

TIJDSCHRIFT VAN HET NEDERLANDSCH
RADIOGENOOTSCHAP

DEEL X

OCTOBER 1942

No. 1

Diëlectrische en magnetische verliezen

Symposium van de Nederlandsche Natuurkundige Vereeniging en het Nederlandsch Radio Genootschap, gehouden op Zaterdag 9 Mei 1942 in het Physisch Laboratorium der Rijks Universiteit te Utrecht.

Symposiumcommissie:

Prof. Dr. C. J. Gorter, Voorzitter; Ir. B. D. H. Tellegen, Secretaris; Ir. J. L. van Soest; Prof. Ir. J. C. van Starcken.

	Blz.
Algemeene theorie der diëlectrische en magnetische verliezen	
door R. Kronig	2
Paramagnetische verliezen	
door L. J. Dijkstra	10
Ferromagnetische verliezen	
door J. L. Snoek	17
Diëlectrische verliezen bij hoge frequenties	
door M. Gevers	27
Diëlectrische verliezen in de hoogspanningstechniek	
door G. de Zoeten	36

Algemeene theorie der diëlectrische en magnetische verliezen *)

door R. Kronig

Bij de verliesverschijnselen heeft men algemeen te maken met een induceerende grootheid $X(t)$ en een geïnduceerde grootheid $x(t)$, die in zoodanig verband staan, dat wanneer X als functie van de tijd is gegeven, het verloop van x met t hierdoor wordt bepaald. Bij elastische verschijnselen is X een mechanische spanning en x een deformatie, meer speciaal bij acoustische verschijnselen de druk en de relatieve volumeverandering; bij stroomkringen stelt X de aangelegde spanning en x de in de kring ingetreden lading voor; bij diëlectrische en magnetische verschijnselen is X respectievelijk te identificeeren met de elektrische en magnetische veldsterkte E en H , x met de diëlectrische polarisatie P en de magnetisatie M .

In vele gevallen is de betrekking tusschen X en x van dien aard, dat superpositie van twee verschillende X , b.v. $X_1(t)$ en $X_2(t)$ de superpositie van de hieraan beantwoordende x , d.w.z. $x_1(t)$ en $x_2(t)$ ten gevolge heeft. Een dergelijke relatie ontmoet men in het algemeen bij de elastische en acoustische verschijnselen, mits al te groote amplituden en hieruit voortkomende cavitatie worden vermeden; voorts in een groote klasse van ijzervrije stroomkringen; tenslotte bij de diëlectrische polarisatie in verreweg de meeste diëlectrica en bij de magnetisatie in paramagnetische en diamagnetische stoffen. Meer in het bijzonder is het hier zoo, dat wanneer X de vorm

$$X(t) = X_0 \cos \omega t \quad (1)$$

heeft, $x(t)$ gegeven is door

$$x(t) = x_0' \cos \omega t + x_0'' \sin \omega t, \quad (2)$$

waarbij de verhoudingen

*) Voordracht gehouden op het *Symposium over diëlectrische en magnetische verliezen* te Utrecht, 9 Mei 1942.

$$\frac{x_0'}{X_0} = \chi', \quad \frac{x_0''}{X_0} = \chi'' \quad (3)$$

onafhankelijk van X_0 zijn. χ' en χ'' kan men tot een complexe constante

$$\chi = \chi' - i \chi'' = |\chi| e^{-i\gamma} \quad (4)$$

samenvoegen, met

$$\chi' = |\chi| \cos \gamma, \quad \chi'' = |\chi| \sin \gamma$$

en dus

$$\chi'' = \chi' \operatorname{tg} \gamma. \quad (5)$$

χ'' bepaalt de *verliezen*. De met de tijd veranderlijke grootte X verricht n.l. een arbeid W , die per tijdseenheid gelijk is aan $X(t) \cdot \dot{x}(t)$ en als *warmte* te voorschijn komt. Substitueert men hier voor X en x de uitdrukkingen (1) en (2) en middelt over de tijd, dan vindt men

$$W = \overline{X(t) \dot{x}(t)} = \frac{1}{2} \omega X_0 x_0'' = \frac{1}{2} \omega X_0^2 \chi'' = \frac{1}{2} \omega X_0^2 \chi' \operatorname{tg} \gamma. \quad (6)$$

Wanneer γ gelijk nul wordt, dan verdwijnen de verliezen.

Bij de toepassing op de diëlectrische polarisatie of magnetisatie is χ de complexe elektrische of magnetische *susceptibiliteit*. De zoojuist berekende warmte-ontwikkeling is dan betrokken op de volume-eenheid van het medium. De hoek is te onderscheiden van de in de techniek gebruikelijke verlieshoek δ . Voor deze geldt

$$\varepsilon' = |\varepsilon| \cos \delta, \quad \varepsilon'' = |\varepsilon| \sin \delta,$$

waar $\varepsilon = 1 + 4\pi\chi$ de diëlectrische constante is, terwijl in het magnetische geval inplaats daarvan de permeabiliteit μ treedt.

De grootheden χ' en χ'' zullen in het algemeen functies van ω zijn. Er bestaat echter een relatie tusschen hen, waarvan men de beteekenis het gemakkelijkst als volgt in ziet¹⁾. Men geve X de vorm van een zeer kort durende stoot, d.w.z. men kieze voor $X(t)$ de z.g. deltafunctie, die alleen in onmiddellijke nabijheid van $t = 0$ aanmerkelijk van nul verschillend is,

$$X(t) = \delta(t). \quad (7)$$

Deze functie kan in een Fourierintegraal worden ontwikkeld:

$$\delta(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \cos \omega t \, d\omega.$$

De bijbehorende $x(t)$ is op grond van onze veronderstellingen gegeven door

$$x(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} (\chi' \cos \omega t + \chi'' \sin \omega t) d\omega. \quad (8)$$

Aangezien het verloop van x veroorzaakt wordt door X , en X slechts op het tijdstip $t = 0$ in werking treedt, moet x voor negatieve t verdwijnen. Nu is de eerste term rechts in (8) een even functie in t , de tweede daarentegen een oneven functie, en aan onze eisch is voldaan, wanneer voor $t > 0$

$$\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \chi' \cos \omega t d\omega = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \chi'' \sin \omega t d\omega = \frac{1}{2} n(t) \quad (9)$$

is. Door omkeeren van deze Fourierintegralen volgt enerzijds, dat

$$\chi'(\omega) = \int_0^{\infty} n(t) \cos \omega t dt = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \cos \omega t dt \int_0^{\infty} \chi''(\Omega) \sin \Omega t d\Omega,$$

$$\chi''(\omega) = \int_0^{\infty} n(t) \sin \omega t dt = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \sin \omega t dt \int_0^{\infty} \chi'(\Omega) \cos \Omega t d\Omega$$

is, wat verder

$$\chi'(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\Omega \chi''(\Omega)}{\Omega^2 - \omega^2} d\Omega, \quad (10)$$

$$\chi''(\omega) = -\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega \chi'(\Omega)}{\Omega^2 - \omega^2} d\Omega \quad (11)$$

levert. (10) stelt ons in staat het reële deel van χ te berekenen, wanneer het imaginaire gedeelte voor alle frequenties bekend is, terwijl (11) omgekeerd veroorlooft het imaginaire gedeelte uit het reële te verkrijgen. Anderzijds geeft ons (8) en (9) voor een excita-tie van de vorm (7)

$$x(t) = n(t). \quad (12)$$

Wij zullen $n(t)$ de *nawerkingsfunctie* noemen.

Het belangrijkste geval, waarbij de exciteerende grootheid X en de excitatie x niet meer in de eenvoudige lineaire relatie staan, die wij aan het begin hebben geschetst, ontmoet men bij de ferromagnetica. Hier is slechts aan de gestelde eisch voldaan, wanneer de variatie in de exciteerende veldsterkte zeer gering is. Bij grootere variaties is zelfs voor langzaam veranderlijke velden het magnetisatieproces gedeeltelijk irreversibel.

Voor een exciteerend veld, dat tusschen $-H_1$ en $+H_1$ oscilleert, geldt n.l. gedurende de veldtoename ²⁾

$$M = (\chi' + \frac{\alpha}{4\pi} H_1) H - \frac{\alpha}{8\pi} (H_1^2 - H^2), \quad (13a)$$

gedurende de veldafname

$$M = (\chi' + \frac{\alpha}{4\pi} H_1) H + \frac{\alpha}{8\pi} (H_1^2 - H^2), \quad (13b)$$

zoodat de magnetisatie als functie van H door een lus, de z.g. *Rayleighlus*, wordt voorgesteld, waarvan de begrenzungskrommen kwadratische functies zijn van H . χ' is daarbij de *beginsusceptibiliteit*, α de *constante van Rayleigh*. Hier verdwijnt ook in het grensgeval $\omega = 0$ de door het veld verrichte arbeid, die met het oppervlak van de Rayleighlus evenredig is, niet, en men spreekt dan van *hysteresisverliezen*.

De tot nog toe gegeven discussie gaat niet in op het mechanisme, waardoor verliezen tot stand komen; zij is van zuiver fenomenologische aard. Zij moet aangevuld worden door een onderzoek naar de oorzaak der verliezen op atomistische basis. Daar elastische en acoustische verliezen buiten het kader van dit symposium vallen, beperken wij ons hier verder tot de diëlectrische en magnetische verliezen.

De verliezen in *diëlectrica* ³⁾ zijn van tweeërlei aard. Ten eerste kan het diëlectricum nog enig *geleidingsvermogen* bezitten, dat van elektronische oorsprong kan zijn, zooals bij halfgeleiders, of op ionengeleiding kan berusten, zooals bij electrolyten. De geleiding kan voorts homogeen over de heele stof plaats hebben of tot gebieden beperkt blijven, die zich in een isoleerende omgeving bevinden. Hier ware ook te noemen geleiding, die zich bij zeer hooge spanning in geocludeerde gasresten kan voordoen.

De tweede oorzaak van verliezen is de, bij de oriëntering van permanente dipolen onder invloed van het uitwendige veld optredende, *wrijving* tusschen de dipool en zijn omgeving. Deze werd het eerst door D e b y e onder oogen gezien, die het dipool dragende molecuul als bolletje schematiseerde en de wrijvingskrachten met behulp van de theorie van S t o k e s uitdrukte in de viscositeit van het medium, waarin de dipool zich bevindt. Voor het geval, dat de van de moleculen zelf afkomstige elektrische krachten ten opzichte van het uitwendige elektrische veld verwaarloosd mogen worden, leidt de theorie van D e b y e tot de uitdrukkingen

$$\chi' = \frac{F\chi_0}{1 + \tau^2\omega^2} + (1 - F)\chi_0, \quad (14a)$$

$$\chi'' = \frac{F\chi_0\tau\omega}{1 + \tau^2\omega^2}, \quad (14b)$$

$$n(t) = \frac{F\chi_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (14c)$$

$F\chi_0$ is daarbij het gedeelte der elektrische susceptibiliteit χ_0 bij frequentie 0, dat van de permanente dipolen afkomstig is, $(1 - F)\chi_0$ het van geïnduceerde dipolen afkomstige gedeelte.

Het reële gedeelte van de diëlectrische susceptibiliteit valt met stijgende frequentie monotoon af, terwijl de warmte-ontwikkeling, die volgens (6) met $\omega\chi''$ evenredig is, van nul toeneemt tot een constante waarde in het gebied der hoge frequenties. De nawerking is hier exponentieel; τ heet de *relaxatietijd*. Wij onderstrepen nog eens, dat op grond van de algemeene relaties (9), (10) en (11) ieder van de vergelijkingen (14) de overige twee tot gevolg heeft. Zodoende werd W a g n e r⁴) reeds in 1913 op grond van de veronderstelling der exponentieele nawerking tot de bovengegeven uitdrukkingen χ' en χ'' geleid.

Het door D e b y e aangenomen mechanisme leverde

$$\tau = \frac{4\pi\eta a^3}{kT}, \quad (15)$$

waar η de viscositeit van het medium, a de straal van het dipoolmolecuul, k de constante van B o l t z m a n n, T de absolute temperatuur beteekent. Beide vergelijkingen (14a) en (14b) worden

voor een groot aantal diëlectrica experimenteel bevestigd, terwijl de gemeten relaxatietijden τ volgens (15) veelal redelijke waarden voor de moleculaire radius a leveren. In de latere jaren hebben voornamelijk Debye en Onsager getracht de theorie te verbeteren door naast het uitwendige elektrische veld ook het locale elektrische veld, afkomstig van de aangrenzende moleculen, in zijn werking op een gegeven dipool in rekening te brengen. Deze theorieën hebben ons inzicht in de elementaire processen verdiept.

In het magnetische geval beperken zich de onderzoeken op het oogenblik tot een reeks *paramagnetische zouten*⁵⁾. Hier zijn de elementaire systemen de spins van paramagnetische ionen. Deze spins hebben onder de gelijktijdige inwerking van het elektrische kristalveld en een eventueel aanwezig constant magneetveld een reeks instellingsmogelijkheden. Zij zijn in temperatuurevenwicht over de bijbehorende stationnaire toestanden volgens de wet van Maxwell-Boltzmann verdeeld. Tusschen die toestanden maken zij voortdurend overgangen, eenerzijds vanwege hun magnetische wisselwerking, anderzijds vanwege hun koppeling aan de elastische trillingen van het kristalrooster.

Onder de invloed van een magnetisch wisselveld veranderen de energiewaarden der stationnaire toestanden en daarmee ook de bezettingsgetallen voor evenwicht. Echter heeft het evenwicht tijd noodig om zich in te stellen, daar de twee mechanismen, die daarvoor zorg dragen, niet oneindig vlug werken. De magnetisatie volgt dus het variabele veld met eenige vertraging; er is relaxatie.

Wanneer de magnetische wisselwerking der spins onderling zoo groot is, dat zij met elkander steeds in evenwicht zijn, kan hun evenwicht ten opzichte van het kristalrooster nog aan relaxatie onderhevig blijven. In dit geval, dat door Casimir en Dupré nader is onderzocht, gelden voor χ' en χ'' steeds de eenvoudige betrekkingen (14a) en (14b). In het geval, dat de magnetische wisselwerking van de spins van ondergeschikte aard is, zooals bij met onmagnetische atomen verdunde paramagnetische zouten, zijn de spins slechts individueel aan het kristalrooster gebonden. Hier konden Gorter en Kronig voor χ' en χ'' uitdrukkingen afleiden, die uit meerdere termen van het type (14) met verschillende relaxatietijden bestaan.

Uit het mechanisme der wisselwerking moet voorts het verloop van F en τ als functie van de temperatuur T , de sterkte van het

eventueel aanwezige uitwendige constante magneetveld H_c en de verdunningsgraad van het gebruikte zout volgen. De theorie van Casimir en Du Pré levert hiervoor

$$F = \frac{H_c^2 T \left(\frac{\partial \chi}{\partial T} \right)^2}{C_H \left(\chi + H_c \frac{\partial \chi}{\partial H_c} \right)}, \quad (16)$$

$$\tau = \frac{C_H}{\alpha}, \quad (17)$$

waarbij χ de statische susceptibiliteit, C_H de soortelijke warmte van het spinsysteem en α een warmte-overgangscoefficiënt tusschen spinsysteem en kristalrooster voorstelt. De berekening van deze laatste in zijn afhankelijkheid van de toestandsvariabelen stuit alsnog op moeilijkheden, die men eveneens in het geval ontmoet, dat de spins onafhankelijk van elkaar aan het rooster zijn gekoppeld. Volgens Van Vleck ligt de oorzaak van de discrepanties vermoedelijk hierin, dat althans bij lage temperaturen slechts zeer bepaalde roostertrillingen bij de warmte-uitwisseling kunnen worden betrokken en zodoende ook het kristalrooster niet meer in thermodynamisch evenwicht blijft.

Wat tenslotte de energieverliezen in *ferromagnetica* ⁶⁾ betreft, worden deze eenerzijds veroorzaakt door de in het materiaal door het variabele veld geïnduceerde *wervelstroomen*, een met de macroscopische electrodynamicica te beschrijven effect. Anderzijds heeft het in de hysteresis tot uitdrukking komende irreversibele verloop van de relatie tusschen magnetisatie en veld zijn oorzaak in het plotseling omklappen der elementaire min of meer volledig verzadigde gebiedjes, of het plotseling groeien van een gunstig georiënteerd gebiedje ten koste van één dat ongunstig gericht is. In de *Barkhausensprongen* komt dit discontinue karakter duidelijk naar voren.

Delft, Laboratorium voor Technische Physica.

LITERATUUR:

- 1) Op deze relatie tusschen χ' en χ'' is in verband met de breking en absorptie van straling, dus met de diëlectrische polarisatie, het eerst gewezen door R. Kronig, J.O.S.A. **12**, 547, 1926 en volledig door H. A. Kramers, Atti Congr. dei Fisica, Como 1927, p. 545. Gelijktijdig en onafhankelijk hiervan heeft J. R. Carson soortgelijke

betrekkingen voor het reële en imaginaire gedeelte van de impedantie in een wisselstroomkring met behulp van de operatorenrekening van Heaviside afgeleid; zie zijn boek, *Electric circuit Theory*, 1926, p. 178. De hier gegeven eenvoudige afleiding dank ik aan Dr. J. F. Schouten.

- 2) Lord Rayleigh, *Phil. Mag.* **23**, 225, 1887.
- 3) Zie voor een overzicht het samenvattend bericht van H. Falkenhagen, *Phys. Zs.* **39**, 806, 1938.
- 4) K. W. Wagner, *Ann. d. Phys.* **40**, 817, 1913.
- 5) Zie voor een overzicht het samenvattend bericht van C. J. Gorter, *Phys. Zs.* **39**, 815, 1938.
- 6) Zie b.v. R. Becker en W. Döring, *Ferromagnetismus*, 1939.

Discussie

Ir. Stieltjes merkt op: Het is interessant, dat er een éénduidig verband bestaat tusschen χ' en χ'' , daar het niet bestaat tusschen de modulus $|\chi|$ en de phasehoek γ . Dit is bij een eenvoudig voorbeeld direct in te zien.

Men vergelijkte twee media. Bij het eerste heeft de δ -functie een zeker gevolg, bij het tweede volkomen hetzelfde, alleen komt het gevolg een tijd t later. De $|\chi|$'s zijn dan voor beide media gelijk en γ_2 blijkt gelijk aan $\gamma_1 + \omega t$ te zijn.

Prof. Kronig antwoordt: Vermoedelijk zal de nawerkingsfunctie aan bepaalde wiskundige eischen moeten voldoen om de geldigheid van de relaties tusschen $\chi'(\omega)$ en $\chi''(\omega)$ te waarborgen. Deze eischen zouden wellicht bij een uitgestelde nawerking, zoals hier bedoeld, niet vervuld kunnen zijn.

Paramagnetische verliezen *)

door L. J. Dijkstra

Inleiding.

Het onderzoek naar de paramagnetische verliezen beperkt zich tot een groep van zouten, waarin het magnetisch metaal-ion tot de Fe-groep behoort. Volgens de atoomtheorie zijn alleen die ionen dragers van een magnetisch moment, welke in het bezit zijn van een onvoltooide electronenschil. Bij een vrij ion is het magnetisch moment deels afkomstig van het resulterende baanmoment, deels van de electronespin. In kristalverband ondergaat het echter de invloed van zijn omgeving, vooral van de sterke, inhomogene elektrische kristalvelden. Nu ligt bij de Fe-groep de onvoltooide ($3d$) schil juist aan de oppervlakte van het atoom, terwijl de koppeling tussen baan en spin vrij zwak is. Bij het z.g. inwendige Stark-effect wordt de ontaarding van het baanmoment geheel of gedeeltelijk opgeheven (het invriezen van het baanmoment). Ontstaat daarbij een, wat baanmoment betreft, onmagnetische grondtoestand en is, zoals in de eerste helft van de Fe-groep het geval is, de Stark-splitsing zeer groot ten opzichte van de multipletsplitsing, dan zal men in de grondtoestand met een nagenoeg vrij spinmoment te maken hebben, dat via de spin-baanwisselwerking slechts zeer zwak aan het kristalrooster gekoppeld is.

In dit geval zal de magnetische susceptibiliteit χ , die het quotient van het magnetisch moment M per mol en de veldsterkte H aangeeft, zeer goed de wet van Curie volgen, dus

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T}, \quad \dots \dots \dots (1)$$

waarin C de Curieconstante en T de absolute temperatuur voorstelt.

De verschijnselen in een wisselveld $H = H_0 e^{i\omega t}$ geven aanleiding tot het invoeren van een complexe susceptibiliteit $\chi = \chi' - i\chi''$ (vgl. voordracht Prof. K r o n i g ¹⁾).

*) Voordracht gehouden op het *Symposium over diëlectrische en magnetische verliezen* te Utrecht, 9 Mei 1942.

De warmte-ontwikkeling bedraagt

$$W_{\text{sec}} = \frac{1}{2} \omega \chi'' H_0^2 = \frac{1}{2} \omega \chi' \operatorname{tg} \gamma H_0^2 \quad (2)$$

Voor de techniek hebben de paramagnetische verliezen geen betekenis. Zij zijn van geheel andere orde dan de verwante diëlectrische verliezen, wegens het verschil in grootte-orde tussen $\chi_{\text{magn.}}$ en $\chi_{\text{el.}}$, die bij kamertemperatuur resp. $\approx 10^{-4}$ en 1 c.g.s. eenheden zijn. Deze kleine waarde van $\chi_{\text{magn.}}$ bemoeilijkt het onderzoek zeer, omdat neveneffecten vaak een relatief grote correctie vormen.

Meettechniek.

Wegens het functionele verband tussen $\chi'(\omega)$ en $\chi''(\omega)$ (vgl. de formules van *Kramers* en *Kronig*¹⁾), zou het voldoende zijn om hetzij het gedrag van χ' , hetzij van χ'' volledig na te gaan. In de praktijk is aan elk meestal een afzonderlijke meetmethode verbonden en heeft soms de bepaling van één van beide de voorkeur. We denken b.v. aan het geval van kleine γ , als χ' pas in tweede benadering van de statische susceptibiliteit χ_0 verschilt, terwijl $\chi'' = \chi_0 \gamma$. Is hier de calorimetrische methode de aangewezen weg, voor het onderzoek naar de restsusceptibiliteit $\chi_0(1 - F)$ (zie twee bladzijden verder) is een behoorlijke dispersiemethode zeer geschikt.

De standaardmethode voor de bepaling van χ' is de zwevingsmethode²⁾. Deze berust op de verandering van de zwevingstoon tussen twee bijna op elkaar afgestemde trillingskringen, als in de spoel van één der kringen het paramagnetisch praeparaat gebracht wordt.

Voor de bepaling van de verliezen is naast een brugmethode³⁾ vooral van belang de calorimetrische methode²⁾, waarbij men direct de warmte-ontwikkeling in een hoogfrequent veld meet. De methode is met het oog op het geleidingsvermogen hier alleen geschikt voor lage temperaturen, terwijl men voor de temperatuur-bepaling in een hoogfrequent veld is aangewezen op de gasthermometrische methode, waarbij het vaatje met praeparaat tegelijk als calorimeter en gasthermometerreservoir dient.

Speciaal onderzocht zijn de paramagnetische aluinen, die tot heel lage temperatuur goed de wet van Curie volgen. Het praepa-

raat heeft de vorm van een groot aantal kleine kristalletjes en is dus in zijn geheel isotroop.

Bij het onderzoek gaat men na de frequentie-afhankelijkheid bij verschillende temperaturen en magneetvelden.

Er zijn drie gevallen:

- a. Er is alleen een wisselveld $H = H_0 e^{i\omega t}$.
- b. Het longitudinale geval met $H = H_c + H_0 e^{i\omega t}$, dus met constant veld H_c parallel aan het wisselveld.
- c. Het transversale geval met constant veld H_c loodrecht op het wisselveld.

A priori is te verwachten, dat H_c het effect zal beïnvloeden wegens de kleine waarde van de koppeling tussen spins en kristalrooster, zowel als van de inwendige magneetvelden. In het diëlectrische geval is iets dergelijks niet te verwachten.

Bij de resultaten willen we ons beperken tot de verliesmetingen.

Geval a. In dit geval werden in 1936 voor het eerst hoogfrequent verliezen aangetoond bij een aantal aluinen bij vloeibare waterstoftemperaturen en een frequentie 2×10^7 Hz⁴). Algemeen bleek de warmteontwikkeling:

- 1e. evenredig met ω^2 ,
- 2e. omgekeerd evenredig met T .

De hoek γ is dus evenredig met ω en onafhankelijk van T . De grootte-orde is 0.01 rad. Gaat men uit van de Debye-formule

$$W_{\text{sec}} = \frac{1}{2} \omega \chi'' H_0^2 = \frac{1}{2} \chi_0 \frac{\tau_a \omega^2}{1 + \tau_a^2 \omega^2} H_0^2, \dots (3)$$

dan kan men het effect blijkbaar hiermee beschrijven met een temperatuuronafhankelijke τ_a , mits $\tau_a \omega \ll 1$. Inderdaad blijkt $\tau_a \approx 10^{-10}$ sec. Buiten dit kwadratische grensgeval is (3) voor dit geval nog niet bevestigd. τ_a neemt snel toe bij magnetische verdunning der kristallen met niet-magnetische Al-ionen.

Volgens de theorie is het achterblijven van de magnetisatie bij het veld een kwestie van instelling van het thermodynamisch evenwicht. De verliezen per periode zijn maximaal voor $\omega = 1/\tau$, waarbij τ de insteltijd is. In ons geval moet het mechanisme, dat in een wisselveld voor een heroriëntatie der spinmomentjes zorgt, dus wel zeer snelwerkend en bovendien onafhankelijk van T zijn.

Geval b. De opvallend snelle toename van het effect bij aanleggen van een constant veld is duidelijk te zien in fig. 1. Hierin is voor een bepaalde ω en T de warmteontwikkeling W als functie van H_c aangegeven voor KCr-aluin.

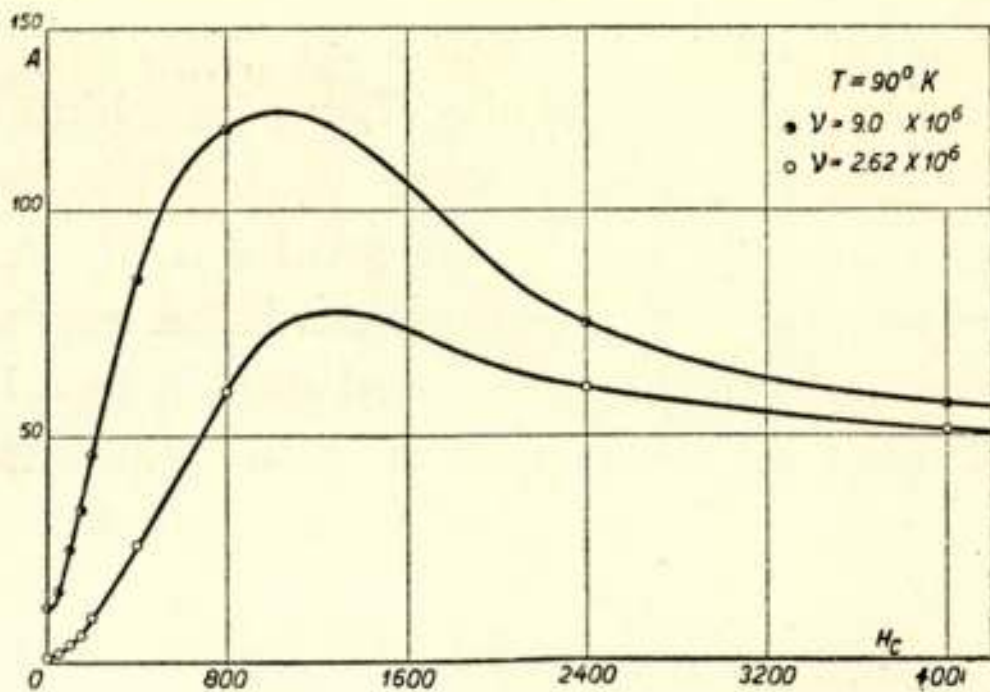


Fig. 1. Paramagnetische verliezen voor KCr-aluin bij 90°K als functie van een longitudinaal veld H_c (A is in de tekst W genoemd).

Een duidelijker overzicht krijgt men in fig. 2, waar W is uitgezet tegen $\log \omega$ voor een bepaalde

H_c en T . De verliezen nemen toe met ω en bereiken voor hoge ω een limiet, die afhangt van H_c en T .

Zien we voorlopig af van de lagere velden ($H_c < 800 \text{ Oe}$), dan zijn de curven behoorlijk voor te stellen door de Debye-formule

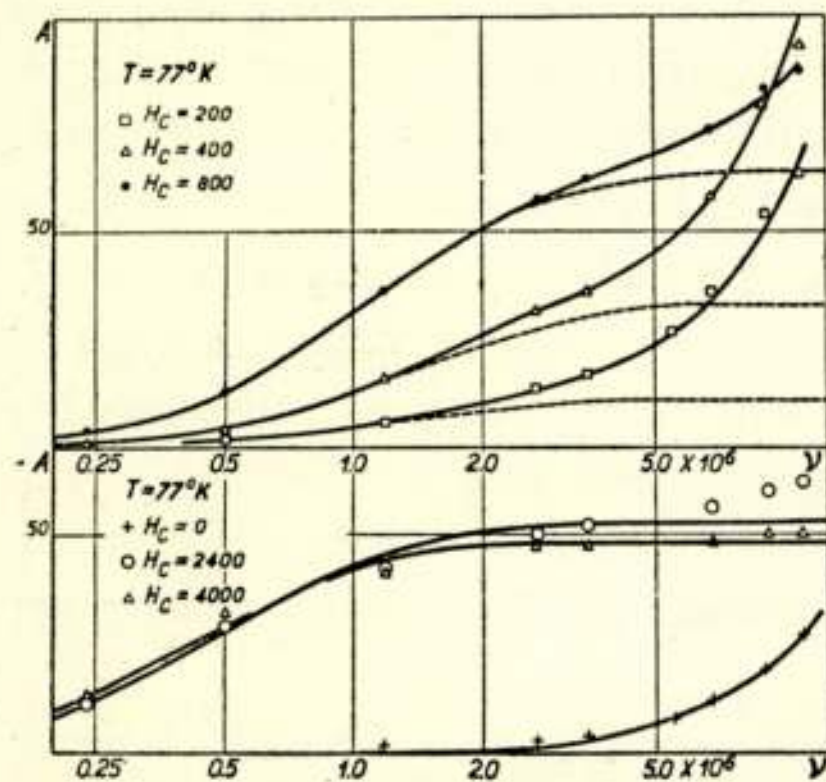


Fig. 2. Paramagnetische verliezen voor KCr-aluin bij 77°K in een longitudinaal veld H_c als functie van de log. der frequentie $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$. De gestippelde lijnen zijn berekend volgens formules (4) en (5).

$$W_{\text{sec}} = \frac{1}{2} F \chi_0 \frac{\tau_b \omega^2}{1 + \tau_b^2 \omega^2} H_0^2 \quad (4)$$

$$\text{met } F = \frac{H_c^2}{\alpha + H_c^2} \quad (5)$$

waarbij α een materiaalconstante dus onafhankelijk van H_c en T is. Deze formele beschrijving geldt zowel bij vloeibare lucht ($77^\circ\text{—}90^\circ\text{K}$) als heliumtemperaturen ($1\text{—}4^\circ\text{K}$). De factor F geeft aan, dat slechts een fractie F van χ_0 aan relaxatie onderhevig is. De restsusceptibiliteit $\chi_0(1 - F)$ vertoont in het onderzochte gebied geen dispersie.

Bij een vergelijking van τ_b met τ_a merken we op, dat $\tau_b \gg \tau_a$

in ons temperatuurgebied. Het dispersiegebied is door H_c „dichterbij gehaald”. $\tau_b \approx 10^{-7}$ en 10^{-2} sec bij resp. lucht- en helium-

temperatuur. τ_b is dus sterk afhankelijk van T . Verder neemt τ_b zwak met toenemende H_c toe en schijnt bij grote H_c tot een limiet te naderen. Magnetische verdunning heeft weinig invloed op de grootte-orde van τ_b . In geval b is dus het mechanisme, dat in een wisselveld het thermodynamische evenwicht tracht in te stellen, van essentieel andere aard dan in geval a . De sterke invloed van T wijst op een typisch wisselwerkingseffect tussen de spins en het systeem der elastische warmtegolven.

Theorie en experiment.

De theorie van de relaxatie voert algemeen tot Debye-formules. We zagen reeds hoe (afgezien van kleine H_c) hiermee een bevredigende beschrijving der meetresultaten mogelijk is. In deze formules treden twee grootheden op n.l. F en τ .

F-waarde. Volgens Casimir en Du Pré geldt

$$F = \frac{H_c^2}{b/C + H_c^2} \cdot \dots \dots \dots (6) *$$

De empirische F -waarde voldoet inderdaad aan een relatie van de vorm (6). De aldus gevonden waarde voor b stemt numeriek vrij goed overeen met de b -waarde uit demagnetisatieproeven. b/C blijkt $\approx 10^6$ Oerstedt². In hoge velden verliest (6) veel van haar betekenis, omdat hier b/C experimenteel vrij onbepaald wordt. Daar deze b/C karakteristiek is voor de theorie van Casimir en Du Pré, is de geldigheid van hun thermodynamische beschouwingen in hoge velden nog niet bewezen.

De relaxatietijden. Door prof. Kronig is reeds gewezen op een tweetal wisselwerkingsmechanismen bij het instellen van het thermodynamisch evenwicht ¹⁾.

De magnetische insteltijd $\tau_m(o)$ is geschat door Waller voor het geval, dat $H_c = 0$. Volgens hem was $\tau_m(o) \approx 10^{-10}$ sec, onafhankelijk van T , hetgeen klopt met de in geval a experimenteel gevonden insteltijd τ_a . Men mag verwachten, dat bij magnetische verdunning $\tau_m(o)$ snel zal toenemen, aangezien de wisselwerking afneemt.

De insteltijd τ_b kan geïdentificeerd worden met een theoretische

*) Formule (6) volgt uit de algemene formule (16) in de voordracht van Prof. Kronig 1) door te stellen $\chi = C/T$ en $C_H = \frac{b + CH^2}{T^2}$.

insteltijd, die berust op de koppeling tussen de spins en het systeem der elastische warmtegolven. Volgens Kronig en Van Vleck vindt deze koppeling plaats via het baanmoment. Zij vonden een relaxatietijd τ_r van de juiste grootte-orde, sterke temperatuur- en zwakke veldafhankelijkheid. Zijn hun opvattingen juist, dan moet men verwachten, dat τ_r zeer klein zal zijn in de tweede helft van de Fe-groep (zie inleiding). Dispersiemetingen hebben dit inderdaad uitgewezen ⁵).

We willen tenslotte nog opmerken, dat voor kleine velden (0 — 800 Oe) formules (4) en (5) niet meer toereikend zijn voor frequenties groter dan 10^6 Hz, zie fig. 2. Dit is te verwachten, immers als H_c tot nul nadert, verdwijnt de absorptie volgens formule (4), terwijl een essentieel nieuw effect volgens formule (3) te voorschijn komt ⁵).

Geval c. Uit fig. 3 blijkt, dat in een transversaal veld H_c de verliezen snel afnemen, maar een restwaarde schijnen te vertonen, die zeer langzaam afneemt ⁶). Het effect laat zich beschrijven met de empirische formule

$$W_{\text{sec}} = \frac{1}{2} \chi_0 \tau_c \omega^2 H_0^2 \quad (7)$$

τ_c hangt niet af van T , maar neemt af met toenemende H_c .

Het constante veld brengt een Zeemansplitsing tot stand en een hoogfrequent wisselveld, dat loodrecht daarop georiënteerd is, kan overgangen tussen de Zeemanniveau's te weeg brengen. Neem b.v. het geval van een spin met $S = \frac{1}{2}$ dus met twee Zeemanniveau's E_1 en E_2 ($E_2 > E_1$). Het bestaan van een zekere overgangswaarschijnlijkheid A_{21} van E_2 naar E_1 veroorzaakt een verbreding van de absorptielijn, waardoor de spin ook reageert op andere frequenties dan de resonantiefrequentie $\omega_0 = \frac{4\pi\mu_0 H_c}{h}$ ($\mu_0 =$ Bohrmagneton) van het „ongedempte” systeem. De absorptie bedraagt nu, als N het aantal spins is,

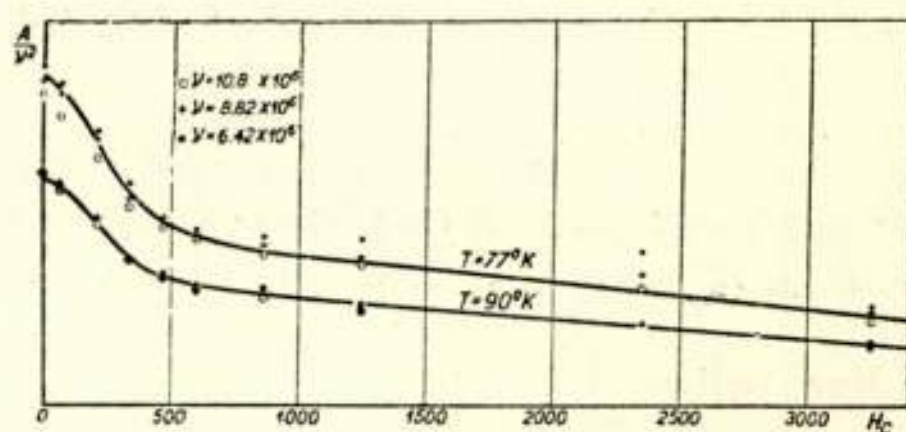


Fig. 3. Paramagnetische verliezen voor KCr-aluin als functie van een transversaal veld H_c .

Verticaal is uitgezet $\frac{4\pi^2 W}{\omega^2}$.

$$W_{\text{sec}} = \frac{N\mu_0^2}{4kT} \cdot \frac{A_{21}\omega^2(\omega_0^2 + \omega^2)}{A_{21}^2\omega^2 + (\omega_0^2 - \omega^2)^2} \cdot H_0^2 \dots (8)$$

of voor $\omega \ll \omega_0$

$$W_{\text{sec}} = \frac{N\mu_0^2}{4kT} \cdot \frac{A_{21}\omega^2}{\omega_0^2} H_0^2 \dots (9)$$

$$\text{Uit (7) en (9) volgt } \tau_c = \frac{A_{21}}{\omega_0^2} \dots (10)$$

Men mag dus verwachten, dat bij toenemende H_c de verliezen betrekkelijk snel tot nul naderen. Waarneming van het absorptie-maximum der verbrede spectraallijn zal slechts mogelijk zijn met behulp van golflengten van omstreeks 10 cm of korter. Proeven hiertoe zijn in voorbereiding.

Amsterdam, Zeeman-laboratorium.

LITERATUUR:

- 1) R. Kronig, Ned. T. Natuurk. **9**, 402, 1942.
- 2) F. Brons, Diss. Groningen, 1938.
- 3) F. K. du Prè, Diss. Leiden, 1940.
- 4) C. J. Gorter, Physica, **3**, 503, 1936.
- 5) P. Teunissen en C. J. Gorter, Physica, **7**, 33, 1940.
- 6) L. J. Dijkstra, C. J. Gorter en O. van Paemel, Physica, **9**, 673, 1942.

Discussie

Prof. Casimir merkt op: *a*) Bij heliumtemperatuur is de formule van Casimir en Du Prè ook voor lage velden in overeenstemming met de waarnemingen. Dit is ook wel te begrijpen: de twee relaxatieverschijnselen liggen vele orden van grootte verder uiteen. *b*) De spin soortelijke warmte b/T^2 is in het heliumgebied vergelijkbaar met de s.w. van het rooster en kan door directe calorische metingen worden bepaald. Bij temperaturen van 70° K of meer is ze minder dan één millioenste van de totale s.w. en het is merkwaardig, dat men haar door metingen bij hoge frequenties toch kan vinden.

Drs. Dijkstra antwoordt: In verband met opmerking *a*) wil ik erop wijzen, dat, om het temperatuuronafhankelijke relaxatieverschijnsel, dat optreedt bij hoge frequenties ($> 10^6$ Hz) en hoort bij de magnetische wisselwerking tusschen de spins, te bestudeeren, het ook aanbeveling verdient om bij heliumtemperatuur te gaan meten. Juist omdat de spin-roosterrelaxatietijd hier zoo groot is, zijn de verliezen volgens formule (4) praktisch niet waar te nemen.

Ferromagnetische verliezen ¹⁾

door J. L. Snoek

A. De wervelstroomverliezen.

Om deze verliezen laag te houden, is het bij lage frequenties voldoende om het materiaal te lamelleeren. Bij de netfrequentie is een dikte van 0,5 à 0,35 mm gebruikelijk. Voor hogere frequenties zijn geringere dikten noodig, hetgeen tot kostbare procédés voert.

In de nabijheid van een luchtspleet of inhomogeniteit loopen de krachtlijnen tengevolge van de zijdelingsche strooiing niet evenwijdig aan de begrenzende vlakken. De daarbij optredende normaalcomponent op het vlak van de lamel geeft aanleiding tot zeer groote verliezen ²⁾ ³⁾.

Bij radiofrequenties hebben de genoemde moeilijkheden aanleiding gegeven tot de vervaardiging van uit kleine korreltjes opgebouwde magnetische kernen (zgn. poeder- of massakernen). Deze korreltjes zijn van een isoleerende laag voorzien, welke zoo dun mogelijk moet zijn.

B. De hysteresisverliezen.

Tengevolge van de hysteresis treden niet alleen extra verliezen op, maar ook wordt daardoor de permeabiliteit afhankelijk van de magnetische voorgeschiedenis en van de veldsterkte. Dit laatste brengt weer de zoogenaamde niet-lineaire vervormingen mede, die vooral in de telefoontechniek zoo ongewenscht zijn.

De hysteresisverschijnselen zijn zoozeer karakteristiek voor een ferromagnetische stof, dat men zich ferromagnetisme zonder hysteresis ternauwernood kan voorstellen.

Toch weten wij thans, dat de hysteresis, theoretisch althans, een secundair kenmerk is, en ook practisch is men erin geslaagd om stoffen te maken, waarvan de permeabiliteit aan de te stellen eischen van constantheid voldoet.

1) Voordracht gehouden op het *Symposium over diëlectrische en magnetische verliezen* te Utrecht, 9 Mei 1942.

2) W. E. Ruder, *Trans. Am. Inst. Mining Engineers*, **47**, 569, 1913.

3) G. C. Richer in „Magnetism”, London, 1938, pag. 19.

Bij de hoogpermeabele stoffen, die men voor krachttransformatoren en laagfrequenttransformatoren gebruikt, streeft men naar een volkomen zuiver homogeen en spanningsvrij materiaal, hetgeen zijn eigenaardige moeilijkheden oplevert bij de bewerking en verwerking. Zoo weet men bijvoorbeeld, dat bij siliciumijzer een groote korrel gewenscht is. Anderzijds nemen daardoor de wervelstroomen toe en vooral de bewerkbaarheid neemt af ¹⁾. Een éénkristal is niet behoorlijk te ponsen. Ook speelt het kostenvraagstuk bij de zuivering der uitgangsmaterialen een groote rol.

Bij nikkelijzerlegeeringen, zooals b.v. het permalloy, heeft men de grootste moeite om de goede magnetische eigenschappen, zooals die na het gloeien verkregen zijn, bij de montage van de kern niet weer verloren te doen gaan.

Bij Krarupkabels, waar men een magnetische omhulling toepast ter verhooging van de zelfinductie, wordt om deze reden de gloeiing ter plaatse uitgevoerd.

Eleganter is het de inwendige spanningen, die er in bewerkte materialen altijd zijn, te benutten en dienstbaar te maken aan het doel. Zulks is gelukt bij de laagpermeabele kernmaterialen isoperm ²⁾ en fernicube ³⁾, welke ten bate van de telefoontechniek ontwikkeld zijn en die een zeer lage hysteresis bezitten.

Beide materialen zijn anisotroop gemaakt door het walsen. Bij het isoperm is verder een wezenlijk element, dat het nikkelijzer vóór het walsen koper in oververzadigde oplossing bevat. Bij het walsen komt het tot een anisotrope uitscheiding van dit koper, waardoor krachten in het materiaal ontstaan, die de elementaire magneetjes loodrecht op het vlak van de band doen staan.

Bij het fernicube is de toestand anders. Het uitgangsmateriaal is daar een homogene nikkelijzerlegeering. Door een combinatie van walsen en gloeien wordt een nikkelijzerband ter dikte van 100 μ verkregen, die de structuur heeft van een éénkristal, dat met de kubusassen langs de hoofdrichtingen van de band ligt. In deze band, die in werkelijkheid uit duizenden kleine kristalletjes bestaat, die echter alle met groote benadering dezelfde stand innemen, is reeds een zwakke voorkeur voor de drie hoofdassen aan-

1) Zie noot 3 vorige bladz.

2) O. Dahl und J. Pfaffenberger, Z. techn. Phys. **15**, 99, 1934.
M. Kersten, Z. techn. Phys. **15**, 249, 1934.

3) W. Six, J. L. Snoek en W. G. Burgers, De Ingenieur, **49**, 1, 1934.

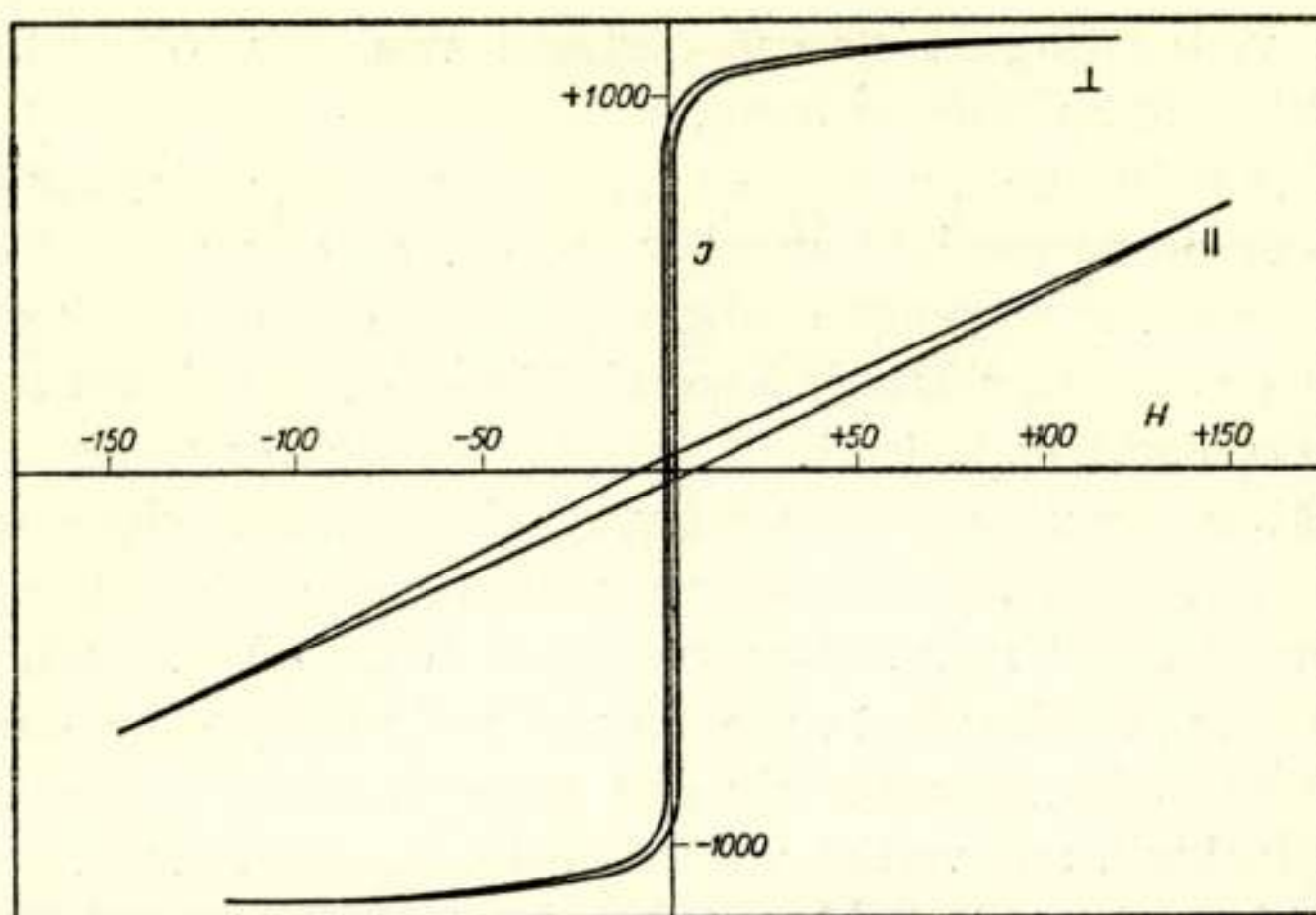
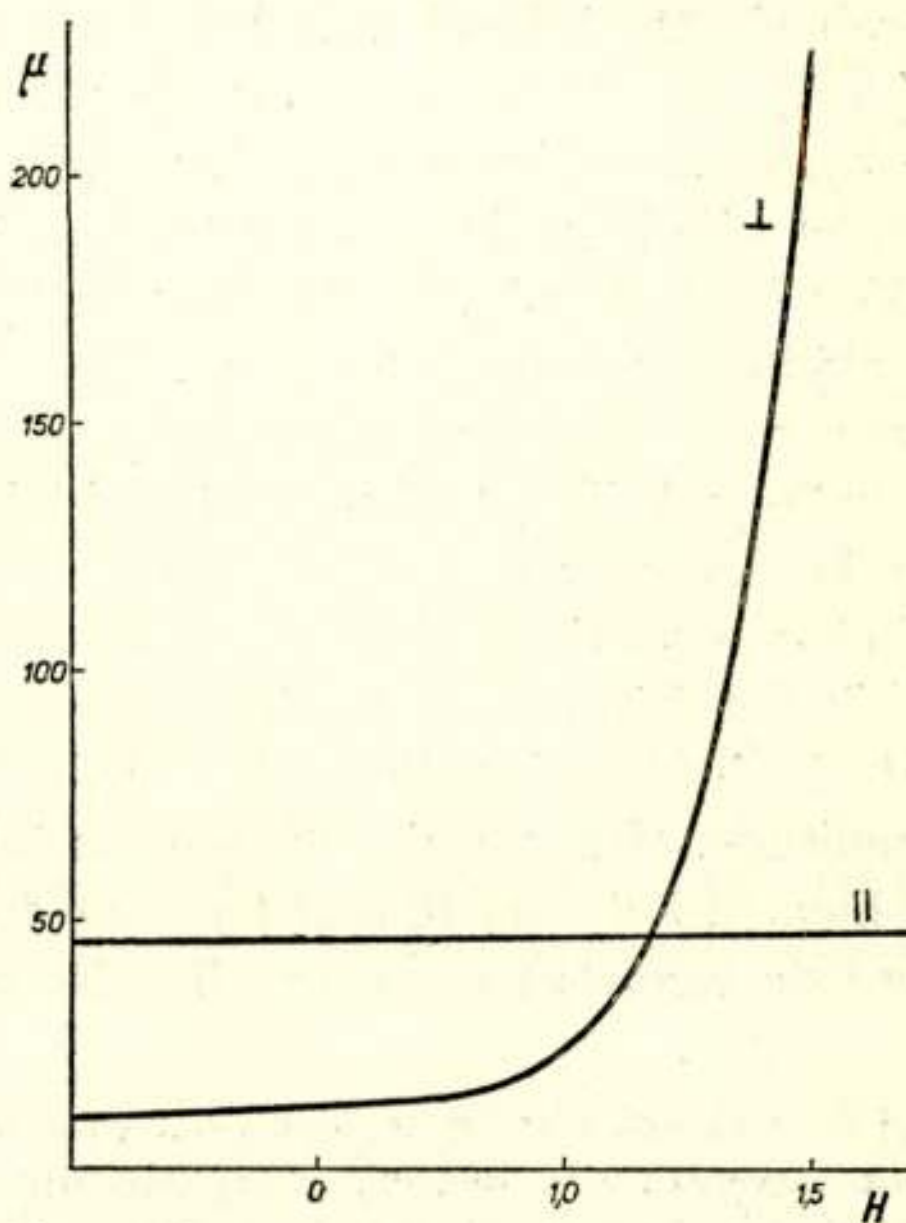


Fig. 1. Magnetisatiecurve voor de twee hoofdrichtingen in de fernicubeband. In de lengterichting is de curve vlak, in de dwarsrichting zeer steil.

wezig. Bij het daaropvolgende uitwalsen tot 50μ worden twee van deze voorkeursrichtingen onderdrukt, terwijl een derde, nl. degene, die evenwijdig ligt aan de as van de walsrollen tijdens het walsen, gehandhaafd blijft. Dit hangt vermoedelijk samen met het optreden van storingen langs de twee andere richtingen, terwijl in de richting van de walsrollen de samenhang gewaarborgd blijft.

Men ziet aan de magnetisatiecurven voor de twee richtingen in de band (fig. 1), in het bijzonder aan het gedrag van de aanvangspermeabiliteit (fig. 2) onmiddellijk het groote verschil in eigenschappen voor deze twee richtingen en de

Fig. 2. Verloop van de permeabiliteit met de veldsterkte voor de twee hoofdrichtingen in de fernicubeband.



groote verbetering in de constantheid van de permeabiliteit in de lengterichting van de band.

Bij het fernicube wordt bovendien nog een nagloeijing toegepast, waardoor de permeabiliteit stijgt tot ca. 80 met behoud van de constantheid. Dit brengt een sterke vermindering van het kernvolume en daardoor van de koperverliezen teweeg, die tot een zeer compacte constructie leidt.

Over een ingenieuze toepassing van richtingsafhankelijke hysteresis-eigenschappen bij permanente magneten, welke tot een verbetering van het magnetisch vermogen ($B-H_{\max}$) met een factor drie hebben geleid, willen wij in dit verband niet spreken, daar hier van verliezen in eigenlijke zin niet gesproken kan worden en, zoo men dit al wil, alle verlies hier te boeken is als winst ¹⁾.

In het voorgaande hebben wij ondersteld, dat lage hysteresisverliezen en een constante permeabiliteit twee begrippen zijn, die elkaar dekken. Dat dit zoo is, volgt uit de relatie van R a y l e i g h ²⁾:

$$\Delta B = a \Delta H \pm b (\Delta H)^2, \quad (1)$$

waaruit blijkt, dat de hysteresislus bij de in de telefonie gebruikte lage inducties ontstaat door superpositie van een rechte lijn en een parabool. De inhoud van het omsloten vlak is evenredig met $b (\Delta H)^3$ en de toename van de permeabiliteit, evenals de met de hysteresisverliezen samenhangende niet-lineaire vervormingen, worden alle bepaald door de term met de constante b .

Zou b exact nul zijn, dan was de hysteresis afwezig en de permeabiliteit volkomen constant. Hoe dicht bij het fernicube dit ideaal reeds benaderd wordt, moge blijken uit de opmerking, dat de in de praktijk gebruikte hysteresislus bij een getrouwe afbeelding een km hoogte zou moeten hebben, wilde men bereiken, dat in het midden de verticale afstand van de twee takken een cm bedraagt!

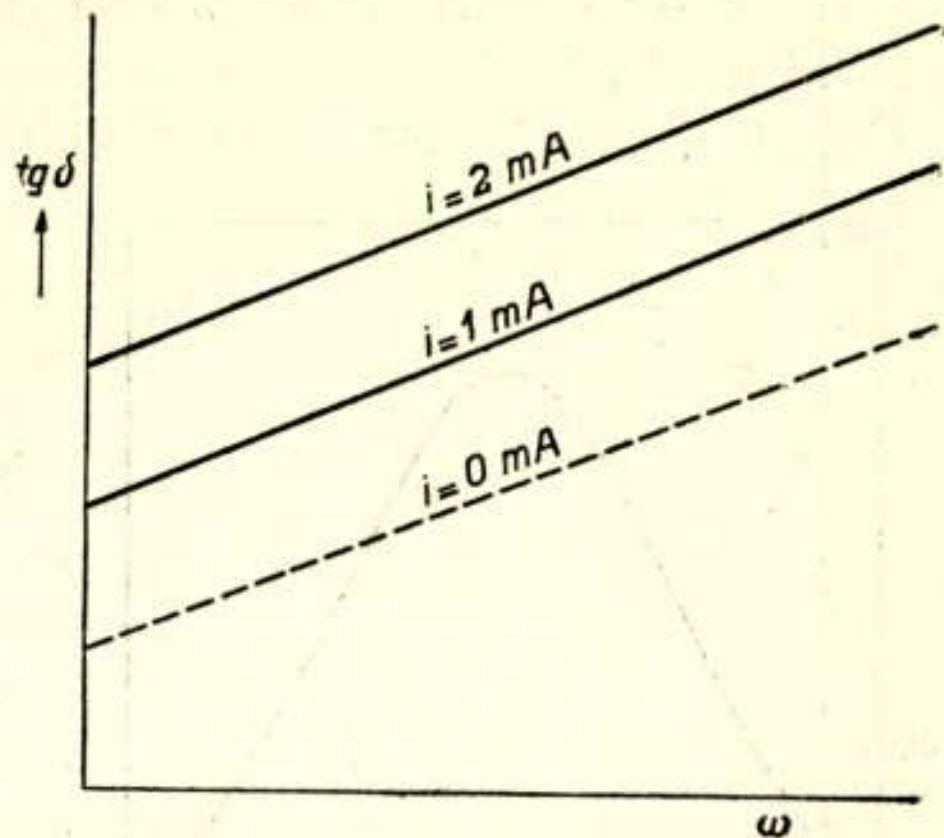
Uit het feit, dat de verliezen evenredig zijn met $(\Delta H)^3$, volgt, dat de hysteresisverlieshoek lineair toeneemt met toenemende amplitude. Men gebruikt dit feit om tot een splitsing der verliezen te komen. Zet men $\operatorname{tg} \delta$ af tegen de frequentie ω , dan vindt men voor de wervelstroom een lineaire toename met ω en voor de

1) B. J o n a s en H. J. M e e r k a m p v a n E m b d e n, Nieuwe staalsoorten van groot magnetisch vermogen, Ph. Techn. Tijdschrift, 6, 8, 1941.

2) R. B e c k e r en W. D ö r i n g, Ferromagnetismus, Berlijn 1939, pag. 218.

hysteresis een constant bedrag (fig. 3), waarvan men verwacht, dat het met afnemende amplitude tot nul zal naderen.

Bij amplitude nul verwacht men dus een lijn, die door de oorsprong gaat, daar voor $\omega = 0$ en $H = 0$ beide verliezen nul zijn. In de praktijk houdt men bijna steeds iets over. Het overblijvende deel wordt aan een derde oorzaak toegeschreven, die nawerking wordt genoemd (fig. 3)¹⁾.



C. De nawerkingsverliezen.

In de algemeene inleiding door Prof. Kronig²⁾ werd reeds de samenhang gegeven tusschen de vorm van de nawerkingsfunctie $n(t)$ en het gedrag bij een periodiek wisselende belasting.

Uit de uitdrukkingen

$$\chi' = \frac{F\chi_0}{1 + \omega^2\tau^2} + (1 - F)\chi_0, \quad (2)$$

$$\chi'' = \frac{F\chi_0\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (3)$$

$$n(t) = \frac{F\chi_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (4)$$

die men daar onder 14a, b en c vermeld vindt voor de eenvoudigst denkbare nawerkingsfunctie (een e -macht met een relaxatietijd τ), leidt men gemakkelijk af, dat de verlieshoek in dit geval de volgende eenvoudige, symmetrische vorm aanneemt:

$$\text{tg } \delta = \text{tg } \delta_{\text{max}} \cdot \text{sech } \ln \omega t. \quad (5)$$

1) Loc. cit. Becker en Döring, pag. 258.

2) R. Kronig, Ned. T. Natuurk. 9, 402, 1942.

De functie $y = \text{secans hyperbolicus } x = \frac{2}{e^x + e^{-x}}$ heeft de gedaante van een klokkromme, die ter weerszijden van $x = 0$ op symmetrische wijze afvalt van 1 naar 0 (fig. 4).

Gevallen, waarin de verlieshoekcurve inderdaad deze een-

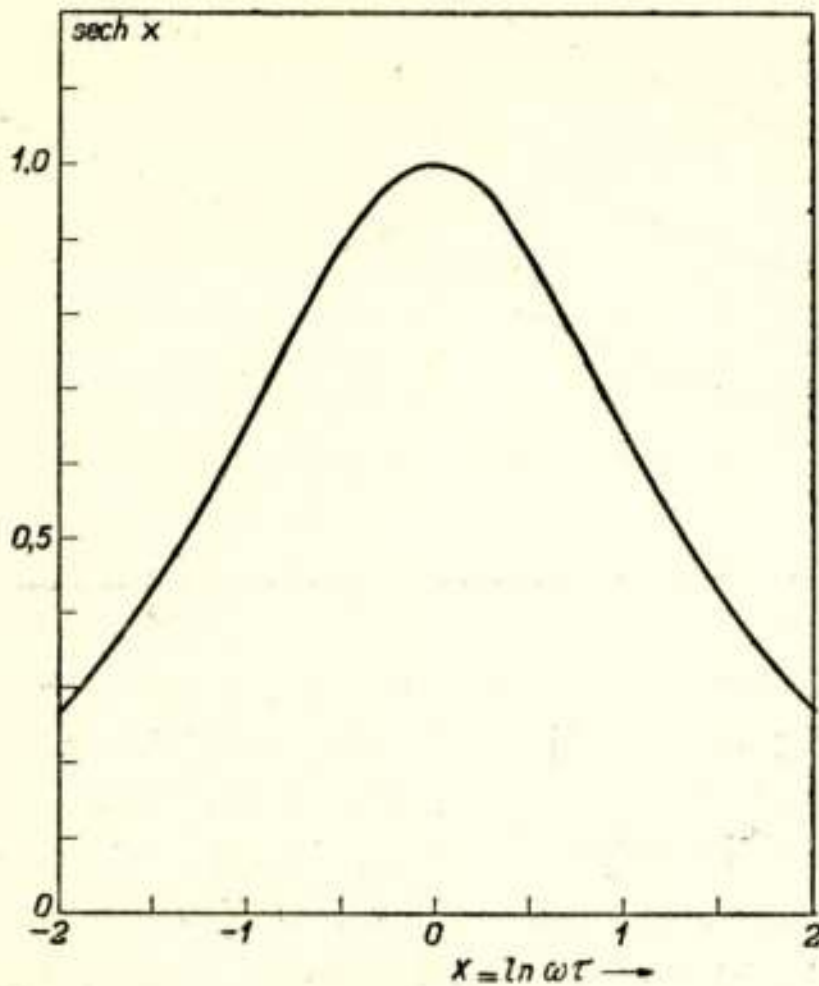


Fig. 4. De kromme $y = \text{secans hyperbolicus } x = \frac{2}{e^x + e^{-x}}$

voudige vorm heeft, hebben onze bijzondere belangstelling, omdat zij wijzen op een bijzonder eenvoudige vorm van $n(t)$.

Bij vele technische diëlectrica en bij technische ferromagnetica blijft er na onderdrukking van de andere, naar aard en oorsprong bekende, verliezen een kleine restterm over, die beschreven kan worden door een $\text{tg } \delta$, welke in een groot gebied practisch onafhankelijk is van de frequentie. Er bestaat geen andere mogelijkheid om deze restterm te interpreteren dan door te onderstellen, dat in de nawerkingsfunctie alle

mogelijke waarden van τ vertegenwoordigd zijn en wel zoodanig, dat $\rho(\tau)d \ln \tau$ een constante is. De physische interpretatie van een dergelijke ingewikkelde nawerking is nog duister.

Nu bestaat er echter bij ferromagnetica, die ijzer als hoofdbestanddeel bevatten, nog een speciaal type van magnetische nawerking, dat van de zooeven beschrevene verschilt:

- 1) doordat onder geschikte omstandigheden $\text{tg } \delta$ zeer groote waarden aanneemt (tot 45° toe),
- 2) doordat hier de eenvoudige formules met slechts een relaxatietijd τ met groote benadering opgaan.

Hier is dus een zeer specifiek en eenvoudig effect ontdekt, dat zich goed laat bestudeeren.

Een nadere analyse heeft bovendien de chemisch-kristallografische oorzaak doen zien in de aanwezigheid van kleine hoeveelheden stikstof en koolstof in vaste oplossing.

Een karakteristieke trek in het verschijnsel is verder de enorme temperatuurafhankelijkheid van de relaxatietijd ¹⁾).

Men vindt, dat τ als functie van de absolute temperatuur T de vorm heeft

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{Q}{T}}, \quad (6)$$

waarin τ_0 van de orde van 10^{-14} sec is en Q van de orde van 10.000°K . Substitueert men (6) in (5), dan ontstaat

$$\text{tg } \delta = \text{tg } \delta_{\text{max}} \text{sech} \left(\frac{Q}{T} + \ln \omega \tau_0 \right) \quad (7)$$

Hieruit blijkt, dat bij constant gehouden ω de grootheid $\text{tg } \delta$ uitgezet tegen $1/T$ de gedaante moet hebben van de secans hyperbolicus.

Zulks is inderdaad met eenige benadering voor de magnetische nawerking het geval (fig. 5); veel strenger gaat de relatie ²⁾ echter op voor de elastische nawerking ³⁾, die blijkens de metingen altijd met de magnetische gepaard gaat (fig. 6).

Ofschoon de elastische nawerking als zoodanig niet op het program van dit symposium vermeld staat, blijkt het in dit geval onmogelijk om ze geheel buiten de discussie te houden.

In het speciale geval, dat wij hier wenschen te bespreken, is het mechanisme van de elastische nawerking duidelijk en blijkbaar een

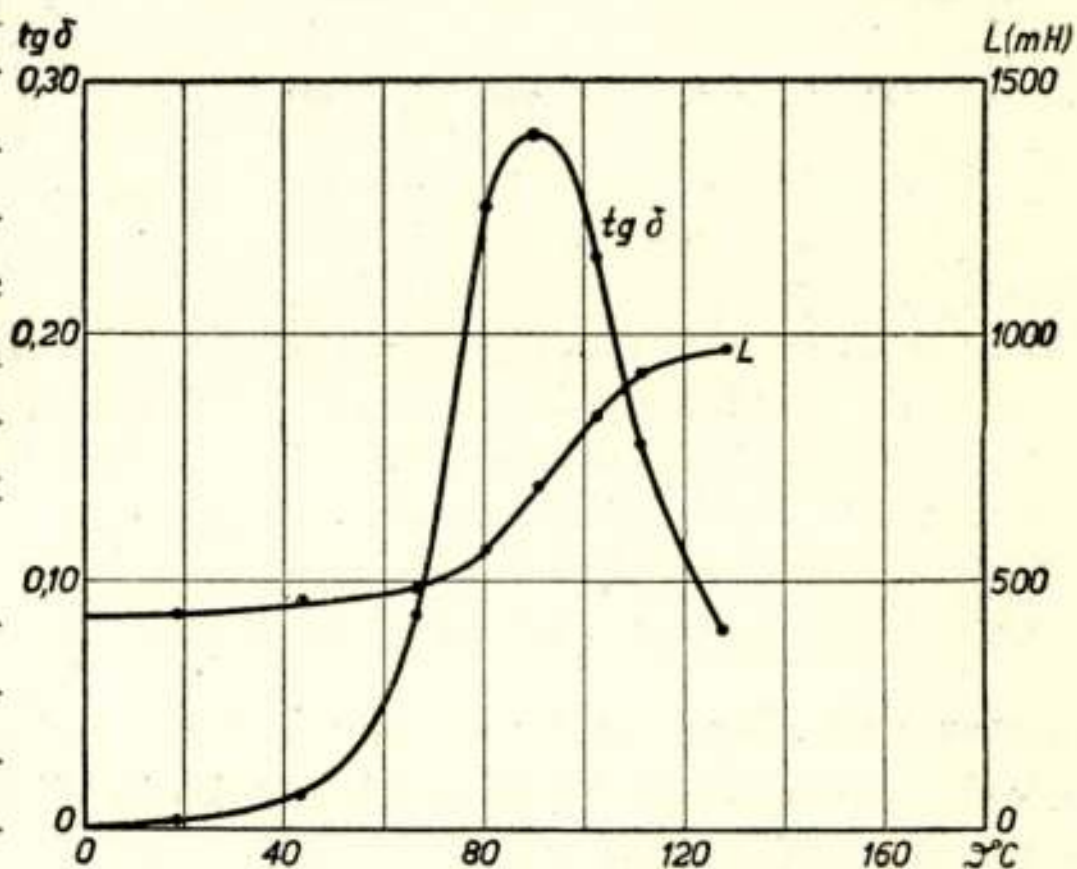


Fig. 5. Verlieshoek en aanvangspermeabiliteit van een ijzerpreparaat, dat koolstof in vaste oplossing bevatte, gemeten als functie van de temperatuur.

1) Loc. cit. Becker en Döring, pag. 262; J. L. Snoek, Physica 5, 663, 1938; 8, 711, 1941.

2) Loc. cit. Becker en Döring, pag. 258.

3) G. Richter, Ann. Phys. 26, 605, 1937; J. L. Snoek, Physica 6, 591, 1939.

gevolg van een verplaatsing der opgeloste deeltjes in het rooster onder invloed der elastische deformatie.

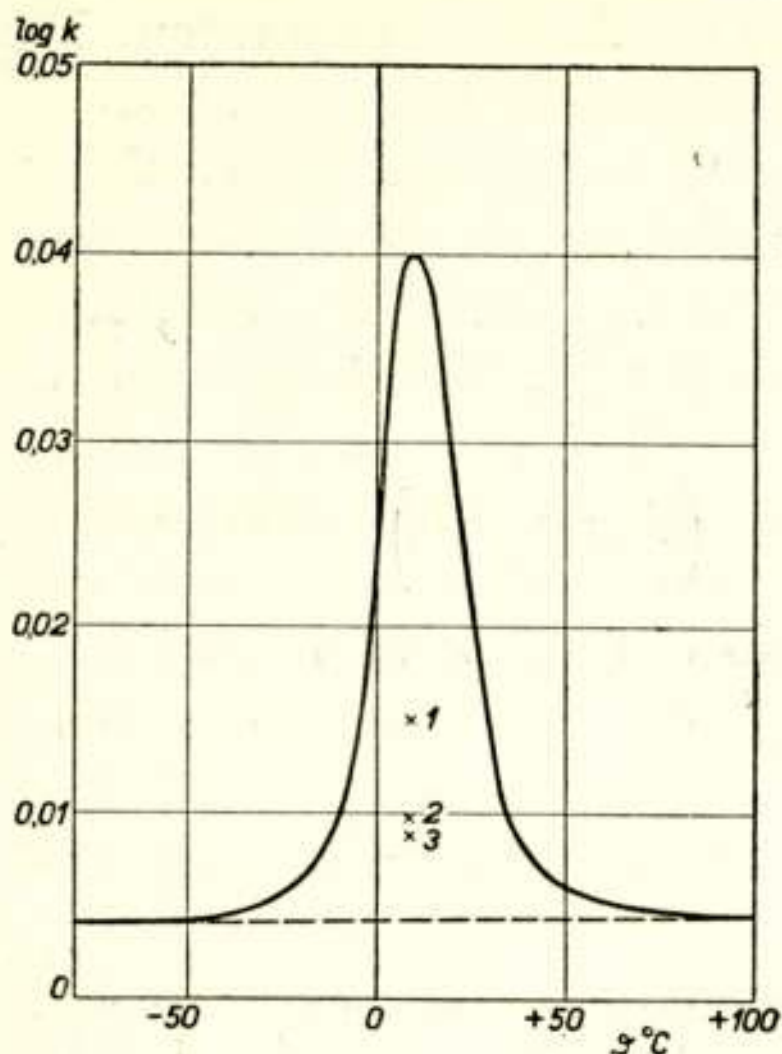
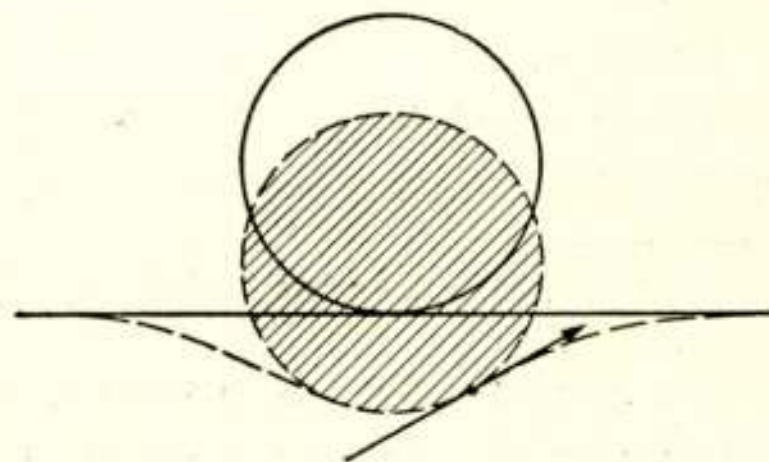


Fig. 6. Dempingsdecrement van een met stikstof beladen ijzerdraad als functie van de temperatuur gemeten. De kruisjes stellen de daling van het maximum voor tengevolge van ouderen op diverse temperaturen. Bij het ouderen scheidt de stikstof zich als nitride uit en verdwijnt dus als zoodanig uit de vaste oplossing.

grenswand alleen maar sprake kan zijn, zoolang de krachten en de daarbij optredende verplaatsingen klein zijn, d.w.z. kleiner dan de dikte van de grenswand.

Deze gevolgtrekking wordt op frappante wijze door de proeven bevestigd, daar de nawerking procentueel het sterkst is bij zeer lage inducties ($B < 8$).

Fig. 7. In een gebied ter breedte van de dikte van de grenswand vindt een tijdelijke aanpassing aan de magnetostrictieve spanningen plaats; dit wordt in de figuur gesymboliseerd door het wegzakken van een cylinder in een plastisch elastisch medium onder invloed van zijn eigen gewicht.



Het is daarbij vrij zeker, dat deze verplaatsing slechts over afstanden van de orde van een atoomafstand plaats vindt.

Gegeven de elastische nawerking kan men de magnetische nawerking heel goed verklaren uit de magneto-elastische vervorming, die ter plaatse optreedt, waar een grenswand tusschen de elementaire gebieden van Weiss toevallig aanwezig is. Door de aanpassing van het materiaal aan de spanningen vormt zich een „potentiaalput” (fig. 7), die de bewegelijkheid van de wand en dus de permeabiliteit verlaagt, maar welker remmende invloed slechts over tijden van de grootte-orde van τ merkbaar is, daar het materiaal zich aan de nieuwe toestand telkens weer aanpast. Het is duidelijk, dat van een „vasthouden” van de

Bij lage temperatuur, waar τ sterk is toegenomen en de nawerking dus zeer traag is, kan men het „zich ingraven” van de grenswand gemakkelijk experimenteel nagaan.

Brengt men b.v. bij een temperatuur van -36°C het materiaal door ontmagnetiseeren in een geheel nieuwe toestand, waarbij de grenswanden zich op volkomen willekeurige plaatsen neerleggen, dan blijkt aanvankelijk de aanvangspermeabiliteit sprongsgewijze gestegen te zijn. Dit correspondeert met hun „bevrijding” uit de „potentiaalputten”, die zich bij kamertemperatuur met groote snelheid gevormd hebben. Nu vindt een geleidelijk opnieuw „ingraven” plaats in een tempo, dat beantwoordt aan de waarde van τ bij -36°C , d.w.z. van de orde van een half uur (fig. 8).

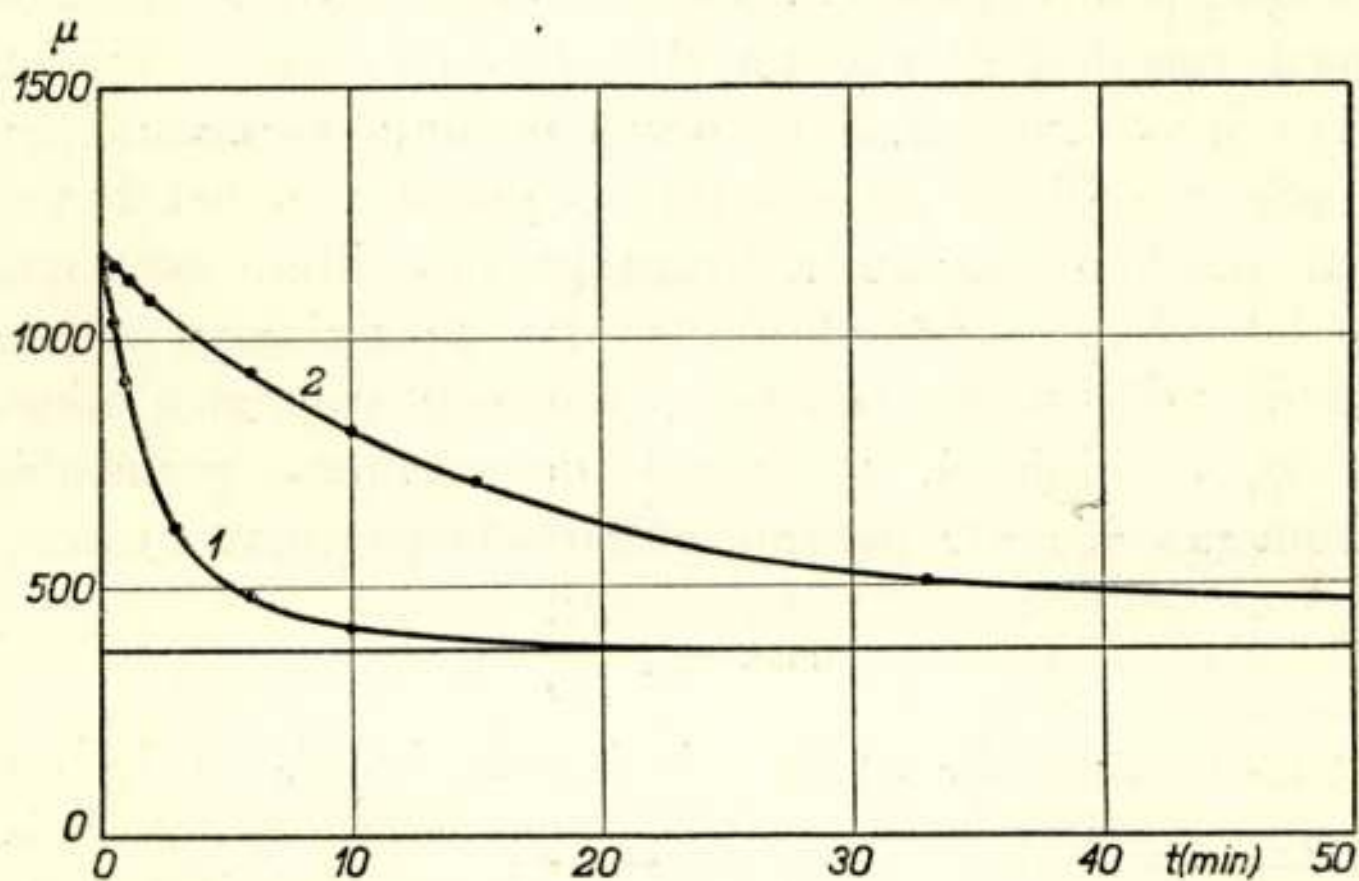


Fig. 8. Daling van de permeabiliteit na ontmagnetisatie

- 1) bij -24°C
- 2) bij -36°C

Als gevolg van dit ingraven vindt een geleidelijke daling van de permeabiliteit plaats. Bij een speciaal geprepareerd ijzer bedroeg deze daling wel een factor 10.

Bij de technische siliciumijzersorten, waar deze daling het eerst is opgemerkt, doordat zij reeds bij kamertemperatuur vrij langzaam plaats heeft en de naam heeft gekregen van „desaccomodatie” of „time decrease of permeability” bedraagt zij veel minder (maximaal 10 %).

Deze daling in de permeabiliteit zou natuurlijk in het geheel niet opgemerkt worden, indien de totale inductieverandering ge-

meten werd. Immers de remmende invloed van de „potentialput” is ook bij -36°C slechts van tijdelijke aard; de nawerking duurt echter zoolang, dat zij zich aan de waarneming onttrekt.

Voor nog lagere temperaturen geldt ons argument natuurlijk nog in verhoogde mate. Daar is de voorgeschiedenis beslissend voor de waarde van de permeabiliteit, welke gemeten wordt.

Het was reeds bekend ¹⁾, dat kleine hoeveelheden koolstof en stikstof een sterke invloed hebben op het magnetische gedrag van ijzer en siliciumijzer, in het bijzonder op de hysteresis.

Inderdaad is het zoo, dat de ware oplosbaarheid voor koolstof en stikstof bij kamertemperatuur zoo gering is, dat bijna alles zich uitscheidt in de vorm van carbiden en nitriden. Dat door deze „uitscheidingsharding” en de daarbij optredende spanningen de aanvangspermeabiliteit wordt verlaagd en de coërcitiefkracht vergroot, is een verschijnsel, dat wij ook uit anderen hoofde kennen.

Dat echter koolstof en stikstof op grond van het boven beschreven mechanisme de aanvangspermeabiliteit zoo nadeelig kunnen beïnvloeden en wel zonder dat de geringste verhooging van de coërcitiefkracht optreedt, was een volkomen nieuw en verrassend verschijnsel. Daar ook de maximale permeabiliteit, welke immers volgens de bekende empirische relatie van G u m l i c h

$$\mu_{\max} = \frac{1}{2} \frac{B_r}{H_c} \quad (8)$$

met de remanentie B_r en de coërcitiefkracht H_c op de nauwste

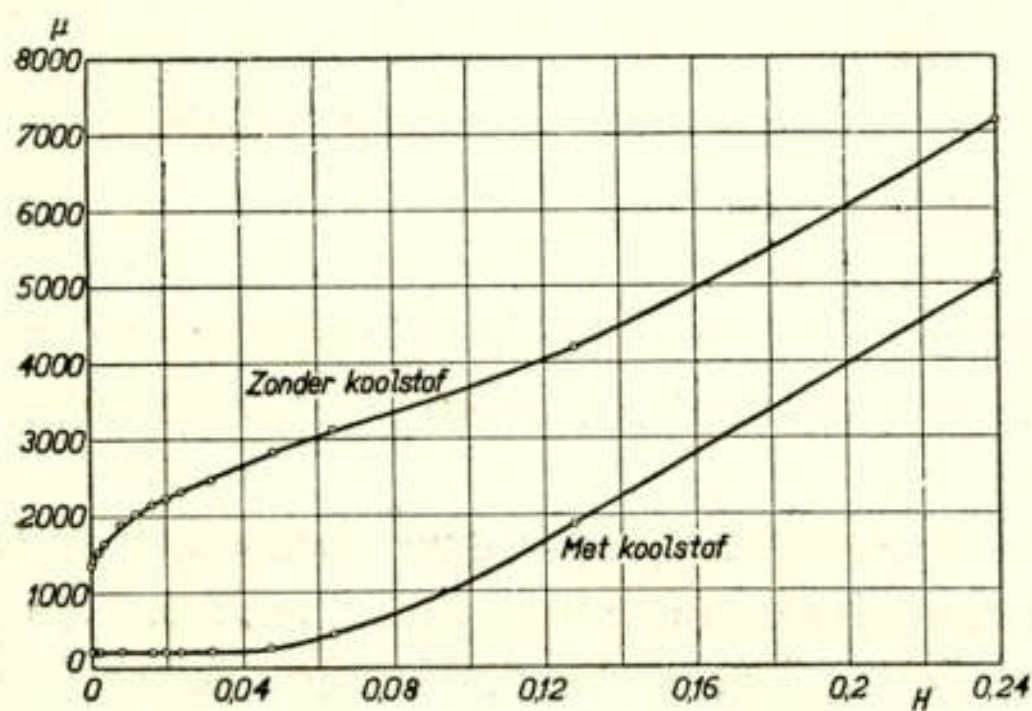


Fig. 9. μ - H curve voor ijzerpreparaten al dan niet beladen met koolstof.

wijze verbonden is, niet verandert door de aanwezigheid van koolstof en stikstof in vaste oplossing ²⁾, is het duidelijk, dat op de kromme, die de permeabiliteit μ als functie van de veldsterkte H weergeeft, een anomalie moet ontstaan.

Deze anomalie is inderdaad aanwezig en

1) T. D. Yensen en N. A. Ziegler, Trans. Am. Soc. Met., **23**, 556. 1935.

2) J. L. Snoek, Physica **6**, 797, 1939.

schijnt het eerst opgemerkt te zijn door P. C. Hermann¹⁾.

Fig. 9 geeft de μ - H kromme van een door ons met koolstof beladen preparaat, waarop de anomalie zeer duidelijk is te zien. Merkwaardig is, dat na ontkolen de anomalie niet geheel verdwenen blijkt te zijn. Het zou kunnen zijn, dat de rest-anomalie samenhangt met het ingewikkelde type van nawerking (de zgn. Jordansche nawerking), dat wij hierboven bespraken en dat nog onverklaard is.

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

Discussie

Prof. Gorter merkt op, dat, indien bij de z.g. nawerking van Jordantg δ geheel onafhankelijk van ω zou zijn, men met echte hysteresis te maken zou hebben, zij het dan ook, dat deze hysteresis van de wet van Rayleigh zou afwijken. De naam nawerking hiervoor zou dan zeer misleidend zijn.

Dr. Snoek antwoordt hierop, dat de veronderstelling, dat in het quasi-statische geval in de limiet $H = 0$ nog energie-dissipatie zou optreden, in strijd is gebleken met de werkelijkheid. Wij hebben dus hier met een tijdafhankelijk effect te maken, dat bovendien niet de frequentieafhankelijkheid bezit, die men voor verliezen door wervelstroomen verwacht, en waarvoor dus een speciale naam, i.c. de term nawerking, op zijn plaats is.

1) P. C. Hermann, Z. Phys., **84**, 565, 1933.

Diëlectrische verliezen bij hoge frequenties *)

door M. Gevers

Inleiding.

In de hoogfrequentetechniek gebruikt men diëlectrica als isolatiemateriaal voor spanningvoerende delen en als diëlectricum in condensatoren. In het eerste geval zal men een materiaal met een kleine diëlectrische constante ϵ gebruiken, in het tweede geval een stof met een hoge ϵ ; voor de meeste toepassingen echter zal men,

*) Voordracht gehouden op het *Symposium over diëlectrische en magnetische verliezen* te Utrecht, 9 Mei 1942.

vooral bij zeer hoge frequenties, lage diëlectrische verliezen, d.w.z. een lage $\text{tg } \delta$ eischen. In de tweede helft der vorige eeuw gebruikte men uitsluitend natuurproducten, zooals kwarts, mica, marmer en barnsteen. Als criterium voor een diëlectricum van hoge kwaliteit werd genomen het gelijkstroomgeleidingsvermogen. Naarmate de zich ontwikkelende techniek hogere eischen stelde, o.a. aan de bewerkbaarheid der materialen, zocht men naar isolatiestoffen, die minder kostbaar en eenvoudiger te bewerken waren. Al spoedig ontstonden de geperste papierstoffen, zooals prespaan. Mede door de ontwikkeling der telefoon- en kabeltechniek kwam men tot het gebruik van rubber en eboniet, speciaal als isolatiematerialen.

Langzamerhand kreeg men behoefte de diëlectrische verliezen te meten als functie van frequentie en temperatuur. Om een inzicht in de oorzaken der verliezen te krijgen, ontwikkelde K. W. W a g n e r¹⁾ in 1913 en 1914 de zoogenaamde inhomogeniteitstheorie. Bestaat een diëlectricum uit verschillende lagen, die een ongelijke verhouding ϵ/λ ($\lambda =$ geleidingsvermogen) bezitten, of zijn in een homogeen diëlectricum kleine deeltjes opgesloten, die een andere ϵ/λ dan de grondmassa hebben, dan treden zoodanige verliezen op, dat $\text{tg } \delta$ als functie van frequentie en temperatuur een maximum heeft. Daar de resultaten der experimenten niet met deze theorie overeenkwamen, breidde W a g n e r zijn theorie uit door velerlei inhomogeniteiten, dus een groot aantal verschillende waarden van ϵ/λ , aan te nemen. Met elke waarde van ϵ/λ correspondeert een meer of minder uitgesproken maximum in de kromme voor $\text{tg } \delta$ als functie van de frequentie. Het praktische resultaat is, dat, om een lage $\text{tg } \delta$ te verkrijgen, het diëlectricum vrij moet zijn van inhomogeniteiten.

Met zijn uitgebreide theorie kon W a g n e r vele metingen verklaren door een geschikt aantal soorten inhomogeniteiten aan te nemen. Echter ontstonden er moeilijkheden bij de verklaring van de metingen aan sommige zeer zuiver gemaakte stoffen, speciaal bij vloeistoffen. Tegen de verwachting in hadden deze een groote $\text{tg } \delta$, die sterk frequentie- en temperatuurafhankelijk was. De oplossing hiervoor gaf D e b y e²⁾ in 1913 in zijn dipooltheorie, opgesteld voor gassen en vloeistoffen; is het dipoolmoment nul of zeer klein, dan is $\text{tg } \delta$ klein. Hoewel de berekeningen van D e b y e niet gelden voor vaste stoffen, gaan ook hier in het algemeen kleine dipoolmomenten gepaard met kleine verliezen.

Een derde theorie neemt aan, dat in het diëlectricum ionen aanwezig zijn, die zich onder invloed van het veld kunnen bewegen, waarbij zij wrijving ondervinden en daardoor bij het veld achterblijven en dus verliezen veroorzaken. Om een goed diëlectricum te verkrijgen, moet men de aanwezigheid van ionen voorkomen.

Deze drie theorieën hebben inderdaad veel bijgedragen tot de ontwikkeling der moderne isolatiematerialen en diëlectrica, waartoe voornamelijk de keramische materialen en de organische kunststoffen behooren.

De verschillende theorieën.

Formeel zijn de vergelijkingen, die het gedrag van ϵ en $\text{tg } \delta$ als functie van de frequentie (de temperatuur treedt impliciet op) weergegeven, voor alle theorieën practisch identiek ³⁾. Steeds wordt een relaxatietijd τ ingevoerd. We geven daarom slechts de formules van Debye, die echter alleen bedoeld zijn voor gassen en verdunde oplossingen van dipoolvloeistoffen in niet-polaire oplosmiddelen. Stellen we de diëlectrische constante $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$, dan zijn de vergelijkingen:

$$\epsilon' = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_{\infty}}{1 + x^2} \dots \dots \dots (1),$$

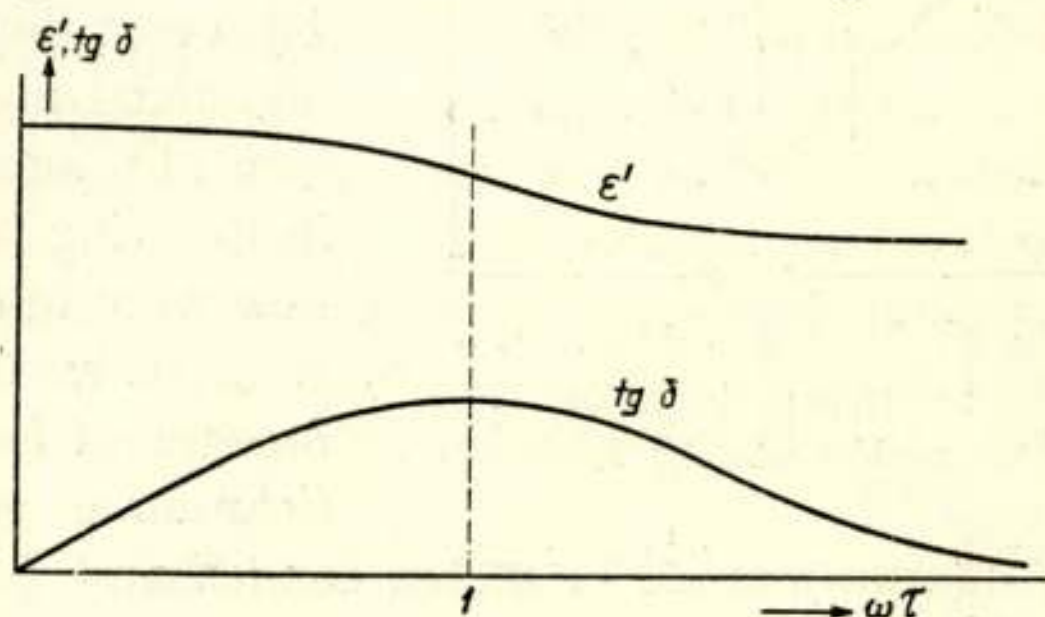
waarin ϵ_{∞} = diëlectrische constante bij frequentie $\omega = \infty$, ϵ_0 die bij $\omega = 0$;

$$x = \frac{\epsilon_0 + 2}{\epsilon_{\infty} + 2} \omega\tau$$

$$\text{tg } \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} = \frac{\epsilon_0 - \epsilon_{\infty}}{\epsilon_{\infty}} \cdot \frac{x}{\frac{\epsilon_0}{\epsilon_{\infty}} + x^2} \dots \dots \dots (2)$$

Het verloop van ϵ' en $\text{tg } \delta$ als functie van $\omega\tau$ wordt in fig. 1 weergegeven. Het maximum van $\text{tg } \delta$ treedt ongeveer op bij die frequentie, waarbij $\omega\tau = 1$.

Fig. 1. Het gedrag van ϵ' en $\text{tg } \delta$ als functie van $\omega\tau$ volgens de verschillende theorieën.



In de eerste plaats zien we, dat de maximale waarde van $\operatorname{tg} \delta$ afhangt van het verschil $\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty$; in de tweede plaats volgt uit (2), dat $\operatorname{tg} \delta$ een functie is van het product $\omega\tau$. Verandert nu de temperatuur, dan verandert hoofdzakelijk de relaxatietijd τ , bijv. $\tau = Ae^{a/T}$. We kunnen dus fig. 1 ook opvatten als $\operatorname{tg} \delta = f(T)$ bij constante ω . Bij hogere temperatuur wordt τ lager, het maximum verschuift dus naar hogere frequentie, de *grootte* van $\operatorname{tg} \delta_{\max}$ blijft praktisch constant (temperatuurwet der corresponderende toestanden).

Het meten van de verlieshoek δ .

De meting van $\operatorname{tg} \delta$ van een diëlectricum berust op het feit, dat men voor een willekeurige frequentie een condensator met capaciteit C en verlieshoek δ vervangen kan denken door de serie-schakeling van een verliesvrije capaciteit C en een weerstand r , zoodanig dat $\operatorname{tg} \delta = \omega r C$, of ook door de parallelschakeling van een verliesvrije capaciteit C en een weerstand R , waarbij $\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{\omega R C}$. De methode, welke gebruikt wordt voor het meten van $\operatorname{tg} \delta$, hangt eenigszins af van de frequentie, waarbij wordt gemeten.

1) *Brugmethode*. Bij lage frequenties (tot 10^6 Hz) gebruikt men algemeen een brugschakeling, waarvan in fig. 2 een eenvoudig

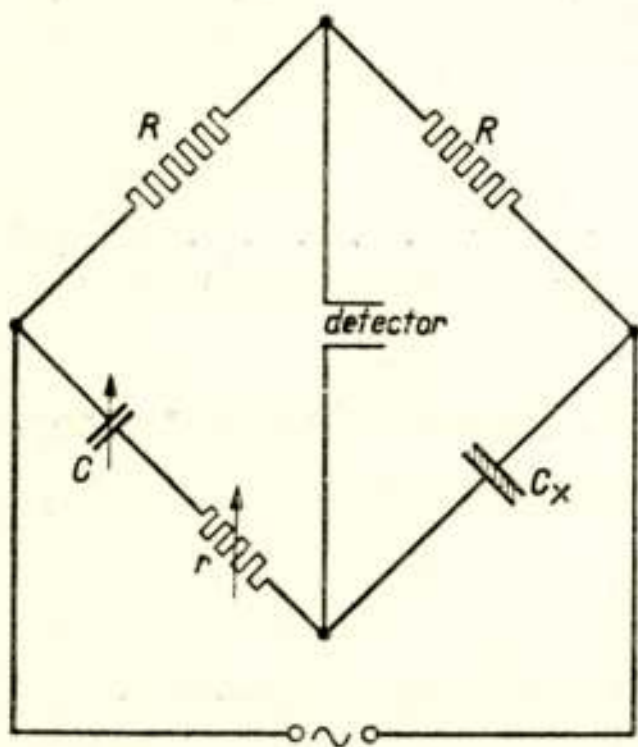


Fig. 2. Principeschema van een brugmethode voor het meten van $\operatorname{tg} \delta$.

voorbeeld is gegeven; hierin is C_x de te meten condensator. Bij het evenwicht van de brug is $C = C_x$, $r = r_x$, dus $\operatorname{tg} \delta = \omega r_x C_x = \omega r C$.

2) *Substitutiemethode*. Bij hogere frequenties gebruikt men veelal een substitutiemethode (zie fig. 3). Hierbij wordt de spanning op een kring, afgestemd met C en r in serie, gelijk gemaakt aan die, wanneer zich C_x in de kring bevindt. In dit geval is ook weer $\operatorname{tg} \delta = \omega r_x C_x = \omega r C$.

3) *Resonantiemethode*. Hierbij wordt de breedte of hoogte van de resonantiekromme gemeten, eerst zonder, daarna met de te meten condensator (zie fig. 4). De breedte

wordt gemeten door een verstemming aan te brengen met behulp van een kleine capaciteit C_1 . Deze methode is te gebruiken in het frequentiegebied $10^5 - 3 \cdot 10^7$ Hz.

- 4) *Calorimetrische methode.* De warmte-ontwikkeling in het diëlectricum $W = V^2 \omega C_x \operatorname{tg} \delta$ wordt gemeten en hieruit $\operatorname{tg} \delta$ berekend. Hoewel deze methode nauwkeurig kan zijn, vooral bij hoge frequenties, wordt deze weinig toegepast, daar de meting tijdrovend is.

Diëlectrische verliezen in vloeistoffen.

Behalve voor technische toepassingen (oliën) zijn de diëlectrische verliezen aan vele vloeistoffen gemeten voor theoretische doeleinden. Speciaal oplossingen van polaire stoffen in niet-polaire vloeistoffen zijn onderzocht.

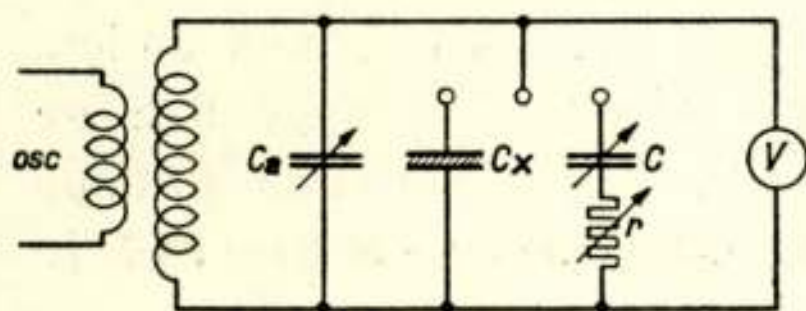


Fig. 3. Principeschema van de substitutiemethode voor het meten van $\operatorname{tg} \delta$.

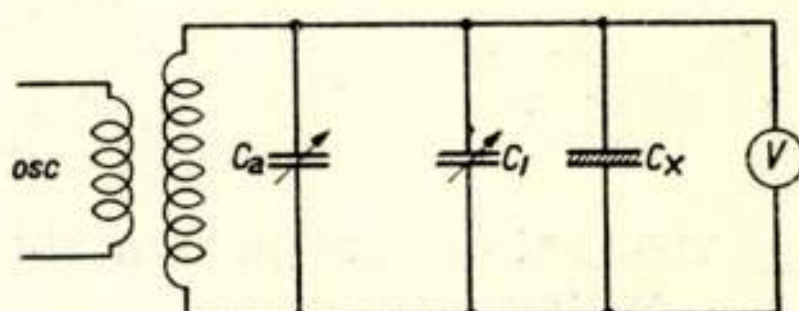


Fig. 4. Principeschema van de resonantiemethode voor het meten van $\operatorname{tg} \delta$.

Uit metingen van $\operatorname{tg} \delta$ (zie (2)) volgt de grootte van de relaxatietijd τ , en hieruit is de grootte der dipoolmoleculen te berekenen volgens

$$\tau = 4\pi\eta a^3/kT \dots \dots \dots (3);$$

hierin is η de viscositeit van de oplossing en a de straal van de dipoolmoleculen, als bollen beschouwd.

Uit deze vergelijkingen zien we, dat voor verschillende concentraties van de dipoolvloeistof in een niet-polaire vloeistof de grootte τ/η bij een bepaalde temperatuur een constante moet zijn. Uit de metingen van τ en de viscositeit η bij verschillende concentraties⁴⁾ blijkt, dat dit slechts voor concentraties kleiner dan 1 mol. % het geval is. De grootte τ/η daalt sterk voor grotere concentraties aan dipoolvloeistof (zie fig. 5) en wel des te sterker naarmate het dipoolmoment groter is.

De verklaring van dit resultaat heeft men langs verschillende wegen gezocht:

a) door de wisselwerking tusschen de dipolen onderling in rekening te brengen; de dipolen hinderen elkaar bij het roteeren; door

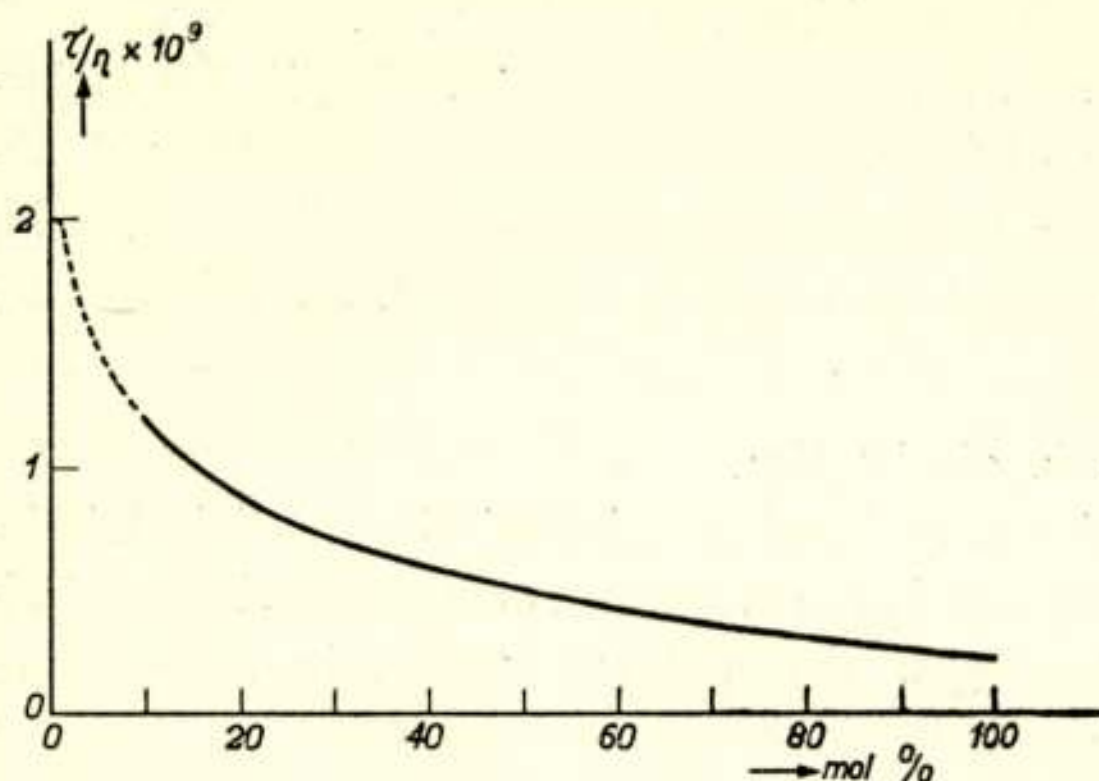


Fig. 5. Het gedrag van τ/η als functie van de concentratie van nitrobenzeen in benzeen volgens H. Spengler.

Debye c.s.⁵⁾ zijn hierover globale berekeningen gemaakt, waarvan het resultaat is, dat de polarisatie en de relaxatietijd kleiner worden dan volgens de oorspronkelijke theorie,

b) door een andere formule dan de bekende formule

voor het inwendige veld volgens Clausius-Mosotti te gebruiken (Onsager, Cole)⁶⁾.

Andere afwijkingen van de theorie van Debye zijn nog verklaard door de niet-bolvormigheid der moleculen in aanmerking te nemen, waardoor verschillende relaxatietijden optreden; het komt bij vele vloeistofmoleculen ook voor, dat slechts een gedeelte van het molecuul kan roteeren.

De ontwikkeling van de dipooltheorie, geldend voor alle voorkomende gevallen, is nog in volle gang.

Diëlectrische verliezen in vaste stoffen.

Over de oorzaken der diëlectrische verliezen bij vaste stoffen is weinig met zekerheid bekend, terwijl in de literatuur veel tegen-
spraken voorkomen. Het is mogelijk, dat in een vaste stof zoowel inhomogeniteiten, dipolen als vrije ionen voorkomen, waardoor de kromme $\text{tg } \delta = f(\omega)$ niet op één bepaalde relaxatie wijst. Over het algemeen variëren ϵ' en $\text{tg } \delta$ slechts weinig met de frequentie.

1. *Natuurlijke stoffen.* Hiervan zijn mica en kwarts (amorf) de meest bekende en meest toegepaste isolatiematerialen. De $\text{tg } \delta$ van mica en kwarts is over een zeer groot frequentiegebied constant. Van mica verloopt $\text{tg } \delta$ logarithmisch met de temperatuur, terwijl $\text{tg } \delta$ van kwarts constant is.

2. *Anorganische diëlectrica*. Hiertoe behooren de keramische materialen en de glassoorten.

a) De *keramische materialen* hebben voor een groot gedeelte de natuurlijke stoffen vervangen, nadat het mogelijk is gebleken een hoge ϵ en lage $\text{tg } \delta$ te verkrijgen door het gebruik van *rutiel* (een kristalvorm van het TiO_2). Zuiver TiO_2 heeft $\epsilon = 110$ en $\text{tg } \delta = 4 \cdot 10^{-4}$ (bij kamertemperatuur). Daar echter de temperatuurcoëfficiënt van de ϵ zeer groot negatief is ($\frac{d\epsilon}{\epsilon dT} = -800 \cdot 10^{-6}$), heeft men door bijvoeging van andere keramische materialen naar verbetering gezocht, echter ten koste van de hoge waarde van de diëlectrische constante. Door de kristalletjes zeer klein te maken verkreeg men materialen, waarvan $\text{tg } \delta$ over een zeer groot frequentiegebied constant is. Als functie van de temperatuur verloopt $\text{tg } \delta$ vaak logaritmisch. De keramische materialen met hoge ϵ (de rutielhoudende) worden veelvuldig toegepast als diëlectricum van condensatoren.

b) *Glassoorten*. Tot voor korte tijd verklaarde men de diëlectrische verliezen van glazen met behulp van de dipooltheorie. Recente onderzoeken hebben echter doen zien, dat er geen dipolen doch ionen in het glas voorkomen. Zijn de ionen klein, bijv. Na-ionen, dan kunnen deze zich onder invloed van het elektrisch veld door nauwe gaten ($\approx 1 \text{ \AA}$) bewegen en daardoor verliezen veroorzaken. Practisch kunnen alleen de Na-ionen zich bewegen; het blijkt dan ook, dat $\text{tg } \delta$ direct bepaald wordt door het aantal Na-ionen per volume-eenheid. Voor de verschillende glassoorten loopt $\text{tg } \delta$ uiteen van $5 \cdot 10^{-4}$ tot $150 \cdot 10^{-4}$ bij kamertemperatuur. Boven een bepaalde temperatuur verloopt $\text{tg } \delta$ exponentieel met de temperatuur. De frequentie-afhankelijkheid is voor vele glassoorten gering. Glas wordt als isolatiemateriaal en als diëlectricum van condensatoren gebruikt.

3. *Organische kunststoffen*. Hiertoe behooren de condensatieproducten (bijv. phenol-formaldehydharsen) en de polymerisatieproducten. Tot deze laatste soort behooren dipoolhoudende stoffen, die alle uit polyvinylchloride zijn afgeleid, bijv. igelit en dipoolvrije stoffen, bijv. polystyreen (handelsnaam: trolitul). Van de meeste condensatieproducten is $\text{tg } \delta$ tamelijk hoog, nl.

$200 \cdot 10^{-4}$; de dipoolvrije polymerisatieproducten hebben een zeer lage $\text{tg } \delta$. Als voorbeeld zij polystyreen vermeld: $\epsilon = 2,2$, $\text{tg } \delta = 2 \cdot 10^{-4}$. Zoowel voor de condensatie- als de polymerisatieproducten geldt, dat $\text{tg } \delta$ over een groot frequentiegebied onafhankelijk van de frequentie is.

De proeven van Gemant-Jackson. Zooals uit het bovenstaande overzicht blijkt, is van vele vaste diëlectrica $\text{tg } \delta$ praktisch onafhankelijk van de frequentie. Dit feit is niet te verklaren met behulp van een der bekende theorieën zonder een zeer groot of oneindig aantal verschillende relaxatietijden aan te nemen. A. Gemant⁷⁾ heeft plausibel gemaakt, dat er een samenhang bestaat tusschen $\text{tg } \delta$ van de diëlectrische verliezen en $\text{tg } \delta$ van de mechanische demping. Gemant en Jackson⁷⁾ hebben aan verschillende materialen het logaritmisch decrement φ ($\varphi = \pi \text{tg } \delta$) van mechanische trillingen gemeten voor verschillende eigenfrequenties; het resultaat was, dat φ , dus ook $\text{tg } \delta$, over het gemeten frequentiegebied constant is.

In de theorie van Debye komt een wrijving voor, die (macroscopisch gedacht) evenredig met de snelheid is (Stokes); hierdoor is de relaxatietijd τ onafhankelijk van de snelheid, dus van ω . Stellen we ons daarentegen voor, dat in de vaste stof een wrijvingswet geldt, waarbij de wrijving onafhankelijk van de snelheid is (evenals bij de macroscopische wrijving van vaste lichamen), dan vinden wij dat de relaxatietijd τ omgekeerd evenredig met ω is, zoodat $\omega\tau$ constant is en dientengevolge (zie (2)) $\text{tg } \delta$ eveneens constant is.

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

LITERATUUR.

- 1) K. W. Wagner, Ann. d. Physik **40**, 817, 1913; Arch. f. El. **2**, 371, 1914.
- 2) P. Debye, Polare Molekeln, Leipzig 1929, S. Hirzel.
- 3) P. O. Schupp, Wiss. Veröff. Siemens **17**, nr. 1, 1938.
- 4) H. Spengler, Phys. Zs. **42**, 134, 1941.
- 5) Zie bijv. Debye, Bull. Acad. roy. Belg. **2**, 166, 1935.
- 6) L. Onsager, J. Am. Ch. Soc. **58**, 1486, 1936.
- 7) A. Gemant & W. Jackson, Phil. Mag. **23**, 960, 1937; A. Gemant, Trans. Far. Soc. **34**, 269, 1938.

Zie verder de overzichten:

- W. Jackson, J. I. E. E. **75**, 93, 1934; **79**, 565, 1936.
L. Hartshorn, J. I. E. E. **64**, 1152, 1926; Reiss, bijdrage in Vilbig-Zenneck, Fortschritte der Hochfrequenztechnik, Leipzig 1941, Ak. Verl. Ges.

Discussie

Dr. J. H. G i s o l f maakt de volgende opmerking: Dat de elastische relaxatieverschijnselen op dit symposium niet ter sprake gekomen zijn, berust op utiliteitsoverwegingen en beduidt geenszins, dat de elastische relaxatieverschijnselen geen of slechts een verwijderd verband zouden houden met de elektrische en magnetische relaxatieverschijnselen (wat deze laatste betreft is dit reeds tot uiting gekomen in de voordracht van Dr. S n o e k). Bij al deze verschijnselen wordt geordende beweging van de materie omgezet in ongeordende beweging en voor het wezen van deze energie-dissipatie is het van secundair belang of de geordende beweging tot stand is gekomen door mechanische, elektrische of magnetische beïnvloeding. G e m a n t heeft het eerst gewezen op analogieën, die bestaan tusschen de elektrische en elastische relaxatieverschijnselen en hij heeft een eerste poging gedaan deze verschijnselen quantitatief aan elkander te koppelen.

Prof. G o r t e r: Wanneer de wrijvingskrachten onafhankelijk van de snelheid zijn, zullen de verliezen toch evenredig zijn met de spanning, in plaats van met het kwadraat hiervan? Of zijn er aanwijzingen dat $\tan \delta$ van de amplitudo der spanningen afhankelijk is?

Ir. G e v e r s antwoordt: Voor de juiste frequentieafhankelijkheid moet de wrijvingskracht onafhankelijk van de snelheid zijn; om te voldoen aan de voorwaarde, dat $\tan \delta$ onafhankelijk van de spanning is, moet de wrijvingskracht bovendien nog evenredig met de maximale uitwijking zijn. Een macroscopische wrijving, die aan beide voorwaarden voldoet, is echter niet bekend.

Dr. K ö h l e r merkt op, dat $\tan \delta$ van mica en kwarts onafhankelijk van de amplitudo is. Vervorming treedt niet op, tenzij de condensator slecht geconstrueerd is.

J. P r i n s e n, vraagt hoe het staat met $\tan \delta$ parallel aan de splijtrichting van mica, daar deze door de vrije ionen aanzienlijk zal verschillen van die loodrecht, op de splijtrichting.

Ir. G e v e r s antwoordt: Zoover spreker bekend, is hierover nog niets gemeten.

Diëlectrische verliezen in de hoogspanningstechniek *)

door G. de Zoeten

§ 1. Algemeen.

De laatste 25 jaren hebben de diëlectrische verliezen in de hoogspanningstechniek een steeds stijgende belangstelling ondervonden. De directe economische beteekenis van deze verliezen is in den regel evenwel gering. In hoogspanningskabels beloopt bv. de jaarlijksche kosten der diëlectrische verliezen veelal slechts een fractie van de kosten der Joulesche verliezen en van die van rente en afschrijving. Een uitzondering vormen de condensatoren voor het compenseeren van naijlende belasting, waarvoor de jaarlijksche kosten der diëlectrische verliezen 40 à 50 % van die van rente en afschrijving kunnen bedragen.

Indirect spelen de diëlectrische verliezen echter een zeer belangrijke economische rol, omdat zij dikwijls mede bepalend zijn voor de dimensionering der isolatie en daardoor dus voor de kosten van technische constructies. Zoo worden de diameter en de onderlinge afstanden der geleiders van bovengrondsche lijnen voor zeer hoge spanning practisch bepaald door den eisch, dat de coronaverliezen niet te groot mogen zijn en worden de afmetingen en samenstelling van doorvoer-isolatoren voor zeer hoge spanning mede bepaald door de diëlectrische verliezen.

Belangrijker is echter de omstandigheid, dat de diëlectrische verliezen en hunne afhankelijkheid van temperatuur en spanning een inzicht kunnen geven omtrent de duurzaamheid van het diëlectricum. Een oordeel omtrent deze duurzaamheid kan men verkrijgen door het opnemen van de zgn. tijd-doorslagkarakteristiek, die het verband weergeeft tusschen de aangelegde spanning en den tijd voor de ontwikkeling van een doorslag bij deze spanning (zie fig. 1). Het opnemen van een dergelijke karakteristiek is kostbaar en tijdroovend. Bovendien kunnen in het diëlectricum bij de be-

*) Voordracht gehouden op het *Symposium over diëlectrische en magnetische verliezen* te Utrecht, 9 Mei 1942.

drijfsspanning processen optreden, die eerst op den langen duur tot doorslag leiden en daarom in een tijd-doorslagkarakteristiek niet voldoende tot uitdrukking komen. Hierover kan het onderzoek

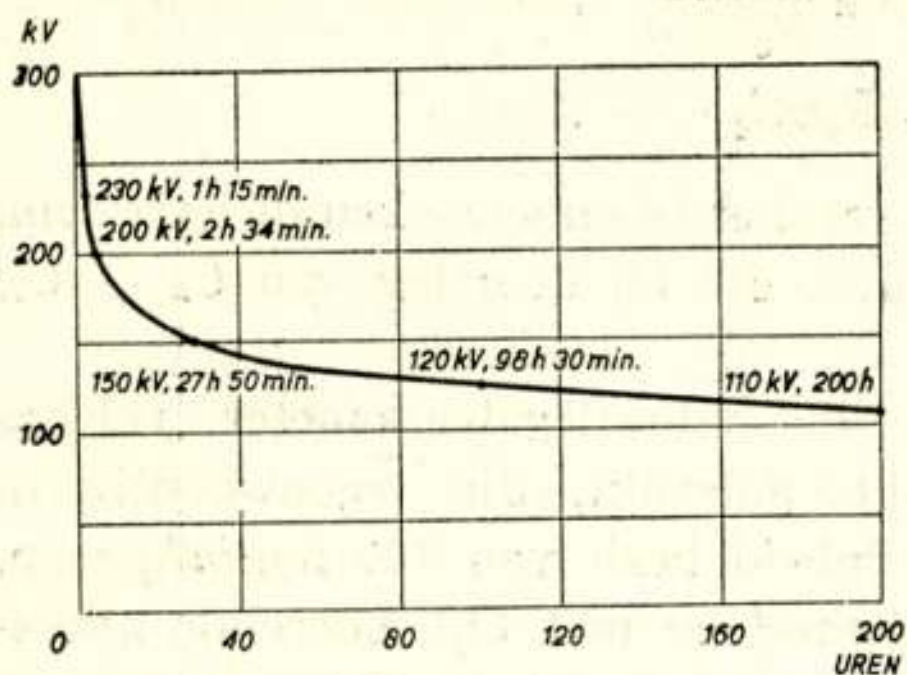


Fig. 1. Tijd-doorslagkarakteristiek van een hoogspanningskabel.

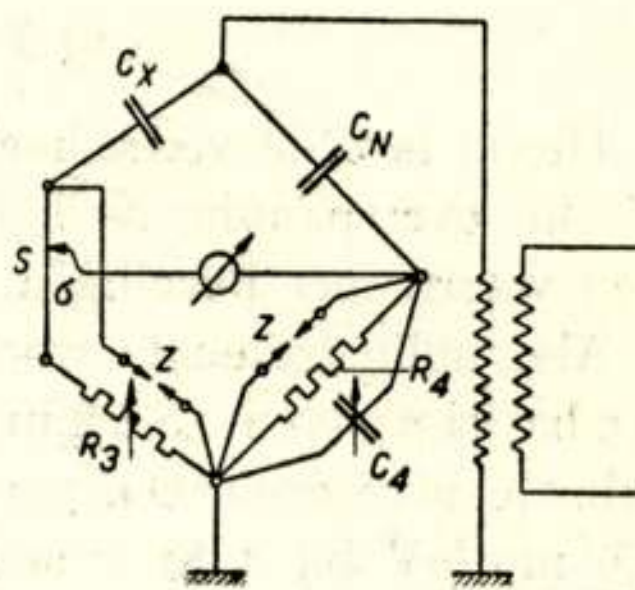


Fig. 2. Schema der brugmethode van Schering.

naar de diëlectrische verliezen waardevolle inlichtingen verstrekken. Het onderzoek kan snel geschieden en het object blijft daarbij onbeschadigd, zoodat de methode zich niet alleen leent voor principiële onderzoekingen, maar ook voor fabricagecontrôle. Het onderzoek naar de diëlectrische verliezen is voor alle isolatiematerialen in de hoogspanningstechniek van beteekenis, maar in het bijzonder voor de organische materialen. Ofschoon hier hoofdzakelijk zal worden gesproken over papier in combinatie met olie of olieharmsengsels en over papier in combinatie met kunsthars of natuurlijke hars, geldt veel van het hier gezegde met eenige variatie ook voor andere organische isolatiematerialen.

§ 2. *Meetmethoden.* De oudste meetmethoden der hoogspanningstechniek voor het bepalen der diëlectrische verliezen zijn uitslagmethoden, waarbij astatische, electrodynamische wattmeters van groote gevoeligheid en electrometers werden gebruikt. Deze methoden zijn in verband met hare omslchtigheid en beperkte nauwkeurigheid geheel verlaten. Thermische wattmeters in de schakeling volgens B a d e r hebben nog eenige beteekenis voor het onderzoek van zeer groote capaciteiten. Ofschoon nulmethoden onder toepassing van electrodynamometers eenige toepassing vonden, is thans het veld practisch geheel veroverd door de brugmethode van Schering, waarvan het schema in zijn eenvoudigste gedaante is gegeven in fig. 2. Hierin is C_x de capaciteit van het te onderzoeken

diëlectricum, C_n die van een praktisch verliesvrij standaardcondensator. Bij brugevenwicht is

$$C_x = C_n \frac{R_4}{R_3 + \sigma} ,$$

$$\operatorname{tg} \delta = R_4 \omega C_4 .$$

Hierin is δ de verlieshoek van het te onderzoeken diëlectricum. Z zijn overspanningsveiligheden, die bij doorslag van C_x of C_N den waarnemer beveiligen.

Als nulinstrument wordt de vibratiegalvanometer volgens Schering en Schmidt gebruikt, die tegenwoordig in robuuste uitvoering een gevoeligheid bezit van $160 \text{ mm}/\mu\text{A}$, resp. $1,6 \text{ mm}/\mu\text{V}$ bij 1 m schaalafstand en met bijbehorende afleesinrichting e.d. in eenvoudige, transportabele uitvoering wordt vervaardigd.

Als standaardcondensator werd aanvankelijk een luchtcondensator volgens Petersen gebruikt, die bij doelmatige afscherming praktisch verliesvrij is. Deze condensator is volumineus en heeft bij zeer hoge spanning een kleine capaciteit. Daarom wordt bij spanningen tot 60 kV veel gebruik gemaakt van glascondensatoren, zgn. Minosflesschen, met een capaciteit van 1000 pF, waarvoor $\operatorname{tg} \delta$ binnen zekere grenzen praktisch onafhankelijk van de spanning alsmede kleiner dan 0,001 is en die gemakkelijk transportabel zijn. Voor hogere spanningen komt als standaardcondensator de persgascondensator in aanmerking, een cylindercondensator, gevuld met CO_2 onder een druk tot ca. 16 atm, vervaardigd voor spanningen tot 500 kV.

Bij metingen aan objecten, zooals in den grond gelegde kabels resp. groote machines en transformatoren, waarvan het huis met de aarde is verbonden, kan de schakeling van fig. 2 niet worden toegepast. De brug wordt dan a.h.w. omgekeerd, d.w.z. dat de brugweerstand en de galvanometerketen onder hooge spanning t.o.v. aarde komen. Men brengt brugweerstand en galvanometerketen in een kooi van Faraday onder, waarin ook de persoon, die de metingen uitvoert, plaats neemt. Volgens een door Schneberger aangegeven oplossing worden brugweerstand en galvanometerketen in een metalen afschermkast aangebracht en vindt de bediening van weerstanden en condensator door middel van stangen van isolatiemateriaal plaats. Voor deze oplossing is

minder ruimte noodig, terwijl zij zich in het bijzonder leent voor metingen bij draaistroom van hoge spanning.

Typisch is de ontwikkeling van een meetbrug, die volledig automatisch werkt en waarbij het verloop van $\text{tg } \delta$ en de verandering van de capaciteit van het te onderzoeken object in functie van den tijd of in functie van de aangelegde spanning wordt geregistreerd.

§ 3. Afhankelijkheid van de temperatuur.

Het verloop der diëlectrische verliezen in functie van de temperatuur levert o.m. een maat op voor de zuiverheid der grondstoffen en voor andere factoren, die de kwaliteit van het diëlectricum bepalen. Bij toenemend vochtgehalte stijgen de diëlectrische verliezen, in het bijzonder bij hoge temperatuur. Indien voorts bv. bij hardpapier de bakeliethars, die in de modificatie *A* vóór de fabricage op het papier aanwezig is, in het gereede product niet in voldoende mate in de modificatie *C* is overgegaan, dan komt zulks ook door een sterke toeneming van de diëlectrische verliezen met de temperatuur tot uiting.

Fig. 3 geeft het verloop van $\text{tg } \delta$ in functie van de temperatuur, en wel kurve *a* voor een normalen draaistroomkabel voor 10 kV en kurve *b* voor een ultra-hoogspanningskabel van moderne makelij. Uit deze krommen blijkt, dat men bij de toepassing van hogere spanningen belangrijke vorderingen t.a.v. de kwaliteit van het diëlectricum heeft gemaakt. De resultaten van onderzoekingen, welke o.a. door Kirch aan oliehartsmengsels zijn uitgevoerd, wijzen er op, dat de toeneming van $\text{tg } \delta$ bij hoge temperatuur aan geleiding moet worden toegeschreven, maar dat daarentegen de verliezen bij lage temperatuur beter als dipoolverliezen worden beschreven. Zet men de afkoeling voldoende voort, dan vertoont de verlieskromme een maximum in het gebied van den overgang

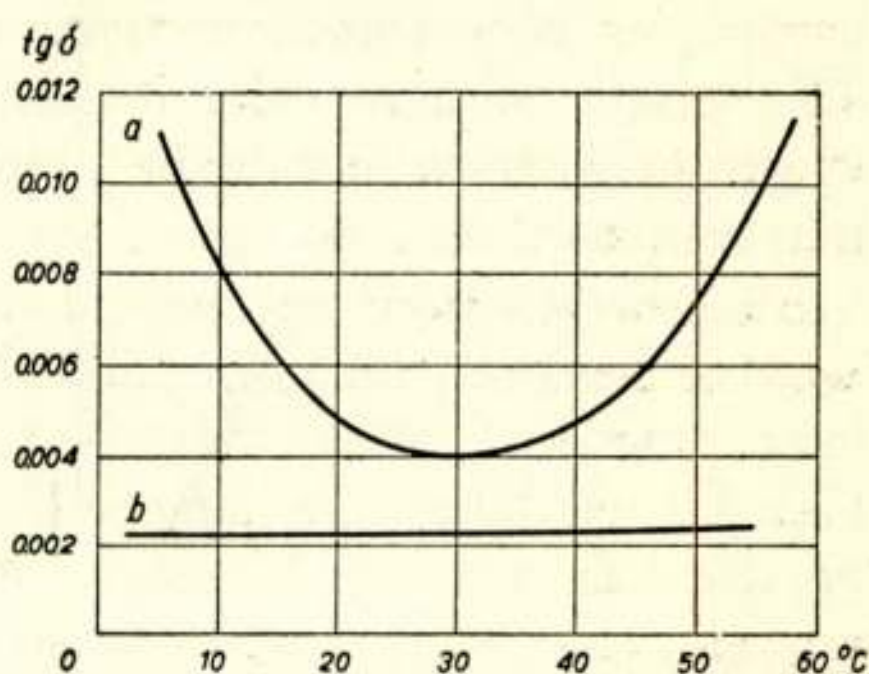


Fig. 3. $\text{Tg } \delta$ in functie van de temperatuur.
a. voor een normalen 10 kV-kabel.
b. voor een modernen 150 kV-kabel.

van vloeibaren in vasten vorm, die zich over een vrij groot temperatuurtraject voltrekt. Hierbij treedt tevens een daling van de diëlectrische constante ϵ op.

Ofschoon men bij het opnemen van een tijd-doorslagkarakteristiek van hoogspanningskabels ten deele met een thermischen doorslag te doen heeft, zoo speelt de directe kans op een thermischen doorslag bij het ontwerpen van een modernen hoogspanningskabel geen groote rol. De diëlectrische verliezen zijn laag, terwijl de gradiënt en de temperatuursverhooging door de Joule'sche verliezen uit anderen hoofde moeten worden beperkt. Daarentegen kan de kwestie van het thermische evenwicht bij doorvoerisolatoren van hardpapier voor transformatoren wel belangrijk zijn, omdat de diëlectrische verliezen hier in het algemeen grooter zijn, terwijl voorts de onderste helft der isolatoren zich in olie met een temperatuur van 90°C kan bevinden. De kipspanning U in kV, waarbij thermische doorslag optreedt, kan voor sinusvormige spanning worden berekend uit de formule:

$$U = 0,938 \sqrt{\frac{\lambda}{\sigma \beta_0 \epsilon^{\sigma} (\vartheta_a - \vartheta_0)}}$$

Hierin is:

- λ = het thermische geleidingsvermogen van het isolatiemateriaal in $\text{W}/^{\circ}\text{C cm}$;
- $\beta_0 = \frac{\pi f \epsilon_0 \text{tg } \delta_0}{1,8 \times 10^6}$ = de diëlectrische verliezen in W/cm^3 bij een frequentie f , bij kamertemperatuur en een gradiënt van $1 \text{ kV}/\text{cm}$;
- ϑ_0 = kamertemperatuur in $^{\circ}\text{C}$;
- ϑ_a = temperatuur in $^{\circ}\text{C}$ aan de buitenzijde van het isolatiemateriaal;
- σ = de exponent in de formule:

$$p_{\vartheta} = p_0 \epsilon^{\sigma (\vartheta - \vartheta_0)}.$$

Deze formule voor de kipspanning is door proeven behoorlijk bevestigd gevonden.

Fig. 4 geeft het verloop van $\epsilon \text{tg } \delta$ *) als functie van de temperatuur voor een drietal monsters hardpapier. Door berekening is vastgesteld, dat bij gebruik in olie van 90°C de kipspanning van het

*) Aangezien ϵ practisch gelijk is aan ϵ' , is $\epsilon \text{tg } \delta \approx \epsilon''$, het imaginaire deel van de diëlectrische constante (zie voordracht prof. K r o n i g, Ned. T. Natuurk., 9, 402. 1942).

materiaal der kromme I 22 kV bedraagt, die van het materiaal der kromme III 98 kV.

§ 4. *Afhankelijkheid van de spanning.*

Het verloop van $\epsilon \operatorname{tg} \delta$ in afhankelijkheid van de spanning is de voor de hoogspanningstechniek belangrijkste functie. Zij kan ons leeren, of in het diëlectricum ionisatie van opgesloten gasresten optreedt. Deze gasresten zijn bij technische constructies praktisch nooit geheel te vermijden en zullen betrekkelijk fijn verdeeld over het diëlectricum voorkomen. Bij bepaalde waarden van den gradiënt, die mede afhankelijk zijn van de dikte van de gaslaag, den gasdruk en het verschil in ϵ van de gassen en het overige diëlectricum, zal het gas doorslaan. In hoogspanningskabels, geïsoleerd met papier, gedrenkt in olie of een olie-harsmengsel, gaat de ontleding gepaard met een aantasting van de olie, die daarbij waterstof kan ontwikkelen en polymerisatie-eigingen vertoont. Er zet zich dikwijls een geelachtig wasproduct af. Vervolgens treedt ook aantasting, verkoling, van het papier op (zie fig. 5). Ionisatie komt in de $\operatorname{tg} \delta$ -spanningskarakteristiek daardoor tot uitdrukking, dat $\operatorname{tg} \delta$ tot een zekere waarde van de spanning constant is en boven deze spanning — in de kabeltechniek de ionisatiespanning genaamd — toeneemt. Verwarmt men een dergelijken kabel bv. tot 40°C , dan zal in het algemeen de ionisatiespanning stijgen en de ionisatie boven deze spanning minder heftig zijn (zie fig. 6). Neemt men na snelle afkoeling van den kabel weer een karakteristiek op, dan zal de ionisatiespanning dikwijls lager liggen dan vóór het uitvoeren van den verwarmingscyclus en $\operatorname{tg} \delta$ boven de ionisatie-

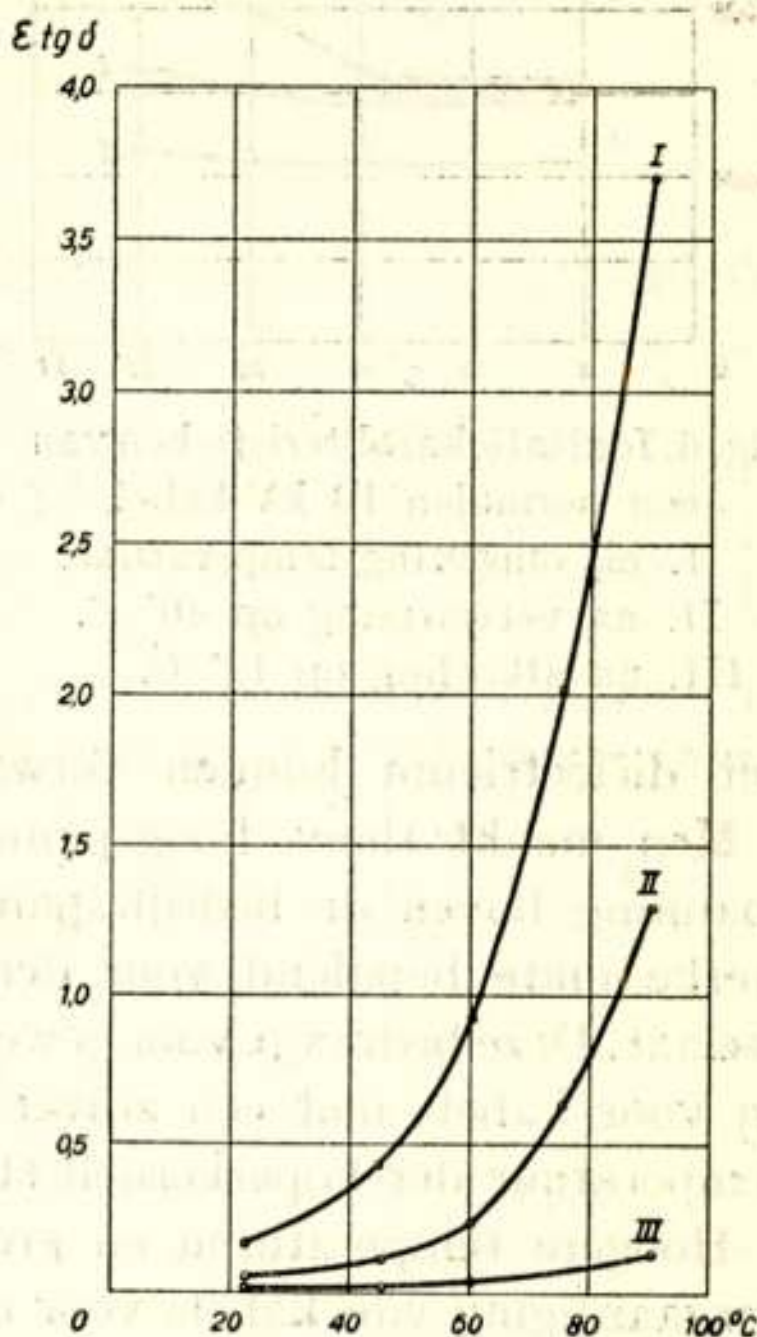


Fig. 4. $\epsilon \operatorname{tg} \delta$ in functie van de temperatuur voor drie soorten hardpapier met bakelietlak.

spanning sterker stijgen. Men veronderstelt, dat bij de hooge temperatuur door uitzetting van het impregneermiddel de gasrest-ruimten kleiner zijn, de drenking vollediger is. Bij afkoeling krimpt de olie en kunnen zich vrij aanzienlijke holle ruimten vormen. Laat men een dergelijken kabel met rust, dan zal hij in den regel regenerereen, d.w.z. weer in zijn oorspronkelijken toestand terugkeeren.

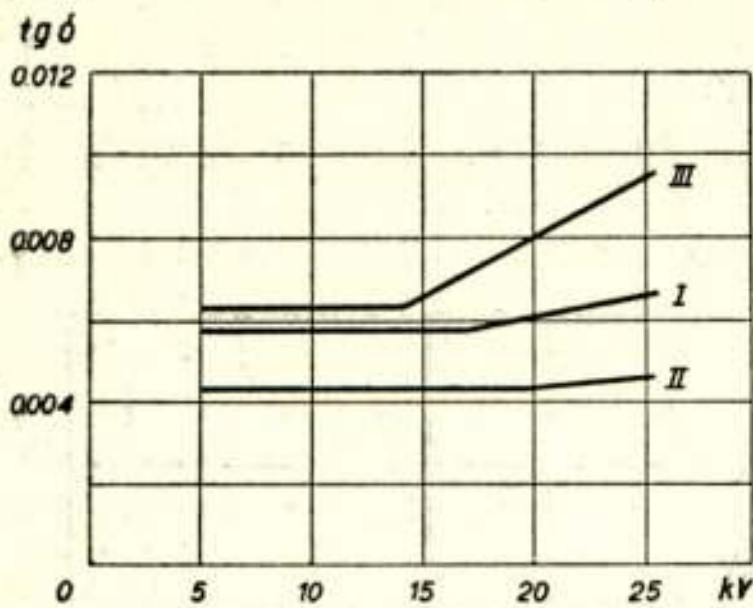


Fig. 6. Ionisatiekarakteristieken van een normalen 10 kV-kabel.

- I. bij omgevingstemperatuur.
- II. na verwarming op 40° C.
- III. na afkoeling op 12° C.

De invloed van verwarming en afkoeling is voor het normale bedrijf van essentiële beteekenis. Bij het doen van duurproeven ter contrôle van de stabiliteit van het diëlectricum kunnen verwarmingscycli niet worden gemist.

Men maakt thans hoogspanningskabels zoo, dat de ionisatiespanning boven de bedrijfsspanning ligt. Deze voorwaarde is in sterke mate bepalend voor den maximumgradiënt, welken men toelaat. Deze bedraagt voor gewone draaistroomkabels ca. 3 kV/mm en voor kabels met een zuiver radiaal veld 4 à 4,5 kV/mm. De temperatuur der koperkernen stijgt niet boven 40 à 45°C.

Men maakt thans hoogspanningskabels zoo, dat de ionisatiespanning boven de bedrijfsspanning ligt. Deze voorwaarde is in sterke mate bepalend voor den maximumgradiënt, welken men toelaat. Deze bedraagt voor gewone draaistroomkabels ca. 3 kV/mm en voor kabels met een zuiver radiaal veld 4 à 4,5 kV/mm. De temperatuur der koperkernen stijgt niet boven 40 à 45°C.

Hoogere temperaturen en grootere gradiënten en daardoor de vervaardiging van kabels voor een spanning van 100 kV en meer, zijn eerst mogelijk geworden door de toepassing van kunstgrepen, waardoor het diëlectricum voortdurend onder een zekeren overdruk staat, zoodat ook bij sterke temperatuursvariaties geen ionisatie optreedt. De meest toegepaste oplossing is die van E m a n u e l i, waarbij de papierisolatie is gedrenkt met een dunvloeibare olie, waarmede de holle koperader eveneens is gevuld. Deze koperader is op bepaalde punten van het kabeltracé aangesloten op expansievaten, die onder een matigen overdruk staan. Bij dergelijke kabels gaat men met de adertemperatuur tot 60°C en met den maximumgradiënt tot 8 à 9 kV/mm.

Ook voor sterkstroomcondensatoren vindt het onder druk zetten van het diëlectricum toepassing.

§ 5. Verdere ontwikkeling.

Een nadeel der diëlectrische verliesmeting is, dat zij een gemiddelde van het geheele onderzochte diëlectricum oplevert, hetgeen bv. voor hoogspanningskabels beteekent, dat een of enkele zwakke plaatsen niet of nauwelijks in de meetresultaten tot uitdrukking komen. Daarenboven is de toelaatbare toeneming van $\operatorname{tg} \delta$ bij een procentueel gelijke verhooging van de spanning omgekeerd evenredig met de bedrijfsspanning en den maximum-gradiënt, indien men bv. bij een kabel in het gedeelte met den grootsten gradiënt in het uiterste geval niet meer dan een bepaalde energie-ontwikkeling door ionisatie wil aanvaarden. Dit beteekent, dat bij kabels van zeer hooge spanning slechts een uiterst kleine toeneming van $\operatorname{tg} \delta$ tengevolge van ionisatie toelaatbaar is. Nu kunnen ook andere verschijnselen dan ionisatie, zooals vermoedelijk vocht en halfgeleidereffecten, een variatie, zij het ook geen sterke, van $\operatorname{tg} \delta$ met de spanning veroorzaken.

Daarom heeft men behoefte aan een methode van onderzoek, die ionisatie van andere factoren, die van invloed op $\operatorname{tg} \delta$ zijn, scheidt. Ionisatie is plotselinge doorslag van een fractie van het diëlectricum en moet dus met steile stroomimpulsen gepaard gaan. Dit wordt geïllustreerd door het kathodestraaloscillogram van fig. 7 (zie plaat). *Arman* en *Starr* ontwikkelden een schakeling, die zij als ontladingsbrug bestempelden. In deze brug wordt niet met instrumenten voor 50 Hz gemeten, maar via een filter, dat frequenties beneden 4500 Hz afsnijdt, en een versterker met een lampvoltmeter. Gemeten wordt dus de effectieve waarde der componenten van 4500 Hz en meer. Ofschoon hier nog niet van een definitieve oplossing mag worden gesproken, zoo geldt het een ongetwijfeld interessante ontwikkeling, die aandacht verdient.

LITERATUUR:

- Hallo*, Mesure des pertes diélectriques dans les isolants, Compte Rendu de la Cigre 1925, rapport No. 21.
- Schering en Schmidt*, Ein Vibrationsgalvanometer mit elektromagnetischer Abstimmung für niedrige Frequenzen, Zeitschr. für Instr.kunde 1918, blz. 1.
- Semm*, Verlustmessung bei Hochspannung, Arch. f. Elektr. 1920, blz. 30.
- Rump*, Neue empfindliche Vibrationsgalvanometer. VDE Fachberichte 1936, blz. 52.
- Bormann en Seiler*, Dielektrische Verlustmessungen an Drehstromkabeln bei betriebsmässiger Beanspruchung, ETZ 1928, blz. 239.
- Schneeberger*, L'essai de cables à tres haute tension après la pose, Compte Rendu de la Cigre, 1935, rapport No. 222.

- Geyger, Kapazitäts- und Verlustfaktor-Messbrücke mit selbsttätiger Abgleichung, Arch. f. Techn. Messen J, 924—1.
- Bader, Fehlerfreie, thermische Leistungsmesser, Arch. f. Elektr. 1935, blz. 809.
- Armanen Starr, The measurements of discharges in dielectrics, Journal IEE, 1936, blz. 67.
- Clark en Shanklin, Proc. A IEE, 1919, blz. 663.
- Proos, Diëlectrische verliezen van hoogspanningskabels, De Ingenieur 1923, blz. 41.
- Van Staveren, Betrachtungen über die von niederländischer Seite vorgeschlagene neue Methode zur Prüfung von Hochspannungskabeln, ETZ 1924, blz. 129 en blz. 159.
- Kirch, Verluste in technischen Isolierstoffen, ETZ 1932, blz. 931, 958 en 1007.
- Emanueli, Une ligne expérimentale en cable à huile fluide à 220 kV, Compte Rendu de la Cigre 1933, rapport No. 49.
- Bakker en Van Staveren, Considérations sur les conditions auxquelles doit satisfaire l'isolation de grandes génératrices synchrones à haute tension, Compte rendu de la Cigre 1929, rapport No. 64.
- Lulofs en Van Staveren, Propriétés du matériel isolant en papier comprimé et impregné à la bakelite, Compte Rendu de la Cigre 1933, rapport No. 119.
- Roth, Hochspannungstechnik.

Discussie

Dr. Brinkman vraagt: Zijn de sporen van de kruipontladingen op de papier-isolatielagen oppervlakkig of door en door? Is het doorslagmechanisme niet typisch voor dat in gassen bij hoge druk (bijv. bliksem; „leader“-mechanisme van de doorslag)? Het verdient aanbeveling het mechanisme van dergelijke „kruipontladingen“ over isolatoroppervlakken vollediger te onderzoeken.

Ir. de Zoeten antwoordt: De sporen van de kruipontladingen zijn aanvankelijk oppervlakkig, maar dringen geleidelijk verder in het papier door. Treden ontladingen in het diëlectricum op, dan is het aannemelijk, dat ter plaatse gas wordt ontwikkeld en dat de met gas gevulde ruimten geleidelijk groter worden. Het mechanisme, waardoor de vertakte verkolingen op het papieroppervlak ontstaan, moet wel verwantschap met dat van ontladingen over isolatoroppervlakken in atmosferische lucht vertoonen. Immers treden soortgelijke vertakte verkolingen ook op, wanneer men b.v. een doorvoerisolator van hardpapier in lucht beproeft en de spanningsgradiënt aan de flens zoo groot wordt, dat hier glijvonkontladingen ontstaan.