

EEN LUIDSPREKERINSTALLATIE VOOR ZEER GOEDE WEERGAVE IN DE HUISKAMER

door G. J. BLEEKSMa en J. J. SCHURINK.

621.395.623.8

Bij omroepontvangers is het een al meer dan 25 jaar oude gewoonte, te volstaan met één luidspreker, die in de kast van het toestel is gemonteerd. Van de laatste jaren pas dateren toestellen met twee luidsprekers die ieder een deel van het frequentiespectrum weergeven, volgens het Philips „Bi-Ampli” systeem. Bij de hieronder beschreven installatie is men nog een belangrijke stap verder gegaan, door de luidsprekers geheel van de versterker te scheiden: twee laagtonenluidsprekers zijn samen in één speciale kast aangebracht, twee hogetonenluidsprekers elk afzonderlijk in een eigen kastje. Hiermee is een oprullende verbetering in weergavekwaliteit te verkrijgen, die vooral tot haar recht komt bij frequentiemodulatieontvangst en bij het spelen van grammofoonplaten en magnetische bandopnamen.

Bij elektrische geluidsoverbrenging strekt zich van opname tot weergave een keten uit, die begint met een of meer microfoons en eindigt met een of meer luidsprekers. Daartussenin bevinden zich een of meer versterkers, en verder meestal hetzij een radioverbinding, hetzij een „geheugen” met af-tastinrichting, hetzij beide. (Onder „geheugen” verstaan wij hier een magnetisch fonogram of een grammofoonplaat.)

In deze keten komen sterke en minder sterke schakels voor. Met „sterke” schakels bedoelen wij schakels die bij de huidige stand van de techniek nauwelijks nog voor verbetering vatbaar zijn. Als zodanig kunnen worden beschouwd de condensator-microfoon en de versterkers.

Tot de minder sterke schakels behoort het geheugen. Hoe hoog het kwaliteitsniveau ook is dat de magnetische geluidsregistratie¹⁾ en de moderne grammofoonplaat²⁾ hebben bereikt, toch kan men zich nog verbeteringen voorstellen ten aanzien van de sprongkarakteristiek en de dynamiek.

Ook de luidsprekers moeten tot de minder sterke schakels worden gerekend. Een recente ontwikkeling op dit gebied vormt het onderwerp van dit artikel. De hierin beschreven installatie vormt o.i. ongeveer het optimum dat met de huidige middelen voor weergave in de huiskamer bereikbaar is.

Korte beschrijving van de installatie

De installatie omvat vier luidsprekers, en wel twee voor de lage tonen (het gebied beneden 420 Hz) en twee voor het frequentiegebied boven

420 Hz (hier verder kortweg het hoge gebied genoemd). De twee laagtonenluidsprekers zijn samen aangebracht in een hoekkast (fig. 1), de hogetonenluidsprekers elk afzonderlijk in een kastje (fig. 2). Al deze luidsprekers worden vanuit één versterker (type AG 9000 of AG 9006) gevoed, via een laag resp. hoog doorlatend filter.

De luidsprekers voor het frequentiegebied boven 420 Hz stralen vrijwel alleen naar voren toe, reden waarom men ze wel aanduidt als projectors. Het gebruik van losse projectors verschaft de mogelijkheid, deze zo te plaatsen dat hun geluid de luisteraars uitsluitend indirect bereikt, d.w.z. via een of meer terugkaatsingen aan de wanden of het plafond van het vertrek. Dit nu is een belangrijk middel om het geluid diffuus te maken en zo de omstandigheden zoals die in een concertzaal zijn, aanzienlijk beter te benaderen. Metingen in concertzalen hebben namelijk uitgewezen dat op de meeste plaatsen in de zaal de geluidsintensiteit voor het grootste deel wordt teweeggebracht door indirect geluid, en slechts voor een klein deel door directe straling³⁾. Een soortgelijke toestand bereikt men in de huiskamer door de projectors op verschillende wanden van de kamer te richten, zodanig dat de luisteraars buiten de directe bundel blijven (fig. 3). De plaats van de laagtonenkast is minder belangrijk, daar de richtingen vanwaaruit lage tonen komen, moeilijk te onderscheiden zijn.

Het gebruik van twee projectors, op enige afstand van elkaar en van de luisteraars geplaatst, is een doeltreffend middel ter voorkoming van het zg. „gat-in-de-muureffect”⁴⁾. Hiermee bedoelt men

¹⁾ Zie b.v. D. A. Snel, Philips techn. T. 14, 165-174, 1952, en W. K. Westmijze, Philips techn. T. 14, 269-281, 1952.

²⁾ Zie b.v. L. Alons, Philips techn. T. 13, 86-96, 1951, en J. L. Ooms, Philips techn. T. 17, 33-41, 1955 (no. 2).

³⁾ Vgl. Philips techn. T. 17, 223, 1955 (no. 7-8).

⁴⁾ Philips techn. T. 17, 191, 1955 (no. 6).

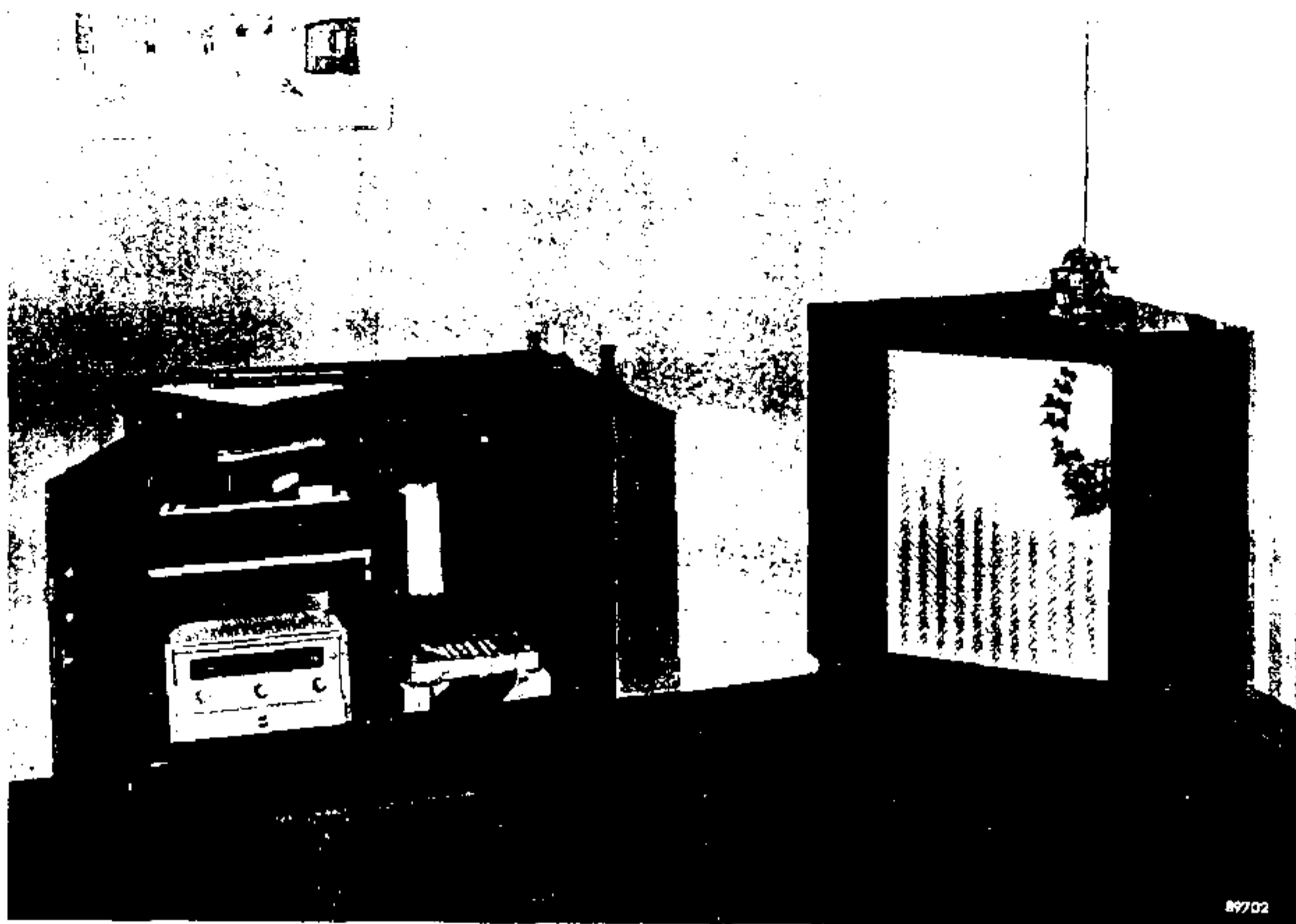


Fig. 1. Links: grammofoon AG 1005 (met magnetodynamische groeftaster AG 3020/21⁵⁾) en versterker AG 9006. Rechts in de hoek: lagetonenkast. Bij de installatie behoren ook nog twee afzonderlijke luidsprekers voor de hoge tonen, boven 420 Hz (zie fig. 2 en 3).

het volgende. Stel dat men naar een orkest luistert via slechts één luidspreker. Ook al zou de gehele keten van de overbrenging het volledige frequentiespectrum gelijkmatig weergeven en volkomen vrij zijn van distorsie en dynamiekbepierking, dan nog zou de weergave in een bepaald opzicht onbevredigend klinken: het gehele, op een breed podium

opgestelde, orkest zou men immers horen alsof het samengedrongen was in de kleine opening van de luidspreker, dus alsof men het orkest beluisterde door een gat in de muur van de concertzaal.

Een afdoend middel tegen dit gat-in-de-muur-effect is de stereofonie⁶⁾, maar deze wordt bij radio-uitzendingen en op grammofoonplaten slechts zelden toegepast. Door een zodanige plaatsing van de twee projectors echter dat het geluid de luisteraars alleen indirect bereikt, kan men het hinderlijke gat-in-de-muureffect doen verdwijnen.

De hogetonenluidsprekers (type 9710 M) onderscheiden zich van de lagetonenluidsprekers (type 9710) doordat het dubbelconusluidsprekers zijn⁷⁾. Zoals in fig. 4 is te zien, drijft de bewegelijke spoel hier niet alleen een normale conus (C_1) aan, maar bovendien een kleinere conus (C_2). Deze laatste breidt het frequentiespectrum, dat anders niet verder dan 8 kHz zou reiken, uit tot ca. 18 kHz en zorgt ook voor een minder scherpe bundeling van het geluid.

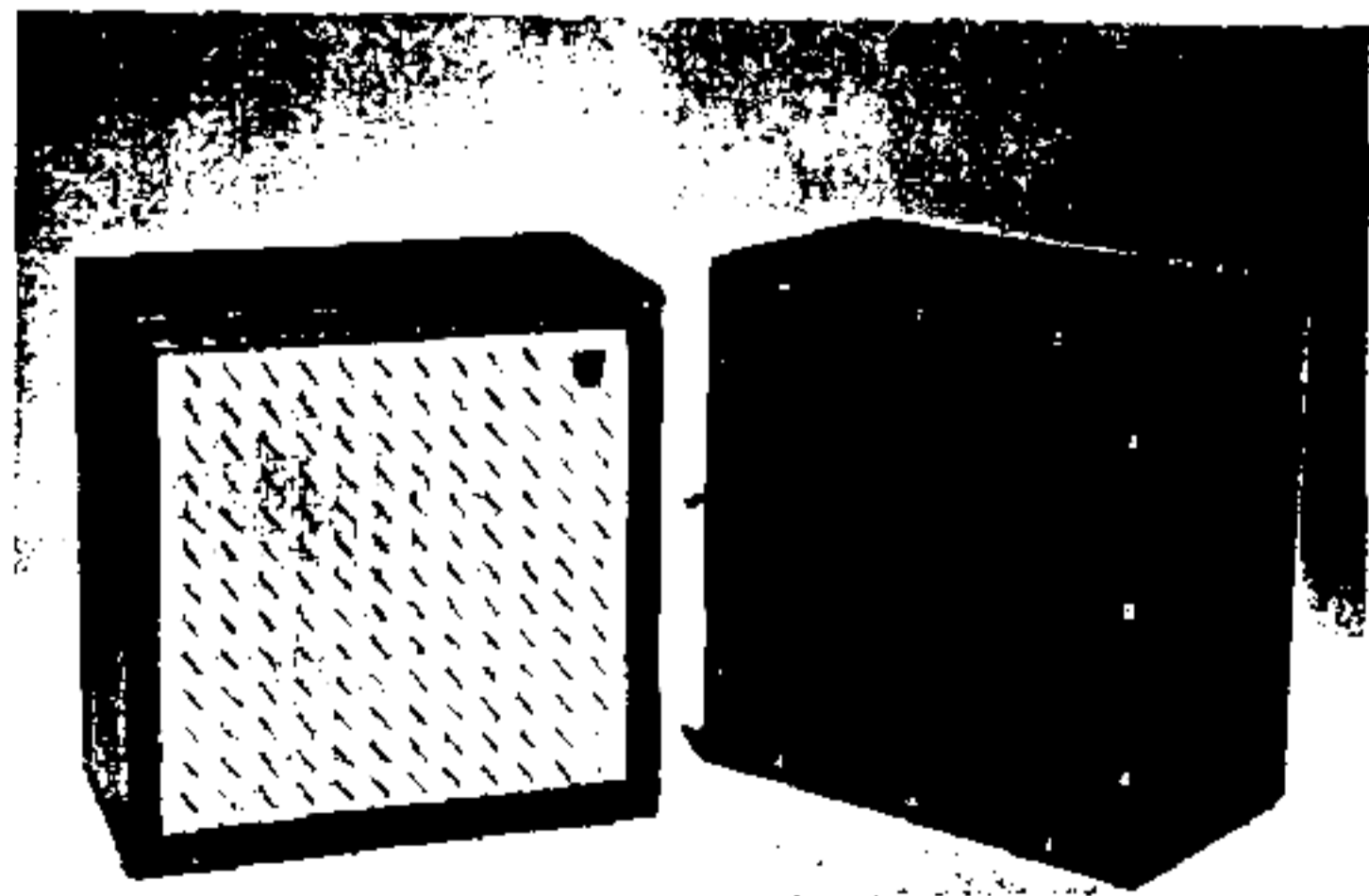


Fig. 2. De twee luidsprekers voor de hoge tonen. Elk kastje bevat een dubbelconusluidspreker en is 26 cm breed en hoog.

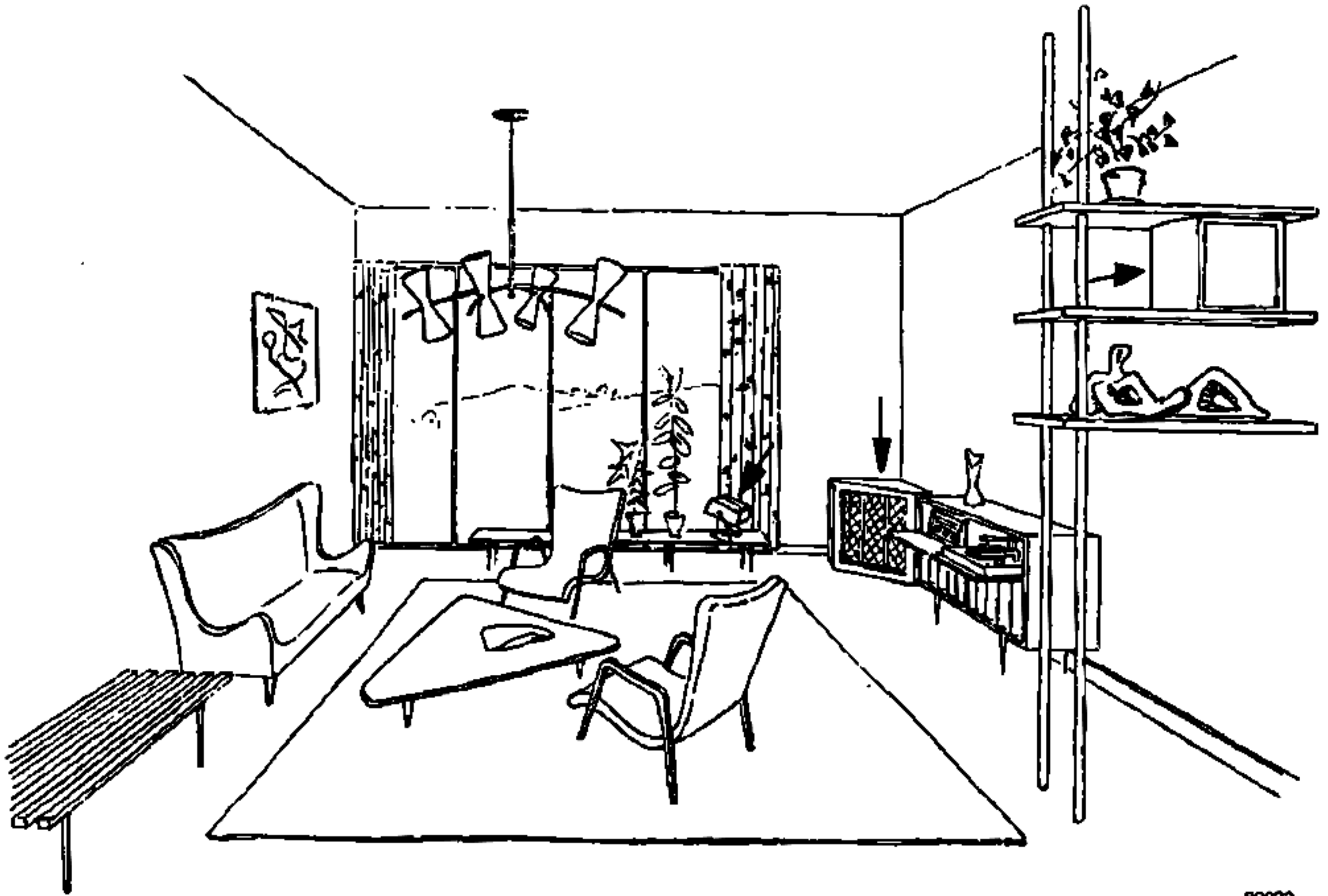
⁵⁾ N. Wittenberg, Philips techn. T. 18, 113-122 en 183-188, 1956 (no. 4 en 5-6).

⁶⁾ Zie b.v. het in ⁴⁾ aangehaalde artikel, blz. 193 e.v.

⁷⁾ J. J. Schurink, Philips techn. T. 16, 289-298, 1954.

De hogetonenweergave is nog bevorderd door het gebruik van luidsprekers met vrijwel constante impedantie: bij 20 kHz is de impedantie van de

luidsprekers 9710 M maar 1,5 maal zo groot als bij 400 Hz, terwijl bij normale luidsprekers deze verhouding ruim 5 bedraagt. Gevoed met een constante

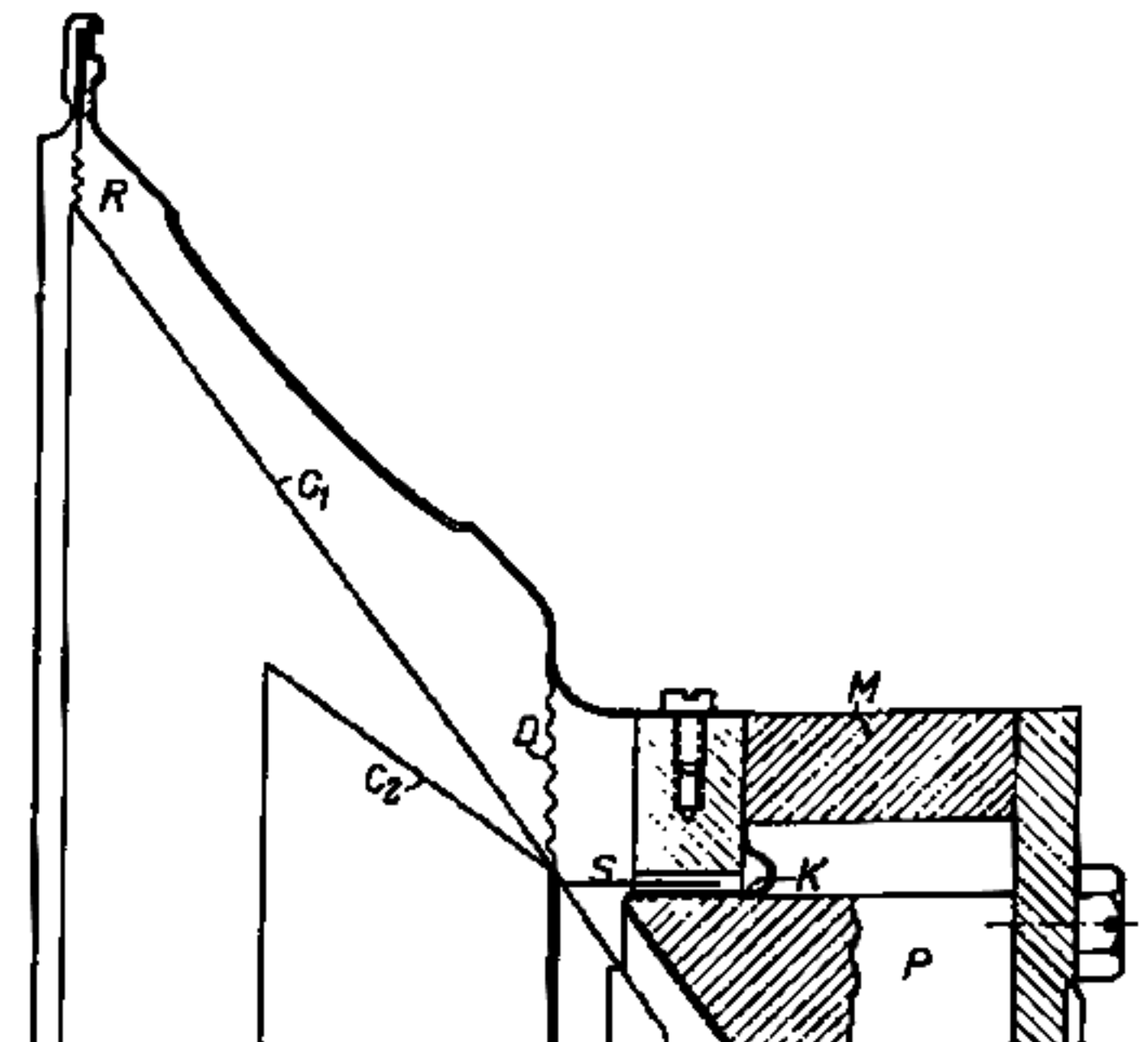


89933

Fig. 3. Voorbeeld van de plaatsing der onderdelen. Rechts een meubel met de grammofoon en de versterker, en in de hoek de hogetonenkast. De twee hogetonenluidsprekers zijn zo opgesteld dat een diffuus geluid wordt verkregen.



Fig. 4. De dubbelconusluidspreker 9710 M, waarvan de hogetonenkastjes (fig. 2) zijn voorzien. In de doorsnede is C_1 de hoofdconus, C_2 de hulpconus, S de spoel, D de centrering, R de gegolfde conusrand, M de permanente magneet, en K de koperen ring, die voor een constante impedantie zorgt (zie later). De kern P van het magnetische circuit heeft een conische uitsparing, die ruimte laat voor de top van de conus C_1 .



spanning, zullen de eerstgenoemde luidsprekers dus een stroom opnemen die bij stijgende frequentie veel minder afneemt dan bij gewone luidsprekers. De weergave van het hogetonegebied zal derhalve beter zijn, want het is de stroom die de kracht bepaalt waarmee de conus wordt aangedreven.

De kasten waarin de luidsprekers zijn aangebracht, zijn achter de conus geheel gesloten. Bij de hogetonenluidsprekers voorkomt dit achterwaartse (eventueel naar de luisteraars toe gerichte) straling, die de beoogde diffusiteit zou schaden. Bij de lagetonenluidsprekers belet de gesloten kast dat de luchttrillingen om de conus heen zouden lopen; hij imiteert in dit opzicht dus een oneindig groot klankscherm, wat de weergave van de zeer lage tonen ten goede komt. Bovendien draagt de afgesloten luchtmasse, zoals verderop zal blijken, bij tot vermindering van niet-lineaire vervorming. Om de dichting volledig te maken, zijn geen normale, „afgeknotte”, conussen gebruikt, maar conussen die tot de top toe doorlopen (fig. 4).

Na deze summiere beschrijving willen wij op verschillende van de aangestipte bijzonderheden nader ingaan. Wij beginnen daartoe met een beschouwing over de disproportie, d.i. alle distorsie die het gevolg is van niet-lineaire verschijnselen.

Disproportie bij luidsprekers

De spoel van een elektrodynamische luidspreker wordt doorlopen door een stroom I en bevindt zich in een magnetisch veld met inductie B . Op de spoel (draadlengte l) werkt dan een kracht $F = BlI$, die, wegens actie — reactie, gelijk is aan het produkt van de mechanische impedantie Z_m en de snelheid v :

$$BlI = Z_m v = \left(j\omega M + \frac{1}{j\omega C} + R_m \right) v. \quad (1)$$

In deze uitdrukking is ω de hoekfrequentie van de stroom, M de massa van spoel, conus en meebewogen lucht, C de totale compliantie (= slapheid, het reciproke van stijfheid) en R_m de mechanische weerstand (zowel de nuttige stralingsweerstand als de mechanische verliesweerstand, die in hoofdzaak in de rand van de conus en in de centrering optreedt).

Voor de verplaatsing x die de spoel op het ogenblik t heeft, geldt: $x = \int v dt$, dus

$$x = \frac{v}{j\omega} = \frac{BlI}{-j\omega^2 M + j\omega R_m}. \quad (2)$$

De eigen frequentie f_0 van het systeem is derhalve:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{MC}}. \quad (3)$$

Wegens de weerstandsterm in (2) zal de verplaatsing het grootst zijn bij een frequentie die beneden f_0 ligt.

Uit (2) blijkt dat bij frequenties die ver genoeg boven de eigen frequentie liggen, de verplaatsing ongeveer evenredig met ω^{-2} , dus met 12 dB per octaaf, afneemt (de stroom constant gedacht). In dit frequentiegebied is de amplitude zo klein dat men er van disproportie niets bemerkt. Voldoende ver beneden de eigen frequentie echter geldt:

$$x \approx CBII. \quad (4)$$

Hier kan de amplitude zo groot worden dat disproportie tussen x en I optreedt als gevolg van twee oorzaken: 1) de inductie B in de luchtspleet is niet volkomen homogeen, zodat B afhangt van x (bij zeer grote amplitudes komt de spoel zelfs ten dele buiten de luchtspleet!), en 2) in nog veel sterkere mate hangt de compliantie C van x af.

Verandert de stroom sinusvormig met de tijd, dan geeft de genoemde disproportie aanleiding tot het ontstaan van harmonischen in het voortgebrachte geluid, dat dus anders van timbre zal zijn dan bij zuivere evenredigheid van x met I . Bestaat de stroom uit twee (of meer) sinusvormige componenten, dan treden in het algemeen bovendien niet-harmonische tonen op, die het geluid onaangenaam van klank kunnen maken. Wij zullen beide soorten van distorsie afzonderlijk beschouwen.

Harmonische distorsie

Het niet-constant zijn van de factoren B en C in (4) blijkt uit fig. 5a. De punt-streeplijnen in deze figuur geven de kracht F (horizontaal uitgezet) die de spoel ondergaat, als functie van de verplaatsing x van de spoel in het magneetveld, en wel bij verschillende waarden van een door de spoel gezonden gelijkstroom I . De kracht F is streng evenredig met I , doch verandert met x , aangezien B van plaats tot plaats een andere waarde heeft. Was het veld wel homogeen, dan zouden de bedoelde lijnen verticale rechten zijn. Meet men statisch de verplaatsing x van de stroomloze spoel als functie van een uitwendig aangebrachte kracht F , dan vindt men een hysteresislus zoals de getrokken kromme in fig. 5a. Hieruit volgt dat de gezamenlijke compliantie C_e van de conusrand en de centrering (de enige complianties die hier werkzaam zijn) afhangt van x en dus eveneens een niet-lineair karakter vertoont.

Uit de krommen van fig. 5a kunnen we afleiden hoe x als functie van de tijd zal verlopen wanneer de stroom sinusvormig verandert. Zoals te verwachten was, is er een aanzienlijke afwijking van de sinusvorm (fig. 5b) en treden er in de verplaatsing dus harmonischen op. In nog sterkere mate is dit het geval met de geluidsdruk p ; immers, de drukvariatiëen zijn evenredig met $\omega^2 x$, zodat de achtercenvolgende harmonischen in p een factor 1, 4, 9, ... groter zijn dan de harmonischen in x . Zo geeft 1% derde harmonische in x al 9% derde harmonische in p .

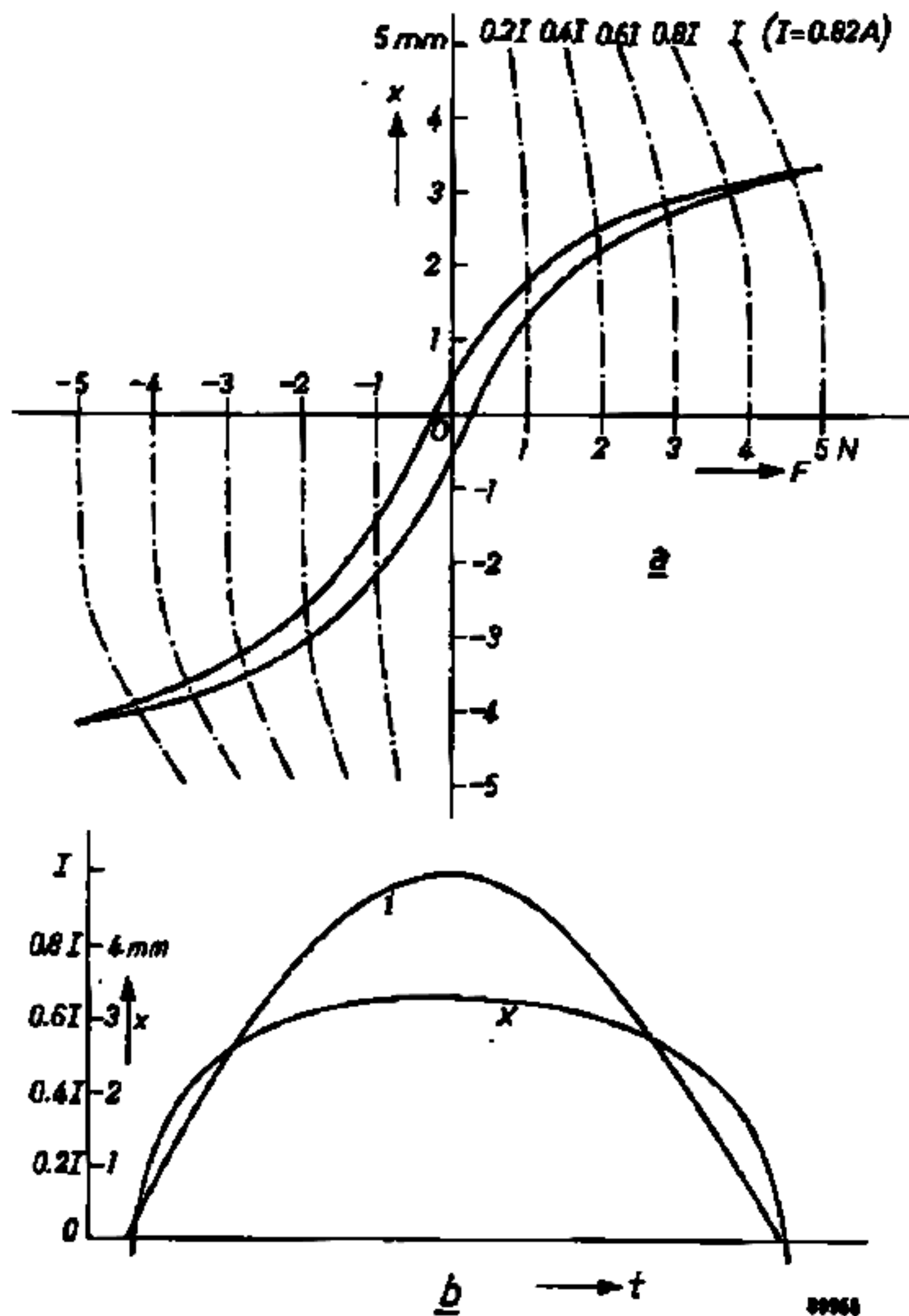


Fig. 5. a) Punt-streeplijnen: kracht F op de spoel van een elektrodynamische luidspreker bij gelijkstroom $1/5 I, 2/5 I, \dots I$ door de spoel ($I = 0,82 A$). Getrokken kromme: statisch gemeten verplaatsing x van de stroomloze spoel, als functie van een uitwendig aangebrachte kracht F . b) Bij een sinusvormige stroom i door de luidsprekerspoel vertoont de verplaatsing x als functie van de tijd t distorsie.

Niet-harmonische distorsie

Beschouwen we nu het geval dat de stroom bestaat uit twee sinusvormige componenten, dus dat zijn ogenblikswaarde i kan worden geschreven als volgt:

$$i = \hat{I}_1 \sin 2\pi f_1 t + \hat{I}_2 \sin 2\pi f_2 t \dots \quad (5)$$

Het niet-lineaire verband tussen verplaatsing x en stroom i kan tot uitdrukking worden gebracht door een machtreeks:

$$x = x_0 + x_1 i + x_2 i^2 + x_3 i^3 + \dots \quad (6)$$

Substitutie van (5) in (6) leert dat er in de verplaatsing componenten met de frequenties $+ m f_1 \pm n f_2$ zullen optreden (m en n zijn gehele getallen: 0, 1, 2, ...). Dit verschijnsel staat bekend als intermodulatie.

Het bovenstaande geldt alleen bij frequenties beneden de resonantiefrequentie, in het zg. stijfheidsgebied, waarin de amplitude onafhankelijk van de frequentie is. Boven het stijfheidsgebied hangt de amplitude wel van de frequentie af, hetgeen de kwantitatieve berekening veel ingewikkelder maakt. Kwalitatief echter kan men zeggen dat ook daar intermodulatie optreedt.

Er is nog een andere oorzaak van niet-harmonische distorsie, namelijk het Doppler-effect. Trilt een luidsprekerconus tegelijk met een lage frequentie f_1 en een hogere frequentie f_2 , dan kan men hem beschouwen als een geluidsbron met frequentie f_2 waarvan de afstand tot het oor verandert met de frequentie f_1 . Door het Doppler-effect fluctueert de toonhoogte dan, met het ritme van de lage frequentie f_1 , om de hogere frequentie f_2 heen. Er treedt dus frequentiemodulatie op. Men kan dit interpreteren als de aanwezigheid van een geluid met centrale frequentie f_2 en twee zijbanden, waarin de frequenties $f_2 \pm m f_1$ optreden. Noemen we de amplitudes van de trillingen met de frequenties f_1 en f_2 resp. \hat{x}_1 en \hat{x}_2 , dan bedragen de amplitudes van de eerste en de tweede zijbandcomponenten resp.

$$10^{-3} \times \hat{x}_1 f_2^0 \% \text{ en } 5 \times 10^{-7} \times (\hat{x}_1 f_2)^2 \% \text{ van } \hat{x}_2,$$

als \hat{x}_1 is uitgedrukt in cm en f_2 in Hz. Voor b.v. $\hat{x}_1 = 0,1$ cm en $f_2 = 10000$ Hz vinden we: 10% voor de componenten met de frequenties $f_2 + f_1$ en $f_2 - f_1$, en 0,5% voor de componenten met de frequenties $f_2 + 2f_1$ en $f_2 - 2f_1$.

Middelen waarmee disproportie is tegengegaan

Verdubbeling van het aantal luidsprekers

Voor het verminderen van de disproportie bestaat er een middel dat bijna triviaal is, maar waarvan toch de waarde in dit opzicht niet altijd schijnt te worden beseft. Wij bedoelen het gebruik van meer dan één luidspreker (geheel afgezien nog van de splitsing in lage en hoge tonen): iedere conus behoeft dan, bij dezelfde totale geluids-

intensiteit, nog maar een kleinere amplitude te maken, zodat een korter, minder gekromd, deel van de hysteresislus (fig. 5a) wordt doorlopen, en tevens wordt gewerkt in een gebied waarin de inductie B beter constant is. In onze installatie worden om deze reden twee laagtonenluidsprekers gebruikt (dat er ook twee hoogtonenluidsprekers zijn, is vooral om het geluid diffuus te kunnen maken; disproportie bij de hogere frequenties is, zoals al werd opgemerkt, toch al gering).

Wat betreft de laagtonenweergave, had het nagestreefde doel — kleinere disproportie door kleinere amplitude, bij gelijke totale geluidsintensiteit — in principe ook bereikt kunnen worden door, in plaats van twee naburige luidsprekers met straal a (fig. 6c), één luidspreker met straal $a\sqrt{2}$ te gebruiken (fig. 6b).

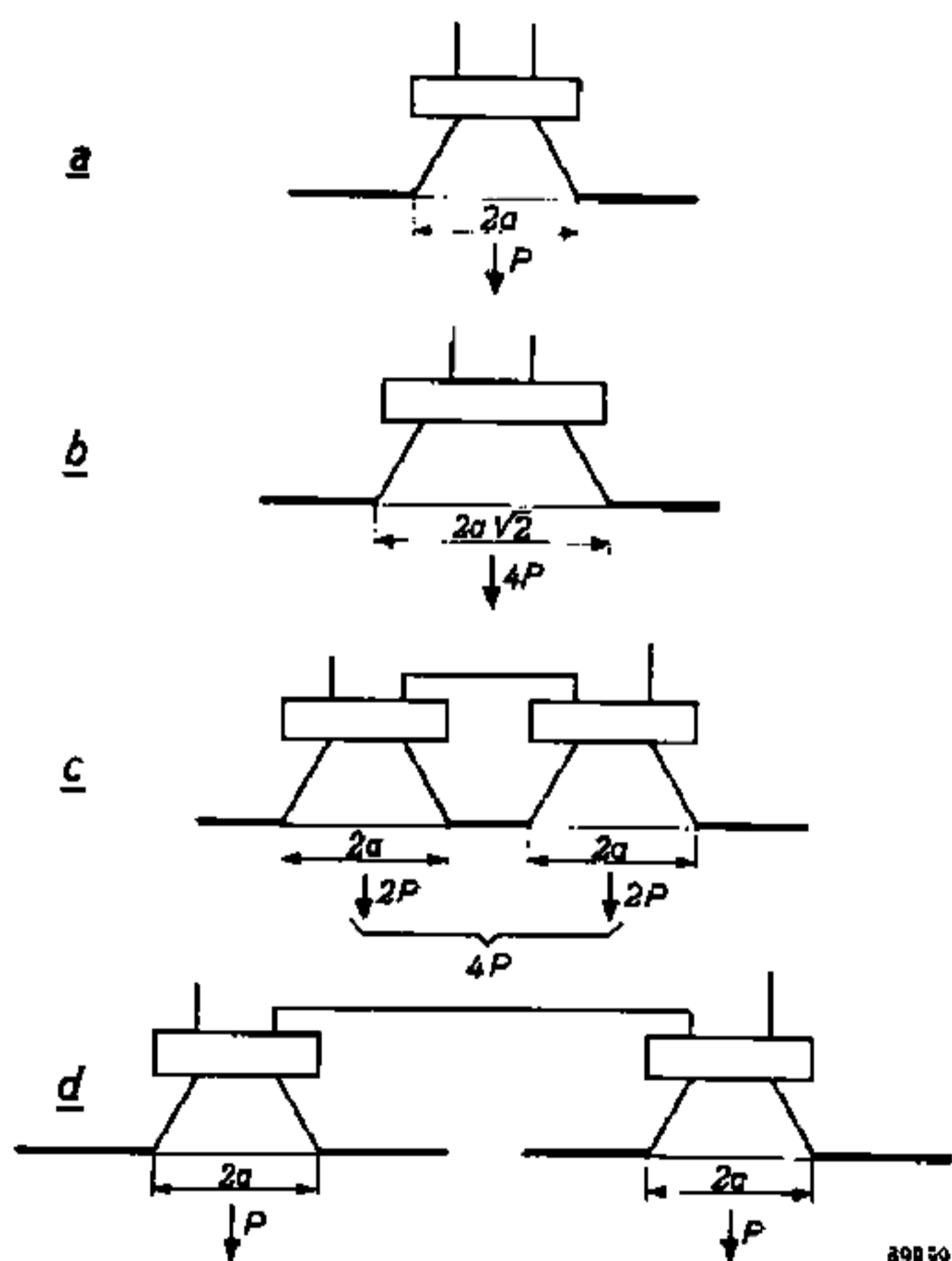


Fig. 6. a) Luidspreker met middellijn $2a$. Het uitgestraalde geluidsvermogen is P .
 b) Luidspreker met middellijn $2a\sqrt{2}$. Geluidsvermogen $4P$.
 c) Twee luidsprekers als in (a), dicht bij elkaar. Elk levert nu het geluidsvermogen $2P$, samen leveren zij $4P$.
 d) Twee luidsprekers als in (a), ver van elkaar. Elk levert, evenals in (a), het vermogen P , samen leveren ze $2P$.
 (Ondersteld is dat de luidsprekers van hetzelfde type zijn, dat ze zich in een groot klankscherm bevinden en dat ze alle dezelfde amplitude \hat{x} maken.)

Vergelijken we eerst één „kleine” luidspreker (straal a , fig. 6a) met een „grote” luidspreker (straal $a\sqrt{2}$, fig. 6b). Hun stralingsweerstand verhouden zich als de vierde macht van de straal. De grote luidspreker heeft dus een stralings-

weerstand die $(\sqrt{2})^4 = 4$ maal zo groot is als die van de kleine luidspreker. Bij gelijke amplitude \hat{x} zal de grote luidspreker dus een vier maal zo groot vermogen uitstralen.

Wil men de grote luidspreker vergelijken met een combinatie van twee kleine, dan zou men verwachten dat, als elk der kleine luidsprekers, afzonderlijk werkend, een vermogen P uitstraalt, zij samen het vermogen $2P$ zouden geven, en dat dus de grote luidspreker, met $4P$, een factor 2 in het voordeel zou zijn. Men dient er echter rekening mee te houden dat het verschil maakt of de kleine luidsprekers dicht bij elkaar staan dan wel ver van elkaar. Met twee (in fase trillende) luidsprekers in elkaars nabijheid treedt namelijk het gunstige effect op dat ze elkaar als het ware prikkelen tot grotere vermogensafgifte.

Men kan dit effect als volgt gemakkelijk begrijpen. Staan de luidsprekers ver van elkaar (fig. 6d), dan geeft elk van hen energie aan de lucht af doordat de conus beweegt tegen de door hemzelf veroorzaakte drukwisselingen in. Als echter de luidsprekers dicht bij elkaar staan (fig. 6c), zullen bij elk van hen niet alleen de door hemzelf opgewekte drukvariaties aanwezig zijn, maar ook die van de naburige luidspreker. Wegen de kleine afstand zijn beide drukvariaties nagenoeg even groot en in fase. Ieder van de conussen werkt nu dus tegen een dubbel zo grote geluidsdruk in en verricht een dubbel zo grote arbeid. De twee luidsprekers samen leveren dan een vermogen dat twee maal zo groot is als wanneer zij zich ver van elkaar bevinden (bij constante amplitude \hat{x} van conusverplaatsing).

Klapman heeft dit effect ook voor tussenliggende gevallen berekend, en wel voor twee als vlakke zuigers (straal a , hartafstand d) gedachte luidsprekers^{*)}. Fig. 7a geeft het berekende verloop van $R_r/\rho c A$ (R_r = stralingsweerstand per zuiger, ρ = dichtheid van de lucht, c = geluidssnelheid, A = oppervlakte van elk der zuigers) als functie van $2\pi fa/c$, met d als parameter. Voor de luidspreker 9710 is $2a = 17,5$ cm; voor deze waarde geldt de in fig. 7 bijgetekende frequentieschaal. In de kast zijn de luidsprekers zo geplaatst dat $d = 2,8a$. In het in aanmerking komende frequentiegebied (beneden 120 Hz) is R_r aanzienlijk groter dan bij één afzonderlijke luidspreker het geval zou zijn (kromme voor $d = 0$).

Bij bovengenoemd gedachtenexperiment met het naar elkaar toe brengen van de twee luidsprekers hebben we de amplitude \hat{x} constant ondersteld. Houdt men de toegevoerde stroom constant, dan zal \hat{x} , wanneer de luidsprekers elkaar naderen, iets afnemen (en de winst dus kleiner worden) doordat steeds meer lucht met de conussen gaat meebewegen. Deze meebewogen lichtmassa geeft aanleiding tot een reactieve component (X_r) van de mechanische impedantie. Ook het verloop van deze component heeft Klapman berekend (fig. 7b).

Een grote conus echter is onvoordelig, omdat hij, met het oog op de nodige stevigheid, een relatief grote massa moet hebben. De gebruikte luidsprekers 9710, met $2a = 17,5$ cm, zijn in dit opzicht gunstiger dan een luidspreker met $2a = 17,5\sqrt{2} = 25$ cm, waarvan de conus meer dan twee maal zo zwaar is als de conus van de 9710.

*) S. J. Klapman, Interaction impedance of a system of circular pistons, J. Acoust. Soc. Amer. 11, 289-295, 1939-40.

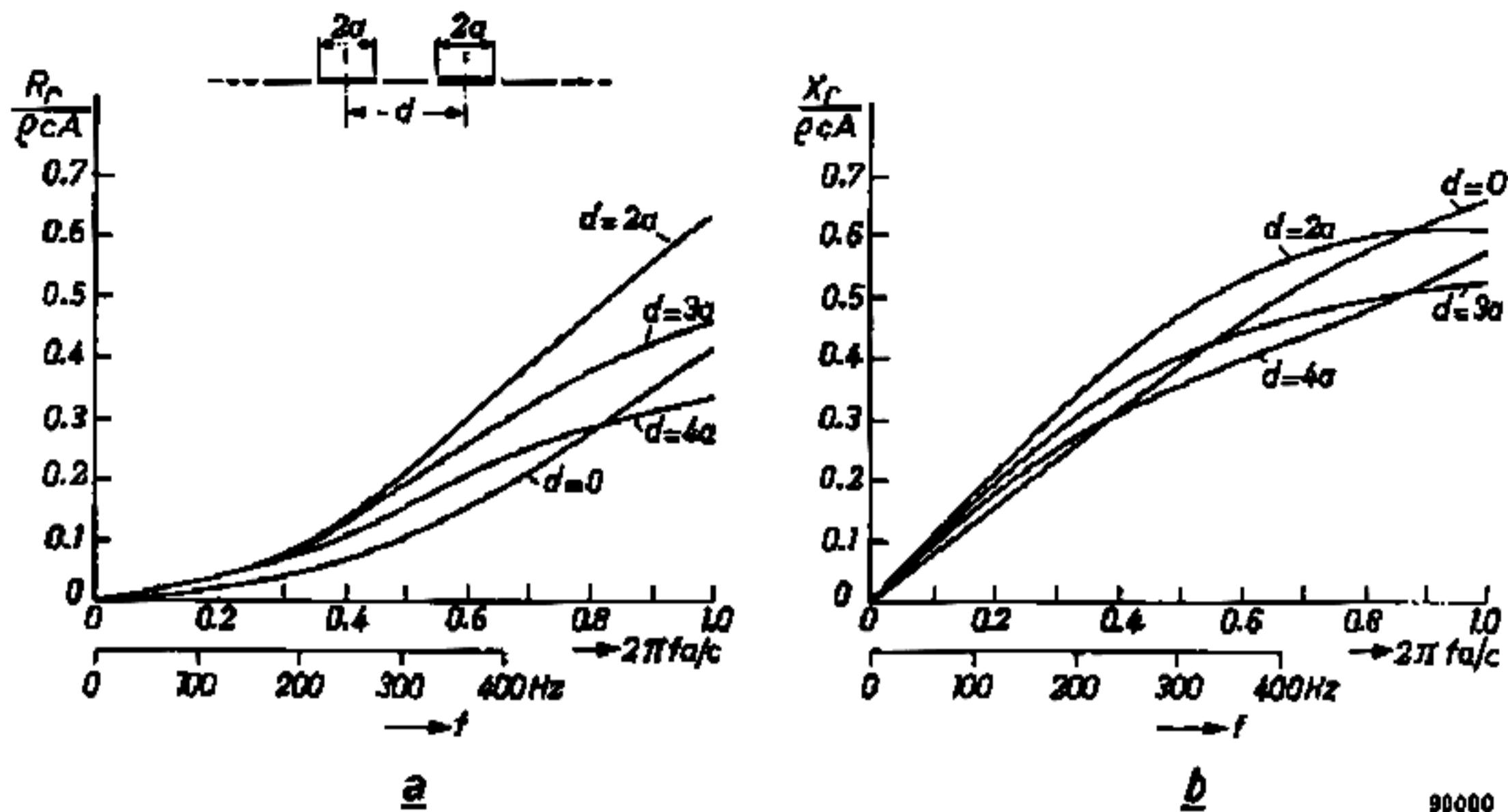


Fig. 7. a) Verloop van $R_r/\rho cA$, en b) verloop van $X_r/\rho cA$, als functie van $2\pi fa/c$, voor twee ronde, in fase trillende, zuigers in een oneindig groot klankscherm (ontleend aan Klapman⁶⁾). De frequentieschaal geldt voor een middellijn $2a = 17,5$ cm (luidsprekers 9710).

Luidsprekers in gesloten kasten

Een tweede middel ter vermindering van de disproportie bestaat in het afsluiten van een bepaald luchtvolume achter de conus. De afgesloten lucht vertegenwoordigt een stijfheid S_a , die, in tegenstelling met de stijfheid S_c van de conusrand en de centrering, zeer behoorlijk constant is en dus lineariserend werkt op het geheel.

Om te onderzoeken in hoeverre S_a nog van de lineariteit afwijkt, beschouwen we een afgesloten hoeveelheid lucht onder een zuiger. Geven we deze laatste een verplaatsing Δx , dan geldt voor de luchtstijfheid S_a die de zuiger ondervindt (indien het proces als adiabatisch mag worden beschouwd):

$$S_a \approx \frac{\rho_0 c^2 A^2}{V_0} \left[1 - \frac{1}{2} (\kappa + 1) \frac{A}{V_0} \Delta x \right] \dots \quad (7)$$

Hierin is ρ_0 de dichtheid en V_0 het volume van de lucht in de evenwichtstoestand, A de oppervlakte van de zuiger, en κ de verhouding c_p/c_v van de soortelijke warmte van lucht bij constante druk tot die bij constant volume ($\kappa \approx 1,4$).

Formule (7) kan als volgt worden afgeleid. Voor een adiabatisch proces geldt de wet van Poisson:

$$pV^\kappa = \text{constant}$$

(p = luchtdruk, V = luchtvolume). Verplaatsen we de zuiger zo dat de druk toeneemt van p_0 tot $p_0 + \Delta p$ en het volume afneemt van V_0 tot $V_0 - \Delta V$, dan is dus

$$(p_0 + \Delta p) (V_0 - \Delta V)^\kappa = p_0 V_0^\kappa.$$

Na een eenvoudige berleiding volgt hieruit:

$$\frac{\Delta p}{\Delta V} = \kappa p_0 \left[V_0^{-\kappa-1} - \frac{\kappa+1}{2!} V_0^{-\kappa-2} \Delta V + \frac{(\kappa+1)(\kappa+2)}{3!} V_0^{-\kappa-3} (\Delta V)^2 - \dots \right].$$

De stijfheid S_a is bij definitie gelijk aan $\Delta F/\Delta x$, als ΔF de kracht is die nodig is om de zuiger een verplaatsing Δx te geven. Hier is $\Delta F = A \Delta p$ en $\Delta x = \Delta V/A$, dus:

$$S_a = \frac{\Delta F}{\Delta x} = A^2 \frac{\Delta p}{\Delta V} = \frac{\kappa p_0 A^2}{V_0} \left[1 - \frac{\kappa+1}{2} \frac{A}{V_0} \Delta x + \frac{(\kappa+1)(\kappa+2)}{6} \frac{A^2}{V_0^2} (\Delta x)^2 - \dots \right] \quad (8)$$

Met behulp van de betrekking $\epsilon = \kappa p_0 \rho_0^{-1}$ kan men voor het produkt κp_0 in het rechterlid van (8) schrijven: $\rho_0 c^2$. Doet men dit en verwaarloost men in (8) de termen met $(\Delta x)^2$, $(\Delta x)^3$, enz., dan vindt men verg. (7).

In (7) vertegenwoordigt de term $\frac{1}{2}(\kappa+1)A\Delta x/V_0$ de niet-lineariteit van S_a . In fig. 8 is deze term in % uitgezet als functie van het afgesloten luchtvolume V_0 , met de middellijn $2a$ van de conus als parameter; de figuur geldt voor de zeer grote amplitude \hat{x} ($= \Delta x$) = 10 mm. Men ziet dat de niet-lineariteit in S_a kleiner dan b.v. 0,5% kan worden gehouden door een geschikte keuze van $2a$ en V_0 (b.v. $2a = 17,5$ cm, zoals bij de luidspreker 9710, en $V_0 = 70$ dm³, welke waarde de helft is van het volume van de lagetonenkast (70 dm³ per luidspreker dus)).

Door het afsluiten van een hoeveelheid lucht achter de conus wordt de totale stijfheid $S = S_c + S_a$; het niet-lineair zijn van de conusstijfheid S_c bleek uit de hysteresislus in fig. 5a. Het zal duidelijk zijn dat S , dank zij het nagenoeg lineair zijn van S_a , relatief minder disproportie zal vertonen dan S_c , en wel des te minder naarmate S_a groter is, dus naarmate het luchtvolume V_0 kleiner is (zie verg.

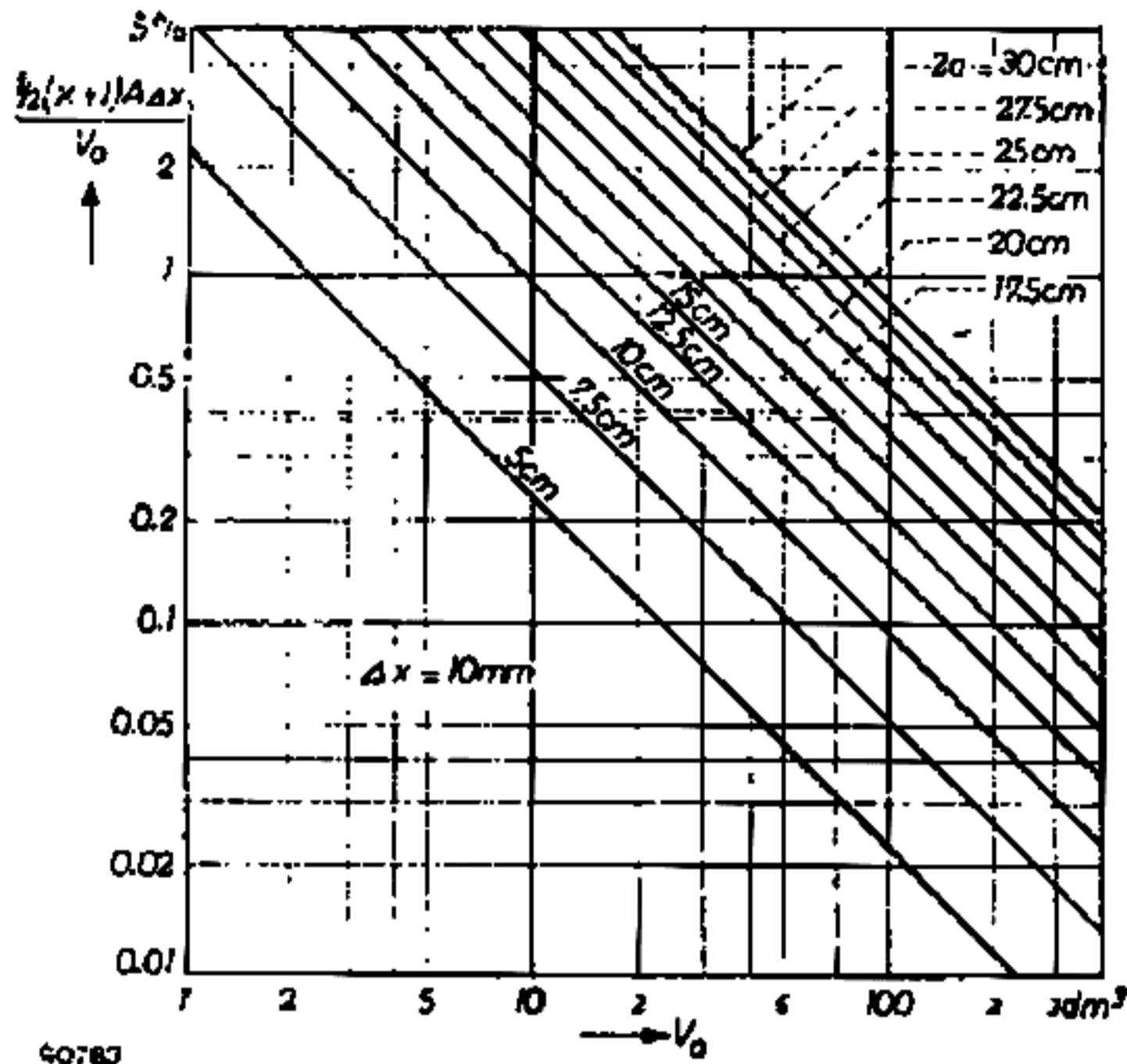


Fig. 8. De eerste niet-lineaire term in de stijfheid van een afgesloten hoeveelheid lucht, $\frac{1}{2}(x+1)A\Delta x/V_0$, in % van de hoofdterm, als functie van V_0 en met de conusmiddellijn $2a$ als parameter, voor $\Delta x = 10$ mm (zie verg. 7).

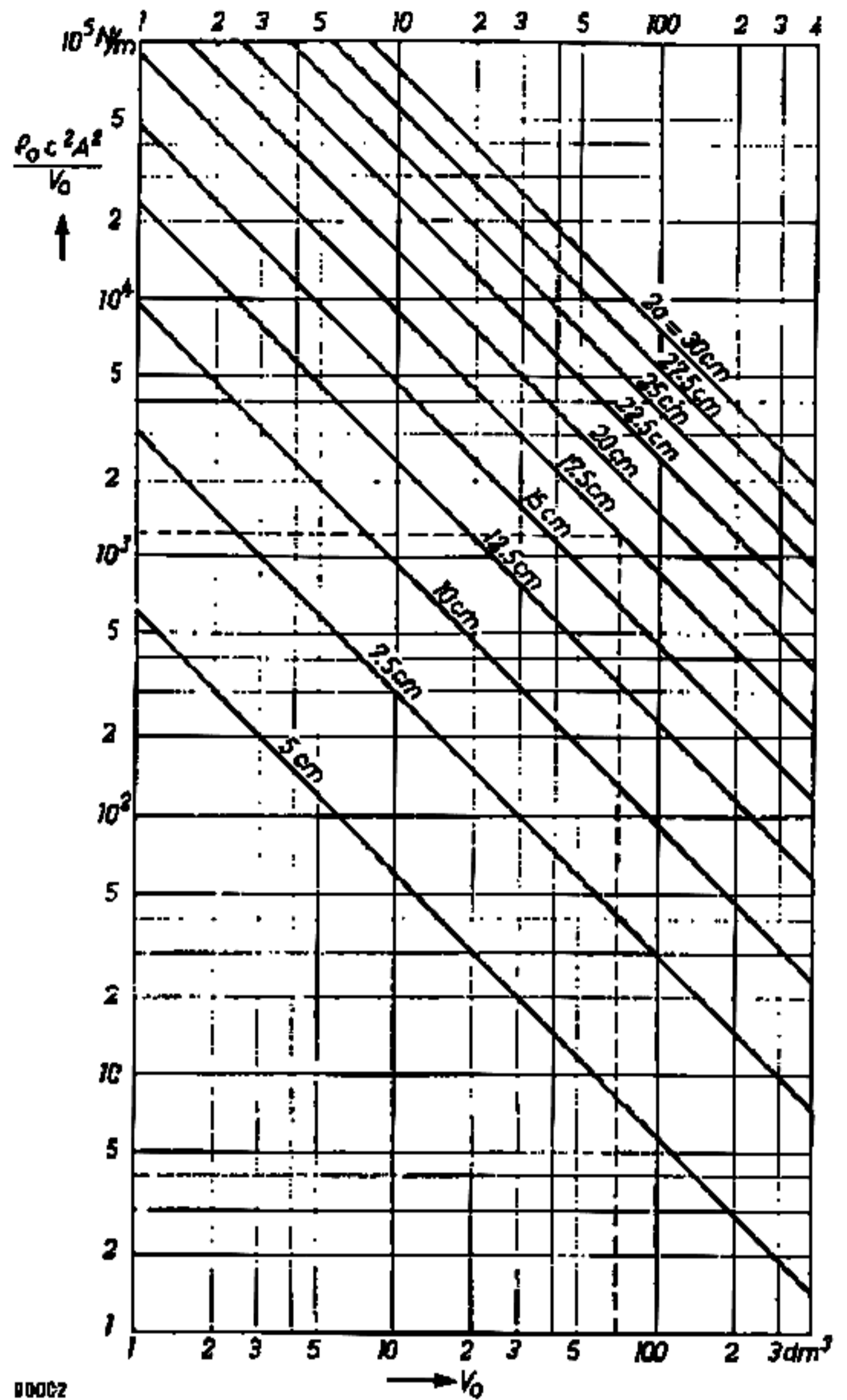


Fig. 9. Hoofdterm $\rho_0 c^2 A^2 / V_0$ van de stijfheid van een afgesloten hoeveelheid lucht (zie verg. 7), als functie van V_0 en met de conusmiddellijn $2a$ als parameter.

(7) en ook fig. 9, die het lineaire gedeelte van S_a als functie van V_0 weergeeft, met $2a$ als parameter). Met het toevoegen van luchtstijfheid kan men niet willekeurig ver gaan, omdat het gepaard gaat met een verhoging van de eigen frequentie van de conus. Dit blijkt uit (3), welke vergelijking nu de volgende vorm aanneemt:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{M \frac{C_e C_a}{C_e + C_a}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{M (S_e + S_a)}$$

($C_e = 1/S_e$ en $C_a = 1/S_a$ zijn de complianties; vgl. het vervangingschema fig. 10). Slechts weinig beneden f_0 ligt de resonantiefrequentie, en deze moet in de laagste regionen van het weer te geven frequentiegebied blijven. Bij de luidsprekers 9710 zonder kast is de resonantiefrequentie ongeveer 40 Hz. De kast van de laagtonenluidsprekers (fig. 1) is zo groot gekozen (70 dm³ per luidspreker) dat S_a aanmerkelijk groter is dan S_e ($S_a = 1200$ N m, $S_e = 750$ N m). De resonantiefrequentie is daardoor in de buurt van 60 Hz komen te liggen. Door het aanbrengen van elektrische demping (zie onder „De versterker“

aan het slot van dit artikel) is deze resonantiepiek voldoende afgevlakt.

Bij de hogetonenluidsprekers zijn eveneens gesloten kasten toegepast, nu echter om achterwaartse straling te voorkomen. De kasten mogen hier klein

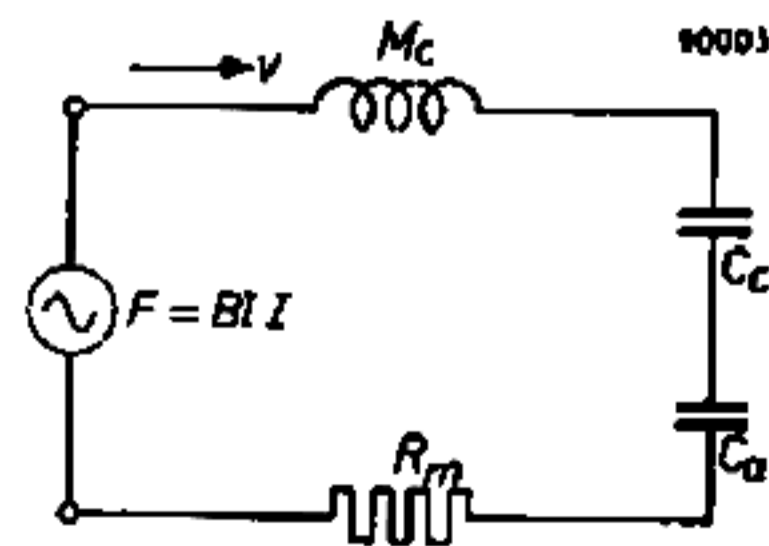


Fig. 10. Vervangingschema van een luidspreker met compliantie C_e van de conus en compliantie C_a van een afgesloten luchtvolume achter de conus. De zelfinductie M_c correspondeert met de effectieve massa van de conus en van de meebewogen lucht, de weerstand R_m met de som van stralings- en verliesweerstand.

zijn (fig. 2) — de luchtstijfheid dus groot —, want de resonantiefrequentie kan bij deze luidsprekers zonder bezwaar worden opgevoerd tot ca. 300 Hz. Het is zelfs gunstig de resonantiefrequentie zo hoog te leggen, om zo goed mogelijk te voorkomen dat deze luidsprekers ook nog enigszins lage tonen zouden weergeven. Aldus wordt de werking van het aanstonds te bespreken elektrische filter ondersteund.

Splitsing in twee frequentiegebieden

Boven werden als oorzaken van niet-harmonische distorsie genoemd: intermodulatie en Doppler-effect. Beide kunnen doeltreffend worden bestreden door het weer te geven audiospectrum te splitsen in gedeelten, en deze door middel van afzonderlijke luidsprekers weer te geven. In de praktijk blijkt een splitsing in twee gedeelten, zoals in de beschreven installatie is gebeurd, voldoende te zijn.

De vraag die zich hierbij voordoet, is, bij welke frequentie de splitsing het best kan worden aangebracht. Wij hebben als overgangsfrequentie 420 Hz gekozen. Combinatietonen van het type $\pm mf_1 \pm nf_2$, met f_1 laag (b.v. 50 Hz), zijn namelijk vooral hinderlijk als f_2 hoger is dan ca. 400 Hz, zodat het zaak is, de overgangsfrequentie niet veel hoger te leggen dan 400 Hz.

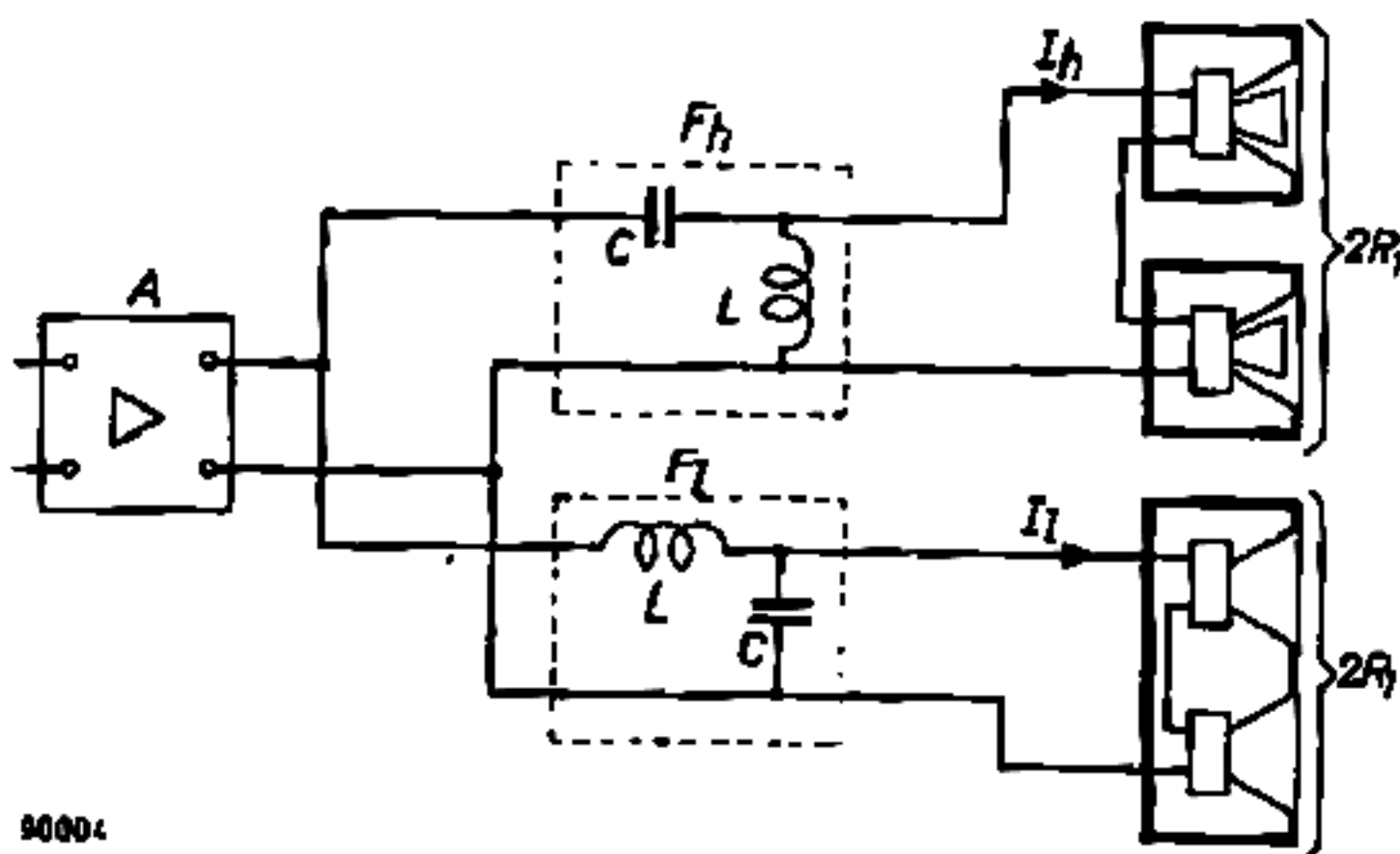


Fig. 11. F_1 laag doorlatend filter ($f < 420$ Hz), F_h hoog doorlatend filter ($f > 420$ Hz). A versterker. Voor luidsprekers met een weerstand $R_1 = 7$ ohm is $L = 7,4$ mH en $C = 20 \mu F$.

Het filter dat de scheiding van hoge en lage tonen bewerkt, bestaat uit twee spoelen met zelfinductie L en twee condensatoren met capaciteit C , geschakeld volgens fig. 11. De impedantie van elk der luidsprekers is ten naaste bij een van de frequentie onafhankelijke weerstand R_1 van 7 ohm bij de luidsprekers met lage, en van 400 of 800 ohm bij die met hoge weerstand (straks zal worden besproken, hoe deze constante impedantie is verkregen). Heeft de versterker een verwaarloosbare

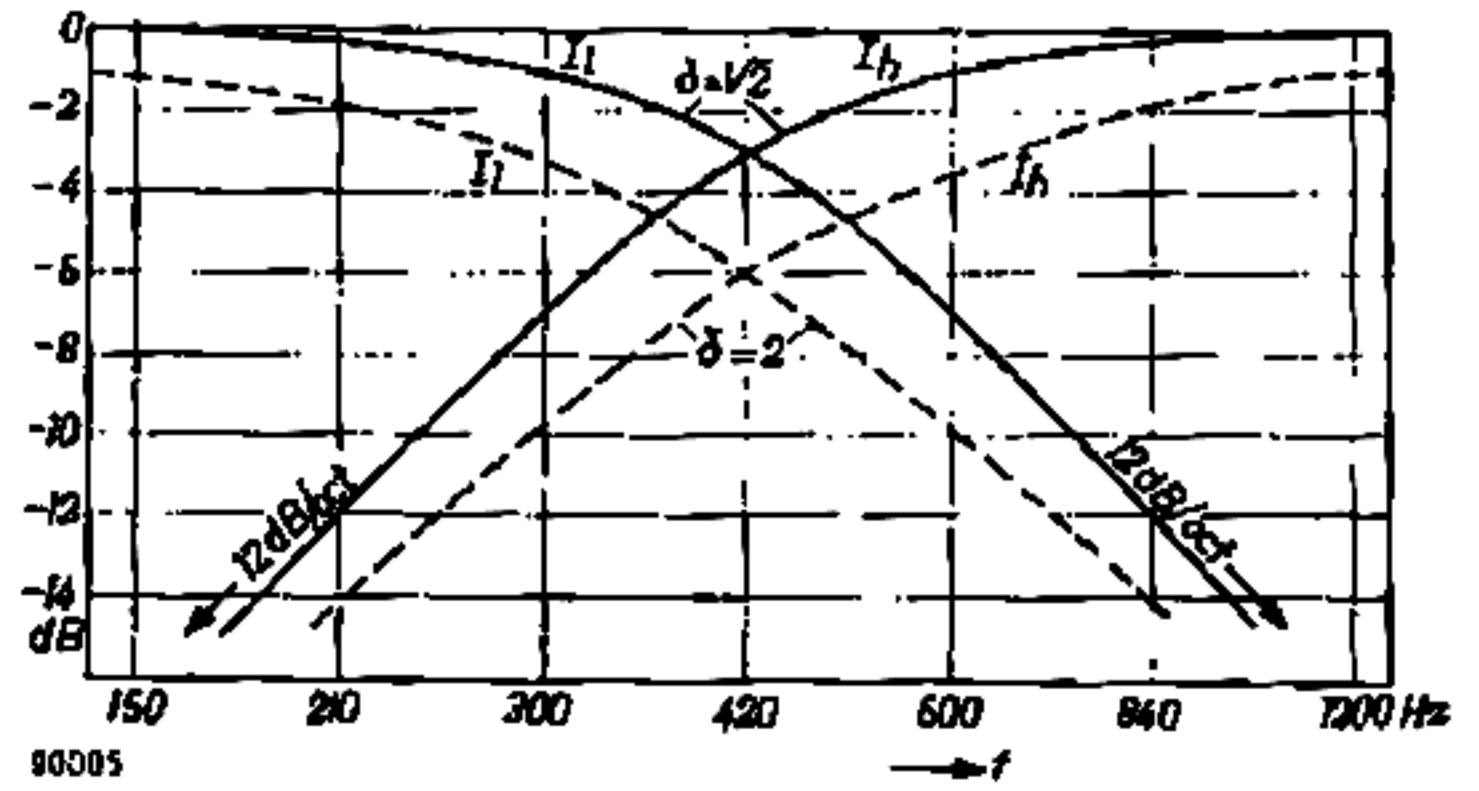


Fig. 12. Stroom I_1 en I_h door de lagetonen- resp. hogetonenluidsprekers, als functie van de frequentie f , bij constante voedingsspanning en verwaarloosbare inwendige weerstand van de versterker. Beide schalen logaritmisch. De gestippelde krommen gelden voor kritische demping ($\delta = 2$), de getrokken krommen voor $\delta = 1/2$.

inwendige weerstand, en is E de uitgangsspanning ervan, dan vinden we voor de stroom I_1 door de lagetonenluidsprekers en voor de stroom I_h door de hogetonenluidsprekers:

$$I_1 = \frac{E}{2(1 - \omega^2 LC)R_1 + j\omega L}$$

en

$$I_h = \frac{E}{2\left(1 - \frac{1}{\omega^2 LC}\right)R_1 - \frac{j}{\omega C}}$$

Deze formules kunnen worden geschreven als volgt:

$$I_1 = \frac{E/2R_1}{\sqrt{\left\{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right\}^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_0}\delta\right)^2}} \dots (9)$$

en

$$I_h = \frac{E/2R_1}{\sqrt{\left\{1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2\right\}^2 + \left(\frac{\omega_0}{\omega}\delta\right)^2}} \dots (10)$$

waarin

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

en

$$\delta = \frac{1}{2R_1} \sqrt{\frac{L}{C}} \dots (11)$$

(δ is de dempingscoëfficiënt). Om elk der netwerken het gewenste doorlatingsgebied te geven (fig. 12), moet men L en C zo kiezen dat

$$\frac{1}{2\pi \sqrt{LC}} = 420 \text{ Hz.} \dots (12)$$

en men moet verder zorgen voor een voldoende demping δ . Voor kritische demping (aperiodiek systeem, geen vrije trillingen) moet $\delta \geq 2$ zijn.

In dat geval echter zijn de stromen I_1 en I_h in hun respectieve doorlatingsgebieden weinig constant; bij de overgangsfrequentie zijn zij al 6 dB gedaald beneden de waarde $E/2R_1$, die zij bij zeer lage resp. zeer hoge frequentie hebben (zie de gestippelde krommen in fig. 12). Om dit verloop vlakker te houden, hebben wij de demping wat kleiner gekozen, namelijk $\delta = 1/2$. Voor deze waarde gelden de getrokken krommen in fig. 12, die bij de overgangsfrequentie slechts 3 dB beneden de waarde $E/2R_1$ zijn gedaald. Buiten de doorlatingsgebieden nadert de helling van de krommen tot 12 dB per octaaf, d.w.z. I_1 neemt bij hoge frequenties evenredig met f^{-2} af en I_h neemt bij lage frequenties evenredig met f^2 toe, zoals men ook uit de formules (9) en (10) kan aflezen.

Kent men R_1 , dan zijn L en C door (11), (12) en de gekozen waarde van δ volkomen bepaald. Voor b.v. $R_1 = 7$ ohm vindt men: $L = 7,4$ mH en $C = 20$ μ F, welke de waarden zijn die bij de luidsprekers met lage weerstand worden gebruikt.

Nadere bijzonderheden over de kasten

Een voordeel van het werken met luidsprekers in geheel gesloten kasten is, zoals we zagen, de vermindering van de disproportie, als gevolg van de toegevoegde luchtstijfheid. Een ander voordeel, althans wat betreft de lage tonen, werd boven al aangestipt, namelijk dat bij een gesloten kast geen „omlopen“ kan plaatsvinden (evenmin als bij een oneindig groot klankscherm). Ter toelichting van dit laatste diene het volgende.

De geluidsstraling van een trillend membraan wordt benadeeld indien de luchttrillingen langs een korte weg om het membraan heen kunnen lopen. Vandaar dat men gewoonlijk deze weg verlengt door het membraan te plaatsen in een klankscherm⁹⁾, b.v. in een kast. Is l_0 de kortste weg van voor- naar achterzijde van het membraan om het klankscherm heen, dan geldt als vuistregel dat de straling met 6 dB per octaaf afneemt wanneer de frequentie daalt beneden die waarbij de golflengte $\lambda = 2l_0$ behoort. Bij een frequentie van 50 Hz b.v. is de golflengte al meer dan 6 m. Voor een goede weergave van zeer lage tonen zou men dus een enorm groot klankscherm nodig hebben.

Bij de beschreven installatie is dit omzeild door de lagetonenluidsprekers aan te brengen in een geheel gesloten kast, die, evenals een oneindig groot klankscherm, ook bij de langste golven het „omlopen“ van de luchttrillingen belet.

Een kast, al of niet gesloten, brengt echter het gevaar mee dat hij kan fungeren als trillholte met ongewenste resonanties, waarbij in de kast staande golven optreden als gevolg van terugkaatsing aan de wanden. Dit hebben wij voorkomen door de kast inwendig te bekleden met geluidabsorberend materiaal, zowel bij de lage- als bij de hogetonenluidsprekers.

Bij de laatstgenoemde was dit geen moeilijk probleem, want er zijn verscheidene materialen in de handel die bij de hogere audiefrequenties goed absorberen. Geheel anders is dit indien het gaat om lage frequenties. Het vraagstuk is daar opgelost door gebruik te maken van zg. paneelresonantie. Aan de binnenzijde van de kast zijn panelen aangebracht op een raam van latten, zodat zich tussen deze panelen en de kastwand een luchtkussen bevindt (fig. 13). Door de resonatorwerking van de massa van het paneel met de stijfheid van het luchtkussen wordt in het lagetonengebied een voldoende absorptie verkregen, voornamelijk dank zij de dissipatie in de ingeklemde rand van de trillende panelen. Doordat de panelen uit absorberend materiaal bestaan, treedt bovendien nog gewone absorptie op in het bovenste deel van het lagetonengebied.

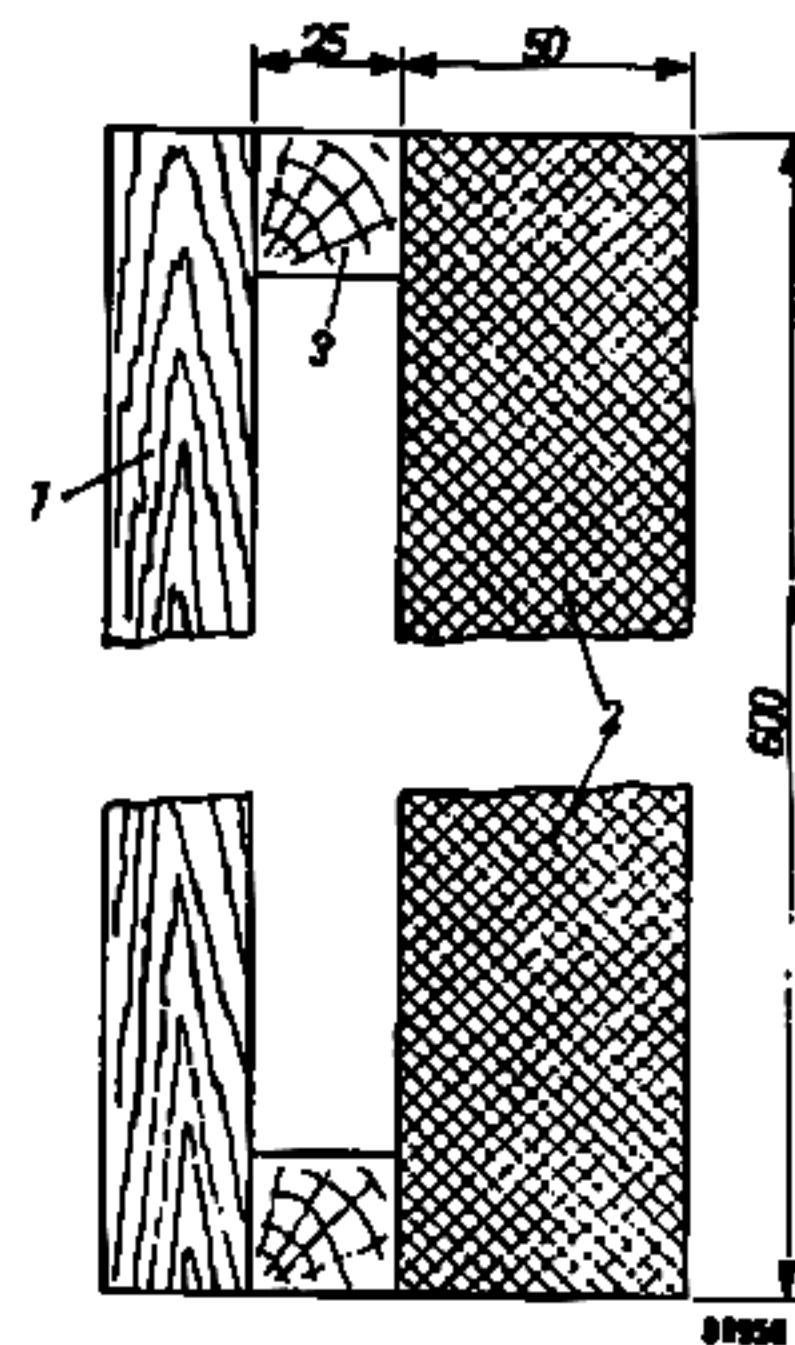


Fig. 13. De lagetonenkast is vrij van staande golven gemaakt doordat aan de binnenzijde van de wanden 1 panelen 2 van absorberend materiaal zijn aangebracht. De latten 3 zorgen voor een luchtkussen tussen de wand en het paneel. Maten in mm.

Er moet voldoende absorptie aanwezig zijn in een bepaald frequentiegebied. Welk gebied dit is, blijkt uit de volgende redenering. Van de eigen trillingen van de kast zijn vooral die van belang waarbij $1/2\lambda$ of $1/4\lambda$ gelijk is aan een binnenafmeting van de kast. De grootste binnenmaat is 70 cm, de laagste frequentie van de eigen trillingen dus $c/(4 \times 0,70) = 120$ Hz. Door de panelen een eigen frequentie $f_p = 240$ Hz

⁹⁾ Zie b.v. Philips techn. T. 4, 225-234, 1939.

te geven en deze resonantie weinig selectief te maken, krijgen wij voldoende absorptie in het gehele gebied van 120 tot 420 Hz (in het bovenste deel van dit gebied mede dank zij de absorptie van het materiaal zelf).

Wat betreft de dimensionering van de resonator zodanig dat $f_p = 240$ Hz wordt, zij het volgende opgemerkt. Analooq met verg. (3) geldt:

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{M}} \dots \dots \dots (14)$$

S is hier in hoofdzaak de stijfheid S_a van het luchtkussen achter het paneel, M in hoofdzaak de massa M_p van het paneel; de randstijfheid van het paneel en de massa van de meebewogen lucht zijn in eerste benadering te verwaarlozen. Voor S_a geldt volgens (7):

$$S_a = \frac{\rho_0 c^2 A_p^2}{A_p d_a} \dots \dots \dots (15)$$

als ρ_0 de dichtheid van de lucht is, A_p de oppervlakte van het paneel en d_a de dikte van het luchtkussen (afstand van paneel tot wand), en voor M_p kunnen we schrijven:

$$M_p = A_p d_p \rho_p \dots \dots \dots (16)$$

als d_p de dikte van het paneel is en ρ_p de dichtheid van het absorberende materiaal. Substitutie van (15) en (16) in (14) levert:

$$f_p = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_p d_p d_a}}$$

Hierin is $c = 340$ m/s en $\rho_0 = 1,3$ kg m⁻³. Het gebruikte absorberende materiaal heeft $\rho_p = 55$ kg m⁻³. Met $d_p = 50$ mm en $d_a = 25$ mm (fig. 13) vinden we: $f_p =$ ca. 240 Hz.

Luidsprekers met constante impedantie

De zelfinductie van de luidsprekerspoel maakt dat de impedantie van de spoel met de frequentie oploopt, zie de stippellijn in fig. 14. Bij voeding met een spanning die onafhankelijk van de frequentie is, zal dus bij stijgende frequentie de stroom afnemen, en daarmee de kracht die de conus aandrijft.

Zoals boven bij de beschrijving van de installatie al is vermeld, zijn hier luidsprekers gebruikt waarvan de impedantie nagenoeg constant is. De maatregel waaraan dit is te danken, bestaat in het aanbrengen van een koperen ring (K , fig. 4) binnen de spoel. Deze ring werkt als een kortgesloten winding en heft zodoende de zelfinductie van de spoel grotendeels op¹⁰⁾. Het resultaat is een impedantieverloop dat wordt weergegeven door de getrokken kromme in fig. 14. Tussen de frequenties 400 Hz en 18 kHz verandert de impedantie nog maar in de verhouding 1 : 1,5, terwijl zonder kortsluitring deze verhouding 1 : 5 à 1 : 6 is.

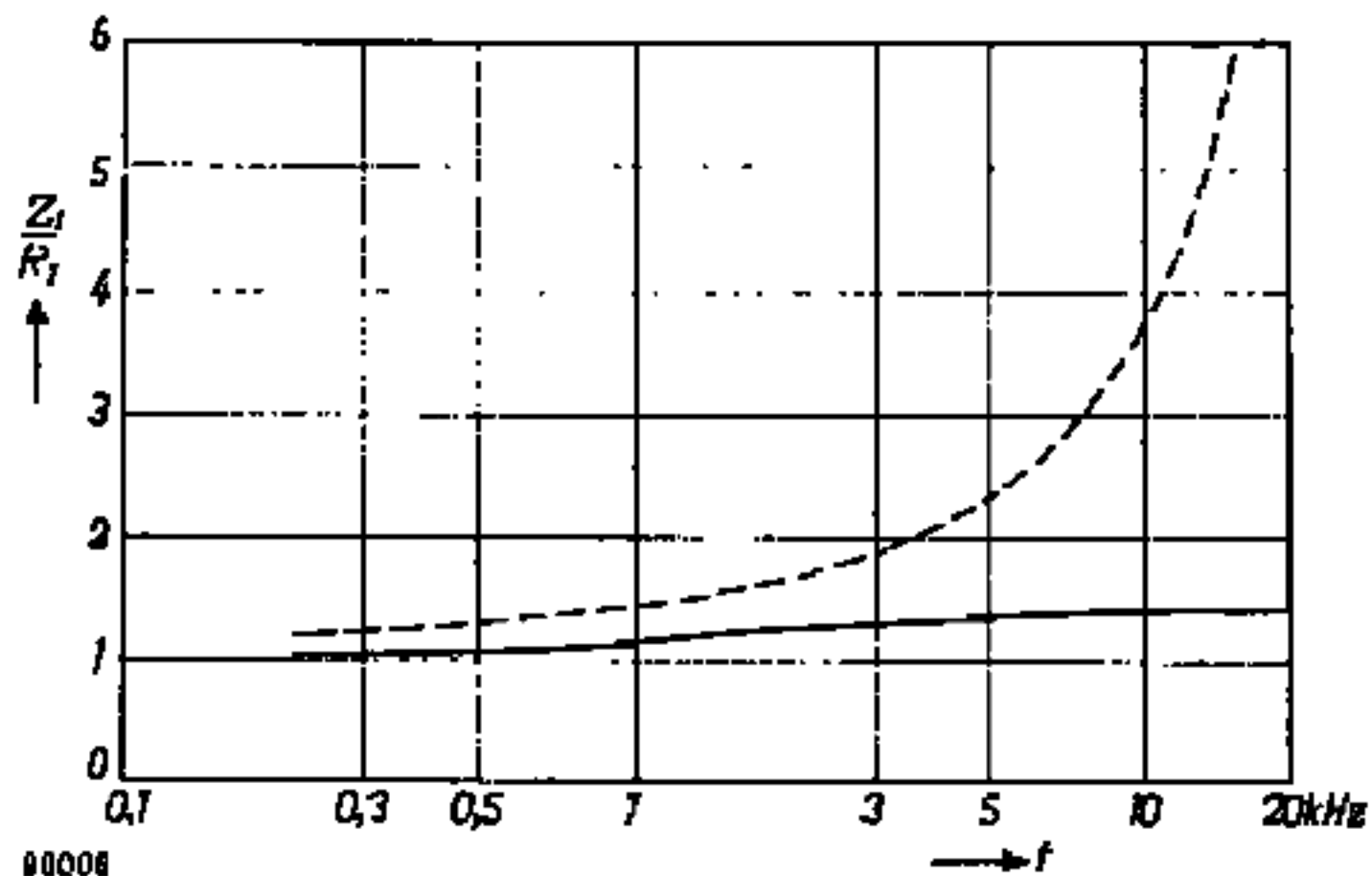


Fig. 14. Verloop van de impedantie Z_1 van een luidspreker (in verhouding tot de gelijkstroomweerstand R_1) als functie van de frequentie f , gestippeld voor een gewone luidspreker, getrokken voor een luidspreker met kortsluitring.

De volgende berekening over de werking van de kortsluitring geeft aanwijzingen omtrent de gunstigste dimensionering ervan.

Is E_1 de klemspanning en I_1 de stroom van de spoel (met weerstand R_1 en zelfinductie L_1), en I_2 de stroom die in de kortsluitring (met weerstand R_2 en zelfinductie L_2) wordt geïnduceerd, dan kan men voor de impedantie $Z_1 = E_1/I_1$ van de spoel op eenvoudige wijze afleiden:

$$Z_1 = R_1 + \frac{k^2 L_1 R_2 L_2}{1 - (R_2 / \omega L_2)^2} + j\omega L_1 \left[1 - \frac{k^2}{1 + (R_2 / \omega L_2)^2} \right] + Z' \quad (17)$$

Hierin is k de koppelingscoëfficiënt $= \sqrt{M_k / L_1 L_2}$ (als M_k de wederzijdse inductie tussen de spoel en de ring is), en Z' een term die in rekening brengt dat in de bewegende spoel een e.m.k. wordt geïnduceerd. De beweging van de spoel doet echter de door de ring omvatte wisselflux niet veranderen. Om de invloed van de ring op de impedantie van de spoel na te gaan, mogen we dus onderstellen dat de spoel wordt vastgehouden, d.w.z. $Z' = 0$ stellen: we noemen Z_1 dan ter onderscheiding Z_{10} . Verg. (17) gaat nu voor „lage” frequenties ($\omega \ll R_2/L_2$) over in

$$Z_{10} = R_1 + j\omega L_1 \dots \dots \dots (17a)$$

en voor „hoge” frequenties ($\omega \gg R_2/L_2$) in

$$Z_{10} \approx (R_1 + k^2 L_1 R_2 / L_2) + j(1 - k^2) \omega L_1 \dots \dots (17b)$$

De ring dient zo gedimensioneerd te zijn dat aan de volgende voorwaarden is voldaan:

- 1) De frequentie waarbij $\omega L_2 = R_2$, moet zo laag zijn dat ωL_1 daar nog klein is ten opzichte van R_1 (h.v. lager dan 2 kHz), zodat bij „lage” frequenties (verg. 17a) $Z_{10} \approx R_1$.
- 2) De koppeling tussen de ring en de spoel moet zeer vast zijn, zodat de factor $(1 - k^2)$ in (17b) klein genoeg is om tot bij de hoogste audiefrequenties de term $(1 - k^2)\omega L_1$ klein te houden ten opzichte van de weerstandsterm.

Aan beide eisen kan op bevredigende wijze worden voldaan. Opgemerkt zij dat voldoen aan (1) betekent dat tevens het bedrag $k^2 L_1 R_2 / L_2$, waarmee in (17b) de weerstandsterm van R_1 verschilt, klein is ten opzichte van R_1 . Bij goede dimensionering van de ring gaat het rendement van de luidspreker dus niet noemenswaard achteruit.

Men kan zich afvragen of bij een luidspreker zonder koperen ring de beide ijzeren begrenzingen van de luchtspleet niet

¹⁰⁾ Van zulk een ring is al melding gemaakt in Philips techn. T. 4, 314, 1939, noot 1).

reeds als kortsluitingen werken. Dit is echter slechts in onbetekenende mate het geval. De oorzaak hiervan is het huid-effect, dat bij ijzer, met zijn vrij grote permeabiliteit en vrij slecht geleidingsvermogen, veel sterker is dan bij koper. Van het huid-effect merkt men bij de koperen ring niets, doordat de indringingsdiepte van de stroom groter is dan de dikte van de ring, ook nog bij 20 kHz. Dit betekent dat de stroom vrijwel gelijkmatig over de doorsnede van de ring is verdeeld, dus dat R_2 vrijwel gelijk is aan de gelijkstroomweerstand van de ring.

De versterker

Zoals boven is vermeld, hebben de laagtonen-luidsprekers in hun kast een weinig geprononceerde resonantie in de buurt van 60 Hz. Om deze resonantie nog verder te dempen, moet men de versterker een lage inwendige weerstand geven.

De invloed van de inwendige weerstand op de demping blijkt als volgt. Doordat de spoel beweegt (draadlengte l , snelheid v), wordt er een e.m.k. Blv in geïnduceerd. Deze e.m.k. werkt op de weerstand R_1 van de spoel, in serie met de inwendige weerstand R_i van de versterker (R_i gemeten aan de uitgangsklemmen). In deze weerstanden wordt dus een vermogen $(Blv)^2 / (R_1 + R_i)$ gedissipeerd. Men kan zich in plaats hiervan een even grote dissipatie in een denkbeeldige mechanische weerstand R_m' voorstellen:

$$\frac{(Blv)^2}{R_1 + R_i} = R_m' v^2,$$

dus

$$R_m' = \frac{B^2 l^2}{R_1 + R_i}$$

Met dit bedrag wordt derhalve de mechanische dempweerstand die al aanwezig is, verhoogd, en R_m' is des te groter naarmate de versterker een lagere inwendige weerstand R_i heeft.

Een werkzaam middel om de inwendige weerstand te verlagen, is het gebruik van spannings-tegenkoppeling, d.w.z. men voegt een gedeelte van de uitgangsspanning in tegenfase toe aan de ingangsspanning van de eindtrap of van een voorafgaande trap¹¹⁾.

De splitsing in twee frequentiegebieden na de versterker onderstelt dat de versterker zo ruim is gedimensioneerd dat daarin geen noemenswaardige intermodulatie optreedt. Dit is het geval bij de versterkers type AG 9000 en AG 9006 (fig. 1), die 10 resp. 20 W uitgangsvermogen leveren bij 2% intermodulatie. De eerstgenoemde versterker is bestemd voor luidsprekers met een conventionele lage weerstand (twee van 7 ohm in serie); hij is derhalve voorzien van een omlaag transformerende uitgangstransformator. De versterker AG 9006 daarentegen bevat een nieuwe eindtrapschakeling, die luidsprekers met hoge weerstand rechtstreeks kan voeden¹²⁾; de uitgangstransformator met zijn onvermijdelijke vervorming is hier dus vermeden.

¹²⁾ Een artikel over eindtrapschakelingen voor luidsprekers met hoge weerstand zal binnenkort in dit tijdschrift verschijnen. - Redactie.

Samenvatting. De beschreven luidsprekerinstallatie voor de huiskamer omvat een hoekkast waarin twee laagtonenluidsprekers zijn aangebracht, twee afzonderlijke kastjes voor de midden- en de hoge tonen, elk met een dubbelconusluidspreker, en een filter dat het audiospectrum verdeelt in een gebied beneden en een gebied boven 420 Hz. Door de laagtonenluidsprekers op een geschikte wijze op te stellen, kan men het geluid diffuus maken. Voornamelijk indirect geluid bereikt dan de luisteraars, evenals dit het geval is in een concertzaal. Het zg. „gat-in-de-muureffect”, waaraan weergave met één luidspreker laboreert, is dan geheel verdwenen.

Een niet-lineair element in een elektrodynamische luidspreker is de stijfheid van de conusophanging. De invloed hiervan is sterk verkleind, 1) door verdubbeling van het aantal luidsprekers, zodat de conussen een kleinere amplitude behoeven te maken, en 2) door toevoeging van een aanzienlijke, zo goed als lineaire, luchtstijfheid. Dit laatste is bereikt door de kasten geheel gesloten uit te voeren. Aan de laagtonenweergave komt daarbij tevens ten goede dat de trillingen niet om de conus heen kunnen lopen, en de hoogtonenluidsprekers geven geen achterwaartse straling. Ter voorkoming van stauende golven in de kasten, zijn deze van binnen voorzien van absorberend materiaal (bij de laagtonenkast in de vorm van panelen, door een luchtkussen van de kastwand gescheiden). Niet-harmonische distorsie (intermodulatie en Doppler-effect) zijn sterk verminderd door de splitsing in twee frequentiegebieden. Het weergegeven spectrum loopt van ca. 20 Hz tot ca. 18 kHz, dit laatste dank zij het gebruik van dubbelconusluidsprekers. Binnen de spoel van de luidsprekers is een kortsluitring aangebracht, die de zelfinductie van de spoel vrijwel opheft, zodat de impedantie slechts weinig met de frequentie oploopt.

De versterker waarop de installatie werkt, moet een lage inwendige weerstand hebben. Dit is te verkrijgen door spanningstegenkoppeling. Geschikte versterkers zijn type AG 9000 en AG 9006.

¹¹⁾ Philips techn. T. 2, 292, 1937.