

MASTER

Onderzoek aan een instabiele schuiflaag in een T-vormig pijpstuk

Steijns, J.H.A.

Award date:
1983

[Link to publication](#)

Disclaimer

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

General rights

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

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

TECHNISCHE HOGESCHOOL EINDHOVEN



Afdeling der Technische Natuurkunde
Vakgroep TRANSPORTFYSICA

Titel : Onderzoek aan een instabiele schuiflaag
in een T-vormig pijpstuk.

Auteur : J.H.A. Steijns
Verslagno.: R-607-A

Datum : juli 1983
Docent/contactpersoon: Prof.dr.ir. G. Vossers
Begeleider(s) : Dr.Ir. M.E.H. van Dongen
A.P.J. Wijnands

Korte samenvatting:

Bij de Nederlandse Gasunie treden sterke geluidsresonanties op in zgn. T-vormige pijpstukken. Deze resonanties worden veroorzaakt door een instabiele schuiflaag. Er zijn metingen gedaan aan de schuiflaag off-resonance. De schuiflaag in het T-stuk mag dan vergeleken worden met een geheel vrije schuiflaag. De aangroei van kleine verstoringen kan met lineaire theorie beschreven worden. Er blijkt verder in de schuiflaag off-resonance toch een zwakke resonantie op te treden t.g.v. een akoestische terugkoppeling.

Erratalijst, behorende bij verslag R-607-A.

1. blz. 10 regel 4 : " 10^5 " moet zijn " 10^4 ".
2. blz. 29 vgl. (3.12) : " ξ " moet zijn " ζ ".
3. blz. 29 regel 10: de conclusie dat $v_t = \frac{\partial \zeta}{\partial t}$ is fout, dus
ook vgl. 3.12 is fout.
4. blz. 35 regel 7: de aanname dat ϕ_{diss} verwaarloosbaar is t.o.v.
 $\lambda \Delta T$ is fout: beide termen zijn verwaarloosbaar,
zodat vgl. (3.2.6) moet zijn:
$$\frac{dT}{dt} = 0.$$
5. blz. 45 fig. 4.5.e geeft het spectrum weer voor $x = 10$ mm.

LIJST VAN GEBRUIKTE SYMBOLEN

sym- bool	dimen- sie	
b	m	: breedte van caviteit in stromingsrichting.
c	m/s	: fasesnelheid.
f	Hz	: frequentie.
h	m	: breedte van caviteit in z-richting.
I	J/m ² s	: lichtintensiteit.
k	m ⁻¹	: golfgetal.
k'	m ⁻¹	: complex golfgetal.
L	m	: aanstroomlengte van hoofdstroming.
n	-	: aantal samples in een meting. brekingsindex.
p	N/m ²	: druk.
Pr	-	: getal van Prandtl.
Re	-	: getal van Reynolds.
T	K	: temperatuur.
U ₀	m/s	: hoofdstroomsnelheid.
V ₀	Volt	: Mach-Zehnder amplitude.
\underline{v}_t	m/s	: totale snelheid in schuiflaag = (u _t , v _t).
\underline{v}	m/s	: verstoringssnelheid = (u, v).
\underline{V}	m/s	: stationaire snelheid = (U, V).
α	m ⁻¹	: versterkingsfaktor.
β	Hz	: cirkelfrequentie.
φ	rad	: fase.
Φ	rad	: fasefluctuatie amplitude.
κ	m ³ /kg	: Gladstone-Dale constante.
λ	m	: golflengte van licht of geluid.
ν	m ² /s	: kinematische viscositeitscoëfficiënt.
ω	Hz	: cirkelfrequentie.
	Hz	: verstoringswervelsterkte.
Ω _t	Hz	: totale wervelsterkte.

Ω	Hz	: stationaire wervelsterkte.
Ω_m	Hz	: maximale wervelsterkte.
Ψ	m^2/s	: stroomfunctie.
ψ	m^2/s	: verstoringstroomfunctie.
η	kg/ms	: dynamische viscositeitscoëfficiënt.
η_v	$J/s/m^3$: volume viscositeitscoëfficiënt.
ξ	m	: uitwijking van wervellijn.
ζ	m	: uitwijking van stroomlijn.

INHOUDSOPGAVE

	blz.
Samenvatting	0
Lijst van gebruikte symbolen	1
Inhoudsopgave	3
HOOFDSTUK I INLEIDING	4
1.1 Probleemstelling	4
1.2 De schuiflaag	6
HOOFDSTUK II MEETMETHODEN	8
2.1 Inleiding	8
2.2 De Mach-Zehnder interferometer	11
2.3 Fourieranalyse m.b.v. een computer	18
HOOFDSTUK III THEORIE	23
3.1 De schuiflaag	23
3.2 De impulsvergelijking	25
3.3 De continuïteitsvergelijking	32
3.4 De energievergelijking	34
HOOFDSTUK IV RESULTATEN EN DISCUSSIE	37
4.1 Inleiding	37
4.2 Spectra in de schuiflaag	42
4.3 De lokale versterking in de schuiflaag	48
4.4 De geïntegreerde versterking	54
4.5 Terugkoppeling in de schuiflaag. Resonantie	58
HOOFDSTUK V SLOTOPMERKINGEN	63
Referenties	64
Appendix	65

HOOFDSTUK I INLEIDING

1.1 Probleemstelling.

In compressorstations van de Nederlandse Gasunie komen zgn. T-vormige pijpstukken voor. Deze bestaan uit een pijp met een dwarsstuk (zie fig. 1.1). Dit pijpstuk zal in het vervolg gewoon T-stuk genoemd worden.

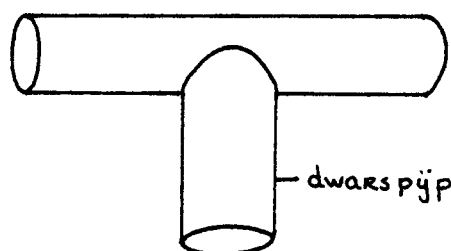


Fig. 1.1
T-vormig pijpstuk

Er ontstaan nu problemen als de dwarspijp even verderop is afgesloten en door de andere pijp aardgas stroomt. Bij zekere stroomsnelheden van het gas ontstaat er een staande akoestische golf in het afgesloten dwarsstuk. Het afgesloten dwarsstuk wordt in het vervolg caviteit genoemd. De situatie is enigszins te vergelijken met het aanblazen van een orgelpijp. Het feit dat de staande golf tot problemen leidt, komt door de hoge druk van het gas in het T-stuk (± 60 bar). Een relatief gezien kleine akoestische drukfluctuatie geeft dan een flinke absolute fluctuatie. Omdat de caviteit als orgelpijp fungeert, kunnen we zeggen dat bij het open uiteinde (waar de dwarspijp vastzit aan de stroompijp) een akoestisch drukminimum heerst en op de bodem van de caviteit bij de afsluiter een drukmaximum. Omdat de pijp diameter ongeveer een meter is, veroorzaakt het drukmaximum een flinke oscillerende drukkracht op de afsluiter. Deze trilling wordt op de pijp wand overgebracht en kan daardoor op den duur schade veroorzaken aan het pijpenstelsel rond het T-stuk.

Het is dus belangrijk te weten hoe deze staande golf opgewekt wordt, wil men effectieve maatregelen kunnen treffen. In de vakgroep Transportfysica is het Gasunieprobleem al enkele jaren onderzocht. Hier werd het probleem als volgt aangepakt. De ronde pijpen zijn vervangen

door vierkante buizen. Er werd met een open systeem gewerkt: i.p.v. aardgas werd met lucht gewerkt, die naar de buitenlucht werd uitgeblazen. Zie fig.1.2. De druk in het T-stuk is dus atmosferisch. De aan- en uitstroamlengte is kort (paar centimeter). I.p.v. een volledig ontwikkelde turbulente stroming wordt uitgegaan van een grenslaagstroming met hoge Reynoldswaarde.

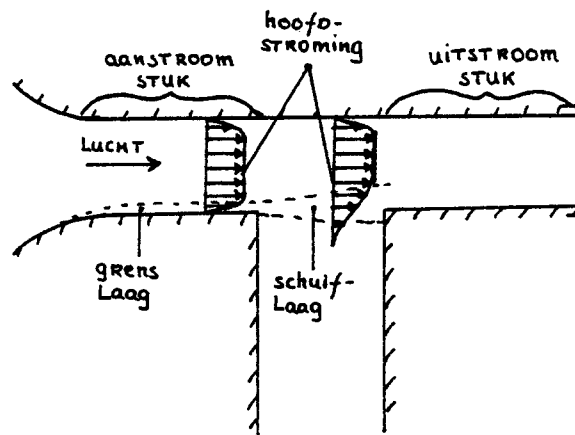


fig. 1.2 : T-stuk met vierkante doorsnede.

De oorzaak van de resonantie is gelegen in de schuiflaag, waar de hoofdstroming over de stilstaande lucht in de caviteit heen "schuift". De schuiflaag is namelijk instabiel, d.w.z. een periodieke verstoring zal in de stromingsrichting (kunnen) aangroeien. In de volgende paragraaf zal meer over het resonantieproces worden verteld. Verwacht wordt dat dit vereenvoudigde Gasunieprobleem resultaten oplevert, die ook in de praktijk bruikbaar zullen zijn.

1.2 De schuiflaag

De schuiflaag is instabiel. Waarom zal later worden uitgelegd. Deze instabiliteit uit zich in een kwispelen van de schuiflaag, wat men ook wel kan waarnemen bij een vlag in een straffe wind. In de vakgroep is in het verleden een videoband gemaakt van Schlierenopnames van de schuiflaag. Het instabiliteitsmechanisme zorgt voor een energietoevoer vanuit de hoofdstroming naar het resonantieproces. Het resonantieproces kan schematisch worden opgedeeld in 4 deelprocessen (zie fig 1.3).

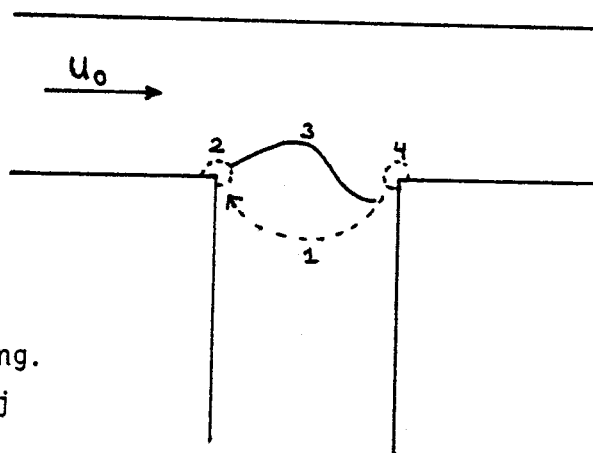


fig.1.3 : Opsplitsing van resonantieproces in 4 deelprocessen.

1. Stroomopwaartse beïnvloeding.
2. Inductie van verstoring bij stroomopwaartse hoek.
3. Voortplanting en mogelijke versterking van verstoring.
4. Productie van terugkoppelsignaal.

Door de beweging van de schuiflaag wordt geluid opgewekt. Als de golflengte past bij de diepte van de caviteit, kan zich een staande golf ontwikkelen (deelproces 1). Deze staande golf veroorzaakt een periodieke verstoring van de schuiflaag. Aan de scherpe stroomopwaartse hoek van de caviteit wordt de op en neergaande beweging van de staande golf sterk gehinderd door viscositeitseffekten. Het loslaatpunt van de hoofdstroming fluktueert daarom vrijwel niet mee. Dit betekent dat in de hoofdstroming periodiek extra wervelsterkte geïnduceerd wordt (deelproces 2). De wervelsterkte is gedefinieerd als de

rotatie van het snelheidsveld, in formule: $\underline{\Omega} = \text{rot } \underline{v}$. Door het instabiliteitsmechanisme plant de verstoring zich voort in de stromingsrichting (deelproces 3). De kwispelende schuiflaag botst op de stroomafwaartse hoek van de caviteit. Door viscositeitseffekten worden daar drukverstoringen opgewekt, die weer de geluidsbron vormen voor de staande golf in de caviteit (deelproces 4). Deze schematische opdeling van het resonantieproces betekent niet dat het er in de praktijk ook precies zo aan toe zal gaan.

Mijn voorganger Moonen heeft gekeken naar de resonantietoestanden. Door er van uit te gaan dat de voortplantingssnelheid van de verstoringen in de schuiflaag gelijk is aan $\frac{1}{2}U_0$ konden de optredende resonantiefrequenties voorspeld worden. De optredende amplitudes konden echter niet verklaard worden. Deze worden bepaald door visceuze effecten in de schuiflaag en de caviteit. De differentiaalvergelijkingen die het probleem beschrijven zijn niet-lineair en dat maakt het Gasunieprobleem theoretisch moeilijk toegankelijk. In dit verslag is dan ook geen poging ondernomen om de optredende amplitudes te verklaren. Dit werk is bedoeld als voortzetting van het werk van Moonen, die zijn bevindingen heeft neergeschreven in [MOO 82]. Onze interesse gaat uit naar de ontwikkeling van de verstoringen in de schuiflaag, zonder de sterke akoestische terugkoppeling in de caviteit. Dit wordt bereikt door de caviteit met akoestisch dempingsmateriaal te vullen. De ontwikkeling kan bepaald worden door spectra te meten in de schuiflaag m.b.v. een Mach-Zehnder interferometer. Doordat we off-resonance werken, treden niet zo gauw niet-lineaire effecten op, zodat bestaande lineaire theoriën getoetst kunnen worden op hun bruikbaarheid.

Het is onze hoop dat de "lineaire" bewegingen van de schuiflaag bij resonantie simpelweg verzadigen en dat dus niet de schuiflaagbeweging essentieel anders wordt. Het Gasunieprobleem zou dan in twee delen gesplitst kunnen worden: 1. De frequentiebepaling off-resonance en 2. de amplitudebepaling bij resonantie. Wij zullen ons beperken tot het eerste deel. In het volgende hoofdstuk worden de meetmethoden behandeld, waarbij de Mach-Zehnder interferometer speciale aandacht krijgt. Hoofdstuk III behandelt de (lineaire) theorie. In het hoofdstuk Resultaten en Discussie worden de meetresultaten gepresenteerd en zal getracht worden een verklaring te geven voor de waargenomen verschijnselen.

HOOFDSTUK II MEETMETHODEN

2.1 Inleiding

We hebben hetzelfde T-stuk gebruikt waaraan ook Moonen zijn metingen verricht heeft. Een schets van dit T-stuk met vierkante doorsnede staat afgebeeld in fig 2.1.

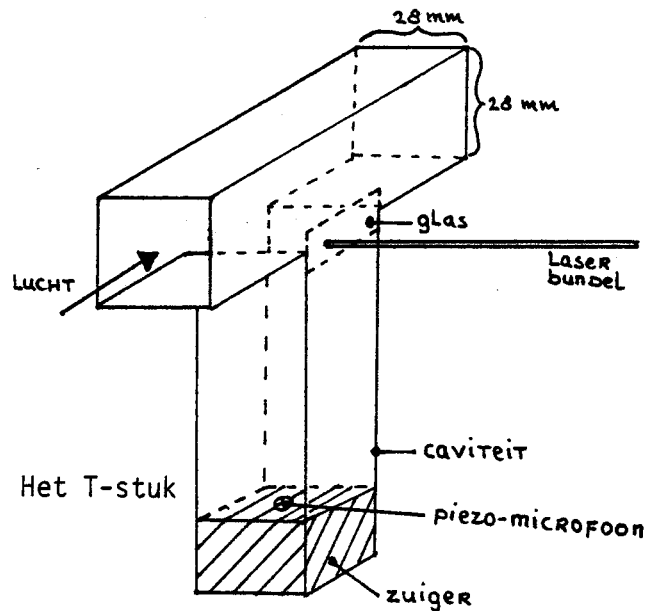
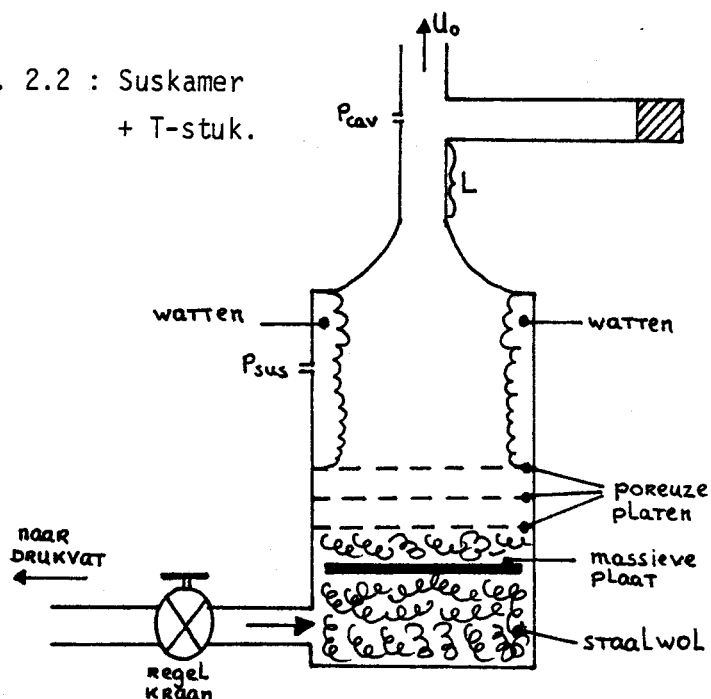


fig. 2.1 : Het T-stuk

Het door de zuiger afgesloten dwarsstuk van het T-stuk wordt caviteit genoemd. De zijwanden (in fig.1.2 de wanden links en rechts) zijn van perspex gemaakt. Omdat we de schuiflaag met een laserbundel probleemloos willen doorscannen, is het perspex daar ter plaatse vervangen door het optisch betere glas. In het oppervlak van de zuiger bevindt zich een piëzo-microfoon. Met deze kan de akoestische responsie van de caviteit gemeten worden. De maximale caviteitsdiepte is ± 35 cm. Dit houdt in dat de laagste resonantiefrequentie ongeveer 240 Hz is ($\frac{1}{2}\lambda = 35$ cm). De luchttoevoer vindt plaats vanuit een suskamer (zie fig. 2.2).

fig. 2.2 : Suskamer
+ T-stuk.



De suskamer heeft als functie de lucht tot "rust" te brengen. Dit wordt bereikt door de diameter van de suskamer groot te kiezen t.o.v. de diameter van het T-stuk en d.m.v. drie poreuze platen onder in de "pot". Bovendien zijn dempingswatten en staalwol aangebracht om het achtergrondgeluidsniveau omlaag te drukken. Het T-stuk wordt nu netjes (homogeen) en geluidsgedempt aangestroomd. De hoofdstroomsnelheid wordt bepaald door het drukverschil $p_{sus} - p_{cav}$. Aangezien wij ons beperkt hebben tot snelheden onder de 40 m/s, dus zwak subson, mogen we de stationaire incompressibele Bernoulli vergelijking toepassen om U_0 te berekenen:

$$p_{sus} - p_{cav} = \frac{1}{2} \rho U_0^2 \quad , \rho = 1,2 \text{ kg/m}^3 \quad (2.1)$$

De suskamerdruk wordt geregeld met een regelkraan in de leiding tussen de suskamer en een groot buffervat.

het aanloopstuk L van de suskamer tot aan de caviteit bedraagt ongeveer 3 cm. Het Reynoldsgetal $Re(L) = U_0 L / \nu$ hangt in dit geval alleen nog maar af van U_0 : $Re(L) = 2000 \cdot U_0$. Stel $U_0 < 40$ m/s dan geldt dat $Re(L) < 8 \cdot 10^5$. De omslag van laminair naar turbulente grenslaag vindt plaats voor Reynoldswaarden in het kritische gebied $3,5 \cdot 10^5$ tot 10^6 .

Het stationaire snelheidsprofiel in de schuiflaag is gemeten m.b.v. hittedraadanemometrie. De hittedraad werd van buitenaf het T-stuk binnen gebracht (zie fig. 2.3). De probe bleek de hoofdstroming vrijwel niet te blokkeren.

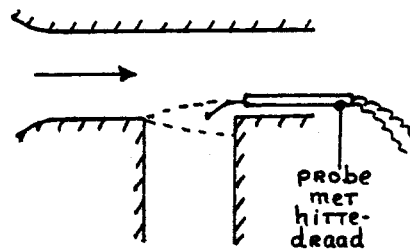


fig. 2.3 : Hittedraadmeting in schuiflaag.

De gebruikte meetmethode was de zgn. Constante Temperatuur Anemometrie, afgekort C.T.A. De C.T.A. werkt volgens het volgende principe. Door de hittedraad wordt een stroom gestuurd, waardoor deze wordt opgewarmd en zijn elektrische weerstand groter wordt. Bevindt de hittedraad zich in een stromend medium dan zal door convectie warmte worden afgevoerd en de temperatuur daalt. Een elektronische schakeling past de stroom door de hittedraad zodanig aan dat de elektrische weerstand (en dus de temperatuur) van de probe hetzelfde blijft. De extra benodigde stroom is dan een maat voor het warmteverlies en dus voor de stroomsnelheid van het medium ter plaatse. Meer informatie over C.T.A. is te vinden in de handleidingen van de bijbehorende meetapparatuur ([DISA]).

De lucht die uit de suskamer komt is kouder dan de kamertemperatuur. Dit verschijnsel vindt zijn oorzaak in het feit dat de druk in het drukvat (dat de suskamer voedt) geregeld wordt door een smoorventiel (Joule-Kelvin effect). Het blijkt nu dat in de praktijk over de

schuiflaag een stationair temperatuurverschil ontstaat van ± 2 Kelvin. In de schuiflaag zelf is er dus een temperatuursgradiënt aanwezig en dus ook een dichtheidsgradiënt omdat lucht een compressibel medium is. Het is bekend dat de brekingsindex van lucht afhankelijk is van de dichtheid (soortelijke massa) van de lucht. Een laserbundel die door de schuiflaag heengaat ondervindt nu t.g.v. schuiflaagbewegingen faseveranderingen, omdat de bundel in feite "brekingsindexfluctuaties" ziet. Deze faseveranderingen, die de fysische informatie over de schuiflaag bevatten, worden gemeten met een Mach-Zehnder interferometer. Hierover in de volgende paragraaf meer.

2.2 De Mach-Zehnder interferometer.

Met de Mach-Zehnder interferometer kunnen dichtheidsfluctuaties in het T-stuk gemeten worden. Beschouw de schets in fig 2.4 voor de werking ervan.

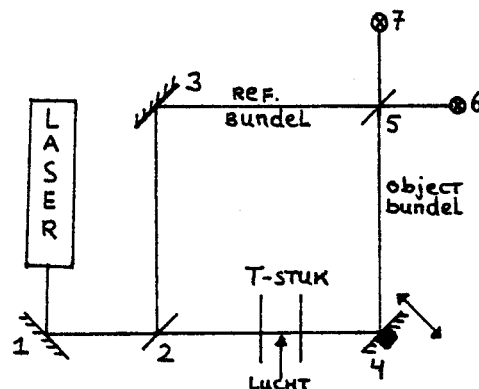


fig2.4 : De Mach-Zehnder interferometer.

1,3 en 4 zijn spiegels
2 en 5 zijn halfdoorlatende spiegels.
6 en 7 zijn fotodiode's.

De He-Ne laser geeft een smalle bundel coherent lineair gepolariseerd licht af met een golflengte van 632,8 nm. De bundel valt via spiegel 1 op de halfdoorlatende spiegel 2. Spiegel 1 is in de opstelling opgenomen om de laser langs zij aan de interferometer te kunnen plaatsen, hetgeen een flinke ruimtebesparing oplevert. De halfdoorlatende spiegel 2 splitst de bundel in een objectbundel en een referentiebundel van gelijke intensiteit. De objectbundel gaat door het

T-stuk heen. Beide bundels komen weer samen bij de halfdoorlatende spiegel 5. Zo ontstaan er uiteindelijk twee interferentiebundels, die door fotodiode's worden opgevangen. Deze fotodiode's hebben de eigenschap dat ze een stroom doorlaten die evenredig is aan de intensiteit van het opvallende licht. Spiegel 4 is gemonteerd op een piëzo-kristal. Indien men een elektrische spanning zet op het kristal, kan men spiegel 4 verschuiven in de door pijlen aangegeven richting. De "dikte" van de laserbundel is ongeveer een halve millimeter. Spiegel 4 kan slechts over enkele golflengtes verschoven worden. De verschuiving van de objectbundel t.g.v. de bewegingen van spiegel 4 is daarom verwaarloosbaar. We bezitten nu de mogelijkheid om het uitgangssignaal van de fotodiode's terug te koppelen. Men kan aantonen dat de twee interferentiebundels in tegenfase met elkaar zijn, als de polarisatierichting loodrecht op het vlak van de tekening (fig.2.4) staat. Als fotodiode 6 een maximale spanning levert, geeft 7 dus spanning nul. Door verschillende oorzaken zullen de interferentiebundels echter nooit helemaal uitdoven, maar een zekere minimale intensiteit I_{\min} bereiken. Bovendien is I_{\min} voor beide diode's verschillend, evenals I_{\max} .

De intensiteiten van de interferentiebundels (I_6 en I_7) hangen af van het faseverschil $\Delta\phi$ tussen de referentiebundel en de objectbundel. Als $\Delta\phi$ gelijk aan nul is, is I_6 maximaal en I_7 minimaal. Voor $\Delta\phi = \pi$ geldt precies het omgekeerde. I_6 en I_7 worden gegeven door de volgende formules,

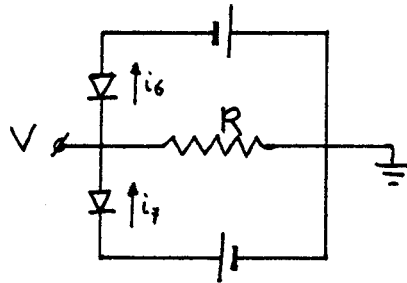
$$\begin{aligned}
 I_6 &= I_{6,\min} + (I_{6,\max} - I_{6,\min}) \cdot \cos^2 \frac{1}{2} \Delta\phi \\
 &= \frac{1}{2}(I_{6,\min} + I_{6,\max}) + \frac{1}{2}(I_{6,\max} - I_{6,\min}) \cdot \cos \Delta\phi \\
 &:= I_{6,\text{gem}} + I_{6,0} \cdot \cos \Delta\phi
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

$$\begin{aligned}
 I_7 &= I_{7,\min} + (I_{7,\max} - I_{7,\min}) \cdot \sin^2 \frac{1}{2} \Delta\phi \\
 &= \frac{1}{2}(I_{7,\min} + I_{7,\max}) - \frac{1}{2}(I_{7,\max} - I_{7,\min}) \cdot \cos \Delta\phi \\
 &:= I_{7,\text{gem}} - I_{7,0} \cdot \cos \Delta\phi
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

De fotodiode's zijn geschakeld zoals in fig. 2.5 is weergegeven.

fig. 2.5 : Schakeling van de fotodiode's.

$$V = (i_7 - i_6) \cdot R$$



Aangezien de stroom i evenredig is aan de intensiteit I , geldt dus

$$V \sim I_7 - I_6 = I_{gem} - I_0 \cdot \cos \Delta\phi \quad (2.4)$$

waarin $I_{gem} = I_{7,gem} - I_{6,gem}$ en $I_0 = I_{7,0} + I_{6,0}$. De twee signalen worden dus van elkaar afgetrokken. De intensiteitsamplitude I_0 komt overeen met een spanningsamplitude V_0 . Bij de meeste metingen was V_0 ongeveer gelijk aan 4 Volt.

De objectbundel bevat de fysische informatie over de schuiflaag in de vorm van een fasefluctuatie $\delta\phi$. We zullen later in deze paragraaf aantonen dat $\delta\phi \ll \pi/2$ (zie fig. 2.6). Het totale faseverschil tussen de objectbundel en de referentiebundel bedraagt $\Delta\phi + \delta\phi$. De fasefluctuatie $\delta\phi$ geeft een maximale spanningsfluctuatie δV als $\Delta\phi$ gelijk is aan $(2n+1) \cdot \frac{1}{2}\pi$, waarvoor $I_7 - I_6 = I_{gem}$. Linearisatie rond deze werkpunten levert $|\delta I| = I_0 \cdot |\delta\phi|$ en dus $|\delta V| = V_0 \cdot |\delta\phi|$.

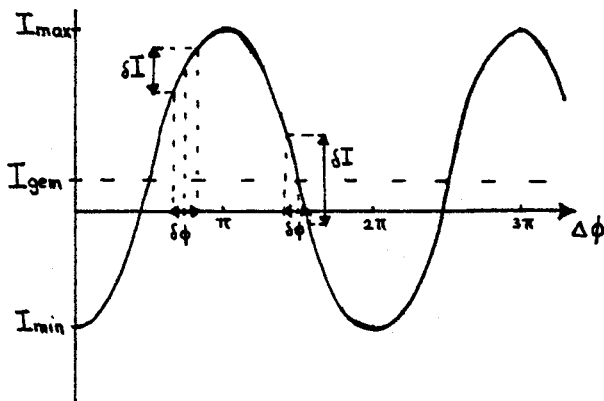


fig. 2.5 : Het verloop van $I_7 - I_6$ als functie $\Delta\phi$. Een kleine fluctuatie $\delta\phi$ geeft maximale respons δI als het werkpunt $\Delta\phi_0$ in $I = I_{gem}$ gekozen wordt.

Men kan ook het verband tussen $\delta\phi$ en δI afleiden, indien het werkpunt anders gekozen wordt en $\delta\phi$ niet meer zo klein is. De responsie van de interferometer is $I = I_{\text{gem}} - I_0 \cdot \cos \Delta\phi$. Kies een willekeurig werkpunt $\Delta\phi_0$:

$$I(\Delta\phi_0) + \delta I = I_{\text{gem}} - I_0 \cdot \cos(\Delta\phi_0 + \delta\phi) \quad (2.5)$$

Beschouwen we alleen de fluktuerende termen van bovenstaande betrekking, dan kan als volgt in een reeks ontwikkeld worden,

$$\delta I/I_0 = \sin \Delta\phi_0 \cdot \delta\phi + \frac{1}{2!} \cos \Delta\phi_0 \cdot \delta\phi^2 - \frac{1}{3!} \sin \Delta\phi_0 \cdot \delta\phi^3 - \dots \quad (2.6)$$

Voor $\delta\phi$ nemen we een zuiver harmonisch tijdsignaal,

$$\delta\phi = \phi \cdot \sin \omega t \quad (2.7)$$

Substitutie van (2.7) in (2.6) geeft na enig rekenwerk,

$$\begin{aligned} \delta I/I_0 = & \sin \Delta\phi_0 \cdot \left\{ \phi \cdot \sin \omega t + \frac{\phi^3}{8} \cdot \sin \omega t - \frac{\phi^3}{24} \cdot \sin 3\omega t \dots \right\} \\ & + \cos \Delta\phi_0 \cdot \left\{ -\frac{1}{2}\phi^2 + \frac{1}{2}\phi^2 \cdot \cos 2\omega t \dots \right\} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Er treedt dus harmonische vervorming op. We zien nu het belang van onze keuze van het werkpunt in: $\cos \Delta\phi_0 = 0$, $\sin \Delta\phi_0 = \pm 1$. $\delta I/I_0$ krijgt nu de vorm

$$\delta I/I_0 = \sin \Delta\phi_0 \cdot \left\{ \left(\phi + \frac{\phi^3}{8} \right) \cdot \sin \omega t - \frac{\phi^3}{24} \cdot \sin 3\omega t \dots \right\} \quad (2.9)$$

Stel nu dat de amplitude ϕ gelijk is aan $0,2 \cdot \frac{1}{2}\pi$. $\delta I/I_0$ is dan gelijk aan $\sin \Delta\phi_0 \cdot \{1,01 \cdot \phi \sin \omega t - 0,004 \cdot \phi \cdot \sin 3\omega t \dots\}$: de amplitude is 1% te groot en de 3^e harmonische is 0,4 % van ϕ . We zullen een afschatting maken van $\delta\phi$ (zie ook [MOO 82]).

De laserbundel ondergaat bij het doorlopen van de schuiflaag een faseverandering $\phi = 2\pi h/\lambda$, h is de breedte van de caviteit (28 mm). De dichtheidsfluctuatie veroorzaakt een fasefluctuatie $\delta\phi = 2\pi h\delta(1/\lambda) = 2\pi h/\lambda_0 \cdot \delta(\lambda_0/\lambda) = 2\pi h/\lambda_0 \cdot \delta n$. λ_0 is de golflengte van het laserlicht in vacuüm en $n = \lambda_0/\lambda$ is de brekingsindex van de lucht. Voor verdunde gassen, waartoe we ook atmosferische lucht mogen rekenen, is de brekingsindex een lineaire functie van de dichtheid, $n = 1 + \kappa \cdot \rho$. De evenredigheidsconstante κ is de zgn. Gladstone-Dale constante. Voor lucht is κ gelijk aan $2,25 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{kg}$ bij een golflengte van 630 nm. Aangezien $\rho = 1,2 \text{ kg}/\text{m}^3$ is n dus vrijwel gelijk aan 1 en $\lambda \approx \lambda_0$. Het verband tussen $\delta\phi$ en $\delta\rho$ is nu bekend:

$$\delta\phi = \frac{2\pi\kappa h}{\lambda} \cdot \delta\rho \quad (2.10)$$

De dichtheidsvariëaties zijn een gevolg van de temperatuursverschillen in de schuiflaag. Het maximale temperatuursverschil ΔT_{max} in de schuiflaag is ongeveer 2 Kelvin (zie vorige paragraaf). Uit de ideale gaswet volgt nu $\Delta\rho_{\text{max}}/\rho = -\Delta T_{\text{max}}/T$ ofwel $\Delta\rho_{\text{max}} = -\rho \cdot \Delta T_{\text{max}}/T = -1,2 \cdot 2/290 = 0,008 \text{ kg}/\text{m}^3$. Uit vgl (2.10) volgt dan

$$\delta\phi_{\text{max}}/\frac{1}{2}\pi = 4\kappa h/\lambda \cdot \delta\rho_{\text{max}} \approx 0,3 \quad (2.11)$$

We kunnen dus zeggen dat bij flinke resonantietoestanden, waarbij de schuiflaag als het ware in z'n geheel door de laserbundel heengaat, er flinke harmonische vervorming zal optreden. Aangezien wij echter steeds off-resonance meten doet deze situatie zich niet voor: de Mach-Zehnder blijft zijn lineaire karakteristiek behouden.

Door temperatuurseffekten en mogelijke luchtwervelingen in de twee "benen" van de interferometer, is de instelling van het werkpunt aan drift onderhevig. $\Delta\phi_0$ is niet constant, met alle gevolgen van dien. Het is dus noodzakelijk het werkpunt te stabiliseren met een regelsysteem. De fasefluctuaties $\delta\phi$ hebben de eigenschap dat ze hoogfrequent zijn ($> 200 \text{ Hz}$), terwijl de drift zeer laagfrequent

is (< 1 Hz). We kunnen daarom volstaan met een eenvoudige proportionele regeling. Het laagfrequente deel van de uitgangsspanning V van de fotodiodes wordt via de piëzotranslator in de objectbundel teruggekoppeld. Fig. 2.7.a geeft de terugkoppelketen in het tijddomein weer. In fig. 2.7.b staat de gelineariseerde regelkring in het frequentiedomein afgebeeld.

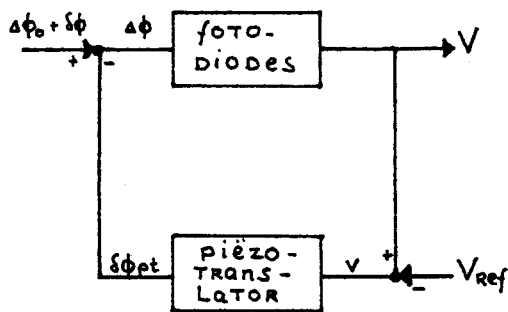


fig. 2.7.a : Terugkoppelketen in het tijddomein.

V_{ref} = referentiespanning.

$$v = V - V_{ref}$$

$$\Delta\phi = \Delta\phi_0 + \delta\phi - \delta\phi_{pt}$$

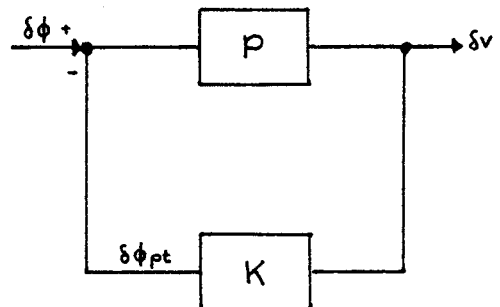


fig 2.7.b : Gelineariseerde terugkoppelketen in frequentiedomein.

Werkpunt: $V_{ref}(\Delta\phi_0)$ dus

$$P = \partial V / \partial \Delta\phi |_{\Delta\phi_0 = V_0}$$

Uit fig 2.7.b volgt direct $\delta v = P \cdot (\delta\phi - \delta\phi_{pt})$ en $\delta\phi_{pt} = K \cdot \delta v$ zodat

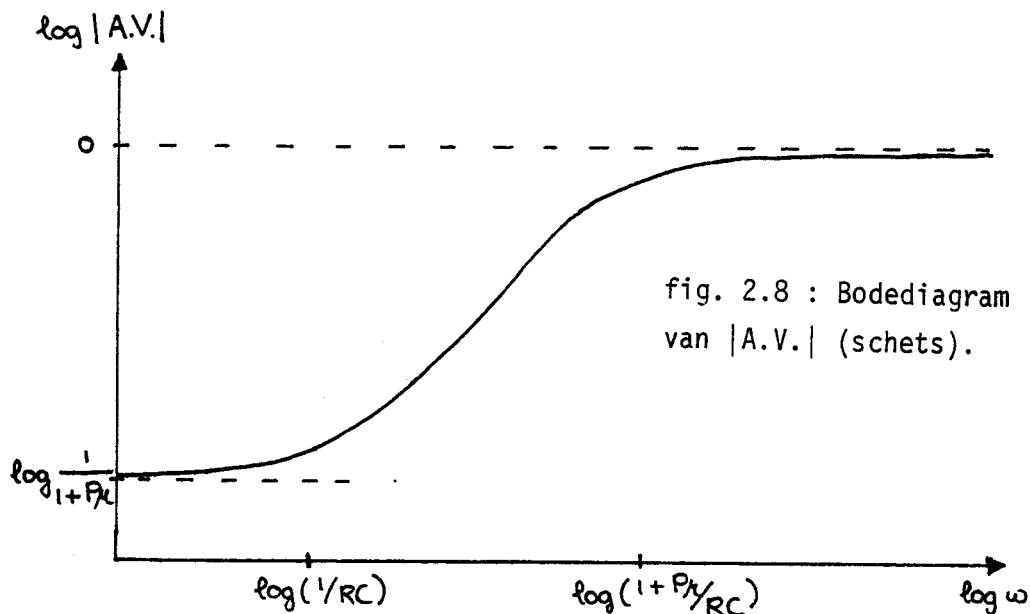
$$\delta v = \frac{P}{1+PK} \cdot \delta\phi \quad (2.12)$$

Voor K geldt de volgende relatie (zie [M00 82]),

$$K = \frac{\mu}{1+j\omega RC} \quad (2.13)$$

De afwijkingsverhouding A.V. van de regeling wordt gegeven door (zie ook fig. 2.8),

$$A.V. = \frac{1}{1+PK} = \frac{1}{1+P\mu} \cdot \frac{1+j\omega RC}{1+j\omega RC} \quad (2.14)$$



$(1+P\mu)$ is de statische versterking van de terugkoppeling. Deze moet zo groot mogelijk zijn. Anderzijds mag $(1+P\mu)/RC$ ook weer niet groter dan 200 Hz worden, anders moet de gemeten $\delta\phi$ gecorrigeerd worden. De volgende getalwaarden zijn gebruikt:

$P = 4 \text{ Volt}$ $R = 1 \text{ M}\Omega$ $C = 3,2 \text{ }\mu\text{F}$ $\mu = 40 \cdot 2\pi \text{ 1/Volt}$ zodat

$$\frac{1}{1+P\mu} \approx \frac{1}{1000} \quad \text{en} \quad \frac{1+P\mu}{2\pi RC} \approx 50 \text{ Hz}$$

Met deze Mach-Zehnder interferometer zijn we in het bezit van een gestabiliseerd, gevoelig en lineair meetapparaat voor het onderzoek aan de schuiflaag. De output van de interferometer kan zonder correcties toe te passen direct gefourieranalyseerd worden. De Fourieranalyse geschiedt digitaal door een computer.

2.3 Fourieranalyse m.b.v. een computer.

Door de vakgroep is een zgn. Eurobussysteem aangeschaft. De naam Eurobussysteem staat voor digitale apparatuur (zgn. interfaces), die door een computer gestuurd kunnen worden. Bovendien kunnen bepaalde interfaces computeronafhankelijk met elkaar communiceren. In ons Eurobussysteem zijn onder meer beschikbaar: een 12 Bit Fast ADC (snelle analoog-digitaal converter) en een 4k-memory. Het Eurobussysteem is betrouwbaar en eenvoudig te bedienen d.m.v. bestaande standaardprocedures. Voor een uitgebreide en duidelijke uiteenzetting van het Eurobussysteem wordt verwezen naar [BUR 83]. We volstaan hier met een korte beschrijving van de meting en de verwerking daarvan.

Voordat het te analyseren signaal het Eurobussysteem binnen komt wordt het door een laagdoorlaatfilter gefilterd en door een breedbandversterker versterkt. Op het filter komen we later terug. Alleen het AC-gedeelte van het signaal wordt versterkt. De versterking is in te stellen van 1 tot 10 met stappen van 1 én met stappen van 10 in het bereik 10 tot 100. Het gefilterde en versterkte signaal wordt vervolgens door de Fast ADC bemonsterd. De ADC converteert spanningen tussen 0 en -10 Volt naar gehele getallen tussen 0 en 4096. Het oplossend vermogen bedraagt dus $10000/4096 \approx 2,5$ mVolt. Het DC-uitgangsniveau van de versterker wordt op -5 Volt ingesteld, zodat signalen met een amplitude tot 5 Volt door de ADC bemonsterd kunnen worden. Als de ADC overstuurd wordt, meten we een fout spectrum. De ADC neemt met een zekere samplefrequentie n samples van het tijdsignaal en stuurt deze direct door naar het 4k-geheugen. Dit datatransport gebeurt computeronafhankelijk, omdat de samplefrequentie meestal zo groot is, dat de computer het niet kan bijbenen. Na de bemonstering haalt de computer de n samples uit het 4k-geheugen in zijn eigen werkgeheugen. Tot zover het Eurobussysteem.

Om van het bemonsterde signaal een spectrum te berekenen, wordt gebruik gemaakt van een Fast Fourier Transform algoritme, kortweg FFT genoemd. Zonder de FFT procedure zou de berekening van het spectrum zo lang duren, dat het in de praktijk niet bruikbaar zou zijn. Een voorbeeld van de snelheid van FFT: een signaal van 1024 samples vergt 3 seconden rekentijd. Voorwaarde bij het gebruik van FFT is wel dat n een macht van 2 moet zijn.

Het zal duidelijk zijn dat het spectrum dat zo verkregen wordt, slechts een benadering is van het continue spectrum van het niet bemonsterde signaal. De verschillen die ontstaan worden veroorzaakt door de bemonstering. We stippen even een paar punten aan.

- Frequenties in het tijdsignaal die groter zijn dan de helft van de samplefrequentie f_s worden waargenomen als een frequentie tussen 0 en $\frac{1}{2}f_s$. Dit verschijnsel heet aliasing. Bekijk daartoe fig. 2.9.

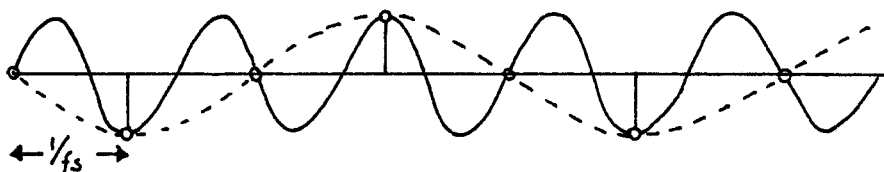


fig. 2.9 : Aliasing. f_s = samplefrequentie. Het harmonisch signaal met frequentie $3 \cdot \frac{1}{2}f_s$ wordt waargenomen als harmonische met frequentie $\frac{1}{2}f_s$.

Door aliasing kan een grove vertekening van het spectrum optreden. De remedie is filteren: alle frequenties boven $\frac{1}{2}f_s$ moeten weggefilterd worden. Vandaar ook het laagdoorlaatfilter in de meetopstelling.

- Het spectrum dat berekend wordt is discreet. Uitgaande van n samples genomen met een samplefrequentie f_s , verkrijgen we een spectrum van 0 tot $\frac{1}{2}f_s$ verdeeld in $\frac{1}{2}n$ intervallen. De resolutie van het spectrum is gelijk aan f_s/n . We hebben hier eigenlijk te maken met een afgebroken Fourierreeks. Een harmonisch signaal met een frequentie f die geen veelvoud van f_s/n is, kan dus niet gerepresenteerd worden door het discrete spectrum. Het signaal met een discrete frequentie wordt waargenomen als een signaal met een zekere bandbreedte rond f . We kunnen spreken van een apparaatprofiel. Dit verschijnsel heet leakage, omdat

als het ware vermogen "weglekt" naar naburige frequenties. bovendien zal het maximum van de verbrede piek afwijken van de eigenlijke amplitude. Dit bijkomende verschijnsel wordt ~~wel~~ het Picket-Fence effect genoemd.

- Het signaal wordt bemonsterd over een zekere tijdsduur n/f_s . Dit signaal wordt opgevat als zijnde één periode van een periodiek signaal. In het algemeen treden er discontinuïteiten op bij het periodiek voortzetten, ook in de hogere afgeleiden van het signaal. M.a.w. de voortgezette functie is niet meer "glad". Dit uit zich weer in het spectrum door het optreden van een ondergrond.

In [EGG 83] worden deze effecten uitvoerig behandeld. Door het toepassen van een zgn. Hanningvenster op het tijdsignaal kan men de leakage en de ondergrond in het spectrum efficiënt onderdrukken. Zie fig. 2.10.

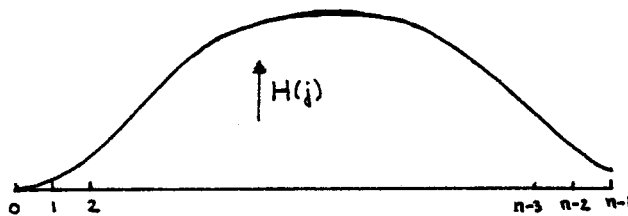


fig. 2.10 : De Hanningfunctie $H(j) = 1 - \cos(2\pi j/n)$.

De samples worden vermenigvuldigd met de Hanningfunctie en het resultaat is een signaal dat glad is bij periodieke voortzetting. Bovendien wordt het apparaatprofiel sterk gereduceerd, zodat leakage en picket-fence effect onderdrukt worden. Een nadeel is dat de effectieve resolutie anderhalf keer zo groot wordt, dus $1,5 \cdot f_s/n$. Dit nadeel weegt echter niet op tegen de voordelen.

Resumerend kunnen we stellen dat met FFT een betrouwbaar spectrum verkregen wordt als we gebruik maken van een laagdoorlaatfilter met afsnijfrequentie $\frac{1}{2}f_s$, een zo klein mogelijke resolutie f_s/n en een

Hanningvenster. Willen we twee spectra met elkaar vergelijken dan moeten ze dezelfde n en f_s bezitten. Bovendien moeten beide met of beide zonder Hanningvenster bepaald zijn.

In fig. 2.11 staat een spectrum afgebeeld, zoals we ze in dit verslag nog vaak zullen tegenkomen. Het betreft hier een spectrum van de output van de Mach-Zehnder interferometer zonder luchtstroming in het T-stuk. We zien dat er even harmonischen van 50 Hz in het laserlicht zitten. De harmonische van 300 Hz is het sterkst aanwezig. beneden de 100 Hz is een hele "cluster" te zien. Deze wordt veroorzaakt door trillingen in het tafelblad, waarop de de interferometer gemonteerd was. De RMS waarde van het gemeten signaal is uitgezet. De interferometer amplitude V_0 (zie vorige paragraaf) bedroeg ongeveer 4 Volt.

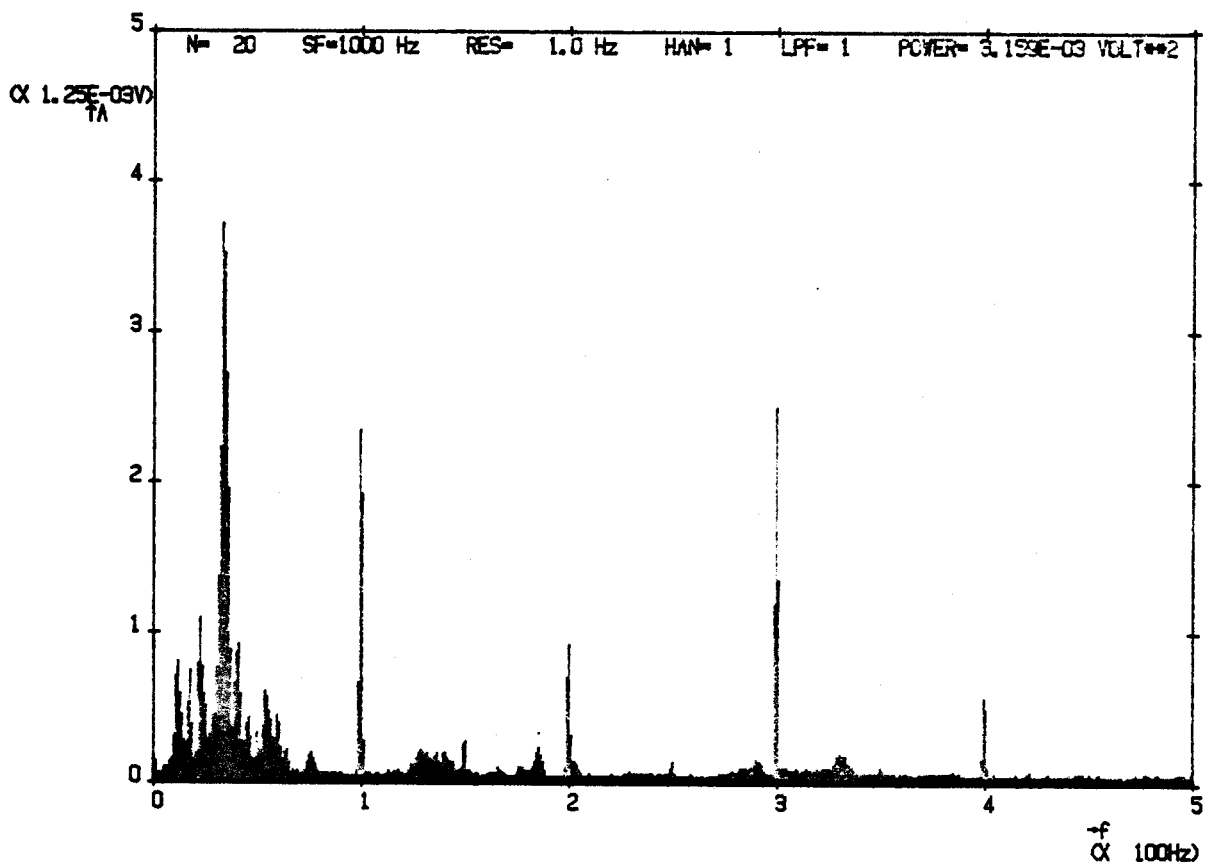


fig.2.11 : Spectrum van de interferometer.

Bovenaan in het plotje staan gegevens over de meting:

N = aantal metingen waarover gemiddeld werd (N.B. n = aantal samples)

SF = samplefrequentie.

RES = resolutie (oplossend vermogen) = f_s/n .

HAN = 1 betekent: Hanningvenster toegepast.

LPF = 1 betekent: low pass filter gebruikt.

POWER = het totale vermogen van het spectrum. POWER is gelijk aan de som van de kwadraten van alle, behalve de gelijkspanningscomponent, Fouriercoëfficiënten A_k : $\sum_k A_k^2$, $k = 1 \dots \frac{1}{2}n-1$.

Het spectrum in fig. 2.11 is een vermogensspectrum en geen vermogensdichtheidsspectrum. Dit geldt ook voor alle andere spectra in dit verslag. Er is een programma geschreven dat een gemiddeld spectrum berekent en dit opslaat in het achtergrondgeheugen. Na de meting kan men dus nog bewerkingen met het spectrum doen, zoals delen door een ander spectrum of uit laten tekenen door een plotter. Een beschrijving van de programmatuur die hiervoor benodigd is, staat beschreven in de appendix.

HOOFDSTUK III THEORIE

3.1 De schuiflaag

In fig. 3.1 is een T-stuk afgebeeld waarin 3 gebieden worden onderscheiden. Stel de aanstroomsnelheid U_0 is zodanig dat er resonantie optreedt. In gebied 3, de caviteit, bevindt zich dan een staande golf.

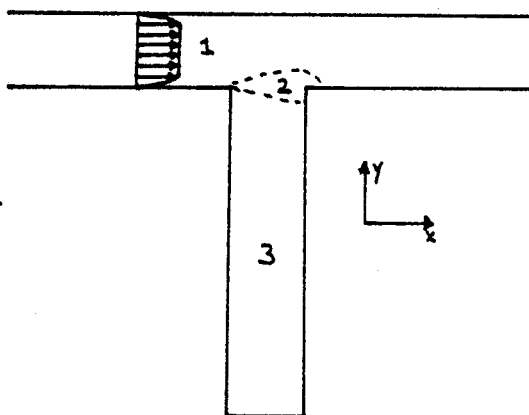


fig. 3.1 : De stromings-situatie in het T-stuk.

Aangezien de diepte van de caviteit veel groter is dan de breedte, treden er alleen axiale modes op. D.w.z. de trilling van de luchtdeeltjes vindt in de y -richting plaats. De caviteit fungeert als orgelpijp, die door de luchtstroming wordt aangeblazen. We kunnen dus orgelpijptheorie toepassen: op de bodem van de caviteit bevindt zich een drukbuik en bij het open uiteinde een drukminimum (en dus een dichtheidsminimum en snelheidsmaximum). In werkelijkheid liggen de minima en maxima even buiten het open uiteinde. Het snelheidsveld in de caviteit bestaat dus alleen uit het akoestische veld van de staande golf.

In gebied 1 bevindt zich de hoofdstroming, met daarop gesuperponeerd het door de caviteit uitgestraalde geluid. De hoofdstroming gedraagt zich als een plaatstroming, m.a.w. de grenslaagdikte is klein vergeleken met de diameter van de pijp. In een van de volgende paragrafen zal worden afgeleid hoe de snelheids- en temperatuurprofielen in de grenslaag er uit zien.

In gebied 2 schuift de hoofdstroming over de caviteit heen, vandaar dat we over een schuiflaag spreken. In de schuiflaag treedt de akoestische golf in interactie met de hoofdstroming. Deze interactie heeft tot gevolg dat er door de schuiflaag stroomafwaarts een instabiliteitsgolf gaat lopen. Hierover later meer.

Het stromingsveld \underline{v}_t (t van totaal) in de schuiflaag, kunnen we opgebouwd denken uit een stationaire component $\underline{V}(x,y)$ en een instationaire component $\underline{v}(x,y,t)$. Merk op dat we er van uit gaan dat de stroming 2-dimensionaal is: de z-component doet niet mee. Dat er geen stationaire snelheidscomponent in de z-richting kan zijn volgt uit de geometrie van het T-stuk. Passen we de rotatie operator toe op ons 2-dimensionale snelheidsveld \underline{v}_t dan krijgen we een rotatiefunctie i.p.v. een rotatievektor,

$$\Omega_t = \partial v_t / \partial x - \partial u_t / \partial y \quad , \quad \underline{v}_t = (u_t , v_t)$$

Het gebruik van Ω_t i.p.v. \underline{v}_t kan tot een beter begrip leiden voor de processen die zich in de schuiflaag afspelen.

In hoofdstuk II is al vermeld dat de aanstroomsnelheid zwak subsoon is: de hoofdstroming is incompressibel. Buiten de resonantie-toestanden zal de stroming in de schuiflaag zich dus incompressibel gedragen. Echter bij resonantie geldt hetzelfde (in eerste benadering), aangezien de schuiflaag zich (vrijwel) in een dichtheidsminimum van de staande golf bevindt. We kunnen daarom compressibele effecten bij het instabiliteitsmechanisme uitsluiten.

Het instabiliteitsmechanisme in een schuiflaag is een theoretisch nog onopgelost probleem. Op basis van de gelineariseerde impulsvergelijking kan men weliswaar voorspellen wanneer een schuiflaag instabiel wordt, maar niet-lineaire theoriën zijn nog niet ontwikkeld. Daarom is het in de vakliteratuur een actueel en populair onderwerp. Er zijn reeds tal van publikaties verschenen, die wel iets met het Gasunieprobleem te maken hebben. Een artikelenreeks aan de hand van S.A.Elder (1978,1980,1982) valt extra op, omdat Elder ook met een diepe caviteit werkt. Elder gaat uit van een semi-empirische aanpak.

In het algemeen maken zijn artikelen geen solide indruk. Af en toe is er zelfs sprake van naar de resultaten toe redeneren. Niettemin is hij in staat om de optredende resonantiefrequenties met bijbehorende amplituden te voorspellen.

In dit verslag zullen we de berekeningen van Elder niet toetsen aan onze meetresultaten, aangezien onze belangstelling primair uitgaat naar het gedrag van de schuiflaag buiten de resonantietoestand. Dit wordt bereikt door de staande golf in de caviteit weg te dempen met watten. Omdat het instationaire snelheidsveld $\underline{v}(x,y,t)$ dan klein is, mogen de behoudswetten gelineariseerd worden. In de volgende paragraaf zullen we de impulsvergelijking behandelen. Daarna komen de continuïteits- en energievergelijking aan bod, die van belang zijn bij de interpretatie van de metingen.

3.2 De impulsvergelijking.

De impulsvgl. volgens Navier-Stokes luidt

$$\rho \frac{d\underline{v}_t}{dt} = \rho \frac{\partial \underline{v}_t}{\partial t} + \rho (\underline{v}_t \cdot \text{grad}) \underline{v}_t = -\text{grad } p + \eta \Delta \underline{v}_t + (\eta + \eta_v) \text{grad}(\text{div } \underline{v}_t) \quad (3.1)$$

De zwaartekrachtterm heeft in ons geval geen betekenis en is daarom weggelaten. η is de dynamische viscositeitscoëfficiënt en η_v is de volume-viscositeitscoëfficiënt. In de schuiflaag is de stroming incompressibel, zodat $\text{div } \underline{v}_t = 0$. Vgl. 3.1 wordt nu

$$\frac{d\underline{v}_t}{dt} = - \frac{1}{\rho} \cdot \text{grad } p + \nu \Delta \underline{v}_t \quad (3.2)$$

$\nu = \eta/\rho$ is de kinematische viscositeitscoëfficiënt. Op bovenstaande vergelijking passen we de rotatieoperator toe met als resultaat de werveldiffusievergelijking:

$$d \Omega_t / dt = \partial \Omega_t / \partial t + \underline{v}_t \cdot \text{grad } \Omega_t = \nu \Delta \Omega_t \quad (3.3)$$

N.B. dat $\text{rot}(d\underline{v}_t/dt) = d(\text{rot } \underline{v}_t)/dt$ geldt alleen in tweedimensionale incompressibele stromingen. Vgl.(3.3) is de uitgangsvergelijking voor de nog toe te passen linearisatie.

Over de schuiflaag bestaat geen drukverschil, zodat $|U| \gg |V|$: er zal geen uitwaaiing van de stroming optreden. In de literatuur ziet men daarom vaak V gelijk aan nul gesteld worden. Men moet echter bedenken dat met deze aanname nooit de ontwikkeling van de schuiflaag beschreven kan worden. Stel $\underline{V} = (U(x,y), 0)$. Uit $\text{div } \underline{V} = 0$ volgt nu $\partial U/\partial x + \partial V/\partial y = \partial U/\partial x = 0$ dus $U = U(y)$. In de praktijk echter blijkt dat alleen in de buurt van het loslaatpunt $\partial U/\partial x$ nogal afwijkt van 0 (daar wordt ook lucht uit de caviteit aangezogen). Verderop in de schuiflaag mogen we verwachten dat het snelheidsprofiel slechts langzaam als functie van x varieert.

De werveldiffusie vergelijking laat aanschouwelijk zien hoe de ontwikkeling van het snelheidsprofiel plaatsvindt. Bekijk daartoe fig. 3.2.

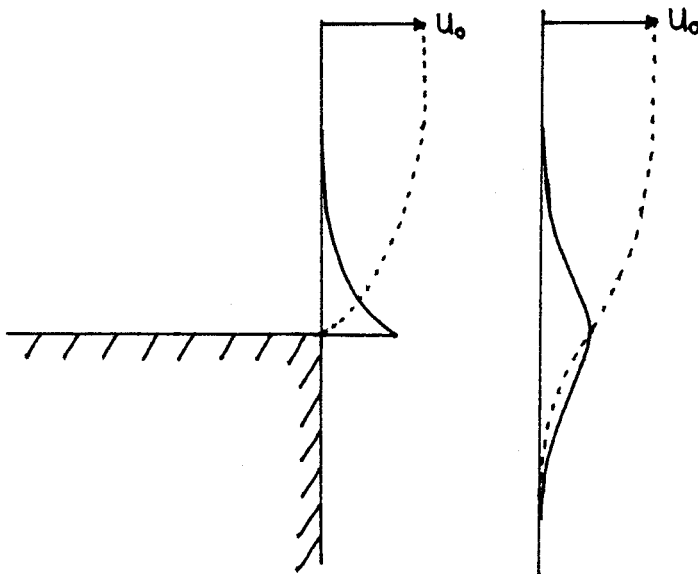


fig.3.2 : Ontwikkeling van het snelheidsprofiel t.g.v.werveldiffusie. De stippellijnen zijn de snelheidsprofielen, de getrokken lijnen de rotatieprofielen.

De scherpe piek in het rotatieprofiel bij het loslaatpunt zal in de schuiflaag diffunderen: het rotatieprofiel wordt gladder en min of meer symmetrisch rond zijn maximum. Het bijbehorende snelheidsprofiel is dus anti-symmetrisch. In de praktijk blijkt dat $U(y)$ een tangushyperbolicus achtige vorm heeft. Voorwaarde is wel een hoge Reynoldswaarde $Re(L) = U_0 L/\nu$, waarin L de lengte van de aanstroompijp is. De grens-

laagdikte van het laminaire snelheidsprofiel voor het loslaatpunt is dus klein ($\ll L$). In de grenslaag zijn de stationaire traagheidskrachten van dezelfde orde van grootte als de visceuze krachten. Na het loslaten van de grenslaag verdwijnt de stringente voorwaarde $V(y=0) = 0$ en verliezen de visceuze krachten snel aan invloed (de snelheidsgradiënten worden snel kleiner). Over de eerste paar mm verandert de schuiflaag sterk van vorm en ontwikkelt zich tot het langzaam variërende tanh-achtige snelheidsprofiel. In het langzaam variërende deel van de schuiflaag mogen we de werveldiffusie vgl. zelfs vereenvoudigen tot $d\Omega_t/dt = 0$, i.e. de vergelijking van Helmholtz. $d\Omega_t/dt = 0$ betekent dat een vloeistofdeeltje zijn wervelsterkte Ω_t in de tijd niet verandert. Vloeistofdeeltjes met dezelfde wervelsterkte vormen zgn. wervellijnen in het medium. Wervellijnen zijn materiële lijnen omdat ze steeds uit dezelfde deeltjes blijven bestaan. Materiële lijnen kan men zichtbaar maken door ergens in de lijn rook te injecteren. T.g.v. het instabiliteitsmechanisme zullen wervellijnen in de schuiflaag gaan "kwispelen" om hun evenwichtspositie (zie fig. 3.3)

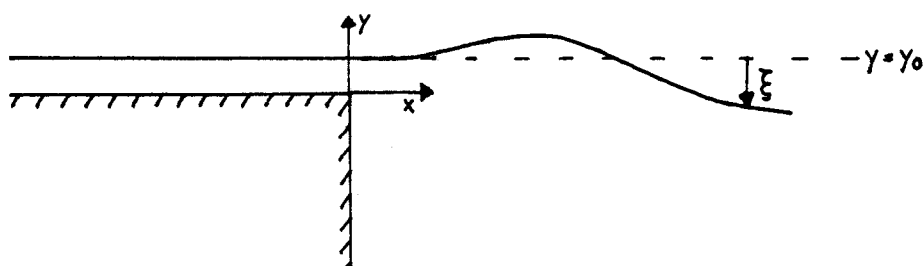


fig 3.3 : Wervellijn in de schuiflaag.

Stel dat de evenwichtspositie gegeven wordt door $y = y_0$. De uitwijking van de wervellijn is dan een functie van x en t :

$$y - y_0 = \xi(x,t) \quad (3.4)$$

De functie ξ kan als maat voor de instabiliteitsbeweging genomen

worden. Differentiatie van ξ naar de tijd levert: $d\xi/dt = \partial\xi/\partial t + \partial\xi/\partial x \cdot dx/dt$. dx/dt is gelijk aan u_t . Omdat de wervellijnen uit steeds dezelfde deeltjes blijven bestaan is een verandering $d\xi$ een direkt gevolg van de deeltjessnelheid ter plaatse, dus

$$v_t = \frac{d\xi}{dt} = \frac{\partial\xi}{\partial t} + u_t \frac{\partial\xi}{\partial x} \quad (3.5)$$

We gaan nu over tot linearisatie van de Helmholtzvgl. . Stel dat $|\underline{v}| \ll |\underline{V}|$. We brengen even in herinnering dat \underline{V} de stationaire component is van het snelheidsveld \underline{v}_t is en \underline{v} de instationaire component. Verder is $\underline{V} \approx (U(y), 0)$ en $\Omega \approx -\partial U/\partial y$. De verstoring \underline{v} heeft een rotatieverstoring ω tot gevolg. De Helmholtzvgl. wordt nu

$$\frac{\partial\omega}{\partial t} + (\underline{V} + \underline{v}) \cdot \text{grad}(\Omega + \omega) = 0 \quad (3.6)$$

Beschouw alleen de instationaire componenten,

$$\frac{\partial\omega}{\partial t} + U \frac{\partial\omega}{\partial x} + \underline{v} \cdot \text{grad}\omega + v \frac{\partial\Omega}{\partial y} = 0 \quad (3.7)$$

Als $|\text{grad } \omega| \ll |\partial\Omega/\partial y|$ dan kan $\underline{v} \cdot \text{grad } \omega$ verwaarloosd worden, zodat

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\partial\omega}{\partial t} + U \frac{\partial\omega}{\partial x} = -v \frac{\partial\Omega}{\partial y} \quad (3.8)$$

Uit vgl. (3.5) volgt $v(x, y_0 + \xi) = \partial\xi/\partial t + u_t(x, y_0 + \xi) \cdot \partial\xi/\partial x$. Lineariseren geeft

$$v(x, y_0) = \frac{d\xi}{dt} = \frac{\partial\xi}{\partial t} + U(x, y_0) \frac{\partial\xi}{\partial x} \quad (3.9)$$

Omdat $\Omega = \Omega(y)$ geldt dat $d\xi/dt \cdot \partial\Omega/\partial y = d(\xi \cdot \partial\Omega/\partial y)/dt$ zodat uiteindelijk

$$\omega = -\xi \frac{\partial\Omega}{\partial y} \quad (3.10)$$

We zien dus dat de de kleine verstoringrotatie ω ter plaatse (x, y_0) veroorzaakt wordt door de uitwijking ξ van de wervelijn met rotatie $\Omega(y_0)$. Een eenvoudig resultaat als vgl. (3.10) hadden we niet verkree-

gen, als we waren uitgegaan van de stroomlijnen i.p.v. de wervellijnen. De stroomlijnen worden gegeven door de stroomfunctie Ψ . Ψ is gedefinieerd door de relatie

$$\underline{v}_t = \text{rot } \underline{\Psi} \quad (3.11)$$

Vanwege de 2-dimensionale snelheid \underline{v}_t bezit $\underline{\Psi}$ alleen een z-component, vandaar dat we ook spreken van stroomfunctie. Uit (3.11) volgt dan $u_t = \partial\Psi/\partial y$ en $v_t = -\partial\Psi/\partial x$. De stroomlijnen worden gegeven door $\Psi(x,y,t) = \text{constant}$. Beschouw weer uitwijkingen t.o.v. een evenwichtspositie $y = y_0$: $y - y_0 = \zeta(x,t)$. Omdat een stroomlijn geen materiële lijn is, geldt niet meer $v_t = d\zeta/dt$ maar $v_t = \partial\zeta/\partial t$: de lokale verandering van ζ wordt door v_t veroorzaakt. Vgl. (3.10) zou dus worden

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\xi \frac{\partial \Omega}{\partial y} \right) \quad (3.12)$$

Men kan aantonen dat een snelheidsprofiel met een buigpunt instabiel is voor periodieke verstoringen (zie [LIN 55]). Michalke ([MIC 65]) heeft de gelineariseerde impulsvgl. opgelost voor golfachtige verstoringen van de stroomfunctie en de wervelsterkte, te weten

$$\psi = \psi_0(y) e^{j(k'x - \beta t)} \quad (3.13)$$

$$\omega = \omega_0(y) e^{j(k'x - \beta t)} \quad (3.14)$$

ψ_0 en ω_0 zijn de reële amplituden. k' is het complexe golfgetal en β is de reële cirkelfrequentie. Deze verstoringen stellen dus in de x-richting lopende golven voor die kunnen aangroeien of uitdempen. Stel $k' = k + j\alpha$ dan betekent $\alpha < 0$ aangroei en $\alpha > 0$ uitdemping. k is het reële golfgetal. Het verband tussen ψ en ω wordt gegeven door de betrekking $\omega = -\Delta\psi$.

Voor het stationaire snelheidsprofiel $U(y)$ werd de volgende vorm gekozen

$$U(y) = \frac{1}{2}U_0(1 + \tanh y/L) \quad (3.15)$$

Let wel dat $U(y)$ pas nul wordt in $y = -\infty$: er zijn nergens vaste wanden. Michalke ging uit van een geheel vrije schuiflaag. L is een lengteschaal. In fig. 3.4 staat $U(y)$ uitgezet als functie van y/L . Bovendien zijn ook in de figuur opgenomen : $\Omega = -U'$, $\Omega' = -U''$ en $\Omega'' = -U'''$.

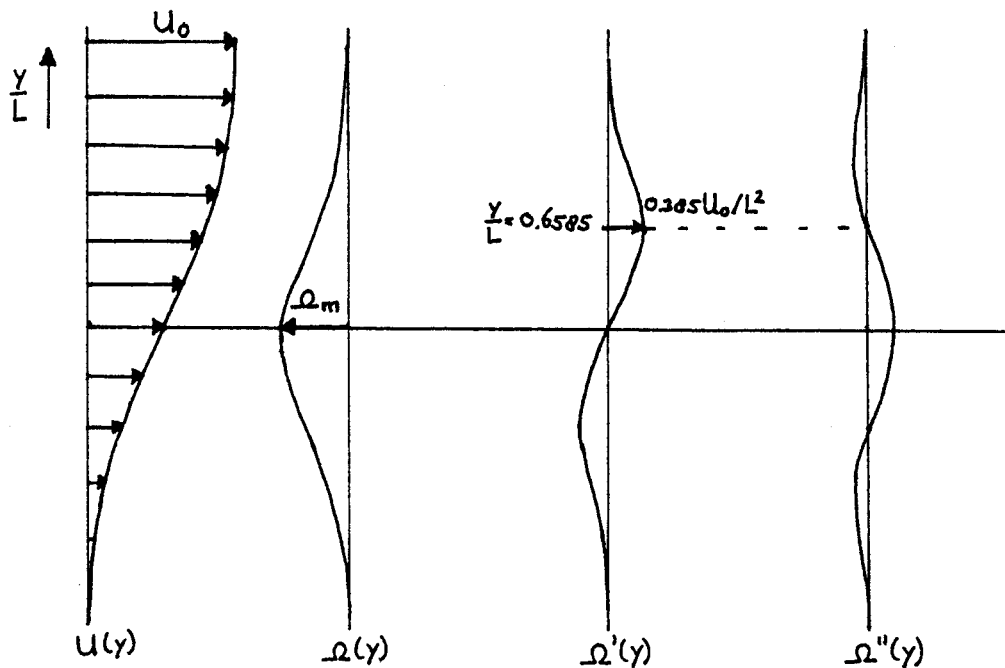


fig. 3.4 : $U(y)$ en zijn afgeleiden.

De lengteschaal L is een maat voor de schuiflaagdikte. $U_0/2L$ is de maximale snelheidsgradiënt in de schuiflaag. Dus $\Omega_m = -U_0/2L$.

Michalke vond dat voor $\beta = 0,2067 \cdot U_0/L$ de aangroei van de verstoring het sterkst is. Zie figuur 3.5, waarin tevens de fasesnelheid c en het golfgetal k zijn weergegeven.

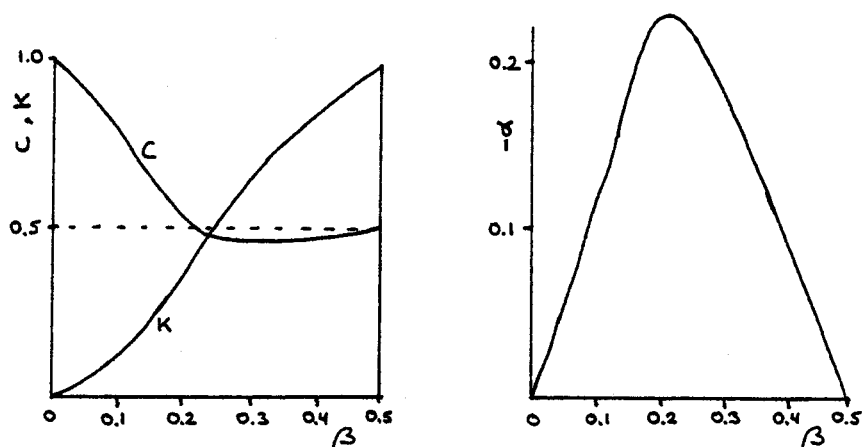


fig. 3.5 : α en k (en $c = \beta/k$) als functie van β .

Het gebied rond het buigpunt is de instabiliteitshaard. Merk op dat we er van uitgaan dat het buigpunt, waar $U = \frac{1}{2}U_0$, in het $y = 0$ - vlak ligt. Dit is in de praktijk ook waargenomen (zelf gemeten). Michalke heeft zich beperkt tot $\beta < 0,5$. In dit bereik vindt aangroei plaats voor alle β . Als $\beta > 0,5$ worden de verstoringen altijd uitgedempt.

Het verband tussen "onze" instabiliteitsgolf $\xi(x,t)$ en die van Michalke volgt uit vgl. 3.10:

$$\xi = \xi_0(y) e^{j(k'x - \beta t)} \quad \text{met } \xi_0(y) = -\omega_0(y)/\Omega'(y) \quad (3.16)$$

Door superpositie van golven met verschillende β kan men willekeurige golfvormen creëren. Rotatievrije snelheidsvelden, zoals akoestische golven, zijn triviale oplossingen van de Helmholtzvergelijking. Door een akoestische golf bij de instabiliteitsgolf op te tellen, kan men een golf maken die verdwijnt aan de stroomopwaartse hoek van de cavi-

teit : $\xi = 0$ voor $x = 0, y = 0$. Zo'n golf benadert de werkelijke situatie het meest. We zullen dit nader toelichten. De stroomopwaartse hoek is scherp. Scherp wil hier zeggen : de kromtestraal van de hoek is klein vergeleken met de amplitude van de golfbeweging vlak bij de hoek. Dan zullen viscositeitseffekten de periodieke stroming van lucht rond de hoek sterk reduceren. Dit houdt in dat $\xi(x=0,y=0) \approx 0$. Het loslaatpunt van de grenslaag blijft dus liggen bij de hoek. De stroomopwaartse hoek vormt daarom de bron van de instabiliteitsbeweging, want elke fluktuatie rond de hoek wordt direct omgezet in extra rotatie van de vloeistofdeeltjes. Deze storingsrotatie in de hoofdstroming kan door het instabiliteitsmechanisme van de schuiflaag verder versterkt worden.

3.3 De continuïteitsvergelijking.

De continuïteitsvergelijking luidt

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \underline{v}_t) = 0 \quad (3.17)$$

Met de Mach-Zehnder interferometer kunnen zeer kleine dichtheidsfluctuaties gemeten worden. In het voorafgaande zijn we er steeds van uit gegaan dat de de schuiflaag incompressibel is. Omdat echter in grenslagen en schuiflagen altijd temperatuursgradiënten (dus ook dichtheidsgradiënten) bestaan t.g.v. visceuze effecten en warmtefluxen kunnen we in ons geval ook de interferometer gebruiken. De beweging van de schuiflaag kan met de Mach-Zehnder interferometer gemeten worden. Dit zullen we nu aantonen.

Ontbind de dichtheid ρ in een stationaire component ρ_0 en een instationaire component ρ' :

$$\rho = \rho_0 + \rho' \quad (3.18)$$

Beschouw alleen het instationaire deel van de cont. vgl.

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \text{div}(\rho' \underline{V}) + \text{div}(\rho' \underline{v}) + \text{div}(\rho_0 \underline{v}) = 0 \quad (3.19)$$

(\underline{V} is de stationaire hoofdstroomsnelheid en \underline{v} de fluktuatiesnelheid). M.b.v. de vektoridentiteit $\text{div}(\lambda \underline{a}) = \lambda \text{div}(\underline{a}) + \underline{a} \cdot \text{grad } \lambda$ kan (3.19) herschreven worden tot

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \underline{V} \cdot \text{grad } \rho' + \rho' \text{div } \underline{V} + \rho' \text{div } \underline{v} + \underline{v} \cdot \text{grad } \rho' \\ = -\rho_0 \text{div } \underline{v} - \underline{v} \cdot \text{grad } \rho_0 \end{aligned} \quad (3.20)$$

De hoofdstroming is incompressibel, dus $\text{div } \underline{V} = 0$. De akoestische term $\rho_0 \text{div } \underline{v}$ is bij gedempte caviteit verwaarloosbaar. Beschouw nu alleen verstoringen ρ' ($|\rho'| \ll \rho_0$) veroorzaakt door snelheidsverstoringen \underline{v} ($|\underline{v}| \ll |\underline{V}|$). Als bovendien nog geldt dat $|\text{grad } \rho'| \ll |\text{grad } \rho_0|$ kunnen we overgaan tot linearisatie van (3.20) :

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \underline{V} \cdot \text{grad } \rho' = -\underline{v} \cdot \text{grad } \rho_0 \quad (3.21)$$

We stellen verder $\underline{V} = (U, 0)$ en $\rho_0 = \rho_0(y)$ zodat

$$\frac{d\rho'}{dt} = \frac{\partial \rho'}{\partial t} + U \frac{\partial \rho'}{\partial x} = -v \frac{\partial \rho_0}{\partial y} = -\frac{d}{dt} \left(\xi \frac{\partial \rho_0}{\partial y} \right) \quad (3.22)$$

Dus de uitwijking ξ van de wervellijnen veroorzaakt een dichtheidsfluktuatie :

$$\rho' = -\xi \frac{\partial \rho_0}{\partial y} \quad (3.23)$$

In paragraaf 2.2 is afgeleid dat het uitgangssignaal δV van de interferometer evenredig is aan de dichtheidsfluktuatie ρ' . Het uitgangssignaal is dus ook evenredig aan de uitwijking ξ van de wervellijnen.

3.4 De energievergelijking

Om tot een juiste interpretatie van de meetresultaten te komen, is het noodzakelijk te weten hoe het verloop van de dichtheid ρ in de schuiflaag is. We zullen ons hier beperken tot een kwalitatieve beschouwing. Omdat ρ omgekeerd evenredig is aan de temperatuur T , kunnen we iets over het dichtheidsverloop zeggen door de energievergelijking te beschouwen,

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \underline{V} \cdot \text{grad } T = \lambda \Delta T + \eta_v (\text{div } \underline{V})^2 + \underline{V} \cdot \text{grad } p + \phi_{\text{diss}} \quad (3.24)$$

c_p = soortelijke warmte bij constante druk [J/kgK]

λ = warmtegeleidingscoëfficiënt [J/mKsec]

ϕ_{diss} = visceuze dissipatie [J/m sec]

Beschouw nu de grenslaag van de hoofdstroming tot aan het loslaatpunt. In de grenslaag mogen we aannemen dat $\text{div } \underline{V}$ en $\text{grad } p$ gelijk aan nul zijn. Vgl. (3.24) vereenvoudigt tot

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} = \lambda \Delta T + \phi_{\text{diss}} \quad (3.25)$$

Bij grote hoofdstroomsnelheden is de warmteflux door de wand verwaarloosbaar. De differentiaalvergelijking (3.25) is oplosbaar voor een adiabatische wand (zie [VRI 74]). De oplossing is schematisch weergegeven in figuur 3.6.

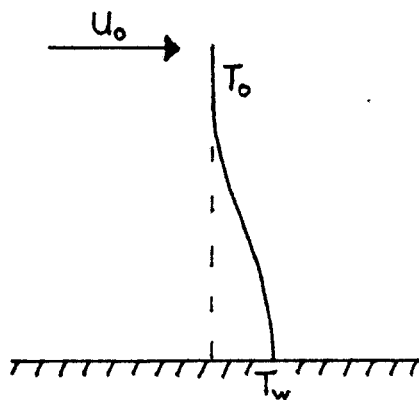


fig. 3.6 : Temperatuurprofiel in grenslaag. T_w = adiabatische wandtemperatuur. T_0 = temperatuur van hoofdstroming.

T_w is ongeveer gelijk aan $T_0 + \frac{Pr^{\frac{1}{2}}}{2c_p} \cdot U_0^2$. Pr is het getal van Prandtl en is gelijk aan $\nu c_p / \lambda$. Voor lucht is Pr ongeveer gelijk aan 0,7. Getallenvoorbeelden: $U_0 = 20$ m/s : $T_w - T_0 = 0,3$ K en $U_0 = 40$ m/s : $T_w - T_0 = 1,3$ K. Het temperatuurprofiel in de grenslaag ontstaat door de visceuze dissipatie ϕ_{diss} . ϕ_{diss} hangt kwadratisch af van de snelheidsgradiënt $\partial U / \partial y$. Na het loslaten van de grenslaag wordt $\partial U / \partial y$ snel kleiner en ϕ_{diss} nog sneller kleiner. In de schuiflaag mogen we daarom ϕ_{diss} verwaarlozen. Vgl. (3.25) wordt nu

$$\frac{dT}{dt} = a \cdot \Delta T \quad , \quad a = \frac{\lambda}{\rho c_p} \quad (3.26)$$

Merk op dat (3.26) geheel analoog is aan de werveldiffusie vgl. $d\Omega/dt = \nu \cdot \Delta \Omega$. De overeenkomst wordt gegeven door de verhouding $\nu/a = \nu \rho c_p / \lambda = Pr = 0,7$. De temperatuur- en werveldiffusie spelen zich af op dezelfde lengteschaal. De temperatuur in de caviteit is een paar graden hoger dan T_0 (zie par. 2.1). Het temperatuursprofiel voor $x=0$ zou er dus uitzien als in fig. 3.7.

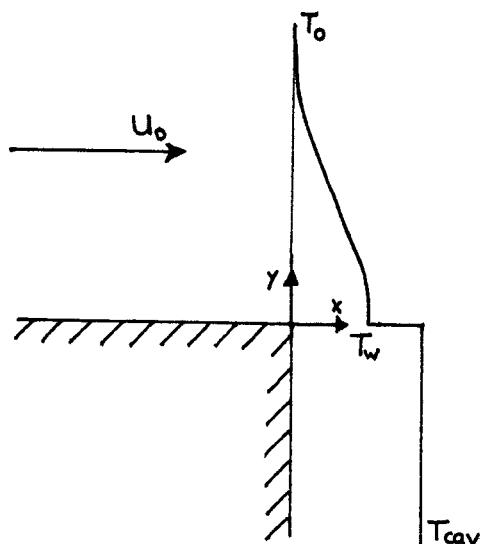


fig. 3.7 : Schematische weergave van het temperatuursprofiel direct na het loslaten van de grenslaag.

De discontinuïteit in het temperatuursprofiel bij $y=0$ zal in werkelijkheid natuurlijk nooit optreden. Hooguit kunnen we daar een sterke

temperatuursgradiënt verwachten. Geheel analoog aan het verhaal over de werveldiffusie, zal het temperatuursprofiel snel "glad" worden. We kunnen daarom een monotoon verlopend glad temperatuursprofiel verwachten in de schuiflaag.

HOOFDSTUK IV RESULTATEN EN DISCUSSIE

4.1 Inleiding.

Er is gemeten bij twee hoofdstroomsnelheden: $U_0 = 20,5$ m/s en $40,9$ m/s. Bij de stroming van $20,5$ m/s treedt een sterke resonantie in de caviteit op (± 283 Hz). Een zwakkere resonantie van ± 630 Hz treedt op bij de andere snelheid. Beide resonanties zijn van de $\frac{1}{2}\lambda$ mode, d.w.z. de diepte van de caviteit is ongeveer $\frac{1}{2}\lambda$. De zuiger werd nu voor beide snelheden zodanig ingesteld dat de resonantie verdween. Vervolgens werd de caviteit gedempt met watten, om de akoestische responsie van de caviteit tot een minimum te reduceren. Het effect van deze demping is te meten met de microfoon in de kop van de zuiger. Dit is gedaan bij $U_0 = 20,5$ m/s en een zuigerstand van $33,3$ cm. Het resultaat is weergegeven in fig. 4.1. Zo op het eerste gezicht lijkt er weinig verschil: alleen de piek bij 664 Hz wordt weggedempt. De andere pieken in het spectrum worden veroorzaakt door trillingen in de constructie van de meetopstelling en onvolkomenheden in de ladingsversterker, die het signaal van de piëzo-microfoon versterkt. Met de piëzo-microfoon is verder niet meer gemeten: alle metingen zijn gedaan met de Mach-Zehnder interferometer (kortweg MZ). Het grote voordeel van de MZ is dat de stroming niet verstoord wordt. Een ander voordeel is zijn grote gevoeligheid. Dit komt ondermeer doordat alle fluktuaties over de gehele caviteitsbreedte worden meegenomen. Nadelen zijn: de laserbundel gaat door 2 grenslagen heen (waarschijnlijk wordt daardoor extra ruis toegevoegd), om de resultaten exact te interpreteren moet het dichtheidsprofiel in de schuiflaag bekend zijn en door de kromming van het dichtheidsprofiel treedt vervorming van het signaal op. Dit is gedemonstreerd in fig. 4.2. Hier zijn de dempingswatten weggehaald en de caviteitsdiepte is zodanig ingesteld dat er resonantie optreedt

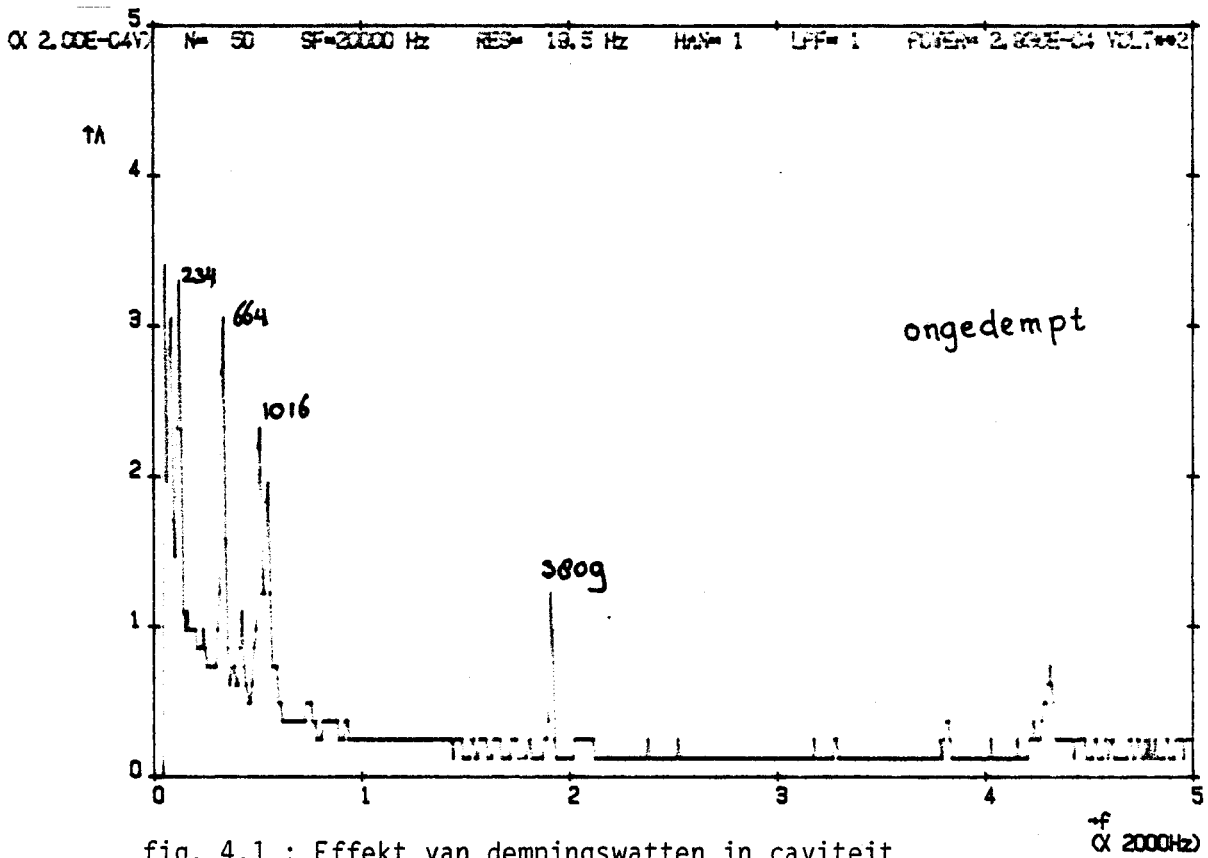
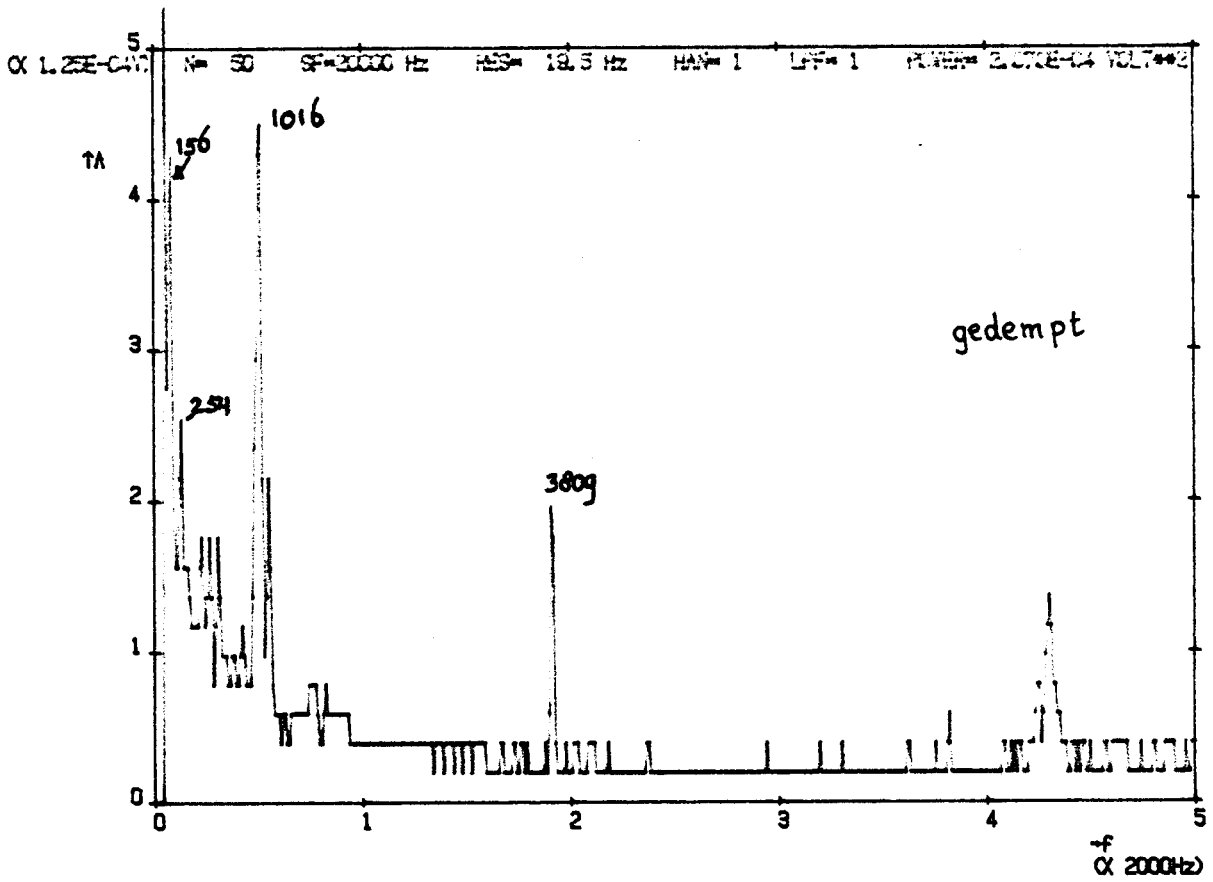


fig. 4.1 : Effekt van dempingswatten in caviteit.

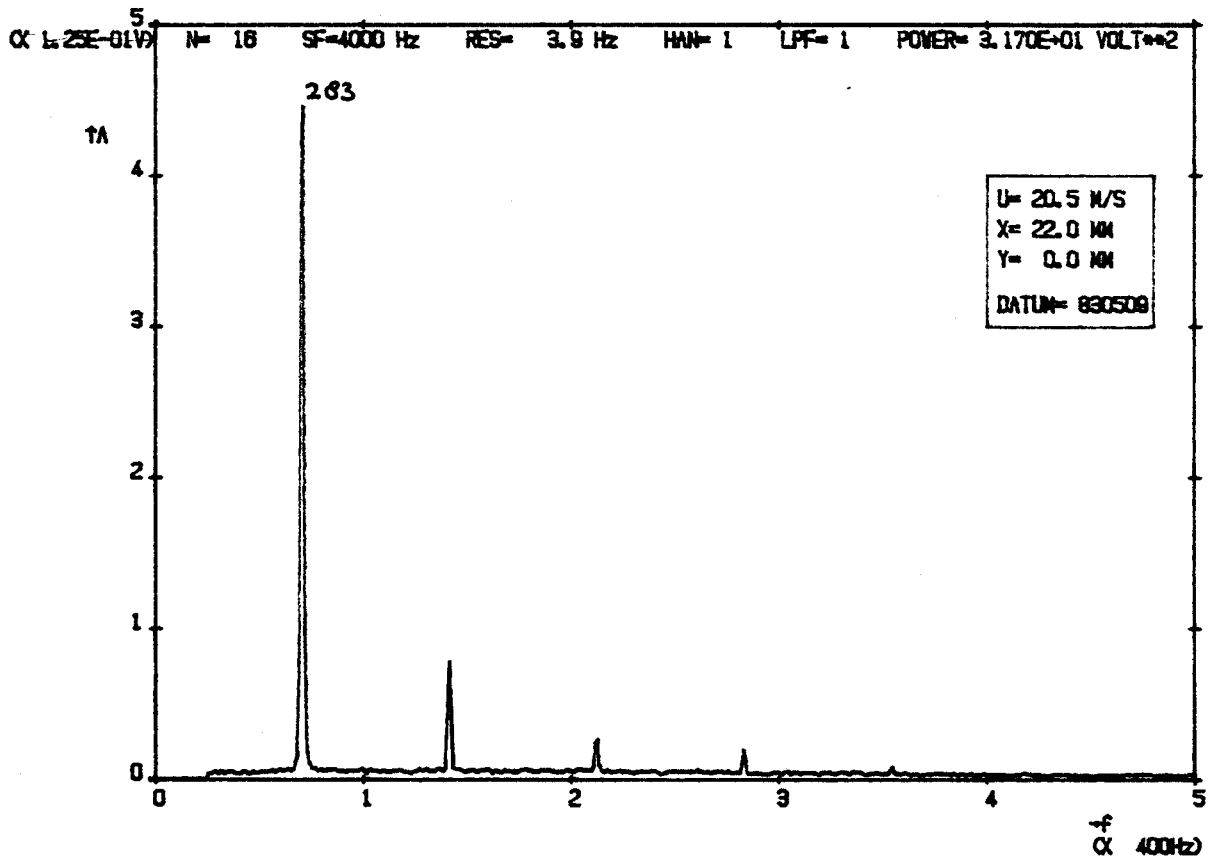


fig. 4.2 : Harmonische vervorming van het signaal bij sterke fluctuatie. De uitgangsspanning is absoluut weergegeven. De MZ-amplitude V_0 was ± 4 Volt.

Bij resonantie is de fluctuatie maximaal, maar ook bij gedempte caviteit kunnen de uitwijkingen blijkbaar zo groot worden dat er harmonische vervorming optreedt. Bekijk daartoe fig. 4.3, dat een typisch spectrum laat zien, zoals dat in het laatste deel van de schuiflaag gemeten wordt. De "echte" piek bevindt zich bij 400 Hz. Harmonischen zien we sterk bij 800 Hz en zwak bij 1200 en 1600 Hz. Als er harmonischen voorkomen in de stromingsfluctuaties zelf, kunnen deze dus niet onderscheiden worden van de "meetharmonischen".

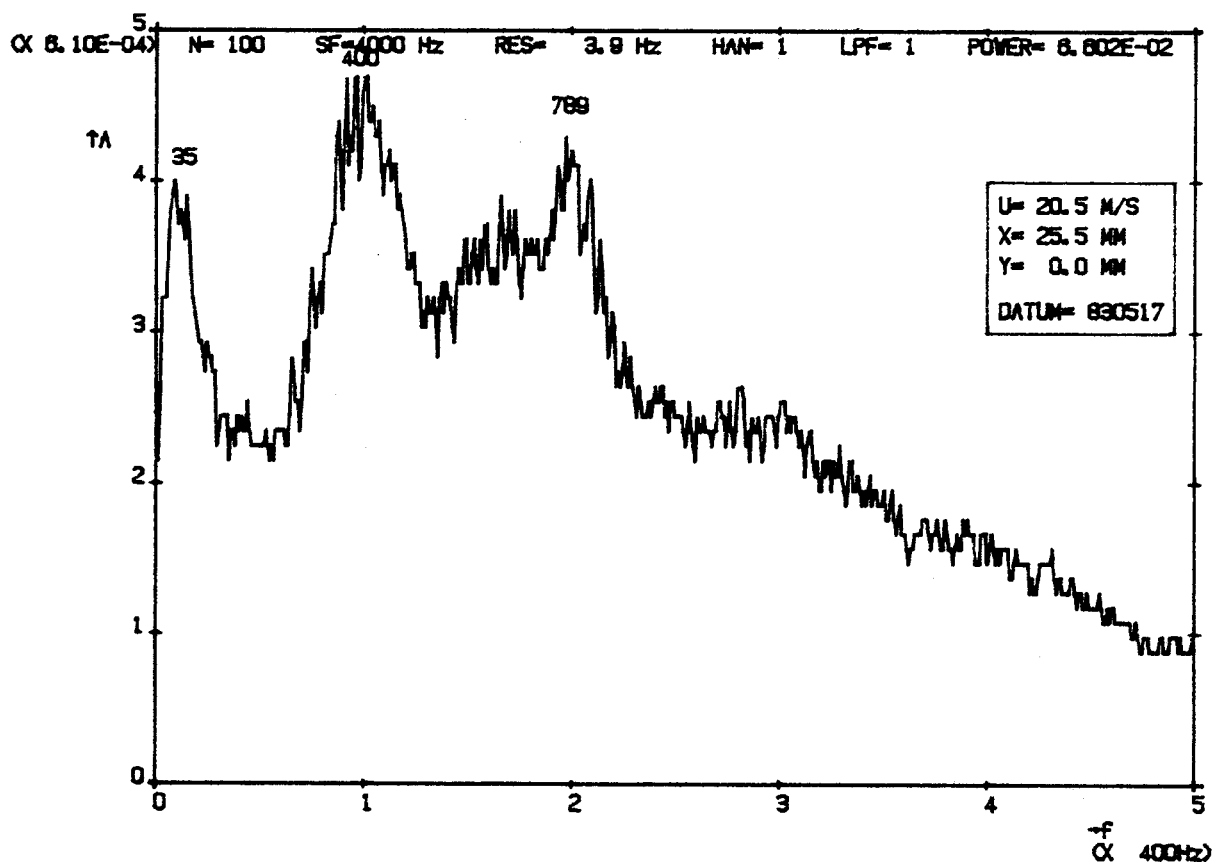


fig. 4.3 : Harmonische vervorming van het signaal bij niet zo sterke fluctuatie. De uitgangsspanning is relatief t.o.v. V_0 weergegeven. POWER is opgegeven t.o.v. V_0^2 .

We hebben ons beperkt tot metingen in het $y=0$ -vlak. Daar bevindt zich namelijk het buigpunt van het snelheidsprofiel en de maximale fluctuatie. Dit blijkt uit fig. 4.4 waarin de spectra zijn afgebeeld gemeten voor $x=5$ mm, bij resp. $y=-\frac{1}{2}$, 0 en $+\frac{1}{2}$ mm. Merk op dat het deel van het spectrum beneden 100 Hz is weggelaten. Dit is ook gedaan voor de spectra verderop in dit verslag. Onder de 100 Hz vinden we geen belangrijke informatie van de schuiflaag. Bovendien wordt daar het spectrum vertekend door de terugkoppeling van de MZ (zie par. 2.2). In de volgende paragraaf schetsen we een beeld van de ontwikkeling van de schuiflaag aan de hand van de gemeten spectra.

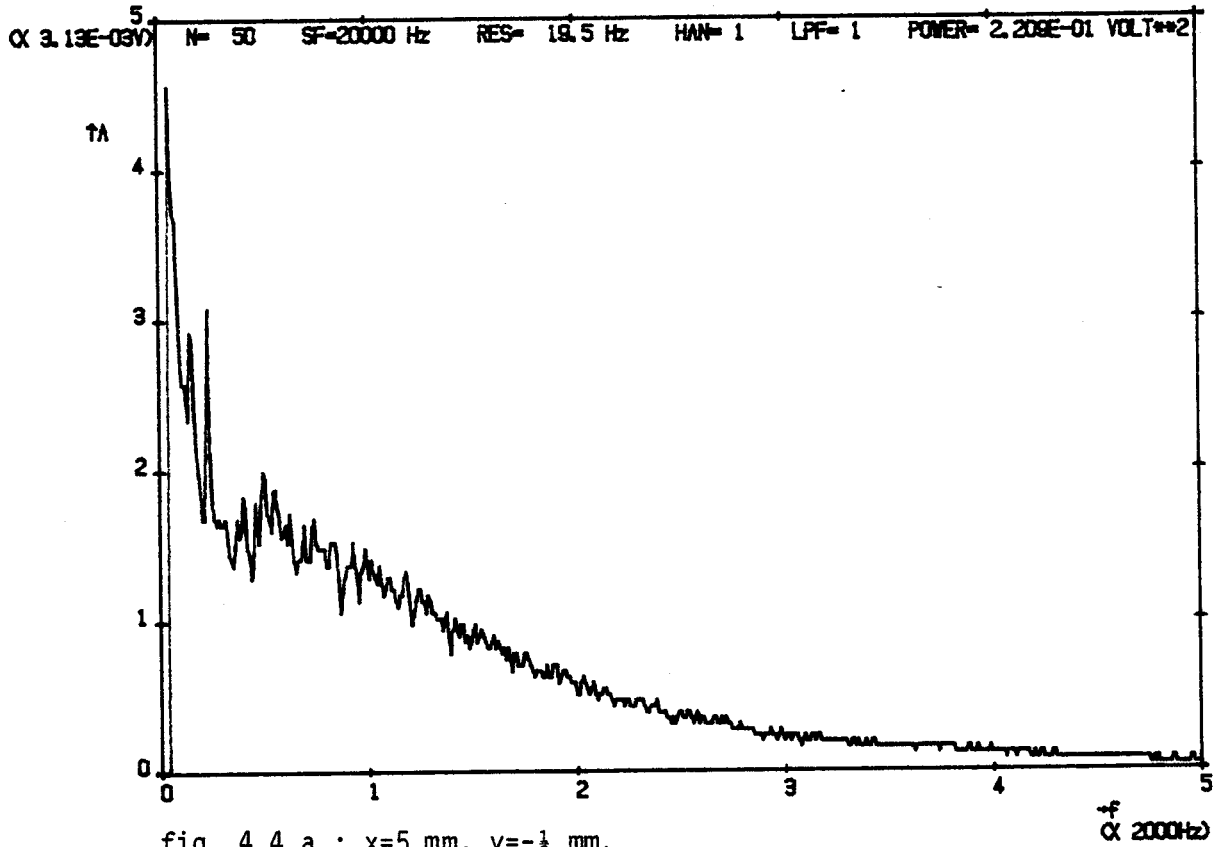


fig. 4.4.a : $x=5$ mm, $y=-\frac{1}{2}$ mm.

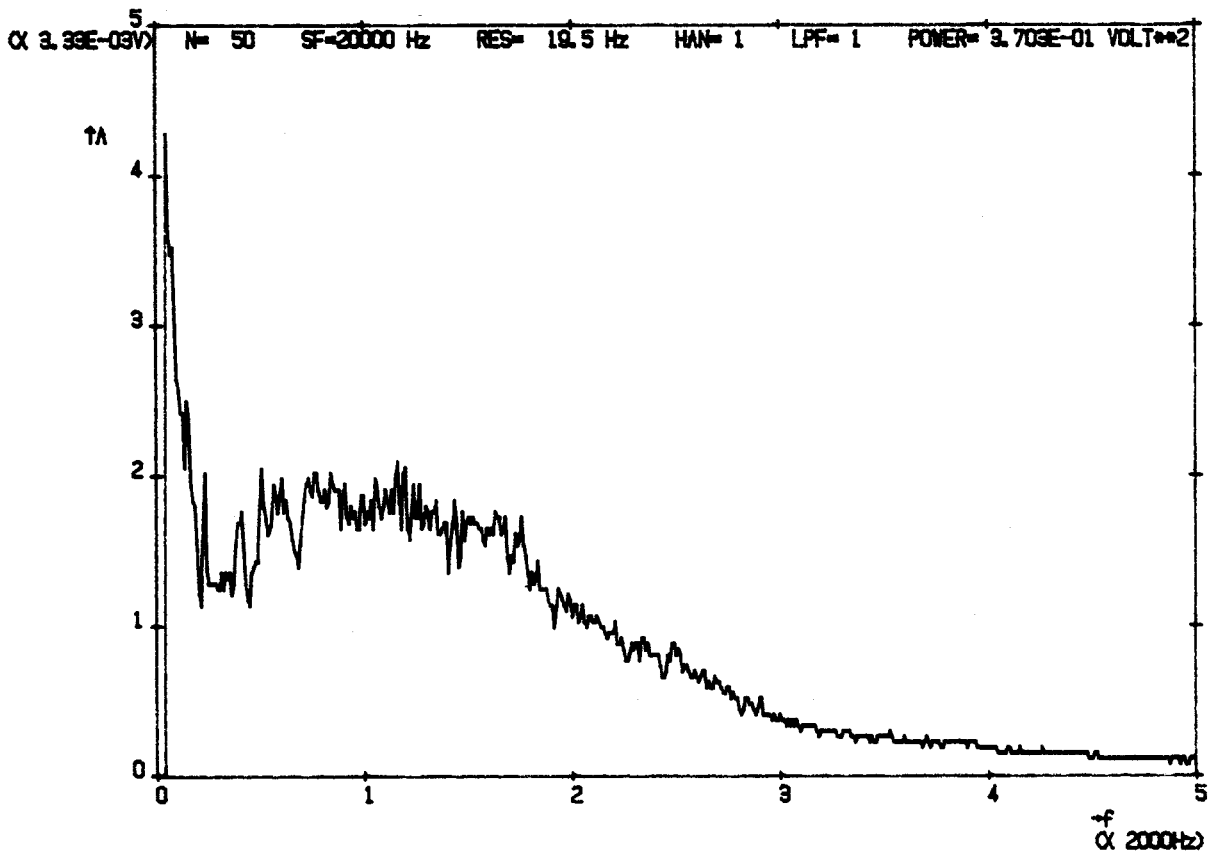
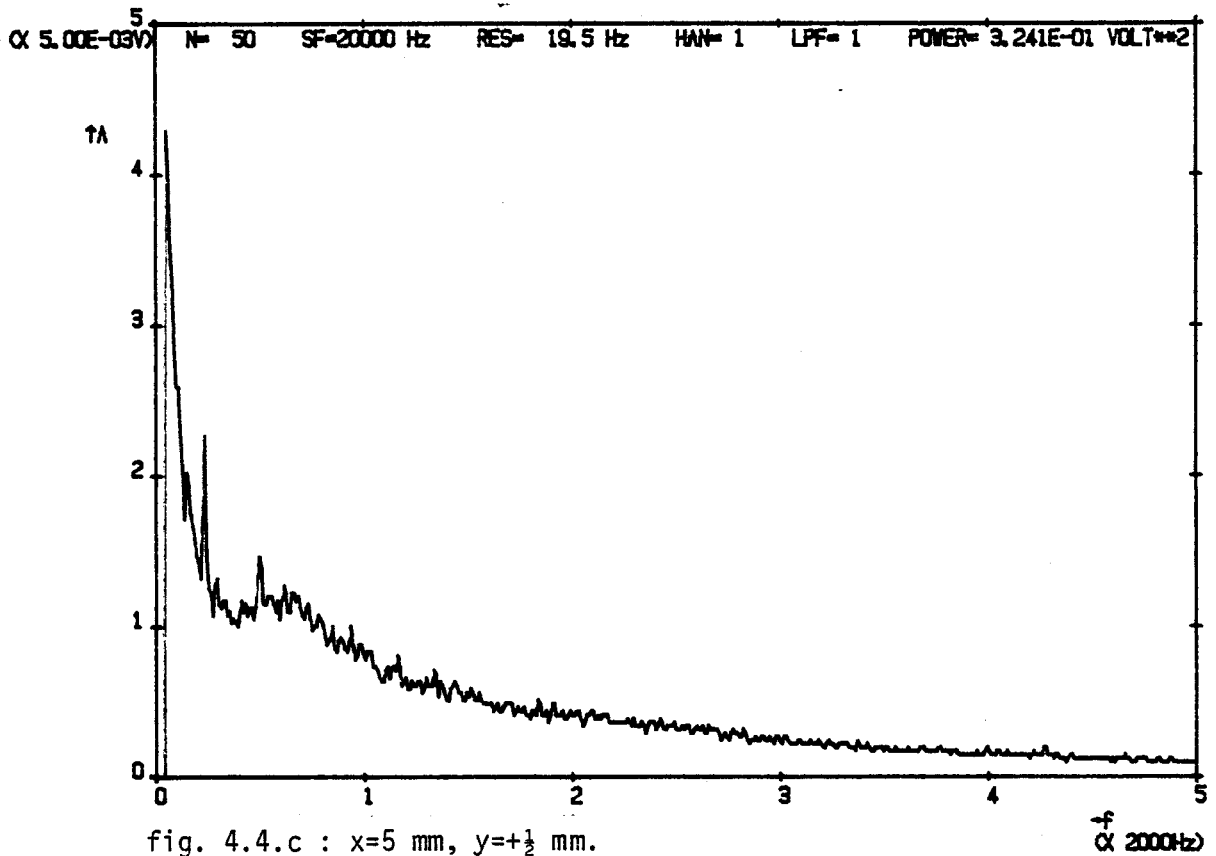


fig. 4.4.b : $x=5$ mm, $y=0$ mm.



4.2 Spectra in de schuiflaag.

In deze paragraaf zullen we laten zien dat het gemeten spectrum sterk afhangt van de plaats in de schuiflaag. Dit is een gevolg van het veranderende schuiflaagprofiel. Meer hierover in de volgende paragrafen. Fig. 4.5 geeft de meetserie weer van $U_0 = 40,9$ m/s. De meetserie van 20,5 m/s gaf een geheel analoog beeld. De MZ-amplitude was steeds 4 Volt.

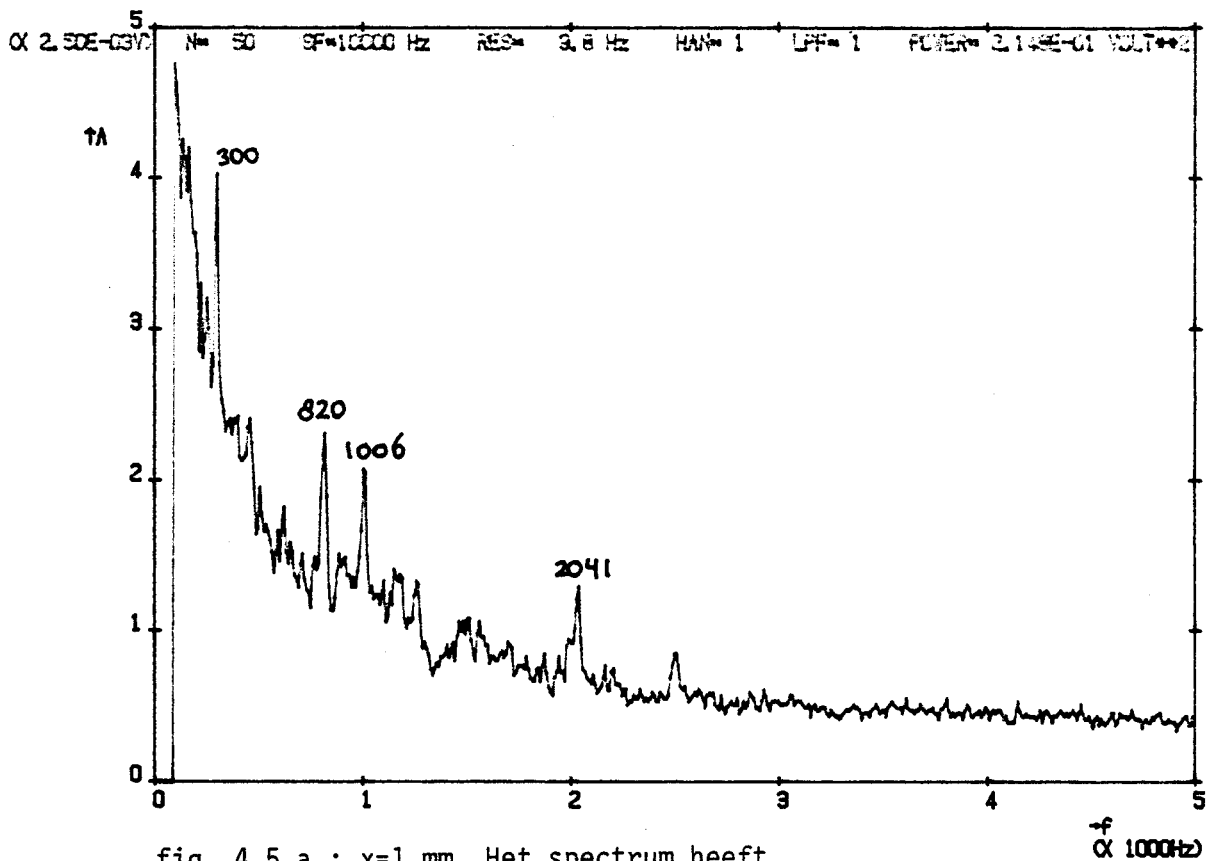
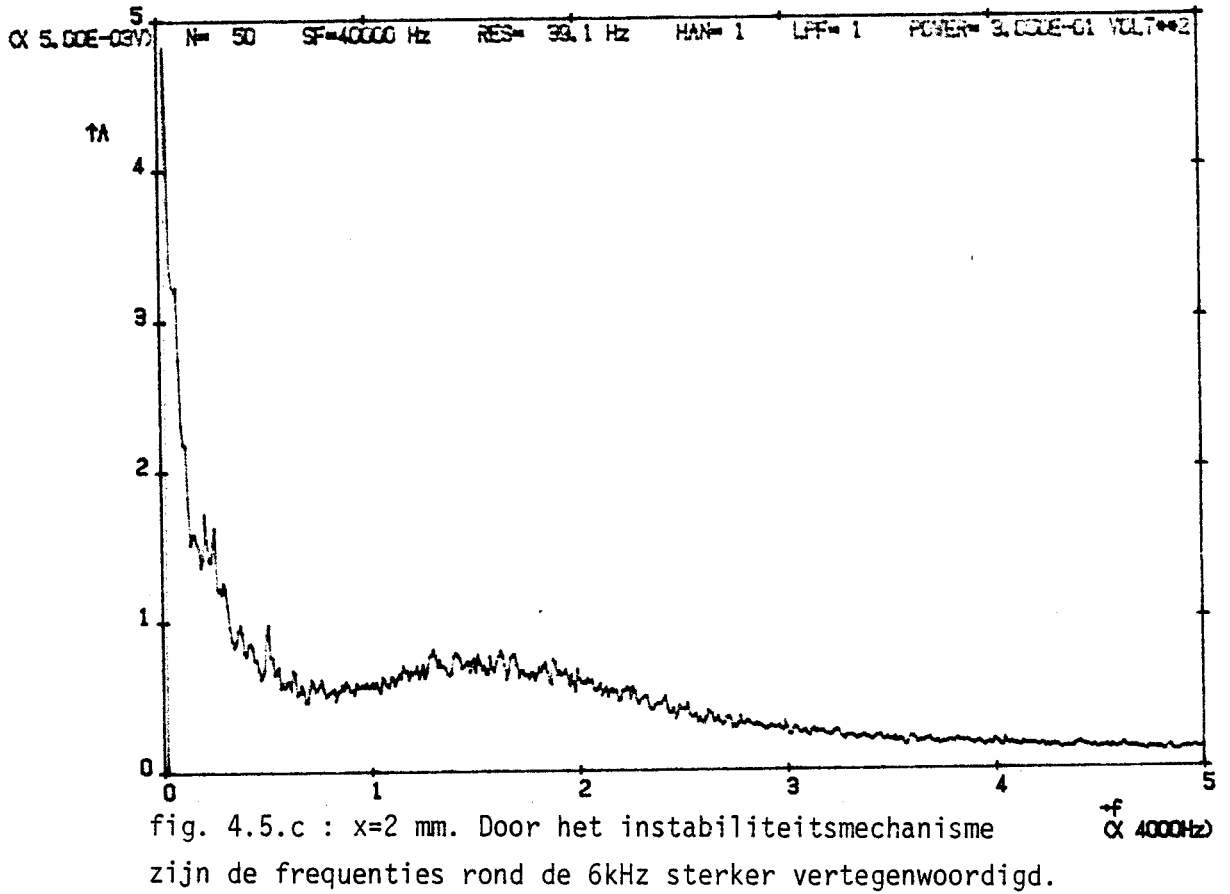
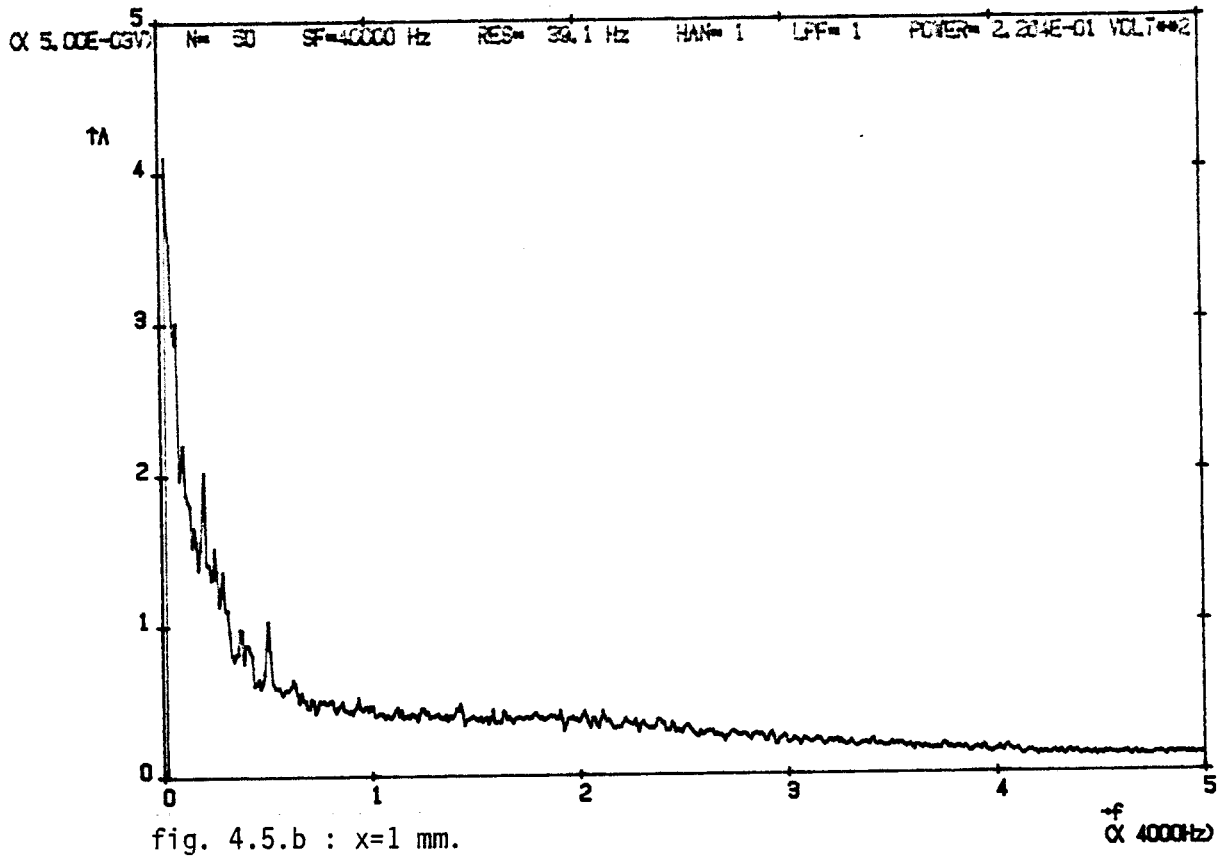


fig. 4.5.a : $x=1$ mm. Het spectrum heeft een $1/f$ afhankelijkheid. Bovendien zijn er discrete frequenties aanwezig : 300 Hz (laserbrom, zie par. 2.3), 820 Hz, 1006 Hz en 2040 Hz. De laatste twee zijn waarschijnlijk parasitair, d.w.z. worden buiten de schuiflaag opgewekt. Men moet namelijk bedenken dat geluidsgolven die de "scherpe" stroomopwaartse hoek treffen daar een wervelsterkte fluctuatie in de schuiflaag induceren.



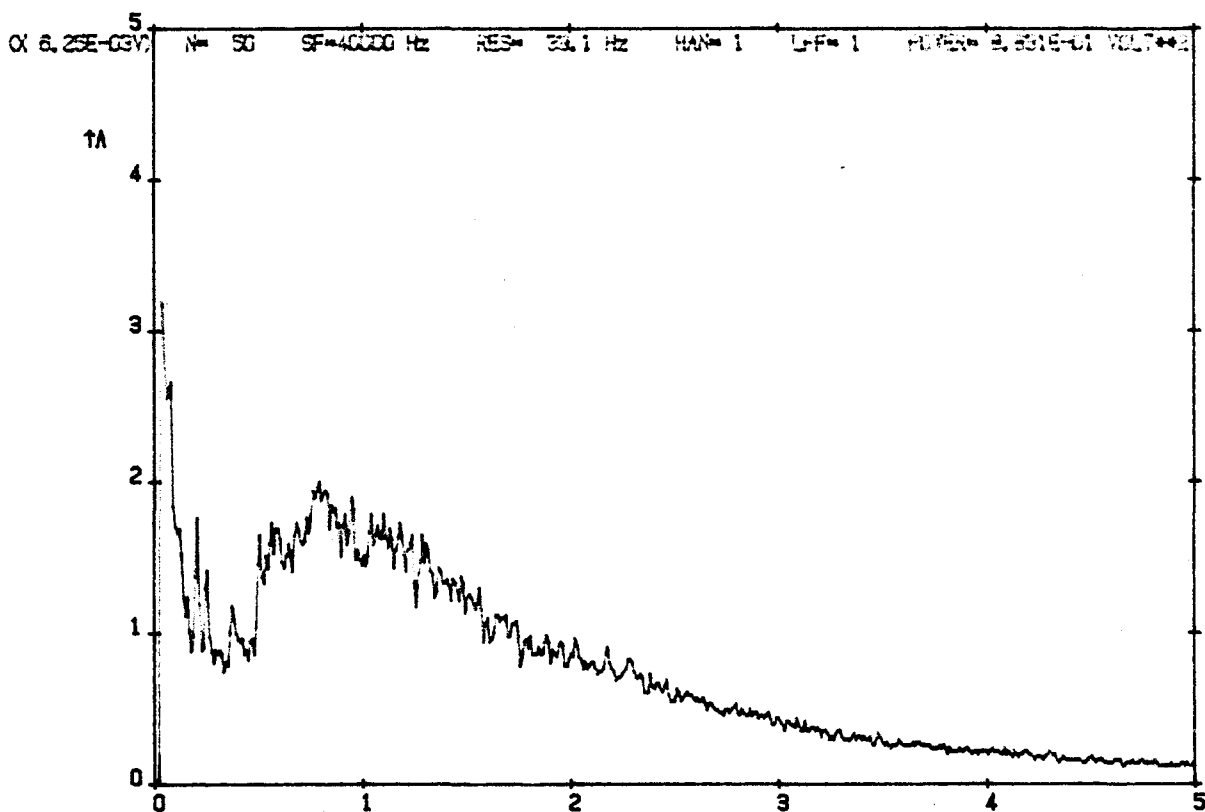


fig. 4.5.d : $x=5$ mm. Geeft hetzelfde beeld als fig.4.5.c $\frac{f}{\propto 4000\text{Hz}}$ alleen de "bult" in het spectrum is naar links verschoven. Merk op dat het vermogen van het signaal steeds groter wordt.

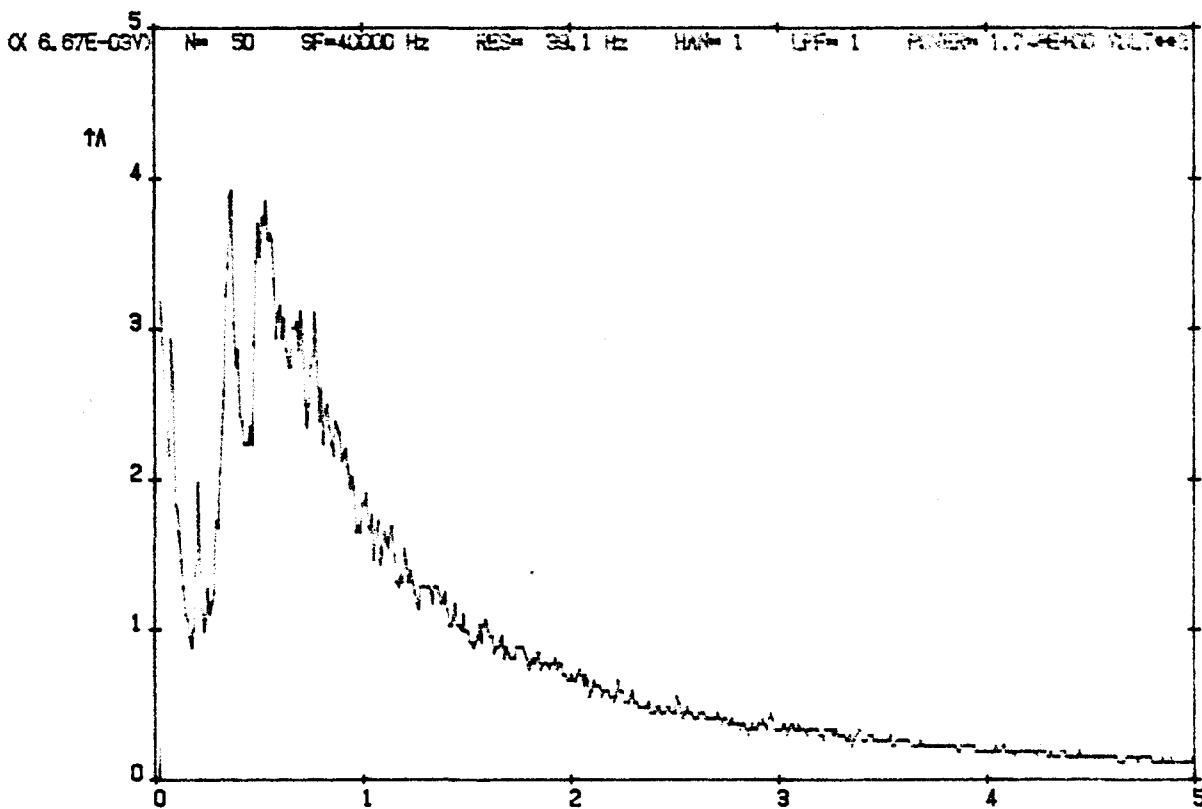


fig. 4.5.e : Het gloeiende spectrum van de vorige plotjes $\frac{f}{\propto 4000\text{Hz}}$ begint in discrete frequenties uit elkaar te vallen.

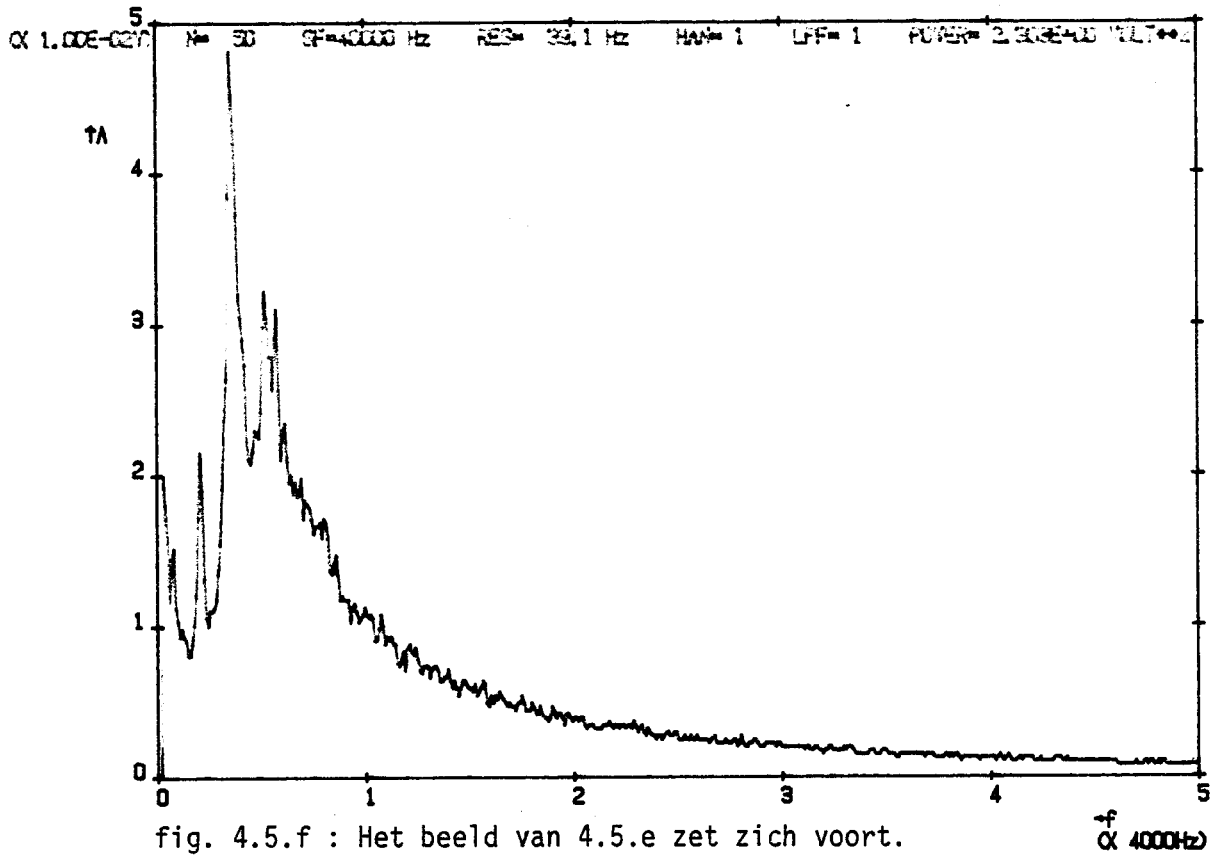


fig. 4.5.f : Het beeld van 4.5.e zet zich voort.
De pieken worden nog geprononceerder. Enkele van deze
pieken zijn meetharmonischen. x=15 mm.

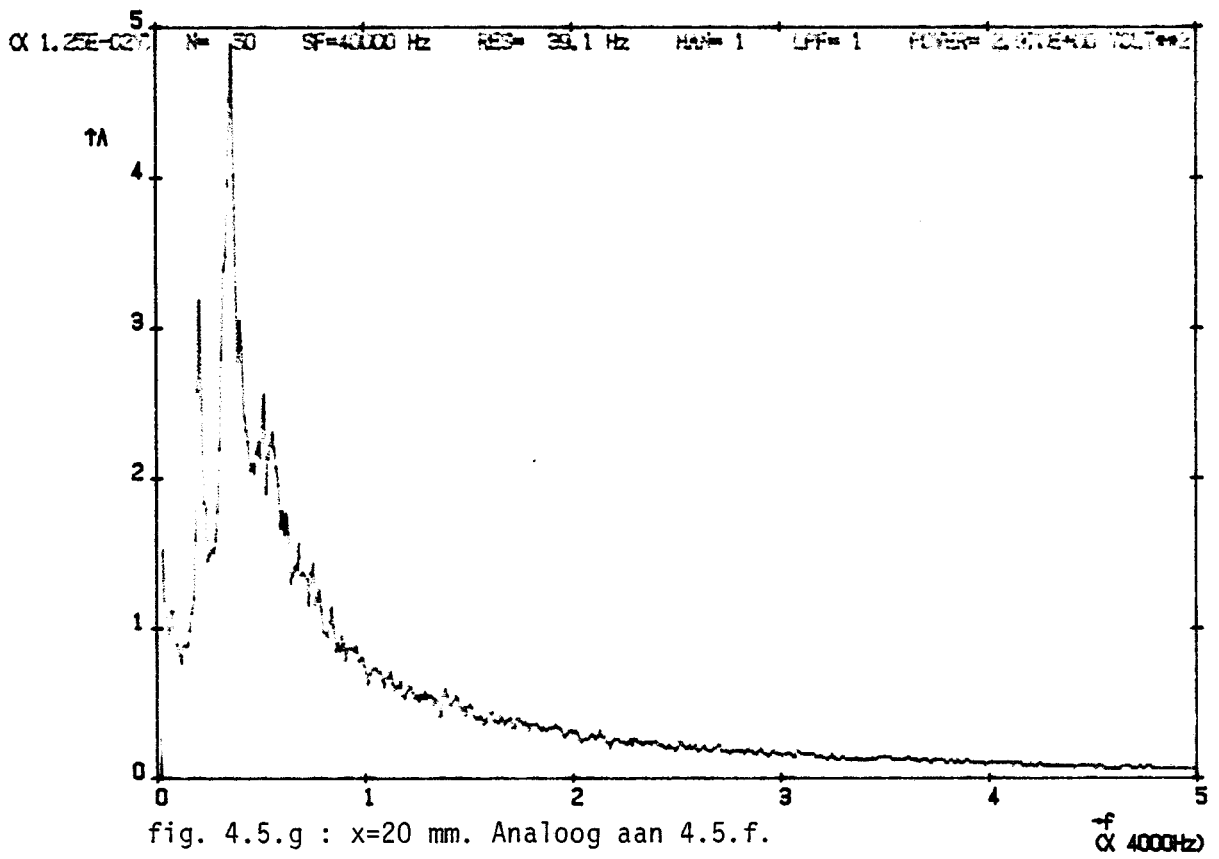


fig. 4.5.g : x=20 mm. Analooq aan 4.5.f.

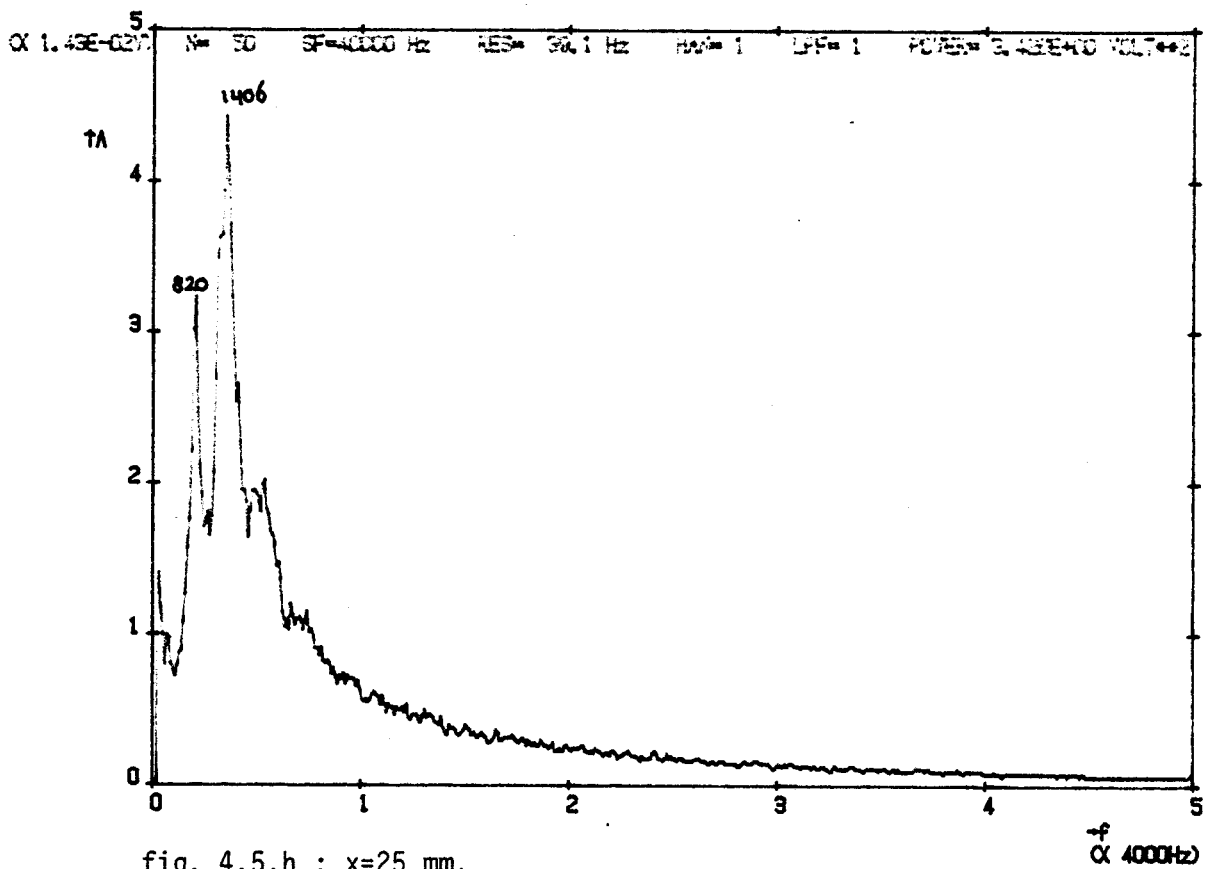


fig. 4.5.h : x=25 mm.

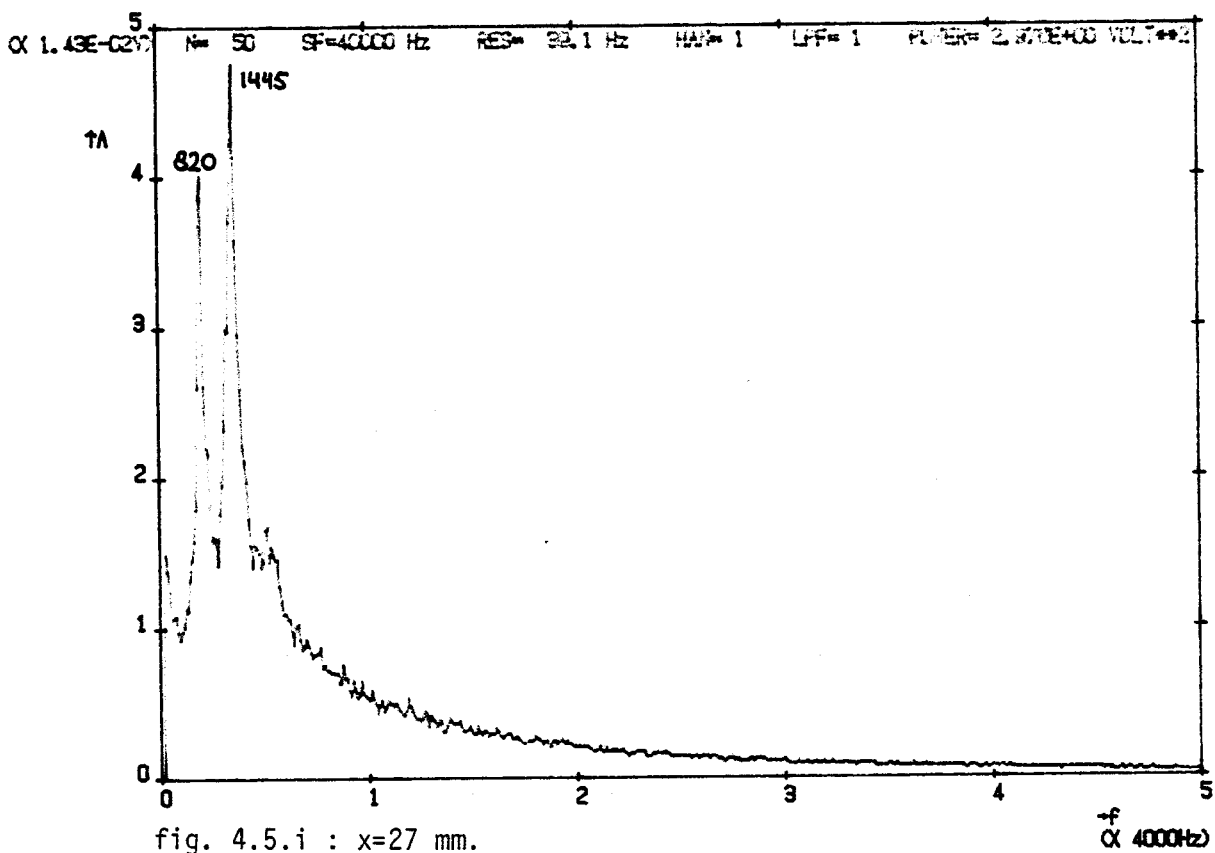
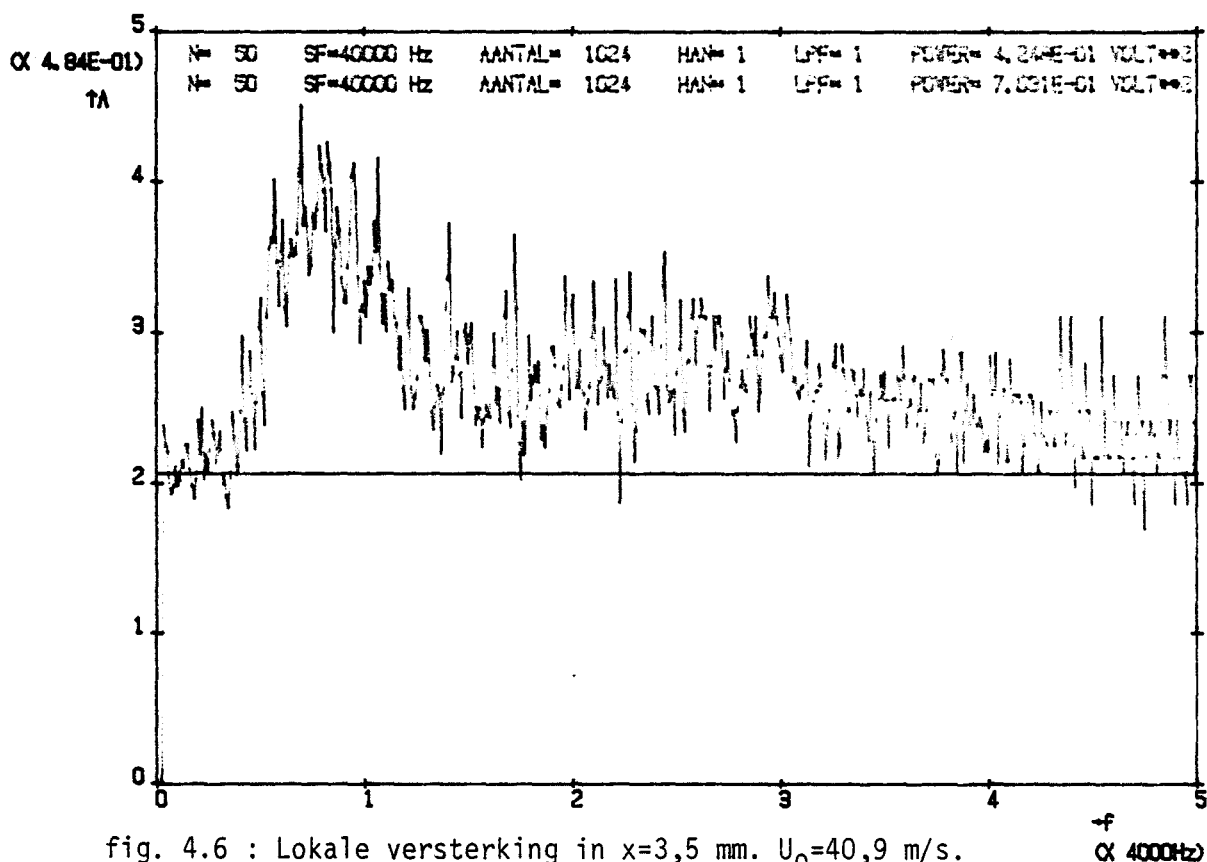


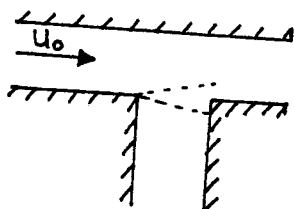
fig. 4.5.i : x=27 mm.

4.3 De lokale versterking in de schuiflaag.

Door twee spectra op elkaar te delen, die op een kleine afstand dx van elkaar gemeten zijn, verkrijgt men de lokale versterking van de schuiflaag. Als de spectra niet vlak bij elkaar gemeten zijn, verkrijgt men de geïntegreerde versterking. Deze zal in de volgende paragraaf behandeld worden. Fig. 4.6 geeft de deling weer van de spectra voor $x=4$ mm, $y=0$ mm door $x=3$ mm, $y=0$ mm bij $U_0 = 40,9$ m/s. In het frequentiegebied rond de 3000 Hz wordt het signaal duidelijk versterkt. De meest instabiele frequentie f_{\max} is ongeveer 3000 Hz. Merk op dat voor $f > 16000$ Hz de onnauwkeurigheid van de deling groot is. Dit wordt veroorzaakt door de geheeltallige representatie van de spectra. Als de Fouriercoëfficiënten klein zijn en twee van die kleine gehele getallen worden op elkaar gedeeld, kan er een grote fout optreden. De horizontale lijn in het plotje geeft versterking 1 aan.



Door De Kruiff ([KRU 82]) zijn ook dergelijke metingen verricht, met deze verschillen : 1. er is gemeten met hittedraadjes aan een geheel vrije schuiflaag (zie fig. 4.7) en 2. er werd gebruik gemaakt van een lange aanstroompijp, zodat de schuiflaag bij $U_0 = 20,5$ en $40,9$ m/s turbulent was.



schuiflaag in T-stuk

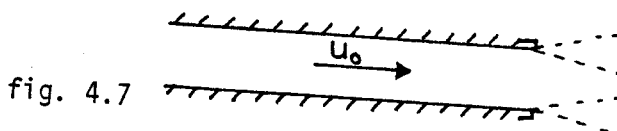


fig. 4.7

geheel vrije schuiflaag

De Kruiff vond nu dat f_{\max} evenredig is aan $\partial U/\partial y|_{\max}$, de maximale snelheidsgradiënt in de schuiflaag. Bovendien bleek dat f_{\max} aan het Michalke criterium voldeed : de dimensieloze frequentie $\beta_{\max} = \pi \cdot f_{\max} / \partial U/\partial y|_{\max}$ is gelijk aan 0,2 voor maximale versterking. Blijkbaar geldt dit criterium dus niet alleen voor een tanh-profiel, maar ook voor soortgelijke profielen met een buigpunt. Dit is eigenlijk niet zo wonderlijk als men bedenkt dat het gebied rond het buigpunt de instabiliteitshaard is. De vorm van het snelheidsprofiel buiten dit gebied is niet belangrijk. De parameter die dan overblijft om het instabiliteitsmechanisme te karakteriseren, is de snelheidsgradiënt in het buigpunt. Daarom hebben we voor beide hoofdstroomsnelheden $\partial U/\partial y|_{\max}$ gemeten als functie van x . Dit is gebeurd met hittedraadanemometrie. De resultaten zijn vermeld in tabel 4.1 en 4.2. In de tabellen zijn tevens opgenomen de gemeten $\beta_{\max} = \pi \cdot f_{\max} / \partial U/\partial y|_{\max}$ en de gemeten $\beta_{\text{neutraal}} = \pi \cdot f_{\text{neutraal}} / \partial U/\partial y|_{\max}$ (f_{neutraal} is de frequentie waarboven uitdamping optreedt, $\beta_{\text{neutraal}} = 0,5$ bij Michalke). De letters a t/m d verwijzen naar fig. 4.8.

Tabel 4.1 : $U_0 = 20,5$ m/s.

x [mm]	U'_{\max} [$\cdot 10^3/s$]	β_{\max}	β_{neutraal}	
1,5	28±1	0,3±0,15	0,80±0,04	
4,5	13,5±0,8	0,5±0,4	1,3±0,3	a)
5,5	11,3±0,8	0,7±0,5	1,5±0,3	
7	10,0±0,8	0,3±0,2	1,3±0,3	
9	8,0±0,8	0,3±0,2	1,5±0,5	
12,5	6,2±0,8	0,3±0,2	1,0±0,3	b)

Tabel 4.2 : $U_0 = 40,9$ m/s.

x [mm]	U'_{\max} [$\cdot 10^3/s$]	β_{\max}	β_{neutraal}	
1,5	72±1	0,26±0,03	0,61±0,06	
2,5	44,4±0,8	0,28±0,04	0,64±0,09	c)
3,5	33,6±0,8	0,29±0,05	0,6 ±0,1	
4,5	27,8±0,6	0,26±0,03	0,5 ±0,2	
5,5	23,8±0,5	0,28±0,09	0,6 ±0,2	
7	20,0±0,6	0,22±0,02	0,7 ±0,1	d)

Het valt op dat β_{\max} en β_{neutraal} behept zijn met enorme onnauwkeurigheden. De reden hiervoor wordt duidelijk als we fig. 4.8 bekijken. Hier zijn enkele spectrumdelingen weergegeven. Door de vele ruis is het verloop van de grafieken niet erg duidelijk, zodat de bepaling van f_{\max} moeilijk is. De ruis wordt veroorzaakt door de ruis die de te delen spectra bezitten. De enige remedie hiervoor is het wegmiddelen van de ruis. Hiervoor zijn zeker 500 middelingen nodig. Omdat de computer ±8 seconden rekent aan een meting van 1024 samples, duurt een meetserie van 500 onverantwoord lang. We hebben ons daarom beperkt tot 50 middelingen.

De waarden van β_{neutraal} zijn niet gecorrigeerd voor het verloop van $\partial\rho/\partial y$ in de x-richting, omdat dit verloop namelijk niet bekend is. Dit betekent dat de horizontale lijn in de plotjes die versterking 1 aangeeft, dus eigenlijk niet versterking 1 aangeeft. Een kleine verschuiving van deze lijn geeft een grote variatie van f_{neutraal} . Als we alleen de waarden van β_{max} beschouwen, dan blijken theorie en experiment met elkaar in overeenstemming te zijn.

We stellen nu dat behalve f_{max} ook voor de andere frequenties beneden f_{neutraal} de resultaten van Michalke geldig zijn. Fig. 3.5 geeft weer hoe groot de versterkingsfaktor α is voor zekere $\beta = \pi \cdot f / U'_{\text{max}}$. De eigenlijke lokale versterking wordt gegeven door $e^{-\alpha dx}$ met dx klein. De geïntegreerde versterking is dan gelijk aan $e^{-\int \alpha dx}$. α is nu wel een functie van x . In de volgende paragraaf zullen we testen of de theoretische geïntegreerde versterking het verloop van de spectra in de schuiflaag kan beschrijven.

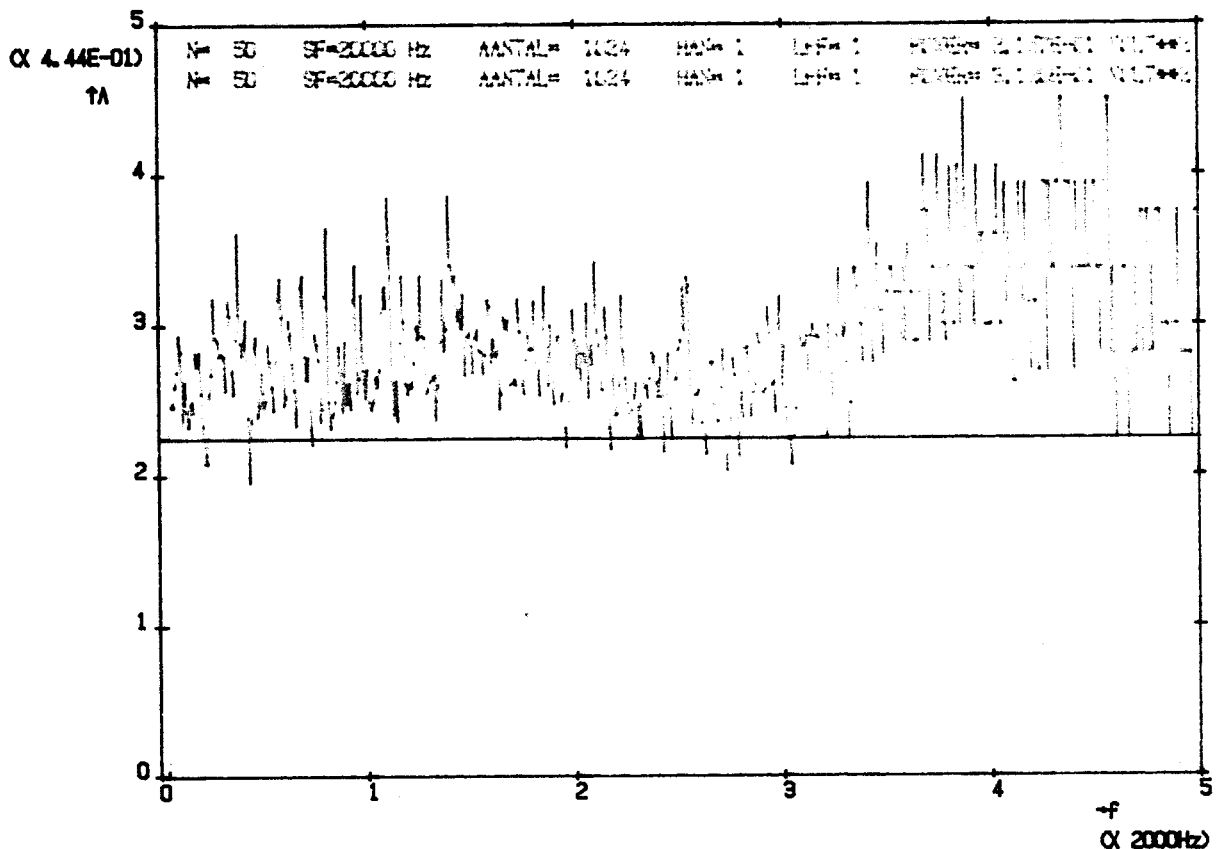


fig. 4.8.a : Lokale versterking in $x=4,5$ mm. $U_0=20,5$ m/s.

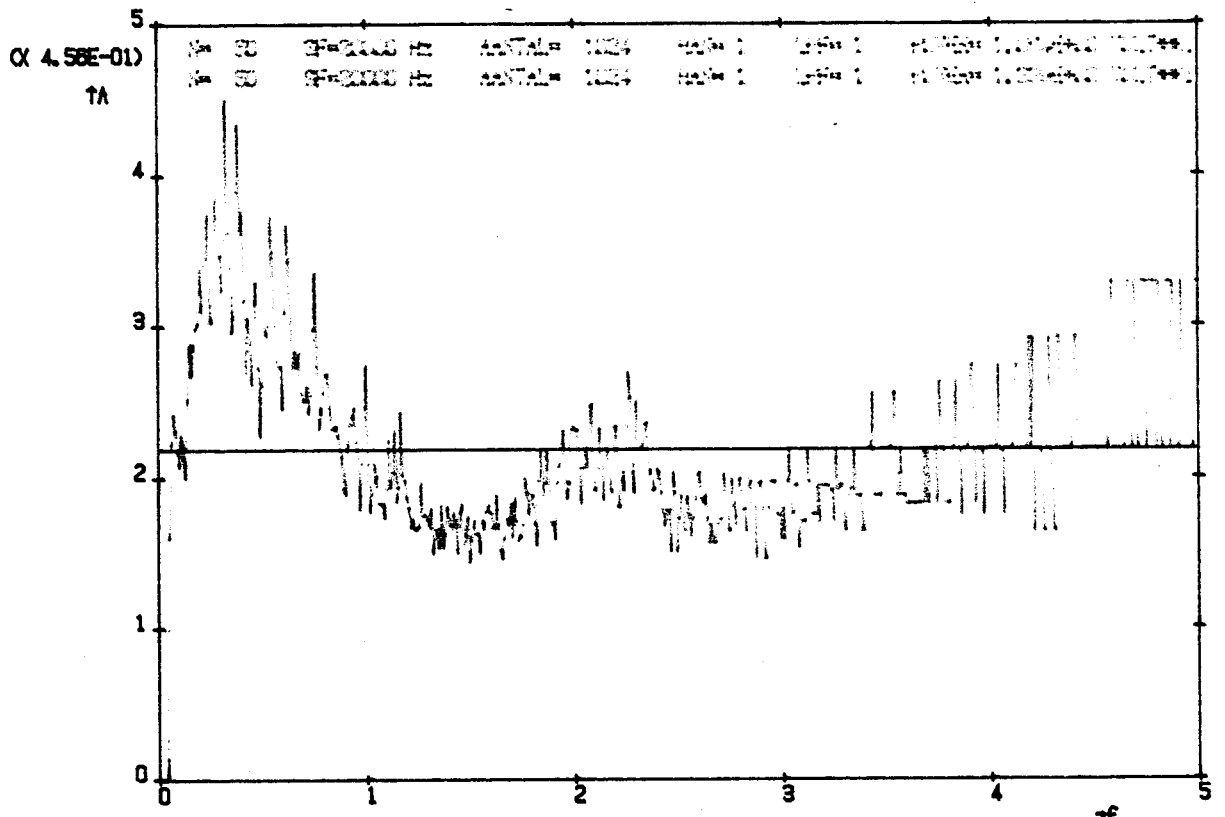


fig. 4.8.b : Lok. verst. in $x=12,5$ mm. $U_0=20,5$ m/s.

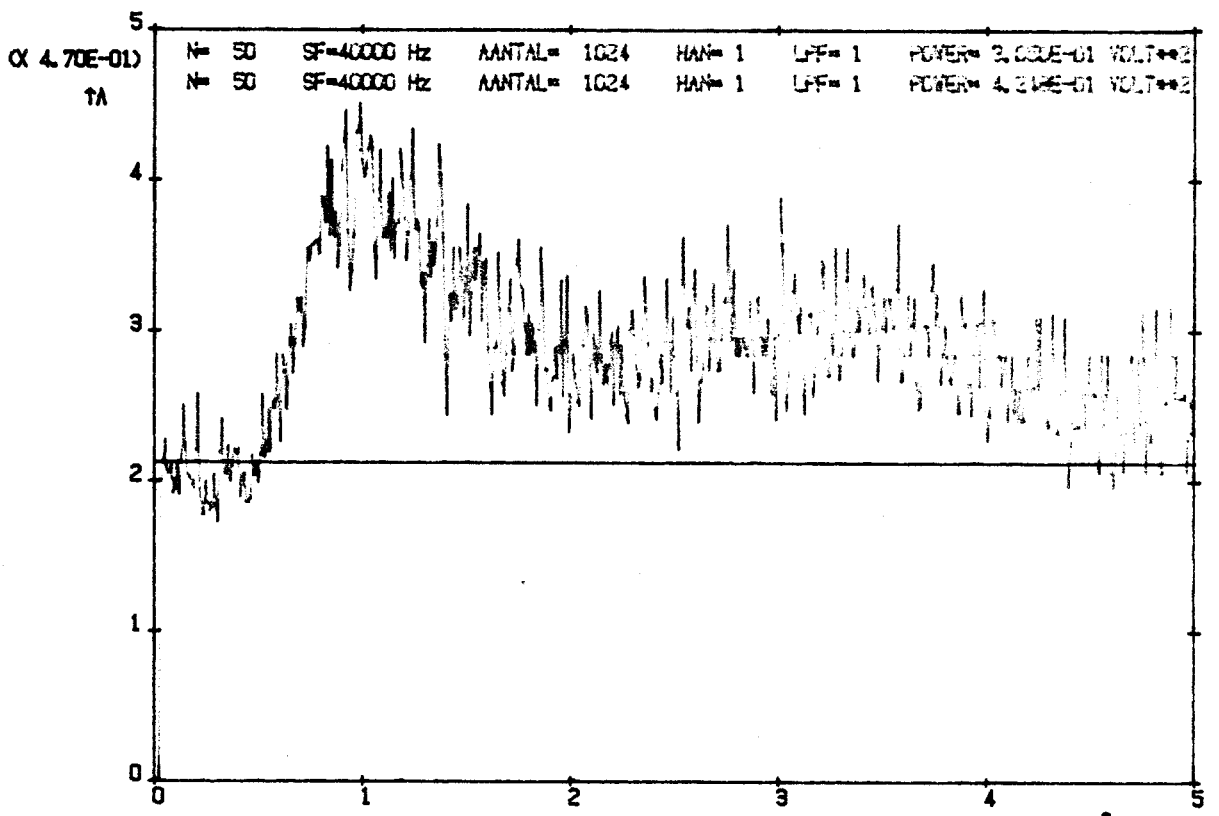


fig. 4.8.c : Lok. verst. in $x=2,5$ mm. $U_0=40,9$ m/s.

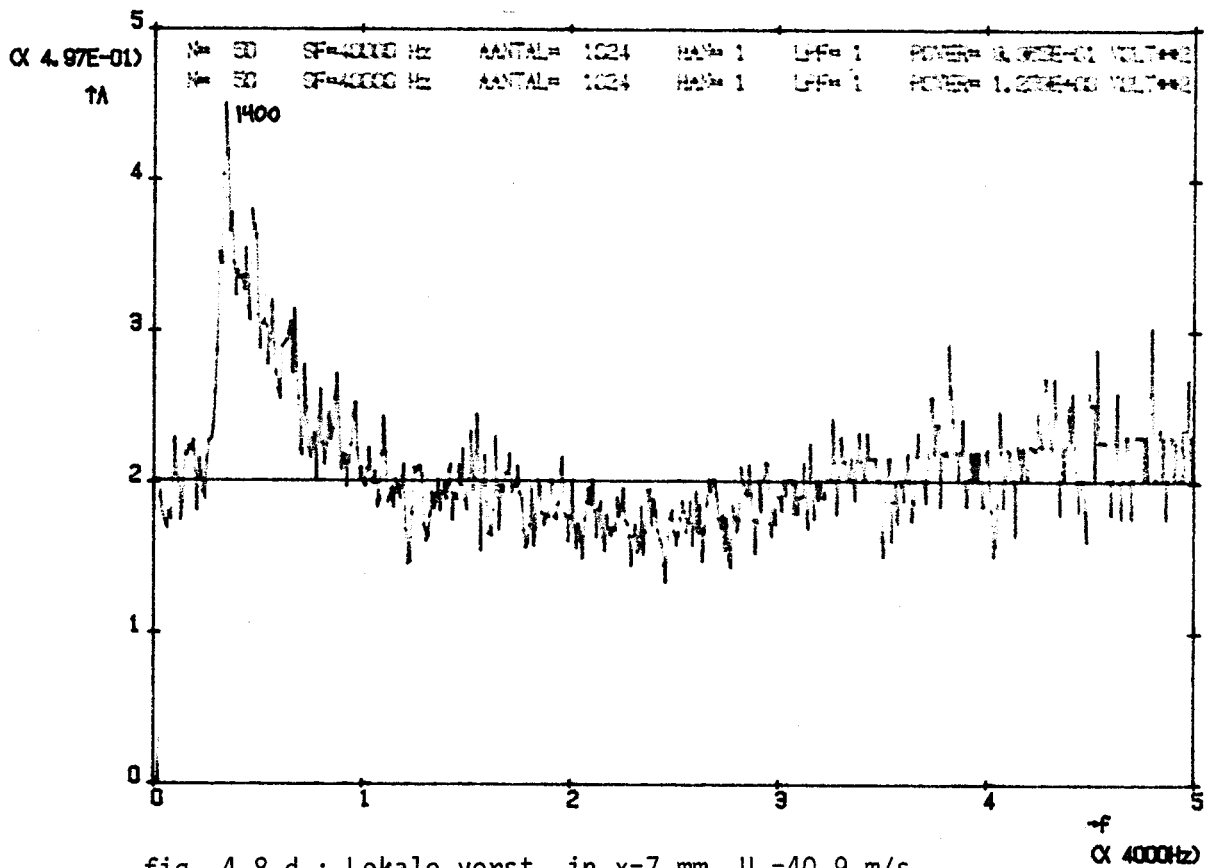


fig. 4.8.d : Lokale verst. in x=7 mm. $U_0=40,9$ m/s.

Boven in de plotjes van fig. 4.8 staan gegevens over de spectra. De bovenste rij heeft betrekking op het spectrum waardoor gedeeld wordt. Hetzelfde geldt voor fig. 4.9 in de volgende paragraaf.

4.4 De geïntegreerde versterking

We beschouwen alleen de meetserie van 40,9 m/s. De spectra zijn alle gemeten in het $y=0$ -vlak. Het spectrum waardoor gedeeld wordt is steeds het spectrum voor $x=1$ mm. In fig. 4.9 staan 6 plotjes die het verloop van de geïntegreerde versterking weergeven. De stippellijn in de plotjes stelt de theoretische curve voor. De theorie voorspelt de ligging van de gemeten krommes goed, zelfs de amplitudes komen overeen. We merken hierbij op dat ook deze grafieken niet gecorrigeerd zijn voor het verloop van $\partial\rho/\partial y$ in de x -richting. $\partial\rho/\partial y$ zal steeds kleiner worden omdat door temperatuurdiffusie het temperatuurprofiel in de schuiflaag afgevlakt wordt (zie par. 3.4). De gemeten krommes moeten dus hoger komen te liggen, ofwel het neutrale niveau en dus ook de theoretische curves komen lager te liggen. De theoretische krommes houden op bij f_{neutraal} (f_{neutraal} volgens Michalke). Een verschil tussen theorie en experiment treedt op bij de lage frequenties. Misschien is dit inherent aan de wijze van meten. Als dit niet zo is, dan is er blijkbaar ook nog een f_{neutraal} aan de onderzijde van het spectrum. Deze tweede f_{neutraal} zou dan veroorzaakt moeten worden door de verandering van het snelheidsprofiel. In dit verband is het aardig te wijzen op een tweede publikatie van Michalke. In dit artikel [MIC 69] past Michalke lineaire theorie toe op een algemener snelheidsprofiel dan het tanh-profiel. Uit zijn numerieke berekeningen blijkt dat de versterking van lage frequenties niet afhangt van de vorm van het snelheidsprofiel. Op grond van dit resultaat zegt Michalke dat verstoringen met lage frequenties de meeste kans op groei hebben dan hogere frequenties in een schuiflaag met veranderend snelheidsprofiel. Dit wordt door metingen aan geheel vrije schuiflagen bevestigd. Als we deze resultaten mogen toepassen op de schuiflaag in het T-stuk, dan bestaat er dus geen f_{neutraal} aan de onderzijde van het spectrum en kan de discrepantie tussen theorie en praktijk te wijten zijn aan de meetmethode.

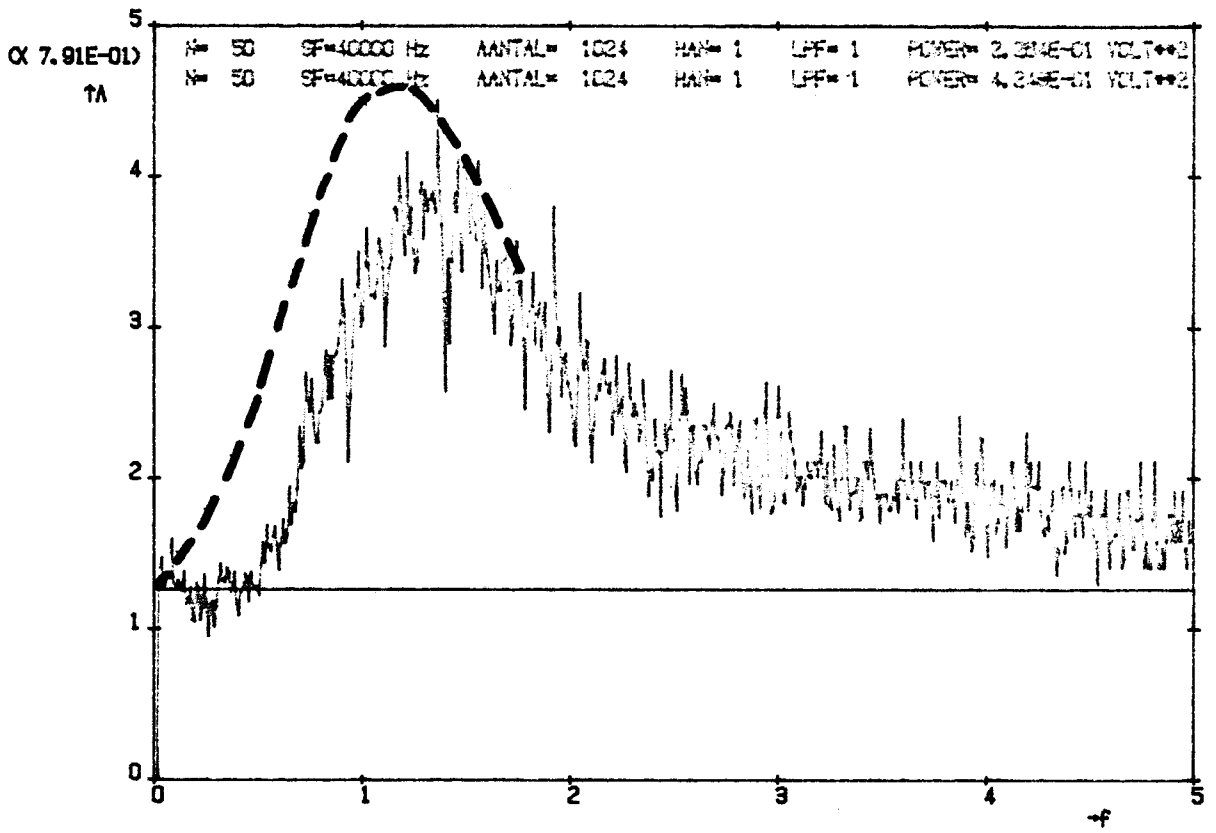


fig. 4.9.a : Geïntegreerde versterking tot x=3 mm.

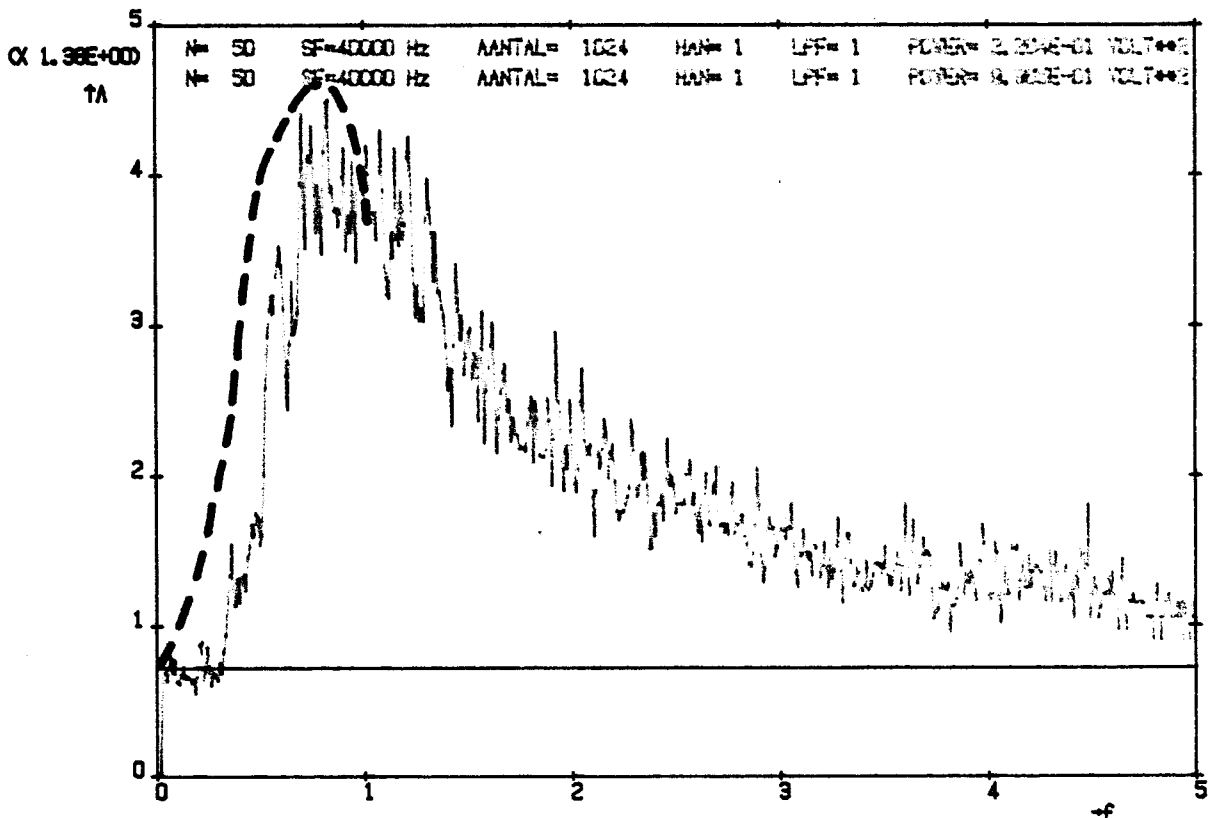


fig. 4.9.b : Geïnt. verst. tot x=6 mm.

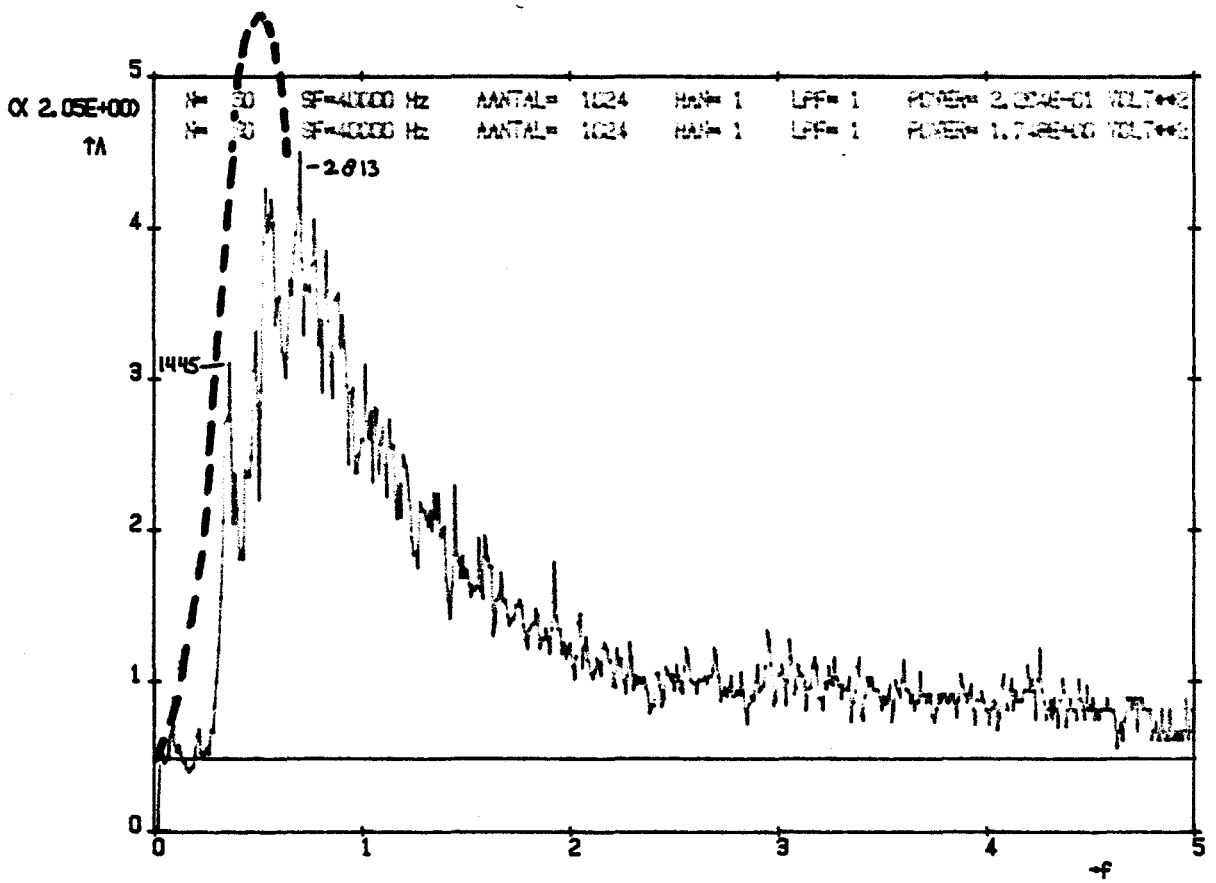


fig. 4.9.c : Geïnt. verst. tot x=10 mm.

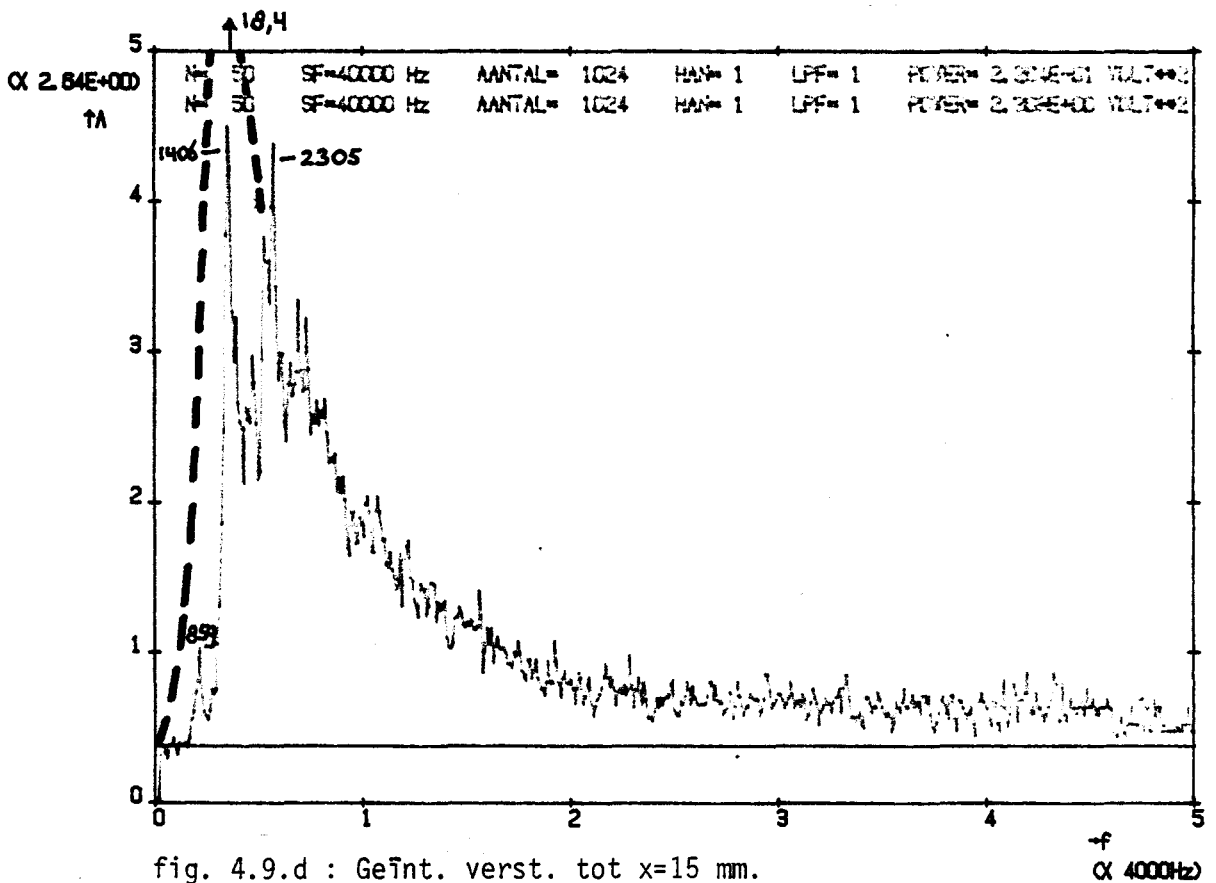


fig. 4.9.d : Geïnt. verst. tot x=15 mm.

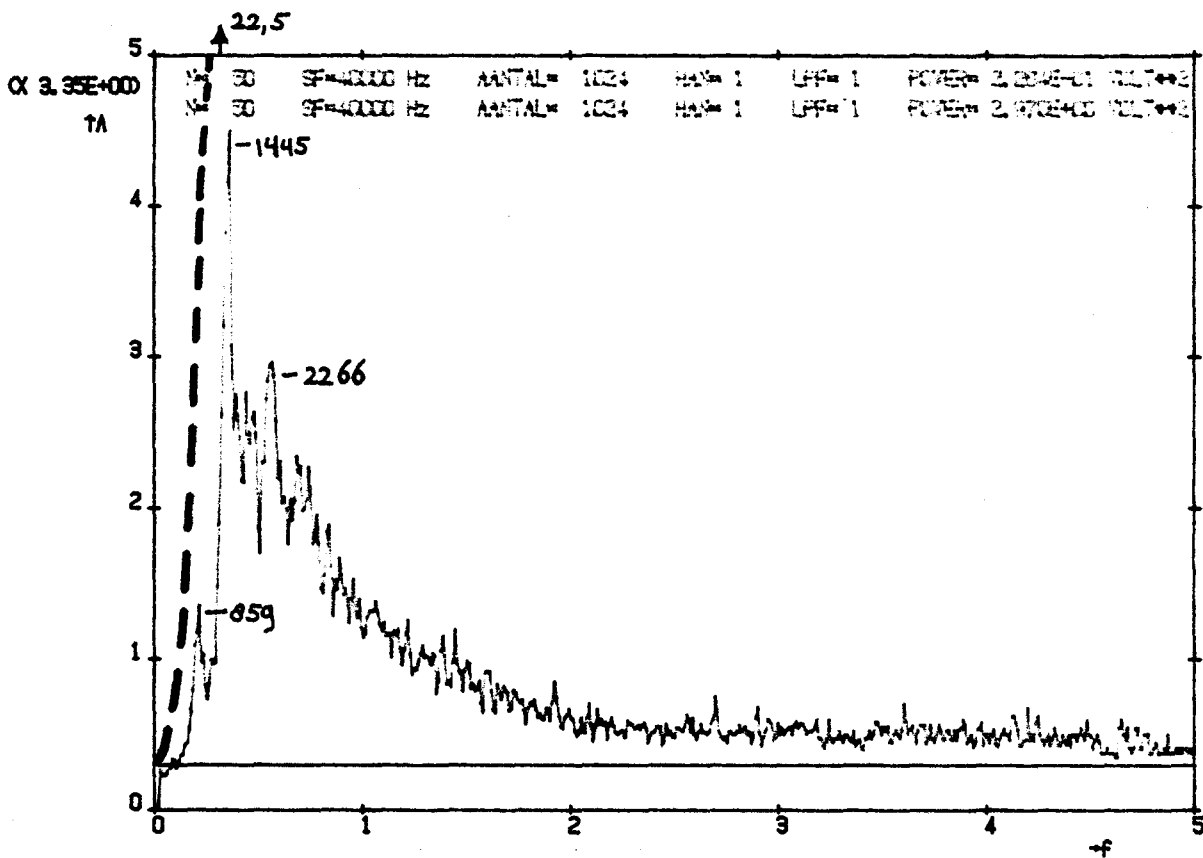


fig. 4.9.e : GeInt. verst. tot x=20 mm.

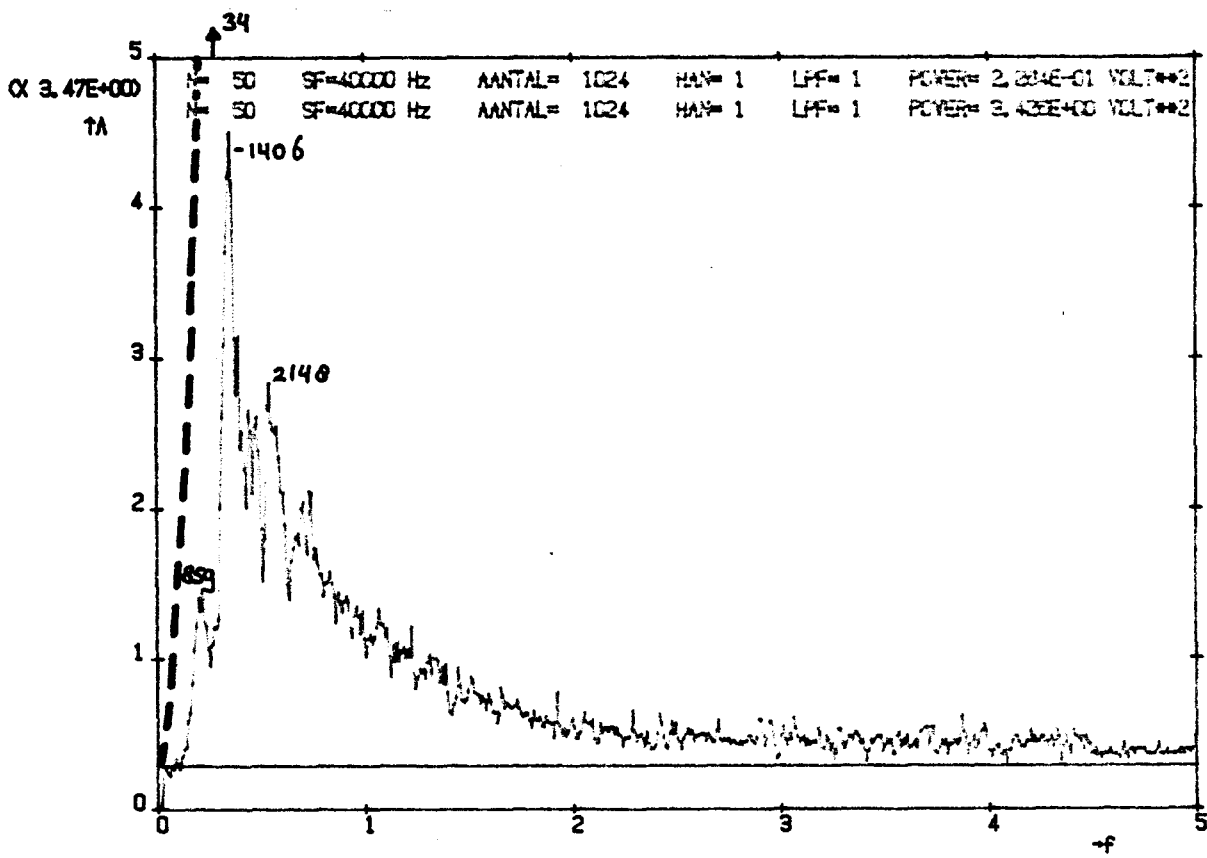


fig 4.9.f : GeInt. verst. tot x=25 mm.

4.5 Terugkoppeling in de schuiflaag. Resonantie.

We zullen in deze paragraaf bekijken of er een verband bestaat tussen de resonantiefrequenties van het T-stuk en de metingen die we verricht hebben bij gedempte caviteit. In paragraaf 4.2 zijn de spectra in de schuiflaag besproken. In het laatste deel van de schuiflaag treedt een discretisatie van het spectrum op. Fig. 4.10 laat dit nog eens zien : er is een brede piek in het spectrum bij 400 Hz. Harmonischen van deze piek zien we bij 800, 1200 en 1600 Hz. De harmonischen zijn zeer waarschijnlijk een gevolg van de meting zelf ("meet-harmonischen"). De piek bij 35 Hz wordt veroorzaakt door de laag-frequente tegenkoppeling van de interferometer. Dit spectrum is gemeten in het punt $x=26$ mm, $y=0$ mm. Vrijwel hetzelfde spectrum echter wordt gemeten in het gebied 15 mm $< x < 27$ mm, -2 mm $< y < +2$ mm :

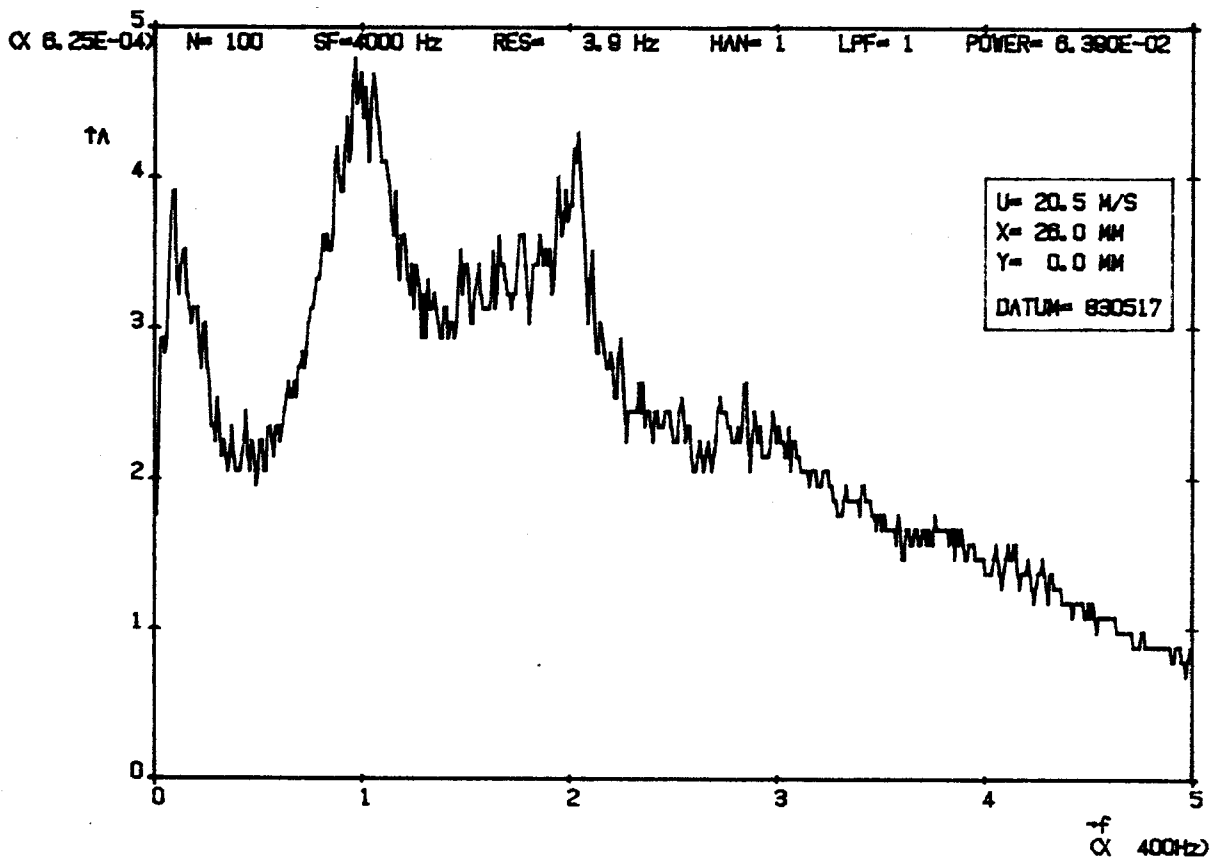


fig. 4.10 : Representatief spectrum voor het laatste deel van de schuiflaag.

de piek blijft bij 400 Hz liggen. Bij andere hoofdstroomsnelheden zien we hetzelfde verschijnsel optreden. Fig. 4.11 laat zien hoe de frequentie van de piek afhangt van U_0

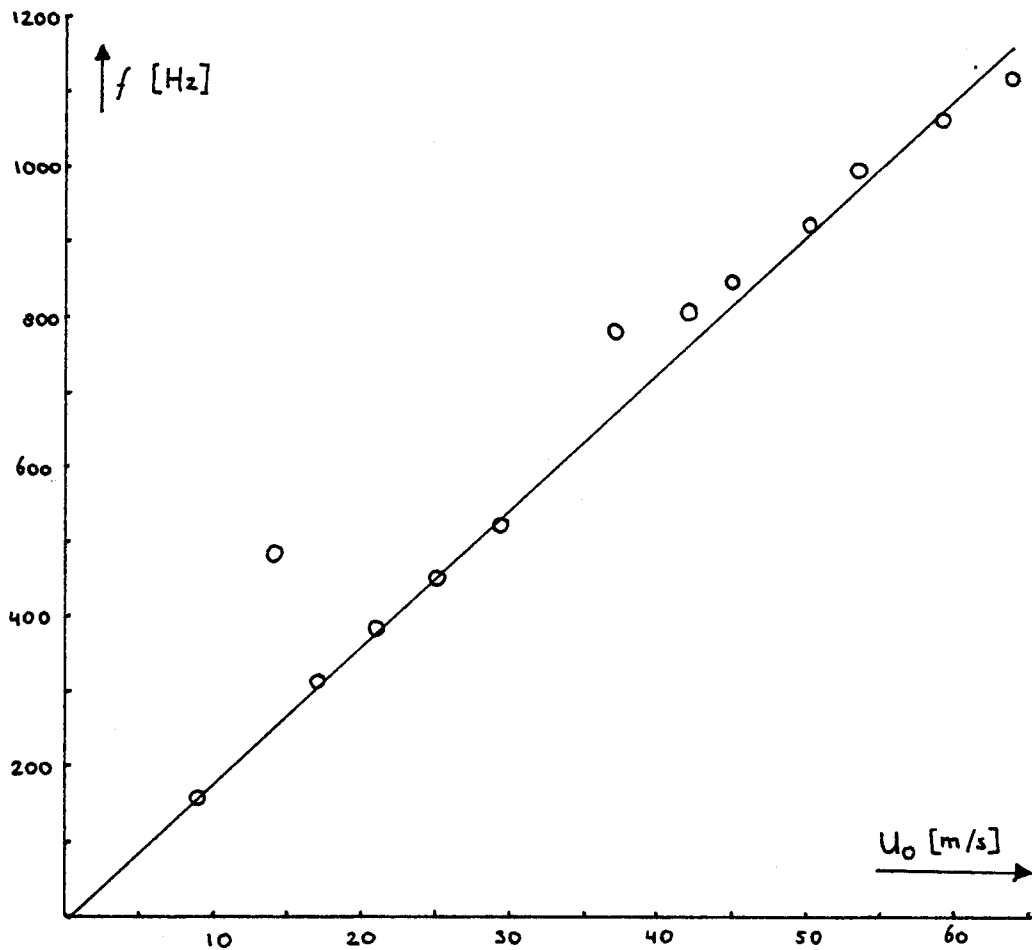
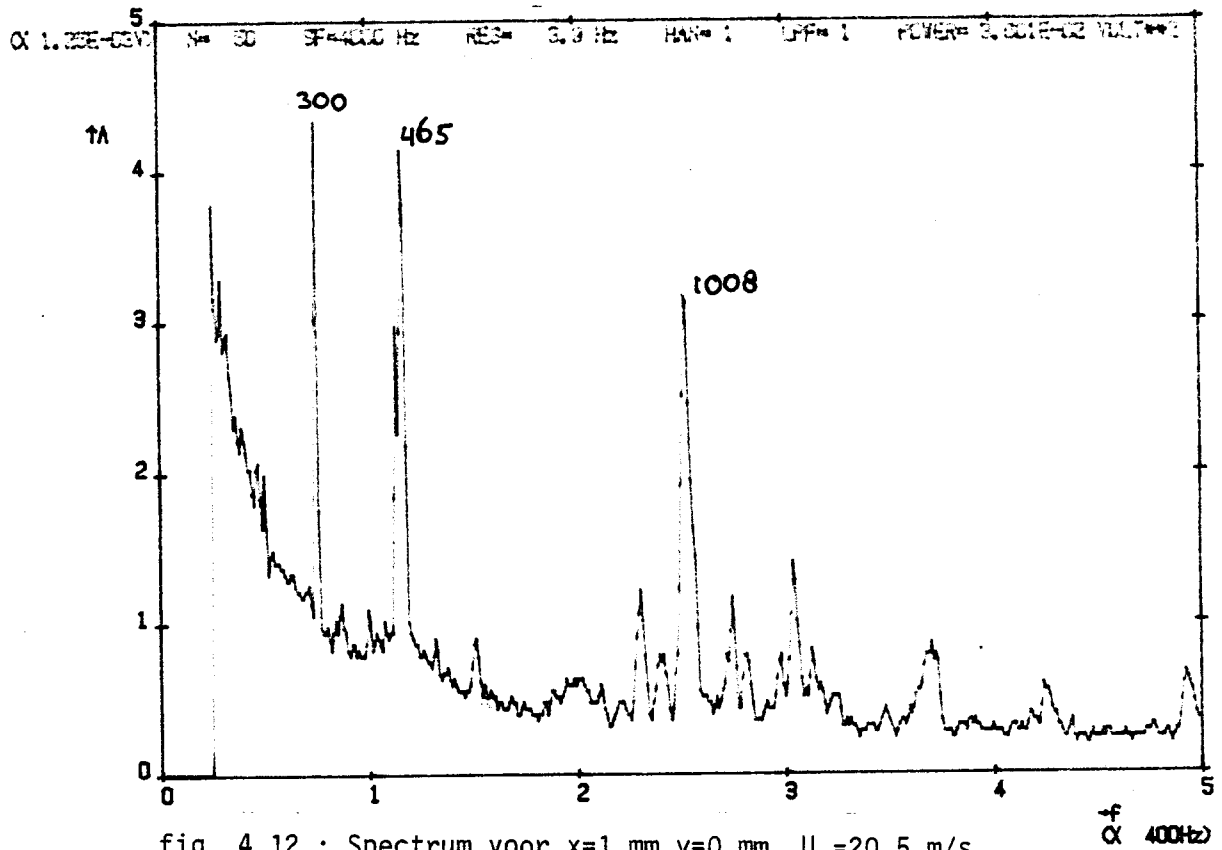


fig. 4.11 : De "discrete" frequenties in het laatste deel van de schuiflaag als functie van U_0 .

De punten in de grafiek blijken bij benadering op een rechte lijn te liggen. De reciproke van de helling van de lijn is 53 mm. Dit is ongeveer het dubbele van de caviteitbreedte (28 mm). Vatten we het verschijnsel op als een golf met frequentie f en fasesnelheid $\frac{1}{2}U_0$ dan is de bijbehorende golflengte dus ongeveer gelijk aan de caviteitbreedte.

Dit wijst op een terugkoppeling in de schuiflaag. Bekijk daartoe het spectrum in fig. 4.12, gemeten vlak na de stroomopwaartse hoek.



We zien weer de laserpiek van 300 Hz en de parasitaire piek bij 1 kHz. De parasitaire piek wordt veroorzaakt door een buiten de schuiflaag opgewekte geluidsgolf, die de stroomopwaartse hoek treft. Er zijn geen aanwijzingen gevonden dat de piek bij 465 Hz ook parasitair is. De geluidsbron van deze golf bevindt zich zeer waarschijnlijk bij de stroomafwaartse hoek van de caviteit, waar zich precies het omgekeerde afspeelt : de hydronamische schuiflaaggolf wekt daar geluidsgolven op. De frequentie van 465 Hz zit in de brede piek van het spectrum gemeten in $x=26$ mm. Dit wordt ook waargenomen bij de andere hoofdstroomsnelheid.

Als de waargenomen verschijnselen inderdaad worden veroorzaakt door terugkoppeling, moet de fasetoename bij het doorlopen van een cyclus gelijk zijn aan een veelvoud van 2π . We zullen de cyclus even nagaan . Stroomopwaartse voortplanting van de geluidsgolf : fasetoename

$= 28 \cdot 10^{-3} \frac{2\pi}{\lambda_{ak}} \approx 0$. Inductie van wervelsterkte verstoring in $x=0$:
 fasetoename $= \pi$ want $\xi = 0$ aldaar. Voortplanting van verstoring :
 fasetoename $\approx 2\pi$ (fasesnelheid $= \frac{1}{2}U_0$). Produktie van geluidssignaal
 bij stroomafwaartse hoek : fasetoename $\approx \pi$. De totale fasetoename is
 dus gelijk aan 4π . N.B. de fasetoename van ongeveer π bij de stroom-
 afwaartse hoek betekent niet dat $\xi = 0$ aldaar, daarvoor is de stro-
 mingssituatie te ingewikkeld. De fasetoename bij de voortplanting
 van de verstoring in de schuiflaag én de produktie van het terugkop-
 pelsignaal bij elkaar is gelijk aan 3π .

Er is sprake van een schuiflaagresonantie. De resonantiefrequen-
 ties zullen we sheartones noemen. De caviteitsresonantiefrequenties
 noemen we cavitytones. Nu werpt zich direkt de vraag op of de shear-
 tones hetzelfde zijn als de cavitytones. M.a.w. als we de dempings-
 watten weghalen en de caviteitdiepte juist afstellen, groeit de zwak-
 ke sheartone dan uit tot een cavitytone. Dit is niet het geval :
 $U_0 = 20,5$ m/s : sheartone = 465 Hz, cavitytone = 283 Hz, $U_0 = 40,9$ m/s :
 sheartone = 820 Hz, cavitytone = 630 Hz. Moonen vond dat de cavity-
 tones voldeden aan de relatie : $f \cdot b/c = q + n$, waarin f de frequen-
 tie is, b de schuiflaagbreedte ($= 28$ mm), c de fasesnelheid ($= \frac{1}{2}U_0$), n
 $= 0, 1, 2, 3, \dots$ en $q = 0,45$. Bij onze sheartones is $q \approx 1$. Het verschil
 wordt waarschijnlijk veroorzaakt door de processen bij de stroomaf-
 waartse hoek.

Het ziet er dus niet naar uit dat de lineaire schuiflaagbeweging
 verzadigt bij resonantie. Het resonantieproces zal waarschijnlijk als
 volgt in zijn werk gaan (zie ook fig. 4.13).

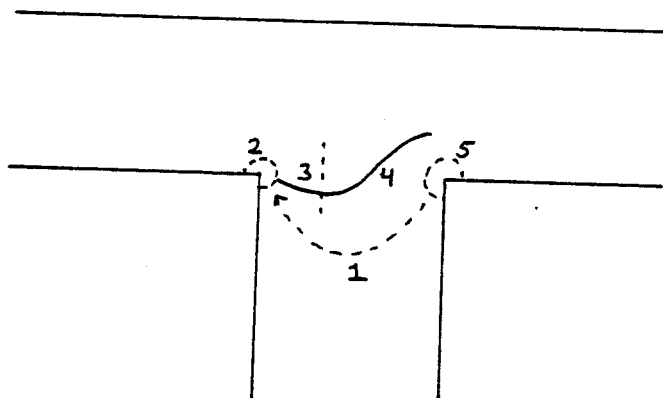


fig. 4.13 : Resonantie-
 proces in 5 deelproces-
 sen opgedeeld.

1. De staande golf zorgt voor de stroomopwaartse beïnvloeding. Fase-toename hierbij is gelijk aan nul.
2. De akoestische golf induceert een verstoringswervelsterkte in de hoofdstroming (fase-toename $\approx \pi$). Het loslaatpunt van de hoofdstroming kan nu iets gaan meefluctueren.
3. De verstoring plant zich voort door de sterk veranderende schuiflaag. De verstoring zal vrijwel niet aangroeien. Waarschijnlijk mag men hier lineaire theorie toepassen.
4. De schuiflaag verandert langzaam van vorm. De verstoring krijgt nu pas de kans om exponentieel aan te groeien. De schuiflaagbeweging wordt niet-lineair.
5. De sterk fluktuerende schuiflaag produceert geluidsgolven bij de botsing met de scherpe stroomafwaartse hoek. Deze drukfluctuaties vormen de geluidsbron voor de staande golf.

In het volgende hoofdstuk zullen we het belangrijkste nog eens resumeren en suggesties doen voor verder onderzoek.

HOOFDSTUK V SLOTOPMERKINGEN

Uit dit afstudeerwerk is gebleken dat :

- De schuiflaag in het T-stuk zich gedraagt als een geheel vrije schuiflaag.
- De schuiflaagbeweging bij akoestisch gedempte caviteit beschreven mag worden met lineaire theorie.
- De numerieke berekeningen van Michalke bruikbaar zijn om de aangroei van de instabiliteitsgolf in een veranderende schuiflaag te beschrijven.
- De lineaire schuiflaagbeweging blijkt niet gewoon door visceuze effecten te verzadigen bij resonantie.

Suggesties voor voortzetting van het onderzoek :

- De metingen in dit verslag zouden nog eens uitgebreid en vooral veel nauwkeuriger overgedaan moeten worden. Het verdient aanbeveling om ook metingen te doen met hittedraadjes, zodat beide meetmethoden vergeleken kunnen worden. De interferometer heeft last van "meetharmonischen". Bij hittedraadjes is dit niet het geval. Hittedraadane-mometrie kan echter wel de stroming verstoren.
- Er is in de vakgroep nog geen onderzoek verricht aan de interactie tussen de schuiflaag en de stroomafwaartse hoek van de caviteit. Hoe worden de drukverstoringen opgewekt en hoe groot zijn ze? Het is best mogelijk dat bij flinke resonantie de geluidsbron in de schuiflaag gevormd wordt door de heen en weer klapperende schuiflaag zelf, zodat bovengenoemde interactie niet van belang is. Nader onderzoek moet uitsluitel kunnen geven.

REFERENTIES

- BUR 83 : Burm : "Samenbouw van een LSI-11 computer, een Eurobus-interfacesysteem en een ADM-5 terminal tot een frequentie-analysator". Stageverslag R-583-S (THE 1983).
- DISA : Disa : "Instruction and service manual for type 55 D01 Anemometer Unit."
- EGG 83 : Eggen : "Aansluiting en programmering van een HP7470A grafische plotter en onderzoek naar de nauwkeurigheid van de resultaten verkregen met een FFT-frequentieanalysator". Stageverslag R-597-S (THE 1983).
- ELD 78 : Elder : "Self excited depth-mode resonance for a wall-mounted cavity in turbulent flow." J.Acoust.Soc.Am. , 64 (3), 1978.
- ELD 80 : Elder : "Forced oscillations of a separated shearlayer with application to cavity flowtone effects." J.Acoust. Soc.Am. , 67 (3), 1980.
- ELD 82 : Elder, Farabee, DeMetz : "Mechanics of flow excited cavity-tones at low Mach number." J.Acoust.Soc.Am. , 72 (2), 1982.
- KRU 82 : De Kruiff : "De stroomafwaartse groei van verstoringen in een turbulente schuiflaag." Stageverslag R-543-S (THE 1982).
- LIN 55 : Lin : "The theory of hydronamic stability." Cambridge 1955.
- MIC 65 : Michalke : "On spatially growing disturbances in an inviscid shearlayer." J.Fluid Mech. , 23 , 1965.
- MIC 69 : Michalke : "The influence of the vorticity distribution on the inviscid instability of a free shearlayer." Fluid Dynamics Transactions , 4 , 1969.
- MOO 82 : Moonen : "Aero-akoestische oscillaties in een T-vormige pijp." Afstudeerverslag R-507-A (THE 1982).
- VRI 74 : de Vries : "Warmtetransport in grenslagen." Collegediktaat THE 1974.

APPENDIX

In deze appendix worden enige programma's beschreven, die te maken hebben met het berekenen en verwerken van spectra. Voordat enig programma gerund kan worden dient eerst het programma GDLIB in het bibliotheekgeheugen van de computer gezet te worden. Dit gebeurt met het commando LOAD GDLIB. Daarna kunnen programma's in het werkgeheugen gehaald worden en met het RUN commando gerund worden. Door achter RUN de programmanaam te zetten, hoeft het programma niet eerst in het werkgeheugen gehaald te worden. N.B. de beschikbare ruimte in het werkgeheugen van de computer kan met 6kbyte vergroot worden als men met het EXEC-commando het PEP EDITOR programma eruit gooit (zie handleiding bij computer). Men kan echter dan alleen maar programma's runnen en procedures uit GDLIB aanroepen.

In GDLIB zijn procedures opgenomen die vaker in de programma's terugkomen. GDLIB is een uitgebreide versie van FREQAN, het bibliotheekprogramma dat Burm geschreven heeft (zie [BUR 83], FREQAN is intussen vernietigd). Er volgt nu een korte uiteenzetting over de procedures in GDLIB.

TTY1 : maakt verbinding tussen terminal en computer (plotter wordt ontkoppeld). TTY2 : maakt verbinding tussen plotter en computer (terminal wordt ontkoppeld). De procedures in regel 1220-1310 zijn machinetaalprocedures, die benodigd zijn om snel een spectrum te berekenen. Uitleg over de procedures in regel 1360-1410 en 1620-2500 vindt U in [BUR 83]. De procedure GRAFIEK geeft het spectrum in histogramvorm. TEXT biedt de mogelijkheid om een willekeurige tekst op de plotter uit te laten schrijven. De belangrijke procedure VULAR verricht de meting. In de beschrijving van FREQAN in [BUR 83] vindt U ook een procedure VULAR. Deze VULAR werkt echter met een andere triggermode dan de nieuwe procedure. Met de nieuwe triggermode verloopt de meting efficiënter. Van GDLIB is een listing gegeven.

Het programma MZ (afkorting van Mach-Zehnder) is het eigenlijke meetprogramma dat als eindresultaat een gemiddeld spectrum aflevert.

Snelheid : 1024 samples: 8 sec. per meting, 512 samples: 4 sec. per meting. Na het einde van de meetserie kunt U het gemiddelde spectrum opslaan in de file DATA op het achtergrondgeheugen. Dit spectrum kan naderhand nog eens op de terminal uitgetekend worden met het programma MAX. Bovendien biedt MAX de mogelijkheid om van het spectrum (of een willekeurig deel daarvan) het maximum te bepalen. Het programma DIV deelt 2 spectra uit DATA op elkaar. Het resultaat van de deling wordt automatisch opgeslagen in deel 43 van DATA (het is aan te bevelen dit deel van DATA dan ook nergens anders voor te gebruiken). Van MZ is op de volgende bladzijdes een listing gegeven.

Met het programma PLOT tenslotte kan een spectrum uit DATA uitgeplot worden. In deel 1 t/m 42 staan gewone spectra, in deel 43 staat een deling van 2 spectra. Het programma tekent eerst het spectrum uit op de terminal en vraagt daarna of U een logaritmische y-as wilt hebben. Zoja, dan verschijnt op de terminal een logaritmische grafiek, waarvan de boven- en ondergrens van de y-as nog aangepast kunnen worden. Een van de twee grafieken, de lineaire of de logaritmische, kan daarna uitgeplot worden. Ook van PLOT is een listing gegeven.

```
1000DECLARE
1010
1020   tty1 = PROCEDURE
1030   BEGIN set_device(console, 65392, 48) END
1040
1050   tty2 = PROCEDURE
1060   BEGIN set_device(console, 64400, 240) END
1070
1080   can = 24
1090   em = 25
1100   sub = 26
1110   fs = 28
1120   ss = 29
1130   us = 31
1140
1150   code0: ARRAY 0 OF nat2
1160   code1: ARRAY 0 OF nat2
1170   code2: ARRAY 0 OF nat2
1180   code3: ARRAY 0 OF nat2
1190   code4: ARRAY 0 OF nat2
1200   code5: ARRAY 0 OF nat2
1210
1220   PROCEDURE vulrel(n1, n2: nat2, fak: inteser, re: ARRAY 0 OF int2) AT code0[0]
1230
1240   PROCEDURE han(n1, n2: nat2, hanfac: ARRAY 0 OF real, re: ARRAY 0 OF int2)
1250   AT code1[0]
1260
1270   PROCEDURE fft(ra, ia: ARRAY 0 OF int2, inv: nat2, scale: REF int2)
1280   AT code2[0]
1290
1300   PROCEDURE mid(n1, n2: nat2, tel: inteser, fac: real, resm: ARRAY 0 OF real,
1310   re, im: ARRAY 0 OF int2) AT code3[0]
1320
1330   PROCEDURE wortel(n1, n2: nat2, fak: real, resm: ARRAY 0 OF real,
1340   resrms: ARRAY 0 OF nat2) AT code4[0]
1350
1360   PROCEDURE teken_srafiek(n, maxa: nat2, ar: ARRAY 0..n-1 OF nat2)
1370   AT code5[0]
1380
1390   PROCEDURE point(x, y: nat2) AT code5[1]
1400
1410   PROCEDURE fast(character: nat2) AT code5[2]
1420
1430   PROCEDURE srafiek(n1, n2, maxa: nat2, ar: ARRAY 0 OF nat2)
1440   DECLARE
1450     j, k: nat2
1460     f1, f2: real
1470   BEGIN
1480     f1 := 800/n2
1490     f2 := 600/maxa
1500     FOR i IN n1..n2
1510     DO
1520       j := round(100+i*f1)
1530       k := round(100+ar[i]*f2)
1540       fast(29)
1550       point(j, 100)
1560       point(j, k)
1570     OD
1580     fast(31)
1590     fast(24)
1600   END
1610
1620   PROCEDURE enter_normal
1630   BEGIN
1640     fast(us)
1650     fast(can)
1660   END
1670
1680   PROCEDURE enter_text
1690   BEGIN
1700     fast(ss)
1710     fast(us)
1720   END
1730
1740   PROCEDURE enter_point
1750   BEGIN
1760     fast(fs)
1770   END
1780
```

GDLIB

```
1790  PROCEDURE enter_vector
1800  BEGIN
1810      fast(ss)
1820  END
1830
1840  PROCEDURE start_point(p, a: nat2)
1850  BEGIN
1860      enter_vector
1870      point(p, a)
1880  END
1890
1900  PROCEDURE vector_point(p, a: nat2)
1910  BEGIN
1920      point(p, a)
1930  END
1940
1950  PROCEDURE clear_graph
1960  BEGIN
1970      fast(em)
1980  END
1990
2000  PROCEDURE clear_graph2
2010  BEGIN
2020      enter_vector
2030      clear_graph
2040      enter_normal
2050  END
2060
2070  PROCEDURE clear_normaltext
2080  BEGIN
2090      fast(sub)
2100  END
2110
2120  PROCEDURE assen(sf: inteser, maxamp: real)
2130  BEGIN
2140      sf := sf DIV 10
2150      maxamp := maxamp/5
2160      enter_vector; clear_graph; clear_normaltext
2170      start_point(100, 700)
2180      vector_point(100, 120)
2190      start_point(120, 100)
2200      vector_point(900, 100)
2210      start_point(0, 0); vector_point(1000, 0); vector_point(1000, 750)
2220      vector_point(0, 750); vector_point(0, 0)
2230      FOR i IN 0..5
2240          DO
2250              start_point(160*i+100, 110)
2260              vector_point(160*i+100, 90)
2270              start_point(160*i+100, 70)
2280              enter_text
2290              write(i; 1)
2300          OD
2310      FOR i IN 0..5
2320          DO
2330              start_point(70, 120*i+100)
2340              enter_text
2350              write(i; 1)
2360              start_point(90, 120*i+100)
2370              vector_point(110, 120*i+100)
2380          OD
2390      writeln
2400      start_point(800, 50) enter_text write('--> f')
2410      start_point(850, 25) enter_text write('(x', sf: 1, 'Hz)')
2420      start_point(55, 600) vector_point(55, 650)
2430      vector_point(62, 640) start_point(55, 650)
2440      vector_point(48, 640) start_point(3, 675)
2450      enter_text
2460      write('(X', maxamp: 9, ')')
2470      start_point(28, 620) enter_text
2480      write('A')
2490      enter_normal
2500  END
2510
```

```
2520 PROCEDURE text
2530 DECLARE
2540     str: ARRAY 1..79 OF char
2550     len: nat1
2560 BEGIN
2570     writeln
2580     writeln('Tekst ? (maximaal 1 rezel en afsluiten met @)')
2590     writeln
2600     read(str)
2610     len := 0
2620     FOR i IN 1..79
2630     DO
2640         WHEN str[i] = '@' EXIT
2650         len := i
2660     OD
2670     tty2
2680     write(';LB', str[1..len], chr(3))
2690     tty1
2700 END
2710
2720 PROCEDURE vular(aantal, trisnivo, fak: nat2, re: REF ARRAY 0 OF int2)
2730 DECLARE
2740     f: nat2
2750     mem = 2048; adc = 3072; ps = 128
2760     eindadres, trisadres: inteser
2770 BEGIN
2780     bis_eb(adc, 5)
2790     bic_eb(mem, 0)
2800     put_eb(mem+1, 0)
2810     bis_eb(mem, 0)
2820     put_eb(ps+1, aantal-1)
2830     put_eb(adc+2, trisnivo)
2840     put_eb(adc, 3)
2850     WHILE NOT bit_eb(adc, 7) DO OD
2860     bic_eb(mem, 0)
2870     eindadres := set_eb(mem+1)-1
2880     trisadres := eindadres-aantal+1
2890     IF trisadres < 0 THEN trisadres := trisadres+4096 FI
2900     put_eb(mem+1, trisadres)
2910     vulrel(0, aantal-1, fak, re)
2920 END
2930
2940 BEGIN
2950     load_code(code0, 'DK;VULRE1.GDA')
2960     load_code(code1, 'DK;HAN.GDA')
2970     load_code(code2, 'PEP;FFT.PEA')
2980     load_code(code3, 'DK;MID.GDA')
2990     load_code(code4, 'DK;WORTEL.GDA')
3000     load_code(code5, 'DK;TEGRAF.GDA')
3010     monitor
3020 END
```

```
1000 DECLARE
1010     aantal, trisnivo, number, hanna,
1020     new, mulfac, alias,
1030     disp, n, srens: nat2
1040     som, factor: real
1050     x, y, u, psus, scale, v0: real
1060     vref, min, max: real
1070     srens0, fak: nat2
1080     out: file
1090     lin, vras: nat2
1100     vras2: nat2
1110     isf: int2
1120     sf: inteser
1130     ses: ARRAY 1..30 OF real
1140     ar: ARRAY 1..2 OF inteser
1150     im, re: ARRAY 0 OF int2
1160     resm: ARRAY 0 OF real
1170     resrms: ARRAY 0 OF nat2
1180     hanfac: ARRAY 0 OF real
```

MZ


```
1190 BEGIN
1200 clear_normaltext; clear_graph2
1210 writeln; writeln; writeln
1220 writeln(: 8, 'Aantal samples in')
1230 writeln(: 11, 'Aantal metingen', : 50, 'Samplefrequentie')
1240 writeln; writeln
1250 writeln(: 28, 'Trisserniveau (in mV)')
1260 writeln; writeln
1270 writeln(: 28, 'Hannings filter (1/0)')
1280 writeln; writeln
1290 writeln(: 28, 'Aantal metingen')
1300 writeln; writeln
1310 writeln(: 16, 'Om de hoeveel metingen een plotje?')
1320 writeln; writeln
1330 writeln(: 11, 'Versterkingsfaktor', : 43, 'Laasdoorlaat filter (1/0)')
1340 writeln; writeln;
1350 start_point(100, 155); vector_point(950, 155)
1360 vector_point(950, 750); vector_point(100, 750); vector_point(100, 155)
1370 start_point(220, 655)
1380 enter_text
1390 read(aantal)
1400 start_point(770, 655)
1410 enter_text
1420 read(sf)
1430 trissernivo := 5000
1440 start_point(490, 560)
1450 enter_text
1460 write(trissernivo: 5: 10)
1470 start_point(510, 465)
1480 enter_text
1490 read(hannings)
1500 start_point(515, 370)
1510 enter_text
1520 read(number)
1530 start_point(515, 275)
1540 enter_text
1550 read(n)
1560 IF n = 0 THEN n := number FI
1570 start_point(300, 180)
1580 enter_text
1590 read(mulfac)

1600 start_point(750, 180)
1610 enter_text
1620 read(aliasins)
1630 scale := 1
1640 fak := 14
1650 enter_normal
1660 extend(re, aantal)
1670 extend(im, aantal)
1680 extend(resm, aantal DIV 2)
1690 extend(resrms, aantal DIV 2)
1700 trissernivo := round(trissernivo*4096/10000)
1710 srens := aantal DIV 2-1
1720 clear_normaltext
1730 clear_graph2
1740 IF hannings = 1
1750 THEN
1760     fak := 7
1770     writeln('Hannings-coefficienten worden berekend')
1780     writeln('Even seduld a.u.b.')
1790     extend(hanfac, aantal)
1800     factor := 2*pi/aantal
1810     FOR i IN 0..aantal-1
1820         DO hanfac[i] := 1-cos(factor*i) OD
1830 FI
1840 clear_normaltext
1850 write('Ondersrens van spectrum ?(in Hz) ')
1860 read(srens0); writeln
1870 srens0 := round(srens0*aantal/sf)
1880 write('Bovensrens van spectrum ? (in Hz) ')
1890 write(sf/2: 6: 0); writeln; writeln
1900 write('Datum =', date: 7: 10); writeln; writeln
1910 write('x ? [mm] ')
1920 read(x); writeln
1930 write('y ? [mm] ')
1940 read(y); writeln
1950 write('psus ? [mH2O] ')
1960 read(psus); writeln
1970 write('VO ? [Volt] ')
1980 read(v0); writeln
1990 u := sart(16.35*psus)
```

```
2000 FOR k IN 1..number
2010 DO
2020   clear(im)
2030   vular(aantal, trissernivo, fak, re)
2040   IF hannins = 1 THEN han(0, aantal-1, hanfac, re) FI
2050   fft(re, im, 0, isf)
2060   factor := 2*(2**isf)**2/aantal**2
2070   mid(srens0, srens, k, factor, resm, re, im)
2080   IF k = number THEN resm[0] := resm[0]/2 FI
2090   IF k MOD n = 0 OR k = number
2100     THEN
2110       wortel(srens0, srens, fak, resm, resrms)
2120       assen(sf, 5/(mulfac*scale*v0))
2130       start_point(140, 720)
2140       enter_text
2150       write('N=', k: 3: 10)
2160       enter_vector
2170       teken_grafiek(srenst+1, round(2048/scale), resrms)
2180       enter_normal
2190       IF k = n OR k = number
2200         THEN
2210           new := 1
2220           WHILE new = 1
2230             DO
2240               writeln('Wilt U de w-as opnieuw schalen ?')
2250               write('[Ja=1,nee=0] ')
2260               read(new)
2270               IF new = 1
2280                 THEN
2290                   clear_normaltext
2300                   writeln('Oude schalingsfaktor is ', scale: 5: 1,
2310                   ' .Wat is de ')
2320                   write('nieuwe schalingsfaktor ? ')
2330                   read(scale)
2340                   assen(sf, 5/(mulfac*scale*v0))
2350                   enter_vector
2360                   teken_grafiek(srenst+1, round(2048/scale), resrms)
2370                   enter_normal
2380             FI
2390           OD
2400         FI
2410       ELSE
2420         clear_normaltext
2430         writeln(k)
2440       FI
2450     OD
2460   som := 0
2470   FOR i IN 1..srens DO som := som+resm[i] OD
2480   som := som*100/4096**2
2490   som := som/(mulfac*v0)**2
2500   start_point(140, 720)
2510   enter_text
2520   writeln('N=', number: 3: 10, ': 8, 'sf=', sf: 5: 10,
2530           ': 18, 'res=', sf/aantal: 6: 1, ': 30, 'power=', som: 10)
2540   IF hannins = 1 OR aliasins = 1
2550     THEN
2560       writeln
2570       write(: 40, 'filters:')
2580     FI
2590   IF hannins = 1 THEN writeln(: 50, 'hannins') FI
2600   IF aliasins = 1 THEN writeln(: 50, 'anti-aliasins') FI
2610   enter_normal
2620   clear_normaltext
2630   write('In welk deel van DATA wilt U het spectrum saveen ? ')
2640   read(vraag)
2650   ar[1] := aantal DIV 2
2660   ar[2] := sf
2670   ses[1] := srens0
2680   ses[2] := srens
2690   ses[3] := scale
2700   ses[4] := mulfac
2710   ses[5] := 1/(scale*mulfac*v0)
2720   ses[6] := trissernivo*10000/4096
2730   ses[7] := number
2740   ses[8] := hannins
2750   ses[9] := aliasins
2760   ses[10] := som
2770   ses[11] := x
2780   ses[12] := y
2790   ses[13] := u
```

```

2800   ses[14] := date
2810   lookup_file(out, 'DATA')
2820   seek_block(out, 3*(vraas-1))
2830   put_array(out, ar[1..2])
2840   put_array(out, resrms[0..aresn])
2850   put_array(out, ses[1..30])
2860   clear_normaltext
2870   write('Wilt U een plotje ?[Ja=1,nee=0] ')
2880   read(vraas2)
2890   IF vraas2 = 1
2900   THEN
2910       clear_normaltext; clear_graph2
2920       writeln('Spectrum opgeslagen in deel ', vraas: 2: 10, ' van DATA.')
2930       writeln
2940       writeln('Toets in de terminal : RUN PLOT <CR> ')
2950       writeln
2960   ELSE
2970       clear_normaltext
2980   FI
2990 END

```

PLOT

```

1000 DECLARE
1010   aant, sr0, sri, nmb, han, ali: nat2
1020   sfr, datum: inteser
1030   scl, yscl, sm, x, y, u: real
1040   x2, y2, sm2, u2: real
1050   part, han2, ali2: nat2
1060   fld: ARRAY 0 OF nat2
1070   new, lin: nat2
1080   min, max, vref: real
1090   ls: ARRAY 0 OF nat2
1100
1110 PROCEDURE assenstelsel(x0: nat2)
1120 DECLARE
1130   yy: real
1140   ynul, int: inteser
1150 BEGIN
1160   write(';IN;IP', x0, 1400, (x0-4000), 7000)
1170   write(';SC', 0, 2048, 0, aant/2, 'SP1;')
1180   write('DRO,1;SR-1.15,1.4;')
1190   write(';PA0,0;')
1200   IF lin = 0
1210   THEN
1220       write(';XT;FA', 0, -aant/60)
1230       writeln(';LB0', chr(3), 'PA0,0;')
1240       FOR i IN 1..5
1250       DO
1260           write(';PDPR', 2048/5, 0, 'XTPUPR', 0, -aant/60)
1270           writeln(';LB', i: 1, chr(3), 'PA', i*2048/5, 0)
1280       OD
1290       writeln(';PA', 1730, -aant/30, 'CS1;LB^A', chr(3))
1300       IF part = 43
1310       THEN
1320           yscl := yscl*2048/1840
1330           write(';PA', 1900, -aant/14)
1340           writeln(';LB(X', yscl: 9, ')', chr(3))
1350           write(';PA', 2048/(5*yscl), 0, 'PDPR', 0, aant/2, 'PU;')
1360       FI
1370   ELSE

```

```
1380      write('PDPA2048,0;PU;')
1390      ynul := round(max-min)
1400      int := 5
1410      WHILE ynul DIV int > 5 DO int := 2*int OD
1420      IF int >= 80 THEN int := 100 FI
1430      ynul := -int+int*round(min/int)
1440      WHILE ynul <= max
1450      DO
1460          IF ynul >= min
1470          THEN
1480              yy := 2048*(ynul-min)/(max-min)
1490              write('PA', yy, 0, 'XTPUPR', 0, -aant/35)
1500              writeln('LB', ynul: 4: 10, chr(3), 'PA', yy, 0)
1510          FI
1520          ynul := ynul+int
1530      OD
1540      write('PA', 1200, -aant/20, 'DR-1,0;SR1.15,-1.4;')
1550      IF part = 43
1560      THEN
1570          writeln('LB20 LOG(V2/V1)', chr(3))
1580          yy := -2048*min/(max-min)
1590          IF y > 0 AND y < 2048
1600          THEN
1610              write('PA', yy, 0, 'PDPR', 0, aant/2, 'PU;')
1620          FI
1630      ELSE
1640          writeln('LB20 LOG(Vrms/Vref)', chr(3))
1650      FI
1660      write('DR0,1;SR-1.15,1.4;')
1670  FI
1680
1690  write('PA0,0;YT;PR-70,0;')
1700  writeln('LB0', chr(3), 'PA0,0;PD;')
1710  FOR i IN 1..5
1720  DO
1730      write('PR', 0, aant/10, 'YTPUPR-70,0;')
1740      writeln('LB', i: 1, chr(3), 'PA', 0, aant*i/10, 'PD;')
1750  OD
1760  write('PUPA', -140, 9*aant/20, 'CS1;')
1770  writeln('LB', f', chr(3), 'PA', -200, 9*aant/20)
1780  writeln('LB(X', sfr/10: 5: 0, ' Hz)', chr(3))
1790  write('PA', 0, aant/2, 'PD;')
1800  lin = 1
1810  THEN
1820  write('PA', 2048, aant/2)
1830  ELSE
1840  write('XT;')
1850  FOR i IN 1..5
1860  DO write('PR', 2048/5, 0, 'XT;') OD
1870  FI
1880  write('YT;')
1890  FOR i IN 1..5
1900  DO write('PR', 0, -aant/10, 'YT;') OD
1910  END
1920
1930  PROCEDURE data(kd: nat1, x1: nat2)
1940  DECLARE
1950  BEGIN
1960      write('IN;IP', x1, 1400, (x1-4000), 7000)
1970      write('ISC', 0, 2048/scl, 0, aant/2, 'SP2;PU;')
1980      IF kd = 0 THEN write('PA', pld[er0], sr0, 'PD;')
1990          FOR i IN sr0+1..sr1
2000          DO write('PA', pld[i], i)
2010          OD
2020          write('PU;')
2030      FI
2040      IF kd = 1 THEN FOR i IN sr0..sr1
2050          DO write('PA', pld[i], i, 'PD', 0, i, 'PU')
2060          OD
2070      FI
2080      IF kd = 2 THEN write('DR0,1;SR-1.15,1.4;')
2090          FOR i IN sr0..sr1
2100          DO write('PA', pld[i], i, 'PD;PU;CP-.33,-.25;LB0', chr(3))
2110          OD
2120      FI
2130      IF kd = 3 THEN write('DR0,1;SR-1.15,1.4;')
2140          FOR i IN sr0..sr1
2150          DO write('PA', pld[i], i, 'CP-.33,-.25;LB*', chr(3))
2160          OD
2170      FI
2180  END
2190
```

```
2200 PROCEDURE los_srafiek(ar_in, ar_out: ARRAY 0 OF nat2,
2210 n1, n2: nat2, mini, maxi: REF real, sf: inteser, v_ref: real,
2220 DECLARE
2230   yy, ymini, ymaxi, fak: real
2240   n, scale, int, ynul, j, k: inteser
2250 BEGIN
2260   ymini := mini/20+los(v_ref)
2270   ymaxi := maxi/20+los(v_ref)
2280   fak := 2048/(ymaxi-ymini)
2290   FOR i IN n1..n2
2300     DO
2310       j := ar_in[i]
2320       IF j = 0 THEN yy := ymini-10
2330       ELSE yy := los(j) FI
2340       IF yy > ymaxi
2350       THEN ar_out[i] := 2048
2360       ELSIF yy < ymini
2370       THEN ar_out[i] := 0
2380       ELSE
2390         ar_out[i] := round(fak*(yy-ymini))
2400       FI
2410     OD
2420     scale := round(maxi-mini)
2430     int := 5
2440     WHILE scale DIV int > 5 DO int := int*2 OD
2450     IF int >= 80 THEN int := 100 FI
2460     clear_normaltext; clear_graph2
2470     start_point(0, 0); point(1000, 0); point(1000, 750)
2480     point(0, 750); point(0, 0)
2490     start_point(100, 100); point(100, 700)
2500     point(900, 700); point(900, 100); point(100, 100)
2510     FOR i IN 0..5
2520       DO
2530         start_point(160*i+100, 110); point(160*i+100, 90)
2540         start_point(160*i+100, 70); enter_text; write(i: 1)
2550       OD
2560     start_point(800, 50); enter_text; write('--> f')
2570     start_point(850, 25); enter_text; write('(x', sf/10: 5: 0, 'Hz)')
2580     ynul := -int*int*round(mini/int)
2590     fak := 600/(maxi-mini)
2600     WHILE ynul <= maxi
2610       DO
2620         IF ynul >= mini
2630         THEN
2640           yy := fak*(ynul-mini)
2650           k := 100+round(yy)
2660           start_point(90, k); point(110, k)
2670           start_point(30, k); enter_text; write(ynul: 4: 10)
2680         FI
2690         ynul := ynul+int
2700       OD
2710     start_point(25, 675); enter_text; write('DB')
2720     enter_vector
2730     teken_srafiek(n2+1, 2048, ar_out)
2740     enter_normal
2750 END
2760
2770 na, aa, pa, ka, kd, te, te1, po: nat1
2780 een, x0, x1: nat2
2790 invoer: file
2800 n: inteser
2810 ar: ARRAY 1..30 OF real
2820 BEGIN
2830 clear_graph2
2840 writeln; writeln
2850 write('Welk spectrum moet uitseplot worden? (max=43) ')
2860 read(part)
2870 lookup_file(invoer, 'DATA')
2880 seek_block(invoer, 3*(part-1))
2890 set_array(invoer, n)
2900 set_array(invoer, sfr)
2910 extend(pld, n)
2920 set_array(invoer, pld[0..n-1])
2930 set_array(invoer, ar[1..30])
2940 sr0 := round(ar[1])
2950 sr1 := round(ar[2])
2960 scl := ar[3]
2970 yscl := ar[5]
```

```
2980 nmb := round(ar[7])
2990 han := round(ar[8])
3000 ali := round(ar[9])
3010 sm := ar[10]
3020 x := ar[11]
3030 y := ar[12]
3040 u := ar[13]
3050 datum := round(ar[14])
3060 aant := 2*n
3070
3080 x2 := ar[15]
3090 y2 := ar[16]
3100 u2 := ar[17]
3110 han2 := round(ar[18])
3120 ali2 := round(ar[19])
3130 sm2 := ar[20]
3140 assen(sfr, 5*yscl)
3150 enter_vector
3160 teken_grafiek(srl+1, round(2048/scl), pld)
3170 enter_normal
3180 IF part = 43
3190 THEN
3200 een := 100+round(120/yscl)
3210 start_point(100, een); point(900, een)
3220 enter_normal
3230 scl := 1840/2048
3240 FI
3250 write('Wilt U een logaritmische Y-schaal ? [Ja=1,nee=0] ')
3260 read(lin)
3270 IF lin = 1
3280 THEN
3290 extend(ls, srl+1)
3300 IF part = 43
3310 THEN
3320 vref := 2048/(5*yscl)
3330 max := 10; min := -10
3340 ELSE
3350 vref := scl*2048/(5*yscl)
3360 max := 0; min := -100
3370 FI
3380 los_grafiek(pld, ls, srl, min, max, sfr, vref)
3390 new := 1
3400 WHILE new = 1
3410 DO
3420 write('Y-schaal aanpassen ? [Ja=1,nee=0] ')
3430 read(new)
3440 IF new = 1
3450 THEN
3460 clear_normaltext
3470 write('Nieuw maximum (dB) ? ')
3480 read(max)
3490 write('Nieuw minimum (dB) ? ')
3500 read(min)
3510 los_grafiek(pld, ls, srl, min, max, sfr, vref)
3520 FI
3530 OD
3540 clear_normaltext
3550 write('Lineaire [0] of log. [1] schaal plotten ? ')
3560 read(lin)
3570 IF lin = 1
3580 THEN
3590 FOR i IN srl..srl DO pld[i] := ls[i] OD
3600 scl := 1
3610 FI
3620 FI
3630 clear_normaltext
3640 clear_graph2
3650
3660 writeln
3670 write('Nieuw assenstelsel ? [Ja=1,nee=0] ')
3680 read(na)
3690 writeln
3700 IF na = 1
3710 THEN
3720 write('Boven of onder op de x-asina ? [boven=1,onder=0] ')
3730 read(pa)
3740 writeln
3750 FI
```

```
3760 writeln('Moeten de data in het onderste of bovenste assenstelsel')
3770 write('seplot worden ?[onder=0 ; boven=1] ')
3780 read(ka)
3790 writeln
3800 writeln('Wilt U setrokken lijnen[0], verticale lijnen[1] of karakters[2,3] ?')
3810 write('0;1,2 of 3] ')
3820 read(kd)
3830 writeln
3840 IF part <> 43
3850 THEN
3860 write('Wilt U tekst in de figuur ?[Ja=1 ; Nee=0] ')
3870 read(te)
3880 po := 1
3890 writeln
3900 IF te = 1 THEN write('Op welke positie wilt U de tekst ?')
3910 write('1;2,3 of 4] ')
3920 read(po)
3930 writeln
3940 FI
3950 write('Wilt U de meetgegevens uitplotten?[Ja=1,nee=0] ')
3960 read(tel)
3970 FI
3980
3990 ttw2
4000 write(chr(27), 'J'); write(chr(27), 'R')
4010 write(chr(27), 'N;19;'); write(chr(27), '.180;17;')
4020 IF na = 1
4030 THEN IF pa = 0 THEN x0 := 10000; assenstelsel(x0) FI
4040 IF pa = 1 THEN x0 := 4850; assenstelsel(x0) FI
4050 IF aa = 2 THEN x0 := 4850; assenstelsel(x0)
4060 x0 := 10000; assenstelsel(x0) FI
4070 FI
4080 IF ka = 1 THEN x1 := 4850
4090 ELSE x1 := 10000
4100 FI
4110 data(kd, x1)
4120 write(';SC', 0, 2048, 0, aant/2)
4130 writeln('PA', 2048-(po*60), -(aant/14))
4140 writeln('DRO;1;SR-1.15;1.4;')
4150 IF
4160 part = 43
4170 THEN
4180 writeln(';PA', 1970, aant/100)
4190 writeln(';LB1: X=', x: 5: 1, ' MM Y=', y: 5: 1, ' MM', chr(3))
4200 writeln(';LB U=', u: 5: 1, ' M/S HAN=', han: 2: 10, chr(3))
4210 writeln(';LB LPF=', ali: 2: 10, ' POWER=', sm: 10, chr(3))
4220 writeln(';PA', 1890, aant/100)
4230 writeln(';LB2: X=', x2: 5: 1, ' MM Y=', y2: 5: 1, ' MM', chr(3))
4240 writeln(';LB U=', u2: 5: 1, ' M/S HAN=', han2: 2: 10, chr(3))
4250 writeln(';LB LPF=', ali2: 2: 10, ' POWER=', sm2: 10, chr(3))
4260 writeln(';PA', 1700, 0.4*aant)
4270 writeln(';LBRES=', sfr/aant: 6: 1, ' Hz', chr(3))
4280 ELSE
4290 IF lin = 0
4300 THEN
4310 writeln(';LB(X', ysc1: 9, ')', chr(3))
4320 FI
4330 IF te = 1
4340 THEN writeln(';FU;PA', 2048-(po*60), aant/100)
4350 writeln(';LB N=', nmb: 4: 10, chr(3))
4360 writeln(';LB SF=', sfr: 4: 10, ' Hz', chr(3))
4370 writeln(';LB RES=', sfr/aant: 6: 1, ' Hz', chr(3))
4380 writeln(';LB HAN=', han: 2: 10, chr(3))
4390 writeln(';LB LPF=', ali: 2: 10, chr(3))
4400 writeln(';LB POWER=', sm: 10, chr(3))
4410 FI
4420 IF tel = 1 THEN
4430 write(';PA', 0.6*2048, 0.4*aant, ';PD;')
4440 write(';PA', 0.8*2048, 0.4*aant)
4450 write(';PA', 0.8*2048, 0.49*aant)
4460 write(';PA', 0.6*2048, 0.49*aant)
4470 write(';PA', 0.6*2048, 0.4*aant, ';FU;')
4480 write(';PA', 0.76*2048, 0.4*aant)
4490 writeln(';LB U=', u: 5: 1, ' M/S', chr(3))
```

```
4500          writeln(';PA', 0.72*2048, 0.4*sent)
4510          writeln(';LB X=', x: 5: 1, ' MM', chr(3))
4520          writeln(';PA', 0.68*2048, 0.4*sent)
4530          writeln(';LB Y=', y: 5: 1, ' MM', chr(3))
4540          writeln(';PA', 0.62*2048, 0.4*sent)
4550          writeln(';LB DATUM=', datum: 7: 10, chr(3))
4560          FI
4570          FI
4580          writeln(';SP0;')
4590          tty1
4600
4610END
```


De afdeling der Technische Natuurkunde van de Technische Hogeschool Eindhoven aanvaardt geen verantwoordelijkheid voor de inhoud van dit verslag.

De Technische Hogeschool Eindhoven aanvaardt derhalve geen aansprakelijkheid voor eventuele schade ontstaan door het opvolgen van in het verslag vermelde adviezen.