

Compensatie van mechanische resonantie bij pick-up elementen

De oorzaak van de gehoormatige verschillen tussen magnetodynamische en elektrodynamische pick-up elementen wordt in dit artikel verklaard. Daarna wordt een elektronische schakeling beschreven die het pulsgedrag van magnetodynamische elementen verbetert en concurrerend maakt met dat van elektrodynamische elementen, waardoor de voordelen van beide systemen worden gecombineerd. De algemene conclusie is dat het gebruik van resonanties voor het rechtrekken van sinusresponscurven nadelig is voor de kwaliteit van geluidswaergave.

De gramfoonplaat is (nog) kwalitatief het beste, goedkoopste en meest verspreide medium voor geluidswaergave thuis. Er zijn wel betere systemen te bedenken, maar helaas zullen we ons voorlopig met dit nu dan toch echt antieke systeem moeten behelpen. De auteur vormt hierop geen uitzondering. Het mag als genoegzaam bekend worden verondersteld dat de gramfoonplaat een - veelal zwarte - schijf is met daarin op mechanische, analoge wijze het weer te geven geluid vastgelegd. Middels allerlei moeilijke frequentiecurven zijn daarin al enige voetangels en klemmen gelegd, maar die laten we in dit artikel buiten beschouwing.

Alle toegepaste versterkers werken echter elektronisch (hoewel het einddoel toch weer een mechanische trilling is) en het pick-up element staat voor de opdracht het mechanische signaal om te zetten in een elektrisch signaal, dat als het even kan zoveel mogelijk lijkt op het mechanische signaal dat op de plaat staat. De meest toegepaste elementen werken volgens het zgn. magnetodynamische principe, maar de laatste tijd beginnen de elektrodynamische elementen flink aan terrein te winnen. Om schrijfwerk te besparen zullen deze verder worden aangeduid met de afkortingen van hun Engelse benamingen, te weten MM voor moving magnet (magn.dyn.) en MC voor moving coil (el.dyn.). Beide typen werken op het principe dat een verandering van een magnetisch veld in een spoel een spanning induceert. Hiertoe beweegt bij een MM-element de magneet en bij een MC-element de spoel. Bewegingen zijn echter relatief (sinds Einstein), zodat er geen principiële verschillen zijn tussen MM- en MC-elementen. Desondanks durven horden recensenten en audiofielen te beweren dat MC-elementen beter klinken dan hun MM-concurrenten, terwijl uit al-

lerlei tests blijkt dat ze er op de meettafel gewoonlijk slechter afkomen: ze zijn zo stijf als een plank, sporen slechter, vervormen meer en zo zijn er nog een aantal van dat soort puntjes. We kunnen ons natuurlijk in slaap sussen met de dooddoener dat ons gehoor anders reageert dan de meettafel, maar het blijft onbevredigend: het gaat toch om door mensenhanden gemaakte dingen, en we zouden toch in staat moeten zijn om de oorzaak van deze tegenstrijdigheid te vinden. Achteraf blijkt de verklaring ook nogal mee te vallen en het heeft mij verbaasd dat zo weinig mensen dit weten.

Verschillen tussen MC- en MM-elementen
Aangezien er dus in de werking geen principiële verschillen zijn tussen MC- en MM-elementen, zullen verschillen moeten worden verklaard door de uitvoering. Een handig aanknopingspunt (figuurlijk wel te verstaan) is de opneemspoel. Bij MM-elementen is deze vele malen groter dan bij MC-elementen (logisch, want bij de laatste moet hij bewegen). Deze spoel wordt belast met een condensator (in de vorm van de kabel tussen element en versterker) en een weerstand (de, als het goed is, zuiver ohmse ingangsimpedantie van de versterker). Praktijkwaarden hiervoor zijn voor MM-elementen 500...700 mH, 200...300 pF en 47...68 kΩ (een enkele uitzondering waarop we straks terug zullen komen daargelaten).

Bovenstaande is geschakeld zoals in figuur 1 is aangegeven, waar voor het gemak de ingangsimpedantie even apart is aangegeven. Het geheel wordt wat doorzichtiger als we een Thévenin-transformatie toepassen om de spoel en de daarin geïnduceerde spanning te scheiden. We krijgen dan de schakeling van figuur 2, waarin een ervaren elektronicus nu onmiddellijk een twee-

de orde laagdoorlaatfilter herkent zoals dat bijv. ook bij passieve scheidingsfilters (helaas) wordt toegepast. Nu ja, zult u zeggen, het is niet leuk om zo'n ingebakken laagdoorlaatfilter te hebben, maar als het kantelpunt van dat filter boven 20 kHz ligt is dat nog niet zo'n ramp. En dan komt nu de grap: als je de gebruikelijke waarden invult, dan blijkt dat het filter begint af te vallen bij 10 à 12 kHz. Probeer nu neigingen om dit artikel in een hoek te smijten te onderdrukken, want ik weet wat u denkt: een element dat daar begint af te vallen raak je aan de straatstenen niet kwijt, en een kind weet dat ze allemaal wel zo ongeveer 20 kHz halen. Mocht u de neiging niet kunnen onderdrukken, zoek dan eerst de gegevens van een willekeurig MM-element op en reken het maar na met de formule uit de paragraaf „Praktische uitvoering”. Als afschrikwekkend voorbeeld heb ik het uitgerekend voor een duur MM-element, met de gigantische spoelinductie van 950 mH. De curve staat in figuur 3 elektrisch gedeelte.

Blijft natuurlijk de vraag waarom alle fabrikanten frequentiebereiken tot (en soms boven) de 20 kHz durven opgeven, en dat allerlei critici dat nog meten ook. Het antwoord hierop is dat zo rond de 18 kHz een mechanische resonantie optreedt van het magneetje met het staafje waar het op zit. Als u dit verschijnsel wilt waarnemen op grotere schaal, dan moet u een lineaal nemen en daarop een gewicht bevestigen. Klemt u een gedeelte van de lat tegen een tafel en stoot u tegen het gewicht, dan trilt het na in de resonantiefrequentie van het systeem. Wordt een dergelijk systeem elastisch aangedreven, dan zullen frequenties beneden de resonantiefrequentie onverzwaakt worden gevolgd, in de buurt van de resonantiefrequentie worden ze versterkt (opslingering) en daarboven worden ze sterk verzwakt. In bovenstaand macro-

Fig. 1. In de praktijk wordt de opneemspoel van het element belast met een condensator (in de vorm van de kabelcapaciteit) en de hopelijk ohmse ingangsimpedantie van de versterker.

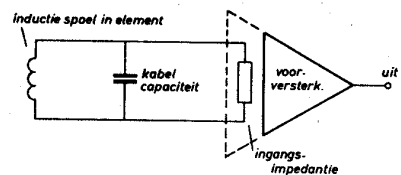
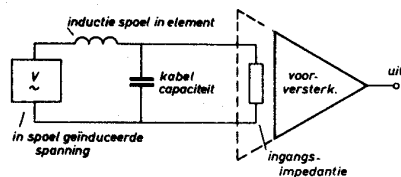


Fig. 2. Na Thévenin transformatie herkent men makkelijker een 2^e orde laagdoorlaatfilter, zoals bijv. ook in luidsprekerscheidingsfilters wordt toegepast.



elektro-akoestiek

scopisch voorbeeld werkt dat ook door het gewicht middels een elastiekje in trilling te brengen. Wat kwantitatiever is dat uitgewerkt in figuur 3, mechanisch gedeelte. Het eindresultaat van deze twee elkaar tegenwerkende effecten is een redelijk rechte karakteristiek tot (bijna) 20 kHz (zie figuur 3, resulterende karakteristiek) waarboven het systeem bijna loodrecht afvalt. Dit lijkt heel aardig, maar er zit een adder onder het gras. Omdat zowel het elektrische gedeelte als de mechanische resonator fase vertragen, loopt de fasefout in ons voorbeeld op tot meer dan 250° bij 20 kHz, zoals is geïllustreerd in figuur 4. Het hele systeem lijkt wel wat op een zgn. 4^e orde Butterworth filter, wat qua amplitude en fasegedrag analoge verschijnselen vertoont. Bij MC-elementen treden uiteraard vergelijkbare verschijnselen op, maar omdat de inductie van de opneemspoel vele malen kleiner is dan die van MM-elementen, begint het afvallen van

het elektrische gedeelte pas bij veel hogere frequenties. De mechanische resonantiefrequentie is daarom ook veel hoger gelegd dan bij MM-elementen om te voorkomen dat er te veel hoog uitkomt. Hierdoor is de fase draaiing van MC-elementen veel kleiner dan bij MM-elementen en kunnen ze veel hogere frequenties weergeven. Dit verschil wordt heel leuk geïllustreerd door de blok golfrespons van de elementen (zie bijv. Disk, augustus 1978, blz. 63).

Dubbele resonator model van een MM-element

Om wat kwantitatiever te kunnen voorspellen wat de invloed van deze fase draaiing op het audiosignaal is, moeten we een rekenmodel hebben. Dit wordt gebaseerd op de bovenstaande feiten. Om complicaties te beperken verwaarlozen we aftastvervormingen, fouten van de spoel en veronderstellen we de mechanische resonator lineair (d.w.z. dat de teruggedrijvende kracht evenredig is met de uitwijking en de dempingskracht evenredig met de snelheid). Zou de resonator niet lineair zijn, dan zou zich dit uiten in flinke vervormingen. Daar deze niet optreden is de

lineaire benadering redelijk. Voorts stellen we de kabel voor door een ideale condensator en de ingangsimpedantie van de versterker door een zuivere weerstand. We kunnen dan van zowel het elektrische als het mechanische gedeelte het verband tussen ingangs- en uitgangssignaal, afhankelijk van de frequentie, in een wiskundige formule uitdrukken, de overdrachtsfunctie. Daar beide functies die van een gedempte resonator zijn, dopen we dit rekenmodel het dubbele resonator model. De hiermee berekende grafieken van figuur 3 voorspelden het gedrag van het gemeten element met een nauwkeurigheid van $\pm 0,5$ dB, en dat betekent dat het model de werkelijkheid dicht benadert. Met dit model is het nu mogelijk om de responsie van het element op een willekeurig ingangs(plaat)signaal te berekenen door dit te vermenigvuldigen met de overdrachtsfunctie van het systeem (op zijn beurt het produkt van de overdrachtsfuncties van het mechanische en het elektrische gedeelte). Helaas is de overdracht slechts als functie van de frequentie gegeven. Daarom moet het ingangssignaal eerst naar het frequentiedomein worden „vertaald” middels Fouriertransformatie, om na ver-

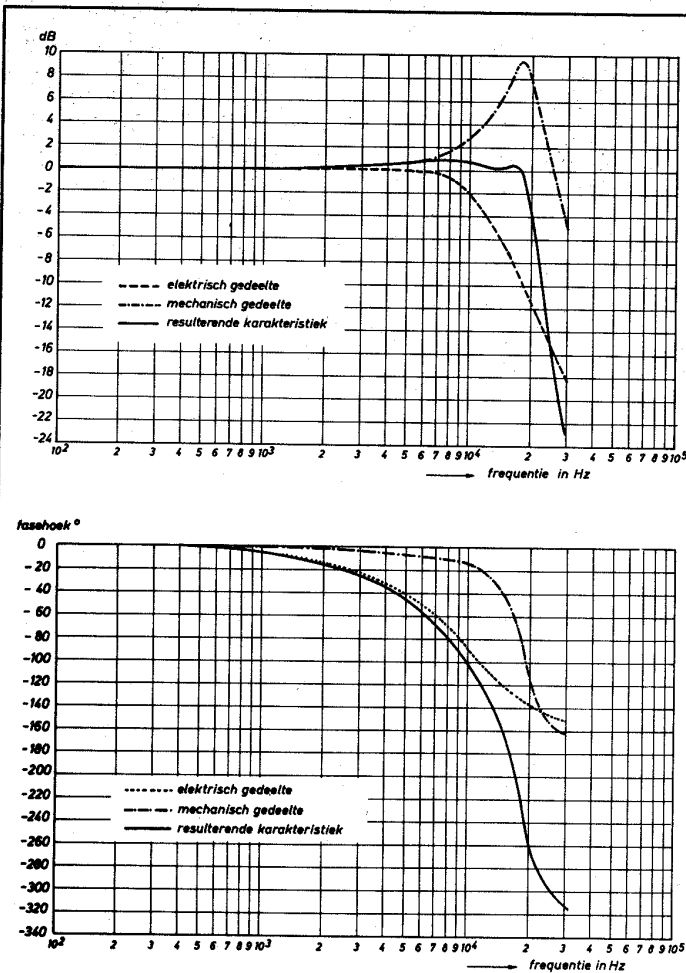


Fig. 3. Amplitude respons van het elektrische en mechanische gedeelte van het dure MM element en de resulterende karakteristiek volgens het dubbele resonator-model. De voorspelde karakteristiek wijkt niet meer dan $\pm 0,5$ dB af van de gemeten karakteristiek. Mechanische resonantie is hoger dan van de meeste MM-elementen.

Fig. 5. Pulsresponsie van een geïdealiseerd MM-element op een tone-burst van 4 perioden, frequentie = 18 kHz. Let op het groeien van de amplitude door het „op gang komen” van de mechanische resonantie. Uitgerekend met het dubbele resonator-model met de waarden van de Stanton 681 EEE. Vergelijk met de figuren 3 en 4.

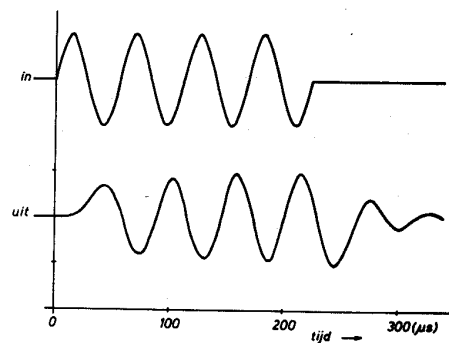


Fig. 4. Fase respons van het element volgens het dubbele resonator model, ook weer uitgesplitst naar elektrisch en mechanisch gedeelte. Fasefout bij 20 kHz is 255°!

menigvuldiging met de overdrachtsfunctie te worden „terugvertaald” naar het tijd-domein door een inverse Fouriertransformatie. Dit soort berekeningen zijn zeer complex en bewerkelijk, maar ze zijn toch voor een aantal signalen uitgevoerd. Als eerste voorbeeld geven we een tone-burst van 4 perioden van 18 kHz. Deze is afgebeeld in figuur 5, ingangssignaal boven, uitgangssignaal beneden. We kunnen hiervan een aantal interessante verschijnselen waarnemen. De tijd die het systeem nodig heeft om op gang te komen is aanzienlijk, maar tevens zien we dat de amplitude langzaam toeneemt totdat deze pas voorbij de 4 perioden goed op hoogte is. Dit wordt veroorzaakt door de mechanische resonantie, die het hoog op het juiste niveau moet brengen, maar tijd nodig heeft om „op gang te komen”. Hoewel het systeem redelijk recht loopt voor continue sinussen tot ongeveer 20 kHz, is dat in een momentopname niet het geval. Merk op dat de faseverschuiving van meer dan 180° klopt met figuur 4.

Omdat de resonantie op gang moet komen, is het vermoeden gewettigd dat niet-periodiek hoog (zoals dat bijv. voorkomt in percussie en bij aanblaas- en aanstrijk-geluiden) te zwak wordt weergegeven. Dat dit zo is wordt geïllustreerd door figuur 6, waar twee tone-bursts van 1 periode niet-periodiek hoog simuleren. Hieraan is duidelijk te zien dat de amplitude bijna 3 dB minder is dan in het periodieke geval en het signaal lijkt meer op een tone-burst van twee perioden van een veel lagere frequentie. De conclusie is dan ook dat percussie en aanblaas- en aanstrijkgeluiden er door

de vrij beroerde pulsresponsie nogal mat uit zullen komen. En dan wel te bedenken dat dit nog is uitgerekend voor een geïdealiseerd MM-element, in de praktijk kan het hoogstens beroerder worden.

Verbetering van het gedrag

Uit het voorgaande is gebleken dat vooral de mechanische resonantie een grote boosdoener is voor het pulsgedrag van het systeem, omdat deze een redelijk hoge kwaliteitsfactor heeft. De kwaliteitsfactor (een in dit verband volkomen fout begrip!) is een maat voor de hoogte en scherpte van de resonantiepiek. Hoe hoger en smaller de piek, hoe hoger de kwaliteitsfactor. Willen we hierin verbetering brengen, dan moeten we deze resonantie aanpakken. Deze resonantie was echter nodig om het systeem een „rechte” amplituderespons te geven voor continue sinussen, althans in het audiogebied. Willen we wat aan de resonantie doen, dan moeten we beginnen met de noodzaak hiervoor weg te nemen: we moeten ervoor zorgen dat het elektrische gedeelte pas bij 20 kHz of daarboven begint af te vallen. Dit kan door de capaciteit (kabel!) die eraan hangt zo klein mogelijk te maken en deingangsimpedantie te optimaliseren. In de praktijk blijkt dat de capaciteit van het snoer in de arm veelal ongeveer 100 pF bedraagt, en om de mechanische resonantie niet in te ruilen voor een elektrische is dat al zo ongeveer de maximale capaciteit die kan worden toegestaan. Daarom moet de rest van de kabel worden gebufferd voor het element. Dit kan met een simpele emittervolger die wel onderin iedere draaitafel kan worden gemonteerd. Het schema hiervan staat in figuur 7, en op de voeding ervan komen we later nog terug.

Deingangsimpedantie van deze emittervolger, die moet worden gekozen, hangt af

van de spoelinductie van het element. Berekeningen als voor figuren 5 en 6 leren, dat voor optimalisatie op pulsgedrag kan worden gesteld dat voor elementen met een inductie kleiner of gelijk aan 650 mH 68 kΩ optimaal is, voor elementen met een hogere inductie 82 kΩ. Het is echter eenvoudig om hiermee wat te experimenteren. Door deze ingreep is het amplitudeverloop en de faserespons van het systeem aanzienlijk verbeterd.

De noodzaak van de mechanische resonantie is hiermee vervallen, maar wat doen we aan de mechanische resonantie zelf? In principe is het mogelijk hier mechanisch wat aan te doen, en degenen die het willen proberen wens ik veel succes, maar ik blijf er liever vanaf, want ik beoog een verbetering van het geluid.

Blijft over de mogelijkheid om er elektronisch wat aan te doen. Als we de mechanische overdrachtsfunctie voor het gemak even $G(\omega)$ noemen, dan zouden we een schakeling moeten hebben die als overdrachtsfunctie $1/G(\omega)$ heeft. De invloed van het elektrische gedeelte verwaarlozen we even, waarmede de overdrachtsfunctie van het totale systeem $G(\omega) \times 1/G(\omega) = 1$ wordt. Een dergelijk systeem reproduceert de golfvorm zoals deze op de plaat staat perfect. De vraag is alleen: hoe maak je een systeem met als overdrachtsfunctie $1/G(\omega)$? Nu maakt het weinig uit of we een systeem hebben dat $G(\omega)$ of $1/G(\omega)$ als overdrachtsfunctie heeft. De eerste kan altijd als tegenkoppeling worden gebruikt voor een versterker, die daarmee als overdrachtsfunctie bij benadering $1/G(\omega)$ krijgt (zie fig. 8). Deze truc wordt veel toegepast bij complementaire systemen, bijv. in bandrecorders en bij RIAA-versterkers. Een systeem met $G(\omega)$ als overdrachtsfunctie zou bijv. kunnen worden gemaakt met een LRC-kring. De hiervoor benodigde spoelen van enige honderden mH zijn gewoon-

Fig. 6. Responsie van een geïdealiseerd MM-element op een niet-periodiek signaal in het hoog, hier voorgesteld door twee tone-bursts van 1 periode met kort tijdsverschil. Let op de verzwakking t.o.v. een periodiek signaal (ca. 3 dB) en de verlaging van de frequentie. Uitgerekend met het dubbele resonator-model met de waarden van het MM element. Vergelijk ook met de figuren 3, 4 en 5.

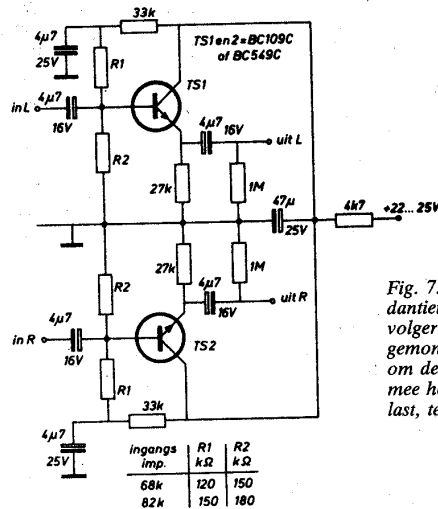
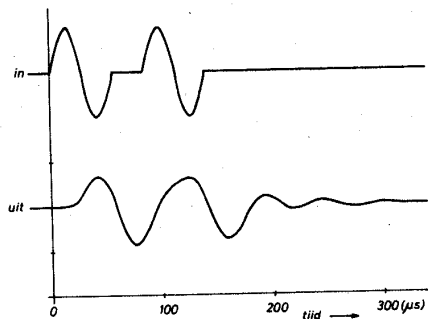


Fig. 7. Schema van de impedantiematrix/emittervolger die direct na de arm gemonteerd dient te worden om de kabelcapaciteit, waarmee het element wordt belast, te minimaliseren.

lijk verre van ideaal, groot, en een bron van brom. Er zijn echter ook resonerende systemen zonder spoelen bekend. Een bekend voorbeeld waarin zij onbedoeld voorkomen zijn versterkers met overshoot. Een minder bekend voorbeeld waarin ze bedoeld voorkomen zijn steile filters. Onder zekere voorwaarden is de overdrachtsfunctie van een versterker met overshoot identiek in zijn gedrag in amplitude en fase aan een lineaire mechanische resonator. Een dergelijke schakeling kan worden gebruikt om de mechanische resonantie te simuleren. Nog even ter oprissing: een versterker gaat overshoot vertonen als er tegenkoppeling plaatsvindt en de fase-draaiing binnen de tegenkoppellus meer dan 90° bedraagt in een zeker frequentiegebied.

Om correct aan de voorwaarden van amplitude en faserespons te voldoen moeten we een versterker hebben met een open-

lus versterking van $\frac{\mu_0}{(1 + j\omega\tau)^2}$ zoals is af-

gebeeld in figuur 9. De kwaliteitsfactor van de resonantie wordt bepaald door de tegenkoppelfactor, de ligging van de resonantie door de tegenkoppelfactor en de tijdconstante van het tweede orde filter.

Als extra eis moet gelden dat de tegenkoppeling niet afhankelijk is van de frequentie. Gebruiken we nu deze schakeling als tegenkoppeling voor een andere versterker, zoals is aangegeven in figuur 10, dan zal deze versterker als overdrachtsfunctie bij benadering $1/G(\omega)$ krijgen, waarmee we de mechanische resonantie kunnen aanpakken.

De opletende lezer ziet echter al een groot probleem opdoemen, nl. de stabiliteit: voor zeer hoge frequenties draait een tweede orde filter, en dus ook een schakeling met een dergelijk filter erin, 180° . Wordt dit nu tegengekoppeld dan wordt de fasedraaiing $180^\circ + 180^\circ = 360^\circ$. Het terugkomende signaal is in fase met het ingangssignaal, en je hebt daarmee een oscillator gebouwd. In theorie moet het nog net goed gaan, omdat deze fasedraaiing pas bij $\omega \rightarrow \infty$ optreedt, en dan is de versterking nul. In de praktijk hebben we echter te maken met de wet van behoud van ellende, die ons leert dat er ergens nog wel een beetje extra fasedraaiing optreedt die de boel in het honderd laat lopen. Inderdaad blijkt dat de schakeling van figuur 9 al niet meer stabiel te krijgen is, laat staan die van figuur 10. Er zijn dan ook krasse maatregelen nodig om tussen de oscillatieklippen door te zeilen.

Het grote probleem zit in de fase-draaiing naar -180° van de schakeling van figuur 9 bij hoge frequenties. We kunnen dit oplossen door voor frequenties ver boven de 20 kHz de fase terug te draaien naar nul, omdat we in dat gebied toch niet meer geïnteresseerd zijn in het gedrag. In dit ontwerp is dat bereikt door i.p.v. een tweede orde laagdoorlaatfilter een iets ingewikkelder filter te gebruiken met als overdrachtsfunctie $\frac{(1 + j\omega\tau_1)^2}{(1 + j\omega\tau_2)^2}$ waarbij τ_1 veel

kleiner is dan τ_2 . De invloed op de fase is geïllustreerd in figuur 11, waarin het faseverloop van beide filters staat. De amplituderespons van een dergelijk filter gaat echter niet naar nul, maar naar $(\tau_1/\tau_2)^2$, en om stabiliteitsproblemen in een schakeling als van figuur 9 te voorkomen moet $\mu_0(\tau_1/\tau_2)^2$ veel kleiner zijn dan 1. In het uiteindelijke ontwerp is deze waarde gekozen op 1/15, maar dat is arbitrair.

Met deze truc is de schakeling wel geschikt om als tegenkoppeling te dienen voor een andere versterker, maar helaas heeft ons gerommel aan de fase toch te veel invloed op het gedrag rond de resonantiefrequentie om de (toch al flink ingewikkelde) formule voor het oorspronkelijke geval van figuur 9 te kunnen gebruiken. De formule die uiteindelijk het gedrag beschrijft zullen we u besparen, en we hebben de resultaten in een paar nomogrammen gezet. Aan de hand van een voorbeeld zullen we laten zien hoe hiermee de nog ontbrekende waarden kunnen worden gevonden.

(Wordt vervolgd)

Fig. 8. Voor een systeem met tegenkoppeling geldt voor de overdrachtsfunctie

$$\frac{V_0}{V_1} = \frac{\mu_0}{1 + \mu_0\beta} \approx \frac{1}{\beta}, \text{ mits } \mu_0\beta \gg 1$$

1. De versterker heeft daarmee een gedrag dat anders is aan dat van de tegenkoppeling.

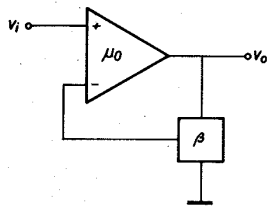


Fig. 9. Een versterker met in de tegenkoppellus opgenomen tweede orde laagdoorlaatfilter gedraagt zich in amplitude en fase als een lineaire mechanische resonator.

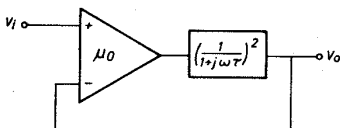


Fig. 10. Door de schakeling van figuur 9 in de tegenkoppelleiding van een andere versterker te plaatsen, krijgt deze versterker een overdrachtsfunctie die (bijna) gelijk is aan

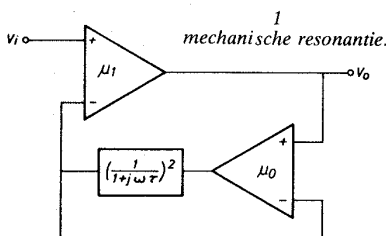
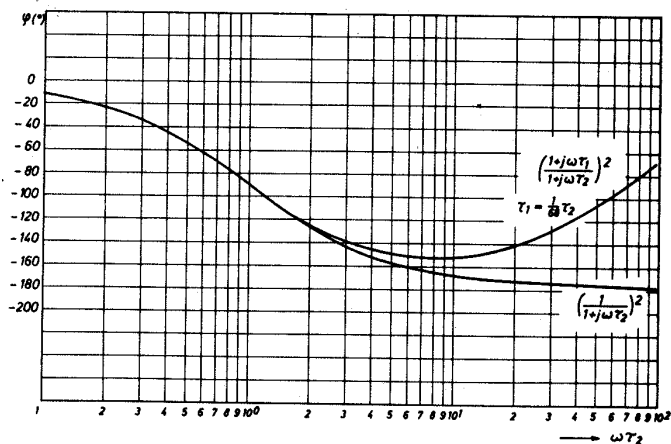


Fig. 11. Vergelijking van het fasegedrag van de filters $\frac{(1 + j\omega\tau_1)^2}{(1 + j\omega\tau_2)^2}$ en $\left(\frac{1}{1 + j\omega\tau_2}\right)^2$ waarbij $\tau_1 \ll \tau_2$. Het terugdraaien van de fase bij het eerste filter voorkomt stabiliteitsproblemen in de uiteindelijke schakeling.



H. R. E. van Maanen

Compensatie van mechanische resonantie bij pick-up elementen

In dit deel van het artikel over mechanische resonantie wordt ingegaan op de praktische uitvoering van de compensatieschakeling. In een appendix is een wiskundige verantwoording van het systeem gegeven.

Praktische uitvoering

De schakeling die gebruikt wordt voor de mechanische resonantie compensatie is afgebeeld in figuur 12. Links van de streeplijn is de versterker, rechts ervan staat het gedeelte dat de mechanische resonantie simuleert. Het filter zoals in het voorgaande gedeelte beschreven bestaat uit twee delen, waarvan één stuk wordt gevormd door de collectorweerstand van TS6 met R3 en C1, het tweede stuk wordt op analoge wijze gevormd door de collectorweerstand van TS9 met R4 en C2. In dit gedeelte komen zes componenten voor die nog geen waarde hebben, te weten R1 t/m R4, C1 en C2. Deze componenten bepalen de eigenschappen van de resonantie (hoogte en ligging), die gelijk moeten worden gemaakt aan die van het element. Om te illustreren hoe de waarden worden gevonden aan de hand van de nomogrammen, het volgende voorbeeld:

We nemen een element met een mechani-

sche resonantie van 6 dB bij 18 kHz. Uit het verband tussen de hoogte van de resonantie en μ_0 , zoals is weergegeven in figuur 13a, vinden wij een waarde van μ_0 van 300. Uit figuur 13b volgt dan dat R1 en R2 68 Ω moeten zijn.

Uit figuur 14 blijkt dat bij een μ_0 van 300 een waarde van C1 hoort van 15 nF en van C2 van 3,0 nF voor een resonantiefrequentie van 18 kHz. Voor een andere resonantiefrequentie zijn de waarden omgekeerd evenredig (bijv. voor 20 kHz zou C1 18/20 van 15 nF, dus 13,5 nF zijn). De waarden van R3 en R4 worden gegeven door de volgende formules:

$$R3 = \frac{6800}{(15 \cdot \mu_0)^{1/2}} \Omega \text{ en}$$

$$R4 = \frac{33000}{(15 \cdot \mu_0)^{1/2}} \Omega,$$

in ons voorbeeld 100 en 490 Ω .

Het berekenen van de waarden valt dus nogal mee, maar de volgende grote vraag is natuurlijk: hoe bepaal je de ligging en hoogte van de mechanische resonantie? Meten is natuurlijk het mooiste, maar niet voor iedereen weggelegd, gezien de daarvoor benodigde apparatuur. Het eerste alternatief is de fabrikant of importeur vragen wat de waarden zijn. Mocht men deze gegevens niet willen of kunnen verstrekken, dan is het tweede en laatste alternatief gericht gokken. Nee, het staat er goed en ik lijd evenmin aan hersenverwerking. Het is nl. een kwestie van beseffen wat er moet

Fig. 13. Nomogram ter bepaling van de waarde van μ_0 in de resonantie-simulatie, de emitterweerstand van TS6 en TS7 en de hoogte van de mechanische resonantie.

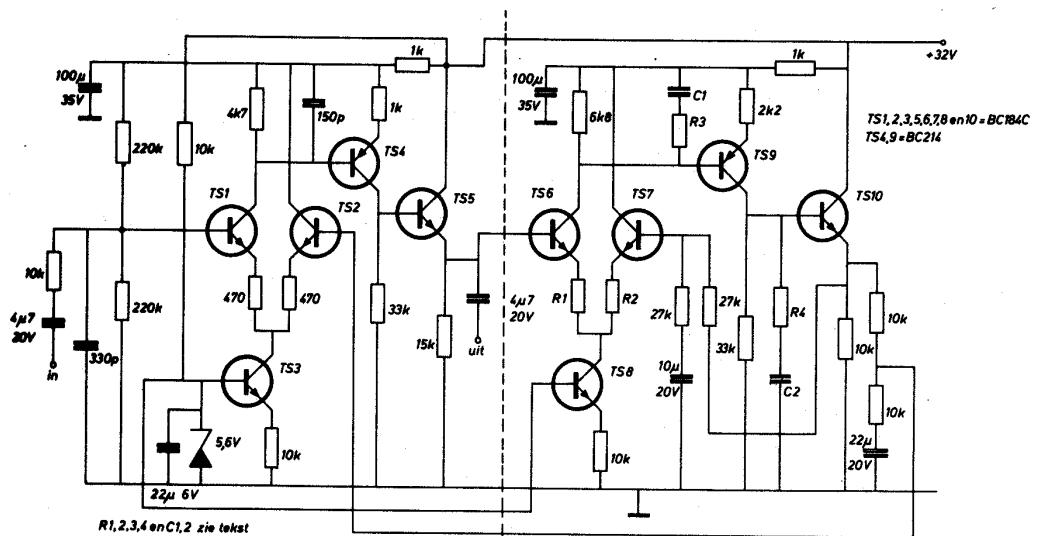
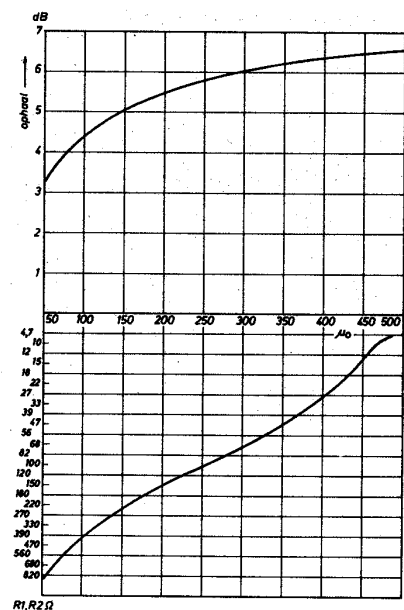


Fig. 12. Schakeling van de mechanische resonantie compensatie. Links van de streeplijn is de versterker, rechts ervan is de simulatie van de mechanische resonantie. Voor de niet benoemde onderdelen: zie tekst.

elektro-akoestiek

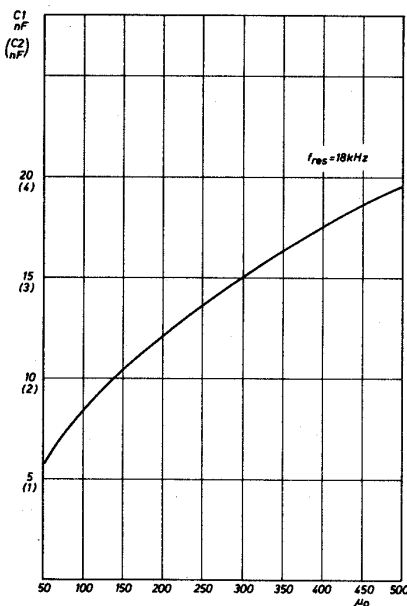
gebeuren: het „gat” tot 20 kHz moet worden opgevuld door de resonantie en daartoe heeft het gros van de elementen een resonantiefrequentie van 17 à 19 kHz, waarbij de betere in het algemeen een wat hogere resonantiefrequentie hebben. De kwaliteit van het element geeft dus een mogelijkheid om de ligging van de resonantiefrequentie vrij nauwkeurig te bepalen. Met de gegevens van de fabrikant onder welke omstandigheden (afsluitcondensator, afsluitweerstand) het element bedreven moet worden kunnen we de hoogte bepalen, want het afvallen van het elektrisch gedeelte moet worden gecompenseerd door het ophalen van de mechanische resonantie. Het afvallen van het elektrische gedeelte stellen we gelijk aan de ophaal van de mechanische resonantie bij de (amplitude) resonantiefrequentie. De formule voor de amplituderrespons van het elektrische gedeelte is:

$$Re = 20 \cdot \log$$

$$\frac{1}{(1 + \omega^2(L^2/R^2 - 2LC) + \omega^4L^2C^2)^{1/2}}$$

waarin ω = cirkelfrequentie = $2\pi \cdot$ frequentie van de mechanische (amplitude) resonantiefrequentie.

Fig. 14. Nomogram ter bepaling van de waarde van C1 (en C2) als functie van μ_0 bij een resonantiefrequentie van 18 kHz. Voor andere frequenties moeten de waarden omgekeerd evenredig met de verhouding van de frequenties worden genomen.



L = inductie van de spoel in henry
 C = capaciteit van de belastingscondensator (gewoonlijk de kabel) in farad
 R = belastingsweerstand (gewoonlijk ingangsimpedantie van de versterker) in Ω .
 De waarden van L, R en C worden gewoonlijk opgegeven door de fabrikant. De uitkomst ligt gewoonlijk tussen de -5 en de -7,5 dB. Hogere waarden komen ook wel voor, maar zijn toch meer uitzondering dan regel. Mocht uw element een hoge kwaliteitsfactor van de mechanische resonantie hebben, dan pleit dat overigens niet voor het ding. Op deze wijze is het mogelijk om in vrijwel alle gevallen met een nauwkeurigheid van ± 1 dB de juiste waarden te vinden, wat voldoende genoemd mag worden. In ieder geval zal het gedrag van het element met compensatieschakeling het ideaal beter benaderen dan zonder.

Praktische kanttelingen

Elementen die een hogere resonantie hebben dan 6,5 dB (zoals ons afschrikkend voorbeeld) kunnen met deze schakeling niet meer volledig worden aangepakt. Mijn advies is: ander aanschaffen. Mocht dit buiten het budget vallen, pas dan de maximale correctie toe en laat de resterende resonantie door afvallen van het elektrische gedeelte opheffen. Het blijft natuurlijk het vervelende principe waar we juist vanaf willen, maar omdat de kwaliteitsfactor van de resonantie veel kleiner is geworden, is het pulsgedrag toch aanzienlijk verbeterd.

Een ander probleem is de juiste ligging van de resonantie in de schakeling. Het is aanbevelenswaardig de gevonden waarden van C1 en C2 zo nauwkeurig mogelijk aan te houden, bijv. door combinatie van twee condensatoren. Helaas komt het een enkele keer voor dat door het gebruik van andere transistoren of door spreiding de ligging afwijkt van de theoretische. Het is daarom aanbevelenswaardig om de karakteristiek door te meten voor ingebruikname. Met de formule van omgekeerd evenredigheid van de resonantiefrequenties is het dan niet

moeilijk om de schakeling aan te passen. Gezien de complexiteit van de schakeling kan hij geen al te grote signalen verwerken, vooral niet in de buurt van de resonantiefrequentie. Hij kan daarom het beste direct na de impedantiëstransformator worden aangesloten. Dit heeft tevens het voordeel dat er in de versterker niets hoeft te worden veranderd. Het signaal wordt door de schakeling niet versterkt en kan dus zonder meer op de MD-ingang aangesloten worden voor de RIAA correctie. De conclusie is wel dat de schakeling een goede, bromvrije voeding moet hebben, en als die niet voorhanden is, kan de schakeling van figuur 15 worden gebruikt. Afvlakking wordt hierin bewerkstelligd door capaciteitsvermenigvuldiging, wat aanmerkelijk goedkoper is dan het toepassen van grote condensatoren. Via de tweede uitgang kan de impedantiëstransformator worden gevoed. Deze heeft geen min-leiding nodig, de stroom vloeit door de afscherming terug.

Conclusie

De schakeling voldoet aan de eisen die eraan worden gesteld, en compenseert de amplitude en fasevervalsingen van het mechanische gedeelte van het element. Maar de grote vraag is natuurlijk wat het effect op het geluid is. Een berekening leert dat het gedrag voor niet-periodiek hoog aanmerkelijk is verbeterd, zoals figuur 16 laat zien, maar hoe klinkt dat nu? Het resultaat was voor mij verbluffend: percussie begint eindelijk als metaal te klinken, terwijl violen toch niet snepend

Fig. 16. Responsie van het systeem na toepassing van mechanische resonantie compensatie op twee tone-bursts van 18 kHz. Afwijkingen worden veroorzaakt door het gedrag van het elektrische gedeelte. Vergelijk met figuur 6.

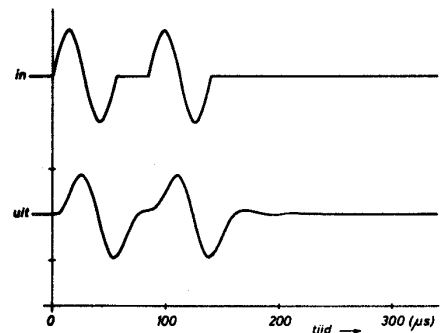
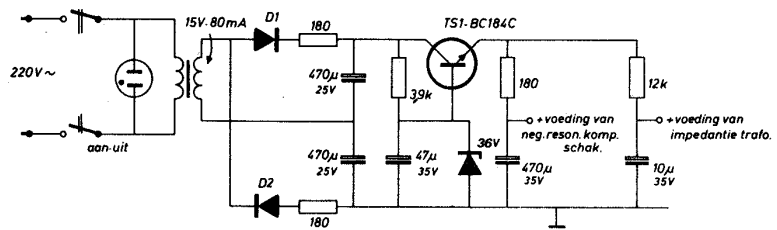


Fig. 15. Schema van de voeding van de mechanische resonantie compensatie schakeling. Deze kan meteen worden gebruikt voor de voeding van de emittervolger van figuur 7, die in de draaitafel wordt gemonteerd. Als min-leiding kan hiervoor de afscherming van de kabel naar de mechanische resonantie compensatie schakeling worden gebruikt.



elektro-akoestiek

worden. Piano, met z'n mooie pulsen en akoestische gitaar met z'n fraaie bijgeluiden klinken gaaf. S-klanken in zangstemmen klinken natuurgetrouwer, en het totaalbeeld is duidelijk strakker. Dit wordt waarschijnlijk veroorzaakt door de sterk verminderde fasevervorming in het middengebiet, waar ons gehoor het meest gevoelig is voor fasefouten. Zij, die beweren dat MC-elementen beter klinken dan MM-elementen in de normale wijze van bedrijf, hebben van mij gelijk moeten krijgen, althans wat betreft hun gedrag in het hoog. Door de lage compliantie van MC-elementen komt de naald-arm resonantie al gauw boven de 20 Hz, waardoor pulsen in het laag er op achteruitgaan i.v.m. MM-elementen. Ook hun slechtere spooreigenschappen maken dat ze het in het midden verliezen van hun MM-collega's. Maar met deze schakeling worden de voordelen van beide typen gecombineerd.

Nu de effecten van resonantie op de geluidskwaliteit zo duidelijk zijn, durf ik de conclusie nog wel verder door te trekken: overal waar resonanties ge- of liever misbruikt worden om responscurven voor continue sinussen „recht” te breien (voorbeeld bij recorders en luidsprekers genoeg), heeft dit zeer nadelige effecten op de geluidskwaliteit. Een mooi voorbeeld is de basreflexkast die op continue sinussen perfect werkt, maar die absoluut niet om aan te horen is vanwege z'n dreun. Ook hier levert meten van de pulsresponsie het antwoord. De met de resonantie samenhangende fasevervormingen zouden wel eens meer gevolg dan oorzaak kunnen zijn in het laag en hoog. In de discussie over fasereinheid lijkt het mij noodzakelijk om de oorzaak van de fasevervorming mee te nemen. Desondanks ben ik een steeds grotere voorstander aan het worden van fasereine systemen, want alleen die kunnen de vreselijk ingewikkelde signalen, die nu eenmaal in muziek voorkomen, met hun rare omhullenden goed reproduceren. En ook de omhullenden zijn belangrijk voor herkenbaarheid en gelijkenis van het geluid, vooral in het laag en in het hoog.

Overigens kan men zich wel verbazen over het feit dat er fasereine luidsprekerboxen worden aangeprezen en op de markt gebracht door allerlei fabrikanten, terwijl anderzijds (vaak dezelfde) fabrikanten ons elementen leveren met fasefouten van soms meer dan 250° ...

Appendix

Voor het bewijs dat een tegengekoppelde versterker, met binnen de tegenkoppellus een tweede orde filter, zich analoog gedraagt aan een mechanische resonator beschouwen we eerst een lineaire mechanische resonator. Figuur 17 geeft een gestyleerd schema van zo'n resonator. Het lineaire ontleent de resonator aan de volgende eigenschappen:

De kracht die wordt geleverd door de veer is evenredig met de uitwijking, de evenredigheidsconstante noemen we D. De kracht is echter tegengesteld van richting (de veer wil terug naar de oorspronkelijke lengte).

De kracht die wordt geleverd door de demping is evenredig met de snelheid, deze evenredigheidsconstante noemen we Z en ook deze kracht is tegengesteld gericht.

Noemen we de plaatscoëfficiënt van de massa x, dan geldt:

$$F_v = -D \cdot x \text{ mits het andere uiteinde van de veer in rust is.}$$

$$F_d = -Z \frac{dx}{dt}$$

waarin dx/dt de snelheid is.

Voor de massa kunnen we nu het volgende krachtevenwicht opschrijven, met aan het ene uiteinde van de veer de aandrijvende kracht en aan de andere kant de massa:

$$(A_0 \sin \omega \cdot t - x)D - Z \frac{dx}{dt} = M \frac{d^2x}{dt^2}$$

uitrekking of inkrimping van de veer demping 3^e wet van Newton

Meestal wordt dit geschreven als de volgende differentiaalvergelijking:

$$M \frac{d^2x}{dt^2} + Z \frac{dx}{dt} + D \cdot x = D \cdot A_0 \sin \omega \cdot t$$

De algemene oplossing van een differentiaalvergelijking wordt gevonden door een particuliere oplossing en de oplossing van een homogene differentiaalvergelijking samen te voegen. De oplossingen van de homogene differentiaalvergelijking zijn echter in de tijd uitdempende trillingen. Wij zijn alleen geïnteresseerd in de reactie op de aangelegde trilling, daarom zoeken we dus uitsluitend de particuliere oplossing. We proberen $x = x_0 \sin(\omega \cdot t + \phi)$. Deze ligt voor de hand omdat de trilling van de massa naar alle waarschijnlijkheid wel dezelfde frequentie zal hebben als de opgelegde trilling.

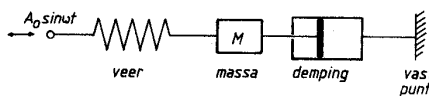


Fig. 17. Model van een lineaire mechanische resonator.

Voor de algemeenheid stoppen we er wel een andere amplitude in en een andere fasehoek, die van de frequentie kunnen (en naar zal blijken ook zullen) afhangen.

$$\frac{dx}{dt} = x_0 \cdot \omega \cos(\omega \cdot t + \phi)$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -x_0 \cdot \omega^2 \sin(\omega \cdot t + \phi)$$

Ingevuld in de differentiaalvergelijking levert dit:

$$(D \cdot x_0 - M \cdot \omega^2 \cdot x_0) \sin(\omega \cdot t + \phi) + Z \cdot x_0 \cdot \omega \cos(\omega \cdot t + \phi) = D \cdot A_0 \sin \omega \cdot t$$

$$\sin(\omega \cdot t + \phi) + \frac{Z \cdot x_0 \cdot \omega}{D \cdot x_0 - M \cdot \omega^2 \cdot x_0} \cos(\omega \cdot t + \phi)$$

$$\frac{D \cdot A_0}{D \cdot x_0 - M \cdot \omega^2 \cdot x_0} \sin \omega \cdot t$$

$$\text{Stel } \frac{Z \cdot \omega}{D - M \cdot \omega^2} = \text{tg} \alpha$$

Het linkerlid gaat dan over in:

$$\frac{\sin(\omega \cdot t + \phi + \alpha)}{\cos \alpha} = \frac{D \cdot A_0}{D \cdot x_0 - M \cdot \omega^2 \cdot x_0} \sin \omega \cdot t$$

Dit kan alleen waar zijn indien

$$\phi = -\alpha \text{ en } \cos \alpha = \frac{x_0}{D \cdot A_0} \cdot (D - M \cdot \omega^2)$$

$$\text{Hieruit volgt: } \phi = \text{arctg} \frac{-Z \cdot \omega}{D - M \cdot \omega^2}$$

$$\text{of liever } \text{arctg} \left[\frac{-Z \cdot \omega}{D - M \cdot \omega^2} \right]$$

α elimineren we als volgt:

$$\sin \alpha = \text{tg} \alpha \cdot \cos \alpha =$$

$$\frac{Z \cdot \omega}{D - M \cdot \omega^2} \cdot \frac{x_0}{D \cdot A_0} (D - M \cdot \omega^2) = \frac{x_0}{D \cdot A_0} Z \cdot \omega$$

$$\sin \alpha = (1 - \cos^2 \alpha)^{1/2} =$$

$$\left(\frac{D^2 \cdot A_0^2 - x_0^2 \cdot (D - M \cdot \omega^2)^2}{D^2 \cdot A_0^2} \right)^{1/2}$$

Hieruit volgt:

$$D^2 \cdot A_0^2 - x_0^2 \cdot (D - M \cdot \omega^2)^2 = x_0^2 \cdot Z^2 \cdot \omega^2$$

$$\frac{x_0}{A_0} = \frac{D}{((D - M \cdot \omega^2)^2 + Z^2 \cdot \omega^2)^{1/2}} =$$

$$\frac{1}{\left(\left(1 - \frac{M \cdot \omega^2}{D} \right)^2 + \frac{Z^2 \cdot \omega^2}{D^2} \right)^{1/2}}$$

meettechniek

We weten nu dus voor amplitude en fase het gedrag als functie van de frequentie. Beschouwen we nu het elektronische systeem dat wordt gegeven in figuur 18. Stellen we β een constante, onafhankelijk van de frequentie, dan wordt de overdrachtsfunctie:

$$G(\omega) = \frac{\mu}{1 + \mu \cdot \beta} = \frac{\mu_0 \left(\frac{1}{1 + j \cdot \omega \cdot \tau} \right)^2}{1 + \mu_0 \cdot \beta \left(\frac{1}{1 + j \cdot \omega \cdot \tau} \right)^2} = \frac{\mu_0}{(1 - \omega^2 \cdot \tau^2 + \mu_0 \cdot \beta) + 2 \cdot j \cdot \omega \cdot \tau} = \frac{\mu_0 \cdot ((1 - \omega^2 \cdot \tau^2 + \mu_0 \cdot \beta) - 2 \cdot j \cdot \omega \cdot \tau)}{(1 - \omega^2 \cdot \tau^2 + \mu_0 \cdot \beta)^2 + 4 \cdot \omega^2 \cdot \tau^2}$$

De modulus hiervan is:

$$|G(\omega)| = \frac{\mu_0}{((1 - \omega^2 \cdot \tau^2 + \mu_0 \cdot \beta)^2 + 4 \cdot \omega^2 \cdot \tau^2)^{1/2}}$$

$$= \frac{\mu_0}{\left(\left(1 - \frac{\omega^2 \cdot \tau^2}{1 + \mu_0 \cdot \beta} \right)^2 + \frac{4 \cdot \omega^2 \cdot \tau^2}{(1 + \mu_0 \cdot \beta)^2} \right)^{1/2}}$$

De fase is:

$$\phi = \arctg \frac{-2 \cdot \omega \cdot \tau}{1 - \omega^2 \cdot \tau^2 + \mu_0 \cdot \beta} = \arctg \frac{-2 \cdot \omega \cdot \tau}{1 + \mu_0 \cdot \beta - \frac{\omega^2 \cdot \tau^2}{1 + \mu_0 \cdot \beta}}$$

Stel nu: $\frac{M}{D} = \frac{\tau^2}{1 + \mu_0 \cdot \beta}$
 $\frac{Z}{D} = \frac{2 \cdot \tau}{1 + \mu_0 \cdot \beta}$

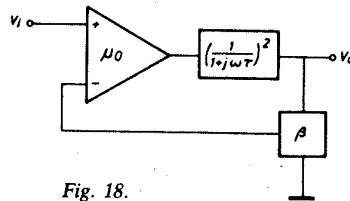


Fig. 18.

Vullen wij dit in bij de formules voor de lineaire mechanische resonator, dan gaan deze over in:

$$\frac{x_0}{A_0} = \frac{1}{\left(\left(1 - \frac{\omega^2 \cdot \tau^2}{1 + \mu_0 \cdot \beta} \right)^2 + \frac{4 \cdot \omega^2 \cdot \tau^2}{(1 + \mu_0 \cdot \beta)^2} \right)^{1/2}}$$

Afgezien van de constante term

$$\frac{\mu_0}{1 + \mu_0 \cdot \beta}$$

is dit identiek aan de formule voor de elektrische resonator.

Voor de fase volgt:

$$\phi = \arctg \frac{-2 \cdot \omega \cdot \tau}{1 + \mu_0 \cdot \beta - \frac{\omega^2 \cdot \tau^2}{1 + \mu_0 \cdot \beta}}$$

Dit is exact gelijk aan de formule voor de elektrische resonator. Hieruit volgt dus dat er, afgezien van een versterkingsfactor, geen verschil is tussen de twee systemen, mits β onafhankelijk is van de frequentie.