



INSTITUUT VOOR
METEOROLOGIE EN
OCEANOGRAPHIE

Rijksuniversiteit - Utrecht

Enkele metingen aan drainerende zeepvliezen

R.C. Kloosterziel
D. van Straten

v 81-35

SAMENVATTING.

Dit is het verslag van een onderzoek naar het dynamisch gedrag van een verticaal opgesteld zeepvlies, dat gedaan werd in het kader van het voorcandidaatspracticum natuurkunde te Utrecht. Dit onderzoek is gedaan op het van 't Hoff lab voor fysische en colloid chemie onder leiding van de heer J. Joosten, waarbij gebruik gemaakt werd van de aldaar aanwezige opstelling.

De dikte van een zeepvlies werd bepaald d.m.v. intensiteitsmetingen van een aan het vlies gereflecteerde bundel laserlicht. In het diktegebied van 60 tot 500 nm. vinden we dat de dikte voldoet aan een vergelijking van de vorm:

$$dh/dt = K.h^{\alpha} \quad (K \text{ en } \alpha \text{ zekere constanten})$$

hetgeen neerkomt op een machtsverval van de dikte met de tijd.

De dimensieloze exponent α , die niet van de hoogte in het vlies lijkt af te hangen, werd bepaald op: $\alpha = 2.27 \pm 0.03$.

De waarde $\alpha = 2.5$ die volgt uit het eenvoudige model voor marginal regeneration toont de noodzaak van een beter model aan.

Samenvatting.

§ 1.	Voorwoord.	- 1 -
§ 2.	Zeepvliezen.	- 2 -
§ 2.1	Algemeen.	
§ 2.2	Grensvlakken en Oppervlaktespanning.	
§ 2.3	Laplacedruk.	- 3 -
§ 2.4	Krachten in een Zeepvlies.	
§ 2.4.1	Het Bestaan van Zeepvliezen.	- 4 -
§ 2.4.2	Splijtdruk.	
§ 2.4.3	Moleculaire Verklaring.	- 5 -
§ 2.5	Evenwichtscondities.	- 6 -
§ 2.6	Film drainage.	
§ 2.6.1	Dimensieanalyse.	- 8 -
§ 2.6.2	Drainage van Rigide Films.	- 9 -
§ 2.6.3	Eenvoudig Model voor Marginal Regeneration.	
§ 3.	Experiment.	- 12 -
§ 3.1	Opstelling.	
§ 3.2	Metingen.	- 14 -
§ 3.2.1	Brekingsindex.	
§ 3.2.2	Meetseries.	
§ 4.	Verwerking.	- 15 -
§ 4.1	Apple programma.	- 16 -
§ 4.2	De Nova.	- 17 -
§ 5.	Resultaten en Conclusies.	- 18 -
§ 5.1	Resultaten.	
§ 5.2	Conclusies.	- 19 -
§ 5.3	Discussie.	
§ 6.	Grafieken.	- 20 -
	Literatuur.	- 32 -
Appendix I : Formule van Airy.		
Appendix II : Pulfrich Refractometer.		
Appendix III: Listings.		

§ 1. Voorwoord.

Om onduidelijke redenen gebeurde het dat wij ons op een avond aan het verbazen waren over het bestaan van zeepbellen. We realiseerden ons dat het mogelijk is om in de natuurkunde af te studeren zonder méér te kunnen zeggen dan: 'Zeepbellen,... heeft dat niet met oppervlaktespanning te maken?'. Onze verbazing werd al snel omgezet in plannen om er eens wat aan te meten. We moesten allebei ons voorcandidaats-practicum nóg afmaken en gezien de redelijk flexibele regelingen hierbij, leek het ons aardig dit idee in het C-practicum in te passen. Na enig rondvragen bleek al snel dat er in Utrecht bij de vakgroep colloïdchemie een uitgebreid zeepvliezen project aan de gang was. De heer J. Joosten bleek bereid ons te begeleiden bij een experimentje dat twee weken zou duren. Daarbij konden we beschikken over een schitterende opstelling. Deze opstelling wordt gebruikt om aan aan oppervlaktegolven op zeepvliezen te meten. Door naar de verstrooiing van licht aan het vlies te kijken, kan men de dispersierelatie van deze golven meten. Deze dispersierelatie, die ook op grond van de theorie bepaald kan worden, levert dan een test voor het (in essentie in § 2.4.3 gepresenteerde) zeepvliesmodel (zie [6]). Het zeepvliezen onderzoek vormt weer een deel van het meer algemene onderzoek naar de stabiliteit van colloïdale systemen ('DLVO-theorie'), een gebied waarop Nederland een naam heeft hoog te houden.

Die twee weken werden drie maanden, waarin van onze aanvankelijk ambitieuze plannen maar weinig terecht kwam. Dit lag niet in de laatste plaats aan de gezellige sfeer binnen de vakgroep. Dat dit verslag er toch is gekomen is vooral te danken aan de geduldige Jacques-'nieuwe ronden, nieuwe dubbeltjes'-Joosten en Henk-'hexadecimaal'-Mos.

§ 2. ZEEPVLIEZEN.

§ 2.1 Algemeen.

Zeepbellen en zeepvliezen mogen zich verheugen in een al eeuwen oude wetenschappelijke interesse. Newton en Hooke beschreven al de mysterieuze processen die men eenvoudig met het blote oog kan waarnemen: de verandering van de kleurpatronen, het verschijnen van de 'black spots' en het ten-slotte helemaal zwart worden of ook vaak het uiteen spatten van de zeepbel. Hoewel het leven van de thuis vervaardigde zeepbellen vaak kort is (~minuten), heeft men hier toch te maken met een echte thermodynamisch metastabiele toestand. Dewar slaagde er al in een zeepvlies door zorgvuldige conditionering 3 jaar lang te bewaren. (zie [5]). Ook door geschikte keuze van de zeep kan men de levensduur enorm vergroten (zie [9]), tot wel zo'n 10 jaar. Hoewel Lord Rayleigh als eerste een foto (!) van een uiteenspattende zeepbel maakte (zie [4]), gaat de meeste wetenschappelijke belangstelling thans toch uit naar zeepfilms in evenwicht of de nadering naar dat evenwicht.

Alvorens over te gaan tot de behandeling van het evenwicht en het naderen daartoe bespreken we hier kort enkele begrippen die, ons inziens, van belang zijn.

§ 2.2 Grensvlakken en Oppervlaktespanning.

Een 2-dimensionale ruimtelijke uitgebreidheid die de scheiding vormt tussen 2 thermodynamische fasen noemen we een grensvlak. Men kan hierbij bijvoorbeeld denken aan een vloeistof in evenwicht met zijn damp. Het is een experimenteel gegeven dat er in de natuur een tendens bestaat dit oppervlak zo klein mogelijk te maken. De contractiekrachten die verantwoordelijk zijn voor deze tendens zijn een uiting van het verschijnsel oppervlaktespanning:

om een oppervlak van A naar $A+dA$ te vergroten moet een arbeid $dW = \gamma dA$ verricht worden. De constante γ ($[\gamma] = \text{N/m}$) heet de oppervlaktespanning.

Er geldt: $dU = dW + dQ$ (U inwendige energie; dQ opgenomen warmte)

$$= \gamma dA + T dS \quad (T \text{ temperatuur ; } S \text{ entropie})$$

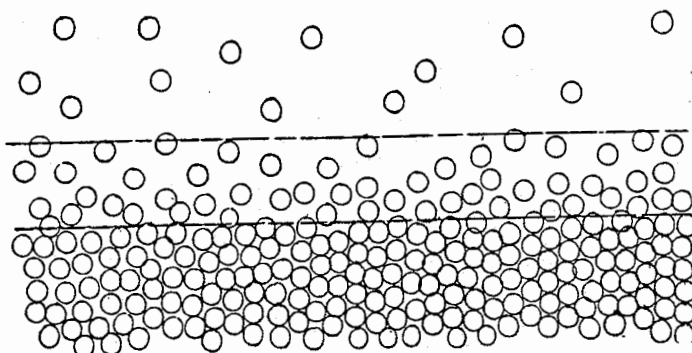
Met $F = U - TS$ (F is de vrije energie) volgt dat:

$$dF = -SdT + \gamma dA \quad \text{ofwel:}$$

$$\left(\frac{\partial F}{\partial A}\right)_T = \gamma \quad \text{d.w.z. de oppervlaktespanning kan geïnterpreteerd}$$

worden als een vrije energie per oppervlakte eenheid.

We kunnen het bestaan van de grensvlakspanning op moleculaire basis begrijpen: stel we beschouwen een vloeistof in evenwicht met z'n damp. In de vloeistof zijn de deeltjes, door de moleculaire aantrekking, meer gebonden en minder bewegelijk dan de deeltjes in de dampfase. Het gevolg is dat zowel U als S in de dampfase groter zijn. Omdat zowel U als S continu moeten verlopen wanneer we van de ene fase door het grensvlak de andere binnen gaan, volgt het bestaan van een grenslaag: een laag waarin U en S waarden tussen die van damp en vloeistof in hebben.

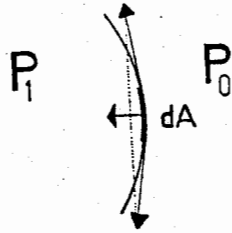


figuur 2.1

Hieruit volgt dat voor een deeltje dat zich in de grenslaag bevindt de interactiekrachten met z'n buurdeeltjes geen evenwicht kunnen maken (door de niet-symmetrische omhulling); er resulteert een netto kracht die naar de vloeistof gericht is. In een evenwichtssituatie wordt deze kracht gecompenseerd door een thermodynamische kracht: de extra bewegelijkheid (t.o.v. de vloeistoffase) in het grensvlak. (voor meer uitvoerige beschrijving zie [7]).

§ 2.3 Laplace druk

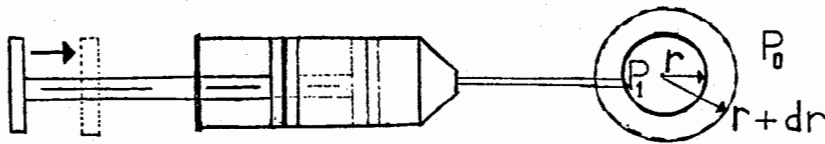
Over een gekromd oppervlak moet er een druksprong, ook wel Laplacedruk genaamd, bestaan. Immers:



figuur 2.2

door de oppervlaktespanning ondervindt een oppervlakte elementje dA , naast de aan beide kanten heersende hydrostatische drukken p_0 en p_1 , een kracht loodrecht op het oppervlak en zó gericht dat onder invloed van deze kracht alleen het vlak recht zou trekken. Om krachtenevenwicht op dit oppervlakje te hebben moet dus gelden: $p_1 = p_0 + P_L$. We zullen nu deze druksprong P_L , die dus essentieel van de oppervlaktespanning afhangt, in een eenvoudige situatie berekenen.

Beschouw een druppel met straal r en oppervlaktespanning γ .



figuur 2.3

Met een dunne injectienaald spuiten we nu adiabatisch een infinitesimale hoeveelheid vloeistof dV in. Volgens $dW = \gamma dA$ is de verrichtte arbeid $(p_1 - p_0) \cdot dV$ gelijk aan γdA . Voor een bolvormige druppel geldt: $V = 4\pi r^3/3$ en $A = 4\pi r^2$. Dit combinerend levert dan:

$$P_L = p_1 - p_0 = 2\gamma/r$$

Voor een willekeurig gevormd oppervlak geldt:

$$P_L = \gamma (1/R_1 + 1/R_2) \quad (2.1)$$

voor de druksprong in het punt x , waarbij R_1 en R_2 de z.g. hoofdkromtestralen van het oppervlak in het punt x zijn.

Uit (2.1) volgt dat de dampspanning van een druppeltje groter is naarmate zijn straal kleiner is. Dit heeft gevolgen voor het condensatieproces in gassen (zie [1]). Ook is de Laplacedruk verantwoordelijk voor de capillaire werking en speelt een rol in zeepvliesen.

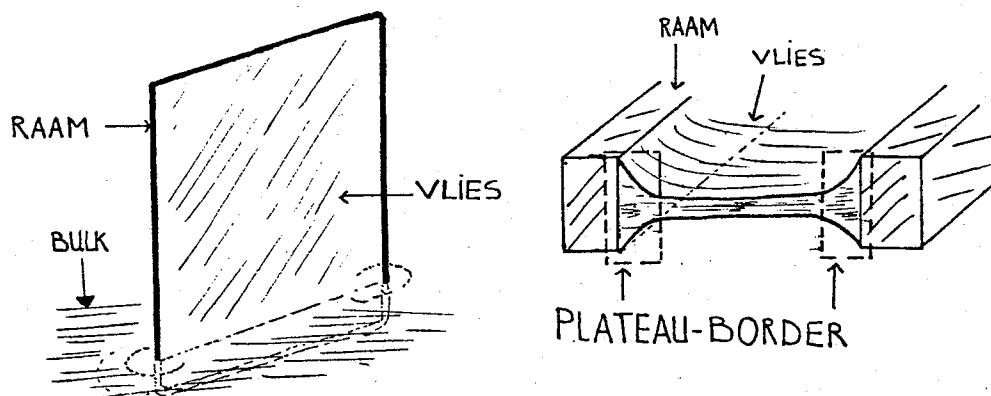
§ 2.4 Krachten in een Zeepvlies

We zullen hier geen poging doen een definitie te geven van een zeepvlies, of algemener een vloeistoffilm in een gas (zie [5]). We zullen er ruwweg onder verstaan: een 'dunne' waterachtige laag, die een thermodynamisch (eventueel metastabiël) evenwicht representeert.

In de nu volgende paragrafen behandelen we kort enige belangrijke zaken die met zeepvliesen samenhangen.

§ 2.4.1 Het Bestaan van Zeepvliezen.

Wanneer we een draadraampje in een zeep-oplossing dompelen dan ontstaat bij het omhoog trekken (soms) een zeepvlies (zie [4]).

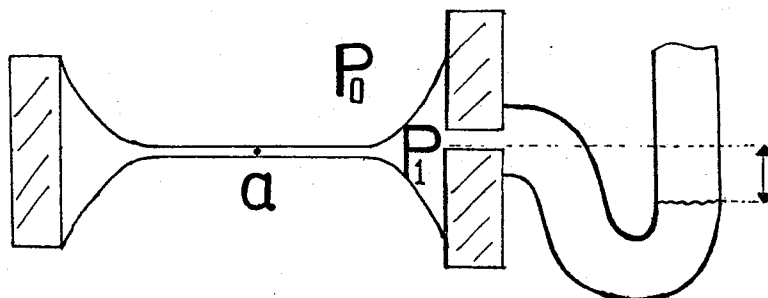


figuur 2.4

Maakt de film eerst de indruk over zijn hele oppervlak even dik te zijn, bij nadere beschouwing blijkt aan de randen, d.w.z. in de omgeving van het draadraampje, verdikking op te treden, zoals in figuur 2.4 is aangegeven. Dit gebied wordt de Plateau-border genoemd en het optreden hiervan is het gevolg van de adhesie tussen de vloeistof en het draadraampje.

§ 2.4.2 Spletdruk.

In figuur 2.5 is een horizontaal opgesteld zeepvlies afgebeeld, met een klein gaatje in het draadraampje, waaraan een U-buis verbonden is.



figuur 2.5

Doordat bij de Plateau-border beide oppervlakken van het zeepvlies gekromd zijn, moet volgens het bestaan van de Laplacedruk de hydrostatische druk p_1 in het vlies lager zijn dan p_0 , de buiten druk, hetgeen men door het zakken van het vloeistofniveau in de U-buis kan constateren. Wanneer we kijken in een punt a in het vlakke, dunne gedeelte van het vlies, dan moeten we constateren dat:

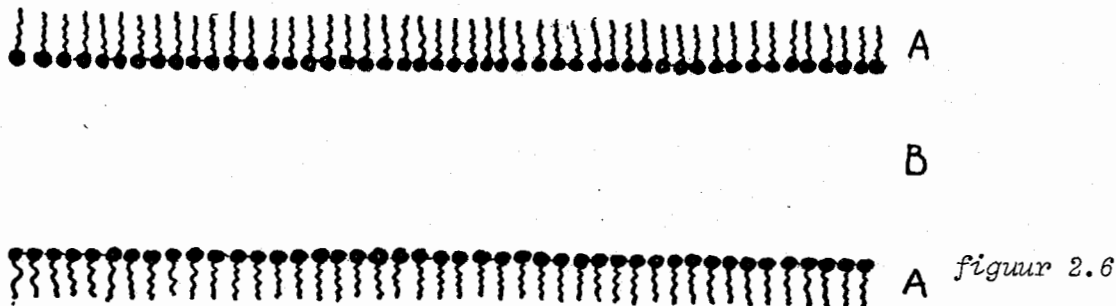
(i) $p_a = p_1$, anders zou er vloeistof door het vlies gaan stromen, hetgeen niet optreedt, daar we een evenwichtssituatie bekijken.

(ii) $p_L(a) = 0$, omdat het vlies in a vlak is.

Aangezien p_1 kleiner dan p_0 is, moet er in het dunne, vlakke gedeelte nog een andere kracht werken, die de druksprong $p_a - p_0$ compenseert. Deze kracht, die er dus voor zorgt dat het zeepvlies niet in elkaar gedrukt wordt, wordt aangeduid met de term 'disjoining pressure' of spletdruk Π_D . In de situatie van figuur 2.5 heeft men dus: $p_0 - p_1 = \Pi_D$.

§ 2.4.3 Moleculaire Verklaring.

Om de oorsprong van de splijtdruk op moleculaire basis te herleiden moeten we iets weten over de structuur van een zeepvlies. Sinds de tijd van Gibbs neemt men aan dat een zeepvlies een z.g. 'sandwich-structuur' heeft (zie [5]).



Het vlies wordt gevormd door een waterachtige oplossing (B), die ingesloten wordt door twee monolagen van zeepmoleculen (A). De hydrophobe organische 'staarten' steken uit het vlies, de anorganische hydrophiele 'koppen' van de zeepmoleculen ioniseren gedeeltelijk in de waterachtige massa. Men denkt zich de splijtdruk meestal in essentie opgebouwd uit twee tegengesteld werkende krachten, te weten:

- a) De van der Waals attractie en
- b) De elektrische dubbellaagrepulsie.

a) De van der Waals attractie vindt zijn oorsprong in de fluctuerende dipool-dipool wisselwerking en levert voor de interactieenergie van twee deeltjes, gescheiden door een afstand r van de vorm:

$$U(r) = -K/r^6, \text{ met } K \text{ een constante.}$$

Voor een configuratie als in figuur 2.6 volgt dan door integratie een kracht/oppervlak term van de vorm:

$$P_w = -A/6\pi h^3 \quad (2.2)$$

met A de z.g. 'Hamaker-de Boer'-constante en h de dikte van het vlies. (we rekenen krachten met een minus-teken indien ze trachten het vlies te verdunnen). Door correlaties tussen de fluctuaties in de dipoolmomenten mee te nemen verkrijgt men enigszins andere formules (zie [5] en [6]).

b) Doordat de 'koppen' van de zeepmoleculen geïoniseerd zijn, kan men het zeepvlies opvatten als twee geladen platen met daartussen de waterige massa waarin de tegenionen van de zeep opgelost zijn. Bij gegeven geometrie kan men nu uitrekenen hoe deze vrije ionen zich onder het elektrisch veld (t.g.v. hun eigen veld en dat van de monolaag verdelen. Het blijkt dan dat er een netto afstoting tussen de monolagen resulteert. Deze afstotende term wordt gegeven door:

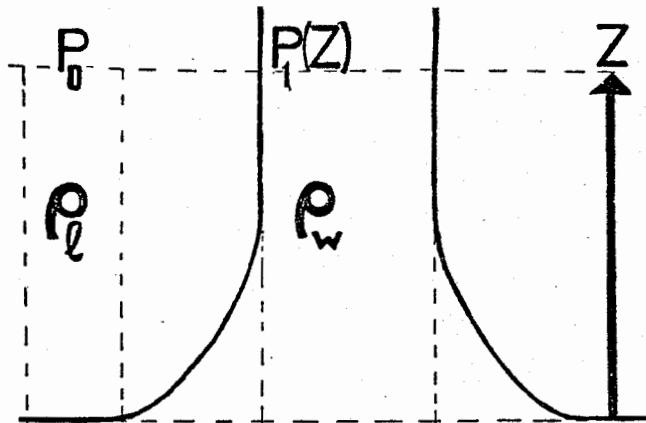
$$P_E = 64 \cdot C_t \cdot RT \cdot \Phi^2 \cdot \exp(-\kappa \cdot h) \quad (2.3)$$

waarin C_t de ionenconcentratie is, $\Phi = \tanh(e\psi/4kT)$ en κ de z.g. 'reciproke dubbellaagdikte' die uitgedrukt kan worden in bekende grootheden. ψ is de waarde van de potentiaal op de wand. Dit is in feite de enige onzekere grootheid in de formule; ze is experimenteel moeilijk te bepalen. (zie [6]).

De splijtdruk kunnen we nu schrijven als: $\Pi_D = P_w + P_E$ en is dus in essentie bekend als functie van h , de dikte van het zeepvlies.

§ 2.5 Evenwichtsconditie voor een Verticaal opgesteld Zeepvlies.

Wanneer een zeepvlies verticaal uit een bulk oplossing getrokken wordt dan speelt, benevens de reeds besproken krachten, ook de zwaartekracht een rol. We beschouwen nu de situatie waarin de onderkant van het vlies nog juist in de oplossing hangt. Zie figuur 2.7.



figuur 2.7

Voor het verticale krachten evenwicht hebben we:

$$p_1(z) + \rho_w g \cdot z = p_0 + \rho_l g \cdot z \quad (2.4)$$

met ρ_w en ρ_l de dichtheden van water en lucht, g de valversnelling. (vgl. de situatie bij een Torricelli-buis).

Voor het horizontale krachten evenwicht hebben we, door naar de drukken op het oppervlak te kijken:

$$p_0 = p_1(z) + P_L(z) + \Pi_D(h(z)) \quad (2.5)$$

Formule (2.4) en (2.5) combinerend vinden we:

$$(\rho_w - \rho_l) \cdot g \cdot z = P_L(z) + \Pi_D(h(z)) \quad (2.6)$$

In het dunne, vlakke gedeelte van de film ($P_L(z) = 0$) komt er

$$(\rho_w - \rho_l) \cdot g \cdot z = \Pi_D(h(z)) \quad (2.7)$$

Deze laatste vergelijking levert, in combinatie met (2.2) en (2.3), een impliciete relatie voor $h(z)$, het dikteprofiel van een evenwichtsfilm.

§ 2.6 Filmdrainage.

Wanneer een zeepvlies dikker is dan de dikte volgens (2.7), dan is het vlies niet in evenwicht. Er zal dan stroming van vloeistof gaan optreden, net zolang tot het evenwicht bereikt is. Dit geheel van stromingsprocessen vat men samen onder de term drainage.

Gelet op dit drainageproces verdeelt men films in twee min of meer verschillende klassen: mobiele en rigide films. (zie [5] en [8]).

De verschillen tussen beiden treden het duidelijkst naar voren bij drainage van films in verticaal opgestelde rechthoekige draadramen.

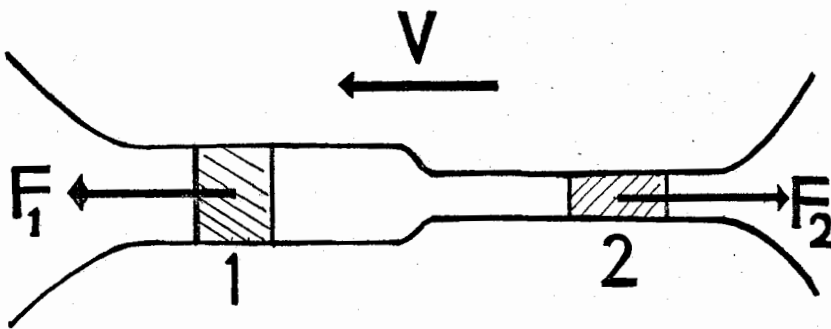
Mobiele films draineren snel d.w.z. in enkele minuten. Tijdens het drainage proces blijft het dikteprofiel regelmatig, hetgeen men kan constateren door op de strakke interferentiebanden, die horizontaal over het vlies lopen, te letten. Bij de verticale Plateau-borders kan men turbulente bewegingen in het oppervlak waarnemen.

Rigide films draineren veel langzamer. Het kan uren duren voordat enige significante dikteverandering waar te nemen is. De interferentiebanden zijn

veel minder regelmatig, hetgeen een aanwijzing is voor locale dikteveranderingen. Langs de Plateau-borders is geen beweging waar te nemen: rigide films lijken bewegingsloos.

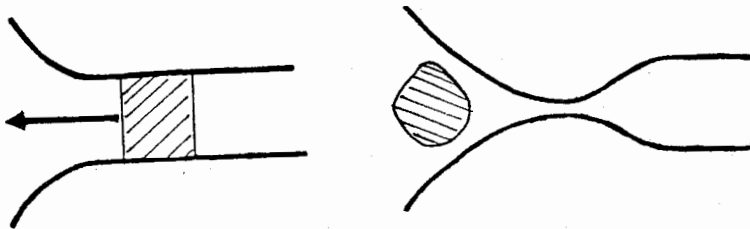
Men zoekt de verklaring voor deze verschillen in de structuur van de stabiliserende monolagen van de vliezen. Bij rigide films zouden deze monolagen bestaan uit een flexibele maar coherente structuur van dicht opeen gepakte zeepmoleculen. Bij grotere dikte (>100 nm.) is de splijt-druk-term i.h.a. verwaarloosbaar en stroomt de filmvloeistof onder invloed van de zwaartekracht weg. Door de viscositeit en de toch zeer geringe afstand tussen de monolagen is dit een zeer langzaam proces. Stroomsnelheden die optreden liggen typisch in de orde van enkele mm/uur. (zie [5] en § 2.6.2).

Bij mobiele films neemt men aan dat er nog een ander transportproces in het spel is: de z.g. 'Marginal Regeneration'. Dit is een proces waarbij dikkere filmelementen in hun geheel (d.w.z. vloeistof + oppervlakte elementen) naar de Plateau-borders worden gezogen (waar de druk immers lager is). Door de (veronderstelde) geringere coherentie van het oppervlak kunnen deze elementen relatief snel bewegen, in orde van mm/sec. (zie [8] en 2.6.3). Om voor het oppervlakteverlies te compenseren vindt tegelijkertijd transport van dunnere elementen van de borders af plaats. Schematisch is dit weergegeven in figuur 2.8



figuur 2.8

Aldus zou de marginal regeneration hypothese een verklaring zijn voor de snellere drainage van mobiele films. Rigide films zijn namelijk niet in staat door middel van dit proces te draineren.



figuur 2.9

Omdat het oppervlak hier niet mee kan stromen zal, wanneer de vloeistof in de buurt van de border weggezogen is, er een z.g. 'bottle-neck' gevormd worden, (zie figuur 2.9) waarna verdere stroming onmogelijk is.

Voor zowel rigide als mobiele films kan verdamping een belangrijke bijdrage leveren aan het dunner worden (zie [8]). Aangezien we in ons experiment slechts te maken zullen krijgen met films die in evenwicht zijn met hun damp (zie § 3.2) zullen we deze factor verder buiten beschouwing laten.

§ 2.6.1 Dimensieanalyse.

In het experiment zijn we geïnteresseerd in het drainage gedrag van onze film. Meer precies willen we weten wat de dikte van het vlies, gemeten op een bepaalde plaats in het vlies, is als functie van de tijd. Ruwweg kunnen we het dikte domein verdelen in een gebied waarbij slijtdruk nog geen rol speelt en een gebied waar deze kracht wel van belang is. We beperken onze analyse tot eerst genoemde domein. Bij de drainage kunnen dan de volgende factoren een rol spelen:

- | | | | | |
|-------------|---|------------------------------|---|--------------------------|
| 1. ρg | ; | $[\rho g] = M.L^{-2}.T^{-2}$ | ; | zwaartekrachtseffecten |
| 2. η | ; | $[\eta] = M.L^{-1}.T^{-1}$ | ; | viscositeit |
| 3. γ | ; | $[\gamma] = M.T^{-2}$ | ; | oppervlaktespanning |
| 4. δ | ; | $[\delta] = L$ | ; | 'karakteristieke' lengte |
| 5. v | ; | $[v] = L.T^{-1}$ | ; | snelheid |

(M=massa, L=lengte, T=tijd)

Zwaartekrachtseffecten kunnen op twee verschillende manieren naar voren komen. Ten eerste in de vorm van de visceuse zwaartekrachtsuitstroming, en ten tweede als zijnde bepalend voor de grootte van de Laplacedruk (zie formule (2.6)) die, net als de oppervlaktespanning, van belang zal zijn bij marginal regeneration. Verder zijn er allerlei 'karakteristieke lengtes' in het spel: de dikte van het vlies, de lengte van de Plateau-border etc. Al deze lengtes geven we hier even aan met δ .

We willen nu kijken wat voor snelheden we uit de eerste vier grootheden kunnen construeren. We stellen:

$$v = (\rho g)^a (\eta)^b (\gamma)^c (\delta)^d$$

Dimensies vergelijken levert:

M	:	0 = a + b + c	waaruit volgt: a = α	;	α willekeurig
L	:	1 = -2a - b + d	b = -1		
T	:	-1 = -2a - b - 2d	c = 1 - α		
			d = 2 α		

De algemene vorm wordt:

$$v = (\rho g)^\alpha (\eta)^{-1} (\gamma)^{1-\alpha} (\delta)^{2\alpha}$$

Hieruit kunnen we twee onafhankelijke snelheden destilleren:

$$V_g := \rho g \delta^2 / \eta \quad (\alpha = 1) \quad (\text{'gravitatiesnelheid'})$$

$$V_\sigma := \gamma / \eta \quad (\alpha = 0) \quad (\text{'oppervlaktesnelheid'})$$

waarvan we verwachten dat ze belangrijk zijn in het drainage proces.

Ter oriëntatie geven we hier de grootte ordes ($\delta = 200 \text{ nm}$; $\gamma = 4 \cdot 10^{-2} \text{ N/m}$; $\eta = 3.5 \cdot 10^{-3} \text{ Ns/m}^2$)

$$V_g = .5 \text{ mm/uur}$$

$$V_\sigma = 10 \text{ m/s}$$

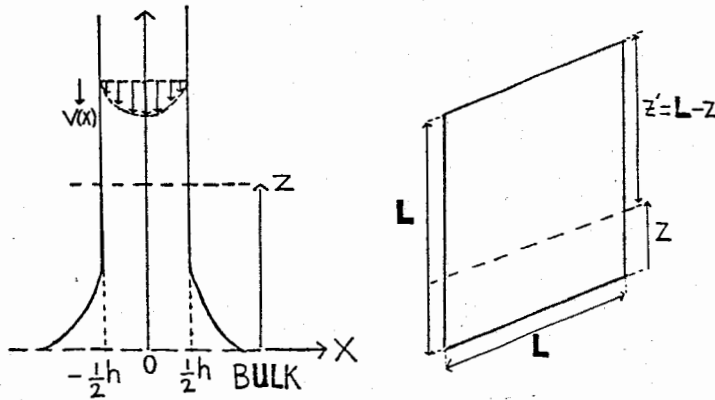
Zonder een expliciet fysisch model komen we nu dus niet verder dan de constatering dat er voor elke snelheid (in het bijzonder voor de drainage snelheid dh/dt) een relatie van de vorm:

$$F(v/V_g, v/V_\sigma) = 0 \text{ moet bestaan ('II-theorema').}$$

We bespreken nu twee situaties waarin we dh/dt kunnen bepalen.

§ 2.6.2 Drainage van Rigide Films.

We beschouwen hier zuiver gravitationele uitstroming. Met het oog op vgl. (2.10) zal dit een langzaam proces zijn. We maken daarom de benadering dat het stromingsprofiel stationair is, en er alleen een verticale snelheidscomponent is (in deze benadering is de snelheid van de wanden dus nul).



figuur 2.10:

Voor de stroming geldt de Navier-Stokes vergelijking:

$$\rho d\vec{v}/dt = -\vec{\nabla}P + \eta \Delta \vec{v}$$

In ons geval is $d\vec{v}/dt = 0$; $P = -\rho g z$; $\vec{v} = (0, 0, v(x))$

We leggen de 'no-slip' randcondities op: $v(-\frac{1}{2}h) = v(\frac{1}{2}h) = 0$. Dit levert voor de stroming:

$$v(x) = -(\rho g / 2\eta) \cdot (x^2 - (\frac{1}{2}h)^2)$$

De flux Φ door het horizontale vlak op hoogte z wordt gegeven door:

$$\Phi = L \cdot \int v(x) dx = L \cdot \rho g h^3 / 12\eta$$

Nemen we aan dat er geen vloeistof aan de bovenkant bijkomt, dan is deze flux gelijk aan de verandering per tijdseenheid van het volume van de film boven het genoemde vlak. Dus:

$$d\text{Volume}/dt = L \cdot z' \cdot dh/dt = -\Phi$$

waaruit volgt:

$$dh/dt = -(\rho g / 12\eta z') \cdot h^3 \quad (2.12)$$

Door eenvoudige integratie van (2.12) volgt nu:

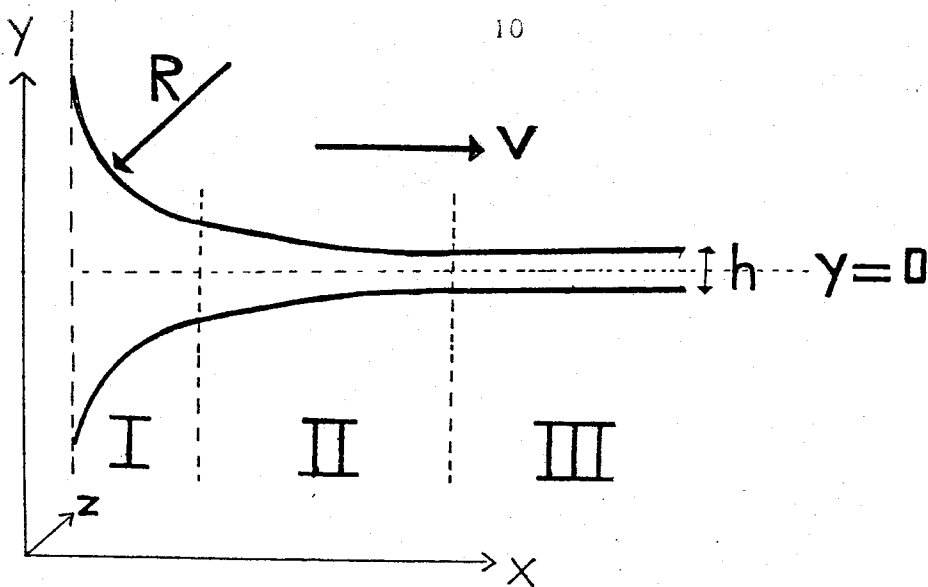
$$h(t) = C \cdot (1/t - t_0)^{1/2} \quad ; \quad C = (4\eta z' / \rho g)^{1/2} \quad (2.13)$$

We merken op dat deze afleiding inconsistent is; voor een betere afleiding die leidt tot dezelfde conclusie zie [8].

§ 2.6.3 Eenvoudig Model voor Marginal Regeneration.

We presenteren hier, in navolging van Frankel [8], een eenvoudig model ter beschrijving van het marginal regeneration proces.

In figuur 2.11, een horizontale doorsnede van het vlies, onderscheiden we drie gebieden.



figuur 2.11

I. de Plateau-border ; II. overgangsgebied tussen I en III ; III. het vlakke gedeelte.

In gebied I geldt, indien er geen stroming plaats vindt:

$$\rho g z = P_L(z) \quad (\text{formule (2.6) met } \Pi_D = 0).$$

Als er wél stroming langs de Plateau-border plaatsvindt (zoals we verwachten bij marginal regeneration), is er een reductie van de druk volgens Bernoulli. We vervangen dan z door een equivalente gereduceerde hoogte z_e die we voortaan met z zullen aangeven. In gebied I kunnen we de rand van het vlies benaderen met twee cylinders met kromtestraal R , zodat m.b.v. formule (2.1) ($R_1 = R$; $R_2 = \infty$) volgt dat:

$$R = \gamma / \rho g z \quad (2.14)$$

De rand in gebied II beschrijven we met een functie $y(x)$. Voor de kromtestraal in gebied II geldt dan algemeen:

$$1/R(x) = y'' / (1 + (y')^2)^{3/2}$$

In gebied II is $(y')^2 \ll 1$. We benaderen dan: $1/R(x) = y''$

Ter plekke x heerst een drukgradiënt ter grootte van:

$$dP/dx = -dP_L/dx = -\gamma \cdot y'''$$

Volgens de Navier-Stokes vergelijking levert dit een flux door het vlak $x=cte$ van de vorm:

$$2\gamma y^3 y''' / 3\eta$$

(Men kan ook in de fluxformule van § 2.6.2 ρg vervangen door $\gamma y'''$ en h door $2y$)

We stellen ons nu voor dat gebied II met snelheid v uit de border getrokken wordt (het oppervlak beweegt mee). Dit levert een extra flux van $2vy$, zodat de totale flux de som van deze twee termen is.

In een stationair proces is deze flux gelijk aan de flux door de overgang tussen gebied II en III, dus $v \cdot h$, met h de dikte in gebied III.

Er volgt dan:

$$vh = 2vy + 2\gamma y^3 y''' / 3\eta$$

ofwel in dimensieloze variabelen:

$$Y^3 d^3 Y / dX^3 = 1 - Y \quad (2.15)$$

met $Y = 2y/h$ en $X = (24v\eta/\gamma)^{1/3} \cdot x/h$

Het blijkt (zie [8]) dat bij numeriek integreren van deze vergelijking, dat voor de oplossing met $Y \rightarrow 1$ voor $X \rightarrow \infty$, dat geldt :

$$\lim_{X \rightarrow \infty} d^2 Y / dX^2 = .64 =: \beta$$

Om onduidelijke redenen neemt Frankel [8] nu aan dat:

$$1/R = (y'')_{-\infty}$$

ofwel dat de kromming in de Plateau-border, R, in verband gebracht kan worden met deze 2^e -afgeleide. Er volgt dan door combinatie van (2.14) en (2.15) dat:

$$\rho g z / \gamma = (1/2h)\beta(24v\eta/\gamma)^{2/3}$$

waaruit:

$$\begin{aligned} v &= C \cdot V_0 \cdot (\rho g z h / \gamma)^{3/2} & ; C &= 1/3\beta^{3/2} \\ &= C \cdot (V_0^3 / V_0)^{1/2} \cdot (z/h)^{3/2} & & (2.16) (a,b,c) \\ &= \lambda \cdot h^{3/2} & ; \lambda &= C \cdot V_0 \cdot (\rho g z / \gamma)^{3/2} \end{aligned}$$

Formule (2.16)c levert dus een verband tussen de dikte h de snelheid waarmee er film uit de border getrokken wordt. Met formule (2.10) en (2.11) volgt nu uit (2.16)b dat:

$$v \approx 1 \text{ mm/s}$$

hetgeen in de goede orde van grootte lijkt te zijn.

Voor filmelementen die de border ingezogen worden vinden we soortgelijke formules als (2.16), zij het met een andere waarde voor C.

Onze veronderstelling is nu verder dat dit in en uit de border bewegen van filmelementen van verschillende dikte vervangen mag worden door een netto flux, die overeenkomt met een effectieve snelheid die voldoet aan $v = \mu \cdot h^{3/2}$, zoals (2.16)c. Deze μ zal, behalve van de grootheden in λ , ook nog afhangen van de verhouding van de volumina van de in en uitstromende elementjes.

We schrijven weer $\Phi = h \int \vec{v} \cdot d\vec{n} = -d\text{Volume}/dt = -0 \cdot dh/dt$

Met de aangenomen vorm voor v volgt nu eenvoudig:

$$dh/dt = -K \cdot h^{5/2} & ; K \text{ een constante} & (2.17)$$

Men vindt nu een $h(t) \sim (1/t)^{2/3}$ wet.

Hoewel op bovenstaande 'afleiding' tal van aanmerkingen en vormen van kritiek mogelijk zijn, denken we toch dat formule (2.17) het beste is dat bereikbaar is voor een theorie over marginale regeneratie die volgens bovenstaande lijnen verloopt. Met name de exponent 5/2 lijkt ons moeilijk te veranderen. We zouden kunnen besluiten met de vraag: 'Wie weet er een betere theorie!'

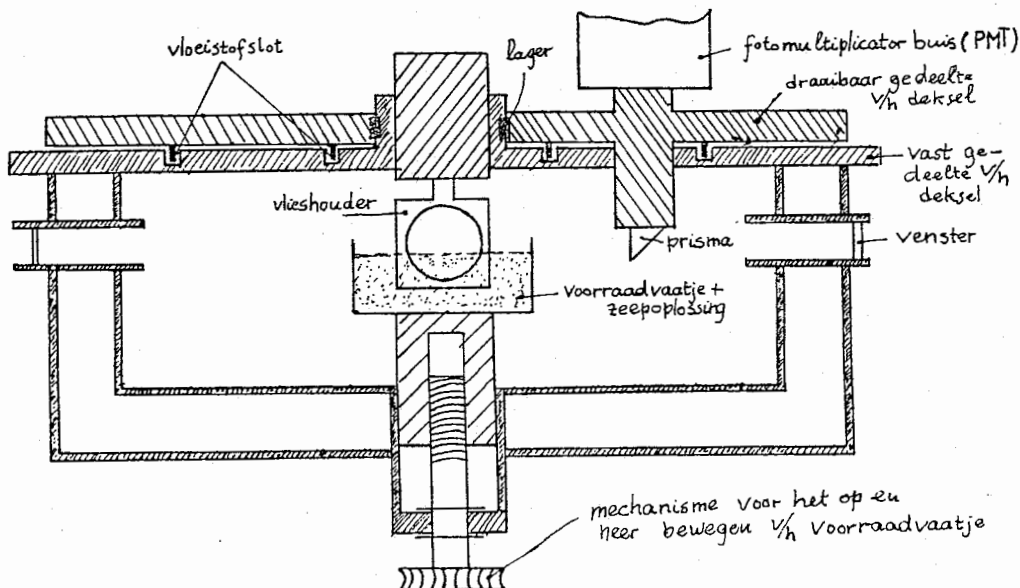
§ 3. Experiment.

Het doel van ons experiment was het meten van de dikte van een drainerend zeepvlies als functie van de tijd. Conceptueel is zo'n dikte-meting vrij eenvoudig: wanneer we een laserstraal op een zeepvlies laten vallen, dan kunnen we de gereflecteerde intensiteit van het licht meten. Door interferentie van het aan de voor-en achterzijde gereflecteerde licht is deze intensiteit afhankelijk van de dikte van het vlies. Tijdens het drainageproces doorloopt deze intensiteit aan aantal maxima en minima. Wanneer we nu weten (tot op $\sim \frac{1}{2}\lambda$) tot welke einddikte ons vlies draineert, dan is de dikte op een willekeurig tijdstip terug te rekenen.

Om de gemeten intensiteiten als diktes te interpreteren hebben we een concreet fysisch model van een zeepvlies nodig. Het eenvoudigste is het om het vlies op te vatten als een vlakke plaat met brekingsindex n . Het verband tussen de dikte van de plaat en de gereflecteerde intensiteit wordt dan gegeven door de z.g. Airy-formule (zie § 4.1 en Appendix I). Met het oog op het 'sandwich model' is het meer realistisch om een drie lagen model aan te nemen: een waterachtige laag met brekingsindex n_1 en dikte d_1 , ingeklemd tussen twee monolagen met brekingsindex n_2 en dikte d_2 . De reflectieformule aan een dergelijke structuur is wat ingewikkelder. Aangezien bij gegeven n_1 en n_2 de diktes d_1 en d_2 niet eenduidig uit de gemeten reflectie teruggerekend kunnen worden, moeten we een min of meer ad hoc veronderstelling voor d_2 maken. Verder leveren de brekingsindices problemen op: kunnen we wel de bulkwaarden nemen? In ons experiment is het niet zozeer van belang welke dikte we meten (we zijn immers voornamelijk in het verloop van de dikte geïnteresseerd). We hebben genoeg aan een goed reproduceerbare 'dikte-maat' van het zeepvlies. Daarom is het dan ook dat we besloten onze metingen in het één laag model te interpreteren. Als brekingsindex werd de waarde van de bulkoplossing genomen.

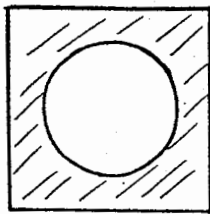
§ 3.1 Opstelling.

Voor het verrichten van onze metingen konden wij beschikken over een opstelling van het 'van 't Hoff lab voor fysische- en colloidchemie', die gebouwd werd om oppervlaktegolven op zeepvliezen te bestuderen. In ons experiment is slechts een klein gedeelte van de opstelling van belang. Het belangrijkste is de z.g. 'vliezenpot'.



figuur 3.1 (uit [6])

De vliezenpot bestaat uit een ronde, dubbelwandige pot, waardoor continu gethermostatiseerd water wordt rondgepompt. De temperatuur, die d.m.v. een thermistor gemeten wordt, kan gedurende weken tot op 0.002°C . constant gehouden worden. Tijdens onze metingen was deze temperatuur steeds 25°C . In het midden van het deksel is de z.g. vliezenhouder gemonteerd. Dit is een glazen raampje, waarin een rond gat met een doorsnede van 20 mm is geslepen.

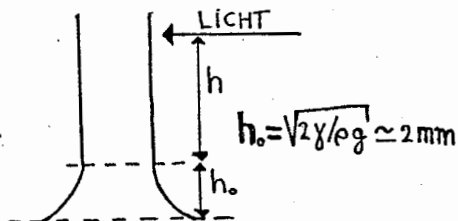


DWARS DOORSNEDE

figuur 3.2

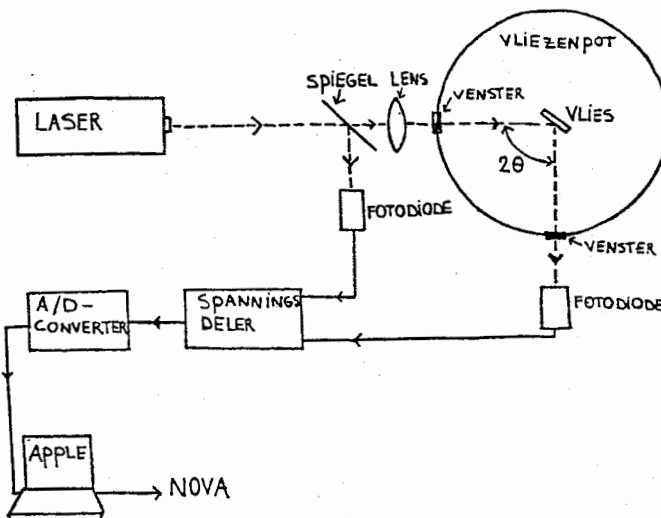
Om een nauwkeurige hoekinstelling te kunnen behouden wordt, om een vlies te trekken, het voorraadvatje op en neer bewogen. De zeepoplossing in het vaatje kan van buiten af ververst worden. In de vliezenpot is in het rond een aantal vensters aangebracht, waarvan er twee voor de in en uitgaande laserbundel gebruikt worden. De in figuur 3.1 zichtbare fotomultiplicatorbuis is alleen van belang voor versrooingsmetingen.

Als lichtbron staat een Ar-laser met een vermogen van 5W opgesteld (gebruikt vermogen was steeds 200 mW), met een golflengte van 514.5 nm. De polarisatie-richting is steeds loodrecht op het invalsvlak. M.b.v een lens wordt de laserbundel tot een vlekje van 1mm op het vlies gefocuseerd. De hoogte van de bundel in het vlies kan in stappen .75 mm gevarieerd worden. Deze hoogte wordt gerekend vanaf de capillaire stijghoogte in het vlies. Zie figuur 3.3 .



figuur 3.3

De complete opstelling is schematisch in figuur 3.4 weergegeven:



figuur 3.4

De ingaande laserbundel wordt door een halfdoorlatende spiegel gesplitst. De fotodiodes geven een signaal aan een spanningsdeler af, waarna het signaal

§ 3.3 Metingen.

§ 3.3.1 Brekingsindex.

Met een 'Pulfrich Refractometer' (zie Appendix II) werd de brekingindex van de bulkoplossing gemeten. De gebruikte oplossing was een mengsel van HDTAB (hexadecyltrimethylammoniumbromide; .4 mmolair) en glycerol (5 molair; dit verhoogt de viscositeit en gaat verdamping tegen). De brekingsindex werd bij de 545 en 438 nm. Hg-lijnen gemeten. Interpolatie naar de door ons gebruikte golflengte leverde het volgende resultaat op:

$$n = 1.388447(2) \quad \text{bij } \lambda = 514.5 \quad \text{en } T = 25.0 \pm .1^\circ\text{C}.$$

§ 3.3.2 Meetseries.

In totaal werden vijf meetseries 'dikte versus tijd' gemaakt. Daarbij werd op vier verschillende hoogtes in het vlies gemeten: 2,4,8,8 en $10 \times .75$ mm. De meetprocedure is als volgt: direct nadat het vlies getrokken is, wordt het signaal I/I^0 op een x-t schrijver gevolgd. Het signaal fluctueert dan te snel om diktes aan uit te rekenen. Pas wanneer het signaal zijn extremen 'goed' aanneemt wordt het programma op de Apple (zie § 4.1) gestart. Dan begint het verzamelen van de punten $(I/I^0(t), t)$. In het begin, als het signaal snel varieert, worden veel punten per minuut gemeten, en naarmate het draineren langzamer verloopt worden steeds minder punten per minuut gemeten. Een meetserie duurde meestal zo'n 5000 tot 10000 seconden, waarbij dan gemiddeld zo'n 400 meetpunten werden verzameld. Voor een voorbeeld van de x-t schrijver output zie grafiek 6.1.

§ 4. Verwerking.

Voor het experiment hebben wij een programma voor de Apple-computer geschreven om de verwerking van de metingen te vergemakkelijken. Dit programma is in staat om uit intensiteitsmetingen het dikteverloop van een zeepvlies te bepalen.

In de vorige paragraaf is verteld dat de Apple via de A-D-converter de relatieve gereflecteerde intensiteit I^r/I^i aangeboden krijgt. In het algemeen zullen de signalen I^r en I^i , doordat ze van verschillende circuits afkomstig zijn, verschillend versterkt of verzwakt zijn. Ook door de spanningsdeler zal het signaal nog met een zekere factor versterkt worden. Daardoor is het signaal S in de Apple gelijk aan $C \cdot I^r/I^i$, waarbij C een onbekende constante is. Volgens de formule van Airy (zie Appendix I) luidt het verband tussen I^r/I^i en de dikte:

$$I^r/I^i = F \cdot \sin^2(\frac{1}{2}\delta) / (1 + F \cdot \sin^2(\frac{1}{2}\delta)) \quad \text{met}$$

$$\frac{1}{2}\delta = h \cdot (2\pi/\lambda) \cdot n \cdot \cos(\theta')$$

met h de dikte en waarbij F uitgedrukt kan worden in θ en n .

Uit deze vergelijking volgt dat S een minimum heeft als $\sin^2(\frac{1}{2}\delta)=0$ en een maximum als $\sin^2(\frac{1}{2}\delta)=1$. Met andere woorden:

$$\begin{aligned} S_{\text{MIN}} &= 0 & \text{als } \frac{1}{2}\delta &= j \cdot \pi \\ S_{\text{MAX}} &= C \cdot F / (1+F) & \text{als } \frac{1}{2}\delta &= (j+\frac{1}{2}) \cdot \pi \quad \text{met } j \end{aligned}$$

Hieruit volgt dan voor de dikte h :

$$\text{Bij een maximum:} \quad h = (j+\frac{1}{2}) \cdot (\lambda/2n\cos(\theta')) \quad (4.1)$$

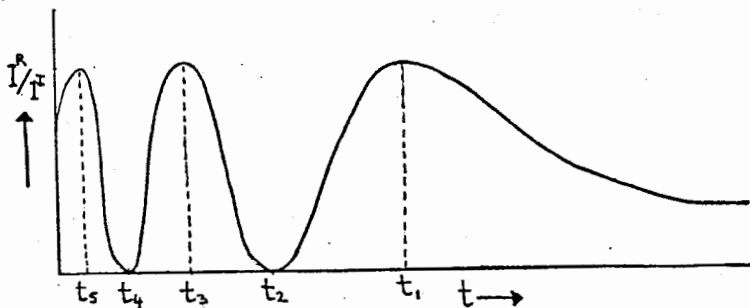
$$\text{Bij een minimum:} \quad h = j \cdot (\lambda/2n\cos(\theta')) \quad (4.2)$$

Uit formules (4.1) en (4.2) blijkt dat alleen dan eenduidigheid omtrend de dikte bestaat indien bij een bepaald maximum of minimum de orde j bekend is. Nu is het experimenteel een bekend feit dat het soort vliezen dat wij bestudeerd hebben in het algemeen draineren tot een evenwichtsdikte die tussen 30 en 70 nm. in ligt. Hieruit volgt dat de dikte bij het laatste maximum gegeven wordt door:

$$h = \lambda/4n\cos(\theta') =: H \quad (4.3)$$

Vullen we voor λ , n en θ' de waarden in die betrekking hebben op onze metingen dan vinden we $H \approx 118$ nm.

In het algemeen ziet een intensiteits meting er uit zoals geschetst in figuur 4.1



figuur 4.1

Om de onbekende constante C te elimineren hebben we alle metingen geschaald met een waarde van het maximum. Er volgt dan:

$$S/S_{\text{MAX}} =: \Lambda = (1 + F) \cdot \sin^2(\frac{1}{2}\delta) / (1 + F \cdot \sin^2(\frac{1}{2}\delta))$$

Door omwerken van deze laatste vergelijking zien we nu dat we voor $t > t_1$ kunnen schrijven:

$$h(t) = (\lambda/2\pi n \cos(\theta')) \cdot \arcsin(\Lambda(t)/(1 + F \cdot (1 - \Lambda(t)))^{1/2}) \\ =: H \cdot G(t)$$

waarbij H de in formule (4.3) gedefinieerde extreemdikte is en G(t) een functie die door bovenstaande vergelijking vastgelegd wordt.

Met betrekking tot de in figuur 4.1 ingevoerde tijdstippen geldt nu:

$$t_2 \leq t \leq t_1 : h(t) = H \cdot (2 - G(t))$$

$$t_3 \leq t \leq t_2 : h(t) = H \cdot (2 + G(t))$$

Of algemeen :

$$t_{2j} \leq t \leq t_{2j-1} : h(t) = H \cdot (j - G(t))$$

$$t_{2j+1} \leq t \leq t_{2j} : h(t) = H \cdot (j + G(t))$$

(4.4)

§ 4.1 Apple programma.

Het door ons in Basic geschreven programma voor de Apple-computer maakt gebruik van een machinetaal routine welke bij aanroep de (instantane) waarde van de A-D-converter afgeeft in het programma. Het tijdstip behorende bij deze waarde van S wordt bepaald uit de waarde van de klok in de Apple. Deze tijdstippen zijn steeds relatief ten opzichte van het moment van starten van de meetserie. Met het programma zijn verschillende manieren van het maken van een meetserie mogelijk.

Bij het starten van een serie geeft men op wat het maximaal te verwachten aantal meetpunten is (dit i.v.m. het reserveren van geheugen). Er zijn drie manieren van inlezen van meetpunten mogelijk:

- (i) single-step; hierbij geeft men een middelingstijd op en het programma bepaalt een meetpunt door over de opgegeven tijd te middelen.
- (ii) multistep ; Opgegeven wordt het aantal punten, het tijdsinterval daartussen en een middelingstijd.
- (iii) autorun ; Opgegeven wordt een tijdsinterval en een middelingstijd. De hele meetserie vindt plaats met deze vaste parameters.

Na (i) of (ii) kan men kiezen uit de volgende opties:

- (iv) continue ; Mode (i) of (ii) wordt herhaald met dezelfde parameters.
- (v) plotten ; De tot nu toe geregistreerde gegevens worden op het scherm van de computer geplot in de vorm van een intensiteit versus tijd-grafiek.

Na (v) kan men, indien het maximale aantal meetpunten nog niet bereikt is, weer kiezen tussen (i) en (ii); het programma geeft de gebruiker gedurende een meetserie voortdurend informatie over het aantal reeds gemeten punten en het aantal nog mogelijk te meten punten. Na (v) kan men besluiten niet verder te meten en de gegevens te gaan analyseren. Het programma zoekt dan het absolute maximum en minimum uit de meetserie en schaaft deze hierop. T.g.v de traagheid van de apparatuur hebben in de praktijk niet alle maxima en minima dezelfde waarde.

Daar de drainage bij het laatste maximum het langzaamst verloopt, zal i.h.a. op dit maximum geschaald worden. De omslagpunten t_j (de maxima en minima; zie figuur 4.1) worden, om ingewikkelde programmatuur te vermijden, bepaald door op het scherm met een cursor aan te geven in welk gebied een omslagpunt gezocht dient te worden. Is zo'n punt gevonden, dan wordt de dikte in het doorzochte gebied m.b.v. formule (4.4) berekend. Door al terugwerkend alle omslagpunten te bepalen wordt zo uiteindelijk de dikte als functie van de tijd gevonden. Is de waarde van (de geschaalde) S in zo'n omslagpunt groter dan 0 of kleiner dan 1, dan treedt er een kleine discontinuïteit in de diktefunctie op. Voor meer details wordt de lezer verwezen Appendix III, waarin de listing van het programma te vinden is.

§ 4.2 De Nova.

Nadat het dikteverloop met behulp van de Apple berekend is, worden de data-sets, d.w.z. de intensiteits, dikte en tijds arrays, overgezonden naar de Nova, een minicomputer, met behulp waarvan we plotjes van de dikte en intensiteit versus tijd gemaakt hebben. Het plotprogramma is in Basic geschreven en is een gewijzigde versie van een reeds bestaand plotprogramma voor de Nova. Ook van dit plotprogramma is een listing in Appendix III te vinden.

Vervolgens zijn we de vorm van de diktefunctie gaan onderzoeken. Na eerst allerlei min of meer voor de hand liggende transformaties (vergeefs) uitgeprobeerd te hebben, besloten we naar machts wetten van de vorm:

$$h(t) = B/(t-t_0)^A \quad \text{met } A, B \text{ en } t_0 \text{ constanten} \quad (4.5)$$

te zoeken.

We kunnen echter niet verwachten dat een dergelijke wet over het hele dikte-domein van toepassing is; vliezen draineren naar een evenwichtsdikte $\neq 0$. Met het oog op (2.13) en (2.17) kunnen we dergelijke verbanden wel verwachten in het gebied waar de splijtdruk nog geen rol speelt.

Nu is het programmeren van een kleinste kwadraten aanpassing voor vergelijking (4.5) problematisch: ten eerste leveren de minimaliserende condities geen expliciete formules voor A, B en t_0 op en ten tweede weten we niet a priori in welk gebied (4.5) geacht moet worden te gelden. Een methode die aan beide bezwaren tegemoet komt werkt als volgt. Indien (4.5) geldt hebben we voor dh/dt :

$$\dot{h}(t) := dh(t)/dt = -A.B/(t-t_0)^{A+1} = -A.B^{(-1/A)} \cdot h^{(1+A/A)}$$

ofwel:

$$\log(-\dot{h}(t)) = \alpha \cdot \log(h(t)) + \beta \quad (4.6)$$

met $\alpha = (1+A)/A$ en $\beta = \log(A.B^{(-1/A)})$

Wanneer we dus $\log(-\dot{h})$ uitzetten tegen $\log(h)$ dan zien we precies in het gebied waar (4.5) geldt een rechte lijn. Verder zijn we de onbelangrijke t_0 kwijt geraakt. Vergelijking (4.6) kunnen we nu gewoon met een LKK aanpassen.

Het probleem bij het toepassen van (4.6) is echter het feit dat $\dot{h}(t)$ niet bekend is. We hebben dit opgelost door numeriek te differentieëren:

$$\dot{h}(t) \approx \Delta h / \Delta t := (h(t_i) - h(t_{i+1})) / (t_i - t_{i+1})$$

Er werd een programma geschreven om $\log(-\dot{h})$ tegen $\log(h)$ te plotten (weer een omgewerkte versie van het eerste plotprogramma). Omdat de grafieken die zo verkregen werden nogal 'ruisachtig' waren (zie grafiek 6.2) werd een smoothing-procedure voor \dot{h} geschreven. Om de grafiek door het punt (0,0) te laten gaan, werd nog door de eindwaarden van h en \dot{h} gedeeld. Aldus werden redelijke grafieken verkregen.

§ 5. Resultaten en Conclusies.

§ 5.1 Resultaten.

Het resultaat van al onze inspanningen is het beste samen te vatten in tien grafieken. Grafieken (6.3) t/m (6.7) tonen het verband tussen de dikte en de tijd voor vijf verschillende zeepvliezen. Voor de volledigheid is ook de gemeten relatieve intensiteit ingetekend.

Meer is er te zien op de grafieken (6.8) t/m (6.12). Hierin is voor elk van de vliezen $\log(h/h_{\text{eind}})$ tegen $\log(h/h_{\text{eind}})$ uitgezet. Een aantal zaken vallen direct op:

- (i) Bij grotere dikte lopen de grafieken vrij recht. Nu wordt alles bij log-log uitzetten natuurlijk aardig recht, maar wij zijn van mening dat hier 'meer aan de hand' is.
- (ii) De richtingscoëfficiënten liggen in dat diktegebied erg dicht bij elkaar. Dit valt vooral op wanneer we de grafieken over elkaar leggen.
- (iii) De dikte waarbij afwijking van het rechte lijn gedrag begint, is in alle grafieken ongeveer hetzelfde. (Dit blijkt eigenlijk pas na aflezen uit de grafiek en terugrekenen m.b.v. de einddiktes.). Ruwweg kan deze dikte gesteld worden op 50 à 60 nm.
- (iv) De afbuiging is steeds in dezelfde richting.
- (v) In elke grafiek zien we een 'zwaai in de staart' en slingeringen die steeds op dezelfde plaatsen terugkeren.

Het aanpassen van rechte lijnen in de rechte gebieden van de grafiek is niet zonder problemen: we moeten grenzen aangeven waartussen de LKK gemaakt moet worden. Die grenzen zouden in elke grafiek weer anders kunnen zijn. Ook is de richtingscoëfficiënt afhankelijk van deze grenzen. Kortom: er is geen nette manier om de grenzen te kiezen. Na overweging besloten we aan te passen in een vast gebied voor h/h_{eind} . In de grafieken ligt het gekozen gebied tussen de waarden 10 en 50 voor $20 \log(h/h_{\text{eind}})$. (diktegebied: tussen ongeveer 65 en 500 nm.) In dit gebied ligt in het algemeen meer dan de helft van de gemeten punten, dus meer dan 200. De volgende tabel geeft een overzicht van de aldus verkregen waarden van de richtingscoëfficiënt α en de macht waarmee de dikte afneemt, A.

TABEL

Meting nr.	Hoogte (in .75 mm)	α	A	h_{eind} (nm.)	Grafieken.
1	2	2.23	.81	37	(6.3) (6.8)
2	4	2.27	.79	44	(6.4) (6.9)
3	8	2.26	.79	40	(6.5) (6.10)
4	8	2.25	.80	33	(6.6) (6.11)
5	10	2.37	.73	34	(6.7) (6.12)
Fout	.1 mm	3%	5%	.5 nm.	

De fout in α werd geschat door de grenzen voor de LKK te variëren en het effect op α te bekijken. De geschatte 3% resultaat dan in een fout van 5% in de waarde van A. In de tabel zijn geen as-afsnijdingen opgenomen, die via formule (4.6) naar een waarde van B (de voorfactor in de machtswet) zou kunnen worden terug gerekend. Het bleek namelijk dat de afsnijding afhankelijk was van het aantal malen dat de smoothing-procedure werd toegepast. (Het schrijven van een betere procedure zou weer veel extra tijd gekost hebben. Jammer,...). De opgegeven waarden voor h_{eind} komen niet overeen met de evenwichtswaarde van h. Het volledig draineren van vliezen duurt namelijk wel enkele dagen.

§ 5.2 Conclusies.

1. In het diktegebied van 65 tot 500 nm. volgt de dikte een machtswet met de tijd.
2. Binnen de geschatte fout hangt de exponent niet van de hoogte in het vlies af. Daarom kunnen we de vijf waarden het beste opvatten als vijf onafhankelijke metingen van dezelfde grootheid.
3. De gemiddelde waarden voor α en A zijn:

$$\alpha = 2.27 \pm 0.03$$

$$A = 1/(1-\alpha) = .79 \pm .02$$
4. Bij een dikte van 50 à 60 nm. treedt er een afwijking van de machtswet op.
5. Uit de richting van de afwijking is af te leiden dat de drainage rond die dikte langzamer gaat dan de machtswet.

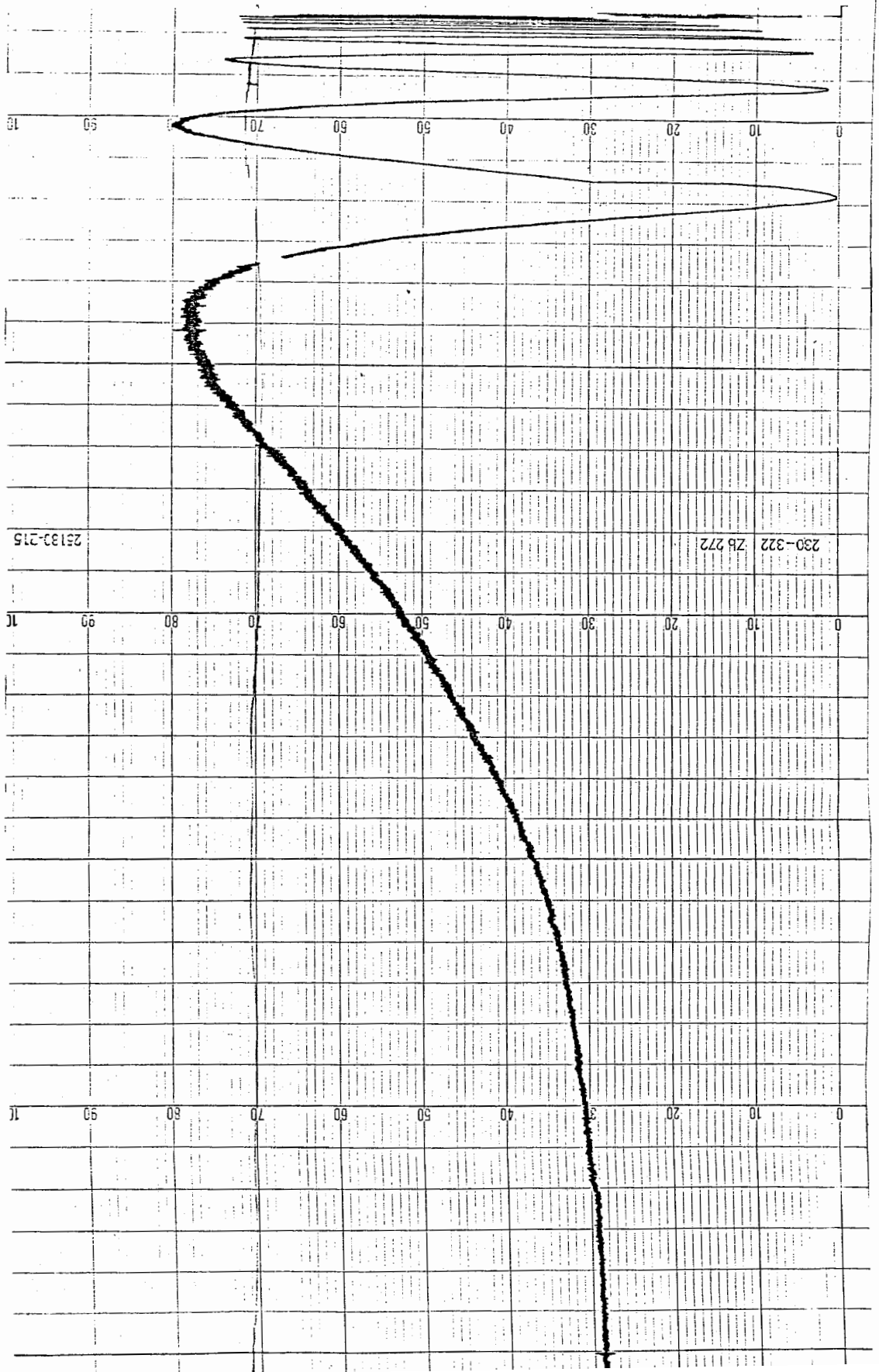
§ 5.3 Discussie.

Wanneer we onze exponent $\alpha = 2.27$ vergelijken met de waarde zoals die volgt uit het simpele model van Marginal Regeneration van § 2.6.3, dan moeten we helaas constateren dat het mis is: $2.5 \neq 2.27$, ook niet wanneer we de fout in aanmerking nemen. (De exponent 3 van rigide films komt natuurlijk helemaal niet in de buurt). Nu werd vergelijking (2.17) onder allerlei geïdealiseerde omstandigheden afgeleid en men zou kunnen denken dat het verschil daardoor verklaard zou kunnen worden. Om de volgende reden lijkt ons dit onwaarschijnlijk: zoals uit § 2.6.1 blijkt kan men niet zomaar de exponent α veranderen zonder dat de koppeling tussen de gravitationele en oppervlakte termen verandert (uit dimensie overwegingen). Dit zou dan betekenen dat de hele voorstelling van het proces in § 2.6.3 verkeerd is. Voor een betere beschrijving van het marginal regeneration proces lijkt ons een echt nieuw idee nodig.

Het afwijken van de machtswet kan in verband gebracht worden met het merkbaar worden van de splijtdruk. Merkwaardig is het dan wel dat er vertraging van de drainage optreedt. De aantrekkende van der Waals-term heeft i.h.a een langere dracht, zodat we eerst een versnelling zouden verwachten en daarna, wanneer de dubbellaagrepulsie in het spel komt, een afremming. De oorzaak van dit fenomeen is ons vooralsnog onduidelijk.

De slingeringen die systematisch in de grafieken optreden kunnen verklaard worden uit het feit dat wanneer de intensiteit z'n extremen aanneemt de diktebepaling onnauwkeuriger wordt. De dikte staat dan wat te zwabberen. Daardoor zien we relatief grote fluctuaties in \bar{n} . Ook het feit dat de diktefunctie op de omslagpunten een discontinuïteit vertoont zal een rol spelen. Misschien dat bij een andere manier van data-verwerking deze bezwaren ondervangen kunnen worden.

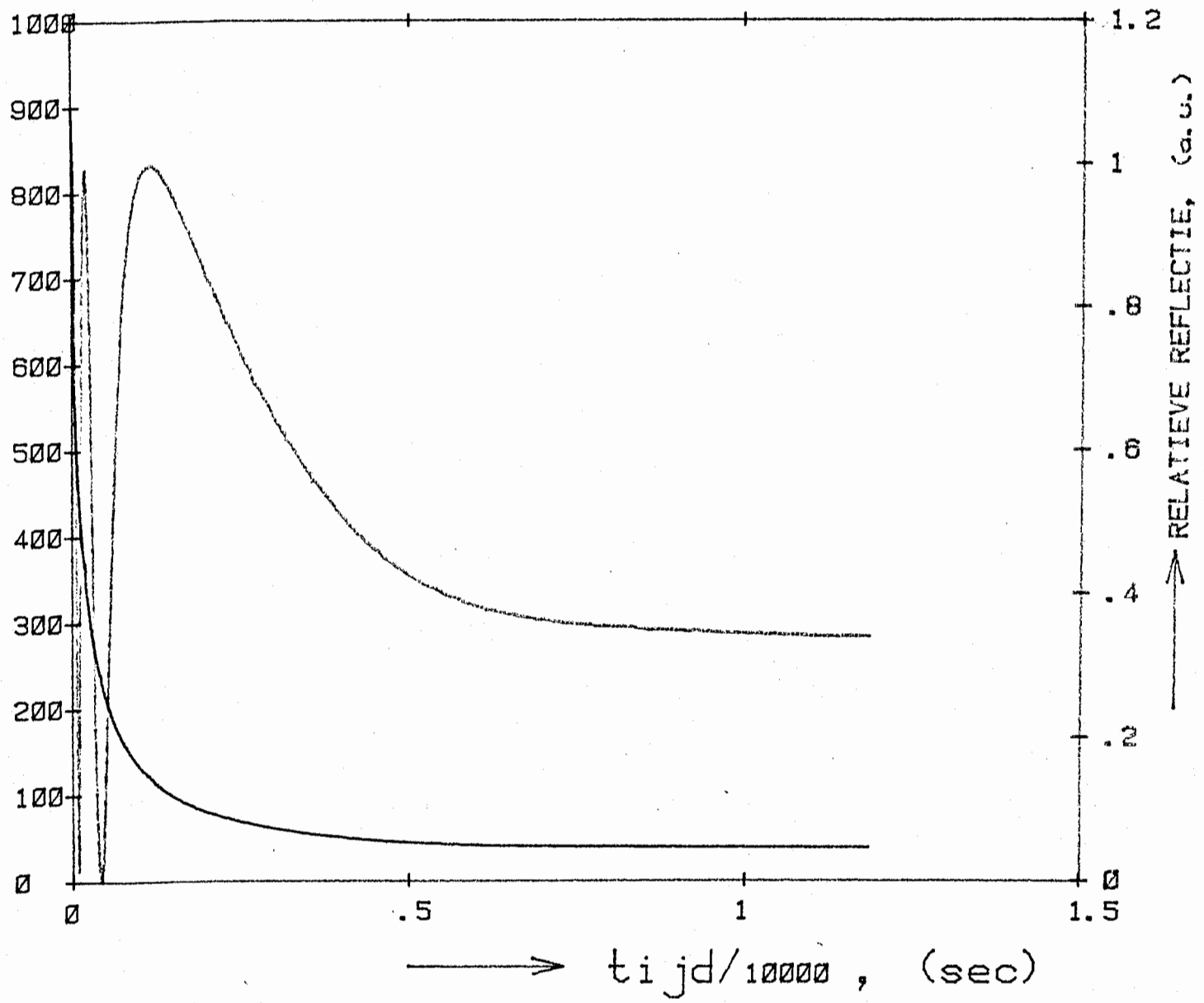
grafiek 6.1 : voorbeeld van $x-t$ schrijver output.



**** DIKTE VAN EEN ZEEPVLIES ALS FUNCTIE VAN DE TYD ****

Van 't Hoff lab.
der R.U.U.

grafiek 6.3 : meting 1



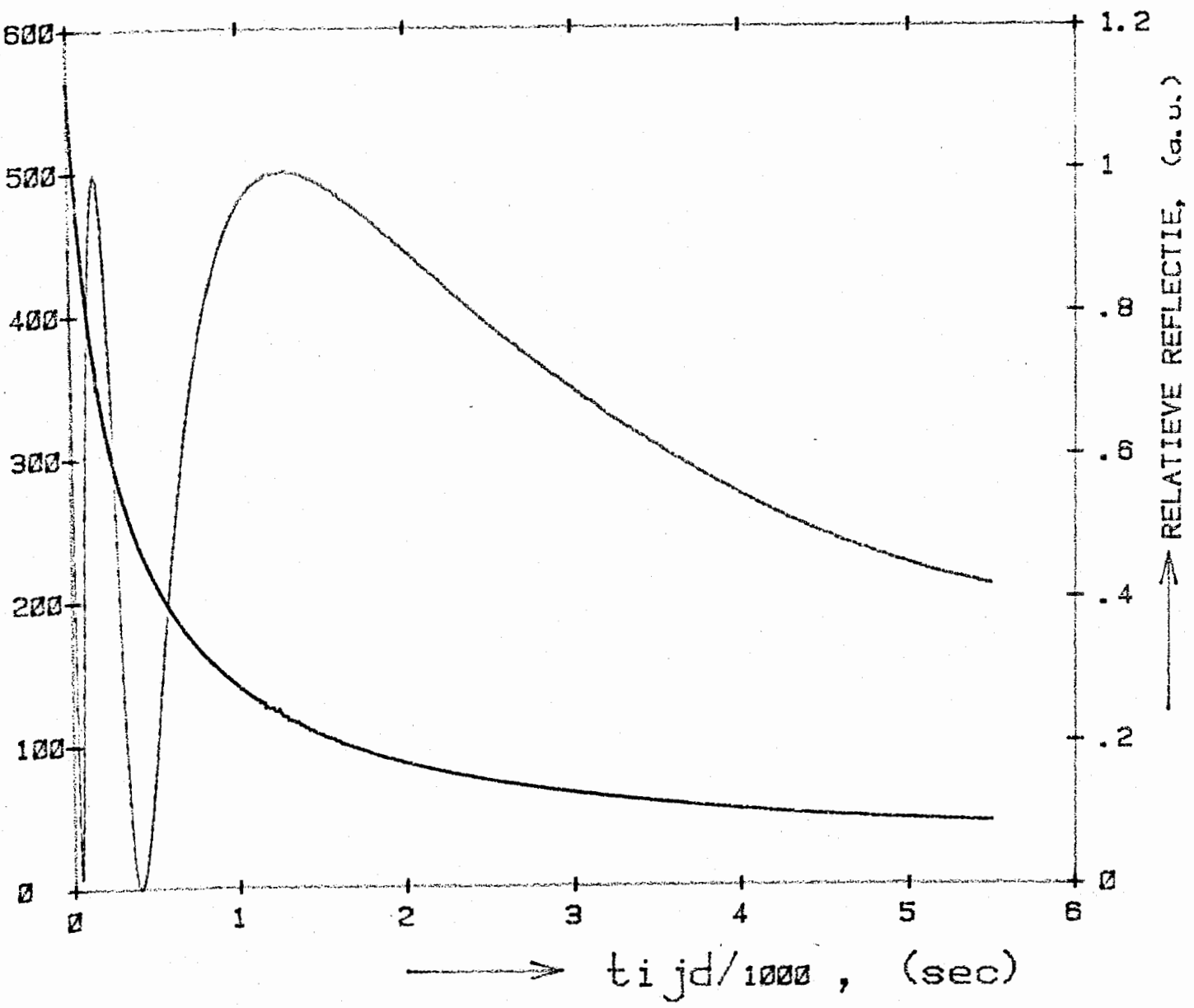
GOLFLENGTE (nm): 514.5
REFLECTIEHOEK (grad): 60
BREKINGSINDEX: 1.38844

**** DIKTE VAN EEN ZEEPVLIES ALS FUNCTIE VAN DE TYD ****

Van 't Hoff lab.
der R.U.U.

grafiek 6.4 : meting 2

23

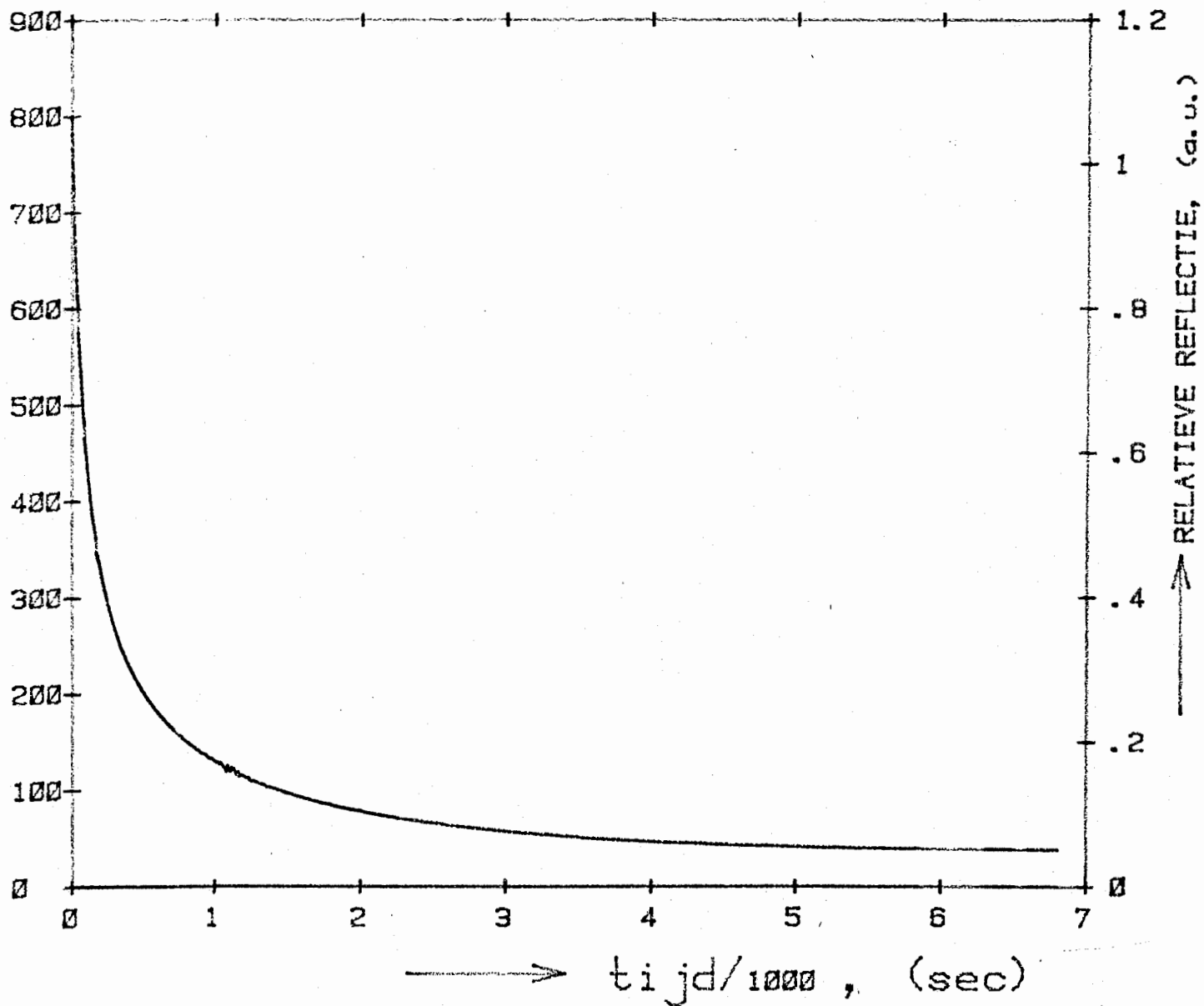


GOLFLENGTE (nm): 514.5
REFLECTIEHOEK (grad): 60
BREKINGSINDEX: 1.385

*** DIKTE VAN EEN ZEEPVLIES ALS FUNCTIE VAN DE TYD ***

Van 't Hoff lab.
der R.U.U.

grafiek 0.0 : meting 3



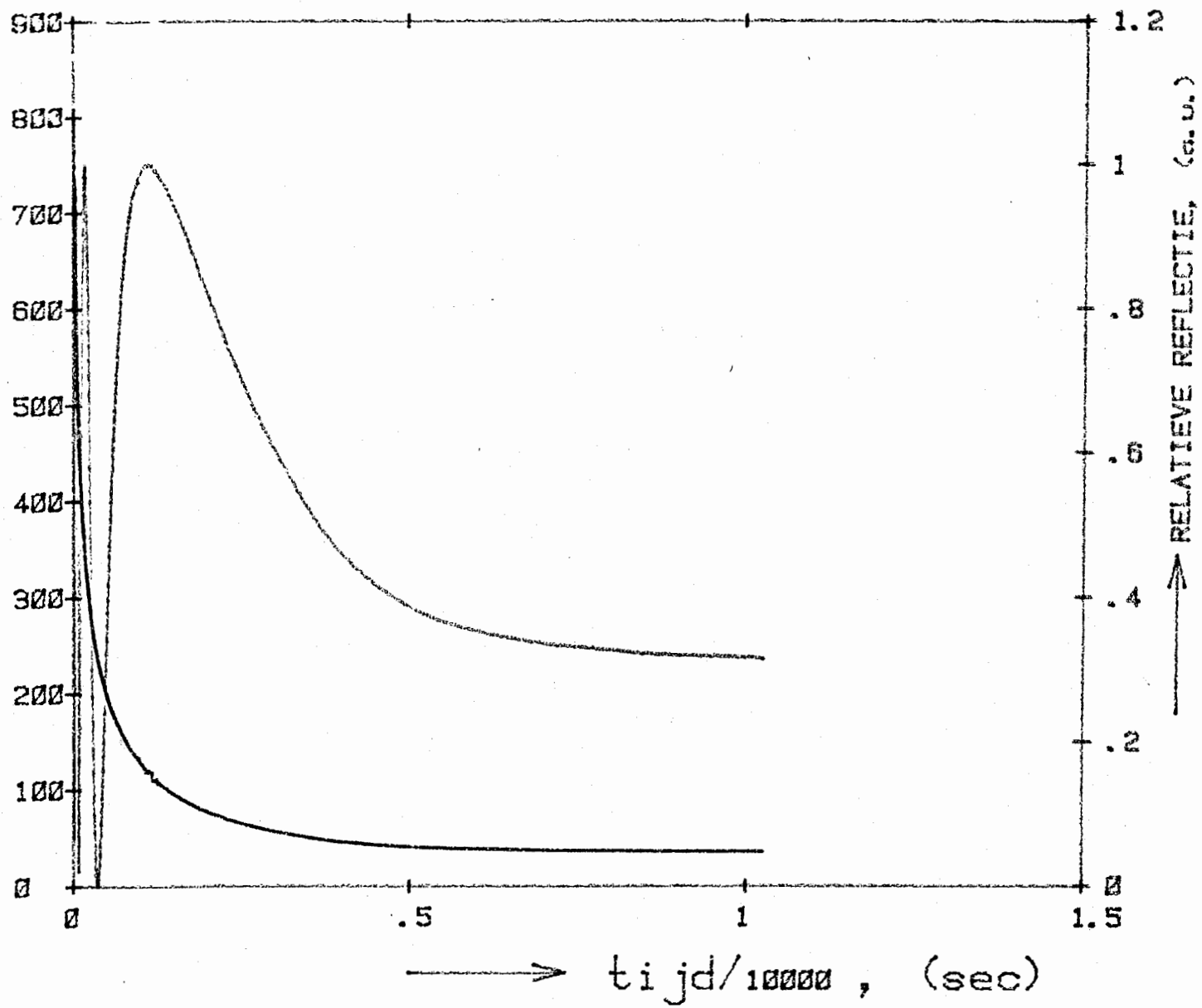
GOLFLENGTE (nm): 514.5
REFLECTIEHOEK (grd): 60
BREKINGSINDEX: 1.38845

*** DIKTE VAN EEN ZEEPVLIES ALS FUNCTIE VAN DE TYD ***

Van 't Hoff lab.
der R.U.U.

grafiek 6.6 : meting 4

25



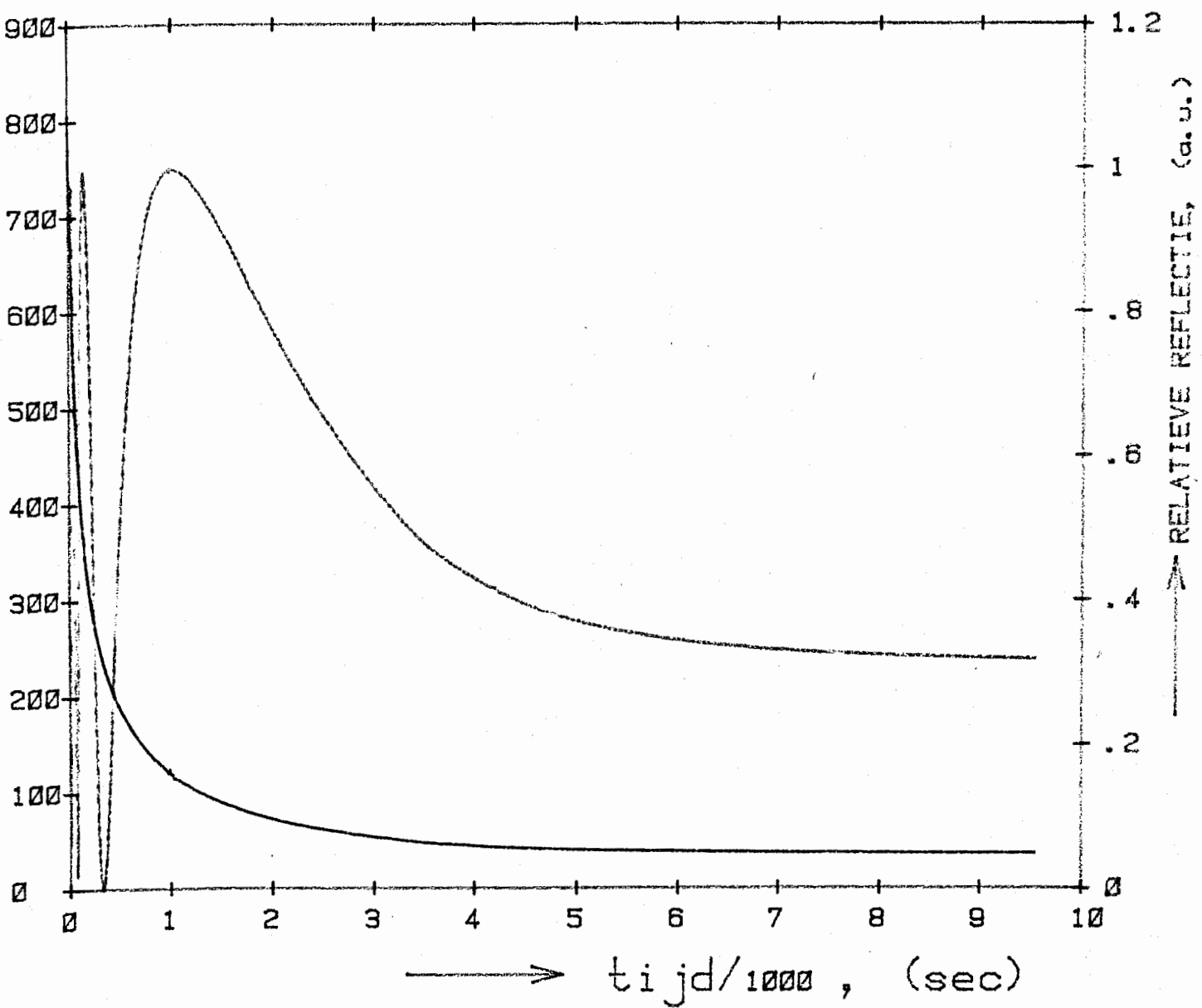
GOLFLENGTE (nm): 514.5
REFLECTIEHOEK (grad): 60
BREKINGSINDEX: 1.38844

**** DIKTE VAN EEN ZEEPVLIES ALS FUNCTIE VAN DE TYD ****

Van 't Hoff lab.
der R.U.U.

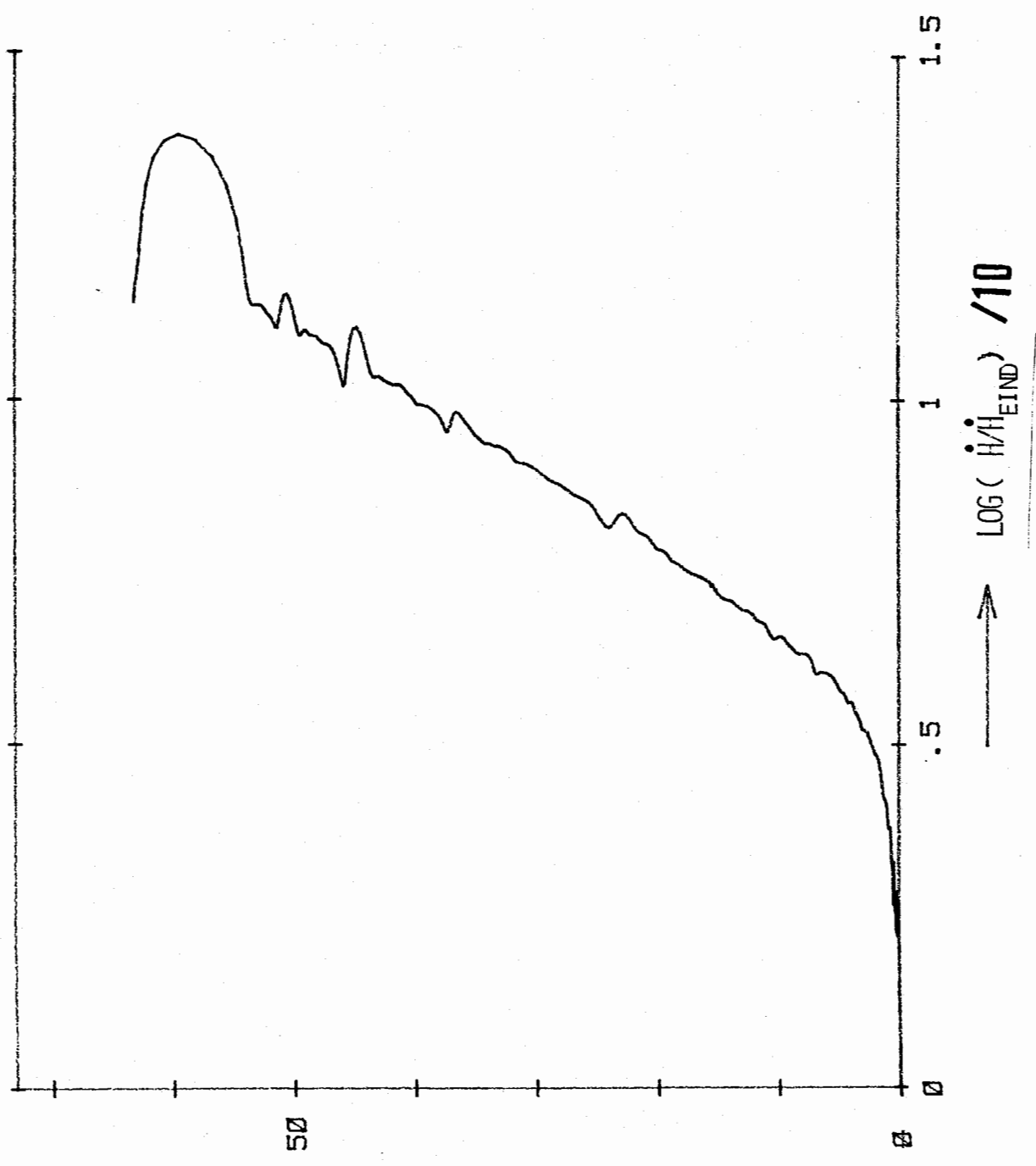
grafiek 6.7 : meting 5

26

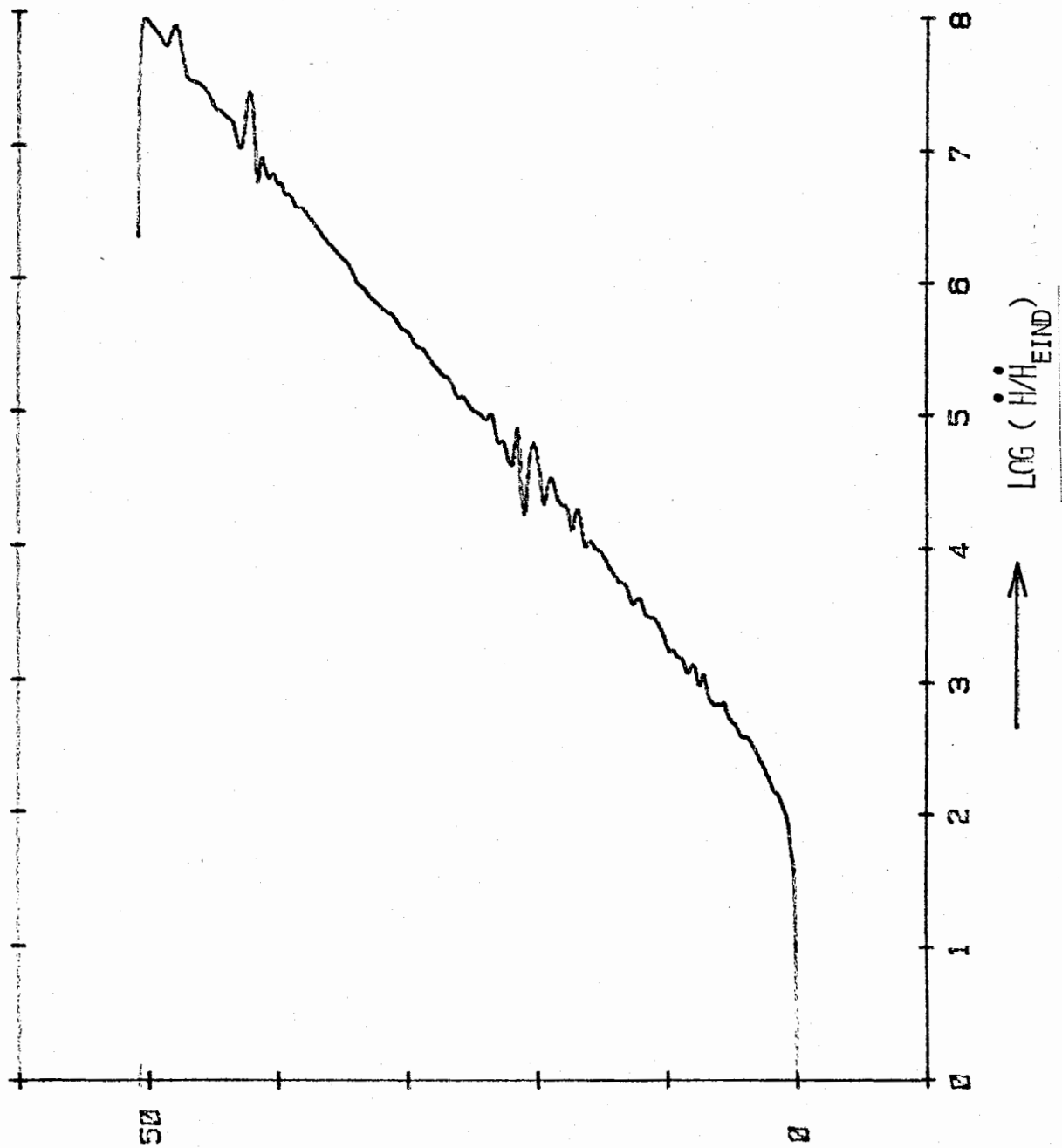


GOLFLENGTE (nm): 514.5
REFLECTIEHOEK (grad): 60
BREKINGSINDEX: 1.38844

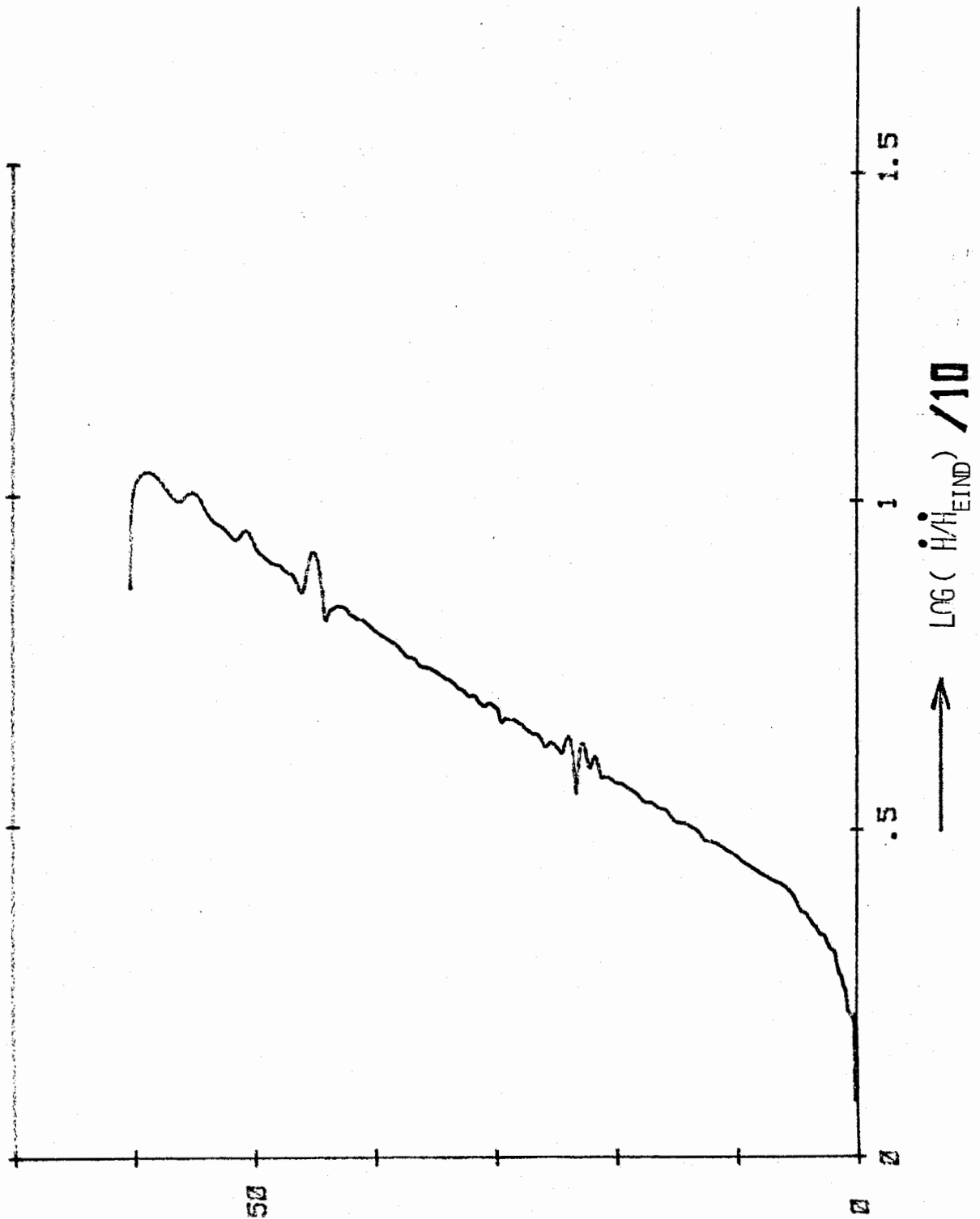
grafiek 6.8 : meting 1



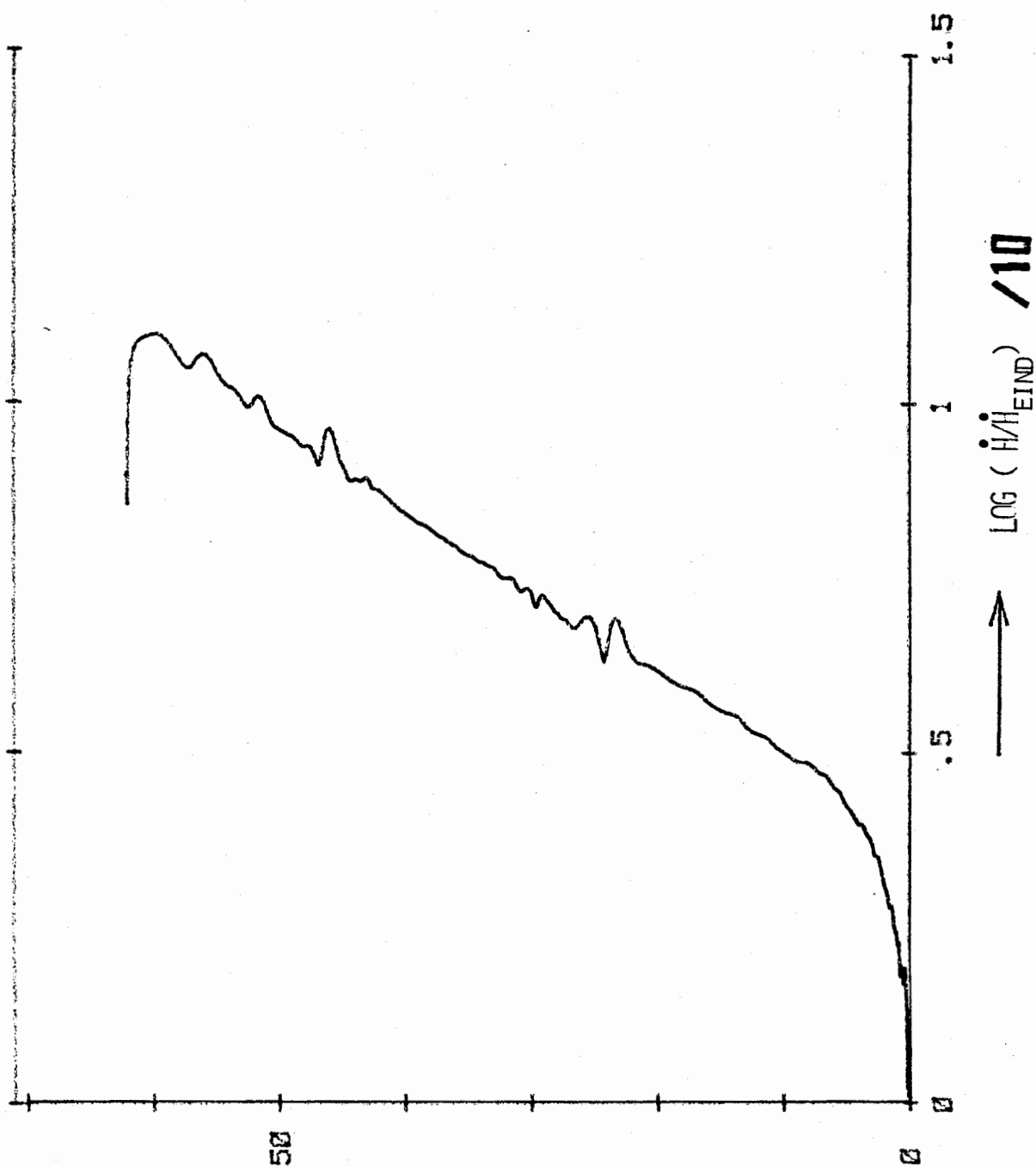
grafiek 6.9 : meting 2



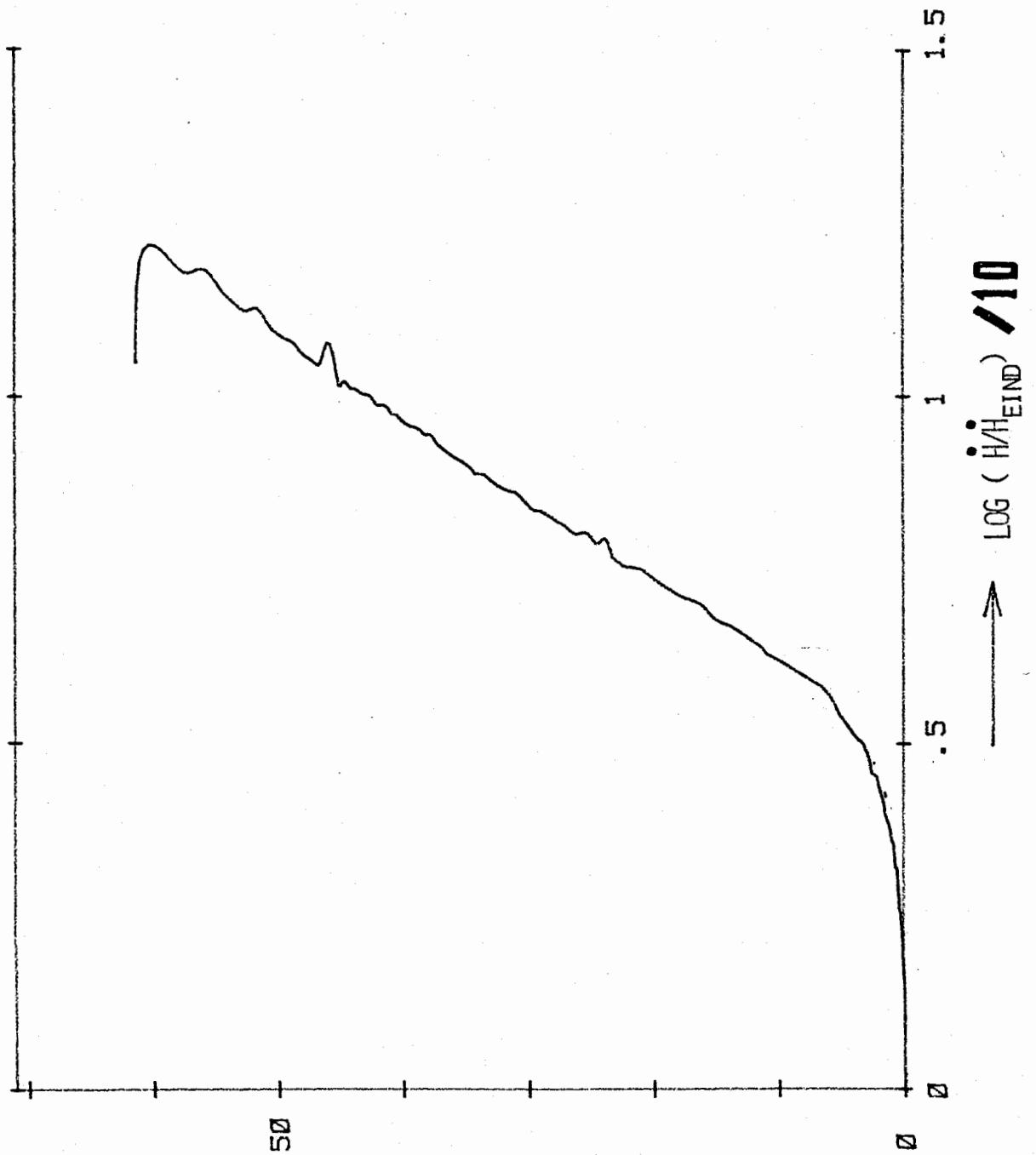
grafiek 6.10 : meting 3



grafiek 6.11 : meting 4



grafiek 6.12 : meting 5

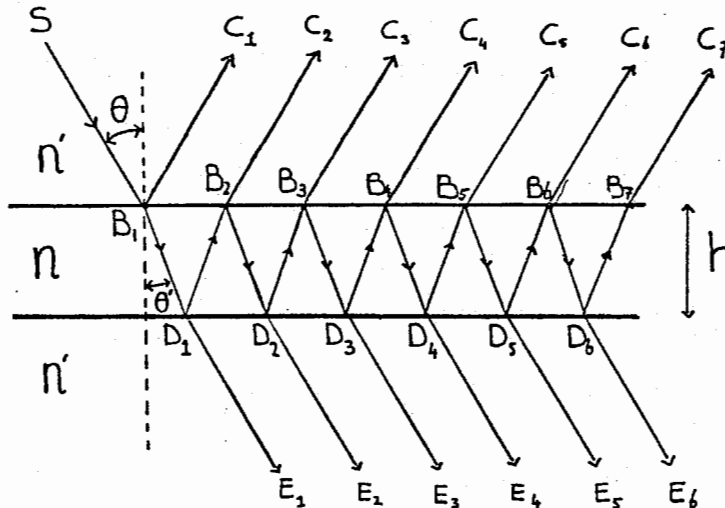


Literatuur.

- 1 : Becker; Theorie der Wärme ; Springer 1975.
- 2 : Beschrijving Pulfrich Refractometer ; was aanwezig in Trans III.
- 3 : Born en Wolff; Principles of Optics ; Pergamon 1965.
- 4 : Boys ; Seifenblasen, ; Leipzig 1913.
- 5 : Clunie, Goodman en Ingram ; Thin Liquid Films ; Surface & Colloid Science, Vol.III.
- 6 : Joosten ; Oppervlaktegolven op dunne, vrije vloeistoffilms ; verslag afstudeerwerk, Eindhoven 1977.
- 7 : Koopal en Flier ; Op het grensvlak van de chemie ; Natuur en Techniek nr.4, 1980.
- 8 : Mysels, Shinoda en Frankel ; Soap Films, studies of their thinning ; Pergamon 1959.
- 9 : Stong ; How to Blow Soap Bubbles that Last for Months or even Years ; Scientific American, May 1969.

Appendix I: Formule van Airy.

Beschouw een vlakke plaat met brekingsindex n , omgeven door een medium met brekingsindex n' (die we hier gelijk aan 1 zullen stellen), waarop een vlakke golf van monochromatisch licht met golflengte λ onder een invalshoek θ valt (zie figuur A.1).



figuur A.1

De golf valt langs $S B_1$ op het oppervlak van de plaat en wordt hier gesplitst in twee delen: een gereflecteerd deel in de richting $B_1 C_1$, en een deel dat door gaat in de richting $B_1 D_1$. De doorgelaten golf reist door het medium met brekingsindex n en valt tenslotte op het tweede grensvlak van de plaat onder een hoek θ' en wordt vervolgens gesplitst in twee delen: een doorgelaten deel in de richting $D_1 E_1$, en een deel dat gereflecteerd wordt in de plaat in de richting $D_1 B_2$; deze golf ondergaat vervolgens weer hetzelfde proces van splitsing en reflectie zoals in figuur A.1 is aangegeven. De complexe amplitude van de golf die op de plaat valt noemen we A^i , en we nemen aan dat deze lineair gepolariseerd is, loodrecht of evenwijdig aan het invalsvlak. Omdat de golf die langs $B_2 C_2$ uit de plaat komt in de plaat heen en weer gereist is, treedt er een faseverschuiving δ t.o.v. de direct gereflecteerde golf langs $B_1 C_1$ op. Er geldt:

$$\delta = (2\pi n/\lambda) 2h \cos(\theta') \quad \text{met } h \text{ de dikte van de plaat.}$$

Evenzo heeft de golf $B_3 C_3$ dezelfde fase verschuiving t.o.v. $B_2 C_2$ en dus tweemaal deze faseverschuiving t.o.v. $B_1 C_1$.

De reflectiecoëfficiënt voor de golf die van het omringende medium in de plaat komt noemen we r en een transmissie coëfficiënt t . Voor een golf die vanuit de plaat naar het omringende medium gaat noemen de reflectie en transmissiecoëfficiënt resp. r' en t' .

De complexe amplitudes van $B_1 C_1$, $B_2 C_2$, $B_3 C_3$, ..., $B_p C_p$ zijn dan:

$$r \cdot A^i, \quad t t' r' A^i \cdot \exp(i\delta), \quad t t' r'^3 A^i \cdot \exp(2i\delta), \quad \dots, \quad t t' r'^{(2p-3)} A^i \cdot \exp((p-1)i\delta)$$

Wanneer we nu al deze golven superponeren ($p \rightarrow \infty$), dan vinden we voor de totale gereflecteerde intensiteit A^r :

$$A^r = (r + t t' r' \exp(i\delta) / (1 - r'^2 \cdot \exp(i\delta))) \cdot A^i$$

Er bestaan een aantal relaties tussen r , r' , t en t' (zie [3]):

$$t t' = T, \quad r = -r', \quad r^2 = r'^2 = R \quad \text{en} \quad R + T = 1$$

Hiervan gebruik makend vinden we voor A :

$$A^r = (1 - \exp(i\delta)) \sqrt{R} / (1 - R \cdot \exp(i\delta)) \cdot A^i$$

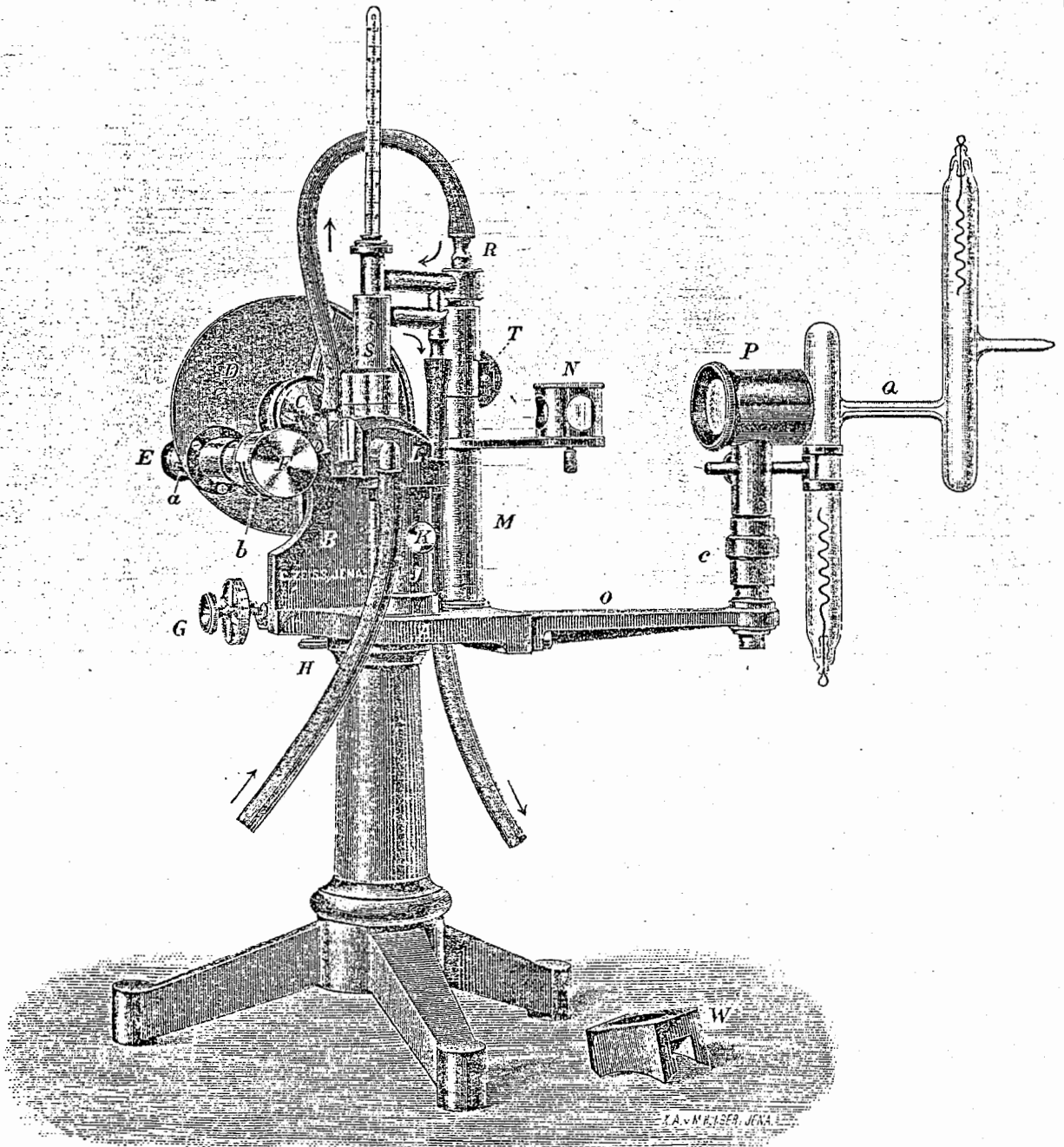
Voor de intensiteit $I^r = A^r \cdot A^{r*}$ en $I = A^i \cdot A^{i*}$ volgt dan dat:

Dit is de formule van Airy.

In het geval dat de polarisatie loodrecht op het vlak van inval staat wordt R gegeven door:

$$R = ((\cos(\theta) - n \cdot \cos(\theta')) / (\cos(\theta) + n \cos(\theta')))^2$$

(zie [3])



PUFFICH Refractometer (new model).
($\frac{1}{3}$ Full Size.)

2543

(uit: [21])

```

10 LOMEM: 16400: HIMEM: 36800
20 TEXT : HGRME
30 PRINT "*****"
40 PRINT "*** DIKTEBEPALING ZEEPVLIEZEN ***"
50 PRINT "*****"
60 GOTO 260
70 A$ = A$: CALL 37328: CALL 878: RETURN
80 T3 = PEEK (1010):T2 = PEEK (1009):T1 = PEEK (1008):FT = 65536 * T3 + 256 * T2 + T1
90 T3 = PEEK (1010):T2 = PEEK (1009):T1 = PEEK (1008):Y = 65536 * T3 + 256 * T2 + T1
100 IF FT > Y THEN Y = FT
110 RETURN
120 FOR J = 1 TO LP: CALL 37429: GOSUB 130:D = D + X: NEXT J: RETURN
130 X = PEEK (1014) + 256 * PEEK (1015): RETURN
140 FOR T = 0 TO TM: NEXT T: RETURN
150 MAX = - 32000:MI = 32000
160 TL = TI(1):TB = TI(1)
170 FOR I = 1 TO R
180 IF GE(I) > MAX THEN MAX = GE(I)
190 IF GE(I) < MI THEN MI = GE(I)
200 IF TI(I) > TB THEN TB = TI(I)
210 IF TI(I) < TL THEN TL = TI(I)
220 NEXT I
230 SF = 1 / (MAX - MI)
240 FOR I = 1 TO R:A(I) = SF * (GE(I) - MI): NEXT I
250 RETURN
260 INPUT "AANTAL METINGEN:":AAN
270 DIM GE(AAN): DIM A(AAN):DIM D(AAN): DIM TI(AAN)
280 CALL 37488
290 GOTO 1520
300 IF I1 > AAN THEN I1 = AAN
310 IF I2 > AAN THEN I2 = AAN
320 IF A$ = "C" THEN GOTO 380
330 INPUT "MIDDELLINGSTIJD:":X
340 LP = INT (24 * X)
350 INPUT "WACHTTIJD:":T
360 TM = 1000 * T
370 INPUT "STARTEN?:":A$
380 FOR I = I1 TO I2:D = 0:X = 0:TT = 0:Y = 0
390 GOSUB 140:GOSUB 80:TT = TT + Y:GOSUB 120
400 GOSUB 80:TT = TT + Y:GE(I) = D / LP:TI(I) = TT / 20
410 PRINT I: TAB(12):.1 * INT (10 * GE(I)): TAB(30):.1 * INT (10 * TI(I))
420 NEXT I
430 I1 = I2: RETURN
440 J = AAN
450 IF GE(J) > 0 GOTO 480
460 J = J - 1
470 IF J > 1 GOTO 450
480 R = J
490 IF R = 1 THEN RUN 20
500 GOSUB 150
510 GOSUB 790
520 IF AAN - I2 = 0 GOTO 540
530 INPUT "MEER METEN?:":A$: IF A$ = "Y" GOTO 1540
540 INPUT "GEEF DAALGETAL:":DA
550 IF DA <= 0 GOTO 1510
560 L = 0
570 FOR I = 1 TO R
580 IF A(I) < DA * A(R) THEN L = I
590 NEXT I
600 IF L = 0 GOTO 540
610 AM = A(L):IM = R
620 FOR I = L TO R
630 IF A(I) > AM THEN IM = I
640 IF A(I) > AM THEN AM = A(I)
650 NEXT I
660 PRINT "MAXIMUM:":AM:" INDEX: ":IM
670 GOTO 900
680 TEXT : HGR : H PLOT 0,0 TO 0,150: H PLOT TO 300,150: H PLOT TO 300,0: H PLOT TO 0,0
690 E = 300 / (TB - TL)
700 FOR I = 1 TO R
710 PL = D(I) / ((NC + 1) * DM)
720 H PLOT TO E * (TI(I) - TL) + B,C * PL + D
730 NEXT I
740 FOR I = 1 TO NC + 1
750 J = I / (NC + 1)
760 H PLOT 0,C * J + D TO 5,C * J + D
770 NEXT I
780 RETURN
790 PRINT : PRINT : PRINT
800 HGR : HCOLOR= 7
810 A = 300 / (R - 1):B = 0:C = - 140:D = 150
820 H PLOT 0,0 TO 0,150: H PLOT TO 300,150: H PLOT TO 300,0: H PLOT TO 0,0
830 FOR I = 1 TO R
840 H PLOT TO A * (I - 1) + B,C * A(I) + D
850 NEXT I
860 FOR I = 1 TO 10

```

Appendix III.

A. Listing meetprogramma.

```

930 A2 = 0:A4 = 0:Y0 = 0:Y1 = 0:Y2 = 0
940 FOR I = -K TO K
950 L = I + IM
960 Y0 = Y0 + A(L):Y1 = Y1 + A(L) * I:Y2 = Y2 + A(L) * I ^ 2
970 A4 = A4 + I ^ 4:A2 = A2 + I ^ 2
980 NEXT I
990 SS = 1 / (2 * K + 1):Y0 = Y0 * SS:Y1 = Y1 * SS:Y2 = Y2 * SS:A2 = A2 * SS:A4 = A4 * SS
1000 DP = 1 / (A4 - A2 ^ 2):AP = DP * (Y2 - A2 * Y0)
1010 BP = Y1 / A2:CP = DP * (A4 * Y0 - A2 * Y2)
1020 RM = CP - (BP ^ 2) / (4 * AP)
1030 IF K = 0 THEN RM = AM
1040 PRINT "GEKOR.MAXIMUM:";RM
1050 OH = (305 / 300) * (R - 1)
1060 INPUT "CURSOR:";CU
1070 IF CU <= 0 GOTO 1100
1080 IF CU > R GOTO 1060
1090 CI = CU:GOSUB 1690:GOTO 1060
1100 GM = 0
1110 FOR I = CI TO R:GM = GM + A(I):NEXT I
1120 RE = GM / (R - CI + 1)
1130 PRINT "EINDWAARDE:";RE
1140 INPUT "GEEF BREKINGSINDEX:";N:IF N <= 1 GOTO 1140
1150 INPUT "GEEF GOLFLENGTE(NM):";GL
1160 INPUT "GEEF MEETHOEK(GRADEN):";PHI
1170 PI = 4 * ATN (1.):THE = (2 * PI / 360) * PHI
1180 CR = SQR (1 - (SIN (THE) / N) ^ 2)
1190 R2 = ((COS (THE) - N * CR) / (COS (THE) + N * CR)) ^ 2:F = 4 * R2 / ((1 - R2) ^ 2)
1200 DM = GL / (4 * N * CR)
1210 PRINT "EXTREEMDIKTE:";DM
1220 TE = -1:NC = 0:VF = 0:EI = -1:EX = A(IM):RR = R
1230 INPUT "GEEF CURSOR:";CD:IF CD > RR GOTO 1230
1240 IF CD <= 0 THEN GOTO 1260
1250 CI = CD:GOSUB 1690:GOTO 1230

1260 L = CI
1270 IF L = RR THEN L = -1
1280 FOR I = L TO RR
1290 IF A(I) * TE > TE * EX THEN EI = I
1300 IF A(I) * TE > TE * EX THEN EX = A(I)
1310 NEXT I
1320 CI = EI:PRINT L;" ";RR;" ";TE
1330 FOR I = RR TO EI STEP -1:RE = A(I):GOSUB 1400:NEXT I
1340 IF EI = -1 GOTO 1470
1350 TE = -TE:NC = NC + 1:VF = 2 * INT ((NC + 1) / 2)
1360 FOR I = EI TO L STEP -1:RE = A(I):GOSUB 1400:NEXT I
1370 IF L = -1 GOTO 1470
1380 RR = L:EX = A(RR)
1390 GOTO 1230
1400 LL = RE / RM
1410 IF LL >= 1 THEN FS = PI
1420 IF LL >= -1 THEN 1450
1430 S = SQR (LL / (1 + F * (1 - LL)))
1440 FS = 2 * ATN (S / SQR (1 - S ^ 2))
1450 D(I) = DM * (VF + TE * (FS / PI))
1460 RETURN
1470 GOSUB 680
1480 INPUT "MEER METINGEN?";A$
1490 IF A$ = "Y" GOTO 1540
1500 INPUT "NAAR DE NOVA ?";A$:IF A$ = "Y" THEN GOTO 1990
1510 END
1520 I1 = 0:A$ = "*"
1530 I2 = 0:B$ = "*"
1540 IF A$ = "S" GOTO 440
1550 PRINT "NOG ";AAN - I2;" METINGEN"
1560 INPUT "AUTORUN,SINGLESTEP,MULTISTEP,PLOTTEN OF DOORGAAN?(A,E,M,S,C)";A$:GOSUB 1570:GOTO 1540
1570 IF A$ = "A" THEN GOSUB 1650
1580 IF A$ = "C" THEN GOSUB 1620
1590 IF A$ = "E" THEN GOSUB 1660
1600 IF A$ = "M" THEN GOSUB 1670
1610 RETURN
1620 IF B$ = "E" THEN GOSUB 1660
1630 IF B$ = "M" THEN GOSUB 1680
1640 RETURN
1650 I1 = 1:I2 = AAN:GOSUB 300:A$ = "S":RETURN
1660 I1 = I1 + 1:I2 = I1:B$ = "E":GOSUB 300:RETURN
1670 INPUT "GEEF AANTAL STAPPEN:";ST
1680 I2 = I1 + ST:I1 = I1 + 1:B$ = "M":GOSUB 300:RETURN
1690 HCOLOR= 0:HH = 0
1700 HPLDT A * (OH - 1) + B,0 TO A * (OH - 1) + B,150
1710 IF HH = 1 THEN RETURN
1720 HCOLOR= 7:HH = 1
1730 IF OH < R THEN HPLDT A * (OH - 1) + B,C * A(OH) + D
1740 OH = CI
1750 GOTO 1700
1760 PR# 2:POKE 49312,9:LIST:PR# 0:END
1770 PR# 2:POKE 49321,9

```

```

1650 I1 = 1:I2 = AAN: GOSUB 300:A$ = "S": RETURN
1660 I1 = I1 + 1:I2 = I1:B$ = "E": GOSUB 300: RETURN
1670 INPUT "GEEF AANTAL STAPPEN:":ST
1680 I2 = I1 + ST:I1 = I1 + 1:B$ = "M": GOSUB 300: RETURN
1690 HCOLOR= 0:HH = 0
1700 H$ = A * (OH - 1) + B,0 TO A * (OH - 1) + B,150
1710 IF HH = 1 THEN RETURN
1720 HCOLOR= 7:HH = 1
1730 IF OH < R THEN H$ = A * (OH - 1) + B,C * A(OH) + D
1740 OH = CI
1750 GOTO 1700
1760 PR# 2: POKE 49312,9: LIST : PR# 0: END
1770 PR# 2: POKE 49321,9
1780 PRINT "*****"
1790 PRINT "** DIKTEBEPALING ZEEPVLIEZEN **"
1800 PRINT "*****"
1810 PRINT : PRINT : PRINT
1820 PRINT "AANTAL METINGEN:":AAN
1830 PRINT "MAXIMALE WAARDE:":A(IM)
1840 PRINT "GEKORRIGEERDE WAARDE:":RM
1850 PRINT "(AANPASSING MET "2 * K + 1:" PUNTEN)"
1860 PRINT "EXTREEMDIKTE(NM):":DM
1870 PRINT "EINDDIKTE(NM):":D(R)
1880 PRINT : PRINT

1890 PRINT "BREKINGSINDEX:":N
1900 PRINT "GOLFLENGTE(NM):":GL
1910 PRINT "MEETHOEK(GRADEN):":PHI
1920 PRINT : PRINT : PRINT
1930 PRINT "TIJD:":TAB(10):"DIKTE:":TAB(20):"MEETNR.":TAB(30):"A(I):"
1940 FOR I = 1 TO R
1950 TI(I) = .1 * INT(TI(I) * 10):D(I) = .1 * INT(D(I) * 10):A(I) = .1 * INT(A(I) * 10)
1960 PRINT TI(I);TAB(10);D(I);TAB(20);I;TAB(30);A(I)
1970 NEXT I
1980 PR# 0: END
1990 TEXT: CALL 811
2000 HOME: PRINT "NOVA-MONITOR": CALL 829: GOTO 2020
2010 AZ = 16368: POKE AZ,0
2020 INPUT "OVERZENDEN?":C$: IF C$ < > "Y" THEN END
2030 HOME: POKE AZ,0
2040 PRINT "DKE-BOSS"
2050 A$ = "RUN": GOSUB 70
2060 PRINT : PRINT : PRINT : INPUT "FILENAME?":A$:A$ = MID$(A$,1,7): CALL 37328: CALL 902
2070 IF PEEK(1019) = 0 GOTO 2090
2080 FOR I = 1 TO 2000: NEXT I: GOTO 2000
2090 INPUT "COMMENT":A$:A$ = MID$(A$,1,7): GOSUB 70
2100 A$ = STR$(N): GOSUB 70
2110 A$ = STR$(GL): GOSUB 70
2120 A$ = STR$(PHI): GOSUB 70
2130 A$ = "0": GOSUB 70
2140 INPUT "DATE=":A$:A$ = MID$(A$,1,7): GOSUB 70: PRINT
2150 FOR I = 1 TO R:A$ = "DATA"
2160 GOSUB 70:A$ = STR$(TI(I)): GOSUB 70
2170 A$ = STR$(D(I)): GOSUB 70
2180 A$ = STR$(A(I)): GOSUB 70
2190 A$ = "0": GOSUB 70: NEXT I
2200 A$ = "END": GOSUB 70
2210 PRINT "OVERSTUREN KLAAR"
2220 A$ = "10": GOSUB 70:A$ = A$: CALL 37328: GOTO 2020

```


B. Listing Plotprogramma.

```

0020 PRINT "C27"&FILE:1a10L<27>h<27>J":
0030 PRINT "C27"&ladZ<27>&FILE":
0040 CLOSE
0050 DIM A$(100)
0060 PRINT
0070 PRINT
0080 PRINT "****DE DIKTE VAN EEN ZEEPVLIES ALS FUNCTIE VAN DE TYD****"
0090 PRINT
0100 PRINT
0110 INPUT "FILENAME:",A$
0120 OPEN FILE (1,0),A$,8
0130 RESET FILE (1)
0140 READ FILE (1),S1
0150 DIM R(S1,3)
0160 INPUT FILE (1),P$
0170 INPUT FILE (1),Q$
0180 READ FILE (1),P1,P2
0190 READ FILE (1),P3,P4
0200 INPUT FILE (1),D$
0210 READ FILE (1),X,X
0220 FOR I=1 TO S1
0230 READ FILE (1),R(I,1),R(I,2)
0240 READ FILE (1),R(I,3),X
0250 NEXT I
0260 FOR I=2 TO S1
0270 LET R(I,1)=R(I,1)-R(1,1)
0280 NEXT I
0290 LET R(1,1)=0
0300 OPEN FILE (6,2),"QTY:6"
0310 LET Z$=""
0320 LWRITE FILE (6),"<27>.e:0:<27>.M0:<27>.I80:17:18:13:",Z$
0330 LWRITE FILE (6),"<27>.N0:",Z$
0340 LET Z(1);Z(3)=0
0350 LET Z(2),Z(4)=10000
0360 FOR I=1 TO S1
0370 LET X=R(I,2)
0380 IF Z(1)>X THEN GOTO 0400
0390 LET Z(1)=X
0400 IF Z(2)<X THEN GOTO 0420
0410 LET Z(2)=X
0420 LET Y=R(I,1)
0430 IF Z(3)>Y THEN GOTO 0450
0440 LET Z(3)=Y
0450 IF Z(4)<Y THEN GOTO 0470
0460 LET Z(4)=Y
0470 NEXT I
0480 REM Z(3)=MAX. EN Z(4)=MIN. V/D X-AS IN SECONDEN
0490 REM Z(1)=MAX. EN Z(2)=MIN. V/D Y-AS IN NANOMETERS
0500 LET Z(1)=INT(Z(1))+10
0510 LET Z(2)=INT(Z(2))-10
0520 LET Y1=Z(2)/10
0530 LET Y2=Z(1)/10
0540 IF Y2<25 THEN GOTO 0590
0550 LET Y1=0
0560 LET Y2=10*INT(Y2/10)+10
0570 LET I1=10
0580 GOTO 0600
0590 LET I1=1
0600 LET X=LOG(Z(3))/LOG(10)
0610 LET X=INT(X)
0620 LET F1=10^(-X)
0630 LET X2=Z(3)*F1
0640 IF X2>4 THEN GOTO 0730
0650 LET X9=INT(X2)-INT(X2+.5)
0660 IF X9<>0 THEN GOTO 0690
0670 LET X2=INT(X2)+.5
0680 GOTO 0700
0690 LET X2=INT(X2+.5)
0700 LET X1=0
0710 LET S2=.5
0720 GOTO 0760
0730 LET X2=INT(X2)+1
0740 LET X1=0
0750 LET S2=1
0760 IF 1/F1>1 THEN LET Y1=0
0770 LET Z1=1100
0780 LET Z2=6500
0790 LET Z3=5500
0800 LET Z4=1100
0810 LET A$="IN:PA",STR$(Z1),",",STR$(Z4),";PD:"
0820 GOSUB 2140
0830 LET A$="PR",STR$(Z2),",",0;PU:"
0840 GOSUB 2140
0850 LET A$="PA",STR$(Z1+Z2),",",STR$(Z4+Z3),";PD:"
0860 GOSUB 2140
0870 LET A$="PR",STR$(-Z2),",",0,0,",STR$(-Z3),";PU:"
0880 LET A$=A$,"CS1:"
0890 GOSUB 2140
0900 FOR I=X1 TO X2+S2/2 STEP S2
0910 LET X=INT(Z1+(I-X1)/(X2-X1)*Z2)
0920 LET A$="PA",STR$(X),",",STR$(Z4),";XT:"

```

```

0970 FOR I=X2 TO X1-S2/2 STEP -S2
0980 LET X=INT(Z1+(I-X1)/(X2-X1)*Z2)
0990 LET A$="PA",STR$(X),",",STR$(Z3+Z4),":XT;"
1000 GOSUB 2140
1010 NEXT I
1020 FOR I=Y1 TO Y2+I1/2 STEP I1
1030 LET Y=INT(Z4+(I-Y1)/(Y2-Y1)*Z3)
1040 LET A$="PA",STR$(Z1),",",STR$(Y),":YT;"
1050 GOSUB 2140
1060 IF Y2<25 THEN GOTO 1090
1070 IF INT(I/10)<>I/10 THEN GOTO 1120
1080 GOTO 1100
1090 IF INT(I/5)<>I/5 THEN GOTO 1120
1100 LET A$="PR-380,-50;LB",STR$(10*I),":C3:"
1110 GOSUB 2140
1120 NEXT I
1130 LET A$="PA",STR$(Z1/2-400),",",STR$(Z4+Z3/3),":;"
1140 GOSUB 2140
1150 LET A$="PD;PRO,1000,-50,-200;PU;PR100,0;PD;PR-50,200;PU;"
1160 GOSUB 2140
1170 LET A$="PR70,100;SI,3,.5;DIO,1;LBDIKTE,-(nm)C3>;SI;DI;"
1180 GOSUB 2140
1190 LET A$="PA",STR$(Z1+Z2/3),",",STR$(Z4/2),":;"
1200 GOSUB 2140
1210 LET A$="PD;PR1000,0,-200,-50;PU;PRO,100;PD;PR200,-50;PU;"
1220 GOSUB 2140
1230 LET A$="PR300,-100;SI,3,.5;LBTijd/<C3>;SI;LB",STR$(1/F1),":C3>;SI,3,.5;"
1240 LET A$=A$,"LB",":(sec)C3>;SI:"
1250 GOSUB 2140
1260 LET A$="PU;SM;"
1270 GOSUB 2140
1280 LET Z9=0
1290 FOR I=1 TO S1
1300 LET X=R(I,1)*F1
1310 LET X=(X-X1)/(X2-X1)*Z2+Z1
1320 LET X$=STR$(INT(X))
1330 LET Y=R(I,2)/10
1340 LET Y=(Y-Y1)/(Y2-Y1)*Z3+Z4
1350 LET Y$=STR$(INT(Y))
1360 IF Z9=1 THEN GOTO 1410
1370 LET A$="PA",X$,"",Y$,";PD;"
1380 GOSUB 2140
1390 LET Z9=1
1400 GOTO 1430
1410 LET A$="PA",X$,"",Y$,";"
1420 GOSUB 2140
1430 NEXT I
1440 LET A$="PU;SM;"
1450 GOSUB 2140
1460 PRINT
1470 PRINT
1480 INPUT "CHANGE PEN-(CR)",A$
1490 LET A$="PA",STR$(Z1+Z2),",",STR$(Z4),":PD;"
1500 GOSUB 2140
1510 LET A$="PR,0,",STR$(Z3),":PU;"
1520 GOSUB 2140
1530 FOR I=0 TO 1.3 STEP .2
1540 LET Y=INT(Z4+I/1.2*Z3)
1550 LET A$="PA",STR$(Z1+Z2),",",STR$(Y),":YT;"
1560 GOSUB 2140
1570 LET A$="PR+170,-50;LB",STR$(I),":C3:"
1580 GOSUB 2140
1590 NEXT I
1600 LET A$="PA",STR$(Z1+Z2+600),",",STR$(Z4+Z3/5),":;"
1610 GOSUB 2140
1620 LET A$="PD;PRO,1000,-50,-200;PU;PR100,0;PD;PR-50,200;PU;"
1630 GOSUB 2140
1640 LET A$="PR70,100;DIO,1;LBRELATIEVE REFLECTIE,-(a.u.)C3>;SI;DI;"
1650 GOSUB 2140
1660 LET A$="PU;SM;"
1670 GOSUB 2140
1680 LET P9=0
1690 FOR I=1 TO S1
1700 LET X=R(I,1)*F1
1710 LET X=(X-X1)/(X2-X1)*Z2+Z1
1720 LET X$=STR$(INT(X))
1730 LET Y=R(I,3)*Z3/1.2+Z4
1740 LET Y$=STR$(INT(Y))
1750 IF P9=1 THEN GOTO 1800
1760 LET A$="PA",X$,"",Y$,";PD;"
1770 GOSUB 2140
1780 LET P9=1
1790 GOTO 1820
1800 LET A$="PA",X$,"",Y$,";"
1810 GOSUB 2140
1820 NEXT I
1830 LET A$="PU;"
1840 GOSUB 2140
1850 PRINT

```

```

1700 LET X=R(I,1)*F1
1710 LET X=(X-X1)/(X2-X1)*Z2+Z1
1720 LET X$=STR$(INT(X))
1730 LET Y=R(I,3)*Z3/1.2+Z4
1740 LET Y$=STR$(INT(Y))
1750 IF P9=1 THEN GOTO 1800
1760 LET A$="PA",X$,"",Y$,";PD;"
1770 GOSUB 2140
1780 LET P9=1
1790 GOTO 1820
1800 LET A$="PA",X$,"",Y$,";"
1810 GOSUB 2140
1820 NEXT I
1830 LET A$="PU;"
1840 GOSUB 2140
1850 PRINT
1860 INPUT "CHANGE PEN (CR)",A$
1870 LET A$="PA",STR$(Z1-50),"",STR$(Z3+Z4+700),";"
1880 GOSUB 2140
1890 LET A$="SI.2..4;LB**** DIKTE VAN EEN ZEEFVLIES "
1900 LET A$=A$,"ALS FUNCTIE VAN DE TYD ****<3>;SI;"
1910 GOSUB 2140
1920 LET A$="PA",STR$(Z1+Z2+1000),"",STR$(Z4+700),";"
1930 GOSUB 2140
1940 LET A$="LBGOLFLENGTE(nm);",STR$(P2),"<13><10><3>"
1950 GOSUB 2140
1960 LET A$="LBREFLECTIEHOEK(erd);",STR$(P3),"<13><10><10><3>"
1970 GOSUB 2140
1980 LET A$="LBBREKINGSINDEX;",STR$(P1),"<3>"
1990 GOSUB 2140
2000 LET A$="PA",STR$(Z1+Z2+1500),"",STR$(Z3+Z4+1000),";PD;"
2010 GOSUB 2140
2020 LET A$="PR1600,0,0,-600,-1600,0,0,600;PU;"
2030 GOSUB 2140
2040 LET A$="PR150,-250;"
2050 GOSUB 2140
2060 LET A$="SI.15..30;LBVan 't Hoff lab.<13><10><3>"
2070 GOSUB 2140
2080 LET A$="LB der R.U.U.<3>"
2090 GOSUB 2140
2100 LET A$="IN;"
2110 GOSUB 2140
2120 CLOSE FILE (6)
2130 END
2140 LWRITE FILE (6),"<17>",Z$
2150 INPUT FILE (6),X$
2160 LWRITE FILE (6),A$,Z$
2170 RETURN

```