DEFORMATIE VAN ELASTISCHE BOLLETJES IN INSTATIONAIRE ELONGATIE STROMING

vierde jaars onderzoek
juli 1985 - juni 1986

Fysische Technologie

Prof. J.M. Smith M. Sc.

Technologie van Macromoleculaire Stoffen

Prof. dr. ir. A.K. van der Vegt

begeleidster: ir. C. van der Reijden-Stolk

Technische Hogeschool Delft

V.S. van Heel

TU Delft
Technische Universiteit Delft

Faculteit der Scheikundige Technologie en der Materiaalkunde

DEFORMATIE VAN ELASTISCHE BOLLETJES IN

INSTATIONAIRE ELONGATIE STROMING

vierde jaars onderzoek
juli 1985 - juni 1986

Fysische Technologie

Prof. J.M. Smith M. Sc.

Technologie van Macromoleculaire Stoffen

Prof. dr. ir. A.K. van der Vegt

begeleidster: ir. C. van der Reijden-Stolk

Technische Hogeschool Delft

A.S. van Heel

Summary

The proces of mixing polymers is fundamentally studied in the group of Polymer Technology of the departement of Chemical Engineering and Chemistry. As a contribution to this project the deformation of elastic spheres in elongational flow of a Newtonian fluid (silicon oil) has been studied. This system may not have a direct application, it might however provide us with some insight on the influence of elastic properties on the deformation behaviour of more complex systems.

To obtain a pure elongational flow, the elastic sphere is put in the middle of a tube with a conical contraction. By pumping the oil in the tube, a pure elongational flow is obtained at the centreline of the contraction. The advantage of this system is that it can be analytically described in spite of the fact that the elongational rate is time and place dependent.

Brunn [3] derived an analytical solution for the deformation of an elastic sphere in a time dependent elongational flow of a Newtonian fluid. As the flowfield in the cone is known, the deformation of the sphere while travelling through the cone can be calculated. The parameters influencing the deformation behaviour such as the elasticity of the sphere, the viscosity of the oil, and the elongational rate have been varied. Some effort has been put into measuring the elasticity of the individual spheres and testing for strain hardening by stretching cylinders of the same material as the spheres. It can be concluded from the deformation measurements that the theory and the experimental values are consistant up till a higher deformation than the theory prescribes.

In the same elongational flow some introductory measurements with a shear thinning and a second order fluid have been conducted. From the results some recommendations for further experiments have been derived.

Samenvatting

Bij de vakgroep TMS van de afdeling Scheikunde wordt op fundamentele wijze het menggedrag van twee polymeren bestudeerd. Als onderdeel hiervan is tijdens dit onderzoek de deformatie van elastische bolletjes in rekstroming bestudeerd. De continue fase daarbij was siliconen olie, een Newtonse vloeistof. Hoewel dit systeem ver van de praktijk afstaat kan het misschien inzicht verschaffen in de invloed van elastische componenten op het deformatie gedrag van complexere vloeistoffen.

Ter verkrijging van een pure rekstroming wordt het elastische bolletje in het midden van een buis met een trechtervormig inzetstuk geplaatst. Door de olie in de buis rond te pompen verkrijgt men in de hartlijn een pure rekstroom. Het voordeel van deze geometrie is dat ondanks het feit dat de reksnelheid tijd en plaats afhankelijk is, het systeem toch analytisch te beschrijven is.

Brunn [3] geeft een analytische oplossing voor de deformatie van een elastisch bolletje in een tijdsafhankelijke rekstroming van een Newtonse vloeistof. Samen met het bekende stromingsprofiel in de conus kan hiermee de deformatie van het elastische bolletje tijdens zijn reis langs de hartlijn van de conus beschreven worden. De parameters die hier een rol bij spelen, de elasticiteit van het bolletje, de viscositeit van de olie, en de reksnelheid zijn bij de metingen gevarieerd. Hierbij is veel aandacht besteed aan het meten van de elasticiteits modulus van de individuele bolletjes en aan het aantonen van strain hardening met behulp van rekproeven aan cilindertjes.
Uit de deformatie metingen blijkt dat de theorie redelijk klopt met de praktijk, zelfs tot grotere deformaties dan de theorie voorschrijft.

Tevens zijn enige inleidende metingen gedaan aan minder eenvoudige modelvloeistoffen, nl. shear thinning en tweede orde vloeistoffen. Uit de resultaten hiervan zijn enige aanbevelingen gedestilleerd voor verder onderzoek aan deformatiegedrag van deze vloeistoffen.

Inhoud

1. inleiding 1

2. theorie 5

2.1. maat voor deformatie 5

2.2. het stromingsprofiel in de conus 7

2.3. de algemene deformatie theorie 13

2.3.1. Newtons-Newtons, Cox 13

2.3.2. elastisch-Newtons, Brunn 17

2.4. de deformatie in een conusstromingsprofiel 19

2.4.1. Newtons 19

2.4.2. elastisch 23

2.4.3. shear thinning 25

2.4.4. tweede orde vloeistof 29

3. maken en meten van modelstoffen 31

3.1. viscositeit continue fase 31

3.2. elastische bolletjes 37

3.2.1. maken van elastische bolletjes 37

3.2.2. meten van de elasticiteits modulus 39

3.2.3. aantonen van strain hardening 47

3.3. shear thinning vloeistof 51

3.4. tweede orde vloeistof 53

3.5. grensvlakspanning 57

4. de deformatie metingen 67

4.1. de opstelling 67

4.2. inleidende metingen aan de opstelling 69

4.3. gang van zake bij een deformatie meting 75

4.4. de meetresultaten 79

4.4.1. Newtons 79

4.4.2. elastisch 81

4.4.3. shear thinning 99

4.4.4. tweede orde vloeistof 101

5. bespreking meetresultaten 103

5.1. algemene fouten beschouwing 103

5.2. bespreking per modelstof 105

5.2.1. Newtons 105

5.2.2. elastisch 105

5.2.3. shear thinning 111

5.2.4. tweede orde vloeistof 113

6. de trompet 117

7. conclusies 123

8. lijst van gebruikte stoffen en apparatuur 127

9. symbolenlijst 129

10. literatuurlijst 135

specificatie van bijlagen 137

bijlage 1.bijdrage AIChE-colloquium 138

bijlage 2.lijstvan alle deformatiemetingen 140

bijlage 3.computerprogrammas 147

1. Inleiding

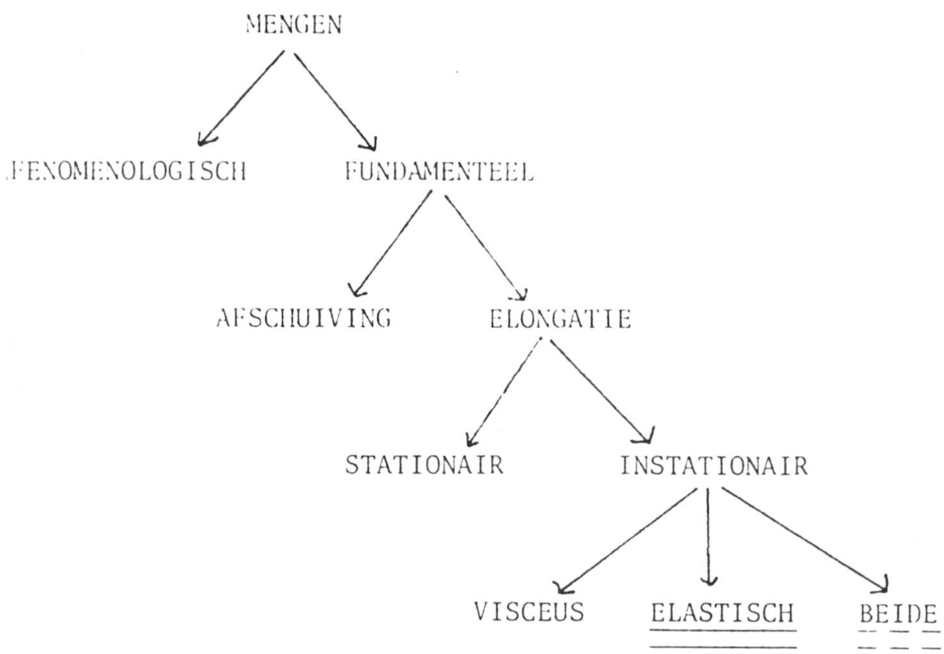
Om de goede eigenschappen van twee afzonderlijke polymeren zo veel mogelijk te benutten in een mengsel ervan, is het van belang iets over de morfologie van het mengsel te weten. Gezien de onmengbaarheid en de gewoonlijk hoge viscositeiten van gesmolten polymeren zijn deze mengsels meestal dispersies.

In de vakgroep Technologie van Macromoleculaire Stoffen wordt sinds 1981 onderzoek gedaan aan het dispergeren van polymeren. Aan de ene kant gebeurt dit fenomenologisch door druppels van een polymeer in een andere op te laten breken. Anderzijds wordt een fundamenteel onderzoek gedaan met modelopstellingen en modelvloeistoffen, waarbij het deformatiegedrag van een druppel van de ene vloeistof in een stroming van de andere vloeistof bekeken wordt. De hierbij optredende verschijnselen zijn ook van belang voor het maken van mayonaise, halvarine en andere dispersies van onmengbare vloeistoffen.

Bij dit fundamentele onderzoek kan men onderscheid maken in twee mechanismen: de afschuifstroming en de rekstroming ofwel elongatiestroming. De laatste is tevens van belang bij o.a. spinnen, spuitgieten en dieptrekken. Beide stromingen kunnen weer onderverdeeld worden in stationaire en instationaire stroming.

Bij dit onderzoek is uitsluitend de instationaire elongatiestroming bekeken. Deze wordt opgewekt door een vloeistof door een conus te pompen. De beschrijving door Cox [1] van het geval van de deformatie van Newtonse druppels in een Newtonse continue fase is uitgebreid gecontroleerd door van der Reijden en Sara [2]. De volgende stap is de deformatie van een elastisch bolletje in een Newtonse continue fase, beschreven door Brunn [3].

Elmendorp [4] heeft metingen gedaan aan dit systeem en vond goede overeenstemming met de theorie van Brunn tot een deformatie waarbij strain hardening optrad. Om de theorie tot een grotere deformatie te onderzoeken en omdat behoefte was meer parameters te varieren bij het meten aan dit systeem, spitst dit onderzoek zich grotendeels toe op dit elastische-Newtonse systeem.



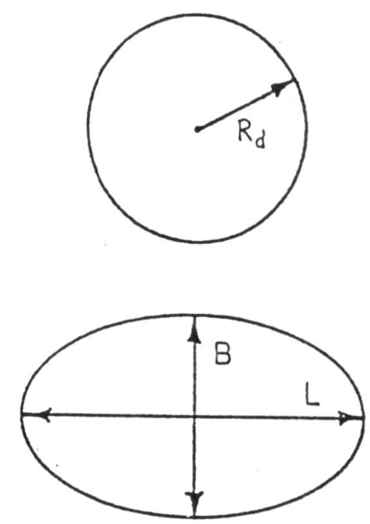
Figuur 1.1. De plaatsing van het onderzoek

Wel zijn enige inleidende metingen gedaan aan een shear thinning vloeistof en een tweede orde vloeistof. De eerste om de invloed van een niet constante viscositeit te onderzoeken, de tweede om de invloed van een elastische component op het deformatie gedrag te onderzoeken. Dit als eerste stap van een poging om de Newtons-Newtonse theorie en de elastisch-Newtonse theorien te combineren.

Voor de overzichtelijkheid is bij de theorie ook de theorie van Cox [1] met de beschrijving van het Newtons-Newtonse systeem beschreven, tevens zijn enkele metingen aan dit systeem opgenomen.

De plaatsing van dit onderzoek binnen het geheel van onderzoeken aan polymeerdispersies is nog eens schematisch weergegeven in figuur 1.1.

In hoofdstuk 6 wordt de 'trompet' behandeld, een cirkelsymmetrische vernauwing met een dusdanige vorm dat een erdoorheen stromende vloeistof in de hartlijn een constante reksnelheid bezit.



Figuur 2.1. Het onvervormde deeltje met straal R_d en het vervormde deeltje met breedte B en lengte L.

2. Theorie

2.1. Maat voor deformatie

In de literatuur worden zowel D als λ als maat voor de deformatie gebruikt. Deze zijn gedefinieerd als

$$D = \frac{L-B}{L+B} \tag{2.1}$$

en $$\lambda = \frac{L}{2R_d} \tag{2.2}$$

waarbij L de lengte en B de breedte van de vervormde druppel, en R_d de straal van de onvervormde druppel is. Zie figuur 2.1.

Bij dit onderzoek hebben we steeds te maken met een deeltje dat in verband met de geometrie van de stroming cirkelsymmetrisch deformeert. Uit de praktijk blijkt dat de vorm van het deeltje ellipsoidaal is zodat R_d ook geschreven kan worden als

$$R_d = \frac{1}{2}\,(B^2L)^{1/3} \tag{2.3}$$

daarmee is λ te schrijven als

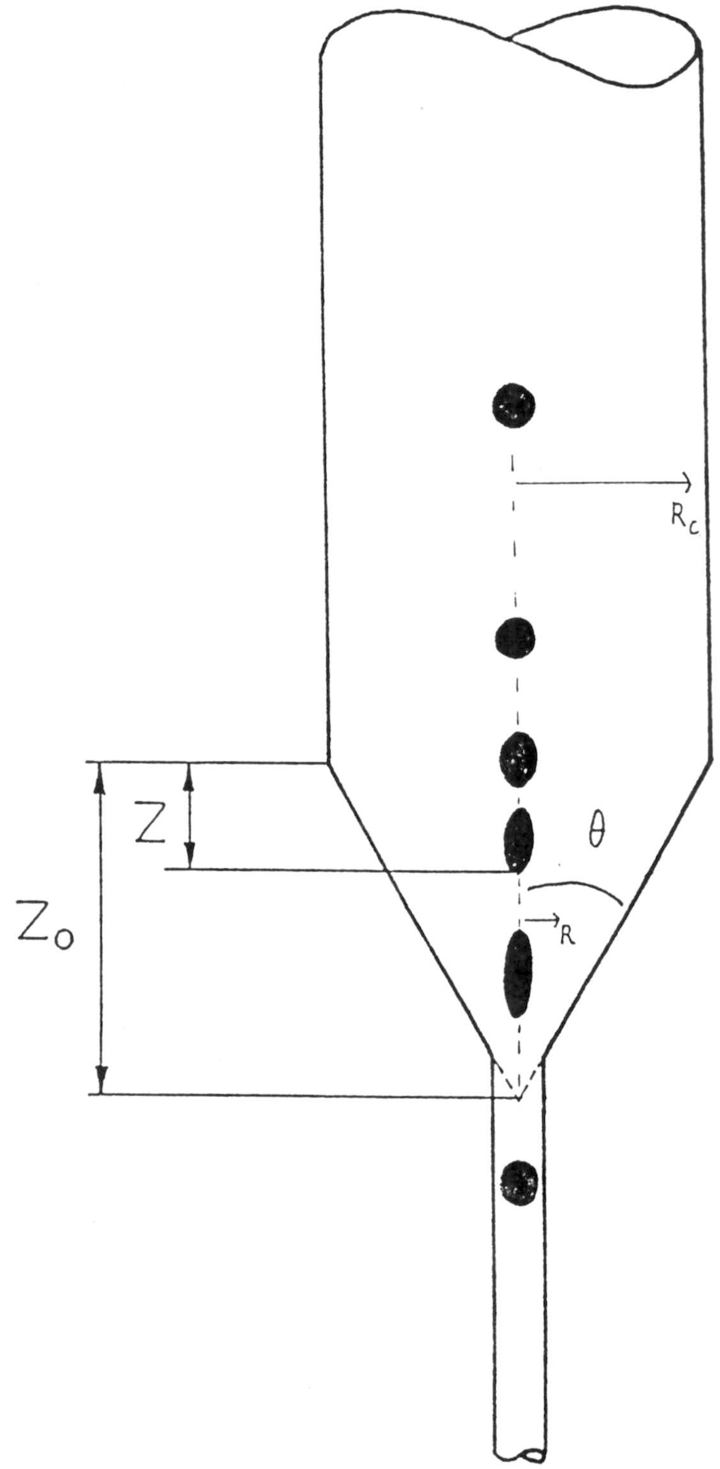
$$\lambda = (\frac{L}{B})^{2/3} \tag{2.4}$$

en zijn de twee soorten deformaties in elkaar uit te drukken volgens

$$\lambda = (\frac{D+1}{1-D})^{2/3} \tag{2.5}$$

en $$D = \frac{\lambda^{3/2}-1}{\lambda^{3/2}+1} \tag{2.6}$$

Uit de theorie zal blijken dat de beschrijving van de deformatie het beste met λ kan gebeuren. Deze wordt dan ook in de rest van dit verslag gebruikt.



Figuur 2.2. De conus met conus hoek θ, straal R, hoogte z, de buis heeft een straal R_c.

2.2. Het stromingsprofiel in een conus

Volgens Happel en Brenner [5] kan de axiale en radiale snelheid v_z en v_R van een Newtonse vloeistof die laminair door een conus, zoals in figuur 2.2 weergegeven, stroomt beschreven worden door

$$v_z = \frac{v_i}{(1-z/z_0)^2} \cdot \frac{3(1+\xi_0)}{4\xi_0(1+2\xi_0)(1-\xi_0)} \cdot (\xi^2-\xi_0{}^2)\,\xi^3 \tag{2.7}$$

$$v_R = -v_z \frac{(1-\xi^2)^{1/2}}{\xi} \tag{2.8}$$

met $\xi_0 = \cos\,\theta$ (2.9)

$$\text{en } \xi = \frac{(1-z/z_0)}{((1-z/z_0)^2 + (R/z_0)^2)^{1/2}} \tag{2.10}$$

Hierbij is v_i de stroomsnelheid in het centrum van een buis met dezelfde diameter als de begindiameter van de conus. Met een Poisseuille profiel geeft dat

$$v_i = \frac{2\,\phi}{\pi R_c{}^2} \tag{2.11}$$

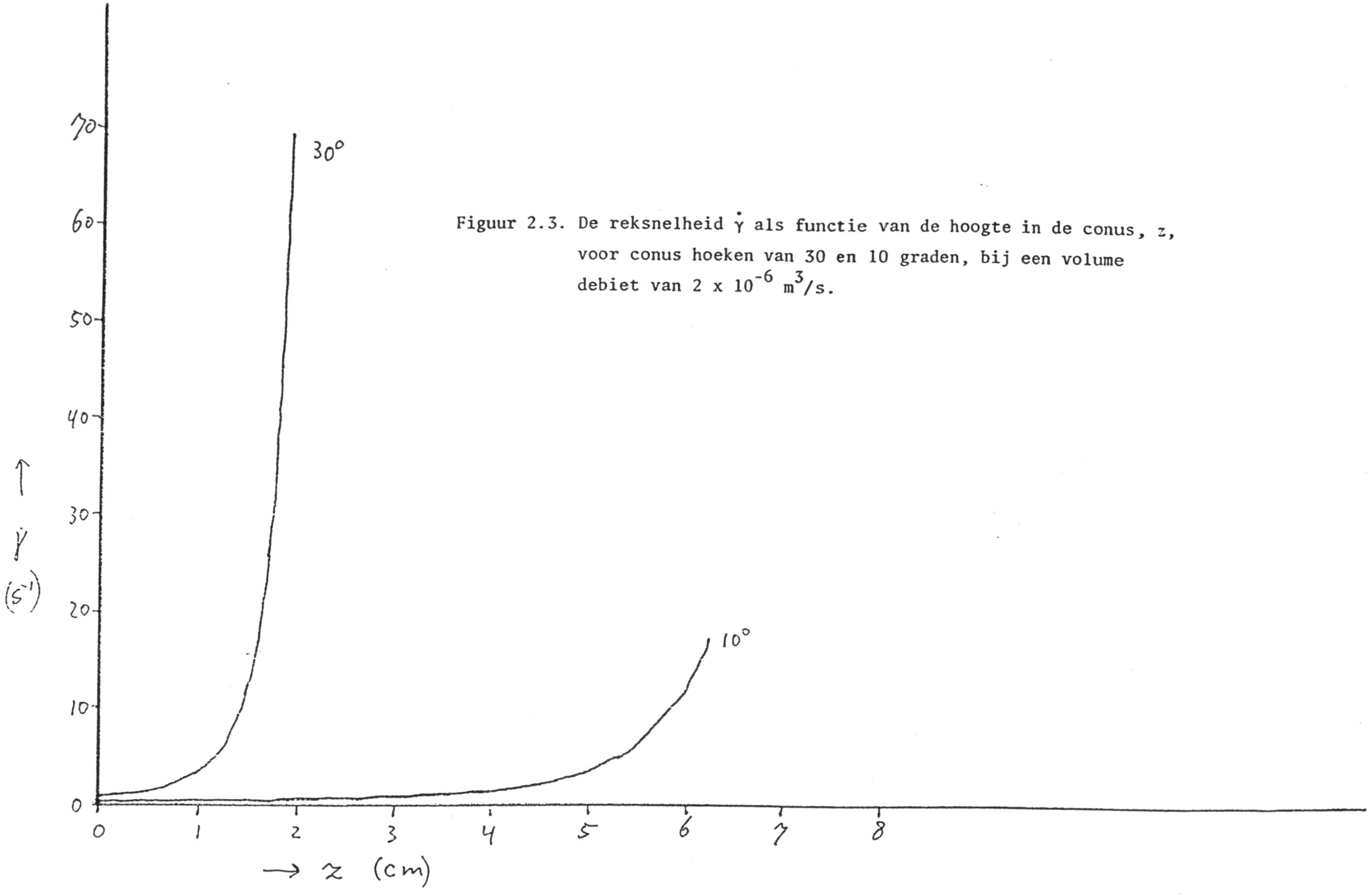
$$\text{ofwel } v_i = \frac{2\phi}{\pi z_o{}^2 \tan^2\theta} \tag{2-12}$$

met ϕ het volumedebiet, en R_c de straal van de buis.

Met de uitdrukking voor ξ wordt v_R

$$v_R = -v_z \frac{R/z_0}{(1-z/z_0)} \tag{2.13}$$

Bij de te behandelen deformatietheorien wordt uitgegaan van het ongestoorde stromingsveld, dat is in afwezigheid van het te vervormen deeltje.



Figuur 2.3. De reksnelheid $\dot{\gamma}$ als functie van de hoogte in de conus, z, voor conus hoeken van 30 en 10 graden, bij een volume debiet van 2×10^{-6} m^3/s.

Bij de gebruikte opstelling met een conus instroom diameter van 28 mm en een uitstroomopening van 6 mm geldt

$$z_{max}/z_0 = 11/14 \tag{2.14}$$

De straal van de deeltjes is steeds ongeveer 1/2 mm. De kleinste z_0 is 2.42 cm, behorende bij de conus met een hoek θ van 30^0. De maximale ξ is dan 0.9954. In de formule voor v_z kunnen we met een verwaarloosbaar kleine fout $\xi=1$ stellen.

v_z wordt dan

$$v_z = k(\xi_0) \frac{v_i}{(1-z/z_0)^2} \tag{2.15}$$

$$\text{met } k(\xi_0) = \frac{3(1+\xi_0)^2}{4\xi_0^{\,2}(1+\xi_0)} \tag{2.16}$$

In het gebruikte gebied is de stroming dus een zuivere rekstroming met axiale en radiale reksnelheid

$$\dot{\gamma}_z = \frac{\partial v_z}{\partial z} = 2\,\frac{k(\xi_0)\ v_i}{z_0(1-z/z_0)^3} \tag{2.17}$$

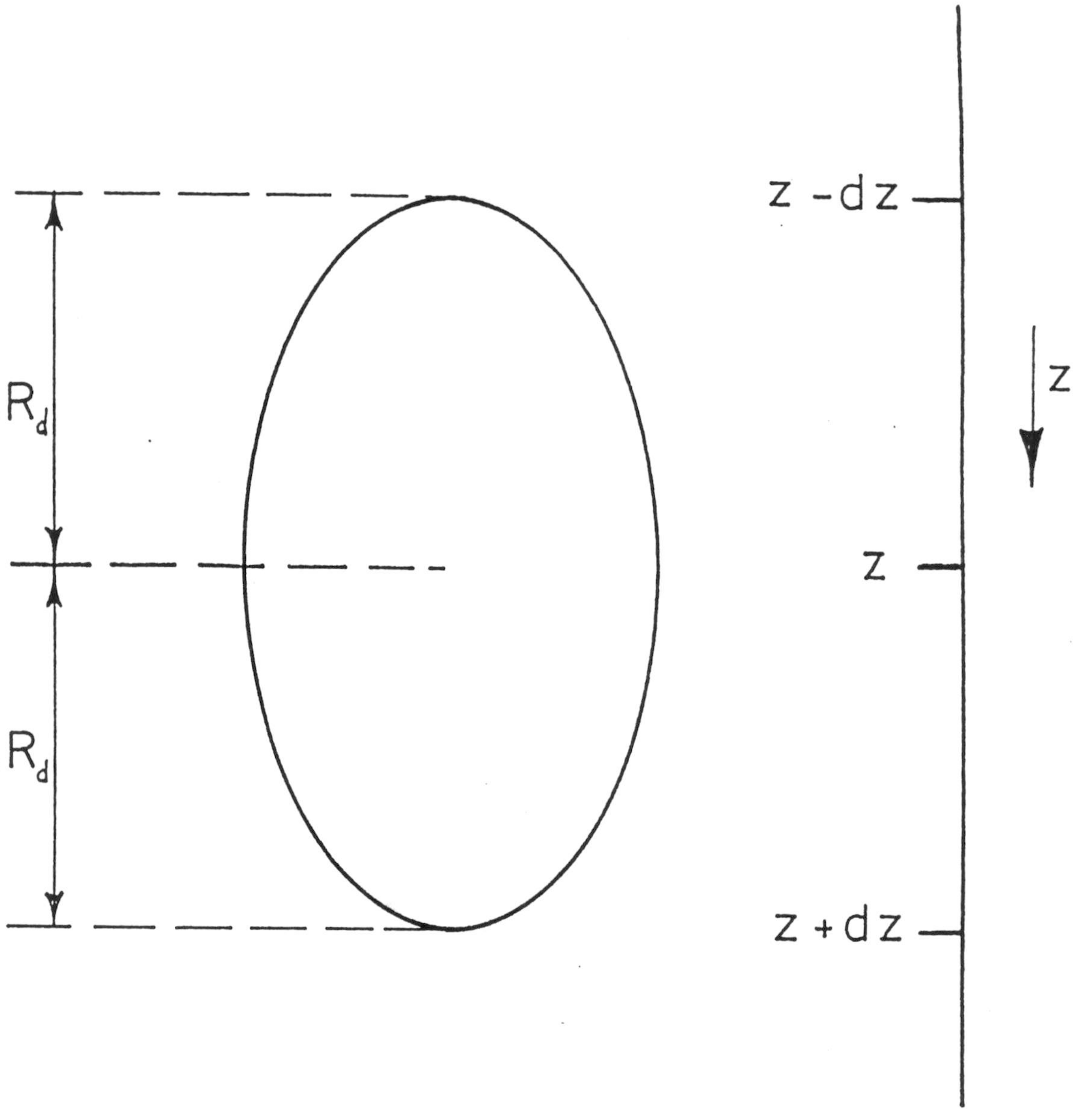
$$\dot{\gamma}_R = \frac{\partial v_R}{\partial R} = -\,\frac{k(\xi_0)\ v_i}{z_0(1-z/z_0)^3} \tag{2.18}$$

De reksnelheidstensor van dit rotatievrije stromingsveld is dus

$$\begin{pmatrix} \dfrac{\partial v_z}{\partial z} \\[2ex] \dfrac{\partial v_R}{\partial R} \\[2ex] \dfrac{\partial v_\alpha}{\partial \alpha} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dot{\gamma} \\[2ex] -\frac{1}{2}\dot{\gamma} \\[2ex] 0 \end{pmatrix} \tag{2.19}$$

$$\text{met } \dot{\gamma} = \frac{2k(\xi_0)\ v_i}{z_0(1-z/z_0)^3} \tag{2.20}$$

In figuur 2.3 is $\dot{\gamma}$ als functie van z getekend voor conushoeken van 10 en 30 graden.



Figuur 2.4. De hoogte in de conus, z van een deeltje met halve lengte λR_d.

Uit de uitdrukking voor v_z (2.15) volgt met de beginvoorwaarde t=0 als z=0

$$(1-z/z_0)^3 = 1 - \frac{3k(\xi_0)\ v_i}{z_0}\, t = 1 - \frac{t}{t_0} \qquad (2.21)$$

hiermee kunnen we de reksnelheid ook als functie van de tijd schrijven

$$\dot{\gamma} = \frac{2}{3(t_0 - t)} \qquad (2.22)$$

$$\text{met } t_0 = \frac{z_0}{3k(\xi_0)\ v_i} \qquad (2.23)$$

Deze t_0 is de doorlooptijd van het deeltje door de conus van z=0 tot $z=z_0$.

Tevens kunnen we nu v_z schrijven als functie van de tijd

$$v_z = k(\xi_0) \left(\frac{2\ \phi}{9\pi \tan^2\theta}\right)^{1/3} (t_0 - t)^{-2/3} \qquad (2.24)$$

Voor de z-waarde van het deeltje nemen we het midden ervan, zie figuur 2.4. Door Sara [2] wordt aangetoond dat een lineaire afwijking van de reksnelheid over het deeltje alleen de vorm van het deeltje en niet de deformatie beinvloedt, en dus uitgegaan kan worden van de reksnelheid in het centrum van het deeltje. Gezien het verloop van de reksnelheid als functie van z (figuur 2.3) en een diameter van ca 1 mm is de reksnelheid voldoende lineair over deze deeltjes diameter om deze aanpak te gebruiken.

2.3 De algemene deformatie theorien

2.3.1 Newtons-Newtons, Cox

Volgens Cox [1] is de vorm van een vloeistof druppeltje met viscositeit η_d in een rotatievrij lineair stromingsveld van een vloeistof met viscositeit η_c gegeven door

$$r^* = 1 + \varepsilon F_{ii} \left(\frac{\partial^2}{\partial r_i^2} \frac{1}{r^*} \right)_{r^*=1} \tag{2.25}$$

met εF_{ii} gegeven door

$$\frac{D\ \varepsilon F_{ii}}{D\ t^*} = \frac{5}{19\ p} \left(\frac{19\ p + 16}{6\ p + 6} e^*_{ii} - 4k\varepsilon F_{ii} \right) \tag{2.26}$$

$$\text{en } p = \eta_c / \eta_d \tag{2.27}$$

$$\text{en } k = \sigma / \eta_c v' \tag{2.28}$$

Hierbij is εF_{ii} een lineaire verstoring op de ronde vorm van de druppel, e^*_{ii} de reksnelheidstensor, σ de grensvlakspanning tussen de continue en disperse fase, r^* de straal van de vervormde druppel, en v' een karakteristieke stroomsnelheid in de buurt van de druppel. De met een * aangeduide symbolen zijn dimensieloos gemaakt met η_c, v', en R_d, de straal van de onvervormde druppel.

De algemene oplossing van (2.26) is

$$\varepsilon F_{ii} = \frac{5(19p+16)}{114p(p+1)} \exp\left(-\frac{20k}{19p} t^*\right) \int_{-\infty}^{t^*} \exp\left(\frac{20k}{19p} t'\right) e^*_{ii}(t')\, dt' \tag{2.29}$$

In dimensionale grootheden wordt dit

$$\varepsilon F_{ii} = \frac{5(19p+16)}{114p(p+1)} \exp\left(-\frac{20\ \sigma}{19\eta_d R_d} t\right) \int_{-\infty}^{t} \exp\left(\frac{20\ \sigma}{19\eta_d R_d} t'\right) e_{ii}(t')\,dt' \tag{2.30}$$

Aangezien de theorie uitgaat van een lineaire verstoring op de ronde vorm van de druppel geldt deze benadering alleen voor kleine deformaties.

Uit de reksnelheidtensor (2.19) volgt met formule (2.30) dat alleen F_{zz} en F_{RR} niet nul zijn, en dat $F_{RR} = - F_{zz}/2$.
Dan geldt , in cilindercoordinaten

$$\left(\frac{\delta^2}{\delta r_i^2}\ \frac{1}{r^*}\right)_{r^*=1} = \begin{pmatrix} \dfrac{\delta^2 \frac{1}{r^*}}{\delta z^2} \\ \dfrac{1}{R}\ \dfrac{\delta}{\delta R}\ R\ \dfrac{\delta \frac{1}{r^*}}{\delta R} \\ 0 \end{pmatrix} \tag{2.31}$$

dit geeft met $r^*=(R^2+ z^2)^{1/2}$ (2.32)

$$\left(\frac{\delta^2}{\delta r_i^2}\ \frac{1}{r^*}\right)_{r^*=1} = \begin{pmatrix} 3z^2-1 \\ 2-3R^2 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{2.33}$$

Hiermee wordt formule (2.25)

$$\frac{r}{R_d} = 1 + \begin{pmatrix} \varepsilon F_{zz} \\ -\frac{1}{2}\ \varepsilon F_{zz} \\ 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 3z^2-1 \\ 2-3R^2 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{2.34}$$

Dit geeft, weer gebruik makend van $r^*=1$

$$\frac{r}{R_d} = 1-\frac{3}{2}\varepsilon F_{zz}\ (1-3z^2) \tag{2.35}$$

ofwel $r=R_d(1+ \frac{3}{4}\ \varepsilon F_{zz}\ (1+3\cos 2\beta))$ (2.36)

met β de hoek tussen de z-as en de lijn waarop de straal van de gedeformeerde druppel berekend moet worden. Voor β =0 vinden we L/2 en met formule (2.2) wordt de deformatie

$$\lambda-1 = 3\varepsilon F_{zz} \tag{2.37}$$

De eenvoud van deze vergelijking brengt ons er toe λ-1 als maat voor de deformatie te gebruiken.

2.3.2. Elastisch-Newtons, Brunn

Voor de deformatie van een elastisch bolletje met elasticiteitsmodulus E in een rotatievrij lineair stromingsveld van een vloeistof met viscositeit η_c geeft Brunn [3] analoog aan de theorie van 2.3.1. voor de lineaire verstoring op de ronde vorm εG_{ii}

$$\varepsilon G_{ii} = \frac{5}{9} \exp(-\frac{2E}{9\eta_c} t) \int_{-\infty}^{t} \exp(\frac{2E}{9\eta_c} t') \; e_{ii}(t') \; dt' \qquad (2.38)$$

en voor de vorm van de bol in het conus-stromingsveld

$$r = R_d(1 + \frac{3}{4} \varepsilon G_{ii} \; (1+3\cos 2\beta)) \qquad (2.39)$$

met als resulterende maat voor de deformatie

$$\lambda - 1 = 3 \; \varepsilon G_{zz} \qquad (2.40)$$

Ook is weer uitgegaan van een lineaire verstoring op een rond bolletje en geldt de theorie alleen voor kleine deformaties.

2.4. Deformatie in een conus-stromingsprofiel

2.4.1. Newtons

Wanneer we de tijdsafhankelijke elongatiesnelheid (2.22) invullen in de tijdsafhankelijke uitdrukking voor de deformatie voor het Newtonse geval (2.30) krijgen we

$$\varepsilon F_{zz} = \frac{5}{114}\,\frac{19p+16}{p(p+1)}\,\exp\left(-\frac{20\ \sigma}{19\eta_d R_d}\,t\right)\int_{-\infty}^{t}\exp\left(\frac{20\ \sigma}{19\eta_d R_d}\,t'\right)\frac{2}{3(t_0-t')}\,dt' \qquad (2.41)$$

$$= \frac{5}{171}\,\frac{19p+16}{p(p+1)}\,\exp\left(\frac{20\ \sigma}{19\eta_d R_d}\right)(t_0-t)\int_{\frac{20\sigma(t_0-t)}{19\eta_d R_d}}^{\infty}\frac{\exp\left(\frac{20\sigma(t'-t_0)}{19\eta_d R_d}\right)}{\frac{20\sigma(t_0-t')}{19\eta_d R_d}}\,d\left(\frac{20\sigma(t_0-t')}{19\eta_d R_d}\right) \qquad (2.4$$

weer gebruik makend van (2.22) wordt dit

$$\varepsilon F_{zz} = \frac{5}{171}\,\frac{19p+16}{p(p+1)}\,\exp\left(\frac{40}{57pWe}\right)\int_{\frac{40}{57pWe}}^{\infty}\frac{\exp(-y)}{y}\,dy \qquad (2.43)$$

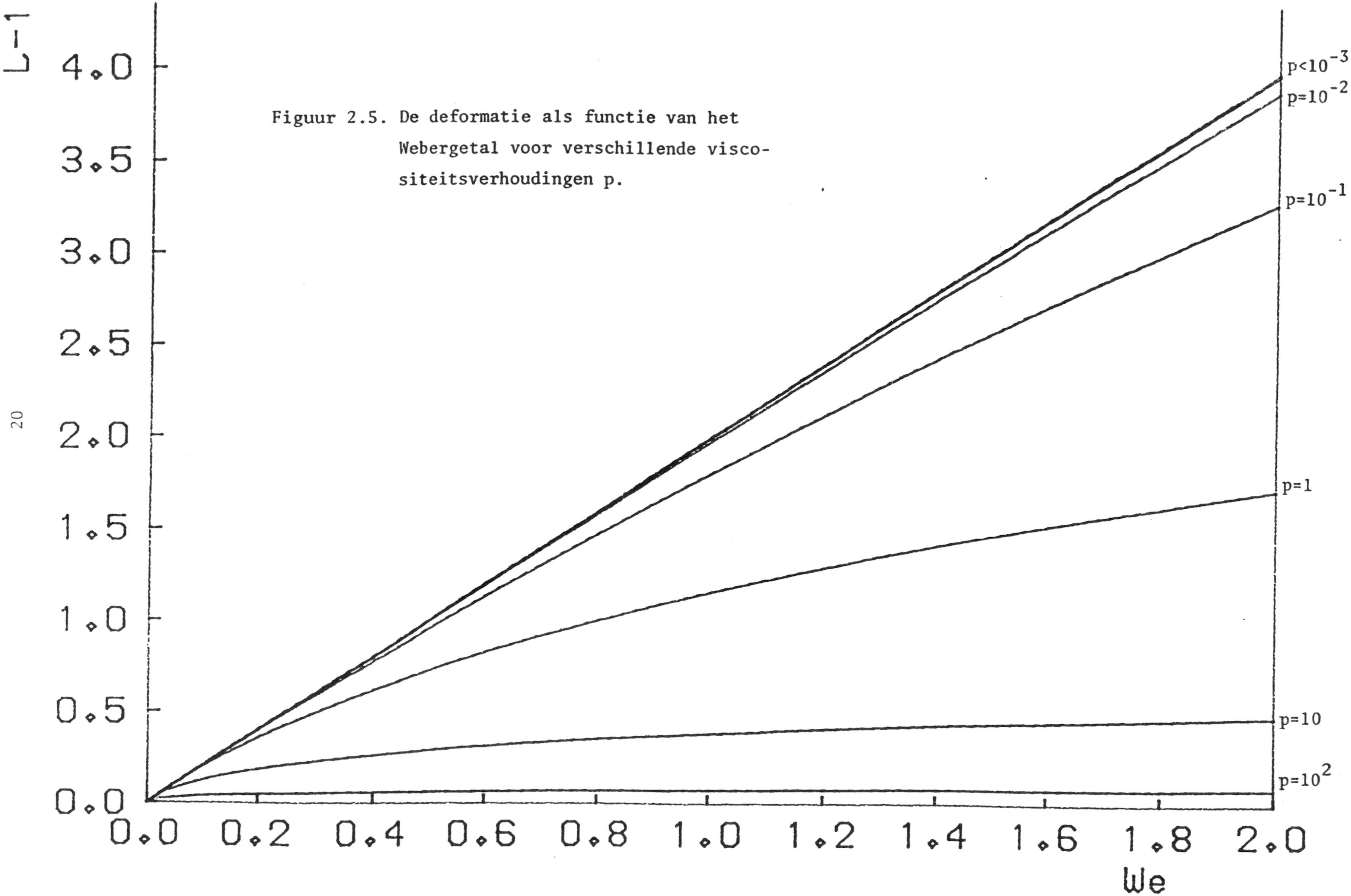
$$\text{Met } We = \frac{\eta_c R_d\,\dot{\gamma}}{\sigma} \qquad (2.44)$$

Het Weber getal We is de verhouding tussen de vervormende spanning $\eta_c\dot{\gamma}$ en de spanning die de deformatie tegenwerkt σ/R_d

De integraal in (2.43) is analytisch niet op te lossen maar is wel als reeks te schrijven

$$\int\frac{\exp(-y)}{y}\,dy = \ln(y) + \sum_{j=1}^{\infty}\frac{(-y)^j}{j.j!} + \text{constante} \qquad (2.45)$$

De gebruikte benadering van deze reeks is te vinden in het door Sara [2] ontwikkelde computerprogramma CONDEF (zie bijlage).



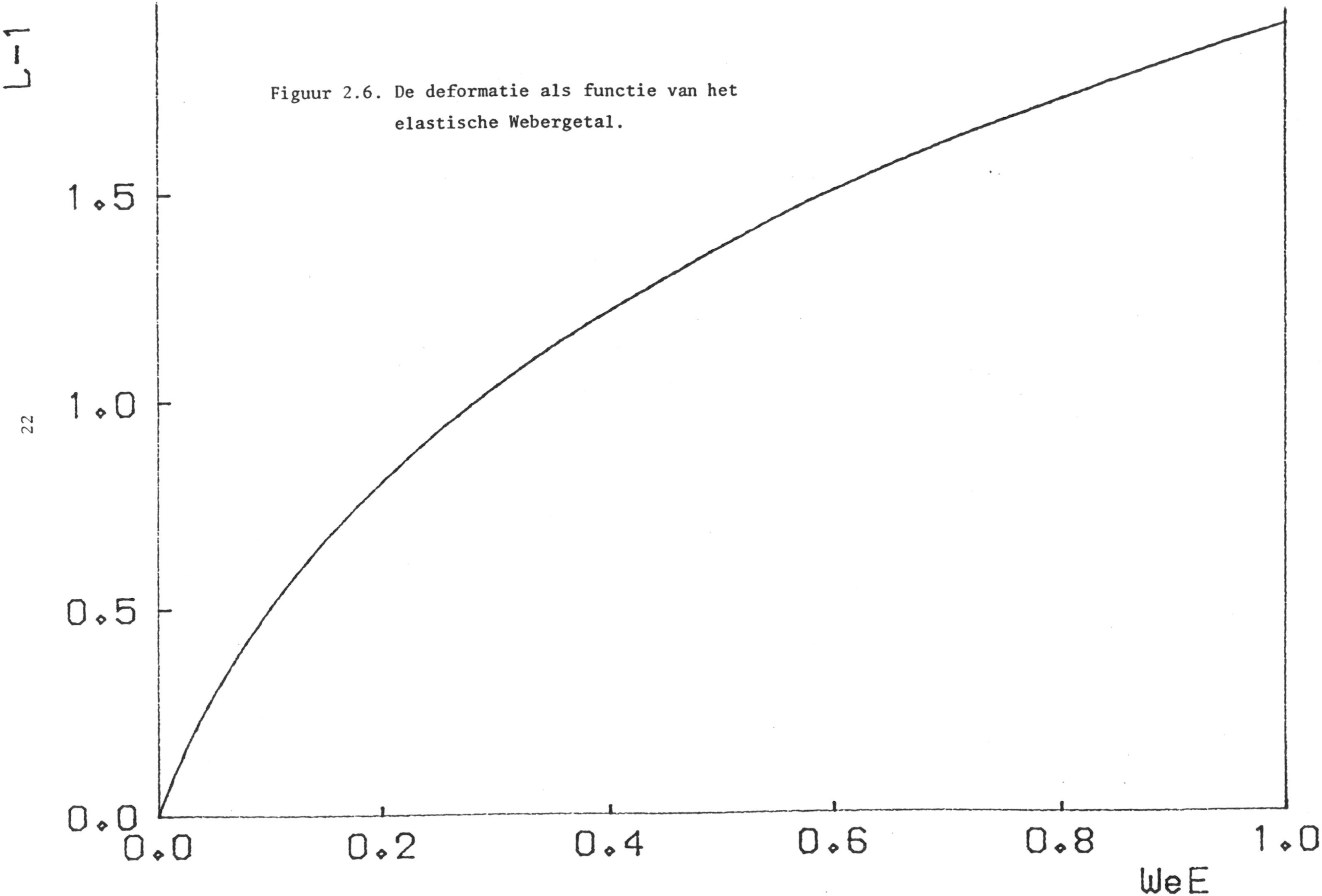
Figuur 2.5. De deformatie als functie van het Webergetal voor verschillende viscositeitsverhoudingen p.

Dit programma geeft opties voor drie verschillende beschrijvingen van het stromingsprofiel van de conus. Aangezien deze voor de meetcondities van dit onderzoek niet waarneembaar verschillen is steeds de zogenaamde ideale conus benadering gebruikt. Deze benadering gaat uit van een conus die naar boven toe oneindig ver door loopt. De tijdsafhankelijke uitdrukking voor de reksnelheid (2.22) loopt dus niet vanaf $t=0$ maar vanaf $t=-\infty$. Daarom loopt de integraal in (2.43) niet tot een bepaalde beginwaarde van het Webergetal maar tot $We=0$.

Uit de metingen zal blijken dat uitgaande van de ideale conus dit initiële Weber getal steeds ongeveer een dertigste is van het maximale Weber getal waar bij gemeten is. Vooral bij de gebruikte viscositeiten is de tijdconstante van het systeem dusdanig groot dat de doorwerking van de ten onrechte geintroduceerde begindeformatie verwaarloosbaar is. Dit zal in hoofdstuk 4.4 ook uit de grafieken blijken waar de kleinst opgemeten deformatie al aan de benadering van de ideale conus voldoet.

De andere twee benaderingen van het stromingsprofiel in de conus worden beschreven in het werk van van der Reijden en Sara [2].

In figuur 2.5 is de deformatie λ-1 als functie van het Weber getal We voor verschillende viscositeiten p weergegeven. Hierbij is gebruik gemaakt van het programma CONDEF met formule (2.43).



Figuur 2.6. De deformatie als functie van het elastische Webergetal.

2.4.2 Elastisch

Analoog aan het Newtonse geval krijgen we voor de tijdsafhankelijke deformatie van een elastisch bolletje

$$\varepsilon G_{zz} = \frac{5}{9} \exp(-\frac{2E}{9\eta_c} t) \int_{-\infty}^{t} \exp(\frac{2E}{9\eta_c} t') \frac{2}{3(t_0-t')} dt' \qquad (2.46)$$

$$= \frac{10}{27} \exp(\frac{2E}{9\eta_c}(t_0-t)) \int_{\frac{2E}{9\eta_c}(t_0-t)}^{\infty} \frac{\exp(\frac{2E}{9\eta_c}(t'-t_0))}{\frac{2E}{9\eta_c}(t_0-t')} d(\frac{2E}{9\eta_c}(t_0-t')) \qquad (2.47)$$

weer gebruik makend van (2.22) wordt dit

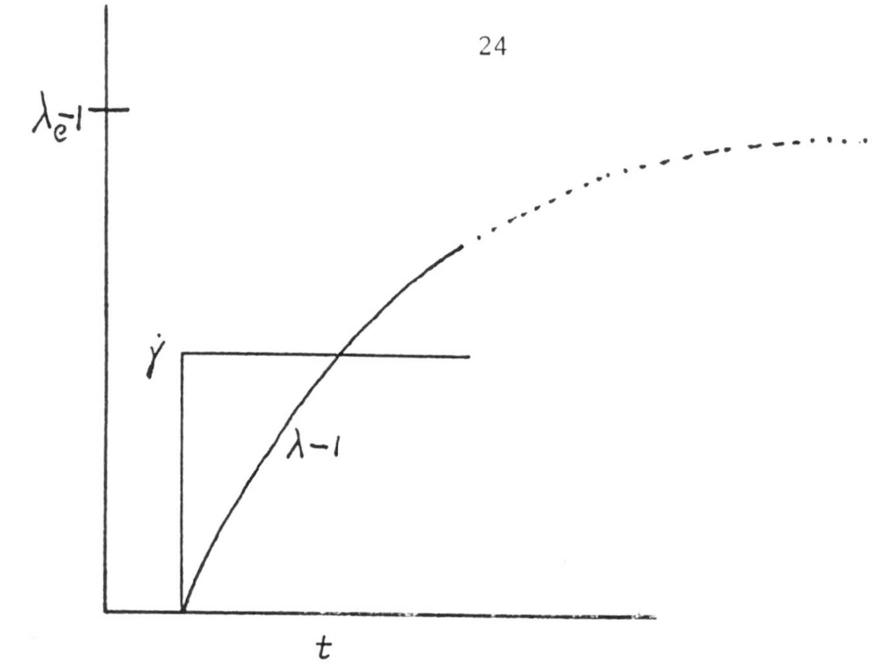
$$\varepsilon G_{zz} = \frac{10}{27} \exp(\frac{4}{27We_E}) \int_{\frac{4}{27We_E}}^{\infty} \frac{\exp(-y)}{y} dy \qquad (2.48)$$

$$\text{met } We_E = \frac{\eta_c \dot{\gamma}}{E} \qquad (2.49)$$

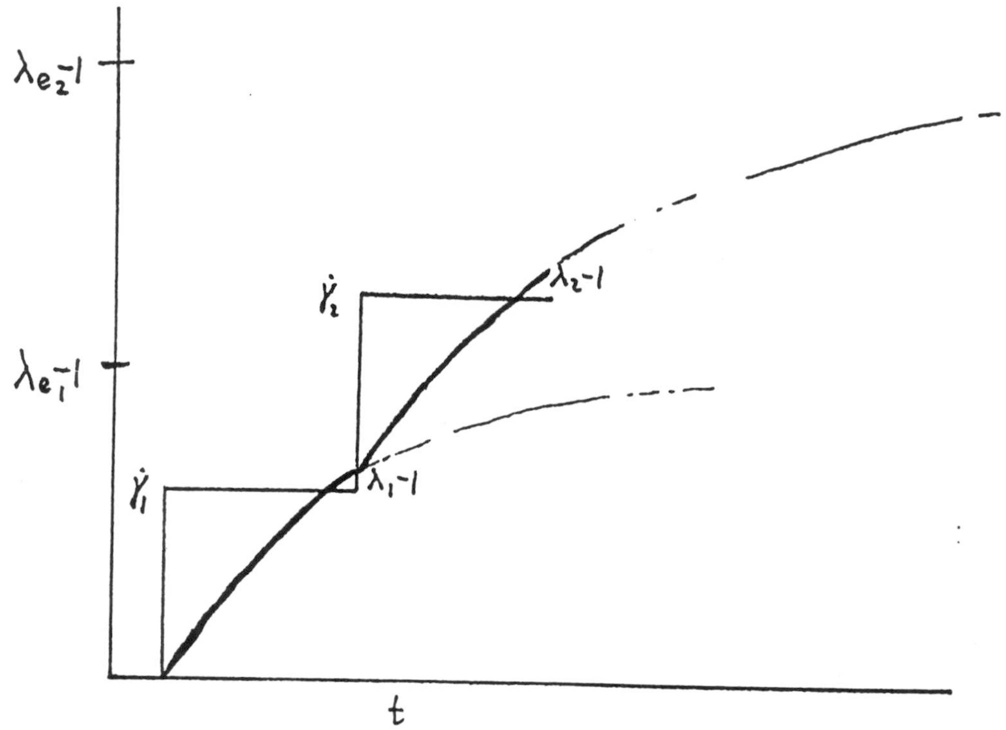
Het elastische Webergetal We_E is de verhouding tussen de vervormende spanning $\eta_c\dot{\gamma}$ en de spanning die de deformatie tegenwerkt, E.

De integraal in (2.48) wordt ook met de reeks (2.45) benaderd, de uitwerking hiervan is ook weer te vinden in het computerprogramma CONDEF. De gebruikte benadering van het stromings profiel is weer die van de ideale conus, aangezien ook hier de tijdconstante voldoende groot is zodat de ten onrechte geintroduceerde begindeformatie verwaarloosbaar is.

In figuur 2.6 is de deformatie λ-1 als functie van het elastische Webergetal We_E weergegeven. Hierbij is gebruik gemaakt van het programma CONDEF met formule (2.48).



Figuur 2.7. De tijdsafhankelijke deformatie λ-1 als functie van de tijd als responsie op een stapje in de reksnelheid



Figuur 2.8. Twee stapjes van de berekening van de tijdsafhenkelijke deformatie als functie van een gedicretiseerde reksnelheid. **Voor de verklaring zie tekst.**

2.4.3. Shear thinning

In het gebruikte gebied van de afschuiving kunnen we voor de viscositeit van de shear thinning vloeistof schrijven

$$\eta = \eta_0 \, \dot{\gamma}_a^{\,-n} \qquad n>0 \tag{2.50}$$

met $\dot{\gamma}_a$ de afschuifsnelheid.

Aangezien de integraal in (2.30) niet meer opgelost kan worden, omdat η_d en dus ook p afhankelijk van de tijd zijn, kiezen we voor de numerieke aanpak. We gaan uit van de stapfunctie, de deformatie als gevolg van een stap in de reksnelheid. Deze functie krijgen we door in (2.30) voor de reksnelheid inte vullen

$$\dot{\gamma}_{zz}=0 \;\; (t<0) \qquad , \;\; \dot{\gamma}_{zz}=\dot{\gamma} \;\; (t\geq 0) \tag{2.51}$$

met $\dot{\gamma}$ een constante.

Dit resulteert in

$$\lambda-1 = 3\varepsilon F_{zz} = (\lambda_e-1)(1-\exp(-t/t_c)) \tag{2.52}$$

$$\text{met } \lambda_e-1=\frac{19p+16}{8p+8}\,\mathrm{We} \tag{2.53}$$

de deformatie voor lange tijden, en

$$t_c = \frac{19\eta_d R_d}{20\,\sigma} \tag{2.54}$$

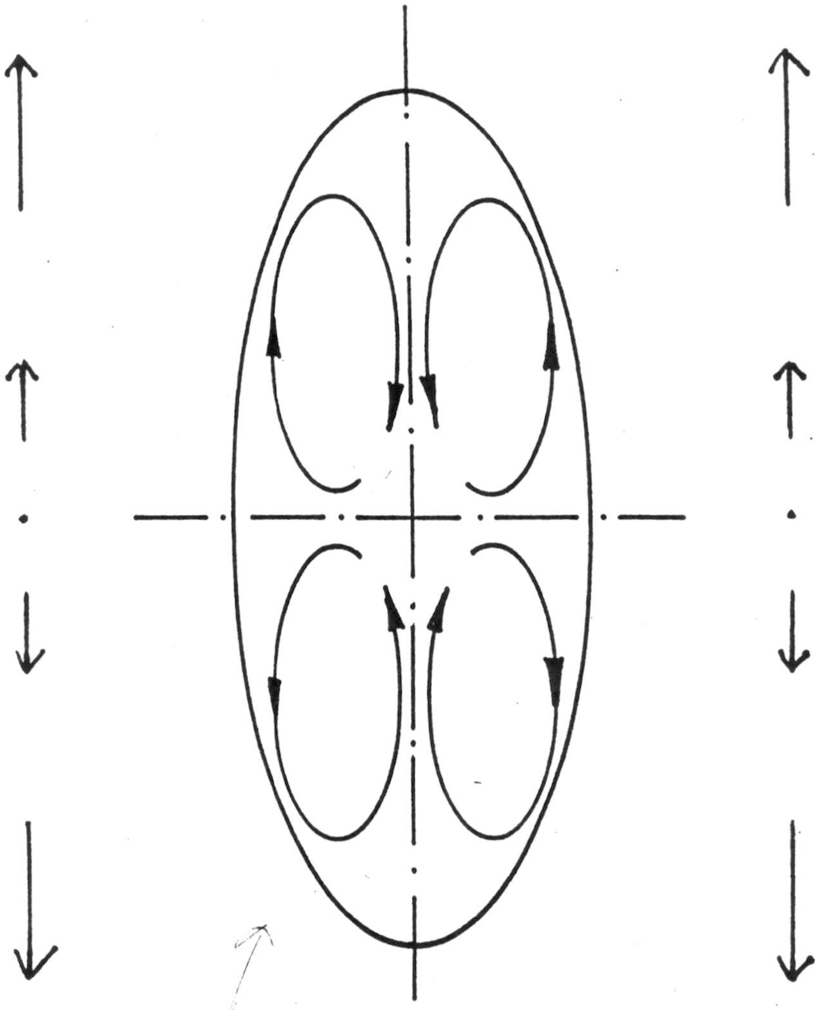
de tijdconstante van het systeem.

Deze stapresponsie is weergegeven in figuur 2.7.

Om de stapjes netjes over de deformatie te verdelen nemen we geen stapjes in de tijd maar in het Weber getal. Deze worden dan met

$$\mathrm{We} = \frac{\eta_c R_d}{\sigma}\,\frac{2}{3(t_0-t)} \tag{2.55}$$

omgerekend in stapjes in de tijd, (t_i-t_{i-1}).



In de druppel dus afschuifstroming!.
Geen afschuiving in druppel is te vinden m.b.v. shear thinning druppel in Newtonse matrix.

Figuur 2.9. De interne circulatie in een druppel in een elongatie stroming in een met het druppeltje meereizend coordinatensysteem.

4-r-app λ ... $\frac{19p+16}{16p+16}$. Ne, dus moeilijk p bepalen.

Elk stapje in λ_i-1 als functie van de tijd wordt berekend uit het verschil tussen de deformatie uit het vorige stapje, $(\lambda_{i-1}-1)$ en de deformatie voor lange tijden op dat moment, $(\lambda_{e_i}-1)$. Met de tijdconstante t_c wordt dan berekend in hoeverre in tijdstapje (t_i-t_{i-1}) de druppel vanaf de deformatie van het vorige stapje de maximaal te bereiken deformatie bereikt. Zie figuur 2.8. De berekening van een stapje ziet er dan als volgt uit

$$(\lambda_i-1)=(\lambda_{i-1}-1) + \{(\lambda_{e_i}-1) - (\lambda_{i-1}-1)\}\cdot\{1-\exp(-(t_i-t_{i-1})/t_c)\} \qquad (2.56)$$

Deze berekening is opgenomen in het computerprogramma NUMDEF2, zie bijlage.

Deze aanpak levert dezelfde resultaten als de analytische oplossing (2.43) wanneer we een constante viscositeit invoeren.

Op dezelfde wijze kan $\lambda-1$ uitgezet worden tegen $\dot{\gamma}$ ipv tegen het Weber getal. Dit is gedaan in het programma GNUMDEF1, zie bijlage. Dit kan later van pas komen wanneer ook η_c tijdsafhankelijk is of wanneer elastische en Newtonse deformatie theorien vergeleken moeten worden.

Nog niet bepaald is wat bij een bepaalde reksnelheid $\dot{\gamma}_z$ de afschuifsnelheid $\dot{\gamma}_a$ is. Dit is noodzakelijk voor de berekening van de tijdconstante t_c en de viscositeitsverhouding p. Deze afschuifsnelheid hangt af van de interne stroming van de druppel. In figuur 2.9 is aangegeven wat het verwachte stromingsprofiel in de druppel is.

Bakker [6] hanteert voor een visceuze druppel in afschuifstroming de theorie van Goldsmith en Mason [7], maar gaat later uit van een experimenteel gevonden verband tussen in en externe afschuifsnelheden.

Naar analogie hiervan stellen we

$$\dot{\gamma}_a = C\,\dot{\gamma}_z \qquad (2.57)$$

De constante C zal dan experimenteel bepaald moeten worden.

Eveneens kan een verhouding tussen afschuif en elongatie viscositeit ingevoerd worden voor de disperse fase. Aangezien de theorie uitgaat van afschuifviscositeiten voor η_d en η_c is hier geen gebruik van gemaakt.

2.4.4. Tweede orde vloeistof

Een tweede orde vloeistof kan beschreven worden met

$$\eta = \eta_0 \tag{2.58}$$

$$\tau_{11}-\tau_{22} = \Psi_1 \dot{\gamma}_a^{\,2} \tag{2.59}$$

met $\tau_{11}-\tau_{22}$ het eerste normaalspannings verschil en
Ψ_1 de eerste normaalspannings coefficient.

Aangezien in dit onderzoek slechts inleidende metingen aan deze modelvloeistof zijn gedaan, volstaan we met het vergelijken van de deformatie die we meten en die voorspeld door de visceuze theorie. We beschouwen de invloed van de elastische component als verstoring, hoewel soms het eerste normaalspannings verschil van de zelfde orde van groote is als de afschuifspanning.

3. Maken en meten van modelstoffen

3.1. Viscositeit continue fase

Als continue fase is siliconen olie van het merk Tegiloxan gebruikt. Aangezien de fabrikant geen gegevens beschikbaar had is gebruik gemaakt van een datasheet over de MS200 serie siliconen olies van Midland. Omdat de chemische samenstelling identiek is en de eigenschappen die nauwkeurig bekend moesten zijn nagemeten zijn is het gebruik van deze datasheet geoorloofd.

De viscositeiten van de twee siliconen olies die als continue fase zijn gebruikt, 30 en 100 Pas nominaal (25^0C), zijn gemeten met een Haake viscositeitsmeter. Voor de 30 Pas nominaal olie is in tabel 3.1 de viscositeit weergegeven, gemeten bij verschillende temperaturen en toerentallen.

toerental 1/100 omw./min.	T=20.8 ± 0.1 ^{0}C	T=36.0 ± 0.3 ^{0}C	T=43.8 ± 0.2 ^{0}C
16	36.2		
32	36.1	26.7	
64	35.9	26.3	23.0
128		26.5	23.0
gemiddeld	36.1±0.2	26.5±0.2	23.0±0.1

tabel 3.1. Viscositeit van de 30 Pas nominaal olie als functie van de temperatuur en het toerental. Eenheid Pas.

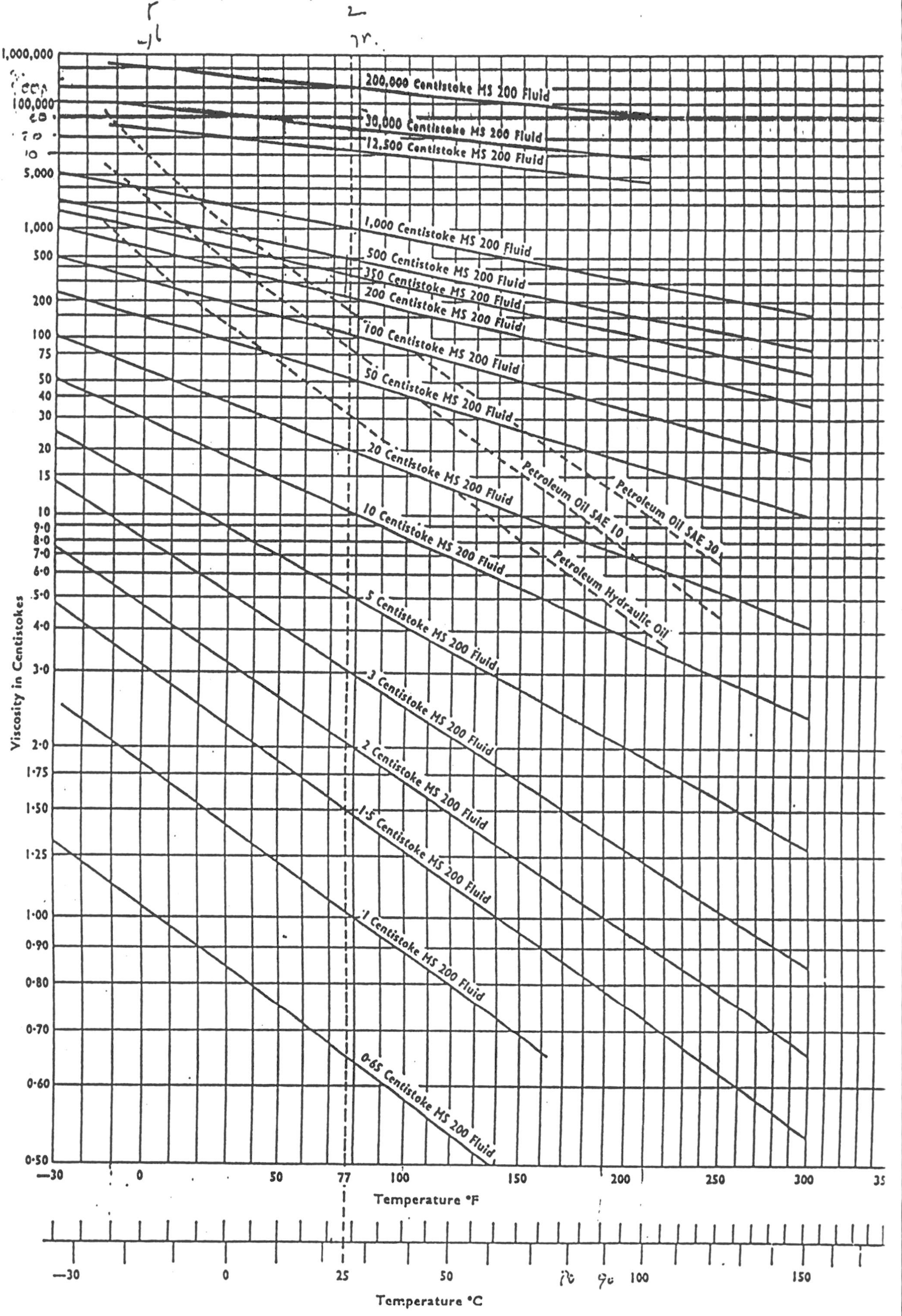
De afhankelijkheid van de temperatuur voor deze olie kan goed beschreven worden met

$$\log \eta_{30} = a_{30}T + b_{30} \qquad (3.60)$$

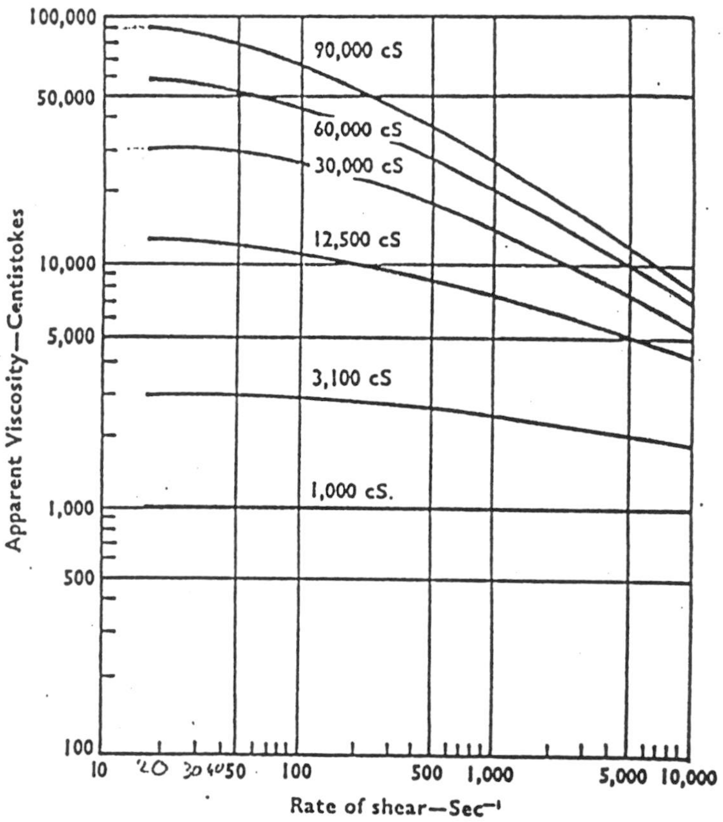
met $a_{30}=-8.51 \times 10^{-3}$

en $b_{30}= 1.735$

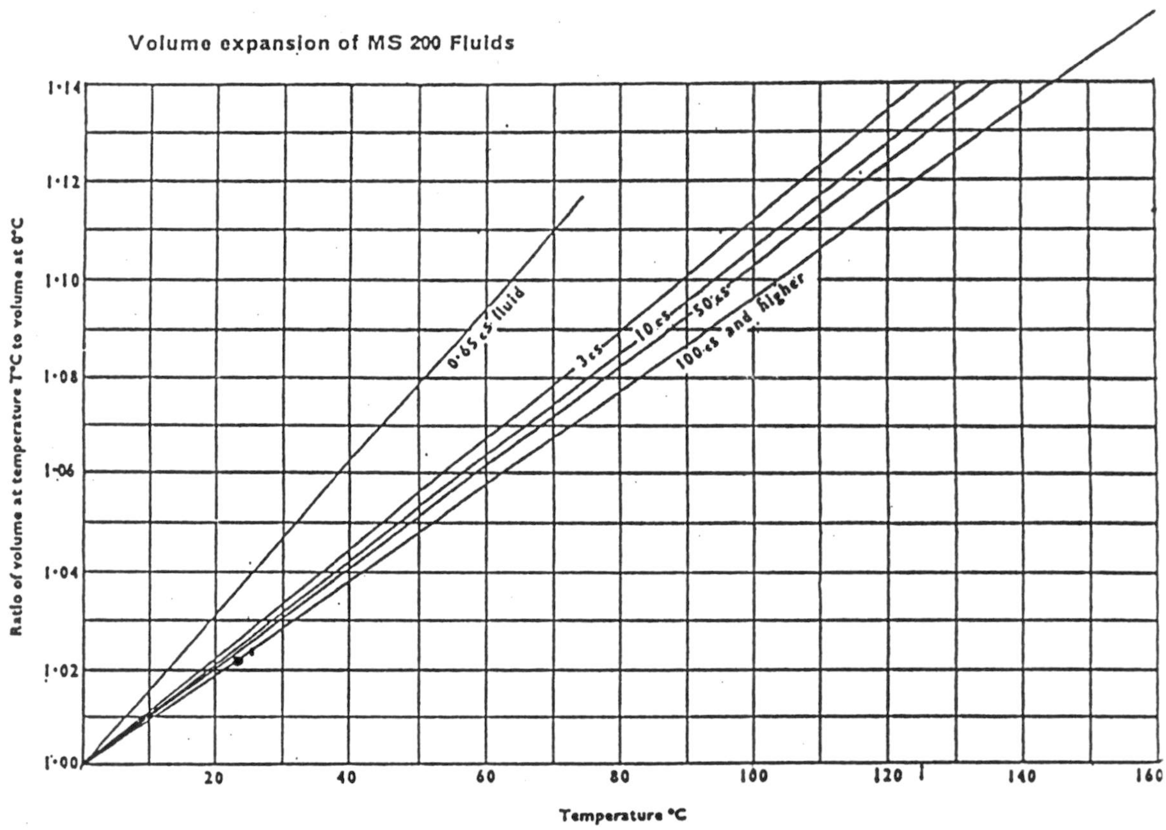
Viscosity Temperature Slopes for MS 200 Fluids and some Petroleum Oils



Figuur 3.1. De kinematische viscositeit van de siliconen olie
als functie van de temperatuur.



Figuur 3.3. De kinematische viscositeit van de siliconen olie als functie van de afschuifsnelheid



Figuur 3.2. De dichtheid van de siliconen olie als functie van de temperatuur

Het datasheet geeft een grafiek (3.1) voor het verband tussen de kinematische viscositeit en de temperatuur. De opgegeven eenheid voor is de centistoke=10^{-6} m^2/s . Uitgaande van het verband tussen kinematische en dynamische viscositeit

$$\eta = \nu \rho \qquad (3.60b)$$

en het verband tussen de dichtheid van de olie en de temperatuur zoals weergegeven in figuur 3.2. vinden we

$a'_{30} = -8.57 \times 10^{-3}$ en

$b'_{30} = 1.767$, hetgeen goed overeenkomt met de gemeten waarden.

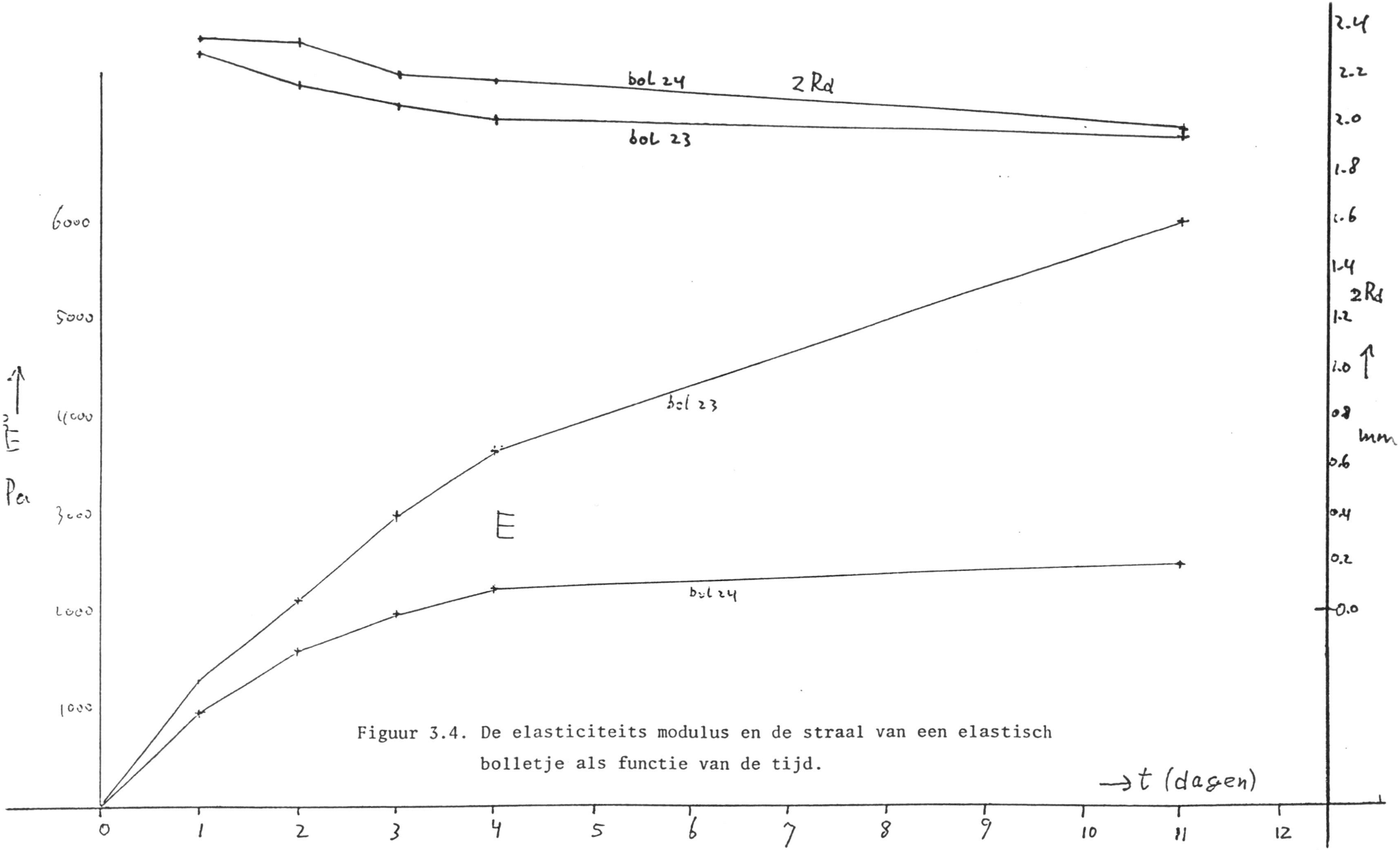
De 100 Pas nominale olie is op dezelfde wijze gemeten door Fetter [8]. Hij vindt η=111.2 Pas bij T=20.1 ^{0}C en η =100.4 Pas bij T=25.4 ^{0}C. Hiermee worden de coefficienten in vergelijking (3.60)

$a_{100} = -8.37 \times 10^{-3}$ en

$b_{100} = 2.214$

Helaas zijn in de datasheet geen gegevens over deze olie opgenomen.

Uit een grafiek van de datasheet, zie figuur 3.3. blijkt dat in het gebied waarin de olie voor de deformatie experimenten gebruikt is, zowel de 30 Pas en 100 Pas nominale olie onafhankelijk is van de afschuifsnelheid. Dit was ook al uit tabel 3.1. gebleken.



Figuur 3.4. De elasticiteits modulus en de straal van een elastisch bolletje als functie van de tijd.

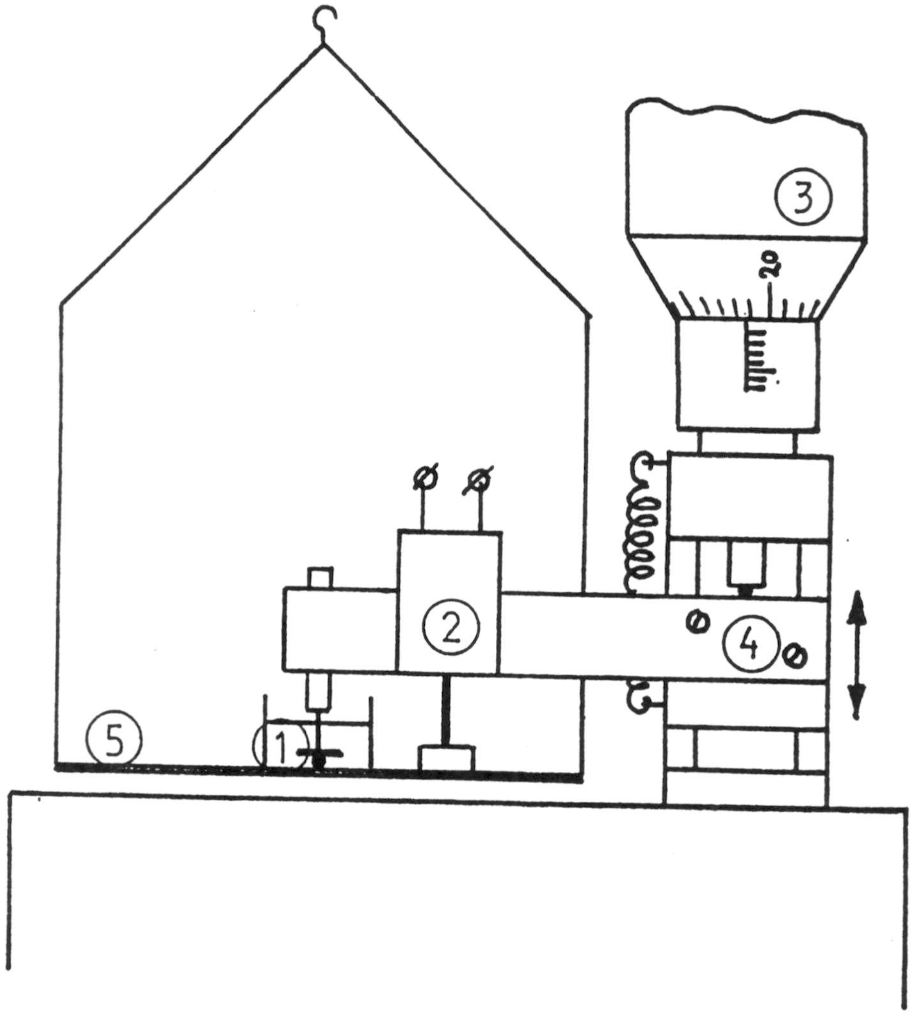
3.2. Elastische bolletjes

3.2.1. Maken van elastische bolletjes

Slaa [9] en Schaerlaeckens [10] hebben in 1985 veel moeite gestoken in een poging elastische bolletjes te maken met chemisch verknoopt styreen. Daar dit niet bleek te lukken hebben Slaa [9], Kempers [11], en de Jong [12] met polyvinylalcohol en kongorood fysisch verknoopte bolletjes gemaakt. In navolging van hen is begonnen op de door hen gebruikte manier deze bolletjes te maken.

In gedemineraliseerd water wordt bij 70 ^{0}C 4% polyvinylalcohol (PVA) opgelost. Afhankelijk van de gewenste elasticiteitsmodulus wordt $2\frac{1}{2}$ % a 4% kongorood bijgevoegd. Aangezien slechts de zoute vorm van kongorood blijkt te geleren worden twee pellets NaOH bijgevoegd om het gedeelte van het kongorood dat in de zure vorm was in de zoute vorm om te zetten. De procenten zijn gewichtsprocenten. Van deze oplossing worden met een injectienaald draden getrokken in siliconen olie van ongeveer dezelfde temperatuur. Indien dit gebeurt met de juiste snelheid, druk, naalddiameter, en temperatuur breken de draden op in bolletjes van de gewenste diameter. De gebruikte buis is ca 40 cm lang, voldoende om de bolletjes niet op de bodem te laten komen voordat ze gebruikt kunnen worden. Bij afkoeling van de buis tot kamertemperatuur geleren de bolletjes en na ongeveer een dag zijn ze beschikbaar om in een deformatie experiment te gebruiken.

Een nadeel van dit materiaal is dat het geleringsproces door blijft gaan en de elasticiteits modulus blijft toenemen. Zie figuur 3.4. Het grootste probleem is echter dat al bij vrij kleine deformaties strain hardening optreedt. De elasticiteits modulus neemt hierbij toe bij toenemende rek. Dit wordt veroorzaakt doordat het netwerk meer en meer belast wordt op de knopen zelf dan op een allignering van het aanvankelijk rommelige netwerk. Na enige meetseries is dan ook van dit materiaal afgestapt.



Figuur 3.5. De elasticiteits modulus meter.
Voor verklaring zie tekst.

Een poging om uit eiwit elastische bolletjes te maken door de siliconenolie pas te verwarmen na het trekken van draden losgeklopt eiwit, resulteerde in te harde bolletjes.

Voor de rest van het onderzoek is gebruik gemaakt van gelatine-bolletjes. Het gewichts percentage gelatine varieert tussen de $2\frac{1}{2}$ en de 5 %. De productiewijze is gelijk aan die van de PVA/KR bolletjes, alleen wordt hierbij niet de olie voorverwarmd en worden gewone reageerbuizen (L=20 cm,D=2cm) gebruikt die ca eens in de 5 minuten rondgedraaid worden. Dit laatste is om het contact tussen de bolletjes en de wand te voorkomen. Deze blijven namelijk vooral in het begin van het geleringsproces kruip vertonen, zodat ze hangend aan de wand een platte kant krijgen.

3.2.2. Meten van de elasticiteits modulus

Aangezien zelfs de bolletjes van een serie een aanzienlijke spreiding in de elasticiteits modulus vertonen, wordt niet het bulk materiaal gemeten zoals Elmendorp [4] dat deed, maar wordt elk bolletje individueel opgemeten. Voortbouwend op het werk van Slaa [9] gebeurt dit met de opstelling zoals getekend in figuur 3.5.
Het te meten bolletje wordt in een bakje immersie olie op de schaal (5) van een balans (1) gelegd. Met een schroefmicrometer (3) wordt via een arm (4) het bolletje over een bepaalde afstand ingedrukt. Aangezien de schaal van de balans ook inzakt gebruikten we aanvankelijk een verplaatsingsmeter (2) om direct de indrukking van alleen het bolletje te meten. Deze verplaatsingsmeter werkt inductief. De lengte van de kern die zich in de spoel bevindt is recht evenredig met de uitgangsspanning. Dit soort is eigenlijk alleen bruikbaar voor opstellingen die alleen in een richting kunnen bewegen, aangezien een zijdelingse beweging van kern een grote invloed heeft op de uitgangsspanning. Een messing schijf van ca 150 gram geeft een betere stabiliteit maar het blijft een lastig uit te voeren meting. Bovendien is deze verplaatsingsmeter zeer gevoelig voor de temperatuur.

Een grote verbetering is gebruik te maken van de eigenschap van een balans dat de inzakking van het schaaltje recht evenredig is met het te meten gewicht. Uit diverse metingen blijkt dat geldt

$$u_b = C_1\ m \tag{3.61}$$

met u_b de inzakking van het schaaltje, m de massa aangegeven door de balans en $C_1 = 3.90 \pm 0.05$ m/kg. Deze waarde is reproduceerbaar mits binnen 2mm van het midden van het schaaltje geduwd wordt.
Nu de inzakking van het schaaltje geijkt is met de schroefmicrometer is de verplaatsingsmeter overbodig geworden en kunnen we voor de indrukking van het bolletje,u schrijven

$$u = u_i - u_b \tag{3.62}$$

waarbij u_i de met de schroefmicrometer ingestelde indrukking is.

Slaa [9] leidt uit de theorie van Timoshenko en Goodier [13] het volgende verband tussen indrukking van het bolletje,u en de daarbij van de balans afgelezen massa, m en de elasticiteits modulus E af

$$E = \frac{18}{16}\, 2^{1/2}\ \frac{g}{R_d^{1/2}}\ \frac{m}{u^{3/2}} \tag{3.63}$$

$$\text{voor } u < 0.02\ R_d \tag{3.64}$$

Wanneer men nu $m^{2/3}$ uitzet tegen u, is uit helling E te bepalen.
De nulpuntsinstelling van m is direct van de balans af te lezen, die van u volgt uit de grafiek.
Tevens leidde Slaa een formule af voor een correctie voor de doorzakking onder eigen massa, m_0

gewicht

$$m' = \left(\frac{(m+m_0)^{2/3} + m^{2/3} - m_0^{2/3}}{2} \right)^{3/2} \tag{3.65}$$

Aangezien hier immersie olie is gebruikt moet voor m_0 de effectieve massa genomen worden.

Het dichtheidsverschil tussen het bolletje en de immersie olie is bepaald door een halve dag het bolletje in de olie van de deformatie meet opstelling te laten zitten. Uit de afgelegde afstand, de tijd die daarvoor nodig was, en de uitdrukking voor stationaire snelheid van harde bollen, en de aanname dat de olie in de opstelling (30 Pas nominaal) dezelfde dichtheid heeft als de immersie olie, hetgeen volgens het datasheet zo is, volgt een dichtheidsverschil $\Delta\ \rho=43\ kg/m^3$.
Met een maximale straal van een bolletje van 0.6 mm geeft dit een effectieve massa van 0.04 mg. Bij een gebruikelijke stapgrootte bij een E-meting van ca 0.7 mg berekenen we met formule (3.65) dat de fout in E bij de eerste stap 8% en bij de tweede 5% is, wanneer de doorzakking door eigen gewicht verwaarloosd wordt. Aangezien bij een E-meting minstens 7 van dergelijke stapjes in m gebruikt worden en de resultaten uitgemiddeld worden, is het geoorloofd de doorzakking onder eigen gewicht te verwaarlozen.

Het is echter niet mogelijk te voldoen aan de eis voor een maximale indrukking (3.64). Met een straal van 0.6 mm geeft dit $u < 12\ \mu m$, dit is niet voldoende om de elasticiteits modulus te kunnen meten. Aangezien de grafiek van $m^{2/3}$ tegen u over een veel groter bereik recht blijft, nemen we aan dat het criterium voor u te streng gekozen is.

Het is nog wel noodzakelijk te corrigeren voor de verandering van de lengte van het duwstangetje in de immersie olie. Wanneer het stangetje een stukje Δl verder in de olie wordt geduwd, neemt de opwaartse kracht op dit stangetje toe met $\Delta l A_s \rho$, met A_s de oppervlakte van de doorsnede van het stangetje en ρ de dichtheid van de olie. Als reactiekracht wordt het gewicht op het schaaltje $\Delta l A_s \rho$ groter. Voor de indrukking Δl nemen we u uit vergelijking (3.62). Hiermee wordt m

$$m=m_g-C_2u \qquad (3.66)$$

Theoretisch geldt $C_2=2.2\ x\ 10^{-3}$ kg/m, gemeten is echter $C_2=3\ x\ 10^{-3}$ kg/m. De gemeten waarde is voor correctie (3.66) gebruikt.

De keuze van de immersie olie is ook nog van belang. Het blijkt dat de gelatine bolletjes enigszins vloeien en dus alleen binnen een bepaalde tijd zich puur elastisch gedragen. De E-meting moet dus vrij snel (binnen $\frac{1}{2}$ minuut) gebeuren. Wanneer de immersie olie te dik is, remt de olie het instellen van het nieuwe krachten evenwicht zoveel, dat dit zich niet instelt binnen de toegestane tijd. Tevens blijkt dat de gelatine bolletjes in te dunne olie soms na enige tijd spontaan desintegreren aan de wand. Waarschijnlijk komt dit omdat de dunne olie makkelijk tussen de bol en de bodem uit stroomt en gelatine zich aan de perspex bodem gaat hechten.

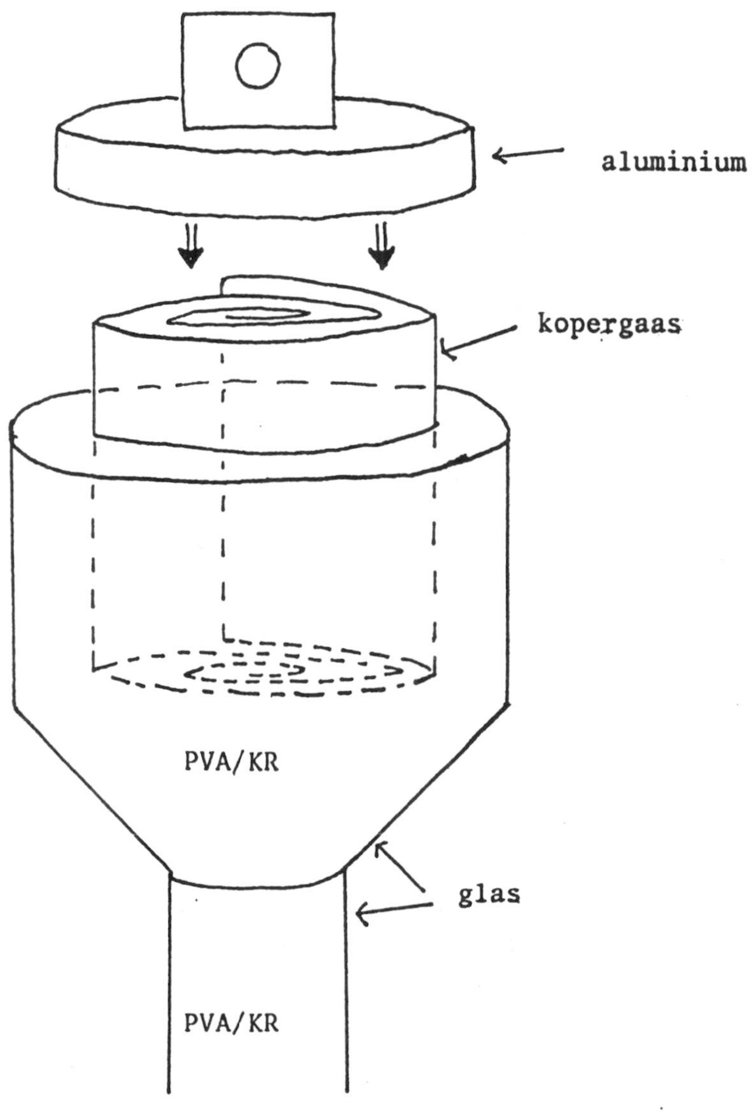
Werkbaar bleek te zijn om siliconen olie van 0.35 Pas te nemen voor de immersie olie en olie van 30 Pas voor het bewaarbakje. Het duwstangetje van de E-meter is voorzien van een dun glazen plaatje en het immersie bakje is later in glas uitgevoerd, daar de gelatine het slechtst aan glas blijkt te hechten.

Samenvattend wordt nu de gang van zaken bij een E-meting: Het te meten bolletje wordt uit de opslagolie gehaald en voorzichtig met de dunnere immersie olie schoongemaakt. De diameter wordt met een meetmicroscoop opgemeten. Het bolletje wordt in het midden van het immersie bakje gelegd. Vanaf het punt waarbij de balans nog net niet uitslaat wordt het duwstangetje in ca 10 stapjes van ca 50 μm naar beneden gedraaid, waarbij deze instelling en de aflezing van de balans genoteerd worden. In een grafiek wordt dan $(m_g - C_2(u_i - C_1 m_g))^{2/3}$ uitgezet tegen $(u - C_1 m_g)$, zoals berekend in 3.61, 3.62, en 3.66.

Tussen twee te kiezen punten wordt een beste rechte getrokken met helling H_E. Uit deze helling wordt E bepaald met

$$E = \frac{18}{16} \, 2^{1/2} \, \frac{g}{R_d^{1/2}} \, H_E^{3/2} \qquad (3.67)$$

Deze berekeningen worden uitgevoerd door het computer programma EBETER, zie bijlage.



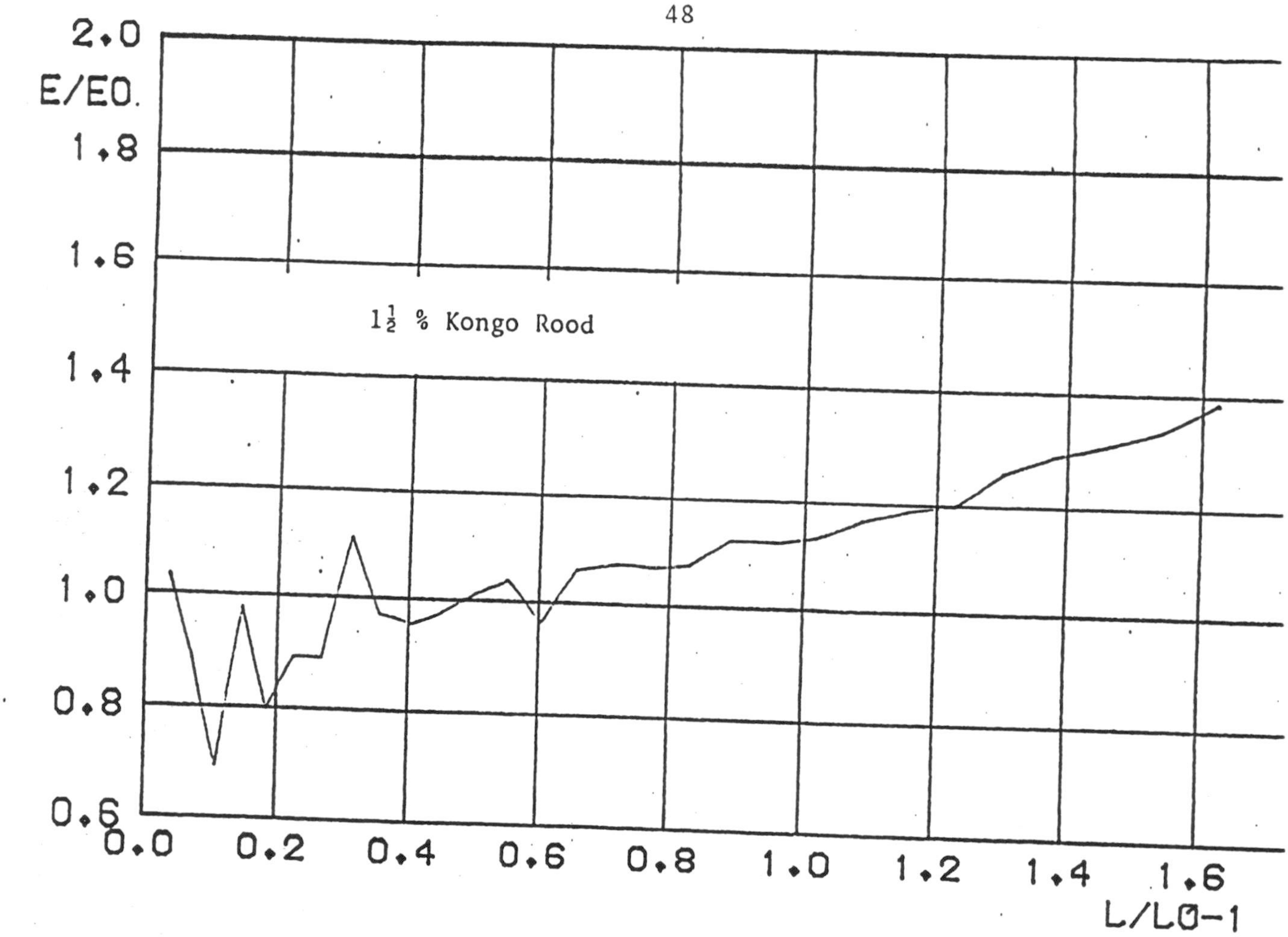
Figuur 3.6. De aanhechting van een aluminium klipje aan een cilindertje van een Poly Vinyl Alcohol-Kongo Rood gel.

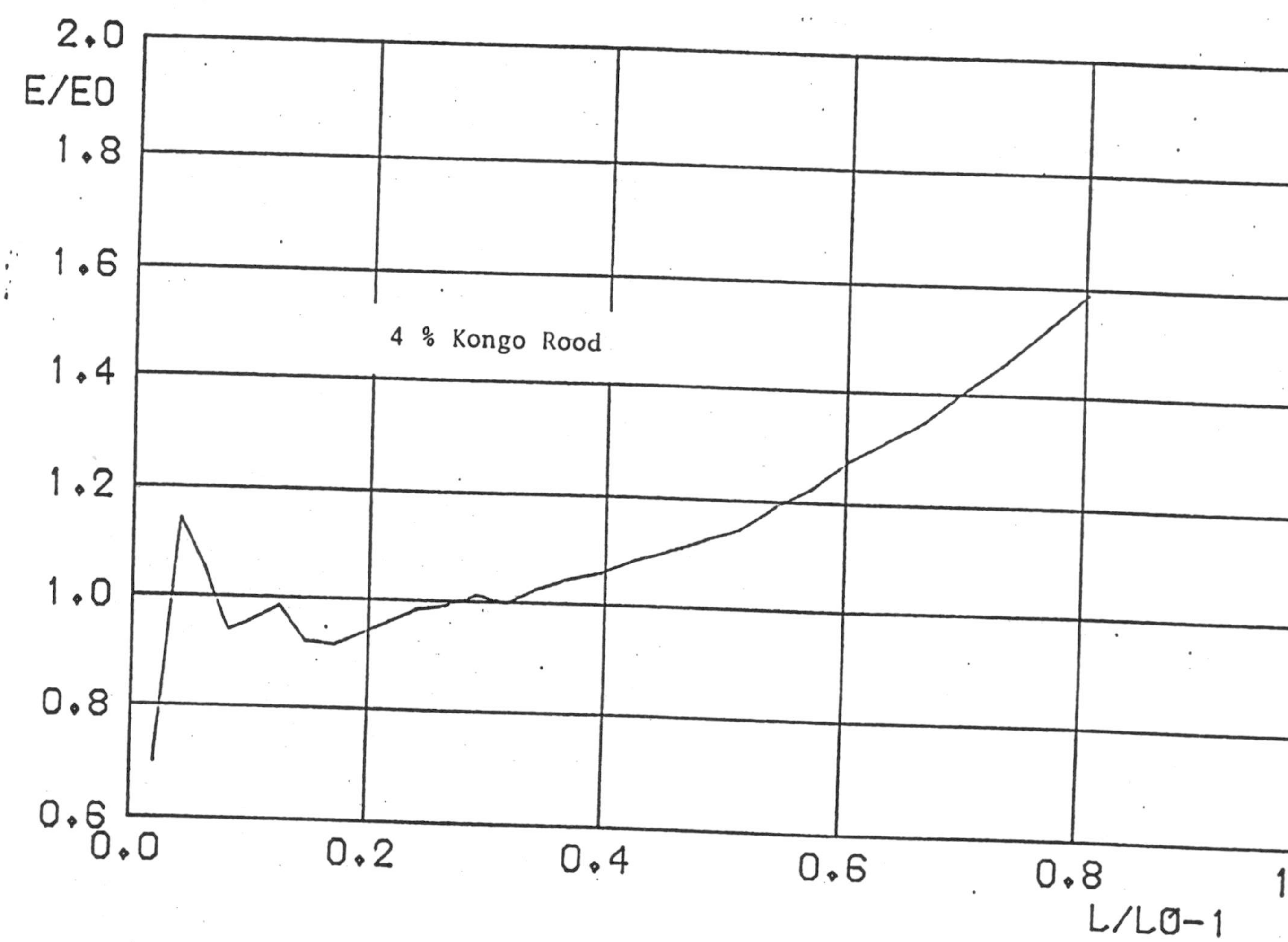
Een vergelijking tussen de methode met de verplaatsingsmeter en die zonder, over 12 E-metingen laat zien dat de elasticiteits modulus zonder de verplaatsingsmeter gemiddeld 5% lager uitkomt. Dit wordt waarschijnlijk veroorzaakt door de correctie voor de opwaartse kracht op het duwstangetje die alleen in het programma EBETER is opgenomen. Daarnaast is er een gemiddelde spreiding van $2\frac{1}{2}$ % . De berekeningen met EBETER zijn hierbij uitgegaan van dezelfde meetwaarden als die voor de berekening uitgaande van de verplaatsingsmeter. De twee meetmethoden leveren dus het zelfde resultaat op, de methode zonder verplaatsingsmeter is echter een stuk minder bewerkelijk.

3.2.3. Aantonen van strain hardening

Om duidelijk onderscheid te maken tussen fouten in de deformatie theorie en afwijkingen in de beschrijving van het elastische materiaal moet de strain hardening ook bij de elasticiteits metingen aangetoond worden. Met de in de vorige paragraaf beschreven methode is het niet mogelijk strain hardening aan te tonen. Ten eerste omdat de elasticiteits modulus in compressie ipv in rek gemeten wordt. En ten tweede omdat een toenemende elasticiteits modulus bij toenemende compressie ook toegeschreven kan worden aan het negeren van de eis om niet verder te comprimeren dan $u=0.02R_d$.

Om tot een grotere rek de elasticiteits modulus te meten werden rekproeven met cilindertjes van PVA/KR gedaan. Na enige pogingen bleek het mogelijk cilinders te gieten, waarbij in een verdikking aan beide uiteinden een rolletje kopergaas ingegoten werd waaraan een clipje gelijmd kon worden. Zie figuur 3.6. Met gelatine bleek dit niet mogelijk aangezien gelatine met de zelfde elasticiteit als PVA/KR een veel lagere breuk sterkte heeft en daardoor veel onhandelbaarder is.
Met een extensional rheometer van het Koninklijke Shell Laboratorium Amsterdam (KSLA) zijn diverse rekproeven met de PVA/KR cilindertjes gedaan.

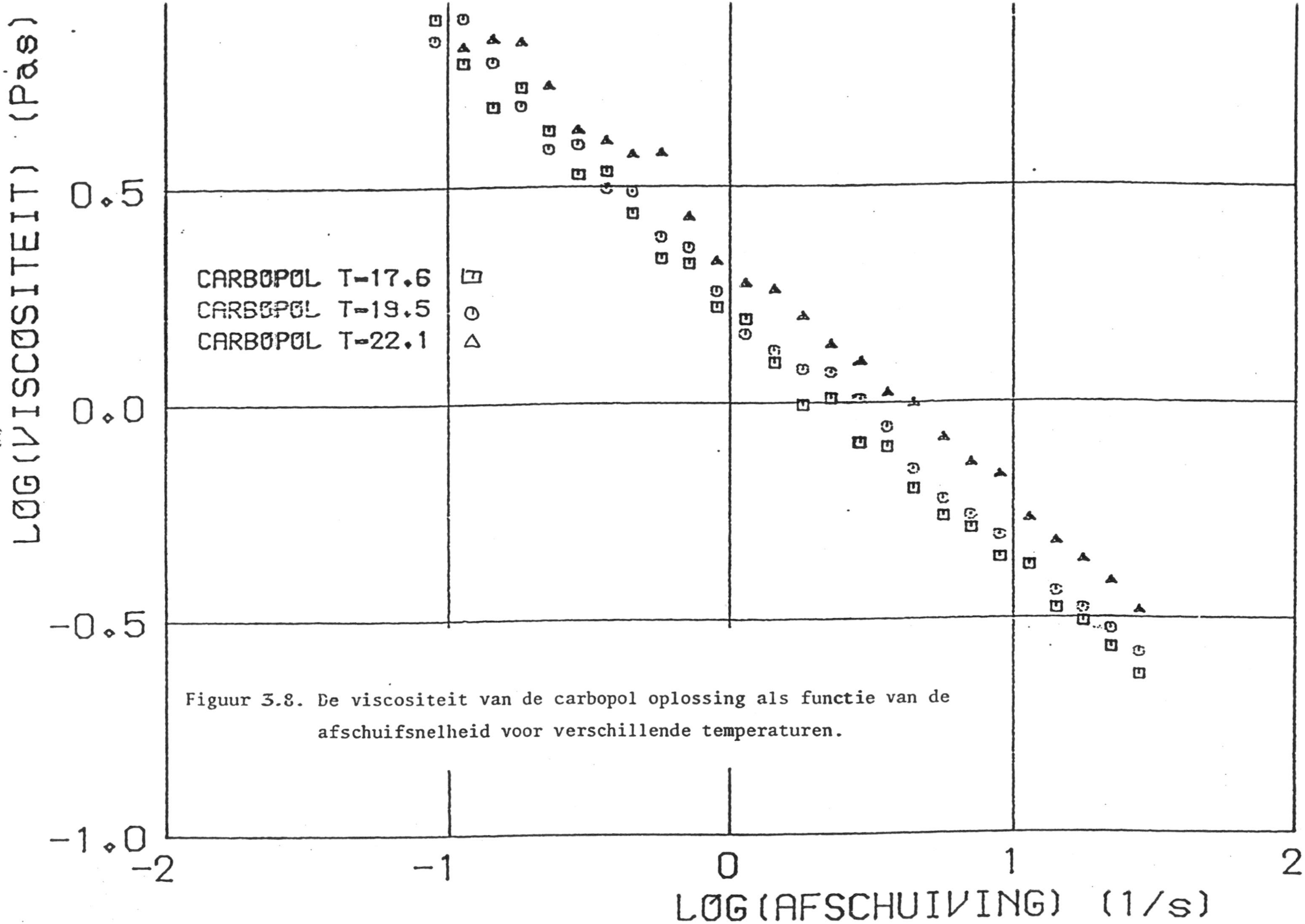




Figuur 3.7. De elasticiteits modulus van een PVA-KR cilindertje als funtie van de rek, voor verschillende concentraties KR.

Zoals wel gebruikelijk bij rekproeven aan gesmolten polymeren, wordt bij deze proeven niet gecorrigeerd voor een afnemende diameter omdat het experiment zo snel gedaan wordt dat er geen vloei optreedt en dus steeds aan dezelfde ketens getrokken wordt.

In figuur 3.7. zijn voor twee concentraties Kongorood de elasticiteits modulus tegen de gereduceerde rek (L/L_0-1) uitgezet. Duidelijk is dat E toeneemt met toenemende rek en dat dit effect sterker is naarmate de concentratie KR, en dus de verknopings graad hoger is. Helaas is het erg onpractisch om deze metingen voor de deformatie experimenten te gebruiken, aangezien het hier het bulk materiaal betreft en niet de individuele bolletjes. Bovendien moet ivm het steeds blijven doorgaan van het verknopingsproces de deformatiemeting en de E-meting snel na elkaar volgen. Dat is met dit soort bewerkelijke metingen, vooral als ze in Amsterdam uitgevoerd moeten worden niet erg practisch. Wel zal met deze metingen aangetoond kunnen worden dat de afwijkingen van de deformatie theorie bij metingen aan PVA/KR bolletjes aan de strain hardening te wijten is.



Figuur 3.8. De viscositeit van de carbopol oplossing als functie van de afschuifsnelheid voor verschillende temperaturen.

3.3. Shear thinning vloeistof

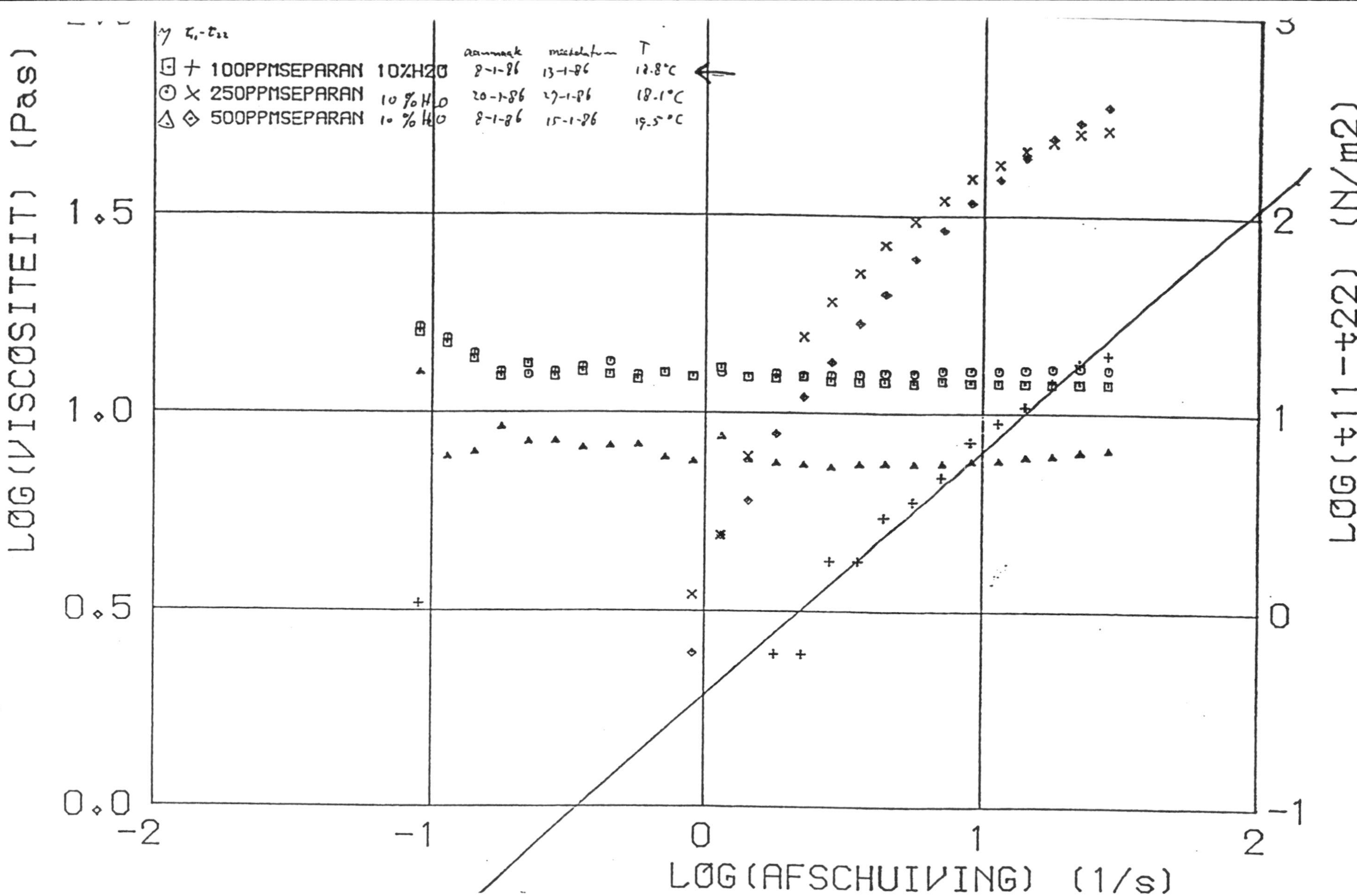
Als shear thinning vloeistof is een 0.75% oplossing Carbopol in water met 1.5% NaOH gebruikt. Deze oplossing was over van het onderzoek van Bakker [6] bij Unilever in Vlaardingen. Volgens Bakker was de viscositeit van deze oplossing bij 23 ^{0}C

$$\eta = 4\ \dot{\gamma}_a^{-0.58} \tag{3.68}$$

Fetter [8] heeft deze oplossing op een Weissenberg reogoniometer gemeten. Het resultaat hiervan is weer gegeven in figuur 3.8. Vreemd is dat de viscositeit toeneemt met toenemende temperatuur. Aangezien het hier inleidende deformatie experimenten betreft gebruiken we de temperatuur die het dichtst bij de temperatuur van de deformatie meting ligt, 22.1 ^{0}C. Daar vinden we

$$\eta = 2.29\ \dot{\gamma}_a^{-0.567} \tag{3.69}$$

De tijd tussen deze twee metingen is ca 1/2 jaar, het is dus niet verwonderlijk dat de viscositeit door degeneratie is afgenomen. De exponent van de afschuifsnelheid is wel gelijk gebleven.



Figuur 3.9. De viscositeit en het eerste normaalspannings verschil
voor de 100 ppm separan/suikerstroop oplossing en twee andere.

3.4. Tweede orde vloeistof

Als tweede orde vloeistof, ofwel Boger vloeistof is een oplossing van separan in suikerstroop gebruikt. In het kader van het derde jaars onderzoek voor Technische Natuurkunde zijn deze oplossingen gemaakt en op de Weissenberg reogoniometer gemeten door Fetter [8].

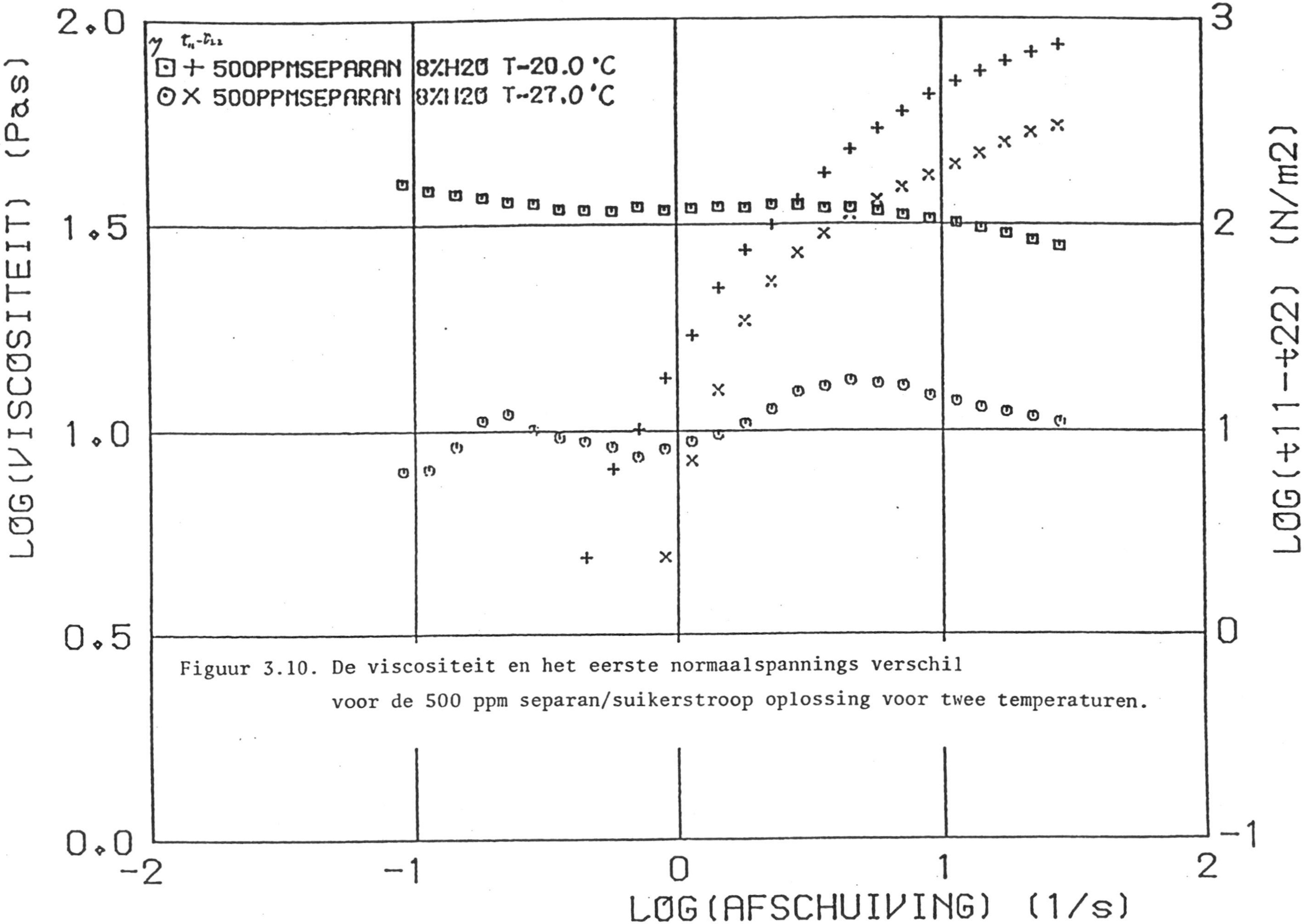
Voor de deformatie metingen zijn gebruikt suikerstroop met 10% water en 100 ppm separan en suikerstroop met 8% water en 500 ppm separan. De ppm's zijn hier gewichts parts per million. De viscositeit en het eerste normaalspanningsverschil als functie van de afschuifsnelheid zijn voor deze twee oplossingen weergegeven in figuur 3.9 en 3.10 respectievelijk.
Uit de eerste grafiek vinden we voor de viscositeit en het eerste normaalspanningsverschil in het bij de deformatiemetingen gebruikte gebied voor de 100 ppm oplossing

$$\eta = 12.6 \text{ Pas} \qquad \text{en } \tau_{11} - \tau_{22} = 0.35\dot{\gamma}_a^{1.192} \text{ Pa} \tag{3.70}$$

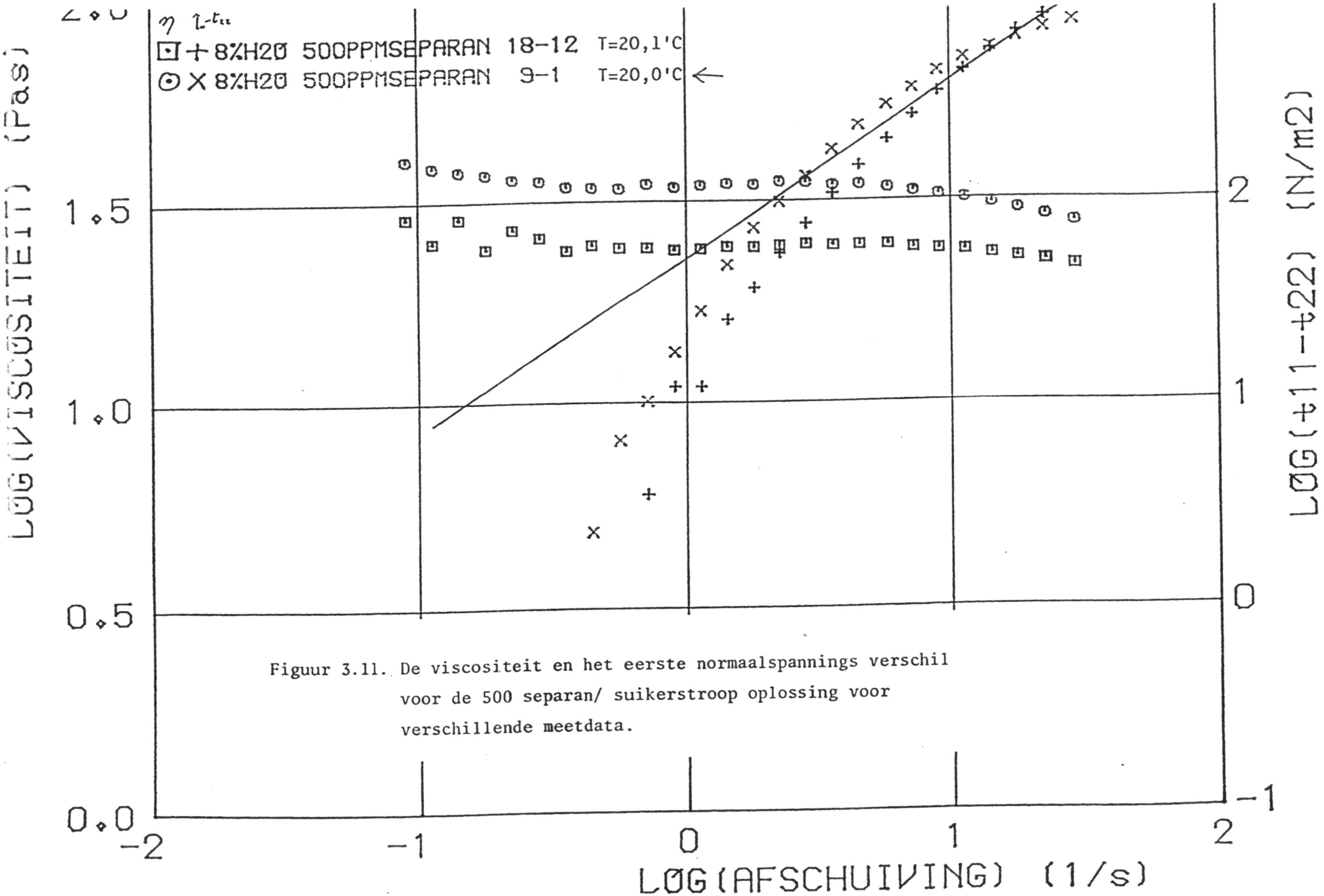
Voor de 500 ppm oplossing is dit

$$\eta = 25.1 \text{ Pas} \qquad \text{en } \tau_{11} - \tau_{22} = 49.9\dot{\gamma}_a^{0.853} \text{ Pa} \tag{3.71}$$

Deze metingen zijn enkele weken voor de deformatie experimenten uitgevoerd. Uit metingen aan de zelfde oplossing met enige tussen tijd (zie figuur 3.11) blijkt dat, waarschijnlijk door verdamping van water, de viscositeit en het eerste normaalspannings verschil toeneemt in de tijd. Aangezien de deformatie experimenten slechts inleidende metingen zijn, is niet steeds van te voren de oplossing opnieuw doorgmeten. Om de zelfde reden is toch van deze oplossingen gebruik gemaakt hoewel ze helemaal niet als tweede orde vloeistof aangemerkt mogen worden.



Figuur 3.10. De viscositeit en het eerste normaalspannings verschil voor de 500 ppm separan/suikerstroop oplossing voor twee temperaturen.



Figuur 3.11. De viscositeit en het eerste normaalspannings verschil voor de 500 separan/ suikerstroop oplossing voor verschillende meetdata.

3.5 Grensvlakspanning

Van de shear thinning en tweede orde vloeistof moeten ook de grensvlakspanningen gemeten worden. Dit is gedaan met de spinning drop methode gebruik makend van het apparaat ontwikkeld door Elmendorp en de Vos [14]. Een druppel van de lichtste van de vloeistoffen waartussen de grensvlakspanning bepaald moet worden, wordt in een buisje, gevuld met de andere vloeistof, gebracht. Het buisje wordt rondgedraaid en uit het evenwicht tussen grensvlakkrachten en centrifugaalkrachten is de grensvlak spanning af te leiden. Volgens Vonnegut [15] geldt voor een druppel met een vier maal grotere lengte dan diameter, of langer

$$\sigma = \frac{\omega^2 d^3 \Delta\rho}{32} \qquad (3.72)$$

met ω de hoeksnelheid van het buisje, d de diameter van het druppeltje en $\Delta\rho$ het dichtheidsverschil tussen de twee vloeistoffen.

Aangezien de lichtste fase steeds de siliconen olie is, wordt deze geinjecteerd in de carbopol of de suikerstroop/separan oplossing. Een probleem is dat deze oplossingen slecht doorzichtbaar zijn, vooral de suikerstroop/separan oplossing. Makkelijker is het dan om niet de diameter maar de lengte van de druppel te meten. Tevens wordt dan de vertekening door de kromming van het glazen buisje vermeden. Deze methode lijkt ook goed bruikbaar voor gesmolten polymeren omdat daarbij het ongesmolten polymeer als plakje in het buisje aangebracht wordt. De druppel is dan van te voren te wegen, zodat het volume nauwkeurig bepaald kan worden om de lengte in de diameter om te rekenen.
Vooral bij een lengte van vier maal de diameter kan de vorm van de druppel opgevat worden als cilinder met aan elk uiteinde een halve bol. Gelijk stellen van het vervormde en onvervormde volume, V_0 levert op

$$\frac{6\pi L}{24} d^2 - \frac{2\pi}{24} d^3 = V_0 \qquad (3.73)$$

In goede benadering kunnen we nu d in L en V_0 uitdrukken

$$d = \left(\frac{4V_0}{\pi L}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{a-(a^2+(2/3)(a-1))^{1/2}}{a-1}\right) \tag{3.74}$$

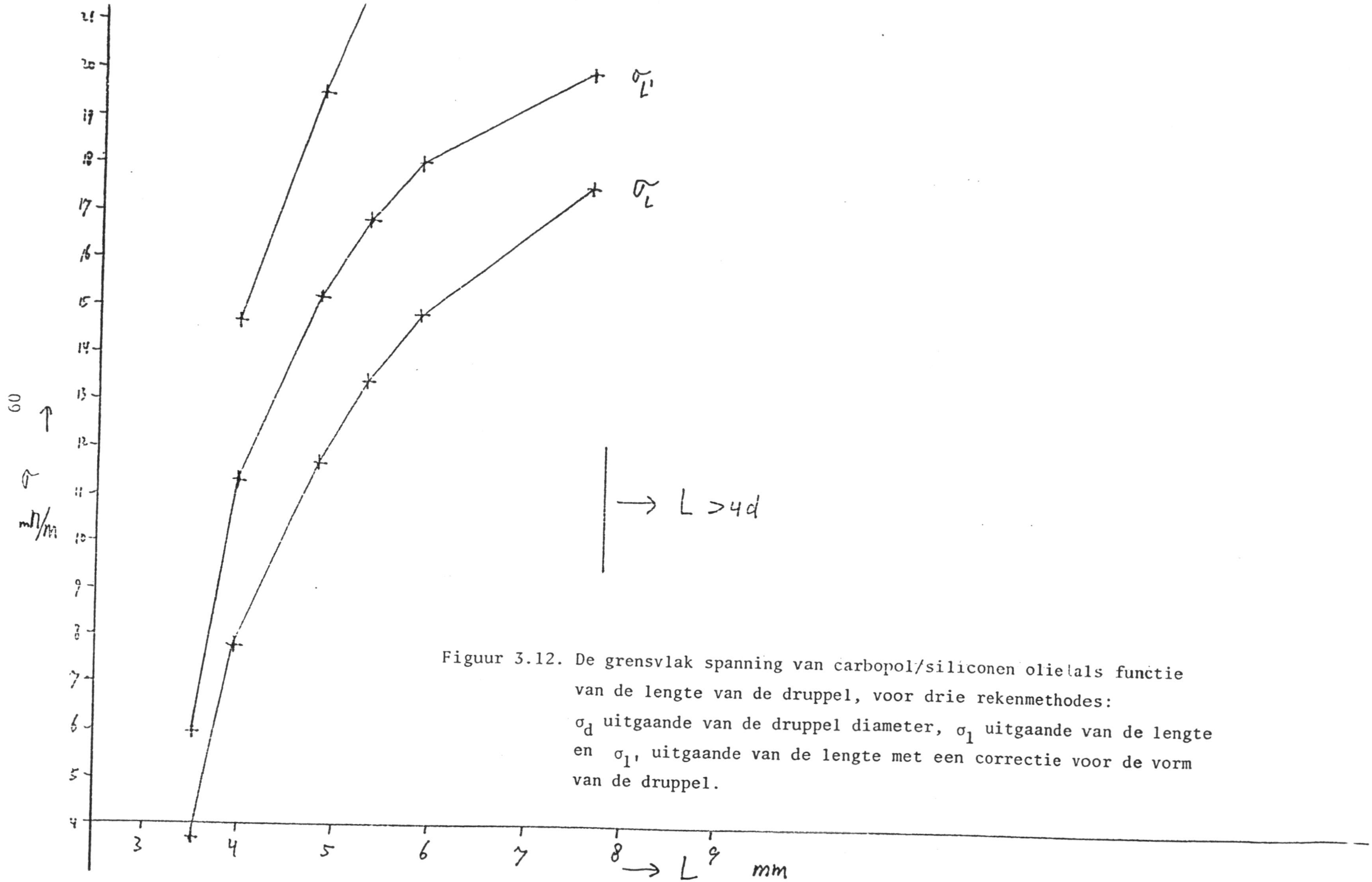
$$\text{met } a = \left(\frac{L^3\pi}{V_0}\right)^{1/2} - 1 \tag{3.75}$$

In de tabellen 3.2, 3.3, en 3.4 zijn de resultaten weergegeven voor siliconen olie-carbopol, siliconen olie-100 ppm separan/suikerstroop, en siliconen olie- 500 ppm separan/suikerstroop respectievelijk. In de figuren 3.12, 3.13, en 3.14 zijn deze resultaten in een grafiek weergegeven. Waar mogelijk is de grensvlak spanning bepaald zowel uit de lengte als uit de diameter van het druppeltje.
Uit de grafieken blijkt dat zelfs boven de L=4d de berekende grensvlakspanning toe blijft nemen met toenemend toerental.
Misschien is de vorm niet zoals hierboven is aangenomen, of is niet lang genoeg gewacht op het instellen van het krachtenevenwicht. Bij langer wachten zou de lengte van de druppel verder zijn toegenomen en dus de berekende diameter en grensvlakspanning afgenomen.
In figuur 3.13 is ook de meetvolgorde met pijltjes aangegeven, hiermee wordt aannemelijk dat veel langer gewacht moet worden op het instellen van het krachten evenwicht. Bij de meting aan 500 ppm separan/suikerstroop-siliconen olie is uitgegaan van een cilindervormige druppel. Wegens de grote lengte van de druppel is de geintroduceerde fout klein vergeleken bij de meetfout.

Bij de deformatiemetingen is gebruik gemaakt van de grensvlak spanning meting bij het hoogste toerental, en waar mogelijk van de directe diameter metingen. Dit levert op

carbopol	$\sigma = 22 \times 10^{-3}$ N/m
100 ppm separan/suikerstroop	$\sigma = 27.2 \times 10^{-3}$ N/m
500 ppm separan/suikerstroop	$\sigma = 36.6 \times 10^{-3}$ N/m

30.000



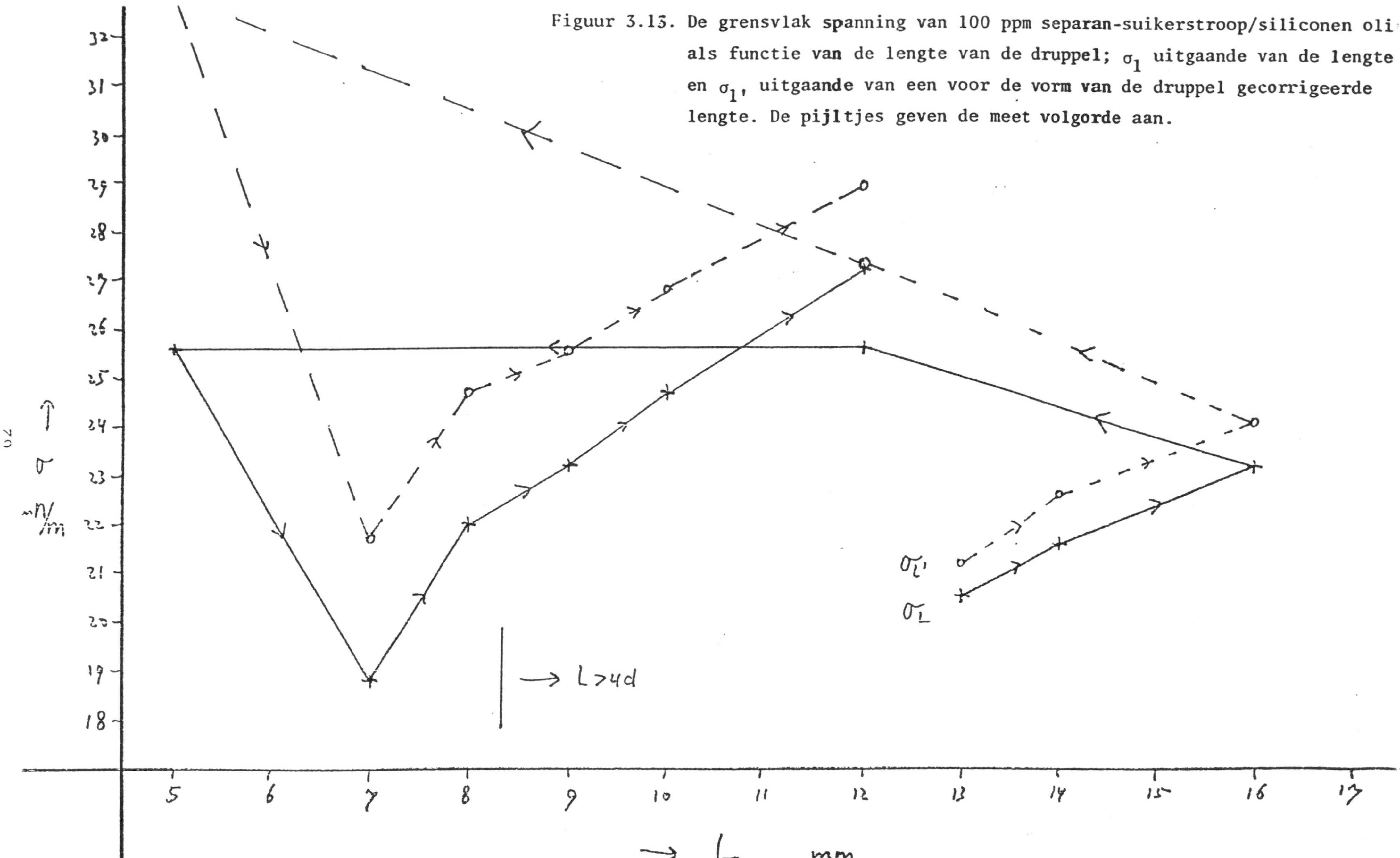
Figuur 3.12. De grensvlak spanning van carbopol/siliconen olie als functie van de lengte van de druppel, voor drie rekenmethodes: σ_d uitgaande van de druppel diameter, σ_l uitgaande van de lengte en $\sigma_{l'}$ uitgaande van de lengte met een correctie voor de vorm van de druppel.

f	L	d	σ_1	$\sigma_{1'}$	σ_d
Hz	mm	mm	mN/m	mN/m	mN/m
68.0	3.53	-	3.71	5.94	-
103	3.94	3.16	7.79	11.3	14.7
149	4.80	2.75	11.7	15.2	19.5
172	5.30	2.60	13.4	16.8	21.9
194	5.84	2.41	14.8	18.0	22.3
258	7.59	-	17.5	19.9	-

Tabel 3.12. Voor de grensvlakspanning meting van carbopol-siliconen olie zijn gegeven frequentie, lengte druppel, diameter druppel en de grensvlakspanning resp berekend uit de lengte, de gecorrigeerde lengte en de diameter.

[illegible] lengte'

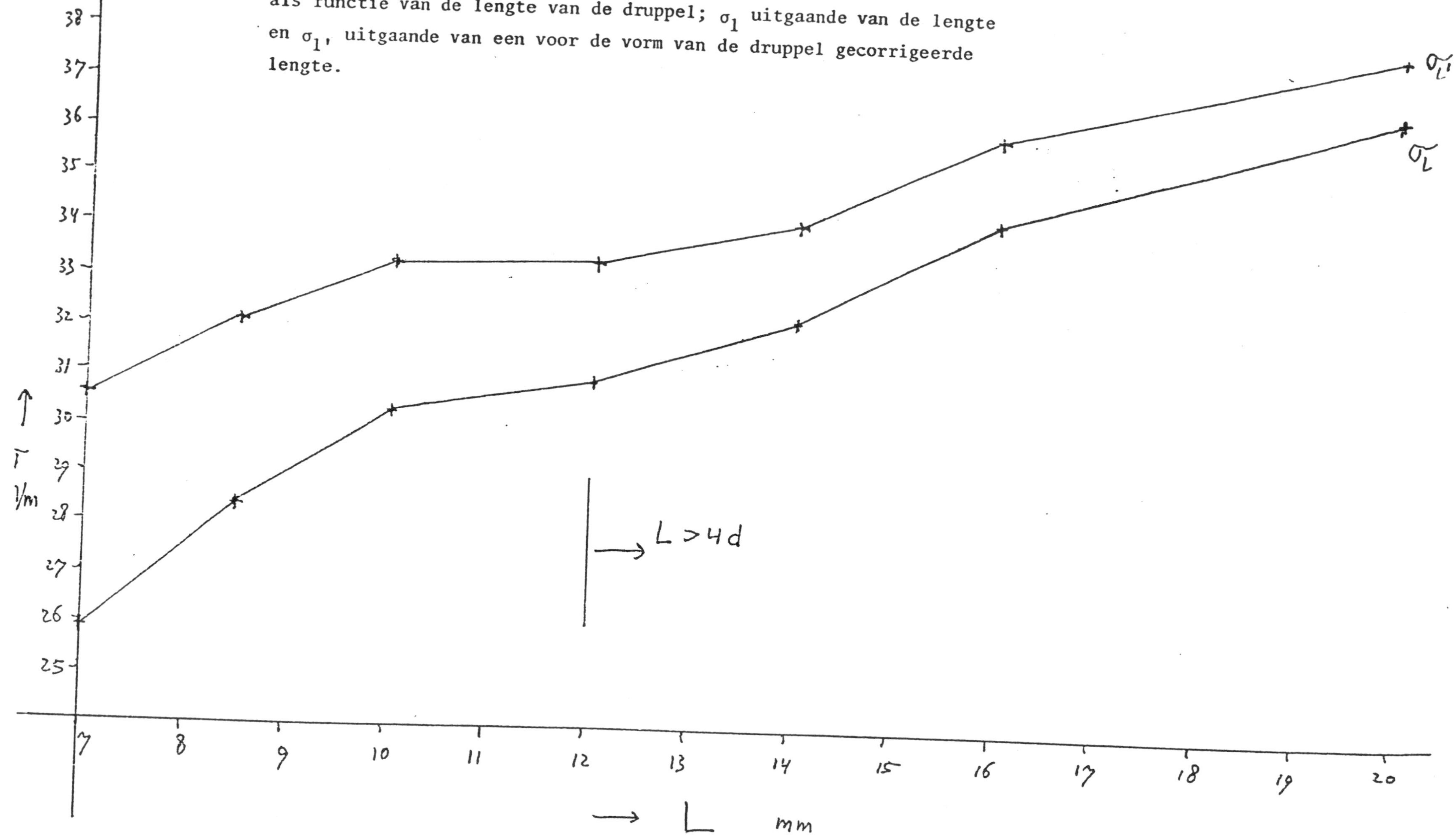
Figuur 3.13. De grensvlak spanning van 100 ppm separan-suikerstroop/siliconen olie als functie van de lengte van de druppel; σ_l uitgaande van de lengte en $\sigma_{l'}$, uitgaande van een voor de vorm van de druppel gecorrigeerde lengte. De pijltjes geven de meet volgorde aan.



f	L	σ_1	$\sigma_{1'}$
Hz	mm	mN/m	mN/m
125	13	20.5	21.2
137	14	21.6	22.6
157	16	23.2	24.1
133	12	25.6	27.3
69	5	25.6	32.8
76	7	18.8	21.7
91	8	22.0	24.7
102	9	23.2	25.5
114	10	24.7	26.8
137	12	27.2	28.9

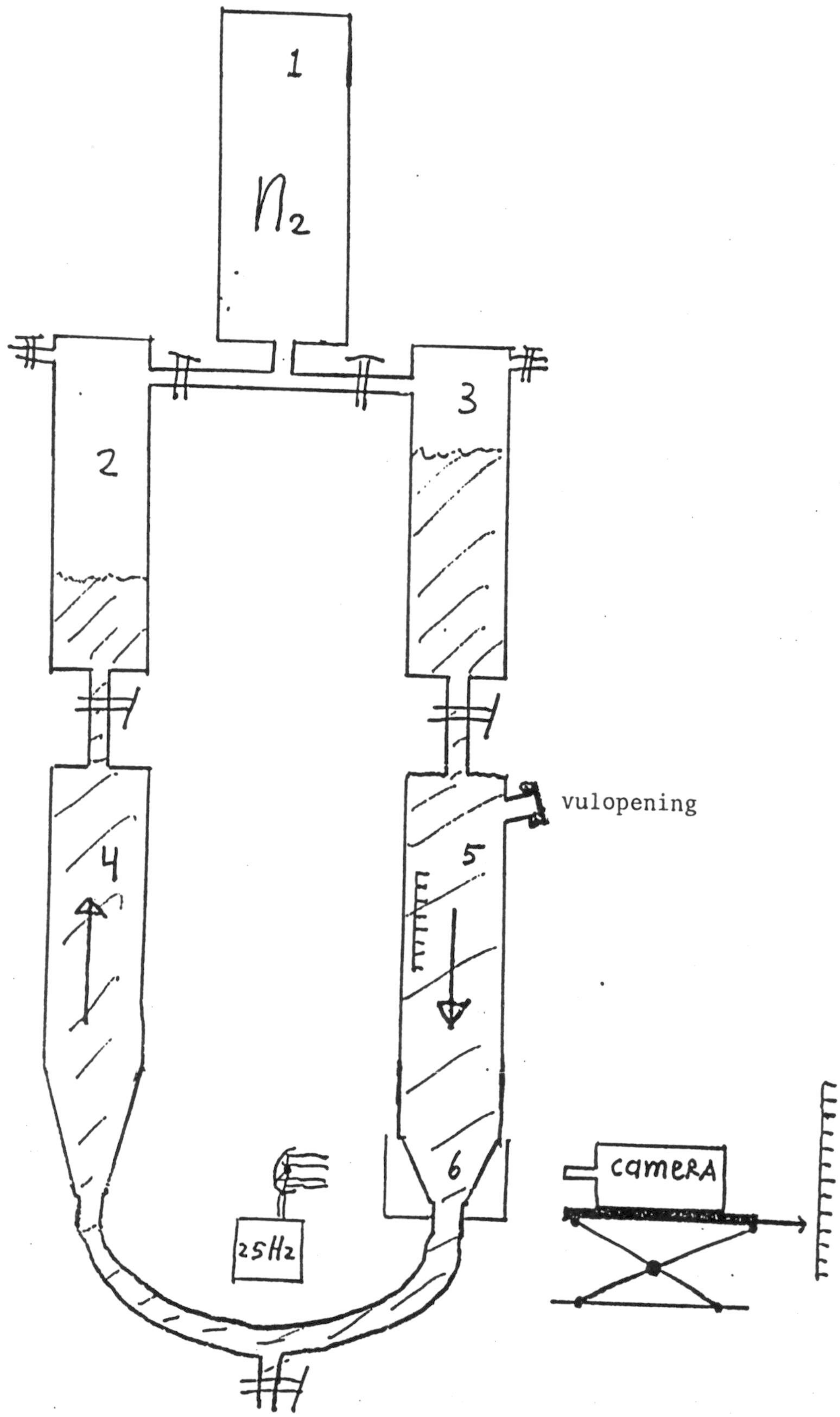
Tabel 3.13. Voor de grensvlakspanning meting van 100 ppm separan/ suikerstroop-siliconen olie zijn gegeven frequentie, lengte druppel, en grensvlakspanning berekend uit de lengte en de gecorrigeerde lengte van de druppel.

Figuur 3.14. De grensvlak spanning van 500 ppm separan-suikerstroop/siliconen olie als functie van de lengte van de druppel; σ_l uitgaande van de lengte en $\sigma_{l'}$, uitgaande van een voor de vorm van de druppel gecorrigeerde lengte.



f	L	σ_1	$\sigma_{1'}$
Hz	mm	mN/m	mN/m
70.2	7	25.9	30.6
85.0	$8\frac{1}{2}$	28.4	32.1
99.2	10	30.3	33.3
115	12	30.9	33.3
132	14	32.2	34.1
150	16	34.2	35.9
183	20	36.6	37.8

Tabel 3.14. Voor de grensvlakspanning meting van 500 ppm separan/suikerstroop-siliconen olie zijn gegeven frequentie, lengte druppel, en grensvlakspanning berekend uit de lengte en gecorrigeerde lengte van de druppel.



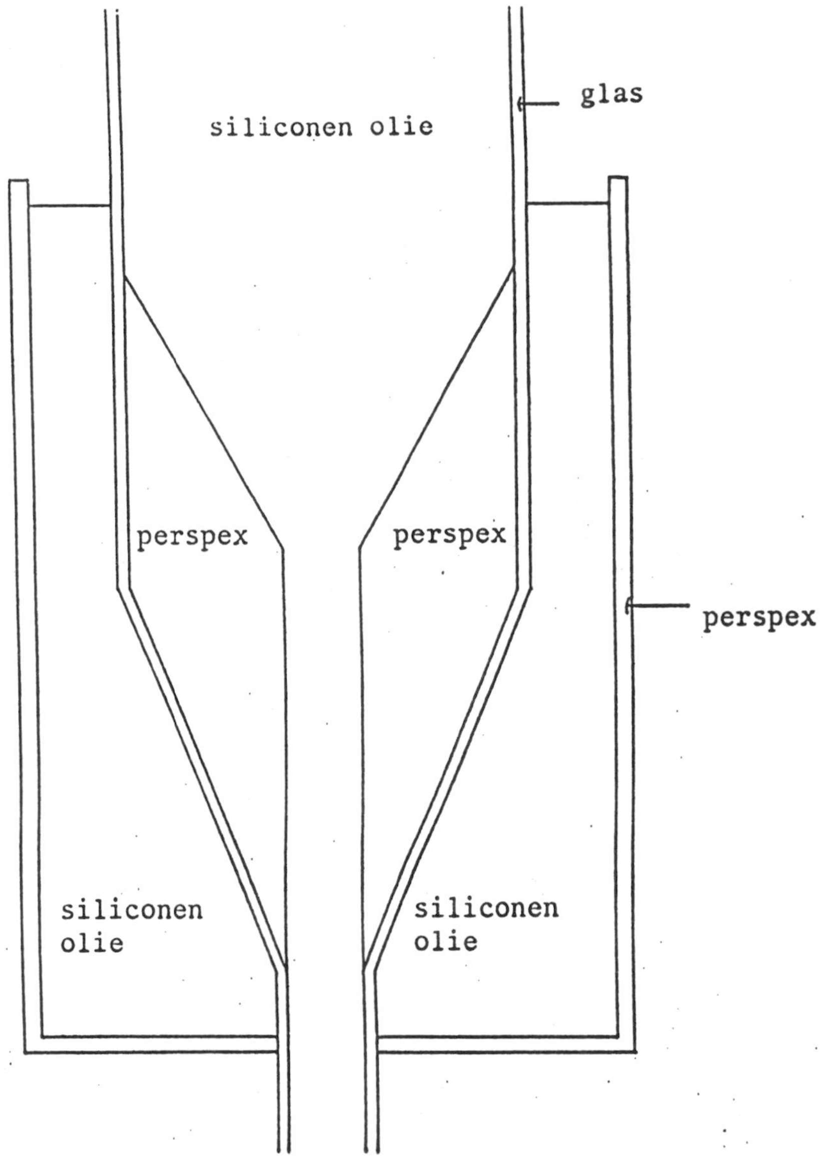
Figuur 4.1 De gebruikte opstelling.
Voor verklaring zie tekst.

4. De deformatie metingen

4.1. De opstelling

In figuur 4.1. is de opstelling waar de deformatie metingen mee gedaan zijn weergegeven. Een nauwkeurig geslepen perspex conus(6) is opgenomen in een systeem met siliconen olie.De glazen buizen (4) en (5) zijn geheel, en de metalen reservoirs (2) en (3) gedeeltelijk gevuld met de siliconen olie. Een stikstoffles (1) met drukverdeler zorgt voor de benodigde druk om de olie rond te pompen. Met behulp van de diverse afsluiters kan de olie naar believen heen of weer gepompt worden. De verbindingsstukken tussen (2) en (4), (3) en (5), en tussen (4) en (5) zijn van gewapende siliconen slang. Via een T-stuk in de (4)-(5) verbinding kan selectief vuil of een bepaald druppeltje of bolletje verwijderd worden. Met een videocamera die nauwkeurig op een bepaalde hoogte ingesteld kan worden wordt steeds het te meten deeltje tijdens het passeren van een bepaald segment van de conus opgenomen. Een stroboscoop ingesteld op 25 Hz zorgt er voor dat de beelden scherp zijn. De opnamen worden met een videorecorder vastgelegd zodat later de lengte en breedte van de deeltjes opgemeten kan worden.

In figuur 4.2 is weergegeven hoe de conus in het systeem geplaatst is. Het gedeelte van de glazen buis waar de conus zich in bevindt is in een immersie bak met siliconen olie geplaatst. De brekings index van perspex en de olie is vrijwel gelijk en de glazen buis is slechts $1\frac{1}{2}$ mm dik, zodat er slechts een verwaarloosbare vertekening optreedt.



Figuur 4.2. Het optische systeem ronde de conus.

4.2 Inleidende metingen aan de opstelling

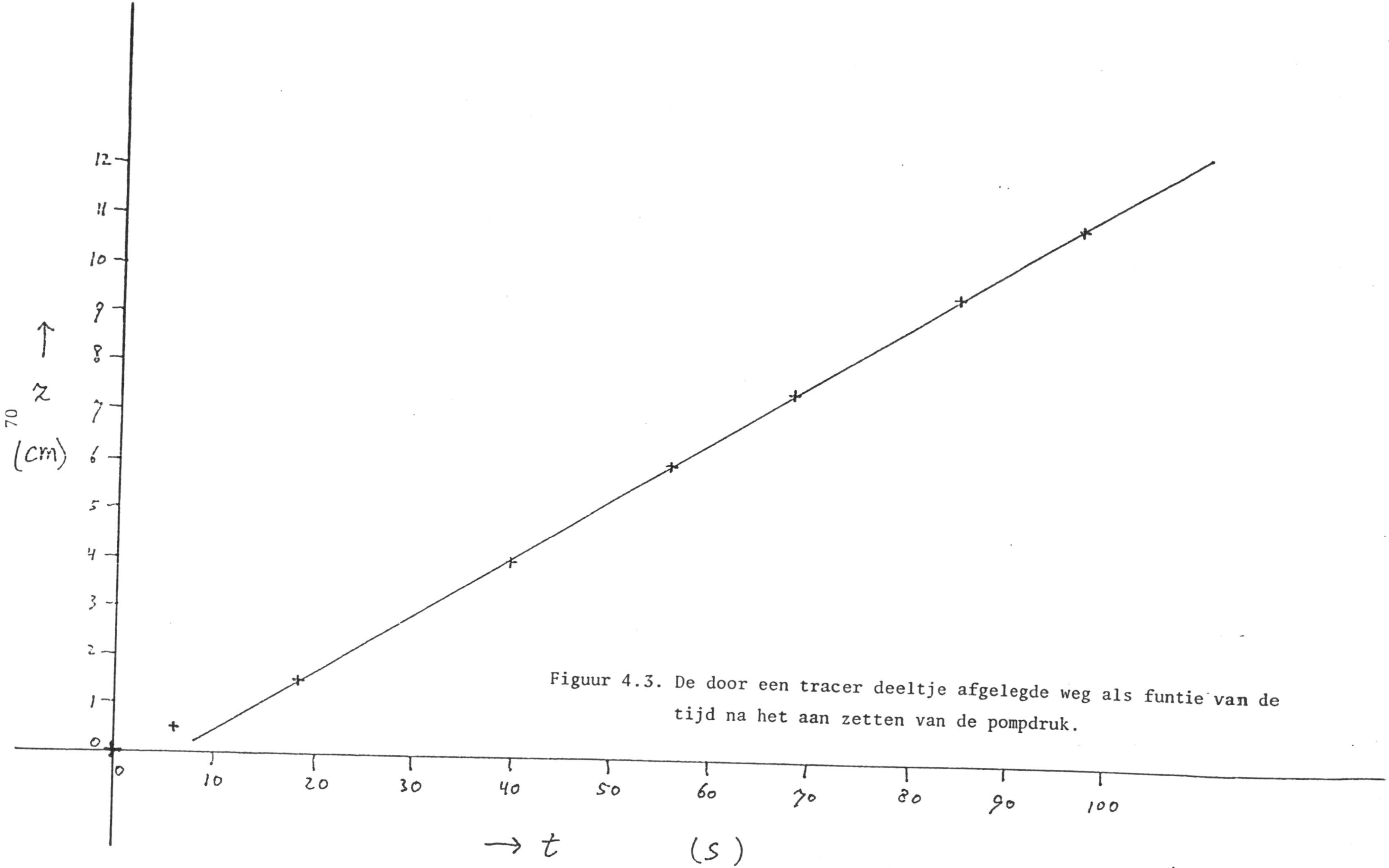
Voor de eigenlijke deformatiemetingen, zijn enkele inleidende metingen aan de opstelling gedaan om enkele aannames te controleren. Bekeken worden: de lineariteit van het optische systeem, het stationair stromen van de continue fase, de snelheid van de bol of druppel ten opzichte van de continue fase, en het opwarmen van de olie door visceuze dissipatie.

Om de lineariteit van de camera en de televisie te bekijken is een opname van een fijn raster gemaakt. Uit het opmeten vanaf de televisie kan geconcludeerd worden dat op de plaats waar de druppel of bol verwacht kan worden het beeld voldoende lineair is.

Om het stationair stromen van de siliconen olie in de opstelling te controleren is meteen na het openen van de drukafsluiter enkele malen de plaats als functie van de tijd voor een tracerdeeltje gemeten. Het resultaat is weergegeven in figuur 4.3. Hieruit blijkt dat bij een rondpompdruk van 2 atm. de stroming na 1.5cm stationair is. Bij hogere rondpompdrukken zal deze afstand groter zijn, de tijdconstante is echter de zelfde. Bij elke deformatie meting is er op toe gezien dat er na het openen van de afsluiter voldoende tijd is om de stroming stationair te laten worden voordat het eerste deeltje de conus binnen komt.

Om te zien of de snelheid van het deeltje ten opzichte van de continue fase een rol speelt, berekenen we de versnelling, a_z van de druppel in de conus, uitgaande van formule 2.24

$$a_z = \frac{d\, v_z}{d\, t} = \frac{2}{3}\, k(\xi_0) \left(\frac{2\,\phi}{9\pi \tan^2 \xi_0}\right)^{1/3} (t_0 - t)^{-5/3} \qquad (4.76)$$



Figuur 4.3. De door een tracer deeltje afgelegde weg als funtie van de tijd na het aan zetten van de pompdruk.

De omstandigheden waarbij de grootste versnelling optreedt zijn $\xi_0=30^0$, $z_0=2.42$ cm, $\phi=2 \times 10^{-6}$ m^3/s. De maximale tijd is de tijd waarbij het einde van de conus bereikt wordt, dat is wanneer de diameter van de conus gelijk is aan die van het uittree buisje. Uit de diameter verhouding van de intree en uittree buis, 28 en 6 mm respectievelijk berekenen we met formule 2.21 deze maximale tijd t_{max}

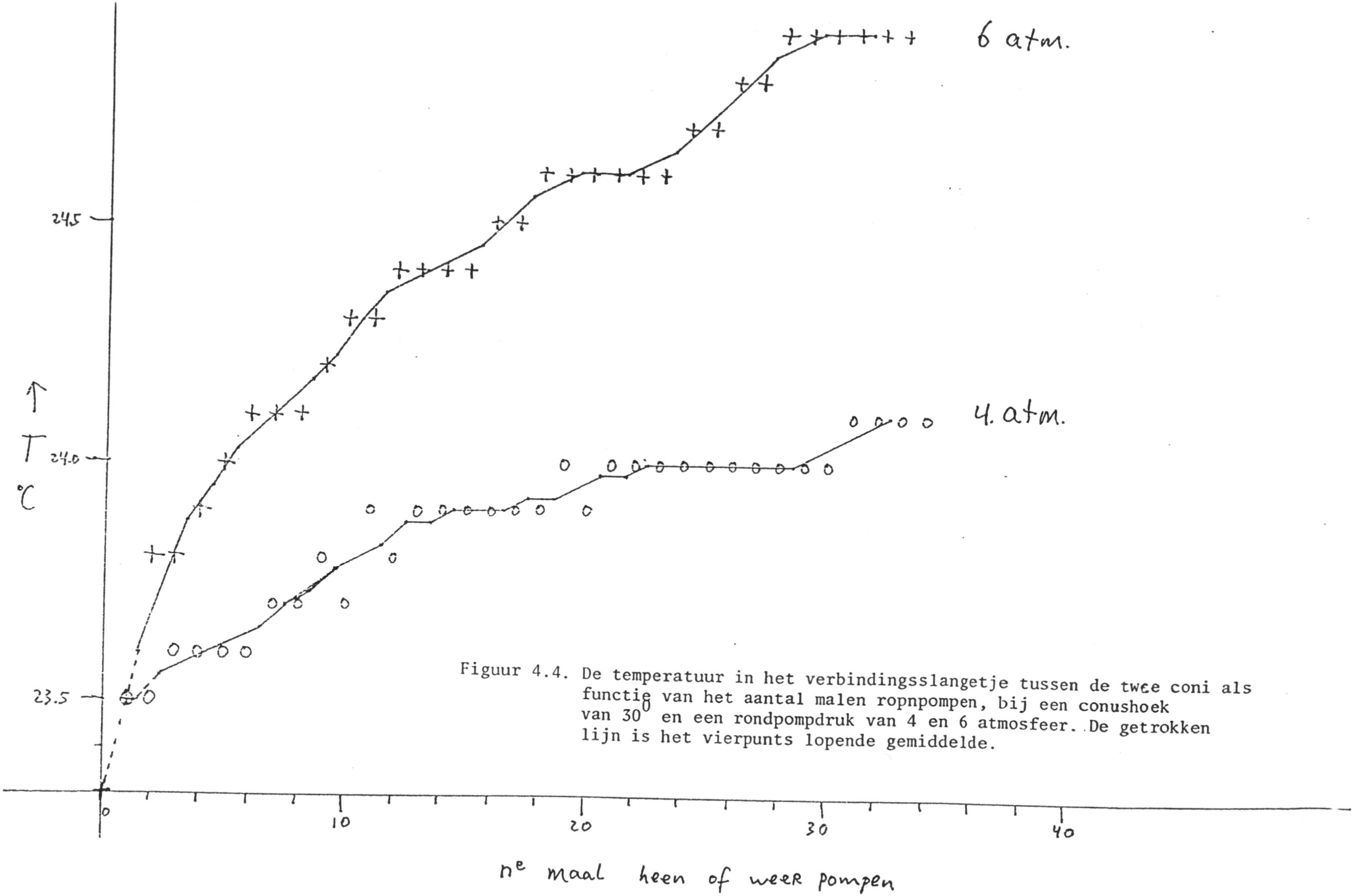
$$t_{max} = 0.99\ t_0 \tag{4.77}$$

met t_0 gedefinieerd door formule 2.23.
Vullen we deze waarden in formule 4.76 in dan zien we dat de maximale versnelling is: $a_{z,max} = 9.5$ m/s^2. Dit is ongeveer gelijk aan de valversnelling g. Bij een deformatie meting werkt deze versnelling de valversnelling tegen. In totaal ligt de versnelling dus tussen de 0 en g. Wanneer we in de stilstaande olie een deeltje bekijken nemen we geen vervorming waar door de snelheid van het deeltje ten opzichte van de olie, bij een deformatie meting zal dat dus ook niet het geval zijn.

Ter controle van opwarming ten gevolge van visceuze dissipatie wordt hier een schatting van gemaakt. Eerst bekijken we de dissipatie in het hele rondpompsysteem . Het afgegeven vermogen is $\frac{P\Delta V}{\Delta t}$.
Bij een meting is de druk constant en is $\frac{\Delta V}{\Delta t}$ gelijk aan het volume debiet. Delen we dit door de massa stroom maal de warmte-capaciteit, c dan verkrijgen we de opwarming ΔT bij een maal rondpompen

$$\Delta T = \frac{P}{c\rho} \tag{4.78}$$

Volgens het datasheet [16] is de specifieke warmte 0.33-0.35 voor ν=0.65-5.0cS, en 0.35-0.37 voor ν=100-1000cS. Voor de door ons gebruikte olies (30 en 100 Pas nominaal) schatten we een specifieke warmte van 0.4. Daaruit volgt een warmte capaciteit van 1.7 kJ/kg^{0}C. De maximaal gebruikte druk is 8 atmosfeer. We nemen aan dat het drukverschil in het verbindingsstuk tussen de twee coni ongeveer de helft is van het totale drukverschil. De andere vernauwingen zitten zover van de conus dat de olie die daar opgewarmd wordt nooit de conus bereikt. Met een dichtheid van de olie van 970 kg/m^3 vinden we $\Delta T = 0.24\ ^0C$.



Figuur 4.4. De temperatuur in het verbindingsslangetje tussen de twee coni als functie van het aantal malen ropnpompen, bij een conushoek van 30^0 en een rondpompdruk van 4 en 6 atmosfeer. De getrokken lijn is het vierpunts lopende gemiddelde.

Om deze afschatting te controleren is een thermokoppel geplaatst in het midden van het verbindingsstuk tussen de twee coni. Een klein tracer deeltje is in de olie geplaatst en de olie is vele malen heen en weer gepompt, waarbij de stroomsnelheid omgedraaid wordt wanneer het tracerdeeltje ca 10 cm boven een conus uitkomt.
Per keer rondpompen wordt steeds de maximale temperatuur genoteerd. In een grafiek (figuur 4.4) is deze temperatuur uitgezet als functie van het aantal malen rondpompen. Hieruit blijkt dat de orde van grootte van de temperatuur stijging klopt met de berekende waarde van $\Delta T=0.18\ ^0C$, bij de eerste maal rondpompen. Bij deze proef is een druk van 6 atm. gebruikt daarom is de opwarming hier 3/4 van de eerder berekende waarde. Het blijkt dat de afkoeling voldoende groot is om de totale temperatuur stijging niet boven de 2^0C uit te laten komen. Daarbij komt nog dat een deformatie meting langer duurt dan deze test.
Hieruit kunnen we concluderen dat de temperatuur-verhoging ten gevolge van de visceuze dissipatie een verwaarloosbare invloed op de eigenschappen van de continue en disperse fase heeft.

4.3. Gang van zaken bij een deformatiemeting

Een elastisch bolletje, waarvan zojuist de elasticiteits modulus bepaald is wordt met een injectie spuit,gevuld met de zelfde olie als de continue fase,via de opening in de rechter buis zo goed mogelijk in het midden van de buis geplaatst. De olie wordt iets verder gepompt en weer wordt een bolletje ingebracht, enz., zodat diverse bolletjes tegelijk gedeformeerd kunnen worden. De model vloeistoffen worden met een geheel hiermee gevulde injectie spuit in de olie gespoten. De kleine hoeveelheid vloeistof vormt door de grensvlakspanning een rond druppeltje. De laag visceuze vloeistoffen moeten netjes in het midden geplaatst worden, de elastische bolletjes kunnen echter door enige malen rondpompen gecentreerd worden. Dit wordt veroorzaakt door het feit dat materiaal met een lage viscositeit op een plaats terecht komt met de grootste afschuiving, dit is bij deze opstelling aan de wand. Dit levert een energetisch voordeligste situatie op. Dit proces wordt duidelijk beschreven door Takano, Goldsmith, en Mason [17].

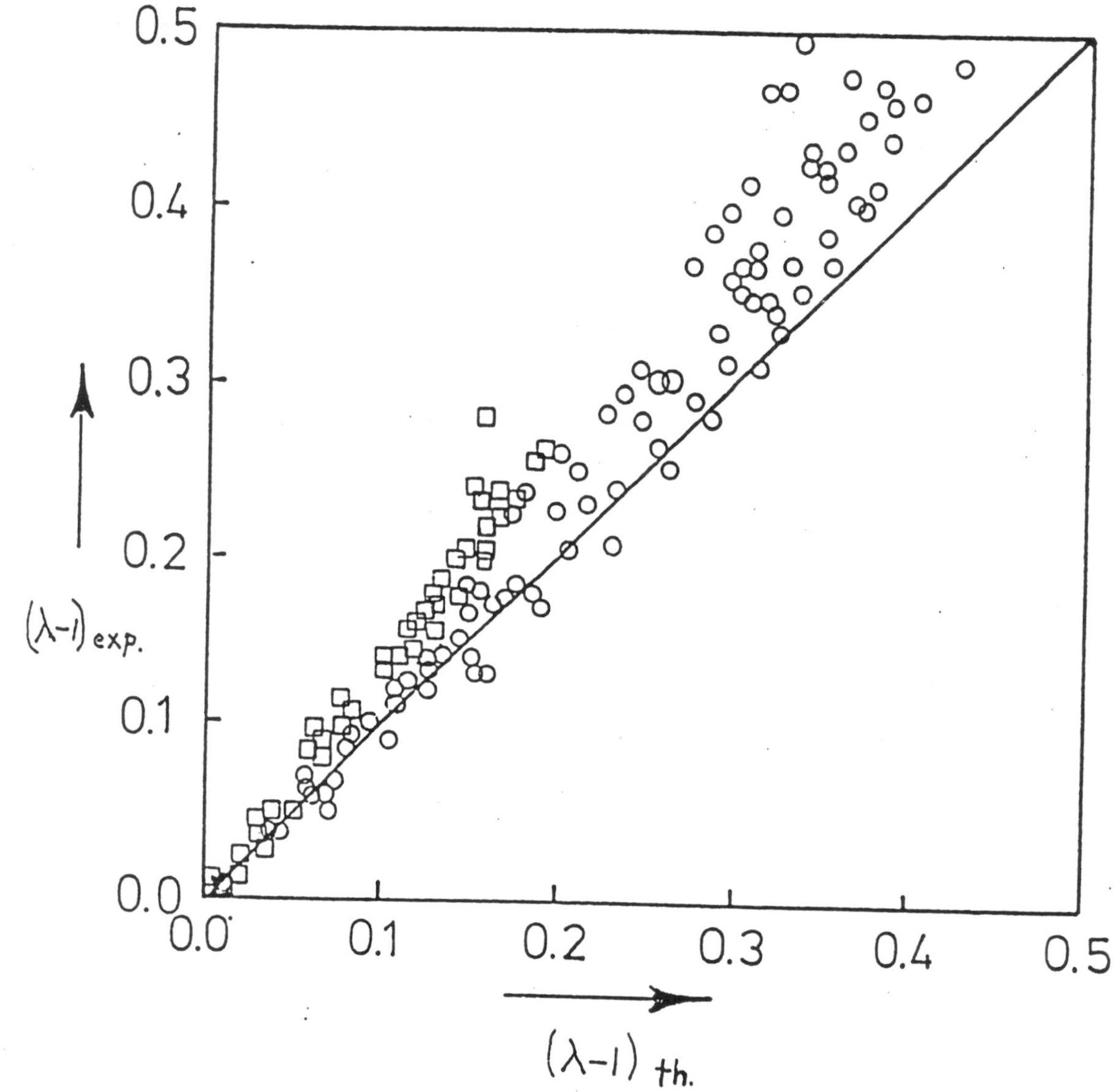
De druk wordt op de gewenste waarde ingesteld en door te meten hoelang een deeltje doet over een bepaalde afstand in de buis wordt het volume debiet bepaald. Van elk deeltje wordt een opname met de videocamera gemaakt wanneer het stilstaat in de conus. Daarmee kan beoordeeld worden of het deeltje, zonder stroming, rond en niet beschadigd is. Tevens kan hiermee direct het optische systeem op lineariteit gecontroleerd worden. De temperatuur van de olie in het bakje om de conus wordt gemeten. De video camera wordt ingesteld op de boven of onder kant van de conus om een referentie hoogte te bepalen. De stroboscoop wordt op 25 Hz ingesteld. De olie wordt diverse malen heen en weer gepompt terwijl de camera beginnend bij de onderkant van de conus op verschillende hoogtes wordt ingesteld. Telkens wanneer de olie van rechts naar links stroomt wordt van elk passerend deeltje het deformatie gedrag met een video recorder vast gelegd.

Achteraf wordt van de televisie opgemeten wat de deformatie van het deeltje is. Tevens wordt opgemeten bij welke hoogte het deeltje geflitst is ten opzichte van het midden van de t.v.. Dit ter correctie van de hoogte in de conus. Voornamelijk onderin de 30^0 conus is deze correctie van belang. Bij de gebruikte vergroting van 66 X is een fout in de hoogte van 20 cm op de tv gelijk aan een fout van 3 mm in de conus. Wanneer we naar het verband tussen de hoogte, z en de reksnelheid kijken (zie figuur 2.3) zien we dat deze 3 mm een aanzienlijke fout kan opleveren in de reksnelheid.

Een meting bestaat dus uit een serie B, L, en z waarden waaruit mbv de bijbehorende omstandigheden via formule 2.4 en 2.44 of 2.49, λ-1 en We of We_E berekend wordt. Dit wordt gedaan met het programma CONDEF dat in een grafiek deze meetpunten uitzet en in de zelfde grafiek de theoretische lijn tekent. In deze grafiek is ook opgenomen het meetpunt van de opname van het stilstaande deeltje in de conus. Voor de hoogte in de conus is hiervoor -1 mm genomen om verwarring met de deformatiemeetpunten te voorkomen. Het bijbehorende Webergetal is echter niet nul omdat bij de berekening uitgegaan is van de ideale conus, zoals beschreven in paragraaf 2.4.1.

Voor de duidelijkheid vermelden we dat voor het elastische geval bij verschillende omstandigheden niet de theoretische lijn in de grafiek verandert maar het Weber getal. Voor het visceuze geval is de theoretische lijn alleen afhankelijk van de viscositeitsverhouding p.

In de bijlage is een overzicht gegeven van alle uitgevoerde deformatie metingen. In de volgende paragrafen van dit hoofdstuk is een selectie hiervan opgenomen.



Figuur 4.5. De experimentele deformatie als functie van de theoretische deformatie voor het Newtonse geval. Uit van der Reijden en Sara [2].

4.4. De meetresultaten

4.4.1. Newtons

Voor het puur Newtonse geval verwijzen we naar van der Reijden en Sara [2] waarin deze experimenten uitgebreid zijn uitgevoerd en besproken. Voor de overzichtelijkheid geven we een verzamelgrafiek waarbij de experimentele deformatie tegen de theoretische deformatie is uitgezet. Zie figuur 4.5.

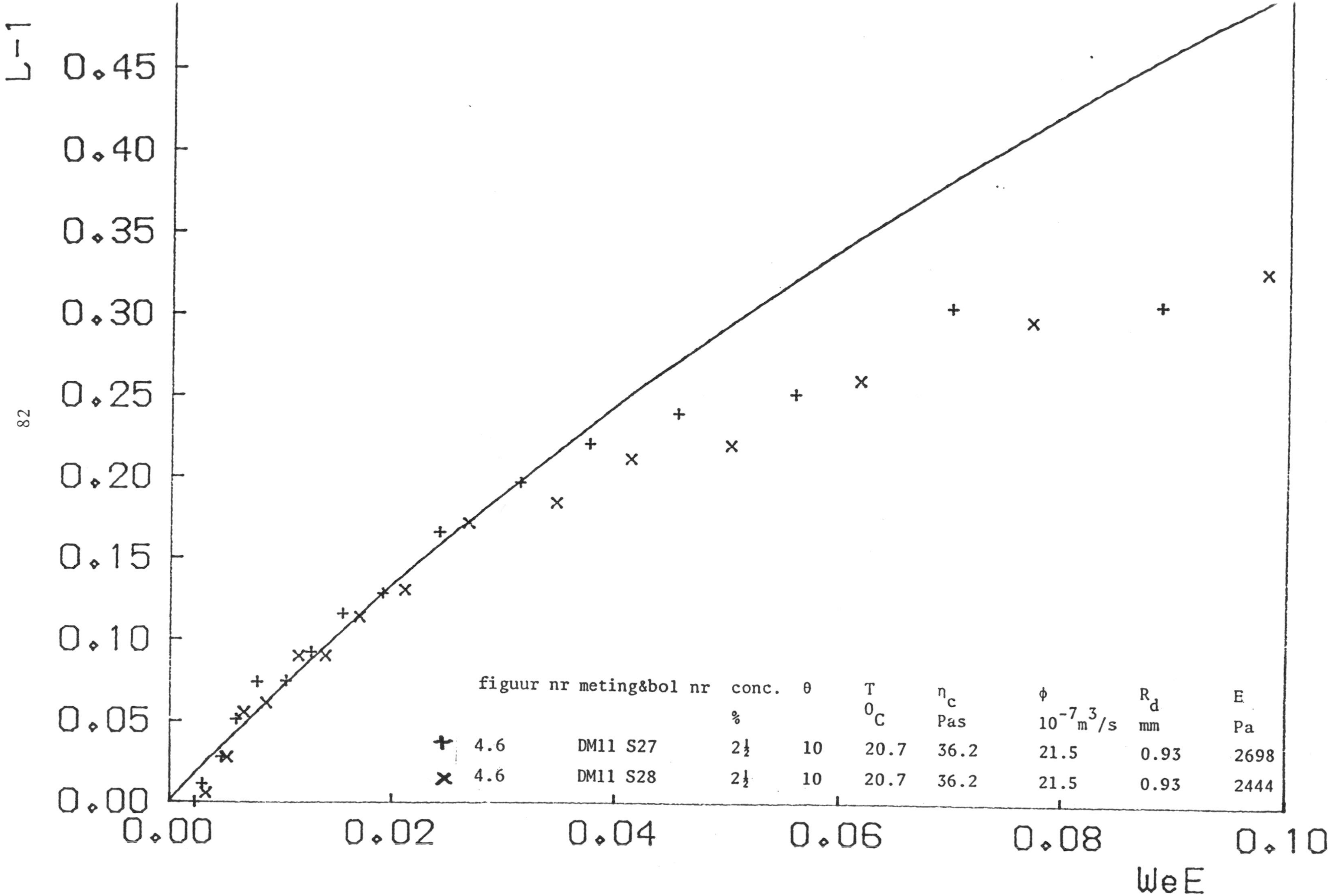
figuur nr	meting&bol nr	conc. %	θ	T ^0C	η_c Pas	ϕ $10^{-7}m^3/s$	R_d mm	E Pa
4.6	DM11 S27	2½	10	20.7	36.2	21.5	0.93	2698
4.6	DM11 S28	2½	10	20.7	36.2	21.5	0.93	2444
4.7	DM12 S27	2½	10	20.1	36.6	21.1	0.86	3723
4.7	DM12 S28	2½	10	20.1	36.6	21.1	0.87	3648
4.8	DM13 S27	2½	10	20.8	36.1	21.4	0.81	6021
4.8	DM13 S28	2½	10	20.8	36.1	21.4	0.82	5048
4.9	DM14 S27	2½	10	20.5	36.3	21.2	0.78	9118
4.9	DM14 S28	2½	10	20.5	36.3	21.2	0.79	8227

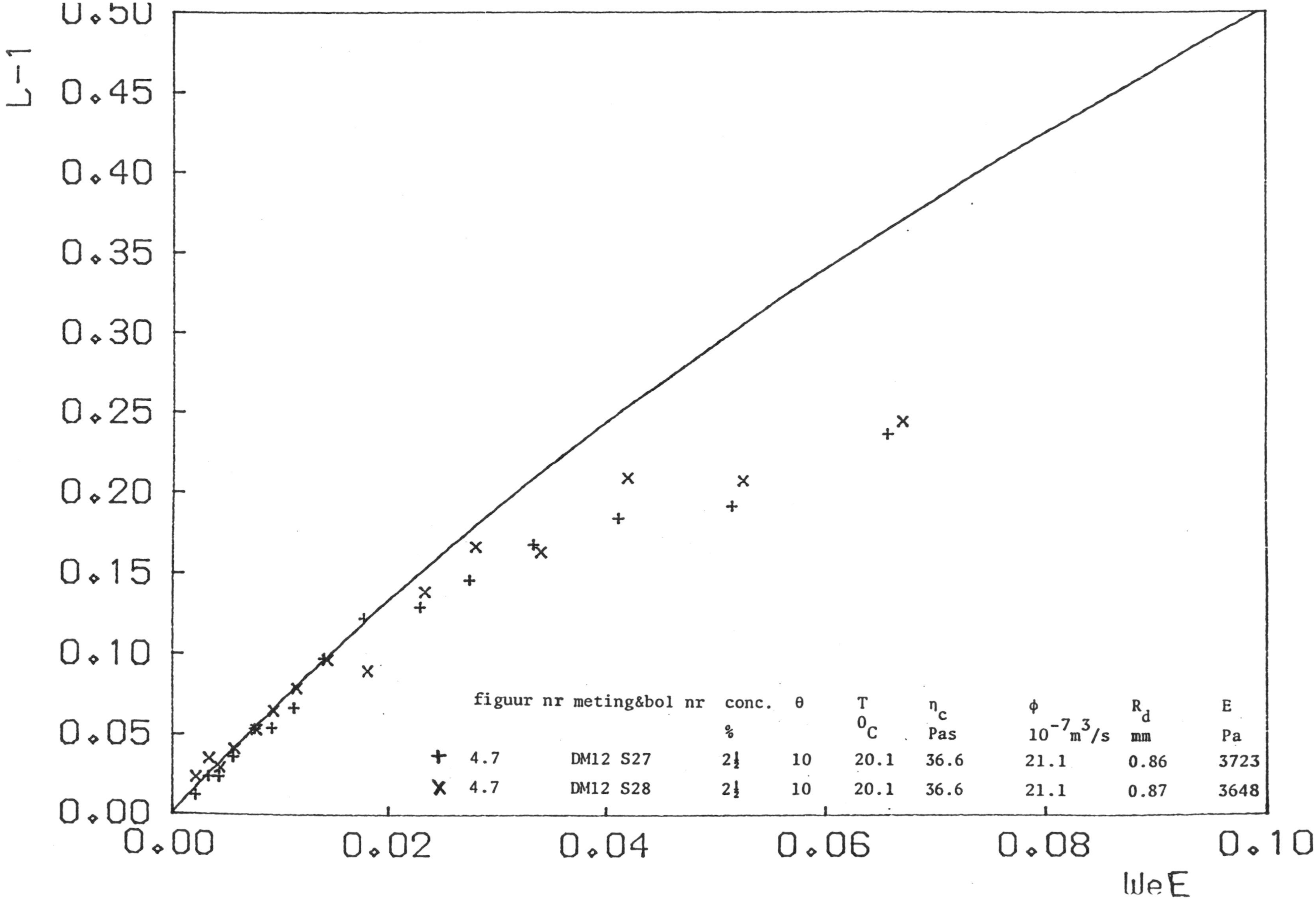
tabel 4.1.A. Deformatiemetingen aan Polyvinyl Alcohol-Kongorood bolletjes, en de bijbehorende meetomstandigheden.

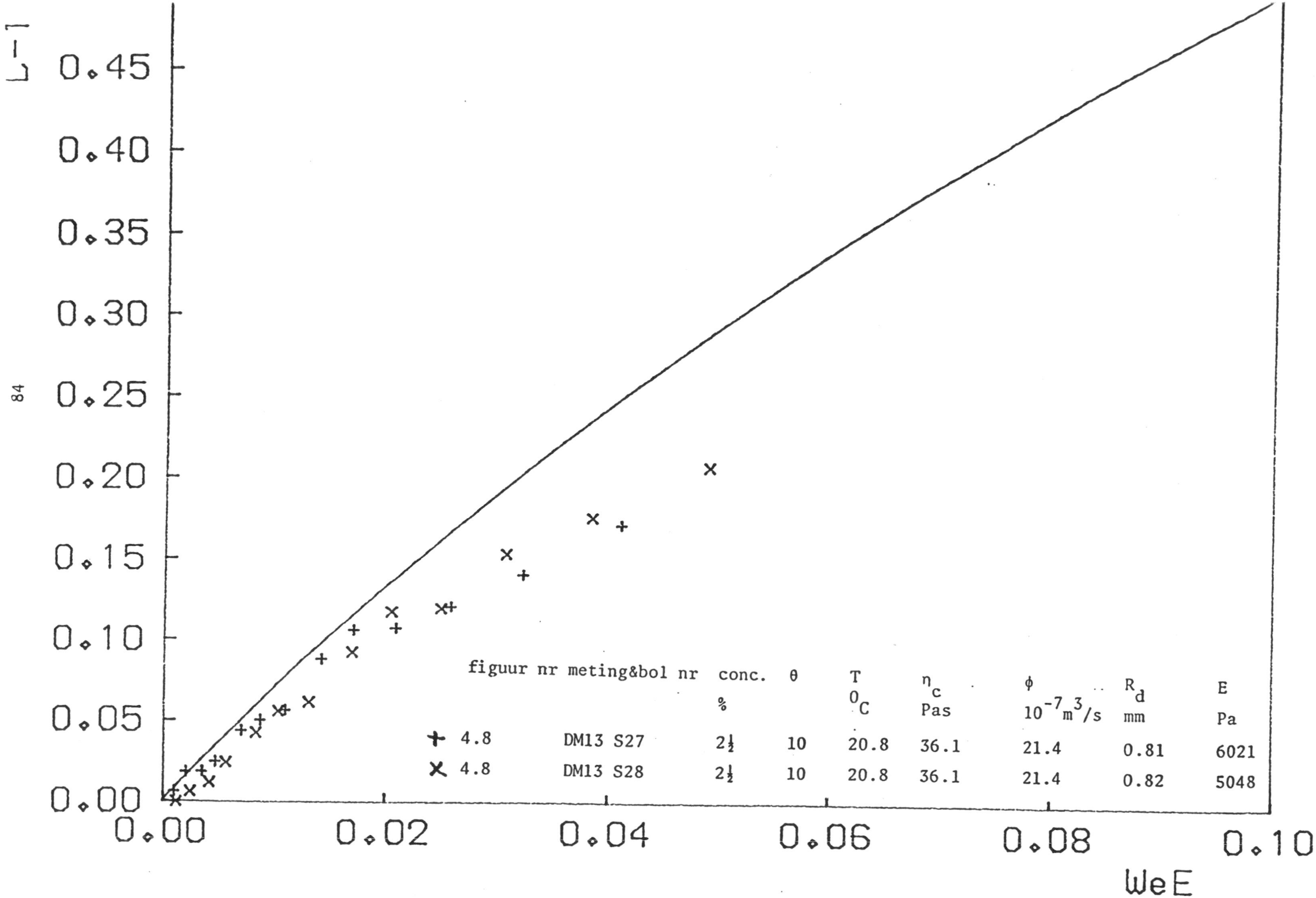
4.4.2. Elastisch

Er zijn deformatie metingen aan PVA/KR en gelatine bolletjes gedaan. Aan de PVA/KR bolletjes zijn ivm de strain hardening slechts enkele metingen gedaan. Met de gelatine bolletjes zijn ϕ, η_c, E, en ξ_0 gevarieerd. Helaas was het niet mogelijk om de diameter van de bolletjes te varieren. Grotere bolletjes gaan stuk in de verbinding tussen de coni of al in de onderkant van de conus, van kleinere bolletjes kan de elasticiteits modulus niet meer gemeten worden.

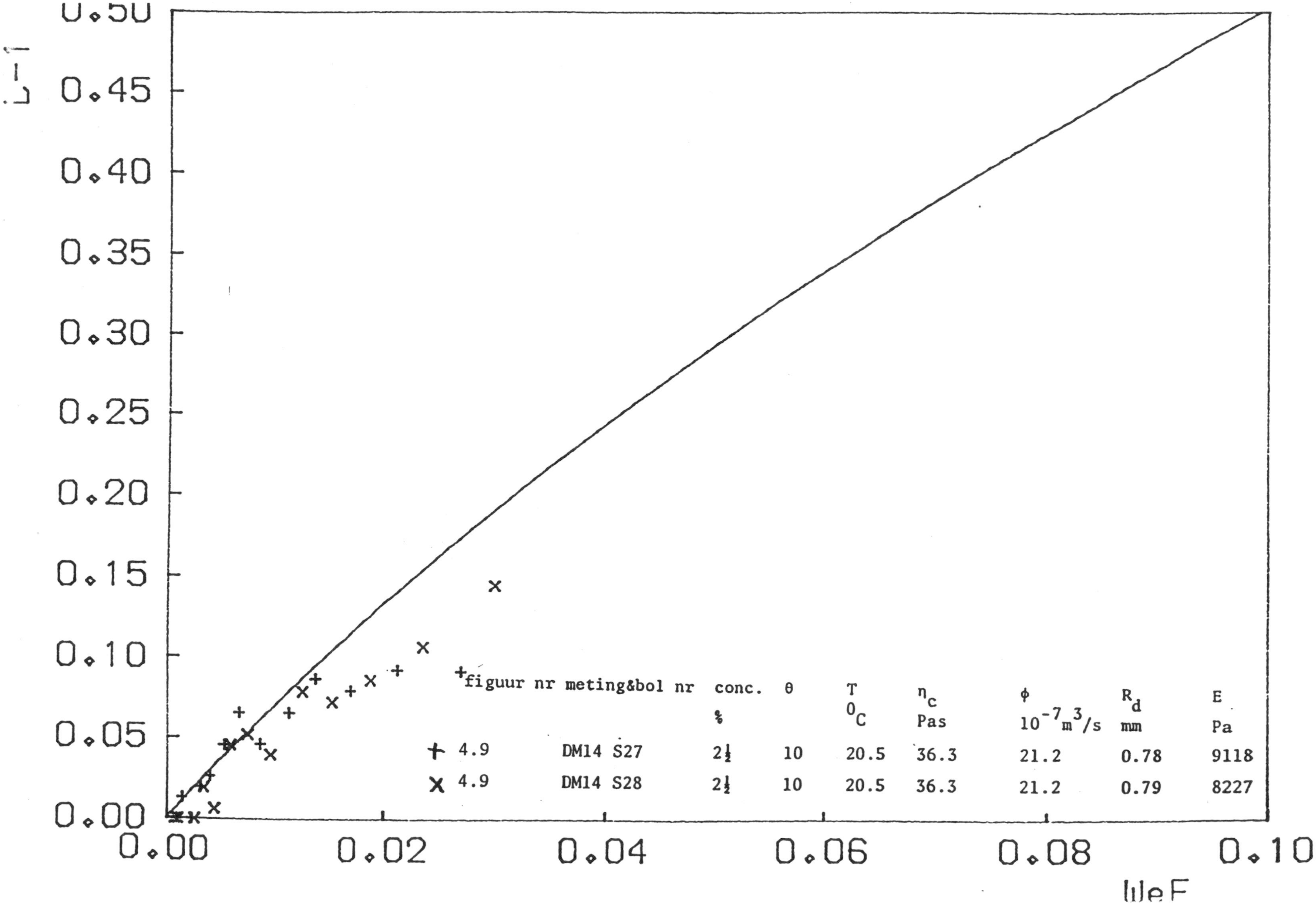
In tabel 4.1. zijn alle meetomstandigheden van de in deze paragraaf opgenomen deformatiemetingen weergegeven. In de figuren 4.6 t/m 4.20 is weergegeven de deformatie als functie van het elastische Weber getal voor zowel de meetpunten als de theoretische lijn, voor de in de tabel genoemde meetseries. In de kolom'meting en bol nummer' betekend DM deformatie meting, B bol nummer, en S het serie nummer van een hoeveelheid bolletjes gemaakt uit de zelfde oplossing. Een G betekend dat het bolletje van gelatine gemaakt is.


L-1
0.45
0.40
0.35
0.30
0.25
0.20
0.15
0.10
0.05
0.00
0.00
0.02
0.04
0.06
0.08
0.10
WeE
figuur nr meting&bol nr conc. θ T η_c φ R_d E
% 0C Pas 10-7m3/s mm Pa
+ 4.6 DM11 S27 2½ 10 20.7 36.2 21.5 0.93 2698
× 4.6 DM11 S28 2½ 10 20.7 36.2 21.5 0.93 2444


L-1
0.50
0.45
0.40
0.35
0.30
0.25
0.20
0.15
0.10
0.05
0.00
0.00
0.02
0.04
0.06
0.08
0.10
WeE
figuur nr meting&bol nr conc. θ T ηc φ Rd E
% 0C Pas 10-7m3/s mm Pa
+ 4.7 DM12 S27 2½ 10 20.1 36.6 21.1 0.86 3723
X 4.7 DM12 S28 2½ 10 20.1 36.6 21.1 0.87 3648

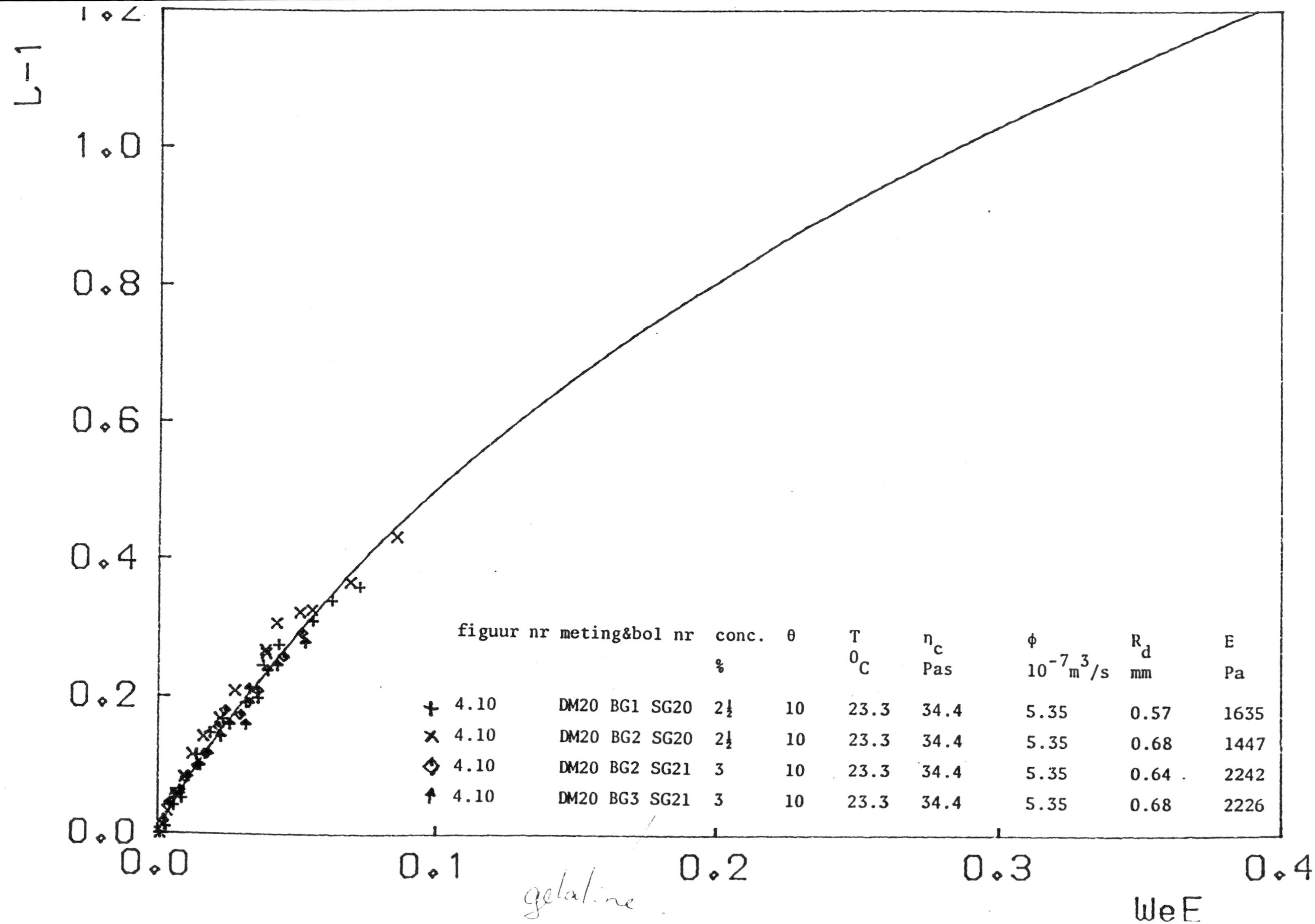


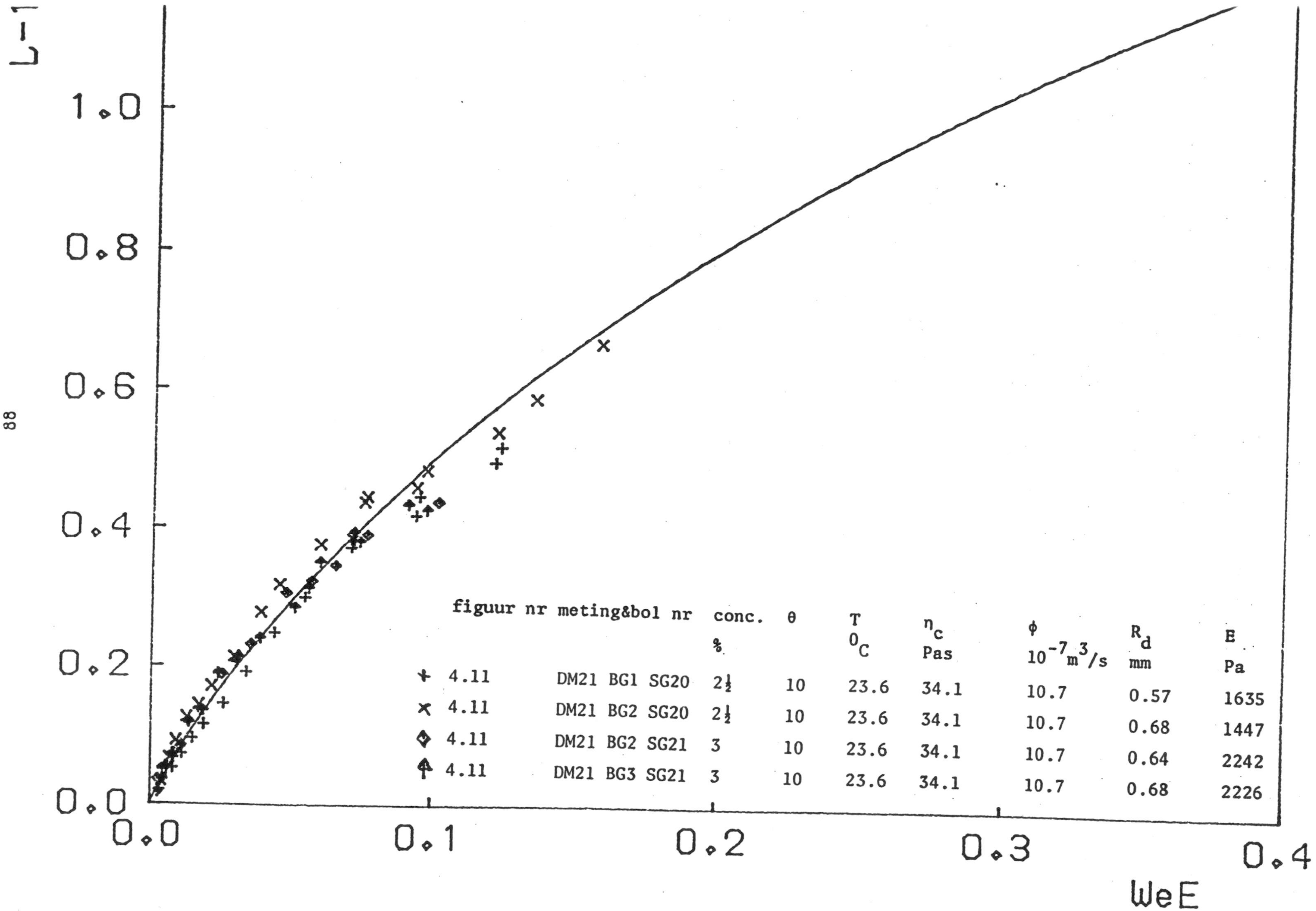
L-1
0.45
0.40
0.35
0.30
0.25
0.20
0.15
0.10
0.05
0.00
0.00
0.02
0.04
0.06
0.08
0.10
WeE
figuur nr meting&bol nr conc. θ T ηc φ Rd E
% 0C Pas 10-7m3/s mm Pa
+ 4.8 DM13 S27 2½ 10 20.8 36.1 21.4 0.81 6021
× 4.8 DM13 S28 2½ 10 20.8 36.1 21.4 0.82 5048

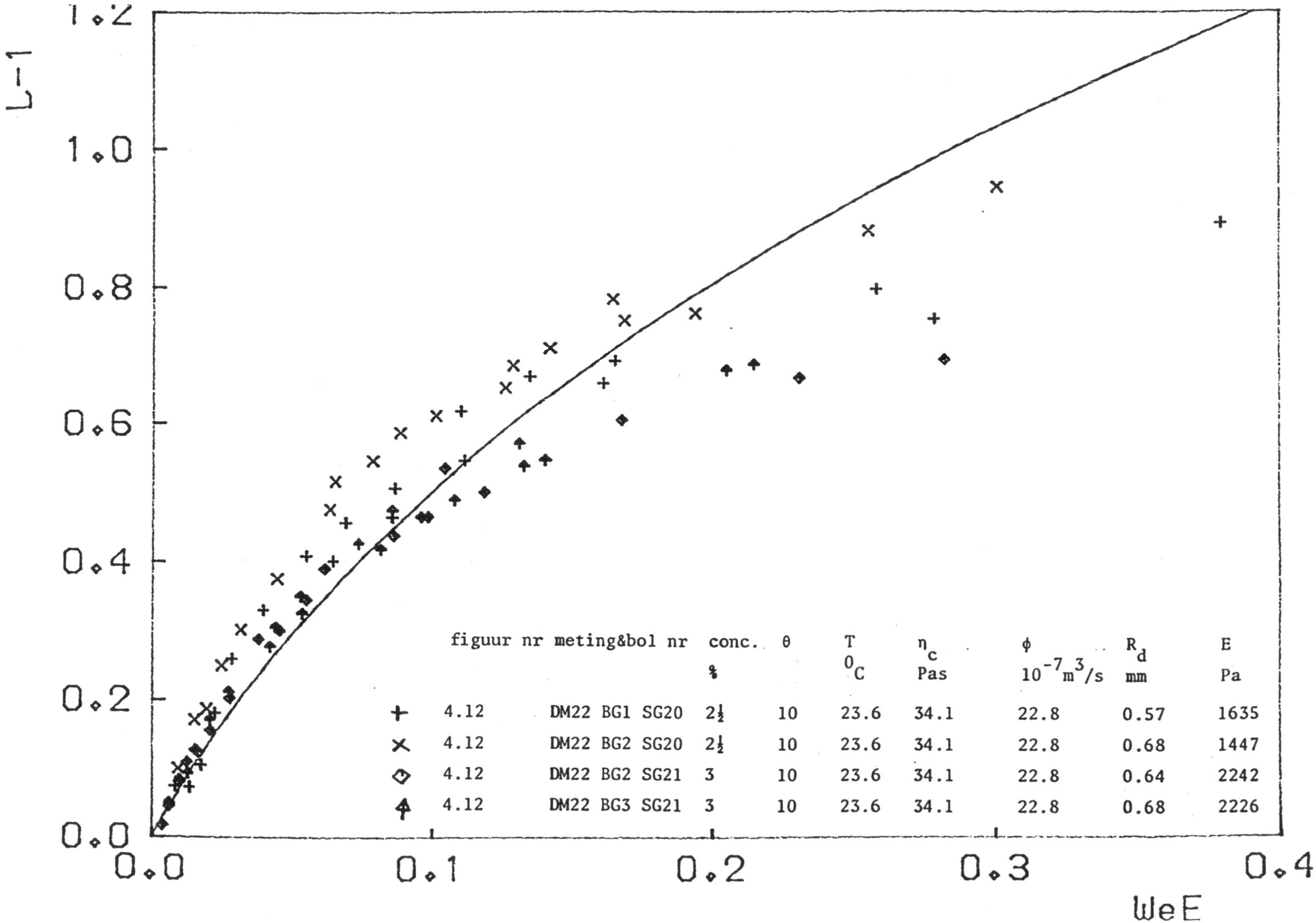

0.00
0.05
0.10
0.15
0.20
0.25
0.30
0.35
0.40
0.45
0.50
0.00
0.02
0.04
0.06
0.08
0.10
WeF
figuur nr meting&bol nr conc. θ T η_c φ R_d E
% °C Pas 10^-7 m^3/s mm Pa
+ 4.9 DM14 S27 2½ 10 20.5 36.3 21.2 0.78 9118
× 4.9 DM14 S28 2½ 10 20.5 36.3 21.2 0.79 8227

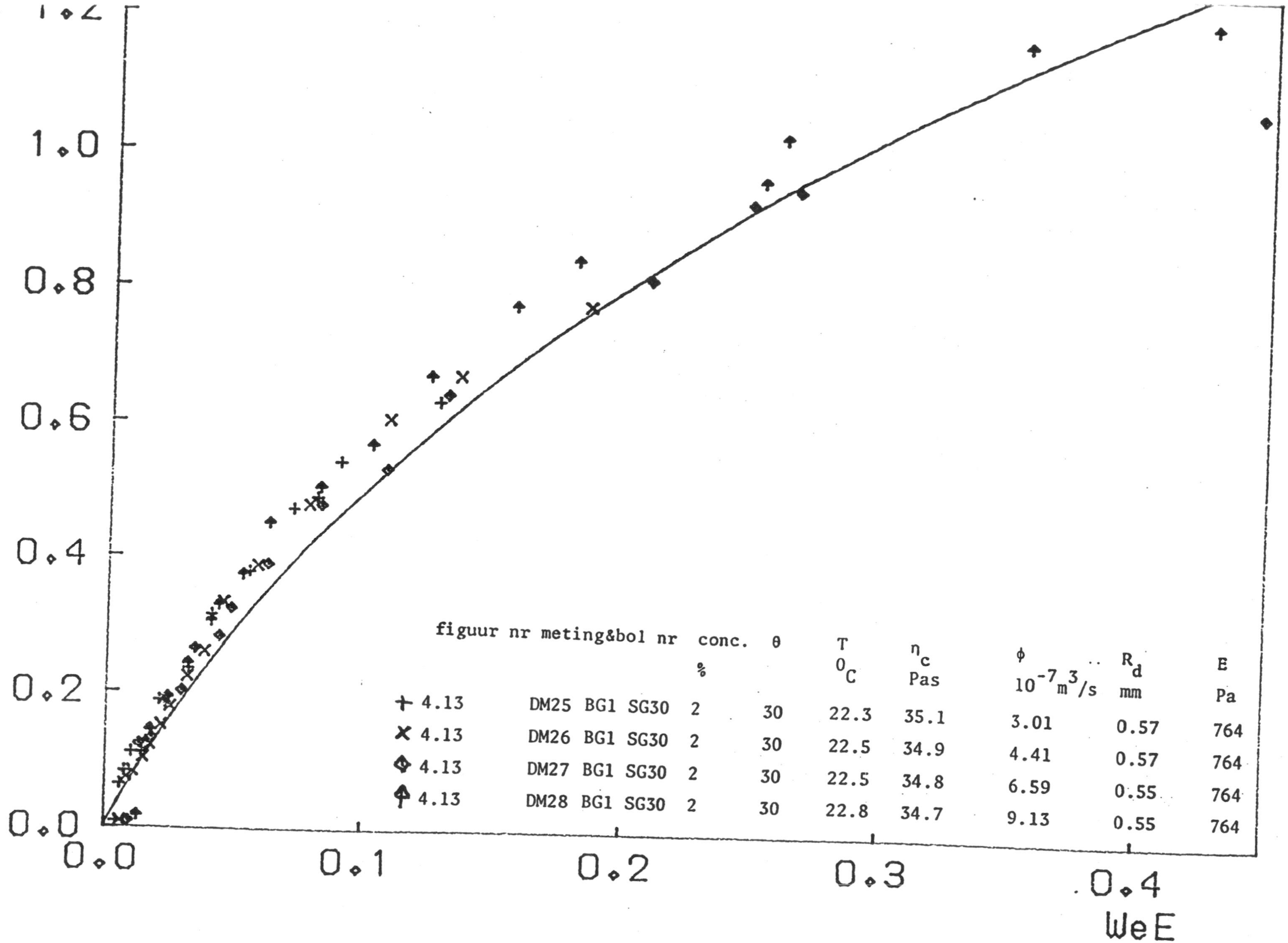
figuur nr	meting&bol nr	conc. %	0	T ^0C	η_c Pas	ϕ $10^{-7}m^3/s$	R_d mm	E Pa
4.10	DM20 BG1 SG20	2½	10	23.3	34.4	5.35	0.57	1635
4.10	DM20 BG2 SG20	2½	10	23.3	34.4	5.35	0.68	1447
4.10	DM20 BG2 SG21	3	10	23.3	34.4	5.35	0.64	2242
4.10	DM20 BG3 SG21	3	10	23.3	34.4	5.35	0.68	2226
4.11	DM21 BG1 SG20	2½	10	23.6	34.1	10.7	0.57	1635
4.11	DM21 BG2 SG20	2½	10	23.6	34.1	10.7	0.68	1447
4.11	DM21 BG2 SG21	3	10	23.6	34.1	10.7	0.64	2242
4.11	DM21 BG3 SG21	3	10	23.6	34.1	10.7	0.68	2226
4.12	DM22 BG1 SG20	2½	10	23.6	34.1	22.8	0.57	1635
4.12	DM22 BG2 SG20	2½	10	23.6	34.1	22.8	0.68	1447
4.12	DM22 BG2 SG21	3	10	23.6	34.1	22.8	0.64	2242
4.12	DM22 BG3 SG21	3	10	23.6	34.1	22.8	0.68	2226
4.13	DM25 BG1 SG30	2	30	22.3	35.1	3.01	0.57	764
4.13	DM26 BG1 SG30	2	30	22.5	34.9	4.41	0.57	764
4.13	DM27 BG1 SG30	2	30	22.5	34.8	6.59	0.55	764
4.13	DM28 BG1 SG30	2	30	22.8	34.7	9.13	0.55	764
4.14	DM29 BG1 SG30	2	30	22.5	34.9	3.97	0.48	2032
4.14	DM30 BG1 SG30	2	30	22.8	34.7	7.65	0.48	2032
4.14	DM31 BG1 SG30	2	30	22.9	34.6	13.2	0.48	2032
4.14	DM32 BG1 SG30	2	30	23.0	34.6	19.4	0.48	2032
4.15	DM29 BG1 SG30	2	30	22.5	34.9	3.97	0.48	1500*
4.15	DM30 BG1 SG30	2	30	22.8	34.7	7.65	0.48	1500*
4.15	DM31 BG1 SG30	2	30	22.9	34.6	13.2	0.48	1500*
4.15	DM32 BG1 SG30	2	30	23.0	34.6	19.4	0.48	1500*
4.16	DM29 BG2 SG30	2	30	22.5	34.9	3.97	0.58	1109
4.16	DM30 BG2 SG30	2	30	22.8	34.7	7.65	0.58	1109
4.16	DM31 BG2 SG30	2	30	22.9	34.6	13.2	0.58	1109
4.16	DM32 BG2 SG30	2	30	23.0	34.6	19.4	0.58	1109
4.17	DM34 BG1 SG33	3	30	20.6	36.2	3.79	0.58	1762
4.17	DM34 BG2 SG33	3	30	20.6	36.2	3.79	0.63	2072
4.17	DM34 BG1 SG32	2½	30	20.6	36.2	3.79	0.60	911
4.18	DM34 BG1 SG33	3	30	20.6	36.2	3.79	0.58	1450*
4.18	DM34 BG2 SG33	3	30	20.6	36.2	3.79	0.63	1400*
4.18	DM34 BG1 SG32	2½	30	20.6	36.2	3.79	0.60	750 *
4.19	DM39 BG1 SG36	3	30	23.6	103.9	1.33	0.50	500 *
4.19	DM39 BG1 SG37	5	30	23.6	103.9	1.33	0.61	1800*
4.20	DM40 BG1 SG36	3	30	23.6	103.9	2.55	0.50	500 *
4.20	DM40 BG1 SG37	5	30	23.6	103.9	2.55	0.61	1800*

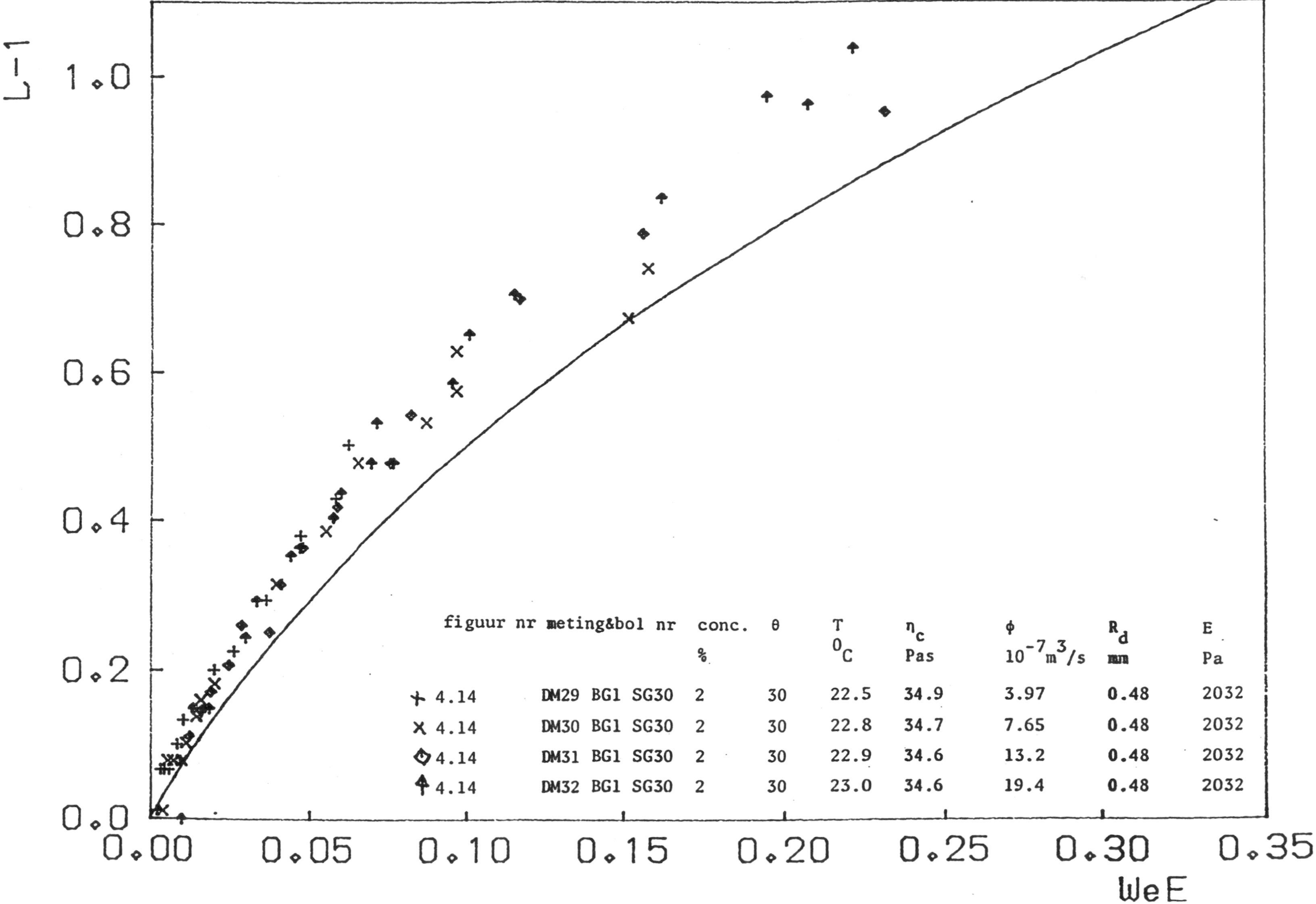
tabel 4.1.B. Deformatiemetingen aan gelatine bolletjes, met de bijbehorende meetomstandigheden. De met een * aangegeven E-waarden zijn niet de gemeten maar de aangepaste waarden.

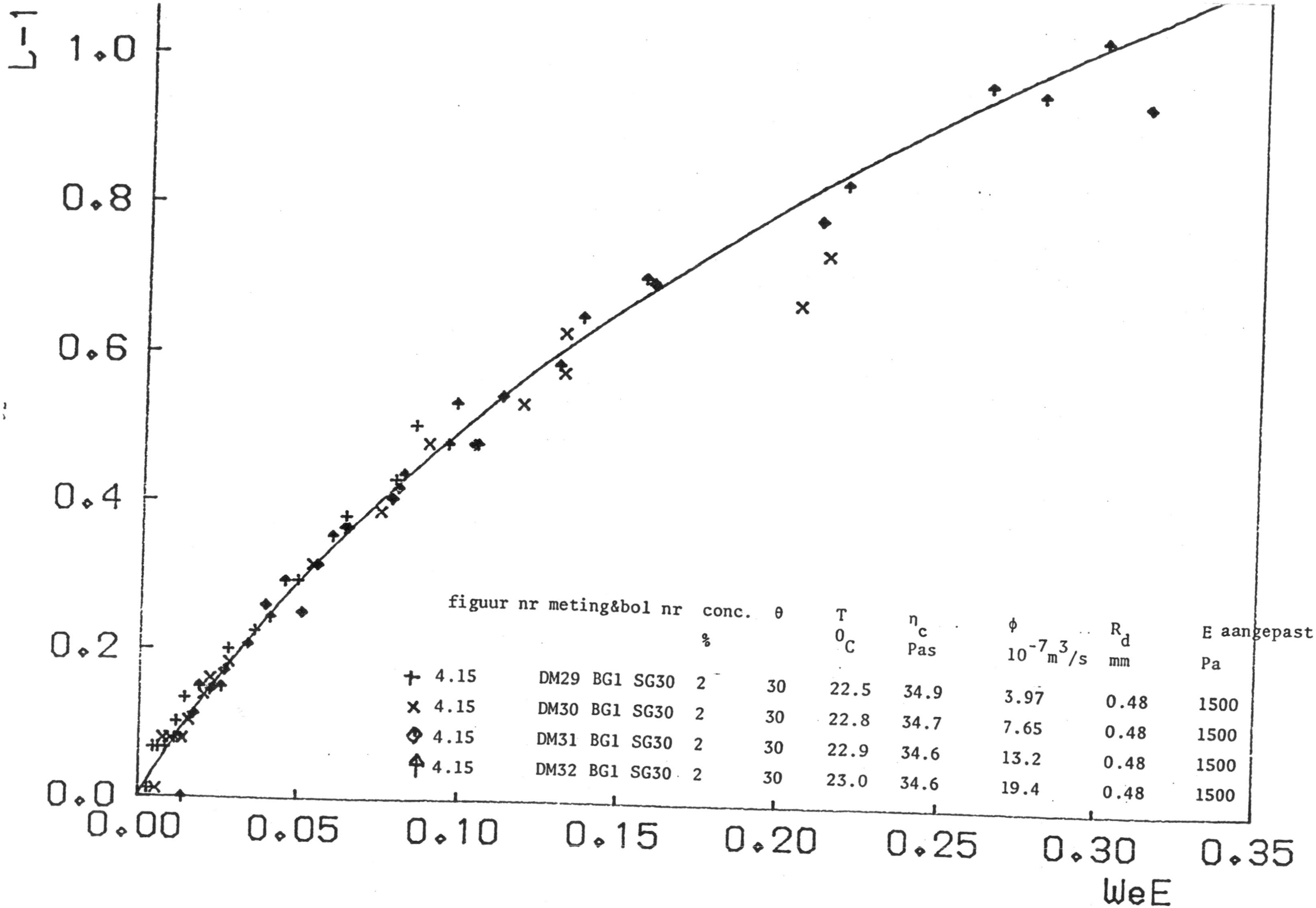

L-1
1.2
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0.0
0.0
0.1
0.2
0.3
0.4
WeE
gelatine
figuur nr meting&bol nr conc. % θ T 0C ηc Pas ϕ 10-7m3/s Rd mm E Pa
4.10 DM20 BG1 SG20 2½ 10 23.3 34.4 5.35 0.57 1635
4.10 DM20 BG2 SG20 2½ 10 23.3 34.4 5.35 0.68 1447
4.10 DM20 BG2 SG21 3 10 23.3 34.4 5.35 0.64 2242
4.10 DM20 BG3 SG21 3 10 23.3 34.4 5.35 0.68 2226


L-1
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0.0
0.0
0.1
0.2
0.3
0.4
WeE
figuur nr meting&bol nr conc. % θ T 0C ηc Pas φ 10-7m3/s Rd mm E Pa
+ 4.11 DM21 BG1 SG20 2½ 10 23.6 34.1 10.7 0.57 1635
× 4.11 DM21 BG2 SG20 2½ 10 23.6 34.1 10.7 0.68 1447
◊ 4.11 DM21 BG2 SG21 3 10 23.6 34.1 10.7 0.64 2242
4.11 DM21 BG3 SG21 3 10 23.6 34.1 10.7 0.68 2226

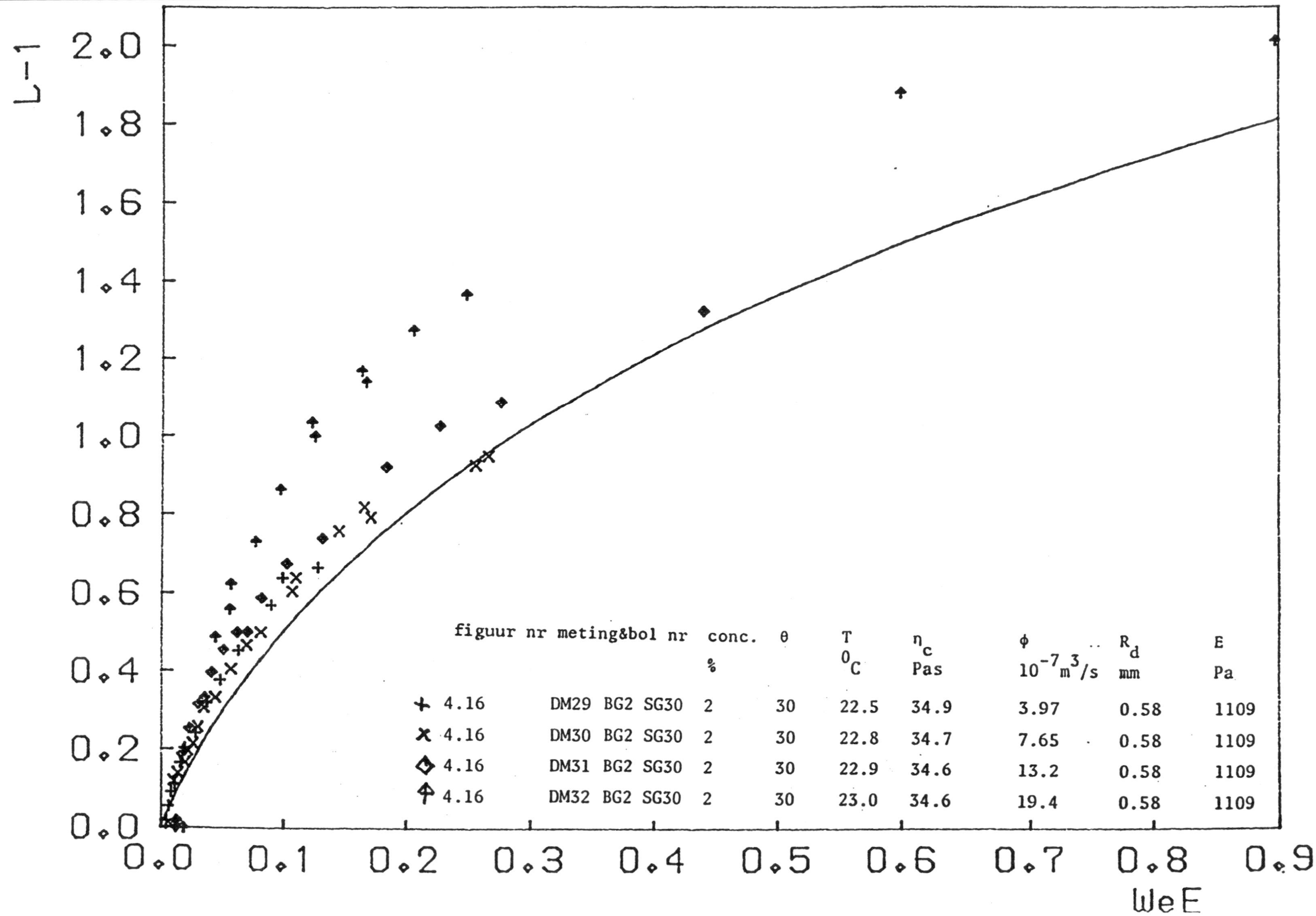

L-1
WeE
0.0
0.2
0.4
0.6
0.8
1.0
1.2
0.0
0.1
0.2
0.3
0.4
figuur nr | meting&bol nr | conc. % | θ | T 0C | ηc Pas | φ 10-7m3/s | Rd mm | E Pa
+ 4.12 DM22 BG1 SG20 2½ 10 23.6 34.1 22.8 0.57 1635
× 4.12 DM22 BG2 SG20 2½ 10 23.6 34.1 22.8 0.68 1447
◇ 4.12 DM22 BG2 SG21 3 10 23.6 34.1 22.8 0.64 2242
4.12 DM22 BG3 SG21 3 10 23.6 34.1 22.8 0.68 2226

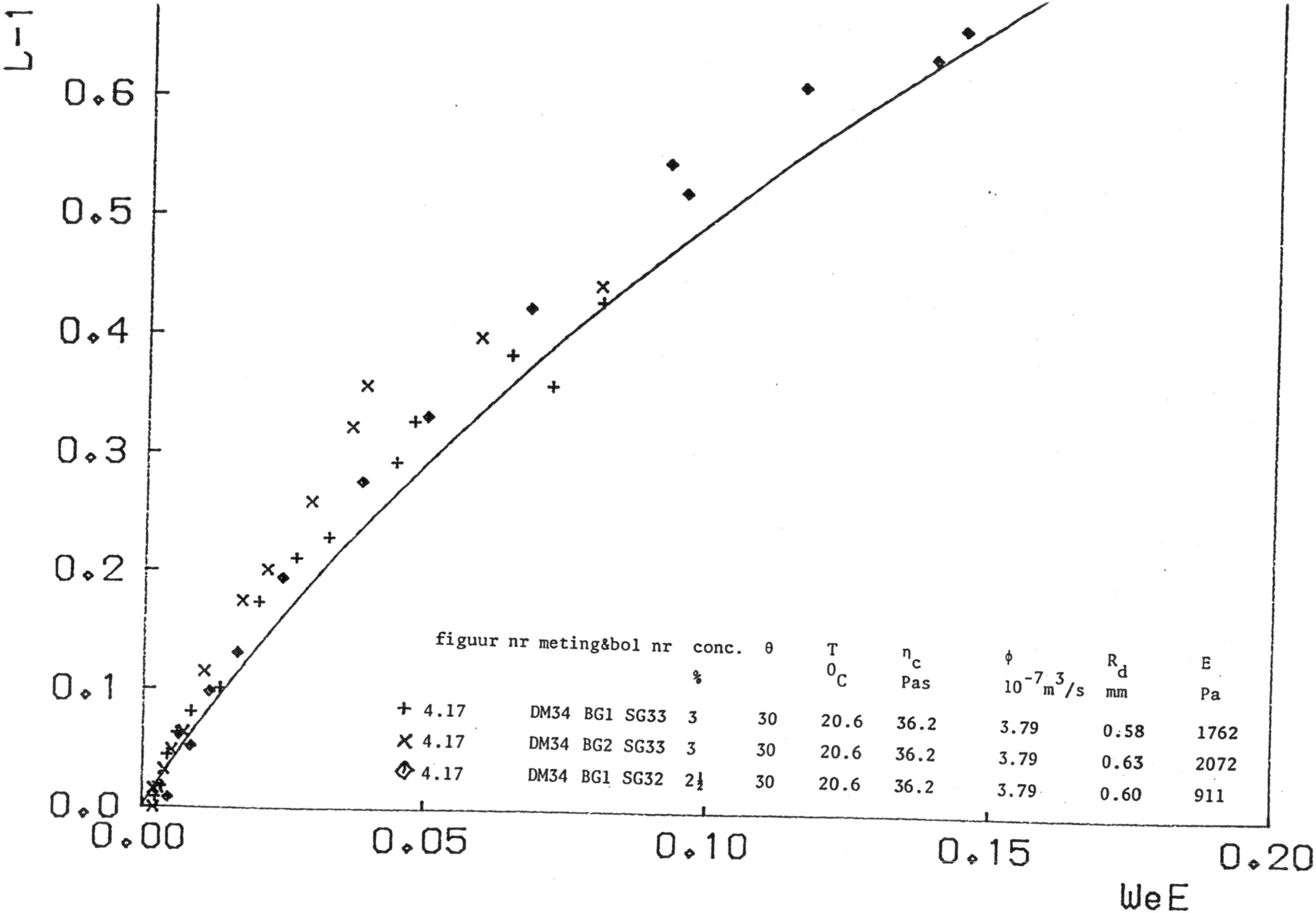

L-1
1.2
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0.0
0.0
0.1
0.2
0.3
0.4
WeE
figuur nr meting&bol nr conc. θ T η_c φ R_d E
% 0C Pas 10^-7 m^3/s mm Pa
4.13 DM25 BG1 SG30 2 30 22.3 35.1 3.01 0.57 764
4.13 DM26 BG1 SG30 2 30 22.5 34.9 4.41 0.57 764
4.13 DM27 BG1 SG30 2 30 22.5 34.8 6.59 0.55 764
4.13 DM28 BG1 SG30 2 30 22.8 34.7 9.13 0.55 764

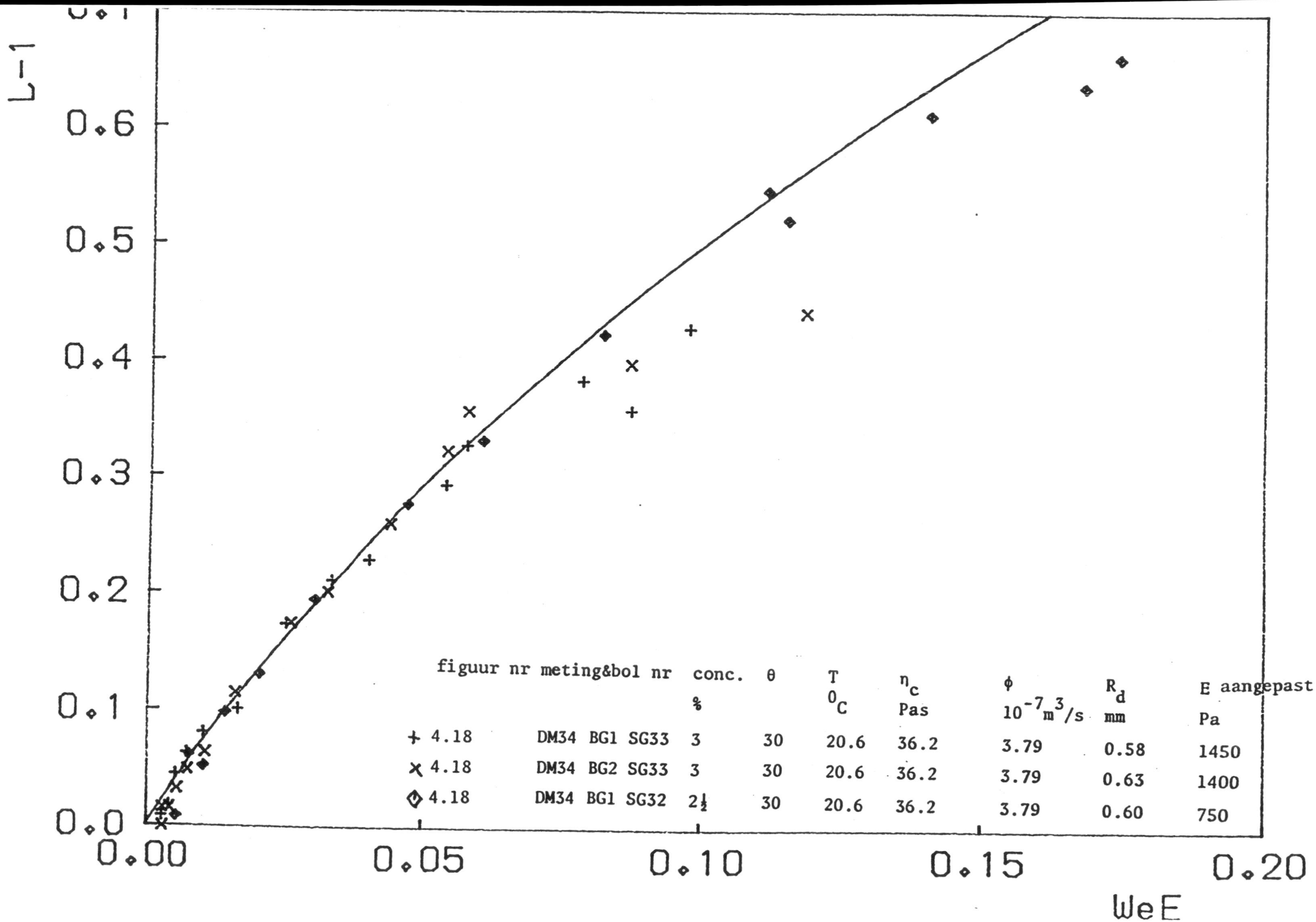

L-1
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0.0
0.00
0.05
0.10
0.15
0.20
0.25
0.30
0.35
WeE
figuur nr meting&bol nr conc. θ T ηc φ Rd E
% 0C Pas 10-7m3/s mm Pa
4.14 DM29 BG1 SG30 2 30 22.5 34.9 3.97 0.48 2032
4.14 DM30 BG1 SG30 2 30 22.8 34.7 7.65 0.48 2032
4.14 DM31 BG1 SG30 2 30 22.9 34.6 13.2 0.48 2032
4.14 DM32 BG1 SG30 2 30 23.0 34.6 19.4 0.48 2032

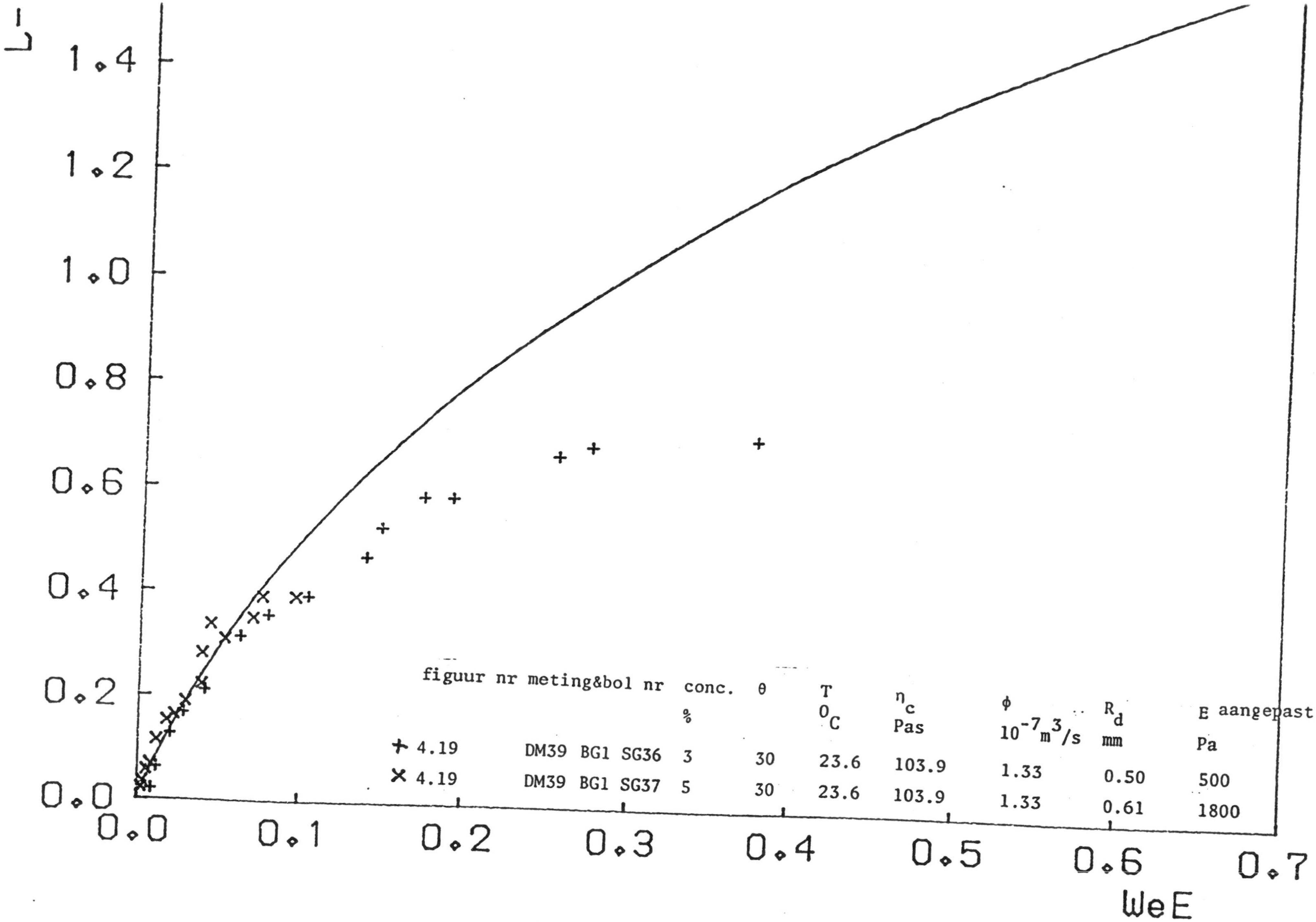


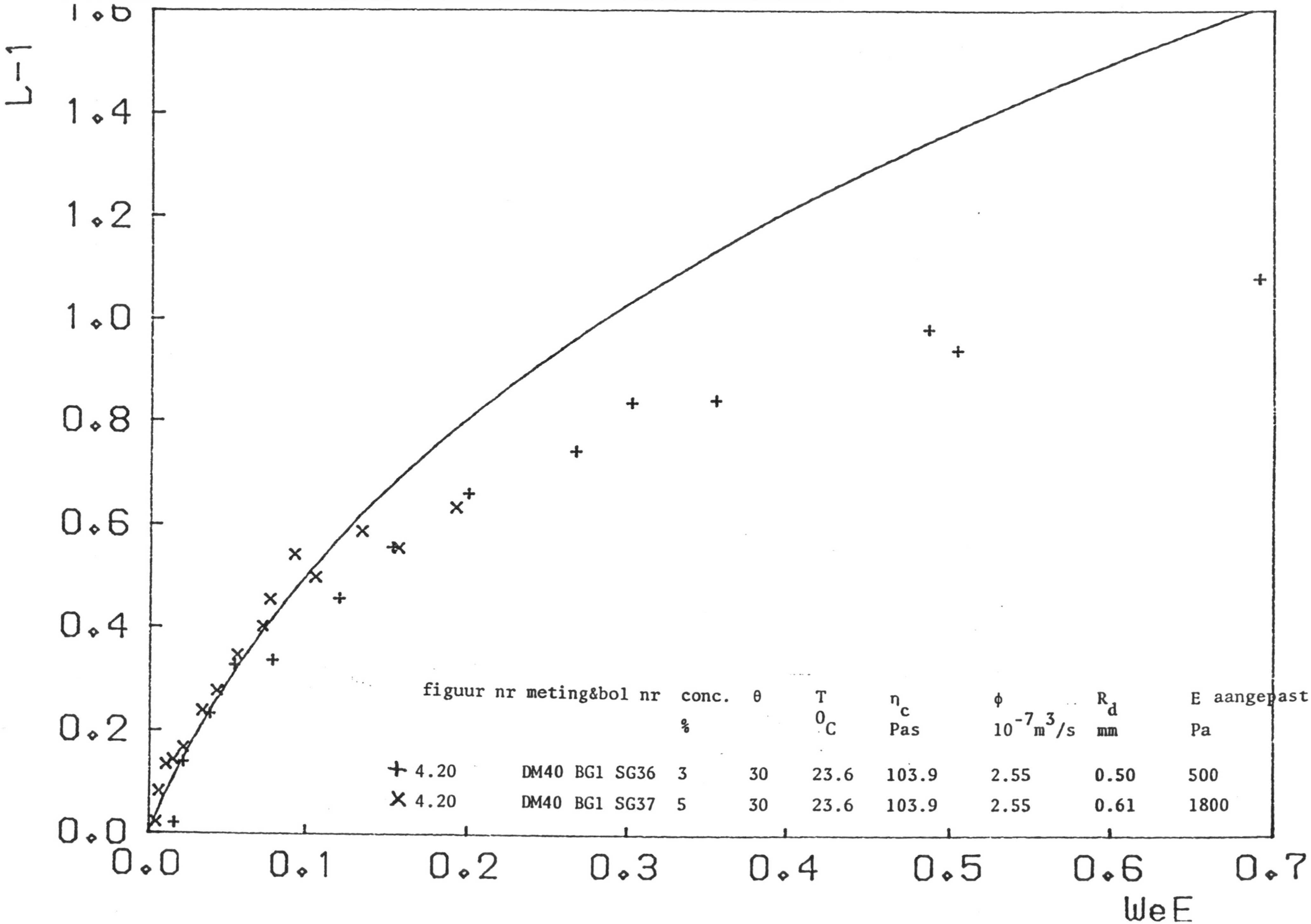
L⁻¹
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0.0
0.00
0.05
0.10
0.15
0.20
0.25
0.30
0.35
WeE
figuur nr meting&bol nr conc. % θ T 0C ηc Pas φ 10-7m3/s Rd mm E aangepast Pa
4.15 DM29 BG1 SG30 2 30 22.5 34.9 3.97 0.48 1500
4.15 DM30 BG1 SG30 2 30 22.8 34.7 7.65 0.48 1500
4.15 DM31 BG1 SG30 2 30 22.9 34.6 13.2 0.48 1500
4.15 DM32 BG1 SG30 2 30 23.0 34.6 19.4 0.48 1500

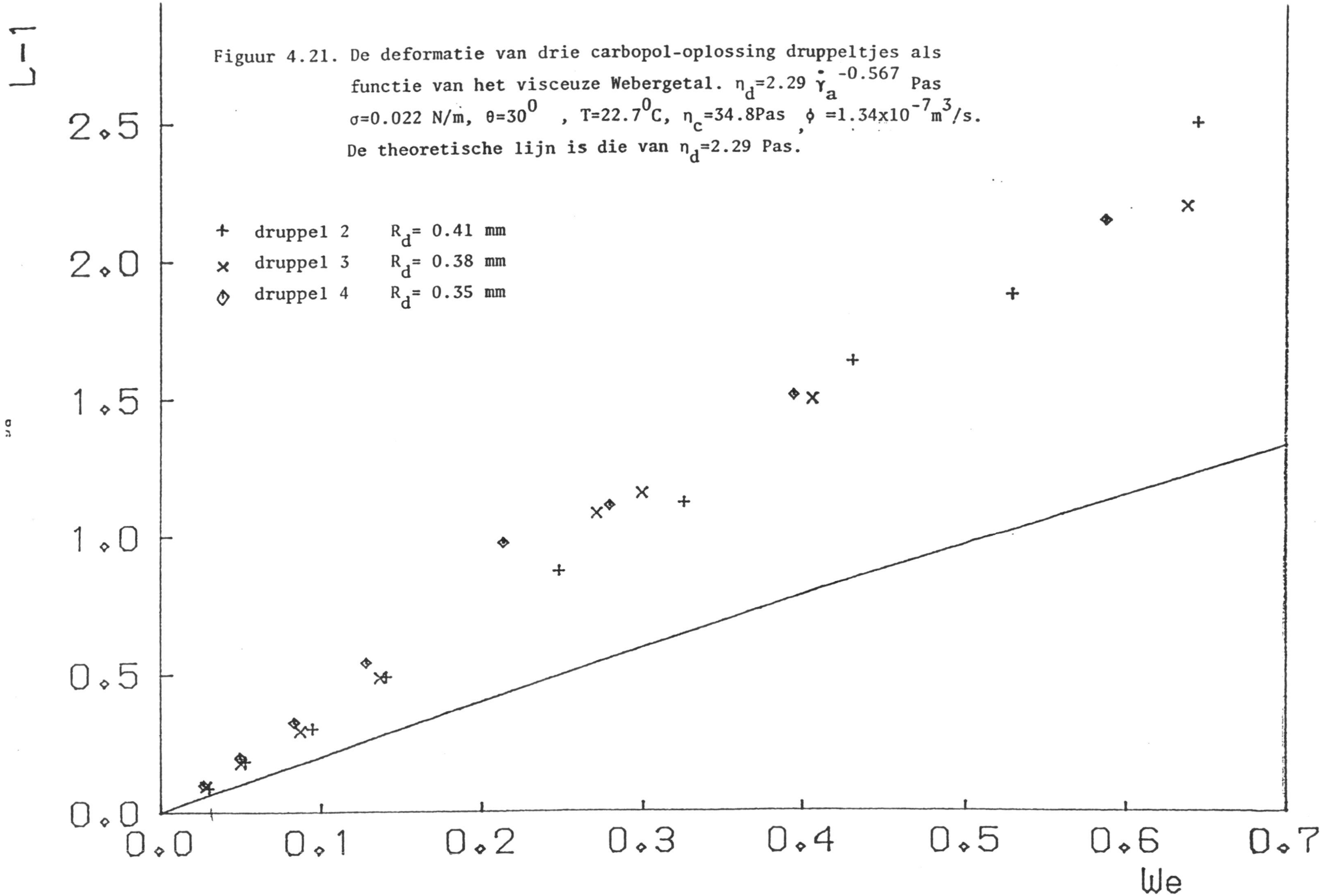

L-1
2.0
1.8
1.6
1.4
1.2
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0.0
0.0 0.1 0.2 0.3 0.4 0.5 0.6 0.7 0.8 0.9
WeE
figuur nr meting&bol nr conc. % θ T 0C ηc Pas φ 10-7m3/s Rd mm E Pa
4.16 DM29 BG2 SG30 2 30 22.5 34.9 3.97 0.58 1109
4.16 DM30 BG2 SG30 2 30 22.8 34.7 7.65 0.58 1109
4.16 DM31 BG2 SG30 2 30 22.9 34.6 13.2 0.58 1109
4.16 DM32 BG2 SG30 2 30 23.0 34.6 19.4 0.58 1109


L-1
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0.0
0.00
0.05
0.10
0.15
0.20
WeE
figuur nr meting&bol nr conc. θ T η_c φ R_d E
% 0C Pas 10^-7 m^3/s mm Pa
+ 4.17 DM34 BG1 SG33 3 30 20.6 36.2 3.79 0.58 1762
× 4.17 DM34 BG2 SG33 3 30 20.6 36.2 3.79 0.63 2072
◇ 4.17 DM34 BG1 SG32 2½ 30 20.6 36.2 3.79 0.60 911


L-1
0.0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.00
0.05
0.10
0.15
0.20
WeE
figuur nr meting&bol nr conc. % θ T ^0C η_c Pas ϕ $10^{-7}m^3/s$ R_d mm E aangepast Pa
+ 4.18 DM34 BG1 SG33 3 30 20.6 36.2 3.79 0.58 1450
× 4.18 DM34 BG2 SG33 3 30 20.6 36.2 3.79 0.63 1400
◇ 4.18 DM34 BG1 SG32 2½ 30 20.6 36.2 3.79 0.60 750


L
1.4
1.2
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0.0
0.0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
WeE
figuur nr meting&bol nr conc. θ T η_c φ R_d E aangepast
% 0C Pas 10-7 m3/s mm Pa
+ 4.19 DM39 BG1 SG36 3 30 23.6 103.9 1.33 0.50 500
× 4.19 DM39 BG1 SG37 5 30 23.6 103.9 1.33 0.61 1800

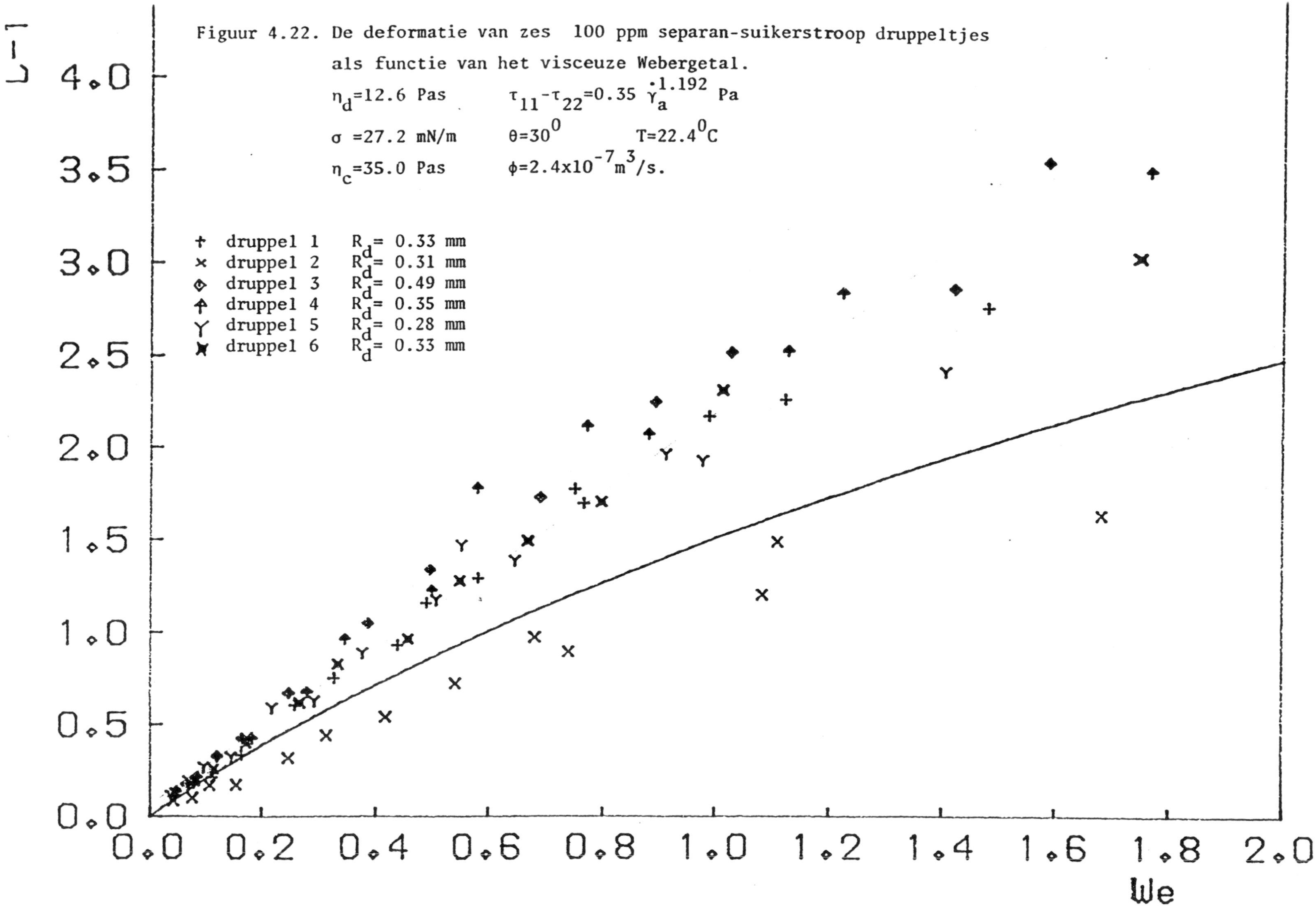

L-1
1.6
1.4
1.2
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0.0
0.0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
WeE
figuur nr meting&bol nr conc. θ T ηc φ Rd E aangepast
% 0C Pas 10-7m3/s mm Pa
+ 4.20 DM40 BG1 SG36 3 30 23.6 103.9 2.55 0.50 500
× 4.20 DM40 BG1 SG37 5 30 23.6 103.9 2.55 0.61 1800



Figuur 4.21. De deformatie van drie carbopol-oplossing druppeltjes als functie van het visceuze Webergetal. $\eta_d=2.29\,\dot{\gamma}_a^{-0.567}$ Pas $\sigma=0.022$ N/m, $\theta=30^0$, $T=22.7^0C$, $\eta_c=34.8$Pas , $\phi=1.34 \times 10^{-7} m^3/s$.
De theoretische lijn is die van $\eta_d=2.29$ Pas.

4.4.3. Shear thinning

De resultaten van metingen aan de shear thinning vloeistof zijn weergegeven in figuur 4.21.



Figuur 4.22. De deformatie van zes 100 ppm separan-suikerstroop druppeltjes als functie van het visceuze Webergetal.

η_d=12.6 Pas $\tau_{11}-\tau_{22}=0.35\ \dot{\gamma}_a^{1.192}$ Pa

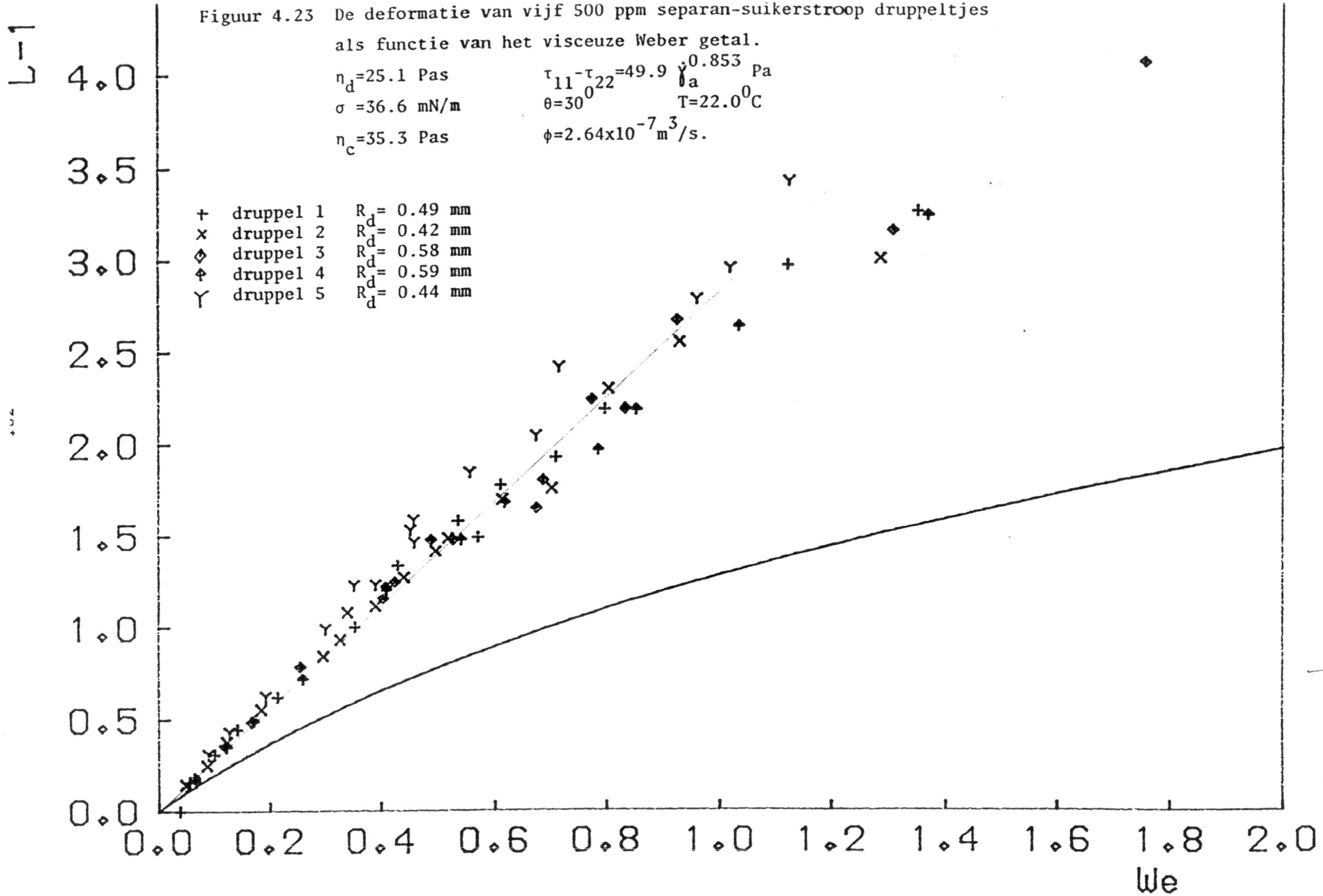
σ =27.2 mN/m $\theta=30^0$ T=22.4^{0}C

η_c=35.0 Pas $\phi=2.4\times10^{-7} m^3/s$.

meting 36

4.4.4. Tweede orde vloeistof

Voor de twee verschillende oplossingen van separan/suikerstroop zijn de resultaten weergegeven in figuur 4.22 en 4.23.



Figuur 4.23 De deformatie van vijf 500 ppm separan-suikerstroop druppeltjes als functie van het visceuze Weber getal.

meting 37

5. Bespreking meetresultaten

5.1. Algemene fouten beschouwing

De fout in λ-1 kan berekend worden uit de fout in L en B en de fouten doorwerkingsformule die direct uit de formule van λ-1 (2.4.) volgt

$$\frac{\Delta(\lambda-1)}{\lambda-1} = \frac{\lambda}{\lambda-1}\,\frac{2}{3}\left(\frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta B}{B}\right) \qquad (5.79)$$

Bij het meten van L en B vanaf de televisie wordt maximaal een fout gemaakt van 2mm. Het deeltje bevindt zich steeds in het midden van de tv wat de breedte betreft, en daar is de fout in de lineariteit te verwaarlozen. Aangezien de hoogte van het deeltje varieert zijn sommige opnames gemaakt in het gebied waar de fout in de lineariteit 5% is. Deze fout volgt uit de opname van het fijnmazige raster. De relatieve mogelijke fout in λ-1 varieert met λ-1. Voor een druppel met een diameter van 1 mm (=6.6 cm op de tv) is deze fout 43% bij λ-1=0.2, en 14% bij λ-1=1.

Verder bekijken we de fout in de reksnelheid $\dot{\gamma}$, een gemeenschappelijke fout in het visceuze en elastische Weber getal. Uitgaande van formule 2.17 bekijken we de invloed van verschillende fouten op de reksnelheid.

- De conus is zeer nauwkeurig geslepen en de fout in ξ_0 is verwaarloosbaar.
- De snelheid van de deeltjes waar het volume debiet mee bepaald wordt is reproduceerbaar binnen 1%.
- De z_0 wordt berekend uit de begin diameter van de conus, dit is de diameter van de buis, en de conus hoek. De fout in de hoek is weer verwaarloosbaar en die in de buis is 1/2 mm op de 28 mm. Dit geeft een relatieve fout van 2%.
- De fout z is opgebouwd uit de aflezing van de camera hoogte, de instelling van de camera op de referentie hoogte, en de aflezing van de hoogte van het deeltje op de tv. In totaal is dit ca 0.5 mm. Samen met de 2% in z_0 varieert de doorwerking van deze fout op de fout in de reksnelheid bij een conus van 30^0 tussen de 6% en de 35 %, bij respectievelijk de kleinste en grootste z waarde.

In totaal vinden we dat de fout in de reksnelheid varieert tussen de 9% en 38% bij respectievelijk een kleine en een grote z waarde.

De andere gemeenschappelijke fout en het Webergetal is de fout in de viscositeit van de continue fase. Voor de fout ten gevolge van een onnauwkeurigheid in de temperatuur en de fout gemaakt bij het meten van de viscositeit is 5% een redelijke afschatting.

De fouten in de andere factoren van het visceuze of elastische Webergetal worden in het desbetreffende hoofdstuk besproken.

5.2. Bespreking per modelstof

5.2.1. Newtons

Voor een bespreking van het Newtonse geval wordt verwezen naar van der Reijden en Sara [2].

5.2.2. Elastisch

Uit de deformatiemetingen met PVA/KR bolletjes en de elasticiteitsmetingen aan de cilindertjes (zie paragraaf 3.2.3.) blijkt duidelijk dat de afwijking van de theoretische lijn verklaard kan worden uit de strain hardening. Beide beginnen bij dezelfde rek en de orde van grootte van de strain hardening komt overeen met de orde van grootte in het verschil tussen de meetpunten en de theoretische lijn.

Bij de deformatie metingen aan gelatine bolletjes zijn de afwijkingen van de theoretische lijn in het algemeen van vier soorten.

- Per meetserie vertoont het meetpunt met het grootste Webergetal soms een relatief grote afwijking, Dit is te wijten aan het feit dat het bolletje dan te diep in de conus zit of al in het dunne buisje, maar in iedergeval in het overgangs gebied tussen de rekstroming in de conus en de Poisseuille stroming in het buisje. Goede voorbeelden zijn metingen 30 en 31 aan bol 1 van serie 30.
- Soms vertoont een bolletje een extreem grote deformatie, zoals bij meting 32 , dit is het resultaat van een te grote belasting van het bolletje. Op de opnames is duidelijk te zien dat er stukjes van af breken. Toch blijkt dat het deformatie gedrag parallel verloopt aan de theoretische lijn. Bij een aanname van de helft van de elasticiteits modulus zouden de meetpunten in redelijke overeenstemming zijn met de theorie.

- Bij lagere deformatie liggen de meetpunten systematisch boven de theoretische lijn. Een duidelijk voorbeeld is bol 1 bij de metingen 29 t/m 32. Door de elasticiteits modulus, E aan te passen kan dit voor een groot deel verbeterd worden. Dat dit geoorloofd is blijkt uit meting 34 met drie verschillende bolletjes, met een gemeten E en een aangemaste E. De zelfde bolletjes zijn door Schut [18] onderworpen aan een stationaire rekstroming in een hyperbolisch stromingsveld mbv een vier rollen apparaat. Schut paste ook de elasticiteits modulus aan zodanig dat de meetwaarden bij lage deformaties, waar de theorie de meeste kans van slagen heeft, in overeenstemming waren met de theoretische lijn ($\lambda-1=\frac{15}{2}We_E$) voor het hyperbolische stromingsveld. Voor een overzicht van deformatie metingen van elastische bolletjes in het elongatie veld van het vier rollen apparaat en de conus zie het zevende colloquiumboek van het AIChE [18b]. Dit overzicht is tevens in de bijlage opgenomen. De E-waarden die door Schut gevonden worden zijn in goede overeenstemming metde aangepaste waarden gevonden voor het conus profiel. Zie tabel 5.1.

bolletje	$E_{gemeten}$ (Pa)	E'_{conus} (Pa)	$E'_{hyperbolisch}$ (Pa)
BG1 SG33	1762	1450	1480
BG2 SG33	2072	1400	1570
BG1 SG32	911	750	780

tabel 5.1. De gemeten elasticiteits modulus, E en de aangepaste moduli voor het conus en hyperbolische stromingsveld, voor drie verschillende bolletjes bij deformatie meting 34.

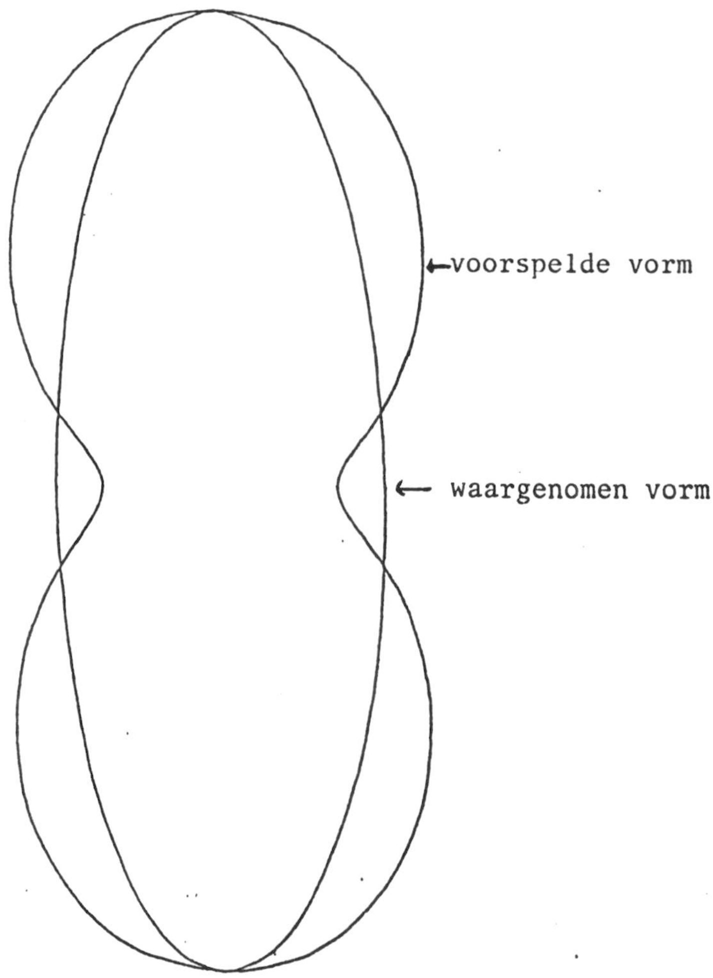
Aangezien de twee stromings profielen verschillend zijn, is de aanname dat de E-waarde aangepast moet worden verantwoord. De andere gemeeschappelijke fout is de viscositeit van de continue fase. Deze is echter bij de drie bolletjes dezelfde, tevens is in paragraaf 5.1 de fout in deze waarde op 5% afgeschat, hetgeen niet voldoende is om bovengenoemde afwijking te verklaren.
Ook kan het feit dat de gelatine bij een statische belasting blijft vervormen niet als argument voor een grotere deformatie gebruikt worden omdat na de metingen meestal het bolletje weer stilstaand opgenomen wordt waarbij geen afwijking van de ronde vorm gevonden wordt. Ten tweede duurt de reis van het bolletje door de conus veel korter dan de E-meting met de balans, waar net dit vloei-effect wordt waargenomen.

- In tegenstelling tot het Newtonse geval is bij grotere deformaties de gemeten deformatie kleiner dan de theoretische. De theorie gaat uit van een eerste orde verstoring op een ronde vorm. Een iets vervormde bol zou aanleiding geven tot een grotere belasting en de deformatie zou groter zijn dan de eerste orde theorie voorspelt. Dit is in overeenstemming met de afwijkingen bij het Newtonse geval. Bij het elastische geval is de afwijking echter naar beneden toe. Men is geneigd deze afwijking weer aan strain hardening toe te schrijven. Beziet men echter meting 31 en 32 met overeenstemming tussen theorie en meetwaarden tot een deformatie van $\lambda-1=1$, en vergelijkt dit met meting 39 en 40 dan kan men concluderen dat de afwijking eerder optreedt bij de 100 Pas olie dan bij de 30 Pas olie. Een individuele afwijking in de strain hardening in niet aannemelijk aangezien bij meting 39 en 40 een zacht en een hard (E=500 en E=1800) bolletje de zelfde afwijking vertonen. Ook volgens Cobbet en Ward [19] die veel metingen aan gelatine hebben gedaan is de afhankelijkheid van de elasticiteits modulus van de rek goed reproduceerbaar.

Een verklaring zou kunnen zijn dat een dun laagje water om de bol aanwezig is zodat de randvoorwaarde aan de grens van het bolletje (snelheid vloeistof=snelheid bolletje) door een soort smeringseffect niet meer geldt. Dit effect zou dan sterker optreden bij hogere reksnelheden. Een tegenwerping is dat dit watervlies vrij snel van de bol afgeveegd zou worden, een meting op dezelfde hoogte in de conus twee maal achtereen zou dan bij de tweede maal in een hogere deformatie moeten resulteren. Dit is bij zo'n herhaling echter niet waargenomen.

Een eventueel verschil tussen de statisch gemeten E en de dynamische E-waarde van het bolletje kan ook geen verklaring zijn, omdat de statische deformatie metingen van Schut [18] eenzelfde afwijking vertonen als bij onze metingen.

Al met al is niet een dusdanige afwijking in de beschrijving van het systeem gevonden om te verklaren dat de experimentele deformatie kleiner is dan de theoretische bij grotere deformaties, zodat verondersteld wordt dat hiermee de grens gevonden is tot waar de theorie een juiste voorspelling van het deformatie gedrag geeft. Tevens kan geconcludeerd worden dat deze grens hoger ligt dan de door de theorie gestelde eis van $\lambda-1 \ll 1$ en lager ligt naarmate de viscositeit van de continue fase hoger is.



Figuur 5.1. De waargenomen en theoretische vorm van een bolletje met een deformatie van $\lambda-1=1$.

Naast de maat voor deformatie λ-1 kan ook iets over de vorm van het gedeformeerde bolletje gezegd worden. Bij εG_{zz}=1/3 en R_d=1 wordt de vorm (zie formule 2.36)

$$r= 1 + \frac{1}{4}(1+3\cos 2\beta) \qquad (5.80)$$

Bij deze waarde van εG_{zz} is de deformatie λ-1=1.
Bij deformatie meting 31 en 32 wordt de deformatie tot die waarde goed door de theorie voorspeld. De vorm is echter ellipsoidaal. Aangezien het volume van het bolletje niet veranderd is geldt

$$B^2L=8R_d^3 \qquad (5.81)$$

Bij de experimenten is de hiermee berekende oorspronkelijke diameter in goede overeenstemming met de werkelijke begindiameter, zoals gemeten met een stroomsnelheid gelijk aan nul. De vorm van een ellipsoide met de genoemde deformatie is

$$2R^2 + \frac{1}{4}z^2 = 1 \qquad (5.82)$$

De voorspelde en waargenomen vorm, berekend volgens formule 5.82 en 5.80 resp. zijn getekend in figuur 5.1. Hieruit blijkt dat hoewel de deformatie goed beschreven wordt door de theorie de voorspelde vorm slecht overeenkomt met de waargenomen vorm.
Dit is toe te schrijven aan het feit dat de theorie van een eerste orde benadering uitgaat.

5.2.3. Shear thinning

Ten eerste merken we op dat de vorm van de druppels steeds ellipsoidaal is, en dat de uit B en L berekende waarde voor R_d steeds redelijke overeenkomt met de bij stroomsnelheid nul opgemeten waarde.

De carbopol aanwezig voor inleidende metingen aan shear thinning vloeistoffen is helaas zo laag visceus tov de continue fase dat het shear thinning karakter niet duidelijk te zien is. Met een continue fase van 35 Pas is de viscositeits verhouding, p zo laag dat de door het shear thinning effect optredende verandering in p weinig invloed heeft op de deformatie. Dit is goed te zien in grafiek 2.5. Het eigenaardige is echter dat zelfs voor de laagste viscositeitsverhouding de theoretische lijn lager ligt dan de gemeten waarden. In verband met de goede reproduceerbaarheid (de meetpunten van drie druppeltjes liggen op een lijn) moet de verklaring niet bij individuele meetfouten gezocht worden. Het meest waarschijnlijk is dat de grensvlak spanning niet goed gemeten is. Wanneer men bij de in paragraaf 3.5. beschreven methode te haastig te werk gaat zal de grensvlak spanning te hoog uit vallen. Vooral bij een shear thinning vloeistof met een hoge viscositeit bij lage afschuiving is dit goed mogelijk. Een verklaring zoeken in het verschil tussen statische en dynamische grensvlak spanning leidt tot niets, aangezien Grace [20] de dynamische grensvlak spanning 2 a 3 maal groter schat dan de statische. Een aanname van σ=12 N/m ipv σ=22 N/m zou de meetpunten op de lijn voor $p<10^{-3}$ terecht doen komen.

Als aanbeveling voor voortgezet onderzoek in deze richting kan dus genoemd worden

- Het gebruiken van een continue fase met lagere viscositeit of een shear thinning vloeistof met hogere viscositeit, zodanig dat de viscositeiten van de zelfde orde van grootte zijn. In figuur 2.5. is te zien dat dan het shear thinning karakter goed te zien zal zijn, aangezien een kleine verandering in p een grote verandering in de deformatie ten gevolge heeft. Daarmee kan dan bekeken worden of het numerieke programma NUMDEF2 een goede beschrijving geeft en wat het effect van de interne circulatie is.

- Beter de grensvlak spanning meten door meer geduld met de spinning drop-methode te hebben.
- In verband met de grote deformaties moet misschien gebruik gemaakt gaan worden van de zogenaamde slender drop theorien, een beschrijving van druppel deformaties voor langerekte druppels.

5.2.4. Tweede orde vloeistof

Ook hier is de vorm van de druppel ellipsoidaal en komt de berekende waarde van R_d redelijk overeen met die gemeten bij een stroomsnelheid gelijk aan nul.

In beide inleidende metingen met een suikerstroop/separan oplos - sing is een goede overeenstemming tussen de druppeltjes onderling. De enige uitzondering is druppel 2 bij meting 37. De oorzaak hiervan is het feit dat de druppel niet op de hartlijn van de conus zat.

In tegenstelling tot de verwachting zien we dat in beide gevallen de gemeten deformatie hoger ligt dan de theoretische lijn, behorende bij de viscositeit van de oplossing. Op de zelfde wijze als in paragraaf 5.2.3 besproken is het mogelijk dat hier de grensvlakspanning niet goed gemeten is. Een eventueel hiervoor verantwoordelijke zwicht-spanning is niet waarschijnlijk gezien de gelijkmatige deformatie zelfs bij kleine Weber getallen.

Een verschil dat niet met een foutieve grensvlakspanning verklaard kan worden is het feit dat bij meting 36 de meetpunten op een rechte lijn liggen en bij meting 37 de metingen op een lijn liggen die een mindere kromming vertoont dan de theoretische lijn. Dit duidt op een kleinere tijdconstante dan de theorie voorspelt, hetgeen de invloed van de elastische component moet zijn. Van Oene [21] verdisconteert de elastische invloed in de grensvlak spanning volgens

$$\sigma' = \sigma + \frac{R_d}{6}\left((\tau_{11}-\tau_{22})_d - (\tau_{11}-\tau_{22})\right) \qquad (5.83)$$

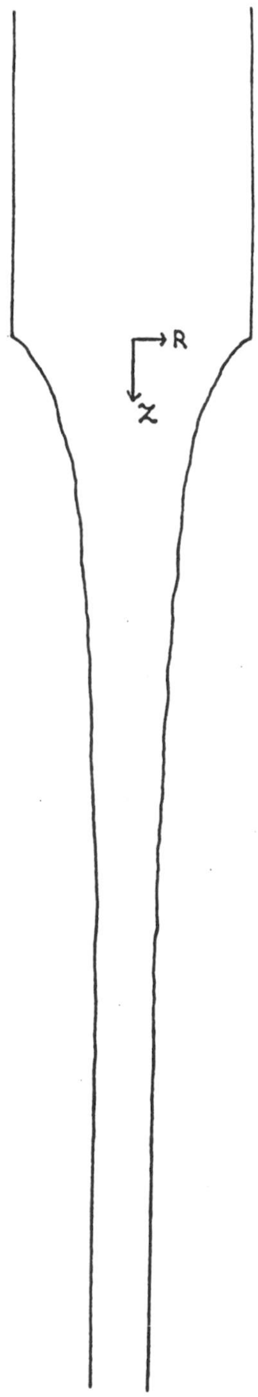
Dit zou echter in een toenemende grensvlakspanning resulteren bij toenemend Weber getal en dus een afnemende deformatie tov de theoretische lijn.

Ook Maalcke [22] vindt dat de beschrijving van de deformatie van een visco-elastische vloeistof in afschuifstroming met de aanpak van Van Oene sterk afwijkt van de gemeten deformatie.

Een verklaring voor de sterk verminderde kromming in de lijn door de meetpunten is misschien dat de suikerstroop/separan oplossingen zich zeker bij een afschuiving groter dan 1 niet als tweede orde vloeistof gedragen, zie hiervoor ook 3.4.
Wanneer de oplossing wel een tweede orde vloeistof zou zijn zou $\frac{1}{2}\Psi_1$ overeenkomen met E in het elastische model. Wanneer nu de macht van de afschuifsnelheid kleiner dan 2 is kan dit opgevat worden als een afname van de eerste normaalspannings coefficient, Ψ_1.
Zodoende zou bij toenemend Weber getal het elastische effect afnemen.
Een probleem blijft natuurlijk het verband tussen de reksnelheid in de continue fase en de afschuifsnelheid in de disperse fase.

Zoals genoemd door Elmendorp [23] geven Chin en Han [24] en [25] een algemene beschrijving van deformatie van visco-elastische druppels in een visco-elastische continue fase in een stationair axisymmetrische elongatie stroming. Volgens Elmendorp [23] klopt deze beschrijving goed met gemeten deformaties. De theorie is echter alleen geldig voor kleine invloeden van de elasticiteit, tevens is de tijdsafhankelijkheid niet in de theorie opgenomen.

Als experimentele aanpak wordt aanbevolen een serie tweede orde vloeistoffen met dezelfde viscositeit eerst op het 4-rollen apparaat te onderzoeken zodat de elastische effecten op een stationaire deformatie als functie van de reksnelheid bekend zijn. Later kan dan mbv de instationaire stroming in de conus het tijdsafhankelijke effect bestudeerd worden. Uit metingen met de verschillende vloeistoffen kan dan de elastische invloed op de tijdconstante bekeken worden.



Figuur 6.1. De vorm van een trompetvormig inzet stuk.

6. De trompet

Om het tijdsafhankelijke gedrag van deeltjes in elongatiestroming te onderzoeken is een stapfunctie in de reksnelheid een goed middel. Zoals genoemd door Elmendorp [4] geeft van Aken [26] voor de vorm van een cirkelsymmetrische vernauwing met zo'n stapfunctie

$$R = \frac{A}{(z+z_t)^{1/2}} \tag{6.84}$$

met A en z_t constantes. Een voorbeeld hiervan is getekend in figuur 6.1. De bij deze trompetvormige vernauwing gegeven snelheid en reksnelheid is dan, gebruik makend van

$$v_z = \frac{2\phi}{\pi R^2(z)} \tag{6.85}$$

$$v_z = \frac{2\phi}{\pi A^2}(z+z_t) \tag{6.86}$$

$$\dot{\gamma}_z = \frac{2\phi}{\pi A^2} \tag{6.87}$$

Onder begeleiding van Elmendorp heeft T. Kempers in 1982 experimenten met Newtonse druppeltjes in een Newtonse continue fase in een stroming door zo'n trompet vormige vernauwing uitgevoerd. Bij deze trompet is $A=1.06\times10^{-3}$ en $z_t=5.59$ mm, volgens het opgemeten profiel. Bij een volume debiet van 10^{-6} m^3/s geeft dit een constante reksnelheid van 0.566 s^{-1}. Deze metingen, hoewel niet in een verslag opgenomen gelukkig toch nog in bij de vakgroep aanwezig, kwamen niet overeen met de theorie. De tijdconstante van het druppel-olie systeem was (volgens formule 2.54) ca 0.015 s, aanzienlijk korter dan de doorlooptijd van de druppel door de trompet. De druppel zou dus onmiddellijk de eind deformatie uitgaande van de berekende reksnelheid aan moeten nemen. De deformatie blijkt echter toe te nemen tot ca 3 maal de deformatie in het brede stuk van de trompet.

Een verklaring hiervoor is dat formule 6.85 een slechte benadering geeft voor de snelheid bij conushoeken groter dan 10^0. De gebruikte trompet heeft een groot deel met een hoek groter dan 10^0, dus zal formule 6.85 hier ook niet bruikbaar zijn. Een betere benadering geeft paragraaf 2.2. De in deze paragraaf behandelde beschrijving geldt alleen voor een rechte conus. Als benaderende berekening voor v_z beschouwen we de trompet als opgebouwd uit stukjes rechte conus met verschiilende hoeken. Weer uitgaande van een voldoende kleine druppel vinden we voor de snelheid in de z richting

$$v_z = k(\xi_0)\,\frac{2\phi}{\pi A^2}\,(z+z_t) \tag{6.88}$$

met $k(\xi_0)$ uit formule 2.16 en $\xi_0=\cos\theta$, met θ de hoek bij de bijbehorende z waarde. Deze hoek is te vinden uit de vorm van de trompet

$$\theta(z) = -\frac{\partial R}{\partial z} = \frac{A/2}{(z+z_t)^{3/2}} \tag{6.89}$$

hiermee wordt ξ_0

$$\xi_0 = \cos(\theta(z)) = \left(\frac{A^2}{4(z+z_t)^3} + 1\right)^{-1/2} \tag{6.90}$$

Door formule 6.90 en 2.16 in 6.88 in te vullen en v_z naar z te differentieren vinden we de reksnelheid

$$\dot{\gamma}_z = \dot{\gamma}_0\, k(\xi_0) f(\xi_0) \tag{6.91}$$

met $\dot{\gamma}_0 = \dfrac{2\phi}{\pi A^2}$, $k(\xi_0)$ gegeven door 2.16 en

$$f(\xi_0) = 1 - 3\,\frac{(\xi_0^2 + 3\xi_0 + 1)(1-\xi_0)}{1 + 2\xi_0} \tag{6.92}$$

en ξ_0 gegeven door 6.90.

z	θ_0	$k(\xi_0)$	$f(\xi_0)$	$\dot{\gamma}_z$	$(\lambda-1)_{ber}$	$(\lambda-1)_{exp}$
cm				1/s		
0.5	26.0	1.1965	0.5112	0.796	0.289	0.336
1.0	15.3	1.0622	0.8249	1.141	0.407	0.506
1.5	10.2	1.0269	0.9214	1.232	0.448	0.650
2.0	7.39	1.0140	0.9586	1.266	0.462	0.729
2.5	5.67	1.0082	0.9756	1.281	0.465	0.756
3.0	4.52	1.0052	0.9845	1.288	0.468	0.790
4.0	3.12	1.0025	0.9926	1.296	0.471	0.825
5.0	2.32	1.0014	0.9959	1.298	0.477	0.896

Tabel 6.1. Voor een deformatie meting van T. Kempers in de trompet met een volume debiet van 2.3 m^3/s zijn gegeven: de hoogte in de trompet, de plaatselijke hoek, de twee correctie factoren, de gecorrigeerde reksnelheid, de daarmee berekende deformatie , en de experimentele deformatie.

In tabel 6.1 is voor de door Kempers gebruikte trompet gegeven als functie van z: θ , $k(\xi_0)$, $f(\xi_0)$, $\dot{\gamma}_z$, $(\lambda-1)_{berekend}$, en $(\lambda-1)_{gemeten}$. De berekende deformatie is berekend mbv de theorie van Cox met de gecorrigeerde reksnelheid en met een tijdconstante gelijk aan nul. Dit is toegestaan omdat zoals eerder in dit hoofdstuk is vermeld, de tijdconstante veel kleiner is dan de doorlooptijd van de druppel door de trompet. Uit tabel 6.1. blijkt dat een gedeelte van de toename van de deformatie verklaard kan worden met de hierboven behandelde benadering. Men moet echter bedenken dat het stromings profiel in een conus niet gelijk is aan een Poisseuille profiel met een quasi-statische veranderende buisdiameter, zo ook zal het stromings profiel in een trompet niet exact berekend kunnen worden uit een conus stromings profiel met een quasi-statisch veranderende conus hoek.

Hierbij komt nog dat het trompet profiel opgemeten is. Een kleine meet fout hier in heeft al een grote fout in de reksnelheid tot gevolg. De waargenomen verschillen kunnen echter alleen in het smalle deel van de trompet verklaard worden met deze meetfout, omdat de meetfout van ca 0.2 mm daar de meeste invloed heeft.

De hier genoemde berekening is te ingewikkeld om door terug te rekenen tot een vorm te komen met een beter constante reksnelheid. Men zal hiervoor aangewezen zijn op de eindige elementen methode. Door het varieren van de vorm van de trompet zal dan een bruikbare vorm gevonden kunnen worden. Hiermee kan dan meteen berekend worden wat een eventuele fout in de fabricage van de trompet voor invloed heeft op de reksnelheid.

Een andere oplossing is het smeren van de wand van de trompet met een vloeistof met een veel lagere viscositeit dan de continue fase. De stroming is dan een propstroming met een reksnelheid

$$\dot{\gamma}_z = \frac{\phi}{\pi A^2} \qquad (6.93)$$

Deze oplossing geeft echter nog al wat technische problemen.

7. Conclusies

Voor bolletjes van ca 1 mm doorsnede is de in paragraaf 3.2.2. beschreven opstelling niet bruikbaar om de elasticiteits modulus voldoende nauwkeurig te bepalen. Uit deformatie metingen met een vier-rollen apparaat blijkt dat de met behulp van de deformatie theorie uit de metingen gedestilleerde waarde voor de elasticiteits modulus beter overeenkomt met die gevonden uit deformatie metingen in een conus dan waarden gevonden met de E-meter.

Uitrekproeven aan cilindertjes blijkt dat de afwijking bij deformatie metingen aan PVA/KR bolletjes aan strain hardening te wijten is, die begint op te treden bij λ-1=0.2. Bij gelatine bolletjes was niet direct met rekproeven aan cilindertjes te meten. Uit de deformatie metingen blijkt dat bij gelatine de strain hardening niet of pas bij een hogere rek optreedt.

Hoewel met de theorie van Brunn [3] de vorm van een elastisch bolletje in een door een conus stromende Newtonse vloeistof niet goed beschreven kan worden, is de deformatie tot een zekere grens in overeenstemming met de experimenten. Deze grens ligt hoger dan op grond van de theorie verwacht kan worden. Bij een viscositeit van de continue fase van ca 35 Pas is een goede overeenstemming gevonden tot λ-1=1.2 en bij een viscositeit van ca 100 Pas tot λ-1=0.5.

Om de numerieke beschrijving van de invloed van shear thinning van de disperse fase op het deformatie gedrag te onderzoeken zal een continue fase gebruikt moeten worden met een viscositeit met dezelfde orde van grootte als die van de disperse fase.

Voor een eventuele combinatie van de Newtonse druppel deformatie en de elastische bol deformatie theorie, ter beschrijving van complexere modelvloeistoffen zoals tweede orde vloeistoffen, kunnen de inleidende metingen alleen aangeven dat op systematische wijze veel metingen gedaan moeten worden, eerst op het vier rollen apparaat en daarna in de opstelling met de conus of een verbeterde versie van de trompet.

De juiste vorm van een trompetvormige vernauwing ter verkrijging van een stapfunctie in de reksnelheid zal met de eindige elementen methode gevonden moeten worden . Het in hoofdstuk 6 behandelde kan echter wel een redelijke indicatie geven voor een eerste benadering.

8. Lijst van gebruikte stoffen en apparatuur

carbopol	(acrylzuur) carbopol C941
separan	(polyacrylamide) Dow Separan AP 30
siliconen olie	(polydimethylsiloxaan) Tegiloxan
gelatine	Gelita Exquisit, blaadjes
PVA	Airvol V523
KR	Merck, Darmstad

voltmeter	PM2517 E multimeter Philips
viscositeitmeter	Haake RV12
rheogoniometer	Weissenberg R16
extensional rheometer	Rheostrain
spinning drop	ontwikkeld door Elmendorp en de Vos [14]
balans	Sauter type 404/11
meetmicroscoop	Leitz, Wetzlar
stroboscoop	strobotac type 1531 AB
videocamera	Sony DXC-1640P
video recorder	Panasonic Video Cassette Recorder NV-777
televisie	Blaupunkt Granada T16 color type FM100-20CQ

9. Symbolenlijst

A	constante voor beschrijving vorm trompet	$m^{3/2}$
A_s	doorsnede-oppervlak duwstangetje E-meter	m^2
B	breedte druppel	m
C	verhouding reksnelheid onverstoorde stromingsprofiel conus - afschuifsnelheid in de druppel	-
C_1	verhouding inzakking balans tegen belasting	m/kg
C_2	verhouding opwaartse kracht en lengte duwstangetje	kg/m
D	maat voor deformatie	-
E	elasticiteits modulus	Pa
H_E	hulpconstante E-berekening	$kg^{2/3}m^{-1}$
L	lengte druppel	m
P	druk rondpompsysteem	Pa
R	cilinder coordinaat	m
R_c	straal rechte buis	m
R_d	straal onvervormde druppel	m
T	temperatuur	^0C
V	volume	m^3
V_0	volume onvervormde druppel	m^3
We	visceus Weber getal	-
We_E	elastisch Weber getal	-
a	coefficient temperatuur-viscositeits relatie	
a_z	versnelling in de z richting	$m\ s^{-2}$
b	constante temperatuur-viscositeits relatie	
c	warmte capaciteit	$J/kg\ ^0C$
d	diameter druppel; spinning drop methode	m
e_{ii}	reksnelheids tensor	s^{-1}
e^*_{ii}	dimensieloze reksnelheids tensor	
$f(\xi_0)$	factor in beschrijving trompet stromings profiel	-
g	valversnelling	$m\ s^{-2}$
k	parameter in theorie van Cox	-
$k(\xi_0)$	factor in beschrijving conus stromings profiel	-
l	lengte duwstaafje in immersie olie	m
m	massa	kg
m_0	nulinstelling massa	kg
m_g	gemeten massa	kg
m'	maasa gecorrigeerd voor inzakking door eigen gewicht	kg

n	macht in power law model	-
p	viscositeits verhouding (dispers/continu)	-
r	straal druppel	m
r^*	dimensieloze straal druppel	-
t	tijd	s
t'	integratie tijd	s
t^*	dimensieloze tijd	-
t_0	doorloop tijd conus	s
t_c	tijdconstante	s
t_i	stapje in de tijd	s
u	indrukking bolletje	m
u_b	inzakking balans	m
u_i	instelling schroefmicrometer	m
v'	karakteristieke snelheid	m/s
v_i	snelheid op hartlijn buis uitgaande van Poisseuille profiel	m/s
v_r	radiale snelheid	m/s
v_z	snelheid in de z richting	m/s
y	integratie hulp variabele	-
z	coordinaat in conus	m
z_0	lengte conus als doorgetrokken tot diameter nul	m
z_{max}	lengte reele conus	m
z_t	constante bij beschrijving vorm trompet	m

β	coordinaat in beschrijving vorm druppel	^{0}
$\dot{\gamma}$	reksnelheid	s^{-1}
$\dot{\gamma}_R$	reksnelheid R-richting	s^{-1}
$\dot{\gamma}_z$	reksnelheid z- richting	s^{-1}
εF_{ii}	maat voor deformatie,visceuze geval	-
εG_{ii}	maat voor deformatie,elastische geval	-
η	viscositeit	Pas
η_0	constante viscositeit	Pas
η_d	viscositeit disperse fase	Pas
η_c	viscositeit continue fase	Pas
θ	conus hoek	^{0}
λ	maat voor deformatie	-
λ_e	maat voor deformatie voor grote tijden	-
λ_i	stapje in maat voor deformatie	-

ν	kinematische viscositeit	m^2/s
ξ	variabele in beschrijving conus stromings profiel	-
ξ_0	$\cos(\theta)$	-
ρ	dichtheid	kg/m^3
ρ	dichtheidsverschil	kg/m^3
σ	grensvlakspanning	N/m
$\tau_{11}-\tau_{22}$	eerste normaalspannings verschil	N/m^2
ϕ	volume debiet	m^3/s
Ψ_1	eerste normaalspannings coefficient	N/m^2
ω	hoeksnelheid spinning drop methode	s^{-1}

10. Literatuur lijst

1 Cox, R.G., J. Fluid Mech., 37, (1969), p 601
2 van der Reijden-Stolk, C., en A. Sara, Pol.Eng. Sc., te publiceren
3 Brunn, P.O., J.Fluid Mech., 126, (1983), p 533
4 Elmendorp, J.J., proefschrift, Technische Hogeschool Delft, (1986)
5 Happel, J., en H. Brenner,"Low Reynolds Number Hydrodynamics",Prentice Hall in Englewood Cliffs, New York (1965)
6 Bakker, R.G., afstudeerverslag vakgroep stromingsleer, Technische Hogeschool Delft, (1985)
7 Goldsmith, H.L., en S.G. Mason, "The microrheology of dispersions" in "Rheology" by F. Eirich, vol. 4, p 85-240, Academic Press, New York (1967).
8 Fetter, C.P., verslag derde jaars onderzoek, vakgroep TMS, Technische Hogeschool Delft, (1986)
9 Slaa, J., afstudeerverslag, vakgroep TMS, Technische Hogeschool Delft, (1985)
10 Schaerlaeckens, A., stageverslag, vakgroep TMS, Technische Hogeschool Delft (1
11 Kempers, T.P., afstudeerverslag, vakgroep TMS, Technische Hogeschool Delft, (1
12 de Jong, R.E., afstudeerverslag, vakgroep TMS, Technische Hogeschool Delft, (1
13 Timoshenko, S. en J.N. Goodier, "Theory of Elasticity", 2^{nd} ed., McGraw-Hill (1951), p372
14 Elmendorp, J.J., en G. de Vos, Pol.Eng.Sc., 415, 26, (1986)
15 Vonnegut, B., Rev. Sci. Instr., 131 (1942), p6
16 MS Silicone Fluids, technical data sheet G1
17 Takano,P., H.L. Goldsmith, en S.G. Mason, J. Coll. Int. Science,27,(1968), p26
18 Schut, J., verslag vierde jaars werk, vakgroep TMS, Technische Hogeschool Delft, verschijnt eind 1986
18b van der Reijden-Stolk, C., en A.S. van Heel en J. Schut in "Deformation of elastic spheres in elongational flow", 7^{th} annual AIChE European Colloquium, Scheveningen, 22 mei 1986.
19 Cobbet, W.G., en A.G. Ward, Rheologica Acta, Band 7, heft 3, (1968)
20 Grace, H.P. , Chem. Eng. Comm., 14 (1982), p225-277
21 van Oene, H., "Rheology of polymer blends and dispersions" H7 in "Polymer blen vol.1, D.R. Paul en S. Newman (ed.), Academic Press, New York,(1978), 295-351
22 Maalcke, R.J., afstudeerverslag, vakgroep TMS, Technische Hogeschool Delft,(19
23 Elmendorp, J.J., in "Mixing in polymer processing", ed. C. Rauwendaal, Marcel Dekker, New York, (1986).
24 Chin H.B., en C.D. Han, J.Rheol, 24 (1980) p1
25 Chin,H.B., en C.D. Han, J.Rheol, 23 (1979) p357
26 van Aken, J., proefschrift, Technische Hogeschool Delft,(1984)

Bijlagen

1.A. "Deformation of elastic spheres in elongational flow", samenvatting. van der Reijden-Stolk, C., en A.S. van Heel, en J Schut, 7th annual AIChE European Coloquium, Scheveningen, 22 mei 1986.

1.B. Poster, "Deformation of elastic spheres in elongational flow", zie 1.A.

2.A. lijst van deformatie metingen aan PolyVinylAlcohol/KongoRood bolletjes.

2.B. lijst van deformatie metingen aan gelatine bolletjes.

2.C. lijst van deformatie metingen aan carbopol en aan separan/suikerstroop oplossingen.

3.A. computer programma EBETER ter berekening van de elasticiteits modulus van elastische bolletjes

3.B. computer programma CONDEF ter berekening van het elastische of visceuze Webergetal, en ter productie van een tabel met de deformatie uitgezet tegen dit Webergetal voor de meetpunten en de theoretische waarde

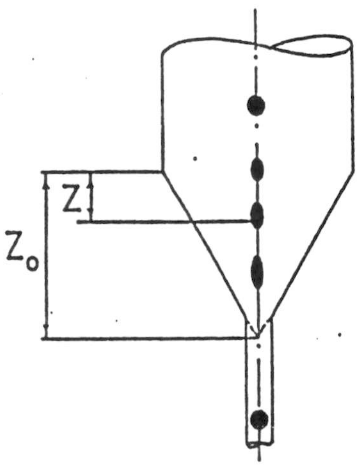
3.C. computer programma NUMDEF2 ter berekening van de deformatie van een shear thinning vloeistof druppeltje als functie van het visceuze Webergetal.

3.D. computer programma GNUMDEF1 ter berekening van de deformatie van een shear thinning vloeistof druppeltje als functie van de reksnelheid.

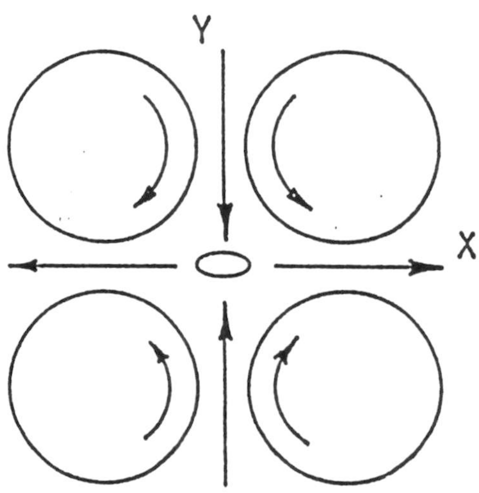
DEFORMATION OF ELASTIC SPHERES IN ELONGATIONAL FLOW.

C. v.d. Reijden-Stolk, A.S. van Heel, J. Schut
Delft University of Technology, Laboratory of
Polymer Technology, Julianalaan 136, 2628 BL
Delft, The Netherlands.

During mixing of molten polymers a droplet of one polymer, suspended in another polymer, is deformed and broken-up by shear as well as elongational flow. In a research to make dispersions in elongational flow the deformation of elastic spheres in elongational flow is studied.
To get a well known flow field, the following, simplified, geometries are being used.



The Cone



The Four-roller Apparatus

The four-roller apparatus has a time independent flow. The cone, a more realistic geometry, has a time dependent flow.
Pure elastic spheres are used to study the elastic effects on deformation of rheologically complex fluids, as molten polymers are.
The deformation of an elastic sphere in a Newtonian continuous phase is analytical described by Brunn*. This deformation depends on the elasticity of the sphere, the viscosity of the continuous phase and the elongational rate.
The results show that the theory fits the experiments up till a higher deformation than is prescribed. As the newtonian-newtonian system has already been studied we will be trying to combine the results to predict the deformation of more complex fluids, such as a second order model fluid.

*J.Fluid Mech.(1983) vol.126 pp.533-544

DEFORMATION OF ELASTIC SPHERES IN ELONGATIONAL FLOW

Mixing molten polymers, a droplet of one polymer, suspended in another polymer is deformed and broken up by shear as well as elongational flow. In a research to make dispersions in elongational flow the deformation of elastic spheres in stationary and instationary elongational flow is studied.

ir. C. van der Reijden-Stolk
J. Schut
A.S. van Heel
Lab. of Polymer Technology
Technical University Delft

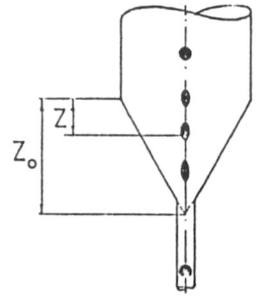
As a response to a step in elongational rate Brunn[+] shows that for small deformations this deformation is described by:

$$\lambda-1 = \frac{15}{2} We_E \; (1-\exp(-t/\tau))$$

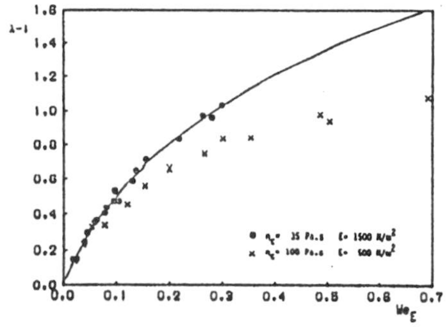
With λ the stretch of the sphere. We_E, the elastic Weber-number, defined by $We_E=(\eta_c\dot{\gamma}/E)$. And τ, the time constant, defined by $\tau=(9\eta_c/2E)$

To study the time dependent sphere deformation measurements are done in a cone flow, where the elongational rate can be calculated from:

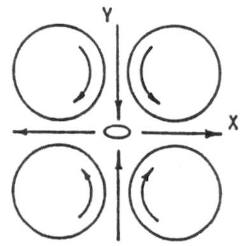
$$\dot{\gamma} = \frac{C_1}{(z_0-z)^3} \text{ (spatial) or } \dot{\gamma} = \frac{C_2}{(t_0-t)} \text{ (material)}$$



Integrating the stepfunction over the elongational rate we can write the deformation of the sphere as a function of the time dependent Weber number. The theory has been veryfied by variation of flux, viscosity of the continuous phase, cone angle, and elasticity of the sphere.
Below the theoretical line and two series of measurements are shown.



To study the time independent deformation of an elastic sphere, measurements are done in a four-roller apparatus which has a two dimensional hyperbolic flow field.



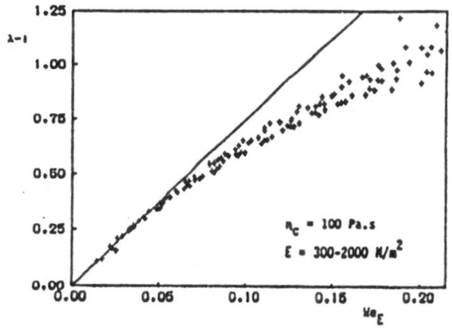
The velocity of the flow field is given by:

$$V_x = \dot{\gamma}.x \qquad V_y = -\dot{\gamma}.y$$

with $\dot{\gamma}$ the rate of elongation. Because this rate of elongation is independent of place, time can be eliminated by making $t \gg \tau$. The formula for deformation has then the simple form

$$\lambda-1 = \frac{15}{2} We_E$$

The results of our measurements are given below.



Conclusion :

The results show that the theory fits the experiments uptill a higher deformation than prescribed. As the Newtonian-Newtonian system has already been studied we will be trying to combine the results to predict the deformation of more complex fluids, such as second order fluids.

[+]J.Fluid Mech.(1983) vol.126 pp 533-544

data nr.	DM code	dm nr	hol nr	serie nr	% conc. KR	datum	tijd	° ϑ	°C T	Pas η_c	atm p_{N_2}	10^{-7} m³/s φ	mm d	Pa E	10^{-3} N/m σ	Pas η_d	We_{max}	$(\lambda-1)_{max,exp}$	s τ
Polyvinyl alcohol in Konge road																			
18	DM 9 sphere 25	9	25	11	3	1-10-85	15.30	10	20.4	36.4	8	16.8	2.11	4911			0.0378	0.142	
19	DM 10 sphere 27	10	27	13	$2\frac{1}{2}$	22-10-85	15.30	10	20.6	36.2	4	10.1	1.85	2698			0.0238	0.170	
20	DM 10 sphere 28	10	28	13	$2\frac{1}{2}$	22-10-85	15.30	10	20.6	36.2	4	10.1	1.85	2444			0.0263	0.151	
21	DM 11 sphere 27	11	27	13	$2\frac{1}{2}$	22-10-85	16.05	10	20.7	36.2	8	21.5	1.85	2698			0.0888	0.308	
22	DM 11 sphere 28	11	28	13	$2\frac{1}{2}$	22-10-85	16.05	10	20.7	36.2	8	21.5	1.85	2444			0.0980	0.329	
23	DM 12 sphere 27	12	27	13	$2\frac{1}{2}$	23-10-85	15.00	10	20.1	36.6	8	21.1	1.71	3723			0.0655	0.237	
24	DM 12 sphere 28	12	28	13	$2\frac{1}{2}$	23-10-85	15.00	10	20.1	36.6	8	21.1	1.74	3648			0.0668	0.245	
25	DM 13 sphere 27	13	27	13	$2\frac{1}{2}$	24-10-85	16.00	10	20.8	36.1	8	21.4	1.62	6021			0.0410	0.171	
26	DM 13 sphere 28	13	28	13	$2\frac{1}{2}$	24-10-85	16.00	10	20.8	36.1	8	21.4	1.64	5048			0.0489	0.207	
27	DM 14 sphere 27	14	27	13	$2\frac{1}{2}$	25-10-85	15.00	10	20.5	36.3	8	21.2	1.56	9118			0.0270	0.692	
28	DM 14 sphere 28	14	28	13	$2\frac{1}{2}$	25-10-85	15.00	10	20.5	36.3	8	21.2	1.58	8227			0.0299	0.145	

data nr	DM code	dm nr	bel nr	serie nr	a/c conc g/l	datum	tijd	ϑ	°C T	Pas η_i	atm P_{N_2}	10^{-7} m³/s φ	mm d	Pa E	10^{-3} N/m σ	Pa s η_i	kiz max	[illegible] max	s τ
gelatine																			
50	DM 25 BG1 SS30	25	1	30	2.0	9-1-86	1400	30	22.3	35.1	1.2	3.01	1.14	764			0.127	0.632	0.21
51	DM 26 BG1 SS30	26	1	30	2.0	9-1-86	15.45	30	22.5	34.9	1.7	4.41	1.14	764			0.185	0.774	0.21
52	DM 27 BG1 SS30	27	1	30	2.0	9-1-86	16.30	30	22.5	34.8	2.6	6.59	1.09	764			0.445	1.080	0.20
53	DM 28 BG1 SS30	28	1	30	2.0	9-1-86	1645	30	22.8	34.7	3.5	9.13	1.09	764			0.353	1.172	0.20
54	DM 29 BG1 SS30	29	1	30	2.0	10-1-86	1500	30	22.5	34.9	1.5	3.97	0.95	2032			0.0625	0.503	0.077
55	DM 29 BG2 SS30	29	2	30	2.0	10-1-86	1500	30	22.5	34.9	1.5	3.97	1.15	1109			0.128	0.667	0.14
56	DM30 BG1 SS30	30	1	30	2.0	10-1-86	1600	30	22.8	34.7	3	7.65	0.95	2032			0.157	0.741	0.077
57	DM30 BG2 SS30	30	2	30	2.0	10-1-86	1600	30	22.8	34.7	3	7.65	1.15	1109			0.266	0.950	0.14
58	DM31 BG1 SS30	31	1	30	2.0	10-1-86	16.15	30	22.9	34.6	5	13.20	0.95	2032			0.231	0.952	0.077
59	DM 31 BG2 SS30	31	2	30	2.0	10-1-86	16.15	30	22.9	34.6	5	13.20	1.15	1109			0.439	1.323	0.14
60	DM 32 BG1 SS30	32	1	30	2.0	10-1-86	1630	30	23.0	34.6	7	19.40	0.95	2032			0.221	1.038	0.077
61	DM32 BG2 SS30	32	2	30	2.0	10-1-86	1630	30	23.0	34.6	7	19.40	1.15	1109			0.297	2.012	0.14
63	DM34 BG1 SS33	34	1	33	3.0	24-2-86	13.00	30	20.6	36.2	1.5	3.79	1.16	1762			0.0799	0.429	0.092
64	DM34 BG2 SS33	34	2	33	3.0	24-2-86	13.00	30	20.6	36.2	1.5	3.79	1.26	2072			0.0796	0.442	0.077
65	DM34 BG1 SS32	34	1	32	2.5	24-2-86	13.00	30	20.6	36.2	1.5	3.79	1.20	911			0.143	0.662	0.18
66	DM35 BG1 SS33	35	1	33	3.0	24-2-86	1400	30	20.9	36.0	3	7.38	1.16	1762			0.181	0.631	0.092
67	DM35 BG2 SS33	35	2	33	3.0	24-2-86	1400	30	20.9	36.0	3	7.38	1.26	2072			0.167	0.685	[illegible]
76	DM 39 BG1 SS36	39	1	36	3.0	27-3-86	1500	30	23.6	103.9	1.6	1.33	1.00	500*			0.376	0.710	0.94
75	DM 39 BG1 SS37	39	1	37	5.0	27-3-86	1500	30	23.6	103.9	1.6	1.33	1.21	1800*			0.0961	0.391	0.26
74	DM 40 BG1 SS36	40	1	36	3.0	27-3-86	1640	30	23.6	103.9	3	2.55	1.00	500*			0.691	1.000	0.94
73	DM 40 BG1 SS37	40	1	37	5.0	27-3-86	1645	30	23.6	103.9	3	2.55	1.21	1800*			0.192	0.638	0.26

carbopol (941 Ziweli)																		
62	DM33 B1 CP1	33	1	1	0.75	24-1-86		30	22.7	34.8	0.6	1.34	~0.75		22.0	$2.29\dot{\gamma}^{-0.567}$		4.56
68	DM33 B2 CP1	33	2	1	0.75	24-1-86		30	22.7	34.8	0.6	1.34	~0.82					2.50
69	DM33 B3 CP1	33	3	1	0.75	24-1-86		30	22.7	34.8	0.6	1.34	~0.76					2.20
71	DM33 B4 CP1	33	4	1	0.75	24-1-86		30	22.7	34.8	0.6	1.34	~0.70					2.15
stroop / separan																		
72	DM36 B1 BF1	36	1	1	12-12-85 + 3% H_2O 500 ppm	13-3-86	1400	30	22.0	35.3	1	2.64	~0.98	$\tau_{11}-\tau_{22} = 49.9\dot{\gamma}_a^{0.253}$	36.6	25.1	1.50	3.26
77	DM36 B2 BF1	36	2	1	"	"	"	30	22.6	35.3	1	2.64	~0.84		36.6	25.1	1.43	3.00
78	DM36 B3 BF1	36	3	1	"	"	"	30	22.0	35.3	1	2.64	~1.15		36.6	25.1	1.95	4.07
79	DM36 B4 BF1	36	4	1	"	"	"	30	22.0	35.3	1	2.64	~1.18		36.6	25.1	1.52	3.24
80	DM36 B5 BF1	36	5	1	"	"	"	30	22.0	35.3	1	2.64	0.87		36.6	25.1	1.25	3.42
81	DM37 B1 BF2	37	1	2	2-1-86 +10% H_2O 100 ppm	14-3-86	1300	30	22.4	35.0	1	2.40	0.65	$0.35\dot{\gamma}_a^{1.192}$	27.2	12.6	1.70	2.75
82	DM37 B2 BF2	37	2	2	"	"	"	30	22.4	35.0	1	2.40	0.62		27.2	12.6	1.94	1.64
83	DM37 B3 BF2	37	3	2	"	"	"	30	22.4	35.0	1	2.40	0.97		27.2	12.6	1.83	3.54
84	DM37 B4 BF2	37	4	2	"	"	"	30	22.4	35.0	1	2.40	0.69		27.2	12.6	2.04	3.50
85	DM37 B5 BF2	37	5	2	"	"	"	30	22.4	35.0	1	2.40	0.56		27.2	12.6	1.62	2.41
86	DM37 B6 BF2	37	6	2	"	"	"	30	22.4	35.0	1	2.40	0.66		27.2	12.6	2.02	3.03
87	DM38 B4 BF2	38	4	2	"	"	1400	30	22.4	35.0	2	4.89	0.67		27.2	12.6	3.43	3.79
88	DM38 B5 BF2	38	5	2	"	"	"	30	22.4	35.0	2	4.89	0.58		27.2	12.6	3.24	0.994
89	DM38 B6 BF2	38	6	2	"	"	"	30	22.4	35.0	2	4.89	0.63		27.2	12.6	3.12	2.91
70	test data							30		34.8		1.34			27.0	34.8		3.00

Bijlage 2.C.

Bijlage 3.A. Programma ter berekening van de elasticiteits modulus van elastische bolletjes.

```
[illegible]
CBASIC V7.01 READY
LOAD "EDETER"

CBASIC V7.01 READY
LIST

PROGRAM NAME - EDETER
    4 DIM XV(50)
    5 DIM X(50)
    6 DIM YV(50)
    7 DIM Y(50)
    8 DIM B$(20)
    9 DIM BX(20) : DIM BY(20)
   10 REM  DIT PROGRAMMA BEREKENT DE ELASTICITEITS MODULUS
   20 REM  VAN EEN EL. BOLLETJE
   21 PRINT "GEEF BOL EN SERIE NUMMER (STRING)"
   22 INPUT A$
   30 SI=10 : SPEED=1
   40 GOLIB "PLOTINIT",SI,SPEED
   50 PRINT "GEEF AANTAL PUNTEN"
   60 INPUT NBR
  110 PRINT "GEEF DIAMETER BOLLETJE MM"
  120 INPUT R
  121 R=R/2
  130 FOR I=1 TO NBR
  140 PRINT "GEEF VERPLAATSING 0.01MM"
  150 INPUT XV(I)
  160 PRINT "GEEF GEWICHT 0.1MG"
  170 INPUT YV(I)
  180 NEXT I
  181 PRINT "WILT U DE PUNTEN NAKIJKEN 1/0"
  182 INPUT PP
  183 IF PP=1 THEN GOTO 550
  184 CD=0.029
  185 COK=0.3
  189 PRINT "GEEF NULPUNTSVERPLAATSING 0.01MM"
  190 INPUT DO
  191 PRINT "GEEF NULPUNTSMASSA 0.1MG"
  192 INPUT MO
  193 FOR I=1 TO NBR
  194 IF ((YV(I)-MO)-(DO-XV(I))*COK)<0 THEN GOTO 199
  197 X(I)=DO-XV(I)-(YV(I)-MO)*CD
  198 Y(I)=(YV(I)-MO-X(I)*COK)**(2/3)
  199 NEXT I
  200 TYPE=3 : X0=30 : Y0=25 : AL=0 : DX=230 : DY=150 : XI=X(1) : YI=0
  210 XA=X(NBR) : YA=Y(NBR) : XD=5 : YD=10 : XTEXT$=" U IN 0.01MM".
  220 YTEXT$=" (M-MO)**2/3  0.1MG"
  230 GOLIB "PLOTFRAME",TYPE,X0,Y0,AL,DX,DY,XI,YI,XA,YA,XD,YD,XTEXT$,YTEXT$
  240 FLUSH "PLOTFRAME"
  250 PEN=1 : LINEPOINT$="POINTS" : LTYPE=0 : PTYPE=3 : PSIZE=2 :
  260 STANDARDIZED=0
  270 GOLIB "PLOTPOINTS",PEN,LINEPOINT$,NBR,LTYPE,PTYPE,PSIZE,STANDARDIZED
  280 FLUSH "PLOTPOINTS"
  282 REM
  283 REM  "LINEAR BEST FIT "
  284 REM
  290 PRINT "GEEF LINKER PUNT NR LIN BEST FIT"
  300 INPUT XL
  310 PRINT "GEEF RECHTER PUNT NR LIN BEST FIT"
  320 INPUT XR
  321 XS=0
  322 YS=0
  323 XY=0
  324 XK=0
  325 N=0
  330 FOR I=XL TO XR
  340 N=N+1
  350 XS=XS+X(I)
```

```
 990 B$(9)=NUM$(YL)
1000 BX(9)=25
1010 BY(9)=140
1020 B$(10)="XR="
1030 BX(10)=15
1040 BY(10)=135
1050 B$(15)=NUM$(YR)
1060 BX(15)=25
1070 BY(15)=135
1080 B$(11)="TO="
1090 BX(11)=15
1100 BY(11)=130
1110 B$(12)=NUM$(B)
1120 BX(12)=25
1130 BY(12)=130
1140 B$(13)="Z="
1150 BX(13)=15
1160 BY(13)=125
1170 B$(14)=NUM$(Z)
1180 BX(14)=25
1190 BY(14)=125
2000 FOR I=1 TO 15
2010 TEXT$=B$(I)
2020 XM=BX(I)
2030 YM=BY(I)
2040 GOLIB "PLOTTEXTM",TEXT$,XM,YM,BETA,HEIGHT,SPACE,PEN,STANDARDIZED
2050 NEXT I
2060 FLUSH "PLOTTEXTM"
2070 GOTO 520
4990 GOLIB "PLOTTERMIN"
4999 PRINT "END OF PROGRAM INSERT COIN TO PLAY AGAIN"
5000 END

CBASIC V7.01 READY
```

```
600 PS$=""
610 SET "CRT" TO 1,1,0,0,20
620 ? CHR$(12)
630 GOLIB "PLOTTERMIN" : ONERROR 640
640 FLUSHLIB
650 END
660 OPEN "CONDEFH" ON #0 FOR INPUT ,PW=PS$
670 ONERROR 690
680 GOTO 730
690 IF EN<>97 THEN STOP
700 SET "CRT" TO 1,1
710 ? "INVALID PASSWORD ! STATE THE RIGHT ONE !"
720 GOTO 350
730 ? : INPUT "DATA NUMBER (1 TO 250) =":ND : IF ND<1 OR ND>250 THEN 730
740 NR=(ND-1)*19+1'  NR - starting addres of data ND in the file "CONDEFD"
750 FIND #0,ND
760 GET #0,ID$,EL,CF$,DF$,T$,VC,VD,SG,TH,ZO,FI,NP
770 ONERROR 790
780 GOTO 850
790 IF EN<>66 THEN STOP
800 ? CHR$(12)
810 SET "CRT" TO 1,1
820 NW=1
830 ? : ? : PRINTUSING "NO DATA NUMBER#### FOUND":ND
840 GOTO 900
850 NW=0
860 'NW=1 - new data (no data ND found)
870 'NW=0 - found data ND
880 ? : ? : PRINTUSING "FOUND PREVIOUS DATA NUMBER###":ND
890 GOSUB 3110
900 KEYDEF : KEYDEF 1=1010,3=2490,S1=1090
910 'key  1 - switch to NEXT data number
920 'key S1 - switch to PREVIOUS data number
930 'key  3 - no data input, jump to calculation and print
940 SET "CRT" TO 1,3,1
950 ? "KEY:                   1                         3                       SHIFT 1"
960 ? "FUNCTION:      NEXT DATA                     PRINT                  PREV. DATA"
970 SET "CRT" TO -1,-1,0
980 IF NW=0 THEN PRINTUSING 3160;ID$
990 INPUTLINE (30),"DATA:";Q$ : ? : IF Q$<>"" THEN ID$=Q$
1000 GOTO 1170
1010 KEYDEF
1020 SET "CRT" TO 1,3,1
1030 FOR I=1 TO 2
1040 ? "                                                                              "
1050 NEXT I
1060 SET "CRT" TO -1,-1,0
1070 ND=ND+1
1080 IF ND>250 THEN 730 ELSE 750
1090 KEYDEF
1100 SET "CRT" TO 1,3,1
1110 FOR I=1 TO 2
1120 ? "                                                                              "
1130 NEXT I
1140 SET "CRT" TO -1,-1,0
1150 ND=ND-1
1160 IF ND<1 THEN 730 ELSE 750
1170 KEYDEF : KEYDEF 2=850,3=2410
1180 'key  2 - correction of an uncorrect input
1190 'key  3 - jump to calculation and print
1200 SET "CRT" TO 1,3,1
1210 ? "KEY:                      2                        3                          "
1220 ? "FUNCTION:          CORRECTION                  PRINT                          "
1230 SET "CRT" TO -1,-1,0
1240 IF NW=0 THEN PRINTUSING 3170;CF$
1250 INPUTLINE (20),"CONTINUOUS PHASE:";Q$ : ? : IF Q$<>"" THEN CF$=Q$
1260 IF NW=0 GOTO 1340
1270 ? "FLUID DROP (RETURN) OR ELASTIC SPHERE (WHATEVER ELSE) ?"+CHR$(7)
1280 FETCH #CONIN,Q$
1290 ONERROR 1310
1300 GOTO 1320
1310 IF EN=1 GOTO 1280
1320 IF ASCII(Q$)=13 THEN FL=0 ELSE FL=1
```

```
2000 LS=LS+L : BS=BS+B : LL=LL+L*L : BB=BB+B*B
2010 NEXT I
2015 L=LS/RE : B=BS/RE
2020 SET "CRT" TO 1,3,1
2030 FOR I=1 TO 2
2040 ? "                                                                        "
2050 NEXT I
2060 SET "CRT" TO -1,-1,0
2070 ? "WOULD YOU LIKE TO PRINT THE L,B-VALUES (NO=RETURN,YES=WHATEVER ELSE)"+C
HR$(7)
2080 FETCH #CONIN,Q$
2090 ONERROR 2110
2100 GOTO 2120
2110 IF EN=1 GOTO 2080
2120 IF ASCII(Q$)=13 GOTO 2330
2130 Q=100*RE*MA
2140 ? : ? : ? : PRINTUSING "       POINT NUMBER####       z =##.###^^^^ cm";MP+1
;100*Z
2150 ? : ? : ? "        L-s(cm)    B-s(cm)      L(mm)       B(mm)" : ?
2160 FOR I=1 TO RE
2170 PRINTUSING "##########.# #######.# ######.### ######.###";L(I);B(I);1E3*L(
I)*PP;1E3*B(I)*PP
2180 NEXT I
2190 Q=RE-1 : IF Q=0 GOTO 2320
2200 L=LS/RE : B=BS/RE
2210 ? : PRINTUSING "       MEAN VALUES############.### ######.###";1E3*L;1E3*B
2220 SL=SQR((RE*LL-LS*LS)/Q)/RE
2230 SB=SQR((RE*BB-BS*BS)/Q)/RE
2240 PRINTUSING "       STD. DEV. OF MEAN######.### ######.###";1E3*SL;1E3*SB
2250 DATA   0,12.7,4.3,3.18,2.75,2.57,2.45,2.37,2.31,2.26
2260 't-values for increesing number of degrees of freedom
2270 RESTORE 2250
2280 FOR I=1 TO RE
2290 READ TT
2300 NEXT I
2310 PRINTUSING "       STD. ERROR OF MEAN#####.### ######.###";1E3*TT*SL;1E3*TT
*SB
2320 RELEASE #CONOUT
2330 PUT #1,Z,L,B
2340 NQ=NQ+1
2350 MP=MP+1
2360 IF MP=20 THEN ? : ? "SORRY, DATA FILLED" ELSE 1690
2370 IF MP<NP THEN MP=NP
2380 IF MP=0 THEN MP=NP
2390 NP=MP
2400 CLOSE #1,PROT
2410 RENAME #0 TO "CONDEFH"
2420 CLOSE #0
2430 OPEN "CONDEFH" ON #0 FOR OUTPUT,PW=PS$
2440 FIND #0,ND
2450 PUT #0,ID$,EL,CF$,DF$,T$,VC,VD,SG,TH,ZO,FI,NP
2460 CLOSE #0,PROT
2470 OPEN "CONDEFH" ON #0 FOR INPUT ,PW=PS$
2480 '
2490 'print of final calculation
2500 SET "CRT" TO 1,3,1
2510 FOR I=1 TO 2
2520 ? "                                                                        "
2530 NEXT I
2540 SET "CRT" TO -1,-1,0
2550 ? : ? : ? "WOULD YOU LIKE TO PRINT THE FINAL RESULTS (YES=RETURN,NO=WHATEV
ER ELSE)"+CHR$(7)
2560 FETCH #CONIN,Q$
2570 ONERROR 2590
2580 GOTO 2600
2590 IF EN=1 GOTO 2560
2600 IF ASCII(Q$)<>13 THEN CLOSE #0 : GOTO 530
2610 FIND #0,ND
2620 GET #0,ID$,EL,CF$,DF$,T$,VC,VD,SG,TH,ZO,FI,NP
2630 CLOSE #0
2640 IF NP=0 THEN PRINTUSING "SORRY, NO DATA NUMBER### AVAILABLE";ND : GOTO 530
```

```
3200 !        TEMPERATURE:'[illegible] C
3210 ? : PRINTUSING "       DIMENSIONAL PARAMETERS:"
3220 ? : PRINTUSING "       ETA-C (Pa.s) =##.###^^^^         THETA (deg)  =######
.##":VC:TH
3230 IF EL=0 THEN Q$="ETA-D (Pa.s)" ELSE Q$="E (Pa)        "
3240 PRINTUSING "       "+Q$+" =##.###^^^^         ZO (m)         =##.###^^^^":VD:ZO

3250 IF EL=0 THEN PRINTUSING "       SIGMA_(Pa.m) =##.###^^^^":SI: ELSE ? "
                    ";
3260 PRINTUSING "       FI (m3/s)     =##.###^^^^":FI
3270 RETURN
3280 LOADA "ECHODRIVER"
3290 CALLA "ECHOINIT"
3300 ASSIGN $AUX TO "SIO" : SET "SIO" TO 132,66,0,9600
3310 ASSIGN #CONOUT TO "ECHO"
3320 LIST

CBASIC V7.01 READY
```

```
  486 CALLA "ECHOINIT"
  487 ASSIGN #AUX TO "SIO" : SET "SIO" TO 132,66,0,9600
  488 ASSIGN #CONOUT TO "ECHO"
  490 '
  491 PRINT "AANTAL STAPJES  ";NBR : PRINT "CONUS HOEK  ";BE : PRINT "DEBIET  ";
FI : PRINT "OPPERVLAKTE SPANNING  ";SO
  492 PRINT "VISCOSITEIT CONTINUE FASE  ";EC : PRINT "STRAAL DRUPPEL  ";RD
  493 PRINT "VISCOSITEIT DISPERSE FASE  ";KF;"*(G**";M;")"
  494 PRINT "VERHOUDING ELONGATIE-AFSCHUIVING VISCOSITEIT";VEA
  495 PRINT "VERHOUDING MATRIX-DRUPPEL ELONGATIE";AMD
  496 PRINT "TIJDCONSTANTE";C2 : PRINT "GROOTSTE ELONGATIE";G(NBR) : PRINT "GROO
TSTE WEBER GETAL";WE(NBR) : PRINT "GROOTSTE DEFORMATIE";D(NBR)
  499 FLUSH "ECHO"
  500 INPUT "NOG EEN GRAFIEK, 1/0";PLOT
  510 IF PLOT=1 THEN 110
  530 FLUSHLIB
  540 END

CBASIC V7.01 READY
FLUSH "ECHO
```

```
  487 ASSIGN #AUX TO "ECHO" : SET "ECHO" TO 192,66,0,9600
  488 ASSIGN #CONOUT TO "ECHO"
  490 '
  491 PRINT "AXIAAL STANDEN  ";NDX : PRINT "DIMUIS HOEK  ";HE : PRINT "MEDIUM  ";
FI : PRINT "DOPPELAKTE GRANULAR  ";GD
  492 PRINT "VISCOSITEIT CONTINUE FASE  ";EC : PRINT "STRAAL DRUPPEL  ";RD
  493 PRINT "VISCOSITEIT DISPERSE FASE  ";GF;"(GX*";MI;")"
  494 PRINT "VERHOUDING ELONGATIE-AFSCHUIVING VISCOSITEIT";VEA
  495 PRINT "VERHOUDING MATRIX-DRUPPEL ELONGATIE";AMD
  496 PRINT "TIJDCONSTANTE";T2 : PRINT "GROOTSTE ELONGATIE";G(NBR) : PRINT "GROO
TSTE DEFORMATIE";D(NBR)
  497 FLUSH "ECHO"
  500 INPUT "NOG EEN GRAFIEK, 1/0";PLOT
  510 IF PLOT=1 THEN 110
  530 FLUSHLIB
  540 END

CBASIC V7.01 READY
FLUSH "ECHO
```