

N° 4. 17^E JAARGANG

JULI 1934

RADIO- NIEUWS

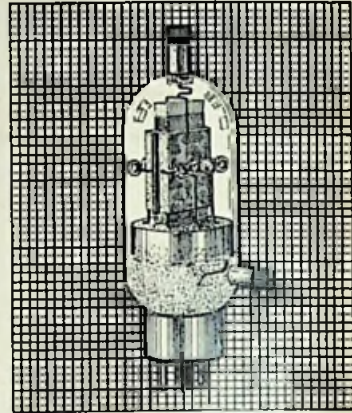
ORGAAN DER
NEDERLANDSCHE
VEREENIGING VOOR
RADIO-TELEGRAFIE

BIBLIOTHEEK
N.V.H.B.
INHOUD:

	Bladz
Een half-aperiodische versterker voor antenne-distributie	77
De toepassing van fotocellen in sprekende film installaties	85
Verliezen in ijzerkernspoelen	94



PHILIPS AMATEUR ZENDLAMPEN



PHILIPS SCHERMROOSTER
AMATEUR ZENDLAMP QC 05/15

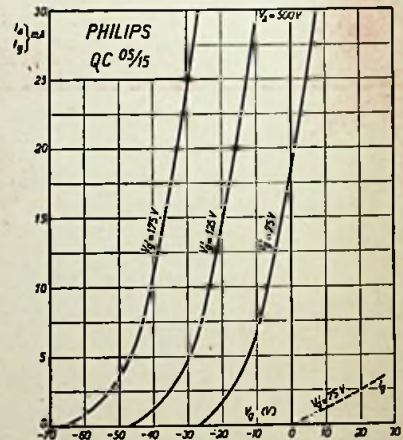
Groote emissie bij minimum
energieverbruik. - Mechanisch
sterk. —

Geschikt voor zeer korte golf-
lengten (tot beneden 5 meter).

— Groot vermogen bij naar
verhouding lage anodespan-
ning. —

Philips Schermrooster zend-
lampen maken een ingrijpende
vereenvoudiging van de
zenderconstructie en van de
-bediening mogelijk. —


Vraagt de nieuwe amateur
zendlampen-catalogus.



PHILIPS RADIO

Radio-Nieuws.

ORGAAN VAN DE NED. VER.

Onder Redactie van J. CORVER,
BURNIERSTRAAT 38, 
DEN HAAG.

VOOR RADIO-TELEGRAFIE.

Uitgever: N. VEENSTRA,
LAAN VAN MEERDERVOORT 30,
DEN HAAG, TEL. 332112.

Abonnementsprijs voor niet-leden f 4.— per jaargang van 6 nummers. Buitenland f 4.50. Leden der Vereeniging (contributie f 8.— per jaar) ontvangen dit blad gratis.
Secretaris-Penningmeester. B. Slikkerveer, Obrechtstraat 104 G, Den Haag.

Een half-aperiodische versterker voor antenne-distributie

door Ir. J. VAN SLOOTEN.

Natuurkundig Laboratorium der N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken
Eindhoven — Holland.

SUMMARY :

A semi-aperiodic amplifier is described, serving for distributing the electromotive forces in an antenna over a cable-system. In the amplifier the medium and long broadcast-waves are separately amplified. This means more efficiency and less possibilities for the development of „ghost-stations”.

A calculation is given for the dimensions of the transmissioncable, giving optimum working conditions. This calculation is based on earlier work of M. J. O. Strutt.

A system, as is described here, is of great usefulness in all cases, where radio-reception from one antenna is wanted in a large number of rooms, especially when the antenna must be placed at a big distance from the building for reason of electrical interference.

Sedert eenigen tijd is in het Philips' Laboratorium een systeem voor antenne-distributie in gebruik genomen, dat een bevredigende oplossing gaf voor een reeds jaren bestaande moeilijkheid. Daarom lijkt het gewenscht hieraan thans meer bekendheid te geven, hoewel het systeem in principe reeds twee jaren geleden uitgewerkt is.

In het Philips' Laboratorium stond men n.l. voor de moeilijkheid om een groot aantal vertrekken van een goede antenne-aansluiting te voorzien, terwijl het gebouw in een zeer krachtig storingsveld gelegen is, ten deele afkomstig van het laboratorium zelf, ten deele van de in de nabijheid gelegen fabrieken. Het bleek overigens, dat deze storingen zich hoofdzakelijk voortplanten langs de in de gebouwen aanwezige zeer talrijke elektrische geleidingen. In een op circa 150 meter afstand gelegen bouwland bleek

de ontvangst reeds praktisch storingsvrij te zijn.

Oorspronkelijk werden dan ook proeven genomen met een op dit bouwland geplaatste Huydts-antenne, die door een langen feeder met het laboratorium werd verbonden.

Dit leverde inderdaad een groote verbetering, maar het bleek dat de instelling van het systeem afhankelijk was van de golflengte, terwijl verder de moeilijkheid van het groote aantal aansluitingen bleef bestaan. Ten slotte werd besloten, een ondertusschen uitgewerkt centraal-antenne-systeem aan te brengen. De bedoeling van dit artikel is nu om de werking van dit systeem, dat onder den naam „Antennaphil” door de N.V. Philips in den handel is gebracht, eenigszins uitvoerig te beschrijven.

In het kort is de werking als volgt. De op een storingsvrije plaatst aangebrachte antenne wordt aangesloten op een ter plaatse aanwezigen versterker, die de signalen door middel van hoogfrequente uitgangstransformatoren aanpast aan een kabel met lagen golfweerstand. Deze kabel gaat naar het gebouw, waar de storingsvrije ontvangst gewenscht wordt en biedt door zijn lagen golfweerstand tevens de mogelijkheid om een groot aantal ontvangtoestellen aan te sluiten.

In figuur 1 ziet men een afbeelding van de antenne. Aan den mast is het kastje bevestigd, waarin de versterker is geplaatst. De voedingskabel van den versterker en de hoogfrequentkabel gaan ondergronds naar het op circa 90 m afstand gelegen laboratorium. De totale lengte van de hoogfrequentkabel van den versterker tot aan de laatste aansluiting bedraagt ongeveer 170 m. We zullen echter verder op zien, dat zonder bezwaar veel grotere afstanden kunnen worden toegepast.

Op de plaats, waar de voedingskabel

naar den versterker het laboratorium verlaat, is een uit zelfinducties en condensatoren bestaand storingsfilter aange-

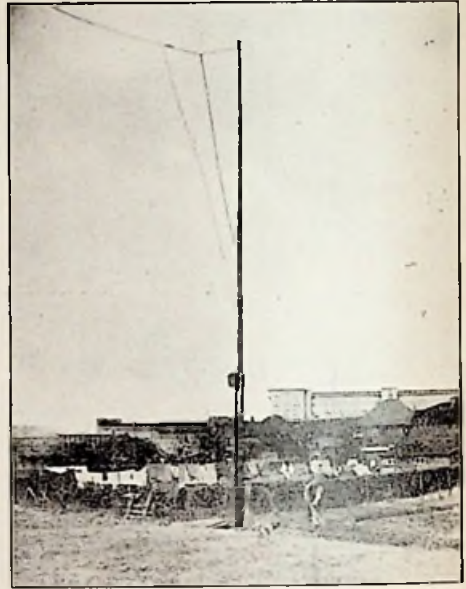


Fig. 1.

de berekening van de uitgangstransformator om te voorkomen, dat netstoringen via de kabel de antenne zouden bereiken.

We zullen nu overgaan tot een bespreking van den versterker en beginnen met

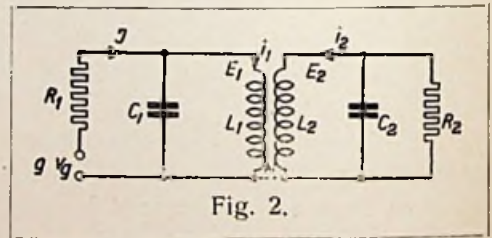


Fig. 2.

matoren. Aan het slot volgt dan nog een beschouwing over den hoogfrequenten distributiekabel.

In figuur 2 is het vervangingschema geteekend van een versterkerlamp, een uitgangstransformator en een uitgangsimpedantie. De versterkerlamp is voorgesteld door de EMK g_v en den inwen-

digen weerstand R_1 . De distributiekabel is vervangen door zijn golfweerstand R_2 .

De dempingen van de spoeden L_1 en L_2 zijn verwaarloosd t.o.v. die door R_2 .

De spanningen op de windingen van den uitgangstransformator zijn E_1 en E_2 genoemd, de stroomen er door i_1 en i_2 . De anodewisselstroom is I genoemd. We hebben nu de volgende vergelijkingen:

$$\begin{aligned} E_1 &= j \omega L_1 i_1 + j \omega M i_2 \\ E_2 &= j \omega L_2 i_2 + j \omega M i_1 \\ (1) \quad i_2 &= -E_2 \left(j \omega C_2 + \frac{1}{R_2} \right) \\ I &= \frac{g v_g - E_1}{R_1} \\ I &= j \omega C_1 E_1 + i_1 \end{aligned}$$

Dit zijn 5 vergelijkingen met de 5 onbekenden I , E_1 , E_2 , i_1 en i_2 . Uit de 3 laatste vergelijkingen volgt:

$$\begin{aligned} E_1 &= \frac{g v_g - i_1 R_1}{1 + j \omega C_1 R_1} \text{ en} \\ E_2 &= \frac{-i_2 R_2}{1 + j \omega C_2 R_2} \end{aligned}$$

Substitueeren we dit in de 2 eerste vergelijkingen van (1), dan houden we 2 vergelijkingen voor i_1 en i_2 over:

$$\begin{aligned} (2) \quad g v_g - i_1 R_1 &= (1 + j \omega C_1 R_1) \\ & (j \omega L_1 i_1 + j \omega M i_2) - i_2 R_2 = \\ & = (1 + j \omega C_2 R_2) (j \omega L_2 i_2 + \\ & + j \omega M i_1) \end{aligned}$$

Wanneer we uit deze vergelijkingen i_2 uitrekenen en daarbij ter vereenvoudiging de spreiding verwaarloozen, dus $M^2 = L_1 L_2$ stellen, dan vinden we voor de absolute waarde van i_2 :

$$\bar{i}_2 = \frac{g v_g \omega M \sqrt{1 + \omega^2 R_2^2 C_2^2}}{\sqrt{\omega^2 (L_2 R_1 + L_1 R_2)^2 + Q}}$$

waarin $Q =$

$$+ R_1^2 R_2^2 (1 - \omega^2 L_1 C_1 - \omega^2 L_2 C_2)^2$$

Om nu de secundaire spanning te vinden, moeten we \bar{i}_2 met

$$\frac{R_2}{\sqrt{1 + \omega^2 R_2^2 C_2^2}}$$

vermenigvuldigen. Voeren we tevens de steilheid $S = \frac{g}{R_1}$ in, dan wordt de secundaire spanning:

$$(3) \quad \bar{E}_2 = \frac{S v_g \omega M}{\sqrt{\omega^2 \left(\frac{L_2}{R_2} + \frac{L_1}{R_1} \right)^2 + P}}$$

waarin $P = (1 - \omega^2 L_1 C_1 - \omega^2 L_2 C_2)^2$

Uit deze formule kunnen we verder alles afleiden.

Ten eerste merken we op, dat het onverschillig is of de capaciteit primair of secundair is aangebracht. We kunnen haar dus op de primaire geconcentreerd denken ($C_2 = 0$).

Nemen we een ideale tetrode ($R_1 = \infty$), dan wordt de output bij resonantie ($\omega^2 L_1 C_1 = 1$):

$$E_{2 \max} = S v_g R_2 \sqrt{\frac{L_1}{L_2}}$$

In dat geval komt het er dus op aan L_1 zoo groot mogelijk (dus C_1 klein) en L_2 zoo klein mogelijk (één winding) te nemen.

Voor ons geval gaat het echter niet om een zoo groot mogelijke output bij resonantie, maar om over een groot frequentiegebied een eenigszins gelijkmatige output te verkrijgen. Hiertoe komen we op de volgende manier.

De noemer van (3) nadert voor lage frequenties tot één. Voor lage frequenties is de output dus in ieder geval evenredig aan ω . Om dit nu over het geheele gebied tot aan $\omega = \omega_{res.}$ te benaderen, maken de den noemer bij resonantie ook gelijk aan één.

De voorwaarde voor „vlak verloop” (output evenredig aan ω) is dus:

$$(4) \quad \frac{\omega_0 L_2}{R_2} + \frac{\omega_0 L_1}{R_1} = 1, \omega_0 = \omega_{res.}$$

Bij $\omega = \frac{1}{2} \omega_{\text{res.}}$ is de output dan 55 % van die bij resonantie. Het evenredig verloop is dus goed benaderd. We kunnen het verloop nog wel vlakker maken, echter ten koste van de output zelf. Onder aanname van (4) wordt het maximum (bij resonantie):

$$\bar{E}_2 \text{ max} = S v_g \omega_0 M = S v_g \omega_0 \sqrt{L_1 L_2} = \\ = S v_g \omega_0 \sqrt{L_1 \left(1 - \frac{\omega_0 L_1}{R_1}\right) \frac{R_2}{\omega_0}}$$

Dit maximum wordt zelf maximaal als voldaan is aan:

$$(5) \quad \omega_0 L_1 = \frac{R_1}{2}$$

Dit volgt uit differentiatie naar L_1 , waarbij R_1 , R_2 en ω_0 gegeven gedacht zijn. Door (5) gaat (4) over in:

$$\frac{\omega_0 L_2}{R_2} = \frac{\omega_0 L_1}{R_1} = \frac{1}{2}$$

In geval van een schermroosterlamp ($R_1 = \infty$) is dit niet te realiseeren, daar L_1 door de aanwezige capaciteiten begrensd wordt. In dat geval maken we L_1 dus zoo groot mogelijk en bepalen L_2 volgens (4), dus:

$$(6) \quad \boxed{\omega_0 L_2 = R_2}$$

Onderzoeken we nu het gedrag van (3) voor frequenties, die hooger zijn dan de resonantiefrequentie, dan geldt een analoge redeneering. Voor hooge frequenties overweegt in den vorm onder het wortelteeken de term met ω^4 . Voor hooge frequenties gaat (3) dus over in

$$\bar{E}_2 = \frac{S v_g M}{\omega L_1 C_1} = \frac{S v_g}{\omega C_1} \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$$

Ook nu krijgen we weer een „vlak verloop”, als we zorgen dat ook bij resonantie deze uitdrukking geldt. Daarvoor is dus noodig:

$$E_{2 \text{ res.}} = \frac{S v_g M}{\omega_0 L_1 C_1} = \omega_0 S v_g M = \\ = \frac{S v_g M = R_2}{L_2}$$

Hierbij volgde de laatste uitdrukking rechtstreeks uit (3). We vinden dus weer: $R_2 = \omega_0 L_1$.

Dit is dezelfde voorwaarde (6) als voor vlak verloop voor lage frequenties. We krijgen dan dus een ongeveer evenredig aan de frequentie toenemen tot aan de resonantiefrequentie en vervolgens een afname, die omgekeerd evenredig aan de frequentie is. Maken we L_2 grooter, dan zakt de output bij resonantie, zoodat het totale verloop nog vlakker wordt.

We zullen nu een voorbeeld geven. We stellen den golfweerstand $R_2 = 50$ ohm en trachten het geheele omroepgebied ($\lambda = 200 - 2000$ m) met één uitgangstransformator te bestrijken. We leggen daarom de resonantie in het midden, b.v. bij $\lambda = 600$ m. We schakelen twee schermroosterlampen parallel, zoodat we een totale steilheid van 4 mA/V krijgen. De primaire zelfinductie wordt begrensd door een totale op de primaire gereduceerde capaciteit van 50 $\mu\mu\text{F}$. In verband met de plaats van de resonantie wordt dan $L_1 = 2$ mH. De L_2 volgt uit $\omega_0 L_2 = 50 \Omega$ en is 0,016 mH. Er wordt dus een

factor $\sqrt{\frac{L_1}{L_2}} = \frac{M}{L_2} = 11,2$ naar beneden getransformeerd. De output bij $\lambda = 600$ m wordt nu (bij $v_g = 1$ volt):

$$E_2 = \frac{S v_g M R_2}{L_2} = S v_g R_2 \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} = \\ = 2,24 \text{ Volt}$$

Bij $\lambda = 200$ m en $\lambda = 2000$ m kunnen we circa 1/3 van deze output verwachten, dus een versterking van 0,7 maal.

Hiermede is voldoende inzicht in het gedrag der uitgangstransformatoren verkregen. Opgemerkt kan nog worden, dat in het gebied van frequenties, hooger dan

de resonantiefrequentie, de aanwezige spreiding spoedig een ongunstige uitwerking gaat uitoefenen.

Wanneer we nu den versterker als geheel gaan beschouwen, ligt de gedachte voor de hand om een uitgangstrap, die omgekeerd evenredig aan de golflengte versterkt, te laten voorafgaan door een aperiodischen hoogfrequenttrap, die evenredig aan de golflengte versterkt. Hieraan voldoet n.l. iedere hoogfrequente weerstandsversterker, waarin de verster-

op het rooster van de laatste lamp zoo klein mogelijk te houden. Het is dus als foutief te beschouwen om een uitgangstrap met kleine versterking van een gedeelte van het frequentiegebied te nemen en dit te compenseeren door voorafgaande versterking.

Wij hebben dus een anderen weg ingeslagen en een betere oplossing verkregen door parallelschakelen van twee uitgangstrappen, die ieder slechts een gedeelte van het geheele omroepgebied ver-

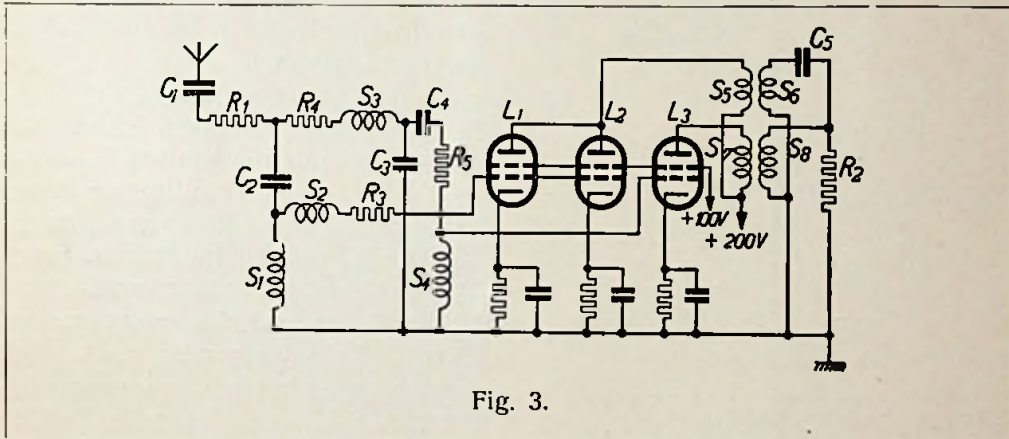


Fig. 3.

king bepaald wordt door de parallelcapaciteit. Als resultaat zouden we een constante weergave van het geheele golflengtegebied verkrijgen.

Aan een dergelijken versterker kleeft echter een belangrijk bezwaar, n.l. de mogelijkheid van het ontstaan van z.g. „geest-stations”. Hieronder is te verstaan het optreden van signalen op de som- en verschilfrequenties van twee sterke zenders tengevolge van de kromming van de lampkarakteristiek (quadratische term in de vergelijking van de karakteristiek). De amplitude van een dergelijken geest is evenredig aan het product van de amplitudes van de twee zenders, die hem doen ontstaan. Om dus de geesten te beperken, dient men de amplitudes van de te versterken zenders

sterken. Daarbij kan het ontstaan van geesten nog verder onderdrukt worden door aan iedere lamp slechts die frequenties toe te voeren, die er ook door moeten versterkt worden. Dit kan worden bereikt door een voorafgaand filtersysteem.

Wij zullen nu dezen algemeenen gedachtengang toelichten aan het gebruikte schema, dat is weergegeven in fig. 3.

De parallel geschakelde lampen L_1 en L_2 versterken de korte golf ($\lambda = 200 - 600$ m), de lamp L_3 de lange golf ($\lambda = 1000 - 2000$ m). De weerstand R_2 stelt weer den golfweerstand van den hoogfrequentkabel voor. Hierop zijn de secundaires van de uitgangstransformatoren aangesloten. De secundaire S_6 kan echter niet zonder meer parallel aan S_8 worden verbonden. De kleine impedantie van S_6

zou voor de door S_3 geleverde frequenties een gedeeltelijke kortsluiting vormen. Daarom is in serie met S_6 de condensator C_5 opgenomen, die een relatief hoge impedantie vormt voor de lage frequenties, doch de door S_6 geleverde hoge frequenties zonder veel verzwakking doorlaat. Men kiest C_5 b.v. zoo, dat de resonantie van S_6 met C_5 tussen de 600 m en de 1000 m komt in te liggen.

Het voorgeschakelde filtersysteem is

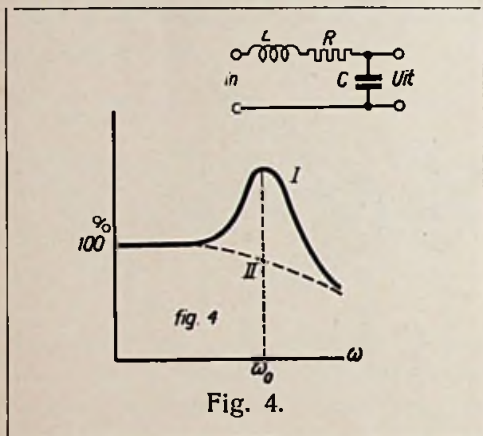


Fig. 4.

een combinatie van de in fig. 4 en 5 voorgestelde eenvoudige typen.

In deze figuren zijn aangeduid de door-

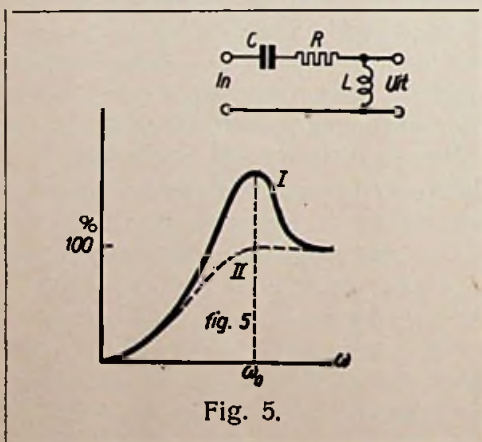


Fig. 5.

laatkrommen als functie van de frequentie. Fig. 4 is een low-pass filter en fig. 5 een high-pass filter. De resonantie of

afsnijdfrequentie is in beide gevallen gegeven door $\omega_0^2 LC = 1$. Door een geschikten dempweerstand R aan te brengen, kan de piek op deze frequentie onderdrukt worden. In beide figuren stelt I een doorlaatkromme bij kleine demping, II een doorlaatkromme bij groote demping voor.

In den versterker is van deze resonantiepieken gebruik gemaakt om het frequentieverloop van de uitgangstrap gedeeltelijk te compenseeren. Zonder op alle details uitvoerig in te gaan, kunnen we nu de werking van het filtersysteem als volgt beschrijven:

S_2 en de ingangscapaciteit van L_1 en L_2 snijden de golflengten, kleiner dan 200 m, af van de roosters van L_1 en L_2 .

C_2 en S_1 snijden golflengten boven 600 m af van de roosters van L_1 en L_2 .

C_4 en S_4 snijden golflengten boven 3000 m af van het rooster van L_3 .

S_3 en C_3 snijden golflengten lager dan 1000 m af van het rooster van L_3 .

Globaal sprekende kunnen we dus zeggen, dat L_1 en L_2 het golfgebied 200—600 m toegevoerd krijgen en L_3 dat van 1000—3000 m.

Daar de verschillende functies elkaar beïnvloeden en bovendien rekening gehouden moet worden met verschillende antennecapaciteiten (boven $200 \mu\mu\text{F}$), vereischt het veel meetwerk om tot de juiste waarden van de verschillende zelf-inducties, capaciteiten en dempweerstand te komen. Door C_2 , C_3 en C_4 klein te houden, wordt men vrij onafhankelijk van de antennecapaciteit. Deze waarden kunnen b.v. 50 — $100 \mu\mu\text{F}$ bedragen.

In fig. 6 is aangegeven de totale doorlaatkromme van den versterker, gemeten van de antenne tot een outputweerstand van 50 ohm. In den versterker zijn daarbij drie lampen van het type E452T geplaatst. Met de nieuwere hoogfrequent-pentoden gaat de output nog circa 50 %

omhoog. In fig. 7 ziet men een afbeelding van den geopenden versterker. Men ziet de drie versterkerlampen, de schijfvormige

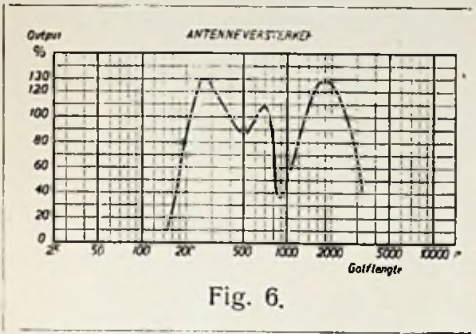


Fig. 6.

uitgangstransformatoren (vaste koppeling!) en een gedeelte van het plaatspanningsapparaat. De verschillende elementen van het filtersysteem bevinden

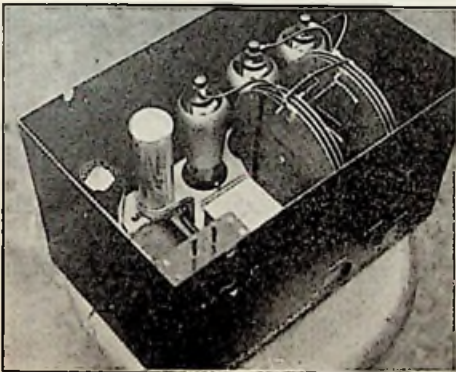


Fig. 7.

zich aan de onderzijde van de montageplaat.

Als slot zullen we nu nog een beschouwing over den hoogfrequentkabel geven. Deze beschouwing is gebaseerd op vroeger werk van Dr. M. J. O. Strutt, die mij tevens gewezen heeft op een in 1909 verschenen artikel van A. Russell¹⁾ waarin een uitvoerige afleiding voorkomt van de hieronder gebruikte formules (7)

¹⁾ A. Russell, The effective resistance and inductance of a concentric main. Phil. Mag. 17, 1909, p. 524.

en (9). De overige formules zijn algemeen bekend in de theorie der lange leidingen en komen in de verschillende handboeken voor.

We beschouwen een concentrischen

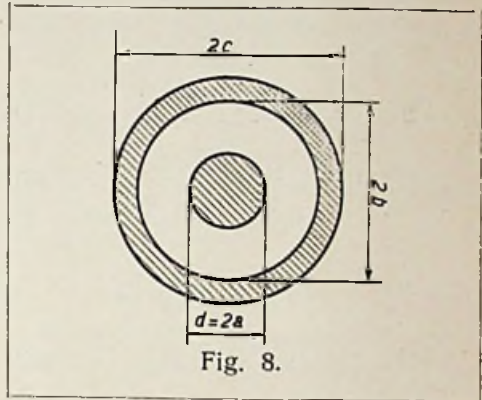


Fig. 8.

kabel (fig. 8) en voeren de volgende grootheden in:

$d = 2a$ = diameter van de ader in mm.

$2b$ = binnendiameter van den mantel in mm.

$2c$ = buitendiameter van den mantel in mm.

ϵ = diëlectrische constante van het isolatiemateriaal.

C_1 = capaciteit van den kabel in farad per m.

L_1 = zelfinductie van den kabel in henry per m.

R_1 = effectieve wisselstroomweerstand van den kabel in ohm per m.

Z = golfweerstand van den kabel in ohm.

$\omega = 2\pi f$ = cirkelfrequentie van de wisselspanning.

ρ_1 = specifieke weerstand van het adermateriaal in ohm.cm.

ρ_2 = specifieke weerstand van het mantelmateriaal in ohm.cm.

δ = verlieshoek van het isolatiemateriaal.

A_1 = afleiding van den kabel in $\text{ohm}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$.

Zoals bekend is, is de golfweerstand

die weerstand, waarmee de kabel aan het einde moet worden afgesloten om geen reflecties te krijgen. Bij voldoende hooge frequentie gelden nu met groote benadering de volgende betrekkingen (in de hierboven genoemde eenheden), die de elektrische grootheden L_1 , C_1 en R_1 uitdrukken in de kabeldimensies.

$$L_1 = 2 \cdot 10^{-7} \ln \frac{b}{a} \dots \dots \dots (7)$$

$$C_1 = \frac{1}{18} \cdot 10^{-9} \cdot \frac{\epsilon}{\ln \frac{b}{a}} \dots \dots \dots (8)$$

$$R_1 = 10^{-6} \sqrt{f} \left\{ \frac{1}{a} \sqrt{10^9 \cdot \rho_1} + \frac{1}{b} \sqrt{10^9 \cdot \rho_2} \right\} \dots \dots \dots (9)$$

$$A_1 = \delta \omega C_1 \dots \dots \dots (10)$$

$$Z = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} = \sqrt{\frac{60}{\epsilon}} \ln \frac{b}{a} \dots \dots \dots (11)$$

De grootheid, die ons naast den golfweerstand het meeste interesseert, is de z.g. dempingsconstante, die aangeeft hoeveel de aan het begin van den kabel opgedrukte EMK afneemt met de kabel-lengte.

Noemen we x den afstand in m tot het kabelbegin en E_0 de beginspanning, dan geldt:

$$E_x = E_0 e^{-a_1 x},$$

terwijl de dempingsconstante a_1 gegeven is door

$$a_1 = \frac{1}{2} \left[\frac{R_1}{Z} + A_1 Z \right] \dots \dots \dots (12)$$

Wanneer we a_1 met behulp van (8) t/m (11) in de kabelgegevens uitdrukken, krijgen we:

$$2 a_1 = \frac{10^{-3}}{6} \sqrt{10 \epsilon f} \left\{ \frac{\sqrt{\rho_1}}{a} + \frac{\sqrt{\rho_2}}{b} \right\} \frac{1}{\ln \frac{b}{a}} + \frac{10^{-8}}{3} \delta \omega \sqrt{\epsilon} \dots \dots \dots (13)$$

Wanneer we nu aannemen dat de frequentie $\omega = 2\pi f$ en de materiaalconstanten δ en ϵ , alsmede ρ_1 (koper) en ρ_2 (lood) gegeven zijn, kunnen we ons afvragen hoe we a en b moeten kiezen om a_1 zoo klein mogelijk te maken. Zooals we zien hangt het door de afleiding gegeven stuk $A_1 Z$ in (13) niet van a en b af, zoodat we dus alleen de uitdrukking

$$\left\{ \frac{\sqrt{\rho_1}}{a} + \frac{\sqrt{\rho_2}}{b} \right\} \frac{1}{\ln \frac{b}{a}} \dots \dots \dots (14)$$

minimaal hoeven te maken. Indien we over a en b willekeurig kunnen beschikken, laat deze uitdrukking zich willekeurig klein maken. Denken we ons a gegeven, dan moeten we b zoo groot mogelijk maken. Het eenige dat practisch en wiskundig zin heeft, is om bij gegeven b (mantel) te vragen naar de gunstigste a (ader).

We vinden dit door (14) naar a te differentieeren en het resultaat gelijk nul te stellen. Dit levert op:

$$\ln \frac{b}{a} = 1 + \frac{a}{b} \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}} \dots \dots \dots (15)$$

Bij gelijk materiaal voor ader en mantel wordt hieraan voldaan door $\frac{b}{a} = 3,6$.

Veronderstellen we echter een ader van koper en een looden mantel, dan is ρ_2 12 maal grooter dan ρ_1 en we krijgen:

$$\frac{b}{a} = 5,2 \dots \dots \dots (16)$$

Bij gegeven b is hiermee a vastgelegd. De dempingsconstante neemt echter met toenemende b voortdurend af, zooals we zagen. Een zeer groot maken van den manteldiameter is echter kostbaar en heeft bovendien boven een bepaalde grens weinig zin, daar in (13) het door de afleiding gegeven constante stuk aanwezig is. Een practische grens voor b kunnen we b.v. gegeven achten, indien

in het rechter lid van (13) het van a en b afhankelijke stuk gelijk is aan het constante stuk.

Stellen we deze stukken onder gebruikmaking van (15) aan elkaar gelijk, dan vinden we:

$$\frac{a}{1} = 1,58 \cdot 10^{-5} \cdot \delta \sqrt{\frac{\rho_1}{\omega}} \quad (17)$$

Bij gegeven materiaalconstanten zijn hiermee de kabelafmetingen bepaald. Wanneer de kabel een groot frequentiegebied moet doorgeven, nemen we in (17) voor ω de hoogste frequentie, aangezien voor lagere frequenties de demping toch steeds geringer is dan voor hoogere.

Laten we nu eenige praktische waarden invullen. Bij de meeste kabels geldt ongeveer $\epsilon = 2,5$ en $\delta = 0,02$. De golflengte stellen we $\lambda = 200$ m, dus $\omega = 9,5 \cdot 10^6$. Verder is $\rho_1 = 1,6 \cdot 10^{-5}$ ohm.cm. We vinden dan $a = 1,25$ mm ($d = 2,5$ mm) en wegens (16) $2b = 13$ mm.

Rekenen we voor dezen kabel verder volgens de bovenstaande formules de C_1 , Z en a_1 uit, dan vinden we $Z = 63$ ohm, $C_1 = 8,4 \cdot 10^{-11}$ farad.m⁻¹ en $a_1 = 1,0 \cdot 10^{-3}$ m⁻¹.

Het laatste beekent dus, dat we voor 200 m golflengte per 1000 m kabellengte een demping van één neper, dus van een factor 2,71 hebben.

Voor het overbruggen van afstanden van enkele honderden meters of minder,

kunnen we dus zonder bezwaar aanmerkelijk dunneren kabel gebruiken.

Een laatste vraagpunt is de dikte van den loodmantel. Deze moet zoo dik worden genomen, dat de stroomdichtheid van den buitenkant verwaarloosbaar is t.o.v. die aan den binnenkant. Dit is noodig om geen ongewenste toename van den weerstand te krijgen, alsmede om den stroom tot den kabel te beperken.

Zoals bekend is, neemt de stroomdichtheid exponentieel af volgens de formule:

$$i_x = i_0 e^{-\beta_1 x}$$

Rekenen we den afstand x van de binnoppervlakte af in mm, dan is β_1 gegeven door:

$$\beta_1 = + 0,344 \sqrt{\frac{\mu}{\lambda (m) \cdot \rho_2}}$$

Hierin is μ de permeabiliteit van het materiaal en λ (m) de golfdengte in meters. De langste golven dringen dus het diepste in.

Stellen we $\mu = 1$ en eischen we, dat de stroomdichtheid tot 1 % is afgenomen, dan is de benoodigde dikte in mm gegeven door:

$$x = 13 \sqrt{\lambda (m) \cdot \rho_2}$$

Voor lood en een golflengte van 2000 m vinden we dan voor de dikte $x = 2,6$ mm.

Eindhoven, 10 April 1934.

De toepassing van fotocellen in sprekende film installaties.

Door Ir. H. NILLESEN.

Inleiding.

Zoals bekend, gaat er bij belichting van de kathode van een fotocel in de

anodeketen een stroom lopen. Deze stroom ontstaat, doordat de electronen, welke tengevolge van de belichting door de kathode worden uitgezonden, aange-

trokken worden door de anode, waaraan een positieve spanning aangelegd is.

De grootte van dezen stroom hangt binnen zekere grenzen af van de aangelegde spanning en zij wordt verder bepaald door *de hoeveelheid licht* en door *de kleur* en *de modulatiefrequentie* daarvan, terwijl vanzelfsprekend *de samenstelling* van de cel van overwegenden invloed is.

De hoeveelheid licht.

Deze wordt gemeten in Lumen. Wij merken hierbij op, dat de hoeveelheid licht, die op de cel valt, indien zich op de lichtspiegel van de filmbaan van het lichtgeluidapparaat een stukje film van gemiddelde doorschijnendheid bevindt, afhangt van het gebruikte optische systeem en varieert tusschen ca. 5 en 20 milli-lumen.

De kleur van het licht.

Deze wordt bepaald door de spectrale energieverdeling. Ter verduidelijking zij hierbij opgemerkt, dat het door den gloeidraad van een sprekende-film-belichtingslampje uitgezonden licht is samengesteld uit verschillende kleuren. De onderlinge sterkteverhouding van deze kleuren wordt nu onder meer bepaald door de temperatuur van den gloeidraad en het is dus logisch, de grootte van de foto-electrische stroomen op te geven bij een gloeidraadtemperatuur, overeenkomende met de waarden, die in de praktijk optreden. Hiervoor is door Philips een temperatuur van 2600° Kelvin gekozen (de temperatuur van het belichtingslampje 3871). Er bestaat momenteel een streven om de temperatuur van den gloeidraad, waarbij de gevoeligheidsmetingen verricht worden, internationaal vast te leggen.

De modulatiefrequentie van het licht.

De modulatiefrequentie van het licht hangt af van de registratie op de geluid-

strook; men kan practisch rekenen met een frequentiegebied van 50—10000 Hz.

De samenstelling van de cel.

De samenstelling, d.w.z. het voor de kathode toegepaste materiaal en de eventueel gebruikte gasvulling, zijn voor de verschillende fabrikaten verschillend, doch men streeft er naar een hooge gevoeligheid te bereiken, zoodat dus de stroom, die tengevolge van een bepaalde belichting optreedt, zoo groot mogelijk wordt.

Eigenschappen van fotocellen.

Men onderscheidt vacuümcellen en cellen, welke met een edelgas gevuld zijn. Het karakteristieke verschil tusschen deze beide types blijkt duidelijk aan de hand van de figuren 1 en 2. In deze karakteristieken is de foto-electrische stroom per Lumen aangegeven als functie van de spanning bij een constante belichting van 100 milli-lumen.

Vacuümcellen.

Bij de vacuümcel (fig. 1) treedt klaarblijkelijk verzadiging op. Laten wij V_a van 0 af langzaam aangroeiën, dan zal de stroom aanvankelijk geleidelijk toenemen.

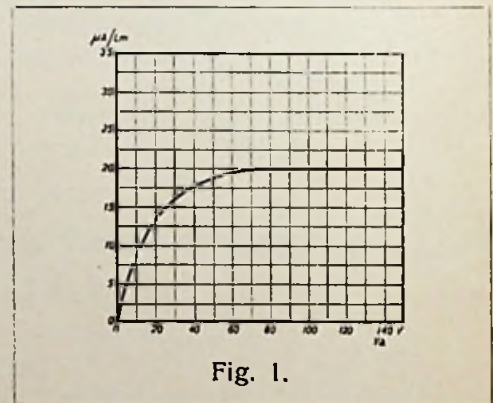


Fig. 1.

Komen wij echter boven een bepaalde spanning, „de verzadigingsspanning”, in fig. 1 ca. 70 volt, dan neemt de anode-

stroom praktisch niet meer toe: alle door de aanwezige belichting uit de kathode vrijgemaakte electronen worden naar de anode getrokken. Het zal duidelijk zijn, dat tengevolge van dit verzadigingsverschijnsel een groote spanningsonafhankelijkheid van de cel optreedt, d.w.z., dat, als de bedrijfsspanning voldoende boven de verzadigingsspanning ligt, spanningsvariaties praktisch geen invloed hebben op den foto-electrischen stroom.

Uit de karakteristiek van fig. 1, welke geldt voor de Philips vacuumcellen, zien wij, dat de gevoeligheid in het verzadigingsgebied de voor een vacuumcel buitengewoon hooge waarde van $20 \mu\text{A}/\text{lumen}$ bezit. Deze hooge gevoeligheid is bereikt door toepassing van een speciaal procédé, waarbij als foto-electrisch materiaal Caesium wordt gebruikt, dat is aangebracht op een zilverspiegel, die bedekt is met een zoutlaag, welke o.a. een oxyd bevat.

Gasgevulde cellen.

Bij de gasgevulde cel (zie fig. 2 welke geldt voor een Philips gascel) vertoont

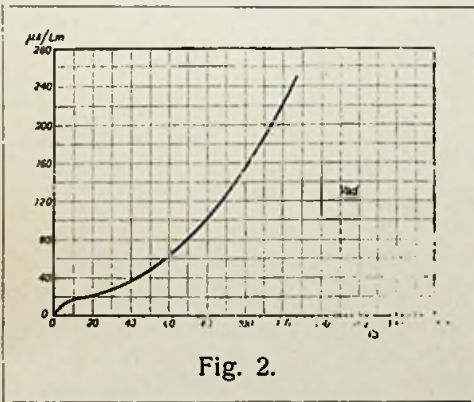


Fig. 2.

zich dit verzadigingsverschijnsel niet. Verhoogen wij langzaam aan de celspanning bij een constante belichting, te beginnen bij 0 volt, dan zal aanvankelijk de stroom geleidelijk toenemen: de uit de

kathode vrijkomende electronen zullen vanwege de lage celspanning geen voldoende snelheid bezitten om het aanwezige gas te ioniseeren, zij zullen zelfs door de botsingen met de gasatomen voor een deel in het geheel niet op de anode terechtkomen.

Bij het nog hooger maken van de spanning zullen de electronen de ionisatiesnelheid bereiken, d.w.z. er worden door de botsingen van de primaire electronen met de gasatomen ionen en electronen gevormd, welke op hun beurt bijdragen tot den stroom door de fotocel, zoodat deze aanmerkelijk grootere waarden aanneemt. In dit verband spreekt men van den z.g. „gasversterkingsfactor” van de cel; deze geeft de verhouding aan tusschen de stroomsterkte bij een bepaalde celspanning en de stroomsterkte bij die spanning, waarbij nog juist geen ionisatie optreedt.

Voeren wij de spanning steeds hooger op, dan zal op een gegeven oogenblik een glimontlading optreden die een zeer groote stroomvermeerdering tot gevolg heeft. De fotocel is dus eigenlijk glimlamp geworden: het glimlicht blijft bestaan ook als de cel niet meer belicht wordt. De spanning, waarbij deze glimontlading optreedt, heet doorslagspanning. De grootte van de doorslagspanning hangt voor een bepaalde cel af van de belichting en wel neemt zij bij toenemende belichting af.

Daar deze glimontlading zeer nadeelig is voor den levensduur van de cel, moet de bedrijfsspanning in elk geval lager zijn dan de doorslagspanning.

In verband met het feit, dat klaarblijkelijk de gevoeligheid van een gasgevulde cel met de bedrijfsspanning toeneemt, zou het dus uit een oogpunt van hoog rendement aanbeveling verdienen, de bedrijfsspanning zoo dicht mogelijk bij de doorslagspanning te leggen. Bij toenemende

spanning wordt echter het fotocelgeruisch relatief groter en dit verschijnsel limiteert dus eigenlijk de celspanning.

Ten slotte moet een te groote fotocelstroom voorkomen worden, waartoe een weerstand in de anodeketen moet worden opgenomen. De maximaal toelaatbare stroom is bij genoemde cellen $5 \mu\text{A}$ en de waarde van den beveiligingsweerstand moet ca. 50000 ohm zijn; de bij toepassing voor sprekende filmdoeleinden in de anodeketen van de cel opgenomen koppelweerstand dient tegelijkertijd als beveiliging.

De genoemde karakteristiek van fig. 2 geldt voor de Philips gasgevulde cellen in normale uitvoering. De doorslagspanning bij onbelichte cel (V_{an}) bedraagt tenminste 150 volt.

Bij kleinere belichtingen (van de orde van 5 milli-lumen bij ongemoduleerde film) kan zonder nadeeligen invloed op den levensduur van de cel een bedrijfsspanning van 120 volt worden toegepast; bij grootere belichtingen verdient het aanbeveling met de spanning niet hoger te gaan dan tot 100 volt. De gevoeligheid is — tengevolge van het gebruik van het reeds genoemde kathodemateriaal en van een speciale gasvulling — zeer hoog: bij 100 volt bedraagt zij $150 \mu\text{A/lumen}$, bij 120 volt $220 \mu\text{A/lumen}$; de gasversterkingsfactor is in deze gevallen resp. ca. 7,5 en 11.

Het verdient voorts aanbeveling om de bedrijfsspanning met behulp van een variabelen potentiometer instelbaar te maken, teneinde de in een bepaald geval gunstigste waarde proefondervindelijk te kunnen vaststellen.

De Philips gasgevulde cellen kunnen ook vervaardigd worden met een karakteristiek, die eenigszins afwijkt van die, aangegeven in fig. 2. Zoo stelt fig. 3 de kromme van een cel met een lagere doorslagspanning voor.

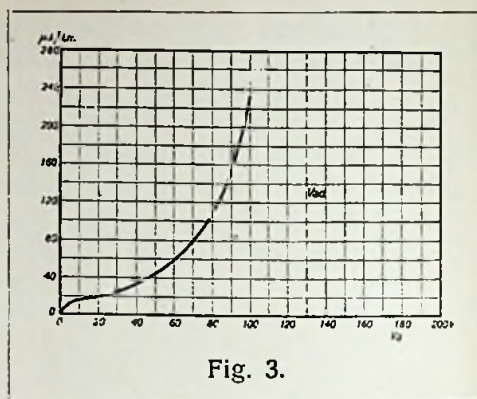


Fig. 3.

Kleurgevoeligheid der cellen.

Reeds werd opgemerkt, dat de grootte van den fotocelstroom mede bepaald wordt door de spectrale energie-verdeling van de lichtbron en dat men, om deze reden, bij de bepaling van de karakteristiek van de cel, uitgegaan is van een lichtbron met een gloeidraad, waarvan de temperatuur 2600°K bedraagt.

Fig. 4 geeft de relatieve spectrale verdeling van een dergelijke lichtbron aan. De golflengte van het licht is in \AA uitgedrukt (\AA Angstrom eenheden; $1 \text{\AA} = 10^{-8} \text{cm}$), terwijl duidelijkshalve onder de grafiek de overeenkomstige kleuren aangegeven zijn.

In fig. 5 is ter vergelijking de spectrale gevoeligheid van de Philips fotocel aangeduid. Wij merken op, dat de cel zeer gevoelig is in het roode en infrarode gebied, zoodat inderdaad de kromme van de lichtbron en die van de fotocel elkaar vrij goed dekken, hetgeen voorwaarde is voor een goed effect, daar het product der beide factoren maatgevend is voor het resultaat. In verband met deze kleurgevoeligheidskromme wijze wij nogmaals op de absolute noodzakelijkheid van het opgeven van de temperatuur van de lichtbron, die gebruikt wordt bij het bepalen van de gevoeligheidskarakteristiek van de cel (zie fig. 1, 2 en 3). Indien deze tem-

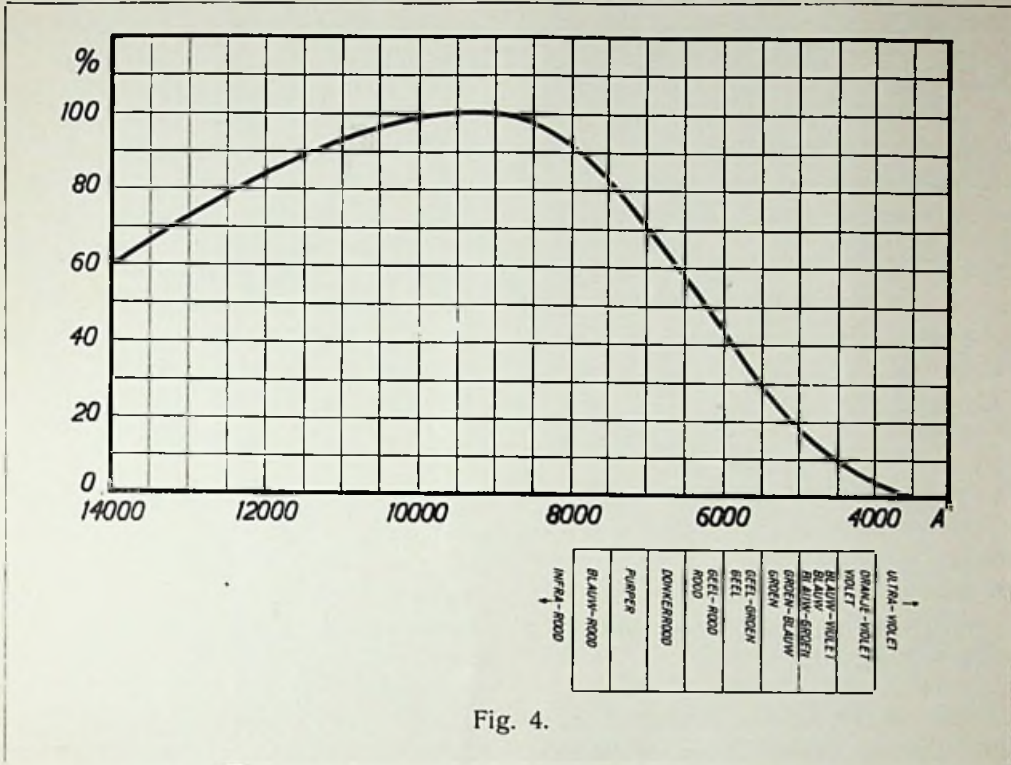


Fig. 4.

peratuur niet is vastgelegd, zegt een gevoeligheidskromme n.l. niets. Teneinde dit duidelijk te maken, zullen wij nagaan, wat er plaats vindt, indien wij als lichtbron een gloeilamp gebruiken, waarvoor een zoodanig filter geplaatst is, dat nagenoeg uitsluitend infrarode (onzichtbare) stralen worden doorgelaten. De hoeveelheid zichtbaar licht, die de cel treft, zal in dit geval practisch 0 zijn; toch zal er een fotocelstroom loopen, omdat (zie fig. 5) ook bij bestraling met golflengten langer dan 8000 \AA de cel nog gevoelig is. Uit een dergelijke proef volgt dus, dat het aantal microampères *per lumen*, d.i. de gevoeligheid, zeer groot is; deze *schijnbaar* groote gevoeligheid is dus een gevolg van het feit, dat nagenoeg geen zichtbare stralen de cel treffen, daarentegen wel donkere stralen.

Men krijgt nu naar verhouding minder

zichtbaar licht, naarmate de temperatuur van de lichtbron lager is. Zoo zal men bijvoorbeeld bij gebruik van een normaal Hefnerlamp als lichtbron een schijnbare gevoeligheid meten, die eenige malen grooter is dan die, welke men verkrijgt bij gebruik van een wolframdraad met een temperatuur van 2600° K . De eerstgenoemde gevoeligheid (b.v. $400 \mu\text{A/lumen}$) heeft dus voor de sprekende film practijk geenerlei waarde, de tweede echter (b.v. $150 \mu\text{A/lumen}$) is een waarde, waarmee men werkelijk rekenen kan. Hiermede is dus verklaard, dat sommige fabrikanten abnormaal groote gevoeligheden kunnen publiceren; deze gegevens zijn echter gebaseerd op niet aan de sprekende film practijk aangepaste metingen en geven dus geen beeld van wat men met een dergelijke cel in een sprekende filmapparaat bereiken kan.

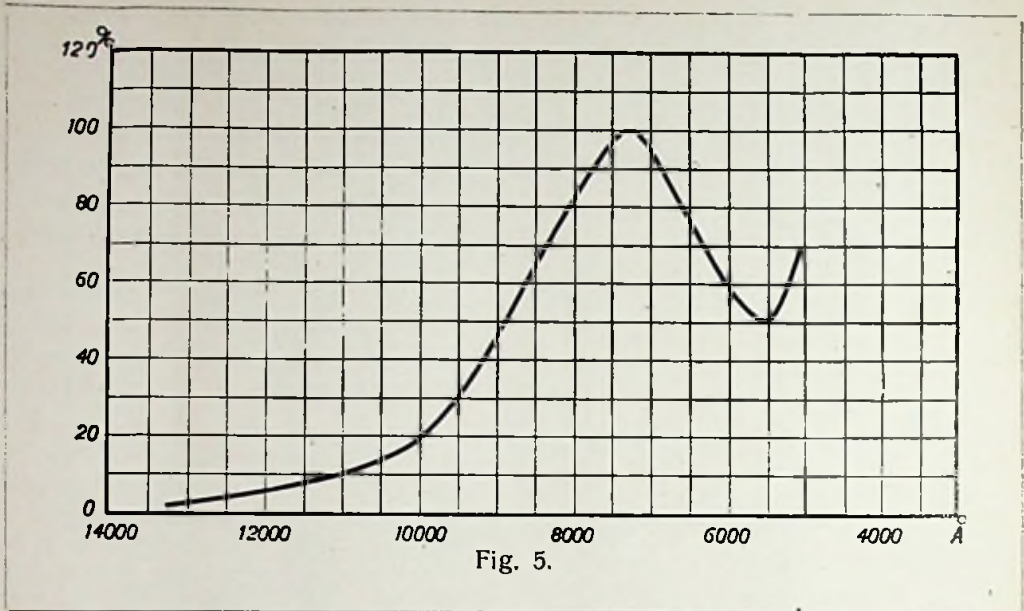


Fig. 5.

Verband tusschen gevoeligheid en modulatiefrequentie.

De gevoeligheid van de vacuümcél is uit den aard der zaak onafhankelijk van de modulatiefrequentie van het licht. De gascel is nagenoeg frequentie-onafhankelijk; voor de hogere frequenties is de gevoeligheid iets geringer.

Stabiliteit.

Teneinde een zoo constant mogelijke gevoeligheid te bereiken, worden de cellen in den regel vóór het verlaten van de fabriek kunstmatig ouder gemaakt. Indien deze bewerking niet zou worden toegepast, zou vooral gedurende het begin van de ingebruikname van de cel de gevoeligheid sterk dalen. Wordt de cel geregeld gebruikt, dan kan men dus van een vrijwel constante gevoeligheid verzekerd zijn; indien de cel eenige weken buiten bedrijf geweest is, bestaat er kans, dat de karakteristiek min of meer veranderd is, welke afwijking echter weer verdwijnt, nadat de cel eenigen tijd gebruikt is.

Fotocellen in sprekende film apparaten.

In de anodeketen van de fotocel is een weerstand opgenomen (R_1 in fig. 6); in-

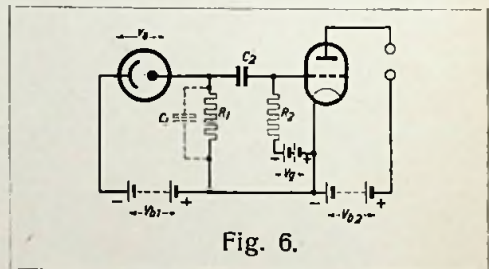


Fig. 6.

dien nu de fotocel afwisselend sterker en zwakker belicht wordt, zooals dit bij sprekende film het geval is, zal er een fluctueerende gelijkstroom gaan loopen; de wisselstroomcomponent hiervan zal aan de klemmen van genoemden weerstand een wisselspanning veroorzaken. Deze spanning wordt in den regel via een koppelcondensator (C_2) en een lekweerstand (R_2) aan de roosterketen van de eerste versterkerlamp toegevoerd. De condensator C_2 dient om te voorkomen, dat de celspanning op het rooster van de

versterkerlamp komt, de weerstand R_2 om negatieve roosterspanning te kunnen toevoeren. Wij zullen nu nagaan hoe groot de verkregen wisselspanning is indien de fotocel wordt blootgesteld aan een belichtingsvariatie, zooals die bij sprekende film voorkomt.

Indien de film niet gemoduleerd is, zullen wij rekenen met een lichtstroom van ongeveer 10 milli-lumen; bij maximale modulatie verandert de belichting van de cel dus tusschen ca. 0 en 20 milli-lumen.

De effectieve waarde van de wisselbelichting bedraagt dus bij maximale modulatie ca. 10 milli-lumen: $\sqrt{2} = \text{ca. } 7$ milli-lumen.

Bij gebruik van een vacuümcél met de karakteristiek, aangegeven in fig. 1, zal er bij een spanning, die boven de verzadigingsspanning ligt en bij ongemoduleerde film een stroom loopen van $10/1000 \times 20 \mu\text{A} = 0,2 \mu\text{A}$. In den weerstand R_1 zal dus een spanningsverlies optreden van $0,2 \times 10^{-6} \times R_1$. Nu ligt bij vacuümcellen R_1 in den regel tusschen 0,5 en 5 megohm, zoodat dus het spanningsverlies 0,1 à 1,0 volt bedraagt. In dit geval is de celspanning V_a dus praktisch gelijk aan de batterijspanning $V_{b.}$. Men behoeft dus bij gebruik van een vacuümcél met het spanningsverlies in den anodeweerstand geen rekening te houden en kan zonder meer rekenen met een gevoeligheid van $20 \mu\text{A/lumen}$.

Bij gebruik van een gascel, b.v. met de karakteristiek van fig. 2, met een bedrijfs-spanning van 100 volt, waarbij de gevoeligheid $150 \mu\text{A/lumen}$ is, zal er bij ongemoduleerde film een stroom loopen van ca. $10/1000 \times 150 \mu\text{A} = \text{ca. } 1,5 \mu\text{A}$. De waarde van R_1 varieert bij gascellen tusschen 0,1 en 1 megohm, zoodat het spanningsverlies slechts 0,15 à 1,5 volt bedraagt. Ook bij gascellen kan men dus het spanningsverlies in den koppelweerstand verwaarloozen, m.a.w. men kan

alle benodigde gegevens uit de z.g. statische karakteristiek van fig. 2 aflezen.

Uit deze karakteristiek volgt, dat bij gebruik van een gascel met 100 volt spanning en bij maximale modulatie, in de anodeketen een wisselstroom van $7/1000 \times 150 \mu\text{A} = \text{ca. } 1 \mu\text{A}$ optreedt, terwijl de wisselspanning bij een waarde van $R_1 = 0,1$ megohm $1 \times 10^{-6} \times 10^5 = 0,1$ volt bedraagt; indien $R_1 = 1$ megohm, wordt deze spanning 1 volt.

Uit het bovenstaande zien wij, dat de verkregen wisselspanning voor een bepaalde belichtingsvariatie binnen zekere grenzen evenredig met R_1 toeneemt en men zou dus de conclusie kunnen trekken, dat het gebruik van een meer gevoelige cel geen enkel voordeel oplevert; immers, men kan de wisselspanning steeds op peil brengen door den koppelweerstand te verhoogen. De fout in deze redeneering blijkt onmiddellijk, indien wij in aanmerking nemen, dat over den koppelweerstand praktisch steeds capaciteit geschakeld is (C_1 , gestippeld aangegeven in fig. 6).

Deze parasitaire capaciteit wordt hoofdzakelijk gevormd door de verbindingskabel tusschen fotocel en eerste versterkerlamp en zij limiteert, zooals wij zullen aantoonen, uit geluidskwaliteitoverwegingen, de grootte van den koppelweerstand; bij gebruik van betrekkelijk ongevoelige cellen is men ter verkrijging van voldoende wisselspanning aangewezen op het gebruik van een grooten koppelweerstand; in den regel bedraagt deze 0,5 à 1,0 megohm.

Wij zullen nu nagaan, welken invloed de grootte van de parasitaire capaciteit heeft op de weergavekwaliteit.

Verwaarloozen wij voorloopig den invloed van C_2 en R_2 , welke invloed overigens inderdaad bij juiste keuze der waarden zeer gering is, dan is dus in de anodeketen de parallelschakeling van een

weerstand R_1 en de capaciteit C_1 opgenomen.

De impedantie hiervan bedraagt:

$$Z = \frac{R_1}{\sqrt{(2\pi n)^2 C_1^2 R_1^2 + 1}} \quad (1)$$

De spanning aan de klemmen van deze impedantie Z is klaarblijkelijk afhankelijk van de frequentie n .

Met behulp van formule (1) is de grootte van deze spanning als functie van de frequentie voor verschillende waarden

kertrap met het lichtgeluidapparaat, het gebruik van speciaal geconstrueerde verbindingskabels tusschen fotocel en versterkerlamp en de toepassing van transformatoren als koppel-elementen tusschen fotocel en versterkerlamp.

Bij het samenbouwen van eerste versterkertrap en lichtgeluidapparaat is het gevaar natuurlijk groot, dat mechanische trillingen op de versterkerlamp worden overgebracht, tengevolge waarvan bijgeluiden tijdens de weergave optreden. Om

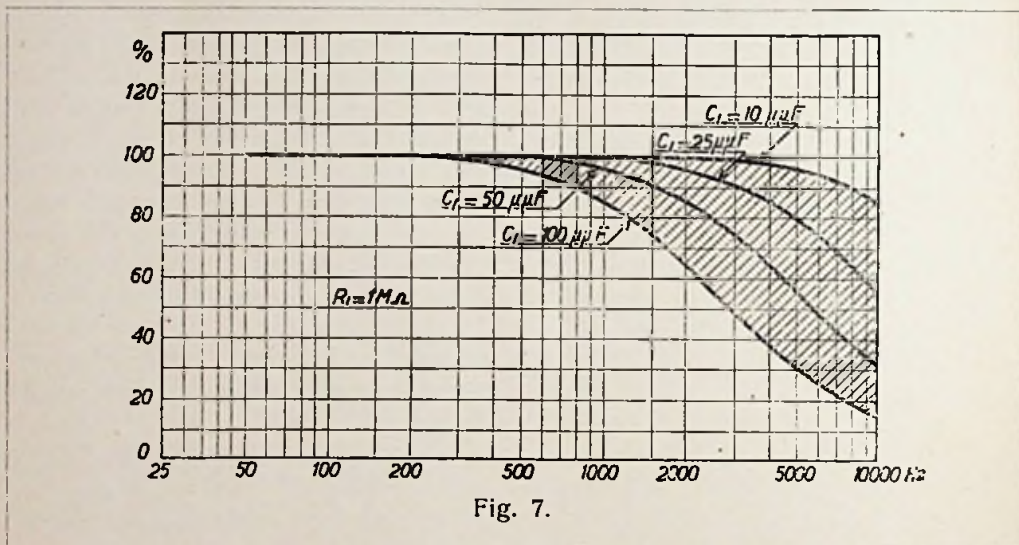


Fig. 7.

van C_1 en voor $R_1 = 1$ megohm uitgerekend en aangegeven in fig. 7; wij zien hieruit, dat het bij een dergelijken grooten koppelweerstand absoluut noodzakelijk is, de capaciteit tot een minimum te beperken.

Om bij de constructie van sprekende film apparaten aan dezen eisch te voldoen, waren talloze moeilijkheden te overwinnen en men heeft dikwijls aan bedrijfszekerheid moeten inboeten, of soms zelfs het optreden van storende bijgeluiden mee in koop moeten nemen.

Als middel om genoemde capaciteit tot een minimum te reduceeren, noemen wij het samenbouwen van de eerste verster-

kertrap met het lichtgeluidapparaat, het gebruik van speciaal geconstrueerde verbindingskabels tusschen fotocel en versterkerlamp en de toepassing van transformatoren als koppel-elementen tusschen fotocel en versterkerlamp.

Bij het samenbouwen van eerste versterkertrap en lichtgeluidapparaat is het gevaar natuurlijk groot, dat mechanische trillingen op de versterkerlamp worden overgebracht, tengevolge waarvan bijgeluiden tijdens de weergave optreden. Om

dit verschijnsel zooveel mogelijk te onderdrukken, kan b.v. een veerende opstelling van de versterkertrap worden toegepast. Ook speciaal geconstrueerde z.g. „capaciteitsarme” fotocelkabel, waarbij men, ter verkrijging van een zeer geringe capaciteit, als isolatiemateriaal tusschen de beide geleiders zooveel mogelijk lucht gebruikt (diëlectrische constante = 1) geeft allicht aanleiding tot microfonisch effect, terwijl het verder in den regel heel wat moeite kost om een dergelijke kabel voldoende stevig te maken.

Omtrent het gebruik van transformatoren kan worden opgemerkt, dat men direct achter de cel naar beneden trans-

formeert, waarna dan de verbindingskabel wordt aangesloten; aan het einde hiervan transformeert men weer naar boven. Op deze wijze wordt n.l. de invloed van de kabelcapaciteit gereduceerd. Het gebruik van deze transformatoren echter, heeft een verlies van lage, zoowel als van hoge tonen tot gevolg.

Verder kan men, indien men méér versterking toepast, vanzelfsprekend bij een fotocel met geringere gevoeligheid óók een lagen koppelweerstand gebruiken. Ook deze idee is in sommige apparaten verwezenlijkt; echter verkrijgt men door het gebruik van meer versterkingstrappen een naar verhouding grootere ruisch, terwijl verder de kans op moeilijkheden tengevolge van inductie van elektrische storingen in de fotocelketen bij toepassing van groote versterking, zeker niet gering is. Al deze moeilijkheden zijn met één slag uit den weg geruimd door de toepassing van gevoelige cellen. Indien men b.v. een cel met de karakteristiek volgens fig. 2 toepast, kan men met een koppelweerstand van b.v. 0,1 megohm voldoende sterke wisselspanningen verkrijgen om met normale versterking te kunnen volstaan.

Dat men bij verlaging van den koppelweerstand een grotere capaciteit mag toelaten, blijkt bij nadere beschouwing van formule (1); immers, het product $(2\pi n)^2 C_1^2 R_1^2$ blijft gelijk, indien men C_1 in dezelfde mate grooter maakt als men R_1 verkleint. M.a.w. de in fig. 7 aangegeven kromme, geldende voor $R_1 = 1$ megohm en $C_1 = 10 \mu\mu\text{F}$, geeft tevens de frequentiekarakteristiek weer voor $R_1 = 0,1$ megohm en $C_1 = 100 \mu\mu\text{F}$.

Indien men nu in aanmerking neemt, dat een capaciteit van $100 \mu\mu\text{F}$ in de praktijk dikwijls nog overschreden wordt, is het duidelijk, dat men door verlaging van den koppelweerstand, dus op zeer eenvoudige wijze, een belangrijk betere

frequentiekarakteristiek kan bereiken. In fig. 7 is de winst, die verkregen wordt, indien men bij $C_1 = 100 \mu\mu\text{F}$ de koppelweerstand van 1 tot 0,1 megohm terugbrengt, duidelijkheidshalve gearceerd. Dat dit voordeel de verstaanbaarheid van het gesproken woord en de natuurgetrouwheid van de muziek in hooge mate ten goede komt, behoeft geen betoog.

Voorts verkrijgt men, tengevolge van de groote gevoeligheid van de fotocel, zelfs bij een dergelijken lagen koppelweerstand van 0,1 megohm in vele gevallen nog grootere wisselspanningen dan bij gebruik van de minder gevoelige cel met hoogen koppelweerstand. Het gevolg hiervan is, dat men voor het verkrijgen van dezelfde luidsprekersterkte, de sterkteregelaar zal kunnen terugdraaien. Het is duidelijk, dat hierdoor eventuele storingen, die in het versterkergedeelte vóór den sterkteregelaar worden opgewekt (b.v. storingen ten gevolge van een uitwendig veld, brom en lampgeruisch) belangrijk zullen worden gereduceerd. Tenslotte zullen wij in het kort den invloed van den koppelcondensator C_2 en den lekweerstand R_2 nagaan.

De totale impedantie van de serieschakeling van C_2 en R_2 is in den regel groot ten opzichte van R_1 , zoodat de impedantie in de fotocelketen practisch inderdaad bepaald wordt door de parallelschakeling van C_1 en R_1 , zooals dit in formule (1) aangegeven is. Verder werkt de serieschakeling van C_2 en R_2 als een potentiometer, slechts een gedeelte van de door de fotocel geleverde spanning komt op het rooster van de versterkerlamp en dit deel zal des te kleiner zijn, naarmate de wisselstroomweerstand van C_2 grooter is, m.a.w. voornamelijk voor lagere frequenties zal door de aanwezigheid van C_2 een spanningsverlies optreden. Het zal duidelijk zijn, dat de spanning, die op R_2 komt evenredig is met:

$$\sqrt{R_2^2 + \frac{1}{(2\pi n)^2 C_2^2}} \quad (2)$$

Met behulp hiervan kan men uitrekenen, dat bij een frequentie van 50 Hz een weerstand van $R_2 = 2$ megohm en $C_2 = 4000 \mu\mu F$ (aan welke voorwaarden in de praktijk gemakkelijk is te voldoen) nog

93 % van de spanning op R_2 komt. C_2 mag men natuurlijk grooter maken; hierdoor zal men nog een winst aan lage tonen kunnen behalen. Is R_2 kleiner dan 2 megohm, dan zal men echter voor een goede reproductie der lage tonen C_2 moeten vergrooten, waartegen, indien men voor een goede isolatie zorgt, overigens geen bezwaar bestaat.

Verliezen in ijzerkernspoelen.*)

Door Drs. J. L. DE ROOS.

II.

(Slot).

5. Wervelstroom en skineffect.

We zijn nu gekomen aan een bron van verliezen, waarvan de exacte behandeling meer wiskundige kennis van den lezer verlangt, dan ik bij de opstelling van dit artikel wil aannemen. Aan de andere zijde is dit zeer moeilijk te bevatten onderwerp te aanlokkelijk en te belangrijk, om het met vermelding alléén voorbij te gaan. We zullen trachten het een en ander op zoo duidelijk mogelijke wijze voor te stellen, zonder gebruik te maken van de wiskundige oplossing van het probleem.

De namen „Wervelstroom, Vagabondeerende stroom, Foucaultsche stroom, Eddy current en Skineffect of Hautwirkung” zullen de lezers welbekend in de ooren klinken. Of hun echter op dit oogenblik een scherpe definitie voor de oogen zweeft, is wel aan eenigen twijfel

onderhevig. We willen echter in het geheel geen scherpe definitie geven; de bedoeling van deze regelen is niets meer dan door er wat over te praten, iets meer inzicht in de zaak te verwerven.

Het is namelijk heel moeilijk, of niet goed mogelijk de beide begrippen uit elkaar te houden, het eene is een gevolg van het andere, zoodat ze steeds tegelijk waarneembaar zijn; een andere zaak is, dat bij zeer lage frequenties het tweede effect zóó weinig uitgesproken optreedt, dat we het gerust kunnen verwaarloozen.

Vragen we nu naar de grens, dan blijkt het, dat het *Skineffect*, van den beginne af aanwezig zijnde, doch wegens de kleinheid van het effect niet goed waarneembaar, bij hogere frequenties langzamerhand toeneemt en ten slotte bij heel hoge frequenties een overwegende rol gaat spelen. Het is nu in zekeren zin toevallig, dat het mogelijk is een frequentie aan te geven, waarbeneden men het *Skineffect* buiten rekening kan laten, terwijl men het daarboven zeker in rekening moet brengen. Men noemt deze frequentie de *kritische frequentie*. Door deze kritische frequentie zijn we in staat de twee

*) Een welwillende lezer maakte mij opmerkzaam, dat in het vorige artikel pag. 62 regel 15 de fig. 6 nog eens aangehaald is — terwijl die teekening voor dit tweede geval niet passend was. — Inderdaad vertoont de hysteresis lus voor zwakke velden niet de bijna horizontale gedeelten in de omkeerpunten welke bij de sterke velden op de verzadiging wijzen.

verschijnselen praktisch van elkaar te scheiden.

We kunnen dit nog iets anders uitdrukken: Het skineffect is een uiting van het bestaan van wervelstroomen, terwijl de extra-warmte ontwikkeling een andere uiting van het bestaan dier stroomen is. Ietwat verwarrend werkt nu de omstandigheid, dat bij middelmatige frequenties de wervelstroomverliezen (warmte ontwikkeling) reeds terdege merkbaar zijn, terwijl het skineffect bij die frequenties nog niet goed waarneembaar is. Dat dit laatste eerst bij hogere frequenties merkbaar wordt, leidt wel eens tot de onjuiste veronderstelling, dat men met twee verschillende verschijnselen te maken heeft.

We zullen nu overgaan tot een nadere beschrijving van de wervelstroomen.

6. Op grond van de voorstellingen die *Faraday* had van de door hem ontdekte inductiewet, is het aan *Maxwell* gelukt een wiskundige formulering op te stellen voor het verband tusschen een verandering in magnetische velden en de daarbij behorende elektrische stroomen.

Hij maakte daarbij gebruik van wiskundige voorstellingen die ontleend waren aan de theorie van vloeistofstroomingen.

Zekere wervelbewegingen kunnen beschreven worden door een uitdrukking uit die theorie, die de beweging — *in richting en grootte* — van de kleinste vloeistofdeeltjes afhankelijk van hun plaats in de ruimte vast legt. Deze uitdrukking wordt in het gebruik symbolisch voorgesteld door het woord *Curl*, gevolgd door de letter welke de grootheid aanduidt waardoor de beweging gekenmerkt is.

Wordt bijv. de strooming in een vloeistof door de snelheid van elk deeltje *S* gekarakteriseerd, dan is de beteekenis van de uitdrukking $\text{Curl } S = 0$ deze: dat de vloeistof volgens rechte lijnen stroomt.

Heeft echter *Curl S* een waarde die van nul verschilt, dan wil dat zeggen dat het stroomingsbeeld „in zichzelf gesloten figuren, wervels”, vertoont, terwijl de grootte van *Curl S* een maat is voor de grootte van de wervels: *wervelsterkte*.

Maxwell drukte nu den gedachtengang van *Faraday* op de volgende wijze uit:

$$\text{Curl } E = 1/c \cdot dB/dt \quad (26)$$

Deze wet, die de eerste grondvergelijking van *Maxwell* genoemd wordt, zegt dus: De verandering van de inductie *B* per tijdseenheid dB/dt , is evenredig met de wervelsterkte van het elektrische veld.

Door een toename of afname van het aantal inductielijnen ontstaan er in het elektrische veld wervels en wel zóó, dat de sterkte ervan alléén bepaald wordt door de snelheid waarmede de inductie lijnen optreden of verdwijnen.

Ontstaat nu een verandering van het inductieveld in het inwendige van een geleider, dan is de daarmede verbonden wervel in het elektrische veld, de oorzaak van het ontstaan van een elektrischen stroom.

De eerste evenals de tweede, nog te bespreken, *Maxwell'sche* wet gelden slechts voor zeer kleine ruimtelijke uitgebreidheden. Om het totaal gedrag van de elektrische en magnetische verschijnselen in een uitgebreid lichaam te beschrijven, moeten deze wetten nog aan een *sommatieproces* (Integratie) onderworpen worden, waarbij rekening gehouden wordt met den vorm en de begrenzingen van dat lichaam. De resultaten van een dergelijke sommatie voor zeer speciale gevallen zijn de inductie-wetten zooals wij ze kennen; zie bijv. het vorige artikel No. (7a) en (8a). De wiskundige moeilijkheden zitten meestal in de uitvoering van dit sommatieproces, tenzij men door heel eenvoudige keuze van den vorm van de lichamen, met het oog op de uitvoeren

wiskundige bewerkingen de moeilijkheden kan vermijden.

Speciaal in het geval van de theorie van de wervelstroomen is het sommatieproces al zeer moeilijk. Voor massieve kernen van grootere afmetingen heeft men nog steeds geen oplossing van het probleem. De eerste oplossing die slechts geldt voor een oneindig groote dunne metalen plaat dateert van het jaar 1892 en is gegeven door den grooten Engelschen natuurkundige *J. J. Thomson*¹⁾. In 1907 heeft onze landgenoot *P. Debye*²⁾ aangetoond dat het mogelijk is een oplossing te geven voor het geval van oneindig lange platte metaalstrooken. De formules waartoe deze oplossing leidt, zijn echter van zoodanigen omvang, dat ze voor de praktijk niet meer geschikt zijn. *Debye* heeft echter wel kunnen aantoonen, dat de in de sterkstroom-techniek gebruikelijke empirische formule van *Steinmetz*³⁾ zeer goede benadering geeft.

Teneinde nu een indruk van de wervelstroomen te verkrijgen, is het niet noodig dat we op deze moeilijke kwesties ingaan, doch wel moeten we nog even op den differentiaalvorm (niet gesommeerde vorm) voor een een speciaal geval (verschuivingsstroom = 0) van de tweede wet van *Maxwell* ingaan.

De ontdekkingen van *Oersted* en *Ampère* kon *Maxwell* op een dergelijke wijze door zoo'n betrekking uitdrukken.

$$\text{Curl } H = i/c \quad . \quad . \quad (27)$$

In woorden: De wervelsterkte van een magnetisch veld is evenredig met de dichtheid van den stroom waardoor het ontstaan is.

Hierin is:

H = Magnetische veldsterkte.

i = Electriche stroomdichtheid.

c = Evenredigheidsfactor = lichtsnelheid.

Volgens deze wet behoort dus bij een stroom in een electriche geleider een wervel van het magnetische veld er omheen.

Met behulp van deze twee vergelijkingen is het mogelijk het wezen van de *Foucaults*che stroomen en het *skineffect* iets te verduidelijken.

Denken we, dat we ons met onze twee vergelijkingen (26 en 27) bevinden in het midden van een ferromagnetischen geleider (bijv. in een stuk ijzerdraad), waardoor een gelijkstroom vloeit. We constateeren dat er een wervel in het magnetische veld aanwezig is en dus volgens onze tweede wet (27) moet er een stroom loopen. De wervel verandert niet met den tijd en dus is onze stroom constant. We vinden nu, dat er niets interessants gebeurt en we kunnen zelfs niet eens onze eerste vergelijking (26) toepassen, want de stroom loopt in rechte lijnen en dus is $\text{Curl } E = 0$ wat ons niets nieuws leert.

Nemen we nu eens aan, dat er een wisselstroom doorloopt. We zien, dat plotseeling overal wat gaat gebeuren, de wervels van het magnetisch en ook van het inductieveld (onze geleider was ferromagnetisch) nemen voortdurend in sterkte toe en af, de inductie B wisselt voortdurend van sterkte; we zien nu ook hoe onze 1e vergelijking (26) invloed krijgt en er ontstaan ook wervels in het electriche veld, waardoor de stroom niet meer langs rechte lijnen blijft loopen en zelfs kronkels maakt, die niet meer de kortste weg schijnen te zijn. In één woord de geheele ruimte is vol met beweging en overal wordt het véél warmer dan eerst.

De toestand die nu ontstaan is, wordt dus beheerscht door een wisselwerking tusschen beide *Maxwell's*che vergelijkingen (26 en 27). Deze wisselwerking kan men op tweeërlei wijzen beschouwen: men kan òf den electriche stroom òf het magnetische veld als koppellement aan-

1) Electrician, 1892, p. 599.

2) Z.f. Math u. Phys, Bd. 54, p. 418, 1907.

3) E.T.Z. 12. 62. 1891.

zien. Wiskundig kan dit tot uitdrukking gebracht worden door een van deze twee grootheden uit beide vergelijkingen te elimineeren.

Elimineert men den stroom, ¹⁾ dan komt men tot een vergelijking die alléén magnetische grootheden bevat; in het andere geval verkrijgt men een vergelijking die alléén elektrische grootheden bevat.

De oplossing (sommatie) van beide zoo verkregen vergelijkingen leert ons, dat zoowel het elektrische als het magnetische veld, als golfverschijnselen van buitenaf in den geleider doordringen.

7. Laten we de frequentie toenemen, dan zien we de wervels in het magnetische veld veel vlugger opzwellen en inkrimpen: $\frac{dB}{dt}$ is veel grooter en de verwarring in den elektrischen stroom neemt nog meer toe.

Bij steeds hogere frequentie komt er opnieuw een oogenblik, waarop we aan den stroom iets nieuws waarnemen. In het midden van de ruimte, wordt het bij toenemende frequentie weer stiller; zoowel de elektrische als de magnetische veldsterkten worden zwakker en verdwijnen tenslotte geheel. Begeven we ons van het midden naar den rand van den geleider, dan zien we den stroom weer langzamerhand toenemen en bij den rand vinden we hem op zijn sterkst. Hadden we niet alléén op de stroomsterkte gelet, doch ook op de stroom-phase, dan hadden we gezien, dat ook hier wonderlijke dingen waartenemen zijn. Aan den omtrek van den geleider is de stroom in phase met de E.M.K. Naar binnen toe treedt er een verschuiving op, die wel enkele golven kan bedragen, zoodat op bepaalden afstand van den rand, de stroom tegengesteld aan de E.M.K. gericht kan zijn.

Dit zelfde geldt ook voor de magnetische veldsterkte. Een dusdanig gedrag is met de golfvoorstelling, die we als op-

lossing van de *Maxwell'sche* veldvergelijkingen kregen, zeer duidelijk toe te lichten.

Terwijl bij lagere frequenties het magnetische en elektrische veld als genoeg *ongedempte* golfverschijnselen naar binnen treden, blijken bij hogere frequenties de golven een steeds sterker *gedempt* karakter te vertoonen zoodat èn het magnetisch èn het elektrische veld, reeds na enkele millimeters in de geleider doorgedrongen te zijn, geheel uitgedoofd zijn.

De magnetische en elektrische veldsterkten zijn dan niet meer over de geheele doorsnede van den geleider gelijk. Een „Momentopname” bij hoogfrequentie zouden we als in fig. 10 kunnen schetsen. Hierbij moeten we ons voorstellen dat de magnetische flux loodrecht op het vlak van teekening staat, de gestippelde lijn stelt de doorsnede van een kern voor. Discontinuïteiten bij den overgang van het elektrische veld van de lucht in den geleider hebben we opzettelijk verwaarloosd.

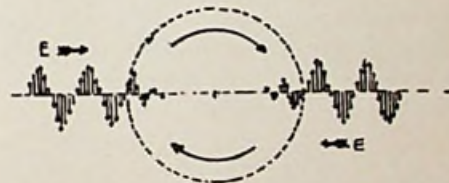


Fig. 10.

Het verloop van het magnetische veld in de kern kunnen we ook in een dergelijke

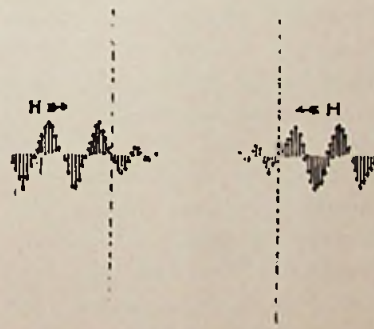


Fig. 11.

¹⁾ Men bedenke dat: $E = \rho i$, zie later (31).

lijke „momentopname” uitbeelden, fig. 11. De gestippelde lijnen geven hier nu de lengte-doorsnede van de kern aan, de wervelstroomlijnen liggen in vlakken loodrecht op de stippellijnen.

Uit deze beide figuren kunnen we de gevolgen overzien die het skineffect zoowel voor den electricchen stroom als voor de magnetische flux heeft.

Wat betreft de magnetische flux zoo zien we in fig. 10, dat het binnenste gedeelte van de kern niet meer meedoet en ten tweede, dat in het gedeelte waarin de magnetische kracht nog kan doordringen, gebieden voorkomen, die zelfs een tegen-gestelde werking uitoefenen. De flux die bepaald wordt door sommatie van de inductie over de geheele ferromagneticum doorsnede, neemt dus sterk af zoodra de verdringing optreedt.

Practisch, electricch gemeten, nemen we dit waar doordat de permeabiliteit schijnbaar kleiner wordt; *Wolman* heeft daarom dan ook het begrip *werkzame of effectieve permeabiliteit* ingevoerd⁵⁾ ten einde bij de constructie van smoorspoelen en transformatoren voor audiefrequenties met deze verschijnselen rekening te kunnen houden

$$U_{\text{eff}} = \frac{1}{d \cdot H} \int_{+\frac{1}{2}d}^{-\frac{1}{2}d} B dx \dots (28)$$

De kritische frequentie is een grootheid die wij de oplossing van de meergenoemde *Maxwellsche* vergelijkingen aan den dag komt. Er treedt daarin een wortelvorm op, waarin o.a. de frequentie van de gebruikte wisselstroom voorkomt. Zoodra deze vorm een waarde 1 of grooter dan 1 aanneemt mag het skineffect niet meer verwaarloosd worden — van dat oogenblik af aan begint ook de effectieve permeabiliteit te dalen. — De waarde van de frequentie waarvoor de wortelvorm = 1 wordt, noemt men nu

de *kritische frequentie*. Voor kernen welke uit dunne platen opgebouwd zijn luidt zij:

$$f_{\text{krit}} = \frac{c}{\pi^2 d^2 \mu_0} \dots (29)$$

waarin: d = plaatdikte,

ρ = spec. weerstand,

μ_0 = permeabiliteit.

c = 30.000.000.000 cm/sec.

Ter verduidelijking geven we een getallenvoorbeeldje. Voor een gebruikelijke radiotransformator is bijv.

$$\mu_0 = 1000 \quad d = 0,03 \text{ cm}$$

$$\rho = 0,1 \times 10^{-1} \text{ ohm}$$

We vinden dan $f_{\text{krit.}} = 33000$ hertz.

Boven deze frequentie begint dus met stijgende frequentie de zelfinductie van smoorspoelen e.d. sterk te dalen.

Voor den electricchen stroom heeft de „verdringing” ten gevolge dat de verliesweerstand van den geleider grooter wordt (term $a\omega^2$ in verg. 2).

8. Overall waar electricche stroomen loopen, is warmteontwikkeling en zijn er dus verliezen aan energie. In dit opzicht leeren we de wervelstroomen kennen als een belangrijke bron van verliezen. Teneinde deze verliezen tegen te gaan, heeft men de kernen van transformatoren, rotors, statoren van motoren en dynamo's niet uit massief materiaal maar uit een groot aantal onderling goed geïsoleerde dunne platen „lamellen” opgebouwd. Dat men dit zelfde principe bij electricche geleiders eerst bij veel hogere frequenties toepast (Litze), vindt zijn oorzaak in het feit, dat de afmetingen van de ferromagnetica zooveel grooter zijn dan die van de in de techniek gebruikte geleiders, maar bovendien en vooral, doordat de wervelstroomen in niet-ferromagnetische lichamen zooveel zwakker zijn. De inductie B is hier zooveel kleiner en dus van zelf de dB/dt .

We zullen nu eerst eens bekijken hoe het komt, dan die onderverdeeling zoo'n

⁵⁾ Z.S. f. Techn. Physik, 1929, pag. 595.

gunstige werking heeft bij de bestrijding van de verliezen. In de meeste boeken wordt volstaan met de vermelding dat vergaande onderverdeeling van de kern het rondlopen van stroomen in die kern onmogelijk maakt. Het is echter niet zonder meer duidelijk, dat de som van de verliezen in elk der platen niet even groot is als de totaal-verliezen in een niet onder verdeelde kern.

Beschouwen we eens twee kernen van cirkelvormige doorsnede met straal r . De eene bestaat uit een massieve staaf en de andere is volgens de regelen der kunst uit van elkaar geïsoleerde platen opgebouwd. Zij worden resp. door de fig. 12 en 13 uitgebeeld.

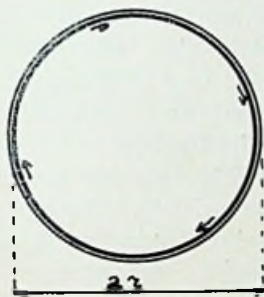


Fig. 12.

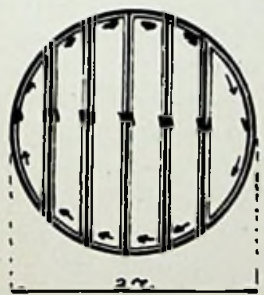


Fig. 13.

We zullen behalve van de ons bekende eerste *Maxwell'sche* wet ook nog gebruik moeten maken van een stelling uit de vloeistof-theorie, die ons van het ietwat onbehaaglijke *) *Curl* moet afhelen.

*) Het begrip *Curl* is in dit artikel inderdaad wat onbehaaglijk daar alle mathemati-

Toegepast op ons geval leert n.l. het *Theorema* van *Stokes*, dat men een doorsnede waarin een werveling van de elektrische veldsterkte heerscht, wat haar werking betreft, mag vervangen door een ringvormigen geleider waarin een stroom loopt, om den rand van die doorsnede; indien het spanningsverval langs dien geleider, gelijk is aan de gemiddelde veldsterkte langs den rand dier doorsnede. De figuren 14 en 15 mogen dit eenigszins gecompliceerd lijkende geval nader toelichten.

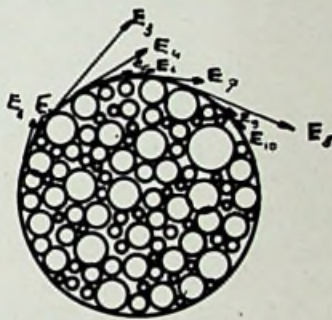


Fig. 14.

$$E_{gem.} = \frac{E_1 + E_2 + E_3 + \dots + E_n}{n}$$



Fig. 15.

In de formule uitgedrukt schrijven wij:

$$\iint \text{Curl } E \, do = \int E \, ds \quad (30)$$

Om dit nu weer in een meer algemeen begrijpelijken vorm te krijgen, nemen we aan dat in ons geval de dB/dt over de geheele doorsnede constant is.

sche eigenschappen er van in dit bestek niet behandeld kunnen worden en dus voor de lezers onbekend verondersteld moeten worden.

Volgens (26) is dan ook de wervelsterkte $\text{Curl } E$ in elk punt van de doorsnede gelijk; maar dan mogen we voor (28) schrijven:

$$\text{oppervlakte doorsnede} \times \text{Curl } E = \\ = \text{omtrek doorsnede} \times E_{\text{gem.}} \quad (30a)$$

of

$$\pi r^2 \text{Curl } E = 2\pi r E_{\text{gem.}} \quad (30b)$$

en volgens (26)

$$\pi r^2 / c \cdot dB/dt = 2\pi r E_{\text{gem.}} \quad (30c)$$

Hierin is dus $2\pi r E$ gelijk aan het totale spanningsverschil in den ring.

Nemen we den specifieke weerstand van den ring gelijk aan dien van de kern $= \rho$ dan is:

$$E_{\text{gem.}} = \rho i \quad (31)$$

$i =$ stroomdichtheid.

Voor ons voorbeeld uit fig. 12 is dit al eenvoudig uit te voeren.

Nu gaan we eens het zelfde doen voor alle segmenten van fig. 13.

$$\text{Som Opp. Segm.} \times 1/c \cdot dB/dt = \\ = \text{Som Omtr. Segm.} \times E_{\text{gem.}} \quad (32)$$

Daar nu de som van de oppervlakken van de segmenten gelijk is aan het oppervlak van den cirkel, is dus het linkerlid gelijk gebleven aan het vorige geval (fig. 12).

De som van de omtrekken is echter vele malen grooter dan die van den cirkel, laten we aannemen n maal grooter, dan kunnen we alles samentrekken.

$$\pi r^2 / c \cdot dB/dt = n 2\pi r (E_{\text{gem.}})_{\text{gem.}} \quad (32a)$$

We krijgen hier een dubbel gemiddelde, omdat de $E_{\text{gem.}}$'s voor elk segment niet gelijk zijn.

Voor ons doel is nu belangrijk, dat waar het linkerlid gelijk aan dat van (30c) is, dus de $(E_{\text{gem.}})_{\text{gem.}}$ n -maal kleiner moet zijn dan in het geval van de massieve kern. Nemen we den specifieke weerstand ook hier weer gelijk ρ , dan moet dus ook de i n -maal kleiner zijn dan te voren.

De verliezen in het oog vattende, merken we op: dat de stroombaan n maal langer geworden is en dus de totale weerstand ook n maal grooter is.

De verliezen: $i^2 r$ zijn dus in verhouding n/n^2 veranderd en dus n maal kleiner en dit was juist wat we aantoonen wilden.

Het zelfde Theorema van Stokes kan ons nog een inzicht geven, hoe bij een zelfde ferromagneticum de verliezen van de frequentie afhangen.

Vervangen wij weer de wervelstromen in een kern door zoo'n equivalenten kringstroom, dan is volgens (30c) en (31):

$$\pi r^2 / c \cdot dB/dt = 2\pi r \rho i \quad (33)$$

Daar nu dB/dt recht evenredig met $B_{\text{max.}}$ en met de frequentie ω is $*$), volgt hieruit de zelfde evenredigheid voor i . De wervelstroom-verliezen zijn dan evenredig met $(\omega B_{\text{max.}})^2$.

De empirisch gevonden formule van Steinmetz luidt dan ook:

$$V_w = \xi \omega^2 B_{\text{max.}}^2 \quad (34)$$

9. We komen nu tot het bespreken van het geval, dat hysteresis en wervelstromen gelijktijdig optreden zooals dat in alle ferromagnetische lichamen gebeurt.

Vervolgen we onder overigens gelijke omstandigheden de gedaante van de hystereselus, zooals deze bijv. door een Braunsche buis zichtbaar gemaakt kan worden, bij toenemende frequentie, dan zien we, dat de lus in oppervlakte toeneemt en dat hij in de omkeerpunten eenigszins wordt afgerond 6).

Volgens de formule van Warburg-Rayleigh (24a) kan dit niet verklaard worden, daar volgens deze, de oppervlakte niet van de frequentie afhangt. Het toegenomen oppervlak laat zich echter grootendeels verklaren door de wervelstroom-verliezen die bij toenemende frequentie een rol gaan spelen.

De nog onverklaarde overblijvende rest van het lus-oppervlak zullen we met

$*$) Als $B = B_{\text{max.}} \cos \omega t$, dan is $dB/dt = \omega B_{\text{max.}} \sin \omega t$.

6) Messkin-Kussmann „Die Ferromagn. Legierungen“ Berlin Julius Springer. 1932 pag. 66.

Jordan ⁷⁾ n awerkingsverliezen noemen. We zien dus, dat de met wisselstroom waargenomen lus niet alléén door de hysteresse ontstaat, doch dat zij alle verliezen weergeeft.

Jordan heeft op nog andere wijze, die we hierna zullen bespreken, de totale ijzerverliezen van een ijzerkernspoel gesplitst in hysteresse- en wervelstroomverliezen. Het bleek hem daarbij, dat niet de volle 100 % van de verliezen verklaard konden worden. De rest schreef hij toe aan een verschijnsel dat alléén bij zwakke velden waargenomen wordt, en dat hij in analogie met in andere gebieden der physica waargenomen verschijnselen „nawerking” noemde.

Hoewel de naam *hysteresse*, die van het Grieksch afgeleid is, en letterlijk „het later komen” beteekent, anders doet vermoeden, speelt de tijd in het hysteresseverschijnsel, in tegenstelling met dat der nawerking *geen* rol. Afhankelijk van de richting waarin een bepaalde veldsterkte bereikt wordt, langs den stijgenden of langs den dalenden tak, neemt de inductie in het ferro-magneticum verschillende waarden aan. Dit is de zuivere hysteresse.

Het zoeven besprokene geldt slechts voor sterke velden; in de radio- en telephoontechniek echter, dus bij heel zwakke velden, blijkt dit niet geheel op te gaan: de tijd gaat nu wel een rol spelen.

Zoo vindt men met een wisselstroom van 50 hertz gemeten, lagere waarden voor de aanvangspermeabiliteit van een kern dan met de ballistische methode ⁸⁾. Verder is het gebleken dat bij zeer zwakke velden de ballistische methode geen juiste resultaten meer geeft, *daar de tijd noodig, voor het tot stand komen van de maximale inductie bij iedere veldsterkte, niet meer verwaarloosbaar is ten opzichte van den slingertijd van den ballistischen galvanometer*.

meter, een voorwaarde die aan het gebruik van dit instrument verbonden is ⁸⁾. Dit laatste kan men aantoonen door bij een meting de ballistische keten (fluxspoeltje) één seconde later te sluiten dan den magnetiseeringsstroom. Er ontstaat dan nog een goed waarneembare uitslag, wat bewijst, dat er nog steeds krachtlijnen bij komen en dus de eindwaarde van de inductie nog niet bereikt is. Dit verschijnsel mag men in geen geval verwarren met de hysteresse. Het moeilijke in deze kwestie is, dat zoowel hysteresse als nawerking gelijktijdig kunnen optreden. *Jordan* ⁹⁾ heeft deze zaak veel overzichtiger gemaakt door aan te nemen dat bij uiterst zwakke velden alléén zuivere nawerking optreedt, terwijl bij sterkere velden alléén zuivere hysteresse waargenomen wordt.

Dat dit vrijwel met de werkelijkheid overeenkomt moge volgen uit de aanhaling van de formule voor de magnetisatielijne uit het vorige artikel:

$$B = \mu_0 H + \nu H^2 \dots (10)$$

waarvan de opsteller *Rayleigh* in zijn oorspronkelijk werk ¹⁰⁾ reeds opmerkte:

„As soon as it ceases to be straight, it ceases to be single !”, waarmee hij doelde op het feit dat zoolang H zeer klein is, de term met H^2 te verwaarloozen is ten opzichte van $\mu_0 H$, d.w.z. het verband tusschen B en H is dan *lineair*, wordt dus door een rechte lijn voorgesteld, de oppervlakte van de „lus” is dan $= 0$, er is *geen hysteresse*.

Begint echter door toename van H de term νH^2 aan invloed te winnen, dan gaat de lijn zich krommen en splitst zich tevens in de twee takken, waardoor de lus een zekere oppervlakte krijgt. Volgens *Jordan* worden nu omdat de H grooter is, de nawerkingseffecten te verwaarloozen ten opzichte van den grooteren hysteresse-invloed.

⁷⁾ E. N. T. Band I. 1924 pag. 7.

⁸⁾ P. C. Hermann Z.S. für Physik 1933 Bd. 84. pag. 565.

⁹⁾ *Jordan* l.c.

¹⁰⁾ *Rayleigh* Phil. Mag. 23 1887 pag. 225.

Afgezien van een klein overgangsgebied kunnen we al gauw spreken van zuivere hystereses. Bij veldsterkten van 4 milliersted en lager, mogen de nawerkingsverliezen niet meer buiten rekening gelaten worden.

De gegevens van de nawerking en de eigenschappen ervan zijn nog zoo weinig bekend, dat het niet mogelijk is van te voren de grootte van de verliezen door berekening te bepalen.

We kunnen ze echter steeds vinden als rest, die overblijft, wanneer de wervelstroom- en hystereseverliezen van de totaal-verliezen afgetrokken zijn.

10. Daar de drie verliesoorzaken hiermede voldoende behandeld zijn, komen we tot de vraag: Hoe komen deze in den verliesweerstand tot uitdrukking?

Voor dit doel zullen we aannemen, dat de spoel waarin we de kern willen onderzoeken een ideale zelfinductie is.

In een dergelijke spoel loopt de spanning 90° vóór bij den stroom; de weerstand is zuiver inductief en de stroom is wattloos.

Voorzien we deze spoel met een ijzeren kern, die we onderzoeken willen, dan moet er energie geleverd worden om de verliezen in de kern te overwinnen. De wattloze stroom levert geen energie: *er treedt dus een wattcomponente op en de spoel vertoont nu een schijnbaren ohmschen weerstand*. De stroom die de spoel opneemt, is nu samengesteld uit de wattlooze- en wattcomponente.

$$\text{Wattlooze componente} = e/\omega L$$

$$\text{Wattcomponente} = e/r_v$$

$$\text{Resultante } i = \sqrt{\left(\frac{e}{r_v}\right)^2 + \left(\frac{e}{\omega L}\right)^2} \quad (35)$$

e = spanning aan de spoel.

L = Zelfinductie.

r_v = Verliesweerstand.

ω = 2π maal frequentie.

Door den invloed van deze verliezen is de stroom nu niet meer 90° achter bij de

spanning, maar een kleinere hoek ϕ . Het verschil noemen we den verlieshoek ε .

Voor de hoek ε vinden wij:

$$\text{Tg } \varepsilon = r_v/\omega L \quad (35a)$$

Daar voor zeer kleine hoeken $\text{Tg } \varepsilon = \varepsilon$ neemt men ook wel de waarde $r_v/\omega L$ en stelt haar = ε_x .

De totale verlieshoek van de spoel kan nu gesplitst worden in de drie verlieshoeken, die elk toekomen aan de verschillende verliesoorzaken.

$$\varepsilon_x = \varepsilon_w + \varepsilon_{II} + \varepsilon_N \quad (36)$$

Daartoe wordt gebruik gemaakt van de verschillende gedragingen van deze aandeelen bij stijgende stroomsterkte of stijgende frequentie. Bij de afzonderlijke behandeling van de verliesoorzaken hebben we al het noodige hiervoor reeds gehad, zoodat we kort kunnen zijn.

De hystereseverliezen bedragen volgens (24a):

$$V_{II} = 4\pi \frac{8}{3} \mu_{amp1} \nu H^3_{max}$$

indien we alle constanten te samen nemen:

$$V_{II} = K H^3_{max} \quad (37)$$

volgens (7) is H_{max} evenredig met i_{max} en dus

$$V_{II} = K_1 i^3_{max} \quad (37a)$$

De verliezen zijn ook uit te drukken door de vorm

$$V_{II} = i^2_{max} r_{II} \quad (37b)$$

waaruit weer volgt:

$$r_{II} = K_1 i_{max} \quad (37c)$$

en ten slotte voor:

$$\varepsilon_{II} = \frac{r_{II}}{\omega L} = K_1 i/L = K_2 i \quad (38)$$

Betreffende de wervelstroomverliezen vonden wij (34)

$$V_w = \xi \omega^2 B^2_{max}$$

en daar B_{max} volgens (7a) weer evenredig is met i_{max} mogen we schrijven:

$$V_w = \xi_1 \omega^2 i^2_{max}$$

Stellen wij dit weer gelijk aan $r_w i^2_{max}$ dan is:

$$r_w = \xi_1 \omega^2 \quad (39)$$

en

$$\varepsilon_w = \frac{r_w}{\omega L} = \xi_1 \omega / L \quad (40)$$

De ε_N volgt uit het verschil.

Uit (38) en (40) volgt nu dat ε_{II} onafhankelijk van ω is terwijl ε_w rechtlijnig van de frequentie afhangt. ε_{II} hangt weer rechtlijnig van de stroomsterkte af en ε_w is er onafhankelijk van.

Met behulp van deze eigenschappen kunnen we ze uit elkaar halen.

Bepalen we ε_T door meting bij verschillende frequenties en bij verschillende stroomsterkten en brengen de resultaten in tekening, dan krijgen we een resultaat als in fig. 16.

lopen evenwijdig. De grootte van dit bedrag is evenredig met de stroomtoename, dus kan het volgens (38) alléén de ε_{II} zijn.

Door de toename voor 1 milli-ampère van onze laagste meting af te trekken, vinden we de lijn voor de stroomsterkte 0 (gestippeld). Deze lijn geeft ons nog de som van de beide overige verlieshoeken, ε_w en ε_N . Bij de frequentie 0 zijn de wervelstroomverliezen ook nihil, de rest is dan nog alleen afkomstig van de naderking ε_N .

Voor een bepaalden stroom en bepaalde frequentie (1 milli-ampère en 6000 hertz) geven de zwarte pijltjes in fig. 16 de

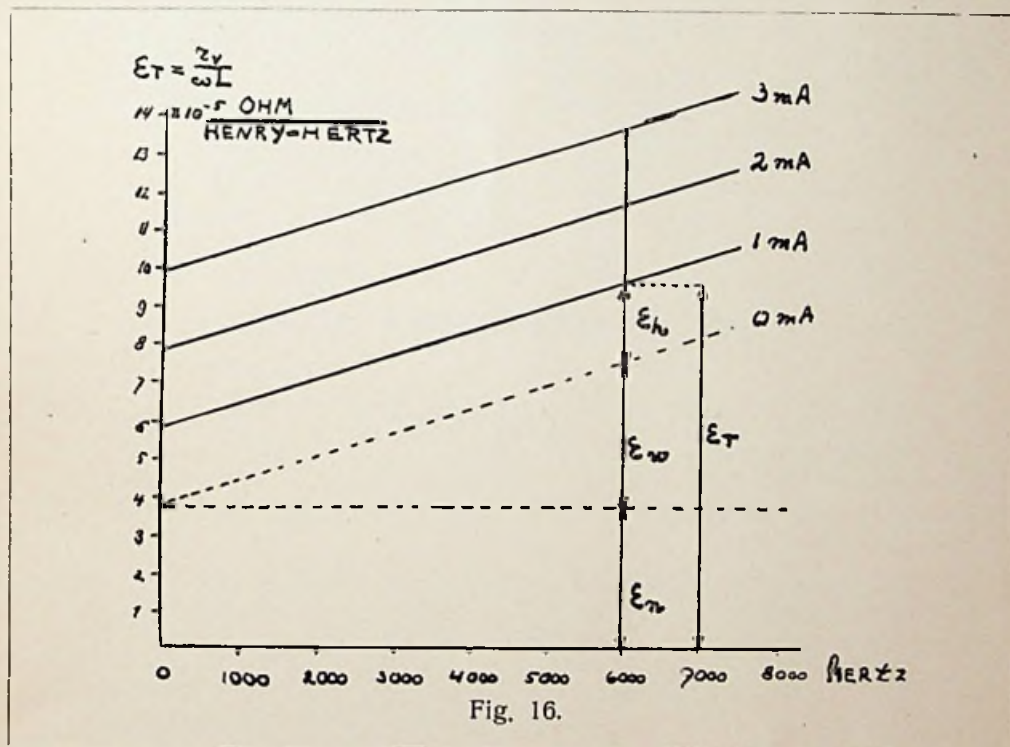


Fig. 16.

We merken op dat naarmate de stroomsterkte toeneemt de lijnen voor gelijken stroom steeds een gelijk bedrag hoger liggen. De toename van de ε_T , gegeven door het hoogteverschil van die lijnen, is voor elke frequentie gelijk want de lijnen

grootte van de verliesmaten aan.

Tot nog toe hebben we met een ideale spoel gewerkt; met een bestaanbare spoel moeten hier nog aan toegevoegd worden de verliezen in de spoel zelf. Meten we de spoel daarvoor eerst zonder kern dan

kunnen deze verliezen bij de meting met kern in mindering gebracht worden om de zuivere kernverliezen te verkrijgen. Bij het laatste moet men, wil men zuiver te werk gaan, wel rekening met de omstandigheid dat de eigenspoelcapaciteit door het aanbrengen van de kern grooter wordt (C in formule 2).

Tenslotte moeten wij nog opmerken dat deze beschouwingen alléén gelden voor een sinusvormige stroom. Worden de kernen gemagnetiseerd tegelĳktĳdig door wisselstroomen van verschillende frequenties dan zijn de verliezen grooter dan de som van de verliezen voor elke frequentie.¹¹⁾ De oorzaak hiervan zit in

¹¹⁾ F. Schröter. Archiv für Electrotechnik 1924. Bd. 13 pag. 30.

een modulatie die optreedt door de hysterese coëfficiënt ν uit de formule van Rayleigh (10).

Wij hebben een en ander besproken over de middelen waarmede wij de fouten van de ijzerkernen opsporen en specificeren. Een volgende keer komen we nog eens terug op de bestaande ijzersoorten en legeringen.

Beknopte cursus Goniometrie

Wegens plaatsgebrek moest het vervolg van den cursus Goniometrie dezen keer blijven liggen. De voortzetting van den cursus komt in het volgend nummer.

EEN VOOR ELKEN VAKMAN ONMIS-
BARE PRACTISCHE HANDLEIDING

DE BESTRIJDING VAN RADIO-STORINGEN

MET 56 AFBEELDINGEN EN TAL
VAN PRACTISCHE VOORBEEDEN

In handig zakformaat - Prijs f 1.50

INHOUD:

- | | |
|---|--|
| 1. Inleiding. | 7. De juiste keuze der hulpmiddelen. |
| 2. Oorzaak en voortplanting van radio-
storingen. | 8. Het vaststellen der benodigde
condensator-waarden. |
| 3. De voornaamste storingsbronnen. | 9. Practische schakelingen. |
| 4. Het opsporen der storingsbronnen. | 10. Het installeren der anti-storings-
hulpmiddelen. |
| 5. Hulpmiddelen ter bestrijding van
radio-storingen. | 11. Eenige montage-voorbeelden. |
| 6. Principiele schakelingen. | 12. De bestrijding van tramstoringen |

UIT DE PERSBEOORDEELINGEN:

RADIO-EXPRES:

. Daarom is dit boekje van nut in handen van iederen radio-installeur, zoowel als in die van elken installateur van elektrische apparaten en van den amateur en luist raar, omdat deze met meer klem voor zijn belangen kan opkomen, wanneer hij kan wijzen op de veelal eenvoudige hulpmiddelen, die voor opheffing van hinderlijke storingen ter beschikking staan

RADIO:

. en wij hopen, dat het uitmuntende en helder geschreven boekje door zeer velen zal worden gelezen en nuttig zal worden gebruikt
. Wij mogen den schrijver dankbaar zijn voor de moeite, die hij zich heeft genomen en die zeker ten volle met succes is bekroond. Het boekje van Veenstra behoort vanaf heden bij iederen radiohandelaar aanwezig te zijn en door hem gelezen en bestudeerd te worden.

HET VADERLAND:

. het is goed, dat ieder de middelen om toestellen storingvrij te maken bij de hand heeft. Dit handige boekje wijst daartoe den weg.

**N.V. UITGEVERSMAATSCHAPPIJ v.h. N. VEENSTRA
LAAN VAN MEERDERVOORT 30 — DEN HAAG**

GECO LAMPEN

De lampen, die ook **INDERDAAD** datgene presteeren, wat men, op grond van de karakteristieken, ervan mag verwachten!

De Heer CORVER schreef in Radio-Expres:

... „Wat dat betreft, zou er veel voor te zeggen zijn als algemeen de methode werd toegepast van den fabrikant der **GECO-lampen**, die niet de uiterste waarden opgeeft maar gemeten waarden bij een veel lagere anodespanning dan de maximale en bij nul roosterspanning. Maxima zou men alleen oscillographisch kunnen bepalen wilde men niet reeds bij de meting de lamp bederven.

Opgaven als die der **GECO-lampen** daarentegen kan men zelf nameten; en dan blijken ze ook te kloppen!”

VRAAGT UITVOERIGE PROSPECTUS MET KARAKTERISTIEKEN BIJ:



**N. V. Algemeene Radio
Import Maatschappij**

Surinamestraat 15
DEN HAAG.

LUXE BANDEN

RADIO NIEUWS 1933

voor hen, die hun losse ex. willen laten inbinden

**Prijs f 1.40 afgehaald
f 1.55 franco per post**

LEVERING UITSLUITEND NA INZENDING VAN HET
BEDRAG AAN HET BUREAU VAN

RADIO-NIEUWS
LAAN VAN MEERDERVOORT 30
DEN HAAG