

Hoofdstuk IV.

ELECTRISCHE MACHINES.Deel A. Generatoren en Wisselstromen. 1/11/48Par. 1) Generatoren. 1A

- 1) Bij de behandeling van de electromagnetische inductie (Hoofdstuk III deel E) hebben we gezien, dat er in een draad-element een ELECTRO - MOTORISCHE KRACHT optreedt, als dit draadelement bewogen wordt in een magnetisch veld ($E = \frac{d\phi}{dt}$ volt; $\vec{V} - \vec{B}$ regel), en dat in een gesloten draad-kring een resulterende EMK optreedt, als de door deze kring omvatte magnetische flux verandert ($E = - \frac{d\phi}{dt}$ volt; Wet van Lenz).

Deze electromotorische krachten zijn de oorzaak van de z.g. inductiestromen.

De energie van zo'n inductiestroom is gelijk aan de MECHANISCHE ARBEID die vanwege de Lorentz-krachten (eventueel de Biot-Savart krachten, zie Hoofdstuk III blz. 135) moet verricht worden om de inductie-voorzakende bewegingen uit te voeren. Bij het opwekken van inductiestromen hebben we dus te doen met een omzetting van MECHANISCHE ENERGIE in ELECTRISCHE ENERGIE.

In deze paragraaf gaat het ons nu om het PRACTISCHE ASPECT van deze energie omzetting: We stellen ons n.l. de vraag hoe deze inductieverschijnselen kunnen benut worden om elektrische stromen op te wekken DIE IN DE ELECTROTECHNIEK BRUIKBAAR ZIJN. Dit moeten dan of gelijkstromen zijn of stromen waarvan het $i - t$ - diagram een vloeiende periodieke lijn is.

De machines die deze stromen opwekken, heten GENERATOREN.

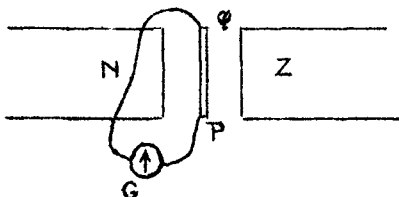
Definitie: Een generator is een machine waarmee, doormiddel van electromagnetische inductie, MECHANISCHE ENERGIE wordt omgezet in ELECTRISCHE ENERGIE.

- 2) Om een logische aansluiting te krijgen op de theorie zoals wij die behandeld hebben, gaan we na, welke van de in Hoofdstuk III (deel E_I en E_{II}) vermelde proeven geschikt zijn om als grond-idee te dienen voor de constructie van een generator.

Deze proeven zijn:

Proef I) Translatie van een draad-element in een magnetisch veld. (Hoofdstuk III blz. 126)

a)



Het draad-element PQ wordt loodrecht op het vlak van tekening naar voren of naar achteren bewogen, m.a.w. men geeft PQ een TRANSLATIE loodrecht op \vec{B} .

TIJDENS de beweging naar achteren treedt in PQ een EMK van inductie op, die gericht is van \downarrow_P , bij de beweging naar vo-

ren is de EMK gericht van \uparrow_P .

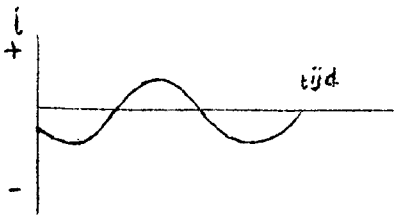
Veronderstellen we, dat het magnetisch veld homogeen is en dat PQ bewogen wordt volgens een bewegingsvergelijking $S_t = f(t)$, dan is deze EMK van inductie als functie van de tijd, gelijk aan:

$$E_t = \frac{d\phi}{dt} = B \times PQ \times \frac{ds}{dt} = B \times PQ \times V_t \text{ Volt.}$$

Zou men PQ een harmonische beweging binnen het homogene magnetische veld laten uitvoeren loodrecht op \vec{B} , dan zou dus in PQ een harmonisch wisselende EMK optreden die maximaal is als PQ de nulstand passeert en nul is in de uiterste standen van PQ terwijl de richting van deze EMK volgens de $\vec{V} - \vec{B}$ regel past bij de richting van V_t : Bij de beweging naar achteren is deze EMK gericht van \downarrow_P , bij de beweging naar voren is de EMK gericht van \uparrow_P .

Deze harmonisch wisselende EmK zou in de kring PQGP natuurlijk GEEN CONSTANTE STROOM opwekken:

Het $I - t$ diagram van deze stroom zou de vorm hebben van een sinus lijn.



In de komende theorie zullen wij bijna uitsluitend te maken krijgen met stromen waarvan het $I - t$ diagram de vorm heeft van een sinus-lijn.

Zo'n stroom noemt men een WISSELSTROOM.

In par. 2 zullen we de algemene formule voor een wisselstroom opstellen. Het zal dan blijken dat de stroomsterkte van een

wisselstroom in fase achter is op de harmonisch wisselende EMK, zo als ook in het $I - t$ diagram is aangegeven.

- b) Kan bovenstaande proef dienen als grond-idee voor de constructie van een generator?

Antwoord: De mechanische beweging bij deze proef is een heen en weer-gaande TRANSLATIE. Wil het $I - t$ diagram van de opgewekte stroom een vloeiende lijn zijn, dan moet deze heen en weergaande translatie een harmonische beweging zijn.

Deze harmonische beweging zou onderhouden moeten worden door een machine die mechanische energie levert, dus door een stoommachine, een verbrandingsmotor (dieselmotor), een stoomturbine, een gasturbine of een waterturbine.

Deze machines leveren de mechanische energie echter VIA EEN ROTATIE VAN EEN AS (de beweging van de zuigers bij de zuiger-machines is wel heen en weer gaand, maar niet harmonisch. De zuiger-machines hebben een zwaar vliegwiel nodig om de as waarop het vliegwiel is gekoppeld eenparig te doen draaien. De gelijkmatige energielevering geschiedt bij deze machines via de rotatie van deze as).

Om deze reden zou een generator waarvan de werking berust op een TRANSLATIE van een geleider in een magnetisch veld, VOOR DE TECHNIEK ON-ECONOMISCH zijn, want het mechanisme dat noodzakelijk zou zijn om de rotatie om te zetten in een translatie, zou zelf energie verbruiken en dus het NUTTIG EFFECT VERKLEINEN.

Conclusie: Bovenstaande en al de in hoofdstuk III deel E behandelde proeven waarbij de mechanische beweging bestaat in een TRANSLATIE, zijn ongeschikt om als grond-idee te dienen voor de constructie van een generator; alleen de proeven waarbij de mechanische beweging bestaat in een ROTATIE komen daarvoor in aanmerking.

- c) Opmerking over de levering der mechanische energie.

In kleine centrales (b.v. kermisttent) gebruikt men een dieselmotor als mechanische energiebron; voor grote centrales is de dieselmotor niet toereikend.

De grote centrales zijn aangewezen op de stoommachine, de stoomturbine, de gasturbine of de waterturbine.

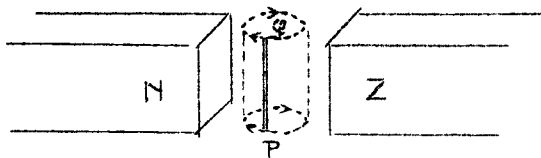
In berggebieden waar snelstromende rivieren zijn en ook bij watervallen bouwt men stuwdammen. In deze stuwdammen bouwt men kokers, waardoor het water met grote snelheid naar omlaag stroomt. Dit water dat een grote hoeveelheid kinetische energie heeft wordt geleid door het schoepenhuis van een waterturbine, waardoor een as in draaiende beweging wordt gebracht. De as van de waterturbine is dan direct gekoppeld met de as van de generator. (Zwitserland, 32500 K.Watt.)

In grote centrales, waar als krachtbron stoom wordt gebruikt (Nederland), werd voorheen de zuiger-stoommachine toegepast. In de loop der jaren is de stoommachine verdrongen door de STOOMTURBINE.

De stoomturbine is ten aanzien van de zuigerstoom-machine veel eenvoudiger van constructie; zij is gemakkelijker te bedienen, werkt gelijkmatiger, neemt minder bedrijfsruimte in beslag en HEEFT EEN HOGER NUTTIG EFFECT. Vandaar dat men tegenwoordig wel bijna in alle elektrische centrales stoomturbines aantreft.

- d) Vervolg van het onderzoek naar de technische mogelijkheden van proef 1.

d) Vervolg van het onderzoek naar de technische mogelijkheden van proef I.



Men zou de proef zo kunnen wijzigen dat men PQ eenparig een rechte cilindermantel liet beschrijven (zie fig.) Deze beweging kan opgevat worden als de resultante van twee harmonische bewegingen:

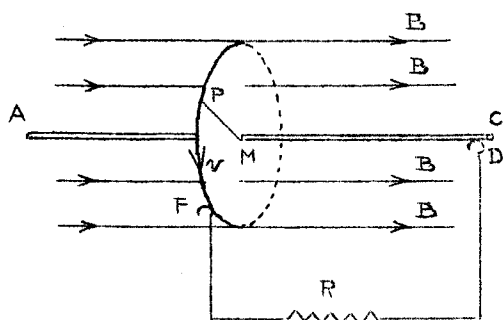
de eerste in een vlak door \vec{B} : deze beweging veroorzaakt GEEN EMK van inductie,

de tweede in een vlak $\perp \vec{B}$: deze beweging veroorzaakt in PQ een harmonisch wisselende EMK van inductie.

Conclusie: Bij deze beweging van PQ treedt in het draad-element een harmonisch wisselende EMK van inductie op. Heeft de rondgang plaats in de richting van de in de figuur aangegeven pijlen, dan is de EMK van inductie nul op de ogenblikken dat PQ het middelloodvlak van de noordpool en de zuidpool passeert; de EMK is maximaal en gericht van \downarrow als PQ de kleinste afstand heeft tot de noordpool, en de EMK is eveneens maximaal maar dan gericht van \uparrow als PQ de kleinste afstand heeft tot de zuidpool.

In deze gewijzigde vorm is het werktuigkundige bezwaar van de translatie weggenomen en zou de proef dus geschikt moeten zijn om als grond-idee te dienen voor de constructie van een wisselstroom generator. Dit idee zullen we, maar dan verbeterd, terugvinden bij de draaispoel-generator (zie ben.Pr.III)

Proef II) Het rad van Barlow. (Hoofdstuk III blz. 132)



Een metalen rad (massieve schijf) draait eenparig om de as AC. Het magnetische veld B is homogeen.

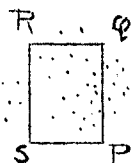
Tijdens deze rotatie treedt in de verbindingsspijl (in iedere voerstraal een EMK cp , die gelijk is aan: $E = B \frac{\pi r^2}{T}$ volt. Verbindt men de borstels F en D door een draad R, dan stroomt tijdens de rotatie van het rad (de schijf) door R een stroom die steeds gericht is van $F \rightarrow R \rightarrow D$, dus een gelijkstroom.

Daar de eenparige rotatie en het homogene magnetische veld voor de techniek geen moeilijkheden opleveren, hebben we in het rad van Barlow een eenvoudig grond-idee voor de constructie van een generator voor gelijkstroom.

Inderdaad heeft men generatoren, waarvan de werking op dit principe berust, geconstrueerd. Ze hebben in de praktische techniek echter geen "opgang" gemaakt, omdat de hoeksnelheid van het rad zeer groot moet zijn om een behoorlijke EMK te verkrijgen terwijl het "afnemen" van de stroom bij de borstels F en D zeer grote praktische moeilijkheden oplevert als de hoeksnelheid groot is.

Proef III) Beweging van een draadraam in een magnetisch veld. (Hoofdstuk III blz. 133)

a)



Bij deze proef onderging een rechthoekig draadraam een translatie in een al dan niet homogeen magnetisch veld.

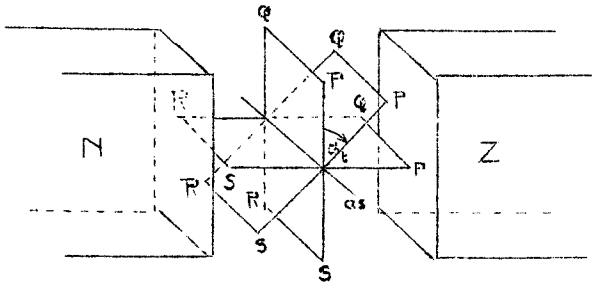
Tijdens deze translatie trad in het draadraam een EMK van inductie op gelijk aan: $E = - \frac{d\phi}{dt}$ volt.

Bij een translatie in een homogeen magnetisch veld is $E = 0$.

Daar de mechanische beweging een translatie is, is deze proef in deze vorm niet geschikt om als grond-idee te dienen voor de constructie van een generator.

b) We kunnen de proef echter zo wijzigen, dat we het rechthoekige draadraam PQRS om een as door de middens van twee overstaande

zijden van de rechthoek laten draaien in een magnetisch veld. We zullen het geval beschouwen, dat het magnetische veld homogeen is en de rotatie-as van PQRS $\perp \vec{B}$.



Het rechthoekige draadraam PQRS draait eenparig in de richting van de klok om de van het draadraam geïsoleerde as. De as staat loodrecht op de richting van het homogene magnetische veld tussen de magneet-polen. Tijdens deze draaiing werkt in iedere zijde van het raam een EMK van inductie:

de EMK's in de zijden PS en QR staan loodrecht op de draad en zullen dus in het raam geen stroom veroorzaken; de EMK's in de zijden PQ en RS werken in de richting van de draad en wel zo, dat deze EMK's in de zijde tegenover de zuidpool een stroom naar voren en in de zijde tegenover de noordpool een stroom naar achteren willen opwekken.

De EMK's in de zijden PQ en RS zullen elkaar in het draadraam dus steeds versterken: de resulterende EMK in het draadraam is dus op ieder ogenblik de rekenkundige som van de EMK's in de zijden PQ en RS.

Deze resulterende EMK heeft t.o.v. de magneten steeds dezelfde werkrichting: ze wil steeds in het raam een stroom opwekken die in de zijde tegenover de zuidpool naar voren en in de zijde tegenover de noordpool naar achteren gericht is.

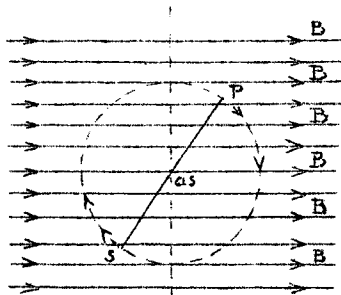
N.B. Ten opzichte van het draadraam draait de resulterende EMK om de halve slag van richting om: Op de ogenblikken dat het raam de verticale stand passeert ($\perp \vec{B}$) is de resulterende EMK = 0 ($\vec{v} - \vec{B}$ regel); in de tijdsintervallen dat PQ zich tegenover de zuidpool bevindt wil de resulterende EMK in het raam een stroom opwekken die gericht is van $Q \rightarrow P \rightarrow S \rightarrow R$; in de tijdsintervallen dat RS zich tegenover de zuidpool bevindt wil de resulterende EMK in het raam een stroom opwekken die gericht is van $Q \leftarrow P \leftarrow S \leftarrow R$. Bij deze eenparige draaiing van het raam beschrijven PQ en RS eenparig de mantel van een rechte cilinder: hun projecties op een vlak $\perp \vec{B}$ (het verticale vlak door de as) voeren dus een harmonische beweging uit. De resulterende EMK in het raam verandert dus harmonisch en is maximaal op de ogenblikken dat het draadraam de horizontale standen passeert.

Conclusie: De resulterende EMK zal in het draadraam een WISSELSTROOM opwekken.

Opmerking: De resulterende EMK in het draadraam is dus (bij overigens gelijke omstandigheden) twee maal zo groot als de EMK bij serie I_d . Technisch betekent dit dus een verbetering van de idee van proef A_d .

N.B. c) Gevraagd: De formule voor de resulterende EMK in het eenparig om de as draaiende draadraam.

Oplossing: We kunnen deze formule het gemakkelijkst afleiden met behulp van de formule: $E_t = - \frac{d\phi^o}{dt}$ volt.



We moeten dan eerst ϕ^o bepalen als functie van de tijd, en dan deze functie naar de tijd differentiëren. Nevenstaande figuur stelt een voor-aanzicht voor van het raam op het ogenblik dat dit de hoek α_t maakt met het vlak door de as $\perp \vec{B}$. De magnetische flux door het raam is dan: $\phi^o = B \cdot O \cdot \cos \alpha_t$ Weber. (1 Weber = 1 volt.sec.)

Hierin is O het oppervlak van het raam in m^2 .

Duurt een omwenteling T sec., dan is $\alpha_t = \frac{2\pi}{T}$ radialen.

Dus:

Dus:

$$\phi^{\circ} = B.O.\cos \frac{2\pi}{T} t \text{ Weber.}$$

Door differentiëren vinden we:

$$\frac{d\phi^{\circ}}{dt} = - \frac{2\pi}{T} B.O.\sin \frac{2\pi}{T} t \text{ Volt.}$$

De resulterende EMK in het raam als functie van de tijd, is dus:

$$E_t = + \frac{2\pi}{T} .B.O.\sin \frac{2\pi}{T} t \text{ volt.}$$

Reflexie: De resulterende EMK is dus een enkelvoudige sinusfunctie van de tijd, die nul is op de ogenblikken dat het raam de stand $\perp \vec{B}$ passeert, en maximaal is als het raam de stand $\parallel \vec{B}$ passeert.

De maximale waarde van deze EMK is gelijk aan:

$$E_{\max} = \frac{2\pi}{T} .B.O \text{ volt.}$$

De maximale waarde van de EMK is dus:

r.e. met de sterkte van het magnetische veld, in $\frac{N}{Am}$

r.e. met het oppervlak van het raam, in m^2 .

r.e. met de frequentie $\left(\frac{1}{T}\right)$ van de rotatie. T in sec.

De dimensie van E_{\max} is inderdaad volt, immers:

$$\left[\frac{B.O}{T}\right] = \frac{N}{A.m} \cdot m^2 \cdot \frac{1}{\text{sec}} = \frac{N.m}{A.\text{sec}} = \frac{\text{Joule}}{\text{Coulomb}} = \text{Volt.}$$

Conclusie: Tijdens de eenparige rotatie van het draadraam treedt in het draad een EMK van inductie op die als functie van de tijd gelijk is aan:

$$E_t = E_{\max} \sin \frac{2\pi}{T} t \text{ volt, waarbij}$$

$$E_{\max} = \frac{2\pi}{T} . B . O \text{ volt.}$$

Opmerking. Uit bovenstaande afleiding blijkt, dat het voor de EMK niet wezenlijk is, dat het raam de vorm van een rechthoek heeft. Alleen de grootte van het oppervlak is wezenlijk.

d) Deze eenparige rotatie van een draadraam in een homogeen magnetisch veld om een van het raam geïsoleerde as $\perp \vec{B}$, is geschikt om als grond-idee te dienen voor de constructie van een generator: noch het homogene magnetisch veld, noch de eenparige rotatie levert een werktuigkundig bezwaar op.

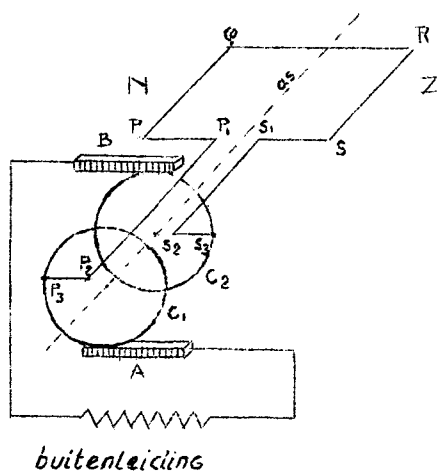
We moeten alleen nog bespreken hoe men bereikt dat de in het draad raam optredende EMK niet alleen in het draadraam, maar ook in een z.g. buitenleiding een stroom opwekt. Hiervoor is een afzonderlijk mechanisme nodig, want het is duidelijk dat men de uiteinden van de buitenleiding niet zonder meer aan het roterende draadraam kan bevestigen.

Dit onderdeel van de generator noemt men een COLLECTOR.

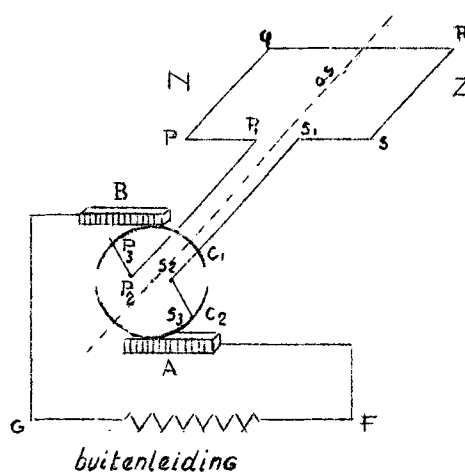
Er zijn twee typen van collectoren, n.l.: de WISSELSTROOM-collector en de GELIJKSTROOM-collector.

Zie figuren op blz. 1 e.

WISSELSTROOM-collector.



GELIJKSTROOM-collector.



De wisselstroom-collector bestaat uit twee evenwijdige cirkelvormige metalen banden C_1 en C_2 die onwrikbaar en niet geleidend met de rotatie-as van het draadraam zijn verbonden. C_1 en C_2 draaien dus via de rotatie-as met het raam mee.

De zijde PS van het draadraam is bij P_1S_1 onderbroken.

P_1 is via $P_1P_2P_3$ geleidend verbonden met C_1 ; S_1 is via $S_1S_2S_3$ geleidend verbonden met C_2 .

C_1 is en blijft dus geleidend verbonden met PQ ; C_2 met SR .

Als de as rondraait strijkt C_1 langs de metalen plaat A en C_2 langs de metalen plaat B .

A en B heten de borstels van de collector.

A is geleidend verbonden met het ene, B met het andere uiteinde van de buitenleiding.

Het met A verbonden uiteinde van de buitenleiding is en blijft dus geleidend verbonden met PQ ; het met B verbonden uiteinde van de buitenleiding is en blijft geleidend verbonden met SR .

Via de collector C_1C_2 vormen de buitenleiding met het draadraam samen dus een onveranderlijke gesloten stroomkring, n.l.: de kring

$AP_3P_2P_1PQRS_1S_2S_3B$ buitenleiding A . De EMK van inductie in het eenparig draaiende draadraam zal dus het electriciteitsvoltage van de hele kring doen bewegen als een onsamendrukbare vloeistof, zodat dus door iedere doorsnede van de kring dezelfde hoeveelheid lading stroomt.

Daar deze EMK een enkelvoudige sinusfunctie van de tijd is, zal in de hele kring, dus ook in de buitenleiding, een wisselstroom optreden. Vandaar de naam wisselstroomcollector.

De gelijkstroom-collector bestaat uit twee van elkaar geïsoleerde half cirkelvormige metalen banden C_1 en C_2 die onwrikbaar en niet geleidend met de rotatie-as van het draadraam verbonden zijn.

C_1 en C_2 zijn zo bevestigd, dat ze de segmenten vormen van een cirkel las , en zo dat de scheidingslijn tussen C_1 en C_2 // PS .

Bij draaiing van de rotatie-as draaien C_1 en C_2 dus met het draadraam mee en de scheidingslijn tussen C_1 en C_2 blijft // PS .

De zijde PS van het raam is bij P_1S_1 onderbroken. P_1 is via $P_1P_2P_3$ geleidend verbonden met C_1 ; S_1 via $S_1S_2S_3$ met C_2 .

C_1 is en blijft dus geleidend verbonden met PQ ; C_2 met SR .

Bij draaiing van de as strijken C_1 en C_2 langs de borstels A en B : In de getekende stand strijkt C_1 langs B en C_2 langs A ; passeert het draadraam de verticale stand dan verwisselen C_1 en C_2 van borstel.

In het tijdsinterval dat PQ zich tegenover de noordpool bevindt, is PQ dus geleidend verbonden met borstel B ; in het tijdsinterval dat PQ zich tegenover de zuidpool bevindt is PQ geleidend verbonden met borstel A .

B is dus steeds verbonden met de zijde van het draadraam die zich tegenover de noordpool bevindt; A steeds met de zijde tegenover de zuidpool.

Daar de EMK van inductie bij de beschouwde draairichting van het raam (met de klok mee) in de zijde tegenover de noordpool een stroom naar achteren en in de zijde tegenover de zuidpool een stroom naar voren wil veroorzaken, zal deze EMK in de buitenleiding dus steeds een stroom willen veroorzaken die gericht is

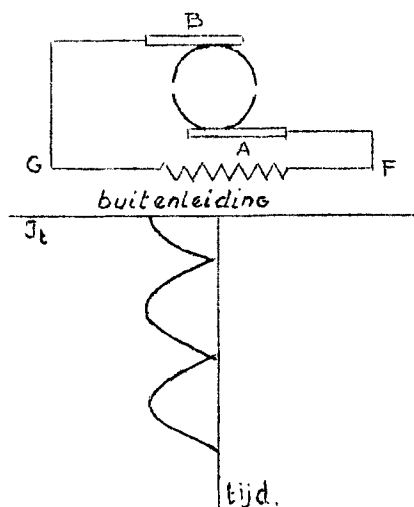
van rechts naar links: $G \leftarrow F$.
Ten opzichte van de buitenleiding heeft de in het draadraam optreden de EMK van inductie dus altijd DEZELFDE RICHTING.

Zouden de weerstand van het draadraam en de zelfinductie in de kring (zie ben.) te verwaarlozen zijn, dan was de klemspanning tussen de uiteinden van de buitenleiding als functie van de tijd, gelijk aan:

$$E_t = E_{\max} \left| \sin \frac{2\pi}{T} t \right| \text{ volt.}$$

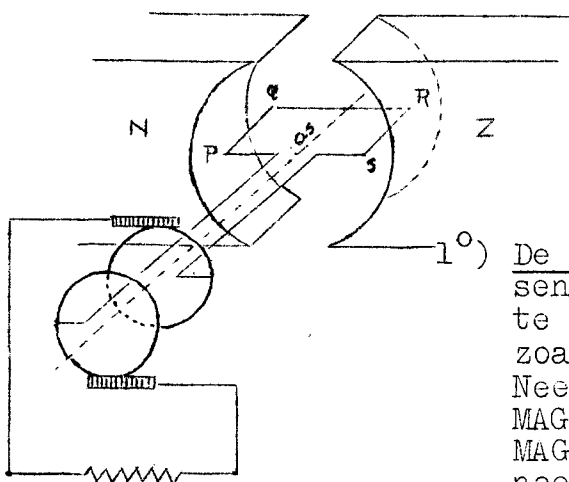
In de buitenleiding zou dan een stroom optreden die WEL CONSTANT VAN RICHTING, maar NIET CONSTANT VAN GROOTTE was.

Het $I - t$ diagram van de STROOM IN DE BUITENLEIDING zou er dan aldus uitzien:



In de buitenleiding zou dan een z.g. PULSERENDE GELIJKSTROOM optreden. Daarom heet deze collector een gelijkstroom-collector. (De term "gelijk" slaat dan echter alleen op DE RICHTING van de stroom).

e) Samenvatting.



Het idee, om een rechthoekig draadraam in een homogeen magnetisch veld eenparig te laten draaien om een as die door de middens van twee overstaande zijden van het draam gaat en $\perp B$, blijkt geschikt te zijn om als grond-idee te dienen voor de constructie van een generator. De integreerende onderdelen van deze generator zijn:

1°) De magneten: Om het magnetisch veld tussen de magneten zo goed mogelijk homogeen te krijgen, worden de magneten uitgehoud, zoals de figuur aangeeft.

Neemt men voor deze magneten PERMANENTE MAGNETEN, dan noemt men de generator een MAGNETO; neemt men ELECTRO-MAGNETEN dan noemt men de generator een DYNAMO.

De generator bij de fietslamp heet dus ten onrechte fiets-dynamo, want de magneten

daarvan zijn permanente magneten.

- 2^o) Het draadraam. In de techniek noemt men dit het anker. Om de EMK van inductie te vergroten, neemt men in de techniek voor het anker niet een draadraam met èèn winding, maar een draadraam met n windingen, dus een SPOEL. In iedere winding van de spoel treedt dan de in c) afgeleide EMK op. De EMK in de hele spoel als functie van de tijd is dan:

$$E_t = \frac{2\pi \cdot n \cdot B \cdot O}{T} \sin \frac{2\pi}{T} t \text{ volt.}$$

E_{\max} is dan dus:

- r.e. met het aantal windingen van de spoel (n)
- r.e. met de sterkte van het magn.veld in $\frac{N}{A \cdot m}$
- r.e. met het oppervlak van èèn raam.
- r.e. met de frequentie ($\frac{1}{T}$) van de rotatie.

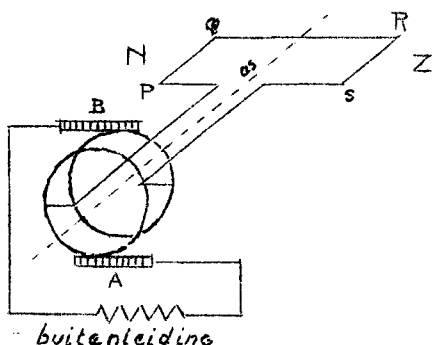
Ter onderscheiding van een nog te behandelen type, zullen we bovenstaande generator een DRAAISPOEL-GENERATOR noemen, zijn werking is het principe van de DRAAISPOEL-DYNAMO.

- 3^o) De collector. Deze zorgt er voor dat het anker met de buitenleiding een gesloten kring vormt. Bij een wisselstroom-collector blijft eenzelfde uiteinde van de buitenleiding met dezelfde tak van het anker verbonden: de stroom in de buitenleiding is dan een wisselstroom. Bij een gelijkstroom-collector is het ene uiteinde van de buitenleiding steeds verbonden met die zijde van het anker die zich op het beschouwde ogenblik tegenover de noord-pool bevindt; het andere uiteinde van de buitenleiding is steeds verbonden met die zijde van het anker die zich op het beschouwde ogenblik tegenover de zuidpool bevindt. De stroom in de buitenleiding is dan een pulserende gelijk stroom.

- 3) Ter oriëntatie. We zijn bezig met het onderzoek van de proeven van hoofdstuk III deel E naar hun geschiktheid om als grondidee te dienen voor de constructie van een generator. Dit onderzoek heeft ons tot nu toe twee generatoren opgeleverd, n.l. een gelijkstroomgenerator (proef van Barlow; heeft geen "opgang" gemaakt) en de draaispoel-generator die naargelang de collector is, een wisselstroom of een pulserende gelijkstroom levert. We hebben nu nog de proeven van hoofdstuk III blz. 136 te onderzoeken waarbij een magneet bewogen wordt t.o.v. een spoel. We zullen dit onderzoek echter naar een later tijdstip verschuiven en eerst de stromen gaan bestuderen die veroorzaakt worden door harmonisch wisselende electromotorische krachten, dus de wissel - stromen.

Par. 2 De stroomsterkte in de kring van de draaispoel-generator met wisselstroom-collector.

1)



We hebben dus de onveranderlijke gesloten stroomkring APQRSB buitenleiding A.

Bij de eenparige rotatie treedt in het anker een harmonisch wisselende EMK van inductie op: DE IN DE KRING OPTREDENDE INDUCTIESTROOM KAN DUS ONMOGELIJK CONSTANT ZIJN VAN GROOTTE EN RICHTING.

Ten gevolge van de verandering van de stroomsterkte treedt in de kring ook een EMK van ZELFINDUCTIE op.

N.B. TIJDENS DE EENPARIGE ROTATIE VAN HET ANKER TREDEN IN DE GESLOTEN KRING TWEE ELECTROMOTORISCHE KRACHTEN OP, n.l.:

1°) De EMK in het anker: $E_t^{\text{ank}} = E_{\text{max}}^{\text{ank}} \sin \frac{2\pi}{T} t$ volt.

2°) De EMK van ZELFINDUCTIE: $E_t^{\text{zelf}} = -L_Q \cdot \frac{di}{dt}$ volt.

De RESULTERENDE EMK als functie van de tijd is dus:

$$E_t^{\text{res}} = E_t^{\text{ank}} + E_t^{\text{zelf}} = E_{\text{max}}^{\text{ank}} \sin \frac{2\pi}{T} t - L_Q \cdot \frac{di}{dt} \text{ volt.}$$

De STROOMSTERKTE in de kring is dus zo'n functie van de tijd, dat op ieder ogenblik:

$$i_t = \frac{E_t^{\text{res}}}{R_Q} \text{ Amp.}$$

Hierin stelt R_Q de ohmse weerstand van de HELE KRING voor. Werken we deze vergelijking uit, dan volgt:

$$E_t^{\text{res}} = i_t R_Q$$

Dus:

$$E_{\text{max}}^{\text{ank}} \cdot \sin \frac{2\pi}{T} t - L \frac{di}{dt} = i_t R_Q$$

of:

$$E_{\text{max}}^{\text{ank}} \sin \frac{2\pi}{T} t = L \frac{di}{dt} + i_t R_Q$$

In deze vergelijking is i de onbekende. In de vergelijking komt echter niet alleen i maar ook $\frac{di}{dt}$ voor.

Zo'n vergelijking noemt men een DIFFERENTIAAL-vergelijking. De hogere wiskunde geeft van bovenstaande differentiaal-vergelijking de volgende oplossing:

$$i_t = \frac{E_{\text{max}}^{\text{ank}}}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi}{T} L\right)^2}} \sin \left(\frac{2\pi}{T} t - \phi \right)$$

$$\text{waarbij } \text{tg. } \phi = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{L}{R}$$

2) Contrôle. We kunnen deze oplossing verifiëren door deze functie in de differentiaal-vergelijking voor i te substitueren en na te gaan of het rechter lid van de vergelijking dan inderdaad identiek is met het linker lid.

We vereenvoudigen eerst de functie i_t door $\frac{2\pi}{T} L = R \text{tg } \phi$ te stellen.

Dan volgt:

$$i_t = \frac{E_{\text{max}}}{\sqrt{R^2 + R^2 \text{tg}^2 \phi}} \cdot \sin \left(\frac{2\pi}{T} t - \phi \right) = \frac{E_{\text{max}}}{R} \cos \phi \sin \left(\frac{2\pi}{T} t - \phi \right)$$

Dus:

$$i_t = \frac{E_{\text{max}}}{R} \cos \phi \sin \left(\frac{2\pi}{T} t - \phi \right)$$

Dus:

$$\frac{di}{dt} = \frac{2\pi}{T} \frac{E_{\text{max}}}{R} \cos \left(\frac{2\pi}{T} t - \phi \right) \cos \phi$$

Dus:

$$L \frac{di}{dt} = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{L}{R} E_{\text{max}} \cos \phi \cdot \cos \left(\frac{2\pi}{T} t - \phi \right) = E_{\text{max}} \sin \phi \cdot \cos \left(\frac{2\pi}{T} t - \phi \right)$$

$$iR = R \cdot \frac{E_{\text{max}}}{R} \cos \phi \sin \left(\frac{2\pi}{T} t - \phi \right) = E_{\text{max}} \cos \phi \cdot \sin \left(\frac{2\pi}{T} t - \phi \right)$$

$$L \frac{di}{dt} + iR = E_{\text{max}} \left\{ \sin \phi \cos \left(\frac{2\pi}{T} t - \phi \right) + \cos \phi \sin \left(\frac{2\pi}{T} t - \phi \right) \right\} =$$

$$= E_{\text{max}} \sin \left(\phi + \frac{2\pi}{T} t - \phi \right) =$$

$$= E_{\text{max}} \cdot \sin \frac{2\pi}{T} t, \text{ en dit is identiek met het linker lid van de differentiaal-vergelijking.}$$

De in de hogere wiskunde gevonden functie van de tijd is dus INDERDAAD de oplossing van de differentiaal vergelijking voor de stroomsterkte in de kring van de draaispoel-generator met wisselstroom collector.

Notatie. Daar deze functie een enkelvoudige sinusfunctie van de tijd is, zal de stroomsterkte dus harmonisch wisselen m.a.w. in de kring treedt een WISSELSTROOM op. Het is gebruikelijk om de stroomsterkte van een wisselstroom aan te duiden door de HOOFDLETTER I.

Conclusie: De stroomsterkte in een kring waarin de stroombron een draaispoel-generator met wisselstroom-collector is, is als functie van de tijd gelijk aan:

$$I_t = \frac{E_{\max}}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi}{T}L\right)^2}} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi\right) \text{ Amp.}$$

Hierin is: E_{\max} de maximale waarde van de EMK van inductie in het anker, in volt.

R de Ohmse weerstand van de HELE kring, in Ω

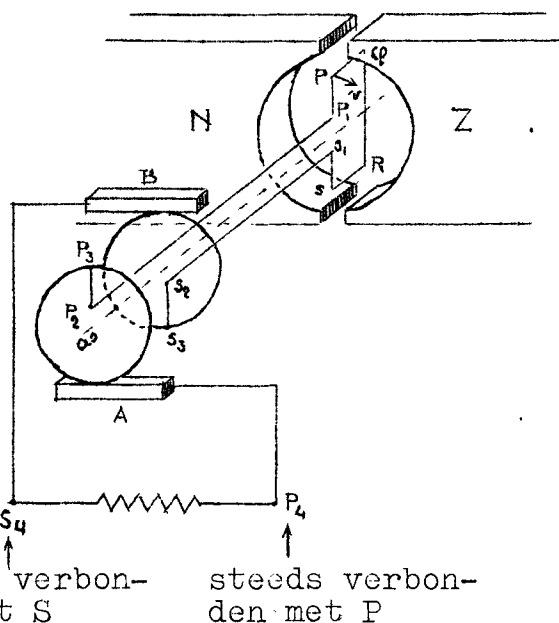
L de coëff. van zelfinductie van de HELE kring, in HENRY

T de omloopstijd van het anker, in seconde.

ϕ het aantal radialen van de hoek waarvan de tangens = $\frac{2\pi}{T} \cdot \frac{L}{R}$

Opmerking. Het is duidelijk dat deze formule zal gelden voor iedere stroombron met wisselstroom collector waarvan de EMK een harmonische functie is van de tijd.

3) Nadere beschouwing.



We hebben dus een stroomkring die gevormd wordt door een draaispoel generator met wisselstroom-collector en de buitenleiding AP_4S_4B . De EMK in het anker als functie van de tijd is:

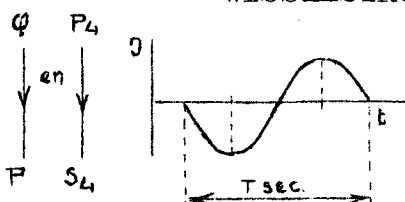
$$E_t = E_{\max} \sin \frac{2\pi}{T}t \text{ volt.}$$

De stroomsterkte in de kring als functie van de tijd is:

$$I_t = \frac{E_{\max}}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi}{T}L\right)^2}} \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi\right) \text{ Amp.}$$

$$\text{waarbij } \text{tg } \phi = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{L}{R}$$

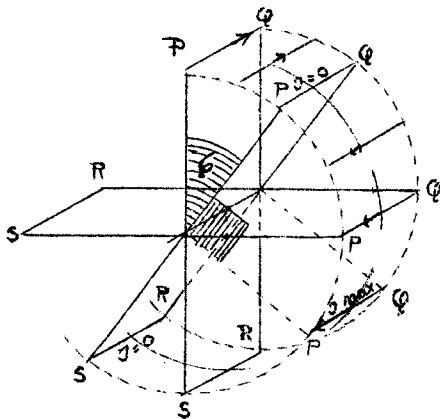
Conclusie I. De stroomsterkte in de kring is een enkelvoudige sinusfunctie van de tijd. In de kring treedt dus een WISSELSTROOM op: Het electronengas van de kring voert dus in zijn geheel (als een onsamendrukbare vloeistof) een harmonische beweging uit. Op ieder ogenblik heeft de stroomsterkte in ieder punt van de kring onderling gelijke waarden.



De trillingstijd van deze harmonische beweging is T sec, Deze is dus gelijk aan de omloopstijd van het anker m.a.w. DE FREQUENTIE ($\frac{1}{T}$) VAN DE WISSELSTROOM IS GELIJK AAN DE FREQUENTIE VAN HET ANKER.

Conclusie II. De fase van de wisselstroom is op ieder ogenblik ϕ radialen ACHTER op de fase van het anker op dat ogenblik.

Als dus het anker de verticale stand passeert is de $EMK = 0$ ($\vec{V} - \vec{B}$ regel; fig.), MAAR DE STROOMSTERKTE IS DAN NOG NIET NUL: De stroomsterkte is dan wel aan het afnemen, maar is pas nul op het ogenblik dat het anker over de hoek ϕ rad. verder gedraaid is.



Nevenstaande figuur geeft een beeld van de gang van zaken:

$I = 0$ op de ogenblikken dat de fasehoek van het anker $= \phi + k\pi$ rad;

I is maximaal op de ogenblikken dat de fasehoek van het anker gelijk is aan $\phi + \frac{\pi}{2} + k\pi$ rad.

De grootte van ϕ wordt gegeven door de formule $\text{tg } \phi = \frac{2\pi}{T} \frac{L}{R}$

Dus $0 \leq \phi < \frac{\pi}{2}$

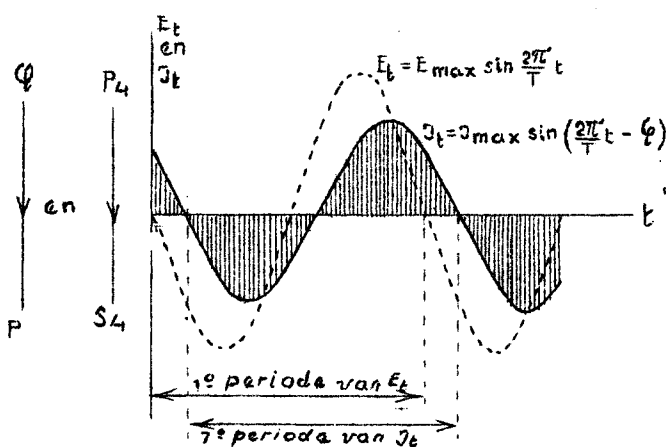
Het feit, dat de stroomsterkte in fase achter blijft op de EMK wordt VEROORZAAKT door de ZELFINDUCTIE in de HELE kring:

Het verschijnsel van de zelfinductie openbaart zich als een TRAAGHEIDSVERSCHIJSSEL.

Vraag: $\text{tg } \phi = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{L}{R}$ Wordt het fase-verschil ϕ dan ook niet veroorzaakt door T en R ?

Antw.: Het traagheidsverschijnsel wordt VEROORZAAKT door de zelfinductie.

De GROOTTE van ϕ wordt echter MEDE bepaald door T en R , want de uitwerking van de zelfinductie hangt af van de frequentie ($\frac{1}{T}$), van de EMK en de weerstand van de kring.



Tekent men in eenzelfde figuur de grafieken van E_t en I_t (waarbij als $t = 0$ een ogenblik gekozen wordt waarop het anker de verticale stand passeert met PQ boven) dan blijkt ^{dat} de sinuslijn van I_t over een stuk $\frac{\phi}{2\pi} T$ naar RECHTS verschoven is t.o.v. de sinuslijn van E_t , want de stroomsterkte wordt $\frac{\phi}{2\pi} T$ sec. later dan de EMK nul en bereikt $\frac{\phi}{2\pi} T$ sec. later dan de EMK een uiterste waarde.

Conclusie III. De MAXIMALE WAARDE van de stroomsterkte is:

$$I_{\max} = \frac{E_{\max}}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi}{T} L\right)^2}} \text{ Amp.}$$

Welke natuurkundige betekenis heeft de term $\frac{2\pi}{T} L$?

Antwoord blz. 3 b.

Antw.: $\frac{2\pi}{T}L$ heeft de dimensie van een WEERSTAND.

$$\text{Immers: } \left[\frac{2\pi}{T}L \right] = \frac{1}{\text{sec}} \times \frac{\text{volt} \times \text{sec}}{\text{amp}} = \frac{\text{volt}}{\text{amp}} = \text{Ohm.}$$

De zelfinductie heeft dus SCHIJNBAAR een WEERSTANDS-VERGROTENDE WERKING ALS IN EEN STROOMKRING EEN WISSELSTROOM OPTREEDT.

De SCHIJNBARE weerstand, die de kring heeft voor EEN WISSELSTROOM met frequentie $\frac{1}{T}$, is dan:

$$\sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi}{T}L\right)^2}$$

DEZE SCHIJNBARE WEERSTAND NOEMT MEN DE IMPEDANTIE.

dus: DE IMPEDANTIE = $\sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi}{T}L\right)^2} \Omega$

en

$$I_{\max} = \frac{E_{\max}}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi}{T}L\right)^2}} = \frac{E_{\max}}{\text{Impedantie}}$$

Conclusie IV. De zelfinductie in een wisselstroomkring heeft VOOR DE WISSELSTROOM dus TWEE GEVOLGEN:

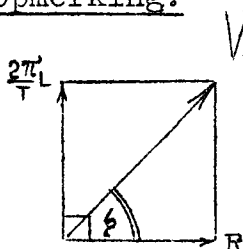
- 1^o) Het TRAAGHEIDSVERSCHIJNSEL, waardoor de stroomsterkte het constante bedrag ϕ rad. in fase achter blijft op de EMK. ($\text{tg } \phi = \frac{2\pi}{T} \frac{L}{R}$)
- 2^o) De IMPEDANTIE-werking, waardoor de weerstand van de kring voor een WISSELSTROOM groter schijnt te zijn dan de Ohm-weerstand.

Deze twee gevolgen zijn wiskundig vastgelegd in de formule:

$$I_t = \frac{E_{\max}}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi}{T}L\right)^2}} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi\right) \text{ Amp.}$$

$$\text{waarbij: } \text{tg } \phi = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{L}{R}$$

Opmerking:



$\sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi}{T}L\right)^2}$ Nevenstaande figuur laat zien, dat er een eenvoudig meetkundig verband bestaat tussen R , $\frac{2\pi}{T}L$, ϕ en de impedantie:

de impedantie is de vectorsom van R en $\frac{2\pi}{T}L$; ϕ is de hoek tussen de impedantie en R .

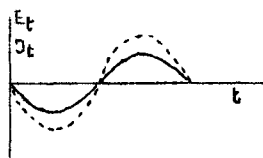
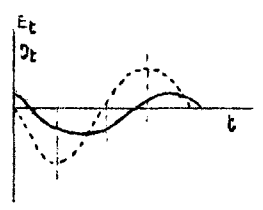
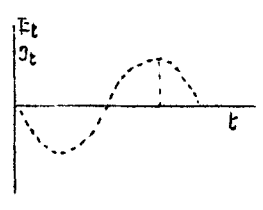
4) Practische gevolgen en toepassingen.

- a) Als in een wisselstroomkring E_{\max} , T en R bepaald en onveranderlijk zijn, hangt I_{\max} alleen nog af van de coëff. van zelfinductie, L van de HELE kring.

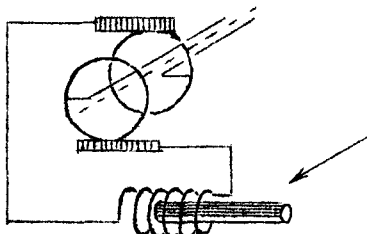
Overzicht van de mogelijke gevallen:

blz. 3 c.

Overzicht van de mogelijke gevallen.

L	I_{\max}	ϕ	Grafiek.
$L \approx 0$	$I_{\max} = \frac{E_{\max}}{R}$	$\phi = 0$	 <p>----- E_t _____ I_t I_t is nu in fase met E_t</p> <div style="border: 1px solid black; padding: 5px; width: fit-content; margin: 10px auto;"> $I_t = \frac{E_t}{R}$ </div>
$L > 0$	$I_{\max} = \frac{E_{\max}}{\sqrt{R^2 + (\frac{2\pi}{T}L)^2}}$	$\text{tg } \phi = \frac{2\pi}{T} \frac{L}{R}$	 <p>I_t is steeds ϕ rad. in fase achter op E_t.</p>
$L = \infty$	$I_{\max} = 0$	$\phi = \frac{\pi}{2}$	 <p>In deze kring treedt WEL een harmonisch wisselende EMK op maar GEEN wisselstroom</p>

b)



In een wisselstroomkring met bepaalde E_{\max} , T en R kan men I_{\max} dus regelen door L te regelen. Dit doet men in de praktijk doormiddel van een SPOEL MET VERSTELBARE WEEKIJZEREN KERN:

Kern uit \rightarrow L klein \rightarrow I_{\max} groot

Kern in \rightarrow L groot \rightarrow I_{\max} klein.

c) Men kan spoelen maken waarvan L praktisch "oneindig" groot is. Plaatst men zo'n spoel in serie met de draaispoel generator met wisselstroom-collector, dan is $I_{\max} = 0$. In de kring treedt dan GEEN stroom op. (wel een harm. wisselende EMK)

Zo'n spoel noemt men een SMOORSPOEL.

N.B. Conclusie: EEN SMOORSPOEL MAAKT HET ONMOGELIJK, DAT IN EEN KRING EEN WISSELSTROOM OPTREEDT, omdat een smoorspoel de IMPEDANTIE oneindig groot maakt. Deze schijnbare weerstand telt immers voor een WISSELSTROOM voor DE weerstand. Men drukt dit uit door te zeggen dat "een WISSELSTROOM een smoorspoel NIET kan passeren".

Opmerking: Een GELIJKSTROOM kan een smoorspoel WEL passeren, want bij een gelijkstroom gaat het alleen om de Ohm-weerstand van de draad van de spoel. Als een smoorspoel in serie geschakeld is met een GELIJKSTROOM-bron duurt het wel lang voordat de stroomsterkte de waarde bereikt heeft die door

de tweede wet van Ohm wordt voorgeschreven ($i_0 = \frac{E_{mk}}{r_i + r_u} \text{ Amp}$)
 Heeft de stroomsterkte echter eenmaal deze waarde bereikt, dan ondervindt de kring geen bijzondere invloed meer van de smoorspoel.

Vraag: Maakt het voor de maximale waarde van de stroomsterkte in een kring verschil of een met de bron in serie geschakelde weerstandsdraad al dan niet in de vorm van een solenoïde of spoel gewonden is?

Antw.: Voor een GELIJKSTROOMBRON NIET, voor een WISSELSTROOMBRON WEL.

5) Aantekening over de frequentie van de wisselstroom.

a) Zoals we reeds hebben opgemerkt is de frequentie van de wisselstroom ($\frac{1}{T}$) gelijk aan de draai-frequentie van het anker, dus gelijk aan het aantal omwentelingen dat het anker per sec. maakt. In Nederland leveren de electriciteits-centrales wisselstromen met frequenties van 50 Hertz. Een gloeilamp die op zo'n wisselstroom brandt maakt op het oog de indruk van een gelijkmatige lichtstroom te leveren.

Zou een gloeilamp branden op een wisselstroom van lage frequentie dan zou men de lichtsterkte van de lamp met de dubbele frequentie van de wisselstroom maximaal en minimaal zien worden.

NB b) Vraag: Welk gevolg heeft het voor I_{\max} als men de draai-frequentie van het anker vergroot?

Antw.: In par. 1) hebben we voor de EMK van de draaispoel-generator als functie van de tijd, gevonden:

$$E_t = \frac{2\pi}{T} \cdot n \cdot B \cdot 0 \sin \frac{2\pi}{T} t \text{ volt.}$$

dus: $E_{\max} = \frac{2\pi}{T} \cdot n \cdot B \cdot 0 \text{ volt.}$

We kunnen de formule voor I_{\max} dus schrijven als:

$$I_{\max} = \frac{\frac{2\pi}{T} \cdot n \cdot B \cdot 0}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi}{T}L\right)^2}} = \frac{n \cdot B \cdot 0}{\sqrt{\left(\frac{T}{2\pi}R\right)^2 + L^2}} \text{ Amp.}$$

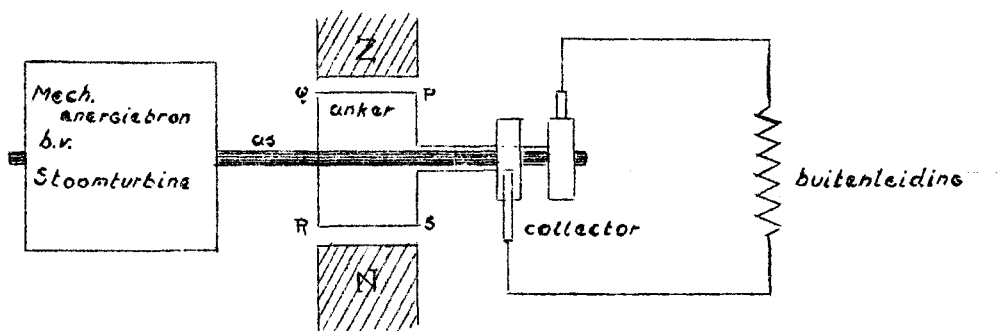
Dus:

$$I_{\max} = \frac{n \cdot B \cdot 0}{\sqrt{\left(\frac{T}{2\pi}R\right)^2 + L^2}} \text{ Amp.}$$

Maakt men de draai-frequentie van het anker groter, dan wordt T dus kleiner. De noemer in het rechter lid van de vergelijking wordt dan dus ook kleiner, met het gevolg dat de waarde van het quotient GROTER wordt.

Conclusie: Bij vergroting van de draaifrequentie van het anker wordt I_{\max} GROTER.

6) De verantwoording der energie. (Niet voor examen)



Bovenstaande figuur geeft een schematisch beeld van de gang van zaken bij de draaispoel-generator met wisselstroom-collector: Het anker van de generator en de schijven van de collector zijn via een as gekoppeld aan een mechanische energie-bron (b.v. een stoom-

turbine). Via de rotatie van de as zorgt de mechanische energiebron er voor dat het anker en de schijven eenparig ronddraaien met omloopstijd T sec.

Ten gevolge van de eenparige rotatie in het homogene magnetische veld wordt in het anker een harmonisch wisselende EMK van inductie opgewekt:

$$E_t = E_{\max} \sin \frac{2\pi}{T} t \text{ volt.}$$

Deze harmonisch wisselende EMK veroorzaakt in de kring (die gevormd wordt door het anker, de wisselstroom-collector en de buitenleiding) een wisselstroom waarvan de stroomsterkte als functie van de tijd gegeven wordt door de vergelijking:

$$I_t = \frac{E_{\max}}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi}{T}L\right)^2}} \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi\right), \text{ waarbij } \text{tg. } \phi = \frac{2\pi}{T} \frac{L}{R}$$

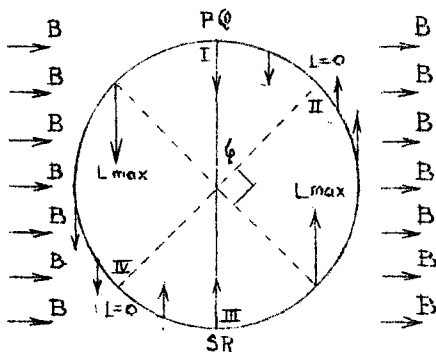
Er wordt dus mechanische energie doormiddel van de electromagnetische inductie omgezet in elektrische energie.

We willen nu nagaan of de arbeid die in een bepaald tijdsinterval door de mechanische energiebron wordt verricht inderdaad gelijk is aan de elektrische energie die in DAT tijdsinterval door de generator geleverd wordt.

We vragen:

- a) Hoe groot is de arbeid die de mechanische energiebron in T sec. levert?

Antwoord: Tijdens de draaiing werken op de vier zijden van het anker Lorentzkrachten overeenkomstig de $\vec{i} - \vec{B}$ regel.



De Lorentz-krachten op QR en SP staan in nevenstaande figuur steeds loodrecht op het vlak van tekening; bij de draaiing van het anker wordt hun aangrijpingspunt niet verplaatst in hun werkrichting; de Lorentzkrachten op QR en SP verrichten tijdens de draaiing van het anker dus geen arbeid.

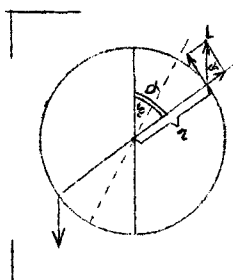
De Lorentz-krachten op PQ en RS liggen in bijgaande figuur steeds in het vlak van tekening en staan steeds $\perp \vec{B}$: Deze Lorentz-krachten vormen op ieder ogenblik een koppel.

Daar de aangrijpingspunten van deze Lorentzkrachten bij de draaiing van het anker verplaatst worden in de werkrichtingen van deze krachten, verrichten de Lorentz-krachten op PQ en RS arbeid tijdens de draaiing van het anker.

In het tijdsinterval, dat PQ beweegt van I \rightarrow II, en in het tijdsinterval, dat PQ beweegt van III \rightarrow IV is de arbeid door deze Lorentz-krachten POSITIEF; in de tijdsintervallen dat PQ beweegt van II \rightarrow III en van IV \rightarrow I, is deze arbeid NEGATIEF.

Berekent men door integreren de totale arbeid die door de Lorentz-krachten op PQ en RS verricht worden in een volledige omloop van het anker, dan vindt men, dat deze totale arbeid NEGATIEF is en gelijk is aan:

$$W_{\text{tot}} = -\frac{1}{2} \cdot T \cdot E_{\max} \cdot I_{\max} \cdot \cos \phi \text{ Joule.}$$



De candidaat die deze uitkomst wil controleren, moet daartoe de integraal

$$W = -2 \int_0^{2\pi} L \sin \alpha \cdot r d \alpha \text{ uitrekenen.}$$

Tijdens een volledige omwenteling van het anker verrichten de Lorentz-krachten op PQ en RS SAMEN dus bovenstaande NEGATIEVE

arbeid. Deze Lorentz-krachten willen dus de rotatie-energie van het anker VERMINDEREN.

Om het anker op toeren te houden moet de mechanische energiebron PER OMWENTELING van het anker zoveel rotatie energie aan het anker geven als de Lorentz-krachten op PQ en RS er aan ontnemen.

Conclusie: In ieder tijdsinterval van een volledige omloop van het anker (Tsec) moet de mechanische energiebron op het anker de POSITIEVE arbeid verrichten van:

$$W_{int} = +\frac{1}{2} T \cdot E_{max} \cdot I_{max} \cos \phi \text{ Joule}$$

- b) Hoeveel Joule elektrische energie levert de draaispoel-generator in T sec aan de kring die gevormd wordt door het anker, de wisselstroomcollector en de buitenleiding?

Antwoord: De in T sec. geleverde electr. energie = $\int_0^T E_t \cdot I_t dt$

Rekent men deze integraal uit, dan vindt men:

De gedurende een volledige omloop van het anker geleverde energie.	} = + $\frac{1}{2} T \cdot E_{max} \cdot I_{max} \cos \phi$ Joule
--	---

- c) Wat volgt uit de antwoorden a) en b) ?

Antwoord: De mechanische arbeid die de mechanische energie-bron gedurende een omloop van het anker vanwege de Lorentz-krachten moet verrichten om het anker op toeren te houden is gelijk aan de elektrische energie die het anker t.g.v. de electromagnetische inductie gedurende een omloop van het anker aan de wisselstroom-kring geeft.

Conclusie: I De energie omzetting in een draaispoel-generator bestaat hierin, dat het aantal Joule mechanische arbeid, dat de mechanische energiebron in een periode (T sec) moet verrichten om het anker op toeren te houden, doormiddel van electromagnetische inductie in dezelfde periode wordt omgezet in hetzelfde aantal Joule elektrische energie.

II De elektrische energie die in een periode door de draaispoel-generator wordt opgewekt is gelijk aan:

$$U = +\frac{1}{2} \cdot T \cdot E_{max} \cdot I_{max} \cos \phi \text{ Joule.}$$

Opmerking: In bovenstaande verantwoording van de energie hebben we terecht de arbeid die de mechanische energiebron vanwege de WRIJVINGEN en WEERSTAND VAN DE LUCHT moet verrichten, buiten beschouwing gelaten. Deze energie wordt immers teruggevonden als warmte of bewegings-energie van de lucht (Geluid!) en vindt daarin dus zijn verantwoording. Ons onderzoek had alleen betrekking op de mechanische arbeid die vanwege de LORENTZ-KRACHTEN moet verricht worden om het anker op toeren te houden.

- d) De draaispoel-generator levert dus in een periode (T sec) aan de stroomkring de elektrische energie van:

$$\int_0^T E_t I_t dt = \frac{1}{2} T \cdot E_{max} \cdot I_{max} \cos \phi \text{ Joule.}$$

In welke vorm wordt deze energie in de STROOMKRING teruggevonden?

Antwoord: De differentiaal vergelijking van de stroomsterkte luidde: zie blz. 3 g.

$$I_t = \frac{E_t^{\text{gen}} - L \frac{dI}{dt}}{R}$$

dus:
$$E_t = I_t R + L \frac{dI}{dt}$$

Dus:

$$\underbrace{E_t I_t dt}_{\substack{\text{de in het} \\ \text{tijdsinterv.} \\ \text{dt geleverde} \\ \text{electr.} \\ \text{energie}}} = \underbrace{I_t^2 R dt}_{\substack{\text{de in dt} \\ \text{ontwikkelde} \\ \text{warmte ener} \\ \text{gie}}} + \underbrace{L \cdot I dI}_{\substack{\text{de in dt ont} \\ \text{wikkelde mag} \\ \text{netische} \\ \text{energie}}}$$

Voor een periode (T sec) geldt dus:

$$\underbrace{\int_0^T E_t I_t dt}_{\substack{\text{de in T sec.} \\ \text{geleverde} \\ \text{electrische} \\ \text{energie}}} = \underbrace{\int_0^T I_t^2 R dt}_{\substack{\text{de in T sec.} \\ \text{ontwikkelde} \\ \text{warmte-ener} \\ \text{gie}}} + \underbrace{\int_0^T L \cdot I dI}_{\substack{\text{de in T sec.} \\ \text{ontwikkelde} \\ \text{magnetische} \\ \text{energie}}} \quad \text{Joule}$$

Nu is: $\int_0^T L I dI = \left[L \frac{1}{2} I^2 \right]_0^T = 0$. Dit wil dus zeggen, dat er, **BEREKEND OVER EEN HELE PERIODE** vanwege de magnetische werking van de stroom **GEEN** elektrische energie aan de kring onttrokken wordt. Dit is ook logisch, want de elektrische energie die de kring moet leveren om het magnetische veld van de stroom op te bouwen, krijgt de kring weer terug als dit magnetische veld wordt afgebroken. (Zelfinductie!)

Dus:
$$\int_0^T E_t I_t dt = \int_0^T I_t^2 R dt \quad \text{Joule.}$$

Conclusie: De in een periode ontwikkelde elektrische energie **WORDT GEHEEL OMGEZET IN JOULE WARMTE.**

Contrôle. We willen weten of de integralen van het linker en rechter lid van deze vergelijking **INDERDAAD** dezelfde oplossing hebben. We berekenen deze integralen afzonderlijk.

Linker lid:
$$\int_0^T E_t I_t dt = E_{\text{max}} \cdot I_{\text{max}} \int_0^T \sin \frac{2\pi}{T} t \sin \left(\frac{2\pi}{T} t - \phi \right) dt$$

$$= -\frac{1}{2} \cdot E_{\text{max}} \cdot I_{\text{max}} \int_0^T \left\{ \cos 2 \cdot \frac{2\pi}{T} t - \cos \phi \right\} dt$$

$$= -\frac{1}{2} \cdot E_{\text{max}} \cdot I_{\text{max}} \left\{ \int_0^T \cos \frac{4\pi}{T} t \cdot dt - \cos \phi \int_0^T dt \right\}$$

$$= -\frac{1}{2} \cdot E_{\text{max}} \cdot I_{\text{max}} \left\{ 0 - T \cdot \cos \phi \right\}$$

$$= +\frac{1}{2} \cdot E_{\text{max}} \cdot I_{\text{max}} T \cos \phi \quad (\text{I})$$

Rechter lid:

blz. 3 h.

Rechter lid:

$$\begin{aligned} \int_0^T I_t^2 R dt &= I_{\max}^2 R \int_0^T \sin^2\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi\right) dt \\ &= \frac{1}{2} \cdot I_{\max}^2 \cdot R \int_0^T \left\{ 1 - \cos 2\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi\right) \right\} dt \\ &= \frac{1}{2} \cdot I_{\max}^2 \cdot R \left\{ \int_0^T dt - \int_0^T \cos 2\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi\right) dt \right\} \\ &= \frac{1}{2} I_{\max}^2 \cdot R \left\{ T - 0 \right\} \\ &= \frac{1}{2} I_{\max}^2 \cdot R \cdot T \end{aligned} \quad (\text{II})$$

We moeten nu nog bewijzen, dat (I) = (II)

Welnu: $\text{tg } \phi = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{L}{R}$, dus $\cos \phi = \frac{1}{\sqrt{1 + \text{tg}^2 \phi}} = \frac{R}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi}{T}L\right)^2}}$

$$(I) = \frac{1}{2} \cdot E_{\max} \cdot I_{\max} \cdot T \cos \phi = \frac{1}{2} \cdot E_{\max} \cdot I_{\max} \cdot \frac{R \cdot T}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi}{T}L\right)^2}} = \frac{1}{2} \cdot I_{\max}^2 \cdot R \cdot T$$

Dus: (I) = (II)

Conclusie: De in een periode door de generator geleverde elektrische energie is INDERDAAD gelijk aan de in een periode in de kring ontwikkelde Joule warmte.

Par. 3. De EFFECTIEVE STROOMSTERKTE van een wisselstroom.

- 1) Zoals we in par. 2 punt 6_a gezien hebben, is de hoeveelheid Joule-warmte die in een tijdsinterval van èèn periode (T sec) in de hele wisselstroomkring ontwikkeld wordt gelijk aan:

$$\int_0^T I_t^2 R dt = \frac{1}{2} I_{\max}^2 \cdot R \cdot T \quad \text{Joule} \quad \text{N.B. Let op de coeff. } \frac{1}{2} \text{ in deze uitkomst.}$$

Dit is dus de Joule-warmte in de HELE kring voor een tijdsinterval van èèn periode.

De Joule-warmte die in T sec. in een ONDERDEEL van de kring (b.v. de buitenleiding of een in de hoofdstroom staande weerstandsdraad van de kring) wordt ontwikkeld, is dus:

$$\frac{1}{2} \cdot I_{\max}^2 \cdot r \cdot T \quad \text{Joule,}$$

waarbij r de Ohm-weerstand van het beschouwde onderdeel is.

- 2) We stellen nu de volgende vraag: Welk GELIJKSTROOM had er door deze kring (resp. het beschouwde onderdeel van de kring) moeten stromen, opdat er in T sec. HET ZELFDE AANTAL CALORIËN in de kring (resp. het beschouwde onderdeel van de kring) zouden ontwikkeld worden als er nu door de gegeven wisselstroom in T sec. ontwikkeld worden?

Antwoord: De Joule-warmte die in T sec. in een GELIJKSTROOMKRING ontwikkeld wordt, is gelijk aan:

$$\begin{aligned} &i^2 RT \quad \text{Joule} \\ \text{Dus moet:} & \quad i^2 RT = \frac{1}{2} I_{\max}^2 RT \\ \text{Dus:} & \quad i^2 = \frac{1}{2} I_{\max}^2 \end{aligned}$$

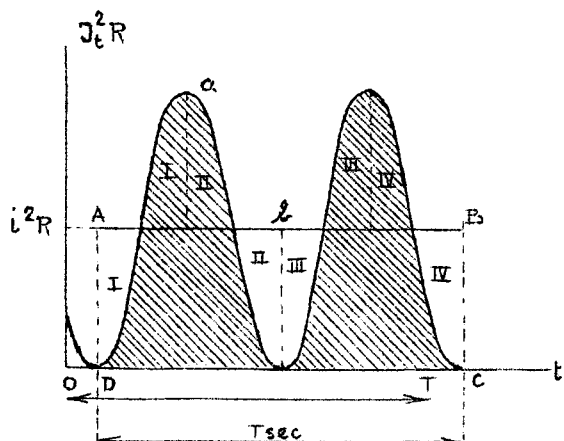
Dus:

$$i = \frac{I_{\max}}{\sqrt{2}} \text{ Ampere.}$$

(Voor een onderdeel van de kring vindt men voor i dezelfde waarde.)

Vraag: Hoe kan men bovenstaand probleem GRAFISCH oplossen?

Antw.:



In nevenstaande figuur stelt de lijn a de grafiek voor van $I_t^2 R$ als functie van de tijd:

$$I_t^2 R = \frac{1}{2} I_{\max}^2 \left\{ 1 - \cos 2 \left(\frac{2\pi}{T} t - \phi \right) \right\} \cdot R$$

Het gearceerde oppervlak is dus gelijk aan:

$$\int_0^T I_t^2 R dt = \int_0^T I_t^2 R dt = \frac{1}{2} I_{\max}^2 R T$$

Dit oppervlak is dus de Joule-warmte die in een periode (T_{sec}) in de wisselstroom-kring ontwikkeld wordt.

De rechte b stelt de grafiek van $i^2 R$ voor.

Het oppervlak ABCD is dus de Joule-

warmte die door deze gelijkstroom in T sec in de gegeven kring ontwikkeld wordt.

Voor de gevraagde waarde van i moet het gearceerde oppervlak gelijk zijn aan het oppervlak van de rechthoek ABCD.

Uit de figuur volgt, dat aan deze eis wordt voldaan als:

$$i^2 R = \frac{I_{\max}^2 \cdot R}{2},$$

want dan is I = I, II = II, III = III en IV = IV.

Aan de eis wordt dus voldaan als

$$i^2 = \frac{I_{\max}^2}{2},$$

dus als:

$$i = \frac{I_{\max}}{\sqrt{2}} \text{ Amp.}$$

Conclusie: Een constante gelijkstroom met stroomsterkte $i = \frac{I_{\max}}{\sqrt{2}} \text{ Amp.}$ zou in de gegeven wisselstroomkring in T sec. hetzelfde aantal calorieën ontwikkelen als nu de gegeven wisselstroom in T sec. doet. Deze constante gelijkstroom zou in een weerstandsdraad van $r \Omega$ in T sec. ook hetzelfde aantal cal. ontwikkelen als de gegeven wisselstroom in T sec. doet.

- 3) De sterkte van deze constante gelijkstroom ($i = \frac{I_{\max}}{\sqrt{2}} \text{ Amp.}$) noemt men de **EFFECTIEVE STROOMSTERKTE** van de gegeven wisselstroom met vergelijking: $I_t = I_{\max} \sin\left(\frac{2\pi}{T} t - \phi\right) \text{ Amp.}$

Definitie: Onder de **EFFECTIEVE STROOMSTERKTE** van een wisselstroom verstaat men de sterkte van de gelijkstroom, die gedurende een periode (T sec.) evenveel calorieën in een weerstand ontwikkelt als deze wisselstroom in een periode in deze weerstand ontwikkelt.

Notatie: De effectieve stroomsterkte wordt aangeduid met I_{eff} .

Conclusies: blz. 4 a.

Conclusies:

I De effectieve stroomsterkte van een wisselstroom met vergelijking:

$$I_t = I_{\max} \sin \left(\frac{2\pi}{T} t - \phi \right) \text{ Amp., is gelijk aan:}$$

$$I_{\text{eff}} = \frac{I_{\max}}{\sqrt{2}}$$

II De Joule-warmte die in T sec in de hele wisselstroom-kring wordt ontwikkeld is dus:

$$\frac{1}{2} I_{\max}^2 \cdot R \cdot T = I_{\text{eff}}^2 \cdot R \cdot T \text{ Joule.}$$

III De Joule-warmte die in T sec in een met de generator in serie geschakeld onderdeel van de kring wordt ontwikkeld is:

$$I_{\text{eff}}^2 \cdot r \cdot T \text{ Joule,}$$

waarbij r de weerstand van dit onderdeel is.

4) De EFFECTIEVE EMK, E_{eff} .

Analoog aan de effectieve stroomsterkte, DEFINIEERT men $\frac{E_{\max}}{\sqrt{2}}$ als de effectieve EMK van de wisselstroom-bron.

Dus:

$$E_{\text{eff}} = \frac{E_{\max}}{\sqrt{2}} \text{ Volt.}$$

NB. Vraag: Welk verband bestaat er tussen E_{eff} en I_{eff} van een wisselstroom-kring?

Antw.:

$$I_{\text{eff}} = \frac{I_{\max}}{\sqrt{2}} = \frac{E_{\max}}{\sqrt{2} \cdot \sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi}{T}L\right)^2}} = \frac{E_{\text{eff}}}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi}{T}L\right)^2}}$$

Dus:

$$E_{\text{eff}} = I_{\text{eff}} \cdot \sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi}{T}L\right)^2} \text{ volt.}$$

dus:

$$E_{\text{eff}} = I_{\text{eff}} \cdot (\text{impedantie van de HELE kring}).$$

Opmerkingen:

$$\alpha) E_{\text{eff}} = \frac{E_{\max}}{\sqrt{2}}$$

$$E_{\max} = \frac{2\pi}{T} \text{ n.B.O.}$$

Bij een bepaalde draaispoel-generator kan men E_{eff} alleen maar veranderen door het toerental $\left(\frac{1}{T}\right)$ van het anker te veranderen.

Bij een constant toerental is E_{eff} dus een constante.

De effectieve stroomsterkte in de kring is dan dus omgekeerd evenredig met de impedantie van de kring.

$\beta)$ Is de coëfficiënt van zelfinductie van de kring nul, dan is $E_{\text{eff}} = I_{\text{eff}} \cdot R$.

Deze vergelijking wordt meestal in de leerboeken voor middelbaar onderwijs opgegeven voor het verband tussen E_{eff} en I_{eff}

Men bedenke dus, dat deze alleen geldt voor het bijzondere geval, dat $L = 0$.

$\gamma)$ zie blz. 4 b.

$$\gamma) \sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi L}{T}\right)^2} = R\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \phi} = \frac{R}{\cos \phi}$$

We kunnen dus ook zeggen:

$$E_{\text{eff}} = \frac{I_{\text{eff}} \cdot R}{\cos \phi}$$

Dus:

$$E_{\text{eff}} \cdot \cos \phi = I_{\text{eff}} \cdot R$$

5) Het elektrisch energie gebruik in de wisselstroom in het tijdsinterval van een periode is (zie 3)

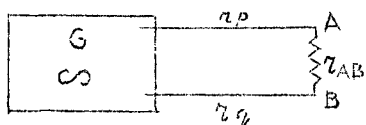
$$I_{\text{eff}}^2 \cdot R \cdot T \text{ Joule}$$

In verband met opm. γ) kunnen we deze uitdrukking schrijven als: $E_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} \cdot \cos \phi \cdot T$ Joule

Het product $E_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} \cdot \cos \phi$ noemt men het WERKZAME vermogen, het product $E_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}}$ het WTSCHIJBARE vermogen, $\cos \phi$ noemt men de arbeidsfactor.

Substitueert men in deze uitdrukking $E_{\text{eff}} = \frac{E_{\text{max}}}{\sqrt{2}}$ en $I_{\text{eff}} = \frac{I_{\text{max}}}{\sqrt{2}}$ dan gaat deze over in: $\frac{1}{2} E_{\text{max}} \cdot I_{\text{max}} \cos \phi \cdot T$ Joule (Zie par 2, c)

6) De sommen handelen vaak over de volgende situatie:



G is een wisselstroomgenerator, r_p en r_q toevoer-draden, r_{AB} een met de bron in serie geschakelde weerstand.

Gevraagd: Het effectieve spanningsverschil tussen A en B.

Oplossing: $E_{\text{eff}} \cdot \cos \phi = I_{\text{eff}} \cdot R_{\text{kring}}$

$$E_{\text{eff}} \cdot \cos \phi = I_{\text{eff}} \cdot (r_G + r_p + r_q) + I_{\text{eff}} \cdot r_{AB}$$

dus:

$$I_{\text{eff}} \cdot r_{AB} = E_{\text{eff}} \cdot \cos \phi - I_{\text{eff}} (r_G + r_p + r_q)$$

$\xleftarrow{\Delta V_{\text{eff}}}$

Deze formule is het analogon van de formule voor de klemspanning.

Vraag: Wat wil zeggen, dat de spanning van het stadsnet 220 volt is?

Antw.: Dit wil zeggen, dat $E_{\text{eff}} = 220$ volt.

$$\text{Dus } E_{\text{max}} = 220\sqrt{2} \approx 310 \text{ Volt.}$$

Par. 4. Stroommeting bij wisselstromen.

De stroommeetinstrumenten die wij tot nu toe behandeld hebben, zijn:

- I De thermische ampèremeter (hittedraad-Amp.) hfdst. II blz 99
- II De weekijzer ampèremeter zie hoofdstuk III blz. 105
- III De draaispoel-galv. meter zie hoofdstuk III blz. 117
- IV De snaargalvanometer zie hoofdstuk III blz. 118

We stellen ons nu de vraag, wat er zal gebeuren als we een wisselstroom door deze meetinstrumenten sturen; of deze instrumenten dan iets aanwijzen, en zo ja, wat deze aanwijzing dan betekent.

ad I De thermische ampèremeter.

Sturen we door de hitte-draad een wisselstroom met vergelijking

$I_t = I_{\max} \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi\right)$, dan wordt er in T sec in deze draad een warmte ontwikkelt van $I_{\text{eff}}^2 r T$ Joule.

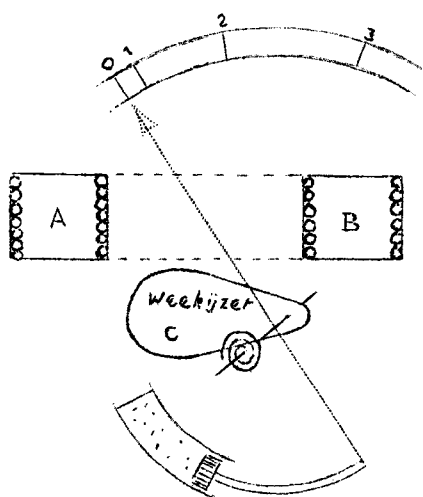
De hittedraad zal dus dezelfde lengte-vermeerdering krijgen alsof er een gelijkstroom van I_{eff} ampère doorstroomde. ($T \approx \frac{1}{50}$ sec!)

Conclusie:

Stuurt men door een thermische ampèremeter een wisselstroom (waarvan de frequentie zo hoog is dat de temperatuur van de hitte draad praktisch constant blijft), dan vertoont de wijzer een constante uitslag. De door de wijzer aangewezen stroomsterkte is dan de EFFECTIEVE STROOMSTERKTE van de wisselstroom.

50

ad 2 De weekijzer ampèremeter.



AB is een dwarsdoorsnede van het spoeltje; C is het week-ijzeren plaatje.

Stel, dat de stroomsterkte door het spoeltje op een bepaald ogenblik de waarde I_t heeft, dan is de sterkte van het magn. veld van het spoeltje r.e. met I_t . De sterkte van het geïnduceerde magnetische veld in het weekijzer is dan $\mu_r \cdot B$. Als het inducerende magn. veld zwak is (en dat wordt hier verondersteld) is μ_r een constante en is de sterkte van het magn. veld binnen het weekijzeren plaatje dus ook r.e. met I_t .

Het weekijzeren plaatje is nu zo gemagnetiseerd, dat de opening van de

spoel en het naar de spoel toegekeerde uiteinde van C twee ongelijknamige polen zijn, die elkaar dus aantrekken. Het weekijzeren plaatje wordt dus in de spoel getrokken.

Men kan bewijzen, dat de kracht waarmee het plaatje in de spoel getrokken wordt

èn r.e. is met de sterkte v.h. magn.veld v.d.spoel (is r.e. met I_t)
èn r.e. is met de sterkte v.h. magn.veld in het plaatje

(is r.e. met I_t)

Hieruit volgt, dat de kracht waarmee het weekijzeren plaatje in de spoel getrokken wordt r.e. is met HET KWADRAAT van de stroomsterkte.

Gaat door het spoeltje een constante gelijkstroom, dan vertoont de wijzer ook een constante uitslag, die r.e. is met i^2 . Het doet hierbij niets ter zake in welke richting deze constante gelijkstroom door de spoel gaat: het weekijzeren plaatje wordt bij iedere stroomrichting IN HET SPOELTJE getrokken.

Gaat door het spoeltje een wisselstroom (met vergelijking:

$I_t = I_{\max} \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi\right)$, waarbij T b.v. $\frac{1}{50}$ sec. is,) dan wordt

het plaatje C op ieder ogenblik in het spoeltje getrokken met een kracht die r.e. is met I_t^2 op dat ogenblik. Deze kracht wordt dus b.v. 100 maal per sec. nul en 100 maal per sec. maximaal.

Het weekijzeren plaatje wordt dus wel steeds IN het spoeltje getrokken maar kan vanwege de luchtdemping de snelle wisseling van de trekkracht niet volgen: Het stelt zich in op de GEMIDDELDE TREKKRACHT. Deze gemiddelde trekkracht is gelijk aan de trekkracht die zou veroorzaakt zijn door een constante gelijkstroom ter sterkte van I_{eff} .

Conclusie: Stuurt men een wisselstroom door een weekijzer-galvanometer, dan wijst de naald de EFFECTIEVE STROOMSTERKTE aan.

Opmerking: Er doet zich bij de weekijzer-galvanometer nog een moeilijkheid voor. Het kost n.l. tijd om het weekijzeren plaatje te magnetiseren. Wil het instrument werken, dan moet deze magnetisatie-tijd veel kleiner zijn dan $\frac{1}{2}$ T. Daarom wordt bij weekijzer-ampèremeters altijd opgegeven voor welke frequenties deze geschikt zijn.

ad III De draaispoel-galvanometer.

Stuurt men een wisselstroom door een draaispoelgalvanometer, dan zullen de krachten van het Lorentz-koppel op ieder ogenblik r.e. zijn met de EERSTE macht van de stroomsterkte op dat ogenblik, terwijl deze Lorentz-krachten steeds gericht zijn volgens de $\vec{I} - \vec{B}$ regel voor dat ogenblik.

Draait de stroom dus om, dan draaien de krachten van het Lorentzkoppel dus ook om.

Het spoeltje zal echter vanwege de demping de snelle wisseling van de grootte en de draairichting van het Lorentz-koppel niet kunnen volgen, ZODAT DE UITSLAG ZAL BEPAALD WORDEN DOOR DE GEMIDDELDE WAARDE VAN HET MOMENT VAN HET LORENTZ-KOPPEL. Deze gemiddelde waarde is echter NUL, zodat het instrument dus geen stroom zal aanwijzen.

Conclusie: Stuurt men een wisselstroom door een draaispoelgalvanometer, dan blijft de wijzer staan op nul.

Opmerkingen. α) Zou T van de wisselstroom zeer groot zijn, dan zou de wijzer heen en weer slingeren. Men komt dan echter niets te weten over I_{eff} .

β) Schakelt men een z.g. GELIJKRICHTER (zie later) in serie met de draaispoel-galvanometer, dan is het geheel bruikbaar om een wisselstroom AAN TE TONEN.

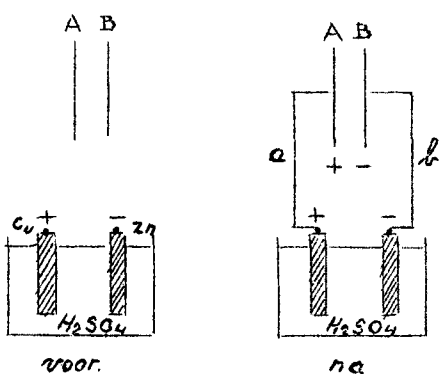
ad IV De Snaar-galvanometer. Beredeneer zelf (analoog aan ad III) dat de snaar-galvanometer geen uitslag zal vertonen als men er een wisselstroom doorstuurt. (Let er, vanwege de "ping-ping", vooral op, dat I_{max} dan maar zeer klein mag zijn!)

Eindconclusie over het meten van stroomsterkten bij wisselstromen.

- 1^o) Van de stroommeet-instrumenten die wij tot nu toe gehad hebben, zijn alleen de hittedraad-ampère en de weekijzer-meter geschikt voor stroommeting bij wisselstromen. De door de wijzer aangewezen stroomsterkte is dan de EFFECTIEVE STROOMSTERKTE van de wisselstroom.
- 2^o) ALLEEN DE STROOMMEET-INSTRUMENTEN WAARVAN DE WIJZERUITSLAG BIJ EEN GELIJKSTROOM r.e.¹⁵ MET HET KWADRAAT VAN DE STROOMSTERKTE, ZIJN GESCHIKT VOOR DE METING VAN DE EFFECTIEVE STROOMSTERKTE VAN EEN WISSELSTROOM.

Par. 5 Een condensator in een stroomkring.

Geval I Een condensator in een GELIJKSTROOM-kring.



AB is een vlakke condensator, die aan het begin van de proef ongeladen is. We verbinden nu A met de + pool en B met de - pool van een element van Volta.

Kan in deze kring een stroom optreden?

Antw: De ruimte tussen de platen betekent voor de kring een oneindig grote weerstand. Dus:

$$i = \frac{E_{\text{mk}}}{r_{\text{in}} + \infty} = 0$$

In deze kring kan dus geen blijvende gelijkstroom optreden.

Gebeurt er dan niets bij het aansluiten van de platen A en B op de resp. polen van het element?

Antwoord: Daar A en B ongeladen waren zal er na de verbinding gedurende een korte tijd een z.g. ladingsstroom door de draden a en b gaan.

In a is deze stroom gericht van $\text{Cu} \rightarrow a \rightarrow A$, en houdt op als $\text{Cu} + a + A$ een equipotentiaal-ruimte vormen.

In b is deze ladingsstroom gericht van $B \rightarrow b \rightarrow \text{Zn}$, en

houdt op als $B + b + Z_n$ een equipot. ruimte vormen (met in acht name van de eventuele pot. sprongen tussen de metalen onderling)

Hoe groot is het potentiaalverschil $V_A - V_B$ als de evenwichtstoestand is ingetreden?

Antwoord: Het potentiaalverschil $V_A - V_B$ is dan gelijk aan het potentiaalverschil tussen de polen van het OPEN element, dus gelijk aan de EMK van het element.

We kunnen dit ook aflezen uit de formule voor de klemspanning:

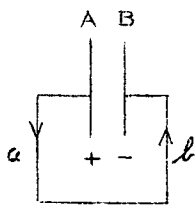
$$V_A - V_B = E_{mk} - i \cdot (r_a + r_{in} + r_b) \quad \left. \begin{array}{l} \\ i = 0 \end{array} \right\} \boxed{V_A - V_B = E_{mk} \text{ Volt.}}$$

Hoe groot is nu de lading van de condensator?

$$\left. \begin{array}{l} Q = C \cdot \Delta V \\ \Delta V = E_{mk} \end{array} \right\} Q = C \cdot E_{mk}$$

Heeft de condensator dus een grote capaciteit, dan was het ladingstransport tijdens de ladingsstroom dus groot; is C klein, dan is dit ladingstransport klein.

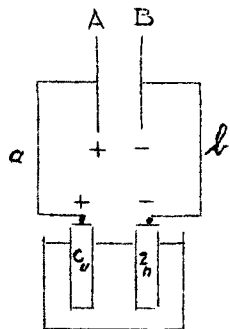
Wat zou er gebeuren als we de draden a en b, nadat de condensator geladen is, losmaakten van de polen van het element en de vrijgekomen uiteinden daarna met elkaar verbonden?



Dan zou er in de draden a en b een elektrisch veld optreden waarvan de veldlijnen gericht zijn van $A \rightarrow a \rightarrow b \rightarrow B$, met het gevolg dat er in de draden a en b een stroom gaat optreden die gericht is van $A \rightarrow a \rightarrow b \rightarrow B$.

Deze stroom zou de condensator tenslotte ontladen.
Conclusie: Het potentiaalverschil $V_A - V_B$ werkt in de draden a en b als een EMK.

Wat is er dus precies gebeurd toen de condensator door het element geladen werd?



Vanaf het ogenblik, aan het begin van de proef, dat de ladingsstroom een potentiaalverschil tussen de platen A en B begint te veroorzaken, begint de condensator in de geleiders a + element + b te werken als een EMK die TEGENGESTELD gericht is aan de EMK van het element.

Zolang $V_A - V_B \ll E_{mk}$, is de ladingsstroom sterk; naarmate $V_A - V_B$ groter wordt, wordt de ladingsstroom kleiner; als $V_A - V_B = E_{mk}$ is de ladingsstroom nul. Vanaf dat ogenblik heffen de tegengesteld gerichte elektrische velden t.g.v. de EMK

van het element en $V_A - V_B$ elkaar in de draden a en b op en vormen $A + a + C_u$ en $B + b + Z_n$ twee equipotentiaal-ruimten.

Wat zou er in de kring met condensator en element van volta gebeuren, als de EMK van het element, nadat de condensator maximaal geladen was, om een of andere reden langzaam afnam?

Antwoord: Dan zou het elektrische veld t.g.v. $V_A - V_B$ in de geleiders a + element + b de overhand krijgen en zou er in de kring een ontladingsstroom gaan optreden die gericht is van $A \rightarrow a \rightarrow \text{element} \rightarrow b \rightarrow B$. Hoewel dus het element nog altijd een stroom wil opwekken in de richting \odot , veroorzaakt $V_A - V_B$ dan in de kring een resulterende stroom \ominus . Dit inzicht zullen we nodig hebben voor een goed begrip van de rol die de condensator speelt in een wisselstroomkring.

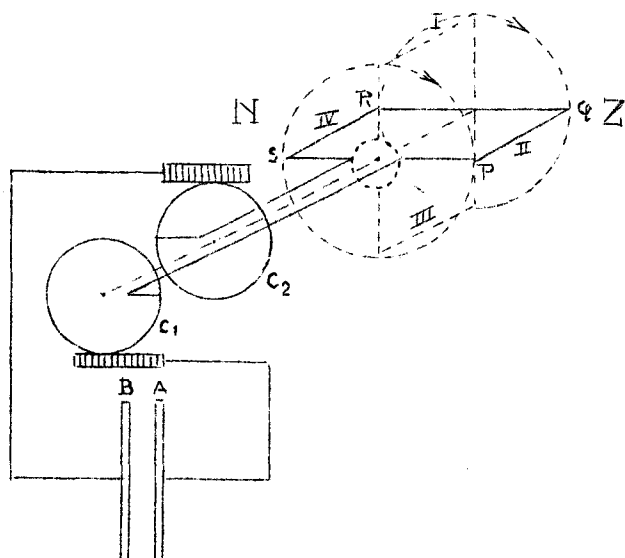
Eindconclusie: Als een condensator in serie geschakeld is met een GELIJKSTROOM-BRON, kan er in de kring GEEN BLIJVENDE GELIJKSTROOM optreden.

De condensator wordt dan geladen totdat:

$$\Delta V = E_{mk} \text{ van de bron.}$$

Het pot.-verschil tussen de platen van de condensator werkt in de kring als een TEGEN DE BRON IN GERICHTE EMK.

Geval II: Een condensator in een WISSELSTROOM-KRING.



In nevenstaande figuur stelt AB een vlakke condensator voor, die in serie geschakeld is met de borstels van de wisselstroom-collector van een draaispoel-generator. De plaat A is via de collector-schijf C_1 blijvend verbonden met PQ; de plaat B is via C_2 blijvend verbonden met SR.

We vragen nu naar de rol die de condensator speelt in de stroomkring, als het anker eenparig om de as draait.

Ter vereenvoudiging zullen we veronderstellen, dat de coëff. van zelfinductie in de kring NUL is.

Het anker en de toevoerdraden hebben echter wel een Ohm-weerstand. Technisch uitgedrukt: We hebben hier een kring met wisselspanning, Ohm-weerstand en Capaciteit.

Vraag: Zal er in deze kring een blijvende wisselstroom optreden?

Antw.: In het eenparig draaiende anker treedt een harmonisch wisselende EMK op.

De platen van de condensator zullen dus ook periodiek geladen en ontladen worden.

Het electronengas in de draden van de kring voert dus een blijvende periodieke beweging uit.

Conclusie: In de kring met wisselspanning en condensator zal een blijvende wisselstroom optreden.

Vraag: Wat gebeurt er precies in deze kring gedurende een periode?

Antw.: In de halve periode, dat PQ (zie fig.) draait van I→II→III is de EMK in het anker er op gericht om een stroom op te wekken die volgens de $\vec{V} - \vec{B}$ regel in PQ gericht is van P→Q en in RS van S→R, dus in de kring gericht is van B→anker→A. In de volgende halve periode, dat PQ dus draait van III→IV→I is de EMK in het anker er op gericht een stroom op te wekken die in de kring gericht is van A→anker→B. De EMK in het anker is er dus op gericht om de condensator twee keer in een periode te laden en te ontladen, en wel zo dat gedurende de eerste helft van de periode A positief en B negatief, en gedurende de tweede helft A negatief en B positief is.

Met betrekking tot het laden van de condensator en $V_A - V_B$ moeten we de volgende punten in het oog houden:

1^o) Het laden van de condensator kost tijd. Immers: als de lading op de platen aankomt (de lezer verstaat wat hiermee is bedoeld) MOET DEZE LADING ZICH NOG OVER HET BINNENOPPERVLAK VAN DE PLATEN VERDELEN, en wel zo dat het veld tussen de platen homogeen wordt. Dit geschiedt niet tijdloos!

Deze "insteltijd" zal groter zijn naarmate de capaciteit van de condensator groter is.

Het feit, dat de condensator tijd nodig heeft om zich in te stellen heeft tot gevolg, dat $V_A - V_B$ als functie van de tijd een aantal radialen ACHTER ZAL BLIJVEN OP E_t

Het aantal radialen dat $(V_A - V_B)_t$ in fase achter blijft op E_t zal groter zijn naarmate de condensator een grotere capaciteit heeft.

Opmerking: Rekent men dit aantal radialen (α) uit met behulp van de hogere wiskunde, dan vindt men:

$$\text{tg } \alpha = \frac{2\pi}{T} \cdot R \cdot C. \quad \text{Hieruit volgt, dat}$$

$0 \leq \alpha < \frac{\pi}{2}$. Naarmate C groter is, ligt α dichter bij $\frac{\pi}{2}$.

De capaciteit maakt een condensator traag.

2°) Het potentiaalverschil $(V_A - V_B)_t$ werkt in de draden van de kring als een EMK DIE ER STEEDS OP GERICHT IS OM DE CONDENSATOR TE ONTLADEN.

Er treden in de kring dus TWEE electromotorische krachten op n.l.

a) E_t^{anker} , is er steeds op gericht om de condensator te laden.

b) $(V_A - V_B)_t$, is er steeds op gericht om de cond. te ontladen

Deze electromotorische krachten zijn beide harmonische functies van de tijd. Ze hebben dezelfde periode, maar $(V_A - V_B)_t$ is een zeker aantal radialen in fase ACHTER op E_t^{anker} .

DE RESULTERENDE EMK in de kring is dan op ieder ogenblik:

$$E_t^{\text{res}} = E_t^{\text{anker}} - (V_A - V_B)_t$$

E_t^{res} is dus een superpositie van twee sinusfuncties met dezelfde periode, maar met een fase-verschil α .

Uit de wiskunde weten we, dat een superpositie van twee sinusfuncties met dezelfde periode, weer een sinusfunctie is met dezelfde periode.

E_t^{res} is dus in ieder geval een sinusfunctie van de tijd met periode T sec.

3°) $(V_A - V_B)_{\text{max}} = \frac{Q_{\text{max}}^{\text{in}}}{C}$

$Q_{\text{max}}^{\text{in}}$ is de lading die aan het binnenoppervlak van de plaat met de hoogste potentiaal zetelt als het potentiaalverschil tussen de platen maximaal is.

Het is zeer de vraag of de condensator in de kwart-periode dat het potentiaal-verschil tussen de platen toeneemt, zoveel lading opneemt, dat $(V_A - V_B)_{\text{max}} = E_{\text{max}}^{\text{anker}}$.

Toen we het geval beschouwden, dat de condensator in serie geschakeld was met een element van Volta, was dit zeker het geval: na korte of lange tijd zou de laadstroom zoveel lading naar de condensator gevoerd hebben, dat $V_A - V_B = E_{\text{mk}}^{\text{elem}}$.

Nu de condensator in serie geschakeld is met WISSELSpanningsBRON wordt de situatie anders: de condensator krijgt maar een korte tijd lading toegevoerd en omdat de kring een Ohm-weerstand heeft is deze hoeveelheid lading beperkt. Bovendien zal het van de "traagheid" van de condensator afhangen of deze hele toegevoerde lading in deze korte tijd een plaats krijgt op het binnen-oppervlak van de platen.

De verwachting ligt dus voor de hand dat $(V_A - V_B)_{\text{max}} \leq E_{\text{max}}^{\text{anker}}$, en dat $(V_A - V_B)_{\text{max}}$ kleiner zal zijn naar mate de condensator een grotere capaciteit heeft.

Rekent men $(V_A - V_B)_{\text{max}}$ uit met behulp van de hogere wiskunde, dan vindt men:

$$(V_A - V_B)_{\text{max}} = \frac{E_{\text{max}}^{\text{anker}}}{\sqrt{\frac{4\pi^2}{T^2} R^2 C^2 + 1}} = E_{\text{max}}^{\text{anker}} \cdot \cos \alpha.$$

Deze formule leert:

Als $C = 0 \rightarrow (V_A - V_B)_{\text{max}} = E_{\text{max}}^{\text{anker}}$

Als $C \neq 0 \rightarrow (V_A - V_B)_{\text{max}} < E_{\text{max}}^{\text{anker}}$

Als $C = \infty \rightarrow (V_A - V_B)_{\text{max}} = 0$

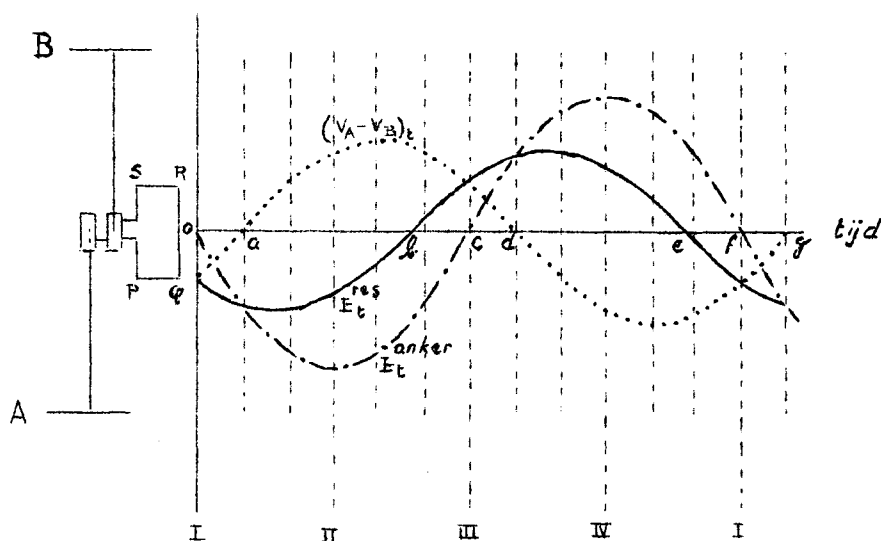
De capaciteit maakt een condensator lui!

Samenvattend:

- 1° $(V_A - V_B)_t$ is in fase ACHTER op E_t^{anker}
- 2° $E_t^{\text{res}} = E_t^{\text{anker}} - (V_A - V_B)_t$
- 3° $(V_A - V_B)_{\text{max}} \leq E_{\text{max}}^{\text{anker}}$
- 4° De capaciteit maakt de condensator traag en lui.

Na deze punten, die wij eigenlijk alleen maar kunnen "aanvoelen", voorop gesteld te hebben, kunnen we aan de hand van grafieken gemakkelijk uitmaken wat er precies in de kring gebeurt als het anker eenparig draait.

We nemen daarbij aan, dat $C \neq 0$ en dat $C \neq \infty$



- is de grafiek van E_t^{anker}
 In de halve periode I \rightarrow II \rightarrow III wil E_t^{anker} de plaat A positief en de plaat B negatief laden.
 In de halve periode III \rightarrow IV \rightarrow I wil E_t^{anker} plaat A negatief en plaat B positief laden.
- is de grafiek van $(V_A - V_B)_t$
 In de figuur is $(V_A - V_B)_t$ $\frac{\pi}{6}$ rad in fase achter op E_t^{anker} .
 $(V_A - V_B)_{\text{max}} < E_{\text{max}}^{\text{anker}}$
 De duur van een periode van $(V_A - V_B)_t$ is T sec.
 In het tijdsinterval a \rightarrow d wil $(V_A - V_B)_t$ in de draden een stroom opwekken die gericht is van A \rightarrow anker \rightarrow B; in het tijdsinterval d \rightarrow g een stroom van B \rightarrow anker \rightarrow A.
 In de tijdsintervallen 0 \rightarrow a, c \rightarrow d en f \rightarrow g werken $(V_A - V_B)_t$ en E_t^{anker} in gelijke richtingen; op ieder ander oogenblik gaan $(V_A - V_B)_t$ en E_t^{anker} tegen elkaar in.
- _____ is de grafiek van $E_t^{\text{res}} = E_t^{\text{anker}} - (V_A - V_B)_t$
 Deze grafiek is de SUPER-POSITIE van E_t^{anker} en $(V_A - V_B)_t$
 Omdat $I_t = \frac{E_t^{\text{res}}}{R}$, geeft deze grafiek ons tevens een beeld van het verloop en de grootte van I_t .
 Over I_t lezen we uit deze grafiek de volgende bijzonderheden af:

- 1°) De stroomsterkte in de kring is een sinusfunctie van de tijd. De duur van een periode ($0 \rightarrow f$) is T sec.

Conclusie: In de kring van de wisselstroom-generator en de condensator treedt een wisselstroom op waarvan de frequentie gelijk is aan de draai-frequentie van het anker.

- 2°) In de tijdsintervallen $0 \rightarrow b$ en $e \rightarrow f$ (samen $\frac{1}{2}T$) is de stroom naar plaat A toe gericht; in het tijdsinterval $b \rightarrow e$ ($\frac{1}{2}T$) is de stroom van plaat A af gericht.

Op het ogenblik b (tussen II en III) draait de stroom om. DE STROOM IN DE KRING KEERT DUS EERDER OM DAN E_t^{anker} . Dit wordt veroorzaakt door het feit dat op het ogenblik b het potentiaal-verschil $V_A - V_B$ groter gaat worden dan E_t^{anker} , zodat de ontladingsdrang van de condensator gedurende een korte tijd in de kring domineert.

Conclusie: De WISSELSTROOM in de kring met wisselstroom-generator en condensator is IN FASE VOOR op de EMK van het anker.

$$3^\circ) \left. \begin{array}{l} I_{\max} = \frac{E_{\max}^{\text{res}}}{R} \\ E_{\max}^{\text{res}} < E_{\max}^{\text{anker}} \end{array} \right\} I_{\max} < \frac{E_{\max}^{\text{anker}}}{R}$$

De effectieve stroomsterkte ($\frac{I_{\max}}{\sqrt{2}}$) in de wisselstroom kring met condensator is dus kleiner dan de effectieve stroomsterkte in deze kring zonder condensator.

Het is dus alsof de condensator de weerstand van de kring GROTER maakt m.a.w.

DE CONDENSATOR HEEFT IN EEN WISSELSTROOMKRING EEN IMPEDANTIE-WERKING.

- 4°) Hoe verandert I_{\max} als we de capaciteit van de condensator groter maken?

Antwoord: Maken we de capaciteit van de condensator groter, dan wordt de condensator "trager": het faseverschil α , dat $(V_A - V_B)_t$ achter is op E_t^{anker} , wordt dan GROTER terwijl $(V_A - V_B)_{\max}$ KLEINER wordt.

De sinus-lijn verschuift dus naar rechts en krijgt tevens een kleinere "amplitudo".

Dit heeft tot gevolg, dat de sinuslijn van E_t^{res} , dus naar RECHTS verschuift en een GROTERE "amplitudo" krijgt. E_{\max}^{res} wordt dus groter, dus wordt $I_{\max} = \frac{E_{\max}^{\text{res}}}{R}$ ook GROTER.

Conclusie: Hoe groter de capaciteit van de condensator is, des te groter is I_{\max} en de effectieve stroomsterkte m.a.w. Hoe groter de capaciteit van de condensator is, des te kleiner is de impedantie.

Opmerking: α) In het limietgeval dat $C = \infty$, is $(V_A - V_B)_{\max}$ is 0. In dit geval is $E_t^{\text{res}} = E_t^{\text{anker}}$ en dus $I_t = \frac{E_t^{\text{anker}}}{R}$. Dan is dus $I_{\max} = \frac{E_{\max}^{\text{anker}}}{R}$.

Conclusie: een condensator met oneindig grote capaciteit heeft geen invloed op de grootte van de effectieve stroomsterkte.
m.a.w. $\lim_{C \rightarrow \infty} (\text{Impedantie}) = R$.

- β) De hogere wiskunde geeft voor I_t de volgende vergelijking:

$$I_t = \frac{E_{\text{anker}}}{\sqrt{R^2 + \frac{1}{\frac{4\pi^2}{T^2} C^2}}} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T} t + \phi\right)$$

waarbij $\text{tg } \phi = \frac{1}{\frac{2\pi}{T} \cdot RC}$ (=cotg α , dus $\alpha + \phi = \frac{\pi}{2}$)

γ) Uit $\text{tg } \phi = \frac{1}{\frac{2\pi}{T} \cdot RC}$ volgt dat ϕ kleiner wordt bij groter wordende C. d. w. z. hoe groter C is, des te minder is I_t in fase vòòr op E_t^{anker} . Dit blijkt ook, uit de grafiek als men tekent voor grotere C.

5^o) Hoe verandert I_{max} als we de draai-frequentie van het anker vergroten?

Antwoord: Maken we de draai-frequentie van het anker ($\frac{1}{T}$) groter, dus T kleiner dan wordt $E_{\text{anker}}^{\text{max}}$ groter.

De "insteltijd" van de condensator neemt nu een groter deel van een periode in beslag, met het gevolg dat $(V_A - V_B)_t$ meer radialen achter blijft op E_t^{anker} .

In de grafiek wordt de duur van een periode dus korter en krijgt $E_{\text{anker}}^{\text{max}}$ een grotere waarde.

De grafiek van $(V_A - V_B)_t$ krijgt ook de nieuwe periode, maar verschuift naar rechts.

Gevolg: De "amplitudo" van E_t^{es} wordt GROTER, dus wordt I_{max} ook GROTER, dus ook de effectieve stroomsterkte.

Conclusie: Vergroten we de draai-frequentie van het anker, dan heeft dit tot gevolg, dat de effectieve stroomsterkte GROTER wordt.

EINDCONCLUSIE.

I Als een condensator in serie geschakeld is met een wisselstroom-generator, treedt in de kring een wisselstroom op, waarvan de frequentie gelijk is aan de draaifrequentie van het anker.

Men zegt: Een wisselstroom kan een condensator passeren.

II De stroomsterkte in deze kring is in fase vòòr op de EMK van het anker.

Hoe groter de capaciteit van de condensator is, des te minder is I_t in fase vòòr op E_t^{anker} . ($\alpha + \phi = \frac{\pi}{2}$)

III Een condensator maakt de weerstand van een wisselstroomkring SCHIJNBAAR groter dan de Ohm-weerstand (IMPEDANTIE) Hoe groter de capaciteit van de condensator is, des te kleiner is deze schijnbare weerstands-vergroting en des te groter is de effectieve stroomsterkte.

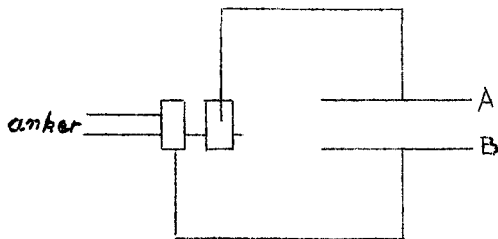
IV Vergroting van de draaifrequentie van het anker heeft tot gevolg, dat de effectieve stroomsterkte GROTER wordt.

Aanhangsel: Vereenvoudiging van Geval II.

In het bovenstaande beschouwen we het geval dat een condensator in serie geschakeld is met een wisselstroomgenerator. Ter vereenvoudiging hadden we aangenomen, dat de coëfficiënt van zelfinductie van de kring NUL was. De kring had echter WEL een OHM-WEERSTAND, $R \Omega$ (zie blz. 5,c)

In de leerboeken van het VHMO neemt men bij de behandeling van de condensator in een kring met wisselspanning meestal aan, DAT DE OHM-WEERSTAND VAN DE KRING OOK NUL IS, en DAT ER VOOR HET LADEN EN ONTLADEN VAN DE CONDENSATOR GEEN TIJD NODIG IS.

Hoewel dit een bijzonder geval is van geval II ($R = 0$), zullen we dit onafhankelijk van bovenstaande behandeling gaan bestuderen.



In nevenstaande figuur is de condensator AB in serie geschakeld met de borstels van een wisselstroom-collector van een wisselstroomdynamo.

De EMK in het anker wordt als functie van de tijd gegeven door de formule:

$$E_t^{\text{anker}} = E^{\text{max}} \sin \frac{2\pi}{T} t \text{ Volt.}$$

De capaciteit van de condensator AB is C Farad; In de kring is verder

$R = 0$ en $L = 0$, terwijl het laden en ontladen van de condensator tijdloos geschiedt.

Stelling: Het potentiaalverschil tussen de platen A en B is op ieder ogenblik gelijk aan de EMK in het anker op dat ogenblik.

In formule: $(V_A - V_B)_t = E_t^{\text{anker}}$, als A de plaat is met de hoogste potentiaal in het tijdsinterval dat E_t^{anker} positief is.

Bewijs: Daar $L = 0$ en het laden of ontladen van de condensator tijdloos geschiedt, kunnen we de stroom in de kring beschouwen als een veranderende gelijkstroom (zonder dat deze verandering enig ander effect veroorzaakt).

In een infinitesimaal klein tijdsinterval is deze stroom een GEWONE gelijkstroom. In zo'n tijdsinterval geldt dus:

$$(V_A - V_B)_t = E_t^{\text{anker}} - i_0 \cdot R.$$

Daar $R = 0$, volgt dus:

$$(V_A - V_B)_t = E_t^{\text{anker}}$$

Conclusie. In de gegeven stroomkring is het potentiaalverschil tussen de platen van de condensator op ieder ogenblik gelijk aan de EMK IN HET ANKER OP DAT OGENBLIK.

Dus:

$$(V_A - V_B)_t = E_t^{\text{anker}} = E_{\text{max}}^{\text{anker}} \sin \frac{2\pi}{T} t \text{ Volt.}$$

Het potentiaalverschil tussen de platen van de condensator werkt in de kring ALS EEN EMK, DIE DE EMK IN HET ANKER TEGENWERKT. (zie blz. 5b) Zou de EMK in het anker dus vanaf een bepaald ogenblik constant blijven, dan zou er dus vanaf dat ogenblik IN DE KRING GEEN STROOM MEER OPTREDEN. De EMK in het anker is echter veranderlijk n.l. een sinusfunctie van de tijd. Dus moet er in de kring een stroom optreden DIE ZO'N FUNCTIE VAN DE TIJD IS, DAT HET POTENTIAAL-VERSCHIL TUSSEN DE CONDENSATORPLATEN OP IEDER OGENBLIK GELIJK IS AAN DE EMK IN HET ANKER OP DAT OGENBLIK.

Welke functie is dit?

Antwoord.

Antwoord. Voor de condensator geldt: $Q = C \cdot \Delta V$ Coulomb.

Dus: $Q_t^A = C(V_A - V_B)_t = C \cdot E_t^{\text{anker}}$ Coulomb.

Dus:

$$Q_t^A = C \cdot E_{\text{max}}^{\text{anker}} \cdot \sin \frac{2\pi}{T} t \text{ Coulomb.}$$

Welnu: De stroomsterkte in een onvertakte kring is gelijk aan de HOEVEELHEID LADING die PER SEC. door een (en iedere) doorsnede van de kring gaat.

De stroomsterkte in de gegeven kring is dus gelijk aan DE HOEVEELHEID LADING DIE PER SEC. OP DE CONDENSATORPLAAT A AANKOMT (of er van wegstroomt).

Dus: $I_t = \frac{dQ_t^A}{dt}$ Ampère.

Dus:

$$I_t = \frac{2\pi}{T} \cdot C \cdot E_{\text{max}}^{\text{anker}} \cdot \cos \frac{2\pi}{T} t \text{ Ampère}$$

Of:

$$I_t = \frac{2\pi}{T} \cdot C \cdot E_{\text{max}}^{\text{anker}} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T} t + \frac{\pi}{2}\right) \text{ Ampère}$$

CONCLUSIE.

I) In de gegeven kring treedt een WISSELSTROOM op DIE 90° IN FASE VÓÓR IS OP DE EMK IN HET ANKER

II) $I_{\text{max}} = \frac{2\pi}{T} \cdot C \cdot E_{\text{max}}^{\text{anker}}$

De maximale waarde van de stroomsterkte is dus:

r.e. met de capaciteit van de condensator

r.e. met de maximale EMK in het anker

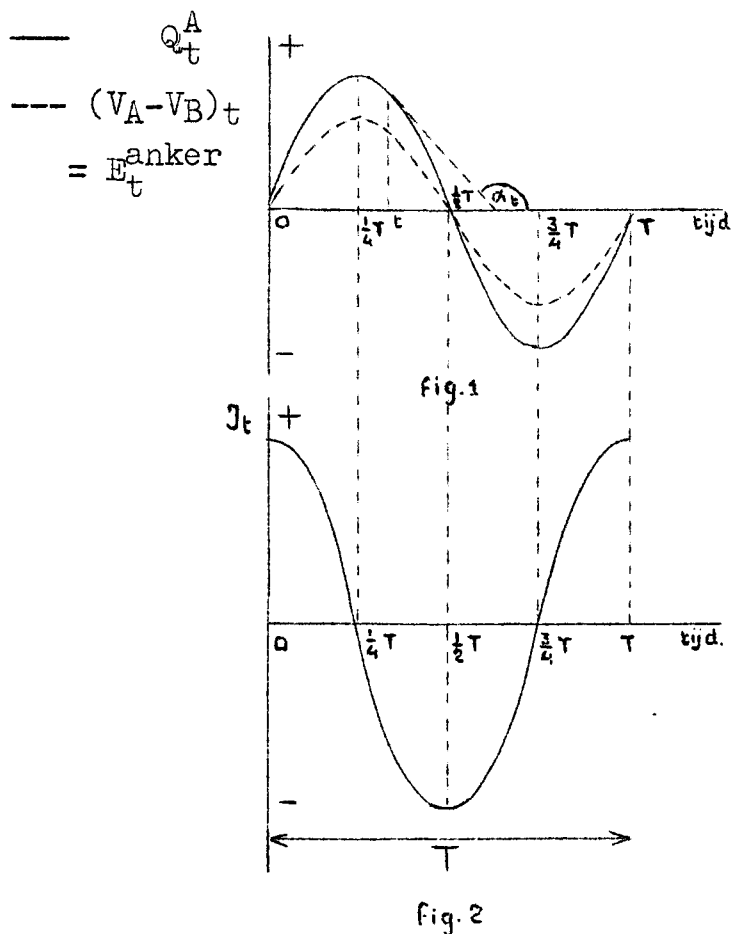
o.e. met de omlooptijd T van het anker

(of r.e. met de draaifrequentie $\frac{1}{T}$ v.h.anker,
of r.e. met de hoeksnelheid $\frac{2\pi}{T}$ v.h.anker)

Opmerkingen.

a) Dat IN DE GEGEVEN KRING de wisselstroom 90° in fase VÓÓR is op E_t^{anker} , kunnen we ook GRAFISCH afleiden.

(zie vlg. blz.)



De in de kring optredende stroom moet zo'n functie van de tijd zijn dat op ieder oogenblik:

$$(V_A - V_B)_t = E_t^{\text{anker}}$$

Hierin stelt A de plaat voor die een POSITIEVE potentiaal heeft in het tijdsinterval dat E_t^{anker} positief is en een NEGATIEVE potentiaal heeft in het tijdsinterval dat E_t^{anker} negatief is. Maar het potentiaal verschil tussen de condensatorplaten $(V_A - V_B)_t$ ontstaat doordat aan een der platen lading wordt toegevoerd en aan de andere plaat evenveel lading wordt onttrokken.

$$(V_A - V_B)_t = \frac{Q_t^A}{C}$$

DE IN DE KRING OPTREDENDE STROOM MOET DUS ZO'N FUNCTIE VAN DE TIJD ZIJN, DAT DE PLAAT A OP IEDER OGENBLIK EEN VOLDOEND GROTE LADING HEEFT, n.l.

$$Q_t^A = C(V_A - V_B)_t = C \cdot E_t^{\text{anker}} =$$

$$C \cdot E_{\text{max}}^{\text{anker}} \cdot \sin \frac{2\pi}{T} t \text{ Coulomb.}$$

Dus:

$$Q_t^A = C \cdot E_{\text{max}}^{\text{anker}} \cdot \sin \frac{2\pi}{T} t \text{ Coulomb.}$$

Figuur 1 geeft de grafieken van E_t^{anker} (----) en Q_t^A (—): Het zijn sinuslijnen die de tijdsas in dezelfde punten snijden terwijl de functiewaarden gelijktijdig maximaal en gelijktijdig minimaal zijn.

Uit de grafiek van Q_t^A in fig. 1 volgt:

Van $t = 0$ tot $t = \frac{1}{4}T$ wordt de plaat A alsmaar sterker POSITIEF geladen.

De TOENAME PER SEC. van deze positieve lading is het grootst op $t = 0$, neemt dan af, en is op $t = \frac{1}{4}T$ gelijk aan NUL.

Conclusie: Van $t = 0$ tot $t = \frac{1}{4}T$ is I_t naar plaat A TOE gericht, dus +:

Op $t = 0$ is I_{max} positief, neemt dan af, en is op $t = \frac{1}{4}T$ gelijk aan NUL.

We kunnen dit exact inzien, door te bedenken dat op ieder oogenblik:

$$I_t = \frac{dQ_t}{dt} = \text{tg } \alpha_t$$

Op $t = 0$ is $\text{tg } \alpha$ maximaal positief; of $t = \frac{1}{4}T$ is $\text{tg } \alpha = 0$.

Van $t = \frac{1}{4}T$ tot $t = \frac{1}{2}T$ wordt de plaat A geleidelijk ontladen:
Op $t = \frac{1}{2}T$ is $Q_t^A = 0$.

De AFNAME PER SEC. van de positieve lading is het kleinst aan het begin van dit tijdsinterval, neemt dan toe, en is maximaal op $t = \frac{1}{2}T$.

Conclusie: Van $t = \frac{1}{4}T$ tot $t = \frac{1}{2}T$ is I_t van plaat A AF gericht, dus -:

Op $t = \frac{1}{4}T$ is $I = 0$, neemt dan in neg. zin toe, en is max. neg. op $t = \frac{1}{2}T$.

Exact: Van $t = \frac{1}{4}T$ tot $t = \frac{1}{2}T$ neemt $tg \alpha$ in negatieve zin toe van nul tot een maximum, dat bereikt wordt op $t = \frac{1}{2}T$.

Van $t = \frac{1}{2}T$ tot $t = \frac{3}{4}T$ wordt plaat A alsmaar sterker NEGATIEF geladen.

De TOENAME PER SEC. van deze negatieve lading is het grootst op $t = \frac{1}{2}T$, neemt daarna af, en is op $t = \frac{3}{4}T$ gelijk aan NUL.

Conclusie: Van $t = \frac{1}{2}T$ tot $t = \frac{3}{4}T$ blijft I_t van plaat A AF gericht, dus -:
Op $t = \frac{1}{2}T$ is I_t maximaal negatief, neemt dan af, en is op $t = \frac{3}{4}T$ gelijk aan NUL.

Exact: Van $t = \frac{1}{2}T$ tot $t = \frac{3}{4}T$ neemt I_t in negatieve zin af, en is op $t = \frac{3}{4}T$ gelijk aan NUL.

Van $t = \frac{3}{4}T$ tot $t = T$ wordt plaat A geleidelijk ontladen:
Op $t = T$ is $Q^A = 0$.

De AFNAME PER SEC. van de negatieve lading is aan het begin van dit tijdsinterval het kleinst, neemt dan toe, en is max. op $t = T$.

Conclusie: Van $t = \frac{3}{4}T$ tot $t = T$ is I_t naar plaat A TOE gericht, dus +:
De stroomsterkte neemt in dit tijdsinterval toe van NUL tot een positief maximum, dat bereikt wordt op $t = T$.

Exact: Van $t = \frac{3}{4}T$ tot $t = T$ neemt $tg \alpha$ in positieve zin toe van nul tot een maximum, dat bereikt wordt op $t = T$.

Fig. 2 geeft de grafiek van de stroomsterkte als functie van de tijd voor een tijdsinterval van één periode. Vergelijken we fig. 2 met fig. 1, dan zien we, dat de wisselstroom $\frac{1}{4}T$ EERDER maximaal en $\frac{1}{4}T$ EERDER nul is dan de EMK in het anker, E_t^{anker} .

CONCLUSIE. In de gegeven kring, waarin alleen een wisselspanning en een daarmee in serie geschakelde capaciteit een rol spelen, treedt een wisselstroom op, die 90° in fase VOOR is op de wisselspanning.


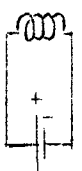

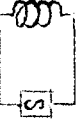
- b) Met nadruk wijzen we er op, dat bovenstaande conclusie staat of valt met het inzicht, dat in de gegeven kring de stroomsterkte zo'n functie van de tijd moet zijn, dat op ieder ogenblik:

$$(V_A - V_B)_t = E_t^{\text{anker}}$$

- c) Dit geval, dat in een serie-kring alleen een wisselspanning en een capaciteit werkzaam zijn, leert ons welke invloed een condensator ALS ZODANIG heeft op de in de kring optredende wisselstroom: de condensator "WIL" dat de wisselstroom 90° in fase VOOR is op de wisselspanning.

In het algemeen zal een serie-kring met wisselspanning en capaciteit OOK een OHM-WEERSTAND en een COEFFICIENT VAN ZELFINDUCTIE hebben. In zo'n algemeen geval ZAL DE CONDENSATOR ER ALTIJD NAAR STREVEN OM DE OPTREDENDE WISSELSTROOM IN FASE VOOR TE DOEN ZIJN OP DE WISSELSPANNING.

Par. 6. OVERZICHT van de invloed van een condensator en de invloed van een (smoor)spoel op de stroomsterkte in een kring.

GELIJKSTROOM - BRON.		
<p style="text-align: center;"><u>CONDENSATOR</u></p>  <p>1) Laadstroom 2) Als $V_A - V_B = E_{\text{bron}}$ houdt E_{mk} laadstroom op, en blijft $i = 0$</p> <p><u>Conclusie:</u> <u>EEN GELIJKSTROOM KAN EEN CONDENSATOR NIET PASSEREN.</u></p>	<p style="text-align: center;"><u>SPOEL</u></p>  <p>1) Insteltijd 2) Als $i = \frac{Emk}{r_i + r_u}$ ondervindt de kring geen bijzondere invloed meer van de spoel</p> <p><u>EEN GELIJKSTROOM KAN EEN SPOEL WEL PASSEREN.</u></p>	<p style="text-align: center;"><u>SMOORSPOEL</u></p> <p>1) Lange insteltijd. 2) idem ←</p> <p><u>EEN GELIJKSTROOM KAN EEN SMOORSPOEL WEL PASSEREN.</u></p>
WISSELSTROOM - BRON.		
<p style="text-align: center;"><u>CONDENSATOR</u></p>  <p>1) In deze kring treedt WEL 'n wisselstroom op; freq. $\frac{1}{T}$ 2) It is een constant aantal radialen ϕ in fase V O O R op de Emk van het anker. 3) <u>Impedantie.</u> 4) Hoe groter C des te kleiner is ϕ, en des te dichter ligt de waarde van de impedantie bij de Ohm-weerstand.</p> <p>$\sqrt{R^2 + \frac{1}{(\omega C)^2}}$</p>	<p style="text-align: center;"><u>SPOEL</u></p>  <p>1) In de kring treedt WEL 'n wisselstroom op; freq. $\frac{1}{T}$ 2) It is een constant aantal radialen ϕ in fase A C H T E R op de Emk van het anker. 3) <u>Impedantie.</u> 4) Hoe groter L, des te groter is ϕ, en des te groter is de impedantie</p> <p>$\sqrt{R^2 + (\frac{2\pi}{T}L)^2}$</p>	<p style="text-align: center;"><u>SMOORSPOEL</u></p> <p>In de kring treedt GEEN wisselstroom op. <u>EEN WISSELSTROOM KAN EEN SMOORSPOEL NIET PASSEREN.</u></p>

1) Vraag. Wat moet men doen om te verhinderen, dat in een kring een GELIJKSTROOM optreedt?

Antw.: Men moet dan in deze kring een condensator in serie met de spanningsbron schakelen: EEN CONDENSATOR BETEKENT VOOR EEN GELIJKSTROOM EEN ONDERBREKING VAN DE KRING.

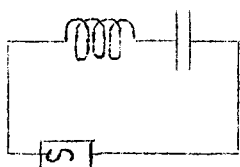
2) Vraag: Wat moet men doen om te verhinderen, dat in een kring een WISSELSTROOM optreedt?

Antw.: Men moet dan in deze kring een smoorspoel in serie met de spanningsbron schakelen: EEN SMOORSPOEL BETEKENT VOOR EEN WISSELSTROOM EEN ONEINDIG GROTE WEERSTAND.

3) Vraag. In een wisselstroomkring plaatst men een condensator en een spoel ($L \neq \infty$) in serie met de spanningsbron. Wat valt er nu te zeggen over het faseverschil tussen I_t en E_{anker} ?

Antw.: zie blz. 5 i.

Antw.:



$$E_t^{\text{anker}} = E_{\text{max}} \sin \frac{2\pi}{T} t.$$

In deze kring zal weer een wissel - stroom I_t optreden.

De spoel zal er naar streven, dat I_t in fase ACHTER zal blijven op E_t^{anker}

De condensator zal er naar streven, dat I_t in fase VOÓR zal blijven op E_t^{anker} .

Zijn L en C beide groot, dan "wint de spoel", en zal I_t in fase ACHTER blijven op E_t^{anker}

Zijn L en C beide klein, dan "wint de condensator" en zal I_t in fase VOÓR blijven op E_t^{anker} .

Bij bepaalde waarden van L en C is het dus mogelijk, dat I_t op ieder ogenblik dezelfde fase heeft als E_t^{anker}

Opmerkingen:

a) Uit het bovenstaande volgt, dat de in serie geschakelde spoel en condensator elkaars invloed op het fase-verschil tussen I_t en E_t^{anker} geheel of gedeeltelijk opheffen.

De hogere natuurkunde leert, dat dit niet alleen geldt voor genoemd fase-verschil, MAAR OOK VOOR HUN INVLOED OP DE RESULTERENDE IMPEDANTIE: De serie-schakeling van een spoel en een condensator heeft tot gevolg, dat de waarde van de resulterende impedantie dichter bij de Ohm-weerstand van de kring ligt dan het geval zou zijn, als alleen de spoel of als alleen de condensator in de kring zou staan.

Door L en C geschikt te kiezen, kan men bereiken, dat de resulterende impedantie gelijk is aan de Ohm-weerstand van de kring.

In dit geval is I_t op ieder ogenblik "in fase" met E_t^{anker} , en is:

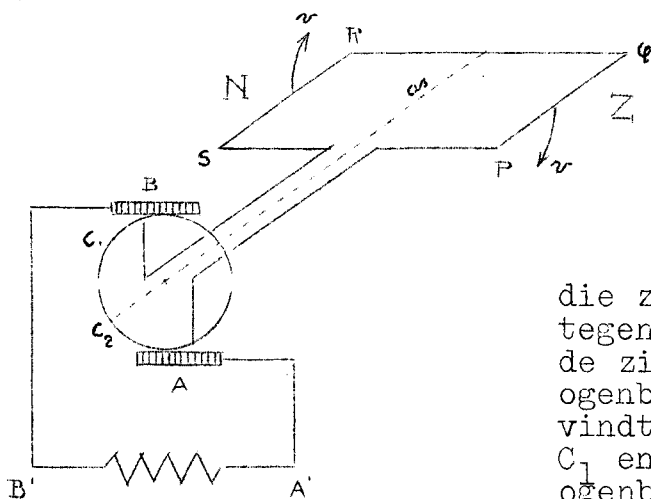
$$I_t = \frac{E_{\text{max}}^{\text{anker}}}{R} \sin \frac{2\pi}{T} t.$$

b) Als er in de kring geen spoel en geen condensator staat, heeft de kring toch altijd nog een zelfinductie (en de draaden hebben dan ook altijd een zekere capaciteit).

Wil men dus, dat I_t "in fase" is met E_t^{anker} , dan zal men een serie schakeling van een spoel en een condensator moeten aanwenden.

Conclusie van vraag 3: Door een spoel en een condensator in serie te schakelen met een wisselspanningsbron, kan men bereiken dat I_t steeds "in fase" is met E_t^{anker} , met het gevolg dat dan de RESULTERENDE impedantie van de kring gelijk is aan de Ohm-weerstand van de kring.

Par. 7. Draaispoelgenerator met GELIJKSTROOMCOLLECTOR. - PULSERENDE GELIJKSTROOM.



In nevenstaande figuur is C_1 C_2 een gelijk - stroom collector: De borstel A is op ieder ogenblik geleidend verbonden met die zijde van het draaiende anker

die zich op het beschouwde ogenblik tegenover de zuidpool bevindt; B met de zijde, die zich op het beschouwde ogenblik tegenover de noordpool bevindt.

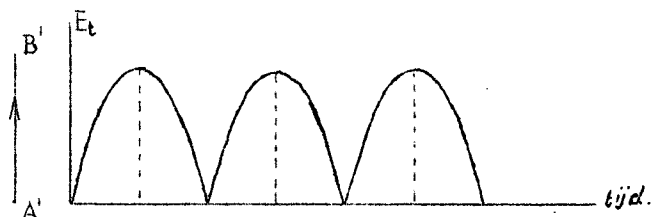
C_1 en C_2 wisselen van borstel op de ogenblikken, dat het anker de verticale stand passeert.

De EMK in het anker is er dus op gericht om in de kring een stroom op te wekken die IN DE BUITENLEIDING A'B' STEEDS DEZELFDE RICHTING HEEFT, en wel steeds gericht is van A' → B'

Wiskundig beschouwd, is de buitenleiding een deel van een stroomkring waarvan de EMK als functie van de tijd gegeven wordt door de formule:

$$E_t = \left| E_{\max} \sin \frac{2\pi}{T} t \right|$$

In grafiek:

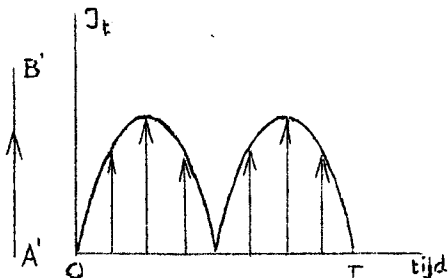


NB Met nadruk wijzen we er op, dat dit de grafiek van de EMK is, als functie van de tijd, NIET de grafiek van I_t !

Vraag: Wat valt er nu te zeggen over de stroomsterkte in de buitenleiding als functie van de tijd?

Antw.: a) Had de kring GEEN ZELFINDUCTIE, dan zou:

$$I_t = \frac{E_t}{R} = \frac{E_{\max}^{\text{anker}}}{R} \left| \sin \frac{2\pi}{T} t \right|$$



In dit geval stelt nevenstaande figuur de grafiek van I_t voor als functie van de tijd.

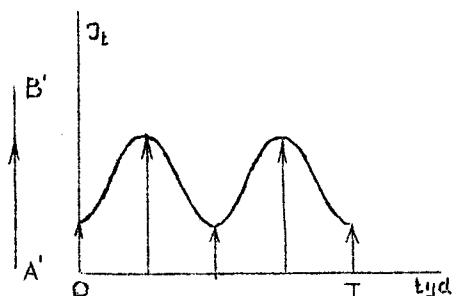
DE STROOM IS STEEDS GERICHT van A' → B' maar de sterkte van de stroom verandert periodiek, met periode $\frac{1}{2}T$.

We moeten ons dus goed realiseren, dat het electronengas in A'B' voortdurend in de richting B' → A' beweegt, (dus NIET omkeert!), maar dat de SNELHEID van deze TRANSLATIE periodiek verandert van nul → max → 0 → max → enz.

b) In het algemeen heeft de kring WEL ZELFINDUCTIE; behalve de EMK van het anker treedt er in de kring op ieder ogenblik dus ook nog een EMK van zelfinductie op:

$$E_t^{\text{zelf}} = -L \frac{dI}{dt} \text{ Volt.}$$

We vermelden alleen hoe de grafiek van de stroomsterkte in de buitenleiding als functie van de tijd er nu uitziet.



De grafiek is een op zekere hoogte boven de tijd-as gelegen SINUS LIJN met periode $\frac{1}{2}T$.

Conclusie:

- 1°) De stroom in de buitenleiding IS STEEDS GERICHT VAN A' → B'
- 2°) De STERKTE van deze constant gerichte stroom verandert periodiek met periode $\frac{1}{2}T$.

3°) De sterkte van deze constant gerichte stroom WORDT ECHTER NOOIT NUL; de stroomsterkte "schommelt" tussen een zeker minimum (> 0!) en een zeker maximum.

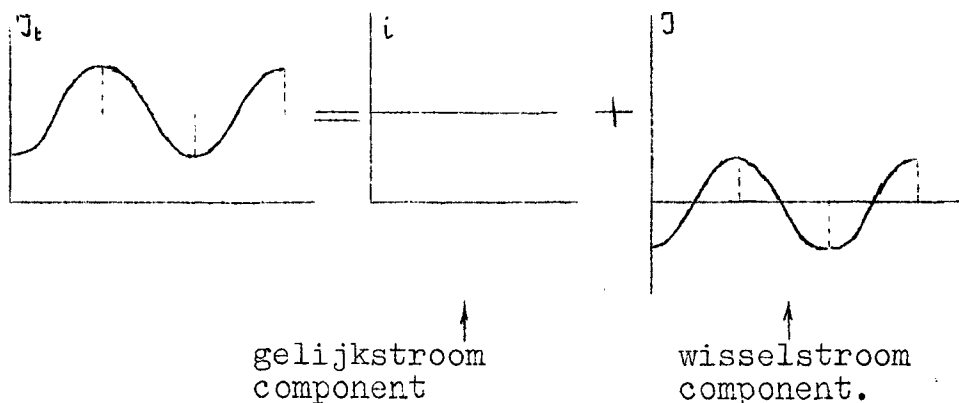
NB. Het electronengas in A'B' beweegt dus steeds in de richting van B' → A': De snelheid van deze steeds vooruitgaande beweging varieert met periode $\frac{1}{2}T$ van minimaal → max. → minimaal → enz.

Zowel in geval a) als in geval b) treedt er dus in de buitenleiding een GELIJKSTROOM op waarvan de STERKTE periodiek verandert.

Zo'n gelijkstroom noemt men een PULSERENDE GELIJKSTROOM.

Definitie: Een pulserende gelijkstroom is een stroom, die CONSTANT IS VAN RICHTING en PERIODIEK VERANDERLIJK IS VAN GROOTTE. De term GELIJK slaat dus op de RICHTING; de term PULSEREND op de STERKTE.

- Opmerkingen: α) Als we spreken over een GELIJKSTROOM "zonder meer", bedoelen we altijd een stroom die ên constant is van richting ên constant is van sterkte.
- β) De sinusvormig-pulserende gelijkstroom van geval b) kan opgevat worden als een superpositie van een "zuivere" gelijkstroom en een wisselstroom.



Eindconclusie: Bij een draaispoelgenerator met GELIJKSTROOM collector treedt in de buitenleiding een PULSERENDE GELIJKSTROOM op, die kan opgevat worden als de superpositie van een "zuivere" gelijkstroom en een wisselstroom.

Beschouwing uit de techniek.

De klemspanning tussen de punten A' en B' (zie fig. blz. 51) is een z.g. pulserende gelijkspanning; het is de superpositie van een zuivere gelijkspanning en een wisselspanning. Deze wisselspanningscomponent noemt men een RIMPEL.

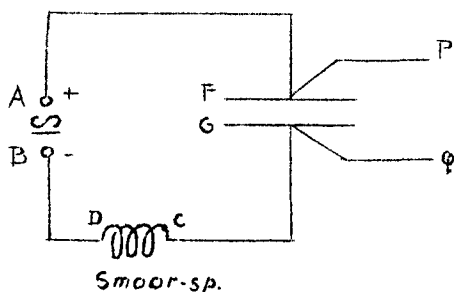
Dus:

$$(V_{A'} - V_{B'})_t = \Delta V_{\text{gelijksp.}} + \text{rimpel.}$$

Bij de behandeling van de z.g. GELIJKRICHTERS (Diode, electrolytische gelijkrichter, zie later) zullen we nog andere methoden leren kennen om een wisselspanning om te zetten in een pulserende gelijkspanning, dus in een zuivere gelijkspanning + rimpel. Deze rimpel is voor veel gelijkstroominstrumenten een bezwaar.

Vraag: Hoe kan men bij een, door gelijkrichting verkregen, pulserende gelijkspanning de gelijkspanningscomponent scheiden van de rimpel?

Antw.:



Men niet in de figuur aangegeven oorzaak onderhoudt tussen de punten A en B een PULSERENDE gelijkspanning (S).

De gelijkspanningscomponent geeft A een hogere potentiaal dan B.

In SERIE met AB schakelt men een SMOOR-spoel en een condensator FG. (Let er op, dat de spoel een SMOOR-spoel moet zijn. De situatie is dus anders dan in par. 6 punt 3).

De smoorspoel maakt het onmogelijk dat in deze serieschakeling een

WISSELSTROOM optreedt. Daardoor wordt de rimpel buiten werking gesteld.

Daar de gelijkstroomcomponent de smoorspoel wel kan passeren wordt de condensator door de gelijkstroomcomponent zolang opgeladen (F+ en G-) tot de ontladingsdrang van de conden-

sator de laadstroom opheft.

Vanaf dat ogenblik treedt er in de kring dus GEEN stroom meer op en blijft het potentiaalverschil tussen de platen F en G constant.

Proef a) Schakelt men nu tussen P en Q (dus parallel met de condensator) een gelijkstroomverbruiker, dan zal de condensator zich via deze verbruiker willen ontladen. De gelijkstroom component van ω zal het potentiaalverschil tussen de condensatorplaten op peil houden.

Gevolg: DE CONDENSATOR FUNGEERT VOOR DE TUSSEN P EN Q GEPLAATSTE GELIJKSTROOMVERBRUIKER ALS GELIJKSTROOMBRON MET CONSTATE KLEMSpanNING.

Deze schakeling wordt in de radio-techniek toegepast. Men zegt dan, dat de rimpel is "AFGEVLAKT". Het geheel van de smoorspoel en de condensator in deze schakeling, noemt men dan een AFVLAKFILTER.

Proef b) Men maakt PQ weer open. Er ontstaat dus weer de situatie, dat de condensator de gelijkspanningscomponent in evenwicht houdt en de smoorspoel de rimpel buiten werking stelt.

Nu schakelt men PARALLEL met de SMOORSPOEL een WISSELSTROOM-verbruiker. Daardoor wordt de rimpel niet meer uit geschakeld; de condensator blijft de gelijkspanningscomponent echter in evenwicht houden.

Gevolg: De rimpel veroorzaakt in de wisselstroom-verbruiker een zuivere WISSELSTROOM.

Opmerking α) Men ziet gemakkelijk in, dat er bij proef a) niets zal gebeuren, als men tussen P en Q een WISSELSTROOM-verbruiker zou plaatsen.

Evenzo zal er niets gebeuren, als men bij proef b) een gelijkstroomverbruiker parallel met de smoorspoel zou schakelen.

β) In de taal der techniek, die er van uitgaat dat de lezer wel moeite zal doen om te achterhalen wat er bedoeld wordt, zegt men, dat in bovenstaande schakeling tussen P en Q een GELIJKSPANNING en tussen C en D een WISSELSPANNING heerst. Door deze schakeling wordt de gelijkspanningscomponent dus GESCHEIDEN van de rimpel.

Conclusie: Met behulp van een AFVLAKFILTER kan men de gelijkspanningscomponent van een PULSERENDE GELIJKSTROOM scheiden van de wisselspanningscomponent (rimpel).

Ter oriëntatie.

We zijn nog bezig met deel A van hoofdstuk IV: generatoren-wisselstroom.

In par. 1 waren we begonnen met de in hoofdstuk III E_I en E_{II} vermelde proeven te onderzoeken naar hun geschiktheid om als grondidee te dienen voor de constructie van een generator.

De proef waarbij een draadraam bewogen wordt in een magnetisch veld leidde tot de constructie van de draaispoelgenerator.

We hebben toen ons onderzoek van de genoemde proeven onderbroken omdat de draaispoel-generator een logische aanleiding gaf om eerst de eigenschappen van de wisselstromen te gaan bestuderen.

In par. 2 t/m par. 7 hebben we over deze wisselstromen behandeld:
Par. 1 $\rightarrow E_t^{\text{anker}} = E_{\text{max}}^{\text{anker}} \sin \frac{2\pi}{T}t$

Par. 2 \rightarrow generator met wisselstroom-collector.

$$I_t = \frac{E_{\text{max}}^{\text{anker}}}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi}{T}L\right)^2}} \sin \left(\frac{2\pi}{T}t - \phi\right),$$

waarbij $\text{tg } \phi = \frac{2\pi}{T} \frac{L}{R}$

De zelfinductie geeft de kring een schijnbare vergroting van de weerstand

$$\rightarrow \text{Impedantie} = \sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi}{T}L\right)^2} \Omega$$

Ten gevolge van de zelfinductie, is I_t in fase ACHTER op E_t^{anker} .

Par. 3 \rightarrow De effectieve stroomsterkte: $I_{\text{eff}} = \frac{I_{\text{max}}}{\sqrt{2}}$
 Analoog werd gedefinieerd: $E_{\text{eff}} = \frac{E_{\text{max}}^{\text{anker}}}{\sqrt{2}}$

Het bleek, dat $E_{\text{eff}} = I_{\text{eff}} \times \text{Impedantie}$.

De door een wisselstroom in een periode geleverde elektrische energie bleek gelijk te zijn aan:

$$E_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} \cdot \cos \phi \cdot T \text{ Joule.}$$

Par. 4 \rightarrow Stroommeet-instrumenten voor wisselstromen.

Par. 5 \rightarrow Condensator in kring met wisselspanning.

Het bleek, dat in deze kring een wisselstroom optreedt, die in fase vôôr is op E_t^{anker} .
 Tengevolge van de capaciteit bleek de weerstand van de kring schijnbaar groter te zijn dan de Ohm weerstand \rightarrow Impedantie.

Naarmate de condensator een GROTERE CAPACITEIT had, des te kleiner bleek de fase vòòrsprong van I_t te zijn, en des te dichter bleek de impedantie te liggen bij de Ohm-weerstand. m.a.w. Hoe groter de capaciteit van de condensator is, des te minder invloed heeft de condensator op de wisselstroom.

Par. 6 \rightarrow Geeft een overzicht van de invloed van een spoel en een condensator in een stroomkring.

Par. 7 \rightarrow Behandelt de generator met gelijkstroomcollector \rightarrow Pulserende gelijkstroom en pulserende gelijkspanning \rightarrow afvlakfilter.

We hervatten nu ons onderzoek van de proeven van Hoofdstuk III E_I en E_{II}

Par. 8 Vervolg van het onderzoek van de in Hoofdstuk III E_I en E_{II} vermelde proeven naar hun geschiktheid om als grond-idee te dienen voor de constructie van een generator.

We moeten nog de in Hoofdstuk III blz. 136 vermelde proef onderzoeken.

Deze proef bestaat uit 2 delen:

I We bewegen de magneet t.o.v. de spoel.

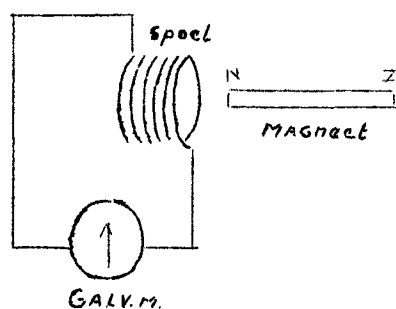
II We bewegen de spoel t.o.v. de magneet.

Zoals in par. I is uiteengezet, kunnen we de proeven waarbij de beweging bestaat in een translatie, buiten beschouwing laten, omdat translaties werktuigkundige bezwaren opleveren voor de constructies van generatoren.

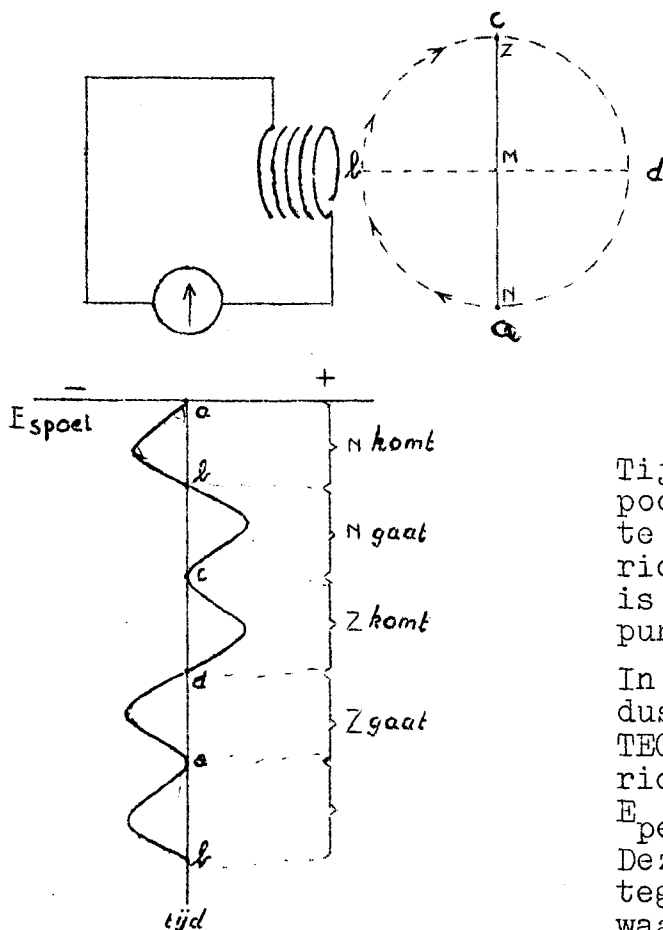
We onderzoeken dus alleen de proeven, waarbij de bewegingen ROTATIES zijn.

Serie I. De magneet voert een ROTATIE uit t.o.v. de spoel.

zie blz. 6.



Serie I. De magneet voert een ROTATIE uit t.o.v. de spoel.



We leggen een magneet op een draaitafeltje. Nevenstaande figuur geeft een bovenaanzicht van de spoel en de draaiende magneet.

Van M uit gezien is de draad van de spoel met de wijzers van de klok mee gewonden. Een stroom die met de wijzers van de klok mee door de spoel gaat, geeft de galvanometer dus een uitslag naar rechts; een tegenwijzer-stroom geeft de galvanometer een uitslag naar links.

Tijdens de beweging van de noordpool van $a \rightarrow b$ ontstaat in de holte van de spoel een naar links gerichte magnetische flux. Deze flux is maximaal als de noordpool het punt b passeert.

In de draad van de spoel treedt dus in het tijdsinterval $a \rightarrow b$ een TEGEN DE WIJZERS VAN DE KLOK IN gerichte EMK op:

$$E_{\text{per winding}} = - \frac{d\phi^a}{dt} \text{ volt.}$$

Deze EMK zal dus in de spoel een tegenwijzer-stroom veroorzaken, waardoor de galvanometer naar links uitslaat.

In het tijdsinterval dat de noordpool van $a \rightarrow b$ beweegt, neemt

$\frac{d\phi^a}{dt}$ (d.i. de VERANDERING PER SEC. van de door iedere winding omvatte magnetische flux) toe van nul tot een maximum (de noordpool passeert dan een punt tussen a en b), neemt daarna af, en is weer nul als de noordpool het punt b passeert.

In dit tijdsinterval dat de noordpool van $a \rightarrow b$ beweegt treedt er dus in de draden van de spoel een tegen de wijzers van de klok in gerichte EMK van inductie op die aanvankelijk toeneemt van nul tot een maximum, daarna afneemt, en weer nul is als de noordpool het punt b passeert.

In het daarop volgende tijdsinterval, dat de noordpool van b naar c gaat, treedt in de draad van de spoel een MET DE WIJZERS VAN DE KLOK MEE gerichte EMK van inductie op, die aanvankelijk toeneemt van nul tot een maximum, daarna weer afneemt tot nul.

In de grafiek onder de galvanometer hebben we de EMK in de spoel als functie van de tijd getekend. De richting van E geeft de richting aan van de inductiestroom die door deze EMK wordt opgewekt.

Het tijdsinterval $a \rightarrow b \rightarrow c$ is het tijdsinterval dat de noordpool van $a \rightarrow b \rightarrow c$ draait.

Met nadruk wijzen we er op, dat de EMK van richting omdraait als de noordpool het punt b passeert.

Hetzelfde, maar dan met tegengesteld gerichte EMK gebeurt, als de zuidpool de baan $a \rightarrow b \rightarrow c$ beschrijft (Dit is in de grafiek het tijdsinterval dat de noordpool draait van $c \rightarrow d \rightarrow a$).

Conclusie: 1) Tijdens de eenparige draaiing van de staafmagneet treedt in de spoel een wisselende EMK van inductie op.

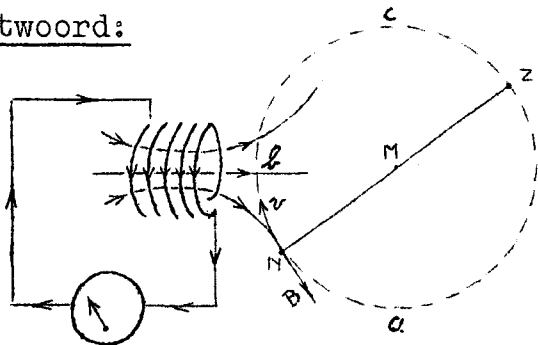
2) Deze EMK is (in de situatie van de figuur)

positief gericht, (met de wijzers van de klok) als de noordpool van de spoel af draait of de zuidpool naar de spoel toe draait.

negatief gericht, als de noordpool naar de spoel toe draait, of de zuidpool van de spoel af draait.

NB. Vraag: De EMK in de draad van de spoel veroorzaakt in de kring spoel - galvanometer een (veranderende) stroom. In de kring spoel-galvanometer wordt dus, t.g.v. de draaiing van de magneet, elektrische energie opgewekt. HOE WORDT DEZE ELECTRISCHE ENERGIE VERANTWOORD?

Antwoord:



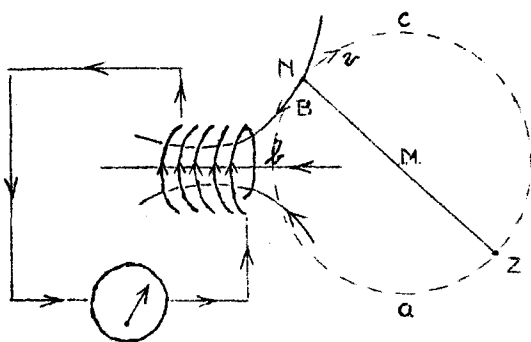
In het tijdsinterval, dat de noordpool de baan a \rightarrow b beschrijft treedt er in de kring spoel-galvanometer een TEGENWIJZER-STROOM op.

Deze stroom veroorzaakt een magnetisch veld, dat in de holte van de spoel naar

RECHTS gericht is.

Dit magnetische veld oefent een REMMENDE BIOT-SAVART-KRACHT uit op de naderende noordpool: Om

de noordpool EENPARIG te doen bewegen MOETEN WIJ DUS POSITIEVE ARBEID VERRICHTEN.



In het tijdsinterval, dat de noordpool de baan b \rightarrow c beschrijft treedt er in de kring spoel-galvanometer een WIJZER-STROOM op.

Deze stroom veroorzaakt een magnetisch veld, dat in de holte van de spoel naar LINKS gericht is.

Dit magnetisch veld oefent weer een REMMENDE BIOT-SAVART-KRACHT uit op de wegdraaiende noordpool.

Evenzo zal de zuidpool door BIOT-SAVART-KRACHTEN worden afgeremd als deze de baan a \rightarrow b \rightarrow c beschrijft.

Conclusie: Om de staafmagneet EENPARIG te doen draaien, moeten wij POSITIEVE ARBEID verrichten vanwege de remmende BIOT-SAVART KRACHTEN op de magneetpolen. Bij deze eenparige draaiing van de magneet wordt dus MECHANISCHE ARBEID OMGEZET IN ELECTRISCHE ENERGIE.

Is deze proef nu geschikt om als grond-idee te dienen voor de constructie van een generator?

Antw.: Deze proef doet ons wel een heel simpel middel aan de hand om een wisselende EMK op te wekken; maar een EMK met bovenstaande grafiek is voor de techniek ongeschikt, te onharmonisch. Het onharmonische in deze grafiek wordt eigenlijk veroorzaakt door het feit, dat het "gaan van de noordpool" en het "komen van de zuidpool" voor de spoel twee op elkaar VOLGENDE gebeurtenissen zijn.

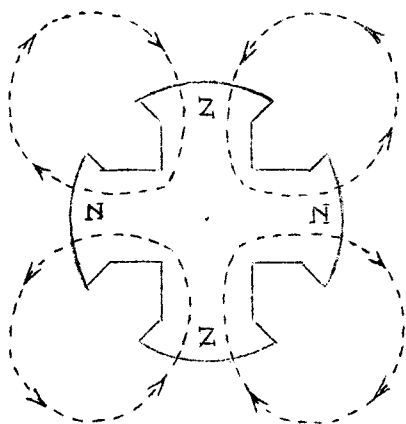
De grafiek zou harmonisch zijn, als het "gaan" van de noordpool voor de spoel SAMENVIEL met het "komen" van de zuidpool, en als het "gaan" van de zuidpool dan weer samenviel met het "komen" van de noordpool.

Maar dit is voor een STAAF MAGNEET een onmogelijkheid.

We zullen zien, dat dit wel mogelijk is, als we een ANDER TYPE MAGNEET op het draaitafeltje leggen.

Eerste verbetering van de proef.

Eerste verbetering van de proef.



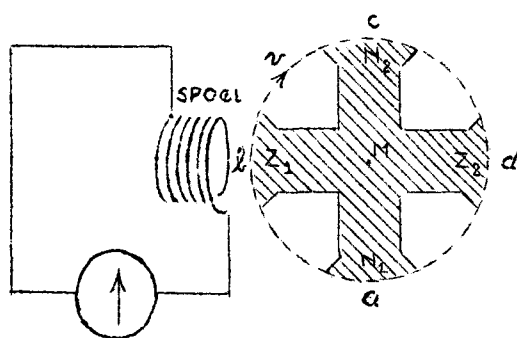
Nevenstaande figuur stelt een z.g. vierpolige magneet voor: een kruisvormig stuk staal is zo gemagnetiseerd, dat de opvolgende armen van het kruis tegengestelde magneetpolen zijn.

De gestippelde lijnen geven het verloop van de magnetische veldlijnen aan.

Deze magnetische veldlijnen kan men zichtbaar maken met behulp van ijzer vijlsel.

Zo'n magneet bevindt zich b.v. in de fiets-"dynamo".

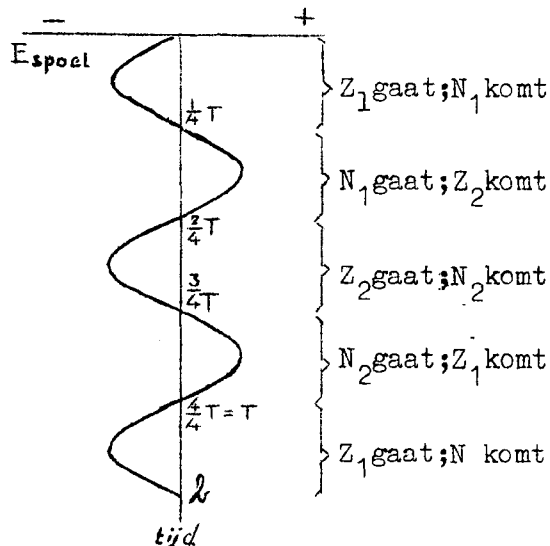
We leggen nu een vierpolige magneet op het draaitafeltje en herhalen de proef.



Nevenstaande figuur geeft weer een bovenaanzicht van de opstelling van de proef.

De vierpolige magneet draait om de loodrecht op het vlak van tekening staande as door M.

Vanuit M gezien, is de draad van de spoel met de wijzers van de klok mee gewonden.



In het tijdsinterval, dat de noordpool N_1 beweegt van $a \rightarrow b$, beweegt de zuidpool Z_1 van $b \rightarrow c$.

Het "komen" van N_1 valt voor de spoel dus samen met het "gaan" van Z_1 .

Welnu: Het "komen" van een noordpool en het "gaan" van een zuidpool veroorzaken ieder in de draad van de spoel een tegen de wijzers van de klok in gerichte EMK van inductie. Deze electromotorische krachten zullen elkaar dus versterken.

De grafiek van de resulterende EMK in deze eerste kwart periode is dus de som van grafieken $a \rightarrow b$ en $d \rightarrow a$ uit de vorige figuur (blz. 6). Men kan bewijzen, dat de grafiek van deze resulterende EMK een halve sinusgolf is, zoals nevenstaande grafiek aangeeft.

In de volgende kwart periode (als dus N_1 draait van $b \rightarrow c$) treedt in de draad van de spoel een met de wijzers van de klok mee gerichte EMK op waarvan de grafiek de som is van de grafieken $b \rightarrow c$ en $c \rightarrow d$ van blz. 6. De grafiek van de resulterende EMK is dan weer een halve sinusgolf, die nu positief gericht is.

Conclusie: In het tijdsinterval dat de noordpool N_1 , draait van $a \rightarrow b \rightarrow c$, dus in het tijdsinterval van een halve periode, treedt in de draad van de spoel een resulterende EMK van inductie op waarvan de grafiek een hele sinusgolf is.

In de volgende helft van de periode (dus het tijdsinterval waarin N_1 draait van $c \rightarrow d \rightarrow a$) herhaalt zich in de spoel hetzelfde gebeuren (zie grafiek)

Eindconclusie: I. Tijdens de eenparige rotatie van de vierpolige magneet treedt in de draad van de spoel een EMK van inductie op, DIE EEN ENKELVOUDIGE SINUS FUNCTIE VAN DE TIJD IS.

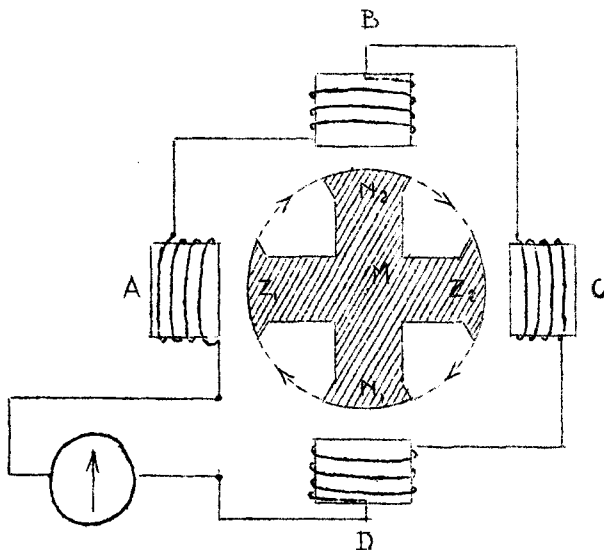
II. De periode van E_t^{spoel} is DE HELFT van de rotatie-periode van de vierpolige magneet.

Opmerking. Uit de grafiek blijkt, dat E_t^{spoel} maximaal is als de spoel zich in het midden tussen twee opvolgende magneet polen bevindt. Op die oogenblikken is $\frac{d\Phi}{dt}$ dus maximaal. Dit is ook logisch, want op die oogenblikken verandert de magnetische flux in de spoel bovendien van richting.

Het is duidelijk dat deze proef met vierpolige magneet geschikt is om als grond-idee te dienen voor de constructie van een wissel - stroom generator.

Dit idee is echter nog voor verbetering vatbaar.

Tweede verbetering.



Zoals nevenstaande figuur aangeeft, maken we een rechthoekige SERIE-SCHAKELING van VIER gelijke SPOELEN A, B, C en D.

Vanuit M gezien zijn de spoelen A en C met de wijzers van de klok mee gewonden, en de spoelen B en D tegen de wijzers van de klok in.

De electromotorische krachten die tijdens de eenparige draaiing van de vierpolige magneet in de vier spoelen optreden, zullen elkaar nu op ieder oogenblik versterken.

Immers:

De EMK's in de spoelen A en C hebben op ieder oogenblik vanuit M gezien onderling gelijke wijzerrichtingen, omdat deze spoelen zich steeds in onderling gelijke situaties met betrekking tot de komende en gaande polen bevinden.

Evenzo hebben de EMK's in de spoelen B en D op ieder oogenblik vanuit M gezien onderling gelijke wijzerrichtingen.

De wijzerrichting van de EMK's in de spoelen A en C is echter op ieder oogenblik tegengesteld aan de wijzerrichting van de EMK's in de spoelen B en D op dat oogenblik.

Daar nu de windingsrichting van de draad in de spoelen B en D tegen gesteld is aan de windingsrichting in de spoelen A en C zal een wijzerstroom in de spoelen A en C passeren bij een tegen-wijzerstroom in de spoelen B en D, en zal een tegen-wijzerstroom in de spoelen A en C passeren bij een wijzerstroom in de spoelen B en D.

De EMK's in de vier spoelen zullen elkaar dus op ieder oogenblik versterken.

DE RESULTERENDE EMK IN DE SERIE-DRAAD IS DUS OP IEDER OGENBLIK VIER MAAL ZO GROOT ALS DE EMK IN EEN SPOEL.

Door deze serie schakeling van vier spoelen hebben we dus een vier maal zo sterke EMK gekregen als het geval was bij een enkele spoel.

Om de resulterende EMK nog groter te maken, vullen we de holten van de spoelen op met weekijzer of het z.g. DYNAMOSTAAL.

De resulterende EMK wordt daardoor nog eens μ_r maal zo groot.

Draait de vierpolige magneet nu eenparig om M, dan treedt in de kring die gevormd wordt door de serie-draad en de galvanometer een HARMONISCH WISSELENDE EMK op, met vergelijking:

$$E_t = E_{\max} \sin \frac{2\pi}{T} t$$

$$\text{waarbij: } E_{\max} = 4 \cdot \mu_r E_{\max}^{\text{spoel vac}}$$

T is hierin de helft van de rotatie-periode van de vierpolige magneet.

In de kring van de seriedraad en de galvanometer (buitenleiding) treedt dus een wisselstroom op met vergelijking:

$$I_t = \frac{E_{\max}}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi}{T}L\right)^2}} \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi\right)$$

Hierin is: T de helft van de rotatie periode van de vierpolige magneet

$$\text{tg } \phi = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{L}{R}$$

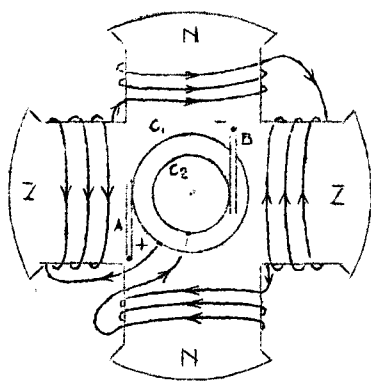
Er bestaat geen enkel technisch of werktuigkundig bezwaar tegen de constructie van een generator waarvan bovenstaande figuur het schakelschema aangeeft.

Conclusie: Bovenstaande figuur geeft ons het principe van een technisch bruikbare wisselstroom-generator.

Opmerkingen:

- a) In de weekijzeren kernen van de spoelen en ook in de armen van de vierpolige magneet zullen FOUCAULTSE stromen optreden als deze onderdelen massief zijn.
Daarom moeten deze onderdelen "gelammelleerd" zijn.
Dynamostaal (een samensmelting van staal en silicium met een weinig mangaan en fosfor) heeft de eigenschap, dat het gemakkelijk gemagnetiseerd kan worden. Het heeft echter een grote soortelijke weerstand (ρ), zodat het metaal zelf de Foucaultse stromen verhindert grote waarden aan te nemen.
- b) Permanente vierpolige magneten van bovenstaand model kunnen maar een betrekkelijk kleine omvang hebben.
De generatoren die volgens bovenstaand schema zijn vervaardigd hebben dan ook een kleine omvang en een klein vermogen: het zijn de magneto's die gebruikt worden als spanningsbron voor de fiets lamp, dus de fiets "dynamo's".
Om een generator te krijgen, geschikt voor een grote electriciteits centrale, moeten we nog een verbetering aanbrengen.

Derde verbetering:



In plaats van een PERMANENTE vierpolige magneet neemt men een VIERPOLIGE ELECTROMAGNEET.

Nevenstaande figuur geeft ons een voorstelling van een vierpolige electromagneet: Een enkele draad is gewikkeld om de vier armen van een kruisvormige kern van gelammelleerd dynamostaal.

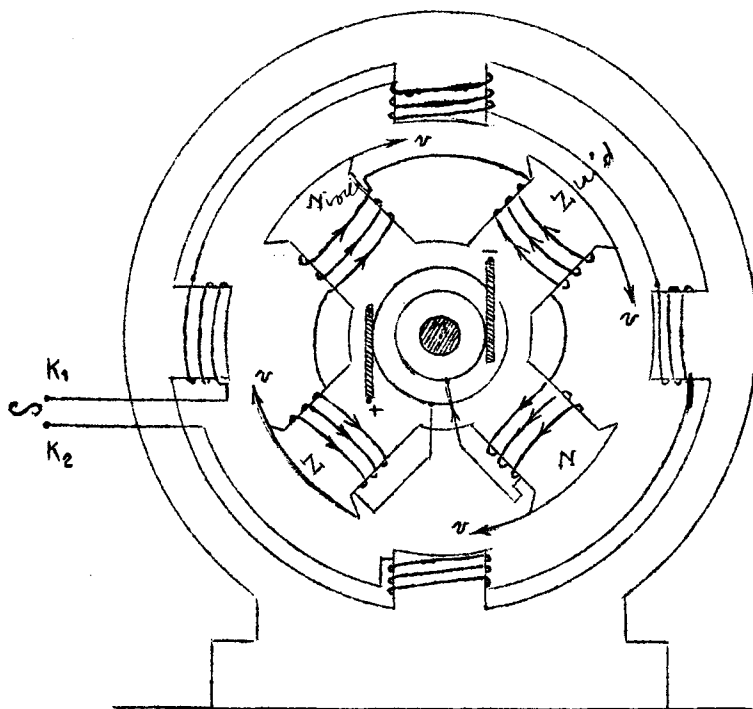
Zoals de figuur laat zien, is deze draad om beurten links- en rechtsdraaiend gewikkeld om de achtereenvolgende armen van het kruis.

Het ene uiteinde van deze draad is verbonden met de collectorschijf C₁, het andere uiteinde met de collector schijf C₂.

De borstel A is verbonden met de positieve pool van een (los van de generator staande) gelijkstroom-bron; de borstel B met de negatieve pool van deze gelijkstroom-bron. Door de draad die om de achtereenvolgende armen van de kruisvormige kern gewikkeld is, stroomt dus een gelijkstroom, waardoor deze armen volgens de kurketrekkerregel van Maxwell tot zuidpolen en noordpolen worden gemagnetiseerd. De aldus verkregen magneet heet een vierpolige electromagneet.

Deze verbetering maakt het mogelijk om generatoren met een groot vermogen te construeren.

De figuur op blz. 6 e geeft een schematische tekening van een grote vierpolige wisselstroom-generator.



De integrerende delen van de machine zijn:

I De vierpolige electromagneet.

Deze is onwrikbaar gekoppeld aan de loodrecht op het vlak van tekening staande as door M. Deze as is tevens de as van een turbine. Via deze as levert de turbine de mechanische energie die nodig is voor de eenparige rotatie van de vierpolige magneet.

Omdat de vierpolige electromagneet het ROTERENDE onderdeel van de generator is, noemt men dit onderdeel de ROTOR.

De gelijkstroom die nodig is om de armen van de rotor te magnetiseren wordt geleverd door een aparte gelijkstroomgenerator die ook op de as van de turbine gekoppeld is.

II De vier inductie spoelen.

Deze zijn, zoals de figuur aangeeft, aangebracht om vier nokken aan de binnenkant van een cirkel-vormig gestel van dynamostaal, concentrisch met M. De nokken, die natuurlijk ook van dynamostaal zijn, verdelen de cirkel-omtrek in vier gelijke delen.

De in de spoelen geïnduceerde wisselspanning wordt bij de klemmen K_1 en K_2 afgenomen, d.w.z. het ene uiteinde van de buitenleiding wordt verbonden met K_1 , het andere met K_2 .

ER IS DUS GEEN COLLECTOR NODIG.

Omdat er geen collector nodig is, bestaat er bij de aansluiting op de buitenleiding geen "vonk-gevaar". Daarom mag de EMK van de generator dan ook zeer groot zijn.

De spoelen met het cirkelvormige kern-gestel blijven in rust. Daarom noemt men het geheel van de spoelen met dit kern-gestel de STATOR.

Het onderdeel van de generator waarin de inductie-spanning wordt opgewekt noemt men altijd het ANKER. Dit is in de beschouwde generator het geheel van de vier in serie geschakelde inductiespoelen. De beschouwde generator heeft dus een vaststaand anker.

Deze generator zullen we de VIERPOLIGE WISSELSTROOM DYNAMO noemen.

Opmerkingen:

- De dynamo zet mechanische energie om in elektrische energie. We wijzen er nogmaals op, dat de turbine VANWEGE DE BIOT-SAVART KRACHTEN positieve arbeid moet verrichten om de vierpolige electromagneet EENPARIG te doen draaien.
- Zoals we vroeger al eens hebben opgemerkt (zie Hoofdstuk III blz. 135) maakt het voor de formule van de EMK van inductie

geen verschil of we een spoel bewegen t.o.v. een magneet, of dat we een magneet bewegen t.o.v. een spoel.

Er is echter een verschil in verantwoording van de energie. In de hogere natuurkunde noemt men de inductie verschijnselen t.g.v. de beweging van de spoel: inductie van de eerste soort, en die t.g.v. de beweging van de magneet: inductie van de tweede soort.

De draaispoel-generator is dus een toepassing van de inductie van de EERSTE SOORT; de vierpolige wisselstroom dynamo is een toepassing van de inductie van de TWEEDE SOORT.

- c) De frequentie van de door de vierpolige wisselstroomdynamo opgewekte wisselstroom is TWEE MAAL de draaifrequentie van de vierpolige electromagneet, de rotor. Opdat de opgewekte wisselstroom de frequentie 50 zal hebben, moet de vierpolige electromagneet dus 25 omwentelingen per sec. maken.
- d) We hebben onze beschouwing beperkt tot de VIER-polige wisselstroom dynamo. De vierde verbetering zou zijn het aantal polen van de electromagneet te vermeerderen. Dit aantal moet natuurlijk EVEN zijn, en het aantal inductiespoelen op de stator moet gelijk zijn aan het aantal magneetpolen van de rotor. Bevinden zich op de stator p inductiespoelen, dan zullen in het tijdsinterval van èèn ronddraaiing van de stator $\frac{p}{2}$ perioden van de wisselstroom voorbijgaan: het $I - t$ -diagram vertoont dan in het tijdsinterval van èèn ronddraaiing van de rotor $\frac{p}{2}$ hele sinusgolven. Maakt de rotor n omwentelingen per sec, dan is de frequentie van de wisselstroom dus $n \times \frac{p}{2}$. Hoe meer inductiespoelen op de stator voorkomen, des te minder omwentelingen behoeft de rotor per sec te maken om een wisselstroom met frequentie 50 te krijgen.

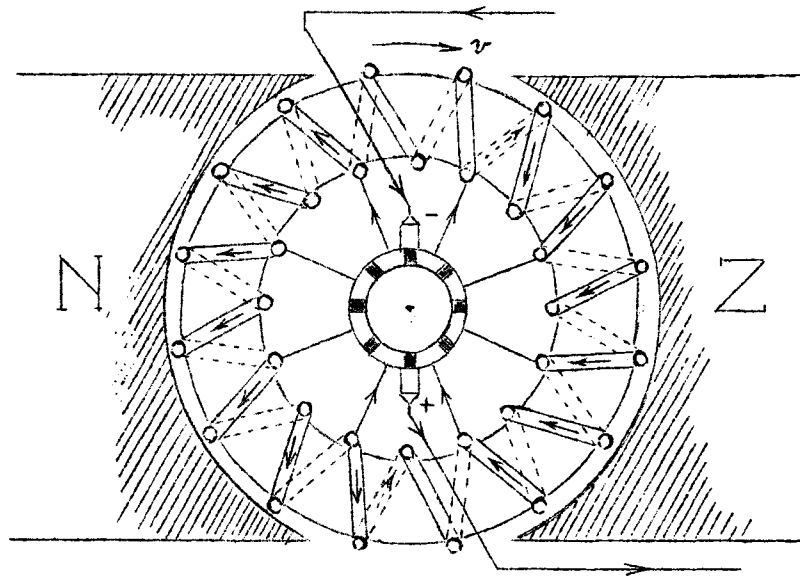
Serie II.

Dit zijn de proeven van Hoofdstuk III blz. 136 waarbij de spoel een rotatie uitvoert t.o.v. een magneet.

Deze proef is het grond-idee van drie typen generatoren. We zullen onze beschouwing beperken tot het vermelden van deze typen.

- 1^o) De draaispoelgenerator. Deze is reeds uitvoerig behandeld. We merken alleen nog op, dat de draaispoelgenerator vanwege het vonk gevaar aan de collector niet geschikt is als generator voor zeer grote electromotorische krachten.
- 2^o) De vierpolige BUITENPOOL-dynamo. Hierbij bevinden de electromagneten zich op de STATOR en de inductiespoelen bevinden zich om de armen van de ROTOR. Er is nu dus een collector nodig om de spanning af te nemen.
- 3^o) De generator met RING-ANKER.

zie blz. 6 g.



(tekening overgenomen uit Harterink)

De rotor, die tevens het anker is, bestaat uit een ringvormige solenoïde waarvan de uiteinden aan elkaar gesoldeerd zijn, zo dat er èèn doorlopende draadwinding wordt gevormd. De solenoïde is opgevuld door een gelammelleerde ijzeren kern.

Geef zelf de verklaring van de door de pijlen aangegeven inductiestroom.

Leg uit, dat deze ringanker-generator gelijkstroom levert.

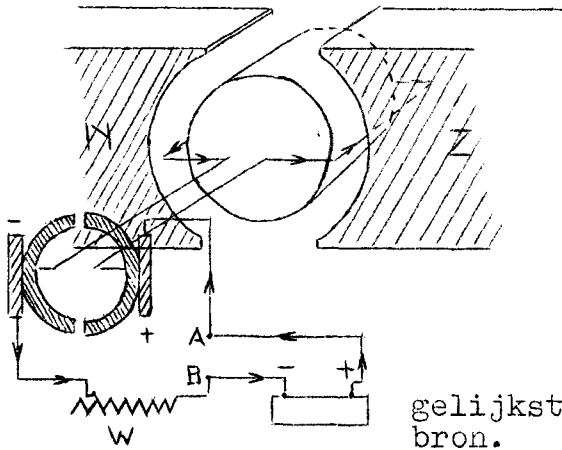
Electrische machines. (vervolg)

Deel B. Motoren.

40 1/2

§ 1 Gelijkstroom-motor: zie proef draaibare geleiders.

Punt 1) De Gelijkstroom-motor is een machine waarmee electr. energie via de Lorentz-kracht wordt omgezet in mechanische energie.



Par.1 Principe:

Een draadraam is geplaatst in een radiaal magn. veld, zó dat de veldlijnen op ieder ogenblik gesneden worden. Wij sturen een gelijkstroom door. Op het raam werkt dus een Lorentz-koppel. Het raam gaat dus draaien. Vanwege de gelijkstroom-collector blijft het raam draaien.

Inschakelen:

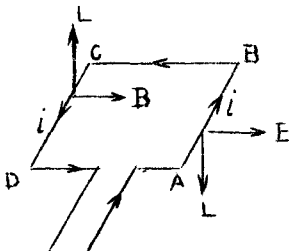
R_i van de motor moet klein zijn, om de warmtewerking gelijkstr. tot een minimum te beperken. b.v. bron.

$$\left. \begin{array}{l} r_i = 0,2 \Omega \\ V_A - V_B = 220 \text{ Volt} \end{array} \right\} \begin{array}{l} i = 1100 \text{ Amp.} \\ Q = 0,24 \cdot i^2 \cdot r = 580800 \frac{\text{cal}}{\text{sec.}} \end{array}$$

gevolg: 1) doorbranden
2) het anker krijgt een schok.

Dit voorkomen door de voorschakelweerstand W, die wordt uitgeschakeld zodra de motor op toeren gekomen is.

2. De onbelaste motor: d.w.z. het anker ondervindt geen mech.tegenwerking.



Stel de stroomst. is i Amp.

$$L = B \cdot i \cdot AB \text{ Newton.}$$

Op het raam werkt een koppel. Tengevolge van dit koppel gaat het anker versneld draaien.

In feite beweegt een geleider in een magn. veld.

Er treedt dus, volgens Lenz, een EMK van inductie op, die de beweging wil tegenwerken. Stel deze EMK is E_M Volt

$$E_{\text{res}} = E_{\text{bron}} - e_M$$

kring

$$I_{\text{res}} = \frac{E_{\text{bron}} - e_M}{r_u + r_{\text{bron}} + r_{\text{motor}}}$$

dus: $L = B \cdot \frac{E_{\text{bron}} - e_M}{r_u + r_{\text{bron}} + r_{\text{motor}}} \cdot AB \text{ Newton.}$

Door het versneld draaien van het anker neemt E_{motor} toe (Lenz) dus i_{res} neemt af, dus L neemt af.

Het anker draait dus versneld met afnemende versnelling. Zolang $L \neq 0$ zal het anker versneld rond-draaien en E_M groter worden en i_{res} afnemen.

De evenwichtstoestand wordt bereikt als $L = 0$

dan is $e_{\text{motor}} = E_{\text{bron}}$

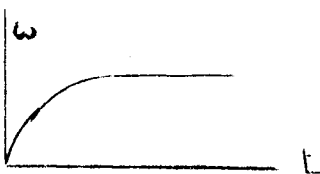
dus $i_{\text{res}} = 0$

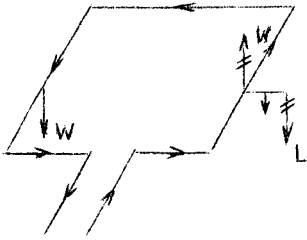
Het anker draait dan verder eenparig rond.

Het energie verbruik in de kring = $E_{\text{bron}} i_{\text{res}} = 0$

Concl: De onbelaste motor onttrekt geen energie aan het net.

Als de onbelaste motor op toeren gekomen is schakelt men W uit.



3. De belaste motor.

Het anker moet een mech. weerstand overwinnen. Deze weerstand werkt als een remmend koppel.

De hoeksnelheid van het anker neemt af.

e_{motor} wordt kleiner volgens Lenz. $e_m < E_{\text{bron}}$.

Er treedt in de kring weer een stroom op en een Lorentz-kracht die de omdraaisnelheid wil vergroten. Het anker draait vertraagd met afnemende vertraging.

De evenwichtstoestand wordt bereikt als $L = W$

Het anker draait dan weer eenparig rond, maar de hoeksnelheid is kleiner dan in onbelaste toestand. i blijft verder constant.

$$i_{\text{res}} = \frac{E_{\text{bron}} - e_{\text{motor}}}{r_u + r_{\text{bron}} + r_{\text{motor}}}$$

Opm: Zolang de evenwichtstoestand nog niet bereikt is en i dus verandert, hebben we ook te maken met zelfinductie, die zich openbaart als een traagheidsverschijnsel. Is de motor op toeren gekomen, dan blijft i constant en hebben we niets meer te maken met zelfinductie.

Vraag: Waarom brandt de motor nu niet door?

Antw.: W mag niet te groot zijn.,

4. Energie-verbruik in kring met belaste motor.

$$i_{\text{res}} = \frac{E_{\text{bron}} - e_m}{r_u + r_{\text{bron}} + r_m}$$

$$E_{\text{bron}} = e_m + i_{\text{res}} r_u + i_{\text{res}} r_{\text{bron}} + i_{\text{res}} r_m$$

De door de bron geleverde energie, die dus in de hele kring verbruikt wordt is $E_{\text{bron}} i_{\text{res}} t$ Joule.

Volgens bovenstaande formule volgt:

$$E_{\text{bron}} i_{\text{res}} t = \underbrace{e_m i t}_{\substack{\text{uitw.} \\ \text{arb.}}} + \underbrace{i^2 r_m t}_{\substack{\text{warmte} \\ \text{in mot.}}} + \underbrace{i^2 r_u t}_{\substack{\text{warmte} \\ \text{in buit.} \\ \text{leiding}}} + \underbrace{i^2 r_{\text{bron}} t}_{\substack{\text{warmte} \\ \text{in} \\ \text{bron}}} \text{ Joule.}$$

energieverbr. door motor.

N.B. Energie-verbruik in kring = $E_{\text{bron}} i_{\text{res}} t$ Joule

Energie-verbruik door motor = $e_m i t + i^2 r_m t$ Joule I

Klemspanning motor: $V_a - V_b = E_{\text{bron}} - i(r_{\text{bron}} + r_u)$
 $= e_m + i_{\text{res}} r_{\text{motor}}$

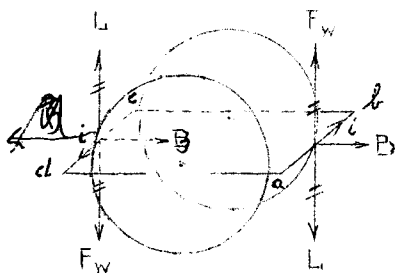
Uit de laatste formule volgt:

Energie-verbruik door motor = $(V_A - V_B) i_{\text{res}} t$ Joule. II

In woorden: Klemspanning x res.stroomst. x tijd in sec.

5) Te bewijzen: $\ell_{\text{motor}} \cdot i \cdot t =$ uitwendige, mechanische arbeid.

Bewijs:



Het anker abcd draait eenparig in een radiaal magnetisch veld. Stel, dat de sterkte van dit radiaal magnetisch veld op de cilindermantel die door de zijden ab en cd beschreven worden gelijk is aan: $B \frac{N}{iAm}$

Bij deze draaiing treden in ab en in cd een EMK van inductie op, die, op ieder oogenblik dezelfde grootte hebben en beide tegengesteld zijn aan de richting van i .

De resultante van deze twee EMK's = ℓ_{motor} .

Dus:

$$\ell_{\text{motor}} = \left(\frac{d\phi}{dt}\right)_{\text{door ab}} + \left(\frac{d\phi}{dt}\right)_{\text{door cd}} = 2\left(\frac{d\phi}{dt}\right)_{\text{door ab}} \cdot \text{Volt}$$

Stel, dat het anker p toeren PER SEC. maakt, dan is de PER SEC. door ab doorsneden magnetische flux gelijk aan:

$$\frac{d\phi}{dt} = p \cdot 2\pi R \cdot ab \cdot B \frac{\text{Weber}}{\text{sec}}$$

Hierin is R de straal van de door punt a beschreven cirkel.

Dus:

$$\ell_{\text{motor}} = 2 \cdot p \cdot 2\pi R \cdot ab \cdot B \text{ Volt} \quad (1)$$

Bij dit toerental heeft i zo'n waarde, dat de Lorentz-krachten op ab en cd in grootte gelijk zijn aan de van buitenaf op ab en cd werkende krachten F_w .

Dus:

$$|F_w| = L = i \cdot ab \cdot B \text{ Newton.}$$

dus:

$$i = \frac{|F_w|}{ab \cdot B} \text{ Amp.} \quad (2)$$

Uit (1) en (2) volgt nu, dat:

$$\ell_{\text{motor}} \cdot i \cdot t = 2p \cdot 2\pi R \cdot ab \cdot B \frac{|F_w|}{ab \cdot B} \cdot t \quad (3)$$

$$= 2p \cdot 2\pi R \cdot |F_w| \cdot t \text{ Joule.}$$

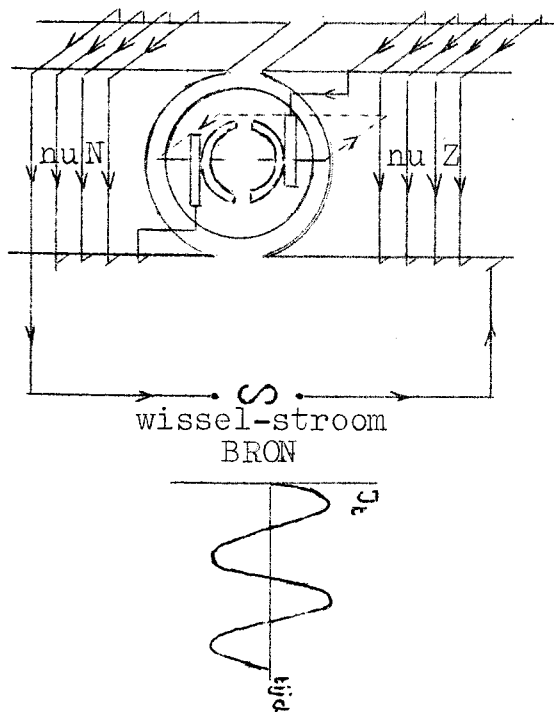
Welnu: De arbeid die in t sec. door de twee krachten F_w verricht is, is gelijk aan: $W = -2 \cdot F_w \cdot p \cdot 2\pi R \cdot t$ Joule (4)

Dat de arbeid door de krachten F_w negatief is, wil zeggen, dat de motor arbeid OP DEZE KRACHTEN verricht.

Uit de vergelijkingen (3) en (4) volgt, dat het product $\ell_{\text{motor}} \cdot i \cdot t$ gelijk is aan de arbeid die de motor in t seconden op de uitwendige, op de as van de motor werkende mechanische krachten verricht.

CONCLUSIE: Het product $\ell_{\text{motor}} \cdot i \cdot t$ stelt het aantal Joule elektrische energie voor dat in t seconden door de motor wordt omgezet in uitwendige mechanische arbeid.
m.a.w. $\ell_{\text{motor}} \cdot i \cdot t =$ de mechanische arbeid die in t sec. door de motor wordt verricht.

§ 2. De WISSELSTROOM - seriemotor.



De stator is van ijzerblik en gelammelleerd. OM de stator ligt de z.g. magneetwikkeling, die via een gelijkstroomcollector IN SERIE geschakeld is met de spoel.

Let er op, dat de windings-richting van de draden voor beide electromagneten DEZELFDE is: Is de stroomrichting zoals de pijlen aangeven, dan is de linker electromagneet een NOORD-POOL, en de rechter electromagneet een ZUID-POOL, draait de stroom van richting om, dan wordt de linker electromagneet een ZUID-POOL en de rechter een NOORD-POOL.

DEZE WIKKELING HEEFT VOOR DE SPOEL TEN GEVOLGE, DAT BIJ IEDERE STROOMRICHTING OP DE ZIJDE TEGENOVER DE RECHTER ELECTROMAGNEET EEN LORENTZ-KRACHT WERKT DIE NAAR BENE- DEN GERICHT IS, EN OP DE ZIJ-

DE TEGENOVER DE LINKER ELECTROMAGNEET EEN LORENTZKRACHT WERKT DIE ALTIJD NAAR BOVEN GERICHT IS.

Bij de gegeven wikkeling ZAL HET ANKER DUS ALTIJD IN DEZELFDE RICHTING (i.c. met de klok mee) DRAAIEN.

Conclusie. De aldus verkregen machine is een MOTOR, die door een WISSELSTROOM wordt aangedreven.

Deze motor heet WISSELSTROOM-SERIE MOTOR (of ook wel de EENFASE-SERIE MOTOR. De term EENFASE duidt hierbij aan dat de stroom een "gewone" wisselstroom moet zijn, waarvan I_t een enkelvoudige sinusfunctie van de tijd is. De portée van de term EENFASESTROOM zal ons duidelijk worden bij de behandeling van de DRIEFASENSTROOM.)

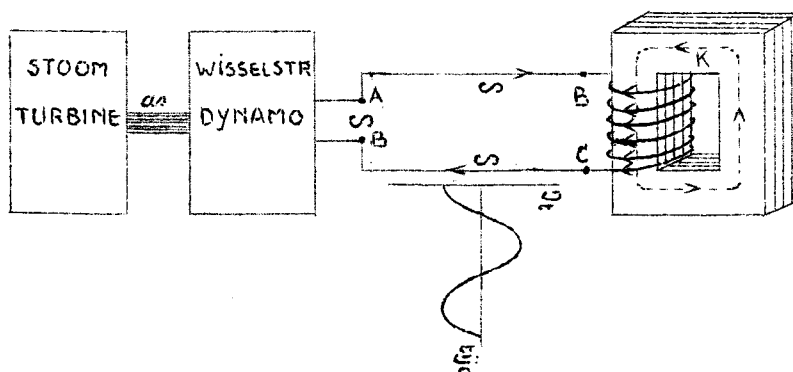
Vergeleken met de gelijkstroommotor heeft de wisselstroom-seriemotor het VOORDEEL, dat er bij deze GEEN VOORSCHAKELWEERSTAND NODIG IS.

De wisselstroom-seriemotor heeft echter de volgende nadelen:

- 1°) Het Lorentzkoppel op het anker is NIET CONSTANT: De TREK-KRACHT van de motor is daardoor niet constant. Is de frequentie van de wisselstroom klein dan bemerkt men bij het aanzetten van de motor, dat deze geen trekkracht meer heeft op het ogenblik dat de stroomsterkte weer nul is. Is de frequentie van de wisselstroom groter dan 15, dan volgen de ogenblikken van grootste en kleinste trekkracht elkaar zo snel op, dat dan alleen nog een GEMIDDELDE TREK - KRACHT merkbaar is.
- 2°) In de magneetwikkelingen treedt EEN GROTE ZELFINDUCTIE op, met het gevolg, dat er een groot SPANNINGSVERLIES is. Een wisselstroom-seriemotor moet daarom worden aangesloten op een spanningsbron met veel hogere effectieve spanning dan een even zwaar gebouwde gelijkstroom-motor om dezelfde arbeid in dezelfde tijd te verrichten.

Evenals de gelijkstroom-motor draait de wisselstroom-seriemotor BIJ TOENEMENDE BELASTING LANGZAMER EN BIJ AFNEMENDE BELASTING SNELLER: bij een te zware belasting zal de wisselstroom-serie motor dus ook doorbranden, omdat de tegenEMK in het anker dan te klein is en dus I_{eff} te groot.

Technische toepassing: De wisselstroom-serie motor wordt in de techniek hoofdzakelijk toegepast in kleine electr. gebruiksvoorwerpen, zoals stofzuigers, scheerapparaten enz.

§ 1. Inleiding. Wisselstroom in een spoel met raamvormige kern.Punt 1) De stroomsterkte als functie van de tijd.

Om een van de zijden van een raamvormige kern K bevindt zich een spoel.

De kern K bestaat uit onderling geïsoleerde lamellen. Dit zijn dunne metalen plaatjes, in dit geval van TRANSFORMATOR-BLIK. (Dit is een ijzerlegering met een zeer grote permeabiliteit die bovendien een zeer grote soortelijke weerstand heeft)

De mogelijk optredende Foucaultse stromen in de kern worden dus TWEEVOUDIG tegengewerkt, n.l.:

- 1°) doordat de kern gelamelleerd is, en
- 2°) doordat het metaal een grote soortelijke weerstand heeft.

De uiteinden B en C van de spoel zijn verbonden met de klemmen van een WISSELSTROOMdynamo. Het anker van de dynamo vormt dus met de spoel BC een gesloten kring.

In deze gesloten kring werken DRIE electromotorische krachten, n.l.:

- 1°) De EMK in het anker; $E_t^{\text{anker}} = E_{\text{max}} \sin \frac{2\pi}{T} t$ volt.
- 2°) De EMK van zelfinductie in het anker; $E_t^{\text{zelf,a}} = -L_a \frac{dI}{dt}$ volt
- 3°) De EMK van zelfinductie in de spoel; $E_t^{\text{zelf,sp}} = -L_{\text{sp}} \frac{dI}{dt}$ volt

(Daar de draden AB en CD in de praktijk snoervormig om elkaar gewikkeld zijn, kan de zelfinductie in AB, CD verwaarloosd worden.)

De RESULTERENDE EMK als functie van de tijd is:

$$E_t^{\text{res}} = E_t^{\text{anker}} + E_t^{\text{zelf,a}} + E_t^{\text{zelf,sp}} = E_{\text{max}} \sin \frac{2\pi}{T} t - (L_a + L_{\text{sp}}) \frac{dI}{dt} \text{ volt.}$$

De STROOMSTERKTE in de kring moet dus zo'n functie van de tijd zijn, dat op ieder ogenblik:

$$I_t = \frac{E_{\text{max}} \sin \frac{2\pi}{T} t - (L_a + L_{\text{sp}}) \frac{dI}{dt}}{r_{\text{anker}} + r_{\text{uit}} + r_{\text{spoel}}} \text{ Ampère } \textcircled{1}$$

Stellen we $L_a + L_{\text{spoel}} = L$ en $r_{\text{ank}} + r_{\text{uit}} + r_{\text{spoel}} = R$, dan volgt:

$$I_t = \frac{E_{\text{max}} \sin \frac{2\pi}{T} t - L \frac{dI}{dt}}{R}$$

of:
$$E_{\text{max}} \sin \frac{2\pi}{T} t = L \frac{dI}{dt} + I_t R.$$

Dit is dezelfde differentiaal-vergelijking als we vonden op blz. 9 = 2

Conclusie: I. De stroomsterkte in de gesloten kring van het anker en de spoel is dus als functie van de tijd gelijk aan:

$$I_t = \frac{E_{\text{anker}}^{\text{max}}}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi}{T}L\right)^2}} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi\right)$$

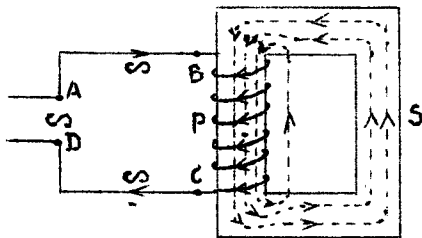
waarbij: $R = r_{\text{anker}} + r_{\text{uit}} + r_{\text{spoel}}$

$L = L_{\text{anker}} + L_{\text{spoel}}$

$$\text{tg. } \phi = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{L}{R}$$

II. $L = L_{\text{anker}} + L_{\text{spoel}}$ is de coëff. van zelfinductie van de HELE kring: we vinden dus de coëff. van zelfinductie van de HELE kring door L_{spoel} OP TE TELLEN bij L_{anker} .

Punt 2) De magnetische flux in de kern als functie van de tijd.



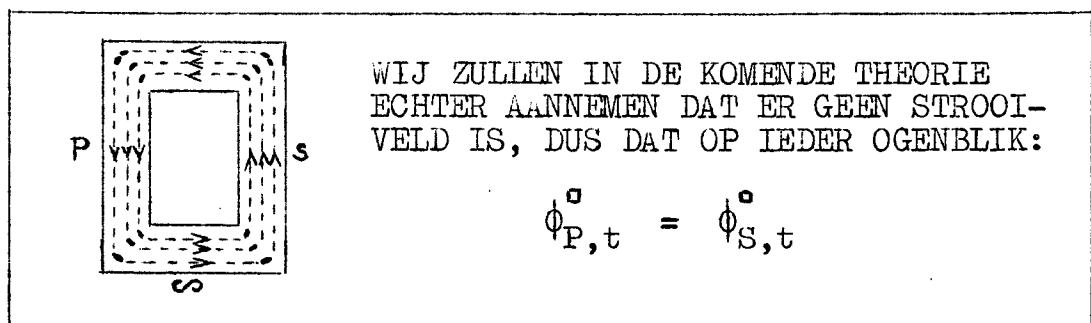
a) We beschouwen eerst het magnetische veld op een ogenblik t dat I_t in AB naar rechts gericht is. Is μ_r de permeabiliteit van het transformatorblik, dan is de magnetische veldsterkte BINNEN DE SPOEL (= solenoïde):

$$B = \mu_r \cdot \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n}{l} \cdot I_t \frac{N}{\text{Am}} \quad (\text{zie deel 1 blz. 124})$$

De magnetische flux BINNEN DE SPOEL is dus:

$$\phi_t^{\circ} = \mu_r \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n}{l} \cdot 0 \cdot I_t \text{ Wb.}$$

Iedere magnetische veldlijn is een gesloten lijn. De magnetische veldlijnen van de spoel vormen dus gesloten ketens. Het merendeel van deze veldlijnen loopt geheel door het transformatorblik van de kern, de rest gaat GEDEELTELIJK door de lucht (zie fig., STROOIVELD): In de zijde S van de kern is de magnetische flux dus KLEINER dan in de zijde P.



WIJ ZULLEN IN DE KOMENDE THEORIE ECHTER AANNEMEN DAT ER GEEN STROOIVELD IS, DUS DAT OP IEDER OGENBLIK:

$$\phi_{P,t}^{\circ} = \phi_{S,t}^{\circ}$$

b)

$$\phi_t^{\circ} = \mu_r \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n}{l} \cdot 0 \cdot I_t \text{ Wb}$$

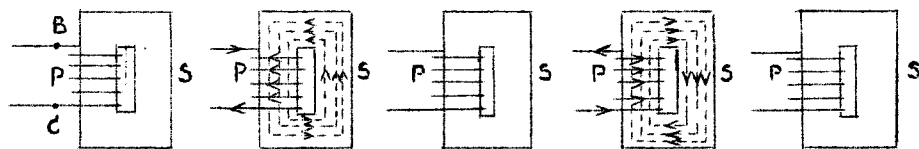
dus:

$$\phi_t^{\circ} = \mu_r \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n}{l} \cdot 0 \cdot I_{\text{max}} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi\right) \text{ Wb}$$

dus:

$$\phi_t^{\circ} = \phi_{\text{max}}^{\circ} \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi\right) \text{ Wb}$$

De magnetische flux in de kern, is dus een sinusfunctie van de tijd die dezelfde frequentie ($\frac{1}{T}$) heeft als E_t^{anker} , maar op ieder ogenblik ϕ radialen in fase achter is op E_t^{anker} ; DEZE SINUSFUNCTIE HEEFT ECHTER DEZELFDE FREQUENTIE EN OP IEDER OGENBLIK DEZELFDE FASE ALS DE WISSELSTROOM IN DE SPOEL BC.
Dus:



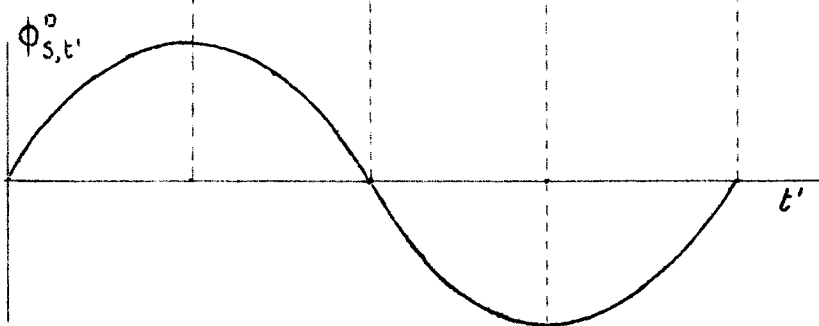
op ogenblik dat $I=0$ is ook $\phi^p=0$

$\frac{1}{4}T$ later $I_{\text{max}+}$ dan ook $\phi^p_{\text{max}+}$

$\frac{1}{2}T$ later $I=0$ dan ook $\phi^p=0$

$\frac{3}{4}T$ later $I_{\text{max}-}$ dan ook $\phi^p_{\text{max}-}$

$\frac{4}{4}T$ later $I=0$ dan ook $\phi^p=0$



In deze grafiek is $\frac{2\pi}{T}t - \phi = \frac{2\pi}{T}t'$
Als $t'=0$ is $I=0$

NB WAAR HET ONS OM GAAT IS, DAT DE WISSELSTROOM, DIE IN DE SPOEL BC OPTREEDT,
IN DE ZIJDE S VAN DE KERN
NB EEN HARMONISCH WISSELENDE
MAGNETISCHE FLUX
NB VEROORZAAKT

Punt 3) Aanvullende opmerkingen.

a) De klemspanning van de spoel BC.

We kunnen vergelijking ① van blz. 52 ook schrijven als:

$$I_t = \frac{E_t^{\text{anker}} + E_t^{\text{zelf,a}} + E_t^{\text{zelf,spoel}}}{r_{\text{anker}} + r_{\text{uit}} + r_{\text{spoel}}} \quad \textcircled{2}$$

Hieruit volgt:

$$E_t^{\text{anker}} + E_t^{\text{zelf,a}} - I_t(r_{\text{anker}} + r_{\text{uit}}) = -E_t^{\text{zelf,spoel}} + I_t r_{\text{spoel}}$$

Het linker lid van deze vergelijking is de KLEMSpanning TUSSEN B en C op het ogenblik t , dus $(V_B - V_C)_t$.

We kunnen dus voor de klemspanning tussen B en C twee formules opschrijven:

$$(V_B - V_C)_t = E_t^{\text{anker}} + E_t^{\text{zelf,a}} - I_t(r_{\text{anker}} + r_{\text{uit}}) \text{ Volt}$$

en

$$(V_B - V_C)_t = -E_t^{\text{zelf,spoel}} + I_t \cdot r_{\text{spoel}} \text{ Volt}$$

- b) De kern K wordt dus periodiek gemagnetiseerd en ontmagnetiseerd. De ervaring leert DAT DE KERN HIERBIJ WARM WORDT. De hogere natuurkunde bewijst, dat de kern bij dit periodiek magnetiseringsproces warm MOET worden.

Wij kunnen hier niet verder op ingaan: voor ons is het voldoende om vast te stellen, dat een deel van de aan de spoel BC toegevoerde elektrische energie wordt omgezet in WARMTE IN DE KERN VAN DE SPOEL. Dit elektrisch energieverlies zullen we HET IJZERVERLIJES noemen.

- c) De verantwoording van de energie.

Op blz. 163 kwamen we tot de conclusie, dat de mechanische energie bron (de turbine) in ieder tijdsinterval van èèn periode (T sec.) OP HET ANKER VAN DE WISSELSTROOM-DYNAMO de POSITIEVE ARBEID moet verrichten van:

$$W_{\text{turbine in T sec.}} = +\frac{1}{2}T \cdot E_{\text{max}}^{\text{anker}} \cdot I_{\text{max}} \cdot \cos \phi \text{ Joule}$$

Deze arbeid moet volgens de wet van behoud van energie gelijk zijn AAN DE ELECTRISCHE ENERGIE DIE DE DYNAMO IN T SEC. AAN DE KRING GEEFT.

Inderdaad blijkt het rechter lid van deze vergelijking gelijk te zijn aan de uitkomst van de integraal:

$$\int_0^T E_t^{\text{anker}} \cdot I_t \, dt \text{ Joule,}$$

die de elektrische energie voorstelt die de dynamo in T sec. aan de kring geeft.

In welke vormen vinden we deze energie IN DE KRING terug?

Antwoord: Uit vergelijking ② blz. 54 volgt:

$$E_t^{\text{anker}} = -E_t^{\text{zelf, a}} - E_t^{\text{zelf, sp.}} + I_t r_{\text{anker}} + I_t r_{\text{uit}} + I_t r_{\text{spoel}} \text{ volt}$$

$$\text{dus: } E_t^{\text{anker}} = L \frac{dI}{dt} + L_{\text{spoel}} \cdot \frac{dI}{dt} + I_t \cdot r_{\text{anker}} + I_t \cdot r_{\text{uit}} + I_t \cdot r_{\text{spoel}} \text{ volt}$$

dus:

$$\int_0^T E_t^{\text{anker}} \cdot I_t \, dt = \int_0^T L_a I_t \, dI + \int_0^T L_{\text{spoel}} I_t \, dI + \int_0^T I_t^2 r_a \, dt + \int_0^T I_t^2 r_u \, dt + \int_0^T I_t^2 r_{\text{spoel}} \, dt \text{ J.}$$

	←	←	←	←	←
	nul	ijzer	koper	koper	koperverlies
	zie blz. 17	verlies	verlies	verlies	in de draad
	= 3g		in	in	v.d. spoel.
			anker	leiding	

Dat $\int_0^T L_{\text{spoel}} I_t \, dI$ NIET NUL is, komt, doordat L_{spoel} r.e. met μ_r , en dat μ_r een functie is van de magnetische veldsterkte.

CONCLUSIE. De arbeid die in T sec. door de mechanische energiebron op het anker verricht wordt, vinden we terug als:

- 1°) Ijzerverlies IN DE KERN van de spoel
- 2°) koperverlies: a) in het anker van de dynamo.
b) in de leidings-draden
c) in de draad van de spoel.

- d) Hoeveel energie verbruikt de spoel in T sec?

d) Hoeveel energie verbruikt de spoel in T sec.?

Antwoord:

$$\begin{aligned}
 \left. \begin{array}{l} \text{Energieverbruik door de} \\ \text{spoel met de kern in} \\ \text{T sec.} \end{array} \right\} &= \int_0^T L_{\text{spoel}} I_t dI + \int_0^T I_t^2 r_{\text{spoel}} dt && \text{Joule} \\
 &= \int_0^T (L_{\text{spoel}} \frac{dI}{dt} + I_t r_{\text{spoel}}) I_t dt && \text{Joule} \\
 &= \int_0^T (-E_t^{\text{zelf, spoel}} + I_t \cdot r_{\text{spoel}}) I_t dt && \text{Joule} \\
 &= \int_0^T (V_B - V_C)_t \cdot I_t dt && \text{Joule}
 \end{aligned}$$

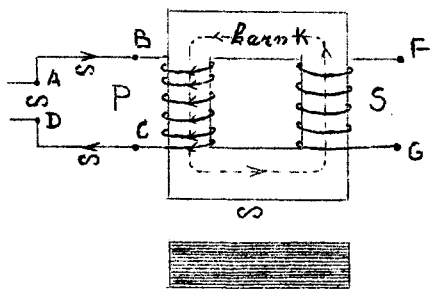
Dus:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Electr. energieverbruik} \\ \text{door spoel en kern in} \\ \text{T sec.} \end{array} \right\} = \int_0^T (V_B - V_C)_t \cdot I_t dt \quad \text{Joule}$$

Deze uitkomst is analoog aan het energieverbruik bij een gelijkstroom: klemspanning x stroomsterkte x tijd.

§ 2. Magnetisch gekoppelde spoelen.

Definitie: Twee spoelen heten MAGNETISCH GEKOPPELD, als de ene spoel de magnetische flux van de andere spoel omvat.



We kunnen dit verwerkelijken door spoelen aan te brengen om twee overstaande zijden van een raamvormige kern K. (zie fig.)

Er zijn nog andere mogelijkheden. Maar omdat de in nevenstaande figuur aangegeven magnetische koppeling in de techniek het meest wordt toegepast, zullen we alleen deze beschouwen.

BENAMING. HET SAMENSTEL VAN TWEE MAGNETISCH GEKOPPELDE SPOELN HEET EEN TRANSFORMATOR.

Transformare = omvormen.

WAT hier omgevormd wordt, zal uit het komende blijken.

De uiteinden van èèn der spoelen wordt verbonden met de resp. polen van een WISSELSTROOM-BRON.

- Benamingen.
- De spoel die rechtstreeks met de wisselstroombron verbonden is noemt men DE PRIMAIRE SPOEL, in de fig. is dit spoel BC.
 - De gesloten kring die gevormd wordt door de PRIMAIRE spoel en de WISSELSTROOMBRON noemt men de PRIMAIRE KRING, aangeduid door de letter P.
 - De andere spoel (in fig. FG) heet de SECUNDAIRE SPOEL.
 - Zijn de uiteinden van de secundaire spoel NIET geleidend met elkaar verbonden, dan heet de transformator ONBELAST.
 - Zijn de uiteinden van de secundaire spoel WEL geleidend met elkaar verbonden, dan heet de transformator BELAST: De gesloten kring die dan met de secundaire spoel gevormd wordt, heet de SECUNDAIRE KRING, aangeduid door de letter S.

§ 3. De ONBELASTE transformator.

Punt 1) In de PRIMAIRE KRING (anker v.d. wisselstroomdynamo + primaire spoel) treedt een wisselstroom op die als functie van de tijd gelijk is aan:

$$I_t^P = \frac{E_{\max}^{\text{anker}}}{\sqrt{R_P^2 + \left(\frac{2\pi}{T} L_P\right)^2}} \sin\left(\frac{2\pi}{T} t - \phi_P\right) \text{ Ampère}$$

$$\text{tg } \phi_P = \frac{2\pi}{T} \frac{L_P}{R_P}$$

Deze primaire wisselstroom veroorzaakt in de raamvormige kern van transformatorblik een harmonisch wisselend magnetisch veld, waarvan de magnetische flux als functie van de tijd gelijk is aan:

$$\phi_t^D = \mu_r \cdot \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n_P}{l} \cdot 0 \cdot I_t^P \text{ Wb.}$$

Hierin is n_P het aantal windingen van de primaire spoel.

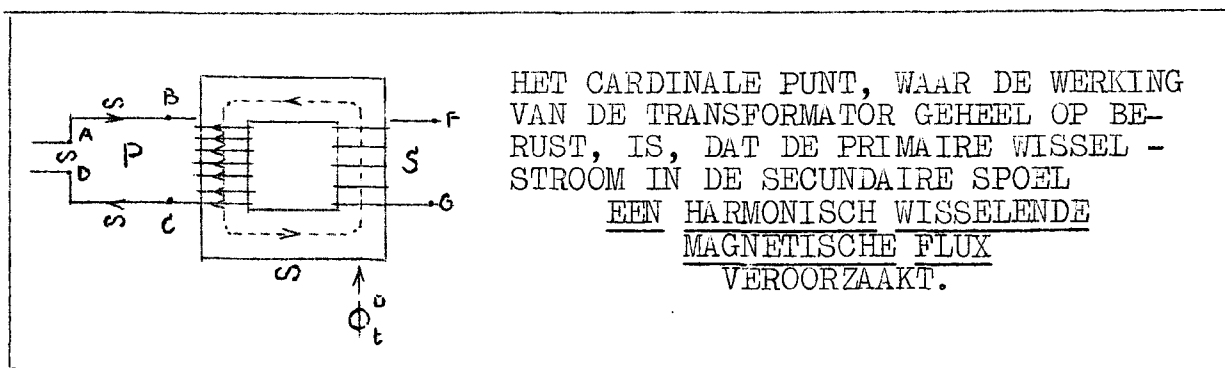
Dus:

$$\phi_t^D = \phi_{\max}^D \sin\left(\frac{2\pi}{T} t - \phi_P\right) \text{ Wb.}$$

N.B.

N.B.

N.B.



Volgens de wet van Lenz (zie deel I blz. 135) heeft HET HARMONISCH WISSELEN VAN DE DOOR DE SECUNDAIRE SPOEL OMVATTE MAGNETISCHE FLUX tot gevolg, DAT ER IN DE DRAAD VAN DE SECUNDAIRE SPOEL EEN EMK VAN INDUCTIE OPTREEDT, die een functie is van de tijd.

Noemen we deze EMK van inductie E_t^{sec} , en het aantal windingen van de secundaire spoel n_{sec} , dan is:

$$E_t^{\text{sec}} = - n_{\text{sec}} \frac{d\phi_t^D}{dt} \text{ Volt}$$

Rekenen we het rechter lid van deze vergelijking uit, dan volgt:

$$E_t^{\text{sec}} = - n_{\text{sec}} \cdot \phi_{\max}^D \cdot \frac{2\pi}{T} \cos\left(\frac{2\pi}{T} t - \phi_P\right) \text{ volt.}$$

Daar $-\cos\left(\frac{2\pi}{T} t - \phi_P\right) = +\sin\left(\frac{2\pi}{T} t - \phi_P - \frac{\pi}{2}\right)$, volgt:

$$E_t^{\text{sec}} = n_{\text{sec}} \cdot \phi_{\max}^D \cdot \frac{2\pi}{T} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T} t - \phi_P - \frac{\pi}{2}\right) \text{ volt.}$$

CONCLUSIE: I De wisselstroom in de primaire kring heeft tot gevolg, dat er IN DE DRAAD VAN DE SECUNDAIRE SPOEL van de onbelaste transformator een EMK van inductie E_t^{sec} optreedt DIE EEN SINUSFUNCTIE VAN DE TIJD IS.

CONCLUSIE: II E_t^{sec} heeft DEZELFDE FREQUENTIE als de wisselstroom in de primaire kring, MAAR IS 90° IN FASE ACHTER OP DEZE PRIMAIRE WISSELSTROOM.

Punt 3) In de PRIMAIRE SPOEL treedt een EMK van ZELFINDUCTIE op:

$$E_t^{zelf,p.spoel} = -L_{p.spoel} \frac{dI_t}{dt} \text{ volt.}$$

We kunnen het rechter lid van deze vergelijking omwerken, als we bedenken, dat

$$L_{p.spoel} = n_p \cdot \mu_r \cdot \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n_p}{l} \cdot 0 \text{ henry (zie deel I blz.140)}$$

Dus:

$$E_t^{zelf,p.spoel} = -n_p \cdot \mu_r \cdot \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n_p}{l} \cdot 0 \cdot \frac{dI_t}{dt} \text{ volt.}$$

Daar echter: $\phi_t^0 = \mu_r \cdot \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n_p}{l} \cdot 0 \cdot I_t \text{ Wb,}$

volgt:

$$E_t^{zelf,P.spoel} = -n_p \cdot \frac{d\phi_t^0}{dt} \text{ volt.}$$

NB. Vraag: Welk verband bestaat er tussen $E_t^{zelf,p.spoel}$ en E_t^{sec} ?

Antw.: $E_t^{zelf,p.spoel} = -n_p \cdot \frac{d\phi_t^0}{dt} \text{ volt}$

$$E_t^{sec} = -n_{sec} \cdot \frac{d\phi_t^0}{dt} \text{ v.}$$

$$E_t^{zelf,p.spoel} : E_t^{sec} = n_p : n_{sec}$$

CONCLUSIE: I. DE VERHOUDING van de EMK's van inductie die in de primaire en de secundaire spoel optreden, heeft OP IEDER OGENBLIK DEZELFDE WAARDE.

II. Deze verhouding is gelijk aan de verhouding van het AANTAL WINDINGEN van de primaire- en de secundaire spoel.

$$E_t^{pr} : E_t^{sec} = n_p : n_{sec}$$

Deze VERHOUDING noemt men de TRANSFORMATORVERHOUDING.

III. Is a) $n_{sec} < n_p$, dan is ook



$$E_t^{sec} < E_t^{pr,zelf}$$

b) $n_{sec} > n_p$, dan is ook

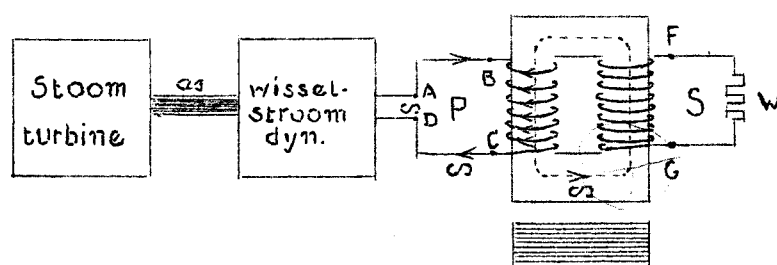


$$E_t^{sec} > E_t^{pr,zelf}$$

Opmerking. Met nadruk wijzen we er op, dat E_t^{sec} ALLEEN DAN gelijk is aan $-n_{sec} \frac{d\phi_t^0}{dt}$ volt (waarin ϕ_t^0 de magnetische flux is van de PRIMAIRE SPOEL), als ER GEEN STROOIVELD is. In werkelijkheid is er altijd een zwak strooiveld. De verhouding $E_t^{pr} : E_t^{sec} = n_p : n_{sec}$ gaat dus slechts bij BENADERING op!

§ 4. De BELASTE transformator.

Punt 1)



In dit geval is de SECUNDAIRE KRING S dus GESLOTEN. We zullen veronderstellen, dat de uiteinden van spoel FG door een OHM-WEERSTAND ZONDER ZELFINDUCTIE met elkaar verbonden zijn.

We hebben nu dus TWEE GESLOTEN, MAGNETISCH GEKOPPELDE KRINGEN:

- 1°) De PRIMAIRE KRING P, die gevormd wordt door het anker van de WISSELSTROOM DYNAMO en de daarmee IN SERIE geschakelde PRIMAIRE SPOEL BC.
- 2°) De SECUNDAIRE KRING S, die gevormd wordt door de SECUNDAIRE SPOEL FG en de daarmee in serie geschakelde zelfinductie-vrije OHMWEERSTAND.

De kringen zijn magnetisch gekoppeld door een raamvormige, gelamelde kern van transformatorblik.

Punt 2) Evenals bij de onbelaste transformator veroorzaakt de primaire wisselstroom in de holte van de secundaire spoel een harmonisch wisselende magnetische flux:

$$\phi_t^{p,pr} = \phi_{max}^{p,pr} \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi_p\right) \text{ Wb.}$$

We schrijven " $\phi_t^{p,pr}$ ", om aan te geven, dat deze flux veroorzaakt wordt door de PRIMAIRE wisselstroom.

In de secundaire spoel treedt dus ook nu een EMK VAN INDUCTIE op;

$$E_t^{sec} = -n_s \cdot \frac{d\phi_t^{p,pr}}{dt} \text{ volt.}$$

We vinden: $E_t^{sec} = -n_s \phi_{max}^{p,pr} \frac{2\pi}{T} \cos\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi_p\right) \text{ volt}$

Dus: $E_t^{sec} = +n_s \phi_{max}^{p,pr} \frac{2\pi}{T} \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi_p - \frac{\pi}{2}\right) \text{ volt.}$

E_t^{sec} is dus een sinusfunctie van de tijd die dezelfde frequentie ($\frac{1}{T}$) heeft als $\phi_t^{p,pr}$, dus ook als I_t^{pr} , MAAR 90° IN FASE ACHTER IS OP $\phi_t^{p,pr}$ en dus ook op I_t^{pr} .

Met nadruk wijzen we er op, DAT DEZE FASE ACHTERSTAND (90°) VAN E_t^{sec} op $\phi_t^{p,pr}$ en I_t^{pr} ONAFHANKELIJK IS VAN $\phi_{max}^{p,pr}$ en ϕ_p .

E_t^{sec} zal nu IN DE GESLOTEN SECUNDAIRE KRING S een stroom opwekken. Omdat E_t^{sec} een sinusfunctie van de tijd is, MOET DEZE SECUNDAIRE STROOM EEN WISSELSTROOM ZIJN.

We duiden deze secundaire stroom aan door I_t^{sec} .

HET OPTREDEN VAN I_t^{sec} HEEFT GEVOLGEN VOOR DE SECUNDAIRE KRING S, DE TRANSFORMATORKERN EN DE PRIMAIRE KRING:

- a) VOOR DE SECUNDAIRE KRING. Het feit dat I_t^{sec} een VERANDERLIJKE stroom is heeft tot gevolg, DAT IN DE SECUNDAIRE KRING S, behalve E_t^{sec} , NOG EEN EMK VAN ZELFINDUCTIE ZAL OPTREDEN, aangeduid door $E_t^{zelf,sec}$. Daar we veronderstellen dat in de secundaire kring ALLEEN DE SPOEL FG EEN COEFFICIENT VAN ZELFINDUCTIE L_{spoel}^{sec} HEEFT, volgt, dat

$$E_t^{zelf,sec} = -L_{spoel}^{sec} \cdot \frac{dI_t^{sec}}{dt} \text{ volt.}$$

Conclusie. I) In de gesloten secundaire kring treden
T W E E
electromotorische krachten op, n.l.

$$E_t^{\text{sec}} = - n_s \cdot \frac{d\phi_t^{\text{pr}}}{dt} \text{ volt}$$

en

$$E_t^{\text{zelf,sec}} = - L_{\text{spoel}}^{\text{sec}} \cdot \frac{dI_t^{\text{sec}}}{dt} \text{ volt.}$$

II) De RESULTERENDE EMK in de gesloten
SECUNDAIRE KRING S is dus:

$$E_t^{\text{sec,res}} = - n_s \cdot \frac{d\phi_t^{\text{pr}}}{dt} - L_{\text{spoel}}^{\text{sec}} \frac{dI_t^{\text{sec}}}{dt} \text{ V.}$$

- b) VOOR DE TRANSFORMATOR-KERN. Iedere oorzaak heeft haar eigen gevolg: De secundaire wisselstroom I_t^{sec} veroorzaakt dus IN DE HOLTE VAN DE SECUNDAIRE SPOEL OOK EEN MAGNETISCHE FLUX, die als functie van de tijd gelijk is aan:

$$\phi_t^{\text{pr,sec}} = \mu_r \cdot \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n_{\text{sec}}}{l} \cdot 0 \cdot I_t^{\text{sec}} \text{ Wb.}$$

Nemen we weer aan DAT ER GEEN STROOIVELD IS, dan veroorzaakt I_t^{sec} dus door iedere loodrechte doorsnede van de raamvormige transformator kern de wisselende magnetische flux $\phi_t^{\text{pr,sec}}$.

- c) VOOR DE PRIMAIRE KRING. I_t^{sec} veroorzaakt dus ook IN DE HOLTE VAN DE PRIMAIRE SPOEL DE WISSELENDE MAGNETISCHE FLUX $\phi_t^{\text{pr,sec}}$.

DEZE WISSELENDE MAGNETISCHE FLUX IN DE HOLTE VAN DE PRIMAIRE SPOEL HEEFT TOT GEVOLG, DAT IN DE DRAAD VAN DE PRIMAIRE SPOEL EEN EMK VAN INDUCTIE OPTREEDT, DIE ALS FUNCTIE VAN DE TIJD GELIJK IS AAN:

$$E_t^{\text{pr.spoel}} = - n_p \cdot \frac{d\phi_t^{\text{pr,sec}}}{dt} \text{ volt.}$$

CONCLUSIE. I) I_t^{sec} heeft tot gevolg DAT AAN DE REEDS IN DE PRIMAIRE KRING OPTREDENDE EMK'S (n.l. E_t^{dyn} en $E_t^{\text{zelf,pr}}$) NOG EEN DERDE EMK WORDT TOEGEVOEGD, n.l.

$$E_t^{\text{pr.spoel}} = - n_p \cdot \frac{d\phi_t^{\text{pr,sec}}}{dt} \text{ volt.}$$

II) De RESULTERENDE EMK VAN DE PRIMAIRE KRING WORDT DUS:

$$E_t^{\text{pr.res}} = E_{\text{anker,max}} \sin \frac{2\pi}{T} t - L_{\text{kring}}^{\text{pr}} \cdot \frac{dI_t^{\text{pr}}}{dt} - n_p \cdot \frac{d\phi_t^{\text{pr,sec}}}{dt} \text{ volt}$$

III) Het optreden van I_t^{sec} heeft dus een
TERUGWERKING
OP DE PRIMAIRE KRING.

Punt 3) WE VRAGEN NU NAAR I_t^{pr} en I_t^{sec} voor de BELASTE TRANSFORMATOR.

N.B.

a) Door de terugwerking van de secundaire wisselstroom op de PRIMAIRE KRING, ZAL DE DIFFERENTIAAL VERGELIJKING VAN I_t^{pr} EEN VERANDERING ONDERGAAN.

We moeten dus beginnen met de (nieuwe) differentiaal vergelijkingen op te stellen voor de primaire en de secundaire kring.

I VOOR DE PRIMAIRE KRING.

$$E_t^{pr.res} = E_{max}^{anker} \cdot \sin \frac{2\pi}{T} t - L_{kring}^{pr} \cdot \frac{dI_t^{pr}}{dt} - n_{pr} \cdot \frac{d\phi_t^{p,sec}}{dt} \text{ volt.}$$

Nu is:

$$\phi_t^{p,sec} = \mu_r \cdot \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n_{sec}}{l} \cdot 0 \cdot I_t^{sec} = \frac{1}{n_{sec}} \cdot \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n_{sec}^2}{l} \cdot 0 \cdot I_t^{sec} \quad \text{Wb}$$

L_{spoel}^{sec} (zie deel I blz. 140)

Dus:

$$\phi_t^{p,sec} = \frac{1}{n_{sec}} \cdot L_{spoel}^{sec} \cdot I_t^{sec} \text{ Wb.}$$

Veronderstellen we dat μ_r EEN CONSTATE IS, dan is L_{spoel}^{sec} dus ook een constante.

Dan volgt:

$$n_{pr} \cdot \frac{d\phi_t^{p,sec}}{dt} = \frac{n_{pr}}{n_{sec}} \cdot L_{spoel}^{sec} \cdot \frac{dI_t^{sec}}{dt} \text{ volt.}$$

Dus:

$$E_t^{pr.res} = E_{max}^{anker} \cdot \sin \frac{2\pi}{T} t - L_{kring}^{pr} \cdot \frac{dI_t^{pr}}{dt} - \frac{n_{pr}}{n_{sec}} \cdot L_{spoel}^{sec} \cdot \frac{dI_t^{sec}}{dt} \text{ volt.}$$

De nieuwe primaire stroom I_t^{pr} moet nu dus zo'n functie van de tijd zijn, dat op ieder ogenblik:

$$I_t^{pr} = \frac{E_t^{pr.res}}{R_{pr}} \text{ Ampère.}$$

Dus:

$$I_t^{pr} \cdot R_{pr} = E_t^{pr.res}$$

DE NIEUWE DIFFERENTIAAL VERGELIJKING VOOR DE PRIMAIRE KRING LUIDT DUS:

$$I_t^{pr} \cdot R_{pr} = E_{max}^{anker} \cdot \sin \frac{2\pi}{T} t - L_{kring}^{pr} \cdot \frac{dI_t^{pr}}{dt} - \frac{n_{pr}}{n_{sec}} \cdot L_{spoel}^{sec} \cdot \frac{dI_t^{sec}}{dt}$$

① Ohmse pot.daling in primaire kring

EMK van de dynamo

EMK van zelfinductie in primaire kring

EMK in primaire kring t.g.v. de terugwerking van de secundaire kring op de primaire kring.

III VOOR DE SECUNDAIRE KRING.

$$E_t^{sec.res} = - n_{sec} \cdot \frac{d\phi_t^{p,pr}}{dt} - L_{spoel}^{sec} \cdot \frac{dI_t^{sec}}{dt} \text{ volt}$$

Nu is:

Nu is:

$$\phi_t^{p,pr} = \mu_r \cdot \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n_{pr}}{l} \cdot 0 \cdot I_t^{pr} = \frac{1}{n_{pr}} \cdot \mu_r \cdot \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n_{pr}^2}{l_p} \cdot 0 \cdot I_t^{pr} \quad \text{Wb}$$

$\underbrace{\hspace{10em}}_{L_{spoel}^{pr}}$

dus:

$$\phi_t^{p,pr} = \frac{1}{n_{pr}} \cdot L_{spoel}^{pr} \cdot I_t^{pr} \quad \text{Wb}$$

Daar we aannemen, dat μ_r EEN CONSTATANTE is, en derhalve ook L_{spoel}^{pr} constant blijft, volgt dat:

$$n_{sec} \cdot \frac{d\phi_t^{p,pr}}{dt} = \frac{n_{sec}}{n_{pr}} \cdot L_{spoel}^{pr} \cdot \frac{dI_t^{pr}}{dt} \quad \text{volt.}$$

$$\text{Dus: } E_t^{sec.res} = - \frac{n_{sec}}{n_{pr}} \cdot L_{spoel}^{pr} \cdot \frac{dI_t^{pr}}{dt} - L_{spoel}^{sec} \cdot \frac{dI_t^{sec}}{dt} \quad \text{volt}$$

De secundaire stroom I_t^{sec} moet dus zo'n functie van de tijd zijn, dat op ieder ogenblik:

$$I_t^{sec} = \frac{E_t^{sec.res}}{R_{sec}} \quad \text{Ampère}$$

$$\text{Dus: } I_t^{sec} \cdot R_{sec} = E_t^{sec.res} \quad \text{Volt.}$$

DE DIFFERENTIAALVERGELIJKING VOOR DE SECUNDAIRE KRING LUIDT DUS:

$$I_t^{sec} \cdot R_{sec} = - \frac{n_{sec}}{n_{pr}} L_{spoel}^{pr} \cdot \frac{dI_t^{pr}}{dt} - L_{spoel}^{sec} \cdot \frac{dI_t^{sec}}{dt} \quad \text{volt}$$

②

Ohmse pot. daling in sec.kring t.g.v. de omvatte PRIMAIRE FLUX. EMK van inductie in de secund.spoel t.g.v. de wisseling van de omvatte PRIMAIRE FLUX. EMK van ZELFINDUCTIE in de sec.kring

Opmerkingen α) Zowel in de differentiaal vergelijking ① als in ② komt duidelijk tot uitdrukking, dat de primaire en de secundaire kring een WEDERKERIGE werking op elkaar uitoefenen.

I_t^{pr} en I_t^{sec} zijn de oplossing van de TWEE differentiaal-vergelijkingen ① en ②

β) Met nadruk wijzen we er op, dat bij het opstellen van de differentiaal vergelijkingen ① en ② de volgende dingen zonder meer zijn aangenomen:

1^o) Dat zowel de primaire als de secundaire spoel GEEN STROOIVELD hebben, zodat alle magnetische veldlijnen geheel en alleen door de raamvormige, gelamelleerde transformator kern gaan.

Op grond daarvan konden we zeggen, dat

$$E_t^{\text{ind. sec}} = -n_s \frac{d\phi^{\text{pr}}}{dt} \text{ volt}$$

en

$$E_t^{\text{ind. pr}} = -n_{\text{pr}} \cdot \frac{d\phi^{\text{sec}}}{dt} \text{ volt}$$

2°) Dat μ EEN CONSTATE is. Deze veronderstelling houdt in (zie blz. 55) dat er geen energie in warmte wordt omgezet bij het magnetiseren van de kern.

3°) We hebben steeds stilzwijgend verondersteld, dat in de gelamelleerde transformator kern GEEN FOUCAULTSE STROMEN optreden. Traden deze wel op, dan zouden deze tegen-electromotorische krachten in de primaire en de secundaire kring veroorzaken.

Een transformator die aan deze voorwaarde voldoet zullen we een IDEALE TRANSFORMATOR noemen.

4°) Dat in de secundaire kring ALLEEN DE SPOEL een zelfinductie heeft.

De differentiaal vergelijkingen ① en ② zijn dus eigenlijk slechts benaderingen. In het komende zullen we echter aannemen dat deze exact zijn.

CONCLUSIE.

I_t^{pr} en I_t^{sec} van de BELASTE transformator zijn zo'n functies van de tijd, dat op ieder ogenblik voldaan wordt aan de vergelijkingen:

$$\textcircled{1} I_t^{\text{pr}} \cdot R_{\text{pr}} = E_{\text{max}}^{\text{dyn}} \cdot \sin \frac{2\pi}{T} t - L_{\text{kring}}^{\text{pr}} \cdot \frac{dI_t^{\text{pr}}}{dt} - \frac{n_{\text{pr}}}{n_{\text{sec}}} \cdot L_{\text{sp.}}^{\text{sec}} \cdot \frac{dI_t^{\text{sec}}}{dt}$$

en

$$\textcircled{2} I_t^{\text{sec}} \cdot R_{\text{sec}} = - \frac{n_{\text{sec}}}{n_{\text{pr}}} \cdot L_{\text{spoel}}^{\text{pr}} \cdot \frac{dI_t^{\text{pr}}}{dt} - L_{\text{spoel}}^{\text{sec}} \cdot \frac{dI_t^{\text{sec}}}{dt}$$

b) Oplossing van de vergelijkingen ① en ② VOOR EEN BIJZONDER GEVAL.

Wij kunnen de differentiaal-vergelijkingen oplossen VOOR HET BIJZONDERE GEVAL DAT $R_{\text{sec}} = 0$, dus dat de Ohm-weerstand van de hele secundaire kring te verwaarlozen klein is.

In dat geval gaat vergelijking ② over in:

$$0 = - \frac{n_{\text{sec}}}{n_{\text{pr}}} \cdot L_{\text{spoel}}^{\text{pr}} \cdot \frac{dI_t^{\text{pr}}}{dt} - L_{\text{spoel}}^{\text{sec}} \cdot \frac{dI_t^{\text{sec}}}{dt}$$

dus:

$$L_{\text{spoel}}^{\text{sec}} \cdot \frac{dI_t^{\text{sec}}}{dt} = - \frac{n_{\text{sec}}}{n_{\text{pr}}} \cdot L_{\text{spoel}}^{\text{pr}} \cdot \frac{dI_t^{\text{pr}}}{dt} \quad \textcircled{3}$$

Vergelijking ① wordt dan:

$$I_t^{\text{pr}} \cdot R_{\text{pr}} = E_{\text{max}}^{\text{dyn}} \cdot \sin \frac{2\pi}{T} t - L_{\text{kring}}^{\text{pr}} \cdot \frac{dI_t^{\text{pr}}}{dt} + L_{\text{spoel}}^{\text{pr}} \cdot \frac{dI_t^{\text{pr}}}{dt}$$

dus:

$$I_t^{\text{pr}} \cdot R_{\text{pr}} = E_{\text{max}}^{\text{dyn}} \cdot \sin \frac{2\pi}{T} t - (L_{\text{kring}}^{\text{pr}} - L_{\text{spoel}}^{\text{pr}}) \frac{dI_t^{\text{pr}}}{dt}$$

Analoog aan de redenering op blz. 9 vinden we:

2

$$I_t^{pr} = \frac{E_{max}^{dyn}}{\sqrt{R_{pr}^2 + \left\{ \frac{2\pi}{T} (L_{kring}^{pr} - L_{spoel}^{pr}) \right\}^2}} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi_p\right) \text{ Amp.}$$

$$\text{waarbij: } \operatorname{tg} \phi_p = \frac{2\pi}{T} \frac{L_{kring}^{pr} - L_{spoel}^{pr}}{R_{pr}}$$

In de primaire kring treedt dus weer een wisselstroom op die dezelfde frequentie (T) heeft als de EMK in het anker van de dynamo.

We merken echter op, dat:

- NB
- 1°) I_{MAX}^{pr} van de BELASTE transformator GROTER is dan I_{max}^{pr} van de ONBELASTE transformator.
 - 2°) ϕ_p van de BELASTE transformator KLEINER is dan ϕ_p van de ONBELASTE transformator.

Deze veranderingen van I_{max}^{pr} en ϕ_p hebben een belangrijk gevolg voor de stoomturbine, die de dynamo op toeren moet houden!

3f Op blz. 16 hebben we n.l. gezien, dat de arbeid die de turbine in èèn periode (T sec.) moet verrichten, gelijk is aan:

$$+ \frac{1}{2} T \cdot E_{max}^{dyn} \cdot I_{max}^{pr} \cos \phi_p \text{ Joule.}$$

Welnu, bij het belasten van de transformator wordt I_{max}^{pr} GROTER en ϕ_p kleiner, dus $\cos \phi$ wordt dan ook GROTER.

N.B.

CONCLUSIE. Zodra de transformator belast wordt, moet de stoomturbine PER PERIODE MEER ARBEID GAAN VERRICHTEN OM HET ANKER OP TOEREN TE HOUDEN.

Vraag: Welke functie is I_t^{sec} nu van de tijd?

Antw.: Uit vergelijking ③ volgt:

$$\frac{dI_t^{sec}}{dt} = - \frac{n_{sec}}{n_{pr}} \cdot \frac{L_{spoel}^{pr}}{L_{spoel}^{sec}} \cdot \frac{dI_t^{pr}}{dt}$$

$$\text{dus: } I_t^{sec} = - \frac{n_{sec}}{n_{pr}} \cdot \frac{L_{spoel}^{pr}}{L_{spoel}^{sec}} \cdot I_{max}^{pr} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi_p\right) \text{ Ampère}$$

(De integratie-constante is NUL omdat een wisselende EMK nooit een gelijkstroom kan veroorzaken).

$$\left. \begin{aligned} \text{Nu is: } L_{spoel}^{pr} &= \mu_r \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n_{pr}^2}{l_{pr}} \cdot 0_{pr} \\ \text{en} \\ L_{spoel}^{sec} &= \mu_r \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n_{sec}^2}{l_{sec}} \cdot 0_{sec} \\ l_{pr} &= l_{sec} \\ 0_{pr} &= 0_{sec} \end{aligned} \right\} \frac{L_{spoel}^{pr}}{L_{spoel}^{sec}} = \frac{n_{pr}^2}{n_{sec}^2}$$

Dus:
$$I_t^{\text{sec}} = -\frac{n_{\text{pr}}}{n_{\text{sec}}} \cdot I_{\text{max}}^{\text{pr}} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi_p\right)$$

Nu is $-\sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi_p\right) = \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi_p - \pi\right)$

Dus:
$$I_t^{\text{sec}} = \frac{n_{\text{pr}}}{n_{\text{sec}}} \cdot I_{\text{max}}^{\text{pr}} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi_p - \pi\right)$$
 Ampère

I_t^{sec} is dus ook een wisselstroom met dezelfde frequentie ($\frac{1}{T}$) als de primaire wisselstroom.

We merken echter op dat:

1°)
$$I_{\text{MAX}}^{\text{sec}} = \frac{n_{\text{pr}}}{n_{\text{sec}}} \cdot I_{\text{MAX}}^{\text{pr}}$$

dus:

$$I_{\text{eff}}^{\text{pr}} : I_{\text{eff}}^{\text{sec}} = n_{\text{sec}} : n_{\text{pr}}$$

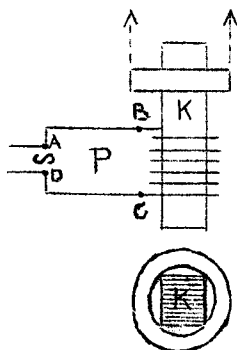
N.B.

We komen hier nog op terug.

2°) I_t^{sec} 180° in fase ACHTER is op I_t^{pr} .

Opmerking. Dat I_t^{sec} INDERDAAD bij benadering 180° in fase ACHTER is op I_t^{pr} als aan de voorwaarde is voldaan dat $R_{\text{sec}} \approx 0$, kunnen we aantonen DOOR EEN PROEF.

De proef heet: DE PROEF VAN (ELIHU) THOMSON.



Om een gelamelleerde staafvormige kern K van transformatorblik brengen we een spoel BC en een ring van aluminium aan. (zie fig.) Deze ring heeft een kleine massa en een te verwaarlozen weerstand.

Sluiten we nu de spoel BC aan op een wisselstroombron met een voldoende grote $E_{\text{eff}}^{\text{pr}}$, dan zien we de ring met grote beginsnelheid verticaal omhoog vliegen.

Bij een kleinere waarde van $E_{\text{eff}}^{\text{pr}}$ blijft de ring op vrijwel constante hoogte als een aureool om of boven de staafvormige kern K zweven.

Verklaring: De spoel BC en de ring vormen een transformator:

In de spoel treedt de primaire wisselstroom I_t^{pr} op; in de ring de secundaire wisselstroom I_t^{sec} .

DEZE STROMEN BLIJKEN ELKAAR VOORTDUREND A F TE STOTEN. Maar dat kan alleen als deze wisselstromen OP IEDER OGEN BLIK TEGENGESTELD GERICHT ZIJN, DUS EEN FASE-VERSCHIL HEBBEN VAN 180°.

c) Nadere beschouwing van het geval dat $R_{\text{sec}} = 0$.

In dit geval is:

$$I_t^{\text{pr}} = I_{\text{max}}^{\text{pr}} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi_p\right) \text{ ampère, waarbij}$$

$$\text{tg } \phi_p = \frac{2\pi}{T} \frac{L_{\text{kring}}^{\text{pr}} - L_{\text{spoel}}^{\text{pr}}}{R_{\text{pr}}}$$

$$I_t^{\text{sec}} = \frac{n_{\text{pr}}}{n_{\text{sec}}} \cdot I_{\text{max}}^{\text{pr}} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi_p - \pi\right) \text{ ampère.}$$

Vraag: Hoe verhouden zich nu $E_t^{\text{zelf,pr.spoel}}$ en E_t^{sec} ?

Antw.:

Antw.:

$$\left. \begin{aligned} E_t^{\text{zelf,pr}} &= -n_{\text{pr}} \cdot \frac{d\phi_t^{\text{pr}}}{dt} \text{ volt} \\ E_t^{\text{sec}} &= -n_{\text{sec}} \cdot \frac{d\phi_t^{\text{pr}}}{dt} \text{ volt} \end{aligned} \right\} E_t^{\text{zelf,pr}} : E_t^{\text{sec}} = n_{\text{pr}} : n_{\text{sec}}$$

Conclusie: De TRANSFORMATORVERHOUDING blijft dus gehandhaafd.

We kunnen ook zeggen:

$$E_{\text{eff}}^{\text{zelf,pr}} : E_{\text{eff}}^{\text{sec}} = n_{\text{pr}} : n_{\text{sec}} \quad (4)$$

Vraag: Hoe verhouden zich $I_{\text{eff}}^{\text{pr}}$ en $I_{\text{eff}}^{\text{sec}}$?

Antw.:

$$I_{\text{eff}}^{\text{pr}} = \frac{I_{\text{max}}^{\text{pr}}}{\sqrt{2}} \quad \text{dus: } I_{\text{eff}}^{\text{pr}} : I_{\text{eff}}^{\text{sec}} = 1 : \frac{n_{\text{pr}}}{n_{\text{sec}}}$$

$$I_{\text{eff}}^{\text{sec}} = \frac{\frac{n_{\text{p}}}{n_{\text{s}}} \cdot I_{\text{max}}^{\text{pr}}}{\sqrt{2}} \quad \text{dus: } I_{\text{eff}}^{\text{pr}} : I_{\text{eff}}^{\text{sec}} = n_{\text{sec}} : n_{\text{pr}} \quad (5)$$

Vraag: Welk verband bestaat er tussen de vier grootheden $I_{\text{eff}}^{\text{pr}}$, $E_{\text{eff}}^{\text{zelf,pr}}$, $I_{\text{eff}}^{\text{sec}}$ en $E_{\text{eff}}^{\text{sec}}$?

Antw.: Uit de evenredigheden (4) en (5) volgt:

$$\frac{E_{\text{eff}}^{\text{zelf,pr}}}{E_{\text{eff}}^{\text{sec}}} = \frac{n_{\text{pr}}}{n_{\text{sec}}} \quad \text{en} \quad \frac{I_{\text{eff}}^{\text{pr}}}{I_{\text{eff}}^{\text{sec}}} = \frac{n_{\text{sec}}}{n_{\text{pr}}}$$

Dus:

$$E_{\text{eff}}^{\text{zelf,pr}} \cdot I_{\text{eff}}^{\text{pr}} = E_{\text{eff}}^{\text{sec}} \cdot I_{\text{eff}}^{\text{sec}} \frac{\text{Joule}}{\text{sec}} = \text{Watt} \quad (6)$$

N.B. Vraag: Wat verstaat men onder de TRANSFORMATORVERGELIJKINGEN.

Antw.: Hieronder verstaat men de vergelijkingen (4) en (6)

N.B.

Dus:

$$E_{\text{eff}}^{\text{zelf,pr}} : E_{\text{eff}}^{\text{sec}} = n_{\text{pr}} : n_{\text{sec}}$$

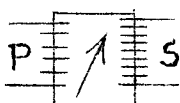
en

$$E_{\text{eff}}^{\text{zelf,pr}} \cdot I_{\text{eff}}^{\text{pr}} = E_{\text{eff}}^{\text{sec}} \cdot I_{\text{eff}}^{\text{sec}} \frac{\text{Joule}}{\text{sec}} = \text{Watt}$$

Deze vergelijkingen moeten onvoorwaardelijk vanbuiten gekend worden.

N.B. Vraag: Wat leren deze vergelijkingen over $I_{\text{eff}}^{\text{pr}}$ en $I_{\text{eff}}^{\text{sec}}$ bij het OP-TRANSFORMEREN en het AF-TRANSFORMEREN?

Antw.: I Bij het O P-TRANSFORMEREN: $n_{\text{pr}} < n_{\text{sec}}$



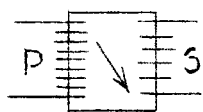
Dan is

$$\left. \begin{aligned} E_{\text{eff}}^{\text{zelf,pr}} &< E_{\text{eff}}^{\text{sec}} \\ I_{\text{eff}}^{\text{pr}} &> I_{\text{eff}}^{\text{sec}} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} E_{\text{eff}} \text{ OMHOOG} \\ I_{\text{eff}} \text{ OMLAAG} \end{array}$$

maar

II Bij het A F-TRANSFORMEREN: $n_{pr} > n_{sec}$

Dan is



$$\left. \begin{array}{l} E_{eff}^{zelf,pr} > E_{eff}^{sec} \\ I_{eff}^{pr} < I_{eff}^{sec} \end{array} \right\} \begin{array}{l} E_{eff} \text{ OMLAAG} \\ I_{eff} \text{ OMHOOG} \end{array}$$

Opmerking. Door een wisselstroom met hoge effectieve spanning ZEEER STERK AF TE TRANSFORMEREN, verkrijgt men een secundaire wisselstroom met ZEEER GROTE I_{eff} .

Daar in een weerstandsdraad ($r\Omega$) in T sec.
 $0,24 I_{eff}^2 \cdot r \cdot T$ cal worden ontwikkeld, kan men aldus ZEEER HOGE TEMPERATUREN verkrijgen.

d) DE ALGEMENE OPLOSSING van de differentiaal-vergelijkingen (1) en (2) (blz. 63)

Omwille van de volledigheid vermelden we hier de algemene oplossing van de differentiaal-vergelijkingen waaraan I_t^{pr} en I_t^{sec} moeten voldoen.

Er is natuurlijk geen sprake van, dat deze oplossingen gekend moeten worden.

Om de formules leesbaar te maken, zullen we afspreken dat met L^p de coëff. van zelfind. van de primaire KRING, en met α^p de coëff. van zelfind. v.d. primaire SPOEL wordt bedoeld.
 α^s is de coëff. van zelfind. van de secundaire spoel.

De oplossingen luiden dan:

$$I_t^p = \frac{E_{max}^{dyn}}{\sqrt{\left(R_p + \frac{2\pi}{T} \alpha^p \sin \phi_s \cos \phi_p\right)^2 + \left\{\frac{2\pi}{T} (L^p - \alpha^p \sin^2 \phi_s)\right\}^2}} \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi_p\right)$$

$$\text{waarbij: } \operatorname{tg} \phi_p = \frac{\frac{2\pi}{T} (L^p - \alpha^p \sin^2 \phi_s)}{R_p + \frac{2\pi}{T} \alpha^p \sin \phi_s \cos \phi_p}$$

$$\operatorname{tg} \phi_s = \frac{2\pi}{T} \frac{\alpha^s}{R_s}$$

$$I_t^s = \frac{\frac{2\pi}{T} \cdot \frac{n_p}{n_s} \cdot \alpha^s \cdot I_{max}^p}{\sqrt{R_s^2 + \left(\frac{2\pi}{T} \alpha^s\right)^2}} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi_p - \frac{\pi}{2} - \phi_s\right)$$

Hierin is $\frac{\pi}{2} + \phi_s$ het aantal radialen dat I_t^{sec} in fase ACHTER is op I_t^{pr}

ϕ_s is het aantal radialen, dat I_t^{sec} ACHTER is op E_t^{sec}

Vanzelfsprekend sporen we de kandidaten aan om deze oplossing te controleren!

Opmerkingen. a) Nadere berekening leert dat:

$$1) (I_{max}^{pr})_{BELAST} > (I_{max}^{pr})_{ONBELAST}$$

$$2) (\phi_p)_{BELAST} < (\phi_p)_{ONBELAST}$$

Daar de arbeid die de stoomturbine in een periode (T sec) moet verrichten om de dynamo op toeren te houden gelijk is aan:

$$W = T \cdot E_{eff}^{dyn} \cdot I_{eff}^{pr} \cdot \cos \phi \text{ Joule,}$$

zal de stoomturbine, zodra de transformator belast wordt, in een periode dus MEER ARBEID moe-

ten verrichten om de dynamo op toeren te houden.

β) Stellen we in deze algemene oplossing $R_{sec} = 0$, dus $\text{tg } \phi_s = \infty$, dus $\phi_s = 90^\circ$, dan krijgen we weer de in b) gevonden formules van I_t^{pr} en I_t^{sec} .

Vraag: Hoe verhouden zich in dit algemene geval $E_t^{zelf,pr.spoel}$ en E_t^{sec} ?

Antw.: $E_t^{zelf,pr.spoel} = -\mathcal{L}_{spoel}^p \cdot \frac{dI_t^{pr}}{dt} = -\mu_r \cdot \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n_{pr}^2}{l} \cdot 0 \cdot \frac{dI_t^{pr}}{dt}$

Daar $\phi_t^{p,pr} = \mu_r \cdot \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n_{pr}}{l} \cdot 0 \cdot I_t^{pr}$ Wb,

volgt:

$$\left. \begin{aligned} E_t^{zelf,pr.spoel} &= -n_{pr} \cdot \frac{d\phi_t^{p,pr}}{dt} \text{ volt} \\ E_t^{sec} &= -n_{sec} \cdot \frac{d\phi_t^{p,sec}}{dt} \text{ volt} \end{aligned} \right\} E_t^{zelf,pr.sp} : E_t^{sec} = n_p : n_s$$

We kunnen ook zeggen:

$$E_{eff}^{zelf,pr.sp} : E_{eff}^{sec} = n_p : n_s$$

Conclusie: Ook in het algemene geval blijft de TRANSFORMATORVERHOUDING gehandhaafd.

Vraag: Hoe verhouden zich in het algemene geval I_{eff}^{pr} en I_{eff}^{sec} ?

Antw.: $I_{eff}^{pr} = \frac{I_{max}^{pr}}{\sqrt{2}}$

$$I_{eff}^{sec} = \frac{I_{max}^{sec}}{\sqrt{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\frac{2\pi}{T} \cdot \frac{n_p}{n_s} \cdot \mathcal{L}^s \cdot I_{max}^{pr}}{\sqrt{R_s^2 + \left(\frac{2\pi}{T} \cdot \mathcal{L}^s\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{n_p}{n_s} \cdot I_{max}^{pr} \cdot \sin \phi_s$$

$$\text{want } \text{tg } \phi_s = \frac{2\pi \cdot \mathcal{L}^s}{T \cdot R_s}$$

dus: $I_{eff}^{pr} : I_{eff}^{sec} = 1 : \frac{n_p}{n_s} \cdot \sin \phi_s$

dus: $I_{eff}^{pr} : I_{eff}^{sec} = n_s : n_p \cdot \sin \phi_s$

Vraag: Welk verband bestaat er in het algemene geval tussen $E_{eff}^{zelf,pr.spoel}$, I_{eff}^{pr} , E_{eff}^{sec} en I_{eff}^{sec} ?

Antw.:

$$\frac{E_{eff}^{zelf,pr.sp}}{E_{eff}^{sec}} = \frac{n_{pr}}{n_{sec}} \text{ en } \frac{I_{eff}^{pr} \cdot \sin \phi_s}{I_{eff}^{sec}} = \frac{n_{sec}}{n_{pr}}$$

Dus:

$$E_{eff}^{zelf,pr.sp} \cdot I_{eff}^{pr} \cdot \sin \phi_s = E_{eff}^{sec} \cdot I_{eff}^{sec}$$

$$\frac{\text{Joule}}{\text{sec}} = \text{Watt}$$

Vraag: zie blz. 69

N.B. Vraag: Hoe luiden dus de TRANSFORMATOR-VERGELIJKINGEN in het algemene geval?

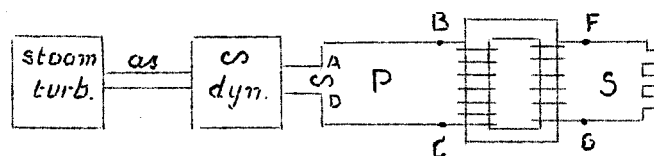
Antw.:

$$E_{\text{eff}}^{\text{zelf, pr. sp}} : E_t^{\text{sec}} = n_p : n_{\text{sec}} .$$

$$E_{\text{eff}}^{\text{zelf, pr. sp}} \cdot I_{\text{eff}}^{\text{pr}} \cdot \sin \phi_s = E_{\text{eff}}^{\text{sec}} \cdot I_{\text{eff}}^{\text{sec}} \frac{\text{Joule}}{\text{sec}} = \text{Watt}$$

Opmerking. Met nadruk wijzen we er op, dat deze vergelijkingen alleen gelden voor een IDEALE TRANSFORMATOR waarvan de secundaire spoel gesloten wordt door een OHM - WEERSTAND ZONDER ZELFINDUCTIE.

e) De verantwoording van de energie.



a) VOOR DE PRIMAIRE KRING.

$$E_{\text{max}}^{\text{dyn}} \sin \frac{2\pi}{T} t = L^p \frac{dI_t^p}{dt} + \frac{n_p}{n_s} \cdot \mathcal{L}_{\text{spoel}}^s \cdot \frac{dI_t^s}{dt} + I_t^p \cdot R_p \quad \text{volt}$$

In dt sec. levert de dynamo aan de primaire kring de energie:

$$E_{\text{max}}^{\text{dyn}} \cdot I_t^p \sin \frac{2\pi}{T} t \cdot dt = L^p \cdot I_t^p \frac{dI_t^p}{dt} dt + \frac{n_p}{n_s} \cdot \mathcal{L}_{\text{sp}}^s \cdot I_t^p \cdot \frac{dI_t^s}{dt} \cdot dt + (I_t^p)^2 \cdot R_p dt \quad \text{Joule}$$

In het tijdsinterval van èèn periode (T sec) levert de dynamo aan de primaire KRING de energie:

$$\int_0^T E_{\text{max}}^{\text{dyn}} \cdot I_t^{\text{pr}} \cdot dt = \int_0^T L^p I_t^p \cdot \frac{dI_t^p}{dt} \cdot dt + \int_0^T \frac{n_p}{n_s} \cdot \mathcal{L}_{\text{sp}}^s I_t^p \frac{dI_t^s}{dt} \cdot dt + \int_0^T (I_t^p)^2 R_p dt \quad \text{Joule}$$

$$T \cdot E_{\text{eff}}^{\text{dyn}} \cdot I_{\text{eff}}^{\text{pr}} \cdot \cos \phi_p = 0 + T \cdot \frac{n_p}{n_s} \cdot \mathcal{L}_{\text{sp}}^s I_{\text{eff}}^{\text{pr}} \cdot I_{\text{eff}}^{\text{sec}} \sin \phi_s + (I_{\text{eff}}^p)^2 R_p T \quad \text{J.}$$

(A)

b) VOOR DE SECUNDAIRE KRING.

De secundaire wisselstroom wordt opgewekt door:

$$E_t^{\text{sec}} = -n_s \frac{d\phi_t^{\text{pr}}}{dt} = -\frac{n_s}{n_p} \mathcal{L}^p \frac{dI_t^p}{dt} \quad \text{volt.}$$

Uit de differentiaal-vergelijking voor de secundaire kring volgt:

$$-\frac{n_s}{n_p} \cdot \mathcal{L}^p \cdot \frac{dI_t^p}{dt} = \mathcal{L}^s \frac{dI_t^s}{dt} + I_t^s R_s \quad \text{volt.}$$

E_t^{sec} levert in een periode (T sec) aan de secundaire kring:

$$\int_0^T \frac{n_s}{n_p} \mathcal{L}^p \cdot I_s^{\text{sec}} \frac{dI_t^{\text{p}}}{dt} dt = \int_0^T \mathcal{L}^s \cdot I_s^{\text{sec}} \cdot \frac{dI_s^{\text{sec}}}{dt} dt + \int_0^T (I_t^{\text{sec}})^2 R_s \cdot dt \quad \text{Joule}$$

$$\underbrace{T \cdot \frac{n_s}{n_p} \cdot \mathcal{L}^p \cdot I_{\text{eff}}^{\text{p}} \cdot I_{\text{eff}}^{\text{sec}} \sin \phi_s = 0}_{\text{(B)}} + \underbrace{(I_{\text{eff}}^{\text{sec}})^2 R_s T}_{\text{Joule}}$$

Nu is $\text{(B)} = \frac{n_s}{n_p} \cdot \mathcal{L}^p = \frac{n_s}{n_p} \cdot \mu_r \cdot \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n_p^2}{l} \cdot 0 = \frac{n_p}{n_s} \cdot \mu_r \cdot \frac{4\pi}{10^7} \cdot \frac{n_s^2}{l} \cdot 0 = \frac{n_p}{n_s} \mathcal{L}^s$

Dus $\text{(B)} = \text{(A)}$

Dus $\text{(A)} = (I_{\text{eff}}^{\text{sec}})^2 R_s T \text{ Joule.}$

Substitueren we dit in bovenstaande vergelijking, dan volgt:

$$\underbrace{T \cdot E_{\text{eff}}^{\text{dyn}} \cdot I_{\text{eff}}^{\text{pr}} \cdot \cos \phi_p}_{\text{De arbeid die de turbine in T sec moet verrichten om de dynamo op toeren te houden (zie blz. 15) 3e}} = \underbrace{(I_{\text{eff}}^{\text{sec}})^2 \cdot R_s \cdot T}_{\text{Koperverlies in de secundaire kring.}} + \underbrace{(I_{\text{eff}}^{\text{p}})^2 \cdot R_p \cdot T}_{\text{Koperverlies in de primaire kring.}} \quad \text{Joule}$$

De arbeid die de turbine in T sec moet verrichten om de dynamo op toeren te houden (zie blz. 15)

3e

CONCLUSIE: DE STOOMTURBINE MOET DE ENERGIE LEVEREN DIE IN DE SECUNDAIRE KRING WORDT VERBRUIKT.

Opmerkingen. a) In verband met een hogere studie is het van belang er nog eens op te wijzen dat:

$$\frac{n_s}{n_p} \mathcal{L}^p = \frac{n_p}{n_s} \mathcal{L}^s = M$$

Kronig duidt deze factoren aan door de letter M. De differentiaal-vergelijkingen van de primaire en de secundaire kringen luiden dus:

$$\left\{ \begin{array}{l} I_t^{\text{p}} \cdot R_p = E_{\text{max}}^{\text{dyn}} \sin \frac{2\pi}{T} t - L^p \cdot \frac{dI_t^{\text{p}}}{dt} - M \frac{dI_s^{\text{sec}}}{dt} \\ I_t^{\text{sec}} \cdot R_s = - M \frac{dI_t^{\text{p}}}{dt} - \mathcal{L}^s_{\text{spoel}} \cdot \frac{dI_s^{\text{sec}}}{dt} \end{array} \right.$$

In deze vorm geschreven, komt duidelijk naar voren dat de primaire en de secundaire kring dezelfde "koppelingscoëfficiënt" hebben.

β) Neemt men aan, dat de primaire spoel en de secundaire spoel WEL EEN STROOIVELD hebben, dan is deze koppelings-coëfficiënt gelijk aan k.M, waarbij k een dimensie-loos getal is dat < 1.

f) SAMENVATTING.

(blz. 71)

f) SAMENVATTING.

I. Een transformator is een samenstel van twee magnetisch gekoppelde spoelen.

Wij beschouwen alleen het geval, dat deze magnetische koppeling tot stand komt door middel van een raamvormige, gelamelleerde kern van transformatorblik. Daarbij nemen we aan dat de transformator IDEEAAL is, d.w.z. dat aan de volgende voorwaarden voldaan is:

1^o) De magnetische veldlijnen van de magnetische velden die in de holten van de spoelen gevormd worden, lopen GEHEEL EN UITSLUITEND door het transformatorblik van de raamvormige kern, ZODAT DE ENE SPOEL DE MAGNETISCHE FLUX VAN DE ANDERE SPOEL GEHEEL OMVAT;
We veronderstellen dus dat de spoelen GEEN STROOIVELD hebben.

2^o) μ_r van het transformatorblik is EEN CONSTANTE GROOTHEID, die dus NIET afhangt van de sterkte van de inducerende magnetische velden. Dit houdt in, dat de energie die de wisselstroom in een spoel PER PERIODE nodig heeft om de kern te magnetiseren NUL is. Immers:

$$\int_0^T \mathcal{L} I_t dI_t = \mathcal{L} \int_0^T I_t dI_t = \frac{1}{2} \mathcal{L} I_t^2 \Big|_0^T = 0, \text{ want } I_T = I_0$$

De elektrische energie die bij het magnetiseren van de kern wordt omgezet in magnetische energie, wordt bij het ONTMAGNETISEREN dus weer GEHEEL terug-omgezet in elektrische energie.

Als μ_r EEN CONSTANTE GROOTHEID IS KAN DE KERN NIET WARM WORDEN t.g.v. HET ZICH PERIODIEK HERHALENDE MAGNETISATIË PROCES.

3^o) In de gelamelleerde kern treden GEEN FOUCAULTSE STROMEN op.

In werkelijkheid wordt aan geen van deze voorwaarden voldaan: de niet-idealiteit van een transformator veroorzaakt echter alleen maar KLEINE afwijkingen van de voor een ideale transformator afgeleide formules.

II. Een van de spoelen wordt in serie geschakeld met een WISSELSTROOMBONNEN. Deze spoel heet de PRIMAIRE SPOEL.

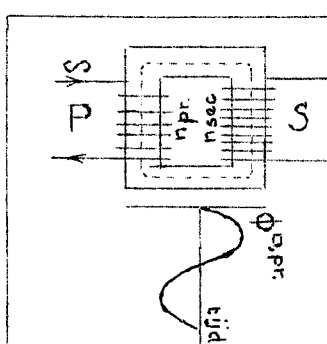
De primaire spoel vormt met de wisselstroombron de PRIMAIRE KRING.

De andere spoel heet de SECUNDAIRE SPOEL.

Zijn de uiteinden van de secundaire spoel zo met elkaar verbonden, DAT ER EEN KRING ONTSTAAT WAARIN EEN WISSELSTROOM KAN OPTREDEN, dan zegt men dat de transformator BELAST is. Deze kring noemt men de SECUNDAIRE KRING.

We beschouwen alleen het geval, dat de secundaire kring bestaat uit de secundaire spoel en een daarmee in serie geschakelde OHM-WEERSTAND ZONDER ZELFINDUCTIE. (Wij laten dus de gevallen dat de secundaire spoel in serie geschakeld is met een andere spoel of een condensator buiten beschouwing)

III. In de primaire kring P treedt een wisselstroom op. Deze primaire wisselstroom veroorzaakt IN het metaal van de raamvormige kern een harmonisch wisselende magnetische flux $\phi_t^{p,pr}$.



HET CARDINALE PUNT WAAR DE WERKING VAN DE TRANSFORMATOR OM DRAAIT, IS DAT DE PRIMAIRE WISSELSTROOM IN DE HOLTE VAN DE SECUNDAIRE SPOEL EEN HARMONISCH WISSELENDE MAGNETISCHE FLUX VEROORZAAKT.

- IV. Ten gevolge van de harmonische WISSELING van de door de secundaire spoel omvatte magnetische flux $\phi_t^{a,pr}$, ZAL ER IN DE DRAAD VAN DE SECUNDAIRE SPOEL EEN EMK VAN INDUCTIE, E_t^{sec} , OPTREDEN DIE EEN FUNCTIE IS VAN DE TIJD, overeenkomstig de wet van Lenz.

$$E_t^{sec} = - n_{sec} \cdot \frac{d\phi_t^{a,pr}}{dt} \text{ volt.}$$

Werkt men het rechter lid van deze vergelijking uit, dan volgt:

$$E_t^{sec} = - \frac{n_{sec}}{n_{pr}} \cdot \mathcal{L}_{spoel}^{pr} \cdot \frac{dI_t^{pr}}{dt} \text{ volt.}$$

Daar I_t^{pr} een sinusfunctie van de tijd is, volgt, dat E_t^{sec} op ieder ogenblik 90° in fase ACHTER is op I_t^{pr} .

Opmerking: Was de primaire spoel in serie geschakeld met EEN GELIJKSTROOM BRON, dan zou, nadat I_t^{pr} de ohm-waarde bereikt had, $\phi_t^{a,pr}$ CONSTANT BLIJVEN, met het gevolg, dat E_t^{sec} dan NUL zou zijn.

DE PRIMAIRE SPOEL MOET DUS AANGESLOTEN ZIJN OP EEN W I S S E L S T R O O M B R O N .

- V. Is de transformator ONBELAST, dan heeft het optreden van E_t^{sec} geen verdere gevolgen.
- VI. Is de transformator BELAST dan veroorzaakt E_t^{sec} IN DE SECUNDAIRE KRING een wisselstroom.

Het optreden van deze secundaire wisselstroom veroorzaakt:

- 1°) IN DE SECUNDAIRE KRING een EMK VAN ZELFINDUCTIE

$$E_t^{zelf,sec} = - \mathcal{L}_{spoel}^{sec} \cdot \frac{dI_t^{sec}}{dt} \text{ volt.}$$

- 2°) IN DE RAAMVORMIGE KERN de magnetische flux $\phi_t^{a,sec}$.

- 3°) IN DE DRAAD VAN DE PRIMAIRE SPOEL een EMK van INDUCTIE

$$E_t^{ind.pr} = - n_{pr} \cdot \frac{d\phi_t^{a,sec}}{dt} \text{ volt.}$$

We vinden:

$$E_t^{ind.pr} = - \frac{n_{pr}}{n_{sec}} \cdot \mathcal{L}_{spoel}^{sec} \cdot \frac{dI_t^{sec}}{dt} \text{ volt}$$

Aan de EMK's die reeds in de primaire kring optreden (n.l. E_t^{dyn} en $E_t^{zelf,pr}$) wordt dus nog een derde EMK toegevoegd.

HET BELASTEN VAN DE TRANSFORMATOR HEEFT DUS EEN TERUGWERKING OP DE PRIMAIRE KRING.

- VII. Als de transformator belast is, moeten de primaire wisselstroom I_t^{pr} en de secundaire wisselstroom I_t^{sec} zo'n functies van de tijd zijn, dat op ieder ogenblik voldaan wordt aan TWEE DIFFERENTIAAL VERGELIJKINGEN, n.l.

- 1°) DE DIFFERENTIAAL VERGELIJKING VOOR DE PRIMAIRE KRING:

$$I_t^{pr} R_{pr} = E_{max}^{dyn} \sin \frac{2\pi}{T} t - L_{kring}^{pr} \frac{dI_t^{pr}}{dt} - \frac{n_{pr}}{n_{sec}} \mathcal{L}_{spoel}^{sec} \frac{dI_t^{sec}}{dt}$$

- 2°) DE DIFFERENTIAAL VERGELIJKING VOOR DE SECUNDAIRE KRING:

$$I_t^{sec} R_{sec} = - \frac{n_{sec}}{n_{pr}} \mathcal{L}_{spoel}^{pr} \frac{dI_t^{pr}}{dt} - \mathcal{L}_{spoel}^{sec} \frac{dI_t^{sec}}{dt}$$

VIII. De hogere wiskunde verschaft ons de oplossingen van deze differentiaal vergelijkingen.
Uit deze oplossingen volgt:

- 1^o) dat $I_t^{pr} = I_{max}^{pr} \sin(\frac{2\pi}{T}t - \phi_p)$, waarbij I_{max}^{pr} GROTER, en ϕ_p KLEINER is dan bij de ONBELASTE transformator.
De mechanische energie-bron moet nu dus PER PERIODE MEER ARBEID verrichten om de dynamo op toeren te houden.
- 2^o) Dat I_t^{sec} ook een sinusfunctie is van de tijd met dezelfde frequentie als I_t^{pr} . Het blijkt echter, dat I_t^{sec} op ieder oogenblik, $\frac{\pi}{2} + \phi_{sec}$ radialen in fase ACHTER is op I_t^{pr} , waarbij

$$\text{tg } \phi_{sec} = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{L_{spoel}^{sec}}{R_{sec}}$$

N.B. 3^o) Dat de volgende vergelijkingen gelden:

$$E_{eff}^{zelf, pr. spoel} : E_{eff}^{sec} = n_{pr} : n_{sec}$$

$$E_{eff}^{zelf, pr. sp.} \cdot I_{eff}^{pr} \cdot \sin \phi_{sec} = E_{eff}^{sec} \cdot I_{eff}^{sec} \frac{J}{s} = W.$$

Deze vergelijkingen noemt men DE TRANSFORMATORVERGELIJKINGEN.

§ 5. Aantekening bij de sommen.

NB. a) Daar $L_{spoel}^{sec} \gg R_{sec}$ stelt men in de sommen altijd $\sin \phi_{sec} = 1$

b) In de sommen wordt zonder meer verondersteld, dat:

$E_{eff}^{zelf, pr. spoel}$ = effectieve KLEMSPANNING TUSSEN DE UITEINDEN VAN DE PRIMAIRE SPOEL.
Deze klemspanning duidt men dan aan met E_{eff}^{pr} .

E_{eff}^{sec} = effectieve KLEMSPANNING TUSSEN DE UITEINDEN VAN DE SECUNDAIRE SPOEL.

c) VOOR DE SOMMEN LUIDEN DE TRANSFORMATOR VERGELIJKINGEN DUS:

$$E_{eff}^{pr} : E_{eff}^{sec} = n_{pr} : n_{sec}$$

$$E_{eff}^{pr} \cdot I_{eff}^{pr} = E_{eff}^{sec} \cdot I_{eff}^{sec} \frac{\text{Joule}}{\text{sec}} = \text{Watt.}$$

Opmerking. a) In de leerboeken van het VHMO is het gebruikelijk om deze tweede transformator-vergelijking als volgt "af te leiden":

Volgens de wet van behoud van energie moet de energie die bij een ideale transformator in de primaire spoel per seconde verbruikt wordt, gelijk zijn aan de energie die de secundaire spoel per seconde aan de secundaire kring levert.

"Dus moet", analoog aan het vermogen van een gelijkstroom:

$$E_{\text{eff}}^{\text{pr}} \cdot I_{\text{eff}}^{\text{pr}} = E_{\text{eff}}^{\text{sec}} \cdot I_{\text{eff}}^{\text{sec}} \text{ Watt.}$$

A) Bij het OPTRANSFORMEREN is

$$n_{\text{pr}} < n_{\text{sec}} \rightarrow E_{\text{eff}}^{\text{pr}} < E_{\text{eff}}^{\text{sec}} \rightarrow I_{\text{eff}}^{\text{pr}} > I_{\text{eff}}^{\text{sec}}$$

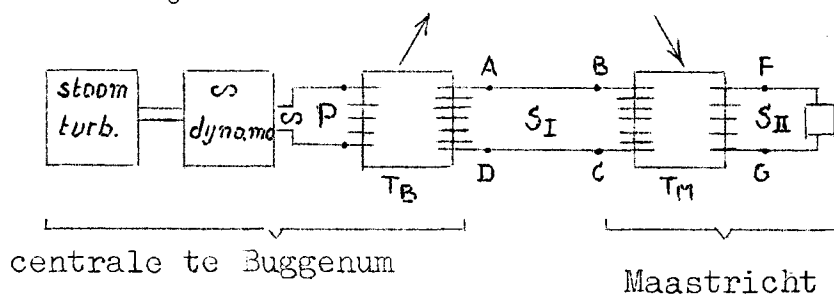
Bij het AFTRANSFORMEREN is

$$n_{\text{pr}} > n_{\text{sec}} \rightarrow E_{\text{eff}}^{\text{pr}} > E_{\text{eff}}^{\text{sec}} \rightarrow I_{\text{eff}}^{\text{pr}} < I_{\text{eff}}^{\text{sec}}$$

§ 6. Het TRANSPORT van ELECTRISCHE ENERGIE.

Maastricht betreft de elektrische energie van de centrale te Buggenum.

Hoe gaat dit in zijn werk?



Bovenstaande figuur geeft een schematisch beeld van de gang van zaken.

We onderscheiden:

a) De primaire kring P. Een stoomturbine houdt het anker van een wisselstroom-dynamo op toeren ($\frac{1}{50}$ sec)

Het anker van deze dynamo is via een wisselstroom-collector in serie geschakeld met de primaire spoel van de transformator T_B .

$$E_t^{\text{dyn}} = E_{\text{max}}^{\text{dyn}} \sin \frac{2\pi}{T} t = \frac{2\pi}{T} B \cdot O \cdot \sin \frac{2\pi}{T} t \text{ volt.}$$

$$I_t^{\text{p}} = \frac{E_{\text{max}}^{\text{dyn}}}{\text{Impedantie in P. kring}} \cdot \sin \left(\frac{2\pi}{T} t - \phi_p \right) \text{ Ampère.}$$

In het tijdsinterval van een periode (T sec) levert de dynamo aan de PRIMAIRE KRING P de energie:

$$\frac{1}{2} \cdot T \cdot E_{\text{max}}^{\text{dyn}} \cdot I_{\text{max}}^{\text{p}} \cos \phi \text{ Joule,}$$

dus:

$$T \cdot E_{\text{eff}}^{\text{dyn}} \cdot I_{\text{eff}}^{\text{p}} \cdot \cos \phi \text{ Joule.}$$

Het VERMOGEN van de dynamo is dus

$$E_{\text{eff}}^{\text{dyn}} \cdot I_{\text{eff}}^{\text{p}} \cos \phi \text{ Watt.}$$

Opmerking: Bij het maken van de sommen mogen we zeggen, DAT HET VERMOGEN VAN DE CENTRALE GELIJK IS AAN:

$$E_{\text{eff}}^{\text{dyn}} \cdot I_{\text{eff}}^{\text{p}} \text{ Watt.}$$

Vraag: Hoe verandert het vermogen van de dynamo, als men $E_{\text{eff}}^{\text{dyn}}$ verdubbelt?

Antw.: Dan wordt $I_{\text{eff}}^{\text{p}}$ ook (bij benadering) verdubbeld.

Het vermogen van de dynamo wordt dus (bij benadering) VIER MAAL ZO GROOT.

- b) De transformator T_B . Het aantal windingen van de primaire spoel is ZEER VEEL KLEINER dan het aantal windingen van de secundaire spoel: DE SPANNING WORDT DUS ZEER STERK OPGETRANSFORMEERD.

$$E_{\text{eff}}^{\text{pr}} : E_{\text{eff}}^{\text{sec}} = n_{\text{pr}} : n_{\text{sec}} \text{ waarbij } n_{\text{sec}} \gg n_{\text{pr}}.$$

- c) De transport-kring S_I . Daar de primaire spanning zeer sterk is opgetransformeerd, is $I_{\text{eff}}^{\text{SI}}$ zeer klein. Bij benadering kunnen we zeggen, dat:

$$I_{\text{eff}}^{\text{SI}} = \frac{E_{\text{eff}}^{\text{pr}} \cdot I_{\text{eff}}^{\text{pr}}}{\frac{n_{\text{sec}}}{n_{\text{pr}}} \cdot E_{\text{eff}}^{\text{pr}}} = \frac{n_{\text{pr}}}{n_{\text{sec}}} \cdot I_{\text{eff}}^{\text{pr}}.$$

Dus:

$$I_{\text{eff}}^{\text{SI}} = \frac{n_{\text{pr}}}{n_{\text{sec}}} \cdot I_{\text{eff}}^{\text{pr}}$$

Vraag: Hoe groot is (bij benadering) HET KOPERVERLIES PER SECONDE in de transportleiding?

Antw.: Is de totale weerstand van de transportleiding gelijk aan $R \Omega$, dan is het koperverlies PER SEC. in deze leidingen:

$$(I_{\text{eff}}^{\text{SI}})^2 R = \left(\frac{n_{\text{pr}}}{n_{\text{sec}}}\right)^2 \cdot (I_{\text{eff}}^{\text{pr}})^2 R \text{ Watt.}$$

NB. CONCLUSIE: n_{sec} van transformator T_B moet ZEER VEEL GROTER zijn dan n_{pr} OM HET KOPERVERLIES IN DE TRANSPORTLEIDING TOT EEN MINIMUM TE BEPERKEN.

Vraag: Hoe verandert dit koperverlies per sec. als men n_{sec} verdubbelt?

Antw.: Dan wordt het koperverlies per sec. $\frac{1}{4}$ deel! (bij benadering).

Vraag: Hoe verandert dit koperverlies per seconde als men $E_{\text{eff}}^{\text{dyn}}$ verdubbelt?

Antw.: Dan wordt ook $I_{\text{eff}}^{\text{pr}}$ (bij benadering) verdubbeld. Het koperverlies per sec. wordt dan dus bij benadering VIER MAAL ZO GROOT.

NB. Vraag: Hoe groot is (bij benadering) de effectieve klemspanning tussen de punten B en C.

Antw.: Bij benadering is:

$$(V_B - V_C)_{\text{eff}} = E_{\text{eff}}^{\text{sec} \cdot \text{AB}} - I_{\text{eff}}^{\text{SI}} \cdot R \text{ volt.}$$

Is $I_{\text{eff}}^{\text{SI}}$ zeer klein, dan komt de in Buggenum verzonden elektrische energie in Maastricht nog met een hoge spanning aan. Een reden te meer om te zorgen dat $\frac{n_{\text{pr}}}{n_{\text{sec}}}$ van T_B zeer KLEIN zal zijn.

- d) De transformator T_M . De spoel BC is in de transformator T_M de PRIMAIRE SPOEL; Spoel FG is de SECUNDAIRE SPOEL.

Het aantal windingen van de spoel FG is VEEL KLEINER dan het aantal windingen van spoel BC: IN DE TRANSFORMATOR T_M WORDT DE SPANNING DUS WEER A F GETRANSFORMEERD. (tot 220 Volt)

e) De verbruikerskring S_{II} . Voor deze kring geldt bij benadering:

$$\begin{aligned} \left. \begin{aligned} E_{\text{eff}}^{\text{BC}} : E_{\text{eff}}^{\text{FG}} &= n_{\text{BC}} : n_{\text{FG}} \\ E_{\text{eff}}^{\text{BC}} \cdot I_{\text{eff}}^{\text{SI}} &= E_{\text{eff}}^{\text{FG}} \cdot I_{\text{eff}}^{\text{SII}} \end{aligned} \right\} \end{aligned}$$

Daar de transformator T_M de transport spanning AFTRANSFORMEERT beschikt de verbruiker in MAASTRICHT over een behoorlijke effectieve stroomsterkte.

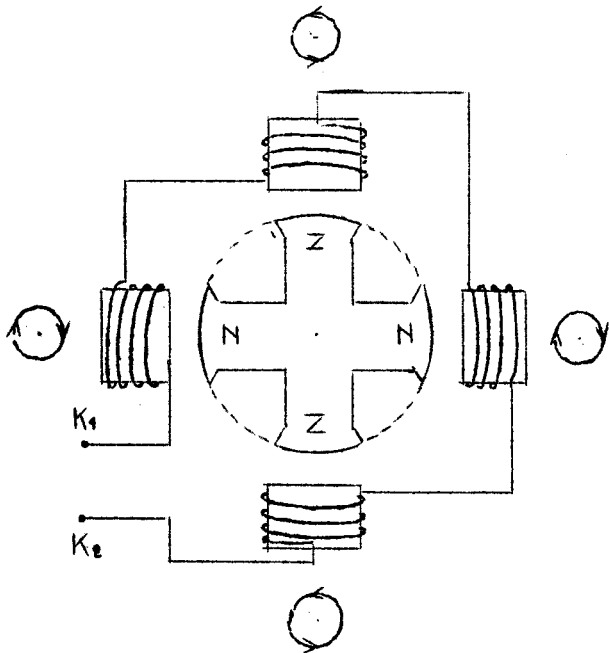
EINDCONCLUSIE: Door gebruik te maken van de transformatorwerking kan men elektrische energie MET SLECHTS EEN ZEER GERING KOPERVERLIES van een centrale naar een ver afgelegen plaats transporteren.

Vraag: Maak duidelijk, dat de Stoomturbine in Buggenum per periode meer arbeid moet verrichten wanneer de transformator in Maastricht zwaarder belast wordt.

DEEL D: DRAAISTROOM.

§ 1. De draaistroomdynamo. (3-fasen stroom)

1) Inleiding.



Bij de vierpolige wisselstroom-dynamo bevonden zich op de stator 4 nokken. Om deze nokken waren de inductie-spoelen gewikkeld, en wel zo, dat deze opvolgend \curvearrowright en \curvearrowleft gewikkeld waren. De E.M.K's in de spoelen versterken elkaar. De resulterende EmK is een sinusfunctie van de tijd.

$$E_t = E_{\max} \sin \frac{2\pi}{T} t \text{ volt}$$

Als het anker 180° is gedraaid is voor de wisselstroom èèn hele periode verstreken.

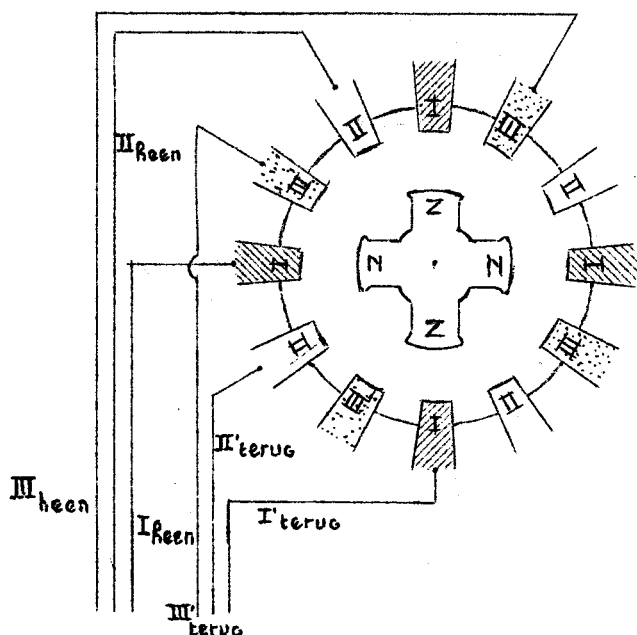
Zijn de klemmen K_1 en K_2 met elkaar verbonden, dan treedt in de gesloten kring een wisselstroom op, waarvan

$$I_t = \frac{E_{\max}}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{2\pi}{T}L\right)^2}} \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \phi\right)$$

$$\text{tg } \phi = \frac{2\pi}{T} \frac{L}{R}$$

Zo'n stroom noemt men een èènfase wisselstroom.

- 2) Men heeft nu een dynamo geconstrueerd die bestaat uit drie van deze vierpolige wisselstroom-dynamo's in èèn dynamo: Er zijn dus drie stellen toevoerdraden en drie stellen afvoerdraden. De stator van deze dynamo ziet er als volgt uit:



Drie dynamo's in èèn:

- 1°) dynamo I_{heen} en I_{terug}
- 2°) " II_{heen} en II_{terug}
- 3°) " III_{heen} en III_{terug}.

De EMK in dynamo I is 120° in fase vòòr op de EMK in dynamo II, en 240° in fase voor op de EMK in dynamo III. Is I_{heen} verbonden met I_{terug}, II met II' en III met III', dan is de stroom in I ook 120° in fase voor op de stroom in II, en 240° in fase vòòr op de stroom in III.

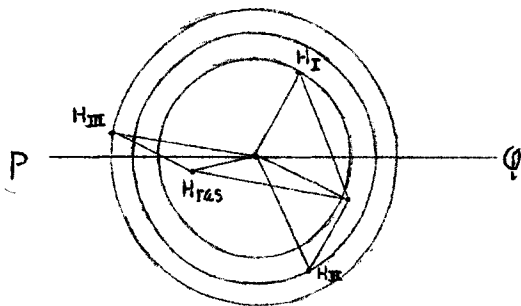
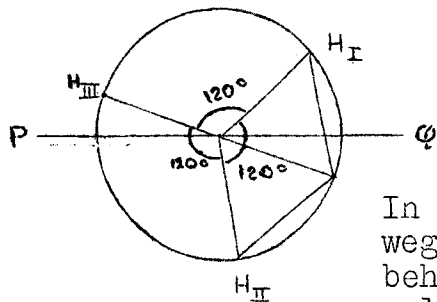
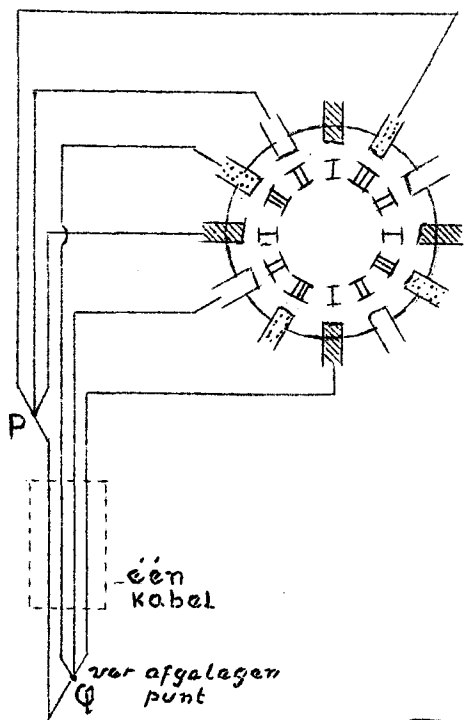
Technisch drukt men dit uit door te zeggen, dat deze dynamo een drie-fasen-stroom levert.

Deze drie fasen stroom noemt men ook wel een DRAAISTROOM, omdat, zoals we

nog zullen zien, deze drie fasen-stroom een draaiend magneetveld kan veroorzaken. Vandaar ook de naam draaistroom-dynamo.

Opmerking: De kringen I, II, en III kunnen onafhankelijk van elkaar voor verschillende doeleinden gebruikt worden. b.v.

- | | | |
|-------|---|--------------------------------------|
| kring | } | I om een lamp te laten branden |
| | | II om een serie-motor aan te drijven |
| | | III strijkijzer. |



Probleem: We verenigen de draden I, II en III in punt P, en de draden I', II' en III' in Q. We verbinden P en Q door èèn draad.

Gevraagd: Wat valt er te zeggen van de beweging van het electronengas in de draad PQ.

Antwoord: Geval I.

De stromen I, II en III hebben dezelfde I_{max} .

In dit geval nemen de electronen van het electronengas van PQ deel aan DRIE harmonische trillingen met dezelfde amplitudo, dezelfde T, maar met een onderling faseverschil van 120° .

Tekenen we de hulpcirkel en de drie hulppunten, dan zien we, dat het resulterend hulppunt van H_I en H_{II} op ieder oogenblik in oppositie is met H_{III} en dezelfde amplitudo hebben.

Conclusie: I in dit geval blijft het electronengas in PQ in rust.

II In dit geval bestaat er in PQ geen resulterend electricch veld.

In dit geval kan de draad PQ gewoon weggelaten worden; de transportkabel behoeft maar drie draden te bevatten: n.l. I', II', III'

antwoord: Geval II.

De stromen I, II en III hebben niet dezelfde I_{max} . (Ze hebben natuurlijk wel dezelfde T en onderling een faseverschil van 120°).

In dit geval zal het electronengas van PQ een harmonische trilling uitvoeren waarvan de amplitudo gelijk is aan de straal van cirkel H_{res} .

Welnu, het electronengas kan deze trilling uitvoeren.

Als het electronengas in PQ deze trilling uitvoert, is de ladingsituatie in de punten P en Q op ieder oogenblik zodanig, dat de stroom I, II en III kunnen optreden.

Conclusie: Hebben de stromen I, II en III niet dezelfde I_{max} , dan is het voor het optreden van een drie-fasen-stroom nodig en voldoende, dat de punten P en Q door een enkele draad verbonden zijn.

Benamingen: De punten P en Q noemt men STERPUNTEN.
De draad PQ noemt men de NULLEIDING.

Tekenschrift: Een draaistroom-dynamo wordt in een stroomschema aldus aangegeven:

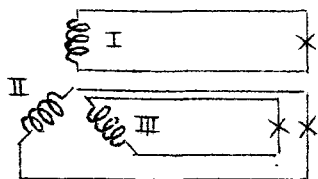
zonder sterpunten

met sterpunten.

(fig. op blz. 79)

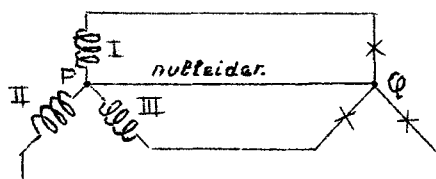
Tekenschrift:

zonder sterpunten



Transportkabel 6 draden!

met sterpunten

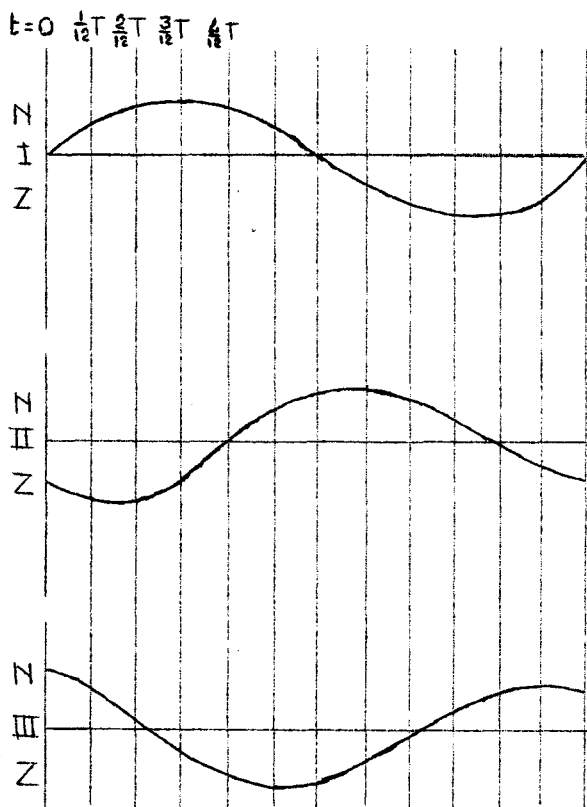
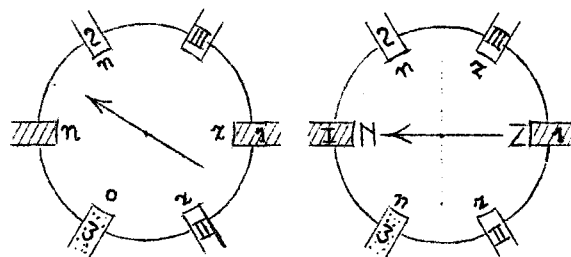
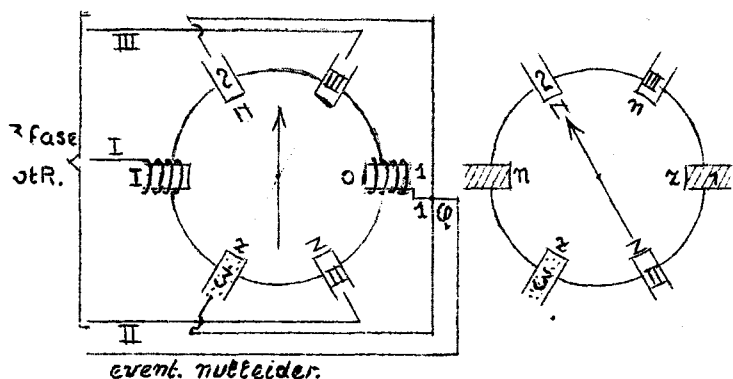


Transportkabel heeft slechts 4 draden. (Koperbesparing)

Is $I_{max}^I = I_{max}^{II} = I_{max}^{III}$ dan is er geen nulleiding nodig.

2. De draaistroom-motor.

1) De stator van de draaistroom-motor.



De stator bestaat uit 3 x 2 nokken, zie fig.

Draad I van de 3 fasen-stroom gaat naar nok I, draait zo om nok I, dat in nok I een Noordpool ontstaat als de stroom naar nok I toe gericht is, gaat naar nok 1, draait zo om nok 1 dat in nok 1 een Zuidpool ontstaat als de stroom naar nok 1 toe gericht is, en gaat dan naar het sterpunt Q.

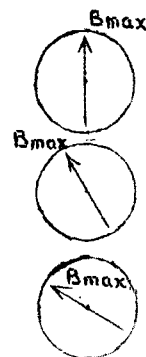
Draad II van de 3 fase-stroom gaat naar nok II, winding idem als I, gaat naar nok 2, winding idem als nok 1, gaat dan naar sterpunt Q.

Draad III van de 3 fase-stroom gaat naar nok III, winding idem, gaat dan naar nok 3, winding idem, gaat dan naar sterpunt Q.

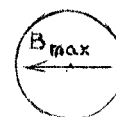
Gevr.: Het resulterend magn.veld in de holte van de stator op de achtereenvolgende ogenblikken.

Antw.:

$t = 0$	In I \rightarrow 0	, in 1 \rightarrow 0
	In II \rightarrow z	, in 2 \rightarrow N
	In III \rightarrow N	, in 3 \rightarrow z
$t = \frac{1}{12} T$	In I \rightarrow n	, in 1 \rightarrow z
	In II \rightarrow Z	, in 2 \rightarrow N
	In III \rightarrow n	, in 3 \rightarrow z
$t = \frac{3}{12} T$	In I \rightarrow n	, in 1 \rightarrow z
	In II \rightarrow z	, in 2 \rightarrow n
	In III \rightarrow 0	, in 3 \rightarrow 0



$$t = \frac{4}{12} T \quad \begin{array}{l} \text{In I} \rightarrow \text{N} \\ \text{In II} \rightarrow \text{z} \\ \text{In III} \rightarrow \text{z} \end{array} \quad \begin{array}{l} , \text{in 1} \rightarrow \text{Z} \\ , \text{in 2} \rightarrow \text{n} \\ , \text{in 3} \rightarrow \text{n} \end{array}$$

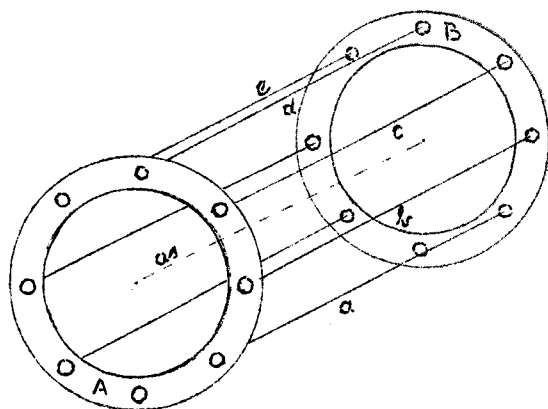


Conclusie: In de holte van de stator ontstaat een draaiend magnetisch veld.

Dit veld draait tegen de klok in.

In T is vector \vec{B}_{\max} 360° gedraaid.

2) De rotor van de draaistroom-motor.



De rotor heeft de vorm van een kooi.

A en B zijn KOPEREN ringen (niet magnetiseerbaar) a, b, c, d enz. zijn KOPEREN staven.

Het geheel is opgevuld met van elkaar geïsoleerde cirkelvormige ijzeren platen // A en B: -'francs' met het grote gat - om de as van de rotor en holten voor a, b, c..enz. De vector \vec{B}_{\max} staat steeds \perp op de spijlen a, b, c....

3) De werking van de draaistroommotor.

Het draaiend magnetisch veld in de holte van de stator doorsnijdt de staven a, b, c,enz.

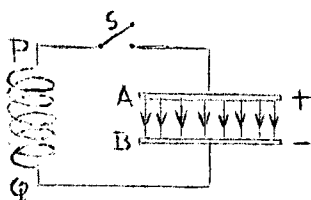
Hierdoor ontstaat in de spijlen een inductie-stroom, die zo gericht is, dat de Lorentzkracht op de spijlen a, b, c, het doorsnijden tegenwerkt.

Hieruit volgt: Op de spijlen werken Lorentzkrachten die zo gericht zijn, dat de rotor gaat draaien in de richting van het draaiende magneetveld.

De draaiing van de rotor berust dus op, volgens de wet van Lenz gerichte, inductie stromen in de rotor-staven. Daarom noemt men deze draaistroom-motor ook wel: inductie-motor.

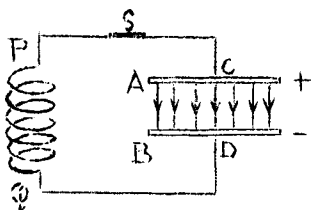
Hoofdstuk V

ELECTROMAGNETISCHE
GOLVEN.

Deel A: Electrische trillingen in een kring met cap. en zelfinductie.Par.1) Het verschijnsel.

De platen A en B van een condensator zijn via een stroomsluiters S verbonden met de uiteinden P en Q van een spoel met grote coëff. van zelfinductie.

S Open: De condensator is geladen. A + en B even sterk -. Tussen de platen bestaat een electrisch veld. De electr. energie van dit veld = $\frac{1}{2} Q\Delta V$ Joule.



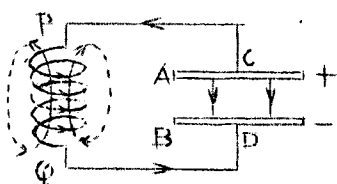
We sluiten S. We gaan na wat er nu achter-eenvolgens in de kring gebeurt.

a) Tussen de uiteinden C en D van de sluitdraden bestaat een pot. verschil. In de draden treedt dus een electr. veld op, dat de electronen van het electronengas als een onsamendrukbare vloeistof wil doen bewegen in de richting $D \rightarrow Q \rightarrow P \rightarrow C$. Dus een stroom wil opwekken in de richting $C \rightarrow P \rightarrow Q \rightarrow D$

Was er geen zelfinductie, dan zou er gedurende een kort tijdsinterval een stroom optreden totdat de condensatorplaten ontladen waren. Verder gebeurde er dan niets meer.

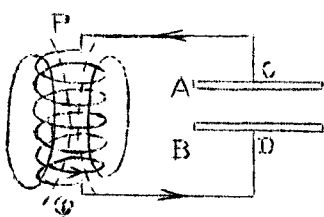
De spoel heeft echter een grote zelfinductie.

b) In de sluitdraden en de spoel begint een stroom op te treden, die vanwege de zelfinductie van de spoel langzaam toeneemt.



c) Tijdens dit aangroeien van de stroom wordt in de spoel een magnetisch veld opgebouwd. De condensator wordt geleidelijk ontladen d.w.z. $\Delta V \rightarrow 0$.

Door de grote zelfinductie van de spoel is de stroom in de kring 90° in fase achter op de spanning, d.w.z. terwijl het spanningsverschil ΔV tussen de platen afneemt tot 0 is de ontladingsstroom bezig in sterkte toe te nemen.



d) Na enige tijd is de condensator ontladen. De electr. energie v.d. condensator is dan = 0. De stroomsterkte in CPQD heeft dan echter haar maximum waarde bereikt, het magnetisch veld in de spoel heeft dan een zekere (haar max.) sterkte.

Men kan bewijzen dat de energie van het magn. veld $\frac{1}{2} L i^2$ Joule.

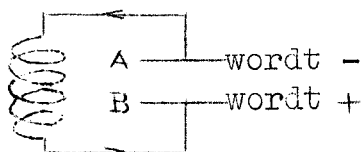
Vraag: Waar is de lading van de platen A en B gebleven?

Antw: Door de beweging van het electronengas in de kring, is het teveel aan electronen op plaat B weggestroond en het tekort aan electronen op plaat A aangevuld.

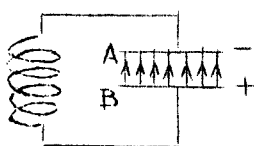
N.B.: Op het ogenblik, dat de condensator ontladen is, is de gehele kring electrisch neutraal. MAAR de electronen van het electronengas in de sluitdraden en de spoel hebben, dank zij het feit dat de stroomsterkte nu zelfs maximaal is, EEN ZEKER A. v. B.

vraag: welke energie omzetting heeft er dus in het tijdsinterval $a \rightarrow d$ plaats gehad?

antw.: De electr. energie van het veld der condensator ($\frac{1}{2}Q \Delta V$) is omgezet in magn. energie v.d. spoel ($\frac{1}{2} Li^2$) en Joule warmte in de draden.



e) t.g.v. het A.v.B. der electronen holt de stroom door. Deze doorhollende stroom begint de plaat A negatief en de plaat B positief op te laden. In de draden begint daarmee een electr. veld op te treden dat deze doorhollende stroom tegenwerkt: de stroomsterkte neemt af, het magn. veld in de spoel wordt afgebroken. Het electr.veld tussen de condensatorplaten wordt weer opgebouwd, maar de veldlijnen lopen nu van $B \rightarrow A$.



f) Na enige tijd is de stroomsterkte = 0. Plaat A is dan -, plaat B even sterk +, geladen. Welke energie omzetting heeft er plaats gehad in het tijdsinterval van $d \rightarrow f$?
Antw: De magn. energie van het magn. veld der spoel is terug omgezet in electr. energie van het veld der condensator en warmte in de draden

g) Nu herhaalt zich het gebeuren weer, maar in tegengestelde richting.

Conclusie:

- I. Wordt de kring met condensator en zelfinductie gesloten, dan treedt er in de sluitdraden en de spoel een wisselstroom op.
- II. Deze wisselstroom wordt in stand gehouden door een periodieke omzetting van de electr. energie van het electr. veld der condensator in magn. energie van het magn. veld van de spoel en terug.
(Dit is analoog met de periodieke omzetting van A.v.B. \rightleftharpoons A.v.P. bij een harmonische trilling.)
Omdat deze wisselstroom in stand gehouden wordt door een periodieke energie omzetting noemt men het boven beschreven verschijnsel een ELECTRISCHE TRILLING.
Het tijdsinterval $a \rightarrow f$ is de helft van de trillingstijd.
- III. Deze elektrische trilling is een vrije trilling, omdat de trillingstijd door de kring zelf bepaald wordt n.l. door de capaciteit van de condensator en de coëff. van zelfinductie van de spoel.
- IV. Tengevolge van de warmte-werking van de stroom neemt de trillingsenergie af.
We hebben hier dus te doen met een gedempte elektrische trilling.

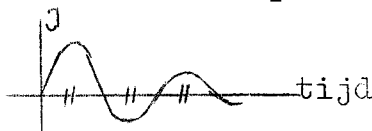
Par. 2. De trillingstijd van deze vrije trilling wordt alleen bepaald door L en C.

Thomson:
$$T = 2\pi\sqrt{L \cdot C} \text{ sec.}$$
 L in henry
c in farad

Vraag: Klopt de dimensie?

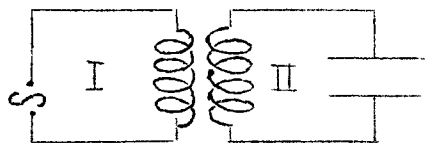
Antw.: Dimensie $\sqrt{L C} = \sqrt{\frac{\text{volt} \cdot \text{sec.}}{\text{Amp.}} \cdot \frac{\text{Coul.}}{\text{volt}}} = \sqrt{\frac{\text{sec}}{\text{coul.}} \cdot \text{Coul.}} = \sqrt{\text{sec}^2} = \text{sec.}$

Opm: I) Vanwege het koperverlies neemt de electromagn. energie voorraad van de kring af \rightarrow de ampl. van I neemt af.
De trillingstijd is onafh. van de Ampl.



Opmerking: II. Is de Ohmse weerstand zeer groot, dan is het koper-verlies zeer groot → de trilling is zeer sterk gedempt → aperiodisch.

D E E L B. Resonantie.



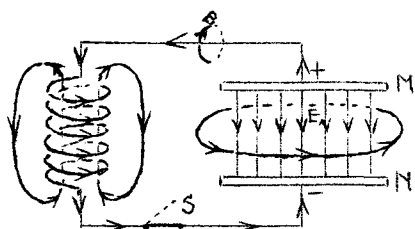
I en II zijn twee trillingskringen. De trilling van I wordt onderhouden door b.v. een wisselstroombron. T.g.v. de trilling in I treedt er een wisselend magn. veld op in de spoel van II → in II wordt een trilling opgewekt. Opdat II in "staande trilling" zal geraken moet: $T_I = T_{II}$ dus $\sqrt{L_1 C_1} = \sqrt{L_2 C_2}$

Op de werking van dergelijke trillingskringen berusten de werkingen van zenders en ontvangers.

D E E L C. ELECTROMAGNETISCHE GOLVEN.

§ 1. Wat gebeurt er bij deze eigentrilling IN DE RUIMTE B U I T E N DE TRILLINGSKRING?

Punt 1)



We beschouwen weer een trillingskring bestaande uit een condensator MN die in serie geschakeld is met een spoel en een sluiters S. De plaat M van de condensator is + geladen; de plaat N even sterk -. Zodra S gesloten wordt, begint de eerste trilling.

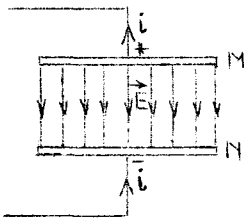
Het gaat ons nu om de vraag of er IN DE RUIMTE B U I T E N DE TRILLINGSKRING ook iets van deze trilling te bemerken is.

Antwoord: In de ruimte

- OM DE VERBINDINGSDRADEN wordt door de ontladingsstroom een magnetisch veld gevormd waarvan de veldlijnen gesloten lijnen zijn DIE OM DE LEIDINGSDRADEN LOPEN en waarvan B gericht is volgens de kurketrekkerregel van Maxwell.
- BUITEN DE SPOEL wordt eveneens door de ontladingsstroom een magnetisch veld veroorzaakt: Iedere magnetische veldlijn van het homogene veld binnen de spoel verlaat de spoel bij "de noordpool", loopt door de ruimte buiten de spoel, en keert bij "de zuidpool" weer naar haar beginpunt in de spoel terug; iedere magnetische veldlijn van de spoel is dus een GESLOTEN lijn.
- OM DE CONDENSATOR: Als L en C voldoende groot zijn kan men constateren DAT ER TIJDENS DE VERANDERING VAN DE VELDSTERKTE VAN HET ELECTRISCH VELD TUSSEN DE CONDENSATOR-PLATEN
OM DIT VERANDERENDE ELECTRISCHE VELD HEEN
EEN MAGNETISCH VELD OPTREEDT
WAARVAN DE VELDLIJNEN GESLOTEN CIRKELS ZIJN
GELEGEN IN VLAKKEN DIE
LOODRECHT STAAN OP
DE ELECTRISCHE VELDLIJNEN TUSSEN DE CONDENSATOR-PLATEN.

Punt 2) De RICHTING van de magnetische veldlijnen rond het veranderende elektrische veld van de condensator.

In het geval van fig. op blz. 84 is de ontladingsstroom in de kring van plaat M AF en naar



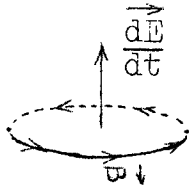
plaat N TOE gericht.

DE VELDSTERKTE VECTOR VAN HET ELECTRICHE VELD TUSSEN DE PLATEN NEEMT DUS AF: DE VECTOR

$$\frac{dE}{dt}$$

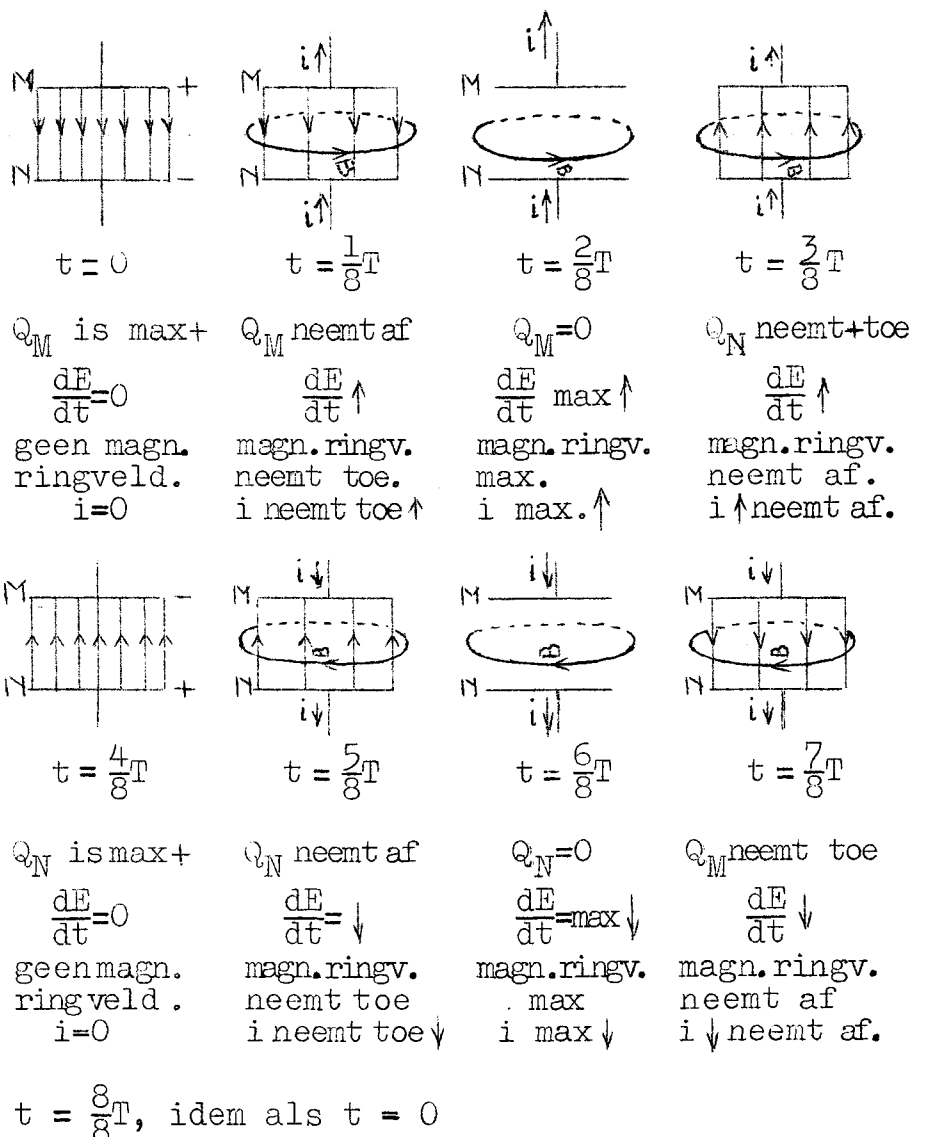
IS DUS IN DIT GEVAL GERICHT VAN PLAAT N NAAR PLAAT M.

Welnu: De ervaring leert, dat de RICHTING van de magnetische veldlijnen die het VERANDERENDE elektrische veld omringen, als volgt bepaald wordt:



DRAAI EEN (rechtsdraaiende) KURKETREKKER VOORUIT IN DE RICHTING VAN $\frac{dE}{dt}$, DAN GEEFT DE DRAAIRICHTING VAN $\frac{dE}{dt}$, DE KURKETREKKER DE RICHTING AAN VAN DE MAGNETISCHE VELDLIJNEN DIE HET VERANDERENDE ELECTRICHE VELD OMRINGEN.

Opmerking. a) In het tijdsinterval van een volledige eigentrilling in de kring, verandert het magnetisch veld, dat het veranderende elektrische veld van de condensator omringt, dus TWEE maal van richting. Dit blijkt duidelijk uit de onderstaande "momentopnamen".



Opmerking. b) Uit bovenstaande figuren volgt, DAT DE RICHTING VAN HET MAGNETISCHE "RINGVELD" OP IEDER OGENBLIK PAST BIJ DE RICHTING VAN DE STROOM i DIE IN DE TRILLINGSKRING OPTREEDT. Het is ALSOF er bij deze eigentrilling tussen de condensatorplaten een VIRTUELE stroom optreedt.

Deze virtuele stroom noemt men in de hogere natuurkunde de VERSCHUIVINGSSSTROOM VAN MAXWELL.

- c) Met nadruk wijzen we er op, dat het elektrische veld van een condensator DAN EN SLECHTS DAN omringd wordt door een magnetisch veld ALS DE ELECTRICHE VELD - STERKTE-VECTOR VERANDERT: een CONSTANT electrostatisch veld wordt NIET omringd door een magnetisch veld!

Punt 3) Nadere beschouwing.

- a) In het bovenstaande hebben we kennis gemaakt met een voor ons geheel nieuw natuurkundig verschijnsel, n.l. DAT EEN VERANDERING VAN DE VELDSTERKTE VAN EEN ELECTRICHE VELD EEN (RINGVORMIG) MAGNETISCH VELD OPROEPT waarvan \vec{B} overeenkomstig de kurketrekkerregel van Maxwell past bij de vector $\frac{d\vec{E}}{dt}$, en dus altijd loodrecht staat op de vector $\frac{d\vec{E}}{dt}$.

Waar het ons nu speciaal om gaat is, DAT HET ALDUS OPGEROEPEN MAGNETISCHE VELD NIET VEROORZAAKT IS DOOR EEN BEWEGENDE LADING (zie eerste deel blz. 105) MAAR DOOR EEN VERANDERING VAN DE VELDSTERKTE VAN EEN IN DE RUMTE BESTAAND ELECTRICHE VELD.

CONCLUSIE.

EEN MAGNETISCH VELD KAN OP TWEE WIJZEN ONTSTAAN:

- 1°) DOOR BEWEGING VAN EEN ELECTRICHE LADING
- 2°) DOOR EEN VERANDERING VAN DE VELDSTERKTE VAN EEN ELECTRICHE VELD.

- b) Deze tweevoudige conclusie staat bekend als DE EERSTE WET VAN MAXWELL.

Maxwell is n.l. de eerste geweest die de natuurnoodzakelijkheid van deze conclusie WISKUNDIG bewees: Hij toonde aan, dat het optreden van een magnetisch veld een aether-werking is die veroorzaakt wordt:

- òf door de BEWEGING van een elektrische lading
- òf door een VERANDERING van de VELDSTERKTE in een elektrisch veld.

De theorie van Maxwell steunt geheel op de theorie van Faraday.

- c) a) Omgekeerd hebben de inductieverschijnselen ons geleerd, dat, wanneer de door een gesloten kring omvatte magnetische flux verandert, er in deze kring een EMK van inductie optreedt die gelijk is aan:

$$E_{\phi} = - \frac{d\phi^{\circ}}{dt} \text{ volt.}$$

Deze EMK van inductie is zo gericht, dat het magnetisch veld van de door haar opgeroepen inductiestroom de VERANDERING van de omvatte magnetische flux TEGENWERKT.

Vraag: Waar zetelt deze EMK van inductie in de gesloten kring?

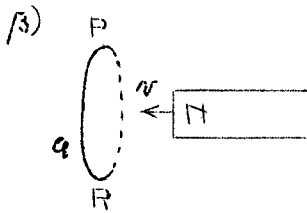
Antw.: Tijdens de verandering van de omvatte magnetische flux treedt IN IEDER ONDERDEEL van de kring een EMK van inductie op.

De door de formule $E_{\phi} = -\frac{d\phi^{\circ}}{dt}$ bepaalde EMK is de algebraïsche som van de tangentiële componenten van alle in de kring optredende EMK's van inductie (zie eerste deel blz. 134)

We moeten dus eigenlijk zeggen:

$$E_{\phi} = \oint E_{\text{tang}} ds = - \frac{d\phi^{\circ}}{dt} \text{ volt.}$$

Conclusie: De EMK van inductie zetelt niet in een bepaald punt van de kring, maar is als het ware over de hele kring (of delen van de kring) "uitgestreken".



In het geval van nevenstaande figuur zal er dus tijdens de aangegeven beweging van de magneet, in de ring een CIRKELVORMIG ELECTRISCH INDUCTIEVELD optreden, waarvan de EMK's gericht zijn van $P \rightarrow Q \rightarrow R \rightarrow P$. We merken nog op, dat in ieder element van de ring de EMK van inductie $\perp \vec{B}$ ter plaatse.

Waar het ons nu om gaat is, DAT DEZE EMK's VAN INDUCTIE OP GEEN ENKELE WIJZE VEROORZAAKT WORDEN DOOR HET MATERIAAL VAN DE RING: ZE WORDEN VEROORZAAKT DOOR EEN AETHER-WERKING DIE HET GEVOLG IS VAN DE BEWEGING VAN DE MAGNEET. Dit electrisch inductieveld moet dus ook optreden ALS DE MATERIELE RING ER NIET IS.

Maxwell heeft WISKUNDIG bewezen, dat dit electrisch inductie veld inderdaad MOET optreden, OOK als de materiële ring er NIET is.

Maxwell bewees: ALS DE MAGNETISCHE FLUX DOOR EEN OPPERVLAKTE ELEMENT IN DE RUIMTE, DAT IN IEDER PUNT $\perp \vec{B}$ ter plaatse, VERANDERT TREEDT LANGS DE RAND VAN DIT OPPERVLAKTE ELEMENT EEN ELECTRISCH INDUCTIEVELD OP DAT ZO GERICHT IS DAT DE VIRTUELE INDUCTIE STROOM DE VERANDERING VAN DE OMVATTE FLUX TEGENWERKT.

Dit resultaat staat bekend als DE TWEEDE WET VAN MAXWELL.

Met nadruk wijzen we er op, dat deze wet uitdrukkelijk vaststelt DAT DE IN EEN PUNT VAN DE RUIMTE OPGEROEPEN EMK VAN INDUCTIE LOODRECHT STAAT OP \vec{B} ter plaatse.

CONCLUSIE. EEN ELECTRISCH VELD KAN DUS OP TWEE MANIEREN ONTSTAAN:

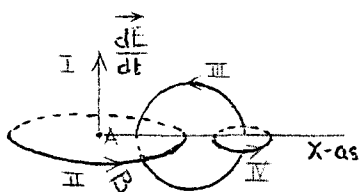
- 1°) DOOR DE AANWEZIGHEID VAN EEN ELECTRISCHE LADING
- 2°) DOOR EEN VERANDERING VAN EEN MAGNETISCH VELD.

Punt 4) Samenvatting.

- I. Iedere verandering van de sterkte van een electrisch veld veroorzaakt in de ruimte een cirkelvormig magnetisch veld waarvan de veldlijnen loodrecht staan op-, en overeenkomstig de kurketrekker-regel van Maxwell passen bij de vector $\frac{d\vec{E}}{dt}$
- II. Iedere verandering van de door een oppervlakte element (dat in ieder punt $\perp \vec{B}$ ter plaatse) gaande magnetische flux veroorzaakt langs de rand van dit oppervlakte element in de ruimte een electrisch inductieveld dat dus in ieder punt $\perp \vec{B}$ ter pl. en zo gericht is dat de VIRTUELE inductiestroom de verandering van de flux tegenwerkt.
- III. Een magnetisch veld kan ontstaan:
 - 1°) door beweging van electrische lading
 - 2°) door een VERANDERING VAN DE VELDSTERKTE van een El.VELD.
- IV. Een electrisch veld kan ontstaan:
 - 1°) door aanwezigheid van een electrische lading
 - 2°) door een VERANDERING van een MAGNETISCH VELD.

Punt 5) Consequentie van de theorie van Maxwell.

a)



Stel dat de elektrische veldsterkte in een punt A van een elektrisch veld door een of andere oorzaak verandert, en wel zò dat $\frac{dE}{dt}$ verticaal naar boven gericht is (I), dan moet dit aangroeiende elektrische veld volgens de eerste wet van Maxwell een magnetisch veld II oproepen; volgens de tweede wet van Maxwell roept dit wordende magnetische veld weer een elektrisch veld III op; dit wordende elektrische veld moet dan weer een magnetisch veld IV oproepen; enz.

CONCLUSIE: Volgens de theorie van Maxwell moet de VERAN-
DERING van de elektrische veldsterkte in het
punt A tot gevolg hebben:

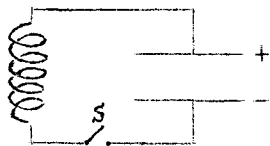
1^o) DAT EEN ELECTROMAGNETISCHE EVENWICHTSVER-
STORING OPTREEDT, DIE

2^o) ZICH VANUIT A IN DE RUIMTE VOORTPLANT.

Opmerkingen: α) Bovenstaande figuur geeft een schematische voor-
stelling van de zich langs de x-as voortplanten-
de electro-magnetische evenwichtsverstoring.
Met nadruk wijzen we er op, dat de voortplanting
van een electromagnetische evenwichtsverstoring
WEZENLIJK VERSCHILT van de voortplanting van een
harmonische trilling: Bij de voortplanting van
een harmonische trilling geeft een trillend
deeltje zijn trillingsenergie via een koppeling
door aan een volgend deeltje; De voortplanting
van een electromagnetische evenwichtsverstoring
komt tot stand doordat een wordend magnetisch
veld een daar loodrecht op staand elektrisch
veld oproept, en dit wordende elektrische veld
weer een daar loodrecht op staand magnetisch
veld oproept, enz.

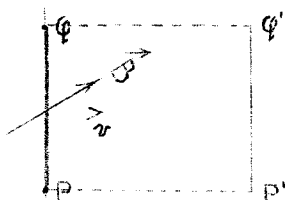
β) Wat in de x-richting gebeurt, gebeurt in iedere
richting die in $A \perp \frac{dE}{dt}$.

b) Verandert de elektrische veldsterktevector in A periodiek, dan
zullen de vectoren van de elektrische en magnetische veldsterk-
ten in elk punt van de ruimte ook periodiek veranderen: MEN ZEGT
DAN, DAT VAN HET PUNT A EEN (BOLVORMIGE) ELECTRO-MAGNETISCHE
GOLF UITGAAT.

Punt 6) EINDCONCLUSIE VOOR HET GEBEUREN BUITEN DE TRILLINGSKRING.

Zodra S gesloten wordt moeten er vol-
gens de theorie van Maxwell, zowel
van de condensator als van de spoel
ELECTROMAGNETISCHE GOLVEN uitgaan,
die zich bolvormig in de ruimte uit-
breiden.

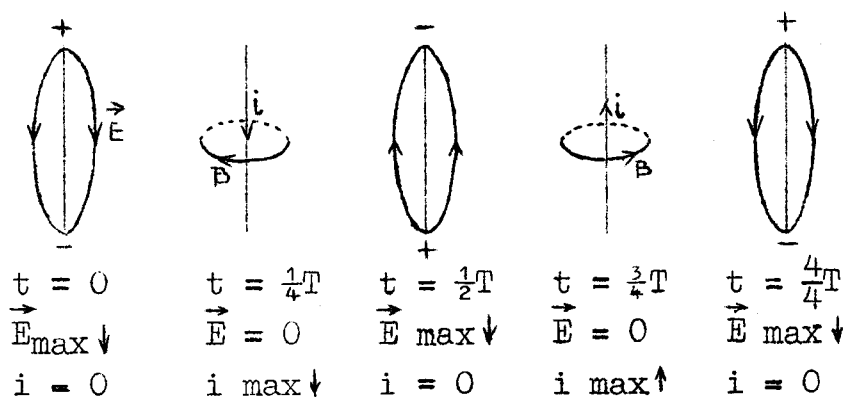
§ 2) Opgave. Stel, we bewegen een metalen staafje PQ in een homogeen mag-
netisch veld van PQ naar P'Q' (zie fig.), en
houden het staafje in P'Q' plotseling stil.



Gevraagd: Wat gebeurt er dan?

Antwoord: In P'Q' angekommen heeft Q' een + la-
ding en P' een even sterke -lading. ↑

Daar het staafje een capaciteit en een zelfinductie heeft, zal er, zodra het staafje in P'Q' wordt stilgehouden, IN HET STAAFJE EEN ELECTRICHE TRILLING GAAN OPTREDEN.



GEVOLG: VOLGENS DE THEORIE VAN MAXWELL MOET ER NU IN DE RUIMTE EEN ELECTRO MAGNETISCHE GOLF OPTREDEN.

Opmerkingen. a) Het staafje fungeert voor de ruimte als VIBRATOR.

b) Daar L en C zeer klein zijn, is $T = 2\pi\sqrt{LC}$ zeer klein. De frequentie van deze trilling is dus zeer hoog.

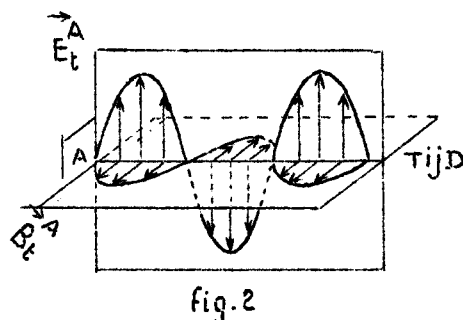
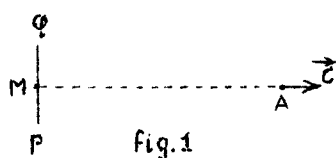
c) De theorie over het TOT STAND KOMEN van deze electromagnetische golf is ZEER INGEWIKKELD, en valt ver buiten de stof van het VHMO. We vermelden alleen nog enige feiten:

I In ieder punt van de golf staat $\vec{E} \perp \vec{B}$.

II In de onmiddellijke omgeving van de vibrator worden het elektrische en het magnetische veld veroorzaakt door de trilling van het electronengas in het staafje. Dit heeft tot gevolg dat in de ONMIDDELLIJKE OMGEVING van de vibrator het magnetisch veld 90° in fase ACHTER is op het elektrisch veld.

III Op een afstand van de vibrator die groter is dan een bepaalde waarde, wordt de electromagnetische golf veroorzaakt door verandering van ZUIVERE veldsterkten vectoren \vec{E} en \vec{B} . Dit heeft tot gevolg dat op GROTE AFSTAND van de vibrator

\vec{B} IN FASE IS MET \vec{E} .



bij fig. 1) A is een punt in het middelloodvlak van de vibrator PQ, op behoorlijke afstand van PQ. C is de vector van de voortplantingssnelheid van de golf.

bij fig. 2) Deze figuur geeft de grafieken van \vec{E}_t^A en \vec{B}_t^A als functie van de tijd. Uit deze figuur lezen we af, dat:

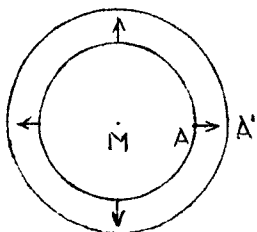
1^c) \vec{E}_t^A een sinusfunctie is van de tijd, en op ieder ogenblik $\parallel PQ$, en dus ook $\perp C$.

- 2°) \vec{B}_t^A een sinusfunctie is van de tijd die op ieder oogenblik dezelfde fase heeft als \vec{E}_t^A .
- 3°) \vec{B}_t^A staat op ieder oogenblik \perp op \vec{E}_t^A en C
 Hierbij geldt de regel:
Draai een (rechts draaiende) kurketrekker van \vec{E}_t^A naar \vec{B}_t^A , dan gaat de kurketrekker vooruit in de richting waarin de electromagnetische golf zich voortplant.

EEN ELECTROMAGNETISCHE GOLF IS DUS VOLGENS MAXWELL EEN TRANSVERSALE GOLF.

IV De frequenties van \vec{E}_t^A en \vec{B}_t^A zijn gelijk aan de frequentie van de vibrator PQ.

V Wat in de richting MA gebeurt, gebeurt in iedere van M uitgaande richting in het middelloodvlak van de vibrator PQ: In de punten van de cirkel met straal MA in het middelloodvlak van PQ, hebben \vec{E}_t op ieder oogenblik onderling gelijke fase en functie-waarde; eveneens \vec{B}_t .



Deze cirkel vormt dus "een golffront": Even later heeft dit golffront zich uitgebreid over de cirkel MA'.

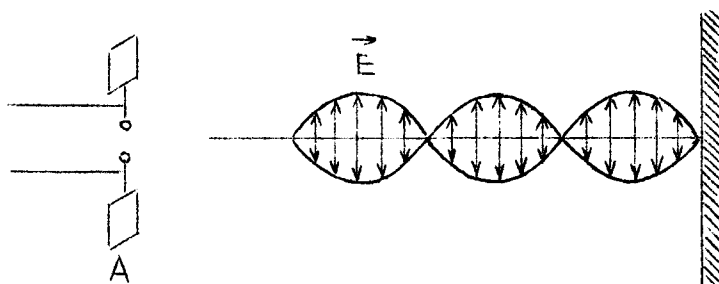
DAAR DE DOOR DE VIBRATOR UITGEZONDEN ENERGIE ZICH RUIMTELIJK UITBREIDT, MOETEN DE AMPLITUDE'S VAN \vec{E}_t en \vec{B}_t OP GROTERE AFSTAND VAN M DUS KLEINER ZIJN DAN OP KLEINERE AFSTAND.

NB. VI De theorie van Maxwell eist DAT DE VOORTPLANTINGSSNELHEID VAN EEN ELECTROMAGNETISCHE GOLF IN HET VACUUM GELIJK IS AAN DE VOORTPLANTINGSSNELHEID VAN HET LICHT IN HET VACUUM (= $3 \cdot 10^{10}$ m/sec., zie later).

§ 3) Bevestiging van de theorie van Maxwell: Proeven van (HEINRICH) HERTZ (1857 - 1894)

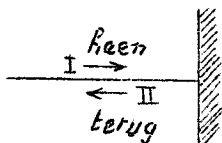
Punt 1) De eerste proef van Hertz.

a) De opstelling.



A is de VIBRATOR: Deze bestaat uit twee metalen staven met ieder aan het ene uiteinde een bolletje en aan het andere uiteinde een metalen plaat (zie fig.) De platen vormen een z.g. OPEN CONDENSATOR. De staven zijn verbonden met een elektrische energiebron met zeer hoge EMK. Daardoor ontstaat er tussen de bolletjes (die ongeveer 1 cm. van elkaar verwijderd zijn) een zo sterk electrisch veld DAT ER TUSSEN DE BOLLETJES VONKEN OVERSPRINGEN. Telkens als er een vonk overspringt ontstaat er IN DE VIBRATOR A een sterk gedempte elektrische trilling. Door L en C van de vibrator te meten kon Hertz de frequentie van deze eigentrilling berekenen ($f = \frac{1}{T}$, en $T = 2\pi \sqrt{LC}$ sec.) Indien de theorie van Maxwell juist is, moet deze eigentrilling in de ruimte een electromagnetische golf veroorzaken.

B is een spiegelgladde METALEN WAND evenwijdig aan de condensatorplaten.



Volgens de theorie van Maxwell moeten de door de vibrator uitgezonden electromagnetische golven TEGEN DEZE METALEN WAND TERUGKAATSEN VOLGENS DE WET VAN HUYGENS.

De golfstraal die de wand loodrecht treft moet dus volgens dezelfde lijn worden teruggekaatst. INDIEN ER NU INDERDAAD SPRAKE IS VAN EEN GOLFBEGING, DAN MOET ER NU I N T E R F E R E N T I E OPTREDEN TUSSEN DE AANKOMENDE GOLF I EN DE TERUGLOPENDE GOLF II.

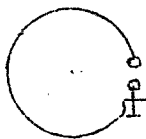
Daar de wand fungeert als EEN VAST UITEINDE en DE golf II NIET NOG EENS WORDT TERUGGEKAATST (zie proef van Melde) moet er, als de theorie van Maxwell juist is, DUS EEN STAANDE ELECTROMAGNETISCHE GOLF ONTSTAAN, MET EEN KNOOP IN HET VASTE UITEINDE EN VERDER KNOPEN OP DE AFSTANDEN $n \cdot \frac{1}{2} \lambda$ TOT DIT VASTE UITEINDE.

In de figuur op de vorige bladzijde is alleen de staande golf voor de elektrische vector getekend.

Hertz redeneerde nu als volgt: Als men nu een andere trillingskring neemt waarvan de eigen frequentie gelijk is aan de eigen frequentie van de vibrator A, en men houdt deze kring IN EEN BUIK van deze door Maxwell voorspelde staande electromagnetische golf, DAN MOET ER IN DEZE TRILLINGSKRING RESONANTIE OPTREDEN; houdt men deze tweede trillingskring in een KNOOP DAN MOET DEZE RESONANTIE ACHTER WEGE BLIJVEN. Deze tweede trillingskring noemt Hertz een RESONATOR.

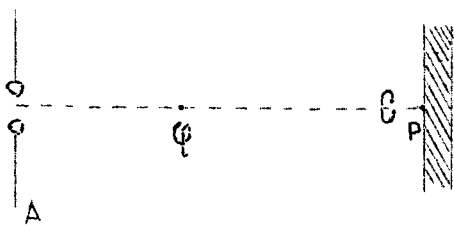
CONCLUSIE: Indien de theorie van Maxwell juist is, moet een resonator op de afstanden $\frac{1}{4} \lambda + n \cdot \frac{1}{2} \lambda$ van de wand MAXIMAAL RESONEREN, en op de afstanden $n \cdot \frac{1}{2} \lambda$ NIET RESONEREN.

ALS RESONATOR gebruikte Hertz een cirkelvormige gebogen metaal-draad met aan beide uiteinden een metalen bolletje. De bolletjes bevinden zich op zeer kleine afstand van elkaar: hun afstand was door middel van een micrometerschroef regelbaar.



De afmetingen van de draad en de bolletjes waren zò dat het product L.C. dezelfde waarde had als het product L.C van de vibrator A.

b) De waarnemingen.



Hertz bewoog de resonator, uitgaande van P langs de lijn PQ (zie fig.) en observeerde de bolletjes daarbij door een microscoop.

INDERDAAD NAM HIJ WAAR, DAT ER OP HEEL BEPAALDE AFSTANDEN $\frac{1}{4}a + n \cdot \frac{1}{2}a$ meter van de wand HET DUIDELIJKST WAARNEEMBAAR VONKJES OVERSPRONGEN TUSSEN DE

BOLLETJES VAN DE RESONATOR, EN DAT ER VOLSTREKT NIETS GEBEURDE OP DE AFSTANDEN $n \cdot \frac{1}{2}a$ meter van de wand.

c) Conclusies.

I Er treden op de lijn PQ dus inderdaad buiken en knopen op, waarmee het bewijs is geleverd voor het bestaan van een STAANDE ELECTRO-MAGNETISCHE GOLF.

Maar een staande golf kan alleen het gevolg zijn van INTERFERENTIE.

Welnu: interferentie kan alleen maar optreden bij GOLFBEGINGEN.

Conclusie: DE VIBRATOR A ZENDT DUS EEN ELECTROMAGNETISCHE GOLF UIT.

II De afstand a is dus EEN GOLFLENGTE van de door de vibrator uitgezonden electromagnetische golf. Bij een trillingstijd van 10^{-8} sec. bleek λ in de lucht (\approx vacuum) gelijk te zijn aan 3 meter.

Is C de voortplantingssnelheid van de electromagnetische golf in lucht (vacuum), dan is:

$$\lambda = C \cdot T$$

$$\text{dus: } 3 = C \cdot 10^{-8}$$

dus:

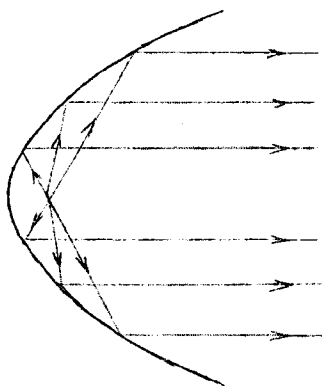
$$C = 3 \cdot 10^8 \text{ m/sec.}$$

Conclusie: DE VOORTPLANTINGSSNELHEID VAN EEN ELECTROMAGNETISCHE GOLF IN HET VACUUM IS GELIJK AAN DE VOORTPLANTINGSSNELHEID VAN HET LICHT IN HET VACUUM.

c)

EINDCONCLUSIE: DE EERSTE PROEF VAN HERTZ LEVERT ONS EEN ONWEERLEGBAAR BEWIJS VOOR DE JUISTHEID VAN DE ELECTROMAGNETISCHE THEORIE VAN MAXWELL.

Punt 2) Volgende proeven van Hertz.



Door de vibrator A te plaatsen in de BRANDLIJN van een cilindrische metalen spiegel met PARABOLISCHE dwarsdoorsnede, slaagde Hertz er in EEN EVENWIJDIGE STRALENBUNDEL VAN ELECTROMAGNETISCHE GOLVEN te verkrijgen.

De gang van deze evenwijdige stralenbundel kon worden nagegaan met behulp van een andere cilindrische metalen spiegel met parabolische dwarsdoorsnede waarbij zich in de brandlijn een resonator bevond.

Met behulp van deze twee spiegels was Hertz in staat te onderzoeken:

1^o) Volgens welke wet een electromagnetische golf wordt TERUGGEKAATST.

Resultaat: VOLGENS DE WET VAN HUYGENS.

2^o) Volgens welke wet een electromagnetische golf wordt GEBROKEN.

Resultaat: Volgens de wet van Snellius.

Hierbij bleek, dat $n_{\text{vac} \rightarrow \text{medium}} = \sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r}$

Opmerking. Volgens de theorie van Maxwell is de voortplantingssnelheid van een electromagnetische golf in een medium met dielectriciteits constante ϵ en permeabiliteit μ gelijk aan:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \cdot \mu}} \text{ m/sec.}$$

In het vacuum is deze voortplantingssnelheid:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}} \text{ m/sec. (zie ook deel I blz. 123)}$$

Uit deze twee vergelijkingen volgt:

$$\frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r}$$

Conclusie: $n_{\text{vac} \rightarrow \text{medium}} = \frac{c}{v}$.

3^o) Of er bij electromagnetische golven ook POLARISATIE VERSCHIJN-SELEN optreden.

Resultaat: DEZELFDE ALS ER BIJ HET LICHT OPTREDEN (zie later)

EINDCONCLUSIE UIT DE PROEVEN VAN HERTZ.

I De theorie van Maxwell (1831 - 1879) over HET BESTAAN van electromagnetische golven blijkt juist te zijn.

II De electromagnetische golven blijken, overeenkomstig de theorie van Maxwell, dezelfde eigenschappen te hebben als lichtgolven.

§ 3. De electromagnetische lichttheorie. (zie Kronig)

De theorie van Maxwell (1831 - 1879) over het bestaan van electromagnetische golven dateert van 1867. Bij zijn THEORETISCHE ONDERZOEKINGEN was hij echter niet alleen tot de conclusie gekomen DAT ELECTROMAGNETISCHE GOLVEN MOGELIJK MOESTEN ZIJN, MAAR OOK, DAT

E L K E G O L F L E N G T E
HOE GROOT OF HOE KLEIN OOK
THEORETISCH MOGELIJK MOEST ZIJN;

verder, dat de voortplantingssnelheid dezer golven IDENTIEK met de lichtsnelheid moet zijn, en bovendien dat alleen TRANSVERSALE golven MOGELIJK zijn. (We zullen later door een proef aantonen, dat het licht een TRANSVERSALE golfbeweging is. Deze proef was reeds vòòr Maxwell bekend).

Op deze gronden kwam Maxwell tot de HYPOTHESE, DAT HET LICHT ALS EEN ELECTROMAGNETISCHE GOLF MOET OPGEVAT WORDEN.

Eerst in 1888 (dus 21 jaar nadat Maxwell zijn theorie publiceerde) gelukte het aan Heinrich Hertz, doormiddel van de in § 2 vermelde proeven, de door Maxwell voorspelde electromagnetische golven, zij het dan ook met veel grotere golflengte dan die van het licht, te verwezenlijken, en aan te tonen dat zij in hun eigenschappen zeer grote overeenkomst met lichtgolven vertonen.

Nadien is de electromagnetische natuur van het licht op zeer veel manieren bevestigd. Zo ontdekte ZEEMAN in 1896 het beroemde, naar hem genoemde effect: Plaatst men een lichtbron in een sterk magnetisch veld, dan ondergaat het uitgezonden licht TWEE veranderingen;

- 1^o) het uitgezonden licht krijgt een andere golflengte,
- 2^o) het uitgezonden licht is gepolariseerd.

(PIETER ZEEMAN; * 1856 Schouwen, + 1943 Amsterdam; studeerde te Leiden, werd in 1896 lector en in 1900 hoogleraar te Amsterdam; was een nauwkeurig, veeleisend en scrupuleus experimentator, doch als mens was hij welwillend, vredelievend en voerde nooit het woord als hij het vermijden kon. In 1896 deed hij in Leiden zijn grote ontdekking, Zeeman-effect, waarvoor hij samen met Lorentz de nobelprijs kreeg.)

Sindsdien aanvaardt de natuurkunde de z.g. ELECTROMAGNETISCHE LICHT THEORIE.

Deze theorie leert, dat het licht:

- 1^o) de voortplanting is van EEN TRILLING VAN EEN ELECTRISCHE VECTOR \vec{E} GECOMBINEERD MET EEN TRILLING VAN EEN MAGNETISCHE VECTOR \vec{B} , waarbij
- 2^o) \vec{E} en \vec{B} DEZELFDE FASE hebben, en
- 3^o)

3°) $\vec{E} \perp \vec{B}$ overeenkomstig de regel: draai een (rechtsdraaiende) kurketrekker van \vec{E} naar \vec{B} , dan gaat de kurketrekker vooruit in de richting van \vec{C} .

Opmerking: Deze regel houdt in, dat de mogelijkheid van een teruglopende golf, zoals wij die bij de bespreking van het beginsel van Huygens tegenkwamen, bij het licht is uitgesloten.

§ 4. Het electromagnetische spectrum.

Volgens de electromagnetische lichttheorie is zowel het zichtbare licht, als het ultraviolette licht en de infra rode straling een ONDERDEEL van de theorie der electromagnetische verschijnselen. Later konden ook de in 1895 ontdekte röntgenstralen en de bij de radioactieve processen optredende γ -stralen in het spectrum van de electromagnetische stralen worden ingevoegd.

Onderstaande figuur geeft een overzicht over het gehele spectrum, waarbij echter valt op te merken, dat de verschillende golflengtegebieden, die men gewoonlijk met afzonderlijke namen aanduidt, niet scherp begrensd zijn en voor een deel ook over elkaar heen vallen.

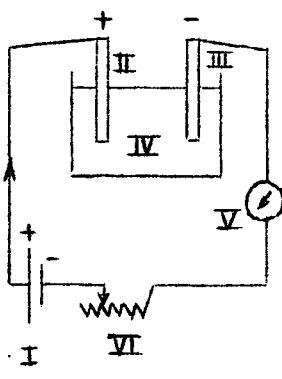
electro-magn. golven	infra rood		ultra violet	γ stralen
			röntgenstr.	kosmische str.
radio	rood	violet		
	8000 Å	4000 Å	≈ 10 Å	$\frac{1}{100}$ Å
				$\frac{1}{100000}$ Å

Het gemeenschappelijke van alle electromagnetische stralingssoorten is:

- 1°) Voortplantingssnelheid in vacuum = $3,10^8$ m/sec.
- 2°) Golfkarakter
 - Interferentie
 - Buiging, breking.
 - Polarisatie.

CHEMISCHE WERKING
VAN DE
STROOM.

Par. 1. Instrument:



- I Gelijkstroombron { galv. element
accu
gelijkstr.dynamo
- II } Electroden: metalen of stroomgelei -
III } dende platen of staven.
- II Verbonden met + pool van de bron, hier komt de stroom aan = anode.
- III Verbonden met de - pool van de bron, hier keert de stroom terug = kathode.
- IV Vloeistof, electr. veld!
- V Galvanometer (amp.)
- VI Weerstand om i te regelen.

- Doel:
- 1) Geleiden de vloeistoffen de stroom?
 - 2) Verschijnselen verbonden aan deze stroomgeleiding.
 - 3) Wetmatigheid.

Par. 2. Waarnemingen.

- a) Is IV zuiver water → geen stroom, er gebeurt niets!
zuiver water kan niet ontleed worden!
- b) Is IV een gesmolten zout of een oplossing van een zuur, een base of een zout → dan gaat de stroom wel door, maar het electrolyt wordt ontleed in twee bestanddelen waarvan het eene deel vrijkomt aan de anode het andere deel vrijkomt aan de kathode.

Regel.

<u>Anode.</u>	<u>Kathode.</u>
zuurrest	Metaal
OH - groepen	H ₂
	} <u>metalen en H gaan met de stroom mee.</u>

We onderscheiden:

- I Primaire werking → ontleding en stroomgeleiding van het electrolyt
- II Secundaire werking → scheikundige reacties aan de electroden; die met de stroomgeleiding zelf niets te maken hebben

Par. 3. Wetten van Faraday.

Proeven:

- I Instrument, zelfde als par. I + balans + klok.
- 1) We wegen hoeveel gram van het electrolyt bij de primaire werking is ontleed.
- 2) hoeveel gram bij de sec. werking aan elk der polen is gevormd.
- 3) i in amp. } i x t = aantal coulomb tijdens de proef door het electr.
- 4) t in sec. } getransporteerd.

Conclusie: 1^e Wet van Faraday.

De massa van een electrolyt, die bij de primaire werking wordt ontleed of de massa van het ontledingsproduct, dat bij de secundaire werking aan een electrode wordt gevormd, is recht evenredig met het aantal coulomb dat door de vloeistof wordt gevoerd.

dus: $m = a \cdot i \cdot t$ gram.

$$\text{b.v. } a_{\text{H}_2} = 104,4 \cdot 10^{-7} \text{ gram/coulomb.}$$

$$a_{\text{NaCl}} = 6059 \cdot 10^{-7} \text{ gram/coulomb.}$$

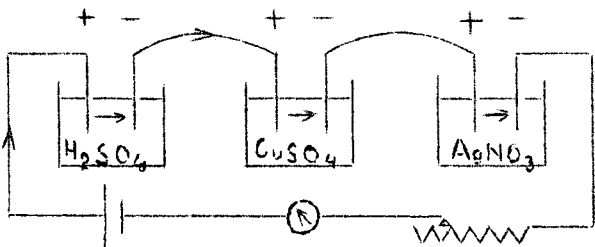
a noemt men het electrochemisch aequivalent.

Def.: Onder het electr. aequivalent verstaat men het aantal grammen van het electrolyt dat door 1 Coulomb wordt ontleed, of het aantal grammen ontledingsproduct, dat door 1 Coulomb wordt gevormd.

dus door 1 Amp. in 1 sec.

II. Instrument:

We wegen de massa's van de verschillende stoffen, die door eenzelfde aantal Coulomb worden neergeslagen of ontleed.



Waarnemingen: $m_{\text{H}_2} : m_{\text{Cu}} : m_{\text{Ag}} = \frac{A_{\text{H}}}{1} : \frac{A_{\text{Cu}}}{2} : \frac{A_{\text{Ag}}}{1}$

of: $a_{\text{H}} : a_{\text{Cu}} : a_{\text{Ag}} = \frac{A_{\text{H}}}{1} : \frac{A_{\text{Cu}}}{2} : \frac{A_{\text{Ag}}}{1}$

Conclusie: II^e Wet van Faraday.

De massa's der stoffen, die door eenzelfde aantal Coulomb worden ontleed of neergeslagen verhouden zich als de atoomgewichten gedeeld door hun waardigheid.

m.a.w. De electrochemische aequivalenten verhouden zich als chemische aequivalente gewichtshoeveelheden.

$$\left. \begin{array}{l} \text{b.v. } a_{\text{Ag}} = 0,001118 \frac{\text{gr.}}{\text{C.}} \\ \text{Gevr: } a_{\text{Cu}} \end{array} \right\} 0,001118 : a_{\text{Cu}} = \frac{108}{1} : \frac{63}{2}$$

Par. 4. Faraday - Helmholtz - Arrhenius.
1830 1890 1900

Faraday wist geen verklaring voor de ch. werking van de stroom. Hij had het begrip electron niet.

Helmholtz was de eerste, die het begrip "electrisch atoom" electron invoerde

N.B. Hoe kwam Helmholtz tot de atonistische opvatting der electr?

Hij ging uit van de wetten van Faraday en redeneerde als volgt:

I. Om een gram.at. van een element vrij te maken uit een oplossing zijn nodig $\frac{A}{a}$ Coulomb.

Bewijs: $m = a i t$
 $A = a i t \rightarrow \frac{A}{a} = i t$

II Om een gram at. van een eenwaardig element vrij te maken zijn nodig 96500 Coulomb.

om een gram at. van een n-waardig element vrij te maken zijn nodig n x 96500 Coulomb.

Bewijs:

Bewijs:

$$a_1 : a_2 = \frac{A_1}{W_1} : \frac{A_2}{W_2}$$

dus: $W_1 : W_2 = \frac{A_1}{a_1} : \frac{A_2}{a_2}$

voor eenwaardige atoomgroepen: $1 : 1 = \frac{A_1}{a_1} : \frac{A_2}{a_2} \rightarrow \frac{A_1}{a_1} = \frac{A_2}{a_2}$

Uitgerekend voor zilver: $\frac{A_{ag}}{a_{ag}} = \frac{107,9}{11180 \cdot 10^{-7}} = 96500 \text{ C} = 1 \text{ Faraday.}$

voor n- waardige groepen:

$$1 : n = 96500 : \frac{A}{a}$$

Dus om 1 gram at. van een n- waardig element vrij te maken is nodig $n \times 96500 \text{ C.}$

III Per atoom van een eenw. element wordt een lading vervoerd van $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C.}$

Per atoom van een n- waardig element wordt een lading $n \times 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C.}$ vervoerd.

Bewijs: per atoom van een eenw. element = $\frac{96500}{6,03 \cdot 10^{23}} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C.}$

per atoom van een n- w. element = $\frac{n \times 96500}{6,03 \cdot 10^{23}} = n \times 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C.}$

Conclusie:

De lading wordt in porties van $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C.}$ van de kathode afgehaald en naar de anode in deze porties gebracht.

Scherper gezegd: Helmholtz besluit hieruit, dat de stroom door de draad een beweging is van vrije electriciteits porties. De stroom door de draad is dus een beweging van "electriciteits atomen".

Uitgaande van de wetten van Faraday komt Helmholtz dus tot de atomistische opvatting der electriciteit.

Zo'n electriciteits atoom noemt men een electron.

De grootte van de lading van een electron = $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C.}$

De lading van de electronen is negatief. (zal later bewezen worden)

Opmerking: De atomistische opvatting der electriciteit wordt bevestigd door de proef van Millikan.

Par. 5. Ionen theorie van Arrhenius.

deel I. In een oplossing van een base, zuur of zout is een deel der moleculen der opgeloste stof gesplitst in elektrisch geladen delen. Deze elektrisch geladen delen van molec. heten ionen (wandelaars)
 + geladen H en metaal ionen : $H^+ \text{ Cu}^{++}$
 - geladen OH groepen en zuurresten : $(OH)^- , SO_4^{--}$

deel II. De ionen van eenzelfde element of groep hebben dezelfde lading.

deel III. De ladingen der ionen verhouden zich als hun Ch. waardigheden. Heeft een eenwaardig ion de lading e, dan heeft een tweewaardig ion de lading 2 e.

Dus de ionen van een gram atoom H_2 vervoeren dezelfde hoeveelheid lading als de ionen $\frac{1}{2} \text{ gr. at. } Cu$.

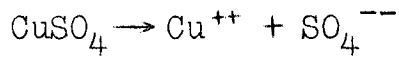
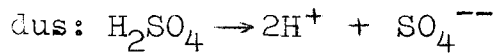
m.a.w. de ionen van Ch. aequivalente gewichtshoeveelheden vervoeren dezelfde hoeveelheid lading.

deel IV. De lading van een eenwaardig ion is: $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C.}$

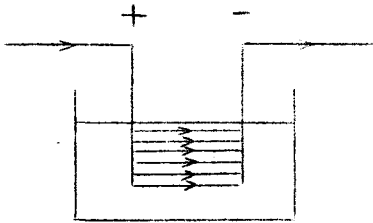
Opmerking:

Opmerking:

Verklaring ionisatie: 1) dielectr. constante in water groot → F klein.
2) Trilling.



Par. 6. Verklaring van de stroomgeleiding.



Tussen de klemmen der electroden bestaat een potentiaal-verschil:

$V_+ - V_- = E_{bron} - i(r_u + r_{bron})$

Tussen de platen bestaat dus een electr. veld, waarvan de veldlijnen in vloeistof anode → Kathode.

In de vloeistof bevinden zich de vrij beweegbare ionen, deze gaan dus bewegen in het electr. veld tussen de platen:

+ ionen → gaan met de veldlijnen mee naar kathode, nemen hier electronen op en worden zo geneutraliseerd → herkrijgen hun Ch. act.

- ionen → tegen de krachtlijnen in naar anode, staan electronen af aan de anode en worden zo geneutraliseerd → herkrijgen hun Ch. act.

dus:

	aan Anode	in de oplossing	aan Kathode.
P	- ionen brengen electr. worden geneutral. herkrijgen hun Ch. act.	de natuur streeft er naar om de <u>dissociatie graad te handhaven</u> dus: molec. v.h. zout worden verder gesplitst.	+ ionen halen electr. van kathode. worden geneutraliseerd. herkrijgen hun Ch. act.
S	neutrale atomen of at. groepen reageren met het metaal der electr. of het oplosmidd. overeen k. hun Ch. Act.		idem.

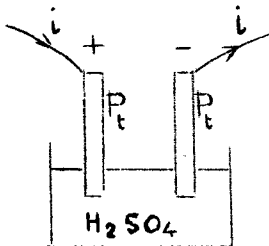
Conclusie:

+ ionen onttrekken aan de kathode electr. aan de circulatie.

- ionen brengen aan de anode electr. in de circulatie.

Voorbeeld:

H_2SO_4 met P_t electroden.



	Anode	Kathode
P	$2SO_4^{--} \rightarrow 2SO_4 + 4(-)$	$4H^+ + 4(-) \rightarrow 4H$
S	$2SO_4 + 2H_2O \rightarrow 2H_2SO_4 + O_2 \uparrow$	$4H \rightarrow 2H_2 \uparrow$

Vraag:

Hoe komt men uitgaande van de ionentheorie tot de wetten van Faraday?

Antw :

Volgens de ionentheorie vervoeren de ionen van Chemisch aeq. gewichtshoeveelheden dezelfde hoeveelheid lading. om 2 x zoveel +ionen te neutraliseren is 2 x zoveel - lading nodig.

Concl:

$I \quad m = a \cdot i \cdot t$

Conclusie:

II De massa's van ionen van verschillende stoffen, die door eenzelfde aantal Coulomb geneutraliseerd worden moeten zich verhouden als chemisch aeq. gewichts-hoeveelheden.

$$\text{dus: } a_1 : a_2 = \frac{A_1}{W_1} : \frac{A_2}{W_2}$$

Par. 7. Het getal van Avogadro.

De chemische werking van de stroom doet ons een middel aan de hand om het getal van Avogadro te bepalen.

Immers:

$$N = \frac{\text{lading v.d. ionen van een gramtoom v.e. stof}}{\text{lading per ion van die stof.}}$$

$$= \frac{\frac{A}{a}}{w \cdot e} = \frac{A}{a \cdot w \cdot e}$$

$$\text{dus: } N = \frac{A}{a \cdot w \cdot e}$$

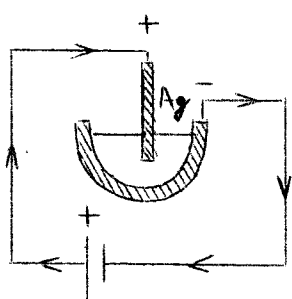
A bekend

a bekend

w bekend

$e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C (Millikan)

$$\left. \begin{array}{l} A \text{ bekend} \\ a \text{ bekend} \\ w \text{ bekend} \\ e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C (Millikan)} \end{array} \right\} \rightarrow N = 6,03 \cdot 10^{23}$$

Par. 8. VOLTA-meters. (gelijkstroom meetinstrumenten)I Zilver - voltameter.

+ klok
+ balans

AgNO_3 met Ag electroden.

	Anode	Kathode
P	$\text{NO}_3^- \rightarrow \text{NO}_3 + (-)$	$\text{Ag}^+ + (-) \rightarrow \text{Ag}$
S	$\text{NO}_3 + \text{Ag} \rightarrow \text{AgNO}_3$	$\text{Ag} \downarrow$

Wat de anode lichter wordt, wordt de kathode zwaarder.

Waarneming: We wegen hoeveel gram zilver in t sec. op de kathode wordt

neergeslagen. $a_{\text{zilver}} = 0,001118 \frac{\text{gram}}{\text{Coulomb}}$

$$m = 0,001118 \cdot i \cdot t$$

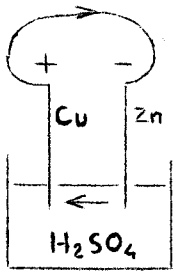
$$\text{dus: } i = \frac{m}{0,001118 \cdot t} \text{ Amp.}$$

II Knalgas-voltameter.

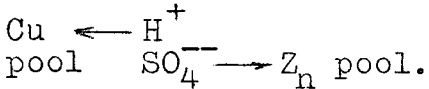
verdund H_2SO_4 met Pt electroden.

verder zelfde principe als zilver-v-meter.

Par. 9. Niet verwarren.



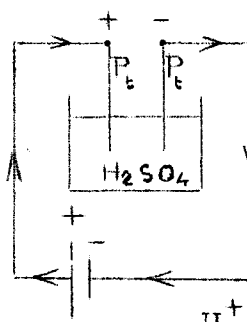
Galvanisch element.
 In de oplossing $2H^+$
 SO_4^{--}
 ionen. De ionen bewe-
 gen om de potentiaal -
 sprongen te handhaven.
 (Is het element open,
 dan is het zwavelzuur
 een aeq.pot. ruimte,
 dus geen ionen beweging).



N.B. H^+ met de stroom mee!

gevolg: H_2 bedekking aan Cu -pool

Electrolyse apparaat.



In opl. $2H^+$
 SO_4^{--} ionen.

De ionen bewegen t.
 g.v. het electrisch
 veld tussen anode
 en kathode.

$H^+ \rightarrow$ kathode (met de
 stroom mee)
 anode $\leftarrow SO_4^{--}$

Gevolg: H_2 bedekking aan kathode.

Par. 10 Gevolg van de waterstofbedekking is een tegen-electromotorische kracht.

Deze tegen EMK wil in de kring een stroom sturen, die tegengesteld gericht is aan de hoofdstroom.

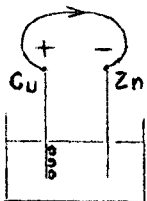
Deze tegen EMK kan worden aangetoond:

I) Bij galvanisch element.

Vervang de Zn plaat door een blanke Cu plaat.

\therefore stroom in tegengestelde richting. Deze stroom heet polarisatie - stroom.

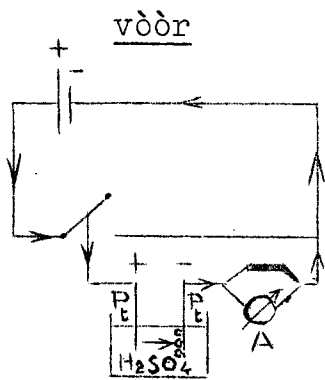
Conclusie: Bij het berekenen van de stroomsterkte in een gesloten galv. element moet men dus rekening houden met deze tegen EMK.



$$i_{res} = \frac{E_{mk} - E_{H_2}}{r_i + r_u}$$

klemspanning: $V_+ - V_- = (E_{mk} - E_{H_2}) - i r_i$

II) Bij electrolyse apparaat.

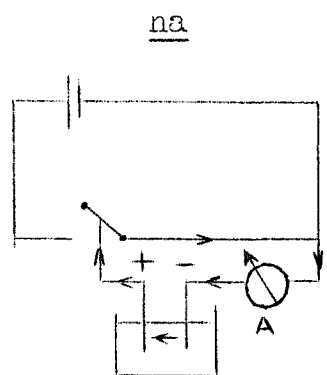


Ampèremeter wijst stroom \rightarrow

Berekening i in kring met electr. app.

$$i_{res} = \frac{E_{bron} - E_{H_2}}{r_u + r_{br.} + r_{electr.app.}}$$

$$V_{anode} - V_{kath} = E_{br.} - i(r_u + r_{br.})$$



Galvanometer wijst stroom \leftarrow
 Deze polarisatiestroom treedt op
 totdat bijde electroden gelijk be-
 dekt zijn.

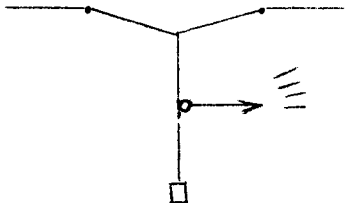
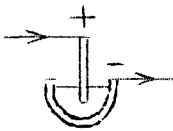
Par. 11. Accu: Toepassing van de polarisatie stroom

Par. 12 Overzicht van de stroommeetinstrumenten.

De werkingen van de elektrische stroom zijn:

- I Warmte-werking. a) Stroomgeleider wordt omringd door een magn. veld → magnetiserende werking.
- II Magnetische werking. b) Stroomgeleider ondervindt in magn. veld een Lorentz kracht.
- III Chemische werking.

Ieder van deze werkingen geeft ons een middel om stroomsterkten te meten.

Warmtewerking.	Magnetische-werking Magn.veld Lorentz - om stroom- kracht. * geleider	Chemische-werking.
<p><u>Hitte-draad Amp.</u></p>  <p>Geschikt voor <u>gelijkstromen</u> en <u>wisselstromen</u></p>	<p>I <u>Magn.veld v. stroom</u></p> <p>a) Tang. Boussole b) Galvanoscoop c) Spiegel galv.c.</p> <p>II <u>Week-ijzer Amp.</u> geschikt voor <u>gelijkstroom</u> en <u>wisselstroom</u></p>	<p><u>Zilver-volta-meter.</u></p>  <p>+ balans + sec.klok</p> <p>$n = 0,001118 \text{ i t}$</p>
	<p>Lorentz-kracht. *</p> <p>I <u>Draaispoel-galv.</u></p> <p>N.B. { Lorentzkoppel op spoel + Torsie-koppel.</p> <p>zeer gevoelig.</p> <p>voordelen:</p> <p>1) schaal lineair 2) aperiodisch 3) geen invloed aard.magn.</p> <p>II <u>Snaargalv. van Einthoven.</u> uiterst gevoelig!</p>	

Vraag: Geef twee definitie's van 1 Ampère.