



BOUWFYSICA

DOOR

PROF. DR. IR. C. W. KOSTEN

DERDE DRUK 1972

1920 7044



VERENIGING
VOOR STUDIE- EN STUDENTENBELANGEN
DELFT

par.

HOOFDSTUK 1. VERLICHTING

1, 2	Inleiding, golven	5
3, 4, 5	Energie, vermogen, uitgestraald vermogen	6
6	Relatieve spectrale ooggevoeligheid V (λ)	7
7	Spectraal vermogen, het vermogenspectrum	8
8	Lichtstroom Φ in lumen	9
9	Watt contra lumen	11
10	Lichtsterkte I	11
11	Luminantie en helderheid	14
12	Verlichtingssterkte E	15
13	De eenheid van luminantie cd/m^2 en de (verouderde) stilb	16
14	Reflectiefactor	17
15	Diffuus reflecterend of stralend oppervlak	17
16	$\Phi = \pi L_s$ voor een diffuus stralend oppervlak	18
17	De luminantie van een verlicht diffuus vlak	19
18	Iets over reflectiewijzen	19
19	Luminanties	20
20	Enige eenvoudige berekeningen	21
21	Verlichting door puntbron; fotometrische grondwet	21
22	Verlichting door cylinderbron; rij TL-buizen	22
23	Algemene verlichtingsformule	23
24	Binnenverlichting door hemellicht	24
25	Buitenverlichting vrije veld	25
26	De hemelfactor f	25
27	Rekenmethoden ter bepaling van de hemelfactor f	26
28	Tekenmethoden en tabellen ter bepaling van f	29
29	Enige praktische wenken voor dagverlichting in woningen	29
30	Kwaliteit van de dagverlichting; daglichtloze gebouwen	31
31	Drie redenen, waarom de hemelfactor slechts een povere indicatie geeft	31
32	De daglichtfactor	33
33	De hemelcomponent d_h	34
34	De externe reflectiecomponent d_{ex}	36
35	De interne reflectiecomponent d_{in}	36
36	Samenvatting van de verschillen tussen hemelfactor en daglichtfactor	36
37	De belangrijkste formules en feiten van „Verlichting” en hun samenhang	39

HOOFDSTUK 2. WARMTE EN VOCHT

102	Temperatuur, warm en koud	40
103	Warmteoverdrachtsmechanismen	41
104	Wederom warm of koud	42
105	Luchtverontreiniging, luchtverversing	43
106	De formule voor de schoorsteentrek	45
107	Stationaire en niet-stationaire toestanden	46
108	Geleidende lagen, warmtegeleidingscoëfficiënt λ	47
109	De luchtlaag, spouwweerstand	50
110	Overgangsweerstanden R_i , R_e	52
111	Weerstand van een constructie	54
112	De totale warmtestroomsterkte uit een ruimte	56
113	Het berekenen van een temperatuur ergens binnenin een constructie	56
114	Warmteaccumulatie in constructies	57
115	Warmte-accumulatie in eenvoudige lagen, volgorde der lagen	59
116	Warmteweerstand en warmtecapaciteit	60
117	Het broeikaseffect	60
118	De herkomst van vocht in bouwconstructies	62
119	Waterdamp, dauwpunt	63
120	Het berekenen van het temperatuursverloop en het dampspanningsverloop in het inwendige van een constructie	66
121	Gegevens dampdiffusie	68
122	Dampdichting moet aan warme zijde	69
123	Vochttransport, mechanismen, materialenkennis	73
124	Wanneer moet men een constructie afkeuren?	74

HOOFDSTUK 3. AKOESTIEK

Deel A: Algemeen	
201	Bolbron, golven 76
202	Vlakke lopende golf in lucht 78
203	Effectieve geluidsdruk p_{eff} , geluidsdrukniveau L_p 80
204	Superpositie van 2 of meer geluiden 83
205	Intensiteit I en intensiteitsniveau L_I 85
206	Bronvermogen P, vermogensniveau L_p 88
207	Zuivere tonen 88
208	Staande golven 90
209	Tonenmengsels, geluidsoorten, spectrum 93
210	Iets over de fysiologie en psychologie van de mens 96
Deel B: Geluidabsorptie	
211	De absorptiecoëfficiënt 101
212	De interferometer 102
213	Poreuze absorberende materialen 103
214	Niet-geperforeerde absorberende panelen 107
215	Geperforeerde panelen, ingeboorde of ingezaagde tegels e.d. 111
216	Verende absorptiematerialen 113
217	Toepassing 1: Niveauperlaging 113
218	Toepassing 2: Ventilatiekanalen 115
219	Toepassing 3: Echovermindering 115
220	Toepassing 4: Nagalmtijdverkorting 115
Deel C: Geluidisolatie	
221	Luchtgeluid, contactgeluid 117
222	Luchtgeluidisolatie 117
223	Definities en de meting van de luchtgeluidisolatie 118
224	Het luchtgeluid-isolatiemechanisme 120
225	Isolatie van een samengestelde wand 123
226	Invloed muurstijfheid, coïncidentie 125
227	Eisen en normen ten aanzien van de luchtgeluidisolatie 131
228	Contactgeluidisolatie 132
229	Mechanisme van contactgeluidoverdracht, numerieke waarden, norm NEN 1070 133
230	Diverse andere isolatieproblemen in de woningbouw 134
Deel D: Zaalakoestiek	
232	Nagalmtijd T: wet van Sabine 136
233	Absorptiemeting in de nagalmkamer 137
234	De gunstigste nagalmtijd 138
235	Storend geluid 139
236	Goede zichtlijnen 140
237	Goede hoofdvorm 141
238	Direct geluid 141
239	Geluidverstrooiing 142
240	Luchtkubus 142
Deel E: Grondslagen hinderbestrijding	
241	Algemene richtlijnen 147
242	Belangrijke formules uit „Akoestiek” en hun samenhang 148
Appendix: Theoretische opzet 151	
Het rekenen met decibels 162	
Grootheden en eenheden; het SI 164	
Literatuur 165	

VOORWOORD

Tot de bouwfysica rekenen we o. a. de verlichting, de warmte- en vochtuishouding en de akoestiek van gebouwen. Bij de behandeling hiervan wordt de nadruk gelegd op de problematiek en de natuurkundige denkwijze, die men zich eigen moet maken om met de stof vertrouwd te geraken. Men zal echter in dit boekje tevergeefs zoeken naar een uitgebreide bespreking, documentatie en onderlinge vergelijking van gangbare constructies, gezien vanuit bouwfysisch standpunt. Hiervoor moet naar de uitgebreide vakliteratuur worden verwezen.

Kennis van de bouwfysica is tegenwoordig nodiger dan ooit. Nieuwe bouwmethoden en bouwmaterialen doen hun intrede; het zou onvergeeflijk zijn als deze alleen op kostprijs en sterkte werden beoordeeld zonder aandacht te schenken aan warmte-isolatie, geluid-isolatie, condensgevaar enz. Het zijn juist deze eigenschappen die bepalend zijn voor het woongenot. Een goede warmte-isolatie is zelfs economisch gezien een primair belang, hetgeen blijkt uit het simpele feit, dat de jaarlijkse stookkosten van een huis van dezelfde orde van grootte zijn als de huur ervan.

Op architect en constructeur rust eengrote verantwoordelijkheid. Bouwheer, eigenaar en huurder zijn doorgaans leek op bouwfysisch gebied of realiseren zich de consequenties te laat. De supervisie van de overheid en het naleven van bouwverordeningen en normen biedt al evenmin een garantie voor verantwoorde bouw.

Ik kan me levendig voorstellen, dat menig aanstaand architect en constructeur aanvankelijk de bouwfysica ziet als een ballast, een vak dat moeilijk is en waarvoor deskundige adviseurs bestaan. Toegegeven moet worden dat architect en constructeur in belangrijke gevallen een beroep op adviseurs zullen moeten doen. In eenvoudiger gevallen zal de architect het echter zelf moeten doen en stellig moet de architect zo thuis zijn op bouwfysisch gebied dat hij de problemen en gevaren tijdig onderkent en weet te stellen, en dat hij met zijn adviseurs over de oplossing kan meepraten en meedenken.

Als ik erin geslaagd zou zijn met dit boekje belangstelling, en als het kan enthousiasme te wekken voor de bouwfysica zou ik mij gelukkig prijzen.

De schrijver

HOOFDSTUK 1

VERLICHTING

1. Inleiding. Van de vele verlichtingsproblemen in de architectuur zal hier slechts de dagverlichting (kort) worden behandeld. De eisen, door de dagverlichting gesteld, hebben n.l. invloed op de grote lijnen van het ontwerp van een gebouw, op de grootte en plaatsing der lichtopeningen, de bestemming van bepaalde ruimten enz. Feitelijk kunnen de daglichtproblemen niet los worden gezien van de mogelijkheden, die de kunstverlichting biedt. Bedenkt men voorts, dat een bouwwerk door een andere buitenverlichting een totaal andere indruk kan maken, dan moet worden erkend, dat het licht voor de architectuur zeer belangrijk is.
2. Golven^{*)}. Radiogolven, warmtestraling (infrarood), licht, ultraviolette straling, röntgenstraling en gammastralen zijn voorbeelden van zogenaamde elektromagnetische golven. Gemeenschappelijke kenmerken ervan zijn: a) hun karakter, dat berust op de wisselwerking van elektrische en magnetische velden en b) hun voortplantingsnelheid in vacuüm, die voor alle $3 \cdot 10^8$ m/s is (7,5 aardomtrekken per seconde). Verschilpunten zijn: 1) de uitwerking op de mens (warmte, zien, bruin worden, „doorgelicht” worden); 2) hun golflengte, die van 0 tot ∞ meter kan zijn (fig. 1).

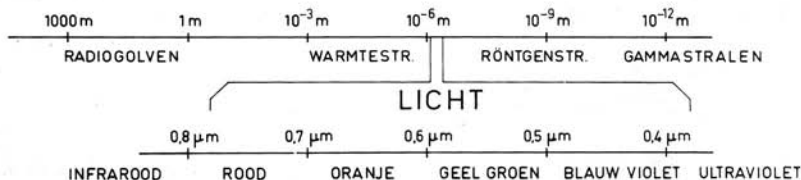


Fig. 1. Licht als lid van de familie van elektromagnetische golven.

De golflengten van lichtgolven variëren van $0,38 \cdot 10^{-6}$ m (violet)

^{*)} Ten gerieve van de lezer wordt in deze handleiding consequent het Internationale Stelsel van Eenheden, het SI, gebruikt. Voor de opbouw van dit fraaie systeem wordt verwezen naar blz. 164.

tot $0,78 \cdot 10^{-6}$ m (rood), anders geschreven van 0,38 tot $0,78 \mu\text{m}$.

Ervaring leert ons, dat licht goed wordt doorgelaten door vacuum, glas en water; hout, steen en metaal laten licht niet door. Een wit vlak reflecteert alle kleuren goed; een rood vlak reflecteert rood beter dan de andere kleuren; een zwart vlak absorbeert alles. Een wit vlak ervaren we als rood onder rood licht. Een spiegel spiegelt. Melkglas verstrooit invallend licht inwendig en spiegelt met het oppervlak, matglas verstrooit aan het matte oppervlak. Een wit vel papier ervaren wij als helderder dan de donkere tafel waarop het ligt. Deze verschijnselen kennen wij kwalitatief uit het dagelijks leven. Bij enig nadenken kunnen wij veel ervan „begrijpen”, als juist erkennen. Om echter quantitatief over dit soort zaken te kunnen spreken hebben wij behoefte aan de scherpe omschrijving van een aantal lichttechnische begrippen en grootheden, daarbij uitgaande van de begrippen energie en vermogen.

3. **Energie.** Een straalkachel straalt warmte uit, die we kunnen opvangen, onderscheppen met ons lichaam. Warmte is een vorm van energie, warmtestraling dus een vorm van energietransport. Hetzelfde geldt voor de lichtstraling uitgezonden door een lichtbron. Valt er licht in op een tafel, dan zal er energie op vallen.

De eenheid van kracht is de newton (zie blz. 164), 1 N, die van arbeid dus 1 Nm (immers arbeid = kracht · weg), die van energie dus ook 1 Nm (immers arbeid is één van de vele vormen van energie), waarvoor ook geschreven mag worden 1 joule = 1 J = 1 wattseconde = 1 Ws. Dus

$$\text{eenheid van energie} = 1 \text{ J} = 1 \text{ Ws} = 1 \text{ Nm}.$$

4. **Vermogen.** Onder het door een of andere installatie opgenomen of afgegeven vermogen verstaan we de opgenomen of afgegeven energie per tijdseenheid, dus het aantal $\text{J/s} = \text{W} = \text{Nm/s}$. Dus

$$\text{vermogen} = \text{energie} / \text{tijd}.$$

$$\text{Eenheid van vermogen} = 1 \text{ W} = 1 \text{ J/s} = 1 \text{ Nm/s}.$$

5. **Uitgestraald vermogen.** De door een gloeilamp per tijdseenheid opgenomen energie (het opgenomen vermogen dus) is in de stationaire toestand gelijk aan het afgegeven vermogen (wet van het behoud van energie). De energie wordt afgegeven door convectie en straling. De ballon wordt warm, verwarmt de omringende lucht, die opstijgt en plaats maakt voor gewone koude lucht, enz. (convectie). Het deel van de energie dat niet door convectie wordt afgegeven aan de omringende lucht verlaat de bron in de vorm van elektromagnetische straling van alle mogelijke golflengten, rechtstreeks vanaf de gloeidraad door het glas heen en ook vanaf de warm geworden ballon,

die zelf straalt door zijn „hoge” temperatuur. De straling van de ballon zelf is echter gemiddeld zo langgolvig, dat het lichtaandeel ervan volkomen verwaarloosbaar is. De gloeidraad zendt, zoals we zien, ook golven uit tussen 0,38 en 0,78 μm , d.w.z. licht. Speciaal naar dit kleine deel van het afgegeven vermogen, de straling tussen 0,38 en 0,78 μm gaat onze belangstelling dus uit. De door convectie afgegeven energie en het niet zichtbare deel der straling moeten als verliesposten worden beschouwd.

6. Relatieve spectrale ooggevoeligheid $V(\lambda)$. Laat men achtereenvolgens spectraal licht van verschillende golflengten, dus van verschillende kleuren, in het menselijk oog vallen en kiest men daarbij de sterkte van de bundels zodanig, dat de mens bij alle bundels eenzelfde helderheidsindruk krijgt, dan blijkt bij opmeten het vermogen der bundels verschillend te zijn en wel minimaal bij de geelgroene bundel ($\lambda = 0,555 \mu\text{m}$). Voor geelgroen is de mens blijkbaar maximaal gevoelig. Zodoende komen we tot de volgende definitie: voor één bepaalde persoon is de relatieve spectrale ooggevoeligheid bij de golflengte λ :

$$V(\lambda) = \frac{\text{vermogen bij } 0,555 \mu\text{m voor zekere subj. helderh. indruk}}{\text{vermogen bij } \lambda \text{ voor dezelfde subj. helderh. indruk}}$$

$V(\lambda)$ is een dimensieloze verhoudingsgrootheid, hangt voor dezelfde persoon van de kleur (λ) af, en is voor verschillende personen verschillend. Het gemiddelde van vele metingen aan vele proefpersonen is tenslotte internationaal aanvaard als de relatieve spectrale ooggevoeligheid van de mens (fig. 2). Uit deze figuur is duidelijk, dat de

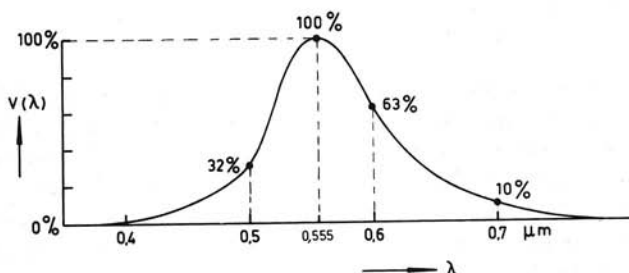


Fig. 2. De relatieve spectrale ooggevoeligheid van de mens.

mens visueel volmaakt ongevoelig is voor straling beneden 0,38 μm en boven 0,78 μm (wat we reeds wisten).

7. Spectraal vermogen, het vermogenspectrum. Stel het totale vermogen dat door een bron als straling wordt afgegeven P (watt). Zoals gezegd, is dit vermogen verdeeld over alle mogelijke golflengten, daarbij inbegrepen de golflengten van licht (0,38 tot 0,78 μm). Stel, dat binnen het oneindig kleine golflengtegebiedje $d\lambda$ tussen λ en $\lambda+d\lambda$ het oneindig kleine vermogentje dP wordt uitgestraald. We noemen dan $dP/d\lambda$ het spectrale vermogen van de bron bij de golflengte λ . Het spectrale vermogen wordt blijkbaar uitgedrukt in W/m ; het kan worden gedefinieerd als het uitgezonden vermogen per eenheid van golflengtegebied rond de golflengte λ . De waarde van $dP/d\lambda$ is natuurlijk onafhankelijk van de willekeurig gekozen grootte van het oneindig kleine gebiedje $d\lambda$. Hadden we $d\lambda$ tweemaal zo groot gekozen, dan hadden we in dit tweemaal zo grote golflengtegebiedje ook tweemaal zoveel vermogen aangetroffen, hetgeen tot dezelfde $dP/d\lambda$ voert.

Zetten we nu voor onze bron in een grafiek $dP/d\lambda$ uit tegen λ (fig. 3), dan krijgen we het z.g. vermogenspectrum van de bron.

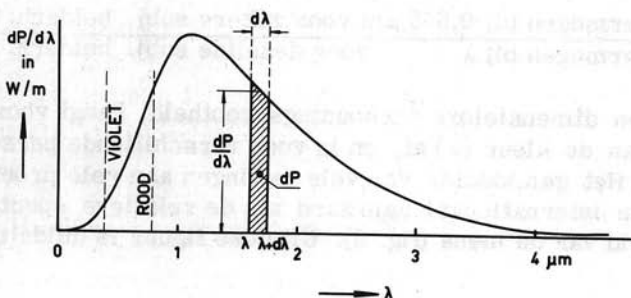


Fig. 3. Het vermogenspectrum van een 500 watt gloeilamp.

We zien aan het vermogenspectrum hoe de straling verdeeld is over alle golflengten en – met enige oefening – of de bron op ons de indruk zal maken geel of rood te zijn, dan wel daglichtkleur te hebben, enz. Het in fig. 3 gearceerde gebiedje is $d\lambda$ breed; de hoogte ervan is volgens afspraak $dP/d\lambda$; het oppervlak ervan is dus dP . Het gehele oppervlak onder de kromme is dus gelijk aan het totale stralingsvermogen P van de bron, immers

$$P = \int_0^{\infty} \frac{dP}{d\lambda} d\lambda \text{ (watt).}$$

Voor de z.g. lichtstroom die van de bron uitgaat is slechts het gedeelte van het spectrum tussen 0,38 en 0,78 μm voor ons van belang (zie de stippellijnen violet en rood in fig. 3). Zoals de ooggevoeligheds-kromme (fig. 2) ons leert, is de belangstelling van de mens binnen het gebiedje 0,38 tot 0,78 μm nog geenszins overal gelijk.

8. Lichtstroom Φ in lumen. De lichtstroom Φ van een bron wordt nu gedefinieerd met de vergelijking

$$\Phi \approx 670 \int_{0,38 \mu\text{m}}^{0,78 \mu\text{m}} V(\lambda) \frac{dP}{d\lambda} d\lambda \quad (\text{lumen}). \quad (1)$$

De betekenis van het ongeveer-gelijk-teken komt in punt 13 ter sprake. Voorlopig leze men hiervoor een gewoon gelijkteken. Het getal 670 is om historische redenen opgenomen in de definitie. Het essentiële deel van de definitie is uiteraard de integraal. Zou hierin $V(\lambda)$ ontbreken, dan was de integraal gelijk aan het vermogen tussen de grenzen 0,38 en 0,78 μm , d.w.z. gelijk aan het oppervlak onder de kromme van fig. 3 tussen de lijnen violet en rood, d.w.z. gelijk aan dat deel van het totale vermogen, waarvoor het menselijk oog gevoelig is. Terecht is nu echter $V(\lambda)$ in de definitie van Φ opgenomen. Zodoende wordt het spectrale vermogen $dP/d\lambda$ eerst door vermenigvuldiging met $V(\lambda)$ volgens de menselijke gevoeligheidsmaatstaf gewogen en daarna worden eerst alle spectrale bijdragen bij elkaar opgeteld (geïntegreerd). In fig. 4, 5, 6 en 7 is deze gedachtengang in beeld gebracht. Fig. 4 geeft nogmaals het totale vermogenspectrum; fig. 5 toont op grotere golflengteschaal het vermogenspectrum in het kleine gebiedje 0,38 tot 0,78 μm ; fig. 6 geeft op dezelfde golflengteschaal de ooggevoeligheidskromme; door nu bij elke golflengte de ordinaat van fig. 5 ($dP/d\lambda$) te vermenigvuldigen met 670 maal de ordinaat van fig. 6 ontstaat fig. 7, die het licht spectrum in beeld brengt, d.w.z. de spectrale verdeling van menselijk fysiologisch gewogen spectraal vermogen. Het oppervlak onder de kromme van fig. 7 wordt nu de lichtstroom Φ in lumen van de bron genoemd in overeenstemming met vgl. (1).

Opgemerkt kan nog worden, dat de grenzen van de integraal, 0,38 en 0,78 μm , ongestraft mogen worden gewijzigd in 0 resp. ∞ , immers $V(\lambda)$ is toch gelijk 0 buiten het gebiedje 0,38 tot 0,78 μm , zodat de gebieden onder 0,38 en boven 0,78 μm geen bijdragen leveren tot de integraal.

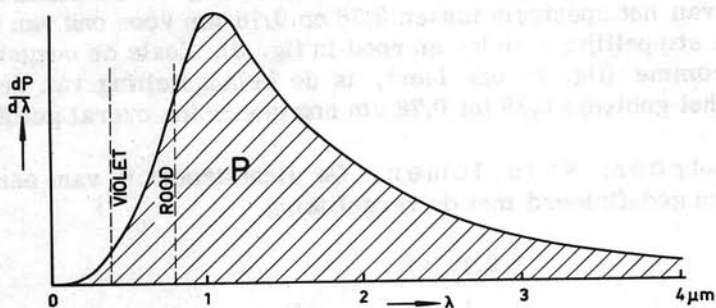


Fig. 4. Het vermogenspectrum van een 500 watt gloeilamp.

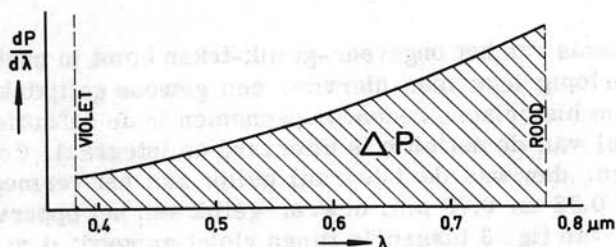


Fig. 5. Het vermogenspectrum binnen het zichtbare gebied.

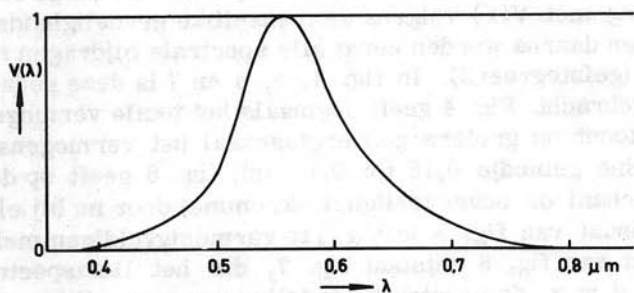


Fig. 6. De ooggevoeligheidskromme van de mens.

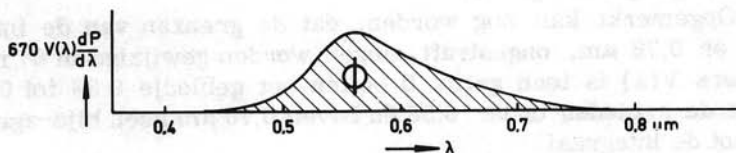


Fig. 7. Het lichtspectrum berekend uit fig. 5 en 6.

9. Watt contra lumen. Men wenst de eenheid van lichtstroom lumen te noemen. In de definitie van lichtstroom heeft de integraal echter de dimensie van een vermogen (watt). We zijn daarom verplicht het getal 670 de dimensie van lumen per watt (lm/W) toe te kennen. Hebben we een bron, die al het toegevoerde vermogen omzet in licht van golflengte $\lambda = 0,555 \mu\text{m}$ (waarvoor $V(\lambda) = 1$ is), dan geldt blijkbaar $\Phi = 670 \text{ P}$. Het aantal lumens is dan 670 maal het aantal watts, d.w.z. de lichtopbrengst is dan 670 lm/W. Dit is de hoogst denkbare opbrengst. De zon straalt o.a. veel „onnodige” warmte uit; de opbrengst van zonnestraling is dan ook slechts circa 100 lm/W; voor TL-buizen en andere gasontladingslichtbronnen ligt het rendement bij ruwweg 40 tot 70 lm/W, voor gloeilampen bij gemiddeld 15 lm/W; er bestaan echter reeds gasontladingslampen met een opbrengst van 150 lm/W, gloeilampen met 35 lm/W. Dat men de theoretische top van 670 lm/W niet dichterbij heeft weten te benaderen komt, behalve doordat elke lichtbron vermogen in de vorm van convectie overdraagt aan de lucht, doordat veel spectraal vermogen $dP/d\lambda$ vermenigvuldigd moet worden met een kleine $V(\lambda)$ door de betrekkelijke ongevoeligheid van het menselijk oog voor sommige stralingscomponenten.
10. Lichtsterkte I. Kent men de lichtstroom Φ van een lichtbron, dan weten we nog niets over de verdeling van de lichtstroom over de verschillende richtingen. Daarom voeren we de lichtsterkte I in, die gedefinieerd wordt als de lichtstroom die per eenheid van ruimtehoek in een bepaalde richting wordt uitgezonden:

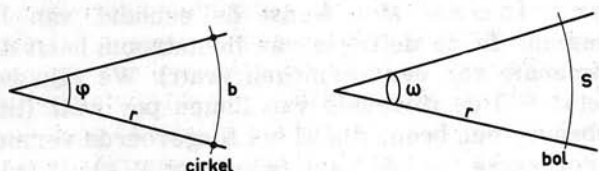
$$I = \frac{d\Phi}{d\omega} \text{ in } \frac{\text{lumen}}{\text{steradiaal}} = \frac{\text{lm}}{\text{sr}} = \text{candela} = \text{cd} \text{ (spreek uit candéla)} \quad (2)$$



Fig. 8. Bij de definitie van lichtsterkte $I = d\Phi/d\omega$.

Het begrip ruimtehoek ω kan worden toegelicht naar analogie van het begrip (vlakke) hoek φ (fig. 9). Om de hoek φ in radialen te vinden sla men een cirkel met willekeurige straal r rond het hoekpunt. De door de hoek φ uit de cirkel gesneden boog zij b . Volgens afspraak is $\varphi = b/r$, gezegd in radialen. Deze definitie is zinvol, omdat $b \sim r$; hoe men r ook kiest, b/r is constant.

Om de ruimtehoek, d.i. de ruimte binnen een kegel van willekeurige vorm, kwantitatief te definiëren slaan we een bol met straal



$$\begin{aligned} \varphi &= b/r \text{ in radialen} & \omega &= S/r^2 \text{ in steradianen} \\ \varphi_{\max} &= 2\pi \text{ radialen} & \omega_{\max} &= 4\pi \text{ steradianen} \end{aligned}$$

Fig. 9. Bij de definities van vlakke hoek φ en ruimtehoek ω .

r rond het hoekpunt van de ruimtehoek. Het door de ruimtehoek ω uit de bol gesneden oppervlak zij S . Volgens afspraak is $\omega = S/r^2$, gezegd in steradianen. Deze definitie is zinvol, omdat $S \sim r^2$; hoe men r ook kiest, S/r^2 is constant.

Men controleere, dat $\varphi_{\max} = 2\pi$ radialen, $\omega_{\max} = 4\pi$ steradianen.

Zetten we een lamp in een schijnwerper (fietslamp), dan krijgen we een nieuwe bron, waarvan de lichtstroom Φ tientallen procenten kleiner is (reflectieverliezen bij het spiegelende oppervlak, absorptie door glas en vervuiling), doch waarvan de lichtsterkte in een bepaalde richting honderden procenten is toegenomen.

Kennen wij de lichtsterkte van een bron in alle richtingen, dan kunnen wij de totale lichtstroom van de bron berekenen, immers $I = d\Phi/d\omega$, dus

$$\Phi = \int I d\omega. \quad (3)$$

De integraal moet dan worden uitgevoerd over alle 4π steradianen rond de bron. Willen we slechts de lichtstroom weten, die in een bepaalde ruimtehoek ω wordt uitgestraald, dan moeten we $\int I d\omega$ bepalen over deze ruimtehoek.

Is I in alle richtingen gelijk, dan geldt voor de gehele lichtstroom

$$\Phi = I \int d\omega = 4\pi I,$$

en voor de lichtstroom binnen een bepaalde ruimtehoek ω geldt dan

$$\Phi = I \int d\omega = I\omega.$$

De lichtsterkte is hier slechts gedefinieerd voor een puntbron, immers om $d\omega$ te kunnen bepalen hebben we een bol geslagen rond het hoekpunt. Hebben we te maken met een bron van eindige afmetingen, zoals een melkglazen ballon, een TL-buislamp of een lichtgevende melkglazen plaat van enkele vierkante meters oppervlak, dan komen er moeilijkheden. De bron is geen puntbron; we kunnen niet zeggen waar de bron zich precies bevindt. We kunnen nu op verschillende manieren aantonen, dat alle moeilijkheden verdwijnen als we niet te dicht tot de bron naderen. Om dit aan te tonen kunnen we b.v. (fig. 10) de bron verdeeld denken in vele zeer kleine bronnetjes, die we elk voor zich als puntbronnen durven beschouwen. Zetten we op elk van die bronnetjes een kleine ruimtehoek in dezelfde richting en van dezelfde vorm en grootte (fig. 10), dan constateren we, dat de zeer vele „evenwijdige” ruimtehoekjes niet samenvallen. Het lijkt dan op het eerste gezicht moeilijk te zeggen, dat de bron in een bepaalde ruimtehoek straalt. Als we echter de ruimtehoek meten door een bol te slaan om één of ander punt van de lichtbron met een straal, die 100 of 1000 of desgewenst miljoen maal zo groot is als de grootste afmeting van de bron, dan worden in de definitie $\omega = S/r^2$ zowel S als r^2 relatief steeds nauwkeuriger meetbaar naarmate we r groter kiezen. Ook de lichtstroom uitgezonden in deze „ruimtehoek” wordt op grote afstand steeds beter gedefinieerd, daar de vaagheid in de begrenzing van de ruimtehoek een steeds kleinere rol gaat spelen. Zo is de lichtsterkte $I = d\Phi/d\omega$ dus toch goed gedefinieerd als we maar ver van de bron verwijderd blijven. Een duidelijk voorbeeld kennen we uit de sterren, die zeer groot kunnen zijn, nochtans op aarde als puntbron worden gezien. Alle voorwerpen „worden” klein, als ze maar ver genoeg weg staan.

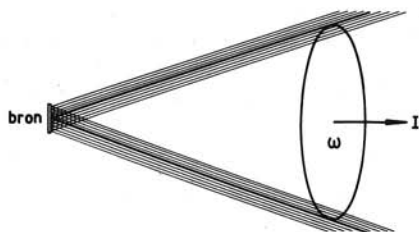


Fig. 10. Bij een lichtbron met eindige afmetingen worden de formules $\omega = S/r^2$ en $I = d\Phi/d\omega$ vaag, waar we ons van kunnen ontdoen door r zeer groot te nemen.

I is een gerichte grootheid. Men moet spreken van de lichtsterkte in een bepaalde richting. Voor Φ geldt dit niet. Het is niet zinloos

te spreken over een lamp van zo en zo veel lumen, wel over een lamp van zo en zo veel candela.

11. Luminantie en helderheid. Het begrip helderheid is ons bekend uit het dagelijks leven. Door het bestaan van helderheidsverschillen (en kleurverschillen) nemen wij onze omgeving waar. Het begrip helderheid is dan ook voor de mens van primair belang. Helderheid is een subjectief, menselijk, fysiologisch, psychologisch begrip. Het behoeft geen nadere definitie.

Het begrip luminantie is een goed gedefinieerd, objectief, natuurkundig (of verlichtingskundig) begrip, dat veel gemeen heeft met het ietwat vage, subjectieve begrip helderheid, onder andere in dien zin dat als de luminantie groter wordt doorgaans ook de helderheid groter wordt.

Definitie: de luminantie L van een klein oppervlakje dS in een bepaalde richting is de door het oppervlakje in de gegeven richting uitgestraalde lichtsterkte per m^2 schijnbaar oppervlak van dS in de gegeven richting.

$$L = \frac{dI}{dS \cos \alpha} \quad (4)$$

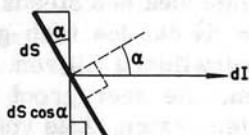


Fig. 11. Bij de begrippen schijnbaar oppervlak en luminantie.

Uit definitie en formule is het duidelijk, dat de eenheid van luminantie de candela per m^2 is. Onder schijnbaar oppervlak verstaan we de projectie van het werkelijke oppervlak op een vlak loodrecht op de gegeven richting (fig. 11).

Dat deze definitie zinvol is en wat deze definitie feitelijk inhoudt blijkt als we de eigenschappen van het aldus gedefinieerde begrip onderzoeken.

- Ons oog maakt van dS op het netvlies een beeld waarvan het oppervlak dN evenredig is met $dS_{\text{schijnbaar}} = dS \cos \alpha$, met andere woorden wij weten niet wat de stand van dS is, zien slechts $dS \cos \alpha$.
- De lichtstroom $d\Phi$ die op dit beeldje valt, zal evenredig zijn met dI , de lichtsterkte van dS naar ons oog.
- De verhouding $d\Phi/dN$ is het aantal lumens dat per m^2 netvlies wordt ontvangen. Het is logisch te onderstellen, dat de waargeno-

men helderheid van dS in eerste instantie door dit quotiënt $d\Phi/dN$, door het aantal lumens per m^2 netvlies dus, wordt bepaald. Omdat $d\Phi \sim dI$ en $dN \sim dS \cos \alpha$ is het logisch het begrip luminantie te definiëren als $L = dI/dS \cos \alpha = dI/dS_{\text{schijnbaar}}$.

- d) Als we voor dS een velletje papier nemen, dat we als een helder wit vlakje zien, en de helft ervan afknippen, worden dI en $dS \cos \alpha$ beide $2x$ zo klein. Krachtens de definitie blijft de luminantie L dezelfde. Ook de alledaagse subjectieve helderheid zal vermoedelijk niet of nauwelijks veranderen.
- e) Als we vervolgens tweemaal zo ver van het velletje papier af gaan staan blijft de luminantie L ook onveranderd; dI noch $dS \cos \alpha$ hangen af van de afstand tussen waarnemer en helder vlakje dS . De subjectieve helderheid zal vermoedelijk ook niet of nauwelijks veranderen.

De overeenkomst tussen de luminantie en de (subjectieve) helderheid is zo frappant, dat men zich kan afvragen of er wel verschil tussen bestaat. Principieel is er stellig verschil, immers:

- A) wie garandeert ons, dat de (subjectieve) helderheid van een vel papier dezelfde blijft als we er een stuk afknippen?
- B) wie garandeert ons, dat de (subjectieve) helderheid van een lichtend vlakje niet verandert als we de afstand tot het vlakje veranderen?
- C) wie garandeert ons, dat, als dI verdubbeld wordt, de mens de (subjectieve) helderheid exact tweemaal zo groot zal oordelen?

De luminantie is krachtens haar definitie toch zo nauw verwant aan de (subjectieve) helderheid, dat men haar de natuurkundige of verlichtingskundige of geobjectiveerde helderheid zou kunnen noemen. In de literatuur gebruikt men soms (feitelijk ten onrechte) het woord helderheid voor luminantie.

De luminantie in een bepaalde richting kan over een lichtend vlak van punt tot punt anders zijn. Voorbeeld: een tekenbord kan door een lamp ongelijkmatig worden verlicht en dus ook ongelijkmatig helder zijn. Is de luminantie echter in eenzelfde richting in alle punten wel gelijk, dan kan men haar berekenen volgens $L = I/S \cos \alpha$, d. w. z. met eindige I en S .

De luminantie is evenals de lichtsterkte een gerichte grootheid. Men kan haar desgewenst in tekening brengen met een pijl in de betreffende richting. Het is doorgaans zinloos te beweren, dat de luminantie van een oppervlak ... cd/m^2 is. Men moet zeggen: de luminantie in dit punt van dit vlak in deze richting is ... cd/m^2 .

12. Verlichtingssterkte E . De verlichtingssterkte E in een punt van een vlak is de ontvangen lichtstroom per m^2 ontvangend oppervlak, dus

$$E = \frac{d\Phi}{dS} \text{ in } \frac{lm}{m^2} = \text{lux} = lx. \quad (5)$$

Uit welke richting(en) de lichtstroom invalt doet hierbij niet ter zake. E is een niet-gerichte grootheid.

Omkering van de definitie leert ons, dat de totale lichtstroom, invallend op een oppervlak S , is

$$\Phi = \int E \, dS, \quad (6)$$

waarbij E van punt tot punt over S kan veranderen. Is E echter constant over S , dan geldt

$$\Phi = ES.$$

13. De eenheid van luminantie cd/m^2 en de (verouderde) stilb. Het begrip luminantie is zo fundamenteel, dat men het beschouwt als de basis waarop de verlichtingsleer dient te worden opgebouwd. Ook wil men de eenheid van luminantie (cd/m^2) als de fundamentele eenheid zien; hij is dan ook scherp gedefinieerd, en wel als volgt: Een zwart lichaam met de temperatuur van smeltend platina (circa 1773°C) heeft de luminantie van $60 \cdot 10^4 \text{ cd/m}^2$. Ook werkt men nog wel met de verouderde, 10^4 keer grotere eenheid, de stilb.

$$10^4 \text{ cd/m}^2 = 1 \text{ stilb} = 1 \text{ cd/cm}^2.$$

„Zwart smeltend platina” heeft dus een luminantie van 60 stilb. De cd/cm^2 of stilb hoort niet in het door ons gebruikte Internationale Stelsel van Eenheden thuis, is echter wel eens praktisch, daar de eenheid cd/m^2 wel klein is om er luminanties van lichtbronnen in te meten. Bovendien is het oppervlak van lichtbronnen vaak slechts enkele cm^2 en niet m^2 .

De cd/m^2 is dus scherp gedefinieerd. Hieruit volgt de scherpe definitie van de candela, b. v. 1 cm^2 „zwart smeltend platina” heeft loodrecht op het stralend oppervlak de lichtsterkte van 60 cd (immers $I = L S \cos \alpha$). Laat men deze 60 cd stralen in een ruimtewinkel van $1/60$ steradiaal, dan heeft men een scherpe definitie van de lumen

(immers $\Phi = \int I d\omega$). Nu hadden we de lichtstroom Φ in lumens echter

reeds door vgl. (1) in punt 8 gedefinieerd op basis van energiebeschouwingen. Ook de lumen was daarmee reeds vastgelegd. Het is natuurlijk onmogelijk de lumen op twee onafhankelijke manieren scherp te definiëren. Men heeft nu afgesproken de definitie van de lumen via $60 \cdot 10^4 \text{ cd/m}^2$ voor zwart smeltend platina primair te stellen. De definitie door vgl. (1) in punt 8 kan dan niet meer scherp gelden. Het getal 670 in de definitie van Φ in punt 8 behoort zo te

worden gekozen, dat er werkelijk van een gelijkheid sprake is. Dit is de reden voor het ongeveer-gelijk-teken in de definitie van Φ . Wij kennen de juiste grootte van het getal 670 slechts met een nauwkeurigheid van circa 5%.

14. Reflectiefactor. Valt een lichtstroom op een voorwerp, dan wordt een bepaalde fractie, die we de reflectiefactor r noemen, gereflecteerd. Het restant wordt of geabsorbeerd in het inwendige of doorgelaten.

De definitie voor r luidt derhalve:

$$r = \Phi_{\text{gerefl.}} / \Phi_{\text{invallend}} \quad (7)$$

r is kleiner dan 1 of hoogstens gelijk aan 1.

Voert men de proef uit met spectraal licht (dat is licht van „één” golflengte), dan is r de z.g. spectrale reflectiefactor en een functie van λ . Doorgaans wordt onder r verstaan de totale r voor „wit” (= samengesteld) licht. Een oppervlak is grijs of gekleurd als de spectrale reflectiefactor onafhankelijk van λ resp. veranderend met λ is.

15. Diffuus reflecterend of stralend oppervlak. Een oppervlak noemen we diffuus reflecterend, als de luminantie in een bepaald punt, door verlichting en reflectie van het oppervlak ontstaan, onafhankelijk is van de reflectierichting, en zulks ongeacht de wijze van verlichting, d.w.z. zelfs bij gerichte lichtinval (fig. 12). Vloei-papier, nieuwe beton, pleisterwerk en vele andere bouwmaterialen hebben tennaastebij deze eigenschap.

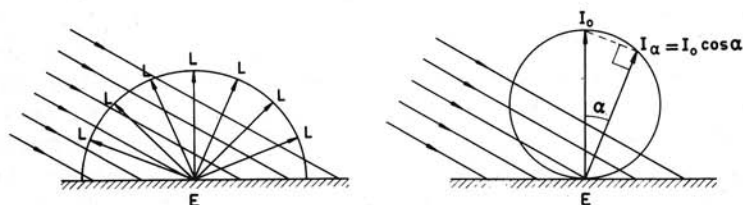


Fig. 12. De richtingsverdeling van luminantie L en lichtsterkte I van een diffuus reflecterend vlak bij gerichte inval.

Een oppervlak kan behalve door reflectie ook tot straling worden gebracht door verhitting (brandende kolen in een kachel, een roodheet stuk smeedwerk, een gloeidraad van een gloeilamp) of door doorlating (een melkglazen ballon van een verlichtingsornament). In 't algemeen zegt men, dat een oppervlak diffuus straalt, als de luminantie in een bepaald punt van het oppervlak onafhankelijk is van de richting.

Een niet-diffuus reflecterend oppervlak, b.v. een spiegel, kan bij inspectie toch blijken een luminantie te hebben die gelijk is voor alle richtingen. Legt men b.v. een spiegel horizontaal onder een zwaarbewolkte hemel waarvan de luminantie overal dezelfde is, waar men ook heen kijkt, dan ziet men in de spiegel, vanuit welke richting men ook in de spiegel kijkt steeds dezelfde (hemel)luminantie. De spiegel straalt door reflectie in dit geval toevallig diffuus; men rekent spiegels (uiteraard) toch niet tot de klasse der diffuus reflecterende oppervlakken. Onder een niet-egaal heldere hemel zou de spiegel immers niet diffuus stralen.

Een diffuus stralend oppervlak S met luminantie L heeft loodrecht op het oppervlak de lichtsterkte $I_0 = LS$, daar in deze richting het schijnbaar oppervlak van S gelijk is aan S . In een richting onder de hoek α met de normaal is de lichtsterkte $I_\alpha = LS \cos \alpha$ of

$$I_\alpha = I_0 \cos \alpha, \quad (8)$$

daar in deze richting het schijnbaar oppervlak $\cos \alpha$ maal zo groot (dus kleiner) is. Men noemt dit de cosinuswet of de wet van Lambert (fig. 12).

16. $\Phi = \pi LS$ voor een diffuus stralend oppervlak. De lichtstroom Φ , uitgaande van een diffuus stralend oppervlak S met luminantie L , is:

$$\Phi = \int_{h.b.} Id\omega = I_0 \int_{h.b.} \cos \alpha d\omega = \pi I_0 = \pi L S. \quad (9)$$

De toevoeging h. b. bij de integralen betekent, dat we over de 2π steradialen van de halve bol moeten integreren. Het vlak S straalt immers slechts naar één kant (althans dit onderstellen we). De eerste integraal vloeit voort uit de definitie van lichtsterkte, de tweede uit de cosinuswet. I_0 is constant en mag buiten de integraal. Dat de tweede integraal gelijk π is zullen we nog moeten bewijzen.

Daartoe nemen we een z.g. halve eenheidsbol (fig. 13), d.w.z. een halve bol met een straal van 1 m. Het ruimtehoekje $d\omega$ snijdt uit de eenheidsbol een oppervlakje dS , dat numeriek gelijk is aan $d\omega$, immers algemeen geldt $\omega = S/r^2$, dus $\omega = S$ als $r = 1$ m. De projectie van dS op het grondvlak van de halve bol is gelijk $dS \cos \alpha$, d.w.z. numeriek gelijk aan $\cos \alpha d\omega$. Men noemt dit op het grondvlak van de halve bol geprojecteerd vlakje wel een geprojecteerd ruimtehoekje $d\omega_{proj.} = \cos \alpha d\omega$. Dit is slechts afspraak, taalgebruik, zelfs gevaarlijk taalgebruik, doch bij goed begrip zeer nuttig, zoals we zullen zien. Bij elke $d\omega$ die we kiezen behoort een projectie

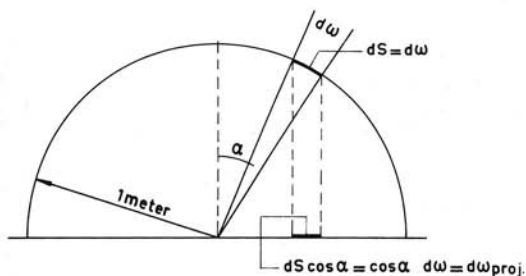


Fig. 13. Bij de afleiding van de betrekking $\int_{\text{h. b.}} \cos \alpha \, d\omega = \pi$.

$d\omega_{\text{proj.}} = \cos \alpha \, d\omega$. Om te integreren moet men de 2π steradianen verdelen in oneindig veel elementaire ruimtehoekjes $d\omega$; de erbij behorende projecties $\cos \alpha \, d\omega$ vullen tezamen het gehele grondvlak van de halve bol en vormen tezamen de gezochte integraal $\int_{\text{h. b.}} \cos \alpha \, d\omega$.

Dus, daar het grondvlak van de halve eenheidsbol π is:

$$\int_{\text{h. b.}} \cos \alpha \, d\omega = \pi. \quad (10)$$

Kortgezegd lezen we de waarde van de gezochte integraal uit fig. 13 zonder enig gerekend af, daar de integraal de totale projectie is, en deze is kennelijk π .

17. De luminantie van een verlicht diffuus vlak. Het vlak S ontvangt de lichtstroom $\Phi_i = ES$, reflecteert hiervan $\Phi_r = rES$, hetgeen geschiedt in de vorm van diffuse straling, waarvoor geldt $\Phi_r = \pi LS$, dus

$$\pi L = r E. \quad (11)$$

18. Iets over reflectiewijzen. Een spiegel spiegelt (fig. 14), een vel vloepapier verstrooit vrijwel diffuus (fig. 15), asfalt en oude beton liggen er tussenin (fig. 16). (Wit)melkglas verstrooit het in het inwendige doorgedrongen licht in alle richtingen (fig. 17, L_1); het optisch gladde oppervlak spiegelt echter tevens (fig. 17, L_2). Dat men in wit melkglas zijn eigen spiegelbeeld (L_2) niet ziet, komt vanwege de verblinding door L_1 . In zwart glas, gepolijst zwart marmer

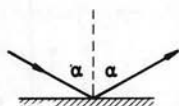


Fig. 14.
Spiegel

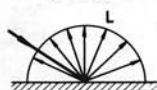


Fig. 15.
Vloei papier
Stucwerk
Gips
Nieuwe beton

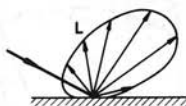


Fig. 16.
Asfalt
Oude beton



Fig. 17.
Marmer
Melkglas
Plastic platen
Bierflës

e.d. ziet men zijn spiegelbeeld wel. Glimlichtjes op glaswerk zijn opvallend (L_2), des te opvallender naarmate het glas donkerder is (kleine L_1). Matglas mist L_2 mits het licht invalt op de gematteerde kant. Door schuren van gladde oppervlakken voorkomt men spiegelende reflectie (L_2). „Glimmend” papier vertoont L_2 , zij het enigszins verstrooid; het glimmen kan ons zo verblinden, dat lezen van het boek onmogelijk wordt (L_1 komt in dit geval overeen met lezen, L_2 met verblinding). Derhalve: wil men zich spiegelen, dan is L_2 het werk en L_1 de verblinding; wil men lezen, dan is L_1 het werk en L_2 de verblinding.

19. Luminanties. Ons oog is in staat luminanties liggend tussen 10^{-5} cd/m² (gezichtsdrempel) en 10^5 cd/m² (pijnlijke verblinding) waar te nemen. Tabel 1 geeft een idee.

Tabel 1. Voorbeelden van luminanties uit het dagelijks leven.

experimentele kwiklamp	10^{10} cd/m ²
zon	
booglamp	10^8
gloeidraad	„
	10^6
pijngrens	„
1 stilb	10^4
heldere hemel, maan	„
landschap in schaduw	10^2
schemering	„
	1
landschap bij maan	10^{-2}
	„
	10^{-4}
gezichtsdrempel	10^{-5}
	„

20. Enige eenvoudige berekeningen.

Symmetrische puntbron: gegeven de lichtsterkte I , die gelijk is in alle richtingen. Gevraagd Φ . Antwoord:

$$\Phi = \int I d\omega = I \int d\omega = 4\pi I.$$

Symmetrische bolbron: stel het boloppervlak straalt diffuus met gegeven luminantie L over de gehele bol. Gevraagd Φ en I . Antwoord: $\Phi = 4\pi r^2 \cdot \pi L$; $I = \Phi/4\pi$ (evenals bij puntbron).

Diffuus stralende cylinderbron (gloeidraad, TL-lamp)

Gegeven de luminantie L , cylinder-lengte D , cylinder-diameter d . Gevraagd: Φ en de lichtsterkte I_0 loodrecht op de cylinder-as. Antwoord: $\Phi = \pi LS$, waarin S het ware oppervlak is, te weten $S = \pi dD$, dus

$$\Phi = \pi^2 dDL. \quad (12)$$

$I_0 = Ls$, waarin s het schijnbare oppervlak loodrecht op I_0 is, te weten $s = dD$, dus

$$I_0 = dDL. \quad (13)$$

Dus uit (12) en (13): $\Phi = \pi^2 I_0$.

Daar $\pi^2 \approx 10$ is het aantal lumen vrijwel tienmaal het aantal candela loodrecht op de as, dus het aantal decalumen vrijwel gelijk aan het aantal candela loodrecht op de as.

21. Verlichting door puntbron; fotometrische grondwet.

Gevraagd de verlichtingssterkte E in een punt P van een vlak, door een puntbron, die in P wordt gezien onder een hoek α met de normaal op het vlak, als de bron op een afstand R van P is gelegen en de lichtsterkte I heeft in de richting naar P (fig. 18).

We nemen (fig. 19) een oppervlakje dS in het vlak rond P . We berekenen de kleine lichtstroom $d\Phi$, die dS ontvangt van de bron. Daarna berekenen we $E = d\Phi/dS$.

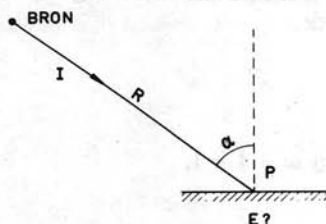


Fig. 18. De opgave.

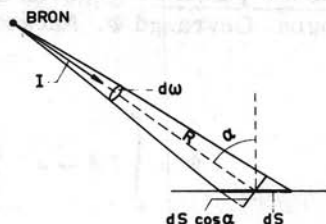


Fig. 19. De „berekening”.

$d\Phi = I d\omega = I dS \cos \alpha / R^2$, dus

$$E = \frac{I \cos \alpha}{R^2} \quad (14)$$

Natuurlijk is E evenredig met I . Dat E evenredig is met $1/R^2$ is ook direkt aan te voelen; immers als R b. v. tweemaal zo groot wordt gemaakt valt dezelfde lichtstroom op een viermaal zo groot oppervlak. Strijkend licht wordt over een groter oppervlak verdeeld dan normaal invallend licht, vandaar de $\cos \alpha$ in de formule.

22. Verlichting door cylinderbron; rij TL-buizen. Stel we maken een oneindig lange buislamp door oneindig veel TL-buizen lampen achter elkaar te plaatsen. Stel de luminantie der buizen L , hun straal r . Gevraagd wordt de verlichtingssterkte E op afstand R van de cylinderas op een vlakje waarvan de normaal de cylinderas loodrecht snijdt (fig. 20). Per strekkende meter buis wordt de lichtstroom $\Phi_1 = \pi L 2 \pi r$ geleverd. Beschouwt men het ontvangend vlak-

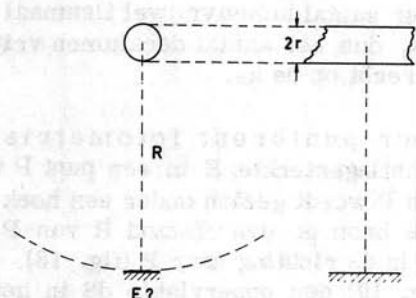


Fig. 20. Verlichting door een cylinderbron.

je als een gedeelte van een denkbeeldige, met de cylinderbron coaxiale cylinder met straal R , dan ontvangt de strekkende meter van deze denkbeeldige cylinder, waarvan het oppervlak $2\pi R$ is, de lichtstroom Φ_1 . Derhalve is $E = \Phi_1 / 2\pi R$, dus

$$E = \pi L \frac{r}{R} . \quad (15)$$

De verlichtingssterkte is dus evenredig met $1/R$. Men ga zelf na, uit welke richtingen het licht wordt ontvangen.

23. Algemene verlichtingsformule. Zelden wordt de verlichtingssterkte op ons werkvlak vrijwel uitsluitend bepaald door de verlichting van een puntbron of een lijnbron. Overdag op kantoor of in de huiskamer bij zwaar bewolkte hemel is het vrij moeilijk de bron aan te wijzen die hoofdzakelijk verantwoordelijk is voor de verlichting op tafel of bureau. Veel licht komt van de hemel op ons werkvlak, als ons werkvlak tenminste hemel ziet. Zeer veel wordt echter soms ook bijgedragen door reflectie van lichte wanden en plafond. Onze gehele omgeving is blijkbaar verantwoordelijk voor het eindresultaat. Het invallende hemellicht valt op veel vlakken, die door reflectie en interreflectie gaan stralen, elkaar en ons werkvlak verlichtend.

Als we nu, met ons oog in een punt P van ons werkvlak V , rondom ons heen kijken, zien we lichte en donkere vlakken, hemel, muur, gordijn, enz., anders uitgedrukt: we zien binnen een bepaalde ruimtehoek heldere hemel, binnen een andere ruimtehoek eengrijs gordijn enz., nog anders gezegd: we zien allerlei luminanties en kleuren in alle mogelijke richtingen. Met één oog ziende kunnen we geen afstanden zien; deze zijn fysiologisch-lichttechnisch gesproken van geen belang. Duidelijk komt dit tot uitdrukking in het woord hemelkoepel; we denken een koepel te zien, die er in feite niet is.

Voor de verlichting in P op V doet de afstand tot de objecten in onze omgeving er dus niet toe. Maar dan mogen we ook onze omgeving geplaast denken op een koepel, waarvoor we nemen de halve eenheidsbol op V met middelpunt in P . We zorgen er daarbij voor, dat in elke richting luminantie en kleur dezelfde blijft. We projecteren derhalve onze omgeving met behoud van luminantie en kleur centraal op de halve eenheidsbol en vragen ons vervolgens af welke verlichting hierdoor in P ontstaat. De halve eenheidsbol is daarbij onze bron geworden.

De berekening is nu gemakkelijk en gaat als volgt. Verdeel het oppervlak van de eenheidsbol, onze bron, in oneindig veel oneindig kleine bronnetjes. Elk klein bronnetje mag voor de verlichting in P als puntbron worden behandeld, immers de afmetingen ervan zijn zeer klein t. o. v. de afstand tot P , 1 meter.

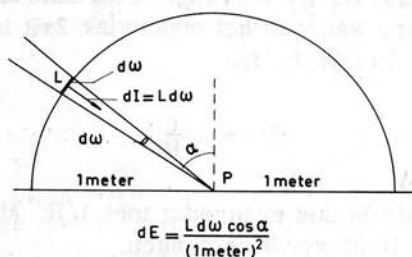


Fig. 21. Bij de afleiding van de algemene verlichtingsformule $E = \int L d\omega_{\text{proj}}$.

Een klein puntbronnetje op de eenheidsbol kunnen we maken (fig. 21) door een klein ruimtehoekje $d\omega$, van P uitgaande, te tekenen. Dit ruimtehoekje $d\omega$ snijdt uit de eenheidsbol het oppervlakje $d\omega$ en dit heldere oppervlakje $d\omega$ beschouwen we als puntbronnetje. Stel de luminantie daar op de bol L. Het boloppervlakje $d\omega$ heeft van P uit gezien het schijnbaar oppervlak $d\omega$, immers het staat loodrecht op de kijkrichting. De oneindigkleine lichtsterkte ervan is dus $dI = L d\omega$. Volgens de fotometrische grondwet (met $R = 1 \text{ m}$) wordt de bijdrage tot de verlichtingssterkte in P gelijk $dE = L d\omega \cos \alpha$. Voor $d\omega \cos \alpha$ mogen we (zie punt 16) $d\omega_{\text{proj}}$ schrijven. Integreren over de gehele halve bol levert de totale verlichtingssterkte.

$$E = \int L d\omega_{\text{proj}}. \quad (\text{algemene verlichtingsformule}) \quad (16)$$

Herhaald zij, dat $d\omega_{\text{proj}}$ een oppervlakje voorstelt op het grondvlak van de halve bol ($d\omega \cos \alpha$), dat ontstaan is door projectie van het oppervlakje (!) $d\omega$ dat door het ruimtehoekje $d\omega$ uit de eenheidsbol wordt gesneden. Ligging, vorm en grootte van $d\omega_{\text{proj}}$ in het grondvlak van de halve eenheidsbol bepaalt dus het ruimtehoekje, dat erbij hoort en waarbinnen van P uit gezien de luminantie L is.

24. Binnenverlichting door hemellicht. We denken ons in een kamer een werkvlak V op 85 cm hoogte en nemen daarop een punt P zo dicht bij het raam, dat van P uit een flink stuk van de hemel wordt gezien. Nemen we voorts aan, dat de hemelluminantie die we van P uit zien in alle kijkrichtingen dezelfde is, d. w. z. dat we een egaal heldere hemel met luminantie L zien, dan is de bijdrage tot de verlichtingssterkte in P op V door direkt onverzwakt hemellicht gelijk

$$E_{\text{direkt}}^{\text{onverzwakt}} = \int_{\text{hemel}} L d\omega_{\text{proj.}} = L \int_{\text{hemel}} d\omega_{\text{proj.}} = L \omega_{\text{proj.}}^{\text{hemel}} \quad (17)$$

We behoeven hiervoor dus behalve de hemelluminantie L slechts de geprojecteerde ruimtehoek te kennen van de van P uit zichtbare hemel. Zien we van P uit hemel door het gehele glasvlak, dan kunnen we voor $\omega_{\text{proj. hemel}}$ nemen $\omega_{\text{proj. raam}}$, d.w.z. de geprojecteerde ruimtehoek in P op V van het raam. Doorgaans zien we geenszins hemel door het gehele glasvlak en wel door tegenoverliggende bebouwing en/of een balkon van onze bovenburen e. d.

Waar gesproken werd over onverzwakt hemellicht is met onverzwakt bedoeld, dat geen rekening is gehouden met lichtverliezen door reflectie tegen het glas en absorptie door vervuiling van het glas. De reflectieverliezen zijn bij enkel glas circa 10%, de vervuilingsverliezen al naar de toestand van vervuiling 10% tot 50%.

25. Buitenverlichting vrije veld. De verlichtingssterkte E_{VV} op het horizontale vrije veld onder een egaal heldere hemel met luminantie L is (zie punt 23 vgl. (16) en punt 16 vgl. (10))

$$E_{VV} = L \int_{\text{h. b.}} d\omega_{\text{proj.}} = \pi L. \quad (18)$$

26. De hemelfactor f . Aan een kunstverlichtingsinstallatie kan men de eis stellen, dat de verlichtingssterkte overal b.v. minimaal 500 lux is. Bij dagverlichting is zo iets onmogelijk. De verlichtingssterkte door daglicht gaat op en neer met de hemelluminantie en de zon; Wel is het mogelijk te eisen, dat de binnenverlichtingssterkte minimaal 1%, 2% of 3% van de buitenverlichtingssterkte is op hetzelfde ogenblik bij een bepaalde luminantieverdeling over de hemel, b.v. bij egaal heldere hemel. Voor dit doel voerde men de hemelfactor f in, gedefinieerd als

$$f = \frac{E_{\text{binnen}}}{E_{\text{buiten}}} \quad \begin{array}{l} \text{egaal heldere hemel} \\ \text{geen glas} \\ \text{alles zwart} \end{array} \quad (19)$$

In woorden: de hemelfactor f is de verhouding van de verlichtingssterkte in P op V , door onverzwakt direkt hemellicht, en de gelijktijdige verlichtingssterkte op het horizontale vrije veld (buiten dus), bij een egaal heldere hemel.

Het woord „onverzwakt” in de definitie in woorden vindt men terug in „geen glas” bij de definitie in formulevorm. Het woord „direkt” in de definitie in woorden vindt men terug in „alles zwart” in de definitie in formulevorm. Door het gehele interieur en exterieur zwart te denken onderdrukt men n.l. al het indirecte licht, dat door reflectie en interreflectie tenslotte het werkvlak bereikt, zodat uitsluitend het directe hemellicht overblijft.

Gezien de vergelijkingen (17), (18) en (19) geldt

$$f = \frac{\omega_{\text{proj. hemel}}}{\pi} \quad (20)$$

f is maximaal gelijk 1 (of 100%). De praktijk leert, dat binnenshuis een hemelfactor van 1% behoorlijk, 2% veel en 5% zeer veel is.

Om f uit de werktekening te bepalen heeft men rekenmethoden, tekenmethoden, tabellen, een „rekenlineaal” enz. ontwikkeld. Hier- van zullen wij enkele voorbeelden geven.

27. Rekenmethoden ter bepaling van de hemelfactor f .
a) Berekening f in raamkozijn van vrijstaand huis (fig. 22). Stel het

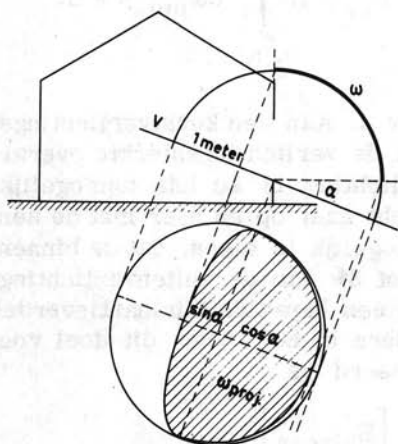


Fig. 22. Berekening hemelfactor in raamkozijn op hellend vlak.

verlichte vlak V maakt de hoek α met het horizontale vlak. Zet de halve eenheidsbol op V met zijn middelpunt in het gevelvlak. Men ziet de hemel begrensd door de gevel van het huis en het horizontale vlak. De hemelruimtehoek is een kwart bol, waarvan de projectie op

V twee halve ellipsen als begrenzing heeft. Daar een ellips met halve assen a en b een oppervlak πab heeft, wordt $\omega_{\text{proj.}} = \frac{1}{2} \pi (\sin \alpha + \cos \alpha)$; ingevolge $f = \omega_{\text{proj.}} / \pi$ is dan $f = \frac{1}{2} (\sin \alpha + \cos \alpha)$. Men controleert dat bij verandering van α de hemelfactor f varieert van 0,5 tot ruim 0,7 en dat de maximale waarde van f overeenkomt met gemiddeld loodrechte inval, hetgeen te verwachten was.

b) Berekening f recht onder een rond dakraam (fig. 23).

c) Berekening f recht onder een spleet (fig. 24).

d) Berekening f schuin onder een spleet (fig. 25).

e) Berekening f voor sheddak-constructie (fig. 26).

f) Berekening f voor vertikaal klein raam. Denken we ons een kamer verlicht door een (zeer) klein raam in een verticale wand. Het raamoppervlak zij S ; de plaats van het raam zij ten opzichte van het meetpunt P in het horizontale werkvlak V bepaald door de afmetingen a , b en h (fig. 27). We onderstellen, dat door S hemel wordt gezien.

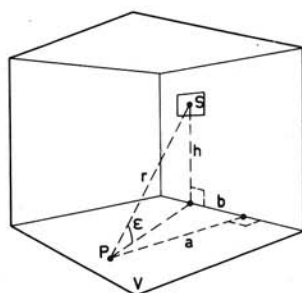
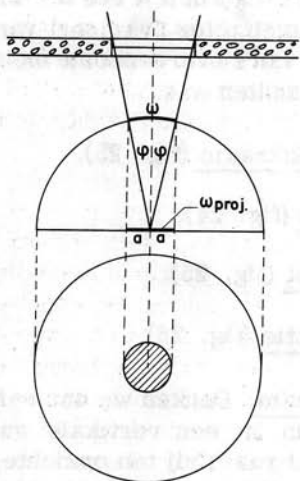


Fig. 27. Bij de formule $f = S h a / \pi r^4$ voor een klein raam S in een verticale wand.

Berekening leert dat in P geldt

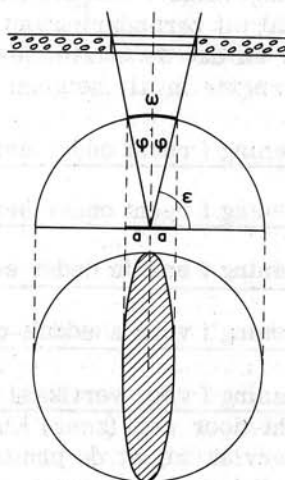
$$f = S h a / \pi r^4. \quad (21)$$

De formule geldt theoretisch voor een oneindig klein raam. Zijn de afmetingen van S niet verwaarloosbaar klein ten opzichte van afstand a en hoogte h , dan is de formule slechts een benadering, doorgaans echter een zeer redelijke. Men neme dan voor a , h en r de waarden ervan voor het midden van het grote raam.



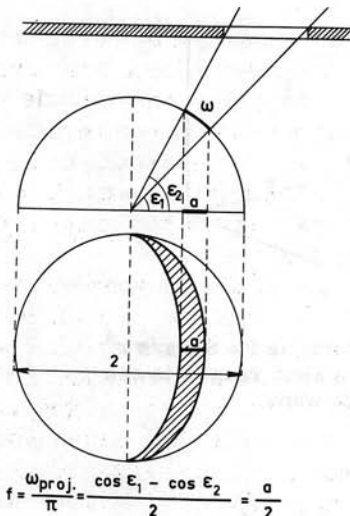
$$f = \frac{\omega_{proj.}}{\pi} = \frac{\pi a^2}{\pi} = \sin^2 \varphi$$

Fig. 23. Rond dakraam.



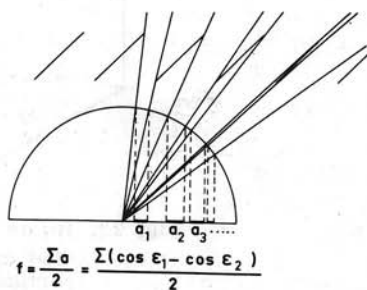
$$f = \frac{\omega_{proj.}}{\pi} = \frac{\pi \sin \varphi}{\pi} = \sin \varphi = \cos \epsilon$$

Fig. 24. Spleet in dak.



$$f = \frac{\omega_{proj.}}{\pi} = \frac{\cos \epsilon_1 - \cos \epsilon_2}{2} = \frac{a}{2}$$

Fig. 25. Spleet.



$$f = \frac{\sum a}{2} = \frac{\sum (\cos \epsilon_1 - \cos \epsilon_2)}{2}$$

Fig. 26. Sheddakconstructie.

Variëren we de hoogte h bij overigens constante S , a en b , dan blijkt f maximaal te worden voor een elevatie ϵ (fig. 27) van 30° . Beneden 30° is de inval in P te onvoordelig, boven 30° heeft S een te onvoordelig schijnbaar oppervlak. In rijenhuizen komt daglichtinval bij circa 30° elevatie veel voor en wel door lichtonderschepping van tegenoverliggende bebouwing. Het grootste, onderste deel van de ramen is dan niet werkzaam voor direkt hemellicht achterin het vertrek.

28. Tekenmethoden en tabellen ter bepaling van f . Tekenenderwijs kan men f altijd vinden door $\omega_{\text{proj.}}$ te construeren in het grondvlak van de halve eenheidsbol, $\omega_{\text{proj.}}$ vervolgens op te meten (b.v. te planimetreren) en door π te delen. De voorbeelden in punt 27 leenden zich toevallig voor berekening, doch opmeten van $\omega_{\text{proj.}}$ is uiteraard ook mogelijk. Andere tekenmethoden zijn ontwikkeld door Waldram en Burchard. Zij worden, in gewijzigde vorm, toegepast in normbladen betreffende de dagverlichting van gebouwen, o.a. in het Nederlandse ontwerp: N. G. B. II 1951, Dagverlichting van woningen, (V 1069). (Deze norm zal vermoedelijk worden herzien.) Zie ook punt 32 voor de Duitse en Engelse normbladen. Ook tabellen kunnen met voordeel worden gebruikt. Zie hiervoor eveneens de genoemde Duitse en Engelse normen en de daarin geciteerde literatuur.

29. Enige praktische wenken voor dagverlichting in woningen. Zoals gezegd valt direkt hemellicht over grote delen van het werkvlak in kamers doorgaans onder een elevatie van circa 30° . Dikwijls ziet men middenin en achter in een vertrek de hemel als een lichte strook bovenin het glas. Deze strook, op het glasvlak afgemeten, is vaak slechts enkele decimeters hoog, doch soms enkele meters breed. De hemelfactor hiervan kan men toch met de formule $f = S h a / \pi r^4$ behoorlijk voorspellen.

Het loont de moeite, in de praktijk zich voordoende gevallen kritisch te bekijken. Zo laat fig. 28 zien, dat een balkon van onze bovenburen plus lichtonderschepping van tegenoverliggende bebouwing, op 2 m inwaarts in de kamer bekeken, de hemelstrook op het glasvlak reduceert tot 2 dm hoogte. Fig. 29 is gunstiger door wijziging van het balkon, doch de winst valt ten offer aan een breed kalf. Heel vaak valt een kalf in de hemelstrook, hetgeen de dagverlichting achterin het vertrek schaadt. Betere detaillering is soms aangewezen.

In de formule $f = S h a / \pi r^4$ is S het oppervlak van het glasvlak waardoor hemel wordt gezien. S is zelden gelijk aan het gehele glasoppervlak. Aan de onderkant valt doorgaans veel weg door tegenoverliggende bebouwing. Aan de bovenzijde kan het balkon van onze bovenburen ons licht onderscheppen. Voorts kan een kalf nadelig werken. Tenslotte, wanneer zeer scheef door het raam wordt gekeken kan de muurdikte lichtonderscheppend werken.

30. Kwaliteit van de dagverlichting; daglichtloze gebouwen. Berekening van de hemelfactor op een aantal punten in een ruimte geeft ons een idee van de dagverlichtingssterkte. Doorgaans denkt men hierbij aan een buitenverlichtingssterkte onder een egaal heldere hemel van 5000 lux, zijnde de buitenverlichtingssterkte die op sombere dagen vrij langdurig kan optreden. Zo beoordeeld komt 1%, 2% of 3% hemelfactor overeen met een directe verlichting met 50, 100 of 150 lux. Dit is niet veel. Hierbij komt echter nog vrij veel indirect licht door reflectie en interreflectie. Kiest men verstandige reflectie-eigenschappen van wanden en plafond, dan kan zo een acceptabel niveau worden bereikt bij een goede kwaliteit.

Vrij algemeen is men het erover eens, dat gunstige factoren voor de kwaliteit van de dagverlichting zijn:

- a) lichte kleuren van het interieur;
- b) glas hoog optrekken, waardoor ook direct hemellicht achterin het vertrek komt;
- c) glasgordijnen aanbrengen, die het licht naar achteren verstrooien.

Overdrijving kan leiden tot een saaie gelijkmatige contrastloze dagverlichting, hetgeen stellig vermeden dient te worden.

Dagverlichting eist dus aandacht, vraagt om lichtopeningen, beglazing, onderhoud, heeft consequenties voor verwarming en koeling, vraagt om voldoende vrije lichttoetreding, niet te smalle straten en binnenplaatsen, enz. Dagverlichting is dus duur. Daglichtloze gebouwen kunnen economisch verantwoord zijn of lijken; dat er psychologische bezwaren tegen zijn mag bekend ondersteld worden.

Behandeling van al deze problemen zou ons hier veel te ver voeren. Wij willen alleen nog ingaan op de problemen, die zich voordoen als we de waarde van de hemelfactor onvoldoende achten voor het beschrijven van de dagverlichtingssituatie. Toegegeven moet worden, dat de hemelfactor slechts een ruwe indicatie van de dagverlichtingssituatie geeft. Het zal echter blijken dat de consequenties van nauwkeuriger beschrijving vrij ingrijpend zijn.

31. Drie redenen, waarom de hemelfactor slechts een povere indicatie geeft. De formule voor de hemelfactor $f = \omega_{\text{proj.}} / \pi$ is gebaseerd op een egaal heldere hemel. Door P. Moon en D. E. Spencer is er terecht op gewezen, dat de zwaar bewolkte hemel geenszins egaal helder is; gemiddeld gesproken zou de luminantie van de zwaar bewolkte hemel in het zenith driemaal zo groot zijn als aan de horizon. Dit geldt ook voor Nederland. Volgens Moon en Spencer verloopt de luminantie met de invalshoek α - d. i. de hoek tussen de kijkrichting en de vertikaal - als

$$L_{\alpha} = \frac{1 + 2 \cos \alpha}{3} L_{\text{zenith}} \quad (22)$$

Men merke op dat in deze formule wel de elevatie ($= 90^\circ - \alpha$) voorkomt, doch niet het azimuth.

De „Commission Internationale de l'Eclairage” (CIE) heeft deze „hemel” tot standaard-bewolkte-hemel verheven. Doorgaans spreekt men dan ook tegenwoordig van een CIE-hemel als men een hemel met een Moon-Spencer-luminantieverdeling bedoelt.

Men controleert eenvoudig, dat de algemene verlichtingsformule voor de verlichtingssterkte E_{vv} op het horizontale vrije veld onder een CIE-hemel levert

$$E_{vv \text{ CIE}} = \frac{7}{9} \pi L_{\text{zenith}} \quad (23)$$

Voor $d\omega$ neme men bij de afleiding een ruimtehoekje tussen twee kegels rond de vertikaal met halve tophoeken α en $\alpha + d\alpha$.

Vergelijking van de uitdrukkingen (18) en (23) leert, dat de verlichtingssterkte op het vrije veld onder een CIE-hemel gelijk is aan die onder een egaal heldere hemel waarvan de luminantie gelijk $\frac{7}{9} L_{\text{zenith}}$ is. Men controleere dat dit de luminantie van de CIE-hemel is bij een elevatie $\epsilon = 42^\circ$, d.w.z. bij een invalshoek $\alpha = 48^\circ$ (fig. 30). We zullen van dit resultaat bij de dagverlichting van gebouwen een dankbaar gebruik maken.

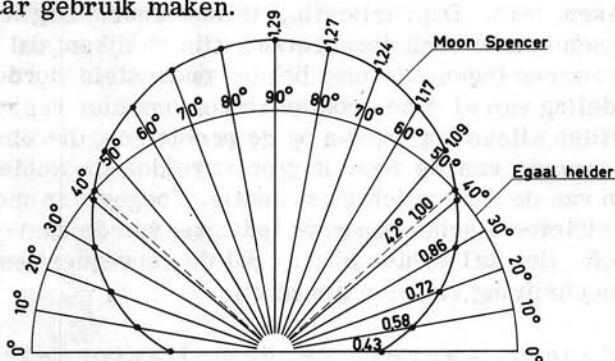


Fig. 30. De luminantieverdeling bij de CIE-hemel (Moon en Spencer) in vergelijking met die van de egaal heldere hemel die dezelfde verlichtingssterkte zou geven op het horizontale vrije veld.

De tweede reden voor de beperktheid van het begrip hemelfactor is, dat slechts met direkt hemellicht wordt gerekend. De bijdrage van indirect licht door reflectie en interreflectie kan soms echter die van het direkte hemellicht overtreffen, zeker in die delen van de ruimte waar de dagverlichting nauwelijks voldoende is, d.w.z. ver van het venster. Het „vergeten” van het indirecte licht kan dan ook een fout van 100% of meer opleveren.

De derde reden voor kritiek op de bruikbaarheid van de hemel-

factor is, dat slechts met onverzwakt hemellicht wordt gerekend. We weten echter, dat bij enkel glas 10% reflectieverlies optreedt, bij dubbel glas zelfs 20%, en dat de verliezen door vervuiling van het glas 10 à 50% kunnen bedragen al naar de mate van vervuiling.

Samenvattend kunnen we een factor 3 fout zijn door de ongelijke luminantieverdeling, een factor 2 door indirect licht en een factor 2 door glasverliezen, in totaal dus een factor 12, en dat lijkt zelfs voor verlichting wel wat veel. Het zal echter blijken dat de situatie veel minder somber is dan de factor 12 doet vermoeden, zodat – mits verstandig gebruikt – de hemelfactor stellig een waardevolle grootheid blijft.

Dit alles heeft nochtans geleid tot de invoering van de daglichtfactor, die zowel met de CIE-hemel als met indirect licht en lichtverliezen in het glas rekening houdt.

32. De daglichtfactor. De definitie van de daglichtfactor d volgens de CIE luidt ongeveer:

„De daglichtfactor d is een maat voor de dagverlichting binnen het gebouw in een punt van een vlak, uitgedrukt als de verhouding van de verlichtingssterkte in dat punt van dat vlak en de gelijktijdige verlichtingssterkte buiten op een horizontaal vlak door het geheel van een onbelemmerde hemel van aangenomen of bekende luminantieverdeling. Direct zonlicht is uitgesloten zowel van de verlichtingssterkte binnen als van die buiten.”

Daarbij is de bedoeling, dat in landen als Nederland, waar de CIE-hemel een goed gemiddelde is in de donkere maanden van het jaar, de CIE-hemel als de aangenomen luminantieverdeling wordt genomen.

De aldus gedefinieerde en bedoelde daglichtfactor is afhankelijk van veel factoren:

- a) alle geometrische gegevens van het eigen gebouw en de gehele omgeving;
- b) de reflectieeigenschappen van interieur en exterieur, de straat zelfs inbegrepen;
- c) de keuze van punt en vlak waar de daglichtfactor berekend wordt;
- d) de reflectie tegen en vervuiling van de glasvlakken.

De daglichtfactor is door zijn gecompliceerdheid niet direct op eenvoudige wijze uit de werktekening van een bouwwerk te berekenen. Daarom splitst men hem in drie componenten, die wel stuk voor stuk met enige oefening vrij gemakkelijk uit de werktekening kunnen worden berekend, te weten:

- a) de hemelcomponent, dat is de bijdrage tot d , die in het punt P van het vlak V rechtstreeks van de hemel door het glas wordt ontvangen;
- b) de externe reflectiecomponent, dat is de bijdrage tot d , die in P op V rechtstreeks door het glas wordt ontvangen van vlakken buiten het gebouw (b. v. van tegenoverliggende bebouwing);

c) de interne reflectiecomponent, dat is de bijdrage tot d, die in P op V rechtstreeks wordt ontvangen van vlakken binnende ruimte waarin P is gelegen.

Voor een volledige beschrijving van de verschillende methoden, die zijn ontwikkeld om de waarde der drie componenten uit de werktekening te berekenen moet hier verwezen worden naar de Engelse en Duitse normen op dit gebied:

a) British Standard Code of Practice CP3: Chapter I: Part I (1964) Daylighting, Code of basic data for the design of buildings.

b) DIN 5034, November 1959, Innenraumbelichtung mit Tageslicht; DIN 5034, Beiblatt 1, November 1963, Berechnung und Messung; DIN 5034, Beiblatt 2, November 1963, Vereinfachte Bestimmung der Fenstergrößen.

Hier zullen we ons beperken tot een korte toelichting op elk der componenten.

33. De hemelcomponent d_h . Krachtens zijn definitie is deze, voorlopig van glasverliezen afziende, als volgt berekenbaar:

$$d_h = \frac{\int L_e d\omega_{\text{proj. over de zichtbare hemel}}}{\int L_e d\omega_{\text{proj. over de hele halve eenheidsbol}}}$$

$$d_h = \frac{\int L_e d\omega_{\text{proj. hemel}}}{\pi L_{42}} = \frac{1}{\pi} \int \frac{L_e}{L_{42}} d\omega_{\text{proj. hemel}} \quad (24)$$

Opmerking: Nemen we iets aan de hemel waar, dan bedienen we ons voor de hoogtebepaling bij voorkeur van de elevatie ϵ , d. i. de hoek met het horizontale vlak. Willen we de richting van op een horizontaal vlak invallend licht vastleggen dan gaat de voorkeur echter uit naar de invalshoek α , het complement van ϵ , d. w. z. $90^\circ - \epsilon$. Gezien deze voorkeuren schrijven we hier L_e voor de luminantie, waargenomen onder de elevatie ϵ . L_{42} is derhalve de luminantie, waargenomen onder de elevatie 42° . In plaats van L_e hadden we evengoed L_α kunnen schrijven; in deze schrijfwijze hadden we L_{48} moeten schrijven voor de luminantie onder een elevatie van 42° , immers $\alpha = 90^\circ - \epsilon$. Men lette er dus steeds op of ϵ dan wel α wordt gebruikt of bedoeld.

Ontvangen we direkt hemellicht door een klein glasvlak, dat van P

uit gezien gemiddeld de elevatie 42° heeft, dan is in vgl. (24) L_e/L_{42} gelijk 1, derhalve $d_h = \omega_{\text{proj.}}/\pi$. De hemelcomponent is dan numeriek gelijk aan de hemelfactor. Ligt het glasvlak gemiddeld hoger (lager) dan $\epsilon = 42^\circ$, dan is, vanwege $L_e \neq L_{42}$, de hemelcomponent groter (kleiner) dan de hemelfactor. Hiervoor kunnen we corrigeren met behulp van tabel 2, die L_e/L_{42} geeft als functie van ϵ (zie ook fig. 30).

Tabel 2. De luminantieverdeling over de CIE-hemel.

ϵ	L_e/L_{42}	ϵ	L_e/L_{42}
0°	0,43	45°	1,03
5°	0,50	50°	1,09
10°	0,58	55°	1,13
15°	0,65	60°	1,17
20°	0,72	65°	1,20
25°	0,79	70°	1,24
30°	0,86	75°	1,26
35°	0,92	80°	1,27
40°	0,98	85°	1,28
42°	1,00	90°	1,29

Hebben we b.v. een glasvlak, waardoor we vanuit een punt P een stuk hemel zien, zodanig dat de hemelfactor in P 1,3% bedraagt, en nemen we dit stuk hemel vanuit P waar onder een elevatie tussen 25° en 35° , dan mogen we de hemelcomponent berekenen als $1,3\% \times 0,86 = 1,1\%$. Daar de elevaties van de ons interesserende ruimtehoeken veelal liggen tussen 25° en 60° , althans in de conventionele bouw, is de correctiefactor (zie tabel) tussen 0,8 en 1,2. We maken in dit geval dus maar 20% fout in de hemelcomponent als we deze gelijkstellen aan de hemelfactor. Dit is dikwijls niet belangrijk. Zo gezien is de CIE-hemel een vrij onnodige complicatie. In extremere gevallen of als grotere nauwkeurigheid gewenst is zij men op zijn hoede. De in punt 31 genoemde fout ten bedrage van een factor 3 als men geen rekening houdt met de ongelijkmatige luminantieverdeling van de hemel blijkt dus in de praktijk neer te komen op een eventuele correctie van $\pm 20\%$.

Vervolgens moeten de glasverliezen nog in rekening worden gebracht als we de hemelcomponent via de hemelfactor willen benaderen. Voor reflectie tegen enkel glas kan met circa 10% verlies worden gerekend, dubbel glas 20% en het verlies door vervuiling 10% à 50% al naar de mate van vervuiling. In genoemd voorbeeld met hemelfactor 1,3%, elevatie gemiddeld 30° , enkel glas matig vuil, krijgen we

$$\text{hemelcomponent} = 1,3\% \times 0,86 \times 0,9 \times 0,75 = 0,75\%.$$

De gezamenlijke effecten van luminantieverdeling, reflectie en vervuiling leveren tenslotte een reductie op van 1,3% naar 0,75%, hetgeen wel de moeite waard is.

Voor grafische en nauwkeuriger methoden zij verwezen naar de buitenlandse normen, in punt 32 genoemd.

34. De externe reflectiecomponent d_{ex} . Doorgaans komt de waarde hiervan tot stand door daglichtreflectie van tegenoverliggende bebouwing. Volgens de Duitse en Engelse norm moet de bebouwingsluminantie 6 resp. 5 maal kleiner worden ondersteld dan die van de onderschepte hemel. De luminantie van de onderschepte hemel is bij de kleine gemiddelde elevatie van de bebouwing (10^0 à 20^0) slechts ruim de helft van de gemiddelde hemelluminantie (zie tabel 2). Zouden we de bebouwing van P uit b.v. zien met een hemelfactor van 4%, dan zou de externe reflectiecomponent, tevens rekening houdend met glasreflectie en glasvervuiling van het eigen gebouw, bedragen circa

$$4\% \times \frac{1}{5} \times 0,65 \times 0,9 \times 0,75 = 0,3\%.$$

Doorgaans is deze bijdrage, zoals het voorbeeld illustreert, vrijwel verwaarloosbaar klein, tenzij de reflectiefactor van de bebouwing hoog is (de factor 5 waardoor we boven deelden, mag dan kleiner worden genomen, b.v. 3). De waarde van deze externe reflectie schuilt o.a. daarin, dat zelfs diep in een vertrek, waar de hemelcomponent nul wordt, de externe reflectiecomponent zijn (weliswaar kleine) waarde blijft behouden.

35. De interne reflectiecomponent d_{in} . De waarde van de interne reflectie is zeer groot. Het is trouwens algemeen bekend, dat een donker interieur een sombere sfeer schept. We citeren uit de Engelse norm een tabel (tabel 3), waaruit men ziet, dat de minimum waarde van de interne reflectiecomponent gemakkelijk 1% à 2% kan bedragen. Bedenkt men voorts, dat deze component zelfs achterin het vertrek zijn waarde behoudt, dan is het lichttechnische belang van lichte wandafwerking wel heel evident. Een reflectiefactor 80% wordt slechts bereikt met (werkelijk) witte oppervlakken. Een reflectiefactor van 50% is nog veel. Donkere vlakken reflecteren maar 10 à 20%.

36. Samenvatting van de verschillen tussen de hemelfactor f en de daglichtfactor d . De ongelijkmatige verdeling van de luminantie van de hemel is verantwoordelijk voor een correctie die zelden 20% overschrijdt. Deze correctie kan zowel positief als negatief zijn en is nauwelijks de moeite waard. Desgewenst is de correctie eenvoudig uitvoerbaar met tabel 2.

De glasverliezen kunnen worden verdisconteerd door vermenig-

Tabel 3. Minimum interne reflectiecomponent bij
70% plafondreflectie.

Verhouding glasopp. tot vloeropp.	Reflectiefactor vloer											
	10%				20%				40%			
	Reflectiefactor wanden											
	20%	40%	60%	80%	20%	40%	60%	80%	20%	40%	60%	80%
1 : 50	-	-	0,1	0,2	-	0,1	0,1	0,2	-	0,1	0,2	0,2
1 : 20	0,1	0,1	0,2	0,4	0,1	0,2	0,3	0,5	0,1	0,2	0,4	0,6
1 : 14	0,1	0,2	0,3	0,5	0,1	0,2	0,4	0,6	0,2	0,3	0,6	0,8
1 : 10	0,1	0,2	0,4	0,7	0,2	0,3	0,6	0,9	0,3	0,5	0,8	1,2
1 : 6,7	0,2	0,4	0,6	1,0	0,2	0,5	0,8	1,3	0,4	0,7	1,1	1,7
1 : 5	0,2	0,5	0,8	1,4	0,3	0,6	1,1	1,7	0,5	0,9	1,5	2,3
1 : 4	0,3	0,6	1,0	1,7	0,4	0,8	1,3	2,0	0,6	1,1	1,8	2,8
1 : 3,3	0,3	0,7	1,2	2,0	0,5	0,9	1,5	2,4	0,8	1,3	2,1	3,3
1 : 2,9	0,4	0,8	1,4	2,3	0,5	1,0	1,8	2,8	0,9	1,5	2,4	3,8
1 : 2,5	0,5	0,9	1,6	2,6	0,6	1,2	2,0	3,1	1,0	1,7	2,7	4,2
1 : 2,2	0,5	1,0	1,8	2,9	0,7	1,3	2,2	3,4	1,2	1,9	3,0	4,6
1 : 2	0,6	1,1	1,9	3,1	0,8	1,4	2,3	3,7	1,3	2,1	3,2	4,9

vuldiging met 0,9 x 0,75 (reflectie en vervuiling) voor enkel glas en 0,8 x 0,75 voor dubbel glas. Dit komt globaal neer op een factor 2/3. Er is geen reden te onderstellen, dat de ene woning vuilere ramen zal hebben dan de andere. In vele gevallen mag dus de factor als een constante worden gezien. Bij het stellen van eisen kan men hiermee rekening houden en de factor vervolgens vergeten.

De externe reflectiebijdrage is klein doch waardevol, omdat dit licht diep achterin het eigen gebouw valt. Het is een bijdrage om niet te vergeten als men de kwaliteit van de dagverlichting wenst te beschrijven.

Hetzelfde geldt voor de interne reflectiebijdrage, met dien verstande echter, dat deze bijdrage groter is dan de vorige. Daar waar de direkte bijdrage, de hemelcomponent, nauwelijks voldoende is voor de te verrichten visuele taak, is de interne bijdrage allerbelangrijkst. Hij leert ons het grote nut van een afwerking in lichte kleuren en is alleen reeds om pedagogische redenen vermeldenswaard. Beperkt men zich echter tot de beschrijving van de dagverlichting op plaatsen waar de hemelcomponent vrij groot is, dan is zelfs deze interne bijdrage, hoe waardevol dan ook elders, nauwelijks noodzakelijk.

Samenvattend kan dan ook worden gesteld, dat de hemelfactor f een gemakkelijke grootte is voor een ruwe beschrijving van de dag-

verlichting. Over de kwaliteit van de verlichting leert kennis van f ons weinig of niets. Achterin vertrekken is zelfs de kwantitatieve beschrijving met behulp van f erg slecht. Men bedenke, dat men daar veelal op interne reflectiebijdragen is aangewezen en dat de afwerking van het interieur hierbij hoofdzaak is.

Het streven naar grote precisie bij de beschrijving van de dagverlichtingssituatie binnen moet niet worden overdreven, te meer daar veel afhangt van de toekomstige gebruikers. Glasgordijnen zorgen voor lichtverstrooiing naar achteren. Een lichte vloerbedekking, licht behang en licht plafond hebben eveneens veel waarde voor de grootte van de verlichting achterin. Tenslotte zijn smaken verschillend en heeft de één meer voorkeur voor een gelijkmatige verlichting dan de ander.

Hoewel dan ook de Duitse en de Engelse normen door het meerekenen der externe en interne reflectiebijdragen en de glasverliezen meer waarborgen bieden voor deugdelijk werk dan de Nederlandse V-norm (die wellicht wordt herzien), blijft er nog voldoende ruimte voor persoonlijk inzicht, smaak, kunst, te meer daar over kleuren in de dagverlichtingstechniek nooit of zelden wordt gerept.

37. De belangrijkste formules en feiten van „Verlichting” en hun samenhang.

$V(\lambda)$ = vermogen bij $0,555 \mu\text{m}$ / vermogen bij λ voor zelfde held. indruk

$$\Phi \approx 670 \int_{0,38 \mu\text{m}}^{0,78 \mu\text{m}} V(\lambda) \frac{dP}{d\lambda} d\lambda \quad (\text{lumen})$$

$$I = \frac{d\Phi}{d\omega} \quad ; \quad \Phi = \int I d\omega$$

$$L = \frac{dI}{dS \cos \alpha} = \frac{dI}{dS_{\text{schijnbaar}}} \quad ; \quad I = \int L dS_{\text{schijnbaar}} = L S_{\text{schijnbaar}}$$

als L = constant over S .

$$E = \frac{d\Phi}{dS} \quad ; \quad \Phi = \int E dS = ES \quad \text{als} \quad E = \text{constant over } S.$$

Diffuus: L = constant; $I_{\alpha} = I_0 \cos \alpha$; $\Phi = \pi L S$

Reflectie: $\pi L = rE$

Puntbron: $E = I \cos \alpha / R^2$ Cyl. bron: $E = \pi L r / R$

$$\text{Algemeen: } E = \int L d\omega_{\text{proj.}}$$

Hemelfactor: $f = E_{\text{bi}} / E_{\text{bu}} = \omega_{\text{proj. hemel}} / \pi$

Hemelfactor door rechthoekig raam: $f = S_{\text{ha}} / \pi r^4$

$$\text{CIE-hemel: } L_{\alpha} = \frac{1 + 2 \cos \alpha}{3} L_{\text{zenith}}$$

Φ en E zijn „ongerichte” grootheden, I en L „gerichte”. Voor „zwart” smeltend platina” geldt bij definitie $L = 60 \cdot 10^4 \text{ cd/m}^2$.

HOOFDSTUK 2

WARMTE EN VOCHT

101. Inleiding. Aan het binnenklimaat in een gebouw stellen we eisen ten behoeve van mens, dier, product en het gebouw zelf. De jaarlijkse stookkosten van een woning zijn van dezelfde grootteorde als de jaarlijkse huur, hetgeen kan motiveren aan de verwarming vrijwel dezelfde aandacht te schenken als aan de gehele bouw. Gebrekkige verwarming kan 's winters een deel van het gebouw onbruikbaar maken. Een vliesgevel met teveel glas kan 's zomers leiden tot binnentemperaturen hoger dan 40°C. Veel platte daken blijken inwendig zeer nat door condensatie van vocht dat van binnenuit komt, hetgeen de stookkosten doet stijgen, aanleiding geeft tot druipwater, schimmel, houtrot en ergernis. Constructies kunnen door grote temperatuurwisselingen erin worden vernield. Veel borstweringen en raamconstructies zijn vochttechnisch fout uitgevoerd, hetgeen leidt tot houtrot, stukvriezen, vernieling van verflagen. Binnenlucht kan door verontreiniging schadelijk of onaangenaam zijn, b.v. door anorganisch stof (stoflongen), organische giftige dampen (talloos), bacteriën, rook.

Goede warmte- en vochthuishouding en verstandige ventilatie in een gebouw is derhalve van groot belang. De bouwheer is doorgaans leek op het gebied van warmte en vocht; de stookkosten zijn vaak niet voor zijn rekening, doch voor die van de huurder, die ook leek is en de bouw niet heeft kunnen beïnvloeden; de bouwverordeningen zijn op dit gebied doorgaans zo gebrekkig dat slechte bouw wordt toegestaan, althans niet wordt voorkomen; de Nederlandse norm „Thermische eigenschappen van woningen“, NEN 1068, febr. 1964 gaat niet ver genoeg, bestrijkt wel de warmte-, doch niet de vochthuishouding en is stellig geen gemeengoed.

Zo rust op architect en constructeur een grote verantwoordelijkheid; zij zullen moeten strijden voor een verantwoorde warmte- en vochthuishouding in hun gebouw; zij zullen inzicht in deze materie moeten hebben, de problemen moeten kunnen onderkennen en stellen, ze zo mogelijk moeten oplossen en weten wanneer zij zich tot experts moeten wenden als zij de verantwoordelijkheid alleen niet durven dragen.

102. Temperatuur, warm en koud. Het temperatuurbegrip is in vele opzichten moeilijk. Terwijl de ijsbloemen op de ruiten van een vertrek staan, kunnen sommige wanddelen temperaturen hebben van

20°C en hoger, kan de lucht „gemiddeld” 15°C zijn en kan de vloer 3° kouder zijn dan het plafond. Wat men de temperatuur van het vertrek zal noemen hangt dus af van de plaats waar men meet en bovendien nog van het meetinstrument. Of de mens het ergens koud of warm vindt, hangt behalve van de luchttemperatuur terplaatse nog af van de temperaturen van de hem omgevende vlakken (wanden, ruiten, radiatoren, enz.), van de snelheid van de lucht terplaatse en van de relatieve vochtigheid van de lucht. Wij komen hierop in 104 terug.

103. Warmteoverdrachtsmechanismen. Men onderscheidt drie mechanismen van warmteoverdracht:

- a) geleiding of conductie: overdracht van molecuul op molecuul in stilstaande materie;
- b) convectie: warmtetransport door bewegende materie, stromende gassen en vloeistoffen (hete-lucht-kachel, koude valwind onder een raam, koeling door wind of tocht);
- c) straling: warmtestraling in de vorm van elektromagnetische golven van 4 tot 50 μm golflengte (straalkachel, doch ook onze huid, koude wanden, glasvlakken, enz.).

Onze huid is doorgaans warmer dan de ons omgevende lucht, die wordt opgewarmd, plaats maakt voor koudere, enz.; dit is convectie-overdracht. Ook door stralingsoverdracht staat de mens echter in intense wisselwerking met zijn omgeving, zoals we zullen zien.

Elke m^2 wand van kamertemperatuur geeft circa 400 watt/ m^2 aan stralingsvermogen af, een glasvlak met ijsbloemen „slechts” 300 W/ m^2 . De begrenzingsvlakken van een ruimte bestralen elkaar dus in hevige mate, d.w.z. wisselen thermische energie op grote schaal uit. Vandaar dat alle begrenzingsvlakken steeds „vrijwel” dezelfde temperatuur hebben. Een relatief koud vlak ontvangt meer stralingswarmte dan het afgeeft, wordt dus opgewarmd, tenzij het het surplus aan warmte weer verliest, zoals een raam, dat het surplus aan ontvangen warmte vlot afgeeft naar buiten. Dit is wel de voornaamste reden, waarom glasvlakken de grote schadepost zijn op onze warmtehuishouding.

Een vertrekje met een oppervlak van $6 \times 3^2 = 50 \text{ m}^2$ is dus een stralingsbron van $50 \times 400 \text{ W} = 20 \text{ kW}$, dat is evenveel als 40 staven van een elektrische straalkachel of evenveel als twee flinke haarden op maximale sterkte. Dat de mens het uithoudt in zo'n vertrek komt eenvoudig, omdat het er ondanks de geweldige bronsterkte niet warmer wordt; iedere wand ontvangt evenveel als hij afgeeft. Ook de mens wordt er niet warmer van, integendeel, hij geeft nog meer af dan hij ontvangt. Ook de mens staat blijkbaar in heftige stralingsuitwisseling met zijn omgeving. Vandaar dat we het voelen als we een koud glasvlak naderen en reumatische klachten krijgen door langdurige eenzijdige stralingsafkoeling achter ons bureau dicht bij een enkel glasvlak.

104. Wederom warm of koud. We kunnen nu iets nauwkeuriger omschrijven op welke wijze de mens in warmteuitwisseling met zijn omgeving staat en waarop zijn gevoel van warm, koud of behaaglijk berust, te weten:

- a) de luchttemperatuur: lage luchttemperatuur leidt tot grote warmteverliezen van de mens door convectie en omgekeerd;
- b) de stralingstemperatuur van de omgeving van de mens, d. i. de temperatuur die de gehele omgeving van de mens zou moeten hebben opdat de stralingsverliezen van de mens evengroot zouden zijn als ze in werkelijkheid zijn; ruw gesproken is de stralingstemperatuur van de omgeving de gemiddelde temperatuur van de omgeving, van wanden, plafond en vloer dus. Enkele m² glas met ijsbloemen die we zien, verlagen de stralingstemperatuur van onze omgeving; een radiator, straalkachel of sterke lichtbronnen dichtbij verhogen deze. Een lage stralingstemperatuur van de omgeving werkt uiteraard afkoelend op de mens.
- c) de luchtsnelheid: de lucht is steeds in beweging, zij het soms nauwelijks merkbaar; enige beweging is aangenaam, te veel kan als tocht worden gevoeld; ruwe tochtgrens: 25 cm/seconde.
- d) de relatieve vochtigheid van de lucht: lucht kan water in de vorm van waterdamp opnemen tot een zeker maximum, dat met de temperatuur toeneemt (zie tabel 102, blz. 64). Is het maximum bij gegeven temperatuur bereikt dan spreekt men van verzadigde lucht; de waterdamp in de lucht heeft dan de z. g. maximum dampspanning. Doorgaans is de lucht niet verzadigd; als maat voor de vochtigheid van de lucht kan men dan de relatieve vochtigheid ϕ nemen, de verhouding van de hoeveelheid aanwezige damp en de bij die temperatuur maximaal mogelijke hoeveelheid. Te lage relatieve vochtigheid is onaangenaam voor de mens; hij klaagt dan over uitdroging der slijmvliezen. Te hoge relatieve vochtigheid kan onaangenaam zijn, speciaal in combinatie met hoge temperatuur en onbeweeglijke lucht. Bij grote hitte treedt ons zweetmechanisme in actie; het kan verkoeling geven door verdamping, doch bij hoge relatieve vochtigheid en stilstaande lucht gaat dit slecht. Men vindt de atmosfeer broeierig. De mens voelt zich wel bij relatieve vochtigheden tussen 40 en 70%, doch is binnen dit gebied nauwelijks in staat verschillen te constateren.

De genoemde vier punten a . . . d zijn gezamenlijk bepalend voor de warm-koud indruk. Een te lage luchttemperatuur kan gecompenseerd worden door een wat hogere stralingstemperatuur (straalkachel aanzetten). Het omgekeerde – hete lucht inblazen in een koud vertrek – kan ook spoedig een warm-indruk geven, doch behaaglijk is deze toestand niet. Koele lucht bij wat warmere wanden is aangenamer bij dezelfde warm-indruk (stralingsverwarming).

Zo ziet men, dat de begrippen warm, koud en behaaglijk reeds zeer gecompliceerd zijn. Wij zullen ze hier verder laten rusten.

105. Luchtverontreiniging, luchtverversing. Luchtverontreiniging bij arbeidsprocessen ga men tegen door zo mogelijk gesloten systemen te gebruiken. Is luchtverontreiniging niet geheel te voorkomen dan zuige men plaatselijk af. Verontreiniging die tenslotte toch nog in de gehele werkruimte komt dient door aanvoer van frisse lucht en afvoer van verontreinigde lucht te worden bestreden.

In kantoorlokalen, vergaderzalen, schoollokalen en woningen dient uiteraard ook geventileerd te worden. De mens verbruikt zuurstof en geeft koolzuur, waterdamp, reukstoffen, rook, bacteriën en virussen af. Woonactiviteiten dragen nog het een en ander bij, o. a. kookluchtjes en veel waterdamp door koken, wassen, schrobben, drogen enz. Zonder ventilatie zou de woning o. a. ongezond vochtig worden, ongezond voor de gezondheid en voor de woning. De gewenste ventilatie bij permanent gebruik van een ruimte is 20 à 50 m³/uur·persoon, wat voor vergaderzalen e. d. neerkomt op enkele malen verversen van de gehele ruimte per uur.

Luchtverversing kan het gevolg zijn van en worden verkregen door:

a) drukverschillen door windaanval op het gebouw. Zij zijn van de grootteorde van de z. g. stuwdruk $\frac{1}{2}\rho v^2$, waarin $\rho = 1,2 \text{ kg/m}^3$ = soortelijke massa van lucht en v = de windsnelheid. Voor de windsnelheid neemt men gemiddeld in Nederland wel 4 m/s, hetgeen drukverschillen oplevert van $\frac{1}{2}\rho v^2 \approx 10 \text{ N/m}^2 = 1 \text{ mm waterkolom} = 1 \text{ mmHg}$. Bij een sterke storm treden snelheden op van 30 m/s, hetgeen 500 N/m² of 50 kgf/m² of 50 mmHg als drukverschil oplevert. Deze getallen geven dus de grootteorde aan van de drukverschillen door wind, waardoor de lucht ter enerzijde door kieren en spleten de woning wordt binnengeperst om ter anderzijde eruit te worden gezogen. De gebruikelijke gebrekkige kierdichting van ramen en deuren blijkt onder normale omstandigheden een luchtverversing te geven die ongeveer voldoende is. Het bezwaar van dit „ventilatiesysteem” is, dat men het niet in de hand heeft. Bij meer dan middelmatige wind in koude maanden kan het leiden tot grote warmteverliezen, tochtverschijnselen en het tekortschieten van de stookcapaciteit.

b) temperatuurverschillen in de lucht. Warme lucht is ijler, dus lichter dan koude. Een hoeveelheid warme lucht, omringd door koude lucht, zal daarom stijgen; de koude zware lucht duwt de warme lichte lucht omhoog zoals een blok hout, onder water losgelaten, naar de oppervlakte wordt gestuwd. De hete lucht rond een kachel stijgt op in de relatief koude kamerlucht. De rook van een sigaret krinkelt omhoog. De door een koud glasvlak van een venster gekoelde lucht valt. Staat de warme kachel ver van het koude venster dan ontstaat een circulatiestroming in de kamer met kans op koude voeten, zelfs dicht bij de kachel. Convectoren van de centrale verwarming behoren derhalve midden onder de koele glasvlakken

te staan. Een aaneengesloten mensenmenigte, b.v. in een kerk, verwarmt de lucht, werkt als het ware als hete-lucht-kachel. De ramen koelen de lucht af en geven een koude valwind; het gevolg is een circulatie met speciaal klachten dergenen die opzij zitten. De warme lucht in een inpandige luchtkoker zal 's winters op willen stijgen om plaats te maken voor koude buitenlucht. Dit zal gebeuren als de koker zowel boven als beneden in open verbinding is met de buitenlucht. Dit is b.v. het geval als de luchtkoker boven open is en beneden uitkomt in een vertrek waarin een raam ietwat open staat. De lucht stroomt beneden door het raam naar binnen. De koker „trekt”. Sluit men in het vertrek een kachel op de koker aan, dan wordt de kokerlucht nog warmer, de „trek” vergroot. Sluit men deze schoorsteen op het dak even af dan zal onder de afsluiting een hogere druk ontstaan dan erboven, immers de lucht stroomt eruit als we de afsluiting wegnemen. Het verschil tussen de druk beneden en boven de tijdelijke afsluiting is een maat voor het trekken van de schoorsteen. Men noemt dit drukverschil ΔP de schoorsteentrek.

In 106 zullen we afleiden dat $\Delta P = \rho gh \Delta T / T$, waarin

ρ = soortelijke massa van lucht ($= 1,2 \text{ kg/m}^3$);

g = versnelling van de zwaartekracht ($= 9,81 \text{ m/s}^2$);

h = hoogte van de schoorsteen of luchtkoker;

ΔT = verschil tussen temperatuur van de schoorsteenlucht en buitenlucht;

T = gemiddelde van beide temperaturen in kelvin. (= aantal Ocelsius + 273°).

Als $h = 15 \text{ m}$, $\Delta T = 10^\circ$ en $T = 290 \text{ K}$ is $\Delta P \approx 5 \text{ N/m}^2$. Dit is een drukverschil van dezelfde orde van grootte als de stuwdruk $\frac{1}{2} \rho v^2$ behorende bij de gemiddelde windsnelheid. Dit verklaart waarom een schoorsteen slecht trekt als het hoogste punt in een zone van overdruk is gelegen. 's Zomers is de schoorsteentrek ΔP negatief, d.w.z. de koude schoorsteenlucht zakt uit de schoorsteen, de warme buitenlucht achter zich aan trekkende. Een woning die zich over meer dan één verdieping uitstrekt fungeert als geheel als schoorsteen. 's Winters is er een constante langzame stroming van warme vochtige lucht uit de woonverdieping naar de koudere hoger gelegen slaapverdieping. Dit kan leiden tot condensatieklachten op de slaapverdieping. De voor de hand liggende middelen hiertegen zijn het gesloten houden der slaapkamerdeuren, het enigszins ventileren der slaapkamers met (koude dus droge!) buitenlucht en het ietwat verwarmen der slaapvertrekken met centrale verwarming.

- c) ventilatoren. Mechanische luchtverversing met behulp van ventilatoren is uiteraard het middel om het binnenklimaat onder de knie te krijgen. De min of meer toevallige gunstige of ongunstige effecten van wind of temperatuurverschillen worden dan overheerst

door de gedwongen stroming door de ventilatoren. Dit systeem past men b.v. toe in grote, centraal verwarmde gebouwen en in ruimten als vergaderzalen, collegezalen e. d. waar zonder mechanische hulp het binnenklimaat ons uit de hand zou lopen. Men zij in het bijzonder op zijn hoede, dat de ventilatoren niet te veel lawaai maken in de gebruiksr ruimten waar stilte doorgaans een gebiedende eis is. Ook kan geluidhinder ontstaan door geluid van de ene kamer dat via een luchtkanaal een ander vertrek bereikt.

106. De formule voor de schoorsteentrek (fig. 101). Men

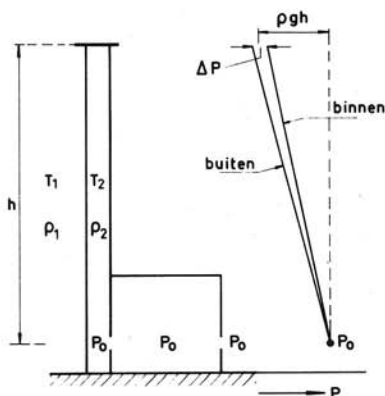


Fig. 101. Bij de afleiding van $\Delta P = \rho g h \Delta T / T$.

denke zich een kamer met ietwat geopend raam. De kamer staat in open verbinding met een schoorsteenkanaal, dat boven afgesloten is gedacht. De luchttemperatuur buiten zij T_1 , in de schoorsteen T_2 . De raamopening denken we op dezelfde hoogte als het schoorsteengat, de schoorsteenhoogte daarboven h . Omdat de schoorsteen boven is afgesloten stroomt de lucht niet en heerst ter hoogte van het schoorsteengat binnen en buiten dezelfde druk P_0 . De druk ergens in de atmosfeer, d. w. z. de kracht op de oppervlakte-eenheid, is gelijk aan het gewicht van de gehele luchtkolom boven ons, staande op een grondvlak van 1 m^2 . De luchtdruk komt dus door de zwaartekracht op de lucht tot stand. Op hoogte h is de druk dus $\rho g h$ kleiner dan op hoogte nul. Het drukverschil over de hoogte h buiten is dus $\rho_1 g h$, binnen $\rho_2 g h$. Het drukverloop is lineair met de hoogte (zie de grafiek rechts in de fig. 101); P neemt binnen minder af (kleine ρ) dan buiten (grote ρ). Daar de drukken op nulniveau binnen en buiten gelijk P_0 zijn heerst ter plaatse van de afsluiting van de schoorsteen het drukverschil binnen t. o. v. buiten

$$\Delta P = (\rho_1 - \rho_2) g h \quad (101)$$

Volgens de wet van Boyle-Gay Lussac is bij constante druk het volume V van een hoeveelheid gas evenredig met de absolute temperatuur T , is dus de soortelijke massa ρ omgekeerd evenredig met T . Derhalve

$$\rho_1 : \rho_2 = T_2 : T_1 ,$$

$$(\rho_1 - \rho_2) : \rho_2 = (T_2 - T_1) : T_1 ,$$

$$\rho_1 - \rho_2 = \rho_2 \frac{T_2 - T_1}{T_1} . \quad (102)$$

Schrijven we $T_2 - T_1 = \Delta T$ en substitueren we (102) in (101), dan vinden we:

$$\Delta P = \rho_2 g h \frac{\Delta T}{T_1} .$$

Daar T_1 en T_2 onderling slechts enkele procenten verschillen evenals ρ_1 en ρ_2 mogen we schrijven

$$\Delta P = \rho g h \frac{\Delta T}{T} , \quad (103)$$

waarin ρ en T de waarden van soortelijke massa en absolute temperatuur binnen of buiten of het gemiddelde hiervan zijn.

Het zou verwondering kunnen wekken, dat we Boyle-Gay Lussac toepassen bij onderstelde constante druk om vervolgens uit te rekenen hoe groot het drukverschil is. Bovendien hebben we beweerd, dat het drukverschil over de hoogte h gelijk $\rho g h$ is, d. w. z. dat de druk allerm minst constant is. We hebben dus iets ondersteld, waarvan we weten dat het niet waar is. Nadere beschouwing leert echter, dat we op deze manier een zeer kleine fout maken. We verwaarlozen een term die klein van hogere orde is.

107. Stationaire en niet-stationaire toestanden. Als we in een door en door koud gebouw in de winter gaan stoken, zal de binnentemperatuur eerst na één of meer uren aanvaardbaar zijn. De lucht, wanden, vloeren en plafonds worden geleidelijk warmer. Voordat wanden, vloeren en plafonds ook inwendig warm zijn gestookt gaan vele uren, in massieve gebouwen zelfs enige dagen voorbij. Het gebouw wordt opgewarmd. Hierbij wordt een zekere hoeveelheid warmte opgehoopt in de vaste materie. Staken we het stoken abrupt, dan daalt de temperatuur geleidelijk; ook dit afkoelen duurt uren of dagen. Blijkbaar vloeit de warmte geleidelijk naar buiten weg. Dit noemt men niet-stationaire toestanden. Zij zijn gekenmerkt doordat alle temperaturen, die van de lucht, van het wandoppervlak, van het inwendige van de wanden enz. met de tijd veranderen.

Houden we de binnentemperatuur gedurende onbeperkte tijd constant en is de buitentemperatuur ook lange tijd constant dan stelt zich de z.g. stationaire toestand in, waarbij alle temperaturen constant in de tijd worden. Ervaring leert, dat we warmte-energie moeten blijven toevoeren om deze toestand te handhaven. Niet alleen hebben we voor het opwarmen warmte moeten leveren, ook het handhaven van de stationaire toestand eist dus warmte-toevoer en wel zonder onderbreking. Er moet continu een zekere warmte-energie per tijdseenheid, dus een zeker warmtevermogen worden geleverd. Voor een klein vertrek zal 1 kW wellicht genoeg zijn, voor een groot vertrek 5 à 10 kW, enz. In plaats van over een warmtevermogen te spreken heeft men het over een warmtestroomsterkte van ... watt. Blijkbaar vloeit dit vermogen continu weg. Daar dit kostbaar is, is het onze taak middelen te beramen om dit verlies minimaal te houden. We trachten de begrenzings warmte-isolerend te maken.

108. Geleidende lagen, warmtegeleidingscoëfficiënt λ . Stel de temperatuur aan de linker zijde van een betonplaat in de tijd constant en gelijk T_1 (fig. 102), aan de rechter zijde in de tijd constant en gelijk T_2 . Stel T_1 groter dan T_2 . We nemen voorts aan, dat T_1 en T_2 reeds zo lang constant zijn, dat de stationaire toestand bereikt is. Er zal warmte stromen van warm naar koud, dus van links naar rechts in fig. 102. Daar convectorie en straling geen rol kunnen spelen hebben we hier met warmtegeleiding te maken. De warmtestroomsterkte per oppervlakte-eenheid noemen we de warmtestroomdichtheid i . Deze

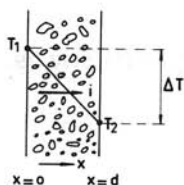


Fig. 102. Het temperatuursverloop in de stationaire toestand door een geleidende laag is lineair.

wordt blijkbaar gemeten in $\text{W/m}^2 = \text{J/sm}^2$. Een direct gevolg van de onderstelling dat de stationaire toestand heerst is, dat de warmtestroomdichtheid die links de betonplaat binnentreedt er rechts weer uitgaat, immers waren deze stromen ongelijk dan zou de plaat warmer of kouder worden, d.w.z. de toestand zou niet stationair zijn. Deze redenering geldt niet alleen voor $x=0$ en $x=d$, doch voor ieder stel waarden x_1 en x_2 . Overall heerst dus dezelfde i . In de stationaire toestand is dus i onafhankelijk van plaats en tijd. Deze conclusie geldt zelfs voor iedere gelaagde constructie hoe gecompliceerd die ook is. We zullen er nog veelvuldig gebruik van maken.

De grootte van i in fig. 102, van de warmtestroomdichtheid in de positieve x -richting, wordt uiteraard mede bepaald door het materiaal van de plaat. Beton geleidt de warmte beter dan hout en slechter

dan metalen. Het ligt voor de hand te onderstellen, dat de warmtestroomdichtheid i op één of andere plaats x op één of andere tijd t geschreven kan worden als

$$i = \lambda \frac{dT}{dx}, \quad (104)$$

waarin λ een materiaalconstante is die we de warmtegeleidingscoëfficiënt van het materiaal noemen. dT/dx is de z.g. temperatuursgradiënt ter plaatse, het temperatuursverval per strekkende meter.

In de stationaire toestand is i overal en altijd even groot. Is de betonplaat homogeen, dan zal ook λ overal en altijd even groot zijn. Als i en λ onafhankelijk van x en t zijn, zal op grond van $i = \lambda dT/dx$ ook dT/dx overal en altijd even groot zijn, d.w.z. het temperatuursverloop zal lineair zijn, zoals in fig. 102 getekend, en niet veranderen in de tijd.

Dan geldt echter ook

$$\frac{dT}{dx} = \frac{T_1 - T_2}{d} \quad \text{of} \quad \frac{dT}{dx} = \frac{\Delta T}{d}, \quad (105)$$

waarin ΔT het temperatuurverschil over de constructie is. Substitutie van (105) in (104) levert

$$i \frac{d}{\lambda} = \Delta T$$

of

$$iR = \Delta T \quad \text{met} \quad R = \frac{d}{\lambda}. \quad (106)$$

R noemen we de warmteweerstand van de laag. Hij is evenredig met de dikte d en omgekeerd evenredig met de warmtegeleidingscoëfficiënt λ van het materiaal. R is een maat voor de warmtetechnische kwaliteit van de laag, λ een maat voor de warmtetechnische slechtheid van het materiaal.

$iR = \Delta T$ doet ons denken aan de wet van Ohm uit de elektriciteitsleer $E = iR$. We voelen ΔT aan als de stuwende kracht, de spanning; i is de erdoor veroorzaakte stroom; R is de weerstand tegen de stroom.

Uit metingen blijkt, dat λ doorgaans toeneemt met de soortelijke massa ρ van het materiaal, ook met het vochtgehalte. Om goed isolerende materialen te vinden moeten we dus zoeken naar zeer lichte, dus doorgaans poreuze materialen, zoals kurk, glaswol, steenwol, schuimplastic e.d. Door verstandige bouwwijze zullen we ze droog trachten te houden. Bij voorkeur nemen we een wateraf-

stotend materiaal. Bij eenzelfde porositeit kan de structuur nog zeer uiteenlopen. De poriën kunnen groot of klein zijn, communicerend (spons) of niet (schuim). De kleinste λ wordt verkregen met veel holten in schuimstructuur. Resumerend: goede eigenschappen zijn licht, waterafstotend, fijn-poreus, schuimstructuur. Daarnaast spelen nog vele factoren een belangrijke rol, zoals de prijs, de bestendigheid tegen vocht, schimmels, insecten, vuur, de verwerkbaarheid, de geluidabsorptie, de lichtreflectie, de dampdoorlatendheid, de kwetsbaarheid, de aanblik, enz.

Fig. 103 geeft het globale verband tussen λ en ρ . Men ziet, dat

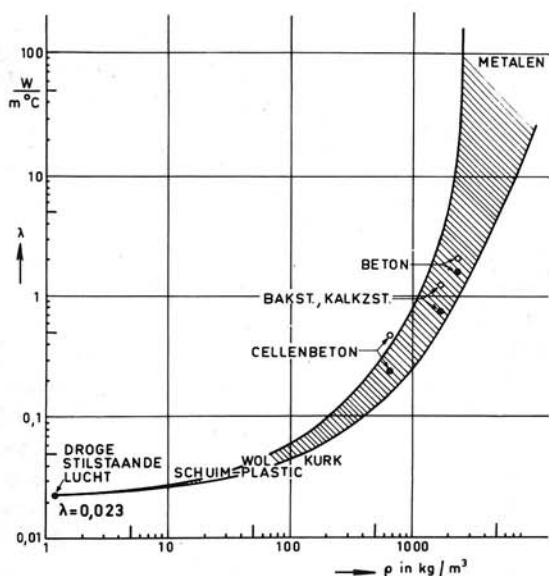


Fig. 103. De warmtegeleidingscoëfficiënt λ wordt ruw gesproken door de dichtheid ρ bepaald. De meeste materialen liggen binnen het gearceerde gebied.

ρ wel de belangrijkste variabele is waarvan λ afhangt. Droge stilstaande lucht is met $\lambda = 0.023 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ de beste isolator. Hierop berust de veel verbreide misvatting, dat een luchtlaag de beste isolerende constructie van gegeven dikte is. Hierin zit zelfs geen grond van waarheid. Een luchtlaag laat de warmte door straling en convection (zie punt 109) zo gemakkelijk passeren, dat het resultaat pover is. De lage waarde van λ voor droge stilstaande lucht brengt slechts tot uitdrukking, dat de geleiding door lucht bijzonder slecht gaat. De waarde $0.023 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ is overigens wel het memoreren waard. Het is het ideaal, waarmee we de waarden van λ van goede warmte-isolerende materialen steeds vergelijken.

Dat de eenheid van λ de $W/m^{\circ}C$ is verifieert men gemakkelijk met behulp van vgl. (104). De verouderde, in de literatuur veel gebruikte eenheid is de 16% grotere $kcal/h\ m^{\circ}C$.

109. De luchtlaag, spouwweerstand. Als de oppervlaktetemperaturen van de twee wanden van een spouw (fig. 104) T_1 en T_2 zijn, met $T_1 > T_2$, dan zal er een warmtestroom van links naar rechts lopen. Wederom zal gelden

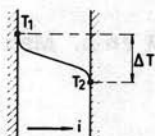


Fig. 104. Luchtlaag als warmte-isolerend element.

$$iR_{sp} = \Delta T, \quad (107)$$

waarin $\Delta T = T_1 - T_2$ en R_{sp} de warmteweerstand van de spouw of kortweg de spouwweerstand wordt genoemd. Het blijkt, dat ruwgesproken $R_{sp} = 0,15\ m^2\ ^{\circ}C/W$ voor spouwdikten van 1 cm of meer. Met afnemende dikte neemt R_{sp} ten slotte merkbaar af.

Het is zeer leerrijk en interessant om dit geval van warmteoverdracht te analyseren. Het eerste dat dan opgemerkt dient te worden is, dat een weerstand van $0,15\ m^2\ ^{\circ}C/W$ vrij weinig is; deze waarde kan ook worden bereikt met een laag hoogwaardig isolatiemateriaal ($\lambda = 0,04\ W/m^{\circ}C$) ter dikte van slechts 6 mm. Een spouw van 10 cm dikte is dus qua weerstand even goed als 6 mm goed isolatiemateriaal. Dit verbaast doorgaans de leek hogelijk, daar hem is geleerd, dat lucht de beste isolator is ($\lambda = 0,023\ W/m^{\circ}C$). Hoe komt het dat een spouw zo pover isoleert? Antwoord: lucht is weliswaar een prima isolator in dien zin dat lucht een slechte geleider is, doch lucht laat straling ongehinderd passeren; voorts komt lucht gemakkelijk in beweging en kan zodoende convectieoverdracht plaats hebben.

Er zijn dan ook drie stromen, $i_{straling}$, $i_{convectie}$ en $i_{geleiding}$, die tezamen de totale warmtestroomdichtheid $i_{tot.}$ opleveren. Elk dezer stromen is bij de gebruikelijke kleine temperatuursverschillen evenredig met het temperatuurverschil ΔT . Men kan dus stellen:

$$i_{stral.} = \alpha_{stral.} \Delta T$$

$$i_{conv.} = \alpha_{conv.} \Delta T$$

$$i_{gel.} = \alpha_{gel.} \Delta T$$

optellen

$$i_{tot.} = (\alpha_{stral.} + \alpha_{conv.} + \alpha_{gel.}) \Delta T$$

$$i_{tot.} = \alpha_{tot.} \Delta T \quad (108)$$

waarin

$$\alpha_{\text{tot.}} = \alpha_{\text{stral.}} + \alpha_{\text{conv.}} + \alpha_{\text{gel.}} \quad (109)$$

α staat bekend als de warmteovergangscoefficiënt in $\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$. Zo is $\alpha_{\text{stral.}}$ de warmteovergangscoefficiënt voor straling, enz. Bij de geleiding door platen schreven we $iR = \Delta T$. Blijkbaar is een α het omgekeerde van een weerstand. Waar R een maat is voor de weerstand tegen overdracht, is α een maat voor het gemak waarmee de warmte wordt overgedragen. Zo is $\alpha_{\text{stral.}}$ een maat voor het overdrachtsgemak via straling enz.

Om $\alpha_{\text{tot.}}$ te leren kennen moeten we elk der drie α 's begrijpen en zo mogelijk kunnen berekenen. We kennen $\alpha_{\text{gel.}}$ uit punt 108, te weten $\alpha_{\text{gel.}} = 1/R_{\text{gel.}} = \lambda/d$. Daar het hier gaat om geleiding door lucht ($\lambda = 0,023 \text{ W/m } ^\circ\text{C}$), is

$$\alpha_{\text{gel.}} = \frac{0,023}{d} \begin{cases} = 2 & \text{voor een spouw van } 1 \text{ cm,} \\ = 0,2 & \text{" " " " } 10 \text{ cm.} \end{cases}$$

Theorie en experiment leren, dat onafhankelijk van de luchtlaagdikte bij spouwwangen van normale constructiematerialen ongeveer geldt

$$\alpha_{\text{stral.}} = 5 \text{ W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Dat $\alpha_{\text{stral.}}$ onafhankelijk is van de dikte van de luchtlaag is gemakkelijk te begrijpen, daar straling zich door lucht vrijwel ongehinderd voortplant, evenals licht.

De convectiebijdrage is niet gemakkelijk te berekenen, doch blijkt voor luchtlagen dikker dan 5 cm al naar de omstandigheden ongeveer te zijn:

$$\alpha_{\text{conv.}} = 0 \text{ W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C} \text{ voor een horizontale spouw waarvan de bovenwang de warmste is;}$$

$$\alpha_{\text{conv.}} = 1 \text{ W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C} \text{ voor een vertikale spouw;}$$

$$\alpha_{\text{conv.}} = 2 \text{ W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C} \text{ voor een horizontale spouw waarvan de bovenwang de koudste is.}$$

De convectiebijdrage zal met sterk afnemende luchtlaagdikte natuurlijk kleiner worden. Dat de convectiebijdrage nul is voor een horizontale spouw met de bovenwang het warmst is ook begrijpelijk, immers de opgewarmde lucht blijft boven hangen, de gekoelde blijft beneden liggen.

Gezien vgl. (107), (108) en (109) is

$$R_{\text{spouw}} = \frac{1}{\alpha_{\text{tot.}}} = \frac{1}{\alpha_{\text{stral.}} + \alpha_{\text{conv.}} + \alpha_{\text{gel.}}} \quad (110)$$

Daar $\alpha_{\text{stral.}} = 5 \text{ W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$, is R_{sp} steeds kleiner dan $0,2 \text{ m}^2 \text{ } ^\circ\text{C/W}$,

immers er is nog overdracht door convectie en geleiding. De numerieke waarden voor R_{spouw} zoals gegeven in tabel 101 zijn met vgl. (110) en de numerieke gegevens voor de α 's nu begrijpelijk.

Tabel 101. R_{spouw} in $\text{m}^2 \text{ } ^\circ\text{C/W}$ als functie van luchtlaagdikte, stand en richting van de warmtestroom.

	$d = 2 \text{ cm}$	$d = 6 \text{ cm}$	$d = 10 \text{ cm}$
vertikaal	0,15	0,16	0,16
horizontaal, boven kouder	0,14	0,14	0,14
horizontaal, boven warmer	0,16	0,18	0,19

Indien de warmteoverdracht in een spouw van 10 cm uitsluitend door geleiding tot stand kwam, zou de weerstand bedragen $R_{\text{sp}} = d/\lambda = 0,1/0,023 = 4 \text{ m}^2 \text{ } ^\circ\text{C/W}$. Dit is niet mogelijk, daar straling en convectie onontkoombaar zijn.

Indien deze spouw geheel gevuld zou worden met zeer goed warmte-isulerend materiaal zouden we vinden $R = d/\lambda = 0,1/0,04 = 2,5 \text{ m}^2 \text{ } ^\circ\text{C/W}$. Dit is gemakkelijk uitvoerbaar en ruim tienmaal beter dan de waarden uit tabel 101. Men bedenke, dat de spouw dan als zodanig verdwenen is. Waar de spouw eerst geventileerd kon worden is dit niet meer mogelijk; voor een buitenmuur kan dit ontoelaatbaar zijn. Het isolerend materiaal brengt bovendien beide wangen met elkaar in contact. Op deze manier kan een vochtbrug ontstaan, die ongewenst is.

110. Overgangsweerstanden R_i , R_e . Stel een wand heeft een oppervlaktetemperatuur T_w , terwijl de gehele omgeving, de aangrenzende lucht en alle constructies en objecten die de wand ziet, een hogere temperatuur T_o hebben. De wand zal dan een warmtestroomdichtheid i ontvangen evenredig met $T_o - T_w = \Delta T$. Dus wederom

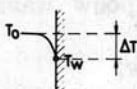


Fig. 105. Overgang van wand naar omgeving.

$$i R = \Delta T. \quad (111)$$

R wordt in dit geval de warmteovergangsweerstand genoemd. We schrijven R_i als we met een overgang binnenskamers te maken hebben (i van interieur), R_e als het een overgang buiten betreft (e van exterieur).

Na de grondige behandeling van het mechanisme van warmteoverdracht door een luchtlaag is het gemakkelijk om aan te voelen hoe groot R_i en R_e ongeveer zullen zijn.

R_i zal circa $0,15 \text{ m}^2 \text{ }^\circ\text{C/W}$ bedragen, daar we in feite met de overdracht door een luchtlaag van enkele meters dikte te maken hebben. Door deze grote afstand speelt de warmtegeleiding geen enkele rol; convectie kan echter gemakkelijk plaatshebben. Convectieoverdracht zal in een interieur minimaal zijn aan een koude vloer (de gekoelde lucht blijft liggen) of bij een warm plafond (de verwarmde lucht blijft hangen). Aan een vertikaal vlak treedt wel convectie op; nog sterker zal dit het geval zijn bij een warme vloer of een koud plafond. Zo komt men tot de volgende schattingen:

$$R_i = 0,14 \text{ m}^2 \text{ }^\circ\text{C/W} \text{ warme vloer, koud plafond;}$$

$$R_i = 0,16 \text{ m}^2 \text{ }^\circ\text{C/W} \text{ wand;}$$

$$R_i = 0,18 \text{ m}^2 \text{ }^\circ\text{C/W} \text{ koude vloer, warm plafond.}$$

Buiten hebben we behalve met de z.g. vrije convectie, die we ook binnen hebben, nog te maken met gedwongen convectie door wind. Zelden is het immers bladstil. Dit maakt dat de $\alpha_{\text{conv.}}$ die binnen 0 à $2 \text{ W/m}^2 \text{ }^\circ\text{C}$ bedroeg, buiten doorgaans zeer veel groter is. Bij een gemiddelde wind is $\alpha_{\text{conv.}} = 15 \text{ W/m}^2 \text{ }^\circ\text{C}$ een conservatieve schatting. Bij een flinke wind kan $\alpha_{\text{conv.}}$ oplopen tot 100 of 200. De wind blaast een dak of glasvlak koud. Een $\alpha_{\text{conv.}}$ groot $15 \text{ W/m}^2 \text{ }^\circ\text{C}$ levert samen met $\alpha_{\text{stral.}}$ gelijk $5 \text{ W/m}^2 \text{ }^\circ\text{C}$ reeds de lage waarde

$$R_e = 0,05 \text{ m}^2 \text{ }^\circ\text{C/W},$$

hetgeen blijkbaar een gemiddelde is bij vrij rustig weer.

Bij deze beschouwingen over R_i en R_e is ondersteld, dat er slechts twee temperaturen in het spel zijn, T_w van de wand in kwestie en T_o van de rest, de lucht inbegrepen. Deze toestand is zeer geschematiseerd en komt in feite nooit voor.

Hebben we te maken met een overgang binnenskamers en hadden we ondersteld dat de luchttemperatuur gelijk T_w was, dan zou de wand in kwestie slechts in stralingswisseling verkeren met zijn vaste omgeving met temperatuur T_o , waarvoor zou gelden

$$i = \alpha_{\text{stral.}} (T_o - T_w),$$

en daar $\alpha_{\text{stral.}} = 5 \text{ W/m}^2 \text{ }^\circ\text{C}$, zou dan gelden

$$iR_i = \Delta T \text{ met } R_i = 0,20 \text{ m}^2 \text{ }^\circ\text{C/W}.$$

Dit maakt weinig verschil met de waarden $0,14 - 0,18$ die we kenden.

Hadden we echter ondersteld dat de gehele vaste omgeving de temperatuur T_w had, terwijl alleen de lucht de temperatuur T_o had, dan zou gelden

$$i = \alpha_{\text{conv.}} (T_o - T_w)$$

en daar aan een vertikale wand $\alpha_{\text{conv.}} = 1 \text{ W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$, zou dan gelden

$$iR_i = \Delta T \quad \text{met} \quad R_i = 1 \text{ m}^2 \text{ } ^\circ\text{C/W.}$$

Dit maakt wel veel verschil met 0,14 - 0,18. Deze voorbeelden verduidelijken dat de convectieoverdracht vrij moeizaam gaat; de luchttemperatuur doet er niet zo veel toe. Het grote overdrachtsmechanisme binnen is de straling, evenals in het geval van de warmteoverdracht in een spouw.

De overgang buiten is in feite eveneens zeer ingewikkeld. De gevel van ons huis staat door convectie door de wind in stevige wisselwerking met de buitenlucht. Voorts is er ook hier een grote stralingsoverdracht, naar de straat en de tegenoverliggende bebouwing, doch ook naar de hemel, bewolkt of niet. Is er veel wind, dan zal die ervoor zorgen dat de geveltemperatuur ongeveer gelijk is aan de buitenluchttemperatuur. Is het bladstil en een onbewolkte hemel 's nachts, dan verliest de gevel enorm veel stralingswarmte naar de hemel, waarvan weinig wordt ontvangen. Dit is des te sterker des te vrijer het huis of het stralende object staat. Men denke aan condens op de daken van auto's, die veel uitstralen, weinig geaccumuleerde warmte bezitten en dus snel afkoelen. Andere voorbeelden zijn onverwachte nachtvorsten bij helder weer, die men met kunstmatige nevel tracht te voorkomen, of druppels die men 's morgens ziet hangen onderaan een golfplaten dak van een schuur die toch heus droog is enz. enz. Het woord wolkendek is ook het overdenken waard. De wolken zijn inderdaad de dekens die de aarde 's nachts warm houden. Ze vangen de aardse straling op en stralen zelf weer warmte terug.

111. Weerstand van een constructie. In fig. 106 is het temperatuursverloop getekend in eengelaagde constructie in de stationaire toestand bij gegeven onderstelde temperaturen T_1 en T_7 resp. binnen en buiten. Zoals reeds in punt 108 werd bewezen, volgt uit de onderstelling dat de stationaire toestand heerst onmiddellijk, dat door de gehele constructie en constant in de tijd dezelfde warmtestroomdichtheid i vloeit, immers ware dit niet zo, dan zou de toestand niet stationair zijn. In fig. 106 zijn 7 bijzondere temperaturen $T_1 \dots T_7$ aan te wijzen, dus 6 bijzondere temperatuursverschillen $T_1 - T_2 \dots T_6 - T_7$. Deze 6 temperatuursverschillen zijn nu alle evenredig met de bijbehorende warmteweerstand $R_{12} \dots R_{67}$, terwijl hun som gegeven is, te weten $T_1 - T_7$.

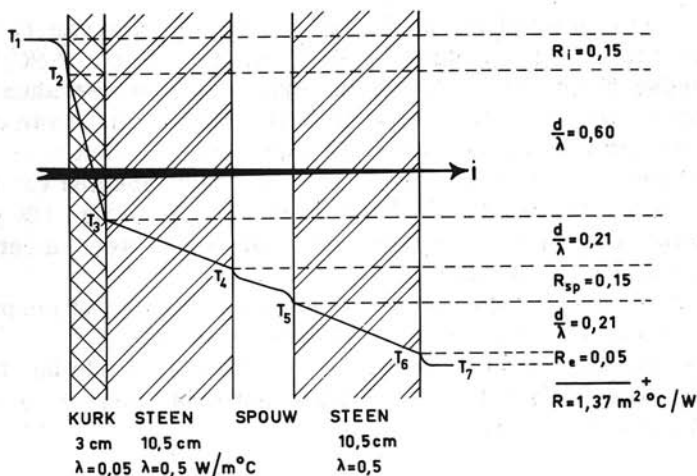


Fig. 106. Temperatuursverloop in de stationaire toestand door een spouwconstructie met een isolerende laag aan de binnenzijde.

$$\begin{array}{ll}
 iR_{12} = T_1 - T_2 & \text{met } R_{12} = 0,15 \text{ m}^2 \text{ } ^\circ\text{C/W} \\
 iR_{23} = T_2 - T_3 & R_{23} = 0,60 \\
 iR_{34} = T_3 - T_4 & R_{34} = 0,21 \\
 iR_{45} = T_4 - T_5 & R_{45} = 0,15 \\
 iR_{56} = T_5 - T_6 & R_{56} = 0,21 \\
 iR_{67} = T_6 - T_7 & R_{67} = 0,05 \\
 \hline
 i\Sigma R = T_1 - T_7 & \Sigma R = 1,37 \text{ m}^2 \text{ } ^\circ\text{C/W}
 \end{array}$$

Daar ΣR en $T_1 - T_7$ bekend zijn, is i berekenbaar uit de laatste vergelijking, waarna alle temperatuursverschillen afzonderlijk berekenbaar zijn en het temperatuursverloop dus getekend kan worden. Bij het tekenen van het temperatuursverloop maken we gebruik van de wetenschap, dat het verloop in de geleidende lagen 23, 34 en 56 lineair is.

De vergelijking $i\Sigma R = T_1 - T_7$ leert ons, dat bij gegeven $T_1 - T_7$ de som van alle weerstanden de warmtestroomdichtheid i bepaalt. ΣR moet een bepaalde minimum waarde hebben om i voldoende laagte houden. Daar het uitsluitend om ΣR gaat doet de volgorde der lagen er niet toe. We hadden b. v. de constructie om kunnen keren bij behoud van i .

In de praktijk schrijft men uiteraard een minimum waarde voor de warmte weerstand (ΣR) voor. Men onderscheidt daarbij wel de z. g. warmte weerstand-lucht-op-lucht (in fig. 106 van T_1 tot T_7) en de

z.g. warmteweerstand van de constructie (in fig. 106 van T_2 tot T_6). Zij verschillen het constante bedrag $R_i + R_e = 0,20 \text{ m}^2 \text{ }^\circ\text{C/W}$. De Nederlandse Norm NEN 1068 bevat eisen voor de weerstand van de constructie. Om een idee te geven van de grootteorde van de eisen zij vermeld, dat de hoogste eis (voor buitenwanden, daken en vloeren boven buitenlucht in de klasse goed) voor de weerstand van de constructie in woningen $1,29 \text{ m}^2 \text{ }^\circ\text{C/W}$ bedraagt. De in fig. 106 gegeven constructie haalt 1,17, doch zou met een halve steen meer ruimschoots aan deze eis voldoen.

Waar in den vervolge van de warmteweerstand wordt gesproken is steeds bedoeld de warmteweerstand lucht-op-lucht.

Een gelaagde constructie kan een aantal geleidende lagen en een aantal luchtlagen bezitten. In 't algemeen kan men de weerstand lucht-op-lucht dan schrijven als

$$R = R_i + \Sigma \frac{d}{\lambda} + \Sigma R_{sp} + R_e.$$

112. De totale warmtestroomsterkte uit een ruimte in de stationaire toestand is

$$I = \Sigma iA = \Sigma \frac{\Delta T}{R} A, \quad (112)$$

waarin A het oppervlak van een deel van de ruimtebegrenzing is waarover lucht-op-lucht het temperatuursverschil ΔT staat en waarvan lucht-op-lucht de weerstand R is. ΔT , A en R zullen van deel tot deel verschillend zijn, zodat de uitdrukking niet vereenvoudigd kan worden.

113. Het berekenen van een temperatuur ergens binnen in een constructie. Om b.v. na te gaan of ergens in een constructie condensatiegevaar heerst zal men daar o.a. de temperatuur willen kennen in de stationaire toestand bij gegeven temperaturen T_i en T_e . Noemen we de gezochte temperatuur T_x , de weerstand lucht-op-lucht R en de deelweerstand van de binnenlucht tot aan de plaats x r , dan geldt

$$i R = T_i - T_e$$

$$i r = T_i - T_x$$

dus

$$\frac{T_i - T_x}{T_i - T_e} = \frac{r}{R}. \quad (113)$$

De verhouding van temperatuursverschillen is blijkbaar gelijk aan de verhouding van de bijbehorende weerstanden. In de elektriciteitsleer noemt men dit kortweg spanningsdeling.

Desgewenst kan men T_x oplossen:

$$T_x = T_i - (T_i - T_e) \frac{r}{R}. \quad (114)$$

114. Warmteaccumulatie in constructies. In de stationaire toestand zit in allerlei constructie-elementen een flinke hoeveelheid geaccumuleerde warmte, die er bij het opwarmen in is gebracht. Het is nuttig om eens te berekenen hoeveel warmte er is geaccumuleerd, hoe lang dat opwarmen heeft geduurd en ons af te vragen welke betekenis deze feiten voor het verblijf in en het gebruik van gebouwen hebben. Zo hebben we reeds nu wensen. Sommige gebouwen worden slechts enkele uren per week gebruikt, kerken, aula TH, vergaderzalen, enz. Het zou jammer zijn als we honderden tonnen steen hiervoor telkens tientallen graden zouden moeten opwarmen. Na gebruik van de ruimte zou al die warmte langzaam wegvloeien en verloren zijn. Andere ruimten worden vrijwel permanent gebruikt, woningen, kantoren, enz. Hier is een flinke accumulatie bepaald gewenst. Onregelmatigheden in het stoken wreken zich niet onmiddellijk in te lage of te hoge temperatuur. Zelfs 's morgens vroeg is het gebouw nog vrij warm. De geaccumuleerde warmte hebben we één keer moeten opbrengen doch vervult daarna een zeer nuttige functie.

Bezien we eerst de geaccumuleerde warmte in de stationaire toestand in een enkelvoudige constructie.

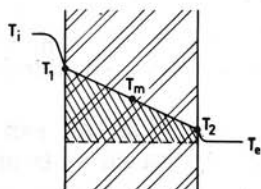


Fig. 107. In de stationaire toestand is warmte geaccumuleerd ten opzichte van T_e .

Als een volume V van materie met soortelijke massa ρ en soortelijke warmte c over ΔT graden moet worden opgewarmd is hiervoor nodig de hoeveelheid warmte $\rho c V \Delta T$, immers:

c = de hoeveelheid joules nodig om de kg materie 1°C op te warmen;

ρc = dus de hoeveelheid joules om de m^3 1°C op te warmen, immers ρ is het aantal kg/m^3 ; ρc wordt wel de soortelijke warmtecapaciteit van het materiaal genoemd;

$\rho c V$ = dus de hoeveelheid joules om V 1°C op te warmen.

Bij het berekenen van de hoeveelheid warmte, die we nodig hebben om 1 m^2 muur volgens fig. 107 te verwarmen van de temperatuur T_e tot aan het getekende temperatuursverloop in de stationaire toestand met T_i binnen en T_e buiten, dienen we te bedenken, dat de muur niet door en door dezelfde temperatuur heeft in de stationaire toestand, zodat de geaccumuleerde warmte moet worden verkregen door integreren over de muurdikte d :

$$W = \int_0^d \rho c (T_x - T_e) dx = \rho c \int_0^d (T_x - T_e) dx. \quad (115)$$

De tweede integraal is niets anders dan het gestippeld gearceerde oppervlak onder het rechtlijnig temperatuursverloop, waarvoor, gezien dit verloop, onmiddellijk kan worden geschreven $(T_m - T_e)d$, of

$$W = \rho c d (T_m - T_e),$$

of

$$W = m c (T_m - T_e) \quad (116)$$

als m de massa per m^2 , het aantal kg/m^2 , van de muur is, en T_m de temperatuur in het midden van de muur.

De soortelijke warmte c is een materiaalconstante die van materiaal tot materiaal weinig uiteenloopt. Ruw gesproken kan men stellen:

$c = 1000 \text{ J/kg } ^\circ\text{C}$ voor anorganische materialen zoals steen, glas, steenwol, glaswol, beton;

$c = 2000 \text{ J/kg } ^\circ\text{C}$ voor organische materialen zoals kurk, vilt, rubber, kapok, hout.

Bij gegeven $T_i - T_e$ varieert het temperatuursverschil $T_m - T_e$ nauwelijks met de keuze van de constructie, zoals een eenvoudige berekening aantoont.

Zo kan tenslotte gezegd worden, dat m , het aantal kg/m^2 van de muur, tezamen met de gemiddelde temperatuursverhoging in de stationaire toestand vrijwel bepalend is voor de geaccumuleerde warmte W .

Als we in een koude ruimte gaan stoken duurt het feitelijk oneindig lang voordat de stationaire toestand is bereikt. Om een idee te geven van hoelang het duurt totdat de temperatuur dragelijk is geworden kan men de opwarmtijd τ definiëren als de tijd die de stookinrichting nodig heeft om de hoeveelheid warmte te leveren die in de stationaire toestand in de constructie is geaccumuleerd.

Wederom 1 m^2 beschouwend geldt dus $i\tau = W$, dus

$$\tau = mc(T_m - T_e)/i = mc(\frac{1}{2}R_{\text{muur}} + R_e) \quad (117)$$

als $R_{\text{muur}} = d/\lambda$ van de muur.

Rekenvoorbeeld: heelsteenmuur, $R = 0,15 + \frac{0,2}{0,8} + 0,05 = 0,45$;

$\frac{1}{2}R_{\text{muur}} + R_e = 0,125 + 0,05 = 0,17$; $m = 400$; $c = 1000$; $T_i - T_e = 25^\circ$. Volgens vgl. (116)

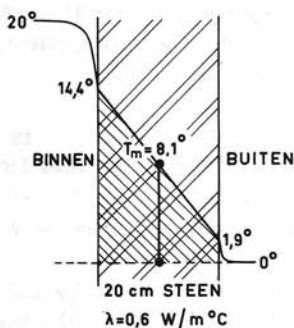
$$W = 400 \cdot 1000 \cdot \frac{0,17}{0,45} \cdot 25 = 3\,800\,000 \text{ J/m}^2 =$$

$$1 \text{ kWh/m}^2 = 900 \text{ kcal/m}^2 = 380\,000 \text{ kgf/m} = 3600 \text{ BTU.}$$

Volgens vgl. (117)

$$\tau = 400 \cdot 1000 \cdot 0,17 = 68\,000 \text{ s} = 19 \text{ uur.}$$

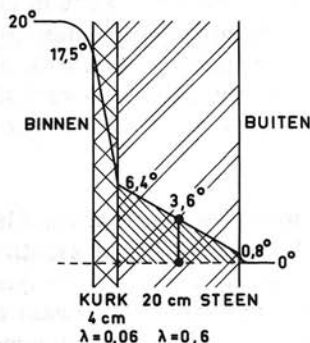
115. Warmte-accumulatie in meervoudige lagen, volgorde der lagen. De volgende drie rekenvoorbeelden, in fig. 108



$$R = 0,15 + \frac{0,2}{0,6} + 0,05$$

$$= 0,53 \text{ m}^2 \text{ } ^\circ\text{C/W}$$

$$T_m = 8,1^\circ\text{C}$$

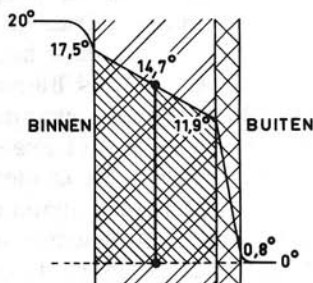


$$R = 0,15 + \frac{0,04}{0,06} + \frac{0,2}{0,6} + 0,05$$

$$= 1,20 \text{ m}^2 \text{ } ^\circ\text{C/W}$$

$$T_m = 3,6^\circ\text{C}$$

WEINIG GEACCUMULEERDE
WARMTE; SNEL OPWARMBAAR.



$$R = 1,20 \text{ m}^2 \text{ } ^\circ\text{C/W}$$

$$T_m = 14,7^\circ\text{C}$$

VEEL GEACCUMULEERDE
WARMTE; LANG OPWARMEN,
DOCH STABILISEREND BIJ
ONREGELMATIG STOKEN.

Fig. 108. Drie rekenvoorbeelden met betrekking tot de in een constructie geaccumuleerde warmte.

geïllustreerd, tonen aan, dat door een goed isolerende laag aan te brengen aan binnen- of buitenzijde van een steensmuur de hoeveelheid geaccumuleerde warmte in de steen kan worden verkleind of vergroot. Als maat voor deze warmte mag de temperatuur in het midden van de steen worden genomen. Men berekene zelf de hoeveelheid geaccumuleerde warmte in de kurklaag en overtuige zich ervan dat die verwaarloosbaar is. De volgorde der lagen is niet van invloed op de warmteweerstand van de constructie doch wel op het accumulatie-gedrag ervan. $\rho c V$ noemt men de warmtecapaciteit van een voorwerp met volume V , soortelijke warmte c en dichtheid ρ . De laatste twee gevallen hebben dezelfde warmtecapaciteit $\rho c V$, doch werken totaal verschillend met betrekking tot accumulatie en stabilisatie van de binnentemperatuur. Het woord warmtecapaciteit dient dus met begrip of niet gebruikt te worden.

116. Warmteweerstand en warmtecapaciteit. Er is een begrijpelijk streven naar lichte bouw, b.v. skeletbouw met lichte vul-elementen. Deze elementen behoeven haast niets te wegen om elke redelijke eis van warmteweerstand te vervullen. Men denke aan de dekens waaronder we plegen te slapen.

Een licht gebouw koelt 's nachts meer af dan een zwaar gebouw, tenzij het lichtere gebouw beter warmte-isolerend is uitgevoerd. Dit heeft er reeds lang geleden in Duitsland en sinds kort in Nederland toe geleid, dat de geëiste (minimale) warmteweerstanden groter zijn des te lichter de bouw. Daar het doorgaans niet moeilijk of duur is een licht gebouw goed te isoleren is deze eis alleszins redelijk.

Bezien we de zomersituatie dan ligt de zaak echter weer anders (zie punt 117).

117. Het broeikas-effect. Zonlicht heeft een spectrum als fig. 3, doch met een top bij $0,555 \mu\text{m}$, d.w.z. midden in het zichtbare golflengtegebied. We zien dagelijks dat glas dit zonlicht, en dus ook het meeste van de zonnestralingsenergie, vrijwel onverzwakt doorlaat. Zonnestralingsenergie valt dus door onze vensters nagenoeg onverzwakt binnen, soms tot diep achterin het vertrek. Daar het hierbij gaat om vermogensdichtheden van 500 W/m^2 , die door het glas in onze kamer vallen, is het niet verwonderlijk, dat het hierdoor binnen warm wordt, zoals we ook uit vrijwel dagelijkse ervaring weten.

Men zou zich kunnen afvragen of deze straling niet even gemakkelijk onze kamer verlaat als zij er is ingevallen. Dit is niet het geval. De zonnestraling valt op vloer, meubilair en wanden en wordt daar grotendeels geabsorbeerd. Deze objecten worden daardoor warmer, gaan uiteraard meer stralingswarmte afgeven, waarvan een deel op het glas valt, doch deze straling wordt door het glas niet doorgelaten. Integendeel, deze stralingsenergie wordt vrijwel volledig door het glas geabsorbeerd. Dit blijkt te berusten op het feit

dat deze straling weliswaar ook een spectrum heeft als fig. 3, doch met een top bij $10\text{ }\mu\text{m}$. Deze straling heeft dus een 20x langere golflengte dan die van de zonnestraling en voor deze langgolvlige straling is glas ondoorzichtig, ondoorlatend. Straling rond $10\text{ }\mu\text{m}$ noemt men infrarode straling. Zo kan men zeggen: glas laat licht vrijwel volledig door, infrarood vrijwel niet.

De onverzwakt binnengevallen stralingsenergie moet de kamer in twee stappen verlaten. Eerst moet de energie van het opgewarmde interieur via een warmteweerstand $R_{\text{spouw}} = 0,15\text{ m}^2\text{ }^\circ\text{C/W}$ op het glas worden gebracht. Het glas geleidt de warmte vlot naar het buitenoppervlak, waar zij via de overgangsweerstand R_e naar buiten verdwijnt.

Zonnestraling valt dus weerstandsloos binnen en moet via $R_{\text{spouw}} + R_e = 0,20\text{ m}^2\text{ }^\circ\text{C/W}$ naar buiten afgevoerd worden. De kamer fungeert dus als een fuik voor zonnestraling, gemakkelijk erin, moeilijk eruit. Naar de toepassing die de tuinders hiervan maken noemen we dit het broeikaseffect.

Eenvoudige berekeningen tonen aan, dat als de zonnestraling zou blijven voortduren totdat de stationaire toestand is bereikt, in de kamer temperatuursverhogingen zouden ontstaan van $50\text{ }^\circ\text{C}$ tot $100\text{ }^\circ\text{C}$, hetgeen dodelijk zou zijn voor plant, dier (en mens).

De tuinders kennen de mechanismen en middelen om dit drama te voorkomen: opwarmen van de grond, de kassen open zetten, het glas witkalken, rietmatten uitrollen.

Dezelfde mechanismen en middelen kennen we in de bouw. Het interieur heeft warmtecapaciteit; het opwarmen heeft tijd nodig; de zonnestraling is niet stationair, doch de zon is gelukkig al onder voordat de toestand catastrofaal zou zijn geworden. Met markiezen en jaloezieën buiten (vergelijk rietmatten) vangen we de zonnewarmte op voor zij binnen kan komen. Met zonnestraling-absorberend glas kan een gedeelte halverwege nog worden onderschept, doch witkalken ware beter, immers witkalk reflecteert. Tenslotte is ramen openen ook mogelijk; voor de plant moge dit flink helpen, de mens is er slechts zeer gedeeltelijk mee gebaat, immers het zal altijd binnen enkele graden warmer zijn dan het buiten is. Bovendien krijgt men met de buitenlucht het verkeerslawaaï binnen en dit maakt het voeren van een gesprek vaak onmogelijk.

Het zou te ver voeren alle facetten in hun onderling verband te bespreken. Wij volstaan met enige feiten en gedachten:

- a) De grootste warmtelast wordt niet – zoals men veelal hoort verkondigen – bij de oriëntatie Z gevonden, doch bij de oriëntaties ZW en ZO. Bij Z staat de zon in de zomer te hoog om de gevel erg te bestralen. In voor- en najaar (lagere zonnestand) is Z het warmst.
- b) Het hinderlijkst is de zon bij situatie ZW en WZW, daar hier de meeste straling wordt ontvangen in de late namiddag, als het reeds vrij onaangenaam warm is geworden door de warme buitenlucht.

- c) Markiezen en jaloezieën buiten zijn hét middel, doch worden tegenwoordig te duur en te onpraktisch geacht.
- d) Dikke vloeren en wanden geven een flinke warmtecapaciteit tegen te snel opwarmen; dikke tapijten op de vloer, houten betimmeringen tegen de wand en geluidabsorberende dus warmte-isolerende platen of tegels tegen het plafond schakelen de warmtecapaciteit als stabilisator grotendeels uit, waardoor de kamer toch snel zal opwarmen ook al is de bouw massaal.
- c) Het opwarm-effect bij bezonning is vrijwel evenredig met het glasoppervlak; men make dit dus niet te groot.
- f) Dubbele beglazing zonder markiezen of jaloezieën buiten verhoogt het broeikas-effect in vergelijking met dezelfde situatie met enkel glas, daar men de warmte meer weerstand in de weg legt om te verdwijnen.
- g) Dubbele beglazing met markiezen of jaloezieën buiten is prima.
- h) Voor de wintersituatie is bij lichte bouw hoge warmteweerstand, o. a. dubbele beglazing, gewenst om een stabiel binnenklimaat te krijgen; deze bouwkan 's zomers tot klachten leiden als de zonwering niet volmaakt is en het glasoppervlak groot.
- i) Tenslotte een interessant praktijkgeval: een modelonderzoek, uitgevoerd door de Technisch Fysische Dienst TNO-TH, betreffende gevreesd broeikas-effect in een te bouwen bibliotheek van de TH met dubbele beglazing op het westen onder een plat dak leidde o. a. tot de conclusie dat de warmteweerstand van het dak vooral niet groter moest worden gemaakt omdat het teveel aan warmte o. a. via het dak moest verdwijnen. Doorgaans kan men een dak echter nauwelijks genoeg isolerend maken om geen last van zomerse bezonning te hebben in de eronder liggende vertrekken.

De opmerkingen in dit punt 117 hebben betrekking op niet-stationaire toestanden, opwarming en afkoeling. De problemen blijken erg complex, doch tevens erg belangrijk te zijn. Het is duidelijk, dat er grote gevaren schuilen in lichte bouw en vooral in glasrijke bouw zonder afdoende zonwering bij ongunstige oriëntatie. Het aantal volslagen mislukkingen van de laatste decennia moet tot nadenken stemmen. Groot is het aantal scholen en kantoren met teveel glas op de zonzijde, zonder klimatisering, zonder goede zonwering, terwijl ligging aan hoofdverkeersaders het openen der ramen onmogelijk maakt vanwege het verkeerslawaaï.

118. De herkomst van vocht in bouwconstructies. Naar herkomst kan men vocht in bouwconstructies onderscheiden in:

- a) bouwvocht;
- b) bodemvocht, door capillaire zuigkracht opgezogen soms tot een meter hoogte of meer;
- c) regen, direkt tegen de gevel of na lekkage van dakleer, dakgoot of regenpijp in de constructie terecht gekomen;

d) woonvocht geproduceerd door ademende mensen, koken, wassen, schrobben, drogen van wasgoed.

Van de gevolgen van teveel vocht noemen we er enkele:

- 1) natte materialen geleiden de warmte doorgaans aanzienlijk beter dan droge, met als gevolg dat we voor onverwacht hoge stookkosten komen te staan; hoe onaangenaam dit ook is, het inconvenient zinkt in het niet in vergelijking met de volgende;
- 2) opgesloten vocht in daken kan leiden tot vernietiging van isolerende lagen, blazen in het dakleer, stukvriezen van een en ander;
- 3) een gevel dient bestand te zijn tegen regen; door poriën, voegen en spleten wordt dit vocht naar binnen gezogen, soms door winddruk ($\frac{1}{2}pv^2$) geholpen; ernstig wordt het als dit vocht door een foute constructie, b.v. door vochtbruggen, te gemakkelijk kan doordringen tot binnenskamers of tot het raamhout, dorpels en stijlen; natte plekken, schimmel, houtrot;
- 4) het verraderlijkst is het woonvocht, dat continu en overvloedig wordt geproduceerd, hetgeen velen onbekend is; dit vocht moet, veelal in dampvorm, zijn weg naar buiten vinden via de constructie en door ventilatie; legt men het vocht hierbij te veel hindernissen in de weg, dan leidt dit tot oppervlaktecondensatie tegen glas en koude buitenmuren (zichtbaar), inwendige condensatie in steen of hout (onzichtbaar), met als noodlottige en kostbare gevolgen natte daken (soms ten onrechte aan lekkend dakleer geweten), blazen en stukvriezen, houtrot, afvriezen van geglazuurde steen, vroegtijdig te gronde gaan van verfwerk, schimmelvorming, aantasting van behang, schade aan de gezondheid.

Zoals bekend voorkomt men schade door bouwvocht door dit niet in te sluiten; zo mogelijk wachte men met de afbouw tot het meeste verdwenen is; daarna is een enigszins geventileerde constructie nog vrijwel noodzakelijk. Optrekkend bodemvocht voorkomt men door passende bouwkundige maatregelen, die hier onbesproken kunnen blijven. Ook de strijd tegen regen gaan we hier voorbij; de maatregelen hiertegen zijn veelal bekend en gemeengoed; de meeste aandacht verdient wellicht het voorkomen van onverwachte vochtbruggen en het voorkomen van de mogelijkheid dat houtwerk zich volzuigt met regenwater, o. a. door onbeschermd contact met metselwerk e. d.

Blijft als bouwfysisch probleem dat we hier kort willen bespreken de vochthuishouding van woonvocht.

119. Waterdamp, dauwpunt. Tabel 102 geeft op verschillende wijzen de maximum hoeveelheid waterdamp, die lucht kan bevatten bij de verschillende temperaturen, te weten de maximum dampspanning p_s in N/m^2 en in mmHg en de maximum hoeveelheid water in g/m^3 . Men merke op, dat bij $100^\circ C$ 1 atmosfeer is bereikt ($10^5 N/m^2 = 760 \text{ mm Hg}$). Bij kamertemperatuur is p_s enkele honderdsten van een atmosfeer, doch toch is er dan reeds circa $20 g/m^3$. Lucht in ge-

Tabel 102. De maximum dampspanning p_s in N/m^2 en mmHg, en de maximum hoeveelheid water in g/m^3 , beide als functie van de temperatuur in $^{\circ}C$.

t	p_s	p_s	ρ	t	p_s	p_s	ρ
$^{\circ}C$	N/m^2	mmHg	g/m^3	$^{\circ}C$	N/m^2	mmHg	g/m^3
-20	103	0,77	0,88	20	2340	17,5	17,3
-18	124	0,93	1,05	22	2640	19,8	19,4
-16	151	1,13	1,27	24	2990	22,4	21,8
-14	181	1,36	1,51	26	3360	25,2	24,4
-12	218	1,63	1,80	28	3780	28,2	27,2
-10	260	1,95	2,14	30	4250	31,8	30,3
- 8	310	2,32	2,54	35	5630	42,2	39,6
- 6	368	2,76	2,99	40	7380	55,3	51,0
- 4	438	3,28	3,51	45	9600	71,9	65,3
- 2	518	3,88	4,13	50	12300	92,5	82,3
0	610	4,58	4,84	55	15700	118	104
2	706	5,29	5,6	60	19900	149	129
4	815	6,10	6,4	65	25000	188	160
6	936	7,01	7,3	70	31200	234	197
8	1070	8,04	8,3	75	38600	289	240
10	1230	9,21	9,4	80	47400	355	291
12	1410	10,5	10,7	85	57900	434	350
14	1600	11,2	12,1	90	70200	526	419
16	1820	13,6	13,6	95	84500	634	498
18	2060	15,5	15,4	100	101400	760	589

bouwen is vrijwel nooit verzadigd. Als maat voor de vochtigheid van lucht neemt men vaak de relatieve vochtigheid $\varphi = p/p_s$, doorgaans in procenten, d. w. z. de aanwezige hoeveelheid als fractie van wat bij de gegeven temperatuur maximaal door de lucht kan worden opgenomen.

Binnen een en dezelfde ruimte heerst overal vrijwel dezelfde dampdruk; er is doorgaans voldoende luchtbeweging om verschillen in samenstelling van de lucht te vereffenen. Heerst in twee aan elkaar grenzende ruimten dampdrukverschil dan zal er een dampstroom vloeien door de poriën en spleten in de scheidingsconstructie uit de ruimte met hoge dampdruk naar die met lage dampdruk, en omdat de totale druk ter weerszijden dezelfde moet blijven zullen er luchtmoleculen tegen de dampstroom in moeten stromen. Men moet dit proces zien als een onderling uitwisselingsproces met als „doel” vereffening van verschillen in samenstelling. Men noemt dit proces diffusie. Het is logisch om te onderstellen dat de dampstroom van de ene ruimte naar de andere evenredig is met het dampdrukverschil tussen beide ruimten.

Heeft men een droge woonkamer van $T_1 = 22\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\varphi_1 = 50\%$, d.w.z. (zie tabel 102) $p_1 = 1320\text{ N/m}^2$, grenzend aan natte buitenlucht met $T_2 = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\varphi_2 = 100\%$, d.w.z. (zie tabel 102) $p_2 = 610\text{ N/m}^2$, dan is er vochttransport van binnen naar buiten, d.w.z. van de relatief droge ruimte (absoluut natte!) naar de relatief natte ruimte (absoluut droge!).

Buiten is de lucht door de sterke vochtafgifte van het plantenrijk en de bodem steeds vrijwel verzadigd ($\varphi_e = 100\%$), nochtans in de negen koude en koele maanden van het jaar droger dan binnenshuis.

De conclusie is dus – het zij herhaald – dat er „steeds” woonvocht diffundeert van binnen naar buiten. Behalve door diffusie raakt de woning natuurlijk vocht kwijt door gewilde en ongewilde ventilatie (deuren en ramen openen of doelbewust open zetten, ventilatie door winddruk en schoorsteentrek).

Lucht van $22\text{ }^{\circ}\text{C}$ en 50% relatieve vochtigheid heeft een dampdruk van $0,5 \times 2640 = 1320\text{ N/m}^2$. Dit is (zie tabel 102) de maximum dampdruk van lucht van $11\text{ }^{\circ}\text{C}$. Koelen we de lucht van $22\text{ }^{\circ}\text{C}$, 50% af tot $11\text{ }^{\circ}\text{C}$, dan zal de lucht juist verzadigd zijn. Verder koelen leidt tot nevel, neerslag of condensatie tegen de wanden. Men noemt $11\text{ }^{\circ}\text{C}$ het dauwpunt van de lucht van $22\text{ }^{\circ}\text{C}$, 50% . Het dauwpunt van lucht van $22\text{ }^{\circ}\text{C}$, 25% blijkt $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ te zijn. Definitie: het dauwpunt T_d van lucht is de temperatuur tot welke de lucht moet worden gekoeld om de verzadigingsdruk juist te bereiken.

Toepassing 1: Gevraagd de buitentemperatuur T_e waarbij tegen enkel glas juist condensatie optreedt als $T_i = 22\text{ }^{\circ}\text{C}$ en $\varphi_i = 50\%$.

Onder verwaarlozing van d/λ van glas wordt de glastemperatuur T_g bepaald door de vergelijking:

$$\frac{T_i - T_g}{T_i - T_e} = \frac{R_i}{R_i + R_e} \quad (118)$$

Om juist condensatie tegen het glas te krijgen moet $T_g = T_d = 11\text{ }^{\circ}\text{C}$ zijn. Met $R_i = 0,15$ en $R_e = 0,05$ vinden we

$$\frac{22 - 11}{22 - T_e} = \frac{0,15}{0,20}, \text{ waaruit } T_e = 7,3\text{ }^{\circ}\text{C}.$$

Toepassing 2: Gevraagd wordt de warmteweerstand die een buitenmuur moet hebben om te voorkomen, dat bij $T_i = 22\text{ }^{\circ}\text{C}$, 50% en $T_e = -10\text{ }^{\circ}\text{C}$ condensatie optreedt tegen de binnenkant van de buitenmuur. Noemen we de gezochte weerstand lucht-op-lucht R . De temperatuur T_{opp} van het oppervlak aan de binnenzijde volgt uit

$$\frac{T_i - T_{opp}}{T_i - T_e} = \frac{R_i}{R},$$

T_{opp} moet gelijk $T_d = 11^{\circ}$ zijn, dus

$$\frac{22 - 11}{22 + 10} = \frac{0,15}{R} \text{ waaruit } R = 0,15 \frac{32}{11} = 0,436 \text{ m}^2 \text{ }^{\circ}\text{C/W}.$$

Voor $R > 0,436$ wordt $T_{opp} > T_d$, d.w.z. er zal geen condensatie optreden als $R > 0,436 \text{ m}^2 \text{ }^{\circ}\text{C/W}$, hetgeen gemakkelijk te verwezenlijken is.

Deze toepassingen zijn eenvoudig. Moeilijker wordt het, wanneer we van de constructie niet alleen eisen dat er bij gegeven binnenklimaat geen condensatie optreedt tegen het binnenoppervlak, maar ook dat er nergens in het inwendige van de constructie condensatie optreedt. Daartoe zullen we overal binnen de constructie de temperatuur en de dampdruk moeten berekenen en dienen na te gaan of er plaatsen zijn waar de berekende dampdruk groter is dan de verzadigingsdruk p_s behorende bij de temperatuur ter plaatse. Is dit niet het geval dan zal de constructie droog blijven en is dit wel het geval dan zal er inwendige condensatie optreden. In het laatste geval dienen we ons af te vragen of dit erg is, door constructiewijziging voorkomen kan worden enz.

120. Het berekenen van het temperatuursverloop en het dampspanningsverloop in het inwendige van een constructie. Het berekenen van het dampspanningsverloop door een gelaagde constructie gaat analoog aan de berekening van het temperatuursverloop door een gelaagde constructie. De formules en de gedachten, nodig voor de berekening van het temperatuursverloop, zijn gegeven in punt 108 e.v. en worden hier in enkele regels samengevat:

$$iR = \Delta T \text{ algemeen;}$$

$$iR_1 = \Delta_1 T \text{ voor een onderdeel van een constructie, welk deel een weerstand } R_1 \text{ heeft waarop een temperatuurverschil } \Delta_1 T \text{ staat;}$$

$$iR_2 = \Delta_2 T \text{ idem voor een ander deel, b.v. de gehele constructie met } R_2 = \text{ weerstand lucht-op-lucht en } \Delta_2 T = T_i - T_e;$$

$$\frac{\Delta_1 T}{\Delta_2 T} = \frac{R_1}{R_2} \text{ „spanningsdeling”}.$$

Zijn alle weerstanden bekend alsmede $\Delta_2 T = T_i - T_e$, dan zijn alle temperatuursverschillen $\Delta_1 T$ op alle onderdelen uitrekenbaar, het temperatuursverloop dus bekend.

Alle weerstanden zijn bekend, b.v. $R = d/\lambda$ voor een geleidende laag, $R_{spouw} = 0,15$, $R_i = 0,15$, $R_e = 0,05$.

Precies hetzelfde rekenschema past men toe voor de berekening van het dampspanningsverloop in een constructie.

$$iR = \Delta p \text{ algemeen, waarin}$$

$$i = \text{dampstroomdichtheid in kg/m}^2\text{s},$$

$$\Delta p = \text{dampdrukverschil in N/m}^2,$$

$$R = \text{dampweerstand in } \frac{\text{N/m}^2}{\text{kg/m}^2\text{s}} = \text{m/s};$$

$$iR_1 = \Delta_1 p \text{ voor een onderdeel;}$$

$$iR_2 = \Delta_2 p \text{ voor een ander deel, b.v. de gehele constructie,}$$

$$\text{met } R_2 = \text{dampweerstand lucht-op-lucht en } \Delta_2 p = p_i - p_e;$$

$$\frac{\Delta_1 p}{\Delta_2 p} = \frac{R_1}{R_2} \text{ „spanningsdeling”}.$$

Zijn alle weerstanden bekend alsmede $\Delta_2 p = p_i - p_e$, dan kan uiteraard het dampspanningsverloop door de constructie worden berekend en getekend.

Waar we bij de warmtegeleiding $i = \lambda \, dT/dx$ onderstelden en daaruit afleidden, dat in de stationaire toestand $iR = \Delta T$ zou gelden met $R = d/\lambda$ voor een geleidende laag, zo ligt het voor de hand te onderstellen, dat de diffusie van waterdamp door een poreus medium gehoorzaamt aan

$$i = \lambda \frac{dp}{dx}, \quad (119)$$

waarin uiteraard i nu de dampstroomdichtheid is en λ de soortelijke dampdiffusiecoëfficiënt. Desgewenst kan men de SI-eenheid van λ afleiden:

$$[\lambda] = \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}} \frac{\text{m}^3}{\text{N}} \right] = [\text{s}].$$

Blijkbaar wordt de dampdiffusiecoëfficiënt λ in seconden gemeten. Dit is formeel juist, doch zegt ons niets; het leert ons niets over de betekenis van de grootheid λ .

In de stationaire toestand moet nu natuurlijk gelden $iR = \Delta p$, met $R = d/\lambda$. De dampweerstand is dus, zoals we verwachten, evenredig met de dikte en omgekeerd evenredig met de diffusiecoëfficiënt.

Om de analogie tussen de warmteoverdrachtsberekeningen en de waterdampdiffusieberekeningen sterker te doen spreken hebben we de letters i , R en λ voor analoge grootheden gebruikt. In berekeningen waarin beide mechanismen een rol spelen moet men de begrippen en symbolen goed scheiden, b.v. door indices w (van warmte) en d van damp, dus $i_w R_w \lambda_w$, $i_d R_d \lambda_d$.

121. Gegevens dampdiffusie. Bij de dampdiffusieberekeningen mag men aannemen, dat er geen overgangsdampweerstand R_i en R_e zijn, met andere woorden: men mag die gelijk nul stellen. Zodoende blijven er de dampweerstand d/λ van poreuze lagen en de dampweerstand van bijzondere dunne lagen met naar verhouding hoge dampweerstand zoals glasplaat, metaalplaat, aluminiumfolie, dakleer, verfhuid e.d. In tabel 103 wordt voor enige materialen λ_w en λ_d gegeven in SI-eenheden. Herhaald zij, dat de SI-eenheid van λ_d uit $i = \lambda_d dp/dx$ volgt als $(\text{kg}/\text{m}^2\text{s})/(\text{N}/\text{m}^3)$. In de literatuur gebruikt men doorgaans voor de eenheid van λ_d de $\text{g}/\text{m h mmHg}$ of $(\text{g}/\text{m}^2\text{h})/(\text{mmHg}/\text{m})$. De omrekeningsfactor is

$$1 \frac{\text{g}/\text{m}^2\text{h}}{\text{mmHg}/\text{m}} = 2,1 \cdot 10^{-9} \frac{\text{kg}/\text{m}^2\text{s}}{\text{N}/\text{m}^3}.$$

Blijkens de laatste regel van tabel 103 heeft stilstaande lucht de grootste diffusiecoëfficiënt. De zeer poreuze vezelmateriaal benaderen dit, hetgeen logisch is, daar ze voor 90% uit lucht bestaan, die zich bevindt in poriën die onderling in open verbinding met elkaar zijn. Des te dichter de materialen, des te kleiner λ_d , des te moeilijker gaat de diffusie. Beton spant de kroon onder de gegeven materialen. Men merke op, dat λ_w juist de omgekeerde tendens heeft;

Tabel 103. Enige materialen met hun waarden voor λ_w en λ_d .

materiaal	λ_w in $\text{W}/\text{m } ^\circ\text{C}$	$\lambda_d \cdot 10^{12}$ in SI-een.
steen $1200 \text{ kg}/\text{m}^3$	0,35 - 0,5	20 - 60
" 1600 "	0,65 - 0,7	20 - 40
" 1800 "	0,8	14 - 40
beton 1 : 4	1 - 2	2 - 6
" 1 : 9	1 - 2	10 - 20
kalkmortel	0,8	10 - 20
cementmortel	1,0	10 - 13
hout	0,1 - 0,2	2 - 20
vezelplaten		
en gasbeton	0,06	20 - 160
stilstaande lucht	0,023	180

des te dichter het materiaal des te groter λ_w . Deze tegenstelling is begrijpelijk; de vaste stof bevordert de warmtegeleiding en verhindert de dampdiffusie. Dit is één van de redenen, waardoor bij ondoordachte constructies bouwfouten worden gemaakt.

In tabel 104 zijn enkele voorbeelden gegeven van dampweerstand van in de praktijk gebruikelijke lagen. Men ziet dat 10 cm beton 1 : 4 nog maar net kan concurreren met 1 laag dakleer van en-

Tabel 104. Enige dampweerstand R_d van praktische lagen.

9 cm luchtlaag bovenkant warm	$R_d = 0,09/180 \cdot 10^{-12} = 0,5 \cdot 10^9 \text{ SI}$
5 cm vezelplaat	$R_d = 0,05/100 \cdot 10^{-12} = 0,5 \cdot 10^9 \text{ SI}$
20 cm steen 1600 kg m ³	$R_d = 0,2/30 \cdot 10^{-12} = 7 \cdot 10^9 \text{ SI}$
10 cm beton 1 : 4	$R_d = 0,1/4 \cdot 10^{-12} = 25 \cdot 10^9 \text{ SI}$
laag dakleer	$R_d = 15 \cdot 10^9 \text{ SI}$
„dampdichte” laag	$R_d = 150 \cdot 10^9 \text{ SI}$

kele millimeters dikte en dat een enkele „dampdichte” laag het gemakkelijk van 10 cm beton in weerstand wint.

Stilstaande lucht staat in tabel 103 te boek met $\lambda_d = 180 \cdot 10^{-12}$ SI-eenheden. Nu staat lucht slechts stil onder zeer bijzondere omstandigheden, te weten in een horizontale laag die boven warmer is dan beneden. Er is dan geen convectie. Is er wel convectie dan zal dit het vochttransport vergemakkelijken, λ_d dus schijnbaar nog doen toenemen. Zelfs een stilstaande luchtlaag van 9 cm heeft echter reeds een dampweerstand, die zeer klein is, laat staan een luchtlaag waarin convectie mogelijk is.

122. Dampdichting moet aan warme zijde. Zoals in punt 119 is uiteengezet moet, om te verifiëren of een gegeven constructie onder gegeven omstandigheden vrij van condensatie blijft, het temperatuursverloop en het dampspanningsverloop in de constructie worden bepaald. Is de dampspanning overal kleiner dan de maximum dampspanning behorende bij de plaatselijke temperatuur dan is er geen reden om condensatie te verwachten. Om dit na te gaan berekent men uit het temperatuursverloop het bijbehorende verloop van de maximum dampspanning en vergelijkt dit verloop met dat van de berekende werkelijke dampspanning. Hoe dit in zijn werk gaat kan het beste worden toegelicht aan de hand van de figuren 109 en 110.

In fig. 109 zijn drie situaties getekend voor een heelsteensmuur, te weten

- normaal;
- aan de buitenzijde bekleed met een laag bitumineus materiaal waarvan de dampweerstand is als die van twee lagen dakleer, n.l. $30 \cdot 10^9$ SI-eenheden;
- als onder b, doch met de bitumineuze laag aan de binnenzijde. Aangenomen is (in SI-eenheden):

$$T_i = 20^\circ\text{C} \quad T_e = -10^\circ\text{C} \quad R_d \text{ steen} = 7 \cdot 10^9 \quad \lambda_w \text{ steen} = 0,6$$

$$\varphi_i = 50\% \quad \varphi_e = 100\% \quad R_d \text{ bit. laag} = 30 \cdot 10^9 \quad d_{\text{steen}} = 0,20$$

Met behulp van T_i T_e R_i R_e d_{steen} en λ_w steen wordt het temperatuursverloop getekend, hetgeen hetzelfde is voor alle drie geval-

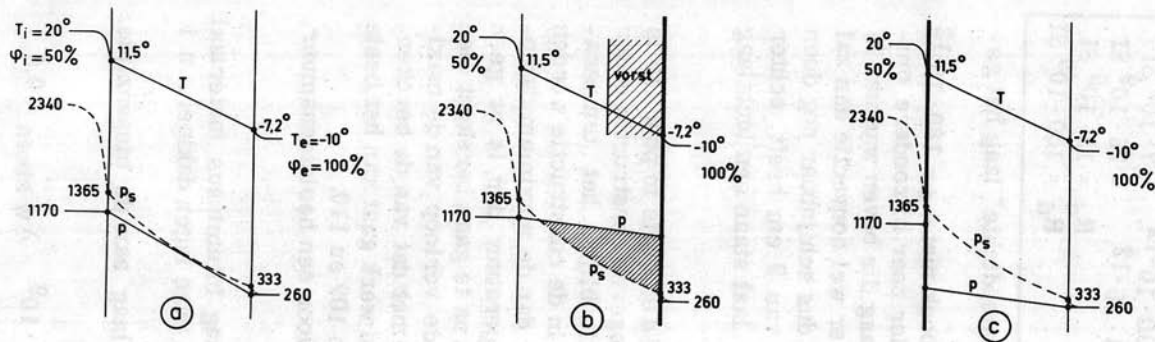


Fig. 109. De vochttoestand in een heelsteensmuur bij gegeven binnen- en buitenklimaat
a) normaal; b) met dampdichte laag op de buitenzijde; c) idem op de binnenzijde.

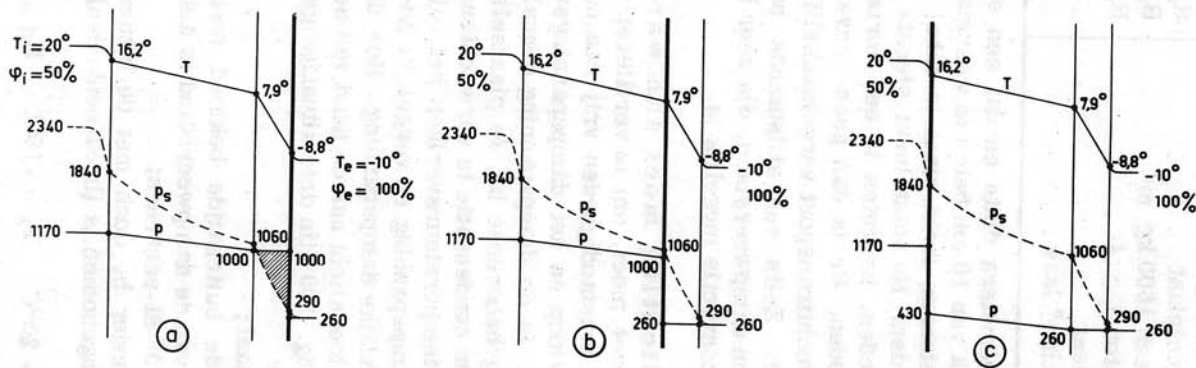


Fig. 110. Als fig. 109, doch met een 5 cm-dikke warmte-isolerende vezelige laag aan de buitenzijde. a) dampdichting buitenzijde; b) dampdichting in het „midden”; c) dampdichting binnenzijde.

len a, b en c. Hieruit volgt met behulp van tabel 102 het verloop van de maximum dampspanning p_s , dat ook voor a, b en c hetzelfde is. Omdat p_s niet lineair afhangt van T is het p_s -verloop in de steen niet-lineair ondanks het feit dat T wel lineair verloopt in de steen.

Het dampspanningsverloop p begint binnen met 50% van 2340 N/m² en loopt tot 260 N/m², d.i. 100% van p_s buiten bij -10°C. In fig. 109a is het verloop een rechte lijn in de steen tussen deze waarden. In de figuren 109 b en c heeft men de dampweerstand nodig voor de spanningsdeling.

Geval a leidt net niet tot condensatie; het midden van de steen dreigt nat te worden. Hadden we de vochtigheid $\varphi_1 = 40\%$ of lager genomen, dan was de situatie volkomen gezond geweest. Een relatieve vochtigheid binnen groter dan 60% moet echter stellig tot condensatie leiden. Het is daarom niet te verwonderen, dat de meeste klachten over condensatie komen van gebouwen met volledige klimatisering, waar ook 's winters door het doelbewust bevochtigen van de lucht een hoge relatieve vochtigheid wordt onderhouden. Fig. 109a moet dan ook als waarschuwing worden gezien. Wenst men een goede klimaatinstallatie, dan moet het gebouw hierop berekend zijn. In gebouwen en woningen zonder klimaatinstallatie zakt 's winters de luchtvochtigheid binnen aanzienlijk. In een TH-gebouw zonder klimatisering werd 's winters $\varphi_1 = 10 \text{ à } 15\%$ gemeten.

Geval b zou zijn ontstaan kunnen danken aan een bewoner die regendoorslag vreest en daarom een waterdichte huid tegen de buitenzijde wenst. Men ziet, dat het middel erger is dan de kwaal. In vrijwel de gehele steenslaag moet condensatie worden verwacht. Men sluit het woonvocht op en de buitenmuur wordt onhoudbaar nat.

Deze conclusie is ontwijfelbaar juist hoewel de bewijsvoering zwak is. De getekende toestand met $p > p_s$ is onbestaanbaar, immers p kan niet groter worden dan p_s . Het p-verloop zal dus anders zijn dan getekend. Als de muur gedeeltelijk nat wordt – en dat is wel erg waarschijnlijk – is hij niet meer homogeen, dus is het berekende T-verloop fout, en dus ook het hieruit berekende p_s -verloop. Conclusie: de gehele figuur 109b is fout, doch dat de vochtuishouding totaal misloopt is zeker. Gezien de uitgestrektheid van de natte zone ende vorstzone is het afvriezen van de bitumineuze laag vrij zeker.

Fig. 109c is de veiligste van alle. De dampdichte laag ligt aan de warme zijde, waar de dampdruk nog hoog is. Buiten deze laag is de dampdruk miniem, vochtklachten dus uitgesloten.

De voornaamste gevolgtrekking uit fig. 109 a, b en c is wel: om een constructie droog te houden legge men een laag met hoge dampweerstand aan de warme zijde.

In ruimten waar soms hoge vochtproductie gedurende korte tijd kan optreden, zoals in keukens, is het niet raadzaam alle binnenoppervlakken dampdicht te maken, geglazuurde steen, plastic vloerbedekking, geverfd plafond. Het vocht condenseert dan tegen de koud-

ste vlakken en stroomt b. v. langs muren en ramen. In zulke gevallen dient men aan de binnenzijde een vochtbuffer aan te brengen zoals een pleisterlaag van kalkspecie of gipsplaten, die veel vocht kunnen opnemen zonder zichtbare bezwaren. Nadat de vochttop gepasseerd is verdampt dit tijdelijk opgeslagen vocht weer. Een eenvoudige beschouwing leert, dat het dan slechts om enkele liters water gaat zodat, daar vochtbuffers ongestraft 5 volumepercent water kunnen opnemen, met een zeer dunne vochtbuffer kan worden volstaan. Het gaat meer om een groot oppervlak dan om een grote dikte.

Fig. 110a, b en c toont een wat ingewikkelder geval, een heesteenmuur, waarop aan de buitenzijde een laag van 5 cm goed warmte-isolerend vezelig materiaal ($\lambda = 0,075 \text{ W/m } ^\circ\text{C}$) is aangebracht. Een dampdichte laag (weerstand $R_d = 30 \cdot 10^9 \text{ SI-eenheden}$) is a) aan de buitenzijde, b) tussen steen en isolerende laag, en c) aan de binnenzijde aangebracht. Daar de warmte-isolerende laag vezelig is, is de dampweerstand ervan vrijwel nihil ($0,3 \cdot 10^9$). Inspectie der figuren leidt tot de conclusie dat alleen geval a mis moet lopen. De gehele warmte-isolerende laag dreigt nat te worden, vervult derhalve zijn functie niet meer, gaat wellicht te gronde enz. De fout is, dat in geval a gezondigd is tegen de regel dat de dampdichting aan de warme zijde moet zitten. De veiligste constructie is natuurlijk fig. 110c, waarin de dampdichting op de warmste plaats is aangebracht.

Bezie men de constructie van fig. 110 zonder het boek een kwart slag te draaien dan lijkt het een dakconstructie. In fig. 110 a ligt het dakleer dan normaal op het dak, doch om vochttechnische redenen keuren we de constructie af. Er is grote kans op vochtkringen in het plafond, zakwater in de muren, schimmelvorming in de hoeken enz. In dit soort gevallen is men gauw geneigd het dakleer van lekkage te beschuldigen hoewel het tegendeel het geval is: het dakleer is te dampdicht. Nochtans is nu geval b of c onaanvaardbaar daar het dak regendicht moet zijn. Eén van de mogelijke oplossingen is, dat men de isolerende laag in geval a ietwat ventileert met buitenlucht, d.w.z. met droge lucht. Beter is het echter, de hoeveelheid woonvocht die in de constructie dringen kan te beperken door behalve de dampdichte laag dakleer op het dak een tweede dampdichte laag aan te brengen tegen het plafond (warme zijde van de constructie!) of eventueel tussen de stenen draagconstructie en de isolerende laag. Men moet dan echter zeker zijn dat deze tweede laag dampdichter is dan het dakleer, of de isolerende laag worde ook nu enigszins geventileerd met buitenlucht.

De algemene regel, dat de dampdichting moet zitten aan de warme zijde van de constructie is ook van toepassing bij dubbele beglazing. Kan de warme binnenlucht gemakkelijker de luchtruimte tussen de glasvlakken bereiken dan dat de spouwluicht naar buiten kan dan is condensatie tegen de binnenzijde van het buitenglasvlak voor de hand liggend, een irritante situatie, daar men het condensvocht niet kan

bereiken en verwijderen. De kierdichting van het buitenraam moet dus slechter zijn dan die van het binnenraam. Eventueel bore men enkele kleine gaatjes boven en beneden, waardoor de spouwlucht communiceert met de buitenlucht. De gebruikelijke vraag hoe groot deze gaatjes moeten zijn, is onbeantwoordbaar zonder dat gegeven wordt hoe goed of slecht de kierdichting van het binnenraam is.

Een laatste voorbeeld van de algemene regel dat de dampdichting op de warme zijde moet zitten houdt verband met verfwerk. Houten ramen verft men doorgaans van binnen en van buiten. Wegens de regenaanval buiten, en omdat buitenverfwerk door de eigenaar, binnenverfwerk door de huurder wordt betaald, is de dampweerstand van het buitenverfwerk doorgaans hoger dan die aan de binnenzijde. Woonvocht dringt in het hout, wil naar buiten, condenseert binnen tegen het buitenverfwerk, veroorzaakt houtrot aldaar, doet het buitenverfwerk bladderen bij zonneschijn en erafvriezen bij vorst. De ontelbare voorbeelden die men hiervan dagelijks ziet zijn een stille aanklacht tegen vochttechnisch wanbeheer.

De geschetste gang van zaken wordt nog versterkt door condensatie tegen de glasvlakken. Het afdruipeend vocht vindt doorgaans maar al te gemakkelijk de weg naar het hout van de benedendorpel.

De remedie tegen dit euvel is, dat men het binnenverfwerk in de allerbeste staat houdt en dampdicht uitvoert. Het buitenverfwerk dient ademend, damp-ondicht te zijn, doch water-afstotend. Op dit gebied valt bijzonder veel te saneren. De moderne borstsweringen van gevernist hout vallen ook en masse ten offer aan vocht door foutieve uitvoering. Fraai bij de oplevering, troosteloos en onherstelbaar na luttele jaren door gebrek aan inzicht van de constructeur en/of wanbeheer door de eigenaar.

123. Vochttransport, mechanismen, materialenkennis. Bij de beschouwingen over het vochttransport door constructies is ervan uitgegaan, dat het vochttransport door poreuze constructies in dampvorm plaatsheeft en onderworpen is aan de vergelijking $i = \lambda_d dp/dx$. Dit is één van de mogelijke mechanismen, wellicht het belangrijkste, doch stellig niet het enige. Zo is het bekend dat condensatie in nauwe poriën en spleten gauwer optreedt dan tegen een plat vlak, anders gezegd de maximum dampspanning in poriën is lager dan bij een plat vlak. Brengt men twee glazen knikkers met elkaar in contact in lucht met $\phi = 50\%$, dan moet men aannemen, dat nabij het contactvlak der knikkers condensatie optreedt, immers vlak bij de contactplaats is de spleet tussen beide knikkers onmeetbaar nauw, de maximum dampspanning derhalve laag. In baksteen, beton e.d. is derhalve capillair gebonden water aanwezig als de omgevingslucht niet verzadigd is. Des te hoger de relatieve vochtigheid van de omgevingslucht, des te groter de diameter van de poriën in de gesteenten die met water gevuld raken. Het is dus niet zo, dat gesteenten droog zijn als

$p < p_s$; gesteenten bevatten altijd water in de poriën. Het watergehalte stijgt met p . Als $p = p_s$ zullen in de stationaire toestand alle poriën gevuld moeten zijn; de steen is verzadigd met water.

We weten, dat bodemvocht in de poriën opstijgt, soms tot meters hoog. Men noemt dit capillaire trek. Des te nauwer de poriën des te hoger zuigen ze het water op totdat de zwaartekracht verder stijgen verbiedt; er is dan evenwicht tussen de capillaire trek omhoog en het gewicht omlaag.

Wanneer nu in een koud gedeelte van een constructie condensatie optreedt, d.w.z. een gebied ontstaat waar veel poriën gevuld zijn met water, kan dit water door capillaire trek worden weggezogen naar de warme zijde van de constructie en daar wederom verdampen. Dit zou betekenen, dat we voor de condensatie niet zo erg bevreesd behoeven te zijn omdat het capillaire transportmechanisme een tegenstroom organiseert die het euvel binnen de perken houdt. Dit mechanisme bestaat stellig, mag echter geen reden zijn om het condensatiegevaar te bagatelliseren; daarvoor is het aantal noodlottige voorbeelden van vernielingen door vocht te groot.

Organische materialen zoals hout kunnen bovendien zwellen in water; het bestaan van deze mogelijkheid is een andere complicatie in onze beschouwingen die er mede verantwoordelijk voor is dat onze theorieën soms mank gaan.

Bij de voorgaande beschouwingen is vaak gesproken over poreuze materialen, zoals gesteenten en warmte-isolerende materialen. Men kan de poreuze materialen formeel splitsen in twee categorieën:

- a) de poreuze materialen met sponsstructuur: de poriën staan met elkaar in open verbinding;
- b) de poreuze materialen met schuimstructuur: de poriën zijn onderling van elkaar afgesloten holten, doorgaans bolvormige holten.

Zo kan men zich twee materialen denken van hetzelfde soortelijke gewicht, dezelfde porositeit, poriën van dezelfde grootte of diameter, dezelfde warmtegeleidingscoëfficiënt, doch een dampdiffusiecoëfficiënt die van het ene materiaal 100x groter is (spons) dan die van het andere materiaal (schuim).

124. Wanneer moet men een constructie afkeuren? Het spreekt vanzelf dat men het liefst een constructie zal toepassen, die onder alle omstandigheden met zekerheid droog blijft. Architecten constructeur worden echter met zoveel wensen geconfronteerd, dat dit niet altijd gegarandeerd kan worden. Enig vocht onder ongunstige omstandigheden kan echter stellig aanvaard worden. Sommige constructies kunnen dit beter verdragen dan andere. De laatste jaren is men stelselmatig aan het speuren naar rekenmethoden om te voorspellen hoeveel vocht in de wintermaanden wordt geaccumuleerd in de constructies. Blijft deze hoeveelheid binnen de perken, dan kan men hopen dat het geaccumuleerde vocht 's zomers weer wordt verdreven zonder dat intussen blijvende schade is aangebracht.

125. De belangrijkste formules en feiten van „Warmte en Vocht” en hun samenhang.

Schoorsteentrek: $\Delta P = \rho g h \Delta T / T$ T in $^{\circ}\text{K}$!

Geleiding: $i = \lambda_w \frac{dT}{dx}$

$iR = \Delta T$ met $R = \frac{d}{\lambda_w}$ als stationair.

Spouw: $iR_{sp} = \Delta T$ met $R_{sp} = \frac{1}{\alpha_{tot}} = \frac{1}{\alpha_{str.} + \alpha_{conv.} + \alpha_{gel.}}$

$R_{sp} \approx 0,15 \text{ m}^2 \text{ }^{\circ}\text{C}/\text{W}$

$\alpha_{str.} \approx 5 \text{ W}/\text{m}^2 \text{ }^{\circ}\text{C}$

Overgangen: $R_i = 0,15$ $R_e = 0,05$

Weerstand lucht-op-lucht: $R = R_i + \Sigma \frac{d}{\lambda_w} + \Sigma R_{sp} + R_e$.

Totale warmtestroomsterkte: $I = \Sigma \frac{\Delta T}{R}$ A.

Spanningsdeling in gelaagde constructie:

$$\frac{\Delta_{12}T}{\Delta_{34}T} = \frac{R_{12}}{R_{34}}$$

bijvoorbeeld $\frac{T_i - T_x}{T_i - T_e} = \frac{R_{ix}}{R_{ie}}$ (voor berekening temperatuursverloop in constructie)

Geaccumuleerde warmte: $W = \rho c \int_0^d (T_x - T_e) dx$ $[\text{J}/\text{m}^2]$

$= \rho c d (T_m - T_e)$ als stationair

$= mc(T_m - T_e)$

Opwarmtijd: $\tau = mc(T_m - T_e)/i$

Waterdampdiffusie: $i = \lambda_d dp/dx$

$R_d = d/\lambda_d$

$R_i = R_e = 0$

Dampdichte lagen leggen men aan de warme zijde van de constructie.

HOOFDSTUK 3

AKOESTIEK

DEEL A: ALGEMEEN

201. Bolbron, golven. Een opgeblazen rubber ballonnetje kunnen we als het ware doen ademen door via een toevoerbuisje regelmatig een kleine hoeveelheid lucht in te blazen, terug te nemen, in te blazen, terug te nemen, enz. De ballon wordt dan periodiek groter, kleiner, groter enz. Als we de ballon snel iets vergroten zullen we de lucht rond de ballon samendrukken; de druk rond de ballon wordt iets groter dan de barometrische druk P_0 . Deze drukverhoging wil zich uitbreiden, deelt zich mee aan de iets verder gelegen lucht. Hiervoor is enige tijd nodig, immers de lucht heeft massa. De drukverhoging geeft een versnelling aan de verder gelegen lucht, na enige tijd is daar snelheid, weer na enige tijd is er merkbare verplaatsing van deze lucht. Verplaatsing betekent echter, dat verderop gelegen lucht weer is samengedrukt. Ook deze lucht berust hier niet in en duwt de nog verder gelegen lucht voort enz. De drukverhoging breidt zich dus uit. Als de ballon vervolgens snel kleiner wordt gemaakt dan normaal, ontstaat rond de ballon een onderdruk, die zich geleidelijk uitbreidt naar verder gelegen lucht. Het gebied van lage luchtdruk loopt als het ware achter het gebied van hoge luchtdruk aan, weg van de bol. Pulseert de ballon mooi regelmatig in de tijd, dan zal een opeenvolging van bolvormige gebieden van overdruk, onderdruk, overdruk, onderdruk enz. achter elkaar aanlopen, weg van de bol. Dit noemt men bolvormige geluidgolven of bolgolven.

Eenvoudiger dan de bolgolven zijn de vlakke golven, hoewel de verwezenlijking ervan minder gemakkelijk is. Men denke zich daartoe een zeer grote vlakke plaat, die in een richting loodrecht op zijn vlak in zijn geheel heen en weer bewogen kan worden. Theoretisch moet de plaat oneindige afmetingen hebben, hetgeen we ons wel kunnen denken, echter niet kunnen realiseren. Beweegt men de plaat mooi regelmatig heen en weer loodrecht op de plaat, dan ontstaat een weglappend systeem van vlakke gebieden van overdruk, onderdruk, overdruk, enz. De uitbreiding heeft uiteraard plaats in een richting loodrecht op de plaat. De luchtdeeltjes dicht bij de plaat en even later ook verder verwijderd van de plaat bewegen rond hun evenwichtsstand in dezelfde richting.

Men spreekt nu van een vlakke lopende golf, lopende in een richting

loodrecht op de plaat. De drukverstoringen lopen met een snelheid van 340 m/s, de geluidssnelheid, golfsnelheid of voortplantingssnelheid van geluid genoemd.

Aan zo'n vlakke lopende golf kunnen we onderscheiden:

- p = de geluidsdruk, d.i. de drukverhoging ten opzichte van P_0 tengevolge van het geluid; p kan blijkbaar positief, nul en negatief zijn, al naar plaats en tijd; p is doorgaans een zeer zwakke rimpel op de veel grotere P_0 ;
- u = de uitwijking van een luchtdeeltje uit zijn evenwichtsstand tengevolge van het geluid; ook u kan positief zijn (als de uitwijking in de richting weg van de plaat is) of negatief (naar de plaat); u hangt blijkbaar ook af van plaats en tijd;
- $v = \partial u / \partial t$ = de z.g. deeltjessnelheid, d.w.z. de snelheid van een (lucht)deeltje, positief of negatief, al naar plaats en tijd;
- $c = 340$ m/s, de geluidssnelheid (of golfsnelheid of voortplantingssnelheid).

Men verwarre v niet met c . De snelheid c ($= 340$ m/s) is de snelheid waarmee de golf voortloopt, v is de snelheid van een (lucht) deeltje; c is een constante van lucht, v kan positief, nul of negatief zijn, is veel kleiner dan c en hangt af van plaats en tijd. De snelheid v van een deeltje is gemiddeld over de tijd nul, omdat de deeltjes gemiddeld gesproken zich niet verplaatsen. De golf loopt, de deeltjes niet; deze bewegen slechts rond hun evenwichtsstand, staan dus gemiddeld gesproken stil.

De richting van c en v valt samen. Derhalve noemt men geluidsgolven in gassen longitudinale golven, in tegenstelling b.v. tot golven langs een lang gespannen touw en watergolven, die men transversaal noemt, omdat v loodrecht op c staat (bij watergolven is dit niet geheel waar). Men zie ook fig. 201.



Fig. 201. Een transversale golf met de hand opgewekt in een gespannen touw. De hand heeft driemaal op en neer bewogen.

Longitudinale golven zijn minder spectaculair dan transversale. Toch zijn er uit het dagelijks leven fraaie voorbeelden van te noemen. Een heipaal wordt longitudinaal in de grond gedreven; de verplaatsing is in de lengterichting van de paal. Als de paal op de zandlaag stuit en men beproeft de vastheid met kleine slagen van het heiblok, dan voert de paal zichtbaar longitudinale trillingen uit. Deze trillingen planten zich natuurlijk met eindige snelheid langs de paal voort. Op het moment dat het blok het boven einde een kleine verplaatsing

geeft staat het onderende nog stil tot de golf daar is aangekomen. Er lopen dus longitudinale golven door de paal. Botst bij het rangeren een spoorwagon tegen een stilstaande trein dan ziet men een schokgolf zich langzaam en longitudinaal door de trein voortplanten. Soms wordt de laatste wagon afgestoten. Bij deze schokgolfvoortplanting spelen massa en stijfheid kennelijk een rol. Als massa's fungeren de wagons, als veren de buffers tussen de wagons.

202. Vlakke lopende golf in lucht. Wij zullen zien, dat voor uitwijking u , deeltjessnelheid v en geluiddruk p in een vlakke lopende golf in de positieve x -richting geldt:

$$u = f(t - x/c) \quad (201)$$

$$v = \partial u / \partial t \quad (202)$$

$$p = \rho c v \quad (203)$$

en voor een vlakke lopende golf in de negatieve x -richting:

$$u = F(t + x/c) \quad (204)$$

$$v = \partial u / \partial t \quad (205)$$

$$p = - \rho c v \quad (206)$$

Hierin stelt ρ de soortelijke massa van lucht voor, $1,2 \text{ kg/m}^3$. Dat de geluiddruk evenredig is met de soortelijke massa is niet verwonderlijk, immers p „dient” om de massa te versnellen. Is de massa $2x$ zo groot, dan zijn $2x$ zo grote drukken nodig. Tussen $p = \rho c v$ en de elektrische wet van Ohm $e = iR$ kan men een analogie zien. Men kan de spanning e als de stuwende kracht zien, die de stroom i door de weerstand R veroorzaakt. R is een constante van de draad waar door de stroom loopt. Iets soortgelijks voelt men bij $p = \rho c v$. p is de stuwende kracht (per m^2) die de „stroming” v veroorzaakt. ρc is een constante van de lucht, en wel $1,2 \times 340 \approx 410$ SI-eenheden; is p klein dan is v klein, doch ρc blijft ongewijzigd; ρc blijft zelfs gelijk aan 410 SI-eenheden bij afwezigheid van geluid. Men noemt daarom ρc de specifieke akoestische golfweerstand, specifiek omdat p de kracht per m^2 is, golfweerstand omdat alleen in een lopende golf $p = \rho c v$ (dan wel $p = - \rho c v$) geldt.

Ad vgl. (201): Kiest men in vgl. (201) $t = t_1$, dan is $u_1 = f(t_1 - x/c)$; u_1 is dus de uitwijking van de deeltjes als functie van x ten tijde t_1 . Men krijgt als het ware een momentopname van het golfbeeld op het moment t_1 . Zet men de longitudinale u als functie van x transversaal uit (d.w.z. zet men u vertikaal uit, x horizontaal) dan krijgt men zo iets als fig. 202. De kromme t_1 stelt de golf voor tentijde t_1 . Gekozen is een kort en willekeurig geluidsignaal, zoals van een klap of

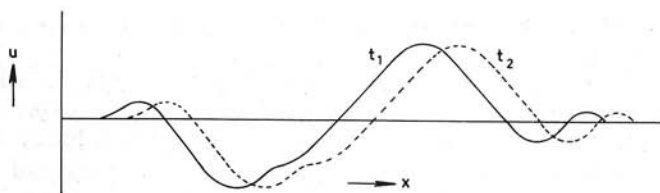


Fig. 202. „Momentopname” van een lopende golf op twee tijden, t_1 en t_2 .

„droge” tik. Laat men t_1 aangroeien met Δt , zodat $t_2 = t_1 + \Delta t$, dan moet men in vgl. (201) x laten aangroeien met $c\Delta t$ om dezelfde u te vinden, immers

$$(t_1 + \Delta t) - \frac{x + c\Delta t}{c} = t_1 - \frac{x}{c}.$$

Met andere woorden: als men het tijdje Δt wacht, is de golf $c\Delta t$ verder; de golf loopt dus met snelheid c in de positieve x -richting.

N. B.: in fig. 202 is u loodrecht op x uitgezet; men denke echter niet, dat nu gedacht wordt aan transversaal geluid in lucht; dit bestaat niet; geluidgolven in lucht zijn longitudinaal.

Dat vgl. (201) een vlakke golf voorstelt volgt hieruit, dat y en z er niet in voorkomen. Neemt men een groot aantal punten met dezelfde x , doch met verschillende y 's en z 's, dan vindt men steeds dezelfde u , m. a. w. de uitwijking is overal in een vlak $x = \text{constant}$ dezelfde; dit noemen we een vlakke golf met golffronten loodrecht op de x -as.

Ad vgl. (202): behoeft geen betoog; het is de definitie van snelheid.

Ad vgl. (203): wordt in de appendix bewezen, hier geponeerd. Kent men de impulswet uit de mechanica, die zegt dat de tijdsintegraal van de kracht op een systeem gelijk is aan de toename van de impuls van het systeem, dan is $p = \rho cv$ als volgt af te leiden. Ergens ter plaatse x in fig. 202 zij de druk p . In een tijdje dt is per m^2 van het golffront pdt als impuls toegevoegd aan de lucht rechts van de gekozen x . De golf rechts van x is het stukje cdt opgeschoven naar rechts. Aan impuls is er blijkbaar rechts bijgekomen de impuls tussen x en $x + cdt$, d. w. z. de impuls van het stukje golf, dat het vlak x is doorgedaan. Dit hoeveelheidje impuls is $dm \cdot v = \rho cdt \cdot v$ per m^2 , als v de snelheid ter plaatse van x is. Dus

$$pdt = \rho cvdt \quad \text{of} \quad p = \rho cv.$$

Ad vgl. (204): bij groeiende t moet x afnemen om dezelfde u te vinden.

Ad vgl. (205): definitie.

Ad vgl. (206): zie appendix voor het bewijs; uit de impulswet leidt men de vergelijking af door te stellen, dat de impuls links van x toe zal nemen met $\rho cdt \cdot v$, doch ook met $-pdt$, dus

$$- p dt = \rho c v dt \quad \text{of} \quad p = - \rho c v.$$

In vgl. (201) is u een functie van $(t - x/c)$. Met vgl. (202) wordt v verkregen door differentiatie van u . Ook v wordt zodoende een (weliswaar andere) functie van $(t - x/c)$. Tenslotte is p volgens vgl. (203) gelijk $\rho c v$, dus ook een functie van $(t - x/c)$. Voor de golf in de negatieve x -richting geldt iets soortgelijks. Zo kan men het besprokene als volgt samenvatten.

Lopende golf in positieve x -richting:

$$\begin{aligned} u &= u(t - x/c) \\ v &= v(t - x/c) \text{ met } v = \partial u / \partial t \\ p &= p(t - x/c) \text{ met } p = \rho c v. \end{aligned}$$

Lopende golf in negatieve x -richting:

$$\begin{aligned} u &= u(t + x/c) \\ v &= v(t + x/c) \text{ met } v = \partial u / \partial t \\ p &= p(t + x/c) \text{ met } p = - \rho c v. \end{aligned}$$

Vlakke lopende golven komen wel tennaastebij voor in de praktijk. Ontmoet zo'n golf een voorwerp, tafel, stoel, balcon, enz. dan zal hij doorgaans verminkt worden door buiging, verstrooiing, enz. Zelfs al blijft hij bij het reflecteren tegen een vlakke muur vlak, dan nog zal de golf van richting veranderen. In een gesloten ruimte, kamer, concertzaal of fabriekshal, vindt men dan ook schrikbarend ingewikkelde geluidvelden, die zich niet in een eenvoudige formule laten beschrijven. Men kan ze wel soms beschrijven als de superpositie van vele min of meer bekende golven. Zo'n ingewikkeld veld zou men in principe altijd kunnen beschrijven door de geluidsdruk p in de ruimte te geven als functie van x , y , z en t . Met passende meetapparatuur kan men uiteraard p bepalen als functie van x , y , z en t . Men gaat hiertoe nooit over, omdat men met de veelheid van gegevens niets weet aan te vangen.

Wel wil men vaak weten hoe luid het ergens is, eventueel op een aantal tijdstippen of als functie van de tijd. Ook vraagt men vaak hoe hinderlijk het geluid ergens is, hoe de sterkte ergens is van de lage tonen, de middentonen, de hoge tonen, enz. Al deze vragen hebben iets te maken met het begrip „sterkte van een geluid”, welk begrip we nu gaan bespreken.

203. Effectieve geluidsdruk p_{eff} , geluidsdrukniveau L_p . De variërende geluidsdruk ter plaatse van ons trommelvlies doet dit vlies trillen, waaruit via middenoor, binnenoor, zenuwbanen en verwerking in onze hersenen een geluidsgewaarwording ontstaat. Deze gewaarwordingen zijn zeer uiteenlopend. Een eenvoudig kenmerk lijkt de sterkte. Om het probleem aanvankelijk eenvoudig te houden denken

we aan een neutraal chaotisch geluid zoals het geluid van het afblazen van stoom. De mens zal dit een geluid van gelijkblijvende sterkte noemen, althans als constant wordt afgeblazen. Meten we echter de geluidsdruk als functie van de tijd dan vinden we iets zoals in fig. 203. Op het eerste gezicht lijkt het ongelooflijk, dat de mens dit hoort als constant van sterkte. Op de een of andere manier middelt de mens blijkbaar. De gemiddelde druk, gemiddeld over een niet te kleine tijd, is stellig niet datgene waarop de mens zijn sterkteuitspraak baseert, immers de gemiddelde druk is nul; p is even vaak positief als negatief.

Laat men de mens naar een signaal luisteren, waaruit men de allergrootste positieve en negatieve uitschieters heeft afgesneden, dan vindt men, dat de mens dit afsnijden nauwelijks van invloed oordeelt voor de sterkte. Blijkbaar baseert de mens de sterkteindruk ook niet op de grootste (positieve of negatieve) geluidsdrukken.



Fig. 203. $p(t)$ van stoom afblazen of ander „chaotisch” geluid.

Dit alles en energiebeschouwingen (waarover later) leidden er toe, dat men de wortel uit het gemiddelde kwadraat van de geluidsdrukken in een bepaald tijdinterval als sterktemaat is gaan nemen. Men noemt dit de effectieve waarde van de geluidsdruk, kortweg de effectieve geluidsdruk p_{eff} . In formule is dit volgens de definitie van gemiddelde:

$$p_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} p^2 dt} = \sqrt{\overline{p^2}}.$$

[Men denke aan de foutentheorie. De gemiddelde fout (algebraïsch genomen) is nul. De middelbare fout (de wortel uit het gemiddelde kwadraat der fouten) is niet nul en geschikt om de grootte van de fouten in één getal uit te drukken.]

Vervolgens heeft men meetapparaten ontwikkeld, die p_{eff} kunnen meten. De meter integreert als het ware de gekwadrateerde geluidsdruk gedurende een passend klein tijdje. De wortel eruit wordt op de

schaal van het meetinstrument afgelezen. De integratietijd neemt men vrij klein.

Een signaal waarvan de mens de sterkte hoort variëren in de tijd, levert dan een uitslag van de meter van het meetinstrument, die ook varieert in de tijd.

De zo gemeten grootheid p_{eff} is in bepaalde gevallen vrij geschikt gebleken om objectief te meten wat de mens aan sterkte hoort. Het bleek hierbij, dat p_{eff} enorm varieert, als we de zwakste en de sterkste geluiden uit het dagelijks leven meten; ruw gesproken varieert p_{eff} dan n.l. van $2 \cdot 10^{-5}$ tot 200 N/m^2 . De ondergrens ($2 \cdot 10^{-5} \text{ N/m}^2$) ligt ongeveer bij het zwakste geluid, dat de jonge mens onder zeer gunstige omstandigheden nog juist hoort (zijn gehoordrempel); de bovengrens (200 N/m^2) ligt zo hoog, dat het de mens niet geraden is zo'n geluid lang te ondergaan, op straffe van blijvende gehoorbeschadiging (eufemistisch vroeger pijngrens genoemd).

Omdat een sterkteschaal, waarvan de uitersten een factor 10^7 uiteenlopen, nauwelijks hanteerbaar is, en omdat men vroeger dacht dat de mens „logarithmisch” hoort, heeft men internationaal een nieuwe grootheid ingevoerd, het geluidrukniveau of geluidrukpeil L_p (L van „level”, p van geluiddruk), gemeten in decibels, en gedefinieerd uit p_{eff} volgens de formule:

$$L_p = 10 \log \frac{p_{\text{eff}}^2}{p_0^2} \quad [\text{dB}] \quad (208)$$

$$L_p = 20 \log \frac{p_{\text{eff}}}{p_0} \quad [\text{dB}]$$

waarin $p_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ N/m}^2$ = een constante vergelijkingsdruk. Bij bovengenoemde gehoordrempel is $p_{\text{eff}} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ N/m}^2$, L_p derhalve 0 dB, bij de pijngrens is $p_{\text{eff}} = 200 \text{ N/m}^2$ en $L_p = 140 \text{ dB}$. (Men controleer dit!)

Van de zwakste tot de sterkste („menselijke”) geluiden varieert L_p dus van 0 tot 140 dB (zie tabel 101, die een ruwe indruk geeft van de praktische betekenis van decibels). Er zijn echter „onmenselijk” sterke geluiden boven 140 dB, waarin men slechts kortstondig verblijft met goedafsluitende oorkappen, of liever nog, waarin men nooit verblijft. Onder de gehoordrempel liggen uiteraard alle onhoorbaar zwakke geluiden. Fysisch gesproken loopt de decibelschaal van $-\infty$ tot $+\infty$ dB, „menselijk” van 0 tot 140 dB. Voorbeeld: een geluid met $p_{\text{eff}} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ N/m}^2$ heeft een geluidrukniveau van -40 dB (controleren!)

Tabel 101. Enige bekende geluiden met een globale aanduiding van bijbehorende p_{eff} en L_p .

geluiddruk p_{eff} (N/m ²)	niveau L_p (dB)	voorbeeld
$2 \cdot 10^{-5}$	0	gehoordrempel
$2 \cdot 10^{-4}$	20	bladergeritsel
$2 \cdot 10^{-3}$	40	fluisteren 1 m
$2 \cdot 10^{-2}$	60	gesprek 1 m
$2 \cdot 10^{-1}$	80	luide radio
2	100	claxon dichtbij
20	120	mitrailleur
200	140	pijngrens

204. Superpositie van 2 of meer geluiden. Als twee (of meer) geluiden tegelijkertijd in een ruimte aanwezig zijn is de resulterende druk p gelijk aan de som van de beide (of meer) drukken, dus

$$p = p_1 + p_2.$$

Ook voor de deeltjessnelheid en verplaatsing geldt dit, mits men niet vergeet dat dit vectoren zijn (dus grootheden met grootte, richting en zin), die men natuurlijk als vectoren, dus vectorieel, op moet tellen, moet samenstellen met de parallelogramconstructie. De gewone algebraïsche methode van optellen kan men wel voor de componenten der vectoren gebruiken, b.v.

$$v_x = v_{x1} + v_{x2} \qquad u_x = u_{x1} + u_{x2}$$

$$v_y = v_{y1} + v_{y2} \qquad u_y = u_{y1} + u_{y2}$$

Dat het superponeren van twee (of meer) geluiden neerkomt op het optellen van drukken en het samenstellen van snelheden en uitwijkingen, blijkt te berusten op het feit dat de grootheden p , v en u zeer klein zijn, zodat de betrekkingen tussen hen lineair zijn.

Blijft de vraag wat het verband is tussen de resulterende effectieve druk p_{eff} en de beide effectieve drukken p_{eff1} en p_{eff2} . Het antwoord blijkt af te hangen van het feit of tussen de beide geluiden een verband bestaat of niet. We zullen dit met drie voorbeelden toelichten.

Voorbeeld 1: Bestaat tussen p_1 en p_2 het verband, dat steeds $p_1 = -p_2$ dan is steeds $p = p_1 + p_2 = 0$. De resulterende druk is steeds nul, de resulterende effectieve druk dus ook. Toch zijn de effectieve drukken p_{eff1} en p_{eff2} niet nul. Dit is een voorbeeld van twee geluiden, die elk voor zich duidelijk hoorbaar kunnen zijn, doch teza-

men uitdoving van geluidsdruk opleveren. Hiervoor is dus nodig dat op elk moment p_1 en p_2 evengroot en tegengesteld van teken zijn.

Voorbeeld 2: Bestaat tussen p_1 en p_2 het verband, dat steeds $p_1 = p_2$, dan is $p = p_1 + p_2 = 2p_1$. De resulterende druk is steeds verdubbeld. De resulterende effectieve druk blijkt nu ook verdubbeld, immers

$$p_{\text{eff}} = \sqrt{p^2} = \sqrt{(2p_1)^2} = \sqrt{4p_1^2} = \sqrt{4p_1^2} = 2\sqrt{p_1^2} = 2p_{\text{eff } 1}.$$

Twijfelt men aan de juistheid van deze schrijfwijze en redenering, dan gebruike men de integraaldefinitie voor p_{eff} (vgl. 207). Het verband $p_1 = p_2$ kan als volgt worden gerealiseerd: men draait aan de volumeregelaar van de radio tot overal in de kamer de dubbele geluidsdruk heerst. Men kan dan stellen, dat op het oude geluid een nieuw identiek, evensterk en gelijksoortig geluid gesuperponeerd is, waardoor steeds en overal $p_1 = p_2$ dus $p = 2p_1$ geldt.

Voorbeeld 3: Tenslotte onderstellen we het geval, dat er generlei verband of correlatie bestaat tussen p_1 en p_2 . Hiermee bedoelen we, dat als we op een bepaald moment ergens p_1 kennen, p_2 aldaar op dat moment evengoed positief als negatief kan zijn. Nu krijgen we (de wortel vermijdende door p_{eff}^2 te nemen)

$$\begin{aligned} p_{\text{eff}}^2 &= p^2 = (p_1 + p_2)^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 p_2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 p_2 \\ &= p_{\text{eff } 1}^2 + p_{\text{eff } 2}^2 + 2p_1 p_2. \end{aligned}$$

p_1 kan positief of negatief zijn, p_2 ook, $p_1 p_2$ derhalve ook. Er is op een bepaald ogenblik evenveel reden om te onderstellen dat $p_1 p_2$ positief zal zijn dan wel negatief, daar tussen p_1 en p_2 geen verband bestaat. Derhalve moeten we wel aannemen dat $p_1 p_2$ gemiddeld over de tijd nul is.

Derhalve

$$p_{\text{eff}}^2 = p_{\text{eff } 1}^2 + p_{\text{eff } 2}^2 \quad (\text{als er geen verband tussen } p_1 \text{ en } p_2 \text{ bestaat}).$$

Dit geval doet zich voor als we b.v. in een kamer zowel het geluid van een stofzuiger als dat van een wasmachine hebben. Is toevallig $p_{\text{eff } 1} = p_{\text{eff } 2}$ dan is blijkbaar de resulterende effectieve druk $p_{\text{eff}} \sqrt{2}$.

De drie voorbeelden samenvattend: als de twee geluiden dezelfde effectieve waarde hebben is het resultaat van superpositie:

0 als de geluiden elkaar uitdoven,
 $P_{\text{eff } 1\sqrt{2}}$ als ze niets met elkaar te maken hebben,
 $2P_{\text{eff } 1}$ als ze identiek zijn en elkaar dus steeds versterken.

Het is interessant, na te gaan met hoeveel decibel het geluid-drukniveau stijgt als geluid 2 wordt toegevoegd aan geluid 1. In de gegeven 3 voorbeelden blijkt dit te zijn, als wederom $P_{\text{eff } 1} = P_{\text{eff } 2}$ wordt gesteld:

$20 \log 0$	$= -\infty \text{ dB}$	uitdoven
$20 \log \sqrt{2}$	$= 10 \log 2 = 3 \text{ dB}$	geen verband
$20 \log 2$	$= 6 \text{ dB}$	versterken

Het belangrijkste resultaat van deze paragraaf samenvattend: als twee of meer geluiden die onderling onafhankelijk zijn, worden gesuperponeerd geldt:

$$P_{\text{eff res}}^2 = P_{\text{eff } 1}^2 + P_{\text{eff } 2}^2 + P_{\text{eff } 3}^2 + \dots \quad (209)$$

205. Intensiteit I en intensiteitsniveau L_I . Hoewel P_{eff} ende daaruit afgeleide grootheid L_p stellig zeer aantrekkelijke „sterkte-grootheden” zijn, komt men soms ertoe een energetische grootheid te prefereren om de sterkte weer te geven. Een geluidbron levert immers energie af in de vorm van golven, die energie met zich meevoeren (kinetische en potentiële energie). Des te meer energie de bron per tijdseenheid afgeeft, d. w. z. des te groter zijn afgegeven akoestisch vermogen P , des te sterker zullen de weglopende golven zijn. Zo komt men ertoe, naar analogie van de verlichtingssterkte E , het begrip geluidintensiteit I te definiëren als de geluidenergie die per tijdseenheid op de oppervlakteenheid valt, m. a. w. het vermogen dat op de oppervlakteenheid valt, m. a. w. I is het aantal invalende watts per m^2 . Men kan hierbij denken aan het aantal watts, dat op 1 m^2 muur valt. Wil men spreken over de intensiteit in een gegeven richting ergens in een ruimte, dan kan men zich in dat punt van die ruimte een denkbeeldige m^2 denken loodrecht op de gegeven richting en onder de intensiteit I , die deze m^2 van een bepaalde kant treft, verstaan het aantal watts per m^2 dat van die kant komend door de m^2 stroomt. Men kan dus slechts spreken over de intensiteit die rond een punt in een (denkbeeldig of werkelijk) vlak dit vlak van bepaalde zijde treft. Ook bij de verlichtingssterkte E moet men zeggen over welk punt van welk vlak men het heeft, en welke zijde van het vlak wordt verlicht.

In een vlakke lopende golf is de intensiteit op een vlak loodrecht op de voortplantingsrichting

$$I = \frac{p_{\text{eff}}^2}{\rho c} = p_{\text{eff}} v_{\text{eff}} = \rho c v_{\text{eff}}^2, \quad (210)$$

zoals men eenvoudig bewijst.

Bewijs (fig. 204). Stel de atmosferische druk en de geluidsdruk ter plaatse van de denkbeeldige m^2 gelijk P_0 resp. p . Als er energie van links naar rechts door de m^2 stroomt, moet $P_0 + p$ arbeid verrichten op de lucht ter rechterzijde. I is bij definitie gelijk aan deze arbeid

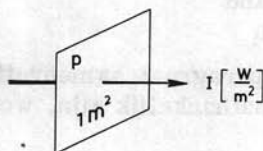


Fig. 204. Bij het begrip intensiteit in een lopende golf van links naar rechts.

per seconde, dus

$$I = \int_0^1 (P_0 + p) \cdot v dt = \int_0^1 P_0 v dt + \int_0^1 p v dt = P_0 \int_0^1 v dt + \int_0^1 p v dt.$$

Daar de snelheid v gemiddeld over de tijd nul is, blijft slechts de laatste integraal over, die met behulp van $p = \rho c v$ als volgt uitgewerkt wordt:

$$I = \frac{1}{\rho c} \int_0^1 p^2 dt = \frac{p_{\text{eff}}^2}{\rho c} \text{ en ook } I = \rho c \int_0^1 v^2 dt = \rho c v_{\text{eff}}^2.$$

Tevens leren wij hieruit, dat in een vlakke lopende golf $p_{\text{eff}} = \rho c v_{\text{eff}}$ geldt. Dit kan eenvoudig direct worden bewezen, zowel voor een golf in de positieve richting, waarvoor geldt $p = \rho c v$, als voor een golf in de negatieve richting, waarvoor geldt $p = -\rho c v$. We geven het bewijs:

$$p_{\text{eff}}^2 = \overline{p^2} = \overline{(\pm \rho c v)^2} = \rho^2 c^2 \overline{v^2} = \rho^2 c^2 v_{\text{eff}}^2 = (\rho c v_{\text{eff}})^2.$$

Men merke op dat het minteken verdwijnt door het kwadrateren.

Met het begrip intensiteit is voorzichtigheid geboden. Als door dezelfde m^2 van fig. 204 ook een golf loopt van rechts naar links met even grote p_{eff} , dan verandert daardoor de intensiteit die van links op de m^2 valt niet in het minst. De druk ter plaatse van de m^2 is echter wel veranderd; hij is gelijk aan de som der drukken der beide tegen elkaar invallende golven. Onderstellen we eens, dat de tegen elkaar in lopende geluiden onderling onafhankelijk zijn; volgens punt 204 geldt dan voor de resulterende effectieve druk:

$$p_{\text{eff res}}^2 = p_{\text{eff 1}}^2 + p_{\text{eff 2}}^2,$$

d.w.z. in het onderhavige geval, waarin $p_{\text{eff 1}} = p_{\text{eff 2}} = p_{\text{eff}}$ is gesteld,

$$p_{\text{eff res}}^2 = 2 p_{\text{eff}}^2,$$

zodat voor dit geval blijkt te gelden

$$I = \frac{p_{\text{eff res}}^2}{2 \rho c}$$

intensiteit verandert niet
 $p_{\text{eff res}}^2$ niet.

Kort kwalitatief samengevat: De gemeten resulterende effectieve druk is uiteraard vergroot, de intensiteit van links uiteraard niet. Derhalve geldt vgl. (210) uiteraard niet meer.

Zo kan men ook eenvoudig inzien, dat wanneer langs de 3 assen van een rechthoekig assenkruis 6 evensterke vlakke golven lopen, die overigens onderling onafhankelijk zijn, te weten evensterke golven in

de positieve en de negatieve x-as,
 de positieve en de negatieve y-as,
 de positieve en de negatieve z-as,

$p_{\text{eff res}}^2 = 6 p_{\text{eff}}^2$ zal zijn, als p_{eff} de effectieve druk van elke golf afzonderlijk is. De intensiteit, vallend op een vlak loodrecht op b.v. de x-as in de positieve x-richting is gelijk aan de intensiteit van één der golven. In dit geval zal dus gelden

$$I = \frac{p_{\text{eff res}}^2}{6 \rho c}.$$

Hebben we te maken met een geluidveld, dat diffuus is, d.w.z. een veld waarin de golven in alle richtingen even sterk en onderling onafhankelijk zijn, dan blijkt te gelden (zie appendix)

$$I = \frac{p_{\text{eff diffuus}}^2}{4 \rho c} \quad (211)$$

Internationaal is afgesproken, onder het intensiteitsniveau of intensiteitspeil L_I te verstaan

$$L_I = 10 \log \frac{I}{I_0} \text{ [dB]}, \quad (212)$$

waarin $I_0 = 10^{-12} \text{ W/m}^2$ wordt genomen. In een vlakke lopende golf is het zo gedefinieerde intensiteitsniveau op een vlak loodrecht op de voortplantingsrichting vrijwel gelijk aan het drukniveau in de golf, immers

$$L_I = 10 \log \frac{I}{10^{-12} \text{ W/m}^2} = 10 \log \frac{p_{\text{eff}}^2}{\rho c \cdot 10^{-12} \text{ W/m}^2} =$$

$$= 10 \log \frac{p_{\text{eff}}^2}{410 \cdot 10^{-12} \text{ N}^2/\text{m}^4} \approx 20 \log \frac{p_{\text{eff}}}{2 \cdot 10^{-5} \text{ N/m}^2} = L_p.$$

206. Bronvermogen P , vermogensniveau L_p . Een nuttige grootheid om een bron qua sterkte te karakteriseren is het door de bron afgegeven akoestisch vermogen P in watts. Ook deze grootheid geeft aanleiding tot invoering van een nieuw niveaubegrip, het z.g. vermogensniveau L_p in decibels volgens de definitie:

$$L_p = 10 \log \frac{P}{P_0} [\text{dB}] \quad (213)$$

waarin volgens internationale afspraak $P_0 = 10^{-12} \text{ W}$ wordt gesteld.

207. Zuivere tonen. Een bijzondere en eenvoudige vlakke lopende golf is de sinusvormige, gekenmerkt door een deeltjesuitwijking volgens de formule:

$$u = \hat{u} \sin \omega(t - x/c). \quad (214)$$

Deze uitdrukking stelt uiteraard een vlakke lopende golf voor, immers u is volgens deze formule inderdaad een functie van $t - x/c$. Hierin is

ω = de hoekfrequentie van het geluid,

$\hat{u}$ = blijkbaar de maximale waarde, die u kan aannemen, de z.g. topwaarde.

Daar we weten, dat voor een vlakke lopende golf in de positieve x -richting geldt $v = \partial u / \partial t$ en $p = \rho c v$, toont men gemakkelijk aan, dat bij vgl. (214) behoren

$$v = \hat{v} \cos \omega(t - x/c) \text{ met } \hat{v} = \omega \hat{u} \quad (215)$$

$$p = \hat{p} \cos \omega(t - x/c) \text{ met } \hat{p} = \rho c \hat{v} \text{ en } p = \rho c v. \quad (216)$$

Men ga na, dat volgens deze uitdrukkingen p en v op dezelfde plaats x tegelijkertijd 0, maximum of minimum zijn. Men noemt daarom p en v in een vlakke lopende golf in fase (zie ook fig. 205).

Laat men de tijd t toenemen, dan doorlopen p en v bij $x = \text{constant}$ maxima en minima enz. Noemen we het tijdsinterval tussen twee opeenvolgende maxima de periode T , dan moet volgens de vgl. (215) en (216) blijkbaar gelden

$$\omega T = 2\pi, \quad (217)$$

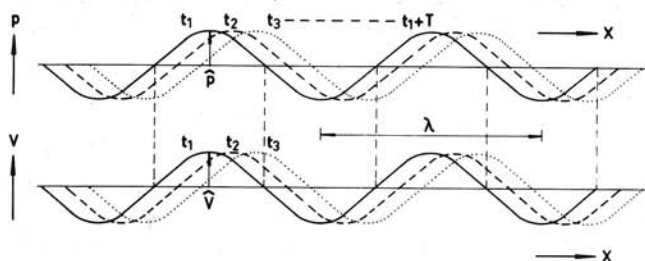


Fig. 205. p en v als functie van x in een lopende sinusvormige golf op de tijdstippen t_1 , t_2 en t_3 . Ga na, dat p en v in fase zijn.

immers als t toeneemt met een zodanig bedrag T , dat het argument van de cosinus met 2π toeneemt, dan heeft de cosinus weer dezelfde waarde. De periode T is de tijd voor een volledige trilling. Het aantal perioden per seconde is hetzelfde als het aantal trillingen per seconde, doorgaans de frequentie f van de trilling genoemd. In formule

$$f = 1/T \quad \text{of} \quad fT = 1. \quad (218)$$

Gesubstitueerd in (217) levert dit

$$\omega = 2\pi f. \quad (219)$$

Laat men bij $t = \text{constant}$ de plaats x toenemen, dan doorlopen p en v eveneens maxima, minima enz. (zie fig. 205). Noemen we het plaatsverschil tussen twee opvolgende maxima of minima de golflengte λ , dan moet volgens vgl. (214) blijkbaar gelden

$$\omega\lambda / c = 2\pi,$$

of met vgl. (219)

$$\lambda f = c \quad \text{of} \quad \lambda = cT. \quad (220)$$

Deze formules (220) kan men ook direct inzien als men goed aanvoelt wat λ , f , c en T voorstellen.

Zonder moeite schrijven we nu de uitdrukkingen op voor een sinusvormige vlakke lopende golf in de negatieve x -richting.

$$u = \hat{u} \sin \omega(t + x/c), \quad (214')$$

want u moet een functie zijn van $(t + x/c)$ en wel een sinusvormige.

$$v = \hat{v} \cos \omega(t + x/c) \text{ met } \hat{v} = \omega \hat{u} \quad (215')$$

want $v = \partial u / \partial t$.

$$p = -\hat{p} \cos \omega(t + x/c) \text{ met } \hat{p} = \rho c \hat{v} \quad (216')$$

want $p = -\rho c v$. Men ga na, dat $\hat{p} = \rho c \hat{v}$ verenigbaar is met $p = -\rho c v$.

Op een bepaalde plaats x hangen p , v en u sinusvormig (of cosinusvormig) van de tijd af. Wij noemen dit een zuivere trilling of zuivere toon. De subjectieve indruk ervan is zeer bijzonder; het timbre lijkt op dat van een dwarsfluit. Blijkbaar is een zuivere toon onder andere gekarakteriseerd door een bepaalde golflengte λ en een frequentie f . Daar $f = 1/T$ kan men f meten in s^{-1} . Gebruikelijk is echter, dit hertz (afgekort Hz) te noemen. De frequentie f is dus het aantal trillingen per seconde of het aantal hertz van de trilling.

De jonge mens blijkt bij passende sterkte tonen te kunnen horen met frequenties tussen circa 20 en 20 000 Hz. Bij 20 Hz hoort een golflengte λ van 17 m, bij 20 000 Hz hoort $\lambda = 17$ mm. De grondtoon van de laagste toon van een piano is circa 30 Hz, die van de hoogste circa 4 000 Hz. Ergens midden op de piano ligt de z.g. stemtoon^a van het orkest, die internationaal is vastgelegd op 440 Hz (golflengte $\lambda \approx 0,77$ m).

De „afstand” of het interval tussen twee opvolgende a 's of b 's of c 's op een muziekinstrument noemt men het octaaf. Het blijkt natuurkundig gekarakteriseerd te zijn door een frequentieverhouding van 1 : 2. Voor allerlei technische doeleinden heeft men een reeks voorkeurfrequenties vastgelegd, te weten o.a.

63, 125, 250, 500, 1000, 2000, 4000, 8000 Hz.

Deze frequenties liggen dus op een octaaf onderlinge afstand. In de westerse muziek is het interval octaaf verdeeld in 12 gelijke intervallen van een halve toon, elk gekarakteriseerd door de frequentieverhouding $2^{1/12}$, b. v.

$1000, 1000 \cdot 2^{1/12}, 1000 \cdot 2^{2/12}, 1000 \cdot 2^{3/12}, \dots, 1000 \cdot 2^{11/12}, 2000$ Hz.

In de techniek werkt men ook veel met halve octaven (6 halve tonen of wel een frequentieverhouding $\sqrt{2}$) en derden van octaven (4 halve tonen of wel een frequentieverhouding $2^{1/3}$).

208. Staande golven. Laat men twee evensterke vlakke sinusvormige golven van dezelfde frequentie tegen elkaar in lopen, dan ontstaat een resulterend geluidveld met heel typische eigenschappen. Men spreekt dan van een staande golf. Mathematisch is de beschrijving eenvoudig.

$$p_{\text{tot}} = \hat{p} \sin \omega(t-x/c) + \hat{p} \sin \omega(t+x/c) = 2\hat{p} \sin \omega t \cos \omega x/c \quad (221)$$

$$v_{\text{tot}} = \hat{v} \sin \omega(t-x/c) - \hat{v} \sin \omega(t+x/c) = -2\hat{v} \cos \omega t \sin \omega x/c \quad (222)$$

Hierin stellen p_{tot} en v_{tot} de resulterende (totale) geluidsdruk resp. deeltjessnelheid voor. Het minteken in het tweede lid van v_{tot} ontstaat, doordat voor een lopende golf in de negatieve x-richting geldt $p = -\rho cv$.

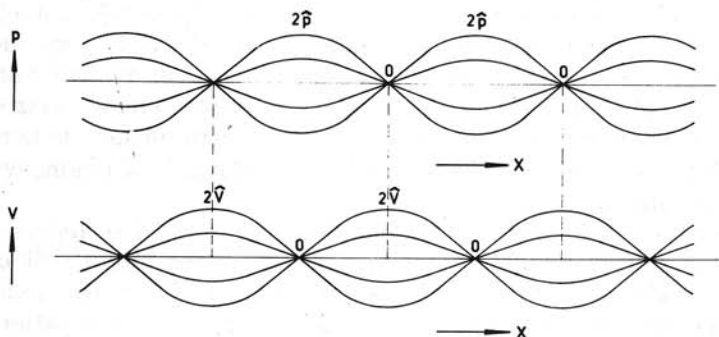


Fig. 206. p en v als functie van x in een staande golf op 8 verschillende tijdstippen (Men spore ze alle acht op!)

Fig. 206 brengt de vgl. (221) en (222) in beeld. Men ga na, dat dit waar is. Men concludeert uit vergelijkingen en figuur:

- er zijn plaatsen x waar p altijd nul is, waar de mens dus niets hoort; voor deze plaatsen moet $\cos \omega x/c = 0$ zijn.
- er zijn plaatsen x waar v altijd nul is, waar de lucht dus nooit beweegt; men noemt dit de knopen in de staande golf; voor deze plaatsen moet $\sin \omega x/c = 0$ zijn.
- de plaatsen waar $p = 0$ is liggen midden tussen de knopen.
- er zijn tijdstippen, waarop $\sin \omega t = 0$, waarop derhalve p overal nul is; deze toestand correspondeert met de horizontale lijn in fig. 206.
- is $\sin \omega t = 1$, dan is p overal maximum of minimum.
- is $\cos \omega t = 0$ resp. 1, dan is v overal nul resp. maximum of minimum.
- elk punt heeft zijn eigen topwaarde voor p en v , die voor alle punten op hetzelfde moment wordt bereikt (eventueel in het negatieve).
- als p overal maximum of minimum is, is v juist overal nul en omgekeerd; p en v zijn dus niet in fase in een staande golf.
- alle punten gaan dus op hetzelfde moment door een uiterste waarde van p (of v) die van punt tot punt verschillend is, terwijl bij een lopende golf elk punt dezelfde uiterste waarde bereikt, doch van punt tot punt op een ander moment.

[Het feit dat er plaatsen zijn in een staande golf waar p altijd nul is, waar de mens dus niets hoort, verleidt sommige mensen tot uitspraken als: „Deze zaal is slecht; er zijn buiken en knopen; vanavond tijdens het concert zat ik zeker in een knoop, want ik heb niets gehoord”. Dit nu is uitgesloten. Geen muziekinstrument geeft een zuivere toon gedurende de gehele avond, zelfs niet gedurende een enkel moment. Het interferentiepatroon in de zaal wisselt snel en doorlopend. Men verwijze de klagers naar de oorarts.]

Buiken en knopen, en alle andere wezenlijke kenmerken van een staande golf, vindt men ook als men in plaats van met $\sin \omega(t - x/c)$ begonnen was met $\cos \omega(t - x/c)$ of met $\sin[\omega(t - x/c) + \phi]$. Deze drie uitdrukkingen gaan n. l. in elkaar over door het nulpunt van t of x anders te kiezen. Zouden we deze drie golven kunnen zien voorbijlopen, dan zouden wij ze op het oog niet van elkaar kunnen onderscheiden. Wij zouden ze allemaal sinusvormige (of cosinusvormige) golven noemen.

Een staande golf kunnen wij maken, door een vlakke lopende sinusvormige golf loodrecht te laten invallen op een totaal reflecterende wand, zoals een vlakke betonwand. De gereflecteerde golf is dan — zoals het moet — gelijk in sterkte aan die van de invallende golf.

Het resulterende beeld van p en v voor de wand op verschillende momenten is in fig. 207 weergegeven. Het onderscheidt zich na-

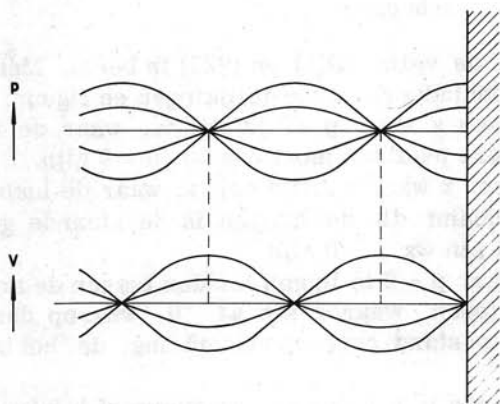


Fig. 207. Een staande golf zoals die zich vormt voor een onverzettelijke wand.

tuurlijk in geen enkel opzicht van fig. 206 en de punten $a \dots i$, die ten aanzien van fig. 206 zijn gemaakt, gelden onverminderd voor de staande golf in fig. 207. Het enige punt ter bespreking van fig. 207 is de verklaring van de ligging van de wand t. o. v. het systeem van buiken en knopen. De wand is getekend op een punt waar v altijd 0 is en waar p juist de grootste amplitude heeft. Is dat goed? Antwoord: ja,

want op elke andere plaats zou de deeltjessnelheid van de lucht vlak voor de wand ongelijk aan nul zijn, hetgeen onmogelijk is. Het bijzondere van een totaalreflecterende, dikke betonwand is juist zijn onverzettelijkheid. Hij duldt geen luchtsnelheid loodrecht op zijn oppervlak. Mathematisch gezegd: de randvoorwaarde bij de betonwand is $v = 0$. Het gevolg hiervan is, dat vlak voor de wand drukverdubbeling optreedt, $2\hat{p}$; de wand verzet zich daar niet tegen; hij duldt elke druk, doch geen snelheid; knopen in v ($v = 0$) vindt men op een geheel aantal malen een halve golflengte voor de wand; nulpunten van druk liggen daar midden tussen. Het punt waar $x = 0$ wordt genomen is niet aangegeven. Het doet er weinig toe. Zodra we fig. 207 in formulevorm gaan opschrijven, moeten we afspreken waar $x = 0$ wordt gekozen en wat de positieve x -richting is. Afhankelijk van deze keuze verschijnen er dan cosinussen, sinussen e. d. en + of - tekens.

Bij de bespreking van fig. 207 is de muur schijnbaar aangepast aan de golf, terwijl uiteraard het omgekeerde plaats vindt. Had de muur elders gestaan en wel op een plaats waar nu $v \neq 0$ is, dan was er een andere (doch even sterke) gereflecteerde golf gekomen, die tezamen met de invallende golf een staand beeld oplevert als in fig. 207, d. w. z. zò, dat tòch weer $v = 0$ is bij de muur. Dat dit altijd gebeurt komt door de muur; hij duldt geen $v \neq 0$ in zijn directe omgeving.

209. Tonenmengsels, geluidsoorten, spectrum. Een zuivere toon kan wel (bij benadering) worden voortgebracht, b. v. door een toongenerator. Tonen voortgebracht door een piano, viool of ander muziekinstrument zijn echter al geenszins zuiver meer. In het beste geval bestaan ze uit een grondtoon met boventonen (van hogere frequentie dan de grondtoon). Het geluid van een geheel orkest is reeds dermate ingewikkeld, dat alle mogelijke frequenties er vrijwel gelijktijdig in zitten, ondanks het feit, dat de mens er nog melodie of harmonie in hoort, althans als de componist dit gewild heeft.

Vele geluiden in de praktijk zijn zo chaotisch, dat men bij het beluisteren spreekt van ruis, lawaai, gebrom, gesis e. d. Men denke b. v. aan stoom afblazen, storend lawaai van ventilatoren, verkeerslawaai op enige afstand, fabriekslawaai in een grote fabriekshal, vliegtuiglawaai, enz. Deze geluiden maken nochtans zo verschillende indruk op de mens, dat de herkomst vaak te raden is door het z. g. timbre van het geluid. Kenmerkend voor stoom afblazen is b. v. dat er veel hoge tonen in zitten, voor het rommelen van een onweer op grote afstand dat de hoge tonen juist ontbreken.

Moet men nu bouwkundige maatregelen treffen om van een bepaald geluid geen hinder te ondervinden, dan is het dienstig te weten hoe de frequentiesamenstelling van het betreffende geluid is, d. w. z. hoe sterk de lage tonen, de middentonen en de hoge tonen van het geluid zijn. Om dit in maat en getal vast te leggen gaat men over tot

het analyseren van het geluid in octaafbanden, $\frac{1}{2}$ -octaafbanden, $\frac{1}{3}$ -octaafbanden of in nog nauwere banden. Een microfoon zet het ontvangen geluidssignaal om in elektrische wisselspanningen. Na versterking van het elektrische signaal stuurt men het door een filter, dat b.v. alle tonen doorlaat waarvan de frequenties liggen tussen $1000/\sqrt{2}$ en $1000\sqrt{2}$ Hz, d.w.z. door een filter met een bandbreedte van 1 octaaf rond de middenfrequentie 1000 Hz. Men bepaalt de effectieve waarde van dit gefilterde elektrische signaal; deze elektrische effectieve waarde is dan evenredig met de effectieve waarde van de geluidsdruk op de microfoon van de tonen in de 1000 Hz-octaaftband. Men kan de schaal van het elektrische afleesinstrument derhalve rechtstreeks markeren in decibels van het geluidsdrukniveau, dat men dus rechtstreeks in dB afleest.

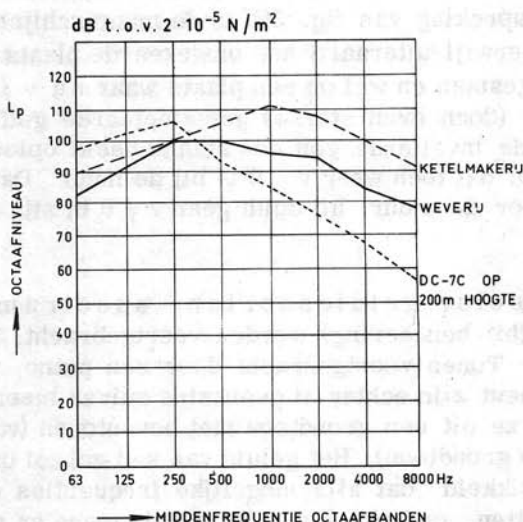


Fig. 208. Enkele geluidsdrukniveauspectra of octaafspectra. Op de verticale as is uitgezet het geluidsdrukniveau (in dB t.o.v. de vergelijkingsdruk $2 \cdot 10^{-5}$ N/m²); op de horizontale as staan de middenfrequenties van de frequentiebanden, hier één octaaf breed.

Fig. 208 brengt de frequentiesamenstelling van een drietal geluiden in beeld. Een geoefend man leest hieruit b.v. in een oogopslag af (we komen hierop nog terug):

- dat het totaal aantal decibels het hoogst is in de ketelmakerij;
- dat bij verblijf gedurende minstens 5 uur per dag gedurende meerdere jaren in het lawaai van weverij of ketelmakerij gevreesd moet worden voor blijvend gehoorverlies van de mens, tenzij maatregelen zijn genomen ter bescherming (oordoppen of oorbeschermers);

c) dat de DC-7C weliswaar in totaal iets meer decibels maakt dan de weverij, doch dat spreken in de weverij – zo niet onmogelijk – dan toch nog moeilijker zal zijn dan bij het lawaai van de DC-7C.

Men noemt de lijnen in fig. 208 de spectra der betreffende geluiden; in dit geval zijn het z.g. octaafbandspectra.

Onder a) spraken wij over het totaal aantal decibels van een geluid waarvan wij het spectrum kennen. De berekening van het totale niveau in dB als het spectrum gegeven is, geschiedt door de octaafniveaus om te rekenen in het kwadraat van de corresponderende effectieve drukken. Optellen hiervan levert het kwadraat van de resulterende effectieve druk, dat men tenslotte weer omzet in het totale niveau in decibels. Tabel 202 licht deze werkwijze toe voor het geval van de ketelmakerij van fig. 208.

Tabel 202. Berekening van het totale niveau uit het spectrum van de ketelmakerij uit fig. 208.

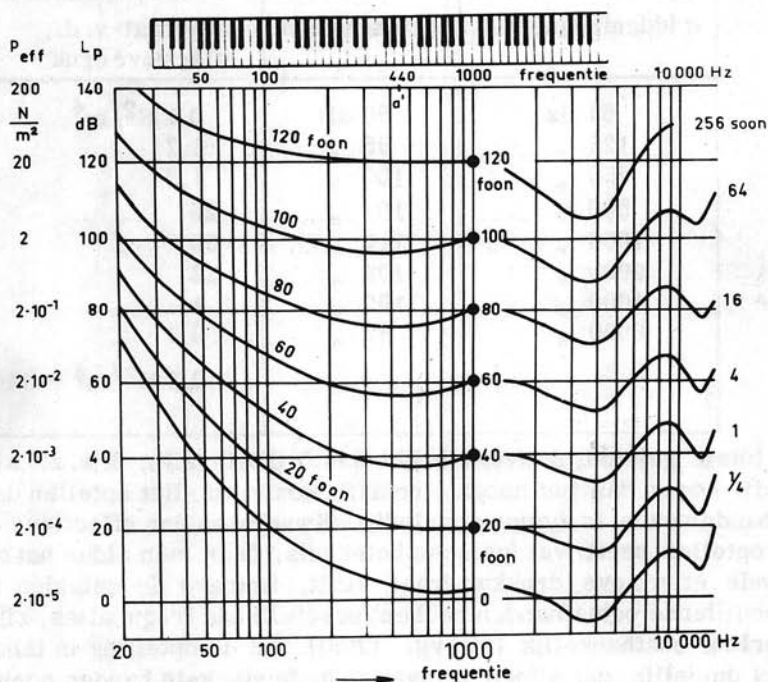
middenfrequentie	octaafniveau	kwadraat v. d. effectieve druk
63 Hz	90 dB	0,4 N ² /m ⁴
125 "	95 "	1,2 "
250 "	100 "	4,0 "
500 "	107 "	20 "
1000 "	111 "	50 "
2000 "	109 "	32 "
4000 "	100 "	4 "
8000 "	92 "	0,6 "
		112,2 N ² /m ⁴ → 114,5 dB totaal

Het totale geluidsdrukkniveau blijkt 114,5 dB te zijn, d.w.z. slechts 3,5 dB hoger dan het hoogste octaafbandniveau. Het optellen der octaafbandniveaus is fysisch zinledig. Kwadraten der effectieve drukken optellen heeft wel fysische betekenis, daar men aldus het resulterende effectieve drukkwadraat vindt, immers de geluiden in de verschillende octaafbanden hebben verschillende frequenties, zijn dus onderling onafhankelijk (zie vgl. (209)). Uit de optelling in tabel 202 is het duidelijk, dat alleen de niveaus in de sterkste banden noemenswaard meetellen. In het geval van tabel 202 zijn dit de banden rond 500, 1000 en 2000 Hz.

Samengestelde, in de tijd min of meer constante geluiden scheppen dus reeds specifieke problemen. Het ligt voor de hand, dat geluiden als een knal, een tik of een verzameling daarvan nog moeilijker zijn te beschrijven, zowel wat betreft hun karakter en timbre als hun sterkte. Hierover is nog weinig bekend. Ook over de reactie van de mens op knallen, tikken enz. tasten wij nog in het duister.

210. Iets over de fysiologie en psychologie van de mens. De mens blijkt vrij betrouwbare uitspraken te kunnen doen wat betreft de luidheid van een geluid. Dit heeft geleid tot invoering van het begrip luidheidsniveau in foons van een geluid, gedefinieerd als het aantal decibels van een evenluidende toon van 1000 Hz. Wil men dus een proefpersoon het luidheidsniveau in foons laten meten van b.v. een fabriekslawaai, dan geve men hem een toon van 1000 Hz van regelbare sterkte en vraag men hem deze toon even luid te maken als het fabriekslawaai in kwestie. Men leze vervolgens het aantal dB bij 1000 Hz, dat hij even luid oordeelt, af. Dit is het aantal foons van het fabriekslawaai. Erg eenvoudig is deze bepaling niet, doch uitvoerbaar is zij wel.

Het ligt voor de hand, dat men al spoedig heeft onderzocht hoe de mens op tonen van verschillende frequentie reageert, waarbij men fig. 209 heeft gevonden. Langs de verticale as staan twee schalen, die van p_{eff} en die van het bijbehorende geluidsdrukniveau L_p ,



die de mens even luid oordeelt als een toon van 1000 Hz en 40 dB. Verbinden we deze punten door een lijn, dan hebben wij een lijn van constant luidheidsniveau, te weten 40 foon, gevonden. Men noemt dit de isofoon van 40 foon. Dit heeft men gedaan voor vele niveaus, hetgeen tot de internationaal aanvaarde fig. 209 heeft geleid. Een toon van 20 Hz en 80 dB is blijkbaar even luid als een toon van 1000 Hz en 20 dB. Een geluid van 80 foon heeft een luidheidsniveau, dat 2 x zo hoog is als het luidheidsniveau van een geluid van 40 foon (uiteraard!). De mens vindt echter 80 foon veel meer dan 2 x zo luid als 40 foon. Naast het boven gedefinieerde begrip luidheidsniveau (in foons) is er dus nog plaats voor een begrip luidheid, zodanig gedefinieerd dat de numerieke waarde van de luidheid netjes 2 x zo groot wordt als de mens het sterkste geluid „2 x zo luid” vindt als het zwakkere.

Volgens recente uitgebreide metingen blijkt de luidheid vrij nauwkeurig 2 x groter te worden als het luidheidsniveau 10 foon toeneemt, althans tussen 20 en 120 foon. In een internationale norm van 1959 heeft men daarom vastgelegd:

$$S = 2^{(P-40)/10}$$

waarin P het luidheidsniveau in foons is, S de luidheid in soons.

Luidheid	Luidheidsniveau
0,25 soon	20 foon
0,5 "	30 "
1 "	40 "
2 "	50 "
4 "	60 "
8 "	70 "
16 "	80 "
32 "	90 "
64 "	100 "
128 "	110 "
256 "	120 "

De luidheid in soons van een geluid vindt men nu door eerst het luidheidsniveau van dat geluid in foons te bepalen als het aantal dB van een even luide 1000-hertz-toon, en daarna in bovenstaande tabel of een grafiek het aantal soons op te zoeken, dat bij het gevonden aantal foons past.

Het begrip intensiteit is een fysische grootheid, die geen rekening houdt met de mens. In het intensiteitsniveau hebben we een fysische grootheid die reeds enigszins rekening houdt met de

mens. Het luidheidsniveau is zuiver fysiologisch-menselijk, doch ietwat onpraktisch. De luidheid is eveneens fysiologisch-menselijk, bovendien praktisch, doch nog weinig gebruikt.

Het aantal soons van een geluid is de luidheid, het aantalfoons kan erin worden omgerekend. Beide begrippen zijn dus op de luidheid gebaseerd, en kunnen dus van dienst zijn als het om luidheid gaat.

De vraag doet zich nu voor of luidheidsniveau of luidheid ook van dienst kunnen zijn als het gaat om hinderlijkheid van geluid. Er zijn twee redenen om deze vraag ontkennend te beantwoorden:

1e) Gebleken is, dat de hoge tonen relatief meer bijdragen tot de hinderlijkheid dan tot de luidheid van een geluid, hetgeen een reden is om extra voorzichtig te zijn met de toelaatbaarheid van hoge tonen. Als men dan ook in fig. 209 lijnen van constante hinder zou willen tekenen, is er aanleiding die lijnen continu (monotoon) van links naar rechts te doen afvallen, in tegenstelling dus tot de isofonen die boven 500 Hz nauwelijks meer vallen en zelfs boven 3000 hertz stijgen.

2e) Als men in hinderkwesties de luidheid als criterium zou nemen en de luidheid werd hoger bevonden dan het toegestane maximum, dan zou men kunnen vaststellen, dat de toestand ontoelaatbaar is, doch men zou niet kunnen zeggen, hoe hierin verbetering moet worden gebracht als men het spectrum van het geluid niet kent.

Deze twee bezwaren hebben ertoe geleid de volgende werkwijze ingeval van hinderkwesties voor te dragen voor internationale normalisatie. Men bepale het octaafbandspectrum van het geluid in kwestie en tekene het in in fig. 210. Het nummer van de laagste niet overschreden kromme is een maat voor de hinder. Het zou te ver voeren hier uiteen te zetten hoe men rekening houdt met correcties voor de duur van de storing per etmaal, het seizoen, het karakter van het gestoorde gebouw en van zijn omgeving enz. We volstaan met de mededeling, dat er methoden zijn om bijkomende omstandigheden in rekening te brengen. De voorgestelde genummerde kurven worden naar de internationale normalisatieorganisatie de ISO-grenskurven voor lawaai genoemd. Is ISO-kurve 25 als grens gesteld voor slaapkamers in een rustige woonwijk en wordt deze curve alleen in de 500 Hz octaafband overschreden door één of ander fabriekslawaai, dan weet men dat men moet strijden tegen te sterk geluid in deze band.

In Nederland is het reeds vrij gebruikelijk bij te bouwen collegezalen, vergaderzalen, concertzalen en schouwburgen een eis te formuleren ten aanzien van het nog juist toelaatbare achtergrondlawaai in de zalen. Met name is dit nodig om aldus paal en perk te stellen aan te veel lawaai van ventilatoren, doch ook ander lawaai als verkeerslawaai, lawaai van sanitair, liften, garderobepersoneel, foyerpersoneel kan met behulp van de geschetste werkwijze worden beoor-

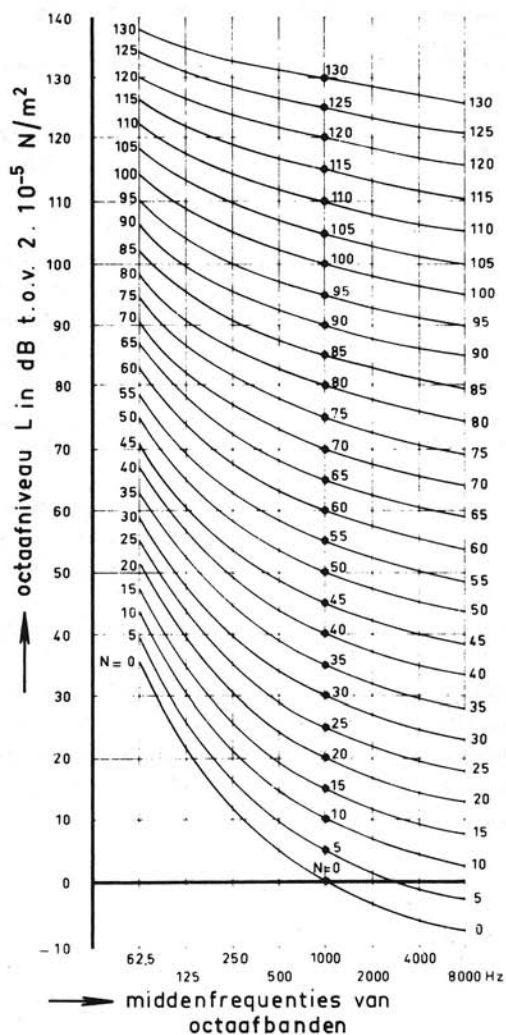


Fig. 210. ISO-grenskurven voor lawaai.

deeld en bestreden. Staan hieromtrent geen bindende eisen in het bestek, dan heeft men achteraf nauwelijks reden tot beklag.

Enkele voorbeelden van grenzen, door de Technisch Fysische Dienst T.N.O. -T.H. te Delft normaliter aangehouden:

Nummer van ISO-grenskurve	type ruimte
20	concertzaal
25	slaapkamer, 's winters
25 - 35	huiskamer, vergaderzaal
30 - 40	rustig kantoor
45 - 55	druk kantoor
70	rustige fabrieksruimte
80	lawaaige fabrieksruimte

In slaapkamers en woonkamers past men correcties toe, waarvan hieronder enkele voorbeelden:

verhoging kurvenummer	reden
+ 5	als geluid alleen overdag
+ 5	als geluid alleen 's zomers
- 5	landelijke omgeving
+ 5	rustige stad
+ 5	als geluid slechts 25% van de tijd.

Jarenlange praktijk heeft de deugdelijkheid van dit systeem bewezen. Toepassing van dit systeem vereist echter ervaring. De hierboven verstrekte gegevens zijn slechts als toelichting bedoeld. Ook bij hinderwetprocedures wordt het systeem met succes gebruikt.

DEEL B: GELUIDABSORPTIE

211. De absorptiecoëfficiënt. Geluidenergie, vallende op een wand, kan alleen worden gereflecteerd, doorgelaten of in de wand in warmte worden omgezet, d.w.z. worden geabsorbeerd (wet van het behoud van energie). Is de invallende intensiteit I_i , de gereflecteerde I_r , de doorgelaten I_d , de geabsorbeerde I_a , dan is dus

$$I_r + I_d + I_a = I_i$$

of

$$\frac{I_r}{I_i} + \frac{I_d}{I_i} + \frac{I_a}{I_i} = 1$$

of

$$r + d + a = 1$$

of

$$a = 1 - r - d,$$

waarin

- a = absorptiecoëfficiënt,
- r = reflectiecoëfficiënt,
- d = doorlatingscoëfficiënt.

Bij een glasvlak of een heel gewone deur is d van de orde van 0,01, bij een halfsteensmuur van de orde 0,0001. Doorgaans speelt d bij absorptieproblemen dan ook een zo ondergeschikte rol, dat we hem kunnen verwaarlozen. Er ontstaat dan

$$a = 1 - r, \quad (223)$$

of in woorden: wat niet wordt gereflecteerd, wordt geabsorbeerd.

Muren, plafonds e.d. maakt men vaak sterk geluidabsorberend, door erop een wandbekledingslaag aan te brengen, zoals ingeboorde of ingezaagde zachtboardtegels, speciale poreuze pleisters, gordijnen, vezelige materialen al of niet achter geperforeerde platen van metaal, gips, hardboard, asbestcement e.d., of door een gesloten houten betimmering op enige afstand voor muur of plafond. Het is steeds om de reflectie te verzwakken, dat men absorptiematerialen toepast. Het is een misvatting te geloven, dat men de doorlating door een muur-belangrijk kan verminderen door op de muur een absorberende laag aan te brengen.

De absorptiecoëfficiënt kan uiteraard en zal ook doorgaans afhangen van de frequentie f , de hoek van inval φ en van de constructie zelf. Een bijzondere hoek van inval is $\varphi = 0$, d.w.z. normale inval.

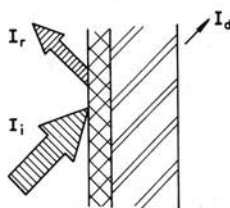


Fig. 211. Bij het begrip absorptiecoëfficiënt.

De bijbehorende absorptiecoëfficiënt noemt men de absorptiecoëfficiënt bij normale inval; er bestaat een meetmethode om deze absorptiecoëfficiënt bij normale inval te bepalen (zie punt 212 en fig. 212).

Zorgt men ervoor, dat het invallende geluidveld diffuus is, d.w.z. dat de absorberende wand wordt getroffen door evensterke golven uit alle mogelijke richtingen, dan kan ook hiervoor vgl. (223) worden toegepast. Door de reflectiecoëfficiënt in dit geval te bepalen vindt men $a (= 1 - r)$, de absorptiecoëfficiënt bij alzijdige inval. Ook hiervoor bestaat een meetmethode, de z.g. nagalmmethode, waaraan de nagalmformule van Sabine (zie punt 232) ten grondslag ligt. Om verwarring met de absorptiecoëfficiënt bij normale inval te voorkomen, noemt men die bij alzijdige inval doorgaans a_{Sab} .

Indien het tegendeel niet expliciet wordt gezegd, wordt in reclamdrukwerken over absorptiematerialen doorgaans de waarde van a_{Sab} opgegeven, niet die bij normale inval. Wordt deze laatste bedoeld, dan wordt dit gezegd dan wel er wordt vermeld, dat de absorptiecoëfficiënt is bepaald volgens de interferometermethode, zo genoemd naar het meetinstrument, de interferometer.

Als vuistregel kan worden aangehouden, dat de absorptiecoëfficiënt bij alzijdige inval 1,5 maal zo groot is als de absorptiecoëfficiënt bij normale inval, als de laatste kleiner is dan 0,5 (50%).

212. De interferometer (fig. 212). Brengt men in een buis ter enerzijde een luidspreker aan, ter anderzijde een monster van het te

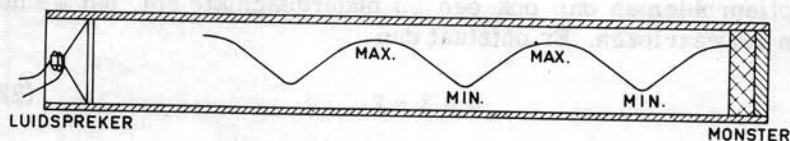


Fig. 212. Interferometer of staande-golf-buis.

onderzoeken materiaal op een harde achtergrond en laat men de luidspreker een lopende vlakke golf van zekere frequentie afgeven, dan zal deze golf tezamen met de door het monster verzwakt gereflecteerde golf een interferentiepatroon geven met maxima en minima. De sterkten hiervan worden gemeten; de absorptiecoëfficiënt van het monster kan hieruit worden berekend als volgt.

Noem de maximale druk van de invallende golf $\hat{p}_i$ en die van de gereflecteerde golf $\hat{p}_r$. Er zijn nu plaatsen waar deze drukken elkaar maximaal versterken; daar is de maximale druk $\hat{p}_i + \hat{p}_r$. Op plaatsen daartussenin treedt verzwakking op; daar is de maximale druk $\hat{p}_i - \hat{p}_r$. Met een microfoon meet men nu $\hat{p}_i + \hat{p}_r$ en $\hat{p}_i - \hat{p}_r$. Door

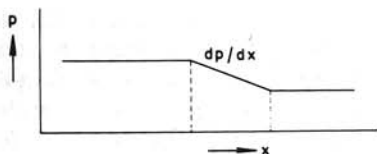
deze drukken bij elkaar op te tellen en van elkaar af te trekken vindt men $\hat{p}_i$ en $\hat{p}_r$, waarna a te berekenen is volgens

$$a = 1 - r = 1 - I_r/I_i = 1 - \hat{p}_r^2/\hat{p}_i^2.$$

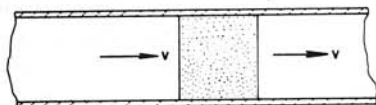
213. Poreuze absorberende materialen, zoals textiel, tapijten, glaswol, steenwol, slakkenwol, poreuze pleisters, houtvezelplaten, houtwolcement- en houtwolmagnesietplaten, gespoten asbest.

Absorptiemechanisme: Valt een geluidsgolf op een poreus materiaal, dan zal een deel der intensiteit worden gereflecteerd, de rest van het geluid zal als een golf in de poriën van het materiaal zijn weg vervolgen. De deeltjessnelheid van de lucht in de poriën veroorzaakt wrijving in de poriën door de viscositeit van de lucht. Dit heeft warmteontwikkeling tengevolge. De ontwikkelde warmte-energie komt in mindering op de geluidenergie, d.w.z. de in de poreuze materie doorgedrongen golf wordt gedempt, verzwakt tijdens het verderlopen. Dit betekent absorptie van het geluid. Bestaat de constructie uit een poreuze laag van enkele centimeters, bevestigd tegen een harde wand, dan zal de golf in de poreuze laag reflecteren tegen de harde wand, op zijn terugweg verder worden verzwakt en vervolgens weer gedeeltelijk uittreden, aldus de reflectiecoëfficiënt van de constructie verhogend. Een ander deel zal weer aan het buitenoppervlak materiaal-inwaarts worden gekeerd; het spel herhaalt zich, enz.

Bepalende grootheden. Des te nauwer de poriën, des te sterker de luchtwrijving, des te sterker zal de damping van de in het poreuze materiaal lopende golf zijn, des te sneller heeft dus de absorptie van deze golf plaats. Een maat voor deze damping is de z.g. specifieke luchtweerstand R van het materiaal, gedefinieerd door de vergelijking:



$$-\frac{dp}{dx} = Rv,$$



$$R \text{ in } \text{Nm}^{-2} \text{ m}^{-1} \text{ s} \\ = \text{Ns/m}^2$$

welke betrekking in formule brengt, dat er evenredigheid zal bestaan tussen het drukverhang dp/dx (de drukgradiënt) in het materiaal en de luchtstroomsnelheid v door het materiaal. Des te groter dp/dx voor een bepaalde v , des te dichter is het poreuze materiaal, des te groter is ook R . Het ligt voor de hand te onderstellen, dat R niet te klein mag zijn, immers anders is de wrijving te gering. R mag ech-

ter stellig ook niet te groot zijn, immers zijn de poriën te nauw, dan zal een te kleine fractie van de invallende intensiteit in het materiaal doordringen. De golf „schrikt” reeds bij eerste aanraking met het fijn-poreuze materiaal en wordt grotendeels gereflecteerd door het oppervlak van de wandbekleding.

De laagdikte is stellig ook belangrijk, immers er is een zekere dikte nodig om de ingedrongen golf langzaam te dempen. Lage R is nodig om de golf te verleiden om in het materiaal te dringen. Des te lager echter R, des te dikker moet de laag zijn om de ingedrongen golf voldoende te verzwakken. Zo is het duidelijk, dat een lage R in combinatie met een grote laagdikte gunstig is; is R echter groot, dan is een grote laagdikte zinloos; het resultaat is dan echter vrij pover.

Uit deze redeneringen is het duidelijk, dat men om redelijk te absorberen niet te dunne lagen kan gebruiken. Bij een te dunne laag is of de specifieke weerstand te laag om de ingetreden golf voldoende te verzwakken of de weerstand te hoog om de invallende golf in voldoende mate te verleiden in het materiaal te dringen. Men hechte dan ook geen geloof aan de telkens weer opduikende beweerde ontdekking van zoiets als absorberend behang (zie ook fig. 213). Dit behoort tot de onmogelijkheden.

De absorptiecoëfficiënt zal natuurlijk ook van de frequentie afhangen. Zelfs ligt het direct voor de hand te onderstellen, dat voor de absorptie van de lage tonen, die uiteraard een grote golflengte hebben, overeenkomstig dikke lagen nodig zijn; dit is inderdaad het geval.

Bij dezelfde luchtweerstand kan de poriënstructuur nog verschillend zijn. Het materiaal kan b.v. korrelig of vezelig zijn. Het zou te ver voeren hierop nader in te gaan; slechts zij vermeld, dat de structuur inderdaad van invloed is op de absorptie.

Ook liggen in de wijze van aanbrengen van de poreuze laag nog mogelijkheden om de absorptiecoëfficiënt te beïnvloeden. Brengt men een poreuze laag ter dikte van enkele centimeters aan op een stijl- en regelwerk, zodat er een luchtlaag van enkele centimeters ontstaat tussen poreuze laag en muurconstructie, dan zijn de absorptie-eigenschappen vrijwel gelijk aan die van een poreuze laag ter dikte van de som der dikten van poreuze laag en luchtlaag. Dit lijkt (en is soms) kostenbesparend; men vergete echter de kosten van het stijl- en regelwerk niet.

Tenslotte moet nog als eigenschap, die het absorptiegedrag medebepaalt, worden genoemd de porositeit, d.i. de procentuele luchthoud van het materiaal. Grote porositeit is in 't algemeen gewenst. Het is niet moeilijk hieraan te voldoen.

Numerieke voorbeelden. In fig. 213 zijn vele krommen getekend, aangevend de absorptiecoëfficiënt van poreuze lagen bij normale inval als functie van de frequentie. De krommen zijn het resultaat van be-

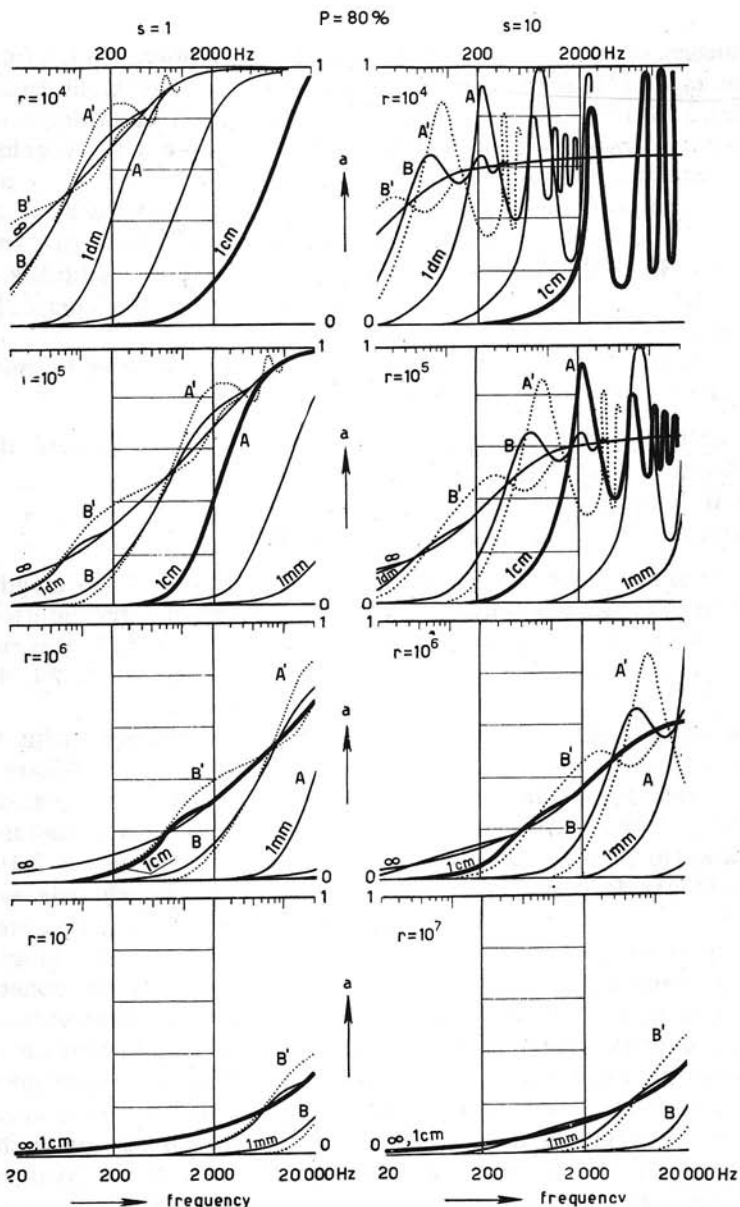


Fig. 213. De absorptiecoëfficiënt bij loodrechte inval van poreuze lagen als functie van de frequentie (horizontaal), de luchtweerstand R (vertikaal), de structuurfactor s (links $s = 1$, rechts $s = 10$) ende dikte van de laag (aangegeven langs de krommen) bij een aangenomen porositeit van 80%.

rekeningen, doch gebleken is, dat de meetresultaten in hoofdtrekken overeenstemmen met de berekeningen. De gehele figuur bestaat uit een 8-tal kleine figuurtjes, elk weergevend de absorptiecoëfficiënt α (vertikaal uitgezet van 0 tot 1) tegen de frequentie f (horizontaal uitgezet van 20 ... 20 000 Hz) voor lagen ter dikte van 1 ... ∞ mm (bij de krommen aangegeven), voor een bepaalde specifieke luchtweerstand R (links boven in elk figuurtje aangegeven in SI-eenheden, d. w. z. in Ns/m^2), voor een bepaalde structuurfactor s (gelijk 1 voor de 4 linker figuurtjes, gelijk 10 voor de 4 rechter figuurtjes) en bij een onderstelde porositeit van 80%.

De volgende gegevens dienen om een globaal idee te geven van de luchtweerstand van praktische materialen:

luchtige glaswol of steenwol	10^4	SI-eenheden
platen van glaswol of steenwol	10^5	" "
vrij dichte houtvezelplaten, zachtboard	10^6	" "
sommige poreuze steensoorten, metselwerk	10^7	" "

Ter snelle oriëntering zijn de krommen voor 1 cm laagdikte in elk figuurtje dik getekend, terwijl het belangrijke frequentiegebied 200 ... 2000 Hz is geaccentueerd met een „ladder” waarvan de „bomen” bij 200 en 2000 Hz liggen, de „treden” bij $a = 0, 20, 40, 60, 80$ en 100%.

De laagdikten waarvoor krommen zijn getekend, zijn 1 mm, $\sqrt{10}$ mm, 1 cm, $\sqrt{10}$ cm, 1 dm, $\sqrt{10}$ dm en oneindig. De dikte wordt van kromme tot kromme telkens $\sqrt{10} = 3,16$ maal zo groot. De gestippelde kromme A' is berekend voor een laag materiaal met een dikte als van kromme A , aangebracht op een luchtlaag die 2,16 maal zo dik is als de laag materiaal. Constructie A' is zodoende even dik als de laag van kromme B , heeft echter 3,16 maal minder materiaal; nochtans absorbeert constructie A' vrijwel even goed als laag B . De fysische verklaring is de volgende: het geluid in de constructie vormt een soort staande golf tegen de harde muurconstructie. Daar waar de deeltjessnelheid maximaal is, dat is op $\frac{1}{4}\lambda$ voor de muur, zijn de wrijvingsverliezen maximaal. Vooral voor het absorberen der lage tonen (grote λ) is het derhalve profijtelijk het poreuze materiaal niet direkt tegen de muur aan te brengen, doch op een luchtlaag. Hierop berust ook de vrij grote absorptie van pluche gordijnen op enkele decimeters voor muur of glasvlak aangebracht.

Wat voor het kurvenpaar AA' is gezegd, geldt ongewijzigd voor het paar BB' ; zij hebben betrekking op dezelfde laag materiaal, B zonder luchtlaag, B' met luchtlaag.

Men verifiëre:

- 1) bij hoge R is grote laagdikte zinloos;
- 2) bij hoge R zijn de absorptie-eigenschappen altijd pover;
- 3) poreuze lagen absorberen vooral de hoge tonen goed;
- 4) bij lage R geven dikke lagen fraaie resultaten.

De genoemde structuurfactor s zegt iets over de structuur. Voor praktijkmaterialen ligt s doorgaans ergens tussen 1 en 10. De invloed van s op de absorptie-eigenschappen is tweeledig:

- 1) met stijgende s komen er uitgesproken maxima en minima in de krommen;
- 2) grote s doet de gemiddelde absorptie bij de hoge tonen dalen, bij de lage stijgen.

$s = 1$ treft men aan bij materialen met honingraatstructuur, d. w. z. evenwijdige rechte poriën loodrecht op het oppervlak; $s > 1$ wijst op poriën in andere richting, grillig poriënverloop, enz.

Daar essentieel voor het absorberen in poreuze lagen is, dat de golf in het materiaal kan dringen, dient het oppervlak van poreuze materialen te worden ontzien. Reiniging, verfraaiing en in 't algemeen oppervlaktebehandeling met welk doel dan ook kan schadelijk zijn; de poriën moeten open blijven. Er zijn de laatste jaren materialen op de markt gekomen met een schijnbaar gesloten oppervlak. Het is echter microporeus en kan, desgewenst met water en zeep, gereinigd worden. Andere materialen zijn zo grof poreus, b. v. sommige houtwolcement- of houtwolmagnesietplaten, dat dichtverven der poriën nauwelijks tot de mogelijkheden behoort. In 't algemeen zij men echter toch voorzichtig met oppervlaktebehandelingen.

Vanwege de kwetsbaarheid en bezwaren van vervuiling is men soms geneigd poreuze materialen te bedekken met een geperforeerde plaat van metaal, hardboard, gips, asbestcement of hout. Als het perforatiepercentage groter is dan 20% en als de onderlinge afstand der openingen niet groter is dan 2 cm, dan kan men aannemen, dat de absorptie-eigenschappen door het aanbrengen van de beschermende laag niet veranderd zijn. Is het perforatiepercentage kleiner en/of de afstand tussen de openingen groter, dan neemt de absorptie bij de hoge tonen merkbaar af (zie geperforeerde absorberende panelen).

214. Niet-geperforeerde absorberende panelen. Niet-geperforeerde platen multiplex, spaanplaat, metaal, hardboard, gips, asbestcement enz., op enige afstand op een stijl- en regelwerk voor een harde wand aangebracht, absorberen vooral de lage tonen. Het mechanisme berust op de eigenschap, dat de massa van de plaat op de erachter gelegen luchtveer een eigentrilling kan uitvoeren, evenals een massa op een spiraalveer dit doet (fig. 214). (Dat lucht veer-

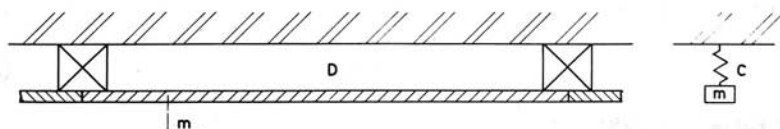


Fig. 214.

kracht heeft voelen we aan onze fietspomp als het ventiel van de band, die we willen oppompen, verstopt is.) Deze eigentrilling is gekarakteriseerd door een eigenfrequentie. Dat een massa op een spiraalveer een eigenfrequentie heeft zien we aan de trilling. Bij een niet-geperforeerd paneel op luchtlaag kunnen we het horen door er met de vuist tegen te slaan; er komt dan een doffe toon uit.

Moeilijker aan te voelen is het, dat het de stijfheid van de luchtlaag is, die de eigenfrequentie bepaalt. Doorgaans denkt de leek, dat de eigenstijfheid van het paneel, veroorzaakt door oplegging of inklemming, de bepalende stijfheid is. Als de panelen echter minstens van de grootte-orde van 1 m x 1 m zijn, overweegt de luchtlaagstijfheid doorgaans dermate, dat we de eigenstijfheid van het paneel mogen vergeten. Dit zullen we doen.

Wij zullen nu eerst de bedoelde eigenfrequentie berekenen. Stel de massa per m² paneel gelijk m. De luchtlaagdikte noemen we D. Als we het paneel over een kleine afstand u verplaatsen, zodat de luchtlaag wordt uitgerekt tot de dikte D+u, zal de luchtdruk in de luchtlaag dalen met een bedrag evenredig met u. De drukverhoging ΔP is negatief, dus

$$\Delta P = -u/C, \quad (224)$$

waarin C de evenredigheidsfactor is tussen ΔP en u en de slapheid van 1 m² luchtlaag wordt genoemd. Het woord slapheid is daardoor gemotiveerd, dat naarmate C groter wordt gemaakt ook u groter wordt bij dezelfde ΔP .

Kracht = massa maal versnelling toepassend op 1 m² paneel krijgen we

$$- \frac{u}{C} = m \frac{d^2 u}{dt^2}. \quad (225)$$

Door ervaring weten we nu, dat een oplossing van deze vergelijking is

$$u = \hat{u} \sin \omega_0 t, \quad (226)$$

waarin ω_0 de eigenhoekfrequentie van de trilling is. Hierbij behoort een frequentie f_0 , de z.g. eigenfrequentie van het massa-veer-systeem, volgens

$$\omega_0 = 2\pi f_0. \quad (227)$$

Substitutie van (226) in (225) levert

$$-\hat{u} \sin \omega_0 t = -m C \omega_0^2 \hat{u} \sin \omega_0 t.$$

Hieraan is voor iedere waarde van t voldaan mits

$$\omega_0^2 mC = 1$$

ofwel

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{mC}} \quad \text{of} \quad f_0 = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{mC}}. \quad (228)$$

Hiermee is bewezen, dat het systeem inderdaad een vrije trilling, een eigentrilling dus, kan uitvoeren met de eigenhoekfrequentie ω_0 en eigenfrequentie f_0 volgens vgl. (228).

In de appendix wordt afgeleid, dat de slapheid van 1 m² luchtlaag ter dikte D gelijk is aan:

$$C = \frac{D}{1,4 P_0} \quad (229)$$

waarin P_0 de barometrische druk is, d. w. z. 10^5 N/m^2 .

Derhalve

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1,4 P_0}{mD}}. \quad (230)$$

Voorbeeld: 5 mm triplex, $\rho = 800 \text{ kg/m}^3$, dus $m = 4 \text{ kg/m}^2$; $D = 7 \text{ cm}$; $f_0 = 113 \text{ Hz}$. De eigenfrequentie is dus vrij laag.

Valt nu een geluidsgolf van deze frequentie in op het paneel, dan resoneert het, waarmee we bedoelen, dat het vrij gemakkelijk in trilling geraakt, daar de gedwongen frequentie samenvalt met de eigenfrequentie. Men vergelijke dit verschijnsel met schommelen. We kunnen een schommel tot heftig slingeren brengen door in de goede cadans „zetjes” tegen de schommel te geven. Doen we dit niet in de goede cadans dan bereiken we zo goed als niets.

Zo zal het paneel flink meetrillen met geluid van frequentie f_0 en steeds minder naarmate de frequentie f van het geluid meer afwijkt van f_0 .

Meetrillen gaat gepaard aan warmteontwikkeling in oplegging of inklemming, in het inwendige van het paneel zelf en in eventueel aanwezig vezelig materiaal dat we in de luchtlaag hebben aangebracht. Dit impliceert geluidabsorptie. Vandaar dat niet-geperforeerde panelen absorberen in een vrij begrensde frequentiegebied rond de (vrij lage) eigenfrequentie van de constructie.

Volgens vgl. (230) kunnen we f_0 kiezen door passende waarden van m en D . De breedte van het frequentiegebied rond f_0 , waarin nog in aanzienlijke mate wordt geabsorbeerd, en de absorptiecoëfficiënt $a_{\max}$ bij de frequentie f_0 kunnen we binnen bepaalde grenzen regelen door de warmteontwikkeling te beïnvloeden, d. w. z. door de demping van het systeem te regelen, b. v. door de luchtlaag op passende wijze te vullen met glaswol, steenwol e. d.

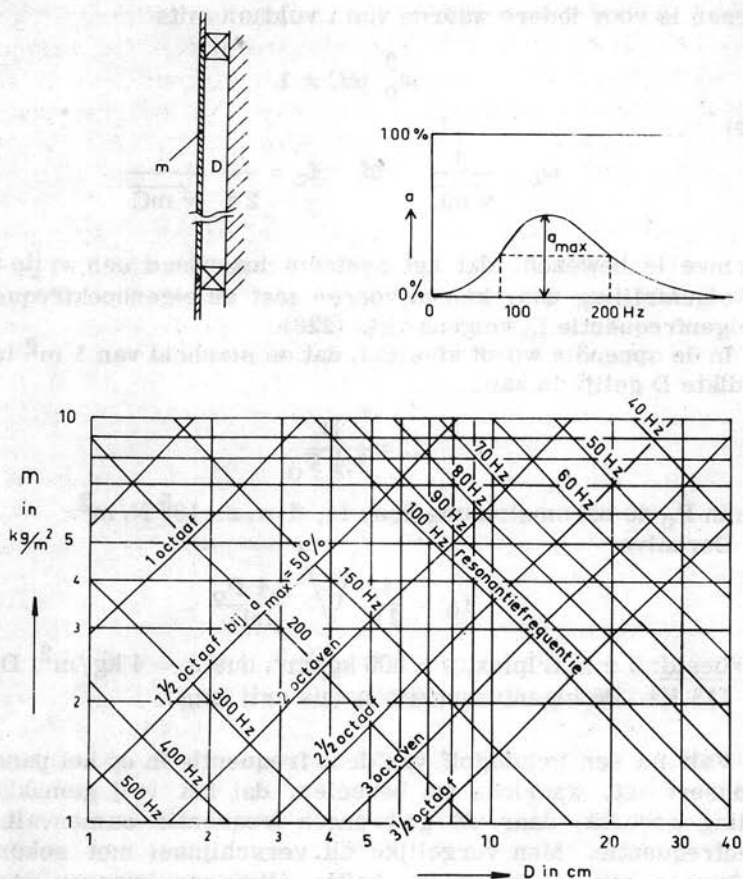


Fig. 215. De frequentie f_0 , waarbij een niet-geperforeerd paneel met massa m [kg/m²] op een luchtlaag ter dikte D maximaal absorbeert, alsmede de bandbreedte waarbinne de absorptiecoëfficiënt groter is dan 25% als door passende vulling van de luchtlaag de absorptiecoëfficiënt bij f_0 gelijk 50% is gemaakt.

Fig. 215 brengt in beeld wat ongeveer te bereiken is met deze constructies. Bij gegeven m en D leest men eruit af, hoe groot de eigenfrequentie f_0 is, alsmede in hoeveel octaven rond f_0 de absorptiecoëfficiënt a groter is dan 25% als door passende spouwvulling bij f_0 de absorptiecoëfficiënt gelijk 50% gemaakt is. Deze figuur geldt voor alzijdige inval. Grote precisie mag er niet van worden verwacht.

Voorbeeld: $m = 4 \text{ kg/m}^2$, $D = 6 \text{ cm}$; $f_0 = 125 \text{ Hz}$, $a > 25\%$ in 2 octaven, d. w. z. tussen 65 Hz en 250 Hz als $a = 50\%$ bij 125 Hz.

Zijn de velden tussen de stijlen en regels zo klein, dat gevreesd wordt, dat de eigenstijfheid van het paneel niet verwaarloosbaar klein is, dan komt dit op hetzelfde neer als wanneer de luchtlaag dunner (dus stijver) was dan in werkelijkheid. In bovengegeven voorbeeld zou men dan b.v. $D = 4$ cm moeten nemen in plaats van 6 cm, hetgeen bij dezelfde m zou voeren tot $f_0 = 150$ Hz en slechts ruim 1,5 octaaf.

Ruiten kunnen we ook als niet-geperforeerde absorberende panelen zien. De luchtlaag achter de ruiten is praktisch oneindig dik. Als stijfheid blijft alleen de eigenstijfheid van het glasvlak over. Dat deze inderdaad erg klein is blijkt uit de eigenfrequentie van glasvlakken, die bij circa 10 Hz ligt. Zij helpen dus mee om de alleraagste tonen te absorberen (en door te laten!!).

Blijkbaar zijn niet-geperforeerde panelen een waardevolle aanvulling van de poreuze absorptiematerialen, die doorgaans bij de lage frequenties weinig of te weinig absorberen. De moderne bouwwijzen in beton en steen vragen veelal ook om toepassing van lage-tonen-absorberende constructies, daar anders een onaangename sfeer wordt geschapen.

215. Geperforeerde panelen, ingeboorde of ingezaagde tegels e.d. Een laag vezelig materiaal, afgedekt door een geperforeerd paneel met een perforatiegraad van 5 à 10% absorbeert de middentonen goed, zeg van 300 tot 1500 Hz. Valt een golf in op zo'n constructie dan ontstaat voor het paneel een wisseldruk p , de geluidsdruk aldaar. Onder invloed van deze p , die afwisselend positief en negatief is, zal de lucht in de gaatjes heen en weer gaan trillen, aldus de luchtdruk in de met vezelig materiaal gevulde luchtlaag afwisselend verhogend en verlagend. Dit drukvereffeningsmechanisme via de gaatjes gaat zoveel gemakkelijker dan het in trilling brengen van het zware geperforeerde paneel, dat het paneel zelf praktisch in rust blijft. Het mechanisme wordt zodoende het trillen van de lucht-massa'tjes in de gaatjes op de luchtveer tussen paneel en wand. Hierdoor hebben we het mechanisme herleidt tot dat der ongeperforeerde panelen. Ook de onderhavige constructie is dus een massaveer-systeem dat kan resoneren. De trillende massa is echter uiterst klein, de eigenfrequentie dus dienovereenkomstig hoog. Fig. 215 leert ons dat we constructies krijgen geheel onderin de figuur en zelfs vrij ver eronder, d.w.z. een hoge resonantiefrequentie en absorptie in vrij veel octaven.

De vele materialen op basis van ingeboorde en ingezaagde tegels vallen ook in deze klasse; hun mechanisme is hetzelfde. Zonder gaten of spleten zouden we te maken hebben met een poreus materiaal met een hoge specifieke luchtweerstand R van de grootte-orde van 10^6 SI-eenheden. Fig. 213 leert, dat ze slechts matig zouden absorberen en dan nog voornamelijk bij de hoge tonen. Door de inboringen of inza-

gingen wordt het poreuze interieur toegankelijk gemaakt. De luchtpropjes in de gaatjes trillen op de luchtveer in het materiaal. Hieruit is duidelijk, dat het oppervlak geperforeerd of gesaust mag worden, mits men de grote gaten ietwat ontziet. Dit kost doorgaans niet veel moeite.

Een andere variant in deze klasse is een constructie, bestaande uit latjes van enkele centimeters breed, gescheiden door een spleet van enkele millimeters tot 1 centimeter (of meer). Is de aldus gevormde perforatie 30% dan kan men de latjes wegdenken. Het poreuze, b.v. vezelige materiaal erachter absorbeert dan als poreus materiaal, d.w.z. vooral bij hoge frequenties. Des te kleiner het perforatiepercentage, des te minder worden de hoge en des te meer worden de lage tonen geabsorbeerd. Des te kleiner de dikte der latjes des te beter is het akoestisch gedrag. Om esthetische redenen is het dikwijls raadzaam de latjes te profileren, zodat men het vezelmateriaal niet ziet. Indien gewenst, kan men tussen de latjes en het poreuze materiaal een zeer dun folie leggen, liefst van slechts enkele grammen per m^2 . Des te zwaarder het folie des te meer verschuift de karakteristiek naar de lage tonen, ten detrimente van de absorptie der hoge tonen. Soms is dit toegestaan, of zelfs gewenst.

„Echte” resonatoren, zoals flessen en potten, vallen ook onder deze klasse. Vult men de inhoud met vezelig of ander poreus materiaal, dan absorberen ze in een redelijk breed frequentiegebied. Het is feitelijk voldoende alleen de halzen der resonatoren te vullen. Past men in 't geheel geen vulling toe, dan absorberen ze alleen iets bij de resonantiefrequentie, daarbuiten nauwelijks. Men stelle zich geen wonderen van deze „antieke” middelen voor. Een gehele wand flink absorberend maken met dit soort resonatoren gelukt slechts als het resonatorvolume per m^2 wand ongeveer gelijk is aan dat van een poreus materiaal van 5 à 10 cm dikte over die m^2 , d.w.z. 50 à 100 liter per m^2 !

Een hierop gelijkende constructie die wel enige mogelijkheden biedt is een halfsteensmuur, waarin men flinke stootvoegen toepast, die men niet met specie vult. Plaatst men deze geperforeerde „plaat” op b.v. 10 cm afstand voor een dragende muur en past men een passende spouwvulling toe, dan kan men behoorlijk absorberen. Dit is een mogelijkheid in gevallen dat men schoon metselwerk wenst. De halzen van 10 cm lengte zijn feitelijk langer dan gewenst, het resultaat derhalve vaak ontoereikend.

In antieke openluchttheaters gebruikte men wel vrij grote klankpotten of resonatoren. Zou men ze vullen met b.v. vezelig materiaal, dan zouden ze niet galmen of resoneren, doch enigszins absorberen. Hiervoor zijn ze vermoedelijk niet gebruikt. Openluchttheaters hebben trouwens geen behoefte aan absorptiemateriaal. Laat men ze ongevuld, dan resoneren of galmen ze wel en absorberen ze nog minder, n.l. alleen maar een weinig in de buurt van hun resonantie-

frequentie. Het nagalmen hoort men uiteraard, zij het dat het effect niet groot kan zijn, tenzij ze in zeer groten getale worden toegepast. In akoestisch „dode” ruimten als openluchttheaters kunnen ze dus enigszins de sfeer van beslotenheid scheppen. Het geluid versterken kunnen ze stellig niet; de wet van het behoud van energie gold n.l. ook in oude tijden, al wist men dat nog niet. Daar ze absorberen kunnen ze alleen energie vernietigen of tijdelijk oppotten en met vertraging uitzenden (galmen). Het laatste is vermoedelijk het doel geweest.

216. Verende absorptiematerialen als schuimrubberlagen kunnen absorberen, zelfs met een niet poreus oppervlak. Ze hebben dan het voordeel afwasbaar te zijn, doch absorberen slechts matig.

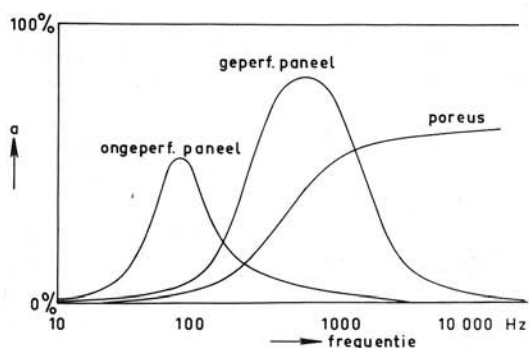


Fig. 216. Schetsmatig absorptiegedrag van representanten uit drie klassen absorptiematerialen.

217. Toepassing 1: Niveauverlaging. Stel dat in een ruimte verscheidene geluidbronnen staan, die tezamen een totaal akoestisch vermogen P (watt) leveren. Er zal zich in zeer korte tijd na de ingebruikstelling een min of meer stationaire lawaaitoestand instellen van zodanig niveau, dat het door de gezamenlijke absorberende bekledingen geabsorbeerde vermogen gelijk is aan het geproduceerde vermogen P . Noemen we de intensiteit in deze stationaire toestand I . De intensiteit op verschillende punten van de wanden vallend, behoeft niet overal dezelfde te zijn. Valt op 1 m^2 wand, waarvan de absorptiecoëfficiënt a is, de intensiteit I , dan wordt het vermogen Ia aldaar geabsorbeerd. Integreren we Ia over alle absorberende vlakken in de ruimte, dan krijgen we het gehele geabsorbeerde vermogen. In de stationaire toestand is blijkbaar

$$P = \int Ia dS.$$

Bij definitie van gemiddelde kunnen we hiervoor schrijven

$$P = \bar{I} \int adS$$

of $P = \bar{I}A$ (231)

met $\int adS = A$. (232)

$\bar{I}$ is blijkbaar de gemiddelde intensiteit, gemiddeld met gewichtsfactor a over S . A wordt de totale absorptie van de ruimte in „m² open raam” genoemd of ook wel het equivalent totaal absorberende oppervlak. Treft men in een ruimte S_1 m² aan met absorptiecoëfficiënt a_1 , S_2 m² met a_2 , enz. dan is blijkbaar:

$$A = a_1 S_1 + a_2 S_2 + \dots = \Sigma a S.$$

Komt hier voor een ruimte 30 m² uit, dan had men dit ook kunnen bereiken, door alle wanden volkomen reflecterend te laten en 30 m² open raam te installeren, immers de absorptiecoëfficiënt van een open raam is 1 (alle invallende geluid vliegt erdoor) en $30 \cdot 1 = 30$, vandaar de eenheid „open raam” voor de totale absorptie. 120 m² plafond met een absorptiecoëfficiënt van 25% draagt tot de totale absorptie eveneens $0,25 \times 120 = 30$ m² open raam bij.

Vergroot men A in een ruimte bij $P = \text{constant}$, d. w. z. bij onveranderde geluidproductie, dan verandert $\bar{I}$ omgekeerd evenredig met A , want $\bar{I} = P/A$, dus

A 2x zo groot, $\bar{I}$ 2x zo klein, 3 dB niveauverlaging,

A 10x zo groot, $\bar{I}$ 10x zo klein, 10 dB niveauverlaging,

A 100x zo groot, $\bar{I}$ 100x zo klein, 20 dB niveauverlaging.

Klaarblijkelijk is 10 dB niveauverlaging door opvoeren van A doorgaans reeds onuitvoerbaar, althans onbetaalbaar.

In formulevorm is de niveauverlaging

$$\Delta L = 10 \log \frac{I_{\text{voor}}}{I_{\text{na}}} = 10 \log \frac{A_{\text{na}}}{A_{\text{voor}}}.$$

Voor enkele decibels niveauverlaging door vergroting der absorptie moeten soms hoge bedragen worden geïnvesteerd. Een niveauverlaging van 80 dB op 75 dB lijkt dikwijls de hoge prijs niet waard. Men bedenke echter dat een verlaging met 10 foon luidheidshalvering betekent.

5 dB verlaging zal doorgaans ongeveer 5 foon verlaging betekenen, dus $\sqrt{2}$ maal kleinere luidheid, dus 30% daling in luidheid. Dit is soms geenszins verwaarloosbaar. Een niveauverlaging van 5 dB kan soms ook een grote daling tengevolge hebben van de kans op blijvende gehoorbeschadiging voor degenen die in het lawaai werken.

218. Toepassing 2: Ventilatiekanalen. Is de lucht die via een kanaal naar een ruimte wordt getransporteerd te zeer verontreinigd met geluid, b.v. van de ventilatoren, dan bekleedt men de kanalen met geluidabsorberende materialen. Het geluid plant zich dan nog wel voort van ventilator naar zaal, doch wordt op zijn weg door herhaalde onvolledige reflectie gaandeweg verzwakt. Als het geluid per m' kanaal de helft aan intensiteit inboet door absorptie, betekent dit een niveauverlaging van 3 dB/m'. In 't algemeen kan gezegd worden dat in rechte beklede kanalen een zelfde niveauverlies voor elke strekkende meter optreedt. Een der empirische formules om dit verlies ongeveer te voorspellen is

$$\frac{\text{dB}}{\text{m}'} = \frac{\text{kanaalomtrek}}{\text{kanaaldoorsnede}} \times (\text{abs. coëff.})^{1,4}.$$

Voorbeeld: kanaaldoorsnede $0,3 \times 0,4 \text{ m}^2 = 0,12 \text{ m}^2$, kanaalomtrek = $1,4 \text{ m}$, abs. coëff. = $0,6$; $5,7 \text{ dB/m'}$. Gezien de kans op fouten rekene men met 5 dB/m .

Soms bereikt men de gewenste niveauverlaging met één of meer beklede haakse bochten of met speciale geluiddempers die door hierin gespecialiseerde firma's op de markt worden gebracht. Het wegwerken van veel decibels vraagt òf om lengte (beklede kanalen) òf om volume (speciale dempers), in ieder geval echter om aandacht. Men neme te dien aanzien een eis op in het bestek, ware het slechts als stelpost.

219. Toepassing 3: Echovermindering. Een echo is een reflectie, die door zijn sterkte en late tijdstip van optreden hoorbaar is. Door het kwalijk reflecterende vlak absorberend te maken bestrijdt men eventuele hinder. Veel absorberen, speciaal bij de hoge tonen, is dan doorgaans noodzakelijk.
220. Toepassing 4: Nagalmtijdverkorting. Als een geluidbron in een ruimte plotseling stopt, hoort men het geluid soms nog seconden lang uitklinken, uitsterven, nagalmen. De tijd die verstrijkt tijdens het dalen van het geluidrukniveau over 60 dB noemt men de nagalmtijd T. Sabine stelde vast, dat tennaastebij

$$T = \frac{1}{6} \frac{V}{A},$$

waarin V het zaalvolume in m^3 is, A de totale absorptie in m^2 open raam. Blijkbaar kan men T regelen door A een passende waarde te geven. Daar T in seconden wordt gemeten, V in m^3 , A in m^2 heeft de numerieke factor $1/6$ blijkbaar de dimensie van seconde/meter.

DEEL C: GELUIDISOLATIE

221. Luchtgeluid, contactgeluid. Sprekers, zangers, violisten en babies produceren luchtgeluid. Zij brengen rechtstreeks de lucht in trilling. Lopende bovenburen, wasmachines, cellisten, stortbakken van toiletten, andere sanitaire installaties, koffiemolens tegen de muur, wandtelefoontoestellen enz. enz. produceren behalve luchtgeluid ook contactgeluid. Zij doen door contact met bouwkundige constructies deze trillen. Men spreekt doorgaans dan over contactgeluid, soms ook wel over constructiegeluid en bedoelt hiermee in eerste aanleg de trillingen in de constructies die zich als golven erin voortplanten. Hamert men tegen een muur, dan zal dat aan beide zijden van de muur duidelijk hoorbaar zijn. De trillende muur straalt blijkbaar luchtgeluid af, hetgeen niet verwondert. In de muur lopen n.l. (transversale) buigingsgolven, waarbij de stenen trillen loodrecht op het muurvlak waarin de buigingsgolven lopen. De muur drukt en trekt aan de aangrenzende lucht, straalt daardoor (gewone longitudinale) golven in lucht af. Men zegt (feitelijk ten onrechte uiteraard), dat men contactgeluid hoort. Hamert men in de kelder van een betonskelet-gebouw, dan hoort men dat in veraf gelegen ruimten. Het contactgeluid plant zich dus blijkbaar efficiënt voort.
222. Luchtgeluidisolatie. Ruw gesproken verstaat men onder de luchtgeluidisolatie tussen twee ruimten de mate waarin de ene ruimte beschermd is tegen ongewenst luchtgeluid uit de andere ruimte. Hebben beide ruimten een gemeenschappelijk scheidingsvlak (wand of vloer) met oppervlak S , dan is het duidelijk, dat voor een goede isolatie tussen de twee ruimten de scheidingsconstructie goed moet zijn, b.v. luchtdicht en voldoende zwaar. De kwaliteit van de scheidingsconstructie is echter niet alleen-bepalend voor de isolatie. Een spreker in de ene ruimte, die we de zendruimte zullen noemen, doet n.l. alle zes begrenzingsvlakken van de zendruimte trillen; ligt de andere ruimte, die we de ontvangruimte zullen noemen, b.v. onder de zendruimte, dan zal er geluid in de ontvangruimte komen door de afstraling van de trillende scheidingsvloer (directe transmissie), doch ook door afstraling van de vier doorlopende, z.g. flankerende wanden (flankerende transmissie of omweggeluid of neventransmissie). De buigingsgolven, in de wanden van de zendruimte opgewekt, slagen er n.l. in, zij het met verzwakking, langs de vloer naar beneden voort te lopen. Ook de trillende vloer zelf zal de wanden van het ontvangvertrek doen meetrillen. Er komt dus geluid in de ontvangruimte langs directe weg (door de vloer in ons geval) en langs vele andere wegen. Anders gezegd: indien iemand in een kamer in een woonblok spreekt, gaan alle wanden en vloeren van het hele blok trillen, zij het het meest in de directe omgeving van de spreker; de geluidenergie die in een aangrenzende kamer terechtkomt, is stellig

niet alleen door de scheiding gekomen; er zijn vele omwegen. Het ligt voor de hand te onderstellen, dat de isolatie tussen twee aangrenzende ruimten door de mogelijkheid van omweggeluid nadelig wordt beïnvloed. Ook voelt men gemakkelijk aan, dat het zinloos is een directe scheiding beter isolerend te willen maken, als het in het ontvangvertrek binnenkomende geluid voornamelijk omweggeluid is.

In sommige laboratoria beschikt men over twee aangrenzende ruimten, waartussen een te onderzoeken scheiding kan worden gebouwd en vervolgens beproefd onder dusdanige omstandigheden, dat de sterkte van het omweggeluid geheel mag worden verwaarloosd. Daar de kwaliteit van de scheidingsconstructie dan de geluidsdoorgang geheel beheerst, zegt men, dat dan de isolatie van de scheidingsconstructie wordt gemeten. Zou men deze constructie in een woongebouw toepassen, dan zou men een isolatie tussen twee ruimten meten, die vanwege het omweggeluid wat lager is. Men moet dus steeds goed weten onder welke omstandigheden er is gemeten (met of zonder omweggeluid; praktijk- of laboratoriummeting).

223. Definities en de meting van de luchtgeluidisolatie. Sinds maart 1960 bestaat er een internationale norm, vastgesteld door de „International Organization for Standardization” (ISO), getiteld „Field and laboratory measurements of airborne and impact sound transmission”, ISO/R140-1960. In Nederland is het sindsdien gebruikelijk, dat definities en meetmethoden uit deze norm worden overgenomen.

Volgens deze norm verstaat men onder de luchtgeluidisolatie R van een scheidingsconstructie, d.w.z. bij beproefing van een scheidingsconstructie tussen twee ruimten onder uitsluiting van omweggeluid (doorgaans laboratoriummeting):

$$R = L_1 - L_2 + 10 \log \frac{S}{A} \text{ [decibel]}. \quad (233)$$

Hierin is:

- S = oppervlak van de scheidingsconstructie,
- A = totale absorptie in het ontvangvertrek,
- $L_1 = 20 \log p_1/p_0$,
- $L_2 = 20 \log p_2/p_0$,
- p_1 = effectieve geluidsdruk in de zendkamer,
- p_2 = idem voor ontvangkamer,
- p_0 = vergelijkingsdruk $2 \cdot 10^{-5} \text{ N/m}^2$.

Dat dit een zinvolle definitie is wordt in de appendix aangetoond. Hier volstaan we met de volgende twee steekproeven op zinvolheid:

1. Als S tweemaal kleiner zou worden gemaakt zou de term $10 \log (S/A)$ 3 dB afnemen (men ga dit na!). Ook L_2 zou echter 3 dB afnemen, immers er zou tweemaal minder geluid in het ontvangver-

trek dringen; met $P = \bar{I}A$ zou dit betekenen, dat P en dus ook $\bar{I}$ tweemaal kleiner wordt in het ontvangvertrek. Tweemaal kleinere $\bar{I}$ betekent tweemaal kleinere p_2^2 , dus 3 dB kleinere L_2 . De waarde van R blijft dezelfde!

2. Als A tweemaal kleiner zou worden gemaakt zou de term $10 \log (S/A)$ 3 dB toenemen. Ook L_2 zou echter 3 dB toenemen, immers het in het ontvangvertrek dringend vermogen P blijft constant, en $P = \bar{I}A$, dus $\bar{I}$ wordt tweemaal groter; zo ook p_2^2 , dus L_2 neemt 3 dB toe. R verandert wederom niet.

Deze steekproeven leren ons, dat verandering in S of A het resultaat R ongemoeid laten. Dit moeten we eisen van een zinvolle definitie, immers het zou onaanvaardbaar zijn, als de isolatie van een constructie afhing van de grootte ervan of van de totale absorptie in het ontvangvertrek; een muur isoleert niet beter als ik er een vloerkleed naast leg.

Is het omweggeluid niet verwaarloosbaar, zoals doorgaans bij alle praktijkmetingen, dan mag volgens de ISO-norm met dezelfde definitie worden gewerkt, mits om vergissingen te voorkomen R' wordt geschreven in plaats van R . Het symbool R' is derhalve een waarschuwing. Men noemt R' de luchtgeluidisolatie tussen twee ruimten, daarbij in het midden latend langs welke wegen het geluid het ontvangvertrek heeft bereikt. Dus:

$$R' = L_1 - L_2 + 10 \log \frac{S}{A} \quad [\text{decibel}] \quad (233')$$

Voor de ISO-norm van kracht werd, d.w.z. voor 1960, was het in Nederland gebruikelijk in plaats van $10 \log (S/A)$ de term $10 \log (T/0,5)$ te gebruiken, waarbij T de nagalmtijd in het ontvangvertrek is. In Engeland is dat zelfs nu nog het geval. Met de formules van Sabine controleert men gemakkelijk, dat

$$\frac{T}{0,5} = \frac{h}{3} \frac{S}{A},$$

als h de afmeting van het ontvangvertrek is loodrecht op de beproefde wand of vloer (men ga dit na!). Is $h = 6$ meter (in woningen nauwelijks mogelijk) dan is de factor $h/3 = 2$, hetgeen betekent dat er voor de zelfde constructie 3 dB verschil zou zijn tussen de definities met $10 \log (S/A)$ en $10 \log (T/0,5)$. Dit zal blijken een zeer aanzienlijk verschil te zijn. Is $h = 3$ m dan is er echter geen verschil. In de woningbouw is hieraan tennaastebij voldaan.

Daar R en R' enkele decibels kunnen verschillen voor eenzelfde constructie; daar er enig verschil kan zijn door de keuze van $10 \log (S/A)$ of $10 \log (T/0,5)$; daar tenslotte een wand of vloer zich nooit volmaakt identiek laat reproduceren, is het klakkeloos geloven van

meetresultaten, zonder dat over genoemde omstandigheden iets bekend is, niet te rechtvaardigen. Zelfs het niet vermelden van de omstandigheden dient de lezer wantrouwig te maken.

De luchtgeluidisolatie blijkt als regel toe te nemen met de frequentie en wel circa 5 dB per octaaf. Dit maakt het noodzakelijk de isolatie als functie van de frequentie te meten. In Nederland is het gebruikelijk dit te doen met z.g. ruisbanden ter breedte van een octaaf en met middenfrequenties die gelijk zijn aan de ISO-voorkeurfrequenties voor octaafbanden 250, 500, 1000, 2000 Hz. Zo mogelijk wordt in meer octaafbanden gemeten.

224. Het luchtgeluid-isolatiemechanisme. Fig. 217 geeft een zeer schematisch beeld van hoe de luchtgeluidisolatie R van monolietwanden afhangt van de massa per m^2 en de frequentie. Globaal neemt R met 5 dB toe voor elke verdubbeling in massa per m^2 of

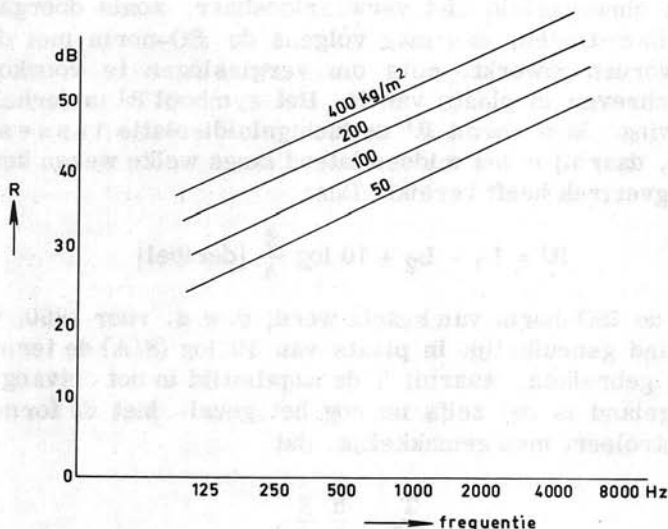


Fig. 217. Luchtgeluidisolatie R als functie van de frequentie voor scheidingen van 50 tot $400 kg/m^2$ (gemiddeld en sterk geschematiseerd!!).

frequentie. Dit kunnen wij als volgt aanvoelen. Stel dat aan de zendzijde van de muur een geluidsdruk p_z op de muur werkt. Dit is de aandrijvende kracht per m^2 muur. De massa van de muur wordt hierdoor versneld. Als p_z sinusvormig van de tijd afhangt zal de versnelling van de muur a_m dit ook doen, immers onder verwaarlozing van de stijfheid van de muur is

$$p_z = m a_m.$$

Noemen we de snelheid van de muurdeeltjes v_m en stellen we v_m ook sinusvormig in de tijd

$$v_m = \hat{v}_m \sin \omega t,$$

dan is

$$a_m = \frac{dv_m}{dt} = \omega \hat{v}_m \cos \omega t.$$

Dus

$$p_z = \omega m \hat{v}_m \cos \omega t,$$

en dus

$$\hat{p}_z = \omega m \hat{v}_m.$$

Voor iedere factor 2, waarmee ω of m toeneemt zal $\hat{v}_m$ een factor 2 afnemen bij gelijkblijvende $\hat{p}_z$ in de zendkamer. Daar de geluiddruk in de ontvangkamer evenredig zal zijn met $\hat{v}_m$ zal ook de geluiddruk in het ontvangvertrek met een factor 2 afnemen bij gelijkblijvende $\hat{p}_z$ in de zendkamer als ω of m met een factor 2 toenemen. Daar een factor 2 verlaging in p_{eff} een niveauverlaging van 6 dB betekent (men ga dit na), wordt de uitspraak: voor iedere factor 2 toeneming in frequentie of massa per m^2 zal de luchtgeluidisolatie met 6 dB toenemen. Dit klopt aardig met de praktijk, waar we globaal 5 dB vinden in plaats van 6 dB. De conclusie lijkt dus gerechtvaardigd, dat de massa per m^2 een zeer belangrijke grootheid is bij luchtgeluidisolatie.

In de appendix wordt afgeleid, dat bij loodrecht invallend geluid op een oneindige monolietmuur het verschil tussen het niveau van het invallende en dat van het doorgelaten geluid bedraagt

$$\Delta L = 20 \log \frac{\omega m}{2\rho c} \quad (\text{theoretische massawet}), \quad (234)$$

waarin $\rho c = 410$ SI-eenheden de specifieke akoestische golfimpedantie van lucht is. Deze formule noemt men wel de theoretische massawet bij normale inval.

Een veel beter met de meetresultaten overeenkomende massawet luidt:

$$R^1 = 17,5 \log m + 3 \text{ dB},$$

die een globale waarde voor R^1 geeft bij 500 Hz. Per octaaf hogere frequentie tellen men hier 5 dB bij.

Men controleert eenvoudig, dat hieruit voor een heelsteensmuur

circa 48 dB komt (men ga dit na, en berekene ook het niveauverschil ΔL voor 500 Hz voor een heelsteensmuur volgens de theoretische massawet; men zou verwachten, dat deze waarde van ΔL vrijwel zou kloppen met de eerdergenoemde waarde van R' ; R' blijkt echter meer dan 10 dB kleiner te zijn dan ΔL). Een isolatie van 40 dB of 50 dB betekent globaal dat de doorgelaten fractie 10^{-4} resp. 10^{-5} bedraagt. Daar een heelsteensmuur tegenwoordig onvoldoende geacht moet worden als woningscheiding, mag blijkbaar slechts een zeer kleine fractie worden doorgelaten!! 1 cm^2 gat per m^2 muur betekent globaal 10^{-4} doorlating. Hoe goed de muur zelf ook is, de luchtgeluidisolatie zal dan circa 40 dB bedragen. Vol en zat metselen is dus gewenst. Gaten zijn funest. Men lette op doorvoeren van centrale verwarming, centrale televisie-antennes, waterafvoerpijpen, enz.

Daar een 4-steens-muur slechts 10 dB beter is dan de onvoldoende heelsteensmuur is het geen wonder, dat men naar andere middelen dan monolietwanden zoekt als men grote isolatie wil bewerkstelligen. De spouwmuur is de eerste variant, die dan om aandacht vraagt.

Bouwt men een spouwmuur op uit 2 spouwbladen die elk afzonderlijk 40 dB isoleren, dan zou men nateveel kunnen denken dat de spouwmuur $2 \times 40 = 80$ dB isoleert. Niets is minder waar. Men is dicht bij de waarheid, als men de spouwgedachte waardeloos acht en als isolatie aanneemt, dat wat de evenzware monolietwand zou isoleren, in ons geval dus $40 + 5 = 45$ dB! Dit is ongeveer juist als het „normale” aantal spouwankers is aangebracht en de spouwmuur is aangewerkt tegen vloer, plafond en zijwanden. Als men erin slaagt deze „normale” contacten drastisch te verminderen, dan is isolatiewinst geenszins uitgesloten. Des te minder de contacten tussen de spouwbladen (ankers, inklemming e.d.) des te groter de isolatiewinst. Zonder ankers en met een volledige dilatatievoeg (ook in gevel en fundament) is 60 dB isolatie en meer in ons geval denkbaar.

Een spouwmuur zonder ankers kan men fysisch opvatten als twee massa's met tussengelegen luchtveer. Zo'n systeem heeft een eigenfrequentie

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1,4 P_0}{m \frac{1}{2} D}}, \quad (235)$$

als m de massa per m^2 van één spouwblad is (beide bladen zijn gemakshalve even zwaar gedacht), en D de luchtlaagdikte. Deze formule is op een factor $\frac{1}{2}$ na identiek met de resonantieformule van het niet-geperforeerde paneel (zie vgl. (230)); terecht, want het midden van de luchtlaag in de spouw staat bij de eigentrilling om symmetriredenen stil; elk spouwblad trilt dus als het ware op een luchtveer ter dikte van de halve luchtlaag. Spouwconstructies met te kleine m en te kleine D kunnen een eigenfrequentie van 200 Hz of hoger hebben.

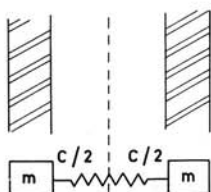


Fig. 218.

Zij isoleren dan de lage tonen hoorbaar slecht en hinderlijk slecht. Dubbele beglazing met circa 1 cm luchtlaagdikte is daarvoor zelfs inferieur aan enkele beglazing (zelfs indien enkel dik genomen!), zulks in tegenspraak tot wat door leken veelal wordt beweerd.

Verplaatsbare wandconstructies op basis van een dunne lichte spouwconstructie lopen ook door de resonantiemogelijkheid gevaar van slecht isoleren. Hierbij dient voorts opgemerkt, dat dergelijke montagewanden doorgaans niet vrij zijn van kieren en spleten, hetgeen catastrofaal is voor de luchtgeluidisolatie. Verplaatsbare wandconstructies isoleren daardoor in den regel onvoldoende.

Deuren en beweegbare ramen zijn altijd heel zwakke plekken in een scheiding. De slechte isolatie wordt ten eerste veroorzaakt door de schier onvermijdelijke kieren. Zijn deze gedicht, dan maakt de kleine massa per m^2 nog, dat de luchtgeluidisolatie slechts van de orde is van 20 dB tegenover 40 à 50 dB voor half- of heelsteensmet-selwerk.

225. Isolatie van een samengestelde wand. Als een wand met oppervlak S is opgebouwd uit een deel S_1 met isolatie R_1 en een deel S_2 met de kleinere isolatie R_2 , zal deze samengestelde wand een isolatie R hebben ergens tussen R_1 en R_2 in. We zullen R berekenen. We gaan daarbij uit van een wand, die over het gehele oppervlak S de (hoge) isolatie R_1 heeft. We behoeven nu slechts te berekenen met welke factor n (> 1) de energie die door de wand gaat vergroot wordt, als we het deel S_2 verslechteren van R_1 tot R_2 . De gevraagde isolatie R wordt dan immers verkregen door van R_1 het isolatieverlies $10 \log n$ af te trekken.

(Voorbeeld: 2 maal meer energie 3 dB daling, 4 maal meer energie 6 dB daling, 10 maal meer energie 10 dB daling enz.) Nu is

$$n = \frac{S_1}{S} + \frac{S_2}{S} 10^{(R_1 - R_2)/10}.$$

[Voorbeeld: Als $R_2 = R_1$, d. w. z. geen verslechtering, dan vinden we, zoals het moet, $n = 1$; als $R_1 - R_2 = 20$ dB, dan gaat door het deel S_1 de fractie S_1/S (onversterkt) en door het deel S_2 de fractie S_2/S honderd maal versterkt; enz.]

De isolatiedaling ten opzichte van R_1 is nu:

$$R_1 - R = 10 \log n ,$$

dus

$$10^{(R_1-R)/10} = \frac{S_1}{S} + \frac{S_2}{S} 10^{(R_1-R_2)/10}.$$

Noemen we S_2/S de fractie φ van het oppervlak S die verslechterd is, dan is

$$10^{(R_1-R)/10} = (1-\varphi) + \varphi 10^{(R_1-R_2)/10}. \quad (236)$$

[Voorbeeld 1: als $R_1=R_2$ vindt men, zoals verwacht, $R=R_1$.

Voorbeeld 2: als $\varphi = 0,1$ en $R_1-R_2 = 40$ dB, dan is

$$10^{(R_1-R)/10} = 0,9 + 0,1 \times 10^{40/10}.$$

De doorlatingsbijdrage 0,9 van het goed-isolerende deel zinkt in het niet tegenover de grote doorlating 1000 door het kleine slechte wand-deel. Derhalve $R_1 - R \approx 30$ dB.

De goede wand gaat dus 30 dB achteruit doordat 10% van het oppervlak 40 dB slechter is dan de goede wand (zeer slechte deur in goede wand, of gewone deur in uitstekende wand).]

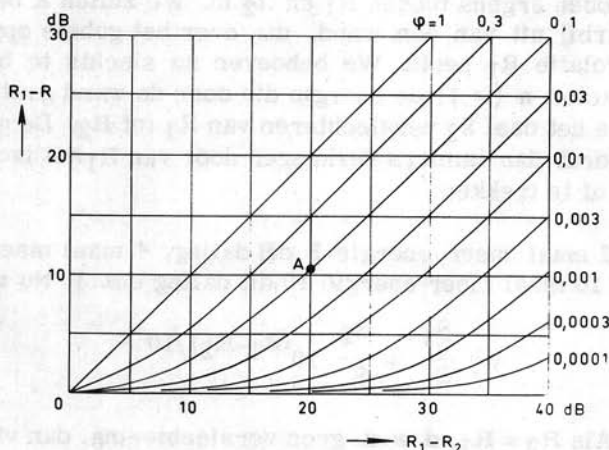


Fig. 219. Isolatieberekening van wanden, bestaande uit twee delen van verschillende isolatie. Voorbeeld: 10% van een wand ($\varphi = 0,1$) worde ingenomen door een deur, die 20 dB slechter is dan de rest van de wand. De isolatie van de wand gaat ruim 10 dB achteruit (punt A).

Vgl. (236) levert ons dus de isolatiedaling $R_1 - R$ door een fractie φ die $R_1 - R_2$ slechter is dan R_1 . In fig. 219 is deze relatie in beeld gebracht.

In de appendix wordt de afleiding van vgl. (236) nogmaals gegeven op een wijze die formeler en logischer is, doch wellicht minder gemakkelijk lijkt.

226. Invloed muurstijfheid, coincidentie. De massa per m^2 van een monolietwand is wel zeer belangrijk voor de luchtgeluidisolatie ervan, doch de stijfheid van de wand heeft ook (een doorgaans nadelige) invloed. Dat een wand stijfheid heeft, heeft akoestisch twee spectaculaire gevolgen. Ten eerste heeft een ingeklemde of opgelegde, althans begrensde plaat, die massa en stijfheid heeft, zoals een ruit, vloer of wand, eigenfrequenties; hij kan resoneren. Een (zachtken) aangeslagen ruit trilt uit met een frequentie van enkele tientallen hertz (eigentrilling) en zal ook gemakkelijk meetrillen met invallend geluid van die frequentie (resoneren, meetrillen, slecht isoleren, dus doorlaten, dus ook schijnbaar absorberen). Het tweede gevolg van stijfheid is, dat in een plaat met massa en stijfheid buigingsgolven kunnen lopen; een slag met een hamer op een lange stalen staaf, buis, brugleuning, spoorwegrail e. d. zal hierin buigingsgolven opwekken, die weglopen van de plaats van de aanslag naar het „oneindige”; laat men een gewicht vallen op een zeer grote betonplaat, dan lopen er cirkelvormige buigingsgolven weg door de plaat, zoals watergolfjes in een plas waarin men een steentje gooit. Deze cirkelvormige buigingsgolven in een plaat breiden zich uit tot zeer grote cirkels (als de plaat oneindig uitgestrekt is), die tenslotte tennaastebij als rechte lijnen worden gezien; buigingsgolven met rechte golffronten moeten dus ook mogelijk zijn. De voortplantingssnelheid van deze vrije rechte buigingsgolven in platen blijkt bij berekening evenredig te zijn met de wortel uit de frequentie. Laat men een geluidgolf in lucht van zekere frequentie scheef invallen op een grote plaat, dan zal (zie fig. 220) een periodiek systeem van over- en onderdrukken langs de plaat lopen. Dit druksysteem (drukveld) zal de plaat sinusvormig vervormen. Omdat het druksysteem langs de plaat loopt zal ook de vervorming in de plaat voortlopen met dezelfde snelheid als het druksysteem (analogon: een locomotief drukt de rails plaatselijk duidelijk zichtbaar naar beneden; rijdt de locomotief, dan verplaatst deze indrukking zich met de locomotief mede, d. w. z. met een gedwongen snelheid). Zodoende ontstaat in de plaat een gedwongen lopende buigingsgolf. Men controleert gemakkelijk (zie fig. 220), dat deze gedwongen snelheid $c/\sin \varphi$ is, als c de voortplantingssnelheid in lucht (340 m/s) en φ de invalshoek met de normaal is. Men realiseert zich goed, dat deze gedwongen snelheid door het luchtgeluid wordt bepaald; de uitdrukking $c/\sin \varphi$ bevat geen enkele muureigenschap. Had men de muur met dezelfde frequentie in

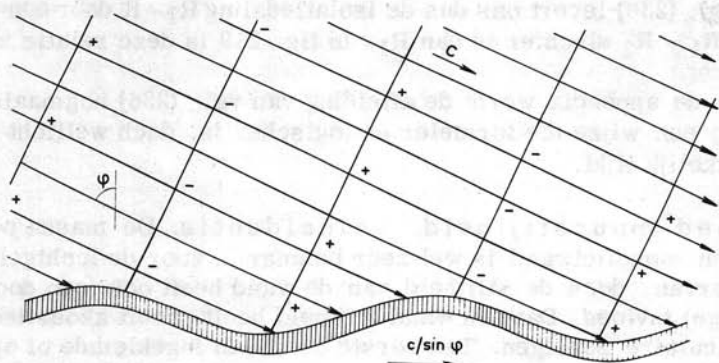


Fig. 220. Opwekking van een gedwongen buigingsgolf door invallend geluid.

trilling gebracht met een contactgeluidbron, dan waren vrije buigingsgolven in de plaat ontstaan van dezelfde frequentie. Deze golven zouden voortlopen met een vrije snelheid, bepaald door muureigenschappen en frequentie; zoals gezegd is deze snelheid evenredig met de wortel uit de frequentie.

Laat men nu de frequentie veranderen van 0 tot oneindig, dan zal de voortplantingssnelheid van de vrije golven bij voldoende lage frequenties kleiner zijn dan de gedwongen snelheid $c/\sin \varphi$ en bij voldoende hoge frequenties groter. Daartussenin is echter een frequentie waarbij de vrije snelheid gelijk is aan de gedwongen snelheid $c/\sin \varphi$. Dit feit heeft een „dramatisch” gevolg. Reeds zonder enige dwang kan bij die frequentie een vrije golf lopen van elke sterkte. Als er nu bovendien dwang is (het druksysteem) die de vrije golf versterkt, dan zal deze vrije golf tot grote sterkte worden opgevoerd. Een sterk golvende plaat zal aan de doorlaat zijde een sterke golf afstralen (berekening leert, dat dit zal plaats hebben, en wel in een richting in het verlengde van de invalsricting), zodat het samenvallen der snelheden (coïncidentie) betekent dat veel geluid wordt doorgelaten, dat de isolatie onder deze omstandigheden dus slecht is. Uiteraard kan om energetische redenen nooit meer energie worden doorgelaten dan er invallt. De plaat zal dan ook niet oneindig sterk gaan trillen onder de invallende dwang, doch „slechts” zo sterk, dat de doorgelaten golf even sterk is als de invallende. Om de doorgelaten golf af te stralen moeten door de plaat op de lucht ter doorlaat zijde dwangkrachten worden uitgeoefend. De plaat ondervindt wegens actie=reactie ook krachten van deze lucht. In de stationaire toestand treffen we dan ook in de plaat een golf aan van zodanige sterkte, dat alle invallende energie wordt doorgelaten en waarbij de krachten die beiderzijds op de plaat worden uitgeoefend elkaar volkomen compenseren.

Conclusie 1: bij scheve inval op een plaat is er altijd een frequentie te vinden, waarbij de isolatie nul is.

Conclusie 2: bij groter φ zal $c/\sin \varphi$ kleiner zijn, dus zal ook de frequentie, waarbij de isolatie nul is, kleiner zijn.

Conclusie 3: de grootst mogelijke φ is 90° ; onder deze hoek (scheurende inval) is de frequentie, waarbij de isolatie nul is, minimaal.

Conclusie 4: elke plaat heeft een frequentie, de grensfrequentie genoemd, waarboven altijd een invalshoek te vinden is, waarvoor de isolatie nul is.

Conclusie 5: daar de massa per m^2 evenredig is met de dikte d , de buigstijfheid evenredig is met d^3 (denk aan $\frac{1}{12}bh^3$), de vrije snelheid evenredig is met de vierdemachtswortel uit de verhouding van buigstijfheid en massa per m^2 (dit is niet eenvoudig te bewijzen, doch kwalitatief wel aan te voelen) en tevens evenredig met de wortel uit de frequentie f , de vrije snelheid dus evenredig is met $\sqrt{df}$, is de grensfrequentie omgekeerd evenredig met de plaatdikte.

Conclusie 6: dikke muren hebben een lage grensfrequentie, dunne een hoge.

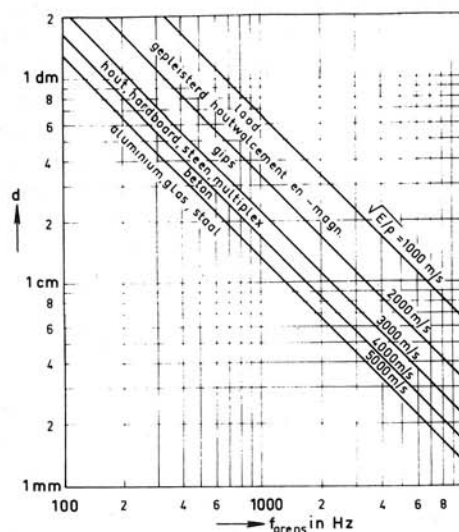


Fig. 221. De grensfrequentie f_{grens} als functie van plaatdikte d en de materiaalconstante $\sqrt{E/\rho}$; enkele met name genoemde materialen ter illustratie.

Uit fig. 221 leest men de grensfrequentie af voor een plaat, waarvan de dikte d is, voor materiaal van een bepaalde $\sqrt{E/\rho}$. Voor 5 mm glas vindt men b.v. circa 2200 Hz, voor 2 cm echter 550 Hz, voor 5 cm beton 300 Hz, voor 20 cm steen 100 Hz, enz.

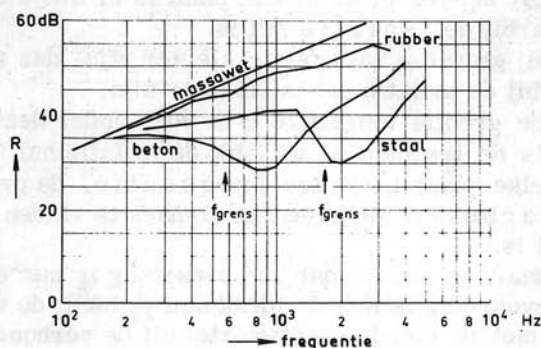


Fig. 222. De luchtgeluidisolatie R van drie wanden van gelijke massa (55 kg/m^2) doch verschillende stijfheid.

Enkele consequenties ziet men in fig. 222, waarin gemeten luchtgeluidisolatiekarakteristieken zijn gegeven voor drie wanden, alle 55 kg/m^2 , doch onderscheidenlijk van rubber, staal en beton. De rechte lijn geeft de theoretische massawet-karakteristiek ter vergelijking. Rubber is blijkbaar zo slap, dat vrijwel alleen de massa van belang is; de grensfrequentie ligt onvindbaar hoog. Staal en beton geven een aanzienlijk verlies door coïncidentie te zien. Vooral bij de betonwand is dit desastreus, daar de meeste klachten komen van een te lage isolatie tussen 500 en 1000 Hz. Een betonwand van 220 kg/m^2 zou 2 octaven lager coïncideren, stellig echter nog ernstig door coïncidentie gehinderd worden in een belangrijk frequentiegebied. Een stalen wand van 220 kg/m^2 zou misschien slechter isoleren dan een van 55 kg/m^2 .

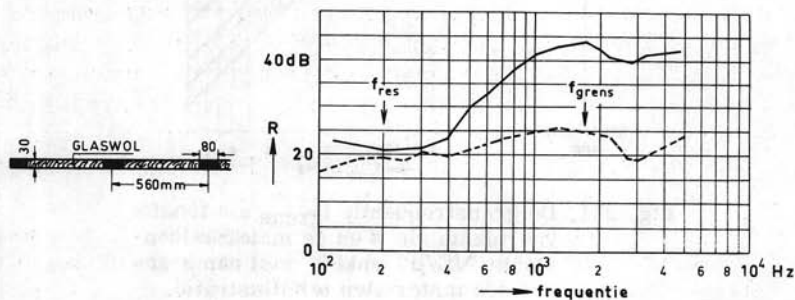


Fig. 223. De luchtgeluidisolatie R van een 5 cm dikke houten spouwconstructie en (gestippeld) die van de enkele houten wand.

Fig. 223 geeft een ander waarschuwend voorbeeld, te weten een

spouwconstructie van 2 x 1 cm hout op slechts 3 cm luchtlaag, gevuld met glaswol. Als gestippelde lijn is de karakteristiek gegeven voor de enkele wand van 1 cm. Bij beide constructies is het isolatieverlies door coincidentie bij enkele duizenden hertz te zien (niet fataal); erger is de inbreuk in de karakteristiek van de spouwconstructie door resonantie bij lage frequenties. De spouwconstructie is bij de lage frequenties nauwelijks beter dan de enkele. Door zo'n wand is een gesprek duidelijk hoorbaar, zo niet te verstaan. Zo'n lichte wand moet, om de lage tonen bevredigend te isoleren, een veel dikkere luchtlaag hebben en zo mogelijk stijlen en regels op grotere onderlinge afstand.

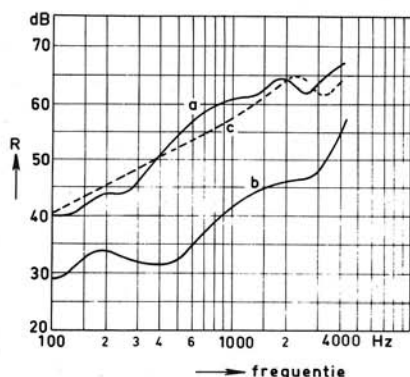


Fig. 224. a) hwc - spouwconstructie
b) hwc - "monoliet" constructie
c) 350 kg/m² steensmuur.

Fig. 224 toont interessante laboratorium-resultaten, die het nut van buigslappe constructies bewijzen. Kromme a geeft de luchtgeluidsisolatie R van een buigslappe spouwconstructie, bestaande uit twee houtwolcementplaten van 5 cm dik, uitwendig 1 cm dik afgepleisterd, op 1 cm onderlinge afstand; in de spouw is wat golfkarton aangebracht om contact tussen de wangen te vermijden. De isolatie van deze 13 cm dikke, 83 kg/m² zware constructie is even goed als die van een 25 cm dikke, 450 kg/m² zware steensmuur (kromme c). Kromme b heeft betrekking op een enkele laag houtwolcement van 7,5 cm, tweezijdig afgepleisterd. De verklaring van één en ander is de volgende.

Houtwolcement is relatief zeer zwaar, zeer slap, zeer poreus en zeer goed luchtdoorlatend. Zeer zwaar en zeer slap resulteert (zie fig. 221) in een grensfrequentie van 1000 Hz of hoger, zelfs bij eenzijdige bepleistering. Beneden 1000 Hz is dus de isolatie niet bedorven door coincidentie. Hoge porositeit gecombineerd met zeer lage luchtweerstand maakt, dat deze constructie ondanks een lucht-

laagdikte van 1 cm zich gedraagt als ware de luchtlaag 5 a 10 cm, hetgeen, tezamen met de eigenschap zeer zwaar, resulteert in een lage resonantiefrequentie, zeg 70 Hz. De isolatie bij en boven 125 Hz is dus niet meer geschaad door resonantie. De tweezijdige gepleisterde enkele laag (kromme b) is te stijf en te licht; ook de steensmuur (450 kg/m^2) is gehandicapt door te grote stijfheid.

Zou men de beide wangen van een buigslappe spouwconstructie als hier bedoeld verbinden door een stijl- en regelwerk, dan schaadt men het akoestisch gedrag nog niet veel. De in de zendkamer in trilling gebrachte plaat brengt weliswaar zijn trillingen via stijlen en regels over op de plaat ter ontvangzijde. Deze trillingen lopen in deze plaat als vrije buigingsgolven weg van stijlen en regels; onder de grensfrequentie is de voortplantingssnelheid dezer vrije golven echter kleiner dan 340 m/s , d.w.z. de golflengte in de plaat is zo klein, dat de afstraling in de ontvangruimte heel zwak is. De hoge inwendige demping in het materiaal zorgt er verder voor, dat deze vrije golven snel uitsterven. Stijlen en regels zijn dus wel toegestaan, hoewel niet voordelig voor een goede isolatie. Spouwankers in een stenen spouwmuur (lage grensfrequentie) zijn veel schadelijker dan stijlen en regels in een buigslappe spouwmuur (hoge grensfrequentie). Hoge grensfrequentie, lage resonantiefrequentie en grote demping van vrije golven in de platen zijn dus de eigenschappen, die tezamen een waardevolle spouwconstructie opleveren. Houtwolcement is hier als voorbeeld genoemd. Het hoeft geen betoog, dat gelijkwaardige buigslappe constructies denkbaar zijn in andere materialen, houtwolmagnesiet, triplex verzwaaard met geschikte materialen, enz.

Een andere interessante constructie is de buigslappe voorzetwand. Zet men tegen een half- of heelsteensmuur een stijl- en regelwerk, waarop 5 cm houtwolcement of -magnesietplaten, afgepleisterd aan de kamerzijde, dan krijgt men een isolatieverbetering van circa 6 dB. De verklaring is dezelfde als van de vorige constructie; hoge grensfrequentie, lage resonantiefrequentie, vrij weinig schade door stijlen en regels vanwege de hoge grensfrequentie.

Een overtuigende demonstratie van het feit, dat buigslappe platen slecht afstralen is de volgende. Of men nu een trilapparaat tegen een dikke of dunne rubber plaat houdt of ertegen hamert, men slaagt er niet in veel lawaai te maken met de plaat. Doet men deze proef met een staalplaat, betonplaat of metselwerk dan kan het lawaai oorverdovend zijn, ondanks het feit, dat de rubberplaat met dezelfde trillingsamplitude krijgt dan de zware stijve constructies uit staal, beton of steen. De korte golflengte in de rubberplaat voorkomt geluiduitstraling.

Buigslappe constructies blijken dikwijls voordelen te hebben. Generaliserend zou men kunnen zeggen, dat acustici gaarne slap, zwaar en luchtdicht bouwen. Het is jammer, dat slap en zwaar niet altijd in goede aarde valt, en luchtdicht moeilijk te realiseren is.

227. Eisen en normen ten aanzien van de luchtgeluidisolatie. De eventueel te stellen eisen hangen uiteraard af van het object (woningcomplex, kantoorgebouw, woning boven nachtclub, concertzaal e. d.), soms mede van het karakter van de directe omgeving (rustige woonwijk, industrie, verkeer), soms zelfs van het provinciale plan (vliegveld binnen 5 km). In zijn algemeenheid zijn eisen niet te formuleren.

De eisen, welke men tussen woningen stelt, liggen echter vast, al zijn ze ongeschreven. Een ieder wenst en eist een zekere mate van bescherming als hij thuis is, hoewel de mate van individu tot individu verschillend zal zijn. Ook wenst en eist een ieder, enig geluid te mogen maken zonder onmiddellijk last met de burens te krijgen. De gemeentelijke bouwverordeningen schieten in dit opzicht alle (of vrijwel alle?) te kort. Kwantitatieve eisen stellen zij niet. Het aantal klagen, vooral na opkomst van de TV, is relatief zeer groot. De architecten dragen daardoor een grote verantwoordelijkheid. Als men nu bedenkt, dat 3 dB verschil in isolatie een goede woning verandert in een matige, een matige in een slechte, als men voorts bedenkt dat men gemakkelijk 3 dB kan verliezen door ongewilde geluidlekken, overmatige flankerende overdracht, resonantie en/of coincidentie, terwijl om beweerde economische redenen doorgaans op de grens van het ontoelaatbare wordt gebouwd, dan is het duidelijk dat grote voorzichtigheid en deskundigheid geboden is. Vooral bij het toepassen van nieuwe systemen of plattegronden is het gewenst het plan grondig te laten onderzoeken op mogelijke tekortkomingen.

Een Nederlandse norm „Geluidwering in woningen”, NEN 1070 van 1962, is er intussen wel. Als maat voor de luchtgeluidisolatie tussen twee ruimten wordt in NEN 1070 gehanteerd de z.g. isolatie-index voor luchtgeluid I_{lu} , die geacht wordt 0 dB te zijn als in de vier octaafbanden rond 250, 500, 1000 en 2000 Hz de gemeten luchtgeluidisolatie R^i (let wel: niet R) respectievelijk 43 - 50 - 53 en 54 dB bedraagt. Men noemt deze getallen de z.g. normwaarden voor luchtgeluidisolatie. De vier genoemde gemeten waarden R^i die men met de normwaarden vergelijken moet, noemt men de „partiële isolatiewaarden”. Kleine, nader omschreven afwijkingen van de normwaarden zijn toegestaan als gemiddeld maar aan de normwaarden wordt voldaan. I_{lu} blijft dan 0 dB. De isolatie-index I_{lu} is a dB, als de partiële isolatiewaarden nog juist voldoen aan a dB hogere normwaarden dan 43, 50, 53, 54 dB.

Voor woningen van de klasse matig wordt $I_{lu} = 0$ dB verlangd tussen een „gevoelige” ruimte van een woning en een ruimte van een andere woning. In de klasse goed is de norm hiervoor $I_{lu} = 3$ dB. Tussen twee ongevoelige ruimten van twee woningen zijn de eisen 3 dB lager. De acustici vinden deze eisen te laag. Als 10% van de bevolking zich telkens gehinderd gevoelt in een woning die „matig” wordt genoemd, vinden zij de aanduiding „matig” misplaatst.

$I_{lu} = 0$ dB tussen twee ruimten is zo gekozen, dat 50% van de met heelsteensmuren uitgevoerde woningscheidingen eraan voldoen. Daar algemeen bekend geacht kan worden, dat deze geluidwering niet tegen de TV van de burens is opgewassen, lijkt inderdaad de kwalificatie „matig” rijkelijk optimistisch.

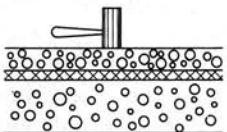
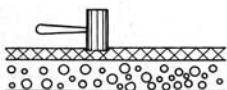
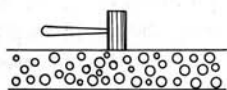
228. Contactgeluidisolatie. Van de vele contactgeluiden, die van buitenaf tot ons verblijf kunnen doordringen en ons kunnen hinderen, b.v. die van buurman's sanitaire installaties, wandtelefoon, huisbel, aanrecht, liftmotoren, slaande deuren, lopende bovenburen, heeft speciaal het contactgeluid van de lopende bovenbuur permanent in de belangstelling gestaan, en wel omdat hierover terecht algemeen werd geklaagd. Niet slechts lopen op een vloer kan de onderwonenden hinderen, doch ook het spelen van kinderen, het laten vallen van voorwerpen, het verschuiven van stoelen of ander meubilair op een vloer kan danig hinderen.

Het kenmerkende van al deze activiteiten is, dat men tikt, bonst, hamert of schuift over de vloer. Om de hinder kwantitatief vast te leggen heeft men internationaal (ISO) een hamermachine genormaliseerd, die een reproduceerbare roffel op de te onderzoeken vloer afgeeft door middel van hamers van 500 gram, die 10 maal per seconde een klap op de vloer geven na een vrije val over 4 cm hoogte. Het geluidspectrum, in octaafbanden gemeten onder de vloer en genormaliseerd op een standaard-absorptie van 10 m^2 open raam in het benedenvertrek, bij afkorting genoemd het contactgeluidniveau, wordt als maatstaf voor de slechtheid van een vloer genomen. Een slechte vloer geeft n.l. een hoog niveau in het benedenvertrek. In formulevorm:

$$L_n^i = L + 10 \log \frac{A}{10 \text{ m}^2}$$

L_n^i is hierin het genormaliseerde contactgeluidniveau, L het gemeten octaafbandniveau, A de totale absorptie in het benedenvertrek. De term $10 \log (A/10 \text{ m}^2)$ is nodig om L_n^i onafhankelijk te maken van de absorptie A in het ontvangvertrek. Is $A = 10$, dan is $L_n^i = L$. Maakt men nu A b.v. 2 maal groter, dan levert de term $10 \log (A/10 \text{ m}^2)$ 3 dB, doch L neemt 3 dB af, immers, daar het geluidvermogen dat door de vloer wordt afgestraald ongewijzigd zal blijven, zal ingevolge $P = \bar{I}A$ bij verdubbelde A en constante P de gemiddelde intensiteit $\bar{I}$ worden gehalveerd, dus L daalt 3 dB. Inderdaad wordt zodoende L_n^i onafhankelijk van de toevallige A , die we aantreffen in het benedenvertrek, zoals we uiteraard verlangen.

229. Mechanisme van contactgeluidoverdracht, numerieke waarden, norm NEN 1070. Een hamerslag op een steenachtige vloer brengt deze in trilling. Is de vloer monoliet dan straalt de vloer beneden (en boven) sterk uit, zoals de ervaring leert.



Er zijn nu in principetwee middelen om dit effect te verminderen. Legt men op de vloer een dik tapijt of kokosmat en hamert men daarop (op ongewijzigde manier) dan komt de vloer minder in trilling en straalt hij beneden en boven minder af.

Het tweede middel is om niet te verhinderen dat de vloer in trilling komt, doch te verhinderen dat de vloer zijn trillingen kan overdragen op het plafond der benedenburen. Dit doen we met een z.g. zwevende vloer, b.v. bestaande uit 4 cm zwevende estrich, liggende op een voldoende slappe, veerkrachtige laag van b.v.

steenwol, waaronder de constructieve vloer van b.v. 11 cm beton. Door hameren op de estrich komt deze weliswaar flink in trilling. De veerkrachtige laag steenwol fungeert echter als trillingsisolerende laag, waardoor de constructieve vloer weinig in trilling komt.

Met beide middelen, veerkrachtige laag op dan wel ergens middenin de vloerconstructie, vermindert men het contactgeluidniveau beneden; speciaal de hoge tonen worden doorgaans heel sterk verzwakt. Beide middelen zijn voor de woningbouw, mits goed uitgevoerd, afdoende.

Bovengegeven constructie met zwevende vloer is als voorbeeld bedoeld. De zwevende estrich wordt uiteraard nat aangebracht. Daarbij moet ervoor gezorgd worden, dat geen cementwater in de veerkrachtige laag kan doordringen (afdekken met watervast papier); ook mag nergens een stukje steen, een buisleiding of wat dan ook een akoestisch contact bewerkstelligen tussen zwevende vloer en constructieve vloer (zorgvuldig werken); tenslotte mag de zwevende vloer zelfs nergens de opgaande wanden raken, daar hierdoor flankerend geluid zou worden overgedragen. Om dit te voorkomen zet men de veerkrachtige laag op tegen de wanden. De „natte” methode brengt dus zijn moeilijkheden met zich mee; hij vergt vakkennis. Deskundig gelegd is de voorziening echter goedkoop en afdoende.

Waar een kokosmat of dik tapijt ook afdoende is, doet zich de vraag voor of een zwevende estrich wel nodig is, daar „toch iedereen een kleed of mat zal neerleggen”. Deze redenering is beslist niet steekhoudend. Er zijn mensen, die het niet zullen doen. Er is een tendens om op kale, althans gladde vloeren te wonen (goedkoop en gemakkelijk te reinigen). Als slechts een kleine fractie van alle bovenburen dit zal gaan doen, is het aantal gehinderden ontelbaar.

Daar men tegenwoordig de toestand van gehinderd zijn terecht ziet als een vorm van ziek zijn, moet dit worden voorkomen. Voorts moet gezegd worden, dat een zwevende vloer per m² minder kost dan een vast tapijt of dikke mat, met als bijkomend voordeel van de zwevende vloer dat deze onbeperkt meegaat, hetgeen van tapijt noch mat gezegd kan worden. Een permanente voorziening zoals een zwevende vloer is dus goedkoop.

Voorts bestaat de mogelijkheid een droge zwevende, althans voldoende veerkrachtige vloer te maken met dezelfde goede kwaliteiten als de zwevende estrichvloer. Zo'n droge vloer zou kunnen worden opgebouwd uit lagen parket, triplex, hardboard, houtwolcement of -magnesietplaten, steenwollagen e.d. Een andere bekende oplossing is de houten loopvloer op spijkerrribben op zachtboard op een betonvloer of andere steenachtige vloer. De opgave is in 't algemeen een droge, eenvoudige, vlakke, gemakkelijk aan te brengen constructie te bedenken die in prijs en eigenschappen kan concurreren met de zwevende estrich. Speurwerk in deze richting wordt verricht. De zwevende estrich is in de gesubsidiëerde woningbouw in Duitsland vrijwel regel, in Nederland nog uitzondering.

NEN 1070 waardeert vloeren op hun contactgeluidgedrag met de z.g. isolatie-index voor contactgeluid I_{CO} . Analooq aan de luchtgeluidisolatiewaarderingsmethode noemt men I_{CO} gelijk 0 dB als de partiële contactgeluidniveaus in de octaafbanden 250, 500, 1000 en 2000 Hz gelijk zijn aan de corresponderende normwaarden 72-70-67-58 dB. Ook hier zijn voor kleine afwijkingen vereffeningsregels opgesteld. I_{CO} is gelijk a dB als aan a dB lagere normwaarden wordt voldaan.

Enige typerende voorbeelden:

	250 Hz	500 Hz	1000 Hz	2000 Hz
Normwaarden contactgeluidniveau [dB]	72	70	67	58
Houten balkvloer, plafond tegen balken [dB]	82	78	72	65
Kale betonvloer 14 cm [dB]	78	77	80	83
Betonvloer met dun vloerkleed [dB]	73	63	50	30
Betonvloer met zwevende estrich [dB]	60	56	48	40

230. Diverse andere isolatieproblemen in de woningbouw. Geluidhinder in woningen door geluiden uit een gemeenschappelijk trappenhuis bestrijdt men als volgt:

- absorberend materiaal aanbrengen in het trappenhuis om overmatige galm tegen te gaan (zie NEN 1070).
- deurdranger gebruiken bij buitendeur om dichtslaan op te vangen.

- c) metalen trapleuningen zonodig met zand vullen of door houten vervangen.
- d) een goede woningdeur met dubbele aanslag, ook bij de onderdorpel, zonder beweegbaar raam.

Liftmotoren kunnen verend worden opgesteld. Het dichtslaan van liftdeuren behoeft niet te hinderen (schuifdeuren, verende aanslag, liftkooi loshouden van de bouwmassa).

Aanrecht, kranen, stortbak W.C., telefoon, huisbel e.d. brengen niet of verend aan tegen een woningscheidingsconstructie. Het loopvlak van galerijen dient geluiddempend te zijn.

DEEL D: ZAALAKOESTIEK

231. Inleiding. Wil men een zaal optimaal maken voor het verstaan van het gesproken woord of voor het genieten van muziek, dan moet in ieder geval in de zaal gesproken kunnen worden van:
- a) een gunstige nagalmtijd;
 - b) een voldoende laag niveau van storend geluid;
 - c) goede „zichtlijnen”, zodat alle aanwezigen vrij zicht hebben op het podium e. d.;
 - d) een goede vorm, waardoor echo's worden vermeden en een goede geluidverdeling ontstaat;
 - e) voldoende direct geluid;
 - f) voldoende geluidverstrooiing.
232. Nagalmtijd T: wet van Sabine. Als een geluidbron in een zaal plotseling zwijgt, zal men het geluid nog enige tijd horen naklinken, waarbij men het niveau gaandeweg hoort dalen. Onder de nagalmtijd T verstaat men de tijd, nodig voor een niveaudaling van 60 dB. Volgens Sabine geldt voor de nagalmtijd de formule

$$T = \frac{1}{6} \frac{V}{A} \quad (\text{wet van Sabine}),$$

waarin V het zaalvolume in m^3 , A de totale absorptie in m^2 en $1/6$ een numerieke factor is met de dimensie van s/m.

Afleiding wet van Sabine. Wallace Clement Sabine (Boston, USA) is in 1892 begonnen systematisch nagalmproeven te nemen. Hij vond (empirisch), dat T geregeld kon worden met wandabsorptie. Later kon hij dit theoretisch afleiden.

Denken wij aan een vlakke lopende golf met intensiteit I die zich voortplant in een zaal met vlakke wanden. Ten tijde $t = 0$ zij $I = I_0$. Na 1 reflectie bedraagt $I_1 = I_0(1 - a)$, na n reflecties $I_n = I_0(1 - a)^n$. Noem de tijd, nodig voor deze n reflecties, t. Het geluid legt in deze tijd af de weg ct. Is de gemiddelde afgelegde weg tussen twee reflecties k, dan is klaarblijkelijk

$$n = ct/k$$

dus

$$I_t = I_n = I_0(1 - a)^{ct/k}.$$

Het gemiddelde van alle mogelijke lijnstukken van wand tot wand in een ruimte noemt men de gemiddelde koorde van de zaal. Daar het geluid op zijn weg overal komt en alle mogelijke richtingen krijgt, is de onderstelling gerechtvaardigd, dat voor k de gemiddel-

de koorde mag worden genomen, waarvoor kan worden afgeleid

$$k = \frac{4 \text{ maal volume}}{\text{totaal wandoppervlak}} = \frac{4V}{S},$$

waaruit

$$I_t = I_0(1 - a)^{cTS/4V}.$$

Na de tijd T zal $I_t = I_T = 10^{-6} I_0$ zijn, dus

$$10^{-6} = (1 - a)^{cTS/4V},$$

waaruit

$$-6 = \frac{cTS}{4V} \log(1 - a)$$

$$T = \frac{-24V}{cS \log(1 - a)} = \frac{-24V \cdot 2,3}{cS \ln(1 - a)}$$

$$T \approx \frac{-V}{6S \ln(1 - a)} \approx \frac{V}{6Sa}$$

$$T = \frac{1}{6} \frac{V}{A} \quad (\text{wet van Sabine}).$$

Log stelt hierin de 10-logarithme voor, n de e-log. Zoals bekend, is $2,3 \log x = \ln x$. Voor $a \ll 1$ geldt $\ln(1 - a) = -a$.

Deze wet van Sabine, die vrij algemeen wordt toegepast om T te berekenen, is klaarblijkelijk een benadering. Gedacht is aan geluid, dat rechtlijnig als licht zonder buiging zich voortplant. Voorts is aangenomen, dat bij iedere reflectie de fractie a verdwijnt; dat k gelijk is aan de meetkundige grootte „gemiddelde koorde”; dat a zo klein is t. o. v. 1, dat $\ln(1 - a) = -a$ gesteld mag worden. Zonder deze laatste benadering is de formule wellicht beter, echter nog steeds een benadering.

In de factor $1/6$ blijkt $c = 340$ m/s verwerkt te zijn. Dit is de verklaring waarom de factor $1/6$ niet dimensieloos is en de wet van Sabine schijnbaar dimensioneel fout is.

233. Absorptiemeting in de nagalmkamer. Volgens Sabine is $A = V/6T$. Daar het zaalvolume V en de nagalmtijd T meetbaar zijn, kan de totale absorptie A van een zaal bepaald worden met een nagalmproef. Hiervan maakt men als volgt gebruik om de absorptiecoëfficiënt van een materiaal of de totale absorptie van een object te bepalen. Men neemt een harde, lege, galmende kamer met een volu-

me $V = 200 \text{ m}^3$ (grootte internationaal genormaliseerd) en bepaalt er-
van de nagalmtijd T_0 . De totale absorptie ervan wordt berekend:

$$A_0 = \frac{1}{6} \frac{V}{T_0}.$$

Vervolgens legt men op de vloer het te onderzoeken absorberende
monster met bekend oppervlak S ($= 10$ à 12 m^2 volgens internationale
normalisatie) en onbekende absorptiecoëfficiënt a . Hierdoor stijgt de
totale absorptie tot:

$$A = A_0 + Sa.$$

Men bepaalt wederom de (kortere) nagalmtijd T en berekent:

$$A_0 + Sa = \frac{1}{6} \frac{V}{T}.$$

Door aftrekken ontstaat:

$$SA = \frac{1}{6} V \left[\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right].$$

Delen door S levert a , de gezochte absorptiecoëfficiënt.

Men moet dus V en S kennen en twee nagalmtijden meten, die
van de lege en die van de „volle” kamer.

In plaats van additionele absorptie Sa te introduceren door S (m^2)
van een absorptiemateriaal te nemen, kan men ook additionele ab-
sorptie ΔA toevoegen in de vorm van een aantal stoelen of een con-
certvleugel of een aantal zittende of staande mensen. Langs deze weg
kan men dus ook de totale absorptie van allerlei objecten bepalen.

Normaliter „galmt” men bij een aantal frequenties; men vindt
zodoende het absorptiegedrag als functie van de frequentie.

Wat men in de nagalmkamer nastreeft is om het absorptiegedrag
te vinden bij alzijdige inval, d. w. z. in een diffuus veld. Om de toe-
stand van alzijdige inval goed te benaderen hangt men schots en
scheef in de nagalmkamer vele verstrooiende objecten, doorgaans in
de vorm van platen triplex of hardboard.

234. De gunstigste nagalmtijd.

Goed gemeubileerde huiskamer	0,5 s
Bioscoop	0,7 - 1 s
Schouwburg	0,9 - 1,3 s
Kamermuziekzaal	1,2 - 1,5 s
Opera	1,2 - 1,6 s
Concertzaal	1,7 - 2,3 s
Kerk	1,5 - 2,5 s

Men gebruike bovenstaande gegevens niet klakkeloos voor de praktijk;

daarvoor zijn ze te summier en te aanvechtbaar. De gunstigste nagalmtijd hangt nog af van het zaalvolume, van de frequentie, van de smaak van bouwheer, architect en adviseur. Voorts is het alleszins denkbaar dat er zich een geleidelijke evolutie voltrekt onder invloed van gewenning, karakterwijziging in de muziek e.d. Verder is de nagalmtijd vrij sterk afhankelijk van de bezettingsgraad van de zaal. Tenslotte wordt een zaal zelden slechts voor een enkel doel gebruikt. Een compromis moet dan worden aanvaard, waarbij voor- en nadelen zorgvuldig tegen elkaar moeten worden afgewogen.

Een te korte nagalmtijd leidt tot een „droge” zaal, waarin muziek niet klinkt, die niet „resoneert”, die niet „meezingt”. In een spreekzaal kan de nagalmtijd niet gauw te kort zijn. Nochtans kan een extreem korte nagalmtijd in een spreekzaal een teken zijn dat absorberende materialen op verkeerde plaatsen zijn aangebracht, waardoor de spreker te zwak wordt.

Bij een te lange nagalmtijd in een spreekzaal is de spraakverstaanbaarheid slecht, doordat de achter elkaar uitgesproken lettergrepen elkaar gaan overlappen. Langzaam spreken (preken) is dan het enige redmiddel. In een muziekzaal is de nagalmtijd niet gauw te lang. Ook hier wordt de grens gesteld door het elkaar te zeer overlappen der tonen; de tonen lopen door elkaar.

Daar in een opera zowel spraakverstaanbaarheid als muziekgenot belangrijk zijn, moet voor dit ene gebruiksdoel reeds van een compromis worden gesproken. Men vergete niet, dat een toneelhuis volumineuzer is dan een hele schouwburgzaal. In het toneelhuis wordt doorgaans niets aan „zaalakoestiek” gedaan. Dit wreekt zich soms in ergerlijke galm, die voorkomen had kunnen worden door ruime toepassing van goedkope absorberende materialen in het toneelhuis.

Literatuur: L. Cremer, Statistische Raumakustik, Band II van „Die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik”, Hirzel, Stuttgart 1961;

L. L. Beranek, Music, Acoustics and Architecture, John Wiley and Sons, New York 1962.

235. Storend geluid. De ervaring leert, dat het spraakniveau in dB, d.i. het geluidrukniveau van het gesproken woord ter plaatse van de luisteraar, midden en achter in een zaal voor 500 mensen of meer, vrijwel even hoog is als het geluidrukniveau van allerlei storend geluid, afkomstig van ventilatoren, krakende stoelen, kopjesgerinkel na de pauze, hoestende mensen, schuifelende voeten, binnendringend verkeerslawaaï, overvliegende vliegtuigen, enz. Als dit stoorgeluid enkele dB's toeneemt, zullen honderden luisteraars plotseling niets meer verstaan. Weten wij het stoorgeluid enkele dB's te verzwakken, dan roemt men de verstaanbaarheid en de „akoestiek” (als geen andere akoestische fouten zijn gemaakt). Men bestudere alle moge-

- lijke storingskansen en neme zijn maatregelen, zoals b.v.:
- a) een ISO-grenskurve in het bestek noemen voor ventilatorlawaai,
- b) eventueel geen vensters, doch wel dubbele deuren,
- c) kraakvrij meubilair,
- d) goede ruimtelijke scheiding tussen zaal en foyer, vestiaire.

236. Goede zichtlijnen. Het lijkt een redelijk verlangen, dat ieder oog van iedere toeschouwer of luisteraar een vrij zicht heeft op het hele podium. Daar het oog van 's mensen lichaam niet zijn hoogste punt is, leidt dit tot de eis, dat ieder oog circa 12 cm ligt boven de verbindingslijn tussen het oog van de voor ons zittende toeschouwer en het dichtsbijzijnde punt van het podium. Deze alleszins redelijke eis blijkt zwaar te zijn. Men kan water in de wijn doen door 6 cm te nemen in plaats van 12 cm. Men kijkt dan langs het eerste hoofd over de tweede kruin. Een ernstige waarschuwing hiertegen is zeker niet misplaatst, immers men degradeert hiermede een eersteklas-zaal tot een tweedeklas-zaal. Bovendien is de degradatie zelden onontkoombaar. Om het onderste uit de kan te halen beginne men de eerste rij zo laag aan te brengen als maar enigszins mogelijk is. Elke decimeter lager op de eerste rij betekent een meter hoogte-winst op de laatste rij. Zelfs is het gemotiveerd de „ogen” van de eerste rij iets onder podiumniveau te leggen en de 2e, 3e en 4e rij iets te verlagen, althans niet te verhogen, immers de toeschouwers op de eerste rijen genieten reeds zoveel voordelen, dat een klein offer ten behoeve van achterzittenden op zijn plaats is.

Dit pleidooi voor goede zichtlijnen is niet slechts ingegeven door de visuele gevolgen van slechte zichtlijnen; ook de akoestiek is ten zeerste gediend bij goede zichtlijnen. Geluid, dat scherend over een mensenmenigte strijkt, wordt door verstrooiing en absorptie in de menigte verzwakt. Midden in de zaal en op de laatste rijen wrekt zich dat in slechte verstaanbaarheid. Het zogenaamde directe geluid (van bron naar luisteraar) wordt te zeer verzwakt, zeg met 5 dB of soms zelfs meer. De akoesticus vraagt derhalve stellig ook om goede zichtlijnen. Goed zien is goed horen.

Veel zalen falen ernstig in dit opzicht. Toch is de controle van een ontwerp op goede zichtlijnen veelal zeer eenvoudig. Of bij een ontwerp inderdaad 12 cm per rij is aangehouden controleert men als volgt. Teken in de zaaldoorsnede de kromme lijn door de ogen der toeschouwers. Kies een oog ergens in de zaal. Teken door dit oog de raaklijn aan de ogenkurve en een lijn die een helling van 1 : 7 heeft t.o.v. de raaklijn. Dit is de lijn van vrij zicht, immers 12 cm bij 84 cm rijafstand betekent 1 : 7. Doet men dat in doorsneden van bestaande zalen, dan komt men tot de beschamende conclusie, dat in vele, overigens niet eens als slecht bekend staande zalen veel toeschouwers niet eens vrij zicht hebben op het hoofd van de dirigent! Hierbij is dan „gemakshalve” nog maar aangenomen, dat alle mensen exact even groot zijn!

237. Goede hoofdvorm. Bestudering van allerlei vormen leert, dat er vormen zijn, die stellig leiden tot klachten over echo. Als echoervaart men reflecterend geluid, dat zo sterk is en zo laat bij de luisteraar aankomt, dat het duidelijk gescheiden van het directe geluid wordt gehoord. Het is één van de vermijdbare hoofdfouten, die nochtans vrij veel voorkomt. Dit is wel enigszins begrijpelijk, daar het moeilijk is om op tekening alle mogelijke loopwegen van het geluid ruimtelijk te vervolgen. Echo's komen soms langs zeer onverwachte wegen tot stand.

Een van de voorwaarden om last van een storende echo te krijgen is, dat het geluid minstens $1/30$ à $1/20$ seconde later bij de luisteraar aankomt dan het directe geluid, d.w.z. dat het wegverschil tussen de echoweg en de directe weg groter is dan 11 à 17 meter. Is de reflecterende wand dan bovendien hol gekromd (enkel of zelfs dubbel) dan is de kans op echoklachten groot. Daarom is iedere akoestisch huiverig van holle ruimtebegrenzungen, speciaal als het een achterwand of balkonrand is.

Echo's bestrijdt men door holle vlakken te vermijden, de echoveroorzakende vlakken een andere stand te geven, dan wel deze te breken door forse oneffenheden (in afmetingen van $\frac{1}{2}$ tot 2 meter) of zwaar geluidabsorberend uit te voeren.

Een veel voorkomende soort echo is de z.g. flutterecho, die ontstaat tussen twee evenwijdige harde vlakken; hij valt des te sterker op naarmate de andere vlakken meer absorberen. Men treft ze haast in alle moderne gebouwen aan. Een handklap in een kleine ruimte zoals een woonkamer of een kantoorlokaal met flutterecho levert een nagalm met duidelijk „metaalachtige klank”, een dito grotere ruimte zoals een raadszaal of bioscoop levert een flutterecho die „ratelend” klinkt. Zo'n echo voorkomt men door één wand 50° te draaien, geheel of in gedeelten, dan wel één wand diffuus te maken met kasten, nissen, ramen enz.

De hoofdvorm heeft doorgaans de functie, dat het geluid langs verstandige reflectiewegen bij de luisteraar komt zonder echo en zonder onnodige verzwakking. Grote hoeveelheden absorberende materialen in muzieksalen zijn zelden goed te praten. De tekenvoorbeelden hierna tonen nog enkele goede en foute uitvoeringsvormen. Overigens moet naar de omvangrijke akoestische literatuur worden verwezen.

238. Direct geluid. Een spreker is een zeer zwakke geluidbron. Alle spraakenergie moet derhalve nuttig worden gebruikt. Dit doet men door verstandige kaatsvlakken in de directe omgeving van de spreker (zo mogelijk), in zijwanden en plafond, en zelfs in de achterwand (niet vertikaal!) aan te brengen. Spraakenergie die niet nuttig kan worden gebruikt, dient zo snel mogelijk geabsorbeerd te worden (korte nagalmtijd). Ook bij muzieksalen is een passende hoeveelheid

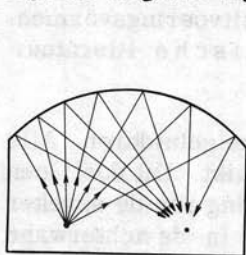
direct of bijna direct geluid geenszins ongewenst. De zaal mag echter niet al te functioneel reflecterend zijn (zoals de Salle Pleyel), daar dan van galm nauwelijks iets wordt gehoord. Aaneengesloten publiek absorbeert n.l. vrijwel 100%, zodat het direct richten van alle muziekgeluidenergie op het publiek de indruk zal geven van een zaal zonder (of met te weinig) galm.

Tenslotte zij over concertzalen nog opgemerkt, dat de musici elkaar zo goed mogelijk moeten horen met het oog op goed samenspel. Er moeten daarom stellig kaatsvlakken zijn binnen 8 m afstand, die de musici elkaar doen horen.

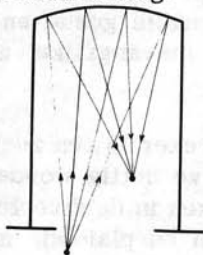
239. Geluidverstrooiing. Simpele, strakke vormen zijn minder geluidverstrooiend dan „drukke” vormen. Nissen, ornamenten en allerlei grote oneffenheden verstrooien, maken het geluidveld diffuus. De luisteraar ontvangt dan veel zachte reflecties in plaats van enkele sterke. De optische parallel van een weinig geluidverstrooiende zaal is een zaal, waarvan de wanden spiegels zijn en waarin één of meer naakte lichtbronnen zijn opgehangen. Het is koud, ongezellig en visueel hoogst verwarrend. Maakt men vervolgens de wanden mat wit, dan wordt ook alle licht gereflecteerd, doch de visuele aanblik is totaal anders. Zo zijn plotseling de oneindig vele, in de wanden gespiegelde lichtbronnen verdwenen. Akoestisch doet zich iets soortgelijks voor. Een verstrooiende wand doet „zachter”, althans anders aan dan een gladde, spiegelende. O.a. daaraan schrijft men, vermoedelijk terecht, de akoestische kwaliteit van barokkerken toe.

240. Luchtkubus. Goede spreekzalen hebben slechts circa 3 a 4 m³ luchtkubus per persoon, grote concertzalen soms wel 10 a 12 m³/persoon. Deze maten komen vanzelf tot stand als men de goede nagalmtijd wil bereiken en terdege op echo's let. De getallen zijn echter handig als eerste controle op een schetsontwerp. Men gebruike deze simpele controlemogelijkheid derhalve.

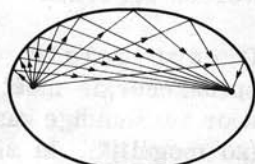
Ter toelichting en voor enkele andere facetten van de zaalakoestiek zijn de volgende figuren wellicht nuttig.



doorsnede



plattegrond

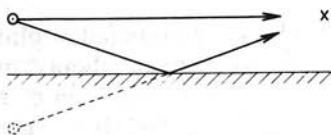


plattegrond

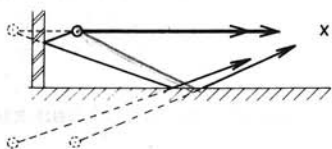
Drie slechte hoofdvormen: grote kans op echo, te ongelijke verdeling van het geluid.



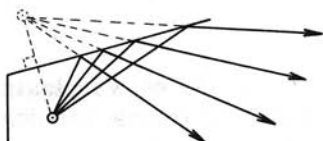
- a. Direct geluid, verstaanbaar tot op ± 20 m.



- b. Reflectie van harde bodem; 3 dB meer; verdubbeling van „sterkte”.



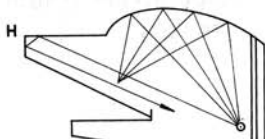
- c. Viervoudige versterking door bodem en wand achter de spreker; 6 dB meer. Als geluidbron sterk gericht naar luisteraar (b.v. hoge tonen in spraak) dan slechts hulp door bodem alleen, 3 dB.



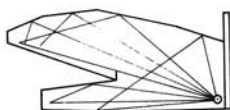
- d. Geluidspiegel boven kansel. Minder galm, meer direct geluid, „tweesnijdend zwaard”.



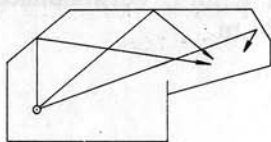
- e. Gebogen geluidspiegel boven kansel.



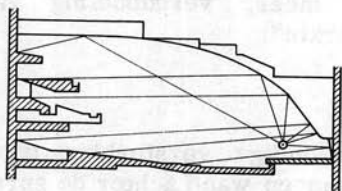
- f. Plafond gevaarlijk hoog, verkeerd gekromd. Concentratie op klein balcongedeelte (= echo). Voorts echo uit hoek H.



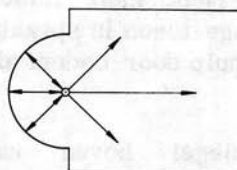
- g. Ongeveer zelfde zaal. Beter plafond, kleinere wegverschillen, geen echo, wel versterking, ook onder balcon.



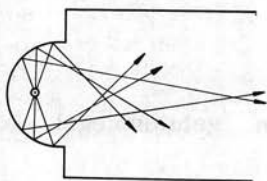
- h. Polytekhnische Laereanstalt, Kopenhagen. Drie verstandige reflectoren.



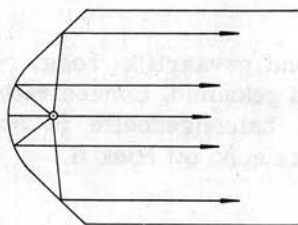
- i. Salle Pleyel, Parijs (3000 plaatsen); musici horen elkaar niet, publiek krijgt slechts één of enkele harde reflecties, grote kans op echo's van achterwand.



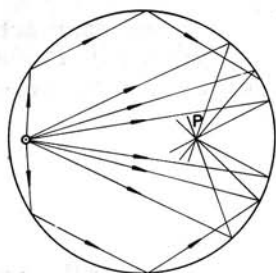
- j. De spreker heeft last van zichzelf.



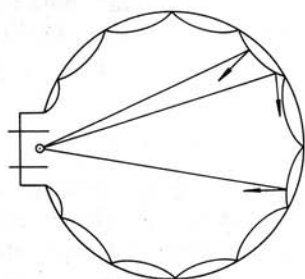
- k. Bij achterwaartse verplaatsing concentratie ergens midden in de zaal.



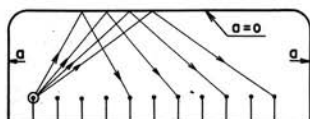
- l. Een gewijzigd vlak achter de spreker heeft deze bezwaren niet en helpt direct geluid achterin versterken.



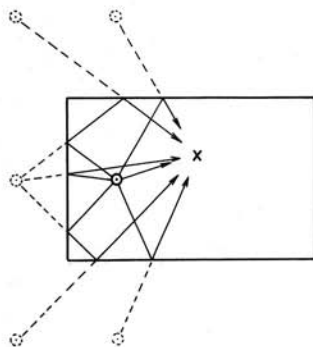
- m. Het geluid kruipt langs de muur in schijnbaar kromme baan, sterke concentratie bij P.



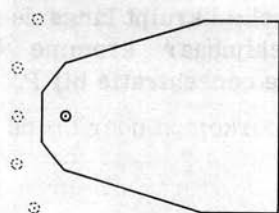
- n. Gewijzigd plan met zelfde hoofdvorm zonder deze gebreken.



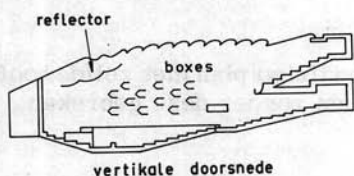
- o. Een vergaderzaal, waarin iedereen iedereen moet kunnen verstaan kan b.v. sterk absorberende zijwanden hebben (anders echo) en een als klankkaatser werkend plafond, dat dan hard en laag moet zijn ($a = 0$, hoogte kleiner dan halve breedte).



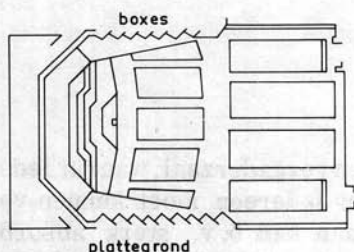
- p. Spreker te ver naar voren en ver van zijwanden, waardoor hij met zijn spiegelbeelden een zeer verspreid spreekkoor vormt met kans op echo's. Stralengang naar de luisteraar X getekend met behulp van de spiegelbeelden.



- q. Een evengrote zaal als geval p, doch nu spreker naar achteren en zaal afgeschuind. Compacter spreekkoor, betere verstaanbaarheid.



- r. Royal Festival Hall, London. Reflector werpt geluid diep achter in de zaal, ten dele echter ook terug op orkest. Orkestleden moeten elkaar kunnen horen.



- s. „Boxes”, loges, hebben vorm die de wanden diffuus maakt. 3000 personen. Onbespreekbaar zonder versterkerinstallatie. Goede geluidverdeling.



DEEL E: GRONDSLAGEN HINDERBESTRIJDING

241. De algemene richtlijnen zijn eenvoudig:

- a) Men trachte het ontstaan van geluid te voorkomen door bij de aankoop van machines rekening te houden met het lawaai dat ze maken. Contactgeluidopwekking kan vaak worden voorkomen door contact te vermijden (verend opstellen van machines, verende aanslag van deuren, leidingen loshouden van de bouwmasa).
- b) Het plan, de onderlinge ligging en scheiding van ruimten, dient mede met het oog op geluidhinder doordacht te worden. Soms is het gewenst de ergste lawaaibronnen af te zonderen in een aparte goed gesloten ruimte.
- c) Een bron van veel lawaai kan men soms (uiteraard alleen indien nodig) verend opstellen en vervolgens geheel omkasten. Is koellucht nodig, dan voere men die aan via een adequaat absorberend kanaal; afvoer dito. De omkasting dient een voldoende luchtgeluidisolatie te bezitten en aan de binnenzijde goed absorberend te zijn.
- d) Soms is alleen een gedeeltelijke omkasting mogelijk. Hiermee is niet veel te bereiken, doch soms helpt het reeds als men het directe geluid van de bron afschermt.
- e) Staan vele machines in een hal en is ondanks alle voorzorgen het geluidniveau te hoog, dan kan men de totale absorptie in de hal opvoeren en ingevolge $P = \bar{I}A$ iets bereiken.
- f) Ligt een gevoelige ruimte noodgedwongen naast een rumoerige, dan voorkome men contactgeluidoverdracht (verend opstellen, dilatatievoegen e.d.), make men de luchtgeluidisolatie voldoende en zorg men voor voldoende totale absorptie in de rumoerige en de stille ruimte. Men lette op lekken, deuren, ramen, doorvoeren.

Nadat zo een voorlopig plan tot stand is gekomen, waarbij de hinderbestrijding slechts één van de vele bepalende factoren is geweest, dient men zich een oordeel te vormen over de akoestische aanvaardbaarheid van de situatie. Daarbij wordt soms gerekend, vaak gaat men op zijn intuïtie af. Men zal er doorgaans goed aan doen zich af te vragen of er reden is eigen intuïtie te vertrouwen. Uiteraard zal men in belangrijke gevallen steeds berekeningen prefereren. Men berekene dan het te verwachten geluidrukniveauspectrum op de plaats waar men belangstelling heeft en hantere de ISO-grenskurven als criterium, zoals uiteengezet in punt 210 (blz. 99);

Bij de berekening bedient men zich van begrippen, beelden en formules. Hieronder volgen een aantal formules en gedachten, die van nut kunnen zijn. Ten dele spreken ze voor zichzelf als de voorgaande leerstof het geestelijk eigendom van de lezer is. Ten dele echter zal de juistheid en de betekenis eerst duidelijk worden na bestudering van de appendix, die de gehele afleiding en gedachtengang, zij het kort, weergeeft.

242. Belangrijke formules uit „Akoestiek” en hun samenhang.

Vlakke lopende golf

$$p = f(t - \frac{x}{c}) \text{ in pos. } x\text{-richting; } p = f(t + \frac{x}{c}) \text{ in neg. } x\text{-richting}$$

$$c = \sqrt{K/\rho} \text{ met } K = \text{compressiemodulus} = 1,4 P_0 \text{ voor lucht}$$

$$p = \rho c v$$

$$p = -\rho c v$$

Vlakke lopende sinusvormige golf

$$p = \hat{p} \sin \omega(t \mp \frac{x}{c}) \quad \text{of} \quad \hat{p} \cos \omega(t \mp \frac{x}{c}) \quad \text{of} \quad \hat{p} \sin [\omega(t \mp \frac{x}{c}) + \varphi]$$

$$p = \pm \rho c v$$

Effectieve waarde van $p(t)$, $v(t)$

$$p_{\text{eff}}^2 = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} p^2 dt = \overline{p^2(t)}; \quad v_{\text{eff}} \text{ analoog; } p_{\text{eff}} = \rho c v_{\text{eff}} \text{ in vlakke lopende golf.}$$

$$p_{\text{eff}} = \hat{p}/\sqrt{2} \quad v_{\text{eff}} = \hat{v}/\sqrt{2} \quad \text{als } p \text{ resp. } v \text{ sinusvormig in de tijd zijn.}$$

Superpositie van willekeurige $p_1(t)$ en $p_2(t)$, vlak of niet, sinusvormig of niet

$$p_{\text{res}}(t) = p_1(t) + p_2(t)$$

Effectieve waarde van p_{res}

$$\begin{aligned} p_{\text{res eff}}^2 &= \overline{(p_1 + p_2)^2} = \overline{p_1^2} + \overline{p_2^2} + 2\overline{p_1 p_2} \\ &= p_1^2 \text{ eff} + p_2^2 \text{ eff} \text{ als } \overline{p_1 p_2} = 0. \end{aligned}$$

Hieraan is b.v. voldaan als p_1 en p_2 niet samenhangen.

Geluidrukniveau van geluiden, octaafbanden geluid, enz.

$$L_p = 20 \log(p_{\text{eff}}/p_0) \quad \text{met} \quad p_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ N/m}^2$$

Snelheidsniveau

$L_v = 20 \log(v_{\text{eff}}/v_0)$ met v_0 naar eigen verkiezing.

Intensiteit vlakke lopende golf

$$I = \frac{p_{\text{eff}}^2}{\rho c} = p_{\text{eff}} v_{\text{eff}} = \rho c v_{\text{eff}}^2$$
$$= \frac{\hat{p}^2}{2\rho c} = \frac{1}{2} \hat{p} \hat{v} = \frac{1}{2} \rho c \hat{v}^2 \text{ in vlakke lopende sinusvormige golf.}$$

Intensiteit in diffuus veld

$$I = p_{\text{eff}}^2 / 4\rho c$$

Intensiteitsniveau

$$L_I = 10 \log I/I_0 \quad \text{met} \quad I_0 = 10^{-12} \text{ W/m}^2$$

$L_I \approx L_p$ in vlakke lopende golf in lucht.

Puntbron

$$I = P/4\pi r^2$$

$L_p = 10 \log(P/P_0)$ met $P_0 = 10^{-12} \text{ W}$; L_p = vermogensniveau in dB.

$L_I = L_p - 10 \log 4\pi r^2$; 6 dB minder per factor 2 in r
20 dB " " " 10 " r.

$L_I \approx L_p$ op grote afstand van de bron, waar golf tennaastebij vlak is.

Diffuus veld, P en A gegeven

$P = \bar{I}A$, waaruit $\bar{I}$, waaruit $p_{\text{eff}}^2 = 4\rho c \bar{I}$, waaruit L_p .

Puntbron in zaal

$$I_{\text{dir.}} = P/4\pi r^2,$$

$$\text{waaruit } p_{\text{eff dir.}}^2 = \rho c I_{\text{dir.}}$$

$$\bar{I}_{\text{indir.}} = P(1-a)/A$$

$$\text{waaruit } p_{\text{eff indir.}}^2 = 4\rho c \bar{I}_{\text{indir.}}$$

$$p_{\text{eff res}}^2 = \left[\frac{\rho c}{4\pi r^2} + \frac{4\rho c(1-a)}{A} \right] P$$

daar direct en indirect geluid onderling onafhankelijk geacht kunnen worden.

Nagalmformule van Sabine

$$T = \frac{1}{6} \frac{V}{A} \quad \text{met} \quad A = \int a dS = \sum aS = a_1 S_1 + a_2 S_2 + \dots$$

Isolatie luchtgeluid

$$R \text{ of } R^i = L_z - L_o + 10 \log (S/A)$$

Theoretische massawet

$$10 \log(I_{\text{inv.}} / I_{\text{doorgel.}}) = 20 \log \frac{\omega m}{2 \rho c},$$

waarin ρc de specifieke akoestische golfimpedantie van lucht is.

Slapheid van 1 m² luchtlaag

$$C = D/1,4 P_o \quad \text{met} \quad P_o = \text{barometrische druk} = 10^5 \text{ N/m}^2$$

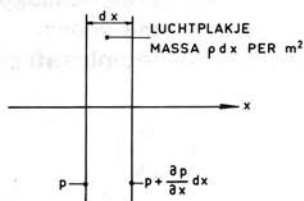
Resonantiefrequentie of eigenfrequentie resonerend paneel

$$f_o = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{mC}}$$

APPENDIX BIJ HOOFDSTUK 3: AKOESTIEK

THEORETISCHE OPZET MET AFLEIDING DER FORMULES EN MOTIVERING

A1) Differentiaalvergelijkingen bij vlakke golf (lopend, staand of willekeurig



F = ma toepassen op een luchtplakje ter dikte dx levert

$$-\frac{\partial p}{\partial x} dx = \rho dx \frac{dv}{dt}$$

$p = p(x, t)$ en $v = v(x, t)$, dus

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial x} \frac{dx}{dt} \quad \text{met} \quad \frac{dx}{dt} = v, \quad \text{daar} \quad \frac{dv}{dt}$$

betrekking heeft op een luchtdeeltje, dx er dus de verplaatsing van is in de tijd dt . De term $v \partial v / \partial x$ bevat de kleine grootheid v tweemaal. In $\partial v / \partial t$ komt v maar eenmaal voor. Door v klein genoeg te kiezen, kunnen we altijd zorgen dat $v \partial v / \partial x$ verwaarloosbaar is t. o. v. $\partial v / \partial t$. Dit doen we, dus

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \rho \frac{\partial v}{\partial t} \quad (1)$$

De „wet van Hooke” of wel de gaswet voor kleine drukveranderingen toepassend, vinden we:

$$-p = K \frac{\partial u}{\partial x},$$

als K de compressiemodulus en u de verplaatsing der luchtdeeltjes in de x -richting is. $\partial u / \partial x$ is de specifieke rek, K de elastische constante. Na differentiatie naar t :

$$-\frac{\partial p}{\partial t} = K \frac{\partial v}{\partial x} \quad (2)$$

Door (1) partieel naar x en (2) naar t te differentiëren, en vervolgens $\partial^2 v / \partial x \partial t$ tussen (1) en (2) te elimineren, ontstaat de „golfvergelijking”:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{K}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \quad (3)$$

Door substitutie in (3) is te controleren, dat oplossingen zijn

$$p = f(t - x/c) \quad (4)$$

en

$$p = F(t + x/c), \quad (4')$$

waarin

$$c = \sqrt{\frac{K}{\rho}},$$

hetgeen lopende golven met voortplantingssnelheid $c = \sqrt{\frac{K}{\rho}}$ in positieve resp. negatieve x -richting zijn. f en F kunnen willekeurige functies zijn. D.w.z.: een golf plant zich ongeacht zijn vorm (sinusgolf of knal of claxongeluid) met dezelfde snelheid onvervormd voort. Zoals bij substitutie in (1) of (2) blijkt, horen bij deze oplossingen voor p oplossingen voor v als volgt

$$p = f(t - \frac{x}{c})$$

$$p = F(t + \frac{x}{c})$$

$$v = \frac{1}{\rho c} f(t - \frac{x}{c})$$

$$v = -\frac{1}{\rho c} F(t + \frac{x}{c})$$

$$\text{d. w. z. } \boxed{p = \rho c v}$$

(5)

$$\text{d. w. z. } \boxed{p = -\rho c v}$$

(5')

In een willekeurige, lopende, vlakke golf zijn dus p en v evenredig met elkaar, met als evenredigheidsconstante $\pm \rho c$ (ρ = dichtheid van lucht = $1,2 \text{ kg/m}^3$; $c = 344 \text{ m/s}$; $\rho c = 410 \text{ SI-eenheden}$). Wenst men een sinusvormige golf dan schrijve men b.v.

$$p = \hat{p} \sin \omega(t - \frac{x}{c}) \quad \text{of} \quad \hat{p} \sin \omega(t + \frac{x}{c})$$

met

$$p = \rho c v$$

resp.

$$p = -\rho c v.$$

$p = +\rho c v$ kan ook direct uit de impulswet worden afgeleid, zie punt 202.

A2) Regels voor middelen en gemiddelden

$$1) \quad \bar{a} = \frac{a_1 + a_2 + \dots + a_n}{n}$$

$$2) \quad \overline{Aa} \text{ waarbij } A = \text{constant: } \overline{Aa} = \frac{Aa_1 + Aa_2 + \dots + Aa_n}{n}$$

$$= A \frac{a_1 + a_2 + \dots + a_n}{n} = A\bar{a}$$

Dus $\overline{Aa} = A\bar{a}$ als $A = \text{constant}$.

$$3) \overline{a + b} = \frac{(a_1 + b_1) + (a_2 + b_2) + \dots + (a_n + b_n)}{n} = \frac{a_1 + a_2 + \dots + a_n}{n} + \frac{b_1 + b_2 + \dots + b_n}{n} = \overline{a} + \overline{b}$$

$$\text{Dus } \overline{a + b} = \overline{a} + \overline{b}.$$

A3) Effectieve waarden p_{eff} , v_{eff} enz.

$$\text{Definitie: } p_{\text{eff}}^2 = \overline{p^2(t)} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} p^2(t) dt, \text{ dus } p_{\text{eff}} = \sqrt{\overline{p^2}}.$$

$$p_{\text{eff}} = \sqrt{\overline{p^2}}, \quad v_{\text{eff}} = \sqrt{\overline{v^2}}, \quad a_{\text{eff}} = \sqrt{\overline{a^2}}, \quad u_{\text{eff}} = \sqrt{\overline{u^2}}.$$

$$\text{Als } p = \rho c v, \text{ dan } p^2 = \rho^2 c^2 v^2 \quad \text{dus} \quad \overline{p^2} = \overline{\rho^2 c^2 v^2} = \rho^2 c^2 \overline{v^2}$$

$$\text{dus } p_{\text{eff}} = \rho c v_{\text{eff}}.$$

Hiermee is bewezen, dat $p_{\text{eff}} = \rho c v_{\text{eff}}$ geldt voor een vlakke lopende golf in de positieve x -richting. Bewijs zelf dat $p_{\text{eff}} = \rho c v_{\text{eff}}$ ook geldt voor een golf in de negatieve x -richting.

De effectieve waarde p_{eff} kan afhangen van het tijdsgebied waarover p^2 wordt gemiddeld. Luistert men naar fabriekslawaai, dat op ons de indruk maakt in de tijd constant in sterkte te zijn, dan wensen we slechts één getal, dat een maat is voor die sterkte. Men middelt dan p^2 over een groot tijdsgebied. Luistert men echter naar een overvliegend vliegtuig, dan hoort men het geluid aanzwellen en uitsterven. Wil men voor dit geval p_{eff} zodanig definiëren, dat de numerieke waarde ervan op ieder moment een redelijke indruk geeft van de sterkte op dat moment, d. w. z. wil men dat de numerieke waarde het aanzwellen en afnemen van het geluid getrouw volgt, dan moet men p^2 middelen over een klein tijdje dat verwaarloosbaar klein is in vergelijking met de „tijd van overvliegen”. Daar de sterkte-indruk soms in 0,1 seconde al hoorbaar verandert, zal dit wel het maximum zijn van wat we als integratiegebied kunnen aanvaarden. Des te kortstondiger derhalve het geluid, waarvan we p_{eff} willen kennen, des te korter zal het middelingsgebied moeten zijn, des te onrustiger is echter ook de wijzer van het aanwijsinstrument.

Indien sinusvormig

$$p_{\text{eff}}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T \hat{p}^2 \sin^2 \omega t \, dt = \frac{\hat{p}^2}{T} \int_0^T \sin^2 \omega t \, dt = \frac{1}{2} \hat{p}^2$$

Dus dan $p_{\text{eff}} = \hat{p}/\sqrt{2}$, evenzo $v_{\text{eff}} = \hat{v}/\sqrt{2}$ enz.

A4) Superpositie van $p_1 = \hat{p}_1 \sin \omega_1 t$ en $p_2 = \hat{p}_2 \sin \omega_2 t$; $\omega_1 \neq \omega_2$

$$p_{\text{res}}(t) = p_1(t) + p_2(t) \quad (6)$$

$$p_{\text{res eff}}^2 = \overline{(p_1 + p_2)^2} = \overline{p_1^2} + \overline{p_2^2} + 2\overline{p_1 p_2} \quad (7)$$

$\overline{2p_1 p_2}$ bevat $\frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \sin \omega_1 t \sin \omega_2 t \, dt$, die met toenemende $t_2 - t_1$ naar nul gaat als $\omega_1 \neq \omega_2$.

$$p_{\text{res eff}}^2 = p_{1 \text{ eff}}^2 + p_{2 \text{ eff}}^2 \quad (8)$$

mits over een voldoende groot tijdsinterval gemiddeld wordt. Deze laatste restrictie hebben we echter reeds moeten maken bij de definitie van p_{eff} om dit begrip zinvol te maken, behoeft dus feitelijk hier niet herhaald.

Men controleer, dat de afleiding van vgl. (8) niet meer geldt als $\omega_1 = \omega_2$, d. w. z. als de geluidsignalen b. v. langs verschillende wegen afkomstig zijn van één en dezelfde bron.

A5) Superpositie van twee willekeurige geluiden $p_1(t)$ en $p_2(t)$

Vgl. (6) en (7) blijven geldig. $p_1(t)$ en $p_2(t)$ kunnen alle mogelijke grootten hebben in de tijd, positief en negatief. Bestaat er generlei verband tussen de signalen, b. v. geluid van een wasmachine en een radio tegelijkertijd, dan is er geen enkele reden om te verwachten dat $p_1 p_2$ meer positief dan negatief zal zijn in de tijd, integendeel. Aangenomen moet dan worden dat $\overline{p_1 p_2} = 0$, waardoor vgl. (8) ook nu zal gelden. Dus

$$p_{\text{res eff}}^2 = p_{1 \text{ eff}}^2 + p_{2 \text{ eff}}^2 \quad (9)$$

mits p_1 en p_2 onderling onafhankelijk zijn.

A6) Intensiteit in vlakke lopende golf (zie punt 205)

$$I = \frac{p_{\text{eff}}^2}{\rho c} \quad (10)$$

A7) Intensiteit in een diffuus veld

Een diffuus veld zij gedefinieerd als een veld, dat men opgebouwd kan denken uit geluidgolven, die in ieder punt en in iedere richting even sterk zijn, met de bijkomende voorwaarde dat de golven in eenzelfde punt uit verschillende richtingen onderling onafhankelijk zijn (geen correlatie). Akoestisch gezien is er dus geen onderscheid tussen de verschillende punten en richtingen. Er is dan sprake van een intensiteit $I [W/m^2]$, die overal en in elke richting dezelfde is. Het is het vermogen, dat een denkbeeldig vlakje ergens in de ruimte per m^2 van één zijde treft, waar dan ook in die ruimte.

Kiezen wij ergens zo'n m^2 . Als in een ruimtehoekje $d\omega$ loodrecht op de m^2 het bedrag $g d\omega [W/m^2]$ invalt op de m^2 , zal onder een hoek φ met de normaal $g \cos \varphi d\omega$ invallen op dezelfde m^2 . De coëfficiënt g is blijkbaar bepaald door

$$\int_{2\pi} g \cos \varphi d\omega = I,$$

immers over 2π steradianen (d. w. z. een halve bol) geïntegreerd, valt de hoeveelheid I in. Nu is g constant, dus

$$g \int_{2\pi} \cos \varphi d\omega = I \quad g\pi = I. \quad (11)$$

De integraal is n.l. gelijk aan π omdat $\cos \varphi d\omega$ eengeprojecteerd ruimtehoekje $d\omega_{\text{proj}}$ is. De integraal over de hele halve bol (zie punt 16 van hoofdstuk Verlichting) is reeds vaker gebleken π te zijn. We hebben dus nu de totale intensiteit I in verband gebracht met g , de intensiteit per steradiaal. Even eenvoudig is het, om p_{eff} met g in verband te brengen, en wel als volgt.

$gd\omega$ is een elementaire intensiteit van golven, die oneindig weinig onderling in richting verschillen. Hierop mag de formule (10) voor vlakke golven worden toegepast, d. w. z.

$$g d\omega = \frac{d(p_{\text{eff}}^2)}{\rho c}$$

De totale waarde van p_{eff}^2 wordt door integreren over alle mogelijke richtingen (4π steradianen!!) gevonden, d. w. z.

$$4 \pi g = \frac{p_{\text{eff}}^2}{\rho c} \quad (12)$$

Dit integreren lijkt een doodsimpele zaak, is het echter niet. Integren is in wezen sommeren, optellen. Fysisch gesproken komt dit optellen van vele elementjes $d(p_{\text{eff}}^2)$ neer op het superponeren van vele elementaire golfjes, elk met een zekere $d(p_{\text{eff}}^2)$. De som daarvan stelt echter slechts dan de resulterende totale p_{eff}^2 voor, als de te superponeren elementaire golfjes onderling onafhankelijk zijn. Dit moet dus zo zijn en is om deze reden dan ook opgenomen in de definitie van het diffuse veld.

Uit (11) en (12) volgt

$$I_{\text{diffuus}} = p_{\text{eff}}^2 / 4\rho c.$$

A8) Geluidrukniveau in een machinehal

Zij P het totale akoestische vermogen der machines en zij het veld diffuus.

$$P = \bar{I}A \quad (\text{zie punt 217})$$

$$\bar{I} = P/A = p_{\text{eff}}^2 / 4\rho c, \text{ dus}$$

$$p_{\text{eff}}^2 = 4\rho c P/A, \text{ dus}$$

$$L_p = 20 \log \frac{p_{\text{eff}}}{2 \cdot 10^{-5}} = 10 \log \frac{4\rho c P}{4 \cdot 10^{-10} A} \approx 10 \log \frac{4 P}{A 10^{-12}} =$$

$$= L_p + 10 \log \frac{4}{A}$$

$$L_p = L_p + 6 - 10 \log A \text{ decibel.}$$

Daar het veld diffuus ondersteld is zal de gevonden uitdrukking voor L_p niet gelden op kleine afstand van één der vele geluidbronnen in de hal. Naderen we zo'n bron te zeer, dan zal daar het direkte geluid gaan overheersen. Ook vlak bij een wand is het veld niet meer diffuus, daar het gereflecteerde geluid samenhangt met het invallende.

A9) Eén enkele bron in een zaal

Dicht bij de bron zal het directe geluid overheersen. Op grote afstand zal het veld nagenoeg diffuus zijn. Splitsen we het veld in direct geluid en diffuus geluid na één of meer reflecties dan vinden we:

$$I_{\text{dir.}} = P/4\pi r^2, \quad \text{waaruit } p_{\text{eff dir.}}^2 = \rho c I_{\text{dir.}}$$

$$I_{\text{indir.}} = \bar{I}_{\text{diffuus}} = P(1-a)/A, \quad \text{waaruit } p_{\text{eff indir.}}^2 = 4\rho c I_{\text{indir.}}$$

Daar doorgaans tussen direct en indirect geluid weinig of geen verband zal bestaan, zal gelden

$$p_{\text{res}}^2 = \left[\frac{\rho c}{4\pi r^2} + \frac{4\rho c(1-a)}{A} \right] P.$$

Men merke op, dat voor het vermogen dat het diffuse veld oplevert is genomen $P(1-a)$, d.w.z. het vermogen na 1 reflectie. Er is een waarde van r , waarvoor de druk ten gevolge van het directe geluid even sterk is als die van het diffuse veld, n.l.

$$r = \sqrt{\frac{A}{16\pi(1-a)}}.$$

In een zaal van $20 \times 20 \times 20 \text{ m}^3$ met wanden die gemiddeld 10% absorberen (nagalmtijd circa 6 seconden) vinden we:

$$r = \sqrt{\frac{0,1 \cdot 6 \cdot 400}{16\pi \cdot 0,9}} \approx 2,3 \text{ meter}.$$

Op deze afstand dreigt het directe geluid te verdrinken in de van alle kanten komende galm. In Duitsland noemt men dit de Hallradius. In het Nederlands zou men het de galmstraal kunnen noemen.

A10) Bij de definitie van het begrip luchtgeluidisolatie

Stel twee ruimten hebben een gemeenschappelijk scheidingsvlak ter grootte S . In één van beide denken we ons een bron. Het lijkt logisch de luchtgeluidisolatie van de scheidingswand primair te definiëren als het intensiteitsniveauverschil in decibels tussen invallende en door-gelaten intensiteit, aldus:

$$R = 10 \log (I_i/I_d).$$

We onderstellen voorlopig, dat flankerende overdracht afwezig is, gebruiken derhalve het symbool R voor de isolatie. Nu zijn de intensiteiten I_i en I_d nauwelijks meetbare grootheden. Wat men doorgaans meet in de beide vertrekken is het geluiddruk niveau. Om R meetbaar te maken zullen we derhalve I_i en I_d moeten omrekenen in de effectieve geluiddrukken gemiddeld over zend- resp. ontvangvertrek.

Intensiteit I_i en druk p_{eff}^2 zend zijn onderling verbonden met de formule

$$I_i = \frac{p_{\text{eff}}^2 \text{ zend}}{4\rho c}$$

daar het geluidveld in de zendruimte diffuus ondersteld wordt. $I_d S$ is het vermogen dat in het ontvangvertrek wordt afgestraald. Voor het diffuse veld dat aldaar ontstaat geldt $P = \bar{I}A$ met $P = I_d S$ en $\bar{I} = p_{\text{eff ontv.}}^2 / 4\rho c$.

Derhalve

$$I_d = \frac{P}{S} = \frac{\bar{I}A}{S} = \frac{p_{\text{eff ontv.}}^2}{4\rho c} \cdot \frac{A}{S}$$

Derhalve

$$R = 10 \log \frac{p_{\text{eff zend}}^2}{p_{\text{eff ontv.}}^2} \cdot \frac{S}{A}$$

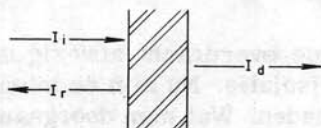
of wel

$$R = L_{p1} - L_{p2} + 10 \log \frac{S}{A},$$

waarin L_{p1} en L_{p2} de geluiddrukkniveaus in zend- en ontvangvertrek zijn. De primair geponeerde definitie voor R leidt tot een andere gedaante, die de meetbare grootheden L_{p1} , L_{p2} , S en A bevat. Dit is een steekhoudender rechtvaardiging van de laatste formule dan de argumentering in punt 223, waar werd betoogd dat de „correctie-term” $10 \log (S/A)$ dient om R onafhankelijk te maken van S en A .

Is de situatie zodanig, dat er wél flankerende overdracht is, dan verliest de rechtvaardiging feitelijk zijn basis. Afgesproken is echter internationaal de definitie $L_{p1} - L_{p2} + 10 \log S/A$ tochte handhaven; slechts is dan noodzakelijk dit R' te noemen in plaats van R , zulks ter waarschuwing dat niet de isolatie van een constructie wordt gemeten, doch de isolatie tussen twee ruimten.

A11) De afleiding van de massawet voor de luchtgeluidisolatie



Een vlakke lopende sinusvormige golf met hoekfrequentie ω valt loodrecht in op een oneindige wand met de massa m per oppervlakte-eenheid. Er zal reflectie en doorlating optreden.

Stellen wij ons ten doel de isolatie volgens de definitie

$$\Delta L = 10 \log I_i / I_d$$

te berekenen, als I_i en I_d de invallende en doorgelaten intensiteit is.

De afleiding gaat erg vlot als we uitgaan van het staandegolfbeeld in punt 208, fig. 207, waar aangetoond is, dat voor de muur drukverdubbeling en snelheidsuitdoving zal optreden, daar de muur als

randvoorwaarde ongeveer stelt $v = 0$. Aan de invalszijde werkt dus de geluidsdruk $2p_i$ op de muur, aan de doorlaatzijde blijkt de geluidsdruk volkomen verwaarloosbaar te zijn (een halfsteensmuur isoleert reeds meer dan 40 decibel). $F = ma$ toepassend op 1 m^2 muur vinden we dus:

$$2p_i = m a_m,$$

als m het aantal kg/m^2 muur is en a_m de versnelling van de muur. Nu is de versnelling van de muur a_m even groot als die van de aangrenzende lucht ter doorlaatzijde a_d , die als volgt kan worden omgerekend in p_d , de druk van de doorgelaten vlakke lopende golf vlak achter de muur.

$$a_d = \frac{d}{dt} (v_d) = \frac{d}{dt} \left(\frac{p_d}{\rho c} \right) = \frac{1}{\rho c} \frac{d}{dt} (p_d) = \frac{1}{\rho c} \frac{d}{dt} (\hat{p}_d \sin \omega t) = \frac{\hat{p}_d \omega}{\rho c} \cos \omega t.$$

De achtereenvolgende gelijkttekens vinden hun rechtvaardiging in:

1e gelijktteken: definitie van versnelling,

2e " : $p = \rho c v$ geldt voor een lopende golf,

3e " : ρc is een constante,

4e " : we weten dat p_d sinusvormig van t afhangt,

5e " : $\hat{p}_d$ is constant, verder eenvoudig differentiëren.

Derhalve

$$p_i = \frac{\omega m \hat{p}_d}{2 \rho c} \cos \omega t.$$

Wat in het rechterlid voor de cosinus staat is blijkbaar $\hat{p}_i$, dus

$$\frac{\hat{p}_i}{\hat{p}_d} = \frac{\omega m}{2 \rho c}.$$

Derhalve

$$\Delta L = 10 \log \frac{I_i}{I_d} = 20 \log \frac{\hat{p}_i}{\hat{p}_d} = 20 \log \frac{\omega m}{2 \rho c}$$

$$\Delta L = 20 \log \frac{\omega m}{2 \rho c}$$

De isolatie neemt blijkbaar toe met m , hetgeen begrijpelijk is daar grotere massa's moeilijker in trilling te brengen zijn. Des te hoger de frequentie des te hoger de isolatie, hetgeen ook begrijpelijk is, daar het meer kracht kost een massa met hoge frequentie te doen trillen dan met lage.

A12) Isolatie van een samengestelde wand

Stel de wand bestaat uit een deel met oppervlak S_1 en isolatie R_1 en een deel S_2 met isolatie R_2 . Het gehele oppervlak S is dan $S_1 + S_2$. De isolatie van de samengestelde wand R zullen we berekenen. Volgens definitie van isolatie geldt:

$$R_1 = L_Z - L_1 + 10 \log (S_1/A)$$

$$R_2 = L_Z - L_2 + 10 \log (S_2/A)$$

$$R = L_Z - L + 10 \log (S/A),$$

waarin L_Z het in alle drie gevallen even groot gedachte niveau in het zendvertrek is; L_1 , L_2 , L zijn de niveaus die we in het ontvangvertrek meten als alleen S_1 geluid doorlaat, resp. S_2 alleen, resp. beide delen tegelijk doorlaten.

L_1 , L_2 , L hangen samen doordat het resulterende geluid, dat het niveau L heeft, de superpositie is van de twee geluiden die het niveau L_1 resp. L_2 hebben. Daar de geluiden als onderling onafhankelijk moeten worden opgevat:

$$10^{L/10} = 10^{L_1/10} + 10^{L_2/10}. \quad (13)$$

Dit komt neer op de stelling: als twee onderling onafhankelijke geluiden worden gesuperponeerd is

$$p_{\text{eff res}}^2 = p_{\text{eff 1}}^2 + p_{\text{eff 2}}^2$$

L_1 , L_2 , L hebben alle de gedaante $L_Z - R_i + 10 \log (S_i/A)$.

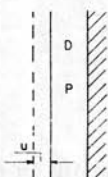
Substitueert men deze uitdrukkingen in vgl. (13), dan kan men in alle termen de factor $10^{L_Z/10 - \log A}$ uitdelen; als men voorts bedenkt dat $10 \log S_i = S_i$ vindt men tenslotte

$$S 10^{-R/10} = S_1 10^{-R_1/10} + S_2 10^{-R_2/10}.$$

A13) De slapheid van een luchtlaag van 1 m^2 (zie punt 214)

De slapheid van 1 m^2 luchtlaag ter dikte D hadden we gedefiniëerd als

$$C = -u/\Delta P$$



als u de toename van D is (verlenging) en ΔP de daarbij optredende drukverhoging.

Gaan we over op oneindig kleine verplaatsingen en drukverhogingen, dan wordt C gedefiniëerd met een differentiaal-quotiënt:

$$C = -\frac{dD}{dP}.$$

Als D toeneemt zal P afnemen en omgekeerd. Het is de gaswet, die het verband tussen P en D aangeeft. Is dit verband bekend, dan volgt C door eenvoudige differentiatie. Bekend is de gaswet

$$PV = \text{constant},$$

die zegt dat druk en volume omgekeerd evenredig met elkaar zijn bij isotherme compressie of expansie.

Minder bekend, doch hier van toepassing, is het verband tussen P en V bij zogenaamd adiabatische compressie of expansie, d.w.z. als iedere warmteuitwisseling tussen gas en omgeving onmogelijk is. Dit is n.l. het geval bij de meeste geluidproblemen, daar de drukschommelingen en volumeveranderingen zo snel elkaar opvolgen, dat voor warmteuitwisseling inderdaad de tijd ontbreekt.

Dan geldt:

$$PV^{1,4} = \text{constant}.$$

Het volume V van 1 m² luchtlaag is gelijk D , dus

$$PD^{1,4} = \text{constant}.$$

Zogenaamd logaritmisch differentiëren levert onmiddellijk:

$$\frac{dP}{P} + 1,4 \frac{dD}{D} = 0.$$

Dus

$$C = - \frac{dD}{dP} = \frac{D}{1,4 P}.$$

Blijkbaar is de slapheid evenredig met de dikte en omgekeerd evenredig met de barometrische druk P , die constant 10^5 N/m^2 is.

Het rekenen met decibels

In onderstaande rekenvoorbeelden schrijven we steeds korthedshalve p als we de effectieve waarde p_{eff} bedoelen, L als we L_p bedoelen.

- a) Wat is het drukniveau behorend bij $p = 2 \cdot 10^{-2} \text{ N/m}^2$?

Antwoord:

$$L = 20 \log \frac{2 \cdot 10^{-2}}{2 \cdot 10^{-5}} = 60 \text{ dB.}$$

- b) Wat is het drukniveau bij $2 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}^2$?

Antwoord:

$$L = 20 \log \frac{2 \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 10^{-5}} = 40 \text{ dB.}$$

- c) Wat is het drukniveauverschil tussen geluid a en b?

Antwoord 1: $\Delta L = 60 - 40 = 20 \text{ dB.}$

Antwoord 2: We behoeven de niveaus 60 dB en 40 dB niet eerst te berekenen, immers

$$\Delta L = 20 \log \frac{p_a}{p_o} - 20 \log \frac{p_b}{p_o} = 20 \log \frac{p_a}{p_b}.$$

Druk niveauverschillen kunnen dus direct uit de twee effectieve drukken berekend worden. In ons geval

$$\Delta L = 20 \log \frac{2 \cdot 10^{-2}}{2 \cdot 10^{-3}} = 20 \text{ dB.}$$

- d) Wat is het drukniveau als de geluiden a en b tegelijk werken? Hebben de geluiden onderling niets met elkaar te maken, zoals het geluid van een stofzuiger en dat van een radio, dan geldt

$$p_{res}^2 = p_a^2 + p_b^2 \quad (\text{drie effectieve waarden!!})$$

Dus

$$L_{res} = 20 \log \frac{p_{res}}{p_o} = 10 \log \frac{p_{res}^2}{p_o^2} = 10 \log \frac{(2 \cdot 10^{-2})^2 + (2 \cdot 10^{-3})^2}{(2 \cdot 10^{-5})^2} =$$

$$= 10 \log (10^6 + 10^4) = 10 \log 1,01 \cdot 10^6 = 10 \log 10^6 + 10 \log 1,01 =$$

$$= 60 + 0,04 = 60,04 \text{ dB.}$$

Merk op dat 60 dB en 40 dB samen 60,04 dB levert! Blijkbaar wordt het resulterende niveau vrijwel alleen door het sterkste bepaald, zoals we ook reeds zagen in punt 209.

- e) Tracht aan te voelen dat twee onderling onafhankelijke geluiden van

20 dB en 60 dB tezamen leveren	60,0004 dB	
40 " " 60 " " "	60,04 "	
60 " " 60 " " "	63 "	(nauwkeuriger 63,0103 dB)
80 " " 60 " " "	80,04 "	
100 " " 60 " " "	100,0004 "	

Men controleer de middelste regel.

- f) Draai de volumeregelaar van de radio zoveel „omhoog” tot de geluidsdruk overal $2x$ zo hoog is. Het geluidsdrukniveau wordt overal 6 dB hoger, immers $20 \log(2p/p_0) = 20 \log(p/p_0) + 6 \text{ dB}$.

- g) Een vlakke lopende sinusvormige golf met druk $\hat{p} = 20 \sqrt{2} \text{ N/m}^2$ valt loodrecht in op een steensmuur.

Wat is het geluidsdrukniveau van de invallende golf?

Antwoord: $L = 20 \log(20/2 \cdot 10^{-5}) = 120 \text{ dB}$.

Wat is het geluidsdrukniveau vlak voor de muur?

Antwoord: 6 dB meer (126 dB dus), immers vlak voor de muur heerst (vrijwel) drukverdubbeling, en

$$20 \log \frac{2p}{2 \cdot 10^{-5}} = 20 \log \frac{p}{2 \cdot 10^{-5}} + 20 \log 2 \quad \text{en} \quad 20 \log 2 = 6.$$

Wat is het geluidsdrukniveau op $\frac{1}{4} \lambda$ voor de muur?

Antwoord: niet direct te geven. Als de muur in 't geheel niet wilde bewegen (als de isolatie van de muur oneindig groot zou zijn) zou er een ideale staande golf voor de muur ontstaan met volledige drukuitdoving op $\frac{1}{4} \lambda$ voor de muur. Het geluidsdrukniveau zou aldaar dan $-\infty \text{ dB}$ zijn! Doordat de muur iets trilt zal dit niet gebeuren. Het niveau is niet $-\infty \text{ dB}$, doch blijkt, als de luchtgeluidsisolatie van de muur of 50 dB wordt gesteld, bij berekening 14 dB, d. w. z. 106 dB lager dan het niveau van de invallende golf, en 112 dB lager dan vlak voor de muur!

- h) Een geluidsgolf, die we ervaren als een gesis waarin we geen zuivere tonen onderscheiden, valt loodrecht in op een dikke harde muur. Het drukkenniveau van de invallende golf zij 120 dB.

Wat wordt het drukkenniveau vlak voor de muur?

Antwoord: 126 dB, immers er treedt drukverdubbeling op elk ogenblik op vlak voor de muur.

Wat wordt het drukkenniveau enkele meters voor de muur?

Antwoord: 123 dB, immers de gereflecteerde golf aldaar is zo goed als onafhankelijk van de invallende golf aldaar als gevolg van het chaotisch karakter van de golf.

GROOTHEDEN EN EENHEDEN; HET SI

1. Een grootheid heeft een naam, een symbool, een definitie en een eenheid waarin hij wordt gemeten.

Voorbeeld: Snelheid. Naam: snelheid. Symbool: v of c . Definitie: afgelegde weg per tijdseenheid, dan wel uit de definitievergelijking $s = vt$, dan wel $v = s/t$, dan wel $v = ds/dt$. Eenheid: meter per seconde, afgekort tot m/s dan wel $m\ s^{-1}$.

Het symbool (in het voorbeeld v) stelt de grootheid voor, die kan worden opgegeven als het product van de numerieke waarde en zijn eenheid, b.v. $v = 6 \times 1\ m/s = 6\ m/s$. Eenheden worden ook door hun symbool aangeduid, b.v. m , kg , s , A , N , W , J , m/s , m/s^2 , enz. De symbolen A , N , W , J zijn afgeleid van persoonsnamen. Volgens internationale afspraak schrijven we deze symbolen met hoofdletters, voluit geschreven echter zonder hoofdletters: ampère, newton, watt, joule.

2. Het SI

Op de elfde Conférence Générale des Poids et Mesures in 1960 is het SI aangenomen, het *Système International d'Unités* of kortweg het *Système International*, hetgeen in Nederlandse vertaling heet het *Internationale Stelsel van Eenheden* of kortweg het *Internationale Stelsel*. Het is praktisch identiek met wat voordien werd genoemd het praktische stelsel of het giorgi-stelsel of het mks-stelsel. Het SI is gebouwd op 6 grondeenheden (zie punt 3), waaruit de andere eenheden als afgeleide eenheden volgen (zie punt 4). In deze handleiding wordt het SI consequent gebruikt:

- a) omdat het SI het stelsel van de toekomst is;
- b) omdat het op de middelbare scholen wordt onderwezen;
- c) omdat het SI voor de lezer het gemakkelijkst is.

Toegegeven moet worden, dat in veel technische literatuur nog andere stelsels worden gebruikt.

3. Grondeenheden van het SI

$1\ m$ = 1 650 763, 73 maal de golflengte in vacuüm van licht van een bepaalde oranje spectraallijn van het gas krypton.

$1\ kg$ = eenheid van massa = vastgelegd met het standaardkilogram in Sèvres.

$1\ s$ = eenheid van tijd = $1/24 \cdot 3600$ van de gemiddelde zonnedag.

$1\ A$ = 1 ampère (definitie hier niet van belang)

$1\ ^\circ K$ = eenheid van de temperatuurschaal, wordt vastgelegd door het vriespunt van water te stellen op $273,16\ ^\circ K$.

$1\ cd$ = 1 candela, wordt vastgelegd door de luminantie van „zwart smeltend platina” te stellen op $60 \cdot 10^4\ cd/m^2$.

4. Afgeleide eenheden van het SI

Uit $F = ma$ volgt de eenheid van kracht, de newton (N), als 1 kg m/s^2 , dus $1 \text{ N} = 1 \text{ kg m/s}^2$ = de kracht die aan 1 kg massa 1 m/s^2 versnelling geeft.

Uit arbeid = kracht x weg volgt de eenheid van energie als $1 \text{ Nm} = 1 \text{ kg m}^2/\text{s}^2 = 1 \text{ Ws} = 1 \text{ J} = 1 \text{ joule}$. Men bedenke dat arbeid een vorm van energie is. Andere vormen zijn: potentiële, kinetische, elektrische, chemische, thermische energie of warmte, enz.

Uit vermogen = energie per tijdseenheid volgt de eenheid van vermogen als $1 \text{ watt} = 1 \text{ W} = 1 \text{ Nm/s} = 1 \text{ J/s} = 1 \text{ kg m}^2/\text{s}^3$.

In tabelvorm en verkort

lengte	m	druk	N/m^2
massa	kg	soortelijke massa	kg/m^3
tijd	s	soortelijk gewicht	N/m^3
kracht	$\text{N} = \text{kg m/s}^2$	gewicht	N
energie	$\text{J} = \text{Nm} = \text{Ws}$	warmte	$\text{J} = \text{Nm} = \text{Ws}$
vermogen	$\text{W} = \text{J/s} = \text{Nm/s}$		

5. Enkele voorbeelden uit de chaos der andere stelsels volgens ISO

$1 \text{ kcal}_{\text{IT}} = 4186,8 \text{ joule (exact)}$, $1 \text{ kcal}_{15} = 4185,5 \text{ joule (benaderd)}$

$1 \text{ kcal}_{\text{IT}}/\text{h} = 1,163 \text{ W (exact)}$

$1 \text{ BTU (British thermal unit)} = 1055,06 \text{ J (benaderd)} = \text{de warmte om 1 pound (= 0,453 592 37 kg bij benadering!)} \text{ water van } 62 \text{ op } 63^\circ \text{ fahrenheit te verwarmen.}$

$1 \text{ atm} \approx 76 \text{ cm kwik} \approx 1 \text{ kgf/cm}^2 \approx 10^5 \text{ N/m}^2$

$0,1 \text{ mmH}_2\text{O} \approx 1 \text{ N/m}^2$

6. „Vergeetmenietjes”

$\log 2 = 0,30103$, dus $\log 4 = 0,60206$, dus $\log 5 = 0,69897$, dus $\log 8 = 0,90309$

$1 \text{ N} = \text{de kracht die aan 1 kg de versnelling van } 1 \text{ m/s}^2 \text{ geeft}$

$1 \text{ kg} \approx \text{de kracht die aan 1 kg de versnelling van } 9,81 \text{ m/s}^2 \text{ geeft}$

$1 \text{ N} = \text{ongeveer } 1 \text{ ons kracht.}$

LITERATUUR

Algemeen

Handbuch der Bauphysik. Hans W. Bobran.
Verlag Ullstein, Berlin, Frankfurt/M, Wien, 1967.

Verlichting

1. Natuurkundige grondslagen voor bouwvoorschriften, deel II:
Dagverlichting van woningen.
(NGB II 1951), V 1069 (Normalisatie).
2. British Standard Code of Practice CP3: Chapter I: Part I (1964)
Daylighting, Code of basic data for the design of buildings.
3. DIN 5034, November 1959, Innenraumbelichtung mit Tageslicht;
DIN 5034, Beiblatt 1, November 1963, Berechnung und Messung;
DIN 5034, Beiblatt 2, November 1963, Vereinfachte Bestimmung
der Fenstergrößen.
- 4. De dagverlichting van gebouwen, B. H. H. Zweers en D. Korfker.
N. V. Wed. J. Ahrend en Zoon, Amsterdam, 1947.
5. De bezonningslineaal. Een eenvoudig hulpmiddel voor de beoor-
deling van de bezonning en de dagverlichting. A. J. Kruger.
Uitg. Afd. Gezondheidstechniek TNO, 1957.
- 6. Verlichting. J. W. Favié, C. P. Damen, G. Hietbrink, N. J. Quaedflieg.
Philips' Technische Bibliotheek, 1961.
N. V. Uitgeversmaatschappij Centrex, Eindhoven.

Warmte en vocht

1. Natuurkundige grondslagen voor bouwvoorschriften, deel I:
Thermische eigenschappen van woningen.
(NGB I 1964), NEN 1068 (Normalisatie).
2. Bauentwurfslehre, E. Neufert.
Ullstein Fachverlag 1960.
3. Bauphysikalisches Entwerfen. F. Eichler.
VEB Verlag für Bauwesen, Berlin 1962.
4. Das Flachdach. Wilhelm Schaupp.
Druckhaus Nürnberg, GmbH, Nürnberg 1960.

Akoestiek

1. Natuurkundige grondslagen voor bouwvoorschriften, deel III:
Geluidwering in woningen.
(NGB III 1962), NEN 1070 (Normalisatie).
2. Bouwakoestiek in kort bestek. Ir. P. A. de Lange.
N. V. Uitgeverij Nijgh en van Ditmar, 's-Gravenhage (1962).

3. Raum- und Bauakustik Lärmabwehr. W. Furrer.
Birkhäuser Verlag, Basel-Stuttgart (1961), 2e druk.
4. Körperschall. Cremer/Heckl.
Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York 1967.
5. Die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik (3 delen).
L. Cremer. S. Hirzel Verlag, Zürich.
6. Leitfaden der Raumakustik für Architekten. K. H. Weisse.
Druckhaus Tempelhof, Berlin (1949).
7. Music, Acoustics and Architecture. L. L. Beranek.
John Wiley and Sons Inc, New York (1962).
8. Handbuch der Schalltechnik im Hochbau. F. Bruckmayer.
Franz Deuticke, Wien (1962).

