

MASTER

Constructie van een elektromechanisch bandfilter voor gebruik bij 60 kHz

den Uyl, P.D.

Award date:
1965

[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

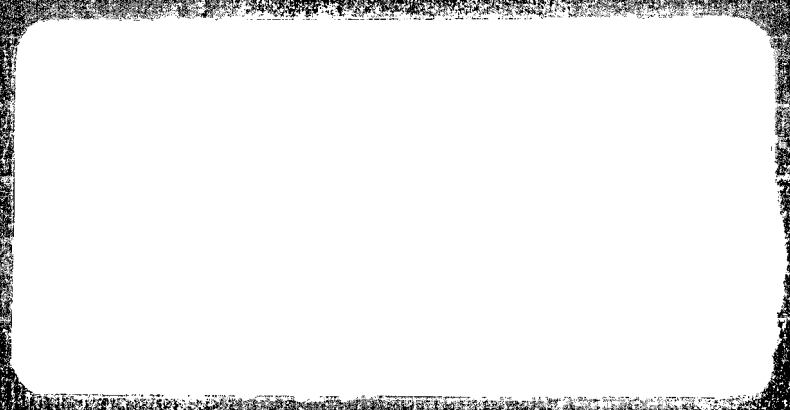
Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- 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

ARL
65
ELE

TECHNISCHE HOGESCHOOL EINDROVEN

AFDELING DER ELEKTROTECHNIEK

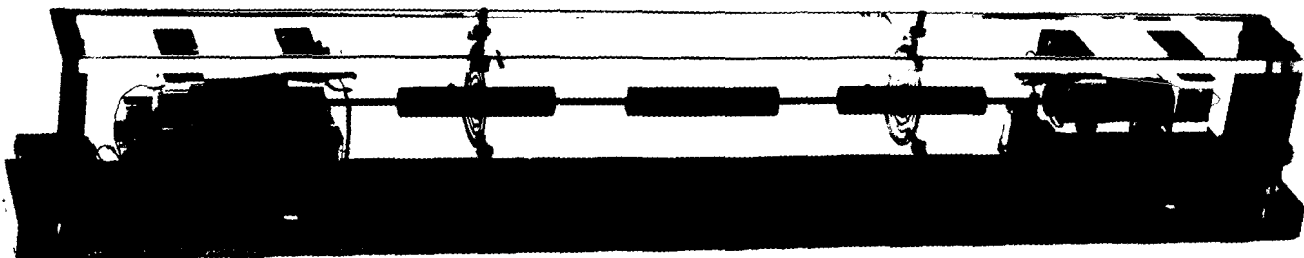


GROEP METEN EN REGELEN

Constructie van een elektromechanisch
bandfilter voor gebruik bij 60 kHz.

P.D. den Uyl.

verslag van het afstudeerwerk, verricht in de groep
Meten en Regelen van de Afdeling der Electrotechniek
aan de Technische Hogeschool te Eindhoven, onder
leiding van Prof.dr. J.S. Mulders in de periode van
mei 1904 - april 1905, door P.M. den Uyl.



1. <u>SAMENVATTING.</u>	1
2. <u>INLEIDING.</u>	2
2.1 Principe van de werking van een elektromechanisch filter	2
2.2 Componenten van het filter	3
2.2.1 Het mechanisch filter	3
2.2.2 De omvormer	7
2.3 Probleemstelling	8
3. <u>GEBRUIKTE SYMBOLEN.</u>	9
4. <u>THEORETISCHE BESCHOUWINGEN.</u>	10
4.1 Differentiaalvergelijking van een longitudinaal trillende staaf	10
4.2 Vierpoolvergelijkingen van de longitudinaal trillende staaf	11
4.3 Analogie met elektrische lange leiding	12
4.4 Gedrag van de grondsectie	13
4.5 Elektrische vervangingsschema's met behulp van T en π -schakelingen van discrete elementen.	15
5. <u>MAGNETOSTRICTIEVE OMFORMER.</u>	20
5.1 Vierpoolvergelijkingen en vervangingsschema's.	20
5.2 Rendement van de eindsectie	23
6. <u>BEREKENINGEN.</u>	24
6.1 Algemeen	24
6.2 Berekening van de bandbreedte	24
6.2.1 Bandbreedteberekening voor de mechanische grondsectie	25
6.2.2 Bandbreedteberekening voor de benaderde elektrische grondsectie	26
6.3 Berekening van de dempingskarakteristieken	27
6.3.1 Karakteristieke impedantie Z_0 van de elektrisch benaderde grondsectie	28
6.3.2 Damping in het doorlaatgebied	29
6.3.3 Damping in het spergebied	30
6.3.4 Damping aan de bandgrenzen	31

7. <u>METINGEN.</u>	32
7.1 Algemeen	32
7.2 Metingen verricht aan de diverse componenten	32
7.2.1. Netalresonatoren	32
7.2.2. Ferrietresonatoren	37
7.2.3. Metingen aan gekoppelde resonatoren	38
7.2.4. Metingen aan geplakte ferrieten	41
7.2.5. Dimensionering van het mechanisch filter	43
7.3 Meting van de bewegingsimpedantie van de omvormer	45
7.4 Metingen verricht aan het gerealiseerde filter	46
8. <u>BESPREKING VAN DE METRESULTATEN.</u>	48
9. <u>CONCLUSIES.</u>	51
10. <u>AANBEVELINGEN.</u>	52
11. <u>LITERATUURLIJST.</u>	53
Appendix A	A1
	A2
Appendix B	B1
	B2
	B3
Bijlagen I t/m VIII	

1. SAMENVATTING.

In dit afstudeerverslag wordt behandeld de realisatie van een elektromechanisch bandfilter met middenfrequentie 60 kHz en bandbreedte ca 1,4 kHz. Gekozen is voor het mechanisch systeem een longitudinale triller en voor de aandrijving een magnetostrictieve triller, waarbij deze laatste deel uitmaakt van het eigenlijke filter.

Onderzocht zijn de materiaaleigenschappen van de gebruikte materialen (het metaal is Ni-Span-0 en het ferriet ferroxcube 4B). Verder is een methode ontwikkeld voor het afregelen van de resonatoren. Gemeten is de impedantie van de magnetostrictieve omvormer, waaruit de afsluitweerstand van het filter berekend wordt. Tenslotte zijn berekend en gemeten enkele frequentiekenmerken van het ontworpen filter.

INLEIDING.

1. Principaal van de werking van een elektromechanisch filter.

In de telecommunicatie-techniek worden de laatste jaren steeds hogere eisen gesteld aan de filters die men nodig heeft. Men heeft bijvoorbeeld in systemen die met enkelzijbandsmodulatie werken, behoefte aan bandfilters die een grote speriemping en flanksteilheid bezitten. Dergelijke filters vragen om netwerkelementen met een grote Q -factor. Verder stelt men ook eisen van geheel andere aard. De eigenschappen van het filter mogen doorjaars slechts weinig afhankelijk zijn van de omgevingstemperatuur. Ook het gewicht en de afmetingen van het bandfilter staan tegenwoordig in het brandpunt van de belangstelling. Bovendien is men geïnteresseerd in de kostprijs.

Een bandfilter, dat aan de hierboven gestelde voorwaarden voldoet, zal in het algemeen een vierpool zijn van netwerkelementen met een grote Q -factor. Deze kan men meestal beter met mechanische dan elektrische middelen realiseren, omdat mechanische systemen een veel kleinere inwendige dissipatie vertonen. Een dergelijk elektromechanisch bandfilter kan gerealiseerd worden volgens het blokschema van fig. 2-1.

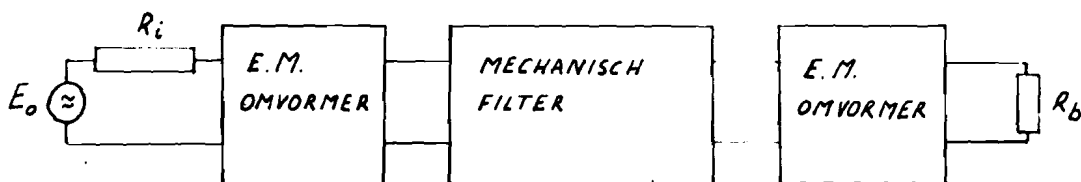


fig. 2-1 elektromechanisch filter

Een spanningsbron E_0 met inwendige weerstand R_i geeft een elektrisch signaal af met een frequentie f . Dit elektrisch signaal wordt in de omvormer links omgezet in een mechanische trilling van dezelfde frequentie. Deze trilling staat aan de ingang van de mechanische vierpool. Aan de uitgang hiervan zal ook een trilling optreden. De amplitudeverhouding tussen in- en uitgang is afhankelijk van de frequentie. In het doorlaatgebied zal deze verhouding ongeveer 1 zijn, terwijl daarentegen in het speriengebied deze waarde snel veel groter zal worden. In de omvormer rechts wordt de mechanische trilling weer omgezet in een elektrisch signaal. De elektrische spanning komt over de belastingsweerstand R_b te staan, waardoor elektrisch vermogen kan worden afgenomen.

Dit elektromechanisch filter heeft enkele voordelen ten opzichte van een elektrisch filter en wel:

1. de wrijvingsverliezen zijn zeer klein ($q \approx 1.000$);
2. de stabiliteit kan zeer goed zijn, vooral ten aanzien van de temperatuurinvloed (afhankelijk van de materiaalkeuze);
3. de afmetingen zijn meestal klein ten opzichte van elektrische filters met dezelfde filtereigenschappen;
4. de constructie is meestal eenvoudig;
5. de kostprijs kan laag zijn.

Hier tegenover staan ook enkele nadelen:

1. de afzonderlijke resonatoren zijn moeilijk af te regelen;
2. de mogelijkheid bestaat dat er parasitaire trillingswijzen optreden, die de karakteristieken bederven.

Baanbrekend werk aan deze filters is verricht door M. van B. Roberts en L.L. Burns Jr. van de RCA.^{1) 2)} en J. Förner van de firma Telefunken.^{3) 4) 5) 6)} Ook het werk van Carl Kurth^{7) 8)} dient zeker vermelding.

2.2. Componenten van het filter.

2.2.1. Het mechanisch filter.

Het elektromechanisch filter kan worden verdeeld in twee hoofddelen:

het mechanisch filter en de omvormer.

Het mechanische deel is het eigenlijke filter en kan op verschillende manieren worden gerealiseerd afhankelijk van de trillingswijzen van de resonatoren. Deze trillingswijze hangt af van de vorm van het resonantielichaam en van de opbouw en aanstoting van het filter. De onderscheiden:

- a. lengtetrillingen;
- b. buigtrillingen;
- c. torsietrillingen.

a. lengtetrillingen.

Bij filters die met deze trillingswijze werken voeren de resonatoren een trilling uit in de lengterichting van de resonator. Wanneer beide uiteinden van de resonator vrij trillen wordt de resonantiefrequentie gegeven door:

$$f_1 = \frac{n}{2l} \sqrt{\frac{Y}{\rho}} \quad (n = 1, 2, 3, \dots)$$

hierin is Y = elasticiteits modulus
 l = lengte resonator
 ρ = soortelijk gewicht

De resonator kan twee verschillende vormen hebben. De eerste mogelijkheid is de vlakke plaat. De trillingswijze voor $n=1$ is in fig. 2-2 weergegeven.

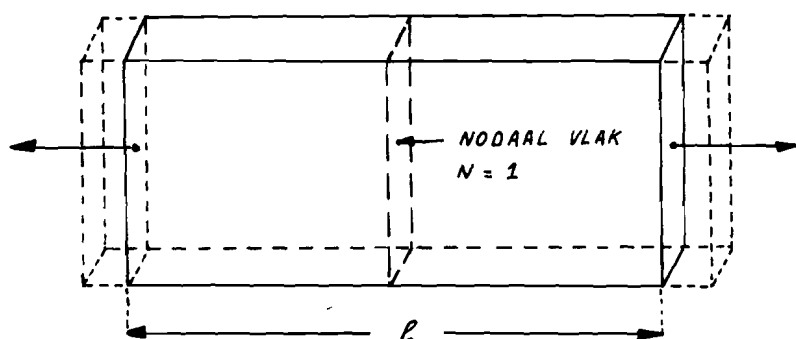


fig. 2-2 longitudinale trillier

De amplitude aan de uiteinden is maximaal, terwijl het nodale vlak stationair is. De trillingsrichting is weergegeven volgens de pijlrichting en aan weerszijden van het nodale vlak in tegenfase. De opbouw van een filter met vlakke plaatjes is gegeven in fig. 2-3.

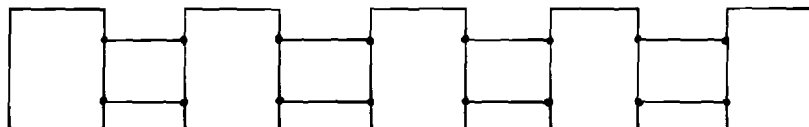


fig. 2-3 filter

Aan iedere resonator zijn twee draden gepuntlast, die weer gepuntlast zijn aan de volgende resonator. De draden fungeren als koppellement.

De bandbreedte wordt bepaald door:

1. de diameter van de koppeldraden;
2. de lengte van de koppeldraden;
3. de plaats van de koppeldraden op het plaatje.

Bij gegeven plaats en lengte van de koppeldraad is de bandbreedte ongeveer evenredig met de draaddiameter.

Men heeft met deze methode filters gemaakt met maximaal 15 plaatjes. De realisatie van een dergelijk filter is o.v. beschreven door C. J. Mulder.⁹⁾ Deze filters worden in de handel gebracht door Motorola Corp.

Een tweede mogelijkheid van lengte trillier is de cilindrische resonator. Een filter opgebouwd uit dergelijke resonatoren is gegeven in fig. 2-4.

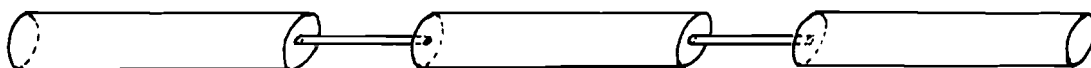


fig. 2-4 filter

Opgemerkt dient te worden dat dit filter uit één stuk wordt gemaakt; dit in tegenstelling tot het hiervoor beschreven filter.

De bandbreedte van dit filter wordt bij benadering gegeven door de verhouding van de doorsneden van koppelstuk en resonator. Dit filter wordt in de handel gebracht door de firma Telefunken.

1. Luisstrillingen.

Ook deze trillingswijze kan men op twee manieren gebruiken.

De eerste mogelijkheid is de steenvork zoals bijvoorbeeld beschreven door C. J. Mulders¹⁰⁾. De resonator is gegeven in fig. 2-5.

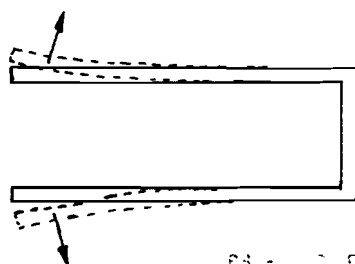


fig. 2-5 steenvork

De trillingsrichting is hier weer aangegeven. Een filter wordt weer verkregen door koppeling van een aantal steenvorken. Dit filter heeft een specifiek toepassingsgebied bij lage frequenties. Het wordt in de handel gebracht door o.v. de firma Hassler.

De tweede mogelijkheid is het trillende membraan zoals gegeven in fig. 2-6 voor $n = 1$.

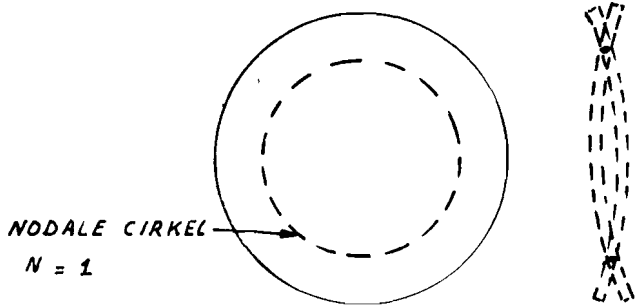


fig. 2-6 membraantriller

Hierbij vormen de buitenrand en het middelpunt de bewegingsbuiken. De resonantiefrequentie wordt bepaald door de diameter van het schijfje. De opbouw van een filter uit deze plaatjes is gegeven in fig. 2-7.

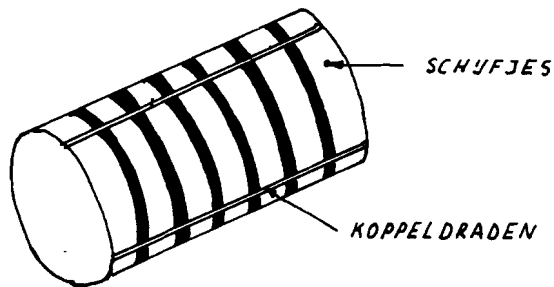


fig. 2-7 plaatjesfilter

De koppeling vindt hier plaats door buiten op de schijfjes gelaste draden. De bandbreedte is evenredig met de totale doorsnede van de koppeldraden. De plaats van de koppeldraden heeft geen invloed op de bandbreedte. Een dergelijk plaatjesfilter is beschreven door R.A. Johnson ¹¹⁾ en wordt in de handel gebracht door de firma Collins.

c. torsietrillingen.

Bij torsietrilling geldt voor de resonantiefrequentie

$$f_t = \frac{n}{2l} \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (n = 1, 2, \dots)$$

Hierin is G = de glijdingsmodulus.

De trillingswijze wordt weergegeven in fig. 2-8 voor $n = 1$.



fig. 2-8 torsietriller

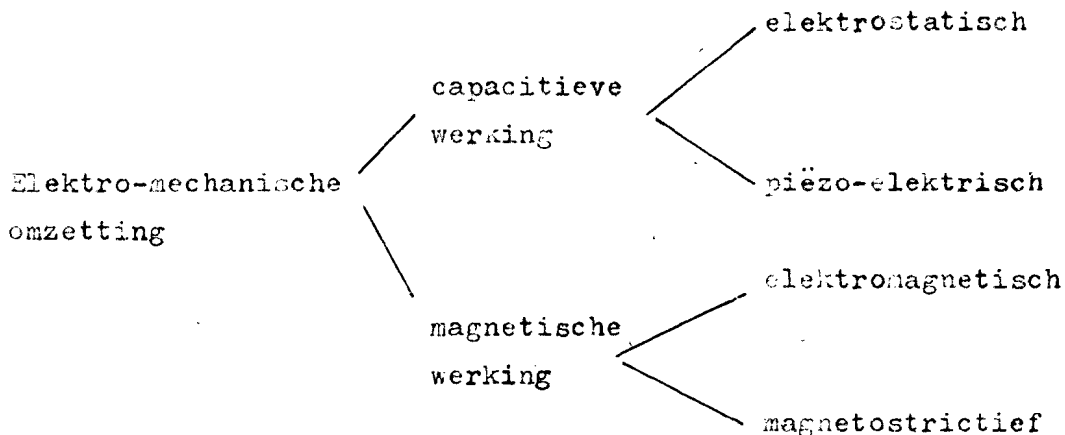
Een filter opgebouwd uit deze resonatoren kan hetzelfde zijn als in fig. 3-4. De bandbreedte wordt hier gegeven door de verhouding van de kwadraten der doorsneden van koppelstuk en resonator. Dit filter wordt in de handel gebracht o.a. door de RCA.

Vermeld moet zeker nog worden een elektromechanisch filter dat in Japan is ontwikkeld; hierbij bestaan de resonatoren **namelijk** uit fietskogeltjes. Dit is beschreven o.a. door Tetsuro Tanaka ¹²⁾. Van dezelfde schrijver zijn ook nog enkele andere publicaties over elektromechanische filters verschenen ^{13) 14)}.

Een goed overzicht van de mogelijkheden van realisering en toepassing van elektromechanische filters is gegeven door J.C. Hathaway ¹⁵⁾.

3.2.2. De omvormer.

De omzetting van elektrische in mechanische energie en omgekeerd kan in principe op vier verschillende manieren plaatsvinden en wel volgens onderstaand schema.



Van deze vier methoden wordt de magnetostrictieve methode veruit het meest toegepast. De reden zal hierna worden uiteen gezet.

Een theoretische beschouwing over enkele mogelijkheden van omzetting is gegeven door C.E. Mulders ¹⁶⁾.

Over de specifieke materiaaleigenschappen van enkele ferrieten is een artikel verschenen van C.M. van der Burgt ¹⁷⁾.

Ook speciaal over de magnetostrictieve omzetters zijn een aantal artikelen verschenen o.a. van C.J. Diethelm ¹⁸⁾, R.S. Toollett ¹⁹⁾, S. Schweizerhof ²⁰⁾ en Hendrik Nødtvedt ²¹⁾.

2.5. Probleemstelling.

Het zwaartepunt van het onderzoek is gelegd op drie deelproblemen die optreden bij de realisatie van een compleet filter:

1. het afregelen van de resonatoren, waarbij de beïnvloeding door de ernaast gelegen resonatoren is geëlimineerd.
2. de bevestiging van de ferrieten aan het filter.
3. onderzoek naar het optreden van parasitaire trillingswijzen en eventuele eliminatie hiervan.

Tevens zijn onderzocht de materiaaleigenschappen van de gebruikte componenten o.a. reproduceerbaarheid van optredende materiaalconstanten zoals golfsnelheid, soortelijk gewicht en kwaliteitsfactor.

Om het onderzoek zo goed mogelijk te concentreren op deze deelproblemen is voor het filter een vrij eenvoudige opzet gekozen. Genomen is daarom een longitudinaal trillend filter, bestaande uit 4 grondsecties met dezelfde spiegelimpedanties. Hiervan is de doorlaat- en sperkromme met toepassing van bepaalde benaderingen vrij eenvoudig te berekenen. De resonatoren zijn van cilindrische vorm. Hiervan is namelijk de legering Ni-Span-C in voorraad, netwelk speciaal is ontwikkeld voor het maken van elektromechanische filters. Ook de omvormers zijn cilindrisch gekozen om de bevestiging zo eenvoudig mogelijk te houden. Voor het principe van omzetten is gekozen de magnetostrictieve omvormer en wel het ferriet.: ferroxcube 4B. Dit ferriet heeft kleine doorlaatverliezen en is vrij eenvoudig te bewerken.

In hoofdstuk 4 is van een longitudinaal trillend filter een theoretische beschouwing gegeven. In hoofdstuk 6 zijn verschillende berekeningen uitgevoerd aan het te maken filter, terwijl in hoofdstuk 7 de metingen aan het aldus gerealiseerde filter zijn weergegeven.

1. GEBRUIKTE SYMBOLEN.

I. de variabelen:

T = trekspanning op een elementje	N/m^2
u = verplaatsing punten uit de evenwichtsstand	m
V = snelheid aan uiteinden	m/s
F = drukkracht aan uiteinden staaf = $-Tx_A$	N
s = rek = relatieve verlenging	
E = potentiaalverschil	V
I = stroomsterkte	A
B = magnetische inductie	Vs/m^2
H = magnetische veldsterkte	A/m

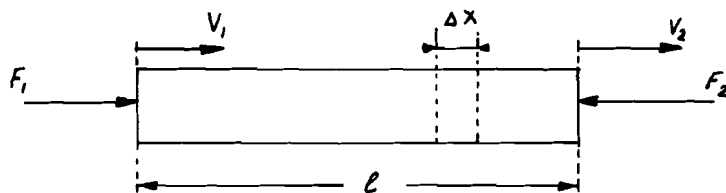
II. de constanten:

c = voortplantingssnelheid	m/s
s = elastische constante	m^2/H
Y = Young modulus	N/m^2
G = glijding modulus	N/m^2
a = oppervlak	m^2
k = verhoudingsfactor van de elektromechanische koppeling	
M = elektromechanische koppelcoëfficiënt	
ϕ = gyratorweerstand van de elektromechanische gyrator	
μ = magnetische permeabiliteit	
λ = magnetostrictieve constante	
ρ = soortelijke massa	kg/m^3
Z = impedantie	
R = weerstand	
L = zelfinductie	
C = capaciteit	
n = aantal wikkelingen	
q = kwaliteitsfactor	
η = relatieve bandbreedte	
γ = voortplantingsconstante	
α = dempingsconstante	
g = faseconstante = $\frac{\omega}{c}$	

4. THEORETISCHE BESCHOUWINGEN.

4.1. Differentiaalvergelijking van een longitudinaal trillende staaf.

Beschouwen we de longitudinaal trillende staaf van fig. 4-1 als een mechanische vierpool dan zijn we geïnteresseerd in het verband tussen de ingangsgrootheden F_1 en V_1 en de uitgangsgrootheden F_2 en V_2 .



F = kracht aan uiteinden van de staaf
 V = snelheid aan uiteinden van de staaf
 l = lengte

fig. 4-1 Longitudinale triller.

Onder bepaalde voorwaarden kan dit verband in matrixvorm worden weergegeven. De coëfficiëntenmatrix die hierbij optreedt is dezelfde als die verkregen bij een elektrische lange leiding, wanneer het verband tussen ingangsspanning en stroom en uitgangsspanning en stroom wordt opgeschreven. Om tot dit verband te komen bekijken we van een elementje, ter lengte Δx , van deze staaf het krachterevenwicht. Dit elementje Δx is in fig. 4-2 geschetst. Het heeft links een uitwijking uit de evenwichtsstand u en rechts $u + \frac{\partial u}{\partial x} \Delta x$.

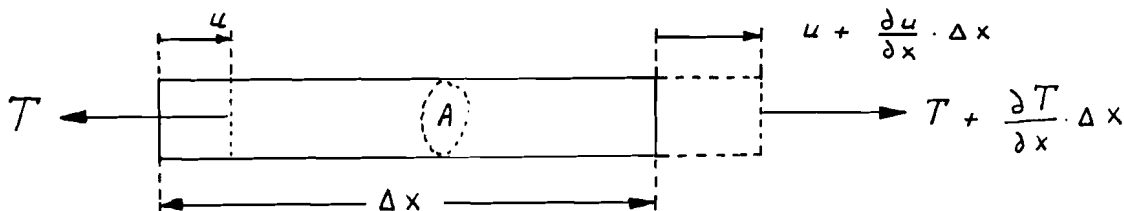


fig. 4-2

De relatieve verlenging S is dan:

$$S = \frac{u + \frac{\partial u}{\partial x} \Delta x - u}{\Delta x} = \frac{\partial u}{\partial x} \quad (4-1)$$

In het linker uiteinde heert een spanning T en rechts:

$$T + \frac{\partial T}{\partial x} \cdot \Delta x$$

... en de relatie met de ...

$$\frac{\partial}{\partial x} \dots = \dots$$

... en de relatie met de ...

$$\frac{\partial}{\partial x} \dots = \dots$$

$$\dots$$

$$\dots$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \dots = \dots$$

... (4-1) en (4-2) substitueren wordt dit

$$\frac{\partial}{\partial x} \dots = \dots$$

... en de relatie met de ...

$$\sqrt{\frac{1}{\dots}}$$

... en de relatie met de ...

... en de relatie met de ...

$$\dots = \dots e^{\omega t}$$

... (4-5) dan blijkt dat de ...

$$\dots = \dots$$

... en de relatie met de ...

Deze oplossing is in Appendix A uitgevoerd.

we vinden:

$$\begin{pmatrix} F_1 \\ V_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta l & j Z_{0M} \sin \beta l \\ \frac{j}{Z_{0M}} \sin \beta l & \cos \beta l \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_2 \\ V_2 \end{pmatrix} \quad (4-9)$$

Hierin is $Z_{0M} = A \rho c = A \sqrt{Y \rho}$

We noemen deze mechanische grootte Z_{0M} de karakteristieke impedantie; deze definiëring is aequivalent aan die bij de verliesvrije lange leiding.

4.3. Analogie met elektrische lange leiding.

We gaan de mechanische vierpool van 4.2. vergelijken met de elektrische vierpool die optreedt bij de beschouwing van een elektrische lange leiding, zoals weergegeven in fig. 4-3.

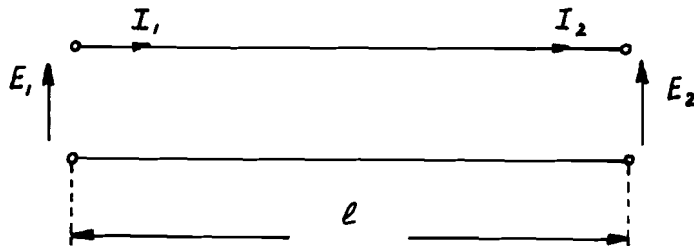


fig. 4-3 Elektrische lange leiding.

In het collegedictaat van Prof.dr.ir. A.A.Th.M. van Trier ²³⁾, Theoretische Elektrotechniek, Deel IIIa, pag. IX-12, is hiervoor de volgende vierpoolvergelijking afgeleid.

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta l & j Z_0 \sin \beta l \\ -\frac{j}{Z_0} \sin \beta l & \cos \beta l \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_2 \\ I_2 \end{pmatrix} \quad (4-9a)$$

Hierin is voor de verliesvrije leiding $Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}$.

Vergelijken we deze vierpoolvergelijking met de mechanische van 4.2.

dan kunnen we de volgende analogie trekken tussen mechanische en elektrische grootheden.

mechanisch	elektrisch
kracht F	spanning E
snelheid V	stroom I
$Z_{oM} = A\sqrt{PY}$	$Z_o = \sqrt{\frac{L}{C}}$
massa	L
stijfheid	1/capaciteit

We kunnen de berekening aan het mechanisch circuit dus op dezelfde wijze uitvoeren als bij elektrische lange leidingen gebeurt.

opmerking: Er is nog een andere analogiemethode die is ontwikkeld door F.A. Firestone ²⁴⁾.

Hierbij wordt de mechanische vierpool vergeleken met een elektrische vierpool die verkregen wordt door parallel- in plaats van serielijnen te beschouwen. Bij deze methode wordt o.a. kracht vergeleken met stroom en snelheid met spanning. Specifieke voordelen biedt geen van beide methoden. Wij zullen ons dan ook houden aan de eerst genoemde analogie.

4.4. Gedrag van de grondsectie.

We beschouwen het gedrag van een filter, dat verkregen wordt door de volgende drie elementen achter elkaar te schakelen.

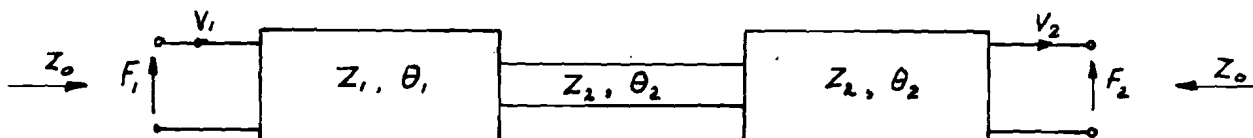


fig. 4-4 Drie-element filter

Hierin is Z_1 de karakteristieke impedantie van de buitenste staven, Z_2 van de middelste.

Verder is:

$$\theta = \beta l = \frac{2\pi l}{\lambda} \cdot \frac{f}{f_0} \quad (4-10)$$

(In het eerste doorlaatgebied is $f/f_0 = 1$)

Uit deze grondsectie worden onze filters samengesteld. We zien dat bij deze vierpool in- en uitgang symmetrisch zijn. Om de karakteristieke impedantie (= spiegelimpedantie) Z_o voor deze vierpool te bepalen mogen we gebruik maken van het theorema van Bartlett, dat zegt dat de karakteristieke impedantie van een symmetrische vierpool gelijk is aan die van de halve sectie.

we krijgen dan het beeld van fig. 4-5

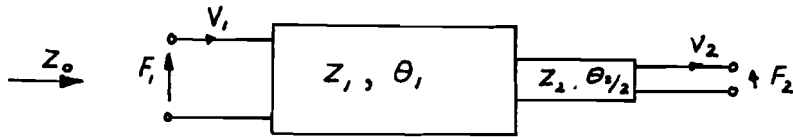


fig. 4-5 Halve grondsectie

Hiervoor geldt:

$$\begin{pmatrix} F_1 \\ V_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_1 & jZ_1 \sin \theta_1 \\ \frac{j}{Z_1} \sin \theta_1 & \cos \theta_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta_2}{2} & jZ_2 \sin \frac{\theta_2}{2} \\ \frac{j}{Z_2} \sin \frac{\theta_2}{2} & \cos \frac{\theta_2}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_2 \\ V_2 \end{pmatrix} \quad (4-11)$$

Nu is $Z_o^2 = Z_n \cdot Z_k$ waarin Z_n de nullastimpedantie en Z_k de kortsluitimpedantie is.

Dit geeft:

$$Z_n = \frac{F_1}{V_1} (V_2=0) = \frac{\cos \theta_1 \cos \frac{\theta_2}{2} - Z_1/Z_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2/2}{j \left(\frac{1}{Z_1} \sin \theta_1 \cos \frac{\theta_2}{2} + \frac{1}{Z_2} \cos \theta_1 \sin \theta_2/2 \right)}$$

$$Z_k = \frac{F_1}{V_1} (F_2=0) = \frac{j(Z_2 \cos \theta_1 \sin \theta_2/2 + Z_1 \sin \theta_1 \cos \theta_2/2)}{\cos \theta_1 \cos \theta_2/2 - Z_2/Z_1 \sin \theta_1 \sin \theta_2/2}$$

We krijgen nu voor Z_o^2 :

$$Z_o^2 = Z_1^2 \frac{(\phi \cos \theta_1 \cos \theta_2/2 - \sin \theta_1 \sin \theta_2/2)(\phi \cos \theta_1 \sin \theta_2/2 + \sin \theta_1 \cos \theta_2/2)}{(\cos \theta_1 \cos \theta_2/2 - \phi \sin \theta_1 \sin \theta_2/2)(\cos \theta_1 \sin \theta_2/2 + \phi \sin \theta_1 \cos \theta_2/2)} \quad (4-12)$$

$$\text{met } \phi = \frac{Z_2}{Z_1}$$

Dit is ook te schrijven als:

$$Z_o^2 = \frac{Z_1^2}{\phi^2} \cdot \frac{\text{tg}^2 \theta_1 - 2\phi \text{tg} \theta_1 \text{cotg} \theta_2 - \phi^2}{\text{tg}^2 \theta_1 - \frac{2}{\phi} \text{tg} \theta_1 \text{cotg} \theta_2 - \frac{1}{\phi^2}} \quad (4-13)$$

We kunnen uit deze Z_o het gedrag van de uitgangsspanning (=kracht) als functie van de frequentie direct globaal bepalen. Doorlaatgebieden treden alleen op daar waar Z_o reëel is, terwijl de grenzen van de doorlaatband gekenmerkt zijn door twee nulpunten van Z_o . We bepalen hiervoor de polen en nulpunten van Z_o uit formule (4-12).

Nulpunten treden alleen op wanneer één of beide termen van de teller nul is; polen alleen dan wanneer één of beide leden van de noemer nul is. In Appendix B is dit uitgevoerd voor het geval dat $\theta_2 = \theta_1/2$.

Dan wordt Z_0^2 :

$$Z_0^2 = Z_1^2 \frac{(\phi \cos \theta \cos \frac{\theta}{4} - \sin \theta \sin \frac{\theta}{4})(\phi \cos \theta \sin \frac{\theta}{4} + \sin \theta \cos \frac{\theta}{4})}{(\cos \theta \cos \frac{\theta}{4} - \phi \sin \theta \sin \frac{\theta}{4})(\cos \theta \sin \frac{\theta}{4} + \phi \sin \theta \cos \frac{\theta}{4})}$$

We krijgen dan de volgende configuratie:

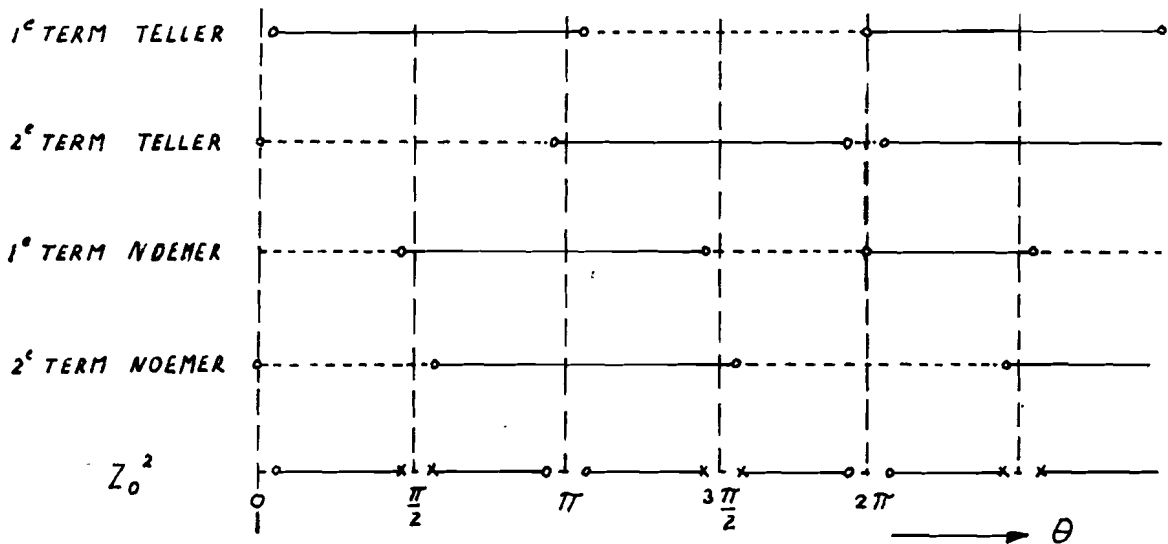


fig. 4-6 Polen- en nulpunten configuratie van Z_0^2 .

De getrokken lijnen geven aan waar de termen van teller en noemer en Z_0^2 negatief zijn; de gestippelde lijnen waar deze termen positief zijn. De polen zijn aangegeven met een kruisje, de nulpunten met een cirkeltje. Nu is Z_0 reëel daar waar Z_0^2 positief is. We zien dan uit figuur 4-6 dat dit het geval is rondom $\theta = 0$, $\theta = (2n+1) \frac{\pi}{2}$ en $\theta = n\pi$. Het eerste reële stuk dat begrensd wordt door twee nulpunten treedt op voor $\theta = \pi + \delta$; dit is het eerste doorlaatgebied.

We vinden hierbij een lengte l_1 van de resonator: $l_1 = \lambda/2$ en een lengte van het koppelstuk $l_2 = \lambda/4$.

4.5. Elektrische vervangingsschema's met behulp van T en π -schakelingen van discrete elementen.

Voor een trillend staafje geldt zoals we reeds hebben gezien de vierpoolvergelijking:

$$\begin{pmatrix} F_1 \\ V_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta l & jZ_0 \sin \beta l \\ \frac{j}{Z_0} \sin \beta l & \cos \beta l \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_2 \\ V_2 \end{pmatrix} \quad (4-14)$$

We kunnen voor deze vierpool twee vervangingsschema's tekenen en wel een T- of π schakeling zoals getekend in fig 4-7:

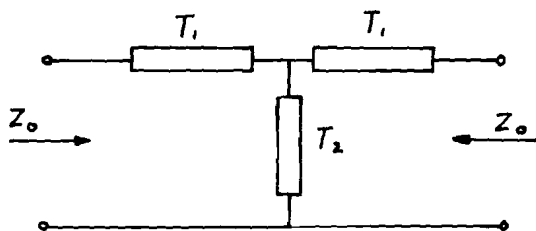


fig. 4-7a T-schakeling

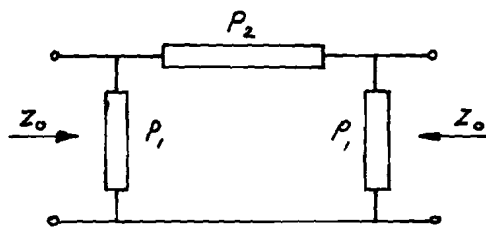


fig. 4-7b π -schakeling

Door bij deze beide vierpolen de karakteristieke impedantie gelijk te nemen aan die van de staaf kunnen we de impedanties T en P uitdrukken in grootheden van de staaf. Daar ook deze vierpolen symmetrisch zijn mogen we voor de berekening van de impedanties weer gebruik maken van de halve secties. Voor de T-schakeling geeft dit dan het netwerk van fig. 4-8.

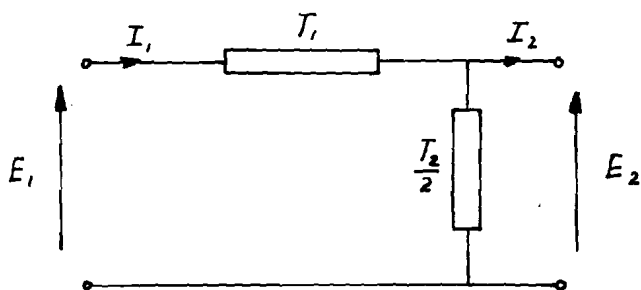


fig. 4-8 Halve T-sectie

We vinden hier $Z_{\text{kort}} = \frac{E_1}{I_1(E_2=0)} = T_1$

Bij de staaf is dit $Z_{\text{kort}} = \frac{F_1}{V_1(F_2=0)} = jZ_0 \tan \frac{\beta}{2} l$

Hieruit vinden we $T_1 = jZ_0 \tan \frac{\beta}{2} l$

Met behulp van Z_{nul} is af te leiden dat $T_2 = \frac{Z_0}{j \sin \beta l}$

De T-schakeling die voldoet aan de mechanische vierpoolvergelijking wordt dan:

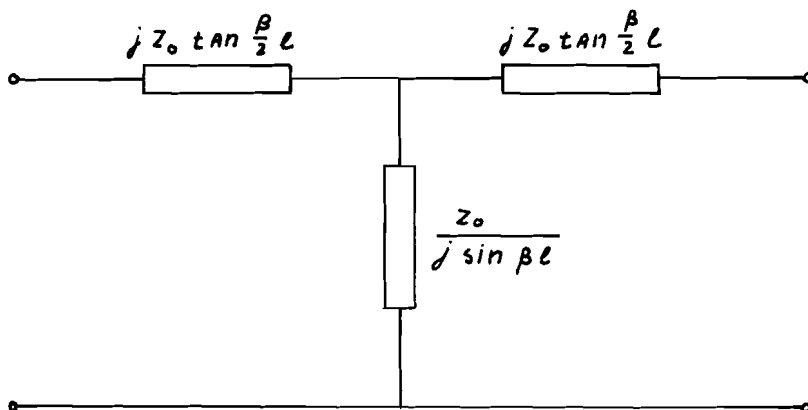


fig. 4-9 Aequivalente T-schakeling

Op dezelfde manier kunnen we ook een equivalente π -schakeling afleiden. Deze is weergegeven in fig. 4-10.

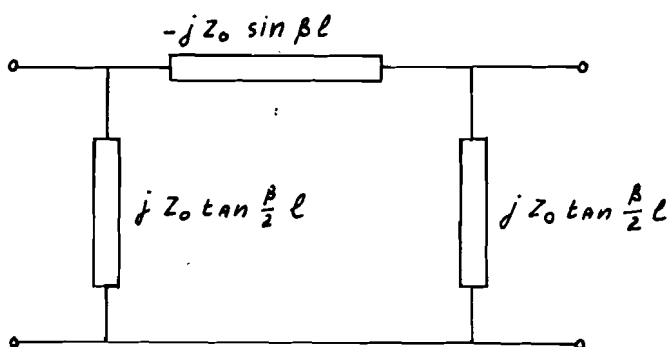


fig. 4-10 Aequivalente π -schakeling

De gevonden impedanties zijn periodieke functies. Ze gedragen zich inductief of capacitief afhankelijk van de frequentie. In een klein frequentiegebied kunnen we deze impedanties benaderen met discrete elementen (zelf-inducties en capaciteiten). We zullen deze benadering toepassen voor enkele karakteristieke lengtes van de trillende staaf in de buurt van de resonantiefrequentie f_0 .

1. $l = \lambda/2$.

Nemen we hiervoor de π -schakeling van fig. 4-10 dan wordt

$$P_1 = jZ_1 \tan \frac{\pi}{2} \frac{f}{f_0}$$

$$P_2 = -jZ_1 \sin \pi \frac{f}{f_0}$$

als Z_1 de karakteristieke impedantie van het $\lambda/2$ stuk is. In de buurt van de resonantiefrequentie f_0 wordt P_1 zeer groot. We mogen dan ook deze parallelimpedantie meestal verwaarlozen.

Bij de frequentie $f = f_0 + \Delta f$ wordt de serieimpedantie

$$P_2 = -jZ_1 \sin \pi \left(\frac{f_0 + \Delta f}{f_0} \right) = +jZ_1 \sin \pi \frac{\Delta f}{f_0} \approx jZ_1 \pi \cdot \frac{\Delta f}{f_0}$$

We kunnen deze impedantie benaderen met een serieschakeling van een zelfinductie en capaciteit met de waarde

$$\omega_0 L_1 = \frac{1}{\omega_0 C_1} = \frac{\pi}{2} Z_1.$$

Voor een $\lambda/2$ -staaf hebben we dan rond de resonantiefrequentie f_0 de benaderde schakeling van fig. 4-11 gevonden.

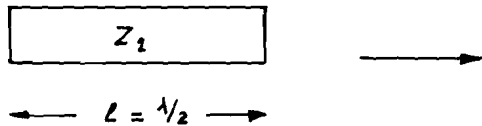


fig. 4-11a $\lambda/2$ staaf

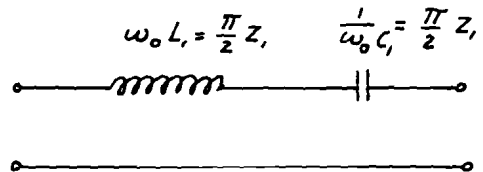


fig. 4-11b vervangingsschema rond $f = f_0$.

2. $l = \lambda/4$.

Nemen we voor een $\lambda/4$ - staafje met karakteristieke impedantie Z_2 de T-schakeling van fig. 4-9, dan krijgen de impedanties de waarden

$$T_1 = jZ_2 \tan \frac{\pi}{4} \frac{f}{f_0}$$

$$T_2 = -j \frac{Z_2}{\sin \pi/2 \frac{f}{f_0}}$$

Deze impedanties wisselen niet van teken rondom $f = f_0$; we kunnen ze dan ook benaderen met de volgende impedanties.

Voor T_1 nemen we $\omega_0 L_2 = Z_2$, voor T_2 : $\omega_0 C_2 = \frac{1}{Z_2}$

we krijgen dan voor de $\lambda/4$ - staaf rond de resonantiefrequentie f_0 de volgende benadering.

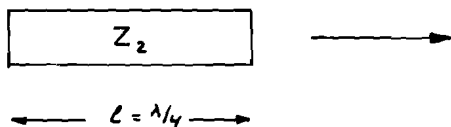


fig. 4-12a $\lambda/4$ -staaf

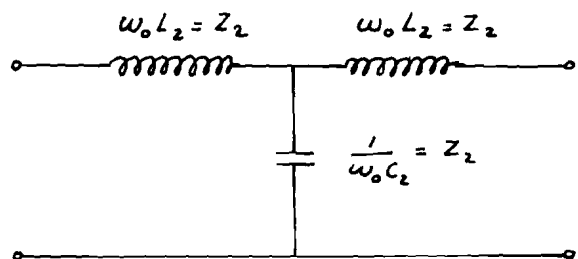


fig. 4-12b vervangingsschema rond $f = f_0$

3. Grondsectie.

Het drie-elementfilter van fig. 4-7 kunnen we benaderen met de combinatie van de vervangingsschema's voor de $\lambda/2$ -staaf en de $\lambda/4$ -staaf.

We krijgen dan de benaderde grondsectie van fig. 4-13.

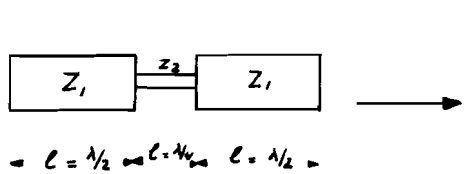


fig. 4-13a grondsectie

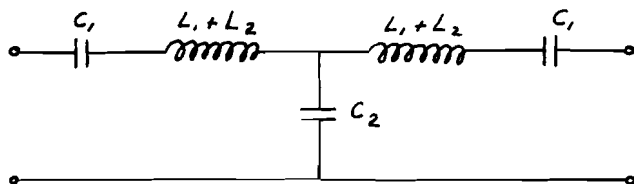


fig. 4-13b vervangingsschema

Hierin is:

$$\frac{1}{\omega_0 C_1} = \frac{\pi}{2} Z_1 ; \quad \frac{1}{\omega_0 C_2} = Z_2$$

$$\omega_0 (L_1 + L_2) = \frac{\pi}{2} Z_1 + Z_2$$

Schakelen we meerdere van deze grondsecties in serie dan wordt dit elektrisch:

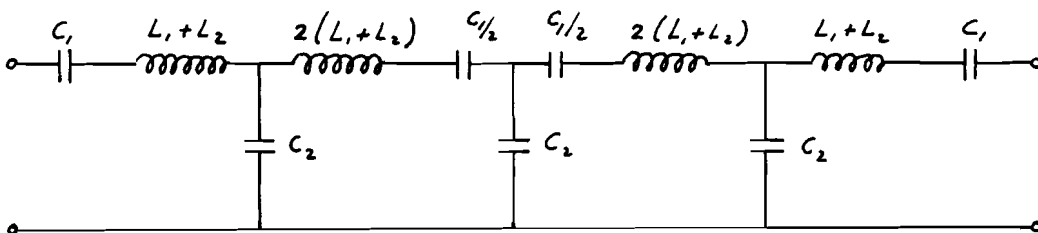


fig. 4-14 Meervoudig bandfilter

We zien hierin, dat de seriekringen van de eindsecties de halve impedanties hebben van die van de middensecties. Mechanisch betekent dit, dat de Z van de eindsecties de helft moet zijn van die van de middensecties.

In beeld:

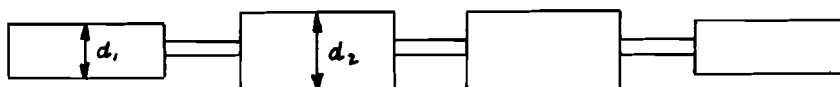


fig. 4-15 Meervoudig mechanisch bandfilter

Indien alle resonatoren van hetzelfde materiaal zijn moet $d_1 = \frac{1}{2} \sqrt{2} d_2$ zijn.

5. MAGNETOSTRICTIEVE OMVORMER.

5.1. Vierpoolvergelijkingen en vervangingsschema's.

Ook voor de magnetostrictieve omvormer kunnen we een verband tussen ingangs- en uitgangsgrootheden afleiden. We hebben hierbij echter nog te maken met twee elektrische grootheden en wel de spanning E over de spoel en de stroom I . We hebben namelijk de elektromechanische configuratie volgens fig. 5-1.

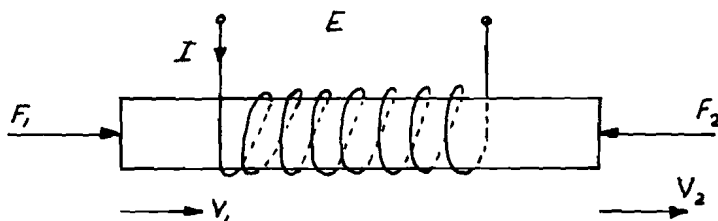


fig. 5-1 Magnetostrictieve triller.

Om de ferrietstaaf wordt een elektrische spoel gelegd en wel zodanig, dat de staaf vrij kan trillen. In deze staaf zal, tengevolge van stroomdoorgang I door de spoel, een magnetische inductie B optreden, die op zijn beurt een magnetisch krachtenveld met veldsterkte H veroorzaakt. Tevens treedt door deze magnetisatie een lengteverandering van de staaf op: de magnetostrictie. Voor dit systeem gelden de toestandsvergelijkingen:

$$B = \mu H + \lambda T \quad (5-1)$$

$$S = \lambda H + sT$$

Hierin is μ = magnetische permeabiliteit
 λ = magnetostrictieve constante
 s = elastische constante

Met behulp van deze toestandsvergelijkingen kunnen we het verband tussen de 6 grootheden F_1 , F_2 , V_1 , V_2 , I en E oplossen. Deze oplossing is goed behandeld door H... Katz in zijn boek: Solid State Magnetic and Dielectric Devices ²²⁾. Ook C.E. Mulders ¹⁶⁾ heeft het geval van de magnetostrictieve triller behandeld.

we krijgen:

$$-F_1 + MI = V_1 (jZ_o_M \cotg \beta l + \frac{M^2}{j\omega L}) - V_2 (jZ_o_M \cdot \frac{1}{\sin \beta l} + \frac{M^2}{j\omega L}) \quad (5-2)$$

$$-F_2 + MI = V_1 (jZ_o_M \cdot \frac{1}{\sin \beta l} + \frac{M^2}{j\omega L}) - V_2 (jZ_o_M \cotg \beta l + \frac{M^2}{j\omega L})$$

$$E = j\omega L I + M(V_2 - V_1)$$

Hierin is

$$L = \frac{AN^2}{\frac{1}{\mu'} + \alpha}$$

$$M = \frac{\lambda AN}{s \mu' (\frac{1}{\mu'} + \alpha)}$$

$$\mu' = \mu (1 - k^2)$$

Deze drie vergelijkingen kunnen we in een elektrisch vervangingschema weergeven. Dit wordt dan als in fig. 5-2

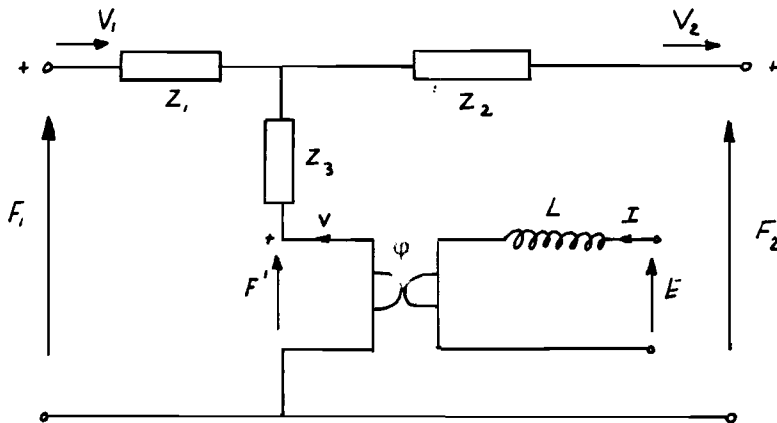


fig. 5-2 Vervangingschema van een magnetotriectieve triller.

Hierin komt een hypothetisch ideale gyrator voor die elektrische stromen in mechanische spanningen omzet en omgekeerd. De gyrator-weerstand is $= M$.

De impedanties Z_1 en Z_3 worden

$$Z_1 = Z_2 = jZ_{oM} \operatorname{tg} \frac{\beta l}{2} ; Z_3 = -jZ_{oM} \frac{1}{\sin \beta l} - \frac{M^2}{j\omega l} \quad (5-3)$$

Belangrijk voor het filter is het geval van de éénzijdig mechanisch belaste triller (b.v. $F_1 = 0$)

we krijgen dan de volgende vierpool

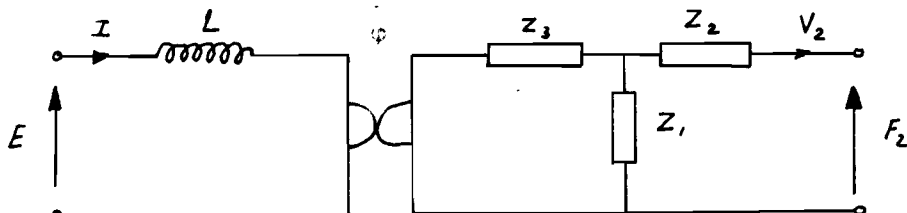


fig. 5-3 Vervangingschema voor de éénzijdig belaste triller.

Dit gedeelte kan dienen als eindsectie van het mechanisch filter, zoals in 4.7. afgeleid.

We kunnen namelijk het schema van fig. 5-3 omtransformeren; dit is weergegeven in fig. 5-4

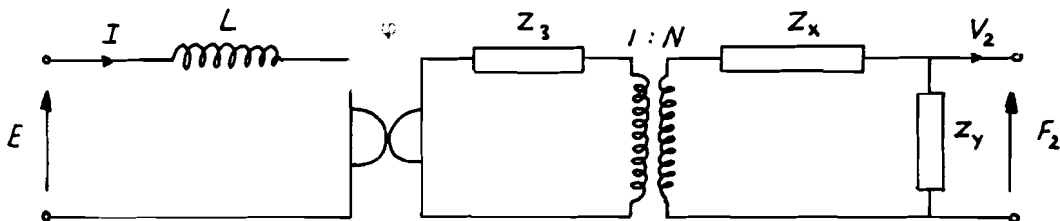


fig. 5-4 Getransformeerde eindsectie.

In dit schema is $Z_x = Z_2 \frac{(Z_1 + Z_2)}{Z_1}$; $Z_y = Z_1 + Z_2$

$$N = \frac{Z_1 + Z_2}{Z_1}$$

Met $Z_1 = Z_2$ wordt dit $N = 2$

$$Z_x = 2Z_2$$

$$Z_y = 2Z_2$$

We krijgen uiteindelijk voor de eindsectie het vervangingsschema van fig 5-5-

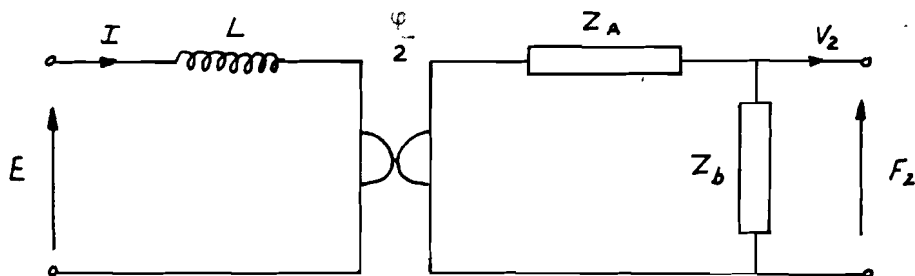


fig. 5-5 Eindsectie met gyrator $\frac{1}{2}$.

Hierin zijn $Z_A = 4Z_3 + 2Z_1$; $Z_b = 2Z_1$

Substitueren we de waarden van (5-3) dan wordt dit:

$$Z_A = -2jZ_{oM} \cotg \frac{\beta}{2} l - \frac{M^2}{j\omega L} \tag{5-4}$$

$$Z_b = 2jZ_{oM} \tan \frac{\beta}{2} l$$

Vergelijken we het schema van fig. 5-5 met fig. 4-14, dan zien we dat de triller de eindsectie kan vormen indien Z_A de serieschakeling L_1 en C_1 van fig. 4-14 vormt en Z_b zeer groot is.

Dit is zo indien het ferriet een $\lambda/2$ -staaf vormt; dan is namelijk bij de middenfrequentie Z_b oneindig groot en Z_A kunnen we in het doorlaatgebied vervangen door een serieschakeling van L en C juist als bij de mechanische resonatoren. Zoals we al gezien hebben moet de karakteristieke impedantie van deze ferrietstaaf dan de helft zijn van een metaalresonator met diameter δ mm.

5.2. Rendement van de eindsectie.

Sluiten we het filter mechanisch af met R_m dan krijgen we voor de eindsectie het volgende schema.

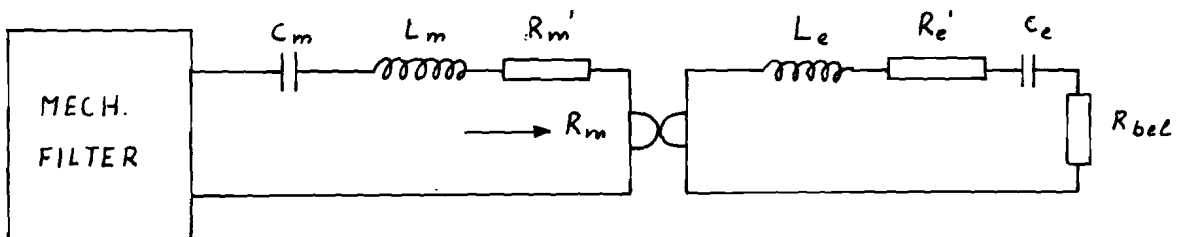


fig. 5-6 Eindsectie magnetostrictieve triller

Hierin vormen C_m en L_m de mechanische impedanties, R_m' de eventuele verliesweerstand van het ferriet, L_e en C_e de elektrische impedanties, R_e' de verliesweerstand van de elektrische spoel en R_{bel} de belastingsweerstand.

Het rendement q van de eindsectie is dan gelijk aan

$$q = \frac{R_m}{R_m + R_m'} \cdot \frac{R_{bel}}{R_{bel} + R_e'} \quad (5-5)$$

Hierin vormt $\frac{R_m}{R_m + R_m'}$ het rendement van de ferriet.

6. BEREKENINGEN.

6.1. Algemeen.

In dit hoofdstuk zullen enige berekeningen worden uitgevoerd die betrekking hebben op het ontworpen mechanisch bandfilter. Het mechanisch filter bestaat uit vier grondsecties volgens fig. 4-4. We krijgen dan het filter van fig. 6-1



fig. 6-1 Ontwerp mechanisch filter.

De diameter van de middelste resonatoren is δ mm, van de koppelstukken 2 mm. De mechanische grondsectie heeft dan wat de resonator betreft een diameter $d_1 = \frac{1}{2}\sqrt{2} \times \delta = 5,656$ mm. De mechanische grondsectie is in fig. 6-2 getekend.

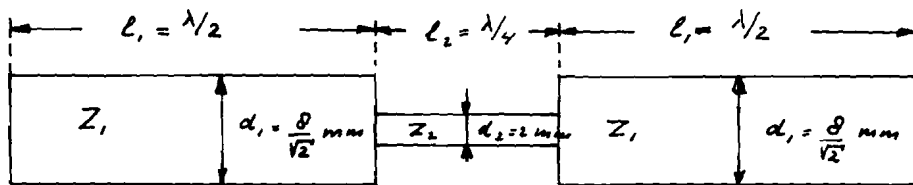


fig. 6-2 Mechanisch drie-elementfilter

De grondsecties van het filter worden gevormd door de ferrietten; daar deze andere materiaalconstanten heeft dan het metaal is deze diameter groter dan 5,656 mm; de diameter is zodanig dat het ferriet dezelfde karakteristieke impedantie heeft dan de metaalresonator van 5,656 mm rond. De metingen van de materiaalconstanten zijn in hoofdstuk 7 weergegeven. Hiervan zal zonodig bij de berekeningen gebruik worden gemaakt.

6.2. Berekening van de bandbreedte.

Onder de bandbreedte wordt hier verstaan de verhouding van het frequentieinterval, dat begrensd wordt door twee nulpunten van Z_0 , ten opzichte van de middenfrequentie van het aldus verkregen doorlaatgebied.

We berekenen de bandbreedte van de grondsectie van fig. 6-2. We kunnen deze bandbreedte op twee manieren berekenen en wel voor de mechanische grondsectie zoals behandeld is in 4.4, of voor de benaderde grondsectie van 4.5.

6.2.1. Bandbreedteberekening voor de mechanische grondsectie.

Voor de bepaling van de nulpunten van Z_0 maken we gebruik van fig. 4-8. Het eerste nulpunt wordt bepaald door de tweede term van de teller; daar is $\theta = \pi - \delta_1$.

Hiervoor geldt volgens Appendix B:

$$\cos \frac{\theta}{2} = -\frac{\Phi}{2} \left(1 - \frac{\Phi}{2}\right)$$

We kunnen voor δ_1 een benadering toepassen door $\cos \frac{\theta}{2}$ te gaan ontwikkelen rond $\frac{\pi}{2}$.

$$\cos \frac{\theta}{2} = \cos \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\delta_1}{2} \right) = \sin \frac{\delta_1}{2} \approx \frac{\delta_1}{2} = \frac{\Phi}{2} \left(1 - \frac{\Phi}{2}\right)$$

$$\text{Dus } \delta_1 = \Phi \left(1 - \frac{\Phi}{2}\right)$$

Het tweede nulpunt wordt bepaald door de eerste term van de teller waar $\theta = \pi + \delta_2$. Hiervoor geldt:

$$\cos \frac{\theta}{2} = -\frac{\Phi}{2} \left(1 - \frac{\Phi}{2}\right)$$

We vinden hier

$$\delta_2 \approx \Phi \left(1 - \frac{\Phi}{2}\right)$$

Het totale frequentieinterval is $\delta = \delta_1 + \delta_2$

Dit geeft $\delta = 2\Phi \left(1 - \frac{\Phi}{2}\right)$

De bandbreedte η wordt dan:

$$\eta = \frac{\delta}{\pi} = \frac{2}{\pi} \Phi \left(1 - \frac{\Phi}{2}\right)$$

Hierin is Φ zoals we in 4.4. gezien hebben de verhouding van de karakteristieke impedanties van koppelstuk en resonator. Indien beiden dezelfde materiaalconstanten hebben wordt Φ gegeven door de verhouding van de doorsneden A_2 en A_1 ; immers $Z_0 = A\rho C$

De berekende bandbreedte geldt voor het geval dat de resonator een $\lambda/2$ - staaf is en het koppelstuk een $\lambda/4$ - staaf. Voor enkele andere lengtes is in tabel 6-1 de aldus berekende bandbreedte weergegeven.

Tabel 6-1 Bandbreedte voor verschillende koppelstukken.

lengte koppelstuk	$\lambda/8$	$\lambda/4$	$\lambda/2$
bandbreedte	$\frac{2,33 \phi}{\pi(1+0,125\phi)}$	$\frac{2}{\pi} \phi(1-\frac{\phi}{2})$	$\frac{2}{\pi} (1-\frac{\phi}{2}) \sqrt{2\phi}$

In tabel 6-1 is voor enkele waarden van ϕ de relatieve bandbreedte berekend.

Tabel 6-2 Bandbreedte als functie van ϕ met parameter de lengte van het koppelstuk.

lengte koppelstuk ϕ	$\lambda/8$	$\lambda/4$	$\lambda/2$
0,5	0,425	0,239	0,478
0,1	0,085	0,061	0,271
0,05	0,045	0,032	0,202
0,01	0,009	0,006	0,090

Voor de mechanische constructie is het gunstig de diameter van het koppelstuk zo groot mogelijk te houden. We zien uit tabel 6-2 dat dit het geval is, als we voor het koppelstuk een $\lambda/4$ - staaf nemen. De combinatie resonator $\lambda/2$ - en koppelstuk $\lambda/4$ geeft namelijk de kleinste bandbreedte. Het filter is dan ook met deze combinatie gemaakt.

Voor het ontwerpfilter is $\Phi = \frac{d_2^2}{d_1^2} = \frac{4}{32} = 0,125$.

We vinden met deze berekeningsmethode een relatieve bandbreedte η

$$\eta = \frac{2}{\pi} \cdot 0,125(1 - 0,0625) = 0,0746$$

Bij een middenfrequentie van 60.000 Hz wordt de bandbreedte 4480 Hz

6.2.2. bandbreedteberekening voor de benaderde elektrische grondsectie.

Zoals we in 6.1.1. zullen zien wordt hier de relatieve bandbreedte bepaald door de verhouding van de twee condensatoren C_2 en C_1 uit fig. 6-13; we vinden dan:

$$\eta = \frac{C_1}{C_2} = \frac{2}{\pi} \frac{\Delta_2}{Z_1} = \frac{2}{\pi} 0,125 = 0,0796$$

Door de benaderingsmethode wordt een fout gemaakt van 6,25%.

6.3. Berekening van de dempingskarakteristieken.

De vierpoolvergelijkingen voor het filter van fig. 4-13b luiden:

$$E_1 = \cosh \gamma \cdot E_2 + Z_0 \sinh \gamma \cdot I_2 \quad (6-1)$$

$$I_1 = \frac{\sinh \gamma}{Z_0} \cdot E_2 + \cosh \gamma \cdot I_2$$

Hierin is $\gamma = \alpha + j\beta$ de voortplantingsconstante van de vierpool met

$$\tanh \gamma = \sqrt{\frac{Z_{\text{kort}}}{Z_{\text{nul}}}} \quad (6-2)$$

Bij het ontworpen filter zijn vier van deze vierpolen in serie geschakeld. We krijgen dan de vierpoolvergelijkingen:

$$E_1 = \cosh 4\gamma \cdot E_2 + Z_0 \sinh 4\gamma \cdot I_2 \quad (6-3)$$

$$I_1 = \frac{\sinh 4\gamma}{Z_0} \cdot E_2 + \cosh 4\gamma \cdot I_2$$

Indien het filter gevoed wordt uit een generator met e.m.k. E en inwendige weerstand R en belast wordt met een weerstand R zoals geschetst in fig. 6-3 dan geldt:

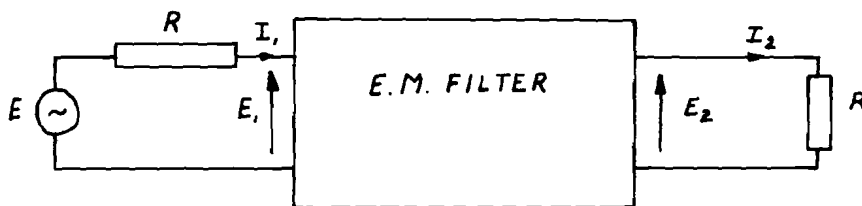


fig. 6-3 Complete filterschakeling.

$$E_1 = E - I_1 R = \cosh 4\gamma \cdot E_2 + Z_0 \sinh 4\gamma \cdot \frac{E_2}{R} \quad (6-4)$$

$$I_1 = \frac{\sinh 4\gamma}{Z_0} \cdot E_2 + \cosh 4\gamma \cdot \frac{E_2}{R}$$

Hieruit volgt $E = 2 E_2 \left(\cosh 4\gamma + \sinh 4\gamma \cdot \frac{R}{Z_0} + \frac{Z_0}{R} \right)$

De tussenschakeldemping wordt dan:

$$\frac{E}{2E_2} = \cosh 4\gamma + \sinh 4\gamma \cdot \frac{R}{Z_0} + \frac{Z_0}{R} \quad (6-5)$$

6.3.1. Karakteristieke impedantie Z_0 van de elektrisch benaderde grondsectie.

De karakteristieke impedantie Z_0 van de elektrisch benaderde grondsectie van fig. 4-13b is te berekenen uit de kortsluit- en nullastimpedanties volgens

$$Z_0 = \sqrt{Z_n Z_k}$$

Nu is

$$Z_n = j\omega(L_1 + L_2) + \frac{1}{j\omega C_1} + \frac{1}{j\omega C_2} \quad (6-6)$$

Stellen we $L_1 + L_2 = L$

$$x = 1 - \omega^2 LC_1 \quad (6-7)$$

$$\eta = \frac{C_1}{C_2} \quad (6-8)$$

dan wordt

$$Z_n = \frac{x}{j\omega C_1} + \frac{\eta}{j\omega C_1} = \frac{x + \eta}{j\omega C_1}$$

Voor Z_k vinden we:

$$Z_k = \frac{x}{j\omega C_1} \cdot \frac{x + 2\eta}{x + \eta}$$

dus

$$Z_0 = \sqrt{Z_n Z_k} = \frac{1}{j\omega C_1} \sqrt{x(x + 2\eta)} \quad (6-9)$$

Z_0 is nul voor $x = 0$ en $x = -2\eta$. Substitueren we deze beide waarden in (6-7) dan is hieruit af te leiden dat de relatieve bandbreedte gelijk is aan C_1/C_2 . Zoals we reeds in 6.2.2. gesteld hebben is η de relatieve bandbreedte van deze vierpool. De karakteristieke impedantie Z_0 volgens (6-9) is in het doorlaatgebied een halve cirkel als we in dit gebied ωC_1 constant nemen. Dit is in fig. 6-4 weergegeven.

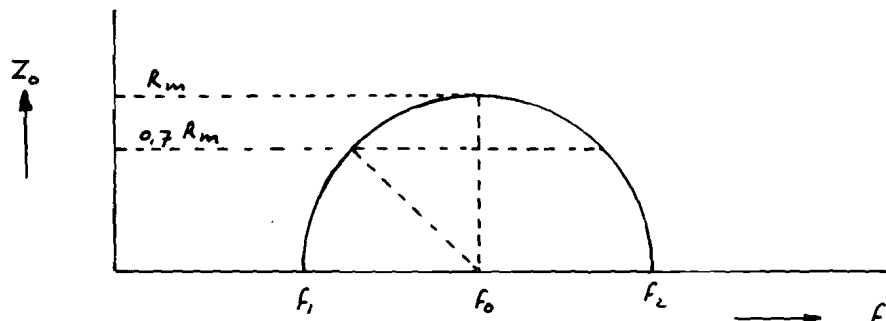


fig. 6-4 Karakteristieke impedantie v/h filter

In bijlage 1 is Z_0 als functie van x weergegeven.

De maximale waarde R_m vinden we uit (6-9) als

$$R_m = \eta \cdot \frac{1}{\omega_0 C_1} = \eta \cdot \frac{\pi}{2} Z_1$$

Voor Z_1 is uit de metingen in 6.1.1. gevonden $Z_1 = 962 \Omega$, verder is η in 6.2.2. berekend; hiervoor is gevonden $\eta = 0,0796$.

We vinden voor $R_m = \underline{\underline{112 \Omega}}$.

Indien we het filter met deze weerstand R_m afsluiten wordt de Q -waarde van deze sectie

$$Q = \frac{\omega_0 L}{R_m} = \frac{f_0}{f_2 - f_1} = \frac{1}{\eta} = 12,5$$

6.3.2. Damping in het doorlaatgebied.

In het doorlaatgebied is de dempingsconstante $\alpha \equiv 0$. De faseconstante β is te berekenen volgens

$$j \tan \beta = \frac{1}{x + \eta} \sqrt{x(x + 2\eta)} \quad (6-10)$$

$$|-2\eta \leq x \leq 0|$$

De fasehoek β is gelijk aan 0 voor $x = 0$ dus bij $f = f_1$; is gelijk aan $\frac{\pi}{2}$ voor $x = -\eta$ dus bij $f = f_0$ en gelijk aan π voor $x = -2\eta$ dus bij $f = f_2$.

De fasehoek β is in bijlage II als functie van x getekend.

De tussenschakeldamping wordt in het doorlaatgebied gegeven door:

$$\frac{E}{2E_2} = \cos 4\beta + j \sin 4\beta \cdot \frac{\frac{R}{Z_0} + \frac{Z_0}{R}}{2} \quad (6-11)$$

Indien $\sin 4\beta = 0$ wordt $|\cos 4\beta| = 1$.

Dan vinden we voor $\left| \frac{E}{2E_2} \right| = 1$; de damping in deze punten is dan $20 \log \frac{E}{2E_2} = 0 \text{ dB}$.

Dit is op de punten waar $\beta = n \cdot \frac{\pi}{4}$. ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$).

De volledig berekende karakteristiek is voor de waarden $R = R_m$ en $R = R_m/2$ in bijlage III weergegeven als functie van $\frac{f}{f_0}$

Als voorbeeld zullen we uitrekenen de waarde van de damping voor

$$\begin{cases} x = -0,7\eta. \text{ Met 6-7 volgt hieruit } \frac{f}{f_0} = 0,989. \\ R = \frac{R_m}{2} \end{cases}$$

Voor β volgt uit bijlage II $\beta = 72^{\circ}.58'$.

Zo volgt uit (6-7) $\frac{Z_o}{R_m} = 0,9644$

$$|\sin 4\beta| = 0,9378; \sin^2 4\beta = 0,8795$$

$$\cos^2 4\beta = 0,1205$$

we willen weten:

$$\left| \frac{E}{2E_2} \right|^2 = \cos^2 4\beta + \sin^2 4\beta \cdot \left\{ \frac{\frac{R_m}{2Z_o} + \frac{2Z_o}{R_m}}{2} \right\}^2$$

Met de voorgaande gegevens wordt dit:

$$\left| \frac{E}{2E_2} \right|^2 = 1,44$$

De tussenschakeldemping wordt dan $10 \log \left| \frac{E}{2E_2} \right|^2 = \underline{\underline{1,58 \text{ dB}}}$.

o.v.v. Demping in het sfergebied.

In het sfergebied is de faseconstante $\beta \approx 0$.

De dempingsconstante α_{nep} is te berekenen met

$$\tanh \alpha_{nep} = \frac{1}{x + \eta} \sqrt{x(x + 2\eta)}$$

$x \geq 0$
 $x \leq -2\eta$

In bijlage IV is α_{dB} uitgezet als functie van x .

De tussenschakeldemping wordt in het sfergebied gegeven door

$$\frac{E}{2E_2} = \cosh 4\alpha + \sinh 4\alpha \cdot \frac{\frac{R}{Z_o} + \frac{Z_o}{R}}{2} \quad (6-12)$$

Dit is ook te schrijven als:

$$\frac{E}{2E_2} = e^{4\alpha} \left\{ \frac{(R+Z_o)^2}{4RZ_o} - e^{-8\alpha} \cdot \frac{(R-Z_o)^2}{4RZ_o} \right\} \quad (6-13)$$

De volledig berekende karakteristiek is voor de waarden $R = R_m$ en $R = \frac{R_m}{2}$ in bijlage V weergegeven.

Als voorbeeld zullen we uitrekenen de tussenschakeldemping voor het geval dat $\begin{cases} x = -5\eta \\ R = \frac{R_m}{2} \end{cases}$

Uit (6-7) volgt weer $\frac{f}{f_R} = 1,15$.

Uit bijlage IV $\alpha_{dB} = 17,9$ dB

of $\alpha_{nep} = 2,06$ neper

$e^{4\alpha} N = 3850$ $e^{-3\alpha}$ verwaarloosbaar.

Uit (6-9) $Z_o/R_m = -3,37.j$

We willen weten:

$$\frac{E}{2E_2} = \cosh 4\alpha + \sinh 4\alpha \cdot \frac{\frac{R_m}{2Z_o} + \frac{2Z_o}{R_m}}{2}$$

Met de voorgaande gegevens volgt:

$$\left| \frac{E}{2E_2} \right| = 6660.$$

De tussenschakeldemping wordt dan $20 \log \left| \frac{E}{2E_2} \right| = 76,5$ dB.

6.4.4. Demping aan de bandgrenzen.

Aan de bandgrenzen worden Z_o en $\sin 4\beta$ nul. De vorm (6-11) is dan onbepaald. Hier moet de demping uit (6-11) bepaald worden door de limietovergang voor $x \rightarrow 0$ te nemen.

Voor één sectie wordt dit:

$$\begin{aligned} \lim_{x \rightarrow 0} \left| \frac{E}{2E_2} \right|^2 &= \lim_{x \rightarrow 0} 1 + \left[\frac{\frac{1}{x + \eta} \sqrt{x(x + 2\eta)}}{\frac{1}{j\omega C_1} \sqrt{x(x + 2\eta)}} \right]^2 \cdot \frac{R^2}{4} \quad (6-14) \\ &= 1 + \left(\frac{\omega C_1}{\eta} \right)^2 \frac{R^2}{4}. \end{aligned}$$

Voor $R = \frac{R_m}{2} = \frac{\eta}{2\omega_0 C_1}$ wordt dit

$$\left| \frac{E}{2E_2} \right|^2 = 1 + \frac{1}{16} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \quad (6-15)$$

Voor vier secties is β viermaal zo groot; dan wordt

$$\left| \frac{E}{2E_2} \right|^2 = 1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \quad \text{voor } R = \frac{R_m}{2}$$

Hieruit is de waarde aan de bandgrenzen gemakkelijk te berekenen. Deze waarden zijn in bijlage III uitgezet.

7. METINGEN.

7.1. Algemeen.

In dit hoofdstuk worden de metingen besproken, die zijn verricht voor de afstudeeropdracht. Allereerst zijn onderzocht de materiaaleigenschappen van de diverse componenten; vervolgens het probleem van het afregelen van de resonatoren, waarbij een reproduceerbare inklemming is ontwikkeld. Bepaald is verder het elektromechanisch gedrag van geplakte ferrieten; dit om de benodigde elektrische afsluitweerstand en condensator te berekenen. Tenslotte zijn aan het gerealiseerde filter een aantal metingen verricht.

7.2. Metingen verricht aan de diverse componenten.

7.2.1. Metaalresonatoren.

Zoals reeds in de inleiding is gezegd is de stabiliteit van het elektromechanische filter goed; met name is het resonantiefrequentie-verloop tengevolge van temperatuurveranderingen zeer klein. De resonantiefrequentie f_0 is gegeven als

$f_0 = \frac{c}{2l}$ waarin l de lengte van een $\lambda/2$ staaf is. we zien dat de temperatuurinvloed op de resonantiefrequentie bepaald wordt door de golfsnelheid c en de lengte l en wel

$$\frac{\Delta f_0/f_0}{\Delta T} = \frac{\Delta c/c}{\Delta T} - \frac{\Delta l/l}{\Delta T} = \frac{1}{2} \frac{\Delta E/E}{\Delta T} - \frac{5}{2} \frac{\Delta l/l}{\Delta T} \quad (7-1)$$

We hebben te maken met twee temperatuurcoëfficiënten, namelijk die van de elasticiteitsmodulus en de lineaire uitzettingscoëfficiënt. Deze twee kunnen, indien ze beide positief zijn, elkaar opheffen. Een legering die deze eigenschap bij benadering heeft is Ni-Span - C, een nikkelstaal met enkele procenten chroom en titaan. Dit materiaal is o.a. besproken door H.J. Rohde ²⁷⁾.

Bij deze legering is de temperatuurcoëfficiënt van de elasticiteitsmodulus afhankelijk van de gloeitemperatuur. Deze gloeitemperatuur wordt door de fabrikant opgegeven. Bij het door ons verwerkte materiaal (42% Ni; 5,11% Cr; 2,6% Ti; 0,03% C) is deze gloeitemperatuur $667 \pm 4^\circ\text{C}$.

Door deze gloeibehandeling wordt

$$\frac{\Delta f_0/f_0}{\Delta T} < 2 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}.$$

Voor het filter van 60.000 Hz wil dit zeggen dat bij normaal gebruik (kamertemperatuur) het verloop < 1 Hz is.

Een nare consequentie van deze gloeibehandeling is dat de elasticiteitsmodulus zelf ook vrij veel verandert, zodat de gloeitemperatuur goed reproduceerbaar moet worden ingesteld.

Van dit materiaal zijn een zestal $\lambda/2$ staafjes gemaakt, waarvan na bewerking aan 5 staafjes de bovenbeschreven gloeibehandeling is gegeven; één staafje is niet uitgegloeid. Van deze staafjes zijn gemeten de lengte en diameter, het gewicht, de resonantiefrequentie en de kwaliteitsfactor.

De lengte l en diameter d zijn gemeten met een zeer gevoelige micrometer: nauwkeurigheid 1μ . Het gewicht G is bepaald met een mettlerbalans. De resonantiefrequentie f_0 en de kwaliteitsfactor Q worden op de volgende manier gemeten:

De maken gebruik van het feit dat nikkel magnetostrictief is; de $\lambda/2$ -staaf kan dan ook in trilling worden gebracht door een wisselend magnetisch veld. Dit wisselveld wordt opgewekt door een modulatiespoeltje. Om de staaf in een lineair punt van de magnetostrictie kromme te brengen moet hij worden voorgemagnetiseerd. Dit kan gebeuren met een gelijkstroomspoel of een permanente magneet. In deze meetopstelling is het gedaan met een gelijkstroomspoel. Een doorsnedeschets van de opstelling is gegeven in fig. 7-1.

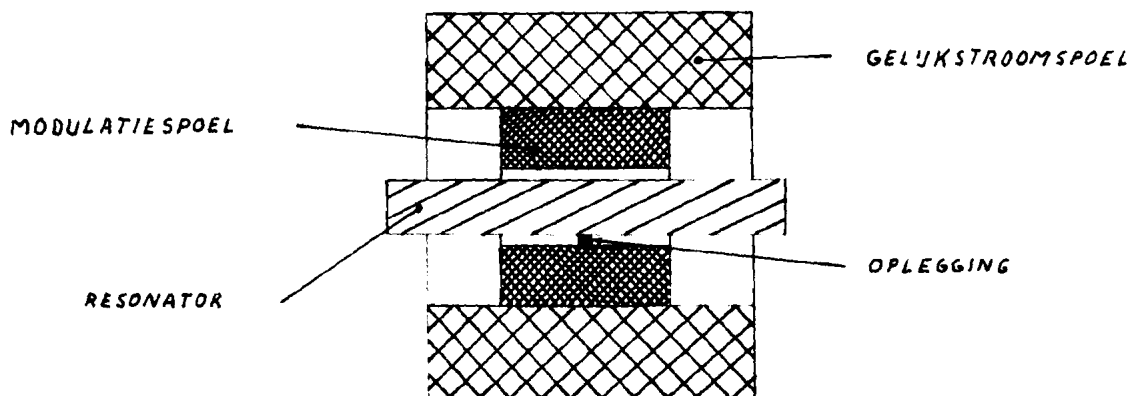


fig. 7-1 Meetopstelling $\lambda/2$ -staaf.

Daar het staafje vrij moet kunnen trillen wordt hij alleen in het midden opgelegd op een dun koperstripje. De $\lambda/2$ -staaf staat namelijk bij resonantie in het midden stil omdat de staande golf daar een knoop vertoont; door deze oplegging wordt de kwaliteitsfactor dan ook niet beïnvloed. Bij oplegging aan de uiteinden echter treedt al een aanzienlijke mechanische demping op, zodat dit voor een goede meting van de kwaliteitsfactor niet geoorloofd is. De resonantiefrequentie wordt nu bepaald door de impedantieverandering van de combinatie spoel met Ni-Span-C kern te meten. Het effect is te klein voor een directe impedantiemeting. Daarom wordt de spoel opgenomen in een wisselstroommeetbrug volgens fig. 7-2.

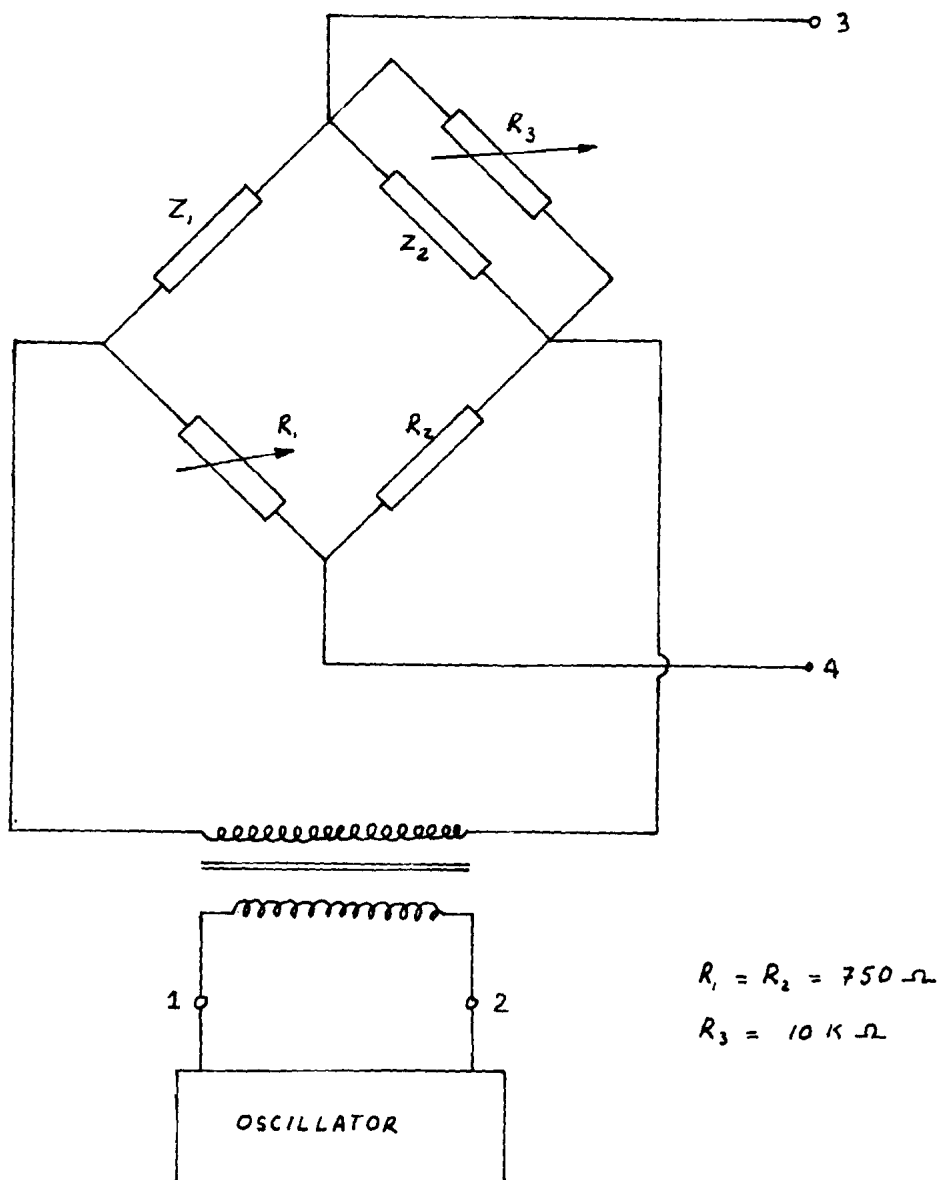


fig. 7-2 Meetbrug voor frequentiemeting.

In deze schakeling is Z_1 de combinatie spoel met Ni-Span-C kern. Z_2 is een dummy-spoel met als kern een λ_2 -staafje met sterk afwijkende resonantiefrequentie ten opzichte van Z_1 .

Deze dummyspoel is opgenomen om de beide impedanties elektrisch ongeveer dezelfde kwaliteit te geven. De weerstanden R_1 en R_3 dienen voor het instellen van brugevenwicht.

De brug wordt gevoed door een oscillator. Voor deze oscillator is genomen de frequentiemeetzer Schomandl. Deze meetzer heeft frequentiedecaden van 1 MHz, 100 - 10 en 1 kHz en 100 Hz; de laatste decade van 100 Hz is continue instelbaar.

De frequentie wordt gemeten met een decadenteller van Berkeley/Beckman. Deze teller heeft een kleinste decade van 1 Hz. Worden 10 perioden gemeten dan is de nauwkeurigheid van de gemeten frequentie dus 0,1 Hz.

De brugspanning wordt gemeten aan de klemmen 3 en 4. Bij het meten wordt de volgende procedure toegepast. Dichtbij resonantie wordt de brug in evenwicht gebracht door R_1 en R_3 . Bij resonantie zal nu een kleine verstoring optreden waardoor aan de klemmen 3 en 4 een spanning optreedt. De resonantiefrequentie kan nu worden bepaald door deze spanning te meten met een buisvoltmeter of zichtbaar te maken op een oscilloscope. Als de uitgangsspanning maximaal is, is de staaf in resonantie.

De kwaliteitsfactor wordt bepaald door ook de frequentie te meten bij de punten waar de brugspanning $\frac{1}{\sqrt{2}}$ van de maximale waarde is. Q is dan gegeven door

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f}$$

De golfsnelheid c wordt bepaald met $c = f_0 \cdot 2l$.

De soortelijke massa ρ uit $\rho = \frac{G}{1 \cdot \frac{\pi}{4} d^2}$

Voor het zestal staafjes zijn de genoemde grootheden gemeten. De staafjes hebben een nominale lengte van 38,000 mm en een diameter van 8,000 mm. De metingen zijn gegeven in tabel 7-1.

Tenslotte is nog gemeten het verloop van de resonantiefrequentie tengevolge van de voormagnetisatie. Dit verloop is zeer klein en wel < 1 Hz.

Tabel 7-1 Metingen aan $\lambda/2$ -staafjes.

No staaf	lengte in mm	f_0 in Hz	Δf in Hz	G in gram
1	38,010	62.773	4,6	15,515
2	38,002	62.761	4,8	15,318
3	38,005	62.755	5,0	15,318
4	37,997	62.808	5,0	15.314
5	37,994	62.826	4,8	15.317
6	37,997	60.653	≈ 60	15.315

De diameter van al deze staafjes was $8,000 \pm 0,001$ mm. We vinden met deze gegevens de materiaalconstanten ρ , c , Q en verder ρc en Z_0 in tabel 7-2.

Tabel 7-2 Materiaalconstanten voor Ni-span-C.

No staaf	ρ in Kg/m^3	c in m/s	Q	ρc in $\text{Kg/m}^2\text{s}$ $\times 10^{-4}$	Z_0 in Ω
1	8020	4772	13.650	3827	962
2	8023	4770	13.080	3827	962
3	8022	4770	12.550	3826	961
4	8022	4773	12.560	3829	963
5	8025	4774	13.090	3831	963
6	8022	4609	1011	3697	928

Opmerking: staaf No. 1 t/m 5 gegloeid op $667 \pm 4^\circ\text{C}$
staaf no. 6 is niet gegloeid.

Uit de metingen volgen de gemiddelde waarden voor ρ , c , Q , ρc en Z_0 , voor gegloeide materialen.

$\rho = 8022 \pm 3$	kg/m^3
$c = 4772 \pm 2$	m/s
$Q = 13.000 \pm 600$	
$\rho c = 3828 \pm 3$	$\text{kg/m}^2\text{s}$
$Z_0 = 961 \pm 1$	Ω

Tenslotte is nog gemeten het verloop van de resonantie frequentie tengevolge van de voormagnetisatie. Dit verloop is zeer klein en wel < 1 Hz.

7.2.2. Ferrietresonatoren.

Voor de ferrieten is gebruikt: ferroxcube 4B.

Dit ferroxcube heeft een lage temperatuurcoëfficiënt van de permeabiliteit en de elasticiteit ($\approx 6 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$). ¹⁷⁾ Nog betere ferrieten zijn in dit opzicht de Cobaltferrieten. Deze zijn echter niet direct voorradig.

Bij de ferrietresonatoren zijn dezelfde grootheden gemeten als bij de metaalresonatoren. Voor de metingen zijn vier proefstaafjes gemaakt uit een cilindrische staaf van 7,8 mm ϕ . Genomen zijn twee $\lambda/2$ -staafjes van 7,8 mm ϕ , terwijl de andere twee $\lambda/2$ -staafjes zijn afgeslepen tot 5,6 mm ϕ .

We vinden de volgende meetresultaten (staaf 1 en 2 7,8 ϕ , 3 en 4 5,6 ϕ).

Tabel 7-3 Metingen aan ferrieten.

No staaf	lengte in mm	diameter in mm	f_0 in Hz	Δf in Hz	G in gram
1	37,705	7,80	65667	21	8,068
2	37,93	7,82	65685	20	8,131
3	37,845	5,596	66323	41	4,217
4	37,935	5,576	66390	44	4,214

Hieruit vinden we weer de waarden voor ρ , c , ρc , Q en Z_0 in tabel 7-4.

Tabel 7-4 Materiaalconstanten voor ferroxcube 4 B.

No staaf	ρ in kg/m^3	c in m/s	Q	ρc in $\text{kg/m}^2\text{s}$ $\cdot 10^{-4}$	Z_0 in Ω
1	4480	4952	2140	2218	530
2	4466	4983	3280	2225	534
3	4533	5020	1620	2276	280
4	4551	5037	1510	2292	280

Ook hier is weer de invloed van de voormagnetisatie op de resonantiefrequentie gemeten. Deze invloed is hier veel groter; de resonantiefrequentie is bij de voorgemagnetiseerde staaf ongeveer 300 Hz hoger.

7.2.3. Metingen aan gekoppelde resonatoren.

Aan de gekoppelde resonatoren zijn een tweetal metingen gedaan. Als eerste is gemeten de bandbreedte van een meervoudig bandfilter en als tweede het verloop van de resonantiefrequentie van een resonator als de beide naastgelegen resonatoren worden ingeklemd.

I. Bandbreedtemeting.

Voor dit doel is een bandfilter gemaakt als gegeven in fig. 7-3. De middensectie heeft een diameter van 8 mm;

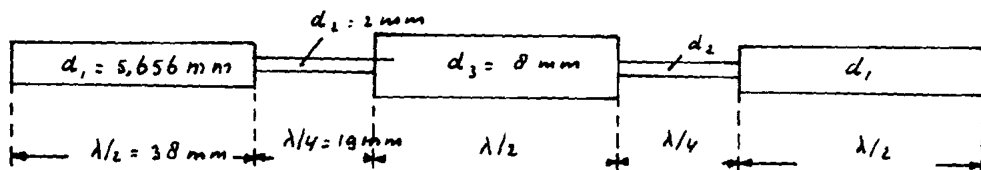


fig. 7-3 Meervoudig bandfilter

de buitensecties van $4\sqrt{2}$ mm. Dit filter bestaat dus uit twee grondsecties. De bandbreedte wordt bepaald door, met de meetopstelling van fig. 7-2, de frequenties te bepalen waarbij de brugspanning maximaal is. De beide buitenste frequenties geven de bandgrens aan, omdat daar $Z_0 = 0$ is. De bandbreedte is berekend in 6.2.1.; hier is gevonden een relatieve bandbreedte $\eta = 0,0746$. Bij de in fig. 7-3 gebruikte resonatoren is de middenfrequentie 62.700 Hz. (zie tabel 7-1); de bandbreedte wordt dan 4680 Hz. Gemeten is aan dit filter een bandbreedte van 4700 Hz, wat dus een goede overeenstemming geeft.

II. Meting aan inklemrichting.

Het mechanisch filter wordt zoals reeds gezegd uit één stuk cilindrisch staal gedraaid. De resonatoren moeten nu worden afgeregeld zonder dat ze beïnvloed worden door naastgelegen resonatoren. Om deze situatie zo goed mogelijk te benaderen worden de naastgelegen resonatoren ingeklemd. We krijgen dan geïdealiseerd de volgende mechanische situatie.

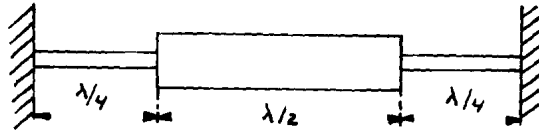


fig. 7-4 Inklemming

De totale lengte van resonator en twee koppelstukken is precies één golflengte bij resonantie. Bij de inklempunten en in het midden van de resonator staat het filter stil, terwijl bij de uiteinden van de resonator een bewegingsbuik optreedt; de amplitude als functie van de plaats is in fig. 7-5 getekend.

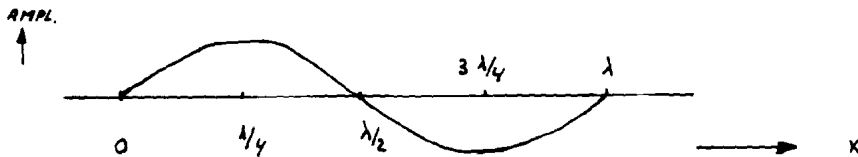


fig. 7-5 Amplitude van het filter.

De resonator gedraagt zich precies hetzelfde als bij vrije resonantie. De resonantiefrequentie bij ideale inklemming moet dan gelijk zijn aan die van de vrije resonator.

De praktische realisering van een dergelijke inklemming is echter niet eenvoudig. Een goede benadering is gevonden door de constructie zoals schematisch weergegeven in fig. 7-6. Een DIN-balk met I-profiel wordt aan de bovenkant vlak geslepen.

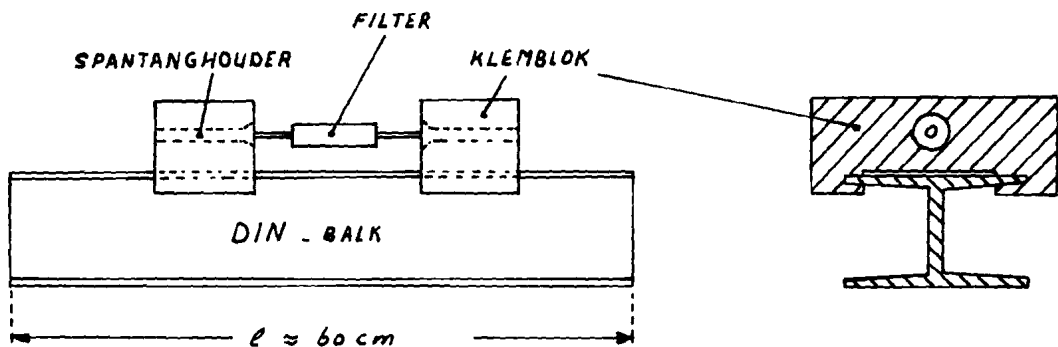


fig. 7-6 Inklem-inrichting.

Hierop worden twee blokken gemonteerd, die in langsrichting verplaatsbaar zijn en ook kunnen worden vastgezet. In dit blok bevindt zich een spantanghouder, waarin een spantang bevestigd wordt behorend bij de diameter van de vast te klemmen resonator. Een eventueel verloop van de resonantiefrequentie door deze inklemming is nu op de volgende manier gemeten. Eerst wordt de resonantiefrequentie gemeten van een $\lambda/2$ -staaf als hij is ingeklemd zoals in fig. 7-4. Daarna worden de koppelstukken aan weerszijden van de resonator weggedraaid en wordt de resonantiefrequentie van de vrije resonator gemeten. Voor deze meting is een filter gemaakt volgens fig. 7-7.

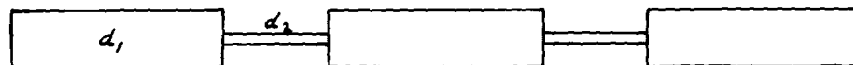


fig. 7-7 $d_1 = 8\text{mm}$; $d_2 = 2\text{mm}$.

Dit filter heeft drie resonatoren van 8 mm rond. Dezelfde meting als boven beschreven is ook gedaan door de middelste resonator in te klemmen en de resonantiefrequentie van de buitenste resonatoren ingeklemd en vrij te meten. We vinden de volgende meetresultaten.

Tabel 7-5 Resonantieverschuiving door inklemmen.

res. / gemeten resonator frequentie	links	midden	rechts
ingeklemd	62.680 Hz	62.572 Hz	62.680 Hz
vrije resonator	62.784 Hz	62.784 Hz	62.789 Hz
verschuiving	- 104 Hz	- 212 Hz	- 109 Hz

Opmerkingen

1. De resonantiefrequentie van de ingeklemdde resonator is reproduceerbaar instelbaar op ± 1 Hz, ook wanneer het filter wordt losgemaakt en daarna opnieuw vastgeklemd.
2. Door de inklemming wordt de resonantiefrequentie 212 Hz lager. Bij het te maken filter moet dus de ingeklemdde resonator worden afgeregeld op 59.788 Hz indien de vrije resonator een resonantie moet hebben bij 60.000 Hz.

7.2.4. Metingen aan geplakte ferrieten.

De bevestiging van de ferrieten aan het mechanisch filter gebeurt als volgt:

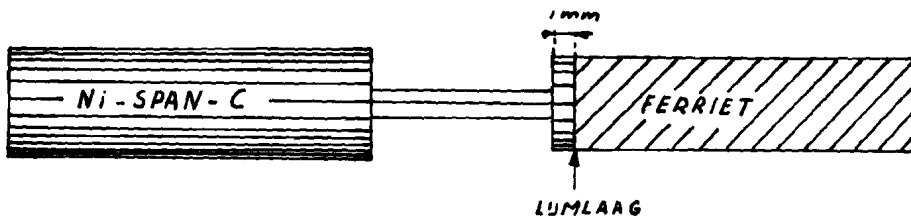


fig. 7-8 Geplakt ferriet.

Aan het laatste koppelstuk van het Ni-Span-C filter blijft nog een schijfje Ni-Span-C staan van ongeveer 1 mm dikte. Hierop wordt het ferriet geplakt. Als lijm voor dit plakken is gebruikt Ishman Kodak. Deze lijm heeft enkele voordelen ten opzichte van araldieten.

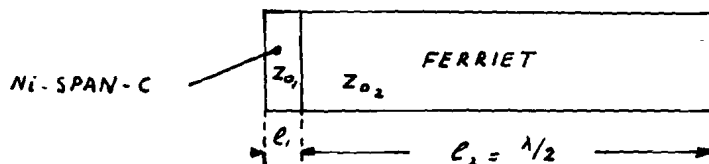
1. De lijm wordt koud gebruikt, dus geen moeilijkheden met verschillende uitzettingscoëfficiënten van metaal en ferriet.
2. Het ferriet is weer gemakkelijk los te maken door verwarming tot 100°C ; bij deze temperatuur wordt de lijm namelijk weer vloeibaar.
3. Akoestisch geeft de lijm een zeer goede aanhechting.

Een nadeel is, dat het filter bij niet te hoge temperaturen kan worden gebruikt.

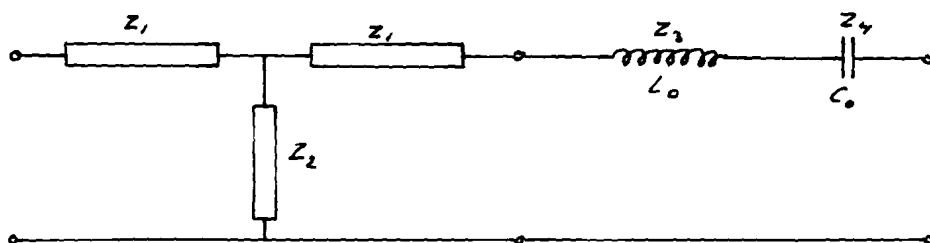
Om een goede hechting te krijgen is het nodig de te lijmen oppervlakken goed vlak te lappen.

De kwaliteit van de lijmverbinding wordt beoordeeld met de volgende meting. Aan de ferrieten van tabel c-3 is een schijfje Ni-Span-C geplakt van 1 mm dikte. Voor deze combinatie kunnen we de nieuwe resonantiefrequentie berekenen door gebruik te maken van de elektrische vervangingschema's. We krijgen dan

mechanisch:



elektrisch:



$$Z_1 = jZ_{o_1} \tan \frac{\beta}{2} l_1 \qquad Z_3 = j \frac{\pi}{2} Z_{o_2} \cdot \frac{3}{30}$$

$$Z_2 = \frac{Z_{o_1}}{j \sin \beta l_1} \qquad Z_4 = -j \cdot \frac{\pi}{2} Z_{o_2} \cdot \frac{3}{30}$$

fig. 7-9 Vervangingschema geplakte ferriet.

De resonantiefrequentie van het ferriet alleen wordt gegeven door

$$\omega_o = \frac{1}{\sqrt{L_o C_o}}$$

Daar van het metaal $l_1 \ll \lambda/2$ is worden de impedanties Z_1 en Z_2 bij benadering:

$$Z_1 \approx jZ_{o_1} \frac{\beta}{2} l_1 ; \quad Z_2 \approx \frac{Z_{o_1}}{j\beta l_1}$$

De impedantie van de paralleltak is zeer groot en is daarom te verwaarlozen. Het nieuwe vervangingschema heeft dus alleen een grotere zelfinductie gekregen en wel

$$L' = L_o \left(1 + \frac{2}{\pi} \frac{l_1}{c_1} \omega_R \frac{Z_{o_1}}{Z_{o_2}} \right) \qquad (7-2)$$

Voor de vier in tabel 7-5 genoemde ferrieten is deze berekening en meting uitgevoerd. In tabel 7-6 is uitgezet het verschil in resonantiefrequentie tussen het ferriet alleen en de combinatie ferriet + aangeliemde Ni-Span-C schijf. Tevens zijn voor de geplakte ferrieten weer dezelfde metingen uitgevoerd als in fig. 7.2.1. waaruit voor ρc de nu gevonden waarden eveneens in tabel 7-6 zijn weergegeven.

Tabel 7-6 Metingen aan geplakte ferrieten.

No staaf	berekende frequentieverschuiving	gemeten frequentieverschuiving	ρc in $\text{Kg/m}^2 \text{sx} 10^{-4}$
1	3110	3210	2222
2	2760	3580	2203
3	2940	3090	2275
4	3050	3070	2291

Staaft No 2 (7,8 mm ϕ) heeft een grote afwijking tussen meting en berekening. Dit is ook gemeten aan de kwaliteitsfactor. Deze is voor staaft 1, 3 en 4 gelijk gebleven, terwijl voor staaft 2 de kwaliteitsfactor ongeveer een factor 10 kleiner is geworden. Indien de kwaliteitsfactor voor en na het lijmen dus ongeveer gelijk blijft is het ferriet goed geplakt.

Gemeten is ook nog de invloed van de inklemming op de resonantiefrequentie. Daartoe is een proefstuk gemaakt als in fig. 7-8 is getekend. Het verloop van de resonantiefrequentie is hier 150 Hz. Het ferriet moet dus in geplakte toestand afgeregeld worden op 59.850 Hz.

7.2.5. Dimensionering van het mechanisch filter.

Uit de voorgaande metingen zijn nu de maten van het mechanisch filter met middenfrequentie 60.000 Hz te berekenen.

1. lengte Ni-Span-C resonatoren.

In 7.2.1. hebben we voor Ni-Span-C gevonden een golfsnelheid $c = 4772$ m/s. Hieruit volgt de lengte $l = \frac{c}{2f_0}$

$$l = \frac{4770}{2 \cdot 60.000} = 0,03980 \text{ m.}$$

2. lengte ferriet

De ferrietstaaft moet voor het lijmen een resonantiefrequentie hebben die ongeveer 63.000 Hz is; door het lijmen op het Ni-Span-C schijfje wordt de resonantiefrequentie ongeveer 3000 Hz lager (zie 7.2.4.). Voor het ferriet is een golfsnelheid c_{fer} gevonden: $c_{\text{fer}} = 5000 \pm 50$ m/s. Dit geeft de lengte van het ferriet:

$$l_{\text{fer}} \approx \frac{5.000}{2 \cdot 63.000} \approx 0,0399 \text{ m.}$$

Genomen is $l_{\text{fer}} = 41$ mm; na het lijmen kan de ferrietstaaft gemakkelijk op de goedelengte worden gebracht door van het uiteinde een deel af te lappen. Dit lappen gebeurt met carborundum-poeder.

3. diameter Ni-Span-C.

Omdat het ruwe materiaal een diameter heeft van 8,5 mm is de diameter van de resonatoren vastgelegd op 8,00 mm. De diameter van de koppelstukken is in verband met bewerkingsmogelijkheden vastgelegd op 2,00 mm; een kleinere diameter is zeer moeilijk te draaien.

4. diameter ferrietstaven.

In hoofdstuk 4 en 5 hebben we afgeleid dat de karakteristieke impedantie van de ferrietstaaf gelijk moet worden aan de karakteristieke impedantie van een Ni-Span-C resonator met diameter $4\sqrt{2}$ mm. Met $Z_0 = A\rho c$ is de diameter van de ferrietstaaf te berekenen. Voor Ni-Span-C is gevonden $A = \frac{\pi}{4} \cdot 32$, $\rho c = 3828 \times 10^4$ kg/m²s, voor ferriet is gevonden $c = 2240 \times 10^4$ kg/m²s; hieruit vinden we

$$d_{\text{ferriet}} = 7,40 \text{ mm.}$$

Het te maken filter is in fig. 7-10 geschetst.

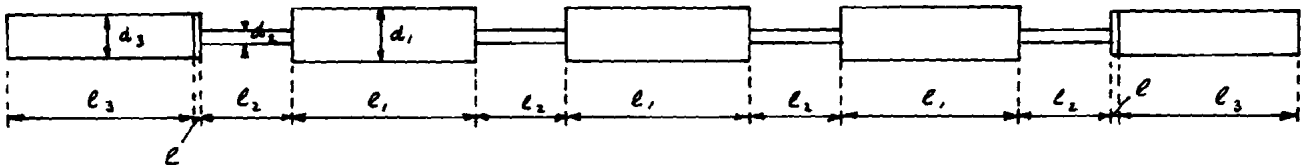


fig. 7-10 Matenschets mechanisch filter.

De bewerkingsmaten zijn:

$$\text{Ni-Span-C resonator} \quad \begin{cases} l_1 = 39,80 \text{ mm} \\ d_1 = 8,00 \text{ mm} \end{cases}$$

$$\text{Ni-Span-C koppelstuk} \quad \begin{cases} l_2 = 19,90 \text{ mm} \\ d_2 = 2,000 \text{ mm} \end{cases}$$

$$\text{ferriet} \quad \begin{cases} l_3 = 41 \pm 0,5 \text{ mm} \\ d_3 = 7,40 \text{ mm} \end{cases}$$

$$\text{Ni-Span-C schijfje} \quad \begin{cases} l = 1,0 \text{ mm} \\ d = d_3 = 7,40 \text{ mm} \end{cases}$$

7.3. Meting van de bewegingsimpedantie van de omvormer.

De magnetostrictieve omvormer gedraagt zich, zoals we gezien hebben in hoofdstuk 5, als een ideale gyrator. Van deze eigenschap kunnen we gebruik maken om de elektrische belastingsweerstand door middel van metingen te bepalen. We weten dat voor de gyrator van fig. 7-11 aan de klemmen 1-2 een impedantie gemeten wordt:

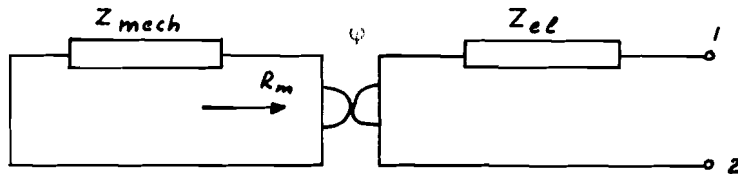


fig. 7-11 De omvormer als ideale gyrator.

$$Z_{1-2} = Z_{el} + \frac{\varphi^2}{Z_{mech}} \quad \text{waarin } Z_{mech} = R'_m + j\omega L_m + \frac{1}{j\omega C_m} \quad \text{is.}$$

We stellen $Z_{bew} = \frac{\varphi^2}{Z_{mech}}$

We weten uit de theorie van de complexe getallen dat Z_{bew} als functie van ω een cirkel zal beschrijven; Z_{bew} is maximaal voor $\omega_0^2 = \frac{1}{L_m C_m}$ en wel $Z_{bew}(\max) = \frac{\varphi^2}{R'_m}$

Verder is ook $R'_m = \frac{\omega_0 L_m}{Q_m}$ waarin Q_m de mechanische kwaliteitsfactor is.

Door nu deze cirkel te meten kunnen we $\frac{\varphi^2}{R'_m}$ en Q_m bepalen. (zie fig. 5-6).

Deze meting is gedaan voor één van de twee ferrieten van fig. 7-10. De imaginaire en reële component is bepaald met een Owen-brug. De elektrische spoel om deze ferrieten is gewikkeld met 130 windingen lietzedraad van 0,45 mm ϕ . Deze spoel heeft bij vastgehouden eindsectie een zelfinductie $L_e = 1,3$ mH en een verliesweerstand $R_e = 6 \Omega$. De meting van de impedantiekring is in bijlage VI weergegeven. We vinden hieruit:

$$\frac{\varphi^2}{R'_m} = 1020 \Omega \quad \text{en } Q_m = 1100.$$

Hieruit volgt $R'_m = 1/1100 \cdot \omega_0 L_m$. Indien we het filter afsluiten met een mechanische weerstand van $0,7 R_m$ dan is in 6.2.1. afgeleid, dat de kwaliteit van de eindsectie gelijk is aan $0,7 \omega_0 L_m$.

Dit geeft hier volgens fig. 7-11

$$R_m + R'_m = 0,7\eta \omega_o L_m = 0,7 \cdot 0,0746 \omega_o L_m$$

Hieruit volgt

$$R_m = (0,052 - 1/1100)\omega_o L_m = 0,051 \omega_o L_m = 57 R'_m$$

Nu geldt aan de mechanische zijde $R_m = \frac{\varphi^2}{R_{el}}$

Indien de impedantie van de zelfinductie door die van de capaciteit wordt gecompenseerd geeft dit:

$$R_m = \frac{\varphi^2}{R_e + R_{bel}} = \frac{1020 R'_m}{R_e + R_{bel}}$$

Met $R_m = 57 R'_m$ vinden we voor $R_e + R_{bel} = \frac{1020}{57} = 18 \Omega$.

Met $R_e = 6 \Omega$ volgt hieruit $R_{bel} = 12 \Omega$

Het rendement q wordt:

$$q = \frac{R_m}{R'_m + R_m} \cdot \frac{R_{bel}}{R_e + R_{bel}} = \frac{12}{18} = \frac{2}{3}$$

Het verlies in dB wordt $20 \log q = \underline{\underline{3,5 \text{ dB}}}$.

7.4. Metingen verricht aan het gerealiseerde filter.

Aan het gerealiseerde filter zijn een aantal dempingskarakteristieken gemeten. Zoals reeds in 7.3. vermeld, heeft de elektrische spoel aan de uitgang een zelfinductie van 1,3 mH; dit is bij 60.000 Hz een impedantie van 490 Ω . Deze impedantie moet worden gecompenseerd met een capaciteit van 5,42 KpF. Evenzo moet aan de ingang van het filter de spoel worden gecompenseerd met een capaciteit van 4,76 KpF. De metingen zijn verricht volgens onderstaand schema.

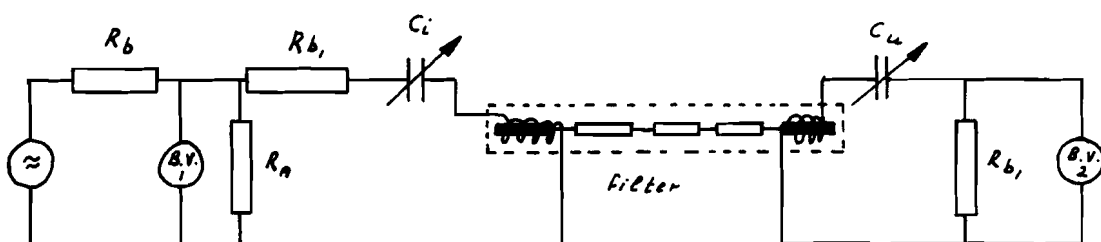


fig. 7-12 Meetopstelling bepaling dempingskarakteristieken.

In deze schakeling is $R_{b_1} \approx 12\Omega$; verder is $R_a \ll R_{b_1}$ en $R_b \gg R_{b_1}$ gekozen, zodat we met eeningangsimpedantie van het filter gelijk aan R_{b_1} mogen rekenen.

De tussenschakeldemping is gemeten voor $R_{b_1} = 12\Omega$ en $C_u = 5,42 \text{ k pF}$, $C_i = 4,78 \text{ koF}$. In bijlage V zijn deze meetpunten uitgezet; in bijlage VII is nog eens het gemeten gedrag in de doorlaatband getekend.

In bijlage VIII zijn metingen weergegeven waarbij voor C_u tweemaal een andere waarde is gekozen.

8. BESPREKING VAN DE MEETRESULTATEN.

Als eerste punt zullen we nagaan de invloed van maatafwijkingen en afwijkingen van materiaalconstanten op verschillende grootheden. In 7.2. is van een aantal resonatoren de lengte en de resonantiefrequentie gemeten en het soortelijk gewicht en golfsnelheid bepaald. Uit de metingen valt op te merken dat, als de maatafwijking van de Ni-Span-C resonatoren - zoals gegeven in 7.2. - kleiner is dan 10μ , deze Ni-Span-C trillers een resonantiefrequentie zullen hebben van 60.000 Hz met een afwijking < 50 Hz. Deze afwijking is gemakkelijk bij te regelen! Is de resonantiefrequentie te hoog dan gebeurt dit, door aan de omtrek van het nodale vlak een weinig materiaal weg te vijlen; is hij te laag dan wordt aan de uiteinden van de resonatoren wat materiaal weggevijsd. De reproduceerbaarheid van de materiaalconstanten ρ en C van Ni-Span-C is zeer goed; de afwijkingen zijn kleiner dan $1^{\circ}/100$. Bij de ferrieten is dit veel slechter; ρ en C vertonen hier afwijkingen van 1%. Dit komt hoofdzakelijk door de inhomogeniteiten veroorzaakt bij het sinterproces. We hebben o.a. gezien dat de kern van de ferrieten de grootste soortelijke massa heeft. De invloed van deze afwijkingen op de resonantiefrequentie van de ferrietstaven is niet zo belangrijk. We nemen namelijk de lengte van de ferrieten voldoende groot, omdat ze toch gemakkelijk kunnen worden ingekort (eindsecties). belangrijker is de diameter van de resonatoren en vooral die van de koppelstukken. Indien de diameter van het koppelstuk een afwijking vertoont van 10μ geeft dit een verandering in de bandbreedte van 50 Hz. Zoals we gezien hebben is bij een proefstaaf deze afwijking in bandbreedte 30 Hz.

Bij de meting aan de geplakte ferrieten kunnen we nog het volgende opmerken. De gemeten resonantieverschuiving is bij alle vier de proefstaven groter dan de berekende. Dit komt omdat we bij de berekening geen rekening hebben gehouden met de lijmlaag. Indien de lijmverbinding slecht is, treedt een grote demping op, waardoor de resonantiefrequentie zakt. Dit is ook te zien aan de kwaliteitsfactor; deze is bij de slecht geplakte ferrieten zeer veel kleiner geworden. Met deze twee factoren kunnen we gemakkelijk de kwaliteit van de lijmverbinding nagaan en zonedig de ferriet weer losmaken en opnieuw vastlijmen.

Wat betreft het afregelen van de resonatoren hebben we in 7.2.4. gezien, dat de ontworpen inklemming voor dit filter zeer goed bruikbaar is. De resonantiefrequentie van de resonatoren is reproduceerbaar in te stellen bij herhaald inklemmen op ± 1 Hz. Het verloop van de resonantiefrequentie door het inklemmen is voor de middensectie 212 Hz, voor de buitenste

trillers 104 respectievelijk 109 Hz. Het verloop van de beide laatsten is de helft van de middelste. Dit is als volgt te verklaren. De middelste triller is aan beide kanten via een koppelstuk met een vastgekleemde resonator verbonden; de beide buitenste maar aan een zijde, de andere zijde is vrij. De afwijking van de theoretische resonantiefrequentie is dan ook voor de middelste triller tweemaal zo groot. Uit deze metingen zien we dat het mogelijk moet zijn de resonatoren af te regelen op een resonantiefrequentie van 60000 ± 5 Hz.

Bij de meting van de bewegingsimpedantie in 7.3. valt nog het volgende op te merken. De rechterhelft van de cirkel in bijlage VI beslaat een frequentie-interval van ongeveer 50 Hz. Door dit feit moet voor nauwkeurige metingen hoge eisen worden gesteld aan de te gebruiken oscillator. Is namelijk in het uitgangssignaal boven de resonantiefrequentie een brom van 50 Hz aanwezig, dan is het brucevenwicht van de Owenbrug zeer moeilijk in te stellen omdat de bewegingsimpedantie sterk varieert. De Schomandl is wat dit punt betreft niet zo goed; hierdoor is de meting enigszins onnauwkeurig en kan de belastingweerstand slechts globaal worden bepaald.

Als laatste punt zal worden besproken de gemeten dempingskarakteristieken. In bijlagen V en VII zijn de dempingskarakteristieken weergegeven bij zo goed mogelijke afsluiting, d.w.z. voor de belastingweerstand is de in 7.3. gevonden waarde genomen en de impedantie van de zelfinductie van in- en uitgangspoel zijn door capaciteiten gecompenseerd bij de middenfrequentie van de doorlaatband. We zien uit bijlage V dat de meetpunten goed samenvallen met de theoretische kromme tot 80 dB toe. Uit bijlage VII zien we dat de gemeten doorlaatkromme nog aanzienlijke afwijkingen vertoont. Dit kan verklaard worden met behulp van bijlage VIII. Hier is namelijk de condensator C_u veranderd. Bij te kleine capaciteit is de karakteristiek nu vrij goed bij hoge frequenties; met te grote capaciteit bij lage frequenties, terwijl daarentegen met een te kleine capaciteit bij lage frequenties en met een te grote capaciteit bij hoge frequenties zeer grote afwijkingen van de theoretische doorlaatkromme gaan optreden. Kennelijk heeft hier de imaginaire component van de elektrische sectie al een grote invloed waardoor verstemming van de eindsectie optreedt. Indien dus de capaciteit de impedantie van de zelfinductie bij de middenfrequentie compenseert, zal naar de bandkant toe toch de imaginaire component de eindsecties gaan beïnvloeden.

Het gerealiseerde filter heeft echter bij goede afsluiting een doorlaatdemping < 5 dB. Dit is in vergelijking met de in de handel gebrachte filters goed te noemen. Door P.J. van Geuns²⁸⁾ zijn aan enkele van deze filters o.a. van de firma Telefunken metingen verricht. Bij al deze filters treden doorlaatdempingen van 5 dB en hoger op.

Tenslotte nog een opmerking over de mechanische bewerking van het filter. Bij dit vier-sectie filter vormt de lengte van de koppelstukken al een vrij groot probleem. Het is namelijk moeilijk om deze koppelstukken af te draaien zonder dat ze worden beschadigd.

9. CONCLUSIES.

1. De reproduceerbaarheid van de materiaalconstanten van Mi-Span-C is zeer goed; afwijking $< 1\%$; voor ferroxcube 4B is dit veel slechter, namelijk afwijkingen van 1%.
2. Bij een lengteafwijking van de resonatoren van $10\ \mu$ is de afwijking in resonantiefrequentie tussen verschillende resonatoren onderling < 50 Hz. Dit is gemakkelijk bij te regelen.
3. Om de afwijking in de bandbreedte zo klein mogelijk te houden moet de diameter van het koppelstuk zo nauwkeurig mogelijk worden gedraaid; de maatafwijking moet kleiner dan $5\ \mu$ zijn.
4. De toegepaste lijm geeft een zeer goede verbinding van ferriet met metaalresonator; de kwaliteit van deze lijmverbinding kan bovendien gemakkelijk worden nagegaan.
5. De ontworpen inklemming voor afregeling van de afzonderlijke resonatoren voldoet zeer goed; het is mogelijk om met deze inklemming de resonatoren af te regelen op een resonantiefrequentie van 60000 ± 5 Hz.
6. Bij het gerealiseerde filter is de gemeten sperkromme ongeveer gelijk aan de theoretisch berekende kromme; de gemeten doorlaatdemping is kleiner dan 3 dB.
7. Parasitaire trillingswijzen beïnvloeden de karakteristiek niet.
8. Het rendement van de toegepaste ferrieten is goed; totaal verlies is 7 dB.
9. Voor filters bestaande uit meer secties dan het gerapporteerde zal tot een andere constructie moeten worden overgegaan; met het in het verslag gegeven principe is dit namelijk bewerkingstechnisch onmogelijk.

10. AANBEVELINGEN.

Indien aan de dempingskarakteristiek hogere eisen worden gesteld, dan bij het in dit verslag beschreven filter, moet worden overgegaan op een filter bestaande uit meer secties bijvoorbeeld 10.

Dit is voor de gekozen frequentie van 60.000 Hz met het beschreven type filter niet te realiseren; de afmetingen worden dan namelijk veel te groot. Wel zal dit gaan met een plaatjesfilter zoals beschreven door R.A. Johnson ¹¹⁾. Een zeer goede mogelijkheid is ook het gebruik van de zogenaamde halterresonatoren volgens fig. 10-1.

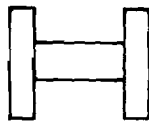


fig. 10-1 Halterresonator.

Hierbij dienen de eindplaten bij benadering als massa, de verbindingstaaf alleen als stijfheid. Bij deze resonatoren is de lengte $\ll \lambda/8$. Dit filter is beschreven door o.a. A. Russen ²⁹⁾. Voor realisatie van een filter met dempingspolen zijn ook enkele mogelijkheden aanwezig. Door W. Poschenrieder ³⁰⁾ is een filter beschreven waarbij de resonatoren van kwarts zijn. Een koppeling tussen deze resonatoren kan dan zowel mechanisch als elektrisch tot stand worden gebracht; elektrisch m.b.v. condensatoren. In een octrooi van de N.V. Philips ³¹⁾ is een mogelijkheid beschreven om de dempingspolen te realiseren m.b.v. verstemde resonatoren. Een andere mogelijkheid is misschien de halters van fig. 10-1 te voorzien van hulpmassa's zoals in fig. 10-2 getekend is.

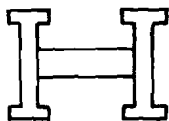


fig. 10-2 Halters met hulpmassa.

Het lijkt mij dan ook een goede voortgang van het onderzoek om een elektromechanisch bandfilter met de resonatoren van fig. 10-1 te maken. Aan het eind van dit verslag wil ik nog een woord van dank uitspreken over de zeer goede medewerking die ik gedurende het onderzoek heb gekregen van de mechanische werkplaats onder leiding van de heer van Beek. Speciaal de heren van Beek en Atema wil ik bedanken voor de altijd spontane en snelle medewerking die ik van beiden heb ondervonden bij de oplossing van de mechanische problemen.

11. Literatuurlijst.

1. Mechanical Filters for Radio Frequencies - G. van B. Roberts and L.L. Burns Jr. - RCA Review, september 1949, Vol. X, No.3, pp.348-365.
2. A Band-Pass Mechanical Filter for 100 Kc - L.L. Burns Jr. - RCA Review, maart 1952, Vol XIII, No.1.
3. Mechanische Filter für die Nachrichtentechnik - M.Börner, E. Kettel, H. Ohnsorge - Telefunken-Leitung, Jaargang 31, juni 1958, Heft 180, pp. 105-114.
4. Mechanische Filter für die Trägerfrequenztechnik - M.Börner - Nachrichtentechnische Fachberichte, 19, 1960, pp. 34-37. Beiheft der Nachr.techn.Z.
5. Berechnung Mechanischer Filter - M.Börner - Elektronische Rundschau, No.1, 1961, Jahrgang 15, pp. 11-14.
6. Mechanische Filter mit Biegegekoppelten Biegeresonatoren und doppelfreie Biegefilter - M.Börner - A.E.U., 16, 16 februari 1962, pp.459-464.
7. Eine Wellenparametertheorie für mechanische Vierpole in Kompressions- oder Torsionsschwingungen - C.Kurth - Nachrichtentechnik, 9, 1959, Heft 11, pp. 490-505.
8. Magnetostriktive Wandler als selektive Vierpole - C.Kurth, Leipzig - Frequenz, Ed.14, 1960, Nr.8, pp. 272-288.
9. Elektromechanische filters deel II.
Filters voor frequenties boven het toonfrequentie gebied - J.E. Mulders - Verslag 33 NL(2).
10. Elektromechanische filters deel I.
Stemvorkfilters van de firma Hassler - J.E. Mulders - Verslag 33 NL(1). Dr. Neher lab.
11. Mechanical Filters for F.M. Mobile Applications - P.J. Johnson - Inst. Radio Engrs., Vol. VC-10, Nr.1, april 1961, pp.72-79.
12. Mechanical Filter using Spherical Ball Shaped Resonators - Tetsuro Tanaka, Tsuguo Kawai and Shigeru Miura - Abstract, Meeting of the Acoustical Society of Japan, mei 1958, pp.28-29.
13. A mechanical filter - Tetsuro Tanaka and Toshio Inaguchi - Abstract, M.A.S.J., mei 1957, pp. 22-26.
14. Mechanical Filter using Inner Coupled Characteristics of Resonator - Tetsuro Tanaka and Hiroyoshi Kawamura - Abstract, M.A.S.J., oktober 1958, pp. 25-28.

15. Survey of Mechanical Filters and Their applications - J.L. Hathaway, Proc. Ire, 45, 1957, pp. 5-16.
16. Theoretische beschouwing over enige vormen van piëzo-elektrische en magnetostrictieve omvormers - C.E. Mulders, Mededeling 116 NL. (Dr. Neher lab.).
17. Ferrites for magnetic and piëzomagnetic filterelements with temperatureindependent permeability and elasticity - C.M. van der Burgt - Proc. Inst.El. Engng, Vol. 184, part B, Supplement no.7, 1957.
18. Ferrite als magnetostruktive Resonatoren und deren Anwendung als Elemente elektrischer Filter - C.W. Diethelm - Technische Mitteilungen PTT, Bern, 1 VIII 1951 - Jahrgang XXIV.
19. Transducer comparison methods based on the electromechanical coupling-coefficient concept - R.S. Woollett - I.R.E. National Convention Record 1957, Jaargang 5, no. 9, pp. 23-27.
20. Über Ferrite für Magnetostruktive Schwiager in Filterkreisen - S.Schweizerhof - Mitteilungen der Telefunken GmbH, Geschäftsbereich Anlagen Weitverkehr, NTZ, 1958, Heft 4, pp.179-185.
21. Magnetostrictive vibrating systems - Henrik Nødtvedt - Norwegian defence research establishment, postbox 1024, Oslo Norway, januari 1957.
22. Solid State Magnetic and Dielectric Devices.
H.A. Katz - 1959 -
New York - John Wiley & Sons Inc.
London - Chapman & Hall, Limited pp.87 ev.
23. Collegedictaat theoretische elektrotechniek deel IIIA - Prof.dr.ir. A.A.Th.M. van Trier.
24. The Mobility Method of Computing the Vibration of Linear Mechanical and Acoustical Systems: Mechanical-Electrical Analogies - F.L. Firestone - Journal of Applied Physics, Vol. 3, no. 6, June 1954.
25. Physik und Technik der elektromechanischen Bandfilter - A. Poschenrieder, München - Frequenz, Bd. 12, 1958, no. 2, pp. 1-6.
26. Mechanische Bandfilter - L. Trzeba, Dresden - Nachrichtentechnik 12, No. 3, 1953, pp. 22-29.
27. Erfahrungen mit mechanischen Bandfiltern - H. . Rohde - Hochfrequenztechnik und Elektronenbau, Bd. 7, Heft 1, 1954, pp. 11-16.
28. Stage-vervalag elektrische meettechniek - Mechanische filters - J.P. van Geuns.
29. Electromechanical filters for 50-500 MHz - A. Russen - Electrical Communication, Vol. 39, no. 1, 1964, pp. 429 ev.
30. Das elektromechanische Bandfilter-ein neues Bauelement für die Nachrichtentechnik - A. Poschenrieder - Frequenz, Bd. 17, 1963, no. 7.
31. ctrooisnavrage No. 24-17, Klasse 4595: Electromechanische filterinrichting - Ir. . van Dam o.s.
Aanvrager : J.V. Philips.

Oplossing van de golfvergelijking voor harmonische tijdfuncties.

De golfvergelijking van de trillende staaf luidt:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (1)$$

Voor harmonische tijdfuncties geeft dit als algemene oplossing:

$$u = (B_1 \sin \beta x + B_2 \cos \beta x) e^{j\omega t} \quad (2)$$

met $\beta = \frac{\omega}{c}$

Nu gelden de volgende randvoorwaarden:

Voor $x=0$ $\left\{ \begin{array}{l} F_1 = -AT_1 = -AYB_1 = -AY \frac{\partial u}{\partial x} |_{x=0} = -AYB_1\beta \quad (3) \\ V_1 = \frac{\partial u}{\partial t} |_{x=0} = j\omega u |_{x=0} = j\omega B_2 \quad (4) \end{array} \right.$

Voor $x=l$ $\left\{ \begin{array}{l} F_2 = -AY - \frac{\partial u}{\partial x} |_{x=l} = -AY (B_1\beta \cos \beta l - B_2\beta \sin \beta l) \quad (5) \\ V_2 = \frac{\partial u}{\partial t} |_{x=l} = j\omega (B_1 \sin \beta l - B_2 \cos \beta l) \quad (6) \end{array} \right.$

Uit (4) volgt:

$$B_2 = \frac{V_1}{j\omega} \quad (7)$$

B_2 gesubstitueerd in (6) geeft:

$$B_1 = \frac{2 - V_1 \cos \beta l}{j\omega \sin \beta l}$$

Door deze beide constanten B_1 en B_2 te substitueren in (3) en (5) krijgen we twee vergelijkingen die het verband tussen F en V aangeven.

$$F_1 = - \frac{j Z_{oM}}{\tan \beta l} V_1 + j \frac{Z_{oM}}{\sin \beta l} V_2$$

$$F_2 = -j \frac{Z_{oM}}{\sin \beta l} V_1 + j \frac{Z_{oM}}{\tan \beta l} V_2$$

Hierin is $Z_{oM} = \rho c$

We kunnen door kruislings vermenigvuldigen het verband tussen de ingangsgrootheden F_1 en V_1 en de uitgangsgrootheden F_2 en V_2 in matrixvorm opschrijven.

We krijgen dan:

$$\begin{pmatrix} F_1 \\ V_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta l & j Z_{0M} \sin \beta l \\ \frac{j}{Z_{0M}} \sin \beta l & \cos \beta l \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_2 \\ V_2 \end{pmatrix}$$

Appendix B

Bepaling van de polen en nulpunten van Z_0 voor het geval $\theta_2 = \theta_1/2$.

De functie Z_0 wordt gegeven door

$$Z_0^2 = Z_1^2 \frac{(\phi \cos \theta \cos \frac{\theta}{4} - \sin \theta \sin \frac{\theta}{4})(\phi \cos \theta \sin \frac{\theta}{4} + \sin \theta \cos \frac{\theta}{4})}{(\cos \theta \cos \frac{\theta}{4} - \phi \sin \theta \sin \frac{\theta}{4})(\cos \theta \sin \frac{\theta}{4} + \phi \sin \theta \cos \frac{\theta}{4})} \quad (B-1)$$

Deze functie heeft nulpunten indien één of beide termen van de teller nul is.

1. Eerste term van de teller nul.

$$\phi \cos \theta \cos \frac{\theta}{4} - \sin \theta \sin \frac{\theta}{4} = 0 \quad (B-2)$$

Dit geeft als eerste oplossing $\theta = 2\pi + n \cdot 4\pi$.

De andere oplossingen verkrijgen we door (B-2) te vermenigvuldigen met $\sin \frac{\theta}{4}$. We moeten dan $\theta = \pm n \cdot 4\pi$ uitsluiten. We krijgen dan:

$$\phi (2\cos^2 \frac{\theta}{2} - 1) \sin \frac{\theta}{2} - 2\sin \frac{\theta}{2} (1 - \cos \frac{\theta}{2}) \cos \frac{\theta}{2} = 0.$$

Dit is een vierkantsvergelijking in $\cos \frac{\theta}{2}$

$$\cos^2 \frac{\theta}{2} (2 + 2\phi) - 2\cos \frac{\theta}{2} - \phi = 0 \quad (B-3)$$

Deze heeft als oplossingen:

$$\cos \frac{\theta}{2} = \frac{1}{2(1+\phi)} \pm \frac{1}{2(1+\phi)} \sqrt{1 + 2\phi^2 + 2\phi} \quad (B-4)$$

Daar meestal $\phi \ll 1$ is mogen we een benaderde oplossing gebruiken. We vinden dan

$$\begin{cases} \cos \frac{\theta}{2} = -\frac{\phi}{2} (1 - \frac{\phi}{2}) \\ \cos \frac{\theta}{2} = 1 - \frac{\phi}{2} (1 - \frac{\phi}{2}) \end{cases} \quad \begin{cases} \theta = \pi + \delta, 3\pi - \delta, \dots \\ \theta = 4n\pi + \delta \\ (n = 0, 1, 2, 3, \dots) \end{cases}$$

Geven we het tekenverloop van deze term in beeld weer dan krijgen we:

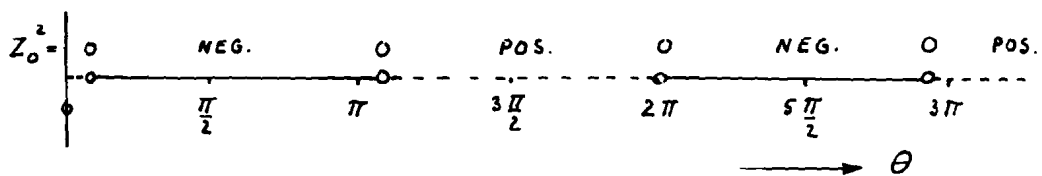


fig. B-1

2. Tweede term teller nul.

$$\Phi \cos \theta \sin \theta/4 + \sin \theta \cos \theta/4 = 0 \quad (B-5)$$

Dit geeft als eerste oplossing $\theta = n \cdot 4\pi$ ($n=0, 1, 2, 3, \dots$)

De tweede oplossing verkrijgen we weer door te vermenigvuldigen met $\cos \frac{\theta}{4}$ ($\theta = 2\pi + n \cdot 4\pi$ uitsluiten). Dit geeft weer een vierkantsvergelijking in $\cos \theta/2$.

$$\cos^2 \theta/2 (2\Phi + 2) + 2\cos \theta/2 - \Phi = 0 \quad (B-6)$$

met oplossingen:

$$\cos \theta/2 \approx \frac{\Phi}{2} (1 - \frac{\Phi}{2}) ; \theta = \pi - \delta, 3\pi + \delta, \dots$$

$$\cos \theta/2 \approx -1 + \frac{\Phi}{2} (1 - \frac{\Phi}{2}) ; \theta = 2\pi - \delta, 2\pi + \delta, \dots$$

Het tekenverloop krijgt weer het volgende beeld:

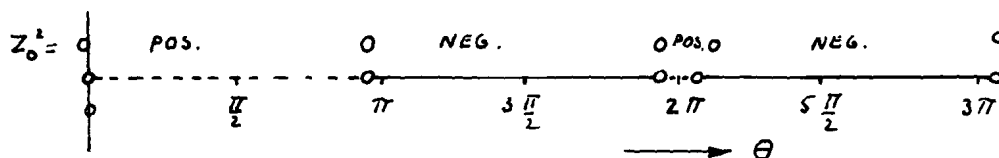


fig. B-2

De functie Z_0 heeft polen indien één of beide termen van de noemer nul zijn. Deze nulpunten kunnen we weer op dezelfde manier vinden als bij de teller. We vinden dan de oplossingen.

1. Eerste term noemer nul.

1. $\theta = 2\pi + n \cdot 4\pi$

2. $\cos \frac{\theta}{2} \approx 0,707 + 0,146\Phi ; \theta = \frac{\pi}{2} - \delta, 7\frac{\pi}{2} + \delta, \dots$

3. $\cos \frac{\theta}{2} \approx -0,707 + 0,854\Phi ; \theta = 3\frac{\pi}{2} - \delta, \frac{5}{2}\pi + \delta, \dots$

In beeld:

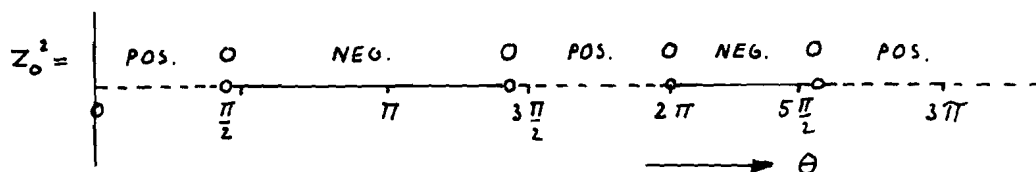


fig. B-3

2. Tweede term noemer nul.

1. $\theta = \pm n \cdot 4\pi$

2. $\cos \frac{\theta}{2} \approx 0,707 - 0,054\phi$; $\theta = \frac{\pi}{2} + \delta, \frac{7}{2}\pi - \delta, \dots$

3. $\cos \frac{\theta}{2} \approx -0,707 - 0,146\phi$; $\theta = 3\frac{\pi}{2} + \delta, \frac{5}{2}\pi - \delta, \dots$

In beeld:

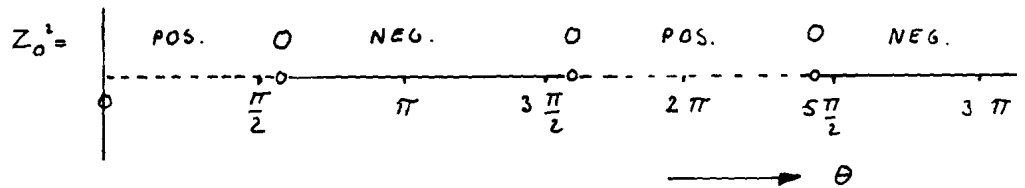
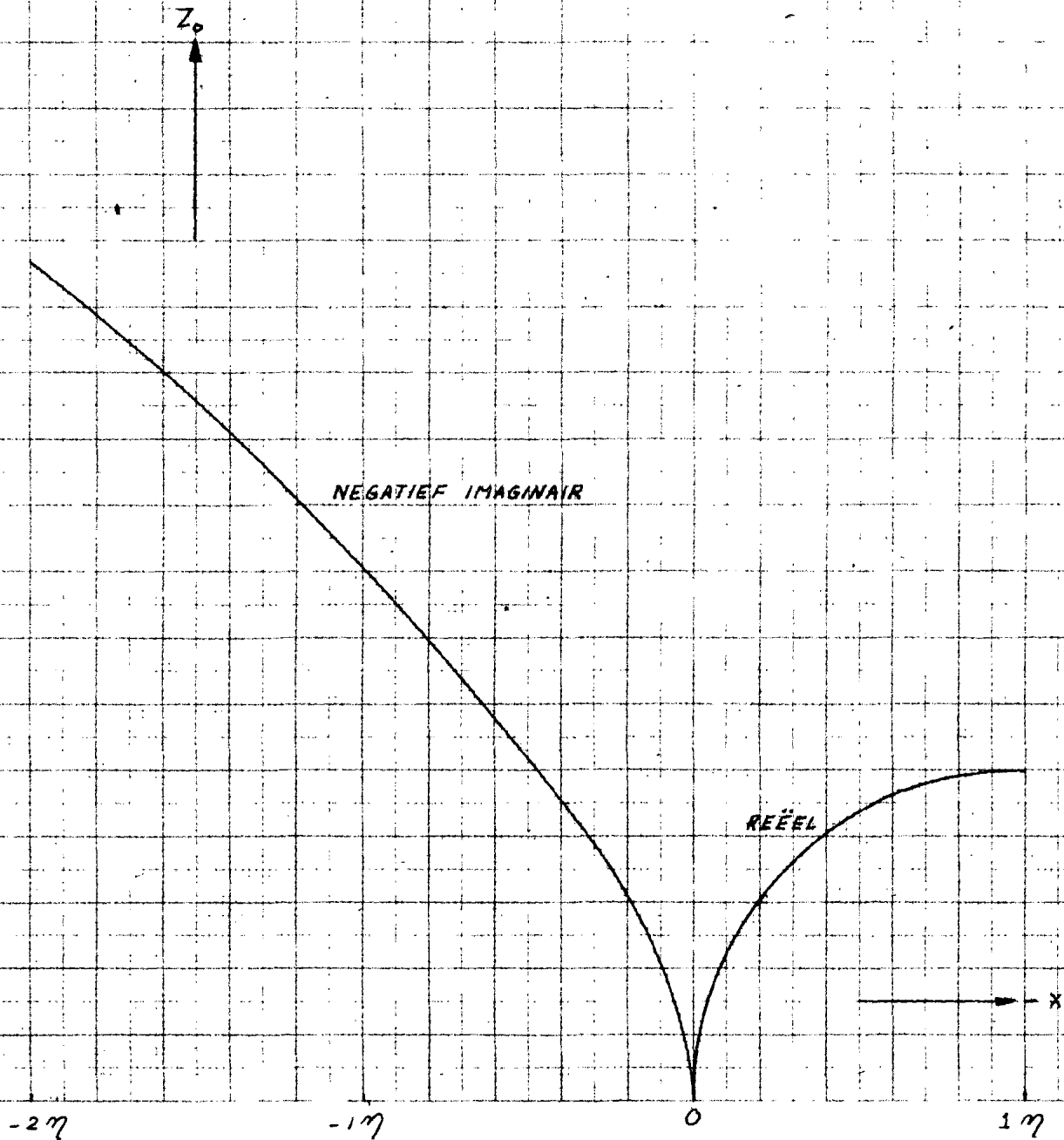


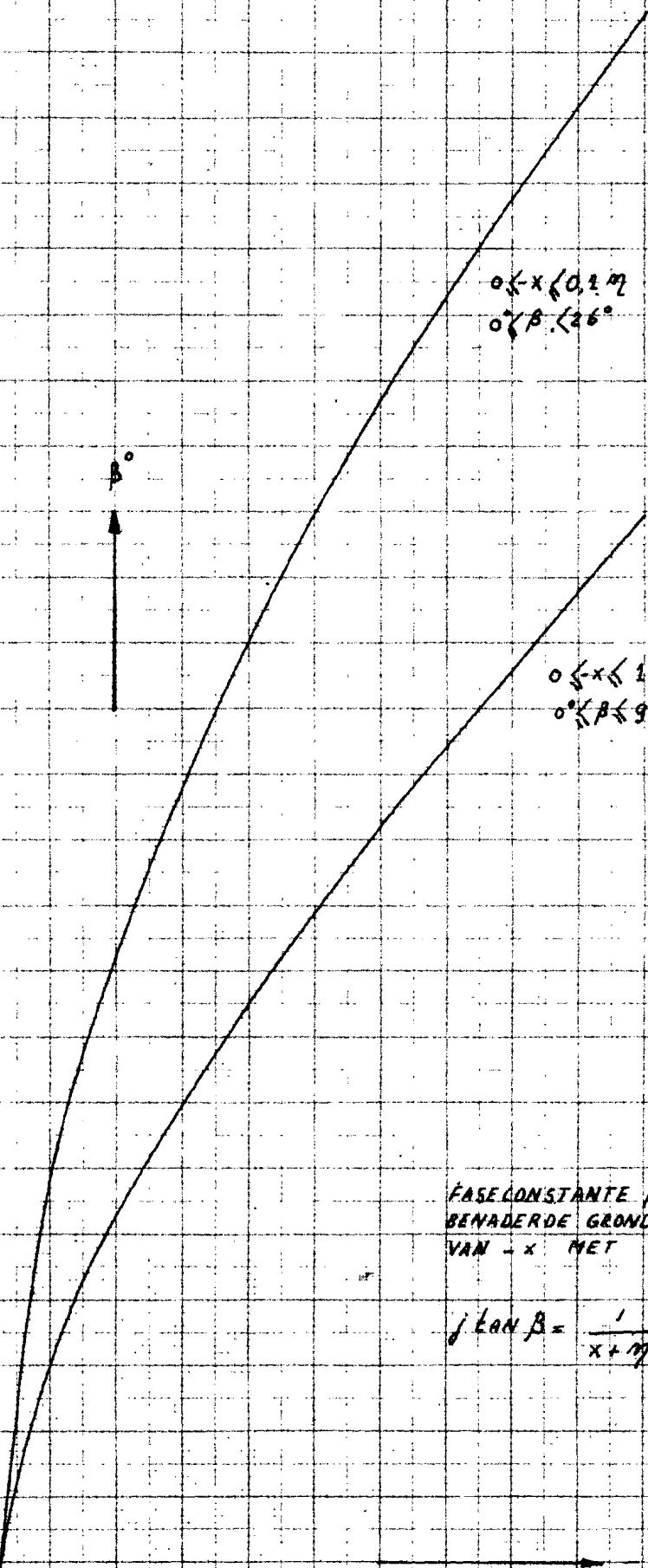
fig. B-4.

BULAGE I

KARAKTERISTIEKE IMPEDANTIE Z_0 VAN DE
ELEKTRISCH BENADERDE GRONDSECTIE ALS
FUNCTIE VAN $-x$

$$-x = \omega^2(L_1 + L_2)C_1 - 1$$





FASECONSTANTE β VAN DE ELEKTRISCH
 BENADERDE GRONDSECTIE ALS FUNCTIE
 VAN x MET

$$\tan \beta = \frac{1}{x + \eta} \sqrt{x(x + 2\eta)}$$

0,5
0,05

1 m
0,1 m

BEREKENDE TUSSENSCHAKEL-
 DEMPING VOOR HET GEREALISEERDE BANDFILTER BESTAANDE UIT VIER GRONDSECTIES (DOORLAATGEBIED).

DEMPING dB

7
6
5
4
3
2
1
0

BANDGREN

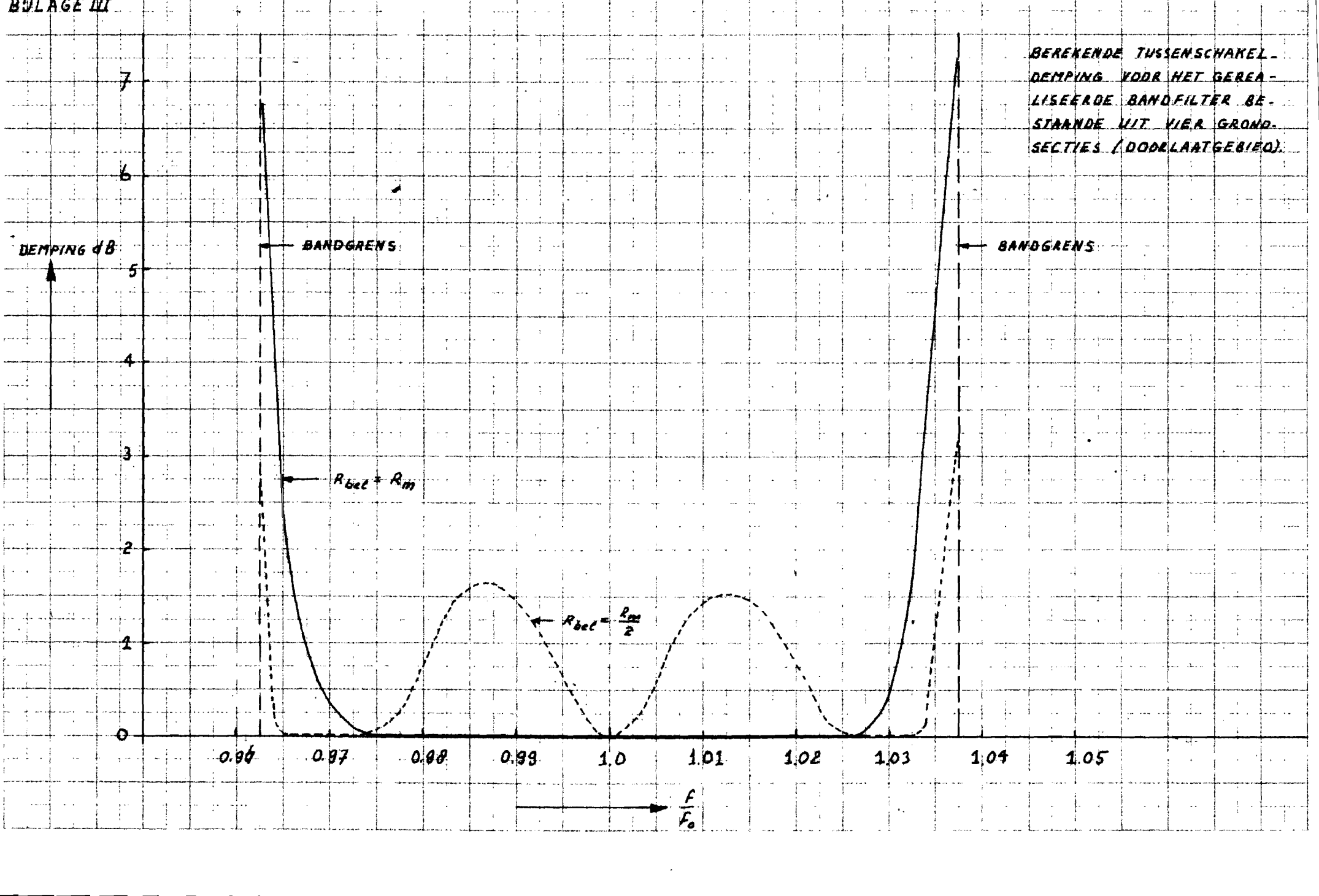
BANDGREN

$R_{bel} = R_m$

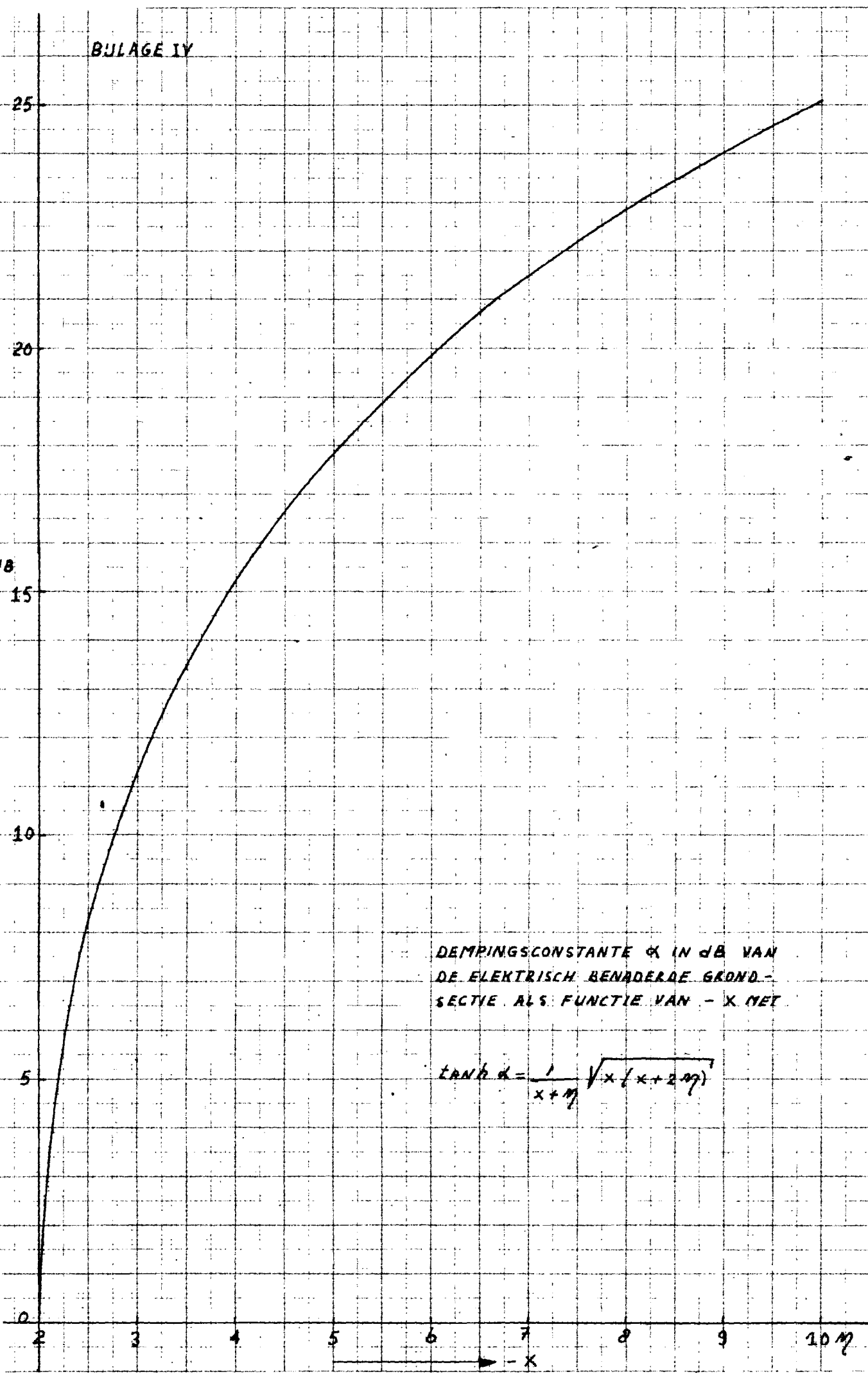
$R_{bel} = \frac{R_{om}}{2}$

0.96 0.97 0.98 0.99 1.0 1.01 1.02 1.03 1.04 1.05

$\frac{f}{f_0}$



BULAGE IV



DEMPINGSCONSTANTE α IN dB VAN
DE ELEKTRISCH BENADERDE GROND-
SECTIE ALS FUNCTIE VAN $-x$ MET

$$\tanh \alpha = \frac{1}{x + \eta} \sqrt{x(x + 2\eta)}$$

BIJLAGE V

BEREKENDE EN GEMETEN TUSSEN-
SCHAKELDAMPING VOOR HET GE-
REALISEERDE BANDFILTER BESTAAN-
DE UIT VIER GRONDSECTIES.

x = MEETPUNTEN

$R_{bel} = R_m$

$R_{bel} = \frac{R_m}{2}$

$R_{bel} = \frac{R_m}{2}$

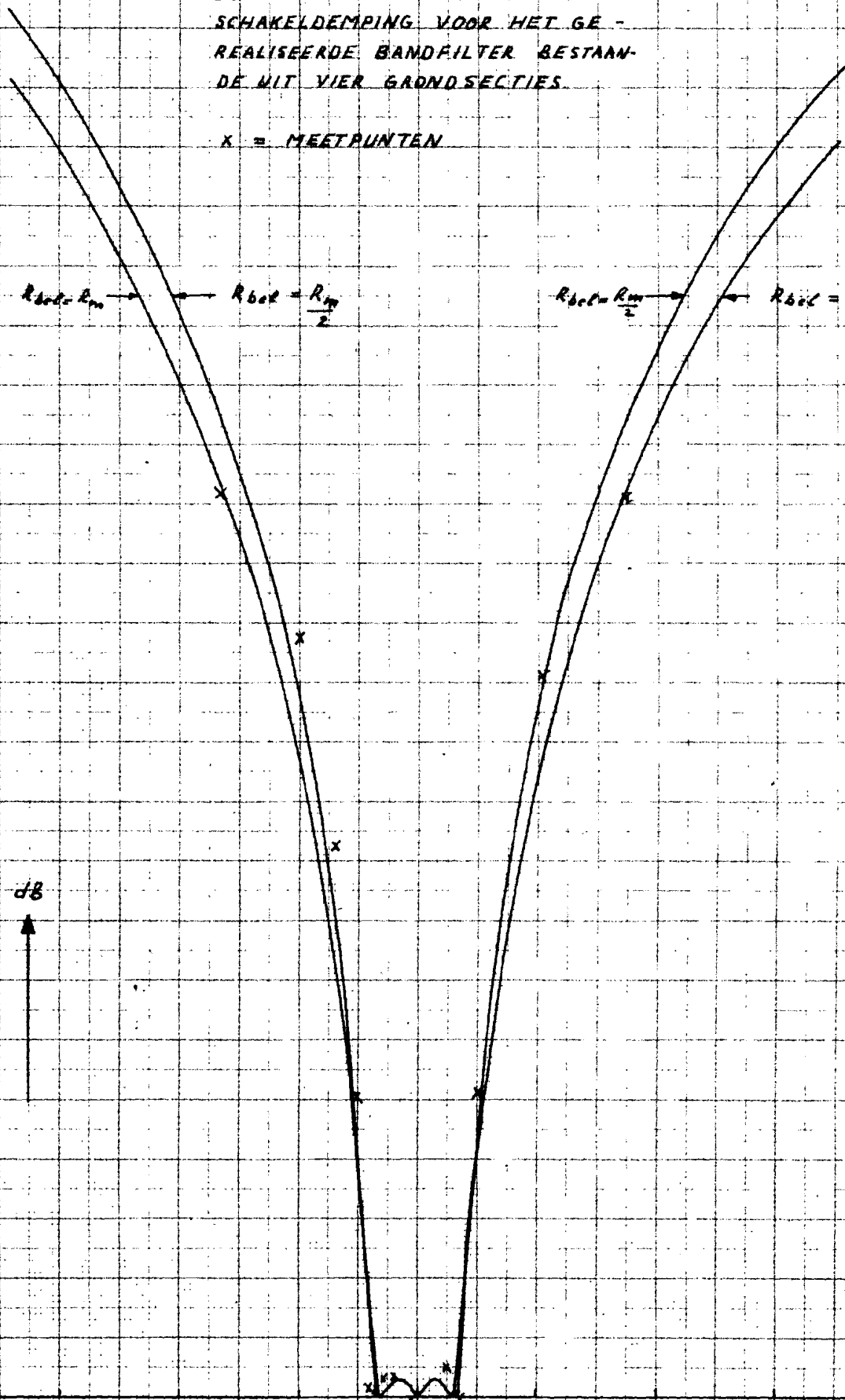
$R_{bel} = R_m$

dB



0.6 0.7 0.8 0.9 1.0 1.1 1.2 1.3 1.4

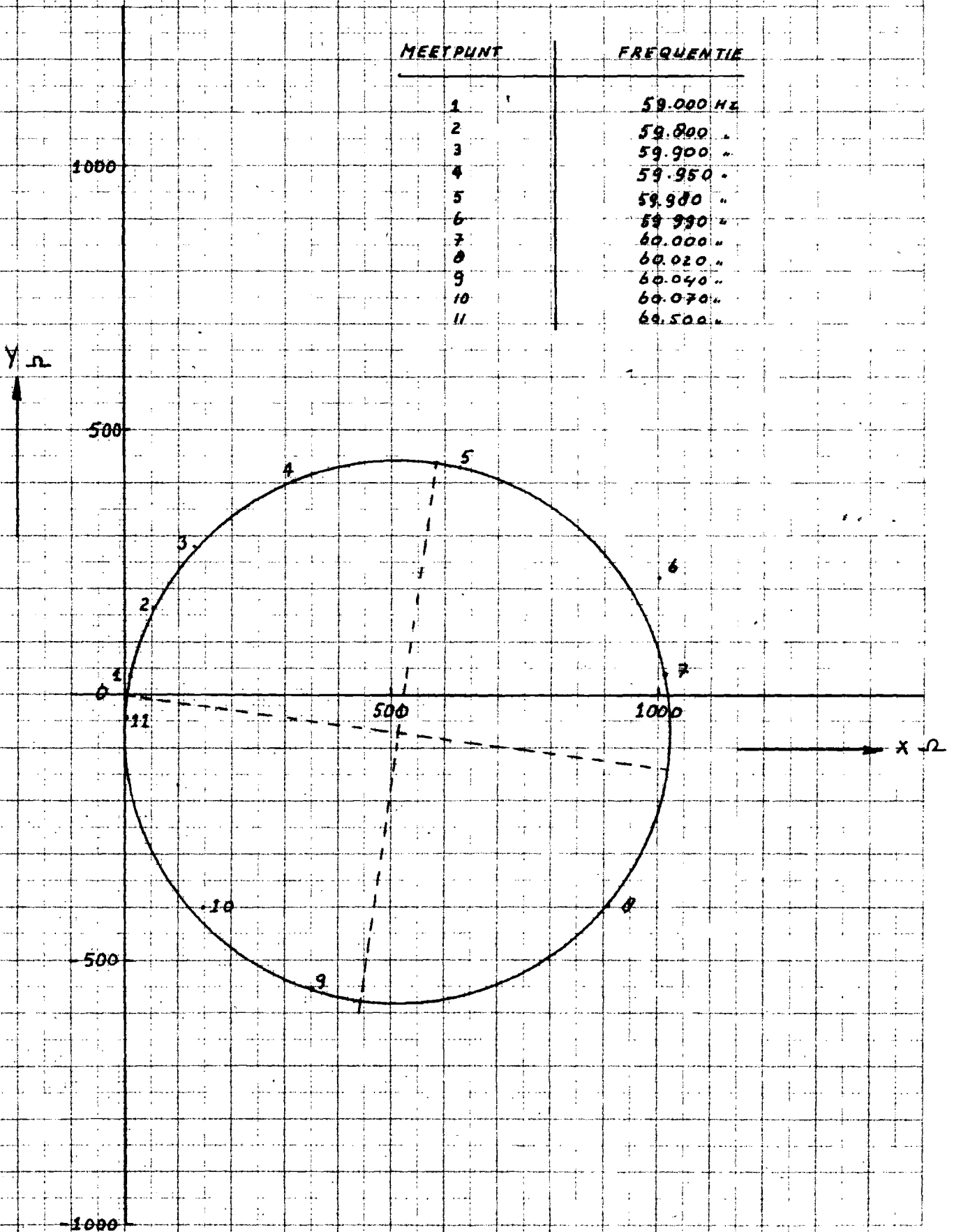
$\frac{f}{f_0}$



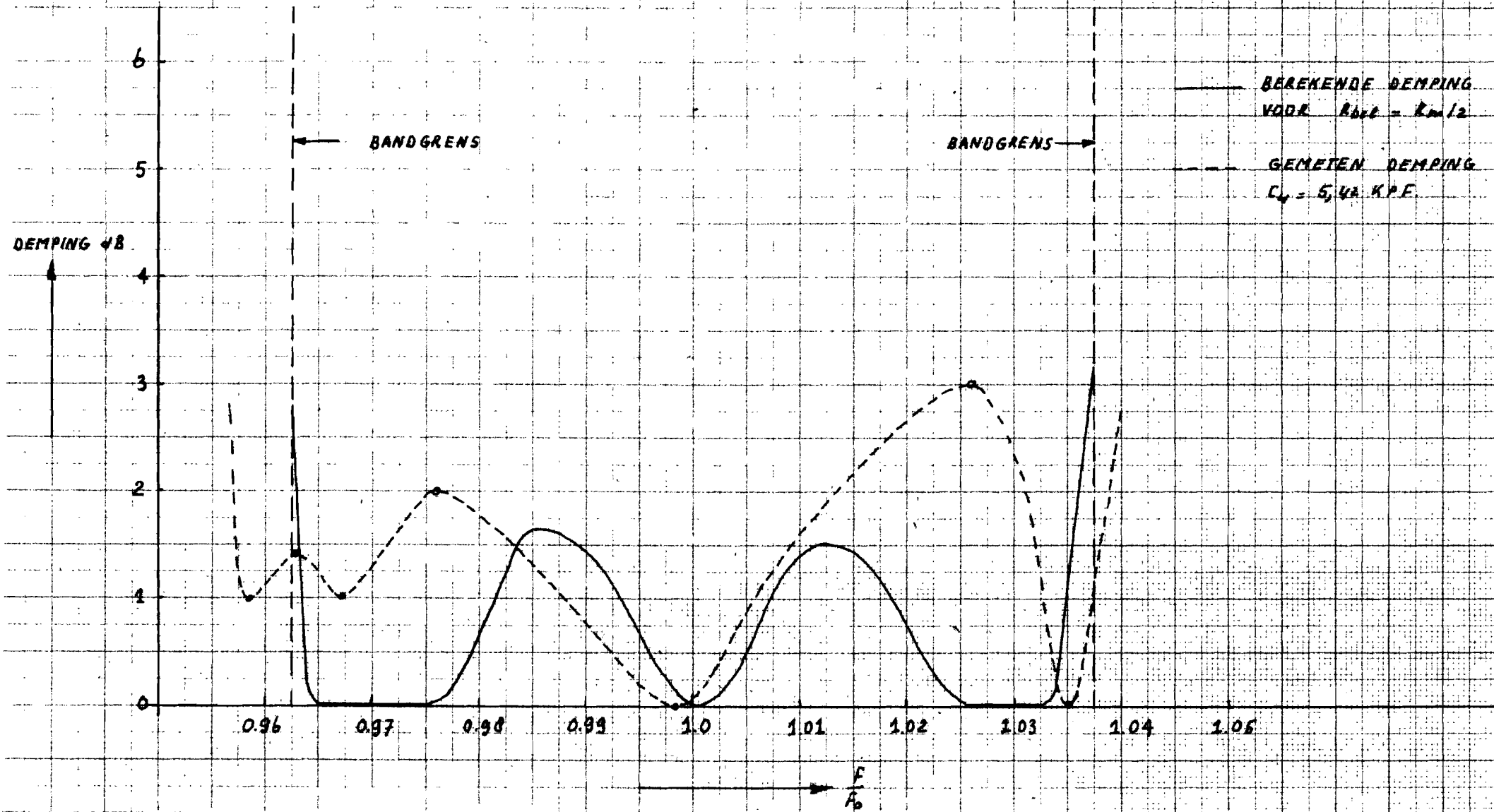
BEWEGINGSIMPEDANTIE $Z_{bew} = \frac{\Phi^2}{Z_{MECH}}$
 ALS FUNCTIE VAN DE FREQUENTIE f

$Z_{bew} = X + j Y$

MEETPUNT	FREQUENTIE
1	59.000 Hz
2	59.800 "
3	59.900 "
4	59.950 "
5	59.980 "
6	59.990 "
7	60.000 "
8	60.020 "
9	60.040 "
10	60.070 "
11	60.500 "



TUSSENSCHAKELDEMPING VAN
HET GEREALISEERDE BAND-
FILTER IN HET DODALAAT-
GEBIED.



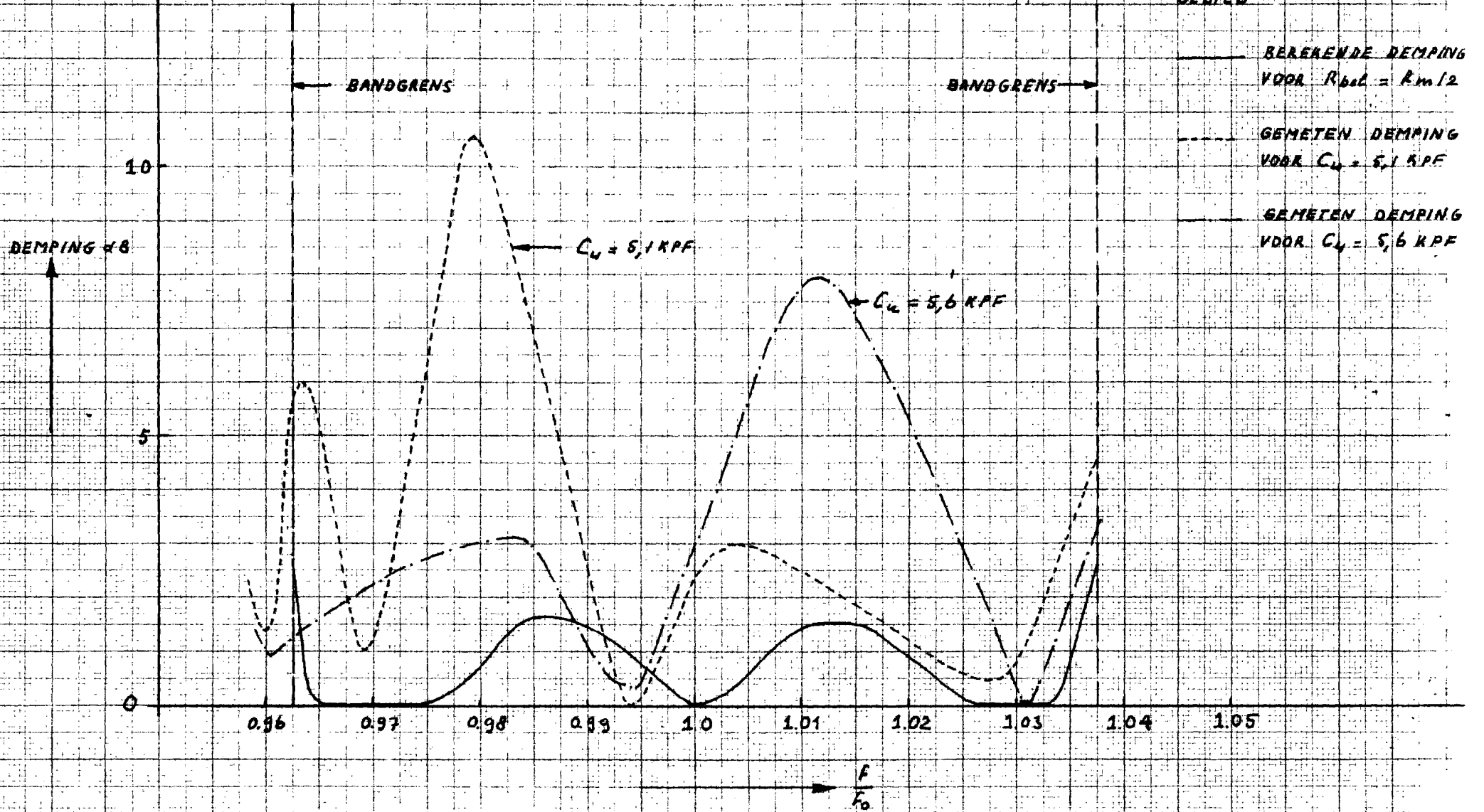
BEREKENDE DEMPING
VOOR $R_{drl} = R_{m/2}$

GEMETEN DEMPING
 $L_v = 5,42 \text{ KPF}$

15

BULAGE VIII

TUSSENSCHAKELDEMPING VAN
HET GEREALISEERDE BAND-
FILTER IN HET DOORLAAT-
GEBIED



BEREKENDE DEMPING
VOOR $R_{bel} = R_{m/2}$

GEMETEN DEMPING
VOOR $C_4 = 5,1 \text{ kPF}$

GEMETEN DEMPING
VOOR $C_4 = 5,6 \text{ kPF}$

DEMPING dB

BANDGREN'S

BANDGREN'S

$C_4 = 5,1 \text{ kPF}$

$C_4 = 5,6 \text{ kPF}$

0.96

0.97

0.98

0.99

1.0

1.01

1.02

1.03

1.04

1.05

f/f_0