Hangnyomás $= \frac{\text{erő}}{\text{felület}} = \frac{F}{A} = p$ $[Pa]$; $\left[\frac{N}{m^2}\right]$ #1

ALAPFOGALMAK

Részecskesebesség $= \frac{\text{út}}{\text{idő}} = v$ $\left[\frac{m}{s}\right]$

Frekvencia $f = \frac{1}{T}$ ahol T a periodusidő

Körfrekvencia $\omega = 2\pi f$

Hullámhossz $\lambda = \frac{c}{f}$ ahol c a hangsebesség

Hangsebesség $c = \sqrt{\frac{\kappa \cdot p_{stat}}{\rho_0}}$ ahol $\kappa = 1{,}4$ $p_{stat} = 1014\,hPa$ $c(T, \pi)$

Sűrűség $= \frac{\text{tömeg}}{\text{térfogat}} = \left[\frac{kg}{m^3}\right] = \rho$

Hullámszám = egy méterben ~~egy~~ ennyi hullám van $k = \frac{\omega}{c}$

"Térbeli frekvencia" = hullámszám

Hullámsebesség = egy azonos fázisú pont sebessége $c = \frac{\Delta x}{\Delta t}$

Tömegáram $= \rho v$

Térfogatsebesség $= A \cdot v = q$

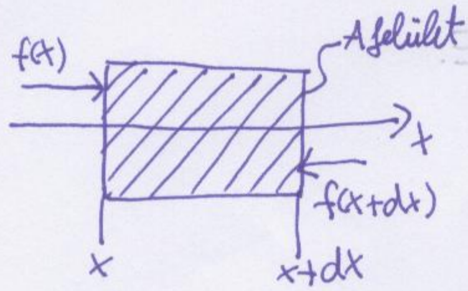
Intenzitás $= I =$ felületegységen átáramló teljesítmény $= \frac{P}{A}$ $\left[\frac{W}{m^2}\right]$

Specifikus impedancia $= z = p \cdot v = \rho_0 \cdot c = 420\ \frac{kg}{m^3} \cdot \frac{m}{s} = \left[\frac{kg}{m^2 s}\right]$ 1 Rayl

HULLÁMTERJEDÉS

#2

Egydimenziós hullámterjedés



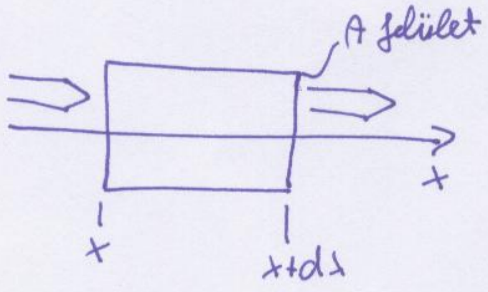
Kiindulunk Newton II. $F = m \cdot a$

$$\sum F = \frac{\partial m \cdot v}{\partial t} \qquad p = F/A$$

$$f(x) - f(x+dx) = p(x) \cdot A - p(x+dx) \cdot A$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \qquad \rho \cdot v = \text{tömegáram}$$

Euler egyenlet kipipálva.



Anyagmegmaradás

ami be megy annak ki is kell jönni

$$(\rho \cdot v) \cdot A\Big|_{x} - (\rho v)A\Big|_{x+dx} = \frac{\partial m}{\partial t}$$

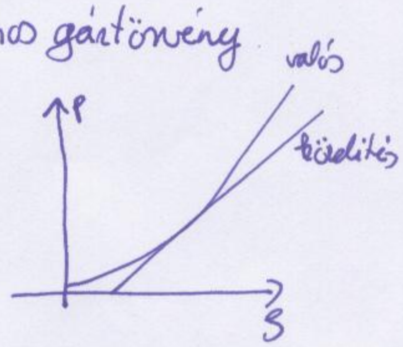
$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

Kontinuitási egyenlet kipipálva.

Kapcsolat p és ρ között. Általános gáztörvény

$$p = \text{const.}\, \rho^{\kappa}$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{p}{p_0} \cdot \frac{1}{\kappa} \quad \text{teremt kapcsolatot}$$



$$\kappa = \frac{c_p}{c_v}$$

Beírva, deriválva, kivonva egymásból a két alap egyenletet

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \qquad c = \sqrt{\frac{\kappa \cdot p_{stat}}{\rho_0}}$$

Megoldás

$$p(x,t) = f\left(t - \frac{x}{c}\right)$$ lederivál, visszahelyettesít, örül

Szinuszos esetben Helmholtz egyenlet

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + k^2 p = 0$$

Helmholtz

$p = \hat{p}\, e^{j(\omega t - kx)}$ $\quad \frac{\partial}{\partial t}$ kétszer: $-\omega^2 \hat{p}\, e^{j(\omega t - kx)}$

visszaírva a hullámegyenletbe, adódik a H.E.

AKUSZTIKAI SZINTEK

#3

Intenzitásszint

$$L_I = 10 \lg \frac{I}{I_0} \qquad \text{ahol} \quad I_0 = 1 \frac{pW}{m^2}$$

Hangnyomásszint

$$L_p = 20 \lg \frac{p}{p_0} \qquad \text{ahol} \quad p_0 = 2 \cdot 10^{-5}\, Pa$$

mértékegység [dB]

Részecskesebesség szint

$$L_v = 20 \lg \frac{v}{v_0} \qquad \text{ahol} \quad v_0 = 5 \cdot 10^{-8} \frac{m}{s}$$

Hangteljesítmény szint

$$L_W = 10 \lg \frac{P}{P_0} \qquad \text{ahol} \quad P_0 = 1\, pW$$

P(A) A súlyozógörbével korrigálva [dB(A)]

Kapcsolatok

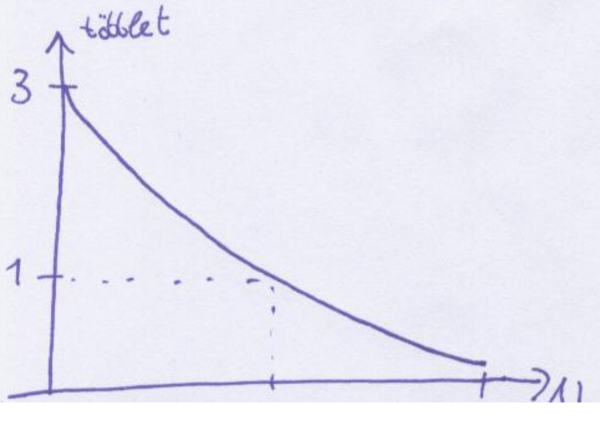
$$I = p \cdot v \qquad I = \frac{P}{A}$$

Síkhullámban p, s, v fázisban van de a kitérés erekkel nincs fázisban

Síkhullámban L_I, L_p, L_v megegyezik.

Szintösszegzés

$$L_e = L_1 + 10 \lg \left(1 + \frac{1}{10^{\Delta L/10}}\right)$$



- Két 70 dB hangnyomású egymástól független véletlen jelet előállító hangforrás eredője 73dB

- Két 70dB hangnyomású azonos frekvenciájú és fázisú szinuszos forrás eredője 76 dB

- Egy 70 és egy 80dB hangnyomású egymástól független véletlen jelet előállító forrás eredője 80dB

- Egy 70 és egy 80dB hangnyomású ellentétes fázisú forrás eredője 80dB

- Két 70 dB hangnyomású, ellentétes fázisú forrás esetén az eredő $-\infty$ dB, létrejön a kioltás.

HULLÁMVEZETŐ LEÍRÁSA #4

Egydimenziós hullámterjedés

$$p(x,t) = \hat{p}\, e^{j(\omega t - kx)}$$

Merev fallal lezárt hullámterjedés

$$p(x,t) = \hat{p}_+ e^{j(\omega t - kx)} + \hat{p}_- e^{j(\omega t + kx)} \qquad \frac{\hat{p}_+}{\hat{v}_+} = \rho_0 \cdot c \qquad \frac{\hat{p}_-}{\hat{v}_-} = -\rho_0 \cdot c$$

$$v(x,t) = \frac{\hat{p}_+}{\rho_0 \cdot c} e^{j(\omega t - kx)} - \frac{\hat{p}_-}{\rho_0 \cdot c} e^{j(\omega t + kx)}$$

Reflexiós tényező $r = \frac{\hat{p}_-}{\hat{p}_+}$

Falnál kétszeres amplitudó levezetése $p(x,t) = \cos x + j \sin x$ alakból $\Rightarrow 2\hat{p}$

Lezáró impedancia $\frac{p}{v} = Z \Big|_{x=l}$ helyen

$p(x,t)$ $v(x,t)$ behelyettesít

$\hat{p}_+$-al leoszt, r beír

$$\frac{p}{v}\Big|_{x=l} = Z_2 = \rho_0 c \frac{1 + r e^{j2kl}}{1 - r e^{j2kl}}$$

átalakítás után $r = \frac{Z_2 - \rho_0 c}{Z_2 + \rho_0 c} e^{-j2kl}$

$\frac{p}{v}\Big|_{x=0} = Z_1$ behelyettesít, r helyére a kifejtett alak, $e \Rightarrow \cos x + j \sin x$

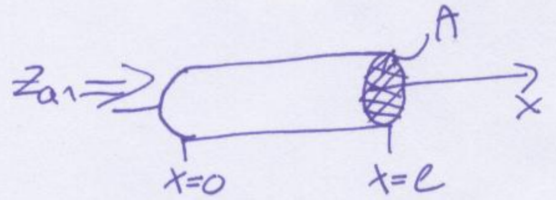
$\frac{\sin x}{\cos x} = \mathrm{tg}\, x$ helyettesítés után

$$Z_1 = \rho_0 \cdot c \frac{Z_2 + j\rho_0 c\, \mathrm{tg}\, k l}{\rho_0 c + j Z_2\, \mathrm{tg}\, kl}$$

ha $l < \frac{\lambda}{8}$ $\quad \mathrm{tg}\, kl \approx kl$

$$Z_1 = \rho_0 \cdot c \frac{Z_2 + j\rho_0 \cdot c\, kl}{\rho_0 c + j Z_2\, k \cdot l}$$

Korlátozott vastagságú hullámvezető, csak hosszirányú terjedéssel



specifikus helyett akusztikai impedancia Z_a

$$\frac{p}{v} \Rightarrow \frac{p}{A \cdot v}$$

$\boxed{Av}$ térfogatsebesség

Mindent leosztunk A-val

$$\frac{\rho_0 c}{A} = Z_{a0}$$ hullámimpedancia

$$Z_{a1} = Z_{a0}\frac{Z_{a2}+jZ_{a0}kl}{Z_{a0}+jZ_{a2}kl} \qquad l<\frac{\lambda}{8}$$

Két szélső eset – $Z_{a2} \gg Z_{a0}$ lehegesztett csővég

– $Z_{a2} \ll Z_{a0}$ szabad csővég

Ha Z_{a2} ~~na~~ kicsi:

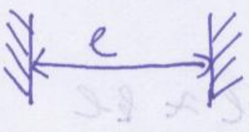
$$Z_{a1} = Z_{a0}\frac{Z_{a2}+jZ_{a0}kl}{Z_{a0}} = Z_{a2}+jZ_{a0}\frac{\omega}{c}l = Z_{a2}+j\omega\frac{\rho l}{A}$$

$\frac{\rho l}{A} = M_a$ akusztikai tömeg

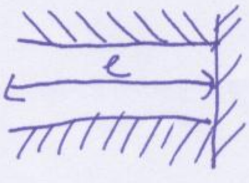
Ha Z_{a2} nagy:

$$Z_{a1} = \cancel{Z_{a2}} \times \frac{1}{j\omega C_a} \qquad \frac{V}{\kappa \cdot p_{stat}} = C_a$$ akusztikai kapacitás

+ rezonanciák



$$l = 2n\frac{\lambda}{4}$$

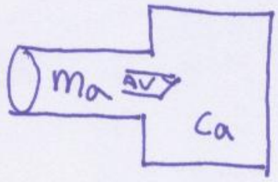


$$l=(2n+1)\frac{\lambda}{4}$$

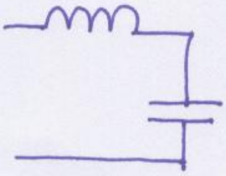
KONCENTRÁLT PARAMÉTERES
+
ELEKTROMOS $\Leftrightarrow$ AKUSZTIKUS

#5
#6

Helmholtz rezonátor



$\Leftrightarrow$



Mikor C_a?

Ha az őt lezáró sokkal nagyobb mint a saját Z_{a0}

Mikor m_a?

Ha az őt lezáró sokkal kisebb mint a saját Z_{a0}

$p \Leftrightarrow U$ villamos analógia

$q = (A)V \Leftrightarrow I$

$Z \Leftrightarrow R$

Modell korlátok

ω_{max} $\quad l < \frac{\lambda}{8} \quad \lambda = \frac{c}{f} \quad f = \frac{c}{l \cdot 8}$ $\quad l$ a legnagyobb hosszúság

ω_{min} a lezárásokból jön $\quad Z_{a2} \gg \frac{\rho_0 c}{A_1}$

$$j\omega m_a \gg \frac{\rho_0 c}{A_1}$$

$$\omega = \frac{\rho_0 c}{m_a \cdot A_1}$$

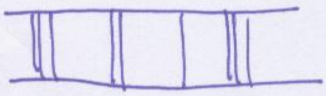
Helmholtz rezonátor = akusztikai aluláteresztő szűrő

$$H(\omega) = \frac{1}{1-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} \qquad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{m_a C_a}}$$

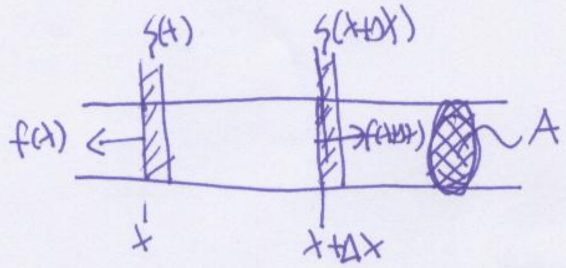
LONGITUDINÁLIS REZGÉS

#7

Longitudinális rezgés



fázisik sűrűsödések és ritkulások



Kiindulunk Hooke törvény $\sigma = \varepsilon \cdot E$ ahol E a Young modulus

ε a relatív megnyúlás ~~Δx/l~~

$$\varepsilon = \frac{\xi(x+\Delta x) - \xi(x)}{\Delta x}$$

ξ a megnyúlás mértéke (kszi)

$\sigma = \frac{f}{A}$ (= mechanikai feszültség)

$$\frac{f}{A} = \frac{\xi(x+\Delta x) - \xi(x)}{\Delta x} \cdot E \quad \Rightarrow \quad f = \frac{\partial \xi}{\partial x} E \cdot A$$

Kiindulás II. ⇒ Newton II. $F = m \cdot a$

$$f(x+\Delta x) - f(x) = m \cdot a$$

$$m = A \cdot \Delta x \cdot \rho$$

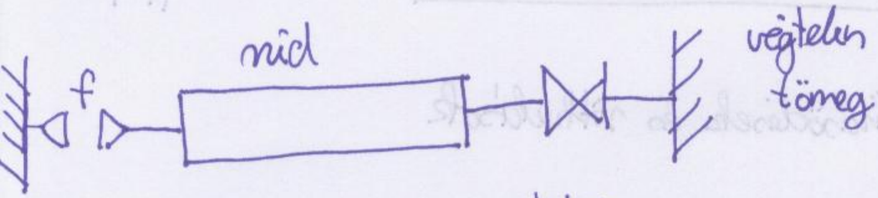
derivál, rendez, egyenlővé tesz, kivon

$$a = \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$$

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - \frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = 0 \quad \text{ahol} \quad c_l = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

longitudinális hullámterjedési sebesség

$$k_l = \frac{\omega}{c_l}$$



általános
lezáró impedancia

az akusztikai modell analógiája alapján

$$Z_{m1} = Z_{m0}\frac{Z_{m2}+jZ_{m0}kl}{Z_{m0}+jZ_{m2}kl} \qquad l<\frac{\lambda}{8}$$

$$Z_{m0} = \rho_0 \cdot c \cdot A = A\sqrt{E\rho}$$

Két eset ha $Z_{m2} \ll Z_{m0}$

$$Z_{m1} = Z_{m2} + j\omega A\rho l = Z_{m2}+j\omega m \qquad m=\rho l A$$

a rúd tömegként viselkedik

ha $Z_{m2} \gg Z_{m0}$

$$Z_{m1} = Z_{m2} \times \frac{1}{j\omega C_m} \qquad C = \frac{x}{f}$$

a rúd rugóként viselkedik

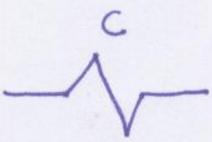
ideális rugó

$\boxed{m}$ ideális tömeg

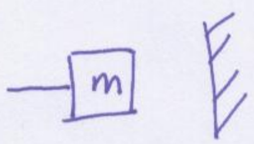
ideális csillapító

MECHANIKA ⇔ AKUSZTIKA ⇔ ELEKTR. #8

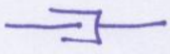
elektromosság	akusztika	mechanika
U	p	f
I	$A \cdot v = q$	v
Z	Z_a	Z_m
P	P	P
R	(r_a)	r
L	m_a	m
C	C_a	c



$c = \frac{x}{f}$ $\qquad$ $\frac{f}{v} = \frac{1}{j\omega C} = Z_{m\,rugó}$



$\frac{f}{v} = j\omega m = Z_{m\,tömeg}$



$\frac{f}{v} = r = Z_{m\,csillapító}$

közös erő = közös feszültség

közös sebesség = közös áram

rugó = kapacitás

tömeg = induktivitás

GÖMBHULLÁMOK SZÁRMAZTATÁSA

#9

$\frac{\partial p}{\partial x}$ helyett ∇p mert 3D világban élünk

$$\nabla p = \frac{\partial}{\partial r}\vec{r} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \vartheta}\vec{\vartheta} + \frac{1}{r\cdot \sin\vartheta}\frac{\partial}{\partial \varphi}\vec{\varphi}$$

$$\nabla^2 p = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial p}{\partial r}\right) + \dots \vartheta \dots + \dots \varphi \dots$$

ϑ és φ irányban a változás olyan kicsi, hogy elhanyagolható visszaírjuk a hullámegyenletbe majd ismerős alakra hozzuk

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

megoldás $f\left(t - \frac{r}{c}\right)$

$$p(r,t) = \frac{\hat{p}}{r} e^{j(\omega t - kr)}$$

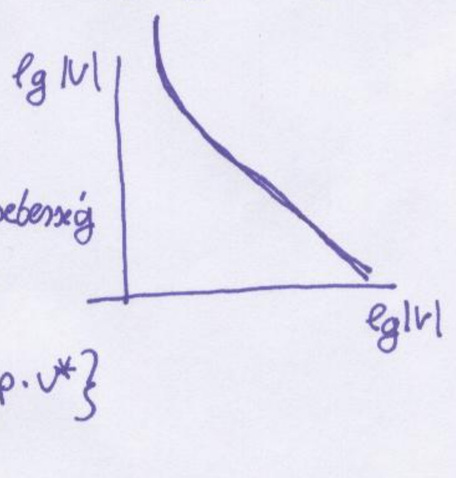
p és v kapcsolata ismét az Euler egyenletből

$$v(r,t) = -\frac{1}{j\rho_0 \omega}\nabla p$$

$$v(r,t) = \frac{\hat{p}}{r}\cdot\frac{1}{\rho_0 \cdot c}\cdot e^{j(\omega t - kr)}\left[1 + \frac{1}{jkr}\right]$$

$\Rightarrow$ z komplex lesz

$$Z(r,t) = \rho_0 \cdot c\,\frac{jkr}{jkr+1}$$



nincs valódi gömbsugárzó mert a részecskesebesség értéke nullában ∞ kéne, hogy legyen

$I = p\cdot v$ villamos analógia alapján $= \frac{1}{2}\mathrm{Re}\{p\cdot v^*\}$

$$I = \frac{p_{eff}^2}{\rho_0 \cdot c}\cdot\frac{1}{r^2}$$

$$P = S\cdot I = 4\pi r^2 \frac{p_{eff}^2}{\rho_0\cdot c}\frac{1}{r^2} = \frac{p_{eff}^2}{\rho_0 c}4\pi$$

nem függ a helytől

Adott helyen az akusztikai varázsló odadobja a lélegző gömböt a gömbhullámra

$$\hat{v}_s e^{j\omega t} = \frac{\hat{p}}{\rho_0\cdot c}\frac{1}{a}e^{j(\omega t - ka)}\left[\frac{1}{jka} + 1\right]$$

$$p(r,t) = \rho_0 \cdot \dot{Q}\cdot\frac{1}{4\pi r}\cdot\frac{1}{1+jka}\cdot e^{j(\omega t - k(r-a))}$$

IMPEDANCIÁK + SUGÁRZÁSI IMPEDANCIA

#10

akusztikai $\xrightarrow{\cdot A}$ specifikus $\xrightarrow{\cdot A}$ mechanikai

$\frac{p}{A\cdot v}$ $\xleftarrow{/A}$ $\frac{p}{v}$ $\xleftarrow{/A}$ $\frac{p\cdot A}{v}$

$$Z = \frac{p}{v} = \varrho_0 \cdot c$$

$$Z_a = \frac{p}{A\cdot v} = \frac{p}{q}$$

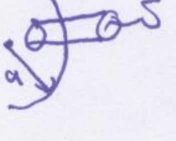
$$Z_{a0} = \frac{\varrho_0 \cdot c}{A} \; ; \; Z_{am} = j\omega M_a = j\omega \frac{\varrho_0 l}{A} \; ; \; Z_{ac} = \frac{1}{j\omega C_a} = \frac{1}{j\omega \frac{V}{\kappa \cdot p_{stat}}}$$

$$Z_m = \frac{p\cdot A}{v} = \frac{f}{v}$$

$$Z_{m0} = A \varrho_0 \cdot c_e = \varrho_0 \sqrt{\frac{E}{\varrho}} \cdot A = A\sqrt{\varrho E} \; ; \; Z_{mm} = j\omega m = j\omega \varrho \cdot l A$$

$$Z_{mc} = \frac{1}{j\omega C} = \frac{1}{j\omega \frac{x}{f}}$$

Lélegző gömb



$$\frac{p}{v} = z(r,t) = \varrho_0 \cdot c \frac{jka}{jka+1} = \varrho_0 c \cdot \frac{1}{1+\frac{1}{jka}} = \varrho_0 c\,(1 \times jka)$$

$f_{terhelő} = S\cdot p$ $\quad \frac{S\cdot p}{v} = Z_m$ $\quad$ ezt beszorozzuk S-el

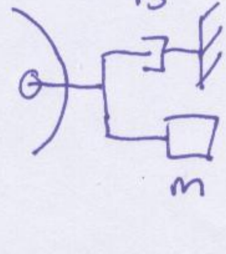
$$Z_m = S\varrho_0 \cdot c \times j\omega \varrho_0 S \cdot a$$

soros/közös erő

$$Z_m = S\varrho_0 \cdot c \frac{jka}{jka+1}$$

bővítem $\frac{(1-jka)}{(1-jka)}$-val és szétbontom valós + képzetes-re

$$Z_m = S\varrho_0 \cdot c \frac{(ka)^2}{1+(ka)^2} + j\omega S\varrho_0 \cdot a \frac{1}{1+(ka)^2}$$



Hangteljesítmény

$P = S \cdot I = S \cdot \frac{1}{2} \mathrm{Re}\{p \cdot v^*\}$ villamos analógia alapján

$p = v \cdot z \qquad v \cdot v^* = |v|^2$

$P = S \, \frac{1}{2} |\hat{v}|^2 \mathrm{Re}\{z\} = v_{eff}^2 \cdot R_S$

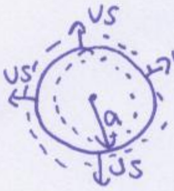
$R_S = S \cdot \rho_0 \cdot c \, \dfrac{(ka)^2}{1+(ka)^2}$

LÉLEGZŐ GÖMB + HANGTELJESÍTMÉNY

#11

A részecskesebességnek 0-ban végtelennek kéne lennie => elméletileg sincs valódi gömbsugárzó

Közelítjük, úgy, hogy a már haladó gömbhullámra egy akusztikai varázsló egy adott helyen ráddobja a lélegző gömböt



$$\hat{v}_s\, e^{j\omega t} \stackrel{!}{=} \frac{\hat{p}}{\rho_0 \cdot c} \frac{1}{a} e^{j(\omega t - ka)} \left(1 + \frac{1}{jka}\right)$$

ebből $p = \rho_0 \cdot \dot{Q} \frac{1}{4\pi r} e^{j(\omega t - k(r-a))} \frac{1}{1+jka}$

$\dot{Q}$ térfogatgyorsulás $= j\omega Q = j\omega S \cdot v_s$

ha $k \cdot a \gg 1$ akkor Q és p fázisban van, vagyis a gömb már eleve akkora, hogy síkhullámot indít el

ha $k \cdot a \ll 1$ fáziseltérés van $(90°)$

Hangteljesítmény

$P = S \cdot I = S \cdot \frac{1}{2} \mathrm{Re}\{p \cdot v^*\} = S \cdot \frac{1}{2} \mathrm{Re}\{v \cdot v^* \cdot z\} \Rightarrow S \cdot z = Z_m$
$v \cdot v^* = |\hat{v}|^2$

$P = v_{eff}^2 \cdot R_S$

$R_S = \rho_0 \cdot c \cdot S \cdot \frac{(ka)^2}{1+(ka)^2}$

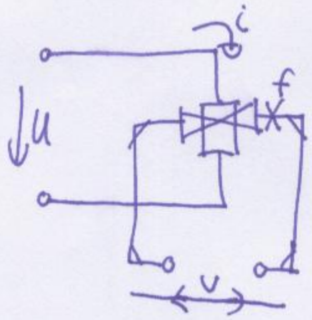
ELEKTRODINAMIKUS ÁTALAKÍTÓ

#12

Ha egy l hosszú vezetőt B mágnesestérben elhelyezve, i áramot folyatunk át akkor arra egy F erő fog hatni.

$F = B \cdot l \cdot i = T \cdot i$ $\quad$ $T = B \cdot l$ transzmissziós tényező

Elektrodinamikus átalakító



$F = T \cdot i$

$u = T \cdot v$

valódi kapcsolatot (fizikai) teremt a két oldal mennyiségei között

a jól megszokott erő ⟷ feszültség, sebesség ⟷ áram helyett erő ⟷ áram, sebesség ⟷ feszültség

Impedancia transzformálás

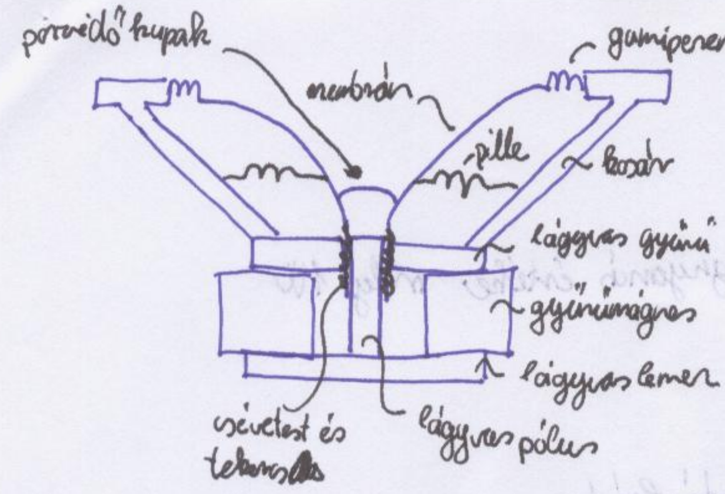
$$Z_e = \frac{T^2}{Z_m}$$

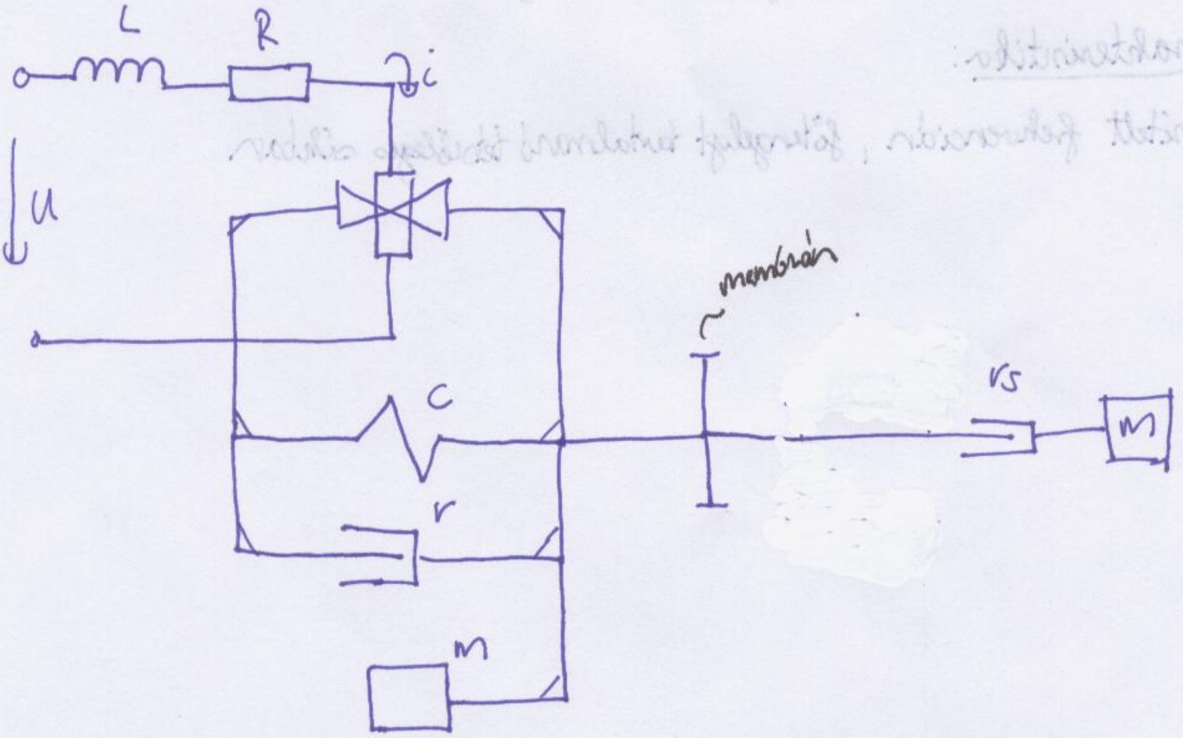
rugó ⟷ tekercs

tömeg ⟷ kondenzátor

#13

DINAMIKUS HANGSZÓRÓ





A villamos elemeket áttranszformálom a mechanikai oldalra.
Majd ennek felrajzolom a villamos helyettesítő képét.
A modellt külön kis és nagyfrekvencián vizsgálva, felírható az átviteli függvény és felrajzolható az amplitúdókarakterisztika

$$w_0 = \frac{1}{\sqrt{c\,(m+m_s)}}$$

teljes együtt rezgő tömeg

Érzékenység:

főtengelyben 1m távolságban mért hangnyomás értéke mely 1W hatására sugárzódik le.

Frekvenciamenet:

főtengelyben, állandó feszültségen, 1m távolságban

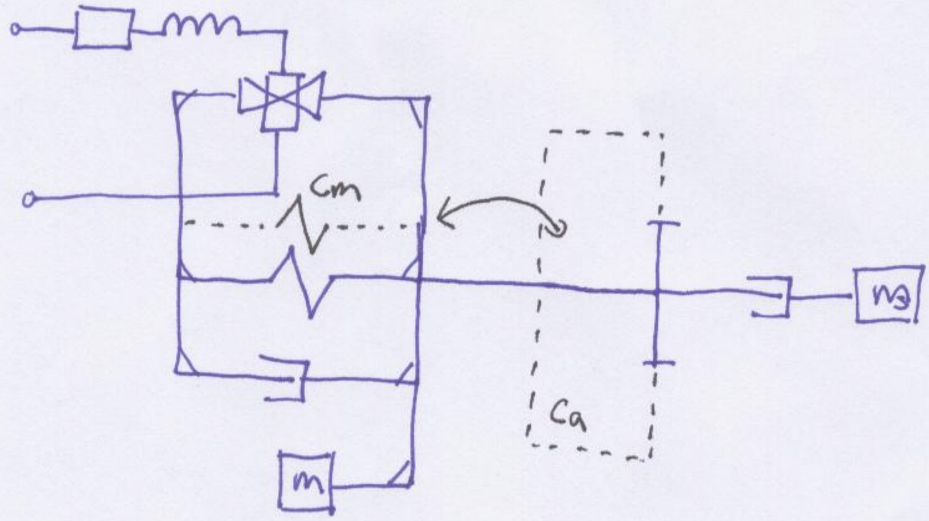
Iránykarakterisztika:

rögzített frekvencián, főtengelyt tartalmazó tetszőleges síkban

ZÁRT DOBOZOS HANGSZÓRÓ

#14

A hangszórót dobozba vagy falba tesszük, hogy megakadályozzuk az akusztikai rövidzár kialakulását, de ezáltal egy + Ca kapacitást viszünk a rendszerbe.



A rezonancia megváltozik $\omega_0 = \dfrac{1}{\sqrt{(C \times C_m)(m + m_s)}}$

feljebb tolódik, beszűkül a sáv.

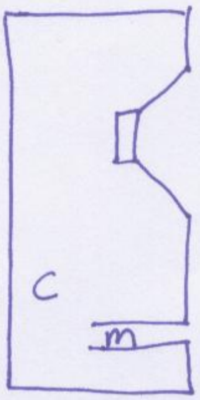
$V_{doboz} = \dfrac{V_{as}}{n^2 - 1}$ $\quad n = \dfrac{f_{kívánt}}{F_s}$

$\omega_0' = \omega_0 \cdot n$

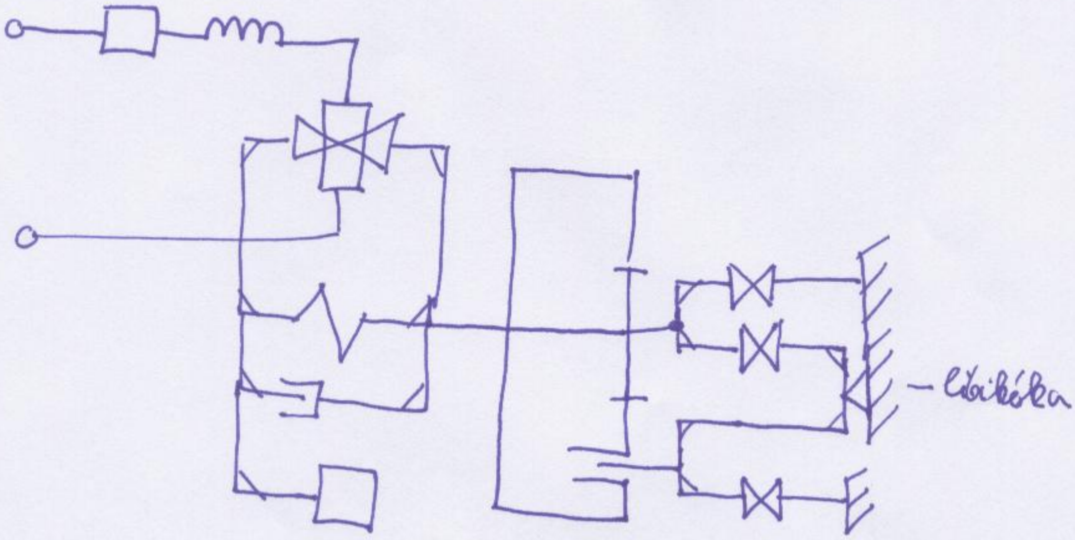
→ csak feljebb tudjuk tolni.

MÉLYREFLEX DOBOZ

#15



egy új rezgőkört viszünk a rendszerbe

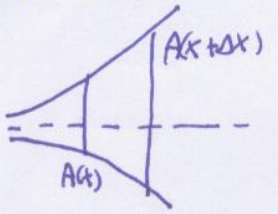


ön és kölcsönös impedanciák

Az új akusztikai tömeg (reflexnyílás) kapcsolt rezgőkört alkot a már meglevővel.
Az átvitel így módosul

TÖLCSÉRES + NYOMÓKAMRÁS

Tölcséres



erőket fölírni Newton II. -ből. Nyomásra áttérni

Webster féle tölcsöregyenlet

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + m\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0$$

exponenciálisan táguló tölcsért feltételezve
$A(x) = A_0 \cdot e^{mx}$
ahol m a tágulás mértéke (meredeksége)

$$p(x,t) = \hat{p}\, e^{-\frac{m}{2}x}\, \underbrace{e^{-jk\sqrt{1-\left(\frac{m}{2k}\right)^2}}}\, e^{j\omega t}$$

megváltozik a hullámszám a tölcsérben, kisebb lesz ezáltal megnő a hullámhossz, megnyúlik a hullám a tölcsérben.

$$-\frac{m}{2} - jk\sqrt{1-\left(\frac{\omega_h}{\omega}\right)^2}$$

ha $\omega > \omega_h$ haladó hullám

ha $\omega < \omega_h$ exponenciálisan csillapodó hullám

Cut-on frekvencia: amitől van haladó hullám a tölcsérben

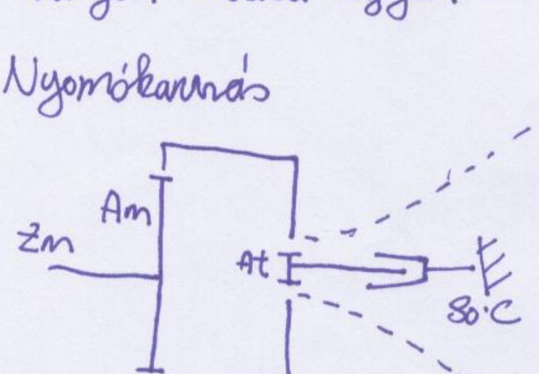
Mekkora az impedancia a tölcsér szájában? $\approx \varrho_0 \cdot c$

Tanulság: tölcsérrel javítani tudjuk a sugárzási impedanciát

m megadja a tágulás mértékét (meredekségét) és ezáltal a cut-on frekvenciát. Ha hamar tágul cut-on magas lesz.

Milyen hosszú legyen? Legalább 2-3 λ legyen a tölcsérhossz

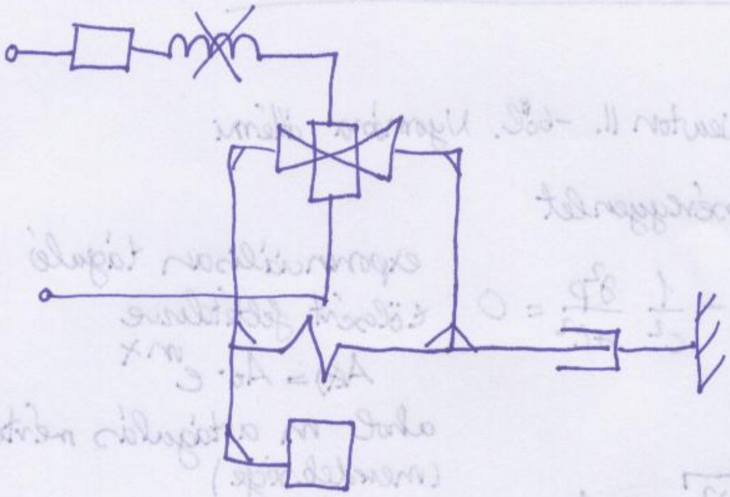
Nyomókamrás



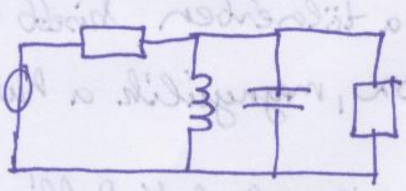
Milyen terhelést lát a meghajtó? az üreg kapacitást és a tölcsér által képviseltet

$$\frac{\varrho_0 \cdot c}{A_t} \times \frac{1}{j\omega C_a} \approx \frac{\varrho_0 \cdot c}{A_t}$$

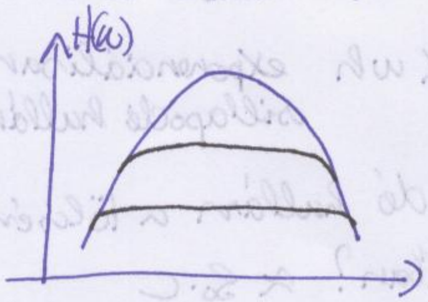
$$Z_{mech} = \frac{A_m^2}{A_t^2}\varrho_0 \cdot c = \frac{A_m^2}{A_t^2} \cdot r_{S\,mech}$$



villamos helyettesítő kép



sávkorlátozott átvitelt tud biztosítani de nagy (20-30%) hatásfokkal



ha csillapítom egyre szélesedik az a sáv ahol lineáris a frekvenciamenet

TEREM AKUSZTIKA

Pontforrás szabad térben $p^2 \approx \rho_0 \cdot c \frac{P_a}{4\pi r^2}$

A hangnyomás 6dB-vel csökken a távolság kétszereződésével

Ha a pontforrást, fél, negyed térbe teszem akkor egy $D(\Theta)$ iránytényező is bejön a képbe

féltér $D(\Theta) = 2$

negyed tér $D(\Theta) = 4$

sarokban $D(\Theta) = 8$

szabad térben $D(\Theta) = 1$

$$p^2 \approx \rho_0 \cdot c \frac{D(\Theta) P_a}{4\pi r^2}$$

Zárt térben, falak, reflexiók. A beeső energia egy része elnyelődik, egy része visszaverődik.

$E_{vissza} = E_{be} \cdot r$ — r a reflexiós tényező

$E_{elnyelt} = (1-r) E_{be} = \alpha E_{be}$ — α elnyelési tényező

Az elnyelési tényező irányfüggő $\Rightarrow$ átlagos ~~elnyelési~~ elnyelési tényező $\bar{\alpha}$
diffúz téri elnyelési tényező

Diffúz tér = egyenletes a hangnyomáseloszlás

$A_S = A \cdot \bar{\alpha}$ elnyelési szám

utózengési idő $T_{60} = 0{,}161 \cdot \frac{V}{\sum \alpha_i A_i}$ csak diffúz térben
csak $\alpha < 0{,}3$ esetén igaz

$$\tau = \frac{4V}{c \cdot A_S}$$

Diffúz tér kialakulásának feltétele $\frac{3 \cdot \ell}{c} < \tau$
ahol ℓ a terem egy jellemző mérete

Pontforrás zárt térben

$$p^2 = \rho_0 \cdot c \; P_a \left(\frac{D(\theta)}{4\pi r^2} + \frac{4}{R_{RC}} \right)$$

$$R_{RC} = \frac{\bar{\alpha} A}{1-\bar{\alpha}}$$ /ROOM-CONSTANT/