

MASTER

Relaxatieprocessen in een nevel bij schokgolfpassage en karakterisering van de nevel met een lichtextinctiemethode

de Lange, H.C.

Award date:
1988

[Link to publication](#)

Disclaimer

This document contains a student thesis (bachelor's or master's), as authored by a student at Eindhoven University of Technology. Student theses are made available in the TU/e repository upon obtaining the required degree. The grade received is not published on the document as presented in the repository. The required complexity or quality of research of student theses may vary by program, and the required minimum study period may vary in duration.

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain

Take down policy

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

Faculteit der Technische Natuurkunde

Den Dolech 2
Postbus 513
5600 MB Eindhoven
Telefoon (040) 479111
Telex 51163

Vakgroep TRANSPORT-
FYSICA

H311 (bsn)

4
3x

Titel: . Relaxatieprocessen in een nevel
bij schokgolfpassage en
karakterisering van de nevel met
een lichtextinctiemethode

8981017

Auteur: . H.C. de Lange

Verslagnummer: . R-899-A

Datum: . februari 1988

Werkeenheid: . Gasdynamica

Begeleider(s): dr.ir. M.E.H. van Dongen, ir. H.J. Smolders

Afstudeerhoogleraar Prof.dr.ir. G. Vossers

Samenvatting

Een schokgolf in een nevel veroorzaakt een niet-evenwichtssituatie waarin impuls-, warmte- en massaoverdracht tussen de druppels en het gas/damp mengsel plaatsvinden. Deze overdrachtsprocessen worden gekarakteriseerd door verschillende relaxatietijden.

Voor relatief zwakke schokken blijken snelheids- en temperatuur-aanpassing veel sneller te verlopen dan het verdampingsproces. De verdampende druppels onttrekken warmte aan het gas, hetgeen een duidelijk vertragende invloed heeft op de verdamping.

Om de nevel te karakteriseren is een drie golflengte lichtextinctie meetopstelling gemaakt met golflengten 632.8 nm, 807 nm en 1152 nm. Deze meetmethode heeft een goed oplossend vermogen voor een druppeldiameterverdelingsfunctie met een modale straal tussen $1\mu\text{m}$ en $1.75\mu\text{m}$ en een relatieve spreidingsbreedte tussen 0.02 en 0.22. IJkmetingen met polystyreendeeltjes in alcohol geven een redelijke overeenstemming met de door de fabrikant opgegeven deeltjesdiameter.

Het ontstaan van een nevel door het adiabatisch expanderen van vochtige stikstof en het verdampen van de druppels door schokcompressie is experimenteel gevolgd met de lichtextinctiemethode. De gevonden waarden van modale **straal**, **spreidingsbreedte** en deeltjes concentratie zijn consistent met de uitkomsten van een globaal thermisch model van de nevel. Het verloop van de modale druppelstraal in de tijd na passage van een schokgolf is voor een enkel experiment bepaald en is in goede overeenstemming met de theorie.

Inhoud

Samenvatting	
Inhoud	2
1 Inleiding	4
Lijst van gebruikte symbolen	6
2 De structuur van een schokgolf in een nevel; Het reservoirmodel	8
2.1 Uitgangspunten voor het reservoirmodel	8
2.2 De overdrachtsprocessen	11
2.3 Snelheidsrelaxatie	14
2.4 Temperatuurrelaxatie	15
2.5 Drukrelaxatie (de verdamping)	18
2.6 Vergelijking van de relaxatietijden	20
2.7 De geldigheid van de natte bol benadering bij grote druppelmassafractie	21
3 De structuur van een schokgolf in een nevel; Wisselwerking tussen gas en druppels	23
3.1 De behoudswetten	24
3.2 Problemen bij de berekening van de verdampingssnelheid	26
3.3 Berekening van de verdampingssnelheid	29
4 Meting van de druppeldiameter	32
4.1 Extinctie van een monodisperse nevel	32
4.2 Een polydisperse nevel	34
4.3 De opstelling	37
4.4 Meetprocedure en foutenanalyse	39
4.5 IJkmeting	39
4.6 Extinctie tijdens het verdampingsproces	41

5	Resultaten	43
5.1	De schokbuisopstelling	43
5.2	Nevelvorming	43
5.3	De verdamping	49
5.4	Snelheidsrelaxatie	53
	Conclusies	54
	Literatuurlijst	56
	Appendices	
A 1	Webergetal	A. 1
A 2	Stofeigenschappen voor water, waterdamp en stikstof	A. 2
A 3	De 1/3 regel	A.10
A 4	Knudsencorrectie	A.13
A 5	De natte bol benadering	A.14
A 6	Brekingsindex lucht/water	A.16
A 7	Experimenten	A.17
A 8	Laboratoriumstelsel	A.19
A 9	Programmatuur	A.20

1. Inleiding

Een schokgolf in een gas is een stapsgewijze verandering van druk, temperatuur en snelheid. Als in het gas druppels aanwezig zijn, ontstaat er achter de schok, door de grote latente warmte en massa-traagheid van de druppels, een niet-evenwichts-situatie. Deze niet-evenwichts-situatie wordt gekenmerkt door massa-, warmte-, en impuls-overdracht tussen de druppels en het omringende gas. De verschillende overdrachtsprocessen hebben hun eigen karakteristieke relaxatietijden. Zijn deze relaxatietijden onderling voldoende verschillend dan is een vereenvoudigde beschrijving mogelijk. Een theoretische analyse van de relaxatie-zones wordt gegeven door Marble [MAR69]. Een overzicht van relaxatieverschijnselen in nevels wordt gegeven door Rudinger [RUD76].

In hoofdstuk 2 worden, onder aanname van reservoircondities, de verschillende relaxatietijden bepaald. We volgen de redenering van Goossens et al. [GOO88]. Hierbij worden voor de overdrachtsprocessen de semi-empirische relaties gebruikt, zoals die worden voorgesteld door Gyarmathy [HEW82].

Daarna wordt, in hoofdstuk 3, onderzocht wat de invloed is van de verdamping van de druppels op de toestand van het omringende gas. Tevens worden de Knudsen-correctie (volgens de Cunninghamtheorie), de invloed van temperatuur en samenstelling afhankelijke materiaalconstanten (de 1/3-regel [HUB74]) en van het polydisperse karakter van de nevel onderzocht.

Bij de experimenten wordt, om de nevel te karakteriseren, lichtextinctie bij drie golflengten gemeten. Hiermee worden de modale diameter, de relatieve diameterspreiding en de concentratie van de druppels bepaald. De theorie van deze meting wordt besproken in hoofdstuk 4. We maken hierbij gebruik van de resultaten van Horijon [HOR86], de Kroon [KRO86] en de Graaf [GRA87]. Verder worden in dit hoofdstuk de opstelling, foutenanalyse en een ijkmeting besproken.

Met een schokbuisopstelling is een reeks experimenten uitgevoerd, waarbij de verdamping en de snelheidsrelaxatie onderzocht zijn. De opstelling en resultaten van een experiment komen in hoofdstuk 5 aan de orde. Deze resultaten worden tevens vergeleken met de theorie.

Experimenten met schokgolven in nevels zijn onder meer gedaan door Hastings [HAS79] en Roth [ROT85].

Dit afstudeerwerk bouwt voort op het werk van Cleijne [CLE85] en Goossens et al. [GO088].

In appendix 2 is een lijst materiaaleigenschappen opgenomen voor stikstofgas, waterdamp en water.

Lijst van gebruikte symbolen

a	: $\lambda/\rho c_p$	[L ² t ⁻¹]
c	: soortelijke warmte	[FLM ⁻¹ T ⁻¹]
c	: geluidssnelheid	[Lt ⁻¹]
D	: diffusiecoëfficiënt	[L ² t ⁻¹]
\mathcal{D}_m	: gemodificeerde diffusiecoëfficiënt $D_p/R_v T$	[ML ⁻¹ t ⁻¹]
DQ_{ij}	: dispersiecoëfficiënt β_i/β_j	[1]
f_i	: massafractie in de nevel $\rho_i/\Sigma\rho_i$	[1]
F	: op de druppel uitgeoefende kracht	[F]
H	: enthalpie	[FLt ⁻¹]
H_{int}	: energie gebruikt voor druppelopwarming	[FLt ⁻¹]
$I(x)$: intensiteit ter plaatse x	[FL ⁻¹]
Kn	: Knudsengetal	[1]
L	: latente warmte voor verdamping	[FLM ⁻¹]
L_0	: uit $L=L_0+\alpha R_v T$	[FLM ⁻¹]
M	: massastroom	[Mt ⁻¹]
m	: massa	[M]
m_i	: brekingsindex voor golflengte λ_i	[1]
Ma	: het schok Machgetal	[1]
n	: aantal druppels per m ³ nevel	[L ⁻³]
N	: druppelstraalverdelingsfunctie	[1]
Nu	: Nusseltgetal	[1]
p	: druk	[FL ⁻²]
Pr	: Prandtlgetal	[1]
Q_{ext}	: relatieve werkzame doorsnede	[1]
R	: specifieke gasconstante	[FLM ⁻¹ T ⁻¹]
r	: druppelstraal	[L]
r_m	: modale druppelstraal	[L]
\hat{r}	: r/r_0	[1]
Re	: Reynoldsgetal	[1]
Sc	: Schmidtgetal	[1]
t	: tijd	[t]
T	: temperatuur	[T]
T_{wb}	: natte bol temperatuur	[T]
$\mathcal{T}(x)$: transmissie $I(x)/I(0)$	[1]
u	: snelheid	[Lt ⁻¹]

β	: extinctie coëfficiënt	$[L^{-1}]$
ϵ	: relatieve diameterspreidingsbreedte	$[1]$
γ	: c_p/c_v	$[1]$
η	: dynamische viscositeit	$[FL^{-2}t]$
λ	: warmtegeleidingscoëfficiënt	$[FT^{-1}t^{-1}]$
λ_{123}	: golflengten 1,2 en 3	$[L]$
τ	: karakteristieke tijd	$[t]$
Π	: partiële dampdruk p_v/p_g	$[1]$
θ_{ev}	: totale verdampingstijd voor druppels met een straal van $1\mu m$	$[t]$
ρ	: massadichtheid in de nevel	$[ML^{-3}]$
ρ_ℓ	: massadichtheid van de vloeibare fase	$[ML^{-3}]$

indices:

0	: toestand voor de schok
\wedge	: toestand na de schok onder reservoircondities
1	: toestand na de schok na temperatuur- en snelheidsrelaxatie
2	: eindevenwichtstoestand
ρ	: druppel eigenschap
v	: damp eigenschap
g	: gas eigenschap
ℓ	: eigenschap van de vloeibare fase
p	: bij constante druk
v	: bij constant volume

2. De structuur van een schokgolf in een nevel; Het reservoirmodel.

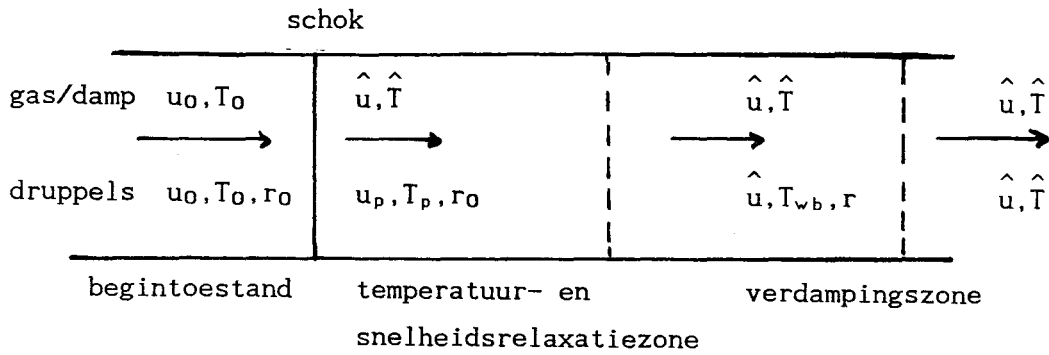
We bestuderen de overdrachtsprocessen tussen een druppel en zijn omgeving in de niet-evenwichtssituatie, die in een nevel ontstaat, als een schokgolf passeert. Door de schokgolf verandert de toestand van het gas instantaan. Door de grote latente warmte en massastraagheid van de druppels vindt er een geleidelijke aanpassing van de druppels plaats naar een nieuw evenwicht. Voorlopig wordt aangenomen dat alle druppels dezelfde straal hebben.

Verder wordt er in dit hoofdstuk vanuit gegaan dat de toestand van het gas (temperatuur, druk, snelheid, etc.) na de passage van de schok niet meer verandert (reservoircondities). Deze kunnen op eenvoudige manier bepaald worden uit de behoudswetten over een schokgolf; de Rankine-Hugoniot relaties (§2.1). De overdrachtsprocessen kunnen met semi-empirische modellen beschreven worden (§2.2). Hierbij blijkt de temperatuur van de druppels een belangrijke parameter te zijn. Daarom wordt in §2.4 de natte bol benadering geïntroduceerd. De geldigheid van deze benadering wordt in §2.7 onderzocht.

In §2.6 zullen de voor de verschillende overdrachtsprocessen karakteristieke tijden, die gedefinieerd worden in §2.3-5, met elkaar worden vergeleken.

§2.1 Uitgangspunten voor het reservoirmodel.

We beschrijven een schokgolf, met Machgetal: $Ma = u_0/c_0$, vanuit het meebewegend coördinaten stelsel (figuur 2.1). Hierin staat de schok stil en stroomt de nevel met snelheid u_0 in de richting van de schok.



Figuur 2.1: situatieschets in een met de schokgolf meebewegend coördinaten stelsel onder reservoircondities.

- u : snelheid
- T : temperatuur
- r : druppelstraal
- o : begintoestand
- $\hat{}$: toestand na de schok volgens de Rankine-Hugoniot relaties
- p : druppel eigenschap
- T_{wb} : druppeltemperatuur volgens de natte bol benadering (zie §2.5).

Bij het passeren van de schok verandert de toestand van het gas sprongsgewijs (u_0, T_0 wordt \hat{u}, \hat{T}). De grootte van de snelheids- druk- en temperatuurverandering hangt volgens de Rankine-Hugoniot relaties uitsluitend af van u_0/c_0 ; het schok-Machgetal:

$$\frac{\hat{u} - u_0}{u_0} = \frac{2}{\gamma+1} \frac{1 - Ma^2}{Ma^2} \quad (2.1)$$

$$\frac{\hat{p} - p_0}{p_0} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} (Ma^2 - 1) \quad (2.2)$$

$$\frac{\hat{T} - T_0}{T_0} = \frac{2(\gamma-1)(\gamma Ma^2 + 1)(Ma^2 - 1)}{(\gamma+1)^2 Ma^2} \quad (2.3)$$

met $Ma = u_0/c_0$: het Machgetal van de schok

$\gamma = c_p/c_v$: verhouding van de soortelijke warmte bij constante druk en constant volume van het gas/damp mengsel.

De in het gas aanwezige druppels kunnen door hun grote latente warmte en massa-traagheid deze snelle verandering niet bijhouden. In de aldus ontstane niet-evenwichtssituatie zullen de druppels warmte en impuls aan hun omgeving onttrekken. We zullen in dit hoofdstuk echter reservoircondities veronderstellen. Hierbij wordt ervan uitgegaan dat de verandering van de omgevingscondities door versnelling, opwarming en verdamping van de druppels verwaarloosd kan worden. Dit betekent dat de bijdrage van druppels en damp aan de impuls en enthalpie klein moet zijn:

$$\frac{\rho_{p0}}{\rho_0} \ll 1, \quad \frac{\rho_{v0}}{\rho_0} \ll 1 \quad \text{en} \quad \frac{\rho_{p0}}{\rho_0} \frac{L}{c_p(\hat{T}-T_0)} \ll 1 \quad (2.4)$$

Bovendien stellen we dat de verdamping van de druppels geen effect heeft op de omgevingsdampdruk. Zodat moet gelden:

$$\frac{\rho_{p0}}{\rho_0} \ll \frac{\rho_{v0}}{\rho_0} \quad (2.5)$$

De overdrachtprocessen die op gang komen zijn (figuur 2.2):

- snelheidsrelaxatie (tot de druppels de snelheid \hat{u} hebben)
- temperatuursrelaxatie (tot de druppels de natte boltemperatuur T_{wb} hebben, deze zal gedefinieerd worden in §2.5)
- verdamping (tot er een nieuw dampdrukevenwicht bereikt is).

De dampdruk aan de druppel is de verzadigingsdampdruk die hoort bij de druppeltemperatuur (T_p). Deze voldoet aan de Clausius-Clapeyron relatie:

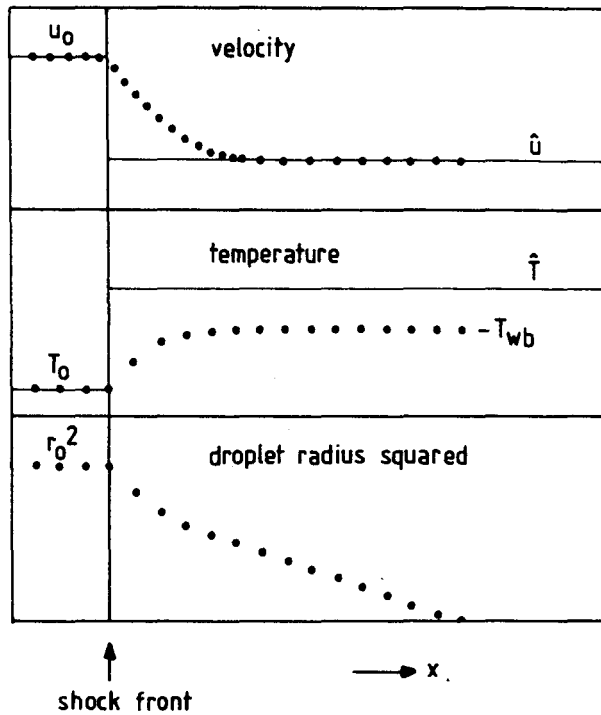
$$p_{cc}(T_p) = p_{ref} \left(\frac{T_p}{T_{ref}} \right)^{-\alpha} \exp \left\{ \frac{L_0}{R_v} \left(\frac{1}{T_{ref}} - \frac{1}{T_p} \right) \right\} \quad (2.6)$$

met p_{ref} : de verzadigingsdampdruk bij temperatuur T_{ref}

R_v : de specifieke gasconstante voor de damp

α, L_0 : volgen uit lineaire regressie van de verdampingswarmte volgens:

$$L(T_p) = L_0 - \alpha R_v T_p \quad (\text{zie appendix 2})$$



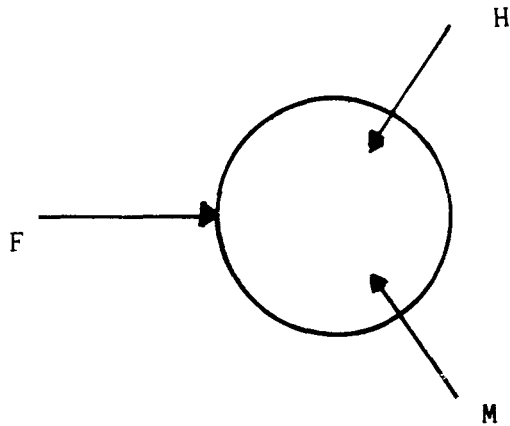
Figuur 2.2 : het schematisch verloop van de druppelsnelheid, -temperatuur en -straal in het met de schok meebewegend coördinatenstelsel

Zolang de dampdruk aan de druppel groter is dan de omgevingsdampdruk zal er verdamping zijn.

Het zal blijken dat de processen van temperatuur- en snelheidsrelaxatie veel sneller verlopen dan de verdamping voor schokgolven met $Ma < 2$.

§2.2 De overdrachtsprocessen

De overdrachtsprocessen tussen een druppel en zijn omgeving (figuur 2.3) worden beschreven met semi-empirische relaties. Daarbij wordt gebruik gemaakt van dimensieloze overdrachtscoëfficiënten: de Nusselt-getallen voor impuls-, massa- en warmteoverdracht.



Figuur 2.3: de overdrachtsprocessen:

- massaflux M
- enthalpiestroom H
- impulsoverdracht door de kracht F

De kracht (F), die het gas uitoefent op de druppel en zorgt voor de versnelling daarvan, wordt gegeven door:

$$F = m_p \frac{du_p}{dt} = 2\pi r \eta \text{Nu}_F (\hat{u} - u_p) \quad (2.7)$$

met m_p : de massa van de druppel

r : de straal van de druppel

η : de dynamische viscositeit van het gas/damp mengsel

De massaflux (M) die gepaard gaat met verdamping wordt gegeven door:

$$M = \frac{dm_p}{dt} = 2\pi r \mathcal{D}_m \text{Nu}_M (\hat{\Pi} - \Pi_p) \quad (2.8)$$

met \mathcal{D}_m : de gemodificeerde diffusiecoëfficiënt = $\hat{\hat{D}}_p / R_v \hat{T}$

$\hat{\Pi}$: de gereduceerde dampdruk \hat{p}_v / \hat{p}

Π_p : de gereduceerde dampdruk aan de druppel $p_{cc}(T_p) / \hat{p}$

De enthalpiestroom (H) wordt gebruikt voor opwarming van de druppel (H_{int}) en voor verdamping (-ML):

$$H = H_{int} - ML = 2\pi r \lambda Nu_H (\hat{T} - T_p) \quad (2.9)$$

met H_{int} : energie voor opwarming van de druppel = $c_p m_p \frac{dT_p}{dt}$

λ : de warmtegeleidingscoëfficiënt van het gas/damp
mengsel

In feite definiëren de relaties (2.7-9) de verschillende Nusselt-getallen (Nu_F , Nu_H en Nu_M). Deze zijn afhankelijk van het dimensieloze snelheidsverschil tussen druppels en gas, het Prandtl-getal (Pr) en het Schmidt-getal (Sc). We gebruiken hiervoor de semi-empirische uitdrukkingen van Gyarmathy [HEW82] voor een continu medium (Knudsengetal < 0.01, zie appendix 4):

$$Nu_F = 3 (1 + 0.30 Re^{2/3}) \quad (2.10)$$

$$Nu_M = 2 (1 + 0.15 Re^{1/2} Sc^{1/3}) \quad (2.11)$$

$$Nu_H = 2 (1 + 0.15 Re^{1/2} Pr^{1/3}) \quad (2.12)$$

$$\text{met } Re = 2r(u_p - \hat{u})/\nu \quad (2.13)$$

$$Pr = \nu/a \quad (2.14)$$

$$Sc = \nu/D \quad (2.15)$$

$$\nu = \eta/\rho \quad (2.16)$$

$$a = \lambda/\rho c_p \quad (2.17)$$

De meeste stofeigenschappen zijn afhankelijk van temperatuur en druk. De literatuurgegevens hierover staan in appendix 2. In de berekeningen in de volgende paragrafen zullen de materiaaleigenschappen voorzien van \hat{p} berekend worden bij \hat{p} en \hat{T}

§2.3 Snelheidsrelaxatie

We beschouwen de vergelijking voor impulsoverdracht (2.7) ten gevolge van het snelheidsverschil tussen de (sferische) druppel en zijn omgeving:

$$F = m_p \frac{du_p}{dt} = 2\pi r \hat{\eta} (\hat{u} - u_p) Nu_F \quad (2.7)$$

als veronderstellen want dat de druppel tijdens de versnelling niet verdampt (m_p en r constant; in §2.6 wordt aangetoond dat dit geldt voor schokgolven met $Ma < 2$) krijgen we:

$$m_{p0} \frac{du_p}{dt} = 2\pi r_0 \hat{\eta} (\hat{u} - u_p) Nu_F \quad (2.18)$$

Met het Nusselt-getal (Nu_F) volgens (2.10) en in gedachten houdend dat reservoircondities veronderstelt zijn ($\hat{d}\hat{u}/dt = 0$) kan $u_p(t)$ analytisch opgelost worden. Gekozen wordt voor een uitdrukking voor $Re(t)$ (figuur 2.4):

$$t = \frac{2}{9} \frac{\rho_\ell r_0^2}{\hat{\eta}} f(Re; \hat{Re}_0) \quad (2.19)$$

$$\text{met } f(Re; \hat{Re}_0) = \ln \frac{\hat{Re}_0}{Re} + \frac{3}{2} \ln \frac{1 + 0.15 Re^{2/3}}{1 + 0.15 \hat{Re}_0^{2/3}} \quad (2.20)$$

$$\hat{Re}_0 = 2r_0(u_0 - \hat{u})/\hat{\nu} \quad (2.21)$$

ρ_ℓ : de dichtheid van de vloeibare fase

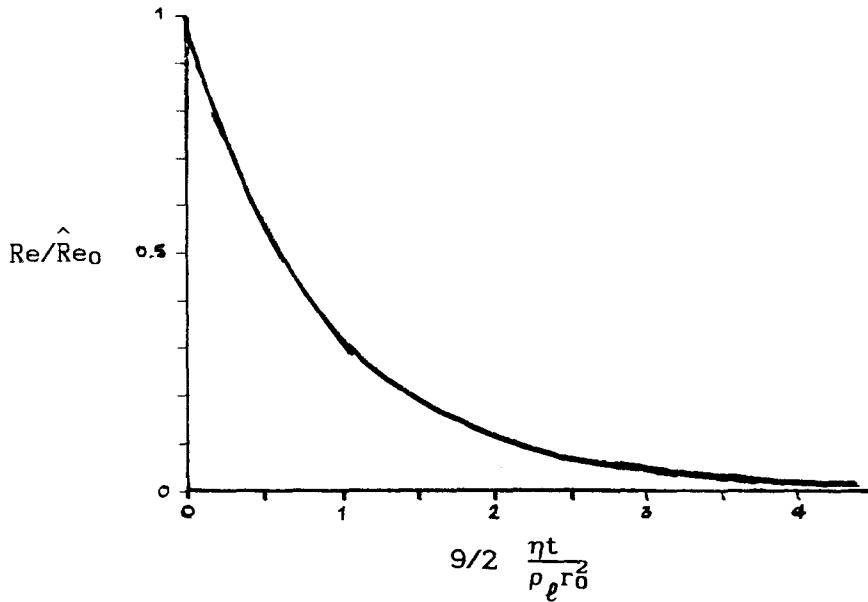
Convectie heeft een belangrijke invloed op de verdamping. Uit (2.11) blijkt dat de verhouding van de convectieve en de diffusieve bijdrage aan massatransport gelijk is aan:

$$0.15 Re^{1/2} Sc^{1/3}$$

en voor warmtetransport:

$$0.15 Re^{1/2} Pr^{1/3}$$

Voor een stikstof/waterdamp mengsel geldt dat $Sc \approx Pr \approx 0.7$.



Figuur 2.4: Re als functie van $\frac{9}{2} \frac{\hat{\eta}}{\rho_l r_0^2} t$ met $\hat{Re}_0=1$

We definiëren de karakteristieke tijd voor snelheidsrelaxatie (τ_m) zodanig dat de convectieve bijdrage aan de verdamping kleiner is dan 10% voor $t > \tau_m$. Daartoe moet gelden $Re(t > \tau_m) < 0.1$. Voor τ_m volgt dan:

$$\tau_m \equiv \frac{2}{9} \frac{\rho_l r_0^2}{\hat{\eta}} f(0.1; \hat{Re}_0) \quad (2.22)$$

§2.4 Temperatuurrelaxatiezone

De karakteristieke tijd (τ_d) gekoppeld aan temperatuurvereffening binnen een druppel met straal r_0 is:

$$\tau_d = \frac{1}{3} \frac{r_0}{a_\ell} \quad (2.23)$$

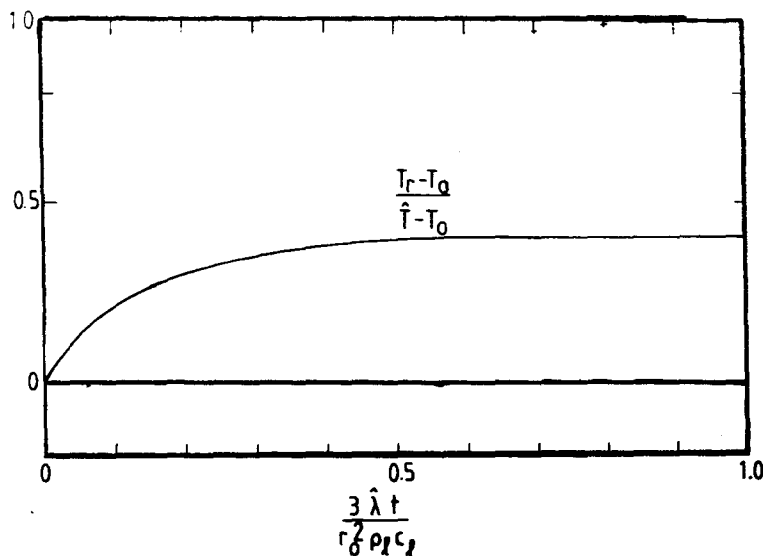
met $a_\ell : \lambda_\ell / \rho_\ell c_\ell$, ℓ : eigenschappen van de vloeibare fase

Later wordt aangetoond dat τ_d veel kleiner is dan de tijd gekoppeld aan de temperatuurrelaxatie tussen de druppel en zijn omgeving. Daarom wordt aangenomen dat de druppeltemperatuur homogeen is.

Van de warmteflux H (2.9) wordt een deel gebruikt voor opwarming (H_{int}) en een deel voor verdamping ($-ML$) van de druppel. Na verloop van tijd zal de druppel niet meer opwarmen en de (quasi-statische) natte bol temperatuur bereiken. Combinatie van de vergelijkingen (2.8) en (2.9) geeft:

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{3}{2} \frac{\hat{\lambda}}{\rho_\ell c_\ell r^2} \left[\text{Nu}_H (\hat{T} - T_p) + \text{Nu}_M \frac{R_g}{R_v} \frac{\hat{D}}{a} \frac{L}{c_p} (\hat{\Pi} - \Pi_p) \right] \quad (2.24)$$

We veronderstellen weer dat r constant is, dit wil zeggen dat alleen het thermisch effect van verdamping in de berekening wordt opgenomen. Verder is $\text{Re}(t)$ (dus ook $\text{Nu}_H(t)$ (2.11) en $\text{Nu}_M(t)$) uit de vorige paragraaf bekend. $T_p(t)$ kan hiermee eenvoudig numeriek berekend worden (zie figuur 2.5).



Figuur 2.5: $(T_p - T_0)/(\hat{T} - T_0)$ als functie van de dimensieloze tijd $3\hat{\lambda}t/\rho_\ell^2 c_\ell r_0^2$ voor $T_0=273$ K, $p_0=0.6$ bar, $r_0=1$ μm , $Ma=1.5$ uit [G0088]

Uit (2.24) blijkt dat, als de termen tussen de vierkante haken elkaar opheffen, de druppeltemperatuur niet meer verandert. Dit geeft de volgende uitdrukking voor de natte bol temperatuur (T_{wb}):

$$T_{wb} = \hat{T} + \frac{R_g}{R_v} \frac{\hat{D}}{a} \frac{L}{c_p} \frac{\text{Nu}_M}{\text{Nu}_H} (\hat{\Pi} - \Pi_p(T_{wb})) \quad (2.25)$$

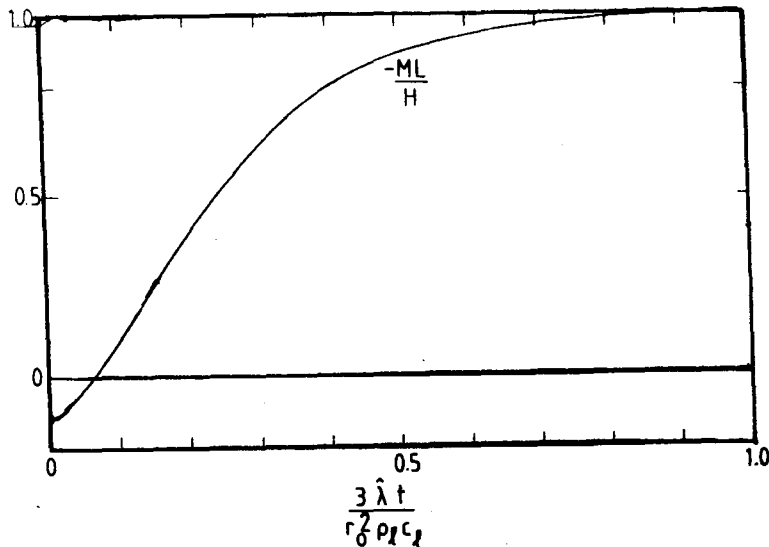
Voor de verhouding van de Nusseltgetallen geldt:

$$\text{Nu}_M/\text{Nu}_H \simeq 1 \quad (2.26)$$

voor een stikstof/waterdamp mengsel (ook voor grote Reynoldsgetallen), omdat hiervoor $\text{Pr} \approx \text{Sc}$.

Uit (2.25) kan in combinatie met de Clausius-Clapeyron vergelijking (2.6) de natte bol temperatuur opgelost worden. In §2.7 wordt op deze benadering teruggekomen en onderzocht onder welke condities hij voldoet.

Om een voor de temperatuurrelaxatie karakteristieke tijd (τ_{wb}) te definiëren, bestuderen we de verhouding $-ML/H$ (zie figuur 2.6). Immers als deze verhouding naar 1 nadert wordt de natte bol limiet bereikt.



Figuur 2.6: $-ML/H$ als functie van de dimensieloze tijd $3\hat{\lambda}t/\rho_l c_l r_0^2$ voor $T_0=273$ K, $p_0=0.6$ bar, $r_0=1$ μm , $\text{Ma}=1.5$ uit [G0088]

Vlak na de schok treedt condensatie op ($-ML/H < 0$); de omgevingsdampdruk is door de schok omhoog gegaan, terwijl de druppeltemperatuur (en dus de dampdruk aan de druppel) onveranderd is. Enige tijd later is de druppel opgewarmd en de dampdruk aan de druppel wordt hoger dan die van zijn omgeving; er treedt verdamping op ($-ML/H > 0$). De druppeltemperatuur nadert nu de natte bol temperatuur. τ_{wb} definiëren we als volgt:

$$t > \tau_{wb} : -ML/H > 0.9 \quad (2.27)$$

en kan numeriek berekend worden.

§2.5 Dampdrukrelaxatie; de verdamping

De vergelijking voor dampdrukrelaxatie wordt gegeven door:

$$M = \frac{dm_p}{dt} = \frac{4}{3} \pi \rho_\ell \frac{dr^3}{dt} = 2\pi r \mathcal{D}_m (\hat{\Pi} - \Pi_p) Nu_M \quad (2.28)$$

dit volgt uit (2.8).

Veronderstel dat de natte bol temperatuur bereikt is en er geen convectieve bijdrage is aan de verdamping. Dus dat de karakteristieke verdampingstijd (τ_{ev}) veel groter is dan τ_m en τ_{wb} . Dan volgt Π_p uit de natte bol benadering en de Clausius-Clapeyron vergelijking (2.6) en geldt $Nu_M=2$.

De verdamping is dan ook te beschrijven met (2.9). Immers geldt onder de natte bol benadering dat $H=-ML$ en dus:

$$M = - \frac{4\pi r \hat{\lambda} (\hat{T} - T_{wb})}{L(T_{wb})} \quad (2.29)$$

Hieruit volgt voor de verdampingssnelheid:

$$\frac{dr^2}{dt} = \frac{-2\hat{\lambda}(\hat{T} - T_{wb})}{\rho_\ell L(T_{wb})} \quad (2.30)$$

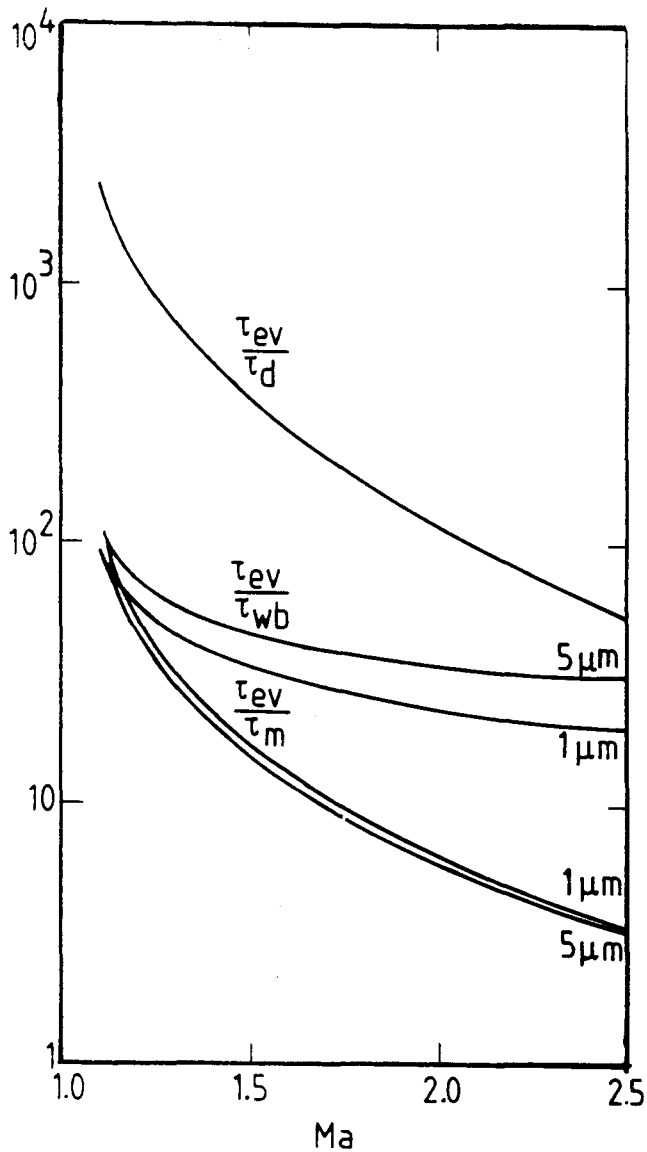
Dit geeft de karakteristieke tijd voor verdamping:

$$\tau_{ev} = \frac{r_0^2 \rho_\ell L(T_{wb})}{2\hat{\lambda}(\hat{T} - T_{wb})} \quad (2.31)$$

Als $\hat{\Pi}$ ver van de bij T_{wb} horende verzadigingsdruk $\Pi_{cc}(T_{wb})$ ligt, volgt uit de natte bol vergelijking (2.25) dat T_{wb} constant is (dit komt overeen met de aanname dat de verdamping van de druppels geen bijdrage geeft aan de omgevingsdampdruk).

§2.6 Vergelijking van de relaxatietijden

We zullen de in §2.3-5 gedefinieerde relaxatietijden τ_m , τ_{wb} , τ_d en τ_{ev} met elkaar vergelijken. In figuur 2.7 zijn hiervoor τ_{ev}/τ_m , τ_{ev}/τ_{wb} en τ_{ev}/τ_d als functie van het Machgetal (Ma) voor $r_0=1 \mu\text{m}$ en $r_0=5 \mu\text{m}$ uitgezet (bij begintoestand: $T_0=273 \text{ K}$ en $p_0=0.6 \text{ bar}$).



Figuur 2.7: τ_{ev}/τ_m , τ_{ev}/τ_{wb} en τ_{ev}/τ_d als functie van het Machgetal (Ma) voor $r_0=1 \mu\text{m}$ en $r_0=5 \mu\text{m}$ bij begintoestand: $T_0=273 \text{ K}$ en $p_0=0.6 \text{ bar}$.

Uit deze figuur blijkt (voor $Ma < 2$):

- 1) $\tau_m \ll \tau_{ev}$: de convectieve bijdrage kan voor het grootste gedeelte van het verdampingsproces verwaarloosd worden en het constant veronderstellen van r in de afleiding van τ_m is gerechtvaardigd.
- 2) $\tau_d \ll \tau_{wb}$: de druppeltemperatuur mag tijdens het temperatuur-relaxatieproces homogeen verondersteld worden.
- 3) $\tau_{wb} \ll \tau_{ev}$: de natte bol benadering is voor het grootste gedeelte van het verdampingsproces geldig en het constant veronderstellen van r in de afleiding van τ_{wb} is gerechtvaardigd.

§2.7 De geldigheid van de natte bol benadering bij grote druppelmassafractie.

Voor het bereiken van de natte bol limiet moet gelden:

$$|H_{int}| \ll |M L| \quad (2.33)$$

Dan wordt de quasi-statische natte bol temperatuur bereikt. Onderzocht wordt onder welke condities het thermodynamisch effect van het verdampingsproces klein genoeg is om de druppeltemperatuur constant te mogen veronderstellen. Met andere woorden we houden wel vast aan reservoircondities voor de toestand van het gas, dus \hat{u} en \hat{T} zijn constant, maar brengen het effect dat verdamping heeft op de dampdruk in de omgeving van de druppels in rekening. Daaraan gekoppeld verandert ook de natte bol temperatuur (volgens de Clausius-Clapeyron relatie (2.6)). We gaan uit van de situatie $Re=0$ en de druppeltemperatuur voldoet aan de natte bol vergelijking. Vanuit deze situatie wordt gezocht naar de condities waaraan het gas/druppel/damp mengsel moet voldoen om aan voorwaarde (2.33) te voldoen. Daartoe herschrijven we eerst (2.33) als:

$$|c_p m_p \frac{dT_p}{dt}| \ll |L \frac{dm_p}{dt}| \quad (2.34)$$

Door de natte bol vergelijking (2.25) te differentiëren naar de tijd vinden we, gebruikmakend van het constant zijn van \hat{u} en \hat{T} , van de Clausius-Clapeyron relatie in differentiële vorm ($dp_{v,p}/dt = dT_p/dt dp_{v,p}/dT_p = dT_p/dt (Lp_{v,p}/R_v T_p^2)$) en van massa en deeltjesbehoud, een vergelijking waarmee dT_p/dt wordt uitgedrukt in dm_p/dt (zie appendix 5). Invullen hiervan in (2.34) geeft de algemene voorwaarde:

$$\frac{\hat{Dp}}{\hat{\lambda T}} \frac{c_\ell}{R_g} \frac{\rho_{p0}}{\rho_{g0}} \frac{m_p}{m_{p0}} \ll 1 \quad (2.35)$$

Invullen van de eigenschappen van stikstof en waterdamp (appendix 2) geeft:

$$\frac{\rho_{p0}}{\rho_{g0}} \hat{r}^3 \ll 0.23 \quad (2.36)$$

$$\text{met } \hat{r} = r/r_0 \quad (2.37)$$

§ 3 De structuur van een schokgolf in een nevel wisselwerking tussen gas en druppels.

In hoofdstuk 2 is aangetoond dat onder reservoircondities het verdampingsproces voor het grootste gedeelte plaatsvindt nadat snelheids- en temperatuuraanpassing heeft plaatsgevonden voor schokken met $Ma < 2$. We hebben verder gevonden dat r^2 in deze situatie lineair in de tijd afneemt.

We onderzoeken hoe de verdamping de toestand van het gas/damp-mengsel beïnvloedt en wat hiervan de invloed is op de verdampingssnelheid. Een belangrijke parameter hierbij is de druppelmassafractie (f_{p0}) gedefinieerd als:

$$f_{p0} \equiv \rho_{p0}/\rho_0 \quad (3.1)$$

We gaan over op een nieuw stel vergelijkingen voor de berekening van de snelheid, druk en temperatuur van het gas/damp/druppel-mengsel. Dit stelsel wordt geformuleerd in het met de schok meebewegend coördinatenstelsel (§3.1) op basis van massa-, energie- en deeltjesbehoud voor het volledige mengsel. Het blijkt dat de schokgolfbehoudswetten, zoals de Rankine-Hugoniot relaties van hoofdstuk 2, een oplossing zijn van dit stelsel. Gedeeltelijk worden de resultaten van §2.6 overgenomen namelijk in zoverre dat tijdens het grootste deel van het verdampingsproces de snelheid van de druppels gelijk is aan die van het gas en de druppels de natte bol temperatuur hebben.

In §3.2 wordt aandacht besteed aan temperatuur- en samenstellingafhankelijkheid van materiaaleigenschappen, de Knudsen correctie op Nusseltgetallen en polydisperse nevels.

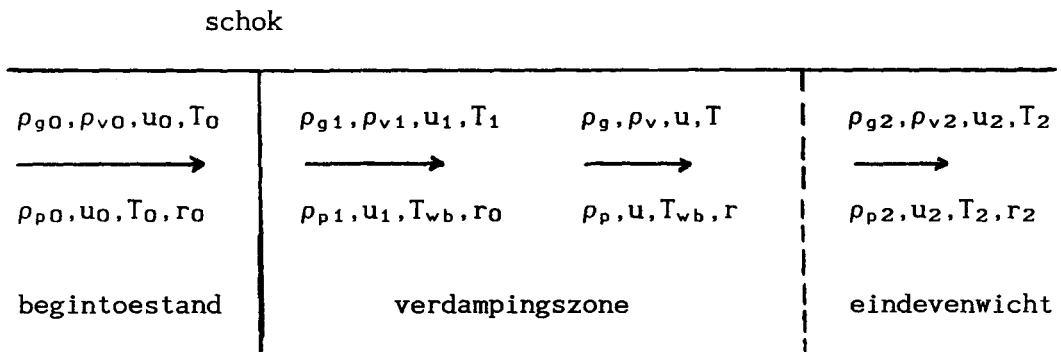
In §3.3 worden de resultaten van deze berekeningen voor verschillende Machgetallen (Ma) en druppelmassafractie (f_{p0}) vergeleken met de resultaten zoals die in §2.5 gevonden zijn onder reservoircondities.

§3.1 De behoudswetten (de verdampingssnelheid)

Om de schok te beschrijven, rekening houdend met de wisselwerking tussen de druppels en het gas/damp-mengsel, voeren we een nieuwe notatie in.

De schok wordt vanuit het met de schok meebewegende coördinatenstelsel beschreven. De begintoestand wordt aangeduid index 0. In de direkt achter de schok volgende snelheids- en temperatuurrelaxatie zone is de snelheid van de druppels verschillend van die van het gas en is de natte bol limiet nog niet bereikt. We nemen aan dat deze zone in vergelijking met de daarop volgende verdampingszone zeer kort is, zoals volgt uit §2.6. Deze situatie wordt benaderd door direkt na de schok snelheids- en temperatuuraanpassing te veronderstellen. Dit is toestand 1 (index 1).

Verder wordt een toestand op willekeurige plaats achter de schok indexloos en de eind-evenwichtstoestand met index 2 aangegeven (zie figuur 3.1).



Figuur 3.1: Situatieschets in het met de schokgolf meebewegende coördinatenstelsel, de snelheids- en temperatuurrelaxatie zone zijn verwaarloosbaar smal verondersteld ten opzichte van de verdampingszone.

We schrijven de twee massabehoudswetten:

$$\text{behoud van gas} \quad : \quad \rho_{g0}u_0 = \rho_g u \quad (3.2)$$

$$\text{behoud van damp en druppels} \quad : \quad \rho_{v0}u_0 + \rho_{p0}u_0 = \rho_v u + \rho_p u \quad (3.3)$$

Aannemend dat de druppels door de schok niet opbreken (dit is voor druppels met een straal van $1 \mu\text{m}$ voor schokken met $\text{Ma} < 1.8$ waar; zie appendix 1) geldt behoud van massieke druppelconcentratie; d.w.z. het aantal druppels per massa-eenheid mengsel blijft behouden:

$$\frac{\rho_p u_0}{\frac{4}{3}\pi\rho_\ell r_0^3} = \frac{\rho_p u}{\frac{4}{3}\pi\rho_\ell r^3} \quad (3.4)$$

Voor impuls en enthalpie kunnen alleen voor het volledige druppel/gas/damp-mengsel behoudswetten worden opgesteld (we gaan er hierbij vanuit dat het gas/damp-mengsel zich als een ideaal mengsel gedraagt):

impulsbehoud :

$$p_g + p_v + (\rho_g + \rho_v + \rho_p)u^2 = p_{g0} + p_{v0} + (\rho_{g0} + \rho_{v0} + \rho_{p0})u_0^2 \quad (3.5)$$

enthalpiebehoud :

$$\begin{aligned} & \{ \rho_g c_{p_g} T + \rho_v (c_{p_v} T + L_0) + \rho_p c_\ell T_{wb} \} u + \frac{1}{2} (\rho_g + \rho_v + \rho_p) u^3 = \\ & \{ \rho_{g0} c_{p_g} T_0 + \rho_{v0} (c_{p_v} T_0 + L_0) + \rho_{p0} c_\ell T_0 \} u_0 + \frac{1}{2} (\rho_{g0} + \rho_{v0} + \rho_{p0}) u_0^3 \end{aligned} \quad (3.6)$$

Het bovenstaande stelsel vergelijkingen (3.2-6) vormt in combinatie met de natte bol vergelijking (2.25) en de Clausius-Clapeyron vergelijking (2.6) een volledig stelsel. Hiermee kunnen u , T en T_{wb} als functie van r^3 worden opgelost. Combinatie van (3.5) en (3.6) geeft, gebruikmakend van de behoudswetten (3.2-4):

$$\alpha(r^3) u^2 + \beta u + \delta(T_{wb}, r^3) = 0 \quad (3.7)$$

$$\xi u^2 + \zeta u = T \quad (3.8)$$

$$\text{met} \quad \alpha(\hat{r}^3) = \left(\frac{1}{2} A_{12} - 1\right) \rho_0 \quad (3.9)$$

$$\beta = \rho_0 / u_0 + \rho_0 u_0 \quad (3.10)$$

$$\delta(T_{wb}, \hat{r}^3) = \left\{ \rho_{p0} \hat{r}^3 c_{\rho} T_{wb} + L_0 \rho_{p0} (1 - \hat{r}^3) - H_0 - \frac{1}{2} \rho_0 u_0^2 \right\} A_{12} \quad (3.11)$$

$$A_{12} = \frac{\rho_{g0} R_g + \{ \rho_{v0} + \rho_{p0} (1 - \hat{r}^3) \} R_v}{\rho_{g0} C_{Pg} + \{ \rho_{v0} + \rho_{p0} (1 - \hat{r}^3) \} C_{Pv}} \quad (3.12)$$

$$\rho_0 = \rho_{g0} + \rho_{v0} + \rho_{p0} \quad (3.13)$$

$$\hat{r} = r / r_0 \quad (3.14)$$

$$p_0 = p_{g0} + p_{v0} \quad (3.15)$$

$$H_0 = \{ \rho_{g0} C_{Pg} + \rho_{v0} C_{Pv} + \rho_{p0} c_{\rho} \} T_0 \quad (3.16)$$

$$\xi = \beta / A_1 \quad (3.17)$$

$$\zeta = -\rho_0 / A_1 \quad (3.18)$$

$$A_1 = \rho_{g0} R_g + \{ \rho_{v0} + \rho_{p0} (1 - \hat{r}^3) \} R_v \quad (3.19)$$

Hiermee zijn alle parameters nodig voor de berekening van de verdampingssnelheid (zie §2.5):

$$\frac{dr^2}{dt} = - \frac{\lambda(T_{wb} - T)}{\rho_{\rho} L(T_{wb})} Nu_H \quad (3.20)$$

bekend of kunnen eenvoudig berekend worden. Een aantal complicaties die zich hierbij voordoen worden besproken in de volgende paragraaf.

§3.2 Problemen bij berekening van de verdampingssnelheid.

Bij de oplossing van het verdampingsprobleem volgens (3.20) moet met een aantal complicaties rekening gehouden worden:

De temperatuur- en samenstellingafhankelijkheid van materiaaleigenschappen.

De overdrachtsfuncties (2.7-9) gelden voor situaties waarin de warmtegeleidingscoëfficiënt, viscositeit en diffusiecoëfficiënt constant zijn. Echter deze zijn afhankelijk van de temperatuur en samenstelling van het gas/damp mengsel (zie appendix 2). In het

geval van grote gradiënten moet een goede keus gemaakt worden voor de temperatuur en dampmassafractie waarbij de materiaaleigenschappen berekend worden. Vaak wordt hiervoor de 1/3-regel gebruikt (bijvoorbeeld [HUB74]); de materiaaleigenschappen worden berekend bij:

$$T_{1/3} = T_p + 1/3 (T - T_p) \quad (3.21)$$

$$\Pi_{1/3} = \Pi_p + 1/3 (\Pi - \Pi_p) \quad (3.22)$$

Voor een aantal eenvoudige situaties is berekend wat in het geval van een stikstofgas/waterdamp-mengsel de beste keuze is (zie appendix 3). Hieruit blijkt dat berekening van de materiaaleigenschappen bij temperatuur en samenstelling volgens:

$$T_{1/2} = (T + T_p)/2 \quad (3.23)$$

$$\Pi_{1/2} = (\Pi + \Pi_p)/2 \quad (3.24)$$

goede resultaten geeft. In de rest van de berekeningen in dit verslag worden daarom de materiaaleigenschappen bij deze keus van temperatuur en samenstelling bepaald.

Knudsen correctie.

Het Nusselt-getal (Nu_H), zoals dat in (3.20) voorkomt, is afhankelijk van het Knudsengetal (Kn). We gebruiken hiervoor in onze berekeningen de Cunninghamtheorie (zie appendix 4):

$$Nu^{cun} = \frac{Nu^{cont}}{1 + (Nu^{cont}/B)Kn} \quad (3.25)$$

$$\text{met } B_H = 0.48 \quad (3.26)$$

$$Kn = \bar{\ell}/2r \quad (3.27)$$

$$\bar{\ell} = 2\pi\sqrt{RT}/p \quad (3.28)$$

Ook in de natte bol vergelijking (2.25) komen Nusseltgetallen voor. Omdat daar een verhouding van Nusseltgetallen staat en de correctiefactoren voor beide gelijk zijn wordt hiermee geen rekening gehouden.

Polydisperse nevels

In de praktijk hebben we steeds te maken met een eindig brede spreiding in druppeldiameter. Daarom wordt een druppelstraalverdelingsfunctie geïntroduceerd; het heeft voordelen om deze te introduceren als $N(r^2)$. Gemiddelde waarden van r^n zijn dan te definiëren als:

$$\langle r^n \rangle = \frac{\int_0^\infty N(u) u^{n/2} du}{\int_0^\infty N(u) du} \quad (3.29)$$

Deze introductie van polydispersiteit resulteert in verandering van (3.4) in:

$$\rho_p o u_0 / \langle r_0^3 \rangle = \rho_p u / \langle r^3 \rangle \quad (3.30)$$

Hierdoor worden de coëfficiënten in (3.7) afhankelijk van $\langle r^3 \rangle$. Hetgeen betekent dat u , T en T_{vb} bepaald worden door $\langle r^3 \rangle$. Dit geeft dat $N(r^2)$ als gevolg van verdamping in het r^2 -domein transleert (uiteraard verdwijnen de druppels bij $r=0$) en de numerieke behandeling blijft eenvoudig.

Gelijktijdig in rekening brengen van polydispersiteit van de nevel en de invloed van de Knudsen correctie is meer gecompliceerd, omdat in de Knudsen correctie de individuele druppelstraal expliciet voorkomt. We zullen hier verder niet op ingaan.

§3.3 Berekening van de verdampingsnelheid

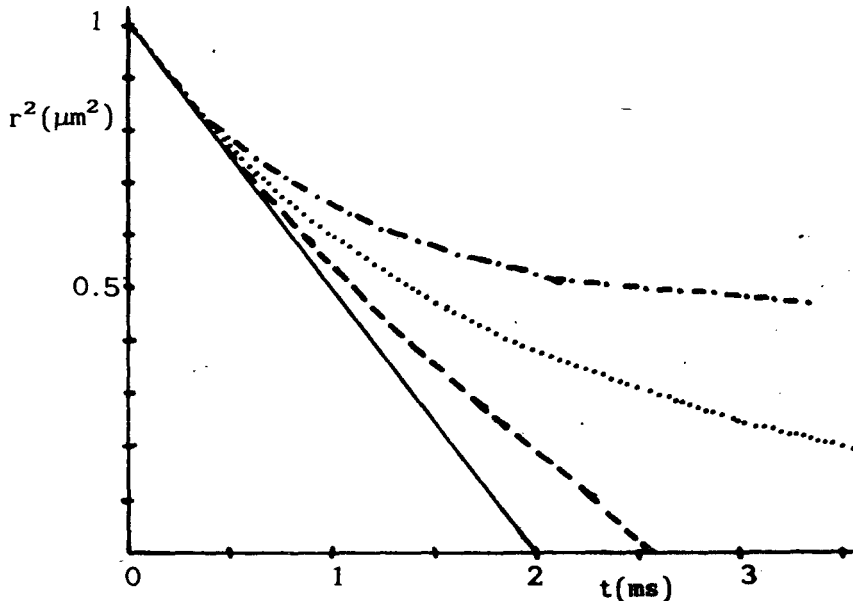
In deze paragraaf wordt de numerieke oplossing van de verdampingsvergelijking (3.20) bestudeerd en de oplossing vergeleken met de oplossing onder reservoircondities uit §2.5. Tevens wordt aandacht besteed aan het effect van de Knudsen correctie.

De hier gepresenteerde oplossing gaat uit van een nevel waarin alle druppels dezelfde straal hebben.

Vergelijking (3.20) wordt als volgt herschreven (met $Nu_H=2$):

$$dt = - \frac{\rho_l L (T_{wb})}{2\lambda(T_{wb}-T)} dr^2 \quad (3.31)$$

Alle parameters in het rechterlid zijn, zoals in §3.1 beschreven, te beschouwen als functies van r^3 , zodat vergelijking (3.31) numeriek eenvoudig integreerbaar is (programma RICK/EVAP/NONHEATBATH : appendix 9). In figuur 3.2 zijn de resultaten hiervan gegeven voor verschillende druppelmassafractie (f_{p0}) en vergeleken met de uitkomsten onder reservoircondities uit §2.5.

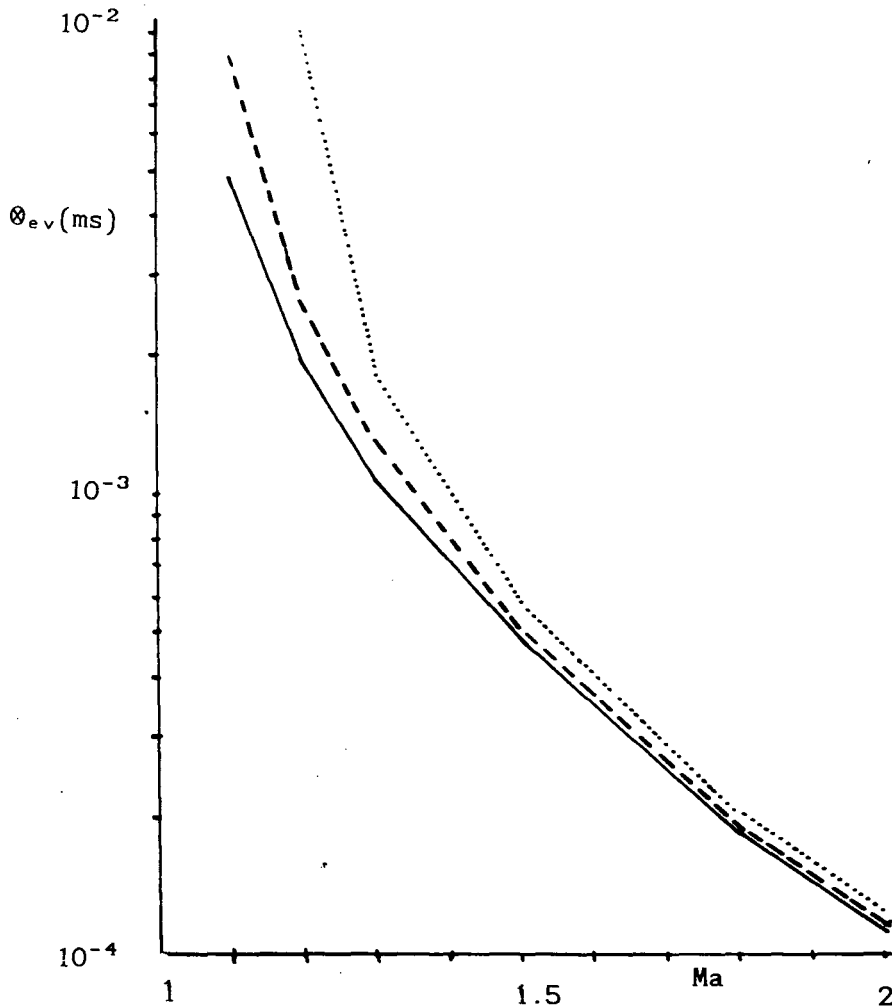


Figuur 3.2: $r^2(t)$ voor verschillende f_{p0} vergeleken met $r^2(t)$ onder reservoircondities.
 — : reservoircondities
 ---- : $f_{p0} = 0.005$: $f_{p0} = 0.010$ -.-.- : $f_{p0} = 0.015$
 ($Ma=1.2$; $T_0=273$ K; $r_0=1$ μm ; $p_0=0.6$ bar)

Zelfs voor een kleine druppelmassafractie (0.005) wordt de verdampingssnelheid zichtbaar beïnvloed door rekening te houden met de wisselwerking tussen gas/damp en druppels. Bovendien is het mogelijk dat onder invloed van deze wisselwerking de druppels niet volledig verdampen. Dit is ook te zien in figuur 3.3. Hierin staat de volledige verdampingstijd voor druppels met $r_0=1\mu\text{m}$

$$\Theta_{ev} = r_0 \int_0^{\infty} \frac{\rho_l L(T_{wb})}{2\lambda(T_{wb}-T)} dr^2$$

als functie van het Machgetal. Te zien is dat voor kleine Machgetallen en massafracties in de orde 0.01 de totale verdampingstijd naar oneindig gaat, dit betekent onvolledige verdamping.



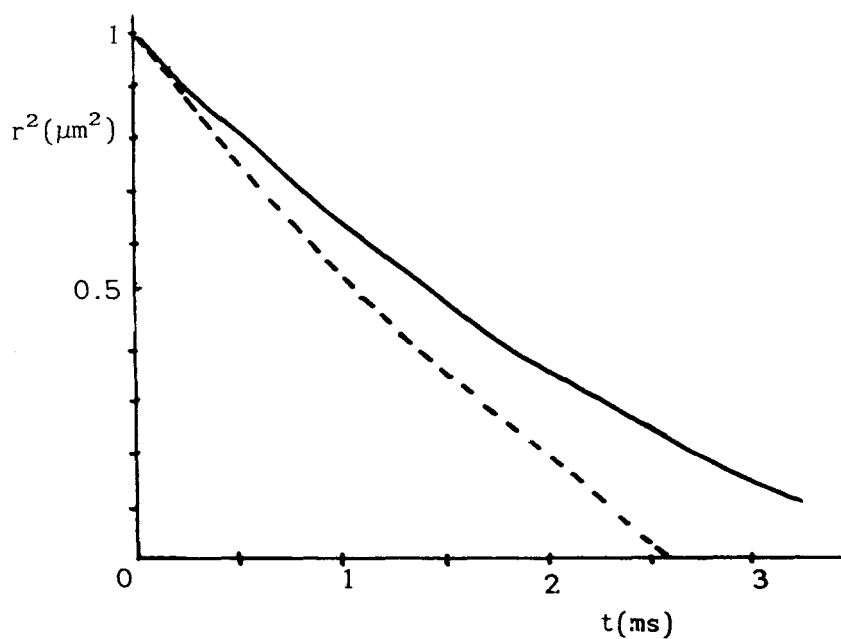
Figuur 3.3: $\Theta(Ma)$ voor verschillende f_{p0} vergeleken met $\Theta(Ma)$ onder reservoircondities.

— : reservoircondities

---- : $f_{p0} = 0.005$: $f_{p0} = 0.010$

($T_0=273\text{ K}$; $r_0=1\ \mu\text{m}$; $p_0=0.6\ \text{bar}$)

Het effect van de Knudsen correctie is te zien in figuur 3.4. Hierin is $r^2(t)$ voor een druppel massa fractie van 0.005 met en zonder Knudsen correctie weergegeven.



Figuur 3.4: $r^2(t)$ met (—) en zonder (— —) Knudsen correctie
($f_{p0} = 0.005$; $Ma=1.2$; $T_0=273$ K; $r_0=1$ μm ; $p_0=0.6$ bar)

§4 Meting van de druppeldiameter.

Om een polydisperse nevel te karakteriseren wordt gebruik gemaakt van een 3-golflengte extinctiemeting. Hiermee kunnen zowel de concentratie van de druppels als de modale diameter en de breedte van de diameterverdelingsfunctie worden bepaald. Een methode die geanalyseerden getest is door Wittig et al. [WIT81].

In dit hoofdstuk zal eerst de theorie (§4.1-2), die eerder aan de orde geweest is in het werk van Horijon [HOR86], de Kroon [KRO86] en de Graaf [GRA87], voor mono- en polydisperse nevels worden behandeld. Verder wordt de opstelling (§4.3), foutenanalyse (§4.4) en een ijkmeting (§4.5) behandeld worden.

§4.1 Extinctie voor een monodisperse nevel

De intensiteit van een evenwijdige lichtbundel met golflengte λ , die een nevel met druppels met straal r en druppelconcentratie n over een lengte L doorloopt, neemt af volgens de wet van Lambert-Beer:

$$I(L) = I(0) \exp \{-L \beta(n, r, \lambda, m)\} \quad (4.1)$$

met $I(L)$: intensiteit van de bundel na het doorlopen van de nevel over een lengte L

$I(0)$: ingestraalde bundelintensiteit

L : lengte van de door de bundel afgelegde weg door de nevel

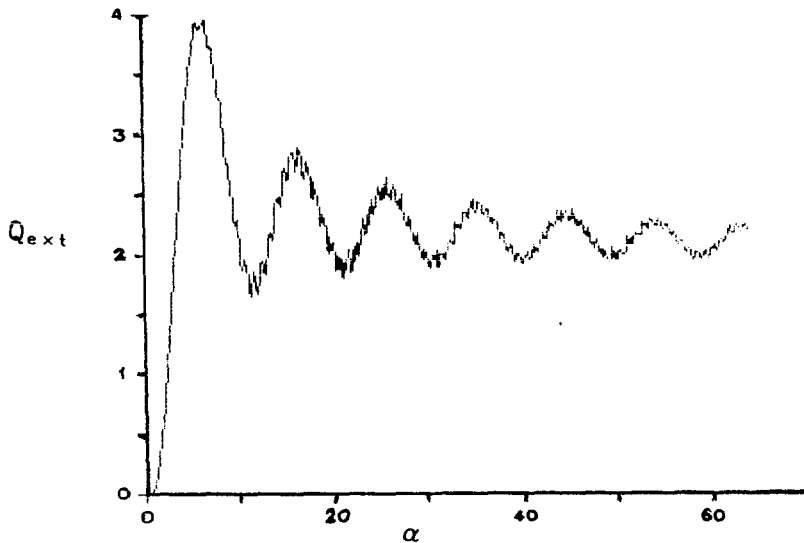
$$\beta = n \pi r^2 Q_{ext} \quad (4.2)$$

$Q_{ext}(r, \lambda, m)$: relatieve werkzame doorsnede van druppels met straal r voor licht met golflengte λ

m : brekingsindex

De relatieve werkzame doorsnede Q_{ext} is te berekenen met de Mie theorie ([HOR86], [BOH83]). Deze is afhankelijk van de golflengte van het op het deeltje vallende licht (λ), de druppelstraal (r) en de brekingsindex van de druppels ten opzichte van hun omgeving (m).

Voor waterdruppels in een stikstofgas omgeving is in figuur 4.1 $Q_{\text{ext}}(\alpha)$ voor $\lambda=632.8$ nm weergegeven (met $\alpha=2\pi r/\lambda$). De programmatuur waarmee deze is berekend staat in het verslag van de Kroon [KR086].



Figuur 4.1: $Q_{\text{ext}}(\alpha)$ voor $\lambda=632.8$ nm en $m=1.3318$ ($\alpha=2\pi r/\lambda$)

We definiëren de transmissie \mathcal{T}_1 :

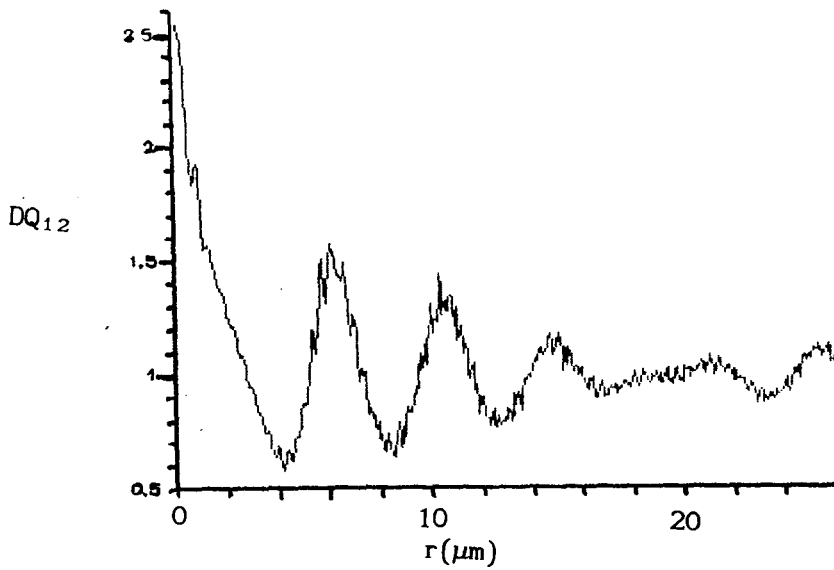
$$\mathcal{T}_1(L) = I(L)/I(0) = \exp \{- n L \pi r^2 Q_{\text{ext}}\} \quad (4.3)$$

Deze is afhankelijk van twee parameters: n en r . Door gebruik te maken van een tweede golflengte λ_2 kan de druppelconcentratie geëlimineerd worden. Hiertoe wordt de dispersiecoëfficiënt DQ_{12} gedefinieerd als:

$$DQ_{12} \equiv \frac{\ln \mathcal{T}_1}{\ln \mathcal{T}_2} = \frac{Q_{\text{ext}}(r, \lambda_1, m_1)}{Q_{\text{ext}}(r, \lambda_2, m_2)} \quad (4.4)$$

Dit is een meetbare en berekenbare grootte, die alleen van de straal van de druppel afhankelijk is.

In figuur 4.2 is $DQ_{12}(r)$ weergegeven voor $\lambda_1=632.8$ nm ($m_1=1.3318$) en $\lambda_2=807$ nm ($m_2=1.3281$) (de brekingsindices volgen uit een lineaire interpolatie van de data voor lucht en water uit Landolt en Bornstein [LAN69]: zie appendix 6). De berekening van DQ_{12} is gedaan met de programmatuur zoals die staat in het verslag van de Graaf [GRA87].



Figuur 4.2: $DQ_{12}(r)$ voor een monodisperse nevel $\lambda_1=632.8 \text{ nm}$ ($m_1=1.3318$); $\lambda_2=807 \text{ nm}$ ($m_2=1.3281$)

§4.2 Een polydisperse nevel

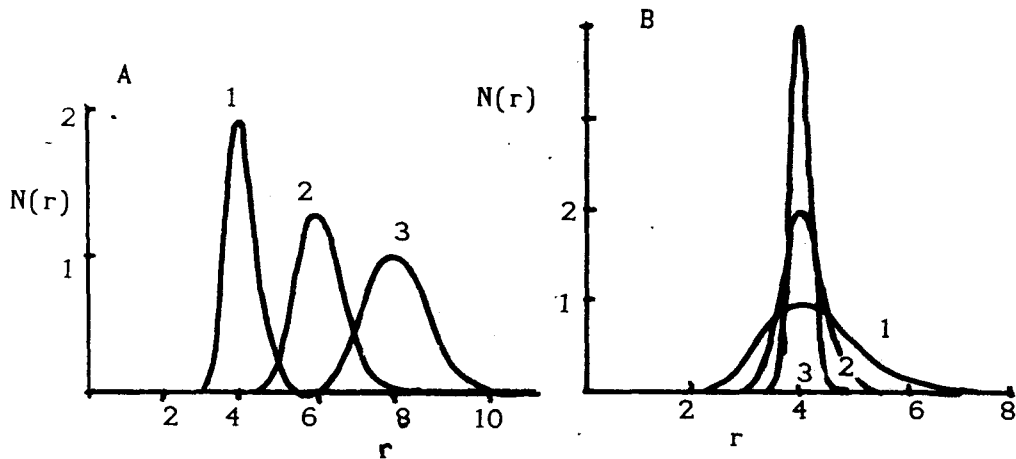
In het algemeen is een nevel polydispers; er is sprake van een druppeldiameterverdelingsfunctie met een eindige breedte. Voor kleine relatieve breedte blijkt de vorm van de verdelingsfunctie voor de transmissie niet van belang te zijn [DOB66]. Een voorbeeld is de verdeling volgens een ZOLD-functie (Zero-Order-Lognormal-Distribution), die ook door Hastings [HAS79] wordt gebruikt:

$$N(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\epsilon \cdot 2r_m} \exp \left[- \left\{ \frac{\ln(r/r_m)}{\epsilon\sqrt{2}} \right\}^2 - \frac{\epsilon^2}{2} \right] \quad (4.5)$$

met r_m : de modale straal

ϵ : de relatieve spreidingsbreedte

In figuur 4.3 zijn enkele ZOLD-functies weergegeven.



Figuur 4.3: ZOLD-functies uit [KR086] met

A) $\epsilon=0.1$ 1. $r_m=4$ 2. $r_m=6$ 3. $r_m=8$

B) $r_m=4$ 1. $\epsilon=0.2$ 2. $\epsilon=0.1$ 3. $\epsilon=0.05$

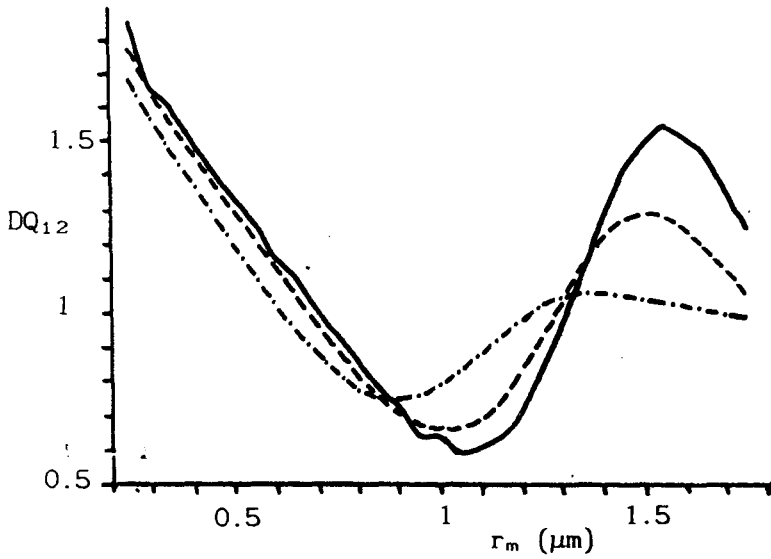
De transmissie wordt gegeven door:

$$\mathcal{T} = \exp \left\{ -n\pi L \int_0^{\infty} N(r) r^2 Q_{\text{ext}}(r, \lambda, m) dr \right\} \quad (4.6)$$

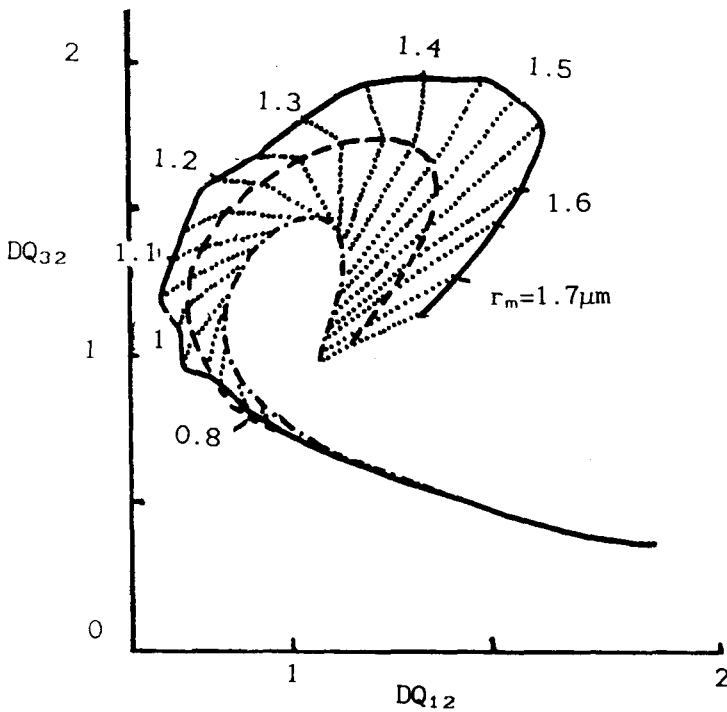
Om de nevel te karakteriseren is het nodig r_m en ϵ te kennen, zodat (met 3 onbekenden: n , r_m en ϵ) het nodig is een 3^e golflengte te introduceren; DQ_{12} is afhankelijk van 2 parameters r_m en ϵ (zie figuur 4.4).

$$DQ_{12} = \frac{\int_0^{\infty} N(r) r^2 Q_{\text{ext}}(r, \lambda_1, m_1) dr}{\int_0^{\infty} N(r) r^2 Q_{\text{ext}}(r, \lambda_2, m_2) dr} \quad (4.7)$$

Als derde golflengte is $\lambda_3=1152$ nm ($m_3=1.3325$) gekozen, nu kan een tweede dispersiecoëfficiënt DQ_{32} berekend worden. Dit geeft figuur 4.4 voor waterdruppels in stikstofgas, hierin is DQ_{12} uitgezet tegen DQ_{32} en zijn lijnen van constante r_m en ϵ weergegeven.



Figuur 4.4: $DQ_{21}(r_m)$ voor verschillende ϵ voor waterdruppels in stikstofgas ($\lambda_1=632.8\text{nm}$, $\lambda_2=807\text{nm}$, $\lambda_3=1152\text{nm}$)
 —: $\epsilon = 0.02$ - - -: $\epsilon = 0.12$ - · - ·: $\epsilon = 0.22$



Figuur 4.5: DQ_{12} tegen DQ_{32} voor een polydisperse nevel met een diameterverdelingsfunctie volgens een ZOLD functie van waterdruppels in stikstofgas.

$$\lambda_1 = 632.8 \text{ nm} ; m_1 = 1.3318$$

$$\lambda_2 = 807 \text{ nm} ; m_2 = 1.3281$$

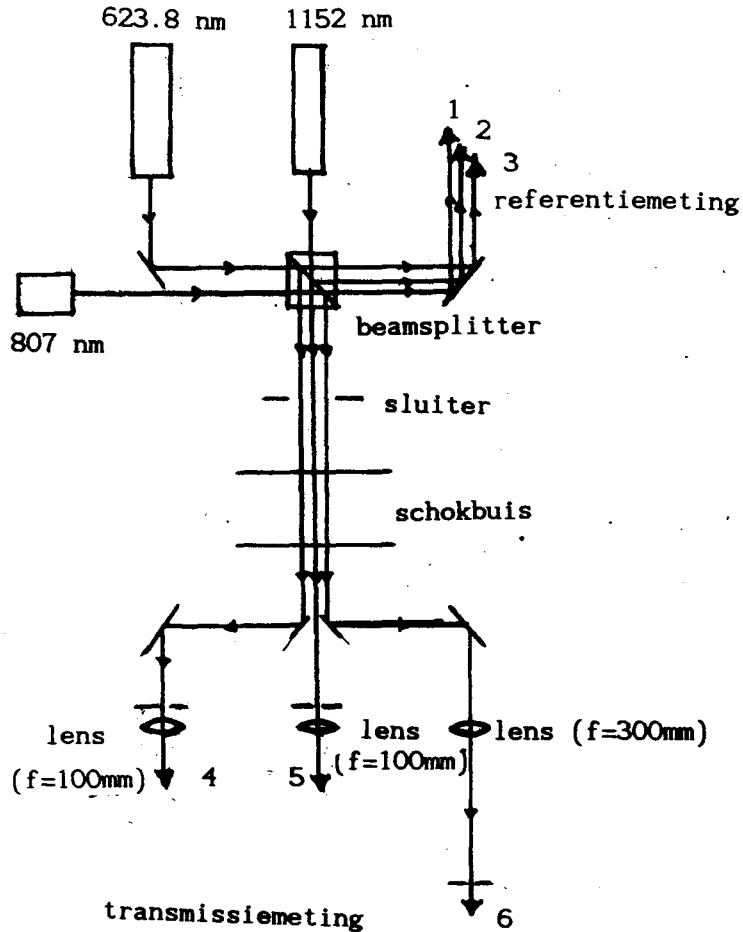
$$\lambda_3 = 1152 \text{ nm} ; m_3 = 1.3225$$

· · · · ·: lijnen van constante r_m

—: $\epsilon = 0.02$ - - -: $\epsilon = 0.12$ - · - ·: $\epsilon = 0.22$

§4.3 De opstelling

De opstelling waarmee de 3-golflengte extinctiemeting wordt verricht is in figuur 4.6 schematisch weergegeven (de naast elkaar weergegeven lichtbundels lopen in werkelijkheid boven elkaar).

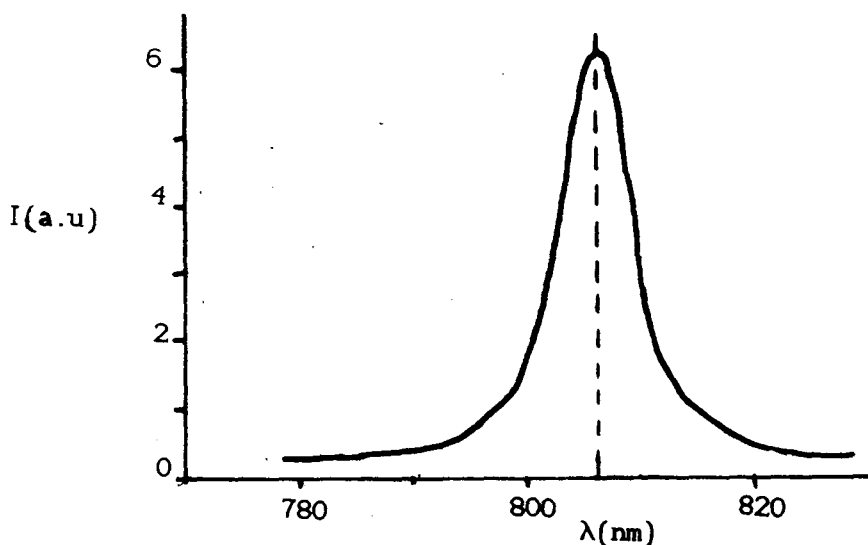


Figuur 4.6: schematische weergave van het bovenaanzicht van de 3-golflengte-extinctie meting (de naast elkaar weergegeven lichtbundels lopen in werkelijkheid boven elkaar)

- | | |
|------------------------|-------------------------|
| 1) referentie 807 nm | 4) transmissie 632.8 nm |
| 2) referentie 1152 nm | 5) transmissie 1152 nm |
| 3) referentie 632.8 nm | 6) transmissie 807 nm |

De gebruikte lasers zijn:

- 1) 632.8 nm He-Ne laser SPECTRAPHYSICS STABILITE Model 120
- 2) 807 nm vaste stof laser; hiervan worden de eigenschappen besproken door Broekmans [BR088]. Hier wordt alleen de spectrale verdeling weergegeven (figuur 4.7)
- 3) 1152 nm He-Ne laser SPECTRAPHYSICS STABILITE Model 120



Figuur 4.7: spectrale verdeling van de 807 nm vaste stof laser

De fotodetectoren:

- 1) voor de 632.8 nm en 807 nm transmissie- en referentiemeting worden BPW34 fotodiodes gebruikt met een wisselbare belastingsweerstand en een regelbare versterkingsfactor
- 2) voor de 1152 nm transmissie- en referentiemeting zijn YAG 100 fotodiodes gebruikt met eenzelfde versterker.

Bij de keuze van de belastingsweerstand moet rekening gehouden worden met de R.C.-tijd. Met de regelbare versterkingsfactor kan de uitgangsspanning geoptimaliseerd worden.

§4.4 Meetprocedure en foutenanalyse

De meetprocedure voor de transmissiemeting is als volgt. Aan het begin van de meting is de sluitersloten. Nog voor de eerste expansiegolf passeert, wordt de sluiters geopend. Ondertussen is de meting gestart. Op deze manier worden de $\mathcal{T}=0$ (sluiter dicht) en $\mathcal{T}=1$ (sluiter open) toestanden vastgelegd.

Om te corrigeren voor tijdens de meting veranderende lichtintensiteit en 50-Hz storing (2%) wordt gebruik gemaakt van een referentie signaal.

De onnauwkeurigheid, die optreedt in de berekening van DQ door de relatieve fout $\frac{\Delta\mathcal{T}}{\mathcal{T}}$ in de transmissie signalen, wordt gegeven door:

$$\frac{\Delta DQ_{12}}{DQ_{12}} = \left\{ \left(\frac{\Delta\mathcal{T}_1}{\mathcal{T}_1} \frac{1}{\ln\mathcal{T}_1} \right)^2 + \left(\frac{\Delta\mathcal{T}_2}{\mathcal{T}_2} \frac{1}{\ln\mathcal{T}_2} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (4.8)$$

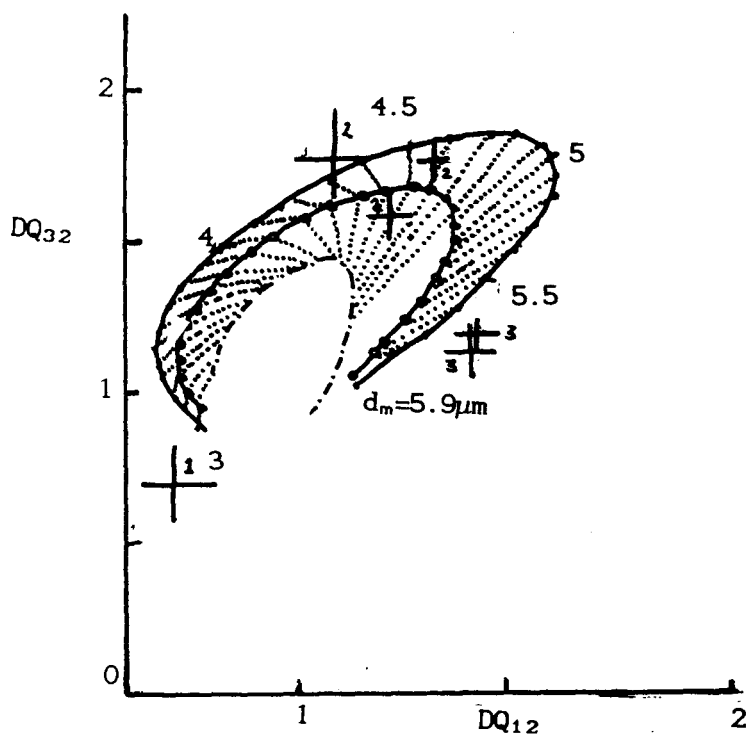
§4.6 IJkmeting

Met de 3-golflengte extinctie meting is, met behulp van polystyreen deeltjes van een bekende diameter (zie tabel 4.8) in alcohol, een aantal ijkmetingen verricht.

Tabel 4.8: diameter (in μm) van polystyreen deeltjes in alcohol volgens verschillende bronnen.
(de metingen met de elektronen microscoop en Malvern 2600D zijn gedaan door Horyon [HOR86])

Opgave fabrikant	elektronen microscoop	Malvern 2600D	3-golflengte extinctie
2.95	3.59	3.38	< 3
4.5	5.39	4.51	4.3 \pm 0.1 4.60 \pm 0.05 4.5 \pm 0.1
5.6			\approx 5.8

In figuur 4.9 zijn de ijkmetingen weergegeven met de theoretische krommen, die voor polystyreen in alcohol gelden. De modale diameters die hiermee gevonden worden zijn in redelijke overeenstemming met de door de fabrikant opgegeven waarden.



Figuur 4.9: IJkmetingen met polystyreen deeltjes in alcohol. De diameter van de deeltjes volgens de fabrikant.

1) meting : $2.95\mu\text{m}$

2) 3 metingen : $4.5\mu\text{m}$

3) 2 metingen : $5.6\mu\text{m}$

De theoretische krommes zijn:

—•— : $\epsilon = 0.02$

—•—•— : $\epsilon = 0.12$

-•-•- : $\epsilon = 0.22$

..... : $r_m = \text{constant}$

§4.6 De extinctie tijdens het verdampingsproces

In hoofdstuk 3 is aangetoond dat voor polydisperse nevels de verdampingsnelheid (dr^2/dt) van de druppels alleen afhankelijk is van de gemiddelde straal van de druppels:

$$dr^2 = f(\langle r^3 \rangle) dt \quad (4.9)$$

Dit wil zeggen dat in het r^2 -domein de diameterverdelingsfunctie translateert. We gebruiken deze eigenschap om uitgaande van een ZOLD-functie op $t=0$ met bepaalde r_{m0} en ϵ_0 , het verloop van de dispersiecoëfficiënten DQ_{12} en DQ_{32} tijdens de verdamping te bepalen.

De verdelingsfunctie $N(r^2, t)$ wordt op $t=0$ gegeven door:

$$N(r^2, 0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \epsilon_0 2r_{m0}} \exp \left\{ - \left[\frac{\ln(r^2/r_{m0}^2)}{2\epsilon_0\sqrt{2}} \right]^2 - \frac{\epsilon_0^2}{2} \right\} \quad (4.10)$$

Translatie in het r^2 -domein geeft:

$$N(r^2, t) = N(r^2 + \Delta r^2, 0) \quad (4.11)$$

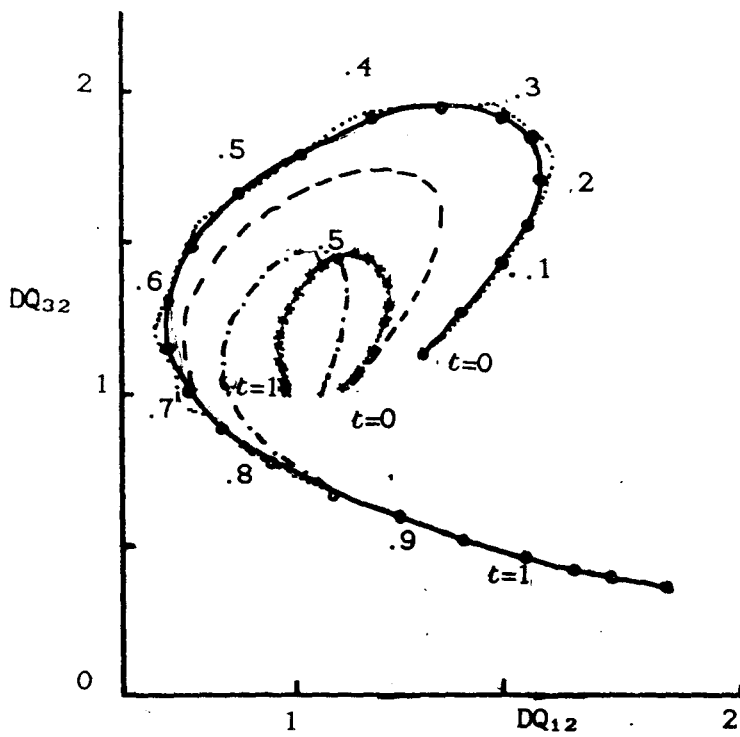
$$\text{waarbij } \Delta r^2 = \int_0^t f(\langle r^3 \rangle) dt \quad (4.12)$$

Hiermee zijn $DQ_{12}(t)$ en $DQ_{32}(t)$ bepaald:

$$DQ_{ij}(t) = \frac{\int_0^\infty N(r^2 + \Delta r^2, 0) r^2 Q_{ext}(r, \lambda_i, m_i) dr}{\int_0^\infty N(r^2 + \Delta r^2, 0) r^2 Q_{ext}(r, \lambda_j, m_j) dr} \quad (4.13)$$

in figuur 4.10 zijn voor verschillende ϵ_0 en $r_{m0}=1.75\mu\text{m}$ in het DQ_{12} - DQ_{32} vlak de lijnen weergegeven die bij translatie van de ZOLD-functie gevolgd worden. Tevens zijn de lijnen van constante ϵ uit §4.2 weergegeven.

Duidelijk zichtbaar is hoe de relatieve breedte van de diameterverdelingsfunctie tijdens translatie van de diameterverdelingsfunctie in het r^2 -domein zal toenemen.



Figuur 4.10 $DQ_{12}(t)-DQ_{32}(t)$ met $t=\Delta r^2/r_{m0}^2$ bij $r_{m0}=1.75\mu\text{m}$ en

—●— : $\epsilon_0 = 0.02$

⋯⋯⋯ : $\epsilon_0 = 0.12$

lijnen van constante ϵ :

⋯⋯⋯ : $\epsilon = 0.02$

--- : $\epsilon = 0.12$

-.-.- : $\epsilon = 0.22$

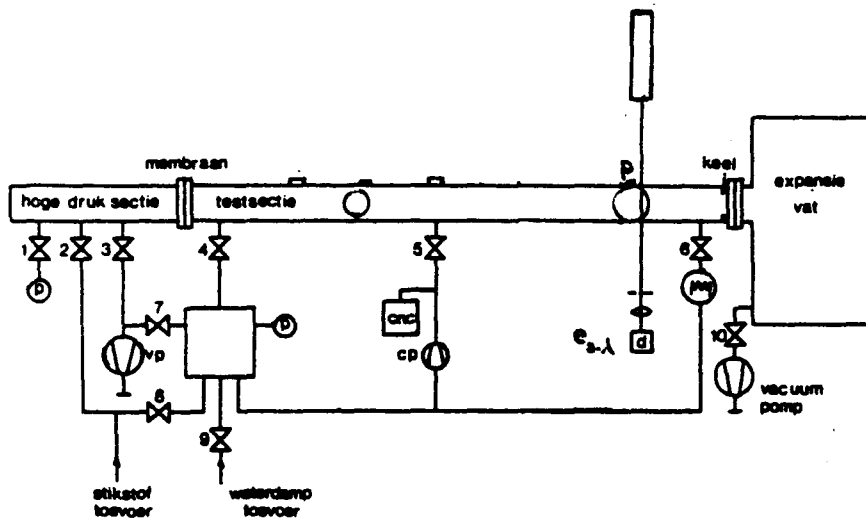
§5 Resultaten

In dit hoofdstuk worden de resultaten van een golfexperiment uitgewerkt. Hierbij worden het druksignaal en de transmissie signalen van de drie lasers verwerkt. Eerst wordt in §5.2 de vorming van de nevel besproken, waarbij n , r_m en ϵ worden bepaald vlak voor het passeren van de schok. Het resultaat hiervan wordt vergeleken met de thermodynamisch evenwichtstheorie van Cleijne [CLE85] en Berkelmans [BER84]. Daarna wordt in §5.3 de verdamping van de druppels na het passeren van de schok bestudeerd (in appendix 7 worden kort 3 andere experimenten besproken, tevens staan daar de meetcondities van alle experimenten weergegeven). De resultaten van de meting worden in §5.4 vergeleken met de verdampingstheorie uit hoofdstuk 3.

In §5.5 wordt het resultaat van een snelheidsrelaxatie meting vergeleken met de theorie uit §2.6.

§5.1 De schokbuisopstelling

De schokbuis experimenten worden uitgevoerd in de opstelling die schematisch is weergegeven in figuur 5.1.



Figuur 5.1: schematische weergave van de schokbuis opstelling

p : drukopnemer

$e_{3-\lambda}$: drie golflengten extinctiemeting (§4.3)

De schokbuis bestaat uit een hogedruk sectie met een lengte van 3.5m. een expansievat met een inhoud van 0.4m^3 en een testsectie met een lengte van 13m. en een vierkante doorsnede van $0.1 \times 0.1\text{m}^2$. De drie secties worden gescheiden door polyester membranen met een dikte van $0.25\mu\text{m}$. Deze rusten op een kruisvormig frame met daarop 0.1mm kanthal weerstandsdraden. Door elektrisch verhitten van deze kruisdraden kunnen de membranen worden doorgebrand.

Om in de testsectie een homogene nevel te maken, wordt de volgende procedure gevolgd. Het systeem van hogedruk- en testsectie wordt met de rotatiepomp V.P. tot een druk van ca. 50 Pa gepompt. Vanuit een watervat wordt waterdamp in de testsectie gelaten tot de gewenste dampdruk is bereikt. Via de kleppen 8 en 2 wordt de hogedruksectie tot de gewenste druk en de testsectie tot een druk van ongeveer 1 bar gevuld met stikstof. Bij het vullen van de testsectie wordt gebruik gemaakt van een injector; de stikstof stroomt hierbij met grote snelheid de circulatieleiding in en zuigt het bij klep 4 aanwezige mengsel mee. Zo treedt tijdens het vullen voortdurende menging op van het mengsel in de testsectie en de toegevoerde stikstof. Na het vullen wordt het mengsel nog enige minuten rondgepompt om de concentratie verschillen (<10% na de gevolgde vulprocedure [ST085]) te verkleinen. Hierbij wordt het mengsel door de kleppen 4 en 6 uit de testbuis aangezogen met de circulatiepomp CP turbulent gemengd en via klep 5 teruggepompt in de buis. Tijdens dit mengen worden door elektrische verhitting van een Ni-Cr draad (bij klep 6) condensatie kernen in het mengsel gebracht. Het aantal kernen dat zich in de buis bevindt kan worden gemeten met een Gardner condensatiekernen teller (cnc) [VER86]. Het expansievat blijft tijdens de hele procedure op vacuümdruk.

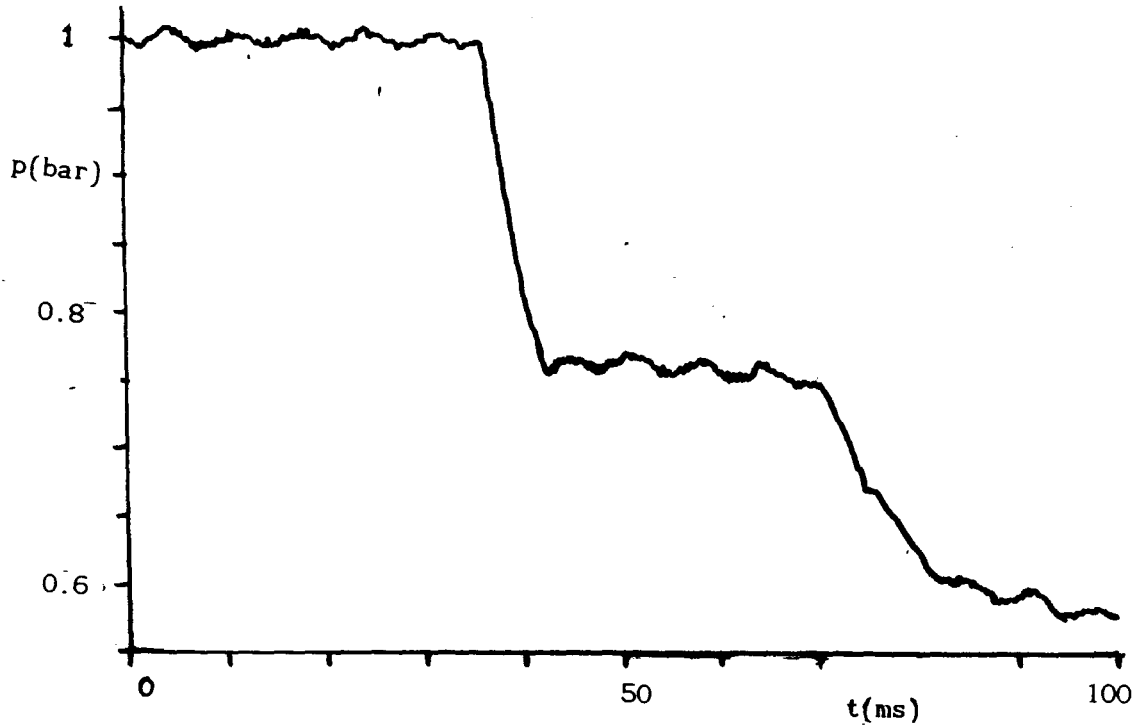
Voor het experiment gestart wordt, worden de kleppen 1 t/m 6 gesloten. Het vlies aan het expansievat wordt doorgebrand en een enkelvoudige expansiegolf loopt door de testsectie. Deze reflecteert aan het nog gesloten membraan aan de hogedruksectie. Achter de gereflecteerde expansiegolf ontstaat er een uniforme geëxpandeerde toestand die vrijwel in rust is. In het mengsel hebben zich druppels gevormd. Door de aanwezigheid van

condensatiekernen verloopt dit proces langs evenwichtstoestanden [CLE85]. Nu wordt het membraan aan de hogedruksectie doorgebrand en een schokgolf loopt door de uniforme stilstaande nevel.

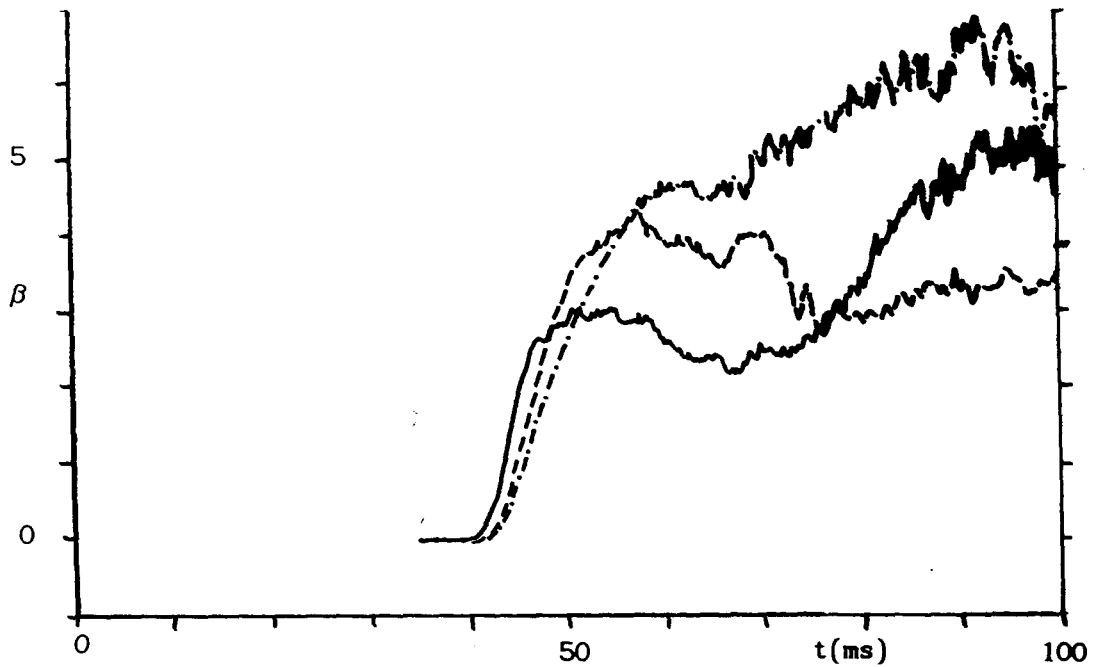
Met een Kistler 603B piëzo-elektrisch opnemer worden op 6.26m. van de hogedruksectie drukveranderingen geregistreerd. Tevens wordt hier de lichtextinctie als gevolg van de in de nevel aanwezige druppels gemeten voor 3 verschillende golflengten. Met deze meting worden de modale diameter, de relatieve diameterspreiding en de concentratie van de druppels bepaald. Theorie en opstelling van deze meting werden besproken in hoofdstuk 4. De signalen van de metingen worden gedigitaliseerd opgenomen met transiëntrecorders (DIFA tr1010, GOULD BIOMATION en INTRON DSO-2002).

§5.2 Nevelvorming

Tijdens de nevelvorming worden de druk (figuur 5.2) en de drie transmissiesignalen gemeten. De laatste worden met de referentiesignalen verwerkt en hieruit volgen de verschillende $\beta(t)$ (vergelijking (4.2)) (figuur 5.3).



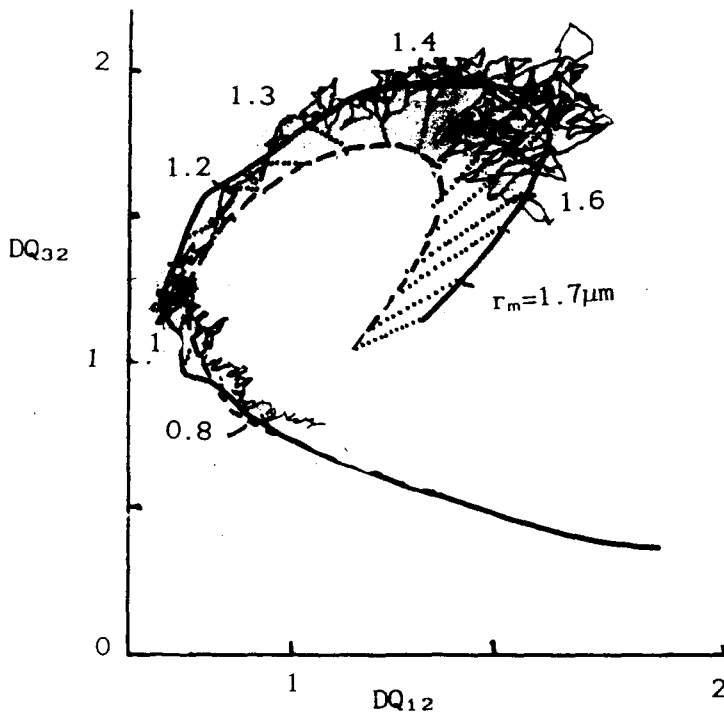
Figuur 5.2: de druk (bar) tijdens nevelvorming (experiment 030)



Figuur 5.3: de gemeten extinctiecoëfficiënt $\beta(t)$ (experiment 030)

— : $\lambda_1 = 632.8 \text{ nm}$ - - - : $\lambda_2 = 807 \text{ nm}$ - · - · : $\lambda_3 = 1152 \text{ nm}$

Uit het druksignaal volgt, volgens de evenwichtstheorie [CLE85] dat de temperatuur na het passeren van de tweede expansiegolf gelijk is aan $262 \pm 2 \text{ K}$ en de druppelmassa-fractie $(6.4 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$ (bij $\hat{s}_0 = 0.7$). Verder kan uit het druksignaal worden afgeleid dat op dat moment de druppelconcentratie gelijk is aan $2.4 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$ bij een beginconcentratie van $3.6 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$ nucleatiekernen gemeten met Gardner. We bepalen nu uit de drie $\beta(t)$ -signalen de grootte van $DQ_{12}(t)$ en $DQ_{32}(t)$. De "baan" die de nevel bij ontstaan beschrijft in het DQ_{32} - DQ_{12} -vlak is weergegeven in figuur 5.4.



Figuur 5.4: $DQ_{12}(t)$ - $DQ_{32}(t)$ tijdens de vorming van de nevel
(experiment 030)
(theoretische lijnen als in figuur 4.5)

Ruis en storingen veroorzaken het tamelijk grillige patroon. In dezelfde figuur zijn de theoretische lijnen getekend voor twee constante waarden van de relatieve spreidingsbreedte ϵ . De "eindtoestand"; de toestand vlak voor het passeren van de schokgolf, wordt gevormd door het kluwen rechts boven in figuur 5.4.

De daaruit bepaalde parameterwaarden zijn :

$$r_{m0} = 1.55 \pm 0.1 \mu\text{m}$$

$$\epsilon_0 = 0.05 \pm 0.05$$

Als we dit resultaat combineren met de β gemeten voor $\lambda=632.8$ nm vinden we:

$$n_0 = (2.6 \pm 0.7) 10^{11} \text{ m}^{-3}$$

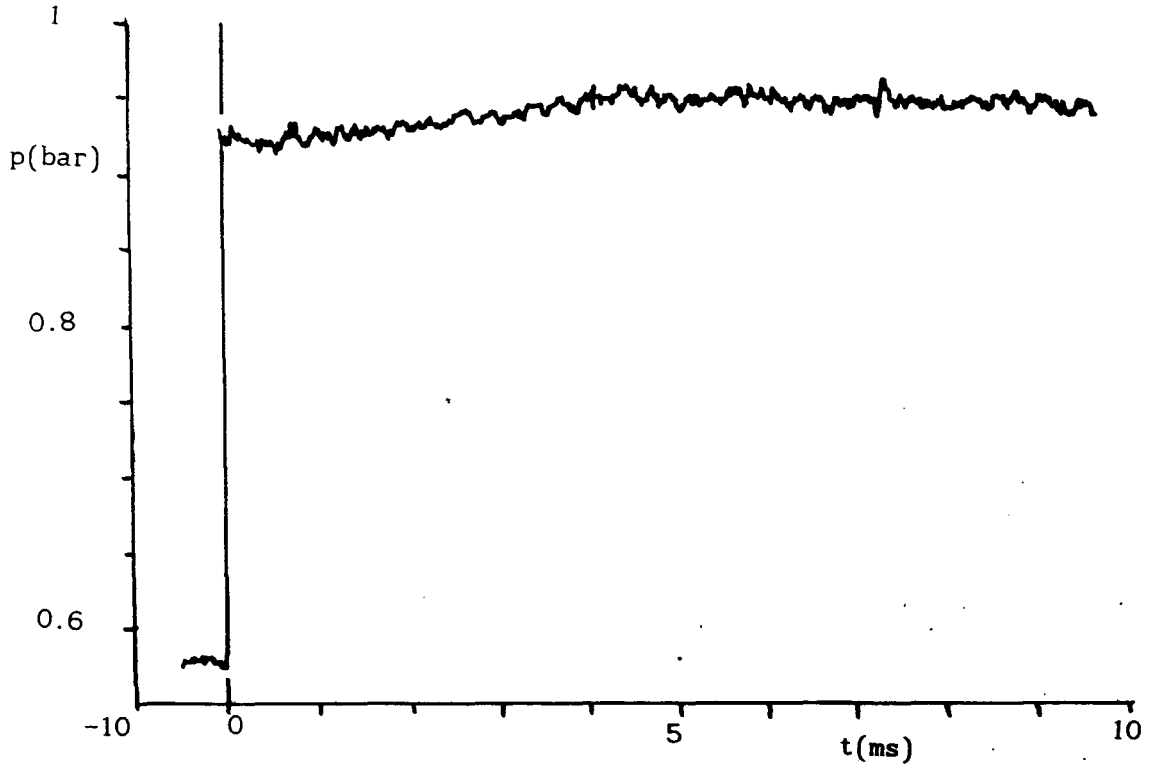
en hiermee is af te leiden:

$$f_{p0} = (5.2 \pm 1.4) 10^{-3}$$

Dit betekent dat de met de drie golflengten extinctiemethode gevonden f_{p0} en n_0 binnen de onnauwkeurigheid overeenstemmen met de f_{p0} en n_0 die volgen uit thermodynamisch evenwicht.

§5.3 De verdamping

In figuur 5.5 is het verloop van de druk tijdens en na het passeren van de schok weergegeven.



Figuur 5.5: het drukverloop (bar) tijdens het passeren van de schok

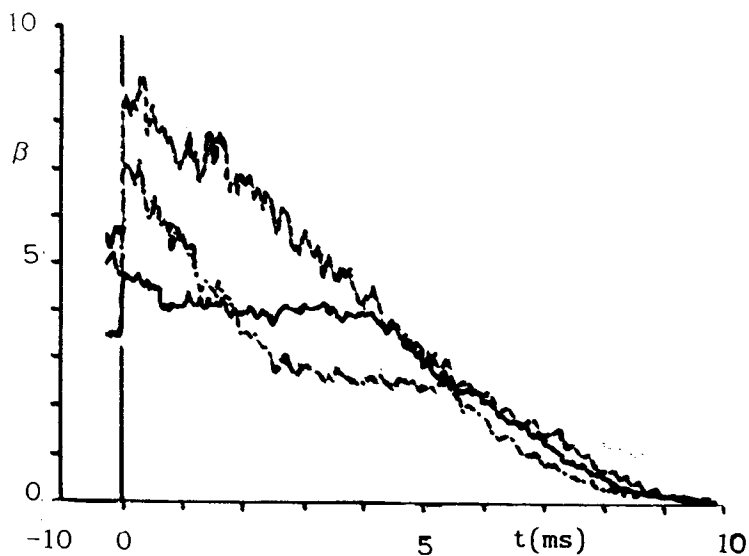
Hieruit volgt, met de Rankine-Hugoniot relaties (2.2), een Machgetal van 1.23 ± 0.01 .

In tabel 5.6 staan de parameters om de nevel en de schok te beschrijven nogmaals weergegeven.

Tabel 5.6: de parameters die de schok en de nevel beschrijven:

$$\begin{aligned} T_0 &= 262 \pm 2 \text{ K} \\ p_0 &= 0.576 \pm 0.005 \text{ bar} \\ f_{p0} &= (6 \pm 0.5) 10^{-3} \\ r_{m0} &= 1.55 \pm 0.1 \mu\text{m} \\ \epsilon_0 &= 0.05 \pm 0.05 \\ Ma &= 1.23 \pm 0.01 \end{aligned}$$

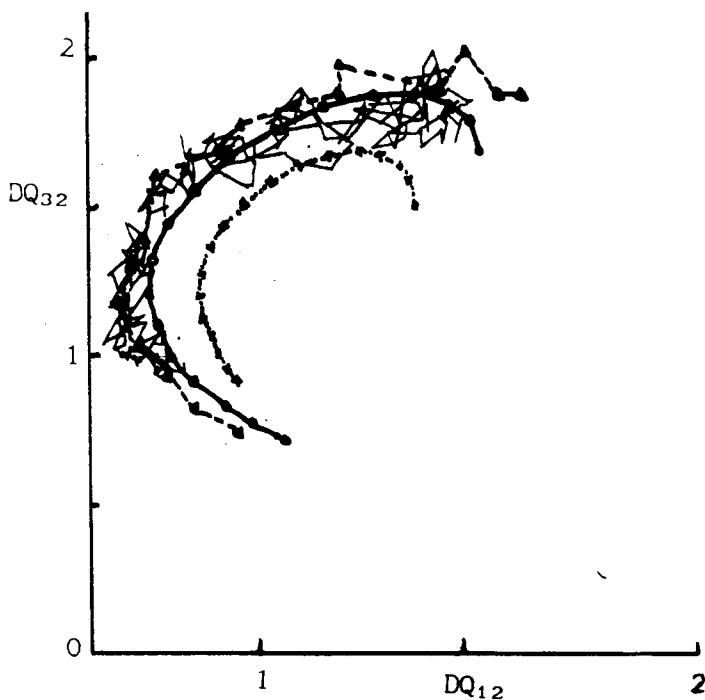
We verwerken de transmissiesignalen met behulp van de referentiesignalen en (4.2) tot $\beta(t)$ (figuur 5.7)



Figuur 5.7: $\beta(t)$ na passage van de schok op $t=0$

---: $\lambda_1=632.8 \text{ nm}$ —: $\lambda_2=807 \text{ nm}$ -.-: $\lambda_3=1152 \text{ nm}$

Deze $\beta(t)$ -signalen worden verwerkt en met de theoretische krommen bepaald volgens §4.6 met de begincondities uit tabel 5.6 in het DQ_{12} - DQ_{32} vlak weergegeven in figuur 5.8.



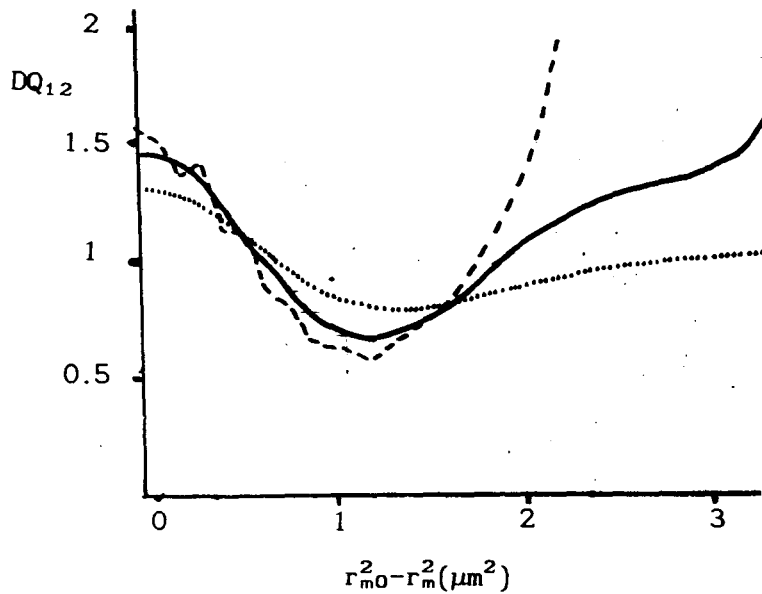
Figuur 5.8: DQ_{12} - DQ_{32} tijdens de verdamping

$r_{m0} = 1.5 \mu\text{m}$

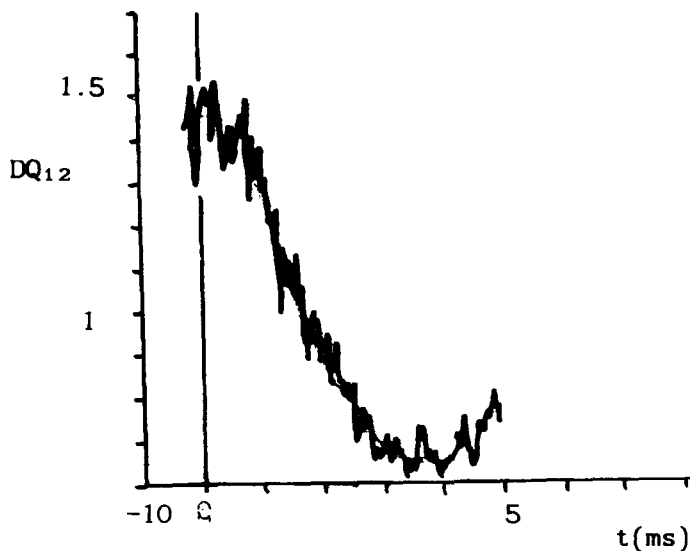
---: $\epsilon_0 = 0.005$ —: $\epsilon_0 = 0.05$: $\epsilon_0 = 0.1$

De baan die in het DQ_{12} - DQ_{32} vlak door de nevel wordt beschreven, volgt (zeker vlak na de schok) de theoretische lijn voor $r_{m0}=1.55\mu\text{m}$ en $\epsilon_0=0.05$ goed. Het grillige patroon is het gevolg van ruis en storingen, het geeft een idee over de foutenband.

We nemen aan dat de $\epsilon_0=0.05$ lijn tijdens de verdamping inderdaad wordt gevolgd. Het verband tussen de dispersieverhouding DQ_{12} en de verandering in r_m^2 voor gegeven r_{m0}^2 en ϵ_0 is in figuur 5.9A nog eens weergegeven. In figuur 5.9B staat het experimenteel waargenomen verloop in DQ_{12} als functie van de tijd na golfpassage. Combinatie van deze beide figuren geeft het verband tussen de afname in r_m^2 en de tijd gedurende de verdamping.

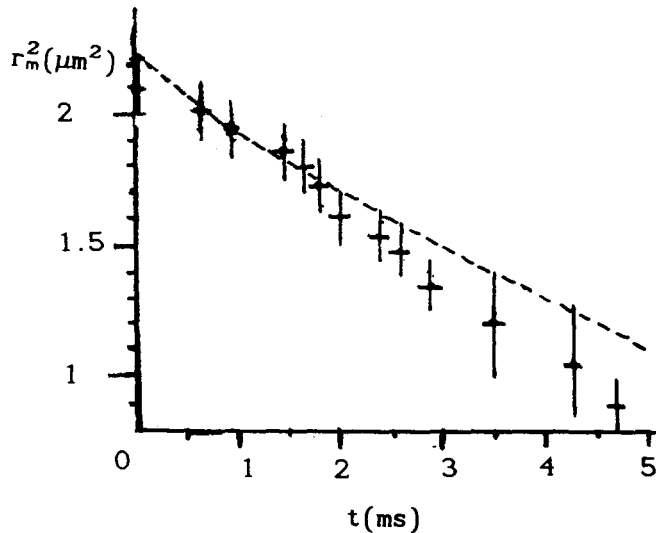


Figuur 5.9: A) het verloop van DQ_{12} bij verandering in r_m^2 (§3.6)
 $r_{m0} = 1.5\mu\text{m}$
 --- : $\epsilon_0 = 0.005$ — : $\epsilon_0 = 0.05$: $\epsilon_0 = 0.1$



B) het gemeten $DQ_{12}(t)$ verloop

In figuur 5.10 is $r_m^2(t)$ weergegeven met de theoretische lijn volgens §3.1 met Knudsen correctie (uitgaand van een monodisperse nevel). Voor deze vergelijking van theorie en experiment zijn de theoretische resultaten vanuit het met de schok meebewegende coördinatenstelsel naar het laboratorium stelsel getransformeerd (zie appendix 8).



Figuur 5.10: $r_m^2(t)$ experimenteel en theoretisch volgens §3.1 met Knudsen correctie (voor een monodisperse nevel) in het laboratoriumstelsel.

$T_0=262\text{K}$; $f_{p0}=0.006$; $r_{m0}=1.5\mu\text{m}$; $p_0=0.567\text{bar}$; $Ma=1.231$

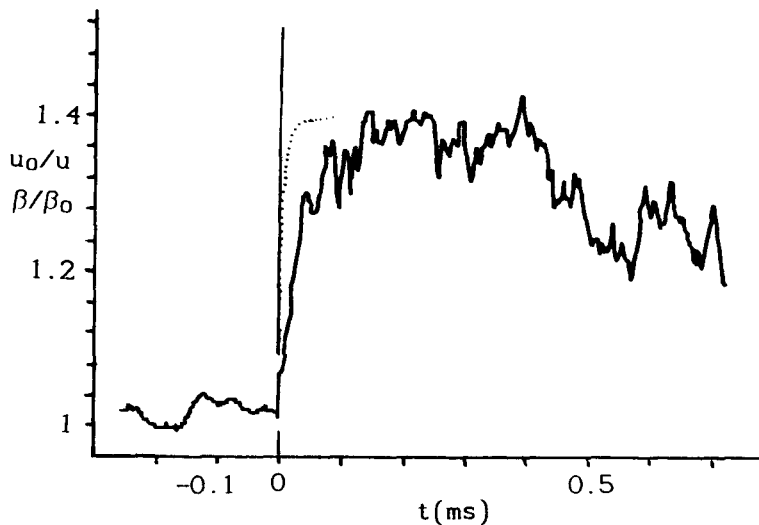
Uit figuur 5.10 blijkt de theoretisch voorspelde lijn binnen de onnauwkeurigheid overeen te stemmen met de experimentele resultaten.

§5.4 Snelheidsrelaxatie

Uit het extinctiesignaal kan op eenvoudige manier de verandering van de druppelconcentratie worden berekend vlak na de schok als wordt aangenomen dat op deze tijdschaal (1ms) de druppels niet verdampen.:

$$\frac{\beta(t)}{\beta_0} = \frac{n(t)}{n_0} = \frac{u_0}{u(t)} \quad (5.2)$$

In figuur 5.11 wordt de gemeten extinctie vergeleken met de theorie voor snelheidsrelaxatie uit §2.3. Let wel, dit is het snelheidsverloop in het laboratorium stelsel.



Figuur 5.11: de gemeten extinctiecoëfficiënt $\beta(t)$ (—) vergeleken met de theoretische schatting van de snelheidsrelaxatie (.....)

De relatieve snelheidsverandering komt goed overeen met de toename in β . De extinctiecoëfficiënt neemt minder snel toe dan op grond van de theoretische schatting van de snelheidsrelaxatie verwacht wordt. De verklaring hiervoor is vooralsnog niet duidelijk.

Conclusies

De berekeningen en experimenten uit de voorgaande hoofdstukken leiden tot de volgende conclusies:

Snelheids- en temperatuurrelaxatie verlopen voor schokken met $Ma < 2$ een orde van grootte sneller dan het verdampingsproces. De snelheids- en temperatuurrelaxatie processen moeten gekoppeld worden behandeld; het verdampingsproces kan los daarvan behandeld worden.

Onder reservoircondities neemt tijdens verdamping het kwadraat van de druppelstraal bij benadering lineair af in de tijd.

De natte bol benadering is geldig als de druppelmassafractie kleiner is dan 0.23.

Wisselwerking tussen druppels en gas geeft aanleiding tot een zichtbaar langzamer verdampingsproces ten opzichte van verdamping onder reservoircondities. Voor zwakke schokken ($Ma < 1.5$) kan dit, zelfs voor kleine druppelmassafracties (0.005-0.01), aanleiding geven tot een verdampingstijd die een factor twee groter is.

De Knudsen correctie geeft aanleiding tot een vertraagde verdamping van de druppels.

Meting van de druppeldiameter-verdelingsfunctie met een drie golflengten extinctiemeting met $\lambda_1 = 632.8 \text{ nm}$; $\lambda_2 = 807 \text{ nm}$; $\lambda_3 = 1152 \text{ nm}$ geeft voor waterdruppels in een stikstofgas omgeving een redelijk oplossend vermogen voor een modale straal tussen 1 en $1.75 \mu\text{m}$ en een relatieve spreidingsbreedte tussen 0.02 en 0.22.

Voor nauwkeurige extinctiemeting is het noodzakelijk gebruik te maken van referentiesignalen.

Ijkmetingen met polystyreendeeltjes in alcohol geven redelijke overeenstemming tussen experiment en de door de fabrikant opgegeven diameter van de deeltjes.

De resultaten van een schokbuisexperiment geven aan dat de met de drie golflengten extinctiemeting bepaalde toestand vlak voor het passeren van de schok binnen de onnauwkeurigheid overeenstemt met de door de thermodynamisch evenwichtstheorie voorspelde toestand. Voor de verdamping van de druppels na de schok wordt ook overeenstemming tussen theorie en experiment gevonden binnen de onnauwkeurigheid van de meting.

De toename van de extinctie coëfficiënt komt goed overeen met de relatieve snelheidsverandering. De gemeten extinctie coëfficiënt neemt echter minder snel toe dan op grond van de theorie voor snelheidsrelaxatie verwacht wordt.

Literatuurlijst

- [BER84] Berkelmans
"Nevelvorming door adiabatisch expansie en
schokvoortplanting door een nevel"
afstudeerverslag, 1984, R-637-A
- [BIR60] Bird et al.
"Transportphenomena"
Wiley, 1960
- [BOH83] Bohren en Huffman
"Absorbtion and scattering of light by small particles"
Wiley, 1983, GGF83BOH
- [BRO88] Broekmans
stageverslag 1988 nog te verschijnen
- [CHE76] "Handbook of Chemistry and Physics"
CRC-Press, 1976, 57th edit.
- [CLE85] Cleijne
"Relaxatieprocessen in een nevel"
afstudeerverslag 1985, R-754-A
- [CON69] O'Connell
"Diffusivities of water in nonpolar gasses
J.Chem.Phys. 73, 1969, 2000
- [DOB86] Dobbins en Jizmagian
"Optical scattering cross sections for polydispersions"
J.Opt.Soc.Am 56, 1966, 1345
- [GO088] Goossens et al.
"Shockwave induced evaporation of water droplets in a
gas-droplet mixture"
te publiceren

- [GRA87] de Graaf
"Transmissiemetingen bij drie golflengten in een nevel"
stageverslag 1987, R-686-S
- [HAS79] Hastings en Hodgson
"The formation of an aqueous fog in a shock tube"
J.Phys. D: Appl.Phys. 12, 1979, 2111
- [HEW82] Hewitt et al. (edit.)
"Multiphase science and technology" volume 1
McGraw-Hill 1982, FRK82MUL
blz.99-279: Gyarmathy
"The spherical droplet in a gaseous carrier stream"
- [HOR86] Horijon
"Ontwikkeling van een optisch meetapparaat voor
deeltjesgrootte bepaling in een mist"
afstudeerverslag 1986, R-799-A
- [HUB74] Hubbard et al.
"Droplet evaporation: effects of transients and variable
properties"
Int.J.Heat Mass Transfer 18, 1974, 1003
- [KR086] de Kroon
"bepalen van de druppelgrootte-verdeling uit
extinctiemetingen"
stageverslag 1986, R-800-S
- [LAN69] Landolt en Bornstein
"Zahlenwerten und functionen"
Springer-Verlag 1969
- [MAR69] Marble
"Some gasdynamic problems in the flow of condensing
vapors"
Astronautica Acta 14, 1969, 585

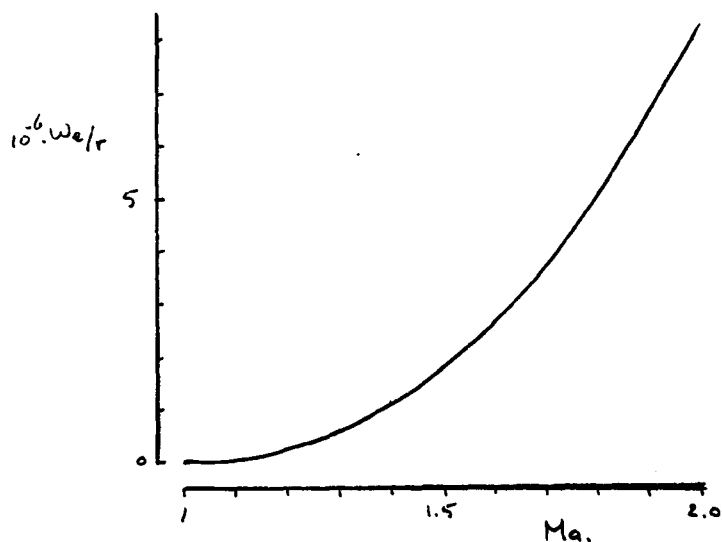
- [ROT85] Roth en Fisher
"An experimental shock wave study of aerosol droplet evaporation in the transition regime"
Phys. Fluids 26, 1985, 1665
- [RUD76] Rudinger
"Fundamentals and application of gas-particle flow"
AGARDograph 222 on flow of solid particles in a gas flow, 1976, 55
- [SCH79] Schmidt
"Properties of water and steam in SI-units"
Springer-Verlag 1979
- [STO85] Stoffelen
"Homogene nevelvorming in een lange buis"
stageverslag 1985, R-717-S
- [VAR80] Vargaftik
"Tables on the thermophysical properties of liquids and gasses"
Wiley 1980
- [VER86] Verheijen
"Studie van een Ni-Cr aerosol in een schokbuis"
stageverslag 1986, R-771-S
- [WIT81] Wittig et al.
"The dispersionquotient technique in submicron particle size analysis"
J. Aerosol Sci. 12, 1981, 183

A 1. Webergetal

Als het Webergetal:

$$We = \frac{2r\rho_{\infty}(\Delta u)^2}{\sigma}$$

kleiner is dan 5 breken de druppels niet op. In figuur A1.1 is het Webergetal voor waterdruppels in een stikstofgas omgeving uitgezet tegen het Machgetal van de schok.



Figuur A1.1: We/r als functie van het Machgetal

$$T_0=262K; c_0=330m/s; \sigma=7.8 \cdot 10^{-2}N/m; \rho_{\infty 0}=0.72kg/m^3$$

Druppels met $r=1\mu m$ worden dus instabiel bij schokgolven met $Ma > 1.8$.

A 2. Stofeigenschappen voor water, waterdamp en stikstofgas.

Alle hier bersproken stofeigenschappen worden berekend in de library RICK/LIB die in appendix 9b staat afgedrukt.

Soortelijke warmte voor $H_2O(l)$

Uit tabel A2.1 ([CHE79], tabel D-149) volgt dat bij de keuze:

$$c_p = 4190 \text{ J/K kg}$$

in het temperatuurgebied van 278 K tot 348 K een fout $< 0.3 \%$ wordt gemaakt.

$T(^{\circ}C)$	$c_p(J/kg/^{\circ}C)$						
4.2177	4.1819		4.1788	60	4.1844	80	4.1864
4.2141	4.1813		4.1787	61	4.1840	81	4.1872
4.2107	4.1808		4.1789	62	4.1853	82	4.1880
4.2077	4.1804		4.1791	63	4.1868	83	4.1888
4.2048	4.1800		4.1798	64	4.1883	84	4.1897
						85	4.2005
4.2022	4.1796		4.1785	65	4.1888	86	4.2014
4.1999	4.1793		4.1797	66	4.1874	87	4.2022
4.1977	4.1790		4.1799	67	4.1879	88	4.2032
4.1957	4.1788		4.1802	68	4.1885	89	4.2042
4.1939	4.1786		4.1804	69	4.1890	90	4.2051
						91	4.2061
4.1922	4.1785	80	4.1807	70	4.1906	92	4.2071
4.1907	4.1784	81	4.1810	71	4.1902	93	4.2077
4.1893	4.1783	82	4.1814	72	4.1908	94	4.2081
4.1880	4.1783	83	4.1817	73	4.1915	94	4.2082
4.1869	4.1782	84	4.1820	74	4.1921		
						95	4.2103
4.1858	4.1782	85	4.1824	75	4.1928	96	4.2114
4.1849	4.1782	86	4.1828	76	4.1935	97	4.2125
4.1840	4.1782	87	4.1832	77	4.1942	98	4.2136
4.1832	4.1784	88	4.1836	78	4.1949	99	4.2148
4.1825	4.1786	89	4.1840	79	4.1957	100	4.2160

Tabel A2.1 : de soortelijke warmte van water uit [CHE79]
tabel D-149

Soortelijke warmte voor $H_2O(v)$

Uit tabel A2.2 ([SCH79], tabel 5) volgt dat bij dampdrukken tussen 0.1 en 1 bar de keuze:

$$c_{p,v} = 1980 \text{ J/K kg}$$

in het temperatuurgebied van 323 K tot 670 K een fout $< 4\%$ wordt gemaakt.

p bar	t in °C →															
	0	50	100	120	140	160	180	188	200	220	240	250	260	280	300	300
0.1	4,217	1,893	1,903	1,909	1,916	1,920	1,924	1,933	1,943	1,953	1,964	1,969	1,975	1,987	1,998	
1	4,217	4,181	2,026	2,005	1,991	1,986	1,983	1,979	1,979	1,982	1,986	1,980	1,993	1,993	2,001	2,010

→ t															
320	340	360	380	380	400	420	425	440	460	460	480	500			
2,011	2,023	2,029	2,036	2,040	2,062	2,075	2,078	2,080	2,095	2,102	2,110	2,129			
2,020	2,031	2,037	2,043	2,053	2,067	2,080	2,083	2,093	2,099	2,106	2,119	2,132			

Tabel A2.2 : soortelijke warmte van waterdamp voor dampdruk van 0.1 bar en 1 bar uit [SCH77], tabel 5

Soortelijke warmte N₂(g)

Uit tabel A2.3 ([VAR80], tabel 5, blz. 434) volgt dat bij de keuze:

$$c_{p,g} = 1060 \text{ J/K kg}$$

een fout < 2% geeft voor temperatuur van 100 K tot 600 K.

(nagenoeg druk-onafhankelijk)

T(K) $c_{p,g}$ (J/K/kg)

65	1.929	160	1.048	340	1.012	950	1.117
70	1.936	170	1.046	350	1.012	1000	1.107
75	1.948	180	1.045	375	1.013	1050	1.177
80	1.151	190	1.044	380	1.015	1100	1.187
85	1.107	200	1.043	425	1.047	1150	1.196
90	1.086	210	1.043	450	1.050	1200	1.204
95	1.075	220	1.042	475	1.053	1250	1.212
100	1.070	230	1.042	500	1.056	1300	1.219
105	1.066	240	1.042	550	1.065		
110	1.063	250	1.042	600	1.075		
115	1.061	260	1.041	650	1.086		
120	1.059	270	1.041	700	1.098		
125	1.057	280	1.041	750	1.110		
130	1.055	290	1.041	800	1.122		
135	1.053	300	1.041	850	1.134		
140	1.052	320	1.041	900	1.146		
150	1.050	330	1.042				

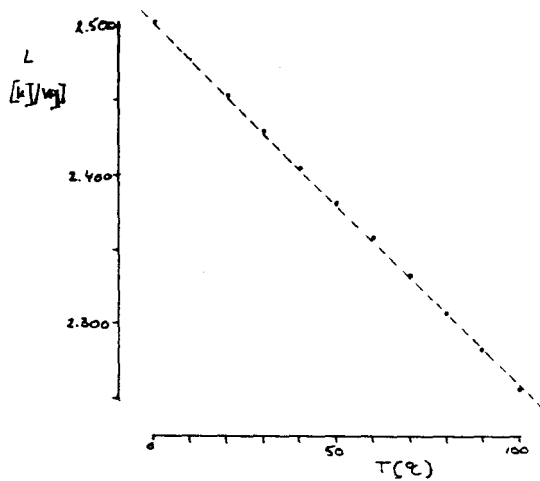
Tabel A2.3: soortelijke warmte voor stikstofgas uit [VAR80], tabel 5, blz. 434.

Latente warmte voor verdamping van water

Uit figuur A2.4 (data: [VAR80], tabel 1, blz 143) volgt dat bij de keuze:

$$L = (3162 - 2.42 \times T) \text{ kJ/kg}$$

een fout < 0.3 % wordt gemaakt.



Figuur A2.4 : latente warmte voor verdamping van water

• : [VAR80] tabel 1 blz. 143
 ----- : lineaire regressie

De warmtegeleidingscoëfficiënt voor een stikstofgas/waterdamp mengsel.

We bepalen met de data uit tabel A2.5 ([VAR80], blz. 461) en tabel A2.6 ([LAN69]) voor de warmtegeleidingscoëfficiënt voor stikstofgas gefit volgens aT^b (W/m K). Ditzelfde doen we voor waterdamp tabel A2.7 ([VAR80], blz 51) en tabel A2.8 ([LAN69]). De fits leiden tot:

stikstofgas : $\lambda = 0.334 \cdot 10^{-3} T^{0.764}$ W/mK

waterdamp : $\lambda = 7.06 \cdot 10^{-6} T^{1.373}$ W/mK

De stikstofgas data worden hierdoor met een fout < 1% en die van waterdamp met een fout < 1.5% weergegeven voor een temperatuur tussen 373 K en 673 K.

T(K) λ

80	7.82	220	20.0	750	52.4
90	8.63	240	21.4	800	54.8
100	9.58	260	22.9	850	57.2
110	10.4	280	24.4	900	59.7
120	11.1	300	25.9	950	62.2
130	12.0	320	27.3	1000	64.7
140	13.0	350	29.3	1100	70.0
150	13.9	400	32.7	1200	75.8
160	14.8	450	35.8	1300	81.0
170	15.7	500	38.9	1400	87.0
180	16.6	550	41.7		
190	17.5	600	44.6		
200	18.3	700	47.2		
			49.9		

tabel A2.5 : data [VAR80] blz 461 voor stikstofgas

$T(^{\circ}C) \quad \lambda$

-140	129	75	293
-125	143	100	308
-100	167	200	367
-75	188	300	422
-50	207	400	474
-25	224	500	521
0	240	600	568
25	259	700	610
50	277		

tabel A2.6 : data [LAN69] voor stikstofgas

$T(^{\circ}C) \quad \lambda$							
		210	34.1	320	45.5	440	59.7
				330	46.7	450	61.0
100	24.5	220	35.1	340	47.8	460	62.2
110	25.2	230	36.1	350	49.0	470	63.5
120	26.0	240	37.1	360	50.1	480	64.8
130	26.9	250	38.1	370	51.3	490	66.0
140	27.7	260	39.1	380	52.5	500	67.3
150	28.6	270	40.1	390	53.6	510	68.5
160	29.5	280	41.2	400	54.8	520	69.9
170	30.4	290	42.3	410	56.0	530	71.5
180	31.3	300	43.3	420	57.3	540	72.5
190	32.2	310	44.4	430	58.5	550	73.2
200	33.1					560	74.2
						570	75.2
						580	76.2
						590	77.8
						600	78.8
						610	80.5
						620	81.2
						630	82.2
						640	83.2
						650	84.2
						660	85.9

tabel A2.7 : data [VAR80] blz 51 voor waterdamp

$T(^{\circ}C) \quad \lambda$

300	435
400	540
500	660

tabel A2.8 : data [LAN69] voor waterdamp

Voor een mengsel gebruiken we een fit volgens:

$$\lambda(T,x) = \alpha(T) x^3 + \beta(T) x^2 + \gamma(T) x + \delta(T)$$

met x = de mol. fraktie waterdamp

en passen dit toe op de data uit figuur A2.9.

Om de parameter voor deze fit te vinden maken we gebruik van de volgende gegevens:

$\lambda(T,0)$, $\lambda(T,1)$: de λ 's voor de zuivere stoffen

$(d\lambda/dx)_{x=0}$, $(d\lambda/dx)_{x=1}$ afgeleiden uit figuur A2.9 met verondersteld lineair verloop met de temperatuur

dit leidt tot het volgende stelsel:

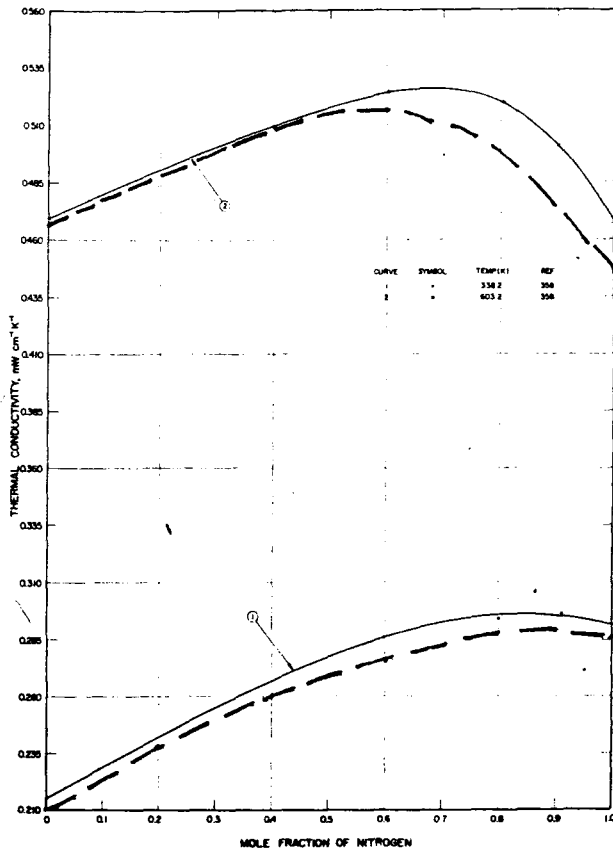
$$\delta(T) = \lambda(T,0)$$

$$\alpha(T) + \beta(T) + \gamma(T) + \delta(T) = \lambda(T,1)$$

$$\gamma(T) = (d\lambda/dx)_{x=0} (= -\{0.0392-128.3 \cdot 10^{-6} T\})$$

$$3\alpha(T) + 3\beta(T) + \gamma(T) = (d\lambda/dx)_{x=1} (= -\{0.0173-11.3 \cdot 10^{-6} T\})$$

De met dit stelsel verkregen fit staat in figuur A2.9



figuur A2.9: data voor stikstofgas waterdamp mengsel — met de verkregen fits ----

Viscositeit van een stikstofgas/waterdamp mengsel.

Met een fit volgens aT^b (Ns/m²) vinden we voor stikstofgas:

$$\eta = 3.232 \cdot 10^{-7} T^{0.704} \text{ Ns/m}^2$$

(tabel A2.10)

en voor waterdamp:

$$\eta = 0.106 \cdot 10^{-7} T^{1.189} \text{ Ns/m}^2$$

(tabel A2.11)

$T(K)$ η

100	68.8	180	118.1	310	182.6	700	321.0
105	72.2	190	123.7	320	187.0	800	349.1
110	75.6	200	129.2	330	191.3	900	375.3
115	78.9	210	134.6	340	195.6	1000	399.0
120	82.1	220	139.9	350	200.0	1100	423.2
125	85.2	230	145.0	400	220.4	1200	445.1
130	88.3	240	150.0	450	239.6	1300	466.2
135	91.4	250	154.9	500	257.7		
140	94.5	260	159.7	550	274.7		
150	100.6	280	164.4	600	290.8		
160	106.6	290	169.1	650	306.2		
170	112.4	300	173.7				
			178.2				

tabel A2.10: data [VAR80] blz. 458

ϑ	34,4	55,4	79,0	°C
D	0,256	0,303	0,359	cm ² /sec

tabel A2.13 : data [LANG69]

T(K)	D
282	0,221
298	0,253
327,5	0,305
353	0,360
373	0,398

tabel A2.14 : data [CON69]

T(K)	D
292,93	0,212
312,79	0,266
327,95	0,290
307,1	0,257
328,8	0,213
349	0,154
273	0,260
307,4	0,256
328,4	0,303
352	0,359

tabel A2.15 : data [VAR80]

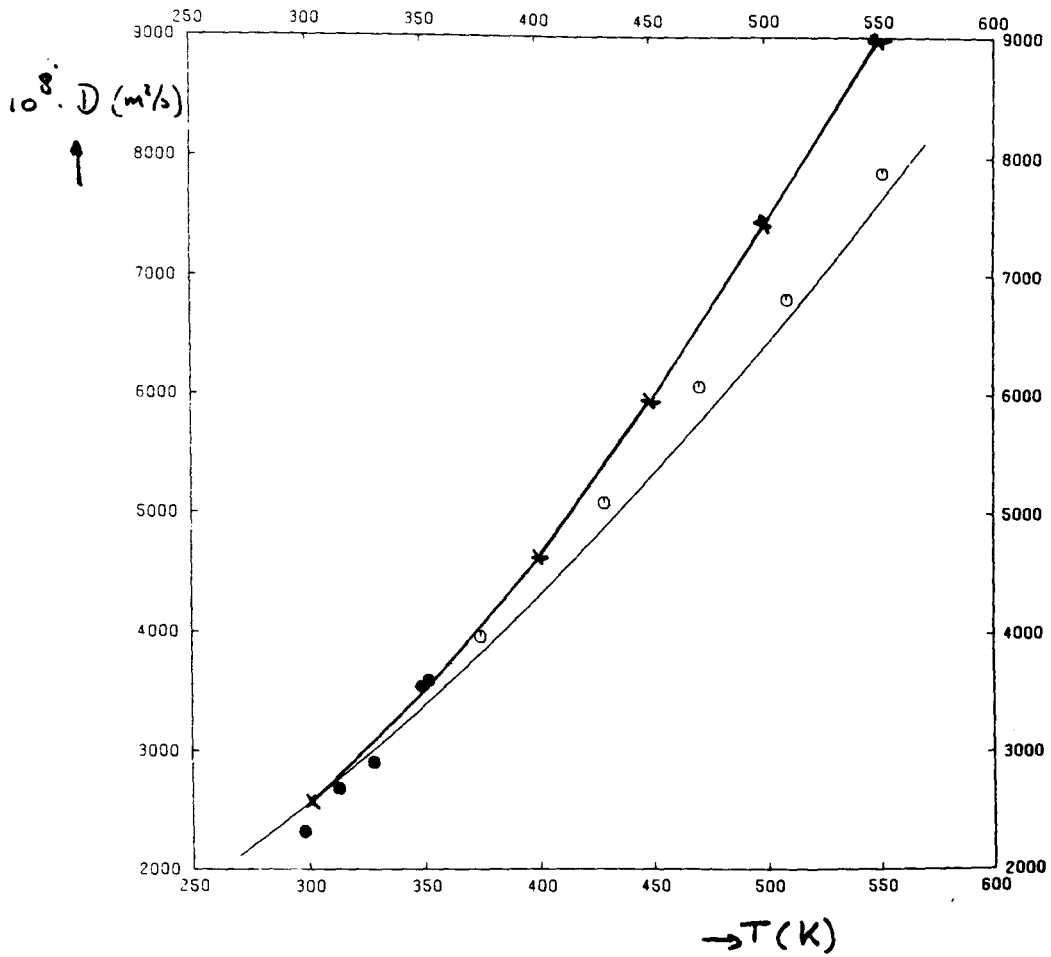
De algemeen gebruikte fit voor lucht/waterdamp [VAR80] is:

$$D = \frac{8,899}{p} T^{1,80} 10^{-10} \text{ m}^2/\text{sec}$$

met p in bar

hiervan is bekend dat hij voldoet voor temperatuur tussen 273K en 1493 K.

In het gebied waarvoor voor de eerste fit gegevens zijn gebruikt (273-373 K) verschillen de beide fits minder dan 3% zie figuur 2.16



figuur 2.16 : diffusiecoëfficiënt

data [LANG9] ○ ●

fit 1 —

fit 2 ✕

Algemeen wordt de omgekeerd evenredigheid van de diffusiecoëfficiënt met de druk aangenomen.

A 3. De 1/3 regel

Volgens Gyarmathy [HEW82] blz. 141 en Hubbard [HUB74] moet om overeenstemming te krijgen tussen theorie en praktijk de stofeigenschappen λ, η en D als er grote gradiënten zijn berekend worden bij:

$$T_{1/3} = T_p + 1/3 (T - T_p)$$

$$\Pi_{1/3} = \Pi_p + 1/3 (\Pi - \Pi_p)$$

dit is de zogenaamde 1/3-regel

Met enkele eenvoudige modellen zullen we hiervoor een alternatief vinden.

a) de 1/3 regel voor de warmtegeleidingscoëfficiënt

We nemen een warmtebron met temperatuur T_R , straal R en geleverde warmte H . Terwijl de omgevingstemperatuur T_e is. Het warmtecontact is alleen door geleiding via gas met warmtegeleidingscoëfficiënt $\lambda = aT^b$. We nemen verder aan dat er een evenwichtssituatie is ontstaan zodat overal $\delta T / \delta t = 0$. Er geldt dan:

$$\lambda \frac{\delta T}{\delta r} = \frac{H}{4\pi r^2}$$

zodat:

$$R \int_{\infty}^{\infty} aT^b \frac{\delta T}{\delta r} dr = \frac{H}{4\pi R}$$

dit geeft:

$$\frac{a}{b+1} R \int_{\infty}^{\infty} \frac{\delta T^{b+1}}{\delta r} dr = \frac{a}{b+1} \{T_e^{b+1} - T_R^{b+1}\}$$

Vergelijk nu de situatie $b=0$ met $b \neq 0$

$$b=0 : a 4\pi R \{T_e - T_R\} = H \quad (\lambda \text{ onafhankelijk van } T)$$

$$b \neq 0 : a 4\pi R \{T_e - T_R\} \frac{1}{b+1} \frac{T_e^{b+1} - T_R^{b+1}}{T_e - T_R} = H$$

Dus door in het geval met $b \neq 0$ λ te kiezen bij een temperatuur T_{dv} van:

$$\frac{1}{b+1} \left\{ \frac{T_e^{b+1} - T_R^{b+1}}{T_e - T_R} \right\}^{1/b}$$

komt de warmtestroom H onder de veronderstelling λ is constant overeen met de exacte oplossing.

Voor stikstofgas is $b=0.764$ (zie appendix 2) en geldt

$$T_{dv} \cong 0.5(T_e - T_R)$$

b) de 1/3 regel voor de diffusiecoëfficiënt

Veronderstel een bron met straal R in een sferisch symmetrisch probleem. De opbrengst van deze bron is een warmtestroom H en een massastroom M . We nemen aan dat de warmtestroom alleen door geleiding gebeurt (er is dus geen convectieve bijdrage). De temperatuur aan de bron is T_R en die van de omgeving is T_e . We nemen aan dat alle tijdafgeleiden nul zijn.

Voor de diffusie geldt ([BIR60], blz.502 tabel 16.2-1):

$$\frac{M}{4\pi r^2} = - \frac{\rho^2}{\rho_g} D_{12} \nabla \frac{p_v}{\rho} \cong - \frac{\rho^2}{\rho_g} D_{12} \nabla \frac{p_v}{p} \frac{\bar{R}}{\bar{R}_v}$$

Veronderstel $\nabla \bar{R}$ klein. Dan volgt (met $p=\text{constant}$)

$$= - \frac{\rho \bar{R} T}{\rho_g R_g \bar{T}} \frac{R_g}{\bar{R}} \frac{\bar{R} \rho T}{\bar{R}_v \bar{T}} D_{12} \frac{1}{p} \nabla p_v = - \frac{p}{p_g} \frac{R_g}{\bar{R}} \frac{D_{12}}{\bar{R}_v \bar{T}} \nabla p_v \cong - \frac{D_{12}}{\bar{R}_v \bar{T}} \nabla p_v$$

Voor een lucht/waterdamp mengsel geldt dat $D_{12} \sim T^{1.8}$ (appendix 2), neem nu aan dat $D_{12} \sim T^2$ om tot een eenvoudige analytische oplossing te komen. Voor berekening van het temperatuur profiel nemen we aan dat λ temperatuur onafhankelijk is, zodat:

$$T(r) = T_e + \frac{R}{r}(T_R - T_e)$$

Als we de massatransport vergelijking herschrijven krijgen we met $D_{12}=aT^2$:

$$\frac{M}{4\pi r^2} \frac{R_v}{aT} = -\nabla p_v$$

gebruikmaking van het gegeven temperatuurprofiel en integratie leidt tot:

$$\frac{M}{4\pi R} \frac{R_v}{a} \frac{\ln(T_R/T_e)}{(T_R-T_e)} = (p_{vR}-p_{ve})$$

De oplossing waarbij $D_{12}=D_{ref}T/T_{ref}$ (en dus \mathcal{D}_m onafhankelijk van de temperatuur) wordt genomen geeft:

$$\frac{M}{4\pi R} \frac{R_v T_{ref}}{D_{ref}} = (p_{vR}-p_{ve})$$

Dus de exacte oplossing voor massatransport wordt in geval van een temperatuur afhankelijke \mathcal{D}_m gevonden door:

$$T_{ref} = \frac{(T_R-T_e)}{\ln(T_R/T_e)}$$

te kiezen. T_{ref} is te benaderen als $0.5(T_e-T_R)$

A 4. Knudsen correctie

Voor de correctie van de Nusselt-getallen voor het niet-continu zijn van de omgeving wordt gebruik gemaakt van de Cunningham-relatie:

$$Nu^{cun} = \frac{Nu^{cont}}{1 + (Nu^{cont}/B)Kn} \quad \text{met } Kn = \frac{\eta\sqrt{RT}}{pr}$$

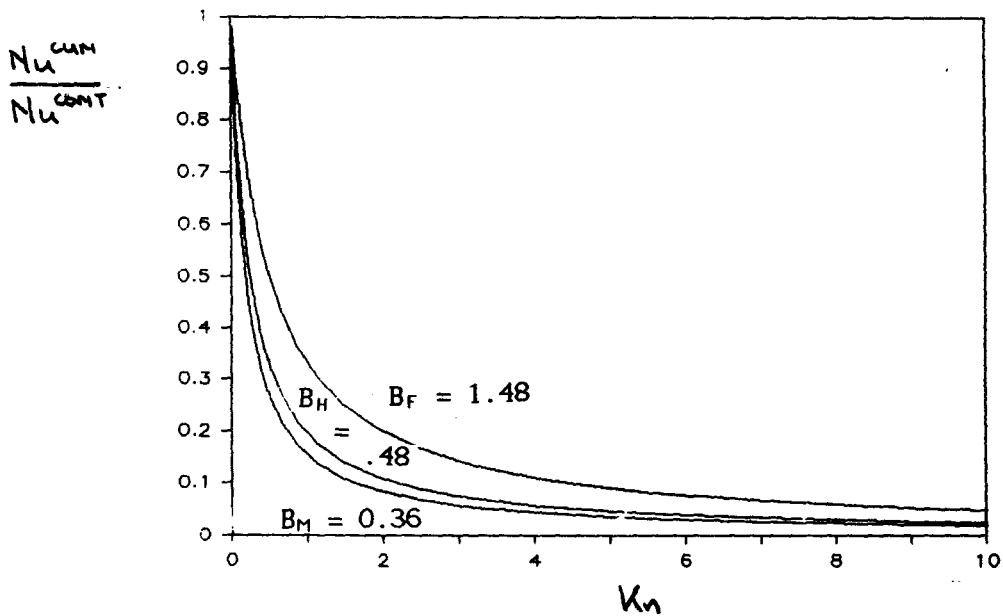
Voor de verschillende Nusselt getallen gelden verschillende B's:

$$Nu_H : B_H = 0.48$$

$$Nu_M : B_M = 0.36$$

$$Nu_F : B_F = 1.48$$

bij relatieve snelheid nul (uit Gyarmathy blz. 151 [HEW82]), in figuur A4.1 is deze correctie weergegeven.



Figuur A4.1: de Nusselt-getallen Knudsen gecorrigeerd volgens de Cunningham relatie.

A 5. De natte bol benadering

Er moet gelden :

$$|H_{int}| \ll |ML| \quad (1)$$

dus

$$|m_p c_\rho \frac{dT_p}{dt}| \ll |L \frac{dm_p}{dt}| \quad (2)$$

De veronderstelling dat (1) geldt geeft:

$$\begin{aligned} H &= -ML \\ 4\pi r \hat{\lambda} (\hat{T} - T_p) &= 4\pi r \hat{\mathcal{D}}_m (\Pi_p - \hat{\Pi}) L \end{aligned} \quad (3)$$

Als dit wordt ingevuld in (2) vinden we een ondergrens voor de geldigheid van de natte bol benadering (1); de grens wanneer de verdamping de omgevingsdruk dusdanig beïnvloedt dat de druppeltemperatuur niet constant verondersteld mag worden.

(3) wordt:

$$T_p = \hat{T} - \frac{\hat{\mathcal{D}}_m L}{\hat{\lambda}} (\Pi_p - \hat{\Pi}) \quad (4)$$

differentiatie (stel de materiaaleigenschappen constant)

$$\frac{dT_p}{dt} = - \frac{\hat{\mathcal{D}}_m L}{\hat{\lambda}} \frac{d}{dt} (\Pi_p - \hat{\Pi}) \quad (5)$$

Maak gebruik van de Clausius-Clapeyron relatie in differentiële vorm:

$$\frac{d}{dt} \Pi_p \cong \frac{1}{p_g} \frac{dp_{vp}}{dt} = \frac{1}{p_g} \frac{dT_p}{dt} \frac{dp_{vp}}{dT_p} = \frac{1}{p_g} \frac{dT_p}{dt} \frac{L p_{vp}}{R_v T_p^2} \quad (6)$$

en behoud van massa en druppelaantal:

$$\frac{d}{dt} \frac{p_v}{p_g} = \frac{R_v}{R_g} \frac{d}{dt} \frac{\rho_v}{\rho_g} = \frac{R_v}{R_g} \frac{d}{dt} \frac{\rho_{v0} + \rho_{p0} (1 - r^3)}{\rho_{g0}} = - \frac{R_v}{R_g} \frac{\rho_{p0}}{\rho_{g0}} \frac{d}{dt} \frac{m_p}{m_{p0}} \quad (7)$$

Zo vinden we:

$$\left\{ \frac{L p_{vp}}{p_g R_v T_p^2} + \frac{\hat{\lambda}}{\vartheta_m L} \right\} \frac{dT_p}{dt} = - \frac{R_v}{R_g} \frac{\rho_{p0}}{\rho_{g0}} \frac{1}{m_{p0}} \frac{dm_p}{dt} \quad (8)$$

Dit invullen in (2) geeft na deling door $L(dm_p/dt)$ een vergelijking van de vorm:

$$\frac{A}{1+B} \ll 1 \quad (9)$$

verder geldt:

$$\frac{A}{1+B} < \frac{A}{B} \quad (A > 0, B > 0) \quad (10)$$

Dit geeft:

$$(\hat{p}D/\hat{\lambda}T) c_p/R_g m_p/m_{p0} \ll 1 \quad (11)$$

A 6. Brekingsindex lucht/water

In tabel A6.1 staan de brekingsindices van een lucht/water overgang voor verschillende λ . (uit [LAN69] 6II/8 blz.5-566)

λ μ	Gemesser
0.5893	1.3310
0.768	1.3289
0.871	1.3270
0.943	1.3258
1.028	1.3245
1.256	1.3210
1.500	1.316
2.0	1.300

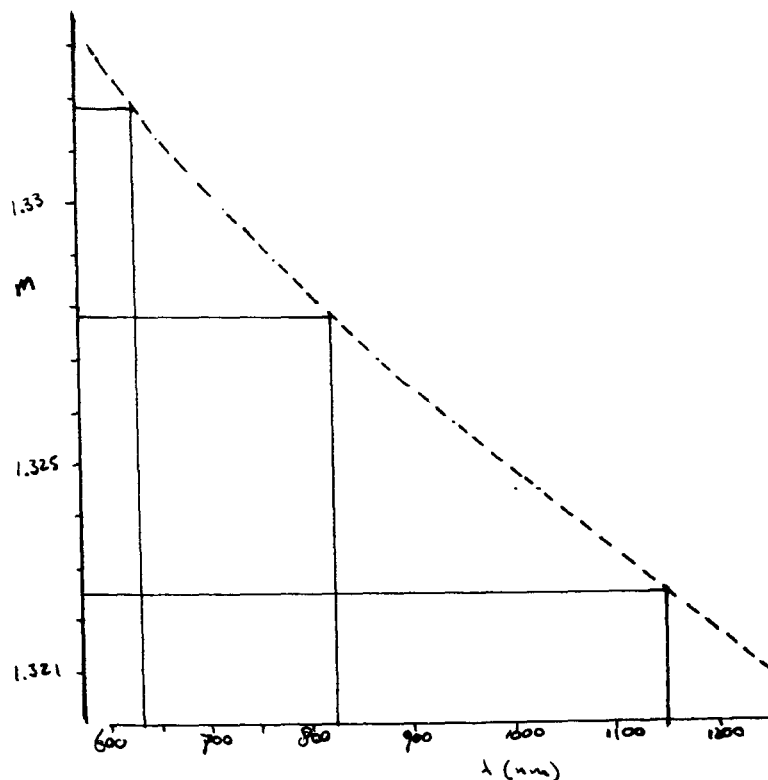
Tabel A6.1: de relatieve brekingsindices voor een lucht/water overgang voor verschillende golflengten. [LAN69]blz 5-566.

Door deze gegevens uit te zetten zoals in figuur A6.2 en tussen de verschillende punten lineair te interpoleren komen we tot:

$$\lambda = 632.8 \text{ nm} \quad : n = 1.3318$$

$$\lambda = 807 \text{ nm} \quad : n = 1.3281$$

$$\lambda = 1152 \text{ nm} \quad : n = 1.3225$$



Figuur A6.2: data uit tabel A6.1 en lineaire interpolatie

A 7. Experimenten

De meetcondities en door de nevel tijdens de verdamping gevolgde trajecten in het DQ_{12} - DQ_{32} vlak worden in deze appendix weergegeven de nummering is als die in het logboek.

Tevens zijn steeds de theoretische DQ_{12} - DQ_{32} lijnen bij translatie van de ZOLD-functie volgens §2.5 weergegeven voor $r_{m0}=1.5\mu\text{m}$ en $\epsilon_0=0.02$ en 0.12 .

experiment 028

testsectie:

voordruk : 0.69 Torr

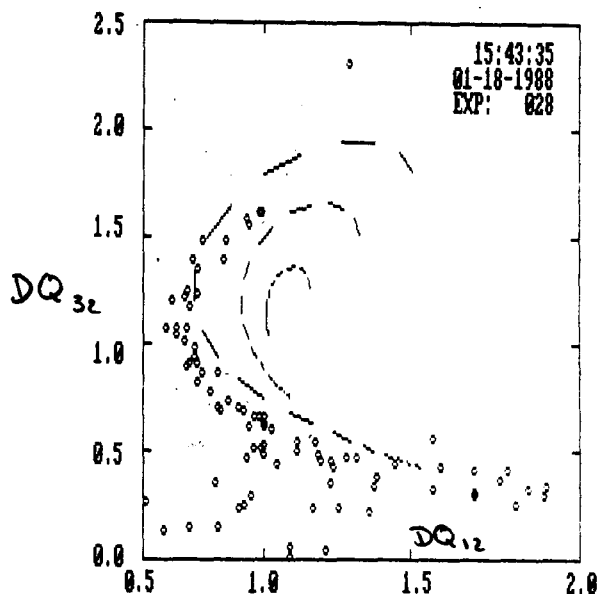
waterdruk : 15.15 Torr

totaaldruk: 1.00 barr

cond.kernen: $1.3 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-3}$

hogedruksectie: 1.61 bar

Figuur A7.1: het verdampings-
traject, de druppels zijn te klein
door het grote aantal condensatie-
kernen.



experiment 029

testsectie:

voordruk : 0.69 Torr

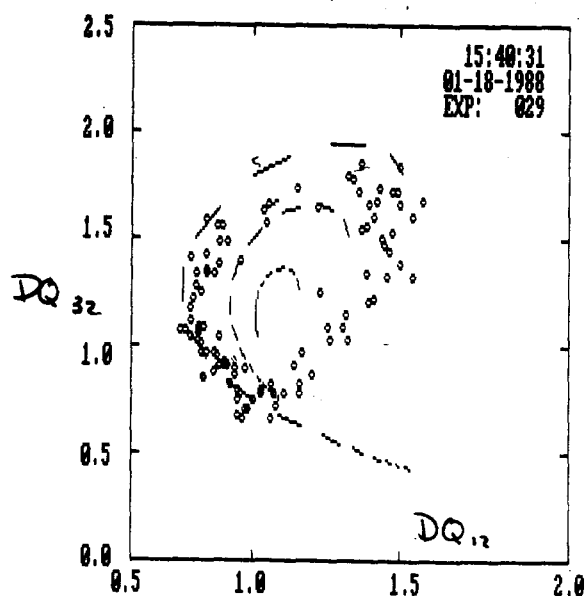
waterdruk : 14.85 Torr

totaaldruk: 1.00 barr

cond.kernen: $2.8 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$

hogedruksectie: 1.60 bar

Figuur A7.2: het verdampings-
traject, de druppels zijn te groot
door het kleine aantal condensatie-
kernen.



experiment 030

testsectie:

voordruk : 0.76 Torr

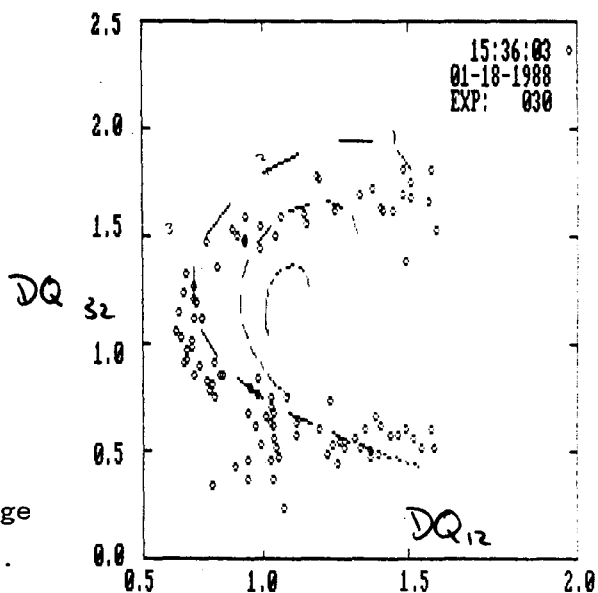
waterdruk : 15.00 Torr

totaaldruk: 1.00 barr

cond.kernen: $3.6 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$

hogedruksectie: 1.60 bar

Figuur A7.3: het verdampings-
traject, experiment goed gelukt.
Grote ruis aan het eind door volledige
verdamping dus transmissie van orde 1.



experiment 031

testsectie:

voordruk : 0.70 Torr

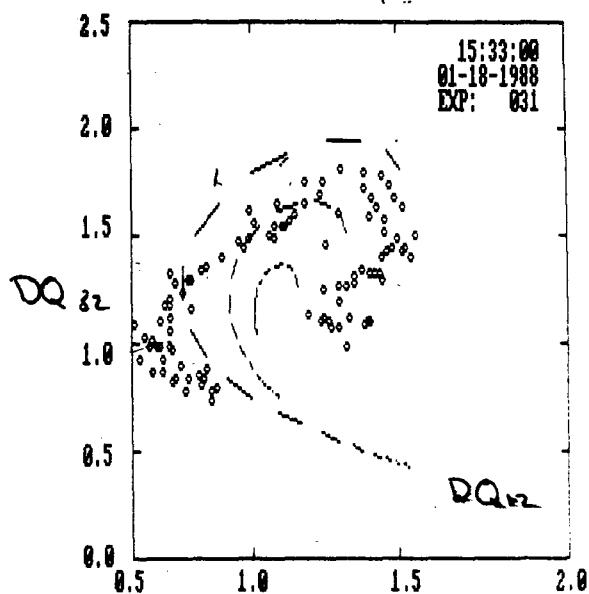
waterdruk : 15.00 Torr

totaaldruk: 1.00 barr

cond.kernen: $2.6 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$

hogedruksectie: 1.60 bar

Figuur A7.4: het verdampings-
traject, de druppels zijn te groot
door het kleine aantal condensatie-
kernen.



A 8. Laboratorium stelsel

Omrekenen van de verandering van een druppeleigenschap Y_p in het schokcoördinaten stelsel naar de verandering van die eigenschap zoals die in het laboratorium wordt waargenomen gaat als volgt:

$$\left(\frac{dY}{dt}\right)_{\text{schok}} = \frac{dx_{p,\text{schok}}}{dt} \left(\frac{dY_p}{dx_p}\right)_{\text{schok}} = u_{p,\text{schok}} \left(\frac{dY_p}{dx_p}\right)_{\text{schok}}$$

$$\left(\frac{dY_p}{dx_p}\right)_{\text{schok}} = -\left(\frac{\partial Y_p}{\partial x_p}\right)_{\text{lab}}$$

$$\left(\frac{\partial Y_p}{\partial t}\right)_{\text{lab}} = 1/u_0 \left(\frac{\partial Y_p}{\partial x_p}\right)_{\text{lab}}$$

met $x_{p,\text{schok}}$: plaats van de druppel in het schokstelsel
 $u_{p,\text{schok}}$: snelheid van de druppel in het schokstelsel
 x_{schok} : plaats van de schok in het laboratorium stelsel

Dus geldt:

$$\left(\frac{dY}{dt}\right)_{\text{schok}} = u_{p,\text{schok}}/u_0 \left(\frac{\partial Y_p}{\partial x_p}\right)_{\text{lab}}$$

```

10000 C*****
10100 C*****
10200 C Programma voor het berekenen van de verdampingstijd van druppels
10300 C onder niet-heat-bath condities (de verdampingswarmte draagt dus
10400 C bij aan de enthalpie, bovendien kan gebruik gemaakt worden van
10500 C een size-distribution functie. Gedane aanname is dat Knudsen-
10600 C verwaarloosd kunnen worden en dat snelheids- en temperatuurs-
10700 C relaxatietijden veel kleiner zijn dan de verdampingstijd.
10800 C*****
10900 C*****
11000 C
11100 C BLOCK GLOBALS
11200 FILE 8(KIND="DISK",TITLE="(TNNTGA20)VERDAMPING.",PROTECTION="SAVE",
11300 #AREASIZE=15,FILETYPE=7,NEWFILE="TRUE")
11400 LIBRARY LIB (TITLE="OBJECT/RICK/LIB ON USER4.")
11500 IMPORT FROM LIB (/PROPER/)
11600 $ INCLUDE "PLOTTER/F77/DECLARATION ON APPL"
11700 $ INCLUDE "NAGFLIB/FORTRAN/DECLARATION ON APPL"
11800 END
11900 $ INCLUDE "RICK/LIB/DECLARATIE ON USER4."
12000 $ INCLUDE "PLOTTER/F77/CURVDZ ON APPL"
12100 $ INCLUDE "NAGFLIB/C/FORTRAN/C05AGF ON APPL"
12200 C
12300 C*****
12400 C*****
12500 C
12600 C SUBROUTINE STATE2 (R2,U,T,TWB)
12700 C
12800 C Subroutine ter berekening van de einddruppelstraal door te
12900 C zoeken naar het nulpunt van (T-Twb) als functie van <r3>.
13000 C
13050 C INTEGER IFAIL
13100 C REAL R2,RCUBE2,
13200 # T,TWB,
13300 # U,
13400 # V1,V2,V3
13500 C
13600 C COMMON/FUNCTG/ V1,V2,V3
13700 C
13800 C EXTERNAL G
13900 C
13950 C IFAIL=0
14000 C RCUBE2=0.
14100 C CALL UTTWB(U,T,TWB,RCUBE2)
14200 C IF (TWB.LT.T) GOTO 10
14210 C WRITE(6,*) T,TWB,RCUBE2
14220 C RCUBE2=1.
14300 C V1=U
14400 C V2=T
14500 C V3=TWB
14600 C CALL C05AGF(RCUBE2,.001,.001,0.,G,0.,1.,IFAIL)
14700 C IF (IFAIL.GE.1.) WRITE (6,9999) IFAIL
14800 C 9999 FORMAT(" Foutmelding uit subroutine state2 IFAIL:",I1)
14900 C 10 R2=RCUBE2**(1./3.)
15000 C RETURN
15100 C END
15200 C
15300 C*****
    
```

A.20

```

15400 C*****
15500 C
15600 C REAL FUNCTION G(RCUBE2)
15700 C
15800 C Functie, die gebruikt wordt door nulpuntsroutine in STATE2.
15900 C
16000 C REAL RCUBE2,
16100 # V1,V2,V3
16200 C
16300 C COMMON/FUNCTG/ V1,V2,V3
16400 C
16500 C CALL UTTWB(V1,V2,V3,RCUBE2)
16550 C WRITE (6,*) V1,V2,V3,RCUBE2
16600 C G=V2-V3
16700 C RETURN
16800 C END
16900 C
17000 C*****
17100 C*****
17200 C
17300 C SUBROUTINE UTTWB(UU,TT,TWB,RCUBE)
17400 C
17500 C Subroutine ter berekening van UU,TT en Twb als functie van <r3>
17600 C onder massa- impuls, enthalpie- en druppelaantalbehoud bij snel-
17700 C heids- en temperatuursgerelaxeerde druppels.
17800 C
17900 C REAL AID1,AID2,ATD21,
18000 # BETA,
18100 # CG,CL,CV,
18110 # DISCR,
18200 # FGO,FPO,FVO,
18300 # GAM1,GAM2,
18400 # HORED,
18500 # LO,
18600 # PG,PV,PORED,
18700 # TT,TOLD,TTWB,TWBOLD,TO,
18800 # UU,UOLD
18900 C
19000 C COMMON/PROPER/RRG,RRV,CG,CV,CL,GAMG,GAMV,RHOL
19100 C COMMON/BEGINW/FGO,FVO,FPO,PORED,HORED,PGO,PVO,UO,TO
19200 C
19300 C CALL LAHEAT (LO,0.)
19400 C AID1=FGO*RRG+(FVO+FPO*(1.-RCUBE))*RRV
19500 C AID2=FGO*CG+(FVO+FPO*(1.-RCUBE))*CV
19600 C AID21=AID2/AID1
19700 C ALFA=AID21-.5
19800 C BETA=-AID21*UO*(PORED+1.)
19900 C GAM1=-LO*FPO*(1.-RCUBE)+(HORED+.5)*UO*UO
20000 C GAM2=-CL*FPO*RCUBE
20100 C 10 UOLD=UU
20200 C TOLD=TT
20300 C TWBOLD=TTWB
20400 C DISCR=(BETA*BETA-4.*ALFA*(GAM1+GAM2*TTWB))* .5
20410 C UU=(-BETA-DISCR)/2./ALFA
20500 C TT=UU*(UO*(1.+PORED)-UU)/AID1
20600 C PV=PVO*TT/UU*UO/TO*(FVO+FPO*(1.-RCUBE))/FVO
20700 C PG=PGO*TT/UU*UO/TO
20800 C CALL WETBUL(TTWB,TT,PV,PG,0.1,0.)
20900 C IF ((ABS(UU-UOLD)/UU.GE..001).OR.(ABS(TT-TOLD)/TT.GE..001)
21000 # .OR.(ABS(TTWB-TWBOLD)/TTWB.GE..001)) GOTO 10
21100 C RETURN
21200 C END
    
```

Appendix 9a

```

21300 C
21400 C*****
21500 C*****
21600 C
21700 SUBROUTINE R3MOD (RSQR,RCUBE,DDRSQR)
21800 C
21900 C Bepaling van <r3> en <r2> door integratie over size-distribution
22000 C funktie in externe FUNCTION DISFIE.
22100 C
22200 REAL DDRSQ,
22300 # RCUBE,RINT,RSQR
22400 C
22500 EXTERNAL DISFIE
22600 C
22700 RCUBE=0.
22800 RSQR=0.
22900 RINT=0.
23000 DO 10 I=0,200
23100 RCUBE=RCUBE+RINT*(3./2.)*DISFIE(RINT+DDRSQR)*0.01
23200 RSQR=RSQR+RINT*DISFIE(RINT+DDRSQR)*0.01
23300 RINT=RINT+0.01
23400 10 CONTINUE
23500 RETURN
23600
23700 END
23800 C
23900 C*****
24000 C*****
24100 C
24200 REAL FUNCTION DISFIE(RS)
24300 C
24400 C Functie waarbinnen de sizedistribution funktie berekend wordt.
24500 C
24600 REAL EPS,H,RS
24700 C
24800 EPS=0.05
24900 IF ((RS.GE.(1.-EPS*.5)).AND.(RS.LE.(1.+EPS*.5))) THEN H=1./EPS
25000 ELSE H=0.
25100 DISFIE=H
25200 RETURN
25300 END
25400 C
25500 C*****
25600 C*****
25700 C Begin van de berekening.
25800 C
25900 C*****
26000 C*****
26100 C
26200 REAL ADTDR2(100),ARCAFW(100),AT(100),ATIM(100),ATWB(100),AU(100)
26300 C
26400 REAL AO,
26500 # CG,CL,CV,
26600 # DRSQ,
26700 # ESTDIF,
26800 # FGO,FPO,FVO,
26900 # G12,GMIX,GG0,GV,GVP,GVO,
27000 # L,LAM,
27100 # MA,M2,
27200 # PG,PGO,PV,PVO,PWB,PO,
27300 # RCUBE,RRG,RHOTO,RRMIX,RSQR,RRV,RO,R2,

```

```

27400 # T,TEST,TWB,TWBEST,T0,T12,
27500 # U,WEST,UO
27600 C
27700 INTEGER I,N
27800 C
27900 COMMON/PROPER/RRG,RRV,CG,CV,CL,GAMG,GAMV,RHOL
28000 COMMON/BEGINW/FGO,FVO,FPO,PORED,HORED,PGO,PVO,UO,T0
28100 C
28200 C Inlezen van de stofconstanten.
28300 C
28400 CALL READ
28500 C
28600 C Inlezen van de schokparameters.
28700 C
28800 WRITE (6,100)
28900 100 FORMAT("+Invoer van de condities voor de schok")
29000 WRITE (6,200)
29100 200 FORMAT(" Machgetal")
29200 READ (5,*) MA
29300 WRITE (6,300)
29400 300 FORMAT("+Temperatuur (in °C)",/)
29500 READ (5,*) T0
29600 WRITE (6,400)
29700 400 FORMAT("+Druk (in bar)",/)
29800 READ (5,*) P0
29900 WRITE (6,500)
30000 500 FORMAT("+Druppelstraal (in micrometer)",/)
30100 READ (5,*) R0
30200 WRITE (6,600)
30300 600 FORMAT("+Druppelmassafractie",/)
30400 READ (5,*) FPO
30500 WRITE (6,700)
30600 700 FORMAT("+Aantal integratie-stappen (max.=100)",/)
30700 READ (5,*) N
30800 C
30900 T0=T0+273.16
31000 P0=P0*1.E5
31100 R0=R0*1.E-6
31200 C
31300 C Aanmaken van hulpparameters.
31400 C
31500 CALL CLAU(PVO,T0)
31600 PGO=(P0-PVO)
31700 FVO=(1.-FPO)*RRG/((P0/PVO-1.)*RRV+RRG)
31800 FGO=1.-FVO-FPO
31900 GVO=PVO/(PVO+PGO*RRV/RRG)
32000 GG0=1.-GVO
32100 RHOTO=(PGO/RRG+PVO/RRV)/T0/(1.-FPO)
32200 GMIX=(GVO*CV+GG0*CG)/(GVO*(CV-RRV)+GG0*(CG-RRG))
32300 RRMIX=GG0*RRG+GVO*RRV
32400 AO=SQRT(GMIX*RRMIX*T0)
32500 UO=MA*AO
32600 PORED=P0/RHOTO/UO/UO
32700 HORED=T0*(FVO*CV+FPO*CL+FGO*CG)/UO/UO
32900 C
33000 C Berekening van de estimate-toestand m.b.v. de Rankine-Hugeniot
33100 C
33200 M2=MA*MA
33300 UEST=UO*((1.-M2)/M2*2./(GMIX+1.))+1.)
33400 TEST=T0*(2.*(GMIX-1.)*(GMIX*M2+1.)*(M2-1.)/(GMIX+1.))**2/M2+1.)
33500 PV=PVO*TEST/UEST*UO/T0
33600 PG=PGO*TEST/UEST*UO/T0

```



```

33700      GV=PV/(PV+PG*RRV/RRG)
33800      CALL WETBUL(TWBEST,TEST,PV,PG,.1,0.)
33900      T12=(TEST+TWBEST)/2.
34000      CALL LAMBDA(LAM,T12,GV)
34100      CALL LAHEAT(L,TWBEST)
34200      ESTDIF=2.*LAM*(TEST-TWBEST)*UO/RHOL/L/UEST/RO/RO
34300      T=TEST
34400      U=UEST
34500      TWB=TWBEST
34600      C
34700      C   Berekening van r2.
34800      C
34900      CALL STATE2(R2,U,T,TWB)
35000      C
35100      C   Berekening van de afgeleide van de tijd naar RQSR als functie van
35200      C   <RCUBE>.
35300      C
35400      RSQR=1.
35500      DRSQR=(1.-R2*R2)/N
35600      DO 1000 I=1,N
35700         RCUBE=RSQR**(3./2.)
35800      C
35900      C   CALL R3MOD(RSQR,RCUBE,(I-1)*DRSQR)
36000      C
36100      CALL UTTWB(U,T,TWB,RCUBE)
36200      T12=(T+TWB)/2.
36300      PV=PVO*T/U*UO/TO*(FVO+FPO*(1.-RCUBE))/FVO
36400      PG=PGO*T/U*UO/TO
36500      CALL CLAUS(PWB,TWB)
36510      GV=PV/(PV+PG*RRV/RRG)
36520      GVP=PWB/(PWB+(PV+PG-PWB)*RRV/RRG)
36530      G12=(GV+GVP)/2.
36600      CALL LAMBDA(LAM,T12,G12)
36700      CALL LAHEAT(L,TWB)
36900      C
37000      C   Opslag van de resultaten in array's
37100      C
37200      AT(I)=T
37300      AU(I)=U
37400      ATWB(I)=TWB
37410      RKNUD=2E-5*SQRT(RRG*T)/.9E5/SQRT(RSQR)/RO
37450      RNUH =2./(1+2./ .48*RKNUD)
37460      WRITE (6,*) RNUH,RKNUD
37500      ADTDR2(I)=RO*RO*RHOL*L*U/UO/(T-TWB)/LAM/RNUH
37600      ARCAFW(I)=ESTDIF*ADTDR2(I)
37650      RSQR=RSQR-DRSQR
37700      1000 CONTINUE
37800      C
37900      C   Berekening van de verdampingstijd m.b.v. trapezium-integratie.
38000      C
38100      ATIM(1)=0.
38200      DO 2000 I=2,N
38300         ATIM(I)=ATIM(I-1)+.5*(ADTDR2(I)+ADTDR2(I-1))*DRSQR
38400      2000 CONTINUE
38500      C
38600      C   Uitvoer van de resultaten naar disc.
38700      C
38710      WRITE(8,*) MA,TO,PO,RO,FPO,N
38720      WRITE(8,*) TEST,TWBEST,UEST
38800      DO 3000 I=1,N
38900         WRITE (8,*) 1.-(I-1)*DRSQR,ATIM(I),ARCAFW(I),AT(I),ATWB(I),
39000         #           AU(I)
39100      3000 CONTINUE
39200      STOP
39300      END

```

```

10000 C LIBRARY RICK/LIB
10100 C
10200 C *****
10300 C *****
10400 C
10500 C Library with subroutines to calculate the properties of a
10600 C gas/vapour mixture and liquid droplets in that mixture.
10700 C
10800 C *****
10900 C *****
11000 C
11111 $ SHARING=SHARED BY RUN UNIT
11200 C
11300 BLOCKGLOBALS
11310 FILE 7(KIND="DISK",TITLE="(TNNTGA20)RICK/LIB/DATA ON USER4.",
11320 #FILETYPE=7)
11330 FILE 8(KIND="REMOTE")
11400 EXPORT (LAMBDA,DIFFUS,WETBUL,VISCOS,LAHEAT,TSTER,CLAUS,PRANDL,
11500 # REYNOL,SCHMID,DICHTH,SPOFS,MIX,XDAMP,READ,/PROPER/)
11700 $ INCLUDE "NAGFLIB/FORTRAN/DECLARATION ON APPL"
11800 END
11900 $ INCLUDE "NAGFLIB/C/FORTRAN/CO5ADF ON APPL"
12300 C
12400 C *****
12500 C
12600 SUBROUTINE READ
12700 C
12800 REAL CG,CL,CV,C1,C2,C3,C4,C5,
12900 # DLT,DPOW,DRCOT,DRCIT,DREF,
13000 # ETGPOW,ETGREF,ETVPOW,ETVREF,
13100 # GAMG,GAMV,
13200 # LAMGPW,LAMGRF,LAMVPW,LAMVRF,LREF,
13300 # PREF,PVSREF,
13400 # RCOREF,RCIREF,RG,RHOL,RV
13500 # TREF
13600 C
13700 COMMON/REFER/ TREF,PREF,PVSREF
13800 COMMON/PROPER/RG,RV,CG,CV,CL,GAMG,GAMV,RHOL
13900 COMMON/LAMMIX/LAMGRF,LAMGPW,LAMVRF,LAMVPW,RCOREF,DRCOT,RCIREF,
14000 # DRCIT
14001 COMMON/VISKOS/ETGREF,ETGPOW,ETVREF,ETVPOW
14100 COMMON/LATHEA/LREF,DLT
14200 COMMON/DIFUSS/DREF,DPOW
14210 COMMON/CONSTN/C1,C2,C3,C4
14300 C
14400 C The properties of gas,vapour and liquid (all in S.I.) are
14500 C read from the RICK/LIB/DATA-file in the following order:
14600 C TREF : reference temperature
14700 C PREF : reference pressure
14800 C PVSREF : saturation vapour pressure at Tref
14900 C RG : gasconstant of the carrier gas
15000 C RV : gasconstant of the vapour
15010 C RHOL : mass density of the liquid
15100 C CG : specific heat at constant pressure of the carrier gas
15200 C CV : specific heat at constant pressure of the vapour
15300 C CL : specific heat of the liquid
15400 C LAMGRF : thermal conductivity of the gas is determined by
15500 C LAMGPW LAMgrf*(T/Tref)**LAMgpw
  
```

A.23

```

15600 C LAMVRF : thermal conductivity of the vapour is determined by
15700 C LAMVPW LAMvrf*(T/Tref)**LAMvpw
15800 C RCOREF : derivative of the thermal conductivity of the mixture
15900 C DRCOT to the vapour-mass-fraction at the pure gass point
16000 C determined by RCoref + dRCOT*(T-Tref)
16100 C RCIREF : derivative of the thermal conductivity of the mixture
16200 C DRCIT to the vapour-mass-fraction at the pure vapour point
16300 C determined by RCiref + dRCIT*(T-Tref)
16400 C LREF : latent heat for evaporation of the liquid is determine
16500 C by Lref + dLT*(T-Tref)
16600 C DREF : the diffusion coefficient os the gas/vapour-mixture
16700 C DPOW is determined by Dref*(T/Tref)**Dpow
16800 C ETGREF : viscosity of the gass is determined by
16900 C ETGPOW ETgref*(T/TREF)**ETgpw
17000 C ETVREF : viscosity of the vapour is determined by
17100 C ETVPOW ETvref*(T/TREF)**ETvpow
17200 C
17300 C *****
17400 C *THIS SUBROUTINE HAS TO BE RUNNED BEFOR*
17500 C * FURTHER USE OF THIS LIBRARY *
17600 C *****
17700 C
17800 C
17900 C -----
18000 C Reading the parameters from the file : RICK/LIB/DATA
18100 C -----
18200 C
18210 READ(7,10) TREF,PREF,PVSREF,RG,RV,RHOL,CG,CV,CL,LAMGRF,LAMGPW,
18220 # LAMVRF,LAMVPW,RCOREF,DRCOT,RCIREF,DRCIT,LREF,DLT,
18230 # DREF,DPOW,ETGREF,ETGPOW,ETVREF,ETVPOW
18250 10 FORMAT(25(20X,F12.3,/)
18700 C
18800 C -----
18900 C Calculation of some additinal constants
19000 C -----
19100 C
19200 GAMG=CG/(CG-RG)
19300 GAMV=CV/(CV-RV)
19400 C1=PVSREF/(TREF**(DLT/RV))*EXP((LREF-DLT*TREF)/RV/TREF)
19500 C2=DLT/RV
19600 C3=(LREF-DLT*TREF)/RV
19900 RETURN
20000 END
20100 C
20200 C *****
20300 C
20400 SUBROUTINE LAMBDA(LAM,T,XV)
20500 C
20600 REAL DRCOT,DRCIT,
20700 # HV1,HV2,HV3,HV4,
20800 # LAM,LAMG,LAMGPW,LAMGRF,LAMV,LAMVPW,LAMVRF,
20900 # RCO,RCOREF,RC1,RCIREF,
21000 # T,TREF,
21100 # XV
21200 C
21300 C Calculates the thermal conductivity of the gas/vapour mixture
21400 C
21500 C T : temperature of the mixture
21600 C XV : the vapour-mass-fraction
21700 C
21800 COMMON/REFER/ TREF,PREF,PVSREF
21900 COMMON/LAMMIX/LAMGRF,LAMGPW,LAMVRF,LAMVPW,RCOREF,DRCOT,RCIREF,
  
```

```

22000      #          DRCIT
22100      C
22200          LAMG=LAMGRF*(T/TREF)**LAMGPW
22300          LAMV=LAMVRF*(T/TREF)**LAMVPW
22400          RCO=RCOREF+DRCOT*(T-TREF)
22500          RC1=RC1REF+DRCIT*(T-TREF)
22600          HV1=LAMG
22700          IF (XV.EQ.0.) GOTO 10
22800          HV2=RCO
22900          HV3=3.*(LAMV-LAMG)-2.*RCO-RC1
23000          HV4=LAMV-HV1-HV2-HV3
23100      10      LAM=HV1+XV*(HV2+XV*(HV3+XV*HV4))
23200          RETURN
23300          END
23400      C
23500      C *****
23600      C
23700          SUBROUTINE VISCOS(ETA,T,XV)
23800      C
23900          REAL ETA,ETAG,ETGREF,ETGPOW,ETAV,ETVREF,ETVPOW,
24000          #      T,TREF,
24100          #      XV
24200      C
24300          COMMON/REFER/TREF,PREF,PVSREF
24400          COMMON/VISKOS/ETGREF,ETGPOW,ETVREF,ETVPOW
24500      C
24600          Calculates the viscosity of the gas/vapour mixture
24700      C
24800          ETAG=ETGREF*(T/TREF)**ETGPOW
24900          ETAV=ETVREF*(T/TREF)**ETVPOW
25000          ETA=ETAG
25100          IF (XV.EQ.0.) GOTO 10
25200          CALL MIX(ETA,ETAG,ETAV,XV)
25300      C
25400      10      RETURN
25500          END
25600      C
25700      C *****
25800      C
25900          SUBROUTINE DIFFUS(DIFCO,T,PV,PG)
26000      C
26100          REAL DIFCO,T,TREF,PV,PG,PREF,DREF,DPOW
26200      C
26300          COMMON/REFER/ TREF,PREF,PVSREF
26400          COMMON/DIFUSS/ DREF,DPOW
26500      C
26600          Calculates the diffusion-coefficient of the gas/vapour
26700          C      mixture (DIFCO).
26800      C
26900          C      T      : temperature of the mixture
27000          C      PV,PG  : the partial vapour and gas pressure
27100      C
27200      C
27300          DIFCO=DREF*(T/TREF)**DPOW*(PREF/(PV+PG))
27400          RETURN
27500          END
27600      C
27700      C *****
27800      C
27900          SUBROUTINE WETBUL(TWB,T,PV,PG,EPST,EPSF)
28000      C
28100          REAL EPSF,EPST,

```

```

28200      #      LAM,
28300      #      PG,PV,
28400      #      RV,
28500      #      T,TMAX,TMIN,TREF,TWR,
28600      #      V1,V2,V3,V4,V5
28700      #      XV
28800      C
28900          INTEGER IFAIL,
29000          EXTERNAL F
29100      C
29200      C
29300      C      The droplet-temperature (Twb) is calculated according to
29400      C      the wet-bulb-model with an absolute accuracy of epsT. If
29500      C      Tzero is the exact solution than at the end of this calcu-
29600      C      lation one or both of the conditions:
29700      C      abs(Tzero-Twb)<epsT and/or abs{F(Tzero)-F(Twb)}<epsF
29800      C      are satisfied.
29900      C
30000      C      T      : temperature of the mixture
30100      C      Twb     : temperature of the droplet
30200      C      Pv,Pg    : partial vapour and gas pressure
30300      C      epsT    : the absolute tolerance to which Twb is required
30400      C      epsF    : the absolute tolerance to which f(Twb) is required
30500      C
30600      C
30650      COMMON/FUNCTI/V1,V2,V3,V4,V5
30675      COMMON/PROPER/RG,RV,CG,CV,CL,GAMG,GAMV,RHOL
30700      C
30800          CALL XDAMP(XV,PG,PV)
30800      C
30800      C
30900          V1=PG
31000          V2=PV
31100          V3=RV*T/(PV+PG)
31200          V4=T
31300          V5=XV
31400          TMIN=273.16
31410          IF (T.LT.TMIN) TMIN=T
31411          TMAX=373.16
31500          CALL C05ADF(TMIN,TMAX,EPST,EPSF,F,TWB,IFAIL)
31550          IF (IFAIL.GE.1) WRITE(8,9999)
31600          9999 FORMAT(" Foutmelding uit WETBUL-routine IFAIL :",I1)
31700          RETURN
31800          END
31900      C
32000      C *****
32100      C
32200          REAL FUNCTION F(TR)
32300      C
32400      C
32500          REAL D,
32600          #      L,LAM,
32700          #      PR,
32800          #      TR,T12,
32900          #      V1,V2,V3,V4,V5
33000      C
33100      C
33200          COMMON/FUNCTI/V1,V2,V3,V4,V5
33300      C
33400          Function used by WETBUL-subroutine
33500      C
33600      C
33601          T12=(TR+V4)/2
33700          CALL LAHEAT(L,TR)
33800          CALL CLAUS(PR,TR)
33801          CALL LAMBDA(LAM,T12,V5)

```

A.24

Appendix 9b

```

33802      CALL DIFFUS(D,T12,V2,V1)
33900      F=V1/L*(V4-TR)-(PR-V2)/V3/LAM*D
34000      RETURN
34100      END
34200      C
34300      C *****
34400      C
34500      SUBROUTINE CLAUS(PVS,T)
34600      C
34700      REAL C1,C2,C3,C4,
34800      #   PVS,
34900      #   T
35000      C
35100      COMMON/CONSTN/C1,C2,C3,C4
35200      C
35300      C   Calculates the saturation vapour pressure Pvs at temperature T
35400      C   according to the Clausius-Clapeyron equation.
35500      C
35600      PVS=C1*T**C2*EXP(-C3/T)
35700      RETURN
35750      END
35800      C
35900      C *****
36000      C
36100      SUBROUTINE LAHEAT(L,T)
36200      C
36300      REAL L,T,TREF,LREF,DLT
36400      C
36410      COMMON/REFER/ TREF,PREF,PVSREF
36500      COMMON/LATHEA/LREF,DLT
36600      C
36700      C   Calculates the latent heat of evaporation of the liquid
36800      C
36900      L=LREF+DLT*(T-TREF)
37000      C
37100      RETURN
37200      END
37300      C
37400      C *****
37500      C
37600      SUBROUTINE TSTER(TDUR,T,DUR,XV)
37700      C
37800      REAL DUR,
37900      #   GAM,GAMG,GAMV,
38000      #   PRAN,
38100      #   SOS,
38200      #   T,TDUR,
38300      #   XV
38400      C
38500      COMMON/PROPER/RG,RV,CG,CV,CL,GAMG,GAMV,RHOL
38600      C
38700      C   Calculates the adiabatic temperature TDur as a function of
38800      C   the temperature of the mixture T and the absolute speed-
38900      C   difference between the droplet and the mixture DUR
39000      C
39200      CALL PRANDL(PRAN,T,XV)
39300      CALL SPOFS(SOS,T,XV)
39400      CALL MIX(GAM,GAMG,GAMV,XV)
39500      TDUR=T*(1.+15./16*(GAM-1.))*PRAN/SOS/SOS*DUR*DUR)
39600      RETURN
39700      END
39800      C

```

```

39900      C *****
40000      C
40100      SUBROUTINE PRANDL(PRAN,T,XV)
40200      C
40300      REAL CG,CP,CV,
40400      #   ETA,
40500      #   LAM,
40600      #   PRAN,
40700      #   T,
40800      #   XV
40900      C
41000      COMMON/PROPER/RG,RV,CG,CL,GAMG,GAMV
41100      C
41200      C   Calculates the Prandtl-number
41300      C
41400      CALL VISCOS(ETA,T,XV)
41500      CALL LAMBDA(LAM,T,XV)
41600      CALL MIX(CP,CG,CV,XV)
41700      PRAN=CP*ETA/LAM
41800      C
41900      RETURN
42000      END
42100      C
42200      C *****
42300      C
42400      SUBROUTINE REYNOL(RE,R,DUR,T,PG,PV)
42500      C
42600      REAL DUR,
42700      #   ETA,
42800      #   R,RE,RHO
42900      #   T,
43000      #   XV
43100      C
43200      C   Calculates the Reynolds-number RE of the flow around the droplet
43300      C   with radius R.
43400      C
43500      CALL XDAMP(XV,PV,PG)
43600      CALL VISCOS(ETA,T,XV)
43700      CALL DICHTH(RHO,T,PG,PV)
43800      RE=2.*R*RHO*DUR/ETA
43900      C
44000      RETURN
44100      END
44200      C
44300      C
44400      C
44500      SUBROUTINE SCHMID(SCM,T,PV,PG)
44600      C
44700      REAL D,
44800      #   ETA,
44900      #   PG,PV,
45000      #   RHO,
45100      #   SCM,
45200      #   T,
45300      #   XV
45400      C
45500      C   Calculates the schmidt-number
45600      C
45700      CALL DIFFUS(D,T,PV,PG)
45800      CALL XDAMP(XV,PG,PV)
45900      CALL VISCOS(ETA,T,XV)
46000      CALL DICHTH(RHO,PG,PV,T)

```

A.25

Appendix 9b

```

46001      WRITE(8,*) ETA,RHO,D,XV
46100      SCM=ETA/RHO/D
46200      C
46300      RETURN
46400      END
46500      C
46600      C *****
46700      C
46800      SUBROUTINE DICHTH(RHO,PG,PV,T)
46900      C
47000      REAL PG,PV
47100      #   RG,RHO,RV,
47200      #   T
47300      C
47400      COMMON/PROPER/RG,RV,CG,CV,CL,GAMG,GAMV,RHOL
47500      C
47600      Calculates the density of the gas/vapour mixture
47700      C
47800      RHO=PG/T/RG+PV/T/RV
47810      WRITE (8,*) PG,RG,PV,RV,T
47900      C
48000      RETURN
48100      END
48200      C
48300      C *****
48400      C
48500      SUBROUTINE SPOFS(SOS,T,XV)
48600      C
48700      REAL GAM,GAMG,GAMV
48800      #   R, RG, RV,
48900      #   SOS,
49000      #   T,
49100      #   XV
49200      C
49300      COMMON/PROPER/RG,RV,CG,CV,CL,GAMG,GAMV,RHOL
49400      C
49500      Calculates the speed of sound in the gas/vapour mixture
49600      C
49700      R=RG
49800      GAM=GAMG
49900      IF (XV.EQ.0.) GOTO 10
50000      CALL MIX(GAM,GAMG,GAMV,XV)
50100      CALL MIX(R, RG, RV, XV)
50200      10  SOS=(GAM*R*T)**.5
50300      C
50400      RETURN
50500      END
50600      C
50700      C *****
50800      C
50900      SUBROUTINE MIX(HVMIX,HVG,HVV,XV)
51000      C
51100      REAL HVG,HVMIX,HVV,
51200      #   XV
51300      C
51400      Calculates the properties of the gas/vapour mixture according
51500      to the idealmixing rule.
51600      C
51700      HVMIX=XV*HVV+(1.-XV)*HVG
51800      C
51900      RETURN
52000      END

```

```

52100      C
52200      C *****
52300      C
52400      SUBROUTINE XDAMP(XV,PG,PV)
52500      C
52600      REAL PG,PV,
52700      #   RG,RV,
52800      #   XV
52900      C
53000      COMMON/PROPER/RG,RV,CG,CV,CL,GAMG,GAMV
53100      C
53200      Calculates the vapour masfraction of the gas/vapour mixture
53300      C
53400      XV=PV/(PG*RV/RG+PV)
53500      C
53600      RETURN
53700      END
53800      C
53900      C *****
54000      C
54100      CALL FREEZE("TEMPORARY")
54200      STOP
54300      END

```

RICK/LIB/DATA

DATE & TIME PRINTED: FRIDAY, FEBRUARY 12, 1988 @ 10:55:13.

100	Tref	(K)	:	323.16
200	Pref	(N/m2)	:	1.0E5
300	Pvsref	(N/m2)	:	12436.1
400	Rg	(J/kgK)	:	298.6
500	Rv	(J/kgK)	:	461.4
600	RH01	(kg/m3)	:	998.0
700	Cg	(J/kgK)	:	1060.0
800	Cv	(J/kgK)	:	1980.0
900	Cv	(J/kgK)	:	4190.0
1000	LAMgrf	(J/smK)	:	0.0276
1100	LAMgpw	(1)	:	0.764
1200	LAMvrf	(J/smK)	:	0.0197
1300	LAMvpw	(1)	:	1.373
1400	RC0ref	(J/smK)	:	0.00226
1500	dRC0T	(J/smK2)	:	128.3E-6
1600	RC1ref	(J/smK)	:	-0.01365
1700	dRC1T	(J/smK2)	:	11.3E-6
1800	Lref	(J/kg)	:	2380.0E3
1900	dLT	(J/kgK)	:	-2420.0
2000	Dref	(m2/s)	:	29.26E-6
2100	Dpow	(1)	:	1.80
2200	ETgref	(Ns/m2)	:	1.888E-5
2300	ETgpw	(1)	:	0.7040
2400	ETvref	(Ns/m2)	:	1.024E-5
2500	ETvpw	(1)	:	1.1890
2600				

Appendix 9b

A.26

RICK/LIB/DECLARATIE

DATE & TIME PRINTED: FRIDAY, FEBRUARY 12, 1988 @ 10:56:16.

```

12600      SUBROUTINE READ
12700      C
12800      REAL CG,CL,CV,C1,C2,C3,C4,C5,
12900      #   DLT,DPOW,DRCOT,DRCIT,DREF,
13000      #   ETGPOW,ETGREF,ETVPOW,ETVREF,
13100      #   GAMG,GAMV,
13200      #   LAMGPW,LAMGRF,LAMVPW,LAMVRF,LREF,
13300      #   PREF,PVSREF,
13400      #   RCOREF,RC1REF,RG,RV,
13500      #   TREF
13600      C
19600      IN LIBRARY LIB
20000      END
20400      SUBROUTINE LAMBDA(LAM,T,XV)
20500      C
20600      REAL DRCOT,DRCIT,
20700      #   HV1,HV2,HV3,HV4,
20800      #   LAM,LAMG,LAMGPW,LAMGRF,LAMV,LAMVPW,LAMVRF,
20900      #   RCO,RCOREF,RC1,RC1REF,
21000      #   T,TREF,
21100      #   XV
21200      C
23200      IN LIBRARY LIB
23300      END
23700      SUBROUTINE VISCOS(ETA,T,XV)
23800      C
23900      REAL ETA,ETAG,ETGREF,ETGPOW,ETAV,ETVREF,ETVPOW,
24000      #   T,TREF,
24100      #   XV
24200      C
25400      IN LIBRARY LIB
25500      END
25600      C *****
25700      C *****
25800      C
25900      SUBROUTINE DIFFUS(DIFCO,T,PV,PG)
26000      C
26100      REAL DIFCO,T,TREF,PV,PG,PREF,DREF,DPOW
26200      C
27400      IN LIBRARY LIB
27500      END
27600      C *****
27700      C *****
27800      C
27900      SUBROUTINE WETBUL(TWB,T,PV,PG,EPST,EPST)
28000      C
28100      REAL EPST,EPST,
28200      #   LAM,
28300      #   PG,PV,
28400      #   RV,
28500      #   T,TMAX,TMIN,TREF,TWB,
28600      #   V1,V2,V3,
28700      #   XV
28800      C
32000      IN LIBRARY LIB
32100      END
32200      C *****

```

A.27

```

32400      C
32500      REAL FUNCTION F(TR)
32600      C
32700      REAL L,
32800      #   PR,
32900      #   TR,
33000      #   V1,V2,V3
33100      C
34000      IN LIBRARY LIB
34100      END
34200      C *****
34300      C *****
34400      C
34500      SUBROUTINE CLAUS(PVS,T)
34600      C
34700      REAL C1,C2,C3,
34800      #   PVS,
34900      #   T
35700      IN LIBRARY LIB
35750      END
35800      C *****
35900      C *****
36000      C
36100      SUBROUTINE LAHEAT(L,T)
36200      C
36300      REAL L,T,TREF,LREF,DLT
37100      IN LIBRARY LIB
37200      END
37300      C *****
37400      C *****
37500      C
37600      SUBROUTINE TSTER(TDUR,T,DUR,XV)
37700      C
37800      REAL DUR,
37900      #   GAM,GAMG,GAMV,
38000      #   PRAN,
38100      #   SOS,
38200      #   T,TDUR,
38300      #   XV
39600      IN LIBRARY LIB
39700      END
39800      C *****
39900      C *****
40000      C
40100      SUBROUTINE PRANDL(PRAN,T,XV)
40200      C
40300      REAL CG,CP,CV,
40400      #   ETA,
40500      #   LAM,
40600      #   PRAN,
40700      #   T,
40800      #   XV
41900      IN LIBRARY LIB
42000      END
42100      C *****
42200      C *****
42300      C
42400      SUBROUTINE REYNOL(RE,R,DUR,T,PG,PV)
42500      C
42600      REAL DUR,
42700      #   ETA,
42800      #   R.RE.RHO

```

Appendix 9b

```

42900      #      T,
43000      #      XV
44000      IN LIBRARY LIB
44100      END
44200      C
44300      C *****
44400      C
44500      SUBROUTINE SCHMID(SCM, T, PV, PG)
44600      C
44700      REAL D,
44800      #      ETA,
44900      #      PG, PV,
45000      #      RHO,
45100      #      SCM,
45200      #      T,
45300      #      XV
46300      IN LIBRARY LIB
46400      END
46500      C
46600      C *****
46700      C
46800      SUBROUTINE DICHTH(RHO, PG, PV, T)
46900      C
47000      REAL PG, PV
47100      #      RG, RHO, RV,
47200      #      T
47300      C
48000      IN LIBRARY LIB
48100      END
48200      C
48300      C *****
48400      C
48500      SUBROUTINE SPOFS(SOS, T, XV)
48600      C
48700      REAL GAM, GAMG, GAMV
48800      #      R, RG, RV,
48900      #      SOS,
49000      #      T,
49100      #      XV
49200      C
50400      IN LIBRARY LIB
50500      END
50600      C
50700      C *****
50800      C
50900      SUBROUTINE MIX(HVMIX, HVG, HVV, XV)
51000      C
51100      REAL HVG, HVMIX, HVV,
51200      #      XV
51300      C
51900      IN LIBRARY LIB
52000      END
52100      C
52200      C *****
52300      C
52400      SUBROUTINE XDAMP(XV, PG, PV)
52500      C
52600      REAL PG, PV,
52700      #      RG, RV,
52800      #      XV
53600      IN LIBRARY LIB
53700      END

```

A.28