

39

Archief exemplaar

Laboratorium voor  
PHYSISCHE TECHNOLOGIE  
der Technische Hogeschool  
Pr. Bernhardlaan 6 - DELFT

Afstudeerverslag No. 399

door

B. Erdtziek Juni 1954

39

Laboratorium voor  
PHYSISCHE TECHNOLOGIE  
der Technische Hogeschool  
Pr. Bernhardlaan 6 - DELFT

Laboratorium voor  
PHYSISCHE TECHNOLOGIE  
der Technische Hogeschool  
Pr. Bernhardlaan 6 - DELFT

DE DRUPPELGROOTTE VERDELING VAN EEN NIET  
STABIELE EMULSIE IN HET STROMINGSVELD  
TUSSEN TWEE COAXIALE CYLINDERS BIJ ROTE-  
RENDE BINNENCYLINDER.

Kort<sup>9</sup> verslag van werkzaamheden verricht  
als Delfts Hogeschoolfonds-assistent van  
1 September 1953 - Mei 1954  
door  
B. Erdtsieck.

INHOUD.

Hoofdstuk	1. Inleiding.	Blz. 1
	2. Breken en samenvloeien.	Blz. 4
	3. Druppelgrootte verdeling.	Blz. 7
	4. Stromingsveld.	Blz. 12
	5. Correlatie druppelgrootte verdeling- Stromingsveld.	Blz. 15
	6. Meetmethoden.	Blz. 17
	7. Het bepalen van de druppelgrootte- verdeling uit de waarnemingen.	Blz. 20
	8. Apparatuur.	Blz. 25
	9. Waarnemingen.	Blz. 29
 <u>Bijlagen.</u>		
	Literatuurlijst.	Blz. 41
	Lijst symbolen.	Blz. 42
	Gegevens gebruikte vloeistoffen.	Blz. 43

De druppelgrootte verdeling van een niet-stabiele emulsie in het stromingsveld tussen twee coaxiale cilindres bij roterende binnencylinder.

1. Inleiding.

Dit onderzoek is een voortzetting van de metingen, die door F.P. van Groningen met een stipendium van het D.H.F. in 1952-1953 zijn gedaan.

Een niet-stabiele emulsie is een systeem van twee niet-mengbare vloeibare fasen, die, met behulp van mechanische krachten, als een emulsie in elkaar verdeeld zijn.

De uitdrukking "niet stabiel" vereist een nadere verklaring. Het "niet stabiel" zijn betekent niet, dat de emulsie in thermodynamisch opzicht niet stabiel is. De zgn. "stabiele" emulsies zijn in thermodynamisch opzicht eveneens niet-stabiel. Een emulsie zal, na enige tijd in rust te zijn geweest, ten gevolge van het verschil in soortelijk gewicht, door bezinking splitsen in de twee vloeibare fasen.

De uitdrukking "niet stabiel" houdt verband met de bezinktijd. Naarmate de bezinktijd van een emulsie groter wordt, noemen we de emulsie "stabiel". Een niet-stabiele emulsie ontstaat door de betrokken vloeistoffen sterk in beweging te brengen. Men kan dit o.a. bereiken door twee niet-mengbare vloeistoffen:

- a) met voldoende grote snelheid door een buis te pompen.
- b) te roeren met behulp van een roermechanisme.

Men dient onderscheid te maken tussen ladingsgewijze en continue toe- en afvoer van de vloeistoffen.

De proeven wijken in zoverre af van de werkelijkheid, dat slechts gemeten werd aan een stationnaire toestand. In de praktijk zal men twee vloeistoffen bij elkaar brengen en onder invloed van de stromingstoestand zal zich een emulsie ontwikkelen. Het stromingsveld kan laminair of turbulent zijn.

De phase, die zich in de vorm van druppels verdeelt in de andere phase, wordt disperse phase, de tweede wordt continue phase genoemd.

In de techniek worden niet-stabiele emulsies gebruikt, indien twee vloeibare niet-mengbare fasen tijdelijk in innig contact met elkaar gebracht moeten worden.

Voorbeelden hiervan zijn de extractie, de zuurbehandeling en het wassen met alkali.

Bij de extractie moeten één of meerdere componenten van een vloeistof (continue phase) met behulp van een extractie vloeistof (disperse phase) verwijderd worden.

De te extraheren component(en) moet(en) door het contactoppervlak (inwendig oppervlak) tussen beide fasen aan de extractie vloeistof worden toegevoerd.

Het is dus van belang, dat het inwendig contact oppervlak zo groot mogelijk is. Een groot inwendig contact-oppervlak geeft een grote extractie-snelheid.

Het inwendig contact-oppervlak kan direct uit de druppelgrootte verdelingsfunctie berekend worden. Vandaar dat het van belang is, iets omtrent de druppelgrootte verdelingsfunctie te weten te komen.

Onder een druppelgrootte verdelingsfunctie verstaan we een betrekking, die aangeeft hoe sterk elke druppelgrootte relatief vertegenwoordigd is.

De bedoeling van dit onderzoek is drieledig:

1. Vast te stellen, of de ontworpen, electronische meetmethode (zie hoofdstuk 6) bruikbaar is voor het vaststellen van de druppelgrootte verdelingsfunctie, m.a.w. om te komen tot een uitspraak betreffende de betrouwbaarheid en de hanteerbaarheid van de electronische meetmethode.
2. De resultaten van de metingen te toetsen aan, langs theoretische weg afgeleide druppelgrootte verdelingsfuncties, eventueel direct uit de metingen de verdelingsfunctie vast te stellen.

3. Langs theoretische of empirische weg opgestelde correlaties tussen druppelgrootte verdelingsfunctie, stromings-toestand en fysische eigenschappen van het systeem te controleren, eventueel direct uit de metingen correlaties op te stellen.

Men zou nu, ten onrechte, menen, dat alleen het inwendig contactoppervlak van belang is voor de extractie. Dit is niet juist. Naast het inwendig contact oppervlak is ook het mechanisme, waardoor de emulsie ontstaat en in stand gehouden wordt, van belang.

Ten gevolge van bepaalde condities in het stromingsveld zullen grote druppels gebroken worden en uiteenvallen in kleinere druppels. Daarhaast zullen twee of meer druppels bij botsing kunnen samenvloeien en een grotere druppel doen ontstaan.

In de evenwichtstoestand is de druppelgrootte-verdeling, gemiddeld over de tijd, constant. Er zullen druppels botsen en samenvloeien, anderzijds worden druppels gebroken. Samenvloeien en breken zijn, in de evenwichtstoestand, complementaire processen. Te extraheren vloeistof en extractie vloeistof worden door menging met elkaar in contact gebracht, zodat extractie mogelijk is.

Dat nu het mechanisme van samenvloeien en breken eveneens tot de extractie bijdraagt, wordt duidelijk, indien men zich realiseert, dat dit mechanisme eveneens als een menging kan worden opgevat.

Een vloeistofelement, dat zich aan het oppervlak van een druppel bevindt, zal ten gevolge van de extractie van concentratie veranderen. Zou dit deeltje aan het oppervlak van de druppel blijven, dan krijgen andere, meer naar binnen gelegen, deeltjes, geen gelegenheid eveneens van concentratie te veranderen.

Door het samenvloeiings- en breekmechanisme wordt dit wel mogelijk. Het nagaan van de invloed van samenvloeiings- en breekmechanisme valt vooralsnog buiten het onderzoek.

Het mechanisme van samenvloeien en breken geeft ons echter enig inzicht in de emulsie-vorming, zodat we hier toch iets dieper op ingaan.

2. Breken en samenvloeien.

De processen samenvloeien en breken moeten in de evenwichtstoestand complementaire processen zijn, zó, dat het totale inwendige oppervlak constant blijft.

In geval van evenwicht kan men dus kiezen welke van beide mechanismen men zal beschouwen, om enig inzicht in de materie te verkrijgen.

De frequentie, waarmee samenvloeien optreedt zal afhangen van

- de frequentie van het botsen,
- het aantal druppels dat met elkaar botst,
- de relatieve snelheid,
- de bewegingsrichting, enz.

Het breken zal afhangen van de turbulentiegraad en de grootte der deeltjes.

Men kan aannemen, dat het aantal keren dat samenvloeiing optreedt, evenredig is met het aantal botsingen tussen de druppels. Neemt men, in analogie met de kinetische gastheorie aan, dat het aantal botsingen evenredig is met het kwadraat van het aantal druppels, dan is dus het aantal samenvloeiingen evenredig met het kwadraat van het aantal druppels.

We kunnen aannemen, dat het breken daarentegen rechtevenredig met het aantal druppels is.

Toename van de concentratie der disperse phase zal dus een nieuw instellen van het evenwicht ten gevolge hebben.

$$\text{samenvloeien} \propto \text{aantal druppels}^2.$$

$$\text{breken} \propto \text{aantal druppels}.$$

De toestand wordt instabiel. De gemiddelde druppeldiameter zal toenemen tot een nieuw evenwicht is ingesteld en samenvloeien en breken weer complementair zijn.

Rea en Vermeulen 1) vonden, dat als alle overige variabelen constant gehouden werden, de gemiddelde druppeldiameter een exponentiële functie was van de wortel uit de volumefractie der disperse phase

$$\log d = b(\phi)^{0.5} + \log d_0$$

Onder de gemiddelde druppeldiameter verstaan zij :  
de theoretische druppeldiameter, die éézelfde verhouding  
inwendig contactoppervlak - volume heeft als de werkelijk-  
ke druppelverdeling.

$d_0$  kan geïnterpreteerd worden als de gemiddelde druppel  
diameter bij oneindig kleine concentratie van de disperse  
phase.

In dit geval zal, als de stationnaire toestand eenmaal be-  
reikt is, geen samenvloeien optreden, en dus ook geen bre-  
ken.

De druppels zijn stabiel in het turbulente veld. De drup-  
peldiameter  $d_0$  zou evenredig zijn, maar niet gelijk aan  
de maximale druppeldiameter van een druppel, die in staat  
is bij oneindig kleine concentratie van de disperse phase  
in het turbulente veld te blijven, zonder breken.

Taylor 2) bestudeerde het breken van een vloeistofdrup-  
pel in een laminair stromingsveld.

Ten aanzien van een vervormde druppel stelde hij vast, dat  
de vorm van de druppel afhing van de twee demensieloze  
grootheden  $\mu'/\mu$  en F.

$\mu'/\mu$  is de verhouding der viscositeiten van disperse en  
continue phase.

$$F = \frac{L - B}{L + B}$$
, waarin L de grootste lengte en B de breedte  
van de vervormde druppel waren. Hij vond dat  
de druppel brak bij een karakteristieke waarde van deze  
parameter F.

Ten aanzien van de manier van breken stelde Taylor vast :  
de druppel neemt een langwerpige vorm aan (als een draad).  
Wanneer deze draad breekt, valt de druppel uiteen in drup-  
peltjes, met afmetingen van de orde van 1/100 ste van de  
afmetingen van de oorspronkelijke druppel. Men kan een aan-  
tal mechanismen bedenken, waardoor een druppel door het  
turbulente veld gebroken wordt.

a. laminaire schuifkrachten aan het druppeloppervlak.

Daar van Groningen 3) dit uitvoerig heeft behandeld, kan hier volstaan worden met vermelden van de conclusies waartoe Hinze 4) kwam:

De afmetingen van de laminaire gebieden zijn hoogstens van de orde van grootte van de diameter van de kleinste druppels. Deze druppels zijn derhalve te kort aan een laminaire schuifspanning onderworpen om, na vervorming, te breken.

In de laminaire randzone is laminair breken eveneens onwaarschijnlijk.

b. breken door dynamische drukveranderingen.

Dit is eveneens door van Groningen 3) beschouwd. Hinze 4) stelt, dat het breken veroorzaakt wordt door traagheidskrachten, met name de dynamische drukkrachten, die behoren bij wervels met een golflengte in dezelfde orde van grootte als de druppeldiameter.

De druppel zou onder invloed van deze krachten een protuberans gaan vertonen, die door de wervelstroming tot een sliert wordt uitgerekt en vervolgens in kleine druppels uiteenvalt.



### 3. Druppelgrootteverdeling.

Een groot aantal onderzoekers hebben metingen verricht aan stabiele emulsies. Sommigen kwamen tot de conclusie, dat alle verdelingskrommen van emulsies identiek van vorm waren. Dit wijst erop, dat er een algemene verdelingswet bestaat.

Schwarz 5) heeft hier een uitgebreide studie van gemaakt. Er bleken in de literatuur twee pogingen vermeld te zijn om deze wet statistisch af te leiden.

Schwarz vond echter, dat de twee functies niet in overeenstemming waren met de experimentele gegevens.

Daarop heeft hij langs theoretische weg een tweetal relaties afgeleid, die voldeden aan reeds gepubliceerde gegevens, doch tevens door hem gecontroleerd werden voor stabiele mechanisch gemaakte emulsies.

Bij de afleiding van deze verdelingswet is uitgegaan van de veronderstelling, dat het inwendige oppervlak van de emulsie met gelijke waarschijnlijkheid is verdeeld over alle diameter intervallen.

De verdelingswet kan worden voorgesteld door

$$n' \% = \frac{100}{b} \frac{a^4}{s^5} e^{-\frac{a}{s}} \quad (1)$$

waarin  $S$  = diameter druppel.

$n' \%$  = percentage van de druppels, waarvan de diameters liggen tussen  $S$  en  $S + \delta S$ , per eenheid van diameter interval.

$a$  = parameter.

#### Het inwendig contact oppervlak.

Dit is als volgt te berekenen :

Oppervlakte één deeltje  $4 \pi (\frac{1}{2} S)^2$

Oppervlakte alle deeltjes

$$\int_0^{\infty} \frac{1}{b} \frac{a^4}{s^5} e^{-\frac{a}{s}} 4 \pi (\frac{1}{2} S)^2 ds$$

$$= \frac{1}{b} a^4 \pi \int_0^{\infty} \frac{e^{-\frac{a}{s}}}{s^3} ds$$

$$S_{iI} = \frac{1}{b} \pi a^2 \left( \dots \right)$$

Verband tussen inwendig oppervlak en totale volume disperse phase. Betekenis van a.

Het volume van één deeltje =  $\frac{4}{3} \pi \left(\frac{1}{2} s'\right)^3$   
 Volume van alle deeltjes =

$$\int_0^{\infty} \frac{1}{6} \frac{a^4}{s^2 s} e^{-\frac{a^2}{2s^2}} \frac{4}{3} \pi \left(\frac{1}{2} s'\right)^3 ds$$

$$= \frac{1}{36} \pi a^4 \int_0^{\infty} \frac{e^{-\frac{a^2}{2s^2}}}{s^2} ds$$

$$V = \frac{1}{36} \pi a^3 \left( \frac{1}{a} \right)$$

Uit  $S_{iI} = \frac{1}{6} \pi a^2$  en  $V = \frac{1}{36} \pi a^3$  volgt

$$S_{iI} = \frac{6V}{a} \quad \text{of} \quad \frac{S_{iI}}{V} = \frac{6}{a}$$

a is hier in verband gebracht met volume disperse phase en inwendig contact oppervlak.

Men kan echter de betekenis van a ook anders zien.

We noemen de gemiddelde druppeldiameter b, d.w.z. de theoretische druppeldiameter, die eenzelfde verhouding inwendig contactoppervlak - volume disperse phase heeft als uit de druppelverdelingsfunctie volgt.

Volume één druppel is  $\frac{4}{3} \pi \left(\frac{1}{2} b\right)^3$   
 aantal druppels  $\frac{V}{\frac{4}{3} \pi \left(\frac{1}{2} b\right)^3}$

Oppervlakte één druppel  $4\pi \left(\frac{1}{2} b\right)^2$

Inwendig oppervlak  $S_i' = \frac{V}{\frac{4}{3} \pi \left(\frac{1}{2} b\right)^3} 4\pi \left(\frac{1}{2} b\right)^2$

$$S_i' = \frac{6V}{b} \quad \text{of} \quad \frac{S_i'}{V} = \frac{6}{b}$$

Daar we gesteld hebben de verhouding inwendig oppervlak - volume disperse phase dezelfde, is dus

$$\frac{S_{iI}}{V} = \frac{S_i'}{V} \quad \text{of} \quad \frac{6}{a} = \frac{6}{b} \rightarrow a = b$$

a is dus de gemiddelde druppeldiameter, waarbij gemiddeld moet worden opgevat in de betekenis als boven omschreven.

De druppeldiameter, die het meest voorkomt, kan men vinden door de stelling

$$\frac{dn'}{ds} = 0$$

Hieruit volgt

$$S = S_m = \frac{a}{3}$$

De volume verdelingsfunctie kan uit (1) gevonden worden door te vermenigvuldigen met  $\frac{1}{6} \pi \left(\frac{1}{2} S\right)^3$

Hierbij moet echter rekening gehouden worden met het volgende: Een aanzienlijk deel van het volume  $V$  is geïncorporeerd in de enkele zeer grote deeltjes die te allen tijde aanwezig zijn.

Bij de afleiding van de wet is echter verondersteld, dat van alle diameter een groot aantal aanwezig is.

De wet behoudt dan ook slechts haar geldigheid tot een zekere druppelgrootte  $D$ . Deeltjes met een diameter groter dan  $D$  zijn in te kleine aantallen aanwezig, zodat hiervoor de wet niet meer geldt.

Uitgaande hiervan komt men tot de volgende functie :

$$V'_{\%} = 100 \frac{a^3}{S^3} e^{-\frac{a}{S}} + \frac{a}{S} \quad (2)$$

waarin  $V'$  = percentage van het totaal volume, ingenomen door deeltjes met diameters tussen  $S$  en  $S + \delta S$  per eenheid van diameter interval.

$D$  = diameter van het grootste deeltje, waarvoor de wet nog geldt.

$a$  = parameter.

#### Het inwendig contactoppervlak.

Dit is als volgt te berekenen :

Oppervlakte één deeltje :

$$4 \pi \left(\frac{1}{2} S\right)^2$$

Oppervlakte alle deeltjes :

$$\int_0^D \frac{1}{6} \frac{a^3}{S^3} e^{-\frac{a}{S}} 4 \pi \left(\frac{1}{2} S\right)^2 dS$$

$$S_i \pi = \frac{1}{6} \pi a^3 e^{-\frac{a}{D}} \left(\frac{1}{D} + \frac{1}{a}\right)$$

#### Het verband tussen inwendig contact oppervlak en volume van de disperse phase.

Volume één deeltje :

$$\frac{4}{3} \pi \left(\frac{1}{2} S\right)^3$$

Volume alle deeltjes :

$$\int_0^D \frac{1}{6} \frac{a^3}{S^3} e^{-\frac{a}{S}} \frac{4}{3} \pi \left(\frac{1}{2} S\right)^3 dS$$

$$V = \frac{1}{36} \pi a^3 e^{-\frac{a}{D}}$$

Zodoende vinden we dus :  $\sum_i \pi = b V \left( \frac{1}{D} + \frac{1}{a} \right)$

Voor  $D = \infty$  wordt  $\sum_i \pi = \frac{bV}{a} = \sum_i \pi$

#### De gemiddelde druppeldiameter.

Hieronder verstaan we weer de druppeldiameter, die zelfde verhouding contactoppervlak - volume heeft als de werkelijke druppelgrootte verdeling.

We hadden reeds gevonden, dat als  $b$  de gemiddelde druppeldiameter is, dat

$$\frac{\sum_i \pi}{V} = \frac{b}{b}$$

Dus

$$\frac{b}{b} = \frac{b}{\frac{1}{D} + \frac{1}{a}}$$

of

$$b = \frac{a}{1 + a/D}$$

Voor  $D = \infty$  wordt  $b = a$  hetgeen we hiervoor gevonden hebben.

Zoals reeds opgemerkt, heeft Schwarz een aantal, in de literatuur opgenomen gegevens, onderzocht op het voldoen aan de door hem opgestelde algemene druppelgrootte verdelingsfunctie.

Hij vond een goede overeenstemming, behalve voor het gebied der grote diameters. Dit was een gevolg van het kleine aantal deeltjes, dat in dit gebied gesteld wordt, zodat daar de verdeling, zoals reeds is uiteengezet, niet goed opgaat. Uiteraard volgt uit het bovenstaande reeds, dat men altijd afwijkingen zal vinden indien  $h$  nadert tot  $D$ .

#### De bepaling van $a$ uit de metingen.

Uit (2) volgt, dat het cumulatieve volume

$$V_c = \int_0^s \frac{a}{s^2} e^{-\frac{a}{s} + \frac{a}{D}} a s = e^{-\frac{a}{s} + \frac{a}{D}}$$

$$\ln V_c = \frac{a}{D} - \frac{a}{s}$$

Hieruit volgt, dat het verband tussen  $\ln V_c$  en  $\frac{1}{s}$  (de reciproke waarde van de diameter  $s$ ) lineair is. De helling geeft de waarde van  $a$  terwijl uit het snijpunt met de  $y$  as  $D$  berekend kan worden. Een dergelijke procedure kan gevolgd

worden, indien in elke diameter interval het aantal deeltjes vastgesteld kan worden, bijv. door middel van de fotografische methode (zie: meetmethode).

In ons geval zal echter blijken, dat deze methode dusdanig langdurig rekenwerk vraagt, alvorens  $V_c$  bekend is, dat andere door Bouman<sup>bj</sup> en Prof. ir H. Kramers ontwikkelde procedures gevolgd worden ( zie bepaling van de druppelgrootte verdeling uit de metingen).

Hoewel in (1) de verdeling bepaald is door een parameter  $a$ , (dimensie 1) komt in (2) ook  $D$  voor, die als parameter dient te worden opgevat.

#### 4. Stromingsveld.

Van Groningen 3) heeft het stromingsveld tussen twee coaxiale cilindrs reeds beschouwd.

Het stromingsveld, dat Clay voor zijn proeven gebruikte, is door Taylor<sup>2)</sup> met een pitotbuis afgetast en beschreven. Daarna heeft hij de experimentele resultaten getoetst aan zijn theorie van de overdracht van wervelsterkte in het turbulente stromingsveld.

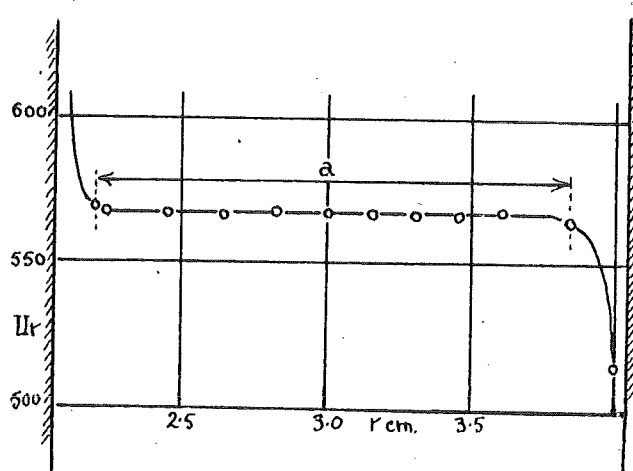
Over 83% van de afstand tussen de cilindrs bleek, dat het veld beschreven kon worden met de zgn. gemodificeerde wervelsterkte overdrachtstheorie van Taylor.

Deze theorie voert tot de conclusie, dat

$$\frac{d(U_r)}{dr} = 0 \quad (1)$$

In de genoemde 83% van de afstand tussen beide cilindrs stelde Taylor experimenteel vast

$$U_r = \text{constant} \quad (2)$$



(overgenomen uit : Proc. Roy. Soc. A vol. 151. 1935 pag. 494.  
Taylor: Distribution of velocity and temperature between  
concentric rotating cylinders.)

Bij de wanden bevond zich een overgangszone, nl. 1.3 mm. breed bij de binnenwand en 2 mm. breed bij de buitenwand. In deze gedeelten van het veld kan dit beschreven worden met de

impuls overdrachttheorie, die voert tot de conclusie

$$\frac{d(Ur)}{dr} = \text{constant} \quad (3)$$

Bij de apparatuur van Taylor bedroeg  $\frac{R_1 - R_2}{R_1} = 0,5$

waarin  $R_1$  = straal cylinder.

$R_2$  = straal rotor.

In ons geval is  $R_1 = 0.40$  mm. = 0,040 m.

$R_2 = 0.24$  mm. = 0,024 m.

zodat  $\frac{R_1 - R_2}{R_1} = \frac{0.16}{0.40} = 0.4$

Mogelijk worden de dikten van de overgangszones hier iets door beïnvloed. Uit de bijgevoegde tekening blijkt, dat

$$Ur = 0.5 \text{ ( } Ur \text{ ) wand rotor.}$$

Dit geeft ons dus de mogelijkheid, om, in het gebied, waarvoor geldt  $Ur = \text{constant}$ , in elk punt de snelheid te berekenen.

Uit de theorie van Taylor volgt, dat

$$\frac{d\tau}{dr} = \rho l^2 \frac{1}{r} \frac{d(Ur)}{dr} \frac{d}{dr} \left[ \frac{1}{r} \frac{d(Ur)}{dr} \right]$$

en dus heerst in het gebied, waarvoor  $Ur = \text{constant}$ , een constanté turbulente schuifspanning.

We mogen (dus) bij benadering stellen

$$\tau_{wi} A_i = \tau_{wu} A_u$$

*Nalen*

Waarin  $A_i$ , ( $A_u$ ) het oppervlak van de binnencylinder (respectievelijk buitencylinder),

en  $\tau_{wi}$  ( $\tau_{wu}$ ) de schuifspanning aan de binnencylinder, (respectievelijk buitencylinder) is.

Er treden in het snelheidsveld complicaties op.

We hebben reeds gewezen op de afwijkingen bij de wanden.

Een andere complicatie is het optreden van torusvormige secondaire wervels. Zie Honig en Croockewit. 7)

Het bestaan van deze torusvormige secondaire wervels kon bij het beschreven apparaat niet waargenomen worden, daar de buitenwand van roestvrij staal is.

Bij de apparatuur van van Groningen was dit wel te constateren. Daar was de buitenwand vervaardigd van plexiglas. De torusvormige wervels hebben tot gevolg anisotrope en inhomogene turbulentie. Dit laatste vooral moet als een zeer ernstig bezwaar worden aangemerkt.

Tenslotte is het bezwaarlijk, dat het snelheidsfront helt. Het product  $Ur$  is immers constant over een grote breedte, dus  $U$  neemt af van binnen naar buiten.

Hoewel al deze complicaties grote bezwaren geven, zijn de bezwaren van andere methoden (roermechanismen) nog groter, zodat het gekozen stromingsveld relatief eenvoudig en homogeen van eigenschappen is.



### 5. Correlatie druppelgrootte verdeling-stromingsveld.

De grootheden, die ons ter beschikking staan voor het opstellen van een correlatie druppelgrootte verdeling-stromingsveld, zijn

a) vloeistofgrootheden.

soortelijke massa's  $\rho_c$  en  $\rho_d$  van respectievelijk continue en disperse phase.

viscositeiten  $\mu_c$  en  $\mu_d$  van respectievelijk continue en disperse phase.

grensvlak energie  $\gamma$

b) druppelverdelingsgrootheden.

parameters  $a$  en  $D_s$ ,  $a_{95}$

c) grootheden, het stromingsveld betreffende

toerental  $n$

afmetingen apparatuur, binnen diameter en buitendiameter cylinder.  $R_1$  en  $R_2$

schuifspanning aan de buitenband  $\tau_w$

concentratie disperse phase.  $c$

De per eenheid van massa en tijd aan het veld toegevoerde energie.  $\epsilon$

Indien we nu aannemen, dat van belang zijn  $a_{95}$ ,  $\mu_c$ ,  $\gamma$ ,  $\rho_c$ , en  $\epsilon$  komen we, uitgaande van de inzichten omtrent samen-vloeiings- en breekmechanisme, door dimensie analyse tot de volgende dimensieloze groepen

$$\frac{a_{95} \gamma \rho_c}{\mu_c^2} \quad \text{en} \quad \frac{\gamma^4 \rho_c}{\mu_c^5 \epsilon}$$

Nemen we nu, in overstemming met Hinze nog aan, dat  $A_{95}$  onafhankelijk is van  $\mu_s$ , dan kunnen we schrijven :

$$\frac{a_{95} \gamma \rho_c}{\mu_c^2} = c \left( \frac{\gamma^4 \rho_c}{\mu_c^5 \epsilon} \right)^\alpha$$

Uit de metingen van Clay werd door de Haas<sup>10)</sup> gevonden

$$\alpha = 0,4 \quad c = 0,7$$

Hinze<sup>4)</sup> vond langs theoretische weg de formule

$$D_{\max} \left( \frac{\rho_c}{\gamma} \right)^{0,6} \epsilon^{0,4} = \text{constant}$$

$A_{95}$  is de druppelgrootte, waarvoor geldt, dat alle druppels met een diameter  $\leq A_{95}$  95% van het volume van de gehele verzameling innemen.

We kunnen berekenen :  $a_{95} = \frac{0,5 D}{1 + 0,0488 D/a}$

Voor a/D van de orde van grootte 1 krijgen we dan

$$A_{95} = 0,5 D$$

Gebruik makende van de waarde van C (zoals die door de Haas gevonden is) krijgen we tenslotte :

$$D_{max} \left(\frac{\rho_c}{\bar{\rho}}\right)^{0,6} \varepsilon^{0,4} = 1,4$$

Vermeulen 11) kwam tot de volgende, experimentele relatie

$$\frac{N^{1,2} d L^{0,8} \bar{\rho}^{0,6}}{\gamma^{0,6} f(\phi)} = 0,084$$

Hierin is N het toerental

d de gemiddelde druppeldiameter.

L diameter van de roerder.

$\bar{\rho}$  het effectieve gemiddelde soortelijk gewicht.

$f(\phi)$  de verhouding van de gemiddelde druppeldiameter en de gemiddelde druppeldiameter bij een volume fractie der gedispergeerde phase van 10% ( $\phi = 0.1$ )

In een geroerd systeem, bij volledige turbulentie, is het vermogen P

$$P = c \rho n^3 L^5$$

en dus 
$$\varepsilon = \frac{c' \rho n^3 L^5}{\rho L^3} = c' n^3 L^2$$

$C^1$  is circa 1.

De formule van Vermeulen wordt dus

$$d \left(\frac{\rho_c}{\bar{\rho}}\right)^{0,6} \varepsilon^{0,4} = 0,084 f(\phi)$$

We beschikken nu dus over twee formules, te weten de formule van Hinze, theoretisch afgeleid, met experimenteel bepaalde waarden van de constante;

de formule van Vermeulen, geheel experimenteel bepaald.

We zien, dat de resultaten van Vermeulen niet in strijd zijn met de theoretische betrekking, waartoe Hinze kwam. De formules geven ons een uitgangspunt voor het toetsen van waarnemingen met ons apparaat gevonden.

## 6. Meetmethoden.

### Fotografische methode.

Bij grove, snel uitzakkende, emulsies kan men volgens Clay 8) de druppelgrootte verdeling bepalen door met een optisch systeem een dun platvlak, in de emulsie gelegen, scherp af te beelden op een fotografische plaat. De belichtingstijd dient zeer kort te zijn ( $2 \cdot 10^{-7}$  sec.) om de bewegingsonscherpte der druppels te beperken.

Daar onscherp afgebeelde druppels het beeld versluieren, dient de lichtweg door de emulsie kort te zijn (3 cm.) en de concentratie der gedispergeerde phase klein ( $< 5\%$ ). Het, na vergroting, uitmeten der foto's is tijdrovend.

### Transmissie methode.

Langlois 9) vond, dat het inwendig oppervlak van een emulsie gemeten kon worden door middel van lichttransmissie metingen door de emulsie. Hij vond een recht evenredig verband tussen het specifieke oppervlak (uitgedrukt in  $\text{cm.}^2$  inwendig oppervlak per  $\text{cm.}^3$  volume) en  $I_0/I$

Hierin is  $I_0$  = lichttransmissie door de continue phase alleen.

$I$  = lichttransmissie door de emulsie. Voor het ijken werd weer gebruik gemaakt van de fotografische methode.

Deze methode volgden Rea en Vermeulen. 1) 11)

### De electronische methode.

Door Bouman 6) werd de mogelijkheid onderzocht, om aan niet-stabiele emulsies metingen uit te voeren met behulp van twee metalen naalden. De, door Bouman ontwikkelde, methode is eveneens gevolgd door F.P. van Groningen 3) en schrijver.

Twee metalen naalden werden diametraal tegenover elkaar in het stromingsveld van de niet-stabiele emulsie geplaatst (zie: Apparatuur).

Indien nu het electricch geleidsvermogen voor de disperse phase groot is, en het electricch geleidingsvermogen voor de continue phase zeer klein, dan blijkt het mogelijk, die druppels te tellen, die electricch contact tussen de naalden



tot stand brengen.

Met behulp van deze methode is het mogelijk, aan grotere concentraties te kunnen meten, dit in tegenstelling tot beide eerstgenoemde methoden.

Oorspronkelijk (zie Bouman en van Groningen) waren de naalden opgenomen in een oscillator.

De schakeling van dusdanig ingericht, dat, indien zich tussen de naalden een isolerende vloeistof bevond, de oscillator niet genereerde (grote ingangsimpedantie). Kwam tussen de naalden een geleidende vloeistof, dan ging de schakeling genereren (kleine ingangsimpedantie).

In genoemde volgorde waren de vloeistoffen respectievelijk de continue phase (koolwaterstoffen) en de disperse phase (water).

De, tengevolge van het passeren van waterdruppels veroorzaakte, "golfpakketten" werden gedetecteerd en versterkt. Het aldus verkregen bloksignaal werd gedifferentieerd. Na enige malen versterken werd de negatieve impuls toegevoerd aan een elektronische teller.

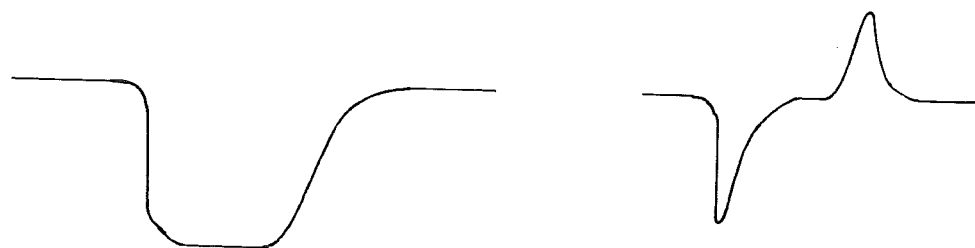
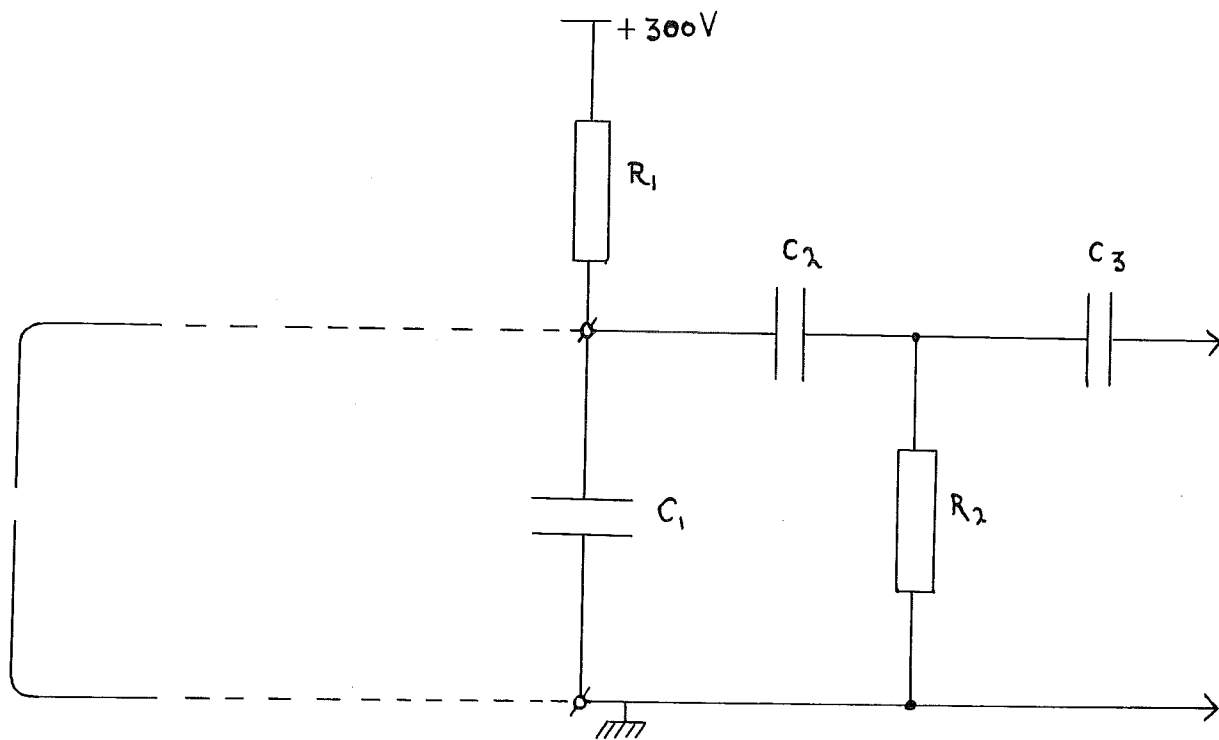
Daar de oscillator niet voldeed, werd getracht de oscillator te vervangen door een andere schakeling.

Gebruik werd gemaakt van nevenstaande schakeling.

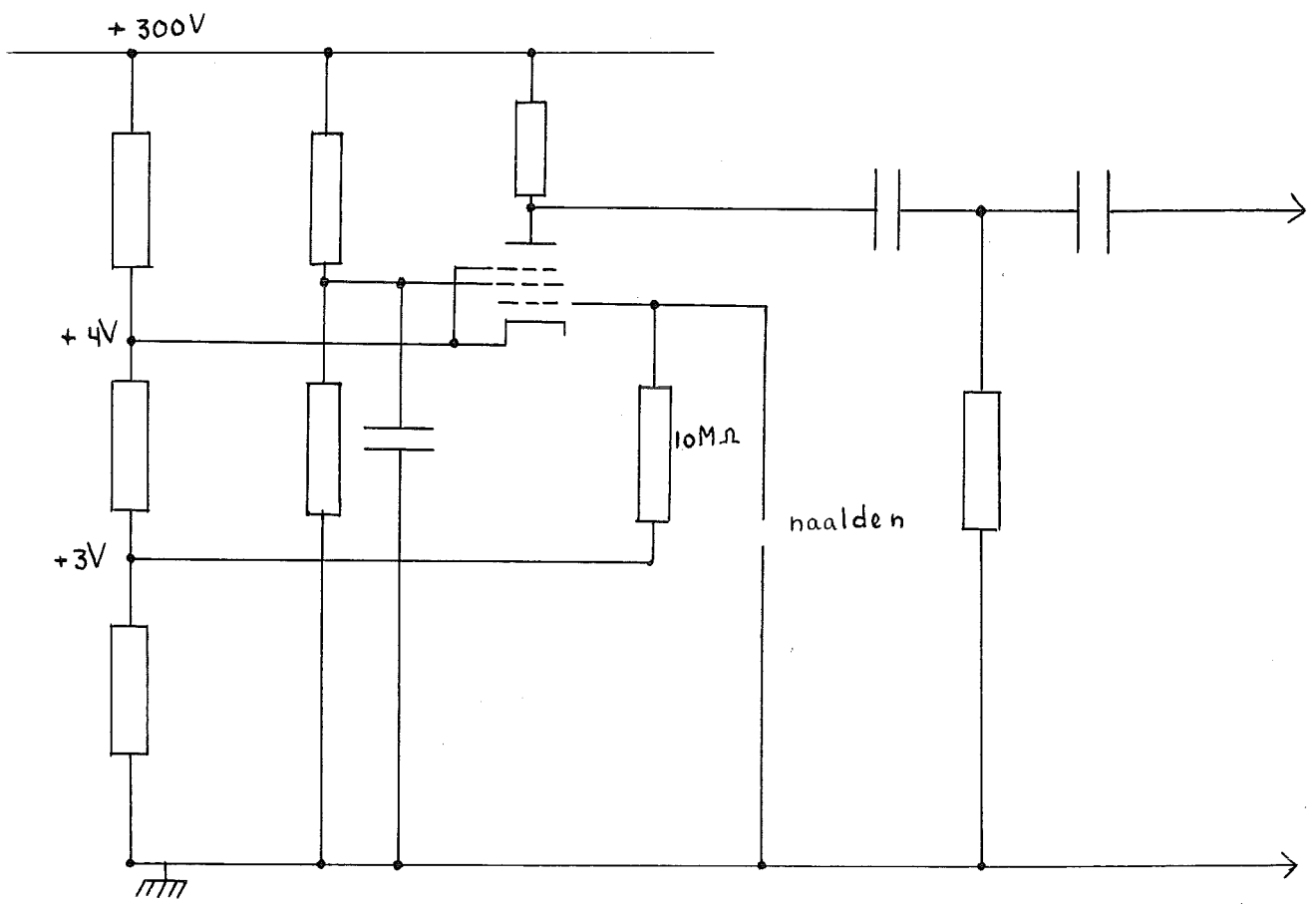
De condensator  $C_1$  wordt via de weerstand  $R_1$  opgeladen. Bij contact van een waterdruppel ontladde de condensator via de naalden. De spanning over  $C_1$  daalt. Wordt het contact tussen de naalden verbroken, dan wordt de oude toestand hersteld. De blokspanning wordt gedifferentieerd door de  $R_2C_2$  keten.

Via een koppelingscondensator  $C_3$  worden negatieve en positieve impuls toegevoerd aan een versterker. De negatieve impuls gaat vervolgens via een amplitude discriminator naar de elektronische teller.

Nadat een aantal metingen waren uitgevoerd, bleek ook deze schakeling niet te voldoen, omdat door de hoge spanning (150 - 300 V) de naalden zeer snel aangetast werden. Na enkele uren



Schakeling 1



Schakeling 2

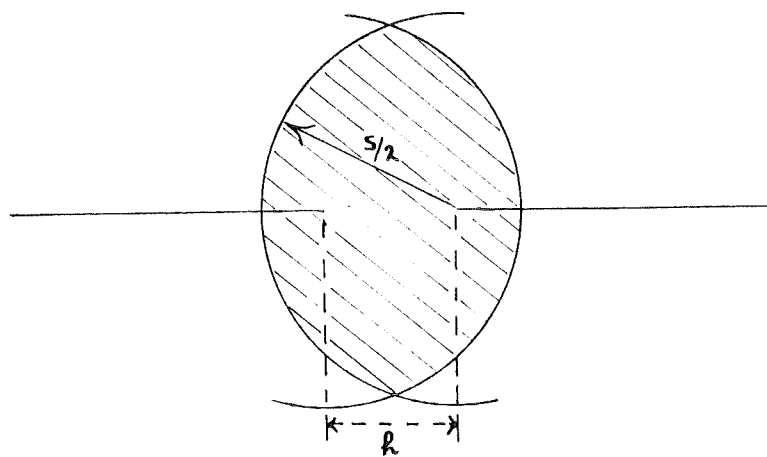
emulgeren waren de naaldsplitsen geheel verdwenen. Daarnaast bleek, dat de elektrische spanning coalescentie van de disperse phase veroorzaakt.

Vervolgens werd een elektronisch relaischakeling ontworpen. Een penthode (zie nevenstaande schakeling) is zo ingesteld, dat indien de naalden niet geleidend verbonden zijn, de buis stroom trekt.

Het eerste rooster staat op + 3 V, de kathode op + 4 V. Het rooster is dus 1 Volt negatief ten opzichte van de kathode. Komt nu een druppel tussen de naalden, dan wordt het eerste rooster geaard. Het eerste rooster is dan 4 Volt negatief ten opzichte van de kathode. De buis gaat dicht. De blokspanning wordt weer gedifferentieerd enz.

De buis trekt geen roosterstroom, daar steeds gezorgd is, dat het eerste rooster negatief is ten opzichte van de kathode. De spanning over de naalden is nu niet meer dan 4 Volt.





7. Het bepalen van de druppelgrootte verdeling uit de waarnemingen.

Bij een waarneming wordt het aantal, gedurende een tijd  $\theta$  passerende, druppels  $N^1$  als functie van de naaldafstand  $h$  gemeten.

Passeert een druppel met diameter  $S$  het vlak der naalden (stromingsrichting  $\perp$  vlak van tekening), dan zal de druppel contact maken met beide naalden, indien het middelpunt van de druppel door het gearceerde vlak gaat (zie nevenstaande figuur).

De grootte van dit oppervlak is

$$h^2 \left\{ \frac{1}{2} \left( \frac{S}{r} \right)^2 \log \cos \left( \frac{h}{S} \right) - \frac{1}{2} \sqrt{\left( \frac{S}{r} \right)^2 - 1} \right\}$$

zodat  $dN^1 = U \theta h^2 \left\{ \frac{1}{2} \left( \frac{S}{r} \right)^2 \log \cos \left( \frac{h}{S} \right) - \frac{1}{2} \sqrt{\left( \frac{S}{r} \right)^2 - 1} \right\} F(S) dS$

hierin is  $U$  de snelheid ter plaatse van de meetnaalden.

Druppels waarvoor  $S < h$  worden niet geteld, zodat het bij een naaldafstand  $h$  getelde aantal druppels wordt :

$$N^1 = U \theta \int_h^{\infty} h^2 \left\{ \frac{1}{2} \left( \frac{S}{r} \right)^2 \log \cos \left( \frac{h}{S} \right) - \frac{1}{2} \sqrt{\left( \frac{S}{r} \right)^2 - 1} \right\} F(S) dS$$

Noemt men  $N = N^1 / \theta$  en wordt tot uitdrukking gebracht, dat  $N$  een functie van  $h$  is, dan is

$$N(h) = U \int_h^{\infty} h^2 \left\{ \frac{1}{2} \left( \frac{S}{r} \right)^2 \log \cos \left( \frac{h}{S} \right) - \frac{1}{2} \sqrt{\left( \frac{S}{r} \right)^2 - 1} \right\} F(S) dS \quad (1)$$

Bouman 6) komt tot de conclusie, dat het een onbegonnen werk is, een waarneming analytisch voor te stellen en daarna met behulp van (1) een uitdrukking voor  $F(s)$  te bepalen. Hij vond een uitweg uit de moeilijkheden, door voor  $F(s)$  de functie van Schwarz in te voeren, daarna de functie  $N(h)$  voor diverse waarden van de parameters uit te rekenen en grafisch voor te stellen, zodat een krommen schaar ontstaat. Door een waarneming nu eveneens in deze vorm uit te zetten, kan worden nagegaan of inderdaad aan de voor  $F(s)$  gesubstitueerde vorm wordt voldaan. Is dit het geval, dan kan de grootte(n) van de parameter(s) worden afgelezen. We zullen deze methode kort beschouwen. Na substitutie van de functie van Schwarz (de bovengrens van de integraal wordt nu  $D$  in plaats van  $\infty$ ) en door te stellen  $X = \frac{h}{S}$  wordt gevonden :

$$N(h) = U e^{\frac{3}{\pi} \frac{a}{h^2}} e^{a/D} \int_{h/D}^1 \left( x \log \cos x - x^2 \sqrt{1-x^2} \right) e^{-\frac{a}{r} x} dx.$$

Na invoeren van  $p = h/a$  (dimensieloze parameter $\beta$ ) wordt dit :

$$\frac{N(h)h}{uc} = \frac{3}{\pi p} e^{\frac{a}{D}} \int_0^1 (x \log \cos x - x^2 \sqrt{1-x^2}) e^{-\frac{x}{p}} dx \quad (2)$$

Voor bepaalde waarden van  $a/D$  is nu  $\frac{N(h)h}{uc}$  als functie van  $p$  te berekenen :

$$\frac{N(h)h}{uc} = \left[ \varphi(p) \right] \frac{a}{D}$$

Vervolgens voerde Bouman een correctiefactor  $\beta$  in. Dit leidt in ons geval tot het volgende:

De waarde van  $U$  wordt berekend met behulp van het verband, dat Taylor vond (zie Stromingsveld). De concentratie  $C$  wordt verondersteld overal dezelfde te zijn. Stel nu, dat  $U$  en  $C$  op de plaats, waar gemeten wordt, anders zijn dan zou volgen uit bovenstaande aannamen. Hebben  $U$  en  $C$  op de meetplaats de waarden  $U_1$  en  $C_1$  dan stelt Bouman

$$u, c_1 = \beta uc = \beta \bar{u}_d$$

dan wordt

$$\frac{N(h)h}{uc} = \frac{N(h)h}{u, c_1} = \frac{N(h)h}{\beta \bar{u}_d} = \left[ \varphi(p) \right] \frac{a}{D}$$

of

$$\frac{N(h)h}{\bar{u}_d} = \beta \left[ \varphi(p) \right] \frac{a}{D}$$

De waarde van  $\left[ \varphi(p) \right] \frac{a}{D}$  zette Bouman op dubbel logarithmisch papier uit tegen  $p$ .

$\varphi$  als ordinaat,  $p$  als abscis.

De, uit de waarnemingen volgende, waarden van  $Nh$  worden tegen  $h$  op identiek transparant grafiekenpapier uitgezet.

Indien door evenwijdige verschuiving van de overeenkomende assen de waarnemingspunten, met in achtname van de meestnauwkeurigheid, tot dekking gebracht kunnen worden met één der  $\varphi$ -krommen, dan mag men besluiten tot de mogelijkheid dat ongeveer aan (3,2) voldaan is.

In dat geval is de waarde  $a/D$  meteen bekend.

Uit  $p = \frac{h}{a}$  volgt  $\log a = \log h - \log p$

$a$  volgt dus uit de verschuiving van de  $ij$  assen in de richting van de  $x$  as.

Met  $\frac{N(h)h}{\bar{u}_d} = \beta \left[ \varphi(p) \right] \frac{a}{D}$  wordt gevonden

$$\log \bar{u}_d \beta = \log Nh - \log \varphi$$

$\bar{u}_d \beta$  volgt uit de verschuiving van de  $x$  assen in de richting van de  $ij$  as.

Is de snelheid volgens Taylor gelijk aan de werkelijke snelheid ter plaatse en is de aanname van een homogene verdeling van de disperse phase juist, dan moet  $\beta = 1$  zijn.

Een afwijkende waarde van  $\beta$  geeft dus de indicatie, dat één of beide aannamen onjuist zijn.

Prof. ir H. Kramers bewandelde een andere weg en trachtte de functie

$$y \log \cos y - y^2 \sqrt{1-y^2}$$

die niet analytisch integreerbaar is, te benaderen. Het bleek, dat de volgende benadering goed voldeed :

$$y \log \cos y - y^2 \sqrt{1-y^2} \cong 0,50 \sin \pi y \cdot e^{-y}$$

Voor hoge waarden van  $y$  ( $0.9 < y < 1$ ) waren de verschillen tussen beide functies groot ( $> 20\%$ ) maar wegens de lage absolute waarde van de integraal is dit niet ernstig.

(2) wordt dan 
$$\frac{N h}{\beta \bar{u}_a} = \frac{3}{2\pi} \frac{a}{D} e^{\frac{a}{D}} \int_{\frac{a}{D}}^1 \sin \pi y e^{-(1+\frac{a}{D})y} dy$$

Na integratie krijgt men 
$$\frac{N p a}{\beta \bar{u}_a} = \frac{N h}{\beta \bar{u}_a} = \frac{3}{2p} \frac{e^{\frac{a}{D}} e^{-\frac{p+1}{p}} + \left( \frac{p+1}{\pi p} \sin \pi p \frac{a}{D} + \cos \pi p \frac{a}{D} \right) e^{-p \frac{a}{D}}}{(p+1)^2 + p^2 \pi^2} \quad (3)$$

waarin  $p = h/a$  en  $p a/D = h/D$ .

Bepaalde eigenschappen van de N-h krommen kunnen nu uit (3) worden afgeleid.

1e. Zeer kleine waarden van h ( $p \ll 1$ ,  $a/D$  van de orde 1)

Eerste benadering en limietovergang voor  $p=0$  geeft

$$\frac{N_0 a}{\beta \bar{u}_a} = \frac{3}{2} \left( 1 + \frac{a}{D} \right) \quad (4)$$

2e. Grote waarden van h.

Als  $h = D$  wordt, worden geen deeltjes meer geteld. Men kan de experimentele N - h kromme extrapoleren naar  $N = 0$  en zo D vinden.

Extrapolatie is tamelijk onzeker. Het blijkt, dat de N-h kromme de h as niet snijdt, maar raakt volgens een parabool.

3e. Geval, waarbij  $h = D/2$ .

Men vindt 
$$N_{h=\frac{D}{2}} = \frac{2 \beta \bar{u}_a}{D} g\left(\frac{a}{D}\right)$$

waarin

$$g\left(\frac{a}{D}\right) = \frac{3}{2} \frac{\frac{D}{2a}}{\left(\frac{D}{2a} + 1\right)^2 + \pi^2 \left(\frac{D}{2a}\right)^2} \left[ e^{-\frac{a}{D}-1} + \frac{e^{-1/2}}{\pi} \left( 1 + \frac{2a}{D} \right) \right]$$

In combinatie met (4) vindt men, dat

$$\frac{N_{h=\frac{D}{2}}}{N_{h=0}} = \frac{4}{3} \frac{g\left(\frac{a}{D}\right)}{1+\frac{D}{a}} = g\left(\frac{a}{D}\right)$$

$g\left(\frac{a}{D}\right)$  kan men voor diverse waarden van  $a/D$  berekenen.

$a/D$	0.5	1.0	1.5	2	3	4
$g^1(a/D)$	0.029	0.075	0.119	0.156	0.210	0.246

De conclusie is, dat men op grond van het bovenstaande uit waarnemingen van  $N$  als functie van  $h$  eerst volgens 2) een behoorlijke schatting van  $D$  kan maken, dan met 3)  $a/D$  bepalen en tenslotte te onderzoeken of met 1)  $\beta$  van de grootte wordt, die men verwachtte.

De uiteindelijke procedure die gevolgd is bij het uitwerken der meetresultaten, kan opgevat worden als een combinatie van beide methoden. Emerzijds kon niet volstaan worden met de methode van Bouman alleen, omdat in vele gevallen het meetgebied rechts van de top der  $\log(\varphi) - \log p$  kromme lag.

Anderzijds zijn er m.i. bezwaren tegen het uitsluitend toepassen van de tweede methode.

Stel, dat men een functie heeft, die grotendeels afwijkt van functie (3). Heeft deze veronderstelde functie met (3) gemeen, dat voor kleine waarden van  $h$  de functie te benaderen is door een lineair verband, dan zal men, door de beschreven methode toe te passen, eveneens waarden voor  $a$ ,  $D$  en  $\beta$  vinden.

Met andere woorden: hoewel de vorm van de functies verschillend is, vindt men toch parameterwaarden. Het criterium voor het al of niet voldoen aan de verdeling van Schwarz geeft de waarde van  $\beta$ .

Heeft  $\beta$  de grootte die verwacht wordt (in ons geval 1) dan is het aannemelijk, dat aan de verdelingsfunctie van Schwarz voldaan is.

Is  $\beta$  niet van de verwachte grootte, dan heeft de teller niet goed geteld, òf de verdeling van Schwarz is ook niet bij benadering een goede beschrijving van de verdelingsfunctie.

Toch lijkt mij dit niet juist. In eerste instantie ben ik ge-

neigd aan te nemen, dat, indien  $\beta$  van 1 afwijkt van de snelheidsverdeling van Taylor niet juist is of dat de disperse phase niet homogeen verdeeld is. Dit laatste is nog het meest aannemelijk, omdat

a) het veld dicht bij de wanden (binnen en buitenwand) vaker men afwijkt van de verdeling in de rest van het veld;

b) selectief uitzakken van de druppels zeer goed mogelijk is.

Opgemerkt dient nog te worden, dat de laatstgenoemde methode niet ontworpen is, omdat deze beter is, doch omdat de waarden van  $a$  en  $D^{\text{eff}}$  sneller mee gevonden kunnen worden.

De combinatie van beide methoden, die toegepast is, berust op het gebruik maken van het feit, dat voor kleine waarden van  $h$  de functie lineair is. Dit is ingebouwd in de Bouman methode. De waarnemingen werden uitgezet in  $N-h$  kromme. Het rechte deel van de grafiek werd geëxtrapoleerd (grafiek 1). De aldus gevonden punten werden uitgezet in de  $\log N_h - \log h$  kromme tezamen met de waarnemingen (grafiek 2). Zodoende kon de vorm van de kromme vergeleken worden met de vorm van de Bouman krommen. Voor deze grafieken werd gebruik gemaakt van proef 3 B.

Tevens is nog een voorbeeld van een aantal Bouman krommen opgenomen (grafiek 3).

## 8. Apparatuur.

### I. Aandrijving.

Voor aandrijving werd gebruik gemaakt van een asynchrone draaistroommotor, 1400 omw./min., 3/4 pk., 3 x 380 Volt 1.8 ampère, 50 Hz.

Daar bij de metingen het toerental van de rotor van het emulgeringsapparaat gevarieerd moest worden, werd gebruik gemaakt van een vloeistofvariator.

### II. Vloeistofvariator.

Hiermede was het mogelijk het uitgangstoerental continu te regelen van 0 tot 1400 toeren/min., bij een ingangstoerental van 1400 toeren/min.

Daarnaast was het mogelijk de draalrichting om te keren, waarbij eveneens continu geregeld kon worden van 0 tot 1400 toeren/min. De vloeistofvariator moet aangedreven worden door een motor van ten hoogste 3/4 pk. en levert bij uitgangstoerental van 1400 toeren/min. 0.625 pk. De variator is luchtgekoeld.

### III. Emulgeringsapparaat.

#### a. Afmetingen.

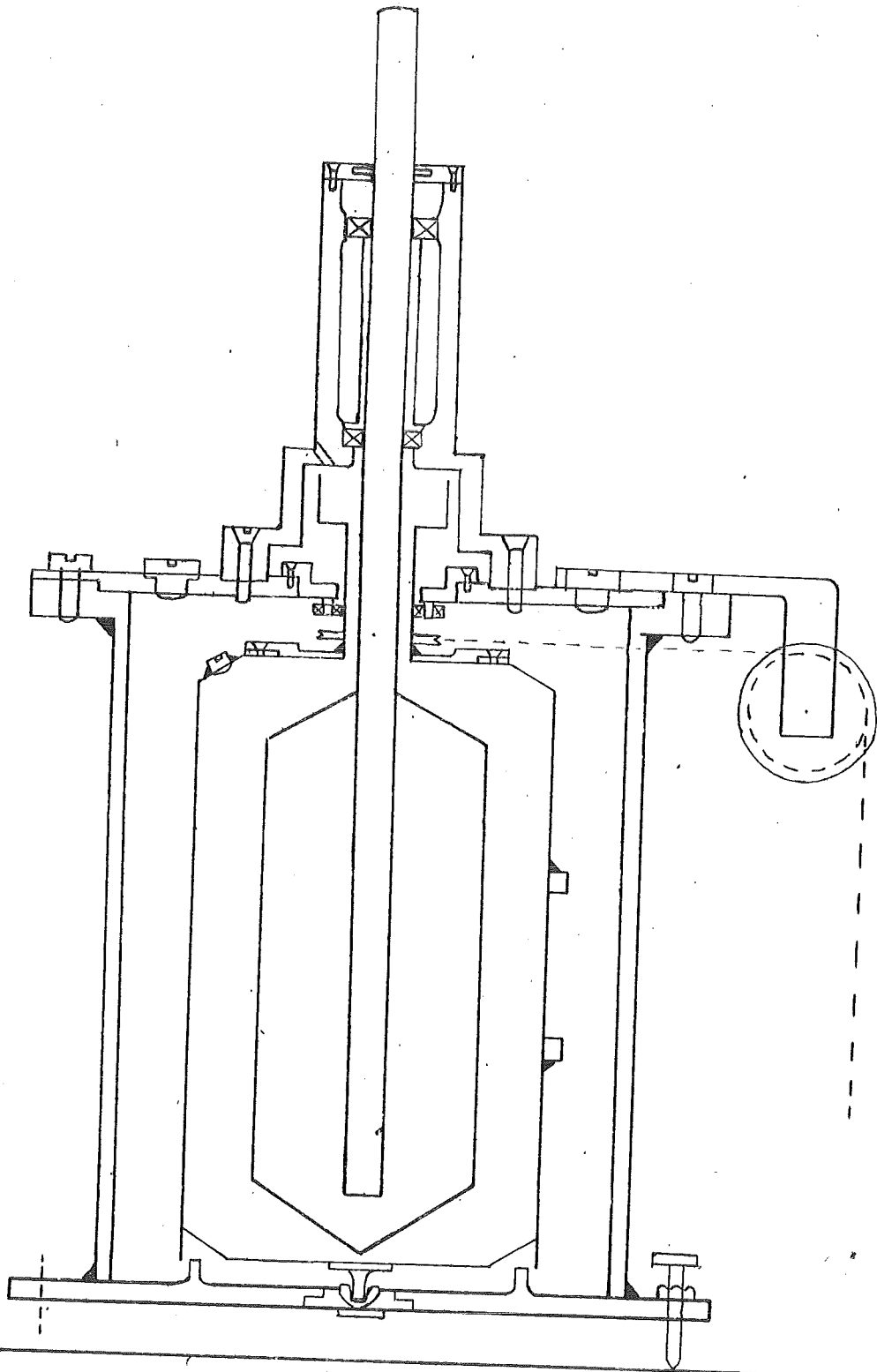
De radiale afmetingen der cilindrische ruimte werden zo gekozen, dat ze overeen kwamen met de afmetingen van het door Taylor 12) beschreven apparaat. Eenzelfde methode werd door Clay 8) en van Groningen 3) gevolgd.

Het apparaat van Taylor had de volgende afmetingen:

Buitendiameter rotor 50 mm.

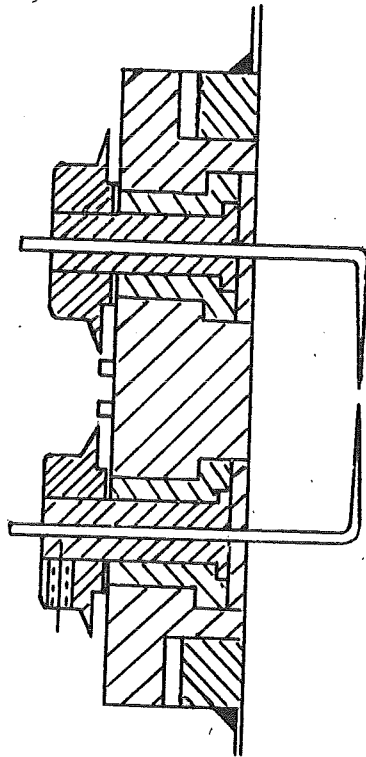
binnendiameter wand 80 mm.

Om constructieve redenen werd de buitendiameter der rotor op 48 mm. gesteld. De hoogte der cylinder dient beperkt te zijn teneinde concentratieverschillen ten gevolge van een selectief uitzakken der deeltjes bij kleine omwentelingssnelheden te beperken.



emulgerings apparaat  
zie blz. 26.





detail tekening meetnaalden.  
zie blz. 26

Anderzijds echter hebben boven- en onderdeksel bij geringe hoogte zeer veel invloed op het stromingsbeeld. Men zou dus, om deze invloed te verkleinen de hoogte groot moeten nemen. De voorkeur is gegeven aan een kleine hoogte, terwijl getracht werd de invloed van boven- en onderdeksel te verminderen, door de cilindrische ruimte ter plaatse van boven- en onderdeksel af te schuinen.

De hoogte werd gesteld op 135 mm. Bij een dergelijke afmeting is het dus noodzakelijk de meetnaalden door de zijwand in te voeren (zie tekening.)

#### b. De meetnaalden.

De meetnaalden zijn van roestvrij staal en 0.4 mm, dik. De naaldsplitsen zijn zorgvuldig geslepen in de Instrumentmakerij van het Laboratorium van Technische Physica.

De naalden zijn op halve hoogte ingevoerd, en steken 8 mm. in de vloeistof. Daar de afstand tussen binnenwand cylinder en buitenwand rotor 16 mm. bedraagt, bevinden de naaldsplitsen zich dus juist midden in het stromingsveld.

De naalden zijn onafhankelijk van elkaar beweegbaar. Dit is enerzijds gedaan om de afmetingen zo klein mogelijk te houden (afwezigheid van tandwielen) terwijl de constructie toch stevig is. Anderzijds om de dode gang te vermijden.

Elke naald is voorzien van schaalverdelingsknop en nonius.

De afstanden tussen de naalden bij diverse instellingen werden geïjkt met behulp van een comparator, die opgesteld is in kamer 6 van het laboratorium van Professor van Heel.

De naalden zijn gevat in roestvrij stalen hulzen, welke hulzen draaibaar zijn in geelkoperen vattingen. Deze vattingen zijn aangebracht in een "plexiglas" raam, zodat de naalden elektrisch geïsoleerd zijn. Zie detailtekening.

#### c. De lagering.

Er zal blijken (zie correlaties), dat de energie toevoer aan het stromingsveld voor de correlatie belangrijk is. De, in de vloeistof, gedissipeerde energie kan vastgesteld worden, door het koppel te meten, dat door de rotor op de vloeistof wordt uitgeoefend. Een meting van het koppel aan de rotoras stelt echter hoge eisen aan de constructie.

Wordt de rotor nl. door twee lagers gesteund, te weten één boven en één onder, dan dient het onderste lager vloeistofdichtend te zijn. Dit geeft een zeer grote wrijving, zodat het wrijvingskoppel, vergeleken met het te meten koppel, te groot zou worden. Wil men in dit geval het wrijvingskoppel ten gevolge van lagering, klein maken, dan worden hoge eisen gesteld aan de constructie. Anderzijds kan men uitsluitend boven lagere. De aanleg dient dan echter lang te zijn, ten einde zwiepen van de rotor te voorkomen.

Deze methode is hier gevolgd. De rotor is boven gelagerd met behulp van twee kogellagers. Ook in dit geval is echter de wrijving in de lagers zeer groot.

Om deze reden is er de voorkeur aan gegeven, evenals Clay en Van Groningen dit deden, het koppel aan de buitenwand te meten. De buitenwand is uitsluitend tegen het huis gelagerd en staat dus geheel los van rotor en rotor-as.

Het, aan de buitenwand gemeten, koppel behoeft dus uitsluitend gecorrigeerd te worden voor de wrijving buitenwand-huis.

Deze wrijving is zo gering mogelijk gehouden door gebruik te maken van miniatuurlagers, die uit Zwitserland betrokken zijn.

Het onderlager is een radiaal- en axiaal druklager, type O 550 (fabrikaat R.M.B.)

buitendiameter 5.50 mm.

binnendiameter 2.00 mm.

breedte 2.27 mm.

Boven is de cylinder gelagerd met drie miniatuurlagers, type R 1550 cc. (fabrikaat R.M.B.)

buitendiameter 5.00 mm.

binnendiameter 1.50 mm.

breedte 2.00 mm.

De kogellagers zijn dusdanig opgesteld, dat noch het onderlager, noch de drie bovenlagers door water bereikbaar zijn.

Op de bodem van het huis is een ring aangebracht, waarbinnen het lager zich bevindt. Eventuele olie- of waterdeeltjes, die door lekken langs de cylinder omlaag lopen, komen via een afdruiprand buiten de ring terecht. Aan de bovenkant van het

huis is een reservoir gemaakt, zodat omhoog gestuwde vloeistof deeltjes de bovenlagers niet kunnen bereiken.

Het vullen der cylinders kan geschieden door middel van een vuldop boven op de cylinder.

De cylinder wordt leeg geheveld, gedemonteerd en schoongemaakt. Aanvankelijk werd getracht de apparatuur schoon te maken zonder demonteren. Hiertoe werd de cylinder gevuld met isopropylalcohol (tast het plexiglas vrijwel niet aan) en vervolgens leeggeheveld. Dit werd één maal herhaald en vervolgens werd de cylinder droog geblazen met behulp van perslucht. Het bleek echter spoedig, dat deze methode nog tijdrovender was dan het demonteren, terwijl door demonteren na deze methode (ter controle) bleek, dat nog water en olie in het apparaat waren achter gebleven. Bij demonteren kan de apparatuur grondig schoongemaakt worden.

#### d. Het bepalen van de rotorfrequentie.

Deze werd bepaald met behulp van een strobflash, fabrikaat Dawe, type 1200 c. Voor, gedurende en na elke proef werd de strobflash geijkt met de 50 Hz netfrequentie volgens voorgescreven methode (ijking op 750 Hz, 1500 Hz, 3000 Hz)

Daar bij deze ijking licht fouten gemaakt worden (bijv. het kan voorkomen, dat men op 666.6 Hz of 857.1 Hz in plaats van op 750 Hz, <sup>instelt</sup> werd daarnaast gebruik gemaakt van een tachometer. Deze is weliswaar grover, maar beweest bij het ijken goede diensten. Bij draaiende apparatuur kon direct vastgesteld worden, of inderdaad op 750 Hz geijkt werd.

## 9. Waarnemingen.

De waarnemingen kunnen gesplitst worden in twee groepen :

- a) Waarnemingen, waarbij gebruik gemaakt werd van schakeling 1 (zie hoofdstuk 6).
- b) Waarnemingen, waarbij gebruik gemaakt werd van schakeling 2 (zie hoofdstuk 6).

Er is reeds opgemerkt, dat de waarnemingen vallende onder groep a onjuist waren. Dit was de reden dat schakeling 2 ontwikkeld werd. Niettemin zullen de waarnemingen, vallende onder groep a toch gegeven worden, om aan te tonen, waarom de waarnemingen als "niet juist" moesten worden aangemerkt. Naast de waarnemingen en de conclusies interesseert ons vooral de reproduceerbaarheid. Immers wanneer niet kan worden aangetoond, dat de metingen, binnen de fout, reproduceerbaar zijn, dan kan aan deze metingen geen waarde gehecht worden. We kunnen de metingen in drie groepen delen :

- a. Metingen in het kader van één proef, waarbij een bepaalde meting, zonder dat de instelling veranderd wordt, herhaald wordt.

We mogen aannemen, dat in het korte tijdsbestek, waarin de meting herhaald wordt, geen enkele grootheid zal variëren. De spreiding, die optreedt, zal dus niet groter mogen zijn, dan de spreiding tengevolge van het statistische karakter. Is de spreiding groter, dan is dus niet aan bovengenoemde voorwaarde voldaan. Wordt de tijd voor 1000 deeltjes gemeten, dan mag de spreiding  $\frac{\sqrt{1000}}{10} \% = 3\%$  bedragen.

We zullen dit nog nader bezien.

- b. Metingen in het kader van één proef, waarbij een meting, nadat de instelling enige malen veranderd is, herhaald wordt. De spreiding die we in de metingen kunnen verwachten, is groter dan in geval a.

Er verloopt enige tijd tussen de overeenkomstige metingen. Verschillende grootheden, die we niet kunnen bijregelen (als temperatuur omgeving, toenemende vervuiling van de vloeistof) zullen de spreiding groter maken.

Daarnaast echter krijgen we te maken met de fout in de aflezing in de instelling van de naalden. Juist deze laatste fout zal blijken zeer belangrijk te zijn.

c. Reproduceerbaarheidsmetingen door de gehele proef op een later tijdstip te herhalen.

Tussen deze soort metingen mogen we zeker een spreiding verwachten van dezelfde orde van grootte als onder b.

Waarnemingen vallende onder groep a.

Voor gegevens betreffende de gebruikte vloeistoffen zie men de bijgevoegde tabel.

De volgende metingen werden verricht :

Proef no.	Vol.fractie disperse phase in %	toeren- tal omw./min.	a/D	a in mm.	D in mm.
1 A	10.6	750	0.6	3.8	6.3
2 A	10.6	825	0.4	2.5	6.4
3 A	10.6	900	0.2	2.2	11.0
4 A	21.2	750	-	-	-
5 A	5.3	750	0.4	1.5	3.9
6 A	5.3	825	0.2	0.9	4.3
7 A	5.3	900	0.2	0.7	3.3
8 A	5.3	990	0.2	0.6	3.2
9 A	10.6	750	-	-	-
10 A	10.6	750	-	-	-

In bovenstaande tabel zijn tevens opgenomen de waarden van a/D, a en D, die uit de metingen volgen.

De proeven 1 A, 2 A en 3 A zijn weergegeven in de grafieken 1 A, 2 A en 3 A.

We zien, dat D voor alle proeven zeer groot is (>3 mm.).

Dit is zeer onwaarschijnlijk. Proef 3 A geeft zelfs D = 11 mm.

Dergelijke hoge waarden zijn een gevolg van het feit, dat voor grote afstanden (h = 2 tot 3 mm.) nog een zeer groot aantal deeltjes geteld wordt. Dit zou nog te verklaren zijn.

Hét is nl. mogelijk, dat bij grote naaldafstanden coïncidentie optreedt, d.w.z. contact van twee kleine druppels, die als één geteld worden.

Nog grotere afwijkingen bleken zich echter voor te doen als de schakeling iets veranderd werd.

Bij de metingen werd de bovenste naald op aardpotentiaal gezet, de onderste op + hoogspanning. Werden nu de aansluitingen verwisseld, dat wil zeggen werd de bovenste naald op hoogspanning en de onderste naald op aardpotentiaal geplaatst, dan werd de telling voor grote naaldafstanden nog groter.

De proeven 4 A en 10 A zijn volgens deze laatste schakeling uitgevoerd.

Grafiek 4 A geeft beide metingen weer. Voor grote naaldafstanden wordt in beide gevallen de telling dezelfde, beide proeven 750 omwentelingen per minuut

doch 4 A	100 cc	H <sub>2</sub> O
10 A	50 cc	H <sub>2</sub> O

Tevens zien we, dat de telling voor grote naaldafstanden constant wordt en geen heiging vertoont naar nul toe te gaan bij toenemende h.

De enige redelijke verklaring is, dat, tengevolge van het aangelegde, elektrische veld, coalescentie optreedt. En wel hangt de mate van coalescentie af van de veldrichting.

Teneinde de mogelijkheid van coalescentie te verminderen, moest gezocht worden naar een schakeling, waarbij een betrekkelijk zwak veld (lage spanning) mogelijk was. Daarom werd de relaisbuis schakeling (zie hiervoor schakeling 2) ontworpen.

De reproductie bij deze metingen was zeer goed. Daar de metingen echter als mislukt moeten worden beschouwd, heeft het geen zin, in finesses te treden.

Grafiek 5 A toont, dat de reproductie zeer goed te noemen is.

Waarnemingen vallende onder groep b.

De volgende metingen werden verricht :

Toerental 800 toeren/min.

Proef no.	vol.fractie disperse phase in %	a/D	a in mm.	D in mm.	$\beta$
1 B	2.1	2	0.6	0.3	1.3
2 B	4.2	2	0.85	0.42	0.8
3 B	6.3	2	1.00	0.50	0.9
4 B	8.5	2	1.03	0.51	0.8
5 B	10.6	2	0.96	0.48	0.6
6 B	12.7	2	1.04	0.52	0.5

Toerental 900 toeren/min.

Proef no.	vol.fractie disperse phase in %	a/D	a in mm.	D in mm.	$\beta$
7 B	2.1	2	0.50	0.25	3.0
8 B	6.3	2	0.70	0.35	0.8
9 B	8.5	2	0.95	0.47	0.9
10 B	10.6	2	0.82	0.41	0.6
11 B	12.7	2	0.90	0.45	0.5

Toerental 1000 toeren/min.

Proef no.	vol.fractie disperse phase in %	a/D	a in mm.	D in mm.	$\beta$
12 B	6.3	2	0.64	0.32	1.3
13 B	10.6	2	0.72	0.36	0.6
14 B	12.7	2	0.84	0.42	0.5

In bovenstaande tabel zijn tevens opgenomen de waarden van a/D, a, D en  $\beta$ .

Het meest opvallende kenmerk is wel, dat alle metingen liggen op de kromme met parameter a/D = 2.



Teneinde aan te tonen, dat inderdaad alle metingen voldoen aan de verdelingsfunctie van Schwarz voor  $a/D = 2$  zijn in de grafieken 1 B tot en met 6 B de waarnemingen uitgezet.

De ordinaat geeft de waarde  $\frac{N_a}{\beta UC}$ ,

De getrokken kromme geeft niet de meest waarschijnlijke waarde van de kromme door de waarnemingspunten aan.

De getrokken kromme geeft de, uit de theoretische verdelingsfunctie van Schwarz berekende, waarden van  $N_a$  en  $h/D$ , bij  $a/D = 2$ .  $(\beta UC)$

We zien, dat deze "omgewerkte" verdelingsfunctie van Schwarz zeer zeker met de meest waarschijnlijke kromme door de waarnemingspunten samenvalt.

In grafiek 7 B zijn alle waarnemingspunten uitgezet op bovenomschreven manier. Alleen is hier niet aangegeven bij welke proeven de diverse meetpunten behoren, teneinde de grafiek overzichtelijker te maken.

In de grafieken 9 B en 10 B zijn de waarden van  $a$  uitgezet tegen de concentratie van de disperse phase respectievelijk tegen het toerental.

We zien dat  $a$  en  $D$  ( $D = \frac{1}{2} a$ . De waarden van  $D$  zijn niet in grafieken uitgezet) toenemen met toenemende concentratie. Bij toenemend toerental nemen  $a$  en  $D$  af. Deze afhankelijkheid was te verwachten.

In de grafiek 11 B zijn de waarden van  $\beta$  uitgezet als functie van de concentratie disperse phase. We zien, dat er een grote spreiding in de waarde van  $\beta$  optreedt. We zouden verwachten, dat  $\beta$  onafhankelijk was van concentratie disperse phase en toerental. Tevens blijkt, dat voor grote concentratie van de disperse phase  $\beta$  voor alle toerentalen nadert tot 0.5. We kunnen aannemen (zoals reeds eerder is opgemerkt) dat of de snelheidsverdeling van Taylor in ons geval niet opgaat of de concentratie disperse phase is niet homogeen. Het is natuurlijk ook mogelijk, dat beide afwijkingen gelijktijdig optreden. Daarnaast echter blijft natuurlijk ten allen tijde de mogelijkheid, dat de teller apparatuur niet juist werkt. M.i. zijn echter de beide eerstgenoemde afwijkingen aannemelijker.

Koppelmelingen.

De volgende metingen werden verricht :

800 toeren/min.

Vol.fractie disperse phase in %	Gewicht	$\tau_w$ in $\text{kg/m sec}^2$
2.1	(68 $\pm$ 1) gr.	4.4 $\pm$ 0.1
4.2	(70 $\pm$ 1) gr.	4.6 $\pm$ 0.1
10.6	(76 $\pm$ 1) gr.	5.0 $\pm$ 0.1
12.7	(80 $\pm$ 1) gr.	5.2 $\pm$ 0.1

900 toeren/min.

Vol.fractie disperse phase in %	Gewicht	$\tau_w$ in $\text{kg/m sec}^2$
2.1	(77 $\pm$ 1) gr.	5.0 $\pm$ 0.1
4.2	(79 $\pm$ 1) gr.	5.2 $\pm$ 0.1
6.3	(85 $\pm$ 1) gr.	5.6 $\pm$ 0.1
8.5	(89 $\pm$ 1) gr.	5.8 $\pm$ 0.1
10.6	(88 $\pm$ 1) gr.	5.7 $\pm$ 0.1
12.7	(92 $\pm$ 1) gr.	6.0 $\pm$ 0.1

1000 toeren/min.

Vol. fractie disperse phase in %	Gewicht	$\tau_w$ in $\text{kg/m sec}^2$
2.1	(89 $\pm$ 1) gr.	5.8 $\pm$ 0.1
4.2	(92 $\pm$ 1) gr.	6.0 $\pm$ 0.1
6.3	(96 $\pm$ 1) gr.	6.3 $\pm$ 0.1
10.6	(100 $\pm$ 1) gr.	6.5 $\pm$ 0.1
12.7	(104 $\pm$ 1) gr.	6.8 $\pm$ 0.1

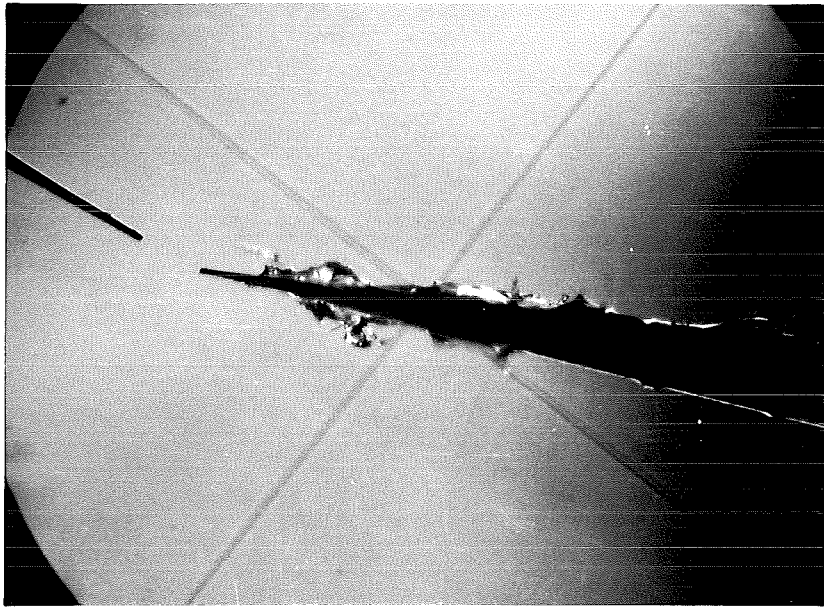
$\tau_w$  is als volgt te berekenen. Zij het gewicht  $X$  kg. dan is de kracht  $\times g \frac{\text{kg m}}{\text{sec}^2}$ , waarin  $g$  = versnelling zwaartekracht.

De kracht werkzaam aan de cylindermantel is dan  $\times g \frac{h_3}{h_2} \frac{\text{kg m}}{\text{sec}^2}$ .

Zij het oppervlak der cylinder  $A \text{ m}^2$ , dan is  $\tau_w = \frac{Xg h_3}{A h_2} \frac{\text{kg}}{\text{m sec}^2}$ .

Dit is de schuifspanning aan de buitencylinder. De schuifspanning aan de rotorwand  $\tau_r$  is dan te berekenen, daar

$$A_w \tau_w = A_r \tau_r$$



"Vuil" op meet naalden.  
zie blz. 35.

In de grafieken 12 B en 13 B is de schuifspanning uitgezet tegen toerental, respectievelijk concentratie gedispergeerde phase. We zien, dat, bij een zelfde toerental, de schuifspanning toeneemt met de concentratie gedispergeerde phase.

#### Reproduceerbaarheid.

De verschillende manieren, waarop reproduceerbaarheid getest moet worden, zijn reeds aangegeven aan het begin van dit hoofdstuk. Het is uiterst moeilijk geweest, om metingen vallende onder a en b te maken. En wel, omdat de naalden zeer sterk vervuilden. Nevenstaande foto geeft een microscoop-opname van de meetnaalden. Men ziet op deze foto zeer duidelijk "klonten vuil" op de naalden zitten. Dit vuil bestaat uit stofhaartjes (vermengd met olie, de continue phase), die ondanks voorzorgen toch in het toestel terecht kwamen. Deze foto is in zoverre minder geslaagd, omdat hier de punten van de naalden "schoon" zijn. Normaal echter bevonden dergelijke "klonten vuil" zich aan de naaldpunten. Het is duidelijk, dat in dat geval de afstand tussen naalden zeer veel kan verschillen van de werkelijke afstand, nog afgezien van het feit, dat nu de uiteinden van de naalden niet meer spits zijn. Het is moeilijk de invloed van dat vuil op de naalden na te gaan, maar men kan aannemen, dat voor kleine naaldafstanden de fout in de afstand zeker 100% en meer kan bedragen.

Het was dus noodzakelijk de proeven te beëindigen, voordat vervuiling optrad.

#### Metingen vallende onder a.

Gekozen is meting 5 B, volume fractie disperse phase 10.6 %  
800 toeren/min.

Afstand	0.2 mm	0.13 mm.	0.16 mm.	0.16 mm.
Tijd voor				
1000 druppels	18.11	10.09	12.66	12.76
	19.20	10.21	13.16	13.05
	18.51	9.88	13.27	12.56
	18.47	9.37	12.81	13.46
	18.11	9.27	12.57	12.76
	17.73	9.18		12.29
		9.46		
		9.72		

Gemiddelde	18.35	9.65	12.90	12.81
Stand.deviation	0.5	0.4	0.3	0.4
Stand.deviation in %	3%	4%	3%	3%
Tijd in sec.	(18.4 $\pm$ 0.5)	(9.7 $\pm$ 0.4)	(12.9 $\pm$ 0.3)	(12.8 $\pm$ 0.4)

Men ziet, dat in deze vorm de reproductie uitstekend is. We mogen nl. een standaard deviatie verwachten van 3%.

#### Metingen vallende onder b.

We zullen weer de proef 5 B gebruiken. Hierbij worden echter niet gebruikt de gemeten tijden, maar het aantal druppels per sec., dat uit deze tijden volgt. Elke meting is het gemiddelde van een serie metingen, zoals hiervoor behandeld.

Aantal/sec.	77.5	90.9	83.1
	92.2	78.0	89.5
	87.4	90.0	81.6
	82.5		

Het heeft geen zin hiervan de standaard deviatie te bepalen, omdat de spreiding hoofdzakelijk een gevolg is van de fout in de instelling der naalden. De bovengegeven waarden zijn, met de overige metingen in grafiek 14 B uitgezet.

De afstand tussen de naalden voor bovengenoemde waarnemingen is 0.16 mm. De ijkfout in de instelling der naalden bedraagt  $5\mu$ . De instelfout tijdens de meting eveneens  $5\mu$ . Dus  $h = (160 \pm 10) \mu$ . Het gebied, waarin de meetpunten mogen liggen, ten gevolge van deze fout alleen is aangegeven door een rechthoek. Hierbij is aangenomen, dat de getrokken kromme juist is. We vinden op deze manier  $82 \pm 8$ . De waarden mogen dus liggen tussen 76 en 90.

Alle metingen, op twee na, liggen inderdaad binnen het beschouwde gebied. De twee uitzonderingen liggen iets boven het gebied. Daar er echter meer oorzaken zijn voor afwijkingen: toenemende vervuiling vloeistof ( $\gamma$  verandert), toenemende vervuiling naalden ( $h$  verandert), temperatuurverloop ( $\rho$ ,  $\mu$  en  $\gamma$  veranderen) kan men dus zeggen, dat inderdaad redelijke reproductie bereikt is. Het beschouwde geval is ongeveer een middelgeval. Er komen in de metingen ook reeksen voor, waarbij de spreiding veel kleiner of groter is. In het laatste geval moet m.i. de vervuiling van de naalden de oorzaak geweest zijn.

Metingen vallende onder c.

De meting 2 B is enige weken later herhaald (meting 15 B)  
Zie grafiek 8 B.

Meting	a/D	a in m.m.	D in m.m.	$\beta$
Meting 2 B	2.0	0.85	0.42	0.85
Meting 15 B	2.0	0.65	0.33	0.94

We zien hier het opmerkelijke feit, dat in beide gevallen gevonden wordt  $a/d = 2$

De waarden van  $\beta$ , a en D verschillen echter in beide gevallen.

De verschillen zijn een gevolg van niet-gelijke omstandigheden:

andere temperatuur ( $\rho$ ,  $\mu$  en  $\gamma$  veranderen).

Er blijkt echter, dat deze omstandigheden wel andere waarden voor a, D en  $\beta$  geven, maar niet voor a/D.

Correlaties.De relatie van Hinze.

Volgens Hinze<sup>y</sup> moet gelden :

$$D_{max} \left(\frac{\rho}{\gamma}\right)^{0,6} \varepsilon^{0,4} = \text{constant.}$$

Bij de afleiding heeft Hinze de volume fractie der disperse phase niet in de beschouwing betrokken. We mogen de relatie dan ook uitsluitend zó interpreteren, dat  $D_{max} \left(\frac{\rho}{\gamma}\right)^{0,6} \varepsilon^{0,4}$  voor een bepaalde volumefractie der disperse phase een bepaalde waarde heeft.

De Haas<sup>10)</sup> heeft uit de metingen van Clay<sup>11)</sup> de waarde van bovengenoemde grootheid bepaald. Hij vond, gemiddeld,

$$D_{max} \left(\frac{\rho}{\gamma}\right)^{0,6} \varepsilon^{0,4} = 1,4 \text{ cm}$$

De standaard deviatie bedroeg 0.6.

De volume fractie der disperse phase was bij de metingen van Clay  $< 5\%$ .

In onderstaande tabel zijn de waarden van  $D_{max} \left( \frac{e}{d} \right)^{0,6} \varepsilon^{0,4}$  volgende uit de waarnemingen, opgenomen.

Vol.fractie disperse phase in %	800 omw./min.	900 omw./min.	1000 omw./min.
2.1 %	0.08	0.07	--
4.2 %	0.11	--	--
6.3 %	--	0.11	0.10
8.5 %	--	0.14	--
10.6 %	0.13	0.12	0.12
12.7 %	0.14	0.13	0.14

Bij gelijkblijvende volumefractie der disperse phase is (1) inderdaad constant.

Voor elke volumefractie der disperse phase is echter de waarde van deze grootheid anders.

Dit bewijst, dat de beperking, die wij hebben ingevoerd, juist is. De hier gevonden waarden zijn een orde kleiner dan die van Clay.

Het verschil bedraagt een factor 10 tot 20.

We mogen concluderen:

1e. De relatie van Hinze is juist bevonden, indien we ons beperken tot gelijkblijvende volumefractie der disperse phase.

2e. De gevonden waarden stemmen niet overeen met Clay.

#### De relatie van Vermeulen.

Vermeulen kwam experimenteel tot de volgende relatie :

$$d \left( \frac{\bar{\rho}}{\rho} \right)^{0,6} \varepsilon^{0,4} = c f(\phi) \quad \text{met } c = 0,084$$

Hierin is  $d$  : de gemiddelde druppeldiameter (reeds eerder gedefinieerd).

$f(\phi)$  : de verhouding: gemiddelde druppeldiameter en gemiddelde druppeldiameter bij een volume fractie der disperse phase van 10%.

$\bar{\rho}$  : gemiddelde effectieve soortelijke massa.

Het is mogelijk gebleken, deze relatie eveneens te testen.

Uit de metingen is  $d$  te berekenen.

We hebben reeds eerder afgeleid :

$$d = \frac{1}{\frac{1}{D} + \frac{1}{a}}$$

Na omwerken en invoeren van  $a/D = 2$  ( $a/D$  was immers bij alle metingen constant) krijgen we

$$d = \frac{2}{3} D_{max.}$$

Tevens is uit de metingen  $f(\phi)$  te berekenen.

We kunnen  $\bar{\rho}$  vervangen door  $\rho_c$  daar de dichtheden van continue en disperse phase vrijwel gelijk zijn (zie Tabel achterin).

In onderstaande tabel zijn de berekende waarden van de constante van Vermeulen opgenomen.

Vol.fractie der disperse phase in %	800 omw./min.	900 omw./min.	1000 omw./min.
2.1	0.079	0.075	--
4.2	0.080	--	--
6.3	--	0.086	0.077
8.5	--	0.081	--
10.6	0.082	0.080	0.079
12.7	0.084	0.081	0.080

De waarde van C is gemiddeld 0.080.

De standaard deviatie bedraagt 0.003 (< 5%).

We mogen concluderen :

1e. De relatie van Vermeulen  $\frac{d \left(\frac{\bar{\rho}}{\rho}\right)^{0.6} \varepsilon^{0.4}}{f(\phi)} = \text{constant.}$   
is juist bevonden.

2e. De getalwaarden stemmen volledig overeen.

De standaarddeviatie in de waarden van C bedroeg bij Vermeulen 20%. Bij onze metingen was de standaarddeviatie < 5%.

Verband tussen de relaties van Hinze en Vermeulen.

Beschouwen we de relatie van Vermeulen nauwkeuriger dan blijkt, dat deze relatie dezelfde is als de "beperkte" relatie van Hinze.

We kunnen de relatie van Vermeulen op de volgende manier omwerken:

$$d \left(\frac{\bar{\rho}}{\rho}\right)^{0.6} \varepsilon^{0.4} = c f(\phi)$$



$$\text{daar } f(\phi) = \frac{d}{d_{10\%}}$$

$$\text{Volgt hieruit } d \left(\frac{\bar{r}}{f}\right)^{0,6} \varepsilon^{0,4} = c \frac{d}{d_{10\%}}$$

$$d_{10\%} \left(\frac{\bar{r}}{f}\right)^{0,6} \varepsilon^{0,4} = \text{constant}$$

Invoeren van  $d = \frac{2}{3} D_{\max}$  of in dit geval  $d_{10\%} = \frac{2}{3} D_{\max, 10\%}$  krijgen we tenslotte

$$D_{\max, 10\%} \left(\frac{\bar{r}}{f}\right)^{0,6} \varepsilon^{0,4} = C_{(10\%)}$$

en dit is juist de "beperkte" relatie van Hinze. Op dezelfde manier kunnen we, door  $f(\phi)$  te definiëren als :

$$\frac{d}{d_{2\%}} \quad \delta \quad \frac{d}{d_{4\%}} \quad \text{m.u.}$$

vinden

$$D_{\max, 2\%} \left(\frac{\bar{r}}{f}\right)^{0,6} \varepsilon^{0,4} = C_{2\%} \quad \text{m.u.}$$

Tenslotte is het feit, dat de getalwaarden overeenstemmen, zeer belangrijk.

De door Vermeulen gebezigde apparatuur week zeer veel van onze apparatuur.

Vermeulen maakte, voor het bepalen van de gemiddelde druppeldiameter gebruik van de licht-transmissie methode, terwijl wij de "naalden"methode gebruikten.

Literatuur.

- (1) Rea en Vermeulen: Effect of baffling and impeller geometry on interfacial area in agitated two-phase liquid systems. (University of California)
- (2) Taylor : The formation of emulsions in definable fields of flow (Proc. Roy. Soc. London A no. 858 vol. 146 pp. 501 - 523 Oct. 1934.)
- (3) Van Groningen : Emulgering in het stromingsveld binnen twee concentrische cylinders bij roterende binnencylinder (Verslag D.H.F. 1952-1953).
- (4) Hinze : Emulgering door turbulentie. (Colloquium Turbulentie 1951-1952 no. 3).
- (5) Schwarz : A universal size frequency distribution law for emulsion particles. (Proc. III World Petr. Congress. Sect. II).
- (6) Bouman : Een methode voor het meten van de druppelgrootte verdeling in niet-stabiele emulsies. (Afstudeerverslag 1951).
- (7) Honig en Croockewit: Metingen betreffende de spreiding in verblijftijd van een vloeistof stromend tussen twee roterende coaxiale cylinders. (Archief Prof. Kramers).
- (8) Clay : The mechanism of emulsion formation in turbulent flow I en II. (Nederl. Akademie van Wetenschappen Proc. Vol. XLIII no. 7 en 8 1940).
- (9) Pro memorie Langlois: Chemistry Thesis, University of California.
- (10) De Haas : Formation of emulsion in turbulent flow (B.P.M. report no. 1329 Amsterdam 1949)
- (11) Vermeulen  
Williams : Interfacial area in liquid-liquid and  
Langlois : gas-liquid agitation (University of California)
- (12) Taylor : Distribution of velocity and temperature between concentric rotating cylinders (Proc. Roy. Soc. A Vol. 151. 1935)

Lijst van de voornaamste symbolen.

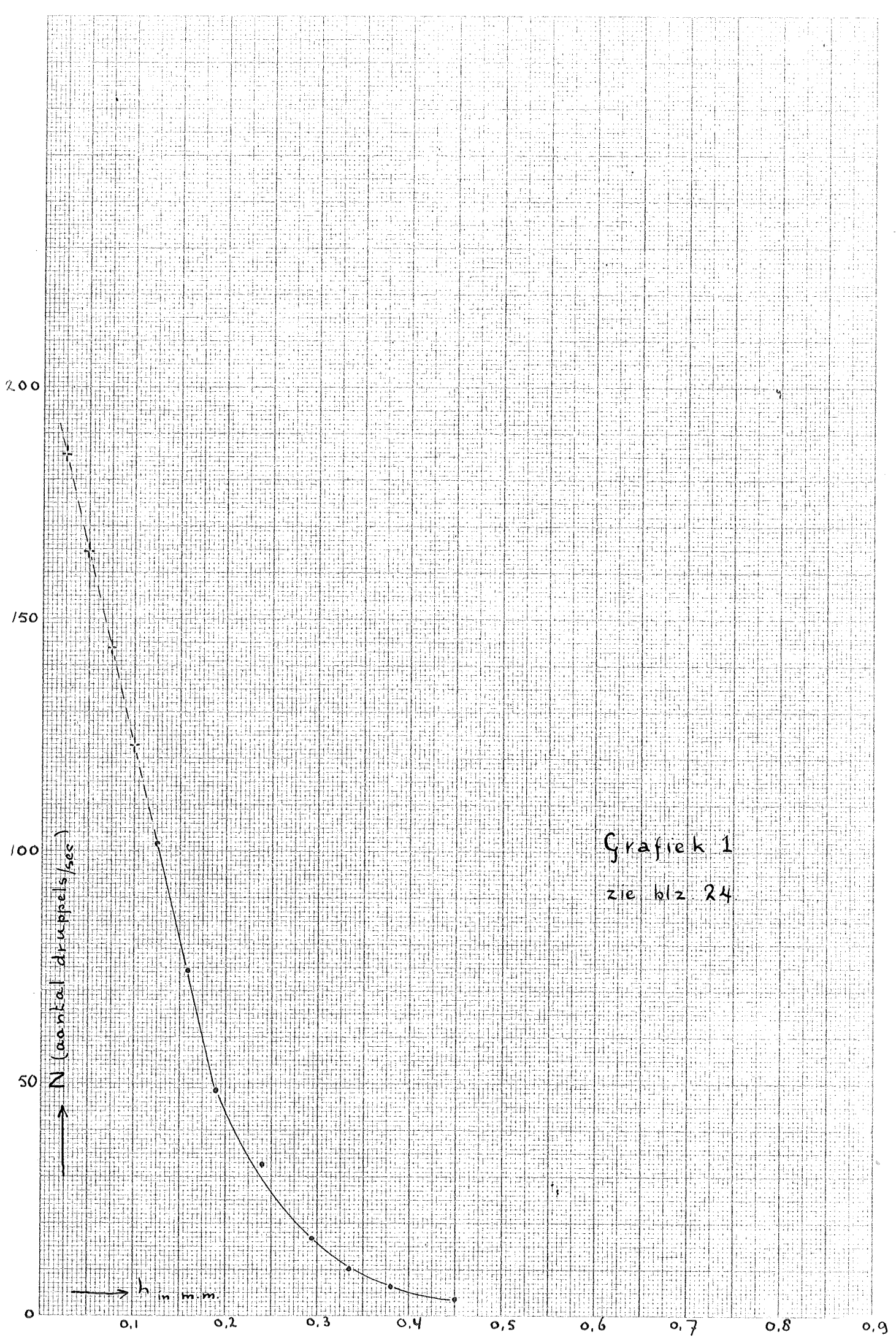
a	parameter uit de relatie volgens Schwarz	(1)
A <sub>i</sub> , A <sub>u</sub>	oppervlak rotor resp. buitencylinder	(l <sup>2</sup> )
c	concentratie disperse phase	(-)
D	diameter van de grootste, in de emulsie voorkomende, druppel	(1)
d	gemiddelde druppeldiameter	(1)
g	versnelling van de zwaartekracht	(l t <sup>-2</sup> )
h	naaldafstand	(1)
L	diameter roerder	(1)
n.N	rotor frequentie	(t <sup>-1</sup> )
p	parameter (h/a)	(-)
R <sub>1</sub>	straal rotor	(1)
R <sub>2</sub>	straal buitencylinder	(1)
S <sub>i</sub>	inwendig grensvlak per m <sup>3</sup> emulsie	(l <sup>2</sup> )
U	snelheid emulsie	(l t <sup>-1</sup> )
β	correctie factor voor snelheid en concentratie	(-)
γ	grensvlakspanning tussen continue en disperse phase	(m t <sup>-2</sup> )
μ <sub>c</sub> , μ <sub>d</sub>	dynamische viscositeit van respectievelijk continue en disperse phase	(m l <sup>-1</sup> t <sup>-1</sup> )
ρ <sub>c</sub> , ρ <sub>d</sub>	soort massa van respectievelijk continue en disperse phase	(m l <sup>-3</sup> )
ζ	schuifspanning	(m l <sup>-1</sup> t <sup>-2</sup> )
ε	energie per eenheid van tijd en per eenheid van massa	(l <sup>2</sup> t <sup>-3</sup> )

Gegevens gebruikte vloeistoffen.

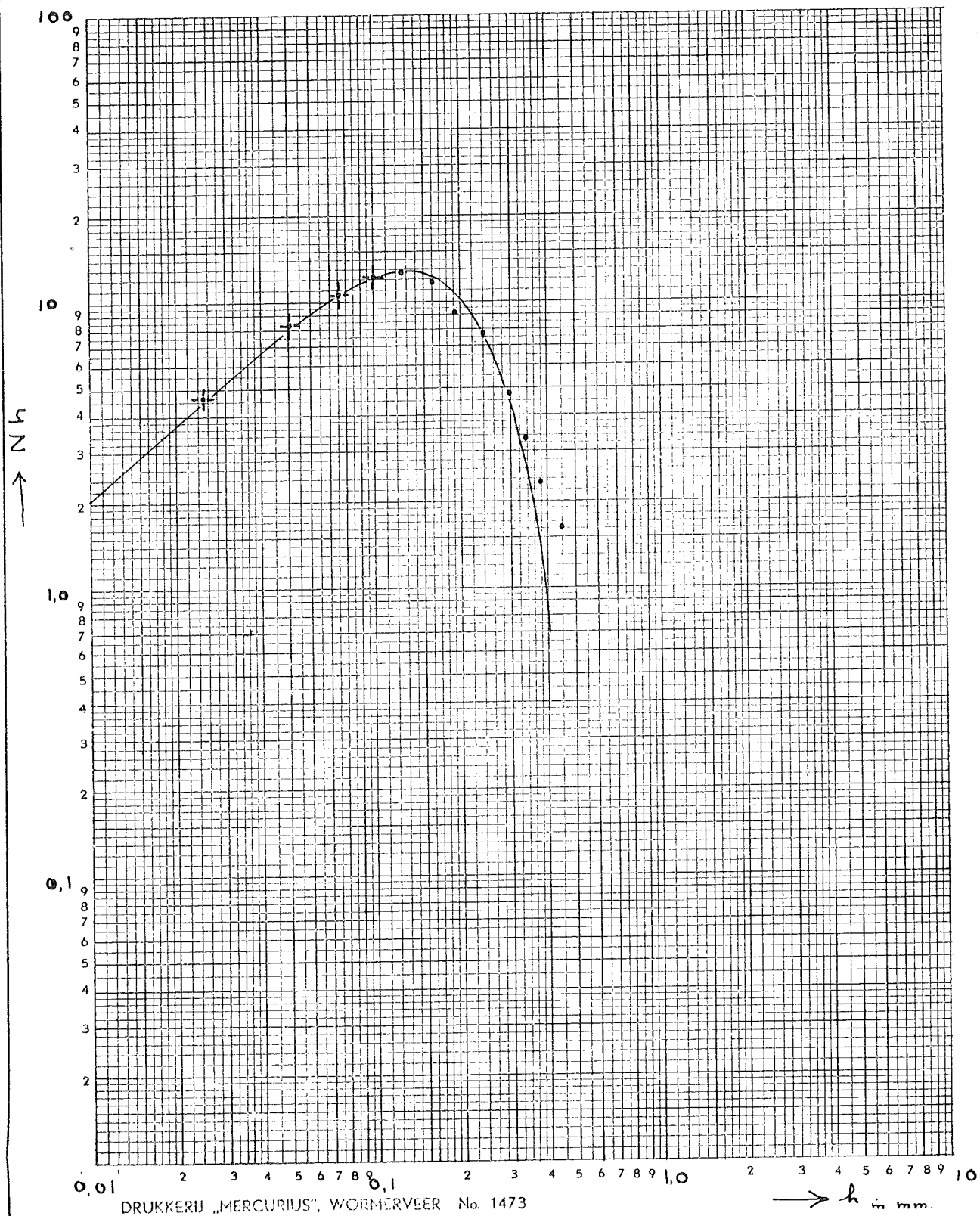
Continue phase: Paraffine olie, verdund met  $C Cl_4$

kin.viscositeit	23.0° C	9.560	centi-stokes
	26.0° C	9.176	centi-stokes
soort. massa	20.5° C	977.2	kg./m <sup>3</sup>
	25.8° C	972.0	kg./m <sup>3</sup>
grensvlak span-	20.0° C	8.8	10 <sup>-3</sup> N/m
ning	26.4° C	9.5	10 <sup>-3</sup> N/m

Disperse phase: Leidingwater, geen gegevens, daar alleen de grootheden der continue phase van belang zijn.



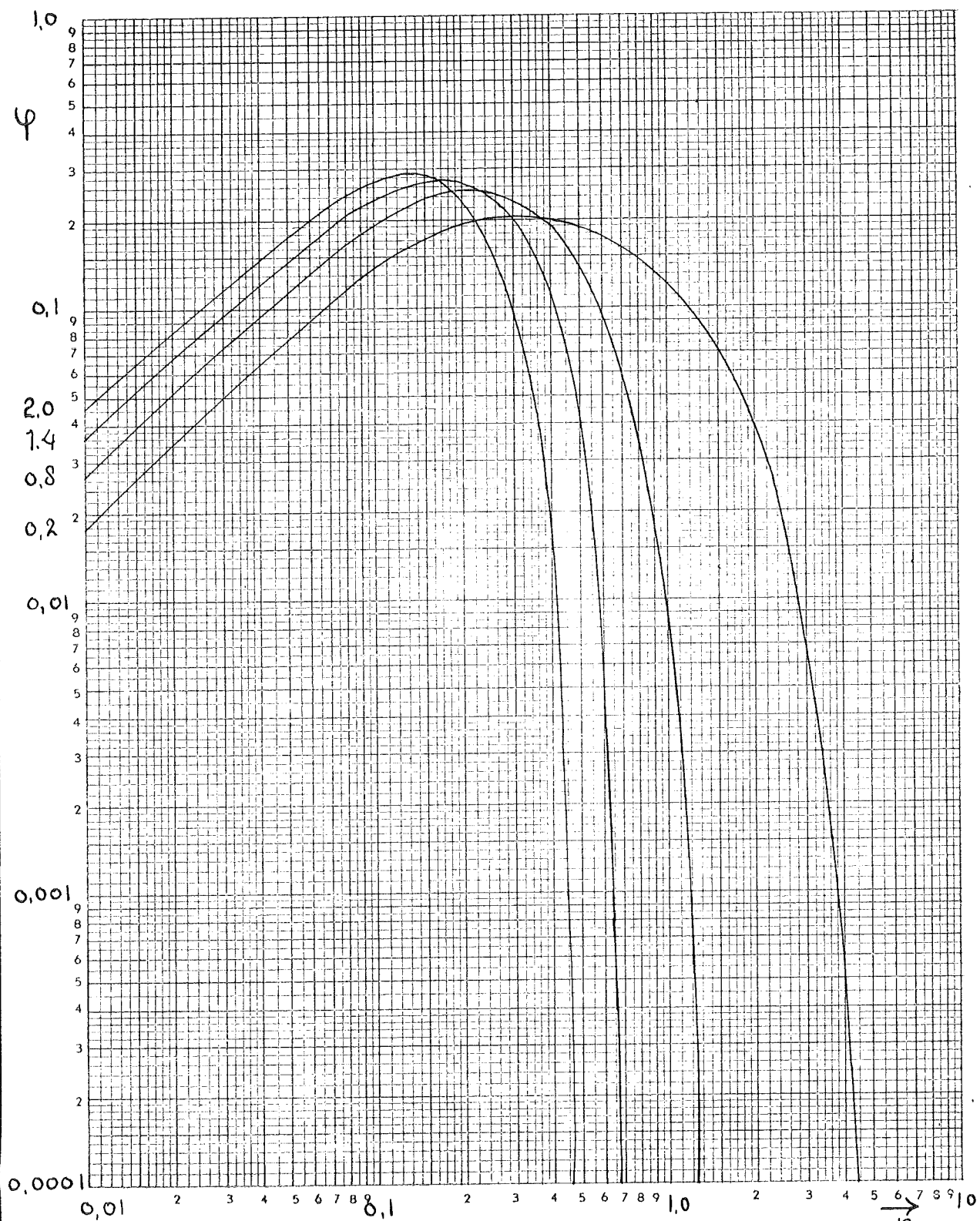
Grafiek 1  
zie blz 24



DRUKKERIJ „MERCURIUS“, WORMERVEER No. 1473

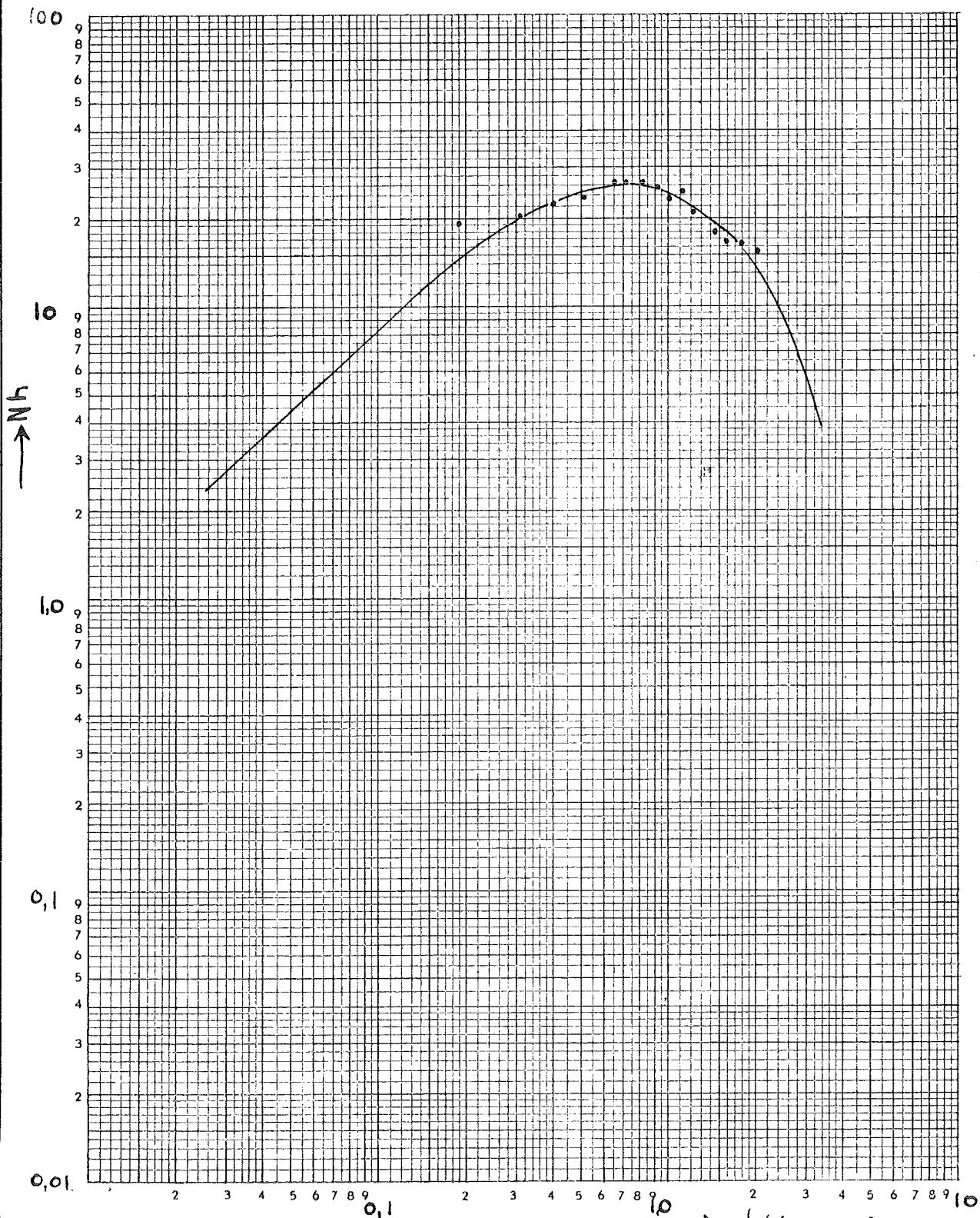
Beide assen logar. verdeeld, 1 tot 1.000, 1 tot 10.000. Eenheid 50 m.m.

Grafiek 2  
zie blz 24.



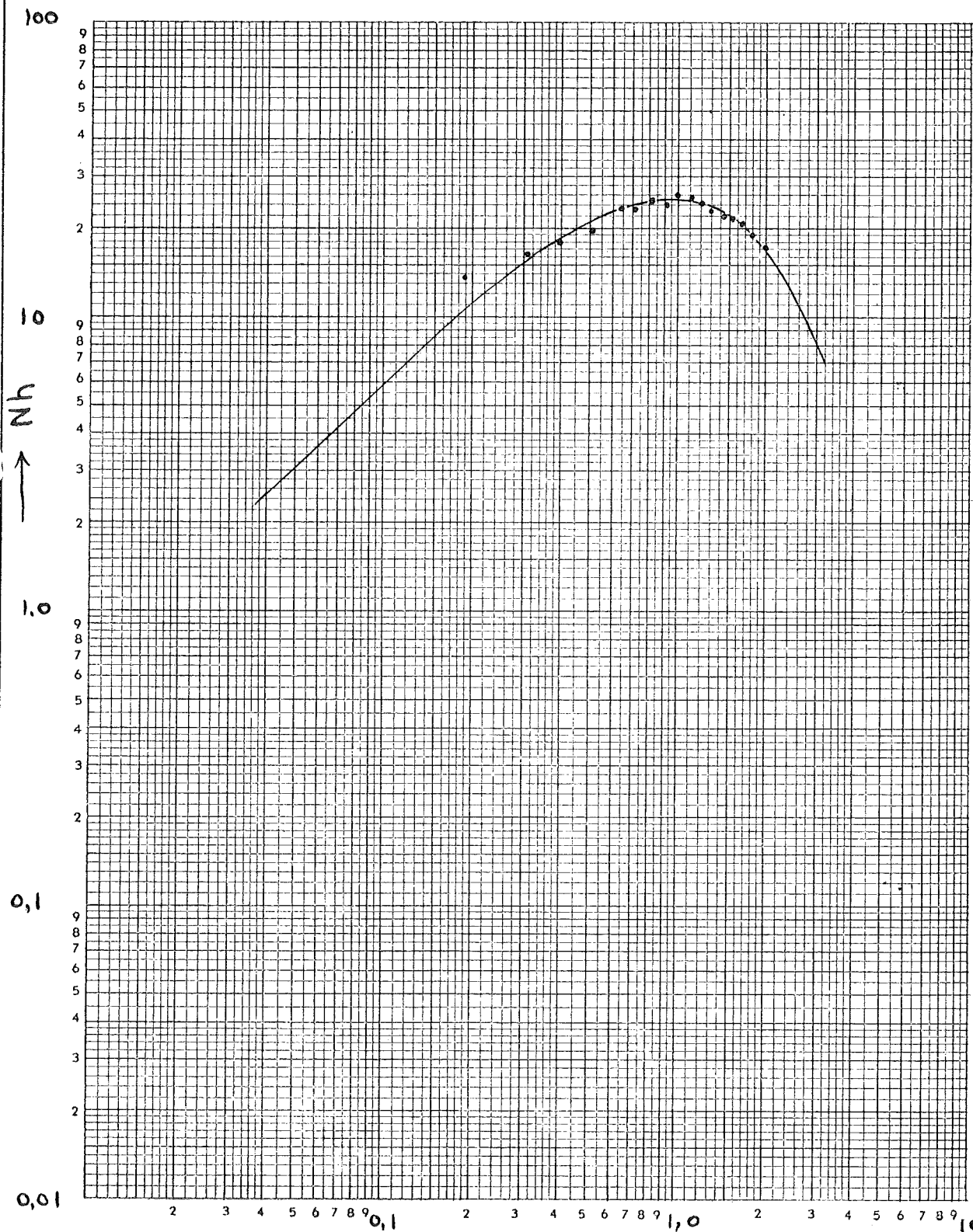
$\frac{a}{D} = 2.0 \quad 1.4 \quad 0.8$

$0.2$   
 Grafiek 3  
 zie blz. 24.

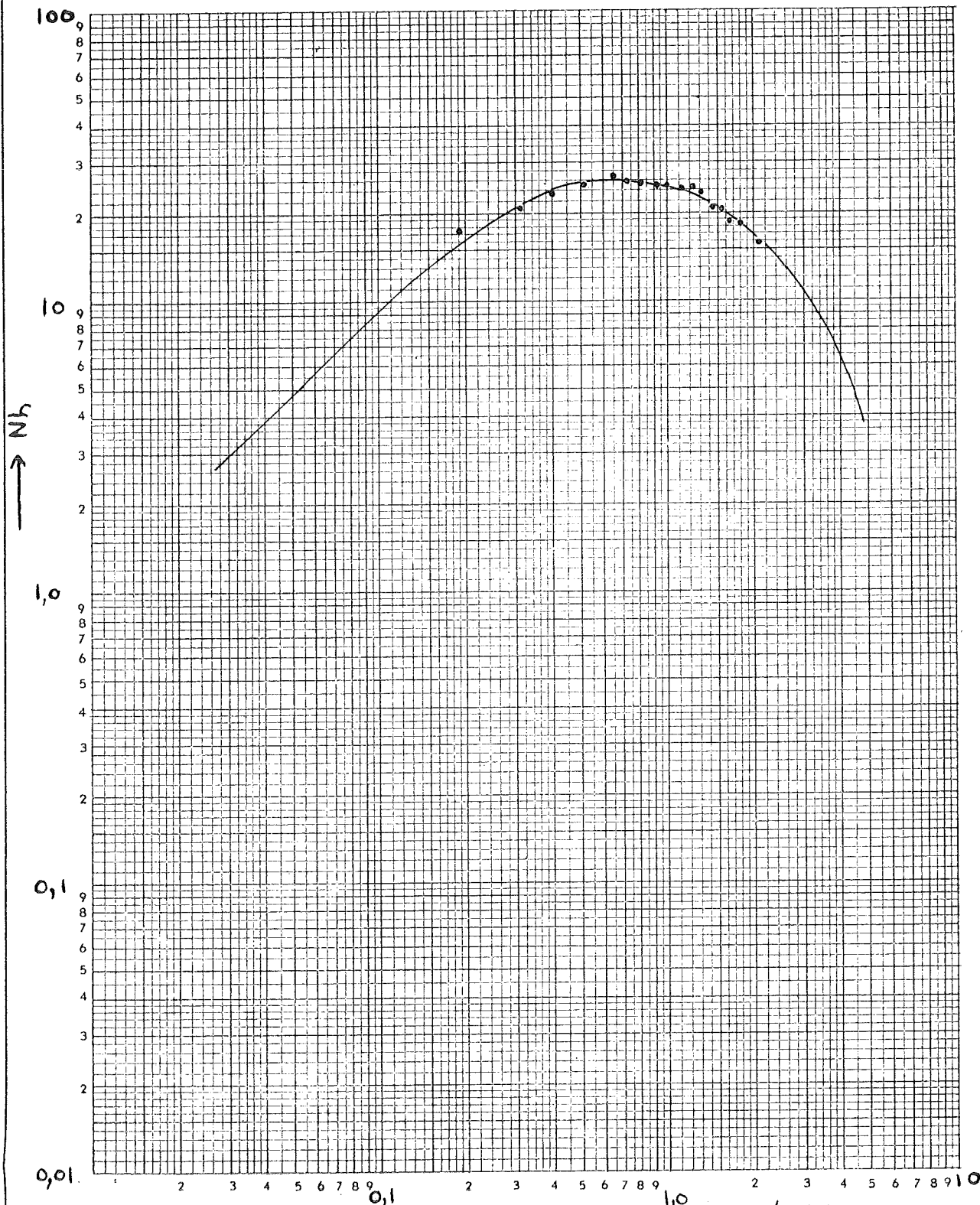


→ h (in mm.)  
zie blz 30 Grafiek 1A



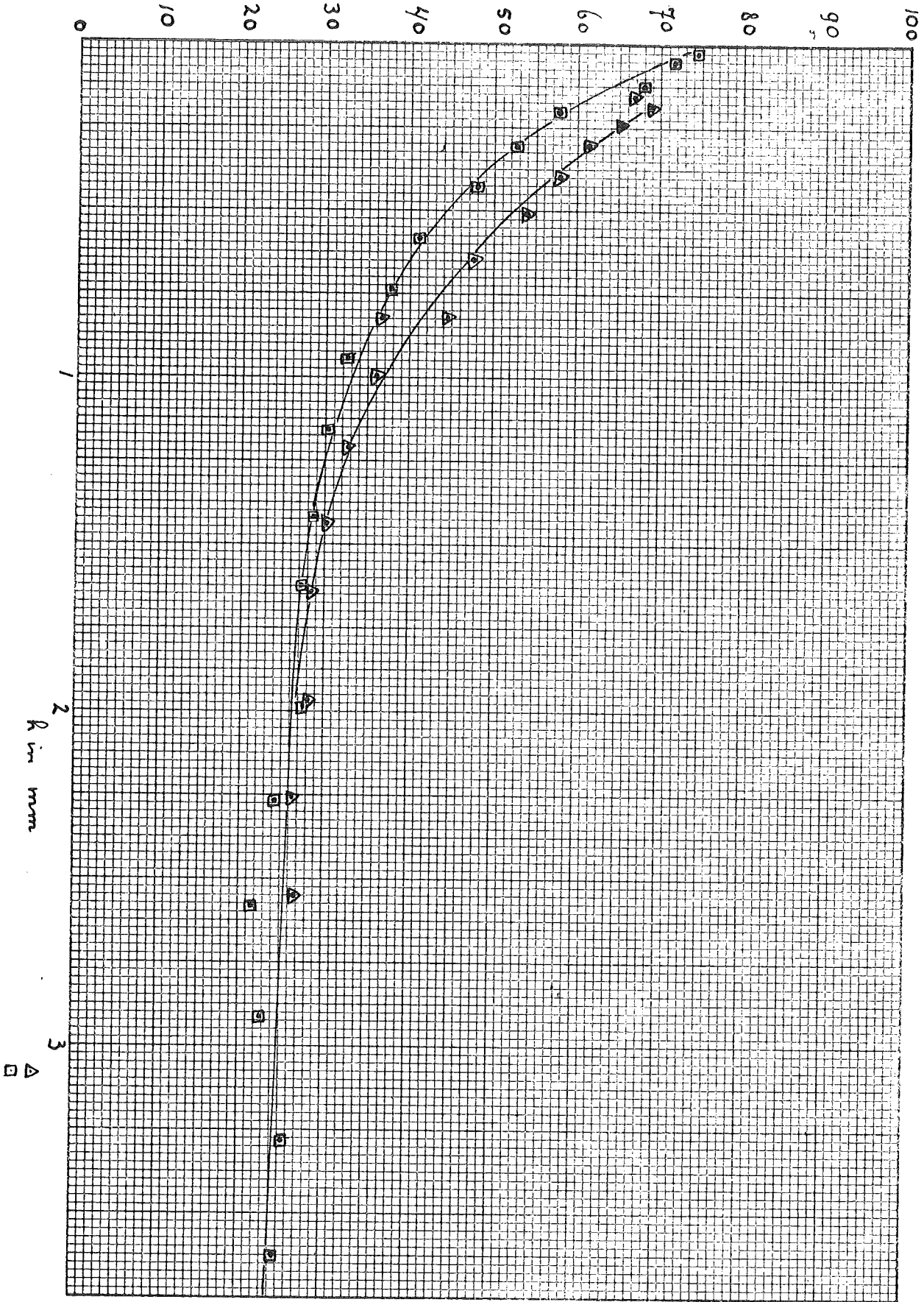


→ h (in mm.) grafiek 2A  
zie blz 30.



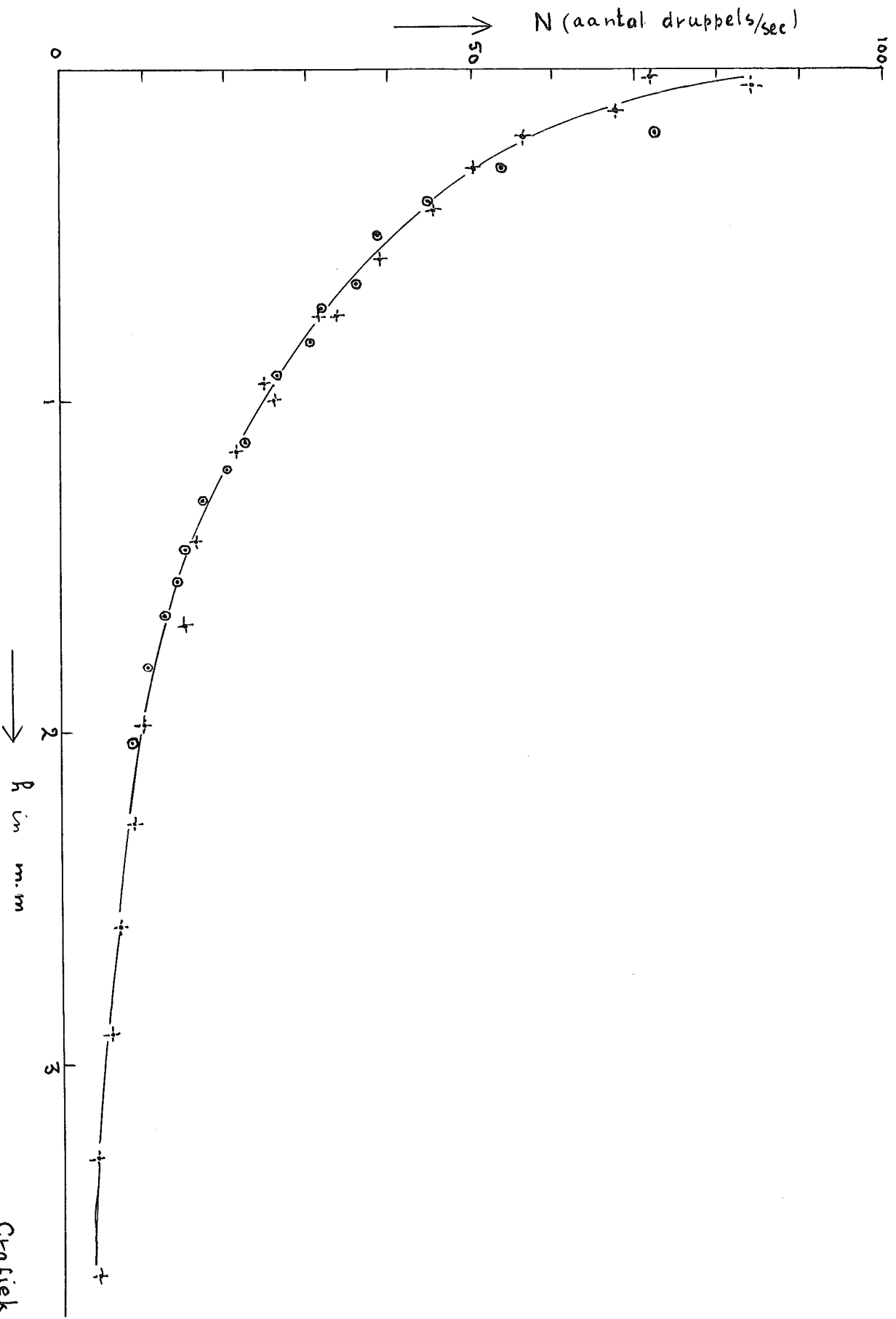
$\rightarrow h$  (in mm).  
 zie blz 30 Grafiek 3A

→ N (aantal druppels/sec).

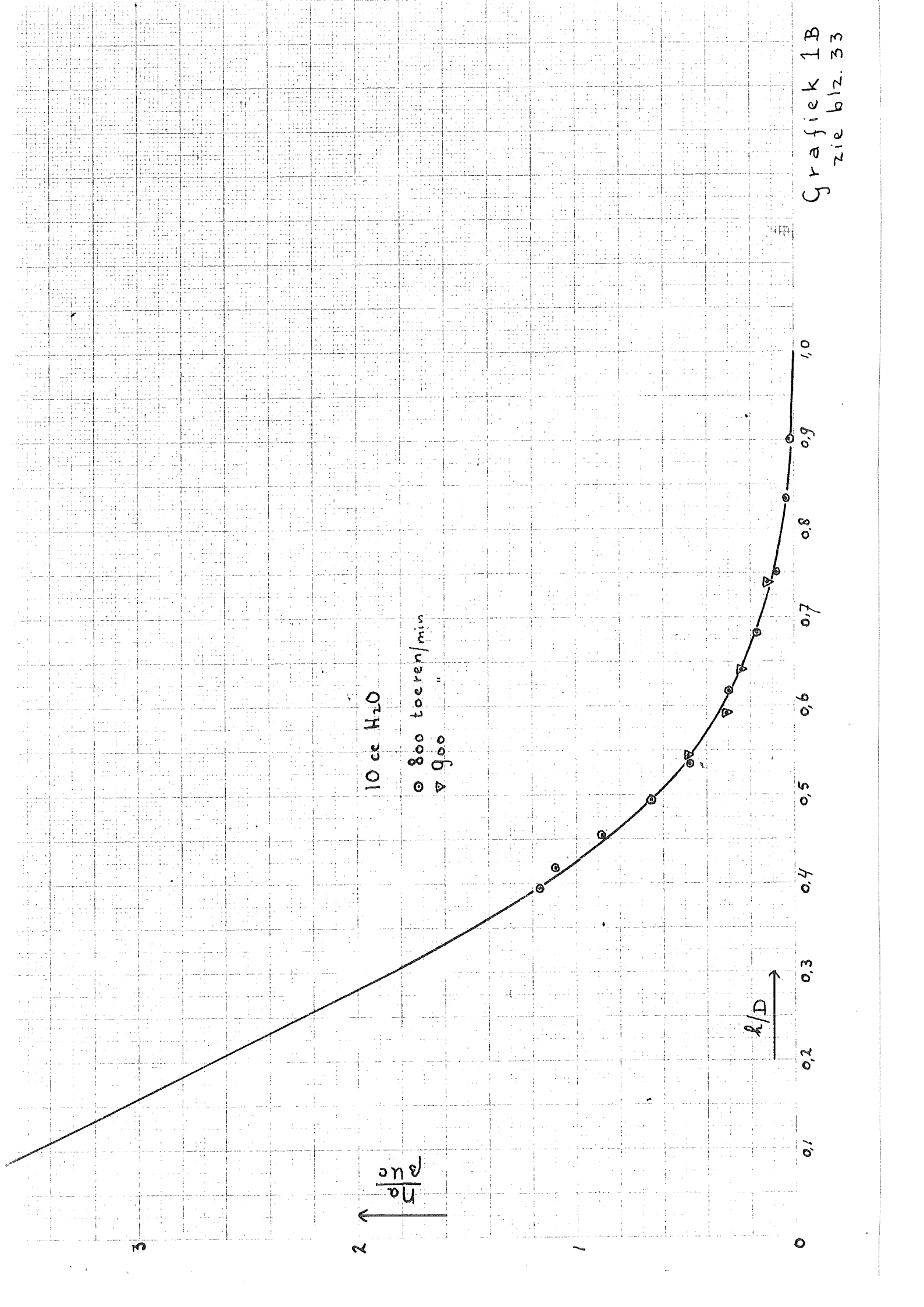


Grafiek 4A

Zie blz 31.



Grafiek 5A  
zie blz. 31



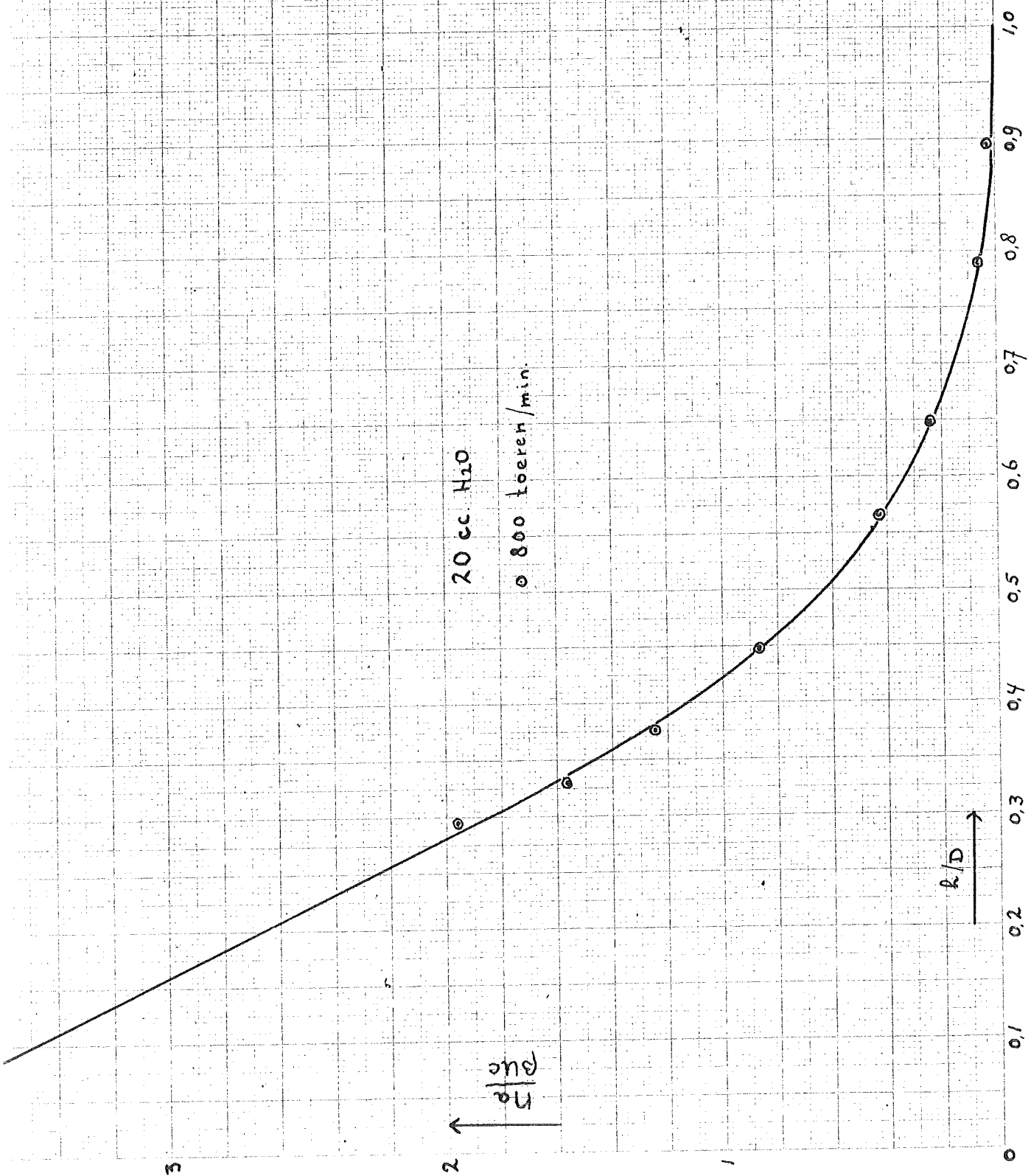
$\frac{N_a}{\rho_{uc}}$

10 cc H<sub>2</sub>O

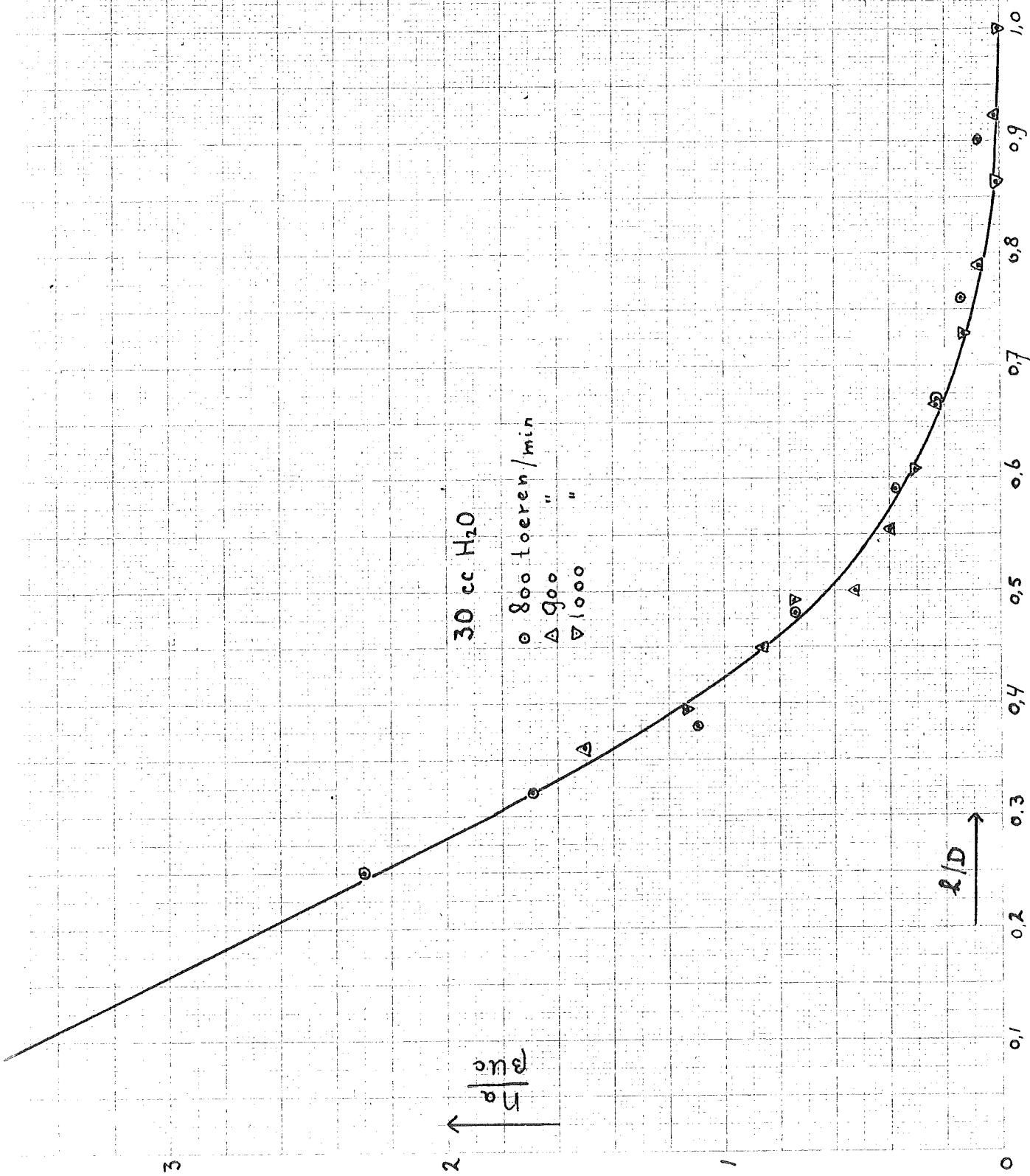
○ 800 toeren/min  
 ▼ 900 "

$\frac{h}{D}$

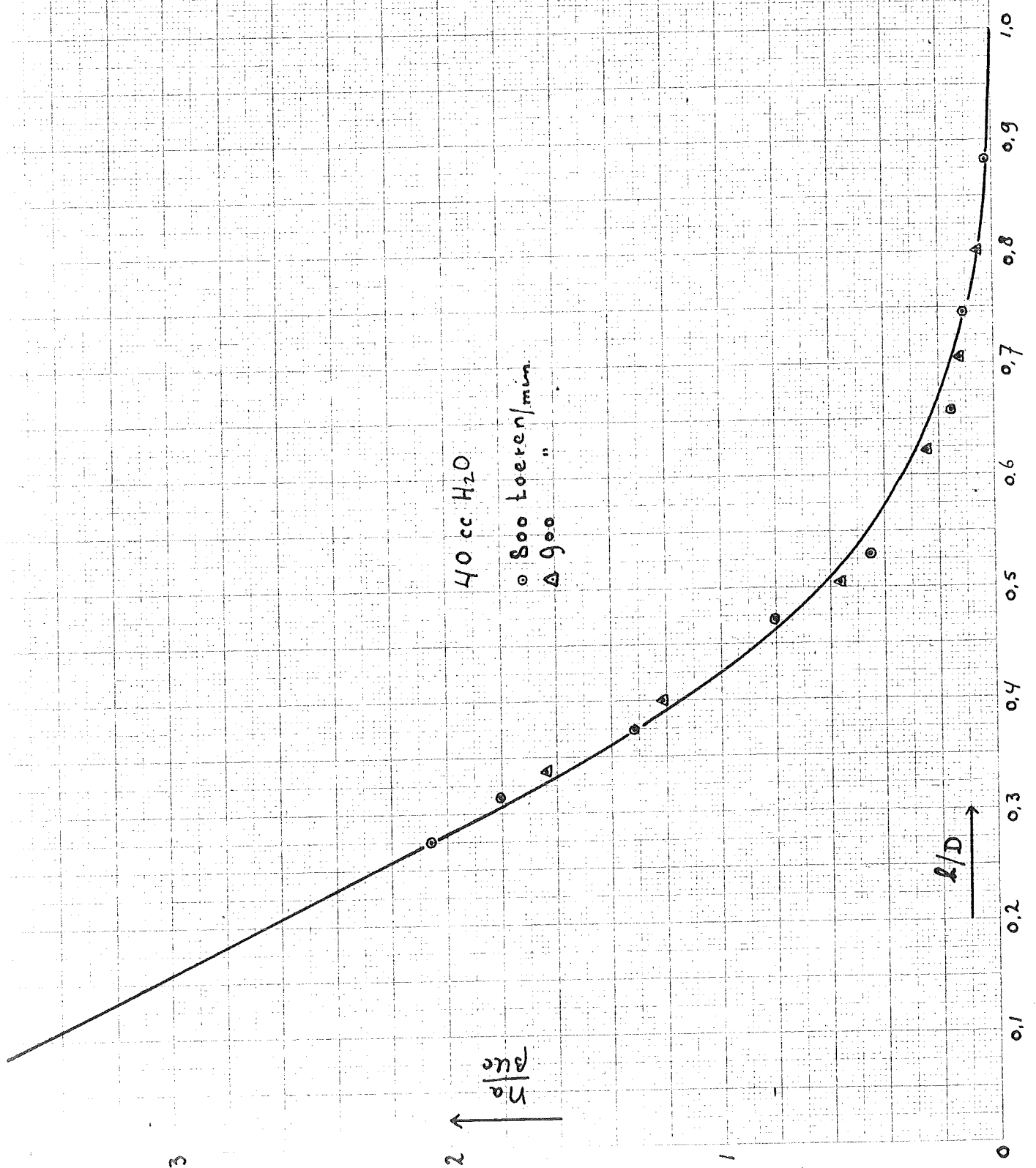
Grafiek 1B  
 zie blz. 33



Grafiek 2B  
zie blz. 33

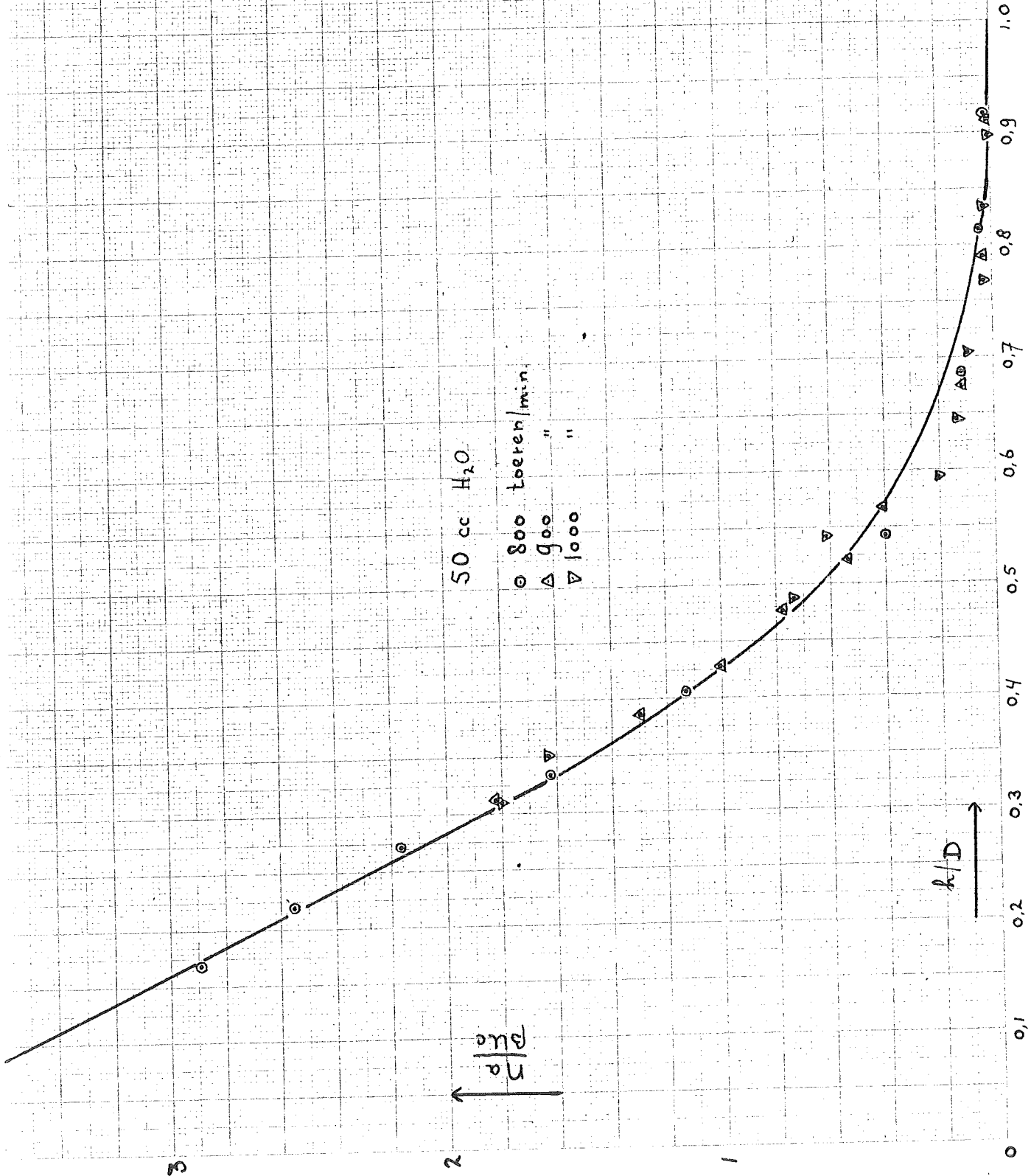


Grafiek 3B  
zie blz. 33



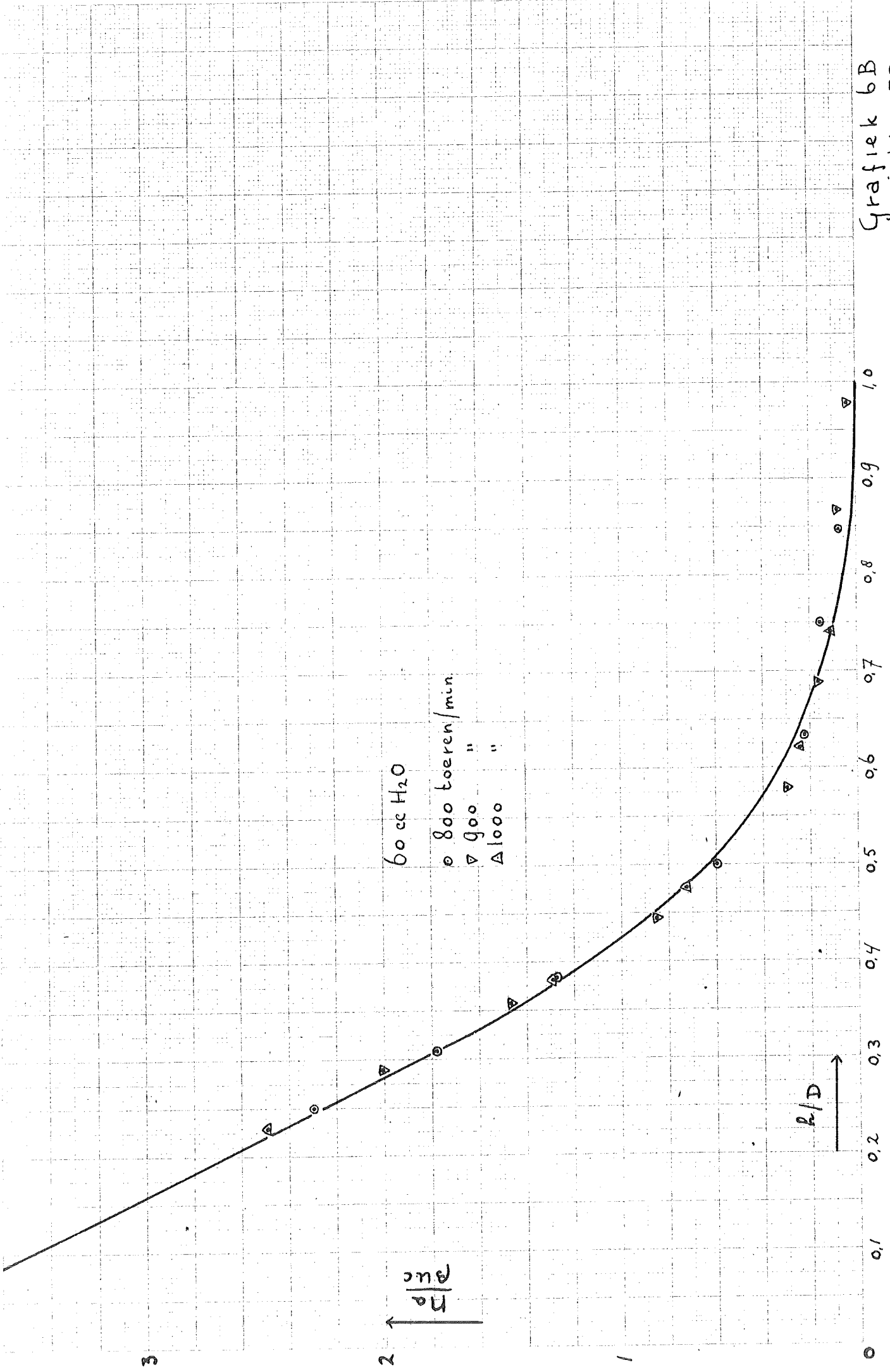
Grafiek H B  
 zie blz. 33





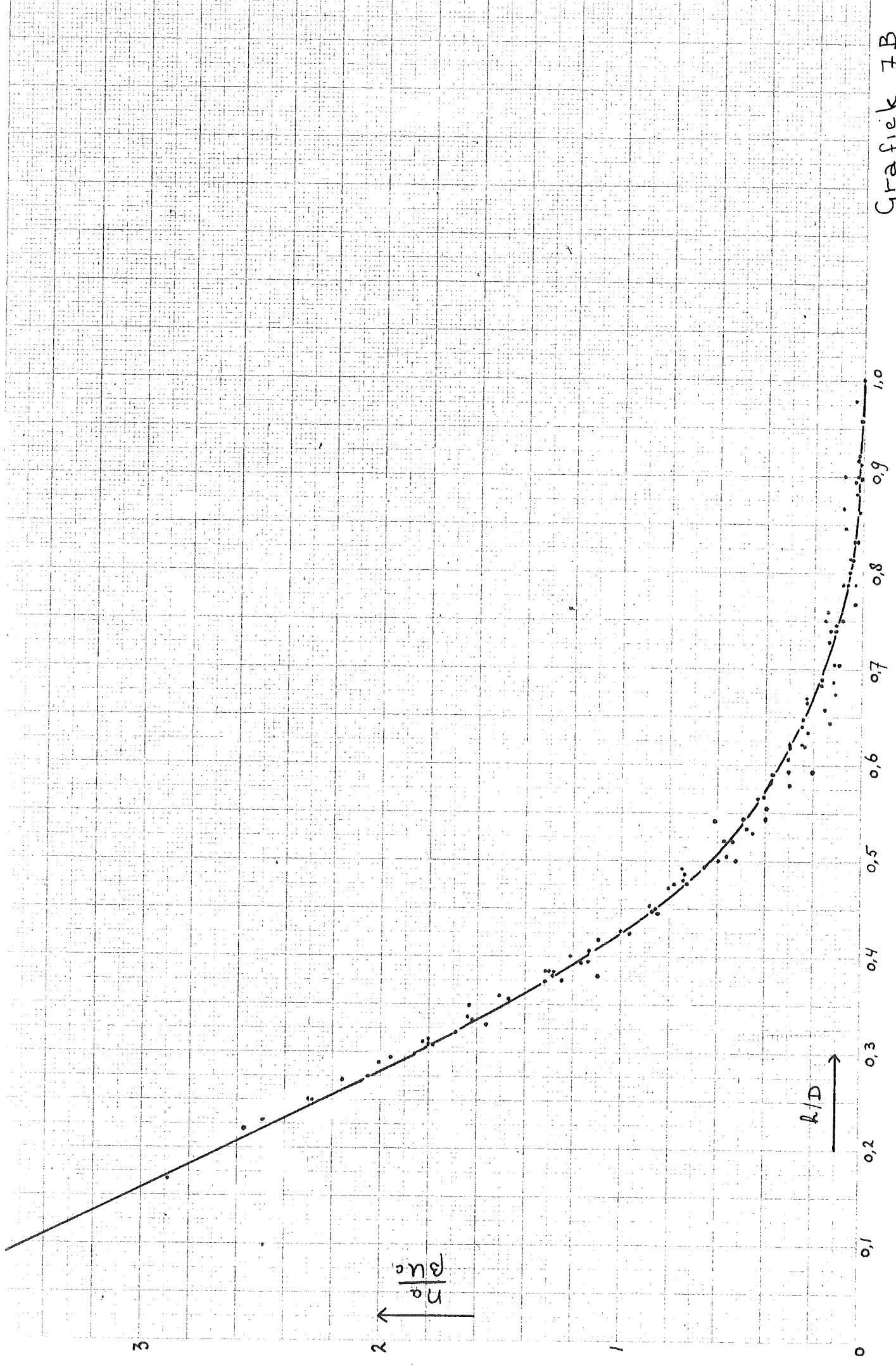
50 cc H<sub>2</sub>O  
 ○ 800 toeren/min.  
 △ 900 " "  
 ▽ 1000 " "

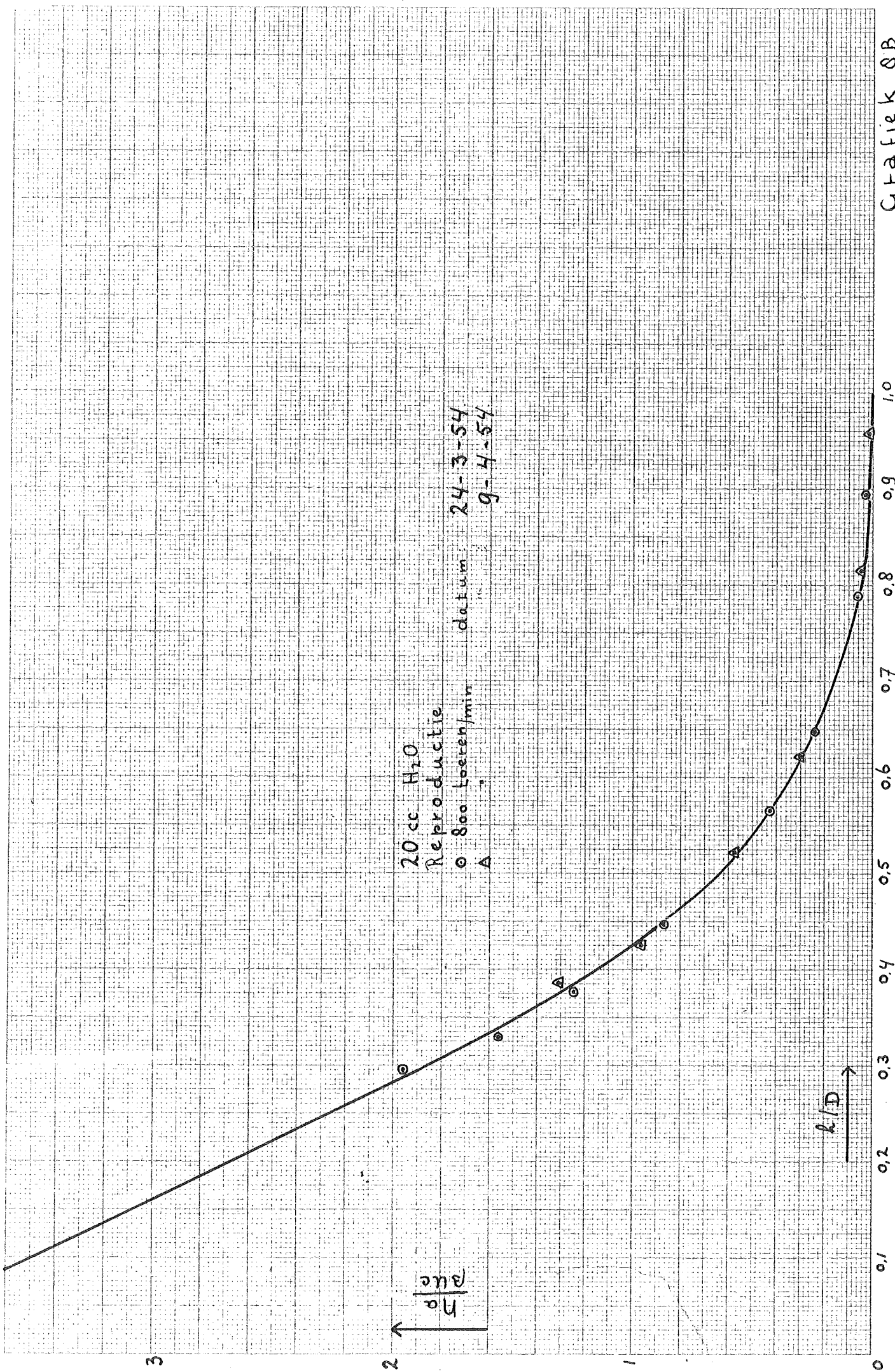
Grafiek 5B  
 zie blz. 33



Grafiek 6B  
 zie blz. 33

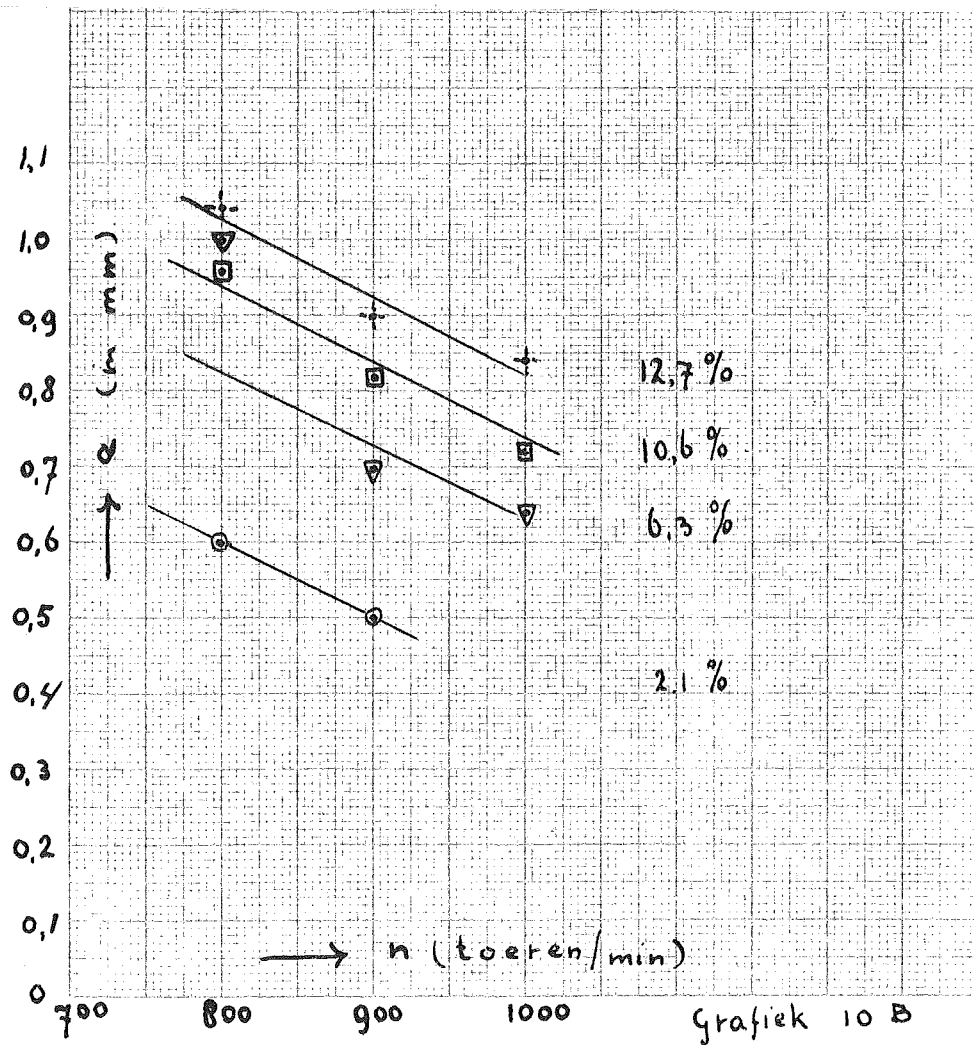
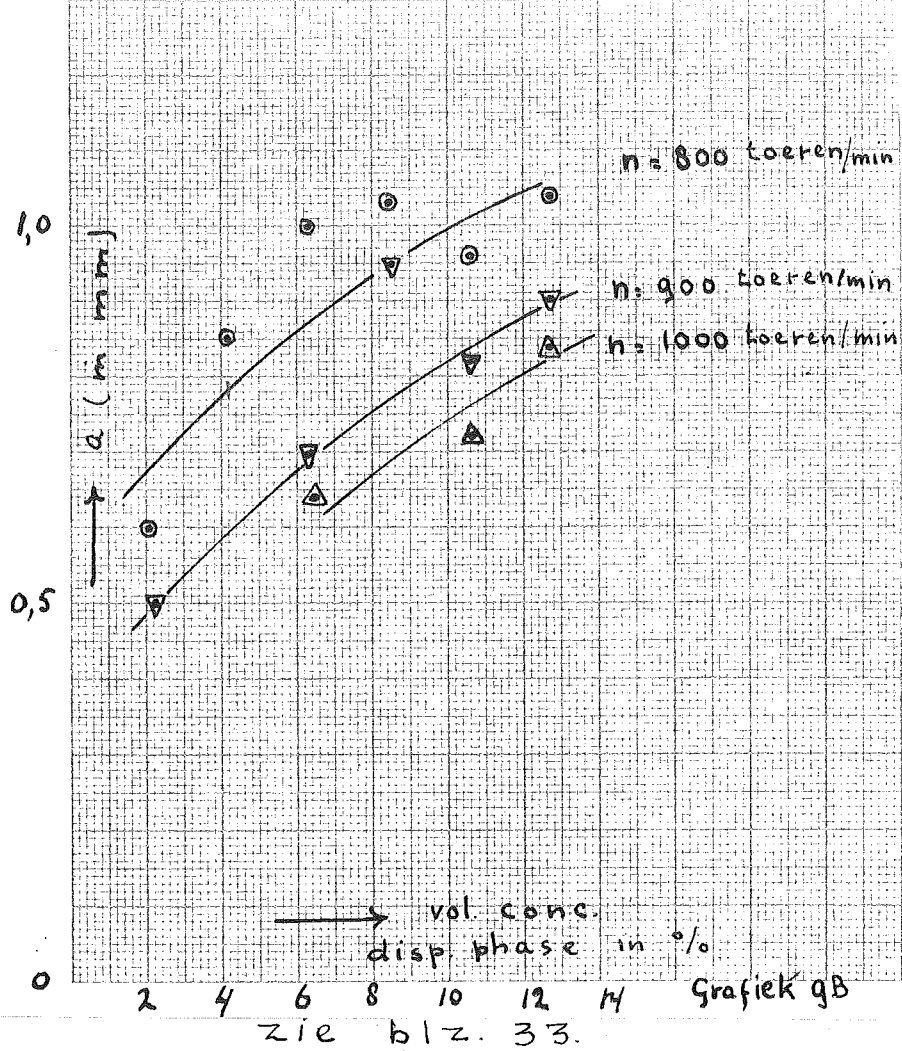
Grafiek 7B  
zie blz. 33

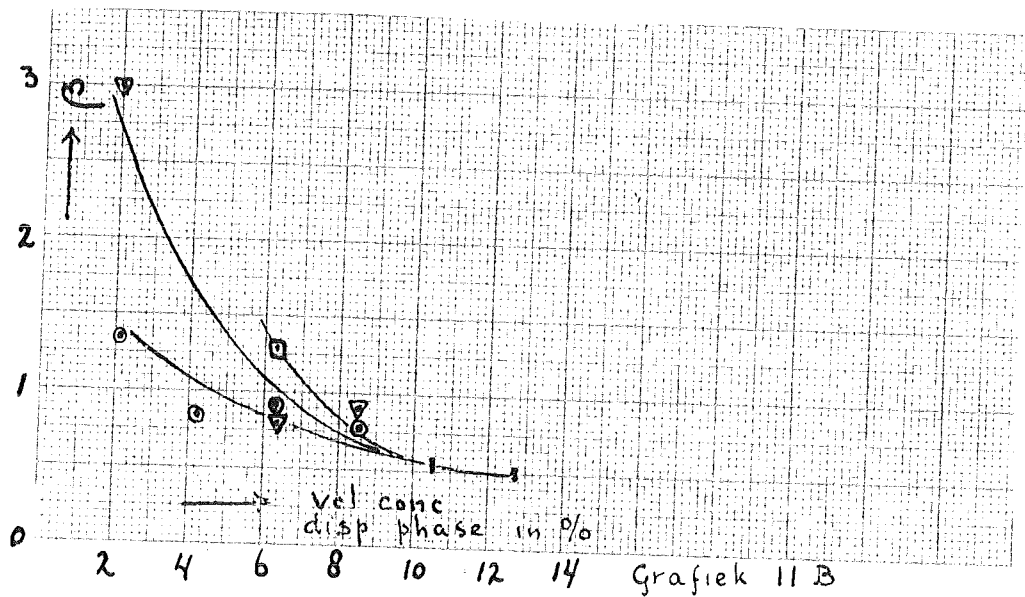




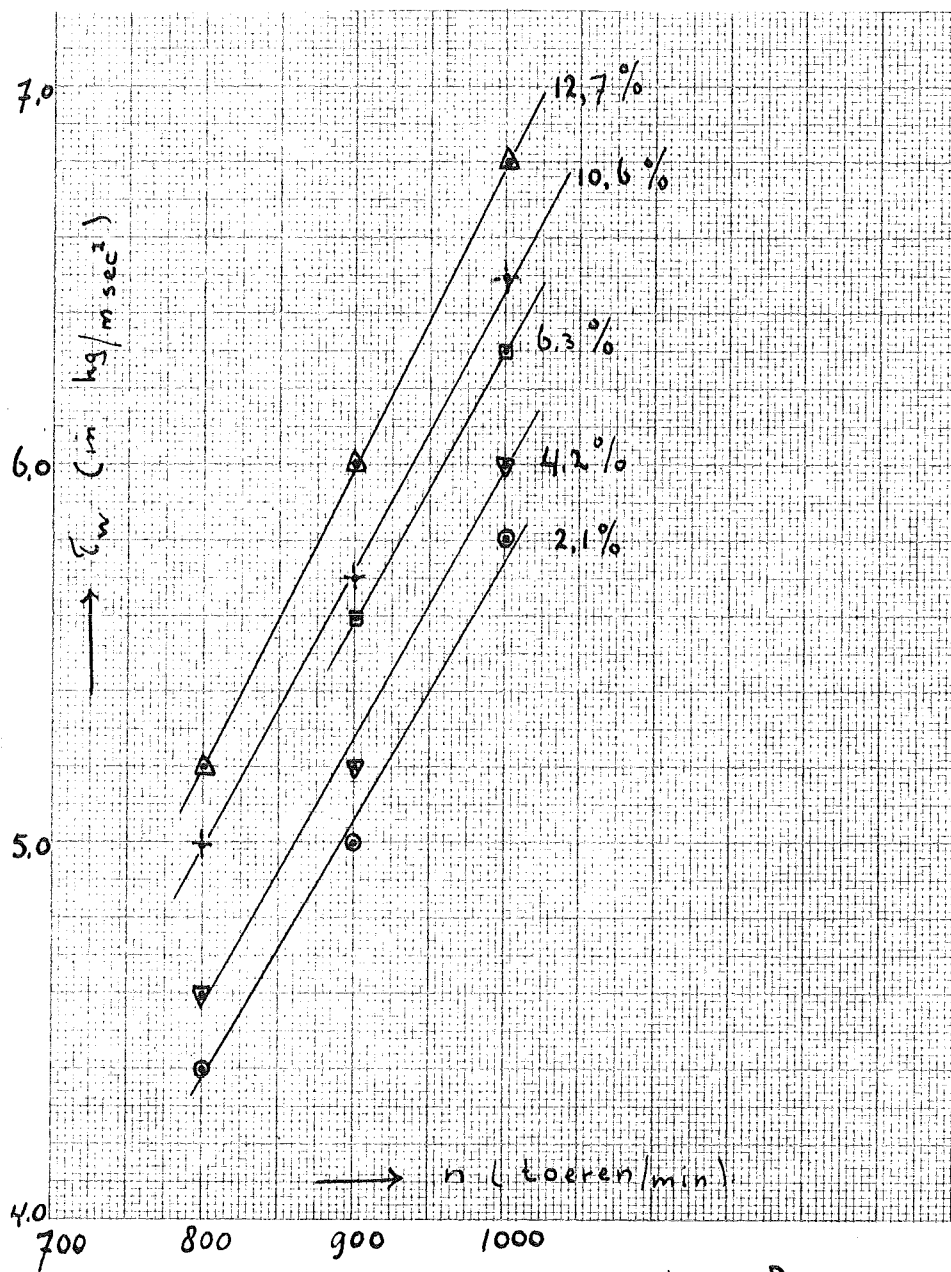
20 cc H<sub>2</sub>O  
 Reproductie  
 800 Loeren/min  
 datum: 24-3-54  
 9-4-54

Grafiek 8B  
zie blz 37

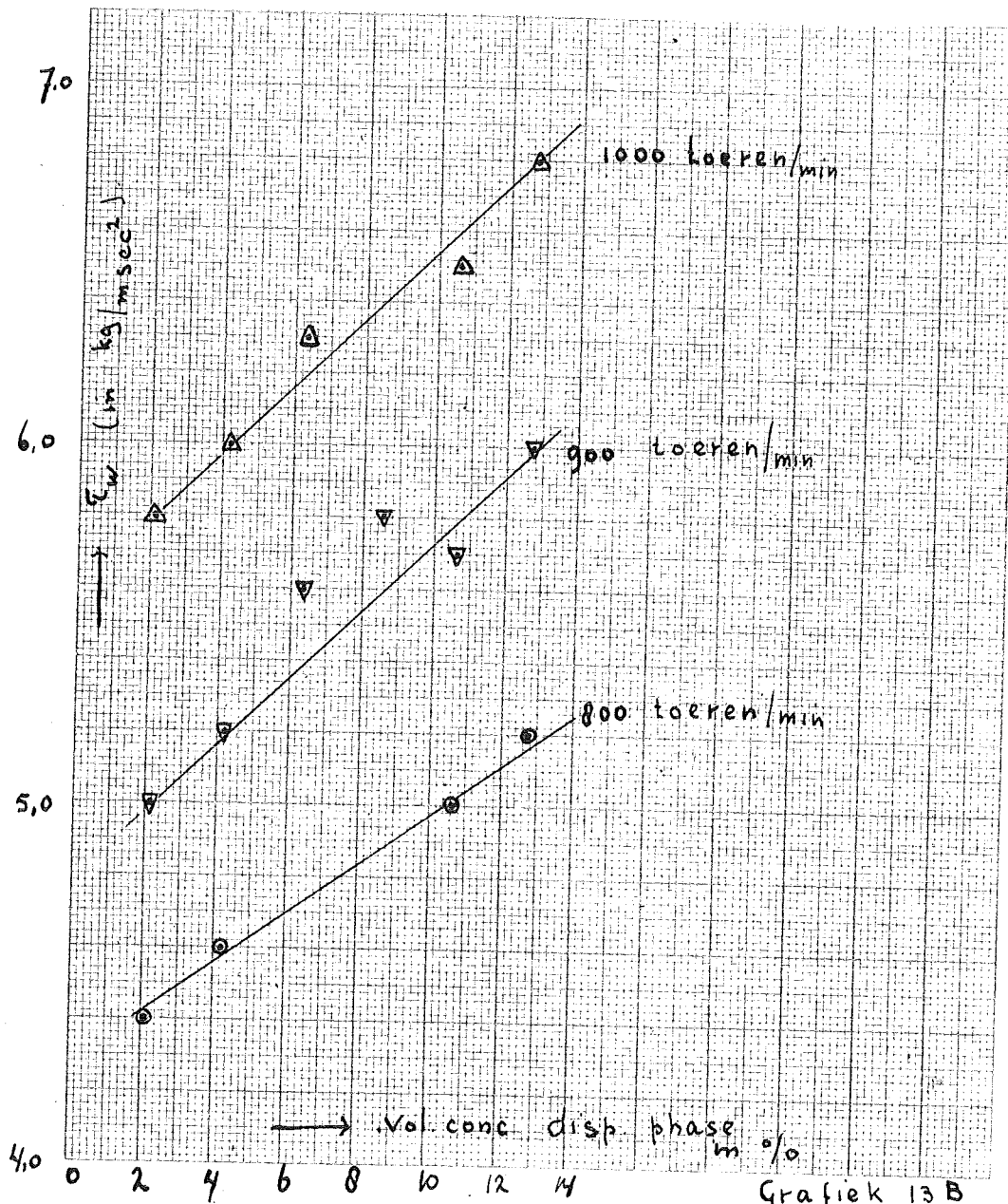




Grafiek 11 B  
zie blz. 33

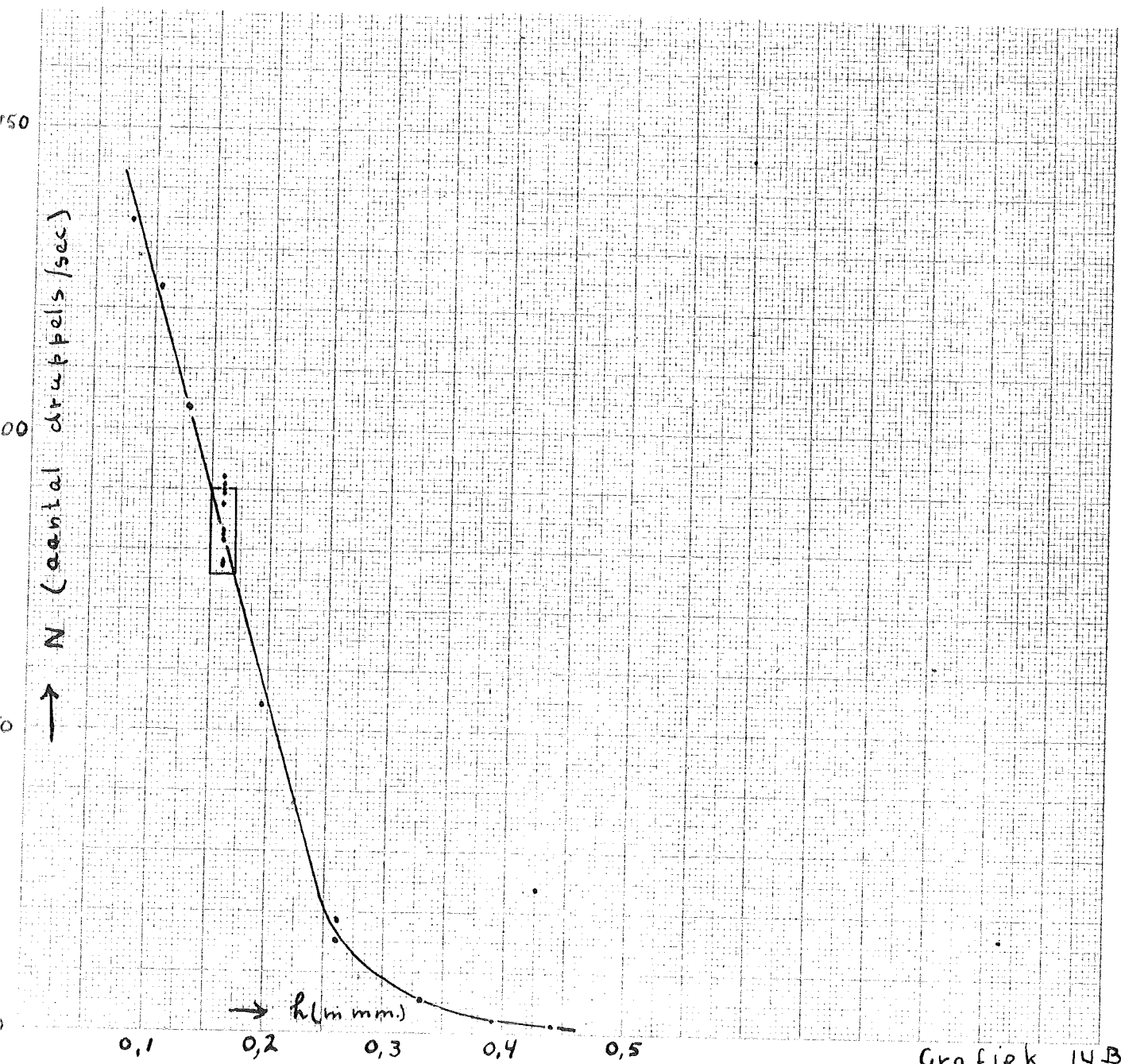


Grafiek 12B  
zie blz. 35



Grafiek 13 B  
zie blz. 35





Grafiek 14B  
zie blz 31