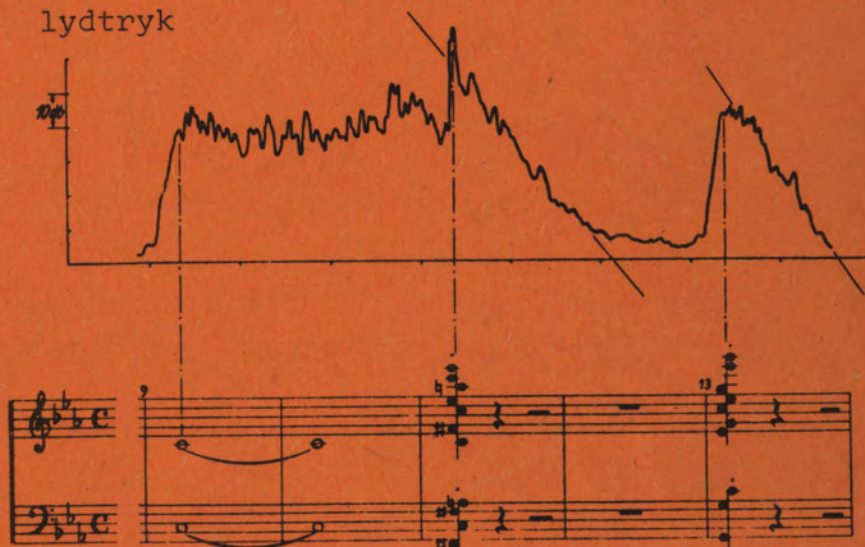


lydtryk



Efterklang med lydtrykskriver under en symfonikoncert (Beethoven: Coriolan-Ouverture).

FYSISK BYGNINGSAKUSTIK

JENS HØYRUP OG CLAUD HANKE

AUGUST 1972

FYS
B&K

FYSISK LABORATORIUM B OG K DANMARKS INGENIØRAKADEMI

DIA
B&K

INDHOLDSFORTEGNELSE

KAPITEL 1. INDLEDNING	side 3
KAPITEL 2. ALMENE BETRAGTNINGER VEDRØRENDE BYGNINGSLYD	side 6
KAPITEL 3. TEORI	
3a. Luftlyd	side 9
3b. Lyd mod væg	side 16
3c. "Stive" systemers svingninger	side 27
3d. Udstråling af lydenergi	side 31
3e. Lydabsorption	side 36
3f. Lydens fysiologiske virkning	side 44
KAPITEL 4. BYGNINGSAKUSTIK	side 50
4a. Efterklang, absorptionskoefficient	side 51
4b. To målemetoder	side 59
4c. En vægs reduktionstal	side 63
4d. Installationslyd	side 65

KAPITEL 1. INDLEDNING

Formålet med dette kompendium i fysisk bygningsakustik er at give bygningsingeniørstuderende en indføring og træning i den akustiske teori, som bygningsingeniøren må kende for at forstå den akustiske virkemåde af et byggeri og for selv at have en chance for med held at planlægge en ikke-standard-opgave tilfredsstillende i akustisk henseende.

Det har været naturligt at udvælge de teoretiske emner med opmærksomheden fæstnet på dette formål. Det har været lige så naturligt at forsøge gennemgangen af de teoretiske emner tilrettelagt, så forbindelsen mellem teorien og den praktiske bygningsakustik fremdrages så ofte som muligt, og således, at en hel del af de teoretiske emner gennemgås mere med kvalitative argumenter end med præcise matematiske metoder, hvis fysiske indhold det med de studerendes baggrund kan være svært at forstå - i det mindste forstå i en sådan dybde, at ideen ville kunne generaliseres til brug i tilfælde, hvor den bestemte matematiske metode ikke længere slår til. På den anden side er matematikken selvfølgelig anvendt overalt, hvor dens indhold skulle være til at overskue, og i det omfang, det skulle gavne forståelsen eller lære de studerende en matematisk teknik tilstrækkelig klart og grundigt til, at de har mulighed for at følge anvendelsen af den samme teknik i mere avanceret litteratur.

I et forsøg på at stimulere det aktive arbejde med stoffet og på at få dette arbejde til at ligne senere selvstændige akustiske overvejelser er formuleringerne ofte mere løse end sædvanligt i fysiklærebøger, og mere i nærheden af den form, man benytter ved en uformel diskussion. Således defineres bogstavsymboler i mange tilfælde ikke, hvis deres betydning er nogenlunde indlysende eller fremgår af en figur. Denne mindre tyggede fremstillingsform kan frembyde visse risikomomenter i undervisningsmateriale til selvstudium, men risikoen for, at den studerende går i stå i et for løst formuleret argument og så ikke kommer videre,

skulle være ringe, når læsningen af kompendiet sker jævnsides med deltagelse i lærerstyret undervisning (eller for den sags skyld gruppearbejde).

Kompendiet er skrevet for at indgå *organisk* i et generelt kursus i bølgefysik. Det tager den grundlæggende teori (bølgeligningen, plane bølger og kuglebølger i et homogent medium) for givne - idet dog de grundlæggende formler for plane bølger (men ikke deres udledning) repeteres i afsnit 3a. Lydbølgers interferens, refleksion, brydning og spredning om faste genstande gennemgås ikke indenfor kompendiet, men for bølger i almindelighed eller specielt for lysbølger i det øvrige kursus. Det er så meningen, at de til kurset hørende opgaver skal knytte disse generelle bølgefænomener sammen med deres fremtræden i akustikken.

I henvisningerne til det øvrige kursus er det forudsat, at dette sker efter Alonso og Finn: Fundamental University Physics, bind II, men enhver blot nogenlunde grundig bølgefysik, der omfatter både elastiske bølger og optik, vil være et fyldestgørende grundlag.

Kompendiets kapitel 2 starter med at skitsere den akustiske problematik i bygninger til forskelligt formål og med udgangspunkt i denne skitse diskuteres, hvilke teoretiske emner der udgør det nødvendige grundlag for den praktiske bygningsakustik og den intuitive forståelse af, hvad der foregår. Kapitel 3 samler derefter dette teoretiske værktøj sammen (teorien handler ikke kun om egentlig akustik, men også om andre svingningsfænomener). Kapitel 4 afslutter kompendiet med en drøftelse af egentlige bygningsakustiske emner, som *ikke* må opfattes som et forsøg på at dække blot de væsentligste emner indenfor den praktiske bygningsakustik. Kapitlet er først og fremmest skrevet med den tro, at teori forstås og fungerer bedst, hvis den har været anvendt på praksis, eller, når denne praksis ikke er mulig i undervisningssituationen, hvis dens anvendelse i praksis i det mindste har været gennemdrøftet.

For den, der har brug for en mere tilbundsående gennemgang af den praktiske bygningsakustik, kan anbefales Fritz Ingerslev: "Akustik" (Teknisk Forlag 1949). En anden håndbog, der ikke omfatter så mange emner som Ingerslevs, men som til gengæld rummer referencer til nyere litteratur, er H.J. Purkis: "Building Physics: Acoustics" (Pergamon Press 1966).

NB: Hvor der er uoverensstemmelser mellem Alonso-Finn og betegnelser i mere teknisk præget litteratur (især Ingerslev: "Akustik" og F.B. Olesen: "Bygningsfysik"), er der tilstræbt overensstemmelse med den tekniske rettede litteratur.

KAPITEL 2. ALMENE BE- TRAGTNINGER VEDRØRENDE BYGNINGSLYD.

Som første bygning kan vi betragte en beboelsesejendom (etagelejlighedsbyggeri). Hensynet til beboernes forskellige døgnrytme og privatliv og det samtidige hensyn til deres mulighed for at udfolde sig på ikke helt lydløs vis (trækken i wc-et, tv- og radiolyd, barnegråd og -sang, skænderier o.s.v.) stiller her krav om, at lyd, der skabes i et bestemt rum kun i begrænset omfang forplanter sig til andre rum, og i endnu ringere omfang (helst slet ikke) forplanter sig hørligt til fremmede lejligheder. Bankepåvirkninger (trin, dans, hammerslag på væg), som sætter en skillevæg eller et gulv i svingninger, skulle heller ikke gerne give hørlige lydeffekter i andre lejligheder end den, hvori de skabes. De mange lejligheder, der ligger i nærheden af stærkt støjende trafikårer (eller andre støjkilder som f.eks. diverse arbejdspladser) skal endelig gerne beskyttes mod udefra kommende støj.

Det næste eksempel kan passende være en fabrikshal, hvori der er opstillet stærkt støjende maskineri. Det umiddelbare problem her er at få nedsat støjniveauet, så hallen hverken bliver sundhedsfarlig eller psykisk opsli-dende som opholdssted (i hvor høj grad larm kan gøre en arbejdsplads til en dårlig arbejdsplads, kan læses i Sara Lidmans interviews med Kiruna-minearbejdere (i bogen "Grube")). Er fabrikshallen bygget sammen med kontorloka-ler, skulle støjen heller ikke gerne i for stort omfang trænge ind i disse, og ligger den i et beboelseskvarter, må larmen heller ikke gerne være for stærk udadtil.

Andre lokaletyper stiller andre akustiske krav. I et kontorlokale må støjen fra skrivemaskiner m.m. ikke "bli-ve hængende" ved tilbagekastning fra væggene, i en kan-tine gælder det samme for klirrelydene fra servicet. I et kirkerum har den mangedobbelt lydtilbagekastning derimod

til konsekvens, at man føler sig presset til at dæmpe stemmen og dermed føler sig andægtigt til mode, så i kirker vil man normalt tilstræbe en ganske anden akustik end i f.eks. kontorlandskaber.

Når man skal behandle disse forskelligartede akustiske problemer, er det et begrænset antal grundlæggende fysiske og fysiologiske principper, som man må bygge på.

- a) Først og fremmest *selve luftsvingningernes natur og udbredelse* (for lyd er jo luftsvingninger - kun i undtagelsestilfælde vil vore høreorganer blive påvirket direkte fra svingende faste legemer). Uden at vide hvad lyd er har vi ikke mange chancer for at behandle den fornuftigt.
- b) *Lyds tilbagekastning fra og gennemgang gennem faste vægge*. Tilbagekastningen er ansvarlig for, at akustikken i et lukket rum er anderledes overfor tale eller musik end i fri luft - og den er årsag til, at maskinlarmen i fabriks hallen kan nå sundhedsfarlige styrker, fordi lydenergien "bliver hængende" i hallen i lang tid.
- c) *"Stive" mekaniske systemers svingningsegenskaber*. Forplantningen af et bankesignal gennem et hus kan beskrives ved hjælp af konstruktionens svingninger i sammenhæng med
- d) *Udstrålingen af lydenergi fra et "stift" svingende system* - f.eks. den lyd, der skabes i stueetagen af et hus, når der danses russerdans på 3. sal, og gulvbræddernes svingninger forplanter sig til de bærende vægge og ned langs disse til loftet i stueetagen. Udstrålingen fra loftet er normalt den væsentligste gene for stueetagens beboere.
- e) *Omsætningen af lydenergi til varmeenergi (lydabsorption)*. Omsætningen af lyd til andre energiformer er ansvarlig for, at ikke al den lyd, der er skabt i tidens løb, stadig eksisterer som svingningsenergi - og, nok så vigtigt for teknikeren, kendskab til omsætningen fra lyd til var-

me (lyddæmpning) er betingelsen for, at han kan få et lydfelt til at dø hen i den fart han ønsker.

- f) Endelig er *kendskab til forbindelsen mellem de fysiske lydbeskrivende størrelser og den menneskelige lydopfattelse* nødvendig, hvis man vil sætte sig et mål for, hvilke fysiske akustiske egenskaber man vil tilstræbe i et rum.

En dyberegående gennemgang af disse emner kunne gøres både lang og indviklet. Det er som sagt ikke meningen med dette kompendium, der først og fremmest skal skabe en fornemmelse for, hvordan principperne fungerer. Alle seks emner vil derfor kun få en forholdsvis summarisk gennemgang, der forsøger at trække de væsentligste træk frem til en grov betragtning (NB: selv dette kan dog ikke gøres uden adskillige regninger).

KAPITEL 3. TEORI

3a) Luftlyd.

I første omgang vil vi begrænse os til plane bølger i luft (eller væske, hvor forholdene i princippet er de samme; den eneste forskel er størrelsen af materialekonstanten κ). Grunden til dette er ikke, at plane bølger er almindelige - en plan bølge kan jo kun frembringes af en membran, hvis dele alle bevæger sig i takt og med samme amplitude. Grunden er heller ikke udelukkende, at plane bølger er lette at regne på (fordi de i princippet er et éndimensionalt fænomen). Først og fremmest vælges de, fordi lydfeltet fra en enkelt lyd giver i nogle bølgelængders afstand fra lyd giveren *lokalt* kan betragtes som plane (*lokalt* vil sige i et tilpas lille område, hvor man kan se bort fra bølgefronternes krumning). Sammensatte lydfelter kan tilsvarende *lokalt* betragtes som overlejringer af et antal plane bølger.

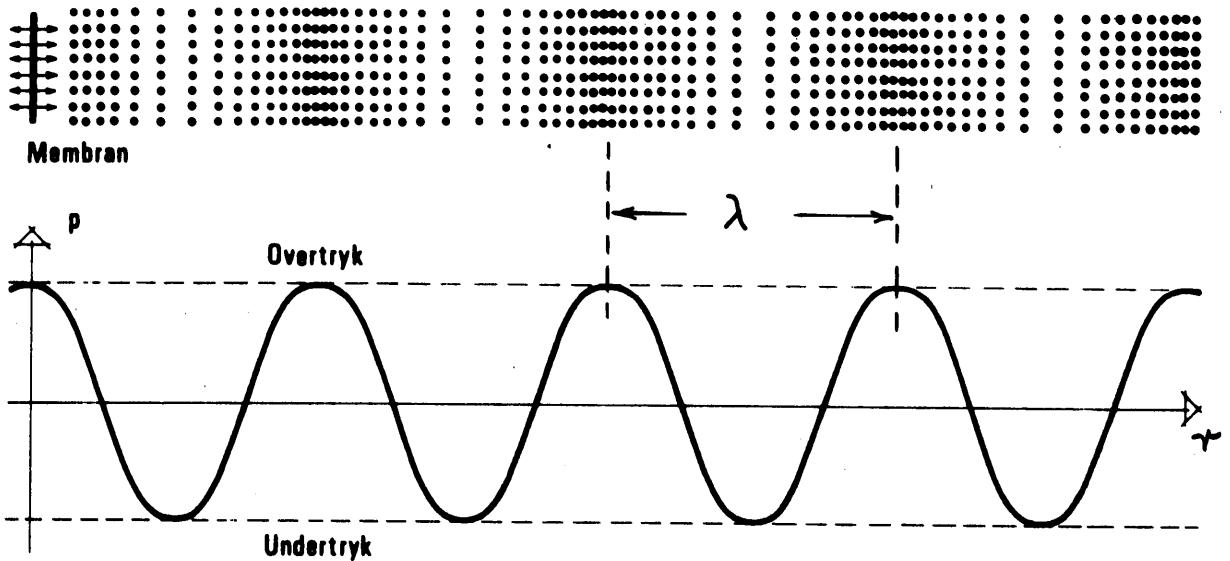
Det vil også være hensigtsmæssigt at begrænse den første diskussion til harmoniske bølger. Som omtalt i Alonso-Finn, afsnit 18.3, kan enhver periodisk svingning nemlig skrives som en (endelig eller uendelig) sum af harmoniske svingninger. Vi skal senere i dette afsnit behandle spørgsmålet om intensiteten af en sammensat lydbølge.

En plan harmonisk lydbølge kan beskrives ved sin udbredelsesretning \bar{e} (en enhedsvektor i udbredelsesretningen) og sin cykliske frekvens ω . Ud fra ω kan vi bestemme bølgelængden k ved $\omega/k = c$, hvor c er lydhastigheden i mediet. Sættes $\bar{k} = k\bar{e}$, kan vi beskrive lydtrykket p i punktet med stedvektor \bar{r} til tiden t ved

$$p = P - P_0 = -p_0 \cos(\bar{k} \cdot \bar{r} - \omega t - \varphi) \quad (\text{a.1})$$

Her er P_0 det "normale tryk", d.v.s. det tryk der ville være, hvis der ikke var lyd i rummet, P er det totale tryk i punktet, lydtrykket p altså forskellen mellem de to. p er i nogle punkter og på visse tidspunkter positiv, i an-

dre negativ, og amplituden i svingningerne kaldes p_0 (denne skelnen mellem store og små p-er er modsat den i Alonso-Finn brugte).



Fra F. B. Olesen: Bygningsfysik

Dette lydtryk svarer til forskydninger $\bar{\xi}$ af de enkelte luftdele ud fra ligevægtsstillingen,

$$\bar{\xi} = \xi_0 \sin(\bar{k} \cdot \bar{r} - \omega t - \varphi) \bar{e} \quad (\text{a.2})$$

hvor $\rho_0 = \kappa k \xi_0 = c^2 \rho_0 k \xi_0$. ($\kappa = \rho_0 \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_0$)

er kompressibilitetsmodulen, ρ er massefylden).

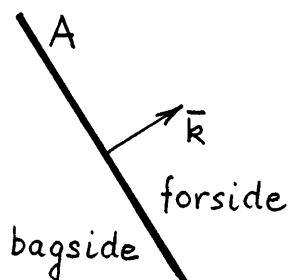
Luftdelenes hastighed \bar{u} ("partikelhastigheden") bestemmes ved

$$\bar{u} = -u_0 \cos(\bar{k} \cdot \bar{r} - \omega t - \varphi) \bar{e} \quad (\text{a.3})$$

hvor $u_0 = \xi_0 \omega = \frac{p_0}{c \rho_0}$. Bemærk: u og p er i fase, $\bar{u} = \frac{p}{c \rho_0} \bar{e}$

Energistrømmen gennem en flade A vinkelret på $\bar{e} = \bar{k}/k$

kan findes ved at betragte arbejdet, som luften på "bagsiden" af fladen udfører på luften på forsiden i tiden dt:



$$\begin{aligned} dW &= \overline{\text{kraft}} \cdot \overline{\text{vej}} = (AP \vec{e}) \cdot (\vec{u} dt) = A (P_0 - p_0 \cos(\vec{r} \cdot \vec{r} - \omega t - \varphi)) \times \\ &\times \left(-\frac{p_0}{c \rho_0} \cos(\vec{r} \cdot \vec{r} - \omega t - \varphi) dt\right) = -A P_0 \frac{p_0}{c \rho_0} \cos(\vec{r} \cdot \vec{r} - \omega t - \varphi) dt \\ &+ A \frac{p_0^2}{c \rho_0} \cos^2(\vec{r} \cdot \vec{r} - \omega t - \varphi) dt = dW_1 + dW_2. \end{aligned}$$

Leddet dW_1 har middelværdi 0, og svarer til "normaltrykkets" arbejde på en flade, der svinger frem og tilbage. Leddet dW_2 er konstant ≥ 0 , og repræsenterer altså en energioverførsel gennem fladen i bølgeudbredelsens retning. I middel er energioverførslen pr. flade- og tidsenhed ("lydintensiteten")

$$I = \frac{p_0^2}{2 \rho_0 c} = \left(\frac{1}{2} \rho_0 u_0^2\right) c. \quad (\text{a.4})$$

Vi bemærker i øvrigt, at $I = \langle pu \rangle$ ($\langle \rangle$ står for middelværdi).

Tænker vi os lydenergien fordelt med en middeltæthed E og strømmende med samme hastighed c som den, hvormed lydsignalet udbreder sig, bliver derfor

$$E = \frac{I}{c} = \frac{1}{2} \frac{p_0^2}{\rho_0 c^2} = \frac{1}{2} \rho_0 u_0^2.$$

Idet $p^2 = p_0^2 \cos^2(\vec{r} \cdot \vec{r} - \omega t - \varphi)$, og $\vec{u}^2 = u_0^2 \cos^2(\vec{r} \cdot \vec{r} - \omega t - \varphi)$, fås for middelværdierne

$$\langle p^2 \rangle = \frac{1}{2} p_0^2$$

$$\langle \vec{u}^2 \rangle = \langle u^2 \rangle = \frac{1}{2} u_0^2$$

Indføres "effektivværdierne" for tryk og partikelhastighed ved

$$p_{\text{eff}}^2 = \langle p^2 \rangle, \quad u_{\text{eff}}^2 = \langle u^2 \rangle \quad (\text{a.6})$$

får vi altså

$$I = \frac{p_{\text{eff}}^2}{\rho_0 c} = \rho_0 c u_{\text{eff}}^2 \quad (\text{a.4'})$$

$$E = \frac{p_{\text{eff}}^2}{\rho_0 c^2} = \rho_0 u_{\text{eff}}^2 \quad (\text{a.5'})$$

(vi bemærker i øvrigt, at den kinetiske energis tæthed i middel er $\langle \frac{1}{2} \rho u^2 \rangle = \frac{1}{2} \rho_0 u_{\text{eff}}^2 = \frac{1}{2} E$).

Det kan synes kunstigt at indføre nye navne (effektivværdien) for størrelser, der kun adskiller sig med en talfaktor $\sqrt{\frac{1}{2}}$ fra allerede definerede størrelser (amplituderne). Grunden er imidlertid, at en sammensat bølge ikke kan beskrives ved en enkelt amplitude (der indgår jo flere, måske særdeles mange bølger med forskellig amplitude). Dens middelenergitæthed kan imidlertid beskrives ved de samme formler som den harmoniske bølges, når den udtrykkes ved hjælp af størrelsen $p_{\text{eff}}^2 = \langle p^2 \rangle$. p_{eff} er altså den relevante størrelse, når reel lyds virkninger skal beskrives.

For en sammensat lydbølge, hvis komponenter har lydtryk $p_n, n=1,2,\dots$, gælder der, at $p_{\text{eff}}^2 = \sum_n p_n^2$, og dermed for middelenergitætheden $E = \sum_n E_n$. Såfremt de indgående harmoniske bølger alle går i samme retning, gælder der tilsvarende for intensiteten: $I = \sum_n I_n$. Intensiteten I vil naturligvis svare til energitransport i samme retning som de enkelte indgående bølgers retninger.

Bevis for dette sidste: Vi skal her se på en sammensætning af 2 harmoniske bølger i x-aksens retning. Dens energitransport i tiden fra $t = 0$ til $t = t_0$ gennem en flade A vinkelret på x-aksen udfor $x = x_0$ er

$$W = \int_{t=0}^{t_0} \overline{\text{Kraft}} \cdot \overline{v_{21}} = \int_0^{t_0} (A p)(u dt) = A \int_0^{t_0} (p_0 + p_1 + p_2)(u_1 + u_2) dt.$$

Indfører vi nu $u_1 = \frac{p_1}{c \rho_0}$, $u_2 = \frac{p_2}{c \rho_0}$, får vi for intensiteten

$$I = \frac{W}{A t_0} = \frac{1}{\rho_0 c} \left[P_0 \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} p_1 dt + P_0 \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} p_2 dt + \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} (p_1 + p_2)^2 dt \right].$$

De to første led i parentesens går som før mod 0, når t_0 bliver mange gange større end svingningstiderne for de enkelte svingninger. Altså er

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{\rho_0 c} \left[\frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} p_1^2 dt + \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} p_2^2 dt + \frac{2}{t_0} \int_0^{t_0} p_1 p_2 dt \right] \\ &= \frac{1}{\rho_0 c} \left[\langle p_1^2 \rangle + \langle p_2^2 \rangle + 2 \langle p_1 p_2 \rangle \right] \\ &= \frac{1}{\rho_0 c} p_{1,eff}^2 + \frac{1}{\rho_0 c} p_{2,eff}^2 + \frac{2}{\rho_0 c} \langle p_1 p_2 \rangle \end{aligned}$$

(Vi har altså her forudsat, at t_0 er så lang, at det har mening at tale om en middelværdi uden at specificere tidsrummet).

Størrelsen $\langle p_1 p_2 \rangle$ er 0, fordi de to harmoniske bølger "somme tider er i fase, somme tider i modfase". Vi kan også regne os til det, idet $p_1 = p_{1,0} \cos(k_1 x_0 - \omega_1 t - \varphi_1)$, $p_2 = p_{2,0} \cos(k_2 x_0 - \omega_2 t - \varphi_2)$.

Idet

$$\cos \alpha \cos \beta = \frac{1}{2} (\cos(\alpha + \beta) + \cos(\alpha - \beta)),$$

bliver

$$\begin{aligned} \langle p_1 p_2 \rangle &= \frac{1}{2} p_{1,0} p_{2,0} \left[\langle \cos((k_1 + k_2)x_0 - (\omega_1 + \omega_2)t - \varphi_1 - \varphi_2) \rangle \right. \\ &\quad \left. + \langle \cos((k_1 - k_2)x_0 - (\omega_1 - \omega_2)t - \varphi_1 + \varphi_2) \rangle \right], \end{aligned}$$

og da middelværdien af de to cosinus-funktioner er 0 (hvis vi midler over lang tid sammenlignet med $\frac{2\pi}{|\omega_1 - \omega_2|}$)

er $\langle p_1 p_2 \rangle = 0$.

Altså er

$$I = \frac{1}{\rho_0 c} p_{1,eff}^2 + \frac{1}{\rho_0 c} p_{2,eff}^2 = I_1 + I_2 \quad (\text{a.7})$$

Samtidig var

$$I = \frac{1}{\rho_0 c t_0} \int_0^{t_0} (p_1 + p_2)^2 dt = \frac{1}{\rho_0 c} \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} p^2 dt = \frac{1}{\rho_0 c} \langle p^2 \rangle = \frac{1}{\rho_0 c} p_{eff}^2 \quad (\text{a.8})$$

Øvelse: Argumenter for de enkelte led i ovenstående bevis, og vis tilsvarende, at middeltætheden (f.eks. tidsmiddelværdi i et bestemt punkt \bar{r}_0) af kinetisk energi $\langle \frac{1}{2} \rho u^2 \rangle$ for en sammensætning af to harmoniske bølger med vilkårlige retninger opfylder

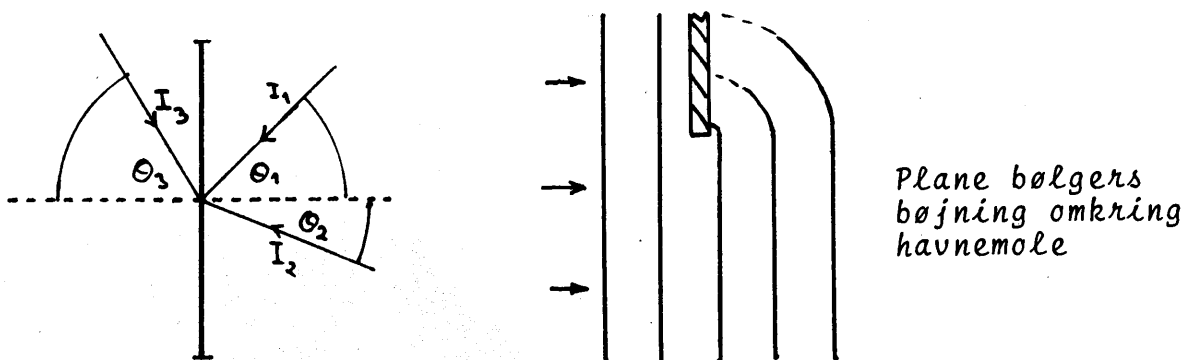
$$\langle \frac{1}{2} \rho u^2 \rangle = \frac{1}{2} \rho_0 u_{\text{eff}}^2 = \frac{1}{2} \rho_0 u_{1,\text{eff}}^2 + \frac{1}{2} \rho_0 u_{2,\text{eff}}^2. \quad (\text{a.9})$$

Spørgsmål: Hvad sker der for $\bar{u}_1 \equiv \bar{u}_2$?

Er et lydfelt sammensat af plane bølger (evt. lokalt plane bølger), der går i forskellige retninger, bliver intensitetsbetragtningerne noget mindre simple. Vi kan så ikke længere i det enkelte punkt tale om en total intensitet svarende til energitransport i en bestemt retning - f.eks. vil det være meningsløst at tillægge et lydfelt intensitet 0, hvis det består af to modsat løbende lige kraftige plane lydbølger. Som fornuftig teoretisk definition af *intensiteten ind mod en flade* kunne vi tage:

Mængden af energi, der pr. sekund passerer 1 m^2 af fladen fra dens forside mod dens bagside - således at energi, der passerer fra bagsiden mod forsiden *ikke* regnes med.

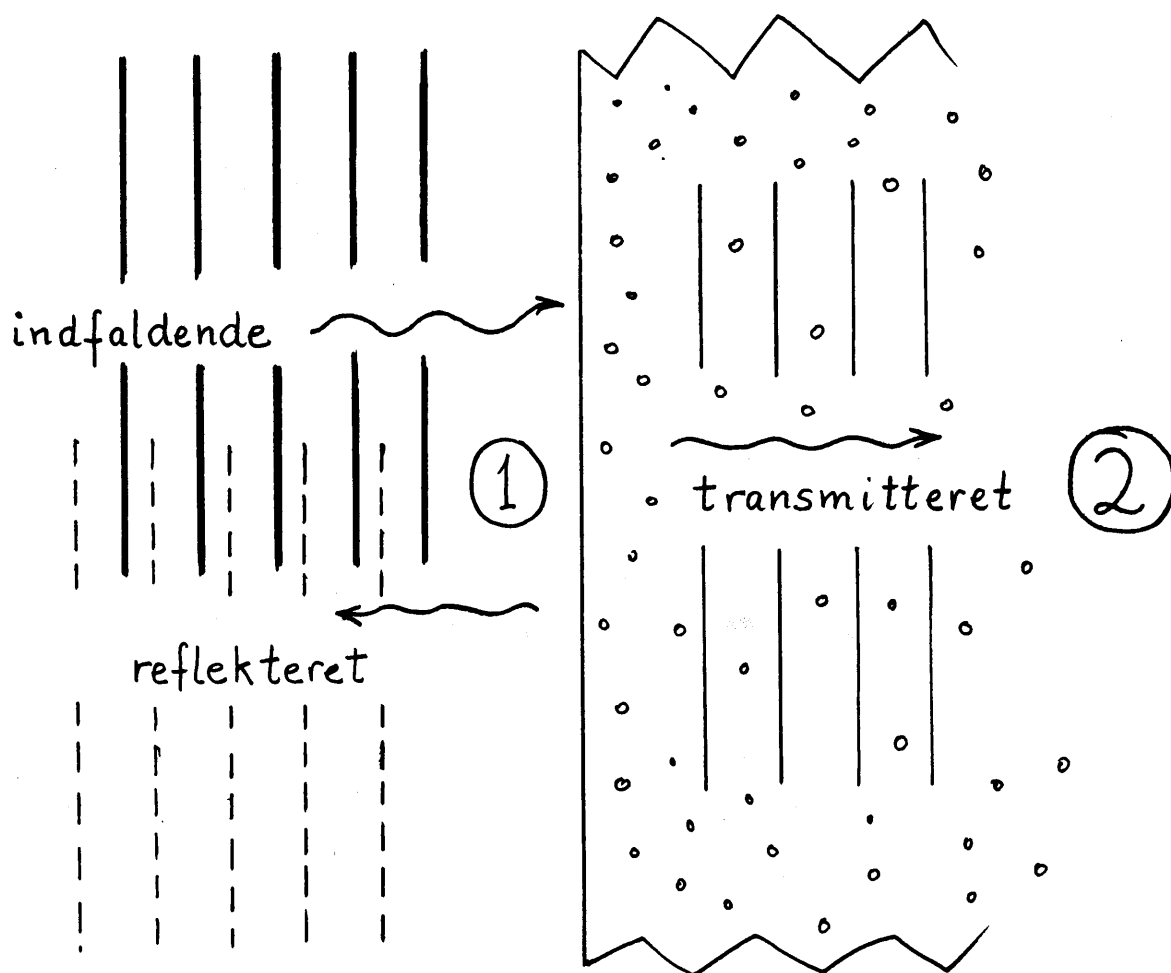
Vi kan betragte et konkret eksempel, som skitseret på hosstående tegning, hvor tre plane lydbølger falder ind mod en (tænkt) flade med intensiteter I_1 , I_2 og I_3 og under vinkler θ_1 , θ_2 og θ_3 ; intensiteten fra højre er så $I_h = I_1 \cos \theta_1 + I_2 \cos \theta_2$; fra venstre er den $I_v = I_3 \cos \theta_3$.



Denne definition er imidlertid ikke altid så let at føre

3b) Lyd mod væg.

Vi skal først betragte plane lydbølger, der falder vinkelret ind på en væg (medium ②) fra luft (medium ①). Beregningerne gælder dog i virkeligheden lige godt, uanset hvilke materialer vi har at gøre med, blot der er tale om longitudinale planbølgesvingninger i elastiske materialer.



I det skitserede tilfælde vil der være tale om en indfaldende og en reflekteret (tilbagekastet) lydbølge i luften og en transmitteret (gennemgående) i væggen. Bølgernes tilhørende partikelhastigheder *lige ved grænsefladen* kalder vi u_i , u_r og u_t , lydtrykkene samme sted kaldes p_i , p_r og p_t .

Ifølge afsnit 3a er til ethvert tidspunkt

over i en måleforskrift, fordi bølger kan *bøjes* omkring faste genstande (dette er kendt fra vandbølger; desuden skal vi komme tilbage til sagen i Alonso-Finn, kapitel 23). Stiller vi derfor en mikrofon op i feltet fra de tre plane lydbølger på figuren, vil de alle tre påvirke mikrofonmembranen; hvor stor bøjningen om mikrofonen af de tre bølger bliver, afhænger af mikrofonens form og forholdet mellem dens lineære udstrækning og bølgelængderne. Måling af en lydintensitet skal altså foretages med omtanke, hvis målingen kræver stor præcision.

Enheden for lydintensitet bliver W/m^2 . Den svageste hør- lige lydintensitet er ca. 10^{-12} W/m^2 . Smertegrænsen er omkring 1 W/m^2 . I dette kolossale måleområde for "relevante" lydintensiteter (i øvrigt er intensiteter over smertegrænsen jo også ofte relevante) sammenlignes forskellige intensiteter I_1 og I_2 normalt ved deres forhold angivet i *decibel*. Forskellen i lydniveau er så

$$\Delta L = 10 \log_{10} \frac{I_1}{I_2} = 20 \log \frac{p_{1,eff}}{p_{2,eff}}$$

Decibel-skalaen er altså en skala for *forskelle* i lydniveau. Et absolut lydniveau L (B i Alonso-Finn; I_n bruges i F. B. Olesen: "Bygningsfysik") fastlægges ved

$$L = 10 \log \frac{I}{I_0} = 20 \log \frac{p_{eff}}{p_0}$$

hvor *referenceintensiteten* I_0 er 10^{-12} W/m^2 , svarende til et effektivt referencelydtryk $p_0 \approx 2 \cdot 10^{-4} \mu\text{bar} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ N/m}^2$.

Øvelse: Vis, at der til $I_0 = 10^{-12} \text{ W/m}^2$ svarer $p_0 \approx 2 \cdot 10^{-4} \mu\text{bar}$. Find endvidere lydniveauet svarende til et effektivt lydtryk $p = 1 \text{ mbar}$.

$$\begin{aligned}P_i &= c_1 \rho_1 u_i \\P_r &= c_1 \rho_1 u_r \\P_t &= c_2 \rho_2 u_t\end{aligned}\tag{b.1}$$

hvis vi regner partikelhastighederne positivt i de enkelte bølgers udbredelsesretning. Størrelsen $Z = c \rho$ kaldes et materiales impedans, og det er praktisk at indføre den i ligningerne. Vi får så

$$\begin{aligned}P_i &= Z_1 u_i \\P_r &= Z_1 u_r \\P_t &= Z_2 u_t\end{aligned}\tag{b.1'}$$

Da grænsefladens hastighed er den samme set fra luften og fra væggen, fås

$$u_i - u_r = u_t\tag{b.2}$$

(overvej fortegnet). Da selve den matematiske grænseflade ikke har nogen masse, er kraften på 1 m² fra venstre i størrelse lig kraften på den samme m² fra højre (hvad er argumentet?),

$$P_i + P_r = P_t\tag{b.3}$$

eller

$$Z_1 u_i + Z_1 u_r = Z_2 u_t.\tag{b.3'}$$

Ligning (2) og (3') giver tilsammen

$$\begin{aligned}u_t &= 2 \frac{Z_1}{Z_1 + Z_2} u_i && \text{eller} && P_t = 2 \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} P_i, \\u_r &= -2 \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} u_i && \text{eller} && P_r = -\frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} P_i.\end{aligned}$$

Herudfra fås (se ligning (a.4))

$$\begin{aligned}I_t &= \langle Z_2 u_t^2 \rangle = \langle P_t u_t \rangle = \\&= 2 \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} 2 \frac{Z_1}{Z_1 + Z_2} \langle P_i u_i \rangle = \frac{4 Z_1 Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} I_i,\end{aligned}\tag{b.4}$$

og tilsvarende

$$I_r = \frac{(z_1 - z_2)^2}{(z_1 + z_2)^2} I_i \quad (\text{b.5})$$

Kontrol på formlens rigtighed: $I_i = I_r + I_t$.

Øvelse : Gennemgå og overvej de oversprungne trin i de ovenstående regninger. Overvej, om de gælder generelt eller kun for harmoniske bølger.

Øvelse: Benyt nedenstående tabeller til at udregne I_t/I_i , når

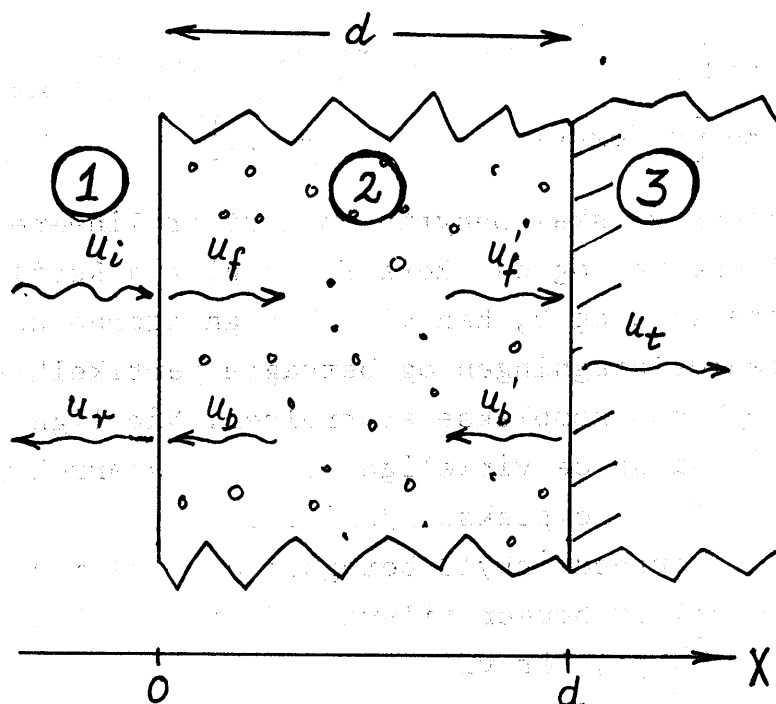
- 1) medium ① er luft, medium ② beton.
- 2) medium ① er beton, medium ② er luft.

Luftart	ρ_0 g cm ⁻³	γ	c (20° C) m sek ⁻¹	$Z_0 = \rho_0 c$ g cm ⁻² sek ⁻¹
Brint	$0,0838 \cdot 10^{-3}$	1,41	1305	11
Helium	$0,178 \cdot 10^{-3}$	1,66	971	17,3
Belysningsgas	$0,41 - 0,54 \cdot 10^{-3}$	1,3	450 - 550	22,5 - 25
Atm. Luft	$1,205 \cdot 10^{-3}$	1,40	343	41,5
Kvælstof	$1,250 \cdot 10^{-3}$	1,40	338	42,3

Stof	ρ_0 g cm ⁻³	E g cm ⁻¹ sek ⁻²	c (20° C) m sek ⁻¹	$Z_0 = \rho_0 c$ g cm ⁻² sek ⁻¹
Granit.....	2,8	$1,1 \cdot 10^{12}$	6400	1 900 000
Glas.....	2,5	$0,5 - 0,8 \cdot 10^{12}$	5000 - 6000	1 400 000
Aluminium.....	2,7	$0,7 \cdot 10^{12}$	5100	1 380 000
Jern.....	7,8	$2,2 \cdot 10^{12}$	4700 - 5100	3 900 000
Mursten.....	1,5	$0,28 \cdot 10^{12}$	4300	650 000
Beton.....	2,3	$0,32 \cdot 10^{12}$	4000	900 000
Kobber.....	8,9	$1,15 \cdot 10^{12}$	3900	3 500 000
Messing.....	8,3	$1,0 \cdot 10^{12}$	3500	2 900 000
Murstens- konstruktion ^{a)} .	1,5	$0,015 - 0,060 \cdot 10^{12}$	2000	^{a)}
Bly.....	11,3	$0,16 \cdot 10^{12}$	1320	1 500 000
Kork.....	0,2	$350 \cdot 10^6$	450 - 530	8600 - 12000
Gummi.....	1-2	$30 \cdot 10^6$	40 - 150	4000 - 30000

Tabeller over bl. a. lydhastigheder og impedanser. Taget fra Fritz Ingerslev: Akustik. Bemærk enhederne!

Vi betragter dernæst vinkelret indfald af en lydbølge på en væg af endelig tykkelse. I første omgang kan vi opnå et lidt mere generelt resultat uden ekstra besvær ved at holde muligheden åben for, at der ikke er samme materi-



ale på begge sider af væggen. Vi betragter altså en væg af tykkelse d og materiale (2) imellem materiale (1) og materiale (3). Ind på væggen sendes der en harmonisk bølge med cyklisk frekvens ω . De til denne indfaldende bølge hørende størrelser mærkes med subskript i (f. eks. u_i). Den skaber en reflekteret bølge (mærket r) i (1), en transmitteret bølge (mærket t) i (3), samt en fremadskridende bølge (mærket f) og en bagudgående (mærket b) i (2). Alle disse bølger bliver harmoniske med cyklisk frekvens ω (Øvelse: forklar hvorfor!), og bølgetallene k_1 , k_2 og k_3 findes så af ligningen $\omega/k = c$.

Problemet er denne gang en del mere kompliceret end før. Det skyldes, at vi skal forbinde størrelsen af den øjeblikkelige partikelhastighed og værdien af det øjeblikkelige lydtryk ved de to grænseflader. Det klares lettest ved et matematisk trick, som kan komme til nytte ved næsten alle svingningsproblemer, og som i øvrigt svarer nøje til de roterende vektordiagrammer, der bruges til beregning af vekselstrømskredsløb. De optrædende cos-funktioner opfattes som realdel af en kompleks exponentialfunktion:

$$\cos(kx - \omega t - \varphi) = \text{Re} \left[\exp(i(kx - \omega t - \varphi)) \right] \quad (\text{b.6})$$

og altså

$$p = \operatorname{Re} [p_0 \exp(i(kx - \omega t - \varphi))] \\ u = \operatorname{Re} [u_0 \exp(i(kx - \omega t - \varphi))].$$

Alle de ligninger vi skal benytte om lidt er lineære i u - og p -funktionerne, og da $\operatorname{Re}(af + bg) = a \operatorname{Re}(f) + b \operatorname{Re}(g)$ for reelle a og b , kan vi i beregningerne helt se bort fra realdelstagningen og betragte partikelhastigheder og lydtryk som komplekse størrelser. Når ligningerne er løst, får vi så de virkelige, fysiske størrelser som realdelene af de komplekse løsninger.

Idet vi for kortheds skyld betegner $u_f(x=0)$ med u_f , og $u_f(x=d)$ med u'_f , og bruger tilsvarende betegnelser for den bagudgående bølge, får vi

$$u'_f = u_{f,0} \exp(i(k_2 d - \omega t - \varphi_f)) = \\ u_{f,0} \exp(i k_2 d) \exp(i(-\omega t - \varphi_f)) = e^{i k_2 d} u_f, \quad (\text{b.7})$$

og tilsvarende

$$u'_b = u_{b,0} \exp(i(-k_2 d - \omega t - \varphi_b)) \\ = e^{-i k_2 d} u_b. \quad (\text{b.7'})$$

Vi ser, at det havde været umuligt at opnå tilsvarende pæne sammenhænge for cos-funktionerne selv.

Vi har altså alt i alt ligningerne

$$u_i - u_r = u_f - u_b, \quad P_i + P_r = P_f + P_b \\ u'_f - u'_b = u_t, \quad P'_f + P'_r = P_t, \quad (\text{b.8})$$

$$P_i = Z_1 u_i, \quad P_r = Z_1 u_r, \quad P_f = Z_2 u_f, \\ P_b = Z_2 u_b, \quad P'_f = Z_2 u'_f, \quad P'_b = Z_2 u'_b, \\ P_t = Z_3 u_t,$$

samt

$$u'_f = e^{i k_2 d} u_f, \quad u'_b = e^{-i k_2 d} u_b.$$

Øvelse: Gennemgå for de 5 bølger, hvilken vej partikelhastighederne er regnet positivt.

Kombineres ligningerne, fås først

$$u_i - u_r = u_t - u_b, \quad Z_1(u_i + u_r) = Z_2(u_t + u_b),$$

$$u_t e^{ik_2 d} - u_b e^{-ik_2 d} = u_t, \quad Z_2(u_t e^{ik_2 d} + u_b e^{-ik_2 d}) = Z_3 u_t,$$

og ved videre bearbejdning og brug af $I = Z u^2$ fås endelig energitransmissionsforholdet

$$I_t/I_i = \frac{4 n_{13}}{(n_{13} + 1)^2} \frac{1}{1 - \frac{(n_{12}^2 - 1)(n_{23}^2 - 1)}{(n_{13} + 1)^2} \sin^2 k_2 d}, \quad (\text{b.9})$$

hvor $n_{12} = Z_1/Z_2$, $n_{23} = Z_2/Z_3$, $n_{13} = Z_1/Z_3 = n_{12} n_{23}$ (hvis materialet på de to sider af væggen er ens, er $n_{13} = 1$, og $n_{23} = 1/n_{12}$).

Vi ser, at udtrykket har formen

$$I_t/I_i = A \frac{1}{1 - B \sin^2 k_2 d},$$

hvor A og B kun afhænger af materialerne (A af materiale ① og ③, B også af ②), og $\sin(k_2 d)$ af forholdet mellem væggenes tykkelse og lydbølgelængden for den pågældende frekvens i vægmaterialet.

For størrelsen A gælder $0 < A \leq 1$ (idet $\frac{4x}{(1+x)^2} \leq 1 \Leftrightarrow 4x \leq 1 + 2x + x^2 \Leftrightarrow x^2 - 2x + 1 \geq 0 \Leftrightarrow (x-1)^2 \geq 0$ for $x > 0$) og kun lig 1, når $n_{13} = 1$, altså $Z_1 = Z_3$. A er ellers lig energitransmissionsforholdet I_t/I_i for en direkte overgang fra ① til ③, jfr. ligning (5).

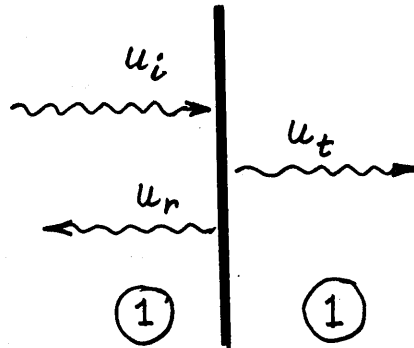
Størrelsen B er positiv, når Z_2 ligger mellem Z_1 og Z_3 , og negativ, hvis Z_2 er den største eller den mindste af de tre impedanser. I første tilfælde ($B > 0$) er $B < 1$, i andet tilfælde kan $-B$ være vilkårligt stor. I første tilfælde er effekten af mellemlaget ② altså en forøgelse af transmissionsforholdet, der kun kan blive mærkbar, hvis $\sin(k_2 d)$ er mærkbart forskellig fra 0. I det andet tilfælde er effekten af mellemlaget en nedsættelse af transmissionsforholdet sammenlignet med den direkte overgang fra ①

til ③. Størrelsen af denne nedsættelse bestemmes af værdien af $(-B)\sin^2 k_2 d$, som godt kan være stor, selvom $k_2 d$ er meget mindre end 1.

I begge tilfælde forsvinder mellemlagets virkning, når $k_2 d = n\pi$, og virkningen er maksimal, når $k_2 d = (n + \frac{1}{2})\pi$.

Til belysning af beregningernes indhold kan vi udlede formel (b.9) på en anden måde for en tynd væg, der for nemheds skyld er anbragt med luft på begge sider.

Væggens masse er jævnt fordelt med tætheden μ (der er altså μ kg pr. m^2 væg).



Da luften ikke trænger gennem væggen, er

$$u_i - u_r = u_t = u, \text{ hvor } u \text{ er væggenes hastighed.} \quad (\text{b.10})$$

Kraften pr. m^2 væg regnet positivt mod højre er

$$P = P_i + P_r - P_t = Z_1 (u_i + u_r - u_t). \quad (\text{b.11})$$

Ifølge Newton II er nu

$$P = \mu \frac{d}{dt} u, \quad (\text{b.12})$$

og med samme trick som før (ligning b.6) er

$$\frac{d}{dt} u = \frac{\partial}{\partial t} [u_0 \exp(i(kx - \omega t - \varphi))] = -i\omega u = -i\omega u_t.$$

Altså fås ved indførelse af dette i (b.12)

$$Z_1(u_i + u_r - u_t) = -i \mu \omega u_t. \quad (\text{b.13})$$

Kombination af (b.10) og (b.13) giver så

$$u_t = \frac{1}{1 - i \frac{\mu \omega}{2 Z_1}} u_i$$

(den transmitterede bølge er altså faseforskuet i forhold til den indfaldende) og dermed

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{\langle u_t^2 \rangle}{\langle u_i^2 \rangle} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\mu \omega}{2 Z_1}\right)^2}. \quad (\text{b.14})$$

(Spørgsmål: Hvor i dette ræsonnement har vi benyttet, at væggen er tynd, og i forhold til hvad er den forudsat tynd? Er en 10 cm betonplade tynd ved 1000 Hz, og er den tynd ved 15000 Hz?).

Benytter vi i (b.9) $Z_1 = Z_3$ og $\sin k_2 d \approx k_2 d$ (hvorfra har vi det?), får vi

$$\frac{I_t}{I_i} \approx \frac{1}{1 + \left(1 - \left(\frac{Z_1}{Z_2}\right)^2\right)^2 \left(\frac{\mu \omega}{2 Z_1}\right)^2} \quad (\text{b.14'})$$

Ligning (b.14) og (b.14') er altså kun ens, hvis $Z_1 \ll Z_2$ - hvor i udledningen af (b.14) har vi forudsat, at $Z_1 \ll Z_2$ (svært spørgsmål)?

De tidligere regninger i dette afsnit gælder alle vinkelret indfald af en plan lydbølge på en uendelig plan flade, hvis dele alle bevæger sig i takt. En væg i en bygning er ikke uendelig, den er spændt nogenlundefast i hjørner og kanter, den rammes normalt ikke af plane bølger, og sjældent med vinkelret indfald. Vore udledte formler kan altså kun gælde med en vis tilnærmelse, og altså kun give os en grov ide om, hvor meget lyd der transmitteres gennem en væg. En sådan approksimation er den såkaldte "masse-frekvens-lov", der fås af (b.14): Ved gennemgang gennem en væg er decibel-

reduktionen af lydstyrken ("reduktionstallet") givet ved

$$R = 10 \log \left(\frac{I_i}{I_t} \right) = 10 \log \left(1 + \left(\frac{\mu \omega}{2z_1} \right)^2 \right) \approx 20 \log \frac{\omega \mu}{2z_1}. \quad (\text{b.15})$$

Indføres $\omega = 2 \pi f$ ($f =$ frekvensen) og $Z_1 = 415 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ for atmosfærisk luft, fås

$$R \approx (20 \log \frac{\mu}{\text{kg/m}^2} + 20 \log \frac{f}{\text{s}^{-1}} - 42) \text{ dB} \quad (\text{b.15'})$$

Selv opfattet som grov approksimation kan denne formel i midlertid være totalt misvisende ved visse frekvenser, hvor reduktionstallet i virkeligheden er meget mindre end hvad vi ville finde af formel (15) (eller, for høje frekvenser, hvor $k_2 d$ ikke er lille, ^{af}formel (9)). Det skyldes eksistensen af transversale bøjningsbølger i væggen, som jo har en vis elastisk stivhed overfor bøjning.

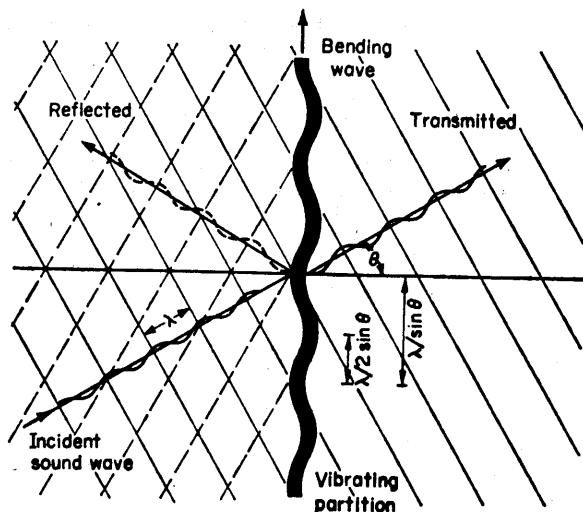


Illustration af
koincidens-effekten

Fra H. J. Purkis:
Building Physics: Acoustics

Når en plan bølge falder vinkelret ind på en væg, vil den sætte hele væggen i svingninger i takt, og der bliver ingen bøjningssvingninger i væggen. Når derimod bølgen falder ind under indfaldsvinkel $\theta \neq 0$ vil der blive fremkaldt *tvungne* bøjningssvingninger i væggen med en bølgelængde på $\lambda / \sin \theta$ (λ er bølgelængden i luft), som det ses af figuren. Disse vil på grund af den ydre påtrykning bevæge sig med en udbredelseshastighed $c / \sin \theta$ - tvungne svingninger følger jo som vist i mekanikken den ydre påtrykning, evt. med en faseforskydning. Imidlertid kan det hændes, at $c / \sin \theta$ falder sammen med bøjningssvingningernes egen udbredelseshastighed c_b ; så vil disse så at sige "holde sig selv ved lige", så lydbølgen ikke generes af væggen, der af sig selv følger luftdelenes bevægelser - og lydbølgen vil gå uhindret gennem væggen. Denne effekt kaldes *koincidenseffekt* - *koincidens* betyder sammenfald, og navnet går på sammenfaldet af $c / \sin \theta$ og c_b .

Bøjningssvingninger er et mere kompliceret fænomen end de svingninger vi hidtil har regnet på, og deres udbredelseshastighed c_b er frekvensafhængig:

$$c_b = \sqrt{\frac{1}{2\sqrt{3}} c_l h \omega}, \quad (\text{b.16})$$

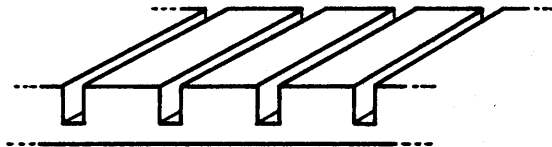
hvor $c_l = \sqrt{\frac{Y}{\rho}}$ er udbredelseshastigheden for longitudinale svingninger i pladen (jfr. Alonso-Finn, ligning (18.19)), og h tykkelsen af den svingende plade (denne formel gælder endda kun eksakt for en uendelig plade, som ikke er fastspændt noget sted).

Koincidenseffekten indtræffer som nævnt, når $c_b = c / \sin \theta$ og den kan altså kun optræde, når $c_b > c$. Det bygningsfysiske problem er normalt at undgå *koincidenseffekten*. En omformning af udtrykket for c_b giver

$$c_b = \sqrt[4]{\frac{B}{\mu} \omega^2}, \quad (\text{b.16'})$$

hvor B er bøjningsstivheden af væggen, μ massen pr. m^2 . Omformningen bygger på formlerne $\mu = h \rho$ og $B = \frac{1}{12} Y h^3$; den sidste er kendt fra faget Ren og Anvendt Mekanik. Et

middel til at undgå koincidenseffekt i f.eks. et træpanel er derfor en nedsættelse af bøjningsstivheden ved indgravning af riller i panelet. På denne måde kan man opnå, at $c_b < c$ for de væsentligste frekvenser i det hørlige lydspektrum.



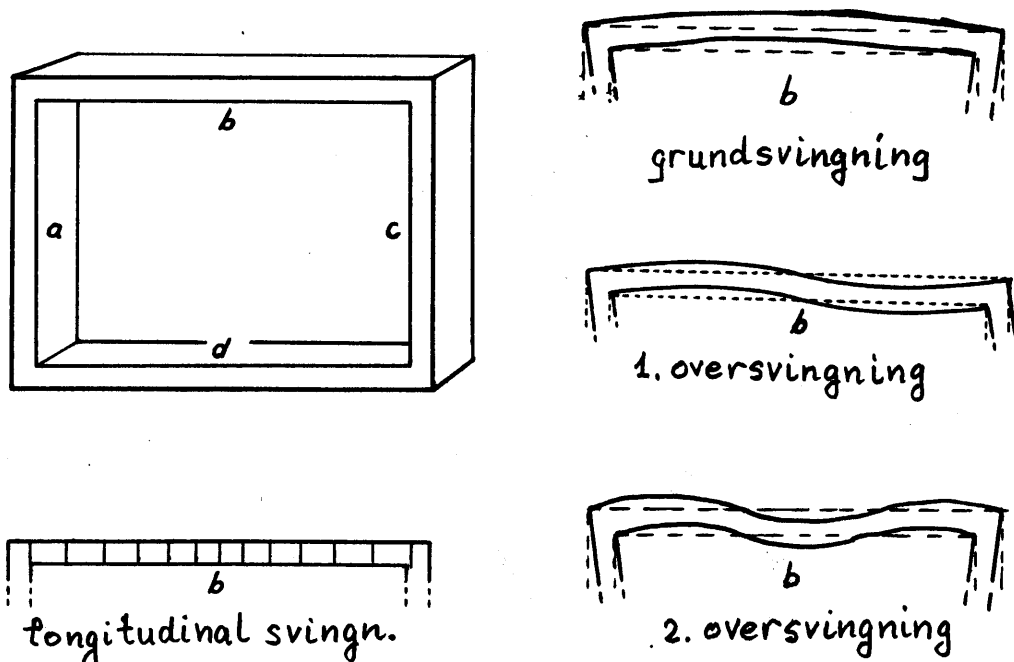
Opgave: Betragt dels en 2 mm glasplade, dels en 8 cm betovæg. Find i begge tilfælde den laveste frekvens (koincidensgrænsefrekvensen) ved hvilken der kan optræde koincidenseffekt.

NB: Formlerne (b.16) og (b.16') for bøjningssvingninger gælder kun, når bølgelængden i materialets svingninger er meget større end vægtykkelsen (i praksis ca. 6 gange så stor). Når bølgelængden er meget mindre end tykkelsen, gælder i stedet formlerne fra Alonso-Finn, eksempel 18.8, om elastiske transversale bølger i en stang. For det mellemliggende bølgelængdeområde er forholdene langt mere udviklede. Også i praktiske bygningssammenhæng, hvor f.eks. vinduesruder ikke er uendelige plane flader, men endelige og fastspændt langs randen, afviger de faktiske forhold så meget fra den teoretiske formel, at denne kun må tages som rettesnor for, omtrent hvornår koincidenseffekten indtræffer. Da lyd i virkelige rum normalt rammer væggene med mange forskellige indfaldsvinkler, er det også i de fleste tilfælde alt, hvad man har brug for.

3c) "Stive" systemers svingninger.

I mekanikken har vi tidligere behandlet harmoniske svingninger af en partikel, og vi har set, at en partikel i et potentialfelt vil udføre harmoniske svingninger, når den fjernes en lille smule fra en stabil ligevægtsstilling. Et udstrakt mekanisk system (f.eks. en betonbygning), hvis dele alle kan svinge med små udsving i forhold til hinanden, er selvfølgelig sværere at regne på, men en kvalitativ forståelse kan vi trods alt godt opnå blot ved benyttelse af resultaterne for den éndimensionale harmoniske svingning.

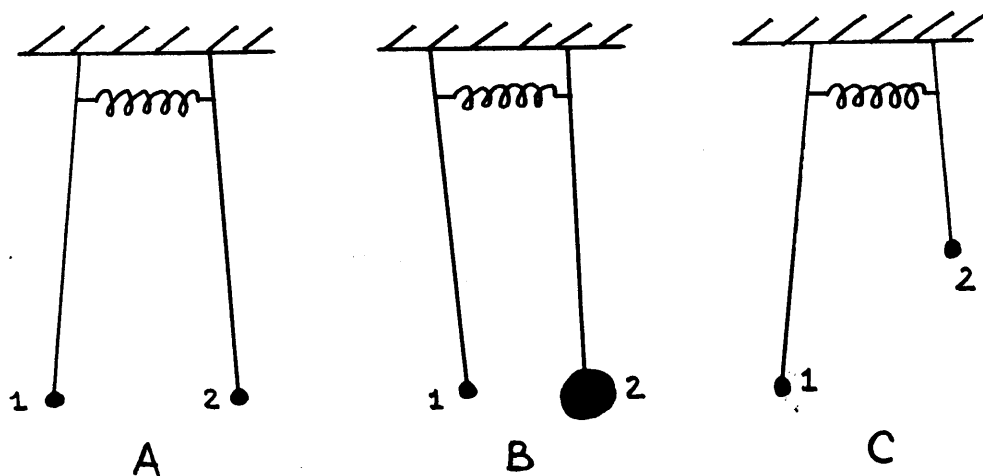
Lad os betragte en rektangulær ramme, der er svejset sammen af 4 stykker fladjern.



Figuren viser rammen set fra kanten. Hver enkelt stang kan svinge i transversal- eller longitudinal svingninger. Hver af disse typer findes som grundsvingning og 1., 2., 3. o.s.v. oversvingning, med tilsvarende forskellige cykliske frekvenser. Imidlertid vil f.eks. en tværsvingning af b påvirke a 's og c 's ender, dels op og ned, dels også til siderne fordi b 's længde ændres ved svingningen. En tværsvingning i b fremkalder altså både længdesving-

ninger og tværsvingninger i a og c, og de vil så videre frembringe længdesvingninger i b og længde- og tværsvingninger i d. De forskellige svingningstyper af rammen siges at være *koblede*. Koblingen gør, at svingningsenergi fra én svingning fordeler sig mellem de forskellige svingningstyper; energien "vandrer"; efterhånden som tiden går omsættes den endelig til varmeenergi.

For at få lidt mere overblik over koblingsfænomenet kan vi betragte 3 sæt koblede matematiske penduler.



I alle 3 sæt kobles pendulerne ved hjælp af en fjeder, der antager sin ligevægtslængde, når begge penduler i sættet hænger lodret. Fjedrene er så bløde, at de kun påvirker et pendul meget lidt i løbet af en enkelt svingning.

Vi starter med at betragte sæt A-B, og vælger en begyndelsessituation, hvor pendul 2 er i hvile i ligevægtsstillingen, mens pendul 1 svinger. Pendul 2 vil så skiftevis blive skubbet mod højre og trukket til venstre af en så godt som harmonisk varierende fjederkraft, og ifølge hvad vi ved om tvungne svingninger, vil den blive sat i bevægelse. Hvis de to penduler er ens (sæt A: Samme længde, samme masse), vil pendul 2 efterhånden overtage al energien fra pendul 1, således at pendul 1 kommer i hvile, og rollerne ombyttes. Er pendulernes masse forskellig, men deres længde ens (sæt B), vil koblingen æn-

dre det letteste penduls egenfrekvens mere end det tunge-
ste penduls (mens lige tunge penduler altså får ændret de-
res egenfrekvens lige meget). Så sker der det, at pendul
1 først som før sætter pendul 2 i svingninger. Men pendu-
lerne kommer snart ud af takt. Pendul 1 bremser pendul 2
inden al energien er overført, og bringer pendul 2 til
hvile - og processen starter forfra.

Har pendulerne stærkt forskellig længde (sæt C), vil
de ligeledes (og meget hurtigt) komme ud af den oprinde-
lige takt, og pendul 2 vil aldrig få mere end en ubetyde-
lig del af den samlede energi.

En matematisk gennemregning af koblede svingninger gen-
nemføres i matematikundervisningen. Den viser, at pendu-
lernes svingning ikke bliver simple harmoniske svingnin-
ger, men en overvejring af to harmoniske svingninger med
lidt forskellig frekvens for svagt koblede penduler med
samme frekvens, og med frekvenser tæt ved pendulernes eg-
ne frekvenser for svagt koblede penduler med forskellig
frekvens.

Vi har i alle disse betragtninger regnet med, at dæmp-
ningen er så lille, at kun en ubetydelig del af energien
omsættes til varme under den enkelte "vandningsperiode".

De opnåede resultater gælder almindeligt for svage
koblinger: Energien i en bestemt svingning i et mekanisk
system vil "forplante sig" til dets øvrige svingningsty-
per, men kun i mærkbart omfang til andre svingninger af
samme frekvens som den oprindelige. Stærkest bliver over-
førslen til svingninger, hvor frekvensen er den samme,
og hvor sammenhængen mellem amplitude og svingningsener-
gi er den samme (hvis der er flere end de to mulige sving-
ninger, bliver overførslen normalt ikke total).

Vender vi tilbage til vores jernramme, vil en trans-
versalsvingning i b med to halve bølgelængder på b 's læng-
de ikke falde sammen med nogen stående svingning i a og c
(vi antager, at stængerne har samme tykkelse), men nok med
den tilsvarende svingning i d . b og d vil derfor skiftevis
komme i transversalsvingninger, mens systemets øvrige sving-

ningsmuligheder ikke vil blive anslået. Er der derimod tre halve bølgelængder i b's længde, vil svingningen have samme frekvens som første oversvingning i a og c, og alle 4 stænger vil derfor komme i tværsvingninger af varierende amplitude. Dæmpningen kan dog være så stor eller koblingen så svag, at svingningsenergien omsættes, inden en mærkbar del vandrer over til de andre svingningstyper.

3d) Udstråling af lydenergi.

Det forrige afsnit, et stift systems koblede svingninger, har tilsyneladende i sig selv ikke meget at gøre med akustik. Når det alligevel skal med som en af de teoretiske forudsætninger for praktisk arbejde med akustik, skyldes det fænomenet *lydudstråling*: Et fast legeme, der svinger i luft, sætter luftdelene i bevægelse, og skaber derved lyd. Maskindelenes vibrationer inde i en maskine vil forplante sig til den metalkappe, som eventuelt dækker maskinen, hvis der er koblinger mellem maskindelenes svingninger og kappens svingningsmuligheder. Maskinen vil stadig larme, i uheldigste fald endne mere end den uindkapslede maskine. Når Katrine træner højdespring i børneværelset på 8. sal, sætter hun gulvet i svingninger. Da Katrines gulv er koblet til Oles loft på 7. sal, vil udstrålingen straks vække Ole af hans middagssøvn. I uheldige tilfælde vil Katrines gulv være koblet så stærkt til samtlige andre etageadskillelser og skillerum i hele bygningen, at samtlige husstande vil kunne følge hendes træning. Et tredje eksempel på lydudstråling fra et fast svingende legeme er lydudsendelsen fra en vibrerende højt-talermembran.

Sagen er tilsyneladende ekstremt simpel: Et fast legeme svinger, det skubber til den omgivende luft, så den kommer i lydsvingninger. Denne forklaring er heller ikke forkert, komplikationerne kommer først ind, når vi skal finde den talmæssige sammenhæng mellem det faste legemes bevægelse og lydbølgens amplituder og udbredelsesretning.

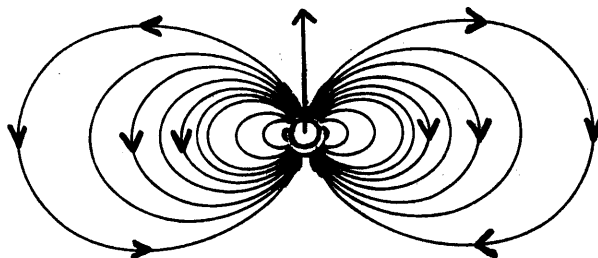
For at få nogle ideer om denne sammenhæng, kan vi betragte nogle eksempler på vibrerende faste legemer i luft.

- 1) Vi ser først på en uendelig plan væg, der bevæges frem og tilbage vinkelret på sin egen plan i en harmonisk bevægelse. Det er indlysende, at alle luftdele vil få nøjagtig den samme bevægelse, blot forskudt i tiden - luften har jo ingen mulighed for at

"smutte bagom", så væggen vil skabe lydsvingninger i luften, der udbredes vinkelret på væggen og har samme frekvens og amplitude som væggenes svingninger.

Øvelse: Et metalskjold over en maskine på 1m x 1m bevæges med en frekvens på 8000 Hz og med udsving på 0,0002 mm (samme udsving for alle dele af pladen). Find lydintensiteten og lydniveauet 5 cm over pladens centrum. Begrund, at vi kan regne skjoldet for uendeligt stort i denne sammenhæng.

- 2) Næste eksempel er en svingende streng, hvis diameter er meget mindre end bølgelængden af den udsendte lyd. Figuren viser den i tværsnit, og viser også luftens strømning omkring strengen under bevægelsen.

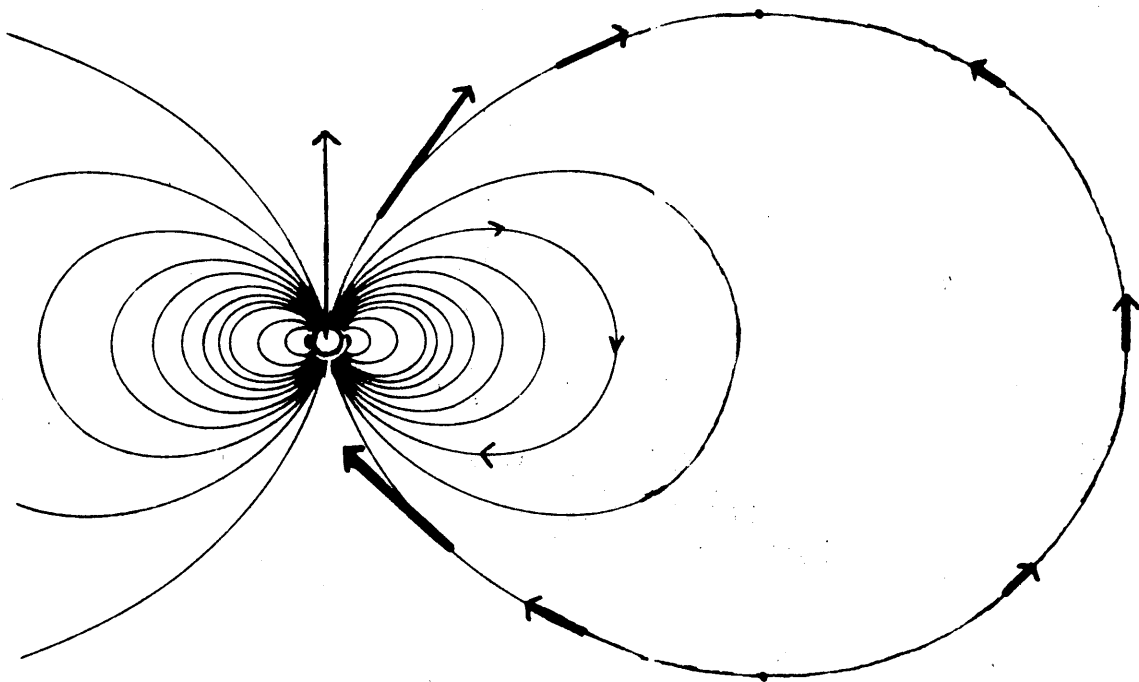


Det ses af figuren (og det er ikke svært at indse, at sådan vil det gå), at luften fra strengens forside simpelthen vil bevæge sig om mod dens bagside og der udfylde det efterladte hul. Strengens bevægelse resulterer altså kun i en strømning omkring strengen og tilsyneladende ikke i noget lydssignal, med tilhørende fortætninger og fortyndinger af luften.

Et lydssignal kommer der erfaringsmæssigt alligevel, som vi jo ved det f.eks. fra en vibrerende elastik. Men vores umiddelbare indtryk er, at lyden er svag.

Og regner vi på det, finder vi, at mens en plan 400 Hz-bølge med amplituden 1 mm har et øresønder-rivende lydniveau på ca. 150 dB, kan man dårligt nok på 5 cm's afstand høre lyden fra en elastik, der svinger med 1 mm's amplitude og frekvens 400 Hz.

Forklaringen på, at der trods alt kommer lyd fra strengen, er følgende: Signalet fra strengen til luftdelene om at følge de på tegningen viste strøm-linier kan jo kun udbredes med lydhastigheden. Be-tragter vi nu f.eks. en strømlinie, hvis samlede længde er omkring 1 bølgelængde, vil en luftdel midt på denne strømlinie hele tiden modtage et sig-nal, der er forsinket en halv periode, og den vil derfor hele tiden bevæge sig "den gale vej".

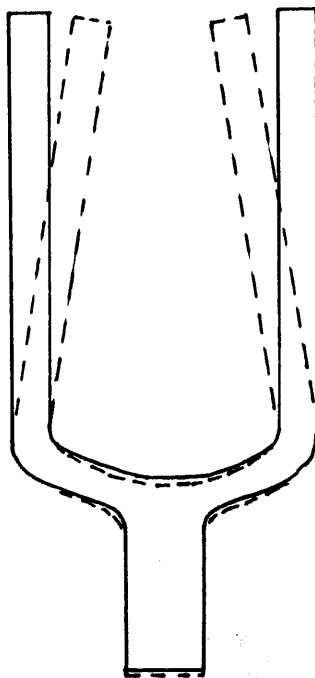


Det forstyrrer selvfølgelig strømliniebilledet, men først og fremmest skaber det de fortætninger og fortyndinger af luften, som karakteriserer lyd-bølgen.

Vi havde imidlertid forudsat, at strengens diame-ter var meget mindre end lydens bølgelængde. En strømlinie af samme længde som bølgelængden eller større er derfor en "fjern" strømlinie, langs hvil-

ken strømningshastigheden på de fjernere dele er meget mindre end strengens hastighed. De hastigheder, som er ophav til lydbølgen, er derfor meget mindre end strengens hastighed, og lyden bliver derfor så svag.

- 3) Det forrige kan belyse stemmegafflens funktionsmåde. Når en stemmegaffel bliver kraftigt anslået, vil dens to grene bevæge sig fra side til side i udsving, der er rigeligt store til at kunne ses. Alligevel er den udsendte lyd svag, og som i det forrige tilfælde skyldes det, at luften blot løber rundt om de vibrerende grene.



Størstedelen af svingningsenergien omsættes til varme ved gnidning i den strømmende luft, og kun en forsvindende brøkdel som lydenergi. Men hvis vi sætter gafflens fod ned mod en plade og allerbedst en resonanskasse, vil lyden blive meget tydeligere. Grunden er, at den sideværts bevægelse af grenene forårsager en op- og nedadgående bevægelse af foden (når tyngdepunktet ligger fast), som ganske vist er meget mindre, faktisk for lille til at kunne ses. Men når denne meget mindre bevægelse overføres til en plade, der er for stor til, at luften kan nå at løbe udenom i løbet af den enkelte halvsvingning - så bliver alligevel en mere betydelig del af svingningsenergien omsat til lydenergi.

Resonanskassens betydning for violin- og guitar-spil

følger nogenlunde samme retningslinier. Disse instrumenter klinger kraftigst, når de anslåede toner forårsager stående bølger i rekonanskassen; den direkte lydudsendelse fra strengen er ikke særlig betydningsfuld.

- 4) Endelig kan vi betragte en vibrerende højttalermembran. Lad os antage, at membranen er cirkulær og plan, og lad os først se på svingninger, der svarer til en bølgelængde mange gange mindre end membranens diameter. For sådanne bølger er vi tilbage ved den uendelige væg, og lyden vil derfor blive udsendt vinkelret på membranen, koncentreret indenfor et snævert vinkelrum. Problemet er et kendt højttalerproblem, og det kan f.eks. klares ved, at membranen gøres kuppelformet i stedet for flad.



For dybe toner, hvis bølgelængde er mange gange større end membrandiameteren, bliver problemet et andet. Hvis luften frit kan løbe mellem membranens for- og bagside, vil svingninger svarende til meget større bølgelængder end den frie vej mellem for- og bagside blot sætte luften på vandring frem og tilbage, med samme negative virkning for lydeffekten som strømningerne omkring den svingende streng. Problemet må klares ved, at den frie luftvej gøres tilstrækkelig lang (basreflekskabinet, labyrintkabinet) eller ved, at den frie luftvej blokeres (trykkammerhøjttaler). Når det er klaret, vil de dybe toner udsendes med nogenlunde samme lydstyrke i alle retninger.

3e) Lydabsorption.

I ethvert makroskopisk mekanisk system (makroskopisk: som indeholder mange molekyler) vil organiseret indbyrdes bevægelse af systemets dele, f.eks. enhver form for svingninger, gradvis omsættes til uorganiseret bevægelse af molekylerne - altså varme. En gang opstået lyd er derfor dømt til at forsvinde igen, ikke blot i den begrænsede forstand, at den løber væk fra det sted, hvor den er opstået, men i den betydning, at lydenergien før eller senere vil blive omsat til andre energiformer, fortrinsvis varme.

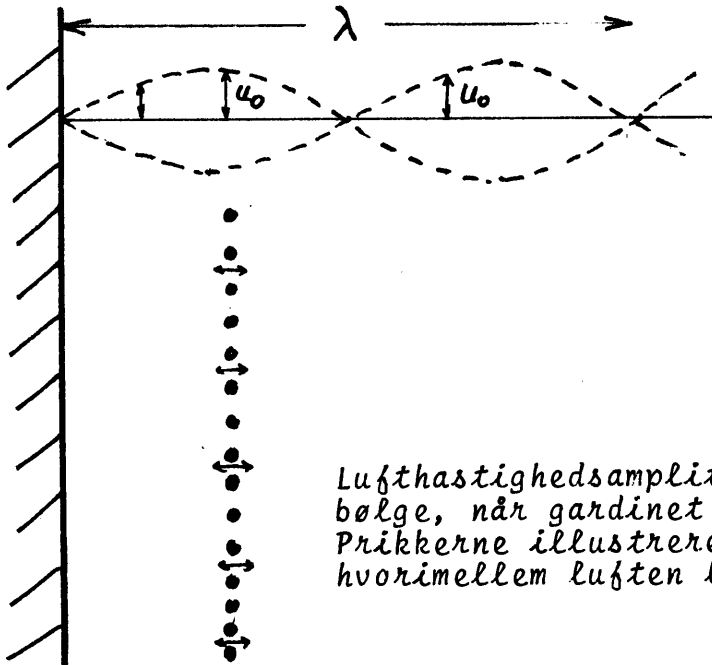
I princippet er alle stoffer derfor lyddæmpende, bl.a. fordi varmeledning delvis udligner de temperaturvariationer, der ledsager en lydbølges trykvariationer. I mange tilfælde er dæmpningen i et rent homogent stof dog ubetydelig i de fleste sammenhænge. Den længde, en plan 1000 Hz lydbølge kan gennemløbe, inden dens intensitet er halveret, er således for tør atmosfærisk luft 35 km, for rent vand 29000 km, og for kviksølv 140000 km. Til brug for den praktiske akustik er det derfor hensigtsmæssigt kun at beskæftige sig med stoffer og indretninger, som indenfor f.eks. et bygningsværks dimensioner kan omsætte et betragteligt kvantum lydenergi til varme. Sådanne stoffer og indretninger kaldes lydabsorberende, eller undertiden lyddæmpende.

De almindelige absorbenter falder i to grupper, hvis virkemåde vi kort skal drøfte: Porøse absorbenter og resonatorabsorbenter.

1) Porøse absorbenter.

Som letforståelig prototype på den porøse absorbent vil vi betragte et stramt gardin i 10 cm's afstand fra en væg. Vi tænker os, at vi sender harmonisk lyd vinkelret ind mod gardinet og væggen. Der er ingen væsentlig tilbagekastning af lyd fra gardinet (og vi kan i denne principgennemgang se bort fra den tilbagekastning, som der faktisk er). Lyden render

derfor videre ind mod væggen, og hvis der er tale om en hård væg (f.eks. beton eller mursten), vil lyden blive reflekteret på væggen med så godt som uændret intensitet.



Luft hastighedsamplituderne u_0 i den stående bølge, når gardinet er anbragt $\lambda/4$ fra væggen. Prikkerne illustrerer stoffets enkelte tråde, hvorimellem luften løber frem og tilbage.

Til højre for væggen bliver der derfor en stående lydbølge, med partikelhastighed 0 inde ved væggen og i afstandene $\frac{\lambda}{2}$, λ , $\frac{3\lambda}{2}$, ... fra væggen, og med maksimal hastighed i afstandene $\frac{\lambda}{4}$, $\frac{3\lambda}{4}$, $\frac{5\lambda}{4}$, ... fra væggen. Her er vi nu ved forklaringen på gardinets lydabsorberende virkning: Hvis det er anbragt i en sådan afstand fra væggen, at luftdelene skal bevæge sig frem og tilbage gennem gardinets porer, vil der opstå gnidning, som bremser bevægelsen, nøjagtig som ved strømning af vand gennem et rør. I et almindeligt rum vil lyd falde ind mod et gardin under alle mulige vinkler, og med mange forskellige bølgelængder. Der vil derfor ikke som ved vinkelret indfald af lyd med en bestemt frekvens være en stadig vekslende mellem stor og lille absorption, når gardinets afstand til væggen varieres. Der er dog én undtagelse: Når gardinet klistres op på væggen, bliver dets absorberende virkning mini-

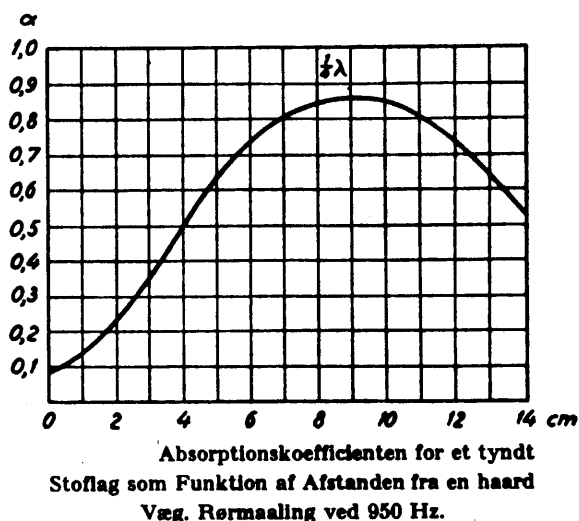
mal; hessian på væggen er ikke nogen videre effektiv lydabsorbent.

Den dæmpende virkning af gardinet afhænger naturligvis ikke af, at der er en væg bag ved, kun af, at luftdelene har en

hastighed. Ethvert porøst stof, der anbringes i et lokale, absorberer derfor lyd. Det gælder også plydsbeklædte stole og påklædte eller behårede personer (hvis den tomme koncertsal under en prøve skal klinge på samme måde som en fyldt sal, må man ofte lægge dæmpende stof henover de tomme tilhørerpladser).

Også massive porøse stoffer som rockwool anvendes meget til absorption. Dæmpningseffekten af en pladebeklædning af vægge med et sådant porøst stof afhænger (for en bestemt frekvens) af pladetykkelsen, stoffets porøsitet (d.v.s. forholdet mellem poreareal og totalareal af et snit gennem stoffet) og strømningsmodstanden (som først og fremmest afhænger af de enkelte porers dimensioner; strømningsmodstanden r af en plade kan defineres som forholdet mellem den trykforskel p , der er på de to sider af pladen og den strømningshastighed u gennem pladens porer, der forårsages af trykforskellen, $r = \frac{p}{u}$).

Da der opstår stående bølger i en tyk absorptionsplade af porøst materiale, og da strømningsmodstanden afhænger på ikke-simpel vis af frekvensen, er det ikke nogen simpel sag at udforme en brugbar teori for virkningen af porøse absorbenter. Brugen af disse bygger i overvældende grad på erfaringer og forsøg, i stort omfang også på simple og anskuelige betragtninger, og kun meget lidt på dybdegående teoretiske overvejelser. Generelt kan dog så meget si-



Fra Ingerslev: Akustik

ges, at porøse absorberer har en større virkning overfor høje end overfor lave frekvenser.

2) Resonatorabsorbenter.

Resonatorabsorbenter er ikke som de porøse absorberer absorberende stoffer, men mekaniske systemer af større eller almindeligvis mindre kompleksionsgrad. En resonatorabsorbent er i princippet en dæmpet harmonisk oscillator, der sættes i svingninger af lydbølgen og derved optager noget af bølgens energi. For at forstå, hvad der nøjere foregår, skal vi re- petere og udbygge, hvad der i mekanikkurset fortælles om tvungne svingninger af en dæmpet harmonisk oscillator.

Som eksempel gennemregner vi en partikel med masse m , der bevæger sig på en x -akse under indflydelse af den harmoniske kraft $-kx$ og underkastet en dæmpningskraft $F_d = -\mu \dot{x}$. Partiklen påvirkes desuden af en ydre harmonisk påtrykningskraft $F_0 \cos \omega t$. Vil man tænke på et analogt bygningsakustisk problem, kan man lade partiklen svare til et trægulv på strøer. Dæmpningen svarer da til de elastiske tab i gulvbrædderne under deres svingninger og den dæmpning, der skabes ved de tvungne bevægelser af den indelukede luft under gulvet. Påtrykningskraften svarer til det harmonisk varierende lydtryk fra en indfaldende lydbølge.

Newtons II lov lyder nu

$$m \ddot{x} = -kx - \mu \dot{x} + F_0 \cos \omega t \quad \text{eller}$$

$$m \ddot{x} + \mu \dot{x} + kx = F_0 \cos \omega t. \quad (\text{e.1})$$

Vi kan igen bruge tricket med at betragte cos-funktionen som realdel af en kompleks exponentialfunktion, løse den tilsvarende komplekse ligning,

$$m \ddot{x} + \mu \dot{x} + kx = F_0 e^{i\omega t}, \quad (\text{e.1}')$$

og lade realdelen af den fremkomne løsning være vort fysiske x . Da alle løsninger til den homogene ligning (de frie dæmpede svingninger) falder mod 0, efterhånden som tiden går, vil alle løsninger til (1') efter en vis tid falde sammen. Denne ene løsning finder vi ved forsøgsvis at indsætte $x = x_0 \cdot e^{i(\omega t - \varphi)}$. For dette x er $\dot{x} = i \omega x$, $\ddot{x} = -\omega^2 x$, således at (e.1') giver

$$(-m\omega^2 + i\omega\mu + k)x = F_0 e^{i\omega t},$$

$$x = \frac{F_0}{(k - m\omega^2) + i\mu\omega} e^{i\omega t}$$

eller $x = \frac{F_0}{\sqrt{(k - m\omega^2)^2 + \mu^2\omega^2}} e^{i(\omega t - \varphi)},$

hvor $\tan \varphi = \frac{\mu\omega}{k - m\omega^2}.$

Fysisk svarer det til

$$x = \frac{F_0}{\sqrt{(k - m\omega^2)^2 + \mu^2\omega^2}} \cos(\omega t - \varphi),$$

$$\dot{x} = -\frac{F_0\omega}{\sqrt{(k - m\omega^2)^2 + \mu^2\omega^2}} \sin(\omega t - \varphi).$$

Det, der her interesserer os, er ikke partiklens (gulvbrædtets) udsvingsstørrelse, men mængden af energi, der pr. sekund omsættes til varme. Denne størrelse er gnidningskraftens effekt (med modsat fortegn, gnidningskraftens effekt er den effekt, som gnidningskraften *tilfører* det mekaniske system),

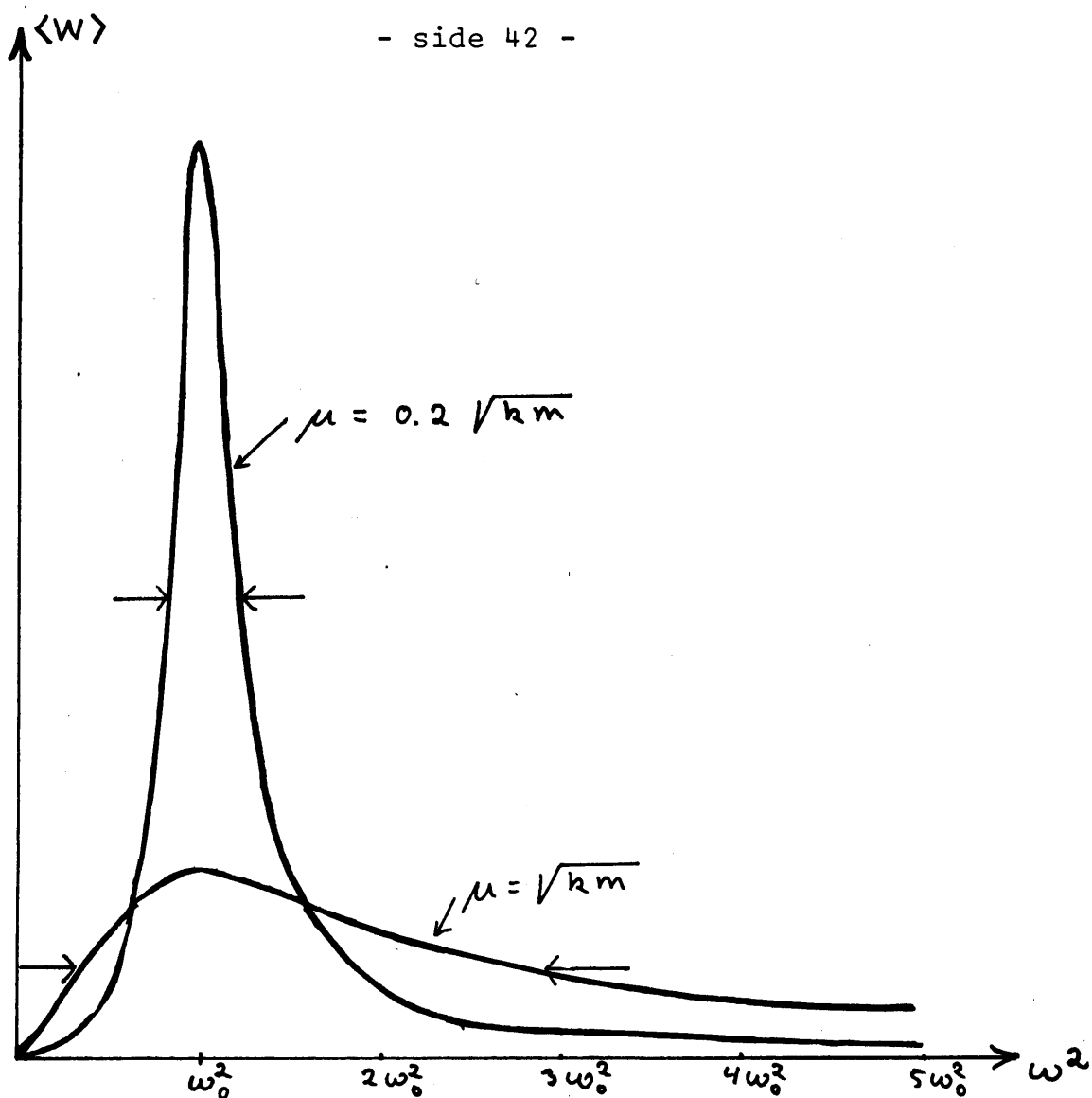
$$W = -(F_g \cdot \dot{x}) = -(-\mu\dot{x})\dot{x} = \mu\dot{x}^2.$$

For absorptionseffektens middelværdi får vi så

$$\langle W \rangle = \langle \mu \dot{x}^2 \rangle = \left\langle \frac{\mu F_0^2 \omega^2}{(k - m \omega^2)^2 + \mu^2 \omega^2} \sin^2(\omega t - \varphi) \right\rangle$$
$$= \frac{1}{2} F_0^2 \frac{\mu \omega^2}{(k - m \omega^2)^2 + \mu^2 \omega^2}.$$

For en given resonator (givet k , μ og m) ser vi, at dæmpningseffekten er størst, når $k - m \omega^2 = 0$, d.v.s. når $\omega = \omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$, - altså hvis påtrykningsfrekvensen falder sammen med frekvensen for den frie, udæmpede svingning. En resonatorabsorbent absorberer sin egenfrekvens kraftigst, og jo mere påtrykningsfrekvensen "rammer ved siden af", jo mindre er absorbentens virkning. Et bræddegulv på strøer har ret lave egenfrekvenser, og vil derfor sluge de dybe toner, uden at påvirke de høje. Skal alle frekvenser af én eller anden grund dæmpes lige stærkt, må man så dæmpe yderligere med en porøs absorbent, der jo fortrinsvis sluger de høje toner. Optræder der et bestemt sted i et lokale en uheldig, resonerende lydsvingning (det kan ske f.eks. i et uheldigt dimensioneret radiostudie, hvor en ganske bestemt tone danner stående svingninger), kan man dæmpe netop den uheldige svingning med en resonatorabsorbent, der i øvrigt ikke påvirker lokalets akustik mærkbart.

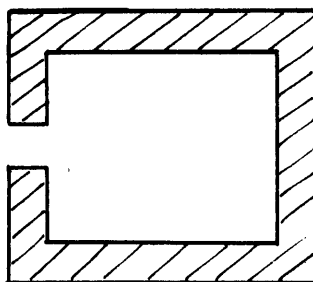
Strengt taget er der selvfølgelig ikke tale om, at kun en enkelt frekvens absorberes. En enkelt frekvens absorberes bedst, og i et vist frekvensbånd deromkring absorberes der (f.eks.) mindst halvt så godt som på resonansfrekvensen. Bredden af dette bånd afhænger af μ , og et større μ gør båndet bredere (og til gengæld den maksimale dæmpning svagere). På figuren er det principielle forløb af dæmpningseffekten som funktion af ω vist for to forskellige dæmpninger μ (samme k og m).



Enhver form for materiale i et byggeri kan bringes i svingninger, og derfor optræde som resonatorabsorbent. Vi har allerede nævnt et trægulv, og en vinduesrude med dens bøjningssvingninger (som vi har omtalt under diskussionen af koincidenseffekten) er et andet oplagt og hyppigt forekommende eksempel. Mange af de "naturligt forekommende frekvenser" i et bygningsværk vil dog falde udenfor det hørlige område, og de vil derfor ikke få nogen akustisk virkning.

Ønsker man at påvirke et lokales akustik på en ganske bestemt måde, bruger man ofte specialkonstruerede resonatorabsorbenter. Som konklusion på dette afsnit kan vi betragte den almindeligste type: Den "Helmholtz'ske resonator", som her ses i snit: En kasse med et hul i den ene sideflade. Som oscillator kan vi betragte luftproppen i hal-

sen, som fjeder den indespærrede luft. Dæmpningen opstår ved gnidning mellem luftproppen og halsens kanter, ved dæmpningen af de frembragte vibrationer af kassens vægge, ved eventuel tilstedeværelse af en porøs absorbent



i hulrummet (disse former for dæmpning kan tilsammen kaldes "indre dæmpning"), samt ved lydudstråling fra luftproppen på grund af dens pres på den ydre luft ("ydre dæmpning", der i modsætning til den indre ikke omsætter lydenergi til varme, men blot gend sender den modtagne lydenergi med en vis forsinkelse). Beregningen af Helmholtz-resonatorens dæmpning kompliceres af to forhold: 1) i virkeligheden er det ikke kun luftproppens masse der svinger, men også en vis luftmængde inden- og udenfor; 2) de to forskellige former for dæmpning, hvoraf kun den ene er nyttig. Maximal lyddæmpning opnås, når den indre og ydre dæmpning er tilpasset, så de er lige kraftige.

3f) Lydens fysiologiske virkninger.

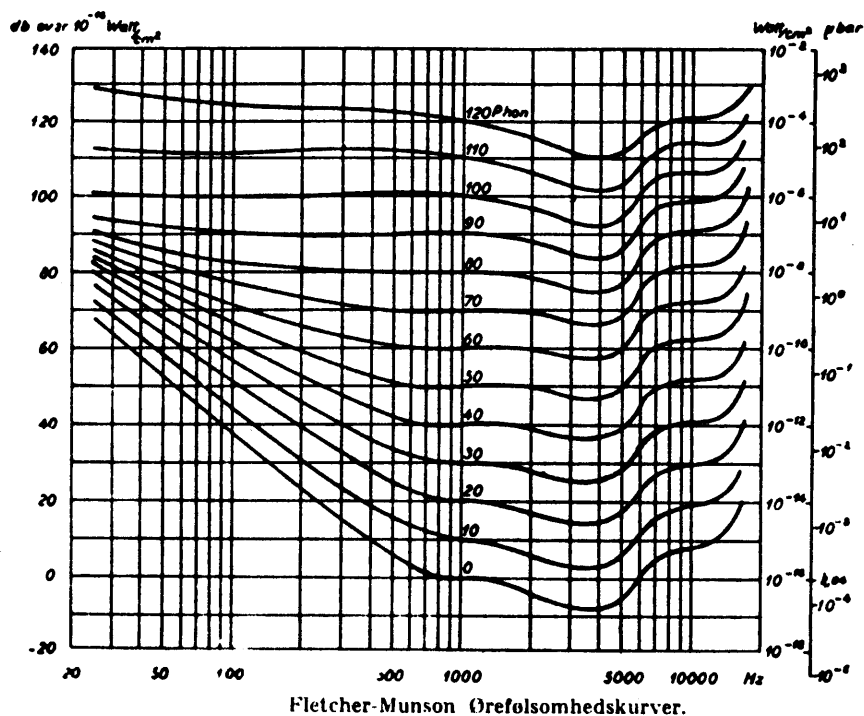
Emnet for dette afsnit er ikke, hvordan det menneskelige øre bærer sig af med at reagere på lyd, men hvordan den menneskelige psyke oplever lyd (ved hjælp af øret og nervesystemet).

Vi kan kun blive luftvibrationer bevidst som lyd, hvis de har en frekvens mellem 20 Hz og (højst) 20000 Hz. Luftsvingninger under 20 Hz kaldes *infralyd*, over 20000 Hz kaldes de *ultralyd*. Både infra- og ultralyd kan påvirke vor organisme og vort velbefindende, men vi kan ikke høre dem, og derfor heller ikke umiddelbart gardere os mod dem.

I den første grove tilnærmelse kan vi benytte decibelskalaen som en fysiologisk skala. Den mindst hørlige lydstyrke*ændring*, som vort øre kan opfatte, er af størrelsesorden 1 dB, ligegyldigt hvilken lydstyrke vi har i forvejen, og hvilken frekvens lyden har, og en lydstyrke*ændring* på 3 dB vil blive opfattet som nogenlunde lige stærk, ligegyldigt hvilken form for lyd der er tale om (vi erindrer, at 10 dB svarer til et forhold på 10 mellem intensiteterne, en ændring på 3 dB altså til en omtrentlig fordobling af lydstyrken ($10^{0.3} = 2$), og en ændring på 1 dB til 25%'s intensitetsforøgelse).

Decibelskalaen er imidlertid netop kun en første meget grov tilnærmelse til en fysiologisk lydopfattelsesskala. Fletcher og Munson har gennemført undersøgelser af den gennemsnitlige opfattelse af rene toner. Forsøgenes princip var følgende:

Forsøgspersonen hørte skiftevis den tone, der skulle undersøges (f.eks. 100 Hz, 51 dB) og normaltonen (som sådan brugtes 1000 Hz). Intensiteten af normaltonen varieredes, til de to toner forekom forsøgspersonen lige kraftige. Ved at gentage dette forsøg ved mange forskellige frekvenser og intensiteter og med mange forsøgspersoner fik Fletcher og Munson materiale til at optegne et sæt "ørefølsomhedskurver" for normaløret, hvor hver kurve forbinder punkter i frekvens-intensitets-diagrammet, som forekommer en gen-



Fra Ingerslev: Akustik

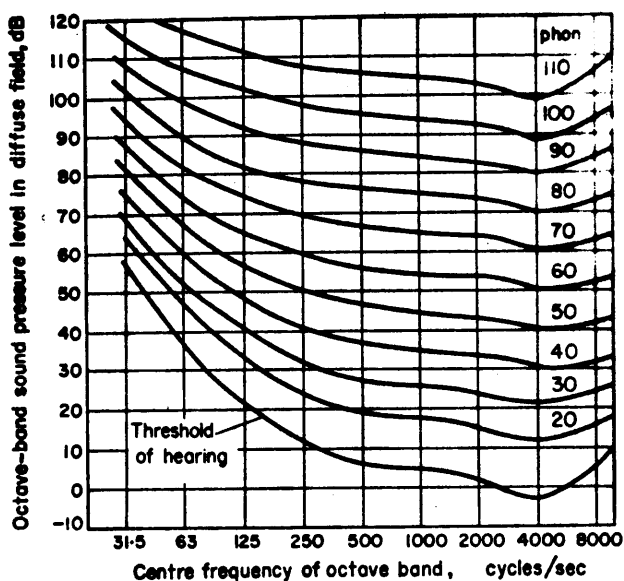
nemsnitforsøgsperson lige kraftige. På figuren ser vi, at der er optegnet en følsomhedskurve for hver 10 dB ved 1000 Hz, og vi ser, at vort eksempel med 100 Hz, 51 dB for en gennemsnitsperson svarer til 1000 Hz, 20 dB.

Svarende til dette forsøg indføres størrelsen hørestyrke, der måles i *phon*: Hørestyrken af en ren tone eller en sammensat lyd siges at være A phon, når lyden forekommer en normalperson at være lige så kraftig som en ren tone på 1000 Hz med styrken A dB.

Ved hjælp af Fletcher-Munson kurverne kan vi umiddelbart aflæse phon-styrken af en ren tone - således har en 100 Hz-tone på 51 dB en hørestyrke på 20 phon. For en sammensat lyd er sagen mindre simpel. Hvis lyden således er en ligelig blanding af alle frekvenser indenfor et oktavbånd (en faktor 2 i frekvens), fås et sæt kurver, der nok ligner Fletcher-Munson kurverne, men som dels er glattet noget ud (hvad der næsten er en selvfølge, fordi de repræsenterer middelfølsomhed for en hel oktav, ikke følsomheden overfor en skarpt defineret frekvens), og dels ligger lavere: Mens enhver ren tone mellem 707 Hz og 1414 Hz på 80 phon har en intensitet på 80 dB ± 1 dB (jfr.

Fletcher-Munson-kurverne), har en ligelig blanding af samtlige frekvenser i båndet med hørestyrke 80 phon kun en intensitet på 75 dB. *Blandingsstøj føles altså kraftigere end en ren tone af samme intensitet.*

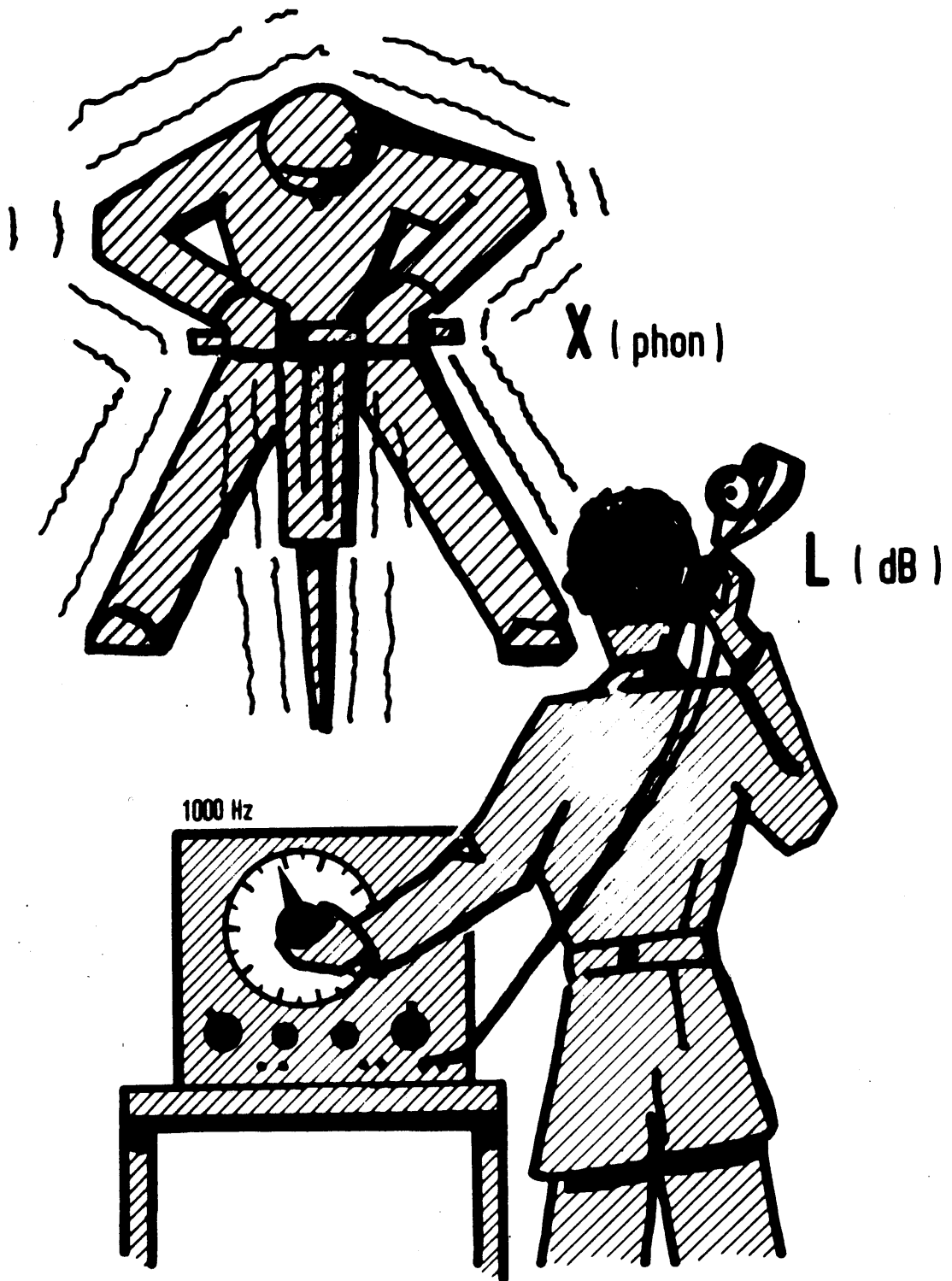
På grund af sådanne forhold er det ikke praktisk gørligt at konstruere en lydmåler, der måler en lyds hørestyrke (det vil i hvert fald kræve så meget elektronik, at prisen indtil videre ville forhindre apparatets brug). Men det er ikke umuligt at konstruere en lydmåler, der med god tilnærmelse måler hørestyrken af rene toner. Man skal "blot" konstruere en lydmåler, der er lige så meget mindre følsom overfor en 50 Hz-tone, en 100 Hz-tone, o.s.v. som øret. Dens "karakteristik", som angiver reaktionen på et signal af given intensitet, skal så være den "omvendte kurve" af ørefølsomhedskurven. På grund af ørefølsomhedskurvernes forskellige form må der bruges forskellig karakteristisk ved forskellige lydstyrker. I praksis er lydstyrkemålere udstyret med 3 forskellige karakteristikker; én (C) er så godt som vandret i hele det hørlige område og svarer altså til samme følsomhed for alle frekvenser. Den måler lydintensiteten. De to andre (A og B) falder ved lave frekvenser, svarende til ørets lavere følsomhed i dette område. A-karakteristikken svarer til ørefølsomheden ved 40 phon, B til følsomheden ved 70 phon. Evt. kan der også være en karakteristisk svarende til 20 phon, og evt. kan A- og B-karakteristikkerne bringes i bedre overensstemmelse med den korrekte ørefølsomhed ved hjælp af en ekstra følsomhedstop omkring 4000 Hz. Når en sådan måler skal anvendes, bruger man normalt karakteristisk A for lyd under 60 phon og B for lyd mellem



Diffuse field contours of equal loudness for octave bands of noise (after Robinson and Whittle).

Fra Purkis: *Building Physics: Acoustics*

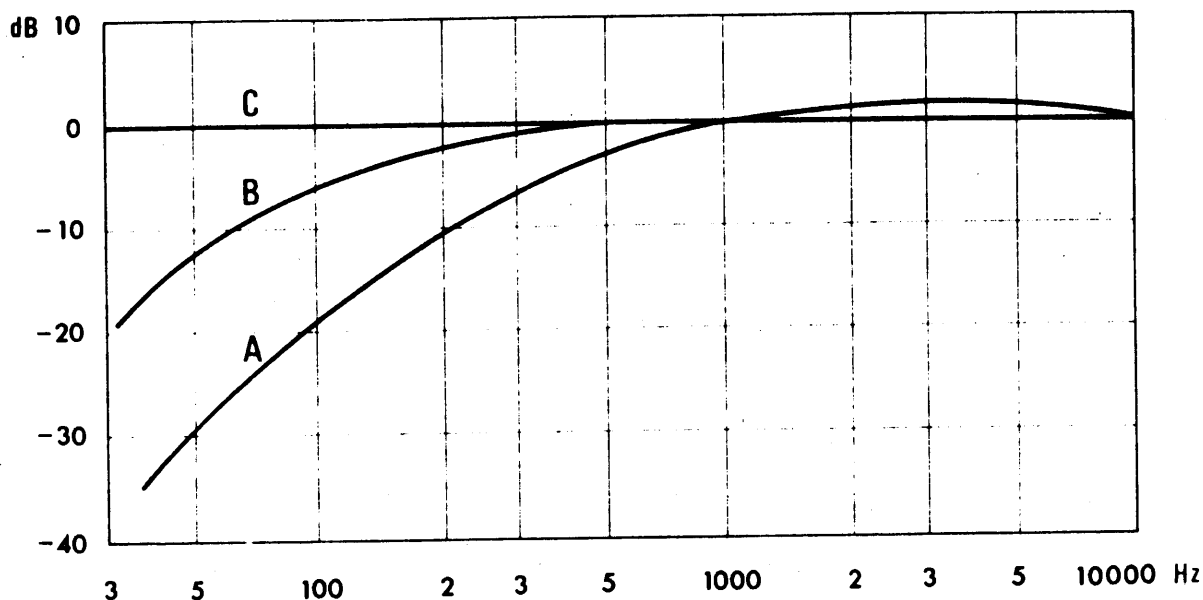
Richtige Lautstärkemessung durch Hörvergleich



$$X \text{ (phon)} = L \text{ (dB)}$$

bei 1000 Hz

Fra Anselm Lauber: Schallisolationen.
Eidgenössische Technische Hochschule Zürich.



Frekvenskarakteristikkerne for den standardiserede Hørestyrkemaaler for rene Toner.

Kurve A bruges ved Hørestyrken mellem 30 og 60 Phon.

Kurve B bruges ved Hørestyrken over 60 Phon.

Kurve C er den retlinede Frekvenskarakteristik, der bruges ved Maaling af Lydtryk.

Fra F. B. Olesen: Bygningsfysik

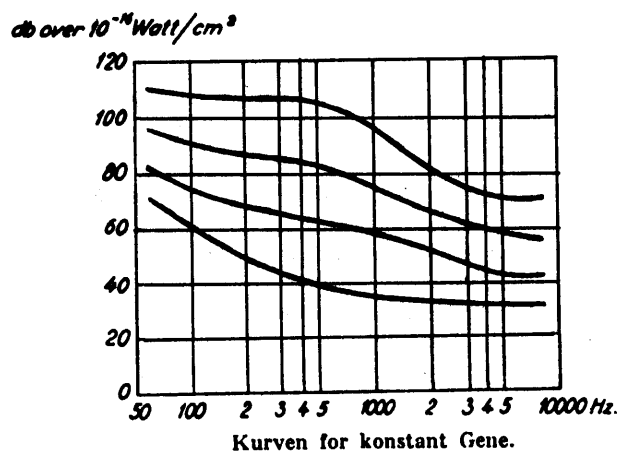
60 og 90 phon. NB: Resultatet af en sådan måling angives ikke i phon, men i karakteristiskmærkede decibel: dB (A) for karakteristisk A, dB(B) for karakteristisk B.

dB(A) og dB(B) svarer ved måling af rene toner nogenlunde til phon, især når karakteristikkene korrigeres med den ekstra top ved 4000 Hz. Ved måling af sammensatte lyde er overensstemmelsen med den menneskelige lydopfattelse en hel del dårligere, men dog god nok til, at måling af en bygnings akustiske egenskaber kan foretages forholdsvis forsvarligt med disse følsomhedskarakteristikker.

Lyde med samme hørestyrke opfattes som værende lige kraftige. Men lyd kan ikke alene være mere eller mindre kraftig, men også mere eller mindre generende, og lyde, der opfattes som værende lige kraftige, er ikke nødvendigvis lige irriterende.

Genen fra lyd er et temmelig subjektivt fænomen. Grunden hertil er først og fremmest, at lyd normalt skaber associationer (myggesummen i et soveværelse er langt mere

forstyrrende end ventilatorstøj, fordi en ventilator ikke stikker; flyvemaskinelarm kan være gal nok i sig selv, men bliver i hvert fald ikke mindre irriterende, hvis man ved, at den har gjort éns hus usælgeligt; o.s.v.). Alligevel eksisterer der kurver, svarende til Fletcher-Munson-kurverne, der viser konstant gene for neutral lyd (fundet af D.A. Laird og K. Coye).



Fra F.Ingerslev: Akustik.

De viser f.eks., at en 5000 Hz-tone på 58 dB (iflg. Fletcher-Munson-kurverne svarer det til 58 phon) er lige så generende som 88 dB ved 200 Hz (88 phon), og generelt, at høje frekvenser er langt mere trættende og generende end lave frekvenser. Det forklarer, hvorfor hvislende, hvinende, skærende og i det hele taget skarpe lyde med et stort indhold af høje frekvenser er mere utålelige end lyden af en tøffende kuttermotor.

Et tredje problem, forskelligt fra både ørefølsomhed og gene, og på en arbejdsplads væsentligere end disse, er lydens fysiologiske skadevirkninger, især selvfølgelig høreskaderne. Høreskader risikerer man, hvis man jævnligt

i længere tid udsættes for et lydniveau over ca. 80 dB (især, hvis intensiteten er koncentreret i et snævert frekvensbånd; selv kort tids arbejde med nitning eller med en maskinsav kan give temporær tunghørhed for visse frekvenser).

Det bør nævnes, at også infra- og ultralyd kan give problemer af fysiologisk art. Kraftig og længerevarende påvirkning med infralydsfrekvenser kan føre til beruselseslignende tilstande (med tilhørende ændring i opmærksomhed og trafikal opførsel). Kraftig ultralyd kan give organskader (en påvirkning, der kan blande vand og kviksølv til en emulsion, der ikke skiller ad, kan selvfølgelig også slå kroppens celler i stykker).

Vi slutter dette afsnit med en kortfattet tabel over forskellige støjniveaues dB-værdi (i A-, B- og C-karakteristik).

Tærskelværdien for hørelsen	0 dB (A)
Sagte hvisken	20 dB (A)
Stille arbejdsværelse	40 dB (A)
Normal samtale	60 dB (A)
Kontor med skrivemaskiner	70 dB (B)
Kraftig radiomusik	80 dB (B)
Støj i alm. værksted	90 dB (B)
Pladeværksted	100 dB (C)
Orkestermusik (fortissimo)	110 dB (C)
Propelfly, beatkoncert, smertegrænse	120 dB (C)

KAPITEL 4 . BYGNINGS AKUSTIK

Kapitel 3 bestod hovedsagelig af generel akustisk teori, omend emnemæssigt udvalg med henblik på de bygningsakustiske anvendelser, og belyst med bygningsakustiske eksempler. I dette afsluttende kapitel 4 skal vi vende interessen til egentlig bygningsakustiske begreber. Emnerne bliver i rækkefølge:

- a) Et rums efterklangstid, og i forbindelse hermed begreberne absorptionskoefficient og absorptionsenhed.
- b) To målemetoder for lydabsorbenters absorption: lyd-rumsmetode og rørmetode.
- c) En vægs reduktionstal.
- d) Installationslyd.

Dagens fugl

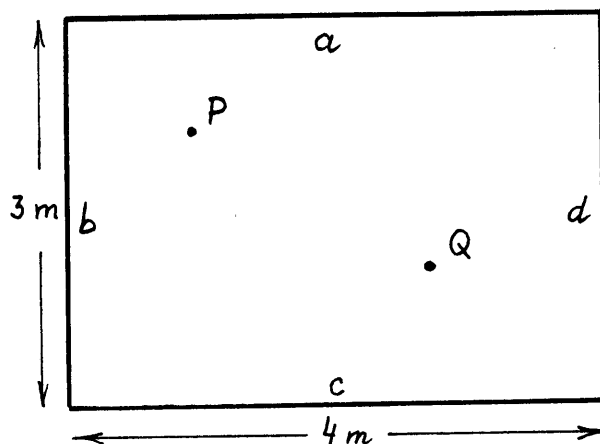


8/7 69:

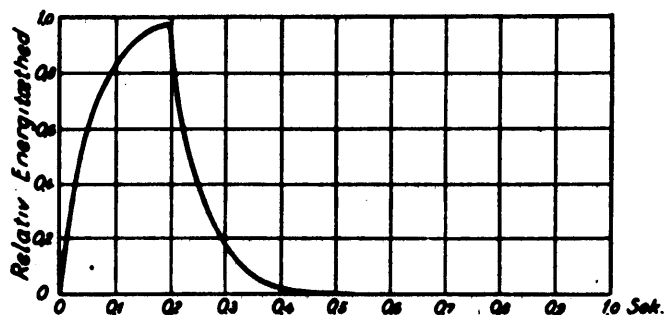
STØJSNEPPEN (*Decibellus maximus*). Høres særligt i sommertiden, når man er nødt til at have vinduerne åbne. Den har en imponerende evne til at gengive naturens forunderlige lyde. Dens morgensang er smældende skraldebøtte-låg; om dagen jetmotor, accelerende bil og trykluffbor. Men helt virtuost er dens aftenprogram, der spænder over hele registret fra Schuberts Ufuldendte til Savage Rose. Yngler som bare pokker.

4a) Efterklang, absorptionskoefficient, absorptionsenhed.

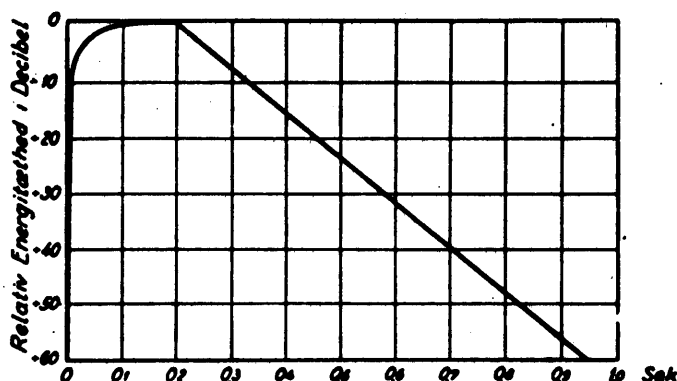
Lad os betragte et rum, og lad os tænke os, at der på et givet tidspunkt ($t = 0$) startes en punktformig lydgi-
ver i punktet P. Lydsignalet udbre-
der sig med hastig-
heden 340 m/s, og
efter et par hun-
drededele sekund
(på den givne teg-
ning) vil en mikro-



fon i punktet Q registrere lyden. Lyden fra P rammer også væggene, og kastes (med et vist tab) tilbage fra væggene igen; efter yderligere nogle hundrededele sekund vil Q modtage det reflekterede signal, først fra a, så fra b, så fra c og til sidst fra d. (Disse lydsignaler er hver for sig svagere end det direkte signal, dels på grund af den længere vej signalerne har bevæget sig, dels på grund af væggenes mangelfulde refleksion). Så kommer den to gange reflekterede lyd (ad forskellige veje), og den tre gange reflekterede, o.s.v. Efterhånden vil det ikke være muligt at opgøre antal refleksioner, fordi hver refleksion på en endelig flade spreder lydfeltet en smule. Nettoresultatet bliver, at mikrofonen i Q registrerer et gradvist voksende ^{effektivt} lydtryk, som først forøges i spring, siden mere jævnt. Hvis ikke tabet ved de enkelte refleksioner er stort, vil vi kunne regne med en glat opvoksen, og i det endelige lydfelt vil den direkte lyd kun dominere det samlede lydfelt i P's umiddelbare nærhed. Så snart vi kommer væk fra dette område, vil lydenergitætheden ikke være omvendt proportional med afstandskvadratet, men nogenlunde ens overalt. Desuden vil energitransporten i et vilkårligt punkt være omtrent ligeligt fordelt på alle retninger. Bortset fra det lille område, hvor den direkte lyd er dominerende, siges lydfeltet at være *diffust*.



a: Energitætheden er afsat i lineær Maalestok.



b: Energitætheden er afsat i logaritmisk Maalestok.

Energitætheden som Funktion af Tiden i et lukket Rum under Forudsætning af diffust Lydfelt.

Fra Ingerslev: Akustik

Når lyd giveren i P slukkes, vil lydfeltet dø gradvis hen, nøjagtig som det voksede gradvis op. Først forsvinder den direkte lyd, så den få gange reflekterede, sidst den helt diffuse lyd, som er reflekteret et ubestemt men stort antal gange. Både opvoksen og hendøen følger, når springene udjævnes, exponentialkurver.

Vores umiddelbare oplevelse af fænomenet er en ganske anden. Når lyd giveren startes, lyder det, som om vi opnår den fulde lyd styrke så godt som momentant, mens vi godt kan høre, at lyden ved slukning dør gradvis hen. Årsagen kan ses på den nederste figur, hvor energitætheden er afsat i dB (relativt til det maksimale energiniveau). Målt i dB (der jo kan betragtes som groft tilnærmede phon) vokser lyden faktisk op så godt som momentant, mens den forsvinder lineært.

Begrebet efterklangstid hører sammen med denne opfattelse af fænomenet. Ved et rums *efterklangstid* forstås *længden af det tidsrum, hvori et fuldkommen diffust lydfelt reduceres med 60 dB* - altså det tidsrum, hvori energitætheden falder til en milliontedel.

Vi indser umiddelbart, at efterklangstiden groft sagt må afhænge af to ting: Hvor stor en del af lyden der forsvinder fra rummet ved hver refleksion, og hvor langt lyden i gennemsnit løber mellem to refleksioner. Lad os tænke os, at en brøkdel a absorberes pr. refleksion, og lad os tænke os, at lyden gennemsnitlig løber længden l mellem to refleksioner. Tidsafstanden mellem to refleksioner er så $\tau = l/c$. Efterklangstiden t er så bestemt som $n\tau$, hvor n er antallet af refleksioner, der skal til for at dæmpe lyden til $1/1000000$, $(1-a)^n = 10^{-6}$ (eller $n \ln(1-a) = -6 \ln 10$, $-na = -6 \ln 10$ (hvis $a \ll 1$), $n = 6 \ln 10/a$,

$$t = \frac{6 \ln 10 \cdot l}{ac} = \frac{13,8 l}{ac}; \quad (\text{a.1})$$

Indsættes $c = 340$ m/s, fås *talligningen*

$$t = \frac{0,04 l}{a}; \text{ tilbage er kun problemet, hvorledes lydens}$$

middelvejlængde forbindes med rummets dimensioner. Matematisk kan man udlede udtrykket $l = \frac{4V}{S}$, hvor V er rummets volumen, S dets totale overflade. Resultatet lyder ikke urimeligt. Lad os nemlig først betragte en terning med sidelængde x : $x = 6 V/S$; men "skråt løbende lyd" vil successivt reflekteres mod naboflader, så l er noget mindre end x . Lad os dernæst se på et meget lavloftet rum med højde h og gulvareal A : $V = h \cdot A$; hvis både længde og bredde er meget større end h , er $S \approx 2A$, altså $h \approx \frac{2V}{A}$; men lyden vil ikke kun løbe lodret mellem gulv og loft, men også skråt, så l bliver noget større end h .

Indføres $l = \frac{4V}{S}$, får vi "Sabins formel":

Efterklangstiden er

$$t_{\text{sab}} = \frac{24 \ln 10 \cdot V}{acS} = \frac{55 V}{acS} = \frac{0,16 \frac{\text{m}^3}{\text{m}} \cdot V}{aS}. \quad (\text{a.2})$$

($c = 340$ m/s)

I udledningen har vi forudsat at $a \ll 1$, så $\ln(1-a) = -a$. Forudsætningen om et svagt dæmpet rum er også nødvendig, hvis vi vil have et diffust lydfelt - er a for stor, vil den direkte eller få gange reflekterede lyd dominere lydfeltet; så sker ændringerne i lydens opvoksen og hendøen i spring, og begrebet efterklangstid har ikke længere nogen præcis betydning; endvidere afhænger ℓ af lydkildens og mikrofonens placering i rummet, og formlen $\ell = 4 V/S$ gælder ikke længere.

Øvelse: Lav selv alle de tegninger, som skal støtte de forrige argumenter: Den direkte og de reflekterede lyde, terningen og det lavloftede lokale med indtegnede lydveje.

Det ses af formel (1), at efterklangstiden for samme vægmateriale afhænger af rummets størrelse - efterklangstiden i en kirke er større end efterklangstiden i en lille celle i Vestre, selvom væggene i begge tilfælde er nogenlunde lige lidt dæmpede. For samme rumdimensioner afhænger efterklangstiden af væggenes akustiske egenskaber: Gardiner for vinduerne, tæpper på gulvene og isbjørneskind på væggene vil altså sammen mindske efterklangstiden i en stue.

Da væggenes absorption ikke nødvendigvis (og normalt ikke) er ens ved alle frekvenser, er *efterklangstiden frekvensafhængig*.

Størrelsen a kaldes rummets *middelabsorptionskoefficient*. Ved et fladestykkes *absorptionskoefficient* forstås forholdet mellem den mængde lydenergi, som fladestykket absorberer i et givet tidsrum, og den mængde lydenergi, der rammer fladestykket i samme tidsrum. Det forudsættes her, at lydenergien er ligeligt fordelt på alle indfaldsretninger. Der skelnes i denne definition ikke mellem egentlig lydabsorption, hvor lydenergien omsættes (til varme eller til andre svingningsformer), og uegentlig absorption, der blot sender den ud af lokalet; et åbent vindue har således (bort-

set fra randeffekter) absorptionskoefficient 1. Absorptionskoefficienter ligger i øvrigt mellem 0 og 1.

Hvis vort lokales vægge består af arealer S_1, S_2, S_3, \dots med absorptionskoefficienter a_1, a_2, a_3 , fås middelabsorptionskoefficienten ved

$$\alpha = \frac{\sum a_n S_n}{S} = \frac{\sum A_n}{S} = \frac{A}{S} \quad (\text{a.3})$$

størrelsen $A_n = a_n S_n$ kaldes den til det n'te fladestykke hørende antal *absorptionsenheder*, og A det samlede antal absorptionsenheder. En absorptionsenhed er altså den absorptionsvirkning, som opnås ved 1 m² 100% absorberende vægflade. Indføres absorptionsenhedsbegrebet i formel (a.2), fås

$$t_{sab} = \frac{55 V}{c A} = \frac{0,16 \frac{s}{m} V}{A} \quad (\text{a.4})$$

Dimensionen for absorptionsenheden er m², men for at angive absorptionsbetydningen, skrives normalt m² Sabin.

Også andet end vægelementer kan absorbere lyd i et lokale. Fritstående polstrede møbler, personer og resonatorabsorbenter opsuger alle lyd, og ingen af dem indgår i lokalets væg. Men for hvert af dem kan det angives, hvor meget 100% absorberende væg de svarer til (ved en bestemt frekvens), og deres absorberende virkning kan så gøres op i absorptionsenheder. Er der sådanne "fritstående absorptionsenheder" til stede i et rum, må de regnes med i efterklangsformlen (a.4).

Til illustration bringes efter dette afsnit nogle tabeller over absorptionskoefficienter og antal absorptionsenheder.

Vi kan passende slutte afsnittet med en omtale af de forhold, der gør efterklangsbegrebet relevant.

Ved udledningen af formel (a.1) så vi direkte, at efterklangstiden i et lokale havde noget at gøre med, hvor mange

gange den samme mængde lydenergi blev kastet tilbage fra væggene, og altså med, hvor mange gange man kan få fornøjelse (eller det modsatte) af den samme lyd. Desuden har den (via tilbagekastningstiden τ) noget at gøre med, hvor lang tid der går mellem de enkelte gange man hører lyden. Med given lydkilde og givet lokale er efterklangstidens længde derfor et mål for lydniveauet i et lokale (også i den bogstavelige forstand, at efterklangstiden kan måles, ikke kun beregnes udfra kendte absorptioner). Skal et lokale (f.eks. en kantine eller en fabrikshal) støjdæmpes, skal efterklangstiden altså bringes ned; en måling af efterklangstiden i lokalet inden det tages i brug kan vise, om yderligere lyddæmpning er nødvendig. Skal et lokale udnyttes til orgelspil, skal efterklangstiden være så stor, at de skarpe kanter i toneafbrydelserne glattes ud - men dog ikke så ekstremt stor, at alt bliver til grød. Skal det bruges til orkesterspil, skal efterklangstiden være mindre, fordi kravet til skarphed i konturerne er større. Men efterklangstiden kan dog også blive så kort, at musikken virker klangløs, og lydniveauet fra et enkelt solo-instrument for lavt. Ved tale skal efterklangstiden være så kort, at opfattelsen af en stavelse ikke generes af, at de forrige endnu hænger i luften. Man kan i den forbindelse tænke på, at lydniveauet reduceres 12 dB på 1/5 af efterklangstiden, og at der normalt udtales 3-8 stavelser i sekundet.

Absorptionstabeller m. v., taget fra Ingerslev: "Akustik".

Absorptionskoefficienten for et almindelig ferniseret Trægulv paa Strøer kan sættes til

Frekvens	125	250	500	1000	2000	4000
α	0,15	0,11	0,10	0,07	0,06	0,07

Der er her Tale dels om Svingningsabsorption ved lave Frekvenser dels om nogen porøs Absorption ved høje Frekvenser.

Absorptionskoefficienten for $\frac{1}{2}$ " Haardt-ræssparket i Asfalt:

Frekvens	125	250	500	1000	2000	4000
α	0,04	0,04	0,07	0,06	0,06	0,07

Absorptionskoefficienten for et almindelig ferniseret Gulv med Kokosløber faas skønsmæssigt paa Grundlag af ovenstaaende Tal. Absorptionskoefficienten maa antages at være noget større end den største af de to Materialers egne Absorptionskoefficienter:

Frekvens	125	250	500	1000	2000	4000
Kokosløber paa haardt Underlag	0,08	0,12	0,17	0,23	0,30	0,38
Trægulv paa Strøer	0,15	0,11	0,10	0,07	0,06	0,07
Kokosløber paa Trægulv paa Strøer	0,18	0,16	0,20	0,25	0,30	0,38

Absorptionskoefficienter

Materiale	125	250	500	1000	2000	4000	Hz
<i>Gulvbelæggninger</i>							
Alm. ferniseret Trægulv paa Strøer	0,15	0,11	0,10	0,07	0,06	0,07	—
Haardt-ræssparket ($\frac{1}{2}$ " i Asfalt)	0,04	0,04	0,07	0,06	0,06	0,07	—
5 mm Gummiplader paa Beton	0,04	0,04	0,08	0,12	0,03	0,10	(4)
Kokosmatte	0,08	—	0,17	—	0,30	—	(3)
Axminster Tæppe	0,11	0,14	0,20	0,33	0,52	0,82	—
5 mm Tæppe	0,04	—	0,15	—	0,52	—	—
<i>Mure og Vægge</i>							
Beton	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,04	(2)
Beton med Oliefarve	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	(2)
Kalkpuds paa Mur	0,01	0,01	0,02	0,02	0,03	0,03	—
Forskalling og Puds	0,02	0,05	0,06	0,08	0,04	0,06	(5)
16 mm Møbelplade paa 4 cm Lægter							
a) massiv Møbelplade	0,18	0,12	0,10	0,09	0,08	0,07	(1)
b) slidset Møbelplade	0,04	0,05	0,14	0,32	0,20	0,24	(1)
c) slidset Møbelplade og 2,5 cm Rockwool i Hulrum	0,05	0,30	0,65	0,68	0,80	0,56	(1)
d) slidset Møbelplade med Krydsfinér paa Bagsiden	0,08	0,27	0,27	0,27	0,37	0,70	(1)
8 mm Krydsfinér paa 5 cm Lægter	0,28	0,22	0,17	0,09	0,10	0,11	(8)
3 mm Krydsfinér paa 5 cm Lægter	0,20	0,28	0,26	0,09	0,12	0,11	(8)

Materiale	125	250	500	1000	2000	4000	Hz
Vinduer							
med almindeligt Vinduesglas.	0,35	0,25	0,18	0,12	0,07	0,04	(6)
25 mm Træbetonplader paa Væg	0,18	0,11	0,19	0,39	0,95	0,56	(6)
Gardiner og Forhæng							
Fortræksgardiner (tøtvævet) 9 cm fra Væg	0,06	0,10	0,38	0,63	0,70	0,73	(6)
Bomuld (0,5 kg/m ²) hængende ved Væg	0,04	0,07	0,13	0,22	0,32	0,35	(5)
do. do. draperet til $\frac{3}{4}$ Areal.	0,04	0,23	0,40	0,57	0,53	0,40	(5)
do. do. draperet til $\frac{1}{2}$ Areal.	0,07	0,31	0,49	0,81	0,66	0,54	(5)
Aabninger m. m.							
Vindue (aabent)			1,00				
Balkonaabning			0,25—0,80				—
Sceneabning			0,25—0,40				—
Ventilationsgitter			0,10—0,50				—
Akustisk absorb. Materialer ...							
Akustisk Puds 10 mm.	—	0,03	0,07	0,11	0,20	0,34	(6)
Rockwool (udækket) 2,5 cm.	0,09	0,23	0,53	0,72	0,75	0,77	(1)
5	0,20	0,53	0,74	0,78	0,75	0,77	(1)
10	0,68	0,84	0,82	0,78	0,75	0,77	(1)

**Antal Absorptionsenheder
pr. Stk. (dog aldrig over 1 Absorptionsenhed pr. m² Gulvflade.)**

Genstand	125	250	500	1000	2000	4000	Hz
Siddende Person	0,17	0,36	0,47	0,52	0,50	0,46	(7)
Musiker i et Orkester (Instrumenter m. v. inkl.)...	0,40	0,85	1,15	1,40	1,30	1,20	(7)
Wienerstol.	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	—
Træstol (Sæde og Ryg af Kryds- finér)	—	0,01	0,01	0,02	0,04	0,05	(6)
Stol, polstret Sæde og Ryg...	0,11	0,18	0,28	0,35	0,45	0,42	(6)
Klaver	0,20	—	0,60	—	0,52	—	—

Kilder: 1. Statsradiofonien 4. Building Research Station 7. Furrer
 2. V. O. Knudsen 5. Poul Sabine 8. E. Meyer
 3. W. C. Sabine 6. Lydteknisk Laboratorium

4b) To målemetoder.

I dette afsnit skal vi diskutere to væsensforskellige målemetoder for lydabsorption: Lydrumsmetoden og rørmetoden.

1) Lydrumsmetoden.

Lydrumsmetoden bygger direkte på de i forrige afsnit udledte formler. Lydrummet er et akustisk prøverum med volumen V , vægareal S og middelabsorptionskoefficient a_m , og det har derfor i tom tilstand en efterklangstid

$$t_t = \frac{55 V}{c a_m S}. \quad (\text{b.1})$$

Når en del af væggen med areal S_p tildækkes af en prøve af det dæmpende materiale, hvis absorptionskoefficient a_p skal måles, bliver efterklangstiden

$$t_p = \frac{55 V}{c (a_m (S - S_p) + a_p S_p)}. \quad (\text{b.2})$$

Måles både t_t og t_p (ved samme frekvens), findes absorptionskoefficienten (ved samme frekvens) af ligning (b.1) og (b.2) til

$$a_p = \frac{55 V}{c S_p} \left(\frac{1}{t_p} - \frac{1}{t_t} \right) + a_m. \quad (\text{b.3})$$

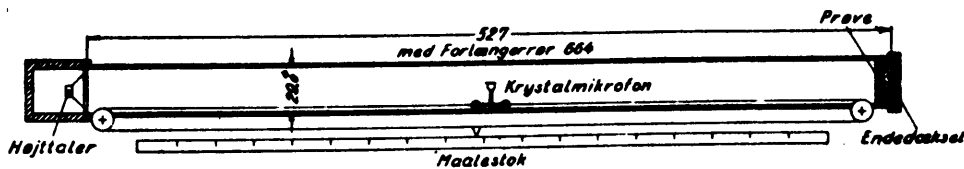
Skal formel (b.3) ikke give for stor usikkerhed, må t_p og t_t ikke ligge for tæt på hinanden, og skal den overhovedet gælde, skal også formel (b.1) og (b.2) gælde. Både med og uden prøve skal lydfeltet altså være diffust. Dæmpningen skal altså selv med prøven inde i rummet være svag, og yderligere meget svagere, når prøven ikke er der. For at hjælpe på diffusiteten kan man sørge for, at ingen begrænsningsflader i prøverummet er parallelle. Lydrumsmetodens største ulempe er, at det trods alle forholdsregler er umuligt at gøre lydfeltet helt diffust, så måleresultatet vil altid afhænge mærkbart af, hvor i rummet prøven er anbragt. Skal forskellige materialer sammenlignes, må de

derfor prøves i samme prøverum under analoge forhold, og hvis ikke prøverummet udviser samme geometri i lydforde-
ling som det rum, hvori absorbenten skal anvendes, har måleresultatet kun en begrænset gyldighed. Trods denne be-
grænsning er absorptionsmåling ved lydromsmetoden den bedste metode (bortset fra forsøg på stedet, som jo ikke kan anvendes til beregning af et ikke udført byggeris akustiske egenskaber) til bestemmelse af et materiales eller en lyddæmpende (resonator-) konstruktions virkning.

2) Rørmetoden.

Rørmetoden er mere eksakt, men udelukkende, fordi den er mere begrænset i sine forudsigelser: Ved rørmetoden kan man måle absorptionen i en plade af absorberende materiale, der rammes af vinkelret indfaldende plane lydbølger. Rørmetoden kan ikke bruges til måling af absorptionen ved skråt indfald, og den kan ikke måle, hvilket antal absorptionsenheder der nå tilskrives et legeme af mere indviklet geometri (f.eks. en lænestol) eller en resonatorabsorbent.

Rørmålingen bygger direkte på lydens bølgenatur. Måleapparatet er et rør af mindst $\frac{1}{2}$ bølgelængdes længde. I den ene ende ("højre") er røret afsluttet af et fuldstændigt lydreflekterende dæksel, og umiddelbart indenfor dette dæksel anbringes materialeprøven. I den anden ende ("venstre")



Røraparat til Maaling af Materialernes akustiske Absorptionskoefficient for vinkelret indfaldende Lyd.

Fra Ingerslev: Akustik
støder røret op til en højttaler, der fra en tonegenerator udsender en ren tone. Fra venstre mod højre går der så en "direkte" lydbølge

$$p_d = C_d \cos(kx - \omega t - \phi_d)$$

Den reflekterede lydbølge går fra højre mod venstre,

$$p_r = C_r \cos(-kx - \omega t - \phi_r)$$

Det samlede lydtryk i punktet x til tiden t er så

$$p = p_d + p_r = C_d \cos(kx - \omega t - \varphi_d) + C_r \cos(-kx - \omega t - \varphi_r),$$

og det effektive lydtryksskvadrat i punktet x fås som tidsmiddelværdien af p^2 ,

$$\begin{aligned} p_{\text{eff}}^2 &= \langle p^2 \rangle = \langle C_d^2 \cos^2(kx - \omega t - \varphi_d) + \\ &C_r^2 \cos^2(-kx - \omega t - \varphi_r) + 2C_d C_r \cos(kx - \omega t - \varphi_d) \cos(-kx - \omega t - \varphi_r) \rangle \\ &= \frac{1}{2} C_d^2 + \frac{1}{2} C_r^2 + C_d C_r \langle \cos(-2\omega t - \varphi_d - \varphi_r) + \cos(2kx - \varphi_d + \varphi_r) \rangle \\ &= \frac{1}{2} (C_d^2 + C_r^2 + 2C_d C_r \cos(2kx - \varphi_d + \varphi_r)) \begin{cases} \leq \frac{1}{2} (|C_d| + |C_r|)^2 \\ \geq \frac{1}{2} (|C_d| - |C_r|)^2 \end{cases} \end{aligned}$$

Måler vi lydstyrken i et punkt x med en mikrofon, registrerer den netop p_{eff}^2 ; når vi flytter en mikrofon hen langs røret, registrerer den et effektivt lydtryksskvadrat, der varierer harmonisk mellem

$$p_{\text{min}}^2 = \frac{1}{2} (|C_d| - |C_r|)^2 \quad \text{og} \quad p_{\text{max}}^2 = \frac{1}{2} (|C_d| + |C_r|)^2.$$

Indfører vi $n = p_{\text{max}} / p_{\text{min}} = (|C_d| + |C_r|) / (|C_d| - |C_r|)$,

får vi $|C_r| / |C_d| = (n-1)/(n+1)$. Men forholdet mellem

den reflekterede og den indfaldende bølges intensiteter er $p_{r,\text{eff}}^2 / p_{d,\text{eff}}^2 = C_r^2 / C_d^2 = (n-1)^2 / (n+1)^2$. Absorptionskoefficienten er altså

$$a = 1 - p_{r,\text{eff}}^2 / p_{d,\text{eff}}^2 = 1 - \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 = \frac{4n}{n^2 + 2n + 1} = \frac{4}{2 + n + \frac{1}{n}}.$$

Spørgsmål: Hvorfor må vi forlange, at rørets længde er mindst $\frac{1}{2}$ bølgelængde?

Vi har forudsat, at der er plane bølger i rørets retning inde i røret. Det forudsætter, at vi ikke kan risikere at få stående bølge på tværs af røret, og altså,

at bølgelængden λ er en del større end rørets diameter d (man kan vise, at kravet er $\lambda > 1,71 \cdot d$). Vi bemærker, at der i målerøret er tale om en art ufuldstændige stående bølger, hvor den fremadskridende og den reflekterede bølge har forskellig amplitude. Såfremt $a = 0$, får vi en egentlig stående bølge med knudepunkter og buge.

Filosofisk kunne man tilføje, at rørmethoden er tilfredsstillende som fysisk (naturvidenskabelig) måling fordi der gives et ganske bestemt korrekt måleresultat. Det er (som så ofte) opnået ved, at selve problemstillingen er blevet begrænset til det i sig selv i praksis ikke særligt relevante: vinkelret indfald på homogen absorberende plade. Måleresultatet kan selvfølgelig anvendes på praktiske problemer, men kun til at give en tilnærmet idé om problemløsningen. Lydrumsmethodens måleresultater er normalt langt mere tilfredsstillende som vejledning for praksis, men lydrumsmetoden vil ikke blive regnet for en naturvidenskabelig målemetode, fordi forsøgssituationen ikke er præcist defineret, så længe det ene lydmålerum ikke er identisk med det andet indenfor måleusikkerheden, eller man ikke kan forudsige måleresultatet i lydum B, når det kendes i lydum A. Den komplekse og upræcist definerede forsøgssituation i lydummet gør lydrumsmetoden mindre egnet som kontrol på en fysisk teori for dæmpning.

4c) En vægs reduktionstal.

Begrebet absorptionskoefficient og absorptionsenhed er forbundet med problemet: at regulere lydniveauet i det rum, hvori lyden frembringes. Begrebet reduktionstal er forbundet med naboens problem: hvor højt bliver lydniveauet i nabolokalet til det rum, hvori en lyd frembringes?

I afsnit (3.b) angav vi en formel (3.b.9) for et "energitransmissionsforhold". Det angår forholdet mellem intensiteten af den lydbølge, der transmitteres gennem en væg, og den lydbølge, der falder ind mod væggen.

Er transmissionsforholdet $q = \frac{I_t}{I_i}$, er lydniveauet af den transmitterede bølge

$$R = 10 \log \frac{1}{q} = 10 \log \frac{I_i}{I_t}$$

lavere end lydniveauet af den indfaldende bølge. *Reduktionstallet* R af en skillevæg er altså det antal decibel, lydniveauet falder ved at gå gennem væggen.

Når en lydbølge rammer en skillevæg, sætter den væggen i svingninger. Disse svingninger overtager den energi, som lydbølgen sender ind mod væggen. Væggens svingningsenergi omsættes videre på 4 måder:

- 1) Noget udstråles igen i det rum, lyden kom fra (refleksion).
- 2) Noget udstråles på væggens modsatte side (transmission).
- 3) Noget forplanter sig via de faste forbindelser i bygningen til andre bygningsdele.
- 4) Noget omsættes til varme på grund af væggens dæmpning.

Et højt reduktionstal betyder, at størstedelen af energien (hvis $R = 20$, så 99%) omsættes på 1., 3. eller 4. måde, og kun en lille del (i eksemplet 1%) på 2. måde. Her er det forudsat, at væggen ikke er porøs. Er den det, vil en del af den indfaldende energi medgå til at sætte luften i porerne i bevægelse. Noget af denne bevægelsesenergi vil blive udstrålet igen (transmission og refleksion), noget vil gå tabt ved gnidning (porøs absorbent).

I afsnit (3.b) beregnede vi reduktionstallet for en uendelig plan væg ved vinkelret lydindfald, og vi diskuterede det skrå lydindfald i forbindelse med koincidenseffekten. I en reel bygning er en væg imidlertid endelig, og den er spændt fast i kanterne (normalt statistisk ubestemt). Disse forhold gør, at det normalt er umuligt at *beregne* reduktionstallet selv for en uporøs skillevæg; partielle resultater og omtrentlige regler findes, men udledningen af dem er en længere affære. Her skal vi blot henvise til i konkrete tilfælde at tage resultaterne og metoderne fra kapitel 3, afsnit b, c, d og e som vejledning, i forbindelse med almindeligt kendskab til bygningskonstruktionen.

Heller ikke måling af reduktionstal er helt ligetil, hvis det skal være præcist. Efterklangsprocessen i modtagerrommet spiller ind, så man strengt taget ikke blot kan stille en højttaler op i det ene rum og en mikrofon i det andet. Gør man det, og har rummene forskellig efterklangstid, vil man finde et nyt reduktionstal for væggen, når man bytter om på højttaler og mikrofon.

4d) Installationslyd.

En almindelig og aldrig velkommen støjkilde i en bygning er installationslyden: lyd stammende fra de vandførende installationer.

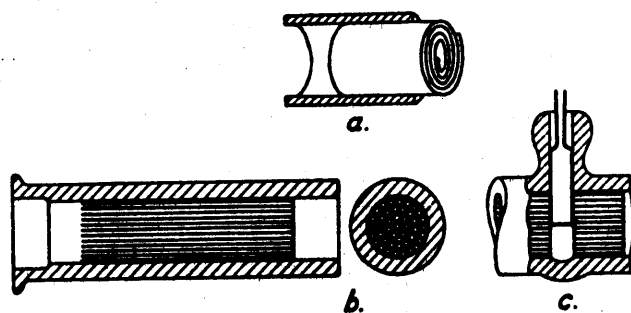
Når vand strømmer gennem et rør, kan det ske laminært eller turbulent, afhængigt af Reynolds tal $Re = vr/\nu$. Ser vi på et rør, hvis vandføring overalt er den samme, vil turbulensen opstå der, hvor tværsnittet er mindst og strømningshastigheden derfor samtidig størst, og i øvrigt ved uregelmæssigheder som rørbøjninger. På steder, hvor vandet pludselig udsættes for trykfald (ved indsnævringerne) vil der samtidig ske det, at den i vandet opløste luft pludselig udskilles i bobler (kavitation). De mindste indsnævring, hvor turbulens, kavitation og dermed støjdannelse bliver kraftigst, er selvfølgelig ventiler (både vandhane- og radiatorventiler). Når vand strømmer ud fra en vandhane, kan man normalt se, at det ved større udstrømningshastigheder bliver turbulent. Ofte er der også en skumdannelse, der viser en kraftig kavitation.

Turbulensens frekvenser ligger normalt under 100 Hz, altså nederst i det hørlige område. Kavitationen frembringer støj, der normalt ligger i området 600-800 Hz. Begge frekvensområder svarer til bølgelængder, der er mange gange større end diameteren af de vandførende rør i en bygning. Selvom rørene bringes i svingninger af turbulens og kavitation, er det altså ikke rørene, der udstråler den hørlige støj. Ulykken er, at haner og ventiler via rørene er stift forbundet med større flader (radiatorplader og vægge) der er effektive lydudstrålere.

Skal installationslyd nedbringes, er der derfor 2 veje: Turbulens og kavitation kan forhindres, eller svingningsoverførslen til de lydudstrålende flader kan dæmpes. Kavitationen opstod ved kraftige, pludselige trykfald. De bør derfor så vidt muligt undgås, så snævre dyser i en vandtilledning er af det onde.

Er diameteren af husets vandrør stor, vil størstedelen af trykfaldet fra den ydre vandledning til luftens atmosfæretryk (reduceret for højdeforskellen) ske i selve vandhanen, så kavitationen kan også nedbringes, hvis alle rør dimensioneres med så lille diameter, at vandhanerne kun *kan* afgive vand i det største ønskelige tempo (mange vandhaner åbnes aldrig fuldt ud, fordi vandet så ville sprøjte hele lokalet til - prøv selv med et passende udvalg af vandhaner). Er skaden sket, og er for brede ledninger installeret, kan en trykreduktionsventil selvfølgelig hjælpe.

Turbulensen afhang af størrelsen $Re = \frac{vr}{\nu}$. Re kan ned-sættes på de kritiske steder, hvis vandet f. eks. med en metalspiral bringes til at løbe i mange kanaler, der hver for sig har mindre udstrækning end den oprindelige røråbning r - det ændrer jo ikke strømningshastigheden væsentligt. Selv et trådnæt kan nedbringe turbulensen.

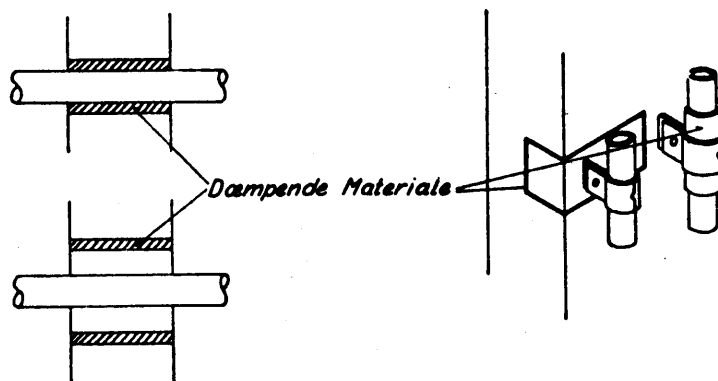


Detailtegninger af støjfri Konstruktion
til Brug ved Vandhaner.

Fra Ingerslev: Akustik

Når der trods disse forholdsregler er installationsstøj (eller i forventning om, at den måske kan komme under en ændring af f. eks. varmeanlægget, kan man mindske udstrålingen ved at forhindre signalets udbredelse langs vandrøret og fra rør til faste flader (f. eks. vægge). Afbrydes metalrøret på et stykke af et blødt rør, f. eks. en gummislange, vil signalet ikke kunne brede sig langs røret (men nok gennem vandet, som overbringer en del af støjen).

Rørgennemføringerne gennem vægge og fastspændinger til væggene kan uskadeliggøres, hvis der mellem rør og væg sættes dæpende materiale. I den forbindelse kan det nævnes, at en rørforbindelse gennem en dobbeltvæg, som skulle isolere to naborum lydmæssigt fra hinanden, nok så nydeligt vil overføre den ene vægs svingninger til den anden (og dermed det ene rums lyde til det andet), hvis røret er spændt fast i begge vægge - det fungerer som "lydbro".



Isolering af Vandrer.

Fra Ingerslev:

Figureerne på omslaget stammer fra Ingeniörvetenskaps-
academien: "Maskinbuller" (Stockholm 1963) (huset) og
Lothar Cremer: "Statische Raumakustik" (Stuttgart 1961)
(noderne).

Figureerne på side 10 og 48 er ændret en smule, men
det faktiske indhold er uforandret.