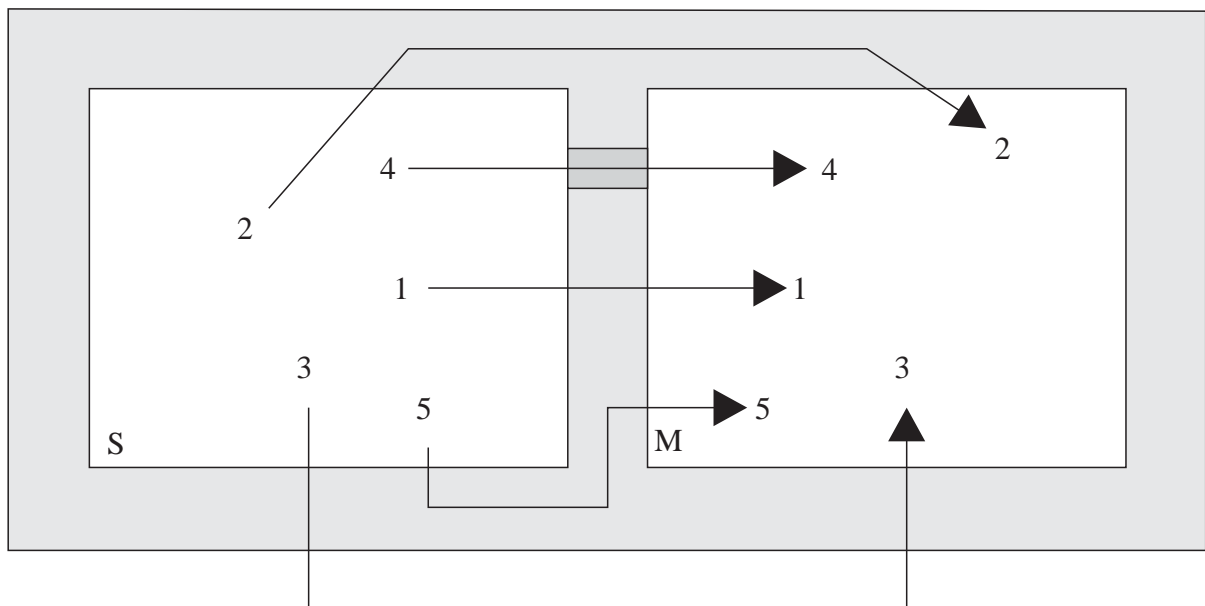


STRUCTURAL DYNAMICS, VOL. 10

Bygnings- og rumakustik

P.H. Kirkegaard



husk symbol og index

Aalborg tekniske Universitetsforlag
April 2003

Indhold

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Introduktion | 13 |
| 2 | Definitioner i lineær akustik | 15 |
| 2.1 | Den fysiske beskrivelse af lyd | 16 |
| 2.1.1 | Plant lydfelt | 17 |
| 2.1.2 | Sfærisk lydfelt | 20 |
| 2.2 | Lydenergi, lydintensitet og lydeffekt | 23 |
| 2.2.1 | Energitæthed | 23 |
| 2.2.2 | Lydintensitet og lydeffekt | 24 |
| 2.3 | Spektrum og oktavbånd | 25 |
| 2.4 | Decibel og lydniveauer | 28 |
| 2.4.1 | Flere lydkilder | 30 |
| 2.5 | Menneskets lydopfattelse | 33 |
| 2.5.1 | Hørestyrkeniveau | 34 |
| 2.5.2 | Lyds indflydelse på mennesker | 35 |
| 2.5.3 | Lydvægtningsskurver | 37 |
| 2.5.4 | Det ækvivalente lydtrykniveau | 40 |
| 2.6 | Resumé af begreber i lineær akustik | 41 |
| 3 | Rumakustik - Lydregulering i bygninger | 43 |
| 3.1 | Bølgeteoretisk rumakustik | 44 |
| 3.2 | Geometrisk rumakustik | 47 |
| 3.3 | Statistisk rumakustik | 51 |
| 3.3.1 | Lydabsorption | 51 |
| 3.3.2 | Lydfelter i lukket rum | 55 |
| 3.3.3 | Stationær og transient energitæthed i lukket rum | 57 |
| 3.3.4 | Efterklangstid | 61 |
| 3.3.5 | Gyldighed af Sabine´ s efterklangsformel | 64 |
| 3.4 | Målbare objektive akustiske mål | 65 |
| 3.5 | Intern støj | 66 |
| 3.6 | Resumé af begreber i rumakustik | 67 |

Figurer

| | | |
|------|---|----|
| 1-1 | Lydens udbredelse fra kilde (1) i og gennem en bygnings vægge og etageadskillelser (2) til modtager (3). | 14 |
| 2-1 | Tidsvarierende lydtryk, $p(t) = p_t(t) - p_s$ | 15 |
| 2-2 | Plant lydfelt i rør. | 17 |
| 2-3 | Plan vilkårlig bølge. | 18 |
| 2-4 | Plant harmonisk lydfelt. | 19 |
| 2-5 | Sfærisk lydfelt. | 21 |
| 2-6 | Volumenændring i plant lydfelt | 23 |
| 2-7 | Harmonisk signal i a) tidsområdet og b) frekvensområdet. | 26 |
| 2-8 | Periodisk signal i a) tidsområdet og b) frekvensområdet. | 27 |
| 2-9 | Typiske lydtrykniveauer L_p | 29 |
| 2-10 | Addition af lyd niveauer. | 32 |
| 2-11 | Subtraktion af lyd niveauer. | 33 |
| 2-12 | Det hørbare område spænder ca. 10 oktaver med bølgelængder fra ca. 17 m til 17 mm. | 34 |
| 2-13 | Hørestyrkekurver. Kurverne sammenkæder de lydtryk ved forskellige frekvenser, som mennesker i gennemsnit opfatter som lige kraftige. Den subjektivt opfattede lydstyrke angives i enheden ”phon”. | 35 |
| 2-14 | Høresvækkelse ved vedvarende ophold i støj. | 37 |
| 2-15 | A- og C-vægtning kurver. | 38 |
| 3-1 | Cartesisk koordinatsystem for et rektangulært rum. | 45 |
| 3-2 | Egensvinningsformer for rektangulær rum. | 46 |
| 3-3 | To-dimensionale egensvinningsform for rektangulær rum for $n_x=3, n_y=2, n_z=0$ | 46 |
| 3-4 | Gunstige dimensioner for rektangulære radio- og fjernsynsstudier. L : længde, B : bredde, H : højde. | 47 |
| 3-5 | Refleksion af plan bølge fra plan flade. | 48 |
| 3-6 | Refleksion af sfærisk bølge fra en plan flade. | 48 |
| 3-7 | Plane lydbølgers refleksion fra en konkav flade. | 49 |
| 3-8 | Ekko i rum. | 50 |
| 3-9 | Flutterekko i rum. | 50 |
| 3-10 | Dødt område (skyggedannelse). | 51 |
| 3-11 | Lydfelt der rammen absorberende materiale. | 51 |

| | |
|---|----|
| 3-12 Lydabsorptionsklasse ifølge ISO 11654. | 53 |
| 3-13 Ændring i α som funktion af frekvens. Materialet er filt. | 54 |
| 3-14 Direkte og reflekteret lyd i lukket rum. | 56 |
| 3-15 Lydfelt med direkte og stort antal refleksion i lukket rum. | 57 |
| 3-16 Figur med vinkler. | 58 |
| 3-17 Lydtrykniveau som funktion af rumkonstanten R og afstanden r til lydgiveren i lukket rum | 60 |
| 3-18 Relativ energitæthed som funktion af tiden i en lineær afbildning. | 61 |
| 3-19 Relativ energitæthed som funktion af tiden i en logaritmisk afbildning. | 61 |
| 3-20 Sammenhæng mellem rumvolumen og efterklangstiden. | 63 |
| 3-21 NC kurver. | 67 |

Tabeller

| | | |
|-----|---|----|
| 2-1 | Lydhastigheder i forskellige materialer. | 16 |
| 2-2 | Standardiserede centerfrekvenser 1/3 og 1/1-oktaver, (1/1-oktaver er vist med fed). | 28 |
| 2-3 | Menneskets subjektive vurdering af ændringer i L_p | 35 |
| 2-4 | Støjs konsekvenser. | 37 |
| 2-5 | Standardiserede A- og C-filtre til bestemmelse af lydstyrke for 1/3- og 1/1-oktaver inddeling, (1/1-oktaver er vist med fed). | 39 |
| 2-6 | Oktavværdier. | 40 |
| 2-7 | Sammenhæng mellem L_{pA} og opholdstid. | 41 |
| 3-1 | Eksempler på absorptionskoefficienter. | 52 |
| 3-2 | Ækvivalente absorptionsareal for personer og stole | 55 |
| 3-3 | Luftens bidrag til ækvivalent absorptionsareal ved 50 % luftfugtighed. | 55 |
| 3-4 | Typiske værdier for rumdæmpning ($L_p - L_w$), | 60 |
| 3-5 | Sammenligning af beregnet efterklangstider. | 65 |
| 3-6 | Sammenligning af målte efterklangstider. | 65 |
| 3-7 | Resultater fra støjmåling. | 67 |

Forord

Denne bog er udarbejdet til brug ved undervisningen i Bygnings- og rumakustik for arkitektur- og ingeniørstuderende ved Aalborg Universitet. Bogen præsenterer de grundlæggende begreber i lineær akustik samt en introduktion til begreber indenfor bygnings- og rumakustikken, således at den studerende bliver indført i teorier og metoder inden for praktisk anvendelig akustisk projektering af bygninger med henblik på, at der opnås et tilfredsstillende akustisk miljø. Herunder gives der også en gennemgang af regler og krav i den danske byggelovgivning og de dertil tilknyttede standarder.

Bogen har ikke til hensigt at give en generel teoretisk gennemgang af alle begreber i lineær akustik, men kun af de begreber, der er nødvendige for at kunne håndtere praktisk anvendelig akustik.

Aalborg Universitet, April 2003
P.H. Kirkegaard

Symbolliste

| | | | | | |
|------------|--|-------------|------------------|------------------------------|----------|
| A | ækvivalent absorptionsareal | m^2 | | | |
| B | bulkmodulet | Pa | | | |
| I | lydintensitet | W/m^2 | | | |
| I_0 | referencelydintensitet | W/m^2 | | | |
| L_{AeqT} | energiækvivalent, A-vægtet lydtrykniveau | dB | c | lydhastighed | m/s |
| L_n | trinlydniveau (laboratiemåling) | dB | f | frekvens | Hz |
| L'_n | trinlydniveau (feltnåling) | dB | f_c | kritisk frekvens | Hz |
| $L_{n,w}$ | vægtet trinlydniveau (laboratiemåling) | dB | f_r | egenfrekvens | Hz |
| $L'_{n,w}$ | vægtet trinlydniveau (feltnåling) | dB | i | imaginær tal $i = \sqrt{-1}$ | |
| L_p | lydtrykniveau | dB | $p(t)$ | lydtryk | Pa |
| L_{pA} | A-vægtet lydtrykniveau | dB | $p_t(t)$ | totale lufttryk | Pa |
| L_S | lydtrykniveau i senderum | dB | p_s | statisk lufttryk | Pa |
| L_M | lydtrykniveau i modtagerum | dB | \tilde{p} | effektiv lydtryk | Pa |
| L_u | udendøres støjniveau | dB | p_0 | referencelydtryk | Pa |
| L_w | lydeffektniveau | dB | r | afstand | m |
| L_{wA} | A-vægtet lydeffektniveau | dB | t | tid | s |
| P | lydeffekt | W | α | absorptionskoefficient | |
| P_0 | referencelydeffekt | W | ε | lydenegitæthed | J/m^3 |
| Q | retningsfaktor | | λ | bølgelængde | m |
| R | reduktionstal (laboratiemåling) | dB | ρ_s | luftens statisk densitet | kg/m^3 |
| R' | reduktionstal (feltnåling) | dB | $\rho(t)$ | luftens densitet | kg/m^3 |
| R_w | vægtet reduktionstal (laboratiemåling) | dB | ΔL | trinlyddæmpning | dB |
| R'_w | vægtet reduktionstal (feltnåling) | dB | ΔL_w | Vægtet trinlyddæmpning | dB |
| S | areal | m^2 | $\Delta L_{w,c}$ | Referencedæk af beton | dB |
| T_C | luftens temperatur i Celsius | $^{\circ}C$ | $\Delta L_{w,t}$ | Referencedæk af træ | dB |
| T_K | luftens temperatur i Kelvin | K | | | |
| T | periode | s | | | |
| T_{Sab} | efterklangstid | s | | | |
| V | volumen | m^3 | | | |
| Z_c | karakteristiske impedans | Pa s/m | | | |

KAPITEL 1

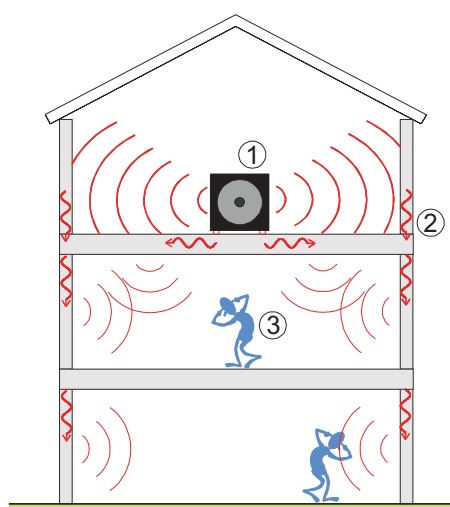
Introduktion

Læren om lyden, dens opståen, udbredelse og hørbarhed kaldes akustik, afledt af det græske udtryk $\alpha\kappa\upsilon\epsilon\iota\nu$ (akuein = at høre). Akustikkens betydning for design af byggeri har været siden synlig siden teatre, som *Epidauros* i antikkens Grækenland. Der er almen enig om i litteraturen, at den første som studerede akustik var Pythagoras (ca. 570-497 f.kr.). Senere i historien udviste romerske arkitekter en stor forståelse på akustikkens betydning for formgivning af amphiteatre for at tilvejebringe en god akustik, hvilket bl.a. dokumenteres af den romerske arkitekt Vitruvius i hans bog *De Architectura*. I denne bog taler han om nogle af lydlærens parametre, som karakteriserer lydens opståen og hendøen. I det seneste århundrede har disse parametre været anvendt som de vigtigste design parametre.

Den første som opstillede en matematisk teori indenfor akustikken var Newton 1642, som(?) Akustik er nu om stunder en integreret del ved projektering af nybyggeri på linie med statik, vvs, el og geoteknik. Akustik omfatter bl.a.

- ◆ bygningsakustik (lydisolering)
- ◆ rumakustik (lydregulering)

Lydisolering betegner de foranstaltninger, der har til formål at reducere lydtransmissionen fra ét rum til et andet, samt fra eksterne lydkilder, se figur 1–1. *Lydregulering* beskriver de foranstaltninger, der gøres for at regulere eller dæmpe den lyd, der er i samme rum som lyd giveren. Typisk er lydregulering relateret til et rums akustiske kvalitet i f.eks koncertsale, undervisningsrum, mødelokaler etc. Ved afgørelsen af om et lydindtryk opfattes som lyd eller *støj*, er det afgørende, om lyden er ønsket eller uønsket. Om en lyd er ønsket eller uønsket, kan afhænge af hvilke personer, der udsættes for lyden. En racerfører synes sikkert, at lyden af en motor ved fuld kraft er ”musik”for øret. Hvorimod en nabo til en racerbane kan synes, at motorens lyd er generende. En lyd behøves nødvendigvis ikke at være høj for at være generende. I visse situationer kan lyden fra en dryppende hane være lige så generende som en højt larmende motor. Arbejdssituationen spiller også ind i en sådan vurdering, ligesom psykiske faktorer som f.eks. tidspres, høj koncentration og flere samtidige arbejdsopgaver gør det. Lyd, der forhindrer eller vanskeliggør, at informationen - hvad enten det gælder tale- eller lydsignaler - videregives, kan kaldes støj og kræver, at der laves en form for støjdæmpning. Støj i et rum kan enten komme fra en ekstern kilde eller en intern kilde. Dæmpning af ekstern støj er et bygningsakustisk problem (lydisolering), medens dæmpning af intern støj er et rumakustisk problem (lydregulering).



Figur 1–1 Lydens udbredelse fra kilde (1) i og gennem en bygnings vægge og etageadskillelser (2) til modtager (3).

Lydisolering, lydregulering og støjbekæmpelse kræves mere og mere som en nødvendig del af moderne byggeri, hvor der ønskes en god akustisk kvalitet. Generelt er det svært at definere ”god akustik”, idet det er et udtryk for, hvorvidt akustikken i et rum er tilpasset rummet på en ”god” eller ”dårlig” måde. Det er jo klart, at man ikke ønsker at have den samme akustik i f.eks. en koncertsal som et undervisningsrum. Endvidere afhænger bedømmelse også af om et rum har en ”god akustik” også af, hvorledes rummets akustik bedømmes. For at fastlægge et rums akustik vil en akustiker anvende målbare objektive akustiske mål. En musiker vil derimod anvende ikke målbare subjektive mål, så som lydens varme, fylde, farve, klarhed etc. Dermed må ”god akustik”defines ved en kombination af såvel objektive som subjektive mål, som kan inddeles i mål, som er relateret til lydens fordeling, udbredelse i rummet og mål relateret til støjniveauet i rummet.

Denne bog har til formål, at give en introduktion til de bygnings- og rumakustiske begreber, således at den studerende bliver indført i teorier og metoder inden for praktisk anvendelig akustisk projektering af bygninger, således at der opnås et tilfredsstillende akustisk miljø. Indholdet i bogen er organiseret som følger

- ◆ Kap 1: Introduktion
- ◆ Kap 2: Definitioner i lineær akustik
- ◆ Kap 3: Rumakustik - Lydregulering i bygninger
- ◆ Kap 4: Lydisolering af bygninger
- ◆ Kap 5: Praktisk lydisolering af bygninger
- ◆ Kap 6: Lydmåling i bygninger

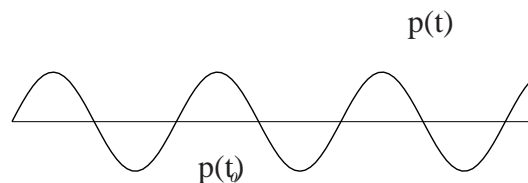
KAPITEL 2

Definitioner i lineær akustik

Ved lyd forstås hørbare svingninger i et fast elastisk, flydende eller luftformigt medie. Lydudbredelse i luft sker ved, at en lydkilde gennem mekanisk påvirkning sætter luftpartiklerne i svingning omkring deres ligevægtsstilling. Som følge af luftens elasticitet breder denne svingningsbevægelse sig til stadigt fjernere luftpartikler, og der opstår således en fremadskridende lydbølge. Ved partiklernes bevægelse i luften fremkommer et vekslende over- og undertryk - *lydtrykket*, som i det menneskelige øre omsættes til lydindtryk. Svingningerne i luft kaldes *luftlyd*, mens svingninger i eksempelvis konstruktioner kaldes *bygningsslyd* eller *strukturlyd*.

Ved luftpartiklernes bevægelse fremkommer et vekslende over- og undertryk omkring det statiske lufttryk p_s (barometerstanden), der ville være til stede i fravær af lydbølgerne, dvs. lufttrykket i det uforstyrrede medium. Forskellen mellem det øjeblikkelige totale lufttryk $p_t(t)$ og det statiske lufttryk p_s giver *lydtrykket* $p(t) = p_t(t) - p_s$, som er en tidsvarierende størrelse, der angives i enheden pascal (forkortet Pa), se figur 2-1. Idet lydtrykket veksler mellem positive og negative værdier, bruges ofte som lydtryk det *effektive lydtryk* \tilde{p} , som angives ved en "Root mean square-værdi over tidsintervallet $t_2 - t_1$

$$\tilde{p} = \sqrt{\frac{1}{(t_2 - t_1)} \int_{t_1}^{t_2} p^2(t) dt} \quad (2-1)$$



Figur 2-1 Tidsvarierende lydtryk, $p(t) = p_t(t) - p_s$.

Det bør bemærkes, at i gasser og væsker eksisterer der longitudinalbølger (trykbølger), hvor udbredelsesretningen er parallel med molekylernes udsvingsretning. I modsætning hertil kan faste stoffer overføre forskydningsspændinger, og i disse stoffer optræder der også såkaldte transversalbølger, hvor udbredelsesretningen er vinkelret på molekylernes udsvingsretning. Lydbølger kan sammenlignes med bølger i vand, som når man f.eks. kaster en sten i noget stillestående vand. Lydbølger bevæger sig dog meget hurtigere end bølger i vand. Lydbølgerne har det som vandbølgerne, at bølgeudbredelsen sker ved en energiudveksling og ikke en som en transport af luft eller vand.

Udbredeshastigheden c for lydbølger kan bestemmes ved antagelse om en adiabatisk proces, se appendix ??

$$c = \sqrt{B/\rho_s} = \sqrt{\frac{\gamma RT_K}{M}} \quad (2-2)$$

hvor B er kompressionsmodulet (bulkmodulet) og ρ_s luftens statisk densitet. T_K er luftens temperatur i Kelvin, R er gaskonstanten, M er molmassen, og γ er forholdet mellem specifikke varme kapaciteter ved henholdsvis konstant tryk og konstant volumen. Af (2-2) ses det, at *lydhastigheden* c er uafhængig af trykket, men at $c \propto \sqrt{T_K}$ idet R og γ er konstanter. Ved indsættelse af disse konstanter kan (2-2) skrives

$$c \approx 331,4 + 0,607T_C \quad (2-3)$$

hvor T_C er temperaturen i $^{\circ}C$. (2-3) er en tilnærmet formel for lydhastigheder, som gælder for T_C omkring stuetemperaturen.

Lydens hastighed i diverse materialer ved stuetemperatur $20^{\circ}C$ ses i tabel 2-1

| Materiale | Lydens hastighed (m/s) |
|------------|------------------------|
| luft | 343 |
| bly | 1320 |
| vand | 1500 |
| beton | 3050 |
| træ (blød) | 3320 |
| glas | 3650 |
| træ (hård) | 4250 |
| jern | 4720 |
| stål | 5000 |

Tabel 2-1 Lydhastigheder i forskellige materialer.

2.1 Den fysiske beskrivelse af lyd

Lydens udbredelse udgør et *lydfelt*, som ofte betragtes som værende et af følgende to typer

- ◆ Plant lydfelt
- ◆ Sfærisk (kugleformet) lydfelt

når lyden ikke reflekteres fra afgrænsende flader. I kapitel 3 vil et *diffust lydfelt*, som opstår i en kombination af direkte og reflekteret lyd, blive behandlet. De udtryk, der i det efterfølgende opstilles i relation til plane og sfæriske bølger, der udbreder sig uhindret, har stor praktisk betydning. Dette skyldes bl.a., at mere komplicerede lydfelter kan beskrives som en superposition af plane og/eller sfæriske bølger.

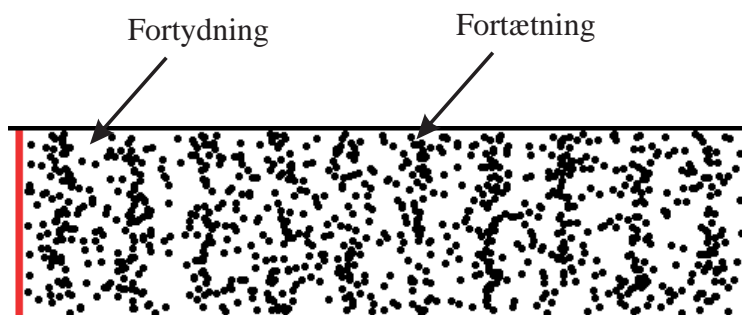
Inden for det hørbare område kan udbredelsen af lyd i luft med god approximation beskrives ved en lineær partiel differentiallying kaldet, *bølgeligningen*

$$\nabla^2 p = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (2-4)$$

hvor $p(x, y, z, t)$ angiver lydtrykket i et Cartesisk (x, y, z) -koordinatsystem. Identiske lignende bølgeligninger kunne også være opstillet for luftpartikel flytninger $\xi(x, y, z, t)$, luftpartikel hastigheder $u(x, y, z, t)$, luft temperaturen $T_C(x, y, z, t)$ eller luftens densitet $\rho(x, y, z, t)$. Bølgeligningen (2-4) er dog den mest anvendelige, da lydtrykket er den nemmeste akustisk størrelse at måle. Generelt er de styrende ligninger, hvorfra bølgeligningen udledes, komplicerede, men ved antagelsen om små ændringer i lydtrykket, kan der laves store simplificeringer, som medfører at der bl.a kan regnes lineært, se appendix ???. Små ændringer i lydtrykket svarende til at lyden ikke giver smertefornemmelser i øret. Når denne antagelse ikke er opfyldt, dvs. at der skal regnes ikke-lineært, bliver lyd hastigheden givet i (2-2) afhængig af trykket.

2.1.1 Plant lydfelt

En plan fremadskridende bølge er den simplest mulige løsning til bølgeligningen (2-4), men har alligevel stor relevans - f.eks. ved beregning af støj i ventilationssystemer. I dette tilfælde udbreder lydbølgerne sig i retning af ventilationskanalen ved luftpartiklernes svingninger omkring deres ligevægtsstilling i samme retning som lydbølgens udbredelsesretning. Det fremkalder skiftevis en fortætning og fortydning af luftpartikler i luften, hvilket resulterer i, at det øjeblikkelige lydtryk varierer med stedet, se figur 2-2.



Figur 2-2 Plant lydfelt i rør.

I dette tilfælde angives bølgeligningen

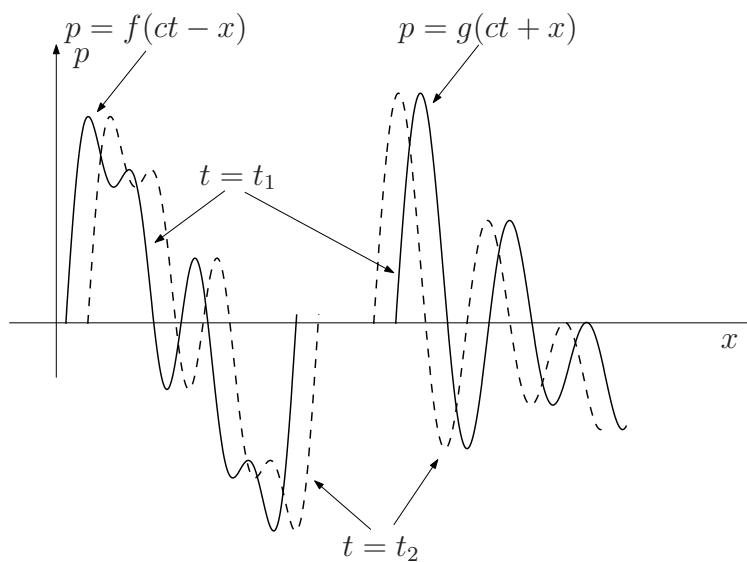
$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (2-5)$$

hvor x er koordinaten i den plane lydbølges udbredelsesretning. (2-5) har den generelle løsning for lydtrykket $p(x, t)$

$$p(x, t) = f(ct - x) + g(ct + x) \quad (2-6)$$

hvilket ses ved at indsætte (2-6) i (2-5). Funktionerne $f(ct - x)$ og $g(ct + x)$ er vilkårlige funktioner, som giver en generel løsning, da man i princippet kan angive alle typer af plane

lydbølger ved disse to funktioner. $f(ct - x)$ repræsenterer en plan bølge, som udbreder sig i x -retningens positive retning (fremadskridende bølge) med hastigheden c . $g(ct + x)$ repræsenterer en plan bølge, som udbreder sig i x -retningens negative retning (reflekteret bølge), også med hastigheden c . Det ses, at for et en-dimensional lydudbredelsesproblem, udbreder lydbølgerne sig med konstant hastighed c , som ikke er frekvens afhængig, hvorfor disse lydbølger kaldes *ikke-dispersive* bølger. Udbredelse af de vilkårlige funktioner $f(ct - x)$ og $g(ct + x)$ er illustreret i figur 2-3



Figur 2-3 Plan vilkårlig bølge.

Lydbølger kan enten være transient (aftagende) eller stationær, hvor de stationære harmoniske lydbølger er af speciel interesse i lineær akustik. For et akustisk system kan man f.eks. lade en højttaler påvirke et rum med en bestemt *frekvens* f . Herefter vil lydtrykket overalt i rummet variere med samme frekvens, (men forskellig fase og amplitude alt efter hvor i rummet man befinder sig). For et lineært system gælder også superpositionsprincippet, der siger, at hvis påvirkningen er sammensat af flere frekvenser, kan man behandle hver frekvens for sig og efterfølgende summere responserne for at finde det totale lydtryk. Det er derfor bekvemt at betragte et *harmonisk lydfelt*, dvs. et lydfelt hvor steds- og tidsafhængigheden af lydtrykket $p(x, t)$ kan skrives som

$$p(x, t) = \hat{p}_1 \sin(\omega t - kx + \phi_1) + \hat{p}_2 \sin(\omega t + kx + \phi_2) \quad (2-7)$$

hvor \hat{p}_1 og \hat{p}_2 er lydtrykkets amplituder for bølger, der udbreder sig henholdsvis x -retningens positive og negative retning. ϕ_1 og ϕ_2 er de respektive faser.

Til et givet sted x gentager et harmonisk signal sig hver gang tiden er øget med en *periode* T , hvilket betyder at

$$\omega T = 2\pi \Rightarrow \omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi f \quad (2-8)$$

hvor ω er *vinkelfrekvensen*. ϕ_1 og ϕ_2 er fasevinkler og k *bølgetallet*, der er relateret til vinkelfrekvensen ω ved

$$k = \frac{\omega}{c} \quad (2-9)$$

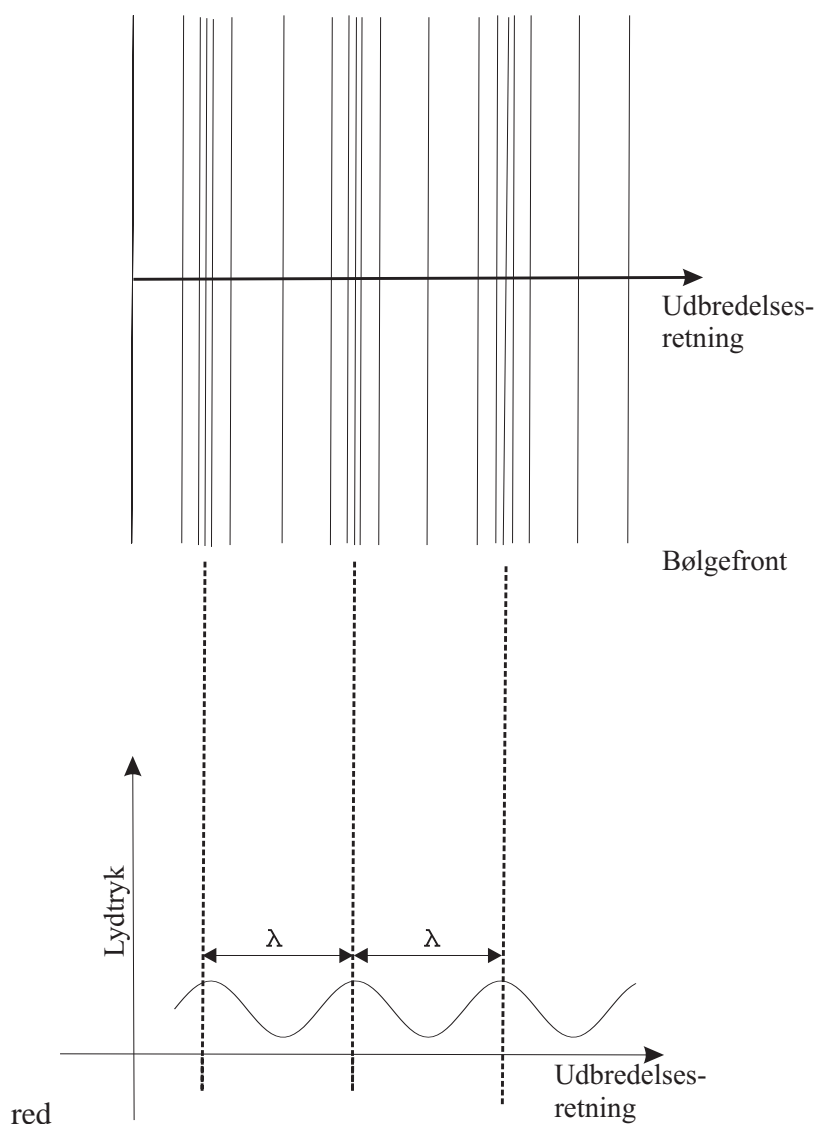
Til et given tidspunkt t gentager lydtrykket (2-7) sig harmonisk i stedkoordinaten x , hvilket betyder, at der sker en gentagelse, hver gang kx er øget med 2π . Tilvækst i x kaldes *bølgelængden* λ . Derfor gælder det, at

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2-10)$$

og hermed at

$$\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \Rightarrow \lambda = \frac{c}{f} \quad (2-11)$$

Figur 2-4 illustrerer, hvorledes lydtrykket ændrer sig, når en plan harmonisk lydbølge udbreder sig med bølgelængden λ



Figur 2-4 Plant harmonisk lydfelt.

Lydtrykket (2-7) skrives nu ved en kompleks plan bølge repræsentation ($i = \sqrt{-1}$)

$$p(x, t) = \hat{p}_1 e^{i(\omega t - kx)} + \hat{p}_2 e^{i(\omega t + kx)} \quad (2-12)$$

idet integration og differentiation med hensyn til tiden er særligt simpel for harmoniske felter på kompleks form.

Bevægelsesligningen (??) for x -retningen skrives

$$\rho_s \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (2-13)$$

Ved at kombinere (2-12) og (2-13) finder man en simpel sammenhæng mellem lydtrykket og partikelhastigheden

$$u(x, t) = -\frac{1}{\rho_s} \int \frac{\partial p}{\partial x} dt = -\frac{1}{\rho_s} \left[\frac{-ik}{i\omega} \hat{p}_1 e^{i(\omega t - kx)} + \frac{ik}{i\omega} \hat{p}_2 e^{i(\omega t + kx)} \right] \quad (2-14)$$

som kan skrives, da $k/\omega = 1/c$

$$u(x, t) = \frac{1}{\rho_s c} \hat{p}_1 e^{i(\omega t - kx)} - \frac{1}{\rho_s c} \hat{p}_2 e^{i(\omega t + kx)} \quad (2-15)$$

Ved at sammenligne (2-12) og (2-15) ses det, at for en plan bølge er lydtrykket og partikelhastigheden i fase, og forholdet mellem lydtrykket og partikelhastigheden i et punkt på x -retningens positive retning er relateret til lydtrykket ved

$$\frac{p}{u} = \rho_s c = Z_c \quad (2-16)$$

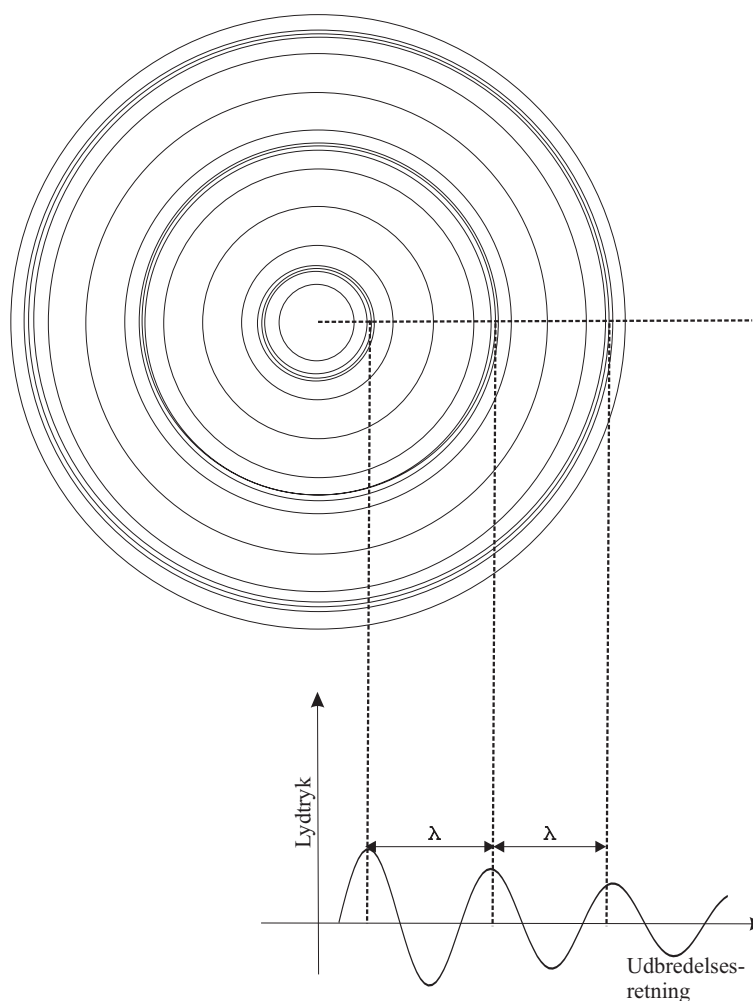
og i x -retningens negative retning

$$\frac{p}{u} = -\rho_s c = Z_c \quad (2-17)$$

Generelt er amplituderne \hat{p}_1 og \hat{p}_2 komplekse og giver for en flade et kompleks forhold mellem lydtrykket og partikelhastigheden kaldet *specifik akustik impedans*. For en plan fremadskridende bølge kaldes forholdet i et punkt mellem lydtrykket og partikelhastigheden *karaktæriske impedans*. Z_c er reel idet \hat{p}_1 og \hat{p}_2 er reelle. For luft ved 20 °C er den karakteristiske impedans $Z_c = 415$ Pa s/m.

2.1.2 Sfærisk lydfelt

Et *sfærisk lydfelt* opstår, når en punktførmig lydkilde udsender lydenergi ligeligt i alle retninger og karakteriseres som et *frit lydfelt*. Denne form for bølgeudbredelse kan sammenlignes med den bølgeudbredelse, der opstår på vandoverfladen, når en sten kastes i vandet. Bølgeudbredelsen er den samme i alle retninger, hvilket vil sige, at svingningstilstanden er den samme i alle punkter, som ligger i samme afstand fra lyd giveren. En flade sammensat af punkter med samme svingningstilstand kaldes en *bølgefront*, som for et sfærisk lydfelt udgør koncentriske kugleflader med centrum i lydkildens punkt, se figur 2-5. Når bølgefronten bevæger sig væk fra kilden, bliver krumningen af bølgefronten mindre, og en ret liniet bølgefront opstår, og lydbølgerne kan opfattes som næsten plane bølger.



Figur 2-5 Sfærisk lydfelt.

For sfærisk lydfelter er det fordelagtigt at omskrive bølgeligningen (2-4) til et sfærisk koordinatsystem (r, θ, φ) . Hvis et radialfelt betragtes, hvilket vil sige et lydfelt, hvor svingningstilstanden er den samme overalt i en vilkårlig afstand fra kildens centrum, bliver bølgeligningen for lydtrykket $p(r, t)$, da der ingen afhængighed er af vinklerne θ og φ

$$\frac{\partial^2(rp)}{\partial r^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2(rp)}{\partial t^2} \quad (2-18)$$

hvor r er afstanden fra kildens centrum. (2-5) og (2-18) er identiske, hvis p ændres til rp og x til r . Derfor er det nemt at se, at den generelle løsning for lydtrykket $p(r, t)$ bliver

$$p(r, t) = \frac{1}{r} f(ct - r) + \frac{1}{r} g(ct + r) \quad (2-19)$$

Funktionerne $f(ct - r)$ og $g(ct + r)$ er vilkårlige funktioner, som giver en generel løsning, da man i princippet kan angive alle typer af sfæriske lydbølger ved disse to funktioner. $f(ct - r)$ repræsenterer en sfærisk bølge, som udbreder sig r -retningens positive retning (fremadskridende bølge) med hastigheden c . $g(ct + r)$ repræsenterer en sfærisk bølge, som udbreder sig i r -retningens negative retning (reflekteret bølge), også med hastigheden c . Det ses, at $p(r, t) \propto 1/r$.

Det betyder, at lydtrykket går mod uendelig, når trykket går mod nul, hvilket skyldes en matematisk singularitet i løsningen og ikke begrundet i en fysisk realitet. I virkeligheden vil $r = 0$ svare til, at man befinder sig inde i lyd giveren.

En harmonisk løsning for det sfæriske lydfelt skrives

$$p(r, t) = \frac{\hat{p}_1}{r} \sin(\omega t - kr + \phi_1) + \frac{\hat{p}_2}{r} \sin(\omega t + kr + \phi_2) \quad (2-20)$$

hvor \hat{p}_1 og \hat{p}_2 er lydtrykkets amplituder for bølger, der udbreder sig henholdsvis i r -retningens positive og negative retning. ϕ_1 og ϕ_2 er de respektive faser.

Lydtrykket (2-20) skrives som for den plane bølge (2-12) ved en kompleks repræsentation ($i = \sqrt{-1}$)

$$p(r, t) = \frac{\hat{p}_1}{r} e^{i(\omega t - kr)} + \frac{\hat{p}_2}{r} e^{i(\omega t + kr)} \quad (2-21)$$

Bevægelsesligningen (??) for r -retningen bliver

$$\rho_s \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (2-22)$$

Ved at kombinere (2-21) og (2-22) findes følgende simpel sammenhæng mellem lydtrykket og partikelhastigheden i sfæriske koordinater

$$u(r, t) = -\frac{1}{\rho_s} \int \frac{\partial p}{\partial r} dt = -\frac{\hat{p}_1}{\rho_s} \int \left(\frac{-1}{r^2} + \frac{-ik}{r} \right) e^{i(\omega t - kxr)} dt \quad (2-23)$$

idet der kun ses på den fremadskridende bølge. Den reflekterede bølge kan der i de fleste bølgeudbredelsesproblemer ses bort fra. Nu kan (2-23) skrives, da $k = \omega/c$

$$u(r, t) = -\frac{\hat{p}_1}{\rho_s c r} \left(1 + \frac{1}{ikr} \right) e^{i(\omega t - kr)} \quad (2-24)$$

Hvis $kr = 2\pi r/\lambda \gg 1$, ses det af (2-24), at $1/(ikr) \ll 1$ og lydtrykket og partikelhastigheden vil været tilnærmet i fase. Hermed bliver forholdet mellem lydtrykket og partikelhastigheden i et punkt på r -retningens positive retninger

$$\frac{p}{u} \approx \rho_s c \quad (2-25)$$

hvilket betyder, at et sfærisk lydfelt opfører sig tilnærmet som et plant lydfelt. Man siger, at lydkilden i fjernfeltet ($kr = 2\pi r/\lambda \gg 1$) opfører sig *lokalt* som en plan bølge. Derimod opfører lydfeltet sig ikke *globalt* som et plant bølgefelt, idet lydtrykket falder med afstanden r . I nærfeltet tæt på kilden, dvs. $kr = 2\pi r/\lambda \ll 1$ haves

$$\frac{p}{u} \approx i\rho_s ckr \quad (2-26)$$

Dette betyder, at lydtrykket og partikelhastigheden er 90° faseforskudt.

2.2 Lydenergi, lydintensitet og lydeffekt

Ved løsning af akustiske problemer er det ikke den totale energi i lydfeltet, der har interesse. Derimod er de 3 størrelser

- ◆ lydeffekt
- ◆ energitæthed
- ◆ lydintensitet

af interesse, idet de angiver hhv. lydenergi pr. volumenenhed, lydenergi pr. tidsenhed, samt lydenergitransporten gennem en arealenhed.

2.2.1 Energitæthed

Energien E i et lydfelt består hhv. af *kinetisk energi* E_k og *potentiell energi* E_p . Hermed kan *energitætheden* (energien pr. volumenenhed) ε skrives

$$\varepsilon = \frac{E}{V} = \frac{E_k}{V} + \frac{E_p}{V} = \varepsilon_k + \varepsilon_p \quad (2-27)$$

hvor V er volumen. ε_k og ε_p er hhv. den kinetiske og potentielle energitæthed.

Den kinetiske energi for en plan bølge, der udbreder sig i x-retningens positive retning er

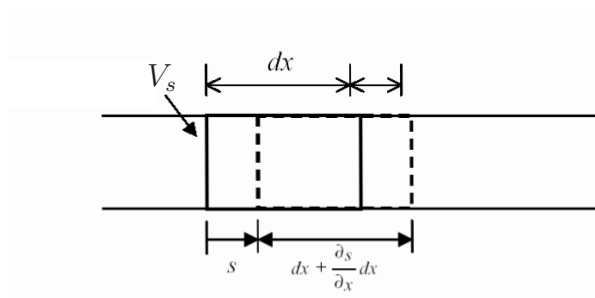
$$E_k(x, t) = \frac{1}{2} \rho_s V u^2 = \frac{1}{2} \frac{V_s p^2}{\rho_s c^2} \quad (2-28)$$

og tilsvarende er den potentielle energi givet ved

$$E_p(x, t) = - \int p dV = \int \frac{V_s}{\rho_s c^2} dp = \frac{1}{2} \frac{V_s p^2}{\rho_s c^2} \quad (2-29)$$

idet der for en plan bølge gælder, se figure 2-6

$$\begin{aligned} V &= V_s \left(1 + \frac{\partial s}{\partial x}\right) \\ \frac{\partial s}{\partial x} &= \frac{-p}{B} = \frac{-p}{\rho_s c^2} \\ dV &= \frac{-V_s}{\rho_s c^2} dp \end{aligned} \quad (2-30)$$



Figur 2-6 Volumenændring i plant lydfelt

Hermed bliver energitætheden i en plan bølge

$$\varepsilon = \frac{\tilde{p}^2}{\rho_s c^2} \quad (2-31)$$

da der anvendes en tidsmidlet værdi for lydtrykket. Generelt er definitionen for energitæthed (2-27) baseret på øjebliksværdier, men i lighed med almindelig praksis ved andre tidsvarierende signaler anvendes den tidsmidlet energitæthed.

I et frit sfærisk lydfelt bliver energitætheden i afstanden r fra en punktkilde med effekten P

$$\varepsilon = \frac{P}{4\pi r^2 c} \quad (2-32)$$

2.2.2 Lydintensitet og lydeffekt

Den akustiske intensitet, I er defineret ved middelværdien af den akustiske effekt P , der passerer gennem et arealelement, der står vinkelret på udbredelsesretningen. Generelt er intensiteten en vektorstørrelse, da lyd udbreder sig i tre dimensioner. I det efterfølgende ses der kun på en-dimensional lydudbredelse.

Definition for intensiteten I i et punkt for en plan bølge, der udbreder sig i x -retningens positive retning er

$$I(x) = \frac{1}{(t_2 - t_1)} \int_{t_1}^{t_2} p(x, t) u(x, t) dt \quad (2-33)$$

Indsættes (2-12) i (2-33) får man intensiteten for den plane bølge, der udbreder sig i x -retningens positive retning

$$I(x) = \frac{\tilde{p}^2}{\rho c} = \frac{\tilde{p}^2}{Z_c} = \varepsilon c \quad (2-34)$$

idet $p(x, t)$ og $u(x, t)$ er i fase for en plan bølge. Af (??) ses det, at lydintensitet kan opfattes som udbredelse af energitæthed ε med lyd hastigheden c .

For en harmonisk plan bølge bliver (2-34)

$$I(x) = \frac{\hat{p}_1^2}{2\rho c} \quad (2-35)$$

da $\tilde{p} = \hat{p}_1/\sqrt{2}$ for en harmonisk bølge.

For en sfærisk bølge i fjernfelt bliver intensiteten I

$$I(r) = \frac{1}{(t_2 - t_1)} \int_{t_1}^{t_2} p(r, t) u(r, t) dt \approx \frac{\tilde{p}^2}{\rho c} = \frac{\tilde{p}^2}{Z_c} \quad (2-36)$$

da det gælder generelt, at en fremadskridende sfærisk og plan lydbølge er ens. I nærfelt kan intensiteten for en sfærisk bølge ikke gives på samme nemme måde som i fjernfeltet, hvilket udelades her.

Ovenstående udtryk viser, at intensiteten er relateret til det effektive lydtryk, som kan måles med en mikrofon, hvilket vil blive omtalt nærmere i kapitel ??.

I fjernfeltet gælder der således også for sfæriske bølger et simpelt udtryk for intensiteten fra en punktkilde med effekten P , idet overfladearealet af en kugle er $4\pi r^2$

$$I(r) = \frac{P}{4\pi r^2} \quad (2-37)$$

Intensiteten falder således med afstanden i 2. potens for sfæriske felter ($I \propto 1/r^2$). Dette medfører, at forholdet mellem intensiteterne i to punkter med hhv. afstanden r_1 og r_2 fra punktkilden bliver

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\frac{P}{4\pi r_1^2}}{\frac{P}{4\pi r_2^2}} = \frac{r_2^2}{r_1^2} \quad (2-38)$$

Denne sammenhæng kaldes *afstandsloven* (Inverse Square Law).

Fra (2-37) ses det, at effekten af en sfærisk kilde i frit felt bliver

$$P = 4\pi r^2 I = 4\pi r^2 \frac{\tilde{p}^2}{\rho_s c} \quad (2-39)$$

Da det effektive lydtryk \tilde{p} for et sfærisk felt er inverst proportionalt med afstanden iht. (2-19), er udtrykket for effekten uafhængig af afstanden r , hvilket svarer til, at der under idealiserede omstændigheder ikke afsættes energi i luften (tabsfrit medium).

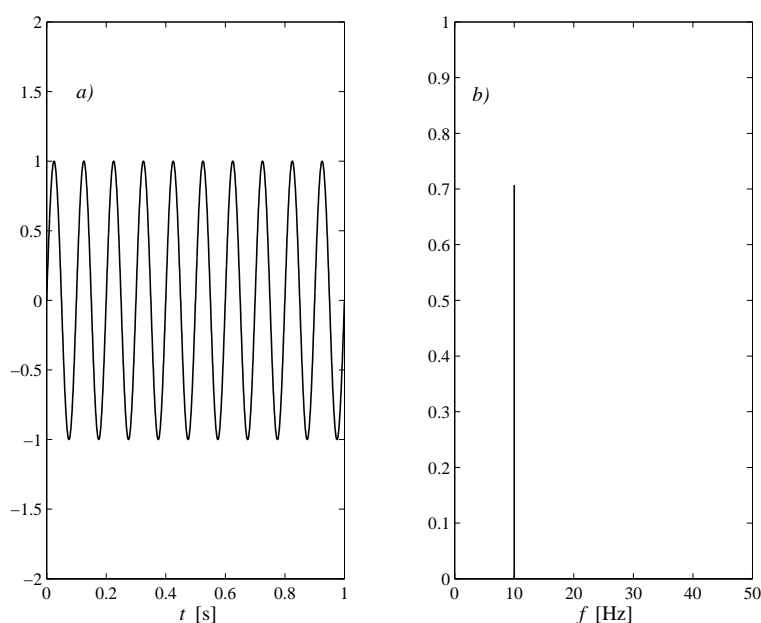
Generelt gælder det, at effekten kan bestemmes ved

$$P = \int_S I dS \quad (2-40)$$

hvor S er en given flade hvorigennem lydenergien transmitteres.

2.3 Spektrum og oktavnåbånd

Et harmonisk lydsignal kan beskrives hhv. i tid- og frekvensområdet, se figur 2-7. Figuren viser et tidssignal med frekvensen 10 Hz, som afbildes over i frekvensområdet med en amplitude ved 10 Hz.



Figur 2–7 Harmonisk signal i a) tidsområdet og b) frekvensområdet.

Generelt kan et givet periodisk lydsignal, f.eks et lydtryk

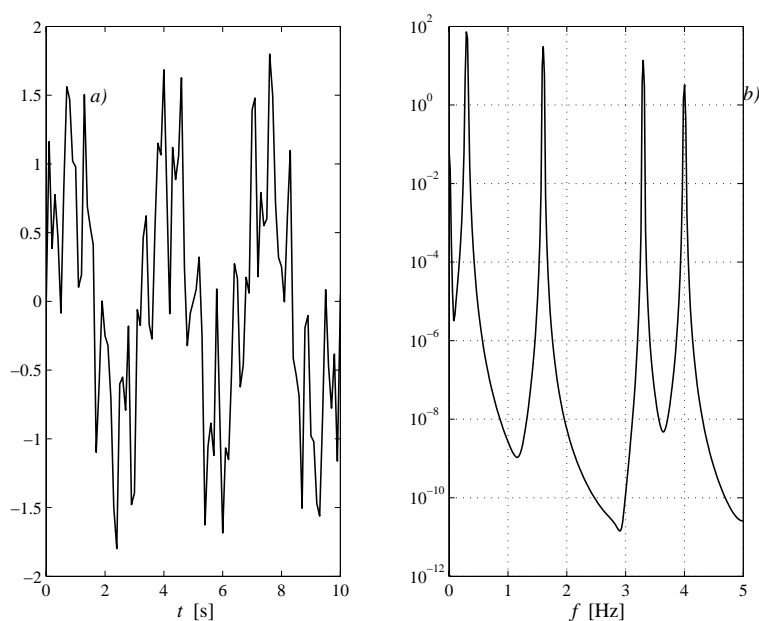
$$p(t) = p(t + iT) \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (2-41)$$

skrives ved en Fourierserie (?), som er summen af harmoniske komponenter

$$p(t) = \sum_{i=1}^{\infty} \hat{p}_i \cos(\omega_i t + \phi_i) \quad (2-42)$$

\hat{p}_i og ω_i er amplituden og vinkelfrekvensen af de enkelte harmoniske komponenter i signalerne med faserne ϕ_i . Det er sjældent og næsten kun i forbindelse med akustiske forsøg, at man har lyd-kilder, som udelukkende består af en ren tone, dvs. én harmonisk komponent. Lyd tilvejebragt af et instrument består eksempelvis ikke af en enkelt harmonisk komponent, men er sammensat af et antal samtidigt forekommende harmoniske svingninger. Man siger, at der er en *grundtone* og et antal *overtoner*, som har en frekvens, der er et multipla af grundtonens frekvens. På samme måde er menneskelig tale også et eksempel på en lydkilde, der er sammensat af mange frekvenser.

Figur (2–8) viser, hvorledes et givent periodisk signal afbildes fra tidsområdet over i frekvensområdet. Beskrivelsen af signalet i frekvensområdet kaldes et frekvensspektrum (også kaldet *power-* eller *amplitudespektrum*), hvor de enkelte ”søjler” kaldes spektrallinier, som hver især repræsenterer amplituderne i de enkelte harmoniske komponenter i en Fourierserie (2–42). Et spektrum giver således oplysning om hvorledes energien i et lydsignal er fordelt ved forskellige frekvenser og beregnes i praksis ved en såkaldt FFT (Fast Fourier Transform) analyse. Sommetider vælger man at lave en visuel repræsentation (*Spektrogram*), som kombinerer informationen fra tidsområdet og frekvensområdet ved at lave FFT analyse på dele af tidssignalet. Hermed får man et spektrum for hver tidsinterval, som så kan bruges til at vise, hvorledes frekvensindholdet i et signal varierer som funktion af tiden.



Figur 2–8 Periodisk signal i a) tidsområdet og b) frekvensområdet.

Ved måling af lyd i luft bruger man ofte en logaritmisk skala på frekvensaksen. Den logaritmiske skala for frekvens er i rimelig overensstemmelse med menneskets subjektive opfattelse af lyden. I lighed med det musiske område inddeles frekvensområder i oktaver, hvor bredden af oktavene er konstant på den logaritmiske akse. Inden for hvert enkelt frekvensområde (*oktavbånd*) kan energien af et signal bestemmes og repræsenteres. En oktav dannes af to frekvenser, der har forholdet 1 : 2, og er baseret på en referencefrekvens på 1000 Hz. Inddelingen i 1/1-oktaver er da kendetegnet ved at den øvre grænsefrekvens f_ϕ er den dobbelte af den nedre f_n . Således strækker oktavbåndet med centerfrekvensen $f_0=1000$ Hz sig fra $f_n=707$ Hz til $f_\phi=1414$ Hz. Dette interval $\Delta = f_\phi - f_n$ kaldes båndbredden. Generelt angives intervaller for 1/1-oktaver ved

$$\begin{aligned}
 f_0 &= \sqrt{f_n f_\phi} \\
 f_n &= f_0 / \sqrt{2} \\
 f_\phi &= \sqrt{2} f_0 \\
 \Delta f &= \left(\sqrt{2} - 1/\sqrt{2} \right) f_0
 \end{aligned}
 \tag{2-43}$$

En finere inddeling i 1/3-oktaver giver et bånd omkring 1000 Hz, der strækker sig fra 891 Hz til 1122 Hz. Disse 1/3-oktaver gives generelt ved

$$\begin{aligned}
 f_0 &= \sqrt[3]{f_n f_\phi} \\
 f_n &= f_0 / \sqrt[3]{2} \\
 f_\phi &= \sqrt[3]{2} f_0 \\
 \Delta f &= \left(\sqrt[3]{2} - 1/\sqrt[3]{2} \right) f_0
 \end{aligned}
 \tag{2-44}$$

Tabel 2-2 viser standardiserede centerfrekvenser for 1/1- og 1/3-oktav bånd.

| | | |
|-------|-------|--------------|
| 20 | 25 | 31,5 |
| 40 | 50 | 63 |
| 80 | 100 | 125 |
| 160 | 200 | 250 |
| 315 | 400 | 500 |
| 630 | 800 | 1000 |
| 1250 | 1600 | 2000 |
| 2500 | 3150 | 4000 |
| 5000 | 6300 | 8000 |
| 10000 | 12500 | 16000 |

Tabel 2-2 Standardiserede centerfrekvenser 1/3 og 1/1-oktaver, (1/1-oktaver er vist med fed).

I bygningsakustikken arbejdes normalt med 16 standardfrekvenser med 1/3-oktav intervaller med centerfrekvenserne 100, 125, 160, 200,3150 Hz, medens der normalt bruges 6 standardfrekvenser med 1/1-oktav intervaller med centerfrekvenserne 125, 250, 500, 1000, 2000, 4000 Hz i rumakustikken. For beregninger med støj fra ventilationsanlæg kan det dog være relevant også at se på oktavbåndene 63 Hz og 31,5 Hz.

2.4 Decibel og lydniveauer

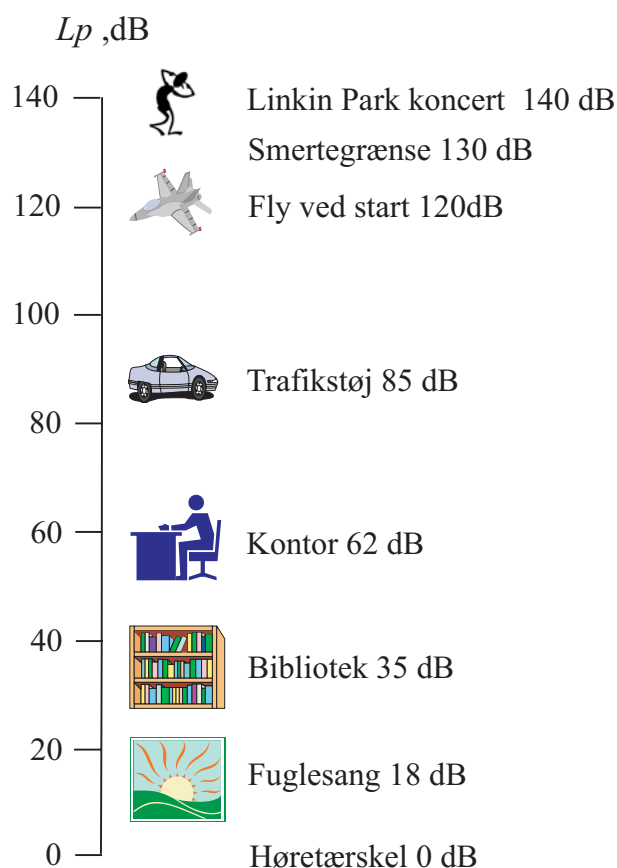
Menneskets lydopfattelse virker således, at en række fordoblinger af lydtrykket opfattes som en række lige kraftige ændringer af lydstyrken. Derfor er et logaritmisk mål til angivelse af lydstyrke mere anvendeligt end et lineært mål. Lydstyrker angives derfor ved størrelser, der hedder et-eller-andet-niveau og er dimensionsløs, men angives alligevel i dB (decibel) til ære for Alexander Graham Bell. Decibel er en logaritmisk relativ måleenhed for lyd, der svarer til 10 gange logaritmen til et lydtryk eller lydeffekt i forhold til en referenceværdi for lydtryk, lydintensitet eller lydeffekt. Disse referenceværdier svarer til det svageste niveau, et ungt menneskelig øre normalt kan opfatte ved 1000 Hz. En entydig angivelse af en lydkildes styrke omfatter tillige en beskrivelse af målebetingelser, hvilket vil blive omtalt i kapitel ?? om lydmåling.

En lydkildes styrke kan således beskrives ved et *lydtrykniveau* L_p

$$L_p = 10 \log \left(\frac{\tilde{p}^2}{p_0^2} \right) = 20 \log \left(\frac{\tilde{p}}{p_0} \right) \quad (2-45)$$

hvor \tilde{p} er det effektive lydtryk og $p_0 = 20 \mu\text{Pa}$ er et internationalt standardiseret reference-lydtryk. Ved anvendelse af den logaritmiske dB skala ses det, at et lydtryk fra $20 \mu\text{Pa}$ til 200 Pa bliver reduceret til området fra 0 til 140 dB, som det i praksis er operationelt at arbejde med.

Figur 2-9 viser eksempler på forskellige typiske lydtrykniveauer, som optræder i dagligdagen.



Figur 2-9 Typiske lydtrykniveauer L_p .

Et lydeffektniveau, L_w i W er givet ved

$$L_w = 10 \log \left(\frac{P}{P_0} \right) \quad (2-46)$$

hvor P er lydeffekten, og $P_0 = 1 \text{ pW}$ er referencelydeffekten.

Lydintensitetsniveauet L_I gives som

$$L_I = 10 \log \left(\frac{I}{I_0} \right) \quad (2-47)$$

hvor $I_0 = 1 \text{ pW/m}^2$ er referenceværdien for lydintensitetsniveauet.

Idet lydtryk er nemmere at måle end lydintensitet, kan det være fordelagtigt at udtrykke L_I ved L_p . Ved at anvende (2-34) for et plant lydfelt og et sfærisk lydfelt i fjernfeltet kan L_I bestemmes som

$$L_I = 10 \log \left(\frac{\tilde{p}^2}{\rho_s c I_0} \right) = 10 \log \left(\frac{\tilde{p}^2}{p_0^2} \frac{p_0^2}{\rho_s c I_0} \right) = L_p + 10 \log \left(\frac{400}{\rho_s c} \right) = L_p - 0,2 \text{ dB} \approx L_p \quad (2-48)$$

Heraf ses det, at L_I og L_p er næsten lige store i et plant lydfelt og et sfærisk lydfelt i fjernfeltet.

Eksempel 2.1: Lydstyrke og afstand til lydkilden

En punktllydkilde har lydeffekten $P = 200$ W. Hvor stor lydtrykniveau L_p vil to personer, der er placeret hhv. 2 m og 4 m fra lyd giveren, blive udsat for?

Da lyden forplanter sig i luften som en kugle, vil lydintensiteten aftage som en funktion af afstanden fra lydkilden, som er centrum i ”lydkuglen”, og man kan sige, at lyden fordeler sig på et kugleoverfladeareal. En kugles overfladeareal er givet som $A = 4\pi r^2$, hvilket medfører, at lydintensiteten I bliver

$$I = \frac{P}{A} = \frac{200}{4\pi 2^2} \approx 4 \text{ W/m}^2 \quad (2-49)$$

Lydtrykniveauet, som personen 2 m fra lydkilden udsættes for, bliver

$$L_p \approx 10 \log \left(\frac{I}{I_0} \right) = 10 \log \left(\frac{4}{10^{-12}} \right) = 126 \text{ dB} \quad (2-50)$$

Hvis personen placerede sig i en afstand af 4 m fra lyd giveren bliver lydtrykniveauet

$$L_p \approx 10 \log \left(\frac{I}{I_0} \right) = 10 \log \left(\frac{1}{10^{-12}} \right) = 120 \text{ dB} \quad (2-51)$$

Ovenstående eksempel viser, at i et sfærisk lydfelt aftager lydtrykniveauet med 6 dB ved en fordobling af afstanden, hvilket er afstandsloven (2–38) for et frit sfærisk lydfelt udtrykt i dB. Man siger, at der er en afstandsdæmpning på 6 dB pr. fordobling eller halvering af afstanden. Det bør bemærkes at et plant lydfelt ikke har en afstandsdæmpning. Sammenhæng mellem lydtrykniveauet L_p og lydeffektniveauet L_w i et frit sfærisk lydfelt bestemmes også ved

$$L_p = L_w - 10 \log (4\pi r^2) = L_w - 20 \log (r) - 11 \quad (2-52)$$

2.4.1 Flere lydkilder

Hvis lydtrykket fra N samtidige kilder i et punkt ønskes bestemt, er den totale lydeffekt P_{tot} summen af de enkelte kilders effekt P_i

$$P_{tot} = \sum_{i=1}^N P_i \quad (2-53)$$

Derimod er det væsentligt at bemærke, at lydniveauerne fra flere kilder ikke blot kan adderes. Man skal regne tilbage til kvadrerede størrelser, som lydintensitet, lydeffekt eller det kvadrerede lydtryk. Herefter kan man addere og efterfølgende regne tilbage til det relevante lydniveau. Det er vigtigt at skelne mellem to typer af lydkilder

- ◆ ukorrelerede
- ◆ korrelerede

Hvis det resulterende lydtryk består af lyd fra flere uafhængige lydkilder, kan man normalt regne med, at kilderne er *ukorrelerede lydkilder*, dvs. lyden fra de enkelte lydkilder er af forskellig frekvens. Maskiner i en produktionshal er et eksempel på ukorrelerede lydkilder. I det tilfælde bliver det totale effektive lydtryk \tilde{p}_{tot} bestemt ved

$$\tilde{p}_{tot}^2 = \sum_{i=1}^N \tilde{p}_i^2 \quad (2-54)$$

hvor \tilde{p}_i^2 er lydtrykket for den enkelte af de N lydkilder.

For *korrelerede lydkilder* gælder det, af faserelationerne mellem de enkelte signaler skal tages i regning. To højttalere som udsender samme signal er et eksempel på to korrelerede lydkilder. Det resulterende lydtryk opnås ved at addere lydtrykkene fra de enkelte kilder, idet deres indbyrdes faseforhold skal tages i betragtning.

(2-54) viser, at man kan addere ukorrelerede lydtrykniveau, hvilket også gælder for ukorrelerede intensiteter og effekter. Det efterfølgende eksempel viser resultatet af addition af to lige kraftige lydkilder. Resultatet viser, at adderer man to lige kraftige lyd niveauer, svarer det til at addere 3 dB til det enkelte lydtrykniveau. En forøgelse på 6 dB svarer til en fordobling i lydtrykket.

Eksempel 2.2: Addition af to lydkilder

To maskiner kører med fuld kraft. Lydintensitetsniveauet L_I 5 m fra hver maskine er 90 dB. Hvad er lydtrykniveauet L_p for en person, som står 5 m fra hver af maskinerne ?

$$L_p \approx L_I = 10 \log \left(\frac{I+I}{I_0} \right) = 10 \log \left(\frac{I}{I_0} \right) + 10 \log (2) = 90 \text{ dB} + 3 \text{ dB} = 93 \text{ dB} \quad (2-55)$$

Der kan opstilles generelle regler for addition, subtraktion og multiplikation for lyd niveauer. Fra definitionen på lydtrykniveau (2-45) findes

$$\tilde{p}^2 = p_0^2 10^{L_p/10} \quad (2-56)$$

Ved at kombinere (2-45), (2-56) og 2-54 opnås følgende additionsregel for N ukorrelerede lydtrykniveauer

$$L_{p_{tot}} = 10 \log \left(\sum_{i=1}^N 10^{L_{p_i}/10} \right) \quad (2-57)$$

(2-57) gælder også for addition af lydintensitetsniveau og lydeffektniveau.

Middelværdien af lyd niveauer fra et antal måleresultater kan beregnes ved anvendelse af formlen

$$L_{p_{tot}} = 10 \log \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N 10^{L_{p_i}/10} \right) \quad (2-58)$$

Hvis forskellen mellem det største og mindste lydtrykniveau ikke er over 5 dB, bliver resultatet for middelværdien næsten korrekt, selvom det blot beregnes som den aritmetiske middelværdi.

Eksempel 2.3: Addition af to lydkilder

Ovenstående eksempel 2.2 med to maskiner kan nu løses ved (2-57)

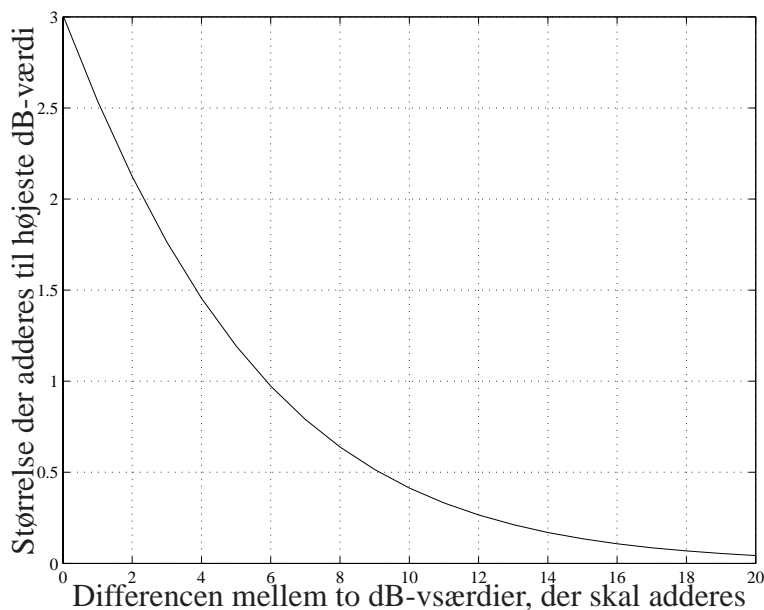
$$L_{p_{tot}} = 10 \log \left(10^{90/10} + 10^{90/10} \right) = 93 \text{ dB} \quad (2-59)$$

Addition kan for eksempel anvendes, hvis man ønsker at beregne den samlede støjbelastning ved en bolig, der belastes med støj fra flere veje. Hvis det ønskes at addere støjen fra 2 kilder, og det største lydtrykniveau er mere end 10 dB højere end det laveste, da har det laveste niveau i realiteten ingen betydning for det samlede lydtrykniveau, som i dette tilfælde vil være lig det højeste niveau. Dette ses fra figur (2–10), som angiver den størrelse, der skal adderes til den højeste af to dB-værdier ved en parvis addition af to dB-værdier. F.eks ses det, at summen af to lydkilder med $L_p = 0$ bliver 3 dB.

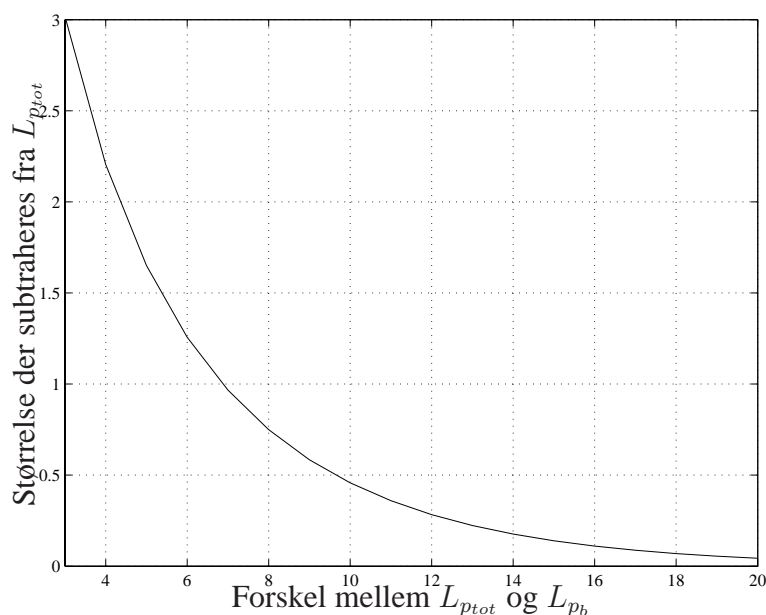
Tilsvarende kan man subtrahere lyd niveauer. Dette kan være ønskeligt, hvis lydtrykniveauet fra en baggrundsstøj L_{pb} skal subtraheres fra en lydkildes totale lydtrykniveau L_{ptot} for at bestemme en lydkildes lydtrykniveau L_{pk}

$$L_{pk} = 10 \log (10^{L_{ptot}/10} - 10^{L_{pb}/10}) \quad (2-60)$$

Figur 2–11 angiver den størrelse, der skal trækkes fra den højeste af to dB-værdier ved en parvis subtraktion af to dB-værdier. Ved difference på mere end 10 dB har det laveste lyd niveau ingen indflydelse på det resulterende lyd niveau. Hvis der er behov for at trække baggrunds niveauet fra det samlede støjniveau, kan dette kun gøres med rimelig nøjagtighed, hvis der er mindst 3 dB forskel på de to lydtrykniveauer. Ellers bliver resultatet behæftet med for stor usikkerhed. Det kan være aktuelt, hvis støjen ved en bolig er målt, men den stammer fra 2 kilder, som for eksempel en fabrik hvor støjbidraget kendes, og en vej hvor støjbidraget ønskes beregnet.



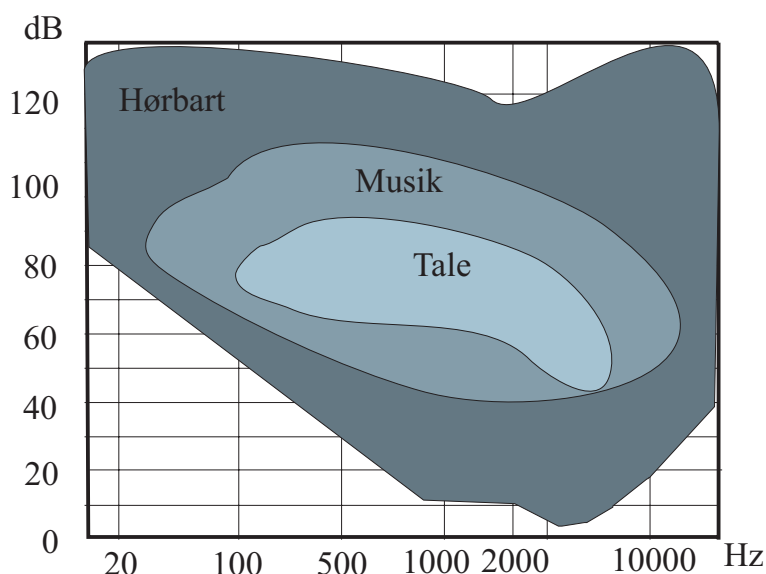
Figur 2–10 Addition af lyd niveauer.



Figur 2-11 Subtraktion af lydniveauer.

2.5 Menneskets lydopfattelse

Det menneskelige øre kan normalt opfatte lyd i frekvensområdet fra ca. 20 Hz til ca. 20 kHz i lydtryksområdet 0 - 130 dB, se figur 2-12. Det hørbare område varierer fra person til person, men især den øvre grænse er afhængig af personens alder og af den støjbelastning, øret har været udsat for gennem livet. Den menneskelige hørelse dækker et stort område af frekvenser og lydtrykniveauer, hvor laveste og højeste lydtrykniveau svarer hhv. til *høretærsklen* og *smertetærsklen*. Under 20 Hz har man *infralyd* og over 20 kHz *ultralyd*, som ikke kan høres af det menneskelige ører, men af hunde og visse andre dyr. Ultralyd anvendes f.eks. til at bestemme vanddybder under skibe, og inden for sundhedsvæsenet til at undersøge forskellige organer. I modsætning til infralyd kan ultralyd godt dæmpes med afskærmning og høreværn. Det har tidligere været antaget, at infralyd slet ikke kan høres, men man ved nu, at det ikke er rigtigt. Infralyd kan høres, hvis den er tilstrækkeligt kraftig, og høretærsklen er efterhånden rimeligt godt fastlagt. Det er karakteristisk for infralyd, at den opfattes som generende, blot lydstyrken er lidt kraftigere end høretærsklen. Ved almindelig støj er der en mere glidende overgang fra "netop hørbar støj" over "tydelig støj" til "væsentligt generende støj". Toner, der er højere end de allerdybeste toner og ligger mellem dem og mere almindelig støj, betegnes lavfrekvent støj. Her gælder det også, at når støjstyrken stiger, bliver den generende virkning stærkere, end hvis der var tale om f.eks. trafikstøj. Forøgelsen af den generende virkning skønnes dog ikke at være helt så markant for lavfrekvent støj som fra infralyd. Når man skal vurdere lavfrekvent støj, er der altså behov for en metode, der ved de dybeste toner er lige så restriktiv, som når infralyd skal vurderes, og som ved de højere toner vurderer den lavfrekvente støj omtrent ligesom normal støj. Frekvensen mellem 1 og 8 Hz svarer til kroppens resonansfrekvenser, hvorfor støj ved disse frekvenser kan skabe resonansfænomener i menneskets krop, som har indflydelse på blodomløb m.m. Infralyd og lavfrekvent støj kan frembringes både af naturlige kilder som blæst, bølger og torden, og af kunstige støjkluder som fly, fyringsanlæg, ventilationsanlæg og vibrerende maskiner.

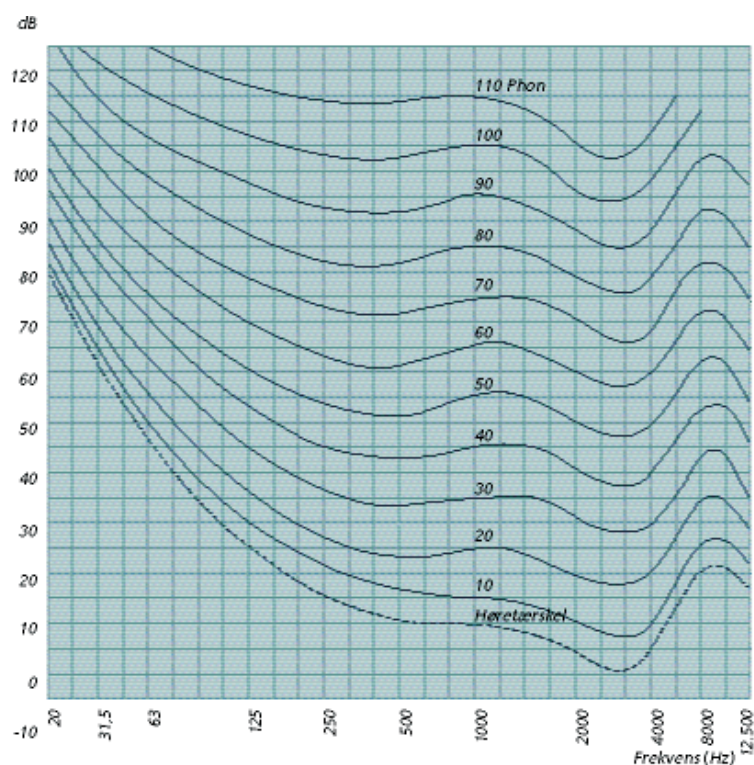


Figur 2-12 Det hørbare område spænder ca. 10 oktaver med bølgelængder fra ca. 17 m til 17 mm.

Menneskets måde at opfatte lyd på betyder, at ikke alt slipper igennem til bevidstheden. Dette kaldes *maskering* og kan forklares ved, at en lyd i et givent frekvensområde med en given styrke forhindrer en person i at høre visse andre lyde i samme frekvensområde med mindre styrke. Det betyder, at hvis man er påvirket af en ren tone ved en bestemt frekvens, er høretærsklen betydeligt nedsat ved nabofrekvenser. F. eks. hvis en person er udsat for en ren tone ved 1 kHz på 80 dB, vil personens hørelse i frekvensområdet 500 Hz til 10 kHz være påvirket på en sådan måde, at f.eks. en tone med frekvensen 2 kHz skal have et lydtrykniveau på ca. 50 dB for at opfattes. I det uforstyrrede tilfælde vil en 2 kHz tone allerede være hørbar ved 0 dB. Maskeringsfænomenet er mest udtalt i højfrekvensområdet, og breder sig til andre frekvensområder ud fra principperne om overtoner. Maskering anvendes til at lave "lydtæppe", som bruges, hvis man ikke kan undgå noget generende baggrundsstøj. Da kan man bortmaskere den med noget musik eller andet, der er rarere at høre på, hvilket kaldes et lydtæppe.

2.5.1 Hørestyrkeniveau

I figur 2-13 svarer hvert punkt til en tone med en vis frekvens og et vist lydtryk. Kurverne sammenkæder de punkter, som mennesker i gennemsnit opfatter som lige kraftige. Disse kurver kaldes *hørestyrkekurver* eller *ørefølsomhedskurver*. Den nederste kurve viser en *høretærskel*. Hørestyrkeniveauet, som er den subjektivt opfattede lydstyrke, angives i *X phon*, som er lig med *X dB* ved 1000 Hz. Det ses af figuren, at en ren tone ved f.eks. 100 Hz med den *fysiske styrke* svarende til et lydtrykniveau på 50 dB, opleves af det menneskelige øre som en ren tone ved 1000 Hz med et lydtrykniveau på 40 dB. Ørets følsomhed og dermed lydens *fysiologiske styrke* er ikke alene afhængig af frekvensen men også af den fysiske styrke. Ved svage lyde er ørets følsomhed betydeligt mindre ved lave frekvenser end ved høje frekvenser. Denne forskel i følsomhed bliver mindre, jo kraftigere lyden er.



Figur 2-13 Hørestyrkekurver. Kurverne sammenkæder de lydtryk ved forskellige frekvenser, som mennesker i gennemsnit opfatter som lige kraftige. Den subjektivt opfattede lydstyrke angives i enheden "phon".

Hørestyrkekurver er baseret på et arbejde af Fletcher og Munson i Bells laboratorie i 1930'erne, (Fletcher and Munson, 1933) og siden forfinet af Robinson and Dadson i 1950'erne, (Robinson and Dadson, 1956), som har resulteret i ISO standardkurver. Kurverne blev lavet med testpersoner, der skulle bedømme, om rene lydtoner ved to forskellige frekvenser havde samme lydtrykniveau. Kurverne viser, at øret i princippet virker som et filter, der favoriserer lyd med et frekvensindhold i området fra 1 til 5 kHz, og i særdeleshed omkring 4 kHz. Dette område svarer også til frekvensindholdet i tale.

Der kan angives følgende generelle retningslinier for menneskets opfattelse af ændringer i lydtrykniveau L_p

| Ændring i L_p | Oplevet ændring i L_p |
|-----------------|-------------------------|
| 3 dB | Netop hørbar |
| 5 dB | Tydelig hørbar |
| 10 dB | Fordobling/halvering |
| 20 dB | 4 gang eller 1/4 |

Tabel 2-3 Menneskets subjektive vurdering af ændringer i L_p .

2.5.2 Lyds indflydelse på mennesker

Alt lyd, som er forstyrrende, uønsket, larmende eller irriterende på arbejdet, når man hviler etc. er støj. Hvorvidt en lyd er støj eller ej for en given person, afhænger af mange faktorer, som f.eks.

- ◆ frekvensindhold
- ◆ tidsvaritaion
- ◆ varighed
- ◆ lydkilden
- ◆ baggrundsstøjen
- ◆ personens humør

Den permanente støjbelastning i vores hverdag kan medføre nedsættelse af hørelsen på et tidligt tidspunkt. Der er risiko for en blivende høreskade, hvis man mere end 40 timer pr. uge udsættes for et lydtryk på 85 db eller mere. Hvis man kun for en kort periode oplever et højt støjniveau, kan man opleve en kortvarig hørenedsættelse, men de fine hårceller i øret kommer sig hurtigt igen, og hørelsen normaliseres.

Hvis man derimod udsættes for en vedvarende kraftig støjbelastning, ødelægges hørecellerne, og de kan ikke regenereres. Som særlig farlig for hørelsen angives af lægerne høj musik, f.eks. på diskoteker eller ved brug af høretelefoner, hvor der er skruet kraftigt op for lydstyrken. I disse tilfælde kommer lydstyrken nemt op på 110-120 db.

På mange arbejdspladser udsættes man også for et højt støjniveau. Det er ikke uden grund, at høretab på grund af støj står på førstepladsen på listen over erhvervs sygdomme. Det rammer ikke kun arbejdere i byggebranchen og i støjende industrihaller, men også musikere i popgrupper og orkestre.

En høreskades omfang afhænger af faktorer som den enkeltes evne til modtagelighed og den generelle sundhedstilstand. Udover det opståede høretab i det indre øre på grund af støj - som kan føre til døvhed - kan der også opstå nervøse eller organiske skader: Hvis man i flere år har været udsat for en konstant støjbelastning, kan det medføre hjerte-/karsygdomme, forstyrrelser i mave-tarm systemet, balanceforstyrrelser og psykiske sygdomme.

Støj kan også forårsage tinnitus (latin: at ringe). Det er støj i det ene eller begge ører, som kan opleves på meget forskellig måde og med forskellige lydstyrker, men støjen skabes ikke fra en udefra kommende lyd. Årsagen kan være interne lyde i egen krop (objektiv tinnitus), som også lægen kan høre f.eks. ved hjælp af et stetoskop. Ved "subjektiv tinnitus" er det kun personen selv, der kan høre støjen.

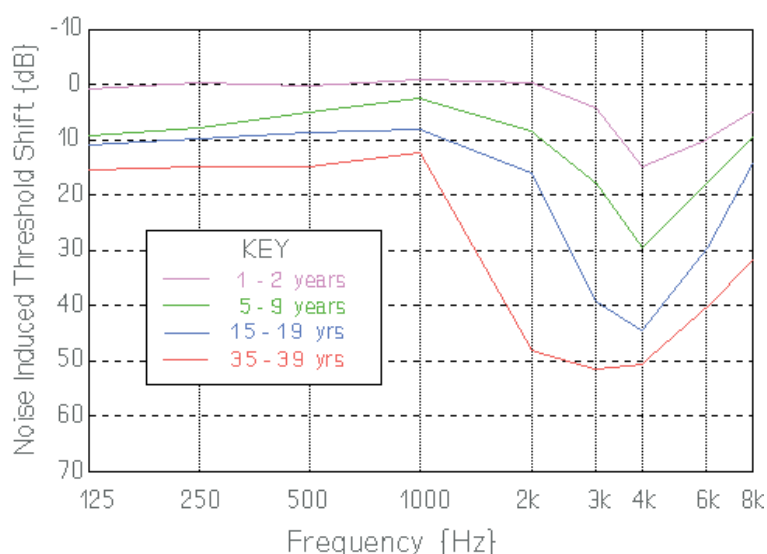
Et pludseligt højt knald, en detonation, et skud eller lignende kan i løbet af brøkdele af et sekund have samme virkning som årelang støjbelastning: et fremskredent høretab og en særlig modtagelighed for yderligere støjskader.

Tabel 2-4 giver nogle retningslinier for sammenhæng med høresvækkelser og forskellige lydtryk niveauer.

Figur 2-14 viser, at hvis man udsættes for høj vedvarende støj, kan man opnå en høreskade, der giver sig udtryk i at høretærsklen forskydes op efter ved nogle (eller alle) frekvenser.

| Støjniveau | Skade |
|------------|--|
| 150 dB | permanent høretab |
| 130 dB | smertefuld og bør undgås |
| 110 dB | kortere ophold medfører høresvækkelse |
| 90 dB | ophold i længere tid giver midlertidig høresvækkelse |
| 65 dB | ophold i længere tid giver træthed |

Tabel 2-4 Støjs konsekvenser.



Figur 2-14 Høresvækkelse ved vedvarende ophold i støj.

Selvom støj er uønsket og kan være skadelig, kan den i nogle situationer også give fordele for menneskets lydopfattelse. Et fornuftigt niveau af baggrundsstøj giver bl.a. en maskering, som gør at man får reduceret andre former for lyd/støj. Endvidere har et menneske det ikke godt i et totalt lyddødt område i længere tid.

2.5.3 Lydvægtningskurver

Idet der er forskel på den fysiske lydstyrke og den fysiologiske styrke, kan hørestyrken ikke bestemmes objektivt korrekt ved hjælp af måleinstrumenter. Derfor er man nødt til at bruge et måleinstrument, som har indbygget et filter tilpasset ørets frekvensfølsomhed. Hermed tillægger man lydstyrken i det frekvensområde, hvor ørets følsomhed er mindst, en relativ mindre betydning. Til at beskrive denne følsomhed overfor de forskellige frekvenser, er følsomhedskurverne A, B og C indført. Kurverne svarer tilnærmet til ørets frekvensafhængige følsomhed ved 40, 70 og 100 dB lydtryk ved 1000 Hz, dvs. de modsvarer 40, 70 og 100 phon. Der ses ofte henvisninger til et lydtryk målt efter en af disse kurver, dB(A), dB(B) eller dB(C). For bygningsakustik benyttes A-kurven oftest samt i de fleste sammenhænge med lovttekster omkring støj fra virksomheder, veje og lignende. Bemærk iøvrigt at hørestyrkeniveau-kurverne bliver flader med stigende phon-tal. Der er derfor lavet flere vægt-kurver B og C, der skulle tage hensyn til dette

faktum, som kun sjældent bruge. De forskellige kurver bruges som regel i følgende tilfælde.

- ◆ A-vægtning anvendes ved lydniveauer under 55 phon. Dog bruges A-vægtning dog ofte også ved lydniveauer højere end 55 phon
- ◆ B-vægtning anvendes ved lydniveauer mellem 55 og 85 phon.
- ◆ C-vægtning anvendes ved lydniveauer over 85 phon.
- ◆ Til vurdering af flystøj (fra jetfly) bør man bruge D-vægtningen, der er specielt udviklet til dette formål.
- ◆ For de allerdybeste toner som infralyd bruger man en anden skala, dB(G), der kan beskrive ørets følsomhed for disse meget dybe toner.

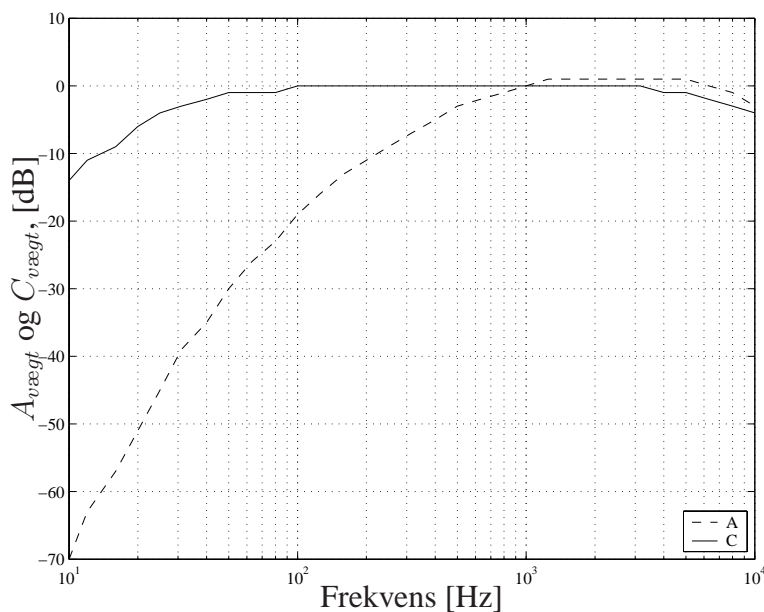
A- og C-vægtningskurver kan bestemmes ved følgende udtryk

$$A_{vægt} = 20 \log \left(\frac{F_{A0} F_4^2 f^2}{(f^2 + F_1^2)(f^2 + F_2^2)} \right) \quad (2-61)$$

$$C_{vægt} = 20 \log \left(\frac{F_{C0} f^2}{(f^2 + F_2^2)(f^2 + F_3^2)} \right) \quad (2-62)$$

$$\begin{aligned} F_{A0} &= 1,249936 & F_{AC} &= 1,007152 \\ F_1 &= 20,598997 & F_2 &= 107,65265 \\ F_3 &= 737,86223 & F_4 &= 12194,127 \end{aligned} \quad (2-63)$$

hvor F_i er konstanter i filterne, og f er frekvensen. Vægtfaktorer, bestemt ved disse udtryk, er angivet i tabel 2-5 og vist grafisk i figur 2-15.



Figur 2-15 A- og C-vægtnings kurver.

| Frekvens [Hz] | A [dB] | C [dB] |
|---------------|------------|-----------|
| 10 | -70 | -14 |
| 12 | -63 | -11 |
| 16 | -57 | -9 |
| 20 | -51 | -6 |
| 25 | -45 | -4 |
| 31 | -39 | -3 |
| 40 | -35 | -2 |
| 50 | -30 | -1 |
| 63 | -26 | -1 |
| 80 | -23 | -1 |
| 100 | -19 | 0 |
| 125 | -16 | 0 |
| 160 | -13 | 0 |
| 200 | -11 | 0 |
| 250 | -9 | 0 |
| 315 | -7 | 0 |
| 400 | -5 | 0 |
| 500 | -3 | 0 |
| 630 | -2 | 0 |
| 800 | -1 | 0 |
| 1000 | -0 | 0 |
| 1250 | 1 | 0 |
| 1600 | 1 | 0 |
| 2000 | 1 | 0 |
| 2500 | 1 | 0 |
| 3150 | 1 | 0 |
| 4000 | 1 | -1 |
| 5000 | 1 | -1 |
| 6300 | 0 | -2 |
| 8000 | -1 | -3 |
| 10000 | -3 | -4 |

Tabel 2-5 Standardiserede A- og C-filtre til bestemmelse af lydstyrke for 1/3- og 1/1-oktaver inddeling, (1/1-oktaver er vist med fed).

Ønskes det A-vægtede lydtrykniveau L_{pA} beregnet for en lydkilde, for hvilken der foreligger en frekvensanalyse som 1/3-oktav eller 1/1-oktav, anvendes værdierne fra tabel 2-5 til at korrigere værdierne i de enkelte frekvensbånd. Det A-vægtede lydtrykniveau L_{pA} beregnes ved summation af de korrigerede lydtrykniveauer $L_{pkoor,i} = L_{p,i} + A_{vægt,i}$ fra det i -te frekvensbånd af de

enkelte 1/3- eller 1/1-oktav bånd, som er inddelt i N_b frekvensbånd

$$L_{pA} = 10 \log \left(\sum_{i=1}^{N_b} 10^{L_{pkorr,i}/10} \right) \quad (2-64)$$

Eksempel 2.4: Bestemmelse af A-vægtet lydtryk

| | | | | | | | |
|----------------|-----|-----|-----|------|------|------|------|
| f [Hz] | 125 | 250 | 500 | 1000 | 2000 | 4000 | 8000 |
| $L_{p,i}$ [dB] | 90 | 94 | 91 | 89 | 85 | 85 | 81 |

Tabel 2-6 Oktavværdier.

Udfra oktavværdierne i tabel 2-6 bliver det A-vægtet lydtrykniveau

$$L_{pA} = 10 \log \left(10^{(90-16)/10} + 10^{(94-9)/10} + 10^{(91-3)/10} + 10^{(89)/10} + 10^{(85+1)/10} + 10^{(85+1)/10} + 10^{(81-1)/10} \right) = 94 \text{ dB(A)} \quad (2-65)$$

maskering

2.5.4 Det ækvivalente lydtrykniveau

Forekommer der varierende driftsforhold eller støjkilder, der ikke belaster omgivelserne med det samme støjniveau hele tiden, skal støjen midles over en vis periode - kaldet "referenceperioden". At støjniveauet er angivet som det ækvivalente lydtrykniveau, betyder, at det er det "gennemsnitlige" lydtrykniveau, der er angivet. For varierende lyd over tiden T anvendes det energiækvivalente A-vægtede lydtrykniveau, som betegnes $L_{Aeq,T}$. Det energiækvivalente A-vægtede lydtrykniveau svarer til lydtrykniveauet af en konstant lyd, der indeholder den samme A-vægtede lydenergi, som den betragtede varierende lyd. Det ækvivalente lydtrykniveau kan bestemmes ved

$$L_{Aeq,T} = 10 \log \left(\frac{1}{T} \sum_{i=1} \Delta T_i 10^{L_{pA,i}/10} \right) \quad (2-66)$$

hvor T er referenceperioden og T_i er driftstiden for den enkelte driftssituation med et lydtrykniveau $L_{pA,i}$.

Der benyttes normalt ikke samme referenceperiode hele døgnet, hovedsageligt fordi store variationer i støjniveauet ved beboelser om natten er mindre acceptabel end om dagen. Referenceperioden er eksempelvis ofte væsentlig mindre om natten end om dagen. Referenceperioderne for f.eks en produktionsvirksomhed kan eksempelvis være

- ◆ Den mest støjbelastede periode på 8 timer i dagsperioden fra kl. 07.00 - 18.00
- ◆ Den mest støjbelastede periode på 1 time i aftenperioden fra kl. 18.00 - 22.00

- ◆ Den mest støjbelastede periode på $\frac{1}{2}$ time i natperioden fra kl. 22.00 - 07.00

Referenceperioderne kan være anderledes defineret i nogle situationer, eksempelvis på lørdage, søndage og helligdage. Således arbejdes eksempelvis kun med en referenceperiode = 1 time for motorsportsbaner.

Ved beregning $L_{Aeq,T}$ vil en kortere varende høj støj give et stort bidrag til $L_{Aeq,T}$. Det betyder, at en konstant støj over 15 minutter på 100 dB(A) svarer til et energiækvivalent A-vægtet lydtrykniveau på 85 dB(A) over 8 timer. Tabel 2-7 viser sammenhængen mellem opholdstid og lydtrykniveau svarende til 85 dB(A) over 8 timer. Man ser, at en forøgelse på 3 dB(A) i lydtrykniveau svarer til, at opholdstiden halveres.

| L_{pA} | Opholdstid inden skade |
|-----------|------------------------|
| 85 dB(A) | 8 timer |
| 88 dB(A) | 4 timer |
| 91 dB(A) | 2 timer |
| 94 dB(A) | 1 time |
| 100 dB(A) | 15 minutter |
| 103 dB(A) | 8 minutter |
| 106 dB(A) | 4 minutter |
| 109 dB(A) | 2 minutter |
| 112 dB(A) | 1 minut |

Tabel 2-7 Sammenhæng mellem L_{pA} og opholdstid.

2.6 Resumé af begreber i lineær akustik

Udtryk...

KAPITEL 3

Rumakustik - Lydregulering i bygninger

Emnet rumakustik omhandler, hvordan lyd udbredes og hændør i lukkede rum. Det er muligt ved korrekt valg af rummets størrelse, form, placering af lydreflekterende/lydabsorberende overflader og materialer at optimere akustikken til rummets anvendelse, således at der tilvejebringes en god akustisk kvalitet, der kan karakteriseres som nævnt i kapitel 1 ved objektive og subjektive mål relateret til lydets fordeling og udbredelse i rummet, samt mål relateret til støjniveauet i rummet.

De akustiske forhold, der bestemmer et rums anvendelighed og dermed om, der er en god akustik, er

- ◆ den direkte og reflekterede lyds udbredelse fra lyd giver til modtager,
- ◆ lydets opståen og hændøden, efterklangen,
- ◆ akustiske refleksioner (ekko, flutterekko),
- ◆ lydisolation og baggrundsstøj fra f.eks ventilationsanlæg

En vurdering af et rums akustiske forhold gøres for det meste i relation til teorier for lydudbredelse i lukket rum, hvor det antages, at rummets dimensioner er store i forhold til de lydes bølgelængder, der er af interesse. Lydfelter kan da beskrives ved en af følgende tre metoder

- ◆ bølgeteoretisk rumakustik
- ◆ geometrisk rumakustik
- ◆ statistisk rumakustik

3.1 Bølgeteoretisk rumakustik

En af de væsentligste årsager til, at lydgivere lyder forskelligt, dels i forskellige rum og dels i forskellige positioner, kan forklares vha. bølgeteorien for et lukket tredimensionalt rum. Anvendelse af bølgeteorien, som kaldes *bølgeteoretisk rumakustik*, er baseret på bølgeligningen og dens harmoniske løsninger for lukkede rum, hvor der ses bort fra dissipation af energi (dæmpning). Dette betyder, at en løsning til bølgeligningen er

$$p(x, y, z, t) = X(x)Y(y)Z(z)e^{i2\pi ft} \quad (3-1)$$

der ved indsættelse i (2-4) og separation af variable giver

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + k_x^2 X \right) &= 0 \\ \left(\frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} + k_y^2 Y \right) &= 0 \\ \left(\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + k_z^2 Z \right) &= 0 \end{aligned} \quad (3-2)$$

hvor det må gælde, at

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (3-3)$$

I dette tilfælde kaldes bølgeligningen for *Helmholtz ligning*. Denne metode giver en fysisk korrekt beskrivelse af lyd i lukkede rum. Skønt den praktiske anvendelighed af bølgeteori er begrænset i relation til vilkårlig formet rum, er en forståelse af grundprincipperne i bølgeudbredelse i lukkede rum af stor betydning ved udformning af rum med god akustisk.

Når bølgeteorien indføres, betragtes et rum som en kompleks resonator, der har mange egensvingsformer (stående bølger), hver med sin karakteristiske frekvens (*egenfrekvens*). Lyden af en stående bølge vil blive opfattet af det menneskelige øre, som en generende lyd. Egenfrekvensen $f_r(n_x, n_y, n_z)$ for et rum er den frekvens, med hvilket rummet vil udføre svingninger efter fjernelse af den ydre belastning, der har bragt rummet ud af ligevægtsstillingen. For et tomt rektangulært rum med plane, parallelle og fuldstændigt reflekterende overflader er $f_r(n_x, n_y, n_z)$ givet ved følgende udtryk

$$f_r = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{n_x}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{n_y}{L_y} \right)^2 + \left(\frac{n_z}{L_z} \right)^2} \quad (3-4)$$

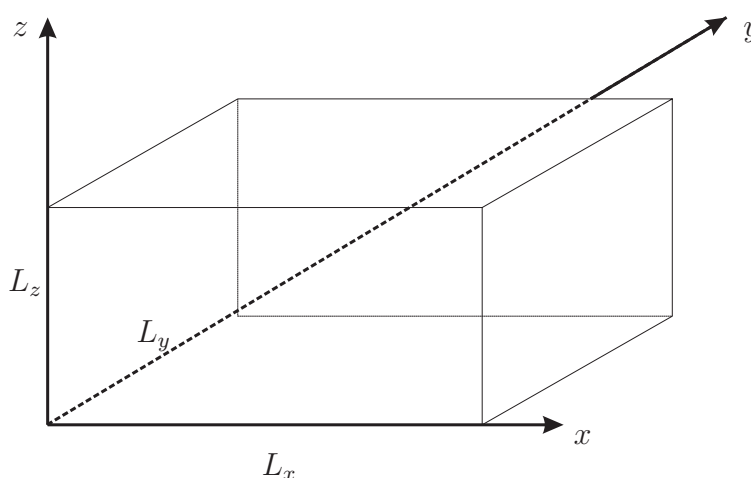
Størrelserne n_x, n_y, n_z er relateret til bølgetallet ved

$$\begin{aligned} k_x &= \frac{\pi}{L_x} n_x & n_x &= 0, 1, 2, \dots \\ k_y &= \frac{\pi}{L_y} n_y & n_y &= 0, 1, 2, \dots \\ k_z &= \frac{\pi}{L_z} n_z & n_z &= 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (3-5)$$

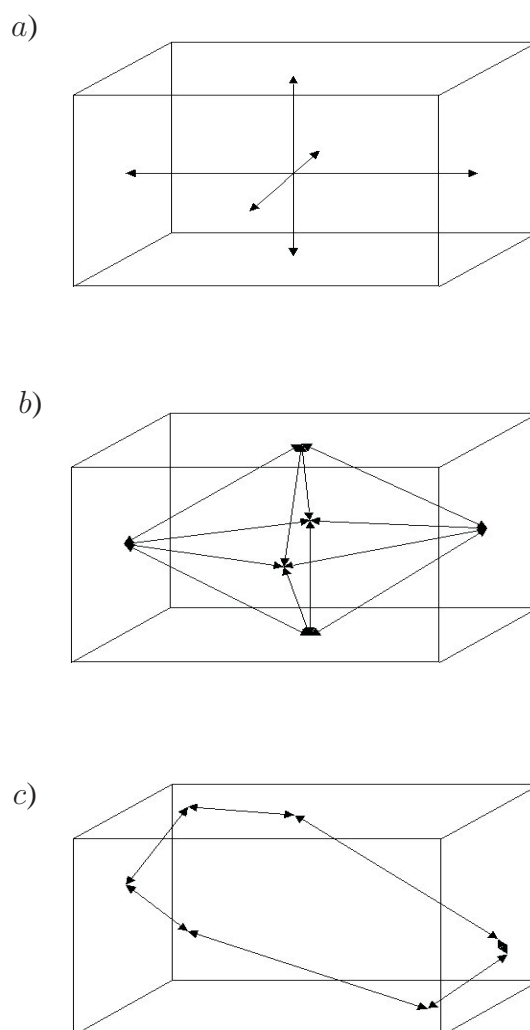
hvor L_x, L_y, L_z er kantlængderne i et rektangulært rum, se figur 3–1. Der findes således en tredobbelt uendelighed af egenfrekvenser i et rektangulært rum. De tre laveste egenfrekvenser svarer til bølgelængder, som er det dobbelte af rummets længde, bredde og højde. For et given valg af n_x, n_y, n_z svarer forskellige egensvingningsformer, der kan opdeles i de tre typer

- ◆ en-dimensionale *axiale egensvingningsformer* når to af størrelserne n_x, n_y, n_z er nul. Det betyder, at lydtrykket kun ændrer sig langs en koordinatakse og luftpartiklens bevægelse er parallel med denne akse, se figur 3–2a.
- ◆ to-dimensionale *tangentielle egensvingningsformer* når en af størrelserne n_x, n_y, n_z er nul. Her laver luftpartiklerne bevægelser langs to koordinatakser, dvs. der opstår refleksioner fra fire vægge, se figurene 3–2b og 3–3.
- ◆ tre-dimensionale *oblique egensvingningsformer* når ingen af størrelserne n_x, n_y, n_z er nul. For disse egensvingningsformer bevæger luftpartiklerne sig langs alle tre koordinatakser, hvilket medfører refleksioner fra alle seks vægge, se figur 3–2c.

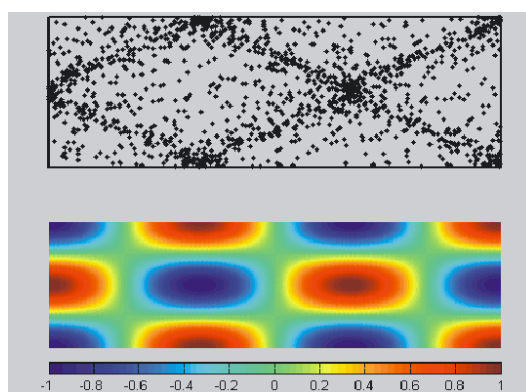
Sættes en lyd giver ind i et rum, vil den akustiske energi genereret fra lydkilden excitere rummets egensvingningsformer, således at der opbygges stående bølger ved en mængde af rummets egenfrekvenser. Formen af disse bølger vil afhænge af rummets dæmpning (absorption).



Figur 3–1 Cartesisk koordinatsystem for et rektangulært rum.



Figur 3–2 Egensvinningsformer for rektangulær rum.

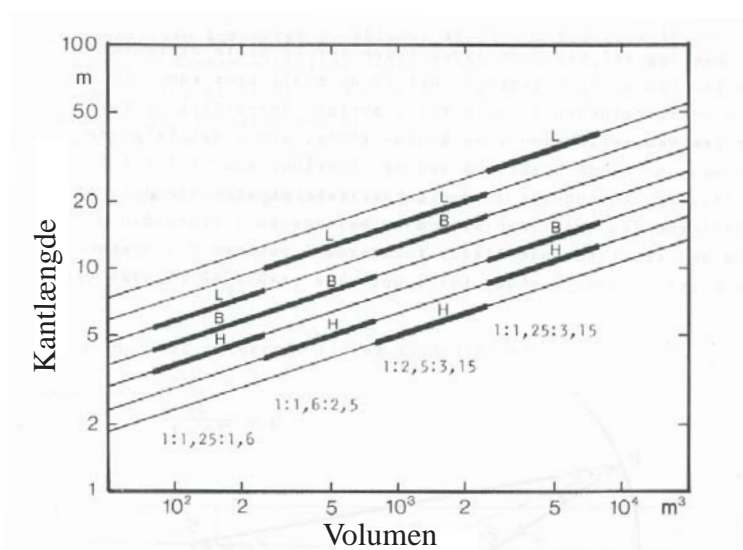


Figur 3–3 To-dimensionale egensvinningsform for rektangulær rum for $n_x=3, n_y=2, n_z=0$.

Kendskab til et rums egenfrekvenser er essentiel for at forstå rummets akustiske egenskaber. For at lave et rum med god akustik gælder det om at have en så jævn fordeling af egenfrekvenserne som muligt. Hvis man vælger at lave et rum med et simpelt forhold mellem sider som f.eks.

1:1:1, eller 1:2:3, vil mange af egenfrekvenserne være sammenfaldende og vil give mulighed for mange refleksioner, som omtales i næste afsnit. Mange enslydende egenfrekvenser bør undgås og er især vigtig ved dimensionering af små rum, hvor antallet af egenfrekvenser ved lave frekvenser i forvejen er meget lille.

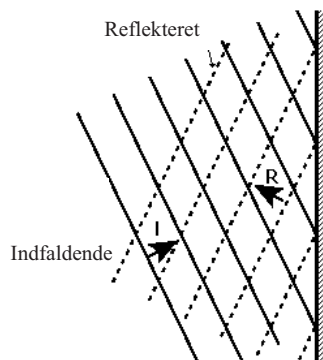
Et ofte anbefalet kantforhold i et rum er $1:\sqrt[3]{2}:\sqrt[3]{4}$, som dog vil give store loftshøjder i større rum. I (Rindel, 1990) angives der gode kantforhold for mellemstore rektangulære rum, se figur 3–4. For store rum gælder det, at egenfrekvenserne ligger så tæt, at fordeling er meget jævn og udgør derfor ikke et problem.



Figur 3–4 Gunstige dimensioner for rektangulære radio- og fjernsynsstudier. *L* : længde, *B* : bredde, *H* : højde.

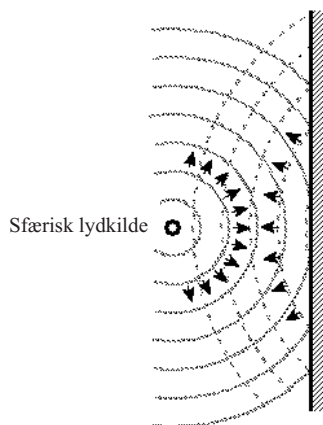
3.2 Geometrisk rumakustik

Hvis man antager, at et rums dimensioner er store i forhold til bølgelængden af lydbølgerne, kan disse betragtes på samme måde, som lys betragtes i optikken. På samme måde som lys bliver reflekteret, bliver lydbølger reflekteret fra hårde flader i overensstemmelse med reglerne for refleksion af lys, hvilket vil sige, at indfaldsvinkel er lig udgangsvinkel. Dvs. at bølgefronterne fra en plan lydbølge, der rammer en plan flade under indfaldsvinklen θ , vil efter refleksionen stadig fremstille en plan bølge og bevæge sig bort fra fladen under udfaldsvinklen θ , se figur 3–5.



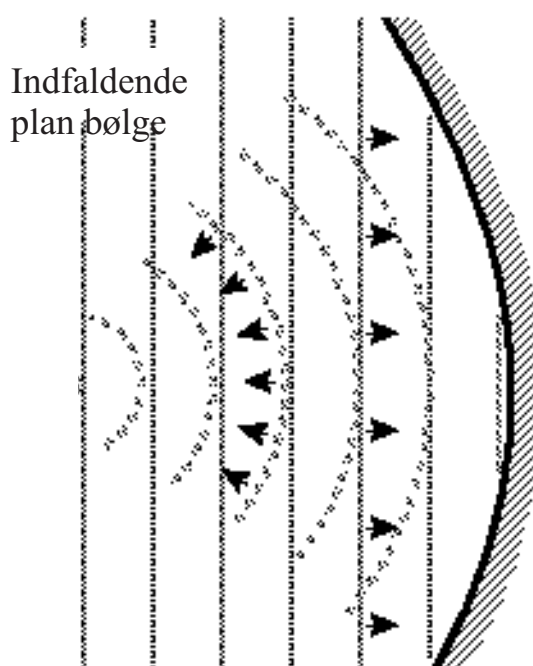
Figur 3–5 Refleksion af plan bølge fra plan flade.

Bølgefronter fra en sfærisk lydbølge, der rammer en plan flade, vil efter refleksionen stadig fremstille en sfærisk bølge, der fjerner sig fra den reflekterende flade, som om fronten hidrørte fra en fiktiv lydkilde anbragt i lyd giverens spejlbillede i den reflekterende flade, se figur 3–6.



Figur 3–6 Refleksion af sfærisk bølge fra en plan flade.

Endvidere gælder det som for lys, at lydbølger sendt mod en krum flade, vil enten blive fokuseret for konkave flader og spredt for konvekse flader, se figur ??.



Figur 3–7 Plane lydbølgers refleksion fra en konkav flade.

Denne metode til analyse af et rums akustik kaldes *geometrisk akustik* og er en ren grafisk metode, som giver information om udbredelsesretningen for den reflekterede lyd, men oplyser intet om styrken af det totale lydfelt, der er sammensat af direkte og reflekteret lyd. Ej heller gives der information om lydfelts hendøen ved en lydgers ophør. Selvom geometrisk akustik er begrænset til detektering af primære og sekundære refleksioner, før lydfeltet hendør, er det muligt ud fra denne information at vælge, hvorledes akustiske defekter kan udbedres ved en fornuftig placering af lydabsorberer- og reflektorer, se kapitel ??.

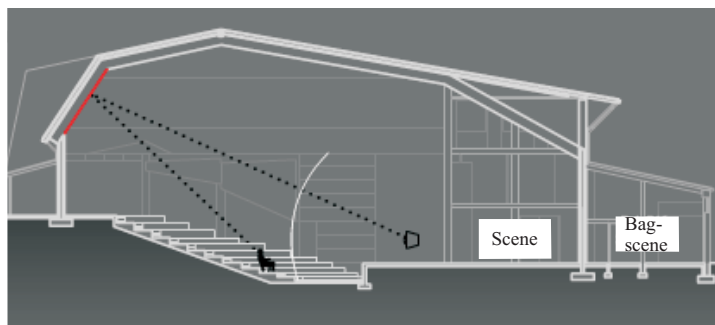
Geometrisk akustik er en værdifuld metode ved formgivning af større rum og auditorier, idet akustiske defekter som

- ◆ ekko (hørbare refleksioner)
- ◆ flutter ekko (hørbare serie af refleksioner)
- ◆ ”dødt”område (skyggedannelse)

kan blive opdaget allerede ved formgivning af et rum.

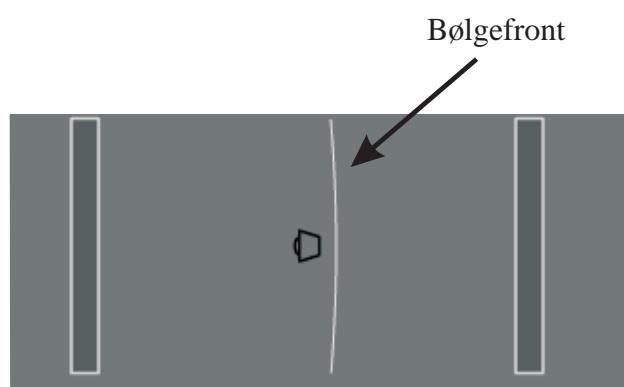
Et *ekko* opleves af en tilhører, som en stærk refleksion af det direkte hørte signal fra en lydger, se figur 3–8. Ekkoet vil forstyrre den direkte lyds klarhed, samt påvirke det subjektive indtryk af rummets akustik. Hvis den reflekterede lyd er lige så kraftig som den direkte lyd, kan et ekko høres, hvis forsinkelsen er større end 50 ms. Øret opfatter ikke en tidsforsinkelse mindre end 50 ms som et separat ekko, men derimod som en forstærkning af den direkte lyd. En forsinkelse på 50 ms svarer til en forskel i udbredelsesafstand på ca. 17 ved en lydhastighed på 340 m/s. Derfor bør man ved formgivning af et rum være opmærksom på den afstand. At øret først registrerer et ekko, der kommer efter 50 ms, er den såkaldte *Haas effekt*, som referer til, at menneskets hjerne

på en eller anden måde ”dæmper” betydningen af lyd i en periode på ca. 50 ms, efter øret har registreret et lydssignal første gang.



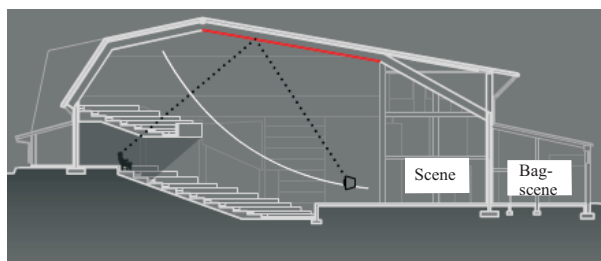
Figur 3–8 Ekko i rum.

Når man har et rum med parallelle hårde overflader, og når andre overflader i nærheden er meget lidt absorberende, kan der opstå et *flutterekko*, idet lyden gentagne gange kan blive reflekteret frem og tilbage, uden at der sker en væsentlig reduktion i lydstyrken, se figur 3–9. Et velkendt eksempel på flutterekkos er akustisk udfoldelse i et badeværelse med parallelle hårde vægge. Et sådan rum har lavest egenfrekvens i et frekvensområde, hvor den menneskelige stemme har sit største energiindhold. Derfor kan selv en beskeden stemmeudfoldelse fremkalde signifikant ”klang”, som forstærkes af, at egensvingningsformer anlås. Flutterekkos kan reduces ved at tage hensyn til egenfrekvensernes fordeling, som omtalt i afsnittet om bølgeteoretisk rumakustik, samt at anvende materialer på vægflader, som absorberer lydenergien, se kapitel ??.



Figur 3–9 Flutterrekko i rum.

Et *dødt område* kan opstå et given sted i et rum, hvor lyden hverken kan komme som direkte lyd eller reflekteret lyd, se figur 3–10



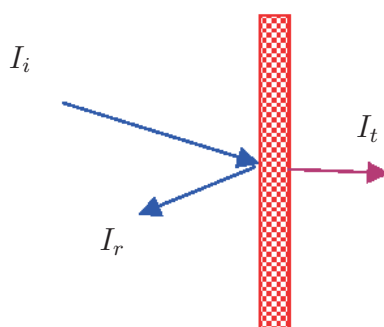
Figur 3–10 Dødt område (skyggedannelse).

3.3 Statistisk rumakustik

For mange praktiske formål er det tilstrækkeligt at beregne et lydfelt i et lukket rum med den nøjagtighed, som gør det muligt at bestemme og vurdere nogle typiske karakteristiske størrelser, som den stationære lydenergi og tiden af efterklangen. Udtryk for disse størrelser kan opstilles baseret på en middelværdi af energitætheden i rummet og ikke ud fra en mere detaljeret beskrivelse af de enkelte luftpartiklers energi. Heraf kommer begrebet *statistisk rumakustik*.

3.3.1 Lydabsorption

Når en lydbølge, der udbreder sig i luft, rammer et materiale, f.eks. en væg, vil en del af lydeffekten reflekteres I_r og en del absorberes I_{abs} . Af den absorberede mængde energi laves noget om til varme og en del transmitteres I_t , således at der udstråles lydeffekt på den anden side af materialet. Et materiales evne til at absorbere lyd karakteriseres gennem *Absorptionskoefficienten* α , der angiver hvor stor en del af den indfaldende lydbølges energi, der absorberes af den pågældende flade, se figur 3–11.



Figur 3–11 Lydfelt der rammer absorberende materiale.

Absorptionskoefficienten for et givet materiale er givet ved

$$\alpha = \frac{I_{abs}}{I_i} = \frac{I_i - I_r}{I_i} \quad (3-6)$$

hvor I_i er den indfaldende lydenergi på en absorberende flade. For α , der afhænger af materiale, frekvens og indfaldsvinkel, gælder det

◆ $\alpha = 1$ betyder, at al den indfaldende lydenergi absorberes

◆ $\alpha = 0$ betyder, at al lydenergien reflekteres

I forbindelse med omtalen af absorptionskoefficienten α er det naturligt også at nævne størrelserne tabskoefficienten δ , reflektionskoefficienten r og transmissionskoefficienten τ . Disse er givet som

$$\begin{aligned}\delta &= \frac{I_i - I_r - I_t}{I_i} \\ r &= \frac{I_r}{I_i} \\ \tau &= \frac{I_t}{I_i}\end{aligned}\quad (3-7)$$

α , δ og τ er relateret på følgende måde

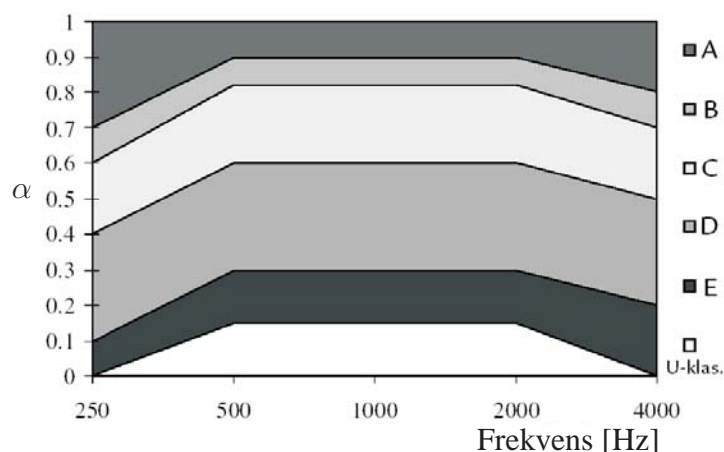
$$\begin{aligned}1 &= \delta + r + \tau \\ \alpha &= \delta + \tau \\ \alpha &= 1 - r\end{aligned}\quad (3-8)$$

Porøse materialer som tæpper, gardiner og akustiklofter har høj lydabsorption, dvs. over 0,5, mens hårde overflader som linoleum, tegl, beton og glas har lille absorption omkring 0,01 til 0,05. De fleste materialer absorberer ikke lige effektivt ved lave og høje frekvenser og angives derfor oftest i tabelform ved frekvenserne 125, 250, 500, 1000, 2000 og 4000 Hz, som vist i tabel ??, som giver et eksempel på absorptionskoefficienter for typiske materialer. Flere eksempler er givet i appendix ??.

| Materiale | 125 Hz | 250 Hz | 500 Hz | 1000 Hz | 2000 Hz | 4000 Hz |
|------------------------|--------|--------|--------|---------|---------|---------|
| Åbning til det fri | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 |
| Trægulv | 0,15 | 0,11 | 0,10 | 0,07 | 0,06 | 0,07 |
| Linoleum | 0,02 | 0,02 | 0,03 | 0,04 | 0,04 | 0,05 |
| Gardiner 90 mm fra væg | 0,05 | 0,06 | 0,39 | 0,63 | 0,7 | 0,73 |
| Glat puds på hård væg | 0,01 | 0,01 | 0,02 | 0,02 | 0,02 | 0,04 |
| Upudset teglstensvæg | 0,02 | 0,03 | 0,03 | 0,04 | 0,05 | 0,07 |

Tabel 3-1 Eksempler på absorptionskoefficienter.

Idet absorptionskoefficienten er afhængig af frekvensen, skal de lydtekniske vurderinger derfor behandles som funktion af frekvensen, dvs. lave frekvenser (dybe toner) for sig og høje frekvenser (høje toner) for sig, jf. figur 3-12, som viser at lydabsorberende materialer kan klassificeres efter et internationalt standardiseret system, hvor klasse A er mest lydabsorberende, mens klasse E er mindst lydabsorberende.



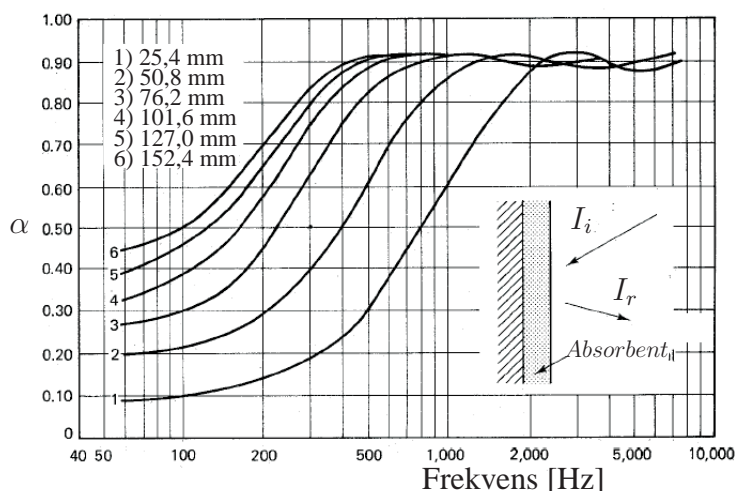
Figur 3–12 Lydabsorptionsklasse ifølge ISO 11654.

Standarden ISO 11654 (?) er udviklet ud fra et ønske om at forenkle beskrivelsen af lydregulering. Det bør bemærkes, at man ikke kan konkludere, at en klasse A absorberent rent lydteknisk er bedre end f.eks. en klasse E absorberent. Dette afhænger helt af, hvad rummet skal bruges til.

Man skelner i praksis mellem 3 typer af *passive* absorberenter

- ◆ Porøsitetsabsorberenter
- ◆ Resonansabsorberenter
- ◆ Membranabsorberenter

Porøsitetsabsorberenter er porøse, luftgennemtrængelige materialer, eksempelvis Rockwool, glasuld, tæpper mm., der har en god absorptionsevne inden for et bredt frekvensområde afhængigt af materialets tykkelse og placering. Absorptionsevnen vokser med frekvensen, og porøsitetsabsorberenter finder derfor først og fremmest anvendelse, hvor absorption ønskes ved middelhøje og høje frekvenser. Porøsitetsabsorberenter virker ved det energiforbrug, som opstår ved luftpartiklernes bevægelse inden i det porøse materiale. Herved omdannes luftpartiklernes bevægelsesenergi ved friktion til varmeenergi. For at opnå stor friktion skal materialet have et stort antal små åbninger eller porer, så der skabes en stor gnidningsmodstand for lydtrykbølgerne. For porøsitetsabsorberenter er det karakteristisk, at der opnås en forøget absorption ved lave frekvenser ved at trække absorberenten et stykke ud fra en bagvedliggende flade. Det er princippet, man anvender ved nedhængte lofter, som er sænket ca. 0.2-0.3 m i forhold til et fast loft.



Figur 3–13 Ændring i α som funktion af frekvens. Materialet er filt.

Fra figur 3–13 ses det, at en porøs absorber er mest effektiv til at absorbere ved høje frekvenser. Effektiviteten afhænger af tykkelsen af materialet relativ til lydets bølgelængde. For at en porøs absorber er effektiv ved en given frekvens, skal materialetykkelsen være mindst $1/4$ af lydets bølgelængde.

Eksempel 3.1: Nødvendig tykkelse af porøs absorber

Et materiale med tykkelse 0,15 m vil ved stuetemperatur $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ absorbere lyd med en frekvens større end

$$f = \frac{c}{\lambda} = \frac{343}{4 \cdot 0,15} = 572 \text{ Hz} \quad (3-9)$$

Absorption ved lave, middelhøje frekvenser eller i et afgrænset frekvensområde kan frembringes ved hjælp af *resonans-* og *membranabsorbenter*. Disse giver kun absorption inden for et snævert frekvensinterval, der dog kan udvides ved - i forbindelse med resonans- eller membranabsorbenten - at anvende en porøsitetsabsorbent. Resonansabsorbenter er typisk perforerede plader adskilt fra en bagvedliggende flade. I dette mellemrum anvendes ofte så en porøsitetsabsorbent. Membranabsorbenter er derimod plader uden perforeringer, som også placeres adskilt fra en bagvedliggende flade. For resonansabsorbenter og porøsitetsabsorbent gælder det, at de sammen med det bagvedliggende hulrum udgør et mekanisk system, der absorberer energi ved systemets resonansfrekvens. Derfor er de kun effektive til absorption af lydenergi i et lille frekvensinterval omkring disse resonansfrekvenser. I kapitel ?? gives der eksempler på praktisk anvendelse af disse forskellige typer af absorbenter.

Når de enkelte absorbenter er kendt for et rum, kan det *ækvivalente absorptionsareal*, A med enheden m^2 -Sabine, der angiver antallet af absorptionsenheder for en genstand, en flade eller rum beregnes ved

$$A = \sum_{i=1}^n \alpha_i S_i \quad (3-10)$$

hvor α_i er absorptionskoefficienten for delarealer S_i af den i 'te del af f.eks et rums n overflader, som bidrager til absorption af lyden. Ud fra

Tabel 3-2 viser et eksempel på absorptionskoefficienter for hhv. en træstol og en person, der kan indregnes i et ækvivalent absorptionsareal ved

$$A = \sum_{i=1}^n \alpha_i S_i + \sum_{i=1}^{n_a} A_j n_j \quad (3-11)$$

n_j er antallet af hver enhed (fx. personer, stole), der hver har absorptionsarealet A_j . n_a er antallet af enheder.

| | 125 Hz | 250 Hz | 500 Hz | 1000 Hz | 2000 Hz | 4000 Hz |
|---------|--------|--------|--------|---------|---------|---------|
| træstol | 0,15 | 0,11 | 0,10 | 0,07 | 0,06 | 0,07 |
| person | 0,02 | 0,02 | 0,03 | 0,04 | 0,04 | 0,05 |

Tabel 3-2 Ækvivalente absorptionsareal for personer og stole .

I normale kontorer, klasselokaler og lignende, hvor volumen er mindre end 300 - 500 m^3 , er det ikke nødvendigt at tage hensyn til *luftabsorption*. I større lokaler spiller luftens absorption en vis rolle ved højere frekvenser, hvor den giver et tilskud til det samlede ækvivalente absorptionsareal. Dette tilskud S_{luft} kan beregnes som et ækvivalent absorptionsareal

$$S_{luft} = 4mV \quad (3-12)$$

hvor V er volumen, og m er en frekvensafhængig faktor, der varierer efter den relative luftfugtighed, se tabel 3-3

| | 125 Hz | 250 Hz | 500 Hz | 1000 Hz | 2000 Hz | 4000 Hz |
|----|--------|--------|--------|---------|---------|---------|
| 4m | 0 | 0 | 0,0016 | 0,0040 | 0,0096 | 0,0240 |

Tabel 3-3 Luftens bidrag til ækvivalent absorptionsareal ved 50 % luftfugtighed.

Når luftens absorption tages i regning bliver, det ækvivalente absorptionsareal

$$A = \sum_{i=1}^n \alpha_i S_i + A_j n_j + 4mV \quad (3-13)$$

Når det ækvivalente absorptionsareal A er kendt, kan man bestemme et rum middelabsorption-skoefficient α_m defineret som

$$\alpha_m = \frac{A}{S} = \frac{\sum_{i=1}^n \alpha_i S_i}{\sum_{i=1}^n S_i} \quad (3-14)$$

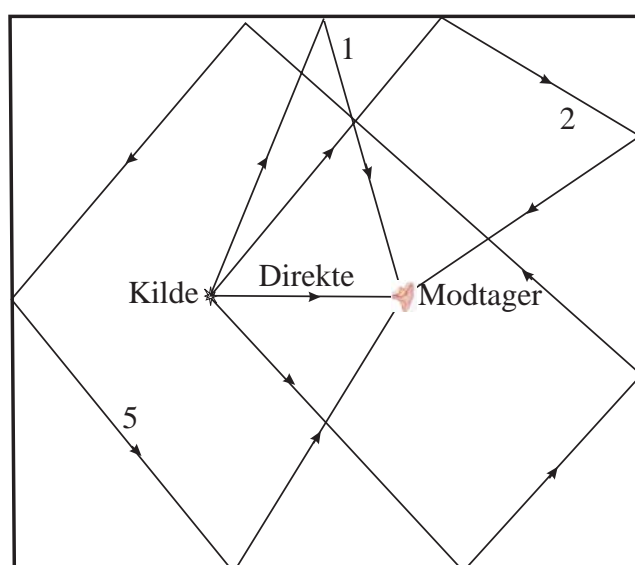
hvor S er det samlede areal af absorberede flader i et rum.

3.3.2 Lydfelter i lukket rum

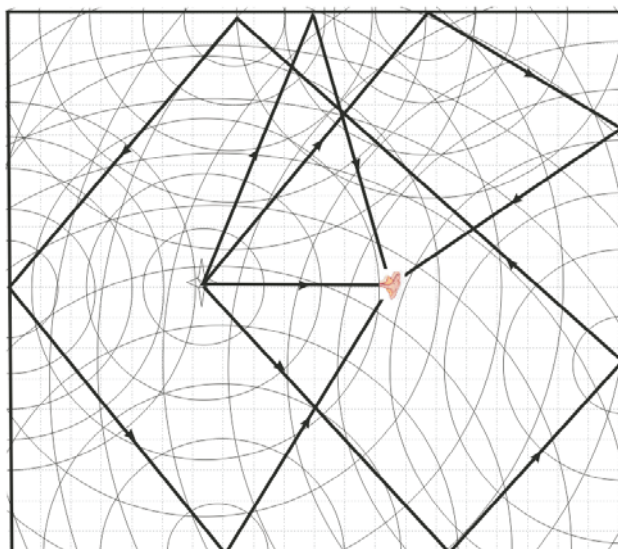
Lydtrykniveauet i et sfærisk lydfelt er bestemt ved lydeffekten og afstanden fra lydkilden, se (2-52). Anbringes der en stor reflekterende flade i et lydfeltet i nærheden af lydkilden, vil der både være direkte lyd og reflekteret lyd i et punkt i lydfeltet. Den reflekterede lyd vil være forsinket i forhold til den direkte lyd på grund af den længere vej og er svagere, idet en del af

lydenergi er absorberet ved den reflekterende flade. Dvs. når lydkilden afbrydes, forsvinder først den direkte lyd og senere den reflekterede lyd.

Findes der flere reflekterende flader omkring en lydkilde, som man har det i et lukket rum, vil der komme refleksioner fra hver flade samtidig med, at der vil være en direkte lyd. Den reflekteret lyd vil bestå af lyd, der er reflekteret en gang og reflekteret lyd, der er reflekteret mange gange fra de omsluttende flader, se figur 3–14. Antages det for de enkelte omsluttende flader, at $\alpha_i \approx 0$, dvs. de ikke absorberer lydenergi af betydning, vil energitætheden blive næsten konstant i hele rummet, illustreret i figur 3–16 ved den ensartede fordeling af bølgefronter. Man kan tale om et perfekt diffust *diffust lydfelt*, hvis energitætheden i et givent punkt i et lukket rum er ensartet fordelt over alle retninger, dvs. man antager at have samme energitæthed overalt i rummet med lige stor sandsynlighed i alle retninger. Det forekommer i praksis med god tilnærmelse kun i akustiske laboratorier (lydhårde rum), der anvendes ved akustisk forsøg med flere lydkilder. Denne intuitive og tilnærmet forklaring på et diffust lydfelt er baseret på de antagelser, der blev gjort i afsnittet om geometrisk rumakustik. Det vil sige, at man antager, at lyd udstråler og reflekterer som "lysstråler". Tilnærmelsesvis kan man antage at have et diffust lydfelt i et stort rum med meget reflekterende vægge, gulve og lofter og flere lydkilder.



Figur 3–14 Direkte og reflekteret lyd i lukket rum.



Figur 3–15 Lydfelt med direkte og stort antal refleksion i lukket rum.

3.3.3 Stationær og transient energitæthed i lukket rum

Når et lydfelt i et rum opstår, opfattes det at foregå momentant, idet man først hører den direkte lyd, hvorefter lydniveauet gradvis vil vokse i styrke på grund af lyden fra refleksioner. Hvis en lyd giver med effekten P tændes i et lukket rum med volumen V , vil der være en tilvækst i energitæthed $\frac{d\varepsilon}{dt}$, der vil være lig med den tilførte effekt minus den del af indfaldende lydenergi I_i , der bliver absorberet af omsluttende vægge. Den ligevægt kan skrives, hvis man antager et diffust lydfelt

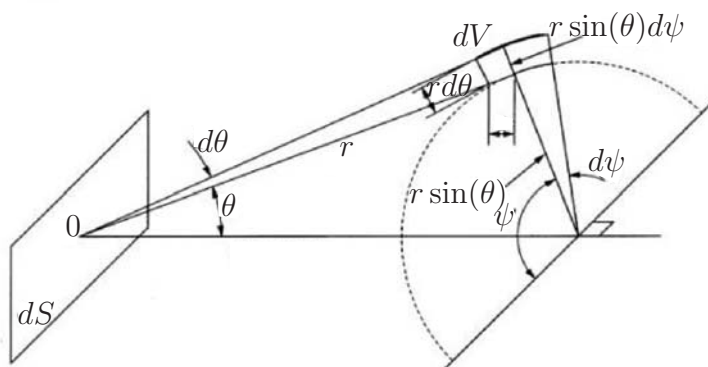
$$V \frac{d\varepsilon}{dt} = P(t) - I_i A \quad (3-15)$$

I et rum med et diffust lydfelt kan den samlede indfaldende lydenergi pr. tidsenhed på en flade med arealet dS bestemmes ved at projicere $(\cos(\theta)dS)$ intensiteten $\varepsilon dV/4\pi r^2$ ind på fladen dS . Dette giver

$$I_i dS = \int_V \frac{\varepsilon dV}{4\pi r^2} \cos(\theta) dS \quad (3-16)$$

hvor det antages, at lyden udstråler ligeligt i alle retninger fra volumenelement dV med energitætheden ε . Volumenelementet er placeret i afstanden r fra væggen, se figur 3–16, hvilket betyder, at dV kan skrives

$$dV = dr r d\theta r \sin(\theta) d\psi = r^2 \sin(\theta) d\psi d\theta dr \quad (3-17)$$



Figur 3–16 Figur med vinkler.

Fra (3–15) og (3–17) kan den samlede energi fra alle volumenelementer i afstanden r nu bestemmes ved integration over vinklerne ψ og θ

$$I_i = \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi} \frac{\varepsilon}{4\pi r^2} \cos(\theta) r^2 \sin(\theta) dr d\psi d\theta = \frac{\varepsilon c}{4} \quad (3-18)$$

idet $dt = dr/c$ angiver det tidsinterval, som det varer for den totale energi i dV at løbe gennem dS . (3–18) viser, at intensiteten i et diffust lydfelt er 1/4-del af intensiteten i en plan bølge (2–34). Idet et diffust lydfelt kan opfattes som værende sammensat af en række ukorrelede plane lydfelter, bliver energitætheden, se (2–31)

$$\varepsilon = \frac{\tilde{p}^2}{\rho_s c^2} \quad (3-19)$$

Hermed kan (3–18) skrives

$$I_i = \frac{\tilde{p}^2}{4\rho_s c} \quad (3-20)$$

Af (3–15) ses det, at for den stationære tilstand ($t \rightarrow \infty$) er den stationære energitæthed ε_s i et diffust lydfelt

$$\varepsilon_s = \frac{4P}{cA} \quad (3-21)$$

(3–19) og (3–21) giver hermed følgende simple udtryk til bestemmelse af det effektive lydtryk i et punkt, når lyd giverens effekt og rummets ækvivalente absorptionsareal er kendt.

$$\tilde{p} = \sqrt{\frac{4\rho_s c P}{A}} \quad (3-22)$$

Ved at anvende (2–45) sammen med (3–22) kan lydtrykniveauet L_p i et stationært diffust rum skrives

$$L_p \approx L_w + 10 \log \left(\frac{4}{A} \right) \quad (3-23)$$

Idet den direkte lyd vil være dominerende lige omkring lyd giveren, gælder sammenhængen, når lydtrykket betragtes i en stor afstand r fra lyd giveren.

På samme måde, som det er muligt at opstille en sammenhæng mellem L_p og L_I i et frit sfærisk lydfelt (2-48), kan det også gøres for et sammensat lydfelt i et rum. Ved at anvende (??) bestemmes L_I ved

$$L_I = 10 \log \left(\frac{\tilde{p}^2}{4\rho_s c I_0} \right) = 10 \log \left(\frac{\tilde{p}^2}{p_0^2} \frac{p_0^2}{4\rho_s c I_0} \right) = L_p + 10 \log \left(\frac{100}{\rho_s c} \right) = L_p - 6 \text{ dB} \quad (3-24)$$

Heraf ses det, at for et diffust lydfelt er L_I og L_p ikke ens, som for et plant lydfelt og et sfærisk lydfelt i fjernfeltet, se (2-48).

Generelt er et lydfelt i et lukket rum ikke diffust. Derfor for at beregne lydtrykniveauet i et lukket rum kan man antage, at lydfeltet er en kombination af et frit sfærisk lydfelt og et diffust lydfelt. Det betyder, at det effektive lydtryk er givet ved en sum af det effektive lydtryk fra henholdsvis det sfæriske lydfelt (??) og det diffuse lydfelt (3-22)

$$\tilde{p}^2 = \left(\frac{P\rho_s c}{4\pi r^2} + \frac{4\rho_s c P}{A} \right) = P\rho_s c \left(\frac{1}{4\pi r^2} + \frac{4}{A} \right) \quad (3-25)$$

Lydtrykket i et *sammensat lydfelt* i et lukket rum bliver da ved at anvende (2-45)

$$L_p \approx L_w + 10 \log \left(\frac{1}{4\pi r^2} + \frac{4}{A} \right) \quad (3-26)$$

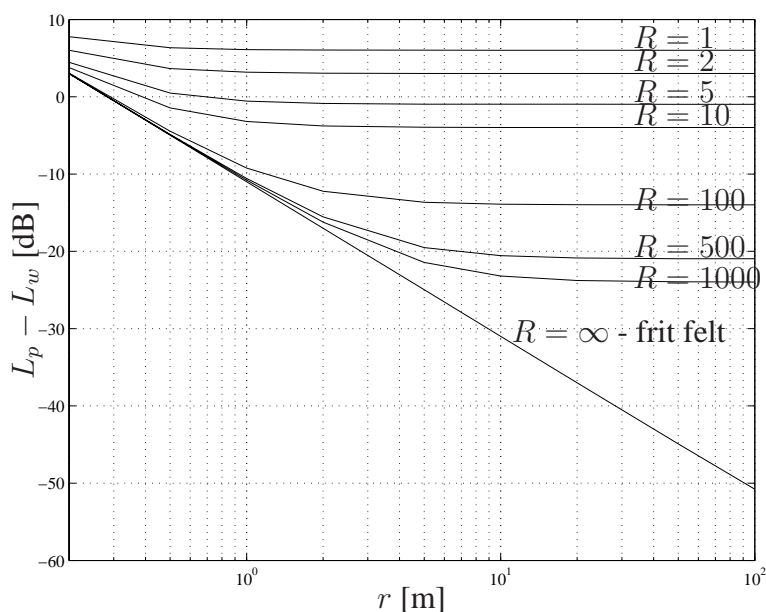
I et stationært diffust lydfelt bliver lyden reflekteret fra omsluttende flader minimum én gang, hvilket giver den reducerede lydeffekt $P(1 - \alpha_m)$. Dette betyder, at (3-22) kan skrives

$$\tilde{p}^2 = \frac{4\rho_s c P(1 - \alpha_m)}{A} = \frac{4\rho_s c P}{R} \quad R = \frac{A}{1 - \alpha_m} \quad (3-27)$$

hvor R benævnes rumkonstanten. Hermed bliver (3-26) ændret til

$$L_p \approx L_w + 10 \log \left(\frac{1}{4\pi r^2} + \frac{4}{R} \right) \quad (3-28)$$

Figur 3-17 viser hvorledes *rumdæmpningen* ($L_p - L_w$) varierer som funktion af rumkonstanten og afstanden til lyd giveren. Figuren viser, at i en kort afstand fra lyd giveren i et rum med stor R , dvs. stort ækvivalentabsorptionsareal A mindskes ($L_p - L_w$), når afstanden r øges. Modsat for lille R er ($L_p - L_w$) stort set konstant. Det bør bemærkes, at (3-28) hhv. under- og overestimerer lydniveauet tæt ved og lang fra lyd giveren. Figuren viser også, at der er en grænse for hvor meget ($L_p - L_w$) kan reduceres ved at øge R . Denne grænse svarer til 6dB ved en fordobling af r , hvilket svarer til resultatet fra afstandsloven (2-38).



Figur 3-17 Lydtrykniveau som funktion af rumkonstanten R og afstanden r til lyd giveren i lukket rum .

Tabel 3-4 viser typiske værdier for rumdæmpning ved forskellige typiske rum, se (Valbjørn et al., 2000).

| Rumtype | Rumdæmpning | Beskrivelse |
|----------------|-------------|---|
| Normalkontor | 4 dB(A) | Tæppe over hele gulvet |
| Kontorlandskab | 12 dB(A) | Tæppe og lydabsorberende loft |
| Konferencerum | 10 dB(A) | Tæppe og lydabsorberende loft |
| Skolelokale | 7 dB(A) | Lydabsorberende loft og 2 vægge med opslagstavler |
| Sengerum | 4 dB(A) | |

Tabel 3-4 Typiske værdier for rumdæmpning ($L_p - L_w$), .

Hvis P antages konstant i (3-15), vil der på et tidspunkt opstå en stationær situation, hvor den absorberede lydenergi er lig den udsendte lydenergi fra lyd giveren. Den stationære fuldstændige løsning til (3-15) er givet ved

$$\varepsilon = \frac{4P}{Ac} \left(1 - e^{-\frac{cA}{4V}t}\right) = \varepsilon_s \left(1 - e^{-\frac{t}{t_k}}\right) \quad t_k = \frac{4V}{Ac} \quad (3-29)$$

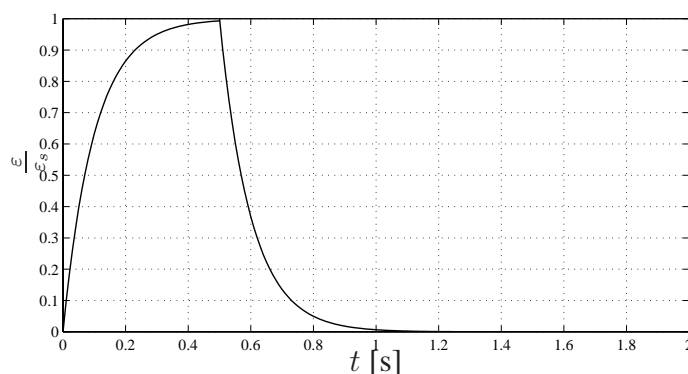
hvor t_k benævnes en tidskonstant. Hvis lyd giveren afbrydes efter at energitætheden har opnået sin stationære tilstand, vil den transiente løsning til (3-15) være

$$\varepsilon = \varepsilon_s e^{-\frac{t}{t_k}} \quad (3-30)$$

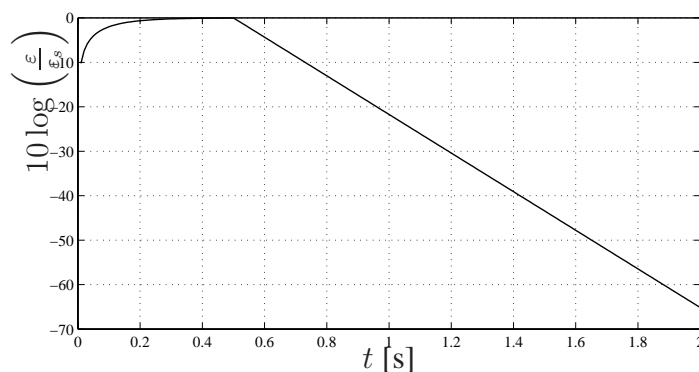
(3-29) og (3-30) viser, at opvoksen og hendøen af et lydfelts energitæthed sker ved samme eksponentialfunktion.

3.3.4 Efterklangstid

Figureerne 3–18 og 3–21 viser den relative energitæthed $\varepsilon/\varepsilon_s$ opvoksen og hendøen i et lukket rum i hhv. en lineær og logaritmisk afbildning. Tidskonstanten i (3–29) bestemmer, hvor hurtigt energitætheden vil vokse i et lukket rum. Hvis det ækvivalente absorptionsareal A er lille, vil det tage relativ lang tid, før energitætheden i et rum når sin endelige stationære værdi. Figureerne viser som tidligere nævnt, at det menneskelige øre opfatter at et lydfelts opvoksen foregår momentant, idet man først hører den direkte lyd, hvorefter lydniveauet gradvis vil vokse i styrke på grund af lyden fra refleksioner. Når lyd giveren i et rum afbrydes, vil fornemmelsen være, at lyden lige så langsom forsvinder. Dette skyldes, at efter lydkilden er afbrudt, vil der være talrige refleksioner af den udsendte lyd fra omsluttende flader, se figur 3–15. Først når disse refleksioner hører op, vil lydfeltet klinge ud. Dette gradvis henfald i lydenergi benævnes efterklangen. Denne efterklangsprocess er ganske tydelig i nogle rum og har bl.a. betydning for taleforståelig i et rum. Hvis f.eks. den tidsmæssige afstand mellem enkelte stavelser og ord fra en taler i et auditorium er mindre end den tid, som det tager for disse udsendte lyde at klinge ud, vil en lige udtalt stavelse stadig kunne høres, når næste stavelse eller ord siges. Dette vil give en akustik, hvor det vil være svært at skelne enkelte lyde fra hinanden. Mht. musik er det derimod kun en fordel, at der er et overlejrning mellem de enkelte toner, således lyden opfattes som smeltende sammen. Et rum med hård lyd er et rum, hvor lyden bliver hængende i rummet meget længe - lang efterklang, mens et rum med meget kort efterklang vil opleves som et dødt rum.



Figur 3–18 Relativ energitæthed som funktion af tiden i en lineær afbildning.



Figur 3–19 Relativ energitæthed som funktion af tiden i en logaritmisk afbildning.

Subjektivt opfattes et rum med en lang efterklang, som være ”rungende”, medens en kort efterklang opfattes som om at rummet er ”lyd dødt”. Det mest anvendte objektive mål for et rums akustisk kvalitet er *efterklangstiden*, der er den tid, der går før en momentant afbrudt lyd- eller støjkildes lydtrykniveau er faldet 60 dB. I små rum med parallelle vægge har man, at lydfeltets tendens ofte afviger fra det forventede retliniet forløb, som vist i figur 3–21. Derfor er det vanskeligt at definere en egentlig efterklangstid, også fordi af forudsætningerne for den statiske rumakustik ikke er opfyldt. Derimod for større rum er det muligt at opstille et objektive mål for efterklangstiden. Ved anvendelse af (2–45), (3–30) og (3–19) får man Sabine’s efterklangsformel

$$-60 = 10 \log \left(e^{-\frac{t}{t_k}} \right) = -\frac{10}{2,303} \frac{t}{t_k} \quad (3-31)$$

Hvis (3–31) løses mht. til $t = T_{Sab}$, får man

$$T_{Sab} = 55,3 \frac{V}{cA} = 0,161 \frac{V}{A} \quad (3-32)$$

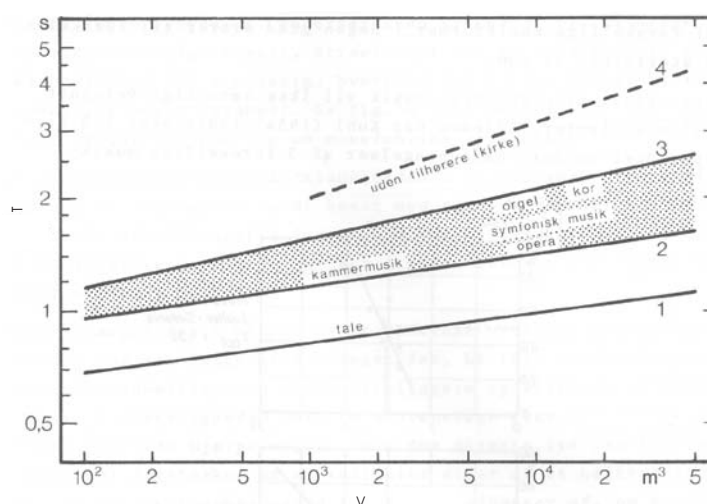
hvor T_{Sab} er efterklangstiden i sekunder og $c=343$ m/s. At man kalde det Sabine’s efterklangsformel skyldes, at W.C. Sabine i perioden 1895 til 1898 kom frem til samme formel ud fra forsøg. I år 1895 studerede Sabine fysik på Havard, hvor man havde problemer med lyden i et nyopført auditorium (Fogg Art Museum). Sabine blev sat til at løse problemet, og de undersøgelser og forsøg han lavede i de næste tre år, førte frem til en formel for efterklangstid.

Idet efterklangstiden afhænger af rummets geometri og de omsluttende fladers lydabsorberende egenskaber, vil efterklangstiden være frekvens afhængig, og det er derfor vigtigt ved beregninger at tage hensyn til efterklangstidens frekvensafhængighed. Normalt bruges 6 standardfrekvenser med 1/1-oktav intervaller med centerfrekvenserne 125, 250, 500, 1000, 2000, 4000 Hz i rumakustikken, hvilket er det frekvensområde, der er interessant for tale og musik. Normalt hvis der kun angives en efterklangstid, gøres det ved 500 Hz. Mange mener, at efterklangstiden bør være så ensartet som muligt i alle oktavniveauer således, at alle frekvenser behandles ens. Som det ses ud fra absorptionskoefficienterne i appendix ??, er det ofte svært at få efterklangstiden ved de lave frekvenser ned. Men som en tommelfingerregel vil en placering af en stor porøs absorberer i hjørnerne af rummet kunne hjælpe en del på dette problem, idet der er trykmaksimum for alle frekvenser i hjørnerne af et rektangulært rum. Dette vil dog også sænke efterklangstiden ved de andre frekvenser. Hermed ses, at det kan være en kompliceret proces at optimere et rums efterklangstid.

Allerede i projekteringsfasen bør man tage højde for forhold, der sikrer en optimal efterklangstid i et givet rum. Ofte er rummets størrelse og gulv- og vægflader fastlagt på forhånd, og det betyder, at muligheden for regulering af efterklangstiden ofte begrænser sig til loftkonstruktionen. En stor mængde absorberende materiale her medfører en kort efterklangstid, mens det modsatte resulterer i en lang efterklangstid.

For rum med støjende aktiviteter, værksteder og lignende bør efterklangstiden være så lav som mulig. I andre typer rum, f.eks. klasselokaler eller auditorier, som benyttes til tale, er den optimale efterklangstid 0,5 – 1,2 sekunder, afhængigt af størrelsen. Efterklangstiden må ikke være for lang, idet talen da bliver rungende og svært at forstå. På den anden side må efterklangstiden heller ikke være for kort, idet der da er risiko for at talen dør ud, inden den når tilhørerne. Rum til musikøvelse kræver noget længere efterklangstid 1 – 2,5 sekunder, for at musikken ikke lyder

tør. Den optimale værdi afhænger her meget af, hvilken type musik der er tale om. Endvidere gælder det i almindelighed, at efterklangstiden for et rum er stærkt afhængig af, om rummet er fuld af mennesker eller ej. At man ikke ønsker samme efterklangstid i rum, der bruges til tale og rum der bruges til musik, som i en kirke, giver uforenelige krav til efterklangstiden. Figur 3–20 viser et eksempel sammenhængen mellem et rums volumen og vejledende efterklangstid, (?).



Figur 3–20 Sammenhæng mellem rumvolumen og efterklangstiden.

I (Stephens and Bate, 1950) er der foreslået følgende simpel formel til fastlæggelse af en vejledende optimal efterklangstid ved 500 Hz

$$T_{Sab} = K(0,0118V^{1/3} + 0,1070) \quad (3-33)$$

hvor K sættes til

- ◆ $K=4$, for rum til tale
- ◆ $K=5$, for rum til musik fra orkester
- ◆ $K=6$, for rum til korsang

Et er at betemme efterklangstiden i et rum, men når et rum i virkeligheden består af to eller flere sammenkoblede rum, f.eks i et teater, hvor scenerummet er koblet til rummet med tilhørerne, skal efterklangstiden beregnes for hvert af rummene, idet man antager ingen absorption mellem rummene $\alpha = 1$. (Rindel, 1990) giver et bud på, hvorledes man da skal forholde sig. Generelt kan det konkluderes, at ved akustiske koblede rum er ulemperne størst i det tilfælde, at man befinder sig i et rum med kortere efterklangstid end det tilkoblede rum.

I kapitel ?? vil der blive givet eksempler på, hvorledes efterklangstider kan reguleres ved anvendelse af forskellige materialer og udfomninger af rum, således af der opnås efterklangstider, der kan leve op til kravene i (og Boligstyrelsen, 1995).

3.3.5 Gyldighed af Sabine's efterklangsformel

(??) er god til en hurtig estimation af T_{Sab} i et givet rum og giver ved de fleste anvendelser gode resultater. Dog har (??) mange begrænsninger i sin anvendelse, bl.a fordi den ikke tager rummets form i betragtning, samt placeringen af absorberende materiale. (??) er baseret på følgende antagelser

- ◆ diffust lydfelt
- ◆ absorberende materiale placeret ensartet på alle flader
- ◆ ingen store åbninger
- ◆ lydfeltet er diffust
- ◆ lyden udbreder sig med samme sandsynlighed i alle retninger
- ◆ ingen fokusering

Disse antagelser er svært at opfylde i mange tilfælde. F.eks i et auditorium bliver lyd sendt ud i én retning, og man har stor forskel i absorberende områder. Antagelsen om et diffust lydfelt er også svært at opfylde. Lydfeltet i et givet rum kan regnes for diffust for frekvenser over Schröders grænsefrekvens f_{sch}

$$f_{sch} = 1900 \sqrt{\frac{T_{sab}}{V}} \quad (3-34)$$

Når man har en ensartet placering af absorberende materiale i et rum giver Sabine's efterklangsformel gode resultater, idet en af de grundlæggende forudsætninger for formlen er opfyldt. Ved en øgning af mængden af absorberende materiale bliver resultaterne dog dårligere. Bl.a ses, det at (??) ikke gælder i grænsen, hvor $\alpha_m = 1$, svarende til et frit felt. Formlen bør heller ikke anvendes ved beregning af efterklangstider i stærkt dæmpede rum, hvor lydstyrken varierer stærkt med afstanden til lyd giveren. Med rimelig nøjagtighed kan den anvendes når det gælder for de enkelte absorptionskoefficienter, at $\alpha \leq 0,2$ hver for sig samt for middelabsorptionskoefficienten $\alpha_m \leq 0,2 - 0,3$, hvilket kan opfyldes i de fleste tilfælde. Overstiger middelabsorptionskoefficienten 0,3, kan efterklangstiden beregnes efter Eyring's formel

$$T_{Sab} = 0,161 \frac{V}{-S \ln(1 - \alpha_m)} \quad (3-35)$$

Dette udtryk kan udledes på samme måde som (3-32) ved at antage, at energitætheden i rummet er baseret på en antagelse om refleksioner fra plane bølger. Ved hver refleksion reduceres energitætheden med en faktor $((1 - \alpha_m))$. Eyring's formel giver gode resultater, hvis rummet har en ensartet fordeling af absorberende materiale. Hvis man har et rum, med stor variation i absorberende materiale er det bedre at bruge Millington-Sette's formel

$$T_{Sab} = 0,161 \frac{V}{\sum_{i=1}^n -S_i \ln(1 - \alpha_i)} \quad (3-36)$$

hvor man bare har substitueret en middelværdi for logaritmen af de enkelte fladers absorptionskoefficienter. Denne formel giver i princippet mere vægt til absorberende materiale, end det har betydning for efterklangstiden.

I tabel (3-5) er vist resultater for beregnede efterklangstider opnået med forskellige formler ikke til beregning af efterklangstiden for et 308 m³ stor rum med en moderat mængde absorberende materiale (?). Formler er ikke nævnt ovenstående, idet de kun er modifikation af Eyrings formel, hvor man foreslår forskellige måder at tage variation i absorptionskoefficienterne i regning. Tabel (3-6) viser målte efterklangstider for samme rum, hvor to forskellige målepositioner er anvendt, hhv. midt i rummet og ude i siden af rummet. Når resultaterne i tabellerne sammenlignes, ses en stor variation i de beregnede resultater, alt efter hvilke grundlæggende forudsætninger man baserer sine beregninger på. Endvidere ses en stor afvigelse mellem beregnede og målte værdier. Heraf kan det konkluderes, at forsigtighed skal udvises, hver gang man skal vælge en af formlerne til beregning af efterklangstiden i et rum. Specielt når det er rum med en ikke lige form.

| Formel | 125 Hz | 250 Hz | 500 Hz | 1 kHz | 2 kHz | 4 kHz |
|----------------|--------|--------|--------|-------|-------|-------|
| Sabine | 1,42 | 0,90 | 0,68 | 0,78 | 0,72 | 0,68 |
| Eyring | 1,34 | 0,82 | 0,60 | 0,71 | 0,64 | 0,60 |
| Arau | 1,63 | 1,00 | 0,66 | 0,80 | 0,69 | 0,64 |
| Fitzroy-Sabine | 2,07 | 1,34 | 0,83 | 1,01 | 0,83 | 0,79 |
| Fitzroy-Eyring | 1,99 | 1,26 | 0,75 | 0,94 | 0,75 | 0,71 |

Tabel 3-5 Sammenligning af beregnet efterklangstider.

| | 125 Hz | 250 Hz | 500 Hz | 1 kHz | 2 kHz | 4 kHz |
|------------|--------|--------|--------|-------|-------|-------|
| Position 1 | 1,77 | 1,54 | 1,52 | 1,62 | 1,67 | 1,70 |
| Position 2 | 2,04 | 1,54 | 1,53 | 1,62 | 1,67 | 1,70 |
| Middel | 1,91 | 1,54 | 1,53 | 1,62 | 1,67 | 1,70 |

Tabel 3-6 Sammenligning af målte efterklangstider.

3.4 Målbare objektive akustiske mål

I mange år efter at W.C Sabine foreslog sin formel (3-32) til bestemmelse af efterklangstiden i et lukket rum, var den det eneste målbare akustiske mål til at fastlægge et rums akustik. For mange ingeniører og arkitekter er det i dag stadig det eneste mål, som de bruger. I tidens løb er der dog foreslået mange forskellige objektive rumakustiske målbare mål for at bestemme et rums akustiske forhold og nævnes kun kort her, se f.eks. (Rindel, 1990) og (Beranek, 1994). Blandt disse mål er de mest benyttede

◆ EDT (Early Decay Time)

- ◆ RASTI-index (RApid Speech Transmission Index)
- ◆ STI (Speech Transmission Index)
- ◆ Clarity
- ◆ Deutlichkeit

De fleste af disse mål tager kun hver for sig hensyn til enkelte faktorer, der har betydning for et rums akustik.

EDT er et mål for efterklangstiden baseret på et 10 – 15 dB fald i lydtrykniveau i stedet for et 60 dB fald, fordi det er dette forløb af efterklangen, mennesket kan opfatte.

Mål for gode lytteforhold, hvilket vil sige god taleforståelighed, der er afhængig af tilstrækkelig hørestyrke og klarhed, er også opstillet. Taleforståeligheden i et rum udtrykker populært sagt, hvor stor en del af det talte budskab, der kan forstås et givet sted i rummet. Taleforståeligheden afhænger kraftigt af signal/støjforholdet og af efterklangstiden. Taleforståelighed måles som f.eks ved et RASTI-index (RApid Speech Transmission Index) på en skala fra 0 til 1. Taleforståeligheden bør mindst være 0,6 i almindelige undervisningslokaler og skal helst være over 0,8 for at man taler om at have en god taleforståelighed i et rum. Værdien vil normalt variere fra tilhørerplads til tilhørerplads i et rum, og i visse tilfælde kan der forekomme ”døde områder”, hvor taleforståeligheden er væsentligt dårligere end i resten af lokalet. Taleforståeligheden afhænger i stor udstrækning af ovenstående nævnte akustiske forhold, der afgør, om et rum har en god akustik.

Clarity og Deutlichkeit er relateret til de første 50 ms af en lyds ankomst til det menneskelige øre. Målene giver et forhold mellem mængde af tidlige og sent ankommet lydenergi.

3.5 Intern støj

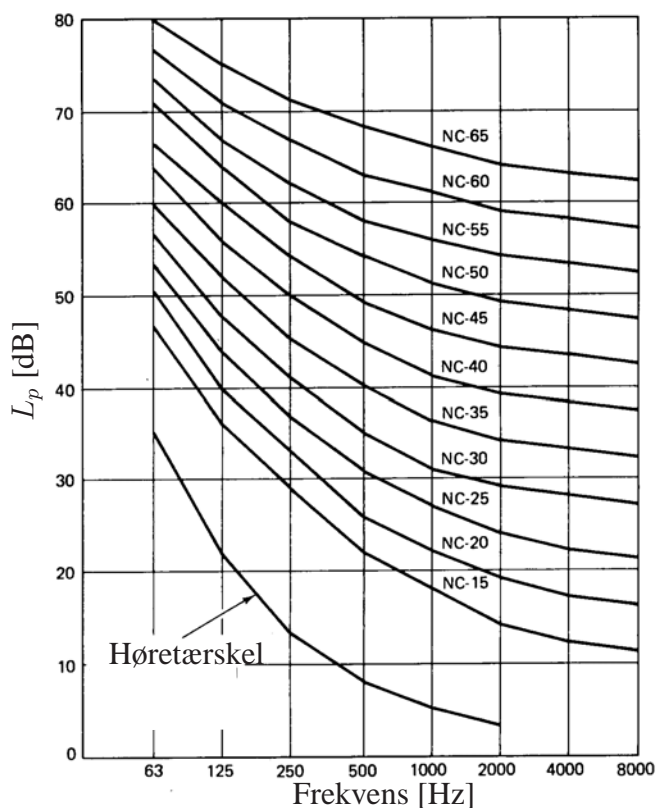
Generelt gælder det, at en halvering af efterklangstiden medfører en reduktion i lydniveauet på 3 dB, hvilket subjektivt vil opfattes som en væsentlig hørbar forbedring i et støjfyldt rum. Derfor anvendes krav til en efterklangstid, som f.eks angivet i (og Boligstyrelsen, 1995), bl.a til at sænke lydtrykniveauet i et rum.

For at undersøge hvor meget absorptionsmateriale der skal tilføres et rum for at sænke støjniveauet kan formel (3–28) anvendes, idet den giver en sammenhæng mellem rumkonstanten og lydtrykniveauet i et rum. For at vælge typen af absorptionsmateriale, skal man dog først lave en frekvensanalyse af det lydssignal, der giver støjen i et rum. I kapitel ?? vil der blive redegjort for, hvorledes man i praksis kan løse støjproblemer i lukkede rum ved anvendelse af forskellige absorbenter.

Sometider bruger man et samlet mål for støjen i hele frekvensområdet. Mange metoder eksisterer til dette formål, hvoraf NC, PNC-og NR-kurver er mest anvend. NC-kurver (Noise-Criterion) blev udviklet i 1957 i USA til bedømmelse af intern støj fra f.eks ventilationsanlæg. For et spektrum af støjen kan en NC bedømmelse laves ved at plote lydtrykniveauer fra hver oktav bånd ind på en NC-kurve. En støj har så en NC bedømmelse, der svarer til den laveste NC-kurve, der ikke overskrides af de plottede værdier. Eksempelvis giver resultaterne i tabel 3-7 en NC bedømmelse på 46, hvilket ses af figur 3–21, hvor værdierne fra tabel 3-7 overskrider NC-45 med 1 dB ved 500 Hz.

| | | | | | | | | |
|-----------------|------|--------|--------|--------|-------|-------|-------|------|
| Center frekvens | 62,5 | 125 Hz | 250 Hz | 500 Hz | 1 kHz | 2 kHz | 4 kHz | 8kHz |
| Lydtrykniveau | 41 | 45 | 48 | 50 | 46 | 42 | 40 | 38 |

Tabel 3-7 Resultater fra støjmåling.



Figur 3-21 NC kurver.

PNC-kurver (Preferred Noise-Criteria) blev introduceret 1971, som en modifikation af NC-kurver, da kontorer projekteret ud fra NC-kurver blev for "larmende" mht. air-condition anlæg. Tallene i tabel 3-7 giver en PNC bedømmelse på 47.

NR-kurver (Noise-Rating) svarer stort set til NC-kurver, men bruges hovedsageligt i Europa. NR-kurver omtales i relation til deres anvendelse og krav i kapitel ??.

3.6 Resumé af begreber i rumakustik

Indeks

- flutterekko, 50
- Hørestyrkeniveau, 34
- lydfelt
 - sammensat, 58
- lydkilder
 - korrelerede , 31
 - ukorrelerede , 30
- A-vægtning, 37
- absorptionskoefficienten, 51
- afstandsloven, 25
- bølgefront, 20
- bølgeligningen, 17
- bølgetal, 18
- bygningsakustik, 13
- effektive lydtryk, 15
- Efterklangstid, 61
- efterklangstid, 60
- egenfrekvens, 44
- ekko, 49
- energi
 - kinetisk , 23
 - potentiel , 23
- energitæthed, 23
- frekvensen, 18
- impedans
 - akustisk, 20
 - karakteristiske , 20
- infralyd, 33
- lydabsorption, 51
- lydeffektniveau, 29
- lydfelt, 16
- diffust, 16, 55
- fjernfelt, 22
- frit, 20
- harmonisk, 18
- nærfelt, 22
- plant , 17
- sfærisk , 20
- lydhastigheden, 16
- Lydintensitetsniveauet, 29
- lydregulering, 13
- lydtrykket, 15
- lydtrykniveau, 28
- maskering, 34
- membranabsorbent, 53
- oktavbånd, 27
- periode, 18
- phon, 34
- porøsitetsabsorbent, 53
- resonansabsorbent, 53
- Rumakustik
 - bølgeteoretisk, 44
 - geometrisk, 47
- rumakustik, 13
 - statistisk, 51
- rumdæmpning, 58
- støj, 13
- ultralyd , 33
- vinkelfrekvens, 18

Litteratur

- Beranek, L. (1994). The acoustical design of concert halls. *Building Acoustics*, 1(1):3–25.
- Fletcher, H. and Munson, W. A. (1933). Loudness, its definition, measurement and calculation. *Journal of the Acoustical Society of America*, 5:82–108.
- og Boligstyrelsen, B. (1995). *Bygningsreglement, BR 95*. Bygge- og Boligstyrelsen, 1 edition.
- Rindel, J. (1990). *Bygnings- og rumakustik - Anvendt rumakustik*. Laboratoriet for Akustik, DTU.
- Robinson, D. and Dadson, R. (1956). A re-determination of the equal-loudness relations for pure tones. *British Journal of Applied Physics*, 7:166–181.
- Stephens, R. and Bate, A. (1950). *Wave motion and Sound*. Edward Arnold, London.
- Valbjørn, O., Lausten, S., Høwisch, J., Nielsen, O., and Nielsen, P. (2000). *Indeklimahåndbogen, SBI-anvisning 196*. Bygge- og Boligstyrelsen, 2 edition.