

# WISSELSTROOMTECHNIEK

LEERBOEK TEN DIENSTE VAN HET  
ONDERWIJS IN DE ELECTROTECHNIEK

DOOR

J. VAN DER ZWAAL

BEDRIJFSCHIEF AAN HET LABORATORIUM „PHYSICA“ EN LERAAR AAN  
DE CURSUS VOOR ELECTROTECHNISCH OPZICHTER TE AMSTERDAM

DEEL I

THEORIE EN MEETINSTRUMENTEN



ZUTPHEN — W. J. THIEME & CIE — MCMXXXVII



---

## VOORWOORD.

Om praktische redenen verschijnt dit leerboek in twee delen. Het eerste deel bevat de theorie van de wisselstromen en van de belangrijkste meetinstrumenten voor wisselstroom; in het tweede deel worden de transformatoren, machines en gelijkrichters behandeld.

De leerstof richt zich in de eerste plaats tot de velen die buiten de middelbare technische scholen om, de gronden der wisselstroomtechniek hebben te bestuderen, al wijkt ze uit den aard der zaak slechts weinig af van de leerstof welke aan die scholen wordt gegeven. Het gebruik van hogere wiskunde is echter vermeden. Daar waar het noodzakelijk was met oneindig kleine grootheden te werken, is een en ander toegelicht met graphische voorstellingen. Een langdurige ervaring bij het onderwijs aan de cursus voor electrotechnisch opzichter te Amsterdam en de opleiding voor de nijverheidsacte  $N_v$  heeft mij geleerd om aan de leerstof in deze vorm de voorkeur te geven. Overigens sluit zich de inhoud van dit leerboek aan bij het door mij bewerkte leerboek „Gronden der gelijkstroomtechniek”, waarnaar dan ook een enkele maal is verwezen.

Voor opmerkingen van deskundigen houd ik mij zeer aanbevolen.

Amsterdam, voorjaar 1937.

J. VAN DER ZWAAL.



---

## INHOUD.

### HOOFDSTUK I. **Wisselstromen.**

1. De voordelen van de wisselstroom voor de overbrenging van elektrische energie . . . . .	Bladz.	1
2. De wisselstroom . . . . .	„	2
3. Het opwekken van een wisselstroom . . . . .	„	4
4. Periode en cirkelfrequentie . . . . .	„	6
5. Het vectordiagram . . . . .	„	7
6. Principe van een wisselstroomgenerator . . . . .	„	8
7. De effectieve- of middelbare sterkte van de wisselstroom . . . . .	„	10
8. De verhouding van de effectieve en maximale waarde van de wisselstroom . . . . .	„	12
9. De gemiddelde sterkte van de wisselstroom . . . . .	„	13

### HOOFDSTUK II. **De e.m.k. der zelfinductie.**

10. Het ontstaan van de e.m.k. der zelfinductie . . . . .	Bladz.	16
11. De grootte van de e.m.k. der zelfinductie . . . . .	„	17
12. De coëfficiënt der zelfinductie voor een toroïde . . . . .	„	18

### HOOFDSTUK III. **Zelfinductie in een wisselstroomketen.**

13. De e.m.k. der zelfinductie in een wisselstroomketen . . . . .	Bladz.	20
14. Wisselstroomketen met inductievrije weerstand . . . . .	„	22
15. Wisselstroomketen met uitsluitend zelfinductie . . . . .	„	24
16. Wisselstroomketen met Ohmse weerstand en zelfinductie . . . . .	„	25
17. Vectordiagram der spanningen; wet van Ohm voor wisselstroom . . . . .	„	26
18. Serieschakeling van impedanties . . . . .	„	29
19. Parallelschakeling van impedanties . . . . .	„	31

#### HOOFDSTUK IV. **Het gemiddeld vermogen van de wisselstroom.**

20. Het gemiddeld vermogen als de stroom in phase is met de spanning . . . . .	Bladz. 34
21. Het gemiddeld vermogen in een keten met uitsluitend zelfinductie . . . . .	„ 36
22. De energie van het magnetisch veld in een wisselstroomketen . . . . .	„ 38
23. Het gemiddeld vermogen in een keten met zelfinductie en Ohmse weerstand . . . . .	„ 39
24. Wattstroom en wattloze stroom . . . . .	„ 41
25. Schijnbaar en werkelijk vermogen; de arbeidsfactor . . . . .	„ 42
26. Spanningsverlies in wisselstroomgeleidingen . . . . .	„ 43
27. Doorsnede van wisselstroomgeleidingen . . . . .	„ 44
28. De doorsnede in verband met het effectverlies . . . . .	„ 45

#### HOOFDSTUK V. **De condensator.**

29. De theorie van de condensator . . . . .	Bladz. 47
30. Capaciteit van de condensator . . . . .	„ 49
31. De diëlectrische constante . . . . .	„ 50
32. De grootte van de capaciteit . . . . .	„ 51
33. Energie van de condensator . . . . .	„ 52
34. Schakeling van condensatoren . . . . .	„ 52
35. Condensatortypen . . . . .	„ 55

#### HOOFDSTUK VI. **De condensator in een wisselstroomketen.**

36. De capaciteitsstroom . . . . .	Bladz. 61
37. Wisselstroomketen met capaciteit, zelfinductie en Ohmse weerstand . . . . .	„ 65
38. Spanningsresonantie . . . . .	„ 68
39. Resonantie-frequentie; resonantie-krommen . . . . .	„ 71
40. Parallelschakeling van capaciteit met Ohmse weerstand in een wisselstroomketen . . . . .	„ 74
41. Parallelschakeling van capaciteit en zelfinductie; stroomresonantie . . . . .	„ 75
42. Parallelschakeling van een capaciteit en Ohmse weerstand met zelfinductie en Ohmse weerstand . . . . .	„ 79
43. Diëlectrische verliezen . . . . .	„ 80
44. De verlieshoek . . . . .	„ 81

HOOFDSTUK VII. **Draaistroom.**

45. Meerphasige wisselstroom . . . . .	Bladz.	83
46. Driephasige wisselstroom . . . . .	„	83
47. Het vectordiagram voor draaistroom . . . . .	„	85
48. Koppeling der fasen . . . . .	„	86
49. De sterschakeling . . . . .	„	87
50. De betrekking tussen lijnspanning en phasespanning .	„	88
51. De sterschakeling met vierde geleider . . . . .	„	90
52. De driehoekschakeling . . . . .	„	91
53. De betrekking tussen lijnstroom en phasestroom . . .	„	92
54. Het vermogen van de driephasige wisselstroom . . .	„	94
55. Sterschakeling van verbruikstoestellen . . . . .	„	95
56. Driehoekschakeling van verbruikstoestellen . . . . .	„	95
57. Spanningsverlies in draaistroomgeleidingen . . . . .	„	97
58. Berekening van de doorsnede van draaistroomgeleidin- gen . . . . .	„	98
59. Kopergewicht van draaistroomgeleidingen . . . . .	„	100
60. Berekening van de doorsnede van een open draaistroom- net . . . . .	„	101

HOOFDSTUK VIII. **Het draaiend magnetisch veld.**

61. Inleiding . . . . .	Bladz.	102
62. De vorming van een draaiveld . . . . .	„	103
63. Het beginsel van de draaistroommotor . . . . .	„	104
64. Stelling van Ferraris . . . . .	„	106
65. Tweephasig draaiveld . . . . .	„	107
66. Driephasig draaiveld . . . . .	„	109

HOOFDSTUK IX. **Stroommeting bij wisselstroom.**

67. Het meten van wisselstromen . . . . .	Bladz.	111
68. Electro-dynamometer . . . . .	„	111
69. Weekijzerinstrumenten . . . . .	„	112
70. De hittedraadmeter . . . . .	„	115
71. Inductie-, draaiveld- of Ferrarismeters . . . . .	„	115
72. Draaispoelinstrumenten met gelijkrichters . . . . .	„	117

### HOOFDSTUK X. **Spanningsmeting.**

73. Voltmeters voor wisselstroom . . . . .	Bladz.	119
74. Principe van de electrostatische voltmeter . . . . .	„	120
75. De electrostatische voltmeter van Abraham & Vilar lard . . . . .	„	121
76. De multicellulairvoltmeter van Thomson . . . . .	„	122

### HOOFDSTUK XI. **Effectmeting bij wisselstroom.**

77. Inleiding . . . . .	Bladz.	124
78. De electrodynamische wattmeter . . . . .	„	124
79. Ferro-dynamische wattmeter . . . . .	„	126
80. Thermische wattmeters . . . . .	„	127
81. Ferraris- of draaiveldwattmeters . . . . .	„	130
82. Drie-ampèremeter methode . . . . .	„	131
83. Drie-voltmetermethode . . . . .	„	132
84. Effectmeting bij drie-fasenwisselstroom . . . . .	„	133
85. Bepaling van de arbeidsfactor . . . . .	„	136
86. Wattmeters voor draaistroom . . . . .	„	136
87. Driewattmeter methode . . . . .	„	136
88. Eén-wattmeter methode; kunstmatig sterpunt . . . . .	„	137

### HOOFDSTUK XII. **Meetinstrumenten speciaal voor wisselstroom.**

89. Frequentiemeters.. . . . .	Bladz.	139
90. Phasemeter . . . . .	„	141
91. De oscillograaf . . . . .	„	143
92. De glimlichtoscillograaf . . . . .	„	149

### HOOFDSTUK XIII. **Wisselstroom-watturenmeters.**

93. Principe van de inductie-watturenmeter . . . . .	Bladz.	150
94. Theorie van de inductie-watturenmeter . . . . .	„	150
95. De justering van de inductiewatturenmeter . . . . .	„	154
96. Draaistroom-watturenmeters . . . . .	„	156



# ALPHABETISCH REGISTER.

De getallen geven de bladzijden aan.

## A.

Abraham & Villard, voltmeter van 121.  
ampèremeter, electrodynamische 111.  
„ ferrodynamische 115.  
„ gelijkrichter- 117.  
„ hittedraad- 115.  
„ weekijzer 113.  
anker van een draaistroommotor 8.  
„ „ „ generator 8.  
anode 146.  
aperiodische uitslag 113.  
arbeidsfactor 42.  
„ „ „ , bepaling van de 136.  
arbeidsmeting 152.  
arbeidsvermogen van een condensator 52.  
asynchrone motor 106.

## B.

bekrachtigingsdynamo 9.  
belasting van geleidingen 45.  
blokcondensator 57.  
Blondel, oscillograaf van 143.  
Braun'se buis 144.  
Brückman, wattmeter van 129.

## C.

capaciteit 49.  
capaciteit, grootte van de 51.  
capaciteitslineair 59.  
capaciteitsreactantie 64.  
capaciteitsstroom 61.  
capacitieve spanning 65.  
capacitieve weerstand 64.  
Carpentier, hittedraadwattmeter van 127.  
condensator 47.  
condensatorschakeling 52.  
coëfficiënt der zelfinductie 17.  
cos  $\varphi$  meter 141.

## D.

deugdelijkheidsfactor 120.  
demping 113, 115, 116.  
diëlectricum 47.  
diëlectrische constante 51.  
„ hysteresis 80.  
„ verliezen 80.  
„ verschuiving 48, 81.  
doorslag 49, 56.  
doorslagvastheid 57.  
draaistroom 83.  
draaistroomgenerator 84.  
draaistroommotor (asynchrone) 106.  
draaistroom met drie geleiders 87.  
draaistroom-vierleider 90.  
draaistroomwatturenmeter 156.  
draaispoelinstrumenten 117.  
draaiveld-driephasig 81.  
draaiveld, magnetisch 102.  
draaiveld, tweephasig 104.  
draaiveld-wattmeter 81.  
drie-ampèremeter methode 131.  
driehoekschakeling 91.  
driephasige wisselstroom 83.  
drievoltmeter methode 132.  
driewattmetermethode 136.

## E.

effectmeting 124, 133.  
effectieve spanning 23.  
effectieve stroomsterkte 11.  
effect van een wisselstroom 34.  
effectverlies 45.  
eigen frequentie 71.  
electrodynamische ampèremeter 111.  
„ „ koppel 111.  
„ „ wattmeters 124, 126.

electrolytische condensator 57.  
 electrolytisch gemiddelde 15.  
 electromotor 104.  
 electronenstraal 145.  
 electrostatische voltmeter 120.  
 energieverliezen in diëlectrica 80.

**F.**

farad 50.  
 Faraday 16.  
 Ferraris- instrumenten 115.  
 Ferraris, stelling van 106.  
 Ferrodynamische ampèremeter 115.  
 „ „ wattmeter 126.  
 Fleming, regel van 10.  
 „ „ , weerstandsdriehoek van 28.  
 frequentie 3.  
 „ „ , invloed op de impedantie 29.  
 „ „ „ „ „ zelfinductie 25.  
 frequentiemeters, 139.  
 „ „ resonantie- 139.  
 „ „ , wijzer- 140.

**G.**

gekoppelde spanning 88.  
 gelijkrichter-instrumenten 117.  
 gemiddelde stroomsterkte 13.  
 gemiddeld vermogen 34.  
 glimlichtoscillograaf 149.  
 Greatz'se schakeling 117.

**H.**

harmonischen, hogere 4, 70.  
 henry 18.  
 Hertz 3.  
 hittedraad-ampèremeter 115.  
 hittedraad-wattmeter van Brückman 129.  
 „ „ „ „ „ Carpentier 127.  
 hoogspanningsvoltmeter 121.  
 Hummel, schakeling van 131.

**I.**

impedantie 28.  
 impedanties, parallelschakeling van 29.  
 „ „ serieschakeling van 31.  
 inductie, e.m.k. 5.

inductieve spanning 24.  
 inductievrije weerstand 22.  
 inductie-watturenmeter 150.  
 inductiewet 5.  
 isolatie van condensatoren 56.

**J.**

Joule, wet van 10, 13.

**K.**

kathodestraal-oscillograaf 144, 146.  
 kathodestrallen 145.  
 kilovoltampère 42.  
 kilowatturenmeter 150.  
 Kirchhoff, wet van 31, 127.  
 kooianker 104.  
 koperoxyduulgelijkrichter 117.  
 koppelen der fasen 87.  
 kortsluitrotor 104.  
 kromme, vorm der stroom- 144.  
 kunstmatig sterpunt 137.

**L.**

ladingsstroom 47.  
 Leid'se fles 56.  
 lijnspanning 88.  
 lijnstroom 92.

**M.**

magnetisch draaiveld 102.  
 magnetische lens 147.  
 magnetisch veld, energie van het 38.  
 magnetisch wisselveld 102.  
 maximum stroomsterkte 12.  
 meerphasige wisselstroom 83.  
 microfarad 50.  
 microcoulomb 54.  
 minosglas 56, 82.

**N.**

naijling 22.  
 negatieve phaseverschuiving 68.  
 neutraal punt (zie sterpunt).  
 neutrale geleiders 90.  
 nulleider 90.

**O.**

Ohm'se weerstand 23.  
 oppervlak van een condensator 51.  
 opwekdynamo 9.  
 oscillograaf 143.

**P.**

papiercondensator 57.  
 parallelschakeling van capaciteit en zelf-  
     inductie 75.  
     "    "    "    en ohmse  
     weerstand 74.  
     "    "    condensatoren 55.  
     "    "    impedanties 31.  
 periode 3.  
 phase 22, 84.  
 fasegelijkheid 23, 69.  
 phasemeter 141.  
 phasespanning 85.  
 phasestroom 87.  
 phase van de draaistroom 84.  
 phaseverschil 12.  
 phaseverschuiving 22.  
 platencondensatoren 55, 56.  
 Protoscellen 117.

**R.**

reactantie, capaciteive 64.  
     "    "    inductieve 25.  
 rechterhandregel 4.  
 regelbare condensator 58.  
 resonantie-frequentie 71.  
 resonantie-frequentiemeter 139.  
 resonantiekrommen 71, 73  
 resonantie, spannings- 69.  
     "    stroom- 76.  
 richting der inductie-e.m.k. 4, 10.  
 rotor van een generator 9.  
     "    "    "    motor 104.

**S.**

samengestelde wisselstroom 3, 4.  
 schijnbaar vermogen 42.  
 schijnbare weerstand 28.  
 serieschakeling van impedanties 29.  
     "    "    condensatoren 52.

sinusvormige wisselstroom 2. .  
 spanningsdriehoek 28.  
 spanningsmeting 119.  
 spanningsresonantie 69.  
 spanningsstoel 125.  
 spanningsverlies 44.  
 spoelwikkeling 10.  
 sproeien 80.  
 stator van een generator 9.  
     "    "    "    motor 105.  
 statorwikkeling 9.  
 ster-driehoekschakelaar 96  
 sterpunt 87.  
 sterschakeling 87, 95.  
 stroomresonantie 76.  
 stroomspoel 124.  
 stroomsterkte, effectieve 11.  
     "    "    gemiddelde 13.  
 synchroon 106.

**T.**

telefooncondensator 57.  
 thermische ampèremeter 115.  
 Thomson, electrostatische voltmeter 122.  
 topwaarde der stroom 21.  
 toroïde 18.  
 tweewattmeter-methode 133.  
 tijdbasicircuit 148.

**V.**

verlieshoek 81.  
 vermogenskromme 34.  
 vermogen van draaistroom 94.  
     "    "    wisselstroom 34, 36, 39.  
 vermogen, schijnbaar 42.  
     "    "    werkelijk 42.  
 vervangingsketen 78.  
 voltmeter, electrostatische 120.  
     "    "    multicellulair 122.  
 voorijling 22, 62.

**W.**

wattloze stroom 41.  
 wattmeter, electrodynamische 124.  
     "    "    ferrodynamische 126.  
     "    "    hittedraad- 127.  
 wattstroom 41.

watturenmeter 152.  
Wehneltcilinder 146.  
weekijzermeter 113.  
weerstand, schijnbare 28.  
„ Ohmse 23.  
wisselstroom, definitie van 2.  
„ generator 8.  
„ opwekken van 4.

wisselstroom, samengestelde 3.  
wijzerfrequentiemeter van Weston 140.

**Z.**

zelfinductie 16.  
zelfinductie-coëfficiënt 17.  
zuivere stroomresonantie 77.

---

---

## HOOFDSTUK I.

### WISSELSTROMEN.

#### 1. De voordelen van de wisselstroom voor de overbrenging van elektrische energie.

Wanneer elektrische energie over grote afstanden moet worden getransporteerd, dient men dit met een betrekkelijk geringe stroomsterkte onder zeer hoge spanningen te doen, wil men grote verliezen in, of grote uitgaven voor, de leidingen vermijden. Een eenvoudig getallenvoorbeeld kan dit toelichten: Onderstel dat een vermogen van 100 kW over een afstand van 5 km getransporteerd moet worden. Doen we dit onder een spanning van 500 volt, dan bedraagt de stroomsterkte 200 ampère. Laten we 20 % effectverlies toe, dus 20000 watt, dan zou de weerstand van de leiding bedragen  $20000 : 200^2 = 0,5$  ohm en het spanningsverlies  $200 \times 0,5 = 100$  V. De doorsnede der geleiding zou, ondanks het grote verlies, dan rond 350 mm<sup>2</sup> moeten zijn.

Kiezen we echter een bedrijfsspanning van 5000 V, dan bedraagt de stroomsterkte 20 A en zou in de zelfde leiding het spanningsverlies niet meer dan 10 V, het effectverlies slechts 0,2 % bedragen.

Men kan, daar in het laatste geval, de stroom 10 maal kleiner is, op zijn minst ook een 10 maal kleinere doorsnede nemen, dus 35 mm<sup>2</sup>. De weerstand van de leiding is dan 5 ohm, het spanningsverlies  $20 \times 5 = 100$  V, het effectverlies  $20^2 \times 5 = 2000$  W = 2 kW of 2 %.

Generatoren voor gelijkstroom laten zich moeilijk voor hoger spanningen dan ongeveer 3000 V bouwen. Men kan n.l. het potentiaalverschil tussen twee naast elkaar liggende collectorstroken niet hoger opvoeren dan ongeveer 25 V. Daarboven bestaat de kans op de vorming van lichtbogen tussen de collectorstroken, die de collector zouden beschadigen. Daarbij komt nog dit, dat voor de transformering van gelijkstroom van hoge in lage spanning, een dubbele machine vereist wordt, hetgeen nog met aanzienlijke verliezen gepaard gaat.

Wisselstroomgeneratoren kunnen zeer bedrijfszeker worden geconstrueerd voor spanningen tot 10000 V. Als voor grote afstanden deze

spanning nog niet hoog genoeg is, kan men met behulp van transformatoren de spanning verhogen tot 50000 V en hoger. Bovendien is men, door de hoge spanningen waarvoor wisselstroomgeneratoren kunnen worden geconstrueerd, in staat generatoren van grote capaciteit te bouwen, die door ongeveer te gelijkertijd tot ontwikkeling gekomen stoomturbines worden aangedreven. Juist met deze combinatie is het mogelijk om de elektrische energie op economischer wijze te produceren dan vroeger het geval was met de betrekkelijk kleine dynamo's van lage spanning.

De bezwaren die men voorheen had tegen de toepassing van wisselstroom, wegens de gebrekkige wisselstroommotoren, zijn door de invoering van de meerfasen wisselstroom, de z.g. draaistroom, geheel vervallen. Wanneer gelijkstroom in sommige bedrijven noodzakelijk is, b.v. voor electrolytische doeleinden, voor tractie- of voor kraanbedrijven, kan men, door speciale machines (omzetters), of door gelijkrichters, de toegevoerde wisselstroomenergie met betrekkelijk geringe verliezen omzetten in gelijkstroomenergie.

## 2. De wisselstroom.

Een wisselstroom is een stroom, die periodiek van richting en sterkte verandert. De sterkte die een wisselstroom op een zeker ogenblik heeft, noemt men de ogenblikkelijke waarde van de wisselstroom.

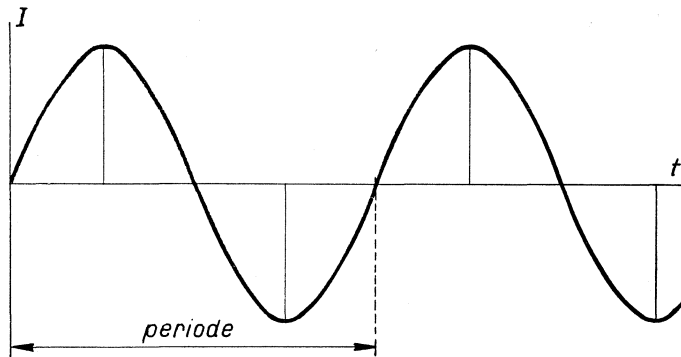


Fig. 1. Graphische voorstelling van een wisselstroom.

Verhouden de opeenvolgende ogenblikkelijke waarden zich als opeenvolgende sinuswaarden, dan spreekt men van een sinusvormige wisselstroom. De graphische voorstelling van een zodanige wisselstroom is dan een sinusoïde (fig. 1).

De tijd waarin de stroomsterkte éénmaal al haar waarden doorloopt heet de periode. Meestal wordt van een wisselstroom niet de

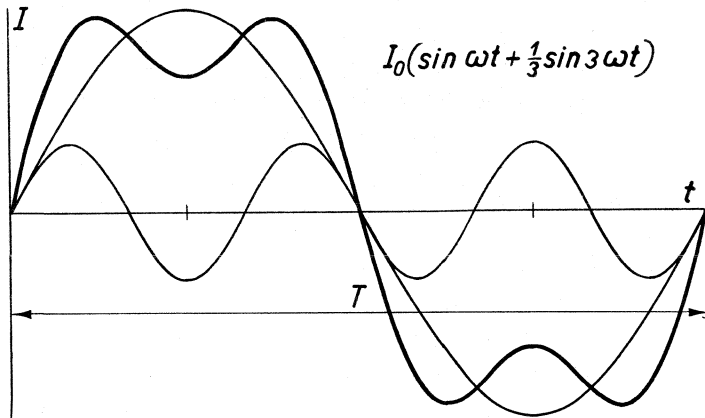


Fig. 2. Samengestelde wisselstroom.

periode, doch het aantal perioden per seconde aangegeven. Men noemt het aantal perioden per seconde de frequentie en drukt die uit hertz. <sup>1)</sup>

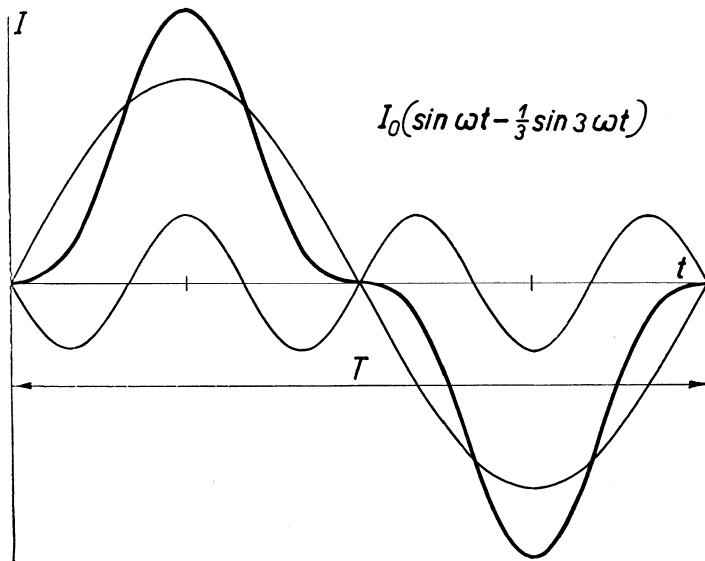


Fig. 3. Samengestelde wisselstroom.

Van de gebruikelijke wisselstromen, die door elektrische centrales geleverd

1) Naar den ontdekker der elektrische golven, HEINRICH HERTZ (1857—1894).

worden, bedraagt de frequentie normaal 50 hertz. In Amerika is de normale frequentie 60; men geeft ze daar aan in cycles. Van de „snelle” wisselstromen, welke in de radio worden gebruikt is de periode zeer klein. Hiervan wordt de frequentie aangeduid in kilohertz of kilocycles.

Voor de wisselstroomtechniek bezit de zuivere of enkelvoudige sinusvormige wisselstroom, om later te noemen redenen, de meest gewenste eigenschappen. Al wordt echter zoveel mogelijk getracht deze enkelvoudige sinusvormige wisselstroom op te wekken, toch kunnen door verschillende oorzaken afwijkingen van de sinusvorm optreden. Zo geven de dik getrokken krommen in fig. 2 en 3 sterke afwijkingen van de sinusvorm te zien.

Door FOURIER is nu wiskundig aangetoond, dat men elke periodieke verandering uit een reeks van enkelvoudige sinusvormige veranderingen ontstaan kan denken. Derhalve kan men iedere willekeurige periodieke wisselstroom opgebouwd denken uit een reeks van enkelvoudige wisselstromen. In een zodanige reeks zijn de frequenties van de volgende een veelvoud van de eerste der reeks. De eerste der reeks noemt men de grondgolf, de volgende heten de hogere harmonischen. Die wisselstroom welke men opgebouwd kan denken uit een grondgolf en een of meer hogere harmonischen, heet een samengestelde wisselstroom.

### 3. Het opwekken van een wisselstroom.

Om een wisselstroom te doen ontstaan is een wisselspanning nodig. Machines, waarin wisselspanningen worden opgewekt, heten wisselstroomgeneratoren of alternatoren.

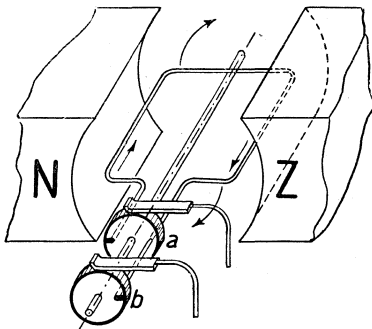


Fig. 4. Het opwekken van een wisselstroom.

Het eenvoudigst model van een wisselstroomgenerator is voorgesteld in fig. 4. Draait men de daarin getekende winding met constant toerental tussen de magneetpolen en als gevolg daarvan worden in de draden electromotorische krachten opgewekt (geïnduceerd). Bepalen we, met behulp van de rechterhandregel, de richting van de e.m.k. in de draden, dan blijkt:

- 1e, dat ze elkaar versterken;
- 2e, dat ze na elke halve omwenteling van de winding van richting omkeren.



De grootte van de opgewekte e.m.k. is evenredig met het aantal krachtlijnen dat per seconde gesneden wordt. Derhalve zal de e.m.k. in de draden maximum zijn als ze zich midden voor de polen bevinden, zoals in fig. 4, want daar is het veld het sterkst. Is de winding  $\frac{1}{4}$  omwenteling verder gedraaid, dan bevinden de draden zich midden tussen de polen en snijden geen krachtlijnen. Er wordt dan geen e.m.k. in geïnduceerd, m.a.w. de spanning in de winding is nul.

Het resultaat is, dat tijdens het draaien, in de winding een spanning ontstaat, die varieert tussen nul en maximum en per omwenteling tweemaal van richting wisselt; de spanning is dus een wisselspanning.

Als nu de einden van de winding verbonden zijn met twee sleep-  
ringen *a* en *b* waarop twee borstels rusten, dan kunnen we, met behulp van deze, een wisselstroom aan de inrichting ontnemen.

De op deze wijze verkregen wisselstroom zal in het algemeen geen enkelvoudige wisselstroom zijn. Een enkelvoudige wisselstroom zou met de getekende inrichting kunnen worden verkregen als het magnetisch veld, waarin de winding draait, een homogeen veld was. Dit geval, hoewel practisch moeilijk te verwezenlijken, zullen we in het volgende nader bezien.

Als bekend mogen we onderstellen, dat de e.m.k. in een geleider die magnetische krachtlijnen snijdt, bepaald is door de vergelijking,

$$E = Hlv \times 10^{-8} \text{ volt,}$$

als *H* de veldsterkte, *l* de lengte van de geleider en *v* de snelheid is, waarmee de geleider de krachtlijnen snijdt.

Als we dus in fig. 5 een winding met constante omtreks-  
snelheid *v* laten draaien in een homogeen magnetisch veld van de sterkte *H*, dan is de snelheid van de draden loodrecht op de krachtlijnenrichting  $v \sin \alpha$ . De ogenblikkelijke waarde van de geïnduceerde e.m.k. in de draden is dan,

$$E = Hlv \sin \alpha \times 10^{-8} \text{ volt.}$$

Hieruit volgt, dat de e.m.k. in de draden een sinusfunctie is; de ogenblikkelijke waarde is maximum voor  $\sin \alpha = 1$ , dus voor  $\alpha = 90^\circ$ . Noemen we deze maximumwaarde  $E_0$ , dan is

$$E_0 = Hlv \times 10^{-8} \text{ volt.}$$

Voor de ogenblikkelijke waarden kunnen we dan schrijven,  $E = E_0 \sin \alpha$

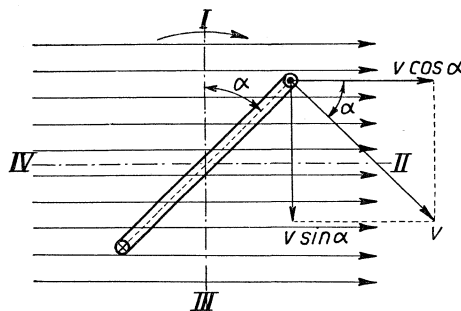


Fig. 5.

De e.m.k. is nul als  $\alpha = 0$ , dus wanneer het vlak van de winding loodrecht op de krachtlijnen staat, d.i. in stand I—III.

De periode van de e.m.k. vangt aan als de winding van uit deze stand wordt gedraaid in de richting van de pijl. Noemen we de hoeksnelheid waarmee ze draait  $\omega$ , dan is  $t$  seconden na aanvang van de periode, de hoekweg die de winding is gedraaid gelijk aan  $\omega t$ . Voor de hoek  $\alpha$  kunnen we dus schrijven,

$$\alpha = \omega t.$$

De vergelijking voor de geïnduceerde e.m.k. wordt dan,

$$E = E_0 \sin \omega t$$

Graphisch laat de geïnduceerde e.m.k. zich dus ook voorstellen

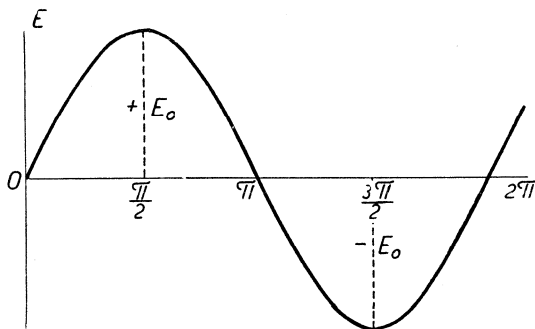


Fig. 6. De graphische voorstelling van een wisselspanning.

als functie van de hoekweg

$\omega t$  (fig. 6). Voor  $\omega t = 90^\circ$

$\left(\frac{\pi}{2} \text{ radialen}\right)$  wordt de e.m.k.

gelijk aan de maximale

waarde  $+E_0$ ; voor  $\omega t =$

$= 270^\circ \left(\frac{3\pi}{2}\right)$  is haar waarde

$-E_0$ . Verder zal voor  $\omega t$

$= 180^\circ (\pi)$  en  $\omega t = 360^\circ$

$(2\pi)$  de waarde der e.m.k.

nul zijn.

#### 4. Periode en cirkelfrequentie.

Maakt in het voorgaande de winding  $N$  omwentelingen per minuut, dan is de hoeksnelheid daarvan gelijk aan,

$$\omega = 2\pi \frac{N}{60} \dots \dots \dots (I)$$

Hierin is  $\frac{N}{60}$  het aantal omwentelingen per seconde. Eén omwen-

teling duurt dus  $\frac{60}{N}$  seconden. Zoals we gezien hebben, doorloopt de

opgewekte e.m.k. in één omwenteling één keer al haar waarden. De duur van één omwenteling is dus gelijk aan de periode. Noemen we die  $T$ , dan is

$$T = \frac{60}{N} \text{ seconden.}$$

De frequentie is het aantal perioden per seconde. Stellen we die voor door  $f$ , dan is,

$$f = \frac{1}{T}$$

en dus ook,  $f = \frac{N}{60}$  hertz.

Voeren we dit in, in vergelijking (I), dan volgt,

$$\omega = 2\pi f$$

De grootheid  $\omega$  heeft hierdoor een nieuwe betekenis verkregen; ze is gelijk aan  $2\pi \times$  de frequentie, of ook, gelijk aan het aantal perioden in  $2\pi$  seconden. Men noemt  $\omega$  in dit verband de cirkelfrequentie.

Belangrijk is, dat  $\omega$  nu als een grootheid kan worden beschouwd, die samenhangt met de functie welke een wisselstroom of wisselspanning voorstelt, onafhankelijk op welke wijze die ontstaat.

### 5. Het vectordiagram.

Is de kromme, die een wisselspanning of een wisselstroom of een wisselveld voorstelt een enkelvoudige sinus-kromme, dan kunnen we deze graphische voorstelling op een zeer eenvoudige wijze door een andere vervangen, door de z.g. vectorische voorstelling.

Als symbool voor de wisselgrootheid maken we bij deze voorstelling gebruik van een draaiende lijn, die men voerstraal of vector noemt. De lengte van de vector stelt de maximale waarde van de wisselgrootheid voor.

Laat in fig. 7 de vector  $OA$  de maximale waarde van de wisselgrootheid voorstellen.

We laten de vector draaien om het punt  $O$  van een rechthoekig coördinatenstelsel  $XOY$ , in een richting tegengesteld aan de wijzers van een klok. De hoeksnelheid van de vector is gelijk aan de cirkelfrequentie van de wisselgrootheid, dus gelijk aan  $\omega$ , hetgeen wil zeggen, dat de vector in één periode één omwenteling maakt. Als men nu

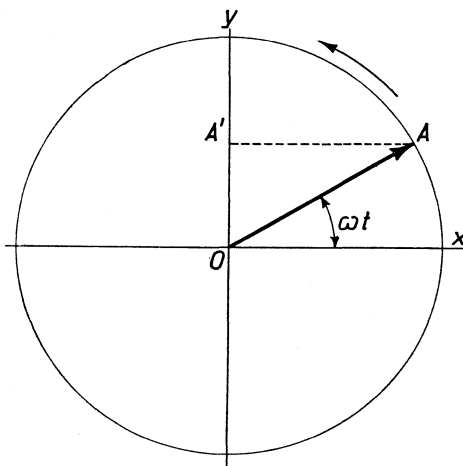


Fig. 7. Vectordiagram.

bedenkt, dat de periode aanvangt op het oogenblik dat  $OA$  samenvalt met de  $X$ -as, dan zullen de oogenblikkelijke waarden op andere tijdstippen van de periode worden gevonden door de projecties van de vector op de  $Y$ -as.

Heeft de vector,  $t$  seconden na aanvang der periode een hoekweg  $\omega t$  afgelegd, dan is blijkbaar,

$$OA' = OA \sin \omega t$$

Stelt b.v.  $OA$  de maximale waarde van de wisselstroom voor, dus  $I_0$ , dan zal  $OA$  de oogenblikkelijke waarde van de stroom zijn, want dan is,

$$OA = I_0 \sin \omega t$$

Van deze voorstellingswijze wordt in de wisselstroomtechniek een gretig gebruik gemaakt, omdat ze, zoals ook in de volgende hoofdstukken zal blijken, verschillende berekeningen zeer eenvoudig en overzichtelijk maakt.

## 6. Principe van een wisselstroomgenerator.

Volgens het in no. 3 aangegeven beginsel, een draaiende winding tussen twee polen, zou men een wisselstroomgenerator kunnen bouwen. Vermeerdert men n.l. het aantal windingen en brengt men ze aan op een gelamelleerd ijzeren ring of trommel, dan ontstaat een machine, die in mechanisch en electrisch opzicht te vergelijken is met een gelijkstroommachine.

Het verschil met de gelijkstroomgenerator bestaat dan daarin, dat de ankerwikkeling van de wisselstroomgenerator verbonden is met twee slepringen, terwijl, zoals bekend, de ankerwikkeling van een gelijkstroomgenerator op een commutator is aangesloten.

Vroeger werden wisselstroomgeneratoren volgens bovengenoemd principe, n.l. met roterend anker en vaststaande magneetpolen gebouwd. Zulke machines zijn echter voor de hoge spanningen en grote vermogens die tegenwoordig worden vereist, moeilijk te vervaardigen. Daarom heeft men bij de constructie van de moderne wisselstroomgeneratoren de rollen omgekeerd. Men laat de magneetpolen draaien binnen een vaststaande ring, welke de ankerwikkeling bevat.

Aan de hand van fig. 8 kunnen we de principieele inrichting van een wisselstroomgenerator nagaan. De machine bestaat uit een vaste ring van gelamelleerd ijzer, die aan de binnenzijde voorzien is van gleuven. In de gleuven wordt op een nader aan te geven wijze een wikkeling gelegd; deze vormt de ankerwikkeling. De einden daarvan

voeren naar twee, ergens aan het gestel geïsoleerd aangebrachte klemmen, vanwaar de stroom kan worden afgenomen. De ring met wikkeling is ondergebracht in een gietijzeren gestel. Het geheel noemt men het anker of dikwijls ook de stator. Met deze constructie wordt bereikt, dat de ankerwikkeling gemakkelijker voor hoge spanning te isoleren is. Bovendien ontgaat men de moeilijkheden, die zich bij het ontnemen van sterke stromen onder hoge spanning via sleep-ringen en borstels voordoen.

Binnen de ring draait een z.g. poolrad, ook wel rotor genoemd, dat is een rad hetwelk aan de omtrek voorzien is van polen, die zodanig door gelijkstroom worden bekrachtigd, dat afwisselend noord- en zuidpolen ontstaan.

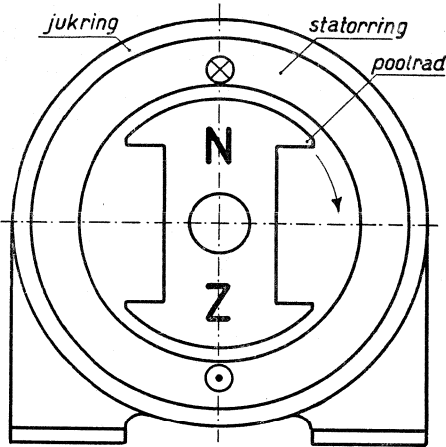


Fig. 8. Principe van een wisselstroom-generator.

Het aantal benodigde polen is afhankelijk van het toerental van het poolrad en van de verlangde frequentie van de wisselstroom. Het aantal is altijd even, omdat er evenveel noord- als zuidpolen moeten zijn.

Voor de bekrachtiging van de polen is, omdat het veld constant moet zijn, gelijkstroom vereist. Deze wordt meestal verkregen van een kleine gelijkstroomdynamo, waarvan het anker dikwijls op de as

van het poolrad is aangebracht. Deze gelijkstroomdynamo draagt de naam van opwek- of bekrachtigingsdynamo.

De vorming van de statorwikkeling is het gemakkelijkst te begrijpen als we het poolrad en de stator

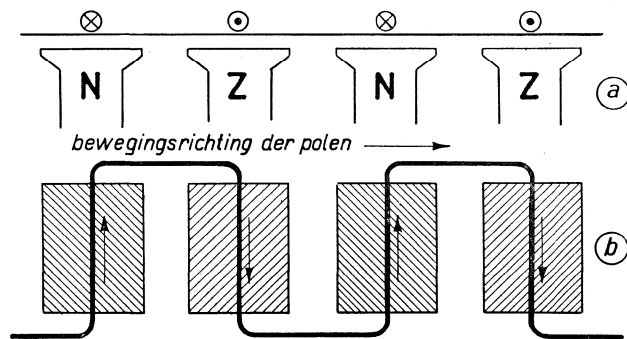


Fig. 9. Uitslag van de wikkeling.

volgens een rechte lijn ontwikkelen. In fig. 9 is dit schematisch gedaan voor een 4-polige generator. Leggen we voor elke pool een draad in de stator, dan wordt, bij de aangegeven bewegingsrichting der polen, in

elke draad een e.m.k. geïnduceerd, waarvan de richting kan worden bepaald met de regel van FLEMING (rechterhandregel), als we letten op de beweging van de draden t.o.v. de polen. Voor de N-polen zijn de e.m.kk tegengesteld aan die voor de Z-polen. Wanneer we dus de

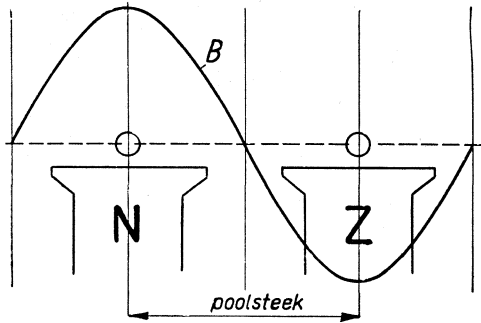


Fig. 10. Verloop van de inductie voor de polen.

draden op de aangegeven wijze verbinden, ontstaat een wikkeling waarin de e.m.kk der afzonderlijke draden elkaar versterken.

De polen worden zo geconstrueerd, dat de magnetische inductie over de dubbele poolsteek zoveel mogelijk een sinusvormig verloop heeft (fig. 10). Wanneer het poolrad dan met constante snelheid draait, zal de e.m.k. sinusvormige veranderingen ondergaan, m.a.w., er wordt een sinusvormige e.m.k. geïnduceerd, die per omwenteling van het poolrad twee perioden heeft.

Men kan nu ter verkrijging van een grotere e.m.k., voor elke pool meerdere draden aanbrengen. Er ontstaan dan in serie geschakelde spoelen (fig. 11). Een zoodanige wikkeling noemt men dan ook een spoelwikkeling. Er bestaan echter voor wisselstroomgeneratoren ook nog andere wikkelingsschema's. De bespreking hiervan, alsmede de verdere bijzonderheden van de wisselstroomgeneratoren, zullen we in het tweede deel van dit leerboek vervolgen.

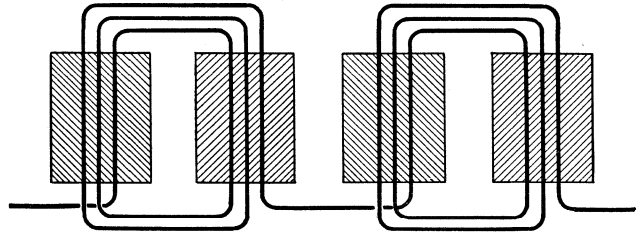


Fig. 11. Vorming van spoelen.

## 7. De effectieve- of middelbare sterkte van de wisselstroom.

De sterkte van een stroom is te beoordelen uit de arbeid, die hij gedurende een zekere tijd in een bepaalde weerstand in warmte omzet. Volgens de wet van JOULE is die arbeid bepaald door :

$$A = I^2rt \text{ joules}$$

Dit is dan ook de reden, dat men de sterkte van een wisselstroom als volgt definieert :

De effectieve of middelbare sterkte van een wisselstroom is die sterkte, die een gelijkstroom zou moeten hebben om in de zelfde weerstand gedurende de zelfde tijd een zelfde hoeveelheid warmte te ontwikkelen.

Een hittedraad-ampèremeter, wiens werking berust op de uitzetting van een geleider door de warmteontwikkeling van de elektrische stroom zal dus voor een wisselstroom van b.v. 10 A dezelfde uitslag geven als voor een gelijkstroom van 10 A.

Meer wiskundig kan men de effectieve waarde van de stroomsterkte omschrijven, als we, gedurende één periode, de arbeid die de wisselstroom in een weerstand in warmte omzet gaan berekenen.

Daartoe verdelen we de periode  $T$  in een groot aantal (oneindig aantal) tijdsdeeltjes. Laten we dit aantal tijdsdeeltjes voorstellen door  $n$ . Dan is de duur van een zo'n tijdsdeeltje  $dt = T/n$ . Omdat we gedurende zo'n tijdsdeeltje de stroom als constant kunnen beschouwen, is de daarin geleverde arbeid te berekenen. Tellen we de hoeveelheden arbeid, die in de opeenvolgende tijdsdeeltjes van de periode geleverd zijn op, dan vinden we de arbeid die gedurende een periode is geleverd.

Noemen we de opeenvolgende ogenblikkelijke waarden van de wisselstroom,

$$I_0 \sin \omega t_1 = i_1; \quad I_0 \sin \omega t_2 = i_2; \text{ enz.} \quad I_0 \sin \omega t_n = i_n$$

dan is de arbeid gedurende een periode :

$$A = i_1^2 r \frac{T}{n} + i_2^2 r \frac{T}{n} + \dots + i_n^2 r \frac{T}{n} \text{ joules}$$

of ook 
$$A = rT \frac{i_1^2 + i_2^2 + \dots + i_n^2}{n} \text{ joules}$$

Noemen we  $I$  de effectieve waarde van de wisselstroom, dan zal de arbeid gedurende een periode ook voorgesteld kunnen worden door,

$$A = I^2 r T \text{ joules.}$$

Derhalve zal, 
$$I^2 r T = rT \frac{i_1^2 + i_2^2 + \dots + i_n^2}{n}$$

of, 
$$I = \sqrt{\frac{i_1^2 + i_2^2 + \dots + i_n^2}{n}}$$

In woorden: De effectieve of middelbare stroomsterkte is gelijk aan de wortel uit het gemiddelde van de kwadraten der ogenblikkelijke stroomwaarden.

### 8. De verhouding van de effectieve en de maximale waarde van de wisselstroom.

De arbeid, die de wisselstroom in één periode ontwikkelt, kan volgens het voorgaande voorgesteld worden door,

$$A = r \frac{T}{n} (i_1^2 + i_2^2 + \dots + i_n^2),$$

of, met invoering van de waarden van  $i_1, i_2$  enz.

$$A = r \frac{T}{n} (I_0^2 \sin^2 \omega t_1 + I_0^2 \sin^2 \omega t_2 + \dots + I_0^2 \sin^2 \omega t_n)$$

of,

$$A = I_0^2 r \frac{T}{n} (\sin^2 \omega t_1 + \sin^2 \omega t_2 + \dots + \sin^2 \omega t_n) \dots \dots (1)$$

Het tussen haakjes gevatte is de som van een oneindig aantal termen. Daar we deze som met de lagere wiskunde niet rechtstreeks kunnen bepalen, passen we een hulpmiddel toe. We herhalen n.l. het voorgaande voor een wisselstroom van dezelfde maximale grootte en dezelfde frequentie, doch die met de voorgaande een phaseverschil bezit van  $\frac{1}{4}$  periode. Het is niet moeilijk te begrijpen, dat de arbeid, die deze stroom in eenzelfde weerstand gedurende één periode in warmte omzet, gelijk is aan die van de voorgaande. De ogenblikkelijke stroomsterkten zijn nu voor te stellen door :

$$I_0 \cos \omega t_1; I_0 \cos \omega t_2; \text{enz.} \dots I_0 \cos \omega t_n.$$

We vinden dan voor de arbeid gedurende één periode

$$A = I_0^2 r \frac{T}{n} (\cos^2 \omega t_1 + \cos^2 \omega t_2 + \dots + \cos^2 \omega t_n) \dots \dots (2)$$

Door optelling van de vergelijkingen (1) en (2) volgt,

$$2A = I_0^2 r \frac{T}{n} (\sin^2 \omega t_1 + \cos^2 \omega t_1 + \sin^2 \omega t_2 + \cos^2 \omega t_2 + \dots + \sin^2 \omega t_n + \cos^2 \omega t_n)$$

Daar,

$$\sin^2 \omega t + \cos^2 \omega t = 1,$$

zal,

$$2A = I_0^2 r \frac{T}{n} (1 + 1 + \dots + 1)$$

De som van het door de haakjes omvatte is gelijk aan  $n$ ,

dus,

$$2A = I_0^2 r T$$

of,

$$A = \frac{I_0^2 r T}{2} \text{ joules} \dots \dots (3)$$



We kunnen de laatste vergelijking ook schrijven in de vorm,

$$A = \frac{I_0}{\sqrt{2}} \times \frac{I_0}{\sqrt{2}} rT$$

Hierin stelt dan  $\frac{I_0}{\sqrt{2}}$  een waarde van de wisselstroom voor, die in het kwadraat gebracht en met de weerstand en de tijd vermenigvuldigd, de arbeid bepaalt; het is dus de sterkte van de stroom die past in de wet van JOULE en is daarom de effectieve stroomsterkte. Noemen we die weer  $I$ , dan is de betrekking tot de maximale stroom,

$$I = \frac{I_0}{\sqrt{2}} = \frac{1}{2} \sqrt{2} \times I_0 = 0,707 I_0.$$

Uit vergelijking (3) is nog op te merken, dat de arbeid van de wisselstroom, die in een weerstand in warmte wordt omgezet, gelijk is aan de helft van wat ze zou zijn als er een gelijkstroom van de maximale waarde  $I_0$  door heen werd gevoerd.

### 9. De gemiddelde sterkte van de wisselstroom.

Minder belangrijk, maar zoals we zullen zien toch niet onbelangrijk, is de kennis van de gemiddelde sterkte van de wisselstroom.

Onder de gemiddelde sterkte verstaan we de gemiddelde van de som der oogenblikkelijke stroomwaarden gedurende een halve periode.

Is de maximale waarde van een zuiver sinusvormige wisselstroom bekend, dan kan men langs grafische weg de gemiddelde stroomsterkte berekenen. In fig. 12 is de wisselstroomkromme voor een halve periode getekend. Zij nu  $i$  de gemiddelde stroomsterkte gedurende een zeer klein (oneindig klein) tijdsdeeltje  $dt$ , dan is de hoeveelheid electriciteit, die in dat tijdsdeeltje is doorgestroomd, gelijk aan  $di \times t$  coulombs. In de figuur laat zich die hoeveelheid voorstellen door de oppervlakte van het gearceerde strookje. Blijkbaar zal het gehele oppervlak van de door de kromme en de  $x$ -as ingesloten figuur, de hoeveelheid electriciteit voorstellen, die in een halve periode is doorgestroomd. Als we dus in staat zijn de oppervlakte van genoemde figuur te berekenen en we delen die door de basis, dan vinden we de gemiddelde stroomsterkte.

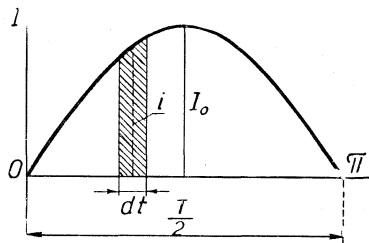


Fig. 12.

Om deze oppervlakte te bepalen is het voldoende als we de helft der oppervlakte berekenen, dat is dus van een kwart periode. Met behulp van fig. 13 kunnen we de berekening uitvoeren. Beschouwen we in fig. 13b,  $I_0 \sin \omega t$  als de gemiddelde stroomsterkte gedurende het oneindig klein deel  $AB$  der periode, dan is het oppervlak  $O$  van het gearceerde strookje,

$$O = AB \times I_0 \sin \omega t$$

of ook

$$O = AB \sin \omega t \times I_0 \dots \dots (1)$$

We kunnen de oppervlakte van dit strookje herleiden tot de oppervlakte van het gearceerde strookje in fig. 13a. Het deel  $AB$  der periode in fig. 13b is gelijk aan de lengte  $AB$  van de boog in fig. 13a. Is  $AB$

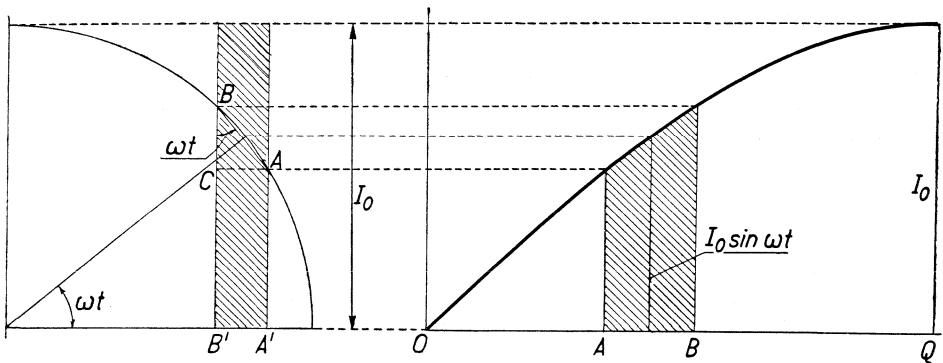


Fig. 13a.

Fig. 13b.

oneindig klein, dan is koorde  $AB =$  boog  $AB$ . Verder is  $\angle ABC = \omega t$  dus,

$$AB \sin \omega t = A'B'$$

Voor vergelijking (1) kunnen we derhalve schrijven,

$$O = A'B' \times I_0$$

Nu is in fig. 13a,  $A'B' \times I_0$  de oppervlakte van het gearceerde rechthoekje, dus

Oppervlakte gearceerde rechthoekje = oppervlakte gearc. strookje.

Elk strookje van het oppervlak der fig. 13b is zo te herleiden tot de oppervlakte van een rechthoekje, zodat

$$\text{totaal oppervlak} = \Sigma A'B' \times I_0$$

Uit de fig. 13a zien we, dat,  $\Sigma A'B' = I_0$

dus, totaal oppervlak =  $I_0 \times I_0$ .

Deling door  $OQ = \frac{\pi}{2} I_0$  geeft de gemiddelde ordinaat, d.i. de gemiddelde stroomsterkte, dus,

$$I_{gem} = \frac{I_0^2}{\frac{\pi}{2} I_0} = \frac{2}{\pi} I_0 = 0,636 I_0.$$

Het voorgaande is eigenlijk niets anders dan de berekening van de gemiddelde van de sinuswaarden over een kwart periode. Daarom zal de gemiddelde van alle sinusvormig veranderlijke grootheden, over  $\frac{1}{2}$  of  $\frac{1}{4}$  periode, steeds gelijk zijn aan  $\frac{2}{\pi}$  maal de maximum waarde.

De gemiddelde stroomsterkte laat zich proefondervindelijk bepalen, als men met een gelijkrichter de wisselstroom omzet in een pulserende stroom en deze gedurende zekere tijd  $t$  door een electrolyt, b.v. een zilvervoltameter voert. Uit de hoeveelheid afgescheiden zilver  $m$  is met de bekende vergelijking,

$$m = 1,118 It \text{ mg}$$

de gemiddelde stroomsterkte te berekenen. In verband hiermede noemt men de gemiddelde stroomsterkte ook wel, de electrolytisch gemiddelde.

Schakelt men een draaispoelampèremeter in een keten waarin een pulseerende stroom loopt, dan wijst deze, omdat het gemiddeld koppel bij dit instrument evenredig is met de gemiddelde van de ogenblikkelijke stroomsterkten, de gemiddelde stroomsterkte aan.

---

## HOOFDSTUK II.

### DE E.M.K. DER ZELFINDUCTIE.

#### 10. Het ontstaan van de e.m.k. der zelfinductie.

Proeven van FARADAY hebben aangetoond, dat wanneer het magnetisch veld om een geleider in sterkte verandert, dus af- of toeneemt, in de geleider een e.m.k. wordt opgewekt. Is de verandering van de veldsterkte een gevolg van een stroomverandering in de geleider (keten) zelf, dan noemen we de e.m.k. die er in ontstaat, de e.m.k. der zelfinductie.

De verklaring voor dit inductieverschijnsel is te zoeken in het arbeidsvermogen van het magnetisch veld hetwelk een stroomgeleider omhult. Sluiten we de stroom, dan wordt om de geleider een magnetisch veld gevormd. Hiervoor is arbeid nodig, zodat het electricisch arbeidsvermogen, dat tijdens de vorming van het magnetisch veld aan de geleider wordt toegevoerd, voor een deel gebruikt wordt voor de warmte-ontwikkeling, voor een ander deel voor de vorming van het magnetische veld. Dit betekent dus ook, dat de beschikbare spanning aan de einden van de geleider, bij het sluiten van de stroom groter is dan het Ohmse spanningsverlies, hetgeen slechts mogelijk is, als in de keten een e.m.k. optreedt, die tegengesteld is aan de beschikbare spanning, dus ook tegengesteld aan de stroom. Elke stroomtoename in de geleider geeft een toename van het aantal krachtlijnen om de geleider en derhalve aanleiding tot zulk een tegengestelde e.m.k.

Omgekeerd zal bij een stroomafname, het magnetisch veld en het daarin opgehoopte arbeidsvermogen verminderen. Er wordt dan arbeidsvermogen aan de keten teruggegeven, en dit is slechts mogelijk als het in sterkte afnemende magnetisch veld in de geleider een e.m.k. opwekt, die dezelfde richting heeft van de afnemende stroom.

De zelfinductieverschijnselen kunnen we aldus samenvatten: — Door een stroomtoename ontstaat een e.m.k. der zelfinductie die de tegengestelde richting, door een stroomafname ontstaat een e.m.k. die dezelfde richting, van de stroom heeft. —

Om zich de beïnvloeding van de stroomgeleider door de magnetische krachtlijnen enigermate voor te stellen, vergelijken we de krachtlijnen met elastische banden, die dan, zoals we weten, bij een rechte stroomgeleider in cirkels om de geleider lopen. Bij het ontstaan van de stroom denken we ons de krachtlijnen van het centrum der geleiderdoorsnede uit te gaan. Tijdens de uitbreiding van de cirkels naar buiten snijden de krachtlijnen de geleider. Om de elastische krachtlijnen zo om de geleider uit te spannen, is arbeid nodig; het is de arbeid welke de stroom bij zijn ontstaan verricht om het magnetisch veld te vormen.

Wordt de stroom in een keten verbroken, dan kan het magnetisch veld niet blijven bestaan; de elastische krachtlijnen trekken zich dan in het centrum van de geleider tot een onmagnetisch punt te zamen, waarbij arbeid vrijkomt. De krachtlijnen snijden daarbij weer de geleider en wekken de daarin reeds genoemde e.m.k. op, welke de vrijkomende energie omzet in elektrische energie.

### 11. De grootte van de e.m.k. der zelfinductie.

Uit de algemene inductievergelijking weten we, dat de e.m.k. der inductie bepaald is door het aantal krachtlijnen (krachtstroom) dat per tijdseenheid de geleider snijdt.

Noemen we het aantal krachtlijnen dat door een stroom  $I$  wordt geschapen  $\Phi$ , dan zal dit aantal bij het ontstaan of verdwijnen één keer de geleider snijden.

Bestaat de geleider uit een spoel van  $n$  windingen, dan zal bij het verdwijnen van de krachtstroom, een e.m.k. worden geïnduceerd evenredig met  $n\Phi$ . Dit product is evenredig met de stroomsterkte, zodat we kunnen schrijven,

$$n\Phi = LI$$

In deze vergelijking is de factor  $L$  afhankelijk van de afmetingen der spoel; men noemt deze factor de coëfficiënt der zelfinductie.

Stellen we ons voor dat de stroom in  $t$  seconden regelmatig verandert van een sterkte  $I_1$  tot  $I_2$ , dan verandert het aantal krachtlijnen van  $\Phi_1$  tot  $\Phi_2$ , dus

$$n\Phi_1 = LI_1$$

$$n\Phi_2 = LI_2$$

Volgens de inductievergelijking is,

$$E = \frac{n\Phi_2 - n\Phi_1}{t}$$

of, met invoering van de waarden  $n\Phi_1$  en  $n\Phi_2$ ,

$$E = -L \frac{I_2 - I_1}{t}.$$

In geval de stroom onregelmatig verandert, moet men de tijd oneindig klein nemen, zodat

$$E = -L \frac{di}{dt}.$$

Het negatieve voorteken is noodzakelijk, omdat de opgewekte e.m.k. tegengesteld is aan de stroomverandering, dus aan het quotiënt  $\frac{di}{dt}$ .

Volgens de vergelijking zal  $L = E$  zijn, als  $\frac{di}{dt} = 1$ ; in woorden:

De coëfficiënt der zelfinductie van een keten is gelijk aan de spanning die daarin geïnduceerd wordt, als de stroomsterkte per tijdseenheid met de eenheid verandert.

De eenheid van de zelfinductiecoëfficiënt is bepaald door de eenheid waarin de spanning en stroom worden uitgedrukt. Kiest men: ampères en volts, dus praktische eenheden, dan is één henry de zelfinductiecoëfficiënt van een geleider waarin een spanning van 1 volt geïnduceerd wordt, als de stroomsterkte per seconde daarin met 1 ampère verandert.

## 12. De coëfficiënt der zelfinductie voor een toroïde.

Voor een cirkelvormige draadspoel, de z.g. toroïde, laat zich de coëfficiënt der zelfinductie door een eenvoudige berekening vinden. Zoals bekend, is de veldsterkte binnen het midden van de toroïde gelijk aan

$$H = \frac{0,4\pi nI}{l}$$

als  $n$  het aantal windingen en  $l$  de gemiddelde omtrek van de toroïde voorstelt. De krachtstroom bedraagt bij een doorsnede  $S$  en bij een stroomsterkte  $I_1$ ,

$$\Phi_1 = \frac{0,4\pi nI_1 S}{l}.$$

Verandert de stroom in  $t$  seconden regelmatig van  $I_1$  tot  $I_2$ , dan bedraagt

de krachtstroom na dit tijdsverloop,

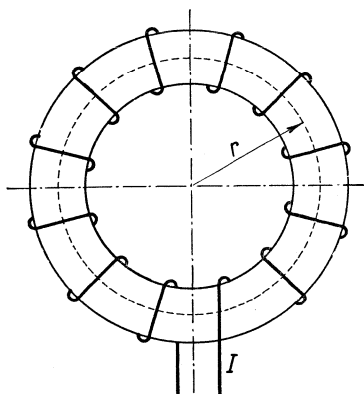


Fig. 14. Toroïde.

$$\Phi_2 = \frac{0,4\pi n I_2}{l} S.$$

De krachtstroomverandering wekt in iedere winding een e.m.k. op gelijk aan,

$$\frac{\Phi_2 - \Phi_1}{t} \times 10^{-8} \text{ volt}$$

voor de  $n$  windingen van de toroïde zal de e.m.k. dus bedragen,

$$E = n \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{t} \times 10^{-8} \text{ volt}$$

of, met invoering van de waarden van  $\phi_1$  en  $\phi_2$ ,

$$E = \frac{0,4\pi n^2}{l} S \times \frac{I_2 - I_1}{t} \times 10^{-8} \text{ volt.}$$

De grootheid  $\frac{0,4\pi n^2}{l} S \times 10^{-8}$  is hierin de coëfficiënt der zelfinductie.

Bevat de toroïde een ijzeren kern, dan is, als  $\mu$  de coëfficiënt van permeabiliteit van het gebruikte ijzer is, de krachtstroom  $\mu$  maal groter. De coëfficiënt der zelfinductie wordt dan,

$$L = \frac{0,4\pi n^2 \mu S}{l} \text{ henry.}$$

## HOOFDSTUK III.

### ZELFINDUCTIE IN EEN WISSELSTROOMKETEN.

#### 13. De e.m.k. der zelfinductie in een wisselstroomketen.

Daar de sterkte van een wisselstroom met de tijd verandert, is het begrijpelijk, dat in een keten waarin een wisselstroom loopt, de e.m.k. der zelfinductie een belangrijke rol speelt. We zullen nu eerst langs grafische weg trachten ons een beeld te vormen van de e.m.k. der zelfinductie in een zodanige keten.

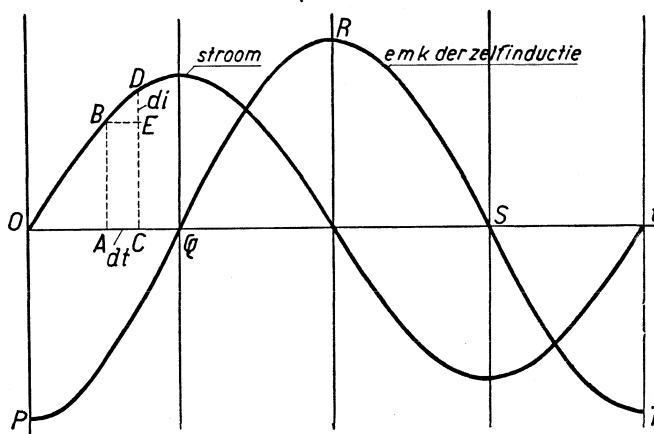


Fig. 15.

In fig. 15 is de wisselstroom voorgesteld als functie van de tijd. Op een tijdstip  $A$  van de periode heeft de stroom de waarde  $AB$ ,  $dt$  seconden later de waarde  $CD$ ; de stroomverandering  $di$  in die tijd is dus  $CD - AB = ED$ , zodat het quotiënt,

$$\frac{di}{dt} = \frac{DE}{BE} = \text{tg } \angle DBE$$

Reeds aan de vorm der stroomkromme is te zien, dat de stroomverandering per tijdseenheid, d.i.  $\text{tg } \angle DBE$ , een maximum is gedurende het tijdsdeeltje waarin de stroom zijn nulwaarde bereikt, terwijl in het



tijdsdeeltje waarin de stroom maximaal wordt,  $\text{tg } \angle DBE = \text{nul}$  is. Omdat de e.m.k. der zelfinductie bepaald is door,

$$E = \frac{di}{dt} L,$$

betekent dit, dat deze haar maximum bezit op die tijdstippen van de periode als de stroom nul is, terwijl ze haar nulwaarde heeft als de stroom in de keten zijn maximum of topwaarde bezit. Bedenken we nu, dat de e.m.k. der zelfinductie bij het aangroeien van de stroom, de tegengestelde, bij het afnemen van de stroom dezelfde richting heeft als de stroom, dan is door de punten  $P, Q, R, S$  en  $T$  in fig. 15 het verloop van de e.m.k. der zelfinductie gedurende een periode reeds gedeeltelijk vastgelegd. We mogen deze punten, — straks zullen we dit bewijzen —, verbinden door een kromme van de vorm die in de figuur is getekend.

De vorm dezer kromme is nauwkeurig vast te stellen, als we weten welke waarde de e.m.k. der zelfinductie op elk willekeurig tijdstip der periode bezit. Daartoe moeten we nagaan hoe of het quotiënt  $di/dt$  verandert als de stroom volgens een sinusfunctie verandert. We maken daarvoor gebruik van het vector-diagram in fig. 16.

Zij,  $OA$  de vector van de stroom, dan is  $t$  seconden na aanvang van de periode de waarde van de stroom,

$$I_0 \sin \omega t = OA \sin \omega t = OA'.$$

Een oneindig kleine tijd,  $dt$  seconden later, op het tijdstip  $t + dt$ , is de waarde van de stroom, als  $OB = OA = I_0$  is,

$$OB \sin \omega (t + dt) = OB'$$

Dan stelt  $OB' - OA'$  de oneindig kleine stroomverandering  $di$  voor in de oneindig kleine tijd  $dt$ , dus

$$A'B' = di.$$

De vector  $OA$  heeft in  $dt$  seconden de in werkelijkheid ook weer oneindig kleine hoek  $AOB$  doorlopen. Daarom kunnen we boog  $AB =$  koorde  $AB$  stellen en staat  $AB \perp OA$ .

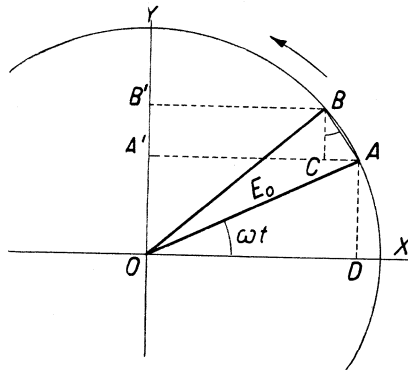


Fig. 16.

Trekken we  $BC$  en  $AA'' \perp AA'$ , dan is  $\angle ABC = \angle AOA$ , dus  $\triangle OAA' \sim \triangle ABC$ , waaruit volgt:

$$OA : OA'' = AB : BC$$

of ook,

$$I_0 : I_0 \cos \omega t = AB : A'B'$$

De boog  $AB$  wordt doorlopen in  $dt$  seconden, de hoeksnelheid van de vector is  $\omega$ , dus de lineaire snelheid van het punt  $A$  is gelijk aan

$$\omega r = \omega I_0$$

De lengte van de boog (koorde)  $AB$  is dan  $\omega I_0 dt$ .

We kunnen dan schrijven,

$$I_0 : I_0 \cos \omega t = \omega I_0 dt : di$$

waaruit volgt,

$$\frac{di}{dt} = \omega I_0 \cos \omega t$$

De ogenblikkelijke waarde van de e.m.k. der zelfinductie is dan,

$$E_z = \omega L I_0 \cos \omega t$$

Hieruit blijkt, dat als de stroom volgens een sinusfunctie verandert, de hierdoor opgewekte e.m.k. der zelfinductie een cosinusfunctie is. De kromme die in fig. 15 de e.m.k. der zelfinductie voorstelt, zal dus een cosinuslijn zijn die met de stroomkromme  $\frac{1}{4}$  periode in phase verschoven is. De stroom bereikt  $\frac{1}{4}$  periode eerder zijn positiefmaximum als de e.m.k. der zelfinductie. Men drukt dit zo uit: De stroom is  $\frac{1}{4}$  periode in phase vóór op de e.m.k. der zelfinductie. Ook spreekt men van vóór- en najling. B.v. de stroom ijlt  $\frac{1}{4}$  periode voor op de e.m.k. der zelfinductie, of, deze ijlt  $\frac{1}{4}$  periode na op de stroom.

De e.m.k. der zelfinductie is maximaal voor  $\cos \omega t = 1$ , dus als  $\omega t = 0^\circ$ , derhalve,

$$E_0 = \omega L I_0$$

Delen we aan beide zijden van het gelijkteken door  $\sqrt{2}$ , dan vinden we voor de effectieve waarde,

$$E = \omega L I.$$

#### 14. Wisselstroomketen met inductievrijen weerstand.

Van sommige geleiders, b.v. gloeilampen en elektrische verwarmingstoestellen, is de zelfinductie zo gering, dat ze bij de normale frequentie kan worden verwaarloosd. Zulke geleiders gedragen zich voor een wisselstroom op dezelfde wijze als voor een gelijkstroom, m.a.w. we hebben alleen rekening te houden met de z.g. ohmse weer-

stand, d.i. de weerstand die door de lengte, doorsnede en soortelijke weerstand van het geleidermateriaal bepaald is; men noemt ze niet-inductieve of inductievrije weerstanden.

Sluiten we een zodanige weerstand  $R$  op een wisselstroombron aan, met de spanning  $E_0 \sin \omega t$ , dan is de stroomsterkte op elk ogenblik bepaald door het quotient van de ogenblikkelijke spanning en de weerstand  $R$ , zodat,

$$i = \frac{E_0 \sin \omega t}{R} = I_0 \sin \omega t$$

m.a.w. de stroom is ook weer een functie van  $\sin \omega t$  en laat zich grafisch voorstellen door een kromme waarvan de maxima's en minima's gelijktijdig optreden met die van de spanning. We zeggen dan: de stroom-

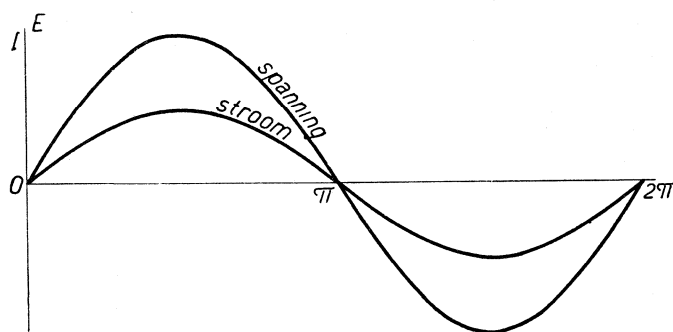


Fig. 17.

kromme is in phase met de spanningskromme (fig. 17).

De stroom bereikt de maximumwaarde als  $\sin \omega t = 1$ , dan is

$$I_0 = \frac{E_0}{R}.$$

Delen we aan beide zijden van

het gelijkteken door  $\sqrt{2}$ , dan vinden we de voor de praktijk belangrijke betrekking tussen de effectieve waarden van stroom en spanning, n.l.

$$\frac{I_0}{\sqrt{2}} = \frac{E_0}{R\sqrt{2}}$$

of, als we  $I$  en  $E$  de effectieve waarden van stroom en spanning noemen:

$$I = \frac{E}{R}$$

dus: Voor een wisselstroomketen die alleen Ohmse weerstand bevat, geldt voor de effectieve waarden van spanning en stroom de wet van OHM; stroom en spanning zijn in phase.

### 15. Wisselstroomketen met uitsluitend zelfinductie.

We hebben de verschijnselen der zelfinductie reeds uitvoerig nagegaan in no. 10. Bezit de keten uitsluitend zelfinductie, hetgeen practisch slechts bij benadering mogelijk is, omdat bij de gewone temperatuur alle geleiders Ohmse weerstand bezitten, dan zal de spanning van de wisselstroombron uitsluitend dienen om de e.m.k. der zelfinductie op te heffen, zodanig, dat op elk oogenblik de beschikbare spanning dient om de door de oogenblikkelijke stroomveranderingen ontstane e.m.k. der zelfinductie te overwinnen.

Grafisch zal die spanning voorgesteld kunnen worden door een kromme gelijk maar tegengesteld aan de e.m.k. der zelfinductie. We zullen die spanning in het vervolg de inductieve spanning noemen.

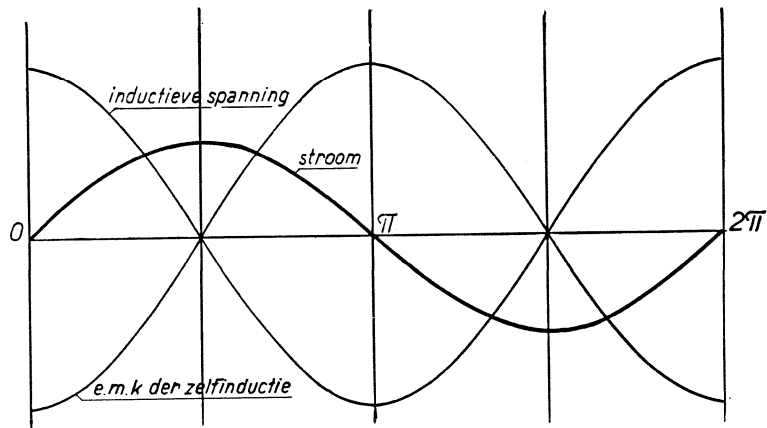


Fig. 18.

De grootte dezer spanning is op elk oogenblik precies gelijk aan de e.m.k. der zelfinductie en derhalve, even als deze laatste, gelijk aan :

$$E = \omega LI$$

maar nu met een + voortekenen omdat ze tegengesteld is aan de e.m.k. der zelfinductie.

Daar  $E$ , de inductieve spanning, in dit geval ook de spanning van de stroombron is, zal de vergelijking

$$I = \frac{E}{\omega L}$$

de wet van OHM voor deze keten voorstellen. De grootheid  $L\omega$  hebben we dan aan te zien als een weerstand; men noemt ze ter onderscheiding

van de Ohmse weerstand, de inductieve reactantie of de inductieve weerstand van de keten.

Ofschoon de grootheid  $\omega L$  zich volgens de vergelijking gedraagt als een weerstand, omdat ze de stroom begrenst, moeten we haar toch uitdrukkelijk van de Ohmse weerstand onderscheiden:

1e, omdat de stroomdoorgang bij een inductieve weerstand met geen warmteontwikkeling, dus met geen arbeidsopname door de keten gepaard gaat;

2e, omdat stroom en spanning  $90^\circ$  in phase verschoven zijn, als de keten uit zuivere inductieve weerstand bestaat;

3e, omdat de inductieve weerstand niet alleen van  $L$ , doch ook van  $\omega$  afhankelijk is, hetgeen dus zeggen wil, dat bij toenemende frequentie de inductieve weerstand evenredig toeneemt.

### **16. Wisselstroomketen met Ohmse weerstand en zelf-inductie.**

We kunnen nu het in de praktijk vaak voorkomende geval beschouwen, dat een keten zowel Ohmse weerstand als zelfinductie bezit. Het eenvoudigste voorbeeld daarvan is de solenoïde. Het is ook nu weer van praktisch belang te weten hoe de stroomsterkte in de keten afhangt van de Ohmse en inductieve weerstanden.

Het gemakkelijkst is eerst na te gaan welke klemspanning de stroombron moet bezitten om een bepaalde stroom in de keten te verwekken. Uit het voorgaande weten we, dat daarvoor nodig is:

1. een spanning voor de dekking van het Ohmse spanningsverlies;
2. een spanning gelijk maar tegengesteld aan de e.m.k. der zelf-inductie, d.i. de inductieve spanning.

Op elk ogenblik zal de spanning aan de klemmen van de stroombron gelijk moeten zijn aan de som van de Ohmse- en inductieve spanningen op hetzelfde ogenblik. Ter verduidelijking gaan we er toe over de gezochte spanning graphisch te bepalen. In fig. 19 hebben we de krommen van de Ohmse- en van de inductieve spanningen getekend. De eerste is in phase met de stroom, de andere ijlt  $90^\circ$  voor op de stroom. Tellen we de ordinaten van deze twee spanningen op, dan vinden we de klemspanning. Is b.v. op een tijdstip  $A$ , de Ohmse spanning  $AB$ , de inductieve spanning  $AC$ , dan is de benodigde klemspanning op hetzelfde tijdstip  $AD = AB + AC$ .

Er ontstaat door deze optelling een kromme, die het verloop van de vereiste klemspanning voorstelt. Het blijkt, dat tussen stroom en klemspanning een faseverschil  $\varphi$  bestaat, dat tussen  $0^\circ$  en  $90^\circ$  ligt.

Ofschoon men nu de zaak kan omkeren en zeggen kan: Als men deze door constructie gevonden spanning aan de keten legt, ontstaat daarin de gegeven stroom, toch is het verband tussen de effectieve waarden van spanning en stroomsterkte nog niet vastgesteld. In het volgende zullen we zien langs welke weg dit wel mogelijk is.

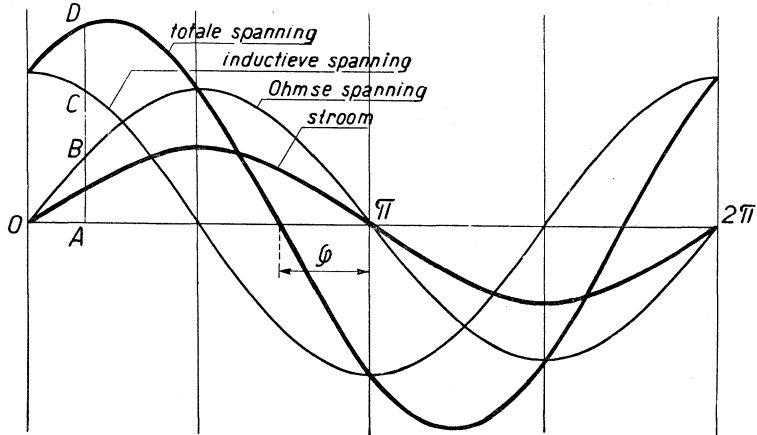


Fig. 19.

### 17. Vectordiagram der spanningen.

In no. 5 hebben we gezien, dat een sinusvormig veranderlijke grootheid voorgesteld kan worden door een draaiende vector. Derhalve kunnen we ook de Ohmse en inductieve spanningen door draaiende vectoren voorstellen.

Heeft de stroom de functie  $I_0 \sin \omega t$ , dan zal de functie van de inductieve spanning door  $\omega L I_0 \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right)$  worden voorgesteld.

Het tussen de Ohmse en inductieve spanningen bestaande phaseverschil van  $\frac{1}{4}$  periode komt in het vectordiagram tot uiting, als men de vector van de inductieve spanning onder een hoek van  $90^\circ$  tekent met die van de Ohmse spanning, zodanig dat hij vóórijlt op de vector van deze. In fig. 20 is  $OA$  de vector der Ohmse spanning,  $OB$  de vector der inductieve spanning. Zoals we weten stellen deze vectoren de maximale waarden van de periodieke grootheden voor, hun projecties op de  $y$ -as de ogenblikkelijke waarden.

Uit de figuur volgt:

$$OA' = OA \sin \omega t$$

$$OB' = OB \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right)$$

en daar,  $OA = RI_0$  en  $OB = \omega LI_0$ ,

volgt,

$$OA' = RI_0 \sin \omega t$$

$$OB' = \omega LI_0 \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right)$$

De ogenblikkelijke waarde der klemspanning is gelijk aan de som van de ogenblikkelijke waarden van de Ohmse- en inductieve spanningen. Als we er dus voor zorgen, dat  $OC' = OA' + OB'$ , dan is  $OC'$  de ogenblikkelijke waarde der klemspanning.

Deze waarde is echter ook te vinden als men de vectoren van de Ohmse en inductieve spanningen, even als krachten gaat samenstellen

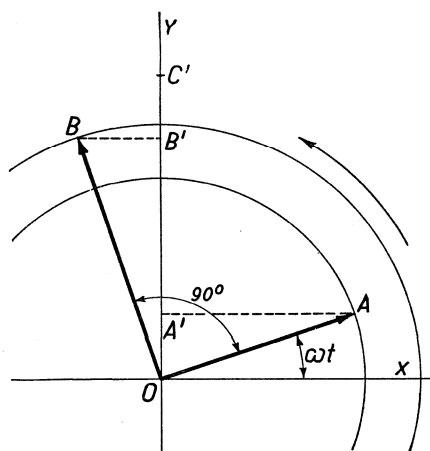


Fig. 20.

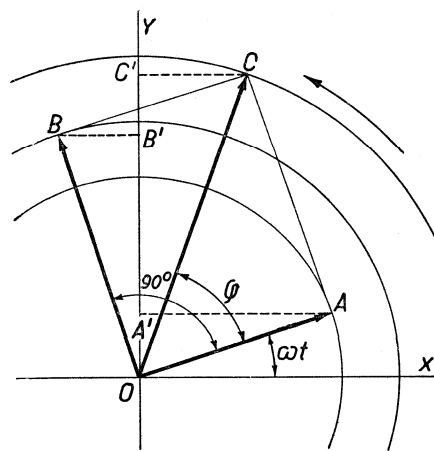


Fig. 21.

tot een vector  $OC$  (fig. 21). Projecteren we deze vector op de  $Y$ -as, dan vinden we dat zijn projectie  $OC'$  juist gelijk is aan  $OA' + OB'$ , waaruit volgt, dat de resulterende vector  $OC$  de vector der klemspanning moet zijn.

Het is zonder meer duidelijk, dat de klemspanning eveneens een sinusfunctie zal zijn, met de zelfde periode als de beide andere spanningen. Men kan zich dit ook zó voorstellen:  $OA$ ,  $OB$  en  $OC$  vormen een onveranderlijke figuur, die om het punt  $O$  wentelt; hun projecties op de  $y$ -as geven, in elke stand van de figuur, de ogenblikkelijke waarden der spanningen. Altijd is dus  $OC' = OA' + OB'$  (denk om het teken van de sinus).

De hoek, welke de vector der klemspanning met die der Ohmse spanning maakt, wordt aangegeven door de letter  $\varphi$ . Het phaseverschil

tusschen stroom en spanning wordt meestal door die hoek aangegeven zodat men voor de functie van de klemspanning schrijven kan :

$$e = E_0 \sin(\omega t + \varphi),$$

als  $E_0$  de vectorwaarde (max. waarde) der klemspanning voorstelt.

De grootte der klemspanning is eveneens vastgelegd in de vectorfiguur. Er volgt n.l. uit, dat

$$OC^2 = OA^2 + OB^2,$$

$$\text{of,} \quad E_0^2 = (RI_0)^2 + (L\omega I_0)^2$$

$$\text{waaruit volgt,} \quad E_0^2 = I_0^2 (R^2 + L^2\omega^2).$$

Delen we aan beide zijden van het gelijkteken door  $\sqrt{2}$ , dan volgt de gezochte betrekking tussen de effectieve waarden van stroom en spanning, n.l.

$$E^2 = I^2(R^2 + L^2\omega^2)$$

$$\text{of,} \quad I = \frac{E}{\sqrt{R^2 + L^2\omega^2}}$$

Deze uitdrukking wordt de wet van OHM voor wisselstroom genoemd. De noemer van de breuk,  $\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}$ , heeft men de naam van schijnbare weerstand of impedantie gegeven. Volgens de vergelijking is de impedantie te berekenen, als men de effectieve spanning

deelt door de effectieve stroomsterkte.

De impedantie kan worden voorgesteld als hypotenuse van een rechthoekige driehoek, de z.g. driehoek van FLEMING, waarin men de phaseverschuivingshoek  $\varphi$  terug vindt. Dit laatste is gemakkelijk uit de vector-

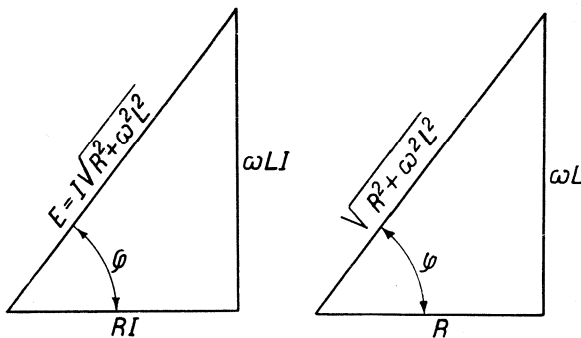


Fig. 22. Spanningsdriehoek. Fig. 23. Weerstandsdriehoek.

figuur af te leiden. Delen we de vectoren door  $\sqrt{2}$ , dan ontstaat een gelijkvormige figuur, waarvan de zijden de effectieve waarden der spanningen voorstellen. Ter verkorting tekent men gewoonlijk de helft van die figuur en hierdoor ontstaat dan de z.g. spanningsdriehoek. Delen we de zijden van de spanningsdriehoek door  $I$ , dan levert dit de gelijkvormige weerstandsdriehoek van FLEMING op.



Meestal geeft men de impedantie aan met de letter  $z$ ; de inductieve weerstand met de letter  $x$ , zodat,

$$z = \sqrt{R^2 + x^2}$$

Het phaseverschil tussen stroom en spanning is nu bepaald door de gegevens van de keten. We vinden n.l.,

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{R}.$$

In het beschouwde geval, waar  $L$  en  $R$  in één spoel zijn verenigd, moeten de Ohmse- en inductieve spanning opgevat worden als componenten van de totale spanning. Indien de Ohmse weerstand en de zelf-inductie afzonderlijk in de keten aanwezig zijn, zouden we de Ohmse- en inductieve spanning, elk afzonderlijk, met een voltmeter kunnen aantonen.

Voorbeeld:

Een spoel met een weerstand van 3 ohm en een zelfinductiecoëfficiënt van 0,03 henry, wordt aangesloten op een wisselspanning van 40 volt en een frequentie van 50 hertz. Hoe groot is de stroomsterkte?

Oplossing:

$$I = \frac{E}{\sqrt{R^2 + x^2}}.$$

We weten dat,

$$x = \omega L,$$

of,

$$x = 2\pi 50 \times 0,03$$

ingevuld,

$$I = \frac{40}{\sqrt{3^2 + 314^2 \times 0,03^2}} = 4,05 \text{ A.}$$

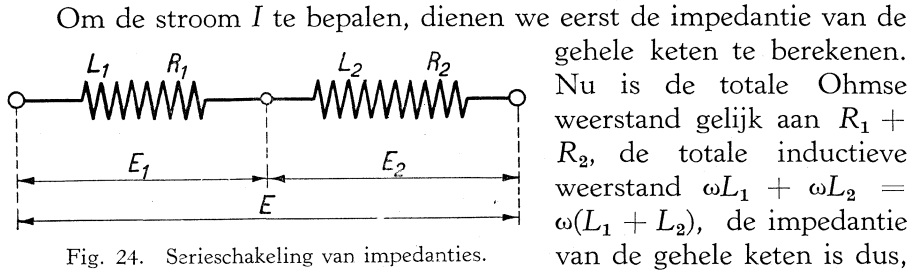
Opmerking:

Uit het voorgaande blijkt duidelijk welk een grote invloed de zelf-inductie op de stroomsterkte heeft. Hadden we de spoel op een gelijkstroombron van de zelfde spanning aangesloten, dan zou bij die spanning de stroom  $40 : 3 = 13,33 \text{ A}$  hebben bedragen.

### 18. Serieschakeling van impedanties <sup>1)</sup>.

We stellen ons het geval voor, dat in fig. 24 is getekend. Twee toestellen, elk met zelfinductie en Ohmse weerstand in serie aangesloten op een wisselspanning  $E$ .

1) De naam impedantie gebruiken we ook om een toestel aan te duiden, dat zowel Ohmse weerstand als zelfinductie bevat.



$$x = \sqrt{(R_1 + R_2)^2 + \omega^2(L_1 + L_2)^2}$$

zodat we voor de stroom vinden,

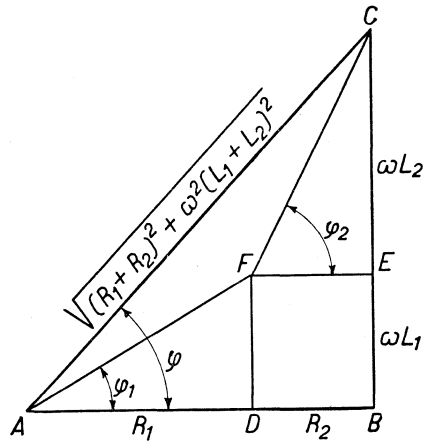
$$I = \frac{E}{\sqrt{(R_1 + R_2)^2 + \omega^2(L_1 + L_2)^2}}$$

De impedantie is ook weer graphisch te berekenen. Hiervoor tekenen we een rechthoekige driehoek (fig. 25), waarvan de rechthoekzijden zijn,

$$AB = R_1 + R_2,$$

$$BC = \omega(L_1 + L_2)$$

De hypotenuse  $AC$  is dan gelijk aan de impedantie van de gehele keten. Het is verder duidelijk, dat wanneer  $AD$  en  $DB$  de Ohmse weerstanden,  $BE$  en  $EC$  de inductieve weerstanden zijn, de afzonderlijke impedanties te construeren zijn, door in de driehoek  $ABC$ ,  $EF \parallel AB$  en  $DF \parallel BC$  te trekken, en  $F$  te verbinden met  $A$  en  $C$ . Er ontstaan dan twee rechthoekige driehoeken, waarvan  $\triangle ADF$  de weerstandsdriehoek voor het eerste toestel is,  $\triangle FEC$  de weerstandsdriehoek voor het tweede toestel is, zodat  $AF$  en  $FC$  de impedanties zijn van de respectievelijke toestellen.



Vermenigvuldigen we de zijden van de weerstandsfiguur met  $I$ , dan ontstaat een gelijkvormige spanningsfiguur. In fig. 26 stellen  $AB$  en  $BC$  respectievelijk de som der Ohmse spanningen en de som der inductieve spanningen voor, terwijl  $AC$  de totale spanning is. Verder zal  $AF$  de spanning  $E_1$ , en  $FC$  de spanning  $E_2$  voorstellen. Hieruit is

te besluiten, dat de totale spanning gelijk is aan de meetkundige som (vectorsom) van  $E_1$  en  $E_2$ .

De phaseverschuiving tussen de stroom  $I$  en de spanningen  $E_1$  en  $E_2$  is in het algemeen verschillend en daarom zal  $E$  de meetkundige som zijn van  $E_1$  en  $E_2$ . De phaseverschuivingshoeken zijn, zoals we gemakkelijk in de fig. kunnen zien, bepaald door,

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi_1 &= \frac{\omega L_1}{R_1}; \\ \operatorname{tg} \varphi_2 &= \frac{\omega L_2}{R_2}; \\ \operatorname{tg} \varphi &= \frac{\omega(L_1 + L_2)}{R_1 + R_2}. \end{aligned}$$

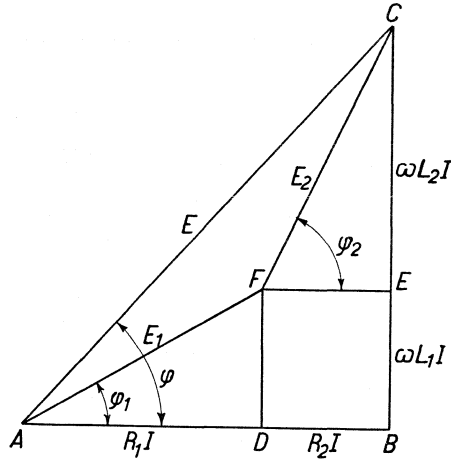


Fig. 26.

**19. Parallelschakeling van impedanties.**

Vertakt een gelijkstroom zich over enige parallele takken, dan is, volgens de 1e wet van KIRCHHOFF, de algebraïsche som van de stromen in de vertakkingspunten gelijk aan nul.

In een wisselstroomvertakking geldt deze wet alleen voor de ogenblikkelijke stroomwaarden en in één bijzonder geval ook voor de effectieve waarden van de stromen.

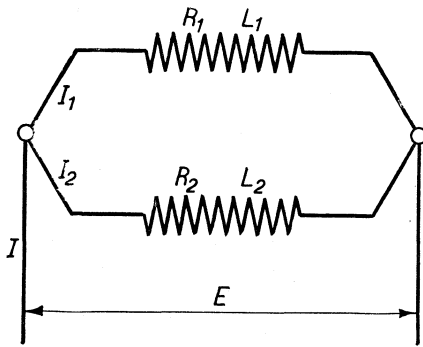


Fig. 27. Parallelschakeling van impedanties.

Beschouwen we fig. 27, waar twee impedanties zijn aangesloten op een wisselspanning  $E$ , dan zullen de stromen  $I_1$  en  $I_2$  in de beide takken, in het algemeen niet gelijktijdig hun maxima en minima bereiken, m.a.w. de najling van de stroom op de spanning in de ene tak, zal verschillen met die tussen dezelfde grootheden in de andere tak. Tussen de beide takstromen  $I_1$  en  $I_2$  bestaat dus een phaseverschil.

Om de totaalstroom  $I$  te vinden, zou men de resulterende impedantie van de twee parallele takken kunnen berekenen en die delen op de

spanning  $E$ . We geven echter de voorkeur aan een graphische methode, waarbij  $I$  geconstrueerd wordt als de vectorsom van  $I_1$  en  $I_2$ .

Vooraf berekenen we de stromen  $I_1$  en  $I_2$  uit :

$$I_1 = \frac{E}{\sqrt{R_1^2 + \omega^2 L_1^2}}$$

$$I_2 = \frac{E}{\sqrt{R_2^2 + \omega^2 L_2^2}}.$$

De faseverschuivingshoeken  $\varphi_1$  en  $\varphi_2$  kunnen we berekenen uit :

$$\text{tg } \varphi_1 = \frac{\omega L_1}{R_1}$$

$$\text{tg } \varphi_2 = \frac{\omega L_2}{R_2}$$

We kunnen nu de totaalstroom construeren. (fig. 28) Teken en we de vector van de spanning in de  $x$ -as, dan moet de vector van de stroom

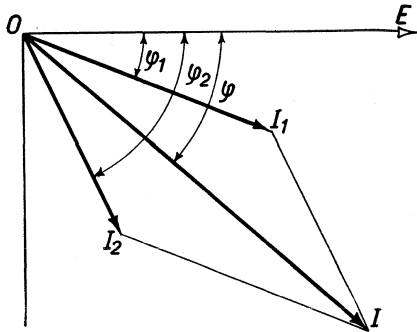


Fig. 28.

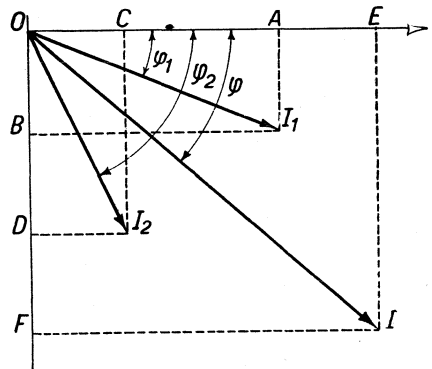


Fig. 29.

$I_1$  onder een hoek  $\varphi_1$ , die van de stroom  $I_2$  onder een hoek  $\varphi_2$  met de spanningsvector worden getekend, en wel naar onderen, omdat beide stromen naïjlen op de spanning. De totaal stroom  $I$  vinden we dan door op de bekende wijze de vectoren van  $I_1$  en  $I_2$  meetkundig op te tellen. De vector van de totaalstroom maakt een hoek  $\varphi$  met de spanningsvector. Het faseverschil tussen de totaalstroom en de spanning ligt dus altijd tussen  $\varphi_1$  en  $\varphi_2$ .

Uit fig. 28 leiden we voor de grootte van de totaalstroom af,

$$I = \sqrt{I_1^2 + I_2^2 + 2I_1 I_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)}.$$

De totaalstroom is ook op de volgende wijze te berekenen : Men ontbindt de beide takstromen in onderling loodrechte componenten (fig. 29).

$I_1$ , in de componenten  $OA$  en  $OB$ ,

$I_2$ , in de componenten  $OC$  en  $OD$ .

De som der componenten in de  $x$ -as is gelijk aan  $OE$ ,

de som der componenten in de  $y$ -as is gelijk aan  $OF$ .

We vinden dan,

$$I = \sqrt{OE^2 + OF^2}.$$

Daar,  $OE = OA + OC = I_1 \cos \varphi_1 + I_2 \cos \varphi_2$ ;

en  $OF = OB + OD = I_1 \sin \varphi_1 + I_2 \sin \varphi_2$ ,

is  $I$  te berekenen.

Deze laatste methode is, wanneer er meer dan twee parallelle takken zijn, gemakkelijker dan de voorgaande. Overigens kan men na nauwkeurige constructie van het vectordiagram, de waarde van  $I$  direct door afmeten daaruit ontnemen.

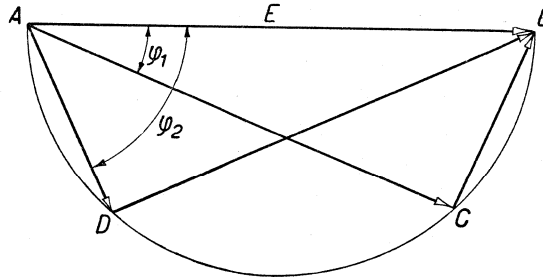


Fig. 30.

Ten slotte is het nog mogelijk om graphisch de inductieve- en Ohmse spanningen van

de beide takken te bepalen. Men beschrijft met de helft der spanning als straal een halve cirkel. De middellijn  $AB$  is dus gelijk aan de spanning  $E$  (fig. 30).

Trekt men  $AC$  onder een hoek  $\varphi_1$ ,  $AD$  onder een hoek  $\varphi_2$  met  $AB$ , dan is  $\triangle ABC$  de spanningsdriehoek voor de bovenste en  $\triangle ABD$  de spanningsdriehoek voor de onderste tak, waarbij,

$$\begin{aligned} AC &= I_1 R_2; & BC &= \omega L_1 I_1; \\ AD &= I_2 R_2; & BD &= \omega L_2 I_2. \end{aligned}$$

---

## HOOFDSTUK IV.

### HET GEMIDDELD VERMOGEN VAN DE WISSELSTROOM.

#### 20. Het gemiddeld vermogen als de stroom in phase is met de spanning.

Onder het vermogen of effect van een wisselstroom verstaan we de arbeid die hij per seconde levert.

Van een gelijkstroom vinden we het vermogen als product van de spanning en de stroom. Van een wisselstroom, waar spanning en stroom veranderlijk zijn, hebben we het vermogen aan te zien als een gemiddelde van de som der oogenblikkelijke vermogens gedurende één seconde, als we onder het oogenblikkelijk vermogen verstaan, het product van de oogenblikkelijke spanning en de oogenblikkelijke stroomsterkte.

Zijn stroom en spanning in phase, dan is de spanning voor te stellen door  $E_0 \sin \omega t$ , als we de stroom voorstellen door  $I_0 \sin \omega t$ . Voor het oogenblikkelijke vermogen kan men dan schrijven,

$$N' = E_0 \sin \omega t \times I_0 \sin \omega t = E_0 I_0 \sin^2 \omega t$$

De graphische voorstelling van deze vergelijking levert de z.g. vermogenskromme (fig. 31).

Om de gemiddelde waarde van het vermogen te vinden, zullen we de arbeid berekenen, welke de stroom in één periode verricht en die vermenigvuldigen met het aantal perioden per seconde.

We verdelen daartoe de periode  $T$  in een groot aantal gelijke tijdsdeeltjes en wel zo, dat de duur van een tijdsdeeltje zó klein is, dat men de waarden van spanning en stroom in dat tijdsdeeltje als constant mag beschouwen. Stellen we het aantal tijdsdeeltjes voor door  $n$ , dan is de duur van een tijdsdeeltje  $\frac{T}{n}$ . Strikt genomen moet  $\frac{T}{n} = dt$ , d.w.z. oneindig klein zijn.

Voor de arbeid in een tijdsdeeltje mogen we dan schrijven,

$$A' = E_0 I_0 \sin^2 \omega t \times \frac{T}{n} \text{ joules.}$$

Deze arbeid laat zich voorstellen door de oppervlakte van het gearceerde strookje in fig. 31. De totale arbeid gedurende één periode zal daarom voorgesteld worden door de oppervlakte ingesloten door de vermogenskromme en de x-as. Hij zal gelijk zijn aan,

$$A = \sum_1^n E_0 I_0 \sin^2 \omega t \times \frac{T}{n}$$

of ook, 
$$A = E_0 I_0 \frac{T}{n} \times \sum_1^n \sin^2 \omega t \dots \dots (1)$$

Om bekende reden<sup>1)</sup> herhalen we het voorgaande voor een stroom

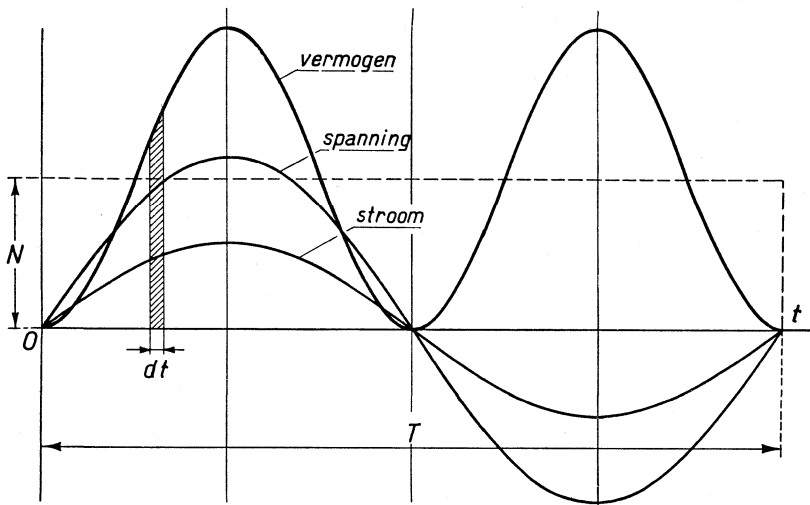


Fig. 31.

en een spanning van gelijke grootte en gelijk periodental, die echter met de voorgaanden 90° in phase verschillen. We vinden dan,

$$A = E_0 I_0 \frac{T}{n} \sum_1^n \cos^2 \omega t \dots \dots (2)$$

Optelling van (1) en (2) geeft,

$$2A = E_0 I_0 T$$

of, 
$$A = \frac{E_0 I_0}{2} T = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \times \frac{E_0}{\sqrt{2}} \times T$$

zodat de arbeid in één periode gelijk is aan,

$$A = EIT \text{ joules}$$

waarin  $E$  en  $I$  de effectieve waarden van de spanning en de stroom zijn.

1) Zie no. 8.

Na vermenigvuldiging met het periodental,  $f = \frac{1}{T}$ , vinden we voor het gemiddeld vermogen,

$$N = EI \text{ watt.}$$

De ordinaat die dit gemiddeld vermogen aangeeft, kan worden voorgesteld als de zijde van een rechthoek wiens oppervlakte gelijk is aan de door de vermogenskromme en de  $x$ -as ingesloten figuur.

Uit het voorgaande besluiten we :

Zijn spanning en stroom in phase, dan is het vermogen van de wisselstroom gelijk aan het product van de effectieve spanning en de effectieve stroomsterkte.

### 21. Het gemiddeld vermogen in een keten met uitsluitend zelfinductie.

We weten, dat in dit geval de stroom een kwart periode naijlt op de spanning. Als we nu, met behulp van de ordinaten van de stroom en spanningskrommen, de kromme van het vermogen construeren (fig. 32) blijkt, dat in de 2e- en 4e kwartperiode, waar spanning en stroom tegengesteld zijn, de ogenblikkelijke waarden van het vermogen negatief zijn, hetgeen dus zou betekenen, dat we gedurende de 2e en 4e kwart periode negatieve energie toevoeren. Men kan dat niet anders opvatten dan dat de keten in die kwart perioden energie teruggeeft, en wel evenveel als ze in de 1e- en 2e kwart periode toegevoerd krijgt.

Natuurkundig is dit als volgt te verklaren : In de 1e kwart periode groeit de stroom aan van nul tot maximum. Er vormt zich dan een magnetisch veld en de daarin opgehoopte energie is door de stroombron aan de keten toegevoerd. In de 2e kwart periode neemt de stroom af van maximum tot nul. Het magnetisch veld zal, als de stroom zijn nulwaarde bereikt verdwenen zijn en de energie daarvan wordt dan, in de vorm van elektrische energie, aan de keten teruggegeven. Het voorgaande herhaalt zich in de 3e- en 4e kwart periode, zodat tweemaal per periode energie aan de keten wordt toegevoerd en tweemaal per periode dezelfde energie door de keten wordt teruggegeven. Hieruit concluderen we :

Voor het onderhouden van een magnetisch veld in een wisselstroomketen is geen energie nodig.

Een bevestiging van deze beschouwing volgt uit een berekening van de ogenblikkelijke vermogens gedurende de opeenvolgende tijdstippen van de periode.

Heeft b.v. de stroom de functie  $I_0 \sin \omega t$ , dan is de spanning voor



te stellen door  $E_0 \sin(\omega t + 90^\circ) = E_0 \cos \omega t$ . Het ogenblikkelijk vermogen is gegeven door de vergelijking,

$$N' = E_0 \cos \omega t I_0 \sin \omega t = E_0 I_0 \sin \omega t \cos \omega t$$

of, daar

$$\sin \omega t \cos \omega t = \frac{1}{2} \sin 2 \omega t,$$

mogen we schrijven,

$$N' = \frac{1}{2} E_0 I_0 \sin 2 \omega t \dots \dots (1).$$

Deze vergelijking heeft een negatieve waarde als de waarde van  $\omega t$  ligt tussen  $90^\circ \left(\frac{\pi}{2}\right)$  en  $180^\circ (\pi)$ , en verder tussen  $270^\circ (1,5\pi)$  en  $360^\circ (2\pi)$ . Hetgeen dus wil zeggen, dat per periode de ogenblikkelijke waarden

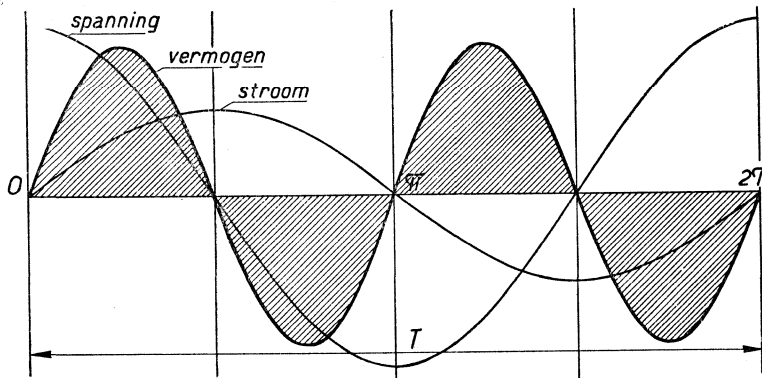


Fig. 32.

van het vermogen tweemaal, gedurende een kwart periode, negatief zijn. Waar nu de ogenblikkelijke waarden van het vermogen gedurende de 1e en 3e kwart periode positief zijn, en even groot als in de 2e en 4e kwartperiode, zal het gemiddeld vermogen nul zijn. Derhalve:

In een keten met uitsluitend zelfinductie is het gemiddeld vermogen nul.

Schakelt men in een zodanige keten een wattmeter, dan vertoont deze geen uitslag. Men zegt dan, de stroom is wattloos.

De vorm der vermogenskromme is uit de vergelijking (1) gemakkelijk te begrijpen. Het vermogen is maximum voor  $\sin \omega t = 1$ , dus voor  $\omega t = 45^\circ, 135^\circ$ , enz.

## 22. De energie van het magnetisch veld in een wisselstroom keten.

Het zal later blijken, dat het van belang is te weten hoeveel energie voor de vorming van een magnetisch veld nodig is. Daar het magnetisch veld in de 1e kwart periode ontstaat, kunnen we de daarvoor benodigde energie berekenen, als we de gemiddelde waarde van het vermogen gedurende die kwart periode berekenen en vermenigvuldigen met de duur ervan, dus met  $\frac{T}{4}$ .

De vermogenskromme is een sinuslijn; het maximum vermogen is gelijk aan,

$$N_0 = \frac{1}{2} E_0 I_0.$$

Daarom is het gemiddelde vermogen gedurende een kwart periode gelijk aan,

$$N = \frac{2}{\pi} N_0$$

of, 
$$N = \frac{2}{\pi} \times \frac{1}{2} E_0 I_0 \dots \dots (1)$$

Voor  $E_0$ , de waarde der inductieve spanning, mogen we schrijven,

$$E_0 = \omega L I_0$$

en daar,

$$\omega = \frac{2\pi}{T}$$

volgt,

$$E_0 = \frac{2\pi}{T} L I_0$$

Dit ingevoerd in (1), geeft voor het gemiddeld vermogen,

$$N = \frac{2}{\pi} \times \frac{1}{2} \times \frac{2\pi}{T} L I_0^2$$

of, 
$$N = \frac{1}{2} L I_0^2 \times \frac{4}{T} \text{ watt.}$$

Vermenigvuldigen we dit met de tijd  $\frac{T}{4}$ , dan vinden we voor de energie van het magnetische veld,

$$A = \frac{1}{2} L I_0^2 \text{ joules.}$$

**23. Het gemiddeld vermogen in een keten met zelfinductie en Ohmse weerstand.**

De op de keten aangesloten stroombron levert in dit geval elektrische energie, die in de keten in warmte wordt omgezet. Daarnaast zal er elektrische energie tussen stroombron en keten over en weer worden gegeven, die, zoals we in het voorgaande hebben gezien, zijn oorzaak vindt in het magnetisch wisselveld van de keten.

Construeren we ook nu weer de vermogenskromme, dan zien we, dat gedurende bepaalde tijdsdelen van de periode, het ogenblikkelijk vermogen negatief is, hetgeen dus wil zeggen, dat gedurende die tijdsdelen de keten energie aan de stroombron teruggeeft. De verbruikte

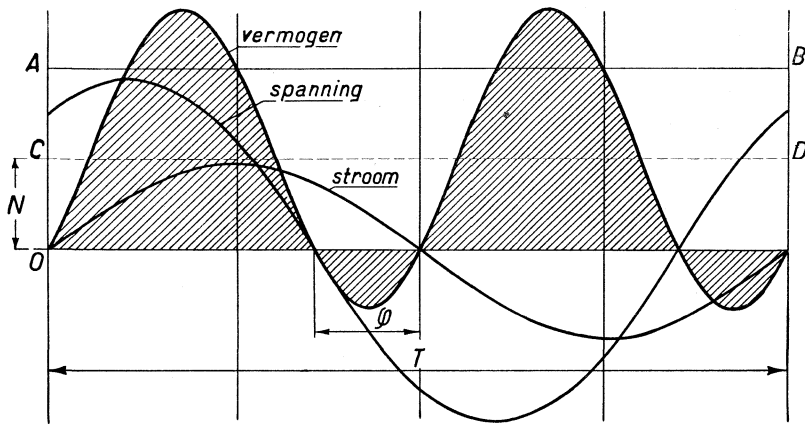


Fig. 33.

energie in één periode zal nu kunnen worden voorgesteld als het verschil van de gearceerde oppervlakken boven en onder de x-as (fig. 33).

Om voor dit geval het gemiddeld vermogen te vinden, kunnen we, evenals in no. 20, de arbeid berekenen die in één periode wordt geleverd en die vermenigvuldigen met het aantal perioden per seconde.

Verdelen we daartoe ook nu weer de periode in een groot aantal tijdsdeeltjes, dan is de toegevoerde energie in een tijdsdeeltje,

$$A' = E_0 \sin \omega t I_0 \sin (\omega t - \varphi) \times \frac{T}{n} \text{ joules.}$$

De arbeid gedurende één periode is dan,

$$A = \sum_1^n E_0 I_0 \frac{T}{n} \sin \omega t \sin (\omega t - \varphi)$$

of ook,

$$A = E_0 I_0 \frac{T}{n} \sum_1^n \sin \omega t \sin (\omega t - \varphi).$$

Voor  $\sin(\omega t - \varphi)$  kunnen we schrijven,

$$\sin(\omega t - \varphi) = \sin \omega t \cos \varphi - \cos \omega t \sin \varphi.$$

Ingevoerd volgt,

$$A = E_0 I_0 \frac{T}{n} \sum_1^n (\sin^2 \omega t \cos \varphi - \sin \omega t \cos \omega t \sin \varphi) \dots \dots (1)$$

Berekenen we dit voor een stroom en spanning van dezelfde grootte, het zelfde phaseverschil en dezelfde periode, die echter met de voorgaanden een kwart periode in phase verschillen, dan vinden we,

$$A = E_0 I_0 \frac{T}{n} \sum_1^n \cos \omega t \cos(\omega t - \varphi)$$

of daar  $\cos(\omega t - \varphi) = \cos \omega t \cos \varphi + \sin \omega t \sin \varphi$ ,  
volgt,

$$A = E_0 I_0 \frac{T}{n} \sum_1^n (\cos^2 \omega t \cos \varphi + \sin \omega t \cos \omega t \sin \varphi) \dots \dots (2)$$

(1) en (2) opgeteld, geeft

$$2A = E_0 I_0 \frac{T}{n} \sum_1^n (\sin^2 \omega t \cos \varphi + \cos^2 \omega t \cos \varphi)$$

waaruit volgt,

$$A = \frac{E_0 I_0 T}{2n} \times n \cos \varphi = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \times \frac{I_0}{\sqrt{2}} \times T \cos \varphi$$

of,  $A = EIT \cos \varphi$  joules.

Vermenigvuldigen we dit met het aantal perioden per seconde,  $f = \frac{1}{T}$ ,

dan volgt voor de waarde van het gemiddeld vermogen,

$$N = EI \cos \varphi \text{ watt.}$$

Conclusie:

Is er tussen stroom en spanning een phaseverschil, dan is het gemiddeld vermogen gelijk aan het product van effectieve spanning en de effectieve stroomsterkte, vermenigvuldigd met de cosinus van de phaseverschuiwingshoek.

Tot hetzelfde resultaat komt men, als men er van uit gaat, dat het arbeidsvermogen van de wisselstroom in warmte wordt omgezet.

Dan is,

$$N = I^2 R$$

of ook,

$$N = IR \times I$$

Schrijven we voor  $I$ ,

$$I = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}$$

dan volgt,

$$N = IR \times \frac{E}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}$$

of,

$$N = EI \times \frac{R}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}$$

volgens no. 17 is,

$$\frac{R}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}} = \cos \varphi.$$

Derhalve,

$$N = EI \cos \varphi.$$

Het is gemakkelijk te zien, dat deze vergelijking een algemene formule voor het vermogen van een wisselstroom voorstelt. Is n.l. de stroom in phase met de spanning, dan is  $\varphi = 0$ , dus  $\cos \varphi = 1$  en het vermogen gelijk aan  $EI$ ; ijlt de stroom een kwart periode na, dan is  $\varphi = 90^\circ$ , dus  $\cos \varphi = 0$  en de stroom is dan wattloos (no. 21).

De ordinaat die het gemiddeld vermogen aangeeft, is te vinden als volgt: Trekken we in fig. 33 de lijn  $AB$  zodanig, dat ze van de gearceerde oppervlakte boven de  $x$ -as, evenveel afsnijdt als wat zich aan gearceerd oppervlak onder de  $x$ -as bevindt, dan stelt het overblijvend gearceerd oppervlak tussen  $AB$  en de  $x$ -as, het arbeidsvermogen voor, dat in één periode aan de keten is geleverd. Dit oppervlak is te herleiden tot een rechthoek met hetzelfde oppervlak, als men de ene rechthoekzijde  $OC = \frac{1}{2}OA$  maakt en de andere rechthoekzijde gelijk aan  $T$  neemt.  $OC$  is dan de ordinaat van het gemiddeld vermogen, n.l.

$$OC = EI \cos \varphi.$$

#### 24. Wattstroom en wattlozestroom.

In het geval van phaseverschuiving tussen stroom en spanning, maakt de vector van de stroom een hoek  $\varphi$  met die van de spanning (fig. 34). Denken we ons de stroomvector ontbonden in twee componenten, waarvan de ene samenvalt met de spanningsvector, de andere  $\perp$  daarop, dan is de eerste  $OB = I \cos \varphi$ , en de tweede  $OC = I \sin \varphi$ .

Daar de component  $I \cos \varphi$ , volgens de algemene formule voor de berekening van het wattverbruik in aanmerking komt, wordt deze component de wattcomponent van de stroom of wattstroom genoemd. De andere component  $OC = I \sin \varphi$ , die op de spanningsvector  $90^\circ$  na-ijlt is te beschouwen als een stroom die op de spanning een kwart periode

naijlt en is, volgens (21), wattloos. Men noemt deze component daarom de wattloze component of wattloze stroom. <sup>1)</sup>

De wattloze stroom wordt ook magnetiseringsstroom genoemd;

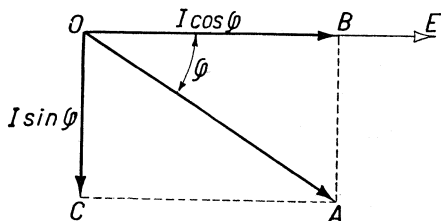


Fig. 34.

deze levert de energie welke nodig is om het veld te vormen. In (21) hebben we gezien, dat deze energie afwisselend wordt opgehoopt in het magnetisch veld en dan weer wordt teruggegeven aan de stroomkring, zodat de door deze stroom in één periode geleverde arbeid gelijk aan nul is. <sup>2)</sup>

### 25. Schijnbaar en werkelijk vermogen; de arbeidsfactor.

Het gemiddelde vermogen van de wisselstroom  $EI \cos \varphi$ , dat met een wattmeter gemeten kan worden, wordt het werkelijk vermogen genoemd. Het product van  $E$  en  $I$ , welke grootheden met een voltmeter en een ampèremeter bepaald worden, heet het schijnbaar vermogen.

Men kan dus  $\cos \varphi$  als een factor aanzien, waarmede men het schijnbaar vermogen moet vermenigvuldigen om het werkelijk vermogen te vinden, of ook, als de factor, waarmede men de schijnbaar geleverde arbeid moet vermenigvuldigen om de werkelijk geleverde arbeid te berekenen. In verband hiermede noemt men  $\cos \varphi$  de arbeidsfactor.

Blijkbaar is de arbeidsfactor bepaald door :

$$\cos \varphi = \frac{\text{werkelijk vermogen}}{\text{schijnbaar vermogen}}.$$

Het schijnbaar vermogen wordt uitgedrukt in voltampère of in kilovoltampère, terwijl het werkelijk vermogen wordt aangegeven in watt of kilowatt.

Voorbeeld:

Wordt van een wisselstroomgenerator opgegeven, dat het vermogen 60 kilovoltampère bedraagt, dan wil dit zeggen, dat de machine 60 kilowatt levert bij inductievrije belasting. Bij een stroom van 120 volt zou dus de machine een stroom afgeven van 500 ampère. Is echter de machine aangesloten op een inductieve keten, zodat b.v. de arbeids-

1) Men geve zich er goed rekenschap van, dat de wattstroom en wattlozestroom fictieve stromen zijn. Er loopt in een wisselstroomketen altijd maar één stroom.

2) Wanneer wij de hysteresisverliezen buiten beschouwing laten.

factor  $\cos \varphi = 0,8$ , dan is bij een stroom van 500 ampère het afgegeven vermogen  $N = 120 \times 500 \times 0,8 = 48 \text{ kW}$ .

Hoewel de phaseverschuiving geen energieverlies veroorzaakt, heeft ze toch een nadelige invloed in een wisselstroomketen. Uit de formule voor het vermogen,  $N = EI \cos \varphi$ , volgt:  $I = \frac{N}{E \cdot \cos \varphi}$ .

Hieruit blijkt, dat voor een bepaald vermogen  $N$ , bij constante spanning  $E$ , de stroom des te groter zal zijn, naarmate  $\cos \varphi$  kleiner is.

Voorbeeld:

Onderstel, dat een vermogen van 50 kW wordt geleverd onder een wisselspanning van 220 volt. Is de arbeidsfactor  $\cos \varphi = 1$ , dan bedraagt de stroomsterkte  $I = \frac{50000}{220} = \text{rond } 227 \text{ A}$ . Bedroeg de

arbeidsfactor  $\cos \varphi = 0,7$ , dan is de stroomsterkte  $I = \frac{50000}{220 \times 0,7} = \text{rond } 227 \text{ A}$ .

Bedroeg de arbeidsfactor  $\cos \varphi = 0,7$ , dan is de stroomsterkte  $I = \frac{50000}{220 \times 0,7} = 325 \text{ A}$ .

Wanneer echter de stroomsterkte groter is, zal, — voor eenzelfde energieverlies in het stroomleverend net — de doorsnede van de voedingskabels ook groter moeten zijn. Omgekeerd zal bij gelijke koperdoorsnede het energieverlies groter zijn, dan wanneer er geen phaseverschuiving is. Dat is dan ook de reden, dat electriciteitsbedrijven den verbruikers van electricische energie verbieden machines of toestellen te gebruiken welke een te grote phaseverschuiving veroorzaken, dus een ongunstige arbeidsfactor hebben. De kosten toch, die de grotere verliezen in het net veroorzaken, worden bij een uniform tarief ook gedragen door die verbruikers, welke men goede afnemers zou kunnen noemen.

Ook in eigen installaties is het van belang, dat de arbeidsfactor zo gunstig mogelijk is, opdat dan het vermogen, dat de leidingen transporteren, zo groot mogelijk kan zijn. Bovendien zullen de verliezen in de installatie dan zo klein mogelijk blijven.

## 26. Spanningsverlies in wisselstroomgeleidingen.

De phaseverschuiving tussen stroom en spanning is ook van invloed op de grootte van het in rekening te brengen spanningsverlies in geleidingen.

Laten we onderstellen, dat een inductief toestel door twee leidingen, die te zamen  $r$  ohm weerstand bezitten, is aangesloten op een wisselspanning  $E_1$ . Men kan dit geval terugbrengen tot een serieschakeling van een Ohmse weerstand en een impedantie. Hiervoor laat zich op

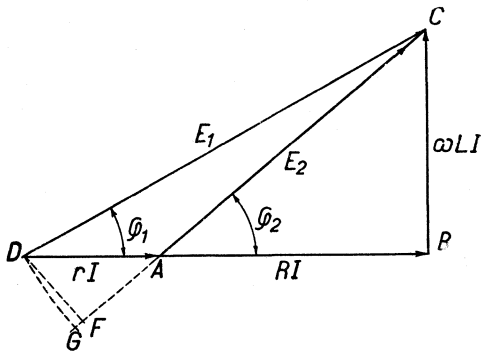


Fig. 35

bekende wijze een spanningsfiguur construeren.

Zij, in fig. 35,  $ABC$ , de spanningsdriehoek voor het aangesloten toestel. De hypotenusa  $E_2$  stelt daarin de spanning aan het eind van de geleiding voor. Als we  $AD = rI$  maken, zal  $CD$  de spanning  $E_1$  aan het begin van de geleiding voorstellen. Er is blijkbaar tussen  $E_1$  en  $E_2$  een phaseverschil en daarom zal

het Ohmse spanningsverlies  $rI$  niet gelijk zijn aan het spanningsverlies  $E_1 - E_2$ . Om dit laatste te vinden, kan men  $CD$  vanuit  $C$  omcirkelen op het verlengde van  $CA$ , dan is,

$$E_1 - E_2 = CG - AC = AG$$

Nu mag, — we hebben dit in het voorgaande besproken — de phaseverschuiving van de aan te sluiten toestellen in een wisselstroomnet om economische redenen geen grote waarde bezitten. Wanneer dus de phaseverschuivingshoek  $\varphi_2$  betrekkelijk klein is, maakt men geen grote fout, als men voor het spanningsverlies, in plaats van  $AG$ , de projectie van  $AD$  op  $E_2$ , dat is  $AF$ , neemt.

Daar,

$$AF = AD \cos \varphi_2,$$

volgt

$$AF = rI \cos \varphi_2$$

In woorden:

Het spanningsverlies in een inductievrije geleiding is gelijk aan het produkt van de weerstand der geleiding en de wattstroom der verbruikstoestellen.

## 27. Doorsnede van wisselstroomgeleidingen.

Noemen we (fig. 36):

$l$ , de afstand in  $m$  van het voedingspunt  $A$  tot de verbruiksplaats  $B$ ;

$e$ , het toelaatbaar spanningsverlies;

$\varphi$ , de arbeidsfactor op de verbruiksplaats;



$c$ , het soortelijk geleidingsvermogen van het geleidingsmateriaal;  
 $q$ , de doorsnede in  $\text{mm}^2$ ,  
 dan gaat de voorgaande vergelijking voor het spanningsverlies over in:

$$e = \frac{2lI \cos \varphi}{cq} \text{ volts} \dots \dots (1).$$

waaruit volgt,

$$q = \frac{2lI \cos \varphi}{ce} \text{ mm}^2 \dots \dots (2).$$

Is verder  $N$  het overgebrachte vermogen in watts en  $E$  de spanning aan de verbruiksplaats, dan is,

$$I = \frac{N}{E \cos \varphi}.$$

Als we deze waarde van  $I$  invoeren in (1) en in (2) volgt, voor het spanningsverlies,

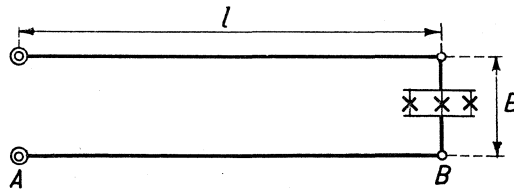


Fig. 36.

$$e = \frac{2lN}{cqE} \text{ volt} \dots \dots (3)$$

voor de doorsnede,

$$q = \frac{2lN}{ceE} \text{ mm}^2 \dots \dots (4)$$

Met deze vier formules kunnen we dus bij gegeven spanningsverlies de doorsnede, of bij gegeven doorsnede het spanningsverlies berekenen. Bij inductievrije belasting, dus als  $\cos \varphi = 1$ , zijn de formules dezelfde als voor gelijkstroomgeleidingen.

#### Opmerking.

De afgeleide formules gelden voor geleidingen zonder inductieve weerstand, b.v. installatiedraden en kabels. Voor bovengrondse, z.g. spanleidingen, waarvan de draden meestal op aanzienlijke afstand van elkaar liggen, moet met de invloed van de zelfinductie rekening worden gehouden. Gewoonlijk geschiedt dit door de met behulp van voorgaande formules gevonden doorsnede, te vermenigvuldigen met een factor, die afhangt van de afstand der leidingen en de faseverschuiving tussen stroom en spanning.

### 28. De doorsnede in verband met het effectverlies.

In sommige gevallen kan het effectverlies maatgevend zijn voor de doorsnede. Het effectverlies wordt gewoonlijk aangegeven in procenten

van het overgebracht vermogen. Noemen we dit  $N$ , en staan we  $p$  % effectverlies toe, dan is het effectverlies  $\frac{p}{100} N$ . Is  $I$  de stroomsterkte en  $r$  de weerstand van elke geleider, dan is,

$$\frac{p}{100} = 2rI^2$$

en daar we voor  $r$  mogen schrijven,

$$r = \frac{l}{cq},$$

en voor  $I^2$ ,

$$I^2 = \frac{N^2}{E^2 \cos^2 \varphi}$$

volgt,

$$\frac{p}{100} N = \frac{2l}{cq} \times \frac{N^2}{E^2 \cos^2 \varphi}.$$

Hieruit vinden we:

$$\text{voor } p, \quad p = \frac{200}{c} \times \frac{lN}{qE^2 \cos^2 \varphi}$$

$$\text{voor } q, \quad q = \frac{200}{c} \times \frac{lN}{pE^2 \cos^2 \varphi}.$$

Nemen we voor koper  $c = 57$ , dan volgt,

$$q = 3,5, \frac{lN}{pE^2 \cos^2 \varphi}.$$

Men ziet hieruit, dat bij inductievrije belasting, de formule voor de doorsnede dezelfde is als voor gelijkstroom.

## HOOFDSTUK V.

### DE CONDENSATOR.

#### 29. Theorie van de condensator.

Een condensator bestaat in zijn eenvoudigste vorm uit twee vlakke metalen platen *A* en *B* (fig. 37), welke evenwijdig en op geringe afstand tegenover elkaar zijn geplaatst. De isolerende laag, bestaande uit lucht of een andere isolerende stof, tussen de beide platen noemt men het diëlectricum, omdat deze uit een niet-geleidende of diëlectrische stof bestaat.

Sluit men de platen aan op de klemmen van een generator, b.v. een element, dan ontstaat tussen de platen een potentiaalverschil, dat gelijk is aan de spanning van het element. De plaat *A* bezit dan dezelfde potentiaal als de + pool, de plaat *B* heeft dezelfde potentiaal als de — pool van het element.

Daarvoor is het echter nodig geweest, dat er een hoeveelheid electriciteit gevoerd werd van de + pool naar de plaat *A* en dat er een gelijke hoeveelheid electriciteit werd gevoerd van de plaat *B* naar de — pool van het element. Men zegt dan: De condensator is geladen.

De plaat *A* heeft een positieve lading, de plaat *B* een gelijke negatieve lading. In de keten heeft dus een tijdelijke beweging of opschuiving van electriciteit plaatsgevonden en daar elke electriciteitsbeweging een stroom betekent, zal er, bij het tot stand brengen van de verbinding tussen condensator en element, gedurende zeer korte tijd — een breukdeel van een seconde — een stroom ontstaan; we noemen die stroom de laadstroom.

We moeten ons daarbij voorstellen, dat, tijdens de lading, de stroom zich sluit door het diëlectricum heen en wel zodanig, dat de electriciteit, evenals een onsamendrukbare vloeistof in de gehele keten verplaatst wordt. Deze verplaatsing geschiedt echter in het diëlectricum onder geheel andere omstandigheden als in de geleider, want terwijl

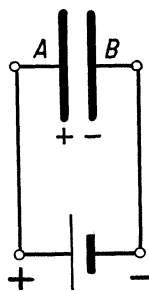


Fig. 37.

deze verplaatsing of verschuiving in geleiders steeds in dezelfde richting kan blijven, eindigt deze in het diëlectricum na verloop van zeer korte tijd.

Om dit verschijnsel te verklaren, nemen we aan dat het diëlectricum een soort van elektrische veerkracht bezit, op deze wijze, dat de opschuiving van de electriciteit in het diëlectricum tot stilstand wordt gebracht, zodra de diëlectrische veerkracht evenwicht maakt met de uitwendige kracht welke de electriciteit tracht voort te stuwen, d.i. met de e.m.k. van de stroombron.

Een analogie hiervan vinden we in het volgende: men denke zich twee cilinders die door twee leidingen met elkaar in gemeenschap staan (fig. 38). In de bovenste cilinder is een membraan uit rubber aangebracht; in de onderste cilinder bevindt zich een zuiger, die met

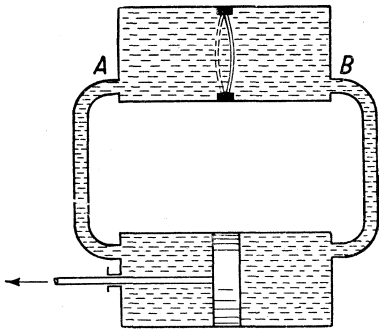


Fig. 38.

een stang bewogen kan worden. Cilinders en verbindingbuizen zijn geheel met water gevuld. Wordt nu op de zuiger een druk uitgeoefend, dan stroomt er bij A water in de cilinder, de elastische membraan buigt door, zodat de zelfde hoeveelheid water bij B uit de cilinder wordt afgevoerd. De beweging van het water houdt op zodra de veerkracht van de rubber evenwicht maakt met de druk welke op de membraan als gevolg van

de kracht op de zuiger wordt uitgeoefend.

Men kan nu de zuiger vergelijken met de generator, de membraan met de isolerende laag en de elasticiteit van de rubber met de diëlectrische veerkracht.

De analogie gaat ook nog verder:

2. Wordt b.v. de druk op de zuiger opgeheven, dan stroomt, onder de invloed van de veerkracht der membraan, het water bij A en B weer terug en brengt de zuiger weer in zijn oorspronkelijke stand.

Dit komt overeen met het verschijnsel bij de ontlading van een condensator. De naar plaat A gevoerde en van de plaat B afgevoerde electriciteit stroomt terug, zodra de e.m.k. van de generator verloren gaat.

3. Wordt, door zeer sterk op de zuiger te drukken, de membraan te sterk gespannen, dan scheurt deze en komt een continue waterstroom tot stand. Bij een te grote e.m.k. van de generator ontstaat een te groot

potentiaalverschil tussen de platen; de diëlectrische veerkracht is niet toereikend en het gevolg is, dat een vonk doorslaat, waarbij de isolatie zich, meestal zeer plaatselijk, als een geleider gedraagt.

4. Men kan ook een zodanige druk op de zuiger uitoefenen, dat wel is waar de grens der veerkracht van de membraan wordt overschreden, maar slechts zover, dat een tijdelijke vormverandering optreedt. In dit geval zal, wanneer we de zuiger loslaten, deze niet direct zijn oorspronkelijke stand innemen. Een zelfde verschijnsel openbaart zich soms bij een condensator; de hoeveelheid electriciteit bij de ontlading is aanvankelijk kleiner dan bij de lading.

Keert na enige tijd de membraan in zijn oude vorm terug — we noemen dat elastische nawerking — dan zal zich opnieuw water verplaatsen en komt de zuiger in zijn oorspronkelijke positie. Hetzelfde verschijnsel neemt men bij sommige condensatoren waar, als ze korte tijd nadat ze ontladen zijn, opnieuw, zij het dan ook zwakke, ontladingen geven.

5. Ten slotte kunnen we het geval, dat de membraan lekt, vergelijken met een diëlectricum dat geen volkomen isolator is, doch een gering geleidingsvermogen bezit.

### 30. Capaciteit van de condensator.

Onder de lading van de condensator verstaan we de hoeveelheid electriciteit welke door de + plaat wordt opgenomen. Natuurlijk is deze hoeveelheid gelijk aan die welke tegelijkertijd van de — plaat vertrekt. De ene plaat heeft derhalve een positieve lading, de andere altijd een negatieve lading en om begrijpelijke redenen zetelen deze ladingen aan de binnenkant der platen.

Uit de waarneming blijkt, dat de lading evenredig is met het potentiaalverschil tussen de platen.

Is dus:  $Q$ , de lading van de condensator,  
 $V$ , het potentiaalverschil tussen de platen,

dan kunnen we schrijven,

$$Q = CV.$$

$C$  is voor een bepaalde condensator een constante grootte, die afhangt van de afmetingen der platen, hun afstand en de aard van het diëlectricum.

Men noemt de factor  $C$  de capaciteit van de condensator. De capaciteit laat zich definiëren als men in de voorgaande vergelijking  $V = 1$  volt stelt.  $C$  is dan gelijk aan  $Q$ , in woorden: Onder de capa-

citeit van een condensator verstaan we de lading die hij opneemt als het potentiaalverschil tussen de platen 1 volt bedraagt.

De eenheid van capaciteit zal dan de capaciteit van een condensator zijn, welke bij een potentiaalverschil van 1 volt tussen de platen een lading verkrijgt van 1 coulomb; deze eenheid heet farad.

Voor de practijk is de farad te groot, omdat condensatoren die een zo grote lading van 1 coulomb opnemen, zelfs bij benadering niet voorkomen. Men gebruikt dan ook een kleinere eenheid, n.l. de microfarad.

1 microfarad =  $10^{-6}$  farad  
 of, afgekort, 1  $\mu F$  =  $10^{-6}$  F.

### 31. De diëlectrische constante.

Laadt men een platencondensator waarvan het diëlectricum een luchtlaag is, dan ontstaat tussen de platen een zeker potentiaalverschil. Wanneer de condensator niet „lekt”, blijft dit potentiaalverschil ook bestaan als de verbinding met de spanningsbron verbroken wordt, hetgeen men b.v. kan constateren met een electrostatische voltmeter welke met de klemmen van de condensator verbonden is.

Brengen we nu tussen de platen een ander isolatiemateriaal, b.v. een glasplaat, dan ziet men dat het potentiaalverschil een aantal malen, b.v.  $k$  maal kleiner wordt, hetgeen dus betekent dat de capaciteit  $k$  maal zo groot wordt, want bij constante lading wordt, — men ziet het ook uit de formule  $Q = CV$  — het potentiaalverschil  $V$  des te kleiner naarmate de capaciteit  $C$  groter is. <sup>1)</sup>

Vervangt men de glasplaat nog door andere isolerende stoffen, dan blijkt  $k$  telkens weer een andere te zijn en telkens weer groter dan 1. Men heeft dus, bij de bepaling van de grootte der capaciteit van een condensator, rekening te houden met de aard van het diëlectricum. Daarom noemt men het aantal malen, dat de capaciteit groter wordt wanneer men een zekere isolerende stof tussen de platen van een condensator brengt in plaats van lucht, de diëlectrische constante van die stof. We zullen die constante aangeven met  $k$ .

1) Men kan zich dit nog verduidelijken door te denken aan een bepaalde hoeveelheid lucht die men in vaten van verschillende afmetingen perst. In het vat hetwelk het grootste bevattingsvermogen, de grootste „capaciteit” bezit, zal de druk het kleinst zijn.

**Diëlectrische constante van enige stoffen.**

materiaal	k	materiaal	k
bakeliet	3,5 — 4,5	machineolie	2,2 — 2,5
barnsteen	2,8	micaniet	5,8 — 7,7
caoutchouc (zuiver)	2,2	micaniet	5,0 — 6,0
caoutchouc (ge vulcaniseerd)	2,5 — 3	paraffine	1,9 — 2,3
chatterton	4	paraffinepapier	3,0 — 4,0
eboniet	2,0 — 3,2	petroleum	2,0 — 2,2
glas	5 — 8	porcelein	5,3 — 5,7
gutta percha	3 — 4	ricinusolie	4,7 — 4,9
isolatie v. sterk- stroomkabels	4,3	schellak	2,7 — 3,7
isolatie v. zwak- stroomkabels	1,6	terpentijn	2,2 — 2,6
ivoor	6,9	transformatorolie	2,2
kwarts (gesmolten)	3,78	was	4,75
		zegellak	5,0
		zwavel	3,6 — 4,0

Uit de tabel blijkt, dat de waarden van de diëlectrische constante  $k$  voor eenzelfde stof nogal uiteen kunnen lopen. Dit hangt natuurlijk samen met de min of meerder dichtheid, zuiverheid en samenstelling.

**32. De grootte van de capaciteit.**

Voor een platencondensator kan men de capaciteit berekenen met een formule, ontleend aan de statische electriciteitsleer; deze formule is hier zonder verder bewijs gegeven.

De capaciteit  $C$  bedraagt daarvoor :

$$C = \frac{ko}{4\pi d} \times \frac{1}{9 \times 10^5} \mu F$$

Hierin is :

$O$ , het oppervlak van één plaat in  $\text{cm}^2$ ;

$d$ , de afstand in cm tussen de platen;

$k$ , de diëlectrische constante.

Niet alle condensatoren zijn echter platencondensatoren; de condensatorwerking openbaart zich bij tal van andere inrichtingen. Zo

gedraagt ook een kabel zich als condensator. B.v. bij een éénaderige kabel kan men de ader aanzien als de ene plaat, de isolatie om de ader als het diëlectricum, terwijl de loodmantel de rol van de andere plaat speelt.

### 33. Energie van de condensator.

Het feit, dat bij de ontlading van een condensator arbeid vrijkomt, welke in de vorm van warmte in de ontladingsketen wordt ontwikkeld, overtuigt ons ervan, dat in een geladen condensator energie is opgehoopt. Het is de potentieele energie ten gevolge van de elastische deformatie van het diëlectricum. We kunnen ze vergelijken met de potentieele energie van de uitgerekte membraan in no. 29.

De in een condensator opgehoopte energie laat zich op de volgende eenvoudige wijze berekenen.

Stellen we ons voor, dat de lading van een condensator gelijkmatig toeneemt, dan stijgt ook het potentiaalverschil tussen de platen regelmatig van nul tot een eindwaarde  $V$ . De gemiddelde spanning tijdens het laden was dan  $\frac{1}{2} V$  volts. Bedraagt de lading  $Q$  coulombs, dan is de arbeid, welke voor het laden nodig was, gelijk aan,

$$A = \frac{1}{2} VQ \text{ joules} \dots\dots (1)$$

We weten, dat  $Q = CV$ , derhalve kunnen we ook schrijven,

$$A = \frac{1}{2} CV^2 \text{ joules} \dots\dots (2)$$

Uit vergelijking (2) zien we, dat de opgehoopte energie evenredig is met het kwadraat der spanning.

### 34. Schakeling der condensatoren.

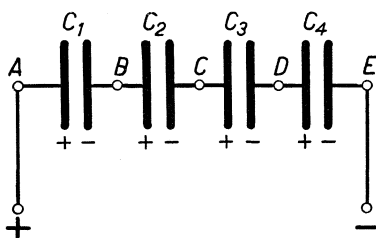


Fig. 39. Serieschakeling van condensatoren.

#### a. Serieschakeling

Condensatoren laten zich in hoofdzaak op twee manieren tot batterijen verenigen. We bespreken hier eerst de serieschakeling fig. 39.

Sluiten we de einden A en E van de condensatorbatterij op een stroombron aan, dan verkrijgt elke condensator, onverschillig welke capaciteit hij heeft, een gelijke lading, want

overal in de keten schuift een gelijke hoeveelheid electriciteit op. Men kan ook zeggen: de duur en de sterkte van de laadstroom is voor elke condensator gelijk. De potentiaalverschillen tussen de platen van



de verschillende condensatoren zal echter omgekeerd evenredig zijn met hun capaciteiten.

Noemen we nu :

$Q$ , de lading van elke condensator;

$C$ , de totale capaciteit van de batterij;

$V_A - V_E$ , het potentiaalverschil tussen de einden van de batterij;  
dan zal,

$$Q = C(V_A - V_E) \text{ coulombs}$$

waaruit volgt, 
$$V_A - V_E = \frac{Q}{C} \dots \dots (1)$$

Verder zal ook: 
$$V_A - V_B = \frac{Q}{C_1};$$

$$V_B - V_C = \frac{Q}{C_2};$$

$$V_C - V_D = \frac{Q}{C_3};$$

$$V_D - V_E = \frac{Q}{C_4}.$$

Na optelling,

$$V_A - V_E = Q \left( \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} + \frac{1}{C_4} \right).$$

In verband met verg. (1) volgt,

$$\frac{Q}{C} = Q \left( \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} + \frac{1}{C_4} \right)$$

of,

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} + \frac{1}{C_4}.$$

Dus: de omgekeerde waarde van de capaciteit is gelijk aan de som van de omgekeerde waarden van de capaciteiten van de in serie geschakelde condensatoren.

Hebben alle condensatoren gelijke capaciteit, dan is,

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{c} + \frac{1}{c} + \frac{1}{c} + \frac{1}{c}$$

of,

$$C = \frac{c}{4}.$$

In het algemeen is de capaciteit van  $n$  in serie geschakelde condensatoren, elk met een capaciteit  $c$ , gelijk aan,

$$C = \frac{c}{n}.$$

Voorbeeld.

Twee condensatoren met een capaciteit van  $2\mu F$  en  $3\mu F$ , zijn in serie geschakeld en aangesloten op een spanning van 600 V.

Gevraagd :

- de totale capaciteit;
- de lading van elke condensator;
- de spanning tussen de klemmen van elke condensator.

Oplossing :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$$

dus, 
$$\frac{1}{C} = \frac{1}{2} + \frac{1}{3} = \frac{5}{6}$$

$$C = 1,2\mu F$$

De lading van elke condensator is bepaald door,

$$Q = CV$$

of,  $Q = 1,2 \times 600 = 720$  micro-coulombs

De spanning tussen de klemmen van de eerste condensator zal dan bedragen,  $\frac{720}{2} = 360$  V;

de spanning tussen de klemmen van de tweede condensator,  $\frac{720}{3} = 240$  V.

#### b. Parallelschakeling

In parallelschakeling zijn de condensatoren verbonden als in fig. 40 is aangegeven.

Noemen we de capaciteit der condensatoren  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$ , en  $C_4$ , hun ladingen respectievelijk  $Q_1$ ,  $Q_2$ ,  $Q_3$  en  $Q_4$ , dan zijn, als het potentiaalverschil aan de klemmen  $V_A - V_B$  volts bedraagt, de ladingen voor te stellen door,

$$Q_1 = C_1(V_A - V_B);$$

$$Q_2 = C_2(V_A - V_B);$$

$$Q_3 = C_3(V_A - V_B);$$

$$Q_4 = C_4(V_A - V_B).$$

Na optelling vinden we, dat de totale lading bedraagt,

$$Q = (V_A - V_B) (C_1 + C_2 + C_3 + C_4)$$

Stellen we de capaciteit van de gehele batterij  $C$ , dan is ook,

$$Q = C(V_A - V_B)$$

waaruit volgt,

$$C = C_1 + C_2 + C_3 + C_4$$

Derhalve: Bij parallel geschakelde condensatoren is de totale capaciteit gelijk aan de som der capaciteiten van de afzonderlijke condensatoren.

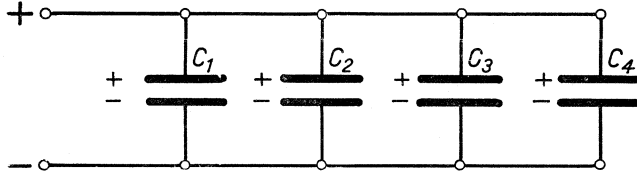


Fig. 40. Parallelschakeling van condensatoren.

Hebben we  $n$  condensatoren elk met een capaciteit  $c$  parallel geschakeld, dan is de totale capaciteit,

$$C = n \times c.$$

### Voorbeeld

Een platencondensator bestaat uit 11 platen, 25 cm lang en 20 cm breed, De isolatie tussen de platen wordt gevormd door glasplaten 2 mm dik, waarvan de diëlectrische constante gelijk is aan 6. Bereken de capaciteit in microfarads.

Oplissing:

De 11 platen, geschakeld volgens fig. 41, vormen 10 parallel geschakelde condensatoren. De capaciteit daarvan bedraagt volgens de formules,

$$C = n \frac{kO}{4\pi d} \times \frac{1}{9 \times 10^5} \mu F,$$

dus,

$$C = 10 \frac{6 \times 25 \times 20}{4 \times 3,14 \times 0,2} \times \frac{1}{9 \times 10^5} = 0,0134 \mu F.$$

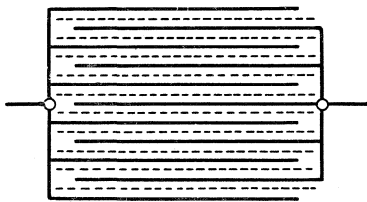


Fig. 41. Platencondensator.

## 35. Condensatortypen.

Voor de constructie van een condensator zijn in hoofdzaak twee factoren maatgevend:

- 1e. de capaciteit;
- 2e. de spanning welke het diëlectricum tussen de platen blijvend

moet kunnen verdragen, zonder dat er grote lek of doorslag optreedt.

De capaciteit is, zoals we weten, evenredig met het plaatoppervlak en de diëlectrische constante, en omgekeerd evenredig met de dikte van het diëlectricum. De spanning bepaalt de aard en dikte van het diëlectricum. Is dit vastgesteld, dan wordt het plaatoppervlak bepaald door de grootte van de verlangde capaciteit.

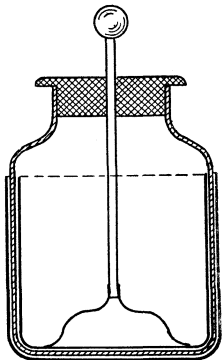


Fig. 42. Leidse fles.

Daar het aantal stoffen, dat voor de samenstelling van het diëlectricum in aanmerking komt, vrij groot is, worden, vooral nu door de ontwikkeling der wisselstroom- en radiotechniek de betekenis der condensatoren zo belangrijk is geworden, de condensatoren in velerlei vormen vervaardigd.

**De Leidse fles.** Het oudste type van de condensator is de z.g. Leidse fles. (fig. 42). De naam dankt ze aan het feit, dat in 1746 twee Leidse natuurkundigen, CUNEUS en MUSSCHENBROEK, bij toeval de condensatorwerking ontdekten toen zij zich bezig hielden met elektriseren van water. In

de enigszins verouderde vorm bestaat ze uit een van goed isolerend glas vervaardigde wijdmondse fles, voor een gedeelte in- en uitwendig bekleed met bladtin (staniol).

In de verbeterde vorm, die ontstond door de ontwikkeling der radiotechniek, is de flesvorm verlaten en zijn het cilindervormige glazen vaten geworden (fig. 43).

**Minos-**flescondensatoren, een fabriek van SCHOTT & GENOSSEN te Jena, zijn in het bijzonder geschikt voor hoge wisselspanningen. Onderzoekingen hebben geleerd, dat de spanning tussen de bekleedsels des te hoger kan worden opgevoerd, naarmate ze beter tegen het glas aansluiten. Bij genoemde flescondensatoren wordt het bekleedsel verkregen door het glas in- en uitwendig chemisch te verzilveren en hierop een laagje koper langs electrolytische weg naar te slaan. De fles wordt gevuld met transformatorolie, welke de door de diëlectrische hysteresis <sup>1)</sup> in het glas ontwikkelde warmte opneemt.

**Platen-**condensatoren. Deze worden, afhankelijk van het doel waarvoor ze moeten dienen, in velerlei uitvoeringen vervaardigd. De **Minosplaten**condensatoren bestaan uit verzilverde glasplaten, welke evenals de flescondensatoren van die naam,

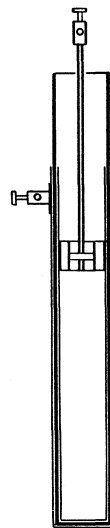


Fig. 43.

1) Zie no. 43.

uit een glassoort worden vervaardigd met geringe diëlectrische hysteresis, grote diëlectrische constante ( $k = 8$ ) en grote elektrische vastheid. De platen worden tot pakketten verenigd en vormen in een klein volumen een condensator van betrekkelijk grote capaciteit. Ze worden vervaardigd in verschillende grootten tot 40000 cm capaciteit en zijn geschikt voor spanningen tot 6000 volt.

**Blok- of telefooncondensatoren.** Om condensatoren van grote capaciteit en klein volumen te vervaardigen, moet men zorgen voor een grote werkzame oppervlakte van de bekleedsels (platen) en een geringe dikte van de isolerende laag. Bij de z.g. blok- of telefooncondensatoren verkrijgt men een grote capaciteit door afwisselend stroken bladtin of bladaluminium en dun gearaffineerd papier op elkaar te leggen (4 stroken), die op te rollen en dan zodanig te persen dat een min of meer rechthoekig blokje ontstaat, dat in een metalen doosje kan worden ondergebracht. Men ziet uit fig. 44 dat de beide metaalstroken nagenoeg geheel aan beide zijden werkzaam zijn, even als dit het geval is in fig. 41. Dergelijke condensatoren kunnen gemakkelijk en billijk worden vervaardigd voor capaciteiten tot enige microfarads en voor spanningen tot ongeveer 500 volt. Ze worden veel gebruikt in de zwakstroom- en radiotechniek.

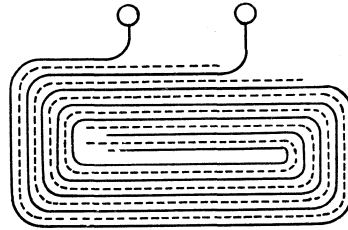


Fig. 44. Blok- of telefooncondensator.

**Electrolytische condensator.** De merkwaardigste condensator is de electrolytische, welke zijn naam dankt aan het feit, dat het diëlectricum van deze condensator wordt gevormd door een electrolytische werking.

Ter inleiding het volgende: Enkele metalen, b.v. aluminium, tantalium en magnesium worden, wanneer men ze als anoden gebruikt in een geschikte electrolyt, met een laagje oxyde bedekt, dat, afhankelijk van de spanning waaronder de stroom door de electrolyt wordt gevoerd, een dikte heeft van 0,001 tot 0,00001 mm of minder. Dit laagje bezit, ondanks zijn geringe dikte, een zeer grote weerstand en dat is dan ook de oorzaak, dat tijdens de vorming van het laagje (de formering), de stroom tot een zeer geringe waarde daalt. Wordt het laagje b.v. op een aluminiumplaat gevormd, dan zal, wanneer men deze plaat als anode gebruikt in een electrolytische cel en er voor zorgt, dat de spanning aan de klemmen een tiende deel is van de formeringsspanning, de stroomdichtheid minder dan één micro-ampère per  $\text{cm}^2$  bedragen.

Dat wil dus zeggen, dat de weerstand per  $\text{cm}^2$  enige millioenen ohms bedraagt. Wordt de spanning hoger opgevoerd, dan stijgt de lekstroom en bij een bepaalde spanning, afhankelijk van de gebruikte electrolyt, wordt het laagje doorgeslagen.

De electrolytische condensator, welke schematisch is voorgesteld in fig. 45, bevat :

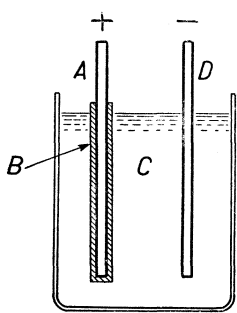


Fig. 45. Electrolytische condensator.

een aluminiumplaat *A* bedekt met een isolerend oxydlaagje *B*, dat door electrolyse is gevormd; een electrolyt *C*, meestal een verzadigde oplossing van ammoniumboraat; en een metalen plaat *D* b.v. van lood, welke slechts dient om contact met de vloeistof te verkrijgen. Deze plaat speelt verder geen rol.

Wanneer we nu deze inrichting vergelijken met een platencondensator, vertegenwoordigen de plaat *A* en de electrolyt *C* de beide bekleedsels, terwijl de isolerende laag *B* het diëlectricum voorstelt. Onder deze omstandigheden is de capaciteit per eenheid van plaatoppervlak bepaald door de dikte van het oxydlaagje. En daar dit, zoals reeds is opgemerkt, uiterst dun is, kan de capaciteit per  $\text{cm}^2$  buitengewoon groot worden. Om een voorbeeld te noemen : bij een laagje geformeerd door een spanning van 30 volt was de capaciteit 0,18 microfarad per  $\text{cm}^2$ .

De capaciteit per  $\text{cm}^2$  is bij benadering omgekeerd evenredig met de spanning waarmede het laagje is geformeerd, derhalve zal de laagdikte nagenoeg recht evenredig zijn met de formeringspanning.

De voordelen van deze condensator zijn : ten eerste de zeer grote capaciteit welke men in een klein volumen kan onderbrengen, b.v.  $2000 \mu F$  in een volumen van  $46 \times 46 \times 115$  mm; ten tweede de geringe fabrikatiekosten. Vergeleken met de droge condensatoren, papiercondensatoren, hebben ze het nadeel, dat er als gevolg van de lekstroom aanzienlijke verliezen optreden. Ook scheidt het gebruik van vloeistof onaangenameheden. Bij sommige fabrikaten is de vloeistof dan ook vervangen door een zoutpasta.

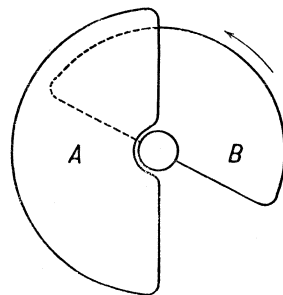


Fig. 46.

**Regelbare condensator.** Deze, uit de radiotechniek zo bekende condensator, bestaat gewoonlijk uit een stel vaste half cirkelvormige metalen platen, welke evenwijdig zijn opgesteld aan een tweede stel

platen, dat bevestigd is op een as. Op de as is nog een cirkelvormige schaal aangebracht, die, wanneer de as met de platen wordt gedraaid, langs een index loopt en daardoor de mogelijkheid schept om de stand van de platenstelsels t.o.v. elkaar af te lezen.

In de fig. 46 is het bovenaanzicht van zulk een condensator geschetst. Met *A* zijn de vaste-, met *B* de beweegbare platen aangegeven. Hoe verder het platenstel *B* tussen de openingen van het platenstel *A* schuift, des te groter wordt de capaciteit. De capaciteitsverandering is bij deze half cirkelvormige platen nagenoeg evenredig met de gedraaide hoek. Men noemt zulk een condensator dan capaciteitslineair.

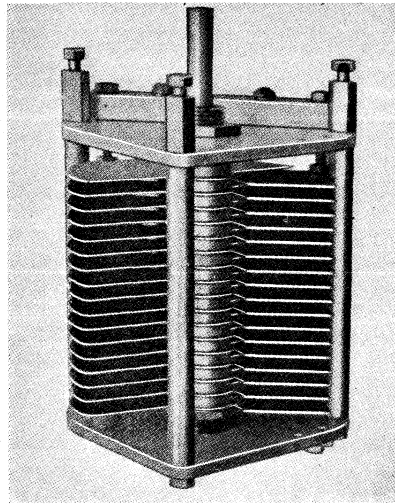


Fig. 47.

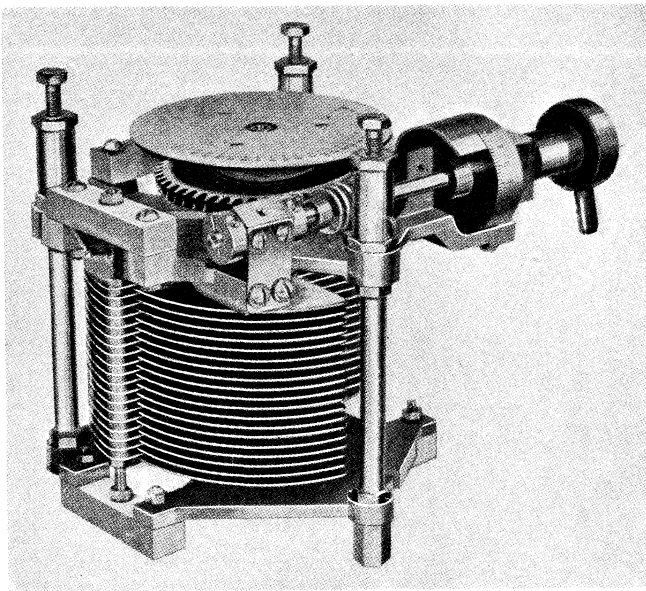


Fig. 48.

Voor bepaalde doeleinden, waarop we hier niet verder in kunnen gaan, geeft men de platen vaak andere vormen.

In fig. 47 en fig. 48 vindt men afbeeldingen van regelbare condensatoren van de General Radio Co. De laatste is een z.g. precisie-uitvoering. Het draaibare platenstelsel kan bij deze door middel van een wormschroef en wormwiel worden versteld, terwijl de stand op een verdeelde cirkel en micrometertrommel kan worden afgelezen.

De capaciteit van draaibare condensatoren is niet geheel op nul te brengen. Ze hebben, wat men noemt, een zekere minimum- of aanvangs capaciteit. Bij het hiervoor genoemde type is de aanvangs capaciteit b.v.  $50 \mu\mu F$ , terwijl de maximum capaciteit  $1500 \mu\mu F$  bedraagt.



---

## HOOFDSTUK VI.

### DE CONDENSATOR IN EEN WISSELSTROOMKETEN.

#### 36. De capaciteitsstroom.

Sluit men een condensator aan op een wisselstroomgenerator dan zal, tengevolge van de veranderlijke spanning die de generator levert, de ladingstoestand van de condensator zich voortdurend wijzigen, hetgeen zich openbaart door een heen en weer stromen van electriciteit tussen generator en condensator, m.a.w., er loopt in de verbindingsdraden tussen generator en condensator een wisselstroom, die we de capaciteitsstroom noemen. Het is dus alsof de condensator een wisselstroom doorlaat.

De verklaring van dit verschijnsel ligt voor de hand: In de tijdsdelen van de periode gedurende welke de generatorspanning aangroeit, wordt de condensator geladen; in de tijdsdelen waarin de generatorspanning afneemt, zal de condensator zich ontladen.

Aan de hand van een graphische voorstelling (fig. 49) kunnen we ons een beeld vormen van hetgeen zich in een periode afspeelt, als we de condensator op een zuiver sinusvormige wisselspanning aansluiten.

In de eerste kwart periode groeit de generator-spanning aan; er zal dan electriciteit stromen van de ogenblikkelijke plus pool van de generator naar de ene plaat, terwijl van de andere plaat electriciteit gevoerd wordt naar de ogenblikkelijke min pool van de generator. De hoeveelheid electriciteit die per tijdseenheid naar de condensator wordt gevoerd is evenredig met de spanningstoename. De spannings-toename is het sterkst bij de aanvang der spanningsperiode; de capaciteitsstroom heeft dan zijn grootste waarde. Aan het einde van de eerste kwart periode groeit de spanning niet meer aan, de tegenspanning van de condensator maakt dan evenwicht met de generator-spanning en de capaciteitsstroom is dus op het ogehblik, dat de spanning haar maximum bereikt gelijk aan nul.

Gedurende de tweede kwart periode neemt de generatorspanning

af; de tegenspanning van de condensator overweegt dan en het gevolg is, dat er electriciteit stroomt van de ogenblikkelijke plusplaat van de condensator naar de ogenblikkelijke plusklem van de generator enz.

De stroom is nu van richting omgekeerd. Zijn ogenblikkelijke waarde zal weer, evenals te voren, afhangen van de spanningsverandering per tijdseenheid, d.w.z., hoe sneller de generatorspanning afneemt, des te groter is de stroomsterkte. Men ziet aan de kromme, dat deze spanningsafname het grootst is als de spanning zijn nulwaarde bereikt; de stroom is dan maximum.

In derde en vierde kwart periode herhaalt zich wat zich afspeelde resp. in de eerste en tweede kwart periode.

Als resultaat van deze beschouwingen kunnen we het verloop van

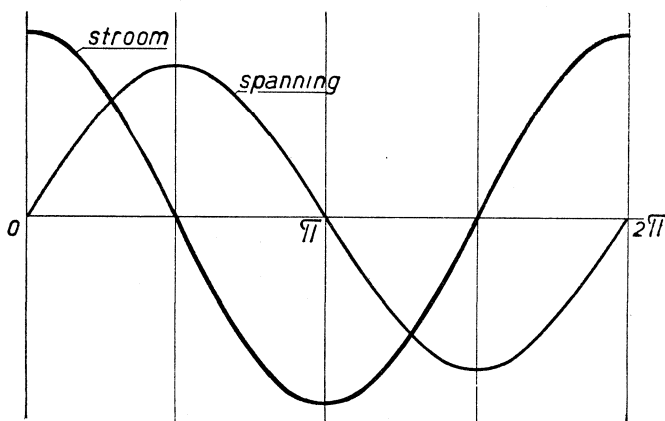


Fig. 49.

de capaciteitsstroom voorstellen door de dik getrokken kromme in fig. 49. Deze is  $90^\circ$  of  $\frac{1}{4}$  periode in phase verschoven met de kromme welke de generatorspanning voorstelt; ze ijlt voor op de laatste. Men zegt daarom: een condensator neemt een voorijlende stroom op.

Uit no. 21 weten we, dat als stroom en spanning  $90^\circ$  in phase verschillen, de stroom wattloos is. Een wattverbruik zal alleen optreden als de keten Ohmse weerstand bevat of het diëlectricum niet volkomen isolerend is. In dit geval is het phaseverschil tussen stroom en spanning kleiner dan  $90^\circ$ .

Volgens het voorgaande is de lading van een condensator gelijk aan het product van de capaciteit en het potentiaalverschil tussen de platen, n.l.

$$Q = CV \text{ coulombs.}$$

Wordt dus een condensator door een toenemende spanning geladen, dan is de ladingstoename daarmee evenredig.

Wanneer een condensator geladen wordt door een spanning die in  $t$  seconden gelijkmatig toeneemt van nul tot de waarde  $E$ , dan is de hoeveelheid electriciteit die per tijdseenheid naar de condensator stroomt constant, zodat we voor de stroomsterkte kunnen schrijven:

$$I = \frac{Q}{t}$$

of ook,

$$I = C \frac{E}{t}.$$

In het geval dat de spanning onregelmatig toeneemt, kan men de stroomsterkte bepalen door de ladingstoename te beschouwen gedurende een oneindig klein tijdsdeeltje  $dt$ , waarin de spanningstoename als gelijkmatig kan worden beschouwd. Stellen we de spanningstoename in het tijdsdeeltje  $dt$  voor door  $dE$ , dan is de ogenblikkelijke stroomsterkte

$$I = C \frac{dE}{dt}.$$

We zullen nu de waarde van het quotient  $\frac{dE}{dt}$  trachten te bepalen

in het geval, dat de condensator op een wisselspanning is aangesloten. Hiervoor kunnen we dezelfde methode toepassen, die we in no. 13 voor

de berekening van het quotient  $\frac{dI}{dt}$  hebben aangegeven.

Zij op een tijdstip  $t$  van de spanningsperiode de waarde van de spanning,

$$E_0 \sin \omega t,$$

$dt$  seconden later,  $E_0 \sin \omega(t + dt)$ ,

dan bedraagt de spanningstoename,

$$E_0 \sin \omega(t + dt) - E_0 \sin \omega t.$$

De spanningstoename laat zich voorstellen door het verschil van de projecties van de spanningsvector op de  $y$ -as, nadat deze een hoek  $\omega t$  en een hoek  $\omega t + \omega dt$  heeft doorlopen (fig. 50).

Daar  $AB$  oneindig klein is, staat  $AB \perp OA$ , en is  $\triangle ABC \sim \triangle AOD$ , dus,

$$BC : AB = DO : AO.$$

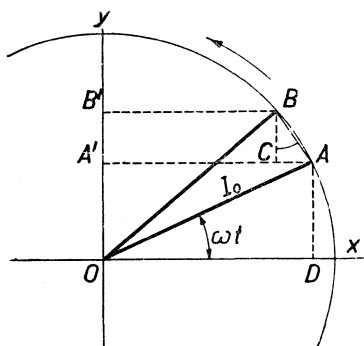


Fig. 50.

De hoeksnelheid van de vector is  $\omega$ , de lineaire snelheid van het punt  $A$  is gelijk aan  $\omega r$  ( $r$  = straal van de cirkel), zodat

$$\text{bg } AB = \omega r \times dt = \omega E_0 dt.$$

Verder is,

$$BC = A'B' = dE;$$

$$AO = E_0;$$

$$DO = E_0 \cos \omega t$$

Deze waarden ingevuld in de voorgaande evenredigheid geeft,

$$dE : \omega E_0 dt = E_0 \cos \omega t : E_0$$

waaruit volgt,

$$\frac{dE}{dt} = \omega E_0 \cos \omega t.$$

Voor de ogenblikkelijke waarde van de capaciteitsstroom vinden we dan,

$$i = C \frac{dE}{dt} = C\omega E_0 \cos \omega t.$$

Hieruit blijkt, dat de capaciteitsstroom  $90^\circ$  in phase verschoven is met de spanning.

De capaciteitsstroom bereikt zijn maximale waarde als  $\cos \omega t = 1$ , dus,

$$I_0 = C\omega E_0$$

Dan volgt voor de effectieve waarde,

$$I = C\omega E$$

Schrijven we de laatste vergelijking in de vorm,

$$I = \frac{E}{\frac{1}{\omega C}}$$

dan kunnen we, in verband met de wet van Ohm,  $\frac{1}{\omega C}$  aanzien als de

„weerstand” van de keten. Men noemt  $\frac{1}{\omega C}$  dan ook de capacatieve

weerstand of de capaciteitsreactantie. Hoe groter de capaciteit is, des te kleiner is de capaciteitsreactantie en des te groter de capaciteitsstroom. De benodigde spanning om de stroom  $I$  door de condensator te zenden, bedraagt blijkbaar,

$$E = I \times \frac{1}{\omega C}$$

Voorbeeld:

Een condensator van  $2\mu F$  wordt aangesloten op een spanning van 220 V en een frequentie van 50 Hz. Welke stroom loopt in de condensatorketen?

Oplossing:

Volgens het voorgaande is de stroomsterkte bepaald door,

$$I = C\omega E,$$

en daar  $\omega$  gelijk is aan  $2\pi f$ ,

$$I = \frac{2}{10^6} \times 2\pi \times 50 \times 220$$

$$I = 0,138 \text{ A.}$$

Even als in een keten met uitsluitend zelfinductie, zal ook in een keten met uitsluitend capaciteit, de stroomdoorgang zonder energieverbruik geschieden. De energie die in de eerste kwart periode geleverd wordt om de condensator te laden, wordt in de tweede kwart periode weer door de condensator teruggegeven enz.

Het kenmerkend verschil tussen het gedrag van een capaciteit en een zelfinductie in een wisselstroom bestaat daarin, dat de capaciteit een stroom veroorzaakt die een kwart periode voorijlt op de spanning, terwijl, zoals we vroeger reeds zagen, de zelfinductie oorzaak is, dat de stroom een kwart periode najilt op de spanning.

### 37. Wisselstroomketen met capaciteit, zelfinductie en Ohmse weerstand.

Wij zullen nu het geval beschouwen, dat een capaciteit  $C$ , een zuiver inductieve weerstand  $L$  en een Ohmse weerstand  $R$  in serie zijn geschakeld met een wisselstroombron (fig. 51). Er ontstaat dan een stroom die, omdat er geen vertakkingen in de keten zijn, overal dezelfde waarde heeft.

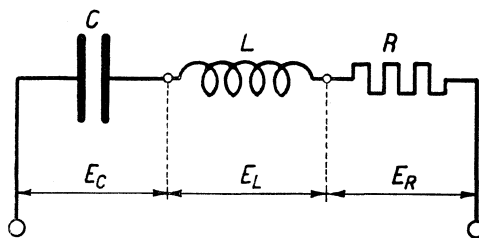


Fig. 51.

De spanning aan de einden van de keten kan men verdelen in:  $E_C$ , de capacatieve spanning, nodig voor het laden van de condensator;  $E_L$ , de inductieve spanning, om de e.m.k. der zelfinductie te overwinnen;  $E_R$ , de Ohmse spanning, voor de dekking van het Ohmse spanningsverlies.

Het phaseverschil van die spanningen met de stroom is bekend; we kunnen er dus toe over gaan de spanningen graphisch voor te stellen om de spanning aan de einden van de keten daarmede te construeren.

De ogenblikkelijke waarde van de spanning aan de einden van de keten is gelijk aan de som der ogenblikkelijke waarden van de drie bovengenoemde spanningen. Stellen we de stroom voor door de functie  $I_0 \sin \omega t$ , dan zijn de drie spanningen als volgt voor te stellen :

de capacatieve spanning door,  $\frac{1}{\omega C} I_0 \sin \left( \omega t - \frac{\pi}{2} \right)$ ;

de inductieve spanning door,  $\omega L I_0 \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right)$ ;

de Ohmse spanning door,  $R I_0 \sin \omega t$ .

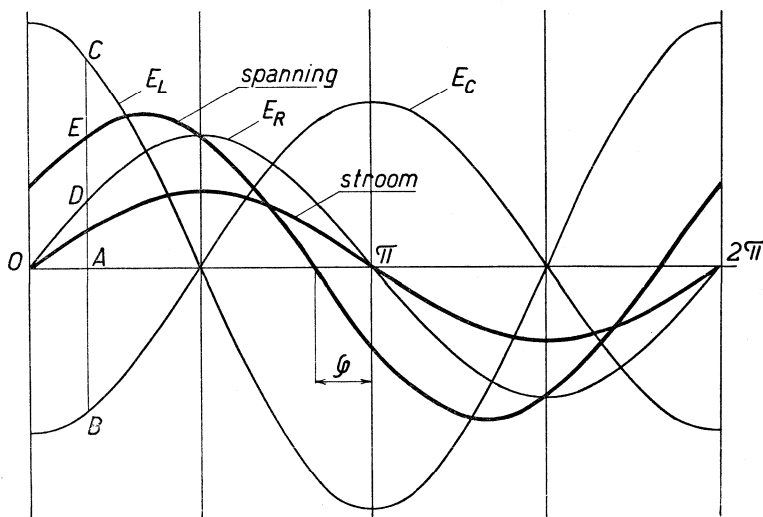


Fig. 52.

Tekenen we de krommen voor de drie genoemde spanningen, dan kunnen we de totale spanning daarmede construeren (fig. 52).

Is op een tijdstip  $A$  :

de capacatieve spanning  $AB$ ;

de inductieve spanning  $AC$ ;

de Ohmse spanning  $AD$ ,

dan is de totale spanning op datzelfde ogenblik,

$$AE = -AB + AC + AD.$$

De capacatieve en inductieve spanning zijn op elk ogenblik tegen-

gesteld aan elkaar. Dit verklaart het merkwaardige verschijnsel, hetwelk we ook in de fig. kunnen waarnemen, dat de capacatieve en inductieve spanningen zelfs groter kunnen zijn dan de spanning aan de einden van de keten. Schakelen we een voltmeter aan de klemmen van de inductiespoel dan meten we de spanning  $\omega LI$ , en aan de klemmen van de condensator

de spanning  $\frac{I}{\omega C}$ , maar als we de gezamenlijke spanning meten van spoel en condensator, vinden we het verschil van de spanning, en dus

$$\left(\omega LI - \frac{I}{\omega C}\right).$$

Het feit, dat de capacatieve en inductieve spanningen elkaar gedeeltelijk, opheffen, betekent, dat de e.m.k. der zelfinductie medewerkt om de condensator te laden en omgekeerd, dat de condensatorspanning het tot stand komen van het magnetisch veld bevordert. De diepere betekenis van deze verschijnselen zullen we later nagaan.

Bovendien zien we, dat de phaseverschuiving tussen stroom en spanning, als zelfinductie en capaciteit beide aanwezig zijn, kleiner is dan in het geval, dat een van beiden in de keten voorkomt. Is de capacatieve spanning gelijk aan de inductieve spanning, dan is de stroom in phase met de spanning aan de einden van de keten.

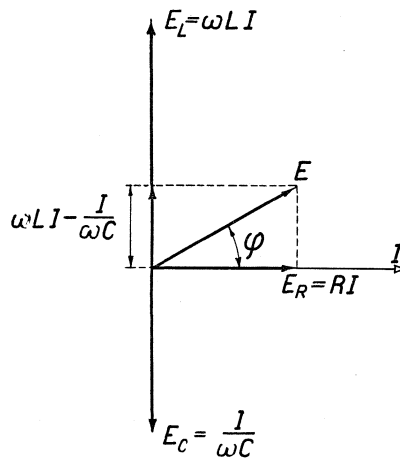


Fig. 53.

De betrekking tussen de effectieve stroomsterkte en de effectieve spanning kunnen we, evenals in no. 17, met behulp van een vectordiagram vinden. (fig. 53).

De stand van de vectoren in deze figuur is, in verband met hetgeen over de phaseverschillen tussen de spanningen en stroom is medegedeeld, begrijpelijk. De stroomvector is  $90^\circ$  vóór op die van de capacatieve spanning,  $90^\circ$  achter op die van de inductieve spanning, terwijl de vector der Ohmse spanning samenvalt met de stroomvector.

De vector van de totale spanning vinden we door meetkundige optelling van de drie spanningsvectoren. Uit de figuur volgt :

$$E_R^2 + (E_L - E_C)^2 = E^2$$

of, 
$$(IR)^2 + \left( \omega LI - \frac{I}{\omega C} \right)^2 = E^2$$

dus, 
$$I^2 \left\{ R^2 + \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2 \right\} = E^2$$

waaruit volgt, 
$$I = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}} \dots \dots (A)$$

Deze vergelijking is de wiskundige uitdrukking van de wet van Ohm voor de beschouwde keten. Ze wordt vaak de volledige wet van Ohm voor wisselstroom genoemd.

De noemer van de breuk is de schijnbare weerstand of impedantie van de keten, dus

$$z = \sqrt{R^2 + \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}.$$

Het phaseverschil tussen stroom en spanning is blijkbaar (zie fig. 53) bepaald door :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega LI - \frac{I}{\omega C}}{RI} = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}.$$

In ons geval, waar  $\omega LI > \frac{I}{\omega C}$ , ijlt de stroom na op de spanning

$E$ . Daarentegen zal, als  $\frac{I}{\omega C} > \omega LI$  is, de stroom voorijlen op de spanning  $E$ ; de invloed van de capaciteit is dan overwegend;  $\operatorname{tg} \varphi$  is dan negatief en we spreken daarom van een negatieve phaseverschuiving.

Ten slotte kunnen we nog opmerken, dat de vergelijking voor de stroomsterkte een algemene is, d.w.z. ze geldt zowel voor het geval, dat  $L = 0$ , of dat  $C = 0$  en voor het geval dat  $C$  en  $L$  beiden gelijk nul zijn.

Het vermogen van de stroom is weer

$$N = EI \cos \varphi \text{ watts.}$$

### 38. Spanningsresonantie.

Als men in een keten waarin capaciteit, zelfinductie en Ohmse weerstand in serie zijn geschakeld, de capaciteit of de zelfinductie verandert, zal, bij een bepaalde verhouding tussen de capaciteit en de zelfinductie, de stroom vrij plotseling aangroeien tot een relatief hoge



waarde en dientengevolge zullen de capacitive spanning  $I/\omega C$  en de inductieve spanning  $\omega LI$ , eveneens zeer hoge waarden bereiken. Men noemt het verschijnsel van dit plotseling aangroeien van de spanningen, spanningsresonantie.

De voorwaarden voor het optreden van spanningsresonantie kunnen we gemakkelijk nagaan. Uit de vroeger afgeleide vergelijking:

$$I = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

is te zien, dat de stroom maximaal is voor het geval,

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}.$$

De stroom is dan,

$$I = \frac{E}{R}$$

d.w.z. de keten gedraagt zich alsof er uitsluitend Ohmse weerstand in aanwezig is; de stroom is dan in phase met de spanning aan de einden van de keten.

De capacitive spanning is in dit geval gelijk aan de inductieve spanning, dus,

$$\frac{I}{\omega C} = \omega LI.$$

Voorbeeld:

Onderstel een keten waarin  $R = 5$  ohm,  $C = 20 \mu F$  en  $L = 0,45$  henry in serie zijn geschakeld op een wisselspanning van 220 volt en 50 perioden. In dit geval is,

$$\omega = 2\pi f = 2\pi \times 50 = 314$$

$$\omega L = 0,45 \times 314 = 141,3$$

$$\frac{1}{\omega C} = \frac{10^6}{314 \times 20} = 159,23.$$

De impedantie bedraagt dus,

$$z = \sqrt{5^2 + (141,3 - 159,23)^2} = 18,7 \text{ Ohm}$$

De stroom is dan  $I = \frac{E}{z} = \frac{220}{18,7} = 11,75 \text{ A.}$

De Ohmse spanning,  $RI = 5 \times 11,75 = 58,8 \text{ V}$ ;  
 de inductieve spanning,  $\omega LI = 141,3 \times 11,75 = 1660 \text{ V}$ ;  
 de capacatieve spanning,  $\frac{I}{\omega C} = 159,23 \times 11,75 = 1870 \text{ V}$ .

Hoewel in deze keten nog geen spanningsresonantie optreedt blijken de capacatieve en inductieve spanningen reeds aanzienlijk hoger te zijn dan de aangelegde spanning. Om resonantie te verkrijgen moet,

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}$$

of,

$$L = \frac{1}{\omega^2 C}$$

Indien we de waarde van  $C = 20 \mu\text{F}$  laten, volgt,

$$L = \frac{10^6}{314^2 \times 20} = \text{henrys.}$$

Verhogen we dus de zelfinductie in de keten van 0,45 tot 0,507 henry, derhalve met een relatief klein bedrag, dan wordt de stroom,

$$I = \frac{E}{R} = \frac{220}{5} = 44 \text{ A.}$$

Ofschoon hierbij slechts een spanning van 220 volt aan de einden van de keten ligt, stijgt de inductieve en capacatieve spanning tot de waarde,

$$\omega LI = \frac{I}{\omega C} = 159,23 \times 44 = \mathbf{7000 \text{ V.}}$$

Hoewel de capacatieve en inductieve spanningen in de keten elkaar volkomen opheffen, zal het diëlectricum van de condensator en de isolatie van de windingen der zelfinductiespoel met deze spanning worden belast, terwijl bovendien de koperdoorsnede van de windingen de hoge stroom te verduren krijgt.

Het is uit dit voorbeeld duidelijk, dat het verschijnsel der spanningsresonantie voor een keten bedenkelijke gevolgen kan hebben. Gewoonlijk zijn echter in de sterkstroomtechniek, waar men met wisselstroom van 50 perioden werkt, zulke hoge waarden van zelfinductie en capaciteit als in het voorbeeld genoemd, niet te samen aanwezig, zodat in de sterkstroomtechniek spanningsresonantie zich zelden voordoet.

Bevat de wisselspanning echter hogere harmonischen, dan kunnen bij veel kleinere waarden van  $L$  en  $C$ , resonantieverschijnselen optreden.

In fig. 54 hebben we de in het voorbeeld gebruikte keten de veranderingen in de stroomsterkte voorgesteld in het geval, dat de zelf-inductie varieert en de capaciteit en de Ohmse weerstand constant blijven. De ordinaten zijn berekend door in de vergelijking,

$$I = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

voor  $L$  waarden tussen 0 en 1 henry in te voeren.

**39. Resonantie-frequentie, resonantiekrommen.**

Uit de betrekking,  $L = \frac{1}{\omega C}$  volgt, dat de

spanningsresonantie behalve door verandering van  $L$  en  $C$ , ook op zal treden als  $L$  en  $C$  constant blijven en de cirkelfrequentie  $\omega$  verandert.

Uit,

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}$$

volgt,

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{CL}}$$

of, daar  $\omega = 2\pi f$ ,

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{CL}}$$

Men noemt de frequentie waarbij spanningsresonantie optreedt, de resonantiefrequentie. Deze is volgens de vergelijking bepaald door de eigenschappen van de keten, n.l. door de waarden van  $L$  en  $C$ . Met betrekking tot de keten noemt men ze daarom de eigen frequentie van de keten.

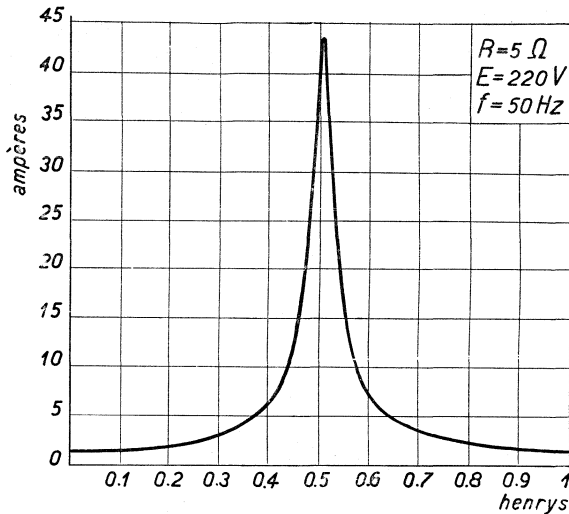


Fig. 54.

Volgens de vergelijking,

$$I = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

is voor een keten met gegeven  $R$ ,  $L$  en  $C$ , bij constant spanning  $E$ , de stroomsterkte  $I$  een functie van  $\omega$ , derhalve ook van de frequentie van de spanning  $E$ .

Om de betrekking tussen de stroomsterkte  $I$  en de cirkelfrequentie  $\omega$  te kunnen overzien, berekenen we met behulp van de voorgaande vergelijking de stroomsterkte  $I$  voor verschillende waarden van  $\omega$  en stellen de uitkomsten graphisch voor. Bij een bepaalde waarde van  $\omega$  zal resonantie optreden. Deze waarde, die we in het vervolg door  $\omega_0$  zullen aanduiden is gelijk aan,

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{CL}}.$$

Het ligt dus voor de hand, dat we genoemde berekening van  $I$  zullen uitvoeren zowel voor een aantal waarden van  $\omega < \omega_0$ , als voor een aantal waarden  $\omega > \omega_0$ . Voor we daartoe overgaan, kunnen we nog opmerken, dat de stroomsterkte bij resonantie constant blijft, als het product  $CL$  constant is. Immers maken we  $L$ ,  $n$  maal groter, dan moet  $C$ ,  $n$  maal kleiner zijn om het product  $CL$  constant te houden. De resonantievoorwaarde is,  $\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0$

Daaraan wordt nu ook voldaan als  $L$ ,  $n$  maal groter en  $C$ ,  $n$  maal kleiner wordt, want ook

$$n\omega L - \frac{1}{\omega \frac{C}{n}} = 0.$$

In fig. 55 zijn enige z.g. resonantiekrommen getekend, die berekend zijn voor verschillende verhoudingen tussen  $L$  en  $C$ , terwijl hun product en de Ohmse weerstand constant zijn.

De verhouding tussen  $L$  en  $C$  stellen we vast door beide uit te drukken in absolute maat, n.l. in cm. Nu zijn in de formule

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{CL}},$$

$L$  in henrys en  $C$  in farads uitgedrukt. Daar,

$$1 \text{ farad} = 9 \times 10^{11} \text{ cm},$$

$$1 \text{ henry} = 10^9 \text{ cm},$$

zal, als  $L$  en  $C$  in cm zijn gegeven, de formule voor de resonantiefrequentie voorgesteld worden door,

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{\frac{C}{9 \times 10^{11}} \times \frac{L}{10^9}}}$$

of,

$$\omega_0 = \frac{3 \times 10^{10}}{\sqrt{CL}}.$$

Zo is voor kromme 1,  $L = 10^5$  cm,  $C = 10^5$  cm en  $R = 10$  ohm.

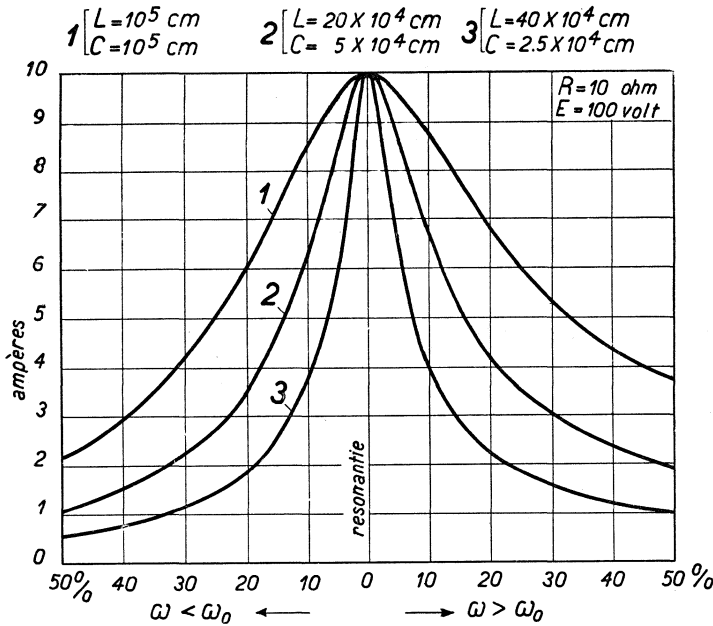


Fig. 55.

De resonantiefrequentie is dan,

$$\omega_0 = \frac{3 \times 10^{10}}{\sqrt{10^5 \times 10^5}} = 3 \times 10^5 \text{ hertz,}$$

voor kromme 2,  $L = 2 \times 10^5$  cm,  $C = 5 \times 10^4$  cm,  $R = 10$  ohm;

voor kromme 3,  $L = 4 \times 10^5$  cm,  $C = 2,5 \times 10^4$  cm,  $R = 10$  ohm.

#### 40. Parallelschakeling van capaciteit met Ohmse weerstand in een wisselstroomkettten.

We onderstellen het geval in fig. 56, waar een condensator parallel is geschakeld met een weerstand en aangesloten op een wisselspanning van  $E$  volt.

Er ontstaat dan:

1. Een stroom  $I_R$  die door de Ohmse weerstand gaat. Deze is in phase met de spanning  $E$  en in grootte bepaald door:

$$I_R = \frac{E}{R}.$$

2. Een stroom  $I_C$  die door de condensator gaat en welke een  $\frac{1}{4}$  periode voorijlt op de spanning  $E$ ; zijn grootte is bepaald door:

$$I_C = \omega CE$$

3. Een resulterende stroom  $I$ , welke de meetkundige som is van  $I_R$

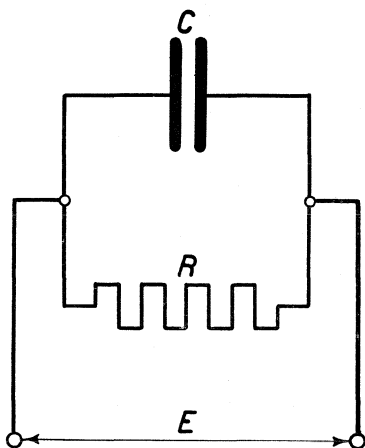


Fig. 56.

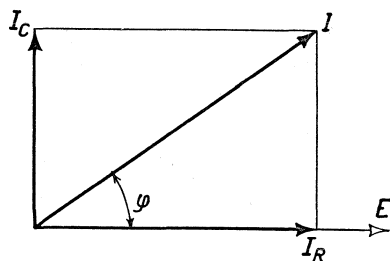


Fig. 57.

en  $I_C$  en volgens de vectorfiguur 57 gelijk aan:

$$I = \sqrt{I_R^2 + I_C^2}.$$

Of, met invoering van de bovengenoemde waarden van  $I_R$  en  $I_C$

$$I = \sqrt{\frac{E^2}{R^2} + \omega^2 C^2 E^2}$$

waaruit volgt, 
$$I = E \sqrt{\frac{1}{R^2} + \omega^2 C^2}.$$

De phaseverschuiving tussen deze resulterende stroom  $I$  en de spanning  $E$  volgt eveneens uit het vectordiagram, n.l.

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{I_C}{I_R} = \frac{\omega CE}{\frac{E}{R}} = C\omega R$$

De verhouding tussen  $E$  en  $I$  is de impedantie van de keten. Ze bedraagt,

$$z = \frac{E}{I} = \frac{E}{E \sqrt{\frac{1}{R^2} + \omega^2 C^2}}$$

of

$$z = \frac{R}{\sqrt{1 + \omega^2 C^2 R^2}}$$

Practisch komt deze parallelschakeling veelvuldig voor in de radio-techniek. Men kan het geval ook vergelijken met een enkele op een wisselspanning aangesloten condensator waarvan het diëlectricum lekt.

**41. Parallelschakeling van capaciteit en zelfinductie, stroomresonantie.**

Een condensator met capaciteit  $C$  wordt parallel geschakeld met

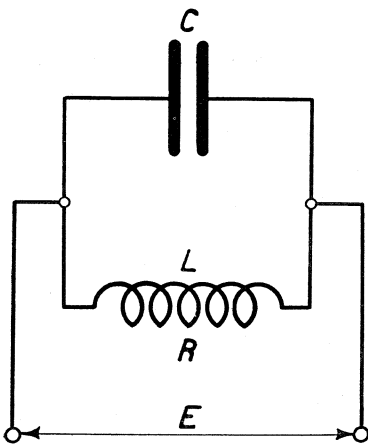


Fig. 58.

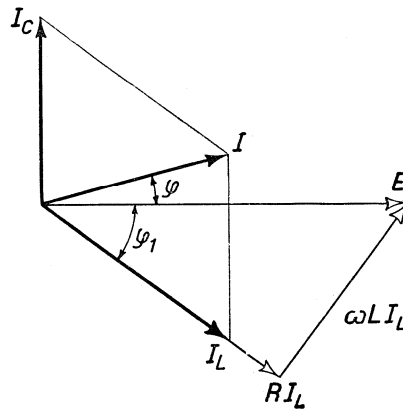


Fig. 59.

een spoel met zelfinductiecoëfficiënt  $L$  en, omdat een weerstandsloze spoel practisch niet te verwezenlijken is, kennen we voorlopig de spoel een Ohmse weerstand  $R$  toe.

We hebben dan :

1. Een stroom  $I_C$  welke door de condensator gaat en  $\frac{1}{4}$  periode voorijlt op de spanning; de sterkte daarvan is,

$$I_C = \omega CE;$$

2. Een stroom  $I_L$  welke najilt op de spanning en gelijk is aan,

$$I_L = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}.$$

De najiling is zoals we weten uit no. 17 bepaald door  $\text{tg } \varphi = \frac{\omega L}{R}$ .

3. Een totaalstroom  $I$ , die de meetkundige som is van  $I_C$  en  $I_L$  en waarvan de grootte bepaald is door :

$$I = \sqrt{I_C^2 + I_L^2 + 2I_C I_L \cos(90^\circ + \varphi)}.$$

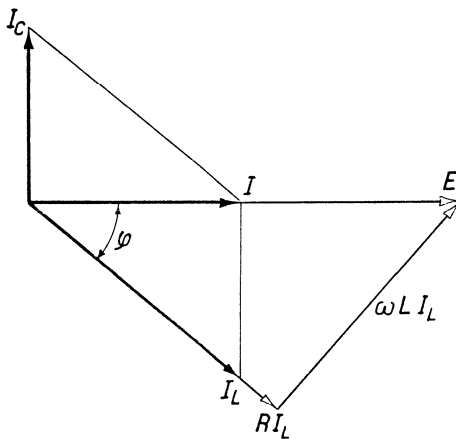


Fig. 60.

De totaalstroom  $I$  kan zowel voor- als najilen en ook in phase zijn met de spanning. Dit laatste is o.m. voor de sterkstroomtechniek van betekenis in die gevallen waar men inductieve toestellen op een wisselstroomnet aansluit. Door een passende condensator parallel met het inductieve toestel te schakelen kan de faseverschuiving tussen netstroom en netspanning worden opgeheven. De betekenis hiervan hebben we vroeger reeds uiteengezet. Zoals men weet is de door de

condensator opgenomen stroom wattloos, zodat deze faseverbetering niet met energieverlies gepaard gaat.

In fig. 60 is het diagram voor dit geval, dat men stroomresonantie noemt, getekend. De grootte van de capaciteit  $C$  van de condensator die de stroom  $I$  in phase kan brengen met  $E$  is als volgt te berekenen. Volgens de figuur is,

$$I_C = I_L \sin \varphi$$

of ook,

$$\omega CE = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}} \times \frac{\omega L}{\sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}}$$

waaruit,

$$C = \frac{L}{R^2 + \omega^2 L^2}.$$



De impedantie van de keten is de verhouding van  $E$  en  $I$ . Nu volgt nog uit de gelijkvormigheid van de stroom- en spanningsdriehoek,

$$I_C : I = \omega L I_L : R I_L$$

of, 
$$\omega C E : \frac{E}{z} = \omega L : R$$

waaruit volgt, 
$$z = \frac{L}{CR}$$

Hoe kleiner  $R$  des te groter is de impedantie, zodat als  $R$  te verwaarlozen klein is, de impedantie oneindig groot wordt. De stroom  $I$  is dan nul. We spreken in dit geval van zuivere stroomresonantie.

De vergelijking,  $C = \frac{L}{R^2 + \omega^2 L^2}$ , gaat dan over in,

$$C = \frac{L}{\omega^2 L^2}$$

waaruit volgt, 
$$\omega L = \frac{1}{\omega C}$$

De inductieve weerstand van de spoel is, bij zuivere stroomresonantie, gelijk aan de capacitieve weerstand van de condensator. Derhalve zullen de stromen  $I_L$  en  $I_C$  gelijk zijn. We hebben dan,

$$I_L = \frac{E}{\omega L} \dots \dots \dots (A)$$

$$I_C = \omega C E \dots \dots \dots (B)$$

De eerste ijlt  $90^\circ$  na op de spanning, de andere  $90^\circ$  vóór op de spanning (fig. 61).

Uit  $\omega L = \frac{1}{\omega C}$  volgt nog, dat de resonantiefrequentie

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{CL}}$$

Hieruit blijkt, dat de voorwaarde voor het optreden van zuivere stroomresonantie dezelfde is als die voor spanningsresonantie. Bij spanningsresonantie wordt de impedantie zo klein mogelijk en de stroom zo groot mogelijk; bij stroomresonantie is dit juist omgekeerd.

In geval de Ohmse weerstand van de spoel niet te verwaarlozen is, kunnen we uit de vergelijking,

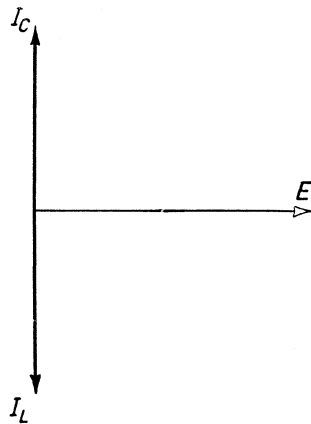


Fig. 61.

$$C = \frac{L}{R^2 + \omega^2 L^2}$$

$\omega_0$  bepalen. Er volgt uit,

$$CR^2 + C\omega_0^2 L^2 = L$$

waaruit,

$$\omega_0^2 = \frac{L - CR^2}{CL}$$

of,

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{R^2}{L^2}}$$

De voorwaarde voor stroomresonantie wanneer de spoel weerstand

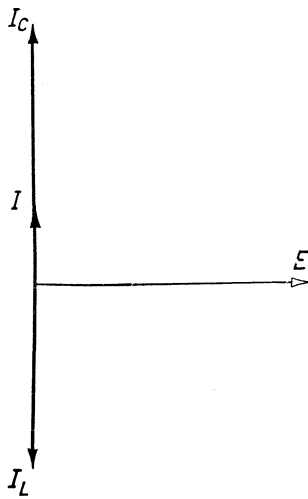


Fig. 62.

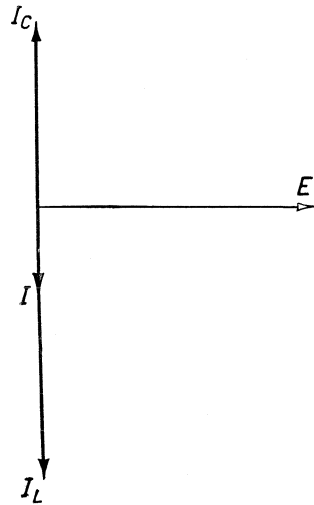


Fig. 63.

bevat, wijkt dus enigszins af van die bij zuivere stroomresonantie. Practisch is, voor kleine waarden van  $R$ , de afwijking gering.

Ten slotte zullen we nog nagaan wat er geschiedt wanneer we, in het geval van zuivere stroomresonantie, de frequentie van der aangelegde spanning veranderen.

1. Maken we  $\omega > \omega_0$ , dan wordt, volgens de vergelijkingen (A) en (B),

$$I_C > I_L.$$

Er ontstaat dan een stroom  $I = I_C - I_L$ , welke een kwart periode voorijlt op  $E$  (fig. 62). Een zodanige keten kan men vervangen door een enkele capaciteieve weerstand.

2. Wordt  $\omega < \omega_0$ , dan wordt  $I_C < I_L$ . Er ontstaat nu een totale stroom  $I = I_L - I_C$ , welke  $90^\circ$  najlt op  $E$  (fig. 63). De keten is dan vervangen te denken door een zuivere inductieve weerstand.

**42. Parallelschakeling van een capaciteit en Ohmse weerstand met zelfinductie en Ohmse weerstand.**

In de voorafgaande schakelingen hebben we steeds aangenomen, dat de tak waarin de condensator is geschakeld, geen weerstand bevatte. Practisch is dit slechts bij benadering mogelijk. We zullen daarom nog

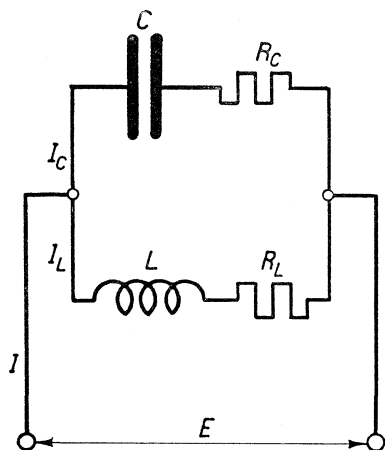


Fig. 64.

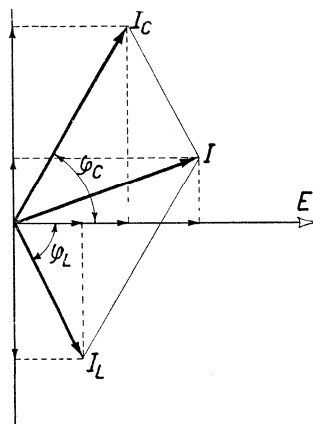


Fig. 65.

het algemene geval beschouwen, dat zowel de condensator tak als de zelfinductie tak Ohmse weerstand bezit (fig. 64).

Er ontstaat dan:

1. een stroom  $I_C$ , welke een hoek  $\varphi_C$  voorijlt op de spanning  $E$ ; deze stroom is bepaald door,

$$I_C = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}}}$$

de phaseverschuiving door,

$$\text{tg } \varphi_C = \frac{1}{\omega C R_C}$$

2. een stroom  $I_L$ , welke een hoek  $\varphi_L$  najlt op de spanning; deze stroom is bepaald door,

$$I_L = \frac{E}{\sqrt{R_L^2 + \omega^2 L^2}}$$

en de phaseverschuiving door,

$$\text{tg } \varphi_L = \frac{\omega L}{R_L}.$$

3. een resulterende stroom  $I$ , welke de vectorische som is van  $I_C$  en  $I_L$ . Deze stroom kan, afhankelijk van de frequentie van de aangelegde spanning, voorijlen, naijlen of in phase zijn met de aangelegde spanning.

De stroom  $I$  is te berekenen, als men de stromen  $I_C$  en  $I_L$  ontbindt in componenten die in phase zijn met de aangelegde spanning en in componenten loodrecht daarop. De stroom is, volgens fig. 65, weer de vectorsom van,

$$(I_C \sin \varphi_C - I_L \sin \varphi_L) \text{ en} \\ (I_C \cos \varphi_C + I_L \cos \varphi_L).$$

In het geval van de fig. 65 waar,

$$I_C \sin \varphi_C > I_L \sin \varphi_L,$$

zal de stroom voorijlen op de spanning  $E$ . Stroomresonantie treedt op als, zie fig. 66,

$$I_L \sin \varphi_L = I_C \sin \varphi_C.$$

De resulterende stroom is dan,

$$I = I_L \cos \varphi_L + I_C \cos \varphi_C.$$

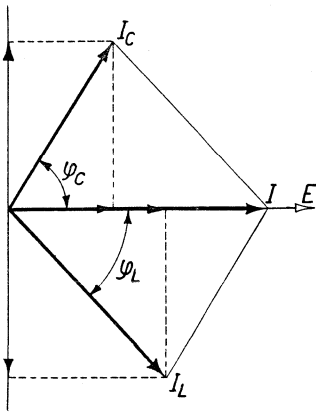


Fig. 66.

### 43. Diëlectrische verliezen.

Is een condensator enige tijd op een wisselspanning aangesloten, dan wordt het diëlectricum warm. Het heen en weer gaan van de electriciteit in het diëlectricum gaat blijkbaar gepaard met energieverlies, want het verschijnsel treedt niet in die mate op wanneer de condensator op een gelijkspanning is aangesloten. Op welke wijze de warmte gevormd wordt, is niet met zekerheid bekend. Omdat het verschijnsel gelijk op dat hetwelk we bij de wisselende magnetisering van ijzer waarnemen, noemt men het wel eens de diëlectrische hysteresis.

Er zijn ook nog andere oorzaken welke verwarming van het isolatiemateriaal tot gevolg hebben. De elektrische weerstand van een isolatiemateriaal is nooit oneindig groot, derhalve zullen er ook Joule verliezen optreden. Vooral bij hoge spanning, omdat, zoals uit de ervaring blijkt, de isolatieweerstand afneemt naarmate de spanning hoger is. Verder treedt bij hoge spanningen, in het bijzonder bij flescondensatoren het z.g. sproeien op. Van de randen der bekleedsels

gaat dan een ontlading langs de oppervlakte van het diëlectricum, die zo sterk kan worden, dat ze de omringende lucht doet fluoresceren, hetgeen in donker goed waarneembaar is. Ook dit verschijnsel betekent energieverlies.

Alle deze verliezen te samen vormen de z.g. diëlectrische verliezen. Onderzoekingen hebben aangetoond, dat de diëlectrische verliezen bij benadering evenredig zijn met de frequentie en het kwadraat der spanning. Afwijkingen van deze regel komen echter bij verschillende isolatiematerialen voor. De kennis van de diëlectrische verliezen is voor de beoordeling van een isolatiemateriaal van grote betekenis. Men kan deze verliezen meten en de kwaliteit van het isolatiemateriaal door een cijfer aangeven. Uit het volgende zullen we zien hoe dit geschiedt.

#### 44. De verlieshoek.

Tengevolge van de diëlectrische verliezen zal de laadstroom van een condensator niet geheel wattloos zijn. Zoals we vroeger in no. 40 hebben uiteengezet, kan men een condensator waarin verliezen optreden, vervangen denken door een verliesvrije condensator, welke met

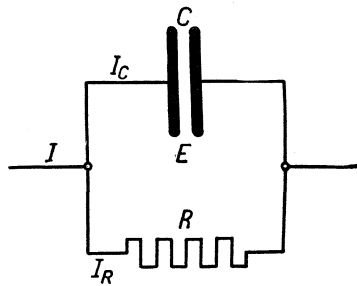


Fig. 67.

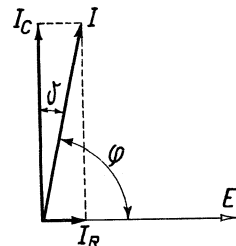


Fig. 68.

een Ohmse weerstand is parallel geschakeld (fig. 67). Bedragen de verliezen  $N_v$  watts en is de condensatorspanning  $E$  volt, dan zal

$$N_v = \frac{E^2}{R}.$$

Daaruit volgt, dat bij constante weerstand de verliezen evenredig zijn met het kwadraat van de spanning.

De stroom  $I$  is de resulterende van een wattloze stroom  $I_C$  en een wattstroom  $I_R$ . De stroom in een condensator waarin verliezen optreden kan men derhalve ontbonden denken in een component die wattloos is, d.i. de verschuivingsstroom, en in een component welke voor de berekening der verliezen dient, d.i. de wattcomponent.

De verliezen zijn altijd voor te stellen door,

$$N_v = EI \cos \varphi.$$

Volgens fig. 68 is,

$$\varphi = 90 - \delta$$

dus,

$$N_v = EI \sin \delta.$$

Voor kleine hoeken is  $\sin \delta$  evenredig met  $\delta$ . De hoek  $\delta$  is dus een maat voor het verlies. We noemen  $\delta$  daarom de verlieshoek. De verlieshoek is bepaald door,

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{I_R}{I_C}.$$

Omdat, 
$$I_R = \frac{E}{R} \text{ en } I_C = \omega CE,$$

volgt, 
$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{\omega CR}.$$

Daar voor kleine hoeken  $\operatorname{tg} \delta = \sin \delta$ , kunnen we de verliezen ook voorstellen door de vergelijking,

$$N_v = EI \operatorname{tg} \delta$$

De verlieshoek bedraagt voor het reeds in no. 35 genoemde Minosglas ongeveer 3'; voor doorzichtig kwartsglas slechts 20".

---

## HOOFDSTUK VII.

### DRAAISTROOM.

#### **45. Meerphasige wisselstroom.**

Onder meerphasige wisselstroom verstaat men een aantal wisselstromen van gelijke sterkte en gelijke frequentie, die onderling in phase verschoven zijn. Later zullen we zien, dat het mogelijk is om met meerphasige wisselstroom een draaiend magnetisch veld op te wekken. Daarom noemt men meerphasige wisselstroom gewoonlijk draaistroom, ofschoon de naam eigenlijk onjuist is.

De meest toegepaste meerphasige wisselstroom is de driephasige. De voordelen van de driephasige wisselstroom zijn zo belangrijk, dat de éénphasige wisselstroom er nagenoeg geheel door verdrongen is. De toepassing van éénphasige wisselstroom bepaald zich in hoofdzaak nog tot electriche spoorwegen, voornamelijk daarom, dat dan slechts één geïsoleerde bovenleiding nodig is.

De voordelen van de driephasige wisselstroom zijn in hoofdzaak toe te schrijven aan :

1e. de goede eigenschappen van de motoren voor dit stroomstelsel, nl. van de asynchrone draaistroommotoren;

2e. de goedkopere bouw van draaistroomgeneratoren, wegens de betere benutting van het materiaal, vergeleken met eenphase wisselstroomgeneratoren van een zelfde vermogen :

3e. de aanzienlijke koperbesparing bij de aanleg van laagspanningsnetten.

Wij komen hierop later terug.

#### **46. Driephasige wisselstroom.**

Driephasige wisselstroom is een stelsel van drie wisselstromen van gelijke sterkte en gelijke frequentie, die onderling een phaseverschil hebben van een derde periode.

Een generator welke driephasige wisselstroom levert is in hoofdzaak

op dezelfde wijze ingericht als de reeds eerder beschreven wisselstroomgenerator. De stator van een draaistroomgenerator bevat echter niet één, maar drie afzonderlijke wikkelingen, die men de fasen noemt.

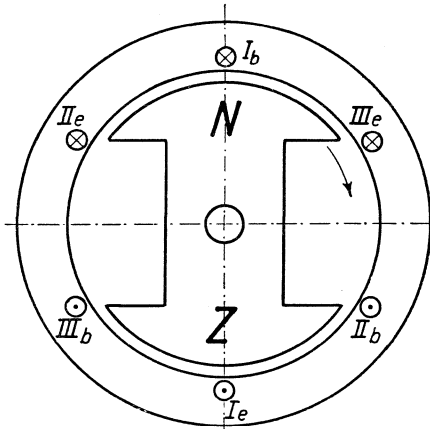


Fig. 69. Principe van een draaistroomgenerator.

De draden van de drie fasen liggen langs de statoromtrek 120 elektrische graden uit elkander (fig. 69).

Wanneer het poolrad draait worden achtereenvolgens in de drie fasen electromotorische krachten (spanningen) opgewekt. De maximale spanning ontstaat in een fase, als de middens van de polen zich tegenover de draden van die fase bevinden. Daar de draden van de drie fasen 120° uit elkander liggen, zullen de positieve maxima van de drie spanningen elkander opvolgen na een tijd in welke het poolrad

een hoek van 120° doorloopt. Omdat nu, zoals wij weten, de tijd waarin het poolrad een hoek van 360° doorloopt, gelijk is aan de periode, zullen de maxima van de drie spanningen elkaar opvolgen na  $\frac{1}{3}$  periode.

Sluiten we elke fase op een buitenketen aan van gelijke weerstand,

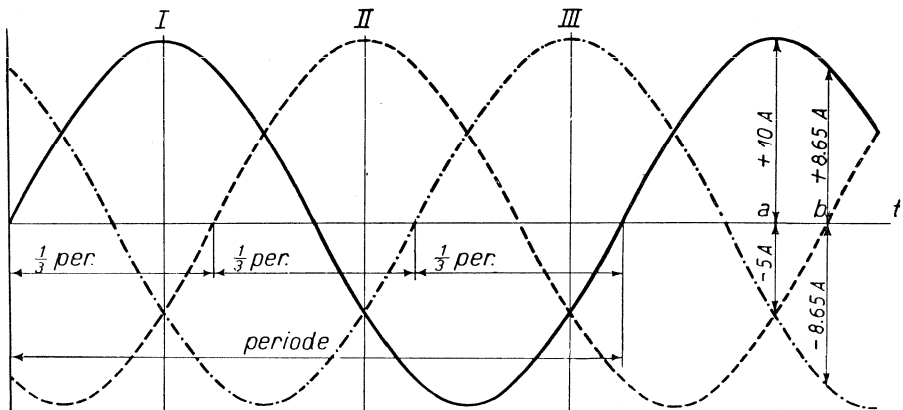


Fig. 70. Graphische voorstelling van driefasige wisselstroom.

dan ontstaan daarin wisselstromen, die, evenals de spanningen, onderling een faseverschil hebben van een derde periode. Graphisch zijn deze drie stromen voorgesteld door de drie golflijnen in fig. 70. Uit deze



graphische voorstelling kunnen wij nog enige interessante feiten opmerken :

1. Als b.v. op een tijdstip  $a$  de stroom in een der fasen zijn positief maximum heeft, b.v. 10 A is, zijn de stromen in de beide andere fasen tegengesteld en ieder gelijk aan de helft van de maximale stroom in de eerstgenoemde fase, derhalve gelijk aan  $-5$  A;

2. Is de stroom op een tijdstip  $b$  in een der fasen nul, dan zijn de stromen in de beide andere fasen even groot, maar tegengesteld, n.l.  $+8,65$  A en  $-8,65$  A.

Men neigt hierbij tot de onderstelling, dat op elk oogenblik de algebraïsche som der fasestromen gelijk is aan nul. Inderdaad geldt dit niet alleen voor de tijdstippen  $a$  en  $b$ , doch — wij zullen het straks wiskundig bewijzen — voor elk tijdstip van de periode.

#### 47. Het vectordiagram voor draaistroom.

De electromotorische kracht die in elke phase van een draaistroom-generator of -transformator wordt geïnduceerd, noemen we de phase-spanning.

Is de maximale phase-spanning  $E_0$  en nemen wij aan, dat de geïnduceerde spanning een enkelvoudige wisselspanning is, dan laten zich de drie phase-spanningen voorstellen door :

$$E_0 \sin \omega t;$$

$$E_0 \sin (\omega t + 120);$$

$$E_0 \sin (\omega t + 240).$$

Elk dezer spanningen laat zich voorstellen door een draaiende vector; elke vector stelt de maximale waarde der spanning voor.

De drie vectoren laten zich in één figuur verenigen, als we ze zo tekenen, dat ze onderling hoeken van  $120^\circ$  met elkaar maken. In fig. 71 zijn ze aangegeven door  $OR$ ,  $OS$  en  $OT$ .

De projecties van de vectoren op de  $y$ -as zijn :

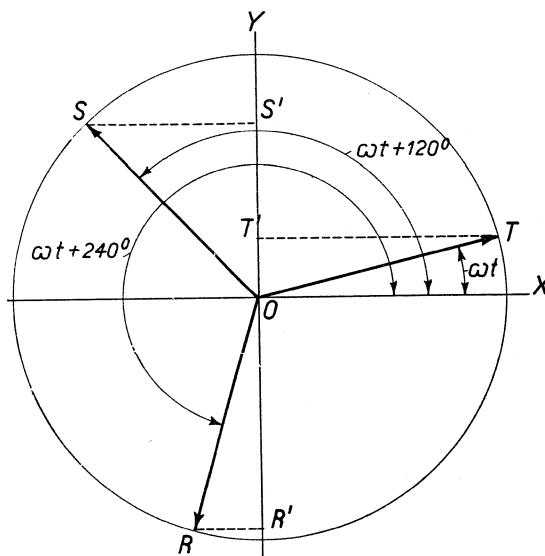


Fig. 71.

$$\begin{aligned} OT' &= E_0 \sin \omega t; \\ OS' &= E_0 \sin (\omega t + 120); \\ OR' &= E_0 \sin (\omega t + 240). \end{aligned}$$

Deze projecties stellen de ogenblikkelijke waarden van de spanningen voor. De opeenvolgende ogenblikkelijke waarden van de spanningen vindt men door de vectorfiguur te laten draaien om het punt  $O$ . In elke stand van de vectorfiguur zullen de projecties van de vectoren op de  $y$ -as de ogenblikkelijke spanningen voorstellen.

Tellen we de ogenblikkelijke waarden der spanningen bij elkaar op, dan vinden wij dat de som daarvan gelijk is aan nul.

Wij hebben n.l. :

$$\begin{aligned} E_0 \{ \sin \omega t + \sin(\omega t + 120) + \sin(\omega t + 240) \} &= \\ = E_0 (\sin \omega t + \sin \omega t \cos 120 + \sin 120 \cos \omega t + \sin \omega t \cos 240 + \sin & \\ 240 \cos \omega t) = E_0 (\sin \omega t - \frac{1}{2} \sin \omega t + \frac{1}{2} \sqrt{3} \cos \omega t - \frac{1}{2} \sin \omega t - & \\ \frac{1}{2} \sqrt{3} \cos \omega t) = 0. \end{aligned}$$

Hetgeen hier over de spanningen is medegedeeld, geldt ook onveranderd voor de stromen, indien elke phase met een gelijke stroom is belast.

#### 48. Koppeling der phasen.

Schematisch stellen we de drie wikkelingen (phasen) van een draaistroomgenerator voor zoals in fig. 72 is aangegeven. De klemmen waaraan

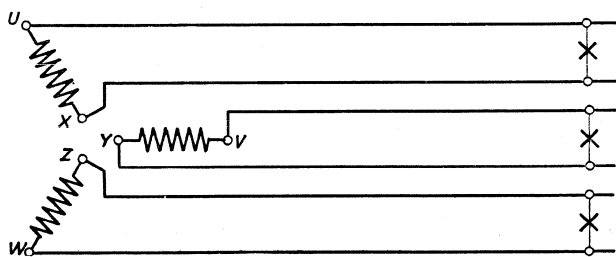


Fig. 72.

de beginpunten en de eindpunten der phasen zijn aangesloten, worden in de praktijk gemerkt. Voor machines en transformatoren van lage spanning zijn de klemmen van de beginpunten gemerkt

met  $u$ ,  $v$  en  $w$ ; de klemmen van de eindpunten met  $x$ ,  $y$  en  $z$ .

De drie phasen kan men dan aangeven door  $u-x$ ,  $v-y$  en  $w-z$ . Voor machines en transformatoren van hoge spanning, gebruikt men hoofdletters.

Verbindt men elke phase met twee leidingen, dan ontstaan er in totaal drie paar leidingen, waarmede elektrische energie kan worden getransporteerd. De toepassing van draaistroom voor de overbrenging van elektrische energie zou t.o.v. de éénphasige wisselstroom geen verbetering betekenen, als we niet in staat waren het aantal leidingen

van zes terug te brengen op drie of vier. Dit nu wordt bereikt door het z.g. koppelen der fasen. De koppeling kan op twee manieren worden uitgevoerd. Ze worden genoemd de stersschakeling en de driehoekschakeling.

#### 49. De stersschakeling.

In een z.g. gebalanceerd draaistroomsysteem, d.i. er een waarin alle fasen gelijk en op gelijke wijze zijn belast, is de som van alle stromen op ieder oogenblik gelijk aan nul. Daarom is het niet noodzakelijk, dat elke fase een retourleiding verkrijgt. Men koppelt, zoals in fig. 73 de drie einden  $x$ ,  $y$  en  $z$  van de fasen aan elkander en er zijn dus slechts drie leidingen nodig in plaats van zes. Men noemt deze koppelingswijze de stersschakeling. Het

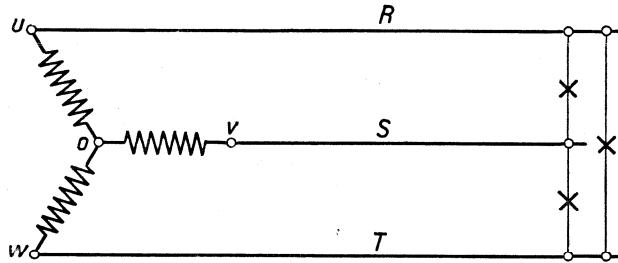


Fig. 73. Stersschakeling.

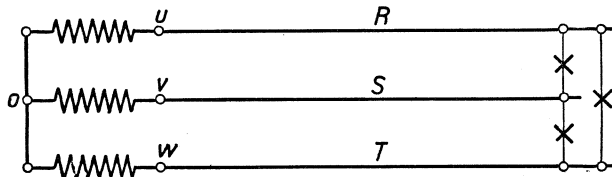


Fig. 74.

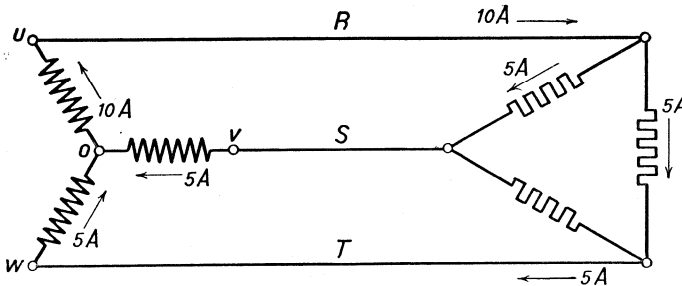


Fig. 75. Ogenblikkelijke stroomverdeling bij de stersschakeling.

koppelpunt wordt het sterpunt genoemd.<sup>1)</sup>

Op elk oogenblik is de algebraïsche som der fasestromen gelijk aan nul, m.a.w. de som van de in het sterpunt aankomende stroom(en) is

1) Aan de gewoonte om het schema der schakeling in stervorm te tekenen ontleent de schakeling haar naam. Vaak wordt echter de schakeling ook getekend als in fig. 74.

op ieder ogenblik gelijk aan de som van de van het sterpunt vertrekkende stroom(en). Heeft b.v. in fig. 75, de stroom in de phase  $u-x$  op zeker ogenblik zijn maximale waarde, b.v. 10 A, in de richting  $u$ , dan zullen de stromen in de beide andere fasen op hetzelfde ogenblik elk 5 A zijn en de richtingen hebben, die door de pijlen in de figuur zijn aangegeven.

Dient de in ster geschakelde generator voor verlichting, dan zullen de lampen aangesloten worden tussen de leidingen en branden op een spanning, die bepaald is door de resulterende spanning van twee fasen. Deze spanning noemt men de gekoppelde spanning. Haar grootte zullen we in het volgende berekenen.

### 50. De betrekking tussen lijnspanning en phasespanning.

Door de wijze waarop wij bij de sterschakeling de fasen hebben gekoppeld, zijn deze twee aan twee tegen elkaar geschakeld. Daarom zal de lijnspanning op elk ogenblik gelijk zijn aan het verschil van twee ogenblikkelijke phasespanningen. Noemen wij de phasespanningen:

$E_0 \sin \omega t$ ,  $E_0 \sin (\omega t - 120)$  en  $E_0 \sin (\omega t - 240)$ , dan zijn de lijnspanningen voor te stellen door:

1.  $E_0 \sin \omega t - E_0 \sin (\omega t - 120)$ ;
2.  $E_0 \sin (\omega t - 120) - E_0 \sin (\omega t - 240)$ ;
3.  $E_0 \sin (\omega t - 240) - E_0 \sin \omega t$ .

De berekening van de eerste dezer verschillen geeft,

$$E_0 (\sin \omega t - \sin \omega t \cos 120 + \cos \omega t \sin 120) =$$

$$E_0 (1,5 \sin \omega t + \frac{1}{2} \sqrt{3} \cos \omega t) =$$

$$E_0 \sqrt{3} (\frac{1}{2} \sqrt{3} \sin \omega t + \frac{1}{2} \cos \omega t) =$$

$$E_0 \sqrt{3} \sin (\omega t + 30).$$

Hieruit blijkt, dat de ogenblikkelijke waarde van de lijnspanning  $\sqrt{3}$  maal groter is dan de ogenblikkelijke waarden der phasespanningen waaruit zij wordt verkregen. Bovendien, dat de lijnspanning  $30^\circ$  voorrijft op de ene phasespanning en  $150^\circ$  op de ander phasespanning. Voor  $\sin (\omega t + 30^\circ) = 1$ , is de lijnspanning maximaal, dus  $E_0 \sqrt{3}$ , derhalve gelijk aan  $\sqrt{3}$  maal de maximale phasespanning. Daarom is ook de effectieve waarde der lijnspanning gelijk aan  $\sqrt{3}$  maal de effectieve waarde der phasespanning. Is b.v. de phasespanning 127 V, dan zal de lijnspanning  $\sqrt{3} \times 127 = 220$  V bedragen.

Natuurlijk geeft de berekening van de onder 2 en 3 genoemde verschillen hetzelfde resultaat. Men vindt daarvoor:

$$2. E_0 \sin (\omega t - 120) - E_0 \sin (\omega t - 240) = E_0 \sqrt{3} \sin (\omega t - 90);$$

$$3. E_0 \sin (\omega t - 240) - E_0 \sin \omega t = E_0 \sqrt{3} \sin (\omega t - 210).$$

Maken wij het phaseverschil op tussen de drie lijnspanningen, dan zien wij, dat ook deze onderling  $120^\circ$  in phase verschillen.

Het voorgaande laat zich ook graphisch berekenen door gebruik te maken van een vectordiagram. Om het verschil van twee phasespanningen in het vectordiagram tot uiting te brengen, keren wij de vector van de aftrekkende phasespanning om en tellen deze meetkundig op bij de andere phasespanning. Zijn in fig. 76  $\overline{E}_1$ ,  $\overline{E}_2$  en  $\overline{E}_3$  de vectoren

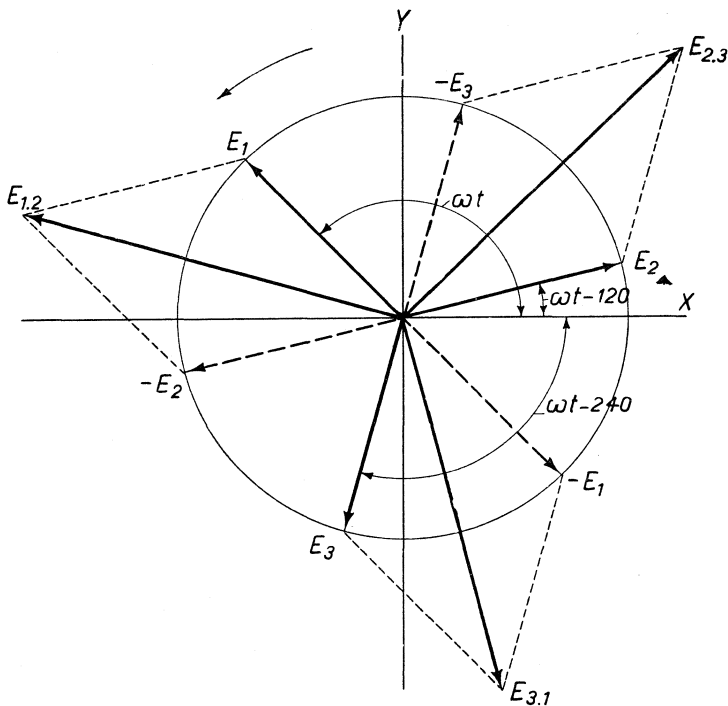


Fig. 76.

van de phasespanningen, dan vinden we als vectoren der lijnspanningen,

$$\overline{E}_{1 \cdot 2} = \overline{E}_1 - \overline{E}_2$$

$$\overline{E}_{2 \cdot 3} = \overline{E}_2 - \overline{E}_3$$

$$\overline{E}_{3 \cdot 1} = \overline{E}_3 - \overline{E}_1.$$

Men ziet, dat het vectordiagram volledig bevestigt hetgeen we in het voorgaande voor de betrekking tussen de phase- en de lijnspanning door berekening hebben gevonden.

Denken we ons de vectorfiguur verkleind in de verhouding  $1 : \sqrt{2}$ , dan ontstaat een gelijkvormige figuur waarin de zijden de effectieve waarden der spanningen voorstellen. In fig. 77 is het diagram in de gebruikelijke verkorte vorm weergegeven.

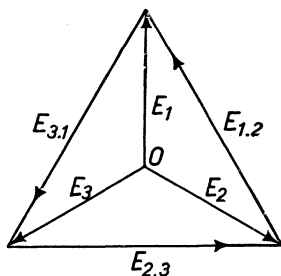


Fig. 77.

### 51. De sterschakeling met vierde geleider.

Wij hebben gezien, dat bij de sterschakeling met drie geleiders, de lampen op de lijnspanning worden aangesloten. De lijnspanning mag bij dit stelsel niet hoger zijn dan 220 V, aangezien dit ongeveer de maximale spanning is waarvoor gloeilampen worden gefabriceerd. Bovendien is het uit een oogpunt van veiligheid zeker niet gewenst om de toch reeds gevaarlijke spanning voor gloeilampen en kleine verbruikstoestellen nog hoger op te voeren. Daarentegen kunnen draaistroommotoren zeer goed voor hogere spanning geconstrueerd worden en, waar deze toestellen doorgaans grote stroomverbruikers zijn, is een hoge spanning met het oog op de leidingsdoorsnede juist gewenst.

Dit is de reden, dat men tegenwoordig vrijwel algemeen de sterschakeling met vierde geleider<sup>1)</sup> toepast. De vierde geleider wordt dan aan het sterpunt gekoppeld (fig. 78). De lampen kunnen nu zonder bezwaar op de phasespanning worden aangesloten en, omdat deze dan

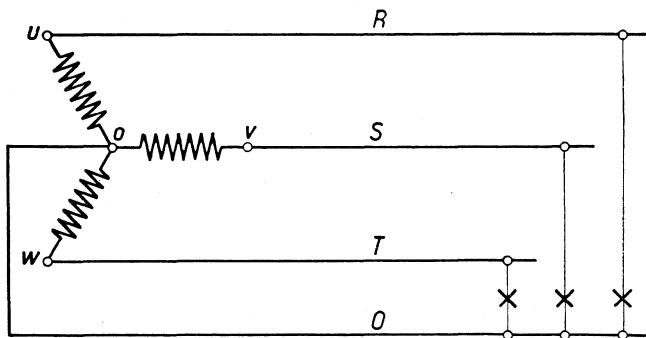


Fig. 78. Sterschakeling met nulleider.

220 V mag bedragen, kan de lijnspanning  $\sqrt{3} \times 220 = 380$  V worden. Voor deze laatste spanning moeten de draaistroommotoren worden

1) De vierde geleider wordt meestal met de onjuiste naam van nulleider of neutrale geleider aangegeven.

berekend. Het sterpunt wordt bij deze schakeling geaard en heeft daardoor een potentiaal nul. Dientengevolge zal de spanning tussen een der geleiders en de aarde niet meer dan 220 V bedragen <sup>1)</sup>.

Bij de verdeling van draaistroomenergie worden kleine verbruikers (woonhuizen) aangesloten op één fase. Om een zo gelijk mogelijke belasting van de verschillende fasen te verkrijgen, worden de opeenvolgende huisaansluitingen over de fasen verdeeld.

Grote verbruikers geeft men een aansluiting op de drie fasen. De verdeling van de aangesloten toestellen over de drie fasen moet dan in de installatie zelve geschieden.

De nulleider (vierde geleider) is stroomloos als de meetkundige som der fasestromen nul is. Dit is het geval als de fasestromen gelijk zijn en

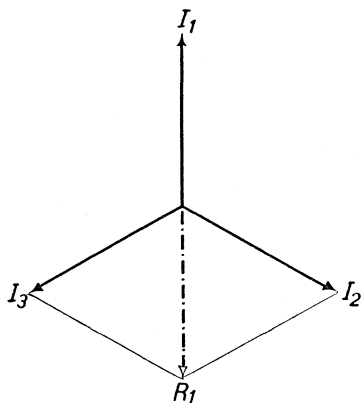


Fig. 79.

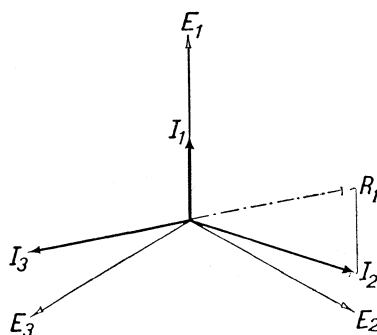


Fig. 80.

de phaseverschillen tussen de fasestroom en de phasespanningen gelijk zijn, dus bij gelijke belasting der fasen (fig. 79).

In bijzondere gevallen kan ook als de fasestromen niet gelijk zijn en er ongelijke phaseverschillen tussen de fasestromen en de phasespanningen optreden, de nulleider stroomloos zijn (fig. 80).

## 52. De driehoekschakeling.

De koppeling der fasen kan ook geschieden volgens de manier, die in fig. 81 is aangegeven. Het einde  $x$  van de eerste fase wordt

1) Bij draaistroomtransformatoren vormt de aardverbinding van het eventuele sterpunt van de laagspanningswikkeling, nog een goede beveiling tegen de z.g. overspanning in geval bij een isolatiefout er contact ontstaat tussen de hoog- en laagspanningswikkeling. Van generatoren voor hoge spanning zal men het sterpunt aarden om de spanning der wikkeling t.o.v. de aarde beneden een bepaalde grens te houden. Bij de zelfde dikte der isolatie wordt de bedrijfszekerheid groter. Isolatiefouten treden bovendien eerder aan het licht.

verbonden met het begin  $v$  der tweede phase, het einde  $y$  der tweede phase met het begin  $w$  der derde phase en ten slotte het einde  $z$  der derde phase met het begin  $u$  der eerste phase. De fasen zijn dus achter elkaar of in serie geschakeld. Ze vormen een gesloten keten, die men

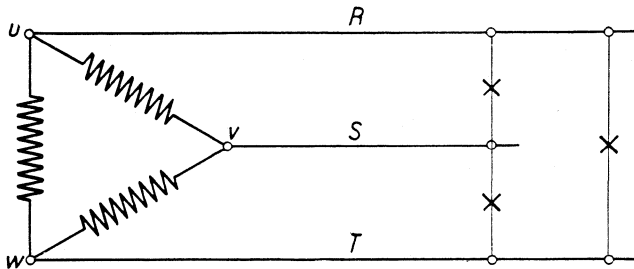


Fig. 81. Driehoekschakeling.

schematisch gewoonlijk in de vorm van een driehoek voorstelt en daarom de driehoekschakeling wordt genoemd, ofschoon er ook andere schematische voorstellingen, o.a. die in

fig. 82 er voor worden gebruikt.

Op het eerste gezicht schijnt deze schakeling wel zeer gewaagd. Immers drie in serie geschakelde wikkelingen, waarin spanningen worden opgewekt, sluiten we kort. Toch behoeft men geen kortsluitstroom te vrezen, want volgens no. 47 weten we, dat op elk ogenblik de som der phasespanningen nul is.

De drie leidingen  $R$ ,  $S$  en  $T$  worden op de koppelingspunten der fasen aangesloten. Dient de generator of transformator voor de voeding van een lichtnet, dan worden de lampen tussen de leidingen geschakeld en branden op de phasespanning. Deze mag dan, om de reeds vroeger genoemde reden, niet hoger dan 220 volt zijn.

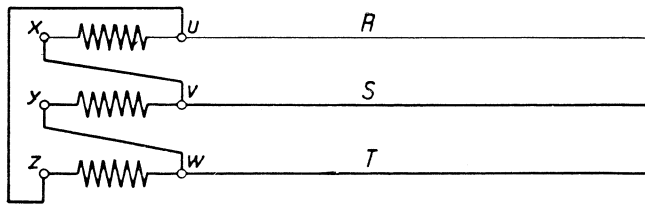


Fig. 82.

### 53. De betrekking tussen lijnstroom en phasestroom.

Wanneer wij de richting der phasestromen als positief beschouwen op de ogenblikken, dat ze in de fasen zijn gericht van de beginpunten naar de einden, dus in de richtingen  $u - x$ ,  $v - y$  en  $w - z$  (in fig. 83 zijn die richtingen door pijlen aangegeven), dan blijkt, dat b.v. de stroom  $i_3$  naar  $u$  is gericht, terwijl  $i_1$  er van af is gekeerd. De lijnstroom



$I_1$  zal derhalve gelijk zijn aan het verschil van  $i_3$  en  $i_1$ . Wij besluiten hieruit :

De ogenblikkelijke waarde van de lijnstroom is gelijk aan het

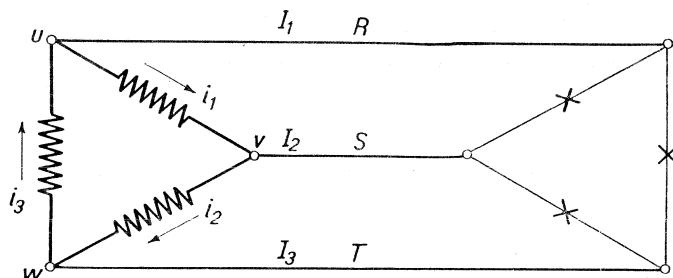


Fig. 83.

verschil van de ogenblikkelijke waarde van twee fasestromen.

Er volgt dan,

$$I_1 = i_3 - i_1;$$

$$I_2 = i_1 - i_2;$$

$$I_3 = i_2 - i_3.$$

We moeten daarbij bedenken, dat de fasestromen niet gelijktijdig alle drie positieve waarden bezitten. Zijn b.v. in fig. 84 de ogenblikkelijke waarden van twee fasestromen gelijk en positief, b.v. 5A, dan is de stroom in de andere phase negatief en volgens fig. 84 maximaal dus 10A.

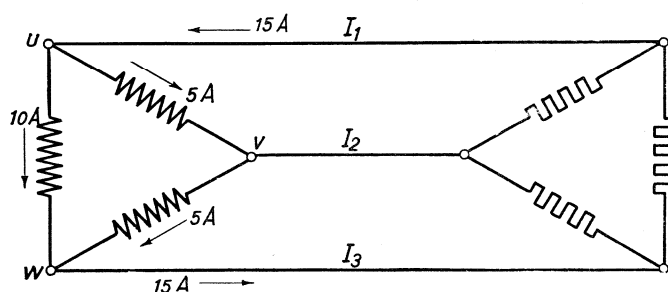


Fig. 84. Ogenblikkelijke stroomverdeling bij driehoekschakeling.

We vinden dan voor de lijnstromen op dat ogenblik :

$$I_1 = i_3 - i_1 = -10A - 5A = -15A;$$

$$I_2 = i_1 - i_2 = 5A - 5A = 0;$$

$$I_3 = i_2 - i_3 = 5A - (-10A) = 15A.$$

Noemen we de phasestromen :

$$i_1 = I_0 \sin \omega t;$$

$$i_2 = I_0 \sin (\omega t - 120);$$

$$i_3 = I_0 \sin (\omega t - 240);$$

dan zijn de lijnstromen voor te stellen door :

$$I_1 = I_0 \sin \omega t - I_0 \sin (\omega t - 120) = I_0 \sqrt{3} \sin (\omega t + 30);$$

$$I_2 = I_0 \sin (\omega t - 120) - I_0 \sin (\omega t - 240) = I_0 \sqrt{3} \sin (\omega t - 90)$$

$$I_3 = I_0 \sin (\omega t - 240) - I_0 \sin \omega t = I_0 \sqrt{3} \sin (\omega t - 210).$$

En hieruit kunnen we, op gelijke wijze als in no. 50 voor de betrekking tussen de phase- en lijnspanning is aangegeven, besluiten dat : De effectieve waarde van de lijnstroom  $\sqrt{3}$  maal groter is dan de effectieve waarde der phasestroom en, dat de drie lijnstromen onderling  $120^\circ$  in phase verschillen.

Tot hetzelfde resultaat voert het stroomdiagram, dat in verkorten vorm in fig. 85 is getekend.

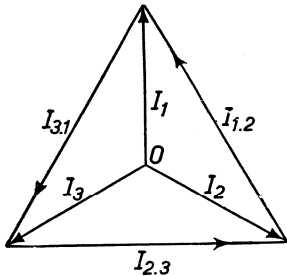


Fig. 85.

#### 54. Het vermogen van de drie-fasige wisselstroom.

Het vermogen van de drie-fasige wisselstroom is gelijk aan de som van de vermogens van de drie fasen.

Zijn de drie fasen gelijk en op gelijke wijze belast, d.w.z. zijn de phasespanningen, de phasestromen en de phaseverschuivingen in alle drie fasen gelijk, dan zal het vermogen  $N$  bij stersschakeling gelijk zijn aan,

$$N = 3E'I \cos \varphi,$$

als  $E'$  de phasespanning en  $I$  de phasestroom en  $\cos \varphi$  de phaseverschuiving tussen phasestroom en phasespanning voorstelt.

Nu is bij stersschakeling de lijnspanning,

$$E = E' \sqrt{3} \text{ of } E' = \frac{E}{\sqrt{3}}.$$

Verder is de phasestroom  $I$  gelijk aan de lijnstroom, zodat we vinden,

$$N = \sqrt{3}EI \cos \varphi.$$

In het geval van driehoekschakeling is,

$$N = 3EI' \cos \varphi,$$

als  $E$  de phasespanning en  $I'$  de phasestroom voorstelt. Is de lijnstroom  $I$ , dan is,

$$I' = \frac{I}{\sqrt{3}}$$

derhalve,

$$N = \sqrt{3}EI \cos \varphi.$$

We vinden dus, dat in beide gevallen het vermogen door de zelfde formule wordt voorgesteld wanneer we rekenen met lijnspanning en lijnstroom. Met nadruk wijzen we er op, dat in de formule,  $\cos \varphi$ , de phaseverschuiving aangeeft tussen phasestroom en phasespanning.

Zijn de fasen ongelijk belast, dan geldt de afgeleide formule niet; we moeten dan, om het vermogen te bepalen, de afzonderlijke vermogens der drie fasen bij elkaar tellen. Later zullen we zien, hoe of het vermogen, ook bij ongelijke belasting der fasen, kan worden gemeten.

**55. Sterschakeling van verbruikstoestellen.**

In fig. 86 zijn drie verbruikstoestellen, elk met een weerstand van  $R$  ohm, door middel van drie leidingen, elk met een weerstand van  $r$  ohm, aangesloten op een draaistroomnet met een lijnspanning  $E$ . De vraag is nu: hoe

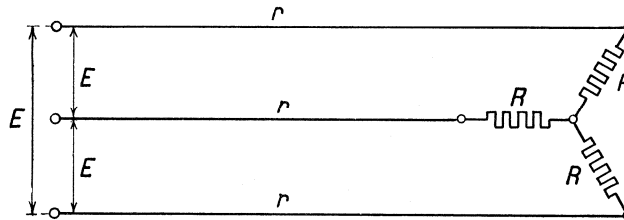


Fig. 86.

sterk is de stroom die door elke geleider gaat?

Noemen we die stroom  $I$ , dan wordt, omdat de belasting inductievrij is, uit het draaistroomnet een vermogen ontnomen gelijk aan,

$$N = EI\sqrt{3}$$

Dit gehele vermogen wordt in de leidingen en verbruikstoestellen in warmte omgezet. We vinden dan,

$$EI\sqrt{3} = 3I^2r + 3I^2R$$

of,

$$EI\sqrt{3} = 3I(r + R)$$

waaruit volgt,

$$I = \frac{E\sqrt{3}}{3(r + R)}$$

**56. Driehoekschakeling van verbruikstoestellen.**

In fig. 87 zijn dezelfde verbruikstoestellen als die in fig. 86, in driehoek geschakeld en door dezelfde leidingen op hetzelfde draaistroomnet aangesloten. Is nu de lijnstroom  $I_1$ , dan is het opgenomen vermogen,

$$N = EI_1\sqrt{3}.$$

In dit geval zal

$$EI_1\sqrt{3} = 3I_1^2 r + 3i^2 R,$$

en daar, 
$$i = \frac{I_1}{\sqrt{3}} \text{ dus } I = \frac{I_1^2}{3}.$$

Ingevoerd geeft dit,

$$EI_1\sqrt{3} = 3I_1^2 + I_1^2 R.$$

Waaruit volgt, 
$$I_1 = \frac{E\sqrt{3}}{3r + R}.$$

Wanneer de weerstand der leidingen te verwaarlozen is, zal bij sterschakeling,

$$I = \frac{E\sqrt{3}}{3R}$$

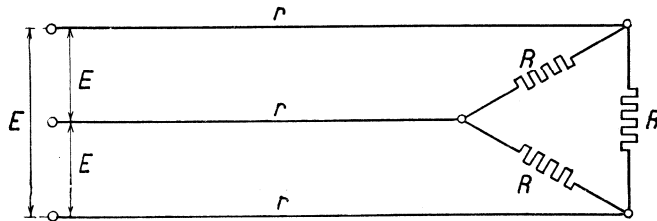


Fig. 87.

en bij driehoekschakeling,

$$I_1 = \frac{E\sqrt{3}}{R}$$

derhalve,

$$I = \frac{1}{3} I_1.$$

De lijnstroom bij sterschakeling is dan driemaal kleiner dan bij driehoekschakeling.

Van deze eigenschap maakt men bij sommige draaistroommotoren gebruik om de aanzetstroom te verminderen. De drie fasen van de motor worden door een speciale schakelaar, de z.g. ster-driehoekschakelaar eerst in ster en, nadat de motor is aangelopen, in driehoek geschakeld.

### 57. Spanningsverlies in draaistroomgeleidingen.

Zijn de geleidingen welke van een voedingspunt  $A$  naar een verbruiksplaats  $B$  voeren als inductievrij te beschouwen, hetgeen het geval is bij installatiegeleidingen, die in buizen zijn gelegd, bij kabels en bij spanleidingen, die op geringe afstand van elkander zijn gespannen, dan is het spanningsverlies op eenvoudige wijze te berekenen.

a. bij inductievrije belasting.

In dit geval is, wanneer  $E_1$  de lijnspanning is in het voedingspunt en  $E_2$  die op de verbruiksplaats, het beschikbaar vermogen in  $A$ ,

$$N_1 = E_1 I \sqrt{3}$$

en het toegevoerd vermogen in  $B$ ,

$$N_2 = E_2 I \sqrt{3}$$

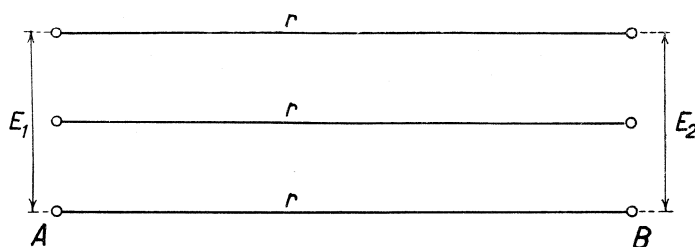


Fig. 88.

Het verschil  $N_1 - N_2$  watts, is blijkbaar te wijten aan het effectverlies in de drie geleiders, derhalve,

$$E_1 I \sqrt{3} - E_2 I \sqrt{3} = 3I^2 r$$

waaruit volgt,

$$E_1 - E_2 = r I \sqrt{3}$$

b. bij inductieve belasting

Bij inductieve belasting is het spanningsverlies in de leidingen niet in phase met de spanning in het voedingspunt. Men rekt daarom even als in no. 26 met de wattstroom van de verbruikstoestellen, zodat het spanningsverlies bepaald is door :

$$E_1 - E_2 = \sqrt{3} r I \cos \varphi.$$

### 58. Berekening van de doorsnede van draaistroomgeleidingen.

#### a. bij gegeven spanningsverlies

Noemen we :

$l$ , de afstand in meters tussen voedingspunt en verbruiksplaats;

$c$ , het geleidingsvermogen;

$q$ , de doorsnede in  $\text{mm}^2$ ;

dan is de weerstand per leiding,

$$r = \frac{l}{cq}$$

Stellen we het spanningsverlies  $E_1 - E_2$  eenvoudigheidshalve voor door  $e$ , dan gaat de vroeger gevonden vergelijking over in,

$$e = \frac{\sqrt{3}I \cos \varphi}{cq} \dots \dots (1)$$

Hieruit vinden we, als  $e$  het toelaatbaar spanningsverlies in volts is, voor de doorsnede,

$$q = \frac{\sqrt{3}I \cos \varphi}{ec} \dots \dots (2)$$

Is de stroomsterkte niet bekend, doch is het overgebracht vermogen  $N$  en de spanning  $E$  op de verbruiksplaats gegeven, dan is,

$$N = \sqrt{3}EI \cos \varphi,$$

waaruit volgt,

$$I = \frac{N}{\sqrt{3}E \cos \varphi}.$$

Deze waarde van  $I$  ingevoerd in verg. (1), geeft voor het spanningsverlies,

$$e = \frac{N}{\sqrt{3}E \cos \varphi} \times \frac{\sqrt{3} l \cos \varphi}{cq}$$

of, 
$$e = \frac{Nl}{cqE} \dots \dots (3)$$

waaruit volgt, 
$$q = \frac{Nl}{ceE} \dots \dots (4).$$

De formules (1) en (3) stellen ons dus in staat om het spanningsverlies in draaistroomgeleidingen te berekenen; de formules (2) en (4) om, bij gegeven spanningsverlies, de leidingsdoorsnede te berekenen.

**b. bij gegeven effectverlies**

Niet altijd is het spanningsverlies maatgevend voor de leidingsdoorsnede. Men heeft, in het bijzonder als het betreft het transporteren van grote vermogens, rekening te houden met de in de geleiding optredende energieverliezen. Daarom kan het energieverlies per seconde, d.i. het effectverlies, dikwijls maatgevend zijn voor de berekening van de leidingsdoorsnede.

Is weer :

$N$ , het overgebracht vermogen;

$E$ , de lijnspanning;

$q$ , het percentage effectverlies,

dan zal,

$$\frac{p}{100} N = 3rI^2$$

en daar,  $I = \frac{N}{\sqrt{3E \cos \varphi}}$ , is  $I^2 = \frac{N^2}{3E^2 \cos^2 \varphi}$ .

Schrijven we voor  $r$ ,

$$r = \frac{l}{cq}$$

dan is,

$$\frac{p}{100} N = \frac{3l}{cq} \times \frac{N^2}{3E^2 \cos^2 \varphi}$$

hieruit volgt,

$$q = \frac{100}{c} \times \frac{Nl}{pE^2 \cos^2 \varphi}$$

Voor koper kunnen we  $c = 57$  stellen, zodat de formule overgaat in,

$$q = 1,75 \frac{Nl}{pE^2 \cos^2 \varphi}$$

Opgave :

Een vermogen van 25 kW moet met 380 volt draaistroom en een arbeidsfactor  $\cos \varphi = 0,85$ , bij een effectverlies van 2 %, overgebracht worden over een afstand van 150 m. Welke doorsnede moet de geleiding hebben?

Oplossing :

$$q = 1,75 \frac{Nl}{pE^2 \cos^2 \varphi}$$

$$q = 1,75 \frac{25000 \times 150}{2 \times 380^2 \times 0,85^2} = 31,4 \text{ mm}^2.$$

Men moet de normale doorsnede kiezen, dat is 35 mm<sup>2</sup>.

### 59. Kopergewicht van draaistroomgeleidingen.

Met behulp van de gevonden formules voor de doorsneden, kunnen we het benodigd kopergewicht van de geleidingen voor verschillende stroomstelsels vergelijken. Vanzelfsprekend moeten we daarbij de spanning voor de lampen, het toelaatbaar spanningsverlies, het overgebracht vermogen en de afstand tussen voedings- en verbruikspunt, voor de verschillende stroomstelsels gelijk stellen.

De formules zijn :

Koperdoorsneden bij gegeven spanningsverlies.

stroomsoort	gelijkstroom	wisselstroom	draaistroom 3-leider	draaistroom 4-leider
doorsnede	$\frac{2lN}{ceE}$	$\frac{2lN}{ceE}$	$\frac{lN}{ceE}$	$\frac{lN}{3ceE}$
verhouding	1	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{6}$

Uit de formules blijkt, dat als we de doorsnede van een gelijkstroomgeleiding gelijk 1 stellen, de doorsnede van een wisselstroomgeleiding ook gelijk is aan 1; die van een draaistroomgeleiding met drie geleiders gelijk is aan  $\frac{1}{2}$ ; die van een draaistroomgeleiding met 4 geleiders gelijk is aan  $\frac{1}{6}$ .

Hetzelfde resultaat verkrijgen we, wanneer we de formules voor het toelaatbaar effectverlies gebruiken en er geen phaseverschuiving optreedt.

De verhouding der kopergewichten bij de verschillende stroomstelsels kunnen we nu gemakkelijk bepalen, want deze zijn evenredig met de kopervolumens. We vinden dan, als de doorsnede van een gelijkstroomgeleiding  $q$  stellen en de afstand tussen voedingspunt en verbruiksplaats  $l$  bedraagt :

Verhouding der kopergewichten bij gegeven spanningsverlies.

stroomsoort	gelijkstroom	wisselstroom	draaistroom 3-leider	draaistroom 4-leider
kopergewicht	$q \times 2l$	$q \times 2l$	$\frac{q}{2} \times 2l$	$\frac{q}{6} \times 4l$
verhouding	1	1	$\frac{3}{4}$	$\frac{1}{3}$



Vergelijken we het draaistroom 3-leidersysteem met het draaistroom 4-leidersysteem, dan blijkt dat de verhouding der kopergewichten is als  $\frac{3}{4} : \frac{1}{3}$ , dus als  $1 : \frac{4}{9}$ . Dit wil dus zeggen, dat bij het 4-leidersysteem  $\frac{5}{9}$  of 56 % minder aan koper benodigd zal zijn dan bij het 3-leidersysteem.

### 60. Berekening van de doorsnede van een open draaistroomnet.

Onderstel het geval, dat in fig. 89 is geschetst. Een open draaistroom-vierleidersnet wordt in *A* gevoed en is gelijkmatig belast:

in *B* met 120 lampen van 100 W, 220 V; afstand  $AB = 90$  m;

in *C* met 30 lampen van 100 W, 220 V; afstand  $BC = 60$  m;

in *D* met 60 lampen van 100 W, 220 V; afstand  $CD = 120$  m.

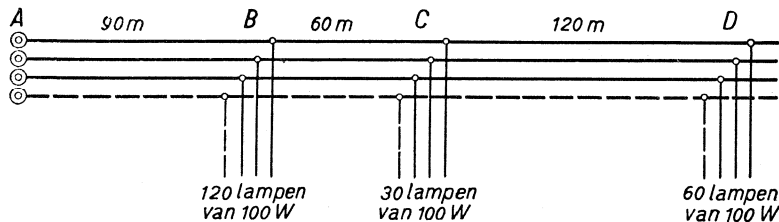


Fig. 89.

Het toelaatbaar spanningsverlies is 4 volt;  $c = 58$ . Bereken de doorsnede der geleidingen.

Oplossing.

Om de aftakstromen te kunnen berekenen, nemen we aan dat de spanning in de aftakpunten 220 V bedraagt.

$$\text{De aftakstroom in } B \text{ is } \frac{120 \times 100}{3 \times 220} = 18,18 \text{ A;}$$

$$\text{de aftakstroom in } C \text{ is } \frac{30 \times 100}{3 \times 220} = 4,55 \text{ A;}$$

$$\text{de aftakstroom in } D \text{ is } \frac{60 \times 100}{3 \times 220} = 9,1 \text{ A.}$$

We vinden dan door toepassing van de stroommomentenvergelijking<sup>1)</sup>

$$q = \frac{1}{58 \times 4} (18,18 \times 90 + 4,55 \times 150 + 9,1 \times 270)$$

$$q = 20,5 \text{ mm}^2$$

We moeten de normaaldoorsnede nemen, dat is 25 mm<sup>2</sup>.

1) Zie „Gronden der gelijkstroomtechniek”, deel II, 4e druk, blz. 77.

## HOOFDSTUK VIII.

### HET DRAAIEND MAGNETISCH VELD.

#### 61. Inleiding.

Onder een draaiend magnetisch veld verstaan we een magnetisch veld van constante sterkte, dat met een constant toerental draait.

In beginsel is een draaiend magnetisch veld te vergelijken met het magnetisch veld van twee polen N en Z, die met constant toerental roteren.

Het is nu wel zeer merkwaardig, dat men in staat is om met behulp van twee of drie in phase verschoven wisselstromen, die op zich zelf wisselvelden leveren, een draaiend magnetisch veld van constante sterkte op te wekken. We hebben vroeger reeds opgemerkt, dat we daarom de meerphasige wisselstroom algemeen draaistroom noemen.

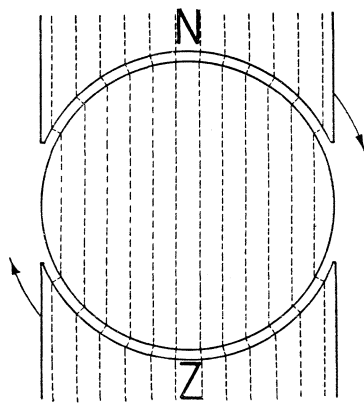


Fig. 90.

De uitvinding van het draaiend magnetisch veld, kortweg draaiveld genoemd, is van grote betekenis geweest. Want aan de z.g. asynchrone draaistroommotor, waarvan de werking berust op het draaiend magnetisch veld, heeft de wisselstroomtechniek voor een groot deel haar snelle en geweldige ontwikkeling te danken.

Het experiment gaat zeer vaak aan de theorie vooraf. Zo is het ook gegaan met het draaiveld. In 1885 construeerde de Italiaan FERRARIS een kleine twee-phasige motor, die eerst in 1888 beschreven werd. Onafhankelijk van hem gepatenteerde TESLA, een Serviër van geboorte, die in 1882 medewerker van EDISON werd, een twee-phasige wisselstroommotor. In 1888 gaf FERRARIS de theoretische grondslagen aan voor de vorming van een magnetisch draaiveld. Voor we die theorie bespreken, zullen we de vorming van een magnetisch draaiveld in beeld trachten te brengen.

### 62. De vorming van een draaiveld.

Laten in fig. 91,  $AB$  en  $CD$  twee windingen voorstellen die, — om enige overeenkomst te verkrijgen met de praktische uitvoering, —

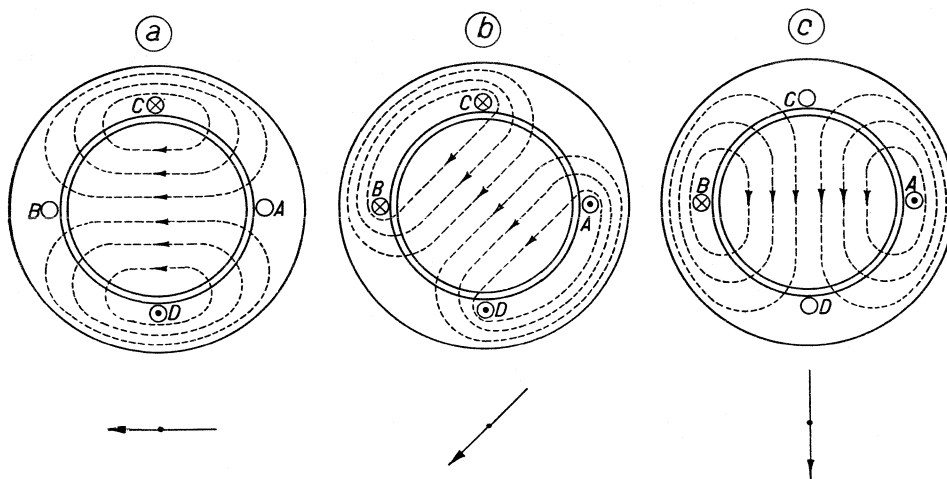


Fig. 91.

zijn aangebracht aan de binnenzijde van een gelamelleerd ijzeren ring. Binnen de ring bevindt zich een gelamelleerd ijzeren cilinder, waarvan we later de bedoeling zullen leren kennen.

Door elk van de beide windingen zenden we een wisselstroom van gelijke sterkte, doch die een kwart periode in phase verschillen. Uit de graphische voorstelling van deze wisselstromen blijkt, dat als de ene stroom zijn maximale waarde bezit, de andere

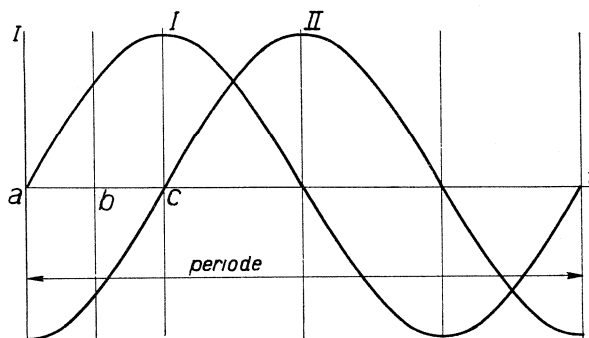


Fig. 92.

juist zijn nulwaarde heeft en, dat op bepaalde tijdstippen van de periode de waarde van de beide stromen gelijk is (fig. 92).

We stellen ons nu voor, dat de voorijlende stroom, aangegeven door de kromme  $I$ , in de winding  $AB$ , de andere stroom in de winding  $CD$  loopt, waarbij  $A$  en  $C$  de beginpunten van de windingen zijn. In

fig. 91 is nu voor bepaalde tijdstippen van de periode, de richting van het magnetisch veld van de windingen getekend. Men ziet daaruit, dat de positie van het magnetisch veld op die tijdstippen voortdurend verandert. Met het voortschrijden van de periode draait het veld. Van  $a$  tot  $c$  is een kwart periode. In die kwart periode heeft het veld  $\frac{1}{4}$  omwenteling gemaakt, dus in één periode zal het veld één omwenteling maken.

Een op die wijze verkregen magnetisch veld, wordt een tweephasisch draaiveld genoemd.

Het is echter ook mogelijk om met behulp van driephasisch wisselstroom een draaiveld te vormen. Voorzien we n.l. de binnenzijde van de in fig. 91 getekende ring met drie windingen waarvan de assen hoeken van  $120^\circ$  met elkaar maken en voeren we hierdoor wisselstromen welke  $\frac{1}{3}$  periode in phase verschillen, dan verkrijgt men eveneens een draaiveld, dat ter onderscheiding een driephasisch draaiveld wordt genoemd. We laten de tekening hiervan ter oefening aan den lezer over.

### 63. Het beginsel van de draaistroommotor.

De z.g. asynchrone motor ontstaat, als we binnen de ring met windingen een draaibare gelamelleerd ijzeren cilinder aanbrenge in welks omtrek koperen staven zijn gestoken, die aan de voor- en achterzijde in koperen ringen zijn geklonken. Dit lichaam vormt het anker of de rotor, terwijl de ring met de windingen de stator wordt genoemd.

Denkt men zich het ijzer weg, dan vormen de staven met de ringen een soort van kooi, vandaar, dat men een zodanige rotor ook wel kooi-anker of, omdat de staven door de ringen kortgesloten zijn, een kortsluitanker noemt.

De rotorstaven worden door de krachtlijnen van het draaiveld gesneden en dientengevolge ontstaan daarin electromotorische krachten. We zullen die in het vervolg met de rotor e.m.k. aanduiden.

De grootte van de rotor e.m.k. is, volgens het beginsel der inductiewetten, evenredig met de sterkte van het draaiveld en met de snelheid waarmede de rotorstaven door de krachtlijnen van het draaiveld worden gesneden. De rotor e.m.k. is dus het grootst als de rotor stilstaat, derhalve bij het aanzetten. De richting van de rotor e.m.k. kunnen we bepalen met de rechterhandregel (letten op de beweging van de staven t.o.v. de polen van het draaiveld).

Als gevolg van de rotor e.m.k. ontstaan in de rotorstaven sterke stromen, want de weerstand van het kortgesloten anker is gering. De

rotorstromen ontstaan dus door inductie en daarom noemt men dit type draaistroommotor een inductiemotor.

Het principe, dat we bij elke motor aantreffen, n.l. stroomvoerende geleiders in een magnetisch veld, is ook hier weer aanwezig. Door het draaiveld van de stator worden op de stroomvoerende rotorstaven krachten uitgeoefend, waarvan we de richting met de linkerhandregel kunnen bepalen. Het blijkt dan, dat de krachten werken in de richting waarin het draaiveld roteert. Het is dus alsof de rotor door het draaiveld wordt medegenomen (fig. 93).

Toch blijft het toerental van de rotor door de tegenwerkende krachten — bij nullast de wrijving, bij belasting bovendien het tegenwerkend koppel — beneden het toerental van het draaiveld. Het verschil in toerental van het draaiveld en dat van de rotor heet de slip. Wordt de motor sterker belast, dan neemt de slip toe. Gewoonlijk bedraagt de slip bij volle belasting 3 tot 5 % van het toerental van het draaiveld. Maakt b.v. het draaiveld 1500 omwentelingen per minuut, dan is bij 4 % slip, het toerental van de rotor 1440 per minuut.

De noodzakelijkheid van de slip is zeer verklaarbaar. Komt n.l. de rotor door de besproken oorzaak in rotatie, dan neemt de rotor-e.m.k. af, omdat de snelheid van het draaiveld t.o.v. de rotorstaven kleiner wordt. De rotor-e.m.k. zou tot nul afnemen indien de rotor even snel draaide als het draaiveld. Maar dan zou ook de rotorstroom tot nul gedaald zijn en zouden er geen krachten meer op de rotorstaven werken, m.a.w. het koppel zou nul zijn. De rotor nu stelt zich geheel automatisch in op een toerental, waarbij de geïnduceerde e.m.k. en rotorstroom een zodanige waarde heeft, dat het benodigd koppel voor de rotatie wordt verkregen. Neemt de belasting toe, dan neemt het toerental van de rotor af; de snelheid waarmee het draaiveld de rotorstaven snijdt wordt groter, de rotor e.m.k. en de rotorstroom stijgen, waardoor het koppel automatisch toeneemt. Omgekeerd, neemt de belasting af, dan zal op het ogenblik dat dit plaats vindt, het rotorkoppel groter zijn dan het belastingskoppel. Daardoor zal het toerental van de rotor weer stijgen en wel zolang, tot de rotorstroom zoveel is gedaald, dat het ontwikkeld koppel weer evenwicht maakt met het belastingskoppel.

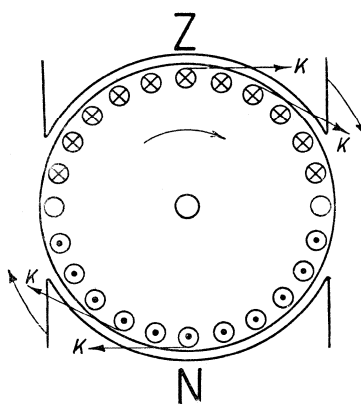


Fig. 93.

Hieruit blijkt, dat de rotor nooit synchroon kan draaien met het draaiveld; men noemt dit asynchroon en daarom noemt men deze motoren dan ook asynchrone motoren.

#### 64. Stelling van Ferraris.

Volgens FERRARIS kan men een wisselveld vervangen door twee

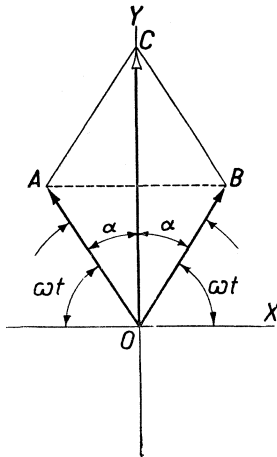


Fig. 94.

velden, die in tegengestelde richtingen met constante hoeksnelheid draaien, waarvan de grootten gelijk zijn aan de helft van de maximale waarde van het wisselveld en die per periode één omwenteling maken.

Volgens deze stelling zullen dan twee gelijke wisselvelden, die in tegengestelde richtingen draaien, een wisselveld vormen.

Het bewijs hiervoor is met behulp van fig. 94 gemakkelijk te leveren:

Zijn  $OA$  en  $OB$  de vectoren der beide draaivelden, die ieder met een hoeksnelheid  $\omega$  draaien, dan valt de resultante  $OC$  van deze vectoren steeds samen met de lijn  $OY$ , onverschillig hoe groot  $\omega t$  is. De resultante  $OC$

is, omdat  $OA = OB$ , op ieder oogenblik gelijk aan,  $OC = 2OA \cos \alpha = 2OA \sin \omega t$ .

Hieruit volgt zonder meer, dat de resultante een sinusfunctie is, m.a.w. een wisselveld voorstelt. De maximale grootte van het wisselveld wordt bereikt, als  $\sin \omega t = 1$ , dus als de beide draaivelden samenvallen met de  $x$ -as. Noemen we de maximale waarde  $\Phi_0$ , dan is  $\Phi_0 = 2OA$ , en dus,  $OA = OB = \frac{1}{2}\Phi_0$ .

Een mechanische analogie van het voorgaande vinden we in fig. 95, waar een wisselende rechtlijnige beweging wordt ontbonden in twee tegengesteld draaiende cirkelbewegingen. Omgekeerd: worden de assen waarop de krukken  $K_1$  en  $K_2$  zijn bevestigd, met een constante hoeksnelheid aangedreven in tegengestelde richtingen, dan voert het punt  $A$  bij benadering<sup>1)</sup> een sinusbeweging uit.

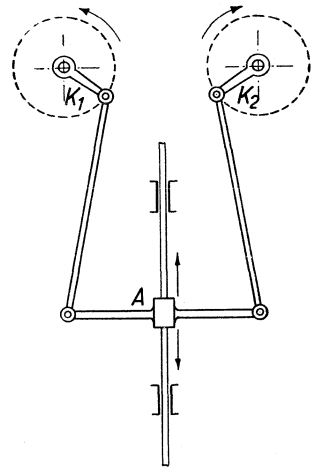


Fig. 95.

1) De beweging zou zuiver sinusvormig zijn, wanneer de lengten van de drijfstangen oneindig groot waren t.o.v. de lengten der krukken.

### 65. Tweefasig draaiveld.

Bestaat er tussen twee magnetische wisselvelden een phaseverschil, dan kunnen we dit phaseverschil, zoals bekend, uitdrukken in de z.g. phasehoek  $\varphi$ .

Vervangen we ieder der beide wisselvelden door twee draaivelden,

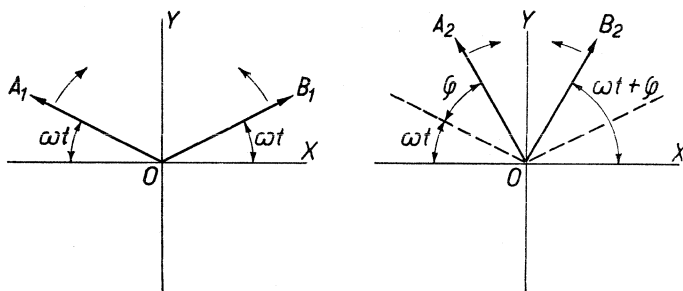


Fig. 96.

die in tegengestelden zin draaien, dan kunnen we het phaseverschil in fig. 96 aangegeven, door de vectoren van het ene wisselveld een hoek  $\varphi$  te laten voorijlen op die van het andere veld. Aannemende, dat de beide wisselvelden in dezelfde richting werken, zullen  $OA_1$  en  $OB_1$  de vectoren van het ene,  $OA_2$  en  $OB_2$  de vectoren van het voorijlende wisselveld voorstellen (fig. 96b).

Beschouwen we thans het geval, dat tussen twee wisselvelden van gelijke grootte, een phaseverschil van  $\varphi = 90^\circ$  bestaat en, dat ze werken in richtingen, die loodrecht op elkander staan. Dit geval kan men zich verwezenlijkt denken, door

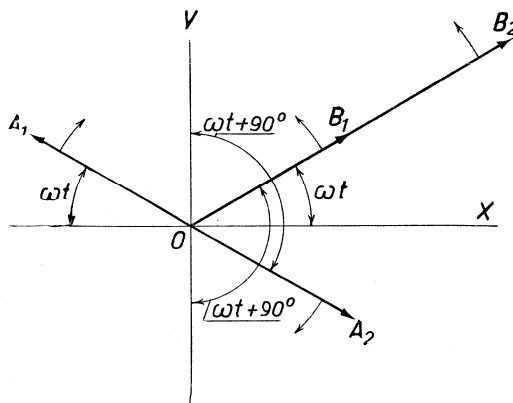


Fig. 97.

in twee gelijke spoelen, wier assen een hoek van  $90^\circ$  insluiten, wisselstromen te zenden die een kwart periode in phase verschillen.

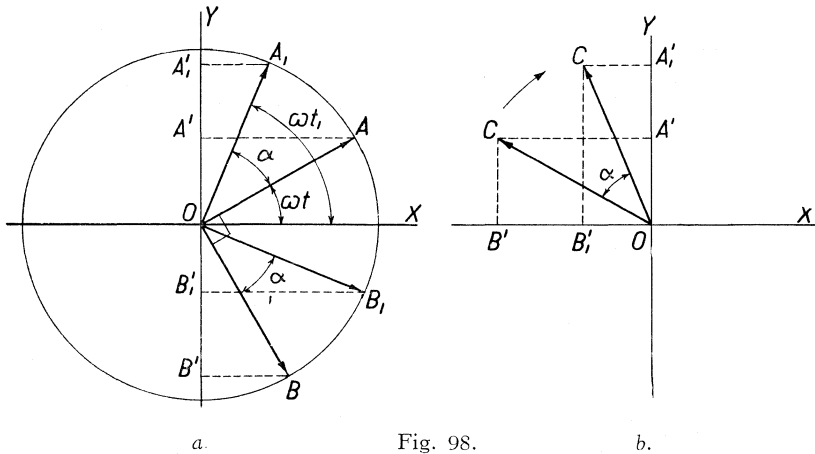
Zijn de veldrichtingen in fig. 97  $OX$  en  $OY$  en nemen we aan, dat het voorijlende wisselveld in de richting  $OX$  werkt, dan moeten we de vervangende draaivelden tekenen onder een hoek  $\omega t + 90^\circ$  met de  $y$  as,

die van het wisselveld in de richting  $OY$  onder een hoek  $\omega t$  tekenen met de  $X$ -as.

We zien dan in de figuur het zeer merkwaardige, dat de rechtsdraaiende velden  $OB_1$  en  $OB_2$  elkaar opheffen en de linksdraaiende  $OB_1$  en  $OB_2$  samenvallen. Er ontstaat dus een linksdraaiend veld gelijk aan  $OB_1 + OB_2$ . Daar  $OB_1 = \frac{1}{2}\Phi_0$ , als  $\Phi_0$  weer de maximale waarde van elk der wisselvelden voorstelt, zal het aldus ontstane magnetische draaienveld, de constante waarde  $\Phi_0$  bezitten.

Andere methode.

Tot hetzelfde resultaat voert een methode, bij welke men de ogen-



blikkelijke waarden der wisselvelden op de veldrichtingen afzet (fig. 98a en 98b).

Hebben de wisselvelden de functies,  $\Phi_0 \sin \omega t$  en  $\Phi_0 \sin (\omega t - 90^\circ)$ , dan kunnen we de ogenblikkelijke waarden ontnemen aan een normaal vectordiagram (fig. 98a), waarin  $OA$  en  $OB$  de maximale waarden van de wisselvelden voorstellen. De ogenblikkelijke waarden zijn dan, op een tijdstip  $t$  van de periode gelijk aan  $OA'$  en  $OB'$ . Zetten we  $OA'$  af op de veldrichting  $OY$ , en  $OB'$  op de veldrichting  $OX$ , rekening houdend met de positieve en negatieve waarden, dan vinden we  $OC$  als resulterend veld.

De grootte van  $OC$  is bepaald door :

$$OC^2 = (OA')^2 + (OB')^2$$

We weten, dat,  $OA' = OA \sin \omega t = \Phi_0 \sin \omega t$   
 en  $OB' = OB \sin \omega t = \Phi_0 \cos \omega t$   
 waaruit volgt,  $OC^2 = \Phi_0^2 \sin^2 \omega t + \Phi_0^2 \cos^2 \omega t$   
 of,  $OC = \Phi_0$ .



Herhalen we het voorgaande op een ander tijdstip van de periode, b.v. nadat  $\omega t$  is aangegroeid tot  $\omega t_1$  en dus de vectoren de hoek  $\alpha$  hebben doorlopen, dan vinden we eveneens  $OC = \Phi_0$ .

De richting van  $OC$  is echter veranderd en wel zo, dat de hoek welke  $OC$  is gedraaid, gelijk is aan de hoek  $AOA'$ , die de vectoren zijn gedraaid. Het resultaat is dus: Een draaiveld van constante grootte, dat in één periode één omwenteling maakt.

### 66. Driephasig draaiveld.

Veronderstellen we nu het geval, dat drie wisselvelden van gelijke sterkte, die onderling een phaseverschil van een derde periode bezitten, in de ruimte werken in richtingen, welke  $120^\circ$  met elkander verschillen. We kunnen nu, evenals in het voorgaande geval, ieder wisselveld vervangen door twee tegengesteld draaiende velden. In fig. 99 is dit uitgevoerd.

De veldrichtingen zijn aangegeven door  $OR$ ,  $OS$  en  $OT$ . De wisselvelden welke in die richtingen werken zijn respectievelijk:  $\Phi_0 \sin \omega t$ ,  $\Phi_0 \sin (\omega t + 120)$  en  $\Phi_0 \sin (\omega t + 240)$ .

Om de vervangende vectoren te tekenen, trekken we eerst de drie  $X$ -assen,  $OX_1$ ,  $OX_2$  en  $OX_3$ , loodrecht op de veldrichtingen en tekenen de vectoren van elk veld onder hoeken van  $\omega t$ ,  $\omega t + 120^\circ$  en  $\omega t + 240^\circ$  met de respectievelijke  $X$ -assen.

We zien dan, dat de rechtsdraaiende velden  $OA_1$ ,  $OA_2$  en  $OA_3$  samenvallen, terwijl de linksdraaiende velden  $OB_1$ ,  $OB_2$  en  $OB_3$  elkaar opheffen. De rechtsdraaiende velden vormen een gemeenschappelijk draaiveld van constante grootte, n.l.

$$OA = OA_1 + OA_2 + OA_3.$$

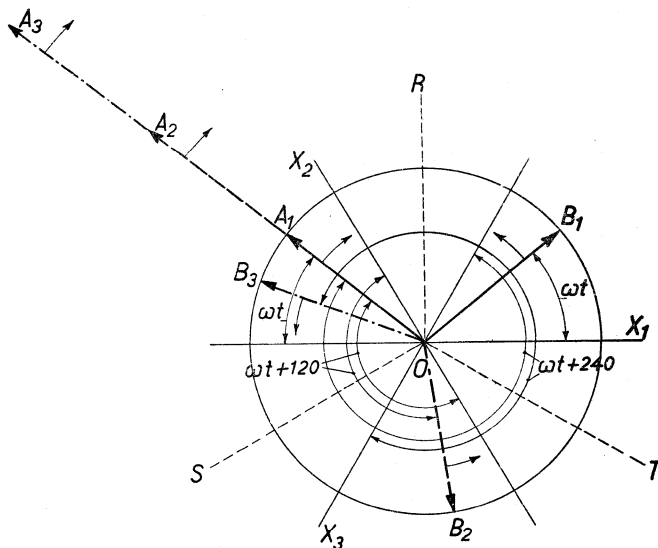


Fig. 99.

En daar we  $OA_1 = OA_2 = OA_3 = \frac{1}{2}\Phi_0$  hebben gesteld, zal het driefasig draaiveld de waarde bezitten :

$$OA = 3 \times \frac{1}{2} \Phi_0$$

$$OA = 1,5 \Phi_0.$$

Andere methode.

Evenals het tweefasig draaiveld laat zich het driefasig draaiveld in grootte en richting construeren, door de ogenblikkelijke waarden van de drie wisselvelden op de veldrichtingen uit te zetten en dan samen te stellen.

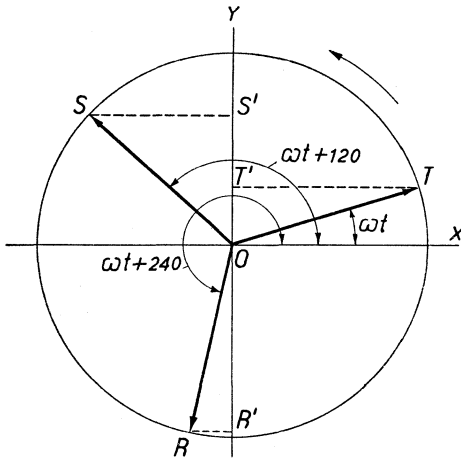


Fig. 100.

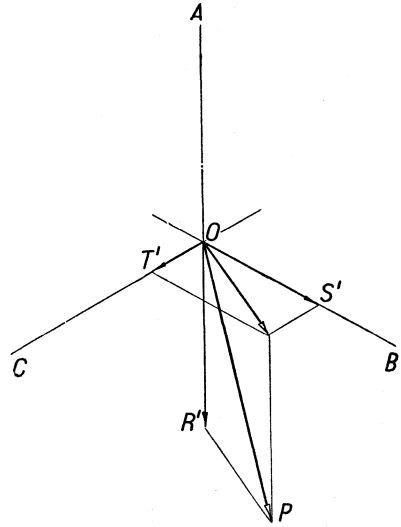


Fig. 101.

Laten in fig. 100,  $OR$ ,  $OS$  en  $OT$  de vectoren van de drie wisselvelden voorstellen, die respectievelijk in de richtingen  $OA$ ,  $OB$  en  $OC$  werken. We bepalen dan de ogenblikkelijke waarden van de velden, door ze te projecteren op de  $y$ -as en zetten de projecties  $OR'$ ,  $OS'$  en  $OT'$  op de veldrichtingen uit. We vinden dan  $OP$  als resulterend veld in richting en grootte (fig. 101).

Herhalen we het voorgaande voor een ander tijdstip van de periode, dan vinden we, dat het resulterend veld steeds dezelfde grootte bezit, doch dat de richting is veranderd. Na één periode heeft het veld één omwenteling gemaakt.

---

## HOOFDSTUK IX.

### STROOMMETING.

#### 67. Het meten van wisselstromen.

De wisselstroom openbaart zich door magnetische en thermische werkingen. Daar we deze werkingen ook van de gelijkstroom hebben leren kennen, kunnen we verwachten, dat de instrumenten, welke voor het meten van gelijkstroom dienen en waarvan de constructie op de genoemde werkingen berust, voor zover ze niet afhankelijk zijn van de stroomrichting, ook voor het meten van wisselstromen te gebruiken zijn.

Inderdaad is dit het geval, met uitzondering van de draaispoelinstrumenten en de naaldinstrumenten, komen voor het meten van een wisselstroom in aanmerking :

- a. electrodynamische instrumenten;
- b. weekijzer-instrumenten;
- c. thermische instrumenten.

Daarnaast bestaan nog instrumenten, die uitsluitend voor het meten van wisselstromen dienen, dit zijn :

- d. inductie- of draaiveldinstrumenten;
- e. draaispoelinstrumenten met droge gelijkrichter.

De laatste zijn op zichzelf alleen geschikt voor gelijkstroom, doch met behulp van de, in de laatste jaren tot ontwikkeling gekomen, z.g. droge gelijkrichter, kan men ze gebruiken om wisselstromen te meten.

In het volgende zullen we de verschillende soorten meters voor wisselstroom bespreken.

#### 68. Electrodynamometer.

Deze bestaat uit een of twee vaststaande spoel(en) en uit een draaibare spoel, die beide door de te meten stroom worden doorlopen, fig. 102. Dientengevolge ontstaat een electrodynamisch koppel. Onder de invloed van dit koppel zal de draaibare spoel zover gedraaid worden, totdat het

electrodynamisch koppel gelijk is aan een tegenwerkend koppel, hetwelk door twee spiraalveren op de draaibare spoel wordt uitgeoefend. Deze spiraalveren dienen tevens voor de stroomtoe- en afvoer aan de draaibare spoel.

Daar de spiraalveren slechts een geringe stroomsterkte kunnen verdragen, wordt het grootste deel van de te meten stroom door een shunt gevoerd. De stroom in de draaibare spoel blijft daardoor toch evenredig met de te meten stroom. Op de as der draaibare spoel is de wijzer bevestigd, benevens de dempinrichting voor het verkrijgen van een aperiodische uitslag. Zenden we een wisselstroom door het instrument, dan is het ogenblikkelijk koppel evenredig met het kwadraat der ogenblikkelijke stroomsterkte. Het gemiddeld electro-dynamisch koppel is derhalve

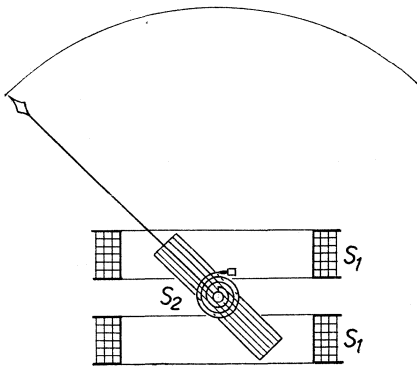


Fig. 102.

Principe van een electro-dynamometer. of,

evenredig met de gemiddelde van de som der kwadraten van de ogenblikkelijke stroomsterkten. Volgens § 7 is die gemiddelde juist het kwadraat der effectieve stroomsterkte.

Het weerstandbiedend koppel, dat de spiralen op de draaibare spoel uitoefenen, is evenredig met de hoek  $\alpha$ , welke de spoel is gedraaid. De draaibare spoel komt tot rust, als,

$$\text{electrodynamisch koppel} = \text{weerstandbiedend koppel}$$

$$cI^2 = c_1\alpha$$

derhalve is de uitslag evenredig met het kwadraat van de stroomsterkte. Het instrument zou dus in beginsel een kwadratische schaalverdeling verkrijgen. In werkelijkheid is het electro-dynamisch koppel ook nog afhankelijk van de stand der draaibare spoel t.o.v. de vaste spoel, zodat reeds daardoor een afwijking van de kwadratische schaalverdeling zou ontstaan. Maar bovendien streeft men er juist naar, de schaalverdeling zo regelmatig mogelijk te maken. Vandaar, dat men de vaststaande spoel dikwijls een bijzondere vorm geeft, waardoor bij benadering een regelmatige schaalverdeling wordt verkregen.

### 69. Weekijzerinstrumenten.

Bij de weekijzerinstrumenten wordt de te meten stroom door een draadspoel gezonden. Er vormt zich dan in de spoel een magnetisch veld, waarvan de sterkte evenredig is met de stroomsterkte. Dit magne-

tisch veld beïnvloedt een stukje weekijzer, hetwelk aan de wijzeras is bevestigd en deze zover draait, tot het optredende koppel evenwicht maakt met een, van door de zwaartekracht of veren geleverd, tegenkoppel. Op dit beginsel berusten alle constructies van weekijzerinstrumenten. Van de vele fabrikaten zullen we hier bespreken, de weekijzermeters van HARTMANN & BRAUN.

In het midden van een draadspoel bevinden zich twee gebogen strookjes ijzer, waarvan er een met het spoellichaam is verbonden, terwijl het andere aan een draaibare as is bevestigd (fig. 103). Gaat er een stroom door de spoel dan worden de strookjes gemagnetiseerd en stoten elkaar af. De as, waarop een der strookjes is bevestigd, zal zich zover draaien tot het tegenwerkend koppel van twee onmagnetische spiraalveren, evenwicht maakt met het door de stroom veroorzaakte koppel, op het aan de as bevestigd strookje. De voor een aperiodische uitslag noodzakelijke demping wordt verkregen, door een aan de wijzeras bevestigde aluminium vleugel, die in een sectorvormige dempingskamer luchtweerstand ondervindt.

Het electrisch koppel is bij de weekijzerinstrumenten afhankelijk van de door de stroom veroorzaakte magnetische inductie in de weekijzeren strookjes. Wordt de inductie tweemaal zo groot, dan is de afstotende werking tussen de strookjes viermaal zo groot. Het electrisch koppel is derhalve evenredig met het kwadraat der inductie. Bij de betrekkelijk zwakke magnetisering van het ijzer is de inductie vrijwel evenredig aan de magnetische veldsterkte, derhalve evenredig met de stroomsterkte. Het electromagnetisch koppel zal daarom evenredig zijn met het kwadraat der stroomsterkte.

Het tegenwerkend koppel der spiraalveren is evenredig met de hoek die de wijzeras draait. Zonder meer zou dus de schaalverdeling

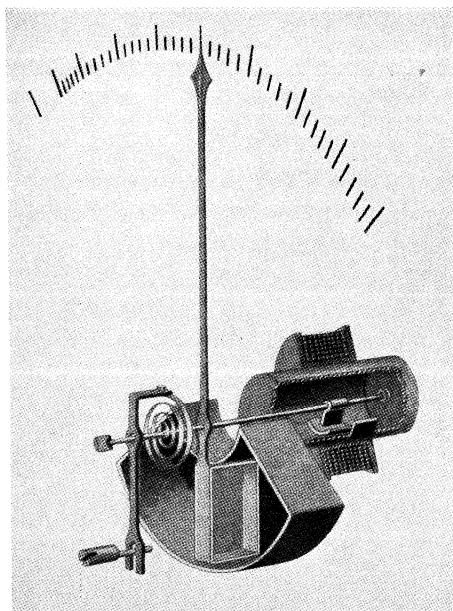


Fig. 103. Weekijzermeter.

kwadratisch worden. Men bedenke evenwel, dat de positie van de ijzeren strookjes tijdens de uitslag niet ongewijzigd blijft.

Daardoor, en ook nog door aan de strookjes een door proefneming bepaalde vorm te geven, is het tegenwoordig mogelijk, weekijzerinstrumenten te fabriceren, die vanaf  $\frac{1}{10}$  der schaallengte een nagenoeg evenredige verdeling bezitten.

De aanwijzingen zijn voor gelijkstroom en wisselstroom van lage frequentie — tot ongeveer 100 Hz-, gelijk, want, omdat het ogenblikkelijk koppel evenredig is met het kwadraat der ogenblikkelijke stroomsterkte, zal, zoals bij de bespreking van de electro-dynamische instrumenten reeds uiteengezet is, het gemiddelde koppel evenredig zijn met het kwadraat der effectieve stroomsterkte.

Voor hogere frequenties, 100 tot 1000 hertz, zijn de aanwijzingen niet meer gelijk aan die bij gelijkstroom en bezitten ze voor wisselstroom een afzonderlijke schaal. De reden hiervan is, dat bij hogere frequenties, tengevolge van de ontmagnetiserende werking der wervelstromen, de inductie in het ijzer kleiner wordt dan bij gelijkstroom.

Voor het meten van wisselstromen van zeer hoge frequentie, zoals we die in de radiotechniek ontmoeten, zijn weekijzerinstrumenten ongeschikt; de stroomvoerende spoel van het instrument zou in de keten een zo grote inductieve weerstand veroorzaken, dat de stroom er aanzienlijk door verminderd zou worden.

Het meetgebied van een weekijzerinstrument kan gewijzigd worden door de windingen van de spoel in groepen te verdelen en die naar verkiezing in serie of parallel te schakelen. Het gebruik van shunts biedt in verschillende gevallen en speciaal bij wisselstroom bezwaren. Men heeft dan een inductie-vrije weerstand (de shunt) parallel geschakeld met een inductieve weerstand (de spoel). De stroom in de shunt en de spoel zijn dan niet meer in phase, derhalve is de totaal stroom niet gelijk aan de som der takstromen.

De impedantie van de spoel verandert met de frequentie en is bovendien ook nog afhankelijk van de temperatuur.

Weekijzerinstrumenten worden als bedrijfsinstrumenten (schakelbordinstrumenten) vervaardigd tot stromen van ongeveer 500 A. Wil men nog sterkere stromen meten, dan worden ze, voor wisselstromen, gebruikt in combinatie met de later te bespreken stroomtransformatoren. De nauwkeurigheid van de schakelbordinstrumenten in de precisie-uitvoering is ongeveer 1.5 % van de eindwaarde der schaal.

## 70. De hittedraadmeter.

In de hittedraadmeters wordt de te meten stroom, of een evenredig breukdeel ervan, door een metaaldraad gevoerd en de verlenging die deze ondergaat, als gevolg van de daarin ontwikkelde warmte, gebruikt als maat voor de stroomsterkte.

Op dit beginsel berusten verschillende constructies. We zullen ons hier bepalen tot die van HARTMANN & BRAUN. (fig. 104).

Een draad van een platina-iridiumlegering is gespannen tussen 2 vaste punten *A* en *B*. Een punt *C* van deze draad is met een vast punt *D* verbonden door een metaaldraad *CD*, waarvan het punt *E* weer verbonden is aan een zijden draad, die over een schijfje *R* is geslagen en daaraan bevestigd. Naast dit schijfje bevindt zich er een met kleiner diameter, waarom een draad is geslagen, welks uiteinde *F* verbonden is met een veer *V*. Het punt *E* van de draad *CD* wordt dus door de veer naar links getrokken. Een relatief grote verplaatsing van *E* geeft een kleine verplaatsing van *F*, zodat de veer *V* steeds met nagenoeg constante spanning blijft trekken.

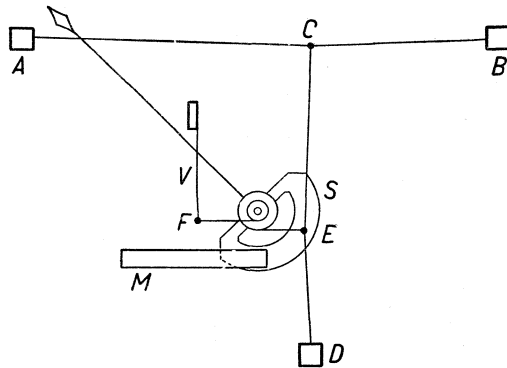


Fig. 104. Hittedraadmeter van H. & B.

Gaat er een stroom door de draad *AB*, dan zet deze uit en buigt door, zodat de veer de draad *CD* naar links trekt. Hierbij draait zich de wijzer naar rechts. Voor demping dient hier een sectorvormige schijf *S* waarin wervelstromen ontstaan wanneer ze tussen de polen van de permanente magneet in wordt geschoven.

## 71. Inductie-, draaiveld- of Ferrarismeters.

Van deze instrumenten berust de werkingwijze op de reeds vroeger besproken uitvinding van FERRARIS, n.l. om met behulp van twee in phase verschoven stromen een draaiend magnetisch veld op te wekken. De te meten stroom wordt daarom in twee delen gesplitst en men zorgt er voor, door een passende schakeling, dat het ene deel met het andere deel in phase verschoven is.

Bij de meest toegepaste meter van dit type wordt het draaiend

veld verkregen door de te meten stroom over twee stel spoelparen te verdelen, welke op een gelamelleerd 4-polig magneetgestel zijn aangebracht (fig. 105). Elke twee diametraal tegenover elkaar liggende spoelen zijn in serie geschakeld. Er ontstaan derhalve twee takken, doch in de ene tak is een zelfinductie  $L$  opgenomen, waardoor de stroom in die tak zal naitjlen op de stroom in de andere tak. Er vormt zich nu een draaiveld, waarvan de krachtlijnen zich sluiten door een gelamelleerd ijzeren cilinder  $C$  die tussen de polen vast is opgesteld.

In de luchtspleet tussen het magneetgestel bevindt zich een aluminiumtrommel, op welks as de wijzer is bevestigd. In de trommel worden

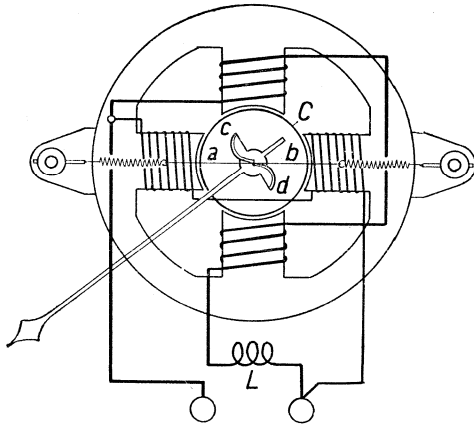


Fig. 105. Ferrarimeter.

door het draaiveld wervelstromen opgewekt en diensengevolge zal op de trommel een koppel worden uitgeoefend, hetwelk hem in de draaiingsrichting van het veld zal draaien. Een tegenwerkend koppel wordt geleverd door een stel spiraalveren. De trommel komt nu in rust zodra het tegenwerkend koppel evenwicht maakt met het electriche koppel. Het electriche koppel op de trommel is evenredig met de sterkte van de daarin geïnduceerde wervelstromen en het

inducerende draaiveld. De sterkte van de wervelstromen zijn evenredig met de sterkte van het draaiveld. Daar het draaiveld weer evenredig is met de stroomsterkte in de spoelen, dus ook met de hoofdstroom, zal het electriche koppel evenredig zijn met het kwadraat van de stroomsterkte. Zouden we dus met een gewone vlakke spiraalveer een tegenkoppel uitoefenen, dan zou de schaalverdeling kwadratisch zijn.

Om een meer gelijkmatige schaalverdeling te verkrijgen, is bij de FERRARIS-meters van SIEMENS & HALSKE nog een stel hulpveren aangebracht. De schaalverdeling is vanaf  $\frac{1}{5}$  van het meetgebied gelijkmatig.

Voor de demping wordt bij deze meters gebruik gemaakt van een tweetal permanente magneten, welke op het verlengde van de trommel werken (in de figuur weggelaten).

De FERRARIS-instrumenten onderscheiden zich door: constante aanwijzingen, goede demping en buitengewone ongevoeligheid voor uitwendige magnetische velden.



Ze zijn om begrijpelijke redenen alleen voor wisselstroom te gebruiken en afhankelijk van de frequentie.

## 72. Draaispoelinstrumenten met gelijkrichters.

De ontwikkeling van de z.g. droge of contactgelijkrichters heeft het mogelijk gemaakt om de draaispoelmeter, die op zichzelf uitsluitend geschikt is voor het meten van gelijkstroom, te gebruiken voor het meten van wisselstroom.

Over deze gelijkrichter het volgende: Het is reeds lang bekend, dat het contact tussen twee verschillende stoffen in sommige gevallen voor een wisselstroom slechts in één richting doorlaatbaar is. Een der meest bekende voorbeelden hiervan is: zilver of koper tegen een kristal van loodglans.

Het vermogen, dat men met zulk een combinatie kan gelijkrichten is zeer gering en de toepassing had zich in hoofdzaak bepaald tot de z.g. kristaldetectors bij de detectie van wisselstromen van hoge frequentie in de radiotechniek.

In de laatste jaren is men er in geslaagd contactgelijkrichters te vervaardigen welke vrij sterke stromen doorlaten. Onder deze is tegenwoordig de koperoxyduul-gelijkrichter, die onder allerlei namen, als Cuprox-, Rectox-, Protoscellen enz. wordt gefabriceerd, de meest bekende. Het werkzame deel van deze gelijkrichter is de grenslaag tussen een koperplaatje en een daarop gegroeid laagje koperoxyduul ( $\text{Cu}_2\text{O}$ , cupro-oxyd).

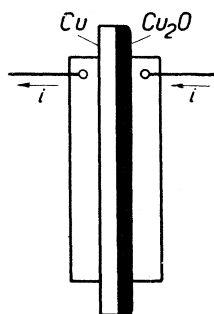


Fig. 106. Koperoxyduulgelijkrichter.

In principe is zulk een cel voorgesteld in fig. 106. Een koperplaatje, dat bedekt is met een laagje cupro-oxyd, wordt tussen twee metaalplaten, b.v. van lood, geklemd en in een wisselstroomketen opgenomen. De stroom wordt nu alleen doorgelaten in de richting van het koperoxyduul naar het koper. De versperrende werking treedt nu, zoals gezegd, uitsluitend op in de grenslaag tussen het koper en het koperoxyduul, dus niet tussen het koperoxyduul en de er tegen aangedrukte plaat. De grenslaag verdraagt een spanning van ongeveer 6 volt bij een belasting van 0,5 ampère per  $\text{cm}^2$  contactoppervlak.

Zulke gelijkrichtercellen worden nu in de draaispoel-ampèremeter in een schakeling gebruikt, die in 1897 door L. GREATZ voor electrolytische gelijkrichters werd aangegeven en daarom de GREATZ'se schakeling wordt genoemd. Deze schakeling is in fig. 107 getekend. Ze bevat 4 gelijkrichtercellen en de draaispoelmeter, welke op dezelfde wijze in

de schakeling voorkomt als de galvanometer in de brug van WHEATSTONE.

A en B zijn de aansluitklemmen. Komt nu, gedurende de ene halve periode, de stroom van A, dan gaat hij door in richting ACDB, want in de richting AD en BC is de weg voor de stroom versperd. In de volgende halve periode, komt de stroom van B en kan zijn weg nemen in richting BCDA, want nu versperren de takken BD en CA de weg voor de stroom. In de beide halve perioden gaat de stroom dus in de richting CD door de meter. De stroom daarin is dus pulserend en de

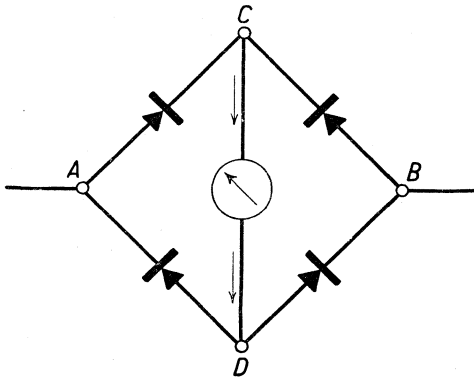


Fig. 107. GREATZ'se schakeling.

uitslag van de meter is derhalve bepaald door het gemiddeld koppel dat op de spoel werkt. De theorie van de draaispoelmeters <sup>1)</sup> leert dat het koppel op de draaispoel evenredig is met de stroomsterkte. Voor een pulserende stroom zal het gemiddeld koppel dus evenredig zijn met de gemiddelde stroomsterkte van de wisselstroom. Dit is echter geen bezwaar. We weten uit § 8, dat er een vaste verhouding is tussen de effectieve en de gemiddelde waarde. Deze verhouding is bij een zuiver sinusvormige wisselstroom gelijk aan 1,1 (de vormfactor). Men kan er dus bij het maken van de schaal voor zorgen, dat de effectieve waarde er op aangegeven is.

We hebben tot resultaat, dat een wisselstroommeter met een evenredige schaalverdeling is verkregen.

Dit resultaat is wel zeer belangrijk, maar nog belangrijker is, dat een wisselstroommeter verkregen is, die in staat is zeer zwakke wisselstromen (milli-ampères) op een eenvoudige wijze te meten. Voorheen bestonden er geen technische instrumenten voor dit doel. Ook voor het meten van spanningen zijn de gelijkrichters-instrumenten zeer geschikt. In de radiotechniek kan men ze gebruiken voor het meten van wisselstromen tot ongeveer 4000 hertz. De nauwkeurigheid is ongeveer 2 % dus voor vele technische metingen voldoende.

1) Zie Romeijn, deel II Gronden der gelijkstroomtechniek.

---

## HOOFDSTUK X.

### SPANNINGSMETING.

#### 73. Voltmeters voor wisselstroom.

Voor het meten van wisselspanningen komen gelijksoortige instrumenten in aanmerking als voor het meten van wisselstromen. We onderscheiden ze daarom ook in: electrodynamische-, weekijzer-, thermische-, inductie of draaiveld- en gelijkrichterinstrumenten. Bovendien kunnen, even als voor het meten van gelijkspanningen, in bepaalde gevallen met voordeel electrostatische spanningsmeters worden gebruikt.

De meting van de spanning met een voltmeter, die niet tot de electrostatische groep behoort, berust op de wet van OHM, d.w.z. de stroomsterkte van een stroom die door een constante weerstand gaat is evenredig met de spanning tussen de einden van die weerstand. Men meet dus met een voltmeter, dus eigenlijk een stroom die met de spanning evenredig is. Op de schaal van het instrument geeft men het product van de stroomsterkte en de weerstand aan.

Constructief wijken de hierbovengenoemde soorten van voltmeters weinig af van de in het vorige hoofdstuk besproken overeenkomstige ampèremeters. We zullen ons daarom hier bepalen tot de bespreking van enkele factoren waarmede bij de constructie van wisselstroomvoltmeters rekening moet worden gehouden.

De meetsystemen van de electrodynamische-, weekijzer- en inductie-instrumenten bezitten voor wisselstroom, behalve OHM'se weerstand, ook nog inductieve- en soms nog wat capacatieve weerstand. De OHM'se weerstand verandert door temperatuursveranderingen; de inductieve en capacatieve weerstand verandert door veranderingen in de frequentie. Daar nu voor een juiste aanwijzing een constante impedantie vereist wordt, zal men met het meetsysteem een temperatuur ongevoelige, inductie- en capaciteitsvrije weerstand in serie moeten schakelen, van een zodanige grootte, dat de weerstandsveranderingen van het meetsysteem tengevolge van de bovengenoemde invloeden daar tegenover te verwaarlozen zijn. Om een voorbeeld te noemen:

bij weekijzer-voltmeters van goed fabrikaat bedraagt de verhouding van de weerstand van het meetsysteem tot die van de voorschakelweerstand ongeveer 1 : 7. Door deze maatregel zijn b.v. de aanwijzingen van de weekijzervoltmeters tussen 15 Hz en 100 Hz praktisch onafhankelijk van de frequentie en de vorm van de spanningskromme.

Voltmeters van het FERRARIS-type zijn door de aard der werkingwijze gevoeliger voor frequente veranderingen. Bij zulke meters mag, om geen groter fout dan 1 % te laten ontstaan, de frequentie-verandering niet meer dan 10 % bedragen.

Ander belangrijke factoren zijn het eigen verbruik en de z.g. deugdelijkheidsfactor.

Het eigen verbruik is het vermogen in watts, dat de voltmeter en de bijbehorende voorschakelweerstand te zamen verbruiken. Het eigen verbruik is des te kleiner naarmate voor een gegeven spanning de weerstand van de voltmeter groter is. Het aantal ohms per volt is dus een maatstaf om het eigen verbruik van een voltmeter te beoordelen.

De deugdelijkheidsfactor is de verhouding van het elektrisch koppel in cmg en het gewicht van het beweegbaar systeem in g. Hoe groter deze is, des te beter het instrument.

#### **74. Principe van de electrostatische voltmeter.**

Van de electrostatische voltmeters berust de werking op de aantrekking of afstoting van ongelijknamige of gelijknamig geladen lichamen. Verbindt men b.v. de platen van een platencondensator met de klemmen van een spanningsbron, dan zullen de platen elkaar aantrekken. Het is daarbij onverschillig of er een gelijkspanning dan wel een wisselspanning tussen de platen bestaat, want ook in het geval van een wisselspanning zijn op elk tijdstip de ladingen van de platen tegengesteld en blijft er dus een aantrekking bestaan.

Uit de electrostatica weten we, dat de aantrekkende kracht evenredig is met het kwadraat van de spanning tussen de platen. Deze betrekking tussen de kracht en de spanning maakt het mogelijk de spanning door middel van de electrostatische kracht te meten.

Als de ene plaat vast is opgesteld, de andere beweegbaar en door een geschikte mechanische inrichting verbonden aan een as met wijzer, waarop ook nog een weerstandbiedend koppel werkt, dan heeft men het beginsel van de electrostatische voltmeter.

De electrostatische krachten zijn, vergeleken met de magnetische krachten, zeer klein. Daarom moet het mechanisme van de electrostatische voltmeters zeer licht geconstrueerd worden.

Electrostatistische voltmeters hebben het voordeel, dat ze bij het meten van gelijkspanningen geen stroom en bij het meten van wisselspanningen slechts een uiterst kleine stroom gebruiken. Ze kunnen dus daar van voordeel zijn waar het stroomverbruik de nauwkeurigheid der metingen beïnvloed. Verder vinden ze toepassing bij de beproeving van isolatiematerialen voor het meten van de doorslagspanning en als isolatiemeter hoogspanningsinstallaties.

### 75. De electrostatistische voltmeter van Abraham & Villard.

Dit is een voltmeter voor hoge spanningen. Hij wordt gevormd door twee cirkelvormige platen *A* en *B* die, om sproeien te voorkomen,

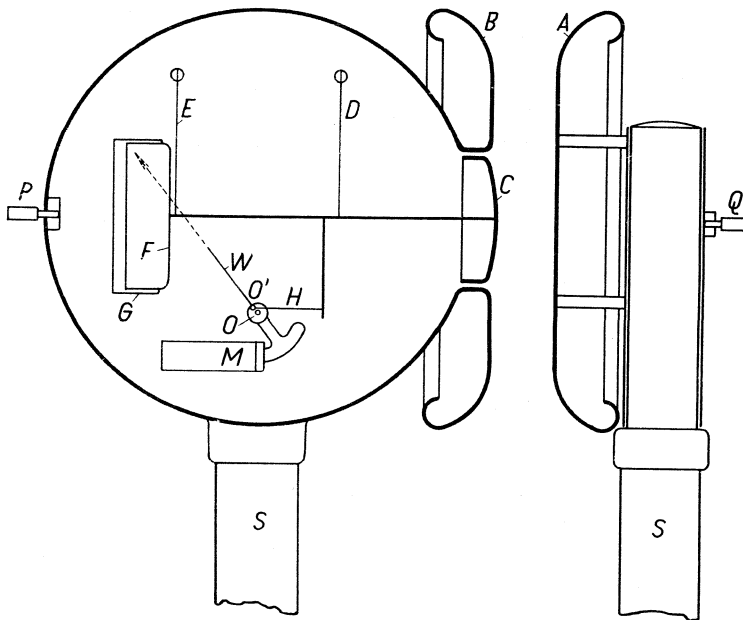
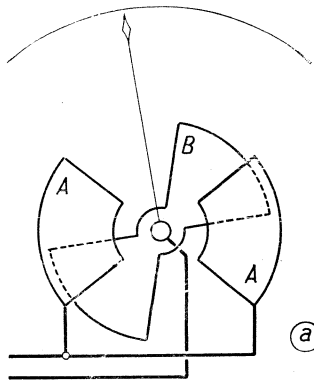


Fig. 108. Electrostatistische voltmeter van ABRAHAM en VILLARD.

aan de randen omgeforceerd zijn (fig. 108). De plaat *B* is bevestigd aan een cilindervormige metalen doos, waarin het beweegbaar systeem is ondergebracht. Het beweegbaar systeem wordt gevormd door een metalen staafje — opgehangen aan twee metaalbandjes *D* en *E* — aan de ene kant voorzien van een dekselvormige plaat *C* die in een opening van de plaat *B* vrij kan bewegen, aan de andere kant eindigend in een holle zuiger *F*, die met de cilinder *G* de dempingsinrichting vormt.

De plaat *A* zowel als de plaat *B* zijn door isolerende staven *SS* op een gemeenschappelijke grondplaat bevestigd. *P* en *Q* vormen de aansluitstoppen voor de hoge spanning. Zet men op deze spanning, dan worden de platen *A* en *C* tegengesteld geladen, waardoor de plaat *C* naar rechts wordt getrokken. Deze beweging wordt door een dwarsstaafje en een metaalbandje *H* overgebracht op een schijfje, waarin bij *O'* een stiftje steekt, dat in een gaatje van het metaalbandje *H* past. Het schijfje is bevestigd op de wijzeras *O*. Ten behoeve van de wijzer is nog een demping aangebracht in de vorm van een op de as bevestigde aluminium-sector, die tussen de polen van een permanente magneet kan schuiven. Het tegenwerkend koppel wordt, zoals men gemakkelijk kan nagaan, geleverd door de zwaartekracht. Het instrument moet daarom zo worden opgesteld dat het grondvlak waterpas is.



Dit metertype wordt vervaardigd voor verschillende hoge spanningen, n.l.:

0 — 40 kV, 0 — 100 kV en 0 — 250 kV.

Tussengelegen meetgebieden verkrijgt men door de afstand tussen de platen *A* en *B* te wijzigen. De isolator waarop de plaat *A* is bevestigd kan daartoe op de grondplaat veresteld worden.

Toepassing vindt deze meter o.m. bij kabelbeproevinginrichtingen.

### 76. De multicellulairvoltmeter van Thomson.

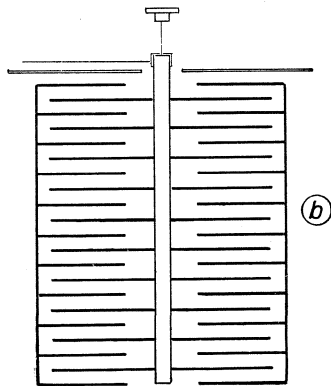


Fig. 109. Multicellulair-voltmeter.

De multicellulair voltmeter van THOMSON (Lord Kelvin) bestaat uit een aantal sectorvormige platen *B* (fig. 109a), die op een gemeenschappelijk staafje zijn bevestigd. Het staafje is verticaal opgehangen aan een dunne metaalband (fig. 109b). De platen *B* kunnen zich vrij bewegen tussen een aantal vaststaande sectorvormige platen *A* die de z.g. cellen vormen. Worden de platenstelsels *A* en *B* door de te meten spanning geladen, dan vindt er een aantrekking plaats tussen de platen van het systeem *A* en van

het systeem *B*, met als gevolg dat de *B*-platen zich trachten tussen de *A*-platen te stellen en de as, waarop de *B*-platen zijn bevestigd,

doen draaien. Een weerstandbiedend koppel wordt verkregen door de torsie van het metaalbandje waaraan het *B*-systeem is opgehangen. Hoe groter het aantal cellen is, des te groter is het elektrisch koppel. Vandaar dat men de naam van multicellulair voltmeter aan dit instrument heeft gegeven.

Deze instrumenten worden door HARTMANN & BRAUN voor verschillende meetgebieden vervaardigd. Het laagste meetgebied bedraagt 0 — 150 volt; het hoogste meetgebied 0 — 1500 volt. De eigen capaciteit bedraagt bij de grootste uitslag ongeveer 90 cm. Een kleiner type heeft een eigen capaciteit van slechts 10 cm. Dientengevolge is het stroomverbruik, wanneer men er wisselspanningen van hoge frequentie mede meet, uiterst gering. Ze kunnen gebruikt worden voor frequenties tot 10 Hz.

Een nadeel van deze instrumenten is, dat de constructie vrij subtiel is, zodat men ze met zorg moet behandelen, terwijl de hoge prijs een ruimere toepassing belemmert.

---

---

## HOOFDSTUK XI.

### EFFECTMETING BIJ WISSELSTROOM.

#### 77. Inleiding.

Onder het effect of vermogen van de wisselstroom verstaan we de arbeid die de wisselstroom per seconde verricht.

Terwijl bij gelijkstroom het vermogen bepaald kan worden door de spanning en de stroom te meten en hun produkt te berekenen, en dus het gebruik van een wattmeter geen noodzakelijkheid is, zal men bij wisselstroom, waar in het algemeen spanning en stroom in phase verschillen, het vermogen dienen te bepalen met behulp van een wattmeter. Dit instrument bezit de eigenschap om, ook in het geval dat er tussen stroom en spanning een phaseverschil optreedt, het werkelijk vermogen te meten.

De wattmeters voor wisselstroom kan men onderscheiden in :

- a. Electro-dynamische wattmeters;
- b. Ferro-dynamische wattmeters;
- c. Inductie- of draaiveldwattmeters;
- d. Thermische wattmeters.

#### 78. De electro-dynamische wattmeter.

De electro-dynamische wattmeter bestaat uit een één- of tweedelige vaststaande spoel welke door de stroom wordt doorlopen — we noemen deze de stroomspoel — en een beweegbare spoel, die onder tussenschakeling van een voorschakelweerstand op de spanning wordt aangesloten; deze heet de spanningsspoel. (fig. 110)

De beweegbare spanningsspoel wordt zodanig binnen de vaste stroomspoel opgesteld, dat de optredende electro-dynamische krachten haar draaien. Het electro-dynamisch koppel op de spanningsspoel wordt tegengewerkt door een koppel afkomstig van twee tegengesteld gewikkelde spiraalveren, die tevens de stroom voor de spanningsspoel aan- en afvoeren. De demper is gewoonlijk een luchtdemper. In de fig. is deze niet getekend.



Het electrodynamisch koppel is evenredig met het product van de ogenblikkelijke stromen in de beide spoelen. Is nu  $E_0$  de ogenblikkelijke waarde der spanning,  $R$  de totale weerstand van de spanningsketen, dan is de ogenblikkelijke waarde van de stroom in de spanningsspoel,

$$i = \frac{E_0 \sin \omega t}{R}.$$

Is  $I_0$  de maximale waarde van de stroom in de stroomspoel, en ijlt de stroom een hoek  $\varphi$  na op de spanning, dan is de ogenblikkelijke waarde van de stroom voor te stellen door,

$$i_1 = I_0 \sin(\omega t - \varphi),$$

zodat het product van de ogenblikkelijke stromen in de stroomspoel en de spanningsspoel gelijk is aan,

$$i \times i_1 = \frac{E_0 \sin \omega t}{R} \times$$

$$\times I_0 \sin(\omega t - \varphi).$$

Nu is,  $E_0 \sin \omega t \times I_0 \sin(\omega t - \varphi)$  de ogenblikkelijke waarde van het vermogen, waaruit volgt, dat de ogenblikkelijke waarde van het electrodynamisch koppel evenredig is met de ogenblikkelijke waarde van het vermogen. Daarom zal het gemiddeld koppel, dat op de spanningsspoel werkt, evenredig zijn met het gemiddeld vermogen van de wisselstroom, dus evenredig met  $EI \cos \varphi$ .

De spanningsspoel komt in rust, zodra het gemiddeld electrodynamisch koppel evenwicht maakt met het tegenwerkend koppel van de spiraalveren. Dit koppel is evenredig met de hoek welke de spanningsspoel is gedraaid. Noemen we deze hoek  $\alpha$ , dan is het koppel voor te stellen door:

$$M_w = c \alpha$$

als  $c$  een constante voorstelt.

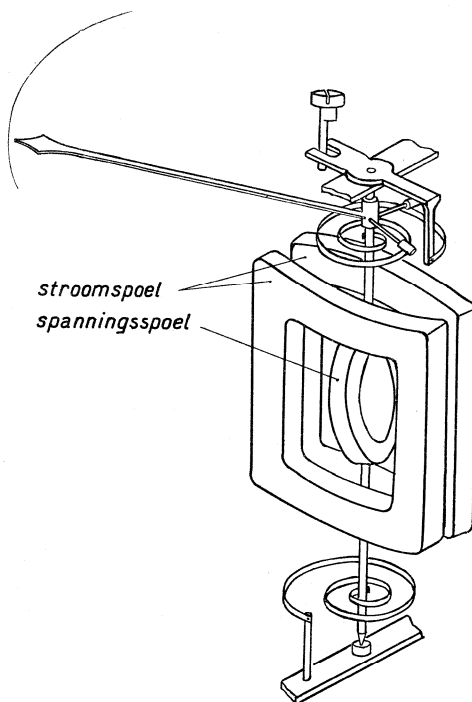


Fig. 110. Electro-dynamische wattmeter.

Men kan nu, door de stroomspoel een geschikte vorm te geven, er voor zorgen, dat het electrodynamisch koppel op de spanningspoel, onafhankelijk is van de stand van de spanningspoel t.o.v. de stroomspoel. Alsdan is het gemiddeld electrodynamisch koppel op de spanningspoel uitsluitend afhankelijk van  $EI \cos \varphi$ , en kan worden voorgesteld door de vergelijking,

$$M_e = c_1 EI \cos \varphi,$$

waarin  $c_1$  een constante voorstelt.

De evenwichtsvoorwaarde is,

$$M_e = M_w$$

of,

$$c_1 EI \cos \varphi = c a$$

waaruit volgt,

$$EI \cos \varphi = k a,$$

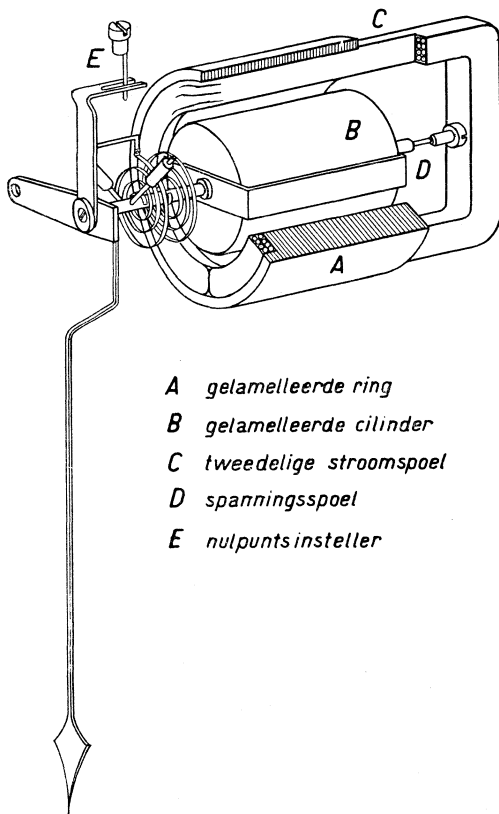
als  $k$  een eindconstante voorstelt.

De uitslag  $a$  is dus evenredig met het vermogen.

### 79. Ferro-dynamische wattmeters.

Ferro-dynamische instrumenten zijn electrodynamometers, waarvan de krachtlijnenweg voor het grootste deel door ijzer gaat. Dientengevolge is het meetresultaat van uitwendige magnetische velden nagenoeg onafhankelijk. Bovendien is door de toepassing van ijzer, het electrodynamisch koppel aanzienlijk groter dan dat van de ijzervrije electrodynamometers, zodat ze geschikt zijn voor schakelbord- en registrerende instrumenten.

De inrichting van een ferro-dynamische wattmeter van de A.E.G. blijkt uit fig. 111. Een gelamelleerd ijzeren ring omhult een gelamelleerd ijzeren cilinder, zodanig dat een ringvormige luchtspleet ontstaat. De ring bevat een vaststaande spoel, waardoor de stroom wordt gevoerd. Het veld van deze stroomspoel



- A *gelamelleerde ring*
- B *gelamelleerde cilinder*
- C *tweedelige stroomspoel*
- D *spanningspoel*
- E *nulpuntsinsteller*

Fig. 111. Ferro-dynamische wattmeter.

is evenredig aan de stroom. In de ringvormige luchtspleet wordt de spanningsspoel draaibaar opgesteld. Door de spanningsspoel gaat een met de spanning evenredige stroom. Dientengevolge oefent het veld van de stroomspoel op de stroomvoerende spanningsspoel krachten uit en ontstaat een koppel, dat evenredig is met het te meten vermogen.

Het weerstandbiedend moment wordt verkregen van twee spiraalveren, die tevens dienen om de stroom aan de spanningsspoel toe te voeren. De spanningsspoel zal zo ver worden gedraaid, tot het weerstandbiedend koppel gelijk is aan het electrodynamisch koppel.

De demping wordt verkregen door een op de as van het beweegbare systeem aangebrachte vleugel, die zich in een luchtkamer kan bewegen (in de fig. is deze weggelaten).

Door de toepassing van ijzer is van deze instrumenten niet die nauwkeurigheid te verwachten, die men bij ijzervrije instrumenten aantreft. De A.E.G. geeft van haar ferrodynamische wattmeters op, dat de meetfout kleiner is dan 1,5 % van de eindwaarde der schaal, hetgeen voor schakelbordinstrumenten nauwkeurig genoeg is.

Het nadeel van de ferrodynamische meetinstrumenten is, dat ze, in verband met de relatief grote zelfinductie van de spanningsspoel, afhankelijk zijn van de frequentie en de arbeidsfactor.

## 80. Thermische wattmeters.

### a. Hittedraad-wattmeter van Carpentier.

De inrichting van deze meter is schematisch voorgesteld in fig. 112.

De stroom wordt gevoerd door een shunt  $AB$ , die parallel geschakeld is met de hittedraad  $ACB$ , die over een rol is gelegd welke door een veer  $V$  gespannen wordt gehouden. De rol is daartoe voorzien van een inkeping. De hefboom  $H$ ,

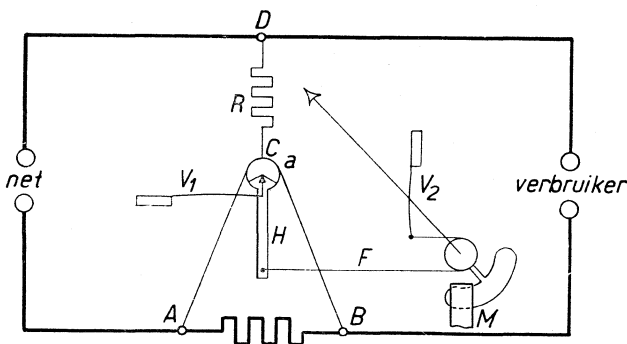


Fig. 112. Hittedraad-wattmeter van CARPENTIER.

welke aan de rol is bevestigd, is aan de onderkant met een draad  $F$  verbonden. Deze loopt over een schijfje hetwelk op de wijzeras  $w$  is

bevestigd en vervolgens verbonden met de veer  $V$ , welke de draad gespannen houdt. Voor de demping dient een permanente magneet  $M$ , tussen welks polen een aan op de wijzeras bevestigd aluminium plaatje kan schuiven. Het midden  $C$  van de hittedraad is over een grote weerstand  $R$  bij  $D$  aangesloten op de andere geleider. Komt het instrument in werking, dan gaat door het deel  $AC$  van de hittedraad een sterkere stroom als door  $CB$ . Die delen zetten dus ongelijk uit en het gevolg daarvan is, dat de rol waarom de hittedraad is geslagen, een weinig draait, waardoor de hefboom  $H$  naar links uitwijkt en via de draad  $F$  de wijzeras doet draaien.

In het volgende zullen we nagaan welke betrekking er bestaat tussen de uitwijking en het te meten vermogen.

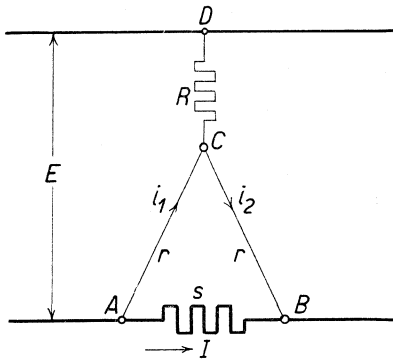


Fig. 113.

Nemen we aan dat in fig. 113, de onderste geleider de  $+$  is, dan is de stroomverdeling die, welke door de pijlen is aangegeven.

Uit de tweede wet van KIRCHHOFF volgt,

$$i_1 r = I s - i_2 r$$

of, 
$$i_1 = I \frac{s}{r} - i_2 \dots \dots (1)$$

Ook volgt uit de schakeling, als we stroom  $R$  gelijk  $i_3$  stellen,

$$i_2 = i_1 - i_3 \dots \dots (2)$$

De waarde van  $i_2$  ingevuld in (1) geeft,

$$i_1 = I \frac{s}{r} - i_1 + i_3$$

of, 
$$2i_1 = I \frac{s}{r} + i_3 \dots \dots (3)$$

Verder is, 
$$E = i_1 r + i_3 R.$$

Is  $i_1 r$  klein t.o.v.  $i_3 R$  dan kunnen we  $i_1 r$  verwaarlozen en volgt :

$$i_3 = \frac{E}{R}.$$

Deze waarde van  $i_3$  ingevuld in (3) geeft,

$$i_1 = \frac{1}{2} \left( I \frac{s}{r} + \frac{E}{R} \right) \dots \dots (4)$$

Voor  $i_2$  vinden we dan, in verband met vergelijking (2),

$$i_2 = \frac{1}{2} \left( I \frac{s}{r} + \frac{E}{R} \right) - \frac{E}{R}$$

of

$$i_2 = \frac{1}{2} \left( I \frac{s}{r} - \frac{E}{R} \right) \dots \dots \dots (5)$$

Het is zonder meer duidelijk, dat als de beide draaddelen AC en CB even warm werden, de rol *a* niet zou draaien, omdat beide evenveel uitzetten en dus alleen de as van de rol *a* door de veer *v* naar boven zou worden gedrukt.

Bij ongelijke verwarming zal de hoek, die de rol draait, evenredig zijn met het verschil van de lengtevermeerderingen van AC en CB.

Noemen we:  $\Delta l_1$ , de lengtevermeerdering van AC;

$\Delta l_2$ , de lengtevermeerdering van CB;

dan is:  $\Delta l_1 = k \times i_1^2$ ;

en:  $\Delta l_2 = k \times i_2^2$ ,

als *k* een constante voorstelt.

Waaruit volgt,  $\Delta l_1 - \Delta l_2 = k(i_1^2 - i_2^2)$

Volgens (4) en (5) zal  $i_1^2 - i_2^2 = \frac{s}{rR} \times EI \dots \dots \dots (6)$

Dus:

of, met invoering van een constante *C*:

$$EI = C(\Delta l_1 - \Delta l_2).$$

Het vermogen is derhalve evenredig met het verschil in lengtevermeerdering der beide draden, dus ook met de hoek van uitslag.

*b.* Thermo-wattmeter van Brückman.

Werd bij het vorige instrument de aanwijzing verkregen door het verschil in uitzetting van twee delen van de hittedraad, in de wattmeter van BRÜCKMAN wordt de ontwikkelde warmte van de twee hittedraden gebruikt voor de verwarming van twee thermoconvertors *C*<sub>1</sub> en *C*<sub>2</sub> (fig. 114). Deze zijn tegengesteld geschakeld, zodat

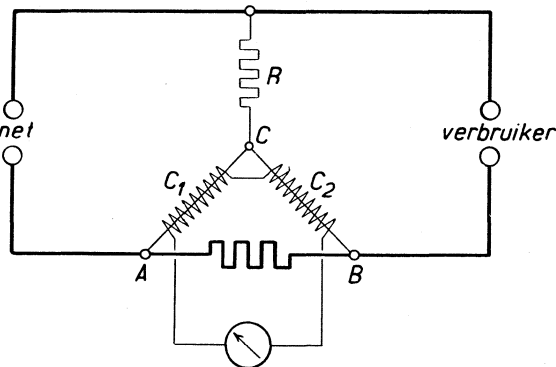


Fig. 114. Thermo-wattmeter van BRÜCKMAN.

de door een milli-voltmeter gemeten thermo-e.m.k. een maat is voor

het verschil van de kwadraten der stromen in de beide draden; dit verschil is volgens vergelijking 6 op blz. 129 een maat voor het vermogen.

De nauwkeurigheid van deze wattmeter, die door de firma KIPP en ZONEN te Delft gefabriceerd wordt, is, door de toepassing van de zeer gevoelige thermo-convertors van MOLL, zeer groot.

Zij zijn geschikt voor precisie-metingen en in 't bijzonder voor het meten van kleine vermogens, omdat het eigen verbruik gering is. Door onverdeling van de weerstand  $R$  kan het voor verschillende spanningsgebieden, en door toepassing van shunts voor verschillende stroomsterkten worden gebruikt.

Ze zijn practisch inductie- en capaciteitsvrij en onafhankelijk van de frequentie en de vorm der stroomkromme.

### 81. Ferraris of draaiveld wattmeters.

Evenals de FERRARIS-stroom- en spanningsmeters, bestaat de wattmeter van die naam uit een gelamelleerd ijzerlichaam met 4-polen waarop twee paar spoelen zijn aangebracht. Door het ene stel spoelen wordt de stroom geleid, terwijl het andere op de spanning wordt aangesloten. De theorie leert, dat het koppel hetwelk het draaiveld op een binnen de polen geplaatste metalen cilinder uitoefent evenredig is met de stroom  $I$ , de spanning  $E$  en de sinus van de faseverschuivingshoek tussen het veld van de stroomspoel en dat der spanningsspoel, dus,

$$M_e = cEI \sin \varphi.$$

Om het instrument als wattmeter te gebruiken moet het electricch koppel echter evenredig zijn met  $EI \cos \varphi$ .

We weten,

$$\cos \varphi = \sin (\varphi - 90).$$

Als we dus zorgen, dat het veld der spanningsspoel  $90^\circ$  najlt op het veld van de stroomspoel in geval dat er geen faseverschuiving is tussen stroom en spanning, zal het electricch koppel, in het geval er wel faseverschuiving is, evenredig zijn met  $EI \cos \varphi$ .

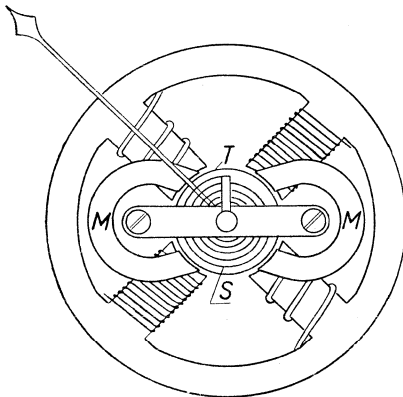


Fig. 115. FERRARIS-wattmeter.

De stroom in de spanningsspoelen moet derhalve  $90^\circ$  naijlen op de netspanning.

Er zijn verschillende schakelingen bedacht om dit te bereiken. We noemen hier alleen de schakeling van HUMMEL (fig. 116). Met de spanningsspoel wordt een Ohmse weerstand parallel geschakeld en met het geheel een impedantie voorgeschakeld.

Uit het vectordiagram blijkt, dat het mogelijk is, door passende waarden voor de Ohmse weerstand een smoorspoel te nemen, de stroom  $i_2$  in de spanningsspoel,  $90^\circ$  te laten naijlen op de spanning  $E$ .

De constructie van de FERRARIS-wattmeter is in hoofdzaak gelijk aan die van de besproken ampère- en voltmeters van dit type. Het tegenwerkend koppel, dat geleverd wordt door een stel spiraalveren, is evenredig met de hoek welke de cilinder wordt gedraaid. Het elec-

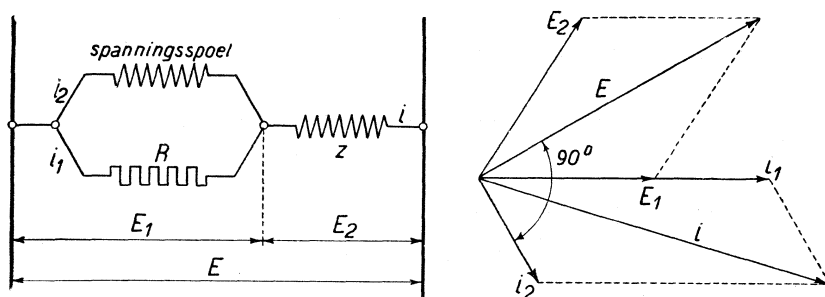


Fig. 116. Schakeling van HUMMEL.

trisch koppel is, zoals we reeds zagen, evenredig met  $EI \cos \varphi$ . De schaalverdeling zal dus zonder meer regelmatig zijn. De voordelen van deze wattmeters zijn: groot electrisch koppel, eenvoudige sterke constructie en weinig gevoelig voor uitwendige magnetische velden. Daarom zijn ze zeer geschikt voor schakelbordinstrumenten. De nadelen zijn: uitsluitend geschikt voor wisselstroom, afhankelijk van de frequentie en van de vorm der spanningskromme.

## 82. Drie-ampèremeter methode.

Is het te meten vermogen klein, doordat of stroom, of spanning of arbeidsfactor klein zijn, zodat een wattmeter geen voldoende aanwijzing geeft, dan kan men of met drie ampèremeters of met drie voltmeters, het vermogen van een verbruikstoestel meten.

Bij kleine spanningen gebruikt men de drie-ampèremeter methode

van FLEMING (fig. 117). Men schakelt aan het verbruikstoestel een inductievrije weerstand  $R$  parallel en meet, met drie ampèremeters, de stromen in de takken en de totaalstroom.

De stroom  $I_1$  ijlt, een hoek  $\varphi$  na op de spanning; de stroom  $I_2$  is in phase met de spanning. De totaalstroom  $I$  is de meetkundige som van  $I_1$  en  $I_2$ . Uit het diagram (fig. 117) volgt :

$$I^2 = I_1^2 + I_2^2 + 2I_1I_2 \cos \varphi$$

of

$$\cos \varphi = \frac{I^2 - I_1^2 - I_2^2}{2I_1I_2}.$$

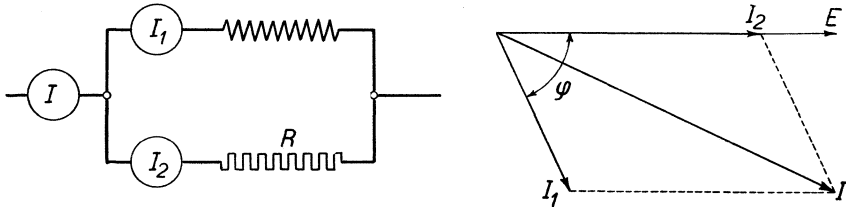


Fig. 117. Drie-ampèremeter methode.

We weten dat het effectverbruik in het toestel,

$$N = EI_1 \cos \varphi$$

Voor  $E$  kunnen we schrijven,

$$E = I_2 R$$

$$\text{dus, } N = I_1 I_2 R \frac{I^2 - I_1^2 - I_2^2}{2I_1 I_2}$$

$$\text{of, } N = \frac{R}{2} (I^2 - I_1^2 - I_2^2).$$

### 83. Drie-voltmetermethode.

Bij zeer kleine stromen gebruikt men de drie-voltmetermethode van AYRTON, SWINBURNE en SUMPNER. Het verbruikstoestel wordt in serie geschakeld met een inductievrije weerstand, en dan worden, bij voorkeur met electrostatische voltmeters, de spanningen gemeten tussen de einden van het verbruikstoestel, tussen de einden van de inductievrije weerstand en tussen de einden van de keten.

Het effectieve verbruik van het toestel is, als  $I$  de stroom is :

$$N = EI \cos \varphi$$



De stroom  $I$  is in de phase met  $E_2$ , derhalve  $I = \frac{E_2}{R}$ .

De stroom  $I$  ijlt echter een hoek  $\varphi$  na op  $E_1$ .  
Uit het spanningsdiagram volgt

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos \varphi.$$

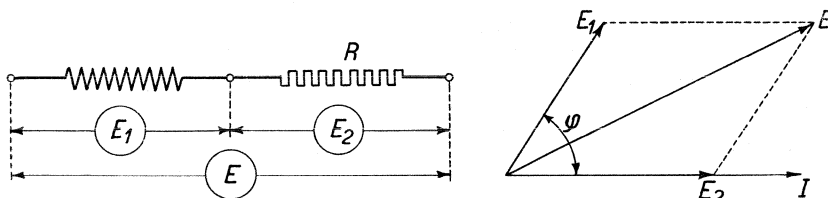


Fig. 118. Drie-voltmeter methode.

$$\cos \varphi = \frac{E^2 - E_1^2 - E_2^2}{2E_1E_2}.$$

De waarden van  $I$  en  $\cos \varphi$  ingevoerd geeft :

$$N = E_1 \frac{E_2}{R} \times \frac{E^2 - E_1^2 - E_2^2}{2E_1E_2}$$

$$N = \frac{1}{2R} (E^2 - E_1^2 - E_2^2).$$

#### 84. Effectmeting bij drie-fasenwisselstroom.

a. bij ongelijke fasebelasting.

Twee-wattmetermethode.

De meest voor de hand liggende methode om het vermogen te meten zou deze zijn, dat men in elke fase een wattmeter schakelt, waarvan de spanningsspoel op de fase-spanning wordt aangesloten. De som van de drie wattmeteruitslagen zou dan het gezochte vermogen zijn. Men kan echter, zoals hieronder nader zal worden aangetoond, onder bepaalde voorwaarden het aantal wattmeters tot twee beperken.

Het gezamenlijk vermogen is op ieder ogenblik gelijk aan de som van de ogenblikkelijke vermogens der drie fasen. Zijn dus op een bepaald ogenblik de phasespanningen  $e_1$ ,  $e_2$  en  $e_3$ ; de phasestromen  $i_1$ ,  $i_2$  en  $i_3$ , dan is het vermogen op dat ogenblik gelijk aan :

$$N = e_1i_1 + e_2i_2 + e_3i_3 \dots \dots (1)$$

Nu is bij sterschakeling der fasen, indien geen nulleider aanwezig is,

$$i_1 + i_2 + i_3 = 0$$

$$i_3 = -i_1 - i_2$$

Ingevuld in (1) geeft dit :

$$N = e_1 i_1 + e_2 i_2 + e_3 (-i_1 - i_2)$$

$$N = i_1(e_1 - e_3) + i_2(e_2 - e_3).$$

Schakelt men nu in twee der fasen een wattmeter (fig. 119), waarvan de spanningsspoelen op de aangegeven wijze de ARON'se schakeling, aangesloten zijn op de lijnspanningen, dan zijn de ogenblikkelijke waarden van stroom en spanning bij de wattmeter  $W_1$ , juist gelijk aan  $i_1$  en  $(e_1 - e_3)$ , bij wattmeter  $W_2$  gelijk aan  $i_2$  en  $(e_2 - e_3)$ .

Zoals we weten, wijst de wattmeter het gemiddeld vermogen aan.

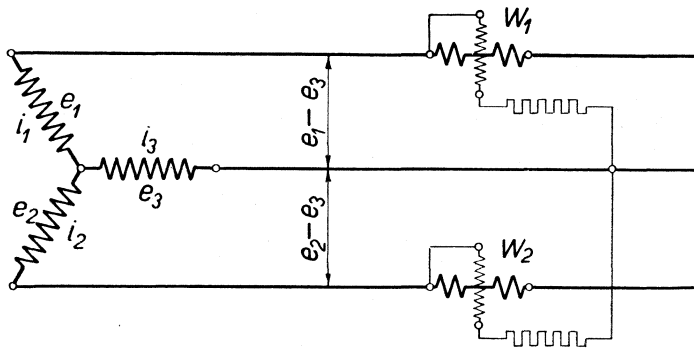


Fig. 119.

De wattmeter  $W_1$  zal dus het gemiddelde van  $\Sigma i_1(e_1 - e_3)$ ; de wattmeter  $W_2$  het gemiddelde van  $\Sigma i_2(e_2 - e_3)$  aanwijzen.

De som der wattmeter-aanwijzingen is dan het gemiddelde van  $\Sigma e_1 i_1 + \Sigma e_2 i_2 + \Sigma e_3 i_3$  en dit is juist het vermogen.

Wil men de effectieve waarden van de lijnstromen en de lijnspanningen in de wattmeteraanwijzingen betrekken, dan dient men de phase-verschuivingen tussen die grootheden in rekening te brengen. Bedragen die bij de wattmeters  $W_1$  en  $W_2$  respectievelijk  $\alpha$  en  $\beta$ , dan is het vermogen voor te stellen door :

$$N = E_1 I_1 \cos \alpha + E_3 I_2 \cos \beta$$

Een en ander wordt nog duidelijker, als we de phaseverschuivingen tussen de stromen en spanningen van de wattmeters, in een vector-diagram voorstellen (fig. 120).

Eenvoudigheidshalve zullen we onderstellen, dat de phaseverschuivingen in alle fasen gelijk zijn. De stroomvectoren maken dan een hoek  $\varphi$  met de spanningsvectoren. In de figuur is  $E_1$  de vector van de spanning  $(e_1 - e_3)$ ;  $E_3$  de vector van spanning  $(e_2 - e_3)$ . De vector  $E$  maakt een hoek  $\alpha$  met de vector  $I_1$ ; de vector  $E$  een hoek  $\beta$  met  $I_2$ . In het geval, dat ook de phasespanningen en stromen gelijk zijn, zal

$$E_1 = E_3 = E \text{ en}$$

$$I_1 - I_2 = I \text{ zijn}$$

De hoek  $\alpha$  is dan,

$$\alpha = 30 - \varphi$$

$$\beta = 30 + \varphi.$$

De wattmeter  $W_1$  wijst dan aan

$$N_1 = EI \cos(30 - \varphi)$$

De wattmeter  $W_2$  wijst dan aan  $N_2 = EI \cos(30 + \varphi)$

$$N = N_1 + N_2 = EI \cos(30 - \varphi) + EI \cos(30 + \varphi)$$

$$N = EI \sqrt{3} \cos \varphi$$

Is  $\varphi = 0$ , dan is  $N_1 = N_2$ ; elke wattmeter wijst dus de helft van de totale capaciteit aan. Wordt  $\varphi$  groter, dan gaat  $W_1$  steeds meer aanwijzen en deze aanwijzing wordt maximum, als  $\varphi = 30^\circ$ .

De wattmeter  $W_2$  gaat bij toenemende waarde van  $\varphi$  minder aanwijzen en als  $\varphi = 60^\circ$ , is de aflezing op  $W_2$  nul. Wordt  $\varphi$  groter dan  $60^\circ$ , dan is de aanwijzing van  $W_2$  negatief, de wattmeter slaat dan de andere kant uit. Is een uitslag naar de andere kant niet af te lezen, dan moeten de verbindingen met de stroom- of spanningsspoel verwisseld worden. Bij voorkeur wisselt men de draden van de spanningsspoel omdat de stroom dan niet onderbroken behoeft te worden. De aanwijzing van  $W_2$  moet nu worden afgetrokken van de aanwijzing van  $W_1$  om het totale effect te vinden.

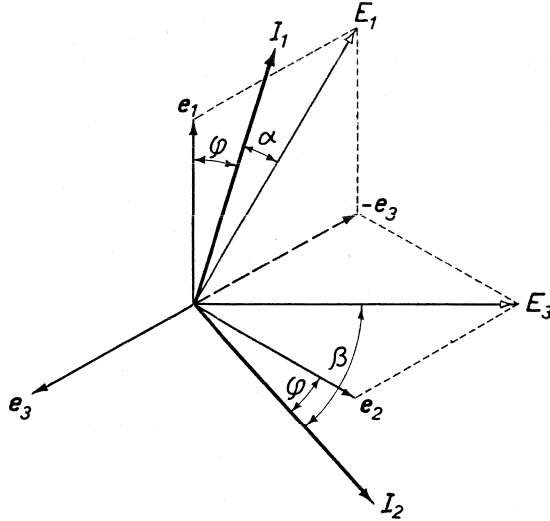


Fig. 120.

**85. Bepaling van de arbeidsfactor.**

Wij vonden in het voorgaande,

$$N_1 = EI \cos (30 - \varphi)$$

$$N_2 = EI \cos (30 + \varphi).$$

Derhalve,

$$N_1 - N_2 = EI \{ \cos (30 - \varphi) - \cos (30 + \varphi) \}$$

of, 
$$N_1 - N_2 = EI \sin \varphi \dots \dots \dots (1)$$

Eveneens,

$$N_1 + N_2 = EI \{ \cos (30 - \varphi) + \cos (30 + \varphi) \}$$

$$N_1 + N_2 = EI \cos \varphi \sqrt{3} \dots \dots \dots (2)$$

Uit (1) en (2) volgt,

$$\frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} = \frac{EI \sin \varphi}{EI \cos \varphi \sqrt{3}}$$

of 
$$\frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} = \frac{1}{\sqrt{3}} \operatorname{tg} \varphi$$

waaruit volgt, 
$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} \sqrt{3}.$$

De arbeidsfactor kan dus uit de aanwijzing der beide wattmeters worden bepaald. Voorwaarde is natuurlijk, dat stroom en spanning zuiver sinusvormig zijn.

**86. Wattmeters voor draaistroom met twee meetsystemen.**

In de praktijk is de beschreven twee wattmeters-methode minder gebruikelijk. Men geeft de voorkeur aan een instrument waarin twee meetsystemen op een gemeenschappelijke as werken, zodat de optelling van het door elk systeem gemeten vermogen in de aanwijzing van het instrument tot uiting komt en het verbruik, ook bij ongelijk belaste fasen en phaseverschuiving, direct wordt afgelezen. Zulke instrumenten noemt men daarom ook wel dubbel-wattmeters. De A.E.G. vervaardigt zulke instrumenten volgens het ferro-dynamisch principe.

**87. Drie-wattmeters-methode.**

We hebben reeds opgemerkt, dat de twee-wattmeters methode niet geoorloofd is in het geval dat een draaistroom-systeem met vierde geleider is uitgevoerd, of in het geval, dat de sterpunten van generator en verbruikstoestellen met de aarde zijn verbonden.

Om het vermogen van een draaistroom-systeem met vierde geleider

bij ongelijke phasebelasting te bepalen, gebruikt men voor elke phase een wattmeter (fig. 121). Elke wattmeter meet dan het vermogen van de phase waarop hij is aangesloten. De som der wattmeteraanwijzingen is dus het vermogen. Zijn de effectieve waarden der phasespanningen gelijk aan  $E'_1$ ,  $E'_2$  en  $E'_3$  die der phasestromen  $I_1$ ,  $I_2$  en  $I_3$  en de phaseverschillen resp.  $\cos \varphi_1$ ,  $\cos \varphi_2$  en  $\cos \varphi_3$ , dan is het vermogen,

$$N = E'_1 I_1 \cos \varphi_1 + E'_2 I_2 \cos \varphi_2 + E'_3 I_3 \cos \varphi_3.$$

Voor nauwkeurige metingen is dit de beste methode, doch men heeft dan niet minder dan 3 wattmeters nodig. Voor technische doeleinden, b.v. voor schakelbordmeters, zal men daarom de voorkeur geven aan een instrument waarin drie meetsystemen aanwezig zijn. De schakeling van de drie meetsystemen is natuurlijk dezelfde als die van de drie afzonderlijke wattmeters.

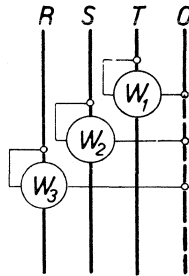


Fig. 121.

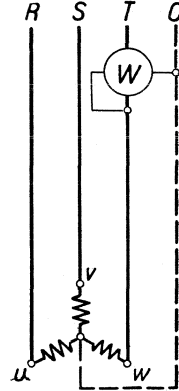


Fig. 122.

### 88. Een-wattmeter-methode : kunstmatig sterpunt.

a. voor gelijk belaste fasen met nulleider.

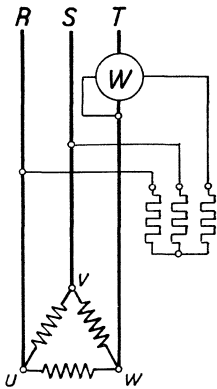


Fig. 123.

Zijn de 3 fasen van een draaistroom-systeem met vierde geleider gelijk belast, b.v. door draaistroommotoren, dan behoeft men slechts het vermogen van een phase te meten. De spanningspoel van de wattmeter wordt dan aangesloten op de phasespanning (fig. 122) en de aanwijzing van de wattmeter moet met 3 worden vermenigvuldigd om het vermogen te vinden.

b. voor gelijk belaste fasen zonder nulleider.

In het geval, dat de vierde geleider ontbreekt, zoals bij krachtinstallaties en bij de driehoeksschakeling, maken we een z.g. kunstmatig sterpunt.

Drie gelijke weerstanden worden daartoe in ster geschakeld en aangesloten op de lijnspanning (fig. 123). Een van deze weerstanden wordt gevormd door de spanningspoel en haar voorschakelweerstand.

c. voor gelijk- en inductievrije belaste fasen zonder nulleider.

Zijn geen weerstanden ter beschikking om een kunstmatig sterpunt te vormen, dan kan men in het hier bovengenoemde geval, het vermogen bepalen als men de spanningsspoel aansluit op de lijnspanning (fig. 124). Het vermogen dat de wattmeter dan aanwijst is, zoals we gezien hebben bij de tweewattmeter-methode, gelijk aan het product van de lijnspanning en de lijnspanning en de cosinus van de phaseverschuivingshoek tussen deze grootheden. Het phaseverschil tussen de lijnspanning  $E$  en de lijnstroom  $I$  is zoals we weten  $30^\circ$ . Het vermogen dat de wattmeter aanwijst is dan,

$$N_1 = EI \cos 30^\circ$$

of,

$$N_1 = \frac{1}{2}EI\sqrt{3}$$

Het totaal vermogen is  $N = EI\sqrt{3}$ . Men vindt derhalve het totaalvermogen door de wattmeteruitslag met 2 te vermenigvuldigen.

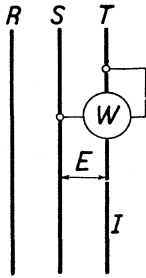


Fig. 124.

---

## HOOFDSTUK XII.

### MEETINSTRUMENTEN SPECIAAL VOOR WISSEL- STROOM.

#### 89. Frequentiemeters.

##### a. Resonantie-frequentiemeter.

De meest gebruikelijke frequentiemeters berusten op het verschijnsel, dat een elastisch lichaam, wanneer het periodiek wordt gestoten, in trilling komt zodra het aantal stoten per seconde gelijk is aan het eigen trillingsgetal van het lichaam.

Bij de resonantie-frequentiemeters is een serie dunne smalle ijzeren strookjes, z.g. tongen, van verschillende lengten, langs een electro-

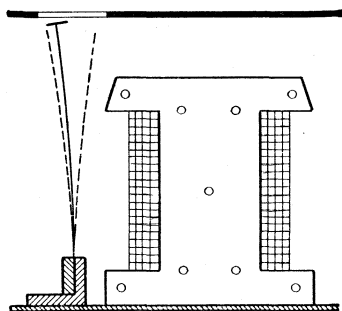


Fig. 125.  
Resonantie-frequentiemeter.

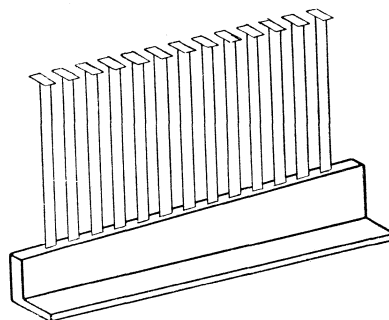


Fig. 126. Tongensysteem van een  
resonantie-frequentiemeter.

magneet geplaatst, welke op de wisselspanning is aangesloten. Doordat de lengten van de tongen verschillend zijn, is het eigen trillingsgetal van alle tongen verschillend. Het eigen trillingsgetal is het aantal trillingen dat zulk een tong per seconde maakt als men haar aanstoot. De tongen worden alle door de periodieke veranderingen in sterkte van de electromagneet beïnvloed, doch die tong, waarvan het eigen trillings-

getal gelijk is aan het aantal malen per seconde dat de electromagneet zijn maximale sterkte heeft, verkrijgt de grootste uitwijkingen.<sup>1)</sup>

Om met enige nauwkeurigheid de frequentie te kunnen vaststellen, moet het aantal tongen zo worden gekozen, dat in het frequentiegebied waarvoor de meter bestemd is, normaal dus 50 Hz, voor ieder kwartperiode een tong beschikbaar is.

De uitwijkingen zijn binnen bepaalde grenzen onafhankelijk van de netspanning waarop het instrument is aangesloten.

b. Wijzer-frequentiemeter.

Wanneer in een parallelschakeling van twee ketens, de ene uitsluitend Ohmse weerstand, de ander inductieve weerstand bevat, zal alleen in de laatste, bij verandering van de frequentie, de stroomsterkte veranderen.

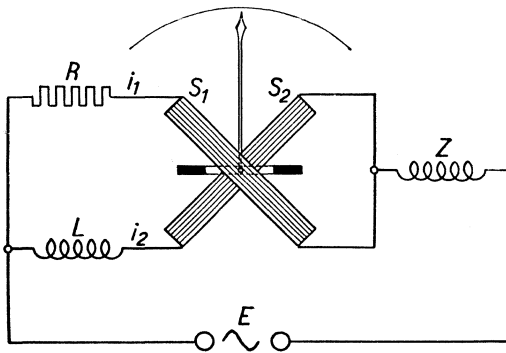


Fig. 127. Wijzerfrequentiemeter van WESTON.

Op dit beginsel berust de wijzerfrequentiemeter van WESTON, welke schematisch is weergegeven in fig. 127. Van twee gekruiste spoelen  $S_1$  en  $S_2$  worden, zoals de figuur aangeeft,  $S_1$  in serie met een Ohmse weerstand  $R$ ,  $S_2$  in serie met een Ohmse weerstand  $L$  geschakeld. De beide ketens zijn parallel geschakeld en dan met een voorgeschakelde inductieve weerstand  $z$ , welke dient om de opgenomen stroom te begrenzen, aangesloten op de netspanning.

Vermeerdering van de frequentie van de wisselspanning zal tengevolge hebben, dat de verhouding van de stromen  $i_1$  en  $i_2$  groter wordt.

Daar de spoelen  $S_1$  en  $S_2$  in de ruimte een hoek met elkaar maken en de stromen  $i_1$  en  $i_2$  in phase verschillen, zal een elliptisch draaiveld ontstaan. Een stukje weekijzer, dat zich binnen de spoelen kan draaien, stelt zich met zijn lengterichting in de hoofdas van de ellips. De richting van die hoofdas varieert met de frequentie, derhalve zal een op de as van het stukje weekijzer bevestigde wijzer de frequentie aanwijzen.

1) Het besproken verschijnsel noemt men resonantie, d.i. medetrillen. Ieder heeft dit verschijnsel — dikwijls onbewust — wel eens in een ander geval waargenomen. Bekend toch is, dat de uitwijking (amplitude) van een schommel of van een slinger voortdurend groter wordt als men hem in de maat (rhythme) der schommelingen een duw geeft. De maat der schommeling is afhankelijk van de lengte der schommel. Een korte schommel of slinger maakt per seconde meer slingeringen dan een lange. Elke schommel heeft dus een eigen „trillingsgetal”.



**90. Phasemeter.**

Phasemeters zijn toestellen waarmede men de arbeidsfactor,  $\cos \varphi$ , kan meten. De betekenis van de arbeidsfactor hebben we vroeger reeds besproken. In verband daarmee is het wenselijk, dat men de grootte van de arbeidsfactor met een direct aanwijzend meetinstrument kan controleren.

De phasemeter van BRUGER, schematisch weergegeven in fig. 128, bestaat uit een vaststaande stroomspoel waarbinnen twee loodrecht gekruiste spoelen op de wijzeras zijn bevestigd. Beide spoelen zijn aangesloten op de spanning, de ene over een Ohmse weerstand  $R$ ; de andere over een smoorspoel  $L$ . Hierdoor zal de stroom  $i_1$  in phase zijn met de spanning; de stroom  $i_2$  daarentegen zal nagenoeg  $90^\circ$  naajlen.

De stroomloop in de gekruiste spoelen is zo, dat de gemiddelden der momenten, welke het veld  $H$  der stroomspoel op de beide spanningsspoelen uitoefent, elkaar tegenwerken. Daar er verder geen andere momenten op de spoelen werken, zullen deze zich zo plaatsen in het veld der stroomspoel, dat de momenten elkaar opheffen.

Zijn de richtingen van de stromen in de stroom- en spanningsspoelen op een zeker ogenblik die welke in fig. 128 zijn aangegeven, dan kunnen we met de linkerhandregel de richting van de krachten  $K_1$  en  $K_2$  bepalen.

Maakt de spoel  $A$  een hoek  $\alpha$  met de verticaal, dan zal spoel  $B$  een hoek  $\alpha$  maken met de horizontaal. Noemen we  $b$  de breedte van de spoelen, dan is het moment van  $K_1$ ,

$$M_1 = K_1 b \sin \alpha \dots\dots (1)$$

en het moment van  $K_2$

$$M_2 = K_2 b \cos \alpha \dots\dots (2)$$

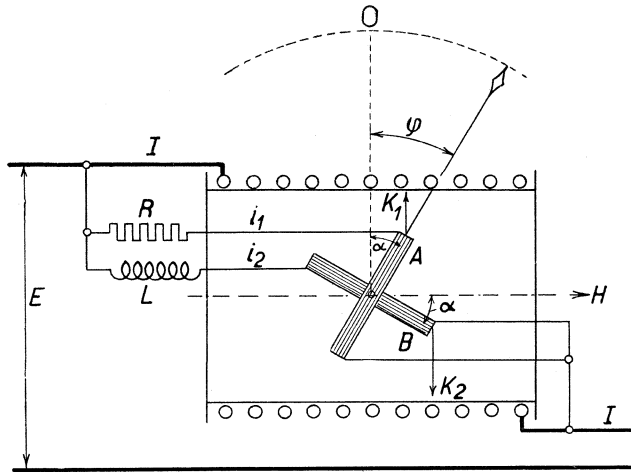


Fig. 128. Phasemeter van BRUGER.

Zijn de stromen in de spanningsspoelen gelijk  $i_1$  en  $i_2$ ; de veldsterkte van het veld der stroomspoel  $H$ , dan zou, indien er fasegelijkheid tussen  $i_1$  en  $H$  bestond,

$$K_1 = c_1 i_1 H$$

en omdat zoals reeds gezegd is, de stroom  $i_2$ ,  $90^\circ$  najlt op  $E$  zal, als  $c_1$  en  $c_2$  constanten zijn,

$$K_2 = c_2 i_2 H \cos 90^\circ.$$

Daar de laatste uitdrukking gelijk is aan nul, zal dus alleen het moment van  $K_1$  bestaan en plaatst de spoel  $A$  zich verticaal en dus spoel  $B$  horizontaal; de wijzer komt dan op het nulpunt van de schaal.

Ijlt de verbruiksstroom  $I$  in de stroomspoel een hoek  $\varphi$  na op de netspanning  $E$ , dan zal, omdat  $i_1$  in phase is met  $E$ , het faseverschil tussen  $i_1$  en  $H$  eveneens gelijk zijn aan  $\varphi$ . De gemiddelde kracht op de spanningsspoel  $A$  wordt dan,

$$K_1 = c_1 i_1 H \cos \varphi.$$

Verder zal, omdat  $i_2$   $90^\circ$  najlt op de spanning,

$$K_2 = c_2 i_2 H \cos (90^\circ - \varphi)$$

of,

$$K_2 = c_2 i_2 H \sin \varphi$$

Voeren we deze waarden van  $K_1$  en  $K_2$  in, in de vergelijkingen (1) en (2), dan volgt,

$$M_1 = c_1 i_1 H \cos \varphi \times b \sin a$$

en,

$$M_2 = c_2 i_2 H \sin \varphi \times b \cos a$$

de spoelen zijn nu in evenwicht wanneer,

$$M_1 = M_2$$

of als,

$$c_1 i_1 H \cos \varphi \times b \sin a = c_2 i_2 H \sin \varphi \times b \cos a.$$

Het instrument kan zo worden geconstrueerd, dat,

$$c_1 i_1 = c_2 i_2.$$

Alsdan is,  $\cos \varphi \sin a = \sin \varphi \cos a$

of,

$$\operatorname{tg} a = \operatorname{tg} \varphi$$

dus,

$$a = \varphi.$$

Hieruit ziet men, dat de faseverschuivingshoek  $\varphi$  direct wordt afgelezen. Gewoonlijk voorziet men het instrument zowel van een gradenschaal als  $\cos \varphi$  schaal. De arbeidsfactor is dan direct af te lezen.

### 91. De oscillograaf.

Een oscillograaf is een toestel, dat dient voor het waarnemen en de photographische registrering van snel veranderlijke stromen, in het bijzonder van wisselstromen.

We kunnen de oscillograven onderscheiden in :

- a. de electromagnetische oscillograaf;
- b. de kathodestraaloscillograaf;
- c. de glimlichtoscillograaf.

De electromagnetische oscillograaf.

Deze oscillograaf, waarvan de inrichting het eerst is aangegeven door den Fransman BLONDEL, bestaat uit een krachtige permanente

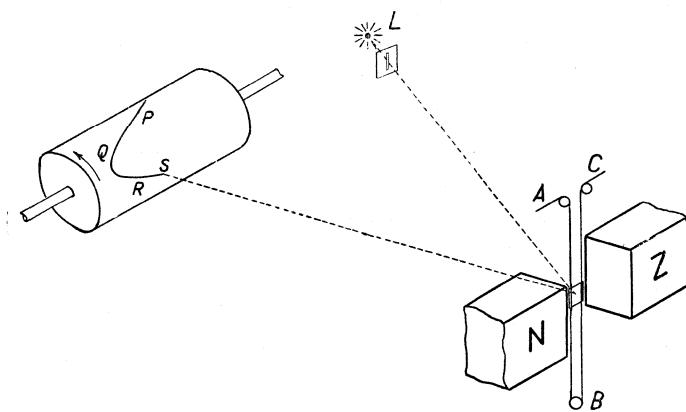


Fig. 129. Principe van oscillograaf.

magneet of uit een electromagneet, tussen welks polen zich één enkele winding, een z.g. lus bevindt, waardoor een klein breukdeel van de te onderzoeken stroom wordt gevoerd.

In fig. 129 vindt men een schematische voorstelling van zulk een oscillograaf. De winding bestaat uit een lus  $ABC$ , van uiterst dun metaal-draad, die onder en boven zodanig is bevestigd, dat ze altijd strak blijft gespannen. In het midden tussen de polen is een zeer klein spiegel-tje, ter grootte van één vierkante mm gekit.

Voeren we een wisselstroom door de winding, dan zal er een veranderlijk electromagnetisch koppel op de winding werken. Door de geringe traagheid van de winding zal deze in staat zijn om de ogenblikkelijke veranderingen van het koppel te volgen, op deze wijze, dat de hoek die de winding wordt gewrongen, evenredig is aan de

ogenblikkelijke stroomsterkte van de wisselstroom. Het aan de winding bevestigde spiegeltje voert daardoor een zeer snel heen en weer draaiende beweging uit, waarbij het tegenwerkend koppel door de torsie van de winding wordt verkregen.

Het licht van een gelijkstroombooglamp  $L$  valt door een spleet en door tussenkost van lenzen wordt een fijne sterke lichtbundel op het spiegeltje geworpen en door dit gereflecteerd.

Indien we het gereflecteerde licht met een scherm opvingen, zouden we een lichtlijn te zien krijgen, omdat de opeenvolgende posities van de door de lichtbundel veroorzaakte lichtstip op het scherm, ongeveer een achtste seconde lang door onze ogen worden vastgehouden. Wil men op elk ogenblik de grootte van de uitwijkingen waarnemen, dan moeten we het scherm bewegen. Het doelmatigst hiervoor is een draaiende spiegel of, indien men de uitwijkingen photographisch wil vastleggen, een draaiende trommel waaromheen een photographische film is gewikkeld en waarop men de uitwijkingen projecteert. Valt op een zeker tijdstip de lichtbundel op een punt  $P$  van de trommel, een ogenblik later (de trommel is intussen verder gedraaid) valt de bundel in  $Q$  enz. De kromme  $PQRS$  is dan de uitwijkingkromme en, daar de uitwijkingen evenredig zijn met de ogenblikkelijke stroomsterkten, wordt deze kromme aangeduid als stroomkromme.

Gewoonlijk worden zulke oscillograven met twee lussen uitgerust, zodat men stroom- en spanningskrommen gelijktijdig kan opnemen en de phaseverschuiving tussen stroom en spanning kan waarnemen.

Voor hoogfrequente wisselstromen, zoals die in de radiotechniek voorkomen, zijn deze oscillograven niet geschikt. Men gebruikt daarvoor traagheidsloze oscillograven, meestal de kathodestraaloscillograaf.

#### b. De kathodestraaloscillograaf.

Deze oscillograaf bestaat in zijn eenvoudigste vorm uit een glazen

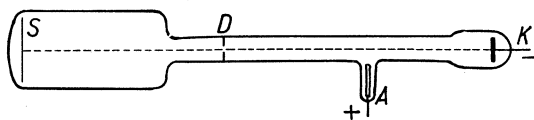


Fig. 130. BRAUN'se buis.

ontladingsbuis waarin twee electroden, de anode  $A$  en de kathode  $K$  zijn aangebracht. Verder bevat de buis een diaphragma  $D$  en een micascherm  $S$ , waarop met

behulp van waterglas een dun laagje gekristalliseerd zinksulfide is aangebracht (fig. 130).

Verbindt men de electroden met een gelijkstroombron van hoge spanning, b.v. een electriseermachine, dan worden, omdat de druk

in de buis zeer gering is, door de kathode electronen uitgezonden die met grote snelheid loodrecht van het kathode-oppervlak af bewegen; ze vormen de z.g. kathodestralen. Deze stralen zijn zelf onzichtbaar, maar waar ze het zinksulfide op het scherm *S* treffen, zendt dit een blauw licht uit, het fluoresceert. Het diaphragma *D* begrenst de bundel zo, dat op het scherm slechts een klein lichtend vlekje, een lichtstip te zien is.

Wanneer we nu loodrecht op de bundel kathodestralen, een magnetisch veld laten werken, wijkt de bundel af, waardoor de lichtstip op het scherm zich verplaatst en wel in een richting loodrecht op de krachtlijnen van het magnetisch veld. De richting van de afwijking is te bepalen met de bekende linkerhandregel, waarbij we als stroomrichting, de richting *S* — *K* moeten aannemen. Immers, als we zeggen, dat een stroom in een geleider loopt van *A* naar *B*, bewegen zich de electronen in die geleider van *B* naar *A*.

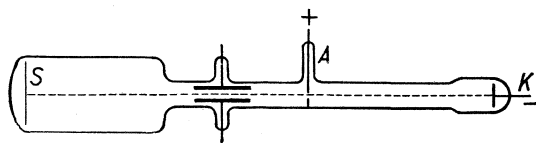


Fig. 131.

De te onderzoeken wisselstroom wordt nu gevoerd door een spoel waarvan de as loodrecht op de kathodestralenbundel staat. Er vormt zich dan een wisselveld, dat de ene halve periode de lichtstip naar boven, de andere halve periode naar beneden

doet afwijken. De grootte van de afwijking is evenredig met de sterkte van de kathodestralenbundel en met die van het magneetveld. Wordt de eerste constant gehouden, dan is de afwijking dus recht evenredig met de ogenblikkelijke sterkte van het magneetveld, dus met de ogenblikkelijke stroomsterkte.

Men ziet om bekende redenen, de ogenblikkelijke plaatsen van de lichtstip op het scherm gelijktijdig, dus als een lichtend streep. Bekijkt men die in een draaiende spiegel, dan ziet men de wisselstroomkromme als een lichtende kromme die ook photographisch kan worden vastgelegd.

De beschreven buis is uitgevonden door F. BRAUN (1897) en wordt daarom de BRAUN'se buis genoemd.

Behalve door een magnetisch veld, kan men ook door een electricch veld de kathodestralen laten afwijken. Daartoe worden in de buis twee metalen plaatjes zodanig aangebracht, dat de kathodestralenbundel tussen de plaatjes doorgaat (fig. 131). Legt men nu een spanning aan de platen, dan wijken de kathodestralen af in de richting van het posi-

tieve plaatje. De verklaring hiervan ligt voor de hand: Immers de kathodestrallen bestaan uit snel voortbewegende electronen (negatieve electriciteitsdeeltjes). Hierop oefent de positieve plaat aantrekkende en negatieve plaat afstotende krachten uit. Hoe groter het potentiaalverschil tussen de platen is, des te groter is de afwijking van de kathodestrallenbundel. Wanneer we een wisselspanning tussen de plaatjes laten werken, zal de lichtstip op het scherm periodiek heen en weer bewegen en een lichtlijn beschrijven, die men op bekende wijze kan analyseren.

In de laatste jaren is de kathodestraaloscillograaf, vooral tengevolge van de pogingen om de televisie te verwezenlijken, aanzienlijk verbeterd. Men onderscheidt de moderne kathodestraalbuizen in:

- a. gasbuizen;
- b. hoogvacuumbuizen.

Beide soorten buizen bevatten een kleine, indirect verhitte oxydkathode, omringd door een metalen cilinder, de z.g. WEHNELT-cilinder, die op een negatieve potentiaal wordt gehouden en daardoor de door de kathode uitgezonden electronen tot een smalle bundel concentreert, zodanig, dat ze practisch alle door een kleine opening in de anode

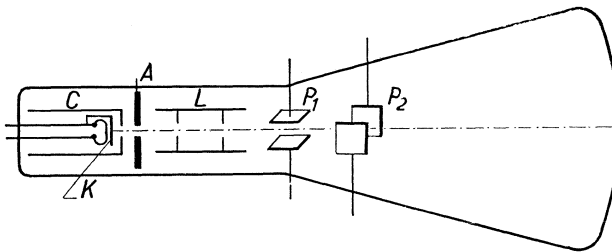


Fig. 132. Kathodestraal-oscillograaf.

passeren.<sup>1)</sup> Bovendien werkt deze cilinder als het rooster bij een radio-lamp, n.l. door verandering van de negatieve spanning is de electronenstroom te regelen. Schematisch is een

en ander voorgesteld in fig. 132, waar *K* de kathode, *C* de WEHNELT-cilinder en *A* de doorboorde anode voorstelt.

Wanneer de electronen uit de anodeopening schieten, vormen ze tengevolge van de onderlinge afstoting een min of meer divergerende bundel kathode stralen. Ze moeten echter een smalle bundel vormen, opdat de vlek op het fluorescerend scherm zo lichtsterk en zo scherp mogelijk zal zijn. Daarom moet men zoals men dit noemt de bundel focuseren, d.w.z. we moeten hem een brandpunt op het scherm laten vormen. Hiertoe onderscheiden we twee middelen:

1) Men noemt dit deel der buis wel eens het „electronenkanon”.

1. de buis wordt gevuld met gas onder lage druk,  $10^{-2}$  —  $10^{-3}$  mm;
2. het vacuum in de buis wordt zo hoog mogelijk opgevoerd en achter de anode wordt een z.g. electronenlens aangebracht.

De buizen waarin het eerstgenoemde middel voor de focusering wordt toegepast noemt men gasbuizen. De invloed van het gas op de focusering moge hier met een enkel woord worden toegelicht: De uit de anode schietende electronen zullen het gas in de buis ioniseren. Daar de massa der ionen veel groter is dan die der electronen en de ionen dus minder snel bewegen, vormen ze op de weg der electronen een positieve baan, die de erlangs schietende electronen aantrekt, zodat de electronenstraal wordt geconcentreerd.

Hoewel de gasbuizen constructief eenvoudiger zijn dan de vacuumbuizen, hebben ze het nadeel, dat de concentrerende werking der gasionen varieert met de intensiteit van de kathodestraal. In gevallen waar deze veranderlijk is, b.v. bij de televisie, geeft men de voorkeur aan de vacuumbuis.

In de vacuumbuis geschiedt de concentratie der electronen door een electronenlens. Dit kan zijn een magnetische- of een electrostatische lens.

De magnetische lens wordt gevormd door een solenoïde, waarvan de as samenvalt met de as van de buis. Door de magnetische krachten welke het magnetisch veld op de electronen uitoefent worden deze geconcentreerd in de as der buis.

De meer gebruikelijke electrostatische lens bestaat in hoofdzaak uit een achter de anode aangebrachte metalen cilinder welke op een negatieve potentiaal wordt gehouden en daardoor de kathodestrallen op electrostatische wijze naar de as afbuigt, zodanig, dat ze op het scherm een brandpunt vormen.

Zowel de gasbuizen als de vacuumbuizen bevatten twee stel platen (fig. 133). Het ene stel dient om de kathodestrallen te beïnvloeden door de te onderzoeken spanning. De werking daarvan hebben we reeds bij het oude buistype leren kennen. Het andere stel platen, waarvan de vlakken loodrecht op die van het andere stel staan, dient om de bundel te doen afwijken in een richting loodrecht op die in welke de te onderzoeken spanning de bundel doet afwijken. Daartoe wordt aan deze platen een spanning gelegd, die evenredig met de periode van de te onderzoeken spanning aangroeit en aan het einde van de periode onmiddellijk op nul terugvalt. Hierdoor wordt de vorm van de wisselspanningskromme op het fluorescerend scherm zichtbaar, zodat de analyserende draaiende spiegel kan vervallen.

De daarvoor vereiste spanning kan worden voorgesteld door de kromme in de fig. 135 en wordt verkregen door z.g. tijdbasiscircuit,

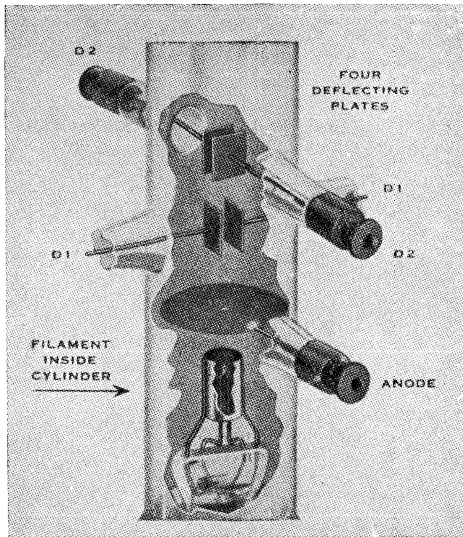


Fig. 133.

waarvan een schakeling in fig. 134 is gegeven. Een condensator  $C$  wordt over een passende weerstand  $R$  geladen door een batterij. De klemmen van de condensator zijn verder verbonden met een ontladingsbuis  $B$ , b.v. in de vorm van een neonlamp. Zodra de spanning is gestegen tot boven de ontstekspanning van de neonlamp, ontsteekt de lamp. Haar weerstand daalt daarbij plotseling tot een kleine waarde en de condensator zal zich vlug over deze weerstand ontladen totdat de spanning gedaald is tot de uitdoofspanning van de neonlamp. Dan zal een hernieuwde lading van de

condensator plaats vinden en het beschreven verschijnsel zal zich opnieuw voordoen.

De spanning aan de condensator-klemmen valt dus van een spanning  $V_1$  terug op een spanning  $V_2$  en groeit dan geleidelijk weer aan van  $V_2$  tot  $V_1$  (fig. 135). Dit verschil, dat bij een neonlamp ongeveer 30 volt bedraagt, is voldoende om de kathodestraal de gewenste afwijking in de richting van de tijdbasis te geven.

Ofschoon de buis in haar laatste vorm constructief veel ingewikkelder is geworden, bezit ze onmiskenbare voordelen boven de oorspronkelijke BRAUN'se buis. Vooreerst kan door de toepassing der gloeikathode, de anodespanning veel kleiner worden gekozen.

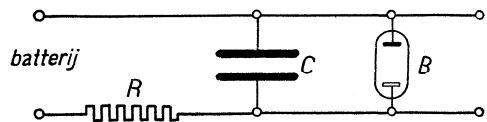


Fig. 134.

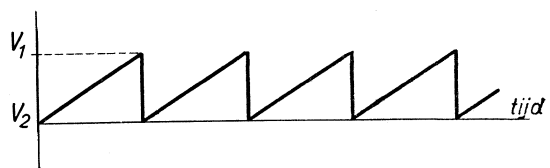


Fig. 135.



Enige honderden volts zijn dikwijls al voldoende, zodat geen elektrische machine nodig is. Voorts is een zeer scherpe focussing van de fluorescerende vlek mogelijk. Ten slotte vervangt het tijdbasiscircuit de draaiende spiegel of bewegende photographische plaat.

## 92. De glimlichtoscillograaf.

Deze bestaat uit een glazen buis met twee electroden van ijzerdraad, waarvan de einden 1 à 2 mm van elkaar liggen (fig. 136). Als vulling gebruikt men zuivere stikstof onder zodanige druk, dat er bij stroomdoorgang slechts blauw glimlicht op de negatieve electrode ontstaat. De lengte van dit glimlichtlaagje is evenredig met de stroomsterkte.

Voert men een wisselstroom door de buis, dan zal, omdat de electroden om beurten negatieve pool zijn, het glimlicht afwisselend aan de een of andere electrode verschijnen, doch door de traagheid van onze ogen zien we de beide electroden gelijktijdig met glimlicht bedekt.

Analyseren we het verschijnsel met een draaiende spiegel wiens as evenwijdig is aan de ijzerdraden, dan ziet men lichtbeelden begrensd door een kromme waarvan de

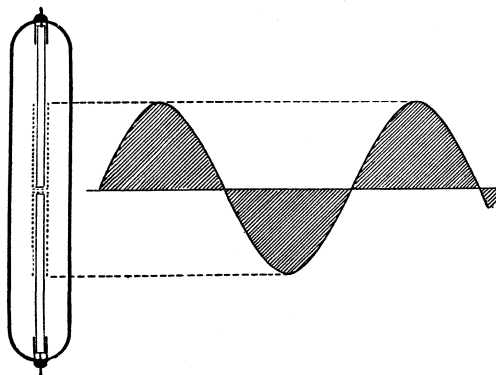


Fig. 136. Glimlichtoscillograaf.

ordinaten evenredig zijn met de ogenblikkelijke stroomsterkten. In geval van een enkelvoudige wisselstroom is deze kromme een sinussoide.

Even als de kathodestraaloscillograaf, werkt de glimlichtoscillograaf zonder traagheid. Tegenover het voordeel van zijn grote eenvoud van inrichting staat het nadeel, dat de lichtsterkte vrij klein is, waardoor het photographisch vastleggen van het lichtverschijnsel moeilijk is.

---

## HOOFDSTUK XIII.

### WISSELSTROOM-WATTURENMETERS.

#### 93. Principe van de inductie-watturenmeter.

De meest gebruikte watturenmeters voor één- en meerphasige wisselstroom zijn de inductiemeters. Het principe van deze berust op de inducerende werking van twee magnetische wisselvelden welke sterkten afhangen van de stroom en de spanning. Deze wisselvelden induceren in een aluminiumschijf wervelstromen. De reactie welke door deze stromen op de wisselvelden wordt uitgeoefend, uit zich in een tangentiale kracht op de schijf waardoor deze gaat draaien. Door een passende constructie kan het elektrisch koppel, dat op de schijf werkt, vrij nauwkeurig evenredig worden gemaakt met het te meten vermogen. Een weerstandbiedend koppel wordt verkregen door een of meer permanente magneten, die in een ander deel der schijf, tijdens haar rotatie, wervelstromen opwekken. Het toerental van de schijf wordt dan evenredig met het te meten vermogen; het totaal aantal omwentelingen in een zekere tijd, evenredig met de in die tijd gebruikte hoeveelheid energie.

Watturenmeters volgens dit principe bezitten het voordeel, dat door het ontbreken van wrijvende contacten de constructie zeer eenvoudig en robust is te maken. Dit voordeel, het grote debiet van wisselstroomwatturenmeters zijn oorzaak, dat er veel fabrikaten van deze instrumenten bestaan. De uitvoeringen van de verschillende fabrikaten verschillen slechts in details, niet in principe. Het principe zullen we in het volgende nader beschouwen.

#### 94. Theorie van de inductie-watturenmeter.

In fig. 137 stelt *K* een drie-kernig gelamelleerd ijzerlichaam voor. De binnenste kern draagt een wikkeling die op de spanning wordt aangesloten, terwijl op de buitenste kernen twee in serie geschakelde spoelen zitten door welke de stroom wordt geleid. In de luchtspleet tussen de kernen en een gelamelleerd ijzeren sluitstuk, bevindt zich een

aluminiumschijf, waarvan de as met een telwerk is gekoppeld. Verder is  $M$  een permanente magneet waarvan de polen over de schijf grijpen.

We kunnen nu twee magnetische wisselvelden onderscheiden: ten eerste het veld van de stroomspoelen, we zullen dat aangeven door

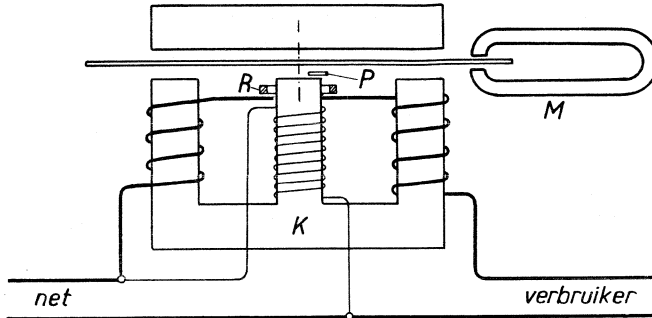


Fig. 137.

$\Phi_1$ ; ten tweede het veld van de spanningsspoeel, dat we door  $\Phi_2$  zullen voorstellen.

De afmetingen van de kernen moeten zo gekozen worden, dat de inductie daarin evenredig blijft met de veranderingen van de belasting. Alsdan is het veld  $\Phi_1$  evenredig met de stroom en het veld  $\Phi_2$  evenredig met de spanning. Verder moet er voor worden gezorgd, dat bij inductievrije belasting het veld  $\Phi_2$  van de spanningsspoeel  $90^\circ$  naaijft op het veld  $\Phi_1$  van de stroomspoelen. Gedeeltelijk wordt dit bereikt door de grote zelfinductie van de spanningsspoeel en voor het overige door bijzondere inrichtingen, waarop we later nog terugkomen.

De beide wisselvelden  $\Phi_1$  en  $\Phi_2$  induceren in de aluminiumschijf wervelstromen  $i_1$  en  $i_2$ , waarvan de sterkten evenredig zijn met de inducerende velden en de frequentie daarvan. Deze stromen zullen  $90^\circ$  naaijlen op de velden. Bij constante netfrequentie kan men ze voorstellen door:

$$i_1 = c_1 \Phi_1 \dots \dots \dots (1)$$

$$i_2 = c_2 \Phi_2 \dots \dots \dots (2)$$

als  $c_1$  en  $c_2$  constanten zijn.

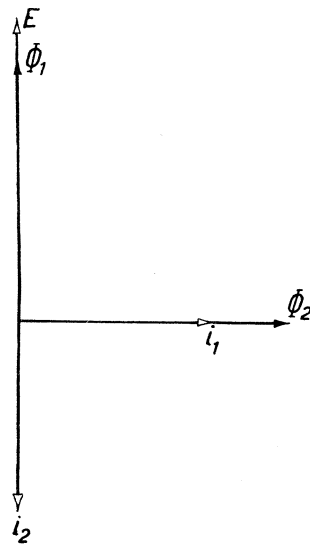


Fig. 138.

Uit het vectordiagram (fig. 138), waarin we het voorgaande vectorisch hebben voorgesteld, blijkt dat de stroom  $i_1$  in phase is met het veld  $\Phi_2$ , terwijl de stroom  $i_2$  tegengesteld, dus  $180^\circ$  in phase verschoven is met  $\Phi_1$ . De betekenis hiervan zal nu blijken als we, met behulp van fig. 139 *a* en fig. 139 *b*, nagaan welke krachten tussen de werelstroomen en de inducerende velden optreden.

In fig. 139 *a* zijn de banen getekend van de werelstroomen  $i_1$  die op een zeker ogenblik door het veld  $\Phi_1$  worden geïnduceerd. Deze stroomen lopen door het veld van  $\Phi_2$ . Heeft dit veld op dat ogenblik de richting die door het kruisje is aangegeven — we zullen dat de positieve

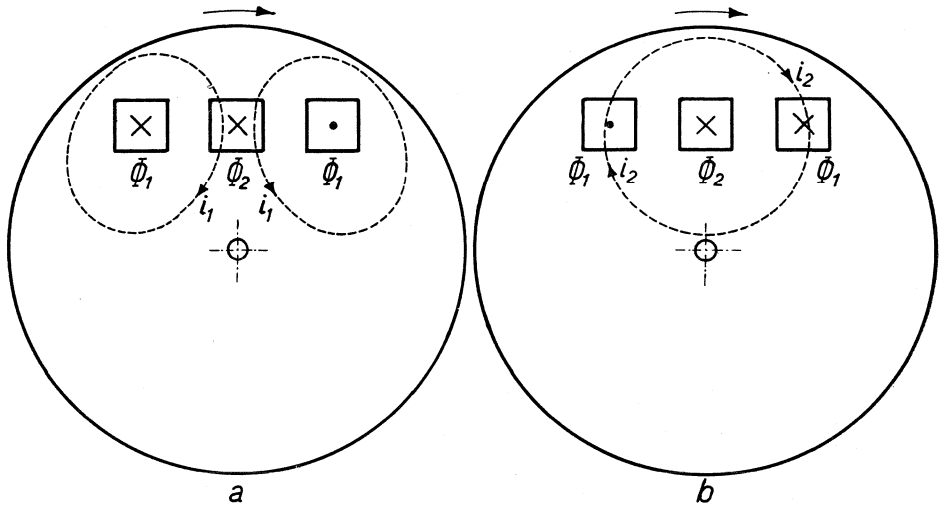


Fig. 139.

richting noemen — dan is de kracht die het veld op de stroom  $i_1$  uitoefent, volgens de linkerhandregel, naar rechts gericht. Dit is dus de ogenblikkelijke richting van de kracht, doch, zoals we gezien hebben in het vectordiagram, is er phasengelijkheid tussen  $\Phi_2$  en  $i_1$ , zodat de kracht op elk ogenblik naar rechts is gericht.

In fig. 139 *b* is de baan van de stroom  $i_2$  getekend. Deze stroom ijlt  $90^\circ$  na op  $i_1$ . Als de stroom in het vectordiagram de grootste positieve waarde bezit, zal  $\Phi_1$  negatief zijn, derhalve is de polariteit der buitenste kernen die welke door de pijlen is aangegeven. De kracht die het veld  $\Phi_1$  op de stroom  $i_2$  uitoefent is dus ook naar rechts gericht. Men ziet hieruit dat de beide krachten in dezelfde richting werken. Er treden dus twee koppels op waarvan de momenten de gemiddelden zijn van de ogenblikkelijke momenten. We kunnen ze voorstellen door :

en,  

$$M_1 = c_3 \Phi_2 i_1$$

$$M_2 = c_4 \Phi_1 i_2$$
 waarin  $c_3$  en  $c_4$  constanten zijn.

Bestaat er tussen de netstroom en de netspanning een faseverschil  $\varphi$ , dan maakt in het vectordiagram de stroom  $I$  een hoek  $\varphi$  met de spanningsvector  $E$  (fig. 140). Daardoor zullen ook de vectoren van  $\Phi_1$  en  $i_1$  een hoek  $\varphi$  verschuiven, terwijl  $\Phi_2$  en  $i_2$  hun standen behouden. De genoemde momenten veranderen daardoor in de verhouding  $\cos \varphi$ , zodat de momenten zijn voor te stellen door,

$$M_1 = c_3 \Phi_2 i_1 \cos \varphi,$$

$$M_2 = c_4 \Phi_1 i_2 \cos \varphi.$$

Het totaal gemiddeld moment op de schijf is derhalve,  
 $M = M_1 + M_2 = c_3 \Phi_2 i_1 \cos \varphi + c_4 \Phi_1 i_2 \cos \varphi.$

Voeren we de waarden van  $i_1$  en  $i_2$  uit de vergelijkingen (1) en (2) in, dan volgt,

$$M = c_1 c_3 \Phi_1 \Phi_2 \cos \varphi + c_2 c_4 \Phi_1 \Phi_2 \cos \varphi.$$

Daar het stroomveld  $\Phi_1$  evenredig is met de stroom  $I$  en het spanningsveld  $\Phi_2$  evenredig is met de spanning  $E$ , volgt, onder invoering van een constante  $c$ ,

$$M = cEI \cos \varphi.$$

Onder de invloed van dit moment zal de schijf gaan draaien. Er treedt dan echter een remmend moment op, dat door de permanente magneet wordt veroorzaakt. Doordat n.l. de schijf in het veld van de permanente magneet draait, worden in de schijf wervelstromen opgewekt. De tangentiale kracht, die daardoor op de schijf wordt uitgeoefend, is evenredig met het product van het veld en de daardoor geïnduceerde wervelstroom. De sterkte van de wervelstroom is evenredig met het toerental  $N$  en omdat het veld van de permanente magneet constant is, zal de remmende kracht evenredig zijn met het toerental, zodat het remmend moment op de schijf kan worden voorgesteld door,

$$M_w = c'N.$$

De schijf zal nu met constant toerental gaan draaien zodra het elektrisch koppel op de schijf gelijk is aan het remmend koppel. Derhalve als,  

$$M_e = M_w$$
 of,  

$$cEI \cos \varphi = c'N.$$

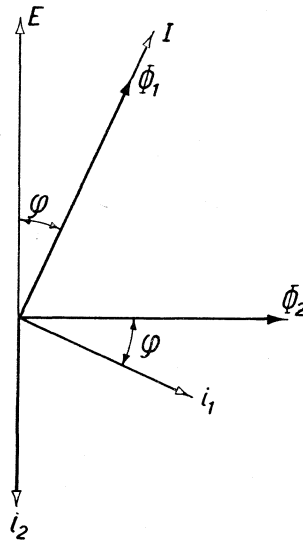


Fig. 140.

Vermenigvuldigen we beide zijden van de vergelijking met de tijd  $t$ , dan volgt,

$$cEIt \cos \varphi = c'N$$

of, met invoering van een eindconstante  $C$ ,

$$EIt \cos \varphi = C \times Nt$$

In woorden: De verbruikte energie in een zekere tijd is evenredig met het totaal aantal omwentelingen in die tijd.

Het totaal aantal omwentelingen wordt met behulp van een telwerk gemeten en is dus een maat voor de verbruikte energie in watturen.

### 95. De justering van de inductie-watturenmeter.

Voor de justering bezit de watturenmeter nog enige hulpinrichtingen die we hier in het kort zullen nagaan. Ze dienen voor:

1. de phase-instelling;
2. de compensering van het wrijvingskoppel;
3. het tegengaan van het „kruipen” bij nullast;
4. de instelling van het toerental.

#### 1. De phase-instelling.

Bij de bespreking van de theorie is vooropgesteld, dat in geval van inductievrije belasting, dus als  $\cos \varphi = 1$  de phaseverschuiving tussen het stroomveld en het spanningsveld  $90^\circ$  moet bedragen. Alleen met een spanningsspoel is dit phaseverschil niet te bereiken; men komt daarmee tot ongeveer  $80^\circ$ . Daarom brengt men op de kern der spanningsspoel (fig. 137), dicht bij de schijf, een uit één of enige windingen bestaande spoel  $R$  aan, die men, of kortsluit, of over een kleine inductievrije weerstand sluit. In deze wikkeling wordt door het spanningsveld een stroom geïnduceerd. Deze stroom geeft aanleiding tot een lekveld. Door geschikte afmetingen van de wikkeling (meestal één ring) en haar plaats op de kern, kan men het zover brengen, dat de resultante van het oorspronkelijk aanwezige veld en het lekveld,  $90^\circ$  met het stroomveld in phase verschoven wordt.

#### 2. De compensering van het wrijvingskoppel.

Hiertoe is een hulpkoppel nodig, dat in de meeste gevallen op zeer eenvoudige wijze verkregen wordt, door een gedeelte van het front van de kern der spanningsspoel met een dun ijzeren strookje  $P$  af te dekken (fig. 137). In dit strookje induceert het spanningsveld een wervelstroom die een afschermende werking uitoefent voor dat deel der schijf, hetwelk voor het strookje ligt, m.a.w. er treden door het strookje geen krachtlijnen in de schijf. De wervelstroom in het plaatje

oefent nu een aantrekkende electrodynamische kracht uit op de wervelstroom, die in het, naast het strookje liggende deel der schijf door het spanningsveld wordt geïnduceerd. Er ontstaat dan een koppel op de schijf, dat, door regeling van de positie van het plaatje, gelijk kan worden gemaakt aan het wrijvingskoppel.

### 3. Het tegengaan van het kruipen bij nullast.

Door de beschreven compensering van het wrijvingskoppel verkeert bij nullast de schijf in een labiele ruststand en ze kan, door een kleine verandering van het wrijvings- of compenseringsmoment, licht overgaan in een langzame rotatie, het z.g. „kruipen”. Ter voorkoming daarvan wordt vaak in de aluminiumschijf een stukje ijzer aangebracht. Zodra bij nullast dit stukje ijzer onder de invloed van de permanente magneet komt zal de schijf stoppen.

### 4. De instelling van het toerental.

Daar het toerental een maat is voor het vermogen, is de instelling van het toerental een eerste vereiste. Dit geschiedt door regeling van het remmend moment van de permanente magneet. Twee middelen kunnen daartoe worden aangewend:

1e. wijziging van de stand der permanente magneet t.o.v. de as der aluminiumschijf. Hoe verder deze van de schijfas is verwijderd, des te groter is de arm van het remmend koppel en des te groter dus het remmend vermogen. Het toerental wordt daardoor dus kleiner.

2e. het aanbrengen van een verplaatsbare magnetische shunt op de polen van de permanente magneet. Hierdoor kan de sterkte van de krachtstroom, die door de schijf gaat, worden geregeld en, zoals we weten, is de grootte van de remmende kracht daarvan afhankelijk.

De invloed van de temperatuur op de aanwijzing van deze watturen-meters is gering. Wel verandert de weerstand van de aluminiumschijf met ongeveer 0,4 % per graad en dientengevolge zal bij temperatuurstijging de sterkte van de wervelstromen in de schijf afnemen, maar daar dit in gelijke mate zijn invloed doet gelden op het electrisch en remmend moment, zal de temperatuur dus geen invloed op de aanwijzing hebben. In dit opzicht onderscheidt zich de inductie-watturen-meter zich gunstig van de gelijkstroommotormeter bij welke de temperatuur wel een rol speelt.

### 96. Draaistroom-wattureneters.

Draaistroom-wattureneters worden eveneens als inductie-wattureneters gebouwd. Ze zijn zo ingericht, dat de energie van de drie

fasen gezamenlijk wordt gemeten. Daartoe bezitten deze meters twee of drie meetsystemen, die op een gemeenschappelijke as werken en volgens de twee- of driewattmetermethode zijn geschakeld.

Voor draaistroom met ongelijk belaste fasen zonder nulleider, bezitten deze meters, zoals uit fig. 141 blijkt, twee op een gemeenschappelijke as bevestigde schijven. Op elke schijf werkt een elektrisch systeem en een remmagneet. De beide elektrische systemen worden volgens de ARON'se schakeling in de stroomvoerende leidingen geschakeld.

Voor draaistroom met ongelijk belaste fasen en belaste nulleider, zijn drie meetsystemen nodig (vergelijk no. 87). De meters worden daarvoor gefabriceerd met twee- of met

drie schijven. In die met twee schijven werken op de ene schijf twee elektrische systemen en op de andere schijf het derde elektrische systeem en een remmagneet. In de meters met drie schijven werkt op elke schijf een elektrisch systeem en een remmagneet.

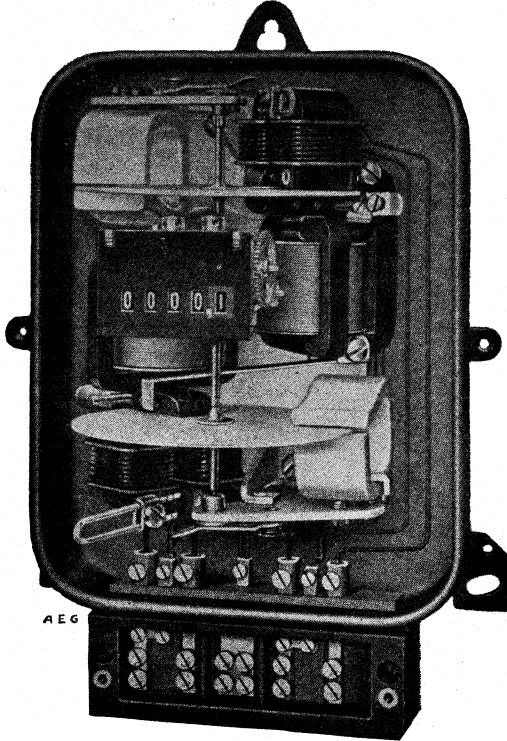


Fig. 141. Wattureneter der A. E. G.