

DE INVLOED VAN METEOROLOGISCHE OMSTANDIGHEDEN OP DE GELUIDDEMPENDE
WERKING VAN EEN BOS.

Vrij Experiment Groep "Geluid in bossen"

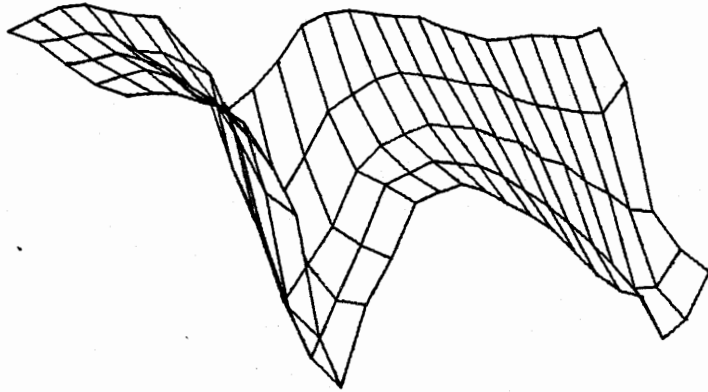
H. Klumpen

P.S. Mulder

A.W. van Santen

D. van Straten

begeleider : T. Juta



Vrij Experiment Groep "Geluid in bossen"

DE INVLOED VAN METEOROLOGISCHE OMSTANDIGHEDEN OP DE GELUIDDEMPENDE
WERKING VAN EEN BOS.

H. Klumpen
P.S. Mulder
A.W. van Santen
D. van Straten

begeleider : T. Juta

SAMENVATTING Dit is een verslag van een onderzoek naar de voortplanting van verkeerslawaaï in een bos van grove den, bij verschillende weersomstandigheden.

Het geluid werd met twee mikrofoons tegelijk opgenomen, één op 16 meter afstand van een drukke provinciale weg, één op afwisselend 22.5, 32, 45, 64 en 90 meter afstand.

Het geluid werd later frekwentiegeanalyseerd; opgedeeld in 26 tertsbanden en de L_{eq} -nivo's in elke tertsband werden bepaald.

Tijdens het maken van de opnamen werd windsnelheid, -richting, relatieve luchtvochtigheid, bewolkingsgraad en temperatuur op resp. 0.75m, 1.7m en 5.9m hoogte bepaald.

Wij pasten aan onze meetpunten, in elke tertsband, de volgende funktie aan:

$$\Delta L = C - 10 n \log(r/r_0) - d(r-r_0)$$

ΔL is het verschil tussen de geluidsnivo's op afstand r_0 , resp. r van de weg. C , n en d zijn aanpassingsparameters.

Bij het vrij laten van alle parameters vonden wij stelselmatig negatieve waarden voor de dempingsparameter d . Bij vasthouden van $|n|$ op een lage waarde werd d positief.

Enige systematische afhankelijkheid van n of d van de door ons gemeten meteorologische parameters hebben wij niet aan kunnen tonen. Hierbij dient wel aangetekend te worden dat wij onze metingen hebben verricht onder weersomstandigheden, die weinig spreiding in de weersparameters opleverden.

0.1 VOORWOORD Vóór U ligt het verslag van de Vrij Experiment Groep "Geluid in Bossen".
Korrekter gezegd: van het experiment: "De invloed van meteorologische omstandigheden op de geluiddempende werking van een bos". Dit experiment werd in 1979 door een groepje voorkandidaats natuurkunde studenten gedaan als projekt in het kader van de Vrij Experiment Groep aan de Rijksuniversiteit Utrecht.
De Vrij Experiment Groep (V.E.G.) is een groep natuurkunde studenten aan de R.U.U. die, binnen het kader van het voorkandidaats hoofdvakpraktikum natuurkunde, een experiment doen dat, naast fysische en didaktische ('leren experimenteren'), ook maatschappelijke relevantie heeft.

Een vrij experiment (in het algemeen, dus niet noodzakelijk binnen de V.E.G.) is een zelfbedacht en door de praktikumleiding goedgekeurd, niet-standaard experiment, en vervangt een aantal standaardproeven uit het praktikum.

De motivatie voor het doen van een proef bij de V.E.G. laat zich, zeer summier en grof generaliserend, samenvatten als: onvrede met de standaardproeven uit het hoofdvakpraktikum natuurkunde. Wat nader uitgewerkt komt dat, althans voor ons, op het volgende neer:

- didaktisch : door het doen van alleen maar standaardproeven leer je niet echt goed wat "fysisch experimenteren" inhoudt. Met name het zelf maken van een probleemstelling, het "plannen" van het hele experiment, het bijeen brengen van de benodigde apparatuur en het zelf literatuuronderzoek doen komen bij een standaardproef niet of niet goed uit de verf;
- maatschappelijk : als het helpen oplossen van een deel van de problemen, zoals die in de wereld om ons heen leven gekombineerd kan worden met je studie waarom dan dat niet gedaan?

Het bovenstaande moge begrijpelijk maken dat het verslag van een experiment dat binnen de V.E.G. gedaan is, normaliter bestaat uit twee delen: een "fysisch" en een "maatschappelijk" gedeelte. Bij dit verslag zult U echter vergeefs zoeken naar een apart en duidelijk als zodanig geafficheerd "maatschappelijk deel", dat is er niet. Daarvoor bestaan een aantal redenen: in de eerste plaats geloven wij dat de maatschappelijke relevantie van ons onderzoek ook zonder verder betoog vrij duidelijk is, hoe arrogant dit ook klinken moge. Als voorbeeld diene het beleid dat door een overheid gevoerd zou kunnen worden: het 'afschermen' van een weg, waarover verkeer rijdt, dat voor mensen die in de buurt wonen hinderlijk veel lawaai maakt, met een strook groen. We weten uit de literatuur dat zo'n strook wel heel breed moet zijn wil zij enig effect hebben. Ons eigen onderzoek toont aan dat bij berekeningen aan de dempende werking van zo'n strook de weersomstandigheden waarschijnlijk wel buiten beschouwing gelaten mogen worden. Wil het plan van onze voorbeeld-overheid goed zijn, dan zal met dergelijke gegevens rekening gehouden moeten worden. Het is dan dus ook noodzakelijk dat deze gegevens voorhanden zijn.

In de tweede plaats is het zo, dat wij de opvolgers zijn van een vorige groep, die zich al met deze materie heeft bezig gehouden. In hun verslag (Bosveld et al., 1978) gaan zij zeer diep in op de maatschappelijke achtergronden van hun, daarmee ook ons onderzoek. Het leek ons niet zinvol dit te herhalen: men moet er voor oppassen niet te verzanden in oeverloos en niet terzake dienend "maatschappelijk geëngageerd"-doen "omdat het moet". Tenslotte is iets van de maatschappelijke gedachte achter ons experiment in het (fysische) verslag geïntegreerd: men leze bijvoorbeeld de Inleiding.

Personae Gratae

De volgende mensen willen wij bij deze bedanken voor de geestelijke dan wel materiële, of zelfs beide soorten steun die wij van hen ontvingen. Als eerste dr. J.C.H. van der Hage van het instituut voor meteorologie en oceanografie, R.U. Utrecht. Hij hielp ons op weergalozige wijze op streek met--en adviseerde ons over de meteorologische kant (de helft!) van ons experiment. Bovendien voorzag hij ons zonder één mopper van alle spullen die wij nodig hadden en hij kon uitlenen.

Evenveel dank (sorry Bert, er kan er maar één vóórrop staan) zijn wij verschuldigd aan drs. G.A. "Bert" van Zanten (vakgroep medische fysica, R.U.U.). Hij stak heel wat eigen tijd in ons experiment en maakte het ons mogelijk om onze geluidsopnamen te analyseren met een ("zijn") frekwentieanalyser. Dat betekende voor ons een enorme tijdwinst, en "verlies"

Ons experiment, onze probleemstelling kreeg vorm door de gesprekken die wij voerden met experts op het gebied van "bos" en/of "geluid" : drs.M.J.M. "Maurice" Martens (afdeling botanie, sectie experimentele ecologie, K.U. Nijmegen), ir.A. Moerkerken (T.P.D., Delft), de heer R.M.W.J. Nas (Staatsbosbeheer, Utrecht) en ir.J.D. van der Toorn, eveneens van de T.P.D.

Onze voorgangers, Fred Bosveld, Mark Eligh en Emil ter Horst bedanken wij voor hun mondelinge kennisoverdracht en voor de enorme stapel literatuur die wij van hen "erfden". Daarmee konden wij een "vliegende start" maken.

En, last but not least, de meer praktische kantjes : eigenaar van het landgoed den Treek- Henschoten, opzichter van het Schoutenhuis, bosopzichters; computermannen van diverse pluimage die ons geduld, rekentijd en file-ruimte ter beschikking stelden; ouders die ons, al dan niet met onze spullen, reden : door Delft, van en naar de meetplaats ; en alle anderen die wij hier ten onrechte vergaten :

Hartelijk Bedankt,

voor de goede woorden, de terminaltijd, het medeleven en de koffie (en de zolder om te slapen, na weer een nacht doorwerken....)

Kontaktadres V.E.G. :
kamer 117 transitorium I
Leuvenlaan 21
Postbus 80.170
3508 TD Utrecht

Tel. 030-531750

0.2 NA-VOORWOORD Een negatief bedankje willen wij graag nog uit laten gaan naar de burgerschietvereniging(en ?) uit Amersfoort (en omstreken ?).

Zij waren zo vriendelijk om iedere zaterdag van 's morgens vroeg tot 's avonds laat de tegenover ons meetbosje, aan de overkant van de weg gelegen militaire schietbanen te gebruiken, zodat wij op die dagen ook al niet konden werken. We waren nu voor het maken van de geluidsopnamen geheel op zon- en feestdagen (Pasen) aangewezen.

Dat Hare Majesteits Krijgsmacht nu door de week (in het weekend is het nooit oorlog) die banen gebruikt, allā. Daar zijn die lui voor, die jongens weten niet beter. (Wij willen ons anti-militairisme hier niet al te zeer ten toon spreiden.)

Maar dat er dan ook nog een stelletje grapjassen hun, en wat erger is : onze zaterdag meent te moeten vullen met hun amateuristisch geschutter, waarvan de wijde omgeving, bosrecreanten inkluis, kan mee-"genieten", dat is bar.

Iedereen zijn lolletje, okee ; maar laten we ZACHT zijn voor elkaar.....(Al onze oriënterende opnamen zijn, letterlijk, geheel verknald.....).

INHOUDSOPGAVE

	blz.
SAMENVATTING	3
0.1 VOORWOORD	4
0.2 NA-VOORWOORD	5
INHOUDSOPGAVE	7
1. INLEIDING	9
2. THEORIE	
2.1 Algemeen	10
2.2 Geluidvoortplanting in aanwezigheid van een bodem	10
2.2.1 Inleiding	10
2.2.2 Model voor de vlakke bodem; stromingsweerstand	11
2.2.3 Reflektie van bolgolven; twee benaderingen	13
2.2.4 Turbulentie en bodemeffekt	23
2.3 Geluid in bossen	34
2.4 Meten langs een verkeersweg	36
2.5 De invloed van meteorologische parameters op de geluidsoverdracht in de open lucht	40
2.5.1 Inleiding	40
2.5.2 De invloed van de verticale windsnelheidsgradiënt en de windrichting op de geluidsoverdracht	40
2.5.3 De invloed van de verticale temperatuurgradiënt op de geluidsoverdracht	42
2.5.4 De invloed van de bewolkingsgraad op de temperatuurgradiënt	43
2.5.5 De invloed van turbulentie op de temperatuurgradiënt en de windsnelheidsgradiënt	44
2.5.6 De invloed van de gemiddelde windsnelheid op turbulentie en windsnelheidsgradiënt	44
2.5.7 LuchtabSORPTIE	44
2.6 De meteorologische parameters in een bos	47
2.6.1 Het weer in een bos	47
2.6.2 Motivatie van de metingen die wij aan een aantal meteorologische parameters in het bos hebben gedaan	48
3. OPSTELLING & APPARATUUR	
3.1 Geluid	49
3.1.1 Opname	49
3.1.2 Verwerking	50
3.2 Meteo	51
3.2.1 Windsnelheid	51
3.2.2 Windrichting	51
3.2.3 Temperatuur	51
3.2.4 Temperatuurgradiënt	51
3.2.5 Relatieve luchtvochtigheid	51
3.2.6 Bewolkingsgraad	51
3.2.7 Opstelling	51
3.3 Terrein	53
4. EXPERIMENT	
4.1 Registratie	55
4.1.1 Geluid	55
4.1.2 Meteo	55
4.1.2.1 Windsnelheid	55
4.1.2.2 Windrichting	55
4.1.2.3 Temperatuur	55
4.1.2.4 Temperatuurgradiënt	55
4.1.2.5 Relatieve luchtvochtigheid	55
4.1.2.6 Bewolkingsgraad	55
4.1.2.7 Vermenigvuldiging	55

	4.2	Verwerking	55
	4.2.1	Geluid	55
	4.2.2	Meteo	57
	4.2.2.1	Windsnelheid	57
	4.2.2.2	Windrichting	58
	(4.2.2.3	Temperatuur)	58
	4.2.2.4	Temperatuurgradiënt	58
	4.2.2.5	Relatieve luchtvochtigheid	58
	(4.2.2.6	Bewolkingsgraad)	58
5.	FOUTENREKENING		
	5.1	Geluid	59
	5.2	Meteo	60
	5.2.1	Windsnelheid	60
	5.2.2	"Windkomponent"	60
	5.2.3	Temperatuur	61
	5.2.4	Temperatuurgradiënt	61
	5.2.5	Relatieve luchtvochtigheid	61
	5.2.6	Bewolkingsgraad	62
6.	RESULTATEN & KONKLUSIES		
	6.1	Resultaten	63
	6.1.1	Meteo-selektie	63
	6.1.2	Overdrachtsspektra	63
	6.1.2.1	Gemiddelde overdrachtsspektrum	63
	6.1.2.2	Naar weersklasse uitgeselekteerde overdrachts- spektra	66
	6.1.3	Afstandenplots	66
	6.1.3.1	Algemeen gemiddelde	66
	6.1.3.2	Middeling over één meteo-klasse	73
	6.1.3.3	Vergelijking met de theorie	73
	6.1.4	W.A.P. - plots	74
	6.1.4.1	Algemeen	74
	6.1.4.2	W.A.P. - spektra	75
	6.1.4.3	W.A.P. - klasseplots	84
	6.2	Konklusies	90
	6.3	Slotopmerkingen	90
7.	APPENDIX		
	7.1	Geluid en golfvergelijking	92
	7.2	Enkele speciale oplossingen	93
	7.3	Geluidsdemping in een homogeen medium	94
8.	LITERATUUR		96
9.	BIJLAGEN		
	9.1	Frekwentiekarakteristieken geluidsmeter	98
	9.2	Frekwentiekarakteristieken hele systeem BEHALVE mikrofoon	99
	9.2.1	0 - 500 Hz.	99
	9.2.2	0 - 20 kHz.	99
	9.3	Richtkarakteristieken mikrofoon	100
	9.4	Ligging meettrajekt	101
	9.5	Klasse-indelingen van de meteorologische parameters	102
	9.5.1	Windsnelheid	102
	9.5.2	Windkomponent	103
	9.5.3	Temperatuur	104
	9.5.4	Temperatuurgradiënt	105
	9.5.5	Relatieve luchtvochtigheid	106
	9.5.6	Bewolkingsgraad	107

1. INLEIDING In dit experiment hebben we ons bezig gehouden met de geluiddempende werking van een bos. In het bijzonder waren we geïnteresseerd in de demping van verkeerslawaai door vegetatie, zulks vanuit twee verschillende (doch verwante) vraagstellingen :

1 : in hoeverre is vegetatie (bos) bruikbaar voor het dempen van lawaai dat het verkeer op een bestaande weg produceert ;

("Kan je verkeerslawaai dempen door de weg met een strook bos "af te schermen" ? Zo ja, hoeveel en wat voor bos is dan nodig voor een bepaalde (extra) demping ?") ;

2 : in hoeverre beïnvloedt een (nieuw aan te leggen) weg in een stuk bos dit bos door het lawaai dat het verkeer op de weg produceert ?

(Hierbij denken we met name aan door het lawaai opgeschrikte en/of verjaagde, in ieder geval : gehinderde fauna, inclusief bosrecreanten.)

Om op deze vragen een antwoord te kunnen geven is het nodig om te weten hoe geluid door vegetatie beïnvloed wordt. Over dit onderwerp bestaat al de nodige literatuur. In de literatuur die wij doornamen om ons op het onderwerp te oriënteren vielen ons twee dingen op :

1 : dat de in de literatuur gegeven resultaten (en de eraan verbonden conclusies) steeds tot stand kwamen aan de hand van betrekkelijk weinig experimentele gegevens, waarbij bovendien vaak van goede foutenrekening of zelfs -schatting geen sprake is ;

2 : dat alle metingen tot dusverre gedaan zijn onder meteorologisch neutrale condities, dat wil zeggen : onder weersomstandigheden zódanig, dat de invloed ervan op de meetresultaten volgens de huidige hieromtrent bestaande inzichten verwaarloosbaar klein is.

Naar aanleiding van de bovenstaande twee punten kwamen wij tot de volgende doelstellingen voor ons experiment :

a : uitbreiding/verfijning van de in de natuurkunde bestaande inzichten in de geluiddempende werking van een bos door het doen van metingen ter bepaling van de demping onder verschillende meteorologische omstandigheden, met name ook onder omstandigheden die niet-neutraal zijn ten aanzien van de voortplanting van geluidsgolven : de invloed van meteorologische omstandigheden op de geluiddempende werking van een bos onderzoeken. ;

b : (subdoelstelling) : het doen van veel metingen, zodat we naast het verkrijgen van betrouwbare resultaten zinvolle foutenrekening kunnen bedrijven.

noot: Ietwat populariserend zou men kunnen zeggen, dat we met het volgende in ons achterhoofd zijn gaan werken: uit de literatuur is bekend dat de (extra) geluiddempende werking van een bos klein is. (Uitgedrukt in getallen: waarden voor de dempingsparameter d van 0 tot ongeveer 0.1 dB/m, heel soms tot 0.25 dB/m). Is het nu niet zo dat een beetje "wind mee" met het geluid, of een beetje temperatuursgradiënt, zóveel méér invloed op het geluid heeft dan het bos, dat de dempende werking van het bos geheel teniet gedaan wordt, of juist volledig "overschreeuwd" door de meteorologische invloeden? (Zolang als de meteo-invloeden op de geluidsvoortplanting elkaar niet juist opheffen, uiteraard). Dat men dus in de praktijk veel meer op het weer dan op het bos zal moeten letten bij geluid(dempings) vraagstukken?

2. THEORIE

2.1 Algemeen De algemene fysische theorie over ideale golfuitbreiding en -voortplanting, zoals die ook voor geluidsgolven geldt, veronderstellen we bij de lezer bekend. We willen hier nog slechts enkele punten noemen, die in het bijzonder gelden voor (zich in de lucht voortplantende) geluidsgolven :

- de lucht wordt verondersteld een continu medium te zijn ;
- geluidsgolven veroorzaken (en bestaan zelf uit) adiabatische drukveranderingen in die lucht ;
- in een geluidsgolf oscilleert de luchtdruk P harmonisch rond een gemiddelde waarde (P_0) ;
- de geluidsgolf plant zich in de lucht voort met een snelheid van ca. 333 m/s ;
- geluidsgolven zijn longitudinale golven ;
- de frekwentie f van voor het menselijk gehoor waarneembare geluidsgolven ligt ruwweg tussen 10 en 20.000 Hz ;
- wat overeenkomt met golflengten λ tussen ca. 33 m (10 Hz) en ca. 1,7 cm (20 kHz) ;
- $f = 1000$ Hz komt overeen met $\lambda = 33$ cm ;
- de intensiteit I van een geluidsgolf is evenredig met de energiestroomdichtheid in de golf, en is evenredig met het kwadraat van de amplitudo van de luchtdruk in de golf ($I \sim P_{\max}^2$) ;
- I wordt meestal uitgedrukt in decibels (dB's), 1 dB intensiteitsverschil komt overeen met een faktor $10^{0,1}$ ($\sim 1,26$) verschil in intensiteit, 10 dB (= 1 B(ell) \sim faktor 10) ;
- 0 dB komt overeen met een P_{\max}^2 van $2 \cdot 10^{-7}$ N/m², dat is de geluidsdruk bij de menselijke gehoordrempel, dus de kleinst mogelijke voor de mens waarneembare (hoorbare) geluidsstrekte is 0 dB ;
- 20 dB = "doodstil", 40 dB = "rustig" (stil huis), 50 dB = "vrije natuur", 70 dB = "beschaafd gesprek", 90 dB = "hard geluid", 110 dB = "hels kabaal" (popgroep ; discotheek ; op 1 m afstand van pneumatische boor), 125 dB = pijngrens (menselijk trommelvlies gaat scheuren) ;
- als een geluidsgolf zich vrij uitbreidt, geldt (met r = afstand tot de geluidsbron) :
 - voor een sferische golf (uitgezonden door een puntbron) : $I \sim 1/r^2$, of : I neemt af met 6 dB per afstandsverdubbeling ;
 - voor een cilindrische golf (uitgezonden door een lijnbron, dat is een lijn van puntbronnen die golven uitzenden met dezelfde amplitudo en golflengte, maar zonder onderlinge faserelaties) : $I \sim 1/r$ of $\Delta I = -3$ dB/afstandsverdubbeling ;
 - voor een vlakke golf : $I =$ konstant.

2.2 Geluidvoortplanting in aanwezigheid van een bodem

2.2.1 Inleiding In de praktijk is men bijna nooit in staat de geluidvoortplanting in een homogeen medium waar te nemen ; bijna steeds is die homogeniteit doorbroken in de vorm van een begrenzend bodem. Zo ook in ons experiment. Het is daarom van belang iets te weten van de invloed van zo'n bodem op de geluidvoortplanting.

In het algemeen gesproken kan men de invloed van de bodem opsplitsen in twee factoren :

- 1 : verstrooiing van het geluid ;
- 2 : absorptie en reflectie.

De verstrooiing van het geluid zal voornamelijk optreden in het geval dat de bodem niet vlak is en wanneer de golflengte van het geluid kleiner is dan de 'karakteristieke' afmetingen van de bodemoneffenheden. In ons geval van een bosbodem liggen de afmetingen van de verstrooiende obstakels als takjes, lichte bodemheggingen en

boomstammen typisch in de orde van 1 tot 10 cm., zodat we mogen verwachten dat bij frequenties hoger dan zo'n 4000 Hz de verstrooiing een aanzienlijke rol zal spelen. Bij lagere frequenties "ziet" het geluid de obstakels niet; in dit gebied zal dan ook de bodemabsorptie en -reflektie het belangrijkste effect zijn. (Moerkerken, 1975) Bij reflectie aan de bodem kan geluid allerlei fasedraaiingen ondergaan, afhankelijk van de akoestische eigenschappen van de bodem, zoals bijvoorbeeld de impedantie. Wanneer nu een geluidsbron en -ontvanger zich boven een bodem bevinden, kunnen er zich interferentieverschijnselen voordoen tussen het geluid dat zich direct - en het geluid dat zich via reflectie aan de bodem van bron naar ontvanger begeeft. De voorwaarden voor deze interferentie zullen natuurlijk afhankelijk zijn van de gehele geometrie van de opstelling, de frequentie en de bodemeigenschappen.

2.2.2 Model voor de vlakke bodem; stromingsweerstand Om tot de "akoestische karakterisering" van de vlakke bodem te komen, laten we een vlakke golf op de bodem vallen. Deze golf wordt beschreven door de geluidsdrukverdeling

$$P_d = \exp i\vec{k}_d \vec{x}$$

(het tijdsafhankelijke deel $\exp -i\omega t$ zullen we steeds weglaten). Hierbij is $\vec{k}_d = (k_x, k_y, k_z)$ de golfvektor en $|\vec{k}_d| = 2\pi/\lambda = 2\pi f/c = k_d$ het z.g. golfgetal. Zoals bekend, is het resultaat een gereflekteerde en een gebroken golf. (zie bv. Moerkerken, 1975)

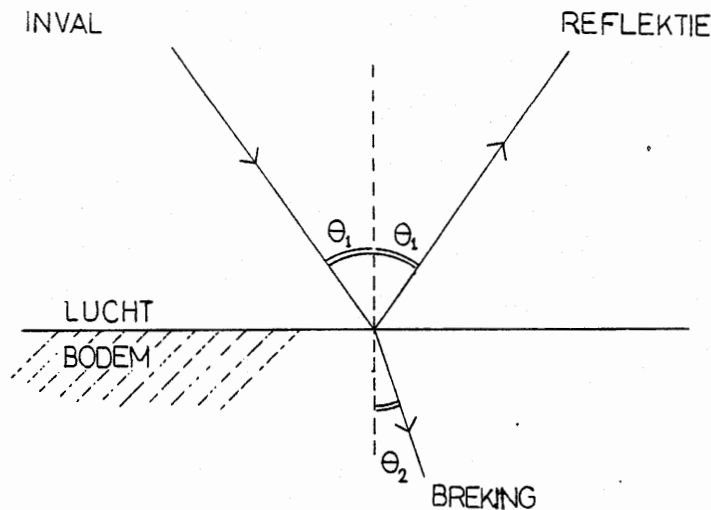


FIG. 2.1 BREKING EN REFLEKTIE VAN EEN GOLF

Voor de gereflekteerde golf kunnen we schrijven:

$$P_r = R_p \cdot \exp(i\vec{k}_r \vec{x}) \quad \vec{k}_r = (k_x, k_y, -k_z)$$

R_p heet de (vlakke) golf reflectiecoëfficiënt. R_p is in het algemeen een complex getal. Wanneer we schrijven $R_p = |R_p| \cdot \exp i\phi$, dan

$$P_r = |R_p| \cdot \exp (i (\vec{k}_r \vec{x} + \phi))$$

We zien hieraan dat ϕ een fasedraaiing en $|R_p|$ de grootte van de gereflekteerde amplitude voorstelt. Als $|R_p| < 1$ dan "dempt" de bodem.

De reflectiecoëfficiënt R_p hangt af van het karakter van de bodem, de frequentie en de hoek van inval θ_1 . Er geldt (zie bv Snelleman, 1977):

$$Z_h \cdot \cos \theta_1 - Z_1 \cdot \cos \theta_2$$

Z_b heet de impedantie van de bodem, Z_1 is die van lucht ($=\rho \cdot c$; ρ is de dichtheid en c de geluidssnelheid van lucht). Vaak werkt men echter met de z.g. "specifieke akoestische impedantie" W , gedefinieerd als $W = Z_b/Z_1$. Dus ook:

$$R_p = \frac{W \cdot \cos \theta_1 - \cos \theta_2}{W \cdot \cos \theta_1 + \cos \theta_2} \quad (2.2)$$

De hoeken θ_1 en θ_2 hangen samen volgens een Snellius-wet: $c_b \cdot \sin \theta_1 = c \cdot \sin \theta_2$, met c_b de geluidssnelheid in de bodem.

Formule (2.2) vangt de hoekafhankelijkheid van R_p op. W hangt alleen nog van de bodemsoort en de frekwentie af, niet meer van de hoek van inval (strikt genomen is dit niet helemaal waar; zie bv. Moerkerken, 1975). Nu blijkt dat tal van belangrijke bodemsoorten als grasland, asfalt e.d. vrij simpel te beschrijven zijn met de z.g. "stromingsweerstand σ ". (zie bv. Piércy & Embleton, 1977)

Als we schrijven $W = W_1 + iW_2$ dan blijkt door

$$\begin{aligned} W_1 &= 1 + .051(f/\sigma)^{-0,75} \\ \text{en } W_2 &= 0,0769(f/\sigma)^{-0,73} \end{aligned} \quad (\text{S.I.-eenheden}) \quad (2.3)$$

een redelijk goede beschrijving voor de frekwentieafhankelijkheid van W gegeven te worden. (voor interpretatie van deze formules zie bv. Donato, 1977).

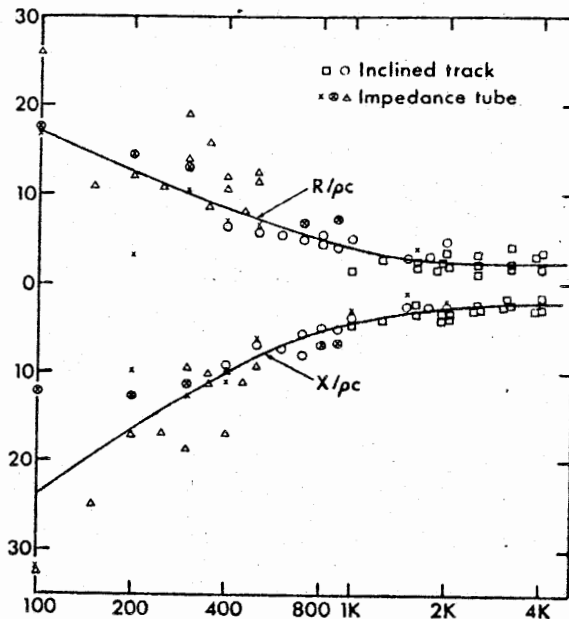


FIG. 2.2 REELE EN IMAGINAIRE KOMPONENT VAN DE SPECIFIEKE AKOESTISCHE IMPEDANTIE VAN VLAKKE MET GRAS BEDEKTE GROND. $R/\rho c = W_1$, $X/\rho c = W_2$.

Voor het frekwentiedrag van c_b zijn soortgelijke formules voorhanden, met als enige bodemparameter de stromingsweerstand σ . We verkeren aldus in de gelukkige omstandigheid de (voor ons) belangrijke bodems in akoestisch opzicht te kunnen beschrijven met één parameter.

De bodemimpedantie stelt intuïtief de verhouding tussen de druk en de snelheid van de deeltjes in het medium voor. Hoe "harder" de bodem, hoe groter de impedantie. (Dit klopt met formule (2.2); als $|Z_b| \rightarrow \infty$ dan ook $|W| \rightarrow \infty$ en dus $R_p \rightarrow 1$, m.a.w. het vlak wordt een perfecte akoestische spiegel.). Dit betekent i.v.m. formule (2.3) : hoe hoger σ , hoe harder de bodem. Ter oriëntering : grasland heeft een σ van ongeveer 10^5 (S.I) (Moerkerken, 1975 en Piercy & Embleton, 1977).

Vaak stelt men in formule (2.2) θ_2 gewoon gelijk aan nul. Men spreekt dan van "lokaal reagerend grondmodel", waarmee men wil zeggen dat de bodem alleen in verticale richting in beweging is of dat in ieder geval de horizontale beweging te verwaarlozen is. Dit blijkt vaak een wel te rechtvaardigen simplificatie te zijn. (Moerkerken, 1975)

2.2.3 Reflektie van bolgolven; twee benaderingen Tot zover hebben we alleen gekeken naar de reflectie van vlakke golven. Omdat we echter met geluids (punt)bronnen te maken hebben, moeten we ook weten hoe bolgolven aan een vlak reflekteren. Dit blijkt minder simpel te zijn.

We stellen ons de volgende situatie voor:

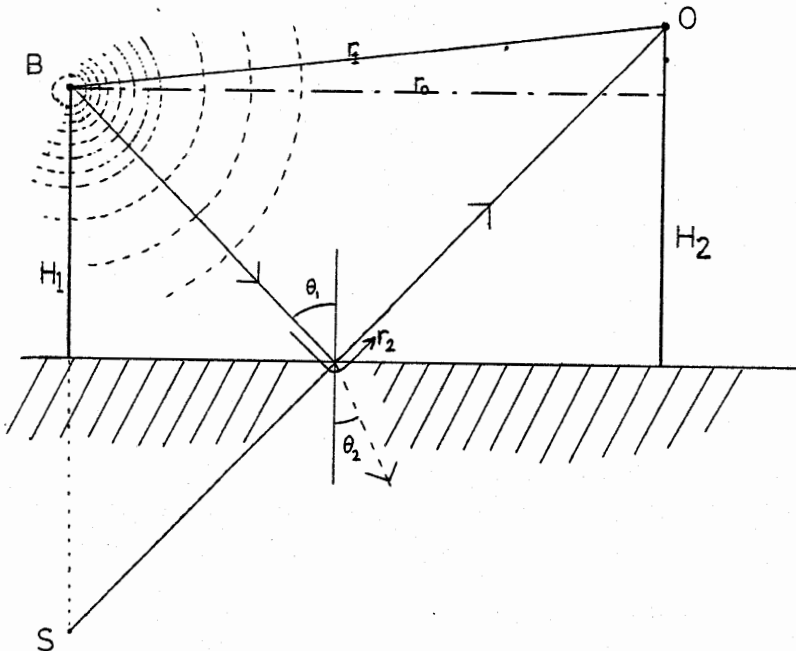


FIG.2.3 REFLEKTIE VAN EEN BOLGOLF AAN DE BODEM

Vanuit B wordt een bolgolf van de vorm

$$p_d = \frac{\exp(ikr_1)}{kr_1} \quad (r_1 \text{ afstand tot de bron, } k \text{ golfgetal})$$

uitgezonden. In O ontvangt men direct geluid en via de bodem gereflekteerd geluid vanuit een denkbeeldige spiegelbron S. Voor de geluidsdruk in O schrijft men dan:

$$\exp(ikr_1) + \exp(ikr_2) \quad (2.4)$$

Q is de (relatieve) sterkte van de spiegelbron. Deze Q is moeilijk precies uit te rekenen en hangt af van de gehele bron-ontvanger - geometrie.

Een handige maar vrij slechte benadering is de zogenaamde vlakke golf benadering.

Men neemt dan aan dat in redelijke benadering de reflekerende golfvronten aan het grondvlak als vlak beschouwd mogen worden. Men mag dan Q door R_p vervangen (Moerkerken, 1975). Dus :

$$p = \frac{\exp(ikr_1)}{kr_1} + R_p \cdot \frac{\exp(ikr_2)}{kr_2} = \frac{\exp(ikr_1)}{kr_1} + \frac{W \cdot \cos \theta_1 - 1}{W \cdot \cos \theta_1 + 1} \cdot \frac{\exp(ikr_2)}{kr_2} \quad (2.5)$$

+

(voor lokaal reagerende bodem)

Men mag verwachten dat wanneer bron en ontvanger ver van elkaar staan dit wel een redelijke benadering zal zijn; immers hoe 'verder' van de bron de reflectie plaatsvindt, hoe vlakker de golfvronten zijn. Chessel (1977) vindt echter dat 'ver' voor lage frekwenties wel erg ver kan zijn (in de orde van 1 km.). Voor grote afstanden kunnen we benaderen :

$$\cos \theta_1 = \frac{H_1 + H_2}{r_2} \quad \text{en} \quad r_2 \rightarrow \infty, \quad \text{dus} \quad \cos \theta_1 \rightarrow 0, \quad \text{zodat} \quad R_p \rightarrow -1; \quad \text{voorts}$$

$$r_1 + r_2 \sim r_0; \quad r_1 - r_2 = r_0 \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{H_1 + H_2}{r_0}\right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{H_1 - H_2}{r_0}\right)^2} \right\} + \frac{2 \cdot H_1 H_2}{r_0}.$$

Dit toepassend op formule (2.5) vinden we

$$|p| \sim 1/r^2.$$

Doordat voor grote afstand $R_p \rightarrow -1$ zijn de bron en de spiegelbron in tegenfase, zodat deze elkaar dicht bij het vlak ($k \ll r$) opheffen. Vandaar dat de geluidsdruk met $1/r^2$ afneemt, terwijl dit voor normale geometrische uitbreiding met $1/r$ gaat. Dit betekent voor de intensiteit: 12 dB in plaats van 6 dB afname per afstandsverdubbeling. Door interferentie tussen het direkte en het indirekte geluid zal, in het algemeen, soms versterking en soms verzwakking optreden ten opzichte van de vrije geometrische golfuitbreiding volgens de $1/r$ - wet. We introduceren hier het begrip bodemdemping (in dB) :

$$A_e = 10 \cdot \log \left(\frac{p_{\text{met bodem}}^2}{p_{\text{zonder bodem}}^2} \right) \quad (2.6)$$

(A_e van excess attenuation).

Als we voor $p_{\text{met bodem}}^2$ formule (2.4) gebruiken en netjes uitwerken, dan komt er :

$$A_e = 10 \cdot \log \left(1 + \left(\frac{r_1}{r_2}\right) \cdot |Q|^2 + \frac{2 \cdot r_1}{r_2} \cdot |Q| \cdot \cos(k(r_2 - r_1) + \theta) \right) \quad (2.7)$$

met $Q = |Q| \cdot \exp(i\theta)$ (Chessel 1977, formule 20).

Omdat Q in het algemeen van de frekwentie afhangt, zal A_e ook van de frekwentie afhangen. De grafiek van A_e tegen f of $\log f$ noemen we het dempingsspektrum. Het geeft aan hoeveel geluid er bij een bepaalde frekwentie door de bodem geabsorbeerd wordt, ten opzichte van de vrij veld - uitbreiding. Hoe ziet zo'n dempingsspektrum er nu in het algemeen uit? Voor de vlakke golfbenadering is de grafiek 'eenvoudig' te berekenen. Q is dan R_p en het frekwentiedrag van R_p is via formules (2.3) en (2.2) bekend. De enige parameters zijn dan r_0 , H_1 , H_2 en σ . Een karakteristiek plaatje is het volgende (figuur 2.4, volgende bladzijde) :

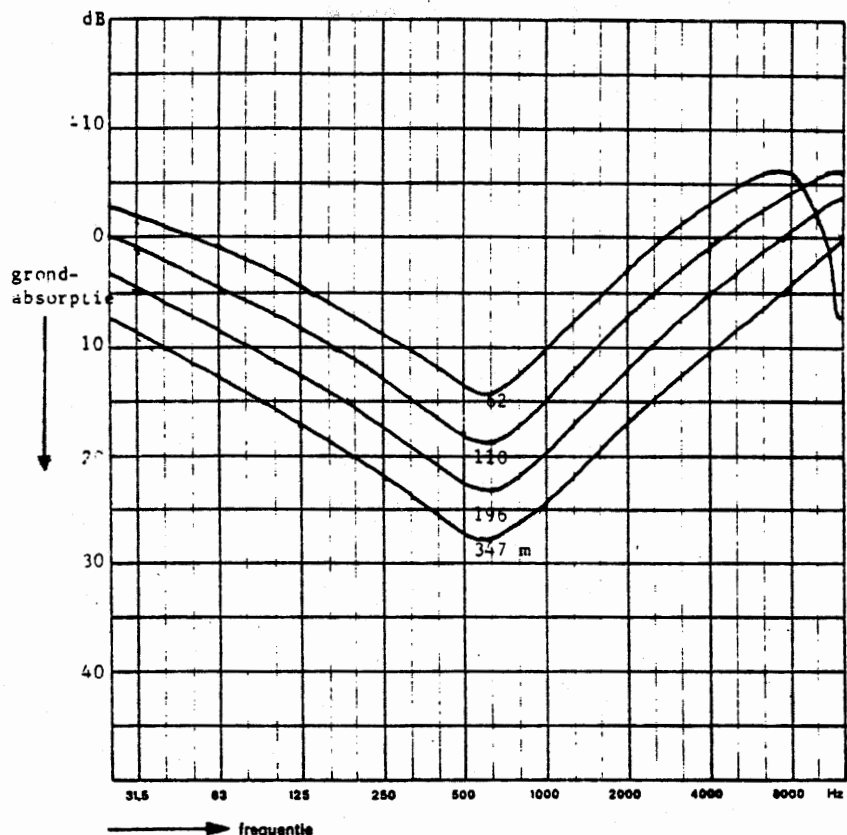


FIG.2.4 BEREKENDE DEMPINGSSPEKTRA. VLAKE - GOLFBENADERING VOOR HALFONEINDIG MEDIUM MET STROMINGSWEERSTAND 10^5 , BRONHOOGTE 0.5 m, ONTVANGERHOOGTE 1.52 m EN AFSTAND BRON-ONTVANGER RESP. 62, 110, 196 EN 347 m (MOERKERKEN, 1975, P. 62 FIGUUR 158)

Een aantal zaken vallen direkt op :

- 1 : De aanwezigheid van een "centrale dip" tussen 500 en 600 Hz. De ligging van deze dip wordt blijkbaar niet of nauwelijks beïnvloed door de Bron-Ontvanger afstand.
- 2 : De demping neemt in het algemeen toe met de afstand.
- 3 : Bij hoge frekwenties gebeuren rare dingen. Deze hogere orde interferenties zullen echter i.h.a. niet zichtbaar zijn o.a. omdat verstrooiing een rol gaat spelen. (zie ook 2.2.3, Turbulentie en Bodemeffekt)

Hiermee komen we tevens aan de beperkingen van het vlakke golf model ; bij lage frekwenties wordt een veel te hoge absorptie voorspeld. (Dit gebeurt ook bij lage bron of ontvanger-hoogte). Dit wordt echter niet waargenomen. In dit gebied speelt de kromming van de golffronten een overheersende rol. (Chessel, 1977) We hebben betere benaderingen nodig, met name in het laagfrequent gebied.

Eën van die betere benaderingen is die van Ingard (1951). De bolgolf die in B uitgezonden wordt, wordt nu opgevat als samengesteld uit vlakke golven. Voor elk van deze vlakke golven afzonderlijk kan nu de vlakke golf reflektiecoëfficiënt R_p gebruikt worden en de gereflekteerde golf opgeschreven. Daarna wordt het hele zaakje weer opgeteld. De "lastige" integraal die ontstaat en die we de lezer zullen onthouden kan dan nog wat opgefrist worden met de aanname van de "lokaal reagerende bodem" (Ingard's benadering). Vervolgens kan de oplossing nog in

reeksvorm omschreven worden (zie bv. Chessel, 1977)

Een komputerprogramma, gebaseerd op het berekenen van de Ingardintegraal, werd gebruikt voor het maken van onderstaande plaatjes:

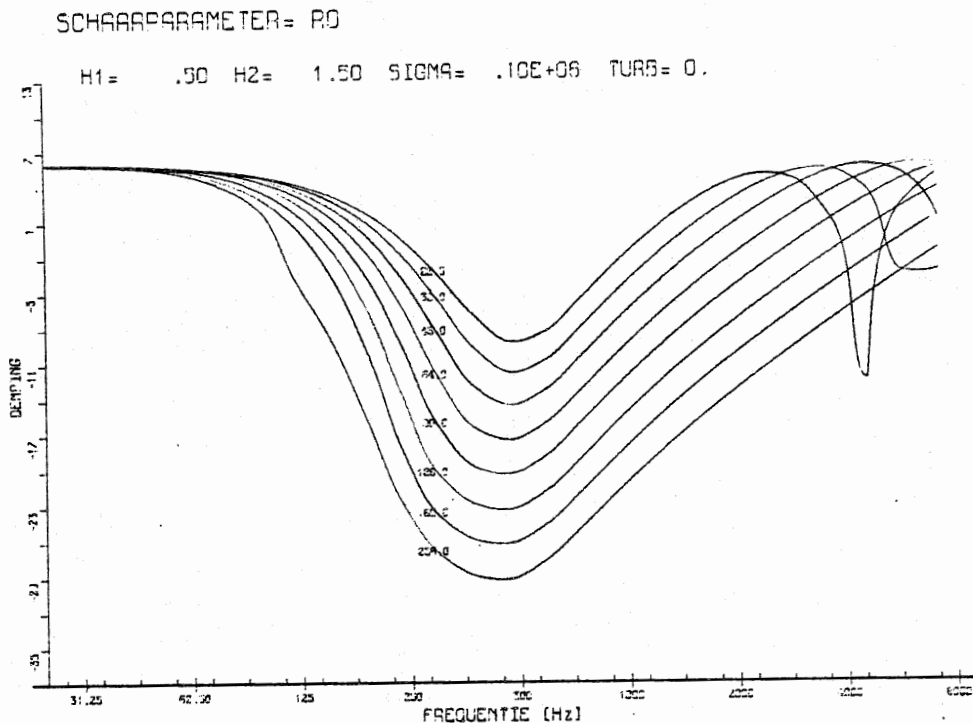


FIG.2.5 INVLOED VAN DE AFSTAND R0 BIJ KONSTANTE BRONHOOGTE H1, ONTVANGERHOOGTE H2, BODEMIMPEDANTIE SIGMA EN ZONDER TURBULENTIE

Vergelijk met figuur 2.4.

Konstateringen 1 tm 3 kunnen hier blijkbaar ook gemaakt worden. Het grote verschil tussen het Ingardmodel en de vlakke golf benadering is echter gelegen in het laagfrequent gedrag. Ingard voorspelt daar ongeveer 6 dB versterking. Bij relatieve geluidsmetingen, zoals in ons experiment, merkt men daar natuurlijk niets van. Belangrijk is echter wel dat in dat gebied blijkbaar géén extra (van de afstand afhankelijke) demping door de bodem voorspeld wordt, in tegenstelling tot het vlakke golf model. Verder heeft de laagfrequent versterking een versmalling van de centrale dip tot gevolg.

Het Ingardmodel is in de loop van de tijd al redelijk vaak aan experimentele gegevens getoetst (zie voor overzichten: Moerkerken, 1975, Piercy & Embleton, 1977 en Chessel, 1977). Steeds bleek daarbij een redelijke tot goede overeenstemming tussen theorie en experiment.

Als afsluiting van dit hoofdstuk volgen nog enkele plaatjes ter illustratie van het een en ander. Allereerst zijn er de figuren 2.6 tm 2.9, die de invloed van elk van de parameters r_0 , h_1 , h_2 en σ op het dempingspektrum moeten weergeven. Vervolgens figuren 2.10.1 tm 2.10.4 die een indruk geven van de afstandsafhankelijkheid van het geluisnivo van de afstand, bij verschillende frequenties. Als laatste is er dan nog figuur 2.11, die toont hoe de ligging van de centrale dip afhangt van de stromingsweerstand σ .

Verklaring van de symbolen in de figuren 2.5 tot en met 2.9:

R0 : de horizontale afstand tussen bron en ontvanger in meters

H1 : de hoogte van de bron in meters

H2 : de hoogte van de ontvanger in meters

SIGMA : de stromingsweerstand van de bodem

TURB : de mate van turbulentie in de lucht (2. Theorie 2.4)

SCHAARPARAMETER= R0

H1= .40 H2= 1.50 SIGMA= .10E+05 TURB= 0.

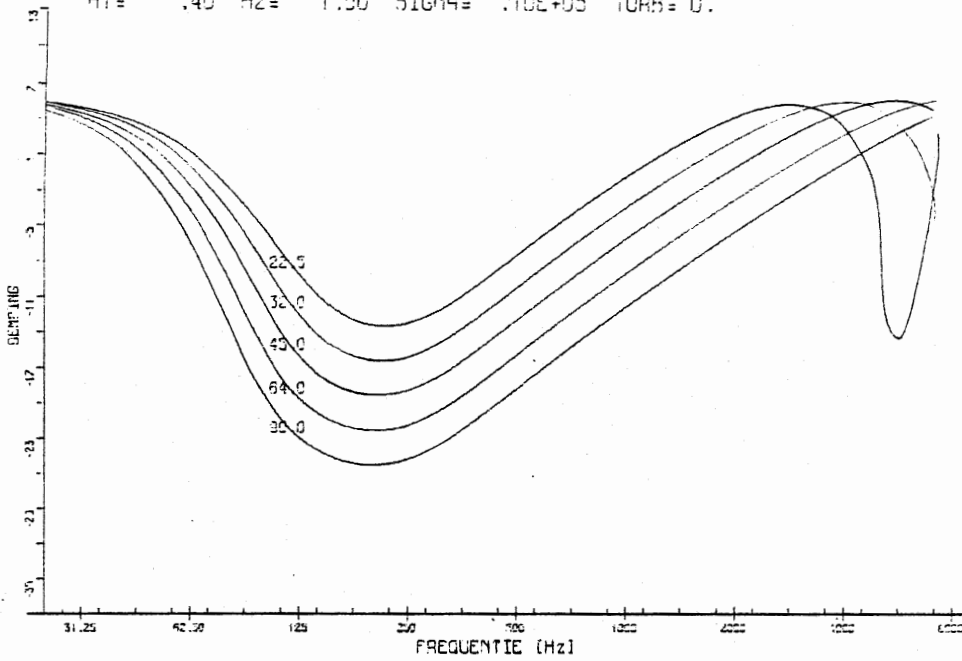


FIG. 2.6 INVLOED VAN DE AFSTAND R0 BIJ KONSTANTE H1, H2 EN SIGMA.
H1 = 0.40, H2 = 1.50 EN SIGMA = 10⁴.

SCHAARPARAMETER= H1

R0= 64.00 H2= 1.50 SIGMA= .10E+05 TURB= 0.

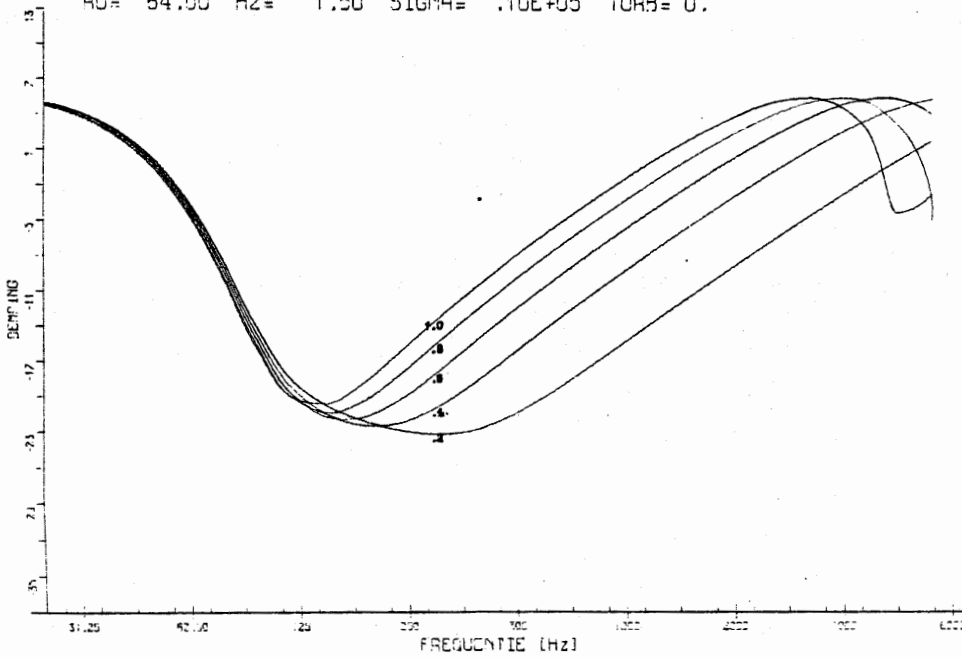
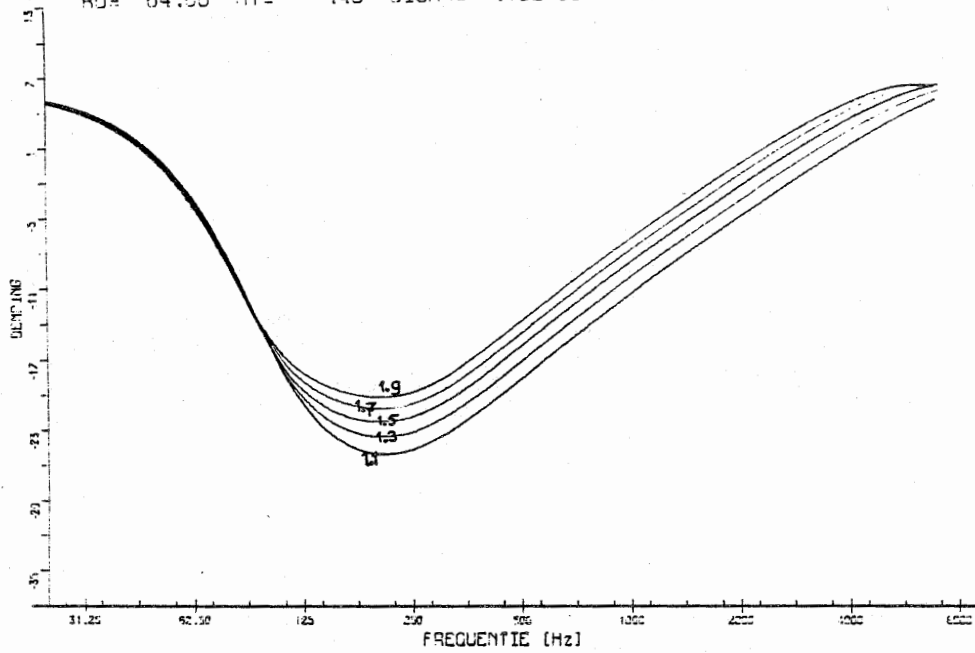


FIG. 2.7 INVLOED VAN H1 BIJ KONSTANTE R0, H2 EN SIGMA.
R0 = 64.0, H2 = 1.50 EN SIGMA = 10⁴.

VEGIB 23/03/81

SCHAARPARAMETER= H2

R0= 64.00 H1= .40 SIGMA= .10E+05 TURB= 0.

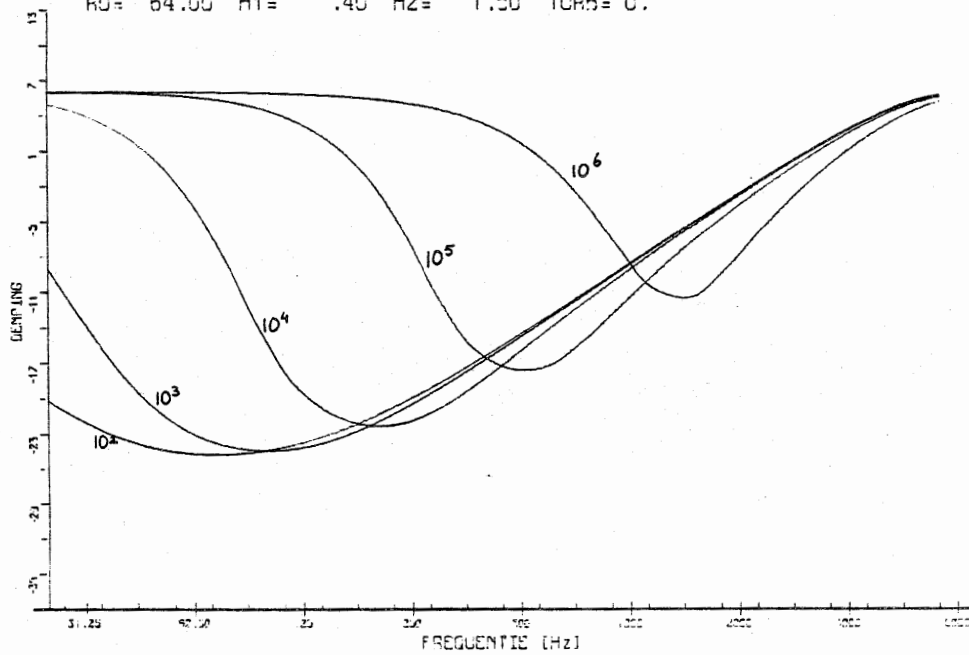


VEGGIB 23/03/81

FIG. 2.8 INVLOED VAN H2 BIJ KONSTANTE R0, H1 EN SIGMA.
R0 = 64.0, H1 = 0.40 EN SIGMA = 10^4 .

SCHAARPARAMETER= SIGMA

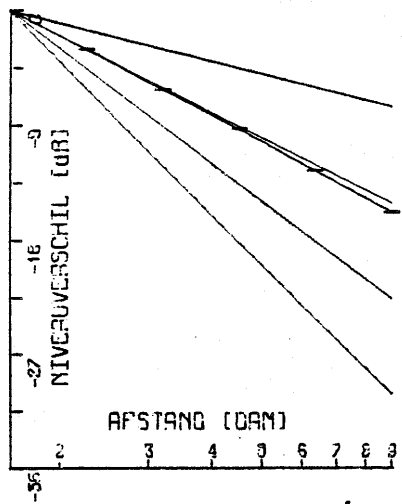
R0= 64.00 H1= .40 H2= 1.50 TURB= 0.



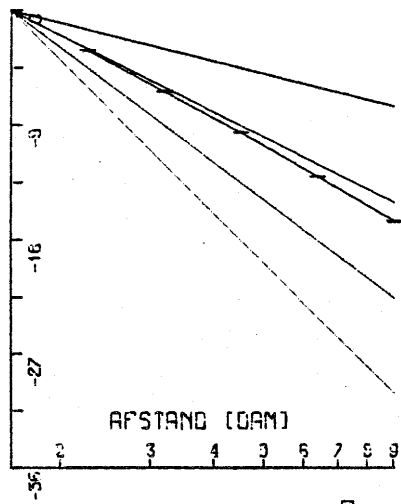
VEGGIB 23/03/81

FIG. 2.9 INVLOED VAN SIGMA BIJ KONSTANTE R0, H1 EN H2.
R0 = 64.0, H1 = 0.40 EN H2 = 1.50.

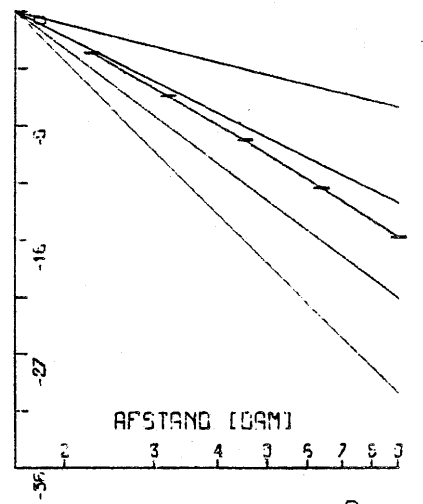
TERTSBAND NUMMER 1
MIDDELFREQUENTIE 24 Hz



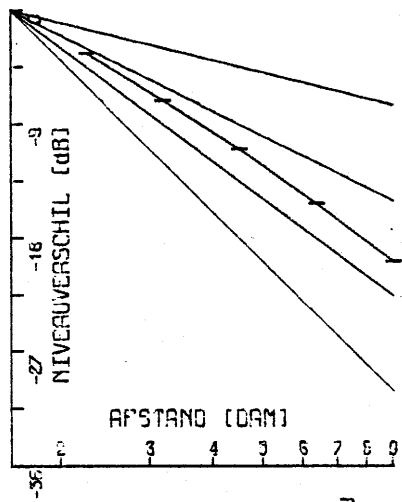
TERTSBAND NUMMER 2
MIDDELFREQUENTIE 31 Hz



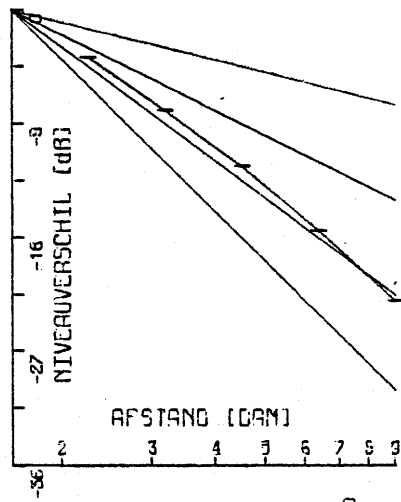
TERTSBAND NUMMER 3
MIDDELFREQUENTIE 39 Hz



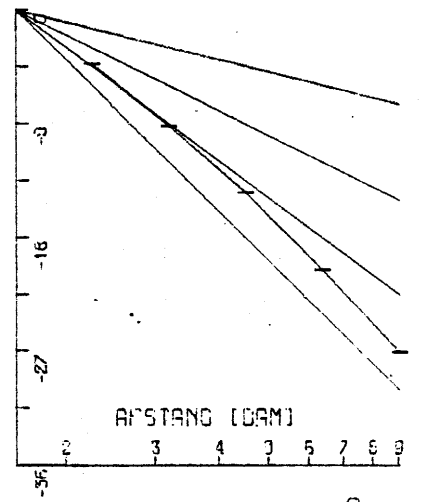
TERTSBAND NUMMER 4
MIDDELFREQUENTIE 49 Hz



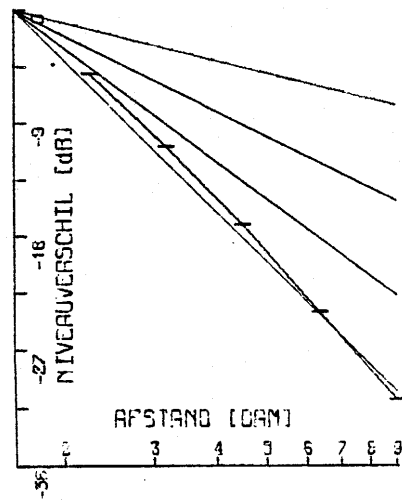
TERTSBAND NUMMER 5
MIDDELFREQUENTIE 62 Hz



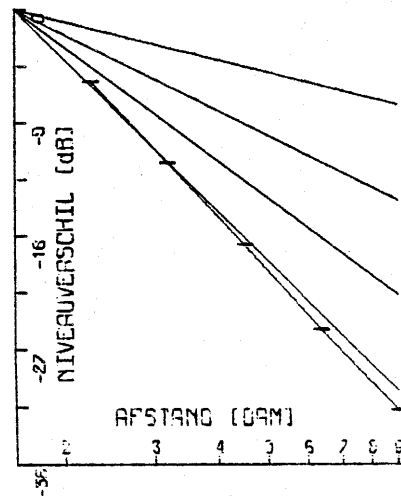
TERTSBAND NUMMER 6
MIDDELFREQUENTIE 78 Hz



TERTSBAND NUMMER 7
MIDDELFREQUENTIE 99 Hz



TERTSBAND NUMMER 8
MIDDELFREQUENTIE 125 Hz



TERTSBAND NUMMER 9
MIDDELFREQUENTIE 157 Hz

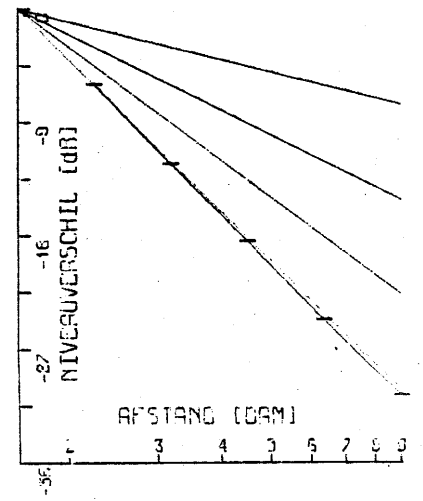
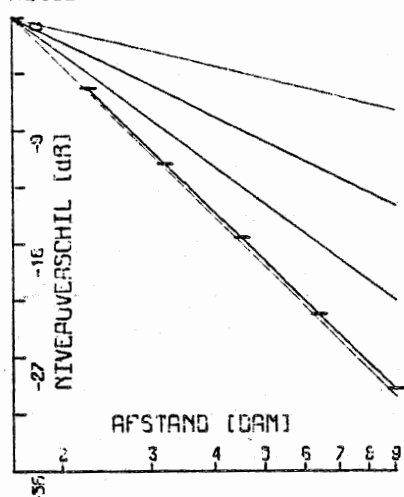
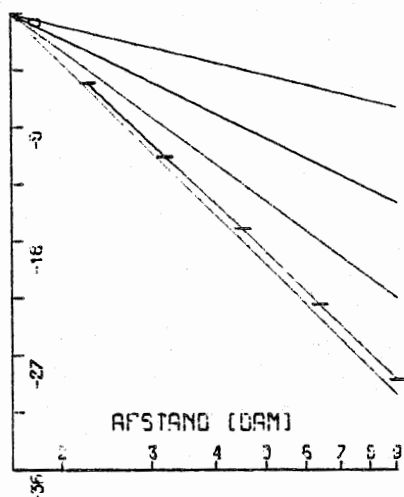


FIG. 2.10.1 GELUIDSNIVEAUVERSCHIL TEGEN DE AFSTAND (R0 = 22.5, 32, 45, 64, 90).
H1 = 0.40, H2 = 1.50, SIGMA = 10⁴; TERTSBANDEN 1 TOT EN MET 9.

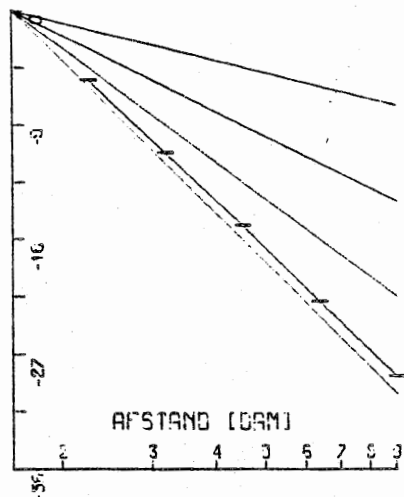
TERTSBAND NUMMER 10
MIDDELFREQUENTIE 198 Hz



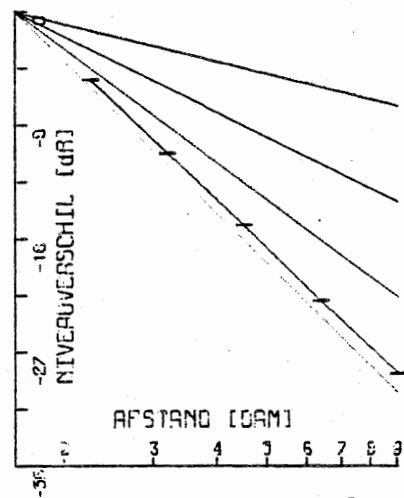
TERTSBAND NUMMER 11
MIDDELFREQUENTIE 250 Hz



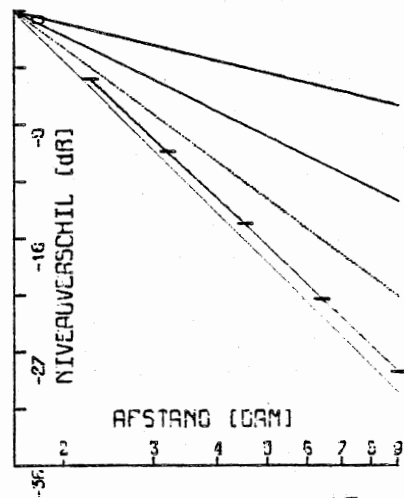
TERTSBAND NUMMER 12
MIDDELFREQUENTIE 314 Hz



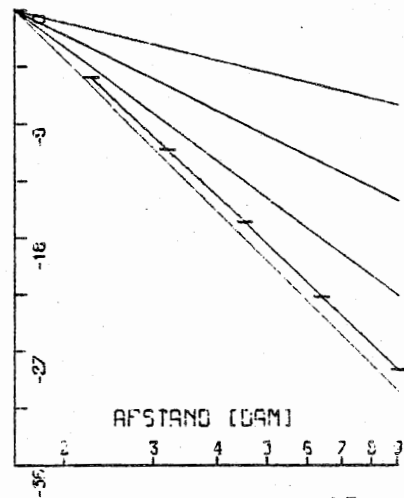
TERTSBAND NUMMER 13
MIDDELFREQUENTIE 396 Hz



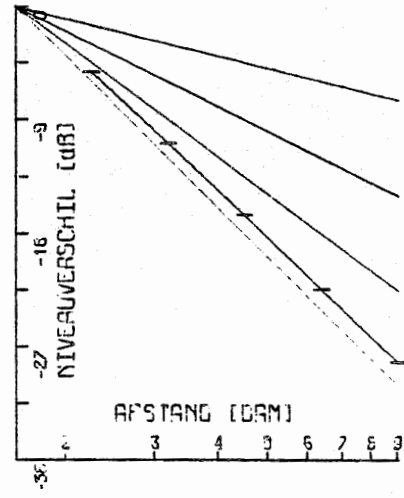
TERTSBAND NUMMER 14
MIDDELFREQUENTIE 500 Hz



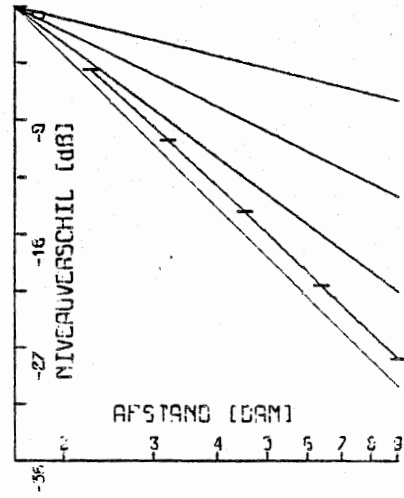
TERTSBAND NUMMER 15
MIDDELFREQUENTIE 629 Hz



TERTSBAND NUMMER 16
MIDDELFREQUENTIE 793 Hz



TERTSBAND NUMMER 17
MIDDELFREQUENTIE 1000 Hz



TERTSBAND NUMMER 18
MIDDELFREQUENTIE 1259 Hz

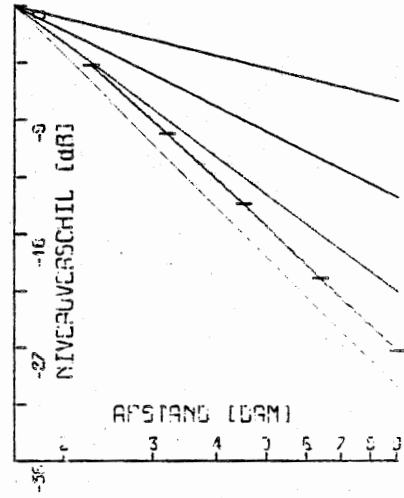
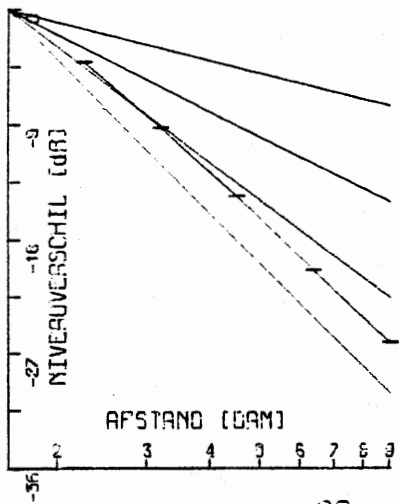
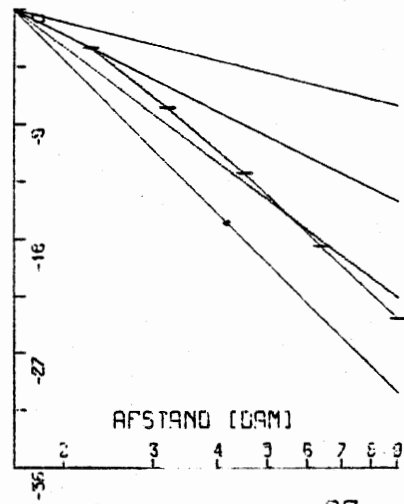


FIG. 2.10.2 IDEM; TERTSBANDEN 10 TOT EN MET 18.

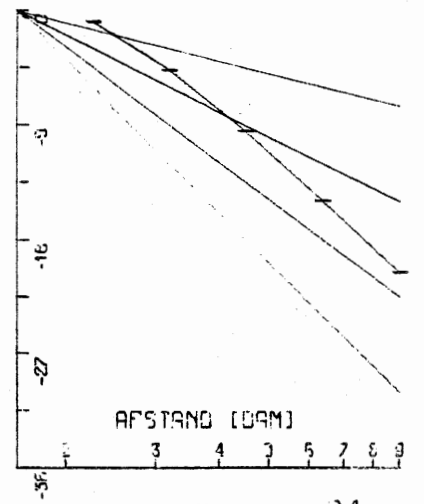
TERTSBAAND NUMMER 19
MIDDELFREQUENTIE 1587 Hz



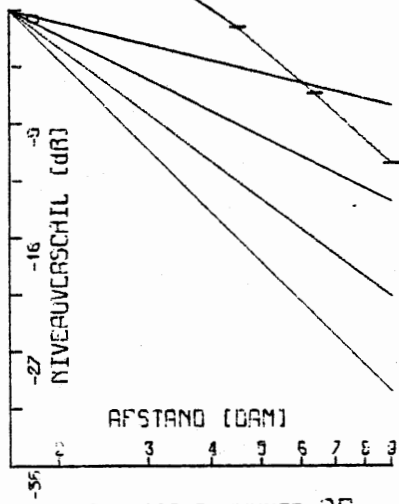
TERTSBAAND NUMMER 20
MIDDELFREQUENTIE 2000 Hz



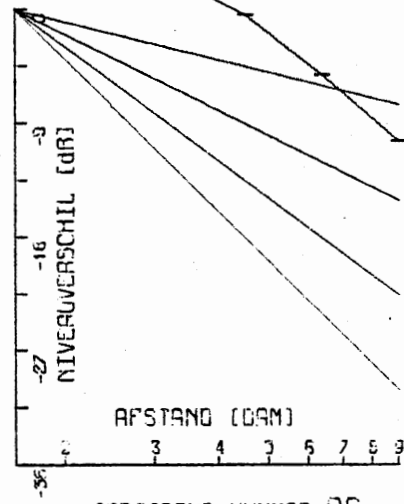
TERTSBAAND NUMMER 21
MIDDELFREQUENTIE 2519 Hz



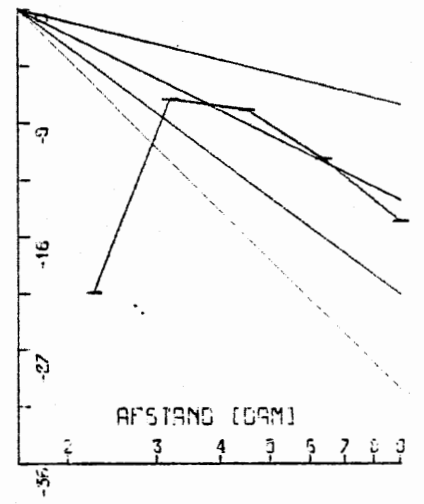
TERTSBAAND NUMMER 22
MIDDELFREQUENTIE 3174 Hz



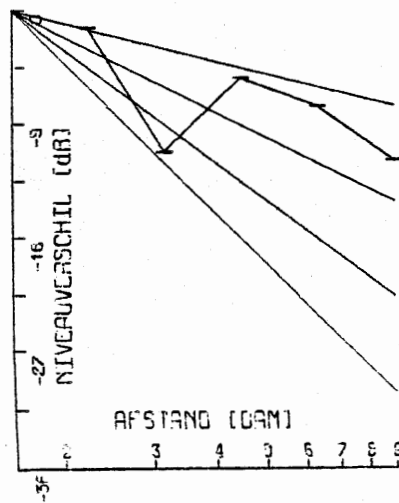
TERTSBAAND NUMMER 23
MIDDELFREQUENTIE 4000 Hz



TERTSBAAND NUMMER 24
MIDDELFREQUENTIE 5039 Hz



TERTSBAAND NUMMER 25
MIDDELFREQUENTIE 6349 Hz



TERTSBAAND NUMMER 26
MIDDELFREQUENTIE 8000 Hz

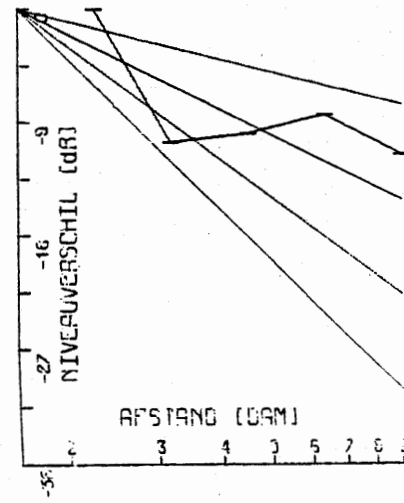


FIG. 2.10.3 IDEM; TERTSBAANDEN 19 TOT EN MET 26.

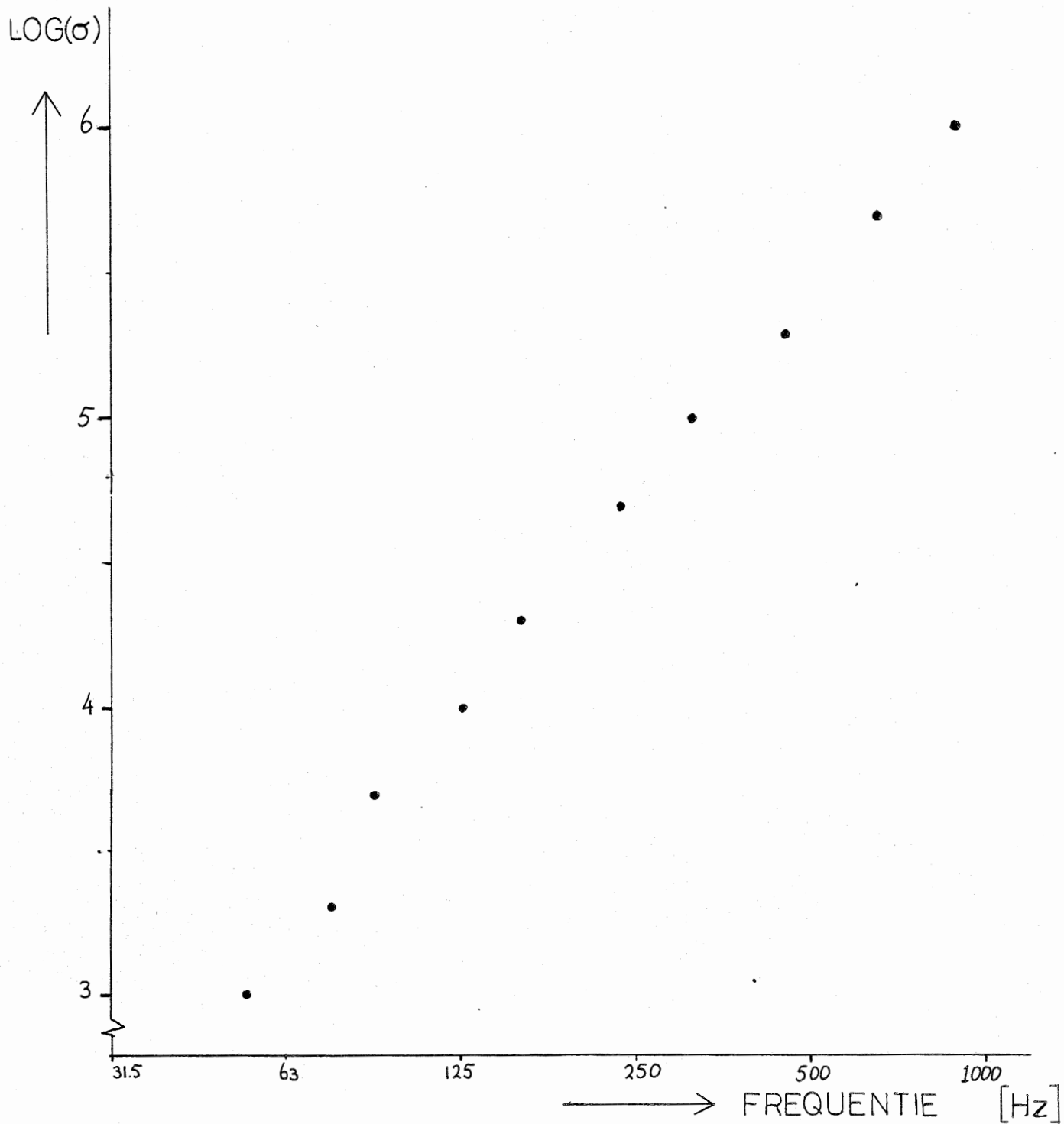


FIG. 2.11 STROMINGSWEERSTAND ALS FUNKTIE VAN DE FREKWENTIE VAN DE CENTRALE DEMPINGS DIP.

2.2.4 Turbulentie en bodemeffect

Hoewel atmosferische turbulentie niet in ons experiment gemeten werd, willen we hier toch

wat nader ingaan op de invloed van turbulentie op het bodemeffect.

In kwalitatieve zin gaat het verhaal ongeveer zo: wanneer een (vlakke) geluidsgolf zich voortplant in een turbulent medium, dan zullen fase en amplitude van deze golf "random"-fluctuaties rond hun gemiddelde waarde ondergaan. De omvang van deze fluctuaties zal groter zijn naarmate:

- 1 : de afstand waarover de golf door het medium gereisd is groter is
- 2 : de frekwentie hoger is en
- 3 : het medium "turbulenter" is.

Dit laatste kan worden uitgedrukt in termen van de fluctuaties in de geluidssnelheid (brekingsindex), die zelf weer uitgedrukt kunnen worden in fluctuaties in temperatuur, windsnelheid e.d.

Bij het bodemeffect (zie 2.Theorie, 2.2 Geluidvoortplanting in aanwezigheid van een bodem) hebben we, grofweg gesproken, te maken met een interferentiepatroon, veroorzaakt door de directe en de gereflekteerde geluidsgolf. Door de aanwezigheid van turbulentie, die immers fase-(en amplitude-) fluctuaties teweeg brengt, zullen de faserelaties tussen het directe en het indirecte geluid verstoord worden: we mogen niet meer coherent optellen. Dit zal vooral het duidelijkst naar voren komen bij de interferentieminima en -maxima. Deze zullen minder uitgesproken zijn. Voor de bodemdemping betekent dit dat de "dips" wat ondieper zullen worden. Vooral de dips in de hogere frekwenties zullen bijna geheel verdwijnen, want bij hoge frekwenties is immers het effect van turbulentie groter. Wanneer de afstand tussen bron en ontvanger steeds groter wordt, zal eerst de centrale dip dieper worden, maar op een gegeven moment zal door de turbulentie ook deze dip gaan vervlakken. Immers, hoe groter de afstand, hoe sterker het effect van de turbulentie. Onderstaande figuur illustreert deze feiten:

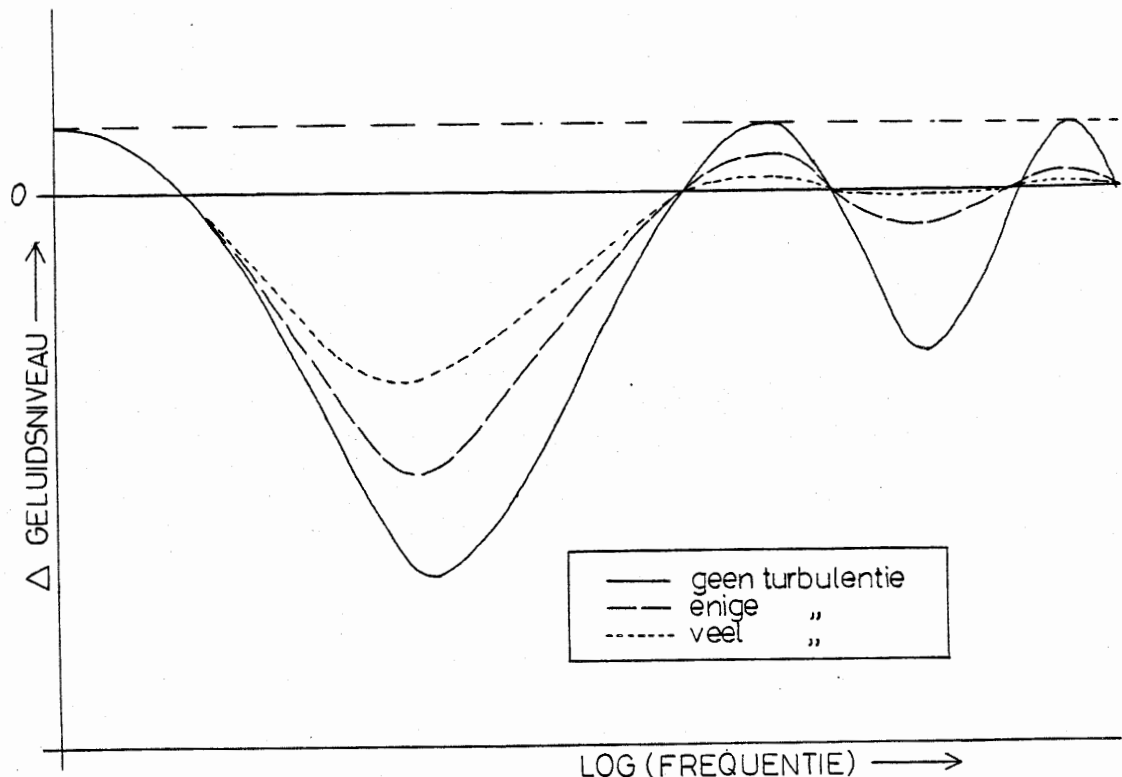


FIG. 2.12 KVALITATIEVE INVLOED VAN DE TURBULENTIE.

Voor de fluktuaties in het faseverschil δ tussen direkt en indirekt geluid kan men theoretisch beargumenteren (zie Ingard en Maling, 1963, Daigle et al., 1978 en Chessel, 1977):

$$\langle \delta^2 \rangle = C.f.x^2 \quad (2.8)$$

met f de frekwentie en x de afstand tussen bron en ontvanger. C heet de turbulentieparameter en wordt bepaald door de sterkte en de schaal ("karakteristieke lengte") van de turbulentie. Deze grootheden kunnen bepaald worden uit de fluktuaties in temperatuur en windsnelheid (Daigle et al., 1978). Het theoretisch verband tussen C en sterkte en schaal is echter vrij obskuur (onrealistische vooronderstellingen). Het lijkt daarom beter C gewoon als aanpassingsparameter te introduceren. Wanneer we nu de afleiding van formule (2.7) nog eens nalopen, en daarbij rekening houden met formule (2.8) dan blijkt dat we in aanwezigheid van turbulentie moeten schrijven:

$$A_e = 10^{10} \log \left\{ 1 + \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 |Q|^2 + 2 \cdot \left(\frac{r_1}{r_2}\right) |Q| \cos(k\Delta r + \theta) \exp\left(\frac{-1}{2} \langle \delta^2 \rangle\right) \right\} \quad (2.9)$$

(zie Chessel 1977, formule (27)).

Met deze formule maakte het computerprogramma de volgende plaatjes:

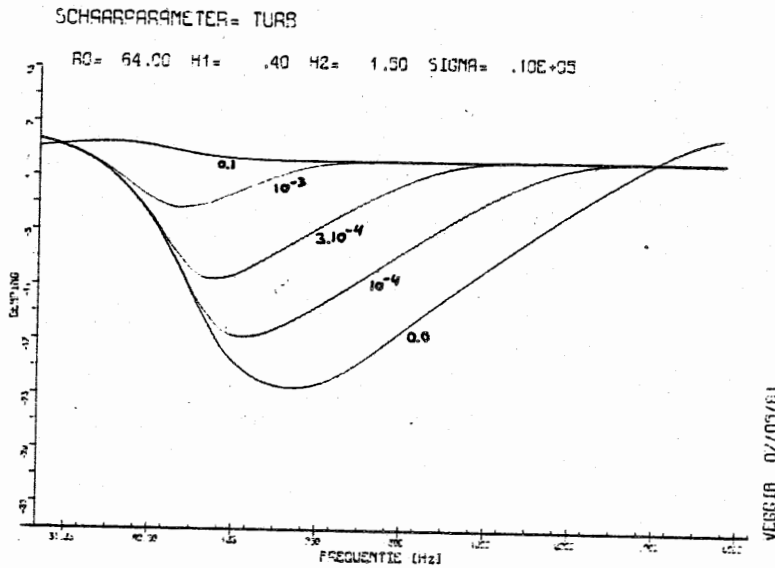


FIG. 2.13 INVLOED VAN TOENEMENDE TURBULENTIE BIJ KONSTANTE R0, H1, H2 EN SIGMA.
R0 = 64.0, H1 = 0.40, H2 = 1.50 EN SIGMA = 10^4 .

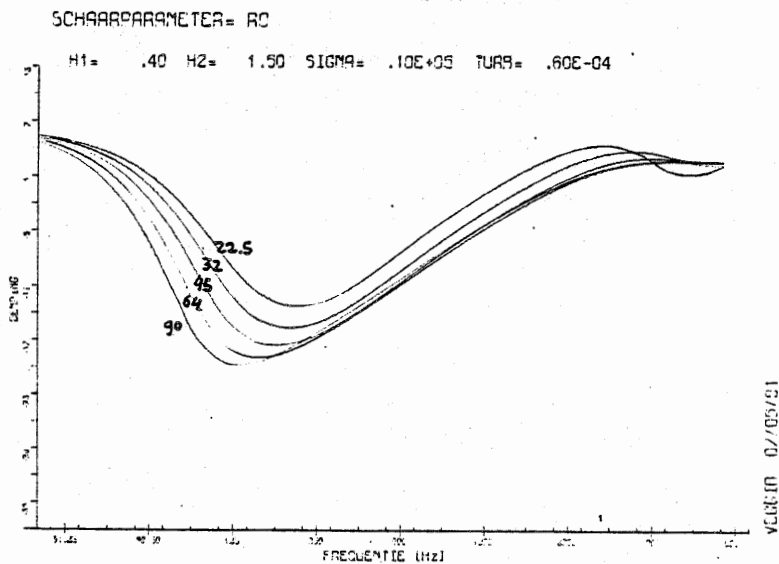
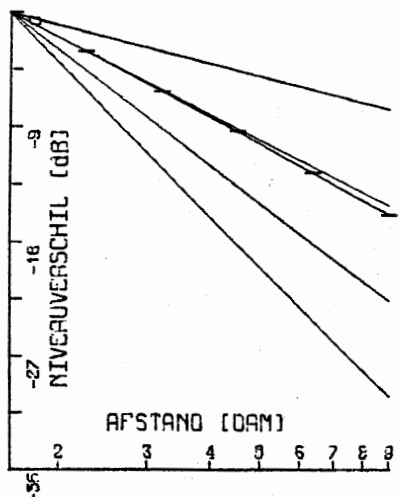
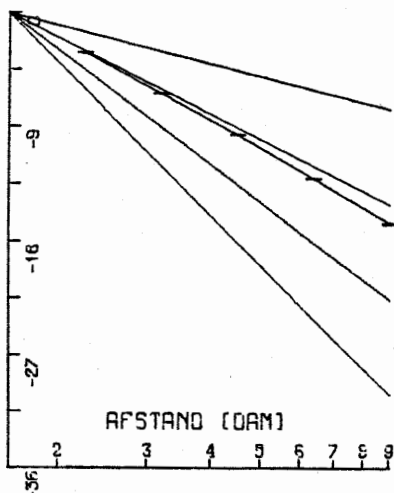


FIG. 2.14 DEMPING BIJ VERSCHILLENDE AFSTANDEN (22.5, 32, 45, 64, 90 m).

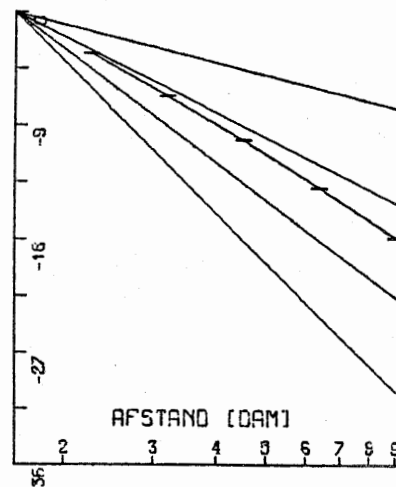
TERTSBAND NUMMER 1
MIDDENFREQUENTIE 24 Hz



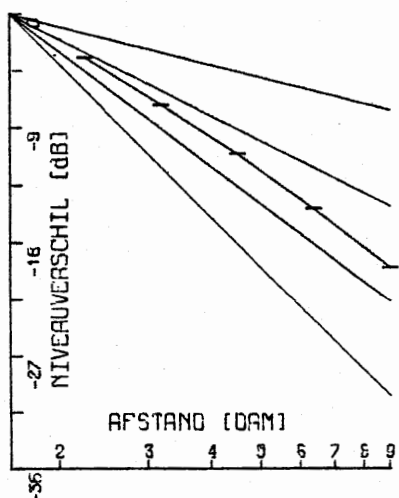
TERTSBAND NUMMER 2
MIDDENFREQUENTIE 31 Hz



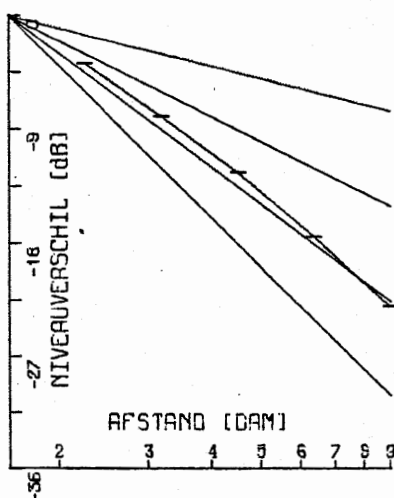
TERTSBAND NUMMER 3
MIDDENFREQUENTIE 39 Hz



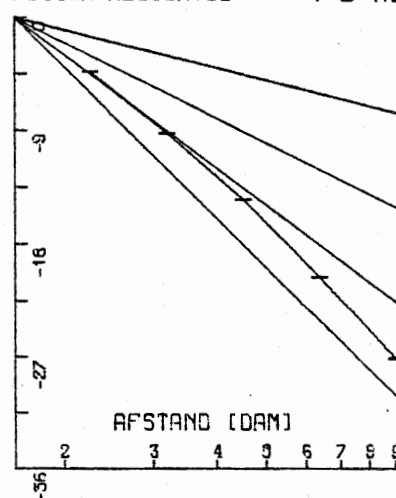
TERTSBAND NUMMER 4
MIDDENFREQUENTIE 49 Hz



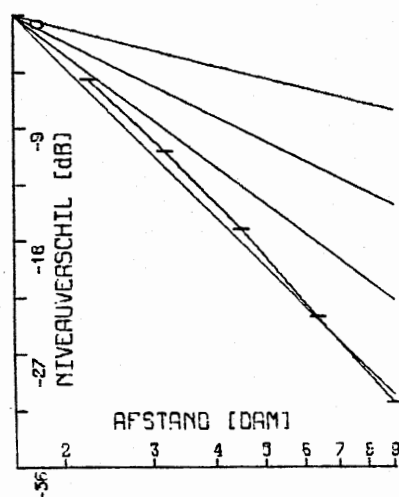
TERTSBAND NUMMER 5
MIDDENFREQUENTIE 62 Hz



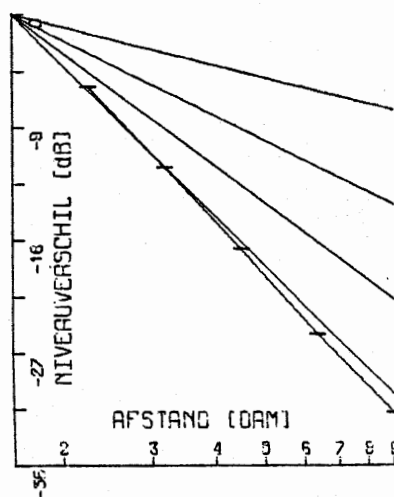
TERTSBAND NUMMER 6
MIDDENFREQUENTIE 78 Hz



TERTSBAND NUMMER 7
MIDDENFREQUENTIE 99 Hz



TERTSBAND NUMMER 8
MIDDENFREQUENTIE 125 Hz



TERTSBAND NUMMER 9
MIDDENFREQUENTIE 157 Hz

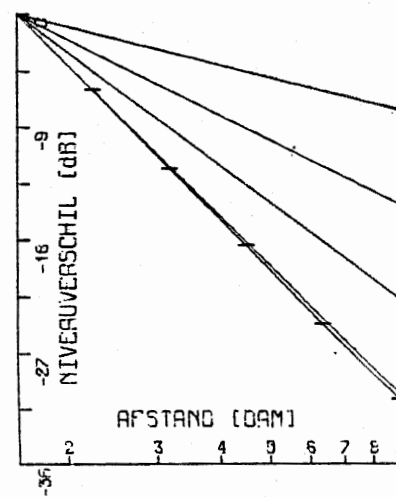
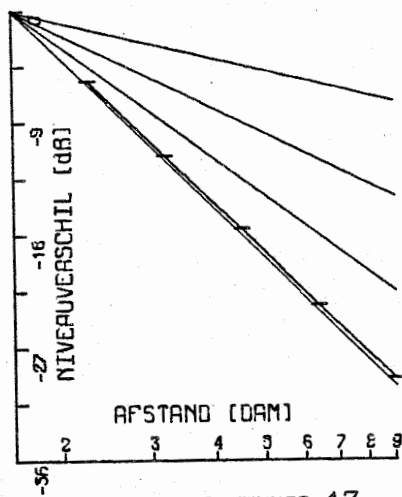
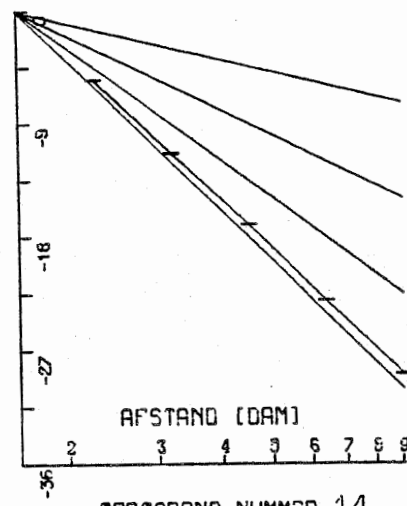


FIG. 2.15.1.1 GELUIDSNIVEAUVERSCHIL TEGEN DE AFSTAND ($R_0 = 22.5, 32, 45, 64, 90$ m).
 $H_1 = 0.40, H_2 = 1.50, \text{SIGMA} = 10^4$ EN TURBULENTIE = 0; TERTSBANDEN 1 t/m 9.

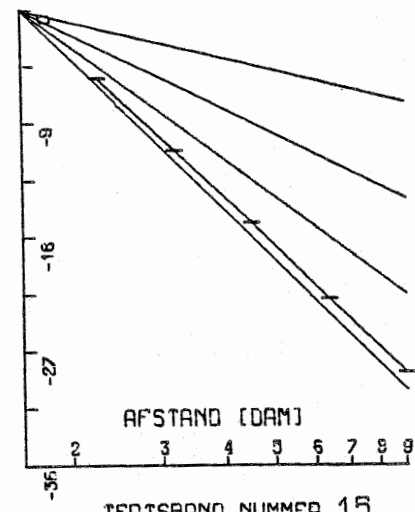
TERTSBAND NUMMER 10
MIDDENFREQUENTIE 198 Hz



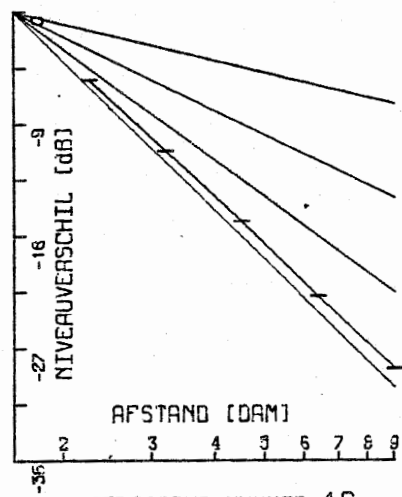
TERTSBAND NUMMER 11
MIDDENFREQUENTIE 250 Hz



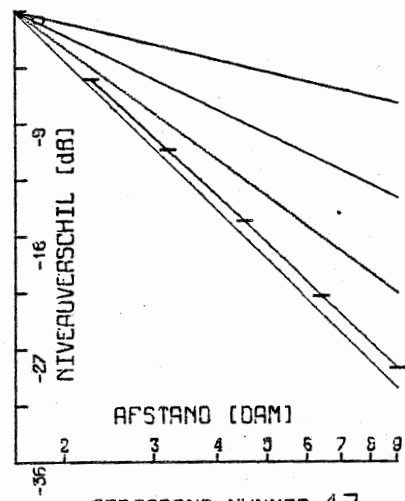
TERTSBAND NUMMER 12
MIDDENFREQUENTIE 314 Hz



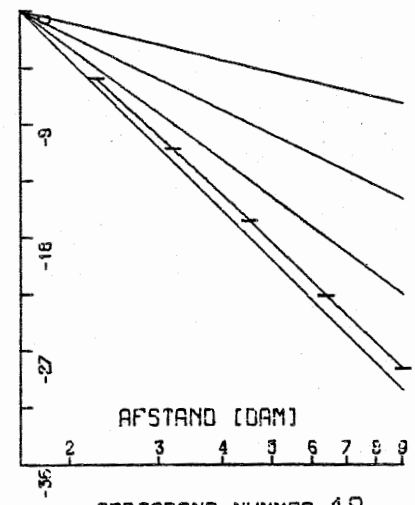
TERTSBAND NUMMER 13
MIDDENFREQUENTIE 396 Hz



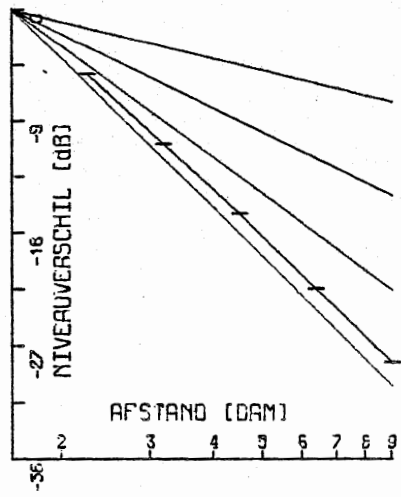
TERTSBAND NUMMER 14
MIDDENFREQUENTIE 500 Hz



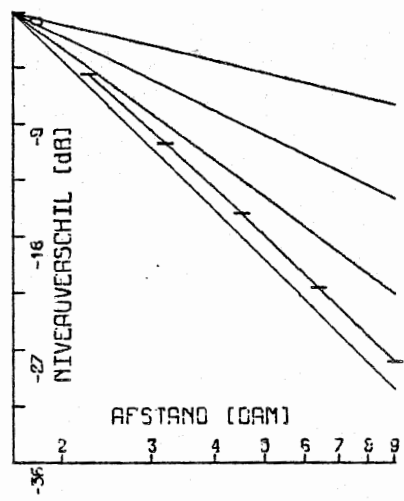
TERTSBAND NUMMER 15
MIDDENFREQUENTIE 629 Hz



TERTSBAND NUMMER 16
MIDDENFREQUENTIE 793 Hz



TERTSBAND NUMMER 17
MIDDENFREQUENTIE 1000 Hz



TERTSBAND NUMMER 18
MIDDENFREQUENTIE 1259 Hz

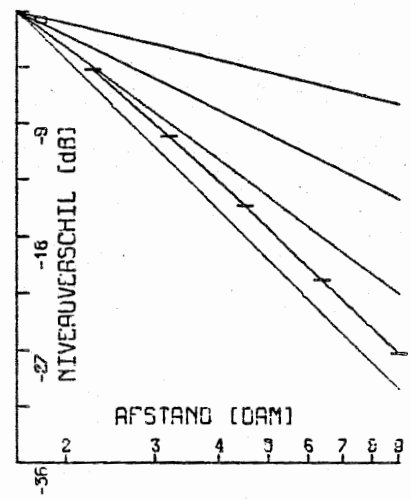
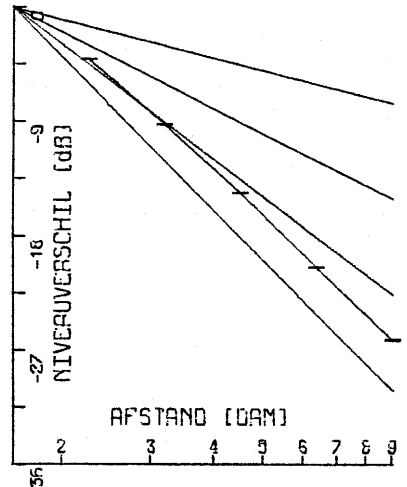
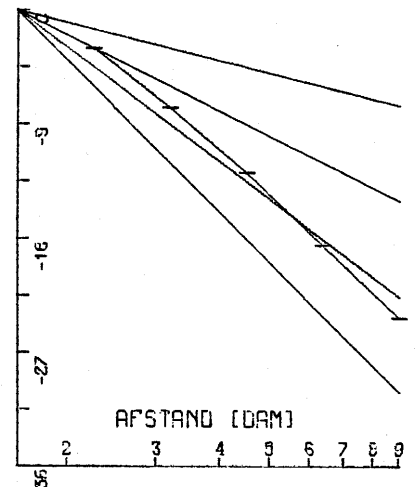


FIG. 2.15.1.2 IDEM; TERTSBANDEN 10 TOT EN MET 18.

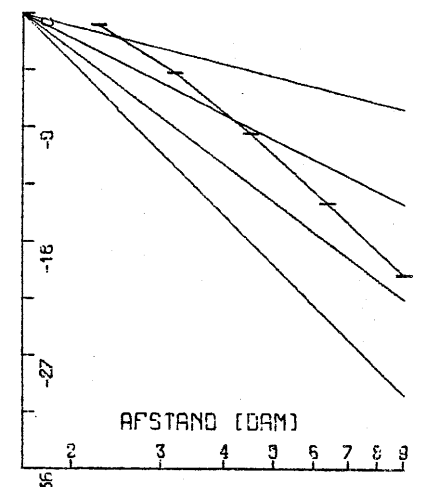
TERTSBAND NUMMER 19
MIDDENFREQUENTIE 1587 Hz



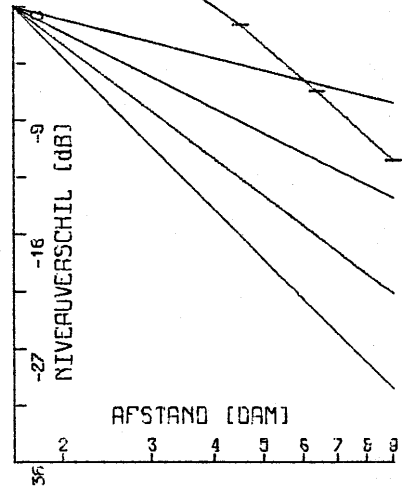
TERTSBAND NUMMER 20
MIDDENFREQUENTIE 2000 Hz



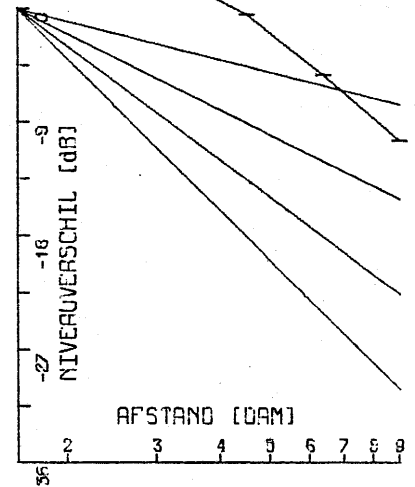
TERTSBAND NUMMER 21
MIDDENFREQUENTIE 2519 Hz



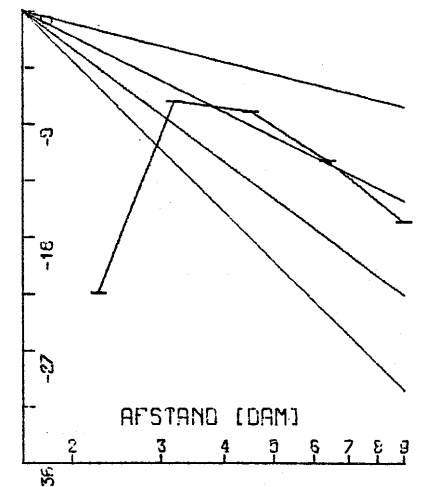
TERTSBAND NUMMER 22
MIDDENFREQUENTIE 3174 Hz



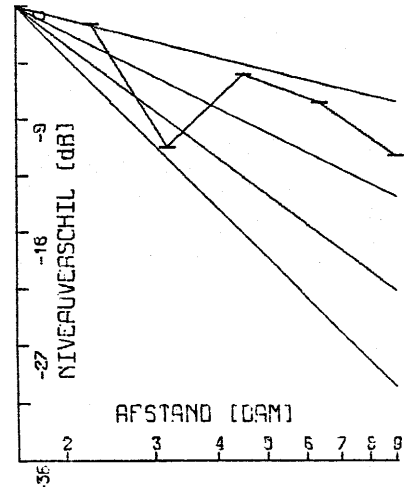
TERTSBAND NUMMER 23
MIDDENFREQUENTIE 4000 Hz



TERTSBAND NUMMER 24
MIDDENFREQUENTIE 5039 Hz



TERTSBAND NUMMER 25
MIDDENFREQUENTIE 6349 Hz



TERTSBAND NUMMER 26
MIDDENFREQUENTIE 8000 Hz

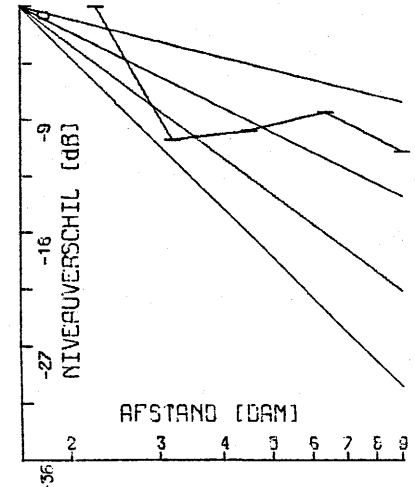


FIG. 2.15.1.3 IDEM; TERTSBANDEN 19 TOT EN MET 26.

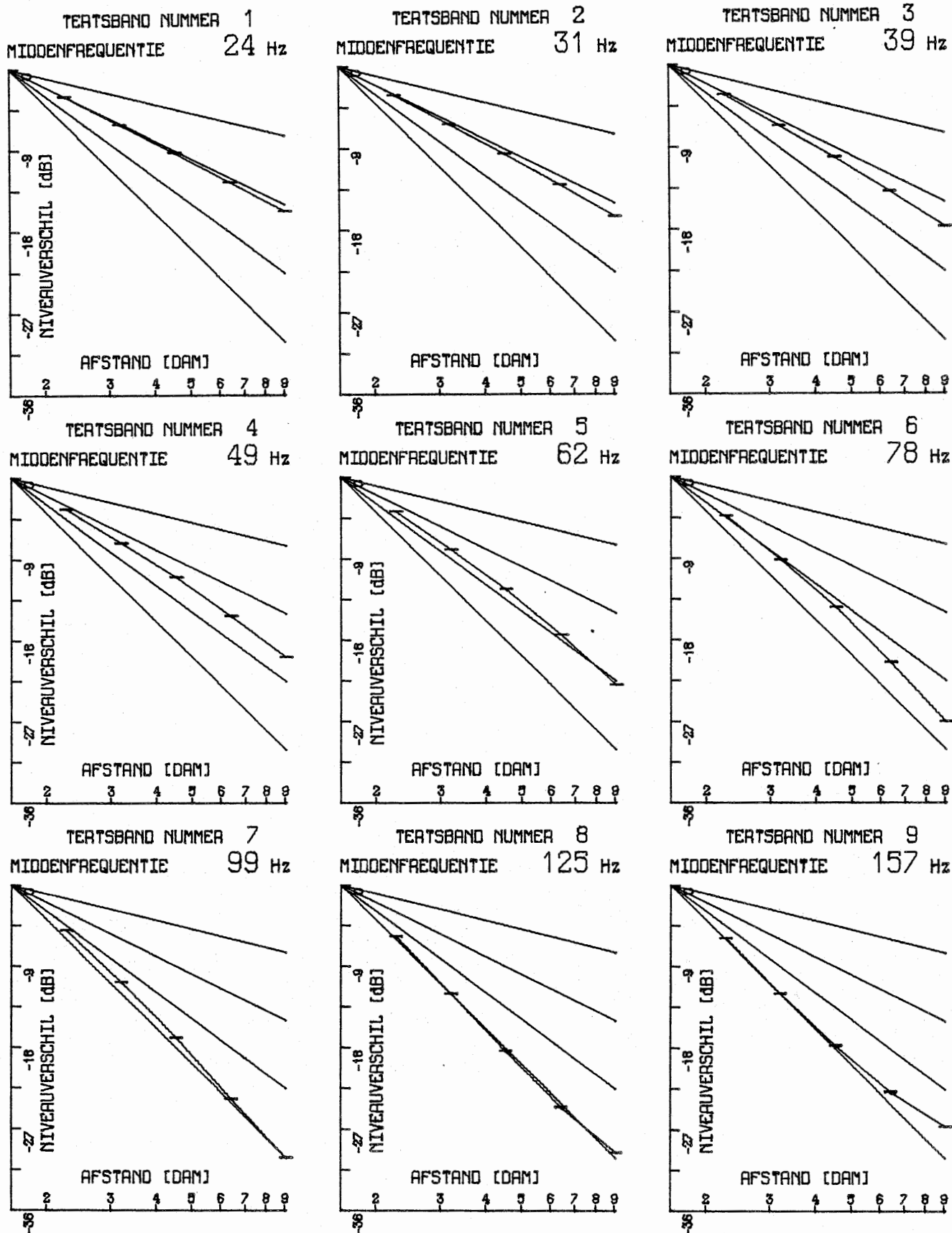


FIG. 2.15.2.1 GELUIDSNIVEAUVerschil TEGEN DE AFSTAND ($R_0 = 22.5, 32, 45, 64, 90$ m).

$H_1 = 0.40, H_2 = 1.50, \text{SIGMA} = 10^4$ EN TURBULENTIE = $5 \cdot 10^{-5}$; TERTSBANDEN 1 t/m 9.

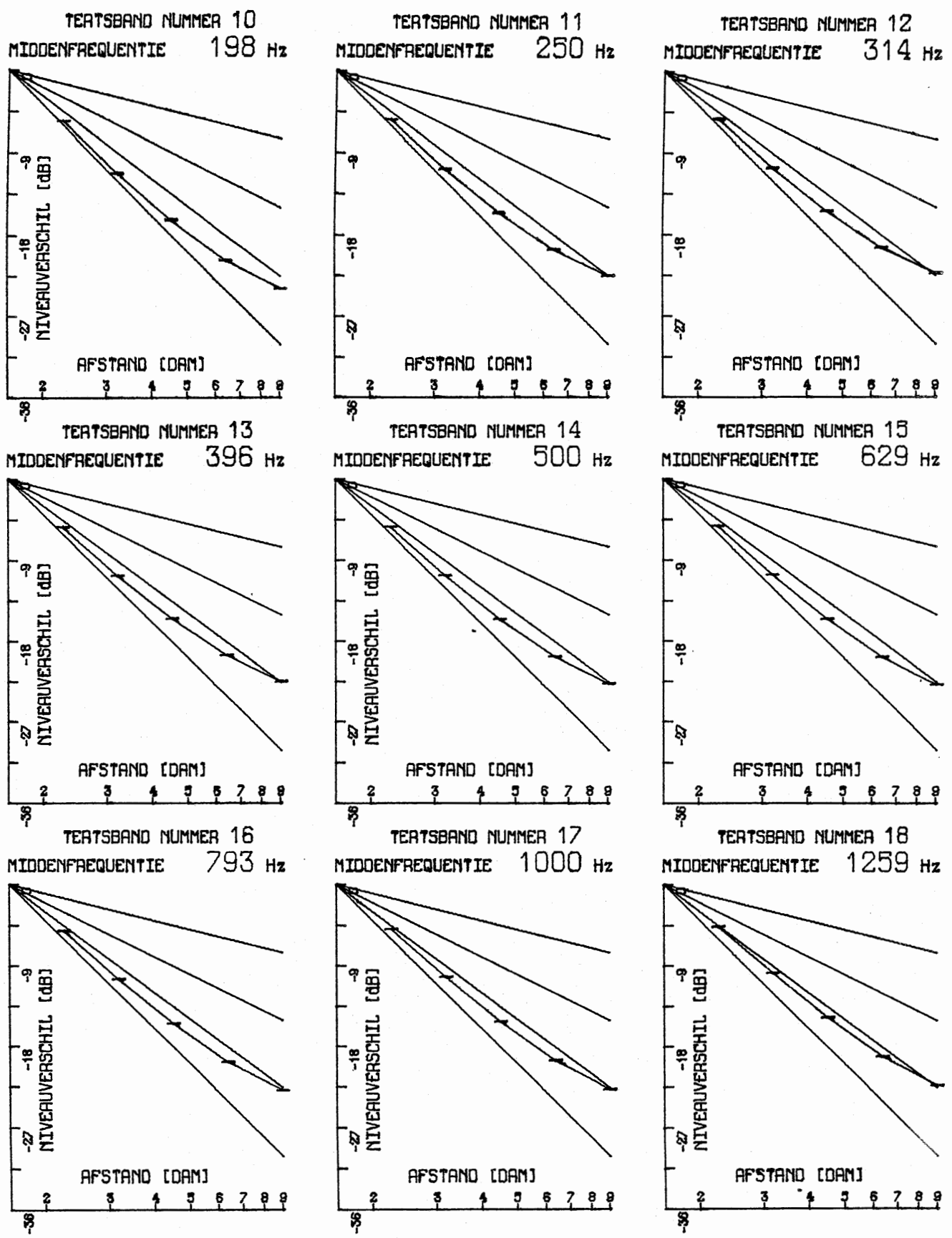
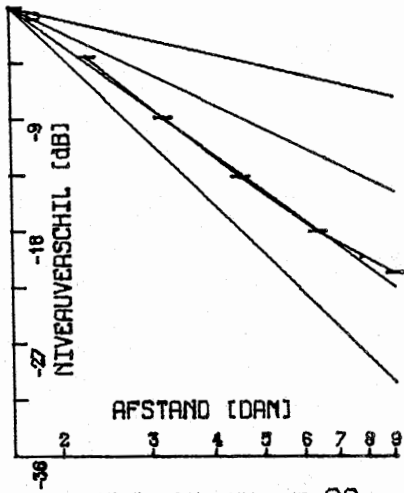
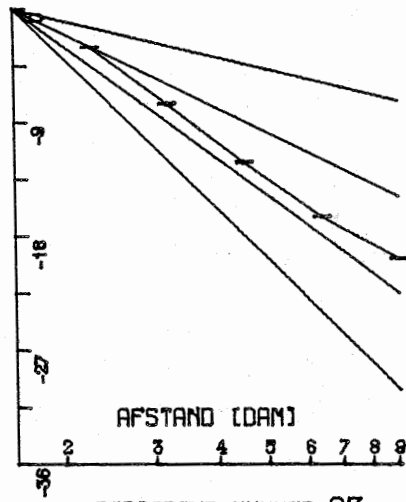


FIG. 2.15.2.2 IDEM; TERTSBANDEN 10 TOT EN MET 18.

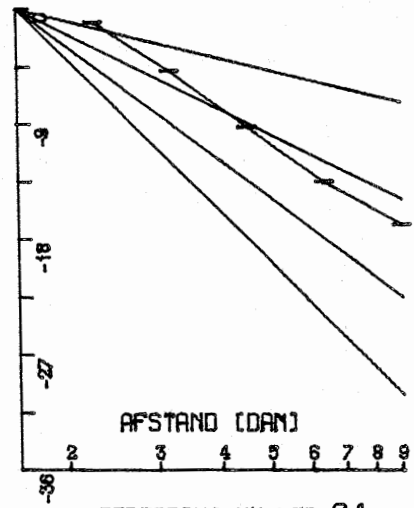
TERTSBAND NUMMER 19
MIDDENFREQUENTIE 1587 Hz



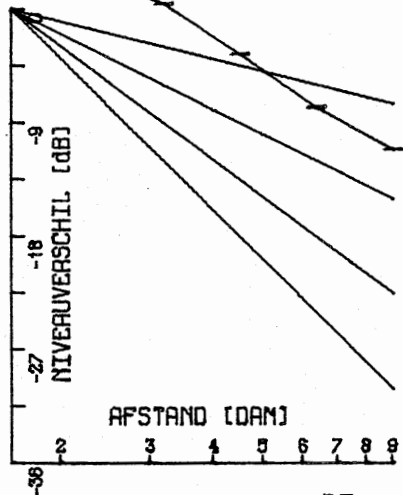
TERTSBAND NUMMER 20
MIDDENFREQUENTIE 2000 Hz



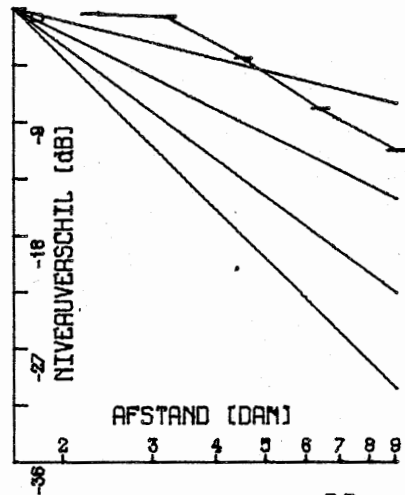
TERTSBAND NUMMER 21
MIDDENFREQUENTIE 2519 Hz



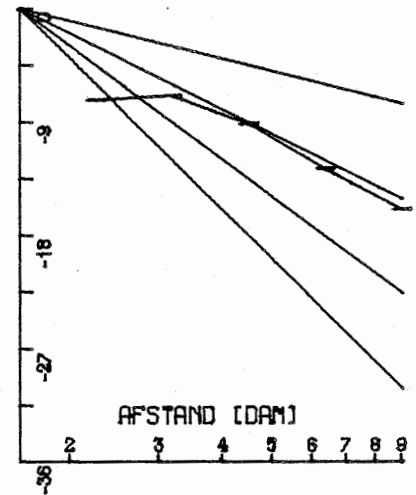
TERTSBAND NUMMER 22
MIDDENFREQUENTIE 3174 Hz



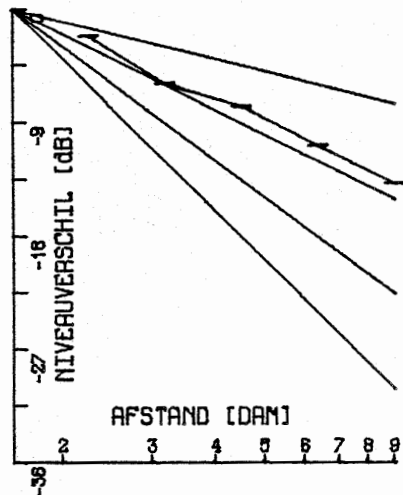
TERTSBAND NUMMER 23
MIDDENFREQUENTIE 4000 Hz



TERTSBAND NUMMER 24
MIDDENFREQUENTIE 5039 Hz



TERTSBAND NUMMER 25
MIDDENFREQUENTIE 6349 Hz



TERTSBAND NUMMER 26
MIDDENFREQUENTIE 8000 Hz

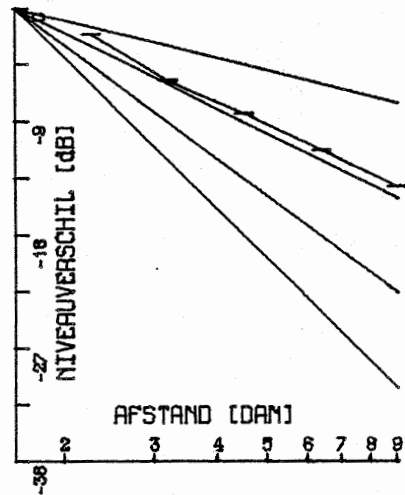


FIG. 2.15.2.3 IDEM ; TERTSBANDEN 19 TOT EN MET 26.

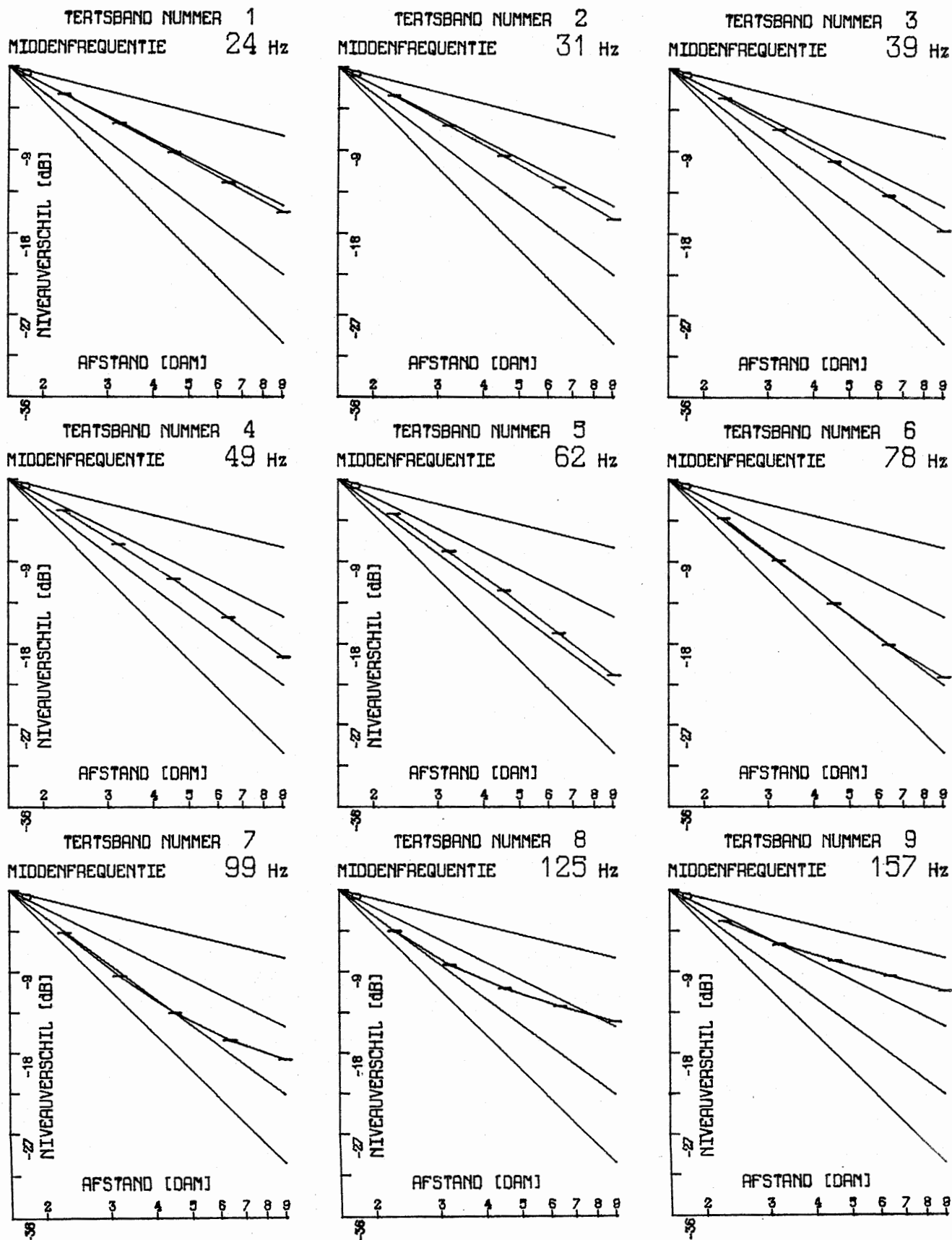
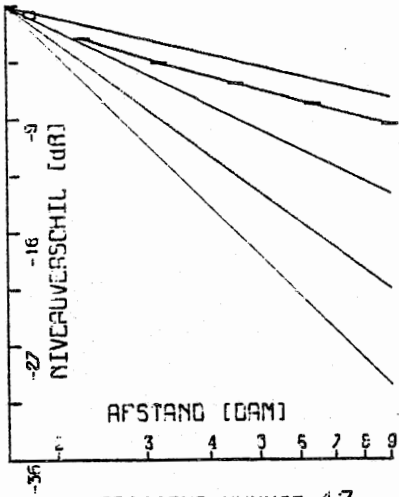
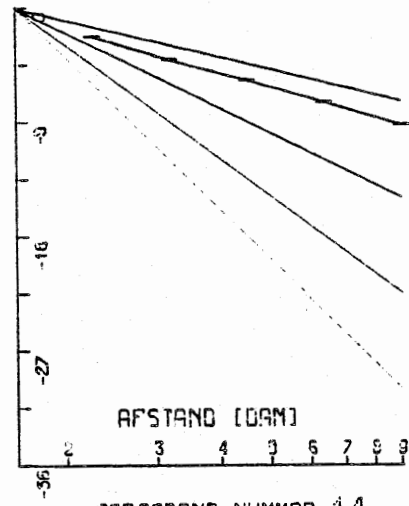


FIG. 2.15.3.1 GELUIDSNIVOVERSCHIL TEGEN DE AFSTAND ($R_0 = 22.5, 32, 45, 64, 90$ m).
 $H_1 = 0.40, H_2 = 1.50, \text{SIGMA} = 10^4$ EN TURBULENTIE = $5 \cdot 10^{-4}$; TERTSBANDEN 1 t/m 9.

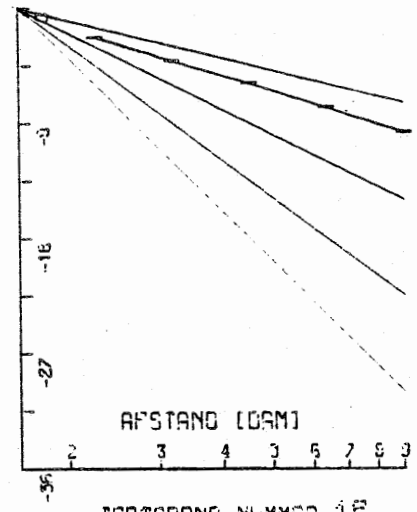
TERTSBAAND NUMMER 10
MIDDENFREQUENTIE 198 Hz



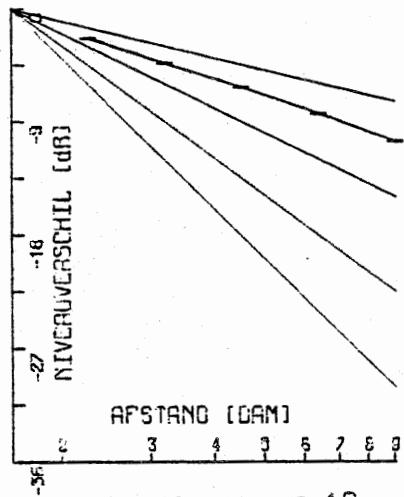
TERTSBAAND NUMMER 11
MIDDENFREQUENTIE 250 Hz



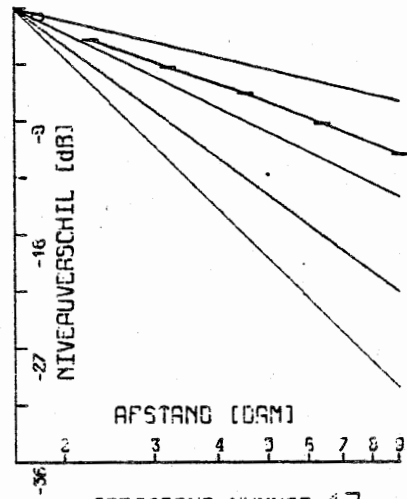
TERTSBAAND NUMMER 12
MIDDENFREQUENTIE 314 Hz



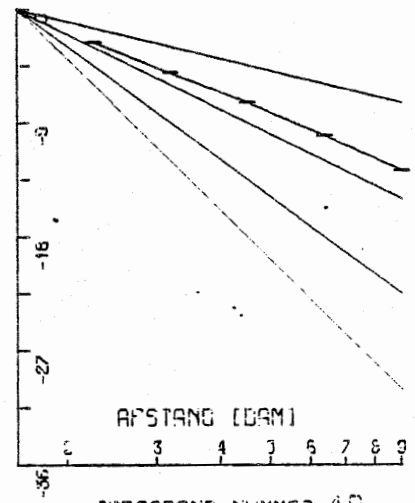
TERTSBAAND NUMMER 13
MIDDENFREQUENTIE 396 Hz



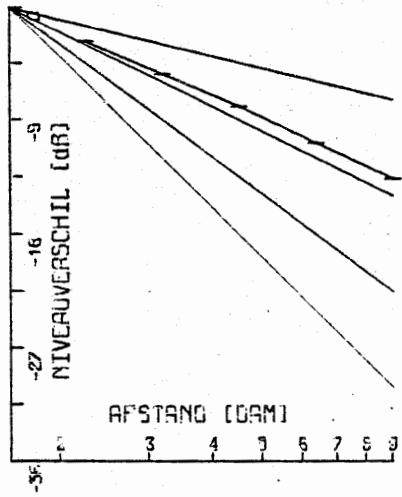
TERTSBAAND NUMMER 14
MIDDENFREQUENTIE 500 Hz



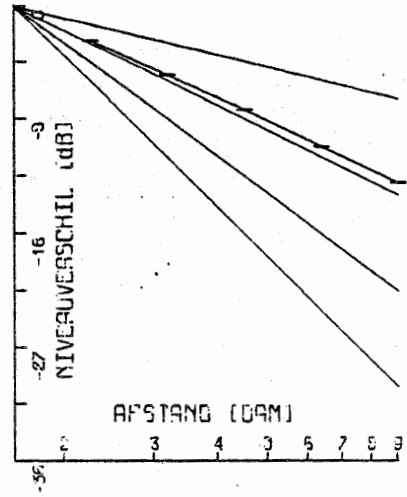
TERTSBAAND NUMMER 15
MIDDENFREQUENTIE 629 Hz



TERTSBAAND NUMMER 16
MIDDENFREQUENTIE 793 Hz



TERTSBAAND NUMMER 17
MIDDENFREQUENTIE 1000 Hz



TERTSBAAND NUMMER 18
MIDDENFREQUENTIE 1259 Hz

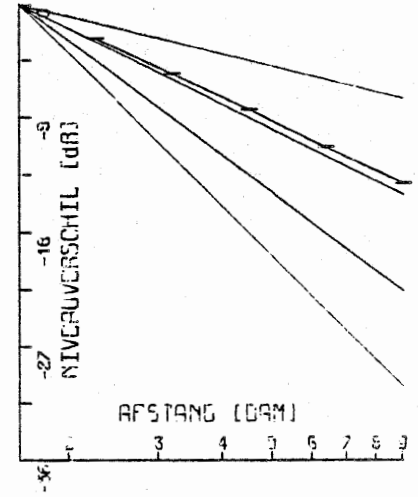
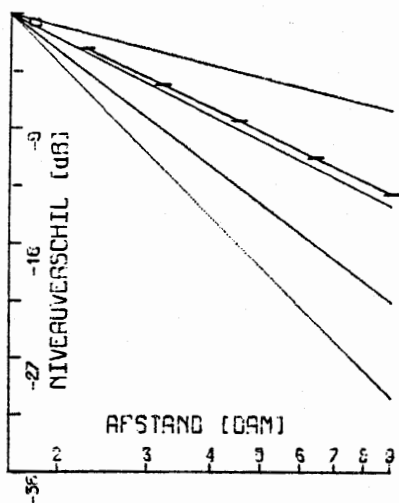
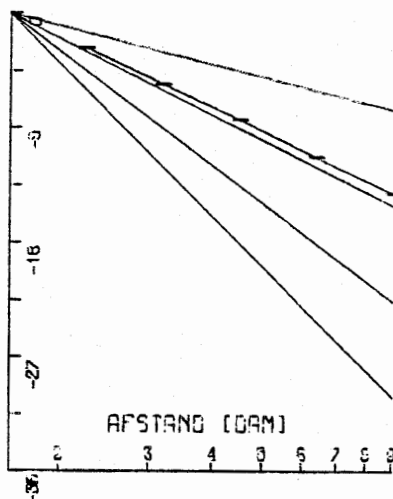


FIG. 2.15.3.2 IDEM; TERTS BANDEN 10 TOT EN MET 18.

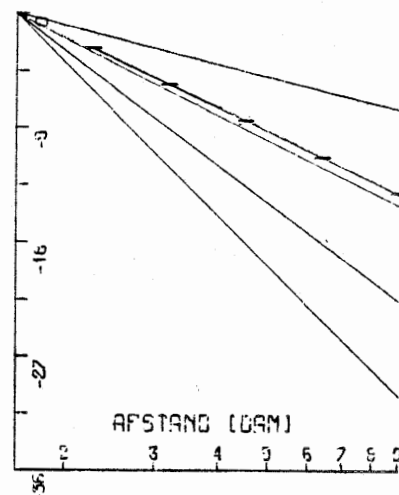
TESTBAND NUMBER 19
MIDDELFREQUENTIE 1587 Hz



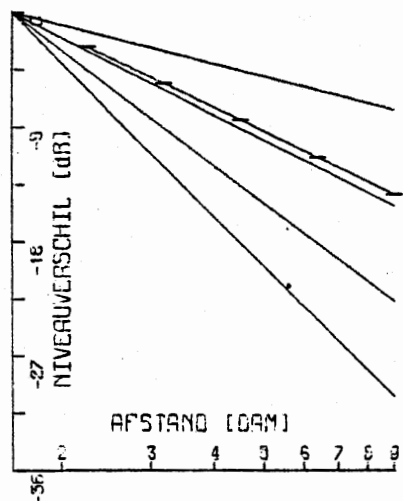
TESTBAND NUMBER 20
MIDDELFREQUENTIE 2000 Hz



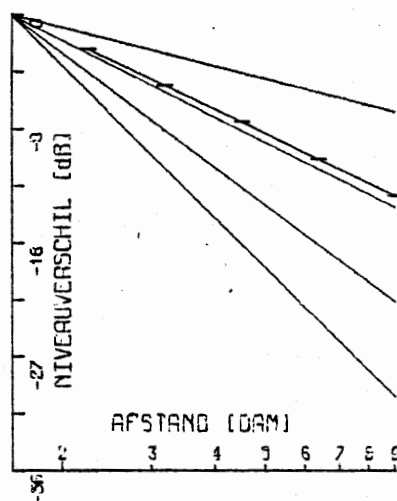
TESTBAND NUMBER 21
MIDDELFREQUENTIE 2519 Hz



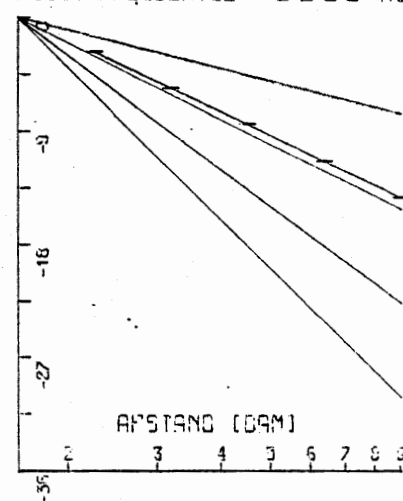
TESTBAND NUMBER 22
MIDDELFREQUENTIE 3174 Hz



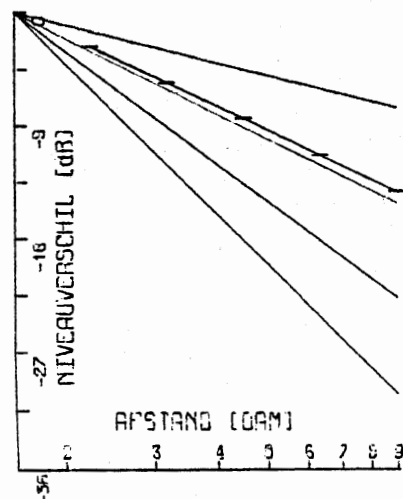
TESTBAND NUMBER 23
MIDDELFREQUENTIE 4000 Hz



TESTBAND NUMBER 24
MIDDELFREQUENTIE 5039 Hz



TESTBAND NUMBER 25
MIDDELFREQUENTIE 6349 Hz



TESTBAND NUMBER 26
MIDDELFREQUENTIE 8000 Hz

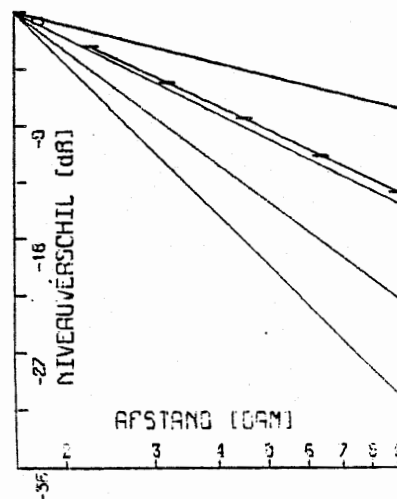


FIG. 2.15.3.3 IDEM; TESTBANDEN 19 TOT EN MET 26.

2.3 Geluid in bossen Daar de literatuur over geluidsvoortplanting door bossen teruggaat tot 1946 (Eyring, 1946), zullen wij hier niet proberen een volledig overzicht van de stand van zaken te geven. Wat dat betreft zij de lezer verwezen naar Bosveld et al., 1978 of v.d. Toorn, 1975. We lichten hier slechts enkele, naar ons inzicht belangrijke feiten toe.

Het probleem is eigenlijk: - Hoe hangt het geluidsnivo in een bos af van de afstand tussen bron en ontvanger? En hoe hangt het geluidsnivoverval af van de frekwentie van het geluid, van de aan- of afwezigheid van bladeren, van de bodemsoort, van de dichtheid van de beplanting enz. enz.? Zoals men ziet, een nogal gekompliceerd probleem.

Heel simpel daarentegen is de formule die men in de oudere literatuur kan aantreffen:

$$L_r - L_{r_0} = \Delta L = - 20 \cdot 10 \log(r/r_0) - d(r - r_0) \quad (2.10)$$

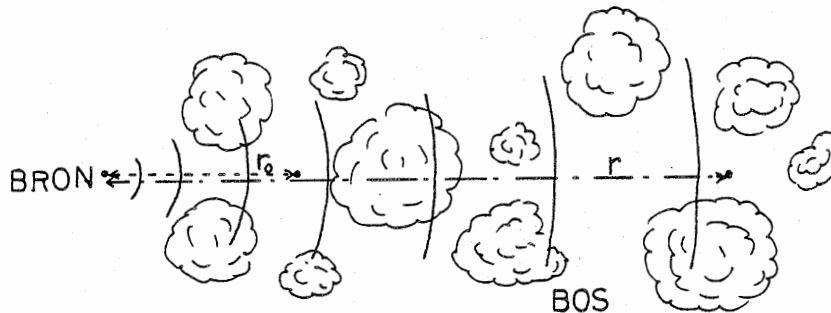


FIG. 2.16 IN HET BOS.

ΔL is het dB-verval tussen r en r_0 in het bos; de eerste term komt van de vrije geometrische uitbreiding terwijl de tweede term een extra demping voorstelt, die evenredig is met het afstandsverschil $r - r_0$.

De d in deze formule, die de dempingcoëfficiënt van het bos genoemd wordt, kan dan nog van alle voornoemde factoren afhangen, maar niet van de afstand.

In de appendix zal (enigszins) aannemelijk gemaakt worden dat geluidsvoortplanting in een (lineair) dempend medium automatisch een formule als boven oplevert. Beschrijft men het nivoverval met bovenstaande formule, dan neemt men dus eigenlijk impliciet aan dat het bos als homogeen (in alle richtingen) aangenomen kan worden.

Problemen met dit simpele model waren er eigenlijk al direkt: zeer sterk uiteenlopende waarden (tussen $- 0.05$ en 0.25 dB/m) werden voor d gevonden, in situaties waarvan men op fysische gronden slechts kleine verschillen zou verwachten. Dat is ook niet zo verwonderlijk: het bos kan niet als homogeen medium opgevat worden; de bodem moet in de discussie betrokken worden.

De eersten - voor zover wij kunnen zien - die aan formule (2.10) tornen zijn Meister & Ruhrberg (1959). Zij stellen een model voor van de vorm:

$$\Delta L = - n \cdot 10 \log(r/r_0) - d(r - r_0) \quad (2.11)$$

n is dan de "globale macht van r " waarmee het geluid afneemt. Zij vinden waarden van n tussen 2 en 4, afhankelijk van de frekwentie. In hun artikel geven zij er overigens geen blijk van de rol van de bodem te onderkennen: hun redenering voor een n tussen 2 en 4 is o.i. fout. (Homogene modellen geven altijd een $n = 2$, zie appendix)

De exponent 4 is o.i. een manifestatie van het bodemeffect (het spiegeleffect, cf. 2.2.2). Het frekwentiegedrag van d zelf, vertoont bij de meeste metingen een vrij sterke "dip" meestal tussen de ± 200 en 1000 Hz, zie fig. 2.17.

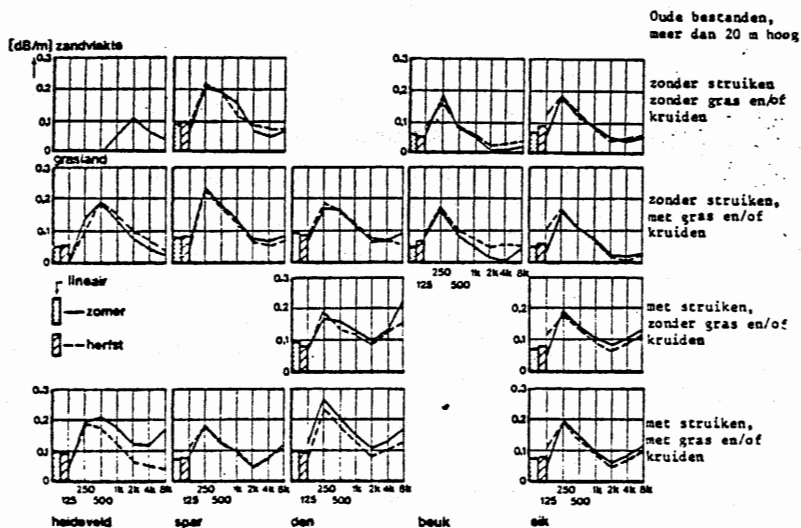


FIG. 2.17 METINGEN VAN DE DEMPINGSPARAMETER d DOOR HAUPT, 1974. VOOR DE BLANKO PLAATSEN WAREN GEEN MEETGEGEVENS VOORHANDEN.

Toch werd de rol van de bodem niet snel onderkend: zo tracht Embleton in 1963 het karakteristieke dempingspectrum te verklaren uit resonante absorptie van takken en stammen. Hij rekent er wat aan, maar komt een faktor 1000 te laag uit. Het is eerst Aylor (1972) die boven het beschrijvende nivo uitkomt en expliciet de processen beschrijft die verantwoordelijk zijn voor de dempende werking van een bos. Het model waarbij bomen en takken opgevat worden als verstrooiende cilindres levert (voor hoge frekwenties) inderdaad weer een d -achtige term op. Hij vindt:

$$d = \frac{10}{\log 10} \cdot N \cdot a \quad (2.12)$$

(als wij hem goed begrijpen) waarbij N het gemiddeld aantal bomen per m^2 en a de gemiddelde straal van de verstrooiende stammen. De dempingsterm krijgt daarmee de goede orde van grootte.

Formule (2.11) is bij tal van experimenten toegepast. Daarbij zouden allerlei verschillende waarden voor d (en n) gevonden zijn, afhankelijk van boomsoort, bebladering en jaargetijde. De grote verschillen tussen verschillende waarnemers en de vaak ondoorzichtige foutschatting (vaak ook afwezigheid daarvan) zijn voor ons redenen veel van deze onderzoeken te wantrouwen.

Er zijn een aantal redenen waarom wij toch met formule (2.11) wilden werken:

- het is een simpele beschrijving. Inzicht in de waarde van formule (2.11) kan zijn nut hebben.
- we wilden onze resultaten vergelijken met die van anderen. Door een betrouwbare foutschatting zou dan inzicht in de significantie van de gevonden afwijkingen tussen verschillende onderzoekers verkregen worden.
- we wilden onderzoeken in hoeverre die afwijkingen dan verklaard zouden kunnen worden door de variaties in weersomstandigheden.
- een alternatief was nauwelijks voorhanden. (Het programma voor het berekenen van de Ingard integraal (zie 2.2.2) was toen nog niet beschikbaar; achteraf was het te tijdrovend geweest om daarmee aan te gaan passen).

Aangezien onze referentiemicrofoon niet in het bos stond opgesteld, maar ervdóór, gebruikten wij de formule:

$$\Delta L = C - n \cdot 10 \log(r/r_0) - d(r - r_0) \quad (2.13)$$

De C werd ingevoerd om voor een eventuele reflectie aan de bosrand te corrigeren (en zo deden we stiekum ook nog reflectiemetingen). De aanpassing geschiedde volgens de gebruikelijke lineaire kleinste kwadraten - methode. In de programma's werd de mogelijkheid aangebracht elk van de parameters C , n en d (of combinaties daarvan) op een vaste waarde te zetten en het effect van het variëren van de andere parameters op de

2.4 Meten langs een verkeersweg. De meeste resultaten uit de voorgaande hoofdstukken hebben betrekking op puntbronnen. In de praktijk hebben geluidsbronnen natuurlijk een zekere ruimtelijke uitbreiding. De bepaling van het precieze geluidsveld is dan in het algemeen een zeer lastig probleem. Wanneer echter de afmetingen van de bron klein zijn ten opzichte van de afstand bron - ontvanger, kan men meestal de situatie toch wel als puntbron opvatten. Zijn de afmetingen van de bron groot ten opzichte van de zogenaamde coherentielengte van het uitgezonden geluid, dan kan men de geluidsintensiteit op enige afstand van de bron verkrijgen door te integreren over de bron. In ons experiment hebben we te maken met een verkeersweg. Dit is een bron die  n ruimtelijke uitgebreidheid heeft  n veranderlijk is in de tijd. Maar aangezien wij zogenaamde L_{eq} metingen gedaan hebben is dit ekwivalent aan een gewone geluidsintensiteitsmeting aan een lijnbron. N1:

$$L_{eq} = 10 \cdot 10 \log \frac{1}{T} \int_0^T \frac{I(t)}{I_0} dt \quad (2.14)$$

(hieraan zien we dat er bij L_{eq} metingen eigenlijk al van uitgegaan wordt dat de coherentietijd zeer klein is.) $I(t)$ is de geluidsintensiteit op de mikrofoon op tijdstip t , I_0 is een referentie intensiteit. Stel nu dat er over de weg (die we oneindig lang en volkomen recht zullen veronderstellen) een auto met een konstante snelheid v ten opzichte van de weg rijdt. De geluidsintensiteit op de mikrofoon op tijdstip t wordt nu een funktie van de plaats van de auto op de weg: $I(t) = I(x(t))$. We nemen nu verder aan dat deze intensiteit alleen afhangt van de afstand tussen de auto en de mikrofoon. Hierin zitten dan twee benaderingen verwerkt:

1. Het geluidsveld van een auto is richtingsonafhankelijk (m.a.w. auto's zijn te beschrijven als monop len)

2. Het uitgezonden geluid is onafhankelijk van de relatieve snelheid tussen auto en mikrofoon.

1. Is eigenlijk onwaar: van voren gezien en van opzij lijkt het geluidsveld wel op een monopool. Van achteren echter wordt het geluid, dat in de meeste gevallen voorin de auto wordt opgewekt, afgeschermd door de karosserie. Het veld blijkt dan meer met een dipool te maken te hebben (van der Toorn, 1979). 2. Is te rechtvaardigen in het geval dat de Dopplerverschuiving te verwaarlozen is, dus wanneer de auto niet te snel rijdt. Wij zullen steeds deze aannamen maken. Er komt dan :

$$x(t) = x_0 - vt ;$$

$$\begin{aligned} L_{eq} &= 10 \cdot 10 \log \frac{1}{T} \int_0^T \frac{I(x_0 - vt)}{I_0} dt \\ &= 10 \cdot 10 \log \frac{1}{I_0(x_0 - x_T)} \int_{x_0}^{x_T} I(x) dx \end{aligned} \quad (2.15)$$

Voor een mikrofoon op afstand R van de weg geldt nu dat de afstand tot de auto gelijk is aan $r = \sqrt{R^2 + x^2}$. Volgens de aannamen 1 en 2 is $I(x)$ eigenlijk alleen afhankelijk van deze r . (Zie ook onderstaande figuur).

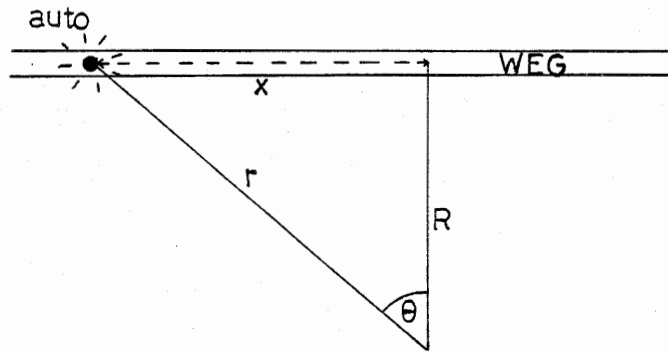


FIG. 2.18 SITUATIESCHETS LANGS DE WEG.

Aangezien wij steeds vergelijkende metingen gedaan hebben, zijn we niet zozeer geïnteresseerd in het absolute geluidsnivo. Voor het verschil in geluidsnivo's tussen twee afstanden R_1 en R_2 van de weg vinden we :

$$\Delta L = L_{R_2} - L_{R_1} = 10 \cdot 10 \log \left\{ \frac{\int_{x_0}^{x_T} I(r_2) dx}{\int_{x_0}^{x_T} I(r_1) dx} \right\} \quad (2.16)$$

Wanneer nu de L_{eq} - integratietijd T zó groot is dat $T \cdot v \gg R$, dan kunnen we de benaderingen $x_0 \rightarrow -\infty$ en $x_T \rightarrow +\infty$ maken. Formule (2.16) wordt dan :

$$\Delta L = 10 \cdot 10 \log \left\{ \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I(r_2) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} I(r_1) dx} \right\} \quad (2.17)$$

Met behulp van deze laatste vergelijking (2.17) kunnen we het geluidsnivoverval langs een weg berekenen wanneer we $I(r)$ kennen. We schrijven nu ΔL uit voor het geval dat

$$I(r) = \frac{e^{-\beta r}}{r^n} \quad \text{en} \quad \beta = \frac{\ln 10}{10} \cdot d \quad . \text{ Dit correspondeert met het intensiteitsverloop van een}$$

puntbron met een ΔL vs. r - verloop zoals beschreven door de d - log - formule (2.11).

We werken de in (2.17) optredende integraal uit :

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} I(r) dx &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\beta r}}{r^n} dx = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\beta \sqrt{R^2 + x^2}}}{(R^2 + x^2)^{n/2}} dx = \\ &= \frac{1}{R^{n-1}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\beta \sqrt{1 + x^2}}}{(1 + x^2)^{n/2}} dx \quad (\text{met } x = \frac{x}{R}) \\ &= \frac{1}{R^{n-1}} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} e^{-\beta R \sec \theta} (\cos \theta)^{n-2} d\theta \quad (x = \text{tg} \theta) \end{aligned} \quad (2.18)$$

De laatste integraal is helaas niet meer in elementaire functies te primitiveren. Als echter $\beta = 0$ (geval van demping gelijk aan nul), dan hangt de integraal niet meer van R af. Voor ΔL krijgt men dan:

$$\begin{aligned} \Delta L &= 10 \cdot 10 \log \left\{ \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I(r_2) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} I(r_1) dx} \right\} \\ &= 10 \cdot 10 \log \left(\left(\frac{R_1}{R_2} \right)^{n-1} \right) = -(n-1) \cdot 10 \cdot 10 \log \left(\frac{R_2}{R_1} \right) \end{aligned}$$

Hieruit zien we dat de macht waarmee het geluidnivo afneemt bij een lijnbron één lager is dan bij een corresponderende puntbron. Voor $\beta \neq 0$ stelt formule (2.18)

voor $\beta R \gg 1$ te vinden is. In ons geval van demping door een bos verwachten we echter kleine waarden voor de demping, dus $\beta R \ll 1$. We moeten de integraal dus juist voor $\beta R \ll 1$ schatten. Ondanks verwoede pogingen, niet alleen van onze kant, is dit tot op heden niet langs analytische weg gelukt. Om toch verder te kunnen hebben we tenslotte voor "de botte bijl methode" gekozen: voor verschillende waarden van n werd met behulp van de komputer de integraal

$$I(x,n) \equiv \int_{-\pi/2}^{\pi/2} e^{-x \sec \theta} (\cos \theta)^{n-2} d\theta$$

uitgerekend, met x in het interval $[0.01, 0.3]$. Bij het uitzetten van $\ln I(x,n)$ tegen x bleken (zeer) goede rechte lijnen te ontstaan, waarbij de afsnijdingen en hellingen van n afhingen.

Hieronder een voorbeeld:

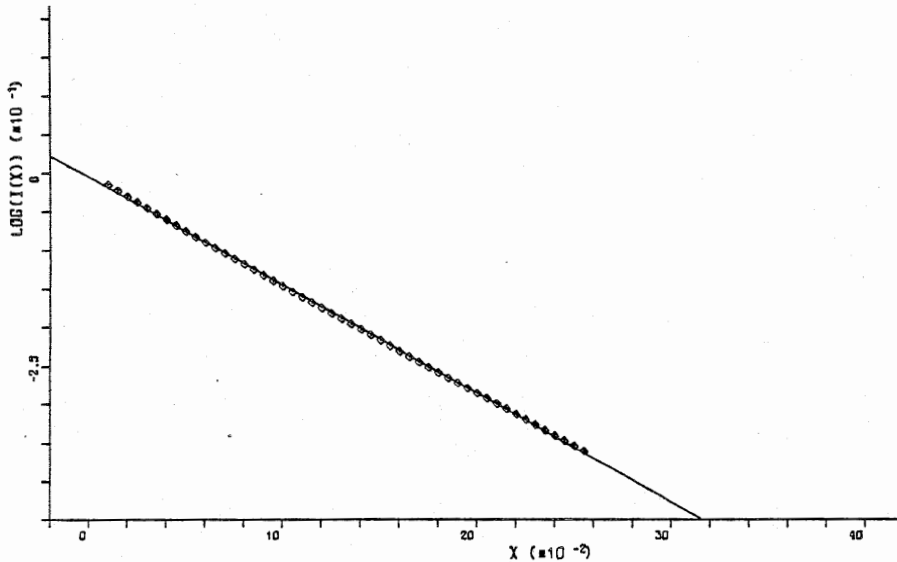


FIG. 2.19 AANPASSING VAN $I(X,N)$ VOOR $N = 3$.

Met andere woorden: $I(x,n)$ blijkt goed te benaderen met $I(x,n) \approx B(n) \exp(-A(n) \cdot x)$. Met deze uitdrukking voor de integraal (2.18) vinden we voor ΔL :

$$\begin{aligned} \Delta L &\approx 10 \cdot 10^1 \log \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^{n-1} \cdot \frac{I(\beta R_2, n)}{I(\beta R_1, n)} = 10 \cdot 10^1 \log \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^{n-1} \cdot e^{-A(n)\beta(R_2 - R_1)} \\ &= -(n-1) 10 \cdot 10^1 \log \left(\frac{R_2}{R_1} \right) - A(n)(R_2 - R_1)\beta \cdot 10 \cdot 10^1 \log e \\ &= -(n-1) 10 \cdot 10^1 \log \left(\frac{R_2}{R_1} \right) - A(n) \cdot d \cdot (R_2 - R_1) \end{aligned} \quad (2.19)$$

Hieruit volgt het volgende belangrijke feit: voor kleine waarden van de dempingsparameter d ($d \cdot R < 1$) gaat een log-d formule voor een puntbron

$\Delta L = -n \cdot 10 \cdot 10^1 \log (R_2/R_1) - d(R_2 - R_1)$ over in een log-d formule voor een lijnbron $\Delta L = -n^* \cdot 10 \cdot \log(R_2/R_1) - d^*(R_2 - R_1)$. Het verband tussen n^* , d^* en n , d is:

$$\begin{cases} n^* = n-1 & (\text{macht wordt \u00e9\u00e9n verlaagd}) \\ d^* = A(n) \cdot d & (\text{demping krijgt een faktor } A(n)) \end{cases} \quad (2.20)$$

Hierbij is $A(n)$ een door aanpassing verkregen functie die er als hieronder afgebeeld uitziet:

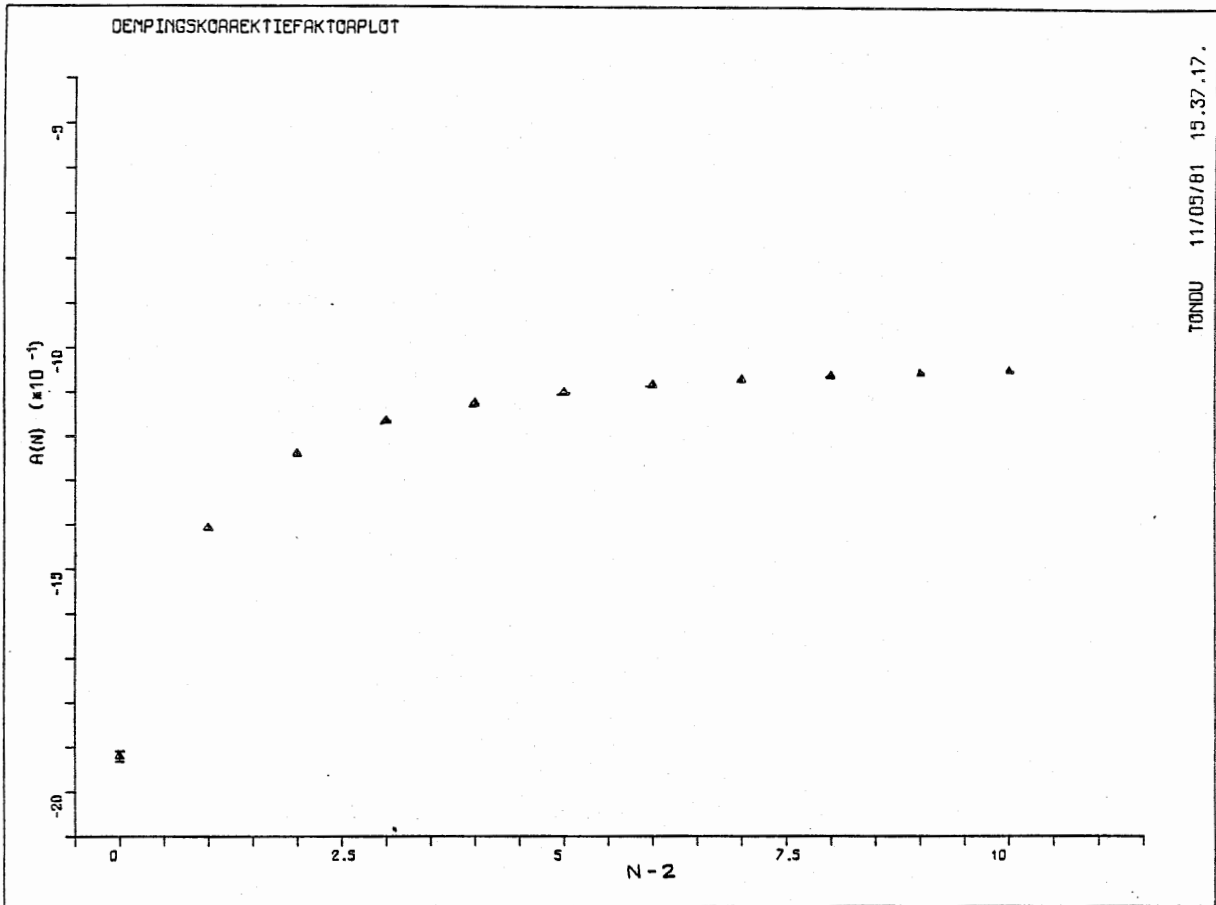


FIG. 2.20 GRAFIEK VAN DE DEMPINGSKORREKTIEFAKTOR A(N).

Men ziet gemakkelijk in: $2 > A(n) > 1$; $\lim_{n \rightarrow \infty} A(n) = 1$.

We kunnen dus onze metingen gewoon aan een log-d formule aanpassen. Om tot een vergelijking met metingen aan puntbronnen te komen, moet even met (2.20) omgerekend worden.

2.5 De invloed van meteorologische parameters op de geluidsoverdracht in de open lucht

2.5.1 Inleiding Het is bekend dat het weer, waar wij dagelijks mee te maken hebben, beschreven moet worden door talloze parameters, die op een uiterst ingewikkelde manier met elkaar gekorreleerd kunnen zijn. Een aantal van deze parameters beïnvloedt de geluidsoverdracht in de open lucht en ook deze invloed is tamelijk complex. Zo is de verticale temperatuurgradiënt een parameter die een hoogte-afhankelijkheid van de geluidssnelheid kan doen ontstaan, waardoor de geluidsstralen krommen. Het zal duidelijk zijn dat dit een zekere invloed heeft op de geluidsoverdracht. Deze invloed kan echter sterk veranderen door een beetje wind. Dan is er een betere warmte-uitwisseling tussen de verschillende luchtlagen, zodat de temperatuurgradiënt in absolute zin verkleind wordt. Ook de bewolgingsgraad is in dit verband van belang. Overdag schermt bewolking de zonne-straling af en 's nachts vermindert zij de bodemuitstraling, zodat de bodemtemperatuur sterk van deze parameter afhangt. Omdat de temperatuurgradiënt afhankelijk is van de bodemtemperatuur, is deze gradiënt ook afhankelijk van de bewolgingsgraad. Het zal duidelijk zijn dat een dergelijke gekompliceerdheid slechts uiterst moeizaam door modellen beschreven kan worden. Vaak zijn dan ook korrelaties alleen kwalitatief bekend.

Wat nu volgt is een notitie van de onderlinge beïnvloeding en de invloed op de geluidsoverdracht van een aantal meteorologische parameters, voorzover die bekend zijn.

2.5.2 De invloed van de verticale windsnelheidsgradiënt en de windrichting op de geluidsoverdracht Over horizontale afstanden, die niet groter zijn dan enkele kilometers, wordt de windsnelheid verondersteld alleen afhankelijk te zijn van de hoogte boven het aardoppervlak. De verticale windsnelheidsgradiënt is dus, over niet te grote afstanden, dezelfde. Als deze gradiënt van nul verschilt is de snelheid van de lucht op verschillende hoogten dus anders. Aangezien lucht hier het medium is waarin geluidgolven zich voortplanten zal de geluidssnelheid niet op ieder hoogte dezelfde zijn. Dit resulteert in een zekere gradiënt van de horizontale (ten opzichte van de bodem) component van de geluidssnelheid. Hierdoor ontstaat een kromming van de geluidsstralen, die afhankelijk is van de windrichting. Bij wind in de richting van de geluidvoortplanting ("meewind") ontstaat een kromming met de bolle kant naar boven, bij tegenwind een kromming naar beneden, waardoor een schaduwzone op kan treden: zie figuur 2.21.

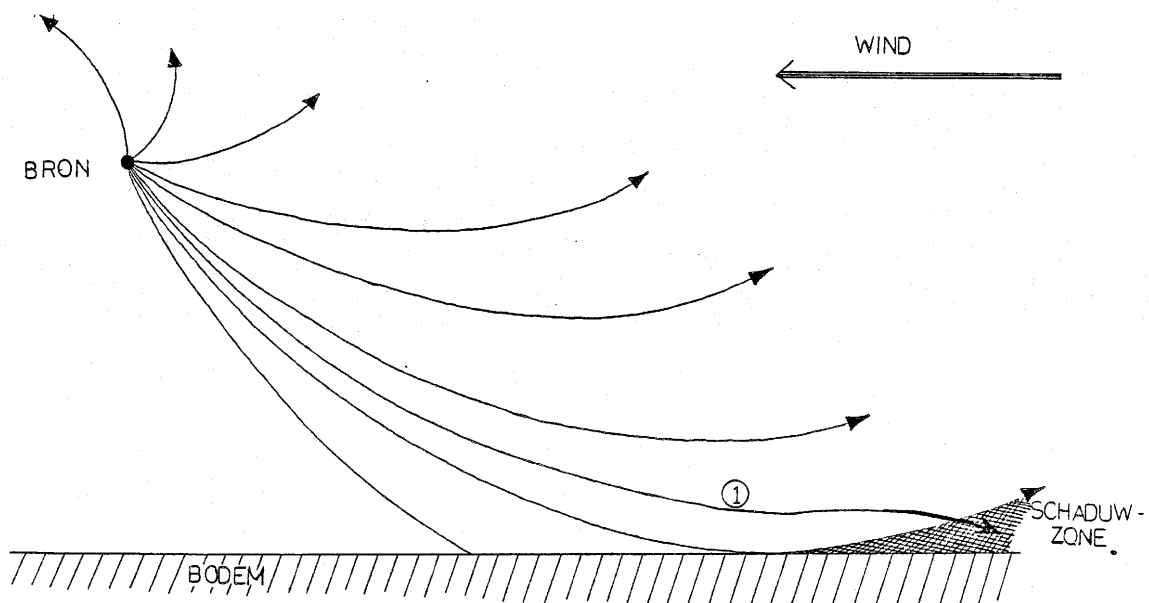


FIG. 2.21 KROMMING VAN GELUIDSSTRALEN, DIE AANLEIDING GEEFT TOT HET ONTSTAAN VAN EEN SCHADUWZONE (TEGENWIND).

Als gevolg van turbulentie (zie 2.5.5) komt er toch geluidsenergie in deze schaduwzone terecht, waarbij vooral langs de grens van de zone de geluidsdruk sterk zal fluktuëren. Er is nog een reden dat dit gebied niet geluidsvrij is: op grond van het principe van Huygens zullen sekundaire golfvronten ontstaan, zodat ook in de situatie met tegenwind het geluid zich omlaag zal gaan bewegen (straal ① in figuur 2.18).

Een derde situatie is die waarbij de windrichting loodrecht staat op de voortplantingsrichting van het geluid. Er is dan geen kromming, dus lijkt alleen de komponent van de wind in de voortplantingsrichting van belang.

Wat is nu de oorzaak van het ontstaan van een windsnelheidsgradiënt? Aan de bodem, dus op hoogte nul, is de windsnelheid nul. Door allerlei obstakels op die bodem is de luchtstroming in de onderste atmosferische laag (de grenslaag) vrijwel nooit laminair, maar turbulent. Turbulentie heeft verticale impulsoverdracht tot gevolg, zodat de "remmende" invloed van de bodem ook op grote hoogte merkbaar is. In het algemeen neemt de windsnelheid toe met de hoogte, dus is de windsnelheidsgradiënt meestal positief.

Men hanteert twee verschillende benaderingsformules om het verloop van de windsnelheid als functie van de hoogte te beschrijven (Moerkerken, 1976):

1: Het logaritmisch profiel:

$$v(h) = \frac{v_w}{K} \ln(h/h_0) \quad , \quad \text{waarin}$$

$v(h)$ = windsnelheid als functie van de hoogte h ,

v_w = wrijvingsnelheid (dat is een maat voor de verticale impulsoverdracht), beide in m/s,

K = konstante van Kármán (numerieke waarde ca. 0,4; dimensieloos), en

h_0 = de ruwheidsparameter. Deze is een maat voor de ruwheid van de bodem.

Voor bodems met homogeen verdeelde obstakels is voor h_0 een schatting te maken (Moerkerken, 1976). In alle andere gevallen dient h_0 evenals v_w experimenteel bepaald te worden. Deze parameter loopt van 0,0002 voor open zee tot ongeveer 2 voor een streek met vele lage huizen. (Moerkerken, 1976). Er dient nog opgemerkt te worden dat de wrijvingsnelheid bepaald wordt uit de windsnelheid op een bepaalde standaardhoogte.

Deze logaritmische benadering is goed in het geval van een neutrale atmosfeer tot op zo'n 100 meter hoogte. (Bij een neutrale atmosfeer is er weinig of geen warmtetoe- of afvoer via de bodem en een goede verticale temperatuursuitwisseling. Dus veel bewolking en/of veel wind.)

2: De andere, experimenteel nauwkeuriger gebleken beschrijving is het machtprofiel:

$$v(h) = v_{h_0} \cdot (h/h_0)^n \quad , \quad \text{met}$$

v_{h_0} = de windsnelheid op een referentiehoogte h_0 (meestal 10 meter).

De exponent n is een maat voor de bodemstructuur. In een dicht bebouwde stad is $n = 0,4$, op vlak akkerland: $n = 0,16$ (Davenport, 1965).

Deze machtwet kan in benadering worden gebruikt in neutrale en stabiele (dat is bij positieve verticale temperatuurgradiënt) situaties en zeker niet in onstabiele (negatieve temperatuurgradiënt) atmosferen (Moerkerken, 1976).

Volgens Wiener en Keast (1959) is voor kleine hoogten de veronderstelling dat het verloop met de hoogte van windsnelheid en temperatuur lineair is een reële benadering. Dan is ook het verticale verloop van de geluidssnelheid lineair en in deze situatie treedt een exact cirkelvormige kromming van de geluidstralen op. Officer (1958) geeft een precieze afleiding voor de plaats van het middelpunt en de kromtestraal voor deze situatie. De kromtestraal wordt gegeven door:

$$R = \frac{c}{g \sin \theta} \quad , \quad \text{waarin}$$

c = de geluissnelheid in stilstaande lucht in dezelfde fysische toestand als

g = de geluidssnelheidsgradiënt (in m/s per meter) , en
 θ = de hoek die de geluidsstralen met de vertikaal maken, direkt bij de bron (de "vertrekhoek").

De middelpunten liggen op een horizontale lijn (zie figuur 2.22) op een afstand c/g van de bron. De plaats van het middelpunt op deze lijn wordt bepaald door de vertrekhoek θ .

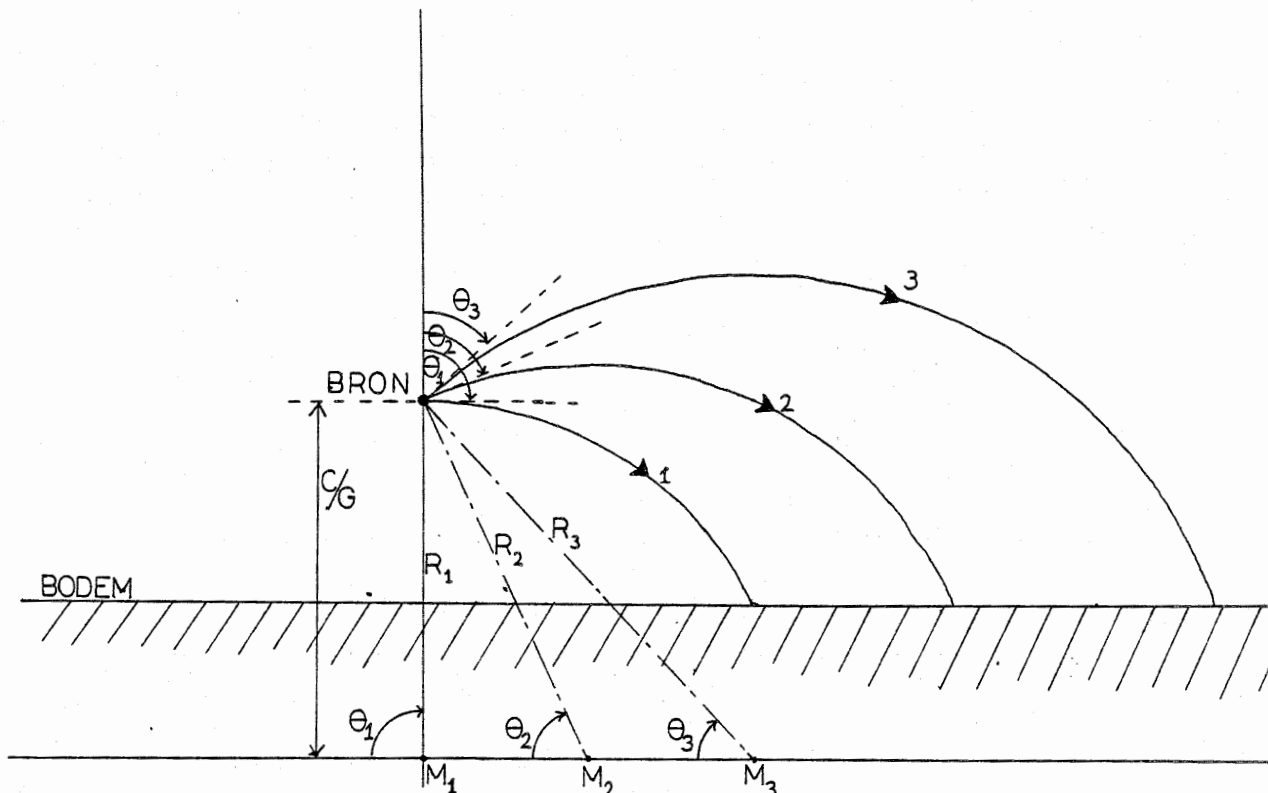


FIG. 2.22 CIRKELVORMIGE GELUIDSSTRALEN. (NAAR MOERKERKEN, 1976).

De kleinste realistisch kromtestralen zijn in de praktijk vrij groot, namelijk ongeveer 1.5 kilometer.

2.5.3 De invloed van de verticale temperatuurgradiënt op de geluidoverdracht

Deze invloed is vrijwel analoog aan de invloed die de windgradiënt op de geluidvoortplanting heeft zoals hiervóór beschreven. Natuurlijk ontstaat de temperatuurgradiënt op totaal andere wijze. Zij is sterk afhankelijk van de bodemtemperatuur. Overdag staat de bodem warmte af aan de aangrenzende lucht en dit wordt verder naar boven getransporteerd door turbulente stromingen (dus een opwaarts warmtetransport). In het geval van een warme bodem neemt de temperatuur dan af met de hoogte, dus is er een negatieve temperatuur gradiënt. Dit treedt in het algemeen op van ongeveer één uur vóór zonsopgang tot ongeveer een uur na zonsondergang. 's Nachts koelt de bodem af en ontstaat er door neerwaarts warmtetransport een positieve temperatuurgradiënt. Dat wil zeggen de temperatuur neemt toe met toenemende hoogte. Dit treedt in het algemeen op van kort na zonsondergang tot kort vóór zonsopgang. Het bovenstaande is het gevolg van de sterk verschillende thermische eigenschappen van een bodem en lucht.

Daar de voortplantingssnelheid van het geluid temperatuurafhankelijk is ($c = 20\sqrt{T}$ (in K)) (Schuller, 1978) en de temperatuur over niet al te grote afstanden ook hier verondersteld wordt alleen afhankelijk te zijn van de hoogte, treedt er dus een verticale geluidssnelheidsgradiënt op. En dit heeft dus weer een kromming van de geluidsstralen tot gevolg. Dit gaat analoog aan de kromming bij een windsnelheidsgradiënt, dat wil zeggen de effecten worden door hetzelfde type differentiaalvergelijking gegeven, met dien verstande dat 1.7 K overeenkomt met 1 m/s in de gradiënt.

Omdat de variatie van de temperatuur over 100 meter hoogte normaliter aanmerkelijk minder is dan de overeenkomstige variatie in de windsnelheid, is de windinvloed in het merendeel van de gevallen aanzienlijk groter dan de temperatuurinvloed (Schuller, 1978 en Moerkerken, 1978).

Het belangrijkste verschilpunt tussen de kromming van geluidsstralen door wind- en temperatuurgradiënt is dat bij een windgradiënt deze kromming niet symmetrisch is en bij een temperatuurgradiënt juist wel. Schematisch weergegeven (figuur 2.23) :

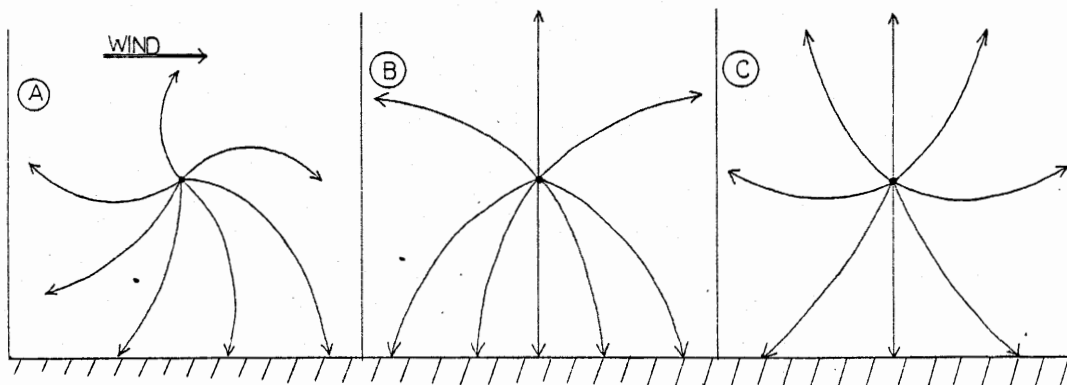


FIG. 2.23 INVLOED VAN DE VERSCHILLENDE GRADIËNTEN OP DE KROMMING VAN GELUIDSSTRALEN;
A) BIJ EEN LINEAIRE WINDSNELHEIDSGRADIËNT
B) BIJ EEN POSITIEVE TEMPERATUURGRADIËNT
C) BIJ EEN NEGATIEVE TEMPERATUURGRADIËNT

Op kleine hoogten kan ook het verticale temperatuurverloop lineair verondersteld worden. (Wiener en Keast, 1959) zodat ook dan de kromtestralen enz. door Officer (1958) gegeven worden.

2.5.4 De invloed van de bewolgingsgraad op de temperatuurgradiënt De bewolgingsgraad wordt uitgedrukt in negen gradaties en is een maat voor de bedekking van de hemel door wolken. De gradaties zijn :

- 0 = onbewolkt
- 1/8 - 2/8 = licht bewolkt

6/8 - 7/8 = zwaar bewolkt
8/8 = 1 = geheel bewolkt.

Deze grootte wordt op het oog geschat.

De bodemtemperatuur en dus ook het temperatuurprofiel is in hoge mate afhankelijk van de bewolgingsgraad. Overdag kan bewolking een groot deel van de zonnestraling afschermen, waardoor de bodemtemperatuur minder kan toenemen dan wanneer het onbewolkt is. 's Nachts wordt de bodemuitstraling deels door bewolking verminderd, zodat de bodem minder sterk afkoelt. Dus zowel overdag als 's nachts zorgt bewolking ervoor dat de temperatuurgradiënt in absolute zin minder groot wordt in vergelijking met een onbewolkte situatie (Moerkerken, 1976).

2.5.5 De invloed van turbulentie op de temperatuurgradiënt en de windsnelheidsgradiënt

"Turbulentie is een continue onregelmatige driedimensionale stromingstoestand, waarvan de karakteristieke parameters in tijd en ruimte toevallige variaties vertonen met statistisch beschrijfbaar kenmerken" (Moerkerken, 1976).

Deze turbulentie ontstaat door allerlei thermische en mechanische effecten boven het aardoppervlak, die met de gemiddelde wind worden verplaatst. Door de vermenging van verschillende luchtlagen door turbulentie vindt er met veel turbulentie een goed vertikaal warmtetransport plaats. Dit zal dus de temperatuurgradiënt in absolute zin verkleinen, terwijl deze ook aanzienlijke fluktuaties gaat vertonen.

Het zal duidelijk zijn dat ook de windsnelheidsgradiënt bij veel turbulentie grote fluktuaties zal vertonen, evenals de windsnelheid, windrichting en temperatuur. Ook beïnvloedt turbulentie de geluidoverdracht in meer directe zin, namelijk door een verstrooiende werking. Geluidsenergie verstrooit aan turbulentie, waardoor er in de buitenlucht een maximum is aan de te bereiken geluidafname door bodemabsorptie en afscherming. Ook kan het geluid de ontvanger via meerdere wegen bereiken als gevolg van de verstrooiing, waardoor interferentie optreedt. Hierdoor ontstaan fluktuaties in het geluidssignaal, die groter worden bij grotere afstanden en hogere frequenties (Moerkerken, 1976).

2.5.6 De invloed van de gemiddelde windsnelheid op turbulentie en windsnelheidsgradiënt

Zoals hiervoor reeds opgemerkt is verplaatst de gemiddelde wind de turbulentie. Daar turbulentie echter ook mechanisch is (storing in stroming door obstakels) neemt zij toe met toenemende windsnelheden. Bij windsnelheden die groter zijn dan 5 m/s is de turbulentie zelfs zo groot dat er nauwelijks nog grote temperatuurgradiënten te verwachten zijn. De gemiddelde windsnelheid heeft zelfs een nog veel grotere invloed op het windprofiel zoals we reeds zagen bij de twee gehanteerde modellen van de afhankelijkheid van de hoogte van de windsnelheid.

2.5.7 Luchtabsorptie De luchtabsorptie is zowel experimenteel als theoretisch goed bekend en verklaard. De mechanismen die optreden zijn: klassieke absorptie als gevolg van transportprocessen zoals viskeuze afschuiving, thermisch geleiding, massa- en thermische diffusie. Voorts de rotatie-relaxatie van de luchtmolekulen en de trillingsrelaxatie van zuurstof en stikstof (Schuller, 1978).

De luchtabsorptie is door laboratoriummetingen met een onzekerheid van 10% te voorspellen. Veldmetingen geven echter een grotere spreiding door allerlei andere invloeden. Vooral Harris en Tempest (1964) hebben op experimenteel gebied veel werk verricht; Sutherland en anderen op theoretisch gebied (Bass et al., 1972, Sutherland, 1975 en Bass et al., 1974). De precieze afhankelijkheid van luchtabsorptie van atmosferische druk, temperatuur en relatieve vochtigheid laten we hier achterwege, waarbij we alleen nog opmerken dat de relatieve vochtigheid zelf wel sterk gekorreleerd is aan de temperatuur. Immers per definitie geldt:

$$r = 100 \cdot \frac{e}{E} \quad (\text{in procenten}) \quad , \quad \text{waarin}$$

r = relatieve luchtvochtigheid

e = waterdampspanning (in Pa)

en hierin is E sterk afhankelijk van de temperatuur (Schmidt, 1974).
De invloed die de relatieve luchtvochtigheid heeft op de geluidsoverdracht is een ongeveer lineaire extra demping. De demping als gevolg van de luchtabsorptie is sterk frequentie - afhankelijk: zie figuur 2.24.

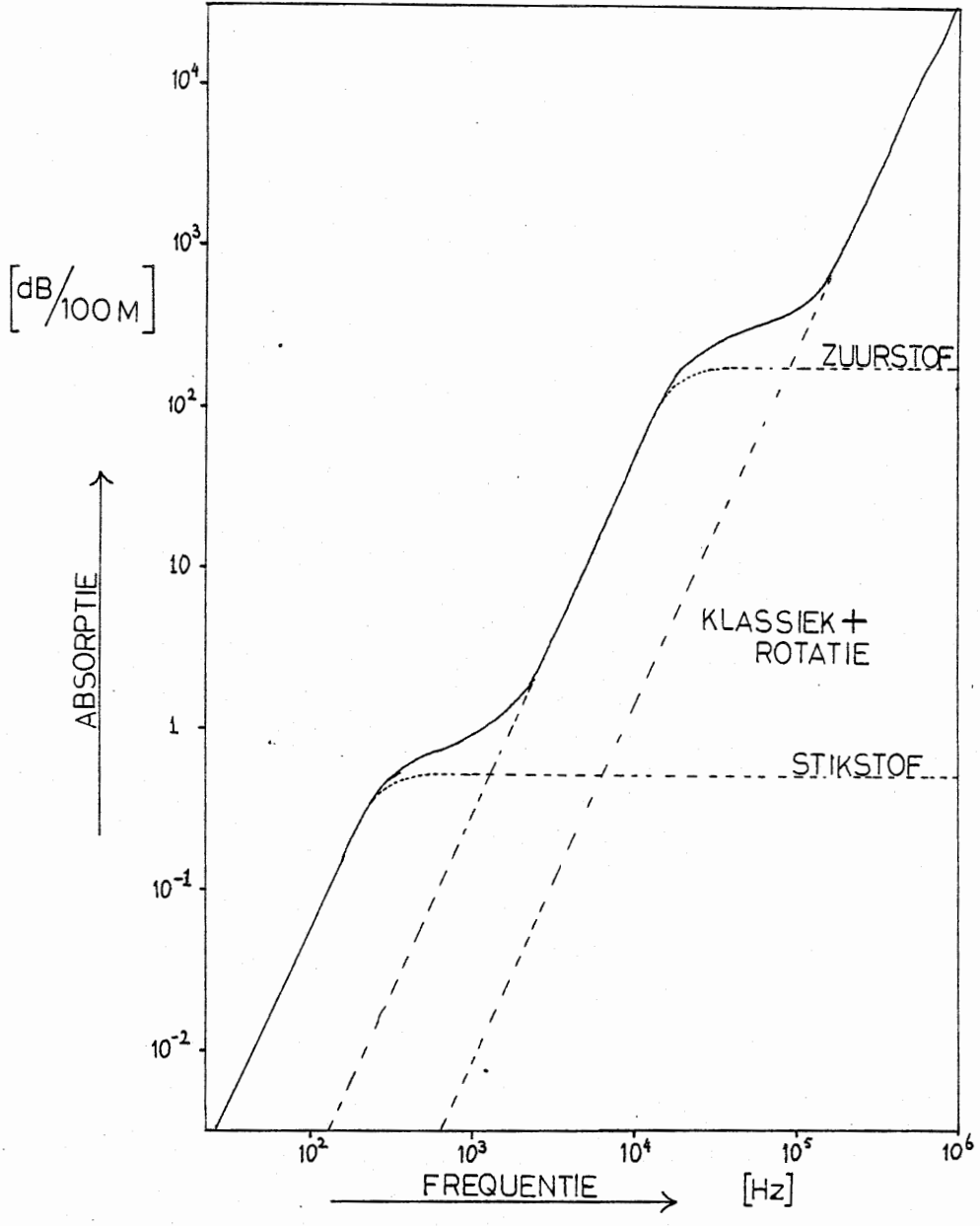


FIG. 2.24 DEMPING ALS GEVOLG VAN LUCHTABSORPTIE (UIT NAG-PUBLIKATIE 46, SCHULLER 1978)

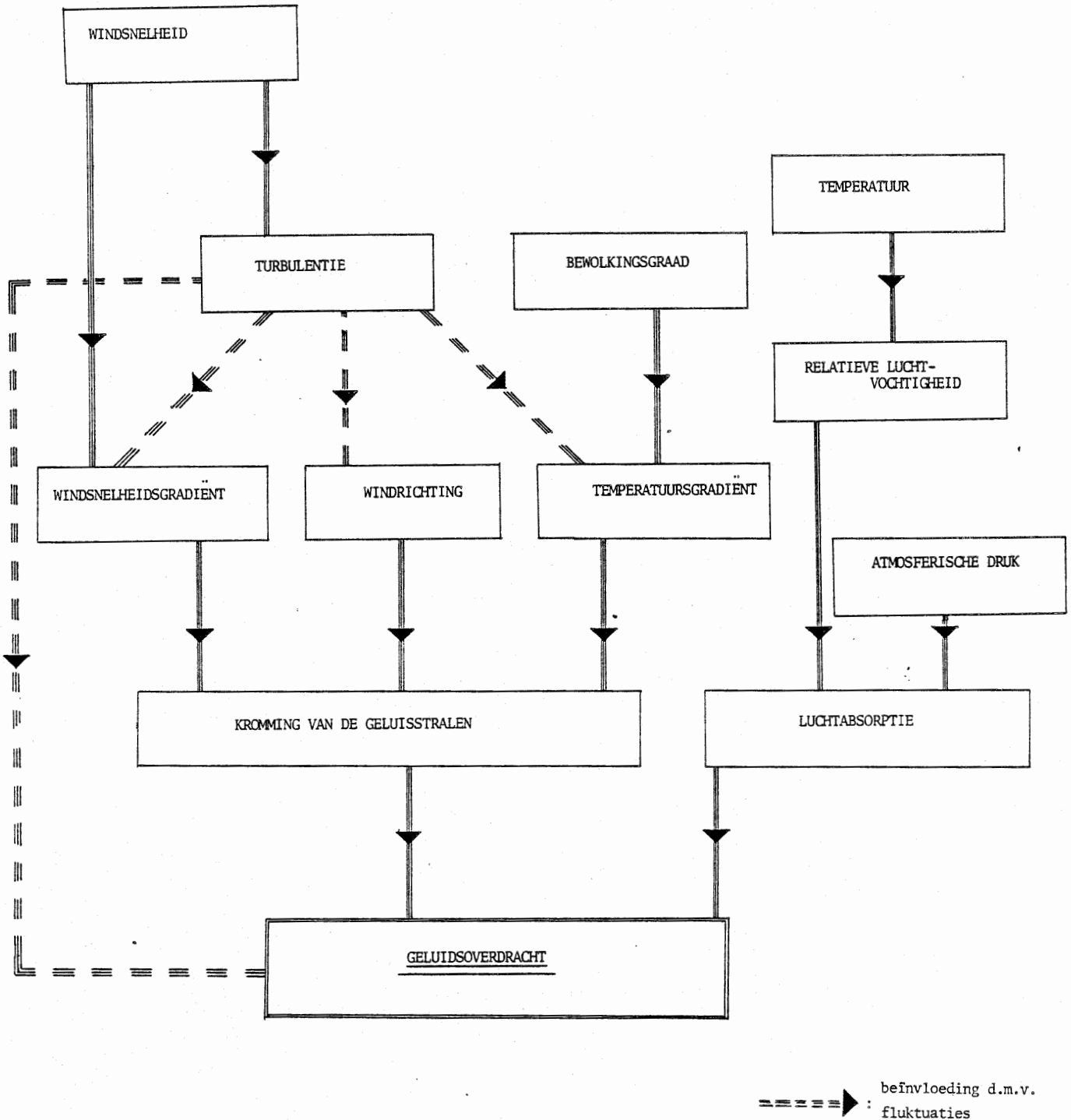


FIG. 2.25 SCHEMA VAN DE HIER BESCHREVEN AFHANKELIJKHEDEN TUSSEN METEOROLOGISCHE PARAMETERS EN DE GELUIDSOVERDRACHT.

2.6 De meteorologische parameters in een bos

2.6.1 Het weer in een bos Aan de beschrijving van het weer in een bos is in de literatuur nog uiterst weinig gewerkt. De zaak ligt ook veel ingewikkelder, want de moeilijk (alleen statistisch) te beschrijven turbulentie speelt in het bos een grote rol.

Een bos is onder te verdelen in drie gebieden. Te weten:

1. de bosrand
2. de bovenlaag en
3. het binnengebied.

De grenzen tussen deze gebieden zijn niet scherp bepaald en hangen af van de soort en de dichtheid van de beplanting, leeftijd van het bos (veel kruin, lange kale stammen, homogeniteit van de beplanting enz.) alsook van de aanwezigheid van bospaadjes, brandgangen en open plekken.

De bosrand kunnen we beschouwen als dat gebied waarvanuit we nog "gemakkelijk" buiten het bos kunnen kijken. In deze bosrand dringen weersinvloeden van buiten het bos nog tamelijk snel door, maar door de veelheid aan mechanische obstakels zullen sterk turbulente stromingen optreden, waardoor metingen aan meteorologische parameters, behalve aan de turbulentie zelf, in dit gebied zinloos zijn.

Dit geldt ook voor de bovenlaag, immers door de grote oneffenheid in het bladerdek (naaldendek) van het bos ontstaat ook hier grote turbulentie (zie figuur 2.26).



FIG. 2.26 LUCHTSTROMINGEN IN EN BIJ EEN BOS. TURBULENTIE!

Dan blijft over het binnengebied. Dit is een gebied, dieper het bos in en ver genoeg van bospaadjes, open plekken en dergelijke alsook onder de boomkruinen, waar de turbulentie belangrijk minder is. Het is dus het gebied in een bos waarin de wind slechts moeizaam kan doordringen, zodat de windsnelheid daar veel lager is dan buiten het bos. In dit binnengebied kunnen de meteorologische parameters wel weer redelijk gemeten worden. De eerder beschreven lineaire benadering voor wind- en temperatuurgradiënt hoeft echter niet meer

temperatuur en deze was weer afhankelijk van de in- of uitstraling van elektromagnetische straling. In een bos wordt de bodem geheel of gedeeltelijk afgeschermd door het loof. De lucht boven de bodem en de lucht die de kruinen omringt zal sneller dan de lucht daartussen een temperatuurverandering ondergaan (dit hangt ook van de dichtheid van de kruinen af). Dit komt doordat kruinen en bodem sneller van temperatuur kunnen veranderen dan de lucht zelf.

Beide verticale gradiënten zullen ook van plaats tot plaats verschillen. Hierdoor, en door drukverschillen ten gevolge van turbulentie, kan het geluid zich via grillige wegen voortplanten.

Er komt ook nog een derde gradiënt in het spel, namelijk de luchtvochtigheidsgradiënt. Deze gradiënt kan ontstaan doordat een bosbodem lang nadat het geregend heeft nat blijft (evenals in het vrije veld). De begroeiing van de bodem en het loof wasemen waterdamp uit, terwijl stammen dit niet of nauwelijks doen. Dus kan er dan in de situatie dat er weinig turbulentie is een zekere luchtvochtigheidsgradiënt ontstaan.

Over het geheel aan effecten valt geen uitspraak te doen, alleen dat bij voldoende grote windsnelheden de turbulentie zódanig zal toenemen, dat bestaande grote verschillen in temperatuur en vochtigheid genivelleerd zullen worden.

2.6.2 Motivatie van de metingen die wij aan een aantal meteorologische parameters in het bos hebben gedaan

Wij hebben de windsnelheid, de temperatuur op ongeveer 1½ m en ongeveer 6 m boven de bosbodem, de windrichting en de relatieve luchtvochtigheid op ca. 1½ m in het bos gemeten en de bewolkingsgraad op het oog geschat. Wij hebben de windsnelheid op ongeveer 1½ meter hoogte gemeten, daar dit onder andere een indicatie is van de grootte van de turbulentie. Immers wordt in een bos, zonder dat er veel zon is, de turbulentie bijna volledig bepaald door de mechanische effecten, die weer worden bepaald door de gemiddelde windsnelheid in het bos. De verwachting was dan dat bij grote windsnelheid er veel turbulentie is, zodat de gradiënten "verwaaien", dit in tegenstelling tot de situatie waarin er een kleine windsnelheid is, zodat het effect van het samenspel van de drie gradiënten gemeten kan worden.

De windrichting is gemeten in de hoop een afhankelijkheid te kunnen konstaten als beschreven in het TPD-rapport van Ir. A. Moerkerken (Moerkerken, 1977). Hierin is bij metingen aan een verkeersweg een sterke afhankelijkheid van het geluidsnivo van de windrichting gemeten. Het verschil tussen meewind en tegenwind is volgens dit rapport ongeveer 12 dB(A) voor een afstand van ca. 200 meter. Bij windstil weer kan de verzwakking in verhouding relatief groot zijn. Daar het overdrachtsspektrum in oktaafbanden gelijkmatig omhoog schuift (meer verzwakking) als de windrichting draait van mee- naar tegenwind, doet dit vermoeden dat alleen de windsnelheidskomponent in de richting van het meettraject van belang is.

De relatieve vochtigheid en de temperatuur zijn gemeten vanwege hun duidelijke invloed op de luchtabsorptie, waarvoor wij niet gecorrigeerd hebben, omdat wij dit ook als een meteorologische parameter beschouwen.

Verder hebben wij twee temperaturen op verschillende hoogte gemeten, daar wij wilden onderzoeken welke temperatuurgradiënten konden ontstaan (om enig idee te krijgen van het verticale temperatuurverloop in het binnengebied van het bos en de invloed daarvan op de geluids-overdracht).

Wij hebben de bewolkingsgraad geschat omdat deze parameter zo'n grote invloed heeft op het temperatuurprofiel, waarbij een hoge graad van bewolking een indicatie kan zijn voor het minder sterk aanwezig zijn van een temperatuurgradiënt.

Natuurlijk hadden wij veel meer aan de meteorologische grootheden willen meten, zoals de (eventueel ook horizontale) temperatuur-, wind- en luchtvochtigheidsgradiënt. Maar helaas ontbrak het ons aan apparatuur, mankracht en tijd hiervoor.

3. OPSTELLING & APPARATUUR

3.1 Geluid

3.1.1 Opname Voor het maken van de geluidsopnamen gebruikten wij de opstelling, zoals die in figuur 3.1 schematisch is weergegeven.

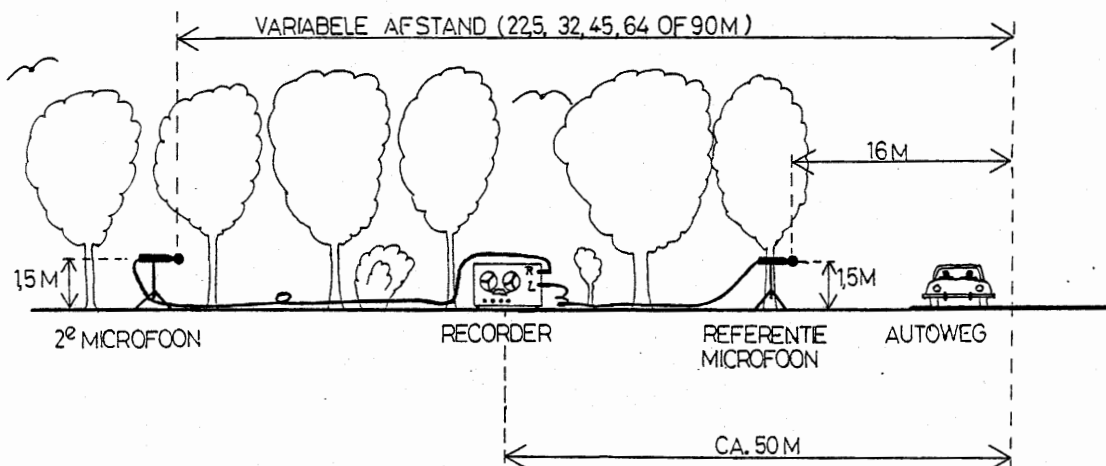


FIG. 3.1 SCHETS VAN DE OPSTELLING VOOR GELUIDSOPNAMES

Wij kozen het verkeer op de weg als geluidsbron, omdat :

1 : wij ons bezig wilden houden met het probleem van de geluidsoverlast, zoals dat in onze samenleving bestaat. Veel geluidsoverlast wordt veroorzaakt door verkeerslawaaï en daarvan komt weer een deel op rekening van gemotoriseerd wegverkeer. (Voor een ander belangrijk deel kan men denken aan (eveneens gemotoriseerd) vliegverkeer.)

2 : een praktische overweging : het verkeer op een (drukke) weg is een sterke geluidsbron, het is nog tot op vrij grote afstand van de weg duidelijk hoorbaar boven achtergrondgeluid uit en het heeft een frekwentiespektrum waarin alle voor het menselijk (en ook dierlijk) gehoor belangrijke frequenties vóórkomen met een voor onze apparatuur goed meetbare intensiteit.

Als mikrofoon/vóórversterkerkombinaties gebruikten wij de Bruël & Kjaer geluidmeters 2218 (referentiemikrofoon) en 2203 (tweede mikrofoon), met mikrofoons (B&K) 4165 resp. 4144 (respektievelijk $\frac{1}{2}$ en 1 inch mikrofoons). Op beide zat tijdens het maken van alle opnamen een passende windbol, eveneens van Bruël & Kjaer. (resp. UA 0237 en UA 0207).

De windbollen hebben, volgens opgave van B&K, bij frekwenties tot 16 kHz, verwaarloosbaar weinig invloed op de karakteristieken van de geluidmeters : zij veroorzaken

referentie-, en 100 m naar de tweede mikrofoon.)

De bandrekorder is een Uher 4200 Stereo Report IC (tweesporen-stereo), door de firma Bruël & Kjaer enigszins aangepast, maar niet essentiëel gewijzigd voor het maken van opnamen waaraan later geluidmetingen gedaan zullen worden.

De rekorder werd tijdens het maken van de opnamen gevoed uit een 6 V accu.

Bij alle geluidopnamen gebruikten wij nieuw aangeschafte BASF DP 26-tape op 13 cm. spoelen (366 m. band).

De gebruikte ijkbron (zie 4. Experiment 4.1) is de B&K 4230 ijktoongenerator (ca. 94 dB bij 1000 Hz).

De spektrale gevoeligheidskurven van rekorder en mikrofoons verlopen (volgens B&K) verregaand vlak, zeker in het voor ons interessante spektrale gebied. (Verkeerslawaai heeft een spektrum dat, ruim genomen, loopt van ca. 20-9000 Hz.) Ook het hele systeem exclusief mikrofoons, dus geluidmeters (zonder mikrofoons), kabels en rekorder, bleek op beide sporen een vlakke karakteristiek te hebben in "ons" gebied : wij maten zelf het systeem door met witte ruis.

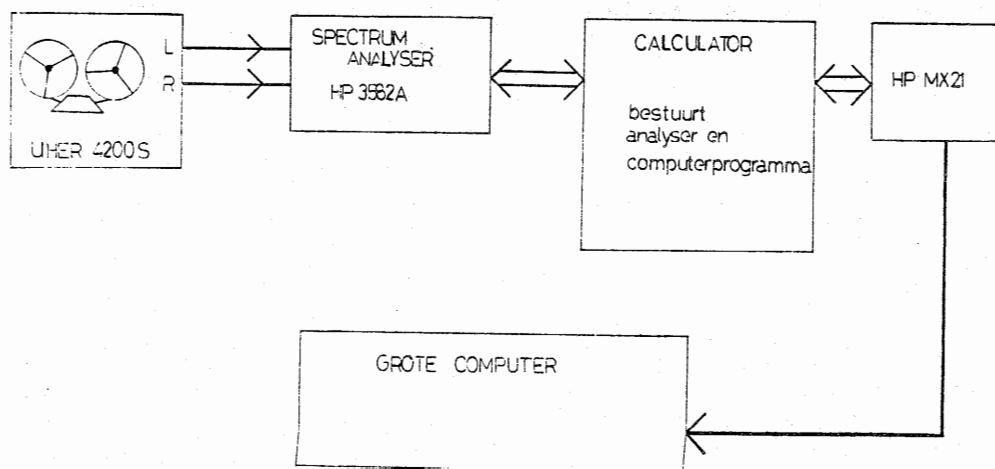
In het genoemde frekwentiebereik vertonen de mikrofoons, weer volgens B&K, in een ruime zône (zeker 45 graden) ter weerszijden van de 0-graden lijn (gedefinieerd door de lengteas van de geluidmeter en mikrofoon) geen of nauwelijks enig richt-effect.

Spektrale gevoeligheidskurven en richtkarakteristieken zijn te vinden als bijlagen 9.1, 9.2 en 9.3 bij dit verslag.

De geluidmeters werden op statief op 1,5 m. boven de bosgrond opgesteld. De lengteas van de meters stond steeds zo goed mogelijk d.w.z., op het oog geschat loodrecht op de weg. Beide meters fungeren bij het maken van de opnamen alleen maar als mikrofoon/vóórversterkerkombinatie; het op de band opgenomen signaal is niet gefilterd of op enigerlei andere wijze bewerkt.

De rekorder stond ongeveer halverwege het meettrajekt in het bos. Het meettrajekt is een lijnstuk ter lengte van 90 m. vanaf de weg loodrecht op de weg en door de referentiemikrofoon het bos in. De hele opstelling staat zo goed mogelijk op deze "akoestische as".

3.1.2 Verwerking Het op de band opgenomen signaal werd met een spektrumanalyzator, de HP 3582 A, omgerekend naar het door de geluidsbron uitgezonden spektrum, gemiddeld over de opnametijd (van twee minuten per opname). De analysator voert aan de hand van een aantal "samples" uit het binnenkomende signaal een snelle Fouriertransformatie (Fast Fourier Transform, FFT) uit ter bepaling van dit spektrum. Dat gebeurt voor beide sporen afzonderlijk en gelijktijdig. De gegevens van de analysator werden daarna alvast vóórbewerkt met een kleiner computersysteem, een HP MX 21. Men zie verder 4. Experiment 4.2 Verwerking.



3.2 Meteo

3.2.1 Windsnelheid De windsnelheid registreerden wij met een Casella cupanemometer. De Casella werd gebruikt omdat die speciaal gevoelig is voor lage windsnelheden, zoals die in het bos te verwachten zijn. De Casella registreert al vanaf een windsnelheid van 0,16 m/s. Een digitale reken/display unit telde het aantal omwentelingen van de anemometer.

3.2.2 Windrichting Wij beschikten over een op een potmeter gemonteerde windvaan. We ontwierpen en bouwden zelf een schakeling waarin de potmeter is opgenomen samen met een op windrichting ge-ijkte voltmeter (360-graden schaal; 0° is noord, 90° is west, etc.). Daarvan was de windrichting direkt af te lezen.

3.2.3 Temperatuur De temperatuur werd bepaald met een gewone kwikthermometer, die was afgeschermd tegen direkt zonlicht op de in Kramer (et al., 1954) aangegeven wijze. Wij bouwden zelf de afscherming.

3.2.4 Temperatuurgradiënt Voor het bepalen van de temperatuurgradiënt (waarbij we het temperatuurverloop lineair met de hoogte veronderstelden, zie 2. Theorie 2.5.2 en 2.5.3) gebruikten wij twee NTC's die op verschillende hoogten boven de grond waren aangebracht op een 6 m. hoge mast: de bovenste NTC zat op ca. 5,9 m. boven de grond, de onderste loodrecht daaronder op ca. 1,6 m. De weerstand van de NTC's werd van een digitale multimeter afgelezen (Simpson 461, 3½ digits).

3.2.5 Relatieve luchtvochtigheid De relatieve luchtvochtigheid bepaalden we met een psychrometer: twee gewone kwikthermometers naast elkaar in één frame gemonteerd, werden met de hand rondgeslingerd (ventilatie). Bij één thermometer is over de kwikbol een neteldoeks "kousje" heen gestulpt, dat vlak vóór elke meting doordrenkt wordt met gedestilleerd water. Uit de bij de psychrometer gevoegde tabel kan dan, aan de hand van de door de "droge" thermometer aangewezen temperatuur en het temperatuurverschil tussen de thermometers, de relatieve luchtvochtigheid direkt worden afgelezen.

3.2.6 Bewolgingsgraad Deze werd op het oog geschat.

3.2.7 Opstelling Het hele meteo-instrumentarium was opgesteld halverwege het meettrajekt, bij de bandrekorder. Deze plaats kozen wij uit om de fout in de door ons geregistreeerde meteorologische parameters, veroorzaakt door het verloop ervan langs het meettrajekt, te minimaliseren : het bepalen van "het weer", eventueel als gemiddelde over het meettrajekt, door de waarde van al "onze" meteorologische variabelen gelijktijdig op verschillende punten langs het trajekt te meten was binnen het kader van dit experiment niet haalbaar. Dat zou een heel experiment op zich geworden zijn.

De anemometer en de windvaan werden gezet op een ra, die op een hoogte van ca. 1,7 m. (+ 5 cm., "de bodem" is niet scherp bepaald) boven de grond aan de me(e)t(eo)mast bevestigd was. De ra werd waterpas horizontaal gesteld, anemometer en vaan stonden daar rechtop op.

De (afgeschermd) thermometer stond op een tafel, ca. 0,75 m. boven de grond. De NTC's waren ieder met hun "aarde" -uitgang vastgesoldeerd op een koperen plaatje (ca. 7x10x0,1 cm.), en ingesmolten in een laag paraffine. De boven-NTC was met een stukje karton afgeschermd van direkt zonlicht, de onder-NTC werd door het bos afgeschermd.

Voor een schets van de meteo-opstelling, waarin ook de hierboven niet vermelde maten zijn aangegeven, zie figuur 3.3.

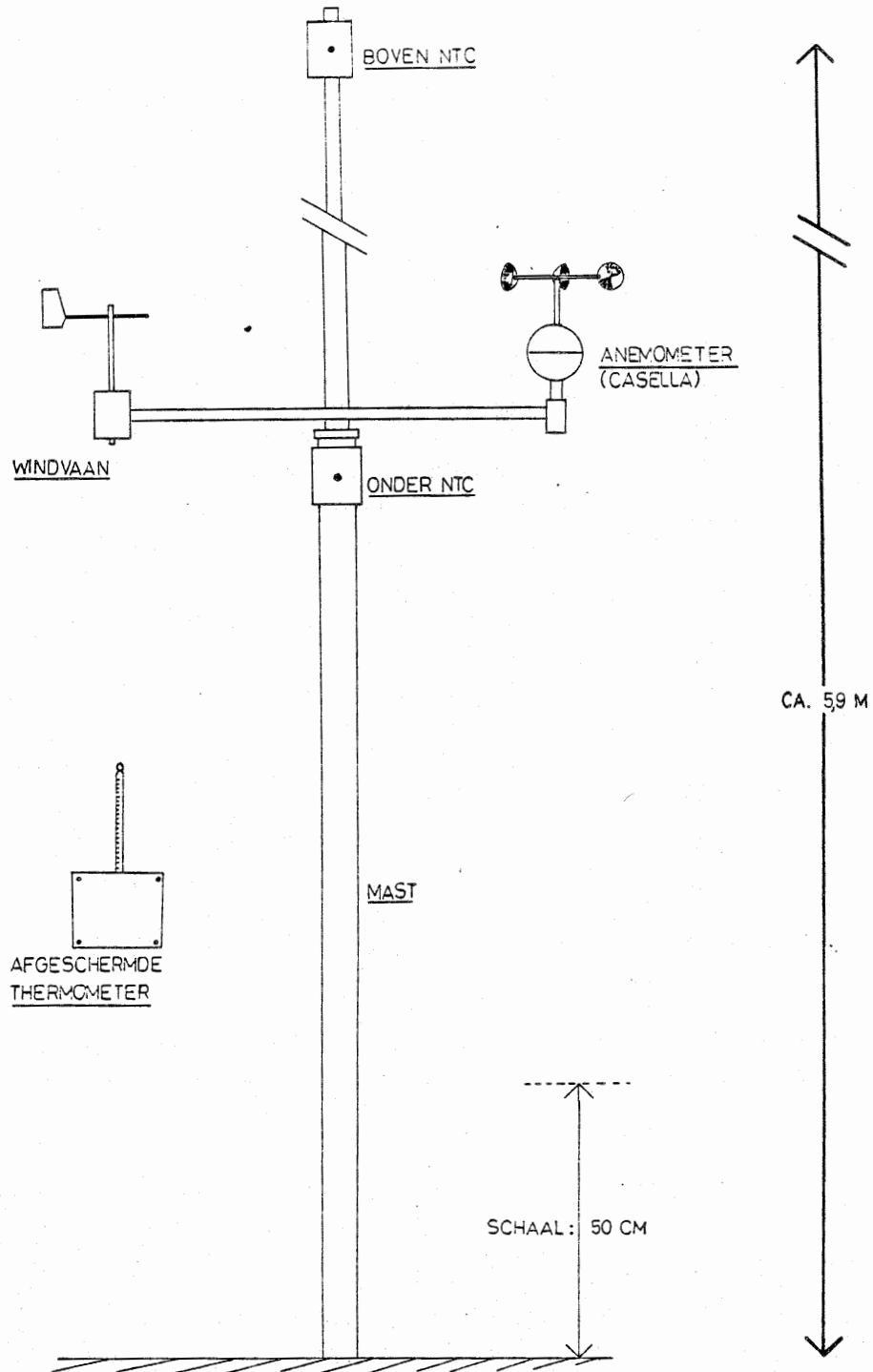


FIG. 3.3 SCHEMA VAN DE METEO OPSTELLING.

Een windsnelheidsgradiënt maten wij niet, omdat :

- 1 : een verticale windsnelheidsgradiënt volgens Moerkerken (1976) eventueel te schatten is uit de windsnelheid op zekere hoogte.
- 2 : wij niet konden beschikken over twee (of meer) Casella cupanemometers.

3.3 Terrein Als terrein voor het maken van de geluidsopnamen kozen wij een perceeltje bos op het landgoed Den Treek-Henschoten bij Amersfoort. Het perceel ligt langs de Doornse grindweg, Amersfoort-Maarn/Doorn, tussen km. 1,8 en 1,9. Er staat vrij laag en dicht, ca. 10 m. hoog bos van grove den. Dit stuk bos is vrij oud; het werd in 1925 aangeplant. Omdat echter volgens de beheerder van Den Treek (Schoutenhuis, Woudenberg) de bodem ter plekke erg schraal is bleef het bos tamelijk laag. De motivatie voor de keuze van juist dit stukje bos is als volgt:

- we wilden meten aan het bos dat in Nederland het meeste voorkomt. Zulks om onze resultaten zo algemeen mogelijk te laten zijn (70 % van alle bos in Nederland is dennebos, volgens de heer Nas, staatsbosbeheer Utrecht (1979))
- het bos moest liggen langs een drukke verkeersweg (sterke geluidsbron; cf. 3. Opstelling & Apparatuur 3.1 Geluid)
- de meetplaats moest niet te ver van Utrecht afliggen: dáárvandaan moest immers alle apparatuur aangesleept worden, hoofdzakelijk per fiets, motorfiets (Harley Davidson, bouwjaar 1942) en autobus

Bijlage 4 toont de ligging van het meettrajekt. Een situatieschets is aan het eind van deze paragraaf opgenomen.

Het bos heeft een gemiddelde dichtheid van $0,53 \pm 0,06$ bomen/m² (gemiddeld over 5 "samples" van 10x10 m. bos). Daarbij zij aangetekend dat de spreiding vrij groot is: nabij beide uiteinden van het meettrajekt telden wij tot 0,66 bomen/m², in het midden kwam ook 0,37 bomen/m² voor. (Als boom telden wij alle begroeiing die met stam en/of tak(en) boven mikrofoonhoogte (1,5 m.) uitstak.)

Het bos bestaat hoofdzakelijk uit (aangeplante) grove den (*Pinus sylvestris* L.). Daartussen staat nogal wat Amerikaanse vogelkers (*Prunus serotina* Ehrh.). Vooral langs de randen van het perceeltje vinden we ook (in volgorde van afnemende dichtheid): berk (ruwe-; *Betula alba* L.; *B. verrucosa* Ehrh. (*B. pendula* Roth)) en lijsterbes (*Sorbus aucuparia* L.), eik (zomer-; *Quercus robur* L.) en Amerikaanse eik (*Quercus rubra* L.). Dit alles volgens Heimans (et al., 1960). Op het totaal aantal bomen dat voor ons van belang is zijn de laatste vier soorten getalsmatig verwaarloosbaar. In de wegberm tussen hoofd- en parallelweg staat nog een enkele eik (ongeveer 0,01 eik/m²).

De ondergrond van het bos wordt gevormd door een vrij stevige laag humus. Daaronder moet, op een diepte van misschien een halve meter, zandgrond zitten. (Wij hebben, om begrijpelijke redenen, geen (letterlijk) diepgaand stratigrafisch onderzoek gedaan.)

Op de bodem groeit vrij stug, zeer dunhalmig gras, dat plat op de bodem ligt. Het bedekt ca. 50 % van de totale bodemoppervlakte. Verder liggen er dode naalden en denneappels (een los laagje van enkele cm. dik), en hier en daar dode takken en/of complete bomen.

Vanaf de wegas het meettrajekt het bos ingaande ontstaat het volgende beeld: in de wegberm van de hoofdweg staat, behalve de eiken gewoon gras (breedhalmig, ópstaand, ca. 20 cm. lang, "weiland"-gras). Over de parallelweg (asfalt) heen ligt vlak vóór de referentiemikrofoon weer een strook van hetzelfde gras met een breedte van ca. 1½ m. Het bos is aanvankelijk, nabij de referentiemikrofoon, zeer dicht door de aanwezigheid van veel andere vegetatie tussen de dennebomen. Met name is dit lage (tot 1 à 1,2 m. hoge) en duidelijk hogere prunus, waarvan de dichtheid gelijdelijk afneemt tot 0 op ongeveer 40 m. van de wegas. De bosrand wordt gevormd door een slechts ca. 1 m. brede strook eik, Amerikaanse eik en grove den. Op de bodem veel dood hout, een waar oerwoud van miniprunusjes en "kulturelijk" afval (frisdrankblikjes, plastics, auto-onderdelen, wijnflessen en porno-lektuur), waarvan de dichtheid afneemt met de prunus-dichtheid. Geen gras. Tot zo'n 30 m.

dulatie op: hoogteverschillen van hoogstens 40 cm. over afstanden tussen 5 en 10 m. Bij 32 m. staat het statief een 10 cm. lager dan de omringende bodem, bij 45 m. 30 à 40 cm. beneden belendende "golftoppen", ofwel ca. 20 cm. lager dan gemiddeld. In dit tussengebied vormt het bosgras een 100 % dekkend tapijt. Er is weinig of geen prunus, dood hout of afval: het bos dunt uit tot het puur dennebos met een dichtheid van zo'n 0,40 bomen/m² is.

Voorbij de 50 m. wordt het bos weer dichter door prunusdichtheidstoename. Het bosgras verliest terrein op de prunusjes als bodembedekkers: bij 64 m. hebben we nog zo'n 50 oppervlakte-% gras, bij 90 m. bijna niets meer. Op dit laatste stuk traject ligt erg veel dood hout en drie lege, goedkoop-plasticen damestasjes, alsmede één oude schoen. De herkomst van deze objecten en de plaats van de tweede schoen is ons niet bekend.

De hoogte van het bos is ongeveer 10 m. : den ca. 6-10 m., prunus 0- ca. 6 m. In de rand van het bos (voor ons niet interessant vanwege de geringe dichtheid van andere dan dennebomen en de vrij geringe diepte (bosinhomogeniteit van 5-8 m., meestal (veel)minder)): lijsterbes 0- ca. 8 m. en eiksoorten 0- ca. 6 m.

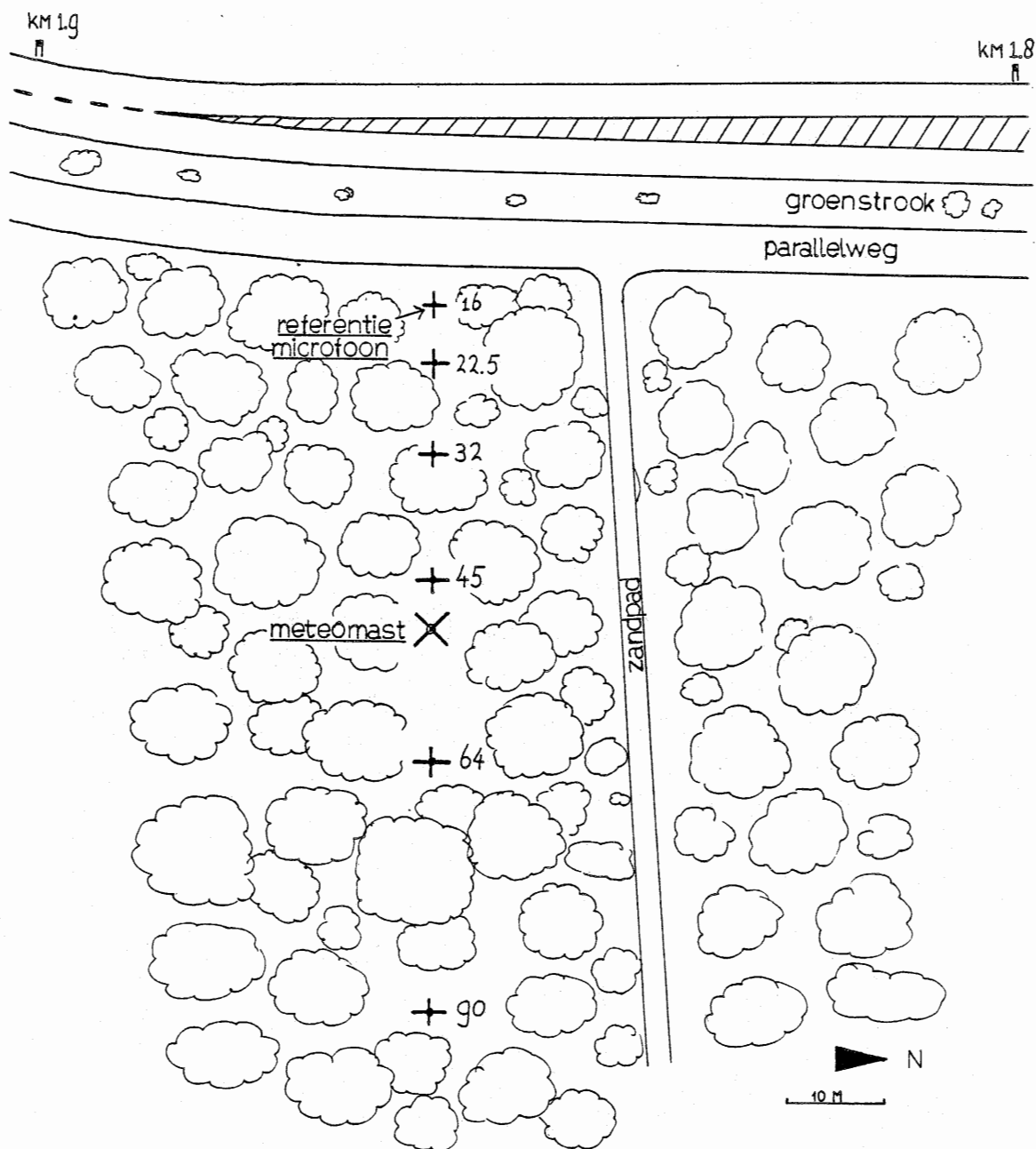


FIG. 3.4 SITUATIESCHETS VAN HET MEETTEREIN: GETALLEN GEVEN DE MICROFOONAESTAND TOT DE WEG IN M.

4. EXPERIMENT

4.1 Registratie Al onze opnameperioden vallen in het tijdvak van 17 Maart tot en met 28 April 1979. Er werd zowel overdag (4 maal) als 's nachts (3 maal) gemeten, zelfs éénmaal gedurende een geheel etmaal. Dat om alvast enige spreiding in de meteorologische variabelen te verkrijgen.

4.1.1 Geluid Met de in Opstelling & Apparatuur beschreven opstelling werden 50 series van elk 5 opnamen gemaakt van het geluid, dat door het verkeer op de weg geproduceerd werd. Bij elk van deze 5, zo snel mogelijk achter elkaar gemaakte, opnamen stond de tweede mikrofoon steeds op een andere afstand van de weg op het meettraject: 22½, 32, 45, 64 en 90 m. Voor ijkdoeleinden werd bovendien regelmatig (gemiddeld ongeveer om de andere serie) een opname gemaakt waarbij de tweede mikrofoon vlak naast de referentiemikrofoon stond, dus op 16 meter van de weg. Vóór en na elke opnameperiode werd een absolute ijking uitgevoerd met de ijkbron (cf. 3. Opstelling & Apparatuur, 3.1 Geluid, 3.1.1 Opname). Elke opname duurde $2 \text{ min} + \frac{15}{5} \text{ sec}$. De transportsnelheid van de band langs de rekorderkoppen was steeds 9,5 cm/s. Deze snelheid kozen wij om enerzijds een redelijke geluidsweergavekwaliteit te garanderen, maar anderzijds niet al te veel band te hoeven gebruiken.

4.1.2 Meteo

- 4.1.2.1 Windsnelheid De stand van de counter werd steeds exakt (stopwatch) na één en twee minuten na de start van de opname afgelezen.
- 4.1.2.2 Windrichting Aflezing elke opname tweemaal, steeds ca. één minuut uit elkaar. Gedurende de hele opname in de gaten gehouden voor de foutschatting.
- 4.1.2.3 Temperatuur Aflezing elke opname 2 maal, na ½ en 1½ minuut (als bij windrichting).
- 4.1.2.4 Temperatuurgradiënt Aflezing van de weerstand van de boven- en beneden-NTC iedere opname twee maal.
- 4.1.2.5 Relatieve luchtvochtigheid De relatieve luchtvochtigheid werd gedurende elke opnamenserie (dus van vijf opéénvolgende opnamen) twee tot viermaal bepaald. De psychrometer werd gedurende de hele opnametijd rondgeslingerd.
- 4.1.2.6 Bewolgingsgraad Deze werd éénmaal geschat per opname. Ingeval van mist of "wazige" bewolking (troebele atmosfeer zonder duidelijke wolkenvorming) is een naar beste weten geschatte tussenwaarde genomen.

4.2 Verwerking

4.2.1 Geluid Met de spektraalanalysator en een klein computersysteem (HP MX 21) werden per opname twee tertsbandspektra berekend van het op de band opgenomen geluid: één voor het linker- (referentiemikrofoon) en één voor het rechter-spoor (tweede mikrofoon). Het programma, dat de komputer gebruikte om de van de analysator afkomstige gegevens om te rekenen naar onze vermogensspektra op logaritmische frekwentieschaal, schreven en testten wij zelf. De analysator werd gebruikt in de RMS-mode. De spektra zijn dus kwadratisch gemiddeld (RMS = Root Mean Square) over de opnametijd: we werken met het over de opnametijd gemiddelde ekwivalente geluidsnivo (L_{eq}). Deze spektra werden ter verdere bewerking overgezonden naar het grotere computersysteem van het Academisch Computer Centrum Utrecht, de CDC Cyber 175. De spektra van alle opnamen waarbij beide mikrofoons op 16 m. van de weg stonden werden gebruikt voor het samenstellen van een verschillspektrum tussen het linker- en rechterkanaal. Dit gemiddelde verschillspektrum (met fouten) werd gebruikt om te korrigeren voor ongelijkheden tussen de beide kanalen. Voor elke opname kan nu dus, uit de twee spektra plus het korrektiespektrum, een overdrachtsspektrum samengesteld worden: het verschil in geluidsintensiteit gemeten

door de eerste en de tweede mikrofoon als funktie van de frekwentie (het tertsbandsnummer). Bij Resultaten & Konklusies vindt men voorbeelden van zulke overdrachtsspektra, voor verschillende afstanden tussen de beide mikrofoons.

De programmatuur voor het bepalen van het korrektiespektrum schreven wij zelf. Ook maakten we een programma dat, voor een set van nader te specificeren opnamen (gekodeerd met hun metingnummer), bij elke opname het gekorrigeerde overdrachtsspektrum bepaalt. Voorts "zoekt" het programma bij elke opname (= elk metingnummer) "op" op welke afstand van de weg de tweede mikrofoon op dezelfde afstand stond, worden gemiddeld (met fout). Het programma produceert uiteindelijk 5 gemiddelde overdrachtsspektra (met fouten): één voor elk van de 5 verschillende afstanden van de tweede mikrofoon tot de weg.

Het bepalen van het gemiddelde overdrachtsspektrum bij een aantal (n) opnamen gaat als volgt: bij elke opname hebben we twee tertsbandspektra, één van het linker- en één van het rechterspoor (deze spektra bestaan elk uit 26 getallen, vóórstellende het vermogen, dat gedurende de opnametijd (of liever: de analysetijd) van ca. 2 minuten in de 26 verschillende tertsbands geakkumuleerd werd: de L_{eq} -waarden over 2 minuten). Het bij metingnummer i in een tertsbands geakkumuleerde vermogen op het linker- resp. rechtspoor geven we aan met L_i resp. R_i . Het overdrachtsspektrum (nog niet gekorrigeerd; zie verderop) bij metingnummer i is dus een verzameling van 26 getallen (overdrachtsverhoudingen) R_i/L_i , als funktie van de frekwentie f (of het tertsbandsnummer). Het overdrachtsspektrum in dB's is dan dus de verzameling getallen $10 \cdot 10^{\log(R_i(f)/L_i(f))}$.

Bij n opnamen, waarbij we het gemiddelde overdrachtsspektrum willen bepalen, hebben we 2n spektra; n verzamelingen L_i en n verzamelingen R_i . Bedenken we nu, dat een set van n L_{eq} -metingen over 2 minuten gezien kan worden als één L_{eq} -meting over 2n minuten, dan zien we in dat we de over die n metingen gemiddelde overdrachtsverhouding in elke tertsbands moeten bepalen als:

$$\left\langle \frac{R}{L} \right\rangle_n = \frac{(\sum_{i=1}^n R_i)/n}{(\sum_{i=1}^n L_i)/n} = \frac{\sum_{i=1}^n R_i}{\sum_{i=1}^n L_i} \quad (4.1)$$

(L_{eq} -koncept; cf. Theorie)

$\left\langle \frac{R}{L} \right\rangle_n$ als funktie van de frekwentie/het tertsbandsnummer is het gemiddelde (ongekorrigeerde) overdrachtsspektrum.

We korrigeren voor verschillen tussen het rechter- en linkerkanaal: de korrektie wordt voor iedere tertsbands apart bepaald en uitgevoerd, is dus frekwentie-afhankelijk. Het hiervoor benodigde ijspektrum werd samengesteld uit 21 spektra van opnamen waarbij beide mikrofoons op 16 m. afstand van de weg stonden ("16/16-metingen").

Uit deze spektra werd op de hiervóór beschreven wijze een gemiddeld "overdrachtsspektrum" (verschilspektrum) bepaald. De verschilspektra van de 21 16/16-metingen afzonderlijk waren, op één na, opvallend gelijk. Dat rechtvaardigt het gebruik van steeds hetzelfde, namelijk het gemiddelde, korrektiespektrum bij de korrektie op het (gemiddelde) overdrachtsspektrum van één of meerdere opnamen, onafhankelijk van het metingnummer/de metingnummers van de opname(n): het verschil tussen de kanalen bleef bij elke frekwentie (\approx in elke tertsbands) vrij goed, dat wil zeggen: binnen ca. 0.5 dB, gelijk over alle opnamen. Het gebruikte gemiddelde korrektiespektrum is grafisch weer - gegeven in figuur 4.1 (volgende bladzijde).

Een gekorrigeerd, over n opnamen gemiddeld overdrachtsspektrum (in dB's) bestaat dus uiteindelijk uit 26 getallen

$$10 \cdot 10^{\log \left(\frac{OV}{KORR}(f) \right)} = 10 \cdot 10^{\log OV(f)} - 10 \cdot 10^{\log KORR(f)} \quad (dB) \quad (4.2)$$

met

$$OV = \frac{\sum_{i=1}^n R_i}{\sum_{i=1}^n L_i} \quad \text{en} \quad KORR = \frac{\sum_{j=1}^{21} R_j^{(16/16)}}{\sum_{j=1}^{21} L_j^{(16/16)}} \quad (4.2)$$

De nummers van de metingen/opnamen (in een "set"), die door het programma bewerkt moeten worden, worden in het vervolg gedikteerd door (de uitkomsten van) selectie- en klasse-indelingsprocedures in één of meer meteorologische variabelen (zie 4.2.3). We bezien daarom eerst de verwerking van de uitkomsten van onze weersomstandigheden nader.

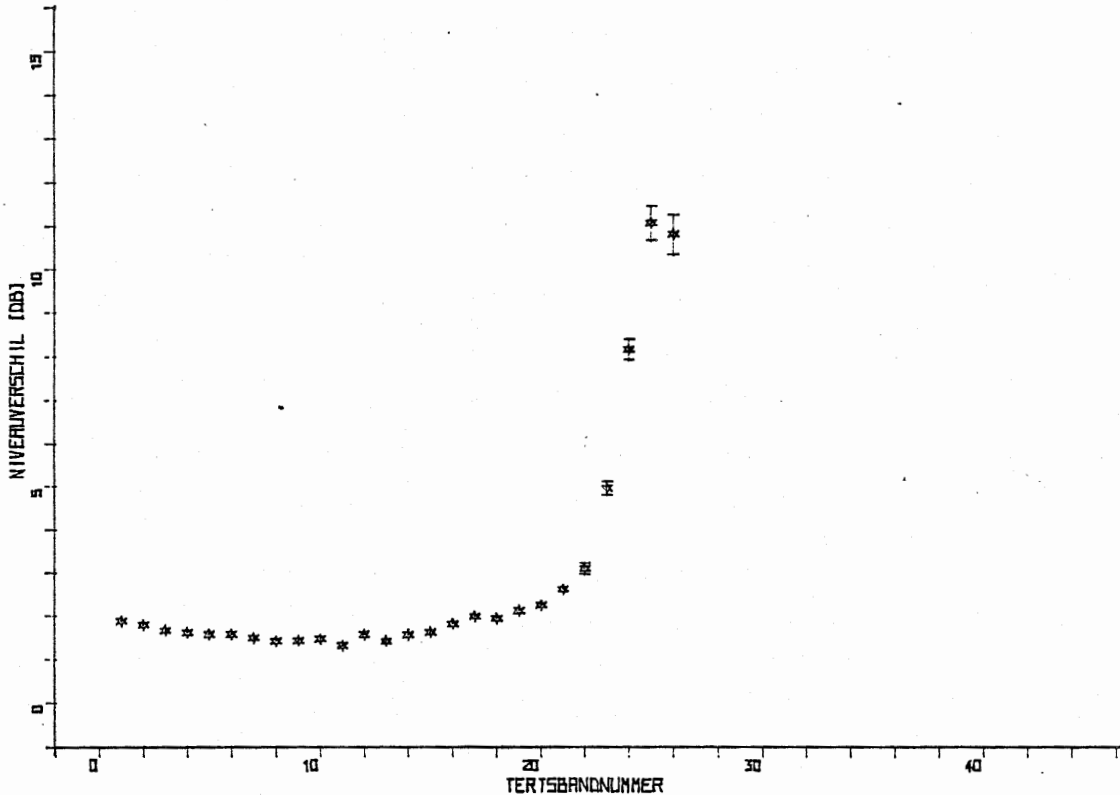


FIG. 4.1 HET GEMIDDELDE KORREKTIESPEKTRUM.

4.2.2 Meteo Voor het omrekenen van meetwaarden, zoals aantal omwentelingen per minuut van de anemometer en weerstanden van de NTC's, naar fysische grootheden (windsnelheid in m/s, temperatuurgradiënt in K/m) van de meteorologische parameters schreven wij een komputerprogramma dat het nodige rekenwerk verrichtte. De input voor het programma bestond uit de door ons zelf met de hand op file gezette "rauwe" meetgegevens.

Aan de grootheden temperatuur, relatieve luchtvochtigheid en bewolgingsgraad hoefde het programma niet meer te rekenen.

Speciale aandacht vragen nog slechts de volgende grootheden:

4.2.2.1 Windsnelheid Bij de anemometer was een ijkcurve bijgeleverd (aantal omwentelingen per minuut vs. windsnelheid in m/s). Van

snijding in het voor ons interessante gebied (zeer lage windsnelheden).

4.2.2.2 Windrichting De windrichting werd met de windsnelheid gekombineerd tot komponent van de windsnelheidsvektor langs het meettrajekt. Deze werd positief gerekend, als de komponent van de windsnelheidsvektor langs het meettrajekt van de weg af naar de mikrofoons toe stond. Wij introduceerden de "windkomponent", omdat die volgens Moerkerken (1976; cf. 2. Theorie 2.5) erg belangrijk is als variabele die de geluidsoverdracht beïnvloedt.

De foutenrekening voor deze variabele is een hoofdstuk apart: zie 5. Foutenrekening 5.2 Meteo.

4.2.2.4 Temperatuurgradiënt Om uit de in het bos gemeten NTC - weerstanden de temperatuurgradiënt (met fout) te kunnen bepalen moesten de NTC's eerst geijkt worden. Wij deden dit door ze in een paraffinebad te hangen, waarvan we de temperatuur varieëerden van ca. -3° C tot 30° C (het voor ons interessante temperatuurinterval). Elke ijkserie werd 4 maal uitgevoerd, duidelijk afwijkende metingen werden geschrapt. Iedere gemeten weerstandswaarde in de ijkserie is zo het gemiddelde van minstens 2 (en hoogstens 4) aflezingen. Aan de meetpunten (T, W) lieten wij door de komputer, voor iedere NTC afzonderlijk, een kromme aanpassen, voorgesteld door de vergelijking:

$$W = A_1 \cdot e^{A_2 T} + A_3 \tag{4.3}$$

waarin, W de gemeten NTC - weerstand, T de temperatuur en A₁, A₂ en A₃ aanpassingsparameters zijn.

Met de uit de aanpassing gevonden waarden voor A₁, A₂ en A₃ (verschillend voor de onderscheiden NTC's), de fouten daarin en de kovarianties konden we dan weer bij elke in het bos gemeten waarde voor de weerstand van een NTC de bijbehorende temperatuur (met fout) berekenen volgens:

$$T = \frac{1}{A_2} \log\left(\frac{W - A_3}{A_1}\right) \tag{4.4}$$

(inverse van (4.3))

Dit is de formule, die het meteo - programma gebruikte.

De temperatuurgradiënt is nu het verschil tussen de volgens (4.4) voor de respectieve NTC's bepaalde temperatuur, gedeeld door het hoogteverschil tussen de NTC's:

$$TGRAD = (T_{\text{boven}} - T_{\text{onder}}) / \Delta h \tag{4.5}$$

met $\Delta h = h_{\text{boven}} - h_{\text{onder}}$ en T volgens (4.4) voor "boven" resp. "onder"- NTC.

Ook voor de foutenrekening voor deze variabele (ijking en verwerking meetgegevens uit het bos) zij men weer verwezen naar het hoofdstuk Foutenrekening in dit verslag.

4.2.2.5 Relatieve luchtvochtigheid Zoals al opgemerkt hoefde het komputerprogramma niet meer te rekenen aan de meetgegevens, die de waarde van deze variabele bepalen. Het leek ons handiger om zelf even de tabel te hanteren, die uit de temperatuur van de "droge" thermometer en het temperatuurverschil tussen "natte" en "droge" thermometer de relatieve luchtvochtigheid geeft.

5 FOUTENREKENING

5.1 Geluid De tertsbandspektra bij een opname, verkregen uit de resultaten van de analyse van het op de band opgenomen geluid met de spektraal-analysator, bestaan uit 26 getallen die weergeven wat het akoestische vermogen is dat in de 26 tertsbanden binnenkwam, gemiddeld over de opname-(analyse-)tijd. In de waarden, die wij voor die vermogens meten, zit een interne (meet)fout, die twee componenten heeft:

- 1 : een instrumentele fout: vervorming van het signaal bij opname/weergave; eindige rekennauwkeurigheid van de analysator
- 2 : een "reproduceerbaarheidsfout": het gemeten vermogen is afhankelijk van het tijdstip van begin en eind van de analyse.

Ad 1 : aangezien de meet- en opname/weergavenauwkeurigheid van geluidmeters, rekorder en analysator volgens fabrieksopgave bij alle (door ons bekeken) frekwenties veel beter dan en hoogstens gelijk aan 0,1 dB is, mogen we veronderstellen dat deze instrumentele fout in de orde van grootte van die 0,1 dB ligt.

Ad 2 : om een indruk te krijgen van deze fout hadden wij een willekeurige opname een aantal malen willen analyseren. Dat is helaas niet gebeurd, en wij raden eventuele opvolgers warm aan dit wél te doen. Onzerzijds is dit een ernstige omissie. Om deze fout zo klein mogelijk te houden hebben we wel zo veel mogelijk de opname, en dus ook later de analyse, gestart en gestopt op een tijdstip dat het even rustig was op de weg. Tegen het eind van een analyse veranderde bovendien het op de display van de analysator zichtbare spectrum altijd maar weinig meer van vorm. Wij schatten, "met de natte vinger" (net zoals bij 1 trouwens) dat ook deze fout in de buurt van de 0,1 dB ligt (in elke tertsband, dus onafhankelijk van de frekwentie).

Om aan de veilige kant te blijven schatten we nu de totale interne fout in een willekeurige "tertsbandinhoud" op 0,2 dB.

Het is, uit de formules bij 4. Experiment, 4.2.1, niet zonder meer duidelijk hoe de externe fouten in een gekorrigeerd gemiddeld overdrachtsspectrum $\langle \frac{R}{L} \rangle_n$ bepaald

moeten worden. (We gebruiken hier dezelfde notaties als in 4. Experiment 4.2 Verwerking 4.2.1 Geluid). Uit de verschillende R_i 's (en dito L_i 's) is wel een spreidingsfout te halen, maar die zegt alleen maar iets over de fluktuaties in de vekeersdichtheid op de weg (Poissonspreiding, $\sigma \sim \sqrt{R}$ (resp. L)). Bovendien zijn de spreidingen in R en L natuurlijk sterk gekorreleerd.

Om dit probleem op te lossen bedenken we het volgende: het bepalen van de gemiddelde overdracht $\langle \frac{R}{L} \rangle_n$ in een tertsband, zoals beschreven bij 4. Experiment 4.2.1, kan gedaan worden door de geluidsnivo's L_i en R_i in grafiek tegen elkaar uit te zetten als in figuur 5.1 en vervolgens aan de punten (L_i, R_i) een rechte lijn aan te passen volgens de methode der kleinste kwadaten. Deze lijn moet uiteraard door de oorsprong gaan: R_i of L_i kan niet gelijk aan nul zijn zonder dat de andere dat ook is. De richtingscoëfficiënt van deze aangepaste lijn is dan juist het gezochte gemiddelde $\langle \frac{R}{L} \rangle_n$. Voor die richtingscoëfficiënt ("r.c.") geldt nu, volgens Squires (1965) :

$$r.c. = \frac{\sum_{i=1}^n w_i L_i R_i}{\sum_{i=1}^n w_i L_i^2}, \text{ waarbij } w_i \text{ het gewicht van het punt } (L_i, R_i) \text{ is.}$$

Vergelijking van deze uitdrukking met de bij 4. Experiment 4.2.1 gevonden uitdrukking:

$$\langle \frac{R}{L} \rangle_n = \frac{\sum_{i=1}^n R_i}{\sum_{i=1}^n L_i} \tag{4.1}$$

leert, dat we voor de gewichten w_i moeten nemen :

$$w_i = 1/L_i .$$

Voor de fout in de richtingscoëfficiënt, dus in de verhouding $\langle \frac{R}{L} \rangle_n$, vinden we hier - mee (nog steeds volgens Squires, 1965) :

$$\begin{aligned} (\Delta \langle \frac{R}{L} \rangle_n)^2 &= \frac{1}{\sum_{i=1}^n w_i L_i^2} \cdot \frac{\sum_{i=1}^n w_i (R_i - \langle \frac{R}{L} \rangle_n \cdot L_i)^2}{(n-1)} \\ &= \frac{1}{n-1} \cdot \frac{\sum_{i=1}^n \frac{1}{L_i} (R_i - \frac{\sum_{i=1}^n R_i}{\sum_{i=1}^n L_i} \cdot L_i)^2}{\sum_{i=1}^n L_i} \\ &= \frac{1}{n-1} \cdot \left(\frac{\sum_{i=1}^n R_i^2 / L_i}{\sum_{i=1}^n L_i} - \left(\frac{\sum_{i=1}^n R_i}{\sum_{i=1}^n L_i} \right)^2 \right) \end{aligned} \quad (5.1)$$

welke formule dan ook gebruikt werd door het computerprogramma dat de overdrachts - spektra met fout berekende. De fouten in de overdrachtsverhoudingen in dB's (en ge - korrigeerd) volgen nu met de gebruikelijke regels voor foutenrekening, losgelaten op de formules in 4.2.1, die de gekorrigeerde gemiddelde overdrachtsverhoudingen geven. De fouten in het gemiddelde verschil- of korrektiespektrum werden uiteraard ook op de hiervoor beschreven wijze bepaald.

De externe fouten bleken steeds vrij konstant te blijven tegen de frekwentie. Dat kan opgevat worden als een indicatie voor rechtvaardiging van het onafhankelijk van de frekwentie stellen van de interne fout, wat wij hiervoor besproken.

De uiteindelijke fout in een gemiddelde overdrachtsverhouding (gemiddeld over n metingen) wordt nu gesteld op het maximum van de interne fout in één meting, gedeeld door \sqrt{n} en de externe fout. Die fouten bleken dan meestal extern te zijn.

5.2 Meteo

5.2.1 Windsnelheid Uit het aantal omwentelingen dat de anemometer maakte in één en twee minuten bepaalden wij de externe fout in het aantal omwentelingen per minuut. De interne fout in elk aantal omwentelingen stelden wij op één. Van de interne en de externe fout in het aantal omwentelingen per minuut werd de grootste via de ijkgrafiek omgezet in de fout in de windsnelheid. De maximale fout in de windsnelheid, veroorzaakt door a-lineariteit van de ijkgrafiek (die wij wél lineair veronderstelden) was altijd veel kleiner dan alle mogelijke andere fouten, en werd daarom verwaarloosd (de ijkgrafiek was, met andere woorden, zeer goed te benaderen met een rechte lijn). De kleinste windsnelheid die de Casella kan meten is 0,16 m/s. Als we 0 (nul) omwentelingen per minuut meten stellen we daarom de windsnelheid op 0,16 m/s, met een fout van 0,16 m/s. Daarmee bedoelen we dus : windsnelheid \leq 0,16 m/s .

5.2.2 "Windkomponent" De fout in de komponent van de windsnelheidsvektor langs het meettrajekt (hierna kortweg "windkomponent" te noemen) is opgebouwd uit de fout in de windsnelheid en de fout in de gemeten windrichting. Deze laatste werd in het bos geschat uit fluktuaties in de windrichting over de duur van een opname. Voor de windkomponent geldt :

$$\text{windkomp.} = \text{windsnelheid} \cdot \sin(\text{windrichting (in graden)}) \quad (\text{in m/s}) .$$

(Bij de windrichting is 0^0 = Noord, 90^0 = West etc. Het meettrajekt ligt pal Oost - West, vandaar ook die sinus.)

Omdat de geschatte fouten in de windrichting nogal groot waren - tot 30^0 toe! - was de gewone manier voor het berekenen van fouten met behulp van het differentiëren van

funkties niet bruikbaar, zeker niet nabij de 0° , 90° , 180° en 270° . Daarom volgden wij de volgende procedure: we bekeken de waarde van $\theta_1 \equiv$ windrichting - fout en van $\theta_2 \equiv$ windrichting + fout.

We onderscheidde nu drie gevallen :

- 1: $-90^\circ \leq \theta_1, \theta_2 \leq +90^\circ$ of $90^\circ \leq \theta_1, \theta_2 \leq 270^\circ$:
 fout in de sinus $= \frac{1}{2} |\sin \theta_1 - \sin \theta_2|$;
- 2: $-90^\circ < \theta_1 < 270^\circ$ en $+90^\circ < \theta_2 < 270^\circ$:
 fout in de sinus $= \frac{1}{2} \cdot \max(|\sin \theta_1 - 1|, |\sin \theta_2 - 1|)$;
- 3: $+90^\circ < \theta_1 < 270^\circ$ en $-90^\circ < \theta_2 < +90^\circ$:
 fout in de sinus $= \frac{1}{2} \cdot \max(|\sin \theta_1 + 1|, |\sin \theta_2 + 1|)$.

De lezer tekene eventueel zelf plaatjes om zich onze inzichten ook te verwerven.

Met de als boven berekende fout in de sinus van de windrichting is de rest van de foutenrekening voor de windkomponent "standaard"werk.

5.2.3 Temperatuur De fout in de temperatuur is gelijk aan de afleesnauwkeurigheid van de thermometer $\equiv 0,1$ K. Bij geen enkele opname werd tussen de twee afgelezen waarden een verschil gevonden groter dan $0,1$ K.

5.2.4 Temperatuurgradiënt a. ijkning. In de meetpunten (T,W) waaraan formule (4.3) aangepast moest worden :

$$W = A_1 \cdot \exp(A_2 T) + A_3 \quad (4.3)$$

(zie ook 4: Experiment 4.2 Verwerking 4.2.2 Meteo 4.2.2.4 Temperatuurgradiënt) , werden de volgende fouten opgegeven :

- in T de afleesnauwkeurigheid van de thermometer ($=0,1$ K) ,
- in W de grootste van de afleesnauwkeurigheid van de multimeter (aflezing: $k\Omega$'s in drie digits, dus afleesnauwkeurigheid = $0,005 k\Omega = 5\Omega$) en de fout in het gemiddelde van de gemeten waarden (spreidingsfout).

b. meting. De fout in T wordt bepaald door die in de waarde van W zoals die in het bos werd gemeten en de fouten in- en kovarianties van de aanpassingsparameters A_1, A_2 en A_3 :

$$T = T(W_{\text{bos}}, A_1, A_2, A_3)$$

(zie ook 4. Experiment 4.2.2.4 , formule (4.4)) , dus

$$\begin{aligned} (\Delta T)^2 = & \left(\frac{\partial T}{\partial W_{\text{bos}}} \cdot \Delta W_{\text{bos}}\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial A_1} \cdot \Delta A_1\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial A_2} \cdot \Delta A_2\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial A_3} \cdot \Delta A_3\right)^2 + \\ & 2 \cdot \frac{\partial T}{\partial A_1} \frac{\partial T}{\partial A_2} \Delta A_1 \cdot \Delta A_2 + 2 \cdot \frac{\partial T}{\partial A_1} \frac{\partial T}{\partial A_3} \Delta A_1 \cdot \Delta A_3 + 2 \cdot \frac{\partial T}{\partial A_2} \frac{\partial T}{\partial A_3} \Delta A_2 \cdot \Delta A_3 \end{aligned} \quad (5.2)$$

De fouten in- en kovarianties van de aanpassingsparameters werden opgegeven door het computerprogramma dat de aanpassingen aan de ijkpunten maakte. Als fout in W_{bos} gaven we ons meteo - programma op de grootste van de afleesnauwkeurigheid van de multimeter en de fout in het gemiddelde van de twee gemeten weerstandswaarden (per NTC per opname). Overigens werd dat gemiddelde zelf als waarde voor W_{bos} ingevoerd.

De fout in de temperatuurgradiënt volgt nu met formule (4.5) direkt en volgens de bekende regels der foutenrekenkunst uit die in T_{onder} en T_{boven} berekend volgens (5.2), en die in Δh . Deze laatste fout bleek overigens steeds verwaarloosbaar klein ten opzichte van de eersten, ondanks negatieve kovarianties van A_1 en A_3 en van A_2 en A_3 . Alle termen in (5.2) bleken van dezelfde orde van grootte en werden dus door het programma steeds allemaal "meegenomen" in de berekeningen.

5.2.5 Relatieve luchtvochtigheid De fout is gelijk aan de "stapgrootte", het tabulatie-interval, van de tabel: 2%. Vaak zal de werkelijke nauwkeurigheid iets beter zijn, omdat we in de tabel interpoleerden.

De spreiding in de gedurende één opnamenserie gemeten relatieve luchtvochtigheden was

5.2.6 Bewolkingsgraad Over de fout in de bewolkingsgraad is nauwelijks iets zinnigs te zeggen. Nu eens was de bewolkingsgraad echt wel tot op 1/8 nauwkeurig te bepalen, dan weer echter ('s nachts !) wilde de reproduceerbaarheid van één schatting nog wel eens verslechteren tot een graadje of 4 (4/8, dat is). Mede vanwege deze beroerde reproduceerbaarheid hebben we de bewolkingsgraad in ons onderzoek niet als (serieuze) selektieparameter (zie 6. Resultaten en Conclusies 6.1) gebruikt.

6. RESULTATEN & KONKLUSIES

6.1 Resultaten

6.1.1 Meteo - selektie Om de weersafhankelijkheid van de dempende weking van een bos te bepalen wilden wij onze geluidssterktemetingen indelen in groepjes zó, dat alle opnamen in dat groepje gemaakt werden onder dezelfde weersomstandigheden. Aanvankelijk wilden wij, om goede weersklassen te kunnen definiëren, al onze weermeetpunten uitzetten in een hyperruimte met dimensie gelijk aan het aantal door ons opgemeten meteo - grootheden.(7). De gebieden in die hyperruimte waarin klusters van meetpunten zouden liggen zouden dan verheven worden tot 'meteo - klassen'. We zeggen dat geluids - opnamen "in één weersklasse vallen" als die opnamen allemaal gemaakt zijn onder weersom - standigheden zódanig dat de weerparameters waarden hebben die vallen binnen de grenzen van de betreffende weersklasse.

Vanwege de omslachtigheid van dit zoeken naar klusters in de hyperruimte hebben we deze procedure niet gevolgd. In plaats daarvan hebben we elke meteo - parameter afzonderlijk in klassen ingedeeld. Voor elke parameter werd een intervalbreedte gekozen waarna het aantal metingen geturfd werd dat in elk interval viel. (In het geval van een parameter waarbij een fout was opgegeven in elke waarde hadden de meeste metingen (ca. 70 %) een fout kleiner dan de intervalbreedte.) Op deze manier kregen we verdelingen van aantallen metingen in een klasse waarbij er klassen waren die sterk onder- of overbezet waren. Het gevolg hiervan zou zijn dat er dan bij middeling van de geluidsgegevens uit één klasse soms gemiddeld wordt over erg veel - en soms juist over erg weinig metingen. Zelfs kan het voorkomen dat een klasse zó sterk onderbezet is dat er helemaal geen middeling mogelijk is (1 of 0 metingen in die klasse). Om dit nu te ondervangen hebben we klassen gemaakt die elk ongeveer 25 tot 30 metingen bevatten door overbezette klassen verder uit te splitsen en onderbezette klassen samen te nemen.

De verdeling van al onze meteo - metingen over zowel de oorspronkelijke klassen als over de hergedefiniëerde klassen vindt men weergegeven in Bijlage 9.5.

Door nu de nummers van geluidmetingen die in één zo bepaalde meteo - klasse vielen toe te voeren aan het eerder besproken spektrale middelingsprogramma (zie 4. Experiment 4.2.1) berekende de komputer per klasse 5 gemiddelde spektra (één voor elke afstand van de tweede mikrofoon tot de weg).

6.1.2 Overdrachtsspektra De overdrachtsspektra zijn grafieken waarin het geluidsnivoverschil tussen de eerste en de tweede mikrofoon (in dB) is uitgezet tegen de logaritmie van de frekwentie van het geluid (of het tertsbandsnummer). Deze plaatjes zijn gemaakt met behulp van de komputer.

De overdrachtsspektra zijn er in twee soorten :

1. het gemiddelde overdrachtsspektrum (gemiddelde van alle metingen die wij gedaan hebben, het zogenaamde 'generale gemiddeldé') (figuur 6.1) en
2. het overdrachtsspektrum van een geselecteerde weersklasse. Een voorbeeld hiervan vindt men in figuur 6.2.

6.1.2.1 Gemiddeld overdrachtsspektrum Als we eerst het gemiddelde overdrachtsspektrum beschouwen (het generale gemiddelde dus), dan valt direkt de 'centrale dip' met een minimum bij ca. 200 Hz. op. Naarmate de afstand van de tweede mikrofoon tot de weg toeneemt, neemt de diepte van de dip toe. In 2. Theorie 2.2.3 is reeds uitgelegd hoe de bodem oorzaak is van de dip. In vergelijking met de metingen van anderen (Moerkerken 1975, Haupt 1973, Embleton 1963) ligt onze dip bij een tamelijk lage frekwentie. Dit is te verklaren door aan te nemen dat wij een vrij zachte bodem hadden. Uit grafiek 2.11 lezen we af dat een stromingsweerstand van ongeveer 10^4 van de bodem een dip geeft bij 200 Hz. Volgens de theorie over het bodemeffect veroorzaakt een lagere stromingsweerstand ook een diepere dip. Dit is in overeenstemming met onze metingen, vergeleken met die van anderen.

Bij de hogere frekwenties zien we dat voorbij ca. 1 kHz. de demping weer toeneemt vooral bij grotere afstanden. de oorzaak hiervan is onduidelijk. Wel kunnen we zeggen dat deze inzakking niet veroorzaakt wordt door hogere orde interferenties van de direkte en indirekte geluids-

GEMIDDELDE OVERDRACHTSSPEKTRA

- 22.5 METER
- + 32 METER
- x 45 METER
- * 64 METER
- ☆ 80 METER

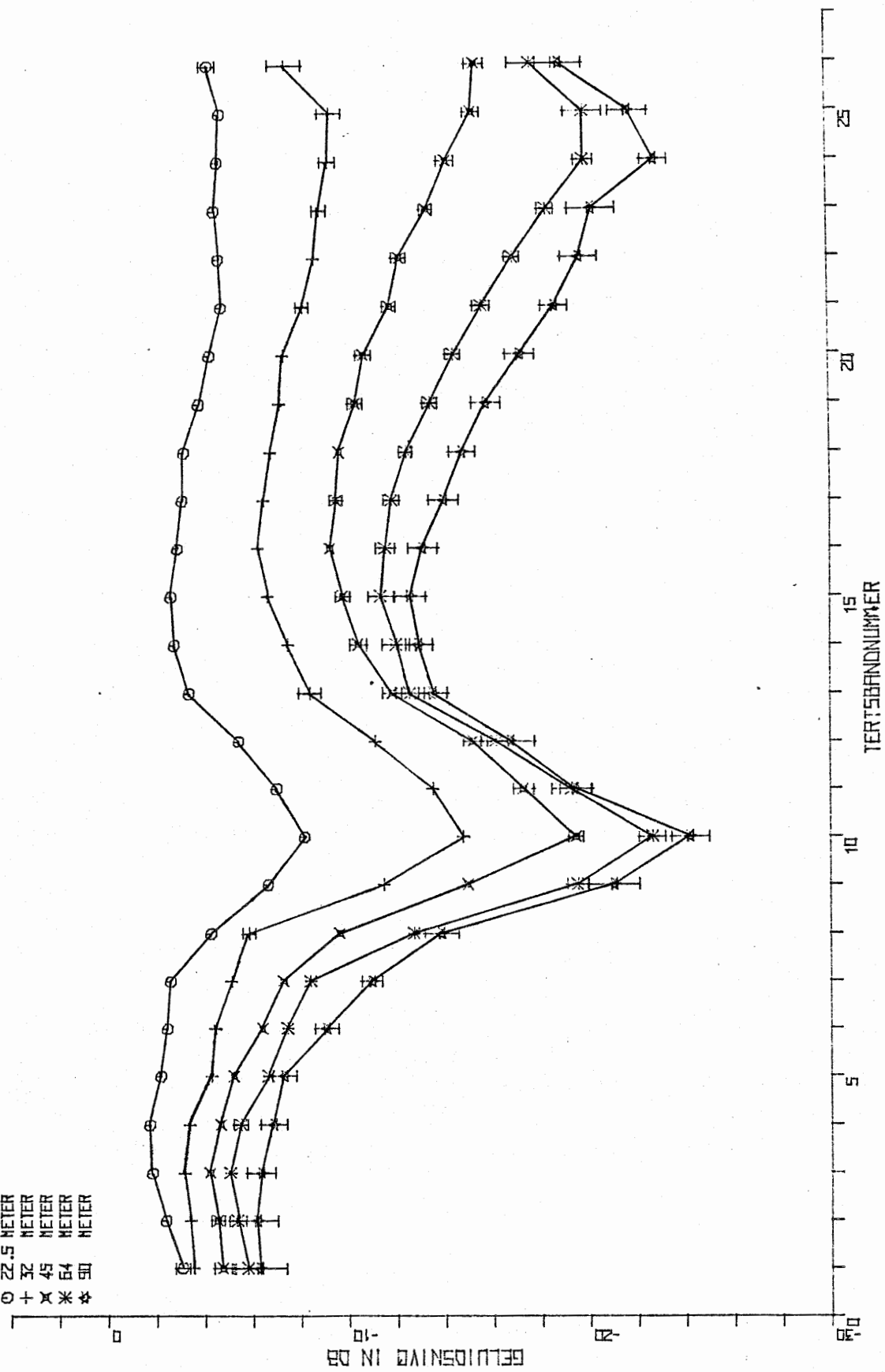


FIG. 6.1 GEMIDDELDE OVERDRACHTSSPEKTRA BIJ VERSCHILLENDE AFSTANDEN. GENERALE GEMIDDELDE.

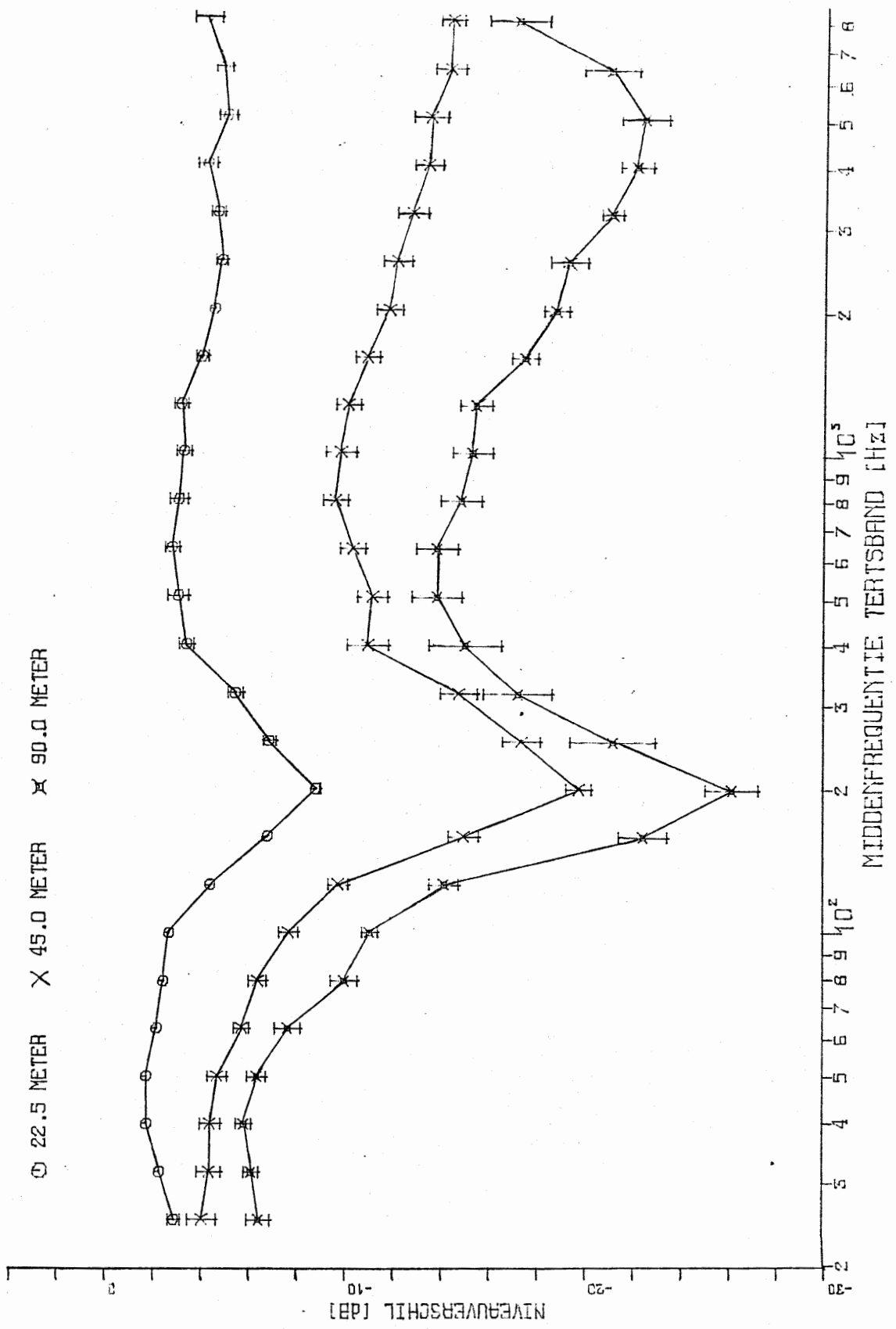


FIG. 6.2 GEMIDDELDE OVERDRACHTSSPEKTRA BIJ VERSCHILLENDE AFSTANDEN.
NAAR WEERSPARAMETER GESELEKTEERD: TEMPERATUURGRADIENT TUSSEN 0.47 EN 0.62 K/M.

deze microfoon niet steeds precies op dezelfde plaats stond, zou dit effect dus door middeling verdwijnen. De altijd wel aanwezige turbulenties zouden voorts deze interferenties bij de hoge frekwenties laten verdwijnen (zie 2.Theorie 2.2.4, fig 2.13). Ook andere waarnemers zien dat de demping na de centrale dip bij hogere frekwenties weer toeneemt (Haupt, 1973; Aylor, 1972; Moerkerken, 1975).

6.1.2.2 Naar weersklasse uitgeselekteerde overdrachtsspektra. De naar weersklasse uitgeselekteerde overdrachtsspektra (waarvan een voorbeeld in fig.6.2) zijn tot stand gekomen door een zekere weersparameter in klassen te verdelen en dan al die metingen die in één klasse vielen naar afstand te splitsen en te middelen. Het zijn dus metingen die gedaan zijn met een weersparameter (in fig.6.2 was dit de temperatuurgradiënt) binnen een zeker interval. Uit verschillen tussen deze plaatjes onderling en het gemiddelde overdrachtsspektrum zou dan een weersafhankelijkheid van het nivoverschil tussen de beide microfoons kunnen blijken.

Vergelijken we daarom figuur 6.1 met figuur 6.2 dan zien we dat (vooral door het toemenen van de fouten, welke het gevolg zijn van het feit dat over minder metingen gemiddeld werd) er geen opvallende verschillen zijn te bemerken. Dit gold ook voor de andere spektra van geselekteerde weersklassen. Helaas moeten we hieruit dus konkluderen dat het door ons gemeten weer geen erg grote verschillen teweeg brengt in de geluidsnivo's.

6.1.3 Afstandenplots. Grafieken 6.3.1 tot en met 6.3.3 en 6.4.1 tot en met 6.4.3 zijn onze zogenaamde afstandenplotjes. Hierin is voor elk van de 26 tertsbanden het geluidsnivoverschil (dB) uitgezet tegen de logaritme van de afstand (DAM). Elk plaatje bevat dus 5 meetpunten (afstand, nivoverschil) met afstand = 16, 22.5, 32, 45, 64, 90 m; nivoverschil = dB-nivo (afstand), - dB-nivo (16m), die voor de duidelijkheid door rechte lijntjes werden verbonden. Om de interpretatie van de gegevens te vergemakkelijken is bovendien in elk plaatje een serie van 4 referentielijnen getrokken. Deze referentielijnen korresponderen met een machtsverval van het geluid volgens een $1/r$, $1/r^2$, $1/r^3$, of $1/r^4$ wet.

De plaatjes van grafieken 6.3.1 tot en met 6.3.3 zijn eigenlijk dwarsdoorsneden van grafiek 6.1, en bevatten dus in principe geen nieuwe informatie. Door echter dezelfde gegevens op een andere wijze te presenteren krijgt men hier een beter beeld van het afstands-gedrag, terwijl bij grafieken 6.1 en 6.2 juist het frekwentiegedrag goed naar voren komt.

6.1.3.1 Algemeen gemiddelde. Grafieken 6.3.1 tot en met 6.3.3 zijn tot stand gekomen na middeling over al onze meetseries. Qua afstands-gedrag kan men hier globaal 3 frekwentiegebieden onderscheiden:

- a. de lage frekwenties. Hieronder verstaan we ruwweg het gebied van 20 tot en met 130 Hz, tussen tertsbanden 1 tot 3 à 9.
- b. de middenfrekwenties. Frekwenties van 150 tot en met 900 Hz ofwel tertsbanden 9 tot en met 15 à 16.
- c. de hoge frekwenties. Frekwenties van 700 tot en met 8000 Hz; tertsbanden 16 tot en met 26.

We bespreken nu voor elk van de gebieden a, b en c de meest in het oog lopende verschijnselen.

- a. In de lage frekwenties zien we dat het geluidsnivo tegen log afstand een redelijk goede rechte lijn volgt. Dit betekent dat de geluidsintensiteit met een macht van de afstand vervalst. Aan de referentielijn zien we dat het gedrag van $1/r$ in tertsbanden 1 tot en met 6 vrij plotseling verschuift naar een $1/r^2$ gedrag in tertsbanden 6 tot en met 9.
- b. In het middengebied treedt een nieuw verschijnsel op. Het nivo tegen de log afstand volgt nu geen rechte lijn, maar vertoont een flauwe opwaartse tendens (de grafiek is konvex). Het meest uitgesproken is dit verschijnsel tussen de 200 en 250 Hz, het-

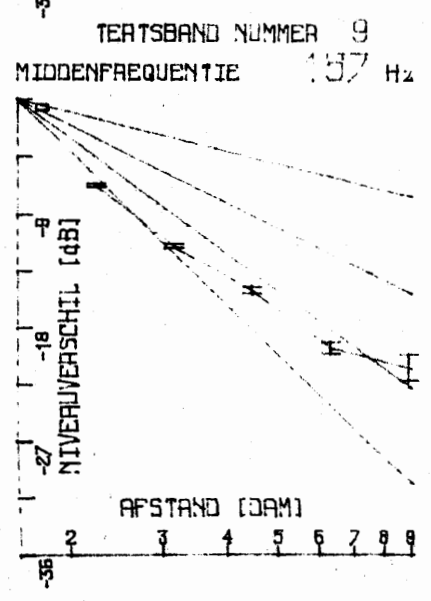
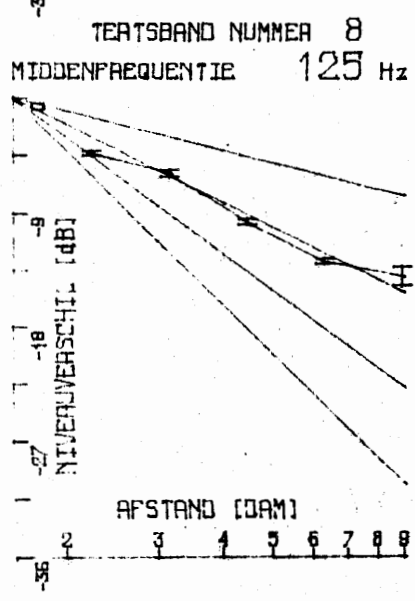
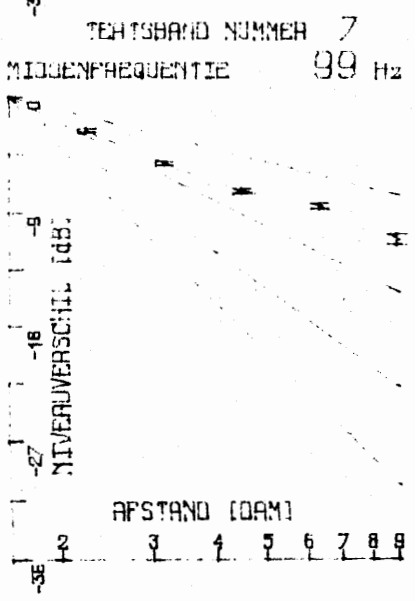
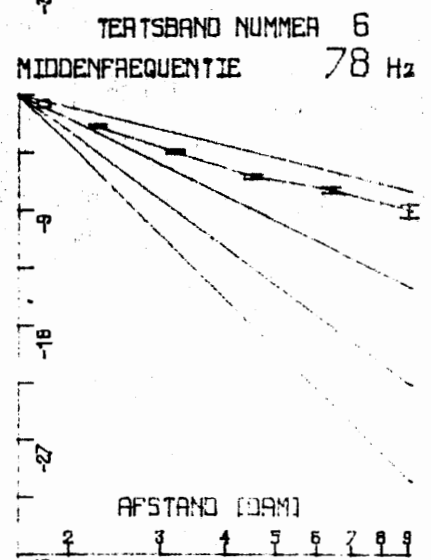
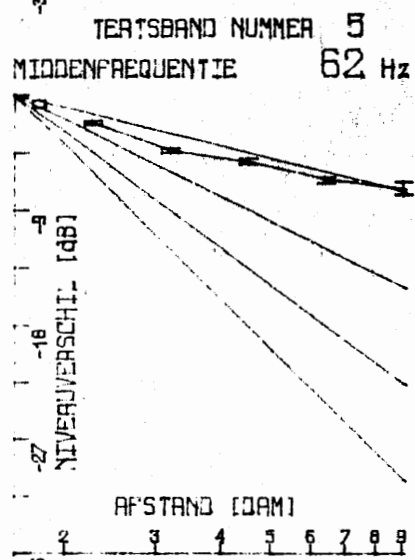
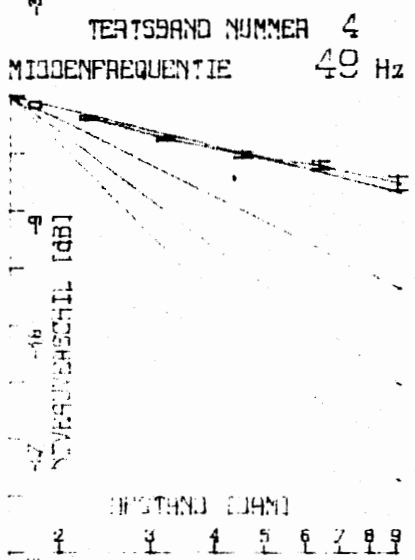
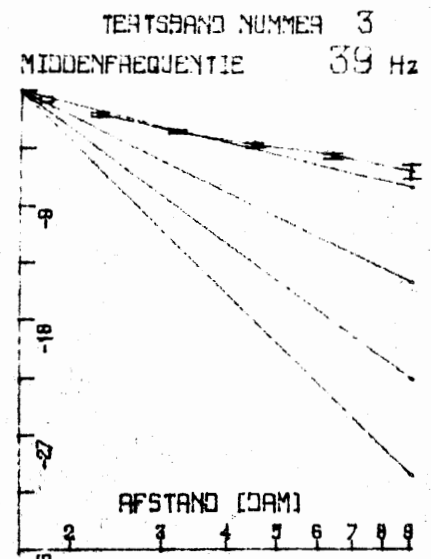
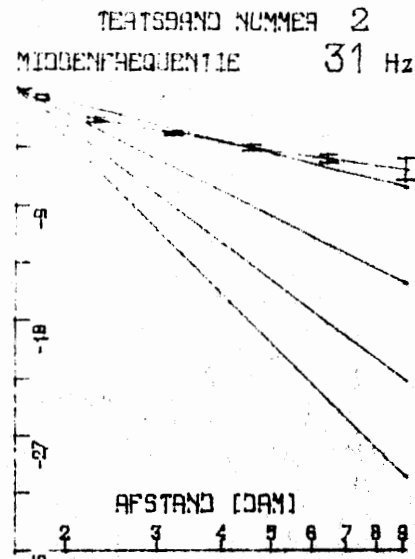
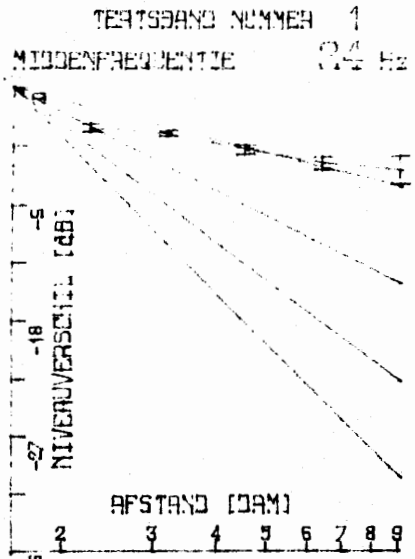
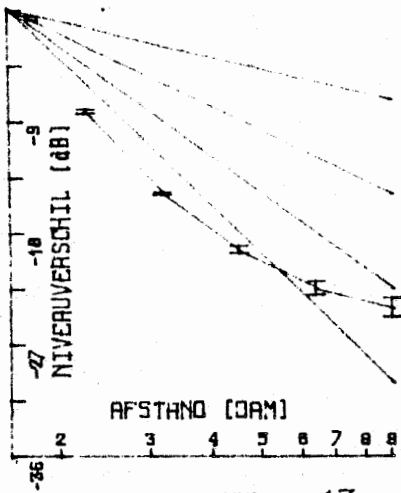
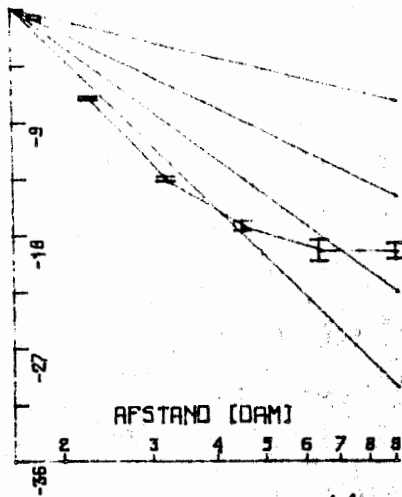


FIG. 6.3.1 GELUIDSNIVO TEGEN DE AFSTAND. ALGEMEEN GEMIDDELDE, TERTSBANDEN 1 TOT EN MET 9.

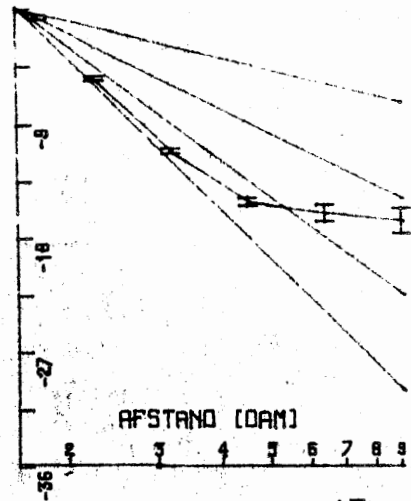
TERTSBAND NUMMER 10
MIDDENFREQUENTIE 198 Hz



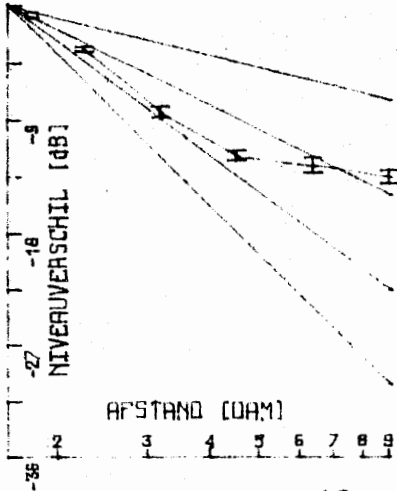
TERTSBAND NUMMER 11
MIDDENFREQUENTIE 250 Hz



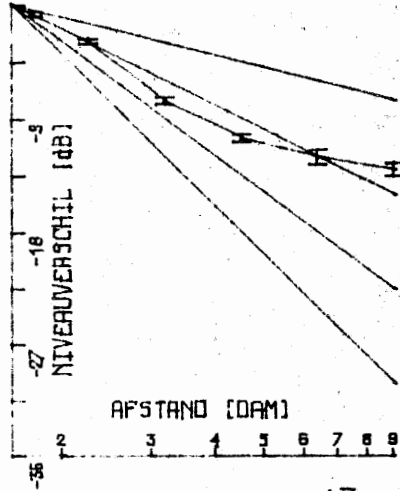
TERTSBAND NUMMER 12
MIDDENFREQUENTIE 314 Hz



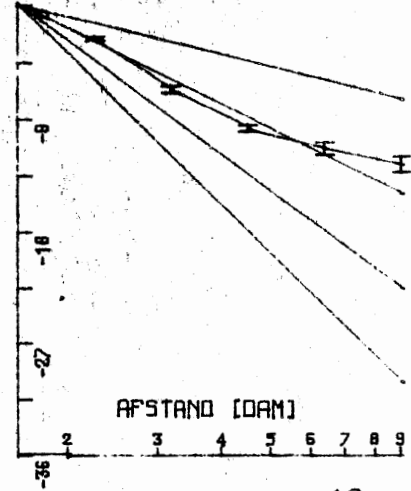
TERTSBAND NUMMER 13
MIDDENFREQUENTIE 396 Hz



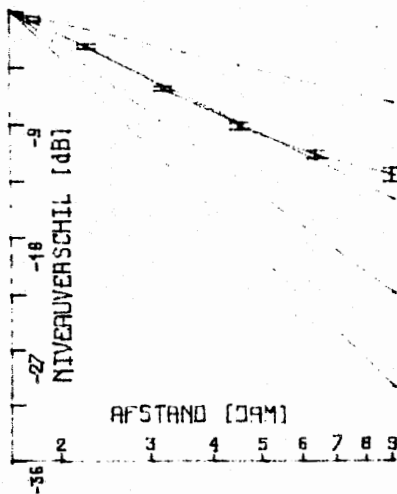
TERTSBAND NUMMER 14
MIDDENFREQUENTIE 500 Hz



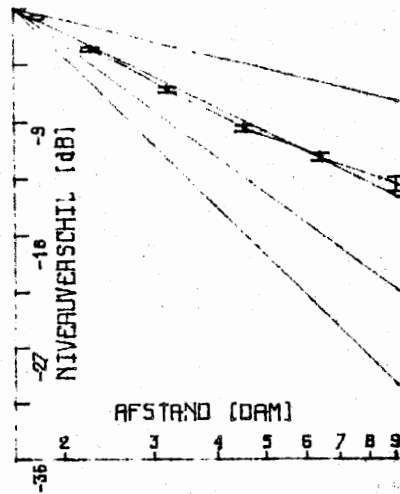
TERTSBAND NUMMER 15
MIDDENFREQUENTIE 629 Hz



TERTSBAND NUMMER 16
MIDDENFREQUENTIE 793 Hz



TERTSBAND NUMMER 17
MIDDENFREQUENTIE 1000 Hz



TERTSBAND NUMMER 18
MIDDENFREQUENTIE 1259 Hz

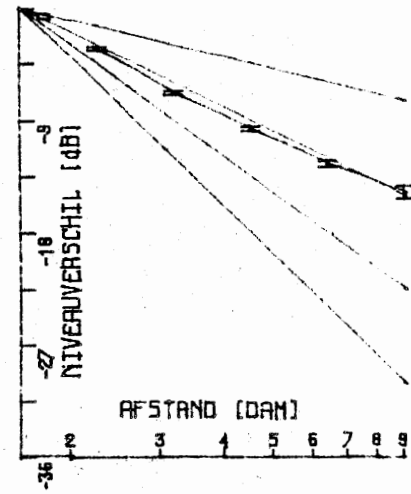
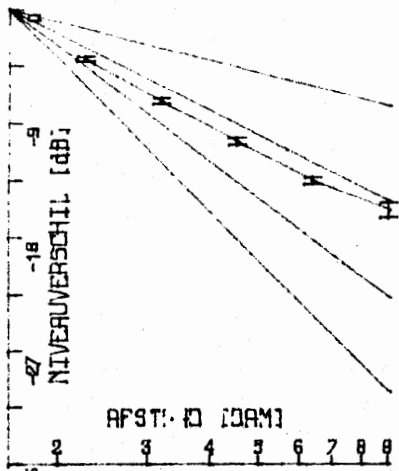
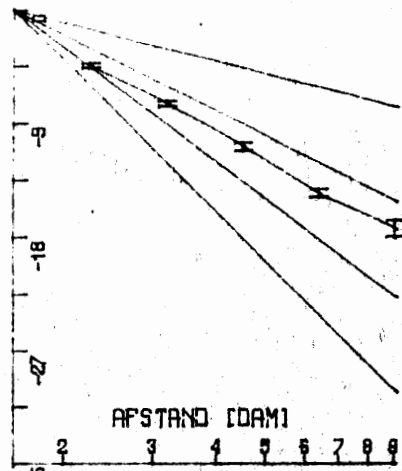


FIG. 6.3.2 IDEM, TERTSBANDEN 10 TOT EN MET 18.

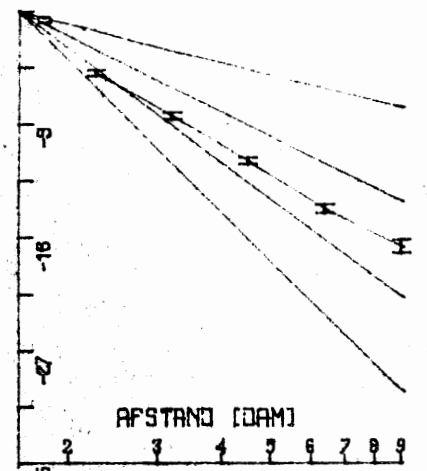
TERTSBAND NUMMER 19
MIDDENFREQUENTIE 1587 Hz



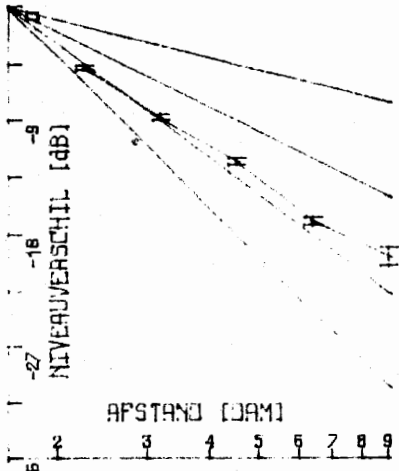
TERTSBAND NUMMER 20
MIDDENFREQUENTIE 2000 Hz



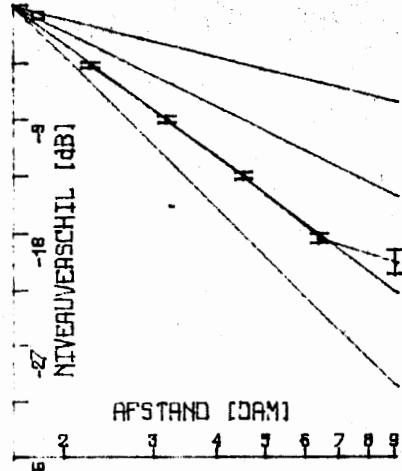
TERTSBAND NUMMER 21
MIDDENFREQUENTIE 2519 Hz



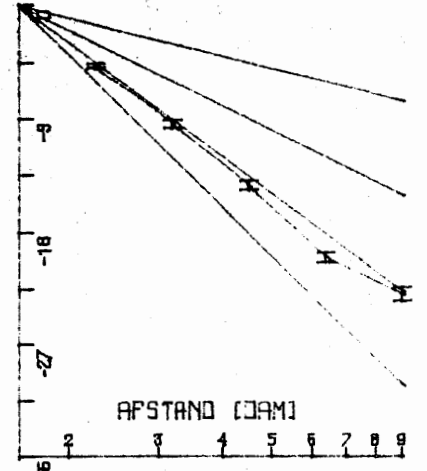
TERTSBAND NUMMER 22
MIDDENFREQUENTIE 3174 Hz



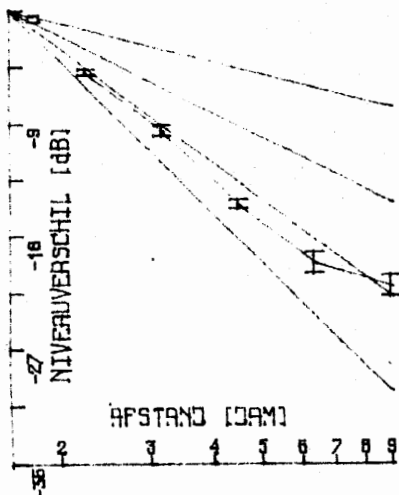
TERTSBAND NUMMER 23
MIDDENFREQUENTIE 4000 Hz



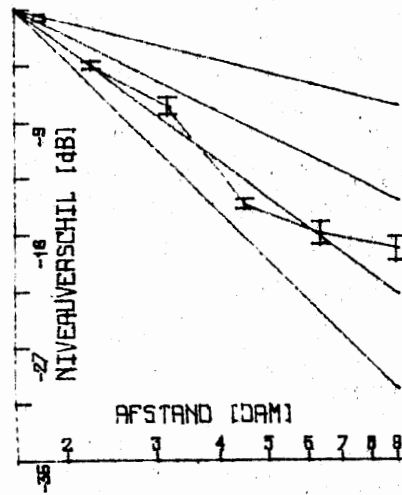
TERTSBAND NUMMER 24
MIDDENFREQUENTIE 5039 Hz



TERTSBAND NUMMER 25
MIDDENFREQUENTIE 6349 Hz



TERTSBAND NUMMER 26
MIDDENFREQUENTIE 8000 Hz



TERTSBAND NUMMER 26
MIDDENFREQUENTIE 8000 Hz

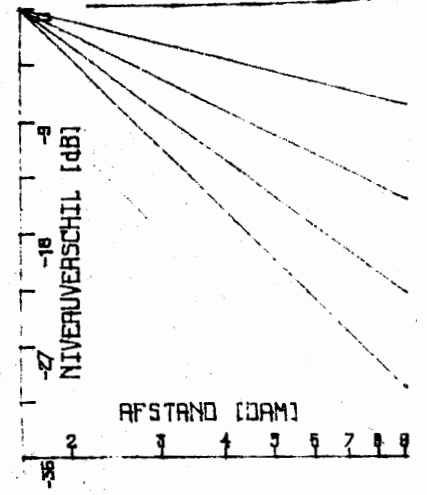


FIG. 6.3.3 IDEM, TERTSBANDEN 19 TOT EN MET 26.

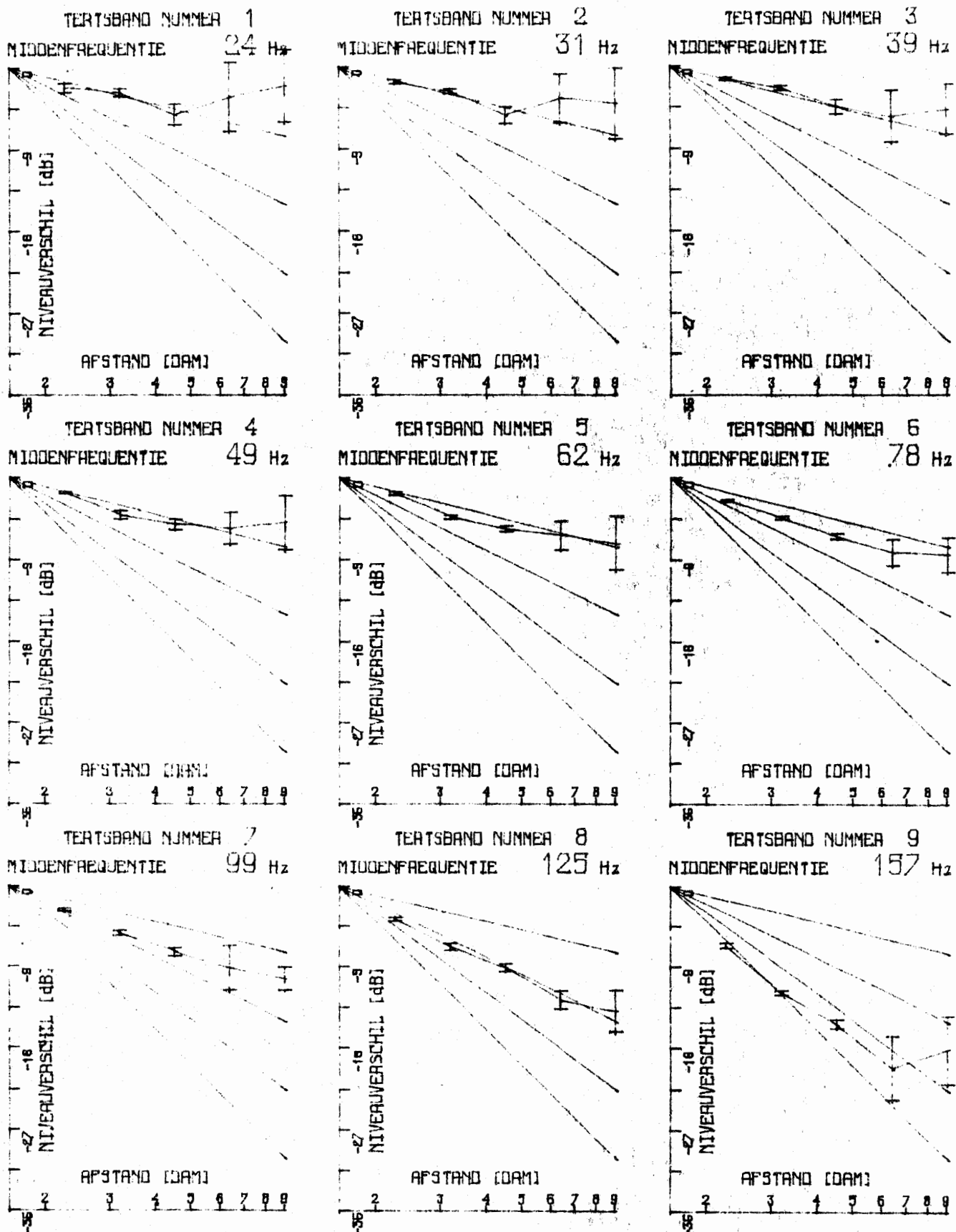
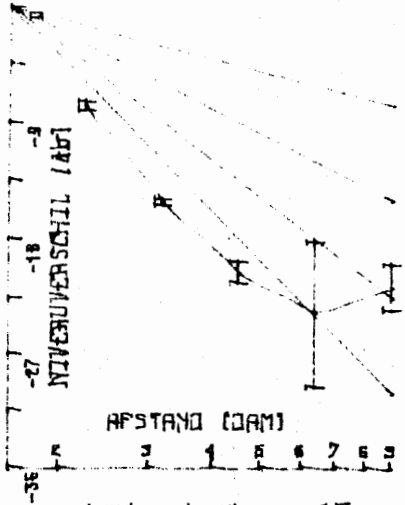
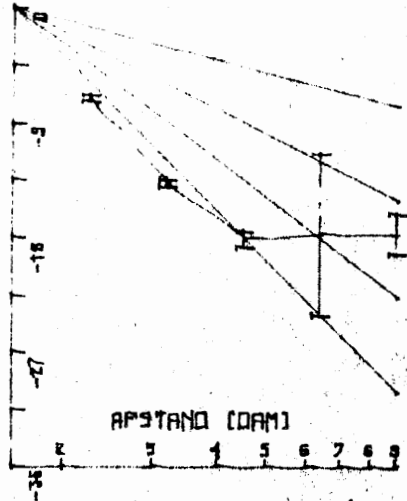


FIG. 6.4.1 GELUIDSNIVOERSCHIL TEGEN DE AFSTAND. NAAR WEERSPARAMETER GESELEKTEERD: TEMPERATUURGRADIËNT TUSSEN 0.15 EN 0.35 K/M. TERTSBANDEN 1 TOT EN MET 9.

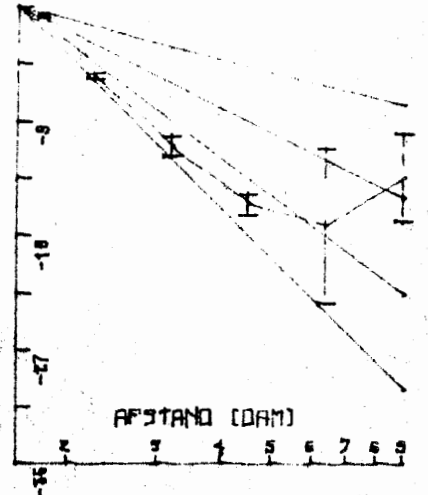
TERTSBAND NUMMER 10
MIDDELFREQUENTIE 198 Hz



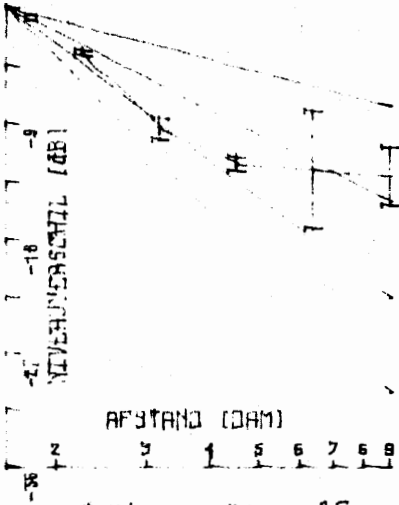
TERTSBAND NUMMER 11
MIDDELFREQUENTIE 250 Hz



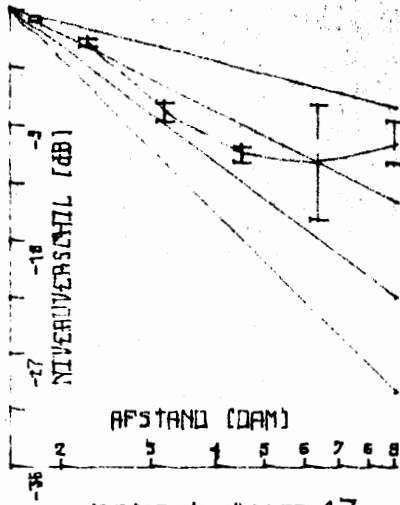
TERTSBAND NUMMER 12
MIDDELFREQUENTIE 314 Hz



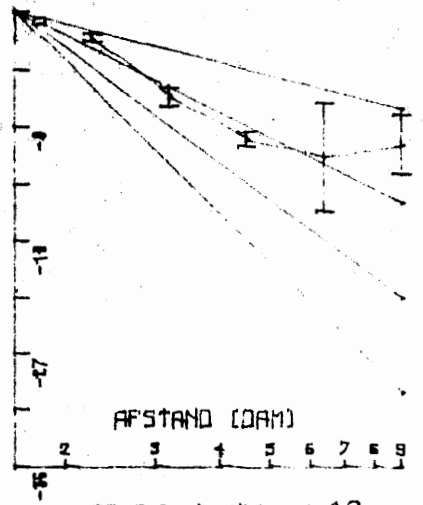
TERTSBAND NUMMER 13
MIDDELFREQUENTIE 396 Hz



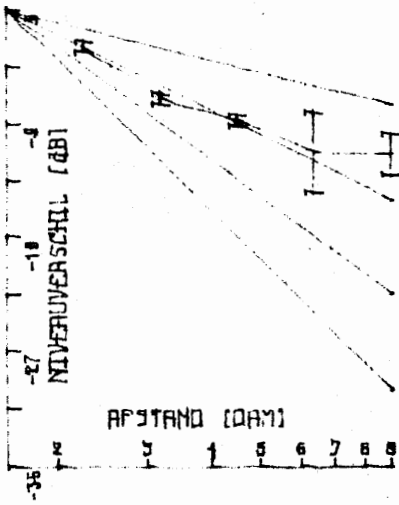
TERTSBAND NUMMER 14
MIDDELFREQUENTIE 500 Hz



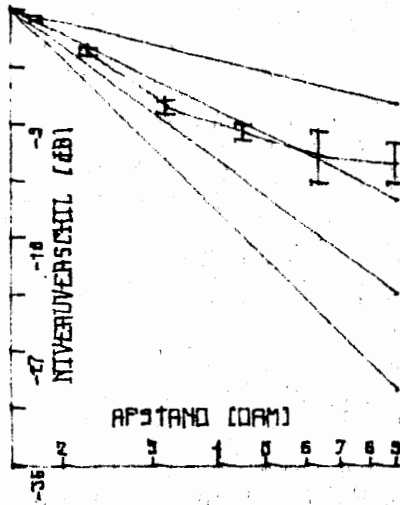
TERTSBAND NUMMER 15
MIDDELFREQUENTIE 629 Hz



TERTSBAND NUMMER 16
MIDDELFREQUENTIE 793 Hz



TERTSBAND NUMMER 17
MIDDELFREQUENTIE 1000 Hz



TERTSBAND NUMMER 18
MIDDELFREQUENTIE 1259 Hz

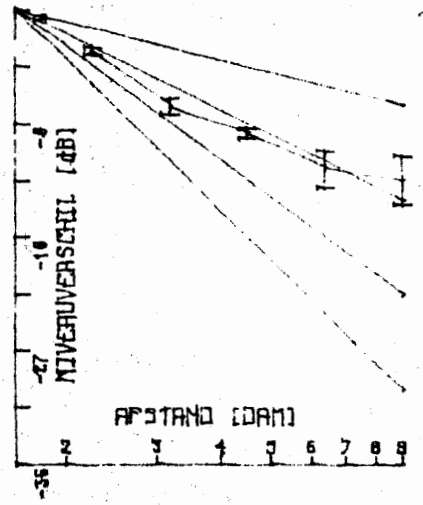
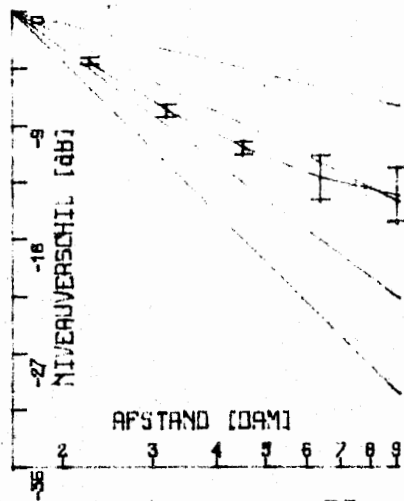
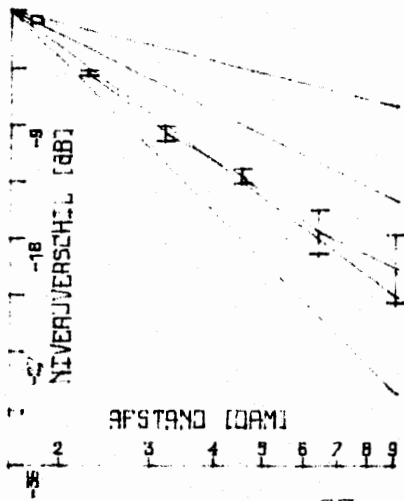


FIG. 6.4.2 IDEM, TERTSBANDEN 10 TOT EN MET 18.

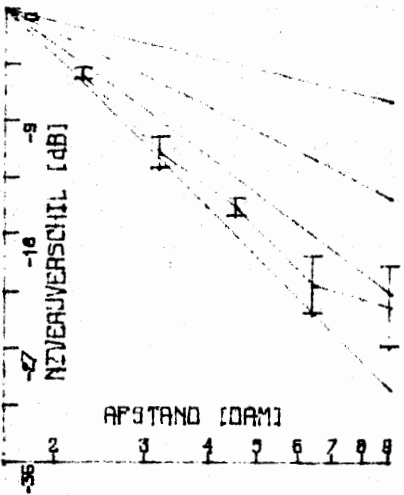
TERTSBAND NUMMER 19
MIDDELFREQUENTIE 158 Hz



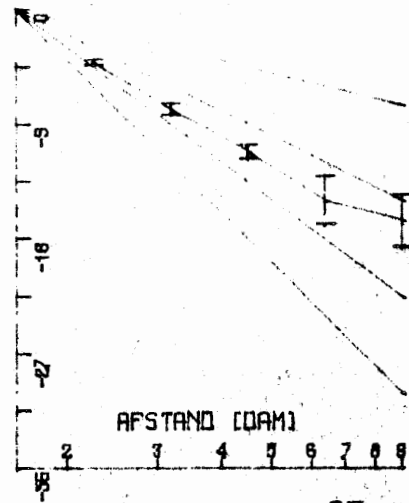
TERTSBAND NUMMER 22
MIDDELFREQUENTIE 3174 Hz



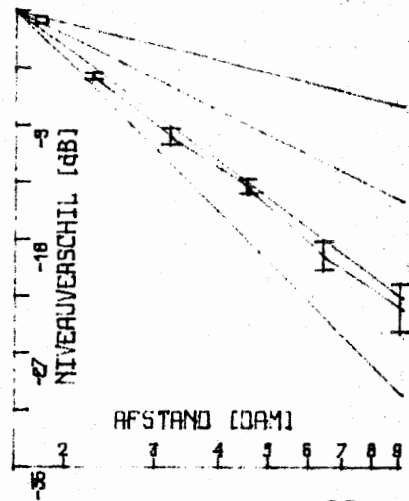
TERTSBAND NUMMER 25
MIDDELFREQUENTIE 6349 Hz



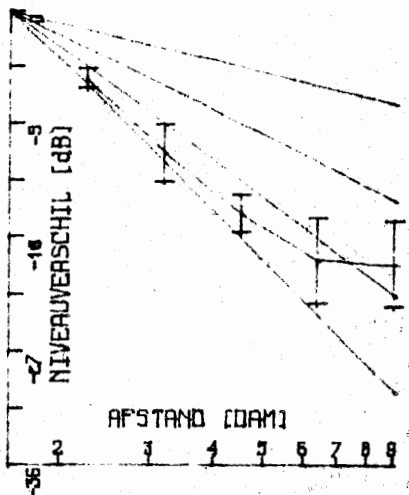
TERTSBAND NUMMER 20
MIDDELFREQUENTIE 2000 Hz



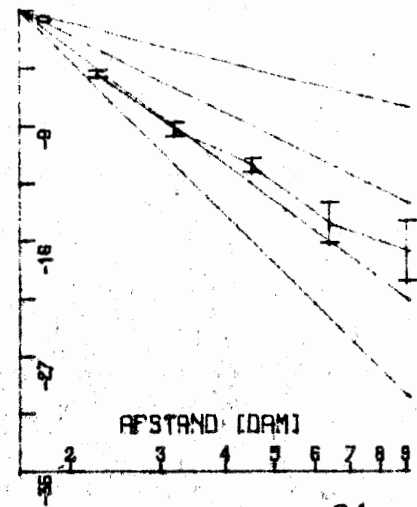
TERTSBAND NUMMER 23
MIDDELFREQUENTIE 4000 Hz



TERTSBAND NUMMER 26
MIDDELFREQUENTIE 8000 Hz



TERTSBAND NUMMER 21
MIDDELFREQUENTIE 2519 Hz



TERTSBAND NUMMER 24
MIDDELFREQUENTIE 5039 Hz

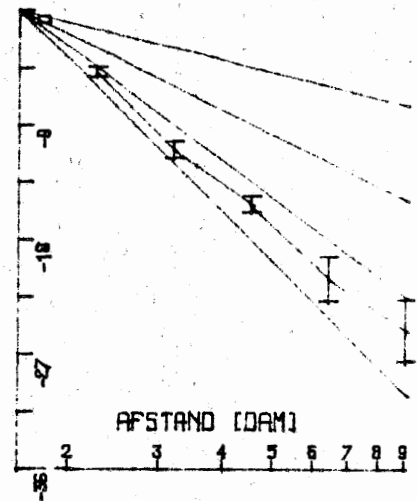


FIG. 6.4.3 IDEM, TERTSBANDEN 19 TOT EN MET 26.

verdwijnt langzamerhand als de frekwentie tot 800 Hz verhoogd wordt.

Als we in tertsbanden 10, 11 en 12 naar de korte afstanden kijken, dan lijkt de geluidsintensiteit eerst een $1/r^4$ wet te volgen, die bij toenemende afstand omgebogen wordt tot ongeveer $1/r^2$. Gaan we met de frekwentie van 300 Hz naar 800 Hz, dan schuift de beginexponent van -4 naar -2, zodat in tertsband 16 de grafiek al weer bijna recht is.

- c. In de hoge frekwenties zien we weer rechte lijnen. De geluidsintensiteit volgt een vrij nauwkeurige machtswet met de afstand. De exponent verschuift van -2 in tertsband 17 naar -3 in tertsband 25. De laatste tertsband, bij 8000 Hz, is enigszins afwijkend.

6.1.3.2 Middeling over een meteoklasse. Grafieken 6.4.1 tot en met 6.4.3 zijn tot stand gekomen door middeling van al onze gegevens die in een bepaalde weersklasse vielen, te weten de klasse met temperatuurgradiënt tussen .15 en .35 K/m. Doordat hier gemiddeld werd over minder metingen zijn de fouten groter en de plaatjes overeenkomstig minder mooi. We bekijken de plaatjes weer per frekwentiegebied:

- a. wanneer we de eerste twee tertsbanden even niet meerekenen, dan zien we hier ongeveer hetzelfde beeld als bij het algemene gemiddelde: (redelijk) rechte lijnen, waarvan de exponent van -1 naar -2 loopt in tertsband 8. De grote fouten in de twee laatste punten bij de plaatjes van tertsband 1 en 2 maken de interpretatie wat moeilijk. Er zou hier echter makkelijk sprake kunnen zijn van een machtsverval. Gewezen moet hier nog worden op het feit dat, in zoverre als er hier afwijking is van het rechte lijn gedrag, we steeds te maken hebben met zwakke "tip up" en nergens met een eventuele "tip down". Zie bijvoorbeeld tertsband 4.
- b. in de middenfrekwenties zien we "tip up" weer optreden. Hoewel vooral het 64 meter-punt een grote fout heeft, kan men staande houden dat het effect hier nog sterker naar voren komt dan in het generale gemiddelde. Zo is het geluidsnivo-verschil op 90 meter in tertsbanden 10 tot en met 15 systematisch hoger dan op 45 meter, hetgeen op z'n minst merkwaardig genoemd mag worden.
- c. in de hoge frekwenties trekken de gebogen lijnen weer wat recht. Globaal gesproken verandert het afstandsgedrag van $1/r^2$ in tertsband 18 tot ongeveer $1/r^{3.5}$ in tertsband 24. Ook in dit frekwentiegebied is als afwijking van de rechte lijn een zwakke "tip up" te constateren. Bezie in het bijzonder de tertsbanden 25 en 26.

6.1.3.3 Vergelijking met de theorie. Om te zien in hoeverre onze metingen te verklaren zijn met het Ingard-model moeten we grafieken 6.3.1 tot en met 6.3.3 vergelijken met grafieken 2.15.1 tot en met 2.15.3. In deze laatste grafieken zijn door de computer berekende punten net zo uitgezet als in figuur 6.3. De geometrische parameters zijn bij de berekening zoveel mogelijk genomen in overeenstemming met onze experimentele situatie. De stromingsweerstand werd zó gekozen dat het dempingsmaximum in tertsband 10 kwam te liggen: $\sigma = 10^4$. Grafieken 2.15.1, 2.15.2 en 2.15.3 verschillen alleen in de waarde van de turbulentieparameter. Bij 2.15.1: geen turbulentie, 2.15.2: matige turbulentie en bij 2.15.3: sterke turbulentie. Bij het vergelijken met grafiek 6.3 moet nog rekening worden gehouden met het feit dat de berekeningen betrekking hebben op een puntbron, terwijl onze metingen gedaan zijn aan een lijnbron. We zullen daarom steeds de macht van r in de grafieken 2.15 met één verhogen. Korte bespreking van de grafieken:

grafiek 2.15.1 : in gebied a. rechte lijnen. Exponent verschuift van -1 naar -3. Lichte "tip down";

in gebied b. ook rechte lijnen. Exponent is steeds ongeveer -3;

in gebied c. treden hogere orde interferenties op die het beeld vertroebelen.

grafiek 2.15.2 : in gebied a. hetzelfde beeld als bij 2.15.1;

in gebied b. inderdaad een lichte "tip up". Beginexponent verschuift

zover de lijnen recht zijn verschuift de exponent van -2 naar -1.

grafiek 2.15.3 : in gebied a. rechte lijnen. Exponent verschuift van -1 naar -2 in tertsbands 7 en 8. In tertsbands 7 en 8 zelfs wat "tip-up";

in gebied b. rechte lijnen met exponent groter dan -1 die langzaam naar ongeveer -1 verschuift;

in gebied c. rechte lijnen met exponent -1. Alle hogere orde interferenties zijn verdwenen.

Hieruit zien we dat geen van de grafieken 2.15 onze metingen goed kan verklaren. Het minst slecht lijkt ons nog de vergelijking met grafiek 2.15.2, dus het model met bodemreflektie in een matig turbulent medium. De theoretische "tip-up" is echter kleiner dan die welke door ons is gemeten. Geen van de grafieken 2.15 lijkt het $1/r^3$ -gedrag in de hoge frekwenties te kunnen verklaren. De verklaring die Meister en Ruhrberg in 1959 gaven voor dit al eerder gemeten effect lijkt ons overigens ook fout (zie 2. Theorie 2.3).

6.1.4 W.A.P. - plots.

6.1.4.1 Algemeen.

De afkorting "w.a.p." staat voor: waarde aanpassings parameter. Wij hebben namelijk aan de meetpunten van het

geluidsnivoverschil ΔL tegen de afstand r in één tertsbands (zie ook 6.1.2) een aantal functies aangepast, uiteraard met behulp van de komputer. Dat waren in de eerste plaats de 1^e tot en met 3^e graads polynomia:

$$\Delta L = A + Br \quad (6.1),$$

$$\Delta L = C + Dr + Er^2 \quad (6.2) \text{ en}$$

$$\Delta L = F + Gr + Hr^2 + Kr^3 \quad (6.3),$$

waarin als steeds ΔL het verschil tussen de geluidsnivo's gemeten door de referentiemikrofoon en de tweede mikrofoon (in dB) is en r de afstand tussen de wegas en de tweede mikrofoon (in meter).

(Aanpassingen van polynomia met een hogere graad dan drie werden niet gemaakt: er zou dan een wel zeer nijpend tekort aan vrije parameters zijn ontstaan. We hebben namelijk maar 5 meetpunten. Het aantal vrije parameters is dus al bij aanpassing van een derdegraadspolynoom nog slechts één. We beschouwen de derdegraadspolynoomaanpassing dan ook niet als een echt zinvol iets, meer als een curiositeit.)

De polynoomaanpassingen werden gemaakt als algemene oriëntatie, zogezegd "bij gebrek aan beter". Er is echter een formule die geacht wordt ΔL als functie van r beter te beschrijven dan een min of meer willekeurig polynoom. Dat is de bij 2. Theorie 2.4 al besproken "log - d - functie":

$$\Delta L = C - n \cdot 10^{10} \log(r/r_0) - d \cdot (r - r_0) \quad (2.13)$$

Ook deze functie pasten wij aan onze meetpunten aan en wel op vier verschillende manieren:

1. met alle parameters vrij,
2. met $C = 0$ en n en d vrij,
3. met $C = 0$, n vast (meestal $n = 2.7$) en d vrij en
4. met C vrij, n vast (weer meestal $n = 2.7$) en d vrij.

Voor een duidelijk overzicht zie tabel 6.1.

De motivering voor het zetten van $C = 0$ is het wat twijfelachtig zijn van de relevantie van $C \neq 0$: reflectie van geluidsgolven aan de bosrand? Uit de hiervóór besprokene ΔL vs. r - plaatjes komt geen duidelijk van nul verschillende waarde van C naar voren.

De reden voor het vasthouden van n moge duidelijk zijn: geluidsnivo's worden geacht

aan- passing	C	n	d	kommentaar
1	vrij	vrij	vrij	
2	0	vrij	vrij	geen reflectie aan de bosrand
3	0	2.7	vrij	geen reflectie aan de bosrand, machtwetverval heeft vaste exponent
4	vrij	2.7	vrij	
(5	vrij	vrij	0)	geen extra demping door het bos, eventueel wel reflectie (als $C \neq 0$)

Tabel 6.1. Overzicht van de behandeling van de aanpassingsparameters in de d-log functie.

idealiter te vervallen volgens een machtwet met een vaste macht. Bijvoorbeeld in het geval van vrije golfuitbreiding is $n = 2$ als de geluidsbron een puntbron is en $n = 1$ als de bron lijnvormig is, en $n = 4$ respectievelijk 3 als we te maken hebben met golfuitbreiding boven een oneindig uitgestrekte, perfect vlakke bodem met oneindige impedantie (voor een puntbron resp. lijnbron; zie ook hiervoor bij 2. Theorie 2.2.3). Wij stelden meestal $n = 2.7$ omdat dit ongeveer (binnen een fout van 0.05) de, over alle frekwenties en meetseries gemiddelde, beste waarde is. (Als we de log-d functie met C en d vrij en n vast aanpassen aan de meetpunten van ΔL vs. r, gemiddeld over alle meetseries en frekwenties, dan geeft de aanpassing met $n = 2.7$ de kleinste waarde voor de x_r^2 van de aanpassing.)

Tenslotte zouden we nog $d = 0$ kunnen stellen (aanpassing 5 in de tabel). Dit komt neer op het veronderstellen dat het bos geen extra demping geeft (een vrij goed te rechtvaardigen veronderstelling). De log-d functie reduceert dan tot een vergelijking voor een rechte, wanneer we de r/r_0 logaritmisch uitzetten (wat we inderdaad steeds gedaan hebben). Deze aanpassing is dus dezelfde als de rechte lijn aanpassing volgens 6.1.

De w.a.p.-plots vallen uiteen in twee kategoriën:

- w.a.p.-spektra: de w.a.p. als functie van de frekwentie, en
- w.a.p./klasseplots: de w.a.p. als functie van het klassennummer van de één of andere meteo-parameter.

Met name uit deze laatste soort plots zou dan de weersafhankelijkheid moeten blijken van de geluiddempende werking van een bos, zoals die tot uitdrukking komt in -vooral- de dempingsparameter d.

Voorbeelden van w.a.p.-plots zijn de figuren 6.5 tot en met 6.17. Op de plots is vermeld welke parameters bij het maken van de aanpassingen vast gehouden zijn en eventueel op welke waarde. Een niet-vermelde parameter is vrij gelaten.

6.1.4.2 W.a.p.-spektra. De figuren 6.5 tot en met 6.12 zijn w.a.p.-spektra, gemiddeld over alle metingen, dus niet uitgeselecteerd-naar meteo-parameters. De aanpassingsparameters zijn dus die, welke we krijgen als we aanpassingen maken aan de meetpunten in de figuren 6.3. De spektra die we krijgen als we meteo-geselecteerde metingen gebruiken verschillen wederom niet essentieel van de hier gepresenteerde spektra, die gemaakt zijn met generale gemiddelden. (De w.a.p.-spektra van de meteo-geselecteerde punten hebben alleen grotere fouten, omdat er gemiddeld is over minder punten.)

(Als een parameter van de d-log functie is uitgezet betekent "eerste orde koëfficiënt": n, en "2^e orde koëfficiënt": d.)

Aan deze plaatjes vallen de volgende zaken op:

- bij het vast houden van n op 2.7 in een aanpassing van de log-d functie vertoont d een maximum bij ca. 200 Hz, terwijl aanpassingen met n vrij juist een minimum bij dezelfde

... figuren 6.7 (n vrij), 6.8 tot en met 6.11 (n vast op achter-

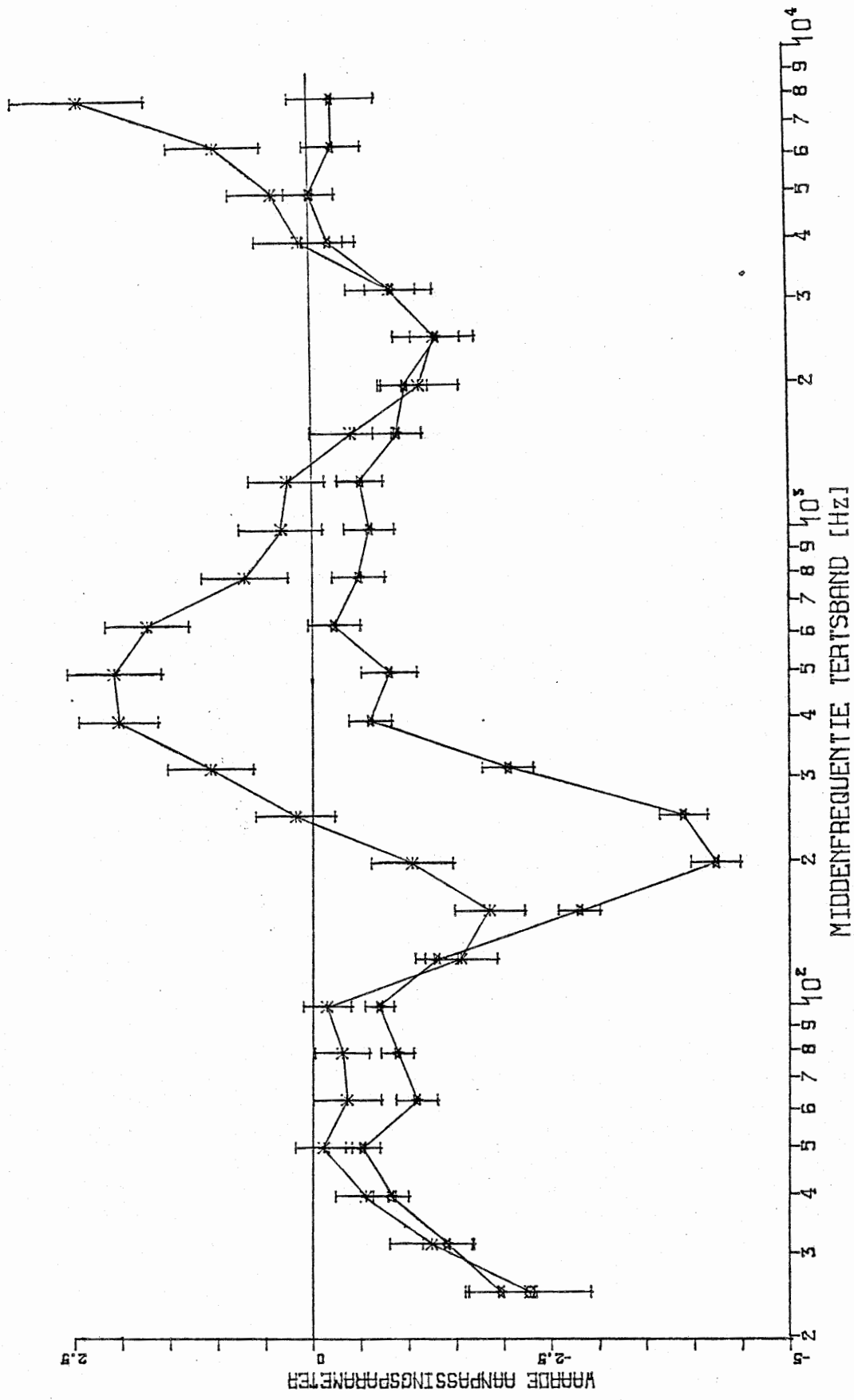


FIG. 6.5 W.A.P.-SPEKTRUM. C ALS FUNKTIE VAN DE FREKWENTIE.

- * = ALLE PARAMETERS VRIJ
- ☆ = D = 0 EN DE REST VRIJ.

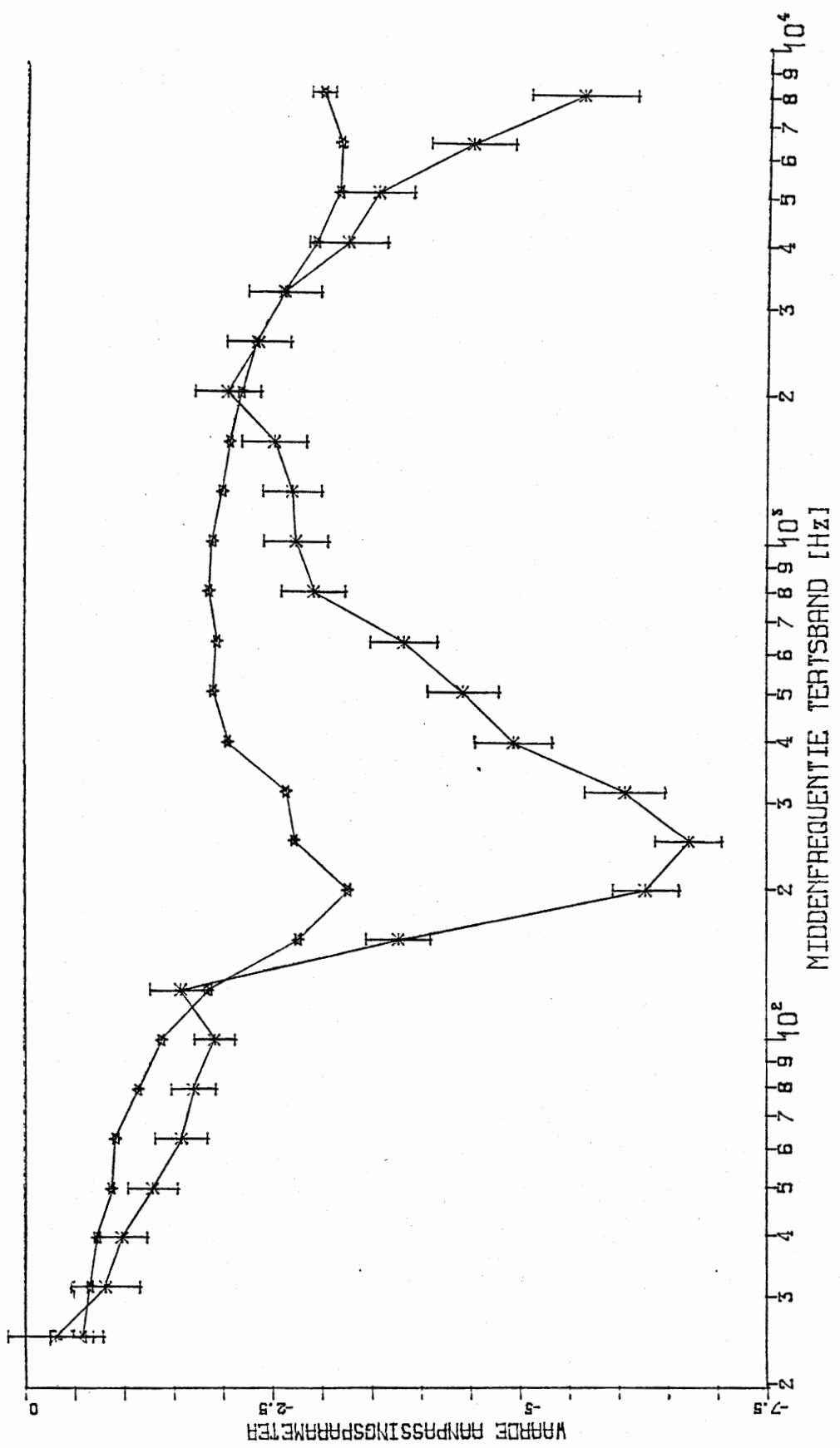


FIG. 6.6 W.A.P.-SPEKTRUM. N ALS FUNKTIE VAN DE FREKWENTIE.
* = ALLE PARAMETERS VRIJ
x = D = 0 EN DE REST VRIJ.

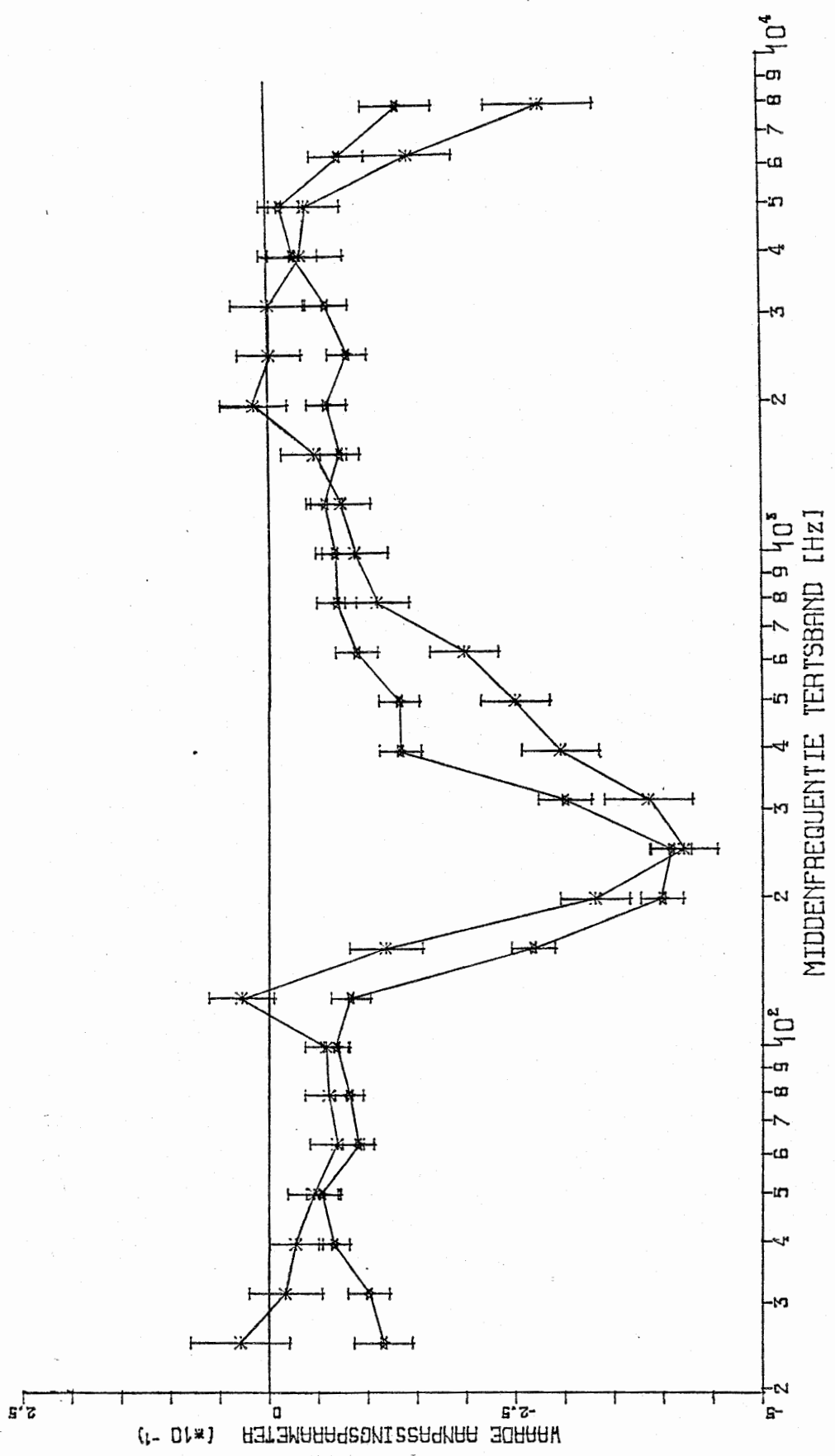


FIG. 6.7 W.A.P.-SPEKTRUM. D ALS FUNKTIE VAN DE FREKWENTIE.

- * = ALLE PARAMETERS VRIJ
- ☆ = C = 0 EN DE REST VRIJ.

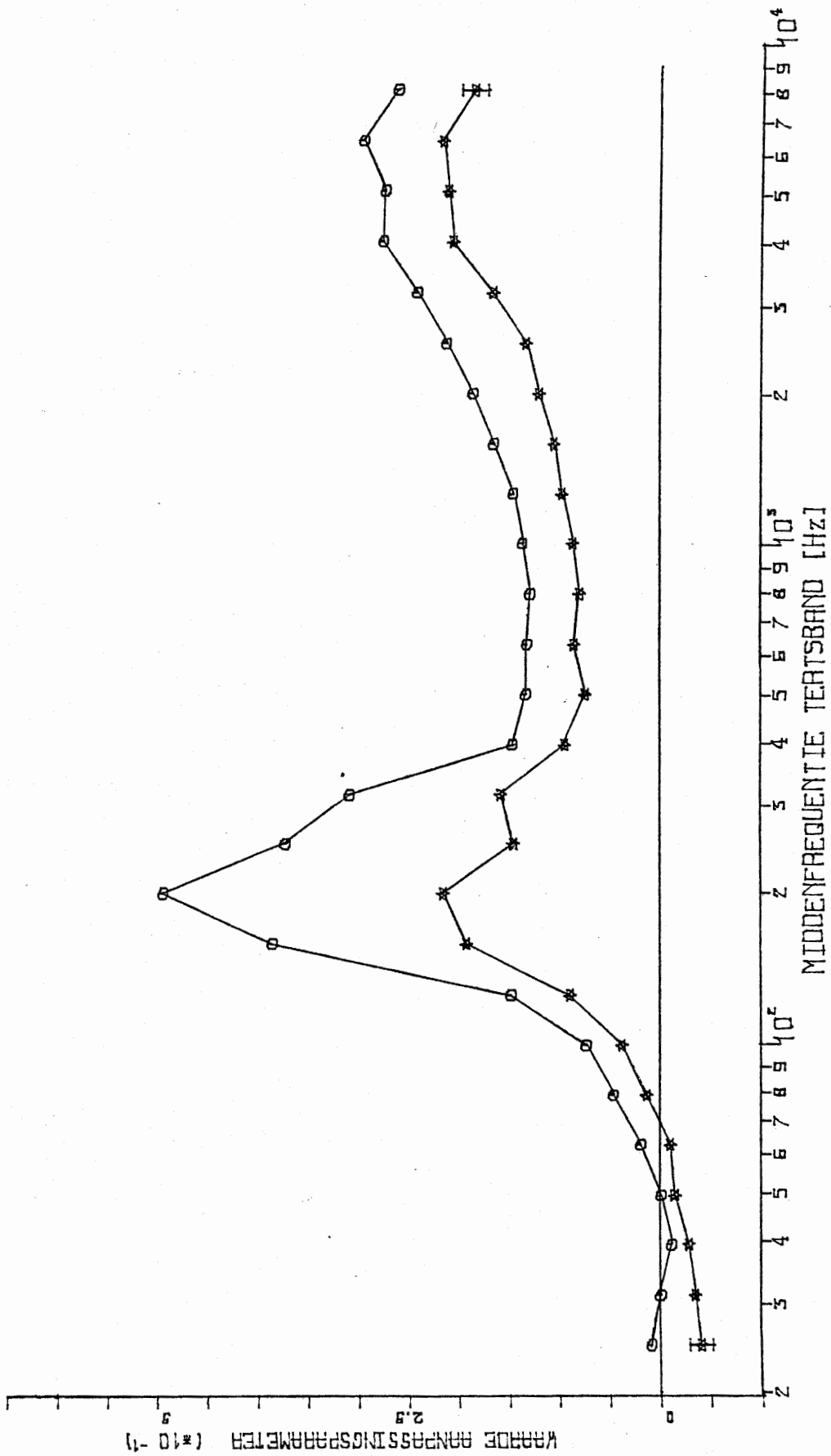


FIG. 6.8 W.A.P.-SPEKTRUM. D ALS FUNKTIE VAN DE FREKWENTIE.

☆ = N = -1 EN DE REST VRIJ

○ = N = -1 EN C = 0.

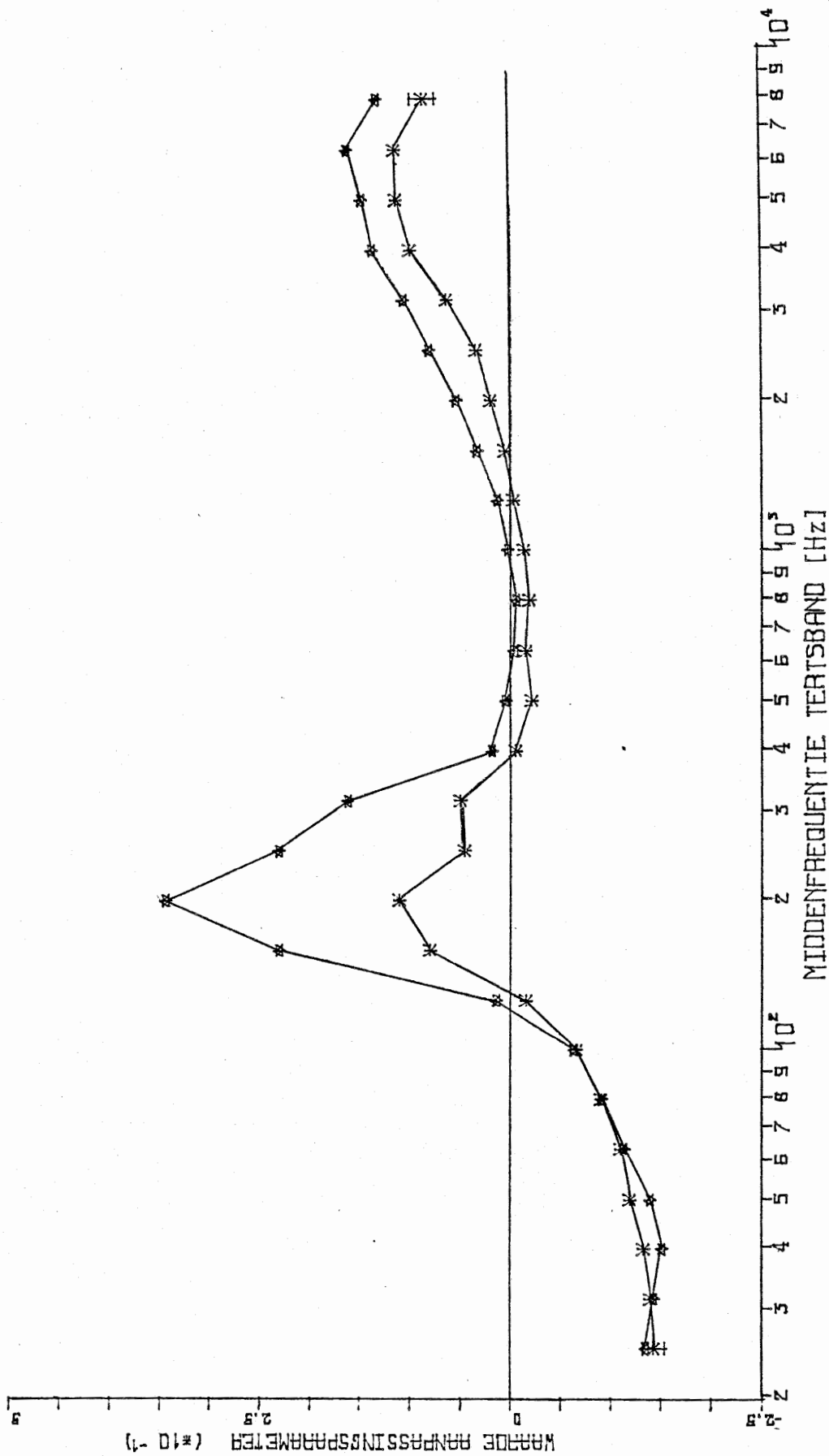


FIG. 6.9 W.A.P.-SPEKTRUM. D ALS FUNKTIE VAN DE FREKWENTIE.

* = N = -2 EN DE REST VRIJ

☆ = N = -2 EN C = 0.

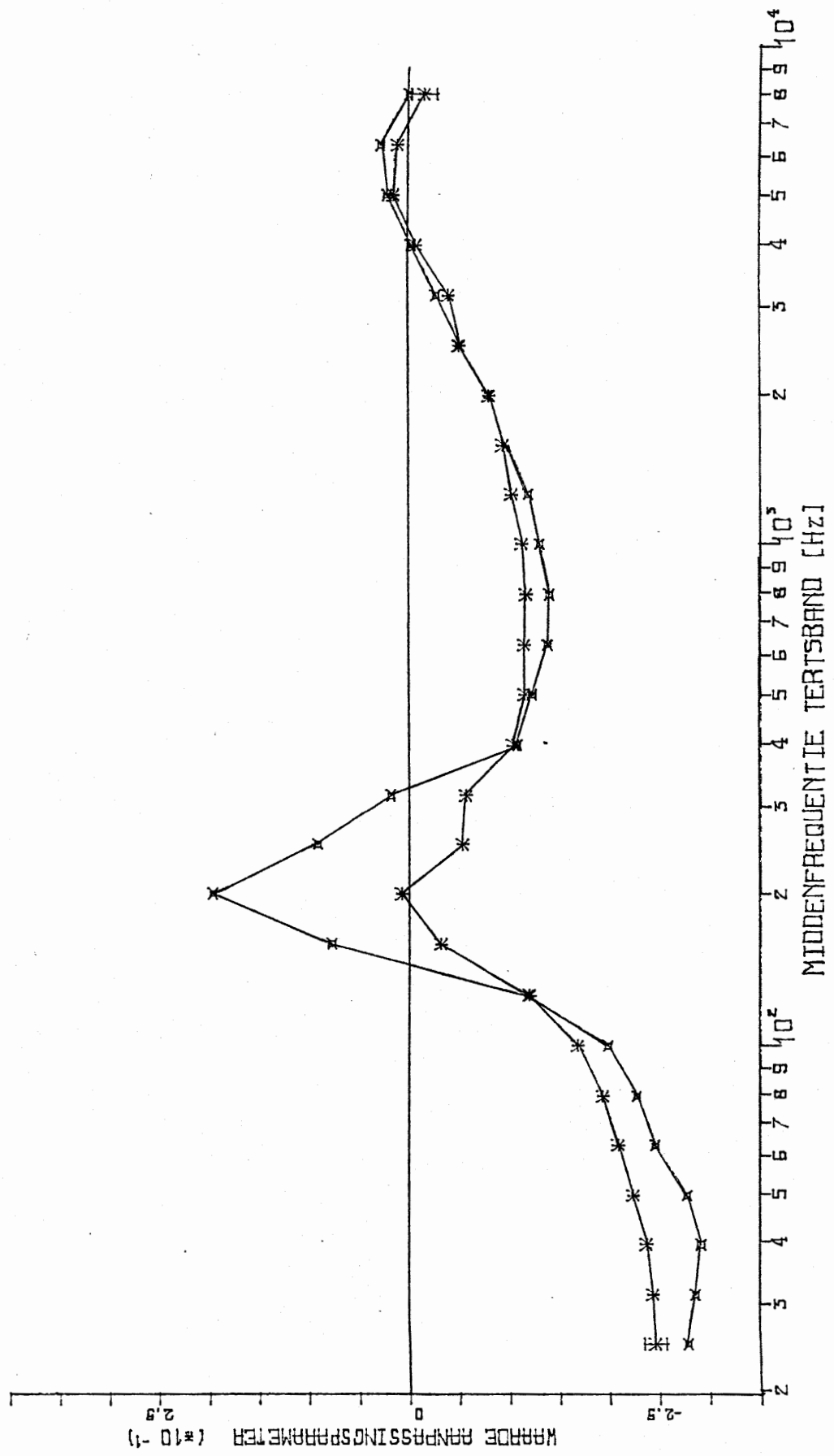


FIG. 6.10 W.A.P.-SPEKTRUM. D ALS FUNKTIE VAN DE FREKWENTIE.

- * = N = -3 EN DE REST VRIJ
- x = N = -3 EN C = 0.

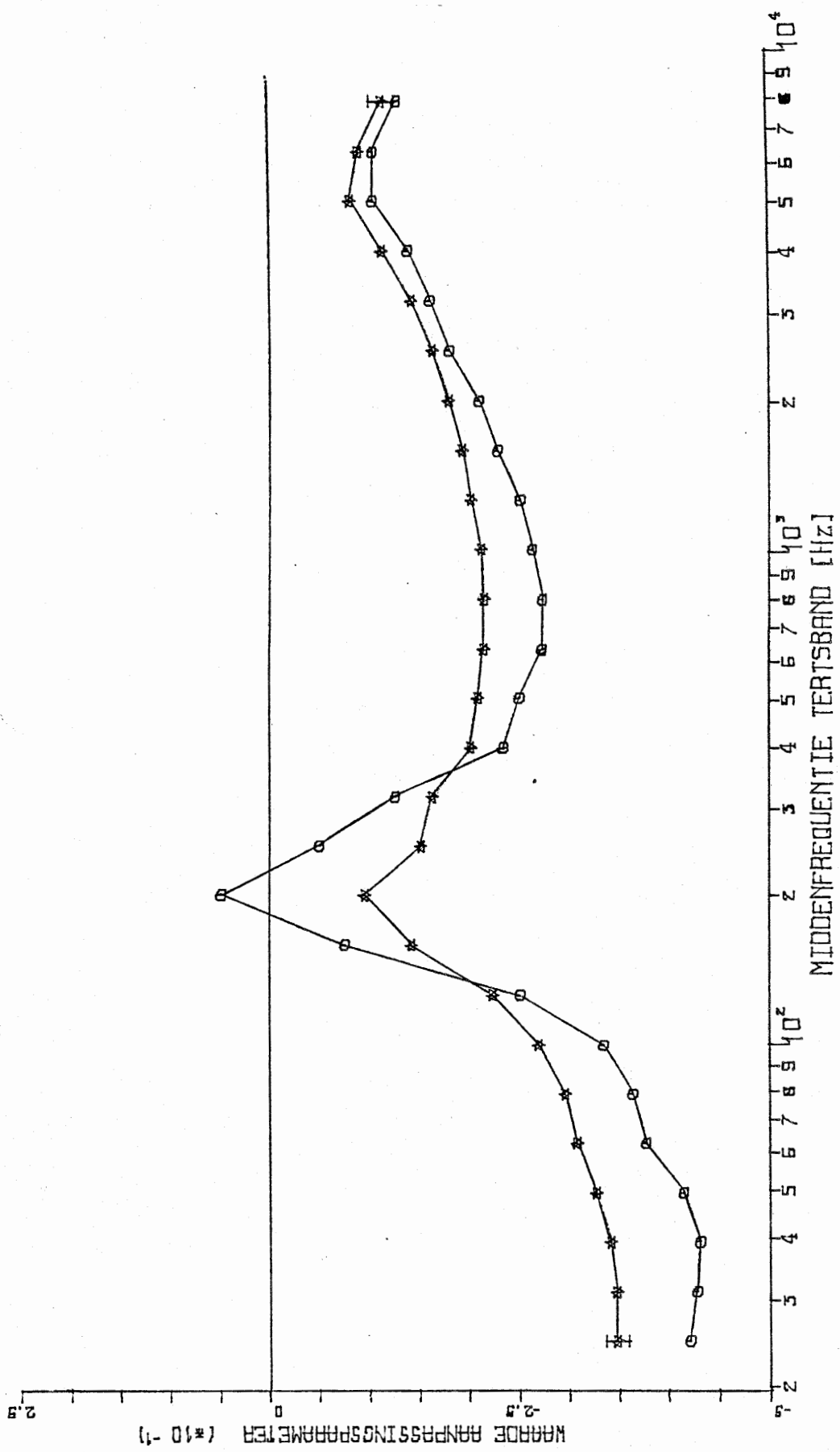


FIG. 6.11 W.A.P.-SPEKTRUM. D ALS FUNKTIE VAN DE FREKVENTIE.

- ☆ = N = -4 EN DE REST VRIJ
- = N = -4 EN C = 0.

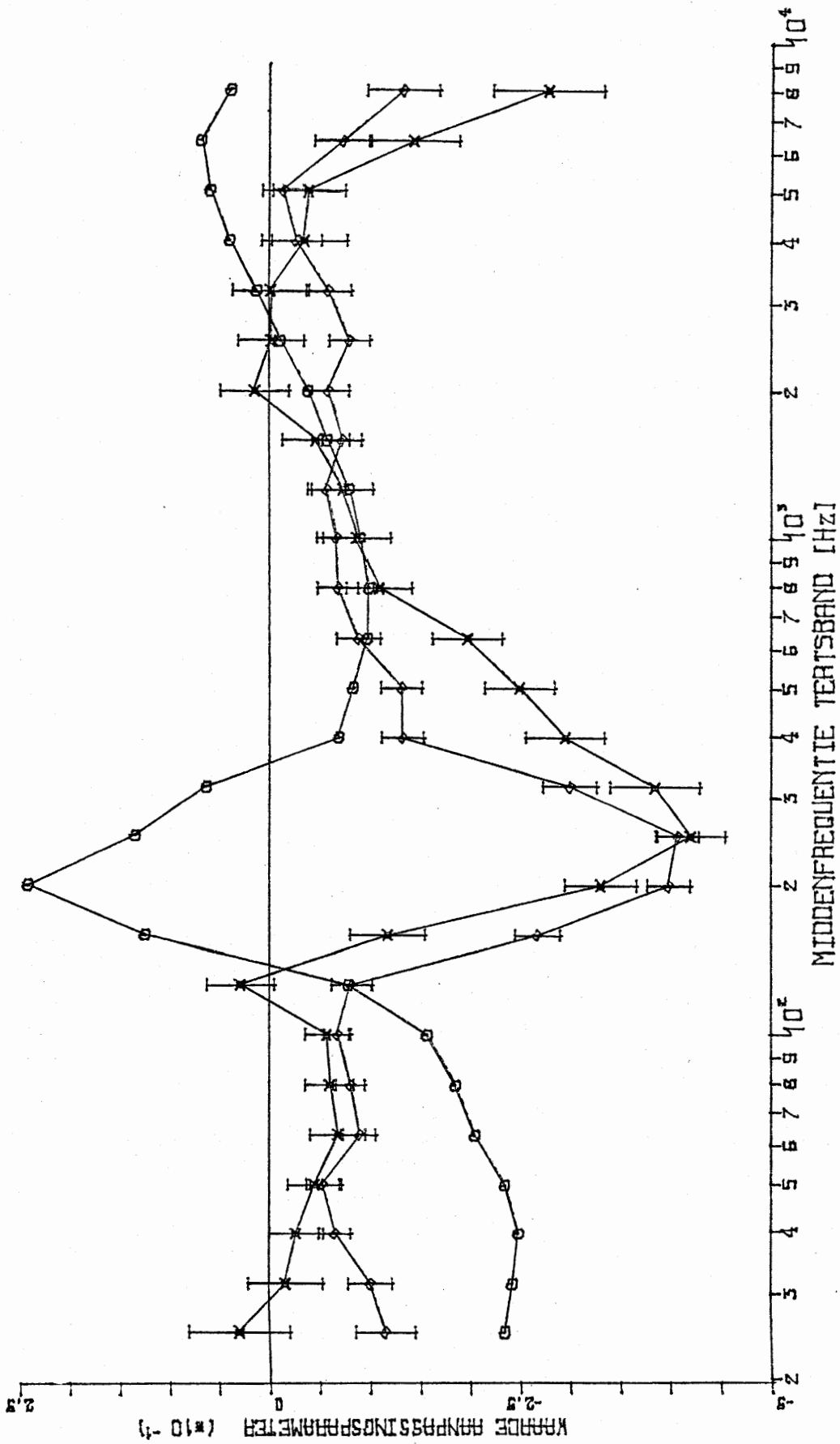


FIG. 6.12 W.A.P.-SPEKTRUM. D ALS FUNKTIE VAN DE FREKVENTIE.

◇ = C = 0 EN DE REST VRIJ

× = ALLES VRIJ

○ N = 2.7 EN C = 0

als functie van r direkt duidelijk: nabij 200 Hz vervalt ΔL effectief veel sneller dan met $(r/r_0)^{-2.7}$. Als dus n vastgezet wordt op 2.7 moet d groot worden om de aangepaste d -log kurve toch in de buurt van de meetpunten te krijgen. Als n vrij is volgt echter een rechte lijn met n als richtingscoëfficiënt (het begin van) het gemeten ΔL -verloop goed en moet d zeer klein (dat wil zeggen flink negatief) worden om de "tip-up", die juist bij deze frekwentie optreedt, in de aangepaste kurve te brengen.

- het vast zetten van n in een aanpassing van de d -log functie op een hogere waarde de vorm van het w.a.p.-spektrum voor d niet beïnvloedt maar wel de ligging, de hoogte boven de lijn $d = 0$, ervan: zie de figuren 6.8 tot en met 6.11. Een deugdelijke verklaring voor dit effect hebben wij niet kunnen vinden.

De aanpassing van de d -log functie wordt hier steeds vrij uitgebreid besproken, terwijl de polynoomaanpassingen nauwelijks meer ter sprake komen. De reden hiervoor is dat de d -log functie, ondanks alle eraan klevende bezwaren, toch het beste bleek te voldoen als beschrijving van het verloop van ΔL met r , zoals wij dat vonden. Met name de tweede- en derde-orde polynomen bleken niet te voldoen, omdat de fouten in de aanpassingscoëfficiënten te groot werden. Vaak was de fout evengroot als of zelfs groter dan de waarde van de coëfficiënt zelf. Deze polynomen moeten daarom niet geschikt geacht worden als beschrijving van ΔL als functie van r .

6.1.4.3 W.a.p.-klasseplots. De figuren 6.13 tot en met 6.17 zijn w.a.p.-klasseplots. Aan deze plots zou het duidelijkst te zien moeten zijn of en zo ja hoe er sprake is van weersinvloed op de demping.

Zoals men ziet is elk systematisch effect ver te zoeken. De hier gepresenteerde plaatjes zijn zelfs nog voorbeelden van plaatjes waar relatief "veel" aan te zien is. Bij de meeste dergelijke plots verdrinken de pieken en/of dips in de kurve, zo die er al zijn, volledig in de fout. Van een systematische toe- of afname van een dempingsparameter (n of d) met een meteo-parameter was vaak al helemaal geen sprake. In de voorbeeldplaatjes die voor het verslag uitgezocht zijn (omwille van de overzichtelijkheid is een selectie van tertsbanden gemaakt, aangegeven met "TB" op de plot) is te zien dat er, als we naar slechts één tertsband kijken, misschien wel enig effect te bespeuren valt: bijvoorbeeld in tertsband 10 in figuur 6.13 zien we een piek in klasse 3. Als we dan echter één of twee tertsbanden "verder" (of "terug") kijken, is zo'n piek weer helemaal verdwenen, en weer één of twee tertsbanden 'verder' ziet de grafiek er volkomen anders uit. Hetzelfde verhaal gaat op als we ergens een systematisch verloop menen te hebben gevonden. Daarbij komt nog dat eventuele pieken, 'dips' of hellingen in de grafieken meestal op zo op het oog volmaakt willekeurige en theoretisch onverklaarbare plaatsen optreden. Het toeschrijven van de genoemde verschijnselen in de grafieken aan iets anders dan puur toeval leek ons daarom een hachelijke zaak. Na inspectie van vele plaatjes zoals de figuren 6.13 tot en met 6.17 (voor alle tertsbanden en alle meteo-classes, waarvan sommige (temperatuurgradiënt, windsnelheid) zelf nog met verschillende klasse-indelingen) kwamen wij dan ook tot de voorzichtige konklusie dat

uit onze metingen GEEN weersafhankelijkheid blijkt van de geluiddempende werking van een bos.

Hierbij dient nog vermeld te worden dat het verkrijgen van dit nul-resultaat mogelijk mede het gevolg is van een tamelijk kleine spreiding in de waarden van de meteo-parameters die wij opmaten. Zo maten wij geen windsnelheid boven de 1.5 m/s (anderen, zoals Moerkerken, werken met waarden van -10 tot +10 m/s). Het temperatuur- en luchtvochtigheidsdomein waarin wij maten was wel redelijk groot: respektievelijk van -0,5 tot +23°C en van 34 tot (vaak!) 100%. De temperatuurgradiënt daarentegen spreidde maar weer zeer matig, net als de andere meteo-variabele waarvan wij duidelijke invloed op de demping verwachtten (de windkomponent): van slechts 0,2 tot 1,0 K/m. Deze gradiënt werd met name dus nooit negatief (temperatuursinversie, een uiterst interessant geval, zie ook 2. Theorie 2.5) en ook

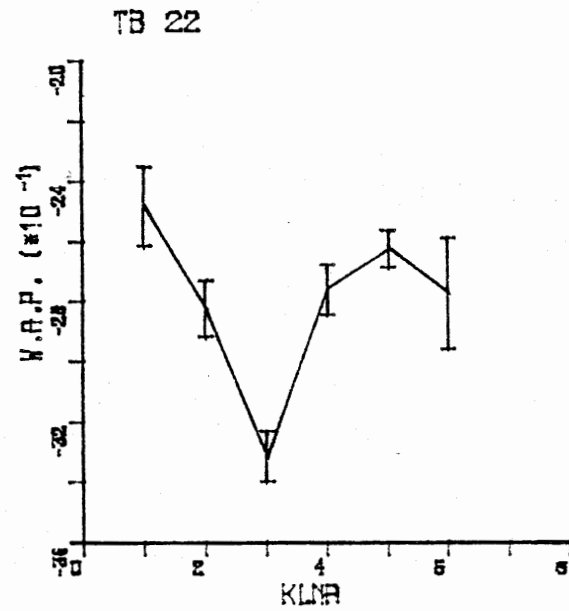
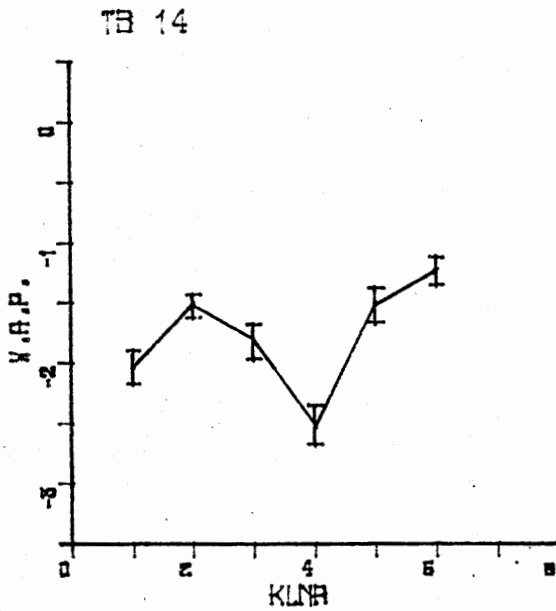
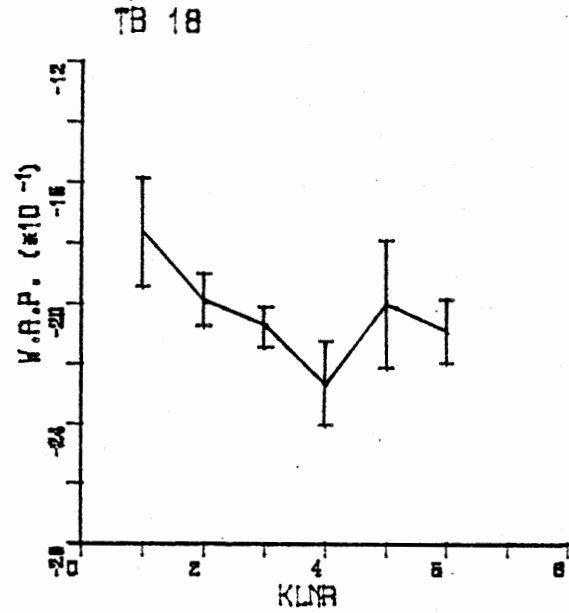
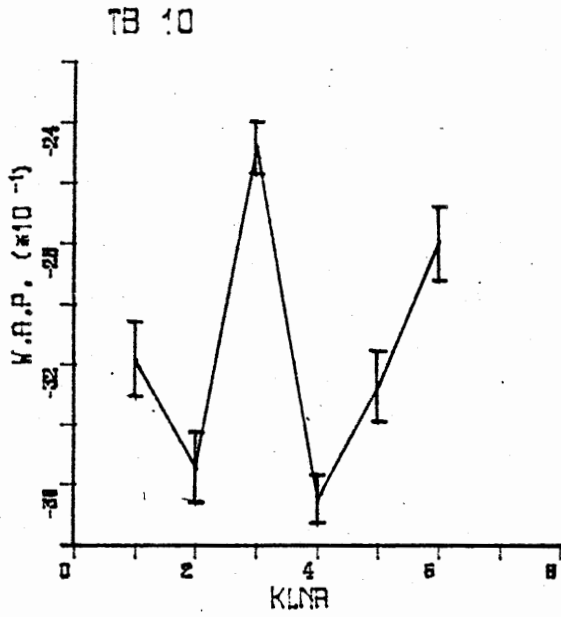
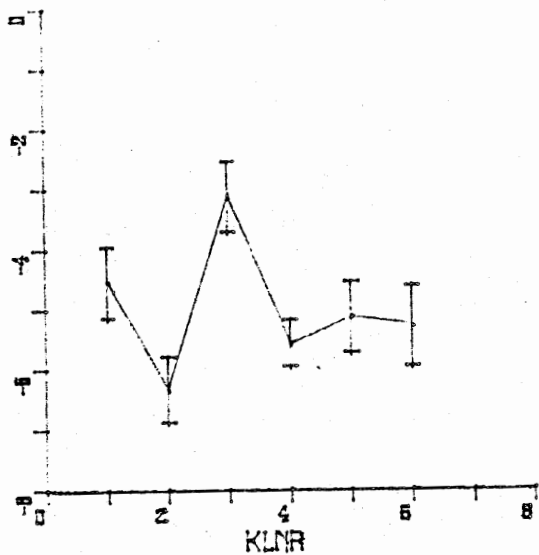
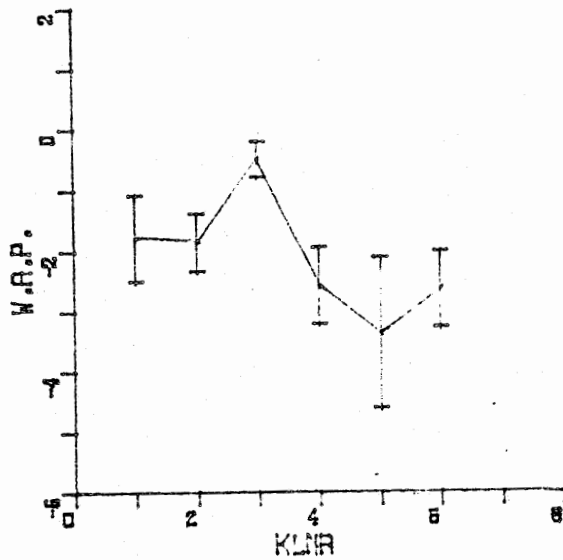


FIG. 6.13 W.A.P.-KLASSEPLOT. N (BIJ D = 0) ALS FUNKTIE VAN KLASSENUMMER VAN DE WINDCOMPONENT BIJ 4 VERSCHILLENDE FREKVENTIES.

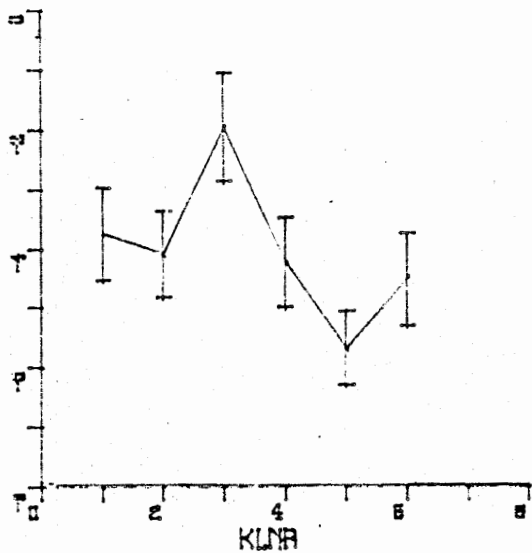
TB 10



TB 18



TB 14



TB 22

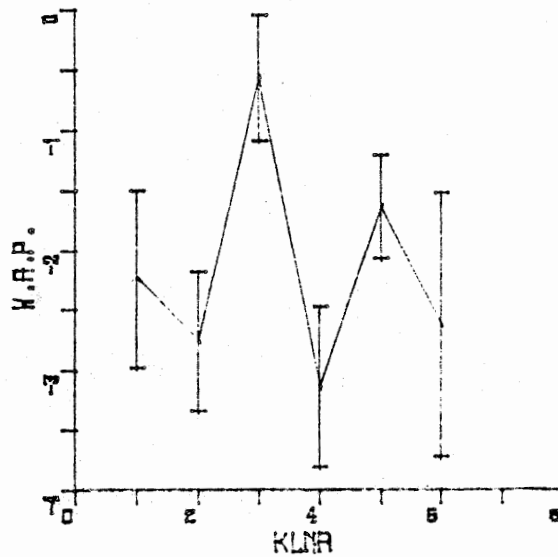


FIG. 6.14 W.A.P.-KLASSEPLOT. N (MET ALLE PARAMETERS VRIJ) ALS FUNKTIE VAN HET KLASSENUMMER VAN DE WINDCOMPONENT BIJ 4 VERSCHILLENDE FREKWENTIES.

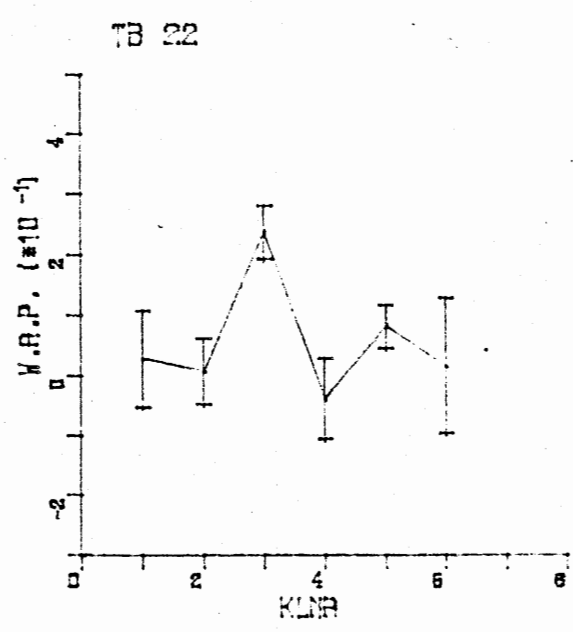
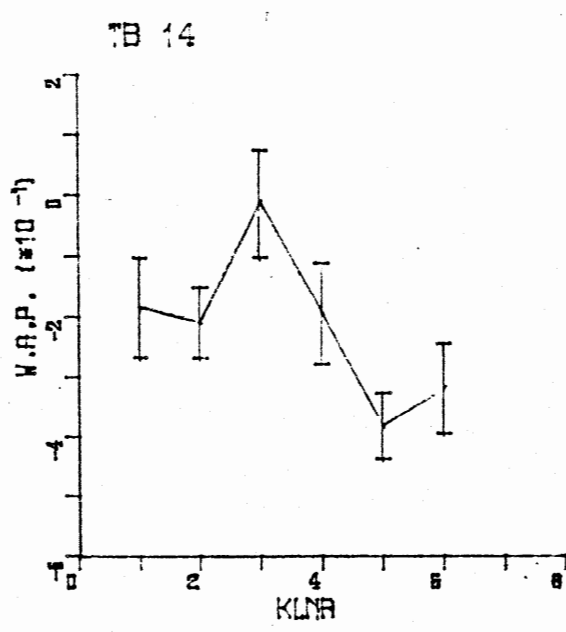
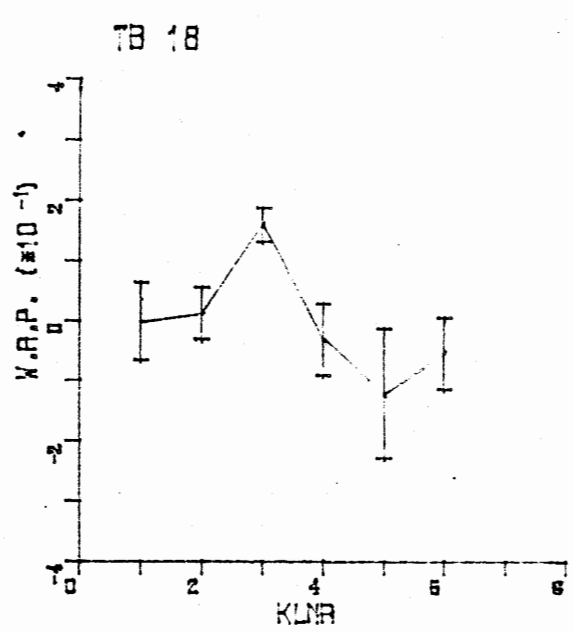
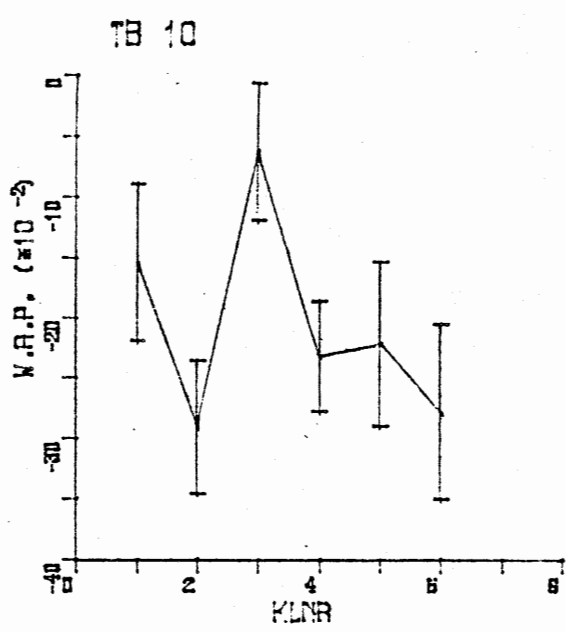


FIG. 6.15 W.A.P.-Klasseplot. D (MET ALLE PARAMETERS VRIJ) ALS FUNKTIE VAN HET KLASSENUMMER VAN DE WINDKOMPONENT BIJ 4 VERSCHILLENDE FREKVENTIES.

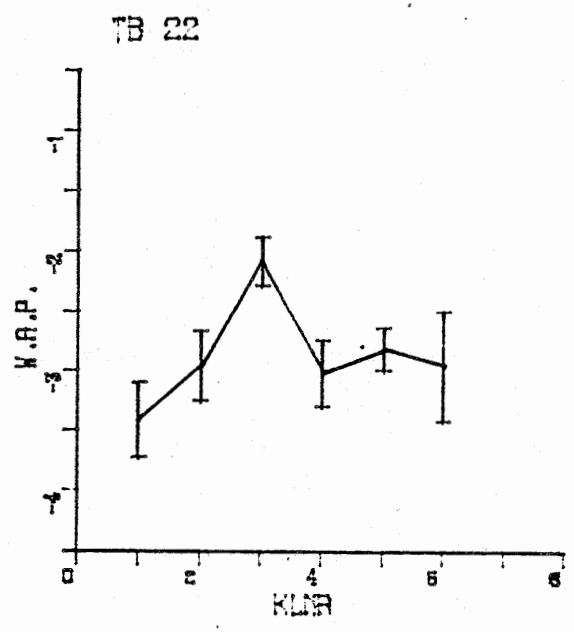
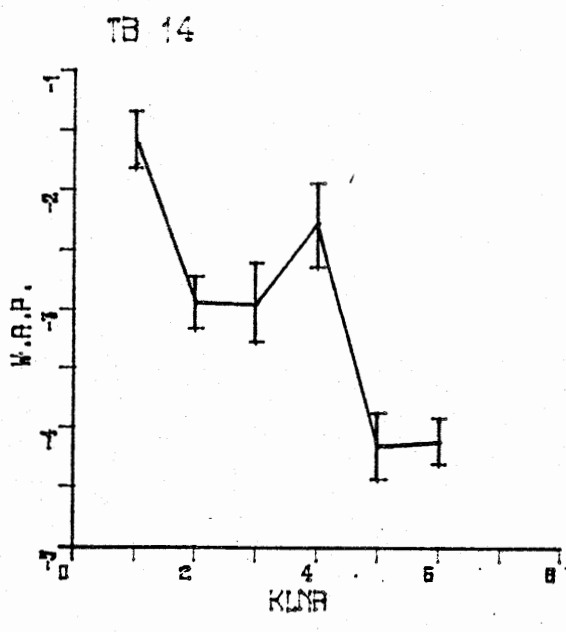
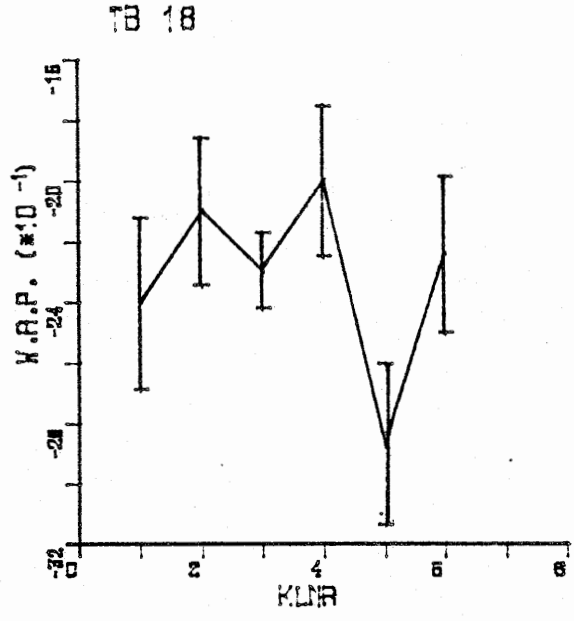
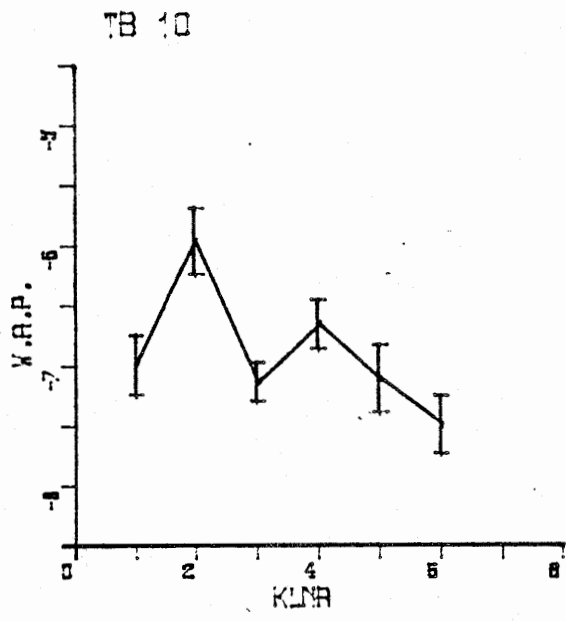


FIG. 6.16 W.A.P.-KLASSEPLOT. N (C = 0) ALS FUNKTIE VAN HET KLASSENUMMER VAN DE WIND-KOMPONENT BIJ 4 VERSCHILLENDE FREKVENTIES.

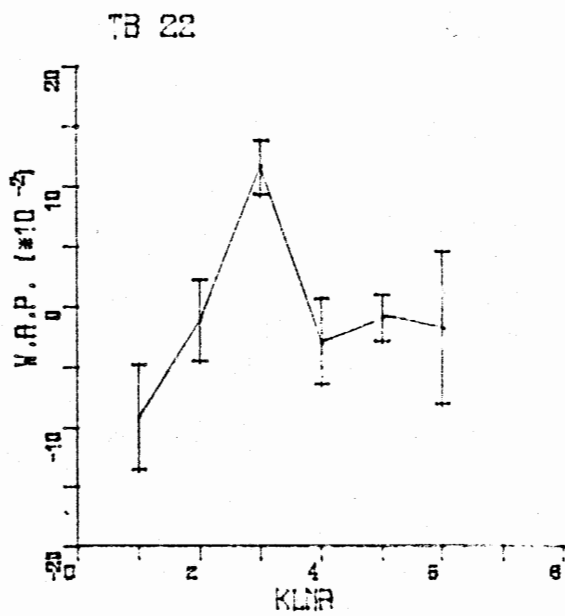
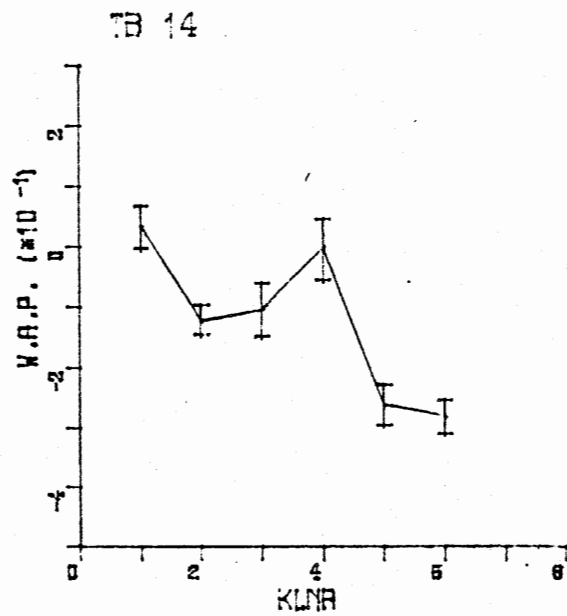
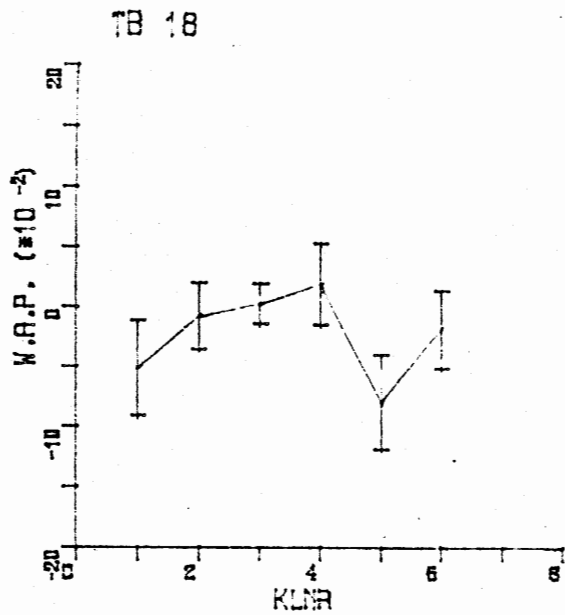
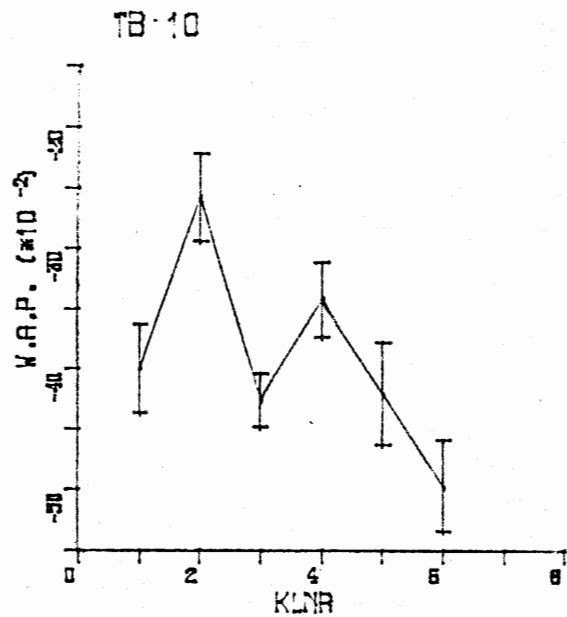


FIG. 6.17 W.A.P.-KLASSEPLOT. D ($C = 0$) ALS FUNKTIE VAN HET KLASSENOMMER VAN DE WIND-KOMPONENT BIJ 4 VERSCHILLENDE FREKVENTIES.

6.2 Konklusies. Uit het voorgaande trekken we de volgende konklusies:

- een zachte bodem heeft tot gevolg dat de demping in de 'dip' nabij 200 Hz. groter is dan bij een hardere bodem en dat de maximale demping bij een lagere frekwentie ligt;
- bij frekwenties boven ongeveer 4 kHz. is er een dempingstoename. Het bodemeffect kan hiervoor niet de enige verklaring zijn;
- er is geen goede overeenstemming tussen onze metingen en het "Ingard + turbulentie"-model. Wel is het zo dat turbulentie iets als tip-up kan veroorzaken, maar de theorie voorspelt een veel kleiner effect dan wij meten. Bij lage frekwenties komen model en metingen aardig overeen, vooral bij de hoge frekwenties zijn er nog problemen.
- uit de voorgaande twee konklusies mag misschien weer voorzichtig geconcludeerd worden dat we bij de hogere frekwenties wel echte extra-demping ten opzichte van het "Ingard"-model zien, veroorzaakt door de aanwezigheid van het bos, terwijl we bij lage frekwenties alleen maar bodemeffecten zien en helemaal geen bos;
- er zijn globaal drie frekwentiegebieden te onderscheiden voor wat betreft het geluidsnivo-verval met de afstand:
 - a. lage frekwenties. Geluidsnivo volgt een machtswet met exponent 1 à 2 ,
 - b. middenfrekwenties. Gekromde grafieken, "tip - up"- effect,
 - c. hoge frekwenties. Weer rechte grafieken, nu volgens exponent 2 à 3;
- meteo - geselecteerde metingen geven in essentie hetzelfde beeld als generaal gemiddelden. Misschien is tip - up soms wat sterker na meteo-selectie, misschien is soms geluidsversterking mogelijk;
- als de d-log-functie wordt aangepast aan meetpunten van afstandenplots met tip - up treden de volgende effecten op: aanpassingen met alle aanpassingsparameters vrij worden vrij goed ($x_r^2 \approx 2$). Daarbij krijgt echter de dempingsparameter d meestal (onfysische) negatieve waarden en een (al even onfysisch) minimum bij 200 Hz. Dit, terwijl juist rond 200 Hz de demping een maximum bereikt. Aanpassingen met de parameter n op een vaste, fysisch zinvolle waarde (n = 1, lijnbron !) leveren wel positieve waarden voor d op en een maximum bij 200 Hz, maar zijn als aanpassing veel slechter: x_r^2 is groter dan of ongeveer gelijk aan 10;
- de waarde van de parameter C uit de log-d formule ligt altijd dicht bij nul als C vrij gelaten wordt en beïnvloedt de resultaten van de aanpassing nauwelijks. C mag dus effectief nul gesteld worden;
- eerste- tot en met derdegraadspolynomia voldoen niet beter als beschrijving van ΔL als functie van r dan de d-log functie. Of de x_r^2 wordt groter dan bij de log-d aanpassing of de fouten in de koëfficiënten worden te groot;
- *onze metingen tonen geen verband tussen de weersgesteldheid en de geluiddempende werking van een bos.* Hierbij dient wel bedacht te worden dat wij niet onder zeer verschillende weersomstandigheden gemeten hebben.

Alleen al het feit dat de fouten in de geluidsnivoverschillen stelselmatig groter worden als we middelen over een aantal meteo-geselecteerde meetpunten in plaats van over alle metingen (generaal gemiddelde) is een indicatie voor het afwezig zijn van de invloed van het weer op de gemeten geluidsnivo's, dus ook op de gemeten demping. Wanneer immers de een of andere parameter wel duidelijk invloed zou hebben, zouden de fouten in de generaal gemiddelden juist groter moeten zijn dan in de meteo-geselecteerde gemiddelden ten gevolge van spreiding in de geluidsnivo's veroorzaakt door die parameter. (Aan de andere kant drukt natuurlijk middeling over alle (50) metingen een eventueel aanwezig klein aantal echt afwijkende waarden wel effectief weg uit zowel het gemiddelde zelf als de fout daarin.....)

6.3 Slotopmerkingen.

- Korrelaties tussen meteo-parameters (cf. 2. Theorie 2.6) zijn wij niet tegengekomen, maar we hebben er dan ook niet doelbewust naar gezocht.

- De invloed van het parallelweggetje op onze metingen. Zie figuur 3.4 (situatieschets)

en de weg geen of verwaarloosbaar weinig invloed heeft gehad op onze metingen. Het -sporadische- verkeer dat over dit weggetje reed kwam een faktor 3 dichter langs de referentie-mikrofoon dan het verkeer op de hoofdweg. Dit geeft een extra nivo-verschil tussen de referentie-mikrofoon en de tweede mikrofoon. Omdat echter de passage van verkeer op de parallelweg in de eerste plaats zeldzaam en in de tweede plaats een kortdurend gebeuren was (veel korter dan de integratie-tijd van twee minuten van het L_{eq} -nivo), hebben wij deze invloed verwaarloosd. Ook het later bij de frekwentie-analyse, niet mee-analyseren van de stukken band waarop duidelijk hoorbare extra pieken te horen waren, rechtvaardigt deze verwaarlozing.

Een ander aspekt van het weggetje is het wegdek: een strook van harder materiaal dan de bosgrond of de grasberm tussen het bos en de weg. Dit levert problemen op bij het vergelijken van onze metingen met het model van Ingard. Daarin kan namelijk slechts één waarde voor de bodemimpedantie ingevoerd worden. Wij berekenden de theoretische geluidssterkte op de referentie-mikrofoon met een veel hardere bodem ($\sigma > 10^8$) dan die op de tweede mikrofoon.

-Aylor geeft een formule (2.12 in dit verslag) die de dempingsparameter d geeft als funktie van de boomedichtheid (het aantal bomen per m^2) en de dikte van de bomen (alles gemiddeld over (de omgeving van) het meettrajekt, uiteraard). Als wij de door ons bepaalde waarden voor die laatste grootheden hierin invullen krijgen we een waarde voor d van ongeveer 0.1 dB/m. Dat is in de goede orde van grootte (vergelijk met andere auteurs), en zelfs in ronduit goede overeenstemming met de door ons gemeten waarden van d , voorzover die zinvol zijn.

7. APPENDIX.

7.1 Geluid en golfvergelijking. Wie aan geluid denkt, denkt (misschien) aan de golfvergelijking:

$$\sum_{i=1}^3 \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \equiv \square p = 0 \quad (7.1)$$

Deze vergelijking, in combinatie met geschikte randvoorwaarden, bepaalt in principe in iedere situatie op unieke wijze het geluidsdrukveld p . Alvorens (7.1) in wat simpele gevallen op te lossen geven we hier (nog maar eens) een afleiding om te zien waar welke aannamen gemaakt zijn.

We gaan uit van een gas met evenwichtsdruk p_0 en evenwichtsdichtheid ρ_0 , dat we opvatten als continu medium. Er geldt dan:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{\nabla} p \quad (7.2) \text{ (bewegingsvergelijking van Euler)}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}_\rho \vec{v} = 0 \quad (7.3) \text{ (continuïteits vergelijking)}$$

ρ is de dichtheid, p de druk en \vec{v} de lokale snelheid van het gas. Vergelijking (7.2) herschrijven we tot:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} p &= -\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\rho \left\{ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right\} = - \left\{ \frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} - \frac{\partial \rho}{\partial t} \vec{v} + \rho (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right\} = \\ &= - \left\{ \frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + (\vec{\nabla}_\rho \vec{v}) \vec{v} + \rho (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right\} \end{aligned} \quad (7.4)$$

waarbij $\frac{d}{dt} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} = \frac{d}{dt}$ en vergelijking (7.3) gebruikt werd. We nemen van de laatste vergelijking de divergentie:

$$\begin{aligned} \nabla^2 p &= - \left\{ \vec{\nabla} \frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} \right\} - \vec{\nabla} \left\{ (\vec{\nabla}_\rho \vec{v}) \vec{v} + \rho (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right\} = \\ &= \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \vec{\nabla} \left\{ (\vec{\nabla}_\rho \vec{v}) \vec{v} + \rho (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right\} \end{aligned} \quad (7.5)$$

(7.5) legt een verband tussen ruimtelijke drukveranderingen en dichtheidsveranderingen. Om nu verder te komen hebben we een vergelijking nodig die p en ρ met elkaar in verband brengt zeg: $p = f(\rho)$. Als nu $\frac{\delta p}{p_0} \equiv \frac{p - p_0}{p_0} \ll 1$ (drukveranderingen klein tov. evenwichtsdruk) dan kunnen we schrijven:

$$\delta p \approx \left(\frac{df}{d\rho} \right)_{p_0} \cdot \delta \rho \quad (\delta \rho = \rho - \rho_0 = \text{dichtheidsvariatie}) \quad (7.6)$$

Invullen in (7.5) levert dan:

$$\nabla^2 p = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \text{'andere termen'} \quad (7.7)$$

met $\left(\frac{df}{d\rho} \right)_{p_0} \equiv c^2$, c is de geluidssnelheid. (7.8)

Door nu de "andere termen" weg te laten staat er precies (7.1). Dat deze termen inderdaad weggelaten kunnen worden kan worden aangetoond door een oplossing van (7.1) in (7.7) in te vullen en te constateren dat deze van orde $(\frac{\delta p}{p})^2$ zijn. (7.1)

is dus alleen geldig indien $\frac{\delta p}{p} \ll 1$, dus niet in situaties van zeer harde knallen.

(7.1) is ook geldig voor δp , de drukvariatie zelf. We zullen in het vervolg voor δp (verwarrend) gewoon p noteren, aangezien de drukveranderingen veel belangrijker zijn dan de totale druk en zodoende een enkele letter verdient.

(7.1) heeft als oplossing onder andere vlakke golven van de gedaante $p = p_m \cdot \exp(i(\vec{k}\vec{x} - \omega t))$ de golfvektor \vec{k} en (hoek)frekwentie ω zijn wegens (7.1) verbonden door: $\omega^2 = c^2 k^2$; $\omega = c|\vec{k}|$ p_m is de drukvariatie-amplitude. Met de grootte van p_m kunnen we nu orde van grootte schattingen opschrijven voor de variaties in de andere grootheden:

dichtheidsvariaties: $\delta \rho = \frac{1}{c^2} \delta p = \rho \left(\frac{p_m}{p_0}\right)$

snelheden : $|\vec{v}| \approx \dots \approx c \cdot \left(\frac{p_m}{p_0}\right)$ (7.9)
(zie Morse, 1948)

uitwijkingen : $|\xi| \approx \frac{p_m}{\rho \omega c} = \left(\frac{p_m}{p_0}\right) \frac{p_0}{\rho_0 \omega c} \approx \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{p_m}{p_0}\right)$

met λ de golflengte = $\frac{2\pi}{k}$.

De geluidssnelheid ligt mechanisch vast door (7.8). Daarin komt echter nog de onbekende functie $p = f(\rho)$ voor. Wat we voor f moeten nemen is niet zonder meer duidelijk. In de praktijk blijkt de adiabatische toestandsvergelijking de gemeten geluidssnelheid goed te reproduceren. We hebben dan:

$pV^\gamma = \text{konstant} \rightarrow \dots \rightarrow \delta p = \gamma \frac{p_0}{\rho_0} \delta \rho$ (7.10)

dus $c = \left(\gamma \frac{p_0}{\rho_0}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\gamma \frac{\rho_0 kT}{\rho_0 m_0}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\gamma \frac{kT}{m_0}\right)^{\frac{1}{2}}$

met γ = gaskonstante en m_0 = (gemiddeld) molekulairgewicht gas.

Hiermee is de geluidssnelheid uitgedrukt in bekende grootheden. De veranderingen in het gas zijn dus niet isotherm :

$p^{1-\gamma} \cdot T^\gamma = \text{konstant} \Rightarrow \delta T = \frac{1-\gamma}{\gamma} \cdot T \cdot \frac{\delta p}{p_0}$ (adiabaat) (7.11)

7.2 Enkele speciale oplossingen. Hierboven kwamen we de zogenaamde vlakke golf al tegen : $p = p_m \cdot \exp(i(\vec{k}\vec{x} - \omega t))$.

De geluidsintensiteit I , gedefinieerd als $I = p \cdot p^* = |p^2|$, hangt hier dus niet van de plaats in de ruimte af. Vlakke golven zijn belangrijk als idealisatie en vanwege het feit dat iedere oplossing van (7.1) geschreven kan worden als lineaire combinatie van vlakke golven (Fourier-analyse).

Een oplossing met rotatiesymmetrie krijgen we door (7.1) in bolcoördinaten te schrijven en alleen op r - afhankelijkheid te letten. Er komt een zogenaamde bolgolf :

$p = Q \frac{e^{i(kr - \omega t)}}{r}$ (7.12)

Iedere oplossing van (7.1) met rotatiesymmetrie kan weer geschreven worden als combinatie van bolgolven met verschillende golfgetallen k . De intensiteit I is evenredig met $1/r^2$.

Voor het axiaal-symmetrische geval komen we op Besselfunctieachtige dingen uit. Er geldt dat iedere axiaal-symmetrische oplossing geschreven kan worden als combinatie van cylindergolven van de vorm

$$p = Q \cdot H_0^{(1)}(kr) \cdot e^{-i\omega t} \quad (7.13)$$

met $H_0^{(1)}$ de nulde orde Hankelfunctie.

$$\text{We hebben : } H_0^{(1)}(z) \sim \left(\frac{2}{\pi z}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot e^{i(z - \frac{1}{2}\pi)} \quad (7.14)$$

asymptotisch voor $z \rightarrow \infty$.

Als $kr \gg 1$ dan geldt dus voor het intensiteitsverloop bij een cilindergolf : $I \propto 1/r$.

Het is interessant om deze koherente lijnbron (dat wil zeggen: alle punten op de lijn hebben dezelfde fase) te vergelijken met de niet - koherente lijnbron, dat is een lijn van puntbronnen zonder onderlinge faserelaties. In het laatste geval mogen we de vermogens van de puntbronnen gewoon optellen (zie ook 2. Theorie 2.4). Dus voor de niet - koherente lijnbron is

$$I \sim \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Q}{r^2+x^2} dx \sim 1/r$$

Samenvattend : niet - koherente lijnbron : $I \sim 1/r$ exakt (7.15)

wel " " " : $I \sim 1/r + O((1/kr)^3)$.

De vraag of een autoweg als niet - koherente lijnbron beschreven kan worden is dus op enige afstand van de weg (en bij niet te lage frekwenties) niet zo belangrijk; we "zien" ("horen" ?) de eventuele coherentie gewoon niet meer.

7.3 Geluiddemping in een homogeen medium. In 7.1 en 7.2 werd de ideale golfuit - breiding behandeld. Hoewel (7.1) van

onschatbare waarde is voor de praktijk, blijkt men toch vaak niet genoeg aan deze vergelijking te hebben. Formule (7.1) beschrijft namelijk ongedempte golven; in werkelijkheid is er bijna steeds sprake van zaken als luchtabsorptie en/of andere vormen van energiedissiperende effecten die een demping van de golfamplitude teweeg kunnen brengen. Demping van een golf betekent dat via één of ander mechanisme geluidsenergie wordt overgedragen aan het medium waarvan men zegt dat dit het geluid absorbeert. Het is duidelijk dat in dit soort media (7.1) niet onverminderd kan gelden. Op algemeen - fysische gronden kan men echter, geheel onafhankelijk van het precieze absorptiemechanisme, een vergelijking vinden die doet wat we willen.

We nemen aan dat geluidabsorptie in een homogeen medium een lineair effect is in die zin dat een tweemaal zo grote geluidsenergie ook een tweemaal zo grote energiedissipatie tot gevolg heeft. Dit is in eerste orde altijd waar. Het is echter heel wel denkbaar dat de hoeveelheid van demping van een golf met een zekere energie afhangt van de spektrale samenstelling van die golf. We proberen nu (7.1) zó te modificeren dat

- a. de nieuwe vergelijking "voldoende" blijft lijken op de oude en dat
- b. de nieuwe vergelijking de demping beschrijft.

Zo'n vergelijking moet voldoen aan de volgende eisen:

1. het is één partiële differentiaalvergelijking,
2. 2^e orde,
3. hyperbolisch,
4. lineair,
5. rotatie-invariant en
6. differentiaalvergelijking met konstante koëfficiënten.

De eisen 1 tot en met 3 zijn onze invulling van het "voldoende lijken op".

Een 2^e orde hyperbolische differentiaalvergelijking lijkt ons nodig om een golfverschijnsel te krijgen dat nog op geluid lijkt.

Eis 4 hangt samen met onze vooronderstelling van lineaire demping.

De eisen 5 en 6 drukken de homogeniteit uit.

Een lineaire tweede-orde - vergelijking kan geschreven worden als

$$\sum_{i,j=1}^4 a_{ij} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} p + \sum_{i=1}^4 b_i \frac{\partial p}{\partial x_i} + cp = 0 \quad (7.16)$$

met $(x_1, x_2, x_3, x_4) = (x, y, z, t)$. (zie bijvoorbeeld Eckhaus, 1977.)

De koëfficiënten a_{ij} , b_i en c moeten op grond van eis 6. konstant zijn.

Door een lineaire koördinatentransformatie kunnen we voor elkaar krijgen dat de vergelijking er uit gaat zien als

$$\square p + (\vec{\beta} \cdot \vec{\nabla} p) + \frac{\partial p}{\partial t} + \gamma p = 0 \quad (7.17)$$

met $\vec{\beta}$ een konstante vektor, ϵ en γ konstanten en $\square = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2}$.

Dit is mogelijk dankzij het feit dat we eisen dat de vergelijking hyperbolisch is.

In het medium mag echter ook geen voorkeursrichting bestaan (eis 5.), dus $\vec{\beta} = 0$.

Er komt dan:

$$\square p + \epsilon \frac{\partial p}{\partial t} + \gamma p = 0. \quad (7.18)$$

Op dergelijke vergelijkingen komt men ook langs een meer fysisch weg door in de bewegingsvergelijking van Euler (7.2) een dempingsterm toe te voegen. Bijvoorbeeld :

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{\nabla} p - \alpha \vec{v} \quad (7.19)$$

Wanneer we in (7.18) substitueren: $p = p(r) \cdot \exp(i\omega t)$ dan krijgen we:

$$\Delta p + (k^2 + i\omega \cdot \epsilon(\omega) + \gamma)p = 0 \quad (7.20)$$

met $k = \omega/c$.

Een bolsymmetrische oplossing hiervan is

$$p(\vec{r}) = \frac{1}{r} \exp((k^2 + i\omega \cdot \epsilon + \gamma)r) \quad (7.21)$$

met $r = |\vec{r}|$.

De wortel in de exponent heeft in het algemeen een reëel en een imaginair deel, dus

$$p(\vec{r}) = \frac{1}{r} e^{-\beta(k) \cdot r} \cdot e^{ik'r} \quad (7.22)$$

In het geval dat $\beta(k) \geq 0$ wordt de amplitude van de bolgolf dus gedempt als een e - macht.

Voor de afname van het geluidsnivo (in decibels) tussen r en r_0 vinden we nu :

$$\begin{aligned} \Delta L &= 10 \cdot \log \frac{I(r)}{I(r_0)} = 10 \cdot \log \frac{p^2(r)}{p^2(r_0)} \\ &= 20 \cdot \log(r_0/r) + 10 \cdot \log e^{-\beta(r - r_0)} \end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow \Delta L = -20 \cdot \log(r/r_0) - d(r - r_0) \quad (7.23)$$

met $d = \beta \cdot 10 \cdot \log e$.

Deze d wordt de dempingsfaktor of dempingskoëfficiënt van het medium genoemd en wordt uitgedrukt in dB/m. De d hangt in een medium in het algemeen sterk af van de frekwentie van het beschouwde geluid en in veel praktijksituaties (bijvoorbeeld demping door de lucht) neemt d toe met de frekwentie: zie bijvoorbeeld figuur 2.21. De precieze frekwentie - afhankelijkheid van d kan alleen bepaald worden na gedetailleerde bestudering van de processen die een rol spelen bij de absorptie van geluid door het medium.

8. LITERATUURLIJST.

" JASA " staat voor: Journal (of the) Acoustical Society (of) America.

- Abramowitz, M. en Stegun, I.A., "Handbook of mathematical functions", Dover publ. Inc., New York 1972⁹, p. 1000.
- Aylor, D., "Noise Reduction by Vegetation and Ground", JASA 51, 1972.
- Bass, H.E., Evans, L.B. en Sutherland, L.C., "Atmospheric Absorption of Sound; Theoretical Predictions", JASA 51, 1972.
- Bass, H.E., Piercy, J.E. en Sutherland, L.C., "Method for Calculating the Absorption of Sound by the Atmosphere", JASA 56, 1974.
- Bosveld, F., Eligh, M. en Horst ter, E., "Bos & geluid", verslag vrij experiment hoofdpraktikum natuurkunde R.U.U., 1978.
- Chernov, L.A., "Wave Propagation in a Random Medium", Mc Graw-Hill New York, 1960.
- Chessel, C.I., "Propagation of Noise along a finite impedance Boundary", JASA 62, no. 4, October 1977, p. 825-834.
- Daigle, G.A., Embleton, T.F.W. en Piercy, J.E., "Effects of atmospheric Turbulence on the Interference of Sound Waves near a Hard Boundary", JASA 64, no 2, August 1978, p. 622-630.
- Davenport, A.G., "The Relationship of Windstructure to Windloading. Wind Effect on Buildings and Structures", HMSO, London, 1965.
- Donato, R.J., "Impedance Models for Grass-covered Ground", JASA 61 no 6, June 1977, p. 1449-1452.
- Eckhaus, W., "Partiële differentiaalvergelijkingen", kollegediktaat R.U.U., 1977.
- Embleton, T.F.W., "Sound Propagation in Homogeneous, Deciduous and Evergreen Woods", JASA 35, 1963.
- Embleton, T.F.W., Piercy, J.E. en Sutherland, L.C., "Review of Noise Propagation in the Atmosphere", JASA 61 no 6, June 1977, p. 1403-1418.
- Eyring, C.F., "Jungle Acoustics", JASA 18, 1946.
- Harris, C.M. en Tempest, W., "Absorption of Sound in Air below 1,000 cps.", JASA 36, 1963.
- Haupt, R., "Akustische Wirkungen des Waldes", Wald 17, Dresden 1973.
- Haupt, R., "Beitrag zum Problem der Lärminderung durch Waldbestände. 1. Teil: Methodische Grundlagen", Archiv Naturschutz und Landschaftsforschung 13, 1973.
- idem, "2. Teil: Die Ergebnisse und ihre Anwendungsmöglichkeiten", idem 14, 1974.
- Heimans, E., Heinsius, H.W. en Thijsse, Jac.P., "Geïllustreerde flora van Nederland", Amsterdam/Antwerpen/Jakarta 1960.
- Ingard, U., "On the Reflection of a Spherical Sound Wave from an Infinite Plane", JASA 23 no 3, May 1951, p. 329-335.
- Ingard, U. en Maling, G.C.(jr.), "On the Effect of Atmospheric Turbulence on Sound Propagated over Ground", JASA 35 (letters), 1963, p. 1056-1058.
- Keast, D.N. en Wiener, F.N., "Experimental Study of the Propagation of Sound over Ground", JASA 31 no 6, June 1959, p. 724-733.
- K.N.M.I., Informatie van het-, afdeling "Grenslaagmeteorologie", overgenomen uit Moerkerken, 1976.
- Kramer, C., "Over afschermingen thermometers", A&O reeks 13, 1946.
- Kramer, C., et al., "Nauwkeurigheid en betrouwbaarheid van temperatuur- en vochtigheidsbepalingen in buitenlucht met behulp van kwikthermometers", K.N.M.I. mededelingen en verhandelingen 60, Den Haag 1954.
- Lauwerier, R.C.G.M., "Bomen tussen lawaai en rust", werkrapport K.U.N., afdeling botanie, 1977.
- Martens, M.J.M., "Geluid en groen", Gemeentewerken 6, 1977.
- Meister, E.J. en Ruhrberg, W., "Der Einfluss von Grünanlagen auf die Ausbreitung von

- Moerkerken, A., "Onderzoek naar de geluidoverdracht op grote afstanden. De invloed van grondabsorptie op de geluidvoortplanting boven een bodem.", ICG rapport VL-DR-21-02, 1975.
- Moerkerken, A., "Meteorologische verschijnselen die van invloed zijn op de geluidoverdracht", ICG rapport VL-DR-21-04, September 1976.
- Moerkerken, A., Ophof, F.S. en Wijk, van, H.J.L., "De metingenserie langs rijksweg 13 in 1976", ICG project VL-21, rapport no 722,708/4, November 1977.
- Moerkerken, A., "Veranderlijk van geluidoverdracht in de buitenlucht", NAG-publicatie 46, 1978.
- Morse, P.M., "Vibrations and Sound", Mc Graw-Hill, New York 1958.
- Schmidt, F.H., "Inleiding in de meteorologie", Het Spectrum, 1974.
- Schuller, W.M., "Geluiduitbreiding buiten. Qualitatieve en Quantitatieve benaderingen", NAG-publicatie 46, 1978.
- Snelleman, J.W., "Trillingen, golven, optika", kollegediktaat R.U.U., 1977.
- Squires, G.L., "Metingen in de fysika", Het Spectrum, 1972 (vertaling van Squires, G.L., "Practical Physics", Mc Graw-Hill, London 1968).
- Sutherland, L.C., "Review of Experimental Data in Support of a Proposed New Method for Computing Atmospheric Absorption Loss", DOT-report TST-75-87, 1975.
- Toorn, v.d., J.D., "Geluiddemping door bossen", ICG rapport VL-HR-06-01, augustus 1975.
- Toorn, v.d., J.D., "Geluidemissie door motorvoertuigen", cursus geluidhinder '79: beleid en onderzoek, stichting postacademiale vorming gezondheidstechniek, 1979.

9. BIJLAGEN.

9.1 Frekwentiekarakteristieken geluidsmeter

Frekwentiekarakteristieken van de
Bruel & Kjaer 2203 geluidnivometer.

De onderste en bovenste lijn geven toleranties in de genoemde normen weer.

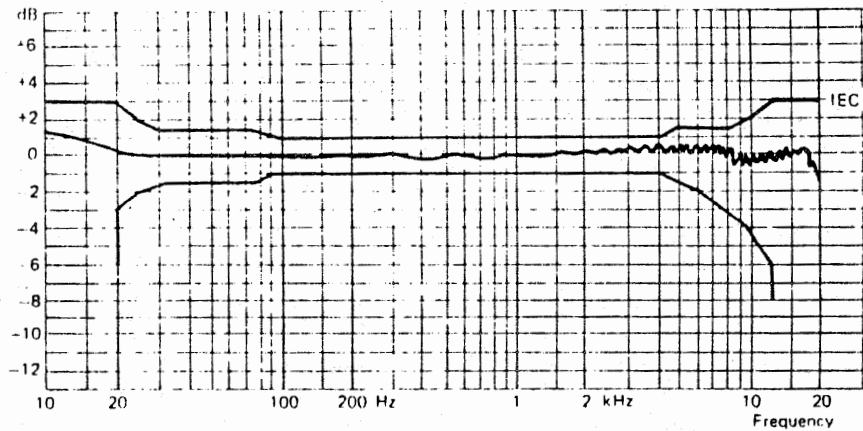


Fig.12. Free-field frequency response of complete instrument to sine waves with 0° incid.

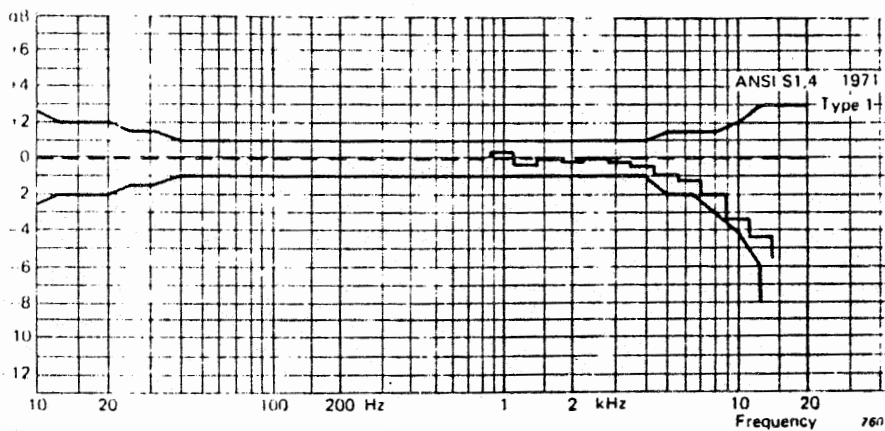
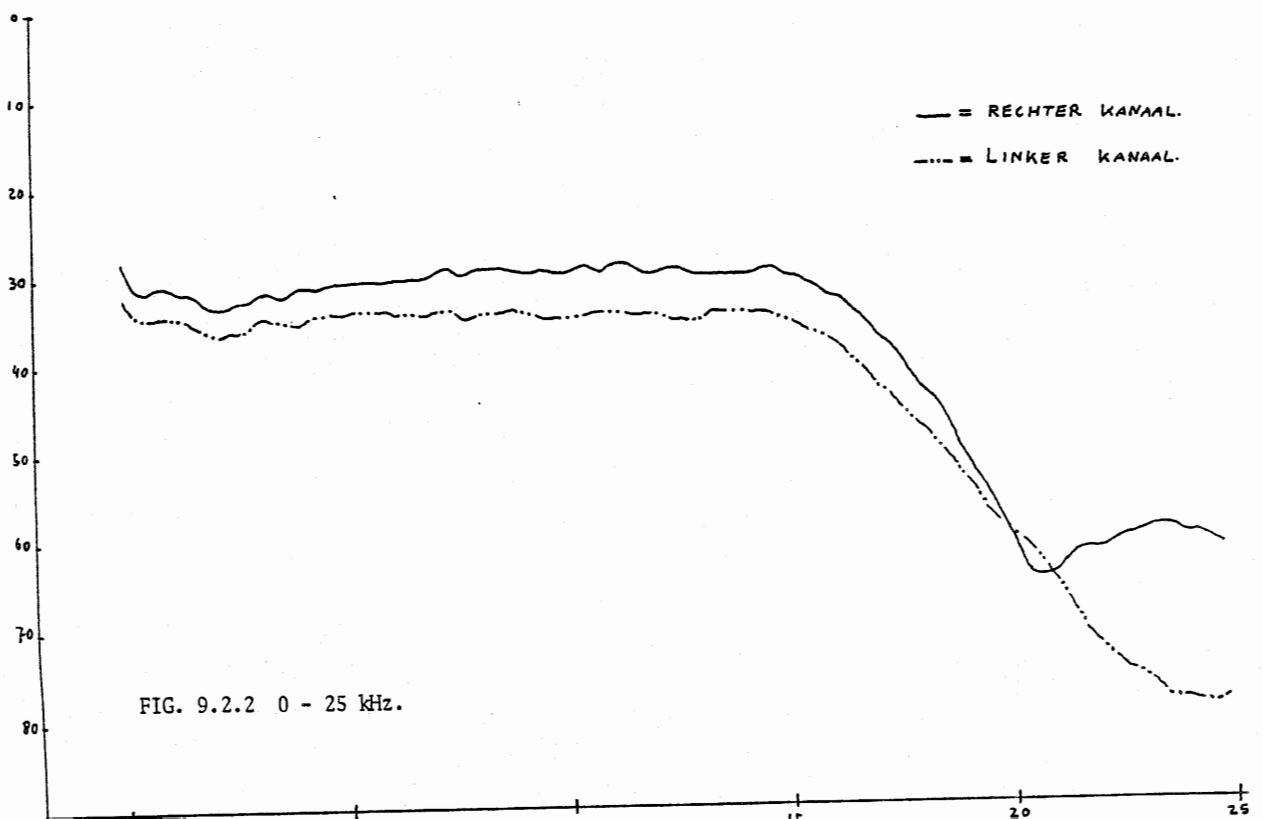
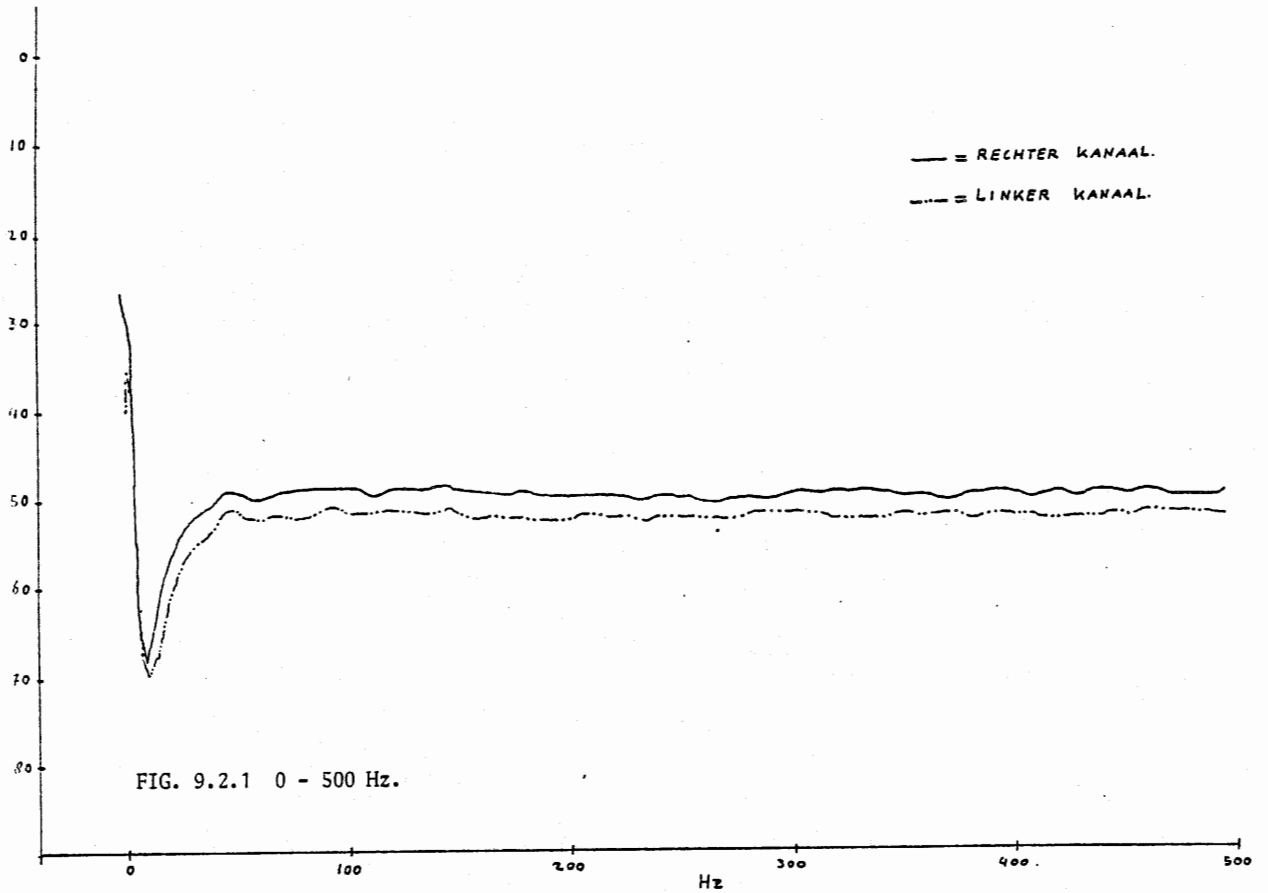


Fig.13. Diffuse field (random incidence) frequency response of complete instrument

9.2 Frekventie karakteristieken van het hele systeem BEHALVE mikrofoon.

Witte ruis res-
ponsie van

het systeem: geluidmeter - kabel - rekorder. Dus zonder mikrofoon.



Directional Characteristics

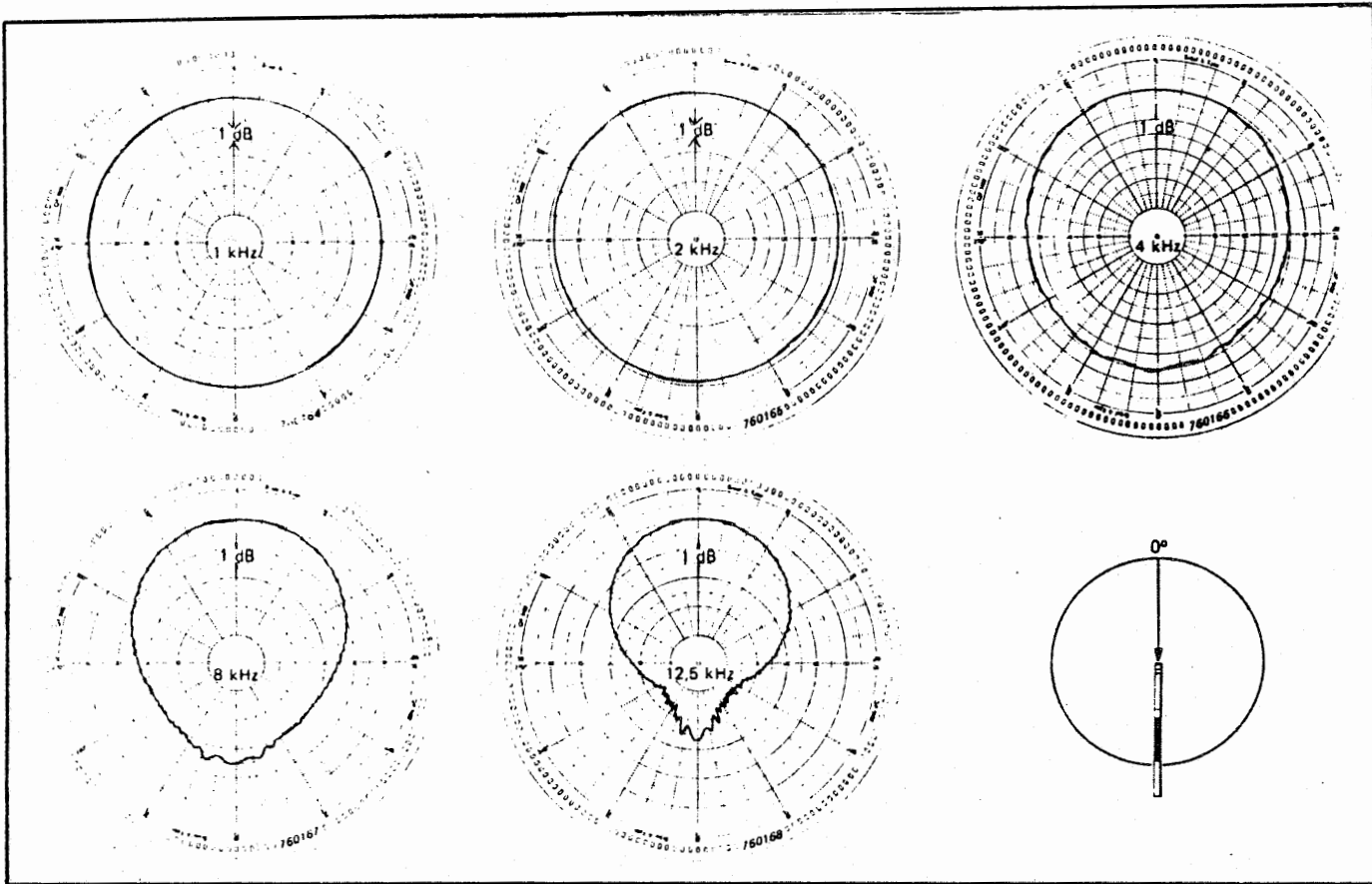
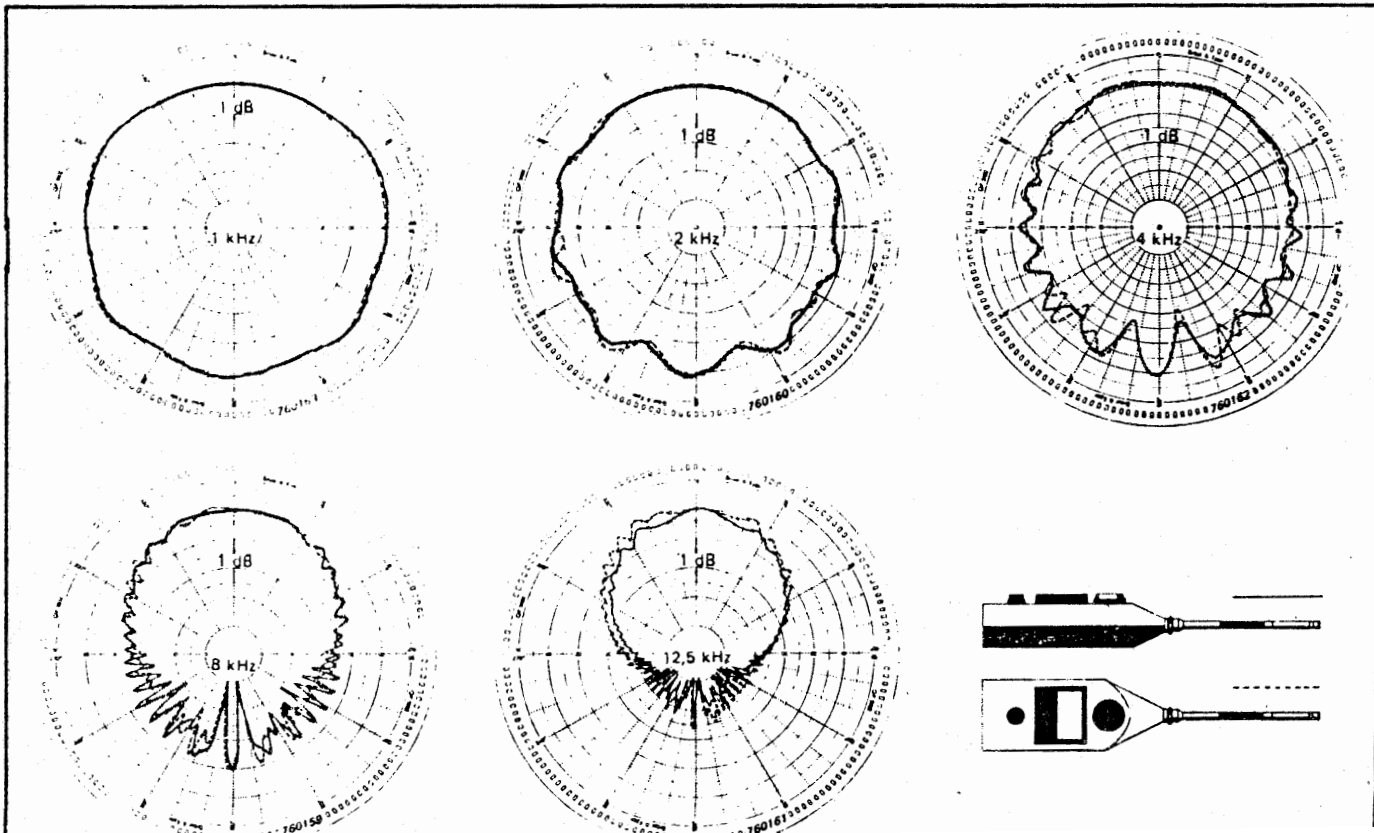
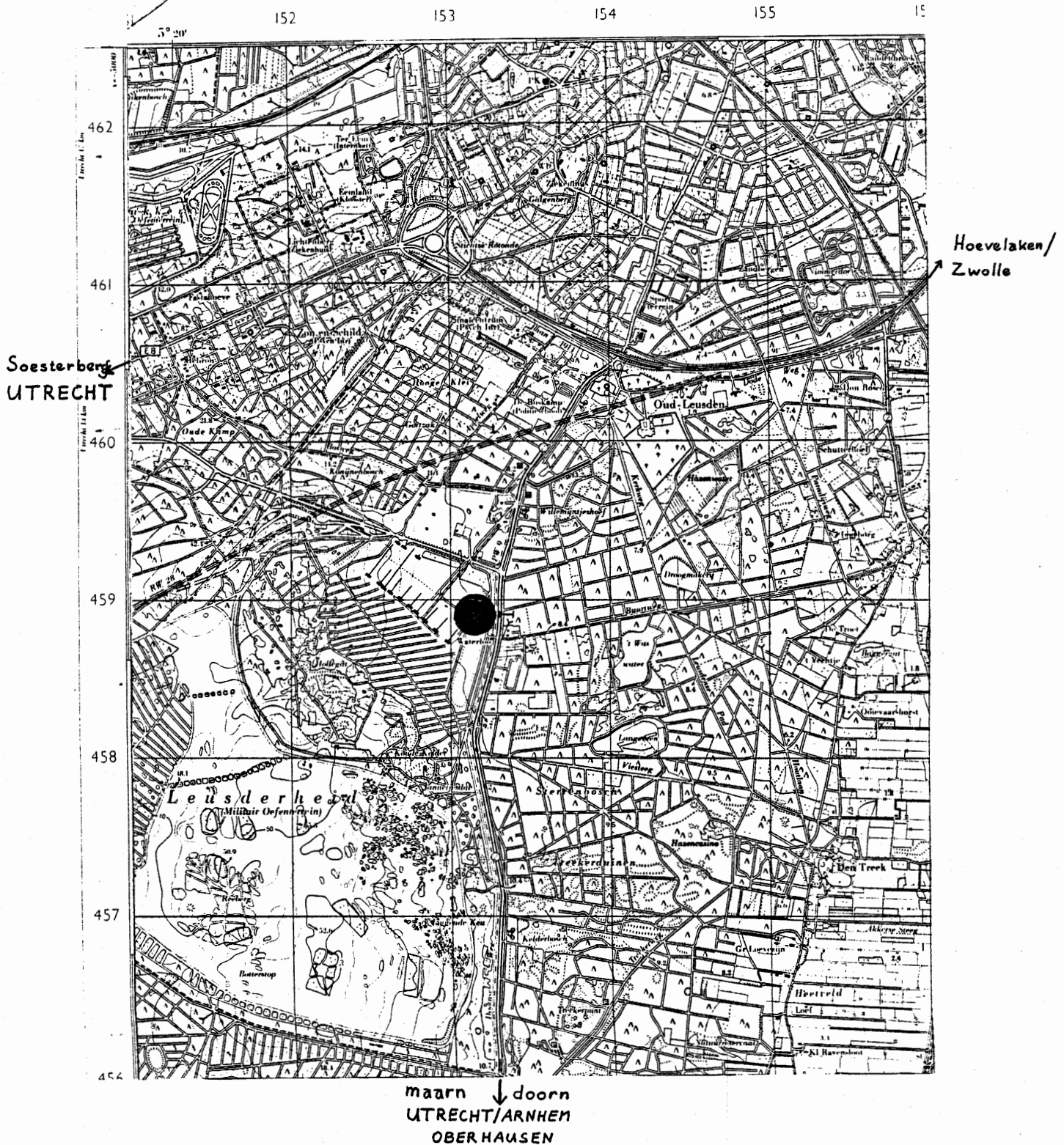


Fig.18. Directional characteristics of the microphone Type 4165 in a free-field

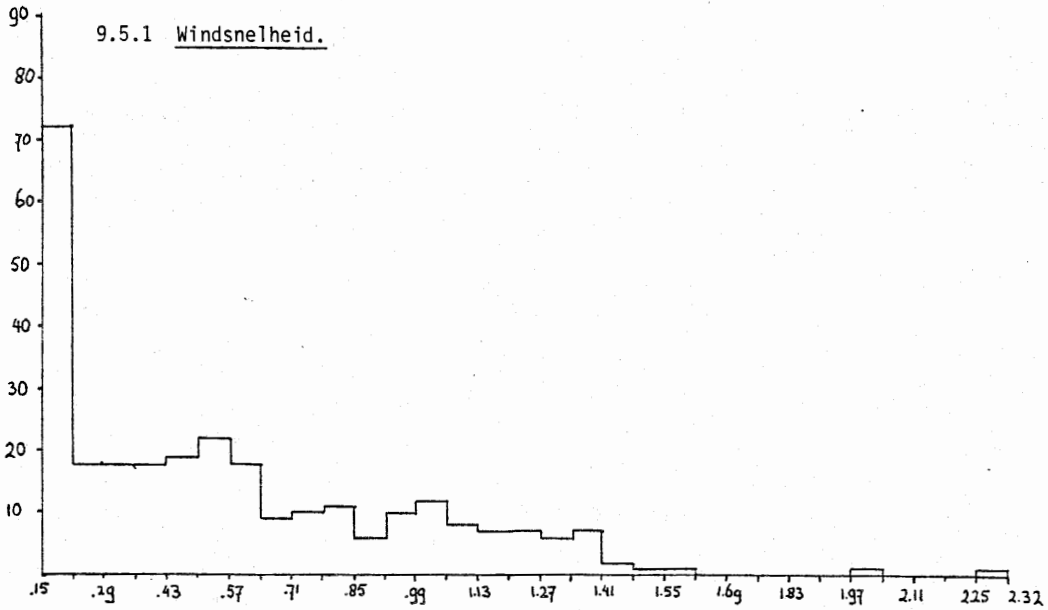


9.4 De ligging van het meettrajekt.

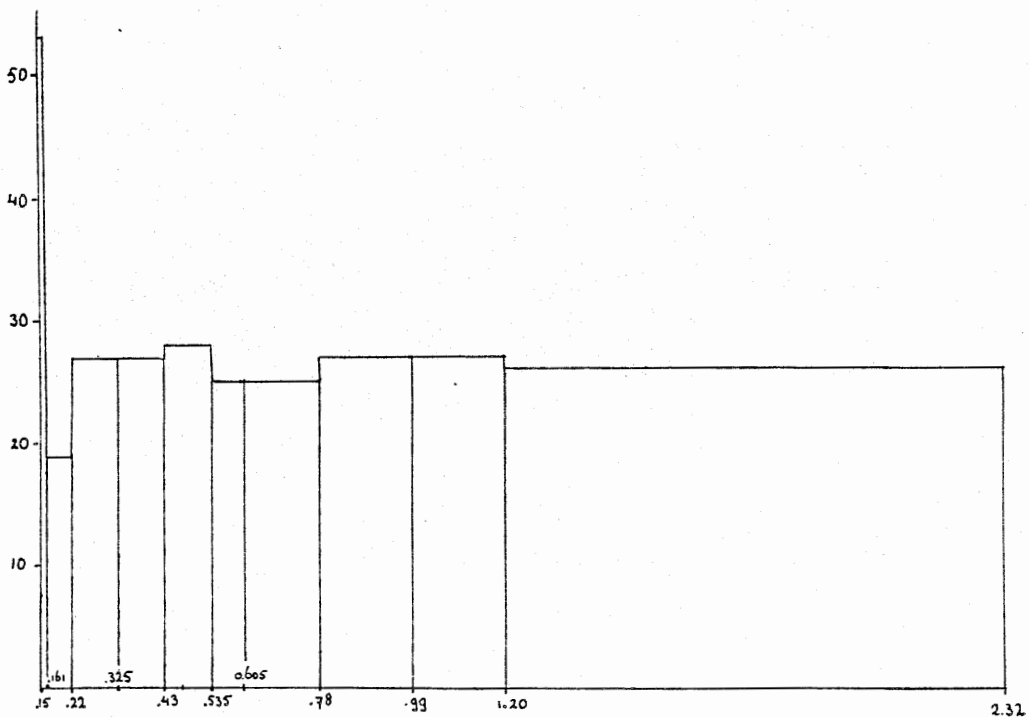
Topografische kaart van Nederland (1:25.000, 1971 - 1973). Het meettrajekt ligt bij het cirkeltje, tegenover km 1.8 - 1.9 langs de Doornse Grintweg. Dit is de P.W. 9.



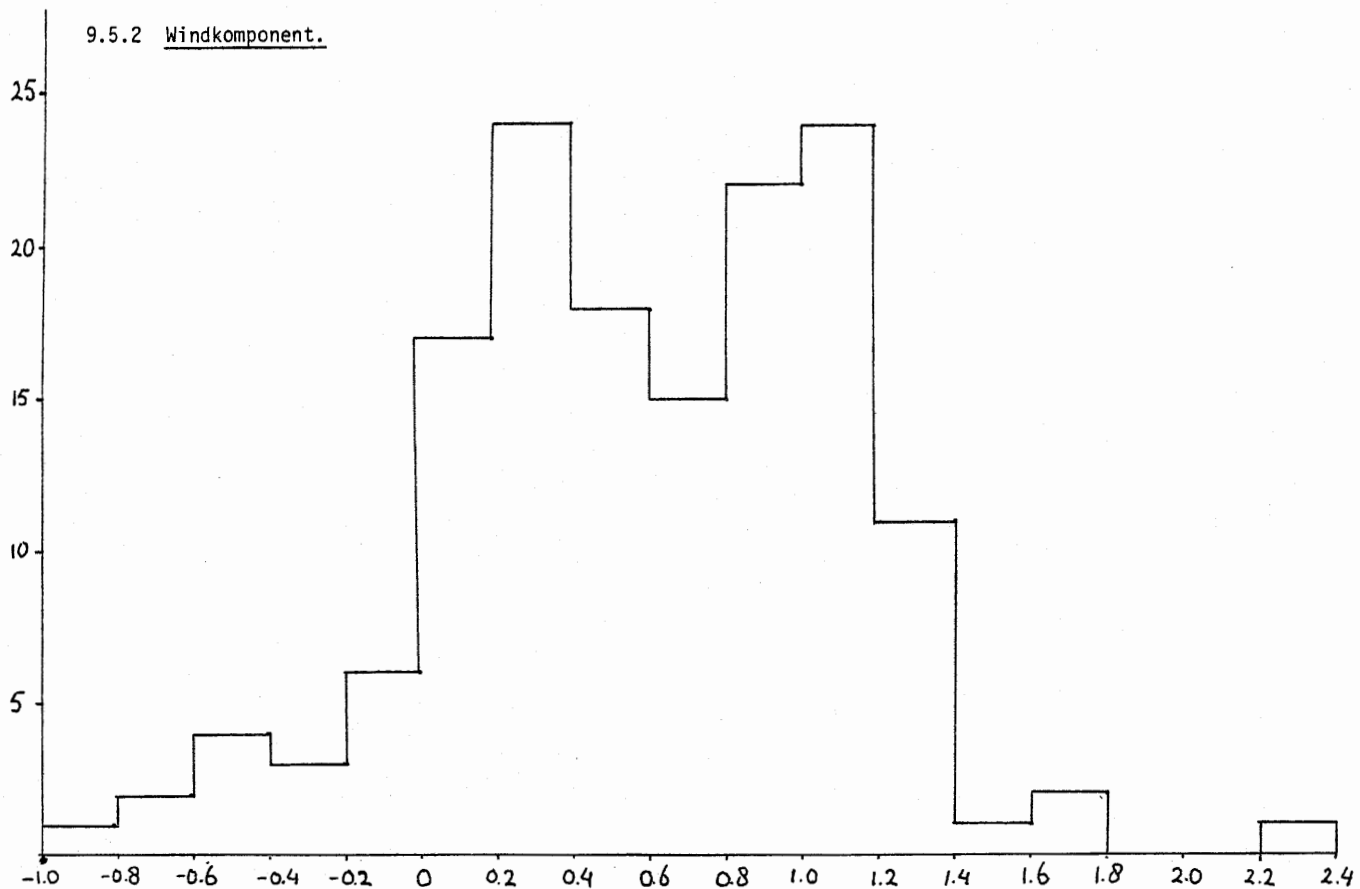
9.5 Klasse-indeling van de meteorologische parameters. In de volgende histogrammen is het resultaat van de selectie-procedure te zien. Het eerste histogram geeft steeds de indeling van een parameter bij een konstante intervalbreedte. Het tweede histogram is steeds uit het eerste samengesteld door klassen bijeen te nemen of op te splitsen. Hierbij is zoveel mogelijk getracht om 25 tot 30 metingen in één klasse te laten vallen.



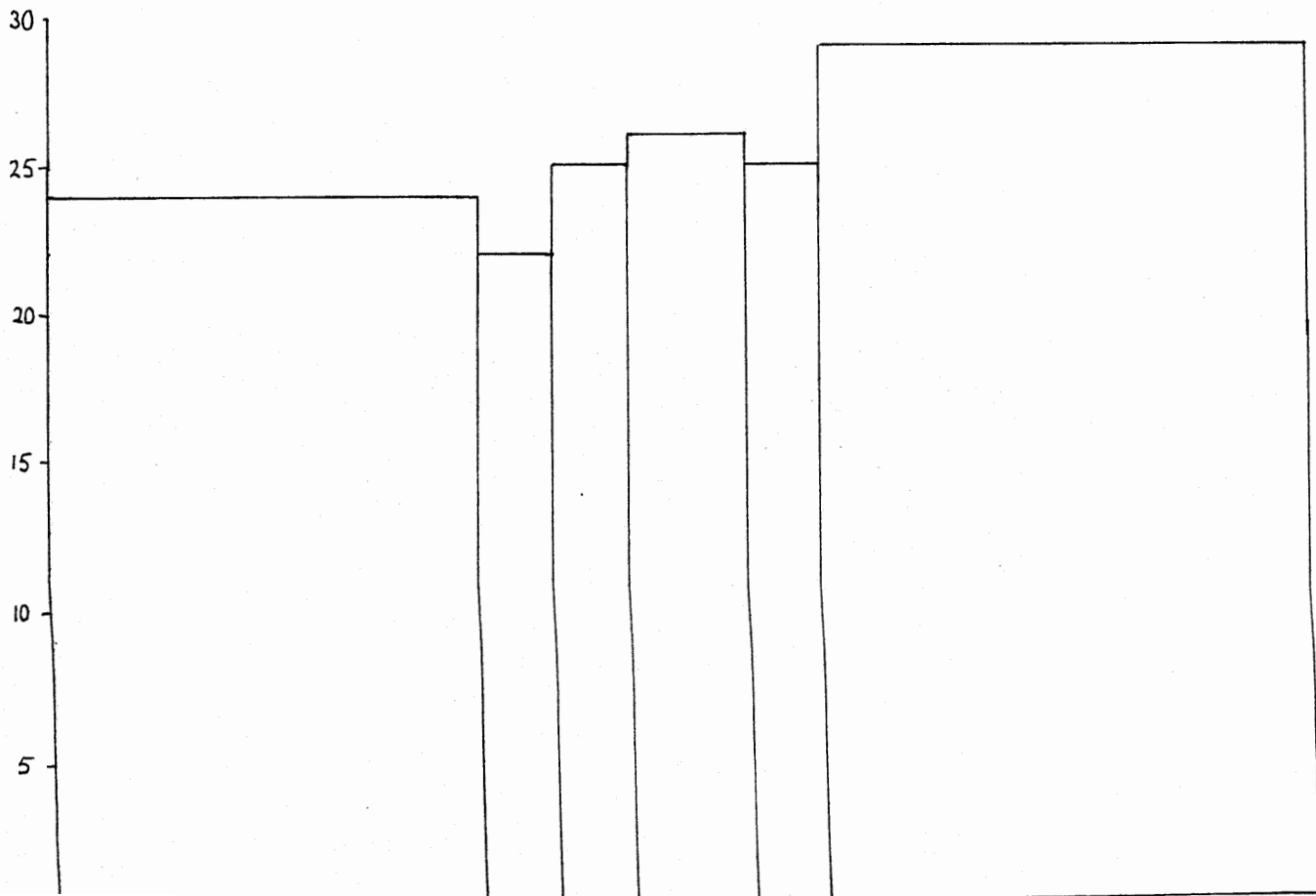
Aantal ingedeelde metingen = 284, gemiddelde fout in de metingen = 0.7,
het aantal metingen met een fout groter dan de klassebreedte = 100,
het aantal metingen met een fout kleiner dan de klassebreedte = 184.

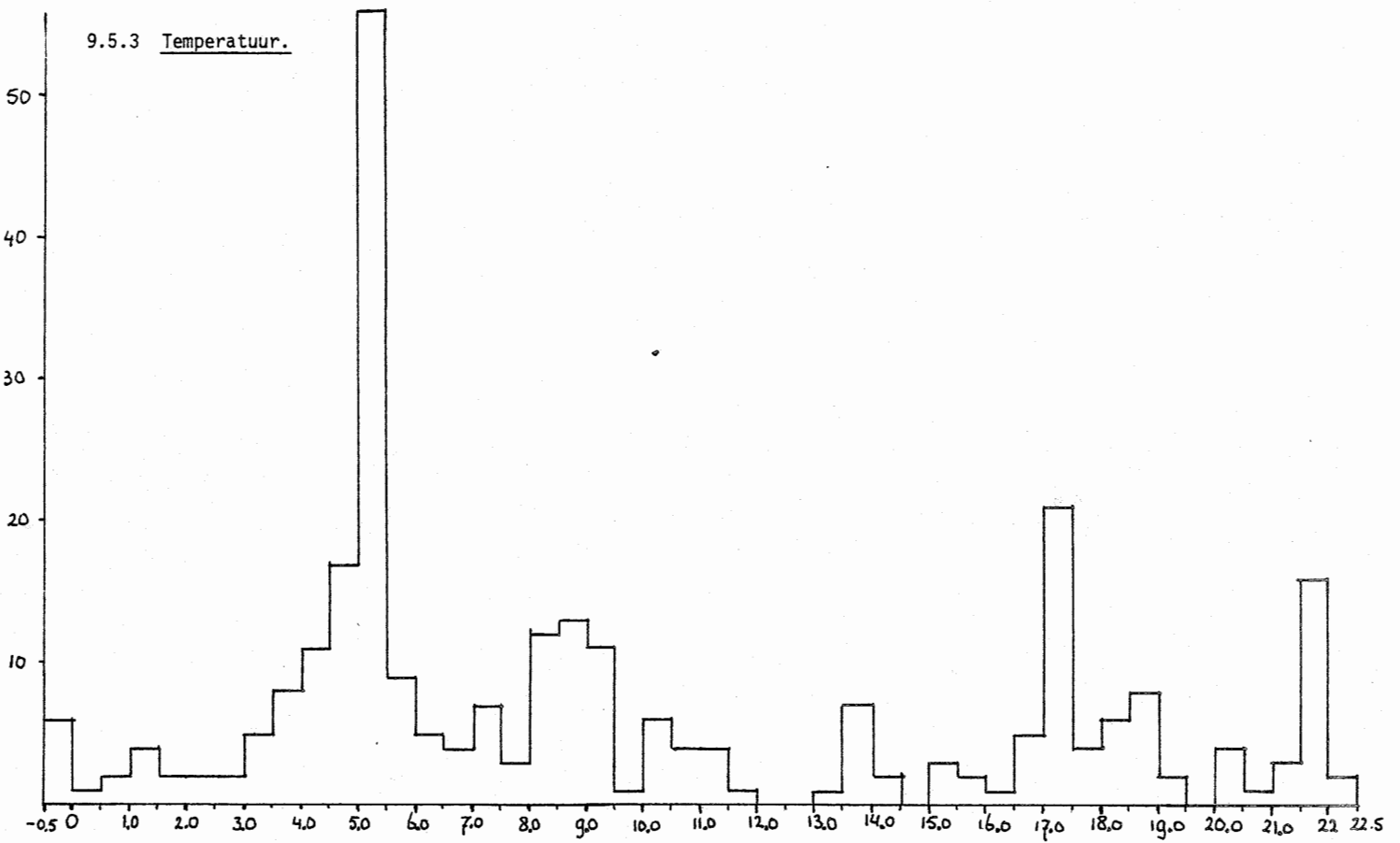


9.5.2 Windkomponent.

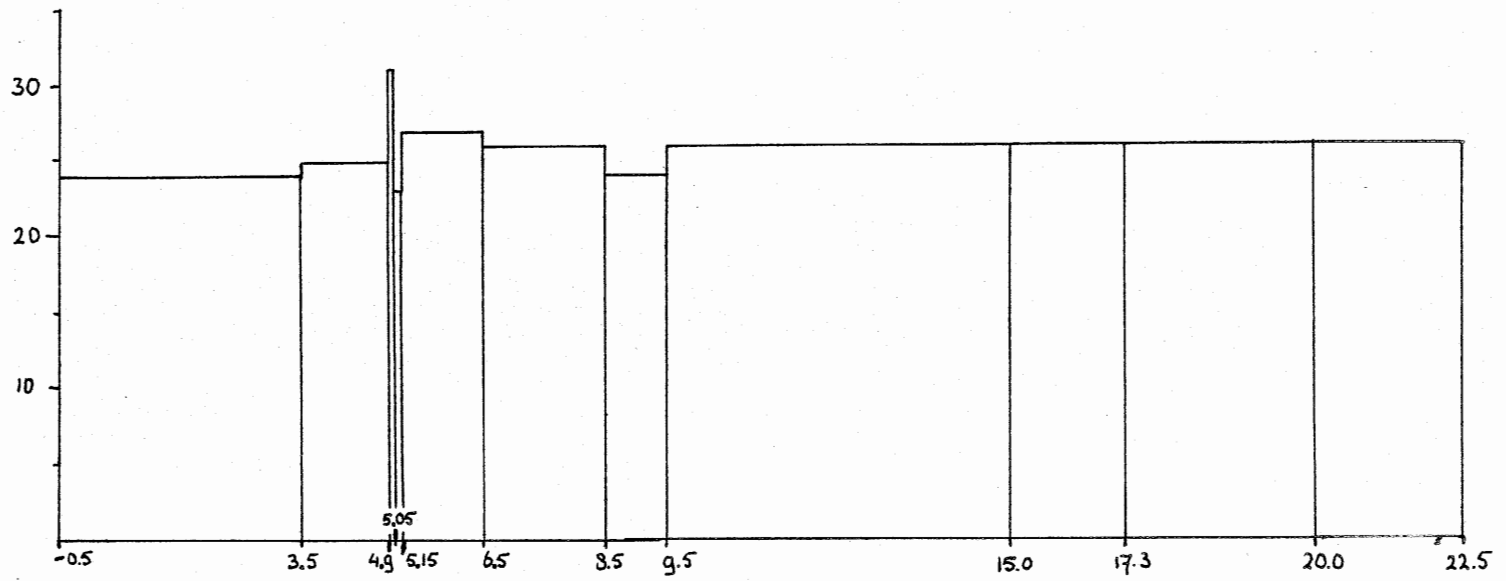


Aantal ingedeelde metingen = 151, gemiddelde fout in de metingen = 0.187,
het aantal metingen met een fout groter dan de klassebreedte = 34,
het aantal metingen met een fout kleiner dan de klassebreedte = 117.

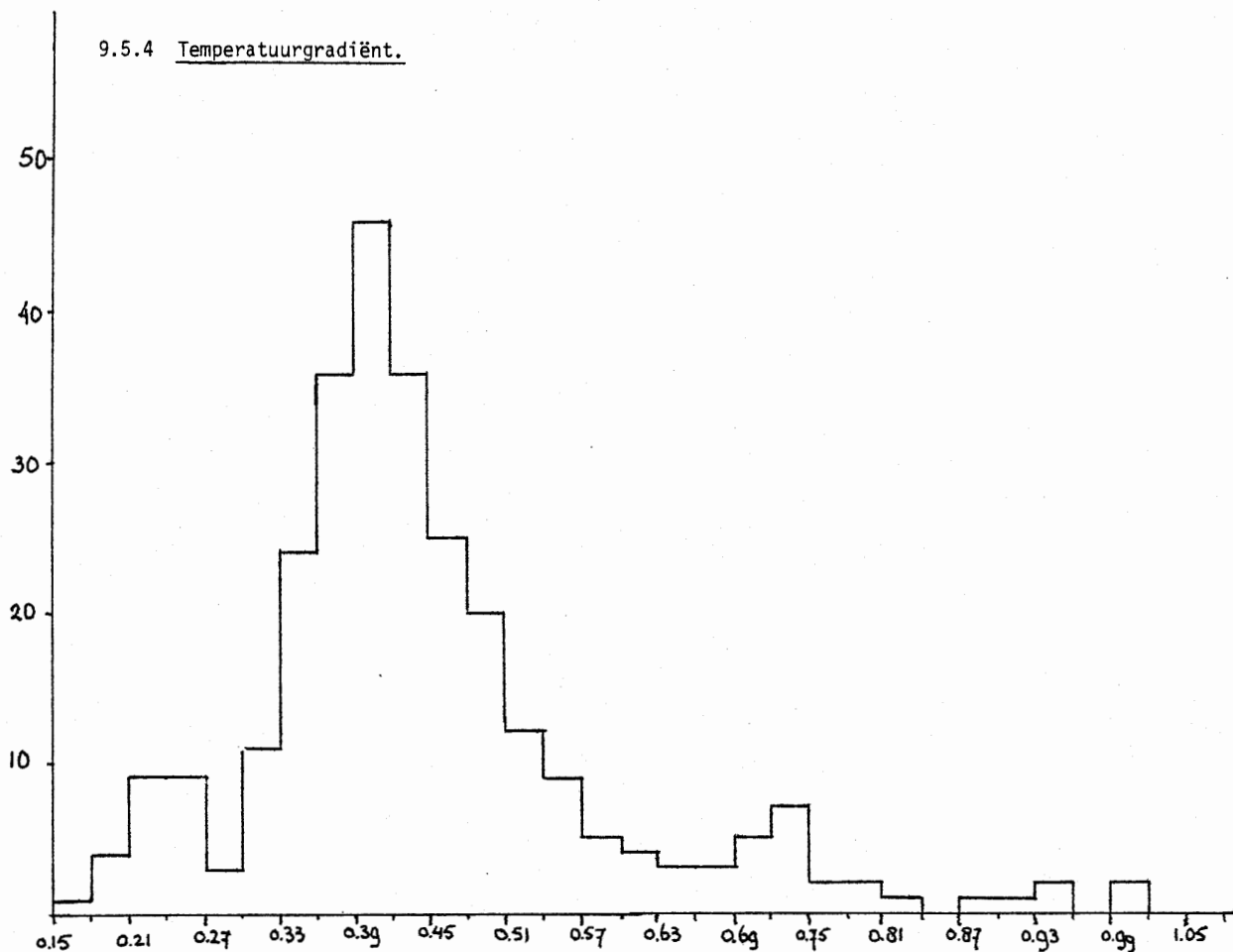




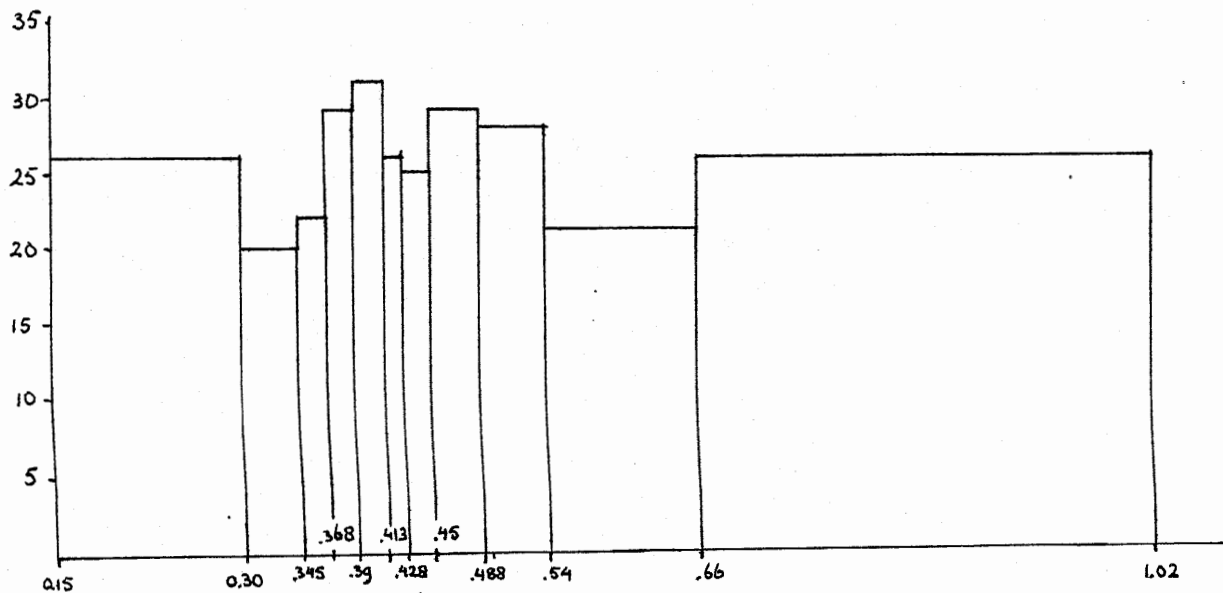
Aantal ingedeelde metingen = 284.

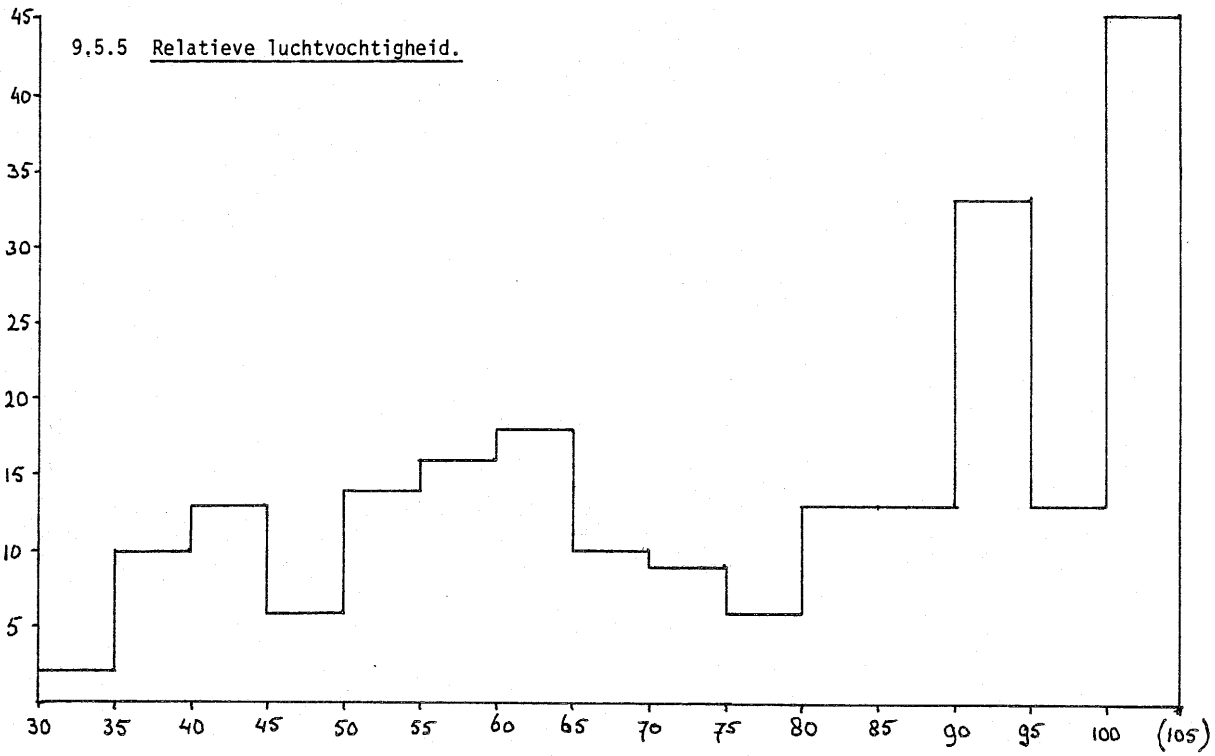


9.5.4 Temperatuurgradiënt.

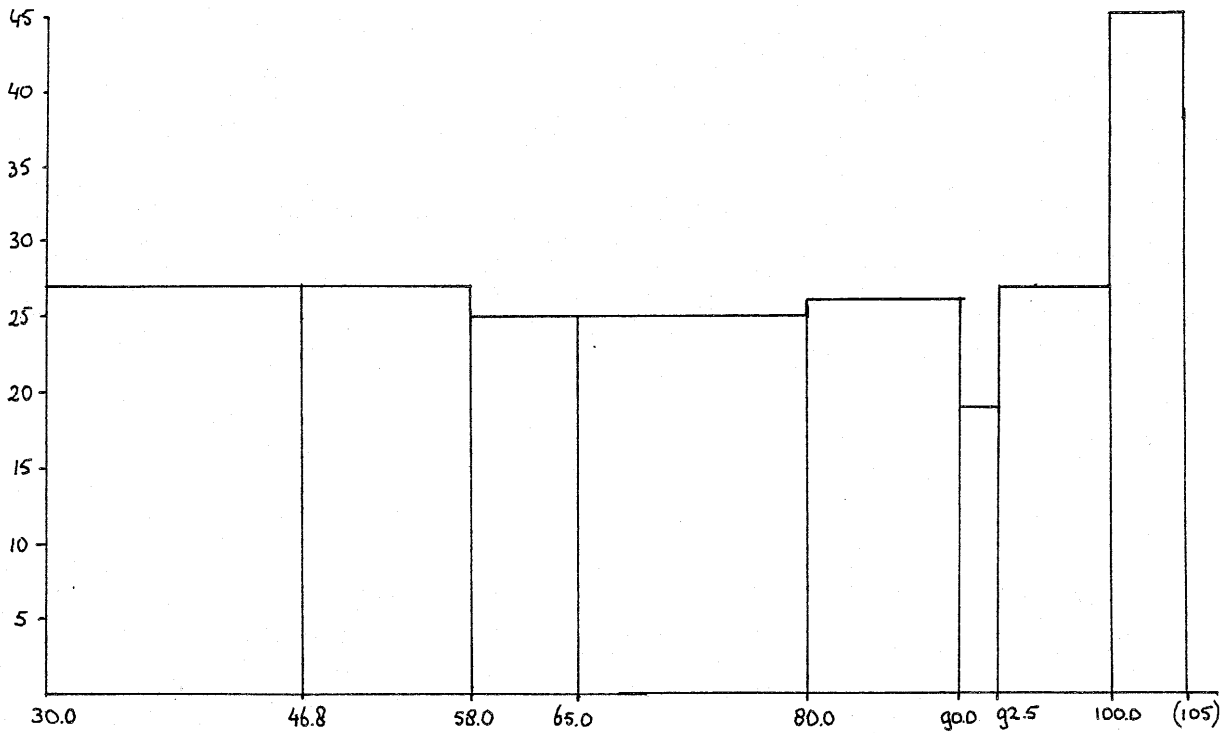


Aantal ingedeelde metingen = 283, gemiddelde fout in de metingen = 0.03,
het aantal metingen met een fout groter dan de klassebreedte = 98,
het aantal metingen met een fout kleiner dan de klassebreedte = 185.

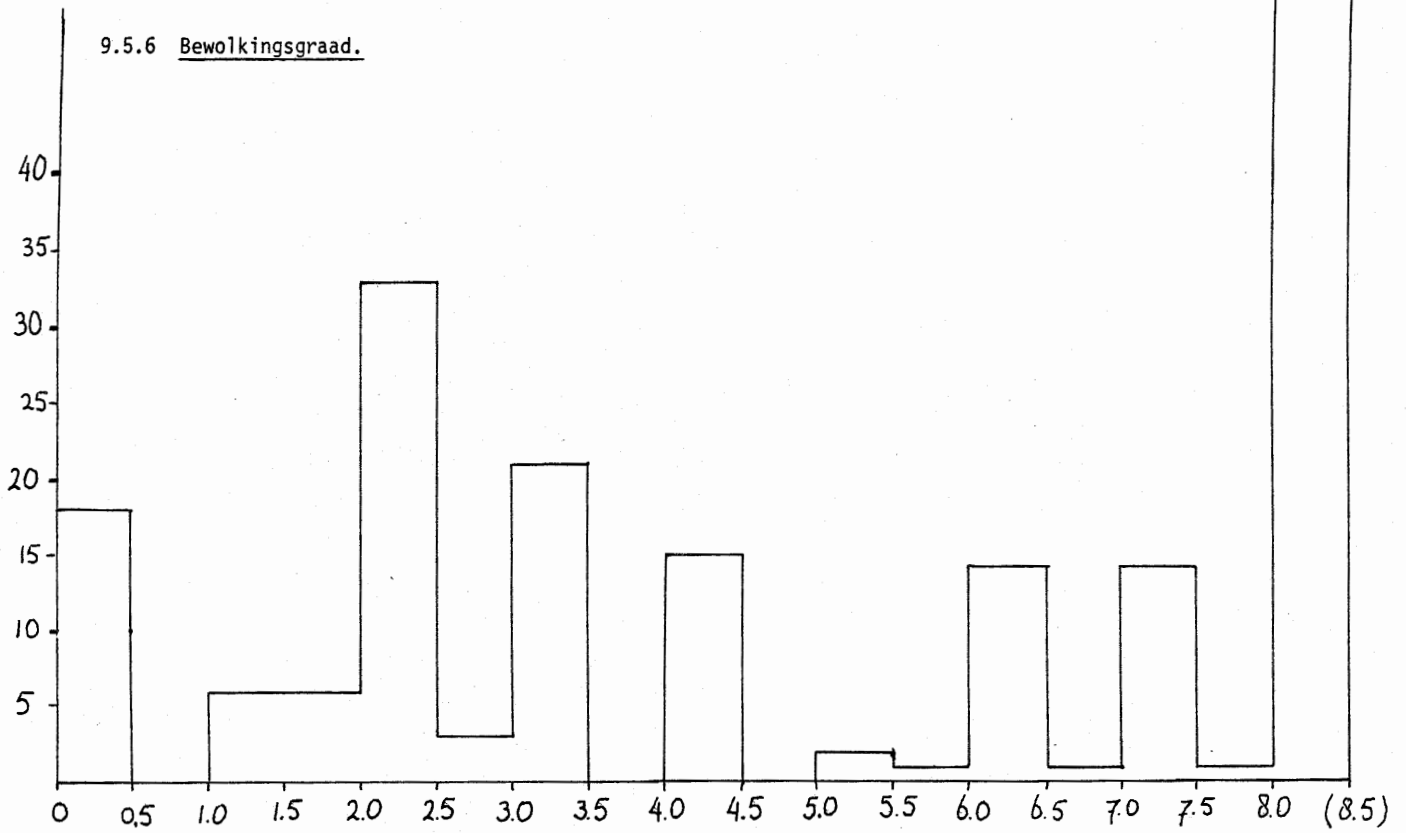




Aantal ingedeelde metingen = 221. In de laatste klasse zitten alle metingen met een luchtvochtigheid van 100%.



9.5.6 Bewolkingstraad.



Aantal ingedeelde metingen = 252. In de laatste klasse zitten alle metingen met een bewolkingstraad $8/8 (= 1)$.

