

MASTER

Eenvoudig model voor bepaling van de richtingsgevoeligheid van hoorapparaten

Belfroid, S.P.C.

Award date:
1995

[Link to publication](#)

Disclaimer

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

General rights

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

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

Titel: Eenvoudig model voor bepaling van de
richtingsgevoeligheid van hoorapparaten.

Auteur: S.P.C. Belfroid

Verslagnummer: R-1371-A

Datum: oktober 1995

Werkeenheid: Gasdynamica/Aero-akoestiek

Begeleider(s): dr. ir. Hirschberg (TUE)
ir. S.G. Kruijswijk (Philips)

Samenvatting.

In hoorapparaten is soms behoefte aan een richtingsgevoelige microfoon. Door de beperkingen in afmetingen die hoorapparaten geven, is in dit onderzoek voornamelijk de aandacht gericht op een microfoon met twee ingangen.

Het onderzoek focuseert op berekingsmethoden t.b.v. het ontwerpen van detectiesystemen. In het bijzonder wordt gebruik gemaakt van een electro-akoestische representatie van de verschillende componenten.

Voor een twee-ingangs microfoon is de belangrijkste parameter, die het richtingsafhankelijke gedrag beschrijft, de verhouding (B) van de externe vertragingstijd en de interne vertragingstijd. De interne vertragingstijd van een microfoon wordt gevormd door de weerstand van de ingang (bijvoorbeeld gaasje) en het daarachterliggende volume. Deze vertragingstijd is als frequentie-onafhankelijk te beschouwen.

Afhankelijk van de verhouding heeft de karakteristiek een monopoolvorm ($B=0$), een niervorm ($B=1$) (cardioid) tot een dipoolvorm ($B=\infty$). Voor een B van 3 heeft de karakteristiek een maximale richtingsgevoeligheids-index van 6 dB.

Zowel wat betreft frequentie- als hoek-afhankelijkheid komt het model voor de twee-ingangs microfoon redelijk overeen met metingen. Het model is uitgebreid met vervangingsschema's van buisjes en orifices.

Er is gekeken naar de bruikbaarheid van het model in een industriële omgeving.

Inhoudsopgave.

* Inleiding	3
* Hoofdstuk 1: Basis akoestiek	5
§1.1 Basisvergelijkingen	5
§1.2 Vlakke golven en bolgolven	6
§1.3 Reciprociteitsprincipe en superpositie	8
§1.4 Monopool en doublet	9
* Hoofdstuk 2: Algemene definities	11
* Hoofdstuk 3: Theorie van richtingsgevoeligheid	13
§3.1 Het vlak	13
§3.2 Het array	14
§3.2.1 Frequentieafhankelijkheid	16
§3.2.2 Hoeken van minimale signaalgevoeligheid	16
§3.2.3 De directivity index	17
§3.3 Het $(1+B\cos\Theta)$ -systeem	18
§3.3.1 Frequentieafhankelijkheid	20
§3.3.2 Hoeken van minimale signaalgevoeligheid	20
§3.3.3 De directivity index	20
§3.4 Het (twee puntontvanger)-systeem	21
§3.4.1 Frequentieafhankelijkheid	23
§3.4.2 Hoeken van minimale signaalgevoeligheid	23
§3.4.3 De directivity index	25
§3.5 Vergelijking van het $(1+B\cos\Theta)$ -systeem met het (twee puntontvanger)-systeem	26
§3.6 Conclusie	27
* Hoofdstuk 4: Lumped-Networks	28
§4.1 Algemeen	28
§4.2 Definities impedanties	28
§4.3 Akoestische basiselementen	29
§4.4 Buis segment	32
§4.4.1 Het buiselement	32
§4.4.2 Het buisje met gesloten uiteinde	34
§4.4.3 Het buisje met open uiteinde	35
§4.4.4 Discretisatie	36
§4.4.5 Eindcorrectie	38
§4.4.6 Wrijving	39
§4.5 De orifice	43
§4.6 De hoorn	45
§4.7 Het membraan	46
§4.8 Conclusie	48

* Hoofdstuk 5: Modelling van een bestaande microfoon met behulp van lumped-	
networks	50
§5.1 Fysisch model van een bestaande microfoon	50
§5.2 De energieoverdracht tussen het mechanisch en elektrisch deel van de microfoon	51
§5.2.1 De koppelingsbron.	53
§5.2.2 De terugkoppelingsbron	54
§5.3 Vertaling van het fysische model naar een lumped-network model . . .	56
§5.4 Toepassing van het lumped-network model op een type-9346 microfoon	57
§5.4.1 Vergelijking van het model met de specificaties	58
§5.4.2 De invloed van verschillende parameters op de frequentiekaracteristiek	59
* Hoofdstuk 6: De twee-input microfoon	62
§6.1 Fysisch model van een bestaande twee-input microfoon	62
§6.2 Vertaling van het fysische model naar een lumped-network model	62
§6.3 Toepassing van het lumped-network model op een type-M60 microfoon	63
§6.4 De meetinstrumentatie	65
§6.4.1 De meetopstelling	65
§6.4.2 Simulatiepakket	67
§6.5 Metingen	68
§6.6 Metingen aan een twee-input microfoon	69
§6.7 Metingen aan de twee-input microfoon met buisjes	69
§6.7.1 Meetresultaten	69
§6.7.2 Bespreking afwijking	72
§6.8 Metingen aan de twee-input microfoon met buisjes met gaatjes	75
§6.9 Conclusie	78
* Hoofdstuk 7: Bepaling interne vertragingstijd	79
* Conclusies	82
* Symbolenlijst	84
* Literatuuropgave	85
* Appendices	
Appendix A:Afleiding interne vertragingstijd	87
Appendix B:Microfoon gegevens (afmetingen)	90

Inleiding

Mensen die goedhorend zijn kunnen zich concentreren, zich focussen op een gesprek, bijvoorbeeld in een vergadering of bar. Een goedhorende kan een gesprek volgen zelfs bij een signaal/omgevingsgeluid verhouding van -5 dB. Mensen met beschadigingen aan het binnenoor hebben echter, waarschijnlijk door een verminderd tijdsoplossend vermogen, een verhouding van +10/+15 dB nodig. Het puur versterken van een signaal is in veel van deze gevallen dus niet voldoende om een gesprek te kunnen volgen in een rumoerige ruimte omdat dit de verhouding van signaal tot omgevingsgeluid niet verbetert. Er zijn een aantal methoden om het signaal/omgevingsgeluid te vergroten. Een methode is om iedereen (waarvan het commentaar gewenst is) een microfoon te geven aan de mond, en de slechthorende een microfoon en ontvanger te geven. Dit wordt veelal op dovenscholen gebruikt. Deze methode is echter nauwelijks bruikbaar voor activiteiten buiten een dergelijke school (eventueel thuis) omgeving.

Een andere methode is het gebruiken van een richtmicrofoon. De slechthorende 'kijkt' naar de richting van de gewenste geluidbron. Deze methode is bruikbaar, daar het mogelijk is richtmicrofoons in hoortoestellen in te bouwen. Een paar jaar geleden werd als richtmicrofoon een reeks (array) van microfoons gemonteerd in de poot van een bril ([Soede]). Tegenwoordig zijn er richtmicrofoons op de markt die bestaan uit een veel kleiner array (2 al dan niet richtingsgevoelige microfoons) gemonteerd op een conventioneel (achter het oor) toestel.

Daar de richtmicrofoon gebruikt wordt in hoortoestellen is gelijk al een limiet gesteld aan de dimensies van het ontwerp. In dit verslag werd dan ook steeds in het achterhoofd gehouden dat zowel het volume als de lengte van een mogelijk ontwerp beperkt waren. Het werk is verricht in samenwerking met Philips Hearing Instruments. Deze samenwerking gaf de keuze van werkomgeving aan. Bij Philips Hearing Instruments is de werkomgeving voor soortgelijke onderzoeken microcap 3.1 (versie 5). Dit is een programma voor het doorrekenen van elektrische schema's. Hierdoor is voornamelijk gebruik gemaakt van lumped-networks. Met behulp van deze methode is, met de afmetingen van hoorapparaten in gedachte, gekeken naar een twee-ingangsmicrofoon.

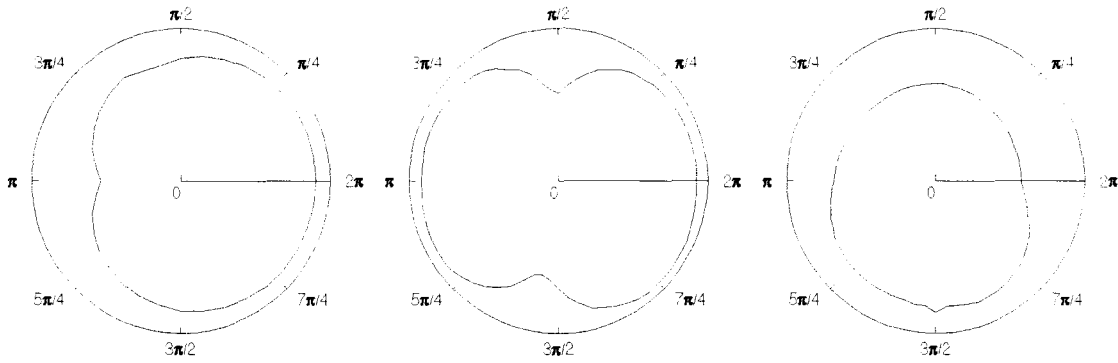
Het model van een twee-ingangs microfoon is uitgebreid met de modellen van buisjes en orifices met als doel hiermee een hulpmiddel te creëren voor de ontwikkeling van systemen die richtingsafhankelijk zijn. Voor de lumped-network modellen van de verschillende componenten zijn er akoestische modellen opgesteld.

Allereerst wordt echter gekeken naar richtingsgevoeligheid op een klassieke methode met behulp van eenvoudige array-technieken. Hiermee zal worden gekeken naar de bepalende parameters voor de richtingsafhankelijkheid.

Tenslotte zal worden aangetoond dat met deze eenvoudige array-techniek het vaak goed mogelijk is om het hoek-afhankelijke gedrag te beschrijven, en het dus niet altijd noodzakelijk is om de meer complexe modellen te gebruiken.

Er moet nog worden opgemerkt dat de studie zoals deze in dit verslag is vastgelegd is uitgevoerd met de richt-systemen in de vrije ruimte. Dit is gedaan omdat dit gebruikelijk is. De invloed van het hoofd op de richtingskarakteristiek is natuurlijk niet te verwaarlozen. Verder is de positie van de microfoon aan het oor nog een parameter. Dit is kort aangegevoerd in figuur I.1. In deze figuur zijn de polaire karakteristieken (in dB's) weergegeven voor drie microfoon plaatsingen. Figuur (a) geeft de karakteristiek van een (richt)microfoon in de vrije ruimte. In figuren (b) en (c) is de microfoon bevestigd aan een kunsthoofd. Voor (b) bovenop het oor. Voor situatie (c) is de microfoon achter de oorschelp geplaatst.

Met deze verschillende invloeden is in dit onderzoek dus geen rekening mee gehouden.



Figuur a)

Figuur b)

Figuur c)

Figuur I.1:Overzicht van de invloed van een hoofd op de richtingskrakteristiek. In (a) is de vrij ruimte karakteristiek (van twee-ingangen microfoon). In (b) staat de karakteristiek weergegeven voor de microfoon op het oor. In (c) voor de microfoon achter het oor.

Hoofdstuk 1: Basis akoestiek.

In dit hoofdstuk zullen kort enkele basisbegrippen uit de akoestiek worden behandeld. Allereerst zal de golfvergelijking worden afgeleid, waarna onder andere lopende golven worden besproken.

§1.1 Basisvergelijkingen.

Als uitgangspunt voor het afleiden van de vergelijkingen die het gedrag van geluid beschrijven worden de stromings-dynamica vergelijkingen gebruikt. Daarbij zullen in eerste instantie de invloed van warmte geleiding en wrijving verwaarloosd worden. Verder zullen ook de zwaartekrachteffecten worden verwaarloosd. De vergelijkingen die dan worden gevonden zijn.

massabehoud:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{v}) = 0 \quad , \quad (1.1)$$

waarbij ρ de dichtheid [kgm^{-3}] is en \bar{v} de snelheid [ms^{-1}] is.

impulsvergelijking:

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \nabla) \bar{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad , \quad (1.2)$$

met p de druk [Pa].

Daar dit stelsel meer onbekenden heeft dan vergelijkingen wordt een experimenteel bepaalde toestandsvergelijking toegevoegd $p=p(\rho,s)$. Omdat wrijving en warmtegeleiding worden verwaarloosd zal de entropie (s) constant blijven. De toestandsvergelijking wordt dan meestal in de bekende vorm

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = c^2 \quad (1.3)$$

geschreven. c is hierin dan de geluidssnelheid in het medium.

In het geval van de akoestiek wordt er naar kleine verstoringen gekeken van een stilstaande ($\bar{v}_0=0$) uniforme toestand (ρ_0, p_0).

$$p = p_0 + p' \quad : \quad p' \ll p_0 \quad , \quad (1.4)$$

$$\rho = \rho_0 + \rho' \quad : \quad \rho' \ll \rho_0 \quad , \quad (1.5)$$

$$\bar{v} = \bar{v}' \quad : \quad \bar{v}' \ll c \quad . \quad (1.6)$$

Als deze verstoringen worden gesubstitueerd in de basisvergelijkingen levert dit onder verwaarlozing van tweede orde termen ($O(\rho'/\rho_0)^2$)

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \nabla \bar{v}' = 0 \quad , \quad (1.7)$$

$$\rho_0 \frac{\partial v'}{\partial t} = -\nabla p' \quad , \quad (1.8)$$

$$p' = c_0^2 \rho' \quad . \quad (1.9)$$

Uit deze drie vergelijking kan door eliminatie van p' en \bar{v}' dan de golfvergelijking voor de dichtheidsverstoring worden afgeleid

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho' = 0 \quad . \quad (1.10)$$

In plaats van de druk kan ook de dichtheid uit de vergelijkingen worden geëlimineerd. Dan ontstaat de golfvergelijking in de drukvariatie.

$$\nabla^2 p' - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} = 0 \quad . \quad (1.11)$$

§1.2 Vlakke golven en bolgolven.

De golfvergelijking (1.10) heeft in de een-dimensionale situatie als elementaire oplossingen $p = f(t - c^{-1}x) + g(t + c^{-1}x)$ waar de functies f en g bepaald zijn door de begin- en randvoorwaarden. Als naar harmonische golven wordt gekeken worden de verschillende groot-heden vaak in een complexe vorm weergegeven

$$p = \text{Re}(\hat{p}e^{-i(\omega t - kx)}) \quad , \quad (1.12)$$

waarin \hat{p} de complexe amplitude is en $\omega = 2\pi f$ [rad s⁻¹] is de hoekfrequentie horende bij een frequentie f [Hz]. Als dit in de golfvergelijking wordt gesubstitueerd ontstaat de Helmholtz vergelijking.

$$\nabla^2 \hat{p} + k^2 \hat{p} = 0 \quad . \quad (1.13)$$

Hierin vormt k het golfgetal. In de wrijvingsloze situatie die we hier beschrijven is deze gedefinieerd als

$$k = \frac{\omega}{c} \quad . \quad (1.14)$$

Het golfgetal kan dus ook worden geschreven als $k = 2\pi/\lambda$ met de golflengte $\lambda = c/f$.

In het geval van een naar rechts lopende vlakke één-dimensionale harmonische golf kan deze drukgolf dus worden beschreven door

$$p = \hat{p}e^{i(kx - \omega t)} \quad . \quad (1.15)$$

De golfvergelijking kan ook in bolcoördinaten worden geschreven voor bolsymmetrische golven:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} r p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad , \quad (1.16)$$

waarbij r de afstand is tot de oorsprong. De oplossing voor een lopende harmonische golf is in een complexe vorm te schrijven

$$p = \frac{\hat{p}}{r} e^{i(kr - \omega t)} \quad . \quad (1.17)$$

Deze formulering beschrijft een vanuit de oorsprong ($r=0$) naar buiten toe lopende bolgolf.

Als voorbeeld voor het gedrag van bolgolven wordt naar het gedrag van een oscillerende monopool gekeken in paragraaf 1.4. Eerst zullen twee belangrijke eigenschappen van oplossingen van de golfvergelijking worden beschreven: superpositie en reciprociteit.

§1.3 Reciprociteitsprincipe en superpositie

Mede dankzij de linearisering van de basisvergelijkingen biedt de akoestiek twee belangrijke hulpmiddelen bij het bestudering van het gedrag van bepaalde systemen, nml. het reciprociteitsprincipe en het principe van superpositie. Deze beide principes worden in dit verslag vaak gebruikt. Daarom worden in deze paragraaf beide principes kort behandeld.

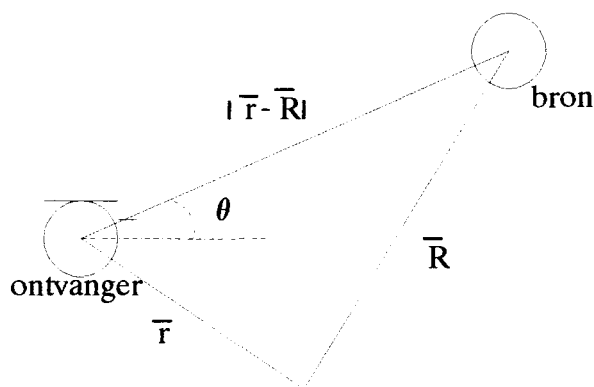
Reciprociteitsprincipe.

De ontvangst door een puntontvanger van een signaal, uitgezonden door een puntbron, (zie figuur 1.1), is in de vrije ruimte afhankelijk van de onderlinge afstand tussen bron en

ontvanger $p(\vec{r}, t) = f(|\vec{R} - \vec{r}|)$ en niet van de afzonderlijke posities van bron \vec{R} en

ontvanger \vec{r} . In het vrije veld is het daarom ook duidelijk dat de positie van bron en ontvanger verwisseld kunnen worden. Dit heeft geen invloed op de afstand. Dit wordt het reciprociteitsprincipe genoemd. In een omgeving met begrenzingen (wanden) geldt het reciprociteitsprincipe in een beperkte mate. Ze is geldig als van een niet visceuse situatie wordt uitgegaan [Pierce].

Dus i.p.v te kijken naar een ontvanger kan ook naar het gedrag van een bron worden gekeken. De studie van de uitstraling van een bron is in het algemeen eenvoudiger te begrijpen dan het gedrag van een ontvanger.

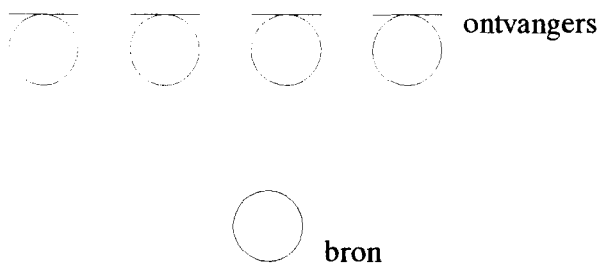


Figuur 1.1: Ruimtelijk afhankelijk van de positie van bron en ontvanger.

Superpositie.

Een ander hulpmiddel om systemen eenvoudiger voor te stellen wordt aangereikt door de linearisatie van de basisvergelijkingen. Hierdoor kunnen de velden geproduceerd door verschillende bronnen bij elkaar worden opgeteld (superpositie) om het totaal veld te bepalen.

Samen met het reciprociteitsprincipe geeft dit de mogelijkheid om de ontvangst-karakteristieken van bijv. een array (reeks) (zie figuur 1.2) van ontvangers te verkrijgen door naar de individuele uitstraling van de equivalente bron te kijken in een punt in de ruimte.



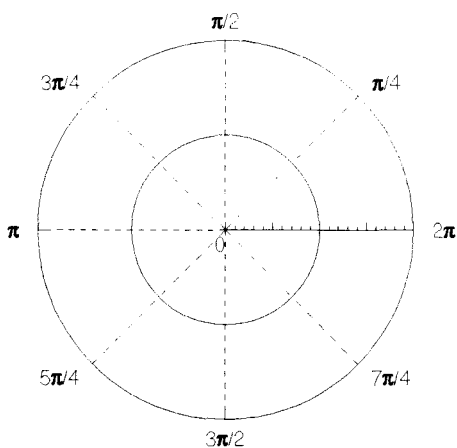
Figuur 1.2: Een stelsel van verschillende ontvangers en een bron.

§1.4 Monopool en doublet.

Een puntbron die harmonisch oscilleert in een uniform stilstaand medium zendt sferische golven uit. De drukverdeling in de ruimte die deze drukgolven veroorzaakt is

$$p(\mathbf{r}, t) = \frac{P_0}{|\bar{R} - \bar{r}|} e^{i(\omega t) - ik|\bar{R} - \bar{r}|}, \quad (1.18)$$

waarbij \bar{r} het meetpunt in de ruimte is en \bar{R} de positie van de puntbron. Zoals in de vorige paragraaf is besproken geeft deze functie ook het gedrag van een 'ideale' puntontvanger weer. Deze is niet afhankelijk van de hoek (zie figuur 1.1). Hierdoor zal de richtings-karakteristiek een cirkel zijn (zie figuur 1.3).

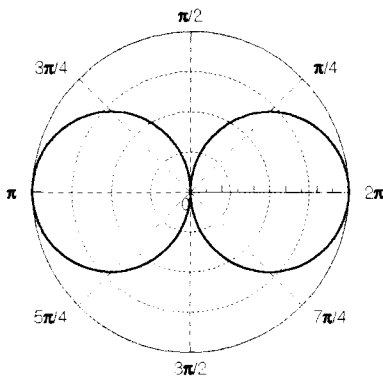


Figuur 1.3: Richtingsdiagram van een monopool.

Als een tweede bron (ontvanger) wordt toegevoegd verkrijgt men een doublet. Als de bronnen (op een afstand b van elkaar gelegen) 180° uit fase oscilleren, wordt de drukverdeling op een afstand r (gemeten van middenpunt van het doublet) weergegeven door

$$P_d = \frac{\rho_0 \omega^2 U_0 b}{4\pi cr} e^{-ikr} \cos(\theta) \quad . \quad (1.19)$$

Deze benadering is geldig zolang $r \gg b$ en $r \gg \lambda$. Hierin is U_0 de flux van een enkele bron. De hoekafhankelijkheid van een doublet gaat dus met de cosinus van de hoek. Dit geeft een richtingsafhankelijkheid als in figuur 1.4. Een doublet geeft dus de bekende achtvormige karakteristiek. Op de symmetrieas (middelloodlijn op de doorsnijdingslijn) is het veld nul, daar de twee signalen op deze lijn precies uit fase aankomen. Verder is het uitgezonden veld symmetrisch rond de doorsnijdingslijn door de twee bronnen.



Figuur 1.4: Richtingsdiagram van een doublet, waarbij $\theta=0$ die richting is van de lijn door de twee bronnen.

Hoofdstuk 2: Algemene definities.

In dit hoofdstuk zullen een aantal definities worden behandeld die specifiek met akoestiek van hoorapparaten te maken, en verder zullen orden van grootte van verschillende grootheden worden besproken.

Sound pressure level (SPL).

In de akoestiek is het gebruikelijk om drukfluctuaties p niet m.b.v een lineaire schaal in Pa's weer te geven maar met een geluidsniveau ofwel SPL in decibellen (dB's). De SPL en de dB schaal worden gedefinieerd door

$$SPL = 20^{10} \log \frac{P_{rms}}{P_{ref}} \quad [SPL] = dB \quad . \quad (2.1)$$

Hierin is $p_{rms} = \sqrt{\langle p^2 \rangle}$. Als referentiewaarde (P_{ref}) wordt in lucht een druk van $20 \mu\text{Pa}$.

genomen. Deze waarde wordt gebruikt daar dit niveau (voor de meeste mensen) de gehoor-grens is. Om een idee van de dB -schaal te hebben zijn enkele karakteristieke waarden in tabel II.I opgenomen.

Tabel II.I: De SPL-schaal.

	140	Straaljager bij take-off
	120	Popgroep in discotheek
gevoel van ongemak	100	Pneumatische hamer
	80	druk stadsverkeer
	60	gemiddeld gesprek niveau
	40	woonkamer
	20	bladeren van boom bij bries
gehoorgrens	0	0 dB SPL \equiv $20 \mu\text{Pa}$

Directivity Index.

Het is gebruikelijk om de richtingkarakteristiek m.b.v een parameter te quantificeren. Hier-voor wordt meestal de directivity index gebruikt. De directivity index (DI) is de verhouding van de intensiteit op de as (waarvoor de DI wordt bepaald) tot de gemiddelde intensiteit

gemeten in dB's.

$$DI = 10^{10} \log \left(\frac{|p_{as}|^2}{\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |p(\theta, \phi)|^2 \sin\theta d\theta d\phi} \right) \quad (2.2)$$

p_{as} Is de gemeten drukfluctuatie van de hoek waarvan de directivity index wordt bepaald. Dit kan dus iedere willekeurige hoek zijn, en hoeft niet altijd de hoek zijn waar de maximale druk wordt gemeten. De directivityindex voor een monopool is dus 0dB. De verhouding van het kwadraat van de druk p_{as} en van het gemiddelde kwadraat (over de hoeken) van de druk (functie waarvan de logaritme wordt genoemd) zal in het verdere verslag de directivity worden genoemd.

Andere qualificaties die regelmatig worden gebruikt voor het bepalen van een kwalitatieve parameter zijn de verhouding tussen de maximale en minimale druk, en de verhouding tussen de druk bij 0° en 180° . Deze twee qualificaties geven echter slechts informatie over twee punten.

Frequentiegebied.

Het frequentiegebied waarnaar de belangstelling uitgaat wordt bepaald door het frequentiegebied waarin het oor gevoelig is, of in welk gebied de meeste informatie voor menselijke spraak is opgeslagen. Voor het menselijk oor ligt het eerste gebied globaal tussen de 100Hz en 10kHz. Het meest gevoelige gebied (waar ook de meeste informatie wat spraak betreft is opgeslagen) ligt tussen de 500Hz en 5kHz. Dit frequentiegebied heeft gevolgen voor de golflengtes waar naar wordt gekeken. Deze varieert dus van 70cm tot 7cm. (het golfgetal k varieert dus tussen de 9 en de 90 m^{-1}).

Gain.

In dit verslag worden veel resultaten weergegeven door middel van de gain van het systeem.

De gain is de amplitude in dB's van de verhouding van de uitgangsspanning en de ingangsspanning. De Gain is dus gedefinieerd als

$$Gain = 20^{10} \log \left| \frac{V_{uitgang} / P_{ingang}}{(V_{uitgang} / P_{ingang})_{ref}} \right| \quad (2.3)$$

Hierin wordt $(V_{uitgang} / P_{ingang})_{ref}$ gesteld op 1 V/Pa . Verder wordt bij simulaties de ingangsspanning P_{ingang} op 1 Pa gesteld.

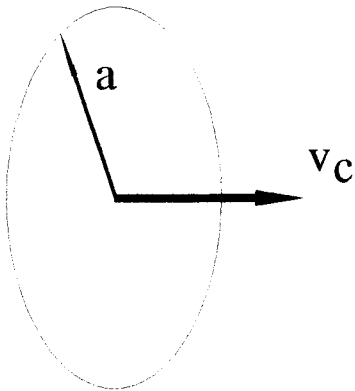
Hoofdstuk 3: Theorie van richtingsgevoeligheid.

In dit hoofdstuk wordt ingegaan op de richtingsgevoeligheid van verschillende systemen. Eerst wordt kort gekeken naar de meest gebruikte methodes voor het creëren van een richtingsgevoelig systeem, namelijk een vlak en een array (matrix) van losse microfoons, daarna worden twee veel gebruikte basissystemen behandeld worden met name het systeem van twee ontvangers met een extra onderlinge vertraging.

§3.1 Het vlak.

Om een eerste idee omtrent richtingsgevoeligheid te verkrijgen wordt gekeken naar de het stralingsgedrag (en dus ook het ontvangst gedrag, zoals uit het reciprociteits principe, behandeld in hoofdstuk 1, blijkt) van een vlak. Een ronde schijf die 'los hangt' in de ruimte wordt aangedreven door een externe harmonische kracht. Hierdoor krijgt de schijf een uniforme harmonische fluctuerende snelheid.

Ieder punt van de schijf heeft dus op hetzelfde moment dezelfde snelheid (zie figuur 3.1).

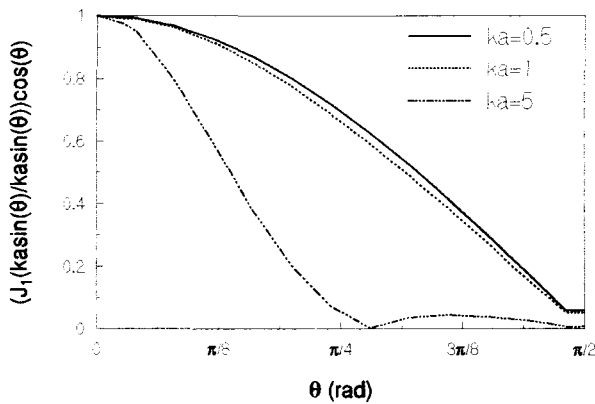


Figuur 3.1: Oscillerend vlak.

Het gedrag van deze schijf wordt bepaald door het vlak onder te verdelen in puntbronnen, en de afzonderlijke resultaten te integreren over de schijf. In het verre veld, dus als de afstand r van de schijf tot aan de ontvanger veel groter is dan de golflengte ($\lambda=c/f$), en veel groter dan de straal a van de schijf, is de drukverdeling [Morse] gegeven door

$$p(r,\theta) = -ikF_\omega \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \left[\frac{2J_1(k a \sin\theta)}{k a \sin\theta} \right] \cos\theta, \quad (3.1)$$

waarbij F_ω de amplitude van de drijvende kracht is, $k (=2\pi/\lambda)$ het golfgetal en J_1 de Bessel-functie van de 1^e orde (De functie bestaat uit Besselfunctie daar naar cilindrische coördinaten wordt gekeken). Voor lange golflengtes ($ka \ll 1$) is de functie $J_1(x)/x$ ongeveer gelijk aan 1. De schijf vertoont dan hetzelfde hoekafhankelijke stralingsgedrag als een dipool (zie §1.4) namelijk $P=(P_0/r)\cos\theta$.



Figuur 3.2: Richtingsdiagram van een los vlak voor verschillende waarden van ka .

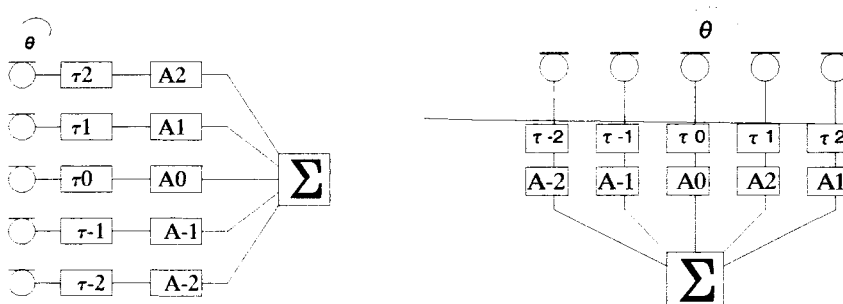
Voor grotere waarden van ka krijgt de richtingskarakteristiek een scherpere lob rond $\theta=0$ en worden er extra zijlobben bij gevormd (zie figuur 3.2).

Uit deze informatie kunnen een aantal zaken worden geconcludeerd. Een schijfvormige ontvanger is dus pas sterk richtingsgevoelig indien het afmetingen heeft die vergelijkbaar of groter zijn dan de golflengte. Voor een typische frequentie van 1000Hz zou het vlak dus groter moeten zijn dan 34cm.

Verder geeft deze beschouwing van een vlak enige informatie omtrent het effect wat een hoofd kan hebben. Een hoofd heeft een typische afmeting van 30cm, en moet dus voor de meeste frequenties ($f > 1.2\text{kHz}$) als 'groot' worden beschouwd. Het zal daarom de richtingsgevoeligheid van een hoorapparaat beïnvloeden. Dit is inderdaad bevestigd door de in de inleiding besproken metingen (figuur I.1).

§3.2 Het array.

De tweede methode voor het verkrijgen van een richtingsgevoelig systeem is gebruik te maken van array technologie. Men gebruikt dan een array van omnidirectionele microfoons (puntmicrofoons). Er zijn twee basistypes van arrays namelijk de endfire oriëntatie en de broadfire. Bij de endfire (zie figuur 3.3) zijn de microfoons allemaal in een lijn gericht naar de bron wanneer de hoek van de arraylijn met de referentieas op $\theta=0^\circ$ valt. Bij de broadfire is de lijn door de microfoons $\pi/2$ gedraaid ten op zichte van de endfire positie (zie figuur 3.3).



Figuur 3.3: Endfire oriëntatie en broadfire oriëntatie.

Aan iedere individuele microfoon van een array kan een specifieke weging worden meegegeven. In het geval dat dit niet wordt gedaan geldt dat voor het endfirearray de output van zo'n dergelijk systeem de som is van de individuele microfoons. Als het middenpunt (het punt waarop de fase nul wordt gesteld) in het midden van het array geplaatst wordt dan is de totale responsie op een vlakke golf

$$P_t = P_0 \sum_{m=-M}^M e^{ikmd \cos(\theta)} \quad (3.2)$$

De som kan worden omschreven tot

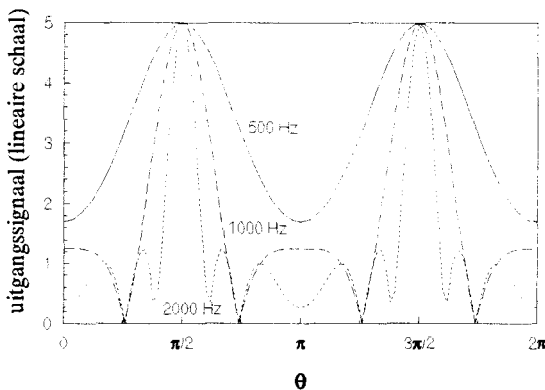
$$P_t = P_0 \frac{\sin(1/2kd(2M+1)\cos(\theta))}{\sin(1/2kd\cos(\theta))} \quad (3.3)$$

Voor de broadfire oriëntatie geldt dezelfde formule als voor de endfire behalve dat i.p.v een $\cos\theta$ er een $\sin\theta$ komt in verband de herdefiniëring van de hoek. Dit heeft tot gevolg dat de richtingskarakteristiek 90° gedraaid wordt. Als het aantal microfoons heel groot wordt en de onderlinge afstand tussen twee microfoons heel klein wordt kan (3.3) worden benaderd door

$$P = P_0 \left| \frac{\sin(1/2kb \cos(\theta))}{1/2kb \cos(\theta)} \right| \quad (3.4)$$

waarbij b de afmeting is van het gehele array. De richtingsgevoeligheid wordt dus bepaald door het aantal microfoons waaruit het array is opgebouwd en de verhouding van de onderlinge afstand d tussen twee microfoons en de golflengte λ). Als $kd(2M+1)$ naar nul gaat (dus de golflengte is veel groter dan de grootte van het array) gaat de verhouding van de twee sinussen naar een constante en het systeem is dus niet meer richtingsgevoelig. Het systeem reageert dan op een geluidsgolf als een monopool.

Een aantal richtingskarakteristieken staan weergegeven in figuur 3.4.



Figuur 3.4:richtingskarakteristiek van een array (van een totale afmeting van 10 cm en bestaande uit 5 microfoons) voor 500Hz (—), 1000Hz (-----), 2000Hz (.....).

Te zien is dat de richtingsdiagrammen van een array grillige karakters kan hebben. In het arraysysteem kunnen volgens (3.4) twee bepalende parameters gevonden worden, namelijk kd en het totale aantal microfoons $(2M+1)$.

§3.2.1 Frequentieafhankelijkheid.

Zoals uit (3.4) en uit figuur 3.4 blijkt is het hele systeem uiterst gevoelig voor de frequentie. De frequentie is echter niet een losse parameter. De parameter die de richtingskarakteristiek van het array-systeem bepaald is de verhouding van de afmeting van het array tot de golflengte (kb).

§3.2.2 Hoeken van minimale signaalgevoeligheid.

Uit (3.4) valt eenvoudig af te leiden voor welke hoeken het endfire-systeem minima dan wel maxima zal vertonen. De richtingsgevoeligheid van het systeem zal maxima vertonen wanneer

$$\frac{1}{2}kb \cos\theta = m\pi \quad m = (-2, -1, 0, 1, 2) \quad . \quad (3.5)$$

Dus als

$$\cos\theta = \frac{1}{kb}(2m\pi) \quad . \quad (3.6)$$

Vervolgens zijn er maxima/minima wanneer de afgeleide van de functie gelijk aan nul is. Dus wanneer

$$\sin\theta = 0 \quad \text{of} \quad \{ \cos\theta = \tan(\frac{1}{2}kb \cos\theta) \wedge \cos\theta \neq 0 \} \quad . \quad (3.7)$$

Als nu kb kleiner dan 1 wordt beschouwd levert dit als voorwaarden

$$\sin\theta = 0 \quad ,$$

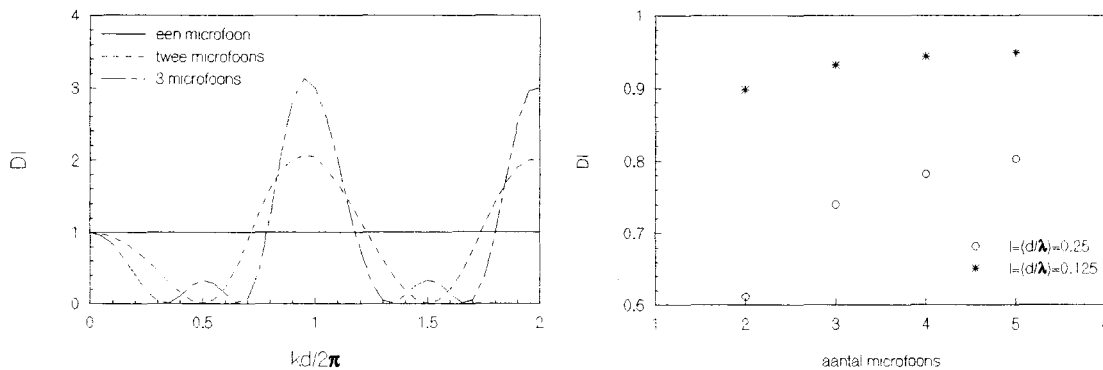
of

$$\cos\theta = \sqrt{3 \frac{1 - \frac{1}{2}kb}{(\frac{1}{2}kb)^3}} \quad . \quad (3.8)$$

De laatste voorwaarde is verkregen via de benadering $\tan(x) = x + (1/3)x^3$. Dus het systeem zal maxima/minima vertonen wanneer

$$\cos\theta = \frac{2m\pi}{kb} \text{ of } \cos\theta = \sqrt{\frac{1-1/2kb}{(1/2kb)^3}} \text{ of } \sin\theta = 0 \quad (3.9)$$

§3.2.3 De directivity index.



Figuur 3.5: De directivity DI (in lineaire schaal) tegen d/λ voor verschillend aantal microfoons (één, twee en drie) (De waarden zijn numeriek bepaald). In b) staat een voorbeeld van het effect van het verhogen van het aantal microfoons bij het constant houden van de totale afmeting van het array, bij een totale afmeting van $\lambda/4$ en $\lambda/8$.

De directivity van een array is ook afhankelijk van de twee parameters, de verhouding van de golflengte (λ) tot de onderlinge afstand (d) tussen de microfoons (kd) en het aantal microfoons waaruit het array is opgebouwd. In figuur 3.5 staat de directivity (voor een hoek van 0°) bij een variatie van beide parameters uitgezet. De verhoudingen zoals ze in figuur 3.5 b) zijn uitgezet zijn gekozen daar deze afmetingen horen bij de globale afmetingen zoals ze in hoorapparaten gebruikt zouden kunnen worden. Bijvoorbeeld een d van 1 cm geeft bij $f=3000\text{Hz}$ een l van 0,12.

Voor het geval van $M=0$ is er slechts één microfoon en is de directivity dus 1 (0dB) zoals in het geval van de monopool. In het geval van twee microfoons is te zien dat de directivity nul is voor $d/\lambda=0.5*(1+2n)$. Dus als de afstand tussen de twee microfoons een halve golflengte is. Dit is te begrijpen doordat de geluidsgolf dan precies uit fase t.o.v de eerste microfoon de tweede bereikt. Verder is er een maximale directivity bij twee microfoons als de geleidgolf de twee microfoons in fase bereikt (d/λ is even). Dit is ook bij het geval van een array bestaande uit drie microfoons. Hier is echter ook nog een maximum bij de uit fase situatie, daar dan het signaal van slechts twee van de drie wordt opgeheven.

Wat verder opvalt is dat een systeem van twee (of meer) microfoons, waarvan de signalen bij elkaar worden opgeteld zonder extra weging, in het gebied waar de afmetingen van het array voor hoorapparaten van toepassing is, een directivity lager dan 1 heeft (dus een negatieve dB). Een dergelijk systeem 'kijkt' dus niet naar voren maar meer opzij.

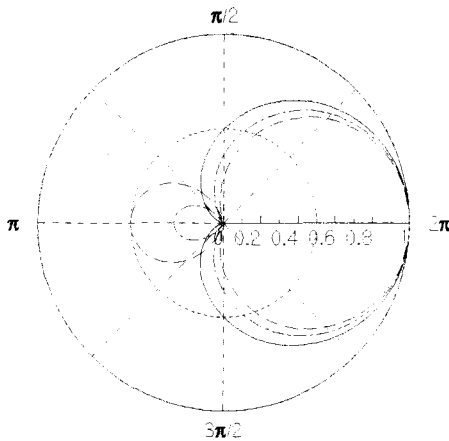
Een methode om de richtingsgevoeligheid te vergroten en/of de frequentieafhankelijk van het array te beïnvloeden is door aan iedere microfoon een weging mee te geven in amplitude en/of fase. Door het toekennen van extra wegingen kunnen zijlobben worden verkleint, en verder kan de directivity-index (DI) worden geoptimaliseerd.

Deze wegingen worden beschreven in [Soede] en [Stadler].

§3.3 Het $(1+B\cos\theta)$ -systeem.

De functie $(1+B\cos\theta)$ wordt vaak in de literatuur gebruikt om de richtingskarakteristiek van een richtmicrofoon te beschrijven. Als $B=1$ wordt het systeem een cardioïde genoemd, als $B=3$ een hypercardioïd en voor $B=\sqrt{3}$ een supercardioïd. De richtingsplots van deze drie typen staan weergegeven in figuur 3.6.

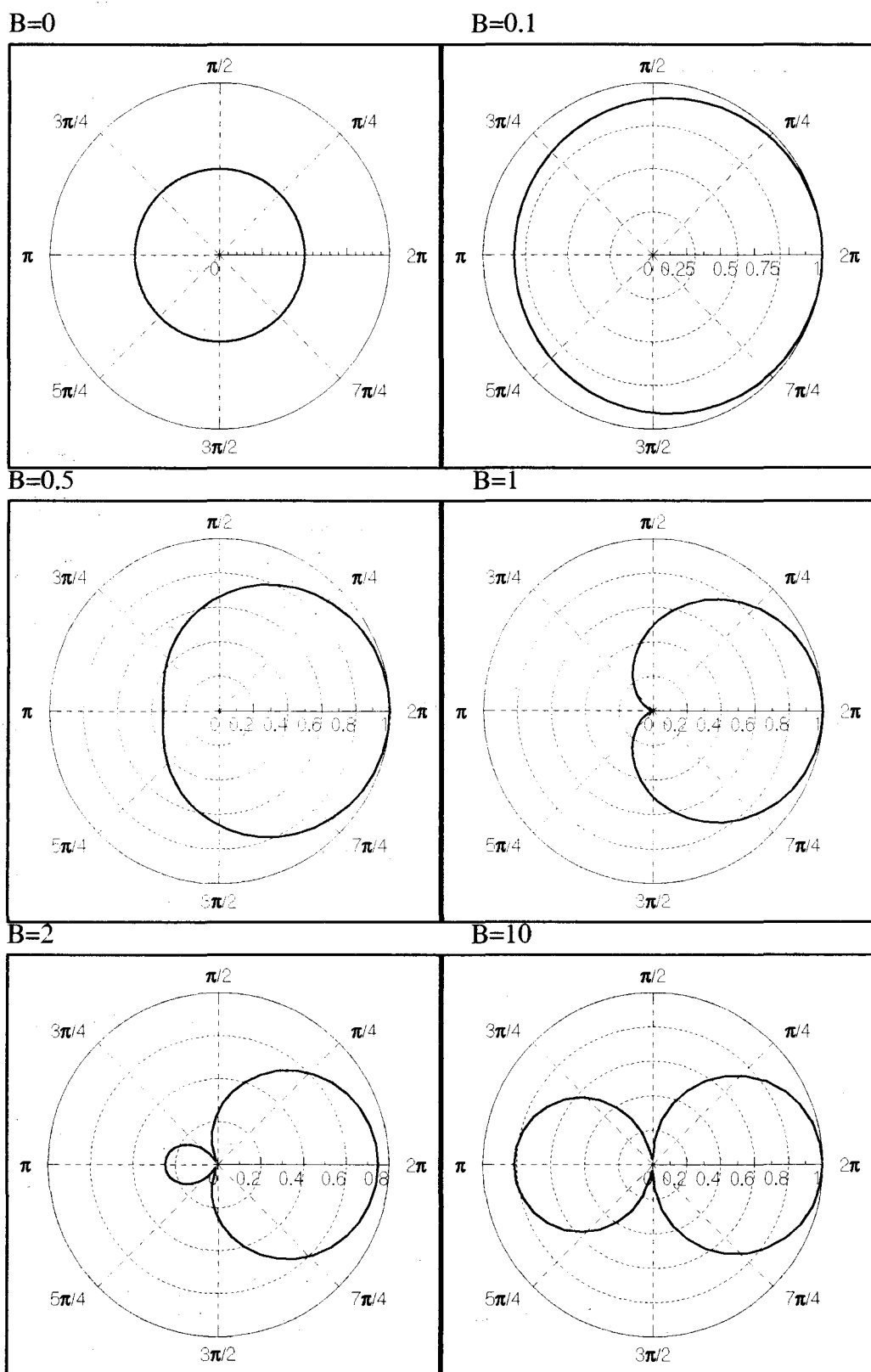
- cardioïd
- - - super cardioïd
- · - · hyper cardioïd



Figuur 3.6: Cardioïde, super- en hyper cardioïde richtingsdiagram. De functies zijn genormeerd op de uitkomst bij 0° ($B=1$: —, $B=3$: - - -, $B=\sqrt{3}$: - · - ·).

In figuur 3.7 staan voor verschillende waarden van B de karakteristiek weergegeven. De plots zijn in lineaire schaal en zijn verder genormeerd op de druk bij 0 graden.

Aan de karakteristieken kan gezien worden dat als B naar nul nadert we het gedrag van een monopool terugvinden. Als B naar oneindig gaat wordt het gedrag van een dipool ($\cos\theta$) benadert. Dit heeft het bekende achtvormige richtingsprofiel ten gevolge. In het tussengebied verloopt de karakteristiek van de monopoolsituatie ($B=0$) via het bekende niervormige karakteristiek van de cardioïd ($B=1$) naar de achtvormige karakteristiek ($B=\infty$).



Figuur 3.7: Gedrag van $(1+B\cos(\theta))$ voor verschillende B 's. De karakteristieken zijn genormeerd op $\theta=0$.

§3.3.1 Frequentieafhankelijkheid.

In het $(1+B\cos\Theta)$ -systeem wordt B vaak als een parameter beschouwd die onafhankelijk is van de frequentie $B=constante$. In dat geval is het gehele systeem dus frequentie-onafhankelijk.

§3.3.2 Hoeken van minimale signaalgevoeligheid.

Op welke hoeken dit systeem minima/maxima zal vertonen is sterk afhankelijk van B. Op de hoeken van 0° en 180° zal altijd een minimum of een maximum te vinden zijn. Als B kleiner is dan 1, zullen dit de enige twee zijn. Voor een B die groter is dan 1, zullen ook nog minima (maxima) te vinden bij

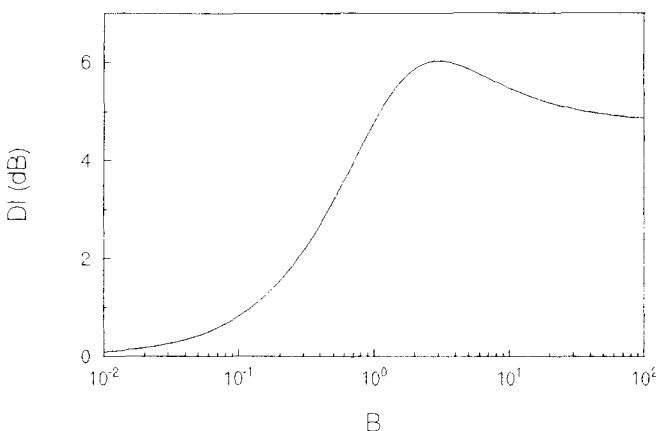
$$\theta = \arccos(-1/B) \quad (3.10)$$

§3.3.3 De Directivity index.

De DI (directivityindex) van de systemen die een $(1+B\cos\theta)$ gedrag vertonen is op een eenvoudige wijze te bepalen. De DI is

$$DI(dB) = 10 \log \left(\frac{(1+B)^2}{1+1/3B^2} \right) \quad (3.11)$$

Zie ook figuur 3.8. De DI loopt van 0 dB voor een monopool (zie §1.3) naar $DI=4,77$ dB. Dit is de DI voor een dipool. De maximale DI bedraagt 6,02 dB. Dit wordt bereikt voor $B=3$. Dus in de hyper-cardioide situatie. Dit in vergelijking met de DI van de cardioïd ($B=1$) 4,77 dB en supercardioïd ($B=\sqrt{3}$) 5,72 dB.

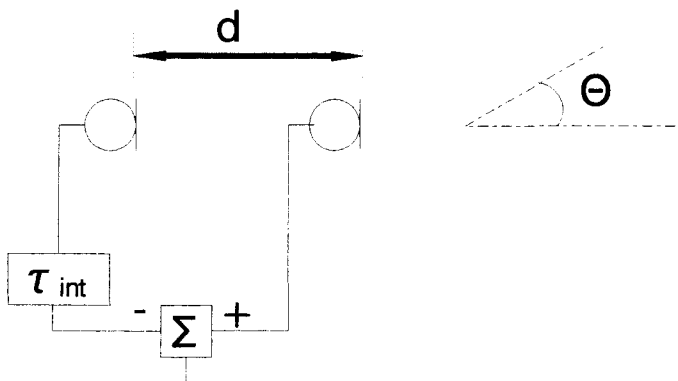


Figuur 3.8: De DI in dB's voor het vereenvoudigde systeem t.o.v B.

§3.4 Het (twee puntontvanger)-systeem.

In deze paragraaf wordt ingegaan op een array bestaande uit twee puntontvangers. De twee ontvangers krijgen een zodanige weging dat het systeem dat weergegeven is in figuur 3.9 wordt beschreven. De eerste microfoon krijgt geen weging mee (een weging van dus van 1). De tweede microfoon krijgt een zodanige weging dat er een fasecorrectie optreedt die overeenkomt met een interne tijdsvertraging τ . Verder worden de signalen van elkaar afgetrokken.

Dit systeem is een model van een microfoon die twee ingangen heeft, waarbij het membraan in de microfoon reageert als een verschilmeter. In de interne vertraging worden dan de effecten van bijvoorbeeld de ingangen en de volumes verdisconteerd.



Figuur 3.9: Systeem van twee omnidirectionele microfoons met een vertraging.

Voor de endfire configuratie (zie figuur 3.9) levert dit voor het totale signaal

$$p(\theta) = e^{ikd \cos(\theta)} - e^{ikc\tau} \quad (3.12)$$

in de benadering dat als het geluidsfront bij de microfoons deze een vlakke golf is

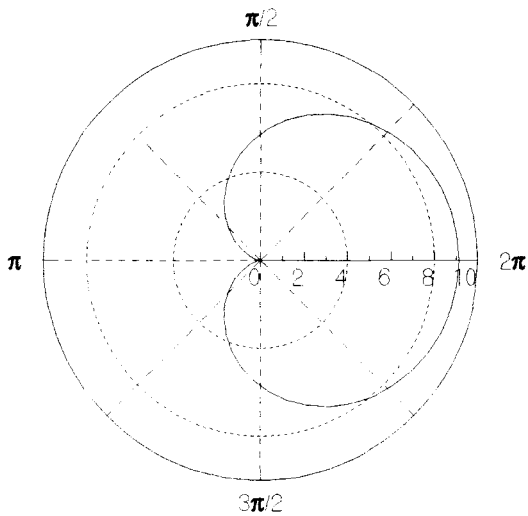
(dus $kr \gg \lambda$). Met de grootheid $A = \frac{c\tau}{d}$ kan dit worden geschreven als

$$p(\theta) = 2ie^{1/2ikd(\cos(\theta)-A)} \left(\sin\left(\frac{kd}{2}(\cos(\theta)+A)\right) \right) \quad (3.13)$$

De sinusterm hierin vormt het uitgangssignaal zoals dit gemeten kan worden. Dit is dus

$$p(\theta) = 2 \left| \sin\left(\frac{1}{2}kd \cos(\theta) + \frac{1}{2}kc\tau\right) \right| \quad (3.14)$$

Een voorbeeld van een richtingskarakteristiek welke (3.14) beschrijft is weergegeven in figuur 3.10. In deze figuur is de polaire grafiek weergegeven voor een frequentie van 1000 Hz, een vertragingstijd van $60 \mu\text{s}$ (een redelijke waarde voor microfoons zoals ze in hoorapparaten worden gebruikt) en een afstand van 1 cm tussen de twee microfoons. De grafiek is genormeerd op zijn kleinste waarde (voor deze waarden voor de interne en externe vertragingstijd op $\pi/2$), hierdoor heeft de grafiek een nulpunt bij 180° .

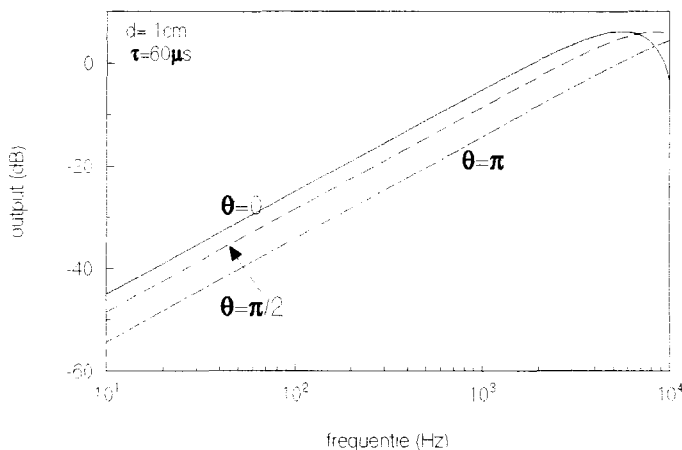


Figuur 3.10:Richtingdiagram van een twee inputs systeem. De grafiek is genormeerd op de druk bij 180° .

§3.4.1 Frequentieafhankelijkheid.

Doordat het argument van de sinus van (3.14) sterk afhankelijk is van het golfgetal (k) is dus het hele systeem sterk frequentieafhankelijk (zie figuur 3.11). Het systeem heeft een maximaal uitgangssignaal bij een frequentie van

$$f = \frac{1}{2} \frac{c}{d \cos(\theta) + c\tau} \quad (3.15)$$



Figuur 3.11: Frequentieafhankelijkheid van het twee inputsysteem.

§3.4.2 Hoeken van minimale signaalgevoeligheid.

De hoeken waarbij het systeem minimaal gevoelig is is afhankelijk van de frequentie, de afstand tussen de twee microfoons en de interne vertragingstijd. De functie (3.8) heeft maxima en minima als $\theta = 0, \pi$ en als

$$\frac{1}{2}kd \cos(\theta) + \frac{1}{2}kc\tau = (2n+1) \frac{\pi}{2} \quad (n \dots -2, -1, 0, 1, 2, \dots) \quad (3.16)$$

Dit heeft alleen oplossingen voor θ indien

$$\left| \frac{(2n+1)\pi}{kd} - \frac{c\tau}{d} \right| \leq 1 \quad (3.17)$$

dus als

$$kd \geq (2n+1)\pi - \omega\tau \quad . \quad (3.18)$$

Echter de uitkomst heeft ook nulpunten ten gevolge van de absolute waarde. Hierdoor heeft de functie ook nog nulpunten als

$$1/2 k d \cos \theta + 1/2 k c \tau = m\pi \quad (m = \dots -2, -1, -0, 1, 2, \dots) \quad . \quad (3.19)$$

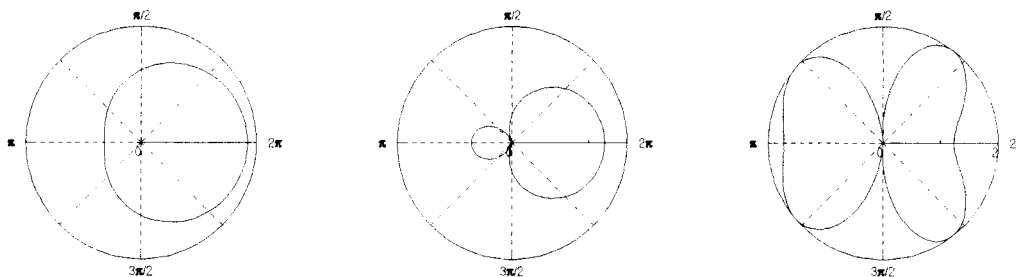
Dit komt neer op een voorwaarde voor kd van

$$kd \geq -2m\pi + kc\tau \quad \left(\frac{m\pi}{1/2kd} - \frac{c\tau}{d} > 0 \right) \quad \vee \quad kd \geq 2m\pi - kc\tau \quad \left(\frac{m\pi}{1/2kd} - \frac{c\tau}{d} < 0 \right) \quad . \quad (3.20)$$

Dus als n is nul dan komen er twee minima/maxima bij, en zal het richtingsdiagram twee minima vertonen en twee maxima (0 en π rad). De eerste extra minima komen als $kd \geq \omega\tau$. Als $kd \geq (\pi - \omega\tau)$ ($n=0$) komt de tweede set minima erbij etc. De meest voorkomende minima (in het frequentiegebied en de dimensies waarin gekeken wordt) treden dus op als de externe tijdsvertraging groter wordt als de interne.

$$d > c\tau \quad . \quad (3.21)$$

Een overzicht is weer gegeven in figuur 3.12.



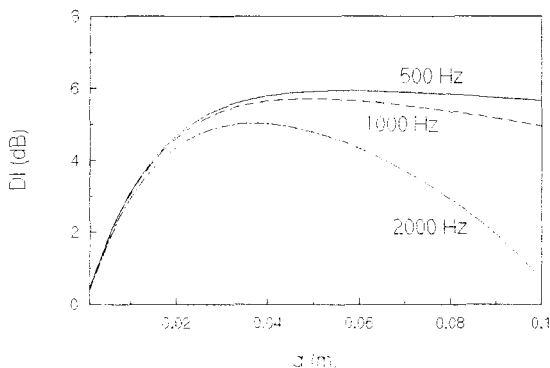
Figuur 3.12: Richtingsdiagram van (twee puntontvanger)-systeem op 1000 Hz een interne vertraging van $60\mu\text{s}$ en een afstand van $d=1\text{cm}$ ($kd/\omega\tau=0.49$), $d=5\text{cm}$ ($kd/\omega\tau=2.4$) en 25cm ($kd/\omega\tau=12.1$).

§3.4.3 De directivity index.

Zoals in hoofdstuk 2 is gezegd is de meest gebruikte indicator voor de richtingsgevoeligheid de directivityindex (DI). De DI van het boven beschreven systeem kan analytisch worden uitgerekend. Uit (2.2) en (3.13) volgt dat

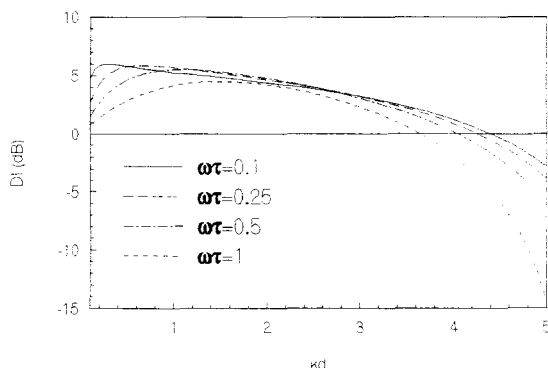
$$DI = 10 \cdot \log \left(\frac{2kd (\sin(0.5kd + 0.5k\tau))^2}{kd - 0.5\sin(kd + k\tau) + 0.5\sin(-kd + k\tau)} \right) \quad (3.22)$$

Deze DI is afhankelijk van twee parameters, kd en $\omega\tau$ ($k\tau$). In figuur 3.13 b) staat de DI weergegeven (in dB) als functie van kd bij verschillende $\omega\tau$. In figuur 3.13 a) staat de DI weergegeven als functie van de afstand tussen de twee microfoons voor verschillende frequenties.



Figuur 3.13 a)

Figuur 3.12: De directivity index (dB) van een twee inputs systeem met een interne vertragingstijd van $60\mu\text{s}$ bij verschillende externe afstanden. In figuur b) staat hetzelfde gedrag maar dan in dimensionele vorm weergegeven.



Figuur 3.13 b)

Te zien is dat de DI voor een kleine variatie van de afstand bij een kleine afstand ($d < 3\text{cm}$) sterk toeneemt. Voor grotere afstanden blijft de DI voor lage frequenties nagenoeg constant terwijl voor de hogere frequenties de DI weer snel afneemt. Verder is te zien dat de hoogte van het maximum ook afneemt naarmate $\omega\tau$ toeneemt. Het systeem zal een minimum in de DI-karakteristiek vertonen wanneer $kd = 2\pi - \omega\tau$. In dat geval is het argument van de logaritme in de vergelijking (3.22) gelijk aan nul en is de DI dus $-\infty$ dB.

Voor het afmetingen-gebied dat voor hoorapparaten interessant is, is de DI overall groter dan 0dB. Dit in tegenstelling tot de DI zoals deze werd gevonden bij het array in paragraaf 3.2.3 waar de signalen van de twee microfoons zonder weging werden opgeteld.

§3.5 Vergelijking van het $(1+B\cos\theta)$ -systeem met het (twee puntontvanger)-systeem.

Het systeem van twee puntontvangers en een extra vertragingstijd kan ook in de vorm $1+B\cos\theta$ worden geschreven. Als het argument van de signaalfunctie (3.13) klein is de functie gelijk aan zijn argument, dus

$$p(\theta) = 1/2kd \cos(\theta) + 1/2kc\tau = 1/2kc\tau \left(1 + \frac{d}{c\tau} \cos(\theta) \right) = A(1+B \cos(\theta)) \quad (3.23)$$

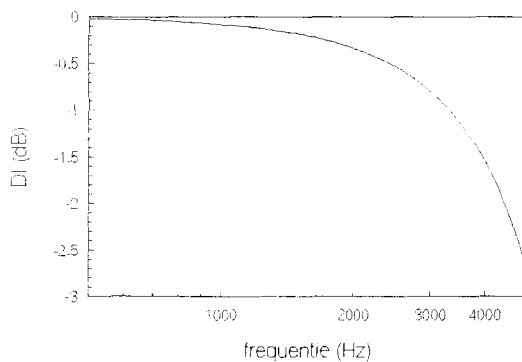
Het getal B komt dus overeen met de verhouding tussen de externe vertragingstijd (d/c) en de interne (τ).

Deze vorm is redelijke benadering zolang

$$\omega = < \frac{2c\alpha_{cr}}{d+c\tau} \quad (3.24)$$

waarbij α_{cr} een parameter is voor de nauwkeurigheid. Een α_{cr} van $\pi/4$ komt overeen met een afwijking van 10% tussen sinus van het argument en het argument.

In figuur 3.14 staat het verschil tussen de directivity indices van de twee functies weergegeven voor een voorbeeld systeem ($\tau=60\mu\text{s}$, $d=1\text{cm}$). Te zien is dat voor de lagere frequenties het verschil te verwaarlozen valt. Voor grotere frequenties ($f>2\text{kHz}$) dit verschil echter aanzienlijk kan worden.



Figuur 3.14: Verschil tussen de directivity indices van het (twee puntontvanger)-systeem en het $(1+B\cos\theta)$ -systeem.

Wat als eerste opvalt aan het gedrag dat in de vorm van $A(1+B\cos\theta)$ wordt beschreven is dat het hoekafhankelijke deel frequentieonafhankelijk is geworden. Dit terwijl de het originele gedrag sterk frequentie afhankelijk is. Het frequentieafhankelijk gedrag van het (twee puntontvanger)-systeem is geheel in de amplitude gaan zitten. Het hoekafhankelijk gedeelte is alleen afhankelijk van B, dus van de externe en interne vertragingstijd.

§3.6 Conclusie.

Een belangrijke parameter voor de richtingsgevoeligheid is, zo blijkt, de verhouding van een karakteristiek afmeting van het systeem tot de golflengte. In het geval van een vlak is dit de bepalende parameter. In het geval van een array vormt deze verhouding samen met het aantal microfoons waaruit het array is opgebouwd de twee parameters die het hoekafhankelijke gedrag beschrijven. De uitgangssignalen van een array kunnen grillige karakteristieken opleveren, die, door de grote invloed van de verhouding van de afmeting tot het golfgetal, uiterst frequentieafhankelijk zijn.

Het meest gebruikte arraysysteem is dat waar de signalen van twee microfoons (puntontvangers) met onderlinge vertraging (interne vertragingstijd τ) van elkaar worden afgetrokken. Dit systeem wordt gebruikt als eenvoudig model voor een twee-inputs microfoon, waarbij allerlei interne grootheden, zoals bijvoorbeeld volumes, in de interne vertraging worden verwerkt.

Met dit model worden, afhankelijk van de interne vertraging en de afstand tussen de twee microfoons (d), verschillende karakteristieken verkregen. Deze verlopen van het gedrag van een monopool (cirkelvormig) via het bekende niervormige karakter (cardioïde) naar het gedrag van een dipool (acht vormige karakteristiek).

Het uitgangssignaal zal een extra lob krijgen (extra minima) wanneer de externe vertraging (d/c) groter wordt dan de interne.

De directivity-index van dit systeem stijgt snel voor kleine d 's, terwijl voor grotere afstanden een afvlakking te zien is.

Wanneer de het totale 'afstandsverschil' tussen de twee microfoons ($d+c\tau$) klein is ten opzichte van de golflengte (lage frequenties) kan dit systeem ook in de bekende vorm $1+B\cos\Theta$ worden geschreven. In dat geval vormt B de verhouding van de externe (d/c) tot de interne (τ) vertraging. In deze vorm is het eenvoudiger om het (twee puntontvanger)-systeem te analyseren. Het nadeel is dat in deze vorm het hoekafhankelijk deel frequentie-onafhankelijk is. De frequentieafhankelijkheid van het oorspronkelijke systeem is in de amplitude terug te vinden. Uit de vorm blijkt dat de maximale directivity index 6,02 dB is. Deze waarde wordt bereikt wanneer $B=3$. Deze situatie wordt hyper-cardioïde genoemd. Dit in tegenstelling tot wanneer $B=1$ (cardioïde) en $B=\sqrt{3}$ (supercardioïd).

Bij een waarde van $B=3$ hoort een afstand tussen de twee puntontvangers van $d=3c\tau$. Voor een interne vertragingstijd van $\tau=60\mu\text{s}$ komt dit overeen met een afstand van 6,2cm.

Hoofdstuk 4:Lumped-Networks.

§4.1 Algemeen.

Een hoorapparaat is een electro-akoestisch en electro-mechanisch systeem. Het bevat elektronische (versterker), mechanische (membraan) en akoestische onderdelen. Vaak is het wenselijk om alle domeinen in één schema samen te vatten. Het is mogelijk om mechanische en akoestische elementen te vertalen in elektrische componenten, daar voor het gedrag van de individuele componenten dezelfde rekenregels gelden (dezelfde differentiaalvergelijkingen). Dit is mogelijk als de enige echte variabele in het systeem de tijd is (men krijgt dan lumped-Networks). Een criterium is $kd \ll 1$, waarbij d een karakteristieke afmeting is van de individuele componenten. Dus dat de afmetingen van de componenten klein zijn ten opzichte van de golflengte. De meest gebruikte vertaalslag is die waar druk (kracht) wordt vervangen door spanning en de volumeflux (snelheid) door stroom (zie tabel IV.I).

Tabel IV.I:Meest gebruikte analogieën tussen het elektrisch,mechanisch en akoestisch domein.

electrisch	mechanisch	akoestisch
spanning (V)	kracht (F)	druk (p)
stroom (I)	snelheid (u)	flux (ϕ)

Op deze wijze kunnen complexe systemen in één schema worden gezet. Dit maakt het mogelijk dat deze systemen makkelijker geanalyseerd en/of doorgerekend kunnen worden. Om de vertaalslagen te maken worden vaak de impedanties van de verschillende elementen bepaald.

§4.2 Definities impedanties.

De akoestische impedantie (Z_a) wordt gedefinieerd door

$$Z_a = \frac{P}{\phi} \quad , \quad (4.1)$$

waarbij ϕ de volumeflux is. De eenheid van de impedantie is dan ook Nsm^{-5} . Eigenlijk wordt hiermee de impedantie gedefinieerd van een oppervlak. Dit kan een reëel mechanisch oppervlak zijn, maar ook een denkbeeldig oppervlak.

Op dezelfde wijze kan een mechanische impedantie worden gedefinieerd.

$$Z_m = \frac{F}{u} \quad [Z_m] = Nsm^{-1} \quad (4.2)$$

Hierin staan de snelheid en de kracht normaal op het oppervlak. Verder komen in de literatuur nog voor de specifieke impedantie ($Z_s = p/u$) en de karakteristieke impedantie (ρc).

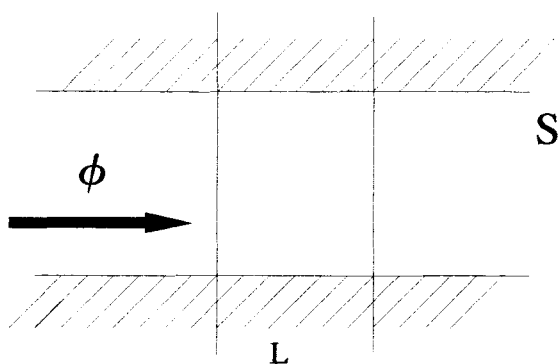
§4.3 Akoestische basiselementen.

Voor het bepalen van de verschillende transformaties wordt gebruik gemaakt van een aantal basiselementen: een massa, een volume en een weerstand.

In deze paragraaf worden de drie basiselementen kort behandeld. Een subscript m geeft de mechanische grootheden aan, een a de akoestische.

Akoestische massa.

De akoestische massa kan bepaald worden door gebruik te maken van impulsbehoud. Er wordt gekeken naar een geometrie als in figuur 4.1.: een buis element met lengte L en doorsnede oppervlak S.



Figuur 4.1: Buiselement voor bepaling akoestische massa.

Impulsbehoud:

$$\frac{\rho_0}{S} \frac{\partial \phi}{\partial t} = - \frac{\partial p}{\partial x} \quad (4.3)$$

Als de drukval over de lengte L klein wordt beschouwd, en naar harmonische fluctuaties wordt gekeken, kan deze vergelijking worden geschreven als

$$i\omega \frac{\rho_0}{S} \phi = \frac{\Delta p}{L} \quad (4.4)$$

De overdracht kan dus als een soort impedantie worden neergeschreven:

$$\frac{\Delta p}{\phi} = i\omega \frac{L\rho_0}{S} = i\omega M_a \quad (4.5)$$

De eenheid van de akoestische massa M_a kgm^{-4} .

De akoestische massa wordt meestal gerepresenteerd door een buisje (met een oppervlak S en lengte L).

Akoestische compliantie.

De akoestische compliantie wordt vaak geassocieerd met een volume-element.

Over dit element wordt massabehoud toegepast.

Massabehoud:

$$\frac{S}{\rho_0 c_0^2} \frac{\partial p}{\partial t} = - \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (4.6)$$

Als wederom harmonische fluctuaties worden beschouwd kan deze vergelijking worden ongeschreven tot

$$\frac{S}{\rho_0 c_0^2} i\omega p = \frac{\phi}{L} \quad (4.7)$$

Waarbij we ons zullen beperken tot een geval dat $\Delta\phi = \phi$.

Wederom kan de overdracht als impedantie worden beschreven.

$$\frac{p}{\phi} = \frac{1}{i\omega} \frac{1}{(SL/\rho_0 c_0^2)} = \frac{1}{i\omega C_a} \quad (4.8)$$

De eenheid van de akoestische compliantie C_a is m^5N^{-1} .

Akoestische weerstand.

De akoestische weerstand (R_a) heeft een eenheid van Nsm^{-5} en wordt geassocieerd met de dissipatieve verliezen van het systeem. Als representatie wordt meestal een fijn gaasje of een zeer nauw buisje genomen.

$$\frac{\Delta p(t)}{\phi(t)} = R_a \quad (4.9)$$

In tabel IV.II staan de verschillende basiselementen (akoestisch en mechanisch) nogmaals gerangschikt naar hun overeenkomstige gedrag in vergelijking met de elektrische componenten.

De meeste (akoestische) systemen kan men opgebouwd zien uit deze drie basis elementen. Deze systemen worden dan gediscrètiseerd en opgebouwd uit deze basiscomponenten. In de volgende paragrafen zullen enkele veel gebruikte acoustische elementen nauwkeuriger behandeld worden en hun elektrische vervangingsschema worden gegeven. Er zal achtereenvolgens worden behandeld een buisje, een orifice (een gaatje) en een hoorn. Verder zal ook nog het vervangingsschema van een membraan worden gegeven.

Tabel IV.II: Basiselementen

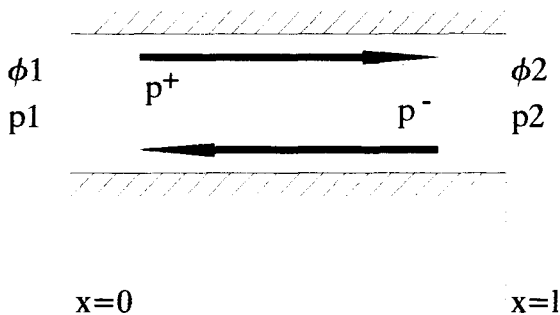
electrisch	mechanisch	akoestisch
$V = R_e I$ weerstand	$F = R_m u$ demper	$p = R_a \phi$ weerstand
$V = i\omega L_e I$ spoel	$F = i\omega M_m u$ massa	$p = i\omega M_a \phi$ massa
$V = \frac{1}{i\omega C_e} I$ condensator	$F = \frac{1}{i\omega C_m} u$ veer	$p = \frac{1}{i\omega C_a} \phi$ volume

§4.4 Buis segment.

In deze paragraaf zal een buis (segment) worden besproken. Eerst zal een formele (maar zeer eenvoudige) afleiding worden gegeven van een buiselement. Dit zal worden gedaan voor zowel een buiselement als voor een buis met een gesloten en open uiteinde. Via deze afleidingen zal een elektrisch vervangingsschema voor de verschillende elementen worden gegeven. Na de formele afleiding zal ook worden getoond dat via gebruik van de basiselementen (zoals deze in de voorgaande paragraaf zijn behandeld) eveneens tot de vervangingsschema kan komen. Daarna zullen enkele correcties zoals eindcorrectie en wrijving worden behandeld.

§4.4.1 Het buiselement.

Voor de afleiding van de overdracht van een buissegment met een oppervlak S wordt uitgegaan een lopende golf in beide richtingen (zie figuur 4.2). Op $x=0$ worden de druk en de volumeflux geïdentificeerd met een index 1, op $x=l$ met een index 2.



Figuur 4.2: Buissegment.

De druk in de buis is

$$p(x) = p^+ e^{-ikx} + p^- e^{ikx} \quad (4.10)$$

De volumeflux door de buis wordt gevonden door gebruik te maken van de impulsvergelijking (1.8). Deze geeft dan voor de flux

$$\phi(x) = \frac{S}{\rho_0 c_0} (p^+ e^{-ikx} - p^- e^{ikx}) \quad (4.11)$$

De druk en flux op $x=0$ worden dus gegeven door

$$p_1 = p^+ + p^- \quad (4.12)$$

$$\frac{\rho_0 c_0}{S} \phi_1 = p^+ - p^- \quad (4.13)$$

Uit deze twee vergelijkingen kunnen p^+ en p^- worden opgelost.

$$p^+ = 1/2 \left(p_1 + \frac{\rho_0 c_0}{S} \phi_1 \right) \quad (4.14)$$

$$p^- = 1/2 \left(p_1 - \frac{\rho_0 c_0}{S} \phi_1 \right) \quad (4.15)$$

Hiermee kunnen dus p_2 en ϕ_2 worden opgelost als functie van p_1 en ϕ_1 .

$$p_2 = p^+ e^{-ikl} + p^- e^{ikl} = 1/2 (e^{-ikl} + e^{ikl}) p_1 + 1/2 (e^{-ikl} - e^{ikl}) \frac{\rho_0 c_0}{S} \phi_1 \quad (4.16)$$

$$p_2 = (\cos(kl)) p_1 - i (\sin(kl)) \frac{\rho_0 c_0}{S} \phi_1 \quad (4.17)$$

Op dezelfde wijze kan ϕ_2 worden afgeleid

$$\frac{\rho_0 c_0}{S} \phi_2 = -i (\sin(kl)) p_1 + (\cos(kl)) \frac{\rho_0 c_0}{S} \phi_1 \quad (4.18)$$

Deze twee overdrachtsfuncties kunnen in matrixvorm worden geschreven zodanig dat er een overgangsmatrix ontstaat.

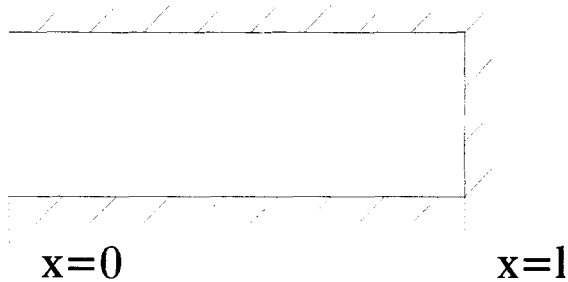
$$\begin{pmatrix} p_2 \\ \phi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(kl) & -i \frac{\rho_0 c_0}{S} \sin(kl) \\ -i \sin(kl) & \frac{\rho_0 c_0}{S} \cos(kl) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1 \\ \phi_1 \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

Met deze overgangsmatrix kan het gedrag van een (wrijvingsloze) buis worden beschreven.

§4.4.2 Het buisje met gesloten uiteinde.

Voor een buis afgesloten (op $x=1$) met een harde wand (zie figuur 4.3) geldt dat $\phi_2=0$. Hierdoor kan de overdrachtsfunctie als een impedantie worden geschreven.

$$Z = \frac{p_1}{\phi_1} = -i \frac{\rho_0 c_0}{S} \cot(kl) \quad (4.20)$$



Figuur 4.3: Buis met afgesloten uiteinde.

De co-tangens kan worden benaderd door

$$\cot(kl) = \frac{1}{kl} - \frac{kl}{3} + \frac{kl^3}{45} - \dots \quad (4.21)$$

Als $((kl)^3/45) / ((kl)/3) < 0.01$ (1%) is, dus als $(l_{\text{buis}}/\lambda) < 0.06$ is kan de impedantie dus worden geschreven als

$$Z = \frac{1}{i\omega(V/\rho_0 c_0^2)} + i\omega \frac{l\rho_0}{3S} \quad (4.22)$$

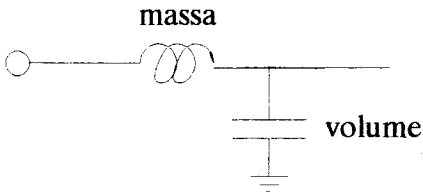
De impedantie is opgebouwd uit een compliantie-deel (eerste deel van links) en een massa-term. Het compliantie-deel komt overeen met het volume-basiselement zoals dat is afgeleid in paragraaf 4.3. De massa-term is echter een factor 3 kleiner dan voor een vrij bewegende element.

Als in (4.21) $(kl/3)/(1/kl) < 0.01$ dus als $(l_{\text{buis}}/\lambda) < 0.03$ is kan het stukje buis worden gezien als een volume. Alleen de eerste term blijft dan over in (4.21). Voor de impedantie van dit volume geldt dan ook

$$Z = \frac{1}{i\omega(V/\rho_0 c_0^2)} \quad (4.23)$$

Dit is hetzelfde resultaat dat werd verkregen in de afleiding van het basiselement. Het vervangingsschema van een buisje zoals deze blijkt uit de impedantie (4.22) staat weergegeven in figuur 4.4. Het afgesloten uiteinde van de buis wordt weergegeven met een los elektrisch einde, daar op dat punt er geen stroom loopt (de snelheid is nul).

$$\begin{aligned} \text{massa} &= (l \cdot \rho) / (3 \cdot S) \\ \text{volume} &= (l \cdot S) / (\rho \cdot c^2) \end{aligned}$$



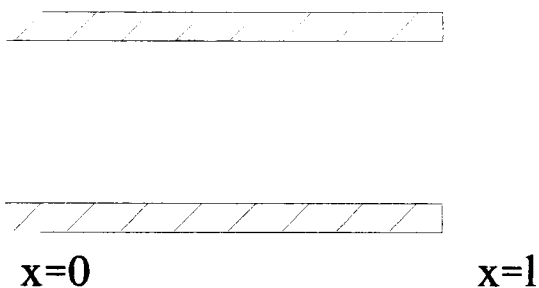
Figuur 4.4: Vervangingsschema van een buisje met een afgesloten uiteinde. Hierin is S het oppervlak, l de lengte van het buisje, ρ de dichtheid en c de geluidssnelheid.

§4.4.3 Het buisje met open uiteinde.

Als de buis die wordt beschouwd een open uiteinde (zie figuur 4.5) heeft kan de impedantie (wederom gezien vanuit $x=0$) doordat $p_2=0$ worden geschreven als

$$Z = i \frac{\rho_0 c_0}{S} \tan(kl) \quad (4.24)$$

Op $x=l$ wordt de drukfluctuaties gelijk aan nul gesteld (de druk gelijk aan de constante buitendruk).



Figuur 4.5: Buis met open uiteinde.

De tangens kan hier worden ontwikkeld als

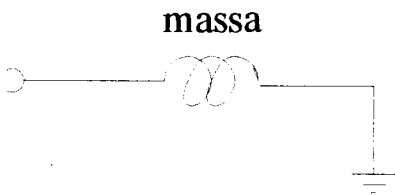
$$\tan(kl) = kl + \frac{(kl)^3}{3} + \frac{2}{15}(kl)^5 \quad (4.25)$$

Als alleen de lineaire (eerste) term wordt meegenomen ($l_{\text{buis}}/\lambda < 0.3$) wordt hiermee de impedantie van een stuk buis eindigend op een open einde

$$Z = i\omega \frac{\rho l}{A} \quad (4.26)$$

De impedantie van het buiseinde is dus te schrijven als een massa. De compressibiliteit speelt dus een ondergeschikte rol. Dit is het gevolg van het feit dat er in de buurt een knooppunt bevindt ($p=0$).

$$\text{massa} = (l \cdot \rho) / (S)$$



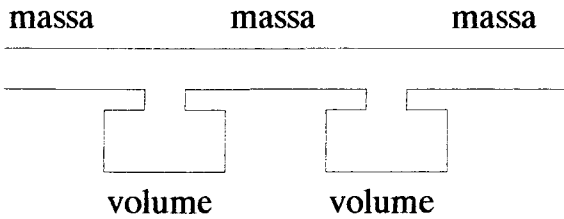
Figuur 4.6: Electric vervangingschema van een buisje met een open uiteinde met een oppervlak S , een lengte, ρ is hierin de dichtheid van het gas in het buisje.

Het elektrische vervangingschema staat weergegeven in figuur 4.6.

In tegenstelling tot het dichte buisje eindigt het schema van het open buisje op een aarde, daar op dat punt de druk (dus de spanning) nul wordt verondersteld.

§4.4.4 Discretisatie.

Het is vaak gemakkelijker om m.b.v. de basiselementen een buisje voor te stellen, dan gebruik te maken van de overgangsmatrix. Een vervangingschema van een buiselement kan worden gevonden door middel van discretisatie van het buiselement in de drie basiselementen. Een stuk buis van lengte l en oppervlak S kan worden gezien opgebouwd (als wrijving wordt verwaarloosd) uit stukken compressieloze massa's en massaloze compressie-ruimtes (zie figuur 4.7).

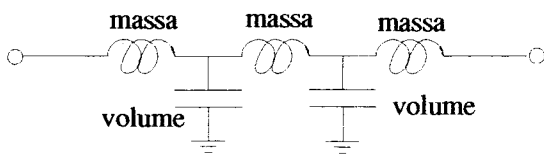


Figuur 4.7: Discretisatie van een buiselement.

Het elektrische vervangingschema van een dergelijk te discretiseren buis is dan ook een aaneenschakeling van de basiselementen massa en compliantie. Een vervangingschema staat weergegeven in figuur 4.8. Hierin is het buiselement geduscretuseerd in $n+1$ massa's en n compliantie's. (In het geval van figuur 4.7 $n=2$).

$$\text{massa} = \frac{1}{(n+1)} \cdot \frac{l \cdot \rho}{S}$$

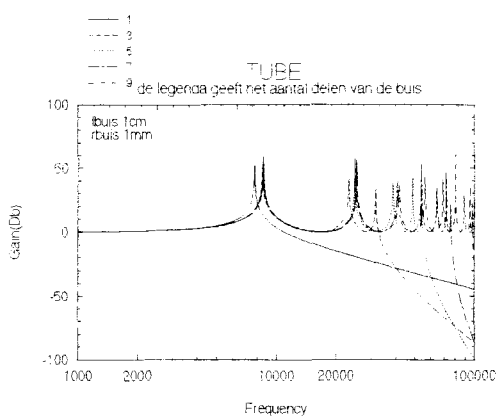
$$\text{volume} = \frac{1}{n} \cdot \frac{l \cdot S}{\rho \cdot c^2}$$



Figuur 4.8: Elektrisch vervangingschema van een buiselement met een lengte l en een oppervlak S . Het buiselement is hier geduscretuseerd in 3 massaelementen en twee volume elementen.

In hoeverre deze discretisatie geldig is, en hoeveel componenten nodig zijn om een buisje van een zekere lengte te simuleren hangt af in welke mate een stuk buis als massaloos beschouwd mag worden, en in welke mate als compressieloos. Dus in hoeverre $\partial \rho / \partial x = 0$ en $\partial \phi / \partial x = 0$.

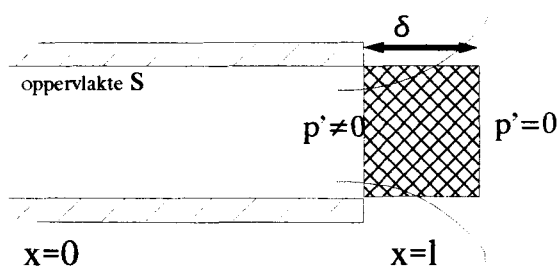
In figuur 4.9 staat de gain ($= 20 \log(\text{Vuitgang} / \text{Vingang})$ waarbij de Vingang op 1 wordt gesteld) van een schema als in figuur 4.8 weergegeven voor een verschillend aantal elementen. In de onderstaande situatie is één van de twee poten los. Dit komt dus overeen met een afgesloten buiselement. Er wordt een buisje met een lengte van 1cm en een diameter van 1mm gebruikt. Een element bestaat uit een spoel en een condensator. Uit figuur 4.9 blijkt dat tot ongeveer 20kHz er al na drie elementen geen veranderingen meer optreden bij het vergroten van het aantal elementen per cm lengte buis.



Figuur 4.9: Gain van het vervangingschema van een buisje (met gesloten uiteinde) zoals weergegeven is in figuur 4.8 met verschillende aantallen elementen. Hierin staat de gain weergegeven voor een verschillend aan elementen per centimeter (1,3,5,7,9).

§4.4.5 Eindcorrectie.

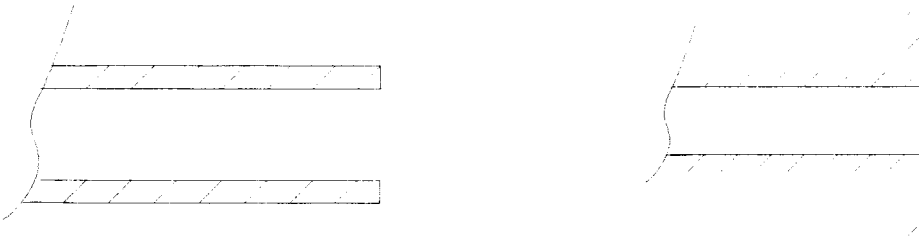
De impedantie van het stuk buis met een open uiteinde wordt in eerste instantie bepaald door bij het uiteinde van de buis de druk gelijk te stellen aan de buitendruk. In werkelijkheid is de druk echter op een bepaalde afstand buiten het buisje pas gelijk aan de buitendruk. Dit effect kan in rekening worden gebracht m.b.v. een correctie (δ) op de lengte van de buis (zie figuur 4.10).



Figuur 4.10: Eindcorrectie op de lengte.

Door de kinetische energie te beschouwen van de stroming net buiten de buis, kan een schatting worden gemaakt voor de maximale akoestische massa geassocieerd met de uitstroomopening. Voor een buis die eindigt in een wand (geflensd zie figuur 4.11 (b)) is de correctie $\delta \approx 0,82 r_{\text{buis}}$. Voor een dunwandige buis (ongeflensd zie figuur 4.11 (a)) is deze $\delta \approx 0,61 r_{\text{buis}}$. In het geval van niet ronde buizen is een redelijke schatting voor de effectieve

straal $\sqrt{S/\pi}$, waar S het oppervlak van de buis is.



Figuur a)

Figuur b)

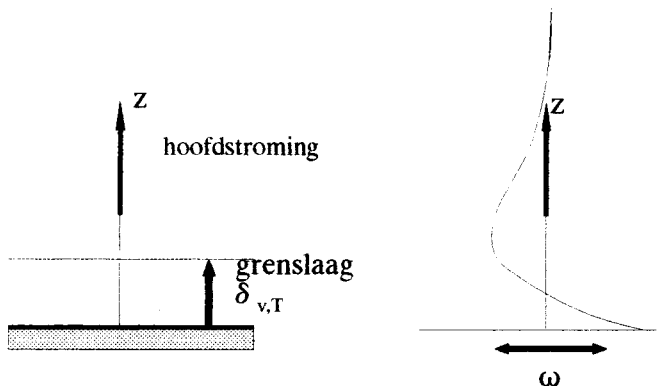
Figuur 4.11: Een ongeflensd (a) en geflensd (b) uiteinde van een buisje.

§4.4.6 Wrijving

Het belang van wrijving kan uitgedrukt worden m.b.v. het dimensieloze getal van Womersley ($\alpha_w = r\sqrt{\omega/\nu}$). Dit geeft de verhouding weer van de instationaire krachten ten opzichten van de visceuze. Wanneer $\alpha_w^2 \gg 1$ is het effect van de verliezen beperkt tot grenslagen die veel dunner zijn de straal van de buis. Dit is dus voornamelijk het geval bij hoge frequenties. In het geval dat $\alpha_w^2 \ll 1$ kan de 'stroming' als een quasi-stationaire Poiseuille stroming worden beschouwd. Dit is redelijk bij lage frequenties. Voor de frequenties in het interessegebied (100Hz-10kHz) en een karakteristieke afmeting voor buisjes ($d=1\text{mm}$) ligt α_w^2 ongeveer tussen $O(10^1)$ tot $O(10^3)$.

Dus voor het interessegebied ligt het Womersley-getal voornamelijk in het grenslagen-gebied. In deze paragraaf zal voor de volledigheid beide limiet gevallen kort worden behandeld. Allereerst zal echter eerst kort de visceuse grenslaag worden besproken.

Visceuse grenslaag.



Figuur a)

Figuur b)

Figuur 4.12: Grenslaag aan de wand (a). In figuur (b) staat een oscillerende wand.

Ten gevolge van de wandcondities (snelheid aan de wand is gelijk aan de wandsnelheid (vaak gelijk aan 0)) wordt er aan de wand een visceuse grenslaag (δ_v) gevormd waarin de snelheid varieert van de wandsnelheid tot de snelheid van de bulkstroming.

Op dezelfde wijze wordt een thermische grenslaag (δ_T) gevormd daar de temperatuur aan de wand gelijk is aan die van de wand.

De twee grenslagen zijn (in lucht) van dezelfde orde van grootte. De grootte van beide lagen is te bepalen door naar een harmonisch oscillerende wand te kijken (zie figuur 4.12) [Pierce]. De grenslaagdikte wordt bepaald door te bepalen wanneer nog e^{-1} van de amplitude aan de wand over is over is. Hieruit kan worden bepaald dat voor de grenslagen gelden

$$\delta_v = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} \quad , \quad \delta_T = \frac{\delta_v}{\sqrt{Pr}} \quad . \quad (4.27)$$

Hierin is Pr het getal van Prandtl die voor lucht $\approx 0,72$ is.

Deze grenslaag kan voor een uitwendige waarnemer worden opgevat als een (denkbeeldige) verplaatsing van de wand met de zogenoemde verplaatsingsdikte. De verplaatsing [Lighthill] ten gevolge van de visceuse grenslaag (δ_v) is

$$d_v = \frac{1-i}{2} \delta_v \quad . \quad (4.28)$$

De denkbeeldige verplaatsing van de buiswand die de effecten van de thermische grenslaag (δ_T) vervangt kan worden geschreven als

$$d_T = -\frac{1-i}{2} \delta_T \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\hat{P}_\infty}{p_0} \quad . \quad (4.29)$$

Hoge frequenties.

Het effect van energieverlies door visceuse wrijving aan de wanden en door warmte-uitwisseling kan in rekenschap worden genomen door van een variabele buisdiameter uit te gaan. We veronderstellen dat zowel δ_v als δ_T klein zijn ten opzichte van de buisdiameter. Verder zullen we dus aannemen dat $\alpha_w^2 \gg 1$.

De twee variabelen op de buisdiameter kunnen in de vergelijking voor het massabehoud (1.1) worden meegenomen

$$\frac{\partial \rho S_{buis}}{\partial t} = -\frac{\partial \rho u (S_{buis} - P_{buis} d_v)}{\partial x} + P_{buis} \rho \frac{\partial d_T}{\partial t} \quad . \quad (4.30)$$

Hierin zijn S_{buis} het oppervlak van de buis en P_{buis} de omtrek.

In (4.30) zijn u en ρ de snelheid en de dichtheid in de bulk, dus er geldt dan nog steeds

$$p' = c_0^2 \rho' \quad . \quad (4.31)$$

Verder wordt er nog steeds gekeken naar harmonische lopende golven van het type

$$p' = \hat{p} e^{i(\omega t - kx)} \quad , \quad (4.32)$$

$$u = \hat{u} e^{i(\omega t - kx)} \quad . \quad (4.33)$$

Als deze twee vergelijkingen in (4.30) worden gesubstitueerd, wordt een vergelijking voor het golfgetal verkregen. Namelijk

$$k^2 - k_0^2 = \frac{P_{buis}}{S_{buis}} k_0^2 \frac{(1-i)\delta_v}{2} \left(\frac{k^2}{k_0^2} + \frac{\gamma-1}{\sqrt{Pr}} \right) \quad . \quad (4.34)$$

Als de hogere machten in (k/k_0-1) worden verwaarloosd kan de golfgetalvergelijking worden herschreven tot

$$k = k_0 \left(1 + \frac{(1-i)\delta_v}{2} \frac{P_{buis}}{S_{buis}} \left(1 + \frac{\gamma-1}{\sqrt{Pr}} \right) \right) \quad . \quad (4.35)$$

Deze vergelijking is weer te schrijven als

$$k = k_0 (1 + (1-i) \alpha_{v,T}) \quad , \quad (4.36)$$

met

$$\alpha_{v,T} = \frac{\delta_v}{2} \frac{P_{buis}}{S_{buis}} \left(1 + \frac{\gamma-1}{\sqrt{Pr}} \right) \quad . \quad (4.37)$$

Dit golfgetal moet vervolgens weer in de basisvergelijkingen worden gebruikt om de impedanties te bepalen.

Als voorbeeld wordt het geval de buis met afgesloten uiteinde genomen. De impedantie van dit systeem, als wrijving wordt meegenomen, wordt

$$Z = -i \frac{\rho_0 c_0}{S(1+(1-i)\alpha_{v,T})} \cot(kl) \quad . \quad (4.38)$$

Hierin geeft k het complexe golfgetal weer. Met de expansie van de co-tangens geeft dit dan weer

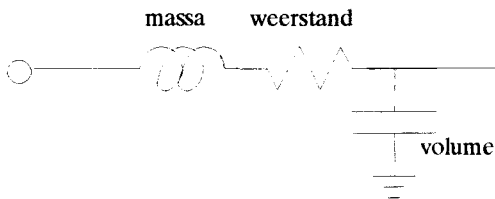
$$Z = i\omega \frac{\rho l}{3A} - i\omega \frac{\rho}{k^2 l} = i\omega \frac{\rho l}{3A} + \frac{1}{i\omega(V/\rho c^2)} \frac{1}{(1 + \alpha_{v,T} - i\alpha_{v,T})^2} \quad (4.39)$$

Voor het geval dat $\alpha_{v,T} \ll 1$ ($\delta_v \ll r_{\text{buis}}$) wordt de impedantie

$$Z = i\omega \frac{\rho l}{3A} + \frac{1}{i\omega(V/\rho c^2)} + \frac{2\alpha_{v,T}}{\omega(V/\rho c^2)} \quad (4.40)$$

De laatste term hierin is de wrijvingsterm. Deze is een zuivere weerstand (zie ook [Morse]). Aan het vervangingschema van een buis met een afgesloten uiteinde moet dus een weerstand worden toegevoegd (zie figuur 4.13).

$$\begin{aligned} \text{massa} &= (l \cdot \rho) / (3 \cdot S) \\ \text{volume} &= (l \cdot S) / (\rho \cdot c^2) \\ \text{weerstand} &= (2 \cdot \alpha(v, T)) / (\omega \cdot (l \cdot S) / (\rho \cdot c^2)) \\ \alpha(v, T) &= \sqrt{(2 \cdot v / \omega) \cdot (1 / r(\text{buis})) \cdot (1 + (\gamma - 1)) / (\sqrt{\text{Pr}})} \end{aligned}$$



Figuur 4.13: Vervangingschema van een buisje met afgesloten uiteinde met een oppervlak S en een lengte l met weerstand. $\text{Pr} \approx 0.72$ (voor lucht), $\gamma = 1.4$ en $v = 2.21 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

Lage frequenties.

Bovenstaande beschouwing geldt echter alleen als de grenslagen klein zijn ten opzichte van de straal van de buis. Als deze dat niet is geldt een andere benadering, namelijk dat wanneer $\omega \rho r_{\text{buis}}^2 / \eta \ll 1$ en $\omega \rho r_{\text{buis}}^2 C_p / \kappa \ll 1$, uit de Navier-Stokes vergelijking kan worden afgeleid dat

$$\phi = -\frac{\pi r_{\text{buis}}^4}{8\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (4.41)$$

Dit is de vergelijking van Poiseuille. Dus in het geval van een zeer nauwe buis (of zeer lage frequenties) komt er een weerstandsterm bij de impedantie van een buis. Deze weerstandsterm is

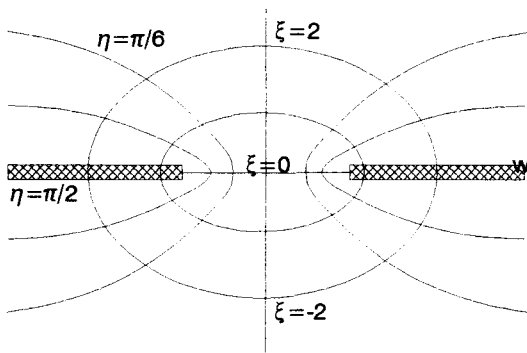
$$R = l_{\text{buis}} \frac{8\eta}{S_{\text{buis}} r_{\text{buis}}^2} \quad (4.42)$$

De weerstand van een dergelijke buis gaat dus met r^{-4} . Met de verwerking van deze weerstand in het elektrische vervangingsschema wordt eenzelfde opbouw verkregen als in figuur 4.13. De akoestische massa horende bij deze Poiseuille-stroming is echter een factor 2 lager dan in het geval van de uniforme stroming zoals deze in de voorgaande paragrafen is behandeld.

§4.5 De orifice.

Het gedrag van een orifice wordt bekeken door te kijken naar het gedrag van een orifice in een oneindige en dunne plaat.

In figuur 4.14 a) staat dit systeem met daarin elliptische coördinaten.



$$\begin{aligned} \text{weerstand} &= (\sqrt{2\omega\nu}/(4S)) * \ln(2 * r_{\text{orifice}} / h) \\ \text{massa} &= \rho / (2 * r_{\text{orifice}}) \end{aligned}$$



Figuur a)

Figuur b)

Figuur 4.14: Een orifice met elliptische coördinaten (a) en het elektrische vervangingsschema (b). r_{orifice} is de straal van het orifice, S het oppervlak en h de halve plaatdikte.

De stroomsnelheid in de coördinaten zoals ze gegeven zijn in figuur 4.14 is

$$u = \frac{U}{2\pi r_{\text{ori}}^2} \left(\frac{1}{\sqrt{(1+\xi^2)(\xi^2+\eta^2)}} \right) \quad (4.43)$$

Hierin is U de volumeflux door het orifice. Hiermee kan de kinetische energie van het gas worden berekend ($\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^1 d\eta \int_{-\infty}^{\infty} 1/2 \rho u^2 (r/2)^3 (\xi^2 + \eta^2) d\xi$ [Morse]). Met de uitkomst van de energie kan de effectieve massa van deze configuratie worden bepaald. Deze blijkt dan te zijn

$$M_{A,ori} = \frac{\rho}{2r_{ori}}, \quad (4.44)$$

waarin r_{ori} de straal van het gat is.

Door naar het vermogensverlies (4.45) ten gevolge van een visceuse grenslaag te kijken kan de akoestische weerstand worden bepaald. Men vindt volgens [Morse]:

$$L_v = 1/2 \rho \omega \delta_v |\bar{u}_{tan}|^2 \quad (4.45)$$

L_v is het vermogensverlies per oppervlak en is u_{tan} de tangentele snelheid juist buiten de visceuse grenslaag. Dit vermogensverlies wordt dan geïntegreerd over het oppervlak dat gevormd wordt door een visceuse grenslaag ($\eta = \sqrt{(2h/r_{ori})}$). Hierin vormt h oftewel de halve plaatdikte ofwel de visceuse grenslaagdikte (δ_v), welke de grootste is. Voor δ_v wordt dan de visceuse grenslaag genomen van een vlakke plaat bij een scherpe hoek.

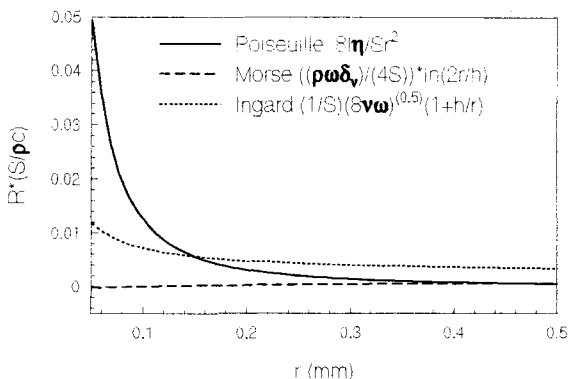
Voor de weerstand van het orifice wordt dan gevonden (voor $h < 2r$)

$$R_{A,ori} = \frac{\rho \omega \delta_v}{4\pi r_{ori}^2} \ln \frac{2r_{ori}}{h} \quad (4.46)$$

Het elektrische vervangingsschema staat weergegeven in figuur 4.14.

De benadering zoals ze boven is besproken is alleen geldig voor ronde gaten (of voor elliptische gaten, die bijna rond zijn). Voor spleten, gaten waarvan een zijde veel groter is dan de andere, gelden andere benaderingen, waarvoor de afleiding van een impedantie gelijk veel complexer is [Morse].

Meer complexe, maar vollediger afleidingen worden gegeven in [Notomi] (eindige elementen methode op de tijd-afhankelijke incompressibele Navier-Stokes vergelijking), [Ingard, Ising] (niet-lineariteiten).

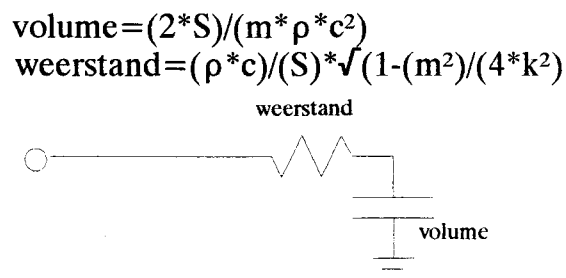
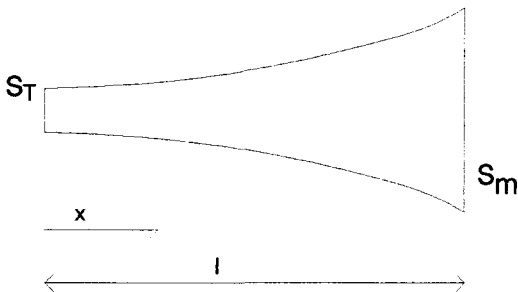


Figuur 4.15: Vergelijking van de weerstandstermen van een orifice volgens een Poiseuille-benadering (Poiseuille), Morse en de niet lineaire benadering volgens Ingard. De figuur is samengesteld bij $\omega = 1\text{kHz}$ en $h (=l) = 0.4\text{mm}$

In figuur 4.15 worden de weerstands termen volgens Morse en Ingard (niet lineair) met elkaar vergeleken voor een oplopende orifice-straal. Voor de vergelijking is tevens de weerstand voor een dun buisjes gegeven, zoals deze is bepaald is in de voorgaande paragraaf. Deze limiet is voornamelijk voor de situatie dat de gatdiameter kleiner wordt dan de plaatdikte. Voor de situatie waarin de figuur is gemaakt blijkt dat voor grotere diameters deze benadering redelijk overeen komt met de andere twee theorieën. Men zou dus kunnen overwegen om de Poiseuille-limiet ook voor de grotere gaten te gebruiken. In het verdere verslag is echter voor de theorie van Morse gekozen. Tussen de theorie volgens Morse en die van Ingard zit voor $r > 0.3\text{mm}$ nagenoeg geen verschil.

§4.6 De hoorn.

De hoorn is een akoestisch element dat vaak voor impedantie aanpassing wordt gebruikt. Door gebruik te maken van een hoorn kan de akoestische output van een systeem worden verhoogd. Het meest effectief gebeurt dit als de omtrek van de mond (het uiteinde met het grootste oppervlak) groter is dan de golflengte van de frequentie waarvoor de impedantie-aanpassing nodig is. De hoorns worden meestal naar hun vorm ingedeeld, bijv. parabolische hoorn ($S = S_T x$), de conische hoorn ($S = S_T x^2$) en de exponentionele hoorn ($S = S_T e^{mx}$). S_T is dan het oppervlak van de nek van de hoorn (zie figuur 4.16).



Figuur a)

Figuur b)

Figuur 4.16: De semi-oneindige hoorn in modelvorm (a) en het elektrisch vervangings-schema.

De impedantie van een hoorn wordt bepaald door de golfvergelijking te integreren over een volume-element van de hoorn. Hierbij wordt verder aangenomen dat de druk en snelheid over de doorsnede uniform zijn. In het geval van een exponentionele hoorn wordt voor de druk een differentiaal vergelijking gevonden [Pierce].

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c^2 m \frac{\partial p}{\partial x} - c^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0 \quad . \quad (4.47)$$

Uit deze vergelijking kan een oplossing voor de druk worden gevonden [Beranek]. Samen met deze oplossing en de impulsvergelijking kan de volumeflux worden bepaald. Met de druk en de volumeflux kan de impedantie op een doorsnede worden bepaald.

$$Z_a = \frac{\rho c}{S} \sqrt{1 - \frac{m^2}{4k^2} + i \frac{\rho c m}{2kS}} \quad (4.48)$$

Aan deze vergelijking voor de impedantie kan worden gezien dat voor frequenties waarvoor geldt dat

$$m > \frac{4\pi}{\lambda} \quad , \quad (4.49)$$

de impedantie van de hoorn puur imaginair is.

De frequentie (horende bij de golflengte) wordt dan ook de cut-off frequentie van de hoorn genoemd.

$$f_c = \frac{cm}{2\pi} \quad (4.50)$$

Voor frequenties lager dan de cut-off frequentie is de impedantie dus imaginair en wordt dus geen energie getransporteerd.

Als de hoorn gekoppeld is aan andere componenten kan zij (electrisch) gemodelleerd worden door de hoorn te discretiseren in een aantal cilinders. Als aansluiting wordt dan de impedantie van de nek van de hoorn genomen [Pierce]. Het vervangingsschema van de impedantie van de nek staat weergegeven in figuur 4.16 voor het geval dat $k > m/2$. Dus voor frequenties boven de cut-off frequentie. Verder kan dan het vervangingsschema worden genomen van steeds groter wordende cilinders [Amir].

§4.7 Het membraan.

Een membraan vormt een van de ingewikkeldste elementen om een vervangingsschema voor op te stellen. De ophanging van het membraan bijvoorbeeld is bepalend voor de effectieve massa en de stijfheid. De randvoorwaarden aan de rand van het membraan in een microfoon zijn echter niet bekend, zodat een exacte afleiding van het vervangingsschema niet mogelijk is.

In deze paragraaf zal dan ook geen volledige beschrijving van het membraan worden gegeven. Er zal slechts kort op de bouw van de verschillende componenten worden ingegaan.

Een membraan gedraagt (o.a. afhankelijk van de frequenties) zowel als een massa, een compliantie en een weerstand. De compliantie van een membraan wordt voornamelijk veroorzaakt door spanningen in het membraan (T) terwijl de weerstand voornamelijk afhankelijk is van het oppervlak van het membraan.

Bijvoorbeeld een rond membraan met een oppervlakte S in een buis heeft een impedantie (voor frequenties lager dan de resonantiefrequentie) van [Morse]

$$Z = \frac{\rho c}{S} - \frac{1}{i\omega} \frac{8T}{Sa^2} - i\omega c_1 \frac{\rho a}{S} \quad (4.51)$$

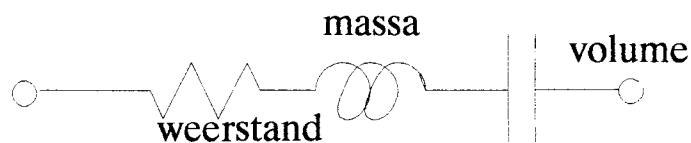
waarin c_1 een constante is die ongeveer 0,15 is. ρ is de dichtheid van de lucht en niet van het membraan.

Dit geeft een idee van de impedantie. Voor een afleiding van het gedrag van een membraan zie [Morse], [Merhaut].

$$\text{weerstand} = (\rho * c) / (S)$$

$$\text{massa} = (0.15 * \rho * a) / (S)$$

$$\text{volume} = (S * a^2) / (8 * T)$$

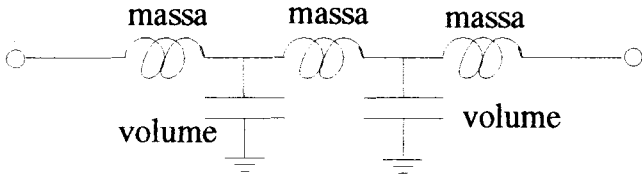
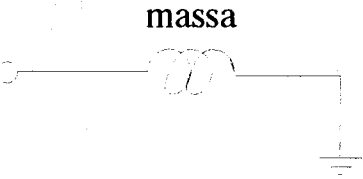
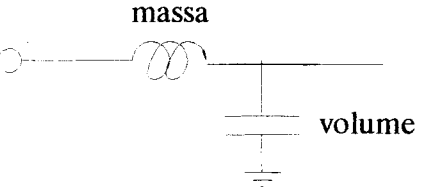



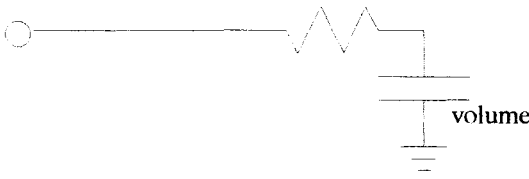
Figuur 4.17: Elektrisch vervangingschema van een membraan.

§4.8 Conclusie.

In tabel IV.III staat een overzicht weergegeven voor de opbouw van de verschillende acoustische elementen zoals ze in dit hoofdstuk zijn besproken. In het geval van een buisje geldt dat een dergelijke vervanging geldig is (een afwijking kleiner dan 5%) tot een lengte van $l \approx 0,3\lambda$. Als het buisje langer is, moet het buisje opgedeeld worden in een aantal kleinere buisjes, die wel aan deze voorwaarden voldoen.

Tabel IV.III:Overzicht vervangingsschema's

<p>buis</p>	<p> $massa = (1/(n+1)) * (l * \rho) / (S)$ $volume = (1/n) * (l * S) / (\rho * c^2)$ </p> 		
<p>buis met open uiteinde</p>	<p> $massa = (l * \rho) / (S)$ </p> 		
<p>buis met gesloten uiteinde</p>	<p> $massa = (l * \rho) / (3 * S)$ $volume = (l * S) / (\rho * c^2)$ </p> 		
<p>buis met wrijving</p>	<p>hoge frequenties</p>	<p>+weerstand (in serie)</p>	<p> $weerstand = \frac{2\alpha(v,T)}{\omega} \frac{V}{\rho c^2}$, $\alpha(v,T) = \frac{\delta_v P}{2 S} \left(1 + \frac{\gamma-1}{\sqrt{Pr}} \right)$ </p>
	<p>lage frequentie</p>		<p> $weerstand = \frac{8l\eta}{r^2 S}$ </p>

orifice	$\text{weerstand} = (\sqrt{2\omega v}) / (4S) * \ln(2 * r_{\text{orifice}} / h)$ $\text{massa} = \rho / (2 * r_{\text{orifice}})$ 
hoorn	$\text{volume} = (2 * S) / (m * \rho * c^2)$ $\text{weerstand} = (\rho * c) / (S) * \sqrt{1 - (m^2) / (4 * k^2)}$ 

Hoofdstuk 5:Modellering van een bestaande microfoons met behulp van lumped-networks.

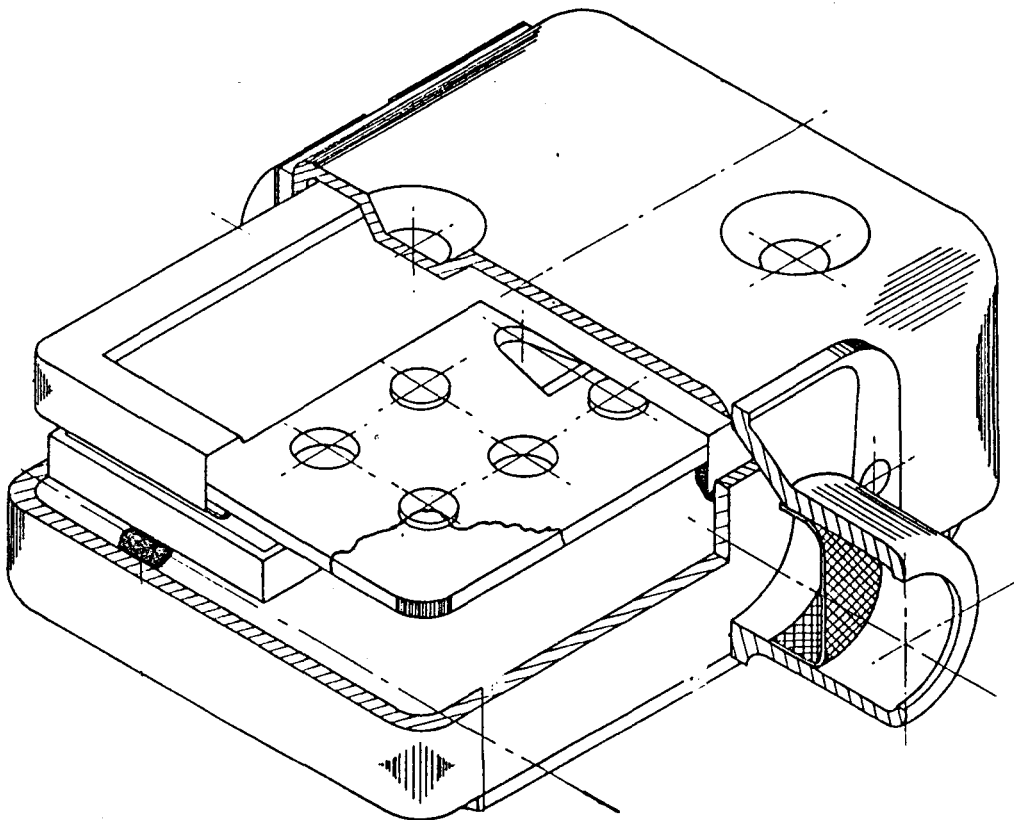
In dit hoofdstuk wordt een model van een microfoon met een enkele ingang behandeld. Allereerst zal een mechanisch model van de microfoon worden gegeven. Vervolgens zal worden ingegaan op de omzetting van de akoestische energie van de geluidsgolf naar elektrische energie. Samen met deze omzetting en het mechanische model zal een elektrisch vervangingsschema worden gegeven. Dit schema zal voor een bepaalde type microfoon uitvoeriger worden bekeken.

§5.1 Fysisch model van een bestaande microfoon.

In dit voorbeeld zullen mechanische, elektrische en akoestische componenten gecombineerd worden tot een schema wat het gedrag van een microfoon beschrijft.

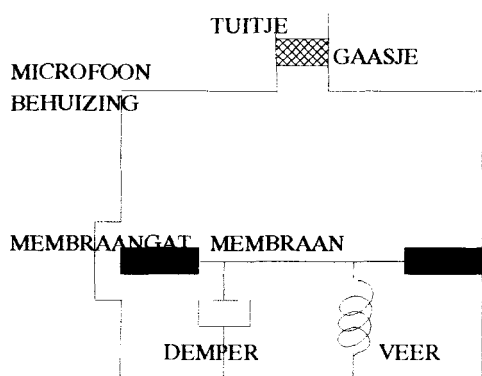
In hoorapparaten wordt het meest met het type electreet gewerkt, daar dit soort microfoons heel klein uitgevoerd kunnen worden. Een electreet microfoon werkt via het principe dat door het bewegen van het membraan (dat de helft van een condensator vormt) de capaciteit van een condensator verandert en daardoor de spanning hierover. Hierdoor zal dus een stroom gaan lopen die afhankelijk is van de positie van het membraan en dus van de druk.

Alvorens tot een elektrisch vervangingsschema te komen van een gewone microfoon wordt eerst gekeken naar de mechanische bouw van de microfoon (zie figuur 5.1).



figuur 5.1:Mechanisch bouw van een microfoon [Siemens].

De microfoon bestaat uit 3 volumes die van elkaar gescheiden zijn door een membraan en door een vaste plaat waar een aantal (bv 6) gaten in zitten. Verder zit in het membraan nog een klein gaatje dat er voor zorgt dat er geen permanente druk opbouw achter het membraan plaats vindt. Dit gaatje zorgt tevens voor de frequentiegevoeligheid van het membraan. Voor lage frequenties is het achtervolume 'bereikbaar', terwijl voor hoge frequenties dit gat als 'dicht' wordt gezien. Het membraan en de vaste plaat (backplate) vormen samen een condensator. Op deze condensator is een vaste grote statische lading aangebracht. De condensator geeft een stroompje af die via een FET naar buiten gaat. Het geluid komt binnen door een smalle spleet waarvoor een klein buisje zit waarin een gaasje is aangebracht. Een mechanisch model van een dergelijke microfoon staat weergegeven in figuur 5.2. Het mechanische membraan wordt voorgesteld als een zuiger die met een demper en veer verbonden is. Het gaatje in het membraan is te simuleren door parallel aan de zuiger een buisje voor te stellen. Door het groot aantal gaten in de backplate biedt deze geen stromingsweerstand en wordt deze dan ook vaak in het model weggelaten.



figuur 5.2: Mechanisch model van een electreet-microfoon.

Om het mechanische model om te zetten in een elektrisch model zijn nog de transformaties van mechanische/akoestische energie in elektrische energie nodig. In de volgende paragraaf zal deze overdracht besproken worden.

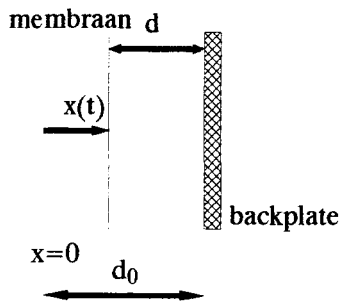
§5.2 De energieoverdracht tussen het mechanisch en elektrisch deel van de microfoon.

In deze paragraaf wordt er gekeken naar de koppeling die er bestaat tussen het mechanisch gedrag van het membraan en het elektrisch gedrag van het condensatorsysteem van membraan en backplate.

De drukkrachten op het membraan t.g.v. de geluidsgolven zorgen voor een variabele afstand tussen de twee condensatorplaten. Hierdoor zal er een variabele spanning over de condensator staan en een variabele lading op de platen staan.

Er wordt gekeken naar het systeem (zie figuur 5.3) in een mechanisch quasi-stationaire toestand. De drukkrachten en de spankrachten op en in het membraan zijn in evenwicht. Omdat in het verdere verhaal wordt gebruik gemaakt van lineaire theorie worden alleen harmonische verstoringen in rekening genomen.

In figuur 5.3 zijn de verschillende richtingen van de betrokken grootheden waaronder de verplaatsing x van het membraan en de kracht op het membraan F gedefinieerd.



figuur 5.3: Model van het condensator-systeem met de richtingsdefinities van de betrokken grootheden verplaatsing (x), stroom (I), en de kracht op het membraan (F).

Zoals al eerder is vermeld vormt het membraan met de vaste plaat een plaatcondensator. De capaciteitsvergelijking voor een plaatcondensator is

$$V = \frac{Q}{C_e} \quad , \quad (5.1)$$

waarbij V de spanning is over de condensatorplaten, Q de lading op een plaat (op beide platen zit in absolute waarde dezelfde lading Q) en C_e de capaciteit van de condensator. Naast de quasi-stationaire benadering, wordt er ook van uitgegaan dat de verschillende vergelijkingen lineariseerbaar zijn in de afwijking ten opzichte van het evenwicht, dus dat

$$d = d_0 - x(t) \quad |x| \ll d_0 \quad , \quad (5.2)$$

$$Q = Q_0 + q(t) \quad |q| \ll Q_0 \quad , \quad (5.3)$$

waar d_0 en Q_0 constante waarden en $x(t)$ en $q(t)$ tijdsafhankelijke fluctuaties van deze waarden. Er wordt er dus van uitgegaan dat er een grote (statische) lading aanwezig is op de platen. De fluctuaties ten gevolge de afstands-variatie worden dus klein geschat.

De spanning over de condensator zoals deze uit de het gedrag van de plaatcondensator (5.1) kan samen met de definitie van de capaciteit

$$C_e = \frac{\epsilon_0 A}{d} \quad , \quad (5.4)$$

worden geschreven als

$$V = \frac{Qd}{\epsilon_0 A} \quad . \quad (5.5)$$

Er wordt dus verondersteld dat het condensator systeem zich gedraagt als een ideale plaat condensator, en dat het de uitwijking van het membraan als uniform te beschouwen is. Er zou eventueel nog een geometrische factor voor de afwijking kunnen worden meegenomen ten compensatie van de niet uniforme uitwijking van het membraan. In de verdere beschouwing wordt hier echter van afgezien, daar er geen informatie beschikbaar is over deze niet-uniforme afwijking.

§5.2.1 De koppelingsbron.

De variatie van de spanning ($e(t)$) over de platen ten gevolge van ladings- ($q(t)$) en/of afstandsvariatie ($x(t)$) is

$$\delta V = \left(\frac{\partial V}{\partial Q} \right)_d \delta Q + \left(\frac{\partial V}{\partial d} \right)_Q \delta d \quad (5.6)$$

Deze variatievergelijking beschrijft hoe spanning over de platen reageert op een verandering van de lading en van de afstand tussen de platen. Door δQ te identificeren met q , δd met $(-x)$ en δV met e kan bovenstaande vergelijking worden omgeschreven tot:

$$e(t) = \frac{d_0}{\epsilon_0 A} q(t) - \frac{Q_0}{\epsilon_0 A} x(t) = \frac{1}{C_{e0}} q(t) - \frac{V_0}{d_0} x(t) \quad (5.7)$$

De tijdsafgeleide van de verplaatsing $x(t)$ is echter de snelheid van het membraan (u). Tevens is de tijdsafgeleide van $q(t)$ de stroom (i_s). Aangezien er wordt uitgegaan van alleen harmonische verstoringen geldt dus voor u en q

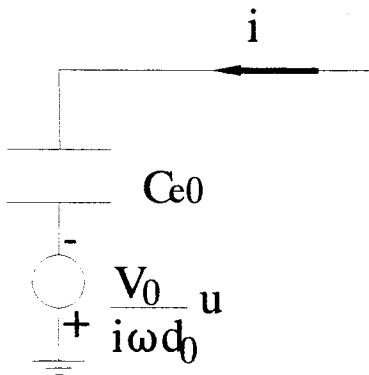
$$i_s = \frac{\partial q(t)}{\partial t} = i \omega q(t) \quad \text{en} \quad u = \frac{\partial x(t)}{\partial t} = i \omega x(t) \quad (5.8)$$

De elektrische vergelijking (5.7) kan hiermee worden geschreven in de grootheden snelheid, spanning en stroom.

$$e(t) = \frac{1}{i \omega C_{e0}} i_s(t) - \frac{V_0}{i \omega d_0} u(t) \quad (5.9)$$

Hierin is de tweede term van de rechterkant van de vergelijking de koppelingsterm van het mechanisch gedrag van het membraan naar een elektrische spanning over het membraan. De eerste term is het 'gewone' elektrische gedrag van een vaste condensator.

De koppelingsterm kan worden opgenomen in het elektrische vervangingsschema van de microfoon als een spanningsbron die afhankelijk is van de snelheid van het membraan (zie figuur 5.4). Daar echter het vervangingsschema is opgezet voor de akoestische elementen, moet voor de bepaling van de grootte van de term de snelheid van het membraan nog worden omgezet in een flux ϕ .



Figuur 5.4: Koppelingsbron.

§5.2.2 De terugkoppelingsbron.

Naast de omzetting van mechanische (akoestische) energie in elektrische energie bestaat er ook een terugkoppeling. De terugkoppeling wordt veroorzaakt door de elektrische kracht op het membraan F_e . De elektrische kracht [Feynman] op een rechthoekige condensatorplaat is

$$F_e = \frac{Q^2}{2\epsilon_0 A} \quad (5.10)$$

De kracht heeft een positief teken, dus in de positieve x -richting. De kracht wijst dus in de richting van de andere condensatorplaat en zal de afstand d reduceren.

De afgeleide van F_e naar de lading op de platen is in lineaire benadering

$$\delta F_e = \frac{\partial F_e}{\partial Q} \delta Q = 2 \frac{Q}{2\epsilon_0 A} \delta Q \quad (5.11)$$

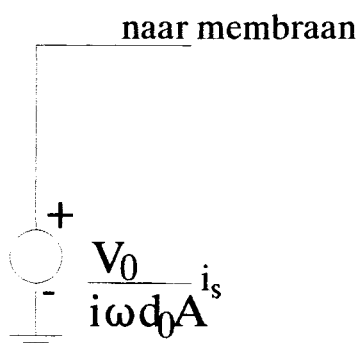
ofwel

$$\frac{Q_0}{\epsilon_0 A} (q(t)) = \left(\frac{V_0}{d_0} \right) (q(t)) = f(t) \quad (5.12)$$

$f(t)$ Is hierin de variabele elektrische kracht. Als $q(t)$ weer wordt omgezet in een stroom, word de terugkoppelingsterm

$$f(t) = \frac{V_0}{i \omega d_0} i_s(t) \quad (5.13)$$

Deze koppelingsterm kan worden opgevat als een spanningsbron in het elektrisch vervangingschema van de microfoon (zie figuur 5.5). Hier moet de kracht nog worden omgezet in een druk. De kracht moet gedeeld worden door het effectieve oppervlak (A) van het membraan.

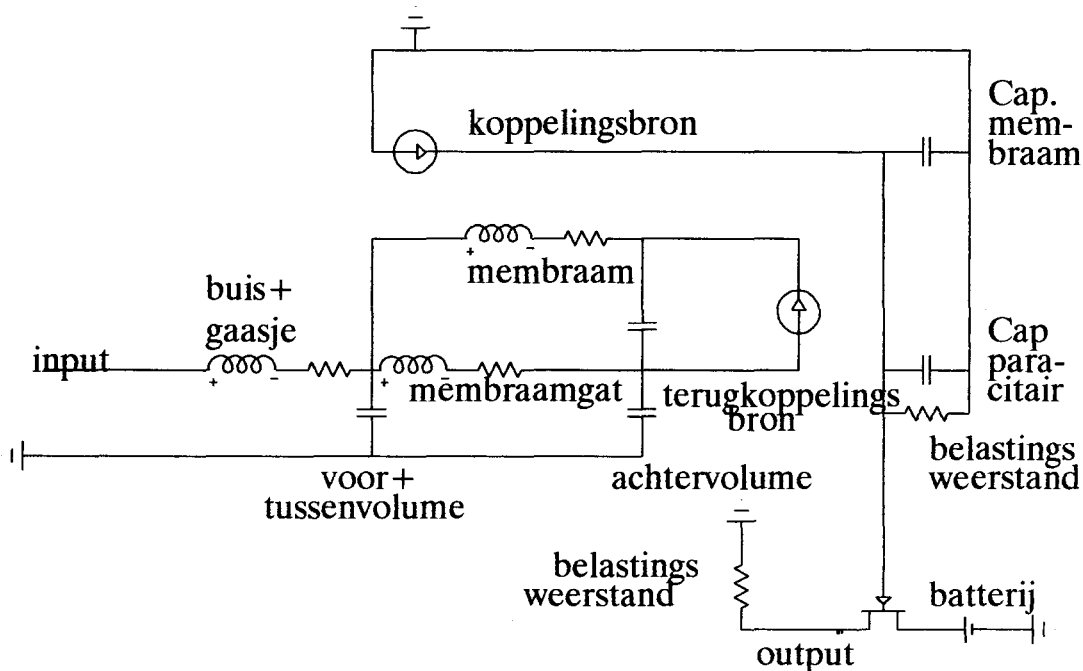


Figuur 5.5: Terugkoppelingsbron.

De twee extra spanningsbronnen vormen de koppeling tussen het elektrische gedeelte van de microfoon (de FET), die voor een versterking zorgt en het mechanische gedrag van het membraan. Samen met het elektrische vervangingsschema van de verschillende akoestische componenten (zoals is beschreven in hoofdstuk 3) is dit voldoende om de microfoon te beschrijven.

§5.3 Vertaling van het fysische model naar een lumped-network model.

Een elektrisch vervangingschema van het mechanische model zoals dat in paragraaf 5.1 is gegeven staat weergegeven in figuur 5.6.



Figuur 5.6: Elektrisch vervangingschema van een electreet microfoon.

De opbouw van dit schema wordt van links naar rechts gevolgd. De ingang van de microfoon bestaat uit een tuitje met daarin een gaasje die voor de stromingsweerstand zorgt. De aansluiting van dit tuitje op het daarachter liggende volume is gevormd door een spleet in de microfoonbehuizing. Het geheel van tuitje, gaasje en spleet is in het schema voorgesteld door de serieschakeling van een spoel en een weerstand.

Daarna vormt de condensator de elektrische vervanging van de compressibiliteit van het voorvolume en van het tussenvolume (het volume tussen de backplate en het membraan). Vervolgens komen er twee parallelle takken, één (een spoel en een weerstand) van het gat in het membraan en één van het membraan zelf (spoel, weerstand en een condensator). Het derde volume (achter het membraan) wordt weer weergegeven door een condensator.

Over de condensator staat de koppelingsbron. De extra bron is hier weergegeven als een stroombron, daar bij het omschrijven we een reële stroombron hebben tegenover een imaginaire spanningsbron.

Deze omschrijving wordt ook meestal in de literatuur [Marshall] toegepast. Zoals uit (5.13) blijkt is de terugkoppeling bron afhankelijk van de snelheid van het membraan (de stroom door de elektrische componenten) en staat zij over de condensator van de plaat-condensator.

De stroom hieruit gaat naar het elektrische gedeelte uit een microfoon die bestaat uit belastingsweerstand, een parasitaire condensator en een FET met een batterij. Het elektrische gedeelte zorgt voor een versterking van het signaal dat afkomstig is van het membraan.

§5.4 Toepassing van het lumped-network model op een type 9346-microfoon [Siemens].

In deze paragraaf wordt kort ingegaan op de toepassing van het bovenstaande model op een type 9346-microfoon [Siemens]. De waarden van de verschillende componenten zijn weergegeven onderstaande tabel. De verschillende componenten worden benoemd het schema van figuur 5.6 volgende van links naar rechts.

De resultaten van het model wordt vergeleken met de specificaties van de microfoon (§5.4.1). In §5.4.2 wordt er gekeken naar de invloed die bepaalde elementen hebben op de frequentie karakteristiek.

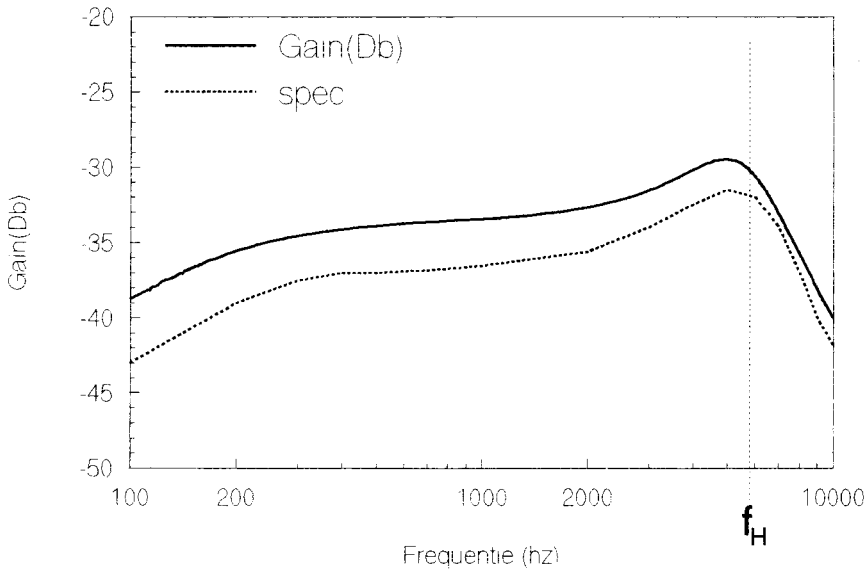
Tabel V.I.: Waarden van de verschillende componenten voor de een-inputs microfoon.

spoel	ingang	Linput	$9.76 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^4$
weerstand	ingang	Rinput	$2.28 \cdot 10^8 \text{ Ns/m}^5$
spoel	membraangat	Lhmem	$2.51 \cdot 10^4 \text{ kg/m}^4$
weerstand	membraangat	Rhmem	$5.49 \cdot 10^9 \text{ Ns/m}^5$
spoel	membraan	Lmem	$5.73 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^4$
weerstand	membraan	Rmem	$1.52 \cdot 10^8 \text{ Ns/m}^5$
condensator	membraan	Cmem	$7.4 \cdot 10^{-14} \text{ m}^5/\text{N}$
condensator	voor+tussenvolume	Cvv	$1.33 \cdot 10^{-14} \text{ m}^5/\text{N}$
condensator	achtervolume	Cav	$9.20 \cdot 10^{-14} \text{ m}^5/\text{N}$
stroombron	koppelingsbron	Sme	1.57 As/m^3
stroombron	terugkoppeling	Sem	0.174 V/Pa
condensator	membraan,electr.	Cemem	$6.69 \cdot 10^{-13} \text{ F}$
condensator	paracitair,electr.	Cepar	$1.3 \cdot 10^{-12} \text{ F}$
weerstand	belasting,electr.	Relast	$1e10 \text{ } \Omega$
weerstand	belasting,electr.	Rbel	$2.2e4 \text{ } \Omega$
battery		Vbatt	1.3 V

Fet gegevens : $\text{Beta}=6\text{m}; \text{Betatce}=-0.5; \text{Rd}=1; \text{Rs}=1; \text{Lambda}=1.167\text{m}; \text{Vto}=-0.3;$
 $\text{Vtotc}=-2.5\text{m}; \text{Is}=114.5\text{f}; \text{Isr}=1.091\text{p}; \text{N}=1; \text{Nr}=1; \text{Xti}=3; \text{Alpha}=506.8\text{u}$
 $\text{Vk}=251.7; \text{Cgd}=1\text{p}; \text{M}=.2271; \text{Pb}=0.5; \text{Fc}=0.5; \text{Cgs}=2.5\text{p}; \text{Kf}=2.918 \cdot 10^{-18}$
 $\text{Af}=1.$

§5.4.1 Vergelijking van het model met de specificaties.

Als proef van de correctheid van het model zijn de parameters van een echte microfoon gebruikt [model 9346 van Siemens]. In figuur 5.7 wordt de frequentie karakteristiek zoals deze uit de specificatie is verkregen vergeleken met de resultaten van het model.



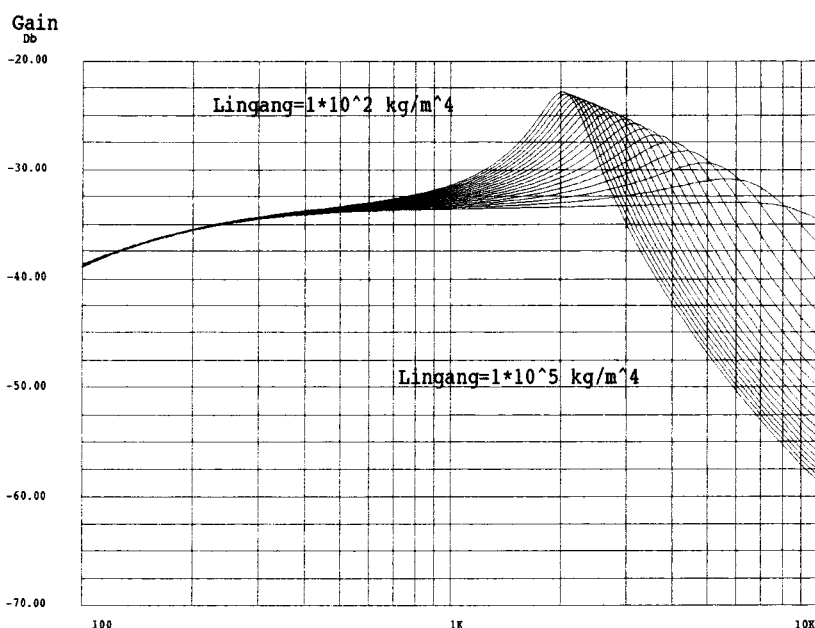
Figuur 5.7: Output van microfoon typ 9346 [Siemens] volgens specificatie (spec) en volgens microcap-simulatie (gain(dB)).

Hierin is de gain gegeven ten opzichte van de frequentie. Zowel het maximum als de helling bij de verschillende frequenties komen overeen. Alleen liggen de simulatiewaarden 2 tot 3 dB hoger dan de specificatiewaarden. Het maximum komt vrijwel overeen met de Helmholtz-frequentie ($\omega_H = \sqrt{c^2 S / V l}$). V is hierin het volume van de holte, en S en l respectievelijk het oppervlak en lengte van het ingangsbuisje [Pierce]. De frequentie f_H zoals deze in figuur 5.7 staat weergegeven wordt is $(2\pi * (\sqrt{L_{input} * C_{vv}}))^{-1}$. Dit komt overeen met de definitie van de Helmholtz-frequentie, als de akoestische massa van de ingang als geheel vertaald wordt in een akoestische massa van een buisje. Het maximum wordt dus bijna in het geheel (akoestisch) veroorzaakt door de ingang met het achterliggende volume. Dit vermoeden wordt bewaarheid als naar het gedrag van de verschillende componenten wordt gekeken.

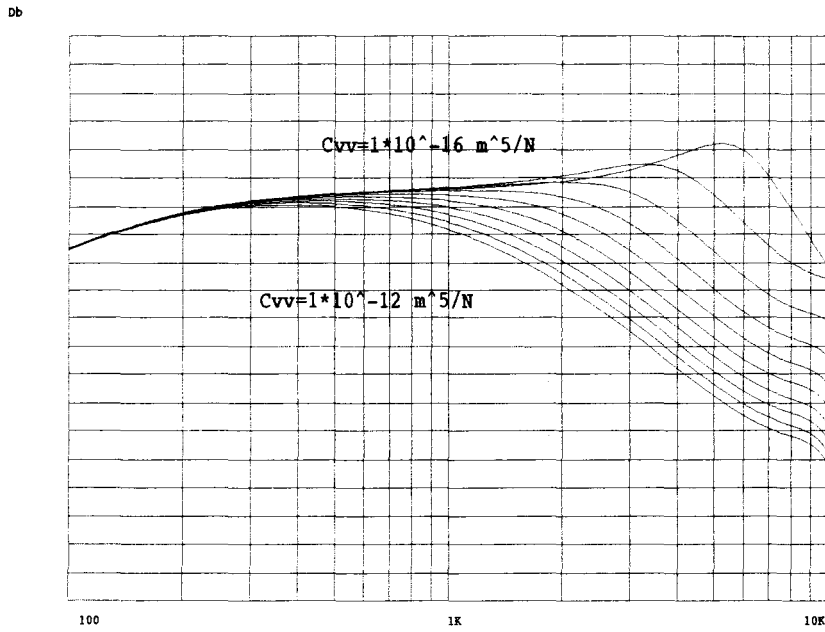
De amplitude-afwijking tussen de simulatie en de specificatie, kan een aantal oorzaken hebben. Eén van de verklaringen kan de linearisatie van de vergelijking voor het bepalen van de koppelingsbronnen tussen het akoestisch en elektrisch gedeelte zijn. Verder zijn er natuurlijk nog de onzekerheden in de gebruikte modellen van bijvoorbeeld het membraan etc..

§5.4.2 De invloed van verschillende parameters op de frequentiearakteristiek.

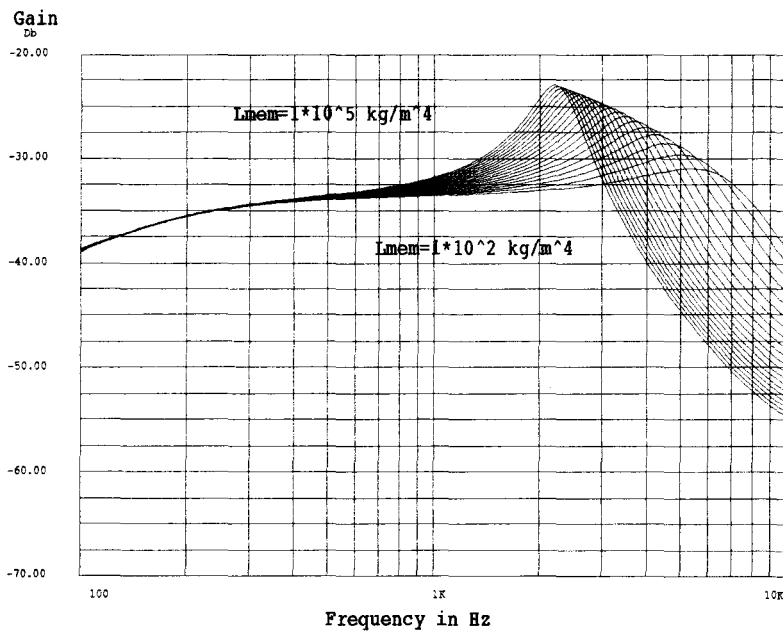
De karakteristiek van de output wordt in hoofdzaak bepaald door vier componenten. Namelijk door de massa van de ingang (tuitje plus de spleet), de compressibiliteit van het volume wat bestaat uit het voor en tussenvolume, de massa van het membraan en de weerstand van het gat in het membraan. De weerstand van het gat in het membraan is bepalend voor de helling tussen 1kHz en 2kHz. De andere drie zijn primair bepalend voor de ligging van het maximum (Helmholtz-frequentie). De overige componenten zoals bijvoorbeeld de koppelingsbronnen of de compressibiliteit veroorzaken een verandering van het gemiddelde uitgangsniveau, maar de frequentiearakteristiek verandert niet (zie figuur 5.8). De dempingen veroorzaakt door de weerstanden van de ingang en de demping van het membraan veroorzaken een daling van de resonantiepiek.



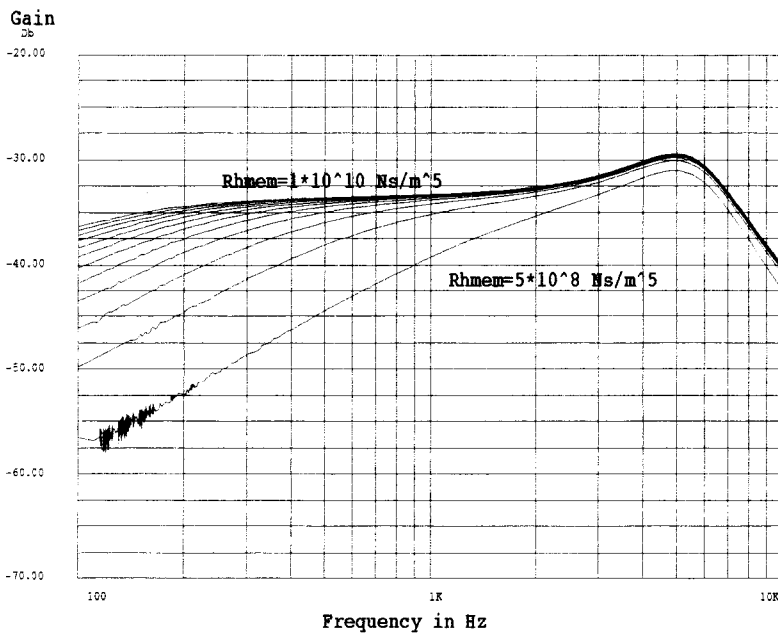
Figuur 5.8 (a): Variatie van L_{ingang} (akoestische massa) van $1 \cdot 10^2 \text{ kgm}^{-4}$ tot $1 \cdot 10^5 \text{ kgm}^{-4}$ in stappen van $5 \cdot 10^3 \text{ kgm}^{-4}$.



Figuur 5.8 (b): Variatie van C_{vv} (akoestisch volume) van $1 \cdot 10^{-16} \text{ m}^5/\text{N}^{-1}$ tot $1 \cdot 10^{-12} \text{ m}^5/\text{N}^{-1}$ in stappen van $1 \cdot 10^{-13} \text{ m}^5/\text{N}^{-1}$.

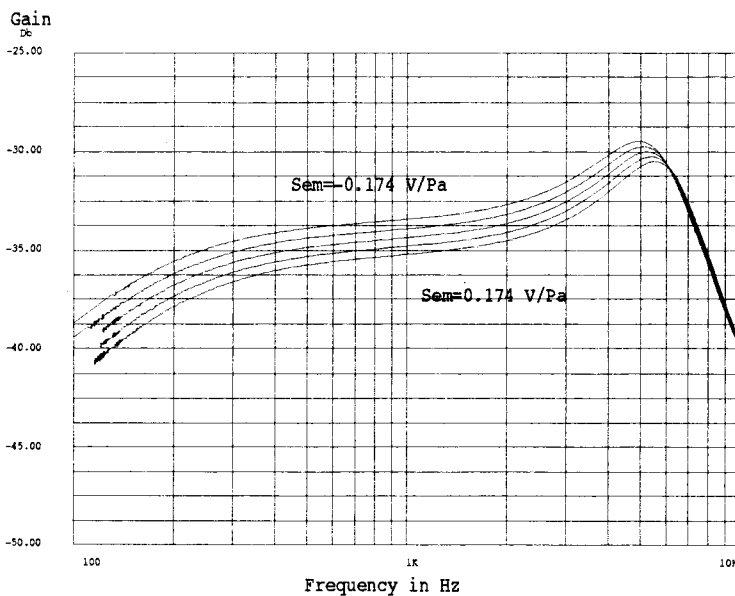


Figuur 5.8 (c): Variatie van L_{mem} (akoestische massa van het membraan) van $1 \cdot 10^2 \text{ kgm}^{-5}$ tot $1 \cdot 10^5 \text{ kgm}^{-5}$ in stappen van $5 \cdot 10^3 \text{ kgm}^{-5}$.



Figuur 5.8 (d): Variatie van de weerstand van het gat door het membraan van $5 \cdot 10^8 \text{ Nsm}^{-5}$ tot $1 \cdot 10^{10} \text{ Nsm}^{-5}$ in stappen van $7.5 \cdot 10^8 \text{ Nsm}^{-5}$.

In de berekeningen zoals ze in het verdere verslag zijn uitgevoerd is een fout van een factor twee in de terugkoppelingsbron gemaakt. Dit heeft een verschil van 1 à 1,5 dB tot gevolg (zie figuur 5.9). Voor de verdere conclusies zoals ze in het verslag worden gedaan heeft dit echter geen invloed.



Figuur 5.9: Variatie van de terugkoppelingsbron van -0.174 V/Pa naar 0.174 V/Pa in stappen van 0.087 V/Pa .

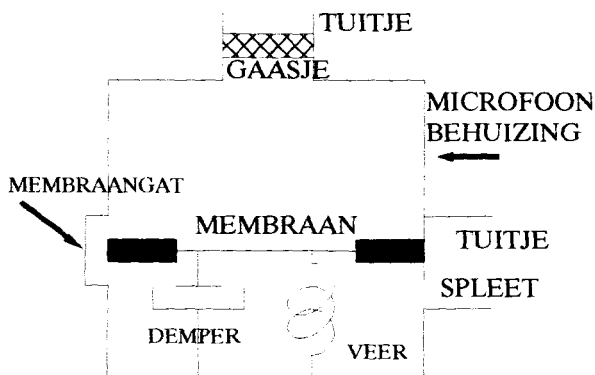
Hoofdstuk 6: De twee-input microfoon.

In dit hoofdstuk zal de twee-input microfoon worden behandeld. Het model zal worden vergeleken met metingen wat betreft frequentieafhankelijkheid, maar vooral wat betreft hoekafhankelijkheid. Er zijn tevens metingen verricht aan de twee-input microfoon waar buisjes zijn aangebracht. In deze buisjes waren al dan niet ook gaatjes geboord. Allereerst zal kort een mechanisch model van de gebruikte microfoon worden gegeven (§1). Deze wordt weer vertaald naar een elektrisch vervangingsschema (§2), waarvan in §3 de waarden en de herkomst van de waarden worden gegeven van het gebruikte type microfoon. Vervolgens zal de meetopstelling kort worden besproken, waarna in de daarop volgende paragrafen de meetresultaten zullen worden behandeld.

§6.1 Fysisch model van een bestaande twee-input microfoon.

De twee-input microfoon verschilt wat betreft opbouw niet veel van de een-input microfoon. De twee-input microfoon heeft nog een tweede ingang (zie figuur 6.1).

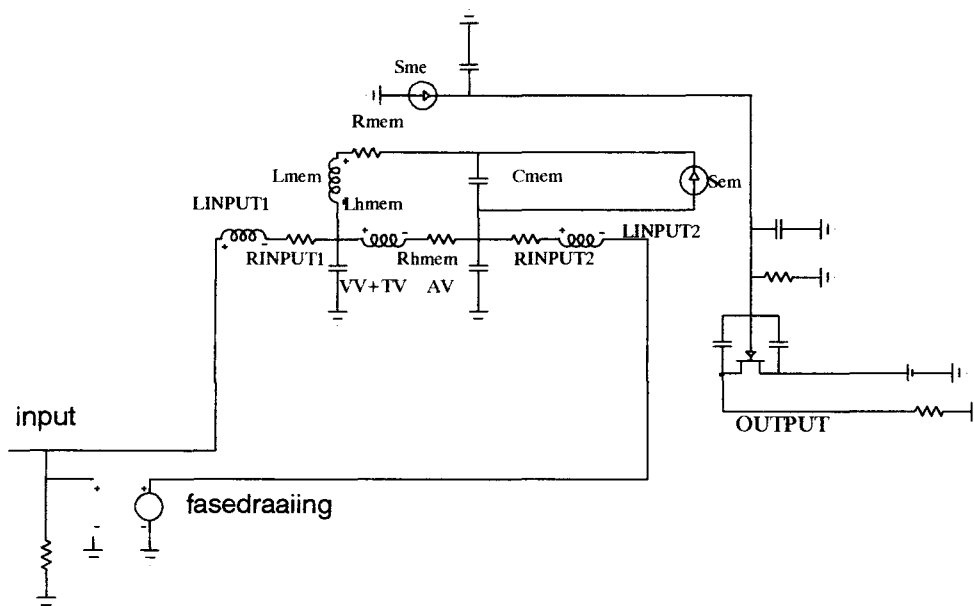
In het geval van de gebruikte microfoon (M60 van Siemens) wordt de eerste ingang gevormd door een tuitje met als aankoppeling op de volumes een smalle spleet. De tweede ingang bestaat uit een tuitje met daarin een gaasje. Verder bestaat de microfoon wederom uit twee volumes, een membraan en een gaatje door het membraan (voorgesteld door een parallel buisje).



Figuur 6.1: Mechanisch model van een twee-input electreet microfoon.

§6.2 Vertaling van het fysische model naar een lumped-network model.

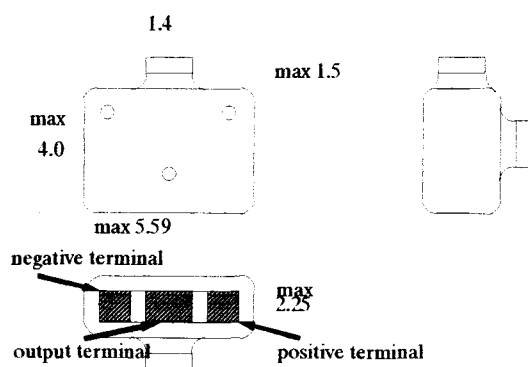
Daar de opbouw van de twee-input microfoon hetzelfde is als die van de een-input microfoon lijkt het elektrische vervangingsschema ook op dat van de een-input microfoon. De tweede ingang (de ingang met het gaasje uit figuur 6.1) komt in het schema aan het achtervolume. Beide ingangen zijn vervolgens verbonden met een extra spanningsbron die voor de fase draaiing, corresponderend met de externe looptijd van de geluidsgolf tussen de twee ingangen. De amplitudeverzwakking tengevolge van het afleggen van een grotere afstand wordt dus niet meegenomen omdat de microfoon zeer klein is ten opzichte van de afstand tot de bron. De verdere structuur van het schema blijft hetzelfde als die van de een input- microfoon (zie figuur 6.2).



Figuur 6.2: Elektrisch schema van de twee-input microfoon.

§6.3 Toepassing van het lumped-network model op een type-M60 microfoon.

In figuur 6.2 is het elektrische vervangingsschema van een twee inputs-microfoon gegeven. In deze figuur zijn tevens de component-namen vernoemd, waarvan de waarden en herkomsten staan weergegeven in tabel IV.I. De herkomst van de verschillende componenten zijn allen afgeleid in hoofdstuk 4, behalve de massa en weerstand van een spleet. Deze zijn afkomstig uit [Beranek]. De microfoon waar de waarden voor zijn bepaald is een type M60-microfoon [Siemens] (zie figuur 6.3).



Figuur 6.3: M60-microfoon [Siemens]. De afmetingen zijn in mm.

De geometriegegevens die gebruikt zijn ter bepaling van de verschillende componenten waren ter beschikking gesteld door Siemens [Siemens]. Deze waarden zijn weergegeven in appendix B.

tabel V.I: Verklaring herkomst waarden model

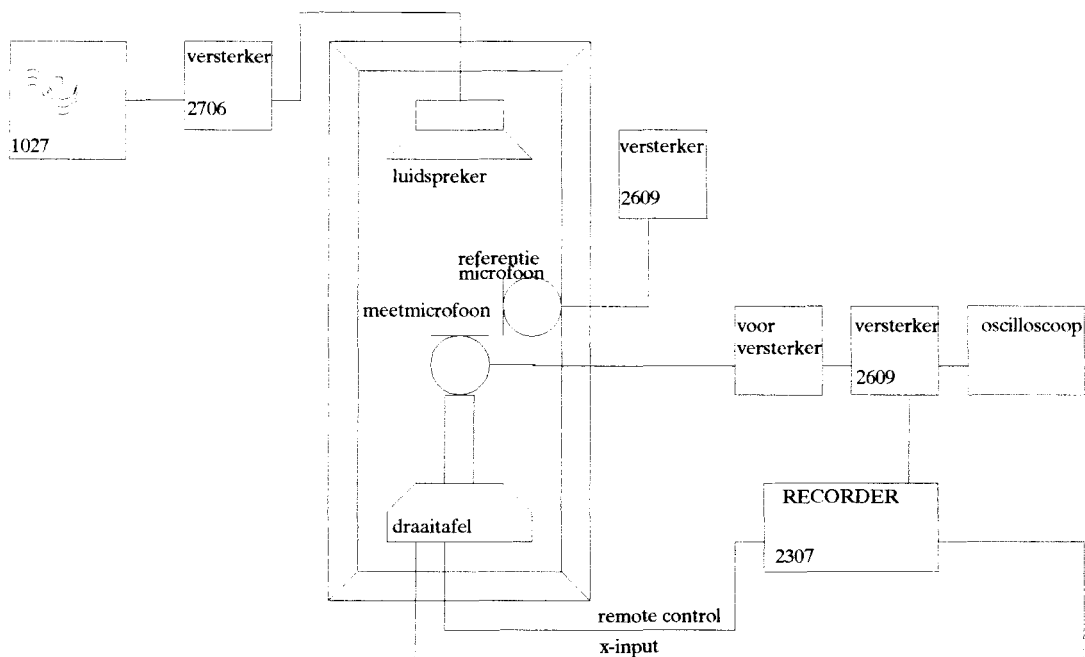
Linput1	massa	tuit	$\frac{\rho l_{tuit}}{S_{tuit}}$	$9.76 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^4$
	spleet		$\frac{6 \rho l}{5 w t}$	
Rinput1	weerstand	spleet	$\frac{12 \eta l}{t^3 w}$	$1 \cdot 10^5 \text{ Ns/m}^5$
Linput2	massa	tuit	zie Linput1	$9.76 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^4$
Rinput2	weerstand	gaasje	schatting op grond van weerstanden van bekende gaasjes	$4 \cdot 10^8 \text{ Ns/m}^5$
VV	volume	voorvolume	$\frac{V}{\rho c^2}$	$1.1 \cdot 10^{-14} \text{ m}^5/\text{N}$
TV	volume	tussenvolume	zie VV	$2.7 \cdot 10^{-15} \text{ m}^5/\text{N}$
AV	volume	achtervolume	zie VV	$9.2 \cdot 10^{-14} \text{ m}^5/\text{N}$
Lhmem	massa	gat in membraan	$\frac{\rho}{2 r_{orifice}}$	$3.23 \cdot 10^4 \text{ kg/m}^4$
Rhmem	weerstand	gat in membraan	$\frac{\rho \omega \delta_v}{4 \pi r_{orifice}} \ln \left(\frac{2 r_{orifice}}{\delta_v} \right)$	$65.8 \cdot 10^{6 \cdot \sqrt{f}} \text{ Ns/m}^5$
Lmem	massa	membraan	fabrieksgegevens	$5.73 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^4$
Rmem	weerstand	membraan	fabrieksgegevens	$1.52 \cdot 10^8 \text{ Ns/m}^5$
Cmem	veerconstante	membraan	fabrieksgegevens	$7.4 \cdot 10^{-14} \text{ m}^5/\text{N}$
Sme	stroombron	koppelingsbron	$\frac{V_0 C_{e0}}{d_0 S_{membraan}}$	1.57 As/m^3
Sem	stroombron	terugkoppeling	$2 \frac{V_0 C_{m0}}{d_0 S_{membraan}}$	0.348 V/Pa

§6.4 De Meetinstrumentatie.

§6.4.1 De meetopstelling.

Om de verschillende modellen te testen zijn dus metingen verricht aan een microfoon. Verder zijn aan de microfoon buisjes bevestigd buisjes (al dan niet met gaatjes in de buisjes). Er is gemeten met buisjes omdat dit de meest eenvoudige en logische uitbreiding is van een losse microfoon. Door buisjes aan het systeem toe te voegen kan de afstand tussen de twee ingangen vergroot worden. Na buisjes zijn gaten (in de buisjes) een logische en wederom vrij eenvoudige extensie van het systeem.

De metingen zijn verricht in een dode kamer (kamer met wanden van absorberend materiaal) (zie figuur 6.4). Deze dode kamer was beschikbaar bij Philips Hearing Instruments. Een luidspreker werd via een functiegenerator aangestuurd. Er werd gemeten met twee microfoons. Eén referentiemicrofoon die was bevestigd $\approx 10\text{cm}$ boven de tweede microfoon, de meetmicrofoon. Het meetsysteem was bevestigd op een draaitafel die aangestuurd werd door een recorder, waarmee polaire grafieken van de microfoonresponsie kunnen worden gemaakt. Op deze recorder was via twee versterkers het signaal van de meetmicrofoon aangesloten.



Figuur 6.4: Meetopstelling in de dode kamer.

De versterkers (BK type 2609) geven de druk (spanning) aan boven de -120 dB .

De uitgangsspanning afgelezen op deze versterker wordt gebruikt om de schrijver te 'ijken', daar de schrijver zelf ook nog een versterking heeft (die in principe onbekend is). Verder moet er nog worden gecompenseerd voor de ingangsdruk die voor alle metingen (tenzij

anders vermeld) op $SPL=75$ dB is gehouden. Deze waarde werd gekozen omdat 75 dB (SPL) bijna voor het gehele frequentiespectrum (dat waar het oor gevoelig voor is, namelijk van ≈ 100 tot 10kHz) in het gehoorsgebied ligt. Bij de simulatie wordt een ingangssignaal van 1Pa gebruikt ($SPL=94$ dB). Voor deze ingangsdruk moet bij vergelijking tussen theorie en experiment dus een correctie van +19 dB in rekening worden gebracht. De versterking wordt gevormd door een voorversterker (+30 dB) en de versterker BK 2609. De schrijver heeft ook nog een versterking. Deze is echter in principe onbekend. Deze schrijver wordt geijkt met de versterker BK 2609. Hiermee is de totale compensatie te bepalen.

Bijv. De BK 2609 geeft 88.5 dB aan en de schrijver 37.8 dB.

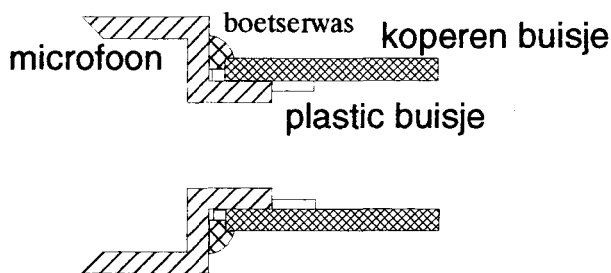
Volgens de BK 2609 komt dan uit de microfoon $(88.5-120)_{2609} - 30_{\text{voorversterker}} = -61.5$ dB. Deze moet voor de vergelijking met de simulaties nog worden verhoogd met 19 dB_{ingangsdruk}. Dus 37.8 dB op de schrijver komt overeen met -42.5 dB. Dus voor de vergelijking moet de simulatie 80.3 dB worden verhoogd (of de meting met 80.3 dB verlaagd).

In het verslag zijn de simulaties verhoogd.



Figuur 6.5: Versterkingopbouw meetsignaal.

Voor de buisjes zijn koperen buisjes met een binnendiameter van 1,62 mm (± 0.02) en een buitendiameter van 2,34 mm (± 0.02) gebruikt. Als aanhechting op de microfoon werden kleine plastic buisjes gebruikt, eventueel met als extra afdichting nog boetserwas op de aansluiting (zie figuur 6.3).



Figuur 6.6: Ophanging van de koperen buisjes aan de microfoon.

Er is gemeten aan de microfoon met buisjes van verschillende lengte variërend van 0 tot 5cm. Verder zijn er metingen verricht waarbij er gaatjes in de zijwand van één of in beide buisjes waren gemaakt, dit om de asymmetrie tussen de twee kanten te vergroten.

De gaatjes waarbij gemeten is hebben een diameter van 0,3 , 0,4 , 0,5 en 0,9 mm.

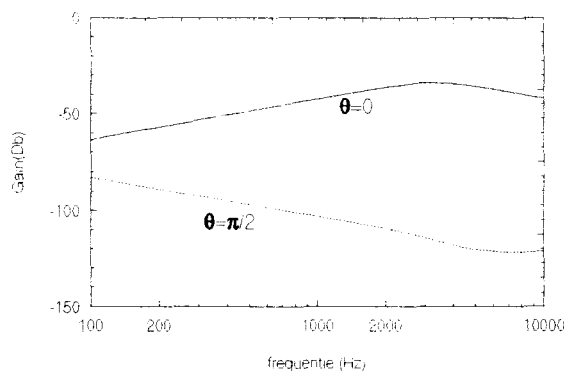
Ten gevolge van de bouw van de M60-microfoon staan de twee buisjes onder een onderlinge hoek van 90 graden.

De metingen zoals ze verricht zijn, zijn richtingskarakteristieken bij verschillende frequenties. Op deze wijze zijn in één meting zowel een richtingskarakteristiek bekend als een frequentie karakteristiek). De frequenties waarop gemeten zijn, zijn: 500Hz, 1000Hz,

2000Hz, 5000 Hz en 8000Hz. Met deze keuze frequenties is het hele (interessante) frequentiespectrum doorlopen. Er is bij 5000Hz en niet bij 4000Hz gemeten daar vooraf bekend was, dat het maximum in de buurt van de 5kHz zou liggen. De hogere frequentie dan de verwachte 4kHz is gekozen om meer informatie omtrent het maximum te verkrijgen.

§6.4.2 simulatiepakket.

Het gebruikte simulatiepakket voor het doorrekenen van de elektrische simulaties is Microcap 3.1 (versie 5). Om informatie omtrent de ruis van dit pakket te verkrijgen is het elektrische model (zie figuur 6.1) symmetrisch gemaakt rond het membraan. De twee ingangen en de twee volumes boven en onder het membraan zijn aan elkaar gelijk gemaakt. De resultaten van een dergelijk gesymmetriseerdmodel is weergegeven in figuur 6.7. Bij een 90° -inval (het geluidssignaal komt tegelijkertijd aan bij beide ingangen) zou bij een perfect model de output nul of $-\infty$ dB zijn. Te zien is dat de output ≈ -120 dB is. Dit is het resultaat van het aftrekken van twee getallen (signalen). Dit vormt dus de numerieke ruis (≈ 100 dB) van het gebruikte rekenpakket. De werkelijke minimale gain wordt gevormd door de computergrens namelijk -600 dB ($20 \log(10^{-32})$).



Figuur 6.7: Output van de tweeliningsmicrofoon bij het symmetrisch maken van het systeem door de beide ingangen en volumes aan elkaar gelijk te maken.

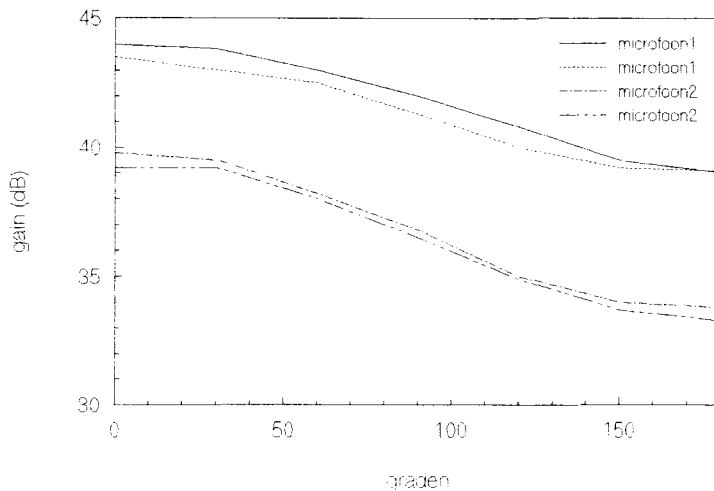
§6.5 Metingen.

Alle metingen worden vergeleken met het lumped-networks model uit hoofdstuk 6. De verschillen tussen model en meting geven inzicht in de nauwkeurigheid van de meting maar vooral in de juistheid, nauwkeurigheid en bruikbaarheid van de modellen.

In tabel VI.I staan de verschillende gebruikte modellen en hun waarden van de verschillende onderdelen van het te bekijken systeem. De waarden van de mechanische onderdelen zijn afkomstig van Siemens [Siemens].

Om na te gaan wat de nauwkeurigheid is van de metingen en tegelijkertijd een schatting te krijgen van de onderlinge variatie van microfoons van het zelfde type zijn verschillende microfoons gemeten (figuur 6.8). Hieruit blijkt dat tussen microfoons onderling wat betreft gain (uitgangsspanning) enkele dB's (4-5dB) kunnen verschillen, echter de richtingsgevoeligheid van een microfoontype blijft vrijwel hetzelfde.

Verder kan uit deze figuur worden geconcludeerd dat de meetnauwkeurigheid ≈ 1 dB bedraagt.



Figuur 6.8: Meetresultaat van twee series van metingen verricht met twee verschillende microfoons. Het resultaat staat weergegeven voor 1000 Hz.

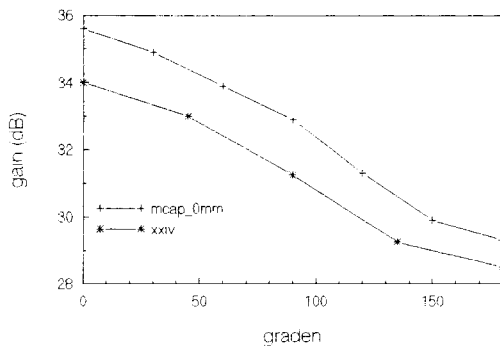
Ook een nauwkeurigheid voor de DI kan hieruit worden gehaald. De DI voor microfoon 1 is (2,4 dB) en voor microfoon 2 (2,8 dB). Een nauwkeurigheid kleiner dan 0,5 dB is dus zeker niet te verwachten.

In het geval van de vergelijking van meetresultaten en modeluitkomsten moet dus voornamelijk gekeken worden naar met de vorm van de verschillende karakteristieken (frequentie en hoekafhankelijkheid) dan naar de absolute waarde van het resultaat.

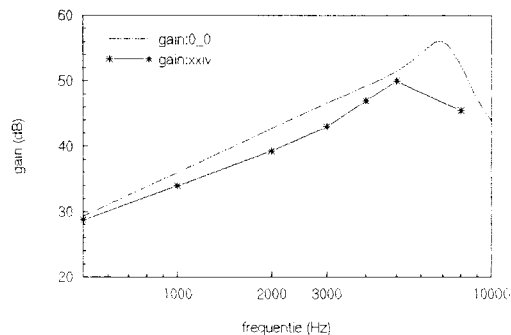
§6.6 Metingen aan een twee-input microfoon.

Als eerste wordt natuurlijk gekeken naar een microfoon zonder buisjes. In figuur 6.9 wordt de meting (xxiv) vergeleken met de uitkomst van het model zowel wat betreft hoekafhankelijkheid (a) als frequentieafhankelijkheid (b).

Zoals al in hoofdstuk 5 is gezegd is de weerstand van het gaasje moeilijk te bepalen. Door het gaasje te vergelijken met gaasjes waarvan de weerstand bekend is, kan een schatting worden gemaakt. De resultaten van het model van het model zijn dan ook verkregen door in dit gebied de weerstand van het gaasje te fitten. Als fitdoel is voornamelijk naar het richtingsgevoelige gedrag gekeken, door bij verschillende frequenties (500,1kHz,2kHz,5kHz,8kHz) naar verschillende hoeken te kijken.



Figuur a)



Figuur b)

Figuur 6.9: Vergelijking van de resultaten van een meting (xxiv, gain:xxiv) en de uitkomst van de numerieke bepaling (mcap_0mm, gain:0_0) via het gebruikte model wat betreft hoekafhankelijkheid (a) bij 1000Hz en wat betreft frequentieafhankelijkheid bij een hoek van 0°.

Uit figuur 6.9 volgt dat het gedrag van het model wat betreft hoekafhankelijkheid en het frequentiegedrag redelijk goed overeen komen met de meetresultaten. Alleen wat betreft amplitude komen ze niet overeen. Verder kan uit figuur 6.9 (b) niet de positie van het maximum in de versterking uit de meting bepaald worden. In de ligging van het maximum is dus nog enige onzekerheid.

§6.7 Metingen aan een twee-input microfoon met buisjes.

§6.7.1 Meetresultaten.

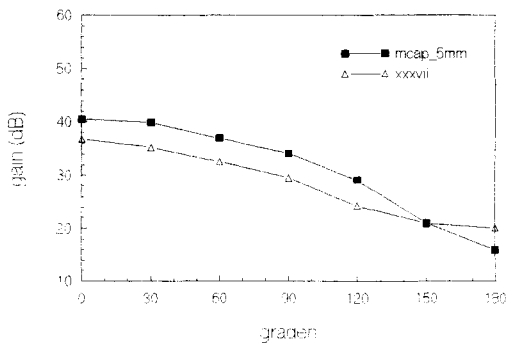
Er is dus nog enige onzekerheid over het model van de microfoon, echter als uitgangspunt om de invloed van verdere componenten te bestuderen, is het model acceptabel te noemen.

Als volgende componenten worden buisjes aan de microfoon aangebracht. De resultaten van metingen en de modelwaarden staan weergegeven in figuur 6.10.

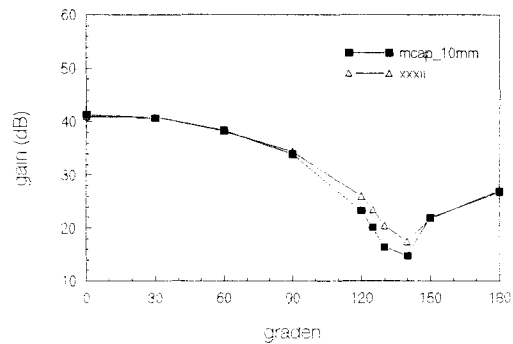
In dit geval zijn op een twee inputsmicrofoon op beide ingangen buisjes aangebracht van dezelfde lengte. In een later stadium zal uit deze meetgegevens de interne vertragingstijd van een microfoon bepaald worden.

Uit de verschillende figuren (6.10) blijkt op het eerste gezicht en redelijke goede overeenkomst is tussen de metingen en de modelwaarden voor de buislengtes 10,20 en 50mm. Het gedrag wat betreft ligging van het minimum komt goed tot zeer goed overeen met de metingen. Echter bij de 5mm buisjes lijkt er een significante afwijking te zijn.

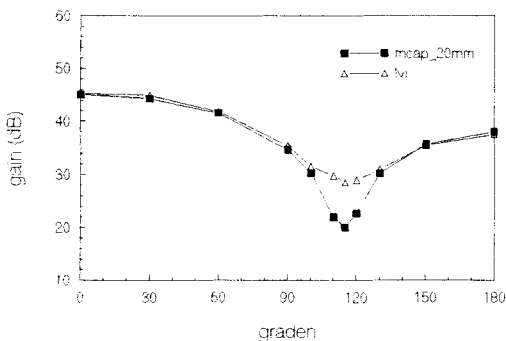
Het lijkt of de afstand tussen de twee ingangen bij het simulatiemodel groter is dan bij de meting want de meting loopt vlakker. Dat dit overeenkomt met een kleinere lengte is te zien in figuur 6.11 waar een overzicht staat voor de verschillende modeluitkomsten voor de verschillende buislengtes.



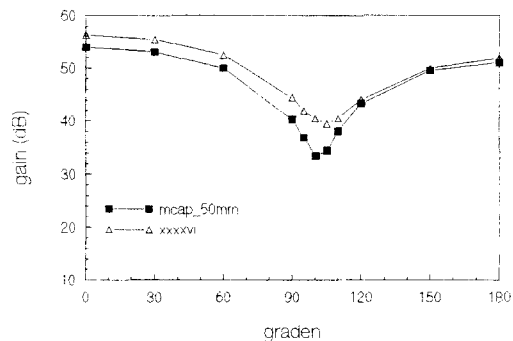
Figuur 6.10 a)



Figuur 6.10 b)

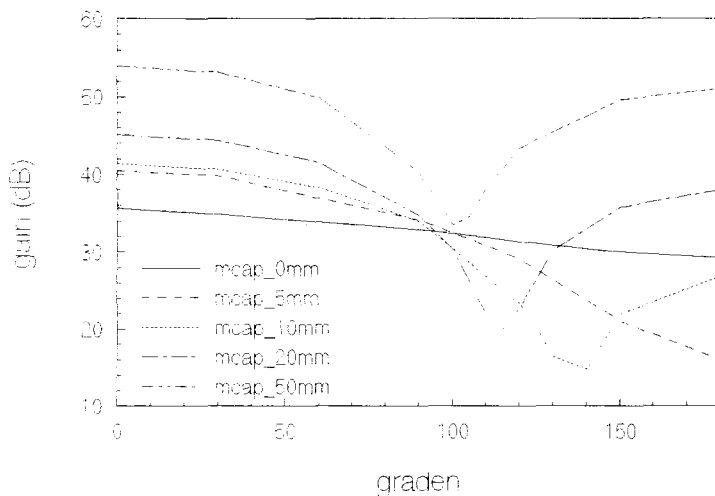


Figuur 6.10 c)



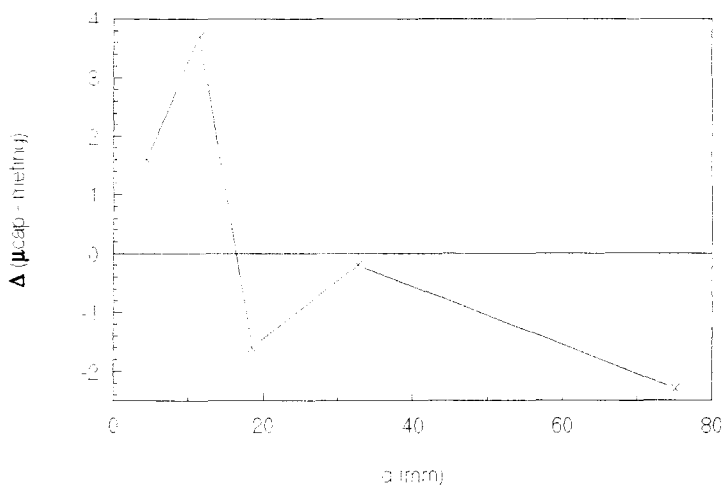
Figuur 6.10 d)

Figuur 6.10: Vergelijking van metingen (Δ) en modeluitkomsten (\blacksquare) voor verschillende buislengtes, namelijk (a) 5mm, (b) 10mm, (c) 20mm en (d) 50 mm. De weergegeven grafieken zijn bij 1000Hz.



Figuur 6.11:Overzicht van de verschillende resultaten van het gebruikte model voor verschillende buislengten.

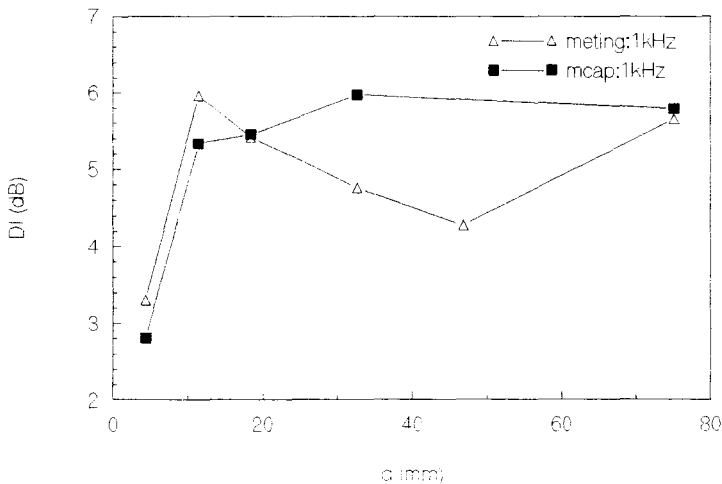
Om een inzicht te krijgen in de afwijking van het model ten op zichten van de metingen wordt gekeken naar het amplitude verschil tussen de meting en het model bij 0 graden. Het resultaat staat weergegeven in figuur 6.12 tegen de totale afstand (d) tussen de twee ingangen. Hieruit blijkt dat voor kleine lengten de afwijking positief zijn terwijl ze voor grote lengten negatief zijn.



Figuur 6.12:Afwijking tussen het model (μcap) en de verschillende metingen.

In figuur 6.10 is te zien dat de minima van de simulaties dieper liggen dan de minima in de metingen. Dit heeft gevolgen voor de directivity index (DI) (zie figuur 6.13). De DI van de simulaties zal over het algemeen hoger liggen dan die van de metingen. Dit is ook goed te zien in figuur 6.11. Bij die afstanden waar sprake is van een minimum voor $\theta < \pi$ ligt de DI van de simulaties hoger dan de gemeten DI. Het snel oplopende karakter van de DI voor kleine afstanden en het vlakker aflopen bij grotere komt wel redelijk met elkaar

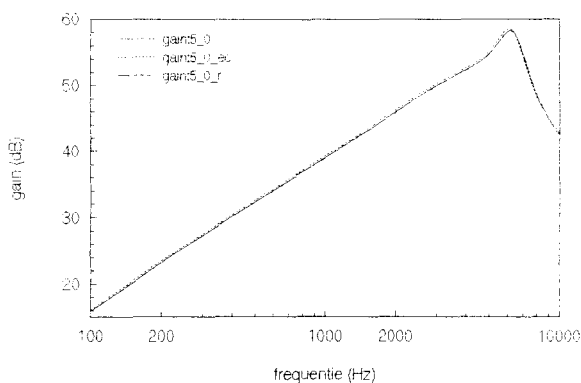
overeen. De overeenkomst is het best voor de kleine afstanden tussen de twee ingangen. De voorspellende waarde voor de directivity index is dus niet erg groot als de afstanden tussen de twee ingangen groot worden. In dat geval kan het verschil oplopen tot zo'n 1,5 dB (een afwijking van $\approx 16\%$). Dit is een significante afwijking gezien de schatting van de nauwkeurigheid van 0,5 dB zoals deze is gemaakt uit figuur 6.8.



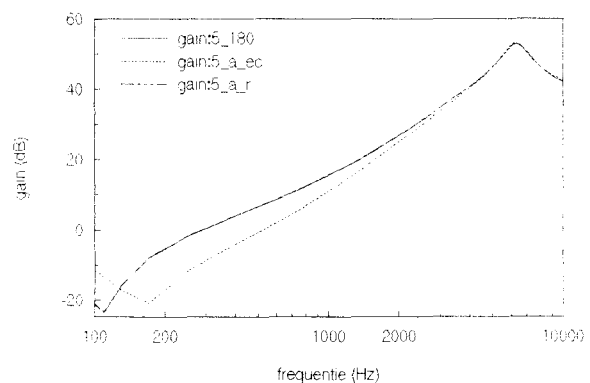
Figuur 6.13: De DI van het systeem van de twee-inputmicrofoon met buisjes als functie van de afstand tussen de twee ingangen voor 1kHz zoals bepaald uit metingen en de simulaties.

§6.7.2 Bespreking afwijking.

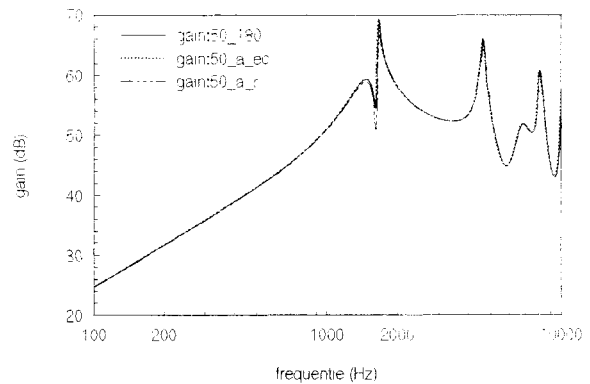
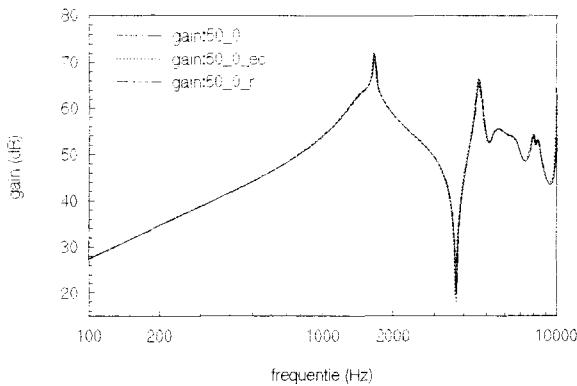
Een aantal effecten die niet in het huidige model zijn meegenomen kunnen voor een dergelijke afwijkingen zorgen. In deze paragraaf wordt er nader gekeken naar de invloed van het doen van een acoustische eindcorrectie van de buisjes en het toevoegen van wrijving in het buisje. Voor de eenvoud is de wrijving gebruikt zoals deze wordt gevonden in de hoge frequentiebenadering (§4.4.4).



Figuur a) 5mm buisjes op 0 graden



Figuur b) 5mm buisjes op 180 graden



Figuur c) 50mm buisjes op 0 graden

Figuur d) 50mm buisjes op 180 graden

Figuur 6.14: Effect van een eindcorrectie (bijvoegsel:ec) en buiswrijving (r) op de gain voor buisjes van 5 en 50mm voor 0 en 180 graden.

In figuur 6.14 staan de resultaten van de verschillende aanpassingen. De aanpassingen zijn weergegeven ten opzichte van de originele situatie. Ze zijn dus niet cumulatief getoond.

Uit deze figuren blijkt dat het effect van wrijving te verwaarlozen is. Dit viel ook te verwachten gezien de lengtes en diameters van de buisjes waarmee gemeten is. De $\alpha_{v,T}$ (zie §4.4.4) is dan ook slechts ongeveer 0,08. In toevoegen van een eindcorrectie aan de lengtes van de buisjes ($0.61 \cdot r_{\text{buis}}$) heeft een vergroting van $\approx 6\%$ van de afstand tussen de twee ingangen bij de 5mm situatie tot gevolg. De gain bij 0 graden verandert niet of nauwelijks. Bij 180 graden daalt de gain echter zo'n 4 dB. Dit effect vergroot alleen maar de afwijking die er is bij de originele situatie. Het effect van de eindcorrectie bij 50mm heeft geen zichtbare effecten. De vergroting van de ingangsafstand is dan ook nog geen 1%.

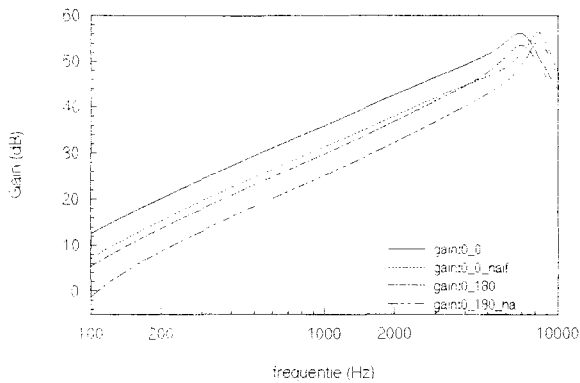
De toevoeging van wrijving of een eindcorrectie heeft dus geen verbetering tengevolge voor de systematische fout. De compositie van de modellering van de buisjes is hierboven bekeken. Er zal dus terug moet worden gegaan naar de eigenlijke microfoon.

De meest onbetrouwbare component na de weerstand van het gaasje is het membraan. De effectieve massa bijvoorbeeld is sterk afhankelijk van de ophanging van het membraan. Als test is gekeken naar het effect van een halvering van de massa en de veerconstante op de situatie met buisjes van 0mm, 10 en 50mm (zie figuur 6.15).

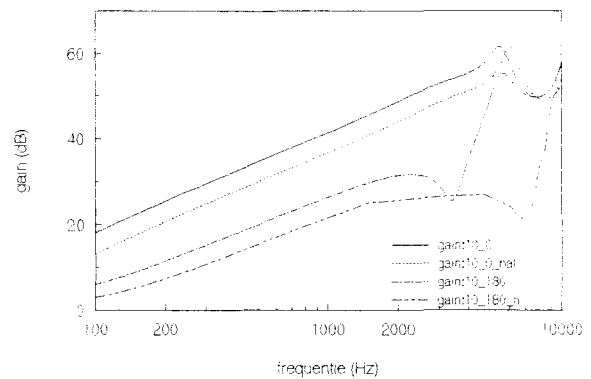
Voor de situatie van 5 en 10mm buisjes komt deze halvering overeen met een halvering van de gain (-6dB) voor frequenties tot ongeveer 2000 Hz. Daarboven treedt een veel sterker effect op, namelijk het verschuiven van de resonantiepiek. Dit kan grote verschillen veroorzaken in de gain. In het geval van buisjes van 50mm treedt eenzelfde gedrag op, echter dan geldt de halvering slechts tot ongeveer 1000Hz, want daarboven komt de eerste resonantiepiek al.

Aangezien de daling bij 1000 Hz zowel bij een buislengte van 0mm als bij een buisje van 50mm hetzelfde is, is het membraan geen oorzaak aan het gedrag van de amplitude afwijking zoals die in figuur 6.13 staat weergegeven.

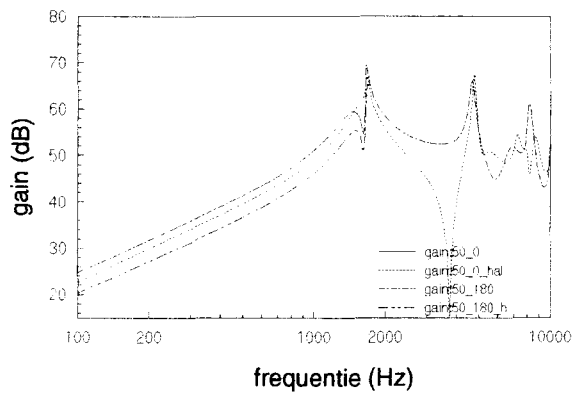
Daar het gehele gedrag van het model wat hoekafhankelijkheid betreft de metingen toch redelijk benaderen is het een voldoende basis om het volgende element te gaan bekijken, namelijk het orifice.



Figuur a)



Figuur b)



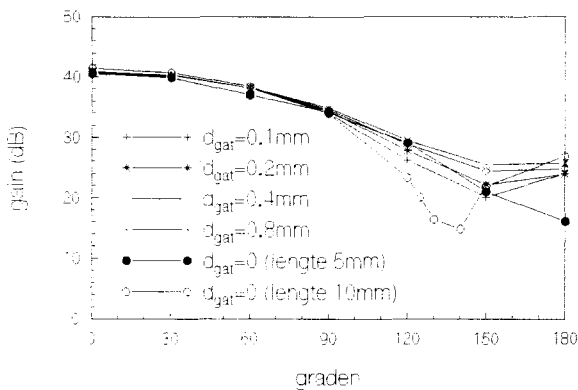
Figuur c)

Figuur 6.15: Effect van een halvering (de extensie hal of h) van de massa en de veerconstante van het membraan op de frequentierespons, voor een twee-ingangs microfoon zonder buisjes (a), met buisjes van 10mm (b) en van 50mm (c). De extensie 0° of 180° geeft de hoekinval aan.

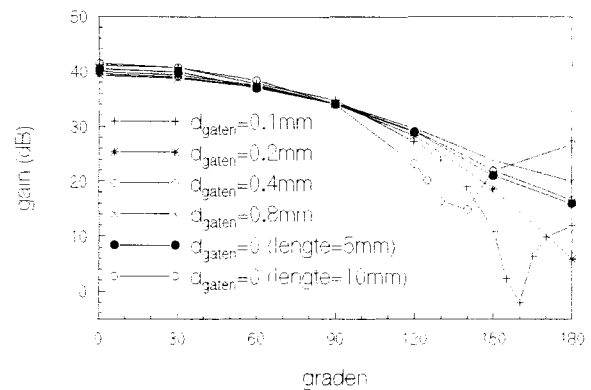
§6.8 Metingen aan een twee-input microfoon met buisjes met gaatjes.

In deze paragraaf wordt naar het orifice gekeken. Er wordt niet stelselmatig gezocht naar een vergroting of maximalisering van de directivity-index. Dit wordt slecht kort aangestipt. Er wordt gekeken naar de overeenkomst tussen het gebruikte model en de metingen. Het systeem waar aan gemeten is is de microfoon met buisjes van 1 cm zoals in de voorgaande paragraaf. Er zijn naar twee situaties gekeken. In het ene geval is alleen in het buisje dat aan ingang1 ('de voorkant') is gekoppeld een gat geboord, in het andere ook in het andere buisje. De gaten (van verschillende diameters) zijn steeds op de helft van de buislengte geboord. In de eerste situatie is dus een a-symmetrische situatie gevormd. In het tweede geval dat in beide buisjes een gat aanwezig is dus een symmetrische situatie.

In figuur 6.16 zijn de effecten van de verschillende diameters van de gaten op de hoekafhankelijkheid weergegeven. De resultaten zoals ze zijn weergegeven zijn verkregen door gebruik making van het microfoonmodel met buisjes uitgebreid met het model van een orifice zoals deze in hoofdstuk 4 is behandeld. Ter vergelijking zijn tevens de richtingskarakteristieken weergegeven van de microfoon met buisjes van 1cm (ofwel een gatdiameter van 0) (open cirkels) en met buisjes van 0,5cm (dichte cirkels). De figuren (en de volgenden in deze paragraaf) zijn allemaal bij 1000Hz.



Figuur a)



Figuur b)

Figuur 6.16: Overzicht van het effect van toevoeging van een gat in een enkele buis (a) of in beide buisjes (b) op de richtingskarakteristiek van de modeluitkomsten.

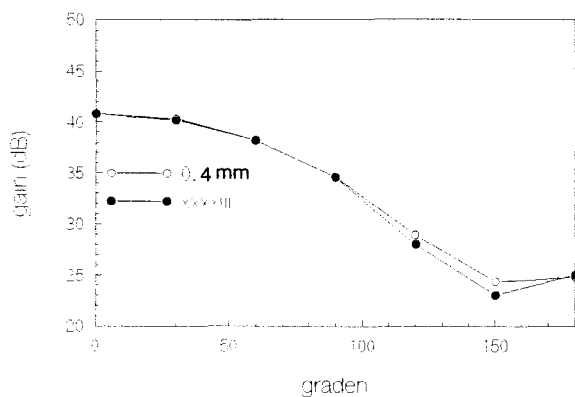
Voor de a-symmetrische situatie valt te zien dat de toevoeging van het gat (in deze geometrie) in de buis een verschuiving van het minimum naar rechts (naar 180°) in vergelijking met de situatie met dezelfde buislengte zonder gaten. Dit kan worden beschouwd als een effectief kortere externe afstand. Een vergroting van de gatdiameter heeft een vervlakking van het minimum tot gevolg. De DI voor de een gatdiameter van 0.1mm is 5.2 dB. Dit in vergelijking met een DI van 5.4 dB voor geen gat.

In de symmetrische situatie (figuur 6.16 b)) is nog duidelijker te zien dat er drie regime's zijn voor de gatdiameter. De eerste is dat het gat zo groot is dat het effectief het buiseinde is geworden. De richtingskarakteristiek komt dan ook bijna geheel overeen met die voor een buisje van 5mm. Het tweede gebied is dat wanneer het gat zo klein is dat het effectief als dicht te beschouwen is. De karakteristiek gaat dan op die van een buisje van 10mm gelijken. Het derde is het tussengebied, waarin het gaat dus noch als dicht noch als open te beschouwen is.

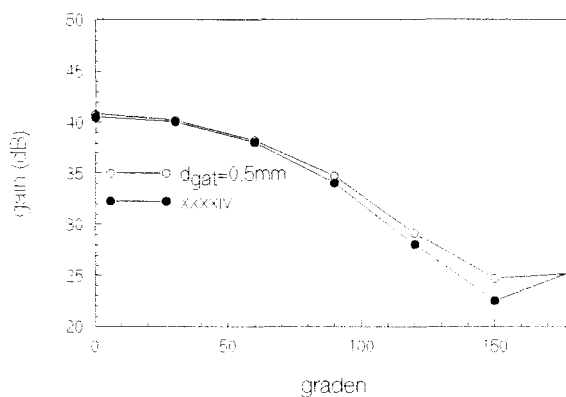
Electrisch is dit voor te stellen dat in de 'open' situatie, de impedantie van het gat veel kleiner is dan dat van het stuk buiseinde. Voor het 'gesloten' gebied geldt dat de impedantie veel groter is dan dat van het buiseinde, en voor het tussen liggende gebied liggen de beide impedanties in dezelfde grootte van orde. De ontvangst van de microfoon is dan ondermeer afhankelijk van de verschillende resonatiefrequenties die zich dan voor doen. Hierin kan gedacht worden aan gat-buiseinde resonantie, gat-microfoonvolume etc.

De DI voor en gatdiameter van 0.1mm is 5.4 dB. Dit is dezelfde DI zoals ze is bepaald voor de situatie van geen gaten. De toevoeging van het gat in deze configuratie heeft dus geen winst in de directivity-index tot gevolg. Maar het is wel duidelijk dat een toevoeging van een (klein) gat wel gevolgen heeft. Hieruit kan worden opgemaakt dat het systeem wel gevoelig is voor kleine gaten en dus voor lekken etc.

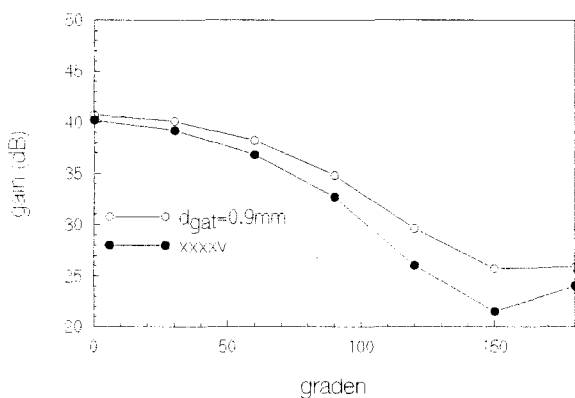
Als de modeluitkomsten met de metingen worden vergeleken (figuur 6.17 en 6.18) lijkt te kunnen worden geconcludeerd dat de effectieve diameter kleiner is dan de werkelijke diameter. De grafieken met dichte symbolen geven metingen aan. Die met open symbolen de simulatie(model) uitkomsten.



Figuur a)



Figuur b)



Figuur c)

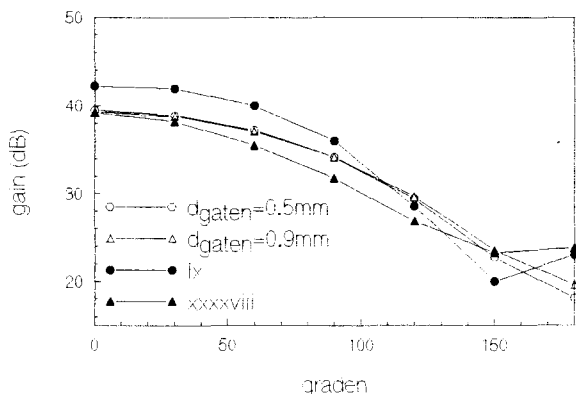
Figuur d)

Figuur 6.17: Vergelijking van de modeluitkomsten met metingen, voor verschillende gat-diameters: $d_{\text{gat}}=0.4\text{mm}$ (a), $d_{\text{gat}}=0.5\text{mm}$ (b), $d_{\text{gat}}=0.9\text{mm}$ (c).

Als de de figuren 6.17 en 6.18 worden vergeleken met de figuren 6.16 ziet het er naar uit

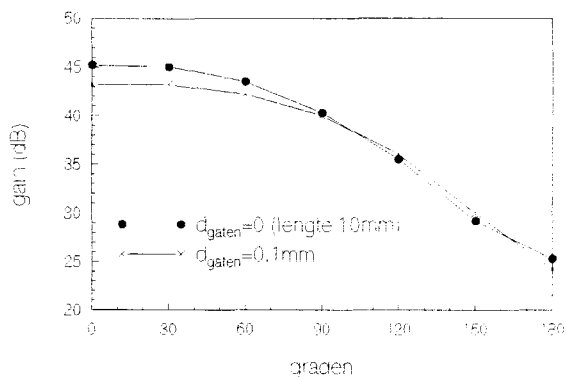
dat in de metingen een (effectief) kleinere gatdiameter is. Er zou een correctie van meer dan 50% nodig zijn. Een reden voor het effectieve kleinere diameter kan het indringen van een visceuse grenslaag (δ_v) zijn. De preciese redenen voor verkleining zijn niet bekend. Zonder deze correctie geeft het huidige model voor kleine gatdiameters een goede voorspelling voor het hoekafhankelijk gedrag voor de a-symmetrische geometrie. Voor de symmetrische geometrie is de overeenkomst minder.

Dat de simulatie voor grote gaten minder overeenkomen met de simulatie dan voor kleine gaten kan liggen aan het feit dat de gatdiameter voor deze grote gaten niet meer verwaarloosbaar is ten opzichte van de straal van het buisje waar het gat in is geboord. Hierdoor is dit gat niet meer op te vatten als een gat in een grote plaat.



Figuur 6.18: Vergelijking van de modeluitkomsten met metingen voor de situatie dat in beide buisjes een gat is, voor gatdiameters 0,5mm en 0,9mm.

Uit de figuur 6.16 blijkt dat een gatdiameter van 0.1mm nog niet als dicht te beschouwen is. Uit figuur 6.19 waar een systeem met gatdiameters van 0.1mm vergeleken wordt met de situatie zonder gaten (gemeten met een andere microfoon als de andere metingen in dit hoofdstuk), blijkt echter dat een dergelijk klein gat als dicht is te beschouwen. Dit heeft weer tot gevolg dat de invloed van eventuele kleine lekken minder groot is dan als uit figuur 6.16 mag blijken. De gekozen theorie voor orifices blijkt dus niet geldig te zijn voor kleine gaten, want de theorie geeft geen voorspelling voor het 'dichte' karakter voor gaten.



Figuur 6.19: Vergelijking metingen van de symmetrische geometrie met gatdiameters van 0.1mm met de situatie van geen gaten.

§6.9 Conclusies.

Zoals uit de verschillende besprekingen in de voorgaande paragrafen blijkt kunnen door het gebruik van lumped-networks ingewikkelde systemen die bestaan uit verschillende subsystemen (zoals akoestisch, elektrisch en/of mechanisch) worden doorgerekend of worden geanalyseerd. In het geval van een microfoon (één ingangsmicrofoon) zijn alle drie de domeinen verenigd in één model. Ook de verschillende energietransformaties zijn in dit systeem te vatten.

Uit analyse van dit model blijkt dat voor het frequentiegedrag voornamelijk de massa van de ingang, het volume achter deze ingang, het membraan (in hoofdzaak de massa) het het gat in het membraan verantwoordelijk zijn.

Het model van een enkelinputsmicrofoon is verder uitgebreid met een tweede ingang waardoor een tweearmingsmicrofoon ontstaat. Uit vergelijkingen met metingen blijkt dat de uitkomsten van dit model zowel wat frequentiegedrag als wat hoekafhankelijkheid betreft goed overeenkomen. Verder blijkt dat tussen microfoons onderling (van het zelfde type) een groot verschil kan zijn (4-5 dB) wat amplitude betreft. Wat de hoekafhankelijkheid aangaat komen de karakteristieken wel goed overeen.

Als verdere test voor de voorspellende waarde van lumped-networks zijn buisjes, al dan niet met gaatjes, aangebracht aan de microfoon. De uitkomsten van de microfoon met buisjes komen goed tot redelijk overeen te komen met de metingen. Er lijkt echter een systematiek in de afwijking te zijn in de amplitude bij 0 graden. Een +3dB afwijking bij korte buisjes (5mm) tot -2dB bij lange buisjes (50mm). Het aanbrengen van wrijving in het model en/of het meenemen van een eindcorrectie in de lengte van de buisjes hebben geen invloed op deze afwijking. Als voorspellende waarde is het model echter goed te gebruiken, daar wat hoekafhankelijkheid en plaats van minimale gevoeligheid betreft het model wel een betrouwbare indicatie geeft.

De modellering van het gat geeft in vergelijking met metingen een (veel) te grote gatdiameter weer. Een diametercorrectie van 50-60% lijkt nodig om aan de meetresultaten te voldoen. Voor een orifice in een buis blijken er drie regime's te zijn. Als het gat 'groot' is kan het worden beschouwd als een buiseinde. Als het gat heel 'klein' is kan het als dicht worden beschouwd, terwijl de theorie dit niet voorspeldt. Het tussenliggende gebied is het gat dus noch als buiseinde te beschouwen noch als dicht. Uit metingen blijkt dat voor een gatdiameter van 0.1 mm het gat als dicht te beschouwen is. Voor het gemeten systeem geldt dat een gat van ongeveer 0.9mm doorsnede als buiseinde te beschouwen is.

Er zal dus nog een betere theorie voor de orifices moeten worden gevonden.

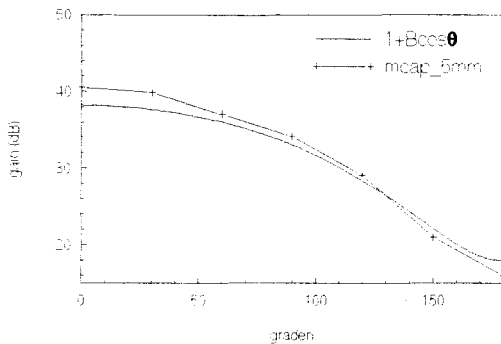
Alles bij elkaar kan het model goed gebruikt worden voor het maken van een voorspelling wat betreft hoekafhankelijkheid van een systeem wat een microfoon betreft met buisjes en gaten.

Hoofdstuk 7: Bepaling interne vertragingstijd.

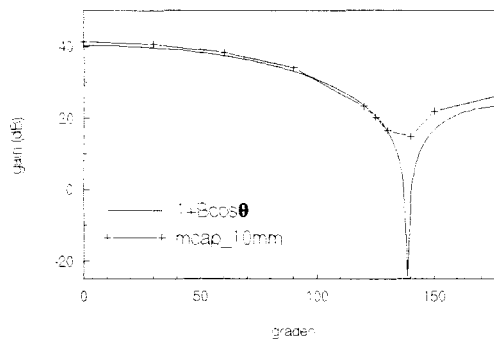
Uit het vorige hoofdstuk blijkt dat het model van de microfoon een goed overeenkomen met de metingen zowel wat frequentiegedrag betreft als wat hoekafhankelijkheid betreft. Alleen de DI's van het systeem van microfoon met buisjes liggen de waarden verkregen uit het model in het algemeen boven de DI's van de metingen. Dit komt waarschijnlijk doordat de minima van de modeluitkomsten dieper liggen dan bij de metingen.

Het $1+B\cos\theta$ gedrag komt overeen met (tot een zekere frequentie) met het systeem van twee microfoons met een extra vertraging (zie §3.5). Nu is dit systeem een eenvoudige benadering van de twee-input microfoon, waarbij dus alle interne gegevens verdisconteerd worden in de interne vertragingstijd. De $1+B\cos\theta$ is dus ook een representatie van de twee-inputs microfoon. Uit §3.5 is ook al gebleken dat B gelijk gesteld kan worden aan $d/c\tau$. In figuur 7.1 worden resultaten verkregen uit het model van de twee-inputs microfoon uit hoofdstuk 6 vergeleken met de functie $A(1+(d/c\tau)\cos\theta)$. De amplitudeterm A en de vertragingstijd τ zijn verkregen door te fitten met de resultaten met een microfoon zonder buisjes. Uit deze fit kwam een τ van $40\mu\text{s}$.

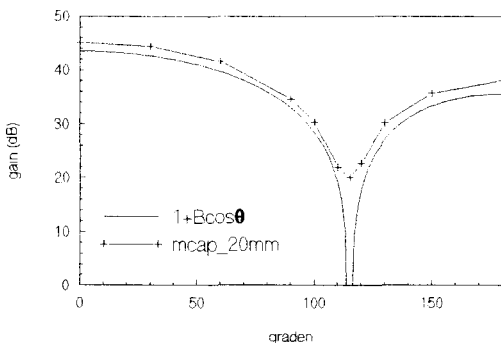
De invloed van buisjes wordt niet meegenomen daar voor alle situaties de buisjes aan de twee ingangen dezelfde lengte hadden.



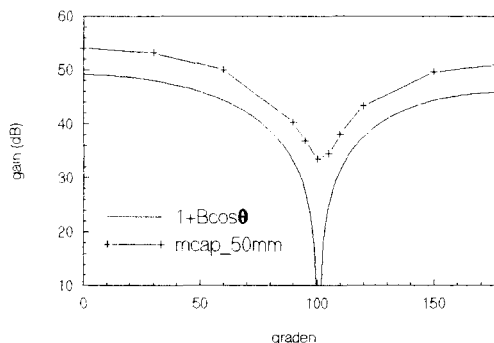
Figuur a)



Figuur b)



Figuur c)



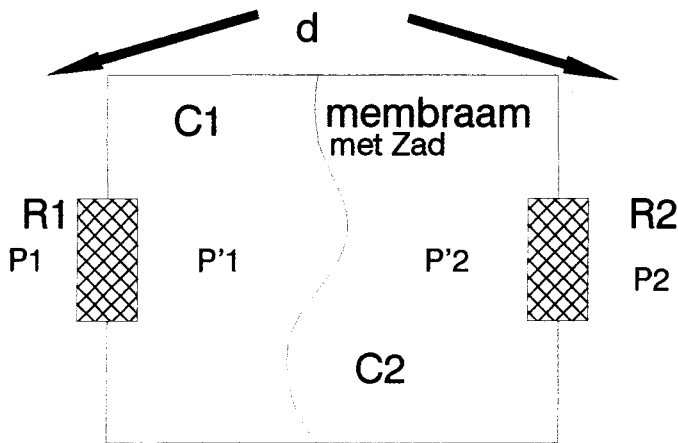
Figuur d)

Figuur 7.1: Vergelijk van de functie $1+(d/c\tau)\cos\theta$ met $\tau=40\mu\text{s}$ met de overeenkomstige simulatiewaarden (voor 1000Hz), voor een microfoon met buisjes van 5mm (a), 10mm (b), 20mm (c) en 50mm (d).

Te zien valt dat wat richtingsafhankelijkheid betreft de eenvoudige functie $1+B\cos\theta$ een redelijke goede beschrijving geeft. Alleen de amplitudeterm gaat afwijken voor grotere d (langere buisjes).

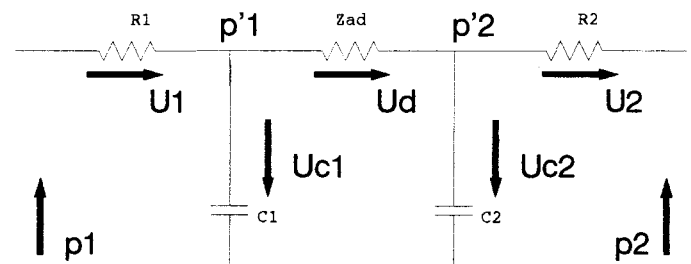
Alleen de koppeling tussen het microfoonmodel en de interne vertragingstijd is nog niet be-

kend. Een vereenvoudigd model wordt gebruikt om deze connectie te vinden. Het model bestaat uit twee volumes gescheiden van elkaar door een membraan met een impedantie Z_{ad} . De twee volumes zijn verbonden met de buitenwereld door twee gaasjes. (zie figuur 7.2). De twee volumes hebben respectievelijk een compliantie van $C1$ en $C2$. De gaasjes worden gezien als stromingsweerstand $R1$ en $R2$.



Figuur 7.2: Model van een microfoon bestaande uit twee volume gescheiden door een membraan met een ingang in beide volumes met een weerstand.

Het elektrische vervangingschema van dit model is weergegeven is figuur 7.3.



Figuur 7.3: Elektrisch vervangingschema van twee volumes met ieder hun ingang met weerstand gescheiden door een membraan met impedantie Z_{ad} .

Via dit vervangingschema kan de drukverschil over het membraan worden bepaald t.g.v een druk golf. Uit een beschouwing van dit schema wat betreft richtingsafhankelijkheid (zie appendix B) blijkt dat ook dit gedrag in de vorm $A(1+B\cos\theta)$ te schrijven is. B is hierin dan

$$B = \frac{\Delta}{c} \left(\frac{1 + i \omega R_1 C_1}{R_2 C_2 - R_1} \right) , \quad (7.1)$$

dus de voor de interne vertraging (τ) blijkt dus te kunnen worden geschreven

$$\tau = \frac{R_2 C_2 - R_1 C_1}{1 + i \omega R_1 C_1} \approx R_2 C_2 - R_1 C_1 \quad \text{voor} \quad \omega \ll \frac{1}{R_1 C_1} . \quad (7.2)$$

Als in (7.2) de waarden voor de weerstanden en complianties worden gebruikt, zoals ze ook in het uitgebreide model zijn gebruikt ($R_1 = 1e5 \text{ Nsm}^{-5}$, $R_2 = 4e8 \text{ Nsm}^{-5}$, $C_1 = 1.33 * 10^{-14} \text{ m}^5 \text{N}^{-1}$, $C_2 = 9.2 * 10^{-14} \text{ mN}^{-1}$) wordt een vertraging gevonden van $\tau = 37 \mu\text{s}$. De afwijking met de via een fit gevonden waarde van $40 \mu\text{s}$ is dus minder dan 10%. De vertragingstijd lijkt dus te kunnen worden geschat op het verschil van de twee RC-tijden van de ingang-volume systeem.

Uit deze eenvoudige beschouwing kunnen een aantal belangrijke conclusies worden getrokken. Ten eerste is de interne vertragingstijd dus frequentie-onafhankelijk (voor de gebruikte waarden). Een tweede belangrijke conclusie is dat de membraan-impedantie niet in de hoek-afhankelijkheid terug te vinden is. Het membraan is alleen verantwoordelijk voor de omzetting van akoestische naar mechanische energie (in het uitgebreide model dus uiteindelijk naar elektrische energie), maar niet voor de richtingsgevoeligheid. De membraan-impedantie is (natuurlijk) wel van invloed op de amplitude van de functie (A).

Dat de interne vertragingstijd op een zo'n eenvoudige manier te schatten is, biedt ook de mogelijkheid om extren de interne vertragingstijd te veranderen. In hoofdstuk 3 is gebleken dat wat de directivity index betreft er een maximum is voor $B (= d/c\tau) = 3$. Als de externe afstand d (om wat reden) vast ligt, kan door aanpassing van de interne vertraging toch dit maximum van $B = 3$ worden bereikt. Door het aanbrengen van extra weerstanden (bijvoorbeeld gaasjes) kan een optimale τ worden bereikt.

Conclusies.

Uitgaande van eenvoudige akoestische modellen van buisjes, volumes etc. is een (lumped-network) model gevormd van een twee-ingangs microfoon. Dit model geeft zowel voor de frequentie-afhankelijkheid als voor de richtingsafhankelijkheid een goede overeenkomst met de metingen die aan een dergelijke microfoon zijn gedaan.

Het model van deze microfoon is uitgebreid met de modellen voor buisjes en orifices.

Uit metingen blijkt dat de modellen voor de buisjes een voldoende nauwkeurige voorspelling geeft voor de hoekafhankelijk van het systeem wat betreft de hoek van minimale gevoeligheids gebieden wat de gain betreft.

Een voorspelling van de directivity-index geeft nog een afwijking te zien, daar de modellen een dieper minima te zien geeft dan de metingen laten zien.

De modellen van het orifice zijn getest door metingen te verrichten aan het systeem van twee-ingangs microfoon met buisjes, waarin in de buisjes gaatjes zijn geboord. Hieruit blijkt dat voor een dergelijke orifice er drie regime's zijn. De eerste regio is het gebied waar het gat zich als akoestisch dicht gedraagt. De richtingskarakteristiek geeft hetzelfde beeld als voor een situatie met geen gaten. De derde regio is dat wanneer het gat dermate groot is dat het gat als buiseinde fungeert. Het tweede is het tussenliggende gebied, waarin het gat zich noch als 'totaal open' als 'dicht' gedraagt.

De orifices zoals ze zijn gemeten vertonen een effectief oppervlak dat 50-60% kleiner is dan via de modellen berekend wordt. Dit kan worden veroorzaakt door indringen van een visceuse grenslaag, maar ook bijvoorbeeld door gedeeltelijke verstopping door stof etc.

Het richtingsafhankelijke gedrag van het systeem van een twee-ingangs microfoon (met buisjes) is ook te beschrijven door de eenvoudige functie $1+B\cos\theta$. De functie kan worden afgeleid door het gedrag van twee 'ideale' puntontvangers met een onderlinge vertragingstijd (τ) te analyseren. De B vormt dan de verhouding van de externe vertraging en de interne vertraging (τ). De externe vertragingstijd wordt gevormd door een spatiëring (d) van de twee puntontvangers (oftewel de twee ingangen van de microfoon). Er geldt dus $B=d/\tau$.

Uit analyse van een eenvoudige versie van het microfoonmodel is afgeleid dat de interne vertragingstijd wordt bepaald door de ingangsweerstanden (R) en de daar achterliggende volumes (met compliantie C). De vertragingstijd kan worden benaderd door $R_2C_2R_1C_1$. Het hoekafhankelijke gedrag is dus (in eerste benadering) frequentie-onafhankelijk. Verder blijkt dat het membraan geen invloed heeft op het richtingsafhankelijke gedrag.

Door middel van de vertragingstijd kan de richtingskarakteristiek worden beïnvloed.

Voor $B=0$ heeft de karakteristiek een monopool-karakter, terwijl voor $B=\infty$ deze een dipool karakter heeft. Voor $B=3$ heeft de karakteristiek een maximale directivity-index (DI) van 6 dB. Deze DI is de verhouding van de intensiteit (voor de hoek waarin interesse voor is) ten opzichte van de gemiddelde intensiteit. Dit is de meest gebruikte qualificatie voor richtingsgevoeligheid.

De vertragingstijd kan (extern) beïnvloed worden door variëring van de externe vertraging of door de ingangsweerstanden. Hiermee is dus de vertragingstijd een eenvoudig instrument voor maximalisering van de directivity-index.

Als echter het systeem complexer wordt is de functie $1+B\cos\theta$ niet meer voldoende voor

de beschrijving, en is het meer complexe lumped-network model noodzakelijk.

Met de gebruikte modellen van de microfoon en andere akoestische componenten is het mogelijk om een eerste voorspelling te doen van de richtingsgevoeligheid van verschillende systemen.

Voordat het model voor een maximalisering van een richtingsgevoelig systeem kan worden gebruikt, is echter een uitgebreider model voor het orifice noodzakelijk.

Symbolenlijst.

a	straal [m]	
c, c ₀	geluidssnelheid [ms ⁻¹]	343 ms ⁻¹
C _a	acoustische compliantie [m ⁵ N ⁻¹]	
C _e	capaciteit [F=CV ⁻¹]	
C _m	veerconstante [mN ⁻¹]	
d	afstand [m]	
DI	directivity index	
f	frequentie [Hz]	
F	kracht [N]	
h	hoogte, plaatdikte [m]	
I, i _s	stroom [A]	
k=2π/λ, k ₀	golfgetal [m ⁻¹]	
M _a	acoustische massa [kgm ⁻⁴]	
M _m	massa [kg]	
p, p ₀ , p'	druk [Pa]	
P	Perimeter (omtrek) [m]	
Pr	getal van Prandtl	0.72
Q, Q ₀ , q(t)	lading [C]	
r, R	radius, straal [m]	
R _a	acoustische weerstand [Nsm ⁻⁵]	
S, A	oppervlak	
t	tijd [s]	
T	spanning [Nm ⁻²]	
u	snelheid [ms ⁻¹]	
U ₀ , φ	flux [m ³ s ⁻¹]	
V, e(t)	spanning [V]	
V	volume [m ³]	
v̄, v̄'	snelheid [ms ⁻¹]	
Z _a	acoustische impedantie [Nsm ⁻⁵]	
Z _m	mechanische impedantie [Nsm ⁻¹]	
Z _s	specifieke impedantie [Nsm ⁻³]	
α _{w2}	getal van Womersley α _w =r√(ω/ν)	
α _{v,T} , alpha(v,T)	viscouse correctie op het golfgetal	
γ	c _p /c _v	1.4
δ _T	thermische grenslaag δ _T =δ _v /√Pr	
δ _v	dikte viscouse grenslaag δ _v =√(2ν/ω)	
ε ₀	electrische constant [Fm ⁻¹]	8,8510 ⁻¹²
η	dynamische viscositeit [Pas]	17,1*10 ⁻⁶
θ	hoek [rad]	
ν	kinematische viscositeit [m ² s ⁻¹]	2,21*10 ⁻⁵ m ² s ⁻¹
ρ, rho, ρ ₀ , ρ'	dichtheid [kgm ⁻³]	1.293 kgm ⁻³
τ _{int} , τ	interne vertragingstijd [s]	
ω=2πf	radiële frequentie [rad s ⁻¹]	

Literatuuropgave

- [Amir] :N. Amir, G. Rosenhouse & U. Shimony
'Input impedance of musical Horns and the 'Horn Function"
Applied Acoustics 38 (1993) 15-35
- [Beranek] :L.L. Beranek
'Acoustics'
Cambridge:1993 edition
- [Ingard,Ising] :U. Ingard, H. Ising
'Acoustic Nonlinearity of an Orifice'
J. Acoust. Soc. Am. 42 (1967) 6-17
- [Lighthill] :M. Lighthill
'Waves in Fluids'
Cambridge: Cambridge University Press
- [Marshall] :W. Marshall Leach jr.
'Computer-aided electroacoustic design with SPICE'
J.Audio. Eng. Soc. 39 (1991) 551-563
- [Morse] :P. M. Morse, K.U. Ingard
'Theoretical Acoustics'
New-York:Mc Craw-Hill Book Company
- [Notomi] :T. Notomi, M Namba
'Numerical calculation of periodic viscous flow through a
circular hole'
J.Sound and Vib. 157(1) (1992) 41-65
- [Pierce] :A.D. Pierce
'Acoustics'
New-York:Mc Craw-Hill,Inc
- [Siemens] :documentatie verkregen van
Siemens Nederland N.V.
Audiological Components

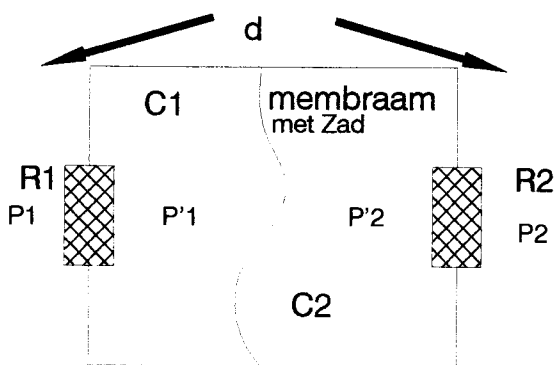
[Soede] :W. Soede
'Improvement of Speech Intelligibility in Noise'
Proefschrift. (1990)

[Stadler] :R.W. Stadler, W.M. Rabanowitz
'Fixed arrays for hearing aids'
J.Acoust.Soc.Am 94(3) (1993) 1332-1342

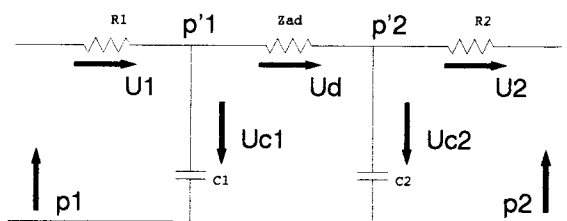
Appendices.

Appendix A: Afleiding interne vertragingstijd.

Het systeem waar naar gekeken wordt bestaat uit twee volumes gescheiden door een membraan met een impedantie Z_{ad} . De twee volumes zijn verbonden met de buitenwereld door middel van twee gasjes (weerstanden) (zie figuur A1). Het elektrisch vervangingschema van dit systeem is weergegeven in figuur A2.



Figuur A1: Model van een microfoon bestaande uit twee volumes gescheiden door een membraan met een ingangen via weerstanden.



Figuur A2: Elektrisch vervangingschema van twee volumes gescheiden door een membraan met impedantie Z_{ad} , verbonden met de 'buitenwereld' via twee ingangsweerstanden.

De verschillende drukken en andere grootheden zijn gedefinieerd in de figuren A1 en A2. De druk aan de voorkant wordt p_1 genoemd. Dit is tevens de referentiedruk.

$$p_1 = p_0 e^{-ikx} \quad . \quad (A1)$$

Verder wordt uitgegaan van een naar rechts lopende vlakke golf. Hierdoor kan de druk aan de achterkant (p_2) worden benaderd door

$$p_2 = p_1 (1 - ik \Delta l \cos(\theta)) \quad . \quad (A2)$$

De drukken p_1 en p_2 kunnen worden omgeschreven in de fluxen door de ingangen (U_1) en de flux veroorzaakt door het membraan (U_d)

$$p_1 = U_1 \left(R_1 + \frac{1}{i \omega C_1} \right) - U_d \frac{1}{i \omega C_1} \quad , \quad (A3)$$

$$-p_2 = U_2 \left(R_2 + \frac{1}{i \omega C_2} \right) - U_d \frac{1}{i \omega C_2} \quad . \quad (A4)$$

De drukken in de volumes (p_1' en p_2') zijn

$$p_1' = p_1 - U_1 R_1 \quad , \quad (A5)$$

$$p_2' = p_2 + U_2 R_2 \quad . \quad (A6)$$

Hiermee kan de druk over het membraan ($p_1' - p_2'$) worden geschreven als functie van p_1 en p_2

$$p_1' - p_2' = p_d = p_1 - p_2 - U_2 R_2 - U_1 R_1 \quad . \quad (A7)$$

$$p_d = p_1 - p_2 - R_1 \frac{p_1 + U_d / i \omega C_1}{R_1 + 1 / i \omega C_1} - R_2 \frac{-p_2 + U_d / i \omega C_2}{R_2 + 1 / i \omega C_2} \quad . \quad (A8)$$

Met $U_d = p_d / Z_{ad}$ kan p_d worden omgeschreven als functie van p_1 , R_1 , R_2 , C_1 en C_2 en Z_{ad} .

$$p_d \left(1 + \frac{R_1 / i \omega C_1 Z_{ad}}{R_1 + 1 / i \omega C_1} + \frac{R_2 / i \omega C_2 Z_{ad}}{R_2 + 1 / i \omega C_2} \right) = p_1 (1 - 1 + i k \Delta l \cos(\theta)) - p_1 \left(\frac{R_1}{R_1 + 1 / i \omega C_1} \right) + p_1 (1 - i k \Delta l \cos(\theta)) \left(\frac{R_2}{R_2 + 1 / i \omega C_2} \right)$$

De vergelijking voor p_d kan in hoekafhankelijk deel (B) en een hoek-onafhankelijk deel (A) worden geschreven $A(1+B\cos(\theta))$.

$$B = \frac{\Delta V}{c} \left(\frac{(1+i\omega R_1 C_1)(1+i\omega R_2 C_2)}{(1+i\omega R_1 C_1)(1+i\omega R_2 C_2)R_2 C_2 - (1+i\omega R_2 C_2)R_1 C_1} \right) \quad (\text{A10})$$

$$B = \frac{\Delta V}{c} \left(\frac{(1+i\omega R_1 C_1)}{R_2 C_2 - R_1 C_1} \right) \quad (\text{A11})$$

Dus de interne vertragingstijd (τ) is

$$\tau = \frac{R_2 C_2 - R_1 C_1}{1+i\omega R_1 C_1} \quad (\text{A12})$$

Appendix B: Microfoongegevens (afmetingen).

De gegeven in deze paragraaf zijn verkregen via Siemens [Siemens].

Netto volumina

Achternvolume	: 12.59 mm ³
Voorvolume	: 1.53 mm ³
Tussenvolume	: 0.35 mm ³

Tuit, ingang

Oppervlakte	: 3.85*10 ⁻⁷ m ²
Lengte	: 1.50*10 ⁻³ m

Verdere gegevens omtrent de microfoon waren te beschikking, maar zijn van geen invloed op de resultaten in dit verslag.