MAGNETISK LÆSE-/SKRIVE-HOVEDE
&
TRANSDUCERE

Note til kurset: **"Elektromagnetiske kredsløb"**

Hans Ebert • AUC • nov. 1989

TRANSDUCERE

Noter til kurset "Elektromagnetiske kredsløb"

H. Ebert. AUC, november 1989.

INDHOLDSFORTEGNELSE

Transducere 1
Kræfter og momenter i magnetfelter 3
Det elektrodynamiske grundprincip 10
Ækvivalentdiagrammer for mekaniske systemer 13
Impedansanalogi 17
Admittansanalogi 19
Højttalerens mekaniske system 22
Toportparametre 25
Den elektrodynamiske højttaler 27
Basresonans og dæmpning 32
Højttalerens impedans 35
Datablad for Philips AD80652/W . . . 39
Mikrofoner 40
Kondensatormikrofon 41
Elektret 43
Datablad for B&K mikrofoner 48
Lydtryk og følsomheder 51
Datablade, B&K, Sennheiser 54
Pick-ups 55
Dynamisk pick-up 56
Variabel reluktanspick-up 61
B&o MMC 62
Ortofon VMS 63
Guitarpick-up 64
Frekvenskompensering 65
Andre elektrodynamiske apparater 67
En elektrodynamisk pumpe 70
Tillæg:
Analogier 72
RIAA dimensionering 78
Elektrodynamisk fartmåler til skib 81

TRANSDUCERE

Denne note omhandler væsentligst de elektrodynamiske transducere (omsættere), der anvendes i audio-sammenhæng: højttalere, mikrofoner og pick-up'er. Samtidig omtales også enkelte transducere efter andre principper.

Da en transducer omtransformerer „formatet" af et signal: fra mekanisk udgave til elektrisk eller omvendt, kan man ækvivalere den med en transformer, og det vil vi gøre. Til disse beskrivelser vil vi anvende firpolsteori (ligesom ved transformeren) samt mekanisk analogi, som det kaldes. Ved transformeren arbejdede vi med magnetiske ækvivalent diagrammer; nu vil vi bruge mekaniske ækvivalent diagrammer. Begge metoder er alm. anvendte og accepterede, og det er uhyre praktiske metoder for elektronikfolk at bruge.

Det elektrodynamiske princip er det samme for højttaleren, mikrofonen og pick-up'en, og vi vil ikke gentage teorien flere gange, så højttaleren anvendes som modeleksempel. Princippet kan derefter direkte overføres på andre apparater.

Det elektrodynamiske princip går kort fortalt ud på, at når en spole bevæges i et magnetfelt <u>induceres der en spænding</u> i den, og omvendt: påtrykkes den en strøm, vil den <u>bevæge sig</u>.

Vi vil derfor allerførst se på de fysiske love, der ligger bag: <u>Laplaces lov</u> og <u>Lorentz kraften</u>.

Kræfter og momenter i magnetfelter.

Laplaces lov siger, at en strømførende ledning i et magnetfelt vil være påvirket af kraften:

$$d\bar{F} = I d\bar{l} \times \bar{B} \qquad [N] \qquad (1)$$

hvori

I : strømstyrken [A]

$d\bar{l}$: differentiel retningsvektor for ledningen [m]

$\bar{B}$: magnetfeltet $\left[\frac{Wb}{m^2}\right]$

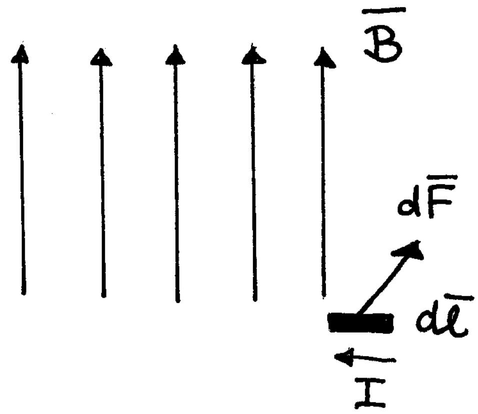
En afart af Coulombs lov siger at en ladning Q i et elektrisk felt vil være påvirket af kraften:

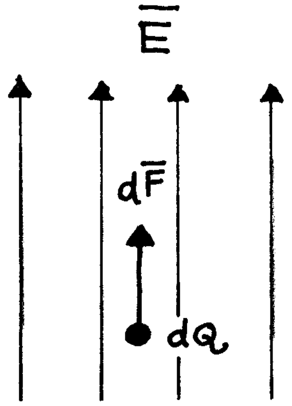
$$d\bar{F} = \frac{\bar{E}}{dQ} \qquad [N] \qquad (2)$$

hvori

dQ : en lille del af ladningen [C]

$\bar{E}$: den elektriske feltstyrke $\left[\frac{V}{m}\right]$



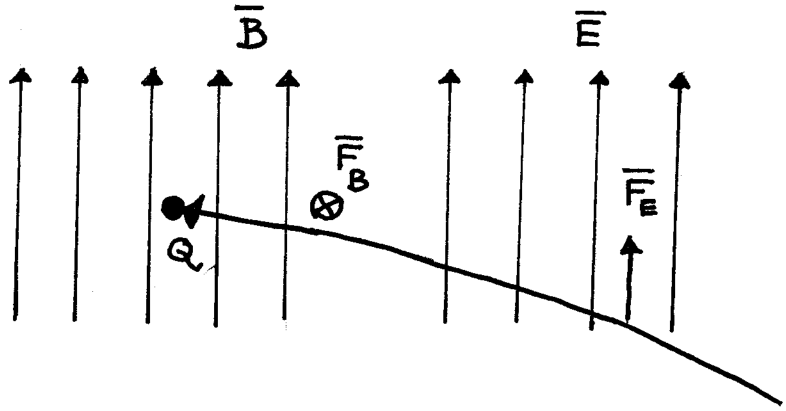


Da vi ved at elektrisk strøm er en strømning af ladninger, forekommer Lorentzkraften os ikke ulogisk ud fra det foregående. Lorentzkraften er den kraft en ladet partikel, der bevæger sig, udsættes for af et tilstedeværende elektrisk og magnetisk felt:

$$\overline{F} = Q\,(\overline{E} + \overline{V} \times \overline{B}) \qquad [N] \qquad (3)$$

hvori:

Q : partiklens ladning [C]
$\overline{V}$: partiklens hastighed [m/s]
$\overline{E}$: det elektriske felt [V/m]
$\overline{B}$: det magnetiske felt [Wb/m²]



Nu skal man huske, når man anvender (3), som også kan skrives:

$$\overline{F} = \overline{F}_E + \overline{F}_B \qquad [N] \qquad (4)$$

at både $\overline{F}_E$ og $\overline{F}_B$ hele tiden vil ændre $\overline{V}$, hvilket igen medfører, at $\overline{F}_E$ og $\overline{F}_B$ på partiklen ændres.

Vi skal her beskæftige os med $\overline{F}_B$:

$$\overline{F}_B = Q\,(\overline{V} \times \overline{B}) \qquad [N] \qquad (5)$$

og vi ser iøvrigt at:

$$d\overline{F}_B = dQ\,\overline{V} \times \overline{B}$$

hvor $dQ\overline{V}$ kan udtrykkes således, når der er tale om fast opkoblede ledninger i retningen $\overline{\ell}$

$$dQ\overline{V} = dQ \cdot \frac{d\ell}{dt} \cdot \hat{\ell} \qquad [Am]$$

$$= \frac{dQ}{dt} \cdot (d\ell \cdot \hat{\ell})$$

$$= I \cdot d\overline{\ell} \qquad [Am] \qquad (6)$$

$\because \quad I \triangleq \dfrac{dQ}{dt} \qquad [A] \qquad (7)$

$\therefore \quad dF = I\,d\overline{\ell} \times B \qquad [N]$

Vi skal huske, at der findes 2 slags ladninger: positive og negative (svarende til „huller" og elektroner), og når vi i definitionsligningerne blot skriver Q betyder det en <u>positiv ladning</u>, altså en mængde huller eller protoner.

I en metalledning er der store mængder fri ladninger, det er derfor ledningen kan <u>lede strøm</u>; det samme er tilfældet for mange vædsker, de såkaldte <u>elektrolytter</u>

Man taler om en (vandig) elektrolyts <u>dissociationsgrad</u>, som udtrykker hvor stor en del af elektrolytten, der er spaltet i ioner, f.x. $NaCl \rightarrow Na^+ + Cl^-$
For svagt dissocierende elektrolytter stiger den molekylære ledningsevne kraftigt med <u>stigende fortynding</u>.
For alle elektrolytter gælder:

$$\alpha = \frac{\rho_v}{\rho_\infty} \qquad (8)$$

hvori

α: dissociationsgraden [·]

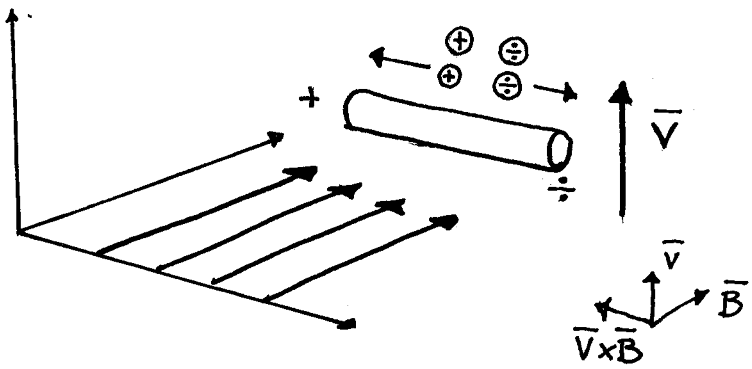
ρ_v: ledningsevnen ved fortyndingen 1 mol/v liter

ρ_∞: Ledningsevnen ved ∞ fortynding.

For f.x. søvand og saltvand kan vi regne med fuldstændig dissociation, dvs. der er altid <u>nok</u> positive og negative ladninger til at lede en strøm (sålænge det ikke er mange ampère, vi vil lede igennem et lille volumen)

Men vi vender tilbage til metalledningen: den er fuld af huller og elektroner, der er godt blandet, således at den optræder neutral udadtil. Tager vi nu en metaltråd og bevæger den igennem et magnet felt, vil <u>hullerne</u> blive påvirket af en kraft til den <u>ene side</u> og <u>elektronerne</u> af en kraft til den <u>anden side</u>, pga. forskellen i deres fortegn.

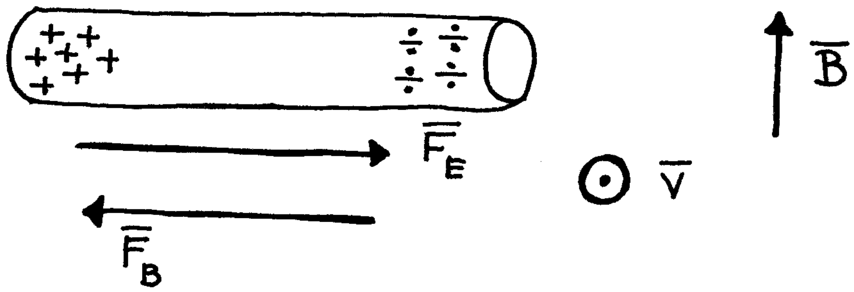
Dette sker pga. $\overline{F}_B$ i (4)



Men derved opstår der en potentialeforskel og dermed et elektrisk felt:

$$\overline{E} = -\nabla V \qquad \left[\frac{V}{m}\right] \qquad (9)$$

og dermed vil ladningerne blive påvirket af en $\overline{F}_E$ i lign. (4). $\overline{E}$ er modsatrettet $\overline{F}_B$ da E-feltet går <u>fra</u> positive ladninger <u>til</u> negative (iflg. (9))



Der vil blive ved med at flyde ladninger indtil Lorentzkraften bliver 0, eller

$$\overline{F}_E = \overline{F}_B \qquad [N] \qquad (10)$$

Af (10) og (3) fås:

$$Q\bar{E} = Q(\bar{V} \times \bar{B}) \qquad (11)$$

$$\bar{E} = \bar{V} \times \bar{B} \qquad \left[\frac{V}{m}\right] \qquad (12)$$

Hvis ledningen har længden l gælder:

$$\bar{E} = \frac{emf}{l} \cdot \hat{l} \qquad \left[\frac{V}{m}\right] \qquad (13)$$

Når vi for fast opkoblede ledninger ikke regner med vektorer, fås

$$emf = B \cdot l \cdot v \qquad [V] \qquad (14)$$

hvilket kun gælder for $\bar{B}$, $\bar{l}$ og $\bar{V}$ alle vinkelret på hinanden. Er de <u>ikke</u> vinkelret på hinanden anvendes trigonometriske projektionsformler.
$l \cdot v$ $\left[\frac{m^2}{s}\right]$ er netop <u>det overstrøgne areal pr. sekund</u>, og $B \cdot l \cdot v$ er <u>antallet af kraftlinier, der skæres pr. sekund</u>:

$$B \cdot l \cdot v$$

$$\left[\frac{Wb}{m^2} \cdot \frac{m^2}{s} = \frac{Wb}{s} = \frac{V \cdot s}{s} = V\right] \qquad (15)$$

I det følgende vil vi bruge disse 2 grundligninger for det elektrodynamiske princip, der udtrykt <u>uden</u> vektornotation lyder:

$$F = B \cdot I \cdot l \qquad [N] \tag{16}$$

$$emf = B \cdot l \cdot v \qquad [V] \tag{17}$$

(16): B, l, F orthogonale (17) B, l, v orthogonale. Ved ikke-orthogonalitet anvendes geometrisk nedfaldningskonstruktion, som ikke skal gennemgås her.

I alle floder, der ikke løber direkte nord-syd vil der altså genereres en spændingsforskel mellem bundvandet og overfladevandet pga. jordens magnetfelt. Et andet eksempel:

Eksempel 1

Starfighter F-104G er 4,11 m høj fra bog til halens højeste punkt. Max. fart er 2340 km/t. Hvilken spændingsforskel genereres i denne flyver, når den flyver max. fart, øst-vest?

Svar: $B =$ jordmagnetfeltet $56\ \mu Wb/m^2$

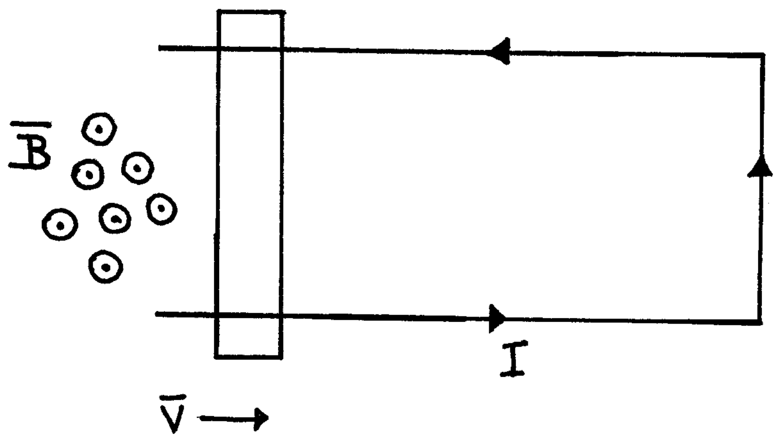
$l = 4{,}11\ m$

$v = 2340\ km/t = 650\ m/s$

$emf = B \cdot l \cdot v = 150\ mV$

Det elektrodynamiske grundprincip.

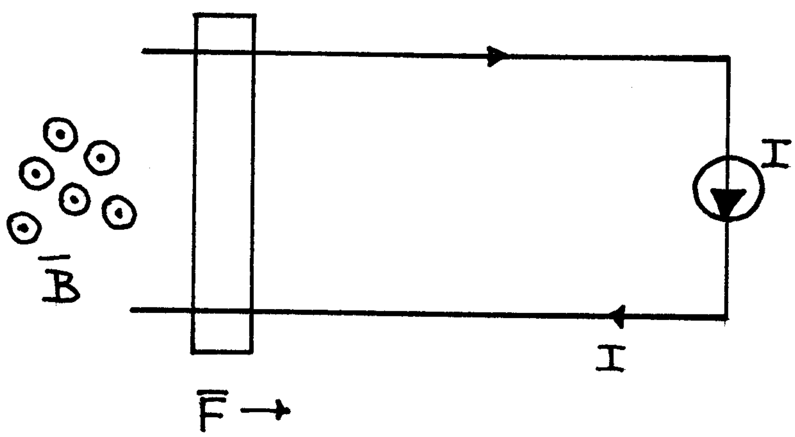
Vi tænker os et jævnt B-felt pegende ud af papiret. Et sæt af ledende skinner bærer en kobber-tværbjælke, der kan køre frem og tilbage på hjul.



GENERATOR

Skubbes bjælken til højre, fås en strøm rundt i løkken som vist

Sender vi en strøm den anden vej rundt, vil bjælken af Lorentzkraften selv køre til højre:



MOTOR

Eksempel 2

En dynamiske mikronkapsel, som vist herunder påvirkes af en hastighed

$$V = V_0 \cos \omega t$$

$$= 0{,}1 \cos(2000\pi t) \quad m/s$$

Magnetfeltet er 0,4 Wb/m^2 og spolen har en diameter på 1,5 cm og 30 vindinger.

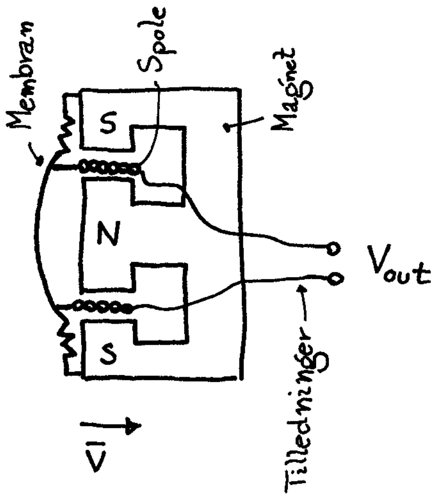
Hvad bliver outputspændingen?

Dynamisk mikrofon

$N = 30$

1,5 cm ø

$B = 0{,}4 \frac{Wb}{m^2}$



Vi bruger emf = $B \cdot l \cdot v$. B og v giver sig selv. l er den samlede længde af tråden i spolen, fordi hver eneste cm bestryger et antal kraftlinier:

$$l = \text{omkredsen} \cdot N$$

$$= \pi \cdot 15E\text{-}3 \cdot 30 = 1{,}41 \quad m$$

$$V = 0{,}1 \quad m/s \qquad \text{(KSN-notation)}$$

Vi får:

$$V_{out} = B \cdot l \cdot v$$

$$= 0{,}4 \cdot 1{,}41 \cdot 0{,}1 = 56{,}6 \ mV$$

eller skrevet helt ud:

$$V_{out} = 56{,}6 \cdot \cos(2000\pi t) \ mV \ \text{(spids)}$$

(idet vi går ud fra at v er angivet som spidsværdi)

Får vi opgivet <u>udsvinget, x</u> skulle vi først udregne hastigheden således, opskrevet uden vektornotation:

$$V = \frac{d}{dt} X \qquad \left[\frac{m}{s}\right] \qquad (18)$$

Havde vi fået <u>massen</u> og <u>kraften</u> ville vi beregne:

$$V = \int \frac{F}{m} dt + V_0 \qquad \left[\frac{m}{s}\right] \qquad (19)$$

hvori:

F:	kraftens størrelse	[N]
m:	massen	[kg]
$\frac{F}{m}$:	accelerationens størrelse	$\left[\frac{m}{s^2}\right]$

Ækvivalentdiagrammer for mekaniske systemer.

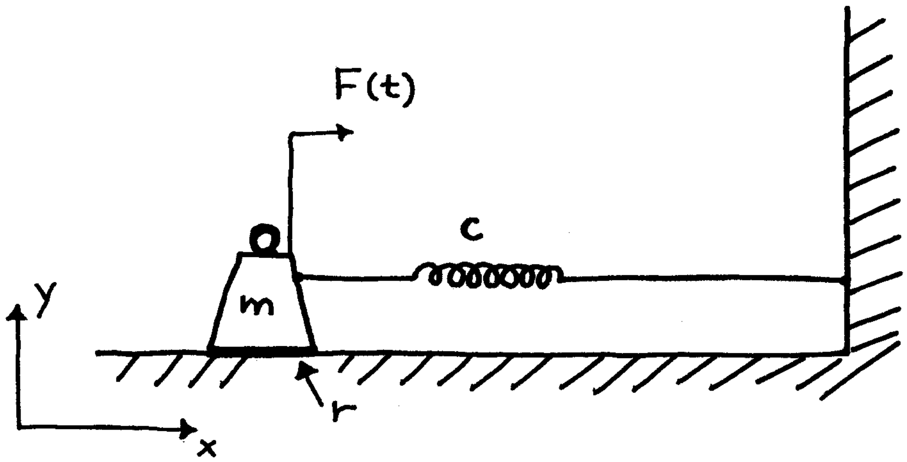
Vi skal i det følgende behandle mekaniske systemer, som vi allerede så småt var ved at komme ind på. Derfor gennemgås meget kort og summarisk en lille del af den disciplin, der hedder <u>ækvivalentdiagrammer for mekaniske systemer</u>; ofte kaldet „<u>analogier</u>".

Vi ser her kun lige på den del, vi aktuelt skal bruge. Interesserede læsere henvises til bogen:

K. Rasmussen: Analogier mellem mekaniske, akustiske og elektriske systemer.

Polyteknisk forlag. 2. udg. 1981.

Betragtes et system bestående af et legeme med massen **m** og friktionen mod underlaget **r**, der er forbundet til en fast væg via en fjeder med fjederkonstanten **c** og som er påvirket af kraften **F(t)** som vist herunder:



kan legemets position udtrykkes ved differentialligningen:

$$F(t) = m \cdot \frac{d^2x}{dt^2} + r \cdot \frac{dx}{dt} + \frac{x}{C} \qquad [N] \qquad (20)$$

$$= m \cdot a + r \cdot v + \frac{x}{C}$$

hvori:

m: massen $[kg]$

r: mekanisk modstand (resistens) $\left[\frac{N \cdot s}{m}\right]$

C: mekanisk eftergivenhed (compliance) $\left[\frac{m}{N}\right]$

x: udsvinget $[m]$

v: farten $\left[\frac{m}{s}\right]$

a: accelerationen $\left[\frac{m}{s^2}\right]$

r fremkommer via den i skolen lærte <u>friktionskoefficient</u>:

$$F_{friktion} = k \cdot m$$

$$[N = \frac{m}{s^2} \cdot kg]$$

[enhed for r: $\frac{N \cdot s}{m} = \frac{kg}{s}$]

C fremkommer via <u>Hookes lov</u>:

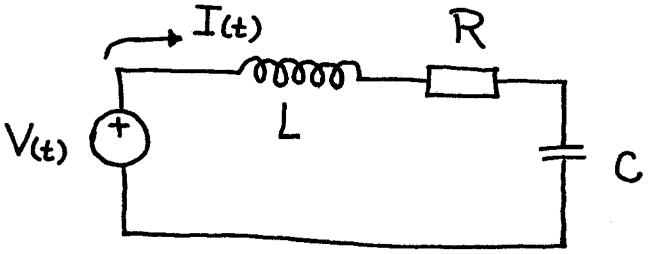
$$F_{fjeder} = k \cdot x$$

$$[N = \frac{N}{m} \cdot m]$$

Hvis vi bruger $v = \frac{d}{dt} x$ fås af (20):

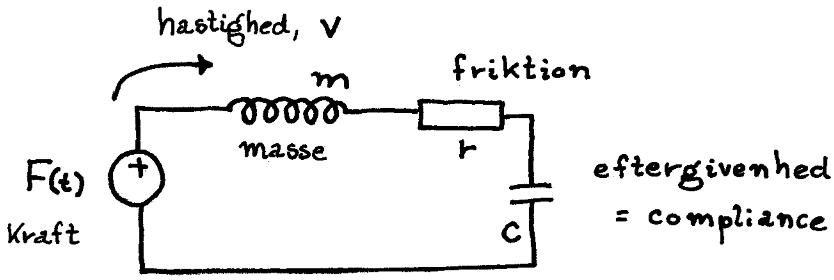
$$F(t) = m \cdot \frac{d}{dt} v + r \cdot v + \frac{1}{c} \int v \, dt \qquad [N] \qquad (21)$$

Hvilket ses at svare til den kendte ligning for serieforbindelsen af en spole, en modstand og en kondensator; $F(t)$ svarer nu til spændingen og $v(t)$ til strømmen:



$$V = L \cdot \frac{d}{dt} I + R \cdot I + \frac{1}{C} \int I \, dt \qquad [V] \qquad (22)$$

Jeg kan nu lave en analogi; alle de mekaniske elementer har fælles hastighed, men forskellige kraftbidrag, svarende til at strømmen er den samme i L, R og C, men spændingen over dem er forskellige



I KSN kan (21) også opskrives:

$$F(j\omega) = v \cdot j\omega m + v \cdot r + v \cdot \frac{1}{j\omega c} \qquad [N] \qquad (23)$$

Mekanisk impedans er defineret som kraft divideret med hastighed:

$$Z_m \triangleq \frac{F}{V} \qquad \left[\frac{N \cdot s}{m}\right] \qquad (24)$$

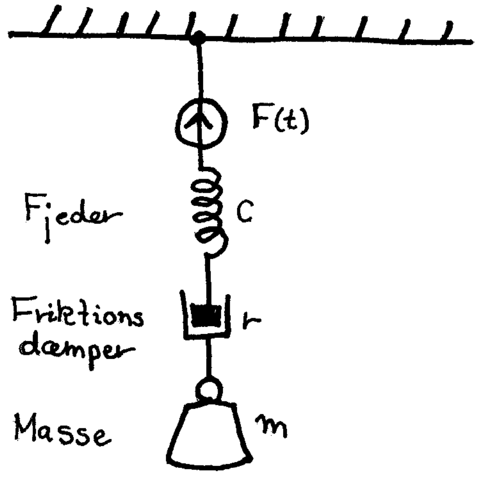
regnet med fortegn, faseforskel osv.; Z_m er altså generelt et komplex tal og realdelen repræsenterer tab.

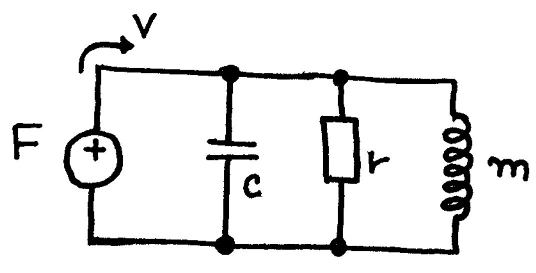
I den her fremstillede analogi ækvivaleres mekanisk impedans med elektrisk impedans:

$$Z_m = \frac{F}{V} \qquad Z_e = \frac{V}{I} \qquad (25)$$

hvorfor analogien også kaldes impedansanalogi (i modsætning til admittansanalogi, vi kommer til om lidt).

Det, der virker lidt ubehageligt, er at det parallelt udseende mekaniske system på side 13 bliver til et ækvivalent elektrisk seriekredsløb. Og omvendt: kredsløbet herunder, hvor kraften er ens for alle elementer, men hastigheden forskellig, bliver til et parallelkredsløb i denne analogi





I <u>impedansanalogien</u> gælder:

$$
\begin{array}{llll}
\text{Kraft, } F & [N] & \sim & \text{Spænding, } V \ [V] \\
\text{Fart, } v & [\frac{m}{s}] & \sim & \text{Strøm, } I \ [A] \\
 & & & \\
\text{Impedans, } Z_m & [\frac{N\cdot s}{m}] & \sim & \text{Impedans, } Z_e \ [\Omega] \\
\text{Masse, } m & [kg] & \sim & \text{Spole, } L \ [H] \\
\text{Compliance, } c & [\frac{m}{N}] & \sim & \text{Kondensator, } C \ [F] \\
\text{Friktion, } r & [\frac{N\cdot s}{m}] & \sim & \text{Modstand, } R \ [\Omega] \\
\text{Udsving, } x & [m] & \sim & \text{Ladning, } Q \ [C]
\end{array}
\qquad (26)
$$

Ligningen (21) kan imidlertid også oversættes på en anden måde:

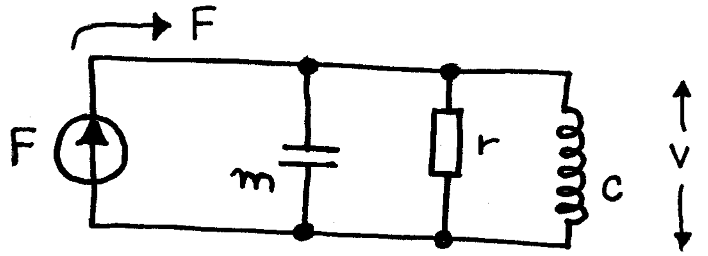
$$F = m \cdot \frac{d}{dt} v + r \cdot v + \frac{1}{c} \int v \, dt \qquad [N] \qquad (27)$$

$$I = C \cdot \frac{d}{dt} V + G \cdot V + \frac{1}{L} \int V \, dt \qquad [A] \qquad (28)$$

Herved kommer den til at svare til en parallelforbindelse af en kondensator, en konduktans og en spole. For et sådant kredsløb er <u>spændingen</u> den samme for alle elementerne og <u>strømmen forskellig</u>:

$$I_{TOT} = I_C + I_G + I_L \qquad [A] \qquad (29)$$

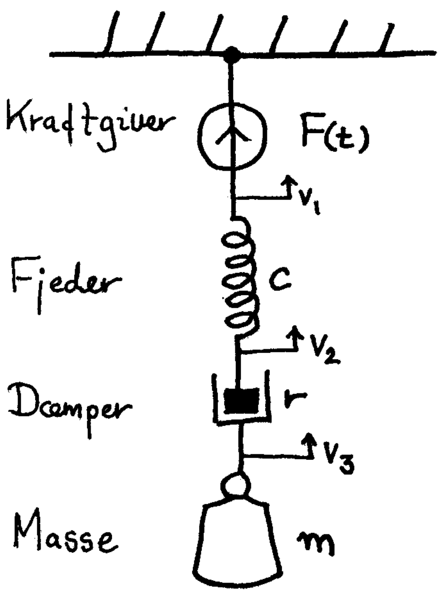
Nu svarer kraft til strøm og hastighed til spænding, og fordelen er, at kredsløbene nu bliver konforme:

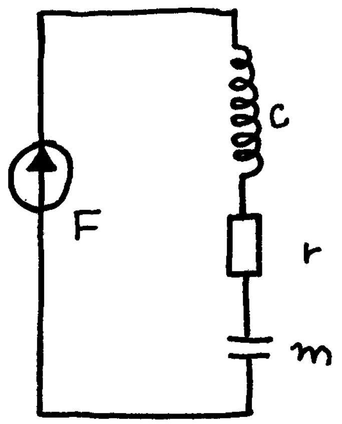


Ulempen er at mekanisk impedans nu svarer til elektrisk admittans:

$$Z_m = \frac{F}{v} \qquad Y_e = \frac{1}{Z_e} = \frac{I}{V} \tag{30}$$

Kredsløbet fra side 16 oversættes nu således





$$v_1 = v_3 + (v_2 - v_3) + (v_1 - v_2)$$

$$= \frac{1}{m}\int F\,dt + \frac{1}{r}F + c\frac{d}{dt}F$$

Vi husker at <u>serieforbindelse</u> af <u>admittanser</u> udregnes som

$$Y_{TOT} = \frac{1}{\frac{1}{Y_1} + \frac{1}{Y_2} + \frac{1}{Y_3}} \qquad [S] \qquad (31)$$

og <u>parallelforbindelse</u> af admittanser:

$$Y_{TOT} = Y_1 + Y_2 + Y_3 \qquad [S] \qquad (32)$$

Iøvrigt siger Ohms lov i denne udgave:

$$I = V \cdot Y \qquad [A] \qquad (33)$$

I <u>admittansanalogien</u> gælder:

Kraft, F	$[N]$	$\sim$	Strøm, I	$[A]$	
Fart, v	$[\frac{m}{s}]$	$\sim$	Spænding, V	$[V]$	
Impedans, Z_m	$[\frac{N \cdot s}{m}]$	$\sim$	Admittans, Y_e	$[S]$	
Masse, m	$[kg]$	$\sim$	Kondensator, C	$[F]$	
Compliance, c	$[\frac{m}{N}]$	$\sim$	Spole, L	$[H]$	
Friktion, r	$[\frac{N \cdot s}{m}]$	$\sim$	Konduktans, G	$[S]$	
Impuls, $m \cdot v$	$[kg \cdot \frac{m}{s}]$	$\sim$	Ladning, Q	$[C]$	(34)
$= \int F dt$	$[N \cdot s]$				

Vi husker elementrelationerne:

$$V_L = L \cdot \frac{d}{dt} I_L \qquad V_L = j\omega L \cdot I_L$$

$$I_L = \frac{1}{L} \int V_L \, dt \tag{35}$$

$$V_C = \frac{1}{C} \int I_C \, dt$$

$$I_C = C \cdot \frac{d}{dt} V_C \qquad V_C = \frac{1}{j\omega C} \cdot I_C \tag{36}$$

Samt

$$L = \frac{d\phi}{dI_L} \qquad I = \frac{d}{dt} Q$$

$$C = \frac{dQ}{dV} \qquad Q = \int I \, dt \tag{37}$$

Det er klart, at den ene type analogi ikke kan sige mere end den anden. Hvilken type, der vælges kan derfor være ligegyldig i princippet, men fordelen ved en analogi overhovedet, er at man opnår overblik og lettelser i udregningerne. Derfor vælges den type analogi, man bedst kan overskue. Man kan også anvende begge typer på een gang, hvis dét er lettest.

Allerførst er det smartest at gøre sig klart, hvilke elementer, der har:

1. Samme kraftpåvirkning.

og hvilke, der har:

2. Samme fart.

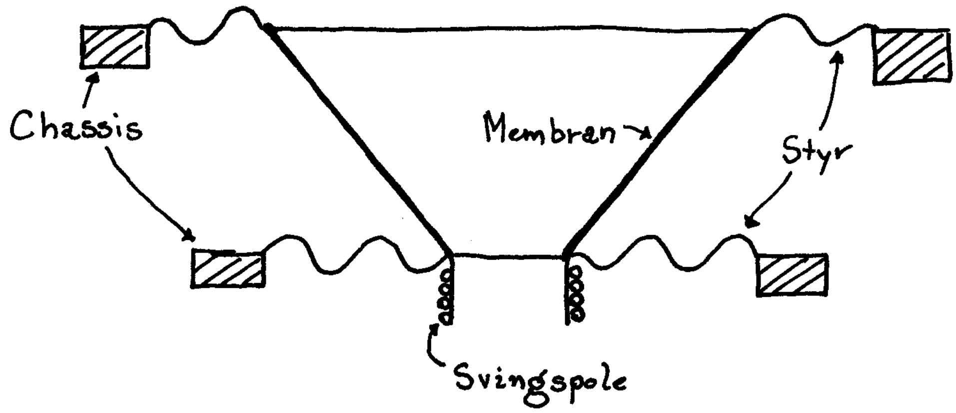
Vi skal her kun se på meget simple systemer; nemlig højttaleren ved så lave frekvenser at hele membransystemet kan betragtes som forbundet uendeligt stift; dvs. hele systemet bevæger sig samlet.

Alle elementer har derfor samme fart til enhver tid, svarende til et „parallelt" mekanisk system.

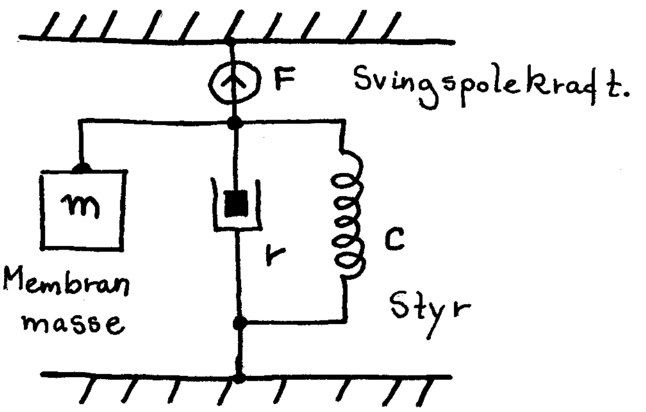
Vi vil anvende admittansanalogi, således at vi får et parallelt elektrisk system.

Højttalerens mekaniske system.

Højttaleren består af en stiv membran, der er ophængt i et elastisk styr. Membranen er påvirket af kraften fra svingspolen, der er omsluttet af et magnetfelt.

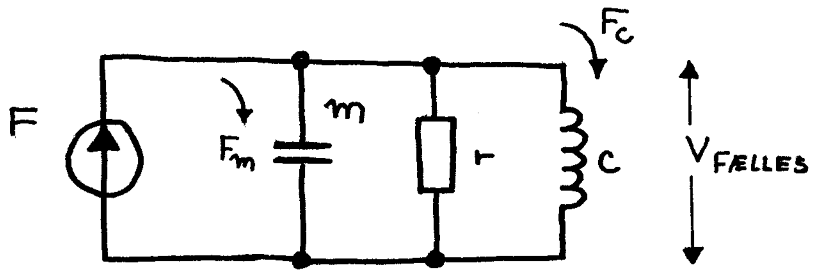


Membranen med alt, hvad der sidder på den, har en vis masse, m. Styrene har en vis compliance og en vis friktion. Svingspolen giver en bestemt kraft $(F = B \cdot \ell \cdot I)$, når der sendes en strøm igennem den.
Vi vil tænke os højttalersystemets mekaniske dele konfigureret således



Ved meget lave frekvenser, højttalerens såkaldte stempel-område følges styr og membran ad (membranen bøjer ikke) og farten er fælles, hvorimod hver del aftager sin forskellige del af kraften fra svingspolen.

Vi anvender admittansanalogi og opstiller flg. ækvivalent diagram



Vi regner på det som et elektrisk kredsløb og finder admittansen:

$$Y_{TOT} = Y_C + Y_G + Y_L$$

$$= j\omega C + G + \frac{1}{j\omega L}$$

$$= \frac{I}{V}$$

Dette svarer til systemets mekaniske impedans:

$$\frac{F}{V} = Z_m = j\omega m + r + \frac{1}{j\omega c} \qquad \left[\frac{N\cdot s}{m}\right] \qquad (38)$$

Eksempel 3

Vi betragter en højttaler (Philips AD 80652/W8), for hvilken, der gælder: (Se databladet s. 39)

Membranmasse	17,5	g
Compliance	1,02	mm/N
Tab	0,8	N·s/m

Vi udregner højttalerens mekaniske impedans ved 600 Hz:

$$Z_m = j\omega m + r + \frac{1}{j\omega c}$$

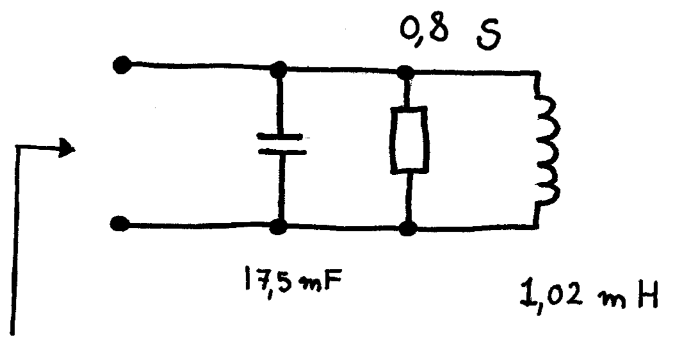
$$= j\,(2\pi \cdot 600) \cdot 17{,}5 \cdot 10^{-3} + 0{,}8 + \frac{1}{j\,(2\pi \cdot 600) \cdot 1{,}02 \cdot 10^{-3}}$$

$$= j\,66{,}0 + 0{,}8 - j\,0{,}260$$

$$= 0{,}8 + j\,65{,}7$$

$$= \underline{65{,}7 \angle 89^\circ \quad \frac{N \cdot s}{m}}$$

Elektrisk ækvivalent:



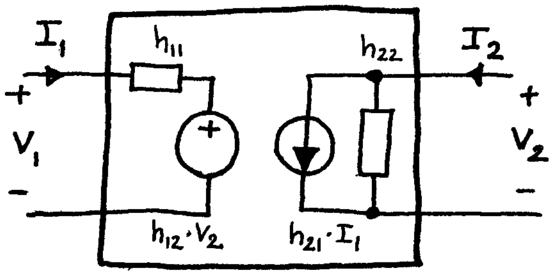
$Y_{IN} = 66 \angle 89^\circ$ S @ 600 Hz

Toportparametre.

Vi vil som tidligere nævnt anvende den elektrodynamiske højttaler som arbejdsmodel. Det er i dette tilfælde en stor lettelse at opstille firpolsparametre (= toportparametre) for højttaleren. Har man et vilkårligt sæt parametre, kan man forholdsvis let omregne til ethvert andet sæt.

I dette tilfælde har vi det mekaniske output på den ene side, og det elektriske input på den anden side, men ved hjælp af mekanisk analogi kan det gennemføres.

Vi får en hybrid firpol, og vi vil beskrive den ved hjælp af h-parametre, der er givet således:



$$\begin{Bmatrix} V_1 \\ I_2 \end{Bmatrix} = \bar{\bar{H}} \begin{Bmatrix} I_1 \\ V_2 \end{Bmatrix} \tag{39}$$

$$\bar{\bar{H}} = \begin{Bmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{Bmatrix} \tag{40}$$

Eller skrevet helt ud:

$$V_1 = h_{11} I_1 + h_{12} V_2 \tag{41}$$

$$I_2 = h_{21} I_1 + h_{22} V_2 \tag{42}$$

For en reciprok toport gælder $h_{12} = -h_{21}$. Vi husker for transformatoren var $g_{12} = -g_{21} =$ omsætningsforholdet, n.

Parametrene er:

$$h_{11} = \left.\frac{V_1}{I_1}\right|_{V_2=0}$$ indgangsimpedansen, kortsl. udgang. (43)

$$h_{21} = \left.\frac{I_2}{I_1}\right|_{V_2=0}$$ forlæns strømoms. forh., kortsl. udgang. (44)

$$h_{22} = \left.\frac{I_2}{V_2}\right|_{I_1=0}$$ udgangsadmittansen, åben indgang. (45)

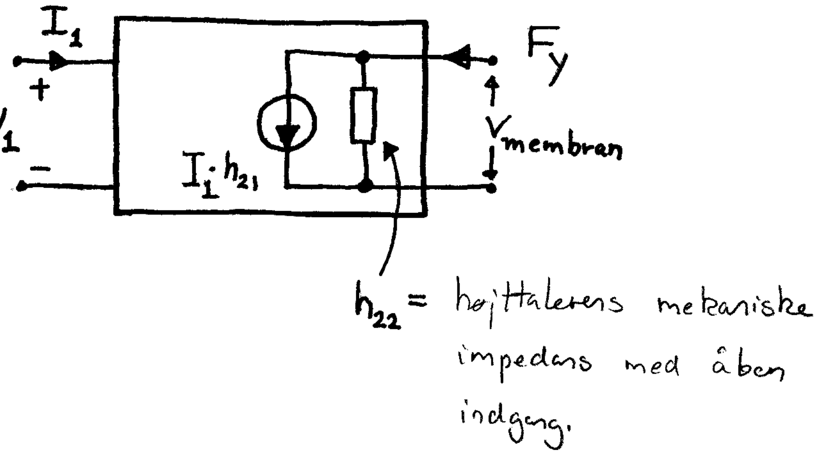
$$h_{12} = \left.\frac{V_1}{V_2}\right|_{I_1=0}$$ baglæns spændingsoms. forh., åben indgang. (46)

Der findes omregningstabeller mellem forskellige parametersæt, fx. bag i: E.V. Sørensen: Elementær Kredsløbsteori, Bd. 3, s. 188 i 1979 udgaven.

Den elektrodynamiske højttaler.

Vi vil nu koble den mekaniske admittansanalogi sammen med h-parametrene. H-parametermodellen har jo netop en strømgenerator og parallelkoblede elemter i udgangen. Alt dette er selvfølgelig noget, vi mere eller mindre arbitrært har valgt, men det har nu vist sig meget praktisk. Denne model er almindeligt anvendt.

Vi erstatter I_2 med kraften, der påføres membranen udefra og V_2 med membranens hastighed, iflg. admittans-analogien.



Vi kender $I_1 \cdot h_{21}$, det er nemlig „Laplaces kraft", se (16), s. 9:

$$I_1 \cdot h_{21} = B \cdot I \cdot \ell \qquad [N] \qquad (47)$$

Enheden er newton, der i admittansanalogi svarer til strøm.

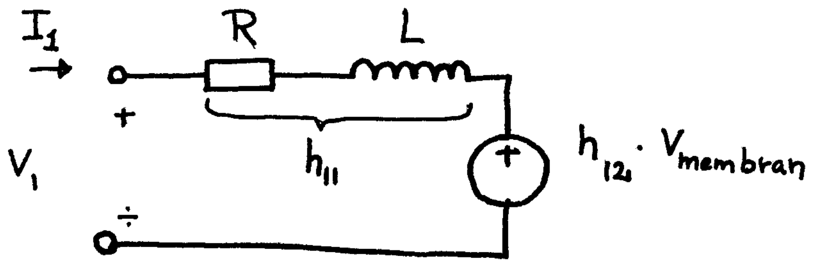
Og vi kender, som vist h_{22}:

$$h_{22} = \frac{F_y}{V_{membran}} = Z_m \qquad \left[\frac{N \cdot s}{m}\right] \qquad (48)$$

h_{22} er højttalerens <u>mekaniske impedans</u> (husk elektrisk Y → mekanisk Z) med åben indgang. h_{22} er en <u>admittans</u>.
h_{11} er den elektriske impedans, når membranhastigheden er 0 („kortsluttet udgang")

$$h_{11} = \frac{V_1}{I_1} = Z_e \qquad [\Omega] \qquad (49)$$

Højttalerens elektriske impedans består i al væsentlighed (vi vil ikke regne med andet) af svingspoletrådens ohmske modstand og svingspolens selvinduktion i serie:



h_{12} kender vi også, den ses at være Lorentzkraften, med åben indgang. Se (17) s. 9:

$$h_{12} = \left.\frac{V_1}{V_2}\right|_{I_1 = 0}$$

$$V_1 = h_{12} \cdot V_2 = h_{12} \cdot V_{membran} \qquad (50)$$

$$emf = B\ell \cdot V \qquad (51)$$

Dette betyder, idet fortegnet sættes på efter inspektion svarende til det på s. 10 viste:

$$h_{12} = B \cdot \ell \qquad \text{(af (51))} \qquad (52)$$

$$h_{21} = -B \cdot \ell \qquad \text{(af (47))} \qquad (53)$$

Vi har nu alle h-parametre:

$$\bar{\bar{H}} = \begin{bmatrix} Z_e & B\cdot\ell \\ -B\cdot\ell & Z_m \end{bmatrix} \qquad (54)$$

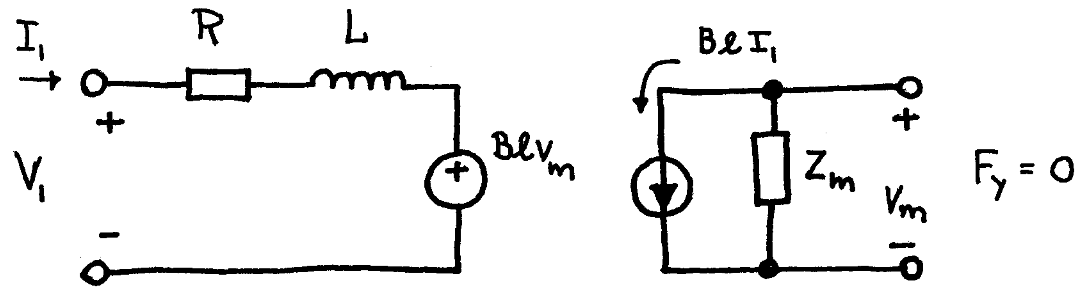
Tallet $B\ell$, enhed $\left[\frac{Wb}{m}\right]$ kaldes højttalerens kraftfaktor (Force Factor) og den kan ofte findes opgivet i datablade, især for de lidt bedre højttalere.
h_{12} er den, der udnyttes, når højttaleren bruges som mikrofon og h_{21} udnyttes, når den bruges som højttaler. Jo større $B\ell$, desto mere følsom transducer.

Vi skal her kun betragte det tilfælde, at $F_y = 0$, dvs. ingen ydre kraft virkende på membranen. Dette opnås, når højttaleren er anbragt i vakuum. Tilfældet svarer til $I_2 = 0$ for toporten – altså åben udgang.

Højttalerligningerne kan nu skrives

$$V_1 = Z_e \cdot I_1 + B\ell \cdot V_m \qquad (55)$$

$$F_y = 0 = -B\ell \cdot I_1 + Z_m \cdot V_m \qquad (56)$$



h_{22} må ikke forveksles - det er en admittans !!!

Fortegnene på V_m afhænger af, hvordan **S-** og **N-**poler er placeret i højttaleren, samt de valgte placeringer af **+** og ÷ i h_{12} og h_{21}.

Vi kan nu finde den elektriske indgangsimpedans:

$$Z_{IN} = \frac{V_1}{I_1} = Z_e + \frac{B\ell \cdot V_m}{I_1}$$

$$= Z_e + \frac{(B\ell)^2}{Z_m} \Bigg|_{F_y=0} \qquad [\Omega] \qquad (57)$$

∴

$$V_m = \frac{B\ell \cdot I_1}{Z_m} \Bigg|_{F_y=0} \qquad \left[\frac{m}{s}\right] \qquad (58)$$

Dette udtryk for membranhastigheden er meget nyttigt.

Eksempel 4.

For en højttaler haves ved 1000 Hz :

Kraftfaktor: $B\ell = 9 \ \frac{Wb}{m}$

Mekanisk impedans: $Z_m = 40 + j200 \ \frac{N \cdot s}{m}$

$|Z_{IN}| = 8\,\Omega$

Hvad bliver membranhastigheden, når højttaleren fødes med strømmen (højttaleren befinder sig i vakuum):

$$I_1 = 2 \cdot \cos(2000\pi t) \quad A$$

Vi finder direkte:

$$V_m = \frac{B \cdot \ell \cdot I_1}{Z_m}$$

$$= \frac{9 \cdot 2\angle 0^\circ}{40 + j200}$$

$$= 0{,}01731 - j\,0{,}08654$$

$$= 0{,}088 \angle -79^\circ$$

Membranhastigheden er altså:

$$V_m = 0{,}088 \cos(2000\pi t - 79^\circ) \quad \frac{m}{s}$$

Spændingen over højttalerklemmerne er:

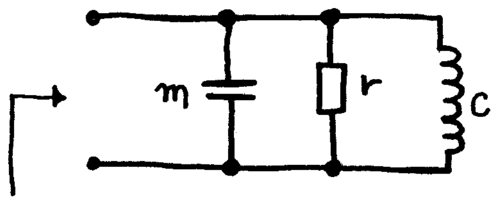
$$|V_1| = I_1 \cdot |Z_{IN}| = 16 \quad V$$

Basresonansfrekvens og dæmpning.

Den elektriske indgangsimpedans er en seriedorbindelse af svingspolens impedans og den overtransformerede mekaniske impedans: (se (57))

$$Z_{IN} = Z_e + \frac{(Bl)^2}{Z_m} \qquad [\Omega] \qquad (59)$$

Vi ser igen på Z_m:



$$\frac{1}{Z_m} = \frac{1}{j\omega m} \parallel \frac{1}{r} \parallel j\omega c \qquad (60)$$

Ved den frekvens, hvor de 2 imaginærdele i (60) ophæver hinanden, bliver Z_{IN} maximal:

$$Z_{IN} = Z_e + \frac{(Bl)^2}{r} \Bigg|_{\frac{1}{\omega m} = \omega c} \qquad (61)$$

$\therefore \quad \frac{1}{Z_m} = \frac{1}{r} \Rightarrow Z_m = r$ (fås af (60))

Dette vel at mærke, hvis Z_e ikke er vokset, idet:

$$Z_e = R + j\omega L \qquad (62)$$

Men den mekaniske resonansfrekvens, eller basresonansfrekvensen, som den kaldes:

$$\frac{1}{j\omega_0 m} = -j\omega_0 c$$

$$\omega_0^2 = \frac{1}{mc}$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{mc}} \qquad (63)$$

er almindeligvis meget lav, typisk 20-100 Hz, og for en typisk Hi-Fi højttaler haves fx.

$$R = 6\ \Omega$$

$$L = 9\ mH$$

$$\therefore \qquad j\omega L \Big|_{f=100\,Hz} = 5{,}7\ \Omega \angle 90^\circ$$

Selvom det ikke er helt velbegrundet, ses der ofte alligevel bort fra L for frekvenser i basområdet.

Ved basresonansfrekvensen er <u>Z_{IN} maximal og reel</u>

Basresonansfrekvensen søges ved højttalerkonstruktionen lagt så lavt som muligt, og dette opnås ved at gøre <u>compliancen</u> så stor som mulig, som ses af (63)

Man kunne også gøre **m** så stor som muligt, men det er uønsket af en anden årsag.

Man ønsker nemlig højttalerens båndbredde størst mulig. Denne er udtrykt ved højttalerens mekaniske Q:

$$Q_m \triangleq \frac{\omega_0}{B} \qquad [\cdot] \qquad (64)$$

eller omvendt dæmpningsfaktor:

$$d_m = \frac{B}{\omega_0} \qquad [\cdot] \qquad (65)$$

Ved anvendelse af den elektriske analogi kan d_m bestemmes ved:

$$d_m = r \cdot \omega_0 \cdot c = r \cdot \frac{1}{\omega_0 m}$$

$$= \frac{r \cdot c}{\sqrt{m \cdot c}} = r\sqrt{\frac{c}{m}} \qquad [\cdot] \qquad (66)$$

For at få så stor en dæmpningsfaktor (= så dårligt et Q) som muligt, skal massen, m altså være så lille som muligt.

B er båndbredden mellem 3 dB-frekvenserne, ligesom ved en „almindelig" elektrisk parallelsvingningskreds: det er jo samme formler.

Eksempel 5.

For højttaleren Philips AD 80652/W8 fra eksempel 3, side 24 havde vi:

$$m = 17{,}5 \cdot g$$
$$C = 1{,}02 \quad mm/N$$
$$r = 0{,}8 \quad N \cdot s/m$$

Basresonansfrekvensen er:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{m \cdot c}}$$

$$= \frac{1}{\sqrt{17{,}5E\text{-}3 \cdot 1{,}02E\text{-}3}} = 236{,}7 \quad \text{r/s}$$

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = 38 \quad \text{Hz}$$

Dæmpningsfaktor:

$$d_m = r\sqrt{\frac{c}{m}}$$

$$= 0{,}8\sqrt{\frac{1{,}02E\text{-}3}{17{,}5E\text{-}3}} = 0{,}19$$

Båndbredden bliver derved:

$$B = d_m \cdot f_0 = 7{,}3 \quad \text{Hz}$$

Dæmpningsfaktoren er ofte angivet via Q'et i højttaleren, $Q_m = \frac{1}{d_m}$.

Højttalerens impedans.

Højttalerens impedans ved forskellige frekvenser kan beregnes efter (59), når højttaleren befinder sig i vakuum.

Ved lave frekvenser kan vi se bort fra L i svingspolen og vi har $Z_m = \infty \left[\frac{N\,s}{m}\right]$, da $\frac{1}{j\omega C} \to \infty$ for $\omega \to 0$:

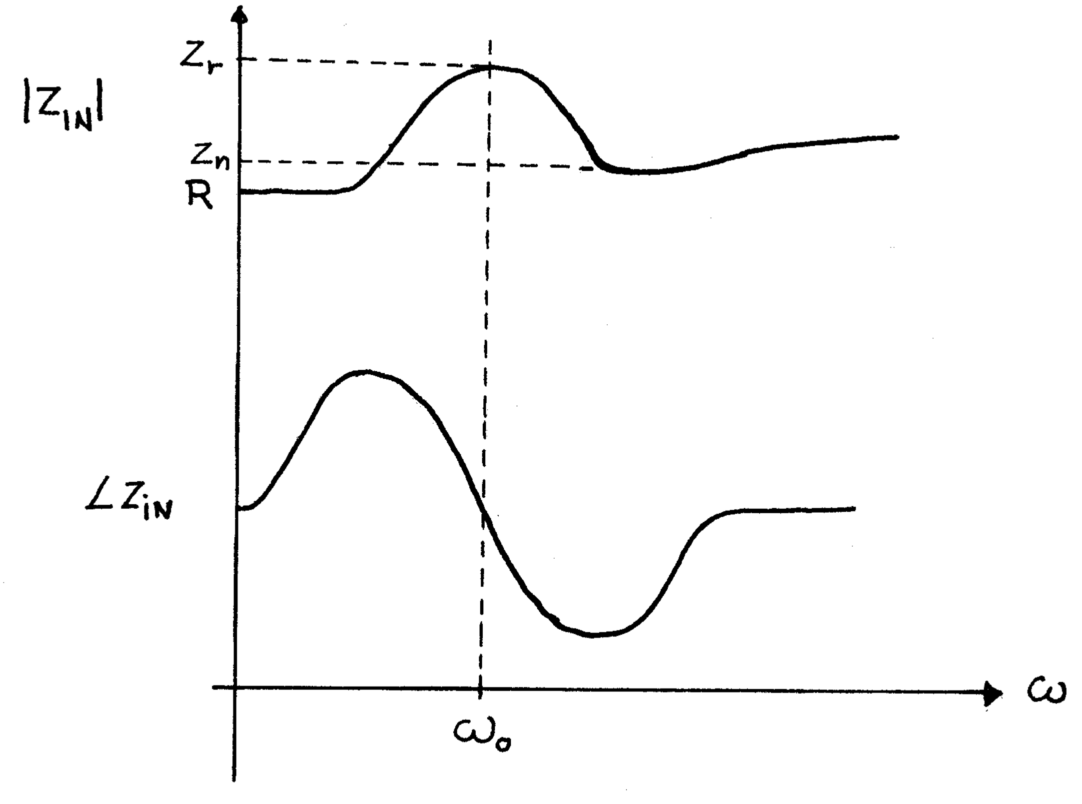
$$Z_{IN} = R \qquad \text{for} \qquad \omega = 0$$

her er Z_{IN} minimal og reel.
Når frekvensen øges, kommer vi igen til et punkt, hvor Z_{IN} bliver reel, nemlig ved ω_0:

$$Z_{IN} = R + \frac{(Bl)^2}{r} \qquad \text{for} \quad \omega = \omega_0$$

her er Z_{IN} maximal og reel.

Størrelsen og fasevinklen af Z_{IN} for lave frekvenser er vist herunder.



Denne kurve fremkommer ved simpel behandling af (59):

$$Z_{IN} = R + \frac{(B\ell)^2}{Z_m}$$

Z_n på figuren er <u>højttalerens nominelle impedans</u> – altså det vi mener, når vi f.x. siger „en 8 Ω højttaler".
Z_n er defineret som modulus af den laveste impedans, der kan observeres ved frekvenser over basresonansfrekvensen.
Z_r er resonansimpedansen. Hvis Z_r er kendt, f.x. via en måling, kan tabet r bestemmes ud fra (59)

$$r = \frac{(B\ell)^2}{Z_r - R} \qquad \left[\frac{N \cdot s}{m}\right] \qquad (67)$$

$\because \; Z_m = r \;\; @ \;\; \omega = \omega_0$

På side 39 er vist udsnit af et typisk datablad for en Hi-Fi bashøjttaler (en såkaldt woofer).

Eksempel 6.

For en højttaler haves:

$m = 13{,}2 \text{ g}$ $\qquad R = 7{,}5\ \Omega$

$c = 1{,}2 \text{ mm/N}$ $\qquad Z_r = 47\ \Omega$

$B\ell = 5{,}5 \text{ Wb/m}$

(Philips AD70602/W8)

Vi kan finde tabet vha. (67).

$$r = \frac{(Bl)^2}{Z_r - R} = \frac{5,5^2}{47 - 7,5} = 0,766 \quad \frac{N \cdot s}{m}$$

og dæmpningsfaktoren vha. (66)

$$d_m = r\sqrt{\frac{c}{m}} = 0,766\sqrt{\frac{1,2}{13,2}} = 0,231$$

Resonansfrekvens og båndbredde:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{m \cdot c}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{13,2 \cdot 10^{-3} \cdot 1,2 \cdot 10^{-3}}}$$

$$= 40 \text{ Hz}$$

$$B = d_m \cdot f_0 = 9,2 \quad \text{Hz}$$

Vi kan nu f.x. finde Z_{IN} ved 130 Hz:

$$Z_m \Big|_{\omega = 130 \cdot 2\pi} = j\omega m + r + \frac{1}{j\omega c}$$

$$= j\,10,8 + 0,766 - j\,1,0$$

$$Z_{IN} = R + \frac{(Bl)^2}{Z_m} = 7,5 + \frac{5,5^2}{0,766 + j\,9,76}$$

$$= 8,3 \angle -22^\circ \quad \Omega$$

Dette passer meget godt sammen med at højttaleren er opgivet som en 8 Ω højttaler.

MIKROFONER.

Som vi så, kunne højttaleren direkte anvendes som mikrofon, hvilket kunne ses af f.eks. (54):

$$V_1 = Z_e \cdot I_1 + B\ell \cdot v_m \qquad [V] \qquad (68)$$

Vi ser, at denne mikrofon er følsom overfor hastigheden af membran og ikke direkte kraften eller udsvinget. Mikrofonen er altså mest følsom for høje frekvenser.

Vi kan bruge fuldstændig de samme formler til at beskrive en egentlig dynamisk mikrofonkapsel, som f.eks. den i eksempel 2, s. 11 viste.

Der findes mange forskellige mikrofontyper, hver med deres fordele og ulemper. Vi kan ikke her behandle alle:

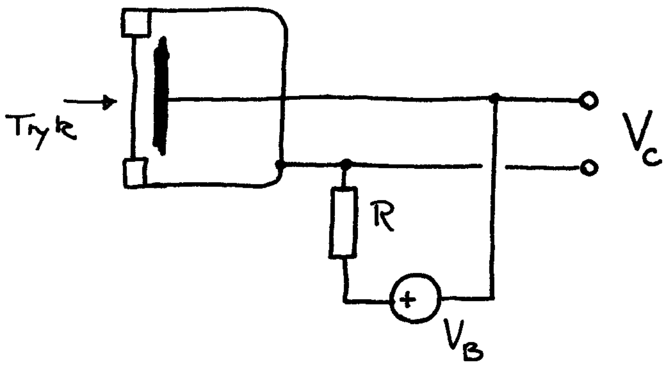
- kulkornsmikrofon.
- dynamisk mikrofon.
- båndmikrofon.
- krystalmikrofon.
- kondensatormikrofon.

og mange andre.

Enkelte skal dog kort omtales:

Kondensatormikrofonen.

En principskitse for denne type er vist herunder.



Kapaciteten mellem membranen og bagstykket er givet ved:

$$C = \varepsilon_0 \cdot \frac{A}{d} \qquad [F] \tag{69}$$

En typisk værdi for C er omkring 20 pF. Når membranen rammes af lydbølger, ændrer d sig, og dermed C.

Spændingen over kondensatoren er:

$$V_c = \frac{dQ}{dC} \tag{70}$$

Ladningen på kondensatoren vil ændre sig lidt, når kapaciteten ændres, men vi har:

$$V_R = I \cdot R = \frac{dQ}{dt} \cdot R$$

$$= \frac{dQ}{dC} \cdot \frac{dC}{dt} \cdot R$$

$$= V_c \cdot \frac{dC}{dt} \cdot R \tag{71}$$

V_B er konstant:

$$V_B = V_C + V_R$$
$$= V_C \left(1 + \frac{dC}{dt} \cdot R\right)$$

$$\therefore \quad V_C = \frac{V_B}{1 + \frac{dC}{dt} \cdot R} \quad [V] \qquad (72)$$

Vi får altså en spændingsvariation ud, der er proportional med $\frac{d}{dt} C$, som er proportional med $\frac{d}{dt} X$ for membranen.

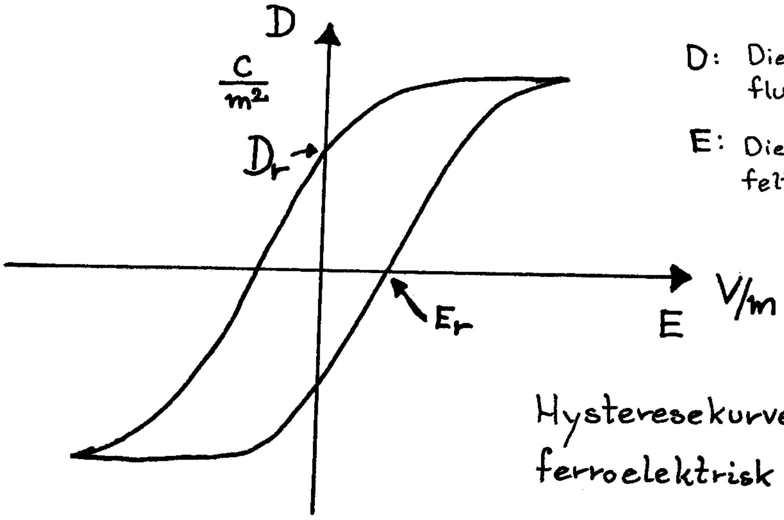
Havde vi kunnet holde ladningen konstant på C, ville vi direkte få:

$$V_C = \frac{1}{C} \cdot Q \Big|_{Q = \text{konst.}} \quad [V] \qquad (73)$$

til enhver tid.

Man kunne tænke sig at oplade kondensatoren og så fjerne tilledningen, men pga. uundgåelige lækmodstande vil ladningen meget hurtigt sive væk.

Der findes imidlertid visse plastikstoffer, de såkaldte <u>ferroelektriske stoffer</u>, der har en hysteresekurve overfor D- og E-felter, ligesom jern har det overfor B- og H-felter. De besidder altså en vis <u>elektrisk remanens.</u>



D: Dielektrisk fluxtæthed.

E: Dielektrisk feltstyrke.

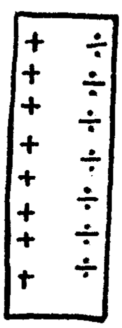
Hysteresekurve for ferroelektrisk medium.

Det kræver en speciel teknik at oplade disse stoffer, men så har man også, hvad der svarer til en permanent magnet: et såkaldt elektret. Når den ene plade i kondensatormikrofonen er et elektret, virker det som om kondensatoren indeholder en konstant ladning på:

$$Q = D_r \cdot A \qquad [C] \qquad (74)$$

hvor A som før er arealet af pladen.

En sådan elektretmikrofon har ikke den frekvensafhængighed, der er udtrykt i (72), og teoretisk set kunne spændingskilden V_B undværes. Ofte er en sådan mikrofonkapsel bygget sammen med en FET-forstærker.



Et elektret

Vi undersøger kondensatormikrofonens karakteristik lidt nøjere, for at få et nøjagtigere udtryk for (72).

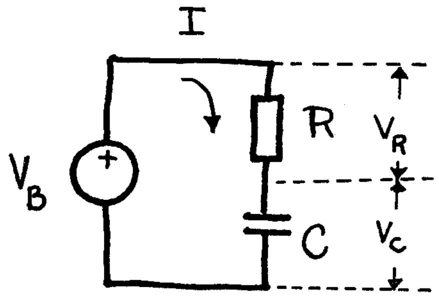
Der opstilles en differentialligning for $Q(t)$, ladningen på kondensatoren.

Vi har:

$$V_C(t) = \frac{Q(t)}{C(t)} = \frac{Q(t)}{\varepsilon_0 \frac{A}{X(t)}} = \frac{X(t)\,Q(t)}{\varepsilon_0 A} \tag{75}$$

hvori A er membranens areal og $X(t)$ er afstanden mellem membran og bagstykke. Dielektrikumet er luft, indikeret ved, at der anvendes ε_0 $\left(= \frac{1}{36\pi}\cdot 10^{-9}\ F/m\right)$

Ved kredsløbsanalyse fås følgende



$$I = \frac{V_B - V_C}{R} = \frac{d}{dt}Q \tag{76}$$

Ved indsættelse af (75) i (76) fås:

$$\frac{d}{dt}Q(t) + X(t)\,Q(t)\frac{1}{\varepsilon_0 AR} - \frac{V_B}{R} = 0 \tag{77}$$

(77) er en lineær, inhomogen, førsteordens, førstegrads differentialligning, og løsningen kan slås op i en matematikbog.

Vi får:

$$Q(t) = e^{-\int g\,dt}\left(\frac{V_B}{R}\int e^{\int g\,dt}\,dt + C\right) \tag{78}$$

hvori:

$$g = \frac{1}{\varepsilon_0 AR}\cdot x(t) \tag{79}$$

Vi er interesseret i <u>strømmen</u>, hvilken kan fås ved at differentiere (78):

$$I(t) = \frac{d}{dt}Q(t) = \frac{V_B}{R}\left(1 - g\cdot e^{-\int g\,dt}\left(\int e^{\int g\,dt}\,dt + C\right)\right) \tag{80}$$

C er en arbitrær integrationskonstant.

Vi vil se på output for en sinusformet påvirkning, og vi indsætter:

$$g(t) = \frac{x_0 + x_a\cos\omega t}{\varepsilon_0 AR} = \frac{1}{RC_0} + \frac{\cos\omega t}{R\,C_a} \tag{81}$$

Dette udtrykker, at membranen har en hvilestilling med afstanden x_0 [m], hvorom den svinger med amplituden x_a [m], hvilket vi ækvivalerer med en hvilekapacitet $C_0 = \varepsilon_0 \frac{x_0}{A}$ [F] i serie med en sinusformet varierende kondensator C_a [F].

Vi får:

$$I(t) = \frac{V_B}{R}\left[1 - \left(\frac{1}{RC_0} + \frac{\cos\omega t}{RC_a}\right)\cdot \tau\right] \qquad [A] \quad (82)$$

hvori τ (som har enheden sekunder) er:

$$\tau = e^{-\int g\,dt}\left[\int e^{\int g\,dt}\,dt + C\right]$$

$$= e^{-\left[\frac{t}{RC_0} + \frac{\sin\omega t}{RC_a\omega}\right]}\left(\int e^{\left[\frac{t}{RC_0} + \frac{\sin\omega t}{RC_a\omega}\right]}dt + C\right) \quad [s] \quad (83)$$

(83) kan udvikles i en Taylorrække, men det vil vi ikke gøre her. Vi bemærker blot at for:

$$C_a\omega R \gg 1 \quad \Rightarrow \quad \omega \gg \frac{1}{RC_a} \qquad \left[\tfrac{1}{s}\right] \quad (84)$$

fås approximationen:

$$\tau = e^{-\frac{t}{RC_0}}\left(\int e^{\frac{t}{RC_0}}\,dt + C\right)$$

$$= RC_0 + C\cdot e^{-\frac{t}{RC_0}} \qquad [s] \quad (85)$$

Efter tiden $t = 5\,RC_0$ er sidste led døet ud, og vi får

$$\lim_{t\to\infty} \tau = RC_0 \qquad [s] \quad (86)$$

Vi indsætter (86) i (82) og får derved et udtryk der er gældende som stationær løsning, når (84) er opfyldt.

Der fås af (82) og (86):

$$I(t) = \frac{V_B}{R}\left(-\frac{RC_o}{RC_a}\cdot \cos \omega t\right)$$

$$= -\frac{V_B}{R}\,\frac{C_o}{C_a}\cdot \cos \omega t \qquad (87)$$

$$= -\frac{V_B}{R}\cdot\frac{X_a}{X_o}\cos \omega t \qquad [A] \quad (88)$$

Hvis vi udtager spændingen over modstanden; $V_R = I \cdot R$ fås:

$$V_{OUT} = V_B \cdot \frac{X_a}{X_o}\cdot \cos \omega t \qquad [V] \quad (89)$$

Vi får en en outputspænding, der er lineært afhængig af udsvinget af membranen. V_{OUT} er ligefrem proportional med V_B, som ofte kaldes polarisationsspændingen., og ligefrem proportional med C_o, hvilekapaciteten.

Vi ser:

1. Tidskonstanten RC_a skal være så stor som mulig.

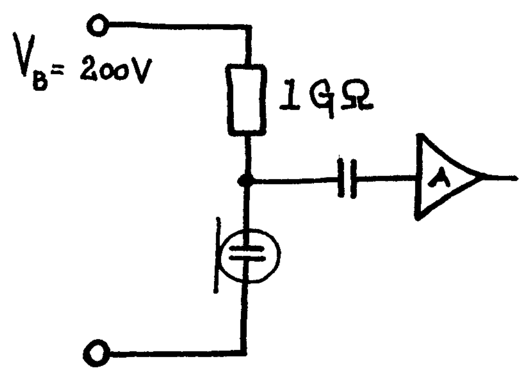
2. Tidskonstanten RC_o skal helst være lille.

3. Polarisationsspændingen skal være så stor som mulig.

En rækkeudvikling af (83) vil vise, at hvis (84) ikke er opfyldt, fås et mindre output, som

Eksempel 7.

Vi ser på en kondensatormikron med følgende opkobling og data:



Diameter: $\frac{1}{2}''$

$x_0 = 25\ \mu m$

Påvirkning:

$10 \cos \omega t$ nm (nanometer)

Vi vil undersøge, hvad V_{OUT} bliver og hvilke krav, der stilles til kredsløbet.

Vi får:

$$C_0 = \varepsilon_0 \cdot \frac{A}{x_0} = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9} \cdot \frac{\pi \cdot (6{,}35 \cdot 10^{-3})^2}{25 \cdot 10^{-6}}$$

$$= 45\ pF$$

Indkoblingstransienten dør ud efter:

$$\tau = RC_0 = 44{,}8\ ms$$

Den ækvivalente svingningskapacitet bliver:

$$C_a = \varepsilon_0 \cdot \frac{A}{x_a} = C_0 \cdot \frac{x_0}{x_a} = C_0 \cdot \frac{25.000}{10} = 112\ nF$$

Af (84) fås:

$$f \gg \frac{1}{2\pi RC_a}$$

Dette er den laveste frekvens, mikrofonen kan anvendes ved:

$$f \gg \frac{1}{2\pi \cdot 10^9 \cdot 112 \cdot 10^{-9}} = 1{,}4 \ mHz$$

Outputspændingen bliver:

$$V_{OUT} = V_B \cdot \frac{x_a}{x_0} \cdot \cos \omega t$$

$$= 200 \cdot \frac{10 nm}{25 \mu m} \cos \omega t$$

$$= 80 \cdot \cos \omega t \quad mV$$

Det ses, at mikrofonen går ned til praktisk taget DC og at den har et forholdsvist højt output, bl.a. pga. den høje polariseringsspænding.

Forstærkeren skal have en høj indgangsimpedans ($> 1 G\Omega$) for ikke at skære de lave frekvenser og en lav indgangskapacitet for ikke at ødelægge følsomheden. Dette stiller store krav til denne forstærker, og det er snarere denne forstærker end den egentlige mikrofon, der bestemmer følsomhed og frekvensgang. Forstærkeren er oftest fremstillet med FET's.

Lydtryk og ~~følsomheder~~.

Når der tales om lyd, anvendes disse størrelser:

$$I = \frac{P}{A} = \frac{p^2}{\rho \cdot c} \qquad (90)$$

hvor

I : lydintensiteten $\left[\frac{W}{m^2}\right]$

P : lydeffekten $[W]$

A : areal $[m^2]$

p : lydtrykket $\left[\frac{N}{m^2} = Pa\right]$ Pascal

ρ : luftens specifikke masse $\left[\frac{kg}{m^3}\right]$

c : lydens hastighed $\left[\frac{m}{s}\right]$

ρ og c afhænger af temperatur, statisk tryk, sammensætning, etc., men vi kan regne med:

$$\rho = 1{,}205 \ \frac{kg}{m^3} \quad @ \ 760 \, mmHg, \ 20^\circ C$$

$$c = 343{,}6 \ \frac{m}{s} \quad @ \ 0{,}03\% \ CO_2, \ 20^\circ C \qquad (91)$$

Som standardreferencer* er valgt flg. værdier:

$$P_0 = 10^{-12} \ W$$

$$I_0 = 10^{-12} \ \frac{W}{m^2}$$

$$p_0 = 20 \mu \frac{N}{m^2} \quad (= 20 \mu Pa) \qquad (92)$$

* ISO 31, DS 2001.7 mfl.

Det svageste hørlige lydtryk et normalthørende menneske kan høre ved 1000 Hz er netop p_0 (= 20 μPa). Ved lydtryk omkring 20 Pa opstår smerteformemmelse.
Lydtryk angives oftest som lydtryksniveau L_p i dB: med reference i p_0:

0 dB	20 dB	40 dB	60 dB	---	120 dB
20 μPa	200 μPa	2 mPa	20 mPa		20 Pa

(93)

$$L_p = 20 \cdot \log\left(\frac{p}{p_0}\right) \quad [\mathrm{dB}] \tag{94}$$

Hvis lydeffekten af en lydkilde kendes, kan det tilsvarende lydtryksniveau i afstanden 28 cm let beregnes:
en kugle med radius = 28,21 har overfladen:

$$A = 4\pi \cdot r^2 = 1 \ m^2$$

Hvis kilden har effekten $P_0 = 10^{-12}$ W, ses af (90):

$$p = \sqrt{I \cdot \rho \cdot c}$$

$$= \sqrt{\frac{P_0}{1 m^2} \cdot 1{,}205 \cdot 343{,}6} = 20 \ \mu\mathrm{Pa} \tag{95}$$

eller

$$p_0 = \sqrt{P_0} \cdot k$$

$$p = \sqrt{P} \cdot k \tag{96}$$

I **dB** fås:

$$20 \log \frac{p}{p_0} = 20 \log \sqrt{\frac{P}{P_0}}$$

$$L_p = 10 \log \frac{P}{P_0}$$

$$= L_P \qquad \text{i afstanden 28 cm} \qquad (97)$$

Jeg beklager det valg af betegnelser (p, P, ρ), som let kan forveksles, men det er faktisk i overensstemmelse med alle standarder, bl.a. DS 2001.7 (fra ISO-31 Part VII).

Er vi ude i afstanden **d** fås:

$$L_p = L_P + 20 \log \sqrt{\frac{1}{4\pi d^2}}$$

$$= L_P - 20 \log \sqrt{4\pi d^2}$$

$$= L_P - 10 \log (4\pi d^2) \qquad [dB] \qquad (98)$$

Lydtryksniveauet falder 6 dB for hver gang afstanden fordobles.

Ved normal tale i en afstand af 1 m fra en mikrofon er der et lydtryk på ca. 0,1 Pa ved mikrofonen (= 74 dB)

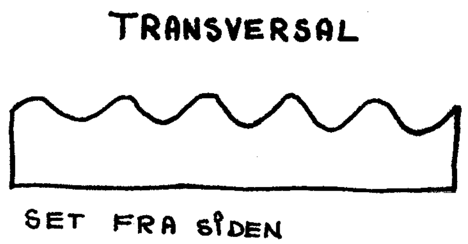
Pick-ups.

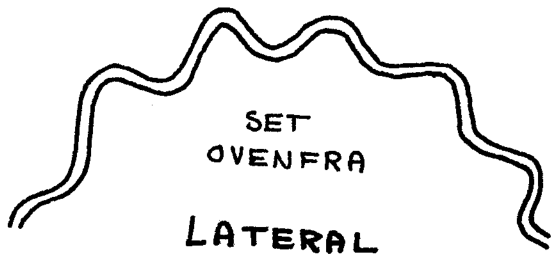
Der findes mange pick-up typer for afspilning af grammofonplader:

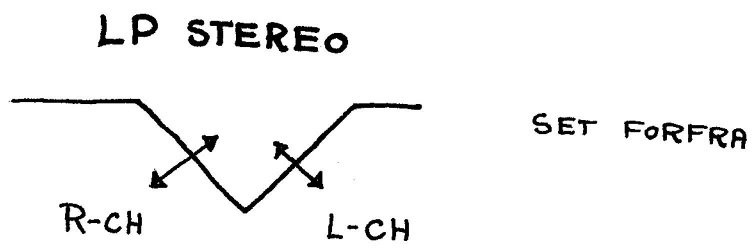
- krystal pickup.
- keramisk pick-up.
- dynamisk pick-up.
- variabel reluktans pick-up.

Vi vil kun omtale nogle få af disse.

De tidligste plader var lateralt skåret, undertiden anvendtes også transversal skæring. De moderne LP'er (der snart udgår til fordel for CD'er) er stereoplader og skæringen er både lateral og transversal, idet de 2 kanaler (L-CH, Left Channel og R-CH, Right Channel) er skåret vinkelret på hinanden





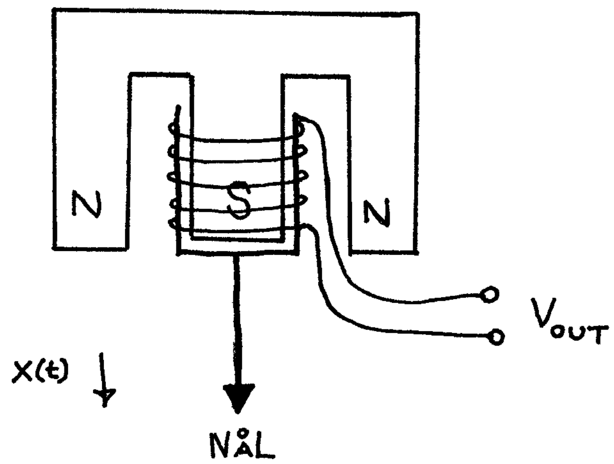


Dynamisk pick-up.

Princippet for den elektrodynamiske pick-up er nøjagtig det samme som for højttaleren og den elektrodynamiske mikrofon. Der kan således opstilles h-parametre efter samme princip; værdierne er blot typisk nogle andre.

Vi vil ikke beskæftige os med det system af vægtarme etc., der overfører modulationen fra plademediet; vi forestiller os blot at det er en mono pick-up, vi har, og derfor kun ser på den lodrette bevægelse af nålen.

Pick-up'ens princip er skitseret herunder.



Trådens længde: $\ell = N \cdot 2\pi r$ [m] (99)

Modulationshastighed: $v(t) = \frac{d}{dt}\,x(t)$ $\left[\frac{m}{s}\right]$ (100)

Udgangsspænding: $V_{OUT} = B \cdot \ell \cdot v$ [V] (101)

Hvis pladen er skåret med en sinussvingning:

$$x(t) = A \cdot \cos \omega t \qquad [m] \qquad (102)$$

fås udgangsspændingen:

$$V_{OUT} = B \cdot l \cdot v$$
$$= - B \cdot l \cdot \omega \cdot A \cdot \sin \omega t \qquad [V] \qquad (103)$$

Bemærk, at jeg her har holdt rotationshastigheden for pladen ude af beregningerne, for ikke at forvirre læseren; det er <u>modulationshastigheden</u>, vi taler om.

Vi ser, at udgangsspændingen er <u>frekvensafhængig</u>, den stiger 6 dB/oktav. Dette under forudsætning af, selvfølgelig, at der ikke er foretaget kompensering ved <u>indspilningen</u>; dette vender vi tilbage til.

Pick-upen laves i 2 udgaver:

1. Moving Coil. Som her vist: magneten er fast, spolen bevæger sig. Giver lav bevægelig masse med følgelig god dæmpning, samt <u>lille</u> outputspænding, da der ikke er plads til så mange viklinger. Typisk output ved $v = 1$ cm/s : $70\,\mu V / 2\,\Omega$ (Ortofon SL 20 Q)

2. Moving Magnet. Spolen er fast monteret, og nålen bevæger <u>magneten</u>. Dette er langt den almindeligste type. Der fås højt output, da spolen kan have mange vindinger, men også højere bevægelig masse, da magneten er <u>tung</u>, med følgelig dårligere dæmpning. Typisk output ved $V = 1$ cm/s : 1 mV (Shure M91).

<u>Eksempel 8.</u>

En LP plade har en spilletid på 18^m, yderste rilles radiale afstand 14,6 cm og inderste rilles afstand 6,6 cm. (Dette er typiske tal for en LP plade). Pladen afspilles ved $33\frac{1}{3}$ omdr./min.

Vi vil finde den maximalt tilladelige modulationshastighed.

Pladen indholder:

$$33\tfrac{1}{3}\ \text{omdr./min} \cdot 18\ \text{min} = 600\ \text{riller}$$

Radial forskel : $(14{,}6 - 6{,}6)$ cm $=$ 8 cm

Rillebredde : $\frac{0{,}08}{600} = 133\ \mu m$

Vi vil anslå, bla. pga. stereo-kvadraturskæringen, at ca. $\frac{1}{\sqrt{2}}$ af denne bredde kan bruges til modulation:

$$\text{Udsving, max.} = \frac{133\,\mu m}{\sqrt{2}} = 94\,\mu m$$

Vi får:

$$\text{Modulationsudsving:} \quad x(t) = 94 \cdot 10^{-6} \cos \omega t \quad [m]$$

$$\text{Modulationshastighed:} \quad V(t) = \frac{d}{dt} x(t)$$

$$= 94 \cdot 10^{-6} \cdot \omega \sin \omega t \quad [\tfrac{m}{s}]$$

Vi kan udregne følgende tal for størrelsen af $V(t)$:

For $f = 20$ Hz $\quad V = 11{,}8$ mm/s

For $f = 20$ kHz $\quad V = 11{,}8$ m/s

Da pick-up'ens output er proportionalt med V, fås altså en variation på 1000 (= 60 dB). Dette problemskabende forhold kunne overflyttes til pladen ved at variere udsvingets størrelse efter frekvensen, men udsvingene for de høje frekvenser ville så blive så små, at pladematerialet ikke kunne klare det. Derfor kunne rillebredden øges, men dette ville give en meget kort spilletid for pladen.

Eksempel 9.

En dynamisk monopick-up er konstrueret med et radialt magnetfelt på 0,08 Wb/m^2 og en spole med diameter 7 mm og 25 vindinger.

Hvad bliver outputspændingen ved modulationshastigheden 1 cm/s ?

Svar:

Vi har:

$$emf = B \cdot l \cdot v$$

$$l = N \cdot 2\pi r$$
$$= 25 \cdot 2\pi \cdot (3{,}5 \cdot 10^{-3})^2$$
$$= 0{,}5498 \text{ m}$$

$$v = 0{,}01 \text{ m/s}$$

Derved fås:

$$V_{OUT} = Blv$$
$$= 0{,}08 \cdot 0{,}5498 \cdot 0{,}01$$
$$= 0{,}440 \text{ mV}$$

Med resultaterne fra eksempel 8 fås derved følgende max.-værdier:

$$V_{OUT} \text{ @ } 20\text{Hz} = 520\ \mu V$$

$$V_{OUT} \text{ @ } 20\text{kHz} = 520\text{ mV}$$

Variabel reluktanspick-up.

Her skal omtales en type pick-up, hvis princip ikke er det elektrodynamiske. Vi vil ikke gøre så meget ud af sagen, blot omtale princippet ved at vise 2 fabrikater af pick-up's, der virker efter variabel reluktansprincippet. Disse pick-up's kaldes også Moving Iron pick-up's.

Vi ser på:

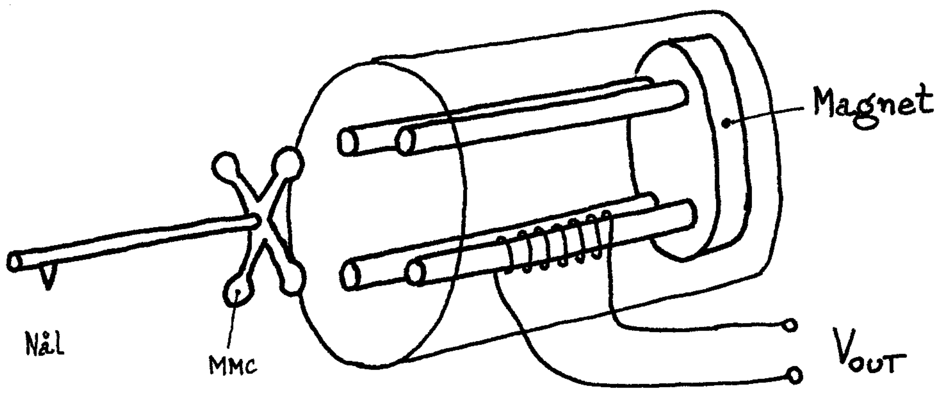
- B&O's MMC
- Ortofons VMS

MMC-pick-up.

Bang og Olufsen har patent på MMC pick-up'en
MMC = Moving Micro Cross.

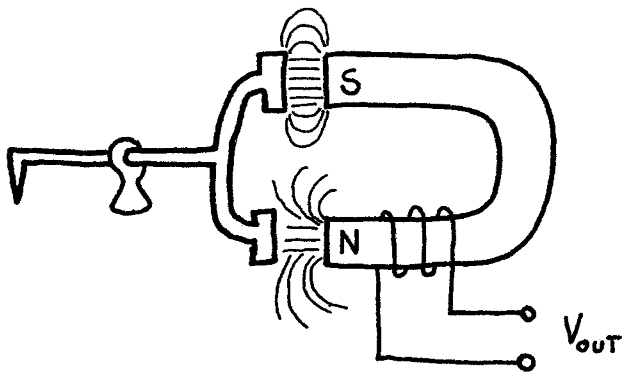
Princippet er at der findes et magnetisk kredsløb, hvorigennem en permanent magnet sender en vis magnetisk flux, Φ [Wb]. Nålens bevægelser ændrer på luftspalter i kredsløbet og dermed reluktansen. Kredsløbets flux vil derfor variere og den variation aftastes af en spole, idet $\mathbf{emf} = -N \cdot \frac{d}{dt}\Phi(t)$. Nålen skal altså hverken bevæge en spole eller en magnet, blot et lille stykke magnetisk ledende materiale.

B&O MMC (= Moving Micro Cross)

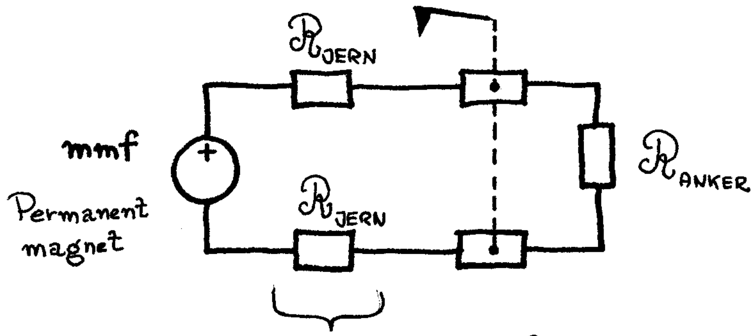


Her er kun vist 1 spole, i virkeligheden er der 4 - en på hvert ben.

Princip: Variabel reluktans



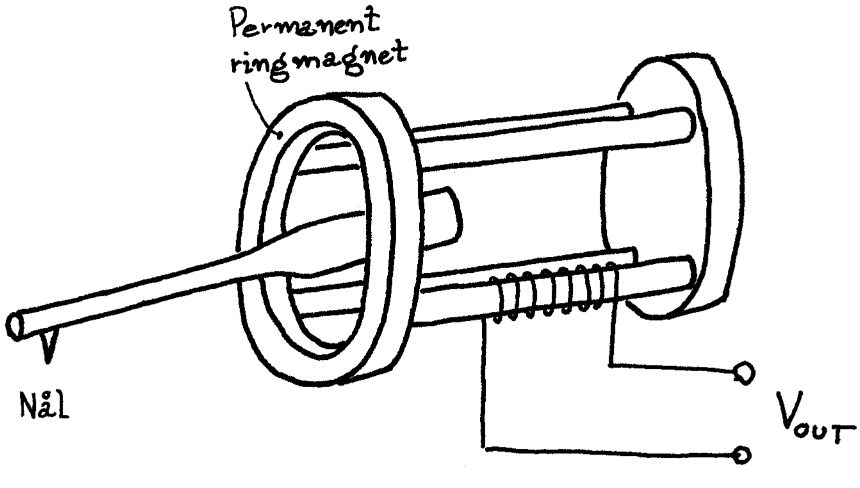
Magnetisk diagram



$$\mathcal{R} \triangleq \frac{l}{\mu A} \quad \left[\frac{A}{Wb}\right]$$

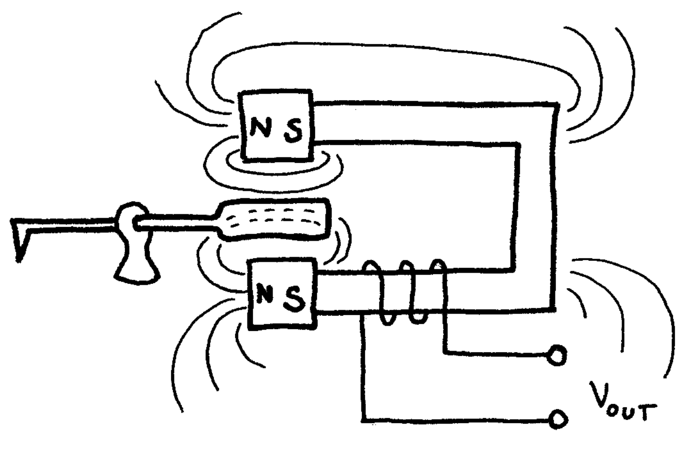
$$\phi = B \cdot A = \frac{mmf}{\mathcal{R}_{TOT}} \qquad emf = N \cdot \frac{d}{dt}\phi(t)$$

ORTOFON VMS (= Variabel Magnetic Shunt)

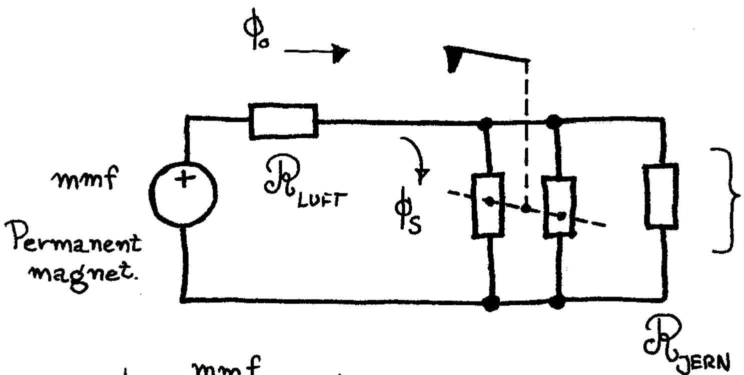


Her er også kun vist 1 spole af de 4, der findes.

Princip: Variabel reluktans.



Magnetisk diagram

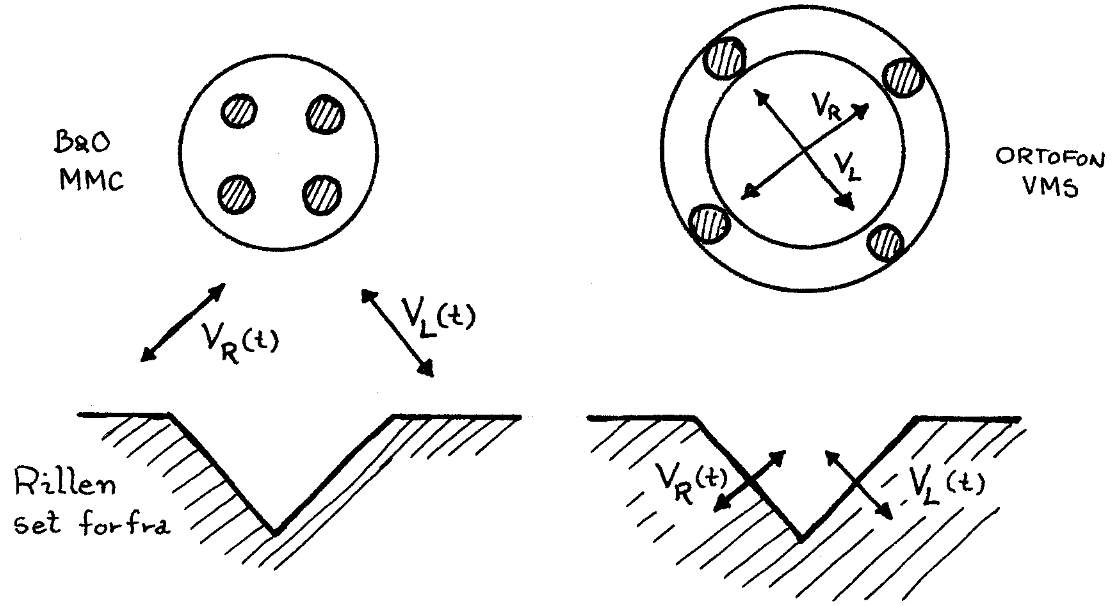


$$\phi = \phi_0 - \phi_S$$

$$emf = N \cdot \frac{d}{dt}\phi(t)$$

$$\phi_0 = \frac{mmf}{\mathcal{R}_{LUFT}} = \text{konstant}$$

Skitsen herunder, der viser de 2 pick-up-typer forfra, viser hvorledes de 2 kvadraturskårne stereokanaler kan aftastes.



Guitarpick-up.

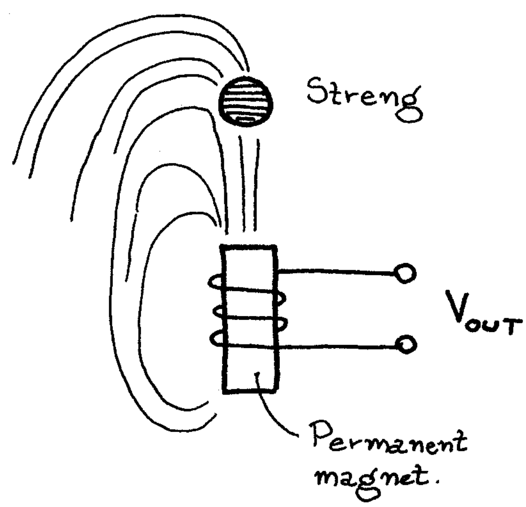
Variabel reluktansprincippet udnyttes også i visse guitarpickups. Strengene på guitaren skal indeholde jern for at give så stort et output som muligt.

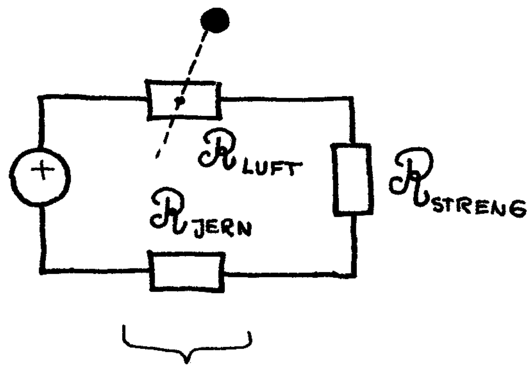
Frekvenser og typiske strengradier er vist for de 6 strenge på en almindelig guitar, herunder:

NAVN	FREKVENS (Hz)	RADIUS (mm)
E	329,63	0,125
H	246,94	0,170
G	196,00	0,135
D	146,83	0,125
A	110,00	0,160
E	82,41	0,190

Kun radius af strengens jerndel er angivet.

Principskitse





$$emf = N \cdot \frac{d}{dt}\,\phi(t)$$

<u>Frekvenskompensering.</u>

Fælles for de her nævnte pick-up typer er at output stiger med frekvensen, 6 dB/oktav. For at fjerne dette nulpunkt i 0 foretages der en filtrering af signalerne både under optagelse og gengivelse. Filtreringen under skæringen af pladen er bestemt ved pladematerialets egenskaber.

Da der er foretaget en filtrering under optagelsen skal gengivefiltret ikke blot indeholde en pol i 0.

Der findes forskellige standarder, hvoraf den såkaldte RIAA-IEC er enerådende overalt.

RIAA/IEC foreskriver at plader skal skæres med <u>maximalt 25 cm/s</u> i området 800 - 2500 Hz

Typisk er gode kvalitetsplader skåret med 3-5 cm/s.

Under afspilning anvendes et filter med pol-nulpunkt-pol i følgende frekvenser (der ofte er angivet ved de tilsvarende tidskonstanter):

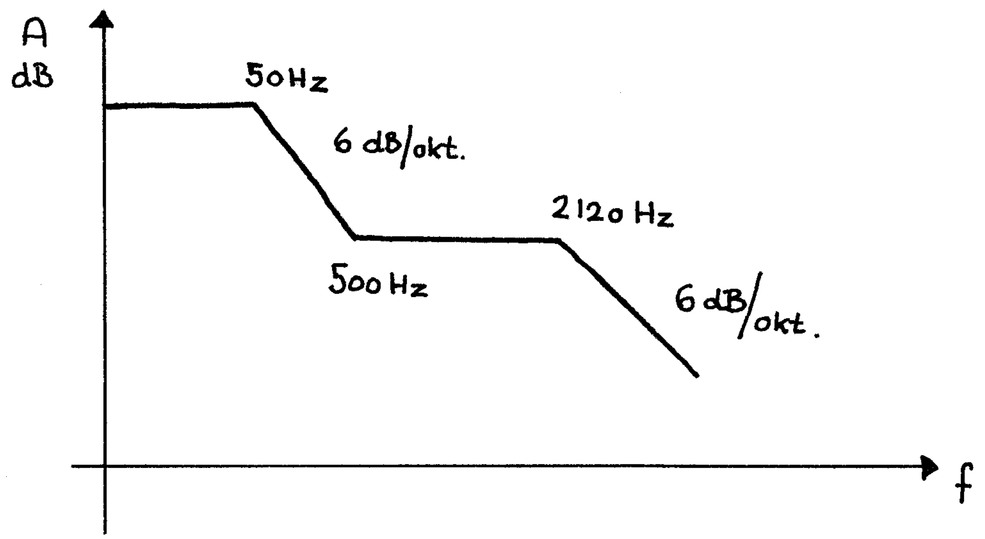
RIAA/IEC

$$f_1 = 50 \text{ Hz} \qquad \tau_1 = 318\ \mu s$$

$$f_2 = 500 \text{ Hz} \qquad \tau_2 = 3183\ \mu s$$

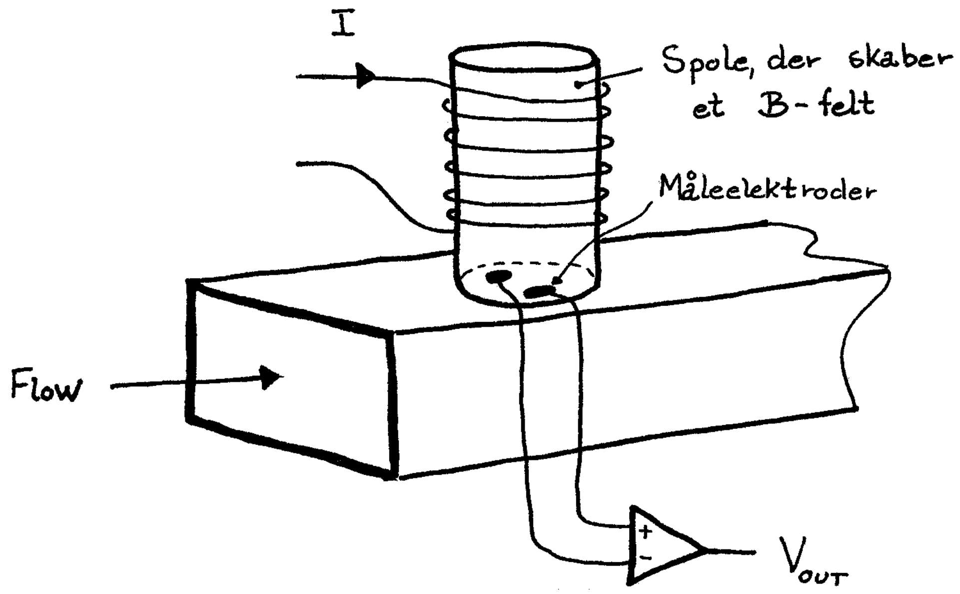
$$f_3 = 2120 \text{ Hz} \qquad \tau_3 = 75\ \mu s \tag{104}$$

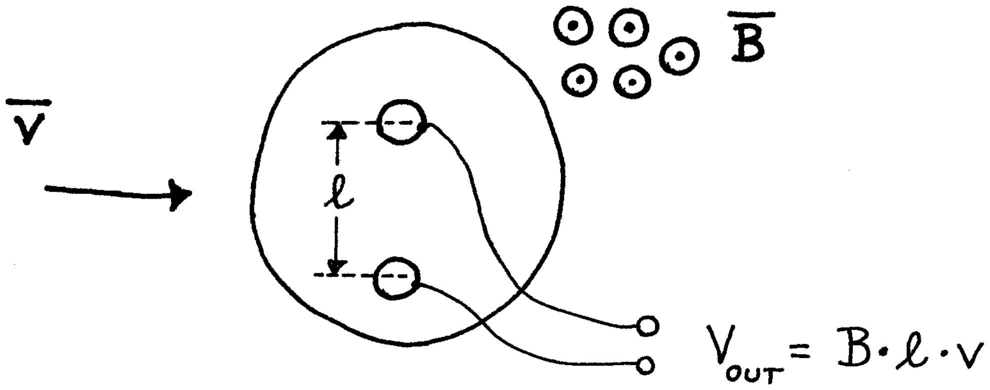
Knækkurveapproximation:



Andre elektrodynamiske apparater.

Skitsen herunder viser en elektrodynamisk flow-måler, der uden bevægelige dele kan måle strømnings-hastigheden af en elektrolyt i et rør.

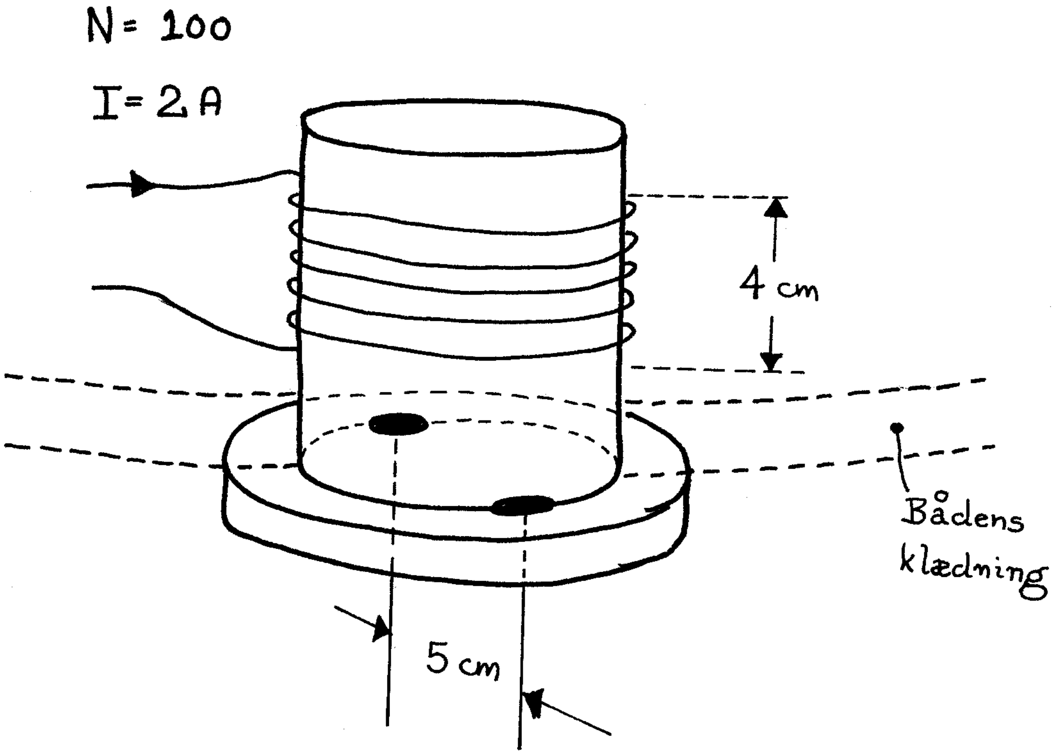




For at undgå anodisering af elektroderne, skiftes polariteten af magnetfeltet, f.x. 50 gange i sekundet.

Eksempel 10.

Skitsen herunder viser en elektrodynamisk fartmåler til en båd („en elektronisk log"). Vi vil her beregne udgangsspændingen pr. knob.



Magnetfeltet bliver:

$$B = \frac{\phi}{A} = \frac{mmf}{\mathcal{R} \cdot A} = \frac{mmf}{\frac{l}{\mu_0 A} \cdot A} = \mu_0 \cdot \frac{mmf}{l}$$

$$= 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot \frac{200}{0{,}04} = 6{,}3 \cdot 10^{-3} \ \frac{Wb}{m^2}$$

Hastigheden ved 1 knob:

$$V = 1852 \ \frac{m}{h} = \frac{1852}{3600} \ \frac{m}{s} = 0{,}5144 \ m/s$$

Derved fås:

$$\left. emf \right|_{1\ knob} = B \cdot l \cdot v$$

$$= 6{,}3 \cdot 10^{-3} \cdot 0{,}05 \cdot 0{,}5144$$

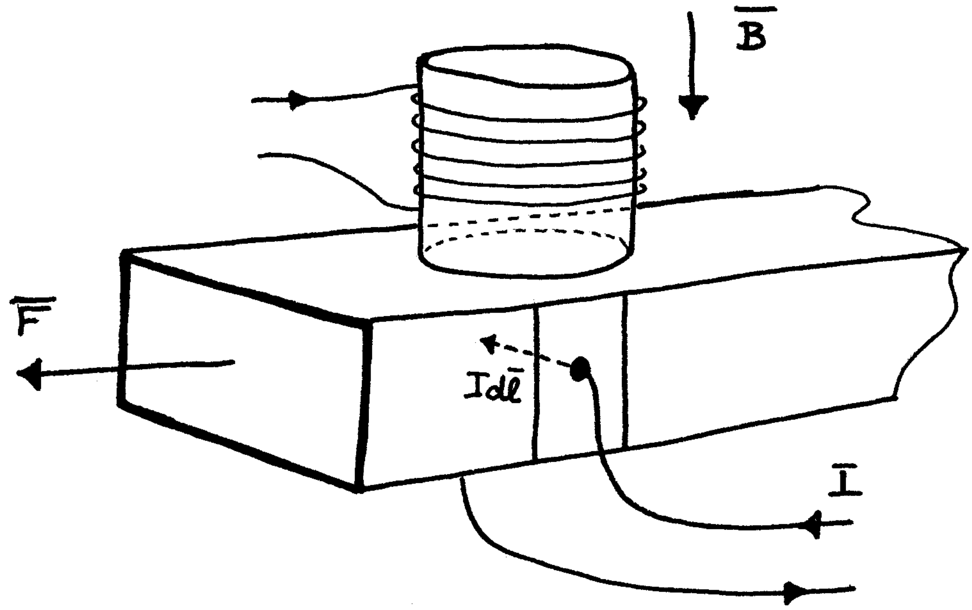
$$= 162\ \mu V$$

Følsomheden er dermed $162\ \mu V/knob$.

For ikke at spilde effekt, vedligeholdes B-feltet ikke kontinuert. Strømmen i spolen varieres ofte sinusformet med en lav frekvens og elektrodespændingen samples så i et kort tidsrum omkring maxima.

En elektrodynamisk pumpe.

Skitsen herunder viser en sådan pumpe, der uden bevægelige dele kan pumpe ledende vædsker.



Eksempel 11.

I en pumpe som vist på skitsen haves:

$$B = 0,3 \ \frac{Wb}{m^2}$$

Rørdimension : 3 × 6 cm

$$I = 1 \ A$$

Vi får:

$$F = B \cdot I \cdot l = 0,3 \cdot 0,06 \cdot 1 = 0,018 \ N$$

Pumpen skaber trykket:

$$p = \frac{F}{A} = \frac{0{,}018\ N}{0{,}03 \times 0{,}06} = 10\ \frac{N}{m^2}$$

Dette under forudsætning af at strømfeltet og magnet-feltet er konstant i det virksom areal, samt at den vædske, der ønskes pumpet, er tilstrækkeligt dissocieret.

Forskellige tillæg.

I det følgende findes som supplement:

1. Uddrag af K. Rasmussen: Analogier:
    a. Impedansanalogi.
    b. Admittansanalogi.
    c. Elektrodynamisk mikrofon.
    d. Basreflekskabinet.

2. Dimensionering af RIAA forforstærker.

3. Diagramudsnit af elektronisk fartmåler til en båd.

Differentialligningen (4-1) genfindes i udtrykket for en elektrisk seriesvingningskreds, som vist i fig. 4.2, hvor ligevægtsbetingelsen lyder

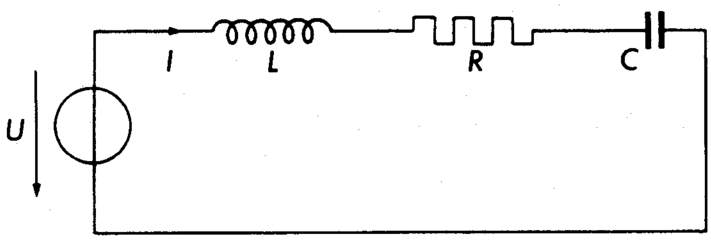


Fig. 4.2

$$U = L\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} + RI + \frac{1}{C}\int_0^t v\mathrm{d}t \tag{4-3}$$

Den elektriske impedans er bestemt ved

$$Z_{\mathrm{e}} = \frac{U}{I} = \mathrm{j}\omega L + R + \frac{1}{\mathrm{j}\omega C} \tag{4-4}$$

Mellem de to differentialligninger (4-1) og (4-3) - og dermed også mellem det mekaniske og det elektriske system fig. 4.1 - 4.2 - er der altså en fuldstændig analogi, som vist i følgende skema:

Mekanisk system		(SI-enhed)		Elektrisk system		(SI-enhed)
Kraft	F	N	≙	Spændingsfald	U	V
Hastighed	v	m/s	≙	Strøm	I	A
Impuls	$\int F\mathrm{d}t$	Ns	≙	Spændingsintegral	$\int U\mathrm{d}t$	Wb
Udsving	$x=\int v\mathrm{d}t$	m	≙	Ladning	$Q=\int I\mathrm{d}t$	C
Mek. impedans	Z_{m}	Ns/m	≙	Impedans	Z_{e}	Ω
Masse	m_{m}	kg	≙	Induktans	L	H
Tabsresistans	r_{m}	Ns/m	≙	Resistans	R	Ω
Eftergivenhed	c_{m}	m/N	≙	Kapacitans	C	F

Da mekanisk impedans Z_{m} ≙ elektrisk impedans Z_{e}, kaldes denne analogi for en impedansanalogi, og det analoge elektriske kredsløb til det mekaniske system i fig. 4.1 bliver derfor som vist på fig. 4.3. Dette kredsløb kaldes det ækvivalente impedansnetværk.