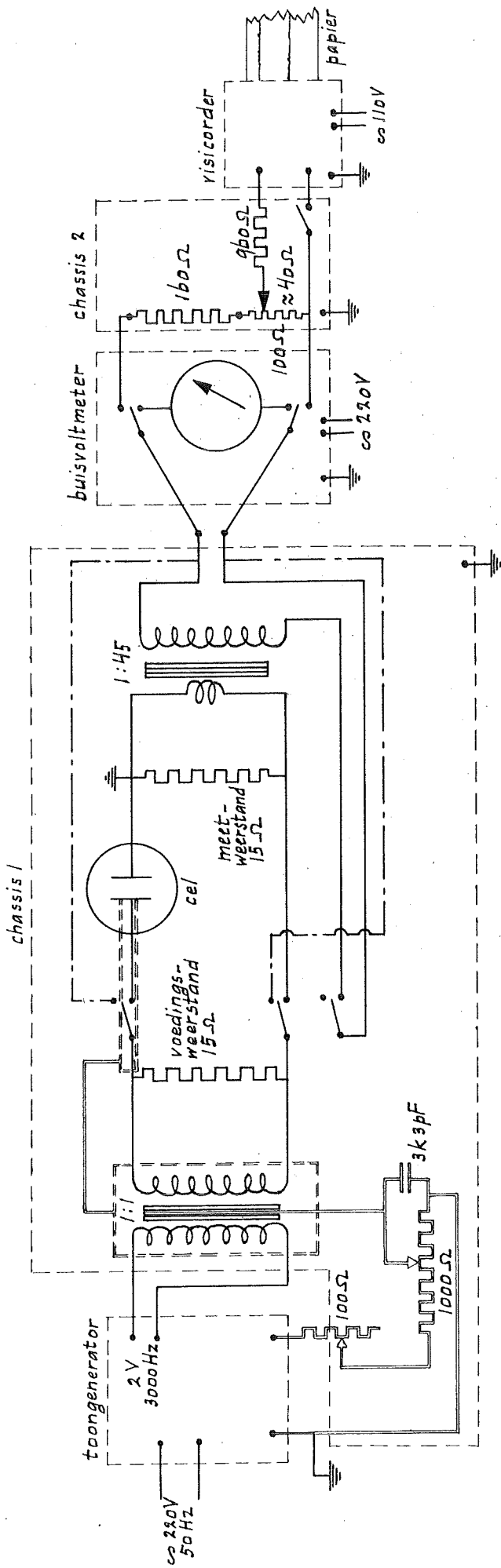
Schema II.



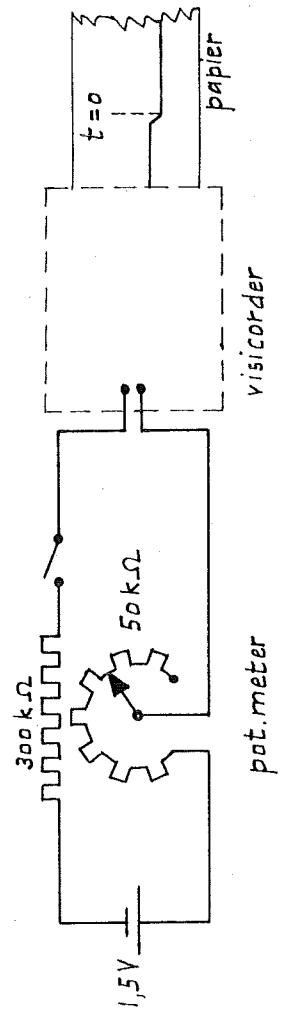
Schema III.



Schema IV



Schema Ia

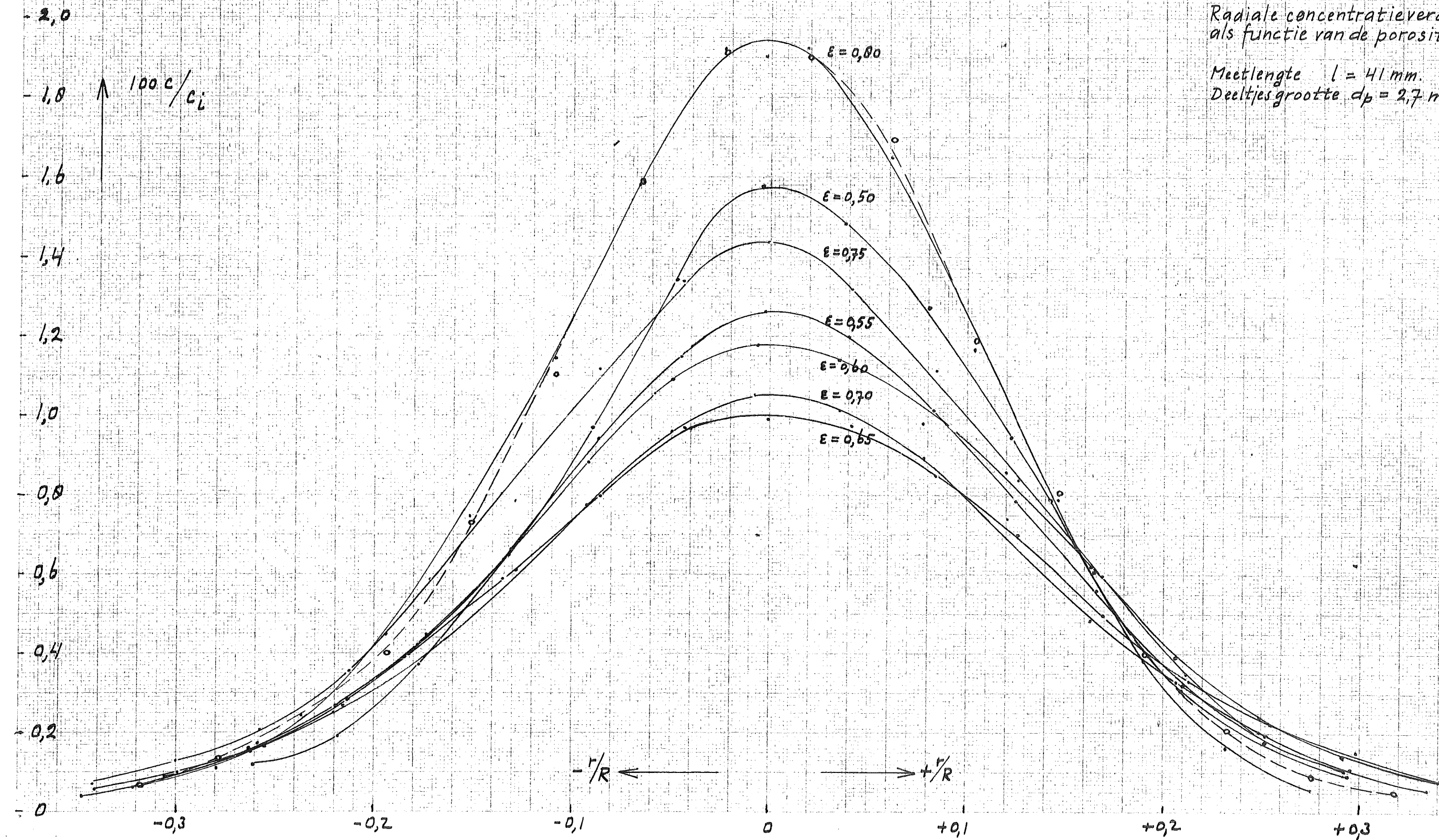


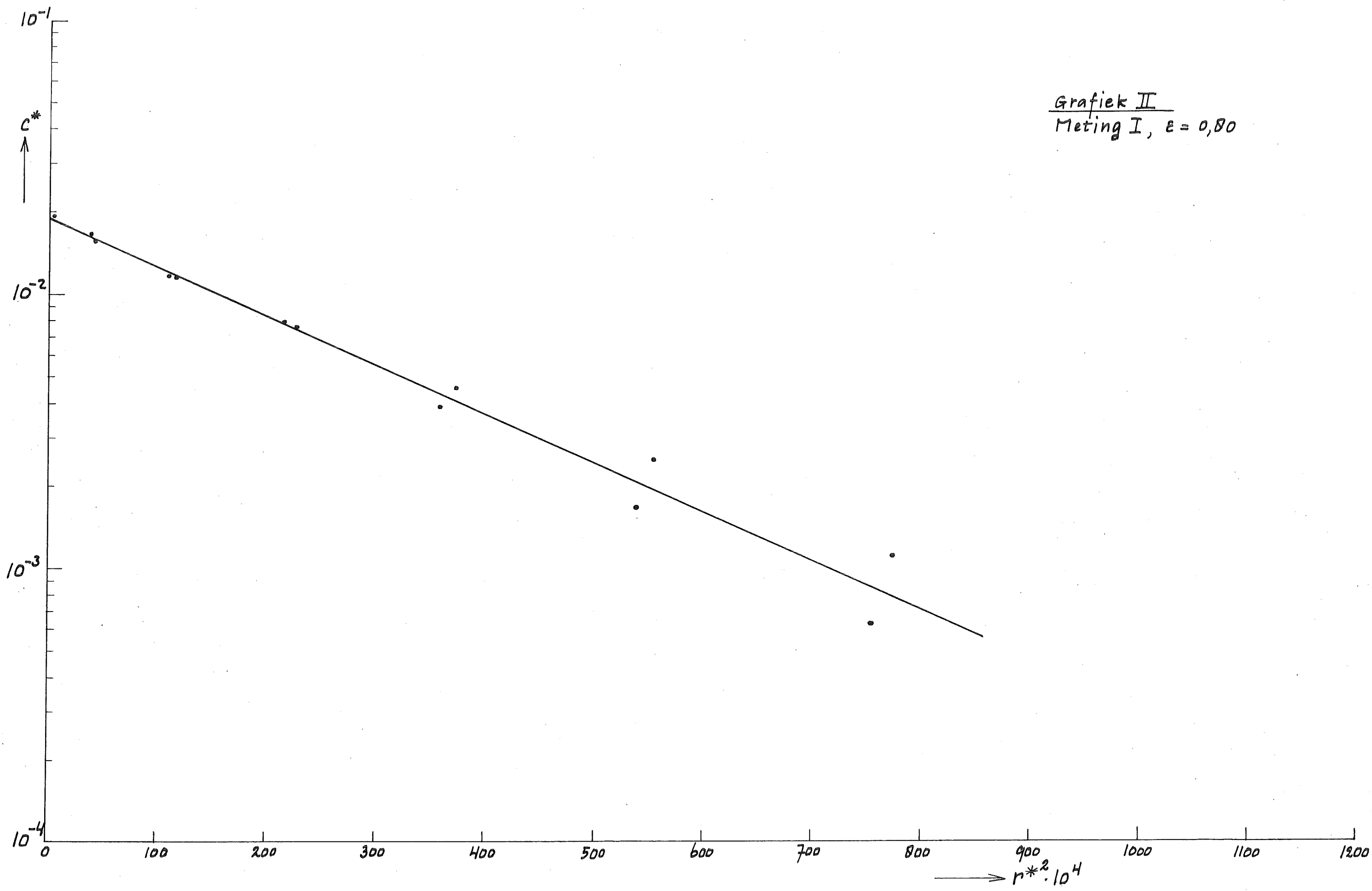
Schema Ib

Grafiek I.

Radiale concentratieverdeling  
als functie van de porositeit.

Meetlengte  $l = 41 \text{ mm}$ .  
Deeltjes grootte  $d_p = 2,7 \text{ mm}$ .

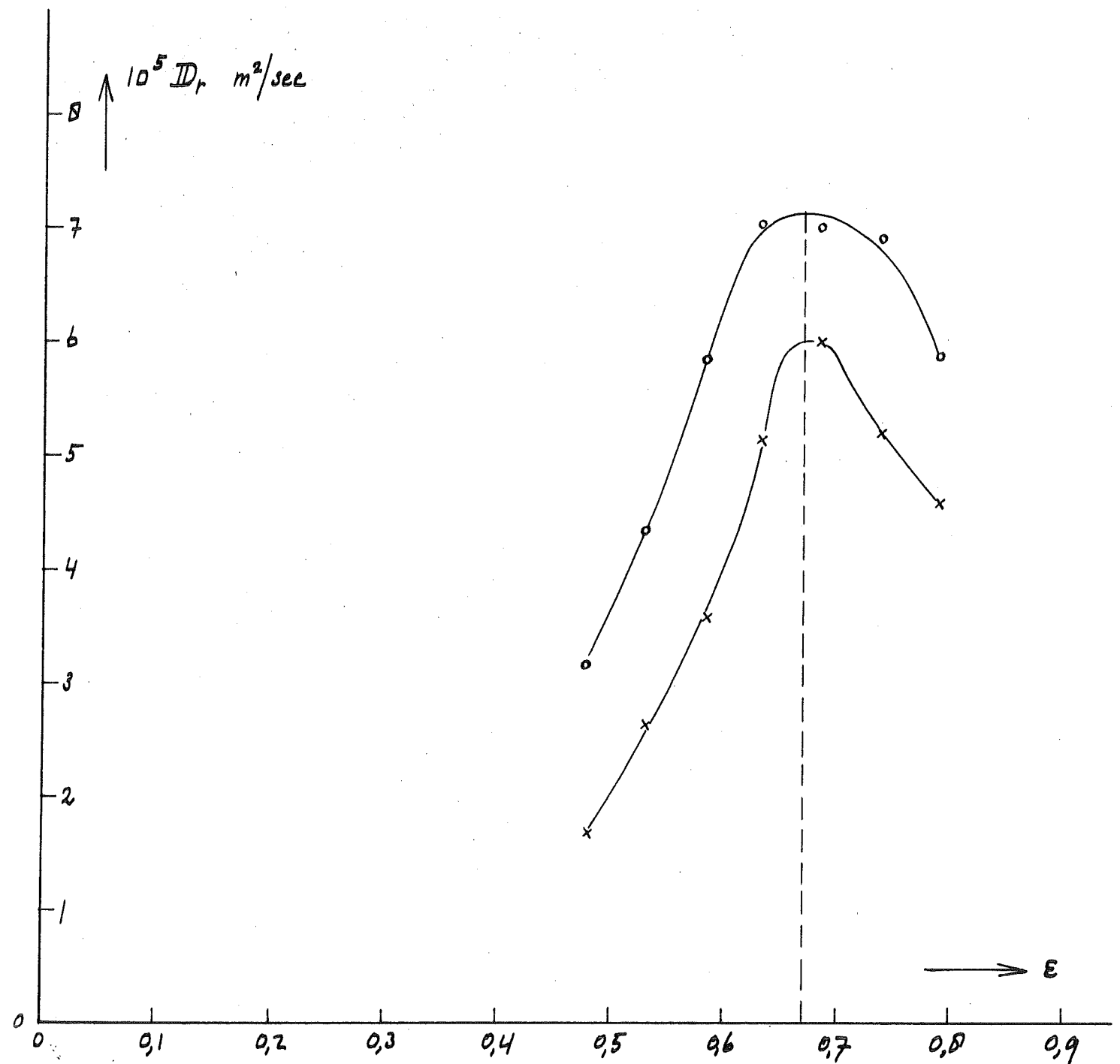




Grafiek III, diffusiecoëfficiënt als functie van de porositeit.

o waarden berekend uit concentratie-verdeling

x waarden berekend voor  $r=0$





Grafiek IV. Dimensieloze diffusiecoëfficiënt  $\frac{D_r}{v_s d_p}$  als functie van  $\epsilon$  en  $Re_s$ .

- x  $d_p = 2,7 \text{ mm}$ ,  $Re_s = 970$ .
- o  $d_p = 1,0 \text{ mm}$ ,  $Re_s = 140$  (Hanratty-Latinen)
- $\Delta$   $d_p = 1,8 \text{ mm}$ ,  $Re_s = 280$  ( " )
- $\square$   $d_p = 0,5 \text{ mm}$ ,  $Re_s = 40$  ( " )

