

LASER DOPPLER METINGEN VAN DEELTJESSNELHEDEN IN GRITSTRALEN

V.H.F. Kleijn

Technische Universiteit Delft
Faculteit der Technische Natuurkunde

Delft, april 1996

Begeleider:
Ir. M. G. D. Fokke

Hoogleraar:
Prof. Dr. Ir. H.E.A. van den Akker

Kramers Laboratorium voor
Fysische Technologie
Prins Bernhardlaan 6
2628 BW Delft

Laser Doppler metingen van deeltjessnelheden in gritstralen

Viktor Kleijn

Voorwoord

Dit onderzoek is als afstudeerwerk uitgevoerd binnen de vakgroep Transportverschijnselen, sectie Fysische Technologie aan de faculteit der Technische Natuurkunde van de Technische Universiteit Delft. Het is een deelonderzoek van het project 'verfverwijdering door gritstralen' van ir. Michiel Fokke en wordt gesponsord door het IOP verf. Het afstudeeronderzoek heeft plaatsgevonden in de periode van november 1994 tot april 1996.

Lezers die vooral geïnteresseerd zijn in die resultaten worden verwezen naar hoofdstuk 7. Uitleg over problemen met het verrichten van LDA-metingen in gritstralen is te vinden in paragraaf 3.4 en 6.2.

Ten slotte wil ik de volgende mensen bedanken:

Ad, Cis, Marco en Lucas: voor hun altijd aanwezige steun.

S-Cargo, blok 6 en vrienden: voor hun hulp en motivatie.

Ab, Dries, Jan en Klaar: voor de prettige samenwerking.

Michiel: voor de begeleiding en samenwerking gedurende het hele afstudeerproject en vooral tijdens 'de laatste loodjes'. Daarnaast wil ik Jos Derksen bedanken voor de begeleiding in de eindfase van het project.

Viktor Kleijn
Delft, 14 april 1996

Samenvatting

Gritstralen is een veel gebruikte verfverwijderingstechniek die gebruik maakt van kleine, kantige deeltjes die versneld worden door perslucht. De noodzaak om efficiënter om te gaan met de hierbij gebruikte straalmiddelen wordt steeds sterker vanwege stringenter milieueisen en sterke concurrentie van de lage lonen landen. Om het gritstraalproces efficiënter te maken is nader onderzoek van het gritstralen noodzakelijk.

Dit afstudeeronderzoek richt zich op de vrije, turbulente lucht-deeltjes jet. De gemiddelde snelheden van de deeltjes en de verbreding van de jet stroomafwaarts zijn onderzocht met behulp van twee-dimensionale Laser Doppler Anemometrie. De LDA-metingen zijn bijzonder omdat er gemeten is met relatief grote deeltjes en bij zeer hoge snelheden. Voor de bepaling van de verbreding van de jet is de data rate als maat genomen.

Er is geprobeerd de meetopstelling zo dicht mogelijk bij de praktijk te laten aansluiten door een industriële gritketel te gebruiken. De metingen zijn uitgevoerd met een 6 mm venturi nozzle en twee soorten staalgrit met gemiddelde deeltjesdiameters van $210\ \mu\text{m}$ en $350\ \mu\text{m}$ bij nozzledrukken tot 5.6 bar met beladingsgraden van 3.5 tot 8 kg grit/kg lucht. Metingen van axiale en radiale snelheden zijn gedaan tot 80 cm achter de nozzle.

De gemiddelde axiale snelheid blijkt toe te nemen tot circa 10 cm achter de nozzle en daalt vervolgens voor grotere afstanden.

De breedte van de jet verandert vrijwel lineair met de afstand tot de nozzle. De nozzledruk heeft geen meetbare invloed op de breedte van de jet. Bij grotere deeltjesdiameter is de verbreding van de jet groter.

Inhoudsopgave

Voorwoord	iii
Samenvatting	v
Symbolenlijst	xi
1 Inleiding	1
1.1 Aanleiding onderzoek	1
1.2 Doelstelling onderzoek	2
1.2.1 Meettechniek	3
1.2.2 Randvoorwaarden en uitgangspunten	3
1.3 Indeling verslag	3
2 Theorie van de vrije turbulente jet	5
2.1 Theorie van de één-fase jet	5
2.1.1 Basisprincipe van de jet	5
2.1.2 De axisymmetrische jet	5
2.1.3 Impulsbehoud	6
2.2 Theorie van de twee-fasen jet	7
2.2.1 Inleiding	7
2.2.2 Impulsbehoud	8
2.2.3 Bestaande modellen voor twee-fasen stroming	8
2.2.4 Bestaande experimentele gegevens	9
2.2.5 Krachten op een deeltje in een stroming	10
2.3 De massaflux op de centerline	12
3 Laser Doppler Anemometrie	13

3.1	LDA theorie	13
3.1.1	Het Doppler effect	13
3.1.2	De optische verschilfrequentie	14
3.1.3	De differentiële Doppler techniek	14
3.1.4	Het fringe model	16
3.1.5	Het meetvolume	16
3.1.6	De Dopplerburst	17
3.1.7	De bepaling van de snelheidsrichting	17
3.2	LDA opstelling	18
3.2.1	De Argon-Ion laser	18
3.2.2	De Colorburst	19
3.2.3	De laserprobe	19
3.2.4	De Colorlink	20
3.2.5	Data-aquisitie	20
3.3	Naverwerking van de LDA-metingen	21
3.3.1	Het verwerkingsprogramma r2s	21
3.3.2	De naverwerkingsprogramma's s2p en gnu	23
3.4	Meetinstellingen van de LDA apparatuur	23
3.4.1	Laservermogen en PMT voltage	23
3.4.2	Threshold	24
3.4.3	De voorverschuivingsfrequentie en de filterinstellingen	28
3.4.4	Overige meetinstellingen	28
4	De gritstraal opstelling	31
4.1	Het metaalgrit	31
4.2	De lucht- en grittoevoer	33
4.3	De nozzle	34
4.4	De straalcabine	34
4.5	Het luchtfilter	35
4.6	De gritscheider	35
4.7	De traverseerinrichting	37
5	Het meetprogramma	39
5.1	De debietmetingen	39

5.1.1	Het gritdebiet	39
5.1.2	Het luchtdebiet	39
5.2	De LDA metingen	41
5.2.1	Jet parameters	41
5.2.2	Axiale profielen	41
5.2.3	Radiale profielen.	42
6	Resultaten debiet- en proefmetingen	45
6.1	Resultaten debietmetingen	45
6.1.1	Het gritdebiet	45
6.1.2	Het luchtdebiet	48
6.2	Resultaten proefmetingen	51
6.2.1	Invloed van stof op de gemiddelde axiale snelheid	51
6.2.2	Discontinuïteiten in de grafieken	53
6.2.3	Inschakelverschijnsel	53
6.2.4	Stand van de toevoerslang	54
7	LDA-metingen	57
7.1	Axiale snelheden	57
7.1.1	Axiale profielen	57
7.1.2	Radiale profielen in horizontale richting	61
7.1.3	Radiale profielen in verticale richting	62
7.1.4	Horizontale en verticale radiale profielen	63
7.1.5	Standaard deviaties van axiale snelheden in axiale profielen	65
7.2	Radiale snelheden	66
7.3	Data rates	68
7.3.1	Axiale profielen	68
7.3.2	Afname van de data rate op de centerline	69
7.3.3	Radiale profielen	73
7.4	Spreiding van de jet	77
7.4.1	Bepaling van de spreiding van de jet	77
7.4.2	Resultaten van de spreiding van de jet	79
7.5	Impulsstromen	85
7.5.1	Bepaling impulsstroom van deeltjes	85

7.5.2	Resultaten van de berekende impulsstromen	86
7.6	De baan van een deeltje in de jet	92
8	Conclusies en aanbevelingen	95
8.1	Conclusies	95
8.2	Aanbevelingen	96
A	LDA-metingen	101
A.1	Axiale snelheden	101
A.2	Standaard deviaties van de axiale snelheden	108
A.3	Radiale snelheden	109
A.4	Datarate	112
A.5	Relatieve spreidingen van de jet	122
A.6	Impulsstromen	124

Symbolenlijst

Romeins

Symbol	Betekenis	Eenheid
A	Oppervlakte doorsnede	m^2
A_i	Amplitude elektrische veldsterkte	V/m
$A_{\perp}$	Oppervlak van loodrechte projectie	m^2
C_w	Wrijvings coefficient	-
E	Electrische veldsterkte	V/m
F	Brandpuntsafstand	m
T	Temperatuur	K
a	Versnelling	m/s^2
b	Halve breedte van de jet	m
c	Lichtsnelheid	m/s
d_0	Nozzle diameter	m
d_{eq}	Equivalent boldiameter	m
d_f	Fringe afstand	m
d_m	Breedte meetvolume	m
d_p	Deeltjes diameter	m
d_{zeef}	Zeefdiameter	m
f_b	Uitgezonden frequentie	Hz
f_d	Doppler frequentie	Hz
f_v	Voorverschuivingsfrequentie	Hz
f_w	Waargenomen frequentie	Hz
g	Valversnelling	m/s^2
l_m	Lengte meetvolume	m
n	aantal waarnemingen	-
p_i	Overdruk van drukmeter i	bar
r	Radiale afstand	m
s	Afstand	m
t	Tijd	s
u	Axiale (deeltjes)snelheid	m/s
u_0	Axiale (deeltjes)snelheid vlak achter nozzle	m/s
u_c	Axiale deeltjessnelheid op de centerline	m/s
u_g	Axiale snelheid gasfase	m/s
u_p	Axiale deeltjessnelheid op de centerline	m/s
u_x	Axiale (deeltjes)snelheid	m/s

w_0	Waist	m
x	Afstand tot de nozzle	m
x_{vo}	Virtuele oorsprong	m
y	Horizontale afstand tot de centerline	m
z	Verticale afstand tot de centerline	m

Grieks

Symbool	Betekenis	Eenheid
Φ_0	Beladingsgraad	-
Φ_i	Impulsstroom	kg m/s ²
Φ_m	Massadebiet	kg/s
Φ_v	Volumedebiet	m ³ /s
η	Dynamische viscositeit	Pa s
λ	Golflengte	m
ρ_g	Dichtheid lucht	kg/m ³
ρ_p	Dichtheid gritdeeltjes	kg/m ³

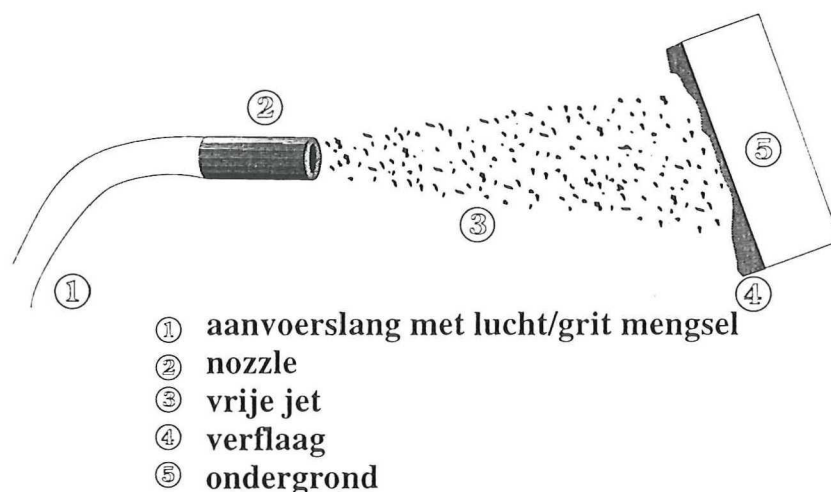
Hoofdstuk 1

Inleiding

1.1 Aanleiding onderzoek

Gritstralen is een methode om verf, roest of walshuid te verwijderen van ondergronden als staal en beton. Deze ondergronden worden gereinigd door de inslagen van harde, scherpe deeltjes (grit) die met perslucht zijn versneld. Deeltjes waarmee gestraald kan worden zijn onder andere zand, hoogovenslak en metaalgrit.

In figuur 1.1 is het principe van gritstralen weergegeven.



FIGUUR 1.1: *Het principe van gritstralen.*

Het mengsel van lucht en grit wordt door een slang aangevoerd en vervolgens versneld in de spuitmond of nozzle. Dan waaiert het grit uit in de vrije jet en slaat het in op de te verwijderen laag.

In Nederland bestaan veel oppervlakten van staal en beton die onderhouden moeten worden. Te denken valt daarbij aan scheepswanden, wanden van silo's en opslagtanks, gevels, bruggen en electriciteitsmasten. Het onderhoud van deze oppervlakten is een kostbare bezigheid. Niet alleen het aanbrengen van nieuwe verflagen is duur, maar ook het verwijderen van de

oude. Gritstralen is een methode die hiervoor op grote schaal wordt gebruikt en speelt een belangrijke rol in het onderhouden van oppervlakten.

Het gritstralen van oppervlakten is duurder geworden omdat er stringentere milieu-eisen gesteld worden voor het opruimen van mengsel van grit en verf. De kosten van het opruimen van grit zijn inmiddels hoger geworden dan de aanschafkosten. De arbeidskosten nemen een aanzienlijk deel van de totale kosten voor het gritstralen voor hun rekening. De arbeidskosten zijn in Nederland hoog ten opzichte van die in de derde-wereld landen.

Door de milieu-eisen en de toenemende concurrentie is de noodzaak om efficiënter met straalmiddelen om te gaan veel sterker geworden. Het vinden van een methode om efficiënter te stralen is dan ook de aanleiding voor dit onderzoek.

1.2 Doelstelling onderzoek

Om de verf beter te kunnen verwijderen met gritstralen, is het nodig om meer kennis over het gritstraalproces op te doen.

Tot op heden is slechts zeer beperkt onderzoek gedaan naar gritstralen, en de onderzoeken die er zijn, zijn vooral beschrijvend en inventariserend van aard. Om echt vooruitgang te boeken in dit gecompliceerde proces, is fundamenteeler onderzoek noodzakelijk.

Het Ministerie van Economische Zaken heeft voor bedrijven uit het midden- en kleinbedrijf een aantal Innovatiegerichte Onderzoeks Programma's opgestart. Dat zijn projecten waarbij onderzoek gedaan wordt naar onderwerpen die interessant zijn voor het Nederlandse bedrijfsleven. Dit onderzoek vindt plaats bij universiteiten, omdat de bedrijven de faciliteiten en/of de financiële middelen niet hebben om fundamenteel onderzoek te kunnen doen.

Vanuit het Innovatiegericht Onderzoek Programma Verf wordt het promotieonderzoek van ir. M.G.D. Fokke 'Verfverwijdering door gritstralen' medegefinancierd. Dit heeft als doel een integraal model te ontwikkelen voor de versnelling in de nozzle, de dispersie van de deeltjes in de vrije jet en de inslag van deeltjes op het oppervlak met hun invloed op de te verwijderen ondergrond.

Dit afstudeerverslag beslaat een deel van dit onderzoek en behandelt de bestudering van de turbulente, vrije twee-fasen jet van lucht en gritdeeltjes. Het doel van dit onderzoek is om met behulp van Laser Doppler Anemometrie gemiddelde axiale en radiale snelheden te meten op de as van de jet en in radiale dwarsdoorsneden. Daarnaast wordt de verbreding van de jet bepaald op diverse afstanden van de nozzle. De resultaten hiervan zullen gecombineerd worden met de resultaten van de stroming in de nozzle en de verfverwijdering aan het oppervlak.

Met dit totale model kan dan bij gegeven ondergrond en verf de efficiëntie van de verfverwijdering geoptimaliseerd worden. De parameters hiervoor zijn: gritsoort, deeltjesgrootte, nozzledruk, lucht- en gritdebieten, hoek van stralen en nozzlegeometrie.

1.2.1 Meettechniek

In dit onderzoek wordt gebruik gemaakt van Laser Doppler snelheidsmetingen. Dit is een optische meetmethode die gebruik maakt van het Doppler effect dat inhoudt dat bewegende objecten licht met een kleine frequentie-verandering verstrooien. De frequentie van dit strooilight wordt gemeten en hieruit kan de snelheid van het deeltje bepaald worden. Er worden gelijktijdig twee snelheidscomponenten in één punt gemeten.

Het voordeel van deze methode is dat het stromingsveld niet beïnvloed wordt. Een nadeel is dat de meetmethode erg complex is. Daarom is een gedegen kennis over Laser Doppler Anemometrie noodzakelijk voor een goede interpretatie van de metingen. Een ander nadeel is dat met LDA slechts op één punt tegelijk in de stroming kan worden gemeten en niet het hele snelheidsveld. Op de stationaire stroming van een jet is dit probleem echter niet van toepassing.

1.2.2 Randvoorwaarden en uitgangspunten

Geprobeerd is om onder laboratoriumcondities de praktijksituatie van het gritstralen zo goed mogelijk te benaderen. Daarom zijn de gritketel, nozzle en het grit hetzelfde als in de industrie gebruikt wordt.

In dit onderzoek worden alleen de snelheden van deeltjes in de disperse fase gemeten omdat alleen de disperse fase van belang is voor de verfverwijdering.

De metingen die gedaan worden zijn uniek. Hoewel er op het Kramers Laboratorium al vaker met LDA is gemeten, zijn de extreme omstandigheden en de bijbehorende problemen van het meten in een gritstraal nieuw.

Dit geldt niet alleen voor het Kramers Laboratorium maar ook wereldwijd. In de literatuur zijn geen meetgegevens gevonden over twee-fasen jets met metingen bij dergelijke hoge snelheden, grote deeltjesdiameter en hoge deeltjesconcentraties. Daarnaast zijn bestaande theoretische modellen nog niet geschikt om de fenomenen te beschrijven in de twee-fasen jet die in dit onderzoek bestudeerd wordt.

1.3 Indeling verslag

Na deze inleiding vindt u in hoofdstuk 2 de theorie van de twee-fasen jet. In hoofdstuk 3 wordt de laser Doppler theorie en apparatuur behandeld en in hoofdstuk 4 de apparatuur voor de gritopstelling. Het meetprogramma is te vinden in hoofdstuk 5, de resultaten van debiet- en proefmetingen in hoofdstuk 6 en resultaten van de LDA-metingen in hoofdstuk 7, waarna zal worden afgesloten met conclusies en aanbevelingen in hoofdstuk 8.

Hoofdstuk 2

Theorie van de vrije turbulente jet

Voordat de theorie van een twee-fasen jet behandeld wordt, is het inzichtelijk om eerst enkele basisbegrippen te behandelen aan de hand van een één-fase jet. Dit wordt gedaan in paragraaf 2.1. In paragraaf 2.2 zullen vervolgens de belangrijkste verschillen genoemd worden tussen de één- en twee-fasen jet en bovendien specifieke aspecten van de twee-fasen jet behandeld worden.

2.1 Theorie van de één-fase jet

2.1.1 Basisprincipe van de jet

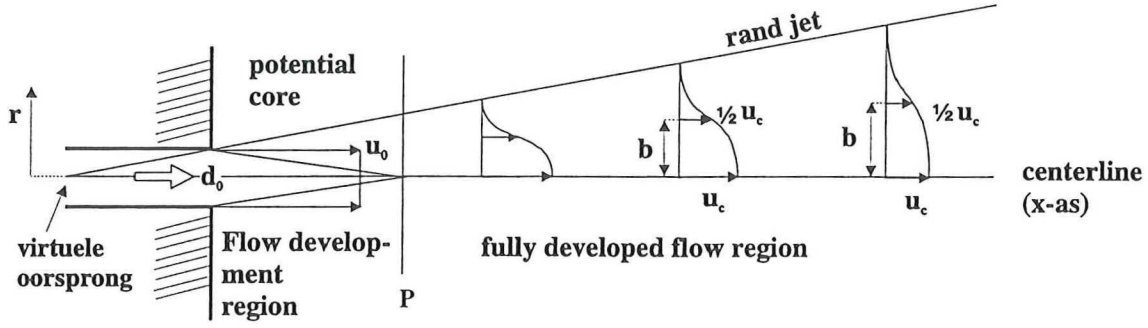
Een jet ontstaat als een fluïdum uit een opening in een ander fluïdum stroomt. Er ontstaat een grenslaag tussen de fluïda die met verschillende snelheden langs elkaar stromen. Er vindt dan impulsoverdracht plaats. Dit gebeurt in laminaire jets via het mechanisme van moleculaire diffusie. In turbulente jets gebeurt dit via turbulente wervels. Het fluïdum in de omgeving gaat daardoor ook stromen. Dit verschijnsel wordt *entrainment* genoemd.

2.1.2 De axisymmetrische jet

We beschouwen een axisymmetrische jet die uit een uitstroom-opening of *nozzle* met diameter d_0 en met een uniforme snelheid u_0 in een stilstaande omgeving van hetzelfde fluïdum stroomt. De breedte van de jet neemt stroomafwaarts toe door impulsoverdracht. (zie figuur 2.1)

Indien de tijdgemiddelde axiale snelheid u_x wordt gemeten op verschillende afstanden x van de nozzle en uitgezet wordt tegen de radiale afstand r , is het volgende te zien. Tot punt P achter de nozzle is er een kern van stroming met een onverminderde axiale snelheid gelijk aan u_0 . Op punt P is de grenslaag die ontstaan is aan de randen van de jet door de turbulentie gepenetreerd tot de as van de jet, de *centerline* genaamd. Vanaf dit punt daalt de gemiddelde snelheid voor grotere x op de centerline.

De bovengenoemde kern heeft de vorm van een kegel en heet de *potential core*. Het gebied van de nozzle tot het einde van de potential core heet de *flow development region*. Verder stroomafwaarts ligt het gebied van de *fully established flow*.



FIGUUR 2.1: Principeschets van een axisymmetrische turbulente één-fasen jet

In iedere dwarsdoorsnede van de jet vinden we dat u continu daalt van een maximale waarde op de centerline tot nul voor grote waarden van de straal r .

De vorm van de profielen zijn gelijkvormig. Om dit aan te tonen, worden de grootheden dimensieloos tegen elkaar uitgezet. De snelheid u wordt in iedere doorsnede gerelateerd aan de snelheid u_c op de centerline. De dimensieloze afstand b wordt gedefinieerd als de afstand tot de centerline tot het punt waar de snelheid van de centerline gehalveerd is. De profielen blijken dan gelijkvormig te zijn. Deze eigenschap zal benut worden om het snelheidsveld te beschrijven.

2.1.3 Impulsbehoud

Om een jet te beschrijven kan gebruik gemaakt worden van het volgende gegeven. Zolang er geen externe krachten zijn, is de stroom van axiale impuls constant. Ofwel: het debiet aan axiale impuls is bij iedere doorsnede van de jet gelijk:

$$\Phi_i = \int_A \rho u \cdot u \, dA = \text{constant} \quad (2.1)$$

Door impulsoverdracht neemt de jet wel steeds meer fluïdum van de omgeving mee: Φ_m neemt wel toe.

De halve breedte van de jet b , de snelheid u en het massadebiet Φ_m zijn functies van Φ_i . Φ_i is onafhankelijk van x en is de drijvende kracht achter entrainment.

De eerder genoemde eigenschap van gelijkvormige snelheidsprofielen heet ook wel lokale invariantie. Samen met de eigenschap van impulsbehoud kunnen we nu een beschrijving van het snelheidsveld geven. (zie ook [van den Akker, 1994])

$$u = u_c f(\xi) \quad (2.2)$$

waarin $u_c = u_c(x)$ de snelheid op de centerline is.

$\xi = \frac{r}{b}$, de dimensieloze radiale coördinaat en $b = b(x)$ de halve breedte van de jet. Voor de halve breedte kan gesteld worden:

$$b \sim x^n \quad (2.3)$$

waarbij n een constante > 0 is.

Voor de snelheid op de x-as kunnen we zeggen:

$$u_c \sim x^m \quad (2.4)$$

waarbij m een constante < 0 is.

Voor een turbulente jet geldt:

$$b = b(x, \Phi_i, \rho_g) \quad (2.5)$$

Uit dimensionele overwegingen bevestigd door experimenten (zie [Rajaratnam, 1976]) volgt:

$$b \sim x \quad (2.6)$$

Ofwel: $n = 1$. Voor een axisymmetrische jet geldt:

$$\Phi_i = 2\pi \int_0^\infty \rho u^2 r \, dr \quad (2.7)$$

met Φ_i constant. De waarde van Φ_i kan bepaald worden bij de nozzle. Met $\rho = \text{constant}$ vinden we voor Φ_i :

$$\Phi_i = \frac{\pi}{4} d_0^2 \rho u_0^2 \quad (2.8)$$

waarbij d_0 de nozzle diameter is en u_0 de uitstroomsnelheid.

Verder geldt:

$$\Phi_i \sim u_c^2 b^2 \quad (2.9)$$

Daaruit volgt $m = -n$. Met $n=1$ geldt

$$u_c \sim \frac{1}{x} \quad (2.10)$$

De dimensieloze spreiding b/x in de jet is experimenteel bepaald en is ≈ 0.07 . Voor het Reynolds getal geldt:

$$Re = \frac{\rho_g u_0 d_0}{\eta} \sim u_c x = \text{constant} \quad (2.11)$$

Voor uitgebreidere theorie over de één-fase jet wordt verwezen naar [Abramovich, 1969] en [Rajaratnam, 1976] die beide goede inleidingen geven voor turbulente jets.

Opgemerkt dient te worden dat de hier geldende relaties berusten op aannames en constatering in een één-fase jet en dat deze relaties niet gelden in een twee-fasen jet.

2.2 Theorie van de twee-fasen jet

2.2.1 Inleiding

Het toevoegen van deeltjes in een jet zorgt voor grote veranderingen in de balansen van massa, impuls en energie. De fysische processen in de jet worden veel complexer als gevolg van de interactie tussen beide fasen.

In een twee-fasen jet gelden nog steeds de algemene begrippen als in een één-fase jet, maar er komen ook een aantal begrippen bij.

De beide fasen hebben verschillende snelheden, zodat er verschil gemaakt moet worden tussen snelheidsprofielen van de continue en de disperse fase. Daarnaast worden concentratieprofielen voor de deeltjes geïntroduceerd. De breedte van de jet wordt in de één-fase jet eenduidig bepaald met het snelheidsprofiel. In de twee-fasen jet is er ook een breedte van de jet die bepaald wordt met behulp van het concentratieprofiel. Deze breedtes zijn in de regel niet gelijk aan elkaar.

2.2.2 Impulsbehoud

Ook voor een twee-fasen jet geldt behoud van axiale impuls. De som van impulsstromen van continue en disperse fase is constant bij iedere doorsnede:

$$\Phi_{i,tot} = \Phi_{i,g} + \Phi_{i,p} \quad (2.12)$$

$$= \int_A (\rho_g u_g \cdot u_g + \rho_p u_p \cdot u_p) dA \quad (2.13)$$

Hierin zijn $\Phi_{i,g}$ en $\Phi_{i,p}$ de impulsstromen van respectievelijk de gas- en de deeltjesfase, ρ_g en ρ_p de dichtheden en u_g en u_p de snelheden van beide fasen. Door impulsoverdracht met de omgeving neemt in de twee-fasen jet net als de één-fase jet de massaflux $\Phi_{m,g}$ van de lucht toe, maar de massaflux $\Phi_{m,p}$ van de deeltjesfase blijft constant.

2.2.3 Bestaande modellen voor twee-fasen stroming

Er bestaan enkele modellen die de twee-fasen stroming in een jet beschrijven.

- **Het LHF model**

Dit heet het *Locally Homogeneous Flow* model waar snelheden van de continue en de disperse fase aan elkaar gelijkgesteld worden. Deze stroming is hetzelfde als een één-fase jet van een fluïdum met een variabele dichtheid die afhangt van de deeltjesconcentratie. Turbulente dispersie van de deeltjes is dan gelijk aan die van de continue fase. Vanwege de no-slip conditie hoeven er geen trajectoriën berekend te worden. Dit model geldt formeel alleen als de deeltjes oneindig klein zijn. Dit model geeft alleen een redelijke eerste schatting in sprays en is daarom niet geschikt voor de modellering van de twee-fasen jets in dit onderzoek.

- **Het DSF model**

Dit staat voor *Deterministic Separated Flow* model. Met wrijving als gevolg van verschillende snelheden van continue en disperse fase wordt rekening gehouden. Hierin wordt de disperse fase in een aantal representatieve deeltjes opgedeeld waarvan de beweging door de stroming gevolgd worden. Deze deeltjes worden zo gekozen dat er een statistisch significante representatie is van het proces, gebruik makend van Monte Carlo technieken. In dit model wordt de spreiding van de jet onderschat en wordt het belangrijke effect van de deeltjes op de turbulentie in de lucht niet meegenomen. Daarom is ook dit model niet geschikt voor de beschrijving van twee-fasen stromingen.

- **Het SSF model**

Als laatste het *Stochastic Separated Flow* model waar interactie tussen de fasen en het effect van turbulentie op de deeltjesbeweging in beschouwing is genomen door gebruik te maken van random-sampling technieken. Dit model geeft bemoedigende resultaten voor twee-fasenstromingen met lage beladingsgraden. Bij hoge beladingsgraden gaan de effecten van deeltjes op de turbulentie-eigenschappen een rol spelen. Deze door [Taweel and Landau, 1977] benoemde term *turbulence modulation* wordt in dit model niet in beschouwing genomen en is verantwoordelijk voor de verschillen tussen het SSF model en experimenten.

Meer informatie over bovenstaande modellen is te vinden in [Shuen et al., 1985], [Faeth, 1983], [Shuen et al., 1983b], [Elghobashi and Abou-Arab, 1984], [Soo, 1967], [Shuen et al., 1983a] en [Taweel and Landau, 1977].

Daar er in dit onderzoek metingen gedaan worden aan een twee-fasen jet met hoge beladingen, is dit laatste model ook niet geschikt om de lucht- en deeltjessnelheden in de jet te voorspellen. Theoretische modellen voor een goede beschrijving van de twee-fasenstroming in dit onderzoek zijn niet aanwezig. Daarom is het niet mogelijk om de metingen van dit onderzoek te toetsen aan een theorie.

2.2.4 Bestaande experimentele gegevens

Experimentele gegevens van twee-fasen jets zijn aanwezig, maar zijn slecht vergelijkbaar omdat de condities van de jet sterk verschillen. Metingen van de volgende auteurs zijn gevonden en bekeken.

[Laats and Frishman, 1970] bestudeerden korund met diameters van 17 tot 80 μm met beladingsgraden van 0.1 tot 2. [Hetsroni and Sokolov, 1971] maten de druppel-gas interactie in een spray. [Wall et al., 1982] doet metingen aan deeltjes van 20 tot 180 μm , maar met beladingsgraden tot maximaal 0.5. Bovendien worden de metingen slechts tot 10 nozzlediameters in de jet gedaan, in tegenstelling tot dit onderzoek waar metingen tot 133 nozzlediameters is gedaan. [Levy and Lockwood, 1981] doet metingen aan zanddeeltjes met diameters van 215 tot 1060 μm , bij beladingsgraden tot 3.5. De gas- en deeltjessnelheden liggen in de orde van 10 m/s. [Barlow and Morrison, 1990] doen metingen aan jets met deeltjes van 163 μm en beladingsgraden van 6.5 en zelfs 54, maar de deeltjes worden voornamelijk versneld door de zwaartekracht. De lucht- en deeltjessnelheden liggen respectievelijk in de orde van 1.24 en 3 m/s in tegenstelling tot de snelheden van lucht en deeltjes in dit onderzoek van respectievelijk 200 en 120 m/s. [Fan et al., 1992] doen metingen van deeltjes met diameters tot 300 μm tot 25 nozzlediameters achter de nozzle van coaxiale jets met beladingsgraden tot 1.5. Luchtsnelheden liggen in de orde van 40 m/s.

Bij de bekeken experimenten liggen nooit alle parameters in dezelfde orde als de parameters in dit onderzoek. Metingen van experimenten met vergelijkbaar hoge snelheden, deeltjesgrootten en beladingsgraden zijn niet gevonden.

Concluderend kan gesteld worden dat het niet goed mogelijk is om theoretisch of experimenteel vergelijkingen te trekken met de metingen in dit onderzoek. De bestaande theoretische modellen en experimenten verschillen in grote mate met de omstandigheden in dit

onderzoek. Bovendien is de ontwikkeling van een theoretische model voor de hier gebruikte twee-fasen jet een dusdanig groot probleem dat het niet in het bestek van dit onderzoek past.

2.2.5 Krachten op een deeltje in een stroming

Voor een enkel deeltje in een stroming geldt voor de bewegingsvergelijking van Newton volgens [Soo, 1967] en [Rudinger, 1980]:

$$m \cdot a = \sum F \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{6} \pi d_p^3 \cdot \rho_p \frac{du_p}{dt} = & F_w - \frac{1}{6} \pi d_p^3 \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{6} \pi d_p^3 \cdot \rho \chi \\ & + \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi \rho \eta} \int_{t_0}^t \frac{\xi}{\sqrt{t-t'}} dt' + \sum F_{ext} \end{aligned} \quad (2.15)$$

Het linker lid van de vergelijking is de massa maal de versnelling van het deeltje. Hierin zijn d_p , ρ_p en u_p respectievelijk de diameter, de dichtheid en de snelheid van het deeltje.

Het rechter lid van de vergelijking bestaat uit vijf termen:

- De eerste term is de *wrijvingskracht* van het fluïdum op het deeltje als gevolg van het snelheidsverschil tussen beide.
- De tweede term is een *drukterm* en wordt bepaald door de drukgradiënt in het fluïdum dat het deeltje omstroomt.
- De derde term is de zogeheten *virtuele massa term*. Een kleine hoeveelheid lucht rondom het deeltjesoppervlak moet versneld worden van luchtsnelheid naar deeltjessnelheid. Voor een bolvormig deeltje is deze 'virtuele massa' gelijk aan de helft van de massa van het verplaatste gas. Hierin is ρ_g de dichtheid van lucht en χ de relatieve versnelling.
- De vierde term is de *Bassetkracht*. Tijdens de versnelling van het deeltje verschilt de stroming om een deeltje met de stroming van een éénparig bewegend deeltje. De kracht behorend bij de continue aanpassing van het stromingspatroon is afhankelijk van de voorgeschiedenis van de beweging. Een benadering hiervoor is afgeleid door Basset en wordt gegeven door de term met de integraal.
- De vijfde term bestaat uit de som van *externe krachten* op het deeltje, waarvan slechts de zwaartekracht zal worden beschouwd.

Bij de metingen in dit onderzoek is de dichtheidsratio $\frac{\rho_g}{\rho_p}$ in de orde van 10^{-4} . De term met de virtuele massa is dan verwaarloosbaar ten opzichte van het linker lid van de vergelijking. Dergelijke overwegingen gelden tevens voor de Bassetkracht en de drukterm die voor een

gasstroming gegeven wordt door:

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \rho_g \frac{Du}{Dt} = \rho_g \left(\frac{\partial u_g}{\partial t} + u_g \frac{\partial u_g}{\partial x} \right) \quad (2.16)$$

De zwaartekracht staat in deze experimenten loodrecht op de as van de jet. De zwaartekracht heeft een verwaarloosbare invloed op de trajectoriën die de deeltjes in de jet volgen. Om dit aan te tonen wordt een afschatting gemaakt van de verticale verplaatsing van een deeltje in de jet als gevolg van de zwaartekracht.

De snelheden van de deeltjes liggen in de orde van 50 m/s. Het stuk van de jet waarin gemeten wordt ligt maximaal 80 cm achter de jet. We vinden dan de tijdsduur om deze afstand af te leggen met eenvoudige mechanica:

$$t = \frac{s}{v} = 16 \text{ ms} \quad (2.17)$$

Met een zwaartekrachtversnelling in de orde van 10 m/s^2 legt het deeltje in die tijd een verticale afstand s af van

$$s = \frac{1}{2} g t^2 = 1.28 \text{ mm} \quad (2.18)$$

De jet heeft op 80 cm achter de nozzle een diameter in de orde van 8 cm. De afgelegde afstand is dan klein (1.6 %) ten opzichte van de diameter.

Op grond van deze afschatting wordt de invloed van de zwaartekracht op de deeltjes verwaarloosd.

De wrijvingskracht

Van alle krachten die op een deeltje werken is de wrijvingskracht de enige kracht die beschouwd zal worden voor de versnelling van een deeltje. Voor deze kracht geldt volgens [van den Akker, 1992]:

$$F_w = C_w \cdot \frac{1}{2} \rho_g (u_g - u_p) |u_g - u_p| \cdot A_\perp \quad (2.19)$$

Waarin C_w de wrijvingscoëfficiënt is en $A_\perp$ de loodrechte projectie van het oppervlak. Omdat de wrijvingskracht voor hoge Reynoldsgetallen niet berekend kan worden, is C_w een experimenteel bepaalde constante. Hij is een functie van het Reynoldsgetal Re_p dat hier gedefinieerd is volgens

$$Re_p = \frac{\rho_g d_p |u_a - u_p|}{\eta} \quad (2.20)$$

Hierin is η de dynamische viscositeit van het gas. De absoluutstrepen zijn ingevoerd om het Reynoldsgetal positief te houden. Voor de waarde van C_w geldt volgens [Shuen et al., 1985]:

$$\begin{aligned} C_w &= \frac{24}{Re_p} \left(1 + \frac{Re_p^{2/3}}{6} \right), & Re_p \leq 1000 \\ &= 0.44, & Re_p > 1000 \end{aligned} \quad (2.21)$$

De versnelling van een deeltje wordt nu berekend gebruikmakend van formule 2.15 en 2.19 met:

$$m \cdot a = C_w \cdot \frac{1}{2} \rho_g (u_g - u_p) |u_g - u_p| \cdot A_\perp \quad (2.22)$$

Met behulp van

$$m = \rho_p V_p \quad (2.23)$$

waarin V_p het volume van het deeltje is, geldt:

$$a = C_w \cdot \frac{1}{2} \frac{\rho_g}{\rho_p} (u_g - u_p) |u_g - u_p| \cdot \frac{A_\perp}{V_p} \quad (2.24)$$

Met deze formule kan de versnelling a voor een deeltje in de jet berekend worden.

2.3 De massaflux op de centerline

Er is een uitdrukking afgeleid voor de massaflux op de centerline door gebruik te maken van de wet van behoud van massa. Voor iedere doorsnede is het totale massadebiet van grit constant:

$$\Phi_m = \text{constant} \quad (2.25)$$

De radiale profielen voor het massadebiet zijn gelijkvormig. Voor massadebiet per oppervlakte-eenheid geldt:

$$\Phi_m'' = f(x, r) \quad (2.26)$$

Op de centerline is $r = 0$ en geldt dus:

$$\Phi_m'' = f(x) \quad (2.27)$$

Dit is de functie die we zoeken.

Beschouwen we een doorsnede met een oppervlakte $A(x)$, dan geldt:

$$\Phi_m'' \sim \frac{A_m}{A(x)} \sim \frac{1}{A(x)} \quad (2.28)$$

Nemen we aan dat de jet lineair toeneemt:

$$r \sim x \quad (2.29)$$

Dan vinden we met $A(x) = \pi r^2 \sim x^2$ en formule 2.28 en 2.29:

$$\Phi_m'' \sim \frac{1}{x^2} \quad (2.30)$$

Omdat deze oplossing singulier wordt in $x=0$, wordt er een virtuele oorsprong geïntroduceerd:

$$x' = x + x_{vo} \quad (2.31)$$

waarin x' de nieuwe x-coördinaat is, x de afstand tot de nozzle en x_{vo} de afstand vanaf de virtuele oorsprong tot de nozzle.

We vinden dan:

$$\Phi_m'' = \frac{c}{x'^2} \quad (2.32)$$

Waarin c een experimentele constante is en de plaats van de virtuele oorsprong ook bepaald wordt uit de experimenten. De twee-fasen jet heeft de vorm van een conus. De virtuele oorsprong kan gezien worden als de top van deze conus. De virtuele oorsprong ligt circa 15 cm stroomopwaarts van de nozzle.

Hoofdstuk 3

Laser Doppler Anemometrie

In dit hoofdstuk zal het belang van Laser Doppler Anemometrie in dit onderzoek behandeld worden. In paragraaf 3.1 wordt de LDA theorie behandeld, vervolgens wordt in paragraaf 3.2 de LDA opstelling beschreven worden. De gebruikte software voor de naverwerking van de meetgegevens wordt beschreven in paragraaf 3.3 en in paragraaf 3.4 komen de gebruikte meetinstellingen aan de orde.

3.1 LDA theorie

Laser Doppler Anemometrie is een optische meetmethode om snelheden van deeltjes in transparante fluïda te bepalen. De methode is gebaseerd op het Doppler effect dat optreedt als licht verstrooid wordt aan een bewegend deeltje.

Het voordeel van LDA boven andere methoden is dat de laserstraal de stroming niet verstoort. Daarnaast kunnen meerdere snelheidscomponenten tegelijk gemeten worden. Een nadeel is dat LDA de snelheden slechts op één punt kan meten en niet een heel snelheidsveld tegelijk.

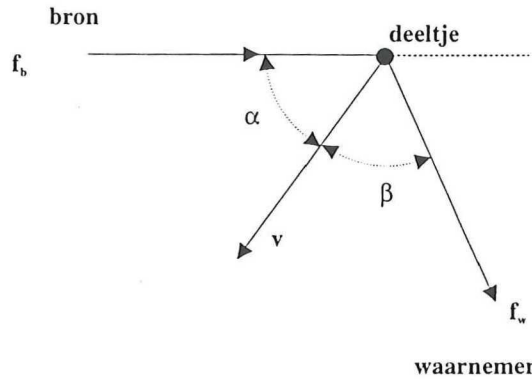
3.1.1 Het Doppler effect

Het Doppler effect houdt in dat een waargenomen frequentie afkomstig van een trillingsbron verschilt van de uitgezonden frequentie indien bron en waarnemer ten opzichte van elkaar bewegen. Het verschil tussen de uitgezonden en de ontvangen frequentie heet de Doppler-frequentie. In [Drain, 1980] staat een afleiding voor deze Dopplerfrequentie f_d [Hz]. Deze luidt:

$$f_d = f_w - f_b = \frac{f_b v}{c} (\cos\alpha + \cos\beta) \quad (3.1)$$

Hierin is f_w de waargenomen frequentie, f_b de uitgezonden frequentie van de bron, v de snelheid van het deeltje, c de lichtsnelheid, α de hoek tussen het licht afkomstig van de bron en de snelheidsvector van het deeltje en β de hoek tussen de snelheidsvector en de richting waar het licht dat aan het deeltje wordt verstrooid wordt gedetecteerd.

van het gereflecteerde licht. (zie figuur 3.1)



FIGUUR 3.1: *Situatieschets voor de berekening van de Doppler frequentie.*

Met formule 3.1 kan door meting van de Dopplerfrequentie de snelheid van het deeltje bepaald worden.

3.1.2 De optische verschilfrequentie

Om de Dopplerfrequentie direct te kunnen meten is een relatieve gevoeligheid nodig van circa 10^{-10} . Dit is te klein om direct te kunnen meten. Daarom wordt bij laser Doppler metingen van het principe van interferentie gebruik gemaakt. Interferentie treedt op als twee coherente lichtbijdragen van het strooilight op een niet-lineair element vallen zoals een fotomultiplier. De output van het element bevat de frequenties $2f_1$, $2f_2$, $f_1 + f_2$ en de verschilfrequentie $f_1 - f_2$ van de bundels. Deze verschilfrequentie kan gescheiden worden van de andere componenten met een laagdoorlaatfilter. Beschouwen we de twee coherente lichtbijdragen als twee vlakke electromagnetische golven dan worden de elektrische velden [V/m] E_i gegeven door:

$$E_1 = A_1 \cos(2\pi f_1 t + \phi_1) \quad (3.2)$$

$$E_2 = A_2 \cos(2\pi f_2 t + \phi_2) \quad (3.3)$$

waarin A_i de amplitude is [V/m], f_i de frequentie [Hz], t de tijd [s] en ϕ_i de fase [rad]. De intensiteit $I(t)$ wordt bepaald door kwadratering van de som van formule 3.2 en 3.3 en verwaarlozing van termen met frequenties $2f_1$, $2f_2$ en $f_1 + f_2$. Deze kunnen namelijk niet direct gedetecteerd worden door het element. Dit levert volgens [Grant and Phillips, 1988] de volgende uitdrukking op voor de intensiteit I [W/m^2]:

$$I(t) = B \left(\frac{1}{2} (A_1^2 + A_2^2) + A_1 A_2 \cos((f_1 - f_2)t + (\phi_1 - \phi_2)) \right) \quad (3.4)$$

Hierin is B een evenredigheidsconstante. De intensiteit bevat naast een dc term de term met de verschilfrequentie. Deze is gelijk aan de gezochte Dopplerfrequentie.

3.1.3 De differentiële Doppler techniek

De gebruikte methode in dit onderzoek is de differentiële doppler methode ofwel de *dual beam* (twee bundel) methode. Dit betekent dat twee onderling coherente laserbundels gefocuseerd

worden in een gebied dat het meetvolume is. Wanneer een deeltje door het meetvolume heen beweegt, reflecteert dit deeltje het licht van beide bundels. Dit wordt opgevangen met een fotodetector die het optische signaal omzet in een elektrisch signaal, een *burst*. Omdat het gereflecteerde licht van beide bundels gelijktijdig op de fotodetector valt, wordt een verschil-frequentie gemeten. Deze frequentie is gelijk aan het verschil in de Doppler verschuiving behorend bij de twee hoeken waaronder de bundels worden gereflecteerd. De frequenties van dit gereflecteerde strooilicht kunnen met formule 3.1 berekend worden:

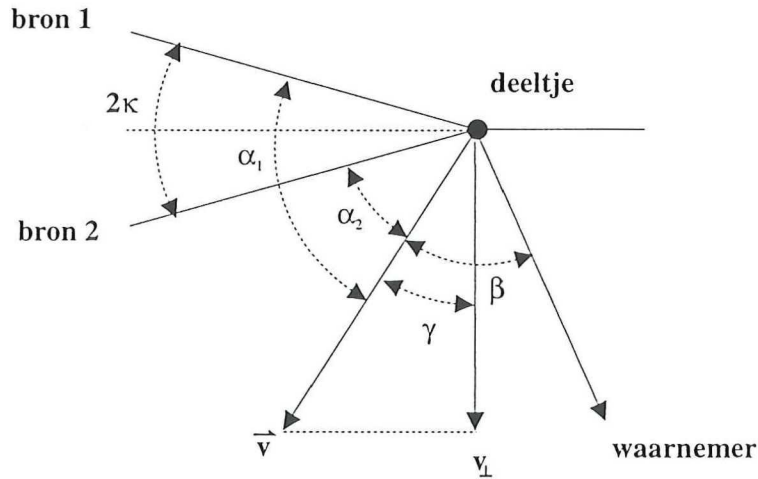
$$f_{w1} - f_b = \frac{f_b v}{c} (\cos \alpha_1 + \cos \beta) \quad (3.5)$$

$$f_{w2} - f_b = \frac{f_b v}{c} (\cos \alpha_2 + \cos \beta) \quad (3.6)$$

De Dopplerfrequentie is nu:

$$f_d = f_{w1} - f_{w2} = \frac{f_b v}{c} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2) = \frac{2v \cos \gamma \sin \kappa}{\lambda} \quad (3.7)$$

met $\gamma = \frac{1}{2}(\alpha_1 + \alpha_2 - \pi)$, de hoek die de snelheidsvector maakt met de bisectrice van de bundels [rad] en $\kappa = \frac{1}{2}(\alpha_2 - \alpha_1)$, de halve hoek tussen de invallende laserstralen. (zie figuur 3.2)



FIGUUR 3.2: *Situatieschets bij de differentiële Doppler techniek.*

Uit vergelijking 3.7 kan geconcludeerd worden dat f_d onafhankelijk is van de hoek van waarneming β . Hij kan worden omgeschreven tot:

$$f_d = \frac{2v_{\perp} \sin \kappa}{\lambda} \quad (3.8)$$

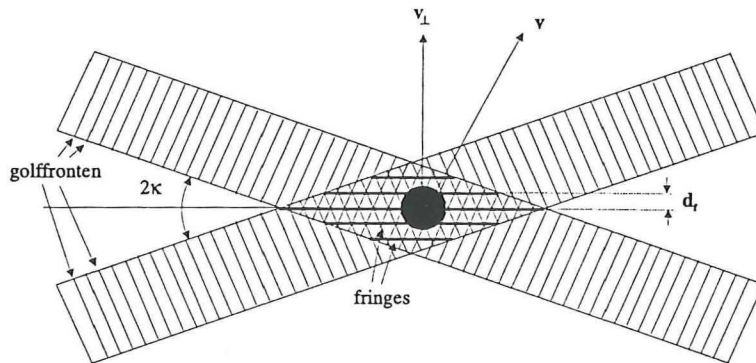
Waarin $v_{\perp} = v \cos \gamma$ de snelheidscomponent van het deeltje is dat loodrecht staat op de bisectrice van de invallende laserbundels.

Met formule 3.8 kunnen de snelheden loodrecht door het meetvolume bepaald worden door de Dopplerfrequentie te meten.

3.1.4 Het fringe model

De dual beam techniek kan ook inzichtelijk gemaakt worden met het fringe model. Dit kan als volgt beschreven worden:

Als twee coherente laserbundels van gelijke intensiteit en constante breedte elkaar snijden ontstaat in het overlappingsgebied een interferentiepatroon. Indien de golffronten van de bundels parallel zijn zal dit interferentiepatroon bestaan uit een regelmatige opeenvolging van donkere en lichte banden, fringes genaamd. (zie figuur 3.3) De afstand tussen de fringes



FIGUUR 3.3: *Situatieschets voor de berekening van de Doppler frequentie.*

d_f is afhankelijk van de golflengte λ van het gebruikte laserlicht en de hoek 2κ tussen de bundels:

$$d_f = \frac{\lambda}{2\sin\kappa} \quad (3.9)$$

Een deeltje dat door dit meetvolume heen beweegt, zal achtereenvolgens door donkere en lichte banden heen bewegen en dus respectievelijk wel en geen licht verstrooien. De intensiteitsverandering heeft een frequentie die gelijk is aan:

$$f_d = \frac{v_{\perp}}{d_f} \quad (3.10)$$

Combinatie van de formules 3.9 en 3.10 levert hetzelfde resultaat op voor de Dopplerfrequentie als formule 3.8. De formele Doppler afleiding en het fringe model geven beide hetzelfde resultaat.

3.1.5 Het meetvolume

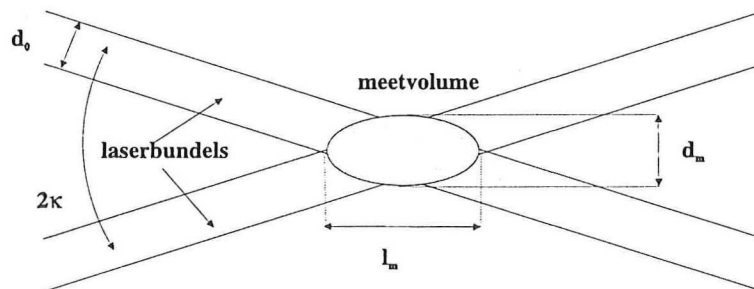
De afmetingen van het meetvolume worden bepaald door de grootte van beide laserstralen, hun intensiteitsverdelingen en de hoek waaronder ze snijden. Als de laserstralen een Gaussisch verdeelde intensiteit hebben, wordt de diameter van de laserbundel gedefinieerd als de e^{-2} diameter afstand tussen de punten waar de intensiteit van de bundel $\frac{1}{e^2}$ maal de maximale intensiteit is. De waist w_0 wordt gedefinieerd als de minimale diameter van de laserbundel. De waist ligt in het brandvlak indien een parallelle bundel door de lens gaat en gefocusseerd wordt.

e^{-2} diameter in het brandvlak van een lens. Volgens [Günther, 1990] geldt:

$$w_0 = \frac{4F\lambda}{\pi d_0} \quad (3.11)$$

waarin F de brandpuntsafstand van de lens is [m], λ de golflengte van de laser [m] en d_0 de breedte van de bundel bij de lens [m].

Is de hoek κ klein, dan is de vorm van het meetvolume bij goede benadering een ellipsoïde. (zie figuur 3.4)



FIGUUR 3.4: Het meetvolume in de vorm van een ellipsoïde.

De lengte en de breedte van het meetvolume kunnen voor kleine κ goed benaderd worden volgens [Günther, 1990] met:

$$l_m = \frac{w_0}{\sin \kappa} \quad (3.12)$$

$$d_m = \frac{w_0}{\cos \kappa} \quad (3.13)$$

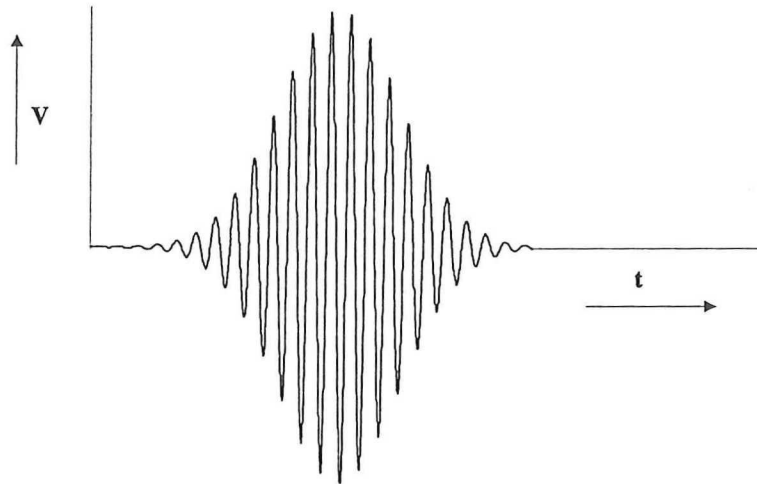
3.1.6 De Dopplerburst

Als een deeltje door het meetvolume heengaat, wordt het licht verstrooid met een intensiteit die een constante component heeft, en een component met de Dopplerfrequentie. (zie formule 3.4) Het strooilight wordt naar achteren teruggekaatst. Dit heet *backscattering*. Het licht wordt met een fotomultiplier omgezet in een elektrisch signaal. Dit elektrische signaal heet een *Dopplerburst* en wordt door bandfiltering ontdaan van de constante component en ruis. In figuur 3.10 is de Dopplerburst na filtering weergegeven.

De signaalprocessor herkent een burst en telt een aantal nuldoorgangen (typisch 8) en de daarvoor benodigde tijd. Met deze gegevens wordt met het programma r2s per deeltje de snelheid berekend. Verwezen wordt naar [TSI, 1991b] voor een uitgebreidere beschrijving van de signaalverwerking.

3.1.7 De bepaling van de snelheidsrichting

Met behulp van de Dopplerfrequentie kan de absolute waarde van de snelheid bepaald worden, maar niet zijn richting. Dit kan verholpen worden door één van de laserbundels een frequentievoorverschuiving mee te geven, waardoor er een frequentie verschil tussen de twee bundels ontstaat.

FIGUUR 3.5: *De Dopplerburst na filtering.*

Met het fringemodel kan dit geïnterpreteerd worden als het bewegen van de fringes van de bundel met de voorverschuiving in de richting van de bundel zonder voorverschuiving. Er geldt dan voor de gedetecteerde Dopplerfrequentie:

$$f'_d = f_v + \frac{v}{d_f} \quad (3.14)$$

waarin f_v de voorverschuivingsfrequentie is en f_d de Dopplerverschuiving van het deeltje is. Dit geldt alleen indien geldt dat:

$$f_v > \left| \frac{v}{d_f} \right| \quad (3.15)$$

Naderhand kan bij de berekening van de snelheid de voorverschuivingsfrequentie afgetrokken worden:

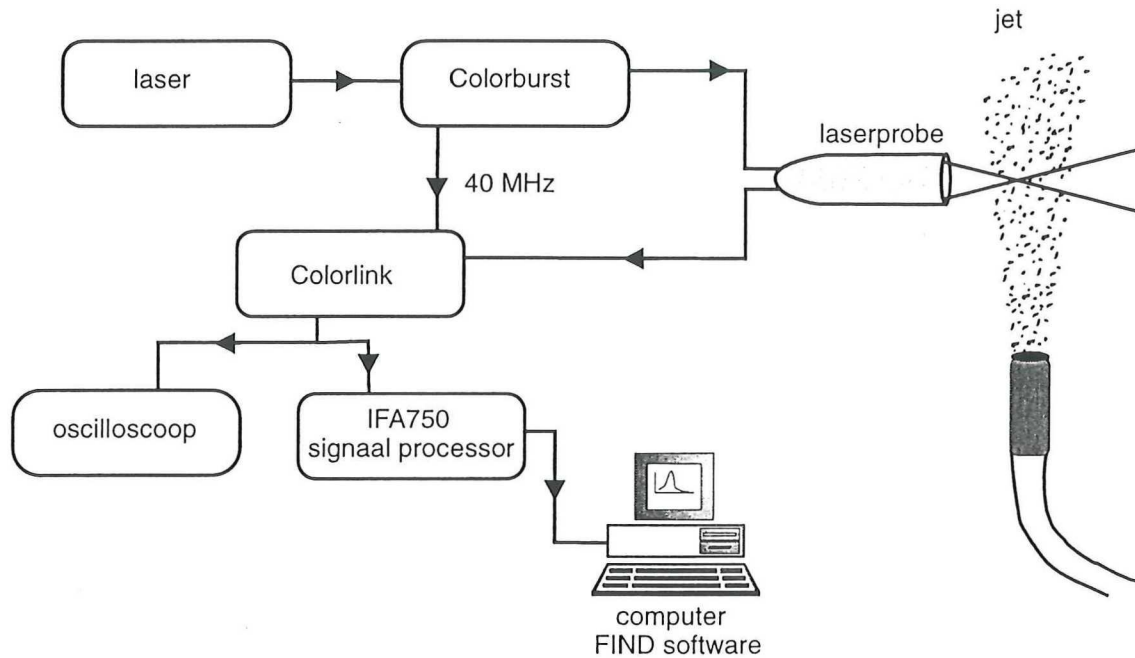
$$v_{\perp} = d_f (f'_d - f_v) \quad (3.16)$$

3.2 LDA opstelling

De volgende paragraaf geeft een overzicht van de gebruikte laser Doppler apparatuur bij dit onderzoek. In figuur 3.6 is de samenhang tussen de verschillende optische en elektronische apparatuur weergegeven.

3.2.1 De Argon-Ion laser

Voor het gebruikte LDA systeem is een Ar-ion laser model 2016 van Spectra-physics gebruikt. De laser genereert zes zichtbare kleuren licht, waarvan de twee bundels met de hoogste vermogens gebruikt worden: groen ($\lambda_g=514.5$ nm) en blauw ($\lambda_b=488$ nm). Het maximale vermogen van alle kleuren samen in de laser is 4 Watt. Voor de metingen was een vermogen van 0.6 Watt voldoende. Dit komt omdat de gritdeeltjes groot zijn in vergelijking met tracer particles die normaal gebruikt worden bij LDA-metingen en dus een groot reflecterend oppervlak



FIGUUR 3.6: De LDA apparatuur.

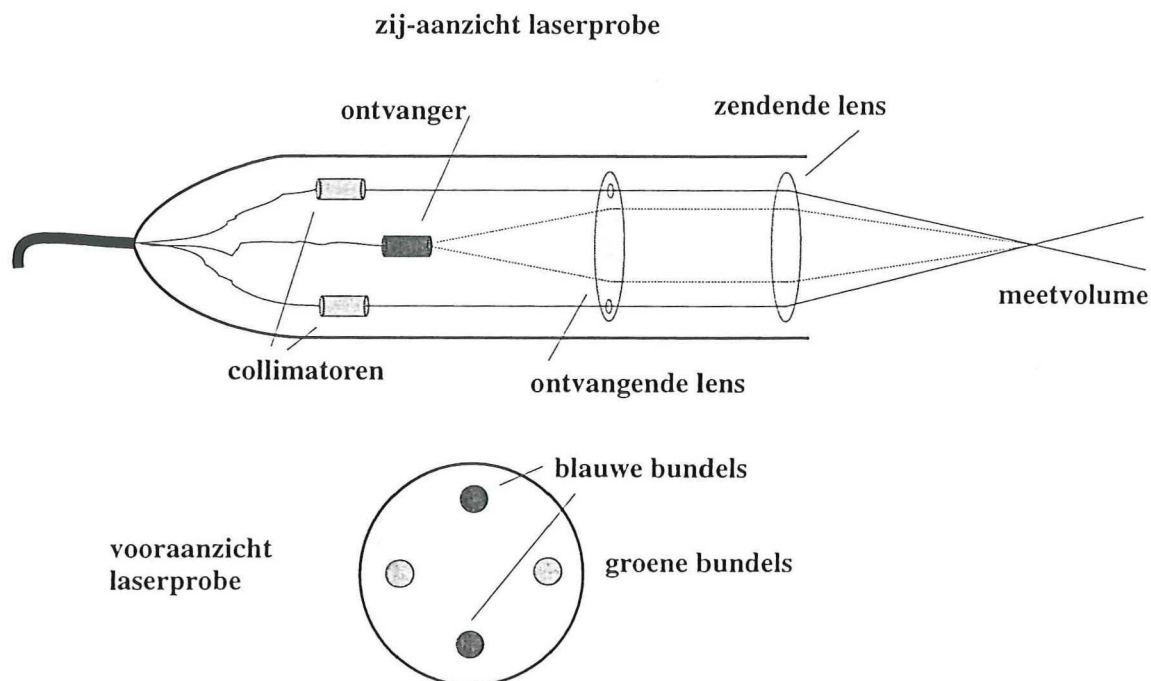
hebben. Daarnaast is metaal een materiaal dat licht goed reflecteert. Het laserlicht wordt met behulp van een collimator (TSI, model 10969) ingekoppeld in de Colorburst.

3.2.2 De Colorburst

Het meerkleurige licht van de laser wordt in de Colorburst geleid. In de Colorburst (TSI, model 9201) worden de kleuren groen, blauw en violet gescheiden in drie bundelparen met behulp van prisma's. Aan één bundel van iedere kleur wordt standaard een voorverschuivingsfrequentie gegeven van 40 MHz met een opto-acoustische Bragg cel. De verschillende bundels worden vervolgens in monomode optische fibers gekoppeld en geleid naar de laserprobe die bij de gritstraal opstelling staat.

3.2.3 De laserprobe

In de laserkop worden de groene en blauwe bundels uit de fibers gekoppeld en parallel op 5.00 cm afstand door een lens gestuurd. (zie figuur 3.7) In deze opstelling is steeds gebruik gemaakt van een 350 mm lens. Op de plaats waar de bundels samenkomen vormen ze het meetvolume. Het door deeltjes in de stroming weerkaatste licht bevat snelheidsinformatie (zie paragraaf 3.1.6) en wordt via de frontlens door de ontvangende lens gefocuseerd en gekoppeld in een optische fiber die naar de Colorlink gaat.



FIGUUR 3.7: De laserprobe.

3.2.4 De Colorlink

In de Colorlink (TSI, model 9230) wordt het weerkaatste licht gesplitst in twee verschillende kleuren: groen ($\lambda_g = 514.5$ nm) en blauw ($\lambda_b = 488$ nm). Vervolgens worden de optische signalen door foto-multiplicatorbuizen (Photo Multiplier Tubes) in een elektrisch signaal omgezet en versterkt.

De optische voorverschuivingsfrequentie van 40 MHz wordt elektrisch naar een door de gebruiker in te stellen voorverschuivingsfrequentie gebracht. Het naar beneden brengen van 40 Mhz naar de ingestelde frequentie wordt gedaan met behulp van een groot aantal verschillende frequenties gebaseerd op dezelfde 40 MHz bron als bij de Colorburst. Voor specifiekere informatie wordt verwezen naar [TSI, 1991a].

3.2.5 Data-aquisitie

Het nu verkregen elektrische signaal wordt via een coaxkabel naar de signaalprocessor IFA750 en de oscilloscoop gestuurd. Er is een Tektronix 2225 50 MHz twee kanaals oscilloscoop gebruikt waar tegelijkertijd de elektrische signalen van de Dopplerbursts van beide kanalen bekeken konden worden.

De signaalprocessor is een TSI Intelligent Flow Analyser model 750 (IFA750) en ontvangt dezelfde elektrische signalen. Het binnenkomende signaal gaat door een bandfilter. Dan wordt de Dopplerburst geanalyseerd en omgezet in digitale gegevens over het kanaal, het aantal nuldoorgangen in het meetvolume, de benodigde tijd daarvoor en het tijdstip van de meting. Voor specifiekere informatie wordt verwezen naar [TSI, 1991b].

De signaalprocessor is verbonden met de COM poort van een 486DX 66 MHz MS-DOS computer. Instellingen van de IFA750 worden via de computer ingegeven. Hiervoor is een

programma van TSI gebruikt, Flow INformation Display versie 4.5.

Bij iedere meting wordt een ruwe data file aangemaakt met de bovengenoemde data. Aan het begin van iedere ruwe data file wordt in ascii een zogenaamde header gezet. Hierin staan allerlei gegevens over de instellingen van de metingen. De werkelijke data over de gemeten snelheden worden in binair formaat daarachter gezet.

3.3 Naverwerking van de LDA-metingen

De LDA metingen worden opgeslagen op de harde schijf van de PC. Dit zijn de ruwe (raw) data files die op een HP 735 unix workstation nog een aantal bewerkingen ondergaan om relevante data te verkrijgen.

3.3.1 Het verwerkingsprogramma r2s

Met de TSI FIND software kunnen allerlei statistische gegevens uit de raw data files halen. Daarnaast heeft TSI een programma FINDR2A dat de ruwe datafile omzet van binair naar ascii formaat.

Omdat met de FIND software lang niet alle gewenste informatie verkregen werd, is er met J. Stockmann (zie [Stockmann, 1995]) een programma ontwikkeld voor het inlezen en verwerken van ruwe data files. Het bouwt voort op FINDR2A van TSI en LDVresult van M.G.D. Fokke. Het is geschreven in FORTRAN 77 code en het is modulair opgebouwd zodat andere procedures voor bijvoorbeeld turbulentiespectra in de toekomst toegevoegd kunnen worden.

r2s heeft uitvoer die in drie groepen verdeeld kunnen worden:

1) file-informatie:

- filenaam
- versie
- datum en tijd

2) meetinstellingen:

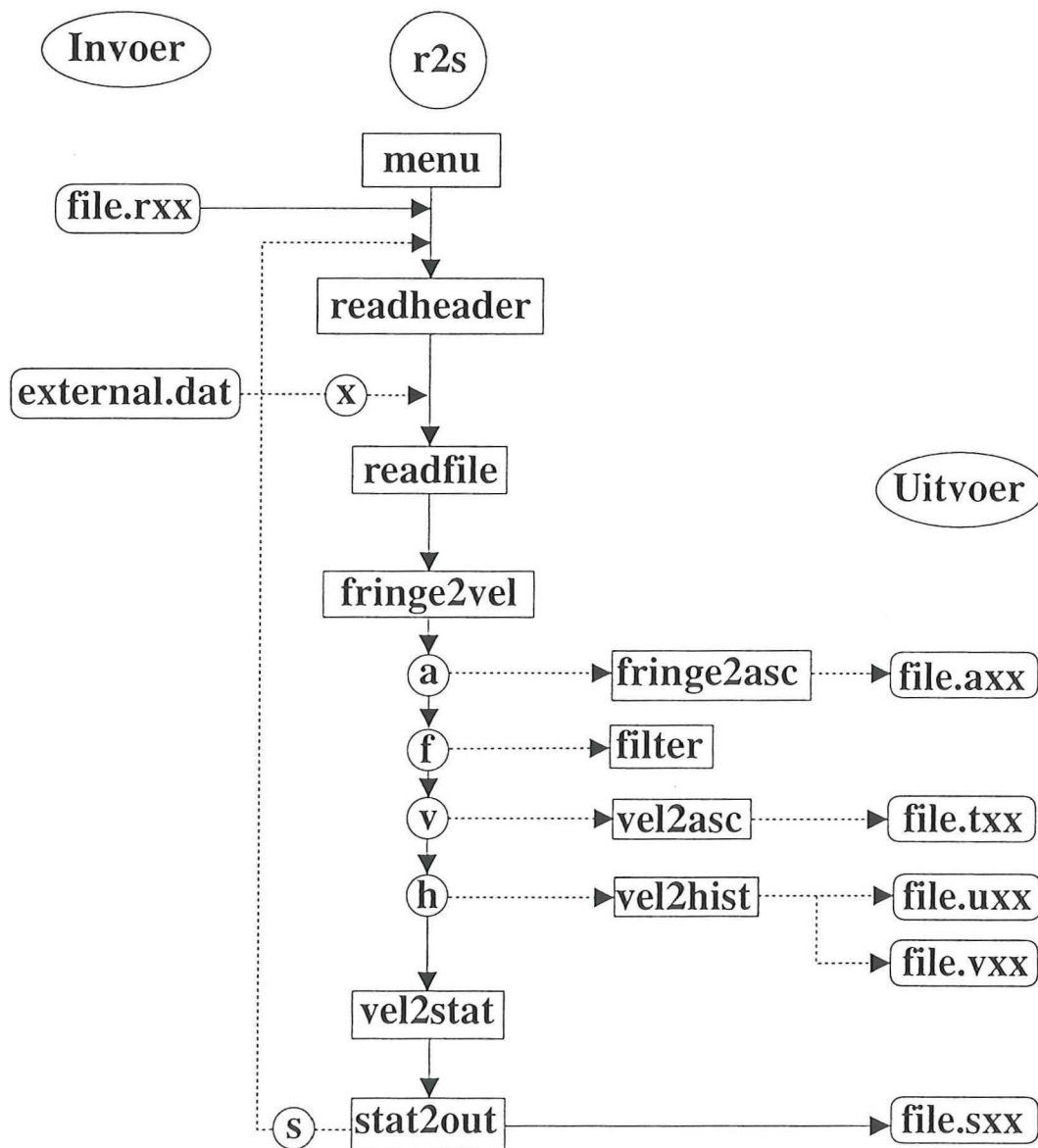
- aantal kanalen
- acquisitie mode
- foto multiplier spanning
- thresholds
- filterinstellingen
- voorverschuivingsfrequentie en richting
- tijdsduur meting
- data rates

- aantal gemeten punten per kanaal

3) statistische gegevens:

- gemiddelde snelheden
- standaard deviatie
- snelheidshistogrammen

In figuur 3.8 is de structuur van r2s met een flowchart weergegeven.



FIGUUR 3.8: Structuurdiagram van r2s.

De functies van de gebruikte routines worden kort toegelicht.

In menu zijn een aantal itshape switches in te stellen. Deze switches zijn aangegeven met een omcirkelde letter. Dit zijn optionele functies van r2s. In ieder geval moet de naam van

de te verwerken ruwe datafile in gegeven worden. Readheader leest de ascii header met de meetinstellingen. Met external.dat kunnen externe gegevens genomen worden in plaats van die in de header. Een voorbeeld is de verschillende fringe-afstand in een meetvolume als in een cilindrisch vat gemeten wordt. Deze optie is in dit onderzoek niet gebruikt. Readfile leest de binaire data uit de ruwe datafile.

Fringe2vel berekent met het aantal nuldoorgangen en de verstreken tijd van een Doppler-burst en de afstand tussen de fringes de snelheid van ieder deeltje. Fringe2asc maakt een ascii file van de binaire data. Filter filtert eventueel sterk afwijkende snelheden eruit. Vel2asc maakt een ascii file met de berekende snelheden van ieder deeltje en het tijdstip van de meting.

Vel2hist maakt de snelheidshistogrammen aan voor beide componenten.

Vel2stat berekent uit de snelheden van alle deeltjes onder andere gemiddelden en standaard deviaties.

Stat2out maakt de statistische datafile aan met de bovengenoemde gegevens over file instellingen en berekeningen.

3.3.2 De naverwerkingsprogramma's s2p en gnu

Het programma r2s genereert voor iedere ruwe datafile een statistische file. Om gegevens over een profiel door de jet te krijgen, moeten de gegevens van successievelijk gemeten files in één file verzameld worden. S2p is een FORTRAN 77 programma dat twee willekeurig te kiezen data uit een op te geven serie statistische files in twee kolommen naast elkaar zet in een nieuwe file. Daardoor kan bijvoorbeeld het verloop van de gemiddelde snelheid bekeken worden voor een serie files.

Om de numerieke waarden van de door r2s gegenereerde snelheidshistogrammen te visualiseren is er in FORTRAN 77 het programma gnu geschreven.

3.4 Meetinstellingen van de LDA apparatuur

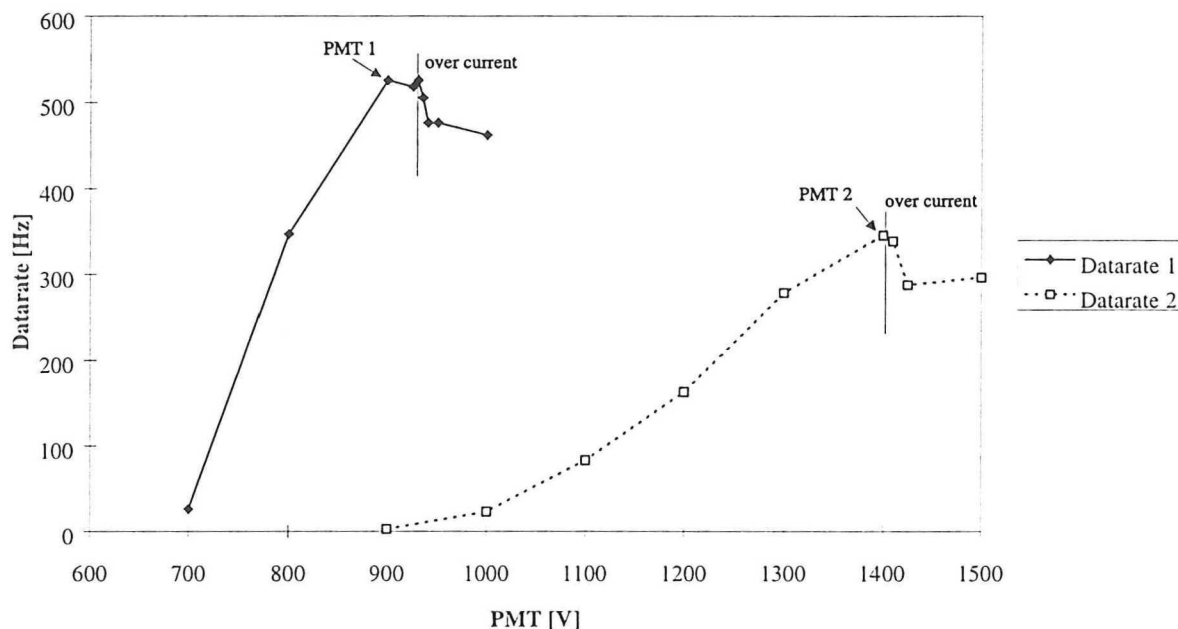
In deze paragraaf wordt de keuze van de belangrijkste meetinstellingen toegelicht omdat deze een belangrijke rol spelen bij de snelheidsmetingen. Dit komt doordat deze LDA-metingen bijzonder zijn omdat er ten eerste aan relatief grote deeltjes gemeten wordt. Normaal worden tracerdeeltjes gemeten met deeltjesdiameters in de orde grootte van $10\text{ }\mu\text{m}$, terwijl hier aan deeltjes in de orde van $200\text{ }\mu\text{m}$ tot $300\text{ }\mu\text{m}$ gemeten wordt. Ten tweede liggen de snelheden van de deeltjes in de orde van 100 m/s , terwijl voor normale LDA-metingen snelheden van 1 m/s als hoog worden beschouwd.

3.4.1 Laservermogen en PMT voltage

Het vermogen van de laser is ingesteld op een vermogen van 0.6 Watt . Hogere vermogens zijn niet nodig, omdat de gritdeeltjes veel licht reflecteren in vergelijking met de tracerdeeltjes die bij de meeste LDA-metingen worden gebruikt. Dit komt omdat de gritdeeltjes veel groter dan tracerdeeltjes zijn en daarom een groter reflecterend oppervlak hebben. Daarnaast is metaal een materiaal dat licht goed reflecteert.

Verhoging van het laservermogen tot 0.8 en 1.0 Watt heeft nagenoeg geen verhoging van de data rate tot gevolg en daarom is bij alle LDA-metingen een vermogen van 0.6 Watt gebruikt.

Met de computer is op afstand het voltage over de fotomultiplicatorbuizen in te stellen. (Dit wordt het PMT (Photo Multiplier Tube) voltage genoemd.) Is dit voltage te hoog ingesteld, dan ontstaat er een *overcurrent* en worden de fotomultiplicatorbuizen overbelast. Staat het voltage te laag, dan gaat dat ten koste van het ontvangen signaal en gaat de data rate omlaag. In figuur 3.9 zijn data rates van kanaal 1 (groen,axiaal) en kanaal 2 (blauw,radiaal) als functie van de PMT voltages uitgezet.



FIGUUR 3.9: De data rates als functie van de PMT voltage voor kanaal 1 en 2.

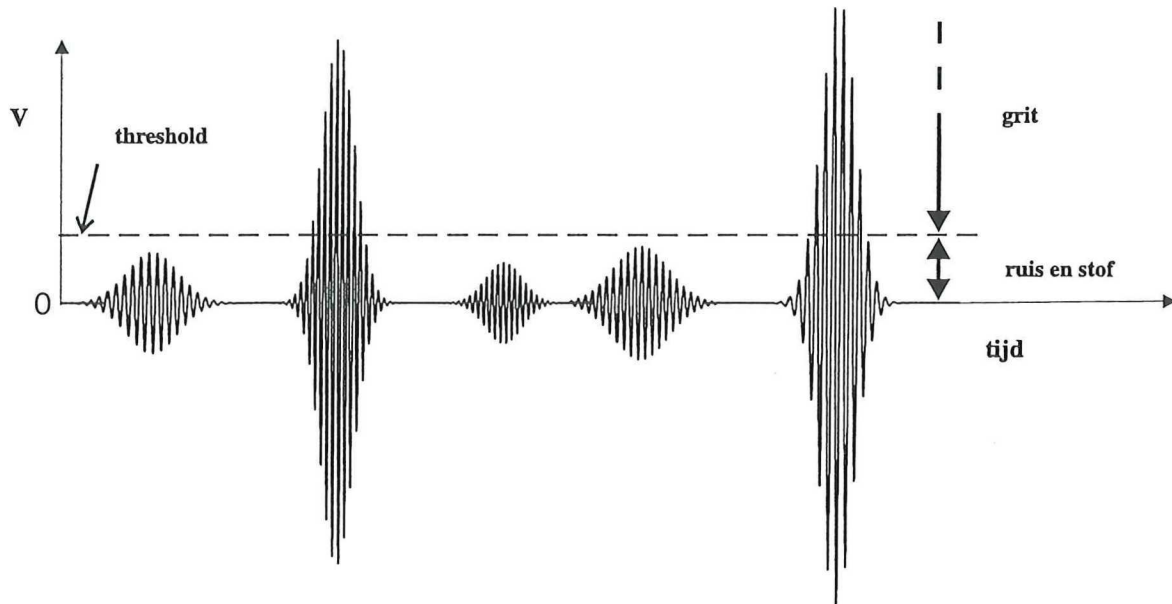
De numerieke waarden langs de assen zijn specifiek voor de instellingen van de apparatuur en de te onderzoeken stroming. De trends van de grafieken zijn wel algemeen.

De data rates stijgen bij toenemende PMT voltages. De *overcurrent* spanning voor kanaal 1 (950 V) ligt een stuk lager dan voor kanaal 2 (1410 V), omdat het vermogen van de groene laserbundel hoger is dan van de blauwe bundel en daarom worden meer electronen losgemaakt in de fotomultiplicatorbuis en is tevens de *overcurrent* spanning eerder bereikt.

De PMT voltages zijn voor WG-50 ingesteld op respectievelijk 900 V en 1400 V voor kanaal 1 en 2 om kleiner dan de *overcurrent* spanning te zijn en toch een zo maximaal mogelijke data rate te bereiken. Voor WG-80 zijn op dezelfde manier de PMT voltages bepaald op 900 V voor kanaal 1 en 1200 V voor kanaal 2.

3.4.2 Threshold

In het signaal bevinden zich naast de gewenste Dopplerbursts ook nog ruis en bursts afkomstig van stofdeeltjes. Om dit eruit te filteren is het mogelijk om een *threshold* of drempelspanning in te stellen. Alleen signalen met een niveau dat hoger ligt dan de *threshold* spanning worden gevalideerd als correcte Dopplerbursts. (zie figuur 3.10)



FIGUUR 3.10: Dopplerbursts boven en onder de threshold spanning.

De ongewenste signalen zijn afkomstig van een aantal bronnen.

- **Systeemruis**

De ruis ontstaat in één of meer apparaten van de LDA opstelling. In de Colorlink wordt de optische voorverschuivingsfrequentie van 40 MHz effectief naar de ingestelde elektronische voorverschuivingsfrequentie gebracht. Bijvoorbeeld een 1 MHz voorverschuivingsfrequentie wordt bereikt door de 40 MHz te combineren met 39 MHz. Deze 39 MHz is samengesteld uit 1 MHz + 2 MHz + ... Bij deze frequenties ontstonden pieken met 'data rates' tot 20 kHz die weggefilterd konden worden door de threshold spanning op te voeren tot circa 20 mV.

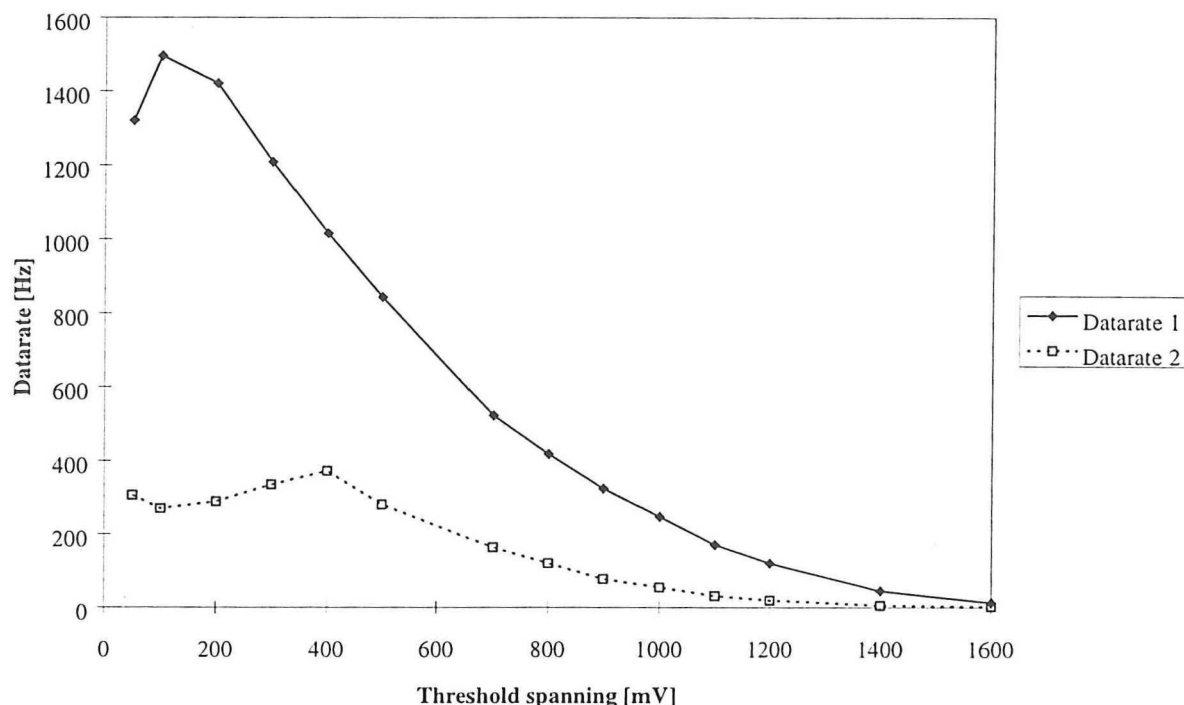
- **Stof**

Bij een threshold spanning van 20 mV blijken stofdeeltjes gemeten te kunnen worden. Met LDA-metingen in een jet zonder gritdeeltjes zijn data rates door stofdeeltjes aangetoond tot 77 Hz. Een verhoging van de threshold spanning tot 50 mV reduceerde de data rate tot maximaal 0.2 Hz. Deze data rate is laag genoeg om de invloed van kleine stofdeeltjes op de data rate in een twee-fasen jet te mogen verwaarlozen.

- **Ongecorrleerde signalen**

In figuur 3.11 staan metingen van de data rates van kanaal 1 en 2 als functie van de threshold spanning.

Omdat er tot 50 mV invloed is van systeemruis en stof, is pas vanaf 50 mV gemeten. De data rates zijn maximaal bij lage thresholds en dalen voor grote threshold naar 0. Tussen de 50 mV en hun maximale waarde is de data rate niet hoger ondanks de lagere threshold, omdat het extra ontvangen signaal niet meer gecorrleerd signaal bevat die gevalideerd kunnen worden als correcte Dopplerbursts. Door deze invloed is het signaal van slechte kwaliteit en worden minder bursts gevalideerd zodat de data rate iets lager ligt dan bij het maximum.



FIGUUR 3.11: *De data rates als functie van de threshold spanning.*

De thresholds worden voorlopig gekozen net voorbij de maximale data rates: 200 mV voor kanaal 1 en 400 mV voor kanaal 2.

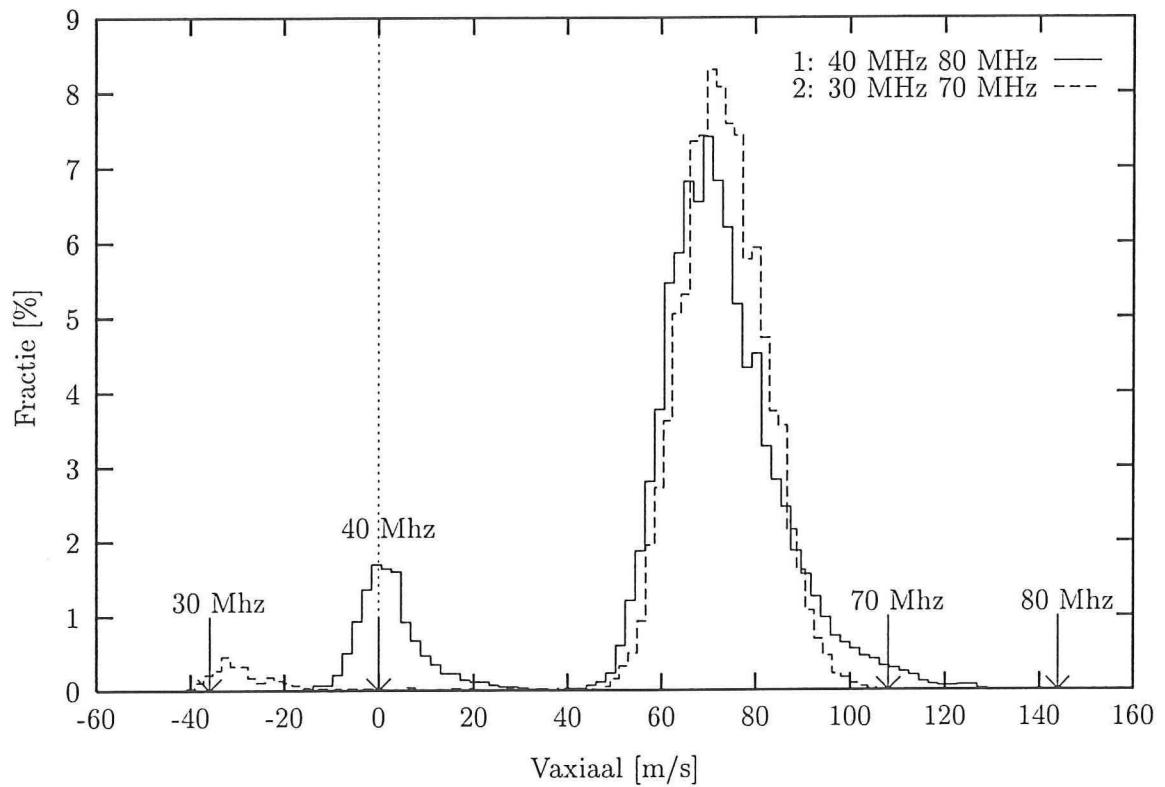
- **Ruis van hoogdoorlaat filter**

Tijdens proefmetingen werden bij een threshold van 200 mV signalen gemeten op kanaal 1 rond een snelheid van 0 m/s. Er was geen fysische verklaring voor het meten van deeltjes in de jet bij deze snelheid. In figuur ?? staan de histogrammen voor twee metingen waarbij de filtergrenzen zijn veranderd: grafiek 1 heeft de filters van 40 MHz en 80 MHz corresponderend met snelheden van 0 en 144 m/s, grafiek 2 heeft filters van 30 MHz en 70 MHz corresponderend met snelheden van -36 en 108 m/s.

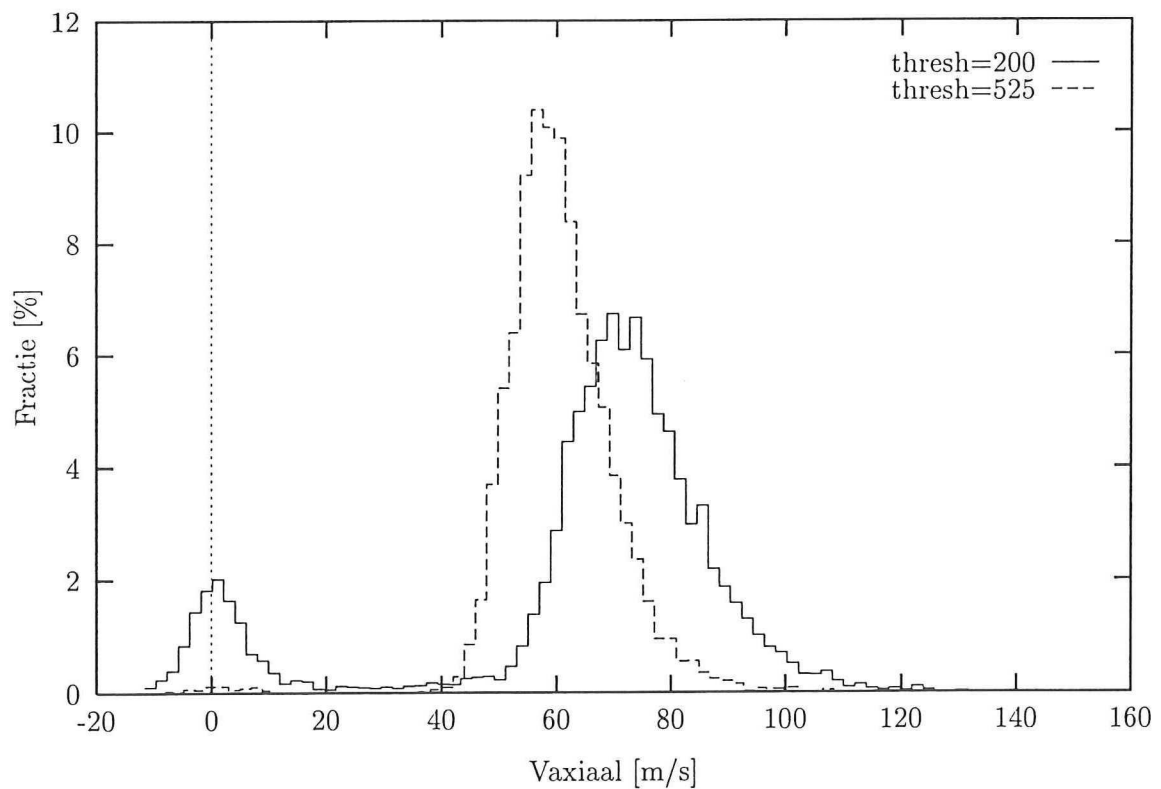
Bij beide histogrammen zijn pieken rond de kantelfrequentie van het hoogdoorlaat filter te zien: respectievelijk bij 0 en -36 m/s voor grafiek 1 en 2. De top van deze pieken gaat omlaag indien de threshold nog verder wordt opgevoerd.

In figuur 3.13 staan de histogrammen met thresholds van 200 mV en 525 mV bij filters met kantelfrequenties bij 40 MHz en 80 MHz.

Omdat de nozzledrukken in de jet verschillen bij beide metingen, liggen de pieken van de werkelijke snelheden van de deeltjes niet rond hetzelfde gemiddelde. Bij een thresholdspanning van 525 mV is de invloed van het hoogdoorlaat filter gereduceerd tot maximale data rates van 0.12 Hz. De LDA-metingen met WG-50 zijn gemeten met threshold spanningen op het kanaal 1 en kanaal 2 van respectievelijk 525 mV en 400 mV.



FIGUUR 3.12: Histogrammen bij een threshold van 200 mV bij verschillende filterinstellingen.



FIGUUR 3.13: Verschillen in de grootte van de piek rond bij het hoogdoorlaat filter bij twee threshold instellingen.

3.4.3 De voorverschuivingsfrequentie en de filterinstellingen

De axiale snelheden van de deeltjes liggen tussen de 40 en de 120 m/s. Om dit snelheidsbereik met een ruime marge te kunnen meten is een meetbereik nodig dat snelheden tussen 0 en 130 m/s kan meten. Met een fringe-afstand van $3.6107 \mu\text{m}$ voor de axiale component levert dat met formule 3.10 een Dopplerfrequentie tussen de 0 en de 33 MHz. De combinatie van filters van 40 MHz en 80 MHz zorgt voor een bandbreedte van $80 \text{ MHz} - 40 \text{ MHz} = 40 \text{ MHz}$. Er is gekozen voor een voorverschuivingsfrequentie van 40 MHz tegen de stroming in, zodat de gedetecteerde Dopplerfrequentie f'_d overeenkomt met een snelheid van 0 m/s.

De radiale snelheden van de deeltjes liggen naar verwachting rond de 0 m/s. Om richtingsdiscriminatie te kunnen toepassen moet in radiale richting gebruik gemaakt worden van een voorverschuivingsfrequentie. Deze frequentie moet groter zijn dan de Dopplerfrequentie corresponderend met de hoogste negatieve snelheid. Bij de metingen in dit onderzoek is een dergelijke voorverschuivingsfrequentie niet genoeg.

De deeltjes die door het meetvolume bewegen hebben een kleine radiale snelheid ten opzichte van de axiale snelheid en worden ze pas gedetecteerd nadat ze een aantal fringes (typisch 8) doorlopen hebben. Omdat de axiale snelheid zo hoog is, is de tijdsduur die ze in het meetvolume verblijven erg klein. Om genoeg fringes te doorlopen, is het noodzakelijk dat de voorverschuivingsfrequentie in de radiale richting erg groot is. Daarom is de maximale voorverschuivingsfrequentie van 40 MHz is genomen.

3.4.4 Overige meetinstellingen

- **Random / coincidence mode**

Alle metingen zijn gedaan in de random mode. Dat houdt in dat de snelheden van deeltjes in de axiale en radiale richting onafhankelijk van elkaar zijn gemeten in tegenstelling tot coïncidentiemetingen waarbij er voor één meting op beide kanalen tegelijkertijd een signaal moet worden ontvangen.

Bij proefmetingen zijn data rates in de orde van 200 Hz gemeten bij coïncidentiemetingen, terwijl onder dezelfde omstandigheden de data rates voor random metingen in de orde van 1500 Hz liggen. Omdat de data rates verderop in de jet nog dalen is besloten om random metingen te doen.

Bij coïncidentiemetingen moet er een *coincidence window* gegeven worden. Dit is de maximale tijdsduur tussen de bursts op kanaal 1 en kanaal 2 waarbinnen de metingen afkomstig van één deeltje verondersteld worden. Variatie van het coincidence window van $1 \mu\text{s}$ tot 1 s heeft geen invloed op de data rate. Een mogelijke verklaring hiervoor is dat de meetvolumina van de kanalen niet goed gepositioneerd zijn.

- **Aantal meetpunten**

In principe is de som van het aantal gemeten deeltjes op kanaal 1 en kanaal 2 per positie in de jet gelijk aan $10^4 = 10240$ punten. Met dit aantal meetpunten is de fout in de gemiddelde snelheid achter de nozzle 0.23 %. Deze fout wordt berekend met interne foutschatting in paragraaf 6.2.3.

- **Time between data**

Per meting wordt het tijdstip van de meting bijgehouden. Deze optie is steeds gebruikt.

Met deze informatie kunnen data rates gemeten worden.

- **Transit time**

De transit time is de verblijftijd van een deeltje in het meetvolume. Deze functie is bij alle metingen geactiveerd.

- **Single measurement per burst**

Een deeltje dat door het meetvolume gaat, kan meerdere series van het minimale aantal benodigde fringe-doorgangen afgeven aan de signaalprocessor. Zo worden de bursts van één deeltje meerdere malen gevalideerd. De functie single measurement per burst corrigeert hiervoor en is bij de metingen steeds actief geweest.

- **Optische instellingen**

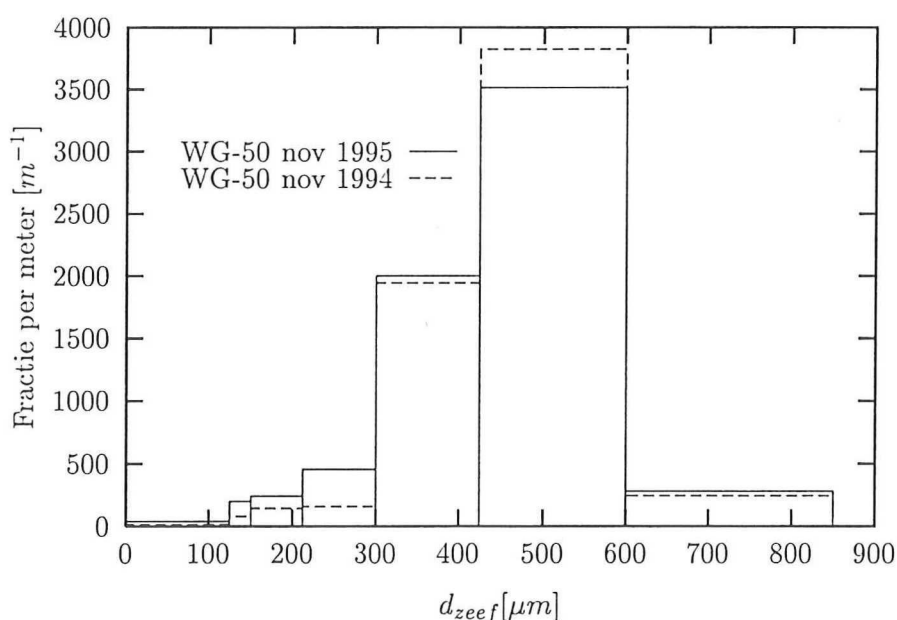
Om de fringeafstand te bereken moeten de juiste waarden voor de brandpuntsafstand van de lens, de afstand tussen de bundels in de lens en de golflengte van het laserlicht ingevoerd worden.

Hoofdstuk 4

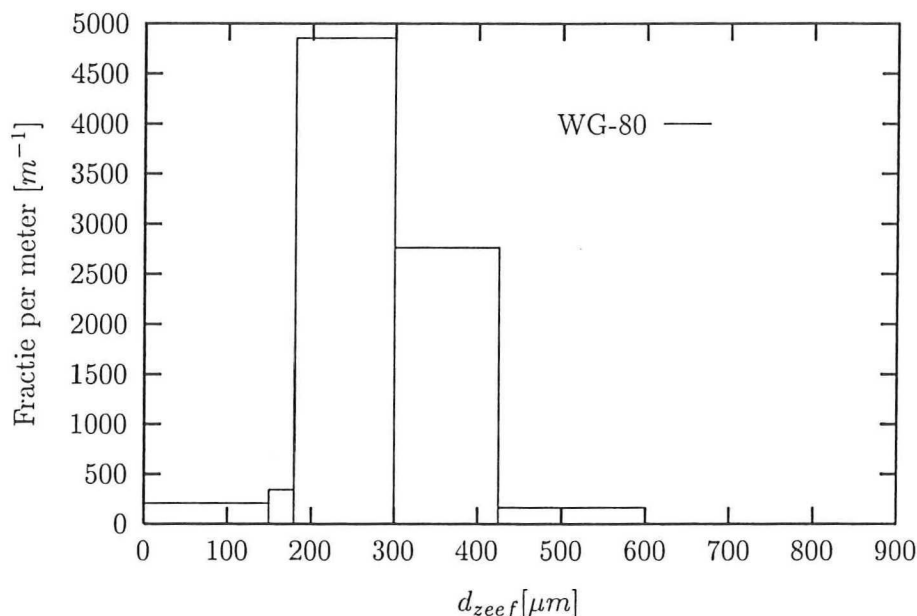
De gritstraal opstelling

4.1 Het metaalgrit

Bij het gritstralen zijn harde, scherpe deeltjes nodig om de verf van zijn substraat te verwijderen. Geprobeerd is zo dicht mogelijk bij de werkelijkheid te blijven en daarom is in dit onderzoek gemeten met het commercieel verkrijgbare Wheelabrator Allevard metaalgrit WG-50 en WG-80. Metaalgrit is hoofdzakelijk gekozen omdat deze tijdens het meten in mindere mate opbreekt in kleinere fracties dan korund of hoogovenslak. De dichtheid van deze metalen deeltjes is 7600 kg/m^3 . De deeltjesgrootteverdeling wordt bepaald door ze met een zeefset te scheiden in fracties. In figuur 4.1 en figuur 4.2 staan de verdelingen van deeltjes als functie van zeefdiameter voor WG-50 en WG-80. De fracties zijn genormeerd met de breedte van de desbetreffende deeltjesklasse, zodat het totale oppervlak van de staven in het histogram gelijk aan 1 is.



FIGUUR 4.1: De deeltjesgrootteverdeling van staalgrit WG-50.



FIGUUR 4.2: De deeltjesgrootteverdeling van staalgrit WG-80.

Bij WG-50 is de deeltjesgrootteverdeling twee keer gemeten tijdens dit onderzoek: in november 1994 en in november 1995. Er is te zien dat de deeltjesgrootteverdeling verandert doordat de fracties van de kleinere deeltjes in het mengsel zijn toegenomen ten koste van de fractie tussen de 425 μm en 600 μm . De toename van de grootste fractie is een meetfout vanwege de moeilijke reproduceerbaarheid van de metingen. Voor de verdeling van WG-50 is die van november 1995 genomen omdat na deze datum de definitieve metingen zijn gedaan.

De zeefdiameter is geen goede maat voor de karakteristieke diameter van de gritdeeltjes. Dat komt omdat de deeltjes niet bolvormig zijn. De karakteristieke diameter die geldt voor een deeltje is de diameter van een bolvormig deeltje met dezelfde massa als het niet-sferische deeltje. Voor deze zogenaamde massa-equivalente boldiameter d_{eq} geldt voor zanddeeltjes:

$$d_{eq} = c \cdot d_z, \quad (4.1)$$

waarin c een constante is en d_z de zeefdiameter van het deeltje. Voor c wordt de waarde 0.75 genomen.

Als karakteristieke diameter kan het gemiddelde of de mediaan genomen worden. In tabel 4.1 staan het gemiddelde en de mediaan van de zeefdiameter en de equivalente boldiameter van de deeltjes.

grit	$\bar{d}_z$	$d_{med,z}$	$\bar{d}_{m,eq}$	$d_{med,eq}$
WG-50	470	478	353	358
WG-80	285	275	214	206

TABEL 4.1: Karakteristieke deeltjesgroottes van WG-50 en WG-80.

Het verschil tussen gemiddelde en mediaan is niet erg groot; 1.4 % bij WG-50 en 3.8 % bij WG-80.

Als karakteristieke maat van de deeltjes wordt het gemiddelde genomen. Deze karakteristieke deeltjesdiameter zal gebruikt worden om de versnelling van een deeltje ten gevolge van de

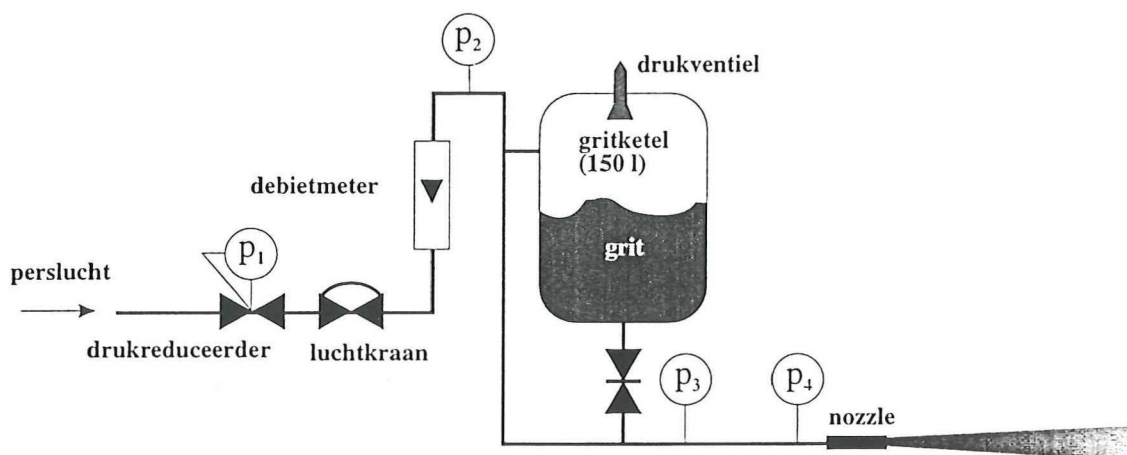
wrijvingskracht te berekenen.

Voor WG-50 geldt dan $\bar{d}_p = 353 \mu m$ en voor WG-80 $\bar{d}_p = 214 \mu m$.

4.2 De lucht- en grittoevoer

Het deel van de gritstraal opstelling dat zorgt voor toevoer van lucht en grit wordt getoond in figuur 4.3.

Voor het gritstralen is perslucht nodig. In de praktijk wordt gestraald met drukken tussen



FIGUUR 4.3: De toevoer van grit en lucht.

10 en 15 bar afkomstig van compressoren. De perslucht voor deze proeven is afkomstig van een compressor en heeft onbelast een druk van circa 6.8 bar.

De perslucht wordt met een flexibele slang naar de reduceerventiel vlak bij de gritketel geleid waarmee de druk p_1 geregeld kan worden tussen 0 en 6.8 bar.

Het luchtdebiet wordt bepaald door de minimale doorsnede van de nozzle en de drukval over de nozzle. De druk p_4 vlak voor de nozzle wordt geregeld met het reduceerventiel via de instelling van p_1 .

De opstelling wordt opgestart door de luchtkraan open te draaien. De luchtkraan dient niet om het luchtdebiet te bepalen.

Het volumedebiet van de luchtstroom wordt gemeten met een Kytölä rotameter type HT-4ES normaaldebiet 0.3 tot $2 m^3/min$. Achter de debietmeter wordt de druk opnieuw gemeten. (p_2 in figuur 4.3.)

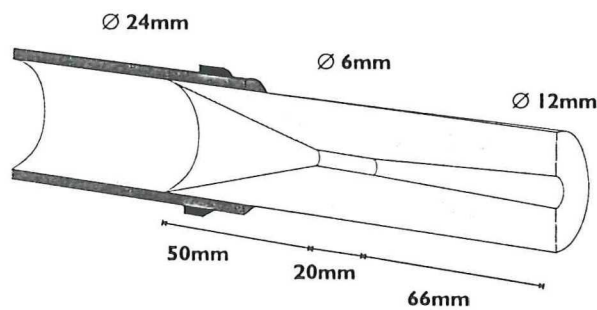
Voor de grittoevoer is gebruik gemaakt van een industriële gritketel met een inhoud van 150 liter. Het grit wordt via een vulopening aan de bovenkant in de gritketel gebracht. De bodem van de ketel loopt conisch af naar een cilindrische buis met een diameter van zo'n twee centimeter. De onderkant van deze buis kan met de gritkraan worden dichtgedraaid. De grootte van de opening en daardoor ook het gritdebiet kan zo continu geregeld worden in 11 slagen.

De gritketel wordt op dezelfde druk gebracht als de luchttoevoer via een verbindingstuk. De vulopening boven in de gritketel wordt afgesloten door een ventiel. De druk in de ketel wordt aangelegd omdat anders de gritkorrels niet in de toevoerslang gebracht zouden kunnen

worden wegens de daar heersende overdruk.

Vlak na het toevoegen van het metaalgrit bij de luchtstroom kan p_3 worden gemeten. Het twee-fasen mengsel van lucht en grit wordt door een flexibele slang met een inwendige diameter van 2.5 cm naar de nozzle getransporteerd. De nozzledruk die het luchtdebiet mede bepaald wordt zo dicht mogelijk voor de nozzle gemeten met een manometer p_4 . Deze meet de karakteristieke druk in dit onderzoek.

4.3 De nozzle



In de nozzle wordt het twee-fasen mengsel versneld doordat bij constant massadebiet het doorstroomde oppervlak kleiner wordt en dus de snelheid van het mengsel groter. In dit onderzoek is gebruik gemaakt van een keramische 6 mm *long venturi nozzle* die wordt beschermd door een metalen *casing*. (zie figuur 4.4)

FIGUUR 4.4: Doorsnede van de 6 mm 'long venturi' nozzle.

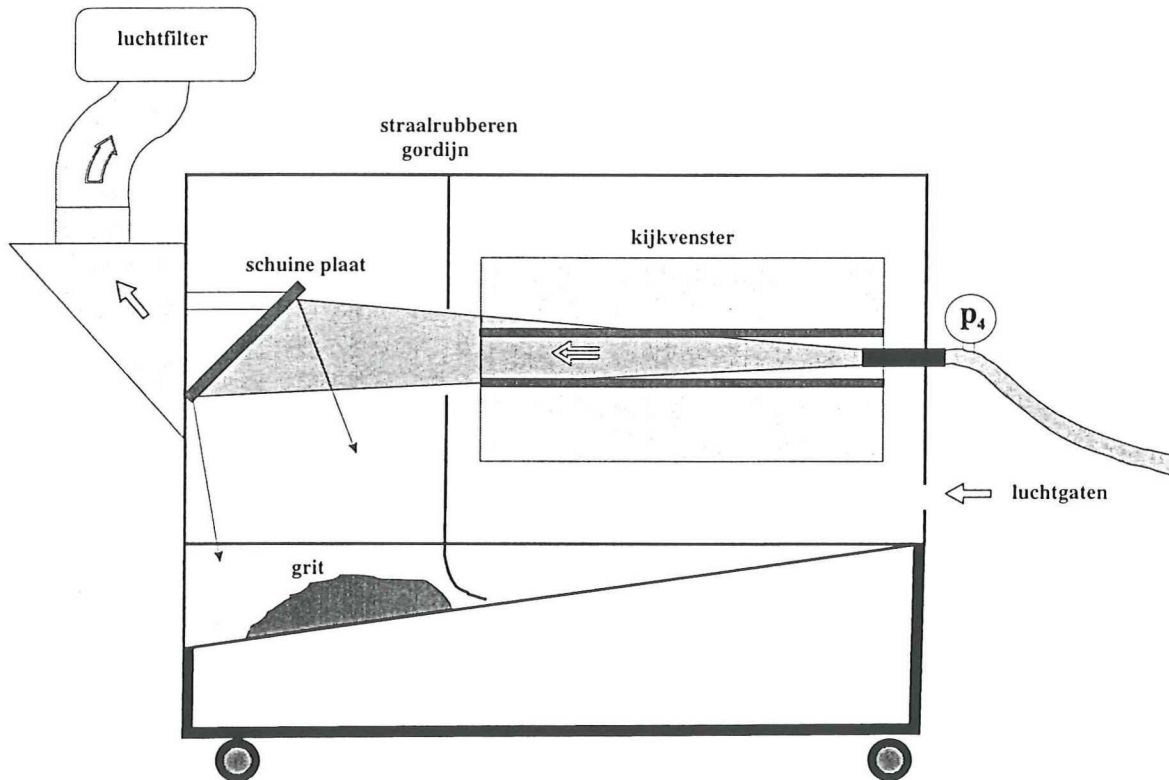
4.4 De straalcabine

De nozzle is gefixeerd aan en mondt uit in de straalcabine. De straalcabine dient om de omgeving tegen de jet te beschermen en het grit er in op te vangen. (zie figuur 4.5) De afmetingen van de straalcabine zijn 1 bij 1 bij 2 m. De straalcabine is aan de binnenkant bekleed met elastisch straalrubber waarvan de gritdeeltjes terugstuiten zodat de hardboard wanden van de straalcabine niet beschadigen.

Voor de optische toegankelijkheid van de jet zijn kijkvensters gemaakt aan weerszijden van de straalcabine. De ruiten zijn van glas en zijn 50 cm breed en 90 cm lang waarmee tot circa 80 cm achter de nozzle kan worden gemeten omdat de kozijnen een deel van de ruit bedekken en de voorkant van de nozzle een stuk de cabine insteekt.

Via het elastische straalrubber op de verticale achterwand van de cabine stuiten de deeltjes terug. Daardoor wordt het kijkvenster beschadigd en de jet zelf verstoord. Daarom is er een straalrubberen gordijn 1 meter voor de nozzle met een gat van 27 cm doorsnede in de straalcabine opgehangen. De jet gaat door het gat heen, maar deeltjes kunnen niet terugstuiten. Hoewel de meeste terugstuitende deeltjes nu door het gordijn werden tegengehouden, stuiten sommige deeltjes nog terug door de jet zelf. Om dit terugstuiten te voorkomen, is een plaat onder een hoek van ongeveer 45° aan het einde van de cabine bevestigd om de gritdeeltjes schuin naar beneden terug te laten stuiten.

Ondanks de maatregelen worden door de extreme omstandigheden tijdens het gritstralen de glazen ruiten nog steeds beschadigd. Daarom moet geregeld een glazen ruit vervangen worden door een nieuwe.



FIGUUR 4.5: De straalcabine.

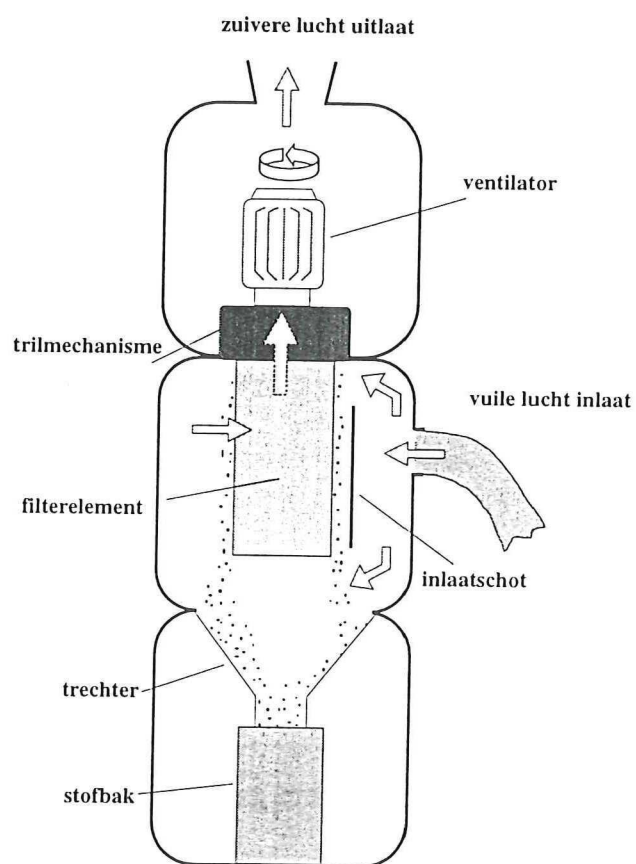
4.5 Het luchtfilter

In figuur 4.6 staat een schets van het luchtfilter. Het is een Donaldson Torit luchtfilter model VS 1500 met een capaciteit van $2400 \text{ m}^3/\text{h}$. Dit luchtfilter is nodig om kleine stofdeeltjes uit het metaalgrit te houden omdat de stofemissie schadelijk is voor de aanwezige apparatuur en deze tevens de snelheidsmetingen nadelig beïnvloed. (zie paragraaf 6.2) Om een luchtstrooming te creëren die de stofdeeltjes transporteert uit de straalcabine en te voorkomen dat de straalcabine op een onderdruk wordt gezogen, zijn er aan de kant van de nozzle luchtgaten in de cabine gemaakt. De aanzuiging van de vervuilde lucht gebeurt met de ventilator van het luchtfilter. Deze lucht wordt door een cilindrisch filterelement gezogen. De stofdeeltjes blijven achter op het filter en de gezuiverde lucht wordt er aan de bovenkant van het filter uitgeblazen.

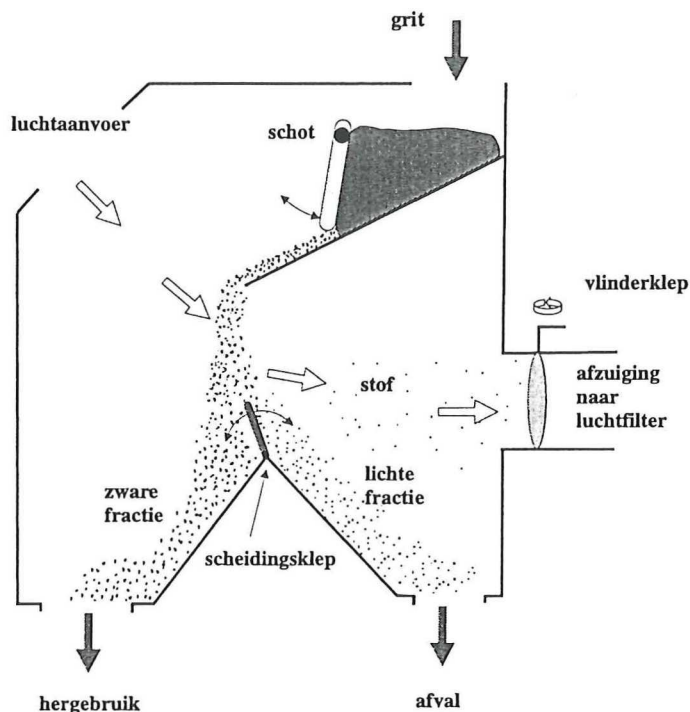
Na het uitschakelen van het luchtfilter treedt er na circa 30 seconden automatisch een trilmechanisme in werking die de stofdeeltjes van het filter los trilt. De deeltjes worden via een trechter opgevangen in een stofbak.

4.6 De gritscheider

Gedurende het gritstralen breken deeltjes op in kleinere fracties en ontstaan er in de loop van de tijd stofdeeltjes. Hoe kleiner de deeltjes zijn, hoe meer ze de neiging hebben om de luchtsnelheid te volgen. Omdat kleine deeltjes en stof de metingen sterk beïnvloeden is het nodig stof en kleine deeltjes van het metaalgrit te scheiden. Dit wordt gedaan met een

FIGUUR 4.6: *Het luchtfilter.*

gritscheider. (zie figuur 4.7)



FIGUUR 4.7: De gritscheider.

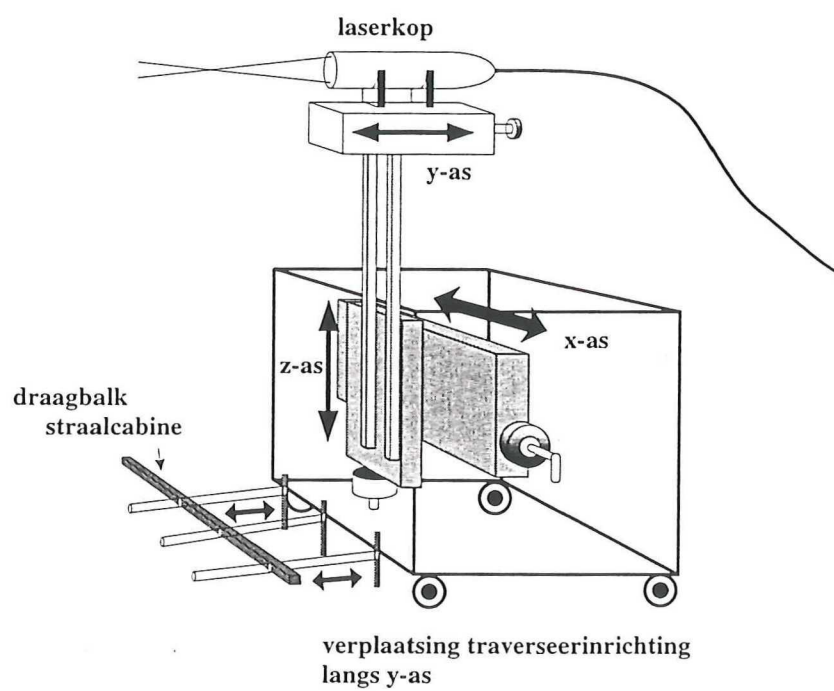
De gritscheider is een ontwerp van Wheelabrator Alleward en heeft geen typenummer. Bovenin wordt het gritmengsel gestort. Het gewicht van het grit duwt een scharnierend schot opzij, zodat er een spleet ontstaat waardoor het grit kan ontsnappen. Het grit glijdt over een schuine plaat en valt als een gordijn naar beneden. Tijdens de verticale val is er een horizontale stroming van lucht die het stof en de lichtere deeltjes meesleurt terwijl de zwaardere korrels minder invloed van de luchtstroom ondervinden. Met een scharnierende scheidingsklep en een vlinderklep in het afzuigingskanaal kan de grootte van de deeltjes die gescheiden worden ingesteld worden. Het stof wordt afgezogen naar het luchtfilter en de lichte en zware fracties worden opgevangen in verschillende bakken.

4.7 De traverseerinrichting

Voor de straalcabine is een traverseerinrichting met drie vrijheidsgraden geplaatst. Zo kan naar een willekeurige positie in de jet getraverseerd worden. De traversering moet met de hand gebeuren. (zie figuur 4.8)

De traversering langs de x-as heeft slechts een bereik van 24 cm. Dit is niet genoeg om tot 80 cm achter de nozzle metingen te doen. Daarom moet tijdens of tussen de metingen de traverseerinrichting in zijn geheel verplaatst worden.

Om de traverseerinrichting parallel ten opzichte van de straalcabine te houden en de positie reproduceerbaar te maken is er een geleiding gemaakt die tijdens de meting gefixeerd is aan de straalcabine en de traverseerinrichting.



FIGUUR 4.8: De traverseerinrichting van de laserprobe.

Hoofdstuk 5

Het meetprogramma

In dit hoofdstuk wordt het meetprogramma behandeld. Om massa- en impulsstromen in de jet te kunnen bepalen worden grit- en luchtdebieten in de jet bepaald. (zie paragraaf 5.1) In paragraaf 5.2 wordt het meetprogramma van de LDA-metingen gegeven.

5.1 De debietmetingen

5.1.1 Het gritdebiet

Om het massadebiet van het grit te bepalen wordt de gritketel gevuld met een lading grit en op een weegschaal geplaatst. Tijdens het stralen daalt de totale massa als functie van de tijd. Met een stopwatch wordt het verschil in massa op twee tijdstippen bepaald. Uit het tijdverschil en het massaverschil kan een gemiddeld massadebiet bepaald worden.

Bij WG-50 zijn debietmetingen bij drukken van 2.0 tot en met 6.0 bar gedaan bij verschillende standen van de gritkraan, variërend van helemaal dicht tot helemaal open. De druk betreft de druk bij het drukventiel p_1 en niet de nozzledruk p_4 .

Omdat de LDA-metingen verricht zijn bij instellingen van de nozzledruk p_4 , zijn de metingen van de gritdebieten bij de druk van het drukventiel p_1 gereproduceerd bij nozzledruk p_4 . De definitieve metingen van het gritdebiet bij p_4 zijn tegelijkertijd met de LDA-metingen gedaan. Bij WG-80 is gekeken of het debiet bij één instelling stationair bleef gedurende circa 25 minuten bij een lading van circa 200 kg.

5.1.2 Het luchtdebiet

Gelijktijdig met de gritdebiet metingen zijn ook metingen van het luchtdebiet gedaan. Na het drukventiel en tussen de eerste twee drukmeters in bevindt zich een rotameter. (zie figuur 4.3 in paragraaf 4.1) Deze geeft het volumedebiet weer van de lucht. Bij het omrekenen naar een massadebiet moet rekening gehouden worden met de verschillende dichtheden van lucht bij verschillende drukken. Voor het massadebiet door een flowmeter geldt volgens [van den

Akker, 1992]:

$$\Phi_m = C \cdot (A_b(h) - A_v) \cdot \sqrt{\frac{2\rho_g(\rho_v - \rho_g)gV_v}{A_v}} \quad (5.1)$$

Hier is C de doorstroomcoëfficiënt is [-], $A_b(h)$ het oppervlak van de dwarsdoorsnede van de buis op hoogte h [m^2], A_v het oppervlak van de grootste dwarsdoorsnede van de vlotter, ρ_g de dichtheid van lucht en ρ_v de dichtheid van de vlotter, g de gravitatieversnelling en V_v het volume van de vlotter. Bij goede benadering geldt:

$$\Phi_m \sim \sqrt{\rho_g} \quad (5.2)$$

Vatten we lucht op als een ideaal gas dan geldt:

$$pV = nRT \quad (5.3)$$

waarin p de druk is [Pa], V het volume [m^3], n het aantal moleculen [mol], R de gasconstante [$J/mol \cdot K$] en T de absolute temperatuur [K]. Voor een gas geldt:

$$\frac{V}{n} \sim \frac{1}{\rho} \quad (5.4)$$

gecombineerd met formule 5.3 volgt:

$$\rho \sim p \quad (5.5)$$

Bij constante temperatuur geldt dan dat ρ_g evenredig is met de druk van de lucht. Als luchtdruk zal p_2 in de meetopstelling als druk genomen worden behorende bij de lucht die door de debietmeter gaat. Daarbij moet rekening gehouden worden met het feit dat de aangegeven druk de *overdruk* ten opzichte van de buitenlucht is. We krijgen dan als functie voor het massadebiet van de lucht:

$$\Phi_{m,g} \sim \sqrt{p_a} = \sqrt{\frac{p_0 + p_2}{p_0}} \quad (5.6)$$

Voor de bepaling van het massadebiet $\Phi_{v,g}$ uit het gemeten volumedebiet $\Phi_{v,g}$ rekening houdend met de druk wordt gebruik gemaakt van de volgende formule:

$$\Phi_{m,g} = \rho_g \Phi_{v,g} \sqrt{1 + \frac{p_2}{p_0}} \quad (5.7)$$

Met formule 5.7 wordt het massa debiet voor de lucht bepaald. Hierin is ρ_g de dichtheid van lucht bij atmosferische druk [kg/m^3], p_0 de atmosferische druk [Pa], $\Phi_{v,g}$ het gemeten volumedebiet [m^3/s] en p_2 de overdruk van de tweede drukmeter [Pa]. Om de fout in $\Phi_{m,g}$ te bepalen wordt formule 5.7 omgeschreven tot:

$$\Phi_{m,g} = \rho_g \Phi_{v,g} \sqrt{Z} \quad (5.8)$$

Waarin Z gesubstitueerd is voor $1 + \frac{p_2}{p_0}$. Voor de fout in $\Phi_{m,g}$ geldt:

$$\left(\frac{\delta \Phi_{m,g}}{\Phi_{m,g}} \right)^2 = \left(\frac{\delta \rho_g}{\rho_g} \right)^2 + \left(\frac{\delta \Phi_{v,g}}{\Phi_{v,g}} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \right)^2 \left(\frac{\delta Z}{Z} \right)^2 \quad (5.9)$$

Voor δZ geldt:

$$(\delta Z)^2 = \left(\frac{\delta p_2}{p_0} \right)^2 + \left(\frac{p_2}{p_0^2} \delta p_0 \right)^2 \quad (5.10)$$

Met formule 5.9 en 5.10 kan nu de fout $\delta \Phi_{m,g}$ bepaald worden.

5.2 De LDA metingen

5.2.1 Jet parameters

De invloed van diverse parameters op het snelheidsverloop van de deeltjes in de jet zijn onderzocht.

- Gritsoort

In het begin zijn enkele proefmetingen gedaan met polystyreendeeltjes omdat deze deeltjes monodispers zijn en bolvormig. Bovendien zijn de omstandigheden waaraan de meetopstelling wordt blootgesteld bij polystyreendeeltjes veel minder extreem dan bij metaalgrit. Toen echter bleek dat de signalen afkomstig van de polystyreendeeltjes een veel lagere signaal ruis verhouding hadden dan de signalen afkomstig van metalen deeltjes, is besloten om alleen met metaalgrit te meten.

- Deeltjesgrootte

Voor het stralen was metaalgrit van drie deeltjesklassen voorhanden: WG-40, WG-50 en WG-80. Er is gemeten met WG-50 en WG-80 met gemiddelde deeltjesdiameters van respectievelijk $\bar{d}_p = 353 \mu m$ en $\bar{d}_p = 214 \mu m$. (zie paragraaf 4.1)

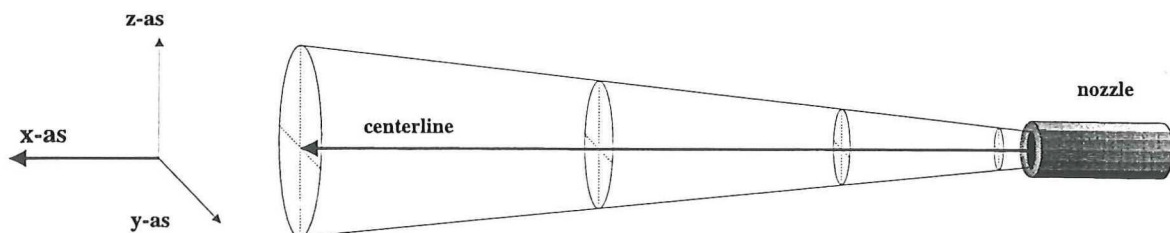
- Nozzledruk

De 6 mm nozzle opereert in de praktijk bij een druk van 7 à 8 bar. Zoals vermeld in paragraaf 4.2 is gebruik gemaakt van het persluchtnet dat slechts een maximale druk van 6.8 bar kan leveren. Dit is de luchtdruk in onbelaste toestand. Door belasting van de compressoren daalde de uiteindelijke nozzledruk tot circa 6.0 bar. Om extra speelruimte te hebben voor metingen bij hogere luchtdebieten en eventuele grotere nozzle diameters, is als hoogste druk geen 6.0 maar 5.6 bar gekozen.

Verder zijn metingen gedaan bij 5.0 en 4.0 bar. Lagere drukken gaan te veel van de praktijk situatie afwijken en zijn om die reden niet ingesteld.

5.2.2 Axiale profielen

Om de snelheidsafname langs de centerline van de jet te meten is er langs de x-as gemeten. Dit is de as van de jet of de centerline. In figuur 5.1 is de jet getekend met de bijbehorende assen. Er is gemeten vanaf 9 mm stroomafwaarts van de keramische nozzle. De metalen



FIGUUR 5.1: Schets van de jet voor metingen langs de centerline.

casing van de keramische nozzle was 5 mm dik en vanwege het kruisen van de stralen moest nog 4 mm voor de metalen casing begonnen worden met meten. In dit verslag wordt dit punt

$x=0$ genoemd. Het eindpunt van de x -profielen ligt 80 cm stroomafwaarts van de nozzle. Dat is het bereik van het kijkvenster.

Omdat het bereik in de x -richting van de gebruikte traverseerinrichting slechts 24 cm is, is in vier stappen tot 80 cm achter de nozzle gemeten. Het laatste punt van een serie is als beginpunt genomen voor de volgende serie om een overlap in de metingen te hebben.

Omdat de concentratie en dus ook het aantal gemeten deeltjes per seconde verder van de nozzle aanzienlijk daalde, is in ieder gebied de afstand tussen de meetpunten vergroot. In tabel 5.1 staat de stapgrootte Δx tussen de meetpunten bij verschillende afstanden van de nozzle.

$x[cm]$	$\Delta x[cm]$
0-24	2
20-44	3
40-64	4
60-80	5

TABEL 5.1: *Stapgrootte voor de metingen langs de centerline.*

De axiale profielen van WG-80 zijn gereproduceerd. Hierbij is de hele centerline in één keer doorgemeten en niet in verschillende stukken zoals bij vorige metingen. Tevens is de stand van de slang op grote afstand van de nozzle gefixeerd voor de drie verschillende nozzledrukken.

5.2.3 Radiale profielen.

Er zijn ook radiale profielen gemeten op vier plaatsen in de jet : op $x=0$, 10, 35 en 70 cm.

Bij $x=0$ zijn metingen gedaan om de uitlaatcondities van de nozzle te meten, bij $x=10$ omdat daar de gemiddelde axiale snelheid op de centerline maximaal is. Bij $x=70$ omdat in de praktijk zich daar het werkpunt van de gritstraal bevindt, en bij $x=35$ om een tweede profiel in de ontwikkelde jet te meten.

Ook bij de radiale profielen is, afhankelijk van x , de stapgrootte tussen de punten veranderd. (zie tabel 5.2)

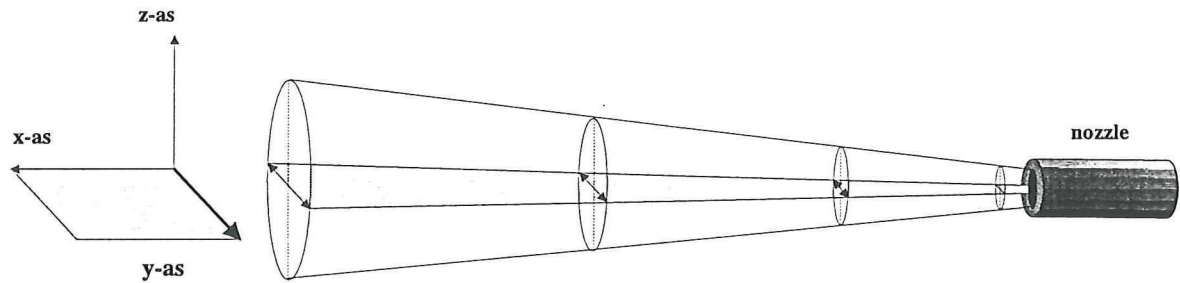
$x[cm]$	$\Delta r[cm]$
0	0.2
10	0.4
35	1.0
70	2.0

TABEL 5.2: *Stapgrootte voor de metingen in radiale profielen.*

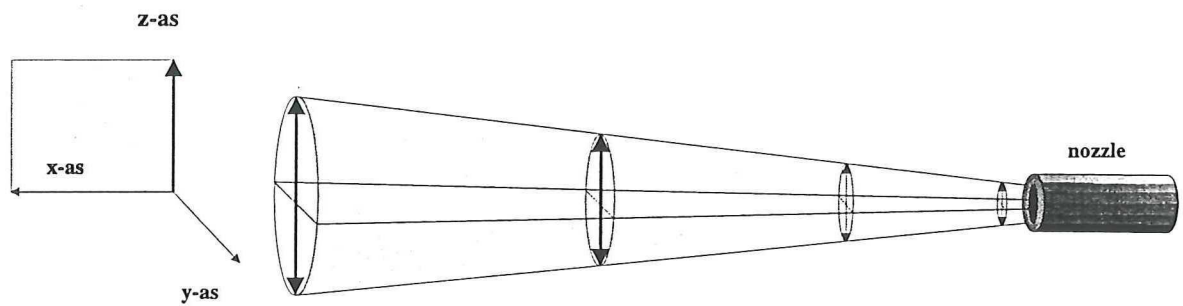
De afstanden zijn zo gekozen dat er per doorsnede minimaal acht meetpunten zijn. Dit aantal is voldoende om de vorm van een dwarsprofiel te bepalen. Het uiterste punt van de doorsnede is gemeten op het punt waar de data rate kleiner dan 10 % is van de data rate op de centerline of waar de data rate onder de 5 Hz ligt.

Als de jet axisymmetrisch is, leveren de metingen van axiale snelheden in de jet voor y - en z -profiel hetzelfde resultaat. Bij WG-50 zijn zowel y - als z -profielen gemeten. Toen bleek dat de snelheidsprofielen symmetrisch waren (zie ook hoofdstuk 7), zijn voor WG-80 alleen

nog z-profielen gemeten. Er is gekozen voor z-profielen om de radiale snelheidscomponent te kunnen meten. Bij een y-profiel wordt de omtreksnelheid van de deeltjes rond de as gemeten, en dit is een snelheidscomponent die niet onderzocht wordt. In figuur 5.2 en 5.3 zijn de y- en z-profielen getekend.



FIGUUR 5.2: Schets van de jet voor y-profiel metingen.



FIGUUR 5.3: Schets van de jet voor z-profiel metingen.

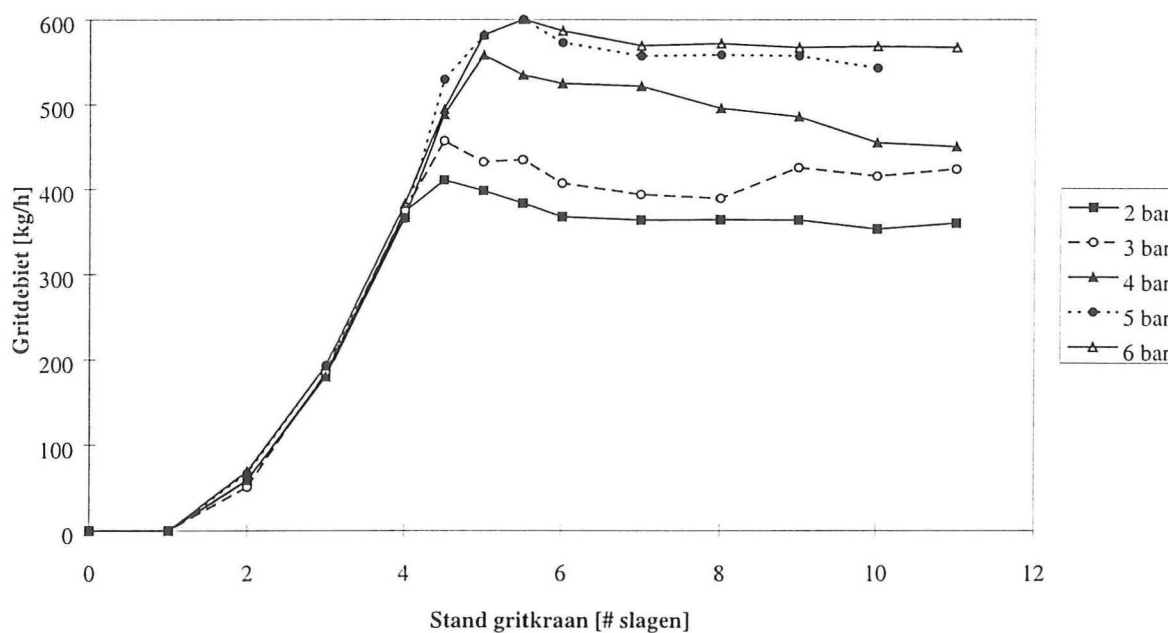
Hoofdstuk 6

Resultaten debiet- en proefmetingen

6.1 Resultaten debietmetingen

6.1.1 Het gritdebiet

De gritdebieten zijn gemeten met de methode beschreven in paragraaf 5.1.1. In figuur 6.1 staan de gemeten gritdebieten bij WG-50 als functie van de stand van de gritkraan met druk p_1 tussen 2.0 en 6.0 bar.



FIGUUR 6.1: *Het gritdebiet als functie van de stand van de gritkraan bij verschillende drukken.*

De grafieken kunnen onderverdeeld worden in drie gebieden.

In het eerste gebied tot en met 4 slagen neemt het debiet voor alle drukken evenveel toe.

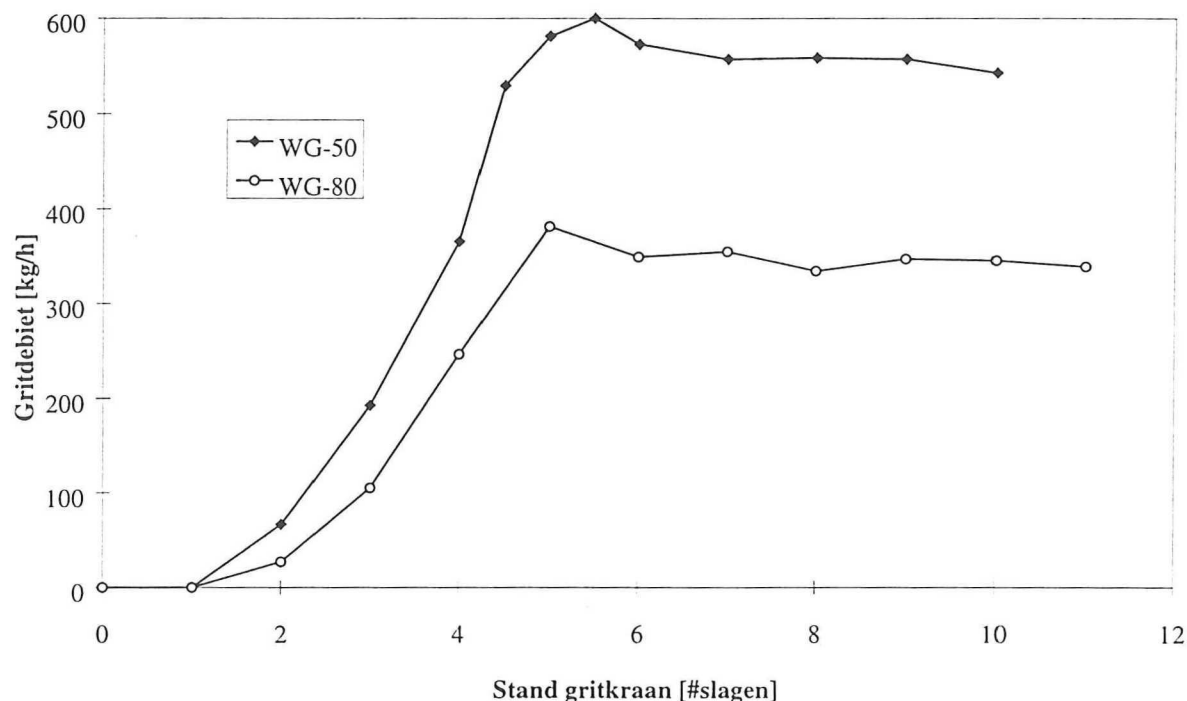
In dit gebied is de opening waardoor het grit kan stromen de beperkende factor voor de

gritstroom en dus bepalend voor het debiet.

In het gebied tussen 4 en de 6 slagen bereikt het debiet een maximale waarde. Dit maximum is groter bij hogere drukken.

Wordt de gritkraan nog verder open gedraaid, dan zakt over het algemeen het debiet weer iets. De grote gritstroom verstopt de toevoerslang zodat er minder goed lucht doorheen kan stromen en daardoor neemt het gritdebiet iets af.

In figuur 6.2 worden de gritdebieten van WG-50 en WG-80 met elkaar vergeleken bij een nozzledruk p_4 van 5.0 bar.



FIGUUR 6.2: Het gritdebiet als functie van de stand van de gritkraan bij 5.0 bar voor WG-50 en WG-80.

Omdat bij een stand van 5 slagen de gritdebieten voor beide gritsoorten en voor alle drie de drukken rond hun maximum liggen, is besloten om de stand van de gritkraan voor alle LDA-metingen op 5 te zetten.

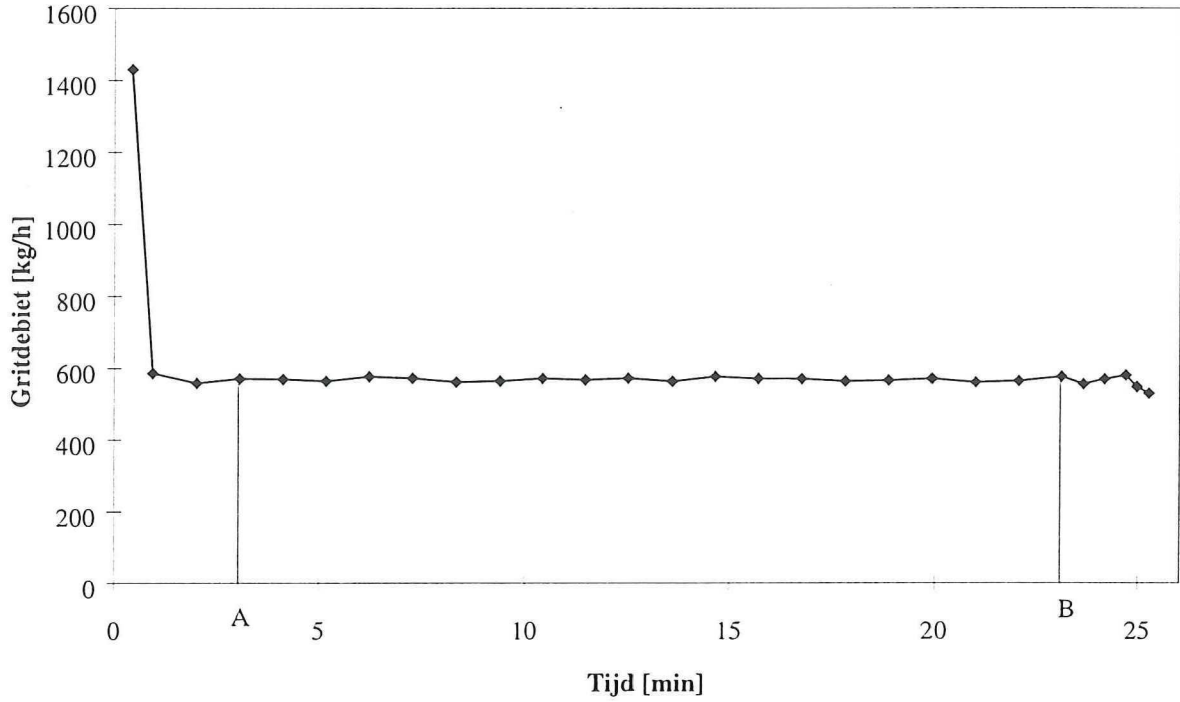
Om te kijken of de gritdebieten stationair zijn, is het debiet gedurende langere tijd gemeten. Er is steeds een volledige lading grit gebruikt van circa 200 kg. Hiermee zijn metingen gedaan gedurende 20 à 25 minuten, afhankelijk van gritsoort en nozzledruk. Dit is gedaan bij 3 drukken voor WG-50 en WG-80.

In figuur 6.3 is het gritdebiet als functie van de tijd te zien voor WG-50 bij 4.0 bar.

De grafieken van metingen bij 5.0 en 5.6 bar en voor WG-80 bij 4.0, 5.0 en 5.6 bar hebben een soortgelijk verloop en zullen daarom niet getoond worden.

Na het opstarten van de opstelling duurt het circa drie minuten voordat het debiet stationair is. Dit komt omdat de toevoerslang bij het opstarten nog leeg is en gevuld wordt met grit tot er een stationaire situatie is ontstaan.

Na deze inlooptijd is het debiet gedurende lange tijd stationair. Dit is de periode in figuur 6.3 aangegeven tussen de punten A en B. In deze periode wordt het gemiddelde debiet bepaald.



FIGUUR 6.3: Het gritdebit van WG-50 bij 4.0 bar als functie van de tijd.

Aan het einde van de meting daalt het debiet doordat de hoeveelheid grit in de gritketel opdraakt en niet meer regelmatig in de toevoerslang stroomt. Deze daling vindt plaats in de laatste minuut van de meting.

In het gebied zonder begin- en eindeffect is het gemiddelde en de fout van het gritdebit bepaald voor WG-50 en WG-80 bij 4.0, 5.0 en 5.6 bar. Voor het gemiddelde massadebiet van het grit $\bar{\Phi}_{m,p}$ geldt:

$$\bar{\Phi}_{m,p} = \frac{1}{n} \sum_i^n \Phi_{m,g,i} \quad (6.1)$$

Waarbij n het totaal aantal metingen is en $\Phi_{m,g,i}$ het massadebiet van de i^e meting.

Voor de fout in het gemiddelde gritdebit geldt:

$$\delta\bar{\Phi}_{m,p} = t_\nu \frac{s}{\sqrt{n}}, \quad (6.2)$$

waarin $\delta\bar{\Phi}_{m,p}$ de fout in $\bar{\Phi}_{m,p}$ is, t_ν de student t factor, s de gemeten standaard afwijking en n het aantal waarnemingen.

In tabel 6.1 staan de gritdebieten met hun fouten voor WG-50 en WG-80 bij 4.0, 5.0 en 5.6 bar berekend met formule 6.1 en 6.7.

Om te bepalen of het debiet afgezien van begin- en eindeffect stationair is, wordt gekeken naar de bandbreedte waarbinnen van het gritdebit zich begeeft. De relatieve bandbreedte $\Delta\bar{\Phi}_{m,p}$ wordt gedefinieerd als het verschil tussen de maximale en de minimale waarde voor het gritdebit gerelateerd aan het gemiddelde:

$$\Delta\bar{\Phi}_{m,p} = \frac{\Phi_{m,g,max} - \Phi_{m,g,min}}{\bar{\Phi}_{m,p}} \cdot 100\% \quad (6.3)$$

$p_4[\text{bar}]$	$\bar{\Phi}_{m,p} [\text{kg/h}]$	
	WG-50	WG-80
4.0	568.4 ± 2.4	369.0 ± 3.5
5.0	578.4 ± 4.5	378.7 ± 2.3
5.6	583.0 ± 4.8	383.6 ± 2.5

TABEL 6.1: Massadebieten grit voor WG-50 en WG-80 bij 4.0, 5.0 en 5.6 bar.

In tabel 6.2 staan de relatieve bandbreedtes voor WG-50 en WG-80.

$p_4[\text{bar}]$	$\Delta\Phi_{m,p}[\%]$	
	WG-50	WG-80
4.0	2.95	3.79
5.0	3.48	2.87
5.6	3.05	2.66

TABEL 6.2: Relatieve bandbreedtes voor WG-50 en WG-80 bij 4.0, 5.0 en 5.6 bar.

Omdat de relatieve bandbreedte klein is (maximaal 3.79 %), wordt de twee-fasen jet stationair beschouwd.

6.1.2 Het luchtdebiet

Met formule 5.7, 5.9 en 5.10 afgeleid in paragraaf 5.1.2 kunnen we het luchtdebiet $\Phi_{m,a}$ en de fout $\delta\Phi_{m,a}$ berekenen.

Er geldt dan voor temperaturen $T = 15 \pm 10^\circ \text{C}$ dat $\rho_g = 1.226 \pm 0.044 \text{ kg/m}^3$, $\delta\Phi_{v,a}$ wordt bepaald door de afleesfout en is $= 0.6 \text{ m}^3/\text{h}$, $\delta p_2 = 0.1 \text{ bar}$ en $\delta p_0 = 0.07 \text{ bar}$.

In tabel 6.3 en 6.4 staan de berekende massadebieten en hun fouten voor lucht bij WG-50 en WG-80 onder standaard condities.

$p_1[\text{bar}]$	$p_2[\text{bar}]$	$\Phi_{v,a} [\text{m}^3/\text{h}]$	$\Phi_{m,a} [\text{kg/h}]$
4.0	4.1	27.0	74.75 ± 3.76
5.0	5.1	33.0	99.92 ± 4.93
5.6	5.7	34.8	110.44 ± 5.43

TABEL 6.3: Massadebiet lucht voor WG-50.

In figuur 6.4 staan de massadebieten van grit en lucht voor WG-50 en WG-80 bij verschillende drukken. De gritdebieten van WG-50 en WG-80 stijgen nauwelijks bij een stijging van de druk van 4 naar 5.6 bar: respectievelijk 2.6 en 4.0 %.

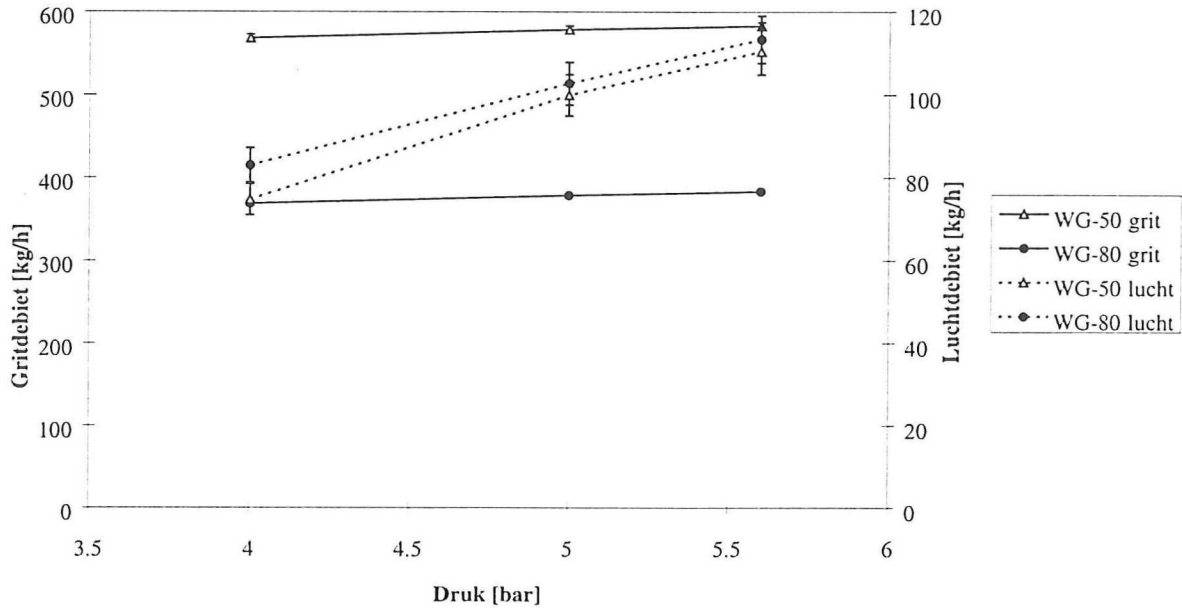
Het gritdebiet van WG-50 is bij alle drukken circa 53 % groter dan het gritdebiet van WG-80. De luchtdebieten voor beide gritsoorten verschillen 11 % van elkaar.

De loading ratio $\Phi_0[-]$ is gedefinieerd als de verhouding tussen de massadebieten van grit en lucht:

$$\Phi_0 = \frac{\Phi_{m,p}}{\Phi_{m,a}} \quad (6.4)$$

$p_1[\text{bar}]$	$p_2[\text{bar}]$	$\Phi_{v,a} [\text{m}^3/\text{h}]$	$\Phi_{m,a} [\text{kg}/\text{h}]$
4.0	4.1	30.0	83.06 ± 4.11
5.0	5.0	34.2	102.71 ± 5.04
5.6	5.6	36.0	113.39 ± 5.56

TABEL 6.4: Massadebiet lucht voor WG-80.

FIGUUR 6.4: Grit- en luchtdebieten met hun foutgebieden als functie van de druk p_4 voor WG-50 en WG-80.

Met foutformule:

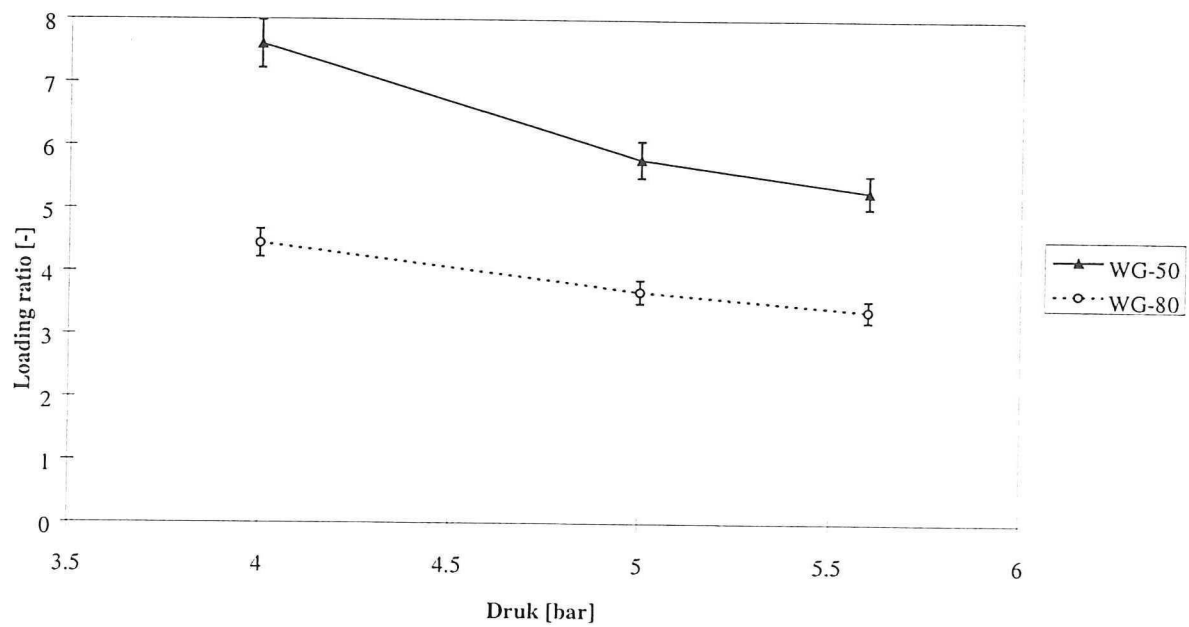
$$\left(\frac{\delta\Phi_0}{\Phi_0}\right)^2 = \left(\frac{\delta\Phi_{m,p}}{\Phi_{m,p}}\right)^2 + \left(\frac{\delta\Phi_{m,a}}{\Phi_{m,a}}\right)^2 \quad (6.5)$$

In tabel 6.5 en in figuur 6.5 staan de loading ratio's Φ_0 voor WG-50 en WG-80 bij 4.0, 5.0 en 5.6 bar.

$p_4(\text{bar})$	$\Phi_0 [-]$	
	WG-50	WG-80
4	7.60 ± 0.38	4.44 ± 0.22
5	5.79 ± 0.29	3.69 ± 0.18
5.6	5.28 ± 0.26	3.38 ± 0.17

TABEL 6.5: Loading ratio's voor WG-50 en WG-80.

Omdat het luchtdebit stijgt bij toenemende druk en het gritdebit nagenoeg constant blijft, daalt de loading ratio voor zowel WG-50 als WG-80 bij toenemende druk.



FIGUUR 6.5: *Loading ratio's als functie van de druk voor WG-50 en WG-80 bij 4.0, 5.0 en 5.6 bar.*

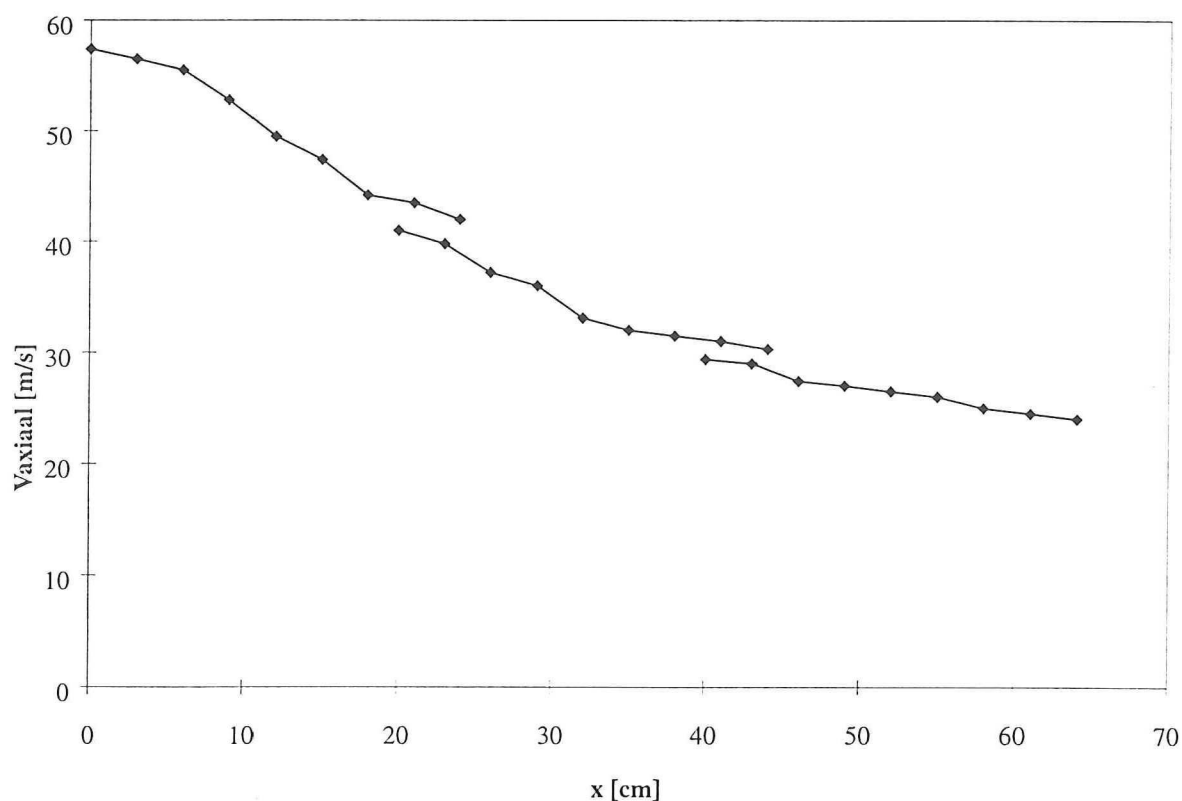
6.2 Resultaten proefmetingen

6.2.1 Invloed van stof op de gemiddelde axiale snelheid

Tijdens het gritstralen slijt het grit en delen van de straalcabine. De kleine stofdeeltjes die als gevolg hiervan ontstaan hopen zich op in het gritmengsel. Met formule 2.19 in paragraaf 2.2.5 kunnen we zien dat de wrijvingskracht evenredig is met de oppervlakte van de projectie van het deeltje en dus met d^2 . De versnelling van een deeltje wordt berekend met behulp van formule 2.24. Daarbij is de massa van het deeltje evenredig met d^3 . De versnelling is dus omgekeerd evenredig met de deeltjesgrootte d .

Dit betekent dat stofdeeltjes veel gemakkelijker versneld en vertraagd worden dan de grotere gritdeeltjes. Ze volgen daarom bij benadering de snelheid van de lucht, terwijl juist de snelheid van de gritdeeltjes onderzocht moet worden. De invloed van stofdeeltjes op het snelheidsprofiel is groot en wordt nog versterkt door het feit dat stofdeeltjes, ondanks hun kleine massafractie, in grote getale aanwezig zijn in het mengsel. De snelheden worden gemiddeld over het aantal gemeten deeltjes en hierin zijn de snelheden van stofdeeltjes zwaar oververtegenwoordigd.

Dit effect wordt aangetoond met de meetwaarden van proefmetingen. In figuur 6.6 staan de gemiddelde axiale snelheden als functie van x voor WG-50 bij een druk van 5.0 bar.



FIGUUR 6.6: De axiale snelheid als functie van de afstand tot de nozzle voor WG-50 bij 5.0 bar.

Met eenvoudige aannames wordt de vertraging van de deeltjes met formule 2.24 berekend. Deze berekende waarde zal vergeleken worden met de gemeten vertraging die bepaald wordt

met behulp van figuur 6.6.

Voor C_w nemen we de waarde 0.44. Deze waarde geldt alleen voor hoge Reynoldsgetallen, maar voldoet voor het doel van deze berekening. De deeltjes worden bolvormig verondersteld met een diameter van ongeveer $350 \mu\text{m}$ (zie tabel 4.1), ρ_a is 1.2 kg/m^3 en ρ_p is 7600 kg/m^3 . Voor een maximale vertraging van de berekende vertraging wordt verondersteld dat de lucht stilstaat. Met een gemiddelde deeltjessnelheid van circa 40 m/s is het gemiddelde snelheidsverschil ongeveer 40 m/s . De berekende waarde voor de vertraging a_{ber} is dan 238 m/s^2 .

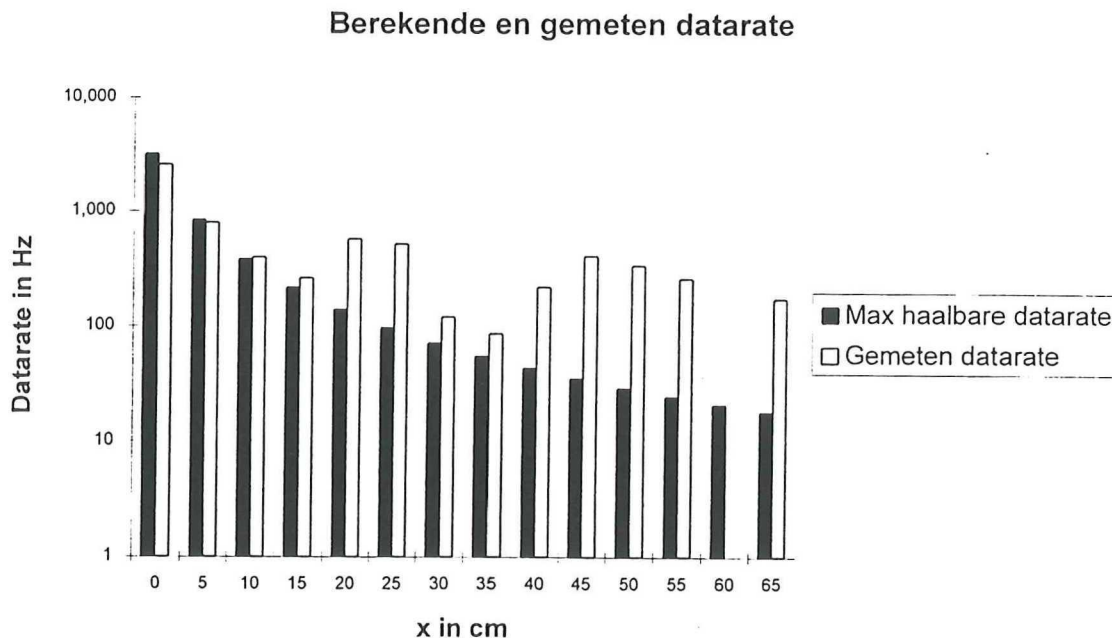
Bekijken we de gemeten vertraging in de jet door de grafiek te lineariseren, dan vinden we voor de gemeten vertraging a_{met}

$$a_{met} = \frac{\Delta v}{\Delta t} = v \frac{\Delta v}{\Delta s} \quad (6.6)$$

Hierin is v de snelheid van het deeltje, hier gelijk aan 40 m/s , Δv het verschil in snelheid $57-25 = 32 \text{ m/s}$ en Δs de afgelegde afstand van 0.6 m . De gemeten vertraging a_{met} is dan 2133 m/s^2 .

De gemeten vertraging a_{met} is dan circa een factor 9 groter dan de berekende vertraging a_{ber} . Dit grote verschil tussen berekende en gemeten vertraging wordt geweten aan invloed van het stof.

De afname van de datarate is berekend als functie van x . Door de verbreding van de jet moet de data rate als functie van de afstand tot de nozzle aanzienlijk afnemen. De gemeten datarates bleken echter onwaarschijnlijk hoog te zijn van 20 tot 65 cm achter de nozzle. (zie figuur 6.7) Dit bevestigde het vermoeden over de aanwezigheid van stofdeeltjes.



FIGUUR 6.7: Berekende datarates en gemeten datarates als functie van z voor WG-50.

6.2.2 Discontinuïteiten in de grafieken

Zoals behandeld in hoofdstuk 4 moest de traverseerinrichting verplaatst worden tussen de metingen. Toen de traverseerinrichting nog niet gefixeerd was aan de straalcabine, was de fout in de positie van de traverseerinrichting erg groot. Dit had tot gevolg dat er discontinuïteiten in de grafieken optraden en de reproduceerbaarheid van de metingen een stuk slechter was. Het installeren van een fixering verbeterde de nauwkeurigheid van het positioneren aanzienlijk en daarmee ook de reproduceerbaarheid van de metingen.

Een andere oorzaak van de discontinuïteiten in de grafieken was dat de metingen van één grafiek niet direct na elkaar zijn gedaan. Omdat het kijkvenster op grotere afstanden van de nozzle sterker beschadigd werd dan op kleinere afstanden, zijn eerst metingen verricht op grotere afstanden om zo weinig mogelijk last te ondervinden van een lagere datarate door beschadiging van het glas. De meeste LDA-metingen vertonen discontinuïteiten op veelvouden van 20 cm achter de nozzle wegens het verplaatsen van de traverseerinrichting.

Een andere oorzaak voor de discontinuïteiten is dat de gritketel uit- en ingeschakeld geweest kan zijn tussen de verschillende verplaatsingen van de traverseerinrichting van de metingen in één grafiek. Na het vullen van de ketel met een nieuwe lading grit blijken de snelheden onder dezelfde condities zich anders in te stellen.

6.2.3 Inschakelverschijnsel

In paragraaf 6.1 is gesproken over een tijdsduur van circa drie minuten die nodig is om een stationaire instelling voor het gritdebiet te krijgen. Dit begineffect is ook zichtbaar in de LDA-metingen. In figuur 6.8 staat het verloop van de axiale snelheid als functie van de tijd.

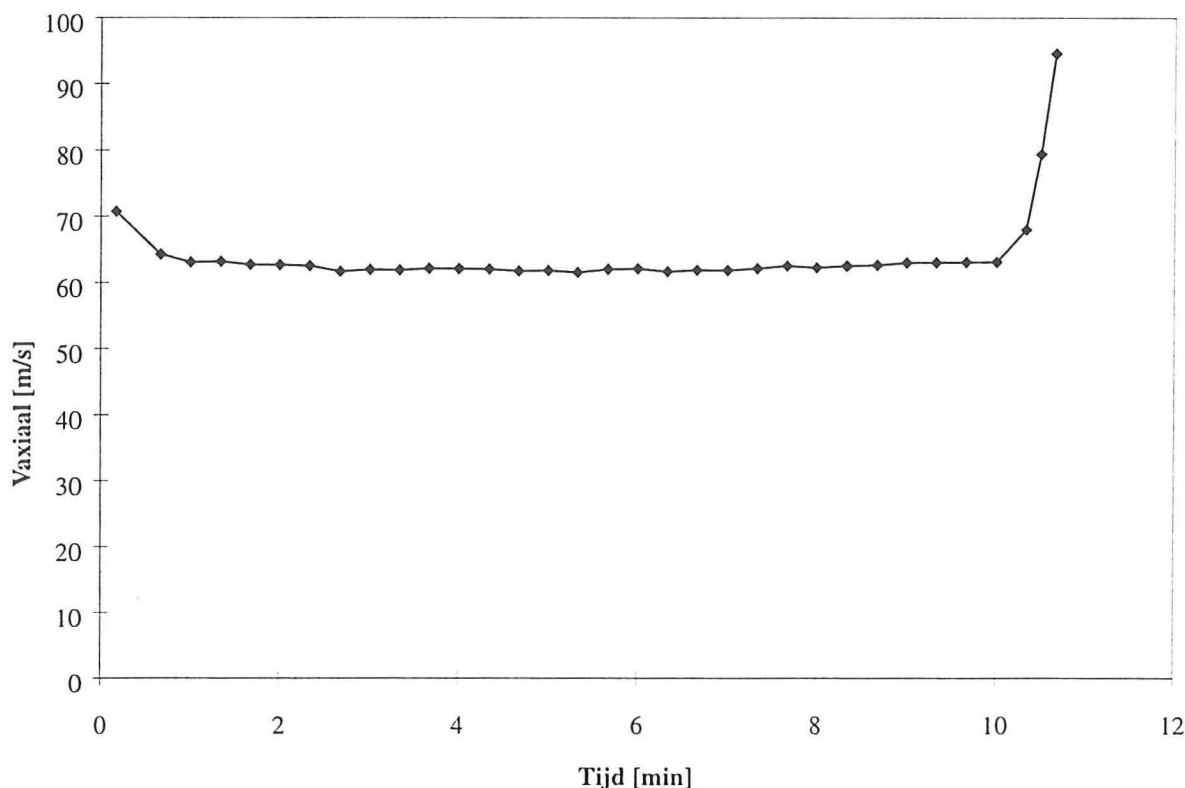
Afgezien van begin- en eindeffecten is de axiale snelheid constant. Het tijdstip vanaf waar de metingen constant zijn is afhankelijk van de druk en de stand van de toevoerslang, maar is maximaal drie minuten na het in werking zetten van de gritopstelling. Dit komt overeen met de bevindingen uit paragraaf 6.1 en hieruit kan geconcludeerd worden dat de jet stationair is.

Uit de metingen in het stationaire gebied kan het foutinterval $\delta\bar{u}$ berekend worden voor de axiale snelheid voor metingen vlak voor de nozzle. De berekende standaard deviatie van de gemiddelde axiale snelheden in het stationaire gebied is 0.26 m/s. Voor de fout in de gemiddelde axiale snelheid geldt:

$$\delta\bar{u} = t_\nu \frac{s}{\sqrt{n}}, \quad (6.7)$$

waarin $\delta\bar{u}$ de fout in $\bar{u}$ is, t_ν de student t factor, s de gemeten standaard afwijking en n het aantal waarnemingen. Met de gegevens weergegeven in figuur 6.8 geldt dat $\bar{u} = 62.02$ m/s, $n = 16$, $t_\nu = 2.12$ en $s = 0.265$ m/s. $\delta\bar{u}$ wordt dan 0.14 m/s.

Dit is een relatieve fout van 0.23 %. Dit is klein ten opzichte van de reproduceerbaarheid van de meting.



FIGUUR 6.8: De axiale snelheid als functie van de tijd bij 4.0 bar voor WG-50.

6.2.4 Stand van de toevoerslang

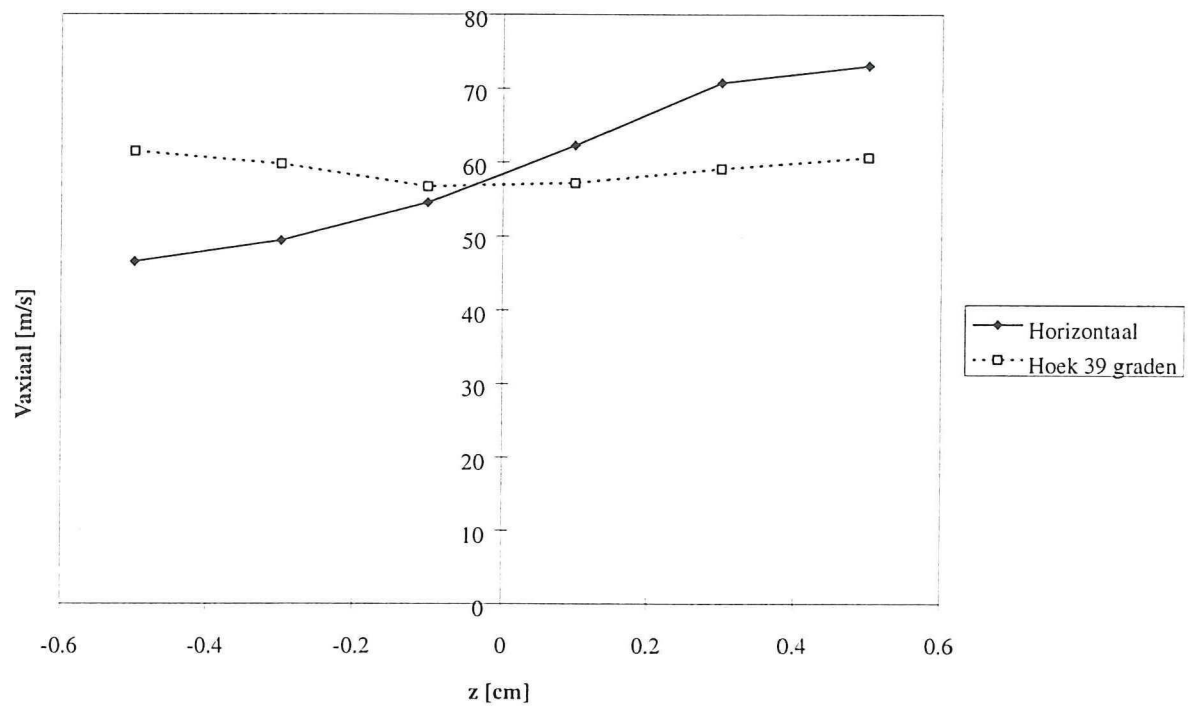
Er is geprobeerd om een axisymmetrische jet te creëren, ten eerste omdat een axisymmetrische jet theoretisch veel eenvoudiger te behandelen is, ten tweede omdat er dan maar in één richting radiale profielen gemeten hoeven te worden.

Aanvankelijk is de laatste meter van de toevoerslang horizontaal geplaatst om ervoor te zorgen dat de gritdeeltjes geen beginsnelheid hadden in radiale richting wanneer ze in de nozzle kwamen. Het uitzakken van de deeltjes naar de onderkant van de toevoerslang zorgt echter voor een inhomogene verdeling van deeltjes in de nozzle. Daardoor moet er meer grit aan de onderkant van de jet versneld worden dan boven in de jet en is de snelheid van de deeltjes onder in de jet aanzienlijk kleiner. Het verschil tussen axiale snelheden boven en beneden in de jet bedraagt zelfs 58 %.(zie figuur 6.9)

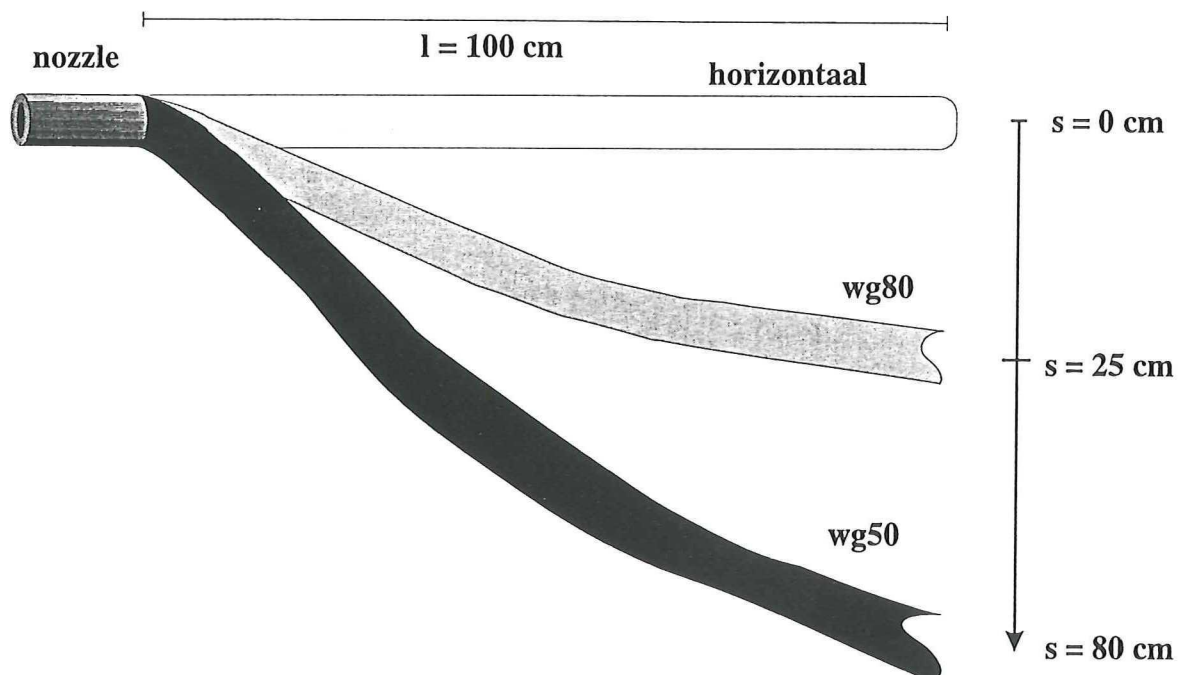
Om het verschil in axiale snelheden over een dwarsdoorsnede zo klein mogelijk te houden, is het gedeelte van de toevoerslang 1 meter voor de nozzle onder een hoek van beneden naar de nozzle gevoerd. Voor WG-50 is de hoek 39° en voor WG-80 14° . (zie figuur 6.10)

In figuur 6.9 is duidelijk te zien dat het snelheidsprofiel geen asymmetrisch snelheidsprofiel meer heeft doordat de toevoerslang onder een hoek is gebracht. De snelheden van radiale profielen zijn gemeten bij een groot aantal verschillende hoeken van de toevoerslang. De hoek waarbij het verschil tussen de axiale snelheden over het hele profiel minimaal waren, is gekozen als de hoek waarbij de LDA-metingen zijn verricht.

Niet alleen het laatste stuk van de toevoerslang bleek belangrijk voor de stroming, ook de stand van de toevoerslang verder dan 1 meter voor de nozzle. De meeste metingen zijn gedaan



FIGUUR 6.9: Radiale profielen van axiale snelheden bij twee verschillende standen van de toevoerslang bij 4.0 bar voor WG-50.



FIGUUR 6.10: De verschillende standen van de toevoerslang.

waarbij de stand van de toevoerslang in het gedeelte verder dan 1 meter voor de nozzle niet gefixeerd was. Verplaatsingen van de toevoerslang in de orde van 10 cm blijken een verschil van circa 5 % in de gemiddelde snelheid tot gevolg te hebben. Voor WG-80 zijn daarom nog extra metingen gedaan waarbij de slang ook verderop op een gefixeerde positie is gehouden. Daarbij is de hoek van het gedeelte van de laatste meter gelijk gehouden aan voorgaande metingen. De slang is zo geleidelijk mogelijk naar de nozzle geleid. In tabel 6.6 staan de verticale posities van de toevoerslang op verschillende plaatsen voor de nozzle.

afstand tot nozzle (m)	hoogte vanaf de grond (m)
0	1.47
1	1.22
2	0.73
3	0.53
4	0.23
≥ 5	0

TABEL 6.6: *Verticale positie toevoerslang.*

Hoofdstuk 7

LDA-metingen

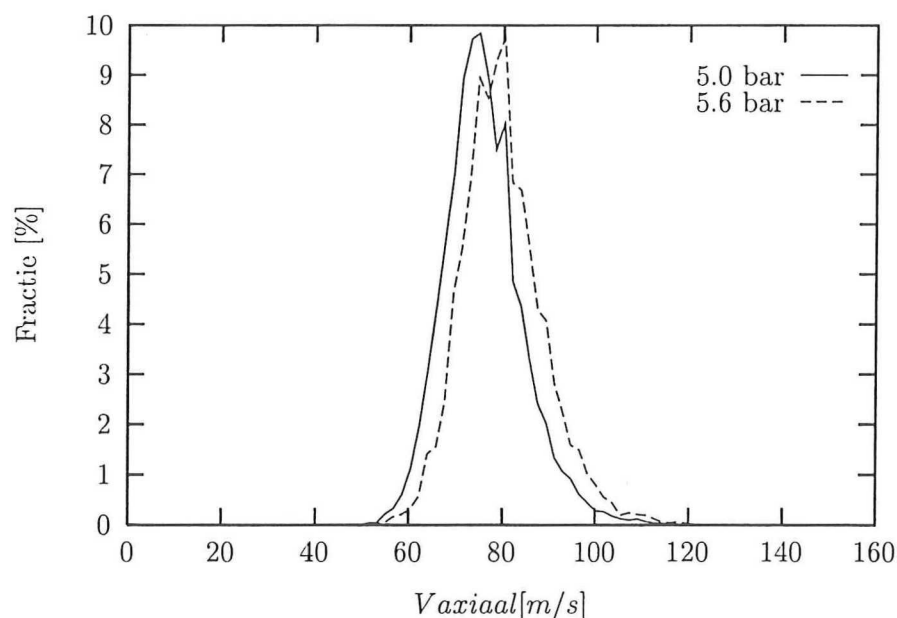
In dit hoofdstuk worden de resultaten gepresenteerd van de LDA-metingen. De grafieken in dit hoofdstuk dienen ter illustratie van de interpretatie van de metingen. Voor een volledig overzicht van de metingen wordt verwezen naar bijlage A.

7.1 Axiale snelheden

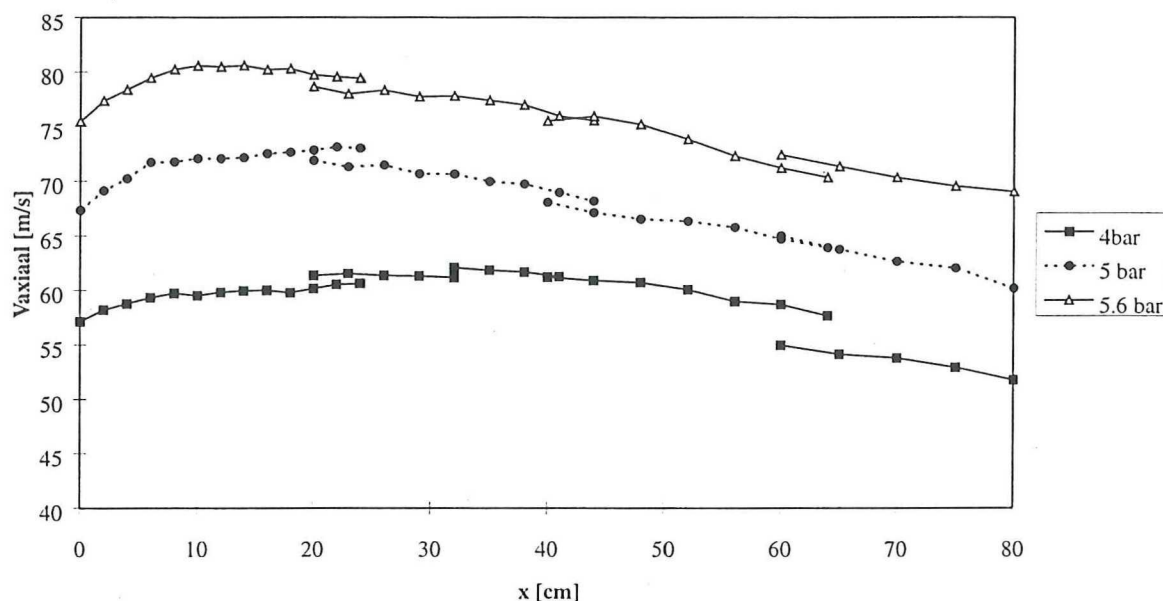
7.1.1 Axiale profielen

Gritsoort WG-50

De gemiddelde axiale snelheden worden bepaald uit de snelheidshistogrammen van de metingen op een bepaalde positie in de jet. In figuur 7.1 staan twee typische axiale snelheidshistogrammen vlak voor de nozzle voor WG-50 bij 5.0 en 5.6 bar.



FIGUUR 7.1: Axiale snelheidshistogrammen op $x=0$ voor WG-50 bij 5.0 en 5.6 bar.



FIGUUR 7.2: De axiale snelheid als functie van x voor WG-50.

Uit deze grafiek wordt het gemiddelde en de standaard deviatie bepaald van de axiale snelheden.

In figuur 7.2 is de gemiddelde axiale snelheid van de grit deeltjes uitgezet als functie van de afstand achter de nozzle bij verschillende drukken voor WG-50.

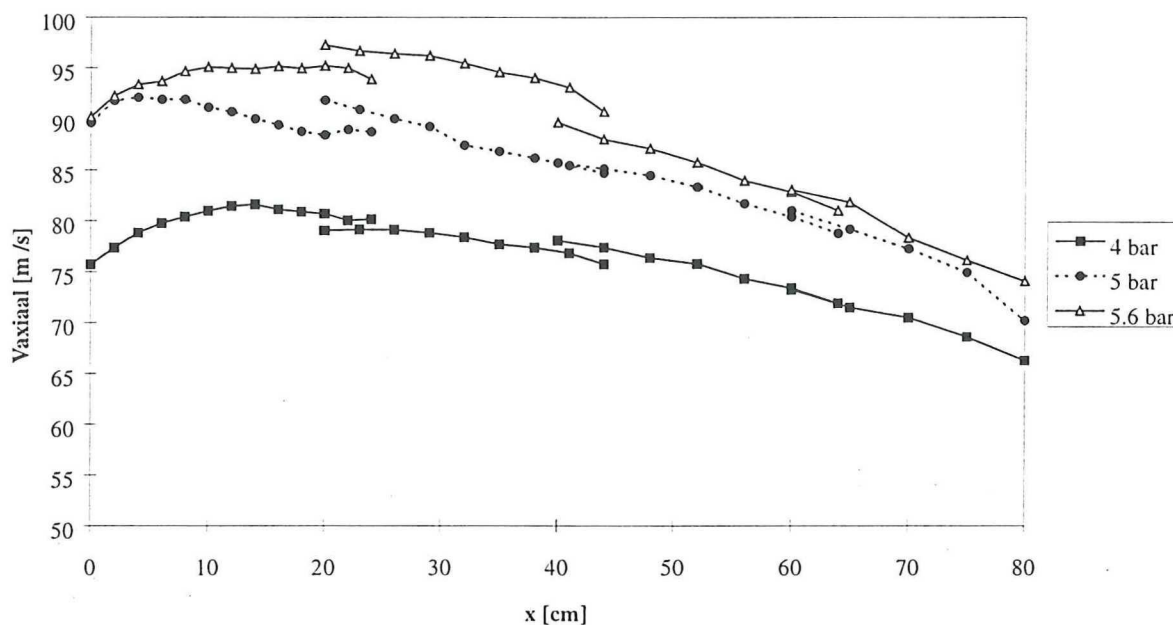
De gemiddelde snelheid van de deeltjes gaat omhoog indien de druk groter wordt, omdat het luchtdebiet stijgt met 47 % en het gritdebiet slechts met 2.6 %. (zie tabel 6.3 en 6.1) De toename van het luchtdebiet zorgt voor een grotere versnelling en dus een grotere snelheid van de nagenoeg constant gebleven hoeveelheid grit.

De grafieken bij 4.0, 5.0 en 5.6 bar vertonen alle drie een stijging tot circa 10 cm stroomafwaarts van de nozzle en een daling voor grotere afstanden stroomafwaarts. De verklaring is dat de lucht vlak achter de nozzle een snelheid heeft die groter is dan de gemiddelde deeltjessnelheid en daarom het grit versneld. Het grit wordt versneld tot een maximale snelheid daar waar geen snelheidsverschil meer is tussen de beide fasen. Verder stroomafwaarts van dit maximum wordt de luchtsnelheid kleiner dan de deeltjessnelheid en wordt het grit afgeremd door de lucht.

De discontinuïteiten op veelvouden van 20 cm achter de nozzle zijn het gevolg van het verplaatsen van de traverseerinrichting en de volgorde van de metingen. (zie paragraaf 6.2.2)

Gritsoort WG-80

In figuur 7.3 staan de gemiddelde axiale snelheden voor WG-80. Ook hier is net als bij WG-50 de snelheden groter voor hogere nozzledruk. Ook hier zijn de discontinuïteiten aanwezig. Bij de grafieken van 5.0 en 5.6 bar zijn er echter geen verschillen in snelheden vlak achter de nozzle hetgeen wel verwacht zou worden. Omdat vermoedens over de oorzaak hiervan waren zijn de metingen voor WG-80 voor axiale profielen gedupliceerd. Deze metingen worden in

FIGUUR 7.3: De axiale snelheid als functie van x voor WG-80(1).

het vervolg aangeduid met WG-80(2).

Gritsoort WG-80(2)

De threshold werd voor WG-80 aanvankelijk ingesteld op een waarde van 650 mV, omdat onder deze waarde ruis van het hoogdoorlaatfilter invloed had op het snelheidshistogram. (zie paragraaf 3.4.2) Nu bestond het vermoeden dat bij een drukverhoging van 5.0 naar 5.6 bar de deeltjes gemiddeld genomen wel werden versneld door het grotere luchtdebiet, maar dat de kleine en snelle deeltjes niet meer gedetecteerd werden vanwege een te hoge threshold instelling. Daarom zijn de LDA-metingen voor WG-80 bij axiale profielen voor 4.0, 5.0 en 5.6 bar gedupliceerd met een threshold instelling van 400 mV. In figuur 7.4 staan de histogrammen van axiale snelheden bij een druk van 5.6 bar en thresholds van 650 mV en 400 mV gemeten vlak achter de nozzle.

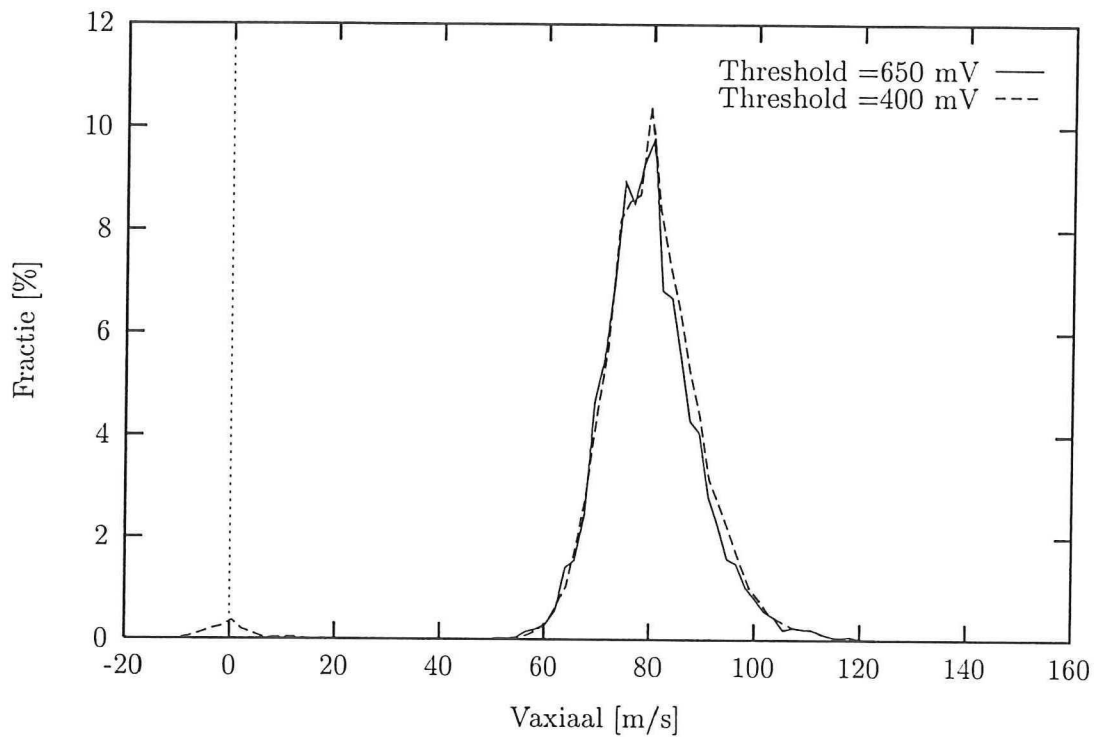
De snelheidshistogrammen geven aan dat er geen verschillen waren tussen de metingen met thresholds van 400 mV en 650 mV. Daaruit kan worden geconcludeerd dat de threshold instelling niet de oorzaak is van het kleine verschil tussen axiale snelheden bij 5.0 en 5.6 bar.

Om de discontinuïteiten zo klein mogelijk te maken zijn metingen voor WG-80(2) direct na elkaar gedaan.

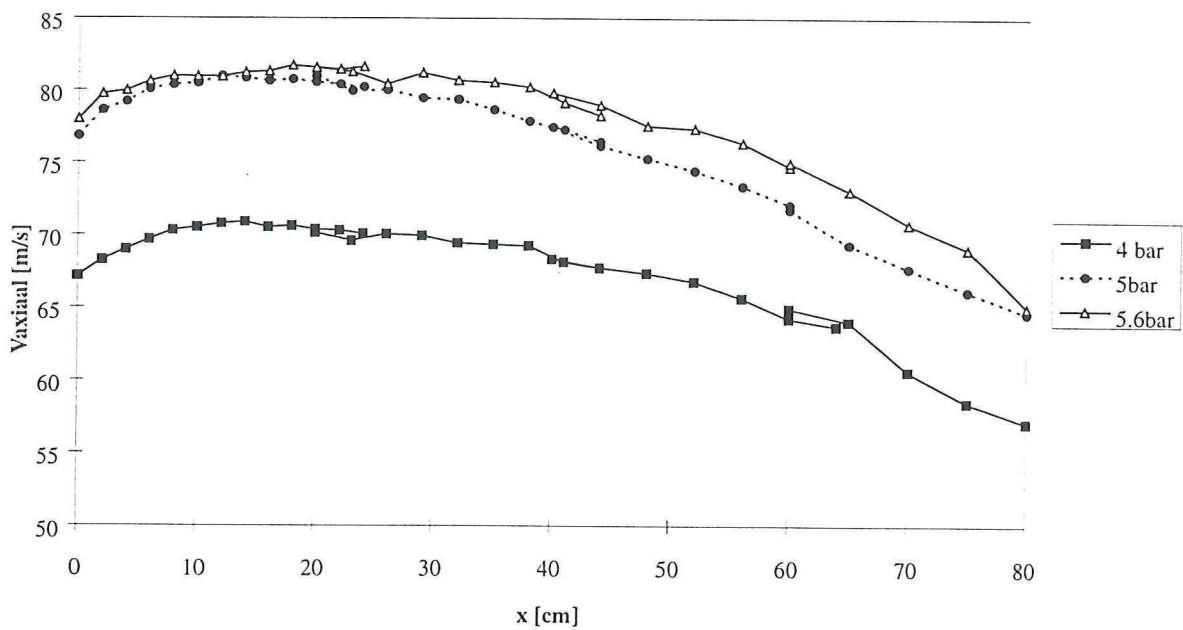
In figuur 7.5 staan de gedupliceerde metingen voor WG-80. Deze gereproduceerde metingen zullen vanaf nu aangeduid worden met WG-80(2).

Duidelijk te zien is dat de discontinuïteiten in de grafieken veel kleiner zijn dan in figuur 7.3. Ook hier zijn er nauwelijks verschillen tussen de snelheden bij 5.0 en 5.6 bar. Het kleine verschil in snelheden bij 5.0 en 5.6 bar is niet het gevolg van een te hoog ingestelde threshold.

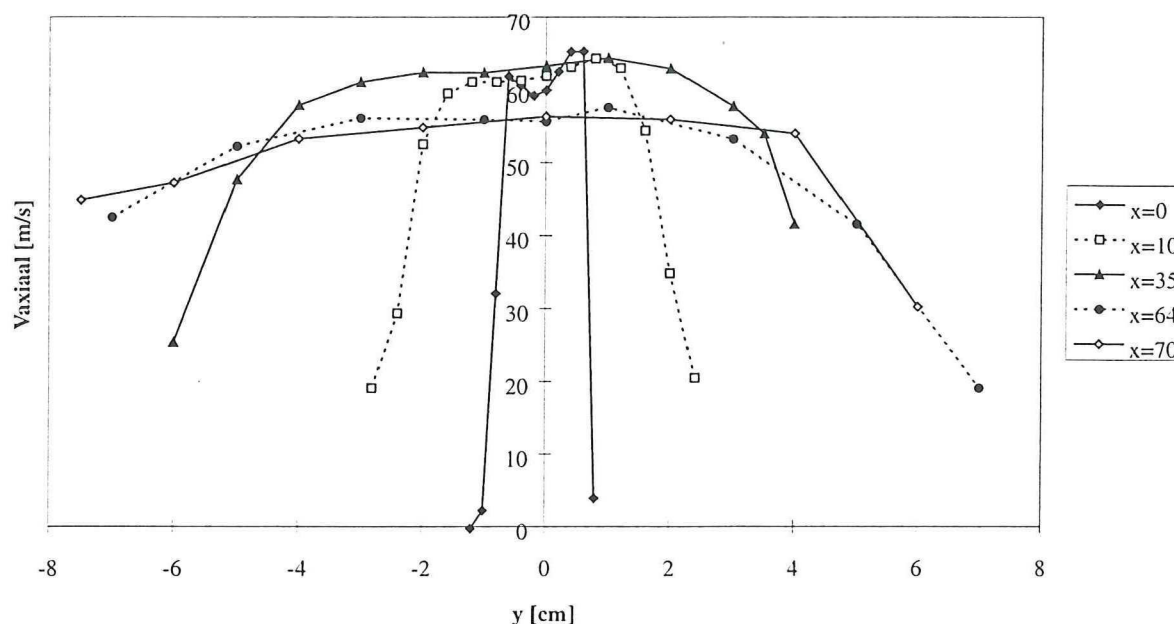
Een mogelijke verklaring voor het feit dat bij WG-80 de gemiddelde snelheid niet toeneemt bij verhoging van de druk van 5.0 naar 5.6 bar heeft te maken met de stijging van het gritdebiet.



FIGUUR 7.4: Histogrammen van axiale snelheden bij een druk van 5.6 bar en thresholds van 650 mV en 400 mV gemeten op $x=0$.



FIGUUR 7.5: De axiale snelheid als functie van x voor WG-80(2).

FIGUUR 7.6: De axiale snelheid als functie van y bij 4.0 bar voor WG-50.

Hoewel de stijging van het gritdebiet voor WG-80 bij een drukverhoging van 5.0 naar 5.6 bar slechts 1.29 % bedraagt, is deze stijging 63 % groter dan de relatieve stijging van 0.80 % voor WG-50.

7.1.2 Radiale profielen in horizontale richting

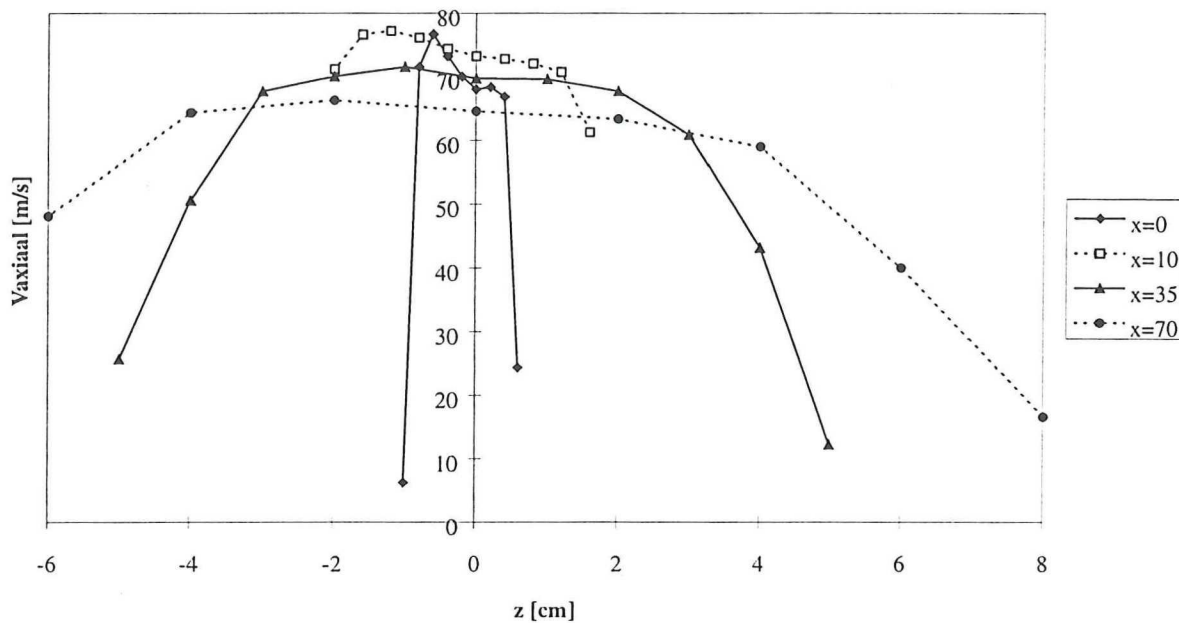
Gritsoort WG-50

De axiale snelheden zijn ook in radiale profielen gemeten in de jet. In figuur 7.6 staan voor WG-50 de axiale snelheden van de gritdeeltjes als functie van y bij 4.0 bar voor verschillende afstanden achter de nozzle. Daarbij valt op dat het profiel van de grafiek bij $x=0$ een dip vertoont. De reden daarvoor is dat de nozzle na de keel met een diameter van 6 mm uitloopt tot 12 mm en de verbreding van de jet kleiner is dan de uitloop van de nozzle. Daardoor ontstaat aan de randen van de uitstroombuiging een ruimte waar een lagere gritconcentratie heerst. De lucht zal relatief gemakkelijker door dit gebied ontsnappen dan door het gebied op de as van de jet waar de deeltjesconcentratie hoger is. De luchtsnelheid aan de rand is hoger en geeft de deeltjes aan de rand van de jet een grotere versnelling dan de deeltjes op de as van de jet.

De profielen verderop in de jet vertonen geen minimum op $y=0$ doordat radiale snelheidsverschillen door de sterke turbulentie snel vereffend worden.

De snelheden bij $x=10$ cm zijn hoger dan bij $x=0$ cm wegens de al eerder genoemde versnelling van de gritdeeltjes in het gebied tot circa 10 cm achter de nozzle. Voor grotere waarden van x neemt de snelheid vervolgens af.

De axiale snelheden van de gritdeeltjes als functie van y zijn ook gemeten voor 5.0 bar voor verschillende afstanden achter de nozzle. Bovenstaande constatering over de grafieken bij 4.0 bar ook van toepassing op de grafieken bij 5.0 bar. Het verschil is dat bij hogere drukken



FIGUUR 7.7: De axiale snelheid als functie van z bij 5.0 bar voor WG-50.

de snelheid op iedere positie in de jet toeneemt.

7.1.3 Radiale profielen in verticale richting

Gritsoort WG-50

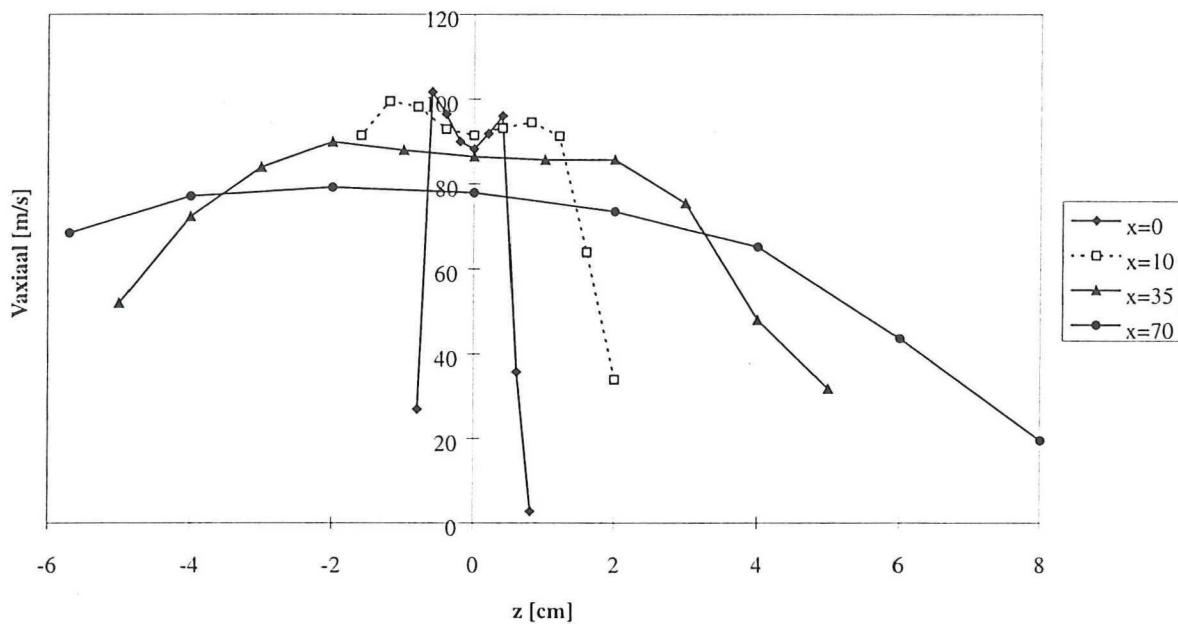
Radiale profielen van de axiale snelheid kunnen ook in de verticale richting worden gemeten. Indien de jet axisymmetrisch is, moeten deze profielen hetzelfde zijn als de profielen in horizontale richting. In figuur 7.7 staan profielen van de axiale snelheden als functie van z bij 5.0 bar voor WG-50.

De versnelling en de vertraging van de gritdeeltjes voor de profielen steeds verder stroomafwaarts is net als bij profielen in de y -richting duidelijk. Een verschil met de horizontale profielen is dat het snelheidsprofiel hier asymmetrischer verloopt. Dit komt door de problemen met de aanvoerslang die behandeld zijn in paragraaf ???. Het asymmetrische verloop in het profiel in de z -richting op $x=0$ wordt minder vereffend dan in de y -richting voor profielen verder stroomafwaarts en daarom is er een lichte asymmetrie voor de z -profielen.

Gritsoort WG-80

Ook voor WG-80 zijn radiale profielen van axiale snelheden in de z -richting gemeten. In figuur 7.8 staan profielen gemeten bij 5.0 bar.

Vergelijken we deze grafieken met die van figuur 7.7 dan liggen de snelheden bij WG-80 hoger dan bij WG-50. De kleinere deeltjes van WG-80 worden tot hogere snelheden versneld dan de deeltjes van WG-50. Dit komt doordat het luchtdebiet vrijwel hetzelfde is, maar het massadebiet van WG-80 slechts circa 65 % bedraagt van het massadebiet van WG-50. Kleine deeltjes hebben een grotere oppervlakte-volume verhouding en worden daardoor meer



FIGUUR 7.8: De axiale snelheid als functie van z bij 5.0 bar voor WG-80.

versneld dan grotere deeltjes.

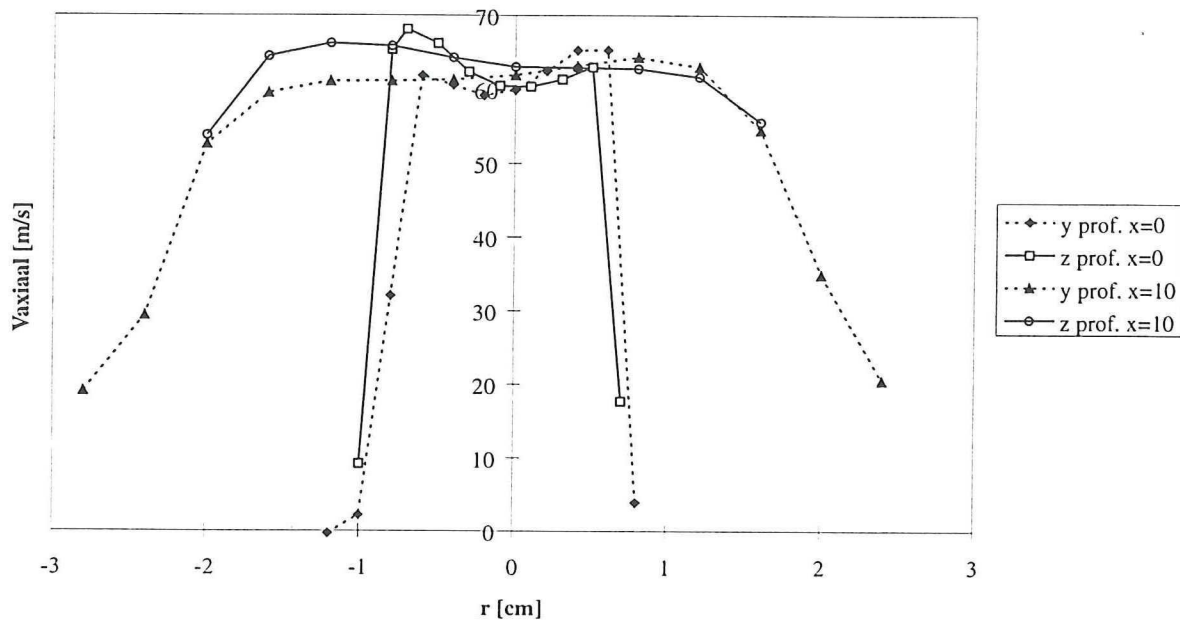
Een ander gegeven dat opvalt is dat de dip in het snelheidsprofiel bij WG-80 dieper is dan bij WG-50. Het effect genoemd in paragraaf 7.1.2 heeft een sterker effect op kleinere en daarom gemakkelijkere te versnellen deeltjes. De oneffenheid in het snelheidsprofiel is dan ook bij het profiel op $x=10$ nog steeds duidelijk aanwezig en is niet vereffend zoals bij WG-50. Ook is te zien dat de dip symmetrisch is in tegenstelling tot het profiel bij WG-50. Dit komt omdat de stand van de toevoerslang dusdanig is, dat het gritmengsel homogeen wordt aangevoerd.

Net als bij WG-50 neemt bij WG-80 de axiale snelheid overal in de jet toe bij hogere nozzle-druk. Voor de grafieken wordt verwezen naar de bijlagen.

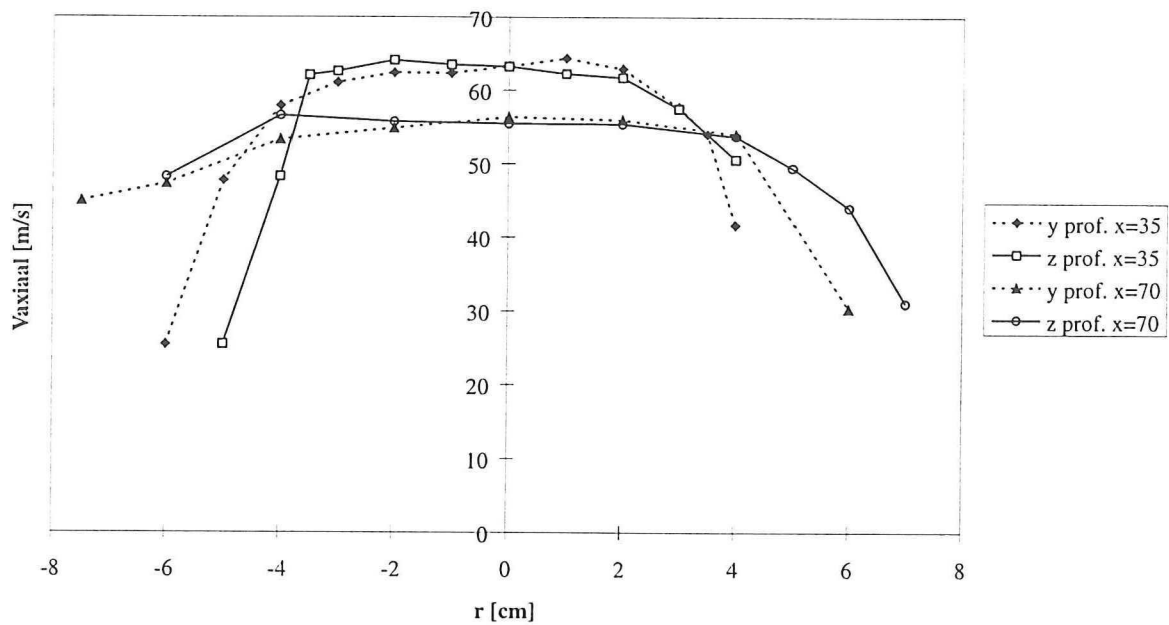
7.1.4 Horizontale en verticale radiale profielen

Om de grafieken van axiale snelheden in radiale doorsneden in de verticale en horizontale richting van WG-50 met elkaar te kunnen vergelijken, worden de profielen in dezelfde figuren geplaatst. In figuur 7.9 en 7.10 staan de axiale snelheden als functie van r bij 4.0 bar voor WG-50 op $x=0$, 10, 35 en 70 cm.

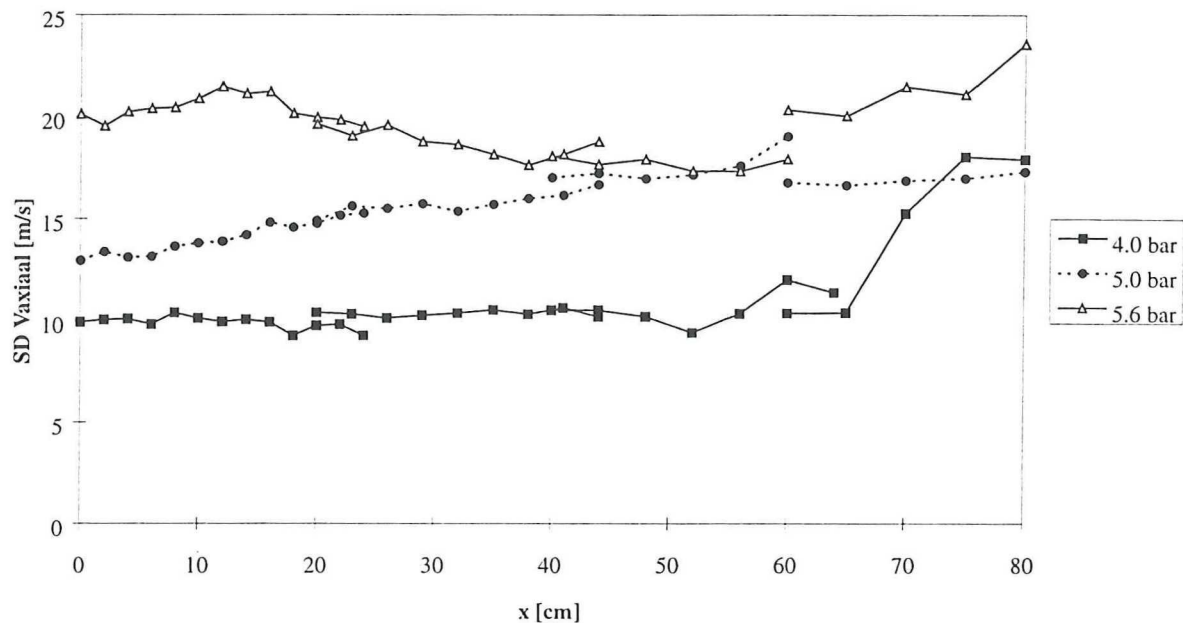
De snelheden zijn op de centerline voor y - en z -profielen nagenoeg hetzelfde. Voor grotere afstanden van de as van de jet nemen de verschillen in snelheden toe. Dit komt door de lichte asymmetrie in de z -profielen. De y -profielen zijn echter symmetrischer.



FIGUUR 7.9: De axiale snelheid als functie van r bij 4.0 bar voor WG-50 op $x=0$ en $x=10$ cm.



FIGUUR 7.10: De axiale snelheid als functie van r bij 4.0 bar voor WG-50 op $x=35$ en $x=70$ cm.



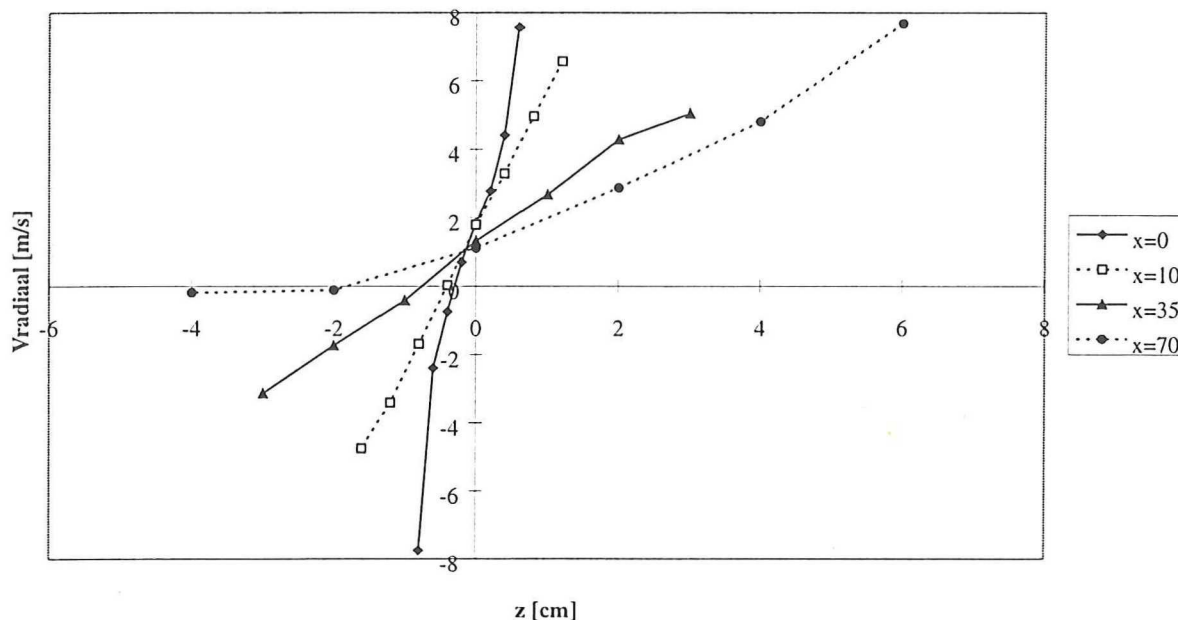
FIGUUR 7.11: De standaard deviatie van de axiale snelheid als functie van x voor WG-80(2).

7.1.5 Standaard deviaties van axiale snelheden in axiale profielen

De standaard deviaties van axiale snelheden in axiale profielen zijn gemeten voor WG-50, WG-80(1) en WG-80(2). Wegens het feit dat de traverseerinrichting tussen de metingen door steeds verplaatst is en de toevoerslang op grotere afstand dan één meter voor de nozzle niet gefixeerd is geweest, is de reproduceerbaarheid van de standaard deviatie in de axiale snelheid zo slecht voor metingen bij WG-50 en WG80(1) dat deze niet behandeld worden.

De metingen voor WG-80(2) zijn wel direct na elkaar gedaan. Deze metingen zijn te zien in figuur 7.11.

Gesteld kan worden dat de standaard deviaties toenemen bij hogere drukken. Dit is logisch omdat bij hogere drukken en daardoor hogere lichtsnelheden de kleinste deeltjes nog sterk versneld worden, terwijl de zwaarste deeltjes niet veel harder versneld worden. Daardoor is het verschil tussen in snelheden groter.



FIGUUR 7.12: De radiale snelheid als functie van z bij 5.6 bar voor WG-50.

7.2 Radiale snelheden

Radiale snelheden kunnen alleen in het verticale vlak van de jet gemeten worden. De resultaten geven dan ook alleen maar waarden voor de z -profielen. De radiale snelheden zijn gemeten in z -profielen voor WG-50 en WG-80 bij 4.0, 5.0 en 5.6 bar.

In figuur 7.12 is de gemiddelde radiale snelheid van de gritdeeltjes uitgezet als functie van z bij 5.6 bar voor WG-50.

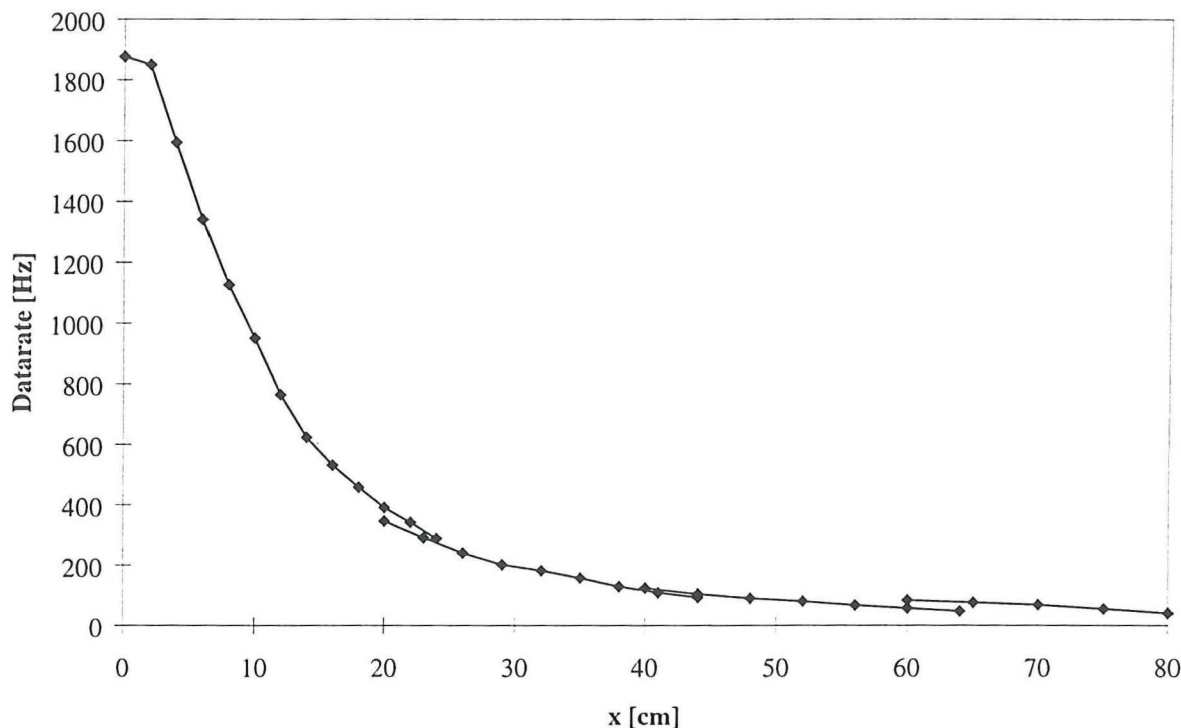
De gemiddelde radiale snelheden van de deeltjes zijn lineair afhankelijk van z bij alle profielen.

Bij $z=0$ zijn de radiale snelheden niet gelijk aan nul zoals verwacht op de as van een jet. De radiale snelheden zijn gelijk aan nul voor negatieve waarden van z . Dit heeft twee mogelijke oorzaken.

De oorzaak zou het gevolg kunnen zijn van fringe-bias. Dit effect treedt op als de beweging van de fringes in de orde-grootte is van de snelheden van de deeltjes en de deeltjes die tegen de fringes in bewegen overgewaardeerd worden ten opzichte van de deeltjes die met de fringes meebewegen. Dit is hier niet het geval, omdat de fringes bewegen met een snelheid van 136 m/s, terwijl de hoogste radiale snelheden rond de 30 m/s liggen.

Een tweede oorzaak kan zijn dat de traverseerinrichting en de nozzle niet parallel aan elkaar lopen. Indien de nozzle relatief naar beneden gekanteld is ten opzichte van de lijn waarover gemeten wordt, dan ligt de as van de jet lager dan de lijn waar gemeten wordt en worden positieve snelheden gemeten waar een radiale snelheid van nul verwacht wordt. De liggingen van de snijpunten met de z -as moeten dan voor profielen op grotere afstanden van de nozzle dan ook bij lagere waarden van z liggen. Dit is niet het geval voor 2 van de 16 profielen. Voor de sterke afwijking in het z -profiel bij 5.0 bar voor WG-80 is geen verklaring gevonden. De afwijking van het andere profiel zou kunnen liggen in de asymmetrie van de verticale radiale profielen.

Voor alle andere grafieken van WG-80 en voor WG-50 liggen de snijpunten met de z-as voor grotere afstanden van de nozzle bij steeds lagere waarden voor z .



FIGUUR 7.13: De data rate als functie van x bij 4.0 bar voor WG-50.

7.3 Data rates

7.3.1 Axiale profielen

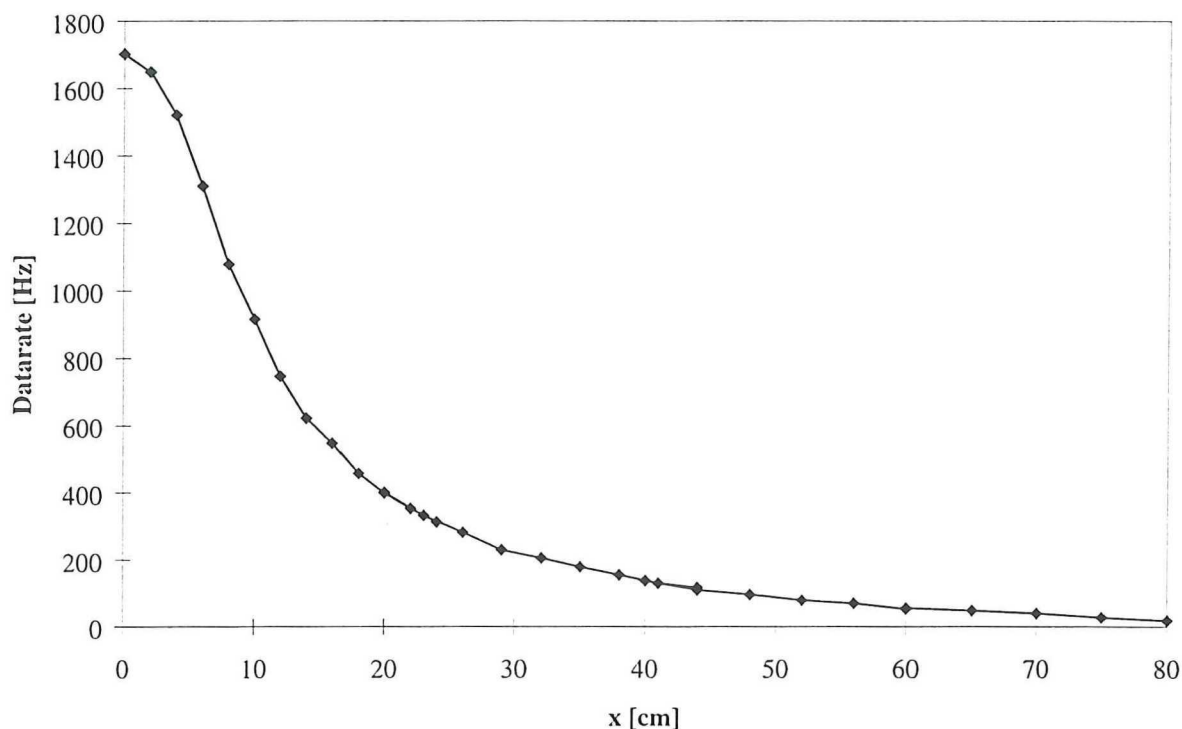
De data rate is gelijk aan het aantal gemeten deeltjes per seconde. Dit aantal is afhankelijk van het laser vermogen, de fotomultiplier spanning, de threshold spanning en de doorzichtigheid van het venster. Bovendien verandert de signaalprocessor tijdens de metingen de criteria voor de validatie van een burst zo, dat 55 % van de opgevangen bursts als meting gevalideerd worden. De datarate is dus geen absolute maat voor het aantal deeltjes dat per seconde daadwerkelijk door het meetvolume gaat, maar is wel een goede relatieve maat voor de deeltjesflux door het meetvolume bij dezelfde specifieke meetomstandigheden.

In de resultaten van dit onderzoek zijn alleen de data rates van het axiale kanaal onderzocht. Dit komt omdat het groene licht van het axiale kanaal een hoger vermogen heeft dan het blauwe licht van het radiale kanaal en deeltjes dus gemakkelijker gedetecteerd worden op het axiale kanaal. Dit resulteert in hogere data rates op het axiale kanaal dan op het radiale kanaal. Data rates voor het radiale kanaal liggen in de orde van enkele honderden Hz vlak voor de nozzle, terwijl de data rates voor het axiale kanaal boven de 1000 Hz liggen.

In figuur 7.13 en 7.14 staan de data rates uitgezet tegen x bij 4.0 en 5.0 bar voor WG-50.

Bij toenemende druk worden de data rates op dezelfde positie op de centerline kleiner. Doordat de snelheid van de deeltjes groter is bij hogere drukken, bewegen deeltjes minder lang in het meetvolume. Daardoor reflecteren zij minder langdurig vermogen naar de fotomultiplierbuizen en is de energie om een signaal te detecteren minder en de data rate lager.

Discontinuïteiten zijn nog duidelijk te zien in figuur 7.13 om al eerder genoemde redenen. De



FIGUUR 7.14: De data rate als functie van x bij 5.0 bar voor WG-50.

reproduceerbaarheid van de metingen in figuur 7.14 is per toeval veel beter dan in figuur 7.13.

Voor WG-80(1) en WG-80(2) staan in figuur 7.15 en 7.16 de data rates uitgezet tegen x bij 5.0 bar.

De afname van de datarate na vlak na de nozzle is verschillend in figuur 7.15 en 7.16. Hier is geen verklaring voor gevonden.

De data rate is voor WG-80(2) veel groter dan voor WG-80(1), omdat het threshold voltage een stuk lager is ingesteld (400 mV) dan voor WG-80(1) (650 mV). Bursts zullen gemakkelijker gedetecteerd worden en dit resulteert in een hogere data rate.

De grafiek van figuur 7.16 verloopt gelijkmatiger dan die van figuur 7.15, omdat de metingen van de hele grafiek direct na elkaar zijn gedaan.

7.3.2 Afname van de data rate op de centerline

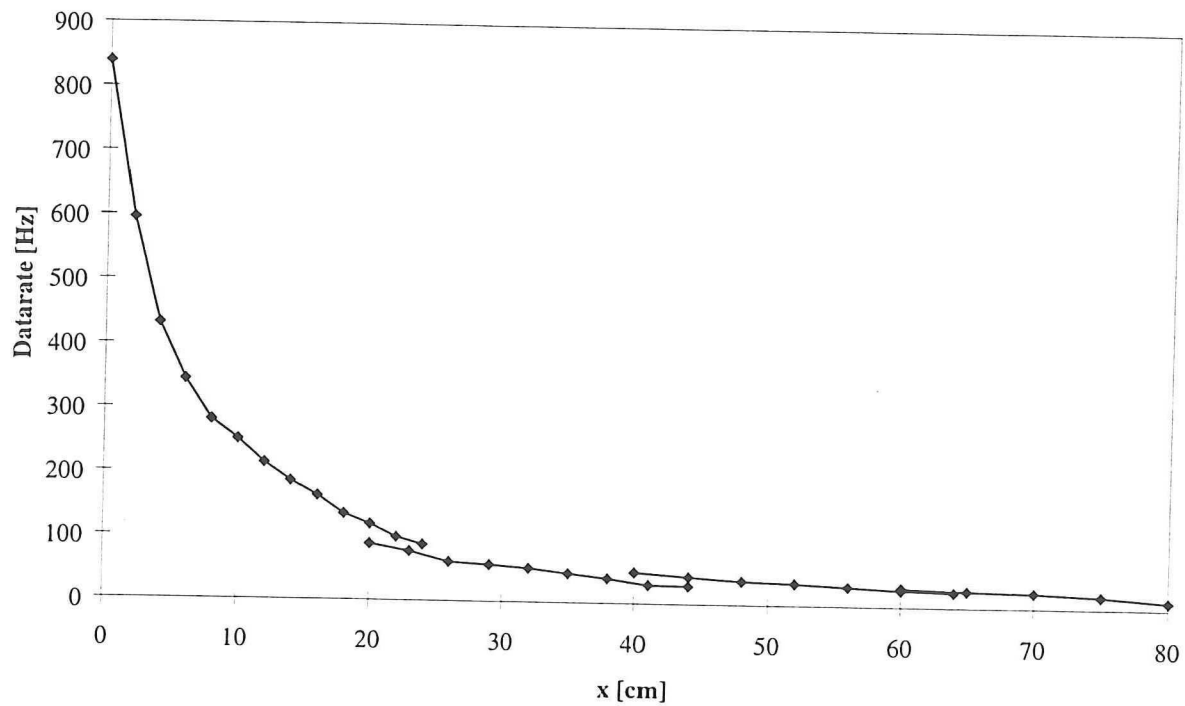
In paragraaf 2.3 is afgeleid dat de massaflux Φ_m'' op de centerline evenredig is met $1/x'^2$.

Indien de data rate evenredig is met de massaflux dan moeten we ook voor de data rate een dergelijk verband vinden.

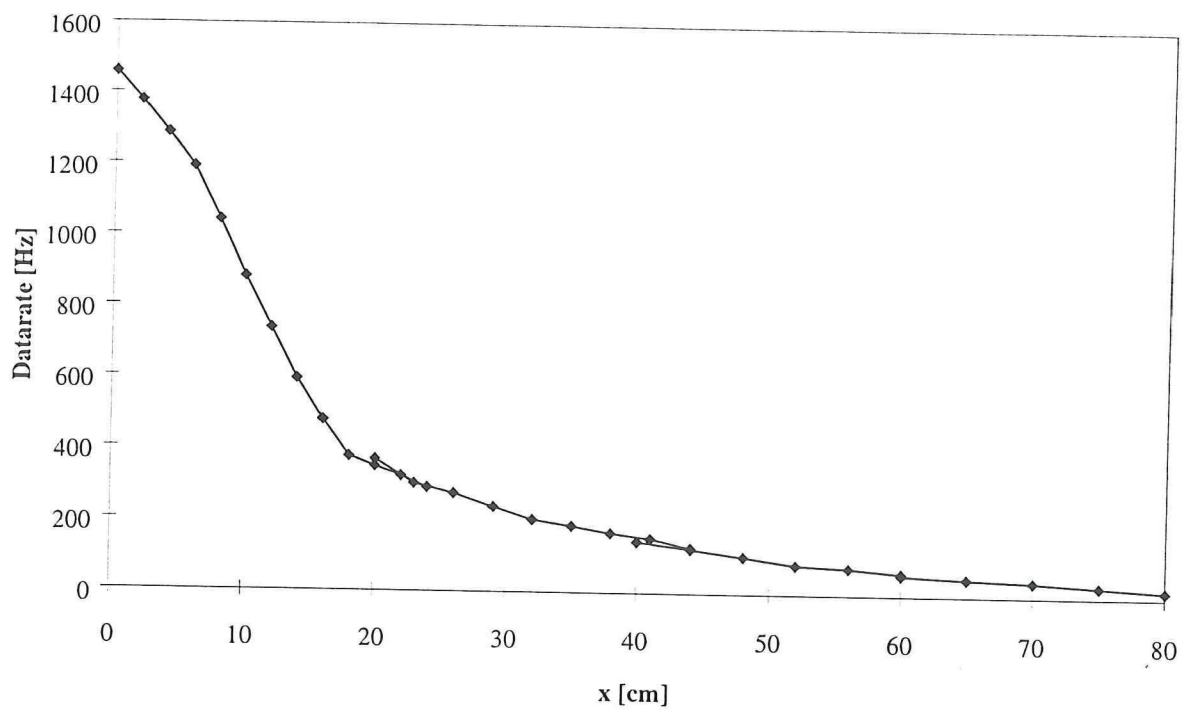
Met behulp van de kleinste kwadraten methode wordt er een functie gefit door de meetpunten en kan gekeken worden of het verband in formule 2.32 ook voor de data rate geldig is. Voor de data rate D geldt dan:

$$D = \frac{c}{x'^2} \quad (7.1)$$

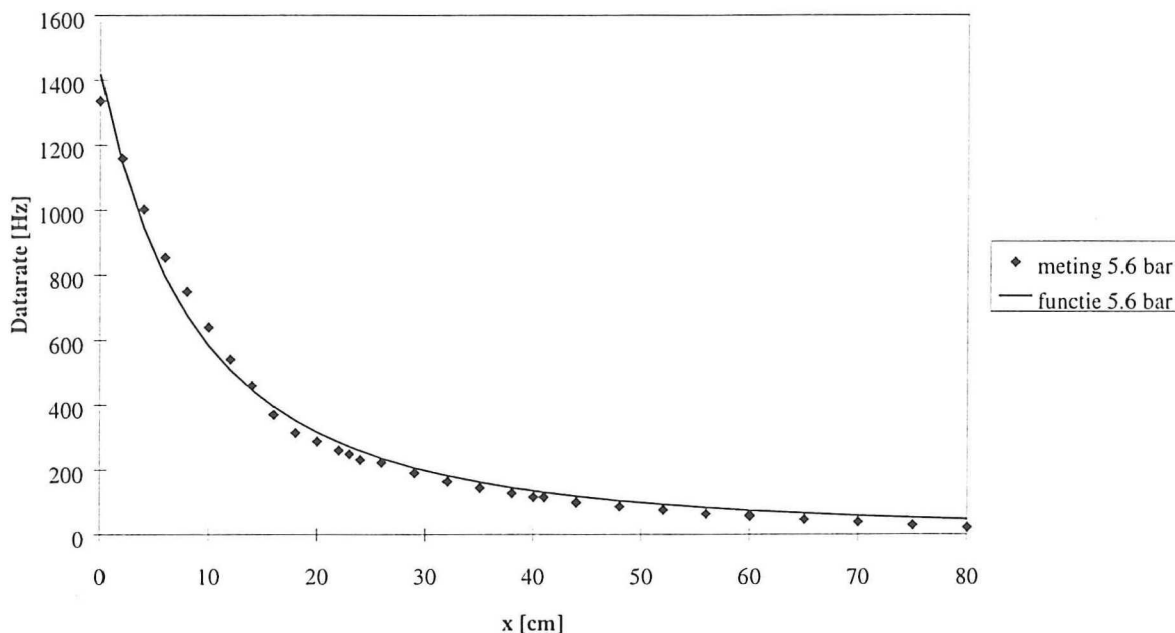
waarin c een constante is en die experimenteel bepaald wordt. Ook de virtuele oorsprong x_{vo}



FIGUUR 7.15: De data rate als functie van x bij 5.0 bar voor WG-80(1).



FIGUUR 7.16: De data rate als functie van x bij 5.0 bar voor WG-80(2).



FIGUUR 7.17: De gemeten datarates en gefitte functie als functie van x' voor WG-80(2) bij 5.6 bar.

wordt experimenteel bepaald. In figuur 7.17 staan de metingen en de gefitte functie uitgezet tegen x .

Op dubbel logaritmische schaal is de gefitte functie een rechte lijn met een helling van -2. In figuur 7.18 staan dezelfde metingen als in figuur 7.17, maar nu uitgezet op dubbel logaritmische schaal tegen x' met een virtuele oorsprong van 17.89 cm.

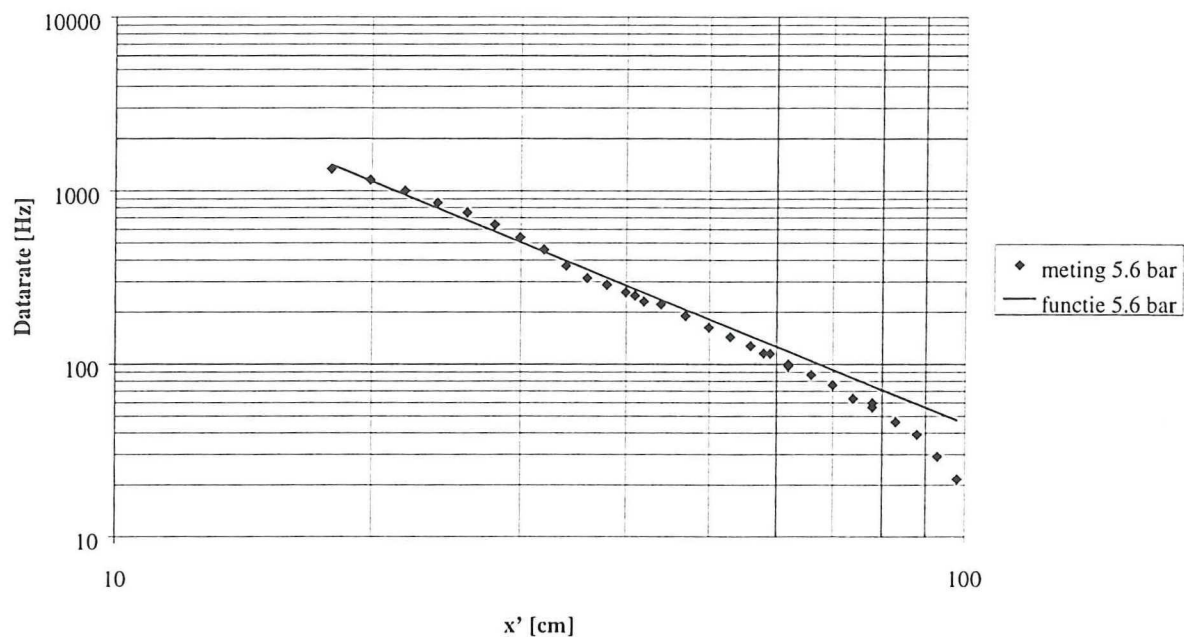
Duidelijk is de goede overeenkomst tussen de theorie en de metingen tot circa 50 cm achter de nozzle. In het gebied van 50 tot 80 cm achter de nozzle liggen de metingen structureel lager dan de theoretische waarde.

In figuur 7.19 zijn de virtuele oorsprongen als functie van de druk uitgezet. De berekende waarden staan in tabel 7.1

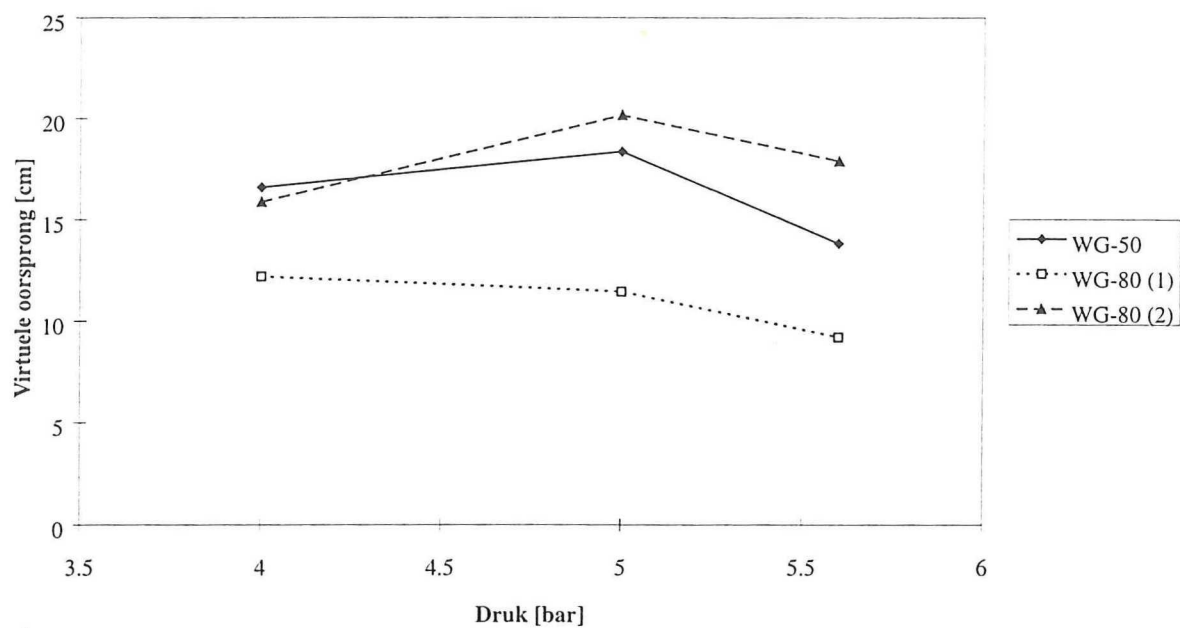
p_4	WG-50	WG-80(1)	WG-80(2)
4.0	16.60	12.21	15.88
5.0	18.37	11.46	20.17
5.6	13.82	9.21	17.89

TABEL 7.1: De berekende virtuele oorsprong in cm bij verschillende drukken en gritsoorten.

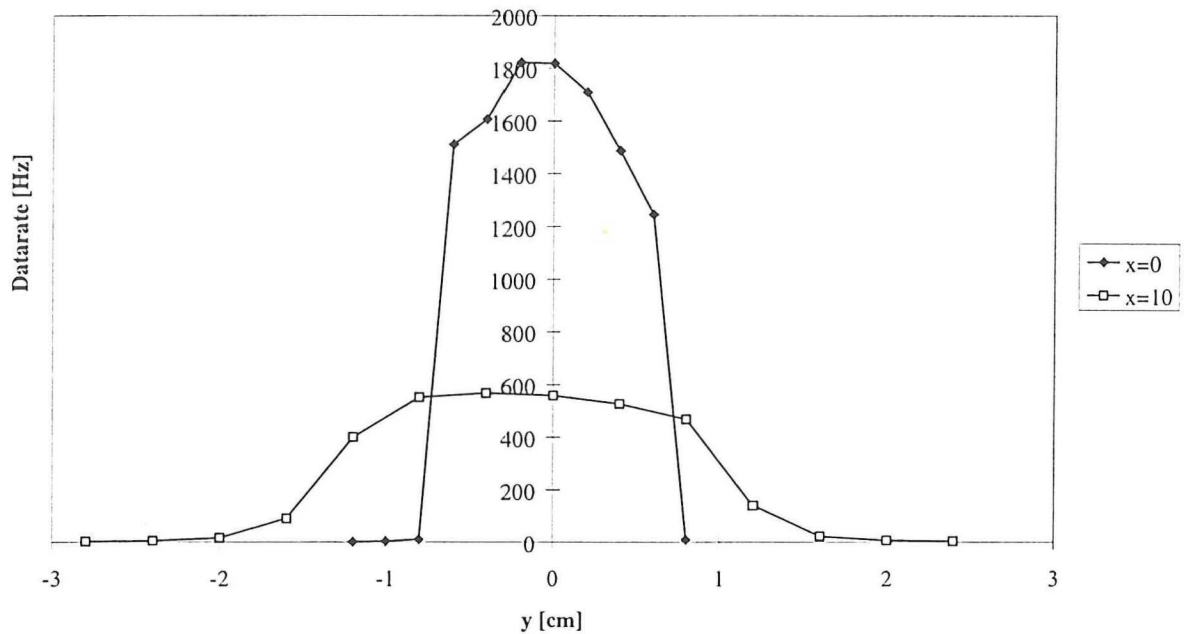
De virtuele oorsprong verandert niet sterk als functie van de druk. De virtuele oorsprongen van WG-50 en WG-80(2) liggen dicht bij elkaar en liggen beduidend hoger dan de virtuele oorsprongen van WG-80(1). Het verschil tussen WG-50 en WG-80(2) enerzijds en WG-80(1) anderzijds is dat de data rates veel lager liggen bij de laatste. Hier is echter geen verklaring voor gevonden. Concluderend kunnen we stellen dat de datarate net als de massaflux evenredig is met $1/x^2$. Uit de gefitte data wordt een virtuele oorsprong berekend die gemiddeld rond 15 cm stroomopwaarts in de nozzle ligt. In paragraaf 7.4 zal worden ingegaan op het realistische gehalte van deze waarde.



FIGUUR 7.18: De gemeten datarates en gefitte functie als functie van x' voor WG-80(2) bij 5.6 bar op dubbel logarithmische schaal.



FIGUUR 7.19: De virtuele oorsprong als functie van de druk voor WG-50, WG-80 (1) en WG-80 (2).



FIGUUR 7.20: De data rate als functie van y bij 5.0 bar voor WG-50 op $x=0$ en $x=10$ cm.

7.3.3 Radiale profielen

Radiale profielen van de datarate zijn nodig voor de bepaling van de spreiding in de jet. De resultaten in deze paragraaf behandelen alleen de absolute datarates. In de volgende paragraaf over de spreiding van de jet zal de interpretatie van de metingen behandeld worden.

Horizontale profielen

Voor WG-50 zijn er metingen van data rates gedaan als functie van y voor doorsneden van de jet op afstanden van 0, 10, 35 en 70 cm achter de nozzle.

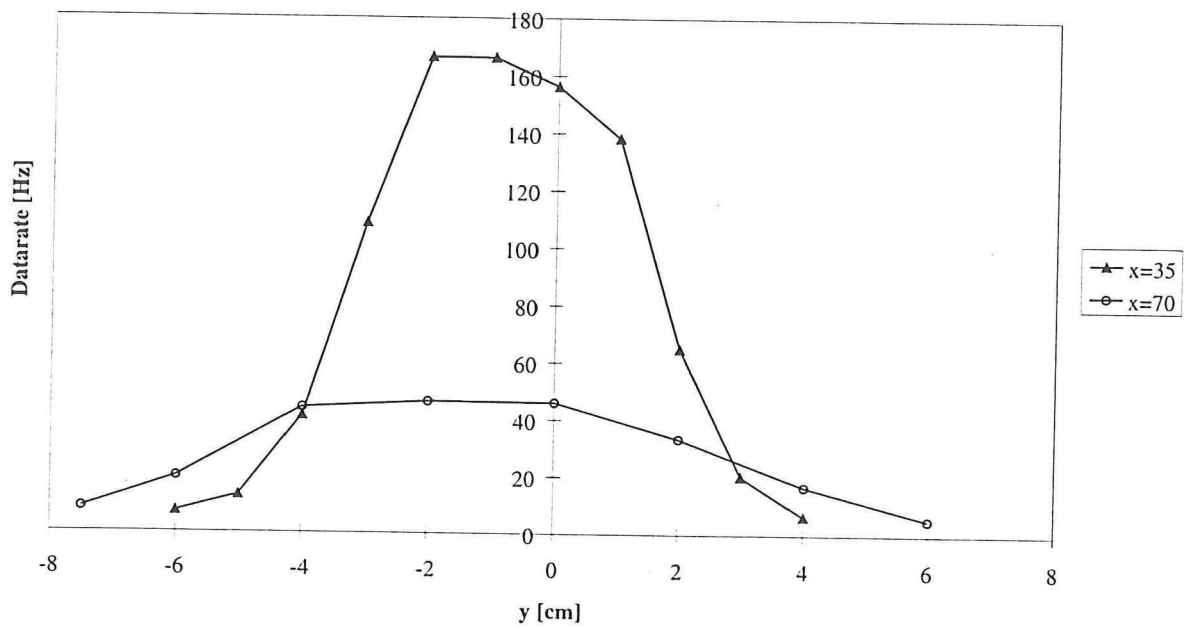
In figuur 7.20 en 7.21 staan de data rates als functie van y bij 5.0 bar.

De grafieken zijn in twee figuren geplaatst omdat de data rates bij $x=35$ en $x=70$ erg laag liggen in vergelijking met $x=0$ en $x=10$. Duidelijk is te zien dat voor grotere afstanden tot de nozzle de data rate afneemt en de breedte van de jet toeneemt.

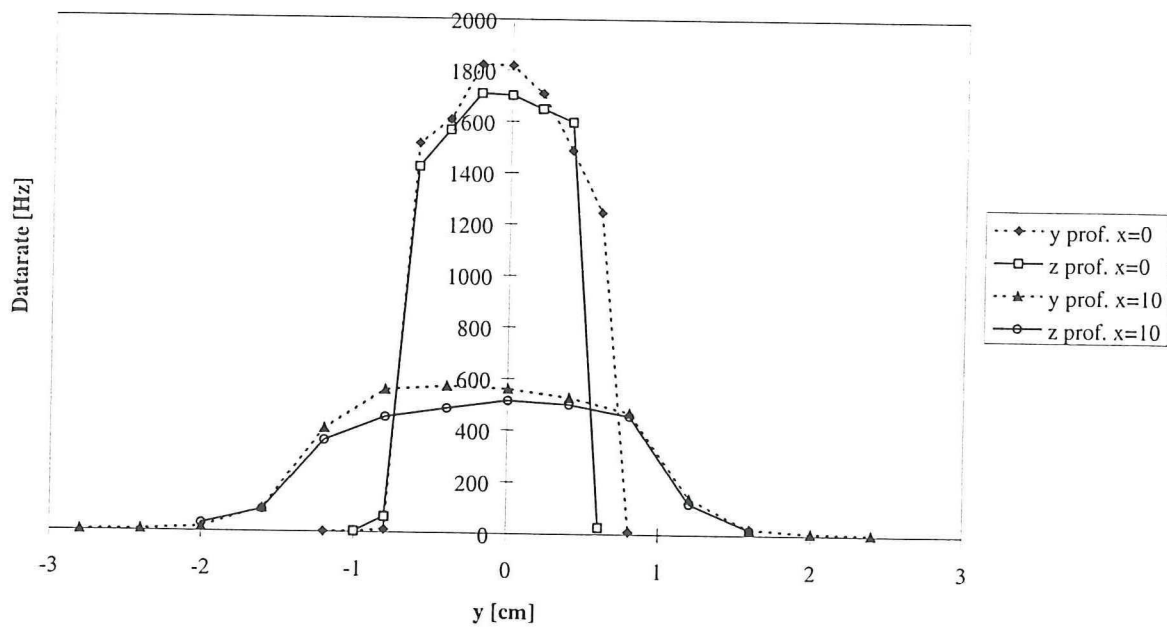
Horizontale en verticale profielen voor WG-50

Metingen van data rates voor dwarsdoorsneden van de jet bij WG-50 zijn tevens verricht als functie van z . Deze zullen niet apart behandeld worden, maar meteen vergeleken worden met de metingen langs de y -as. Er zal gekeken worden of de symmetrie van de axiale snelheidsprofielen overeenkomt met de data rate profielen. In figuur 7.22 en 7.23 zijn de data rates als functie van r weergegeven voor y - en z -profielen.

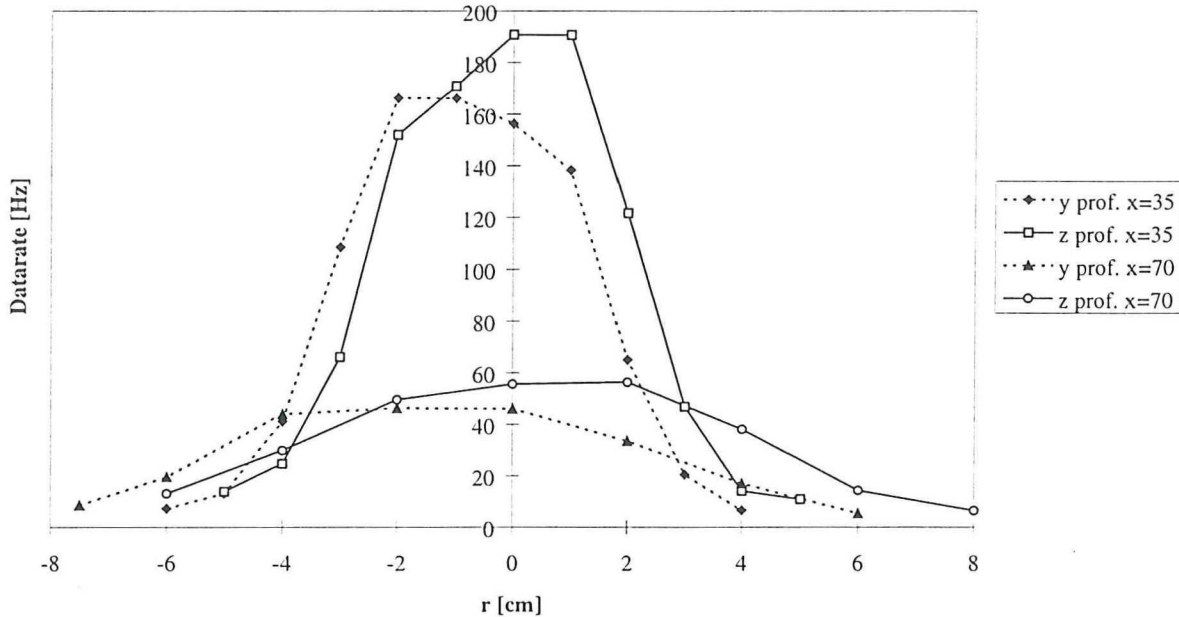
De absolute waarden van de datarates verschillen voor y - en z -profielen, maar de vormen van de grafieken en grootte van de data rates voor y - en z -profielen in figuur 7.22 komen overeen.



FIGUUR 7.21: De data rate als functie van y bij 5.0 bar voor WG-50 op $x=35$ en $x=70$ cm.



FIGUUR 7.22: De data rate als functie van r bij 5.0 bar voor WG-50 op $x=0$ en $x=10$ cm.



FIGUUR 7.23: De data rate als functie van r bij 5.0 bar voor WG-50 op $x=35$ en $x=70$ cm.

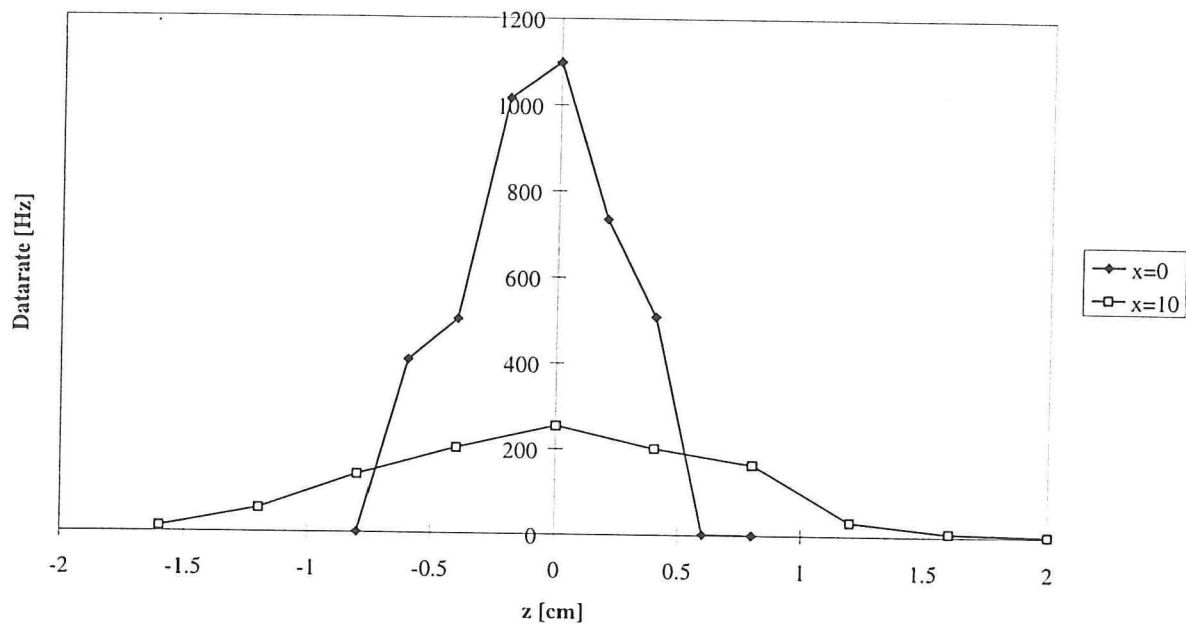
In figuur 7.23 is te zien dat de y -profielen niet gecentreerd rond de x -as liggen. Dit komt waarschijnlijk doordat de nozzle niet parallel met de traverseerinrichting loopt. De datarate profielen van metingen in het horizontale en verticale vlak zijn beide licht asymmetrisch. We kunnen de trend in de asymmetrie van de datarate profielen vergelijken met de asymmetrie van de axiale snelheidsprofielen in paragraaf 7.1.

Voor de radiale profielen in verticale richting zien we dat de datarates in figuur 7.22 en 7.23 voor negatieve z -waarden kleiner zijn dan voor positieve z -waarden. In figuur 7.7 zijn de axiale snelheden voor negatieve z -waarden groter dan voor positieve z -waarden. Dit is goed te verklaren. Door de inhomogeniteit van de stroming in de nozzle, is de datarate en tevens de massaflux voor positieve waarden van z groter en dus hoeven er minder deeltjes versneld te worden dan bij negatieve z -waarden. De axiale snelheid is daarom groter.

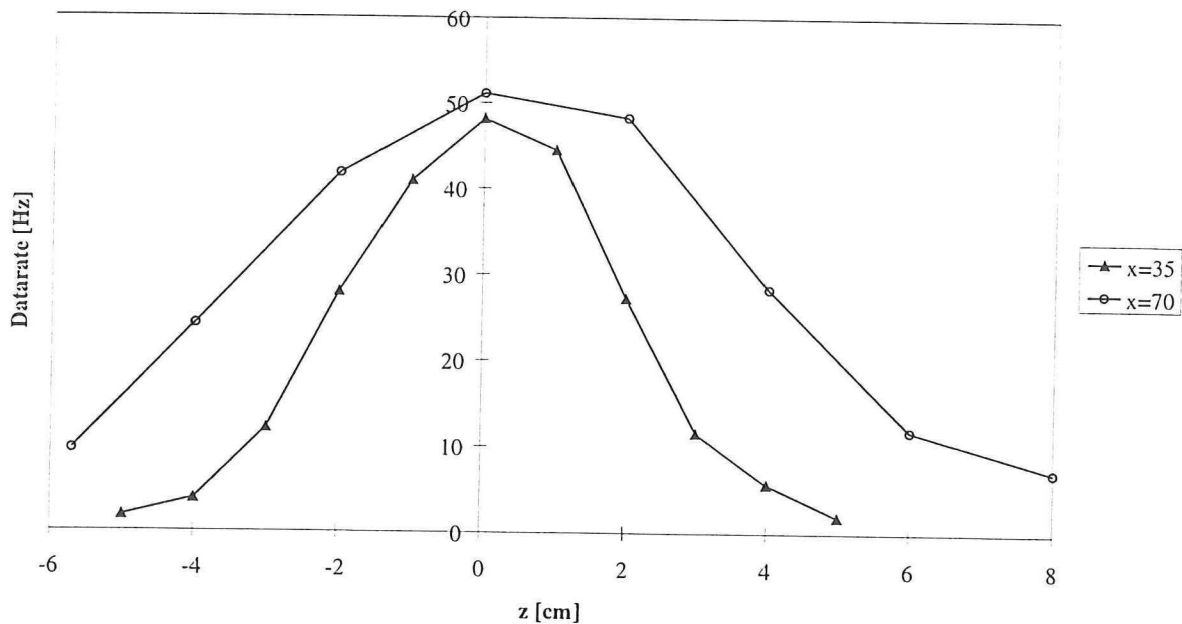
Verticale profielen voor WG-80

Ook bij WG-80 zijn metingen van de data rate als functie van z gedaan bij 4.0, 5.0 en 5.6 bar. In figuur 7.24 en 7.25 staan data rates als functie van z bij 5.0 bar.

Opmerkelijk zijn de lagere datarates voor de profielen ten opzichte van de profielen van WG-50. Dit komt doordat de threshold bij WG-80 een stuk hoger is ingesteld dan bij WG-50 en bovendien de deeltjes kleiner en sneller zijn en daarom minder snel een burst geven die sterk genoeg is. Opgemerkt dient te worden dat de data rates voor $x=70$ cm groter zijn dan de data rates voor $x=35$. Hieruit kan worden opgemaakt dat de data rate geen absolute maat is voor de massaflux.



FIGUUR 7.24: De data rate als functie van z bij 5.0 bar voor WG-80 op $x=0$ en $x=10$ cm.



FIGUUR 7.25: De data rate als functie van z bij 5.0 bar voor WG-80 op $x=35$ en $x=70$ cm.

7.4 Spreiding van de jet

7.4.1 Bepaling van de spreiding van de jet

In een één-fase jet wordt de breedte van de jet gedefinieerd door de straal waar de snelheid van het fluïdum de helft is van de snelheid op de as van de jet. Ook in twee-fasen jets wordt een breedte van de jet bepaald door de halve snelheid van de continue fase. In dit onderzoek zijn echter geen metingen gedaan van de luchtsnelheid. Daarom zal als maat voor de breedte van de jet de halve concentratie genomen worden. Deze wordt bepaald via de datarate. Op de as van de jet is aangetoond dat de datarate evenredig is met de massaflux. Aangenomen wordt dat dit in radiale profielen ook het geval is.

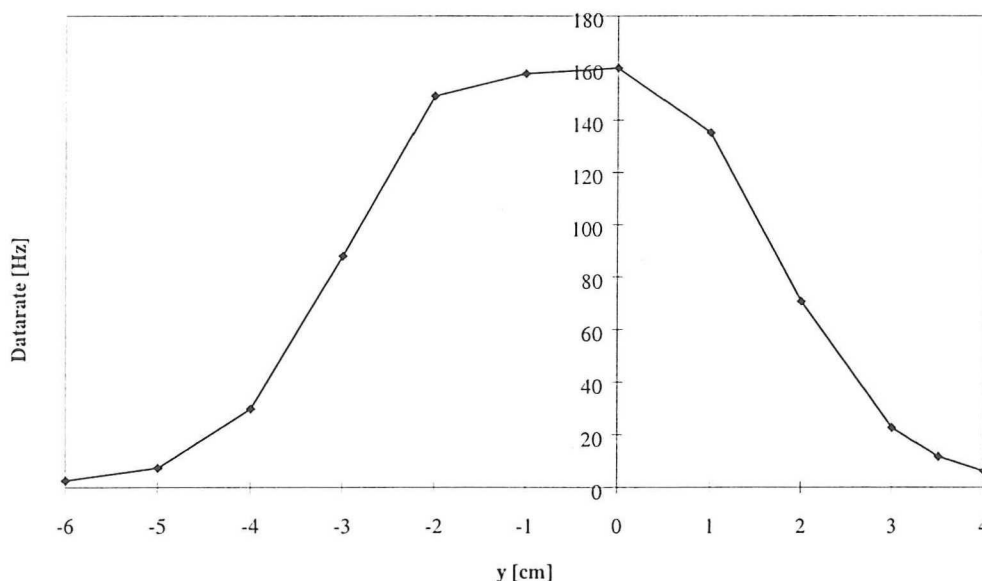
De spreiding S [-] van de jet is gedefinieerd als

$$S = \frac{b}{x} \quad (7.2)$$

Hierin is b de breedte van de jet en x de afstand tot de nozzle. Op $x=0$ is de spreiding van de jet onbepaald omdat er door nul gedeeld wordt. Voor de afstand x wordt daarom de afstand tot de virtuele oorsprong genomen. De virtuele oorsprong was in deze fase van het onderzoek nog niet berekend, en daarom is het begin van de keel van de nozzle als virtuele oorsprong genomen. Dit punt ligt 9 cm stroomopwaarts vanaf de uitgang van de nozzle.

Voor de bepaling van de breedte van de jet bij een bepaalde doorsnede zal een voorbeeld behandeld worden voor datarates voor WG-50 bij 4.0 bar voor een doorsnede bij $x=35$ cm.

Voor de bepaling van de breedte gaat men uit van de gemeten datarates. zie figuur 7.26

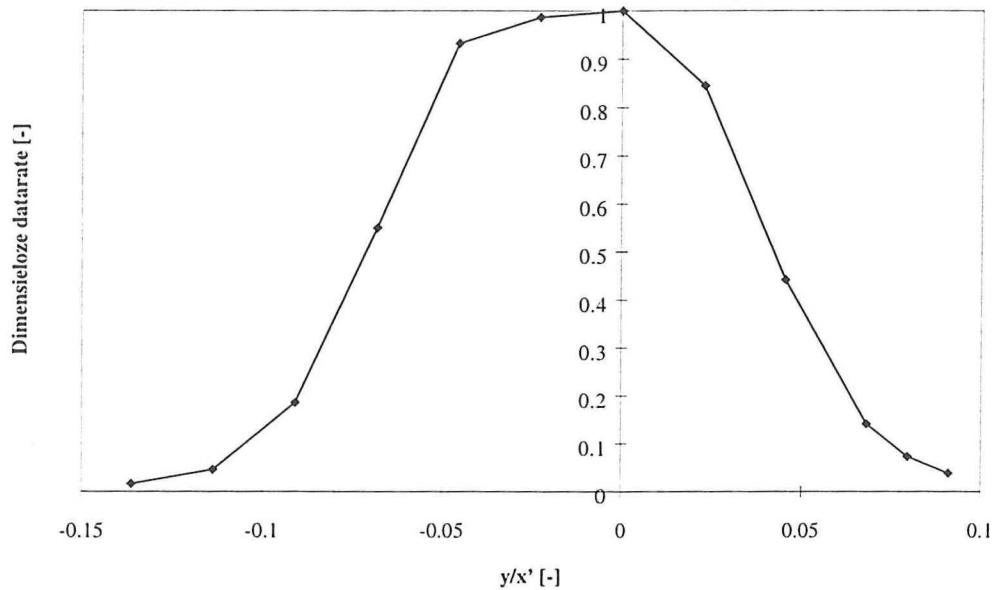


FIGUUR 7.26: De data rate als functie van y bij 4.0 bar voor WG-50.

De datarate wordt dimensieloos gemaakt met de datarate op de centerline en een dimensieloze straal r' wordt bepaald met:

$$r' = \frac{r}{x'} \quad (7.3)$$

Hierin is r de straal en $x' = x + x_{vo}$ de afstand tot de virtuele oorsprong x_{vo} die 9 cm stroomopwaarts van de nozzle-uitgang ligt. In figuur ?? zijn de dimensieloze data rate en dimensieloze straal tegen elkaar uitgezet.

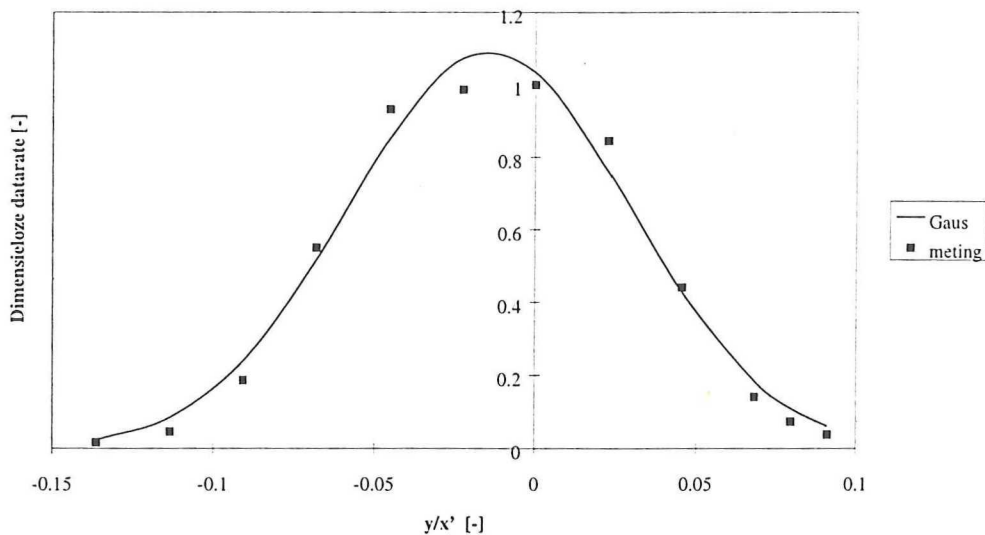


FIGUUR 7.27: De dimensieloze data rate als functie van y/x' bij 4.0 bar voor WG-50.

Door deze datapunten wordt een gausfunctie gefit waarvoor geldt:

$$y = \frac{c}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (7.4)$$

Hierin is c de maximale y -waarde van de grafiek, σ de standaard deviatie en μ het gemiddelde. De parameters die gefit worden zijn c , μ en σ . De metingen en de bepaalde gauskromme staan in figuur ??.



FIGUUR 7.28: De gemeten en gefitte dimensieloze data rate als functie van y/x' bij 4.0 bar voor WG-50.

De op deze manier bepaalde gauskromme is een model voor de massaflux als functie van de

dimensieloze straal.

De spreiding van de jet bij een bepaalde doorsnede is per definitie gelijk aan de dimensieloze straal waarbij de y-waarde van de grafiek de helft van de topwaarde is.

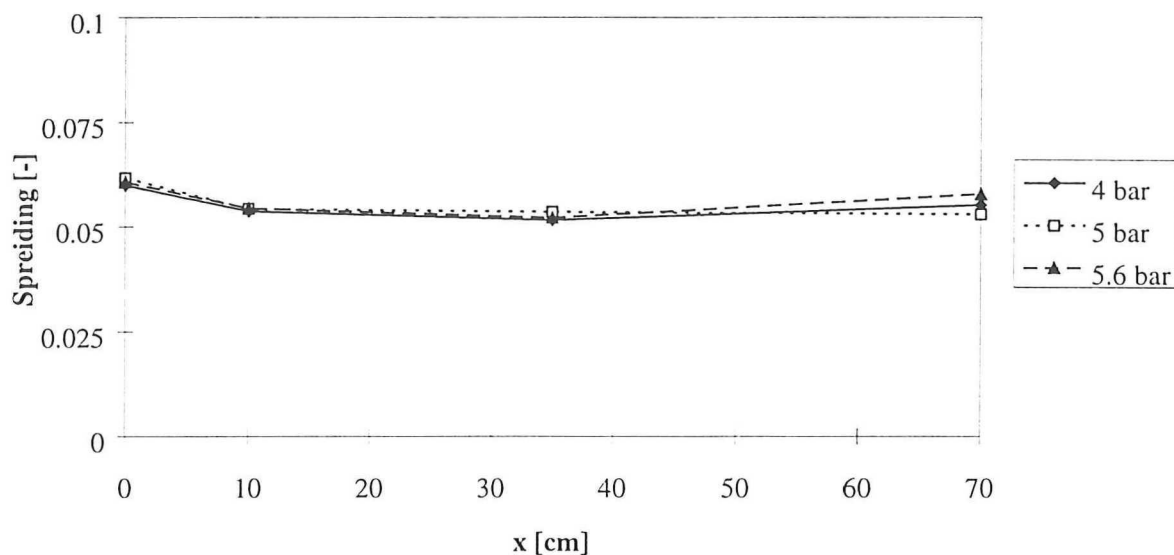
Deze exercitie wordt toegepast op alle dwarsprofielen in de jet. Opgemerkt dient te worden dat data rate profielen bij $x=0$ en $x=10$ minder geschikt zijn om gauskrommen op te fitten dan de profielen bij $x=35$ en $x=70$. De resultaten van de bepaalde spreidingen hiervan worden behandeld in de nu volgende paragraaf 7.4.2.

7.4.2 Resultaten van de spreiding van de jet

Gritsoort WG-50

De spreidingen van WG-50 zijn bij 4.0, 5.0 en 5.6 bar bepaald op dwarsdoorsneden bij $x=0$, 10, 35 en 70 cm.

In figuur 7.29 staan de spreidingen als functie van x bepaald voor y-profielen bij 4.0, 5.0 en 5.6 bar voor WG-50.

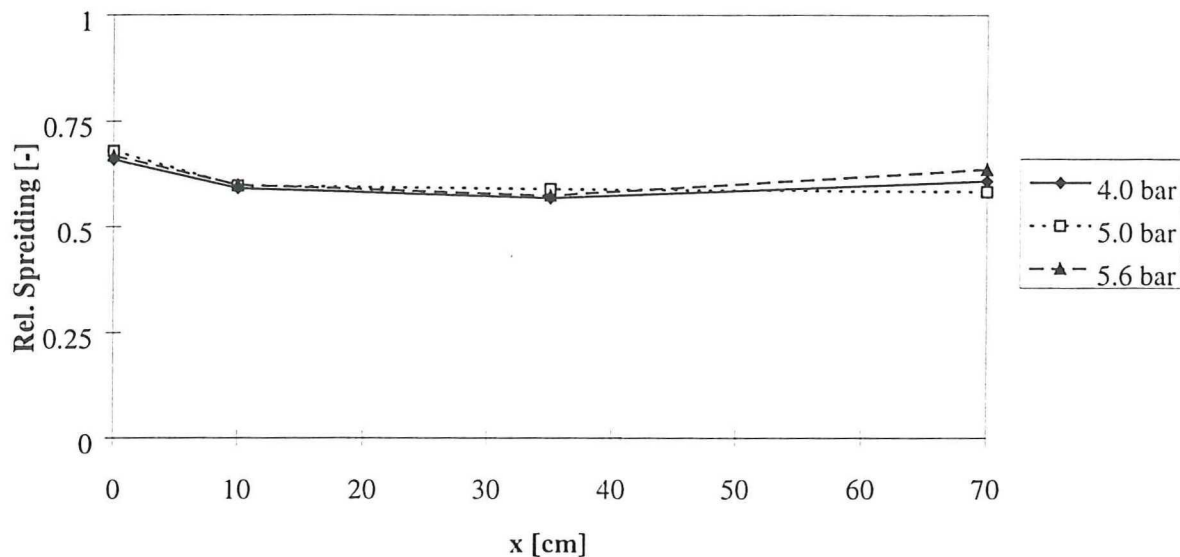


FIGUUR 7.29: De spreiding als functie van x bepaald voor y-profielen bij 4.0, 5.0 en 5.6 bar voor WG-50.

De uitloop in de nozzle van het stuk dat achter de keel van de nozzle ligt en over een afstand van 66 mm divergeert van 6 mm naar 12 mm doorsnede heeft een spreiding van 0.091. De spreidingen in de jet zijn allemaal kleiner dan 0.091. De spreidingen van de jet worden gerelateerd aan de spreiding van deze uitloop. De relatieve spreiding voor de uitloop is dan 1.

In figuur 7.30 staan de relatieve spreidingen als functie van x bepaald bij y-profielen bij 4.0,

5.0 en 5.6 bar voor WG-50.



FIGUUR 7.30: De relatieve spreiding als functie van x bepaald bij y -profielen bij 4.0, 5.0 en 5.6 bar voor WG-50.

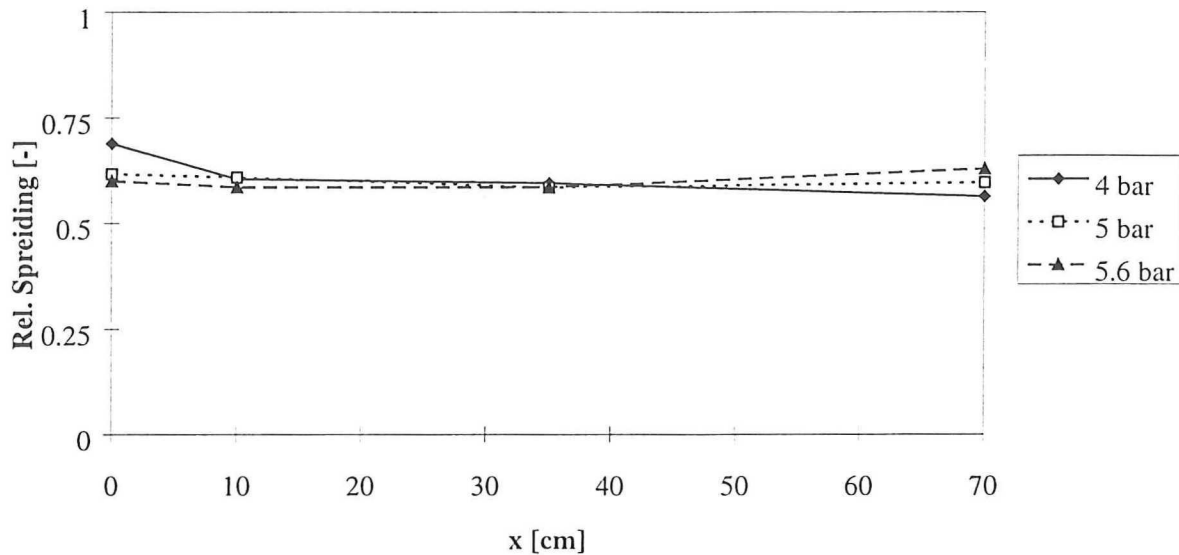
Ook voor z -profielen zijn de spreidingen bepaald bij 4.0, 5.0 en 5.6 bar op dwarsdoorsneden bij $x=0, 10, 35$ en 70 cm voor WG-80. (zie figuur 7.31)

De spreidingen bij de verschillende drukken zijn nagenoeg constant. In figuur 7.30 is bij $x=70$ cm de spreiding van de jet groter bij hogere druk. In figuur 7.31 is dit echter niet het geval.

Rekening houdend met de nauwkeurigheid van de bepaling van de spreiding in de jet kan niet gesteld worden dat de trends in de meting éénduidig zijn. Daarom is het niet mogelijk om te concluderen dat de spreiding op grotere afstand van de jet toeneemt.

De spreiding op $x=0$ bij 4.0 bar in figuur 7.30 en de spreidingen op $x=0$ in figuur 7.31 wijken af van de waarden voor de spreiding op grotere afstanden van de nozzle. Dit heeft twee redenen:

- Voor de berekening van de spreiding moet er een virtuele oorsprong gekozen worden waardoor de breedte van de jet gedeeld wordt. De keuze van de virtuele oorsprong is arbitrair maar wel sterk bepalend voor de spreiding van de jet bij $x=0$. Voor profielen op grotere afstanden van de nozzle wordt de relatieve invloed van de keuze voor de virtuele oorsprong op de bepaling van de spreiding steeds kleiner, omdat door een steeds grotere x -waarde gedeeld wordt.
- Een tweede oorzaak is dat de spreidingen bepaald worden met behulp van gauskrommen. De vorm van de data-rate profielen komen goed overeen met de vorm van de gauskrommen voor profielen op $x=35$ en $x=70$ cm. Voor profielen bij 10 cm komen de vormen redelijk overeen, maar bij $x=0$ zijn de profielen scherper aflopend en komen de vormen veel minder goed overeen met de gauskrommen.



FIGUUR 7.31: De relatieve spreiding als functie van x bepaald bij z -profielen bij 4.0, 5.0 en 5.6 bar voor WG-50.

In figuur 7.32 en 7.33 staat de relatieve spreiding als functie van x voor y - en z -profielen met elkaar vergeleken bij respectievelijk 4.0 en 5.0 bar.

De relatieve spreidingen verschillen weinig voor beide profielen afgezien de spreiding op $x=0$ bij 5.0 bar na. Geconcludeerd kan worden dat de spreiding bij alle drukken voor y - en z -profielen hetzelfde is. Door de keuze van de virtuele oorsprong en de beperkte modellering van de datarates bij $x=0$, wordt de waarde van de spreiding bij $x=0$ niet meegenomen in de bepaling voor de gemiddelde spreiding van de jets.

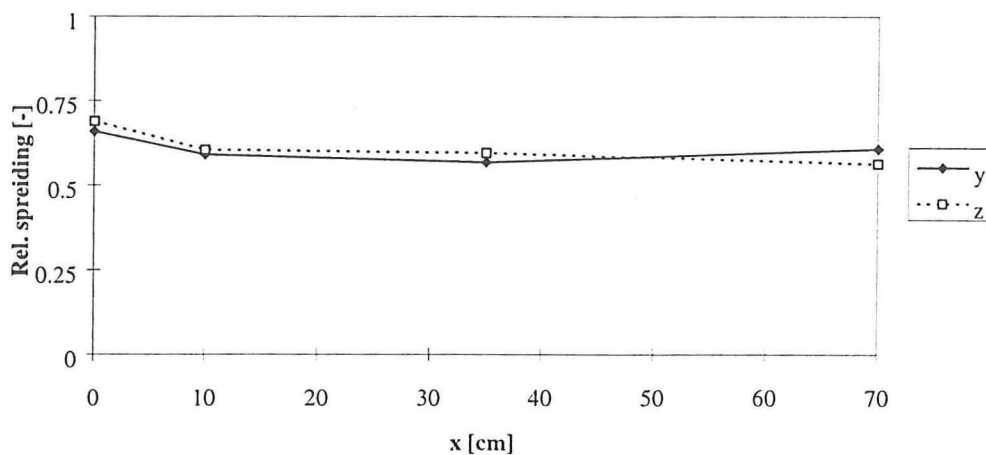
Gritsoort WG-80

Ook voor WG-80 zijn de spreidingen bepaald, maar alleen voor z -profielen. In figuur 7.34 staan de spreidingen uitgezet tegen x bij 4.0, 5.0 en 5.6 bar voor WG-80.

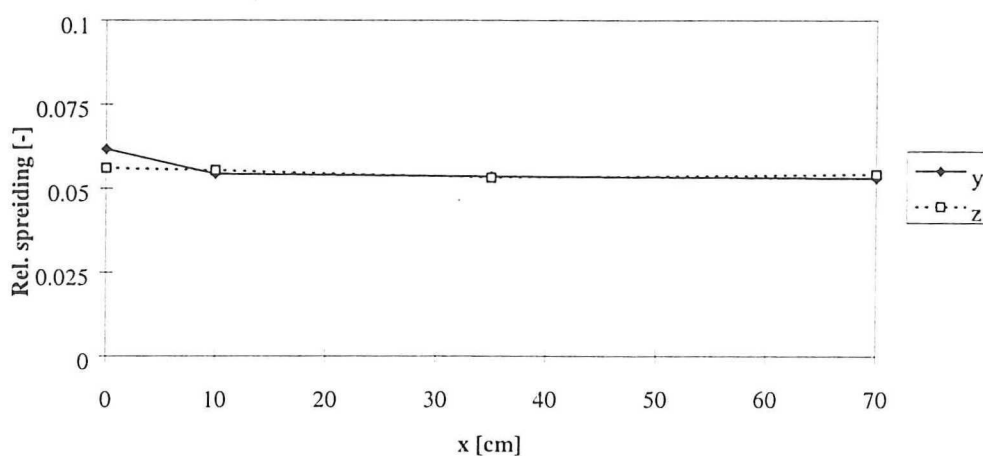
Daarbij valt weer op dat de waarden bij $x=0$ het sterkste met elkaar verschillen. Ook valt de grote spreiding op $x=70$ cm bij 5.6 bar op. Omdat dit de enige meting is die sterk afwijkt, wordt hier geen conclusie aan verbonden. Ook voor de metingen bij WG-80 wordt geconcludeerd dat de spreiding niet toeneemt voor grotere nozzledrukken.

Vergelijking van de spreiding voor WG-50 en WG-80

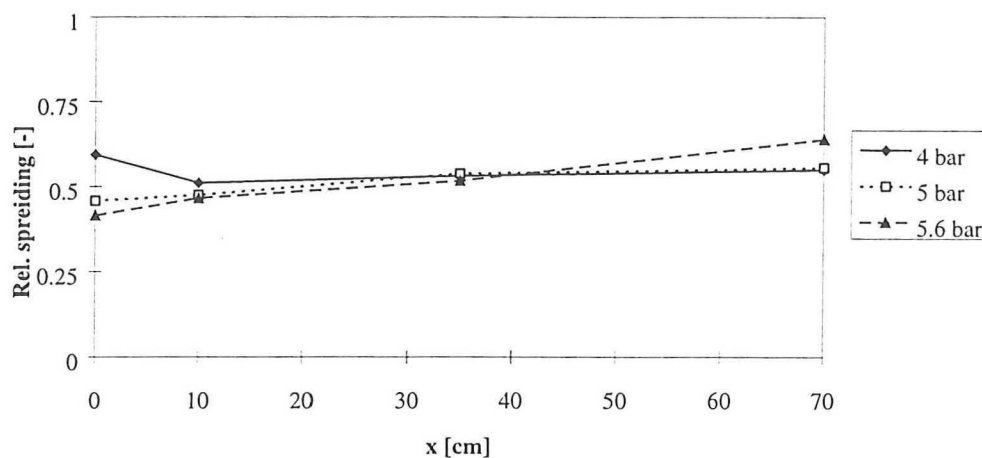
De waarden van de spreiding bepaald uit z -profielen zijn voor WG-50 en WG-80 met elkaar vergeleken. In figuur 7.35 en 7.36 staan de spreidingen van WG-50 en WG-80 bepaald bij 4 en 5.0 bar. De spreiding voor WG-50 is bij beide drukken significant groter dan voor WG-80. Omdat de verschillen per doorsnede anders zijn, wordt het gemiddelde van de spreiding



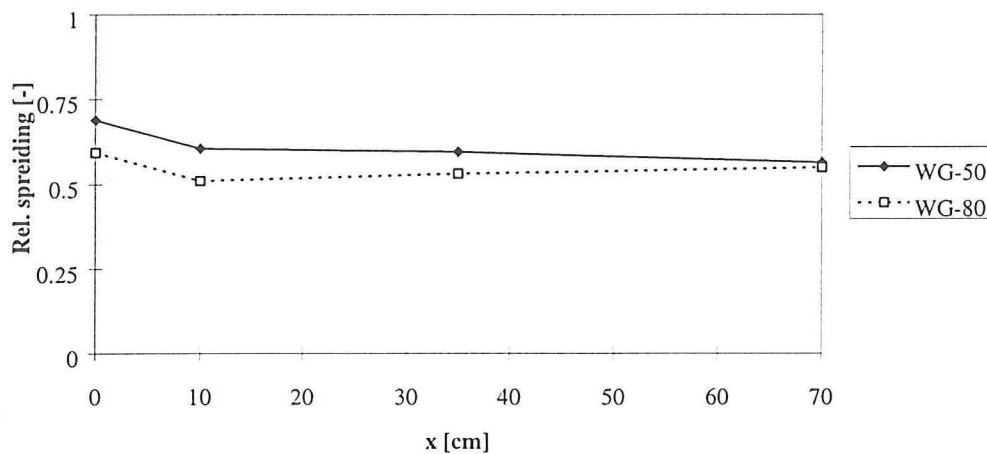
FIGUUR 7.32: De relatieve spreiding als functie van x bepaald bij radiale profielen bij 4.0 bar voor WG-50.



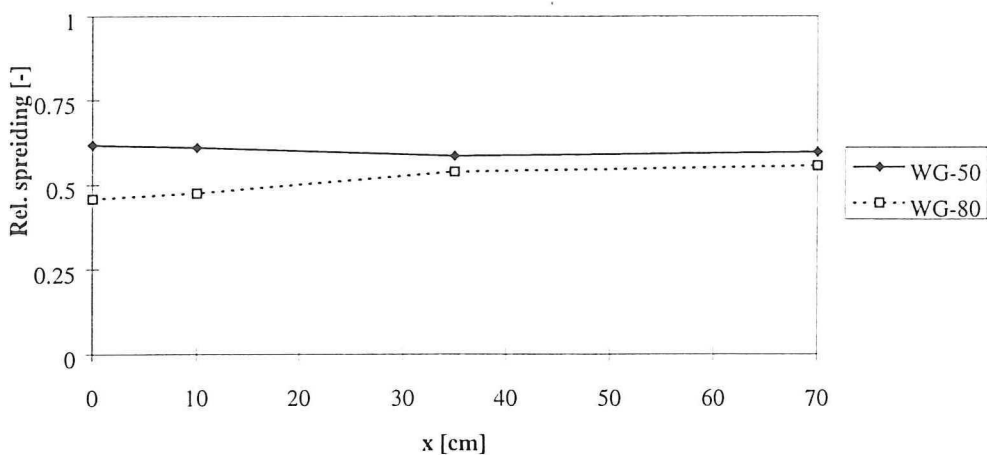
FIGUUR 7.33: De relatieve spreiding als functie van x bepaald bij radiale profielen bij 5.0 bar voor WG-50.



FIGUUR 7.34: De relatieve spreiding als functie van x bepaald bij radiale profielen bij 5.0 bar voor WG-50.



FIGUUR 7.35: De relatieve spreiding als functie van x bepaald bij z -profielen bij 4.0 bar voor WG-50 en WG-80.



FIGUUR 7.36: De relatieve spreiding als functie van x bepaald bij z -profielen bij 5.0 bar voor WG-50 en WG-80.

genomen over de doorsneden $x=10$, 35 en 70 cm. (zie tabel 7.2) De spreidingen bij profielen op $x=0$ cm worden niet meegenomen in de middeling, omdat de fout om eerder genoemde redenen te groot is om betrouwbare waarden voor de spreiding te bepalen.

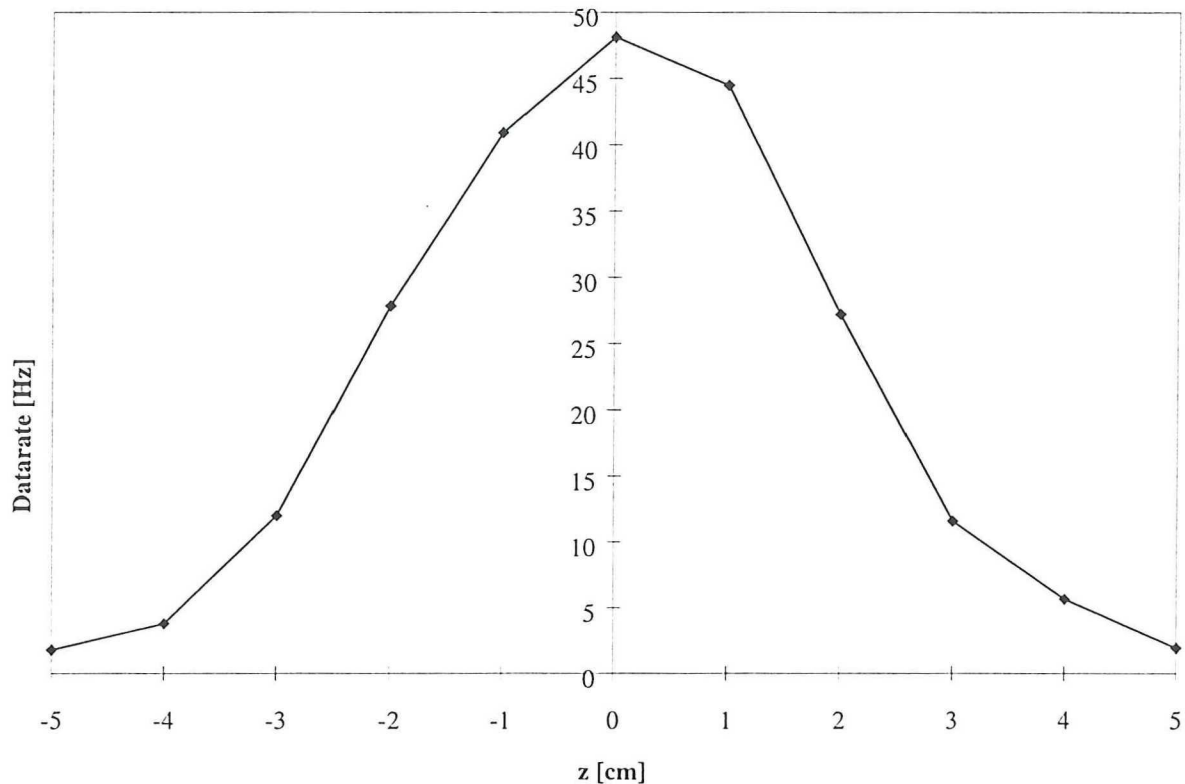
p_4 [bar]	WG-50 y	WG-50 z	WG-80 z
4.0	0.0535	0.0538	0.0482
5.0	0.0530	0.0543	0.0475
5.6	0.0548	0.0546	0.0491

TABEL 7.2: De spreidingen voor verschillende drukken voor verschillende profielen voor WG-50 en WG-80.

De virtuele oorsprong was in paragraaf 7.3.2 berekend op 15 cm. Indien de toppen van de conussen berekend worden met de gevonden spreidingen, dan vinden we waarden die in de buurt liggen van 15 cm achter de nozzle. De positie van een virtuele oorsprong 15 cm voor de nozzle uitgang is dus realistisch.

Concluderend kan gesteld worden dat:

- De spreiding bij $x=0$ heeft een grote fout door de grote invloed van de keuze van de virtuele oorsprong en de beperkte overeenkomst van de vorm van het profiel met een gauskromme.
- Er zijn geen duidelijk meetbare verschillen in de spreiding als functie van x , zodat gesteld kan worden dat de breedte van de jet lineair toeneemt met x .
- Verschillen in de spreidingen als functie van de nozzledruk zijn evenmin duidelijk gemeten. De spreiding is dus onafhankelijk van de druk.
- De spreiding is gemiddeld 12 % groter voor WG-50 dan voor WG-80. Grotere deeltjes hebben dus een grotere spreiding dan kleinere deeltjes.



FIGUUR 7.37: De datarates als functie van z voor $x=35$ bij 5.0 bar voor WG-80.

7.5 Impulsstromen

Een relevante parameter voor de mate waarin verf wordt verwijderd is de impuls van de gritdeeltjes. Er zal een grove afschatting gemaakt worden voor de impulsstroom van de deeltjes.

7.5.1 Bepaling impulsstroom van deeltjes

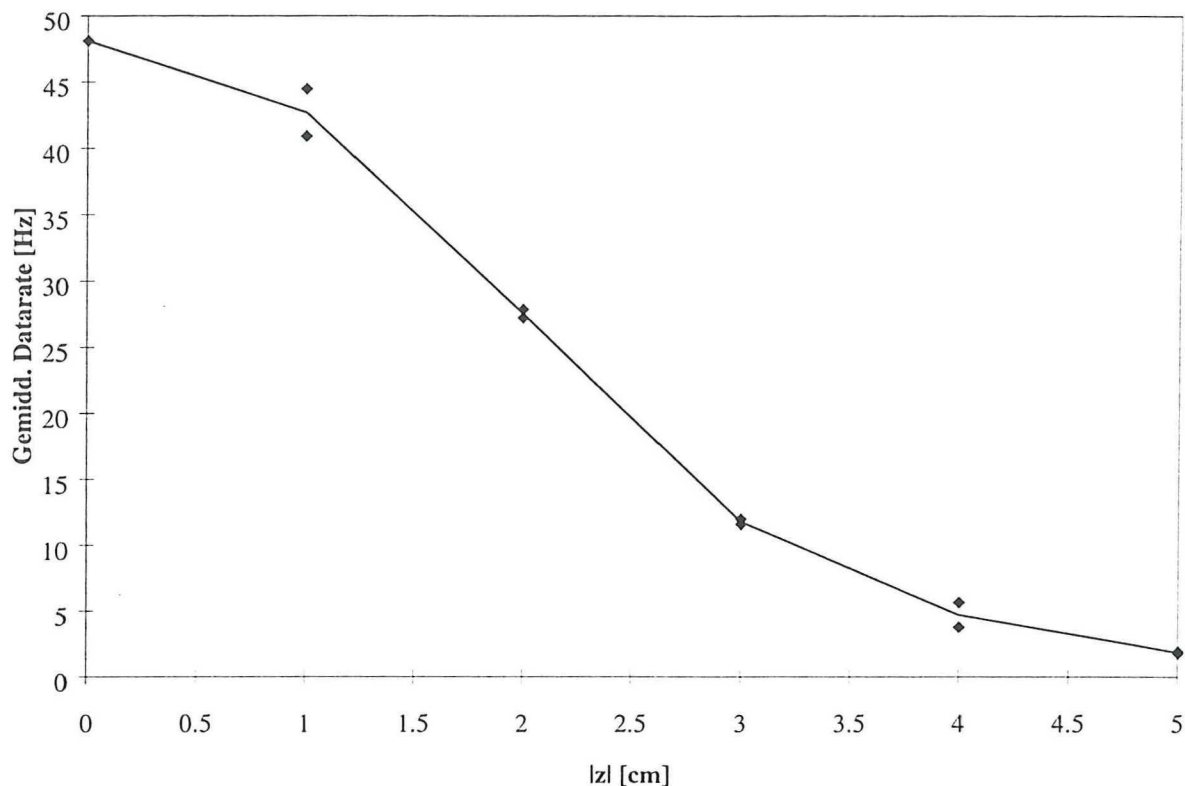
Om de impulsstroom van de deeltjes $\Phi_{i,p}$ te bepalen moeten de massaflux en de snelheden bepaald worden. De snelheden van de deeltjes zijn rechtstreeks gemeten, maar om de massaflux te bepalen uit de datarates is het volgende gedaan.

Er zal uitgegaan worden van de gemeten datarates. In figuur 7.37 staan de datarates gemeten bij een z -profiel op $x=35$ cm bij 5.0 bar voor WG-80.

In figuur 7.38 staan de datarates die worden gespiegeld in de z -as door de absolute waarde voor z te nemen.

Van deze datarates van de positieve en de negatieve z -positie wordt het gemiddelde genomen.

Nu wordt gebruik gemaakt van de wet van massabehoud voor de deeltjes. Aangenomen wordt dat de datarate een relatieve maat is voor de massaflux en dat de totale massaflux in een doorsnede loodrecht op de as van de jet constant en bekend is. Om nu een uitdrukking te vinden voor de massaflux in verschillende concentrische ringen in de jet, worden de datarates per radiale positie vermenigvuldigd met de oppervlakte van de bij deze datarate behorende



FIGUUR 7.38: De datarates als functie van $|z|$ voor $x=35$ bij 5.0 bar voor WG-80.

concentrische ring. De som van alle bijdragen wordt gelijk gesteld aan het massadebiet waarvan de waarde in paragraaf 6.1 bepaald is. Zo kunnen de data rates in de concentrische ringen vertaald worden naar een massaflux.

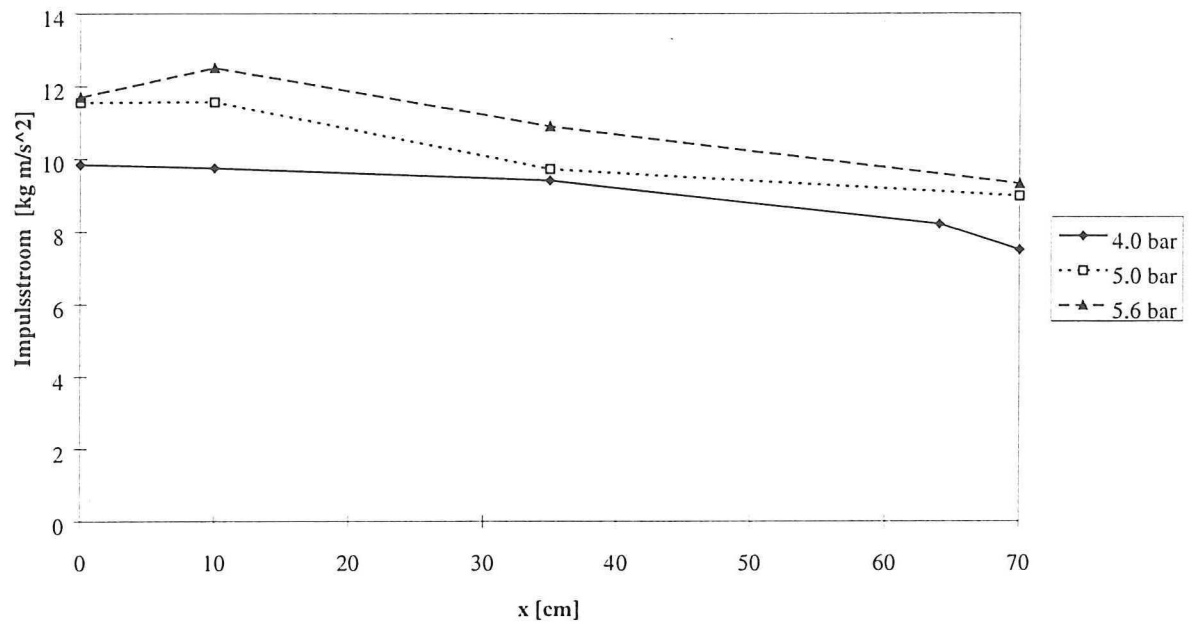
Voor het berekenen van de impulsstroom is nu de massaflux bekend. De massafluxen worden vermenigvuldigd met de snelheden behorend bij de desbetreffende straal nadat ze gemiddeld zijn op dezelfde manier als de datarates. Dan is een uitdrukking voor de impulsfluxen op de verschillende radiale posities in de jet gevonden. Gesommeerd over het totale aantal cilinders levert dit een uitdrukking op voor de totale impulsstroom van de deeltjes in de jet.

7.5.2 Resultaten van de berekende impulsstromen

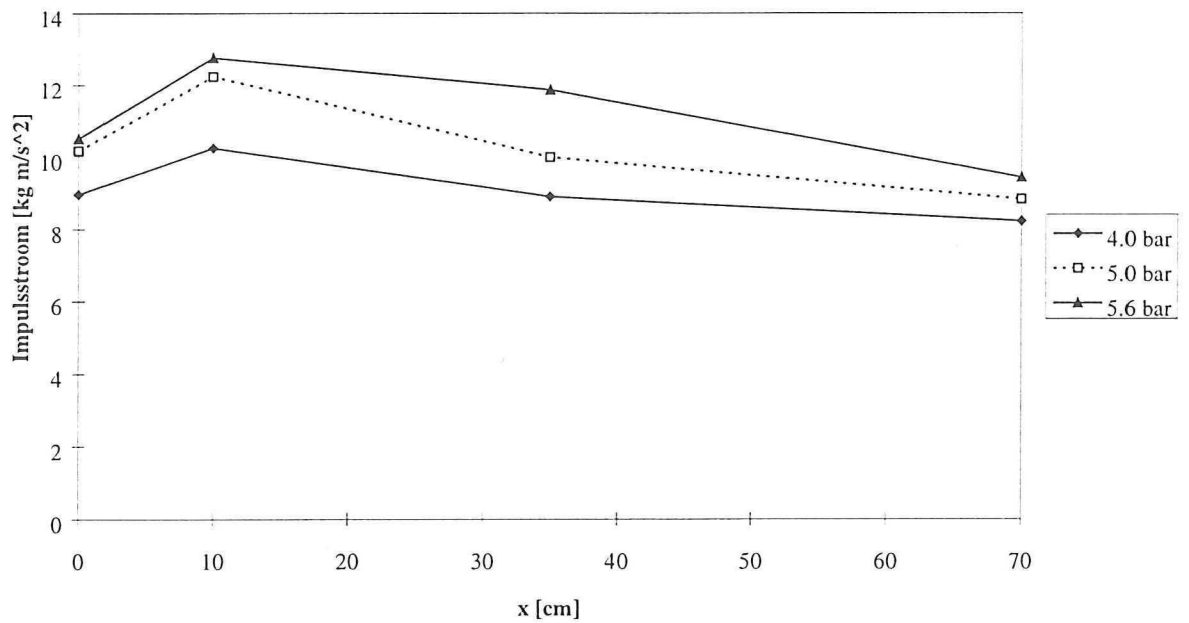
De impulsstromen zijn berekend met de methode beschreven in de voorgaande paragraaf. In figuur 7.39 en 7.40 staan de impulsstromen van de deeltjes gemeten in y- en z-profielen op $x=0$, 10, 35 en 70 cm voor WG-50.

Te zien is dat zowel in figuur 7.39 als in figuur 7.40 de totale impulsstroom van de deeltjes toeneemt voor hogere druk. Dit ligt in de lijn der verwachting, want zowel de gritdebieten als de snelheden zijn groter bij hogere drukken.

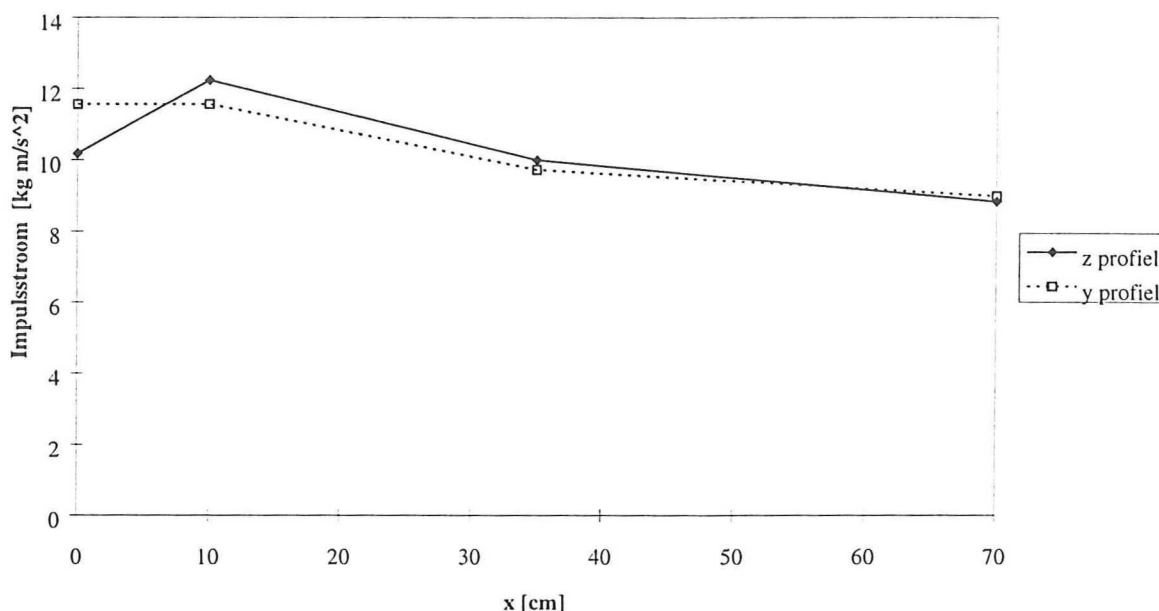
In figuur 7.40 is de toename van de impuls ten gevolge van de versnelling van de deeltjes in de eerste 10 cm van de jet duidelijker dan in figuur 7.39. Waarschijnlijk is de fout in het berekenen met deze methode te groot om de verwachte stijgen tot 10 cm achter de nozzle te meten.



FIGUUR 7.39: Impulsstromen van de deeltjes als functie van x bij verschillende drukken voor y -profielen voor WG-50.



FIGUUR 7.40: Impulsstromen van de deeltjes als functie van x bij verschillende drukken voor z -profielen voor WG-50.



FIGUUR 7.41: Impulsstromen van de deeltjes als functie van x voor y - en z -profielen voor WG-50 bij 5.0 bar.

In figuur 7.41 en 7.42 staan de impulsstromen bij y - en z -profielen als functie van x bij 5.0 en 5.6 bar voor WG-50. Te zien is dat de impulsstroom bij $x=0$ voor het y - en z -profiel aanzienlijk verschillen. Voor grotere x -waarden zijn de verschillen een stuk kleiner.

Gritsoort WG-80

In figuur 7.43 staan de impulsstromen bij z -profielen voor WG-80.

Bij $x=0$ en $x=10$ zijn de impulsstromen weer naar verwachting groter voor hogere drukken. De metingen voor 5.6 bar liggen bij $x=35$ en $x=70$ onder de waarden van 5.0 bar. Dit komt niet overeen met de verwachtingen.

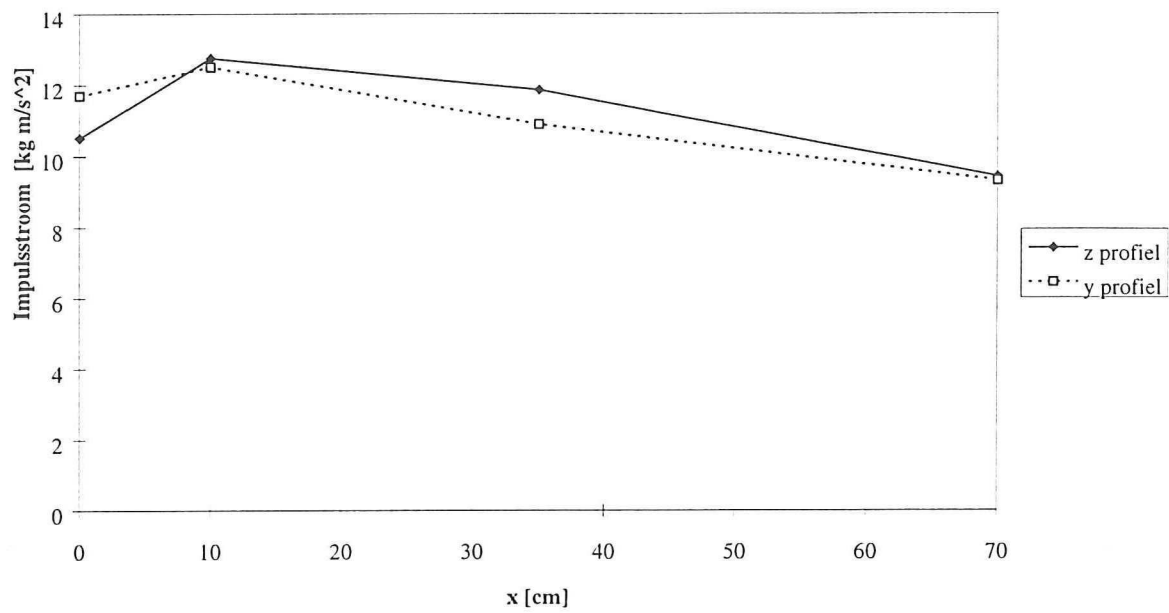
Vergelijkingen van de impulsstromen voor WG-50 en WG-80 staan in figuur 7.44 en 7.45 voor drukken van 4.0 en 5.0 bar.

De impulsstroom is duidelijk hoger voor WG-50. Hoewel de snelheden van de deeltjes hoger zijn voor WG-80, bedraagt het debiet van WG-80 slechts 65 % van dat van WG-50.

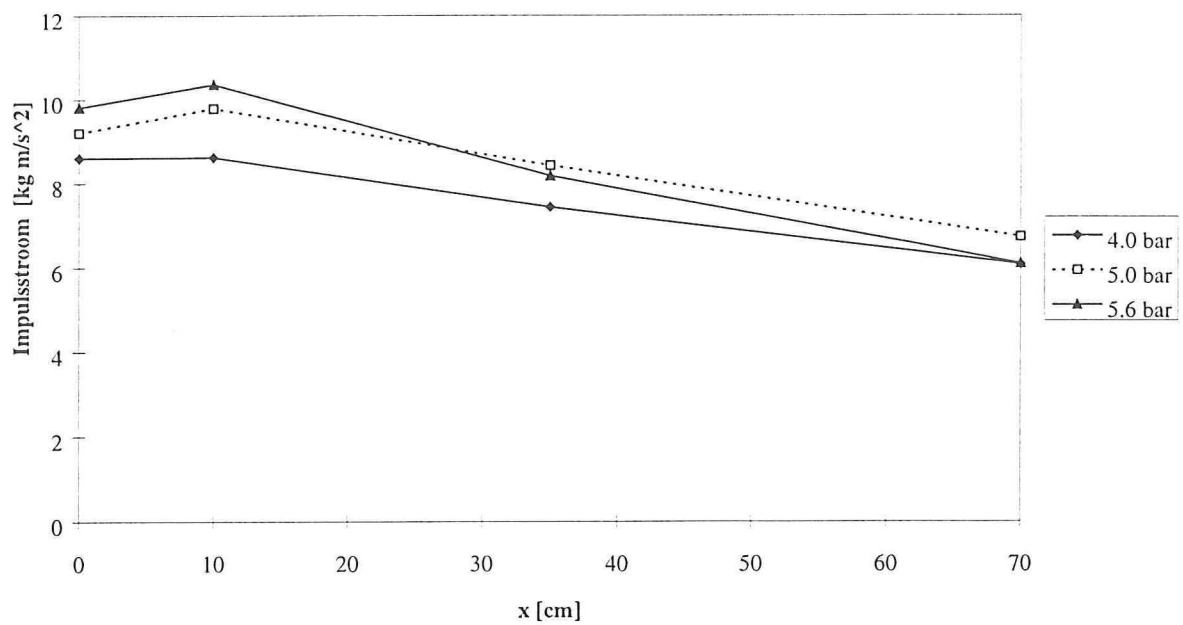
Concluderend kunnen we stellen dat deze methode om de impuls van de gritdeeltjes een grove methode is die kwalitatief een redelijke indicatie geeft van de impulsstromen, maar dat de totale fout te groot is om de versnelling en dus de toename van de impuls van de deeltjes consequent goed te voorspellen.

Wel kan geconcludeerd worden dat de impulsstroom van WG-50 groter zijn dan van WG-80. Dit komt doordat de snelheden bij WG-50 weliswaar lager liggen, maar het debiet 53 % groter is.

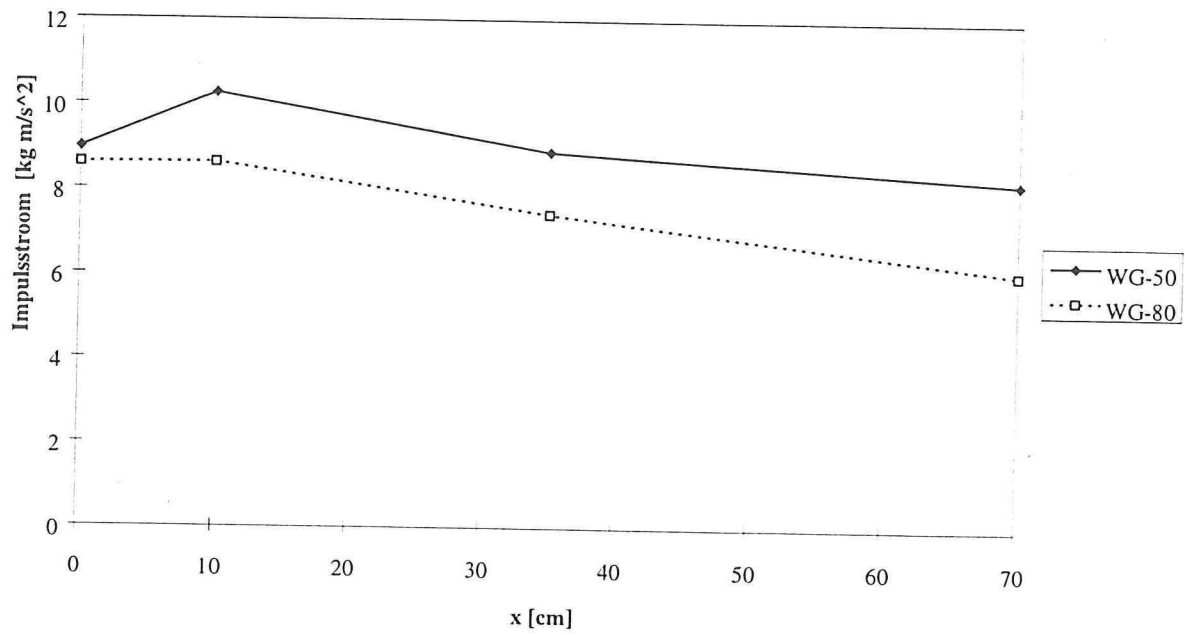
Via het luchtdebiet en de diameter van de uigang van de nozzle is het mogelijk de impulsstroom van de lucht op $x=0$ te berekenen. Met de wet van behoud van impuls is dan de



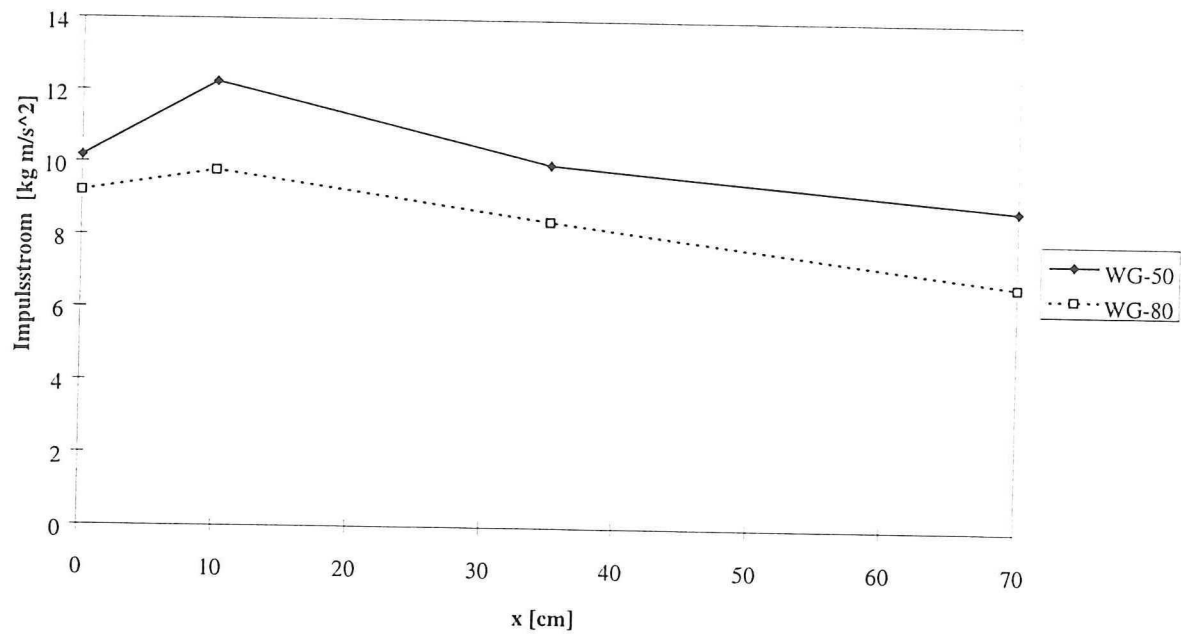
FIGUUR 7.42: *Impulsstromen van de deeltjes als functie van x voor y - en z -profielen voor WG-50 bij 5.6 bar.*



FIGUUR 7.43: *Impulsstromen van de deeltjes als functie van x bij verschillende drukken voor z -profielen voor WG-80.*



FIGUUR 7.44:



FIGUUR 7.45:

totale impulsstromen te berekenen. Gebruik makend van de impulsstromen van de gritdeeltjes zijn de impulsstromen van de lucht dan te berekenen.

De luchtsnelheden in de jet zijn alleen bekend vlak achter de nozzle. Op andere posities zijn axiale snelheden onbekend. Ook de massafluxen van de lucht zijn onbekend, omdat er geen entrainmentrelaties bekend zijn. Wegens het gebrek aan deze informatie is niet verder gekeken naar dit onderdeel.

7.6 De baan van een deeltje in de jet

In paragraaf 2.2.5 is een uitdrukking voor de versnelling van een deeltje uitgerekend uitgaande van de wrijvingskracht.

Er zal nu een deeltje losgelaten worden in de luchtstroming op $x=0$. De beginsnelheid is gelijk aan de gemeten axiale snelheid. Met formule 2.24 wordt de versnelling van het deeltje berekend en hiermee de snelheid van het deeltje. De grootheden die de versnelling van een deeltje bepalen zullen nu behandeld worden.

De snelheid van de lucht aan de uitgang van de nozzle wordt berekend met:

$$v_{g,0} = \frac{\Phi_v}{A_0} \quad (7.5)$$

hierin is $v_{g,0}$ de luchtsnelheid bij de uitgang [m/s], Φ_v het volumedebiet van de lucht [m³/s] en A_0 de oppervlakte van de uitstroomopening [m²].

De luchtsnelheid verder stroomafwaarts zal bij gebrek aan een beter model gelijk gesteld worden aan de afname van de luchtsnelheid in een één-fase jet: evenredig met $1/x$. We krijgen dan de uitdrukking voor de luchtsnelheid $V_g(x)$:

$$V_g(x) = \frac{c}{x} \quad (7.6)$$

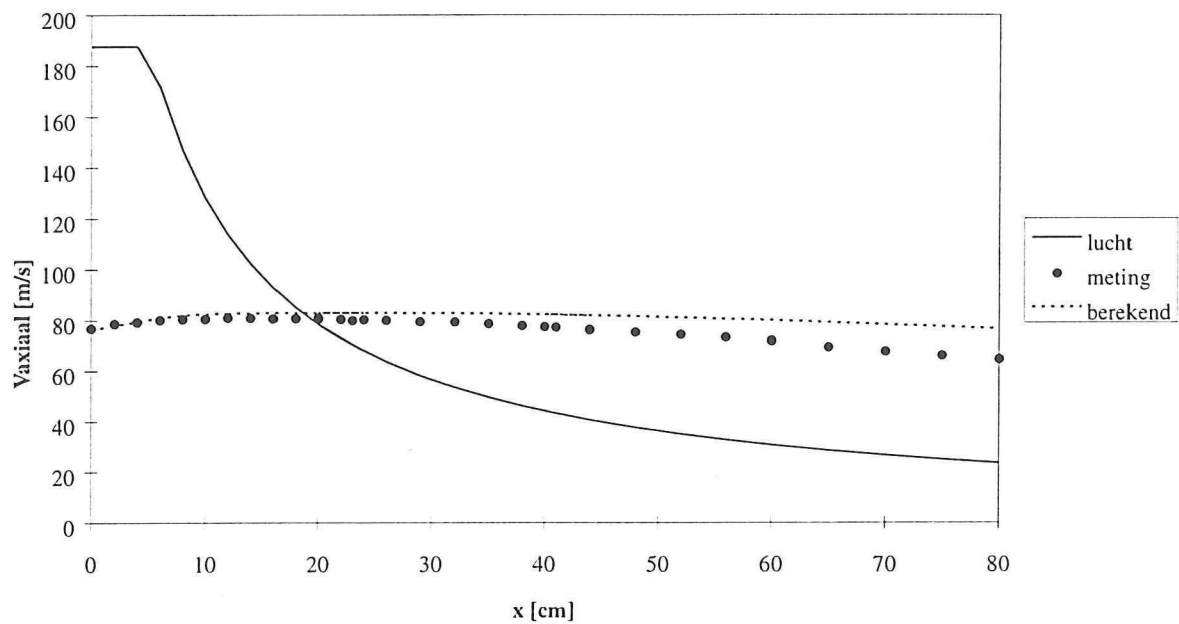
De wrijvingscoëfficiënt C_w wordt bepaald met formule 2.21 en is een functie van het Reynolds-getal. In formule 2.20 worden voor de grootheden de volgende waarden genomen voor het loslaten van een deeltje WG-50 grit bij 5.0 bar nozzle-druk:

De dichtheid van de lucht ρ_g is 1.226 kg/m³, de gemiddelde deeltjesdiameter van WG-80 is 214 μ m, $v_{g,0} = 187.6$ m/s, de waarde voor u_p wordt berekend, maar voor de beginsnelheid wordt de gemeten snelheid van 76.8 m/s op $x=0$ genomen. De dynamische viscositeit $\eta = 1.82 \cdot 10^{-5}$ Pa s, $\rho_p = 7600$ kg/m³ en voor bollen geldt $\frac{A_{\perp}}{V_p} = 1.5/d_p$.

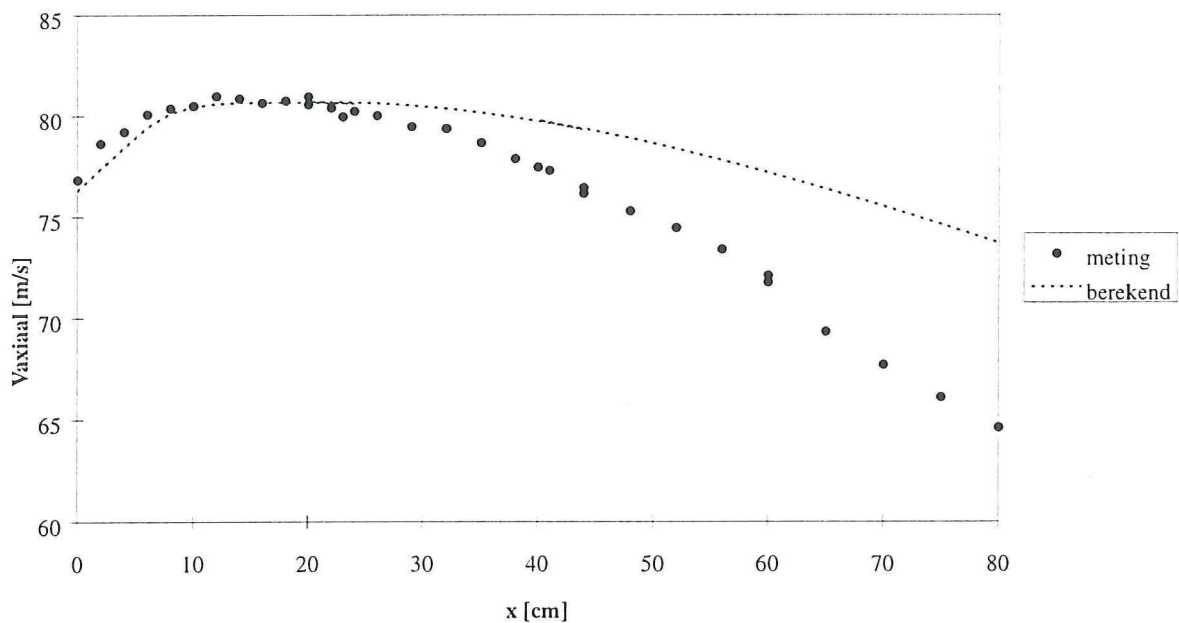
In figuur 7.46 worden de snelheid van de lucht, de gemeten snelheden en de berekende snelheid van het losgelaten deeltje uitgezet tegen de afstand van de nozzle.

Door het grote verschil in snelheden tussen de lucht en de gritdeeltjes, is het verloop van de snelheden voor de gritdeeltjes minder goed zichtbaar. Daarom wordt een vergroting getoond van figuur 7.46 in figuur 7.47.

Het verschil tussen gemeten waarden en berekende snelheden is groot, vooral voor grotere afstanden achter de nozzle. Geprobeerd is om parameters als deeltjegrootte en oppervlakte-volume-verhouding $\frac{A_{\perp}}{V_p}$ dusdanig te variëren dat de berekeningen overeenkwamen met de metingen. Dit is niet gelukt voor realistische waarden voor de parameters. Het probleem zit in het feit dat met één deeltjesdiameter en één gemiddelde axiale snelheid de werkelijkheid niet goed beschreven kan worden. Verder onderzoek is nodig naar het verband tussen de gemiddelde snelheid en de afzonderlijke snelheden van de deeltjes en de deeltjes zelf. Daarbij is de diameter een belangrijke parameter, maar ook de vorm van het deeltje. De oppervlakte-volume verhouding van een deeltje bepaalt in sterke mate de versnelling als gevolg van de wrijvingskracht. Een orde grootte van deze verhouding kan bepaald worden met behulp van beeldbewerkingstechnieken.



FIGUUR 7.46: De luchtsnelheid, de gemeten gemiddelde snelheid van de deeltjes en de berekende snelheid van een deeltje dat in de stroming is losgelaten als functie van x voor WG-80 bij 5.0 bar.



FIGUUR 7.47: De gemeten gemiddelde snelheid van de deeltjes en de berekende snelheid van een deeltje dat in de stroming is losgelaten als functie van x voor WG-80 bij 5.0 bar.

Hoofdstuk 8

Conclusies en aanbevelingen

8.1 Conclusies

- Laser Doppler Anemometrie blijkt een geschikte methode te zijn om nauwkeurig snelheden te meten van relatief grote deeltjes met hoge snelheden in een twee-fasen jet met een hoge beladingsgraad.
- De gemiddelde axiale deeltjessnelheid neemt toe tot circa 10 cm achter de nozzle en daalt verder stroomafwaarts. De radiale snelheden verlopen lineair als functie van de straal. De gemiddelde axiale snelheid neemt toe bij hogere nozzledruk en kleinere deeltjes.
- De stand van de toevoerslang heeft een grote invloed op het verticale snelheidsprofiel in de jet. Door het uitzakken van deeltjes in de toevoerslang kunnen er vanwege een inhomogene toevoer van het grit-lucht mengsel zeer asymmetrische radiale snelheids- en datarateprofielen ontstaan. Dit probleem kan grotendeels verholpen worden door de toevoerslang één meter voor de nozzle onder een hoek te plaatsen waardoor de jet symmetrisch is ten opzichte van de as van de jet in het horizontale vlak en licht asymmetrisch in het verticale vlak.
- Op de as van de jet is de datarate evenredig met de theoretisch berekende massaflux. Beide zijn evenredig met $1/x^2$. De datarate is echter geen absolute maat voor de massaflux.
- De breedte van de jet verandert vrijwel lineair met de afstand tot de nozzle. De nozzle-druk heeft geen meetbare invloed op de breedte van de jet. Bij grotere deeltjesdiameter is de spreiding van de jet groter.
- Er is nog geen theoretisch model beschikbaar om het verloop van de lucht- en deeltjessnelheden te voorspellen. Het meten van deeltjessnelheden alleen is niet genoeg om te verifiëren of aan de behoudswet voor impuls wordt voldaan. Luchtsnelheden en entrainment-relaties voor de bepaling van de massastroom van lucht zijn niet bekend.
- Een regelmatige reiniging van het grit is noodzakelijk omdat het door slijtage ontstane stof een zeer sterke invloed heeft op de gemeten snelheden.

8.2 Aanbevelingen

Bij een vervolgonderzoek naar gritstralen zal het accent moeten liggen op het verkrijgen van empirische relaties voor de jet. Voor vervolgonderzoek gelden de volgende aanbevelingen.

- De gritstraal moet naar verticaal naar beneden gericht zijn. Problemen met asymmetrische snelheids- en datarateprofielen door uitzakking van deeltjes in de toevoerslang worden dan voorkomen.
- Het is noodzakelijk dat het bereik van de traverseerinrichting vergroot wordt tot minimaal 80 cm achter de nozzle om een nauwkeurigere positionering van de traverseerinrichting en een betere reproduceerbaarheid van de metingen te bewerkstelligen.
- Bij grotere deeltjesdiameter is de spreiding van de jet groter. Het verband tussen de grootte van de deeltjes en hun spreiding kan op twee manieren nader onderzocht worden.

Met behulp van de gritscheider kunnen smallere deeltjesgrootteverdelingen gemaakt worden uit de nu brede verdelingen en kan de spreiding van de jet als functie van de deeltjesgrootte gemeten worden.

Een andere mogelijkheid is door de deeltjes op te vangen met een holle buis op verschillende radiale afstanden in de jet en de deeltjesgrootteverdeling met een zeefset als functie van de straal te bepalen. Op deze manier wordt bovendien de massaflux direct gemeten en kan geverifieerd worden of de data rate evenredig is met de massaflux in de hele jet.

- Om te controleren of de som van impulsstromen van grit en lucht constant is in iedere doorsnede van de jet, moeten de snelheid en de massastroom van lucht bepaald worden. De luchtsnelheid zou gemeten kunnen worden met behulp van laser Doppler metingen aan kleine tracer deeltjes die de stroming van de lucht volgen. De verwachte problemen zijn echter erg groot. Ten eerste moeten tracer deeltjes onder hoge druk in de stroming gebracht worden. De concentratie waarmee de deeltjes geïnjecteerd moeten worden is onbekend. De snelheden vlak bij de nozzle zijn te hoog voor het LDA systeem om te meten. Bovendien moet gediscrimineerd tussen bursts afkomstig van tracer- en gritdeeltjes. Dit brengt problemen in de signaalverwerking met zich mee.
Voor de massaflux van de lucht zou een schatting voor de grootte van entrainment gemaakt moeten worden uit theoretische modellen of de entrainment zou direct gemeten moeten worden.
- De meetgegevens moeten uitgebreid worden voor andere parameters. Er kan gemeten worden met andere deeltjesgrootteverdelingen en andere nozzlegeometrieën. Met een compressor zouden nozzledrukken hoger dan 5.6 bar bereikt kunnen worden. De metingen met staalgrit zouden uitgebreid kunnen worden met metingen aan steenkoolslak of korund (Aluminium oxide). Daarbij zijn met steenkoolslak wel meer problemen te verwachten met stofontwikkeling, omdat de deeltjes veel gemakkelijker in kleinere fracties opbreken.
- De diameter en de vorm bepalen de snelheid van een deeltje in de jet. De bepaling van gemiddelde snelheden en gemiddelde deeltjesdiameters is niet genoeg om met eenvoudige

modellen de afgelegde baan van een gritdeeltje in de luchtstroming te voorspellen. Het verband tussen de snelheid en de deeltjes kan nader onderzocht worden door een smallere deeltjesgrootteverdeling te maken en de gemiddelde snelheid van deeltjes te meten met diameters die veel minder van elkaar afwijken.

De invloed van de vorm van de deeltjes op de snelheid zou beter onderzocht kunnen worden door onder andere de oppervlakte-volume verhoudingen van de deeltjes met behulp van beeldbewerkingstechnieken te bepalen.

De invloed van een groot aantal deeltjes op de gemiddelde snelheid door de beïnvloeding van de deeltjes onderling gaat via de continue fase is ook een aspect dat nader bekeken dient te worden.

Bibliografie

- Abramovich, G. N., 1969, *Turbulent jets of air, plasma and real gas*: Consultants bureau.
- Barlow, R. S. en Morrison, C. Q., 1990, Two-phase velocity measurements in dense particle-laden jets: *Experiments in Fluids*, **9**, 93–104.
- Drain, L. E., 1980, *The laser Doppler technique*: John Wiley & sons Ltd., New York.
- Elghobashi, S. E. en Abou-Arab, T., 1984, A two-equation turbulence model for two-phase flows: *The physics of fluids*, **26**, 931–938.
- Faeth, G. M., 1983, Recent advances in modeling particle transport properties and dispersion in turbulent flow: *Proceedings of the ASME-JSME Thermal Engineering Conference*, **2**, 517–534.
- Fan, J., Zhao, H., en Cen, K., 1992, An experimental study of two-phase turbulent coaxial jets: *Experiments in fluids*, **13**, 279–287.
- Grant, I. S. en Phillips, W. R., 1988, *Electromagnetism*: John Wiley & sons Ltd., New York.
- Günther, R. D., 1990, *Modern optics*: John Wiley & sons Ltd., New York.
- Hetsroni, G. en Sokolov, M., 1971, Distribution of mass, velocity and intensity of turbulence in a two-phase turbulent jet: *J. Appl. Mech.*, **93**, 315–327.
- Laats, M. K. en Frishman, F. A., 1970, Scattering of an inert admixture of different grain size in a two-phase axisymmetric jet: *Soviet research*, **2**, 7–12.
- Levy, Y. en Lockwood, F., 1981, Velocity measurements in a particle laden turbulent free jet: *Combustion and Flame*, **40**, 333–339.
- Rajaratnam, N., 1976, *Turbulent jets*: Elsevier scientific publishing company.
- Rudinger, G., 1980, *Fundamentals of gas-particle flow*: Elsevier scientific publishing company.
- Shuen, J.-S., Chen, L. D., en Faeth, G. M., 1983a, Evaluation of a stochastic model of particle dispersion in a turbulent round jet: *AIChE Journal*, **19**, 167–170.
- 1983b, Predictions of the structure of turbulent, particle-laden, round jets: *AIAA Journal*, **21**, 1483–1484.

- Shuen, J.-S., Solomon, A. S. P., Zhang, Q.-F., en Faeth, G. M., 1985, Structure of particle-laden jets: measurements and predictions: *AIAA Journal*, **23**, 396–404.
- Soo, S. L., 1967, *Fluid dynamics of multiphase systems*: Blaisdell publishing company.
- Stockmann, J. H., 1995, Three-dimensional laser Doppler anemometry in a stirred vessel: Masters's thesis, Kramers Laboratorium voor Fysische Technologie, TU Delft.
- Taweel, A. M. A. en Landau, J., 1977, Turbulence modulation in two-phase jets: *Int.J.Multiphase Flow*, **3**, 341–351.
- TSI Inc. *Model 9230 Colorlink Multicolor Receiver*., 1991.
- TSI Inc. *Model IFA 750 digital burst correlator*., 1991.
- van den Akker, H. E. A., 1992, *Inleiding fysische transportverschijnselen*: Kramers Laboratorium.
- van den Akker, H. E. A., 1994, *Diktaat fysische transportverschijnselen van conversieprocessen en produktbewerkingen*: Kramers Laboratorium.
- Wall, T. F., Subramanian, V., en Howley, P., 1982, An experimental study of the geometry, mixing and entrainment of particle-laden jets up to ten diameters from the nozzle: *Trans IChemE*, **60**, 231–239.

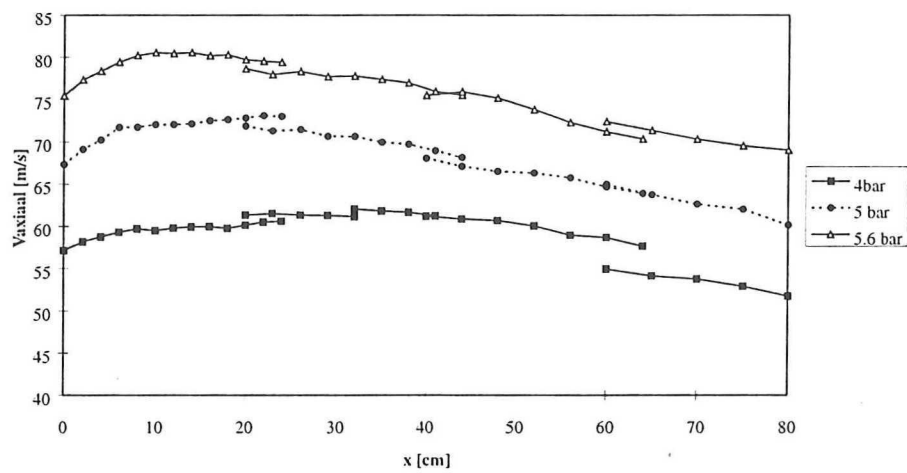
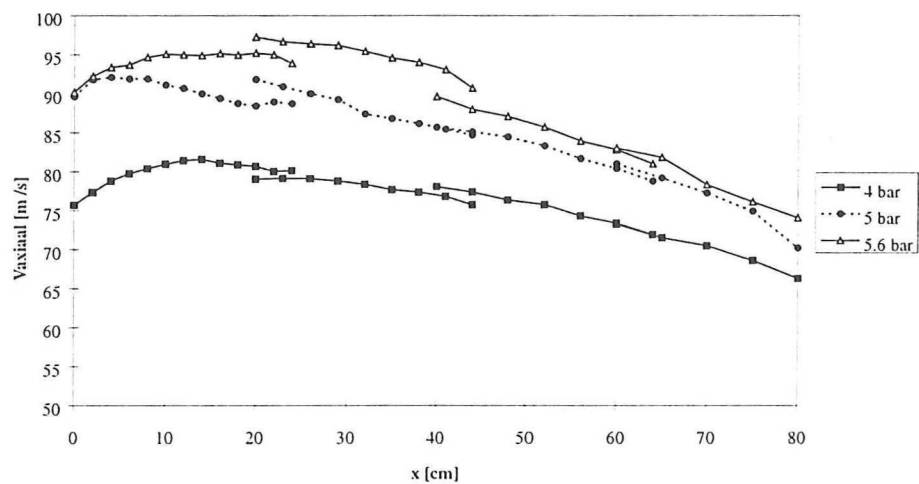
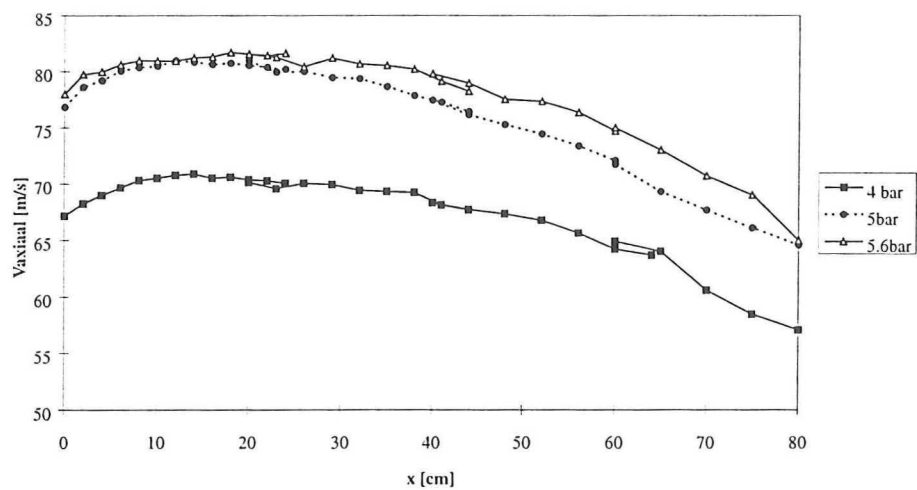
Bijlage A

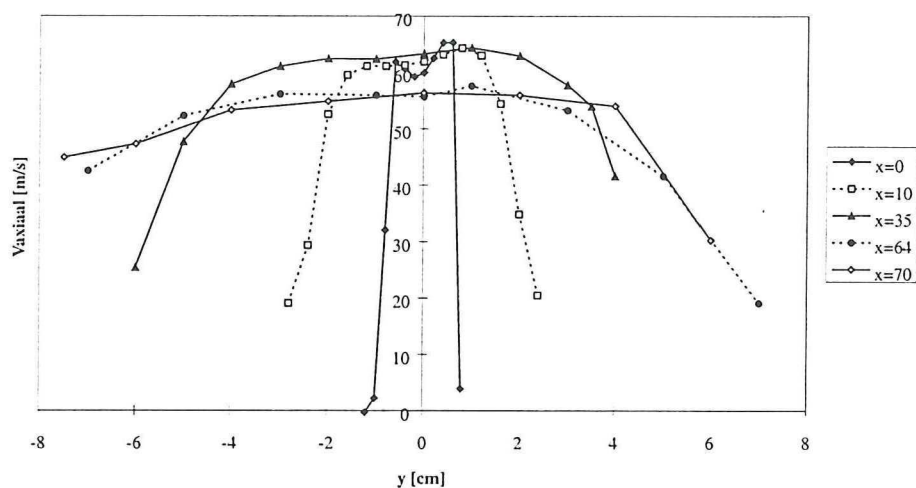
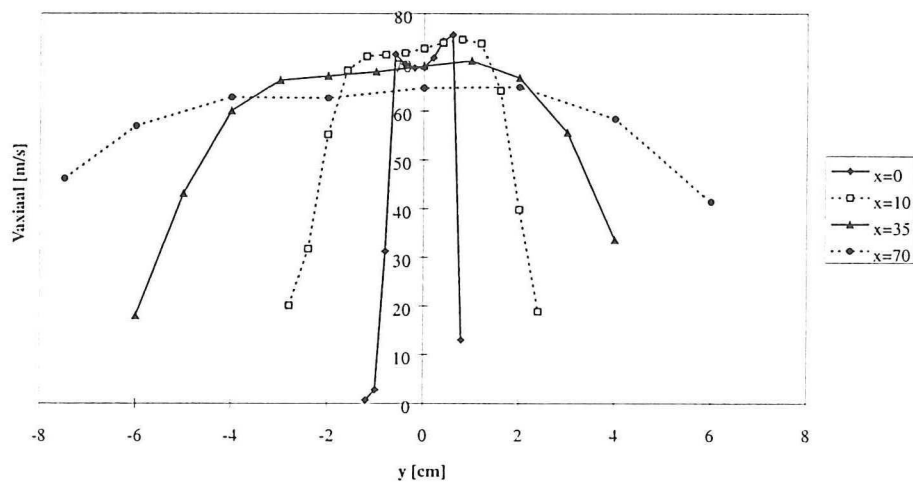
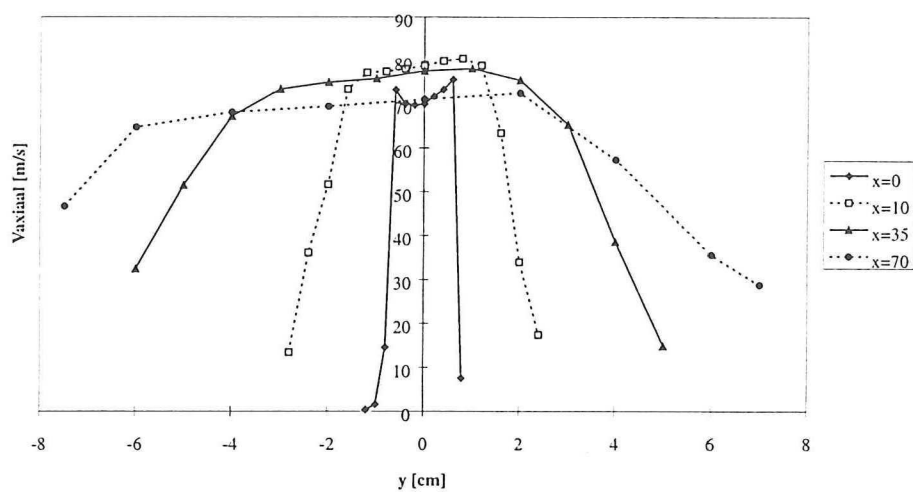
LDA-metingen

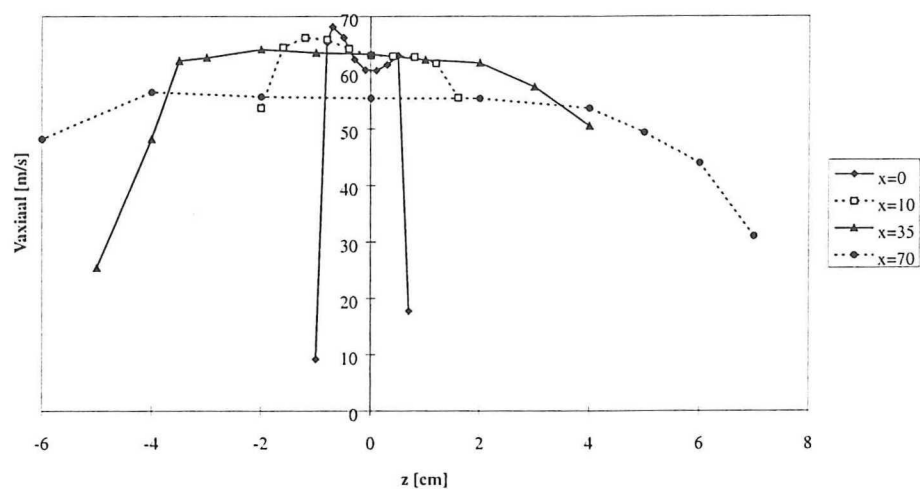
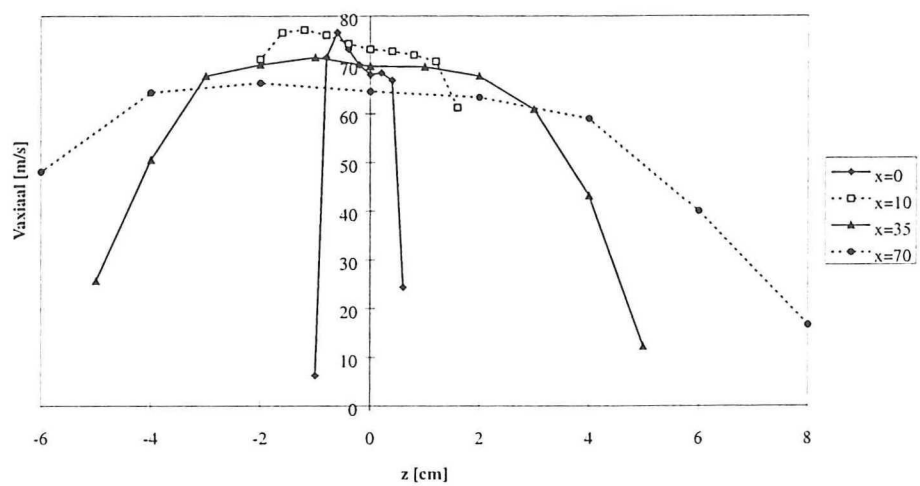
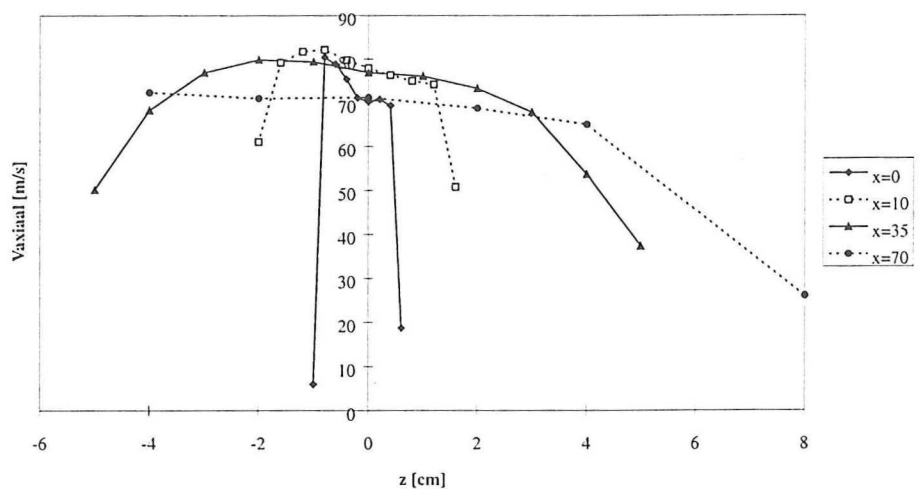
A.1 Axiale snelheden

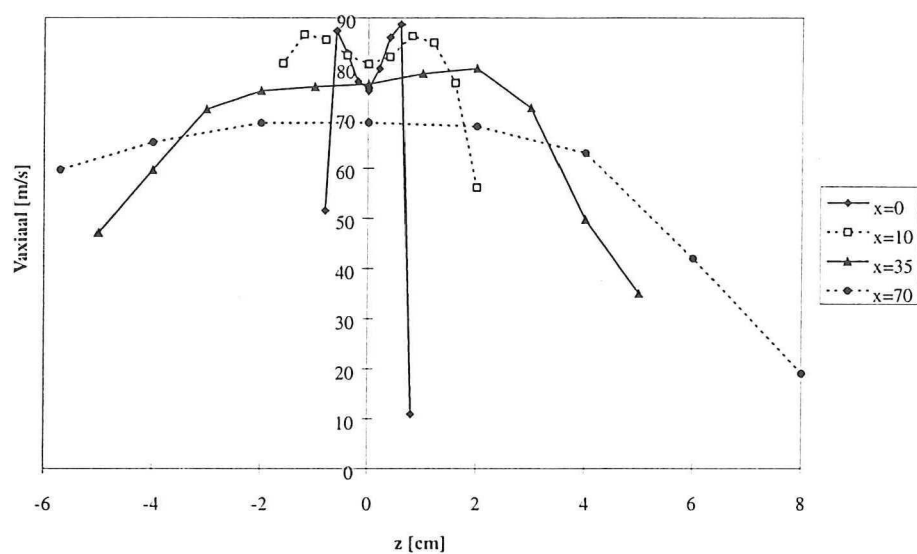
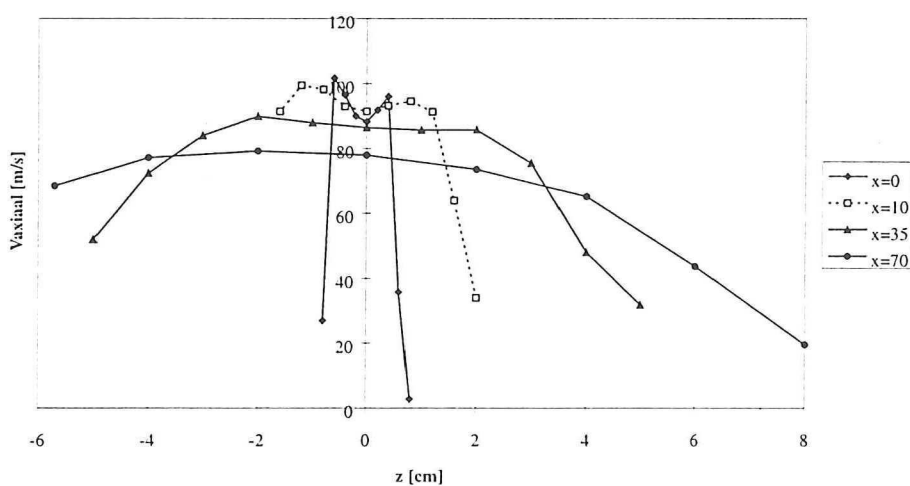
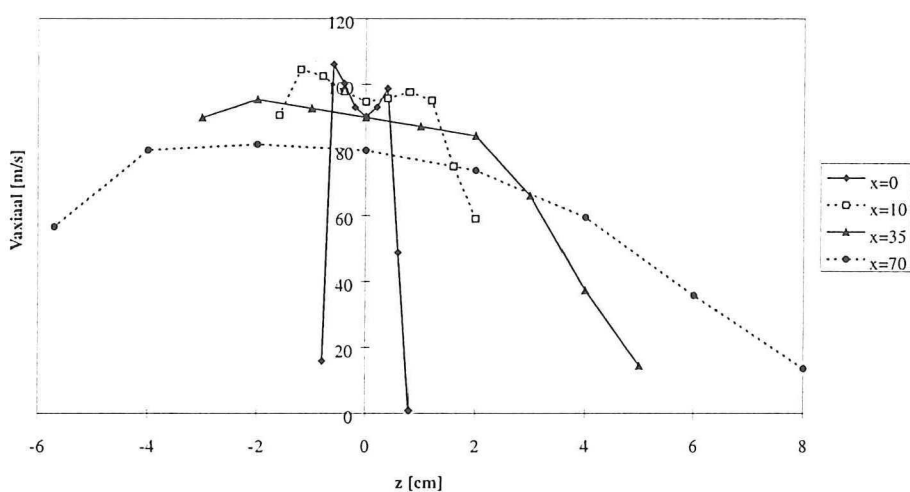
X	WG-50			A.1
	WG-80(1)			A.2
	WG-80(2)			A.3
Y	WG-50	4.0 bar		A.4
		5.0 bar		A.5
		5.6 bar		A.6
Z	WG-50	4.0 bar		A.7
		5.0 bar		A.8
		5.6 bar		A.9
	WG-80	4.0 bar		A.10
		5.0 bar		A.11
		5.6 bar		A.12
ZY	WG-50	4.0 bar	0-10 cm	A.13
		4.0 bar	35-70 cm	A.14
		5.0 bar	0-10 cm	A.15
		5.0 bar	35-70 cm	A.16
		5.6 bar	0-10 cm	A.17
		5.6 bar	35-70 cm	A.18

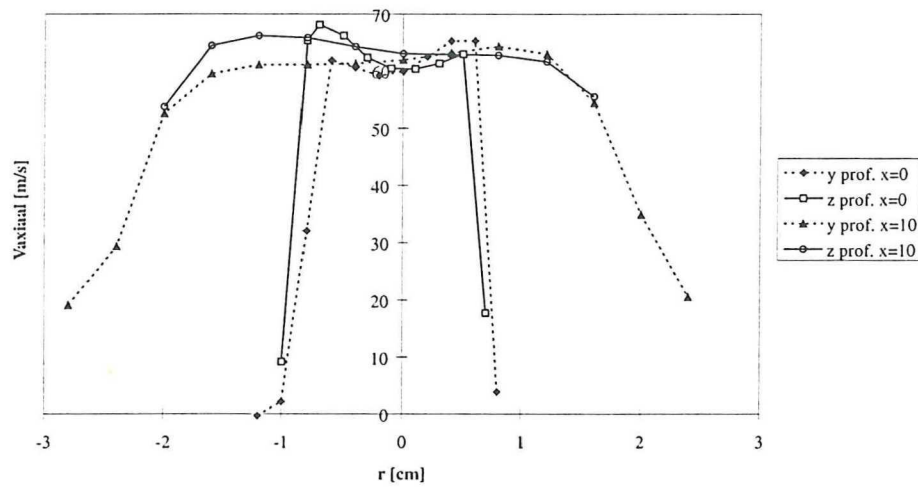
TABEL A.1: *Overzicht van de figuren van de gemeten axiale snelheden.*

FIGUUR A.1: De axiale snelheid als functie van x voor WG-50.FIGUUR A.2: De axiale snelheid als functie van x voor WG-80(1).FIGUUR A.3: De axiale snelheid als functie van x voor WG-80(2).

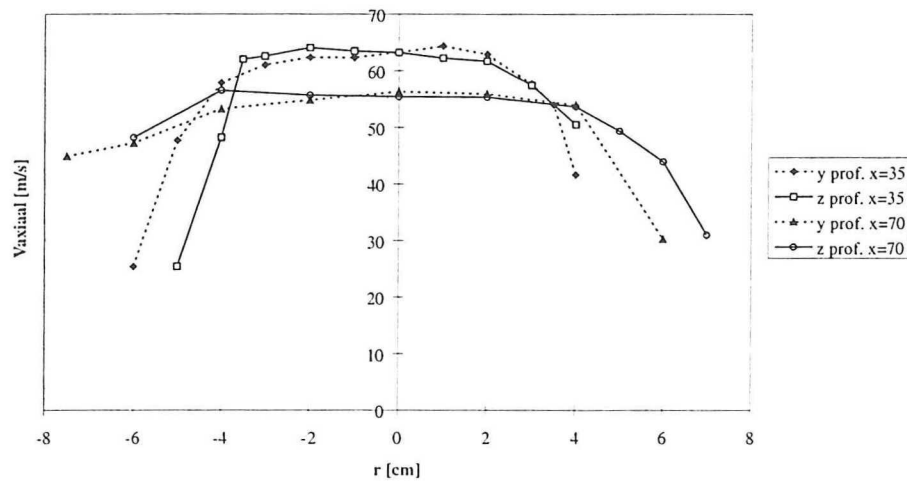
FIGUUR A.4: De axiale snelheid als functie van y bij 4.0 bar voor WG-50.FIGUUR A.5: De axiale snelheid als functie van y bij 5.0 bar voor WG-50.FIGUUR A.6: De axiale snelheid als functie van y bij 5.6 bar voor WG-50.

FIGUUR A.7: De axiale snelheid als functie van z bij 4.0 bar voor $WG-50$.FIGUUR A.8: De axiale snelheid als functie van z bij 5.0 bar voor $WG-50$.FIGUUR A.9: De axiale snelheid als functie van z bij 5.6 bar voor $WG-50$.

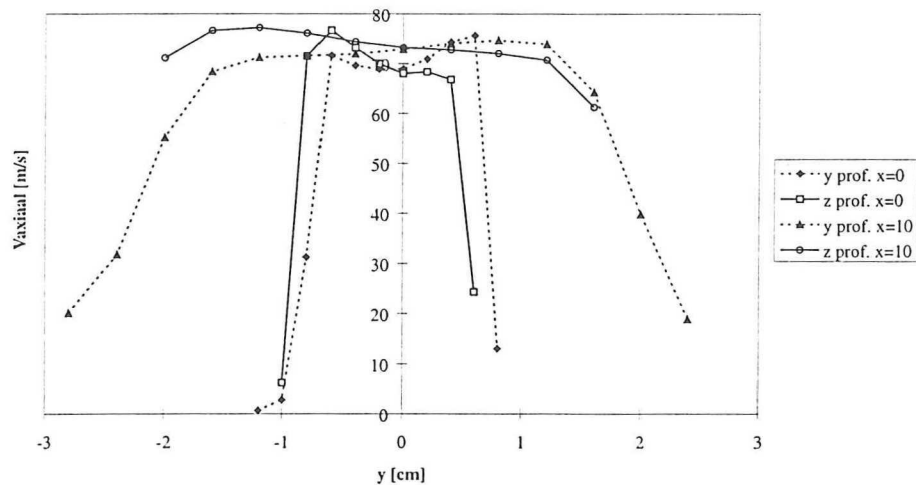
FIGUUR A.10: De axiale snelheid als functie van z bij 4.0 bar voor WG-80.FIGUUR A.11: De axiale snelheid als functie van z bij 5.0 bar voor WG-80.FIGUUR A.12: De axiale snelheid als functie van z bij 5.6 bar voor WG-80.



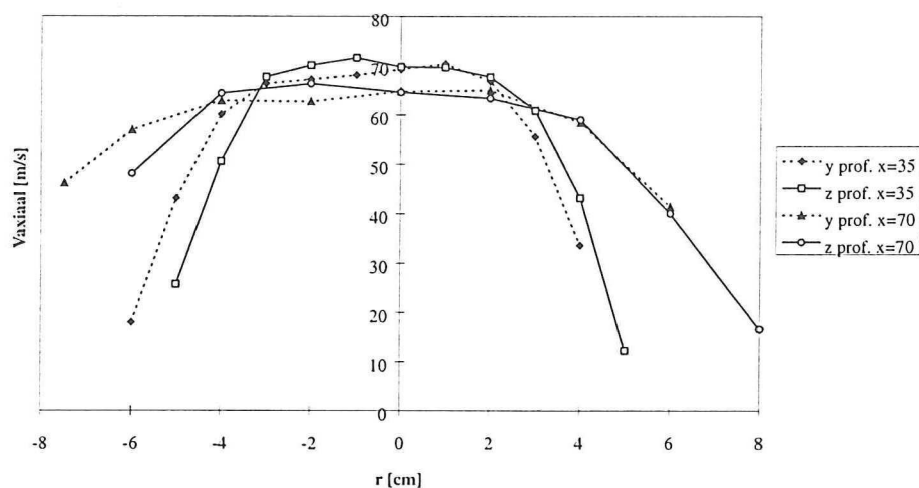
FIGUUR A.13: De axiale snelheid als functie van r bij 4.0 bar voor WG-50 op $x=0$ en $x=10$ cm.



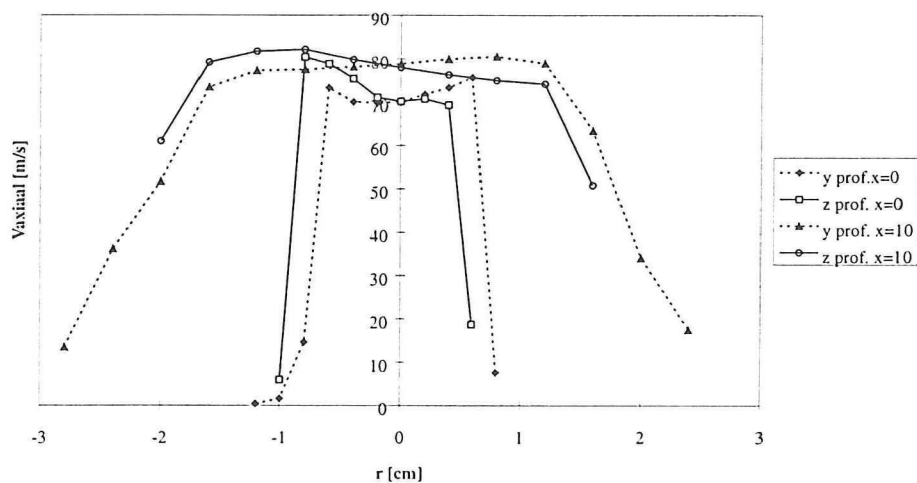
FIGUUR A.14: De axiale snelheid als functie van r bij 4.0 bar voor WG-50 op $x=35$ en $x=70$ cm.



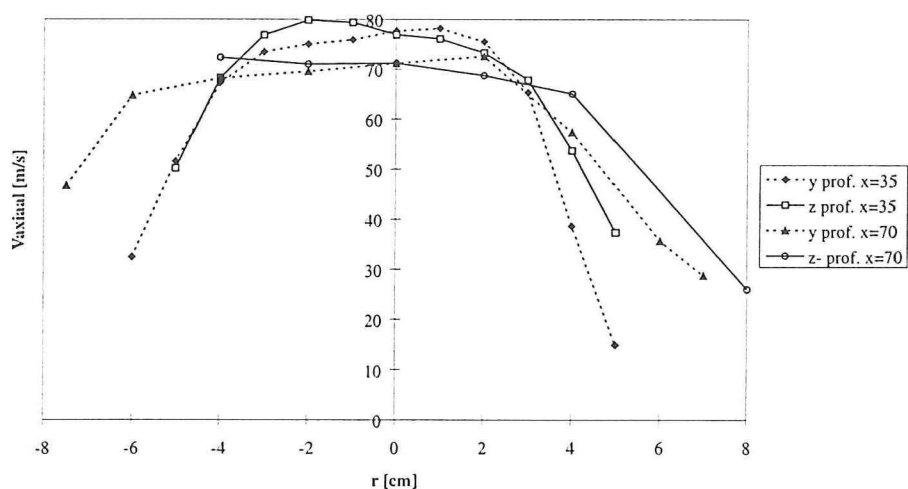
FIGUUR A.15: De axiale snelheid als functie van r bij 5.0 bar voor WG-50 op $x=0$ en $x=10$ cm.



FIGUUR A.16: De axiale snelheid als functie van r bij 5.0 bar voor WG-50 op $x=35$ en $x=70$ cm.



FIGUUR A.17: De axiale snelheid als functie van r bij 5.6 bar voor WG-50 op $x=0$ en $x=10$ cm.

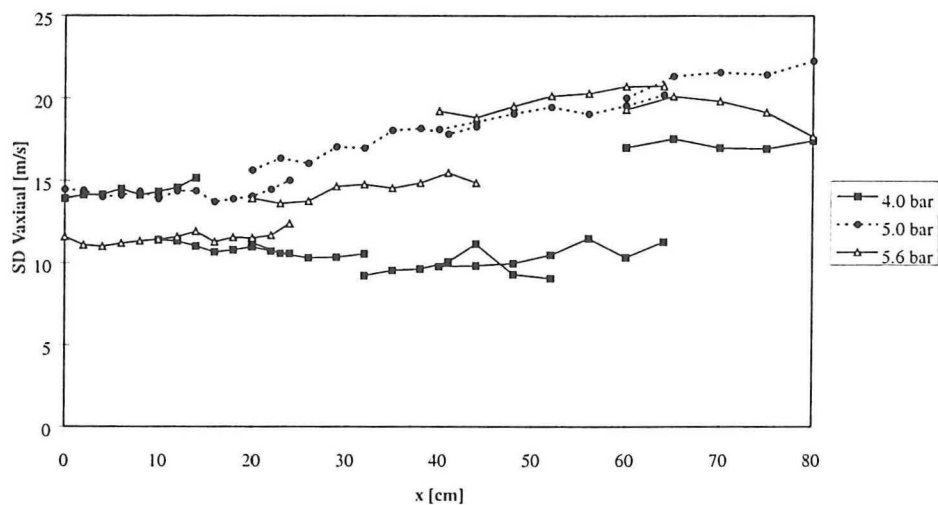


FIGUUR A.18: De axiale snelheid als functie van r bij 5.6 bar voor WG-50 op $x=35$ en $x=70$ cm.

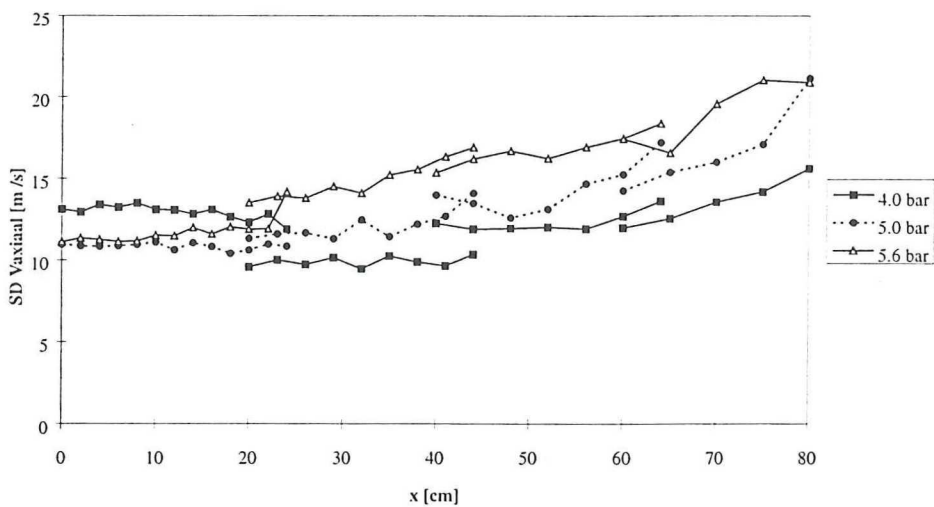
A.2 Standaard deviaties van de axiale snelheden

X	WG-50	A.19
	WG-80(1)	A.20
	WG-80(2)	A.21

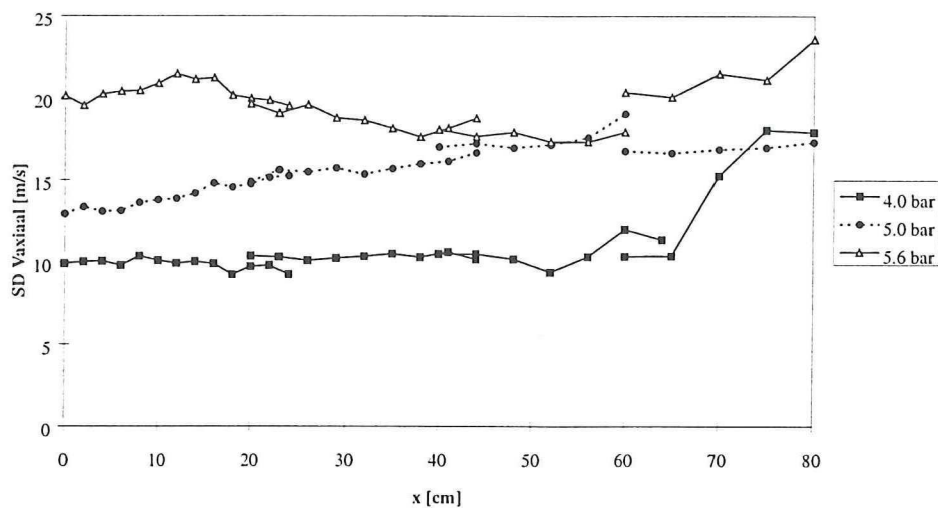
TABEL A.2: Overzicht van de figuren van de standaard deviaties van de axiale snelheden.



FIGUUR A.19: De standaard deviatie van de axiale snelheid als functie van x voor WG-50.



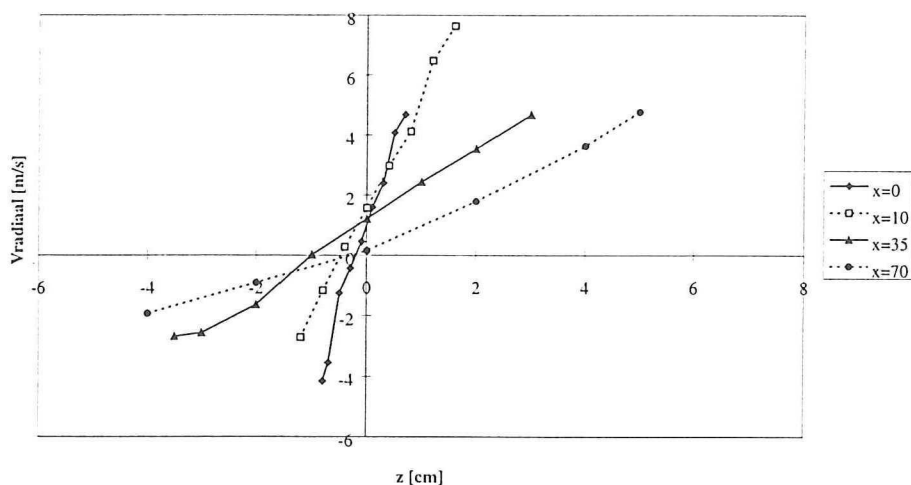
FIGUUR A.20: De standaard deviatie van de axiale snelheid als functie van x voor WG-80(1).

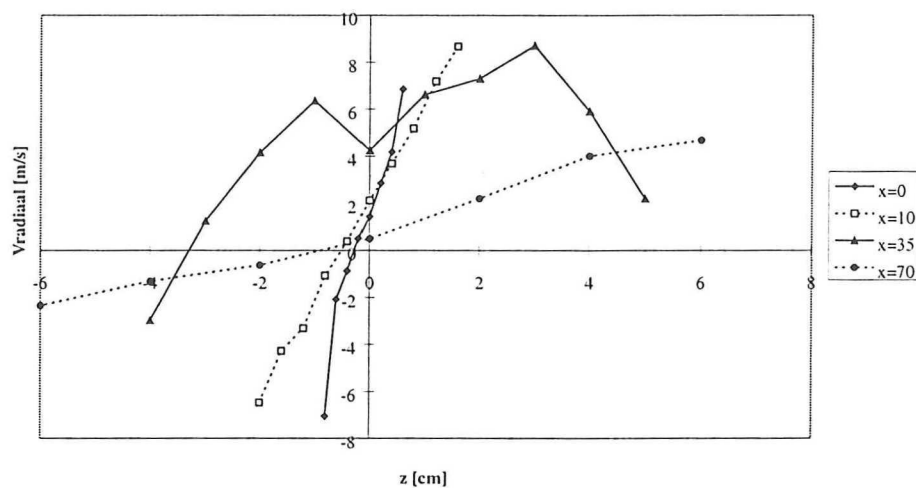
FIGUUR A.21: De standaard deviatie van de axiale snelheid als functie van x voor WG-80(2).

A.3 Radiale snelheden

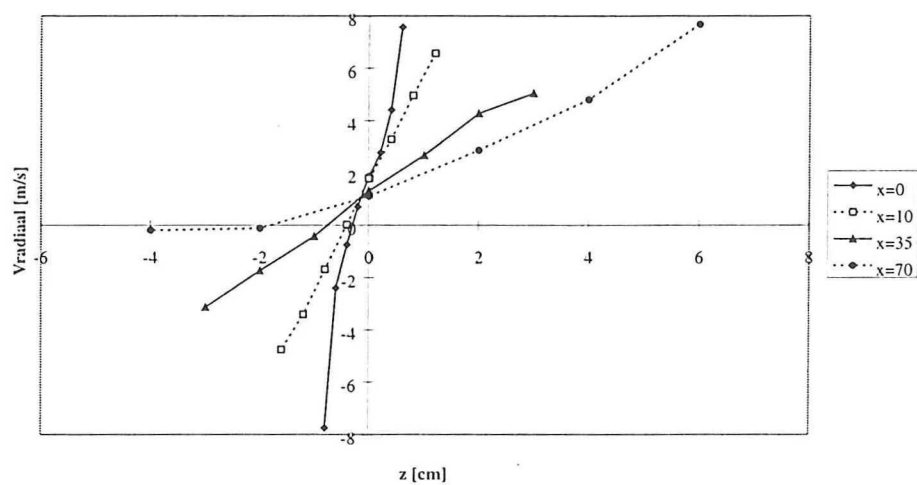
Z	WG-50	4.0 bar	A.22
		5.0 bar	A.23
		5.6 bar	A.24
	WG-80	4.0 bar	A.25
		5.0 bar	A.26
		5.6 bar	A.27

TABEL A.3: Overzicht van de figuren van de gemeten radiale snelheden.

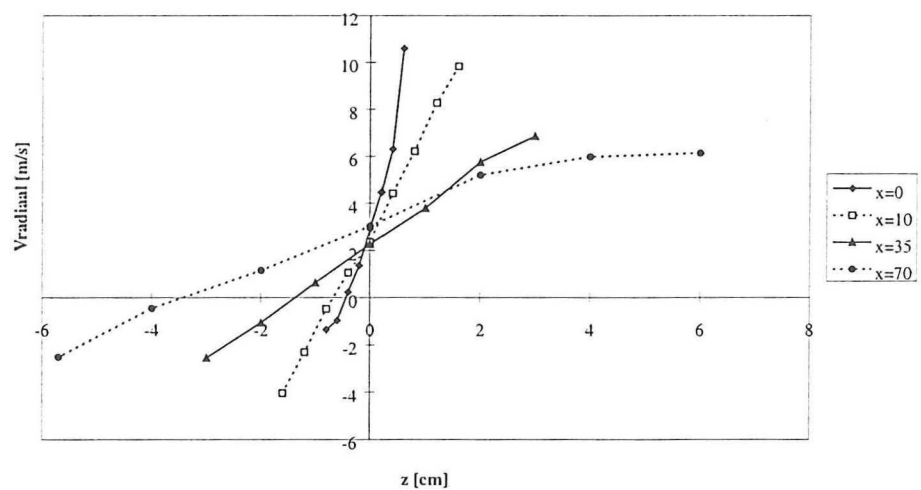
FIGUUR A.22: De radiale snelheid als functie van z bij 4.0 bar voor WG-50.



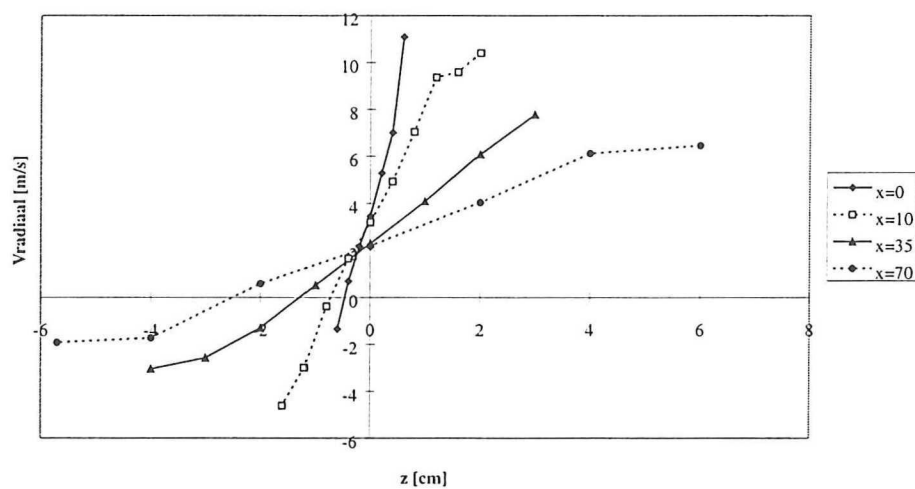
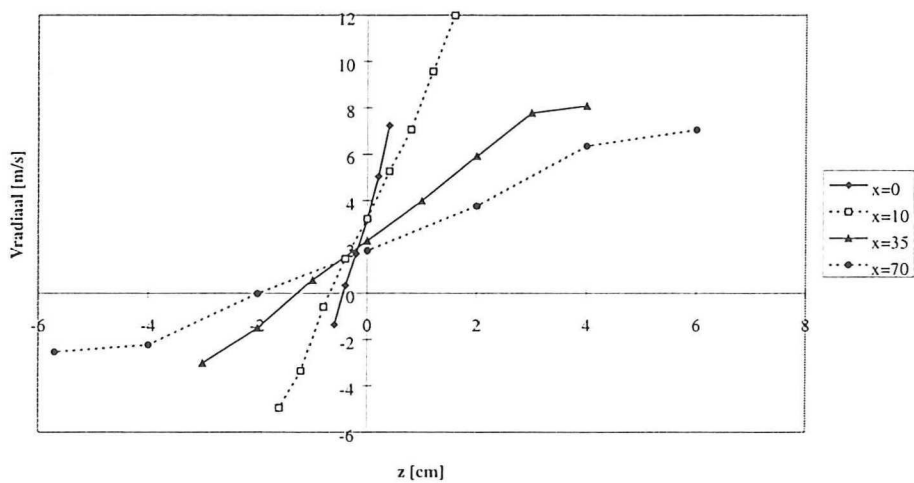
FIGUUR A.23: De radiale snelheid als functie van z bij 5.0 bar voor WG-50.



FIGUUR A.24: De radiale snelheid als functie van z bij 5.6 bar voor WG-50.



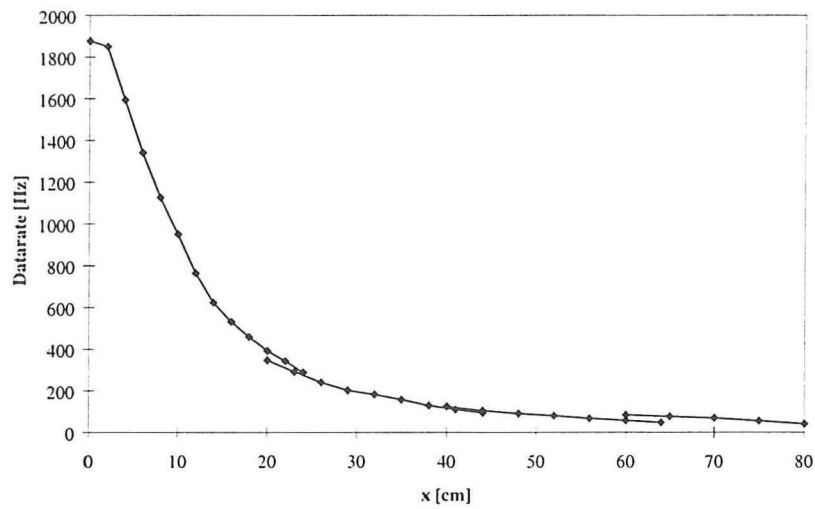
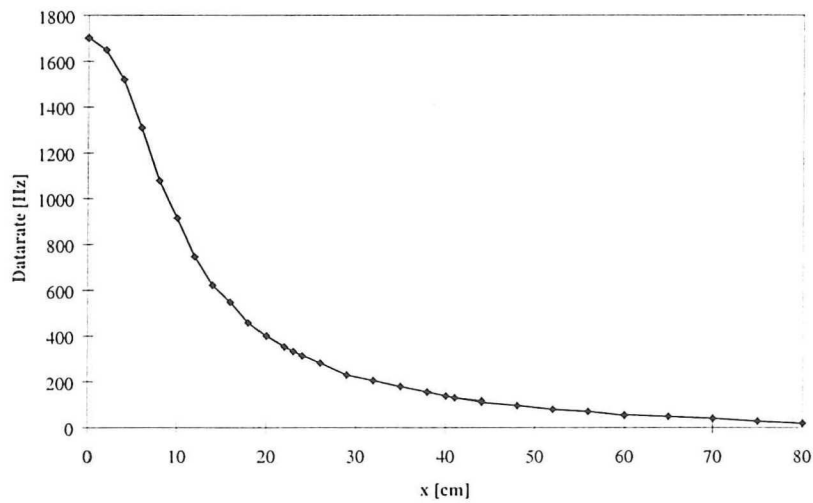
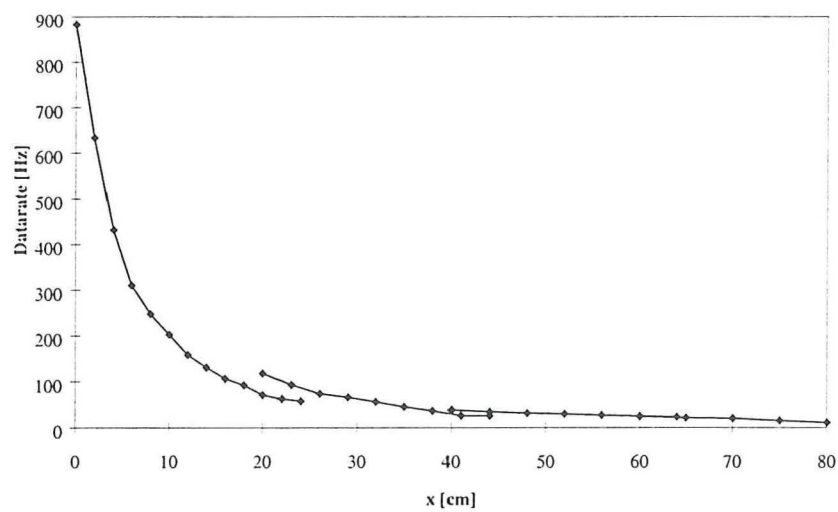
FIGUUR A.25: De radiale snelheid als functie van z bij 4.0 bar voor WG-80.

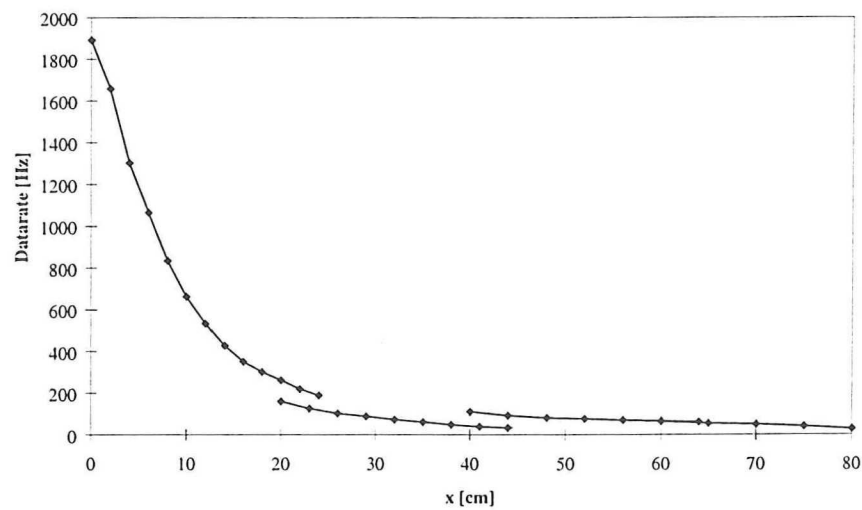
FIGUUR A.26: De radiale snelheid als functie van z bij 5.0 bar voor WG-80.FIGUUR A.27: De radiale snelheid als functie van z bij 5.6 bar voor WG-80.

A.4 Datarate

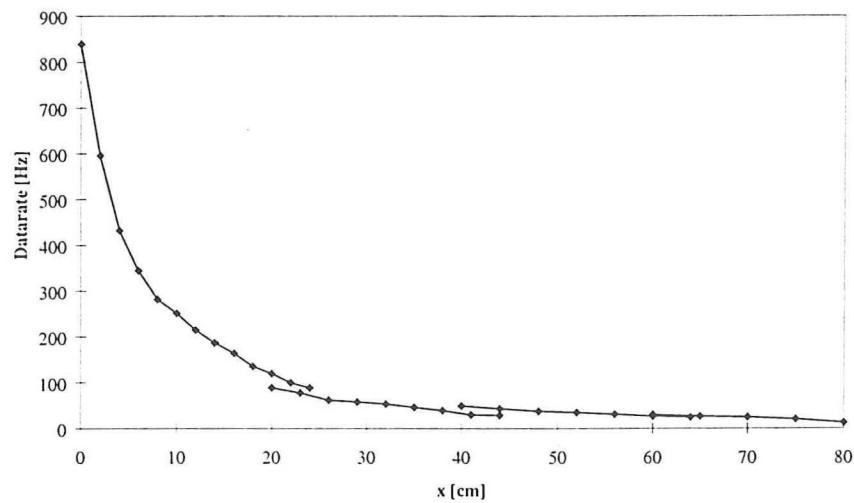
X	WG-50	4.0 bar		A.28
		5.0 bar		A.29
		5.6 bar		A.30
	WG-80(1)	4.0 bar		A.31
		5.0 bar		A.32
		5.6 bar		A.33
	WG-80(2)	4.0 bar		A.34
		5.0 bar		A.35
		5.6 bar		A.36
Y	WG-50	4.0 bar	0-10 cm	A.37
		4.0 bar	35-70 cm	A.38
		5.0 bar	0-10 cm	A.39
		5.0 bar	35-70 cm	A.40
		5.6 bar	0-10 cm	A.41
		5.6 bar	35-70 cm	A.42
Z	WG-80	4.0 bar	0-10 cm	A.43
		4.0 bar	35-70 cm	A.44
		5.0 bar	0-10 cm	A.45
		5.0 bar	35-70 cm	A.46
		5.6 bar	0-10 cm	A.47
		5.6 bar	35-70 cm	A.48
ZY	WG-50	4.0 bar	0-10 cm	A.49
		4.0 bar	35-70 cm	A.50
		5.0 bar	0-10 cm	A.51
		5.0 bar	35-70 cm	A.52
		5.6 bar	0-10 cm	A.53
		5.6 bar	35-70 cm	A.54

TABEL A.4: *Overzicht van de figuren van de gemeten data rates.*

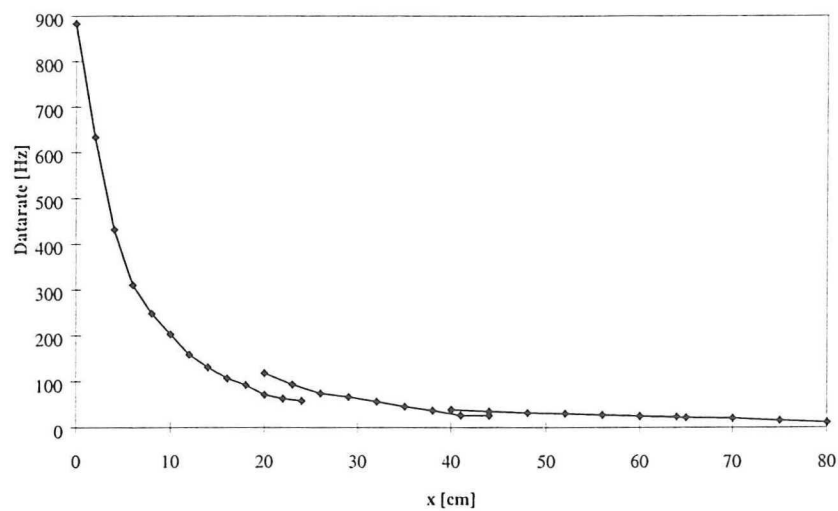
FIGUUR A.28: De datarate als functie van x bij 4.0 bar voor WG-50.FIGUUR A.29: De datarate als functie van x bij 5.0 bar voor WG-50.FIGUUR A.30: De datarate als functie van x bij 5.6 bar voor WG-50.



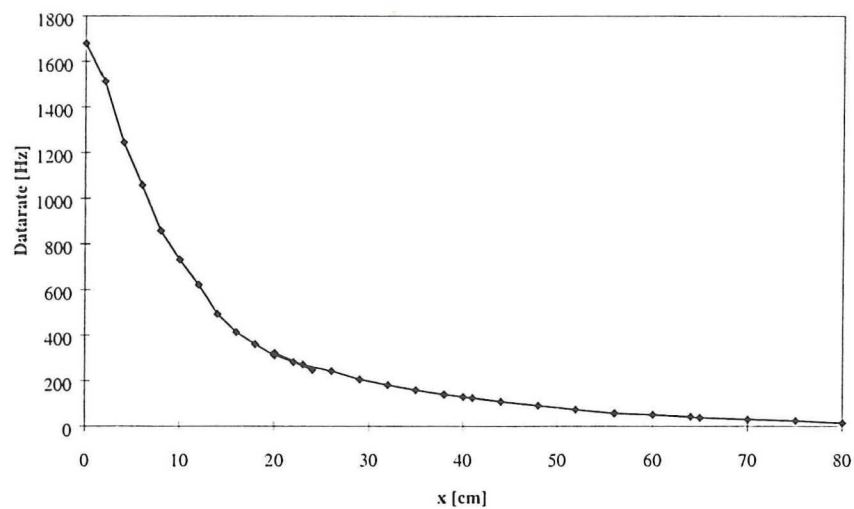
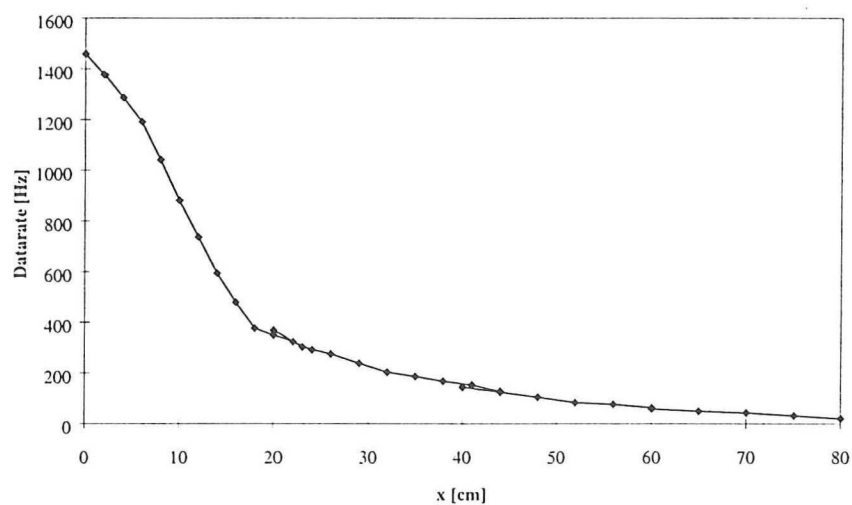
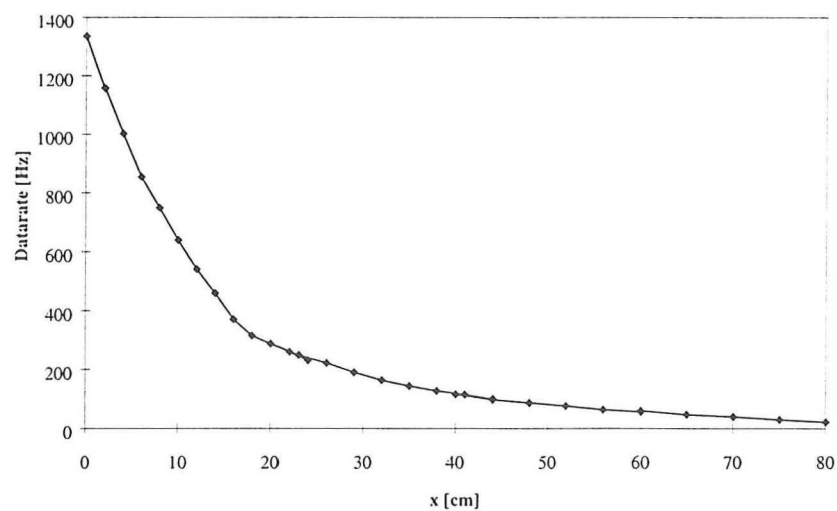
FIGUUR A.31: De datarate als functie van x bij 4.0 bar voor WG-80(1).

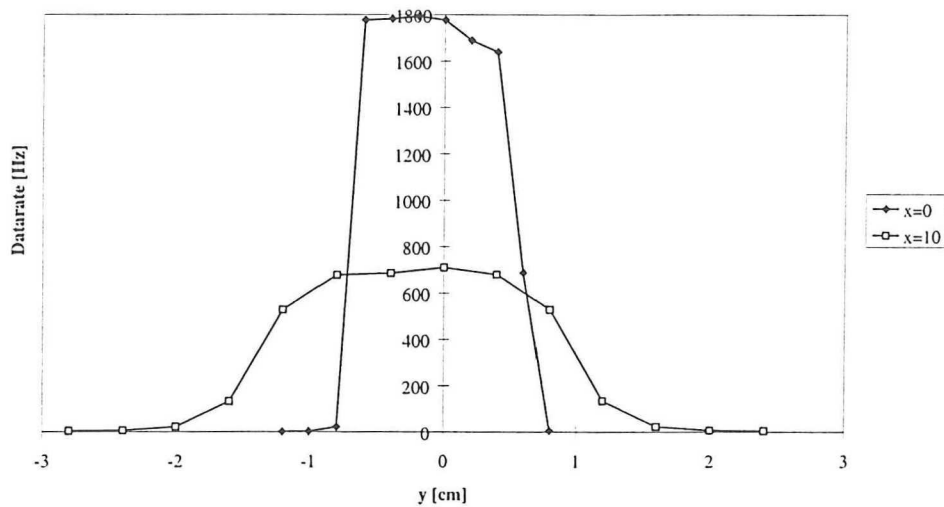


FIGUUR A.32: De datarate als functie van x bij 5.0 bar voor WG-80(1).

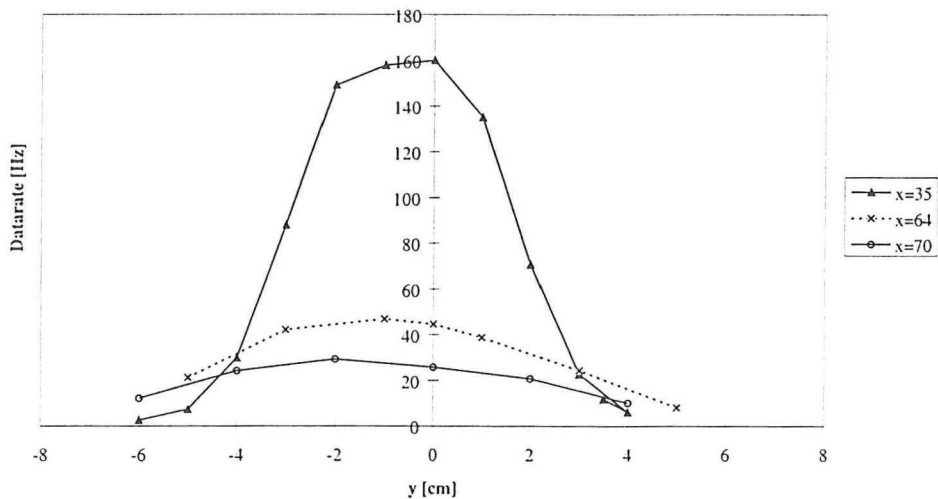


FIGUUR A.33: De datarate als functie van x bij 5.6 bar voor WG-80(1).

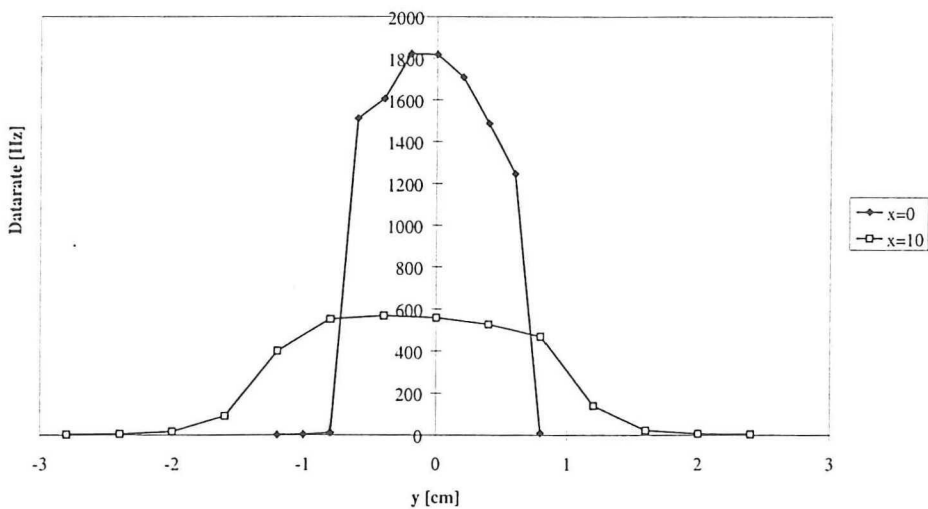
FIGUUR A.34: De datarate als functie van x bij 4.0 bar voor WG-80(2).FIGUUR A.35: De datarate als functie van x bij 5.0 bar voor WG-80(2).FIGUUR A.36: De datarate als functie van x bij 5.6 bar voor WG-80(2).



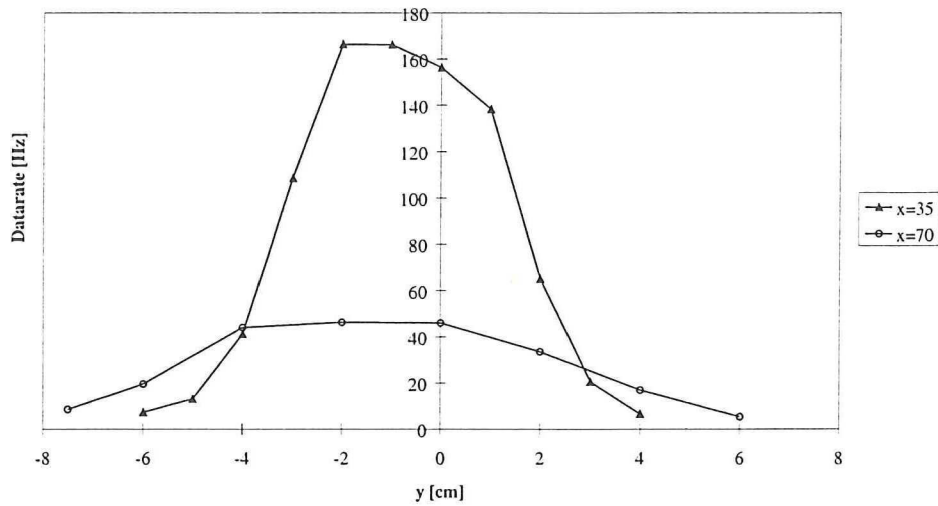
FIGUUR A.37: De datarate als functie van y bij 4.0 bar voor WG-50 op $x=0$ en $x=10$ cm.



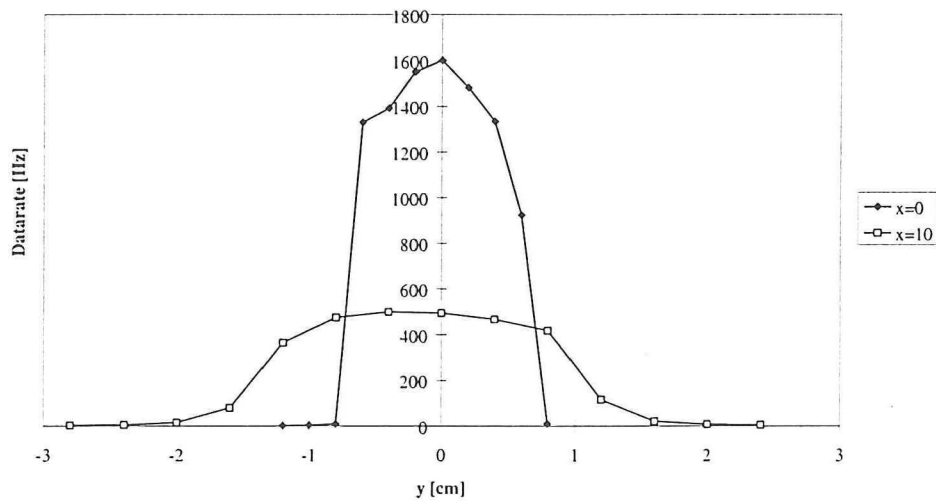
FIGUUR A.38: De datarate als functie van y bij 4.0 bar voor WG-50 op $x=35$ en $x=70$ cm.



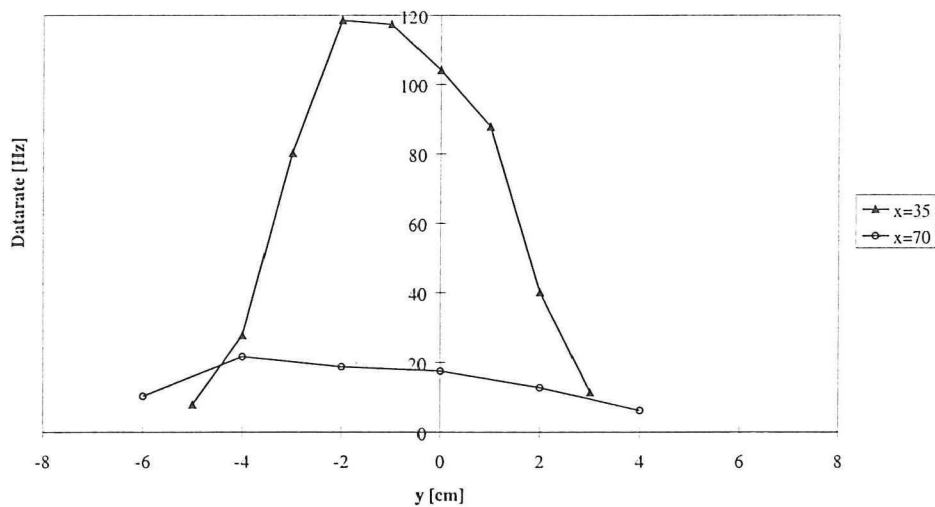
FIGUUR A.39: De datarate als functie van y bij 5.0 bar voor WG-50 op $x=0$ en $x=10$ cm.



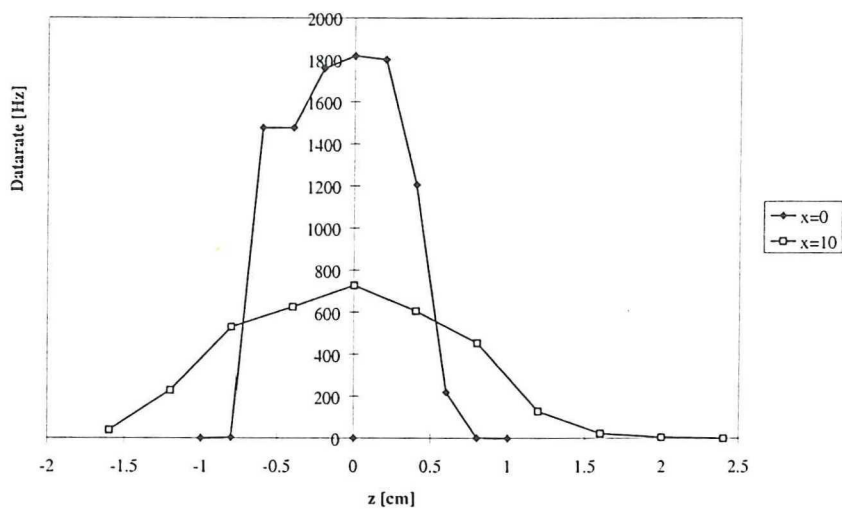
FIGUUR A.40: De datarate als functie van y bij 5.0 bar voor WG-50 op $x=35$ en $x=70$ cm.



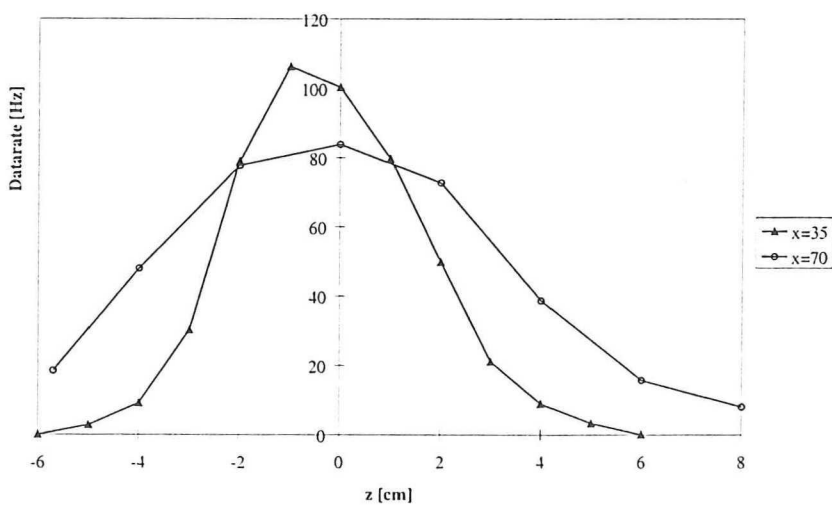
FIGUUR A.41: De datarate als functie van y bij 5.6 bar voor WG-50 op $x=0$ en $x=10$ cm.



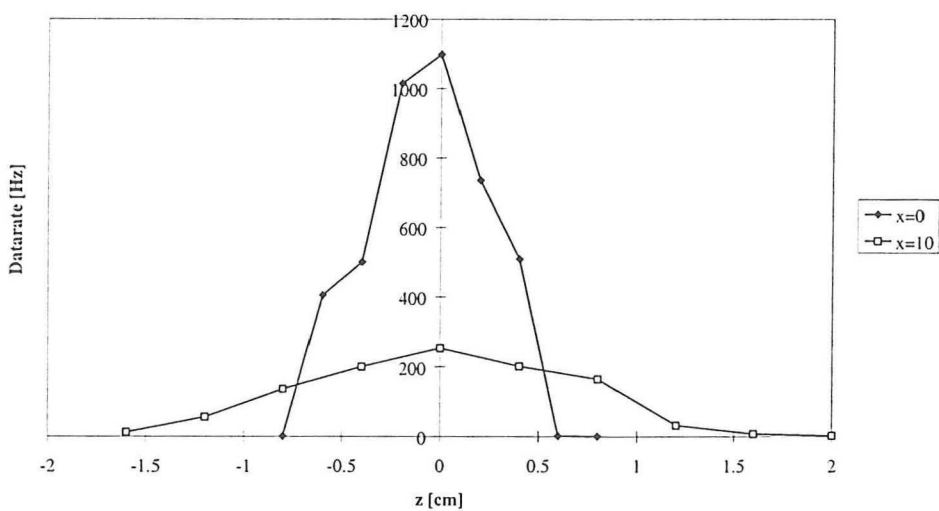
FIGUUR A.42: De datarate als functie van y bij 5.6 bar voor WG-50 op $x=35$ en $x=70$ cm.



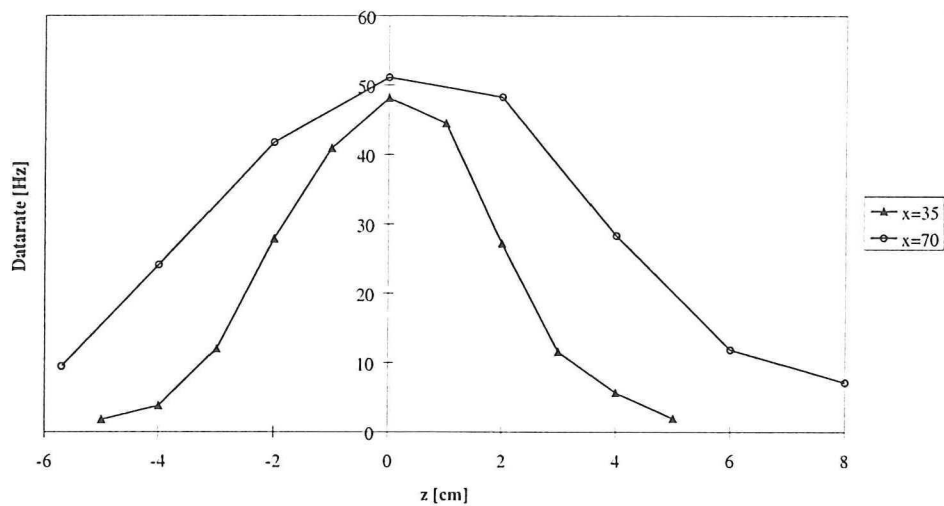
FIGUUR A.43: De datarate als functie van z bij 4.0 bar voor WG-80 op $x=0$ en $x=10$ cm.



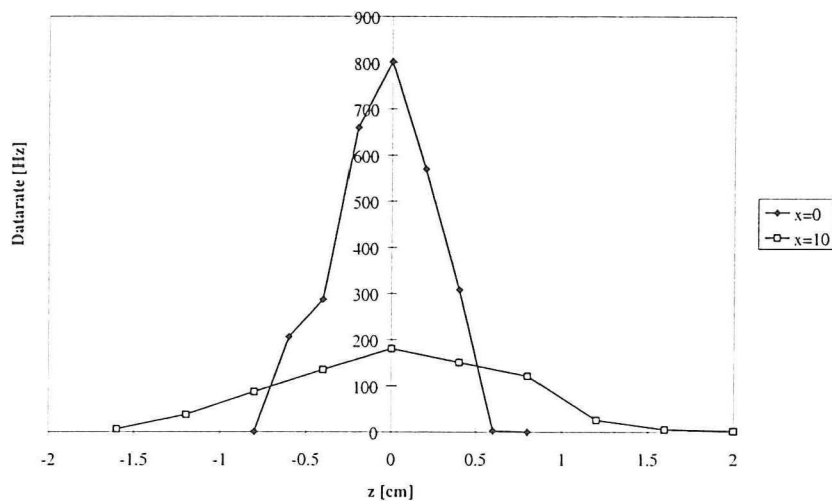
FIGUUR A.44: De datarate als functie van z bij 4.0 bar voor WG-80 op $x=35$ en $x=70$ cm.



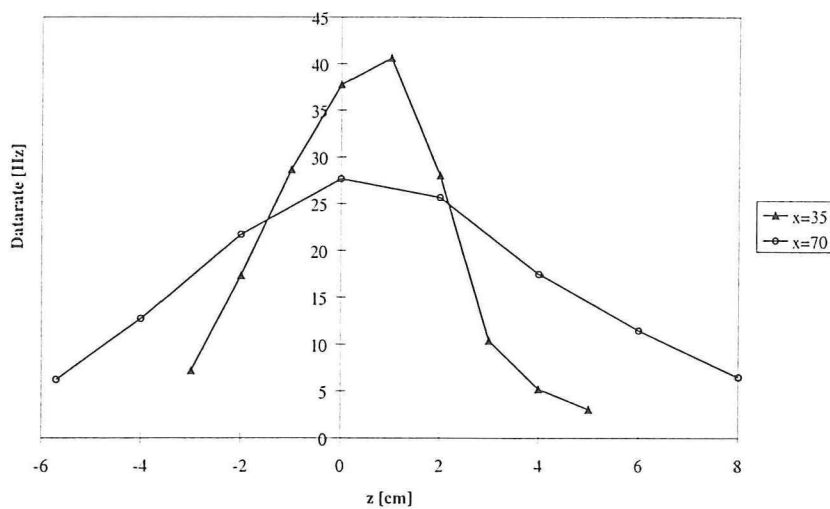
FIGUUR A.45: De datarate als functie van z bij 5.0 bar voor WG-80 op $x=0$ en $x=10$ cm.



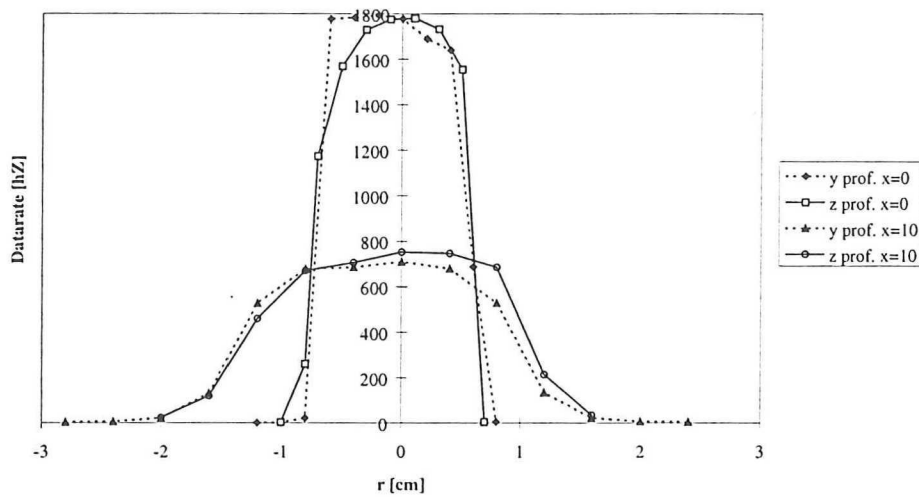
FIGUUR A.46: De datarate als functie van z bij 5.0 bar voor WG-80 op $x=35$ en $x=70$ cm.



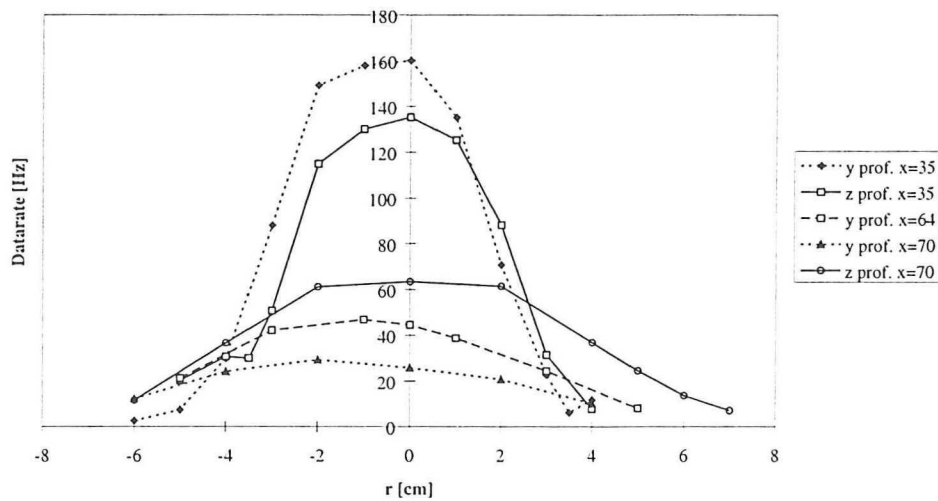
FIGUUR A.47: De datarate als functie van z bij 5.6 bar voor WG-80 op $x=0$ en $x=10$ cm.



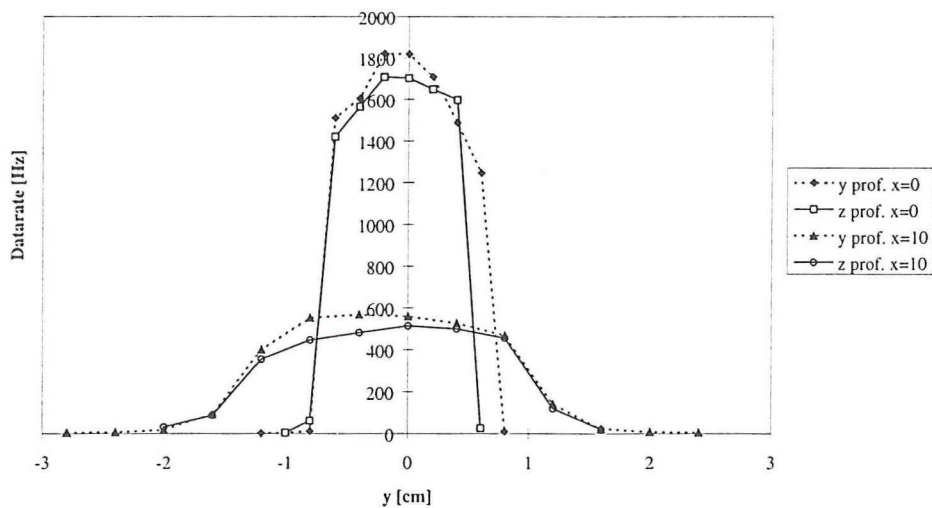
FIGUUR A.48: De datarate als functie van z bij 5.6 bar voor WG-80 op $x=35$ en $x=70$ cm.



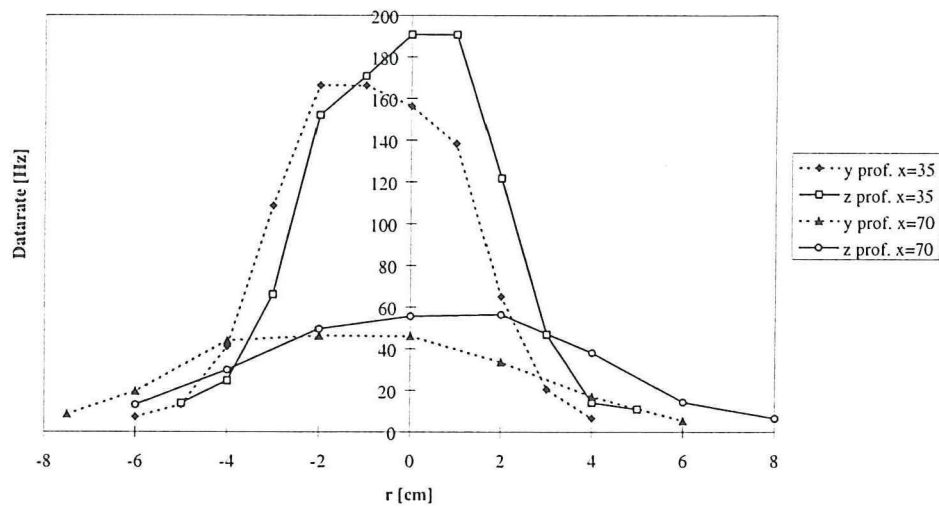
FIGUUR A.49: De datarate als functie van r bij 4.0 bar voor WG-50 op $x=0$ en $x=10$ cm.



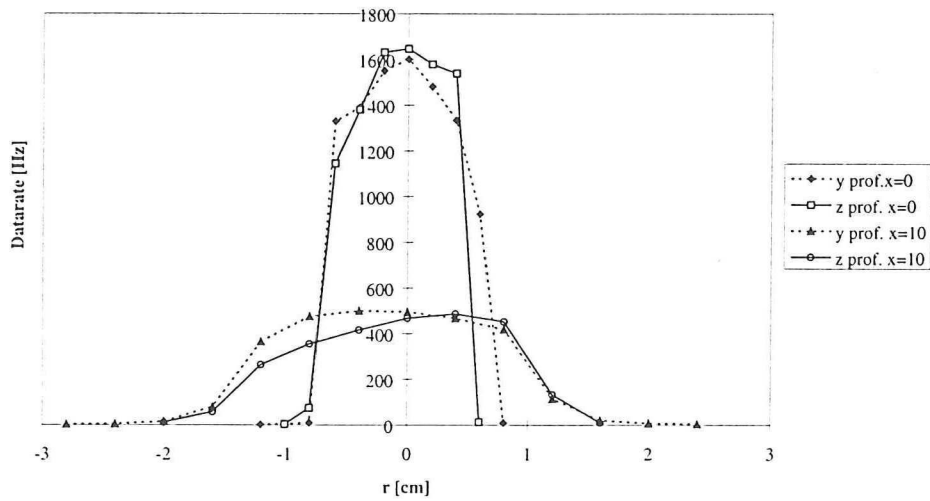
FIGUUR A.50: De datarate als functie van r bij 4.0 bar voor WG-50 op $x=35$ en $x=70$ cm.



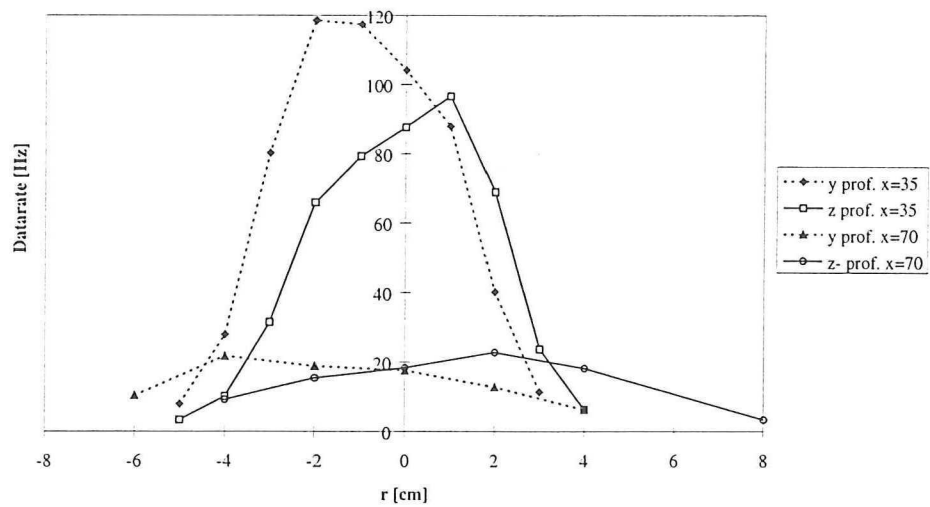
FIGUUR A.51: De datarate als functie van r bij 5.0 bar voor WG-50 op $x=0$ en $x=10$ cm.



FIGUUR A.52: De datarate als functie van r bij 5.0 bar voor WG-50 op $x=35$ en $x=70$ cm.

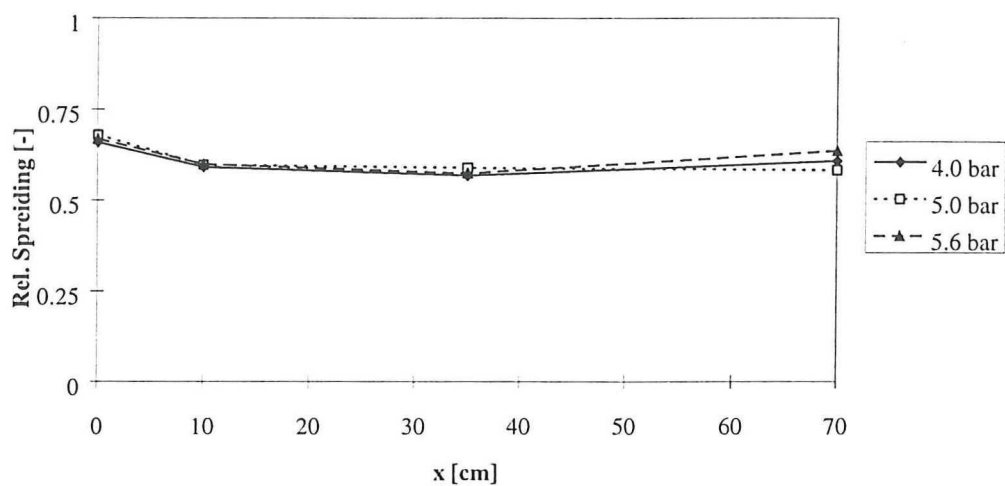


FIGUUR A.53: De datarate als functie van r bij 5.6 bar voor WG-50 op $x=0$ en $x=10$ cm.

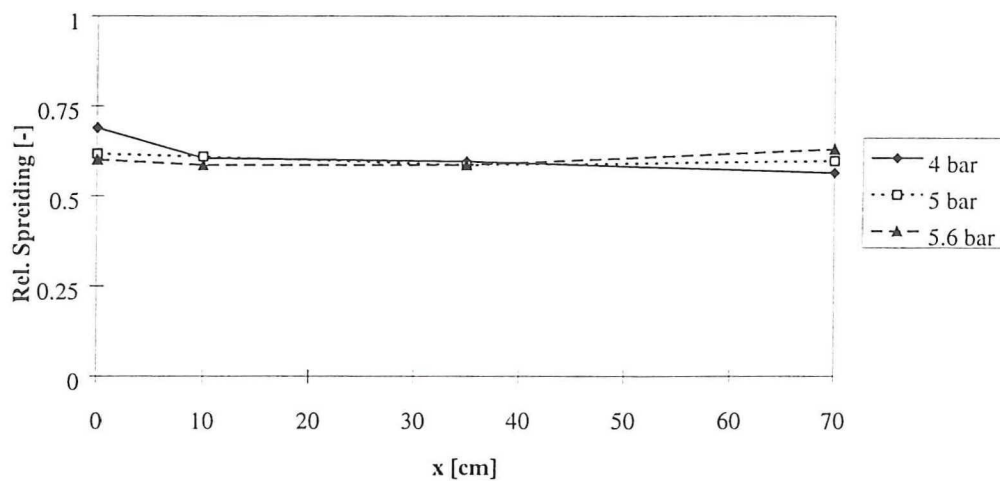


FIGUUR A.54: De datarate als functie van r bij 5.6 bar voor WG-50 op $x=35$ en $x=70$ cm.

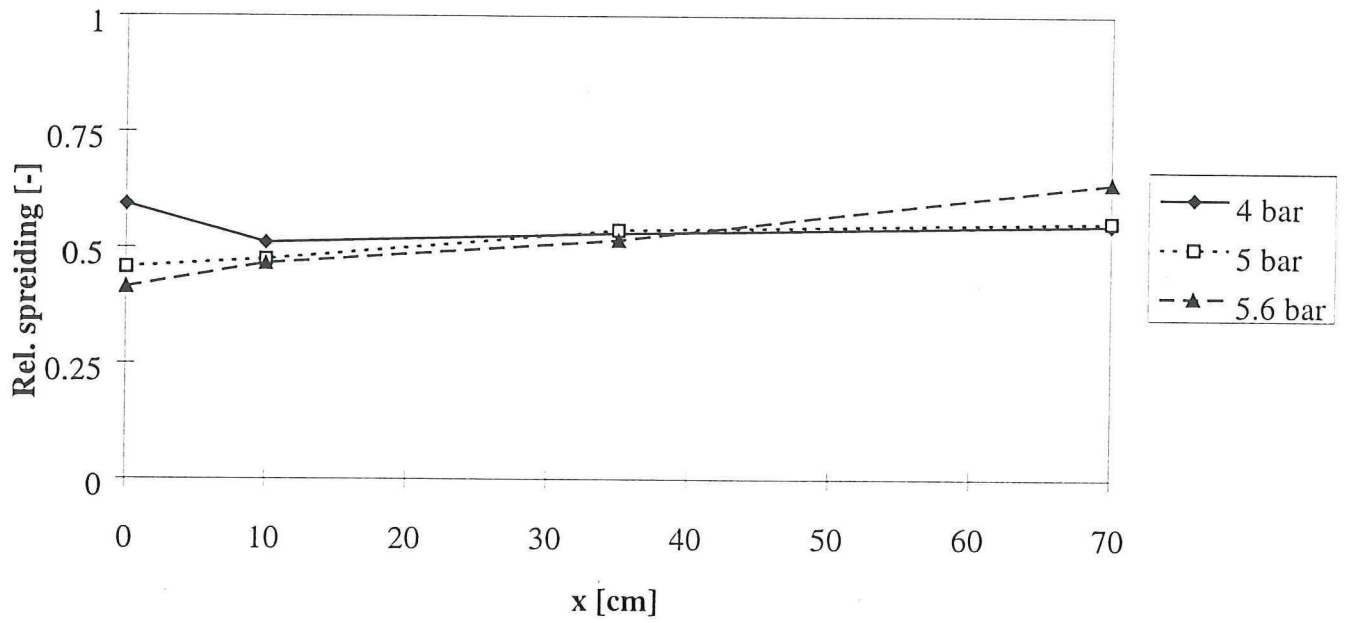
A.5 Relatieve spreidingen van de jet



FIGUUR A.55: De relatieve spreiding als functie van x bepaald bij y -profielen bij 4.0, 5.0 en 5.6 bar voor WG-50.

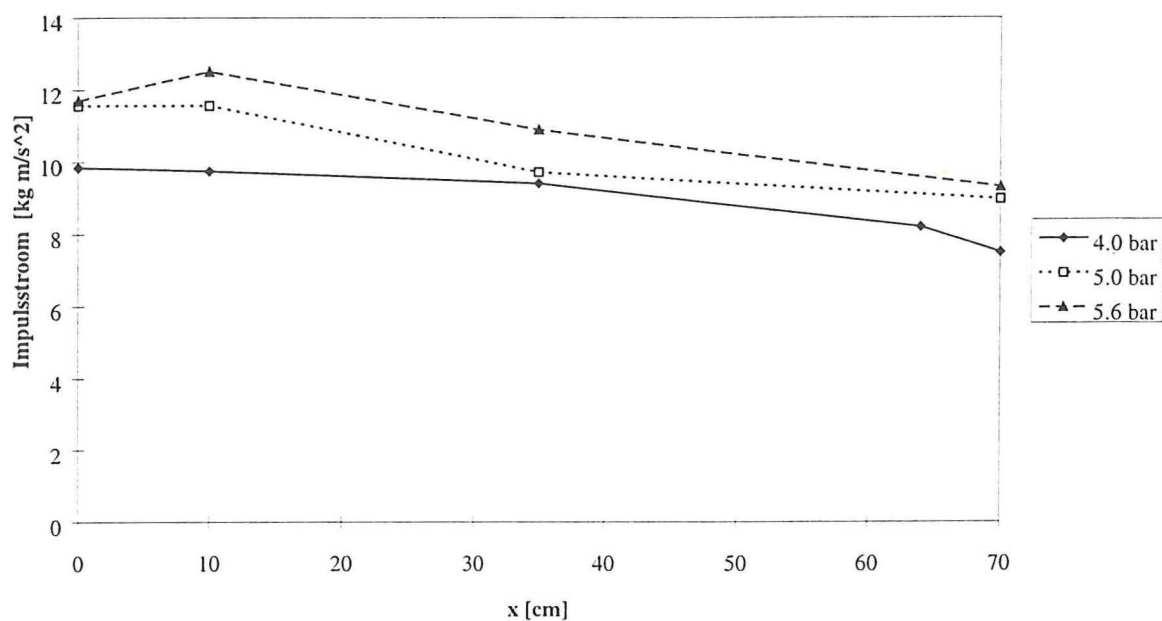


FIGUUR A.56: De relatieve spreiding als functie van x bepaald bij z -profielen bij 4.0, 5.0 en 5.6 bar voor WG-50.

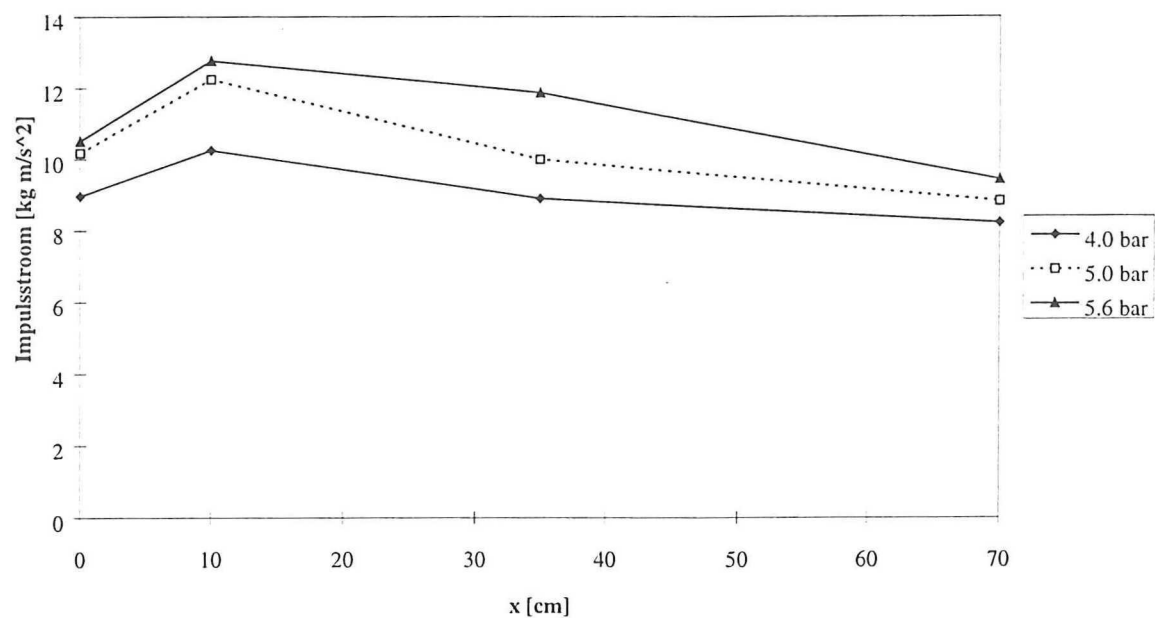


FIGUUR A.57: De relatieve spreiding als functie van x bepaald bij radiale profielen bij 5.0 bar voor WG-50.

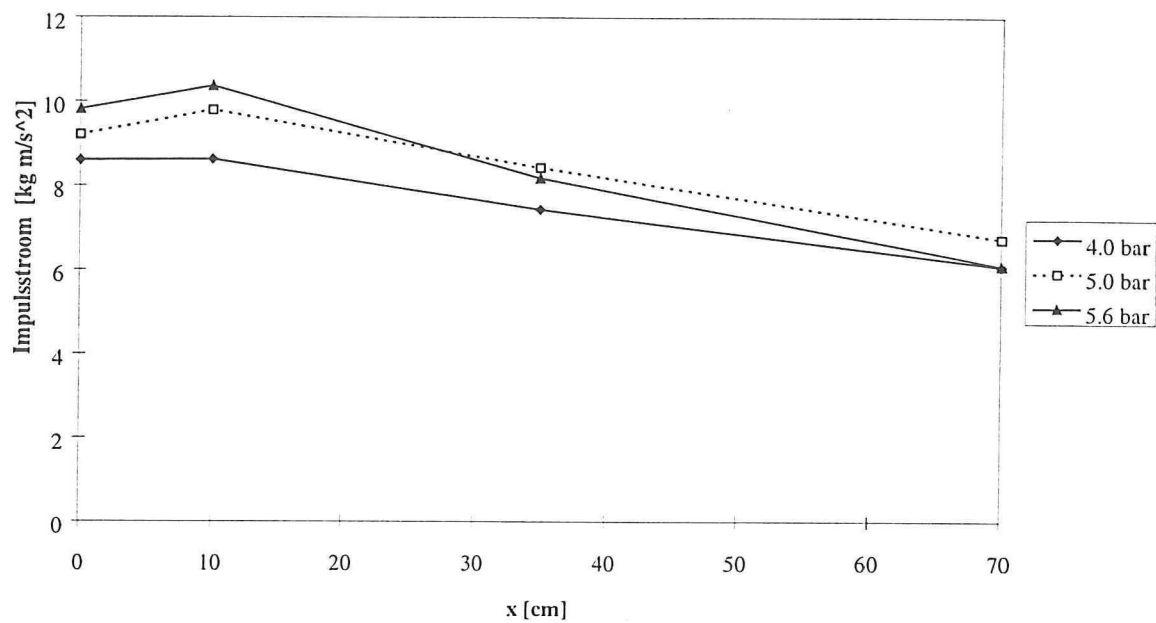
A.6 Impulsstromen



FIGUUR A.58: *Impulsstromen van de deeltjes als functie van x bij verschillende drukken voor y -profielen voor WG-50.*



FIGUUR A.59: *Impulsstromen van de deeltjes als functie van x bij verschillende drukken voor z -profielen voor WG-50.*



FIGUUR A.60: *Impulsstromen van de deeltjes als functie van x bij verschillende drukken voor z -profielen voor WG-80.*

