DTU Bibliotek

Denne fil er downloadet fra

Danmarks Tekniske Kulturarv

www.tekniskkulturarv.dk

Danmarks Tekniske Kulturarv drives af DTU Bibliotek og indeholder scannede bøger og fotografier fra bibliotekets historiske samling.

Rettigheder

Du kan læse mere om, hvordan du må bruge filen, på *www.tekniskkulturarv.dk/about*

Er du i tvivl om brug af værker, bøger, fotografier og tekster fra siden, er du velkommen til at sende en mail til *tekniskkulturarv@dtu.dk*

62.1.30
0

H. M. WISSING
PROTOKOLFABRIK
ALLE ÅRTER
PROTOKOLLER LEVERES
PAA BESTILLING
ROSENGAARDEN 11
TELF. 2051 V.

TEKNISK BIBLIOTEK
PAA DEN POLYT. LÆREANSTALT.

Regler for Udlaan.

1. Ved Laanets Modtagelse kvitteres og nøjagtig Adresse opgives.
2. Forandret Adresse maa straks meddeles Biblioteket.
3. Ingen har Ret til at laane Bøger for længere Tid ad Gangen end 1 Maaned. Dog regnes Juli og August tilsammen for 1 Maaned.
4. Efter 1 Maaneds Forløb kan Laanet fornyes, saafremt Bogen forevises og ikke er søgt tillaans af andre.
5. Der kan ikke laanes mere end 4 Bind ad Gangen uden Tilladelse fra Direktøren for den polytekniske Læreanstalt.
6. Laaneren er pligtig at godtgøre Biblioteket de Udgifter der voldes ved Vanrøgt eller Bortkastelse af Bøger samt ved Indkaldelse af Laan, som ikke rettidig ordnes. Mangler som findes ved Modtagelsen kan noteres paa Kvitteringen.
7. Uden Hensyn til Tiden for Kvitteringens Underskrift skal Bøgerne skraks afleveres, naar de hjemkaldes paa Grund af Revision eller deslige.
8. Disse Regler gælde ogsaa for Udlaan af Tegninger.

DEN TEKNISKE FORENING

DEN TEKNISKE FORENING

VEXELSTRØMTHEORIER
OG
DERES ANVENDELSE I PRAXIS

HAANDBOG FOR

FYSIKERE, MASKIN- OG ELEKTROINGENIØRER

OG

LÆREBOG FOR

STUDERENDE VED HØIERE TEKNISKE LÆREANSTALTER

AF

CARL FR. HOLMBOE
ELEKTROINGENIØR

MED 121 I TEXTEN TRYKTE FIGURER OG ILLUSTRATIONER

POLYTEKNISK
Teknisk Bibliotek
LÆREANSTALT

ALB. CAMMERMEYERS FORLAG

62130. 0

Kristiania. — Marius Stamnes' bogtrykkeri — 1903.

FORORD.

Forfatteren haaber i nærværende bog at have samlet de vigtigste af vexelstrømtheorierne, samt i en efter hver afdeling systematisk ordnet exempelsamling at have vist theoriens anvendelse i praxis.

Mangt og meget, som synes mig af mindre interesse, er udeladt, medens der er lagt megen vegt paa fremstillingen af de moderneste anskuelser, hvorunder man vel ogsaa tør regne vektordiagrammerne, der i væsentlig grad letter studiet af vexelstrømproblemerne.

Bogen er hovedsagelig bestemt for fysikere, maskin- og elektroingeniører samt studerende ved høiere tekniske læreanstalter. Med henblik paa den sidste kategori inden bogens læsekreds er alle mathematiske problembehandlinger principielt udelukket; thi selv om disse i de fleste tilfælder betinger en elegantere stofbehandling, bereder de dog som oftest nybegynderen betydelige vanskeligheder.

I «indledning» vil man finde en kort rekapitulation af det magnetiske felt, hvortil er benyttet etpar bemærkninger om det absolute elektrotekniske maalsystem. Rekapitulationen begynder omtrent der, hvor examen artiums fysikalske pensum slutter, og ender med etpar i det praktiske liv anvendte vigtige feltberegninger.

Efter indledningen paabegyndes saa den egentlige behandling af vexelstrømmen; dens momentane og effektværdier o. s. v. samt de fænomener, der opstaar, naar den ledes gjennem ohmsk modstand, selvinduktion og kapacitet hver for sig, naar de to førstnævnte modstandsarter er forenede, og naar alle tre modstande virker i forening. Herpaa anvendes de saa indvundne theorier ved behandlingen af diagrammerne for overføring af elektrisk energi med vexelstrøm.

Efter dette kapitel følger saa flerfasestrømmene, transformatorer, synkronmaskiner, convertere, asynkronmaskiner og endelig de conpenserede og compounderede asynkronmaskiner.

Om enhver af de her nævnte afdelinger kunde der skrives bindstærke værker; det er derfor ikke at vente, at denne bog skulde beskjæftige sig med detailforklaringer og bitheorier; dog haaber jeg, at indholdet, trods dets kortfattede form, er ordnet saaledes, at det ikke stiller alt for store fordringer til læserens forkundskaber.

Til alle dem, der ved udlaan af clicheer har bidraget til at anskueliggjøre de forskjellige maskiner og apparater, oversender jeg herved min forbindtligste tak, der i særdeleshed tilkommer firmaerne *Elektricitetsaktieselskabet A. E. G., A/S Elektriske Bureau og A/S Siemens & Halske, hersteds.*

Min specielle tak skylder jeg sluttelig forlæggerfirmaet, der i væsentlig grad, ved at stille en righoldig illustrationssamling til min disposition, har bidraget til at give bogen et til dens øiemed svarende udstyr.

Kristiania i december 1902.

C. F. Holmboe.

RETTELSER.

Side 14. Tegningen er fig. 9, ikke fig. 8.
« 15. I anmærkningen l. 2 f. o. staar midlertidige, læs: midlere.
« 21, l. 5 f. o. staar: vi medfører, læs: vi indfører.
« 38, l. 1 f. o. staar: tabel, læs: kabel.
« 63, l. 3 f. o. staar: vinkelen mellem $-l_3$ og $l_1 = 200^0$, læs: 120^0.
« 107, l. 3 f. o. staar: periferi, læs: overflade.
« 109, l. 10 f. n. staar: I og II sit halve negative maximum, læs: I og III o. s. v.
« 137, l. 4 f. o. staar: 22,6, læs: 2,26.

Indhold.

Side.

Indledning.

A. Det magnetiske felt 1
B. Hysteresis og hvirvelstrømme (Foucaultstrømme) 6
C. Praktiske exempler af det foregaaende 10
Kraftlinjespredning 14

Vexelstrømproblemernes grafiske og analytiske behandling.

Kapitel I.

A. Selvinduktion 20
B. Vexelstrømme 23
C. Vexelstrømmaskiners elektromotoriske kraft 27

Kapitel II.

A. Vexelstrømme i ohmsk modstand (Ohms lov) 29
B. Vexelstrømme i sevlinduktion og ohmsk modstand 31
C. Vexelstrømmes effekt 34
D. Strømkomponenter 35
E. Vexelstrømme i kapacitet og ohmsk modstand.
1. *Kondensatorer* 36
2. *Kondensatorladning ved vexelstrøm* 38
F. Vexelstrømme i selvinduktion, kapacitet og ohmsk modstand . . . 41
G. Praktiske exempler 46
H. Drosselspoler 49

Kapitel III.

A. Flerfasede vexelstrømme.
1. *Tofasestrøm* 53
a. Tværsnitsberegning 55
2. *Roterende felter* 56
3. *Trefasestrøm* (dreiestrøm) 61
a. Tværsnitsberegning 64
B. Kobberforbruget ved 1, 2 og 3-fasede vexelstrømme 65
C. Overfladevirkning 68

Vexelstrømtransformatorer.

Kapitel IV.

A. Indledende bemerkninger 70
B. Vexelstrømtransformatortheorier uden hensyntagen til spredningsfeltet 71
C. Transformatordiagrammer 73
D. Diagrammer for tranformatorer med spredningsfelt 77

Side.

Vexelstrømtransformatorer.

Kapitel IV.

E. Methode for experimental bestemmelse af spændingstabet 82
F. Specielle transformatorkoblinger 83
G. Transformation af polycykliske strømme 85
H. Transformatorernes konstruktionsformer 90
I. Effekttab i transformatorer 95
J. Transformatorberegning 96

Vexelstrøm-, synkrongeneratorer og motorer.

Kapitel V.

A. Vexelstrømmaskinernes inddeling 103
B. Ankerviklinger 105
1. *Ringviklinger* 105
2. *Trommelviklinger* 106
3. *Spoleviklinger* 111
4. *Viklinger for superponerede strømme* 114
C. Synkronmaskinernes konstruktionsdetails 116
D. Beregning af dynamoaxens dimensioner 128
E. Effekttab ved lagerfriktion 130

Kapitel VI.

A. Spændingstab 132
B. Beregning af den kappske faktor 134
C. Armaturreaktioner 137
D. Kortslutningsstrømmen. Dens karakteristik 140
E. Statisk karakteristik 144
F. Beregning af en 200 kw. dreiestrømdynamo 145

Kapitel VII.

A. Vexelstrømmaskiner i paralleldrift 151
B. Parallelkobling 154
C. Kurveformens indflydelse paa paralleldriften 158
D. Pendelsvingninger 160
E. Synkronmaskinen som motor 163
F. Roterende transformatorer 164
G. Lidt om omformernes beregning 168

Asynkrone motorer og generatorer.

Kapitel VIII.

A. Asynkronmotorens elektriske og mekaniske egenskaber 170
B. Beregning af en asynkronmotor 175
C. Asynkrone enfasemotorer 186
D. Startapparater for enfasede asynkronmotorer 188
E. Kompenserede og kompounderede asynkronmaskiner 190

Anvendte betegnelser.

Jeg har forsøgt mest mulig at samle og anvende de af den internationale elektrikerkongres i Chicago 1893 fastsatte betegnelser. Hvor disse manglede, anvendes de, der hyppigst forekommer i de ledende fagorganer.

Da det græske og latinske alfabet ikke strækker til ved det antal betegnelser, der her forekommer, skal der udtrykkelig bemærkes, at nedenstaaende betegnelser kun gjælder der, hvor intet andet i texten er bemærket.

A. Arbeide (kgm. resp. erg.).
a. Midlere viklingsskridt.
B. Feltintensitet = antal kraftlinjer pr. cm.^{2}.
b. Polbue i cm.
C. Kapacitet (Farad).
c. Konstant faktor.
D. Ankerdiameter.
d. Diameter.
E, e. Spænding (volt eller absolut).
EMK. Elektromotorisk kraft.
F, f. Kraft (kg. resp. dyn.).
G. Vegt i kg.
g. $= 9{,}81 \frac{\text{m}}{\text{sek.}}$
H. Feltstyrke.
h. Høide.
J, i. Strømstyrke (ampère eller absolut).
K, k. Faktorer.
L. Selvinduktionskoefficient (Henry).
l. Længde.
M. Vindingstal.
m. Polstyrke (magnetisk masse).
N. Antal ledere paa ankerperiferien.
n. Omdreiningstal pr. minut.
P. Effekt (watt, kilowatt o. s. v.)
p. Polpartal.
Q, q. Coulomb.
R. r. Modstand (Ohm. resp. absolut).
S, s. Tværsnit.
t. Tidsrum.
U, u. Potential (volt).
v. Hastighed $\frac{\text{m}}{\text{sek.}}$
w. Modstand pr. armaturleder.
y. Ankernutdeling.

α. Vinkel mellem pol og viklingsmidte ved belastet synkronomaskine.

β. Temperaturkoefficient.

γ. Specifik materialmodstand.

δ. Luftafstand mellem anker og poler i cm.

$\triangle$ Spændingstab i ledninger.

ε. Spændingstab i maskiner.

ζ. Asynkronisme.

η. Nytteeffekt.

ϑ. Spredningsfeltets modstand.

λ. Midlere viklingslængde.

μ. Permeabilitet.

ν. Spredningsfaktor for synkrone maskiner.

π. 3,14.

ϱ. Magnetomotorisk kraft.

σ. Spredningsfaktor for transformatorer og asynkrone maskiner.

τ. Poldeling.

Φ. Magnetfelt $= \int BdS$.

φ. Faseforskyvning.

Ψ. Forskyvningsvinkel mellem spændingsvektorer.

ω. Vinkelhastighed.

$\sim$. Periodetal = det halve polvexeltal.

Endvidere er indført følgende forkortelser:

A.E.G. Allgemeine Elektricitätsgesellschaft, Berlin.
Sch. Elektrizitäts.Aktiengesellschaft vorm. Schuckert & Co., Nürnberg.
S. & H. Siemens & Halske, A. G., Berlin.
E.T.Z. Elektrotechnische Zeitschrift.
T.U. Teknisk Ugeblad.

Indledning.

A. Det magnetiske felt.

Det magnetiske felt er det rum, der omgiver en magnet, og til hvis grænse man kan spore magnetiske virkninger.

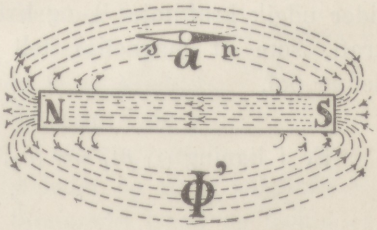
Det er almindelig bekjendt, at hvis man bringer en magnetnaal i nærheden af en anden magnet, saa tiltrækker de ulige poler hinanden, d. v. s. nordpolen tiltrækker sydpolen, og omvendt.

Fjerner man magnetnaalen, saa aftager den gjensidige indflydelse, og naar en vis grænse er naaet, ophører virkningen ganske. *Man har naaet det magnetiske felts grænse* [1]).

Betegnes med m_1 og m_2 to med afstanden r ifra hinanden fjernede magneters masser (intensitet), saa er den kraft, som magneterne udøver paa hinanden, hvad enten den ytrer sig som tiltrækkende eller frastødende, ifølge *Coulomb:*

$$f = \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2} \qquad (1)$$

Fig. 1.



Altsaa kan man sige: Den kraft, som to magneter udøver paa hinanden, er proportional produktet af deres magnetiske masser, og omvendt proportional afstandens kvadrat.

Fig. 1 fremstiller en magnet; de punkterede linjer Φ' er feltets *kraftlinjer;* man tænker sig nemlig det magnetiske felt sammensat af usynlige, gummibaandlignende snore, der udøver en trækkende kraft paa alle *paramagnetiske* legemer, d.v.s. gode kraftlinjeledere.

[1]) Theoretisk seet har det magnetiske felt ingen grænser.

De vigtigste paramagnetiske legemer er: jern, staal, nikkel, kobalt og krom; disse er modsætninger til de *diamagnetiske* legemer, der kun er daarlige kraftlinjeledere, og hertil hører: luft, træ, silke, ebonit m. fl.

Kraftlinjerne forløber, som fig. 1 viser, fra nordpolen til sydpolen; inde i magneten forløber de naturligvis fra syd- til nordpolen (tilbagevirkning).

Bringer man en magnetnaal a ind i feltet, stiller den sig saaledes, at den danner den *gunstigste vei* for kraftlinjerne, d. v. s. den indstiller sin retning saaledes, at de fra nordpolen kommende kraftlinjer træder ind i dens sydpol og ud af dens nordpol. — Har magnetnaalen en Cardan'sk ophængning, d. v. s. kan den bevæge sig til alle sider, saa kan man ved at føre naalen fra nord- til sydpolen forfølge de kraftlinjers retning, som naalens axe gjennemløber.

Bringer man et stykke jern ind i en magnets kraftfelt, vil man mærke, at jernet med stor kraft bliver tiltrukket af magneten, eller rettere sagt, af dens kraftlinjer; thi det er disse usynlige snore, der tager fat i jernstykket og drager det med altid større kraft henimod polerne.

Det tal, som angiver, hvor mange gange et paramagnetisk legeme leder kraftlinjerne bedre end et diamagnetisk, betegner vi med μ; dette forholdstal er for de to legemer, der hovedsagelig kommer til at interessere os, nemlig jern og luft, ca. $2500 \div 5000$.

Jernet leder altsaa de magnetiske kraftlinjer $2500 \div 5000$ gange bedre end luften under ellers lige omstændigheder. μ betegner man som jernets permeabilitet. Er B kraftlinjetætheden i jern og H det samme for samme tværsnit luft, saa er

$$B = \mu . H. \qquad (2)$$

Hvis man kunde forestille sig et punkt, hvorfra der til alle sider udgik kraftlinjer [1]), og hvis magnetiske masse er m, saa er den kraft, som et magnetisk felt med intensiteten H vilde udøve paa denne pol,

$$f = H . m. \qquad (3)$$

Er i ligning (1) $m_1 = m_2$, saa er:

$$f = \frac{m^2}{r^2}$$

eller:

$$H = \frac{m}{r^2} \qquad (4)$$

[1]) Magnetisk enhedspol; det vil sige en selvstændig nord- eller sydpol existerer ikke; derimod existerer selvstændige elektriske enhedspoler, positive eller negative. Sammenlign hyldemarvskugler med statisk ladning.

Det samlede antal kraftlinjer erholder man af feltintensiteten H og tværsnittet s:

$$d\Phi = H\,d\,s$$
$$\Phi = \int H\,d\,s$$
$$\Phi = H.\,s \qquad (5)$$

De antal kraftlinjer, der udgaar fra ovenfornævnte punkt, er

$$\Phi = \int \frac{m}{r^2}\,d\,s,$$

naar der antages, at punktet har kugleform med radien r, altsaa er:

$$\Phi = \frac{m}{r^2}\int d\,s = 4\,\pi\,m \qquad (6)$$

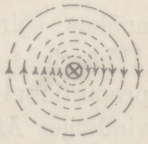
Er punktet et enhedspunkt ($m = 1$), saa udgaar der fra dette $4\,\pi$ kraftlinjer.

Imidlertid er det ikke bare magneter, der omgives af et magnetisk felt; ogsaa enhver leder, som fører en elektrisk strøm, er omgivet af et felt. Dette felt kalder man imidlertid ikke det magnetiske felt, men det *galvaniske* eller *dynamoelektriske felt.*

Disse to felters, det magnetiske og det dynamoelektriske, virkninger er de samme, uagtet den maade, hvorpaa de frembringes, er saa vidt forskjellig.

Fig. 2 er en leders tværsnit, der fører en elektrisk ligestrøm; som man ser, er lederen forsynet med et kors; dette antyder, at strømmens retning er imod papiret; er tværsnittet derimod forsynet med et punkt, saa antyder dette, at strømmen er rettet imod læseren.

Fig. 2.



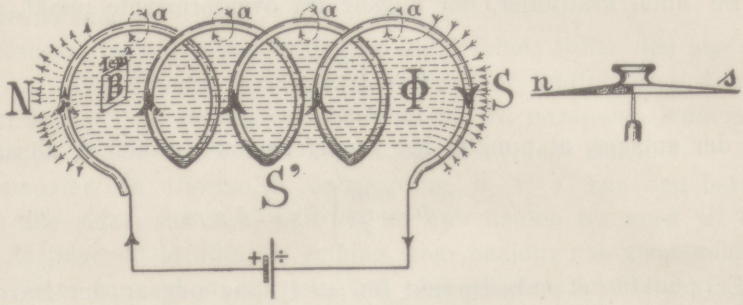
Som man ser i fig. 2, kredser feltet om lederen som centrum i *uhrviserretning*; var derimod strømmen kommet læseren imøde, saa havde feltet kredset i *moduhrviserretning.* Man kan altsaa sige: *Se i strømmens retning, saa kredser feltet i uhrviserretning.*

Vikler man nu den ovenfor omtalte leder op til et *solenoid S'* (fig. 3), hænger dette op i en tynd, torsionsfri traad og forbinder solenoidets frie ender med et element saaledes, at dets vindinger gjennemskydes af en elektrisk strøm, saa gjør man den mærkelige iagttagelse, at dette solenoid antager alle en staalmagnets egenskaber: en magnetnaal bliver tiltrukket resp. frastødt, det indstiller sin ret-

ning efter den magnetiske meridian o. s. v. Dette kan vi i tilslutning til det foregaaende let forklare os:

Enhver af solenoidets spiraler er jo en leder for sig; alle disse ledere omkredses af hver sit felt, som har samme retning (se de

Fig. 3.



smaa punkterede feltcirkler a fig. 3). Disse smaa felter sætter sig sammen til et resulterende felt, hvis styrke er lig summen af de enkelte felters; vi kommer altsaa til den slutning, at det resulterende felt træder ud ved N og ind ved S.

Nu har vi tidligere lært, at der, hvor kraftlinjerne træder ud, er der en nordpol, og hvor de træder ind, en sydpol; følgelig er N solenoidets nordpol, S dets sydpol. Betragter man nu solenoidets poler, og sammenligner disse med strømmens retning gjennem spiralerne, saa kommer man til følgende vigtige sætning:

Ved et solenoids sydpol kredser strømmen i uhrviserretning, ved dets nordpol i moduhrviserretning.

Vil man beregne det antal kraftlinjer, der opstaar ved, at solenoidets spiraler fører strømmen i, saa kan man dertil benytte den *Weber'ske sætning*, som siger, at et solenoids magnetiske moment er proportional den af strømmen indesluttede flade s, solenoidets antal vindinger M, samt strømmen i:

$$f = M.\, s.\, i. \qquad (7)$$

Nu kan vi tænke os dette solenoid erstattet af en magnet, hvis polintensitet vi finder ved at dividere f med solenoidets længde l:

$$m = \frac{M.\, s.\, i}{l}$$

Nu er ifølge formel (6) $\Phi = 4.\, \pi.\, m.$

Altsaa: $$\Phi = \frac{4.\, \pi.\, M.\, s.\, i}{l} \qquad (8)$$

Her er strømmen indført absolut[1]); indføres strømmen i ampère, maa man dividere med 10.

Dividerer vi 8 paa begge sider med s og indfører strømmen i ampère, saa er

$$\frac{\Phi}{s} = H = \frac{4\pi}{10} \cdot \frac{M.\, i}{l} \qquad (9)$$

Produktet $M.\, i$ angiver, hvor mange gange strømmen er slynget om feltet, og betegnes med X (ampèrevindinger eller ampèrestave).

Er solenoidet ikke fyldt med luft, men med jern, saa voxer antallet kraftlinjer μ gange.

$$B = \mu.\, H = \mu. \frac{4\pi}{10} \cdot \frac{X}{l} \qquad (10)$$

B betegner man i praxis med «den magnetiske induktion» og angiver *antal kraftlinjer pr. cm.*[2]

Foretager vi nu en liden forandring med formel (10), idet vi siger:

$$\Phi = sB = \frac{\frac{4\pi}{10} \cdot X}{\frac{1}{\mu} \cdot \frac{l}{s}},$$

saa erholder vi den bekjendte analogi mellem magnetiske og elektriske strømkredse[2]); betegner vi $\frac{4\pi}{10} \cdot X$ med ϱ = den magnetomotoriske kraft, og $\frac{1}{\mu} \cdot \frac{l}{s}$ med ϑ = den magnetiske modstand, saa er

$$\Phi = \frac{\varrho}{\vartheta}$$

Man kan altsaa sige:

Det magnetiske felt er proportional den magnetomotoriske kraft, og omvendt proportional den magnetiske modstand. (Analog den Ohm'ske sætning).

---

[1]) Se tabellen side 19.

[2]) Den elektriske modstand R er som bekjendt $= \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{l}{s}$, hvor γ er det tal, der angiver, hvor mange gange det materiel leder strømme bedre resp. slettere end kviksølvenheden; l og s er lederens længde i meter og tværsnit i mm.^{2}.

Føres det magnetiske felt gjennem substanser af forskjellig permeabilitet, længde og tværsnit, som f. ex. luft, støbejern, smedejern etc., saa er Φ analog de elektriske strømkredse:

$$\Phi = \frac{\frac{4\pi}{10} \cdot X}{\frac{1}{\mu_1} \cdot \frac{l_1}{s_1} + \frac{1}{\mu_2} \cdot \frac{l_2}{s_2} + \ldots \frac{1}{\mu_n} \cdot \frac{l_n}{s_n}} \qquad (10\,a)$$

B. Hysteresis og hvirvelstrømme (Foucaultstrømme).

Efterat vi i det foregaaende i korte træk har behandlet det magnetiske felt i dets forskjellige former, vil vi gaa over til at omtale et par interessante fænomener, hvori det magnetiske felt spiller en hovedrolle.

Fig. 4.

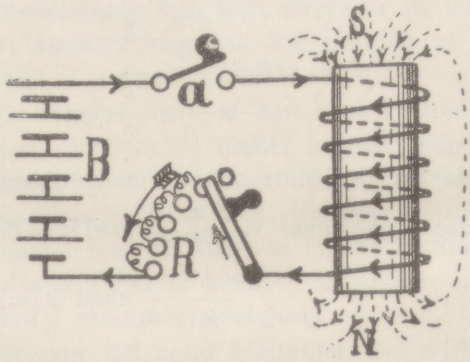
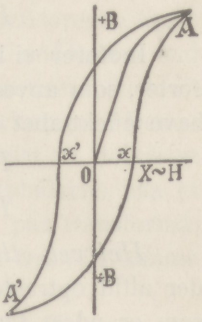


Fig. 4 fremstiller et med jern fyldt solenoid eller *elektromagnet*, som vi i fremtiden vil kalde det; B er en strømkilde — f. ex. akkumulatorer — og R en reguleringsmodstand. Antager man, at jernet før slutning af bryderen a var fuldstændig umagnetisk, saa vil det ved slutning af a antage en feltintensitet $B = \frac{\Phi}{S}$; forstærker man nu efterhaanden den magnetiserende kraft X = amp. $\times$ elektromagnetens vindingstal, idet man fører reguleringshaandtaget i den med pilen angivne retning, og indtegner man B i et koordinatsystem som en funktion af X, saa erholder man en kurve OA fig. 5, der krydser koordinatsystemets nulpunkt. — Formindsker man nu den magnetiserende kraft indtil 0, vil man se, at den saaledes erholdte

kurve ikke, som man skulde tro, dækker OA, men forløber som kurve Ax'; dette kan forklares derhen, at jernets molekyler indeholder en vis træghed for atter at give fra sig den engang optagne magnetiske kraft.

Fig. 5.



Lader man herpaa strømmen gjennemløbe magnetens vindinger i den modsatte retning af den foregaaende, saa kommer man til den negative kurve $x'A'$; formindsker man atter strømmen indtil nul, kommuterer den og lader den atter naa sit positive maximum, saa erholder man sluttelig kurven $A'xA$.

Denne kredsproces $Ax'A'xA$ repræsenterer et effekttab, der optræder nærsagt ved alle elektriske maskiner; man betegner denne ommagnetiseringsproces med *statisk hysteresis*.

Anm. X er ifølge formel 9 ($M.\ i$) proportional H. Vi ser af kurve OA, at μ ikke er konstant, men at den aftager med tiltagende kraftlinjeintensitet.

Den fulde ommagnetisering, fra et positivt maximum A gjennem x' til et negativt maximum A og saa atter over x til et positivt maximum A, kalder man *en periode* eller *cyklus* og betegner den med $\sim$.

For en dynamomaskine, der roterer med n-omdreininger pr. minut, og som besidder p polpare, er

$$\sim = \frac{p.\ n}{60} \quad [1] \qquad (11)$$

Chas. Proteus Steinmetz har ved en række meget interessante forsøg [2]) bevist, at effekttabet ved hysteresis vokser proportionalt med den 1,6te potens af induktionen $B_{maximum}$:

$$P_h = \eta\ B_{max.}^{1,6} \text{ pr. cm.}^3 \textit{ jern i erg;} \quad [3])$$

η er den «Steinmetz'ske faktor» og varierer fra *0,002—0,09*.

Altsaa er hysteresistabet pr. kg. jern, efter en sp. vægt af 7,7 (smedejern), naar dette indeholder 130 cm.^{3}, pr. periode:

$$P_h = \eta\ .\ B_{max.}^{1,6}\ .\ 130\ erg.$$

---

[1]) Vil nærmere blive forklaret i afdeling C.

[2]) *ETZ*, hefte 4, 1892.

[3]) Se tabel side 19.

Er periodetallet $= \infty$, saa er

$$P_h = \eta \, . \, B_{max.}^{1,6} \, . \, 130 \, . \, \infty \, erg.$$

Indfører vi i denne formel $\eta = 0{,}003$, hvad der for de bedre jernsorter, som anvendes i praxis, kan være det mest passende, og vil vi have effekttabet i watt istedenfor i erg, saa er effekttabet i G kg. jern:

$$P_h = 0{,}003 \, . \, B_{max.}^{1,6} \, . \, 130 \, \infty \, . \, G \, . \, 10^{-7} \text{ watt}$$

$$P_h = \quad 390 \, . \, B_{max.}^{1,6} \, . \, \infty \, G \, . \, 10^{-10} \text{ watt.} \qquad (12)$$

Hvirvel- eller Foucaultstrømme kalder man de lokale strømme, der altid optræder i metalmasser, som roterer i magnetiske felter, og som er udsat for en variabel induktion.

Fig. 6.

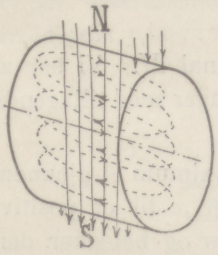


Fig. 6 fremstiller en jerncylinder, der roterer i et magnetisk felt, der som bekjendt gaar fra N til S.

Betragter vi fig. 3, ser vi, at den paa side 4 angivne strømretningssætning: Ved et solenoids sydpol o s. v., ogsaa kan udtrykkes saaledes: *Se i kraftfeltets retning, saa kredser strømmen i uhrviserretning.*

Tænker vi os nu denne jerncylinder opdelt i uendelig mange parallelt løbende, i sig selv sluttede ledere, der løber parallelt med cylinderens axe og staar $\perp$ paa det magnetiske felt, saa kommer vi til det resultat, at de i cylinderen forløbende, i sig selv sluttede strømme har den bane og retning, som de med pile forsynede punkterede linjer angiver.

Det er uden videre forstaaeligt, at vil man hindre disse skadelige hvirvelstrømme, saa maa man sammensætte cylinderen af tynde, fra hinanden isolerede plader, hvis plane flade løber parallelt med de magnetiske kraftlinjer; har f. ex. disse plader en mm. tykkelse, og er de isolerede fra hinanden med papir [1]), saa er den midlere strøm-

længde ca. $D + 1$.

Havde derimod cylinderen været massiv, havde den midlere strømlængde værdien

$$D + l. \; \} \; l. \; cylinderlængde \; i \; mm.$$

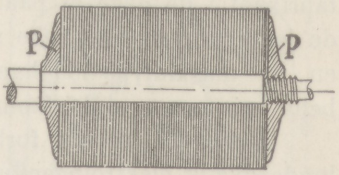
Heraf ser man, at jo tyndere jernplader man anvender, desto mindre er hvirvelstrømintensiteten.

---

[1]) Papir leder kraftlinjerne næsten lige saa daarlig som luft μ for papir = ca. *1*

Den for hvirvelstrømmen konsumerede effekt omsættes hovedsagelig i varme; tager man imidlertid den modmagnetiserende kraft, de udøver, i betragtning, saa repræsenterer denne et andet, om end relativt effekttab. Denne hvirvelstrømmenes modmagnetiserende kraft er i almindelighed kjendt under navnet «skjærmvirkning». Denne skjærmvirkning nyttiggjør man i praxis, blandt andet til delvis at hindre kraftlinjernes spredning. Udføres nemlig yderpladerne paa et lamelleret dynamoanker (*P* fig. 7) eller dækpladerne paa transformatorer af støbegods, saa forhindrer de i disse opstaaende hvirvelstrømme ved det i praxis i almindelighed anvendte periodetal (ca. 50) nærsagt fuldkommen en indtrædelse, og derved en spredning af kraftlinjerne.

Fig. 7.



Vil man beregne den af hvirvelstrømmene konsumerede effekt, saa kan dette ske, idet man tænker sig det anker eller lignende, som skal undersøges, opdelt i uendelig mange ledere, hvis strøm- og spændingsforhold man med lethed kan beregne, hvis man tør forudsætte, at hvirvelstrømmene har konstant, ensartet retning; er l længden af et strømførende lederelement og ds dets tværsnit, saa er lds dette lederelements volum; betegnes med u lederelementets potential og med i dets konstante strøm, saa er tabet ved hvirvelstrømme

$$P_v = \int lds\ (u \,.\, i).$$

Da imidlertid ovenfor anførte strøm- og spændingsforhold ikke er konstante, men varierer, uden derved at følge nogen bestemt periodisk sætning, saa støder denne beregningsmethode paa uoverstigelige hindringer. Man har derfor grebet til et andet middel end beregning, nemlig experimenterne. — Man har maalt hvirvelstrømtabene og af de saaledes fundne resultater sluttet sig til proportionalitetsforholdet mellem resultatet og de optrædende kræfter.

For praxis betydningsfuldest turde *J. A. Flemings* og *Gisbert Kapp's* undersøgelser være. Sidstnævnte har, støttende sig til utallige experimenter, fundet, at effekttabet for hvirvelstrømme er proportionalt den 2den potens af den maximale feltintensitet B, periodetallet $\sim$ og den anvendte blektykkelse d.

$$P_v = 0{,}19 \,.\, \left[d_{mm.}\, B_{max.} \sim\right]^2 . G \,.\, 10^{-10}\ watt. \qquad (13)$$

Denne formel giver for praxis tilfredsstillende resultater, naar den anvendte blektykkelse er < 1 mm.

C. Praktiske exempler af det foregaaende.

Den tid ligger os ikke altfor fjern, ca. 12 til 15 aar, da man endnu ingen anelse havde om de elektriske maskiners theori og deres beregning. — Man konstruerede og beviklede en maskine efter «praktisk skjøn»; om den leverede eller forbrugte 10 eller 15 hestekræfter, var ligegyldigt; var maskinens spændingsforhold altfor gale — skulde den f. ex. levere 60 volt og gav kun 35 —, saa lagde man paa etpar vindinger her eller der, og dermed var den sag afgjort.

Som man kan forstaa, var det en ikke liden risiko for en fabrikant i de dage at paatage sig leverance af større maskiner, da de jo, hvis det «praktiske skjøn» hos den konstruerende ingeniør for en ny maskintype lod ham i stikken, kunde komme op i den dobbelte pris paa grund af omviklinger, udboringer o. s. v.

Denne tid er nu forbi, og i disse dage konstruerer en nogenlunde dygtig elektroingeniør en 2000 kilowatts dynamo med forholdsvis samme lethed som en maskiningeniør en dampmaskine af samme effekt.

De autoriteter, som man i første række har at takke for en forandring i denne tilstand, er opdagerne af magnetiseringstheorierne, *Rowland,* brødrene *Hopkinson*, *Kapp* m. fl.

Vi erholder ved at opløse formel 10 a for X:

$$X = \frac{10}{4\pi}\Phi\left(\frac{1 \cdot l_1}{\mu_1 \, s_1} + \frac{1 \cdot l_2}{\mu_2 \cdot s_2} + \ldots \frac{1 \cdot l_n}{\mu_n \cdot s_n}\right)$$

Denne formel indeholder alle størrelser, der er nødvendige for beregningen af de fornødne antal ampèrevindinger.

Man anvender imidlertid i praxis en mere bekvem beregningsmethode, der kun er en forenkling af ovenfor anførte udtryk.

Hopkinson, der er opfinderen af denne beregningsmethode, opfører kraftlinjeintensiteten som en funktion af permeabiliteten:

$$\frac{\nu \cdot \Phi}{s \cdot \mu} = f(\nu B).$$

I denne formel er ν den saakaldte *Hopkinson'ske spredningsfaktor* ($\nu > 1$; har man altsaa for et bestemt material beregnet feltintensiteten B [1]) $= \frac{\Phi}{s}$, saa kan man af tabel 1 paa side 12 aflæse

[1]) Er ikke B lig et af de tal, der er angivne i tabellen, saa maa man bestemme antallet X ved interpolation.

de hertil nødvendige ampèrevindinger pr. cm.; multiplicerer man det fundne tal med kraftlinjernes længde i cm., saa erholder man de nødvendige X for den samlede feltkreds.

Exempel I.

En liden dynamomaskine, hvis samtlige maal er angivne i fig. 8, behøver, for at kunne frembringe 120 volt, et felt paa 2 800 000 kraftlinjer. Hvormange ampèrevindinger er nødvendige?

Vi indfører følgende betegnelser:

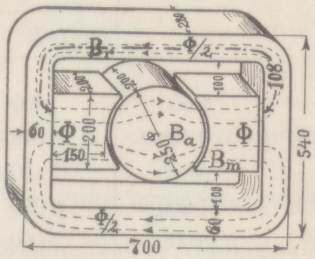
B_m = antal kraftlinjer pr. cm.^{2} i magneterne.

B_r = antal kraftlinjer pr. cm.^{2} i magnetrammen.

B_e = antal kraftlinjer pr. cm.^{2} i luftspalten mellem polerne og ankeret.

B_a = antal kraftlinjer pr. cm.^{2} i ankeret.

Fig. 8.



Da tværsnittet for de enkelte sektioner er bekjendt, kan vi af formel $B = \frac{\Phi}{s}$ beregne kraftlinjeintensiteten pr. cm.^{2} for de forskjellige afdelinger:

$$B_m = \frac{2\,800\,000}{20 \cdot 20} = 7\,000$$

$$B_r = \frac{1}{2} \cdot \frac{2\,800\,000}{6 \cdot 28} = 8340$$

Det fremgaar af fig. 8, at kun det halve kraftlinjetal $\frac{\Phi}{2}$ finder sin vei gjennem magnetrammen, naturligvis under forudsætning af, at denne er symmetrisk.

Omslutter polerne 70 % af ankerets periferi, og er luftafstanden mellem ankeret og polerne i cm. $\delta = 0{,}4$, saa er lufttværsnittet:

$$s_e = \frac{(25 + 0{,}8) \cdot \pi \cdot 0{,}7}{2} \cdot 20 = 567.$$

Altsaa er

$$B_e = \frac{2\,800\,000}{567} = 5\,000$$

Antager vi, at 10 % af ankerets bredde optages af papirisolationen mellem ankerpladerne, saa er: $B_a = \frac{2\,800\,000}{25 \cdot 20.0{,}9} = 6220.$

Tabel I.

$B = \frac{\Phi}{s}$	Antal ampèrevindinger pr. cm. kraftlinjelængde for:			
	Luft.	Støbegods.	Støbestaal.	Smedejern.
1 000	800	2	0,5	—
2 000	1 600	3,2	1	0,1
3 000	2 400	5,1	1,8	0,6
4 000	3 200	7,7	2,5	1
5 000	4 000	11,5	3,2	1,2
6 000	4 800	19,8	4	1,9
7 000	5 600	33,5	5	2,5
8 000	6 400	54	6,1	3,1
9 000	7 200	86	7,6	4
10 000	8 000	128	9,7	5
11 000	8 800	255	12,8	6,6
12 000	9 600	—	16,3	9
13 000	—	—	20,4	12,5
14 000	—	—	26,5	15,6
15 000	—	—	35,5	26
16 000	—	—	50	39,5
17 000	—	—	83,5	69,4
18 000	—	—	165	145
19 000	—	—	308	—

Nu har vi altsaa fundet de forskjellige feltintensiteter, og forudsætter vi, at magnetrammen og magnetpolerne er støbt i én form og bestaar af støbestaal, medens ankeret bestaar af 1 mm. jernplader, der er isolerede fra hinanden, saa kan vi ved hjælp af tabel I beregne de nødvendige ampèrevindinger pr. cm.

For at erholde samtlige beregningsresultater samlede, vil vi indrette os følgende tabel:

Sektion	s	B	X pr. cm.	Kraftlinje-længde $= l$ cm.	X total
Magneter	400	7 000	5	30	150
Magnetramme	168	8 340	6,6	108	713
Luft	567	5 000	4 000	0,8	3 200
Anker	450	6 220	2	25	50

Tilsammen *4113* ampèrevindinger.

Hver pol erholder altsaa $\frac{4113}{2} =$ ca. *2056* ampèrevindinger; antager vi magnetiseringsstrømmen til 2,38 amp., saa er vindingstallet pr. spole $\frac{2056}{2{,}38} =$ ca. 862.

Anvender vi 2 mm² traad, der omspunden har en diameter à 3 mm, saa er det viklingsrum, som behøves pr. pol, naar der forudsættes en sammentrykning af traadene ved opviklingen af 95 %:

$$862\ (3.0{,}95)^2 = 7000\ \text{mm}^2.$$

Til vor disposition staar en bredde af ca. 120 mm. (se fig. 8); altsaa er viklingens høide:

$$\frac{7000}{120} = \text{ca. } 60 \text{ mm.};$$

kommer hertil 5 mm. isolation, saa er den samlede høide 65 mm.; som det fremgaar af fig. 8, har vi 100 mm. høide, altsaa et spillerum af 35 mm.

Anm. Af yderste vigtighed ved disponering af magnetviklinger er undersøgelsen af strømforholdene i samme. Har f. ex. viklingen en saadan modstand, at den ikke lader 2,38 amp., som i dette tilfælde, slippe igjennem, saa maa beregningen foretages forfra; eller jeg forudsætter, at modstanden er liden, saaledes at vi for f. ex. 20 amp. gjennem magnetviklingen. — Vil vi bestemme magnetpolernes modstand, saa har vi at beregne den midlere vindingslængde λ i meter og multiplicere λ med antal vindinger, saa erholder vi traadlængden i m:

$\lambda = 4(200 + 60 + 10) = 1080\ mm. = 1{,}08\ m.$;
altsaa er den samlede traadlængde:

$$2.1{,}08.862 = 1862\ m.$$

Regner vi γ til $\frac{1}{45}$, saa er ledningens modstand i varm tilstand

$$r = \frac{1}{45} \cdot \frac{1862}{2} = 20{,}8\ \Omega$$

Strømmen i magnetpolerne er

$$J = \frac{E}{R} = \frac{120}{20{,}8} = 5{,}8\ amp.$$

Som man ser, er strømmen noksaa rigelig; man har altsaa nu for at erholde den normale strøm enten at foretage beregningen forfra, eller at tilkoble en modstand paa

$$\frac{120}{2{,}38} - 20{,}8 = 29{,}7\ \Omega.$$

Hermed skal ikke være sagt, at man skal disponere magnetviklingen saaledes, at magnetiseringsstrømmen *akkurat* kommer igjennem; tvertimod bør man anordne viklingen saaledes, at den mindst kan føre 30 % mere end den normale magnetiseringsstrøm.

Kraftlinjespredning.

I det foregaaende exempel har vi gjennemført beregningen af det nødvendige antal X, der skal til, for at underholde et kraftfelt paa 2 800 000 linjer; vi har imidlertid ikke taget hensyn til de kraftlinjer, som gaar tabt ved «spredning».

Fig. 8.

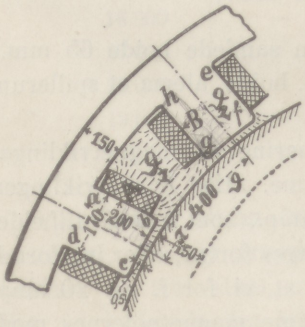


Fig. 9 fremstiller det omtrentlige forløb, som spredningslinjerne vilde tage i samme type. — Man kan dele spredningslinjerne i to klasser, nemlig de nyttige og de skadelige; de nyttige linjer bevirker en liden spændingsaddition, medens de skadelige ugjenkaldelig gaar tabt ved, at de ikke træffer ankeret.

Vi vil nu undersøge spredningsfeltet i dets forhold til den magnetiserende kraft. Paa side 5 lærte vi, at

$$\Phi = \frac{\varrho}{\vartheta}$$

Betegner ϑ ϑ_1 og ϑ_2 de magnetiske modstande (se fig. 9), saa er:

$$\varrho = \Phi \cdot \vartheta + (\Phi . \nu)\ \vartheta_2. \qquad (a)$$

Nu er ogsaa, da spredningsfeltet bliver frembragt af samme antal X,

$$\varrho = \vartheta_2 . (\Phi . \nu) + \vartheta_1 . \Phi\ (\nu - 1). \qquad (b)$$

Sætter man ligning $(a) = (b)$, saa er:

$$\vartheta . \Phi = \vartheta_1 . \Phi\ (\nu - 1).$$

$$\nu = \frac{\vartheta}{\vartheta_1} + 1$$

ϑ_1 er spredningsfeltets modstand, følgelig er $\frac{1}{\vartheta_1}$ spredningsfeltets reciproke modstand eller, med andre ord, dets ledeevne; denne ledeevne vil vi bestemme for etpar hyppig forekommende tilfælder. I det følgende er $\frac{1}{\vartheta'_1} + \frac{1}{\vartheta''_1} = \frac{1}{\vartheta_1}$

For to overfor hinanden liggende flader af nogenlunde samme dimension er $\frac{1}{\vartheta_1}$ lig overfladens halve sum, divideret med deres afstand.[1])

Saaledes er i fig. 9, naar man med l betegner den axiale pollængde:

$$\frac{1}{\vartheta'_1} = \frac{1}{2} \cdot \frac{l\ (ab + gh)}{AB} \qquad (14)$$

Det spredningsfelt, som gaar fra poloverfladen $a\ b\ c\ d$ til $e\ f\ g\ h$, er, naar τ betegner poldelingen, l polhøiden og b polafstanden i cm.,

$$\frac{1}{\vartheta''_1} = \int_{x=0}^{x=\tau-b} \frac{l\ d\ x}{\pi (x + b)} = 2{,}3 \cdot \frac{l}{\pi} \cdot log\ \frac{\pi\ (\tau - b) + b}{b} \qquad (15)$$

[1]) Er fladerne ikke parallele, som i fig. 9, saa bliver resultatet inkorrekt; i praxis er feilen imidlertid uden betydning, naar man indsætter den midlertidige afstand.

De spredningslinjer, der gaar fra $a\ b\ c\ d$ til $e\ f\ g\ h$, bliver ikke magnetiseret fra det samlede X; en nøiagtig beregning af det X, som underholder disse linjer, er meget vanskelig; i praxis multiplicerer man som i exempel II, formel 15 approximativt med $\frac{1}{2}$.

For rigtig at klargjøre nytten af disse formler skal vi benytte os af et exempel:

Exempel II. En dynamos feltmagneter, hvis maal fremgaar af fig. 9, har en feltintensitet $B = 10\,000$. Man har ved maaling fundet, at $\mu = 120$; hvor mange kraftlinjer gaar tabt?

$$l = 25 \text{ cm.} \quad AB = 25 \text{ cm.}$$

$$\frac{1}{\vartheta'_1} = \frac{1}{2} \cdot \frac{25\,(20+20)}{25} = 20,$$

De kraftlinjer, som spredes fra $a\,b\,c\,d$ til $e\,f\,g\,h$ til begge sider af magneterne, er:

$$\frac{1}{\vartheta''_1} = \frac{1}{2} \cdot 2 \cdot 2,3 \cdot \frac{20}{\pi} \cdot log \frac{\pi\,(40-25)+25}{25} = 8,5$$

$$\frac{1}{\vartheta'_1} + \frac{1}{\vartheta''_1} = \frac{1}{\vartheta_1} = 28,5 \qquad \vartheta_1 = \frac{1}{28,5}$$

For at tage magnetmodstanden i betragtning beregner vi ϑ, idet vi indsætter modstandslængden = 3.40 cm.

$$\vartheta = \frac{1}{17 \cdot 25} + \frac{3 \cdot 40}{15 \cdot 25 \cdot 120} = 0,00\,502\,[1])$$

$$\nu = 1 + 28,5 \cdot 0,00502 = 1,143;$$

altsaa gaar ca. $14,3$ % kraftlinjer tabt.

En formel til beregning af spredningsfeltet, der har fundet en udbredt anvendelse i praxis, hidrører fra G. Kapp.

Kapp har bevist, at spredningsfeltet er proportionalt den magnetisering, som overvinder luftmodstanden

$$2\,B_e \cdot \delta\text{cm}$$

og omvendt proportionalt den modstand, som feltet selv maa overvinde; denne modstand er:

$$\frac{K\sqrt{p}}{\sqrt{L \,.\, D}}$$

I denne formel er K en koefficient, afhængig af maskintypen, og som varierer fra $0,3$ — $0,55$. Log D er ankerets længde og diameter i cm.

Det virkelige spredningsfelt er:

$$\Phi_s = \frac{2\,B_e\,\delta}{\dfrac{K\sqrt{p}}{\sqrt{L \,.\, D}}} \qquad (16)$$

[1]) Se bemærkningen om ϑ, side 5.

Exempel III. Antages K til *0,4;* hvor stort er tabet af kraftlinjer i exempel I i % (se fig. 8)

$$\Phi_s = \frac{2.6220.0,4}{\frac{0,4\sqrt{1}}{\sqrt{20.25}}} = 279.000$$

Altsaa gaar ca. *10* % kraftlinjer tabt.

Tabet af spredningslinjer yttrer sig derved, at tallet $X =$ ampère × vindingstal maa forhøies.

Exempel IV. Dynamoankeret (fig. 8) er sammensat af smedejernsplader paa *0,5* mm. tykkelse (se fig. 7). Hvor stort er effekttabet for hysteresis og hvirvelstrømme, naar ankeret roterer med 1000 omdr. pr. min.?

Ifølge formel 12 er:

$$P_h = 390 \,.\, B_{max}^{1,6} \sim . G \; 10^{-10} \text{ watt.}$$

Ankerets vægt er, naar den sp. vægt antages til 7,7:

$$G = \left[\frac{2,5^2\,\pi}{4} \cdot 0,9.2.\right] 7,7 = \text{ca. 68 kg.}$$

Roterer ankeret, ser man, at for hver omdreining skifter det poler en gang; denne maskine har et polpar, $p = 1$; en maskine med p polpar, skifter altsaa poler p gange; gjør den n omdreininger i minutet, saa skifter den pr. sekund $\frac{p \,.\, n}{60} = \sim$ poler.

Periodetallet i vort exempel er:

$$\sim = \frac{1 \,.\, 1000}{60} = 16,7$$

$P_h = 390.$ Num. $(1,6 \log 6220)\; 16,7.68.10^{-10} =$ 51 watt.

$P_v = 0,19\; [d_{mm} \cdot B_{max} \cdot \sim]^2 \; G \,.\, 10^{-10}$

$P_v = 0,19.\; [0,5.6220.16,7]^2 .\; 68.10^{-10}$ 3,48 watt.

I denne beregning er ikke medtaget hvirvelstrømtabet i de massive presplader *(P* fig. *7)*, ligesaalidt som tabet i maskinens ankervikling.

Selv om man nøiagtig kunde beregne disse tab, saa udgjør hvirvelstrømtabet ved en maskine som denne kun faa procenter af hysteresistabet, naturligvis under forudsætning af, at ankerpladerne er omhyggeligt isolerede; man har exempler paa, at hvirvelstrømtabet, ved slet byggede maskiner, kan overstige hysteresistabet.

Inden jeg nu forlader dette kapitel, for at gaa over til vexelstrømtheorierne, vil jeg ganske kort berøre det *absolute* og praktiske maalsystem, samt de vigtigste grundformler i elektricitetslæren, der sikkert vil være af interesse, ikke alene for dem, som staar disse sætninger mere fjernt — jeg tænker her i særdeleshed paa d'hrr. maskiningeniører og studenter —, men ogsaa for elektroteknikere.

I dyn er det absolute maalsystems kraftenhed. 1 dyn er den kraft, der udfordres, for at give massen af et gram vand hurtigheden af 1 cm. pr. sek. Tyngdekraftens acceleration er ca. *9,81* m.

$$1\ dyn = \frac{1}{9{,}81}\ \text{gr.} = 1{,}02\ \text{milligram}$$

$$1\ gr. = \text{ca. } 981\ \text{dyn}$$

$$1\ kgr. = 981\,000\ \text{dyn.}$$

I erg er det absolute systems arbeidsenhed: En erg er det arbeide, som en dyn = *1,02* mgr. udretter paa en veilængde af en cm.

Bliver 1 kg. befordret 1 cm. i høiden, saa er dette arbeide

$$1\ kg.\ \text{cm.} = 981\,000\ \text{erg;}$$

følgelig er

$$1\ kgm. = 981\,000.\ 100\ \text{erg}$$

$$1\ kgm = 9{,}81.10^{7}\ \text{erg.}$$

I det praktiske elektrotekniske maalsystem bruger man som længdemaal længden af en jordkvadrant $= 10^{7}$

$$1\ watt = 1\ volt \times 1\ amp. = 10^{7}\ \text{erg}$$

$$1\ kgm. = 9{,}81\ watt.$$

Effektenheden er det arbeide, som en dyn i *et* sek. yder paa en veilængde af 1 cm.

$$1\ H.K. = 75\ kgm. = 75.9{,}81\ watt$$

$$1\ H.K = 736\ watt.$$

Varmeenheden:

$$1\ kgcalori = 1000\ gr.\ cal. = 424\ kgm.$$

$$1\ kgm. = \frac{1000}{424}\ gr.\ cal.$$

$$1\ kgm. = 9{,}81.10^{7}\ \text{erg} = 9{,}81\ watt = \frac{1000}{424}\ gr.\ cal.$$

$$1\ watt = \frac{1000}{424.\ 9{,}81} = 0{,}24\ gr.\ cal.$$

Spændings-, strøm-, modstands-, kapacitet- og selvinduktionsenhederne vil jeg ikke gaa nærmere ind paa, da jeg da maatte forudsætte et nøie kjendskab til potential og dimensionstheorierne.

I tabel no. 2 vil man finde en sammenstilling af de fleste, i praxis forekommende enheder.

Tabel II.

Den praktiske spændings enhed	1 volt =	10^8 absolut
Den praktiske strømenhed	1 ampère =	10^{-1} —
Den praktiske modstands enhed	1 ohm =	10^9 —
Den praktiske effektenhed	1 watt (volt amp.)	10^7 — erg.
Den mekaniske effektenhed	1 $\frac{\text{kgm.}}{\text{sek.}}$	$9{,}81 \cdot 10^7$ —
	1 H. K.	$736 \cdot 10^7$ —
Den praktiske kapacitetsenhed	1 farad	10^{-9} —
	1 mikro farad	10^{-15} —
Den praktiske selvinduktions enhed	henry	10^9 —

Vexelstrømproblemernes grafiske og analytiske behandling.

Kapitel I.

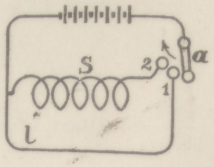
A. Selvinduktion.

Fører en leder strøm, saa ved vi, at der om lederen befinder sig et magnetisk felt. Ligger flere strømførende ledere ved siden af hverandre, hvad der jo ved de fleste maskiner, spoleviklinger etc. er tilfælde, saa har enhver af disse ledere sit selvstændige felt, og, som det uden videre fremgaar af fig. 10, modarbeider felterne hverandre gjensidig; dette «modarbeide» yttrer sig derved, at den *E. M. K.*, og med den strømmen, ikke momentant kan udvikle det strømmen proportionale felt; der opstaar altsaa i vindingerne en *modelektromotorisk kraft* E_m, der er proportional den momentane forandring i kraftlinjetallet:

Fig. 10.



Fig. 11.



$$E_m = \frac{d\ \Phi}{d\ t} \qquad \text{(a)}$$

Slutter vi i fig. 11 en strøm gjennem lederen l., saa vil den momentant, ifølge Ohms lov, naa sin fulde værdi

$$J = \frac{e}{R},$$

hvor $R = r_e + r_s =$ lederens plus strømkildens modstand. Fører vi nu strømvenderen a fra *1* til *2*, saa vil der ifølge formel 8 i spolen S opstaa et felt

$$\Phi = \frac{4\pi . M . s . i}{l} \quad (i \text{ absolut})$$

$$\Phi = C . (i)$$

Betegner vi den konstante faktor (C) med L, saa er:

$$\Phi = L . i \qquad (b)$$

Indsætter vi Φ fra formel *(b)* i *(a)*, idet vi medfører den momentane strøm, saa er:

$$E_m = L \frac{d\,i}{d\,t} \qquad (c)$$

E_m er *selvinduktionens elektromotoriske kraft*, og L er proportionalitetsfaktoren eller *selvinduktionskoefficienten.*

Af vor formel *(b)* ser vi, at vi for et solenoid uden jern kan beregne L:

$$L = \frac{\Phi}{i}$$

Har solenoidet M vindinger, og indsættes strømmen i amp. og selvinduktionen i Henry, saa er:

$$L = \frac{\Phi}{i} \cdot M . 10^{-9} . 10^{1)}$$

$$L = \frac{\Phi}{i} \cdot M . 10^{-8} \qquad (17)$$

Af det foregaaende kan vi slutte:

Selvinduktionskoefficienten er aarsag til en mod $E.M.K.$

$$E_m = f\,(L)$$

Selvinduktionskoefficienten er aarsag til en kraftlinjespredning[2)].

Vi ser af formel 17, at selvinduktionen er en funktion af strømmen:

$$L = c . i$$

Dette er kun saalænge tilfælde, som $\mu = 1$. Kommer der jern i nærheden af viklingen (S fig. 11), saa er L ikke længere konstant,

---

[1]) Da selvinduktionen er proportional produktet $\Phi . M$, saa følger heraf, at selvinduktionen ved konstant felt er proportional M^2.

[2]) Man betegner ofte selvinduktionen som *spredningsfeltets induktion;* denne betegnelse er inkorrekt, thi det er klart, at spredningsfeltets induktion kun er en del af selvinduktionen.

men afhængig af μ. Da ved vexelstrømapparater feltintensiteten i de fleste tilfælde er meget lav paa grund af, at der ved høi feltintensitet og det almindelige $\sim = 50$ vilde optræde betydelige tab i form af hysteresis og hvirvelstrømeffekter, saa kan man for μ indsætte en høi værdi *(2000 ÷ 3000)*. Leder man en ligestrøm ind i en spolevikling, saa fremgaar det af *(c)*, at strømmen vilde tage en længere tid for at naa sin værdi $\frac{e}{R}$, end om den samme vikling var udstrakt til en kontinuerlig ledning[1]); denne «strømsinkelse» er proportional strømmens styrke og spolens selvinduktionskoefficient

$$A = C.(L.i).$$

Fig. 12.

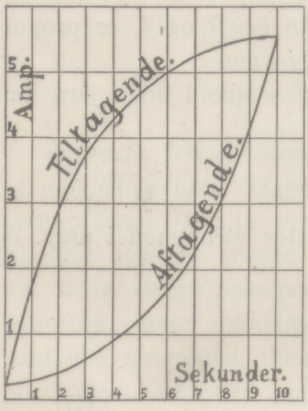


Fig. 12 viser strømkurven til en feltspole paa en 4-polet Schuckerts dreiestrøm — ligestrøm omformer optaget af forfatteren. Som man ser, er kurve $I \cong II$; med andre ord: den samme tid, som strømmen bruger for at naa sit maximum, bruger den ogsaa til at forsvinde; selvinduktionsstrømmen besidder altsaa en vis træghed. Vil man bryde strømmen i en selvinduktionskreds, saa bør dette ske, idet man lidt efter lidt reducerer den til *0*. Bryder man strømmen pludselig, f. ex. ved at udrykke en strømbryder, saa tvinger man derved strømmen til momentant at antage værdien *0;* dette kan den imidlertid vanskelig paa grund af sin «træghed»; følgen deraf er, at den, hvis bryderen ikke er for langt fjernet, danner en ledende lysbue mellem polerne paa denne. Kan den nu ingen bue danne, paa grund af en for stor afstand, reduceres den momentant til *0,* og med strømmen svinder feltets kraftlinjer. Ved denne betydelige kraftlinjeændring (fra maximum til nul), opstaar der i spolen betydelige elektromotoriske kræfter, der kan være farlige for spolens isolation.

For at forhindre et isolationsgjennemslag, paa samme tid som man hurtig vil udkoble strømmen, anbringer man paa dynamoers feltreguleringsmodstand den saakaldte «tredie kontakt»; denne er forbundet med feltspolerne saaledes, at disse kortsluttes; igjennem

[1]) Theoretisk seet er den tid strømmen forbruger for at naa sit maximum uendelig lang *($t = \infty$)*.

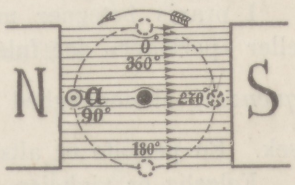
denne kortslutning kan saa strømmen faa «løbe ud». Er de i selvinduktionen optrædende strømme af periodisk natur (bølgeformet ligestrøm eller vexelstrøm), saa bliver selvinduktionens *skadelige virkninger* betydelig forhøiede.

B. Vexelstrømme.

Ved alle hidtil anstillede betragtninger har vi stiltiende forudsat, at den strøm, med hvilken vi arbeidede, var en «ligestrøm», d. v. s. en strøm, der altid bibeholder en og samme retning. Vi vil nu gaa over til de strømme, hvis retning uafbrudt vexler, de saakaldte *vexelstrømme*. Roterer lederen *a* fig. 13 i et magnetisk felt, saa opstaar der i denne en *E. M. K.*, *naar lederen skjærer kraftlinjer og disse kraftlinjers antal forandrer sig* (Maxwells lov). Den elektromotoriske krafts retning kan vi ifølge *Faraday* finde paa følgende maade:

Man tænker sig svømmende med kraftlinjestrømmen og ser i rotationsretningen, saa viser den udstrakte høire arm spændingens momentane retning.

Fig. 13.

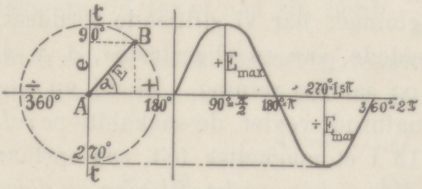


Anvender vi denne sætning paa fig 13, ser vi, at spændingen i lederen *a* foran nordpolen har retningen mod læseren (betegnet med et punkt), medens den foran sydpolen er rettet mod papiret (betegnet med et kors). Den med et punkt betegnede spændings- resp. strømretning vil vi betegne som den *positive*, den med kors betegnede retning som den *negative*.

Roterer nu lederen *a* med den konstante vinkelhurtighed ω, saa fremgaar det af fig. 13, at det største antal kraftlinjer bliver gjennemskaarne i stillingen 90° og 270°, imedens ingen kraftlinjer gjennemskjæres i stillingen 180° og 0° 360°. Nu opstaar der i en roterende leder ifølge Maxwell kun $E.\,M.\,K._e$, naar lederen skjærer kraftlinjer, og disse kraftlinjers antal forandrer sig; da de optrædende $E.\,M.\,K._e$ er proportionale de pr. sek. gjennemskaarne kraftlinjer, saa vi, at lederens *E. M. K.* har følgende forløb (sammenlign fig. 13 og 14): Ved 90° naar den elektromagnetiske kraft sit *positive maximum*, gaar ved 180° gjennem nul og naar ved 270° sit *negative maximum*, for derefter, ved 360°, atter at passere nul. Den *E. M. K.* i lederen *a* følger altsaa *sinuskurven*. Er i Fig. 14 linjen *A B* den *E. M. K.*, og er dens projektion paa tidlinjen *t—t* dens momentanværdi, saa ser vi, at *A B's* projektion ved 90° og 270° er lig *A B;* med andre

ord: $A\,B$ naar sit positive maximum ved 90^0, sit negative maximum ved 270^0 og er ved 180^0 og 360^0 lig 0. Man kan altsaa tænke sig sinuskurven i fig. 14 opstaaet, idet man i et koordinatsystem har opført *vektoren* $A\,B$*'s* momentanværdi (projektionen paa tidlinjen *t-t)* som en funktion af tiden.

Fig. 14.



Betegnes med E den maximale *E. M K.* og med e den elektromotoriske krafts momentanværdi, saa er:

$$e = E \,.\, \sin a \qquad (18)$$

$e = 0$ for $a = 0^0,\ 180^0,\ 360^0,\ 540^0$ o.s.v.
$e = +E$ - $a =$ $90^0,\ 450^0,\ 810^0$ —
$e = \div E$ - $a =$ $270^0,\ 630^0,\ 990^0$ —

I praxis betegner man det tal, som angiver, hvormange vexler eller «perioder» der fuldføres i *et sekund*, med *periodetal* eller *frequenz:* i almindelighed er dette tal *50,* d.v.s. en periode varer $\frac{1}{50}$ sek. En periode er altsaa en tiltagende a fra 0 til $360^0 = 2\,\pi$.

Følgelig er vinkelen a efter 1 sek.

$$a = 2\,\pi \,.\, \infty$$

efter t sekunder:

$$a = 2\,\pi\,\infty \,.\, t.$$

Indsættes denne værdi for a i (18), saa er:

$$e = E \,.\, \sin\,(2\,.\,\pi\,.\,\infty\,.\,t) \qquad (19)$$

Under *vinkelhurtighed* ω forstaar man, som bekjendt, den vinkel, som radien *1* tilbagelægger pr. sek.:

$$\omega = 2\,\pi \cdot \frac{n}{60}$$

For $\frac{n}{60}$ kan man skrive ∞.

$$\omega = 2\,.\,\pi\,.\,\infty. \qquad (20)$$

Efter dette er

$$e = E \,.\, \sin\,(\omega\ t) \qquad (21)$$

For nu at finde den *effektive elektromotoriske kraft,* maa vi beregne den saakaldte midlere kvadratiske spændingsværdi, d.v.s. den spænding, der jevnt hersker, og som angives af maaleinstrumenterne (voltmetere).

Da den elektromotoriske kraft er en periodisk funktion, er dens middelværdi x i tiden t

$$x = E \,.\, \sin\,(2\,\pi \sim t + \varphi)$$

for en hel periode lig nul; thi inden en periode har enhver positiv værdi af x sin lige store negative modværdi. Derimod er middelværdien x for tiden mellem to paa hinanden følgende værdier $x = 0$:

$$\text{middel } x = E \,.\, 2 \,.\, \infty \,.\, \int_{(n-\varphi)\frac{1}{\infty}}^{\left(n-\varphi+\frac{1}{2}\right)\frac{1}{\infty}} sin\,\left(\omega\, t + \varphi\right) d\, t.$$

$$= E \,.\, 2 \,.\, \infty \left[-\frac{1}{2\,\pi.\,\infty} \cdot cos\left(\, 2\,.\,\pi\,.\,\infty\,.\,t + \varphi\,\right)\right] \Bigg|_{\infty\, t = n-\varphi}^{\infty\, t = n-\varphi+\frac{1}{2}\cdot}$$

$$= -\frac{E}{\pi}\left(\, cos\,(2\,n+1)\,\pi - cos\;2\,n\,\pi\,\right)$$

$$\text{middel } x = \frac{2\,E}{\pi}$$

$$\text{middel}\,(x^2) = \frac{E^2}{2} - \left[\frac{E^2}{2}\, cos\left(\, 4\,\pi\infty\,.\,t + \varphi\,\right)\right] = \frac{E^2}{2} - y.$$

For hvert hele tal af halve perioder er $y = 0$; følgelig er

$$\text{middel}\,(x)^2 = \frac{E^2}{2}$$

eller

$$\sqrt{\text{middel}(x)^2} = \sqrt{\frac{E}{2}} = e_{eff} \qquad (22)$$

er lig den effektive elektromotoriske kraft. Man kan ogsaa efter følgende definition finde den *E. M. K.*'s middelværdi:

En vexelstrøms effektivspænding har værdien e volt, naar den i en modstand R ohm udvikler samme varme som en ligestrøm med spændingen e volt.

Den Joule'ske varmeeffekt

$$P_y = J.^2\, R \;\; watt.$$

Indsætter vi for J værdien $\frac{e}{R}$, saa er:

$$P_y = \frac{e^2}{R}$$

En vexelstrøm med maximalspændingen E's Joule'ske effekt er i et uendelig lidet tidsrum, hvori man kan anse E som konstant:

$$P'_y = \frac{E^2 \sin^2(\omega t)}{R}$$

Tænker man sig nu en anden vexelstrøm af samme spænding passende i modstanden R, men saaledes at denne spænding staar $\perp$ paa den første — der befinder sig altsaa mellem dem en forskyvning af $90^0 = \frac{\pi}{2}$ —, saa er den sidstnævnte spændings momentaneffekt:

$$P''_y = \frac{E^2 \cos^2(\omega t)}{R}$$

$P'_y + P''_y$'s samlede effekt P_y er:

$$P_y = \frac{2E^2\left[\sin^2(\omega t) + \cos^2(\omega t)\right]}{2R} = \frac{E^2}{R},$$

altsaa konstant og uafhængig af tiden.

En af de lige vexelspændingers effekt er naturligvis $\frac{1}{2} \cdot \frac{E^2}{R}$. Den effekt, som en ligestrøm med spændingen x vilde frembringe i modstanden R, er $\frac{x^2}{R}$

Skal ifølge ovenfor anførte difinition vexelstrømmens og ligestrømmens effekter ved samme spænding være lige, saa er:

$$\frac{x^2}{R} = \frac{1}{2}\frac{E^2}{R}$$

$$x = \frac{E}{\sqrt{2}} = e_{eff.}$$

Hidtil har vi kun behandlet lederen a's spænding, da der i en leder, som bekjendt, godt kan herske en spænding, uden derfor at dette betinger en strøm.

Forbinder man nu a's ender med en traad, saa opstaar der i denne en strøm J, der er den momentane spænding, proportional, og som derfor ogsaa har sinusforløb; er denne strøms maximalværdi J, saa er den effektive strøm

$$i_{eff} = \frac{J}{\sqrt{2}} \quad [1] \qquad (23)$$

I det efterfølgende vil vi under E og J altid forstaa effektivværdierne, hvis intet ved siden af er bemærket; thi det ligger i sagens natur, at maximal-, respektive momentanværdier, er af meget mindre praktisk interesse-, end effektivværdierne.

[1]) Ligeledes er $i = J \cdot \sin(\omega t)$.

C. Vexelstrømmaskiners elektromotoriske kraft.

Vender vi endnu engang tilbage til Maxwells lov, ser vi, *at den i en leder inducerede E. M. K. er proportional det af denne i tidenheden gjennemskaarne kraftlinjetal.*

Roterer lederen a (fig. 13) i et homogent[1]) felt, opstaar der i denne en $E. M. K.$, der følger sinuslinjen.

Betegner vi med l: traadens længde i cm., d: den banes diameter, som den ved rotation gjennemløber i cm., B: feltintensitet, saa er, naar man dreier ankeret om en liden vinkel α, de antal kraftlinjer, som under dette bliver passerede:

$$\varphi' = \frac{d}{2} \cdot l \,.\, \alpha \,.\, B$$

Er lederens normale omdreiningshastighed n pr. min., saa finder man den tid, som medgaar til tilbagelæggelse af vinkelen α, af følgende bekjendte mekaniske proportion:

$$t'' : 1 = \alpha : \frac{n}{60} \cdot 2\pi$$

eller

$$t'' = \frac{60 \,.\, \alpha}{2\pi n}$$

Følgelig gjennemskjæres pr. sekund:

$$\frac{\frac{d}{2} \cdot l \,.\, \alpha \,.\, B}{\frac{60 \,.\, \alpha}{2\pi \,.\, n}} = \frac{d \,.\, l \,.\, B \,.\, \pi \,.\, n}{60} \text{ kraftlinjer.}$$

Det totale felts størrelse er:

$$\Phi = l \,.\, d \,.\, B$$

Indsætter vi Φ i ovenfor anførte formel, saa erholder vi den maximale $E. M. K.$ i absolut enhed:

$$E_{max} = \frac{n}{60} \cdot \Phi \,.\, \pi$$

For at erholde den $E. M. K.$ i volt, maa vi dividere med 10^8

$$E_{max} = \frac{n}{60} \cdot \Phi \,.\, \pi \,.\, 10^{-8}$$

Nu vil det naturligvis være i høieste grad urationelt kun at anbringe *en* leder paa en dynamomaskines ankerperiferi, da der jo er

[1]) Homogent felt: d.v.s., at antallet af kraftlinjer pr. cm.^{2} B er konstant.

plads til N saadanne. Anbringer vi altsaa N virksomme ledere, saa er:

$$E_{max} = \frac{N \cdot n}{60} \cdot \Phi \cdot \pi \cdot 10^{-8}$$

Vil vi nu have den effektive *E. M. K.*, saa har vi at dividere E_{max} med $\sqrt{2}$.

$$e_{eff} = \frac{E_{max}}{\sqrt{2}} = \frac{N \cdot n}{60} \Phi \cdot \pi \cdot 10^{-8} \frac{1}{\sqrt{2}}$$

$$e_{eff} = 2{,}22 \frac{N \cdot n}{60} \cdot \Phi \cdot 10^{-8} \text{ volt} \qquad (24)$$

I dette tilfælde havde vi bare 1 polpar $p = 1$. Da man imidlertid af praktiske grunde, som vi senere vil lære at indse, forsyner en vexelstrømmaskine med flere pole (optil 100, $p = 50$), saa er den *E. M. K.* for en maskine med p polpar[1]):

$$e_{eff} = 2{,}22 \frac{N \cdot n}{60} \cdot p \cdot \Phi \cdot 10^{-8} \text{ volt.} \qquad (25)$$

2,22 er den *Kapp'ske* faktor, der varierer med den *E. M. K.* kurveform fra 1,3 ÷ 2,8. Rigtige sinuskurver giver i sin almindelighed kun tæt beviklede, omhyggelig udførte grammemaskiner; for disse kan man altsaa uden betænkning anvende 2,22 som faktor. Hvis man uden videre, for enhver maskintype, anvender 2,22 som faktor, og har man ved hjælp af formel (25) beregnet, at en vexelstrømdynamo skal levere 1000 volt, og er dens faktor ikke 2,22, men f. ex. 1,3, saa erholder man kun:

$$1000 \frac{1{,}3}{2{,}22} = 586 \text{ volt.}$$

Som man kan forstaa, er det af stor betydning *forud*, før maskinens bygning, at kunne bestemme denne variable faktor. Hvorledes man beregner den Kapp'ske faktor af en maskintypes form, vil i kap. VI udførlig blive vist og forklaret.

---

[1]) For at forebygge misforstaaelse vil jeg hertil bemærke, at der ved vexelstrømmaskiner kun anvendes saadanne viklingssystemer, hvor spændingerne foran de resp. poler adderes. Som bekjendt gives der viklinger, hvor dette ikke er tilfælde.

Kapitel II.

A. Vexelstrømme i ohmsk modstand.

(Ohms lov).

Den bekjendte naturlov, hvorpaa saa at sige hele ligestrømtekniken er bygget, er den ohmske sætning eller Ohms lov, saa kaldet efter dens opdager.

Inden vi gaar over til at behandle denne lov, vil vi i korthed gjentage etpar af elektrofysikens fundamentale begreber.[1])

En leders modstand er afhængig af dens *material, temperatur, længde og tværsnit.*

Modstanden ved samme material og samme temperatur er proportional lederens længde, og omvendt proportional dens tværsnit.

Ved samme tværsnit er:

$$R : R_1 = l : l_1 \text{ og}$$

ved samme længde:

$$R : R_1 = s_1 : s$$

Ligeledes er

$$R = \gamma \cdot \frac{l}{s} \qquad (26)$$

γ er den specifike materialmodstand og er modstanden i en traad paa 1 m. længde og 1 mm^2 tværsnit ved 0° C., af det betræffende material (γ for kobber $= \frac{1}{58}$)

Modstanden vokser med tiltagende temperatur.

Temperaturkoefficienten β er den størrelse maalt i ohm, med hvilken en modstand paa 1 Ω tiltager, naar dens temperatur tiltager med 1° C. (β for kobber *0,0038*). Er en kobbertraads modstand ved 15° C. 5 Ω, saa er dens modstand ved 16° C.:

$$5 + 5.0{,}0038 = 5\ (1 + 0{,}0038) = 5{,}019\ \Omega$$

og ved 40° C: $5\ (1 + 0{,}0038.25) = 5{,}475\ \Omega$

Betegner vi modstanden ved 0° med R_0 og ved T° med R_T, saa er:

$$R_T = R_0\ (1 + \beta\ T) \qquad (27)$$

$$R_0 = \gamma \cdot \frac{l}{s}$$

---

[1]) Det følgende forudsættes som bekjendt; jeg har kun taget det med, fordi det hører ind under Ohms lov.

Ifølge (26) er:

$$R_T = \gamma \cdot \frac{l}{s}(1 + \beta\ T) \qquad (28)$$

Den ohmske lov lyder i sin enkle form:

Strømstyrken er proportional den elektromotoriske kraft og omvendt proportional lederens modstand.

$$J = \frac{E}{R} \qquad (29)$$

Indsættes (26) i (29) saa er

$$J = \frac{E}{\gamma \cdot \frac{l}{s}}$$

Tager man temperaturen i betragtning, saa er:

$$J = \frac{E}{\gamma \cdot \frac{l}{s}(1 + \beta\ T)}$$

I det foregaaende er der forudsat, at strømkilden ingen indre modstand havde; med andre ord, at klemmespændingen var lig den *E. M. K.*

Har strømkilden en *indre modstand* r_i, saa er, da strømkilden og den *ydre modstand* (belastningen) er forbundet i serie, potentialfaldet fra den *E. M. K.*'s frembringelsessted til *klemmerne*.

$$\varepsilon = J \cdot r_i$$

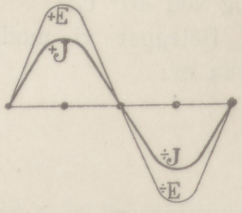
Klemmespændingen e er den *E. M. K.* minus potentialfaldet.

$$e = E - J \cdot r_i$$

Dette gjælder naturligvis *kun for ligestrøm.*

Vender vi efter dette lille *intermezzo* tilbage til vor vexelstrøm, saa er det os klart, at ogsaa vexelstrømmen i en ohmsk modstand, f. ex glødelamper, er strømmen direkte proportional, d.v.s.: tiltager spændingen, saa tiltager ogsaa strømmen, og omvendt.

Fig. 15.



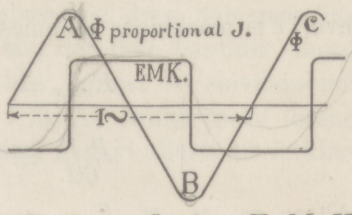
Dette kan vi gjøre os anskueligt ved den grafiske fremstilling fig. 15; E er spændingskurven, J strømkurven; vilde vi fremstille dette strøm- og spændingsløb *vektorisk*, saa erholder vi to linjer, der fuldstændig dækker hinanden.

Vi er altsaa komne til følgende vigtige resultat: *Den vexelspænding, som overvinder den ohmske modstand, er i fase med strømmens vektor.*

B. Vexelstrømme i selvinduktion og ohmsk modstand.

Tænker man sig en jernring, forsynet med traadvindinger, der ifølge ydre kræfter, hvis natur er os ligegyldig, fører et konstant felt Φ, saa opstaar der i vindingerne ingen *E. M. K.*, *da feltets kraftlinjeintensitet ikke forandrer sig.*

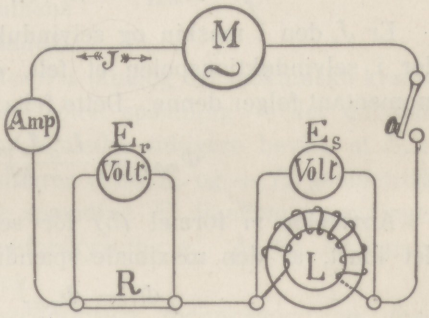
Fig. 16.



Har derimod feltet det ved kurve Φ fig. 16 karakteriserede forløb (sinuslinje), saa opstaar der i vindingerne en *E. M. K.*, der i ethvert øieblik er den momentane kraftlinjeændring proportional.

Fra A til B aftager kraftlinjeintensiteten med konstant hastighed fra $+\ \Phi$ til $\div\ \Phi$; den *E. M. K.* maa altsaa under dette holde en konstant værdi. Fra B til C tiltager kraftlinjeintensiteten med den samme hurtighed, som den før — fra A til B — aftog; følgen heraf er, at den *E. M. K.* vil være den samme som forhen, men med det modsatte fortegn. (Se *E M. K.*-kurve fig. 16). Man ser altsaa, at der mellem *felt* og *spænding* er en *faseforskyvning* af 90°.

Fig. 17.



I fig. 17 er M en vexelstrømmaskine, R en ohmsk modstand — f. ex. glødelamper — og L en selvinduktion, i dette tilfælde en jernring forsynet med vindinger. Vi vil nu undersøge, hvor stor spændingen er ved den ohmske modstand og selvinduktionens klemmer. Som det fremgaar af fig. 17, er strømmen i selvinduktionen og den ohmske modstand den samme, da begge er koblede i serie. Betegner vi med J_r strømmen i R og med J_L strømmen i L, saa er

$$J_r = J_L = J$$

E_r kan vi uden videre beregne ifølge Ohms lov:

$$J = J_r = \frac{E_r}{R}$$

$$E_r = J \,.\, R \qquad \text{(a)}$$

For at kunne beregne selvinduktionens klemmespænding vil vi foreløbig antage følgende:

1) Vexelstrømmaskinen er direkte forbundet med selvinduktionens klemmer.
2) Jernkjernens vindinger besidder ingen ohmsk modstand.

Nu er selvinduktionens klemmespænding bekjendt, thi da denne og maskinens klemmer er direkte forbundne, saa er

$$E_s = e,$$

hvori e er maskinens klemmespænding. Maskinens maximal *E. M. K.* er:

$$E_{max} = \frac{N.\ n}{60} \cdot p\ \Phi\ .\ \pi\ .\ 10^{-8}$$

$$\frac{p\ n}{60} = \sim$$

Altsaa er $$E_{max} = N\ .\ \sim\ .\ \Phi\ .\ \pi\ 10^{-8}$$

Indsætter vi i denne ligning antal vindinger *(M)* istedenfor antal ledere *(N)* [1]), saa er

$$E_{max} = M.\ (2\ .\ \pi\ .\ \sim)\ \Phi\ 10^{-8}$$

Ifølge ligning 20 er:

$$\omega = 2\ .\ \pi\ .\ \sim$$

Heraf følger:

$$E_{max} = M\ .\ \omega.\ \Phi\ .\ 10^{-8} \qquad \text{(b)}$$

Er J_s den i maskin og selvinduktion herskende strøm, saa opstaar der i selvinduktionspolen et felt, der, da strømmen er dets aarsag, momentant følger denne. Dette felts maximalværdi er ifølge formel 17:

$$\Phi_{max} = \frac{L\ .\ J_{s\ max}}{M} \cdot 10^{8} \qquad \text{(c)}$$

Anvender vi formel *(b)* for selvinduktionens *E. M. K.*, saa er det klart, at den maximale spændings aarsag er det maximale felt:

$$\Phi = \Phi_{max}$$

Indsættes Φ_{max} fra *(c)* i *(b)* saa er:

$$E_{max} = M\ .\ \omega\ .\ \frac{L\ J_{s\ max}}{M} \cdot 10^{-8}.\ 10^{8}$$

$$= \omega\ L\ .\ J_{s\ max.}$$

Heraf er selvinduktionsspændingen

$$E_s = \frac{E_{max}}{\sqrt{2}} = \omega L\ .\ \frac{J_{s\ max}}{\sqrt{2}}$$

$$E_s = \omega\ L\ .\ J \qquad (30)$$

[1]) En vinding repræsenterer to ledere, $2\ M = N$.

Vender vi nu tilbage til vor fig. 17, hvor selvinduktion og ohmsk modstand er koblet i serie, saa er spændingen ved R's klemmer:

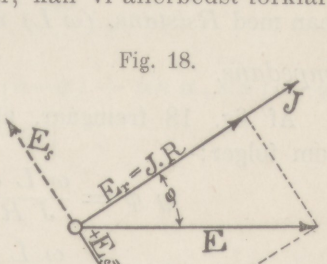
$$E_r = J \cdot R$$

og spændingen ved Ls klemmer:

$$E_s = \omega \, L \cdot J$$

Dette E_s er den *rene* selvinduktionsspænding, d.v.s. den spænding, der hersker ved en selvinduktionsklemme, der ikke besidder ohmsk modstand. Da dette imidlertid ikke kan forenes — selvinduktion uden ohmsk modstand —, saa kan vi i fig. 17 tænke os R forenet med L. Det forhold, som herved opstaar, kan vi allerbedst forklare os ved diagrammet fig. 18.

Fig. 18.



Vi har tidligere bevist, at der mellem feltet og selvinduktionsspændingen er en faseforskyvning af 90°. Da feltet er *i fase* med strømmen, saa er der naturligvis ogsaa mellem strømmen og E_s en forskyvning af 90° og, som det fremgaar af fig. 16 er strømmen J 90° foran selvinduktionens $E.\,M.\,K.$ analog fig. 18, hvor E_s er 90° efter strømmens vektor J. For at overvinde selvinduktionens $E.\,M.\,K$ E_s maa man *udenfra* (analog det mekaniske kræftepar) *paatrykke* en ligestor modsat rettet spænding — der udbalancerer E_s — nemlig $+ E_s$. Vi har ligeledes tidligere bevist, at E_r er i fase med strømmens vektor. Adderer vi nu E_r og $+ E_s$ geometrisk, saa erholder vi den resulterende spænding E; imellem spændingen E og strømmen J er der en faseforskyvning φ. Af fig. 18 kan vi læse os til følgende vigtige sætning:

1) *Selvinduktionen i en vexelstrømkreds foraarsager en faseforskyvning mellem strøm og spænding, saaledes at spændingen er foran strømmen.*
2) *Er selvinduktionen høi i forhold til ohms modstand, saa opstaar der en faseforskyvning mellem strøm (J) og spænding (E) paa ca. 90°.*

Vil man beregne den resulterende spænding E, saa ser man, at $+ E_s$ og E_r er katheterne i et retvinklet triangel.

Altsaa er:

$$E^2 = E^2_s + E^2_r$$

$$E = \sqrt{E^2_s + E^2_r}$$

Indsættes værdierne for E_s og E_r, saa er:

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

$$E = J\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}$$

Opløses denne formel for J, saa er:

$$J = \frac{E}{\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}} \qquad (31)$$

Dette er den for vexelstrøm udvidede Ohms lov. R betegner man med *Rsistans*, (ωL) med *inductans* og $\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}$ med *impedans*.

Af fig. 18 fremgaar, at forskyvningsvinkelen φ kan bestemmes som følger:

$$tg\ \varphi = \frac{\omega L J}{J R}$$

$$tg\ \varphi = \frac{\omega L}{R} \qquad (32)$$

Det fremgaar af formel (31), at strømmen er mindre, end den ifølge Ohms lov, formel (29), skulde være.

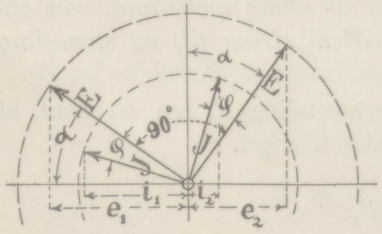
C. Vexelstrømmes effekt.

En vexelstrøms momentane effekt er givet gjennem produktet af den øieblikkelige strøm i og spænding e.

$$P_{momentan} = e . i$$

Det nytter os imidlertid lidet at kjende den momentane effekt, da kun den *midlere* effekt for os kan være af interesse.

Fig. 19.



For nu at finde den midlere (effektive) effekt, vil vi antage to lige vexelstrømme J fig. 19, der har en gjensidig forskyvning af 90°. Disse strømmes aarsag er to lige vexelspændinger E, der ogsaa gjensidig er forskyvet om 90°; og hver spænding er foran sin resp. strøm om φ^0; e_1 i_1 e_2 i_2 er momentanværdier.

Den ene vexelstrøms momentaneffekt er:

$$P_1 = e_1 . i_1$$
$$e_1 = E . \cos a$$
$$i_1 = J . \cos (a—\varphi)$$
$$P_1 = E \cos a . J . \cos (a—\varphi)$$

Den anden vexelstrøms momentaneffekt er:

$$P_2 = e_2 . i_2$$
$$e_2 = E . \sin a$$
$$i_2 = J . \sin (a—\varphi)$$
$$P_2 = E . \sin a . J . \sin (a—\varphi)$$

Begge effekters sum er:

$$P_1 + P_2 = E . J \left[\cos a . \cos (a—\varphi) + \sin a . \sin (a—\varphi) \right]$$
$$= E . J . \cos \left[a—(a—\varphi) \right]$$
$$= E . J . \cos \varphi$$

Følgelig er den ene strøms effekt:

$$P = \frac{E . J}{2} \cdot \cos \varphi = \frac{E}{\sqrt{2}} \cdot \frac{J}{\sqrt{2}} \cdot \cos \varphi$$

$$P = E_{eff.} J_{eff.} \cos \varphi \qquad (32)$$

Man erholder altsaa en vexelstrøms effekt i watt, idet man multiplicerer voltampère med forskyvningsvinkelens cosinus. Cos φ betegner man som *arbeidsfaktor*. Er faseforskyvningen $= 0$, saa er cos $\varphi = 1$, og vexelstrømeffekten = volt. Amp. $\varphi = 0$ indtræffer, naar belastningen udelukkende bestaar af glødelamper eller synkronmotorer. Er $\varphi = 90^0$, saa er cos $\varphi = 0$.

$$P = e . i, \; 0 = 0$$

Heraf skulde følge, at intet arbeide blev udført ved en forskyvning af 90^0 mellem strøm og spænding; vi har imidlertid en kjendt mekanisk sætning, som siger, at *intet arbeide gaar tabt;* heller ikke det arbeide, som den driftsmaskine, der bringer vexelstrømmaskinen i rotation ved en forskyvning af 90^0, gaar tabt; det omsætter nemlig i thermisk (varme) energi, og den 90^0 efterilende strøm underholder spredningsfeltet.

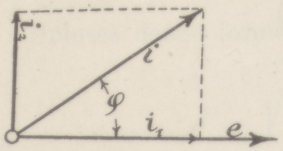
D. Strømkomponenter.[1])

Tænker man sig den om φ^0 efter spændingen ilende strøm delt i to komponenter saaledes, at den ene (i_1) falder sammen med spæn-

[1]) Dolivo Dobrowolsky.

dingen, medens den anden (i_2) staar lodret paa samme, saa er i fig. 20

Fig. 20.



$$i_1 = i \,.\, cos\ \varphi$$

$$i_2 = i \,.\, sin\ \varphi$$

Ifølge formel 32 er

$$P = e \,.\, i \,.\, cos\ \varphi$$

Heraf kan man slutte, at det er den med spændingen sammenfaldende strøm i_1, som er den *effektydende strøm*, d.v.s. den strøm, der alene overtager det os tilgodekommende arbeide; i_2 udfører altsaa intet arbeide, vel at mærke: *intet nyttigt arbeide;* dens arbeide omsættes, som ovenfor nævnt, i varme, og den underholder tab- eller spredningsfeltet; man betegner den derfor ogsaa som *magnetiseringsstrøm*, eller *wattløs strøm*, medens i_1 er *arbeids-* eller *wattstrømmen.*

E. Vexelstrømme i kapacitet og ohmsk modstand.

1) Kondensatorer.

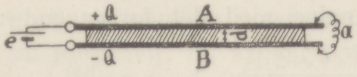
Anbringer vi to elektriciteten ledende, plane flader parallelt overfor hinanden, med et lag isolation (dielektrikun) imellem, saa danner dette apparat i sin enkle form en *kondensator*. To frit hængende ledere, en Leydenerflaske og en koncentrisk kabel o.s.v., repræsenterer altsaa kondensatoren. Eiendommeligheden ved en saadan kondensator ligger deri, at der paa pladernes overflader samler sig lige store elektricitetsmængder med modsatte fortegn, naar kondensatoren *lades*, d.v.s. naar den indskydes i en strømkreds. Er en kondensator ladet, saa befinder der sig paa den ene flade en elektricitetsmængde $+ Q$, paa den anden en elektricitetsmængde $\div Q$. Potentialdifferencen fra $+ Q$ til $- Q$ er den momentant tilstrømmende elektricitetsmængde proportional. Den elektricitetsmængde, der fordres for at udvikle en spændingsdifference (potential) à 1 volt, betegnes som kondensatorens *kapacitet.*

Kapaciteten maales i *farad (C).* Betegnes elektricitetsmængden i coulomb med Q, saa er:

$$Q = C \,.\, E$$

$$C = \,.\, \frac{Q}{E}$$

Fig. 21.



Forbindes kondensatorpladerne A og B fig. 21 med en leder a, saa opstaar der i denne en strøm i, der i tidsrummet t udjævner potentialdifferencen mellem A og B. Det herved ydede arbeide er:

$$A = E \,.\, i \,.\, t = E \,.\, Q$$

$$E = \frac{A}{Q} \qquad \text{(a)}$$

Her ser vi i mathematisk form, hvad vi ovenfor lærte: *Spændingen er proportional mængdeenheden.* Skal elektricitetsmængden *1* udjævnes fra A til B, saa er det elektriske felt, som ved denne udjævning vilde opstaa:

$$\Phi = 4 \,.\, \pi \,.\, Q$$

og $$H = \frac{4 \,.\, \pi \,.\, Q}{S},$$

hvori S er pladekondensatorens flade i cm.^{2} Dette gjælder naturligvis kun for luft som mellemlæg imellem pladerne A og B, da luftens ledeevne er lig *1*. Har man et mellemlæg, hvis ledeevne er $= \mu$, saa er:

$$H = \mu \,.\, \frac{4 \,\pi \,.\, Q}{S}$$

Det arbeide, som ved udjævningen ydes, er:

$$A = \mu \,.\, \frac{4 \,\pi \, Q}{S} \cdot d \,.\, 1$$

Dette arbeide er ifølge ligning *(a)* lig E:

$$E = \mu \,.\, \frac{4 \,\pi \, Q}{S} \cdot d \,.\, 1.$$

Betegner vi dielektricitetskonstanten med K, saa er $\mu = \frac{1}{K}$.

$$E = \frac{4 \,\pi \, Q}{K \,.\, S} \cdot d \,.\, 1 \qquad \text{(b)}$$

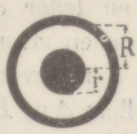
Nu ved vi, at

$$C = \frac{Q}{E} \qquad \text{(c)}$$

Indsætter vi *(b)* i *(c)* saa er:

$$C = \frac{K \,.\, S_{cm.^2}}{4 \,\pi \, d_{cm.}} \text{ (absolut)} \qquad (33)$$

Fig. 22.



Har man en koncentrisk tabel, hvis indre leders radius $= r$ (se fig. 22), og hvis ydre leders indre radius R, saa er, analog med det foregaaende:

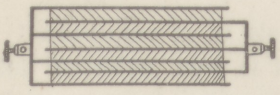
$$C = \frac{K \,.\, l_{cm.}}{4{,}6 \,.\, lg \frac{R_{cm.}}{r_{cm.}}} \qquad (34)$$

Vil man erholde kapaciteten i farad, saa har man at multiplicere de resp. formler med 9.10^{-11}.

Dielektricitetskonstanten K er for de vigtigste i praxis forekommende substanser:

Substans.	K.	Substans.	K.
Luft	1	Porcellæn	4.4
Kautschuk	2.12	Vand	80
Ebonit	2.5	Kraakesølv	4—8
Guttaperka	3		

Fig. 23.



En kondensator, saaledes som den i almindelighed fremstilles i praxis, viser fig. 23; pladerne er, som man ser, lagte ovenpaa hinanden med isolation imellem, og forbundne andenhver en.

Denne kondensatortype bestaar saa at sige af endel enkle kondensatorer (fig. 21) hvis virkning adderes:

$$C = c_1 + c_2 + c_3 + \cdots c_n$$

Kobler man kondensatorer i serie, saa er deres kombinationskapacitet:

$$C = \frac{1}{\frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2} + \cdots \frac{1}{c_n}}$$

Kondensatorvirkningen spiller i vexelstrømtekniken en fremskudt rolle, da den, som før nævnt, optræder ved alle kabelsystemer. Den vil ogsaa ved de enfasede induktionsmotorer, komme til at interessere os, da den i stor udstrækning anvendes som forskyveapparat, ved startning af enfasede induktionsmotorer.

2. Kondensatorladning ved vexelstrøm.

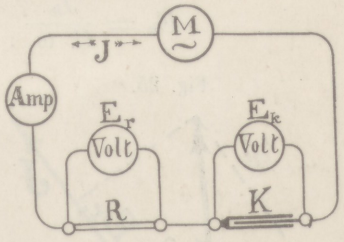
Frembringer strømkilden e fig. 21 en vexelstrøm, saa lades kondensatoren saalænge, som den sinuslinjen følgende $E.\,M.\,K.$ tiltager

til et positivt maximum; er dette maximum naaet, saa synker spændingen, og kondensatoren udlades; herpaa gaar spændingen gjennem 0 til sit negative maximum; kondensatoren bliver altsaa ladet modsat (negativt); nu synker spændingen atter, og kondensatoren udlades paany. Dette spil gjentager sig ved hver periode; tilførselsledningerne fra e vil under dette føre en forholdsvis svag strøm, hvis styrke er afhængig af den *E. M. K.*, kondensatorens kapacitet og den ev. modstand.

Den momentane spændingsdifference (potentialdifference) mellem kondensatorpladerne vil som følge heraf kun i ringe grad adskille sig fra vexelkildens potential, da spændingstabet kun bestaar af det af lade- og udladestrømmen i tilførselsledningen foraarsagede tab.

Naar spændingsdifferencen mellem kondensatorens plader A og B har naaet sit maximum, kan strømmen ikke længere komme ind i kondensatoren, da spændingen i det næste moment forandrer sin retning; naar spændingen har naaet sit maximum, er strømmen $= 0$; i det næste øieblik begynder udladestrømmen at funktionere, og den positive spænding aftager mere og mere. — Naar udladestrømmen har naaet sit maximum, er spændingsdifferencen $= 0$; nu aftager udladestrømmen mere og mere, og den modsatte (negative) spændingsdifference tiltager og hermed den negative ladning. Har kondensatorspændingen naaet sit negative maximum, ophører den negativt rettede strøm at funktionere og forandrer fortegn; kondensatoren begynder nu at afgive sin negative udladestrøm. Vi kommer altsaa til det resultat, at den *paatrykte E. M. K.* er $90^0 = \frac{\pi}{2}$ eller $\frac{1}{4}$ periode *efter* strømmens vektor.

Fig. 24.



I fig. 24 er M en vexelstrømmaskine, R en ohmsk modstand og K en kondensator. E_r og E_k er modstandens resp. kondensatorens klemmespændinger.

Betegner vi en kondensators kapacitet, der er tilknyttet et vexelstrømanlæg, hvis momentane spænding og strøm er lig e og i, med C. saa tiltager kondensatorladningen i tidsrummet dt med

$$C \,.\, de = i \,.\, dt$$

Nu er som bekjendt:

$$i = i_{max} \sin \omega \, t$$

Heraf følger, at

$$C\,d\,e = i_{max}\,sin\,\omega\,t\,d\,t.$$

Som det fremgaar af det foregaaende, bliver kondensatoren ladet ved den strøm, der i løbet af $\frac{1}{4}$ periode $= 90^0$ tiltager fra nul til dens positive eller negative maximum, medens den elektromotoriske kraft e tiltager fra nul til dens maximalværdi $e_{max} = E'$.

Altsaa er:

$$\int_0^{E'} \cdot\, C\,d\,e = C\,E'$$

og

$$C\,E' = \int_0^{90^0} i_{max}\,sin\,\omega\,t\,dt$$

$$= -\frac{i_{max} \cdot cos\,\omega\,t}{\omega}\Bigg|_0^{90^0}$$

$$C\,E' = -\frac{i_{max}}{\omega}$$

Indsætter vi istedenfor maximalværdierne E' og i_{max} effektivværdierne E og J_k, idet vi paa begge sider af lighedstegnet dividerer med $\sqrt{2}$, saa kan vi sætte:

$$C.\,E = \frac{J_k}{\omega}$$

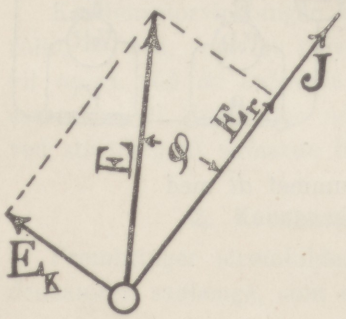
$$J_k = E\,.\,C\,.\,\omega.$$

$$J_k = J = E_k\,.\,C.\,\omega \qquad (35)$$

Heraf er kondensatorens klemmespænding:

$$E_k = \frac{J_k}{C.\,\omega.}$$

Fig. 25.



I fig. 25 er E_k 90^0 efter strømmen J, imedens E_r, som bekjendt, er i fase med strømmen.

Adderer vi nu E_k og E_r geometrisk, saa erholder vi den resulterende spænding E.

Man ser heraf, at i kondensatorer er den resulterende spænding efter strømmen om en vinkel φ.

Kondensatorer i vexelstrømkredse frembringer altsaa en efterilende spænding, medens selvinduktionen frembringer en *efterilende strøm.*

Heraf fremgaar, at selvinduktionen og kapacitetens virkninger modarbeider hinanden, og det ligger da nær at tro, at man ved passende disponering af kapaciteten kunde bevirke, at strøm- og spændingsvektorerne faldt sammen; med andre ord, at strøm og spænding var i fase (sammenlign fig. 18 og 25); forskyvningsvinkelen $\varphi = 0$ og $\cos \varphi = 1$ og

$$P = E \cdot J$$

Vi vil senere faa se, at dette ideelle tilfælde i praxis ikke kan naaes.

I fig. 25 er:

$$E_r = J \cdot R$$

og

$$E_k = \frac{J}{C \cdot \omega}$$

$$E^2 = E_k{}^2 + E_r{}^2$$

$$= \left[\frac{J}{C \cdot \omega}\right]^2 + \left(J \cdot R\right)^2$$

$$= J^2 \left[\left[\frac{1}{C \cdot \omega}\right]^2 + R^2\right]$$

$$J = J_k = \frac{E}{\sqrt{\left[\frac{1}{C \cdot \omega}\right]^2 + R^2}} \qquad (36)$$

Af fig. 25 fremgaar endvidere:

$$tg\ \varphi = \frac{E_k}{E_r}$$

$$= \frac{J}{R \cdot C \cdot \omega \cdot J}$$

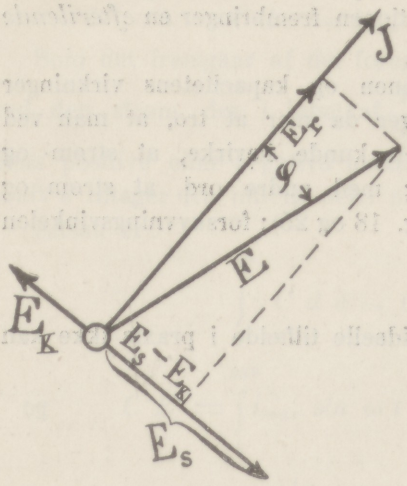
$$tg\ \varphi = \frac{1}{R \cdot C \cdot \omega} \qquad (37)$$

F. Vexelstrøm i selvinduktion, kapacitet og ohmsk modstand.

Er selvinduktionen, kapaciteten og den ohmske modstand koblet i serie, saa er strømmene

$$J_k = J_s = J_r = J$$

Fig. 26.



Strømvektoren J, fig. 26, er altsaa givet. Nu ved vi, at den paatrykte kondensatorspænding E_k er 90° efter strømvektoren, medens den paatrykte selvinduktionsspænding er 90° foran J. E_k og E_s virker altsaa som et kræftepar, hvor E_s i alle i praxis forekommende tilfælde er større end E_k.

Da E_k og E_s, som det fremgaar af fig. 26, er forskyvet om 180°, saa kan deres resulterende virkning behandles arithmetisk.

Den resulterende spænding af E_k og E_s er $(E_s - E_k)$; E_r er i fase med J.

Adderer vi E_r og $(E_s - E_k)$ geometrisk, saa erholder vi den totale, resulterende spænding E.

I fig. 26 er:

$$E^2 = E_r^2 + (E_s - E_k)^2$$
$$= (J.\ R)^2 + \left(\omega\ L.\ J - J.\ \frac{1}{C.\omega}\right)^2$$
$$= J^2\left[R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{C.\omega}\right)^2\right]$$

Heraf er:

$$J = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \left(\omega\ L - \frac{1}{C.\omega}\right)^2}} \qquad (38)$$

Man ser af fig. 26, at hvis man var istand til at gjøre $E_k = E_s$, saa var $E_k - E_s = 0$, og strømmens og spændingens vektor vilde falde sammen; φ vilde være 0 og $\cos\varphi = 1$. Vi vil ogsaa i dette tilfælde aflede en formel for bestemmelse af vinkelen φ:

$$tg\ \varphi = \frac{E_s - E_k}{E_r}$$
$$= \frac{\omega\ L.J - \frac{J}{C.\omega}}{J.R}$$

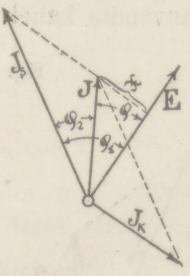
$$tg\ \varphi = \frac{\omega\ L - \frac{1}{C\ .\ \omega}}{R} \qquad (39)$$

I alle hidtil behandlede tilfælde af vexelstrømmens virkninger i selvinduktion, kapacitet og ohmsk modstand har vi forudsat, at disse var koblede i serie; strømmen var os da i alle tilfælder given, og vi havde kun at beregne spændingen for de enkelte tilfælde.

Er nu selvinduktion, kapacitet og ohms modstand ikke koblet i serie, men, som det saa ofte i praxis er tilfælde, parallelt, og er afstanden mellem strømkildens, selvinduktionens, kapacitetens og den ohmske modstands klemmer saa liden, at man uden at begaa større feil kan antage, at deres resp. klemmespændinger E, E_s, E_k og E_r er lige, saa er spændingens vektor given, som en bekjendt størrelse, og vi har at beregne de i selvinduktionen, kapaciteten og den ohmske modstand optrædende strømme.

I fig. 27 er E den givne spændingsvektor; 90^0 *foran* E har vi kondensatorstrømmens vektor

Fig. 27.



$$J_k = E\ .\ C\ .\ \omega;$$

$\varphi^0{}_1$ *efter* E har vi den kombinerede selvinduktion og Ohms strømvektor

$$J_s = \frac{E}{\sqrt{R^2 + (\omega\ L)^2}}$$

I fase med E er strømmen i ohms modstand

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

Af fig. 27 fremgaar:

$$J_r{}^2 + (J_k + x)^2 = J_s{}^2$$

$$J_k + x = \sqrt{J_s{}^2 - J_r{}^2}$$

$$x = \sqrt{J_s{}^2 - J_r{}^2} - J_k$$

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

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

Har man af denne formel beregnet x, saa er den resulterende strøm

$$J = \sqrt{\left(\frac{E}{R}\right)^2 + x^2} \qquad (40)$$

og

$$sin\ \varphi = \frac{x}{J}$$

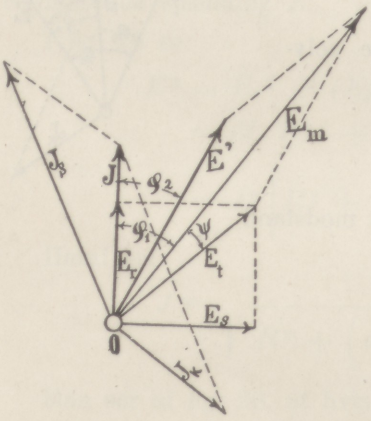
I det innormale tilfælde, at J skulde falde sammen med E, er

$$J = E\sqrt{\frac{1}{R^2 + (\omega\ L)^2} - (C.\omega)^2}$$

Er afstanden mellem selvinduktionens, kapacitetens og ohms modstandsklemmer saa stor, at spændingstabet maa tages med, saa kompliceres beregningerne derved betydelig, og komplikationerne tiltager med afstanden mellem klemmerne og antallet af de deltagende apparater.

For at anskueliggjøre behandlingen og beregningsfremgangsmaaden, vil vi begynde med følgende enkle tilfælde: Fra en vexelstrømkraftcentralstation overføres energi til en transformatorunderstation. Den anvendte kabel har en kapacitet = C farad.

Fig. 28.



I fig. 28 er E_m dynamomaskinens klemmespænding. 90° foran E_m er kondensatorstrømmen J_k.

Efter E_m har vi, som altid, J_s og $J_k + J_s = J$ (geometrisk); 90° foran J har vi selvinduktionsspændingen E_s (induktionsspændingstab). I fase med J er E_r (ohmsk spændingstab).

$E_r + E_s = E_t$ er det totale spændingstab; subtraherer man E_t fra E_m geometrisk, saa erholder vi som spænding ved transformatorens klemmer E'. Har man ved hjælp af formel (40) beregnet J, saa er φ_1 forskyvningsvinkelen mellem E_m og J, det er mellem maskinens klemmespænding og strømmen, medens φ_2 er forskyvningen mellem transformatorens klemmespænding og strømmens vektor.

I almindelighed er i praxis $E_r > E_s$[1]); heraf følger, at forskjellen mellem φ_1 og φ_2 bliver forsvindende. Det er imidlertid at anbefale,

[1]) Ved godt udførte koncentriske vexelstrømkabler er E_s praktisk talt 0.

ved f. ex. drillede dreiestrømkabler, altid først at prøve dem for selvinduktion, saafremt kabelens selvinduktionskoefficient ikke skulde være angiven fra fabriken.

Er L given eller maalt, og viser det sig, at $E_s < E_r$, kan man uden videre sætte $\varphi_1 = \varphi_2$. Man erholder da E' ved at subtrahere E_t fra E_m arithmetisk:

$$E' = E_m - E_t.$$

Vi vil ved den følgende udvikling gaa ud fra, at $\varphi_1 > \varphi_2$. Som det fremgaar af fig. 28, er forskyvningsvinkelen mellem J og $E_t = \angle J O E_t$

$$sin\ J\ O\ E_t = \frac{E_s}{E_t}.$$

Har vi af denne formel beregnet $\angle J O E_t$, saa er

$$\Psi = J O E_t - \varphi_1$$

Altsaa er ogsaa vinkelen mellem det resulterende spændingstab E_t og generatorklemmespændingen E_m bekjendt.

Ifølge en bekjendt trigonometrisk sætning er:

$$cos\ \Psi = \frac{E^2_m + E^2_t - E'^2}{2\ E_m\ E_t},$$

og heraf er

$$E' = \sqrt{E^2_m + E^2_t - 2 \cdot E_m \cdot E_t \cdot cos\ \Psi} \quad (41)$$

Har man ikke som i dette tilfælde en transformator, men n stykker koblede parallelt, saa har man at bestemme deres strøm og spændingsforhold paa følgende maade:

Den kraftoverførende kabels kapacitet pr. km. er bekjendt og lig C'. Man begynder saa med den fra primærstationen længst fjernede transformator og beregner som vist i fig. 27 dens strømforbrug J, og saaledes fortsætter man med hver transformator, indtil man har naaet den sidste før primærstationen; nu adderer man samtlige strømme geometrisk; er dette gjort, og er denne resulterende strøm f. ex. J, fig. 28, saa beregnes som før vist E_t, og af denne og primærstationens spænding E_m erholder vi den første transformators spænding E'.

Anser vi nu E' som den næst paafølgende transformators «primærstationsspænding», saa er E' for denne transformator, hvad E_m er for den første. Paa denne maade fortsætter vi med geometriske subtraktioner, indtil vi erholder den sidste transformators klemmespænding.

Er der mange transformatorstationer, saa kan man forstaa, at beregningen bliver meget indviklet, og komplikationerne i vexelstrøm-

kabeltekniken naar sit høidepunkt, naar fordelingsledningerne er et i sig selv sluttet net.

Da maa man spalte de resulterende strømme i watt og wattløse komponenter; thi da disse alle er i fase, kan man anvende de Kirchhof'ske sætninger. Anvendes ikke kabler, men luftledning, saa falder J_k, fig. 27 og 28, bort, da kapaciteten ved luftledninger i almindelighed er meget liden, saaledes at man, uden at begaa større feil, kan lade den ud af betragtning.

G. Praktiske exempler.

Exempel I. En vexelstrømdynamos karakteristiske dimensioner er følgende:

$N = 400$, $n = 800$, $p = 2$, den kappske faktor = 2,01

$B = 10\,000$, maskinens pollængde = 200 mm. og dens polbredde = 250 mm.

Hvor stor er dens eff. *E. M. K?* E og dens klemmespænding e, naar det indre spændingstab = 70 volt?

Hvor stor er maskinens effekt i *k. w.*, naar den er belastet med en selvinduktion paa 0,05 henry, og en modstand paa 50 ohm?

Ifølge formel 25 (hvori 2,22 = K) er:

$$E = K \cdot \frac{N \cdot n}{60} p \; \Phi \; 10^{-8}$$

$$\Phi = B \cdot S = 10\,000 \cdot 20 \cdot 25 = 5\,000\,000.$$

Indsættes værdierne, saa er:

$$E = 2{,}01 \cdot \frac{400 \cdot 800}{60} \cdot 2 \cdot 5 \cdot 10^6 \; 10^{-8} = 1070 \text{ volt}$$

$$e = 1070 - 70 = 1000 \text{ volt.}$$

Maskinens periodetal ved en omdreiningshastighed = 800 pr. min. er:

$$\sim = \frac{p \cdot n}{60} = \frac{2 \cdot 800}{60} = \text{ca. } 26.6$$

Vinkelhurtigheden $\omega = 2 \cdot \pi \sim =$ ca. 168.

I formel 31 er:

$$J = \frac{E}{\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}} = \frac{1000}{\sqrt{50^2 + (0{,}05 \cdot 168)^2}} = \text{ca. } 19{,}75 \text{ amp.}$$

$$tg \; \varphi = \frac{\omega L}{R} = \frac{0.05 \;\; 168}{50} = 0{,}168$$

Forskyvningsvinkelen $\varphi =$ $9^0 \; 40'$

Arbeidsfaktoren $cos \; \varphi =$ 0,99.

Effekten i watt er ifølge formel 32:

$$P = E \,.\, J \,.\, cos\ \varphi = 1000 \,.\, 19{,}75 \,.\, 0{,}99 = 19500 \text{ watt.}$$

Effekten i kilowatt: *19,6.*

Exempel 2. I en vexelstrømcentrale viser voltmeteret 800 v., ampèremeteret 20 amp. og wattmeteret 12 580 watt. Hvor stor er arbeidsfaktoren $cos\ \varphi$ af forskyvningsvinkelen φ?

$$P = E\ J \,.\, cos\ \varphi$$

$$cos\ \varphi = \frac{P}{E \,.\, J} = \frac{12\,580}{800 \,.\, 20} = 0{,}786$$

$$\varphi = 38^0\ 10'$$

Exempel 3. Et kraftoverføringsanlæg, hvis koncentriske kabel har 8 *M. F.*, har en spænding af 8000 volt og $\sim = 50$.

Hvor stor er kabelens (kondensator) ladestrøm?

$$J_K = E \,.\, C \,.\, \omega \quad \text{(formel 35)}$$

$$J_K = 8000 \,.\, (8 \,.\, 10^{-6}) \,.\, 2 \,.\, \pi \,.\, 50 = 20 \text{ amp.}$$

Exempel 4. En vexelstrømmaskine paa 1000 volt og $\sim = 50$ er tilkoblet et kraftoverføringsanlæg, hvis kombinerede belastningsmodstand = 500 Ω, selvinduktionen = 10 Henry og kabelens kapacitet = *1,0 M F.*

Hvor stor er J, φ E_r E_s og E_k.?

Forsøgsvis sætter vi:

$$tg\ \varphi = \frac{\omega\ L - \dfrac{1}{c\ \omega}}{R} = \frac{314 \,.\, 10 - \dfrac{1 \,.\, 10^6}{314 \,.\, 1}}{500} = \text{ca. } 0$$

Heraf følger, at $\varphi = 0$; strøm og spænding er altsaa i fase, og vi kan anvende formel (38):

$$J = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \dfrac{1}{c \,.\, \omega}\right)^2}} = \frac{1000}{\sqrt{500^2 + \left(314 \,.\, 10 - \dfrac{1 \,.\, 10^6}{314 \,.\, 1}\right)^2}} = 2\ A$$

$$E_r = J \,.\, R = 2 \,.\, 500 = 1000 \text{ volt}$$

$$E_s = \omega\ J \,.\, L = 314 \,.\, 10 \,.\, 2 = 6280 \text{ volt}$$

$$E_k = \frac{J}{C \,.\, \omega} = \frac{2}{314 \,.\, 1 \,.\, 10^{-6}} = 6380 \text{ volt.}$$

Man ser heraf, at der ved selvinduktionens og kapacitetens klemmer hersker spændinger, der er ca. 6 gange maskinens klemmespænding.

Dette saakaldte *resonansfænomen* eller *ferrantieffekt*, saa kaldet efter dens opdager, optræder altid, naar

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

eller naar den anden summand under rodtegnet, ligning 38, falder bort.

En for isolation farlig høide antager ferrantieffekten, naar den indre leder i en koncentrisk vexelstrømkabel alene er tilkoblet; derfor bør man altid anordne to selvstændige strømbrydere, og, ifølge den saakaldte «Neustatt'ske regel», først ved igangsættelsen tilkoble yderlederen, medens man ved frakobling først udrykker den indre leders strømbryder.

Resonanseffekt kan, som ovenfor bemærket, kun optræde i en for isolation etc. farlig form, naar strøm og spænding falder sammen ved kondensator og selvinduktionsbelastning; dette kan indtræffe, naar f. ex. ved et større kraftfordelingsanlæg synkrone motorer, der delvis er overmagnetiserede,[1]) er i drift.

I almindelighed optræder resonanseffekten sjelden, da selvinduktionen i transformatorer og asynkrone motorer i de fleste tilfælder sørger for, at strømmen holder sig efter spændingen.

Exempel 5. Ved et anlæg er den normale strømstyrke $J = 60$ amp., $= E$ 500 volt, $\sim = 50$ og arbeidsfaktoren $cos\ \varphi = \frac{2}{3}$

Hvor stor maa en parallelkoblet kondensators kapacitet være, naar den skal optage den wattløse strøm, d.v.s. naar strøm og spænding skal være i fase? Forat strøm og spænding skal falde sammen, maa kondensatorstrømmen være lig den wattløse strøm:

$$J_k = E \cdot C \cdot \omega = 60 \cdot sin\ \varphi$$

$$cos\ \varphi = \frac{2}{3} = 0{,}666\ldots$$

$$\varphi = 48^0\ 10'$$

$$sin\ \varphi = 0{,}745$$

$$J_k = 60 \cdot 0{,}745 = 44{,}7 \text{ amp.}$$

$$44{,}7 = 500 \cdot C \cdot 2 \cdot \pi \cdot 50$$

$$C = \frac{44{,}7}{500 \cdot 314} = 0{,}000\,286 = 286\ M.\ F.$$

En kondensator paa 286 mikro-farad er uudførlig, paa grund af dens størrelse; altsaa kan en kondensator alene ikke udvirke, at strøm- og spændingsvektorerne falder sammen.

---

[1]) Som vi senere vil faa at se, virker en overmagnetiseret synkronmotor som en kondensator.

Drosselspoler.

Selvinduktionens evne til at frembringe en forskyvning paa 90° mellem dens *E. M. K.* vektor paa den ene side, og den ohmske spændingsvektor paa den anden side, bevirker, som vi ved, en forskyvning af den resulterende spænding E, fig. 18 foran strømmens, og hermed ogsaa den ohmske spændings vektor.

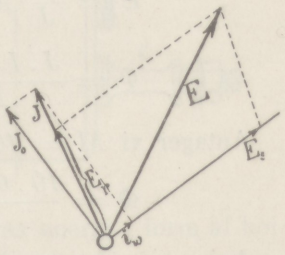
Forhøier vi i fig. 18 + E_s og holder under dette E konstant, saa ser vi, at E_r aftager.

Vi kan altsaa ved at koble en selvinduktion i serie med en ohmsk modstand, *formindske* den ohmske modstands klemmespænding.

Denne egenskab hos selvinduktionen har man i praxis nyttiggjort, og det «selvinduktionsapparat», som frembringer forskyvningen, kalder man en *drosselspole.*

Vi vil nu se, hvordan en saadan drosselspoles diagram ser ud:

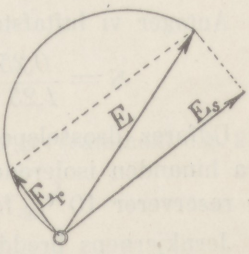
Fig. 29.



I fig. 29 er E_s 90° foran den magnetiserende strøm J_o, der er i fase med feltet. I fase med E_s er arbeidsstrømkomponenten i_w, der har at overvinde de i drosselspolen optrædende minimale tab, i form af hysteresis, hvirvelstrømme, joulesk varme etc. Disse to strømme, J_o og i_w, sætter sig sammen til den resulterende strøm J. I fase med J er den ohmske spænding $E_r = J \,.\, R$. Adderer man nu $E_r + E_s$ geometrisk, saa erholder man E som den resulterende spænding.

Dette diagram lader sig imidlertid betydelig forenkle; i_w, fig. 29 er nemlig ved godt konstruerede og nøiagtig forarbeidede drosselspoler praktisk talt lig nul[1]); reducerer man i fig. 29 i_w til nul, saa ser man, at E_r falder sammen med J_0 og danner altsaa med E_s en vinkel = 90°; man kan da sætte (se fig. 30)

Fig. 30.



$$E = \sqrt{E^2_s + E^2_r} \qquad \text{(a)}$$

Exempel 6. En vexelstrømbuelampe, der forbruger 30 volt = E_r og 10 amp., skal tilknyttes et vexelstrømnet, hvis spænding E = 84 volt og ∞ = 50.

Forat buelampen skal erholde en klemmespænding = 30 volt, vil vi i

[1]) Er $i_w = 0$, saa er $e \,.\, i_w \,.\, \cos\varphi = 0$. Man ser heraf, at en drosselspole *ikke* konsumerer elektrisk energi.

serie med denne indkoble en drosselspole, der skal dimensioneres saaledes, at dens *E. M. K.* undertrykker den overflødige spænding. Beregn denne drosselspoles dimensioner.

Opløser vi ligning *(a)* for selvinduktionsspændingen E_s, saa er:

$$E_s = \sqrt{E^2 - E^2_r}$$

$$E_s = \sqrt{84^2 - 30^2} = 78{,}5 \text{ volt.}$$

I formel (30) er:

$$E_s = \omega \, L \, J$$

$$\omega = 2 \, . \, \pi \, . \, \sim = 2 \, . \, \pi \, . \, 50 = 314.$$

$$L = \frac{E_s}{\omega \, J} = \frac{78{,}5}{314 \, . \, 10} = 0{,}025 \text{ henry.}$$

Ifølge formel (17) er:

$$L = \frac{\Phi}{J} \cdot M \, . \, 10^{-8}$$

$$\Phi = \frac{J \, . \, L \, . \, 10^8}{M}$$

Antager vi $M = 100$, saa er:

$$\Phi = \frac{10 \, . \, 0{,}025 \, . \, 10^8}{100} = 250\,000.$$

Anser vi jernets modstand for uendelig liden i forhold til luftmodstanden, saa er i formel 10 a:

$$\Phi = \frac{\frac{4 \, . \, \pi}{10} X}{\frac{1}{\mu} \cdot \frac{l}{S}}$$

og

$$S = \frac{l \, . \, \Phi}{\frac{4 \, \pi}{10} \cdot X}$$

Antager vi luftafstanden $l = 0{,}25$ cm., saa er:

$$S = \frac{0{,}25 \, . \, 250\,000}{1{,}25 \, . \, (100 \, . \, 10)} = 50 \text{ cm.}^2$$

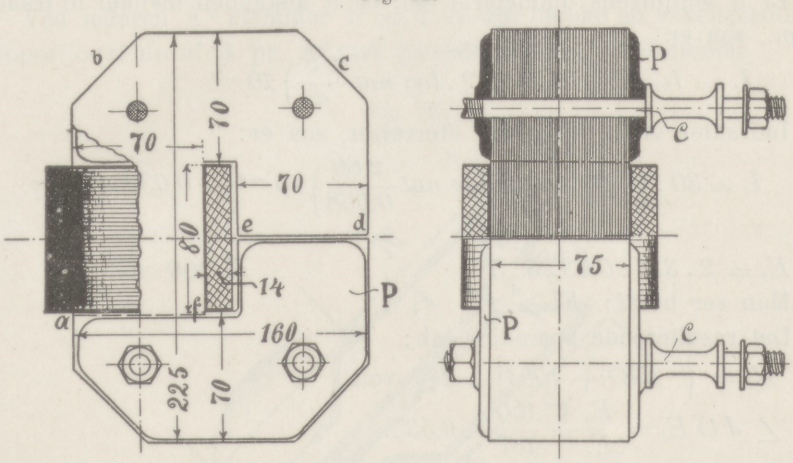
Udføres drosselspolen af sammenlagte 0,5 mm. tykke med papir ifra hinanden isolerede jernplader, saa er, naar vi vælger □ tværsnit og reserverer 10 % for papirisolation:

Jernkjernens bredde $= \sqrt{50} =$ ca. 7 cm. $= 70$ mm.

— dybde $= + 7$ cm. $+ 10$ % $=$ ca. 75 mm.

Drosselspolens konstruktion fremgaar tydelig af fig. 31: jernkjernen er sammensat af stansede 0,5 mm. tykke jernplader af façon *a. b. c. d. e. f.* Er jernpladerne sammenlagte, saa presses de sammen ved hjælp af dækpladerne *P*. De gjennemgaaende bolte *c* tjener til at befæste spolen paa et træbret eller lignende.

Fig. 31.



Exempel 7. Fra en primærstation overføres energi i form af høispændt vexelstrøm til en 30 km. borteliggende transformatorstation.

Spændingen ved primærstationen $E_m = 5000$ volt, $\infty = 50$, arbeidsfaktoren $cos\ \varphi = 0{,}75$; det konstante strømforbrug er 5 amp.

De høispændte ledninger, der har et tværsnit $S = 35$ mm.^{2}, er anbragte paa stolper og har en gjensidig afstand $a = 600$ mm.

1) Hvor stor er klemmespændingen ved sekundærstationen?

2) Hvor stor er ledningens nytteeffekt η?

Betegner vi med l den enkle længde fra primær- til sekundærstationen, saa er det ohmske spændingstab i en ledning, naar R er dennes modstand:

$$\varepsilon = J \,.\, R$$

og tabet i begge ledere $E_r = 2 \,.\, J \,.\, R$

Indsætter vi værdien for R, formel (26), saa er: (sammenl. fig. 28)

$$E_r = 2 \,.\, \gamma \,.\, \frac{l}{s} J = \frac{2}{55} \cdot \frac{l}{s} J$$

eller

$$E_r = \frac{l \,.\, J}{27\ s}$$

I vort specielle tilfælde er:

$$E_r = \frac{30\,000 \,.\, 5}{27 \,.\, 35} = 158 \text{ volt}$$

Ligeledes er, naar $\omega\ L\ J$ er en leders selvinduktions spændingstab:

$$E_s' = 2 \,.\, \omega\ L \,.\, J$$

Er d ledningens diameter i cm. og a afstanden mellem to traade i *cm.*, saa er

$$L = l_{km} \left(0{,}05 + 0{,}2 \,.\, log\ nat \frac{2\,a}{d}\right) 10^{-3}$$

Indsætter vi de bekjendte størrelser, saa er:

$$L = 30 \,.\, \left(0{,}05 + 0{,}2\ log\ nat \frac{2.60}{0{,}668}\right) 10^{-3} = 0{,}0325 \text{ henry.}$$

og

$$E_s = 2 \,.\, 314 \,.\, 0{,}03\,25 \,.\, 5 \qquad = 100 \text{ volt.}$$

Man ser heraf: $E_r > E_s$

Det resulterende spændingstab:

$$E_t = \sqrt{158^2 + 100^2} = 187 \text{ volt}$$

$$sin\ \angle\ J\,O\,E_t = \frac{E_s}{E_t} = \frac{100}{187} = 0{,}535.$$

$$\angle\ J\,O\,E_t = 32^0\ 20'$$

$$cos\ \varphi_1 = 0{,}75$$

$$\varphi_1 = 41^0\ 20'$$

Nu har vi tidligere fundet:

$$\Psi = J\,O\,E_t - \varphi_1$$

Dette var naturligvis under forudsætning af, at E_t var foran E_m. I vort tilfælde er $\varphi_1 > J\,O\,E_t$, følgelig er E_m foran E_t. Dette har imidlertid ingen indflydelse paa resultatet i den af os i afdeling F afledede formel 41.

Altsaa er

$$\Psi = \varphi_1 - \angle\ J\,O\,E_t$$

$$\Psi = 41^0\ 20' - 32^0\ 20' = 9^0$$

Nu er klemmespændingen ved sekundærstationen ifølge formel 41

$$E' = \sqrt{E^2_m + E^2_t - 2\ E_m\ E_t\ cos\ \Psi}$$

Indsætter vi de for E_t og $cos\ \Psi$ fundne værdier, saa er

$$E' = \sqrt{5000^2 + 187^2 - 2 \,.\, 5000 \,.\, 187 \,.\, 0{,}987} = 4800 \text{ volt.}$$

Spændingstabet er altsaa 5000 — 4800 = 200 volt og ledningens nytteeffekt er:

$$\eta = \frac{4800}{5000} = 0{,}96 = 96\ \%.$$

Kapitel III.

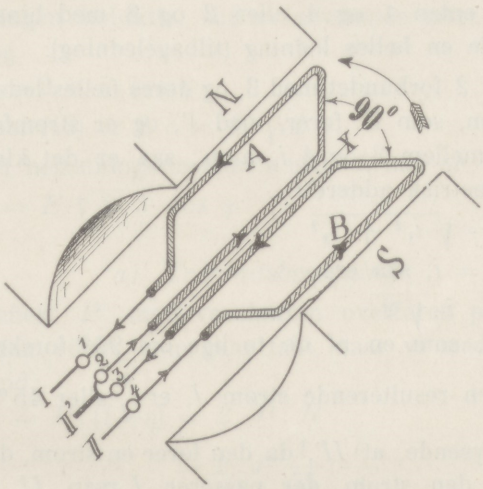
A. Flerfasede vexelstrømme.

1. Tofasestrøm.

A og B, fig. 32 er to ledere, der roterer om axen x i et magnetisk felt frembragt af polerne *N.* og *S.*

Ved lederen A's klemmer 1 og 2 vil der herske en vexelspænding, proportional de af A pr. sekund gjennemskaarne kræftlinjetal.

Fig. 32.



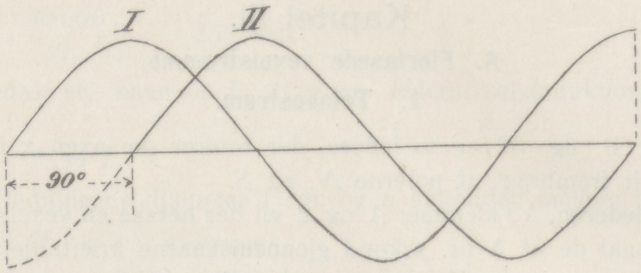
Ved B's klemmer 3 og 4 vil der ligeledes herske en spænding, proportional det af B pr. sekund gjennemskaarne kraftlinjetal; B' spænding vil imidlertid være 90^0 efter A's spænding; thi da der mellem A og B er en vinkel paa 90^0, saa har A sin maximalspænding, naar B's spænding er nul og omvendt.

Forbinder man nu 1 med 2 og 3 med 4, saa opstaar der i forbindelsesledningerne 2 vexelstrømme, der ogsaa har en gjensidig forskyvning paa 90^0; i fig. 33 er I og II de to om $90^0 = \frac{\pi}{2}$ forskøvne vexelstrømme.

Er forbindelsesledningen, eller rettere sagt belastningen af induktiv natur, saa opstaar der naturligvis ogsaa her en faseforskyvning φ.

Man betegner strømmen mellem 1 og 2 eller 3 og 4 som en *enfaset vexelstrøm*, eller kort og godt *vexelstrøm*. Det hele system, fig. 32, kalder man et *tofasesystem*.

Fig. 33.



Dette tofasesystem lader sig forenkle derved, at man forbinder to ende-traade enten 1 og 4 eller 2 og 3 med hinanden, og lader disse to erholde en fælles ledning (tilbageledning).

I fig. 32 er 2 forbundet med 3, og deres fælles leder er II'. Betegner vi den strøm, som II' fører, med J', og er strømforbruget mellem 1 og 2 i_1, og mellem 3 og 4 i_2 amp., saa er det klart, at II' fører $(i_1 + i_2)$ geometrisk adderet:

$$J' = \sqrt{i_1^2 + i_2^2}$$

Er $i_1 = i_2 = i$, saa er:

$$J' = i \cdot \sqrt{2} \qquad (42)$$

og den vinkel, som en af de to lige om 90° forskøvne strømme i danner med den resulterende strøm J, er $\frac{\pi}{4}$ eller 45°.

Det er indlysende, at *II'*, da den fører en strøm, der er $\sqrt{2}$ gange saa stor som den strøm, der passerer *I* resp. *II*, maa erholde et tværsnit, der er $\sqrt{2}$ gange saa stort som tværsvittet til *I*, resp. *II*.

Anm. Skal $i_1 = i_2 = i$, saa maa belastningen være lige fordelt paa de to faser, d.v.s., man maa tilkoble lige saa mange lamper mellem *I* og *II'* som mellem *II* og *II'*.

Bestaar belastningen udelukkende af motorer, saa er det klart, at $i_1 = i_2 = i$, da man vel med sikkerhed kan antage, at belastningen i en motor er lig i begge faser.

Betegner vi den spænding, der hersker mellem *I* og *II'*, resp. *II* og *II'*, med e (fasespænding), og den spænding, der hersker mellem *I* og *II*, med E (hovedspænding), saa er:

$$E = e\sqrt{2} \qquad (43)$$

Ogsaa mellem E og e bestaar en faseforskyvning $\frac{\pi}{4} = 45°$.

Af formel (43) ser man, at hvis man mellem *I* og *II'* eller *II* og *II'* kan brænde lamper paa 107 volt, saa maa man mellem *I* og *II* indkoble lamper med en spænding af 107. $\sqrt{2}$ = ca. 150 volt.

Betegner vi med P_1 fase A's effekt, saa er ved induktionsfri belastning:

$$P_1 = e_1 \cdot i_1$$

Er P_2 fase B's effekt, saa er:

$$P_2 = e_2 \; i_2$$

Da $e_1 = e_2 = e$, og $i_1 = i_2 = i$, saa er den samlede effekt ved induktionsfri belastning:

$$P = P_1 + P_2 = 2 \cdot e \cdot i$$

Er belastningen induktiv, saa er strømmen efter spændingen om en vinkel φ og

$$P = 2 \; e \cdot i \cdot \cos \varphi$$

Ifølge formel (43) er $2 \; e = E \sqrt{2}$

Betegner vi belastningsstrømmen med *J*, saa er

$$P = E \sqrt{2} \cdot J \cdot \cos \varphi \qquad (43\text{ a})$$

a) Tversnitsberegning.

Skal en effekt *P'* med vexelstrøm overføres paa en strækning l_m, saa er den effekt, som gaar tabt, naar vi med *R* betegner *en* leders modstand:

$$P_1 = P \cdot (1 - \eta) = 2 \cdot J^2 \cdot R$$

$$= 2 \cdot J^2 \frac{1}{55} \cdot \frac{l}{s}, \qquad (a)$$

hvori *P* er vexelstrømmaskinens effekt.

$$P = E \cdot J \cdot \cos \varphi$$

$$J = \frac{P}{E \cdot \cos \varphi}$$

Indsætter vi i (a) denne værdi for J, og opløser vi formelen for *s*, saa er:

$$s_1 = \frac{2 \; P \cdot l}{55 \; (1 - \eta) \; (E \cos \varphi)^2} \qquad (44)$$

Skal effekten *P'* overføres med tofasestrøm, saa behøves dertil fire ledere; er s_1 en af disse lederes tværsnit, saa fremgaar det af formel (44), at

$$s_1 = \frac{1}{55} \frac{P \cdot l}{(1 - \eta) \; (E \cdot \cos \varphi)^2} \qquad (44\text{ a})$$

Anordner vi fælles tilbageledning, saa er dennes tværsnit:

$$s_2 = \sqrt{2} \cdot s_1$$

Altsaa: to ledere, hvis tværsnit $= s_1$
en leder, hvis tværsnit $= s_1 \cdot \sqrt{2}$.

Er belastningen induktionsfri (glødelamper), saa er $cos\ \varphi = 1$,

$$i = \frac{P}{E} \text{ og } (1-\eta) \cdot E = \triangle$$

Indsætter vi disse værdier i formel (44), saa er:

$$s_1\ ^{1}) = \frac{i \cdot l}{55 \triangle}$$

og $$s_2 = \frac{i \cdot l \cdot \sqrt{2}}{55 \triangle} = \frac{i \cdot l}{38{,}9 \triangle}$$

Er begge faser lig belastet, og har man flere transformatorstationer efter hinanden, saa udfører man strøm- og spændingsberegningerne efter den i kap. *II F* viste methode; da beregningen udføres for en fase, maa man for E_m indføre faseklemmespændingen. Man erholder da spændingstab, resulterende endespænding o.s.v. pr. fase.

2. Roterende felter (Dreiefelt).

Bevikler man en ringformet jernkjerne med isoleret kobbertraad, og sender man gjennem viklingen en vexelstrøm, hvis periodetal $= \sim$, saa opstaar der i jernkjernerne et *vexelfelt*, hvis momentanværdi Φ' er:

$$\Phi' = \Phi_{max}\ sin \cdot 2 \cdot \pi \cdot \sim \cdot t$$
$$= \Phi_{max} \cdot sin\ \omega\ t$$

Φ's komponente i retningen a er:

$$\Phi a = \Phi_{max}\ cos\ a\ sin\ \omega t$$

Roterer komponentretningen a med den konstante vinkelhurtighed ω, saa er $a = \omega\ t$, og feltet i den roterende retning er:

$$\Phi_2 = \Phi_{max}\ cos\ \omega\ t \cdot sin\ \omega\ t$$

$$= \frac{1}{2}\ \Phi_{max}\ sin\ 2 \cdot \omega\ t.$$

Tænker vi os den beviklede jernkjerne anbragt i et med ligestrøm magnetiseret felt, f. ex. mellem polerne N og S, fig. 13, saaledes

[1]) For vexelstrøm med induktionsfri belastning er som følge heraf

$$s = \frac{2 \cdot i\ l}{55 \triangle}$$

at kraftlinjerne staar lodret paa ringens periferioverflade, og roterer *polerne* om jernkjernen, saa kan vi med sikkerhed antage, at enhver leder i det samme tidsrum overalt paatræffer den samme feltintensitet, da denne kun forandrer sin styrke langs ankerets periferi.

Antager vi et punkt paa ankerets periferi, saa er dette punkts beliggenhed bestemt ved den tilhørende centrivinkel β, hvis størrelse maales fra det øieblik, punktet sattes i bevægelse, og den til punktet hørende radius.

Er feltet, som i dette tilfælde, et topolet $(p = 1)$, saa hersker i samme tidsrum to hinanden lige feltintensiteter, der kun adskiller sig fra hinanden derved, at den enes fortegn er $+$ den andens $\div$. Hersker saaledes ved β feltintensiteten $+ \Phi$, saa er feltintensiteten i samme tidsrum ved $(\beta + 180^0) - \Phi$.

Har vi istedenfor et polpar $2\ p$ poler, saa har vi altsaa p feltpar $(+ \Phi$ og $- \Phi)$.

Roterer polerne N og S med vinkelhastigheden $\frac{\omega}{p}$, saa er feltets intensitet en sinusfunktion, afhængig af feltets momentane stilling og $$\Phi = \Phi_{max} \sin (p \,.\, \beta)$$

Magnetiseres feltet med vexelstrøm, saa er

$$\Phi' = \Phi_{max} \sin \omega\, t. \sin p\, \beta.$$

Dette felt kan vi tænke os magnetiseret af og i fase med vexelstrømmen i'; har vi en anden vexelstrøm i'', der med i' danner en vinkel $= 90^0$, saa er det af i'' frembragte felt

$$\Phi'' = \Phi_{max} \cos \omega\, t. \cos p \,.\, \beta,$$

da dette felt med Φ' danner en vinkel $= 90^0$.

Adderer vi Φ' og $\Phi''s$ virkning, saa er det resulterende felt

$$\Phi = \Phi' + \Phi'' = \Phi_{max} \cos (p.\, \beta - \omega\, t).$$

Man ser heraf, at det af de to om 90^0 forskøvne strømme i' og i'' frembragte resulterende felt har den samme virkning som et med ligestrøm magnetiseret felt, der roterer med den konstante vinkelhurtighed $\frac{\omega}{p}$;

thi hersker f. ex. i et punkt β', naar $t = 0$, feltet Φ^0, saa bestaar den samme feltintensitet i tidsrummet t ved

$$\beta = \beta' + \frac{\omega\, t}{p}$$

Heraf er:

$$p.\beta' = p.\beta - \omega t.$$

Det roterende felts intensitet er:

$$\Phi_r = \Phi_{max} \sin (p.\beta - \omega t)$$

Efter dette at dømme, bestaar der mellem Φ_r og Φ ingen væsentlig forskjel; vil man beregne Φ's vinkelhastighed, saa sætter vi

$$p.\beta - \omega t = c$$

Da er $$p.d\beta - \omega\, dt = 0$$

og feltets vinkelhastighed

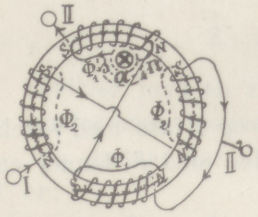
$$\frac{d\beta}{dt} = \frac{\omega}{p}$$

Vi erholder altsaa som slutningsresultat:

Er to vexelfelter gjensidig forskøvet om en vinkel φ, saa opstaar der et roterende felt, der roterer med konstant hastighed.

Har vi en jernring, der er beviklet som fig. 34, og sender vi gjennem denne vikling en tofasestrøm, saa opstaar der to felter Φ_1 og Φ_2; adderer vi i ethvert øieblik disse to felters momentanværdier, saa erholder vi et roterende dreiefelt.

Fig. 34.



Forbinder vi polerne I, II og II', fig. 34, med de tilsvarende klemmer i fig. 32, saa viser pilene i fig. 34 strømmenes momentane forløb; i den vikling, der ligger nærmest klemme II, ser vi, at det af strømmen frembragte momentane felt træder ud ved N og ind ved S; det forløber altsaa i uhrviserretning.

Bringer vi nu en leder a ind i dette felt, saa induceres der i denne en strøm, der er rettet mod papirets bagside (negativ retning). Denne strøm vil nu paa sin side frembringe et felt, og dette felts «poler» er n og s.

Har nu f. ex. strømmen i Φ_1s spole sit maximum, saa fremstiller Φ_1s poler N og S det roterende felts poler; i dette moment befinder n og s sig overfor N resp. S; N udøver altsaa en frastødende kraft paa n, og S en ligestor frastødende kraft paa s, forudsat at a befinder sig midt imellem N og S. Er dette ikke tilfælde, er a f. ex. nærmere S, saa er S's indflydelse paa a's felt den overveiende, og a vil blive stødt tilbage paa sin indifferente plads.

Fortsætter nu feltet sin rotation, saa er det af det foregaaende klart, at a vil bestræbe sig for at beholde sin indifferente stilling

ligeoverfor det roterende felt; med andre ord: *a vil rotere med feltet.*

Skal der i *a* under feltets rotation induceres strømme, saa betinger disse strømme en *EMK.*

Nu ved vi, at der kun i en leder opstaar *EMKe*, naar denne gjennemskjærer kraftlinjer; vilde altsaa *a* bibeholde sin indifferente stilling ligeoverfor det roterende felt, d. v. s. er *a*'s vinkelhastighed lig feltets, saa vilde ingen kraftlinjer blive gjennemskaarne, og *a* vilde være strømløs og uden felt; har *a* intet felt, saa ophører den øieblikkelig at rotere med feltet og sakker agterud. I det samme moment som *a*'s hastighed aftager, vil lederen gjennemskjære det med konstant hastighed roterende felts kraftlinjer. Herved vil der opstaa en *EMK* og med denne en strøm og med strømmen et felt. *a* vil altsaa paany rotere med feltet.

Vi kan heraf forstaa, at skal *a* med jevn hurtighed følge feltet, saa kan dens stilling ikke være indifferent, men den maa være noget efter feltet, netop saa meget, at det af *a* gjennemskaarne kraftlinjetal kan underholde en spænding og strøm, hvis felt kan bringe *a* til rotation.

Forsøger man at hindre *a* i dens rotation, saa vil det i tidenheden gjennemskaarne kraftlinjetal forhøies, og hermed forhøies strømmen i og feltet om *a; a*'s trækkraft forhøies altsaa. Heraf kan vi slutte, hvad vi senere vil bevise, at omdreiningshastigheden til en motor, der er bygget efter dette princip, er konstant ved de forskjellige belastninger.

Da denne motors vinkelhastighed theoretisk seet aldrig kan naa feltets, saa har man betegnet den som en *asynkronmotor, ogsaa induktionsmotor*, i modsætning til *synkronmotorerne*, hvis vinkelhastighed er lig feltets.

Vi vil nu undersøge, paa hvilken maade det lader sig gjøre at faa motoren til at forandre rotationsretning.

Skal feltet og hermed *a*'s rotationsretning forandres, saa behøver man aabenbart kun at forandre det ene komponentfelts retning, d.v.s. vi forskyver feltet om 180^0, og vi erholder:

$$-\Phi' = \Phi_{max} \sin(\omega t + 180^0) \cdot \sin p \cdot \beta$$

$$-\Phi' + \Phi'' = \Phi_{max} \cos(p\beta + \omega t)$$

og $$\frac{d\beta}{dt} = \div \frac{\omega}{p}$$

Man forandrer altsaa rotationsretningen, naar man ombytter *to* tilførselstraade [1]).

Induktionsflerfasemotoren, der er opfundet af prof. *Ferraris* 1891, har mange betydelige fordele fremfor ligestrømmotorerne, bl. a, en forholdsvis høi nytteeffekt ved motorer med smaa ydeevner.

Prof. *v. Dobrowolsky* har paavist, at det tofasede elektromagnetiske dreiefelt opviser betydelige kraftvariationer.

Betegner vi med J den maximale strømstyrke, saa er strømmen i den ene spole $= J$, naar den i den anden spole $= 0$ (se fig. 33).

$^1/_8$ dels periode senere har begge strømme den samme værdi, nemlig $J \,.\, sin\ 45^0$.

Sætter vi strømstyrkerne proportional de frembragte feltintensiteter, og kombinerer vi felterne paa samme maade, som man kombinerer kræfterne i et kræfteparallelogram, saa ser man, at feltintensiteterne varierer mellem værdier, der forholder sig som

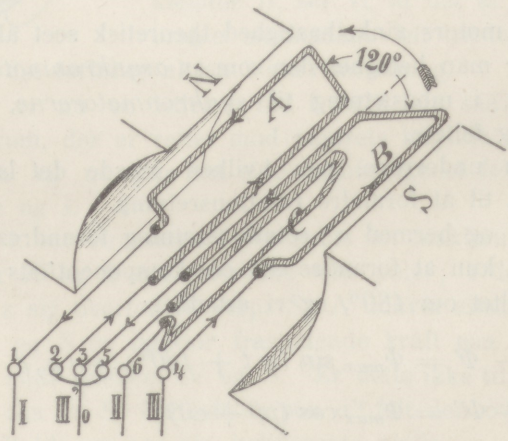
$$1 : 2 \,.\, sin\ 45^0 = 1 : 1{,}41.$$

Man erholder altsaa en kraftvariation $= 41\ ^0/_0$.

En saadan pulserende feltintensitet maa naturligvis virke bremsende paa det med feltet roterende anker.

Motorens trækkraft er som følge heraf kun differencen mellem det roterende felts dreiemoment og den bremsende virkning frembragt af feltets pulsation.

Fig. 35.



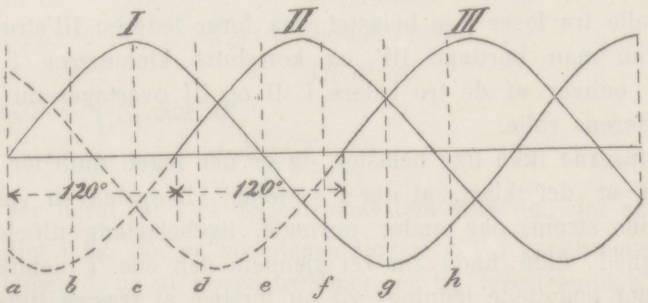
[1]) Ogsaa ved trefasede asynkronmotorer forandrer man rotationsretningen ved at ombytte to tilførselstraade.

3. Trefasestrøm (Dreiestrøm).

Roterer tre ledere A, B og C, fig. 35, i et magnetisk felt, saa erholder vi tre vexelspændinger, nemlig e_1, mellem *1* og *2*, e_2 mellem *3* og *4* og e_3 mellem *5* og *6*. Anordner vi her, i lighed med vor anordning ved tofasesystemet, en fælles tilbageledning (nulledning), idet vi forbinder *2*, *3* og *5*, saa reduceres ledningstallet til fire, nemlig tre ledere for at lede strømmene frem og en for at lede strømmene tilbage.

Har A, B og C en indbyrdes forskyvning af 120^0, saa fremstiller i fig. 36 kurvene I, II og III de tre spændingers analytiske forløb.

Fig. 36.

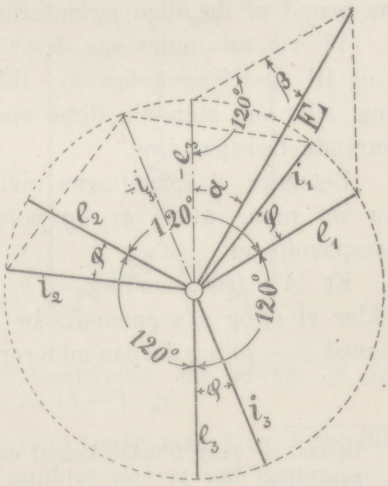


I fig. 37 er e_1, e_2 og e_3 de tre om 120^0 forskøvne *fasespændinger*. Belaster man nu dette system (trefasesystem), saa opstaar der i lederne I, II og III tre strømme i_1, i_2 og i_3, der ogsaa er forskøvne om 120^0, og hvis analytiske forløb fremgaar af fig. 36.

Er belastningen induktiv, men forøvrigt lige fordelt paa de tre faser, saa er i_1, i_2 og i_3 om en vinkel φ efter spændingerne e_1, e_2 og e_3; se fig. 37.

Er de tre faser lige belastet, saa er strømmen i I, II og III, fig. 35, den samme, d. v. s. $i_1 = i_2 = i_3 = i$; betegner vi med

Fig. 37.



iA strømmen i fase (vikling[1]) A, iB strømmen i fase B og iC strømmen i fase C, saa ser man af fig. 35, at

$$\left.\begin{aligned} i_1 &= iA = \\ i_3 &= iB = \\ i_2 &= iC = \end{aligned}\right\} i$$

Betegner vi de strømme, der er karakteriserede med index A, B og C som *fasestrømme* og strømmene med index *1*, *2* og *3* som *hovedstrømme*, saa er i dette tilfælde *fasestrømmene lig hovedstrømmene*.

Som vi ved, fører III' de tre strømme i_1, i_2 og i_3's geometriske sum; adderer vi i fig. 37 $\left[i_1 + i_2 + i_3\right]$, saa ser vi af figuren, at $i_1 + i_2 = -i_3$ og at $-i_3 + i_3 = 0$.

Er alle tre faser lige belastet, saa fører lederen III'strømmen 0; altsaa kan man borttage III' og kortslutte klemmerne *2*, *3* og *5* (fig. 35); enhver af de tre ledere I, II og III overtager nu efter tur tilbagelederens rolle.

Er faserne ikke lige belastet, og er der ingen nulleder forhaanden, saa er det klart, at der i systemet vil opstaa en «presning», d. v. s. den strøm, der under normale, ligebelastede tilfælder uden vanskelighed vilde finde sin vei gjennem den ene, i øieblikket som tilbageleder benyttede ledning, vil nu forsøge at trænge tilbage gjennem en af de som «fremleder» benyttede ledninger.

Ogsaa *fasespændingerne* e_1, e_2 og e_3 er forskjellige ved den ulige belastning, da spændingstabet i de enkelte ledninger *(masker)* paa grund af de ulige strømforholde er forskjellige.

Vi vil nu undersøge, hvor stor spændingen er mellem I og II, II og III og III og I, fig. 35; thi det er forstaaeligt, at denne spænding, eller om man vil, disse spændinger, ikke kan være lig den tilsvarende fasespænding.

Betegner vi spændingen mellem I og II med E *(hovedspænding)*, saa ser man, at E er lig *potentialdifferencen* mellem A og C's fasespændinger.

Er A's fasespænding $= e_1$ og C's fasespænding $= e_3$, saa erholder vi e_1 og e_3's geometriske differens, idet vi multiplicerer f. ex. e_3 med (-1), og derpaa adderer den saaledes erholdte vektor med e_1.

$$e_3 \cdot (-1) = -e_3 \text{ (se fig. 37).}$$

[1]) Bestaar i dette tilfælde kun af en virksom leder pr. fase med tilhørende tilbageleder.

Adderer vi $-e_3$ og e_1 geometrisk, saa er:

$$-e_3 + e_1 = E.$$

Vinkelen mellem $-e_3$ og $e_1 = 120^0$; heraf følger, da $-e_3 = e_1$, at $\alpha = \beta = 30^0$.

Betegner vi fasespændingen i sin almindelighed med e, saa er i fig. 37:

$$\cos \alpha = \frac{\frac{E}{2}}{e} = \frac{E}{2e}$$

og

$$\begin{aligned} E &= 2e \,.\, \cos \alpha \\ &= 2 \,.\, \cos 30^0 \,.\, e \\ \cos 30^0 &= \quad 0{,}86603 \\ E &= 2 \,.\, 0{,}86603 \,.\, e \\ &= \quad 1{,}732 \,.\, e, \end{aligned}$$

og da $1{,}732 = \sqrt{3}$, saa er

$$E = \sqrt{3} \,.\, e \qquad (45)$$

Man ser heraf, at i et dreiestrømsystem som det, der skematisk er fremstillet i fig. 35, er hovedspændingen $E\sqrt{3}$ gange saa stor som fasespændingen e, og at hovedstrømmen er lig fasestrømmen.

Det viklingssystem, der skematisk er fremstillet i fig. 35 og 38 (b), kalder man *stjernevikling*, da tre af viklingens endepunkter er forbundne med hinanden, medens de tre frie ender fører til den ydre

Fig. 38 (a).

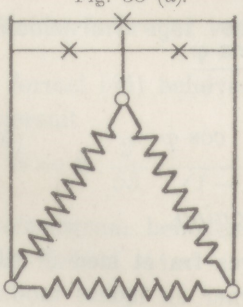
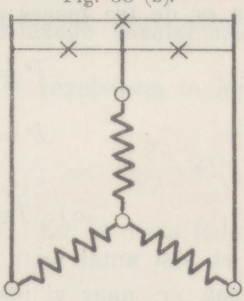


Fig. 38 (b).



strømkreds; viklingsskemaet har da, som man ser af fig. 38 (b), en vis lighed med en stjerne.

Et andet viklingssystem erholder man, naar man f. ex. forbinder tre om 120^0 fra hverandre liggende punkter paa et som grammering

beviklet anker med den ydre strømkreds (belastningen). Dette viklingssystem, der skematisk er fremstillet i fig. 38 (a), kalder man *triangelvikling*.

Som man ser af fig. 38 (a), er hovedspændingen i dette tilfælde fasespændingen

$$e = E,$$

medens hovedstrømmen er lig den geometriske difference mellem to af fasestrømmene.

Altsaa er hovedstrømmen:

$$J = i \,.\, \sqrt{3}$$

En af de tre fasers effekt er, naar stjernekobling forudsættes:

$$P' = e \,.\, i \cos \varphi = \frac{E}{\sqrt{3}} \cdot i \cdot \cos \varphi$$

Følgelig er de tre fasers effekt:

$$P = \frac{3 \,.\, E \,.\, i \,.\, \cos \varphi}{\sqrt{3}}$$

Vi erholder altsaa trefasesystemets effekt ved stjernevikling:

$$P = E \,.\, i \,.\, \sqrt{3} \,.\, \cos \varphi \qquad (46)$$

Har man derimod triangelkobling, saa er:

$$J = i \,.\, \sqrt{3}$$

og en fases effekt

$$P' = \frac{J}{\sqrt{3}} \cdot e \,.\, \cos \varphi.$$

Altsaa er de tre fasers effekt:

$$P = \frac{3 \,.\, J \,.\, e \cos \varphi}{\sqrt{3}}$$

$$P = e \,.\, J \,.\, \sqrt{3} \,.\, \cos \varphi \qquad (46\,a)$$

a) Tværsnitberegning.

Skal et vist antal watt P' overføres fra et sted A til et andet sted B, saa er, naar vi med R beregner en leders modstand, den effekt, der gaar tabt:

$$P_1 = P\,(1 - \eta) = 3 \,.\, i^2 R$$

$$= P\,(1 - \eta) = 3 \,.\, i^2 \gamma \cdot \frac{l}{s}, \qquad (a)$$

hvori P er dreiestrømdynamoens effekt og l afstand mellem A og B i m.

$$P = e \,.\, i \,.\, \sqrt{3} \,.\, \cos\varphi$$

$$i = \frac{P}{e \,.\, \sqrt{3} \,.\, \cos\varphi}$$

Indsætter vi i formel a denne værdi for i, saa er:

$$P(1-\eta) = 3\left[\frac{P}{e \,.\, \sqrt{3} \,.\, \cos\varphi}\right]^2 \cdot \gamma \cdot \frac{l}{s}$$

Opløser vi denne formel for s, som er *en* af de tre lederes tværsnit, saa er:

$$s = \frac{P \,.\, l}{55\,(1-\eta)\,(e \,.\, \cos\varphi)^2} \qquad (47)$$

Er belastningen induktionsfri (f. ex. glødelamper), saa er:

$$\frac{P}{e} = i \,.\, \sqrt{3}$$

$$(1-\eta)\,e = \triangle$$

$$\cos\varphi = 1$$

Indsætter man disse værdier i (47), saa er:

$$s = \frac{i \,.\, l \,.\, \sqrt{3}}{55\ \triangle}$$

$$= \frac{i \,.\, l}{32\ \triangle}$$

B. Kobberforbruget ved 1, 2 og 3-fasede vexelstrømme.

Ifølge formel (44) behøves for enfaset vexelstrøm to ledere, hvis samlede tværsnit

$$S = 2 \,.\, \frac{2}{55} \cdot \frac{P \,.\, l}{(1-\eta)\,(e \,.\, \cos\varphi)^2} = \frac{2}{27} \cdot C.$$

For tofasestrøm behøves fire ledere. En af disse lederes tværsnit er ifølge formel (44 a)

$$s = \frac{1}{55} \cdot \frac{P \,.\, l}{(1-\eta)\,(e \,.\, \cos\varphi)^2}$$

og det samlede tværsnit

$$S = 4 \,.\, \frac{1}{55} \cdot C \qquad = \frac{2}{27} \cdot C.$$

Anvendes fælles tilbageleder, saa tiltrænges to tværsnit à $\frac{1}{55} \cdot C$ og et tværsnit à $\frac{\sqrt{2}}{55} \cdot C$

Altsaa er:

$$S = \left(\frac{1}{55} + \frac{1}{55} + \frac{\sqrt{2}}{55}\right) \cdot C = \frac{1{,}71}{27} \cdot C$$

Dreiestrømmen tiltrænger, som det fremgaar af formel (47), tre ledere med et samlet tværsnit:

$$S = 3 \cdot \frac{1}{55} \cdot \frac{P \cdot l}{(1-\eta)\,(e \cdot \cos\varphi)^2} = \frac{1{,}5}{27} \cdot C$$

Sætter vi $\frac{2}{27} = 0{,}0742$ som enhedstværsnit, og betegner vi med S_v kobberforbruget ved enfasestrøm, S'_t kobberforbruget ved tofasestrøm (system med fire ledere), S_t kobberforbruget ved tofasestrøm (system med tilbageleder) og med S_d kobberforbruget ved dreiestrøm, saa kan vi af det foregaaende opstille følgende proportion:

$$S_v : S'_t : S_t : S_d = 1 : 1 : 0{,}85 : 0{,}75$$

Man ser, at kobberforbruget ved dreiestrøm er betydelig mindre end ved de øvrige systemer.

Er J_v, J_t og J_d de til vexel, to- og trefasestrømmen ved samme energioverføring ækvivalente strømme, saa bestaar ifølge Kap. III A 1 og 2 følgende proportion:

$$J_v : J_t : J_d = 1 : \frac{1}{2} : \frac{1}{\sqrt{3}} = 1 : 0{,}5 : 0{,}58$$

Da et dynamoankers spredningsfelt er direkte proportional ankerstrømmen, og da ankerets *tilbagevirkning* [1]) paa maskinfeltet ligeledes er proportional de gjennem ankerviklingerne passerende strømme, saa ser man af ovenfor anførte proportion, at en flerfasemaskines spændingsforholde er gunstigere end en enfasemaskines med samme ydeevne.

Ligeledes udnyttes ankerperiferien (viklingsrummet), hvad vi senere vil faa at se, bedre ved flerfasemaskiner end ved enfasemaskiner; ved spoleviklinger er forholdet:

Enfasemaskiner : tofasemaskiner : trefasemaskiner = 1 : 2 : 3

[1]) Se kap. VI.

Heraf følger endvidere, at det magnetiske felt, og med dette jernmassen, bliver bedre udnyttet ved flerfasemaskiner, saaledes at ved samme ydeevne jernforbruget ved de forskjellige systemer omtrent forholder sig som følger:

Enfasestrøm	*1*
Tofasestrøm	*0,71*
Dreiestrøm	*0,67*

Ogsaa flerfaseasynkronmotoren er vexelstrømasynkronmotoren betydelig overlegen; thi som vi ved, udvikler flerfasede strømme et roterende felt

$$\Phi_r = \Phi_{max} \sin (p \cdot \beta - \omega t)$$

Flerfasemotoren starter altsaa alene.

I en vexelstrømmotor derimod opstaar der et *stillestaaende* vexelfelt

$$\Phi' = \Phi_{max} \sin \omega t \cdot \sin p \cdot \beta$$

Enfasemotoren starter altsaa *ikke* ved egen hjælp, men maa bringes i rotation ved den saakaldte *kunstfase.*

Dreiestrømmotoren har den fordel fremfor tofasemotorer, at dens rotationsfelts intensitet er konstant; den arbeider derfor jevnere og med høiere nytteeffekt end en tofasemotor med samme ydeevne.

Endvidere er varmeeffekttabet mindre ved flerfasede asynkronmaskiner end ved enfasede; thi selv ved tomløb er den i en enfasemotors ankervikling herskende strøm ca. 20 % af strømmen ved normal belastning.

En flerfasemotor derimod roterer ved tomløb næsten synkront med feltet; heraf følger, at spændingen i ankeret kun frembringes af det kraftlinjetal, der gjennemskjæres ved differencen af ankerets og feltets rotationshurtighed; da denne difference er meget liden, saa følger heraf, at spændingen og med den strømmen er minimal. (Gode asynkrone tofasemaskiner opviser en tomløbsstrøm $= 8 \div 14$ % af normalstrømmen, medens dreiestrømmotorer under ellers lige forholde opviser en tomløbsstrøm $= 5 \div 10$ %).

Efter dette kan vi slutte, at dreiestrømsystemet under alle omstændigheder er en- og tofasestrømsystemet betydelig overlegen.

Dets fortrin kan vi derfor samle i følgende sætninger:

1) *Ved dreiestrømsystemet er kobberforbruget og hermed anlægsomkostningerne betydelig mindre end ved de to andre systemer.*

2) *Trefasedynamoerne tillader en bedre materialudnyttelse og er derfor ved samme ydeevne billigere end en- og tofasemaskiner.*
3) *Trefase asynkronmotorer har en høiere nytteeffekt og arbeider jevnere paa grund af trefasestrømmens konstante felt.*

C. Overfladevirkning.

Sender man gjennem et lederelement ds en elektrisk strøm di, saa inducerer denne, ifølge en bekjendt elektrofysisk sætning, i et med ds parallelt løbende lederelement ds' en strøm di', hvis retning er den modsatte af di's

Har man nu en ledning med et tværsnit $S = \int ds$, og fører denne ledning en strøm $J = \int di$, saa er det klart, at samtlige lederelementers strømme di vil virke frastødende paa hinanden.

Dette *elektroinduktive fænomen* betegner man som *overfladevirkning*, da strømmen saa at sige bliver presset mod lederens overflade; den ytrer sig stærkest i lederens centrumparti, og følgen heraf er, at centrumpartiet delvis bliver entlastet, d. v. s. det kommer mindre i betragtning ved strømoverføringen.

Den elektroinduktive kraft er naturligvis proportional den gjensidige lederelementinduktion, og denne er igjen proportional ω.

Har man nu, hvad der f. ex. ofte ved teslaexperimenter forekommer, et periodetal $\sim = 5000$, saa er $\omega = 2 \cdot \pi \cdot 5000 = 31{,}400$.

Overfører man denne høifrekvensenergi paa en massiv leder med en diameter $= d$, saa vil man ved at erstatte den massive leder med et rør, hvis ydre diameter $= d$, og hvis vægtykkelse $= \frac{d}{6}$, gjøre den mærkelige iagttagelse, at spændingstabet derved ikke forhøies; dette kommer naturligvis deraf, at spændingstabet allerede før udvexlingen, paa grund af den elektroinduktive effekt, havde naaet en saadan høide, at det ved udbytningen borttagne tværsnit paa grund af overfladevirkningen var strømløst.

Det er efter dette forstaaeligt, at man i praxis helst bør arbeide med vexelstrømme, hvis periodetal holdes inden en økonomisk grænse; det i den moderne vexelstrømteknik i almindelighed anvendte periodetal er 50 pr. sek.; ved elektriske baner, der drives med dreiestrøm, gaar man dog i almindelighed noget lavere ($\sim = 30 \div 40$).

Er en leder udsat for overfladevirkning, har den saa at sige et mindre tværsnit, idet dens ohmske modstand voxer.

Har man ved beregning fundet, at der til at overføre en vis energimængde udfordres et tværsnit s, hvis diameter $= d_{mm}$, saa har man at multiplicere det fundne tværsnit s med faktoren

$$K = 1 + 7{,}5 \sim^2 d^4 . 10^{-11}$$

Altsaa er det nye tværsnit

$$s' = s . \left[1 + 7{,}5 . \sim^2 d^4 . 10^{-11}\right]$$

Bestaar den strømførende leder af jern istedetfor af kobber, saa voxer den gjensidige induktion μ gange; thi kraftlinjerne, som jo er induktionens bærere, udfolder i jern en μ gange større kraft end i kobber, da kobberets permeabilitet $= 1$.

Vexelstrømtransformatorer.

Kapitel IV.

A. Indledende bemærkninger.

En af vexelstrømmens betydeligste fordele fremfor andre strømarter, er den lethed, hvormed den lader sig transformere, d. v. s. forandres fra høispændt energi til lavspændt og omvendt. Jo høiere driftsspændingen er ved et anlæg, desto mindre bliver den for overføring af samme energi forlangte strømstyrke; thi med driftsspændingen voxer det tilladelige spændingstabs absolute værdi. Følgelig vil tværsnittet for overføring af samme energimængde paa samme afstand aftage i kvadratisk forhold til spændingen. Heraf følger, at man ved anvendelse af høiere spændinger enten erholder lettere og billigere ledninger ved overføring paa samme afstand, eller overvinder større distancer med samme tværsnit.

Har man en vexelstrømeffekt P_1, der er bekjendt gjennem produktet af spændingen E_1, strømmen J_1 og arbeidsfaktoren $cos\ \varphi_1$:

$$P_1 = E_1 \,.\, J_1 \,.\, cos\ \varphi_1,$$

saa bestaar *vexelstrømtransformatorens* arbeide deri, at den saadan forandrer ligningens faktorer, at produktet

$$P_1\,\eta = P_2 = E_2 \,.\, J_2 \,.\, cos\ \varphi_2,$$

hvori η er transformatorens nytteeffekt (P_2 : Transformeret effekt)

Antager vi foreløbig nytteeffekten η til 100 %[1]) og $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$, saa er $P_1 = P_2$, og Forholdet

$$E_1 \,.\, J_1 = E_2 \,.\, J_2$$
$$E_1 : E_2 = J_2 : J_1$$

kaldes transformatorens *omsætningstal.*

---

[1]) η ved transformatorer paa *50 kw* og derover fra 95 ÷ 98 %.

Transformatoren beror paa det samme princip som det af læger anvendte rumkorfske induktionsapparat, der bestaar af to spoler, den *primære* og den *sekundære*. Den sekundære spole er i almindelighed ved rumkorfske apparater viklet udenpaa den primære.

Leder man ind i den primære spole en vexelstrøm, saa opstaar der i denne et vexelfelt, der paa sin side i den sekundære spole fremkalder en sekundærstrøm, der staar i et vist forhold til primærstrømmen.

Fortjenesten af at have indført transformatorerne i praxis tilskrives *J. D. Gibbs* og *L. Gaulard*. Under udstillingen i *Turin* i 1884 anlagde disse herrer et kraftoverføringsanlæg fra *Lanzo* til *Turin*, hvis samlede længde udgjorde ca. 80 km. Fra den i Lanzo opstillede vexelstrømmaskine erholdt transformatorerne, stationerede i Lanzo, Venaria og Turin, høispændt vexelstrøm, der overførtes paa broncetraad à 3,7 mm.s diameter.

Fra transformatorernes sekundærklemmer førtes saa den lavspændte vexelstrøm til de paa forskjellige steder anbragte gløde- og buelamper.

Omsætningstallet ved de af Gaulard og Gibbs anvendte transformatorer var *1 : 1;* dette lod sig ved ovenfor omtalte anlæg meget godt arrangere, da samtlige transformatorers primærviklinger var koblede i serie.

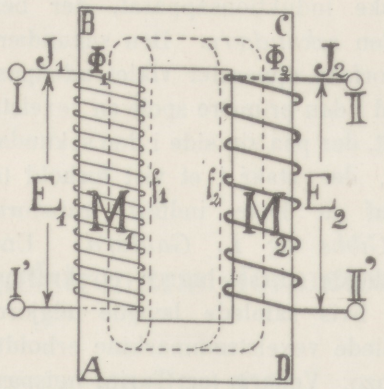
Fortjenesten af at have fremstillet transformatorer med nærsagt et hvilketsomhelst omsætningstal kan man tilskrive *Ganz & Co.s* ingeniører, *Zipernowsky, Dèri* og *Bláthy*. Medens Gaulard og Gibbs koblede transformatorerne i serie og hermed erholdt en meget ufuldkommen regulering, forbandt Ganz's ingeniører transformatorerne parallelt; en følge heraf er, at transformatorerne arbeider betydelig mere uafhængig af hinanden end ved seriekobling.

B. Vexelstrømtransformatortheorier uden hensyntagen til spredningsfeltet.

Fig. 39 fremstiller skematisk en transformator. Den bestaar i dette tilfælde af en jernramme $ABCD$, der er forsynet med to sæt viklinger, M_1 og M_2. M_1 er den strømmodtagende eller primære vikling, M_2 er den strømafgivende eller sekundære vikling [1]).

[1]) I forbindelse hermed vil jeg bemærke, at samtlige bogstaver forsynede med index *1* tilhører transformatorens primære, de med index *2* den sekundære side. Saaledes er f. ex. E_1 og J_1 transformatorens primære spænding og strøm; E_2 og J_2 transformatorens sekundære spænding og strøm.

Fig. 39.



Forbinder man klemmerne I og I' med en vexelstrømmaskines klemmer, saa opstaar der mellem I og I' en spænding (den primære) E_1 og i viklingen M_1 en strøm J_1.

J_1 vil nu i viklingen M_1 inducere et felt

$$\Phi = \Phi_{max} \sin 2 . \pi . \infty t$$

Som bekjendt er:

$$E = \frac{d\,\Phi}{d\,t}$$

Har vi M_1 vindinger, saa er:

$$E = M_1 \cdot \frac{d\,\Phi}{d\,t}$$

Den i en vinding inducerede maximale *EMK* er:

$$E_{max} = \omega . \Phi$$
$$= 2 . \pi . \infty . \Phi$$

Har spolen M_1 vindinger, saa erholder vi:

$$E_{max} = 2 . \pi . \infty M_1 . \Phi$$

Indfører vi spændingen i volt og dividerer med $\sqrt{2}$ for at erholde effektværdien, saa er:

$$E_{eff} = E_1{}^s = \frac{E_{max}}{\sqrt{2}} = \frac{2 . \pi}{\sqrt{2}} \cdot \infty . M_1 . \Phi . 10^{-8}$$

$$E_1{}^s = 4{,}44 . \infty \Phi . M_1\, 10^{-8} \text{ volt} \qquad (48)$$

Til at overvinde den ohmske modstand fordres en spænding $E_1{}^r$, der er i fase med den primære strøm:

$$E_1{}^r = J_1 \,.\, R_1,$$

hvori R_1 er den primære viklings ohmske modstand.

Er forskyvningsvinkelen mellem $E_1{}^s$ og $J_1 = \varphi'_1$, saa er klemmespændingen

$$E_1 = \sqrt{E_1{}^{s\,2} + E_1{}^{r\,2} + 2\, E_1{}^s\, E_1{}^r \,.\, \cos\varphi'_1}$$

Da forskyvningen mellem den primære *EMK* og den primære klemmespænding er meget liden, saa kan man sætte:

$$E_1{}^2 = E_1{}^{s\,2} + E_1{}^{r\,2}$$

Enkelte konstruktører gaar saa vidt, at de overhovedet ikke tager hensyn til det primære ohmske spændingstab, men sætter:

$$E_1 = E_1{}^s$$

Vi vil senere faa at se, at den feil, som herved begaaes, er saa liden, at den praktisk seet kan sættes lig nul.

Af formel (48) fremgaar, at

$$\left.\begin{aligned} E_1{}^s &= 4{,}44 \,.\, \infty\, \Phi \,.\, M_1 \,.\, 10^{-8} \\ \text{Ligeleder er:}\quad E_2{}^s &= 4{,}44 \,.\, \infty\, \Phi \,.\, M_2 \,.\, 10^{-8} \end{aligned}\right\} \qquad (49)$$

Heraf følger, at $E_1{}^s : E_2{}^s = M_1 : M_2$

Den primære spænding forholder sig til den sekundære som det primære vindingstal til det sekundære.

Da nu $E_1 \,.\, J_1 =$ ca. $E_2 \,.\, J_2$, saa bestaar følgende proportion

$$E_1 : E_2 = M_1 : M_2 = J_2 : J_1$$

eller

$$J_1 : J_2 = M_2 : M_1$$

Den primære strøm forholder sig til den sekundære som det sekundære vindingstal til det primære.

Heraf følger, naar vi med X_1 betegner den primært magnetiserende kraft: $X_1 = M_1 \,.\, J_1$

og med X_2 den sekundært magnetiserende kraft, at

$$X_1 = \text{ca. } X_2$$

X_1 er i fase med den primære strøm, X_2 med den sekundære.

C. Transformatordiagrammer.

Er transformatoren, fig. 39, ubelastet, d. v. s. er modstanden mellem II og II' $= \infty$, saa virker transformatoren paa samme maade som en drosselspole.

Tomgangsstrømmen, d. v. s. den strøm, som transformatoren forbruger, naar den er ubelastet, har to komponenter:

1) En wattløs strøm, der underholder feltet i transformatoren i_0 (fig. 40).
2) En wattstrøm i_w, der har at bestride transformatorens tab i form af Hysteresis og hvirvelstrømeffekt.

Fig. 40.

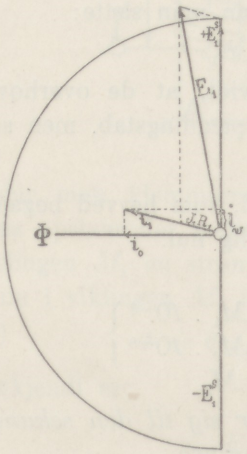
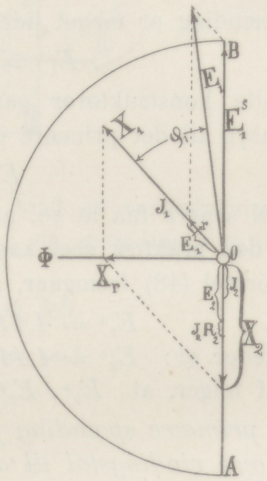


Fig. 41.



For at opretholde strømmen i_1 behøves en *EMK*. $E_r = i_1 R_1$, der er i fase med strømmens vektor i_1; endvidere behøves en *EMK*. $E_1{}^s$, der kan udbalancere den af feltet inducerede mod *EMK* $-E_1{}^s$. Adderer vi $E_1{}^s$ og E_r, saa erholder vi den resulterende klemmespænding E_1.

Ifølge formel (48) er

$$\Phi = \frac{E_1{}^s \, 10^8}{4{,}44 \, \infty \, M_1}$$

Dette felt maa induceres for at udbalancere den mod *EMK* $\div E_1{}^s$; den wattløse strøm, der behøves for at vedligeholde dette felt, er:

$$i_0 = \frac{\Phi \cdot \frac{1}{\mu} \cdot \frac{l}{s}}{\frac{4\pi}{10} \cdot M_1}$$

Er transformatorens effektforbrug for hysteresis og hvirvelstrømme $= P_{h+v}$ watt, saa er:

$$i_w = \frac{P_{h+v}}{E_1}$$

og $$i_1 = \sqrt{i^2_w + i^2_0}$$

Belastes transformatoren, idet vi forbinder klemmerne II og II' med et konsumapparat, saa opstaar der i den sekundære vikling M_2 en strøm J_2.

Er den sekundære belastning induktionsfri (synkronmotorer eller glødelamper), saa tiltager kun wattstrømmen.

Heraf kan man slutte, at faseforskyvningen i den sekundære vikling maa blive meget liden; thi selv om tomløbsstrømmen udgjør 10 % af den normale belastningsstrøm, saa er $\varphi_2 = 6^0$ og $cos\ \varphi = 0{,}985$. Heraf følger, at den resulterende strøm kun er 1,5 % høiere end arbeidsstrømmen.

Man kan altsaa ved induktionsfri belastning sætte $\varphi_2 = 0$.

Fig. 41 viser en transformators diagram, der er induktionsfrit belastet.

Det primære strømforbrug $= J_2$; følgelig er den primært magnetiserende kraft $J_2 \cdot M_2 = X_2$.

X_r er den resulterende magnetiseringskraft, der vedligeholder feltet; man maa altsaa for at erholde X_r anvende en primær magnetiserende kraft X_1.

Den primære strøm tiltager altsaa proportionalt med den sekundære eller, om man vil, proportionalt med belastningen.

Den primære klemmespænding

$$E_1 = E_1{}^s + J_1 R_1 \text{ (geometrisk adderet).}$$

Den sekundære klemmespænding

$$E_2 = E_2{}^s \div J_2 R_2 \text{ (i dette tilfælde arithmetrisk adderet).}$$

Er transformatoren induktivt belastet (ikke kompenserede asynkronmotorer, buelamper, drosselspoler etc.), saa opstaar der i den sekundære strømkreds en faseforskyvning $= \varphi_2$ mellem den sekundære strøm og spænding.

Transformatorens primære strøm og spændingsforholde bliver de samme som i diagrammet for induktionsfri belastning.

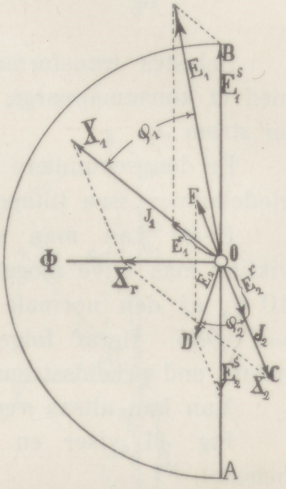
Hvad transformatorens sekundærside angaar, saa ser man af fig. 42, at man ved induktiv belastning ikke kan udføre substraktionen

$E_2 \div J_2 \,.\, R_2$ arithmetisk, men geometrisk. Dette sker, idet man multiplicerer den ene vektor ($E_2{}^r$) med — *1* og derpaa adderer geometrisk den saaledes erholdte vektor *(O F)* med den anden addend ($E_2{}^s$).

I fig. 42 er

$$E_2 = E_2{}^s + (-1 \,.\, J_2 \,.\, R_2).$$

Fig. 42.



De ovenfor behandlede tre transformatordiagrammer for henholdsvis ubelastet, induktionsfri og induktivt belastet transformator giver for praxis fuldt tilfredsstillende resultater.

Dog maa transformatorspolerne anbringes saaledes, at spredningsfeltet reduceres til det mindst mulige.

Dette opnaaes f. ex. derved, at man anbringer de primære og sekundære spoler ved siden af hinanden paa samme jernkjerne, eller ogsaa at man anbringer den sekundære spole udenpaa den primære.

Fremgangsmaaden ved konstruering af f. ex. diagrammet for induktionsfri belastet transformator ved given primærstrøm J_2 er følgende:

Man konstruerer paa linjen $A\,B = 2\,E_1{}^s$ i midtpunktet *0*, fig. 41, perpendikulæren $0\,\Phi$; paa denne afsætter man i en bestemt maalestok X_r = det antal ampèrevindinger, der skal til for at underholde feltet; paa $O\,A$ afsætter man $X_2 = J_2 \,.\, M_2$.

Ved at subtrahere X_2 fra X_r erholder man den primært magnetiserende kraft X_1 Paa X_1's vektor afsætter man $E_1{}^r = J_1\,R_1$. $(E_1{}^r + E_1{}^s) = E_1$ = den primære klemmespænding. I samme diagram er den sekundære *EMK*

$$E_2{}^s = (E_2 + J_2\,R_2)$$ (i dette tilfælde arithm. adderet).

Heraf følger, at den sekundære klemmespænding

$$E_2 = E_2{}^s - J_2\,R_2$$

Man kan nu ved at forandre J_2 erholde funktionsværdier, f. ex. mellem $E_1 \,.\, J_2 \,.\, \varphi_1$ osv. Indtegner man de saaledes erholdte funktionsværdier i et koordinatsystem, saa repræsenterer de gjennem de fundne punkter lagte linjer *transformatorens karakteristiske kurver*.

Er transformatoren induktiv belastet, saa er X_2 i fase med J_2 og har en forskyvning = φ_2 efter klemmespændingen.

$$E_2 = E_2{}^s - E_2{}^r$$

For nu at finde J_2 og hermed X_2's vektorielle stilling, kan vi *ikke* gjøre $\angle A O C = \varphi_2$, da φ_2 er forskyvningen mellem den primære klemmespænding og strøm (ikke mellem den primære *EMK* og strømmen).

Man kan nu, da $E_2{}^r$ er bekjendt ($E_2{}^r = J_2 R_2$) finde X_2 stilling, idet man først vilkaarlig indtegner linjen $C F$ og gjør $O F = J_2 R_2$.

$E_2{}^s + O F = O D =$ den sekundære klemmespænding E_2.

DOC er nu den sekundære forskyvningsvinkel; stemmer denne ikke overens med φ_2, saa forandrer man $O C$'s stilling, indtil $DOC = \varphi_2$.

Nu udfører man vektorsammensætningen som forhen:

$$X^r - X_2 = X_1$$

Paa X_1's vektor er:

$$E_1{}^r = J_1 R_1$$

Den primære klemmespænding

$$E_1 = E_1{}^s + E_1{}^r$$

Man kan nu ved at forandre J_2 og φ_2 optage karakteristiske kurver af de variable størrelser J_2, φ_2, E_2, E_1, φ_1 osv.

D. Diagrammer for transformatorer med spredningsfelt.

Med en transformators spredningsfelt forstaar man de kraftlinjer, som induceres i transformatorens primærvikling, der ikke kommer sekundærviklingen tilgode.

Et spredningsfelt opstaar, naar en transformator er beviklet, saaledes som f. ex. skematisk vist i fig. 39.

I primærspolen M_1 induceres et primært kraftfelt Φ_1. Heraf træder kun $\Phi_1 - f_1$ kraftlinjer over i sekundærsiden, da f_1 kraftlinjer er vendt tilbage til M_1 gjennem luften (primærspredning). Men heller ikke disse $\Phi_1 - f_1$ kraftlinjer kommer sekundærviklingen M_2 tilgode; thi umiddelbart foran M_2 vender yderligere f_2 kraftlinjer tilbage til det primære felt (sekundær spredning).

Før vi gaar igang med behandlingen af spredningsfeltet, vil vi først klargjøre, hvilken indflydelse spredningsfeltet har paa transformatorens spændingsforholde, samt om transformatorer med spredningsfelt kan være af praktisk betydning.

Som allerede ovenfor bemærket, passerer ikke alle i den primære vikling inducerede kraftlinjer gjennem sekundærspolen.

Heraf følger, at:

$$\Phi_1 > \Phi_2$$

Da kun i tilfælde af, at $\Phi_1 = \Phi_2$, proportionen

$$E_1 : E_2 = M_1 : M_2$$

er rigtig, saa følger heraf, at

$$E_2 < \frac{E_1 \cdot M_2}{M_1}$$

Spredningsfeltet frembringer altsaa en forhøielse af spændingstabet.

Da man ofte i praxis ønsker strømkilder med konstant strøm og stort spændingstab, f. ex. ved drift af buelamper i serie, bygger man transformatorer med stor procentual kraftlinjespredning.

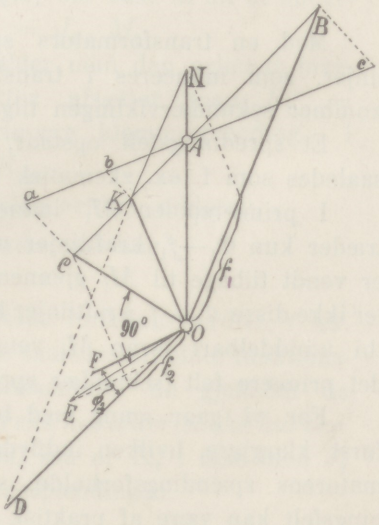
Vi vil nu undersøge, hvorledes forholdene i transformatoren med spredningsfelt stiller sig, naar vi lægger følgende betingelser tilgrund.

1. Primærspændingen E_1 er konstant. (Er E_1 konstant, saa er ifølge formel (49) ogsaa feltet konstant).
2. Den primære forskyvningsvinkel φ_2 er konstant.

I hvilket afhængighedsforhold staar den sekundære klemmespænding E_2 til den sekundære strøm J_2?

Fig. 43 er feltdiagrammet til en transformator med spredningsfelt.

Fig 43.



I dette diagram er:

$$OB = \Phi_1$$
$$OD = BK = \Phi_2$$
$$f_1 = \sigma_1 \cdot \Phi_1$$
$$f_2 = \sigma_2 \cdot \Phi_2$$

Endvidere forholder sig:

$$OA : AN = 1 : \sigma_1$$

Da nu den primære klemmespænding skal være konstant, saa er ogsaa det resulterende primære felt ON konstant, d. v. s. linjen ON beholder sin konstante længde ved enhver sekundærstrøm.

Punktet A deler ON i forhold $1 : \sigma_1$.

Da σ_1 og σ_2 er faktorer, der kun afhænger af transformatorens form, ikke af dens belastningstilstand, saa er punktet A's beliggenhed paa ON konstant.

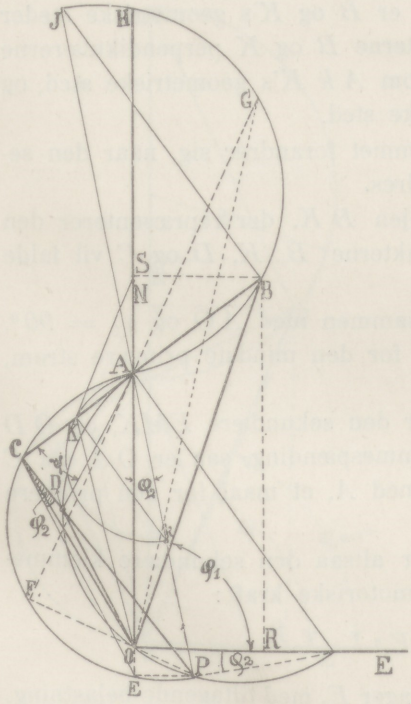
Lægger vi gjennem punktet A en vilkaarlig ret linje ac, og trækker vi gjennem B, K og C parallele linjer, saa træffer disse ac i a, b og c. Nu fremgaar det af fig. 43, at

$$ab : bA : Ac = \sigma_2 : \frac{\sigma_1}{1+\sigma_1} : \frac{1}{1+\sigma_1}$$

Antager vi nu, at ac beholder sin plads ved belastningsvariationer, medens punkterne A, B og C forskyves, saa vil de med Ca parallele linjer Kb og Bc altid skjære ac i punkterne b og c.

OE, fig. 43, er den sekundære EMK, der er 90° efter det resulterende sekundærfelt OC[1]).

Fig. 44.



OC minus det sekundære spændingstab, giver den sekundære spænding $OF = E_2$.

φ_2 er den konstante forskyvningsvinkel mellem E_2 og J_2.

For at erholde en bekvem tilslutning til feltdiagrammet, vil vi antage, at det ohmske spændingstab $J_2 R_2$ og klemmespændingen E_2 bliver inducerede af hver sit felt. Da er $\triangle OEF$, fig. 43, proportional $\triangle OCD$, fig. 44.

$$\triangle OEF \backsim \triangle OCD.$$

Vinkelen mellem OD og CP er, som det fremgaar af fig. 44, $= \varphi_2$; endvidere er i samme figur

$$\angle ACP = 1R,$$

og da $\angle DAC = \Psi$, saa er

$$tg\,\Psi = \frac{CD}{CA}$$

[1]) Som det fremgaar af figuren, er $\angle EOC$ ikke 90°. Dette har sin grund deri, at f_1 og f_2 maatte tegnes uforholdsmæssig store for at faa tegningen saa tydelig som mulig.

Betegner vi den magnetiserende kraft, der frembringer det ohmske spændingstabs proportionale feltkomponente med X_r, saa er:

$$tg\ \Psi = \frac{X_r}{\left(\sigma_2 + \frac{\sigma_1}{1+\sigma_1}\right)} \qquad \text{(se fig. 43)}$$

Altsaa er Ψ konstant.

Heraf følger at vinkelen ODA er konstant og lig $\varphi_2 + 90^0 + \Psi$. Punktet D bevæger sig altsaa ved belastningssvingninger paa en cirkelbue som geometrisk sted, og hvis periferivinkel er ODA.

Da vinkelen ADP er konstant $= 90^0 + \Psi$, saa maa vinkelbenet DP altid træffe cirkelperiferien i det samme punkt P; altsaa er ogsaa AP konstant, og den rette vinkel ACP's punkt C bevæger sig paa halvcirkelen over AP som geometrisk sted.

Punkterne B og K deler linjen AC til begge sider af linjen OH i konstante forholde. Herved er B og K's geometriske steder bekjendte. Vi konstruerer i punkterne B og K perpendikulærerne Kk og BJ. Da er halvcirkelen om Ak K's geometriske sted, og halvcirkelen om AJ B's geometriske sted.

Vi vil nu se, hvorledes diagrammet forandrer sig, naar den sekundære strøm (belastningen) forandres.

Er f. ex. $J_2 = 0$, saa er linjen BK, der repræsenterer den sekundære strøm, lig nul, og punkterne B, K, D og C vil falde sammen med A.

Man ser heraf, at OB falder sammen med AO og $\varphi_1 = 90^0$.

Altsaa er linjen OA et maal for den mindste primære strøm, d. v. s. tomgangsstrømmen.

Da linjen OC er et maal for den sekundære EMK, og OD det samme for den sekundære klemmespænding, saa er OA, da C og D ved $J_2 = 0$ falder sammen med A, et maal for den primære klemmespænding og EMK.

Ved ubelastet transformator er altsaa den sekundære klemmespænding lig den sekundære elektromotoriske kraft:

$$E_2 = E_2^s$$

Belastes transformatoren, saa aftager E_2 med tiltagende belastning.

I diagrammet fig. 44 er, som før nævnt, CD et maal for det sekundære spændingstab.

Ved tiltagende belastning aftager φ_1 til et vist minimum. Dette minimum er aabenbart naaet i det øieblik, linjen OB tangerer cir-

kelen ABJ; da har arbeidsfaktoren $cos\ \varphi_1$ sit maximum. Linjen OB's projektion paa linjen OE er lig OR.

$$OR = OB \,.\, cos\ \varphi_1$$

Altsaa er OR den transformatoren tilførte primære wattstrøm. OB's projektion paa OH er lig OS:

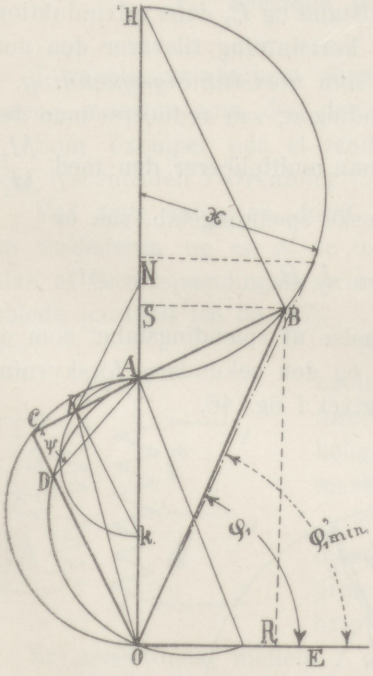
$$OS = OB \,.\, sin\ \varphi_1$$

OS er altsaa transformatorens primære, wattløse strøm.

Et andet interessant diagram erholder vi, naar transformatorens belastning er induktionsfri. Thi da er, som vi ved, $\varphi_2 = 0$, og linjen ODC, fig. 44, reduceres til en ret linje OC (fig. 45).

Ligeledes falder, naar $\varphi_2 = 0$, linjen PJ sammen med OH. Ogsaa i dette tilfælde repræsenterer $BS = OR$ den tilførte wattstrøm, medens OS er den tilførte wattløse strøm.

Fig. 45.



Dette diagram vil senere ved de asynkrone motorer komme til at interessere os, da det danner grundlaget for den grafiske behandling af asynkronmotorproblemet. Fører vi linjen OB saa langt ud til høire, at den tangerer cirkelbuen ABH, saa erholder vi den mindst mulige primære forskyvningsvinkel $= \varphi_{1\,min}$ (fig. 45).

Betegner vi linjen $\frac{AH}{2}$ med x og AO med y, saa ser man af fig. 45, at

$$cos\ \varphi_1{}'_{min} = \frac{x}{x+y}$$

$$= \frac{x}{2x+y-x}$$

$$= \frac{2x+y-y}{2x+2y}$$

$$= \frac{2x+y-y}{2x+y+y}$$

Dividerer vi tæller og nævner med y, saa er:

$$cos\ \varphi_1{}' = \frac{\frac{2x+y}{y} - 1}{\frac{2x+y}{y} + 1}$$

Sætter vi $$\frac{1}{\sigma} = \frac{2x+y}{y}$$

saa er $$\cos \varphi_1{}'_{min} = \frac{1-\sigma}{1+\sigma}$$

Da $\cos \varphi_1'$ har den største mulige arbeidsfaktor, saa kan man sætte

$$\cos \varphi_{1max} = \frac{1-\sigma}{1+\sigma} \qquad (50)$$

E. Methode for experimental bestemmelse af spændingstabet.

Kortslutter man en transformators sekundærklemmer med et ampèremeter, saa er:

$$J_2 = \frac{e_k}{\sqrt{r_2 + (\omega L_2)^2}},$$

hvor r_2 er den sekundære spoles modstand og L_2 dens selvinduktion.

Den primærspænding e_k, der ved kortslutning tilsvarer den normale sekundære strøm, betegner man som *kortslutningsspænding*.

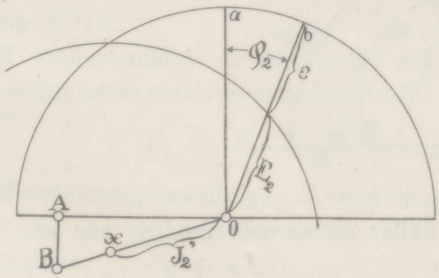
Har man maalt kortslutningsspændingen, saa reducerer man den paa det sekundære vindingstal, idet man multiplicerer den med $\frac{M_2}{M_1}$.

Betegner ε transformatorens jouleske spændingstab, saa er

$$\varepsilon = J_1 R_1 \frac{M_2}{M_1} + J_2 R_2 \qquad (51)$$

En grafisk methode til bestemmelse af spændingstabet som en funktion af den sekundære strøm J_2 og den sekundære forskyvning φ_2 hidrører fra *G. Kapp*, og er gjengivet i fig. 46.

Fig. 46.



OA er lig den paa den sekundære spole reducerede kortslutningsspænding og $AB = \varepsilon$; forbinder man nu 0 med B, saa er

OB et maal for den normale sekundære strøm. Nu slaar man om 0 som centrum en cirkelbue med radien E_2^s og afsætter paa linjen OB den sekundære strøm $(J_2') = 0\,x$, hvis tilsvarende spændingstab man vil finde; $\angle\, a\,0\,b = \varphi_2$.

Slaar man nu om x, med sekundærspændingen som radius, en cirkel, saa er ε transformatorens totale spændingstab ved strømmen J_2' og E_2 den resulterende klemmespænding.

Man ser af fig. 46, at spændingstabet tiltager:

1) proportionalt med strømmen.
2) med voxende strømefteriling.

Derimod bevirker strømmen, naar den er foran spændingen (kondensatorbelastning), en spændingsforhøielse.

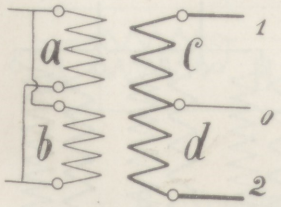
F. Specielle transformatorkoblinger.

I vexelstrømtekniken anvendes hyppig treledersystemet efter samme mønster som det, der anvendes ved ligestrøm-trelederanlæg.

Som exempel paa et saadant treleder-vexelstrømanlæg kan anføres lyscentralen i Orenburg *(A. E. G.)*.

Ved dette anlæg er, forat *maskespændingen* (spændingen mellem nullederen og en af de to hovedledere) stedse skal udgjøre det halve af hovedspændingen, primærspolerne delt i to grupper, der er koblede parallelt (se fig. 47).

Fig. 47.



Som følge heraf kan enhver primær spolegruppe, uafhængig af den anden, føre en strøm, der tilsvarer det øieblikkelige forbrug i den til gruppen hørende maske.

Fig. 47 viser skematisk koblingsskemaet: a og b er de to parallelkoblede primærspoler, c d sekundærspolen, fra hvis midtpunkt nullederen udgaar.

Er spændingen mellem *1* og *2* . *220* volt, saa er den mellem *1* og *0* respektive *2* og *0* . *110* volt.

Transformation af trefasestrømme kan ske paa følgende maade:

1) Ved anvendelse af to enfasetransformatorer.
2) « — af tre —„—
3) « — af en trefasetransformator.

Det turde være os bekjendt, at summen af to af trefasesystemets tre strømme i tidmomentet er lig den tredie strøm med det modsatte fortegn; heraf følger, at effektivværdien til den resulterende af to hovedspændinger er lig den tredie om 120^0 forskjøvne hovedspænding. Denne kjendsgjerning tillader en transformation af trefasestrøm med to enfasetransformatorer.

Er E hovedspændingen, J strømmen i en ledning og φ den normale faseforskyvning, saa er den ene transformators effekt:

$$P' = E \,.\, J \,.\, cos\ \varphi$$

og begge transformatorers effekt:

$$P'' = 2 \,.\, E \,.\, J \,.\, cos\ \varphi$$

Hovedsystemets effekt er imidlertid:

$$P = E \,.\, J \,.\, \sqrt{3}\ \ cos\ \varphi.$$

Heraf følger, at enfasetransformatoren maa gjøres $\frac{2}{\sqrt{3}} = 1{,}155$ gange større end den trefasede ydeevne angiver.

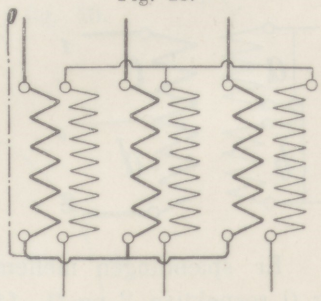
Anvender man tre enfasetransformatorer eller en trefasetransformator, saa kan man anvende følgende koblinger:

	Primær.	*Sekundær.*
1)	Stjerne	Stjerne
2)	Triangel	Triangel
3)	Stjerne	Triangel
4)	Triangel	Stjerne

Koblingsart no. 1 er skematisk fremstillet i fig. 48.

Tre viklingsender fra hver transformators primærviklinger er forbundet med hverandre, medens de tre tiloversblevne ender forbindes med det event. kraftfordelingsnet.

Fig. 48.



Sekundærviklingerne er, som man ser af figuren, koblet paa samme maade.

Skulde det ved et anlæg falde vanskeligt at fordele belastningen ligt paa de tre faser, saa kan man indføre nullederen som tilbageleder for den «usymetriske» strøm (*0* fig. 48).

Spændingen mellem nullederen og en af de tre hovedledere er naturligvis fasespændingen $e = \frac{E}{\sqrt{3}}$.

Man kan nu koble lamper mellem nullederen og en hvilkensomhelst af de tre hovedledere, saavelsom mellem de tre hovedledere indbyrdes.

Fig. 49.

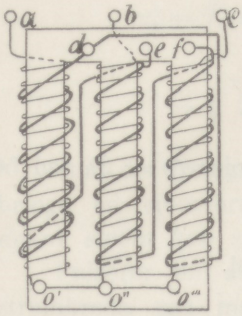


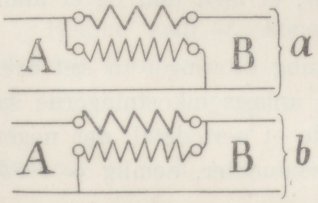
Fig. 49 viser en trefasetransformator, hvor koblingssystem no. 3 er anvendt: a, b og c er de tre primærklemmer; d, e og f er sekundærspolernes klemmer, og $0'$, $0''$, $0'''$ er de tre klemmer, der danner primærviklingens nulpunkt.

Dreiestrømtransformatorernes beregning er den samme som ved enfasetransformatoren. Dog maa man ved stjernekobling iagttage, at man i formelen for den elektromotoriske kraft indsætter fasespændingen $\frac{E}{\sqrt{3}}$, ikke hovedspændingen E.

Anm. *Spændings- og strømtransformatorer.*

Et tilfælde, der i praxis meget hyppig forekommer, er det, at man ved en sekundærstation ikke erholder den fornødne spænding. I et saadant tilfælde kan man hjælpe sig derved, at man giver transformatoren flere primærvindinger, eller man anvender en spændingstransformator, fig. 50 (*b*). I A er der opstillet en generator, i B en transformator. Som det uden videre fremgaar af figuren, forhøies spændingen paa strømmens bekostning.

Fig. 50 (a og b).



Ønsker man derimod en høiere strøm, saa ser man af fig. 50 (*a*), at ved overføringen fra A til B forhøies strømmen paa spændingens bekostning (strømtransformator).

G. Transformation af polycykliske strømme [1]).

Har man en vexelstrømmaskine, der arbeider med et meget lavt periodetal, lad os sige *1* periode = *2* strømvexler pr. sek., saa vilde en til denne maskine koblet lampe i løbet af et sekund lyse op to gange. Herved vil den naturligvis afgive et meget variabelt lys.

[1]) Prof. E. Arnold. *ETZ* hefte 26 og 27, 1902.

Forhøier man maskinens periodetal, idet man sætter den i en hurtigere rotation, saa aftager lampens fluktuation, og det har i praxis vist sig, at 50 perioder er tilstrækkeligt til at frembringe et nogenlunde konstant lys.

Betragter vi nu formel (11)

$$\infty = \frac{p\,n}{60}$$

$$n = \frac{60\,.\,\infty}{p},$$

saa ser vi, at en maskine, der har f. ex. 4 poler $(p = 2)$ ved 50 perioder, har en omdreiningshastighed:

$$n = \frac{60\,.\,50}{2} = 1500 \text{ pr. minut.}$$

Ønsker man et lavere omdreiningstal, hvad der for større motorer er en ubetinget nødvendighed, saa maa man enten forsyne motoren med flere poler, hvad der forhøier motorens kostende betydelig, eller ogsaa formindsker periodetallet.

Det sidste er, som det fremgaar af det foregaaende, umuligt, saafremt strømmen paa samme tid anvendes for lys.

Man har bestræbt sig for at finde et system, der kunde tilfredsstille baade lys- og kraftkonsumenterne, d. v. s. for lyskonsumenterne et høit periodetal, for kraftkonsumenterne et lavt.

Det enkleste middel, hvorved dette kan erholdes, er, at man i centralen opstiller to sæt maskinaggregater, et med høit og et andet med lavt periodetal.

Da man imidlertid ved denne anordning tiltrænger to sæt overførings- og fordelingsledninger, saa bliver anlægsomkostningerne saa store, at man heller griber til at anvende et periodetal, der nogenlunde tilfredsstiller baade lys- og kraftkonsumenter, nemlig $\infty = 50$ pr. sekund.

Nu ligger den tanke imidlertid nær: Kan man ikke i en og samme ledning føre strømme med forskjelligt periodetal, naar kun perioderne staar i et vist forhold til hinanden?

Har man en ledning med den konstante modstand R og selvinduktion L, saa er, naar vi med i_1 betegner strømmens momentanværdi, med J_1 dens effektivværdi og med ∞_1 det til strømmen hørende periodetal:

$$i_1 = \sqrt{2}\,J_1\,.\,sin\,2\,.\,\pi\,.\,\infty_1\,.\,t$$

$$= \sqrt{2}\,J_1\,.\,sin\,\omega_1\,t,$$

hvori ω_1 er den til ∞_1 hørende vinkelhastighed. For at frembringe denne strøm behøves en sinusformet elektromotorisk kraft, hvis periodetal $= \infty_1$, og hvis resulterende kraft har to komponenter: En for ledningens ohmske og en for dens induktive modstand:

$$e_1 = i_1 R . + L . \frac{d i_1}{d t}$$

$$i = \sqrt{2} . J_1 \sqrt{R^2 + (\omega_1 L)^2} . \sin \left(\omega_1 t + arctg. \frac{\omega_1 L}{R} \right)$$

Som det fremgaar heraf, kan en sinusformet *E.M.K.* kun frembringe en sinusformet strøm med samme periodetal, og *kun med denne strøm kan spændingen udføre et arbeide.*

Pulserer en anden strøm med et andet periodetal i samme strømkreds, saa maa man, for at frembringe denne strøm, anvende en spænding e_2, der har samme periodetal som J_2.

I dette tilfælde er ledningens spændings- og strømforholde karakteriseret ved følgende ligning:

$$e_1 + e_2 = (i_1 + i_2) . R + L \cdot \frac{d (i_1 + i_2)}{d t}$$

$$= \sqrt{2} . J_1 \sqrt{R^2 + (\omega_1 L)^2} . \sin \left(\omega_1 t + arctg \frac{\omega_1 L}{R} \right)$$

$$+ \sqrt{2} J_2 \sqrt{R^2 + (\omega_2 L)^2} \sin \left(\omega_2 t + arctg \frac{\omega_2 L}{R} \right)$$

Holder man J_1 konstant, og lader man J_2 variere, saa er den effektive *EMK:*

$$E_1 = \sqrt{2} . J_1 \sqrt{R^2 + (\omega_1 L)^2} \text{ konstant,}$$

medens $$E_2 = \sqrt{2} . J_2 \sqrt{R^2 + (\omega_2 L)^2} \text{ er variabel.}$$

Heraf følger, at begge strømme er fuldkommen uafhængige af hinanden. Den ene strøm kan intet arbeide udføre med en andens spænding og omvendt.

Da strømmene er uafhængige af hinanden, saa kan deres effekt, tab o. s. v. direkte adderes.

Saaledes er, naar man med J betegner de to strømmes resultante, den jouleske effekt:

$$P = J^2 . R = (J_1^2 + J_2^2) R$$

Altsaa er den resulterende effektive strøm:

$$J = \sqrt{J_1^2 + J_2^2}$$

og den resulterende effektive spænding:

$$E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2}$$

Denne strømsammensætning kalder man *strømmens superposition.*

Da man direkte kan superponere de enkelte strømmes og spændingers virkninger, saa er effekten:

$$P = E_1 J_1 \cos \varphi_1 + E_2 J_2 . \cos \varphi_2$$

Dr. Fr. Bebell var, saavidt vides, den første, der foreslog, at man i et kraftoverførings- eller fordelingsanlæg i punkter med samme potential kan indføre andre strømarter, uden at disse influerer paa hovedsystemet. Saaledes forbandt Bebell den ene klemme paa en vexelstrømmaskine med høit periodetal med nulpunktet paa en dreiestrømmaskine med et lavere periodetal.

Her benyttede han for vexelstrømmens vedkommende trefasesystemets tre ledere som fremledning, medens vexelstrømmaskinens anden pol blev forbundet med en tilbageledning.

Til transformation af de saaledes erholdte superponerede strømme anvendtes en tre- og en enfasetransformator.

Fra trefasetransformatoren fordeltes strøm med lavt periodetal til kraftkonsumenterne, medens der fra en- og trefasetransformatoren fordeltes strøm med høit periodetal til lyskonsumenterne.

Som det fremgaar af det foregaaende, kan man kun superponere strømmene ved kraftoverføringen, idet man anvender trefasesystemets tre ledere som fremledning, og en særskilt ledning som tilbageledning (altsaa ialt fire ledere) for vexelstrømmen.

En anden feil ved det bebellske system, der sandsynligvis har bevirket, at dette er ubrugeligt i praxis, er det betydelige induktive spændingstab, som vexelstrømmen erholder, idet den, da den indføres i dreiestrømdynamoens nulpunkt, maa overvinde baade denne og trefasetransformatorviklingernes selvinduktion.

Dette betydelige spændingstab kan uskadeliggjøres derved, at man, efter system *Arnold — Bragstad — La Cour*, anordner alle viklinger, der kommer i berøring med den superponerede strøm, induktionsfrit (bifilar).

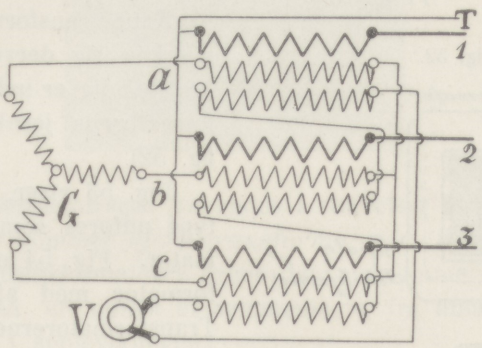
Det induktive spændingstab kan ogsaa uskadeliggjøres ved en anden anordning, opfundet og patenteret af ovenfor nævnte herrer.

Principet ved denne anordning er følgende:

Man tilfører fordelingsnettet vexelstrømme med forskjelligt periode- og fasetal, og transformerer strømmene ved anvendelse af en transformator, der har to sæt primære og et sæt sekundære viklinger.

Fig. 51 viser anordningen ved dreiestrøm, hvor tre enfasetransformatorer anvendes: *a*, *b* og *c* er de tre enfasetransformatorer, med hver sine to primære og en sekundær vikling.

Fig. 51.



Tre af transformatorens primærviklinger er koblede i stjerne, og tjener til optagelse og transformation af dreiestrømmen, frembragt af generatoren *G*. De tre øvrige primærviklinger er koblede i serie, og optager den af vexelstrømmaskinen *V* frembragte høifrekvenste strøm.

I den i stjerne koblede sekundærvikling induceres en tre- og en enfasestrøm; derimod virker de to primærviklinger ikke inducerende paa hinanden.

I fig. 51 er 1, 2 og 3 de for overføringen af den lavfrekvenste trefasestrøm bestemte ledninger, og *T* tilbagelederen for den superponerede strøm.

Istedetfor at anvende tre transformatorer kan man ogsaa foretage den samlede transformation med en trefasetransformator, naar man kun udruster denne med magnetisk tilbageledning for det af den superponerede strøm frembragte felt. Thi den superponerede strøms felt forløber i alle tre transformatorkjerner i samme moment i samme retning.

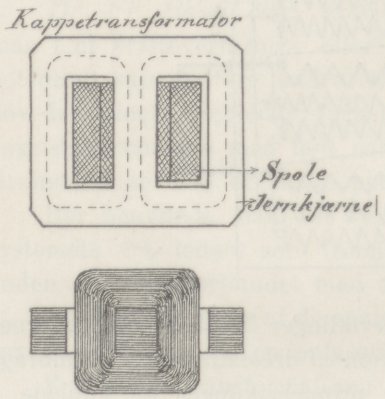
Paa den som magnetisk tilbageleder tjenende fjerde jernkjerne kan man anbringe saavel primære som sekundære viklinger, der kun vil føre superponerede strømme.

Som man ser af fig. 51, frembringes de forskjellige frekvenste strømme med to sæt maskinaggregater; hvordan man med en og samme maskine kan frembringe superponerede strømme, vil vi under ankerviklinger komme tilbage til.

H. Transformatorernes konstruktionsformer.

Saa vidt forskjellig som transformatorerne udføres af de forskjellige fabriker, kan man dog dele deres konstruktionsformer i to hovedgrupper: *kappe- og kjernetransformatorerne.*

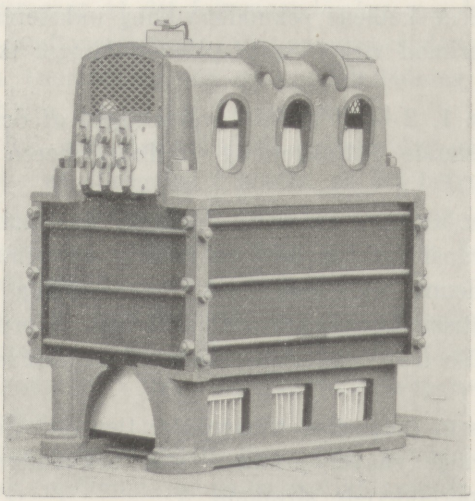
Fig. 52.



Kappetransformatorerne udmærker sig derved, at spolerne fuldstændig er indesluttet af transformatorens jernkonstruktion (se fig. 52).

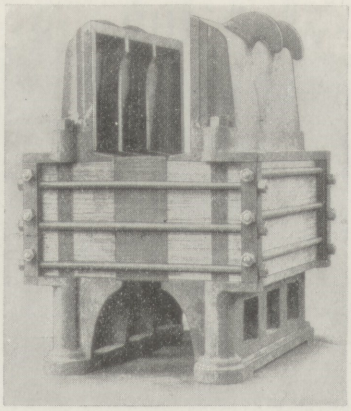
Fig. 53 viser, hvordan denne type udføres som trefasetransformator. Fig. 54 er samme transformator med afskruet overdel. Transformatorernes jernkjerner sammensættes af $0{,}2 \div 0{,}5$ mm. tykke jernplader, der isoleres fra hinanden med papir, glimmer e. l.

Fig. 53.



Trefaset kappetransformator (Sch.)

Fig. 54.



Kappetransformatorerne anvendes i størrelser indtil *50 kw*; for høiere ydeevner kommer *kjernetransformatoren* til anvendelse.

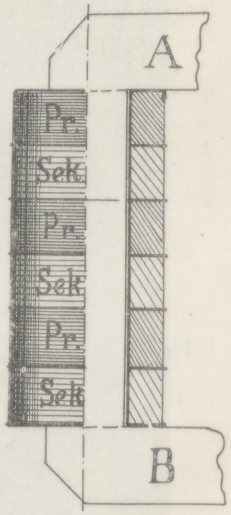
Ved disse transformatorer ligger den virksomme jernkjerne, der naturligvis ogsaa er udført af sammenlagte, fra hinanden isolerede jernplader inde i spoleviklingen.

Kappetransformatorens fordele er den korte kraftlinjevei, og et som følge heraf lidet kobberforbrug. Derimod er jernkjernens vægt saa meget større, og spoleviklingerne er, da de for en stor del er indesluttet i jernrammen, vanskelige at komme til.

Fordelene ved kjernetransformatoren er dens lettere jernkonstruktion og den lethed, hvormed man kan demontere spoleviklingerne.

Kraftlinjeveiens længde er ved kjernetransformatorerne større end ved kappetransformatorerne, ligesom dens kobbervægt er større end disses.

Fig. 55.



Anvendes spændinger over 7000 volt, monterer man, for at opnaa en større isolation, transformatorerne i kasser af jernblik e. l., der er fyldt med en særskilt, til dette brug præpareret olje. Kassen har, for de mindre transformatorers vedkommende, en glat overflade; ved større typer er, for at forhøie den afkjølende overflade, kassens vægge udført bølgeformet. (Fig. 56).

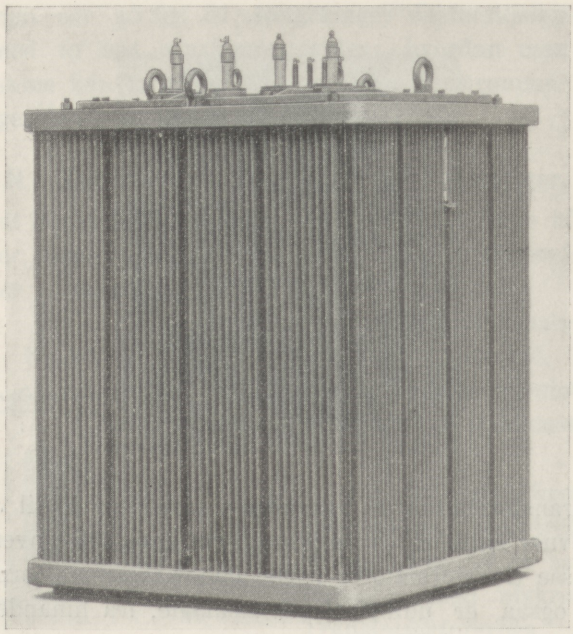


Fig. 56. Transformator monteret i oljekasse (Sch.).

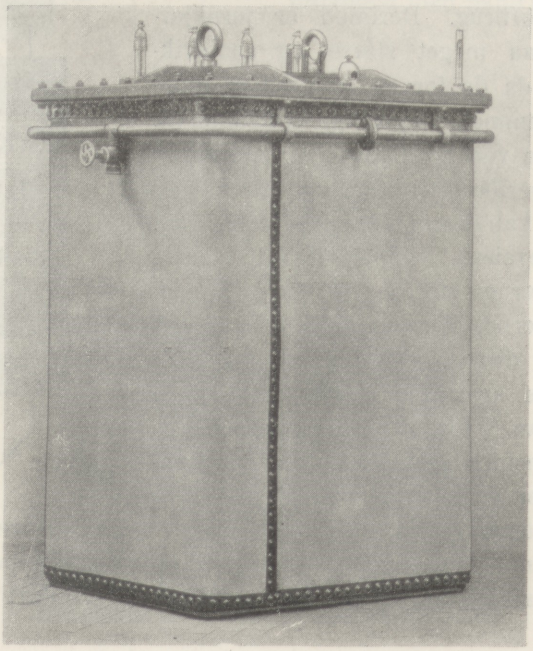


Fig. 57.

De paa denne maade indebyggede transformatorer opvarmes selv ved vedvarende fuld belastning meget lidet, naar transformatorerne har en minimumsafstand af 1 m. fra hinanden. Er mellemrummet

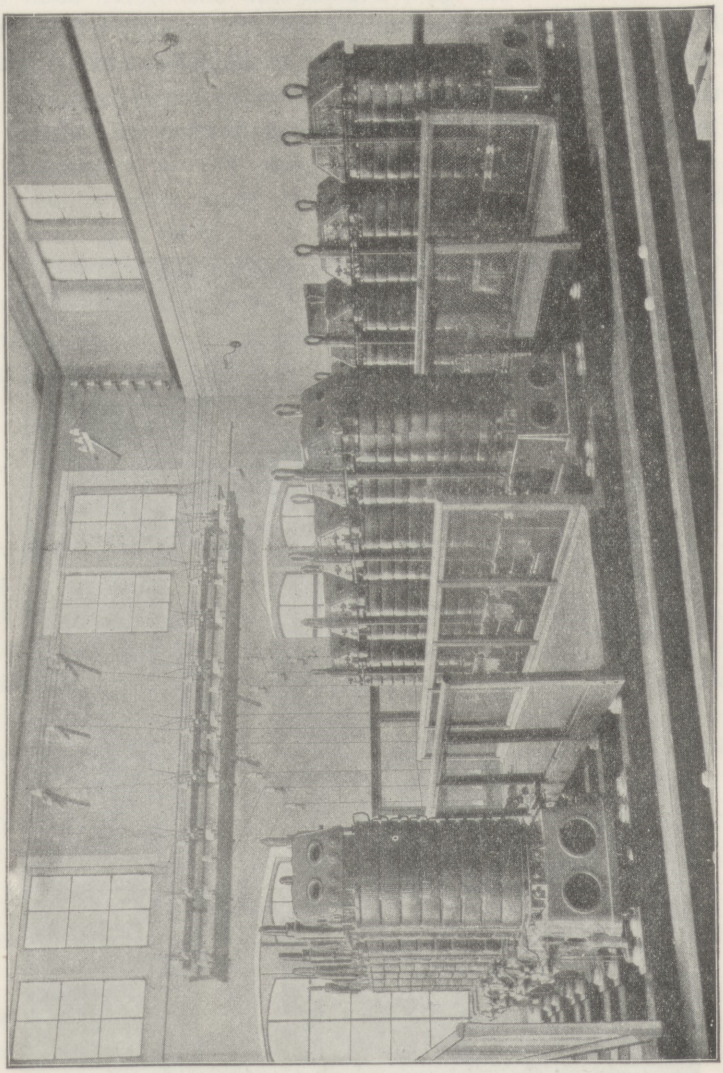


Fig. 58. Centrale Turin. Transformatorrum (S. & H.).

mindre end en meter, saa maa man anvende kunstig afkjøling, der opnaaes f. ex. derved, at man berisler transformatorkassens ydre vægge med koldt vand.

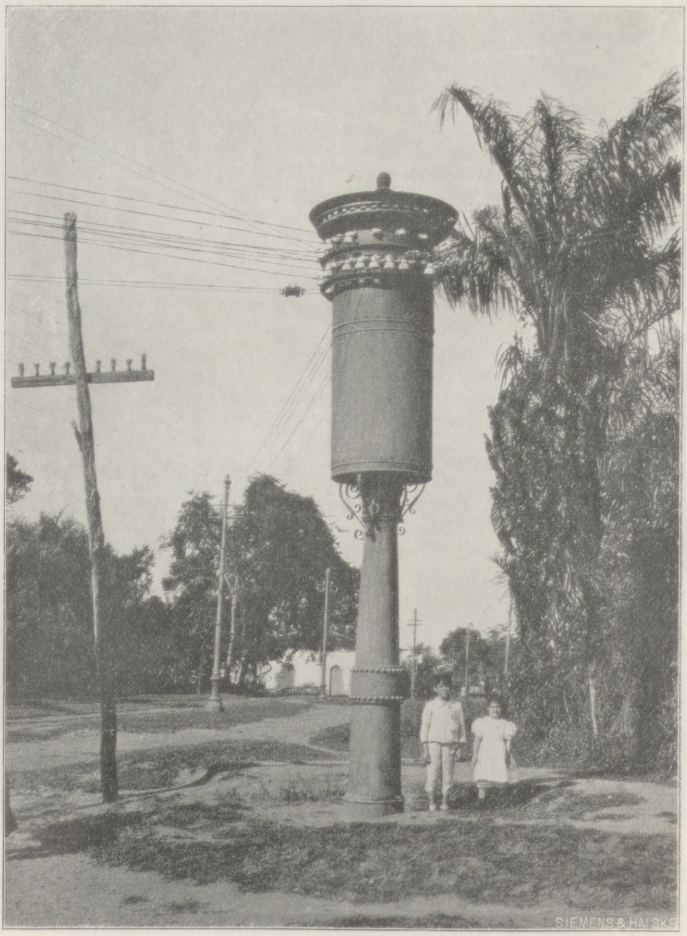
I fig. 57 er anbragt et vandledningsrør, forsynet med fine huller omkring transformatorkassen. Ved hjælp af den paa røret anbragte ventil kan vandtilførselen reguleres.

Fig. 58 viser transformatorrummet for kraftoverføringsanlægget Lanzo—Turin.

De tolv enfasede kjernetransformatorer er delt i fire grupper, hvori tre transformatorer à 300 *kw* er koblet sammen til en trefasetransformator paa 900 *kw*.

Omsætningstallet er 1730/7000 volt.

Fig. 59.



Kraftoverføringsanlægget. Para (S. & H.).

Ved kraftoverføringsanlæg, hvor der over store strækninger anvendes mange, men forholdsvis smaa transformatorer, anbringer man disse paa en fordelingsmast, som vist i fig. 59. Herved undgaar man opbygning af et særskilt transformatorhus, der i sin almindelighed vil falde dyrere end anordningen i fig. 59.

Transformatorerne udføres af de forskjellige fabriker i specielle normaltyper for spændinger indtil 20,000 volt, og for særskilte tilfælde, f. ex. som isolationsprøvere, med en spænding indtil 150,000 volt.

Ydeevnen fra normaltyper er fra 0,5 til 700 kilo voltamp.

Nytteeffekten er ved gode transformatorer paa 0,5 *K.V.A.* ca. 89 %, ved middels store transformatorer ca. 95 % og ved de største typer optil 98 %.

Dreiestrømtransformatorerne udføres med tre kjerner, der enten er anordnet i samme plan *(A.E.G.*, Oerlikon, *o. a.)* eller under en vinkel paa 120° (Schuckert, Siemens & Halske). Fabrikationsmethoden er ellers den samme som ved enfasetransformatorer.

I. Effekttab i transformatorer.

Den effekt, der i en transformator gaar tabt, kan deles i to hovedgrupper:

1) Effekttabet i transformatorens jernkjerne (hysteresis og hvirvelstrømme).
2) Effektabet i transformatorens primære og sekundære viklinger (det jouleske effekttab).

Transformatorens hysteresis og hvirvelstrømtab er ifølge formel 12 og 13 direkte proportional dens vægt G.

Har den vexelstrøm, der skal transformeres, et periodetal $= \infty$, saa er hysteresistabet ifølge formel 12:

$$P_h = 390 \,.\, B_{max}^{1,6} \,\infty\, G\, 10^{-10}$$

og hvirvelstrømtabet ifølge formel 13:

$$P_v = 0{,}19\, [d \,.\, B_{max} \,\infty]^2 \,.\, G \,.\, 10^{-10}$$

Betegner vi den primære transformatorviklings modstand med r_1, saa er det jouleske effekttab primært:

$$P''_y = J_1^2 \,.\, r_1;$$

og er r_2 den sekundære viklingsmodstand, saa er:

$$P''_y = J_2^2 \,.\, r_2.$$

Følgelig er det totale effekttab i transformatorens viklinger:

$$P_y = J_1^2 r_1 + J_2^2 r_2 \qquad (52)$$

Man ser heraf, at det jouleske effekttab, eller kobbertabet, tiltager i kvadratisk forhold til belastningen.

Forbruger transformatoren P. watt, saa er dens nytteeffekt i procenter:

$$\eta = \frac{P \,.\, 100}{P + P_h + P_v + P_y}$$

J. Transformatorberegning.

For et kraftfordelingsanlæg skal der udføres en transformator paa 10 kilo voltamp., der ved 50 perioder transformerer i forhold *20 : 1*. Primærspænding 4000 volt. Sekundærspænding = 200 v. Der forlanges, at nytteeffekten mindst er 95 %, og at det maximale spændingstab ikke skal overskride 2 % ved normalbelastning.

Vi lægger følgende faktorer til grund for vor beregning:

Transformatorblikkets tykkelse 0,3 mm.
Papirisolationen vil optage 15 % af jerntværsnittet.
Den maximale induktion = *7000 c. g. s.*

Den sekundære EMK er:

$$E_2^s = 200 + (200 \,.\, 0{,}02) = \qquad 204 \text{ volt}$$

Ifølge formel (49) er

$$E_2^s = 4{,}44 \,.\, \sim \Phi_{max} M_2 \,.\, 10^{-8}$$

Da paa grund af papirisolation

$$\Phi_{max} = 0{,}85 \; S \,.\, 7000,$$

saa er, naar vi approximativt antager jerntværsnittet til 90 cm²:

$$M_2 = \frac{204 \,.\, 10^8}{4{,}44 \,.\, 50 \,.\, (0{,}85 \,.\, 90 \,.\, 7000)} = \qquad 172 \text{ vindinger.}$$

Altsaa er

$$M_1 = 172 \,.\, \frac{4000}{204} = \qquad 3\,370 \text{ —„—}$$

Den sekundære strømstyrke er, da produktet

$$J_2 \,.\, E_2 = 10{,}000$$

$$J_2 = \frac{10{,}000}{200} = \qquad 50 \text{ amp}$$

Indsætter vi nytteeffekten til 95 %, saa er:

$$J_1 = \frac{10,\,000}{4000} \cdot \frac{1}{0,95} = \qquad 2,64 \text{ amp.}$$

Vi antager seks primære og seks sekundære spoler. For at erholde et saa lidet sekundært kobbertværsnit som muligt, kobler vi de sex sekundære spoler parallelt.

Da fører enhver spole en strøm

$$i_2 = \frac{50}{6} = \qquad 8,33 \text{ amp.}$$

Spolerne erholder naturligvis ved parallelkobling samme vindingstal $M'_2 = 172$.

De sex primærspoler kobles, paa grund af den høie spænding, i serie; heraf følger vindingstallet pr. spole

$$M'_1 = \frac{3370}{6} = \qquad 562 \text{ vindinger.}$$

Antager vi en specifik traadbelastning à 0,9 ampère pr. mm.^{2}, saa er den primære traads tværsnit:

$$s_1 = \frac{2,64}{0,9} = \qquad 2,94 \text{ mm.}^2$$

og den sekundære traads tværsnit:

$$s_2 = \frac{8,3}{0,9} = \qquad 9,2 \text{ mm.}^2$$

Er d_1 og d_2 den primære og sekundære traads diameter, saa er:

$$d_1 = \sqrt{\frac{4\,s_1}{\pi}} = \qquad 1,92 \text{ mm.}$$

$$d_2 = \sqrt{\frac{4\,s_2}{\pi}} = \qquad 3,42 \text{ mm.}$$

Den isolerede traads diameter kan man bestemme efter følgende empiriske formel:

$$d'_1 = 0,26 + 1,12 \,.\, d_1$$
$$= 0,26 + 1,12 \,.\, 1,92 = \text{ ca. } 2,4 \text{ mm.}$$
$$d'_2 = 0.26 + 1,12 \,.\, 3,42 = \text{ ca. } 4,1 \quad \text{„}$$

Da traaden, naar den vikles paa spolen, sammentrykkes noget paa grund af isolationens elasticitet, saa er det rum, som en traad vilde optage, ikke lig $(d'_1)^2$, men $(K.\,d'_1)^2$, hvor K er en koefficient,

der afhænger af isolationens tykkelse og elasticitet. Antager vi K til $0{,}95$, saa behøves der et viklingsrum

primært = $(0{,}95 \cdot 2{,}4)^2 \cdot 562 =$ 2920 mm²
og sekundært = $(0{,}95 \cdot 4{,}1)^2 \cdot 172 =$ 2600 „

Udfører vi de primære og sekundære spoler med 40 mm. effektiv viklingshøide [1]), saa er spolebredden primær

$$b_1 = \frac{2920}{40} = 73 \text{ mm.}$$

og sekundær

$$b_2 = \frac{2600}{40} = 65 \text{ mm.}$$

} se fig. 60.

Er spolernes isolation 5 mm., saa er den samlede viklingslængde, da vi jo, som ovenfor anført, anbringer 6 spoler paa hver transformatorside:

$$h = 3 \cdot (73 + 65) + 5 \cdot 12 = 474 \text{ mm.}$$

Jernkjernens tværsnit er 90 cm.²

Da vi vil udføre transformatoren med kvadratisk jerntværsnit, saa er kjernebredden

$$b = \sqrt{90} = 9{,}5 \text{ cm.} = 95 \text{ mm.}$$

Heraf følger, at jernkjernens længde

$$l = (95 + 95 \cdot 0{,}15) = 110 \text{ mm.},$$

da vi jo maa gjøre et tillæg af 15 % paa grund af papirisolation.

Forudsætter vi, at feltintensiteten i transformatorens forbindingsstykker (A og B fig. 55) skal være den samme som i hovedkjernen, saa er ogsaa sektionerne A, og B's tværsnit lig 90 cm.².

Heraf beregnes den samlede jernrammes høide til

$$H = 474 + 2 \cdot 95 = 664 \text{ mm.}$$

Som bekjendt erholder vi traadlængden pr. spole, idet vi multiplicerer den midlere viklingslængde λ med vindingstallet.

Er D spolens indre diameter, saa er

$$\lambda = (D + 2 \cdot 5 + 70) \cdot \pi$$
$$= (\sqrt{95^2 + 110^2} + 50) \cdot \pi = 615 \text{ mm.}$$

---

[1]) Spolekanten gjøres i almindelighed 5 ÷ 10 mm. høiere end den effektive viklingshøide, da det ofte, ved løs paavikling, kan forekomme, at man ikke faar anbragt det fornødne antal vindinger paa spolen paa grund af for knapt tilmaalte spolehøider.

Følgelig er traadlængden pr. spole primær lig:

$$0{,}615 \,.\, 562 = \quad 344{,}2 \text{ m.}$$

og pr. spole sekundær: $0{,}615 \,.\, 172 = \quad 105{,}6$ m.

Antager vi, at γ, paa grund af spolens opvarmning under drift, kun er $\frac{1}{48}$, saa er modstanden pr. spole primær:

$$r_1' = \frac{\frac{1}{48} \cdot 344{,}2}{2{,}9} = \quad 2{,}48 \ \Omega.$$

$$r_2' = \frac{\frac{1}{48} \cdot 105{,}6}{9{,}2} = \quad 0{,}239 \ \Omega.$$

Altsaa er den samlede primære modstand:

$$r_1 = 6\, r_1' = 6 \,.\, 2{,}48 = \quad 14{,}9 \ \Omega$$

og den samlede sekundære modstand

$$r_2 = \frac{r_2'}{6} = \frac{0{,}239}{6} = \quad 0{,}04 \ \Omega.$$

Afstanden mellem de to kjerner, der bærer spoleviklingerne, er ca. 130 mm.

Heraf følger transformatorkjernens jernvægt (spec. vægt 0,78), naar vi fraregner vægten af de 4 hjørner a (se fig. 60).

$$2 \,.\, 0{,}95^2 \,(6{,}61 + 1{,}3)\, 7{,}8 - 4\, \frac{0{,}6 \,.\, 0{,}6}{2} \,.\, 0{,}95 \,.\, 7{,}8 = \quad 93{,}15 \text{ kg.}$$

Tab i transformatoren.

Effekttabet for hysteresis:

$$P_h = 390\, B_{max}^{1{,}6} \,.\, \infty \,.\, G \,.\, 10^{-10}$$
$$= 390 \,.\, 7000^{1{,}6} \,.\, \infty \,.\, 93{,}15 \,.\, 10^{-10} = \quad \text{ca. } 256 \text{ watt.}$$

Effekttabet for hvirvelstrømme:

$$P_v = 0{,}19 \,.\, [d \,.\, B \,.\, \infty]^2 \,.\, G \,.\, 10^{-10}$$
$$= 0{,}19 \,.\, [0{,}3 \,.\, 7000 \,.\, 50]^2 \,.\, 93{,}15 \,.\, 10^{-10} = \text{ ca. } 19{,}5 \ \text{„}$$

Det jouleske effekttab:

$$P_j = J_1^2\, r_1 + J_2^2\, r_2$$
$$= 2{,}64^2 \,.\, 14{,}9 + 50^2 \,.\, 0{,}04 = \quad \text{ca. } 200{,}00 \ \text{„}$$

Tilsammen 475,50 watt.

Altsaa er nytteeffekten:

$$\eta = \frac{10{,}000}{10{,}000 + 475{,}5} = \qquad 95{,}55\ \%$$

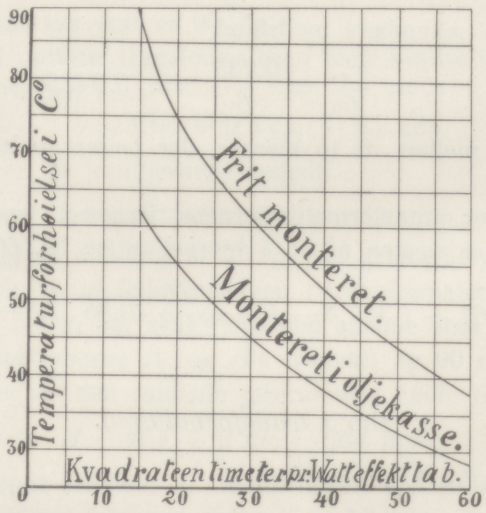
Nytteeffekten er, som man ser, høiere end den forlangte.

Transformatorens virksomme, afkjølende overflade udgjør ca. 10,000 cm.^{2}, heraf kommer pr. watt, der i transformatoren gaar tabt:

$$\frac{10{,}000}{475{,}5} = \qquad 21 \text{ cm.}$$

Efter fig. 60 a[1]) vilde altsaa transformatoren i drift antage en temperatur = 74^0 C. Sætter man derimod transformatoren i olje, saa reduceres temperaturen til ca. 54^0.

Fig. 60 a.



Tomgangsstrømmen.

Tomgangsstrømmen har, som vi ved, to komponenter: En wattstrøm i_w, der vedligeholder hysteresis og hvirvelstrømtabene, og en wattløs strøm i_o, der underholder feltet:

$$i_w = \frac{P_h + P_v}{E_1} = \frac{275{,}5}{4000} = \qquad 0{,}069 \text{ amp.}$$

[1]) G. Kapp: Transformatoren für Wechsel und Drehstrom. S. 43.

Den wattløse komponent maa være saa stor, at den kan underholde en maximalinduktion = 7000 kraftlinjer pr. cm.²

For det anvendte transformatorblik behøves ca. 3 ampèrevindinger pr. cm.² ved en induktion = 7000.

Da kraftlinjernes samlede længde i cm. er:

$$2\ (664—95) + 2\ (130 + 95) = 1588 \text{ mm.} = 158{,}8 \text{ cm.},$$

saa er den magnetiserende kraft

$$X = 158{,}8 \,.\, 3 = \qquad 476 \text{ ampèrevindinger.}$$

Da det primære vindingstal er 3370, saa er

$$i_{o\ max} = \frac{476}{3370} = \qquad 0{,}141 \text{ amp.}$$

$$i_o = \frac{0{,}141}{\sqrt{2}} = \qquad 0{,}0998 \infty 0{,}1 \text{ amp.}$$

Den resulterende tomgangsstrøm er:

$$i_1 = \sqrt{0{,}069^2 + 0{,}1^2} = \qquad 0{,}12 \text{ amp.}$$

Tager vi ikke hensyn til det ved spredningsfeltet foraarsagede spændingstab, saa er ifølge formel (51):

$$\varepsilon = J_1\, r_1 \frac{M_2}{M_1} + J_2\, r_2$$

$$= 2{,}66 \,.\, 14{,}9 \,.\, \frac{172}{3370} + 50 \,.\, 0{,}04 = \qquad 4 \text{ volt.}$$

Dette spændingstab blev lagt til grund for vor beregning.

For at erholde det primære spændingstab, for derved at kunne bestemme, hvor stor feil vi har begaaet ved at sætte $E_1{}^s = E_1$, multiplicerer vi $J_1 \,.\, r_1$ og erholder:

$$E_1{}^r = 2{,}66 \,.\, 14{,}9 = \qquad 39{,}62 \text{ volt.}$$

Da den primære klemmespænding er 4000 volt, saa udgjør differencen mellem klemmespænding og *EMK* ca. 0,99 %.

Den feil, som vi begaar, ved at sætte *EMK* = klemmespænding, er altsaa under 1 %, og saa ubetydelig, at den i praxis ikke kommer i betragtning.

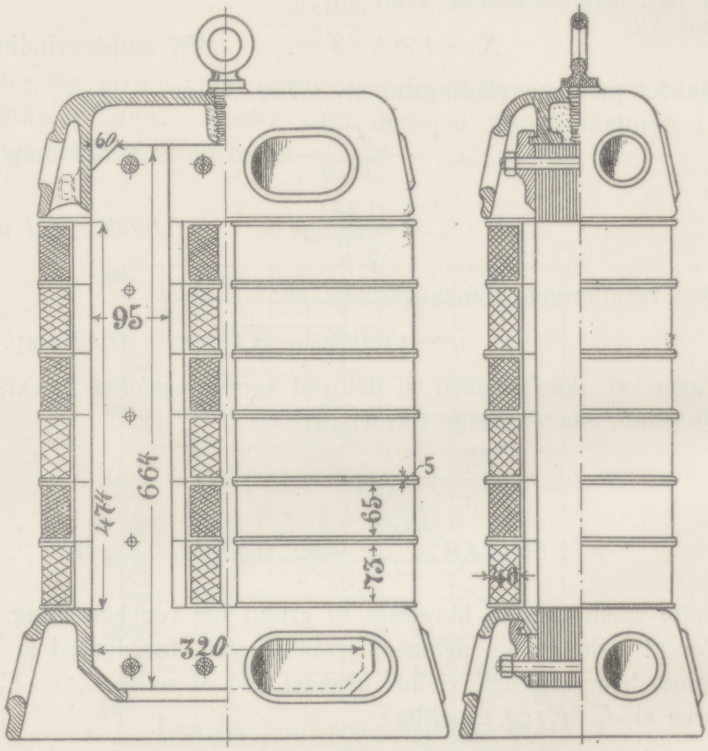
Fig. 60 viser transformatoren færdig konstrueret:

Jernkjernen er sammensat af U-formede jernplader 664 × 320 × 95 mm. Disse jernplader, der er isolerede fra hinanden med inpregneret papir, er forsynede med støbejerns dækplader, der sammenholdes af gjennem jernkjernen gaaende nagler.

Paa dette U-formede jernlegemes ben monteres de primære og sekundære spoler afvexlende ovenpaa hinanden.

Transformatorens øvrige konstruktionsdele fremgaar af figuren og behøver ingen yderligere forklaring.

Fig. 60.



Vexelstrøm-Synkrongeneratorer og motorer.

Kapitel V.

A. Vexelstrømmaskinernes inddeling.

Enhver strømfrembringende maskine, enten den arbeider som vexel- eller ligestrømmaskine, bestaar af to hoveddele: *Ankeret og feltmagneterne.*

Feltmagneterne er forsynede med spoleviklinger, der magnetiseres med ligestrøm; herved opstaar et magnetisk felt, der virker inducerende paa de paa ankeret anbragte viklingstraade. Man betegner derfor ogsaa feltmagneterne som den *inducerende*, og ankeret som den *inducerede del.*

Da baade vexel- og ligestrømmaskinernes ankerviklinger fører vexelstrøm, saa maa der ved sidstnævnte maskinklasse anvendes en «strømligeretter» eller *kommutator.*

Ligestrømmen kan erholdes fra denne maskine efter to funktionssystemer: Enten roterer ankeret, og feltet og børsterne staar stille, eller ankeret staar stille, og feltet og børsterne roterer.

I praxis anvendes, paa enkelte specielle tilfælder nær, det førstnævnte system, da det har vist sig, at der mellem kollektoren og de paa denne slibende, strømaftagende børster ved stigende maskinbelastning danner sig elektriske funker. Disse funker, der er skadelige for kollektoren, kan delvis annulleres derved, at man forskyver børsterne i maskinens rotationsretning [1]).

Forat maskinmesteren skal kunne iagttage funkedannelsen, maa børsterne og feltet staa stille og ankeret rotere.

---

[1]) Ved dynamoer; ved motorer forskyves børsterne imod rotationsretningen.

Anderledes er det med vexelstrømmaskinen; her falder det kompliserede apparat kollektoren bort, og vi behøver kun ved vexelstrøm to og ved dreiestrøm mindst 3 kontaktringe, der er forbundne med ankerviklingens ender og isolerede fra hinanden.

Da man i praxis har erfaret, at det ved høispændingsmaskiner er vanskeligt at isolere kontaktringene fra hinanden paa grund af den betydelige spændingsdifference mellem dem, anordner man, da man her ikke har nogen ømfindtlig kommutator at iagttage, maskinen saaledes, at feltet roterer og ankeret staar stille. Nu behøver man kun to kontaktringe, der tilfører feltmagneterne den lavspændte magnetiseringsligestrøm.

Vi kan altsaa dele vexelstrømmaskinerne i to store hovedgrupper, nemlig:

1) *Vexelstrømmaskiner med faststaaende felt og roterende anker.*
2) —„— „ — *anker og roterende felt.*

Anordning no. 2 er den mest almindelige, da den er betydelig fordelagtigere end den førstnævnte. Fordelen ved faststaaende anker og roterende felt ligger hovedsagelig i:

1) at maskinens viklinger gjennemgaaende bedre kan isoleres,
2) at viklingerne ikke er udsat for centrifugalkraft
3) og at den roterende masse er den størst mulige,
4) samt at man kan frembringe spændinger indtil 10,000 volt direkte med maskinen.

En tredie maskintype er *induktionsmaskinerne;* ved disse maskiner er baade ankeret og feltet faststaaende. Den elektromotoriske kraft frembringes i denne type derved, at feltet varierer mellem nul og maximum, idet samtlige poler har samme polaritet, d. v. s. enten bare nordpoler eller bare sydpoler *(Unipolarsystem)* i modsætning til det *bipolare* system, der ovenfor er beskrevet, og hvor feltet varierer mellem et positivt og et negativt maximum.

Ved bipolarmaskinerne forandres kraftlinjeintensiteten i løbet af $\frac{1}{2}$ periode fra $+ \Phi$ til $- \Phi$, d. v. s. om 2Φ.

Ved en unipolarmaskine forandrer intensiteten sig fra $+ \Phi$ til $\eta \Phi$, hvor η er kraftlinjespredningen mellem polerne. Altsaa forholder feltintensitetforandringen ved de to typer sig som

$$\frac{2}{1 - \eta}$$

Heraf følger, da den elektromotoriske kraft er kraftlinjetallets forandring proportional, at unipolarmaskinens *EMK* kun udgjør $\frac{1-\eta}{2}$ af bipolarmaskinens, under ellers samme forholde.

Man maa derfor gjøre unipolarmaskinens poler $\frac{2}{1-\eta}$ gange større end bipolarmaskinens.

B. Ankerviklinger.

Allerede i kapitel I og III har vi omtalt, hvordan der i en leder, der roterer i et magnetisk felt, opstaar elektromotoriske kræfter; det staar derfor kun tilbage at behandle, hvordan disse paa ankeromfanget anbragte ledere skal forbindes med hinanden.

Antallet af de viklingssystemer, der forefindes i praxis, er legio, da nærsagt enhver fabrik har sit eget specielle system. Vi vil derfor indskrænke os til at behandle de viklinger, der saa at sige er grundlaget, hvorpaa specialviklingerne er byggede.

I. Ringviklinger.

Fig. 61 fremstiller et anker, der er beviklet for enfaset vexelstrøm efter det saakaldte *Gramme-Pacinotti-system*.

Strømmen i viklingen ovenfor den *neutrale zone a—a* er rettet mod papirets bagside, medens strømmen i viklingen nedenfor den neutrale zone er rettet imod læseren.

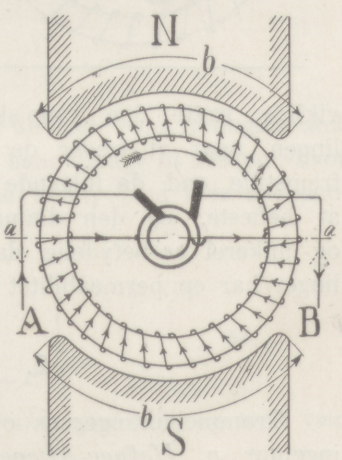
Roterer ankeret, saa ser man, at strømmen i ledningerne *A* og *B*, efterat ankeret har tilbagelagt 180°, har det med de punkterede pile karakteriserede forløb.

Man ser, at kun de ledere, der befinder sig under polbuen *b*, induceres af feltet. Omslutter polerne f. ex. 70 % af ankeromfanget, saa er denne maskines elektromotoriske kraft, naar vi antager den kapp'ske faktor til 2,22:

$$E = 2{,}22 \cdot \frac{N \cdot n}{60} \cdot \Phi \cdot 10^{-8} \cdot 0{,}7.$$

30 % af de paa ankeret anbragte ledere kommer altsaa i dette tilfælde

Fig. 61.

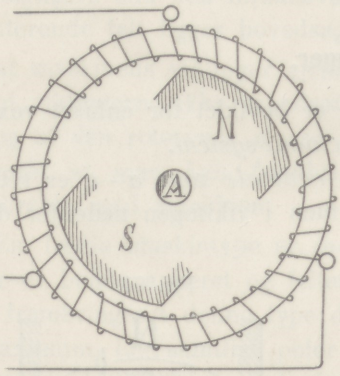


ikke i betragtning ved frembringelsen af den elektromotoriske kraft. Det ligger nu nær at tro, at man kunde forhøie det procentuale antal virksomme ledere derved, at man lod polerne omslutte f. ex. 95 % af ankerperiferien; herved vilde polhjørnerne imidlertid komme hinanden saa nær, at det mellem dem frembragte spredningsfelt vilde være meget ugunstigere for maskinens funktion end tabet af de 30 % virksomme ledere.

I praxis varierer det procentuale polomfang mellem 65 % og 80 % af ankerperiferien.

Hvordan ringviklingen forbindes ved trefasestrøm, viser skematisk fig. 62. Fra tre punkter, med en gjensidig afstand af 120°, fører ledningerne til forbrugerne. Har maskinen p polpar istedetfor, som i dette tilfælde, et, saa forbinder man punkter med en afstand $= \frac{120}{p}$ med maskinklemmerne.

Fig. 62.



Som man ser af fig. 62, er denne maskines vikling en triangelvikling. Vil man udføre maskiner med stjernevikling, saa kan forbindelsen ske, som vist i fig. 63, ligeledes for en topolet maskine: Tre af viklingens ender er forbundne med hverandre og danner maskinens nulpunkt; de tre frie ender fører til den ydre strømkreds.

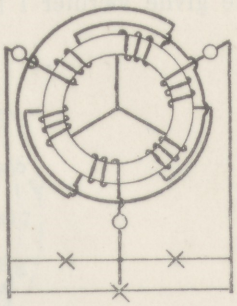
Ringviklingerne har den fordel, at de giver vexelstrømmen en sinusformet kurve; derfor kan man, ved beregning af maskiner med ringvikling, sætte den kapp'ske faktor = 2,22. Ligeledes er ringviklingen, naar vi fraser de øvrige dele ved maskinen, billigere at fremstille end de følgende viklingsarter. Derimod er den vanskelig at befæste, og den diamagnetiske afstand mellem maskinpolerne og ankeret er betydelig, da de ovenpaa ankeret liggende kobberviklinger har en permeabilitet = 1.

2. Trommelviklinger.

Trommelviklingernes opfinder var Siemens & Halskes bekjendte ingeniør *v. Hefner-Alteneck*. Den væsentligste forskjel mellem

trommel- og ringviklingerne bestaar deri, at trommelviklingens samtlige ledere er anbragt paa ankerets periferi. Skal de enkelte lederes *EMK* summeres, saa maa en leder, der f. ex. befinder sig under en sydpol, forbindes med en, der befinder sig under en nordpol. Efter denne forbindingsmethode opstaar to viklingssystemer:

Fig. 63.



Serieviklingen og *sløifeviklingen.*

Ved serieviklingen forbinder man en under en nordpol liggende leder med en under den nærmestliggende sydpol, og denne igjen med en under den næstfølgende, nærmestliggende nordpol o. s. v. Ved sløifeviklingen forbinder man en under en sydpol liggende leder med en under den nærmestliggende nordpol, og forbinder saa denne med en leder, der ligger under samme sydpol som den, hvorfra man gik ud o. s. v.

Af disse to viklingssystemer interesserer os, ved behandling af vexelstrømmaskinerne, kun serieviklingen.

Det er klart, at man ikke saa ganske uden videre kan gaa igang med at forbinde lederne fra pol til pol, men at viklingen maa underligge et mathematisk viklingsudtryk, og at dette maa indeholde en størrelse, der siger os, *hvor mange ledere der skal ligge mellem to saadanne, som skal forbindes med hinanden.*

Er det totale antal ledere paa ankerperiferien $= N$, og har maskinen p polpar, saa er det antal ledere, der befinder sig mellem to polmitter:

$$a = \frac{N}{2p}$$

Denne formel lader sig ikke direkte anvende som viklingsformel; thi man vilde, naar man med viklingen naar tilbage til den pol, hvorfra man gik ud, paatræffe den samme leder, med hvis ene ende man begyndte viklingen.

For at undgaa dette, sætter vi

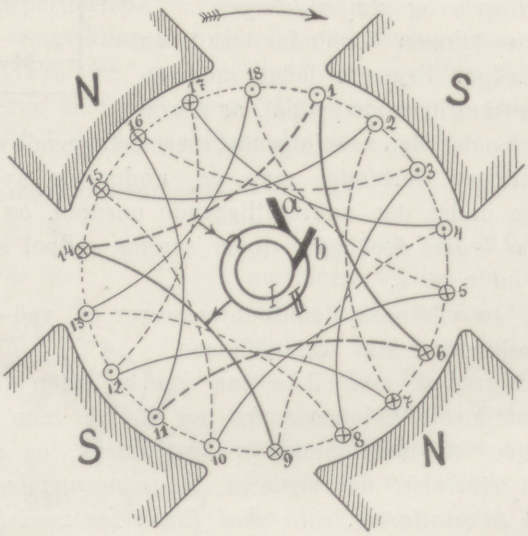
$$\left.\begin{aligned} a &= \frac{N \mp 2}{2p} \\ \text{eller} \qquad N &= 2p \,.\, a \mp 2 \end{aligned}\right\} \qquad (53)$$

I denne formel er a *det midlere viklingsskridt*, og maa være et tal, der ikke er deleligt med to.

Fig. 64 viser skemaet til en firpolet vexelstrømmaskine med serievikling; den har 18 ledere paa ankerpereferien. Indsætter vi de givne værdier i formel (53), saa er:

$$a = \frac{18+2}{2 \cdot 2} = 5.$$

Fig. 64.



Begynder man at vikle ved leder 1, saa maa man tælle fem ledere frem til den leder, hvormed 1 skal forbindes. Altsaa forbinder vi: 1 med 6, 6 med 11, 11 med 16 o. s. v.

Følger man strømløbet i de enkelte ledere, saa ser man, at de *E.M.K.e* adderes. Ved at forbinde to punkter paa viklingen, der har en afstand af $\frac{180}{p} = \frac{180}{2} = 90^0$ med kontaktringene I og II, erholder man mellem børsterne a og b en vexelspænding, og ved at forbinde børsterne med et konsumobjekt en vexelstrøm.

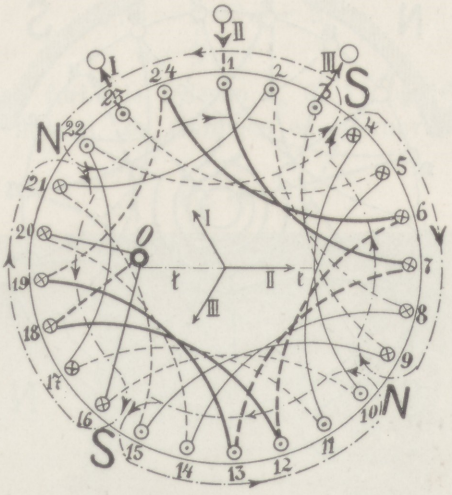
Fig. 65 er en firpolet vikling for dreiestrøm. Denne vikling formel er

$$a = \frac{N}{2p}$$

Da vi har 24 ledere, og viklingen skal være firpolet, saa er

$$a = \frac{24}{2 \cdot 2} = 6$$

Fig. 65.



Begynder vi at vikle ved 1, saa forbinder vi: 1 med 7, 7 med 13, 13 med 19; og tæller vi fra 19 seks ledere frem, saa paatræffer vi, som ovenfor anført, leder 1. Nu kan vi hjælpe os derved, at vi forbinder 19 med 24, og saa fortsætter med at forbinde 24 med 6 o. s. v.

Viklingens ledertal pr. fase er $\frac{24}{3} = 8$; saaledes er 1, 6, 7, 12, 13, 18, 19 og 24 fase I's ledere. I, II og III er de tre klemmer og 0-viklingen nulpunkt.

Følger vi strømforløbet i viklingen i det moment, de tre strømmes stilling er karakteriseret ved vektordiagrammet i fig. 65, saa har, naar vektorernes projektion paa tidlinjen $t—t$ angiver momentværdien, II sit positive maximum (se strømretningen ved klemme II), I og II sit halve negative maximum (se strømretningen ved klemme I og III). Man ser, at strømmen i lederne 22, 23, 24, 1, 2 og 3 er rettet mod læseren, medens den i 4, 5, 6, 7, 8 og 9 er rettet mod papiret o. s. v.

Anvendes nu feltinduktionssætningen paa side 3, saa kommer vi til det resultat, at viklingen har fire poler, der er antydede med N og S. Roterer nu vektordiagrammet, saa roterer polen N og S med.

Fig. 66 fremstiller en vikling udført for dreiestrøm efter samme princip som fig. 64. Er N_1 antal ledere pr. fase, saa er dens viklingsformel

$$3 \,.\, N_1 = 2\, p\, a \pm 2 \qquad (54)$$

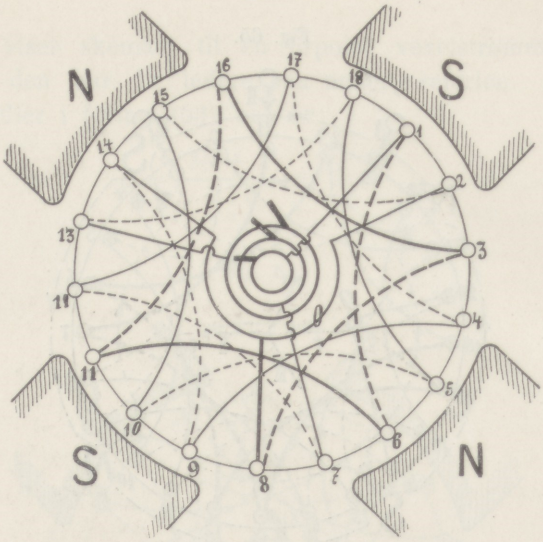


Fig. 66.

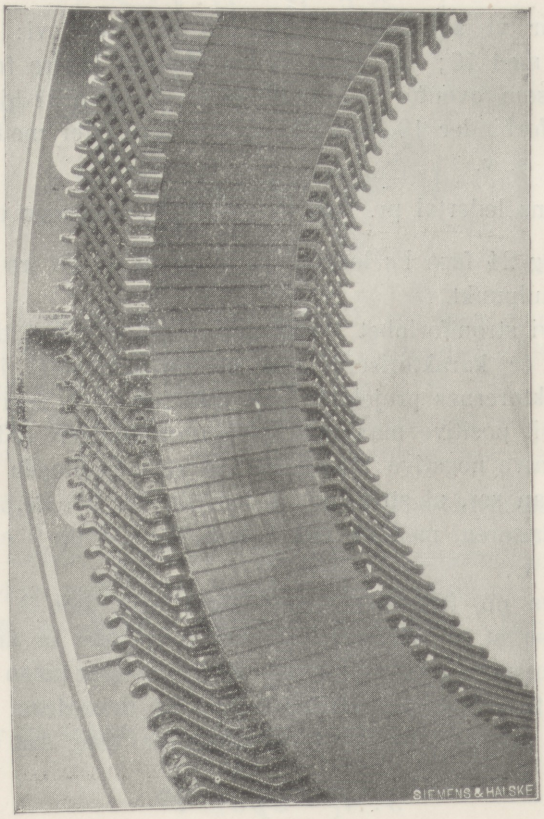


Fig. 67.

Anker-Serievikling (S. & H.).

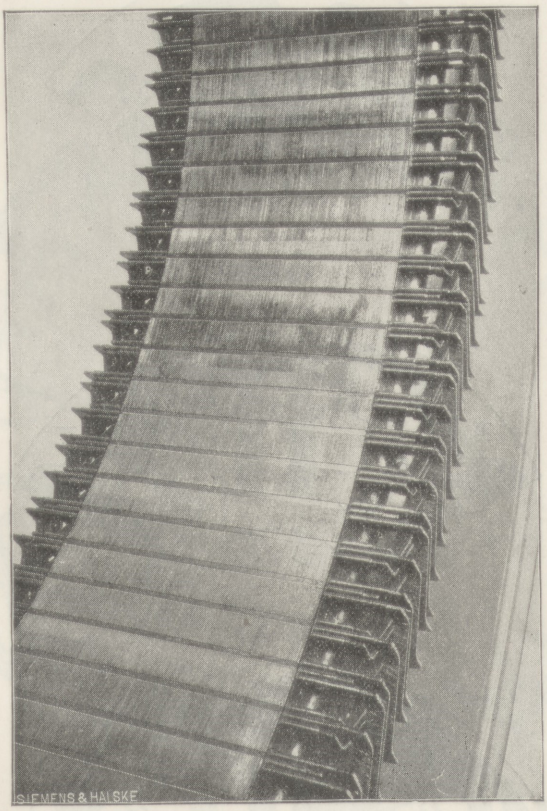
Antager vi, at $N_1 = 6$ og skal maskinen have fire pole, saa er:

$$3 \,.\, 6 = 2 \,.\, 2a \pm 2$$

$$a = 5$$

Vi maa altsaa forbinde lederne 1, 6, 11 og 16 o. s. v. Som det fremgaar af figuren, er viklingen en stjernevikling med 0 som nulpunkt.

Fig. 68.



Anker-Serievikling (S. & H.).

Fig. 67 og 68 viser, hvordan viklingerne anbringes paa maskinens anker. I begge tilfælder roterer polhjulet, og ankeret staar stille.

3. Spoleviklinger.

Et viklingssystem, som man hyppig paatræffer ved moderne vexelstrømmaskiner, er de saakaldte *spoleviklinger*.

Disse viklinger kan man inddele i 1, 2 og 3 nutviklinger, eftersom viklingen har 1, 2 eller 3 huller pr. fase og pol.

Fig. 69, 70 og 71 fremstiller spoleviklinger for en-, to- og trefasestrøm; i de tre figurer er samtlige viklinger ennutsviklinger, da der kun er en nut pr. fase og pol.

Fig. 69.

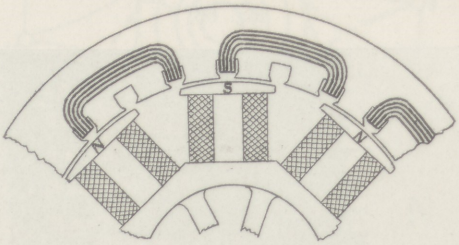


Fig. 70.

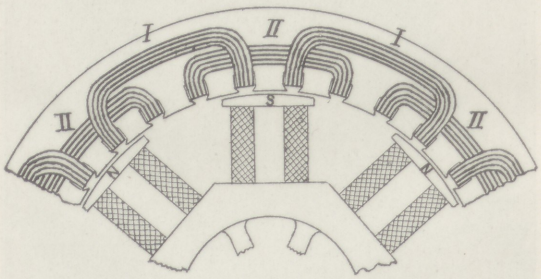
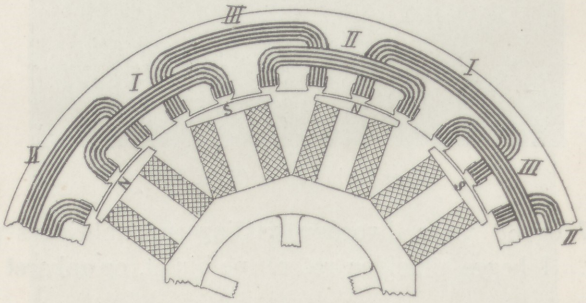


Fig. 71.

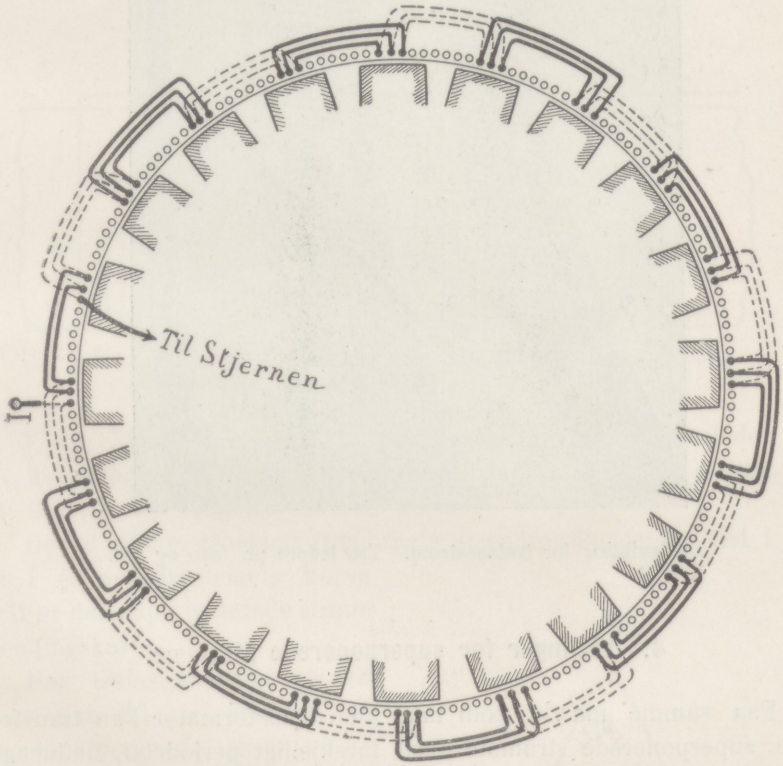


Viklingerne fig. 69, 70 og 71 er uheldige paa grund af, at de giver meget flade strøm- og spændingskurver; heraf følger, at forholdet mellem den maximale og den effektive spænding er mindre end $\sqrt{2} : 1$.

En betydelig heldigere anordning er vist i fig. 72. Her er viklingen gjennemført for en maskine med 20 poler og 3 ledere pr. fase og pol; altsaa er det samlede antal ydre ledere $3 \cdot 3 \cdot 20 = 180$.

For at gjøre figuren saa oversigtlig som mulig, er kun en fase indtegnet; man begynder viklingen ved I og vikler videre saaledes, som figuren viser. Man ser, at de *E.M.Ke* adderes foran hver pol.

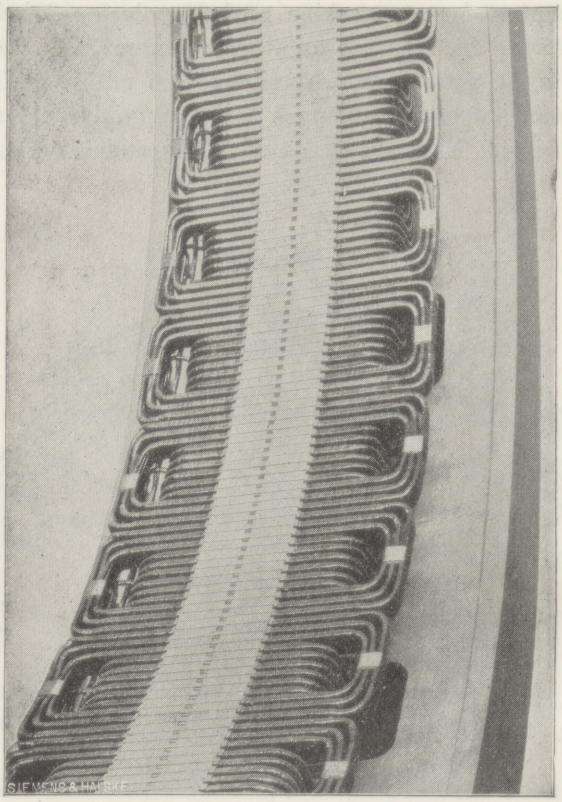
Fig. 72.



Hvordan denne vikling anbringes paa ankeret, viser fig. 73.

Som vi senere vil faa at se, giver allerede maskiner med tre huller pr. fase og pol kurver, hvis form er meget lig sinuskurvens. Man kan naturligvis anbringe saa mange huller pr. fase og pol, som det praktisk lader sig gjøre; herved nærmer maskinens kurveform sig mer og mer en sinuide.

Fig. 73.



Spolevikling for trefasestrøm. Tre ledere pr. fase og pol.

4. Viklinger for superponerede strømme.

Paa samme maade som man i en transformator kan transformere superponerede strømme med forskjelligt periodetal, uafhængig af hinanden, kan man ved hensigtsmæssig anordning af en maskines polsystem, i en og samme ankervikling, inducere *E.M.Ke* med forskjellig frekvens.

Er den superponerede strøms frekvens tre gange saa høi som hovedstrømmens, saa siger man, at dens *harmoni* er tre gange saa høi som hovedstrømmen.

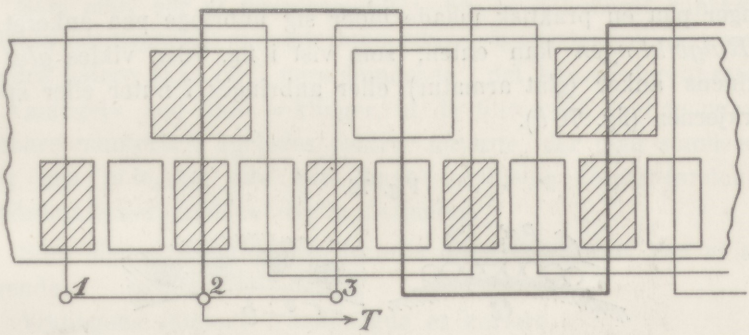
Et trefasesystems tredobbelte harmoniske strøm gjennemstrømmer alle tre faser fra nulpunktet i samme retning, og har paa grund

heraf ligeoverfor grundsvingningen den samme egenskab, som de polycykliske strømme har overfor hinanden.

Heraf følger, at man godt kan anvende den tredobbelte harmoniske strøm som superponeret strøm ved trefasesystemet som hovedsystem; man har kun at anbringe to inducerende polsystemer under maskinens viklinger, som vist i fig. 74.

Her er polerne anbragt ved siden af hinanden paa samme polhjul; disse kan naturligvis magnetiseres fra en og samme strømkilde, eller hvert polsystem for sig.

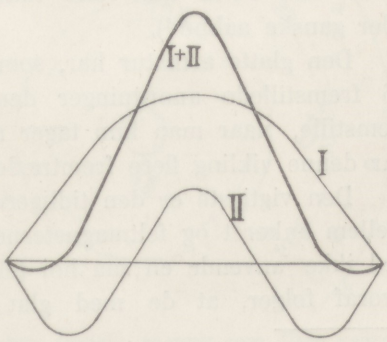
Fig. 74.



I fig. 74 er 1, 2 og 3 viklingens nulpunkt; som fremleder for den superponerede strøm tjener dreiestrømsystemets tre ledere, og som tilbageleder fungerer lederen *T*.

De af denne maskine frembragte spændingskurver er vist i fig. 75: I er hovedsystemets kurve, og II er den superponerede strøms spændingskurve.

Fig. 75.



Har trefasesystemet en frekvens paa 25 perioder, saa har den superponerede strøm et periodetal $= 3 \cdot 25 = 75$.

Den lavfrekvenste strøm paa 25 perioder anvendes til motordrift, medens den superponerede strøm paa 75 perioder anvendes for lys.

Transformationen af den fra maskine fig. 74 erholdte effekt sker

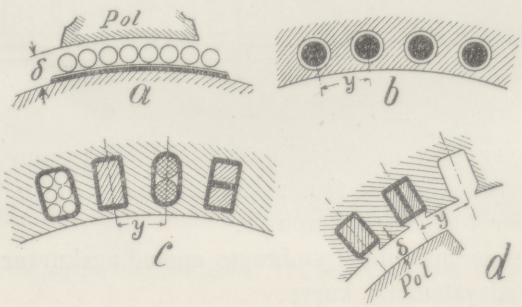
paa følgende maade: Trefasestrømmen transformeres ved hjælp af spoleviklinger, der paa vanlig vis er anbragt paa jernkjerner og koblede i stjerne. Paa den under transformatortheorierne omtalte fjerde kjerne, der tjener som tilbageleder for det af den superponerede strøm frembragte felt, anbringer man de for den superponerede strøm bestemte primære og sekundære spoler.

C. Synkronmaskinernes konstruktionsdetails.

Efterat vi i det foregaaende har omtalt de vigtigste viklinger og deres koblingsmethode, vil vi nu se lidt nærmere paa, hvordan disse viklinger paa en praktisk maade lader sig anbringe paa ankeret.

Ringviklingen kan enten, som vist i fig. 76 *a*, vikles *glat* om maskinens anker (glat armatur) eller anbringes i nuter eller spor i ankerkjernen (fig. 76 *b*).

Fig. 76.



Trommelviklingen anbringes i dertil i ankeret indstandsede nuter, der enten kan være lukkede (fig. 75 *c*), halvaabne (fig. 76 *d*) eller ganske aabne [1]).

Den glatte armatur har, som før nævnt, fremfor de øvrige i fig. 76 fremstillede anordninger den fordel, at den lader sig billigere fremstille, naar man kun tager maskinens anker i betragtning; dog har denne vikling flere fremtrædende mangler:

Den vigtigste er den tidligere anførte relativt voxende luftafstand mellem ankeret og feltmagneterne; endvidere kan man i almindelighed ikke anvende en saa høi feltintensitet som ved nutarmaturerne, hvoraf følger, at de med glat armatur udrustede maskiner er

[1]) Anvendes sjelden ved vexelstrømmaskiner.

ømfindtligere for turvariationer end nutmaskinerne. Da de glatte armaturer paa grund af det store luftmellemrum maa have en betydelig stærkere magnetiserende kraft end nutmaskinerne, er der al sandsynlighed for, at det man vinder ved den billigere fremstilling, fuldstændig opveies af meromkostningerne for kobber paa magneterne.

Til fordel for den glatte armatur kan anføres, at den giver sinuslignende kurvform, at den har en stor isolationssikkerhed, samt at den er lettere at reparere end nutarmaturer [1]).

Ringviklingen spiller i vexelstrømdynamotekniken en underordnet rolle, og det viser sig, at den mer og mer fortrænges af dens med betydelig gunstigere betingelser udrustede konkurrent trommelviklingen.

Som man ser af figurerne 63 ÷ 65, er det meget vanskeligere at vikle en trommel end en ringmaskine, især deleshed naar antallet af ydre ledere gaar op i flere hundrede; det kan derfor ansees som en «mangel» ved disse viklinger, at de tiltrænger dygtige og derfor kostbare montører; ligeledes fordrer nuterne, der maa standses nøiagtig paa m.m. og ofte skal have forskjellig form, førsteklasses standsemaskiner med en dygtig betjening.

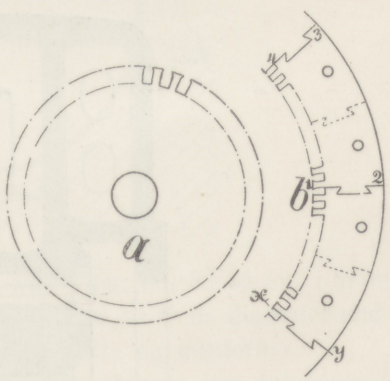
Som dens hovedfordele fremfor ringviklingerne kan vi anføre følgende:

1) Viklingens samlede traadlængde er kortere.
2) Viklingen er ikke udsat for forskyvninger.
3) Luftafstanden kan reduceres til det mindst praktisk mulige. [2])
4) Feltet kan have en høi intensitet med faa ampèrevindinger paa magnetspolerne.

Ankeret sammensættes for at reducere hvirvelstrømtabene til et minimum af 0,3 ÷ 0,5 mm. tykke, fra hinanden isolerede, jernplader, der for de mindre typers vedkommende standses i et stykke (fig. 77 *a*) og sammenpresses, som vist i fig. 7.

Maskiner, hvis anker er sammensat af hele plader, udføres naturligvis kun med roterende anker.

Fig. 77.



[1]) Her er kun medtaget den glatte armaturs fordele, saavidt som disse vedrører vexelstrømmaskinerne.

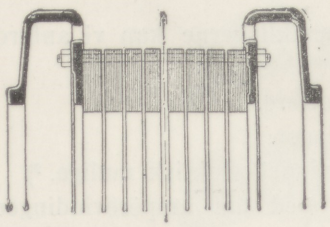
[2]) Hvad der for asynkronmaskiner er af stor betydning.

Maskiner, hvis indre ankerdiameter er en meter og derover, erholder et saakaldt sammenlappet anker, d. v. s. ankeret sammensættes af segmentformede plader, som vist i fig. 77 *b*. 1, 2, 3 og 4 i samme figur fremstiller en saadan plade og $x\,y$ en pladeskjød. Denne skjød kan enten være ret eller med et trapezformet indhuk, som vist i figuren.

Forat den magnetiske luftmodstand, der opstaar ved denne forbindelse, skal blive saa liden som mulig, forskyver man pladerne, efterhvert som de sættes sammen; saaledes vil det næste lag plader have den stilling, der er punkteret i fig. 77 *b*).

Hvordan ankerets jernblikplader kan sammensættes, viser fig. 78: To af støbegods bestaaende dækplader, der, for at yde den i ankeret anbragte vikling beskyttelse mod mekanisk beskadigelse, har erholdt en form, som vist i figuren, sammenpresser jernkjernen ved hjælp af bolte og muttere.

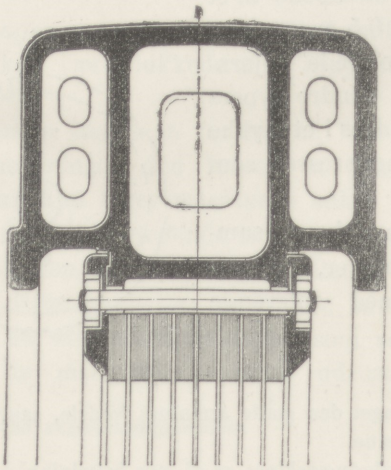
Fig. 78.



Denne konstruktion er, som man ser, meget enkel og praktisk, men har ikke den fornødne modstandsevne for maskiner med større diameter; i saadanne tilfælder kan man anvende en konstruktion, som vist i fig. 79.

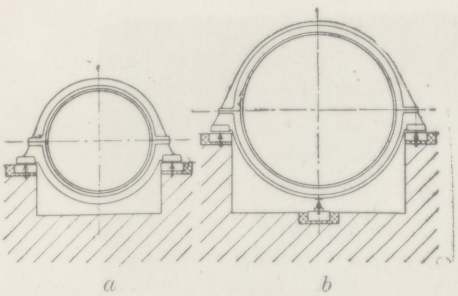
Den kraftige støbejernskonstruktion, der bærer ankerkjernen, tjener til at opretholde den konstante luftafstand mellem anker og polhjul.

Fig. 79.



Montagen af disse ankere viser fig. 80 *a* og *b*, fig. 81 og 82. Fig. 80 *a* er en liden maskine, der hviler paa sine to fodstykker uden særskilte støtter, medens 80 *b* har erholdt et støttepunkt, anbragt paa dynamogravens gulv.

Fig. 80.



a *b*

Fig. 81.

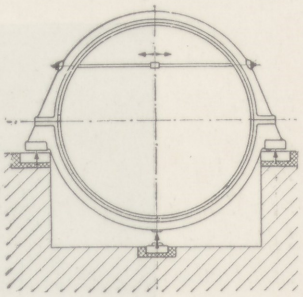
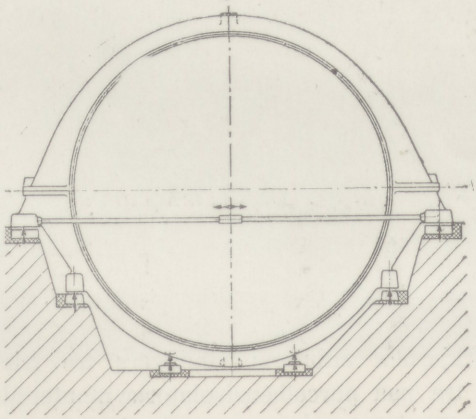


Fig. 81 har, foruden sit støttepunkt paa dynamogravens gulv, endnu en spændstang, der tjener til at stive op ankerets øvre del samt til at regulere luftafstande i ankerets overdel; ankerets støbejernskonstruktion kan nemlig af praktiske grunde ved større maskintyper ikke forarbeides i et stykke.

Fig. 82.



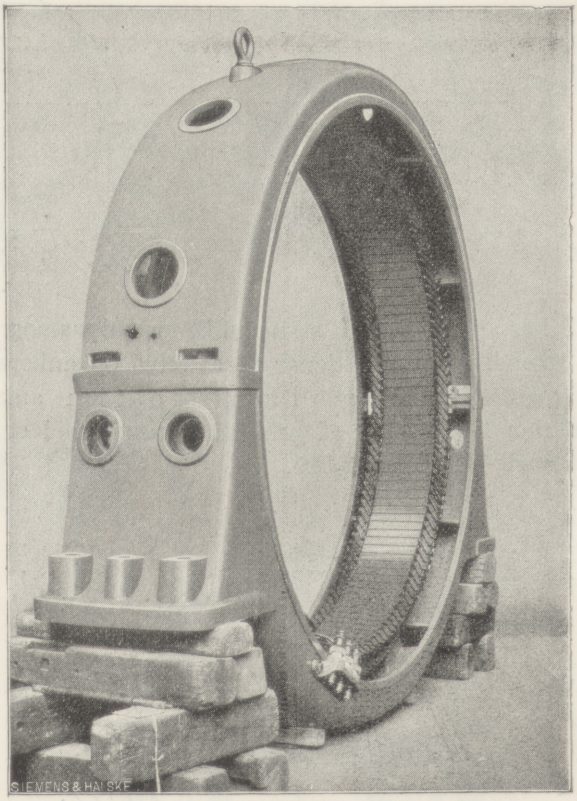
Man deler derfor ankeret, som vist i fig. 80, 81 og 82, i to dele, ved store maskiner med en diameter paa 6 til 8 m. diameter endogsaa i fire dele, der sammenholdes med bolte og muttere.

Endelig viser fig. 82, hvordan støttepunkterne kan anbringes paa en dynamo med en ankerdiameter paa $4 \div 6$ m.

Alle støttepunkter hviler paa bolte, der er forsynede med gjænger, for derved at kunne indstille luftafstanden.

Fig. 83 viser et dreiestrømanker, der er bygget efter ovenfor omtalte system.

Fig. 83.



Ankeret til en trefaset vexelstrømmaskine (S. & H.).

De i ankerkjernen anbragte viklingers tre frie ender er forbundne med de tre paa porcellænsisolatorer monterede klemmer, der, som man ser af figuren, er anbragt paa ankerets nedre del.

Fig. 84 er et 2000 *kw.* dreiestrømsaggregat *(A. E. G.)*.

Det store polhjul, der paa samme tid tjener maskinen som svinghjul, bærer 80 poler.

Som man ser af fig. 84, har den støbejernskonstruktion, der bærer jernkjernen, ganske antagelige dimensioner, og det er let for-

staaeligt, at man ved at anvende støbejernsrammer snart naar en grænse for maskinens diameter. Da man imidlertid i den sidste tid mer og mer er gaaet over til at bygge maskinerne saaledes, at man kan anvende polhjulet som svinghjul for driftsmaskinen, ligger det i fabrikanternes interesse at bygge maskiner med forholds-

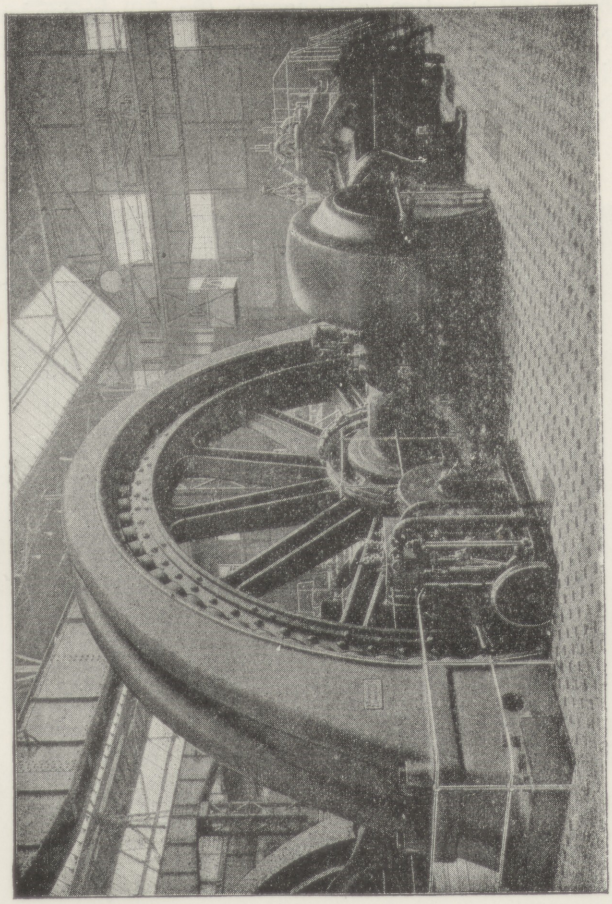


Fig. 84. Dreiestrøm-centrale (A. E. G.).

vis stor diameter, da man herved, under ellers samme omstændigheder, opnaar den samme *svingmasse* med mindre hjulvægt.

Man har derfor seet sig om efter andre konstruktionsformer, og dette førte til konstruktion af den saakaldte *spændværksmaskine.*

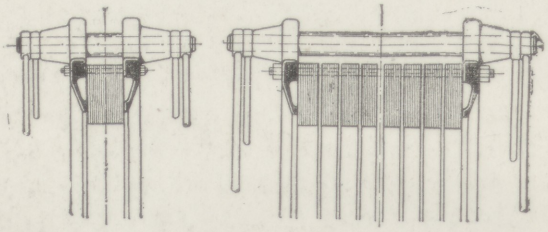
Ved denne maskintype er den af blikplader sammenpressede jernkjerne konstruktionens hovedbærer.

Jernkjernen, der i og for sig er elastisk, har dog ved foranstaltede forsøg udvist en betydelig spændkraft, og den synker kun sammen fra 2 ÷ 8 mm., naar den overlades til sig selv.

Man kan derfor paa den enkleste maade forstive jernkjernen derved, at man forbinder punkter, der ved ringens vægtvirkning erholder den største afvigelse fra cirkelformen, med et spændstangsystem.

Istedetfor det vægtige godslegeme (fig. 79) anvendes her lette presplader (fig. 85), der ved hjælp af spændstænger sammenholdes, som vist i fig. 86 og 87.

Fig. 85.



I det første tilfælde er spændstængerne anordnede stjerneformet paa begge sider af polhjulet; i det andet tilfælde er spændsystemet anbragt som en polygon, der omslutter ankerets ydre periferi.

Den sidste anordning har den fordel, at en eventuel demontage af polhjulet lettere kan finde sted end ved første anordning.

Spændværksmaskinernes hovedfordele fremfor de ældre typer kan vi sammenfatte i følgende sætninger:

1) Maskinens vægt reduceres til $^1/_2$ resp. $^1/_4$ af, hvad den vilde veie med støbegodsramme.

Fig. 86.

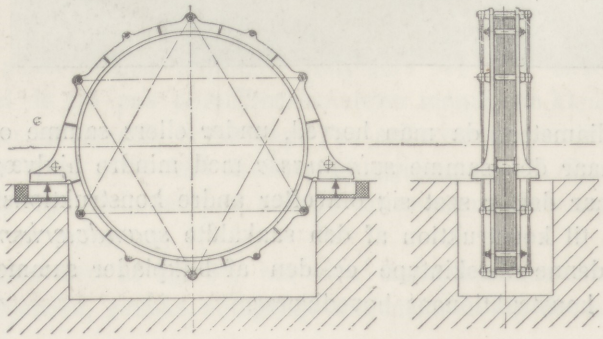


Fig. 87.

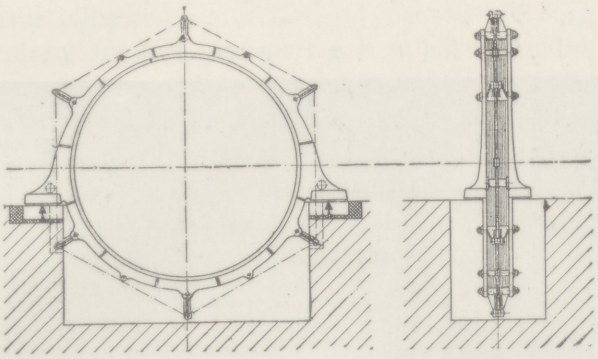
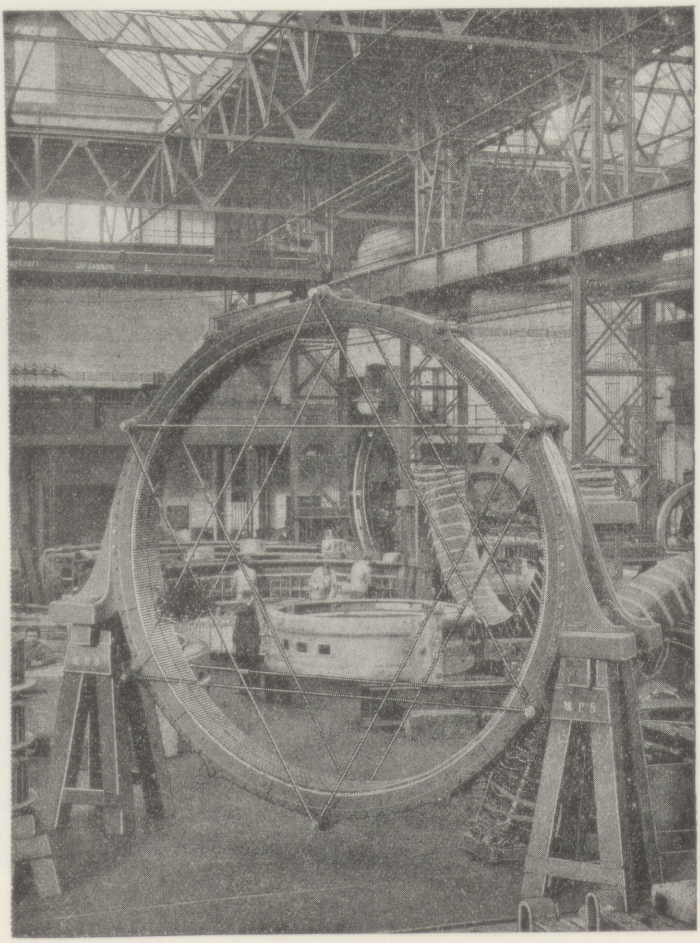
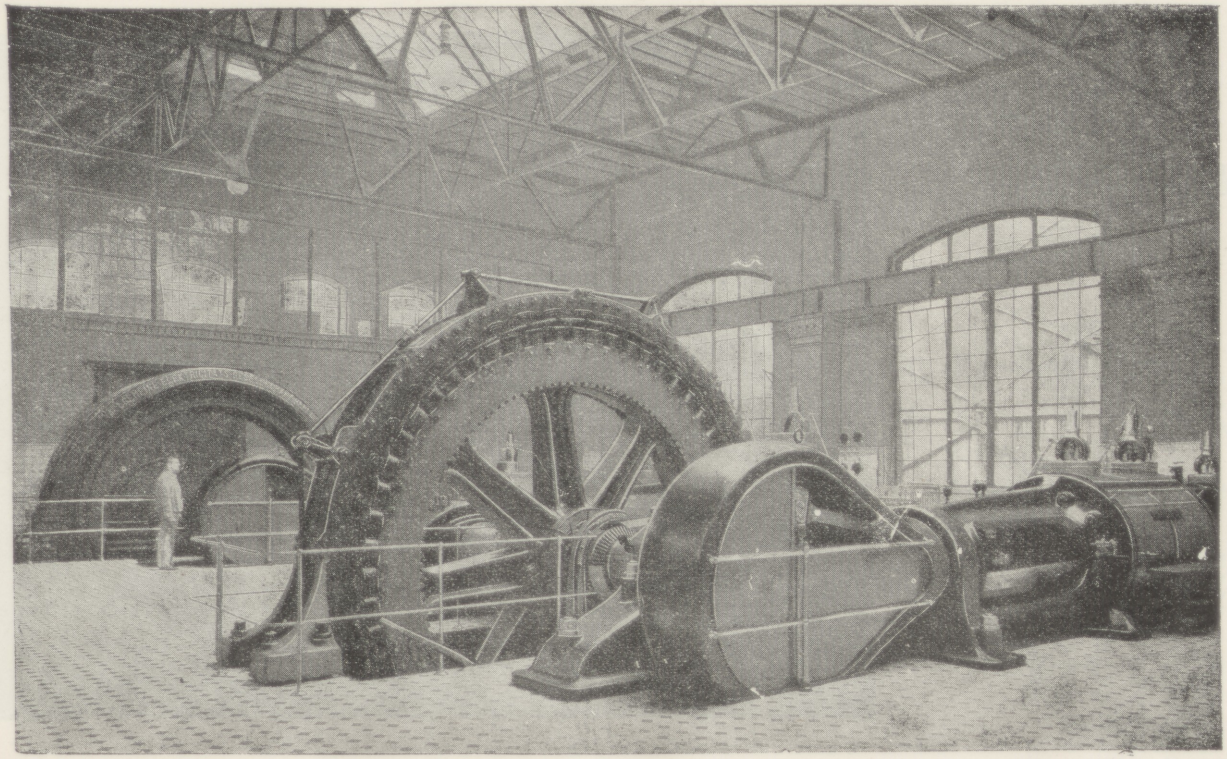


Fig. 88.



Spændværksarmatur (A. E. G.).

Fig. 89.



Spændværksmaskine med polygonspænd (A. E. G.).

2) Den bliver billigere.
3) Omkostninger for told, transport o. s. v. bliver mindre.
4) Maskinens fundament kan gjøres lettere.

Fig. 88 viser en spændværksarmatur fra «Allgemeine Elektricitäts-Gesellschaft», Berlin.

Det her anvendte spændsystem ligger paa begge sider af jernkjernen, og er det samme, som skematisk er vist i fig. 86.

Spændstængerne udgaar umiddelbart fra prespladerne, men er lagt forholdsvis langt ud fra disse, for at spændet, selv ved smale maskintyper, yder en betryggende afstivning (se fig. 85).

Fig. 89 er en spændværksmaskine, der er bygget efter polygonsystemet, der skematisk er vist i fig. 87.

Feltpolerne forarbeides for mindre maskiner samt vexelstrømligestrømomformere som den stationere del.

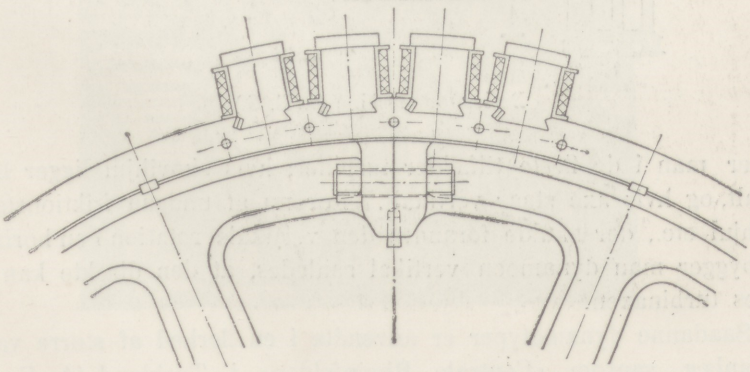
Et saadant feltpolsystem for en topolet maskine er skematisk fremstillet i fig. 8.

Feltpolerne bestaar som oftest af støbejern; dog finder man ogsaa saadanne, der er forarbeidet af sammenlagte, isolerede jernblikplader.

Ved større maskinenheder anbringer man, som ovenfor anført, ofte feltmagneterne paa omfanget af et til dette øiemed konstrueret svinghjul; polerne kan enten være massive og fastskrues direkte paa svinghjulet, eller de kan være lamellerede. Ved sidstnævnte anordning maa naturligvis svinghjulets yderring indrettes saaledes, at den kan optage de standsede blikplader.

Hvordan en saadan anordning kan udføres, viser fig. 90.

Fig. 90.

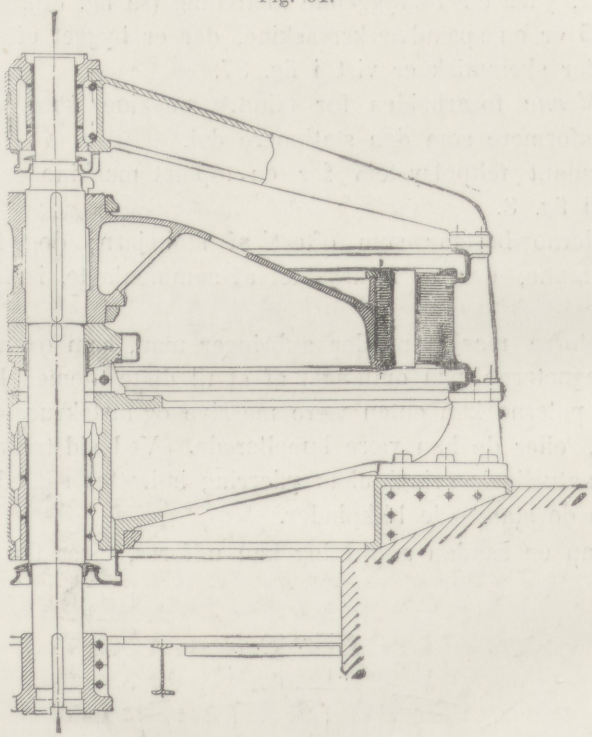


Svinghjulets yderkrans er forsynet med en lamelleret jernblikkjerne, i hvis ydre periferi der er indstandset trapezformede spor; disse tjener til optagelse af de massive feltpoler. (System A. E. G.).

Polhjulet udføres helt, to- eller flerdelt, alt efter maskinens størrelse og diameter.

Anvendes turbiner som driftsmaskiner, og fører det vandfald, man skal udnytte, store vandmængder ved liden faldhøide, saa an-

Fig. 91.



Dreiestrømmaskine (A. E. G.)

vender man i de fleste tilfælder turbiner, hvis skovlhjul ligger horizontalt, og hvis axe staar vertikalt. For nu at undgaa friktionstab i tandhjul etc., der skulde forandre den vertikale rotation i en horizontal, bygger man dynamoen vertikal saaledes, at den direkte kan tilkobles turbinaxen.

Saadanne dynamotyper er anvendte i en flerhed af større vandkraftanlæg, saasom «Centrale Rheinfelden» i Tyskland (A. E. G.),

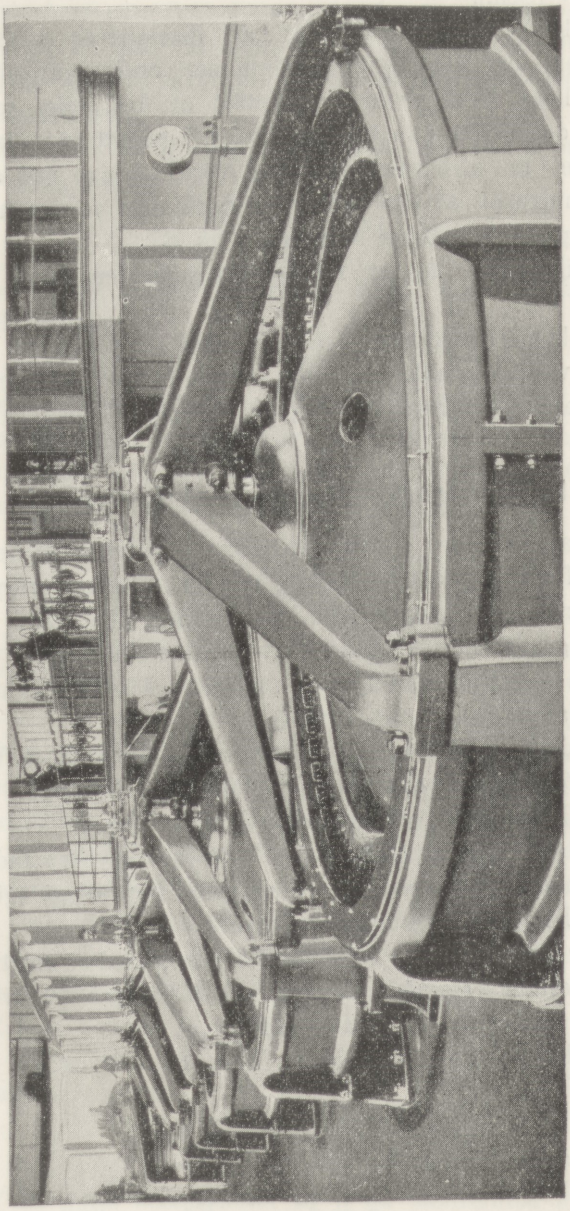


Fig. 92. Centrale Rheinfelden (A. E. G.).

kraftanlægget ved Hafslund (Sch.), og denne type vil blive anvendt ved det under bygning værende kraftoverføringsanlæg «Kykkelsrud—Slemmestad» (Sch.).

Fig. 91 viser konstruktionen af maskinerne i Rheinfelden; ankerrammen, der naturligvis er stationær, bestaar af støbegods, og er for at lette transporten sammensat af fire dele, med hver to fodstykker, der hviler paa bjælker, der er spændt over turbinkassen.

Polhjulet er forbundet med den vertikale axe ved et armkors, der er sammensat af fem sektorer; polhjulets yderkrans er lamelleret og feltpolerne anbragt som vist i fig. 87.

Ankerviklingen, der er monteret i nuter, er udført som spolevikling.

Rheinfeldenermaskinens elektriske data er følgende: Fasespænding 3900 volt, normalstrøm 61,5 amp., nytteeffekten er 92 % — inklusive energitab for magnetisering —, og kraftforbruget er ca. 840 *hk*.

D. Beregning af dynamoaxens dimensioner.

Hvis man beregner en dynamos axediameter efter de bekjendte mekaniske formler for bøining og torsion, vil man erfare, at axen inden kortere eller længere tid vil brækkes af. Dette har hovedsagelig sin grund deri, at axen ikke alene er udsat for bøining og torsion, men ogsaa for det *ujevne magnetiske træk*, som feltpolerne udøver paa ankeret.

Den afdøde direktør og professor ved Technikum Winterthur, *Friedr. Autenheimer*, offentliggjorde i 1894 et meget interessant arbeide: «Das Arbeitsvermögen von Materialien» [1]).

Den autenheimerske theori, der tillader et dybere indblik i materialets forhold ved belastning, vil vi her i korthed gjengive, saavidt den angaar beregningen af dynamoaxen.

Belaster man en stav, hvis længde $= l$, med en vægt F pr. cm.^{2}, og er γ materialets elasticitetsmodel, saa forlænges staven om $\triangle l$ og

$$\triangle l : l = F : \gamma.$$

Under dette udføres et arbeide, hvis størrelse er:

$$a = \frac{1}{2} \triangle l \, . \, F$$

eller, idet man indsætter værdien for $\triangle l$:

$$a = \frac{1}{2} \cdot \frac{l}{\gamma} \cdot F^2$$

[1]) Bulletin des Vereins ehemaliger Schüler des Technikums Winterthur, mai 1894.

Ophører kraften F, saa gaar ifølge den autenheimerske theori stangen *ikke tilbage til sin oprindelige længde l, men dens længde er paa grund af den forud anvendte kraft tiltaget om en uendelig liden brøkdel af stavens længde.* Denne «forstrækning» gjentager sig ved hver belastningsvexel, indtil den totale forstrækning bliver lig brækbelastningen.

Betegner vi med a' den arbeidskraft, der ved hver belastningsvexel gaar tabt, saa er:

$$a' = C \cdot \frac{l}{\gamma} F^2,$$

og er m = antal belastningsvexler, indtil axen brækker, saa er det samlede arbeide:

$$A = m \cdot a'$$

Varierer spændkraften i en dynamoaxe mellem F_1 og F_2, hvor F_1 er den kombinerede bøinings- og torsionsbelastning og F_2 torsionsbelastningen, saa er, naar man tager tiden for belastningsvexlingen i betragtning, ifølge Autenheimer for axler med *kontinuerlig diameter:*

$$A = C \cdot 2n' \cdot \frac{F_1^2 - F_2^2}{\gamma} \cdot t, \qquad \text{(a)}$$

hvori A = arbeidsydeevne pr. cm.^{3} i kg. = 7,2 for axer af smedejern og 6,3 for staalaxer, $C = 2{,}6 \cdot 10^{-7}$ for smedejern og ca. $1{,}53 \cdot 10^{-7}$ for staal; n' = antal omdreininger indtil axelbrud, $\gamma = 18 \cdot 10^5$ for smedejern og ca. $21 \cdot 10^5$ for staal, og t = den tid, der medgaar til en belastningsvexel i sekunder.

Som man ser af formel (a), kommer ikke den maximale belastning F_1 i betragtning, men differencen $F_1^2 - F_2^2$.

Da erfaringen ved de fleste maskiner viser, at axebruddet opstaar ved den del af axelen, der ligger paa den modsatte side af krafttilførselen, saa kan man deraf slutte, at ved beregning af dynamoaxen torsionsmomentet ikke kommer i betragtning, og at man kun behøver at tage hensyn til dreiemomentet. Altsaa kan man i formel (a) indføre $F_2 = 0$.

Nu kan man sætte:

$$F_1 = 79 \cdot \frac{HK}{n} \cdot \frac{1}{d^3} \cdot 10^3,$$

hvori HK = antal hestekræfter og n = omdreining pr. minut.

Endvidere er

$$t = \frac{1}{2 \cdot 60 \cdot n}$$

Indsætter vi disse værdier i (a), saa er for smedejern:

$$d = 20\sqrt[3]{\frac{HK}{n}} = 23\sqrt[3]{\frac{W}{n}} \text{ cm.}$$

og for staal: $$d = 18\sqrt[3]{\frac{HK}{n}} = 21\sqrt[3]{\frac{W}{n}} \text{ cm.} \qquad (55)$$

Formel (55) er afledet paa grundlag af, at axen vil vare i ca. 30 aar. W i samme formel angiver antal kilowatt.

For maskiner over 100 HK. giver formel (55) for store, og for maskiner under 50 HK for smaa værdier.

E. Effekttab ved lagerfriktion.

Det i et lager virkende resulterende tryk sættes, ved maskiner med remskive, sammen af to komponenter: Ankerets vægt G og remtrækket F'. Da det sidstnævnte i almindelighed er horizontalt, saa er det resulterende lagertryk:

$$F = \sqrt{G^2 + F'^2}$$

Da det ved beregning og konstruktion af motorer er af vigtighed paa forhaand at gjøre sig bekjendt med effekttabene for lagerfriktionen, saa har endel konstruktører givet sig ikast med opstilling af almindelig gjældende formler for beregning af lagertrykket, for herved at erholde energitabet i watt.

Vi vil ikke opholde os ved afledningen af disse formler, men kun angive dem saaledes, som de er fremførte af kjendte autorer.

Betegner vi lageret ved remskiven med a, og det paa axelens anden ende anbragte lager med b, saa er ifølge *J. Fischer-Hinnen:*

For flyvende remskiver, lagertrykket i a:

$$F_a' = \sqrt{4700000 \left(\frac{P}{n}\right)^{\frac{4}{3}} + 180000 \left(\frac{P}{v}\right)^2}$$

Lagertrykket i b:

$$F_b' = \sqrt{1800000 \left(\frac{P}{n}\right)^{\frac{4}{3}} + 6900 \left(\frac{P}{v}\right)^2} \qquad (56)$$

Er lageret a anbragt paa remskivens yderside, saa er:

Lagertrykket i a:

$$F_a' = \sqrt{2300000 \left(\frac{P}{n}\right)^{\frac{4}{3}} + 82000 \left(\frac{P}{v}\right)^2} \qquad (57)$$

Lagertrykket i b:

$$F_b' = \sqrt{4000000 \left(\frac{P}{n}\right)^{\frac{4}{3}} + 3300 \left(\frac{P}{v}\right)^2} \qquad (57)$$

I formlerne 56 og 57 er P = motorydeevnen i $kw.$ og v remskivens periferihurtighed i meter.

Betegner vi axelens omfangshastighed i lageret a med v_a og den i lageret b med v_b, saa er det mekaniske friktionstab:

$$F = f\,(F_a' \,.\, v_a + F_b' \,.\, v_b),$$

hvori f er friktionskoefficienten: $f = 0{,}05$ til $0{,}1$.

Heraf følger det elektriske friktionstab:

$$P_f = 9{,}81 \,.\, f\,(F_a' \, v_a + F_b' \, v_b) \text{ watt} \qquad (58)$$

Det kunde være af interesse at gaa nærmere ind paa maskinernes øvrige konstruktionsdele, saasom koblinger, forskjellige lagerkonstruktioner, børstekonstruktioner for kontaktringe etc.

Vi vilde imidlertid derved komme for langt udenfor den ramme, hvori denne afhandling hører hjemme.

Vi vil derfor indskrænke os til som afslutning paa behandlingen af de konstruktive details at anføre et par formler, der kan være til hjælp ved konstruktion af dynamolagere.

Betegner d axediameteren i cm., l lagerets længde, F det resulterende lagertryk, f friktionskoefficienten og σ det maximale, tilladelige friktionsarbeide pr. cm.^{2}, saa maa forat lageret ikke skal gaa varmt:

$$\frac{d \,.\, \pi \,.\, n}{60 \,.\, 100} F \,.\, f = < d \,.\, l \,.\, \sigma$$

eller

$$l = > \frac{F \,.\, f \,.\, n}{1900 \,.\, \sigma} \qquad (59)$$

f variere efter smøremidlets kvalitet fra 0,05 til 0,1.

For σ kan man sætte 1 kg. pr. cm.^{2}.

I almindelighed er:

For ganske smaa maskiner		$l =$	3,5 til 4	d
« middelsstore	do.	$l =$	2,5 « 3	d
« store	do.	$l =$	2 « 2,5	d

Kapitel VI.

A. Spændingstab.

Det i en synkronmaskine optrædende spændingstab kan deles i to komponenter: Det ohmske og selvinduktionens spændingstab.

Fører ankerviklingerne strømmen J, og er viklingsmodstanden r_i Ω, saa er det ohmske spændingstab som bekjendt

$$e_r = J \cdot r_i$$

Denne spænding er i fase med strømmen J, fig. 93, der er φ^0 efter klemmespændingen e.

Selvinduktionens spændingstab er

$$e_s = \omega L \cdot J,$$

hvori L er ankerets selvinduktion.

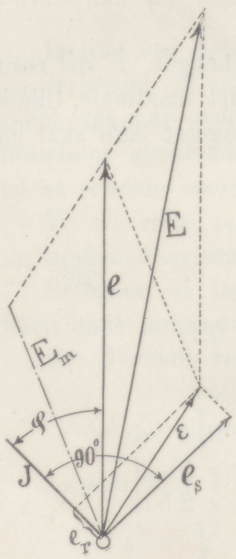
Da e_r og e_s danner en vinkel paa 90°, saa er maskinens samlede spændingstab:

$$\varepsilon^2 = e_r^2 + e_s^2$$

$$\varepsilon = \sqrt{(J \cdot r_i)^2 + (J \cdot \omega L)^2}$$

$$\varepsilon = J\sqrt{r_i^2 + (\omega L)^2}.$$

Fig. 93.



Theoretisk seet varierer selvinduktionen L ved maskinens belastning, ligesom den ogsaa er en funktion af den i øieblikket optrædende ligestrømsmagnetisering.

Ayrton har imidlertid ved undersøgelse af en synkronmaskine fundet, at dens selvinduktion ved de forskjelligste belastninger og magnetiseringer varierede mellem 0,036 og 0,038.

Man kan altsaa uden derved at begaa nogen mærkbar feil antage, at selvinduktionen er en konstant faktor, der ikke forandrer sin talværdi ved belastningssvingninger.

Adderer vi i fig. 93 ε og e geometrisk, saa erholder vi maskinens elektromotoriske kraft E.

Arbeider maskinen som generator, saa er:

$$E = e + \varepsilon.$$

Arbeider den derimod som motor, saa er:

$$E = e - \varepsilon.$$

Additionen og subtraktionen er naturligvis geometriske. Saaledes er i fig. 93, naar e er den konstante klemmespænding, E maskinens *EMK* som generator, og den punkterede linje E_m dens *E.M.K.* som motor.

Det ohmske spændingstab udgjør ca. $2 \div 3$ % af maskinens klemmespænding, medens selvinduktionstabet varierer fra 20 til 40 % af klemmespændingen. Heraf følger, at forskjellen mellem ε og e_s i det ugunstigste tilfælde, der indtræffer, naar $e_r = 3$ % og $e_s = 20$ %, ikke overskrider 2 % af spændingstabet; vi kan altsaa antage, at vinkelen mellem J og ε er 90°, og vi erholder følgende vigtige formel:

$$E = \sqrt{e^2 + e_s{}^2 + 2 \,.\, e \,.\, e_s \,.\, \cos(90 - \varphi)} \qquad (60)$$

Da altid ved forudberegningen af en maskine klemmespændingen e og den normale arbeidsfaktor $\cos \varphi$ er givet, saa maa man for at kunne beregne E antage en talstørrelse for e_s, der, som før nævnt, skal ligge mellem 20 og 40 % af klemmespændingen.

Antager vi ved den første approximative beregning, at selvinduktionsspændingen udgjør 30 % af klemmespændingen, saa risikerer vi at gjøre en maximal feil paa 33 %, idet spændingstabet enten er 33 % større eller 33 % mindre end den beregnede.

Denne maximalfeils indflydelse paa den elektromotoriske kraft er imidlertid kun ca. $4 \div 5$ %, d. v. s. vi risikerer en feil paa 5 % maximum, naar vi antager selvinduktionsspændingen til 30 % af klemmespændingen. Altsaa kan vi sætte:

$$\begin{aligned} E &= \sqrt{e^2 + (e \,.\, 0{,}3)^2 + 2 \,.\, e \,.\, e \,.\, 0{,}3 \cos(90 - \varphi)} \\ &= \sqrt{e^2 + e^2 \,.\, 0{,}09 + 2 \,.\, e^2 \,.\, 0{,}3 \,.\, \cos(90 - \varphi)} \end{aligned}$$

$$\left.\begin{aligned} E &= e\sqrt{1{,}09 + 0{,}6 \,.\, \cos(90 - \varphi)} \\ \text{Under samme forudsætning erholder man:} \\ E_m &= e\sqrt{1{,}09 - 0{,}6 \,.\, \cos(90 - \varphi)} \end{aligned}\right\} \qquad (61)$$

Naar der ovenfor anførtes, at den maximale feil ved benyttelse af denne formel udgjør 5 %, saa er dette naturligvis at forstaa rent theoretisk. I praxis kommer saa mange faktorer til, der skal tages hensyn til, som f. ex. ankerreaktioner, uforholdsmæssig ophedning af ankerviklingerne, der har en forhøielse af ankermodstanden og derved en betydelig forhøielse af ε tilfølge o. s. v.

Ved forsigtig disposition af maskinens magnetiske og elektriske dele, giver imidlertid denne formel ved normale forskyvninger fuldt tilfredsstillende værdier, hvis afvigelse varierer fra 1,2 til 3 %.

Vil man, efterat maskinen er bygget, kontrollere selvinduktionsspændingen, saa maaler man ved et bestemt periodetal spændingen E, strømmen J og viklingens modstand R.

Da er ifølge formel (31):

$$J = \frac{E}{\sqrt{R^2 + (2\pi . \infty . L)^2}}$$

I denne formel er L den eneste ubekjendte, altsaa kan den beregnes. Har man fundet L, saa er

$$e_s = 2 . \pi . \infty . L . J.$$

B. Beregning af den kappske faktor.

Under forudsætning af, at vexelstrømmen forløber sinusformet, fandt vi i kap. I, at den af en vexelstrømmaskine frembragte EMK er:

$$E = 2{,}22 \cdot \frac{N n}{60} \cdot p \cdot \Phi \cdot 10^{-8} \qquad \text{(formel 25)}$$

Da som bekjendt $\infty = \frac{p . n}{60}$,

saa er, naar vi sætter $2{,}22 = k$.:

$$E . = k . N . \infty \Phi . 10^{-8}$$

Da nu k varierer fra 1,3 til 2,8, kan man forstaa, at det er af største vigtighed før maskinens bygning at kunne gjøre sig bekjendt med faktoren k's talværdi. Vistnok foreligger i de fleste dynamofabriker erfaringstal, der er konstruktøren til uvurderlig nytte; men da der fra tid til anden forekommer konstruktion af nye modeller, saa maa man i almindelighed opstille en ganske ny beregning, da de indsamlede talværdier naturligvis ikke kan anvendes paa en maskine, hvis mekaniske og elektriske egenskaber afviger fra den type, hvorfra erfaringstallene er hentede.

For at kunne bestemme k, maa man paa forhaand have opgjort sig en mening om, hvor mange huller resp. nuter man vil anvende pr. fase og pol, hvor stor del af ankerperiferien der skal omsluttes af feltpolerne o. s. v.

Er dette fastlagte størrelser, saa tegner man for den vikling, der skal undersøges, den elektromotoriske kraft ved de forskjellige

feltstilllinger, og bestemmer af den saaledes erholdte kurve *kvadraturfaktoren*, d. v. s. det parallelograms høide, som opstaar derved, at man kvadrerer *E.M.K.*-kurvens ordinater og forandrer den saaledes erholdte »kvadrerede« *EMK*-kurve i et parallelogram med samme grundlinje eller abscisse som *EMK*-kurven.

Er E den maximale elektromotoriske kraft og τ afstanden fra polmidte til polmidte, saa er fladeindholdet af den »kvadrerede« *EMK*-kurve:

$$s = \int_0^{\tau} e^2 \, d\, x$$

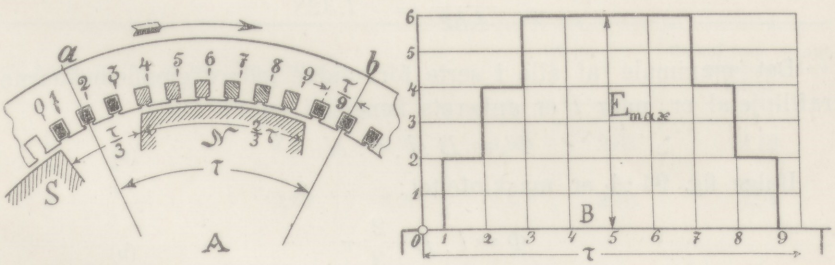
Maaden, hvordan k bestemmes, skal her gjennemføres for en dreiestrømmaskine med tre ledere pr. fase og pol. [1])

N og S fig. 94 er to til maskinen hørende poler, hvis bredde udgjør $^2/_3\ \tau$; heraf følger, at afstanden mellem dem er $^1/_3\ \tau$.

Som det fremgaar af figuren, befinder sydpolens ene polkant sig i 0, og den med sorte ledere antydede fase er ikke induceret af feltet.

Roterer polhjulet, saa flytter S's polkant sig fra 0 til 1; i dette øieblik induceres to ledere, nemlig en af syd- og en af nordpolen.

Fig. 94.



[1]) Før vi begynder med løsning af denne opgave, vil vi kortelig klargjøre for os begrebet *elektriske grader*.

Som bekjendt naar en vexelstrøm sit maximum, efterat den har tilbagelagt 90°, gaar saa ved 180° gjennem nul, for derpaa ved 270° at naa sit negative maximum. Altsaa er gradtallet mellem det positive og negative maximum $(270 - 90) = 180°$.

I fig. 94 naar den elektromotoriske kraft sit ene, f. ex. positive maximum i a, sit negative maximum i b, heraf følger. at $\tau = 180°$ (elektriske).

I tilfælde af, at en maskine har to poler ($p = 1$), er de elektriske grader lig de trigonometriske; med tiltagende poltal aftager de elektriske grader i forhold til de trigonometriske.

Befinder polkanten sig i 2, saa induceres fire, og i 3 sex ledere (se fig. 94 *B*). I 4, 5 og 6 induceres fremdeles sex ledere, men i 7 kun fire, i 8 to og i 9 ingen ledere. Vi erholder altsaa som *E.M.K*-kurve den trappeformede linje, fig. 94 *B*.

Da denne kurve ikke er nogen funktionskurve, maa vi beregne dens indhold ad elementær vei. Afstandene 1—2, 2—3 o. s. v. er, som det fremgaar af figuren, lig $\frac{\tau}{9}$.

$$\int^{\tau} e^2 \,.\, dx = S = \frac{\tau}{9} \cdot \left[(2^2 + 4^2 + 6^2 + 6^2)\, 2 \right] = \frac{184}{9}\,\tau.$$

Denne flade forandrer vi i et parallelogram med grundlinjen τ; dette parallelograms høide betegner vi som kvadraturfaktor.

Denne er: $$h = \frac{\frac{184}{9}\,\tau}{\tau} = 20{,}43$$

Kvadraturfaktorens middelværdi er:

$$\sqrt{h} = \sqrt{20{,}43} = 4{,}52$$

Heraf følger, at den maximale *EMK* forholder sig til kvadraturfaktorens middelværdi som

$$\frac{6}{4{,}52} = 1{,}328$$

Det maximale af alle i serie forbundne ledere gjennemskaarne kraftlinjetal er, naar l er ankerets længde i cm.:

$$\Phi' = B \,.\, l \,.\, v \,.\, N \qquad \text{(a)}$$

Ifølge fig. 94 *A* er maskinfeltet:

$$\Phi = l \,.\, B \,.\, \frac{2}{3}\,\tau \qquad \text{(b)}$$

Maskinens omfangshastighed

$$v = \frac{D \,.\, \pi \,.\, n}{60},$$

og da $$D \,.\, \pi = 2p \,.\, \tau,$$

saa er $$v = 2 \,.\, \tau \,.\, \infty \qquad \text{(c)}$$

Sætter vi B fra (b) og v fra (c) i (a), saa er:

$$\Phi' = \frac{\Phi \,.\, 3 \,.\, l \,.\, 2 \,.\, \tau \,.\, \infty \,.\, N}{l \,.\, 2 \,.\, \tau}$$

$$= 3 \,.\, \Phi \,.\, N \infty$$

Nu er den maximale elektromotoriske kraft:

$$E_{max} = \Phi' \,.\, 10^{-8} \text{ volt.}$$

Altsaa er $$E_{max} = 3 \,.\, \Phi \,.\, \infty N \,.\, 10^{-8}$$

og $$E_{eff.} = \frac{3}{1{,}328} \Phi \,.\, \infty N \,.\, 10^{-8}$$

$$= \underline{22{,}6}\, \Phi \,.\, \infty \,.\, N\, 10^{-8}$$

$$E_{eff.} = 2{,}26 \cdot \frac{N \,.\, n}{60} \,.\, p \,.\, \Phi \,.\, 10^{-8} \text{ volt.}$$

2,26 er altsaa denne maskines kappske faktor, der, som man ser, ikke synderlig afviger fra sinuskurvens.

Kurven 94 *B* er optaget under forudsætning af, at maskinfeltets tværsnit er lig polernes; dette er imidlertid ikke tilfældet, da spredningsfeltets kraftlinjer delvis forlader polerne fra disses sider (se fig. 9).

Heraf følger, at den her optagne *E.M.K.*-kurve ikke vil erholde en saa stærkt kantet form, men at de skarpe hjørner vil erholde en mere afrundet form.

Følgende tabel, der hidrører fra *G. Kapp*, viser afhængigheden mellem k og antal huller pr. fase og pol ved to forskjellige polbredder, nemlig $b = \frac{2}{3}\tau$ og $b = \frac{1}{2}\tau$.

Antal huller pr. fase og pol.	Ringvikling.	3	2	1	Et hul resp. et nut, der indeholder flere ledere.
$b = \frac{1}{2}\tau$	2,5	2,54	2,59	2,83	2,12
$b = \frac{2}{3}\tau$	2,23	2,26	2,3	2,46	1,94

Man ser heraf, at den kappske faktor tiltager med aftagende polbredde.

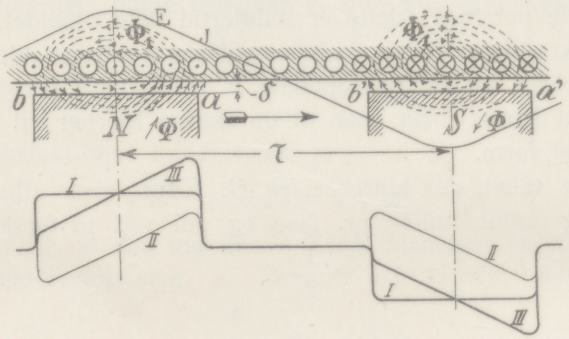
C. Armaturreaktioner.

Arbeider en synkrongenerator induktionsfrit belastet, saa er den wattløse strømkomponent meget liden i forhold til wattkomponenten; som følge heraf er den resulterende strøm kun nogle faa grader i fase efter spændingen. Ser man bort fra denne lille difference, saa kan man antage, at strøm og spænding er i trit, og at begge naar

sit positive maximum over polen N, fig. 95, og sit negative maximum over polen S (se linje E, J samme figur).

Som det fremgaar af fig. 95, frembringer de ledere, der befinder sig over nordpolen N et moduhrviserfelt Φ_1, der træder ind i N ved polkanten b og ud ved polkanten a; maskinfeltet har den ved pilen Φ antydede retning. Heraf følger, at maskinfeltet i den høire polhalvdel bliver forstærket med Φ_1 kraftlinjer, medens det i den venstre polhalvdel er Φ_1 kraftlinjer svagere. Tænker man sig nu $\Phi_1 > \Phi$, saa vilde derved polkanten b *forandres til en sydpol*; dette maa

Fig. 95.



naturligvis ved en god vexelstrømmaskine ikke finde sted, tiltrods for, at denne saakaldte *ompolarisering* for vexelstrømmaskiner er meget mindre betydningsfuld end for ligestrømmaskiner, hvor saa at sige hele maskinens funktion er afhængig af, at den ompolariserende virkning er et minimum.

For klart at fremstille maskin- og ankerfeltets forhold til hinanden, har vi under polerne N og S tegnet et kurvesystem, hvis betydning er følgende:

I fremstiller maskinfeltets jevnt fordelte intensitet paa nordpolen N's overflade ved strømløs armatur, og II *reaktionsfeltet* Φ_1 [1]). III er det kombinerede felt af I og II.

Betragter man sydpolen S i samme figur, saa ser man, at polkanten a' forstærkes med Φ_1' kraftlinjer, medens b' svækkes med samme antal.

---

[1]) En speciel betegnelse for dette reaktionsfelt er *tværfelt*, der i elektrofysiske værker ogsaa gaar under navn af *ariussinusfelt*.

Af de foregaaende betragtninger fremgaar, at tværfeltet ikke foraarsager nogen kraftlinjereduktion, og som følge heraf ingen spændingsformindskelse.

Er γ maskinens lederantal pr. cm. ankerperiferi, saa er den modmagnetiserende kraft:

$$X = \gamma \,.\, b \,.\, J \,.\, \sqrt{2}\,,$$

hvori b er polbuens længde i cm. og J maskinens effektive wattstrøm; X kalder man *ankerets ampèrevindinger* i modsætning til de paa feltspolerne anbragte *feltampèrevindinger*.

Antager vi, at denne magnetiserende kraft kun behøver at overvinde luftspaltens modstand, saa er ifølge formel (10 a):

$$\Phi_1 = \frac{\frac{4\,\pi}{10} \cdot \gamma \,.\, b \,.\, J \,.\, \sqrt{2}}{\frac{1}{1} \cdot \frac{2\,\delta}{S}}$$

Dividerer vi paa begge sider med S, saa erholder vi induktionen

$$B' = \frac{4\,\pi}{10} \cdot \frac{\gamma \,.\, b \,.\, J \,.\, \sqrt{2}}{2\,\delta}$$

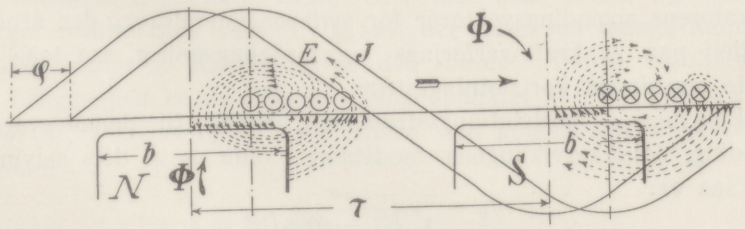
Har man ved beregning af maskinfeltet antaget en induktion af B kraftlinjer pr. cm.^{2}, saa maa altid

$$B > B'$$

Anderledes stiller forholdene sig, naar strømmen er i fase efter spændingen. Er i fig. 96 N og S to til en vexelstrømmaskine hørende poler, saa naar spændingen E sit positive maximum over N's polmidte, og sit negative maximum over S's polmidte.

φ grader efter E naar maskinstrømmen J sit maximum, der indtræffer, efterat hver ledergruppes midtpunkt har passeret polskoens midte og ankeret har indtaget den i fig. 96 viste stilling.

Fig. 96.



Herved udøver alle ledere, der er forbi polmidte, en modmagnetiserende kraft paa maskinfeltet Φ.

Denne virkning bliver paa den ene side forstærket, naar flere strømførende ledere kommer over paa den modmagnetiserende side, d. v. s. jo større forskyvningsvinkelen φ er. Paa den anden side svækkes modmagnetiseringen derved, at strømmen er i aftagende. Er strømmen nul, førend alle ledere er komne forbi den følgende pol, saa styrker den «modmagnetiserende» kraft dennes felt; dog er denne forøgelse af kraftlinjerne, som følge af den ved forskyvningen frembragte usymmetri, svagere end den tidligere omhandlede feltreduktion.

De modmagnetiserende ankerampèrevindingers totalvirkning ved forskyvning bliver altsaa en feltreduktion, der foraarsager en forhøielse af spændingstabet.

Er strømmen derimod i fase foran spændingen, saa er virkningen den modsatte af den i det foregaaende beskrevne, d. v. s. ankeramp.-vindingerne bevirker en forhøielse af feltets intensitet, der igjen paa sin side bevirker en spændingsforhøielse.

Da strømmen i en motor har den modsatte retning af den i en generator, saa kan man sige: *Er strømmen i fase efter spændingen, saa reduceres derved generatorens felt, medens motorens feltintensitet forhøies.*

Er strømmen foran spændingen, saa tiltager generatorens felt, medens motorens feltintensitet aftager.

D. Kortslutningsstrømmen. Dens karakteristik.

Under en dynamos kortslutningsstrøm forstaar man den strømstyrke, der opstaar, idet man med en kort, praktisk talt, modstandsløs traad forbinder dynamoens klemmer.

Denne strøm, som i ligestrømtekniken staar udenfor al interesse, spiller i vexelstrømtekniken en betydelig rolle. Vil man f. ex. beregne «pendelsvingetiden» eller forskyvningen mellem nettets og generatorens spændingsvektorer for synkrongeneratorer, der arbeider parallelt paa et kraftoverførings- og fordelingsanlæg, saa maa man kjende maskinens kortslutningsstrøm.

Betegner J_0 kortslutningsstrømmen, e den til denne svarende spænding, R ankerviklingens modstand i ohm og L dets selvinduktion, saa er:

$$J_0 = \frac{e}{\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}}$$

Da R i almindelighed er meget liden, kan vi sætte:

$$J_0 = \frac{e}{\omega L}$$

Denne formel kan benyttes til beregning af kortslutningsstrømmen; den indeholder imidlertid en meget ukjærkommen faktor, nemlig selvinduktionen L; beregningen af denne fører til høist komplicerede udtryk, som alle i mere eller mindre grad gjør krav paa nøiagtighed.

En anden formel for kortslutningsstrømmen erholder man som følger. [1])

Det er os bekjendt, at

$$tg\ \varphi = \frac{\omega L}{R}$$
$$= \frac{2 . \pi . \infty . L}{R}$$

Da nu erfaringen ved de fleste fasestrømgeneratorer viser, at talværdien $L > R$, og da periodetallet i almindelighed er 50 pr. sek., saa er

$$\omega = 2 . \pi . 50 = 314$$
$$\text{og } tg\ \varphi = \text{ca. } 314$$
$$\varphi = \text{« } 90^0$$

Heraf sees, at kortslutningsstrømmen er 90^0 efter dens spænding; den er altsaa wattløs og belaster ikke den dampmaskine, turbine eller lignende, som driver generatoren. Paa dette enkle faktum bygges følgende theori:

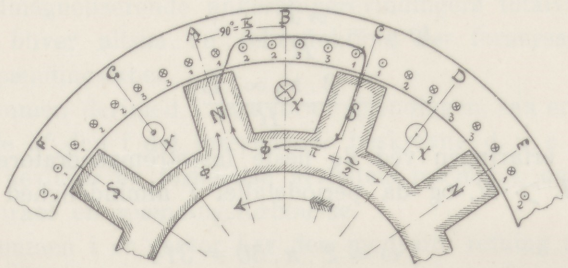
Fig. 97 er en 10-polet dreiestrømgenerator med to nuter pr. fase og pol. Anvender man den Faradayske induktionssætning, saa kommer man til det resultat, at spændingen over nordpolen N er rettet mod papirets bagside, medens den over sydpolen kommer iagttageren imøde.

Nu er det *ampèrestavtal (A.S.)*, som underholder feltet, lig produktet af antallet ampère i feltpolerne og det *kobberstavtal*, som ligger mellem to poler. Disse $A.S.$ kan man tænke sig erstattet med en resulterende stav X, fig. 97, der fører saa mange amp., at produktet amp. $\times$ stavtal bliver det samme. Denne resulterende stavs beliggenhed er naturligvis i tyngdepunktet af den midlere kraftlinjevei Φ; i G, B og D naar altsaa den magnetiserende kraft sit maximum.

[1]) *Holmboe:* T.U. no. 8 og 16, 1902.

Er de med et kors betegnede retninger de positive og de med et punkt betegnede de negative, saa naar den momentane spænding og den momentane strøm sit positive maximum i A og E, og sit negative maximum i F og C. Den resulterende strøm naar imidlertid sit maximum 90° senere, altsaa i G, B og D. Af figuren ser man, at den resulterende $A.S.$ og den resulterende strøm, begge naar sit maximum i samme moment, og at de af begge frembragte felter er rettede mod hinanden.

Fig. 97.



Kortsluttes nu maskinen, idet man starter den under normalmagnetisering, saa stiger øieblikkelig den momentane spænding, og strømmen indstiller sig paa en efteriling af ca. 90°. Nu stiger strømmen saa længe, indtil det af *ankerampèrestavene* frembragte felt «slukker» magnetiseringsfeltet; er dette gjort, saa svinder den $E.M.K.$ og med den strømmen; feltet til X kommer igjen til funktion, den efterilende strøm voxer momentant, indtil den igjen slukker feltet og spillet gjentages forfra. Hurtigheden, hvormed denne vexelvirkning foregaar, kan maales i mikrosekunder og ligger fuldstændig udenfor alle maaleapparaters omraade.

Vil man altsaa finde kortslutningsstrømmen, saa har man at beregne den strømstyrke, som føres af de modmagnetiserende ankerledere i det øieblik, denne har naaet den høide, at det af den frembragte felt tilintetgjør maskinfeltet.

Nu kan man ikke uden videre sige, at de strømførende ledere, der underholder modfeltet, er $\frac{N}{2p}$; thi dette er kun antallet af de ledere, der ligger mellem to polmidter, medens et blik paa fig. 95 viser os, at det af lederne 1, 1, fig. 97 frembragte tværfelt understøtter modfeltet, men kun forcerer magnetiseringsfeltet.

Vi vil derfor foreløbig sætte de modmagnetiserende lederes antal lig

$$c \frac{N}{2p}$$

Gjennemførelsen af strømberegningen vil vi udføre i det moment, strømmen i fase I har sit positive maximum; thi da har den, som vi ved, i fase 2 og 3 sit halve negative maximum. Dette valg af vektorstillingen er uden tvivl berettiget, da dreiestrømmens momentane virkning i alle vektorstillinger er den samme.

Vi erholder altsaa som maximal modmagnetiserende kraft:

$$X_{g\,max} = c \cdot \frac{N}{2p} \cdot \frac{J_0 \cdot \sqrt{2}}{2}$$

Heraf følger den midlere magnetiserende kraft:

$$X_g = c \cdot \frac{N}{2p} \cdot \frac{J_0}{2}$$

Ved integration af de tre felters (maskinfelt, modfelt og tværfelt) virkninger i deres forhold til de magnetiserende kræfter finder man c [1]) $= 1{,}14$.

Det har imidlertid ved praktiske maalinger vist sig, at $c > 1{,}14$; c er derfor bleven forhøiet til $1{,}41 = \sqrt{2}$.

Altsaa er: $X_g = \sqrt{2} \cdot \frac{N}{2p} \cdot \frac{J_0}{2}$

Da der nu med sikkerhed kan antages, at det *resulterende* modfelt og maskinfeltets magnetiserende kræfter er ækvivalente, saa er:

$$X_g = X$$

og

$$X = \sqrt{2} \cdot \frac{N}{2p} \cdot \frac{J_0}{2}$$

eller

$$J_0 = \frac{4p}{\sqrt{2} \cdot N} \cdot X \qquad (62)$$

Af denne formel fremgaar, at

$$J_0 = const.\ X$$

Har man altsaa ved en dreiestrømmaskine optaget flere værdier for kortslutningsstrømmen, idet man varierede magnetiseringsstrømmen, saa vil man ved optegningen af

$$J_0 = f(X)$$

---

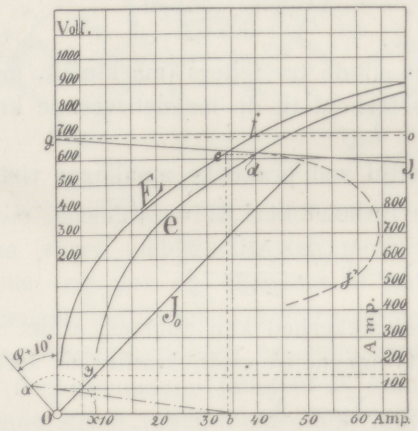
[1]) T.U., side 165.

i et koordinatsystem finde, at den saaledes erholdte kurve *(kortslutningskarakteristik)* er en ret linje. Kortslutningsstrømmen er i almindelighed fra 3 til 6 gange saa stor som den normale laststrøm, medens *kortslutningsspændingen* sjelden overskrider den halve normalspænding.

E. Statisk karakteristik.

Af formel (25) ser man, at den *E.M.K.* er konstant, naar feltet og omdreiningstallet er konstant, og af formel (10 a), at feltet er en funktion af μ og den magnetiserende kraft X, der paa sin side er afhængig af magnetiseringsstrømmen i.

Fig. 98.



Forhøier vi i, saa stiger den *E.M.K.* i et vist proportionalt forhold til μ.

Vi kan altsaa finde funktionskurven mellem E og i, idet vi antager vilkaarlige værdier for E og beregner det til denne *E.M.K.* hørende felt (formel 25) og den til dette felt tilsvarende magnetiserende kraft X, der divideres med det konstante vindingstal paa feltmagneterne.

En saadan funktionskurve er E, fig. 98; J_0 i samme figur er maskinens kortslutningskarakteristik, beregnet efter formel (62).

Ved hjælp af disse to kurver *(E og J_0)* kan man tilnærmelsesvis finde klemmespændingens kurve[1]).

[1]) Arnold, Rothert.

Udgjør saaledes den normale strøm 148 amp., saa tilsvarer ordinaten x-y denne strøm; med radien $0\,x$ slaar man en cirkelbue, der træffer linjen $0\,a$, der er strømmens faseretning, i a [1]).

Er den normale magnetiseringsstrøm f. ex. 40 amp., saa gjør man a-b = 0-40. Opreiser man i b en perpendikulær, saa træffer denne E-kurven i c.

Lægger man nu gjennem c en horizontal linje, saa er dennes snitpunkt med 40 amp.-ordinaten d. d er et punkt paa klemmespændingens kurve og $f\,d$ er det normale spændingstab.

Ved at antage forskjellige værdier for magnetiseringsstrømmen i og hver gang gjennemføre konstruktionen, som ovenfor anført, erholder man kurven for maskinens klemmespænding e.

Er tallene 10, 20, 30 osv. paa abcissen maskinens strømstyrke ved forskjellige belastninger, saa er kurven J' maskinens *belastningskarakteristik;* man kan ved hjælp af denne kurve ved enhver laststrøm J aflæse den til denne hørende klemmespænding e.

I almindelighed aftager klemmespændingen ved mindre belastninger direkte proportional med den tiltagende strøm, med andre ord: kurven J_0' er i sit begynderstadium en ret linje.

Nærmer belastningen sig den normale, saa tiltager i almindelighed spændingstabet meget hurtig, og kurven erholder en mod oven konvex form, som vist i fig. 98.

F. Beregning af en 200 kw. dreiestrømdynamo.

For et kraftfordelingsanlæg skal der beregnes og konstrueres et sæt dreiestrømalternatorer, der ved normallast skal yde ca. 200 kw. ved 50 perioder og 1000 volt hovedklemmespænding. Nytteeffekten skal ved normallast udgjøre mindst 92 % ved en $\cos\varphi = 0{,}85$.

Som driftsmaskiner anvendes hurtigløbende trippel-expansionsdampmaskiner med 300 omdreininger pr. min.

$$\sim = \frac{p \cdot n}{60}$$

Heraf følger, at $p = \frac{60 \cdot 50}{300} = 10$ (20 poler).

Fasespændingen $e = \frac{1000}{\sqrt{3}} =$ ca. 578 volt.

[1]) Man gjør forskyvningsvinkelen ca. 10° større end den vinkel, der tilsvarer $\cos\varphi$.

Heraf erholder vi ifølge formel (61) maskinens fase-*EMK*

$$E = e\sqrt{1{,}09 + 0{,}6\cos(90 - \varphi)}$$

$$= 578 \cdot \sqrt{1{,}09 + 0{,}6\cos 58} = \quad 684 \text{ volt.}$$

Vi vil udføre viklingen som spolevikling med tre nuter pr. fase og pol; endvidere skal polbuen $b = \frac{2}{3}\tau$.

Da er ifølge exemplet kap. VI B $k = 2{,}26$ og

$$E = 2{,}26 \cdot \frac{N \cdot n}{60} p \cdot \Phi \cdot 10^{-8}$$

Antager vi $\Phi = 5 \cdot 10^6$, saa er antal ledere pr. fase:

$$N = \frac{60 \cdot 684 \cdot 10^8}{2{,}26 \cdot 300 \cdot 10 \cdot 5 \cdot 10^6} = \quad 120$$

Da vi har tre nuter pr. fase og pol, saa er det samlede antal nuter pr. fase $= 3 \cdot 20 = 60$. Altsaa maa vi anbringe to ledere i hver nut.

Maskinens effekt er ifølge (46)

$$P = E \cdot J \cdot \sqrt{3} \cdot \cos\varphi \qquad (E\text{: Hovedspænding})$$

Indsætter vi nytteeffekten approximativt til 92 %, saa er:

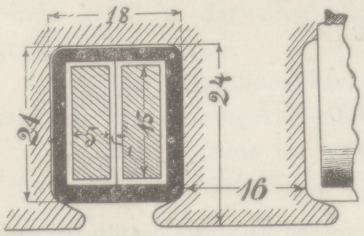
$$J = \frac{200000}{1000 \cdot \sqrt{3} \cdot 0{,}85 \cdot 0{,}92} = \quad 148 \text{ amp.}$$

Da alle ledere er forbundet i serie, fører de alle den samme strøm. Tillader vi en spec. strømbelastning paa 2 amp. pr. mm.², saa er ledertværsnittet:

$$s = \frac{148}{2} = \quad 74 \text{ mm.}^2$$

Vi vælger et ledertværsnit $= 5 \times 15$ mm. Isoleret $= 7 \times 17$ mm. En nut i naturlig størrelse med indtegnede maal viser fig. 99. Til yderligere isolation er der om de to ledere lagt en mikanithylse à 2 mm.s vægttykkelse.

Fig. 99.



Antages tandbredden til 16 mm., saa er nutdelingen

$$y = 2 \cdot 7 + 4 + 16 = \quad 34 \text{ mm.}$$

Da vi har $60 \cdot 3 = 180$ nuter, er ankeromfanget:

$$D\pi = 180 \cdot 34 = \quad 6120 \text{ mm.}$$

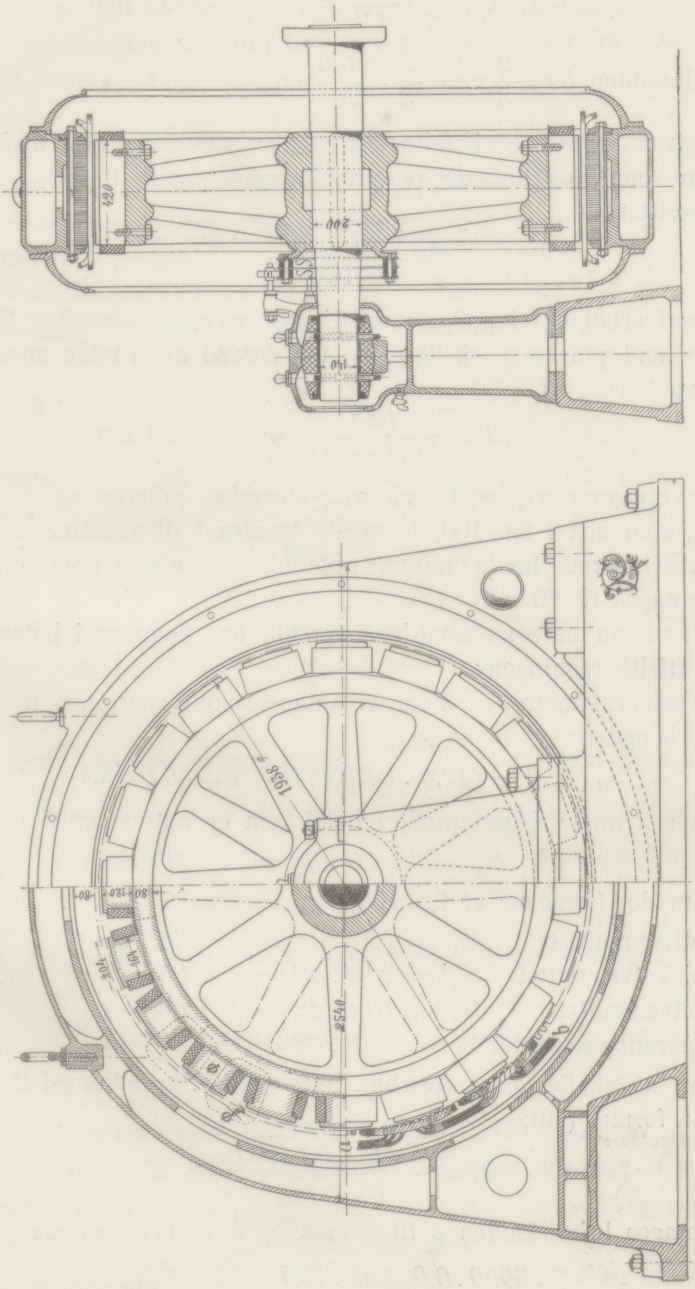


Fig. 100. 200 kw. dreiestrømdynamo.

$$D = \frac{6120}{\pi} = \quad 1950 \text{ mm.}$$

Polbredden $b = \frac{2}{3}\tau = \frac{2}{3} \cdot \frac{6120}{20} = \quad 204$ «

Ønsker vi, at B i feltpolerne ikke væsentlig skal afvige fra 8000 pr. cm.^{2}, og antager vi spredningsfeltet app. til 10 %, saa er poltværsnittet

$$S = \frac{5 \cdot 10^6 + (5 \cdot 10^6 \cdot 0{,}1)}{8000} = \quad 688 \text{ cm.}^2$$

Heraf erholder vi pollængden l, naar vi gjør polen 2×20 mm. smalere end polskoen (se fig. 100) for derved at erholde ansats for magnetspolen:

$$l = \frac{688}{20{,}4 - 4{,}0} = \quad 420 \text{ mm.}$$

Nu optegner vi, helst i naturlig størrelse, polerne og en del af ankeret, som vist i fig. 100, i øverste kvadrant til venstre.

Ankerblikkets høide minus nuthøide saavelsom polhjulkantens høide antages til 80 mm.

Vi vil nu beregne samtlige tværsnit, der kommer i betragtning ved kraftfeltberegningen:

Ankerets tværsnit er, naar vi antager papirisolationen til 9,5 % af ankerlængden:

$$S_a\,[42{,}0 - (42{,}0 \cdot 0{,}095)]\,8 = \text{ca. } 304 \text{ cm.}^2$$

Da sex nuter ligger under en pol, saa er nuttværsnittet:

$$S_n = 6 \cdot 1{,}6 \cdot 38 = \quad 365 \text{ cm.}^2$$

Som det fremgaar af fig. 100, er:

Lufttværsnittet	$S_l = 20{,}4 \cdot 42 =$	856	cm.^{2}
Polskotværsnittet	$S_p' = 20{,}4 \cdot 42 =$	856	«
Poltværsnittet	$S_p = 16{,}4 \cdot 42 =$	688	«
Polkranstværsnittet	$S_j = 8 \cdot 42 =$	336	«

For at skaffe os et overblik over det ev. spredningsfelt, vil vi anvende formel (16):

$$\Phi_s = \frac{2 \cdot B_e \cdot \delta \sqrt{l \cdot D}}{K \cdot \sqrt{p}}$$

Antages luftafstanden δ til 6 mm. og k til 0,4, saa er:

$$\Phi_s = \frac{2 \cdot 8000 \cdot 0{,}6 \cdot \sqrt{42 \cdot 195}}{0{,}4 \cdot \sqrt{10}} = \quad 687500$$

Altsaa er det totale maskinfelt = 5687500.

For at kunne beregne det antal ampèrevindinger, der skal til for at underholde maskinfeltet, indretter vi os vor fra indledningen kjendte tabel:

Sektion	S cm.²	$B = \frac{\Phi}{S}$	Amp.vind. pr. cm. = y	Kraftlinjel. i cm. = L	Totale antal amp.vind. = y . L
Anker	304	9360	4,36	250	1090
Ankernuter	365	15600	34,1	4,8	163,5
Luft	856	6650	5320	1,2	6390,0
Polsko	856	6650	4,65	4	18,6
Pole	688	8270	6,5	200	1300
Polring	336	8470	6,8	220	1495
				Tilsammen	10457,1

Heraf kommer pr. magnetspole $\frac{10457,1}{2} = 5228,5$ amp.vindinger.

Antager vi en magnetiseringsstrøm $i = 40$ amp., saa er antallet vindinger pr. spole:

$$M = \frac{5228,5}{40} = \text{ca. } 130$$

I magnetspolerne vil vi tillade en strømbelastning à 2,5 amp. pr. mm.²:

$s_1 = \frac{40}{2,5} = 16$ mm.² tilsvarende en diameter = 4,5 mm.

Omspunden: 5,3 «

Viklingsrummet er 130 $(5,3 \cdot 0,9)^2 = 2950$ mm.²

Reserveres 10 mm. for spolens isolation (se fig. 100), saa er viklingshøiden:

$$\frac{2950}{100-10} = 33 \text{ mm.}$$

Den midlere viklingslængde $\lambda = 138$ m.

Altsaa er modstanden pr. spole i varm tilstand:

$$r = \frac{1}{48} \cdot \frac{1{,}38 \,.\, 130}{16} = \qquad 0{,}234\ \Omega.$$

Og feltspolernes samlede modstand $R = 20\,r = 4{,}68$ «

Heraf erholder vi magnetiseringsdynamoens klemmespænding

$$E = J \,.\, R = 40 \,.\, 4{,}68 = \quad \text{ca. } 187 \text{ volt.}$$

For at erholde spillerum med hensyn til spændingsreguleringen vælger vi en magnetiseringsdynamo, der ved en klemmespænding paa 200 volt kan levere 40 amp.

Det normale effekttab for magnetisering er:

$$P_m = 187 \,.\, 40 = \text{ca. } 7{,}5 \ kw.$$

De 120 faseledere med forbindingsledningers modstand beregnes til 0,028 Ω.

Altsaa er det samlede jouleske effekttab:

$$P_y = 3 \,.\, 148^2 \,.\, 0{,}028 \,. \quad = 1845 \text{ watt.}$$

Ankerkjernens vegt udgjør ca. 1660 kg. ved en spec. vegt = 7,6. Da den maximale induktion i ankeret udgjør 9360, saa erholder vi ved at indsætte de givne værdier i formlerne (12) og (13) tabene for hysteresis og hvirvelstrømme:

$$P_h + P_v = 390 \,.\, 9360^{1{,}6} \,.\, 50 \,.\, 1660 \,.\, 10^{-10} + 0{,}19\,[0{,}3 \,.\, 9360 \,.\, 50]^2 \,.$$
$$1660 \,.\, 10^{-10} = \quad \text{ca. } 7850 \text{ watt.}$$

Det samlede effekttab i $kw.$ er $7{,}5 + 1{,}845 + 7{,}85 = 17{,}19$ og maskinens nytteeffekt

$$\eta = \frac{200}{200 + 17{,}19} = 92{,}8\ \%$$

Nu beregner man efter den under E angivne methode maskinens statiske karakteristik, der er gjengivet i fig. 98. Af denne fremgaar, at spændingstabet normalt udgjør ca. 80 volt eller 26 volt mindre end det beregnede.

Kortslutningsstrømmen ved normalmagnetisering er:

$$J_0 = \frac{4\,p}{\sqrt{2\,N}} \cdot X = \frac{4 \,.\, 10 \,.\, 260}{\sqrt{2 \,.\, 360}} \cdot 40 = \quad \text{ca. } 817 \text{ amp.}$$

Altsaa ca. 5,5 gange større end normalstrømmen.

Ved at antage forskjellige magnetiseringsstrømme og hver gang udregne den hertil hørende kortslutningsstrøm, erholder vi kurven J_0 fig. 99.

Ifølge vor beregning er det normale spændingstab 684—578 = 106 volt = $0\,J_1$, fig. 99.

Antager vi nu, at kurven J' er en ret linje mellem værdierne 0 og 148 amp., og repræsenterer $0\,J_1$ 148 amp., saa kan man ved enhver laststrøm indtil 148 amp. tilnærmelsesvis aflæse den tilhørende klemmespænding.

Maskinens konstruktionsdetails fremgaar af fig. 100, hvor ogsaa de vigtigste maal er indtegnede; paa buen $a\,b$ er viklingsanordningen antydet. S er de to kontaktringe, der tilfører feltpolerne magnetiseringsstrømmen.

Kapitel VII.

A. Vexelstrømmaskiner i paralleldrift.

Ved ethvert større kraftanlæg installerer man i økonomiens interesse flere aggregater, der, eftersom kraftbehovet stiger, tilkobles de allerede igang værende maskiner; thi kraftforbruget varierer naturligvis i de forskjellige timer af døgnet, ligesom det ogsaa varierer med aarstiderne.

For at kunne undersøge, hvordan en vexelstrømmaskine forholder sig i paralleldrift, vil vi foreløbig antage, at den skal tilknyttes et net, hvis spænding er konstant, og at de dynamoer, der allerede arbeider parallelt paa nettet, har samme kurveform og roterer fuldkommen synkront, saaledes at deres spændingsvektorer i ethvert øieblik dækker hinanden.

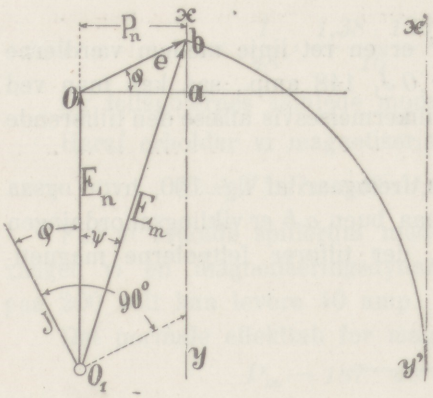
For at kunne tilkoble maskinen, maa følgende betingelser opfyldes:

1) *Maskinen maa have samme periodetal som nettet.*
2) *Maskinspændingen maa være lig nettets.*

Vi antager, at disse to betingelser er opfyldte, og tilkobler maskinen.

For nu at kunne tage aktiv del i belastningen, d. v. s. for at kunne afgive strøm til nettet, maa maskinspændingen være lidt høiere end nettets. Denne maskines *overspænding*, der driver strømmen ind i nettet, er ca. 90° foran strømmens vektor, da den paa sin vei gjennem maskinens viklinger næsten udelukkende paatræffer induktiv modstand; ligeledes er strømmen direkte proportional med overspændingen.

Fig. 101.



I fig. 101 er E_n den konstante netspænding og E_m maskinens klemmespænding; e er den 90° foran strømmen ilende overspænding eller differencen mellem E_m og E_n. $0\,a$ er proportional $J\,.\,cos\,\varphi$, da, som ovenfor bemærket, e er proportional J; ligeledes er $a\,b$ proportional $J\,.\,sin\,\varphi$ af samme grund.

$0\,a = P_n$ er altsaa et maal for maskinens arbeidsstrøm og for den tilførte mekaniske effekt, medens $a\,b$ er et maal for den wattløse effekt.

Forandrer man maskinens magnetregulator for derved at forhøie spændingen, saa bevæger E_m sig paa linjen $x\,y$ som geometrisk sted da den tilførte effekt P_n under dette er konstant.

Det, der forandrer sig ved variation af magnetiseringsstrømmen, er punktet b's beliggenhed paa $x\,y$, ankerstrømmen *(0 b)*, samt den wattløse strøm *(a b)*; *arbeidsstrømmen 0 a* forandrer sig imidlertid ikke; man kan altsaa ikke bringe den tilkoblede maskine til at tage aktiv del i belastningen ved kun at forandre magnetregulatoren.

Er punktet b's beliggenhed ovenfor linjen $0\,a$, saa er maskinstrømmen i fase efter spændingen; befinder b sig under $0\,a$, er strømmen i fase *foran* spændingen. Ved en rigtig indstilling af magnetregulatoren kan man reducere den wattløse strøm og ankerstrømmen til et minimum, uden derved at forringe den effekt, som maskinen afgiver til nettet.

For enhver ydeevne gives der altsaa en bestemt magnetiseringsstrøm, for hvilken ankerstrømmen er et minimum og nytteeffekten et maximum.

Dette forhold mellem ankerstrøm og magnetisering kan man gjøre meget oversigtligt, idet man i et koordinatsystem indtegner ankerstrømmen som ordinat og magnetiseringen X som abcisse, fig. 102. J_{min} er den gunstigste ankerstrøm, der tilsvarer magnetiseringsstrømmen i_{normal}. Denne magnetiseringsstrøm har maskinisten at indstille.

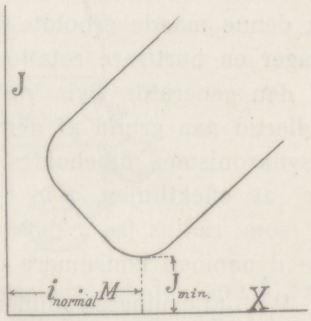
Vil man forandre spændingen, maa man bevæge samtlige parallelkoblede maskiners regulatorer samtidig.

Forandrer man P_n, idet man tilfører driftsmaskinen mere energi — f. ex. en dampmaskine mere damp —, saa er cirkelen om 0_1 som centrum og med E_m som radius maskinspændingens geometriske sted, da E_m ved konstant magnetisering er konstant.

Det fremgaar af figuren, at man ved at forhøie P_n forhøier arbeidsstrømmen $0\ a$, maskinstrømmen $0\ b$ og overspændingen e, medens den wattløse strøm $a\ b$ reduceres.

Vil man bringe maskinen til at afgive energi i form af arbeidsstrøm, saa maa man tilføre driftsmaskinen mere energi.

Fig. 102.



Da den tilkoblede maskines spænding ved apparatbrettets samleskinner er E_n, saa er dens effekt:

$$P = E_n \,.\, J \,.\, \cos\varphi$$

Ligeledes er

$$J = \text{ca.}\ \frac{e}{\omega L}$$

Af fig. 101 fremgaar, at ved rigtig magnetregulatorindstilling

$$\cos\varphi \,.\, e \,. = \text{ca.}\ E_m \,.\, \sin\Psi,$$

hvor Ψ er vinkelen mellem E_n og E_m

Heraf følger, at

$$P = E_n \,.\, E_m \,.\, \sin\Psi \,.\, \frac{1}{\omega L}$$

Maskinens kortslutningsstrøm:

$$J_0 = \frac{E_m}{\omega L}$$

Altsaa er

$$P = E_n \,.\, J_0 \,.\, \sin\Psi \qquad (63)$$

og

$$\sin\Psi = \frac{P}{E_n \,.\, J_0}$$

Arbeider maskinen normalt belastet, vil der mellem ankerviklingens og feltpolernes midtlinjer opstaa en liden vinkel a, der for en bestemt belastning er konstant, men tiltager proportionalt med belastningen:

$$\frac{\sin\Psi}{\sin\ p\ a} = 1$$

$$\sin p \,.\, a = \frac{P}{E_n \,.\, J_0}$$

Er J_0 bekjendt, saa kan man tilnærmelsesvis beregne vinkelen mellem nettet og generatorens vektorer saavelsom α.

Anm. *Udjevningsstrømme* kalder man de strømme, der ofte opstaar mellem parallelt arbeidende maskiner; disse strømme kan enten være watt eller wattløse.

Wattudjevningsstrømmen opstaar f. ex. derved, at man, efter at have fordelt belastningen ligt paa samtlige parallelt arbeidende maskiner forhøier energitilførselen til en af dynamoernes driftsmaskiner. Den paa denne maade erholdte wattstrøm bevirker, at samtlige maskiner antager en hurtigere rotation, idet de i et øieblik drives som motorer fra den generator, hvis krafttilførsel er forhøiet. Dennes turetal vil imidlertid paa grund af den stigende belastning formindskes saaledes, at synkronismen bibeholdes, medmindre at den tilførte effekt er saa stor, at effektlinjen $x\,y$, fig. 101, ikke mere tangerer cirkelen med E_m som radius (se $x'\,y'$ samme figur); er dette tilfældet, saa kan ikke dynamoen konsumere den tilførte effekt, men taber synkronismen.

Wattudjevningsstrømmen kan annulleres ved rigtig indstilling af krafttilførselen.

Wattløse udjevningsstrømme opstaar ved urigtig indstilling af en af maskinernes magnetregulatorer. Den forbruger ingen effekt, men bevirker en temperaturforhøielse hos samtlige maskiner.

B. Parallelkobling.

Den første betingelse for et tilfredsstillende samarbeide mellem parallelkoblede vexelstrømmaskiner er, at deres konstruktionsform og viklingssystem er det samme; dette er i almindelighed kun tilfældet, naar maskinerne er leverede fra samme fabrik og deres størrelse i kilowatt er den samme.

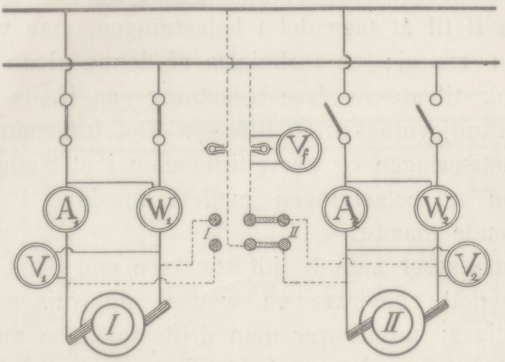
Fig. 103 viser koblingsskemaet for to enfasemaskiner; maskinerne erholder hver sit volt, ampère og wattmeter. Vi vil antage, at maskine I arbeider fuldt belastet og II skal kobles til.

Før parallelkobling maa maskine II have samme spænding og samme periodetal samt være i fase med I.

For at kunne tilfredsstille den første fordring, starter vi maskine II og magnetiserer den normalt; dens spænding kan vi under dette iagttage paa voltmeter V_2.

For at kunne sammenligne maskinernes periodetal og fase, benytter vi os af et *fasevoltmeter* V_f og to glødelamper [1]). Det hele apparat betegner man i almindelighed med *faseindikator*.

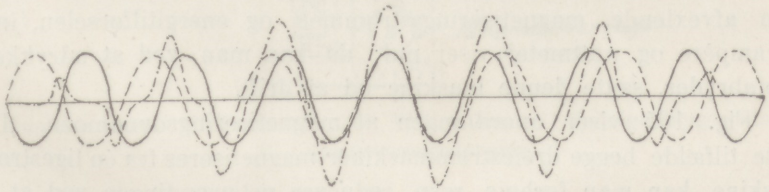
Fig. 103.



Roterer maskinerne ikke synkront, saaledes at den ene f. ex. i et vist tidsrum gjør otte, medens den anden kun gjør syv polvexler, saa lagrer sig i voltmeteret V_f begge spændinger over hinanden, som vist i fig. 104. V_f viser under dette spændingernes difference.

Som det fremgaar af den resulterende spændingskurve . — . — . —. fig. 104, vil voltmeteret og med det glødelamperne «fluktuere» mellem nul og et maximum, der tilsvarer den dobbelte maskinspænding.

Fig. 104.



Voltmeterviseren og glødelampernes fluktuationsbevægelse vil aftage mer og mer, jo nærmere maskinerne kommer synkronismus; er denne naaet, viser voltmeteret nul, og lamperne er mørke. I dette moment kan II tilkobles.

Iagttager vi II's ampère og wattmeter, vil det vise sig, at den ingen effekt afgiver til nettet; thi da den roterer synkront med

[1]) Glødelamper anvendes hyppig sammen med voltmeteret, da deres fluktuerende lys kan sees længere end voltmeterviserens bevægelse.

den anden maskine, bibeholder driftsmaskinens regulator den samme stilling, som den havde ved dynamoens tomgang; forhøier man spændingen, idet man ved hjælp af magnetregulatoren forhøier magnetiseringsstrømmen, opstaar der kun en wattløs udjevningsstrøm fra maskine II til I; II's ampèremeter vil altsaa angive et vist antal ampère, medens wattmeteret endnu vil vise nul.

For at faa II til at tage del i belastningen, maa vi tilføre driftsmaskinen mere energi; en forhøielse af denne alene er naturligvis heller ikke nok til at overføre belastning paa II, da dette, som vi ved, har en wattudjevningsstrøm tilfølge. Det fremgaar heraf, at man maa øge magnetiseringen og energitilførselen i et rigtigt forhold.

Fordelingen af belastningen mellem maskine I og II udføres bedst paa følgende maade:

Først magnetiserer man II lidt stærkere end dens magnetisering ved tomgang; dette bevirker en wattløs udjevningsstrøm, og II's ampèremeter stiger; nu tilfører man driftsmaskinen mere energi, og dynamoen overtager en del af belastningen. Dette kan man iagttage paa II's wattmeter, der stiger, medens I's wattmeter synker om lige saa meget. Paa samme tid synker ogsaa II's ampèremeter; thi da II paa grund af den tilførte energi afgiver kraft til nettet, er den wattløse udjevningsstrøm derved annuleret. Foregik energitilførselen i et rigtigt forhold til spændingsforhøielsen, viser ampèremeteret den mindste strøm. (Sammenlign med fig. 101).

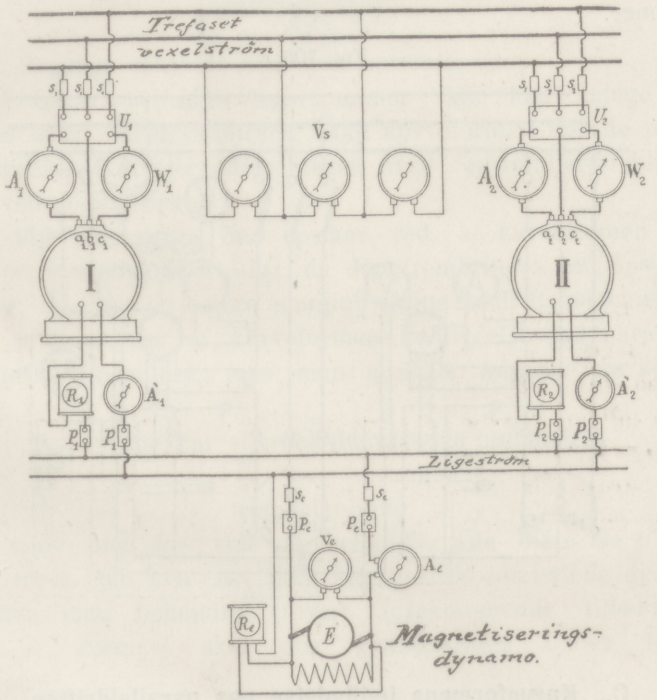
Paa denne maade fortsætter man, indtil at begge maskiners wattmetere viser det samme antal *kw.* og ampèremeterne et minimum. Skal den hele belastning overføres fra I til II, saa forhøier man afvexlende magnetiseringsstrømmen og energitilførselen, indtil I's ampère og wattmeter viser nul; da kan man, ved at udrykke I's strømbryder, sætte denne maskine ud af drift.

Fig. 105 viser anordningen af magnetiseringsdynamoen. Da i dette tilfælde begge dreiestrømmaskiner magnetiseres fra én ligestrømsmaskine, kan man forhøie resp. reducere netspændingen ved at forandre E's shuntregulator R_e; thi ved at forandre R_e forandrer vi magnetiseringsdynamoens spænding og strøm, og da denne strøm er dreiestrømmaskinernes magnetiseringsstrøm, indvirker den direkte paa disses spænding.

Parallelkobling af trefasemaskiner udføres paa samme maade som den i det foregaaende beskrevne; man forbinder to af de tre til samleskinnerne førende ledere med faseindikatoren, dog maa man paase, at de samme ledninger fra hver maskine anvendes ved fase-

sammenligning. Det instrument, der her erholder en anden kobling, er wattmeteret; thi ved ethvert wattmeter maa spændingen tages fra den samme ledning, hvori hovedstrømspolen ligger, hvis det skal vise rigtigt; dette er kun muligt i et system med nulpunkt; her forbinder man wattmeterets ene spændingsklemme med maskinens nulpunkt, den anden med den leder, der fører gjennem wattmeteret [1]).

Fig. 105.



A: Ampèremetere. *V:* Voltmetere. *W:* Wattmetere. *F:* Feltreguleringsmodstand *E:* Magnetiseringsdynamo.

Fig. 106 viser et koblingsskema for to høispændings-trefase-maskiner; da maskinerne, som det fremgaar af figuren, har stjerne-vikling, kan vi reducere koblingsanlæggets kostende derved, at man forbinder ikke blot wattmetrenes spændingsspoler, men ogsaa voltmetrene og faseindikatoren med de neutrale punkter. Som følge

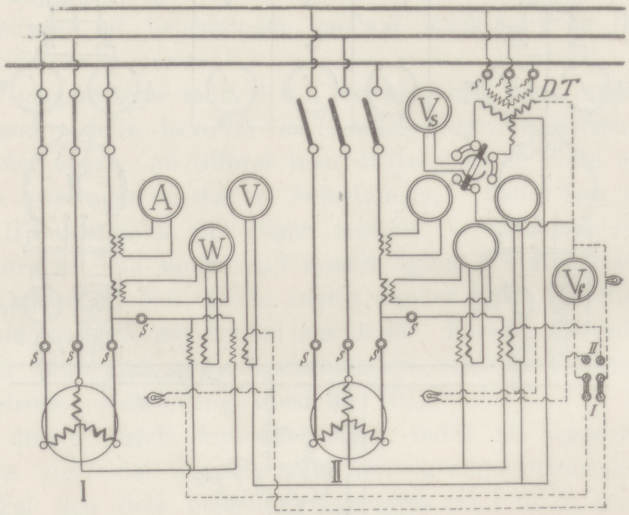
[1]) Dette wattmeter maaler altsaa en fases effekt; for at erholde den samlede effekt, maa man multiplicere den aflæste med tre. Det er klart, at denne effektmaaling kun har gyldighed, naar alle tre faser er ligt belastet.

heraf behøver disses transformatorer kun at bevikles for fasespændingen, der jo, som vi ved, er $\sqrt{3}$ gange mindre end hovedspændingen.

For at den, der betjener driftsmaskinens regulator ved parallelkobling, skal kunne iagttage maskinernes vektorielle stilling, er en af de to faselamper anbragt ved hver maskine.

Til dreiestrømtransformatoren DT, der er tilknyttet samleskinnerne, er tilkoblet faseindikatoren og stationsvoltmeteret V_s, der ved hjælp af strømvenderen v kan sættes i forbindelse med to af de tre skinner.

Fig. 106.



C. Kurveformens indflydelse paa paralleldriften.

Vi har hidindtil forudsat, at de parallelt arbeidende maskiner har samme kurveform, og vil nu undersøge, hvordan forholdene stiller sig, naar de maskiner, der er koblede parallelt, har forskjellig kurveform. Vi forudsætter herunder, at maskinernes vinkelhastighed er fuldkommen konstant.

I fig. 107 er 1 den ene maskines kurve, der, som man ser, er sinusformet, og hvis ligning er:

$$e_1 = E_1 \,.\, sin\, \omega\, t,$$

medens den andens er en «flad» kurve II, hvis formel er:

$$e_2 = E_1\, sin\, \omega\, t + E_3 \,.\, sin\, 3\, \omega\, t$$

Af figuren fremgaar, at maskinernes spænding er forskjellig, trods deres synkrone rotation; følgen heraf er en udjevningsstrøm, hvis spænding er lig differencen mellem 1 og 2, altsaa 3.

Udjevningsstrømmens spænding er

$$e_3 = e_2 - e_1 = E_3 \,.\, sin\ 3\ \omega\ t$$

Da udjevningsstrømmens periodetal er tre gange saa stort som normalstrømmens, saa er ogsaa impedansmodstanden lig

$$\sqrt{R^2 + (3\,.\,\omega\,L)^2},$$

altsaa ca. 3 gange saa stor som den normale.

Heraf følger, at udjevningsstrømmen ikke kan antage nogen overvættes stor værdi, saafremt ikke kurveformen hos de parallelkoblede maskiner afviger altfor meget, hvad der imidlertid ikke forekommer ved gode maskiner.

Den udjevningsstrøm, der opstaar ved, at kurveformen er forskjellig, er saagodtsom wattløs, da den frembringes ved spændingsvariationer, ikke ved en høiere energiudvikling fra driftsmaskinens side.

Ved undersøgelse af kurveformens indflydelse paa paralleldrift med dreiestrømmaskiner, maa man adskille følgende tre koblingssystemer:

Maskinerne har stjernekobling uden nulledning.
— « — med —
— « triangelkobling.

Det vilde føre for vidt at behandle alle disse tre tilfælder, saameget mere som man her ikke kan opstille almindelig gjældende regler, men maa behandle ethvert forekommende tilfælde som specielt; et exempel skal dog gjennemføres under følgende forudsætning:

To maskiner med stjernekobling uden nulleder arbeider parallelt; hvilken kurveform har hovedspændingen, naar fasespændingens kurveform hos den ene maskine afviger fra sinuslinjen?

Fasespændingen er f. ex. karakteriseret ved følgende ligning:

$$e = E\,.\,sin\ \omega\ t + E_3\,.\,sin\ 3\,.\,\omega\ t \quad \text{(a) (kurve 2, fig. 107).}$$

Den har altsaa en «oversvingning» med et tre gange saa høit periodetal som grundsvingningen $(E\,.\,sin\ \omega\ t)$.

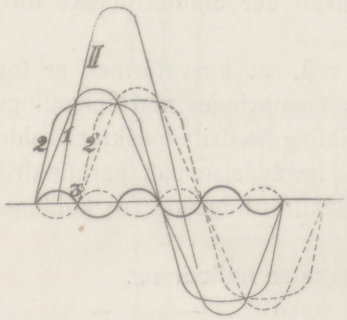
I fig. 107 er 2 den ene fases spændingskurve og 2' den anden fases. Som bekjendt er forskyvningen mellem fasesespændingerne $+\ 120^0$ eller $-\ 120^0$. Endvidere er de for den strømkreds, der for udjevningsstrømmen kommer i betragtning, i fase forskjøvet om 180^0;

med andre ord: Spændingerne er *koblede efter hinanden*. Heraf følger, at den forskyvningsvinkel, under hvilken fasespændingerne sættes sammen til en hovedspænding, er:

$$180^0 \pm 120^0 = 60^0 \text{ eller } 300^0$$

Som det fremgaar af fig. 107, er forskyvningen mellem 2 og 2' 60^0. Adderer vi 2 og 2', saa erholder vi hovedspændingens kurveform II, der, som man ser, er en sinuskurve. Om rigtigheden heraf kan man overbevise sig ved at spalte fasespændingens kurve i dens to bestanddele ($E \,.\, sin\, \omega t$ og $E_3 \,.\, sin\, 3 \,.\, \omega t$), der er gjengivet i fig. 107, kurve 1 og 3. Man ser, at oversvingningerne gjensidig ophæver hinanden; tilbage bliver altsaa kun grundsvingningerne, og disses resulterende kurve er en sinuslinje.

Fig. 107.



Ganske det samme resultat erholder man, naar fasespændingerne har spidse kurver, hvis formel er:

$$e = E \,.\, sin\, \omega t - E_3 \,.\, sin\, 3 \,.\, \omega t \quad \text{(b)}$$

Ogsaa her ophæves oversvingningernes virkninger, og hovedspændingens kurve har sinusform.

Arbeider saadanne maskiner parallelt, saa er kurverne i udjevningsstrømmens strømkreds rene sinuslinjer, og som følge heraf kan udjevningsstrømmen ikke opstaa ved samme magnetisering; heller ikke i tilfælde af, at den ene maskines kurve forfølger ligning (a), den anden (b) eller den fuldkomne sinuslinje.

D. Pendelsvingninger.

Er driftsmaskinens omfangskraft ikke konstant (som ved turbiner), men svinger den periodisk som ved dampmaskiner, gasmotorer o. s. v, saa udfører dynamoens polhjul en over dens synkrone periferihastighed lagret svingning.

Forskyvningsvinkelen a mellem ankeret og feltpolernes midtlinjer er ikke mere ved en bestemt belastning konstant, men

$$a_0 = a + \triangle a$$

Elongationen $\triangle a$ er en funktion af tiden

$$\triangle a = \triangle a_{max} \,.\, sin \frac{t}{\infty}$$

Under dette svinger maskinens effekt

$$P' = E_n \,.\, J_k \,.\, \sin p\,(a + \triangle a)$$

om middelværdien $P = E_n \,.\, J_k \,.\, \sin p \,.\, a$

$$= E_n \,.\, J_k \,.\, \sin \Psi$$

Den kraft, der modarbeider svingningen, er proportional elongationen $\triangle a$.

Tiltager $\triangle a_{max}$ saa meget, at

$$a + \triangle a_{max} = \frac{90^0}{p},$$

saa taber maskinen synkronismen og bliver staaende.

Pendelsvingningen kan iagttages paa ampère og wattmetrene, hvis visere antager svingninger med stadig tiltagende amplitude, der enten tiltager, indtil maskinerne taber synkronismen (resonans), eller aftager, for efter en tids forløb atter at tiltage (interferens).

Ved en vexelstrømmaskine kan man iagttage to adskilte svingninger, nemlig den *paatvungne svingning* og *selvsvingningen*.

Den paatvungne svingning er udelukkende afhængig af driftsmaskinen baade med hensyn til dens svingetid og amplitude.

Er driftsmaskinen en dampmaskine, og er den en en-cylindermaskine, eller en to-cylindermaskine, hvis krumtappe danner en vinkel paa 180°, saa kommer paa hver omdreining en svingning.

Hos to-cylindermaskiner, hvor krumtappene danner en vinkel paa 90°, kommer paa hver omdreining 2 svingninger.

Har driftsmaskinen m cylindere, og gjør den n omdr. pr. min., saa er

$$\frac{n \,.\, m}{60} = \text{svingetallet pr sekund.}$$

Nu er svingetallet pr. sekund og sekundtallet pr. svingning reciproke værdier; altsaa er tiden pr. svingning

$$t,, = \frac{60}{m \,.\, n}$$

Selvsvingningen kan man forklare sig som følger:

Er driftsmaskinen en dampmaskine, saa afgiver denne sin maximalkraft i det øieblik, krumtapstangen tangerer krumtappens rotationsperiferi; i dette øieblik drives polhjulet med stor kraft i oversynkron stilling, d. v. s. feltets polmidte er foran ankerets. I næste moment passerer krumtappen gjennem nul, og ankeret drives videre ved hjælp af de roterende massers levende kraft.

Disse vexlende kraftstød frembringer en udjevningsstrøm, der, da den opstaar ved kraftvariationer, er en wattstrøm. Denne udjevningsstrøm udøver som vi ved en synkroniserende virkning paa den pendlende maskine.

Selvsvingningen er en fuldkommen pendelbevægelse, hvis svingetid er bestemt ved de roterende deles træghedsmoment og den synkroniserende kraft, der tilsvarer tyngdekraften ved en fysikalsk pendel. Som bekjendt er en fysikalsk pendels svingetal pr. sekund:

$$n' = \frac{1}{2\,\pi}\sqrt{\frac{x}{U}},$$

hvor x er det maximale dreiemoment og U træghedsmomentet.

Sekundtallet pr. svingning er:

$$t'' = 2\,.\,\pi\sqrt{\frac{U}{x}}$$

Heri er U den paa den virksomme ankerradius reducerede, roterende masse, og

$$x = \frac{E_n\,.\,J_0\,.\,\pi}{9{,}81\,.\,v\,.\,\tau}\left\{\tau = \text{poldeling i grader}\right\}$$

det maximale dreiemoment.

I tilfælde af, at t," skulde være delelig med t'', er paralleldrift umulig, da det paa grund heraf optrædende resonantsfænomen øieblikkelig bringer maskinerne ud af synkronismus; man har da enten at forhøie de roterende masser, idet man f. ex. giver driftsmaskinen et større svinghjul eller man anbringer paa polerne de saakaldte «Leblanc'ske amortiseurs». Disse bestaar af massive kobber- eller messingringe, der er anbragt paa polskoen, nærmest ankeret.

Roterer polhjulet synkront — altsaa uden svingninger —, saa roterer det ogsaa synkront med ankerfeltet, d. v. s. ankerstrømmens kraftlinjer roterer saa at sige med polhjulet, og som følge heraf gjennemskjærer kobberringene ingen kraftlinjer, trods deres rotation.

Pendler derimod polhjulet, saa gjennemskjærer kobberringene endel af ankerstrømmens kraftlinjer med den følge, at der i ringene opstaar strømme, der modvirker den svingende bevægelse.

En anden fordel, der er forbunden med Leblanc's amortiseur, er, at hvis feltet af en eller anden grund skulde forsvinde, arbeider dynamoen videre som oversynkron induktionsgenerator.

E. Synkronmaskinen som motor.

Reducerer man den mekaniske energi (P_n fig. 101), der tilføres generatoren mere og mere, saaledes at den antager en negativ værdi, saa forandres generatoren til en synkronmotor, der roterer med det konstante turetal

$$n = \frac{60 \cdot \infty}{p}$$

Er den elektriske energi, der tilføres motoren P watt, saa er ved rigtig magnetregulatorindstilling ifølge formel (63):

$$P = E_n \cdot J_0 \cdot \sin \Psi$$

Nu er $\frac{P}{9{,}81} = kgm = F \cdot v,$ (Se side 18)

hvor F er maskinens periferikraft og v dens periferihastighed i $\frac{\text{m}}{\text{sek.}}$

Periferikraften $F = \frac{P}{9{,}81 \cdot v}$

$$= \frac{P}{9{,}81 \cdot D \cdot \pi \cdot \frac{n}{60}}$$

Indfører vi formel 63's værdi for P, og sætter vi $\frac{\infty}{p} = \frac{n}{60}$, saa er:

$$F = \frac{E_n \cdot J_0 \cdot \sin \Psi \cdot p}{9{,}81 \cdot D \cdot \pi \infty}$$

Indsætter vi tilslut (62's) værdi for J_0, idet vi sætter $M \cdot i = X$, hvor M = vindingstal pr. magnetisk feltkreds og i = magnetiseringsstrømmen, saa er:

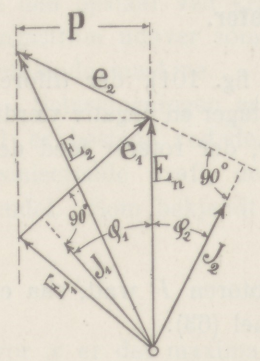
$$F = \frac{E \cdot \sin \Psi \cdot 4 \cdot p^2 \cdot M}{9{,}81 \cdot D \cdot \pi \infty \cdot \sqrt{2} \cdot N} \cdot i$$

Den maximale periferikraft F_{max} erholder man, naar $\sin \Psi = 1$; belaster man maskinen mere, saa taber den synkronismen.

Fig 108 er en synkronmotors diagram, der er belastet med en mekanisk last, tilsvarende P watt. (Sammenlign 101 og 108).

E_n er den konstante netspænding; er magnetregulatoren indstillet saaledes, at motorspændingen er E_1, saa er e_1 = overspændingen og J_1 den om $\varphi_1{}^0$ efter E_n ilende strøm. Forhøier man spændingen til E_2 (overmagnetisering), saa er e_2 = overspændingen, og da denne staar $\perp$ paa strømmen, er J_2 strømmens vektorstilling, der er $\varphi_2{}^0$ *foran* E_n.

Fig. 108.



En overmagnetiseret synkronmotor virker altsaa paa samme maade som en kondensator, da dens strøm er i fase foran spændingen.

Da en synkronmotor ingen trækkraft kan yde, førend den er bragt i synkronismus, maa den startes i lighed med en generator. For at bringe motoren i synkronismus anvender man, hvis et akkumulatorbatteri er forhaanden, magnetiseringsdynamoen, der enten ved direkte kupling eller ved removerføring er forbundet med synkronmotoren. Da magnetiseringsdynamoens effekt kun udgjør fra 2 til 4 % af motorydeevnen, er det klart, at synkronmotoren ikke kan starte ved fuldlast. Man maa derfor anvende et særskilt tilkobleapparat mellem motor og transmissioner, der, saasnart motoren er bragt i synkronisme og tilknyttet nettet, indkobles. Er intet akkumulatorbatteri forhaanden, maa man anvende en asynkronmotor for at bringe motoren i synkronisme.

Et tredie middel, der anvendes ved startning, er, at man omslutter magnetpolerne med kortsluttede viklinger og starter motoren som asynkronmotor. Efterat den er bragt i synkronisme, lader man den arbeide videre som synkronmotor. Denne startmethode kan imidlertid kun anvendes paa mindre motorer, da i modsat fald strømforbruget under starten vilde antage en uforholdsmæssig høide.

Tilknytningen til nettet sker paa samme maade som ved generatorerne: Motoren erholder normal omdreiningshastighed og magnetisering; ved hjælp af fasevoltmetret og glødelamperne iagttager man motoren og nettets vektorstillinger. Er lamperne mørke, er motoren i fase med nettet og kan tilkobles.

Synkronmotorens fordel er, at den ved en bestemt magnetisering har en arbeidsfaktor $\cos \varphi = 1$. Dens mangel er den vanskelighed, hvormed den startes, samt at den fordrer en særskilt magnetiseringsdynamo.

F. Roterende transformatorer.

Til omformning af en- resp. flerfasede vexelstrømme i ligerettet strøm anvendes i sin almindelighed motorgenerator — d. e. ligestrømmaskiner, der direkte eller ved removerføring drives af en fase-

strøms synkron- eller asynkronmotor — eller roterende omformere (convertere).

Som bekjendt gjennemstrømmes en dynamo's ankervikling, uanseet den strømart, som anvendes ved maskinens polklemmer, af vexelstrømme, hvis cyclus er:

$$\sim = \frac{p\,n}{60}$$

Forbinder man altsaa ved en ligestrømmaskines ankervikling visse punkter, hvis indbyrdes afstand i grader er: ved enfasestrøm $\frac{180}{p}$ og ved trefasestrøm $\frac{120}{p}$, med kontaktringe, og tilfører man disse i det øieblik, maskinen har naaet synkronismus, vexelstrøm af en eller anden art, saa erholder man fra samme maskines ligestrømklemmer ligestrøm.

Dette omformesystem har i sammenligning med motorgeneratoren flere betydelige fordele; de mest fremtrædende er: en høiere nytteeffekt, mindre anlægskapital og mindre pladsforbrug. Omformeren har imidlertid den mangel, at spændingen paa ligestrømssiden kun lader sig regulere ad «kunstig» vei; men herom længere nede.

Som et bevis paa den betydelig høiere nytteeffekt under ellers lige betingelser, tjener følgende sammenstilling:

	Transformatorens nytteeffekt.	Asynkronmotorens nytteeffekt.	Generatorens nytteeffekt.	Omformerens nytteeffekt.	Samlede nytteeffekt.
Motorgenerator	0,97	0,86	0,9		75 %
Omformer	0,97			0,96	93 %

Aarsagen til den uforholdsmæssig høie nytteeffekt hos omformeren maa i sin almindelighed søges deri, at ankerets tilbagevirkning ved den passende magnetisering er lig 0, og at maskinen, hvis dens stilling er normal og ankerets luftafstand jevn, er fri for magnetiske trækkræfter, saaledes at axen kun behøver at dimensioneres efter ankerets vægt.

Hvad driftsforholdene angaar, kan man betragte en omformer som en synkronmotor. Den bør helst ikke erholde sin magnetiseringsstrøm fra ligestrømssiden. Den er ogsaa en ligestrøms-shuntmaskine, hvis spænding under almindelige forholde ikke reguleres med shuntregulatoren; shuntregulatoren stilles saaledes, at det ev. forhaanden-

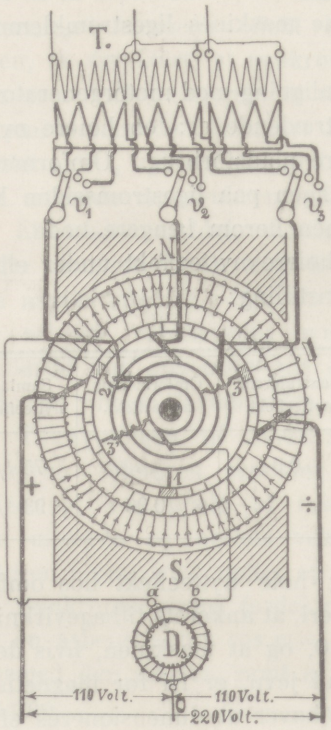
værende fasemeter viser 0 og ampèremetret et minimum; flyttes shuntregulatoren, foraarsager dette kun wattløse strømme. Ligeledes bør der paasees, at ligestrømssiden aldrig er tilkoblet, før maskinen har naaet synkronismus, da der ellers kan gaa vexelstrømme, der er skadelige for instrumenterne, over fra vexel- til ligestrømssiden.

Spændingsreguleringen har, som ovenfor nævnt, hidtil været omformerens svage punkt. Forudsætter man en konstant primærspænding, saa er sekundærspændingen og hermed ogsaa ligestrømmens spænding konstant.

Til spændingsregulering anvendes i almindelighed tre methoder:

1. Spændingsregulering ved udkobling af transformatorens sekundærvendinger (fig. 109).
2. Spændingsregulering ved selvinduktionskompensator.
3. Spændingsregulering ved tilsætningsdynamo.

Fig. 109.



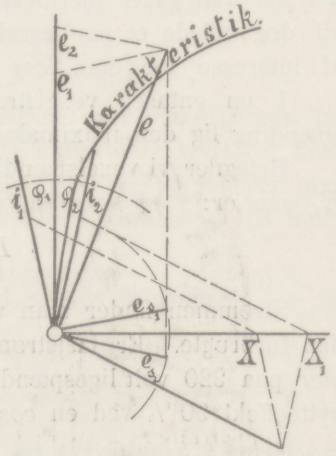
Den første methode er uden videre forstaaelig og fremgaar af fig. 109. Spændingen er proportional det indkoblede antal vindinger; som man kan forstaa, er denne reguleringsmethode meget bekvem og anbefalelsesværdig for anlæg, hvor der kun kommer smaa strømstyrker — indtil 20 amp. — til anvendelse; for større anlæg med strømstyrker paa 1000 amp. og derover er det klart, at venderne v_1 v_2 v_3 vilde antage betydelige dimensioner, da de har at føre den samlede maskinstrøm; ligeledes bliver lysbuen mellem kontaktstykkerne i de fleste tilfælder staaende, naar man ikke anvender magnetiske blæseapparater, for ikke at tale om, at spændingen i den udkoblede spoledel, som følge af selvinduktionen, vilde voxe saaledes, at der kan blive fare for et isolationsgjennemslag.

Methode no. 2 er et meget yndet spændingsreguleringssystem. I serie med transformatorens sekundærvikling er indkoblet en selv-

induktionsspole med spændingen e_s, fig. 110; e er den konstante transformator-sekundærspænding, i_1 den 90° efter e_s ilende strøm og e_1 den i omformeren herskende spænding; forandres nu feltets intensitet X til X_1, saa ser man, at strømmen (i_2) iler foran maskinspændingen; e_{s_2} sammensat med e er den nu i omformeren herskende spænding e_2.

Fig 109 fremstiller en topolet dreiestrøm-ligestrøm-omformer med spændingsdeler. Fra transformatoren T tilføres omformeren dreiestrøm over v_1 v_2 v_3 til kontaktringene *1*, *2* og *3*. Segmentet diametralt overfor *3*'s segment *3'* er forbundet med en fjerde kontaktring; fra denne kontaktrings børste og *3*'s børste fører ledninger til drosselspolen D_s. Ifra dennes midte fører maskinens 0-ledning; medens der f. ex. mellem ligestrømbørsterne + og ÷ hersker en spænding af 220 volt, hersker der mellem 0 og + resp. 0 og ÷ kun 110 volt. Den gjennem D_s passerende strøm er $= i$; er e_1 maskinens ligestrømspænding, saa er den spænding, som hersker mellem a og b:

Fig. 110.



$$e_s = \frac{e_l}{\sqrt{2}}$$ [1])

Er spolens selvinduktion L, saa er:

$$\frac{e_l}{\sqrt{2}} = 2\,\pi\,.\,\infty\,L\,.\,i$$

$$i = \frac{\frac{e_l}{\sqrt{2}}}{2\,.\,\pi\,\infty\,L}$$

Da denne strøm kan antages som bekjendt, saa er ogsaa selvinduktionen bestemt og dermed drosselspolen D_s s dimensioner.

Er transformatoren T's sekundærvikling koblet i stjerne, saa kan man direkte forbinde nullederen med dennes nulpunkt.

Den tredie reguleringsmethode er følgende:

I serie med ligestrømssidens + eller minuspol kobler man en liden ligestrømsdynamo, der, da den er forbundet i serie med omformeren, maa kunne føre den samlede maskinstrøm, men hvis

[1]) Se side 168.

spænding kun behøver at udgjøre 2 til 4 % af netspændingen. Ved at forandre denne maskines shuntregulator kan man regulere netspændingen.

Er omformeren en treledermaskine, som i fig. 109, maa man anvende to tilsætningsdynamoer, en for hver netmaske.

G. Lidt om omformernes beregning.

Omformernes theori og beregning er for nøie sammenknyttet med ligestrømmaskinens ankerreaktioner og kommutationstheorier til, at der her kan gaaes nærmere ind paa dens theoretiske beregning. Vi vil dog aflede et par karakteristiske formler, der maaske kan være af interesse for dem, der er nøiere kjendt med ligestrømmaskinen.

I en enfaset vexelstrøm-ligestrøm-omformer er ligestrømmens spænding lig den maximale vexelspænding.

Betegner vi vexelspændingen med E_v og ligestrømspændingen med E_l, saa er:

$$E_v = \frac{E_l}{\sqrt{2}} \qquad (64)$$

Strømmen finder man ved at sætte den tilførte effekt lig η gange den forbrugte. Er laststrømmen til en *ligestrøm-vexelstrøm-omformer* paa 220 volt ligespænding 10 amp. vexelstrøm, og er omformerens nytteeffekt 90 % ved en $\cos \varphi = 0{,}7$, saa er:

$$220 \, . \, J_l = \frac{220}{\sqrt{2}} \cdot 10 \, . \, 0{,}7 \, . \, \frac{1}{0{,}9}$$

og ligestrømmen $J_l = 5{,}5$ amp.

Er omformeren en dreiestrøm-ligestrøm-omformer, saa er fasespændingen

$$e = \frac{1}{2} \cdot \frac{E_l}{\sqrt{2}}$$

Heraf følger, at hovedspændingen

$$E = \frac{1}{2} \cdot \frac{E_l}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{3} = 0{,}615 \; E_l \qquad (65)$$

Som følge af ankerviklingens modstand er spændingen noget mindre end den værdi, som formlerne (64) og (65) angiver; ligeledes bevirker ankerreaktionen en forandring i spændingsforholdene; dog er ankerreaktionens virkning ved dreiestrøm-omformere praktisk talt nul.

Beregningen af strømforholdene sker paa samme maade som ved vexelstrøm-omformeren.

Har man f. ex. en omformer, der leverer 75 amp. ligestrøm ved 500 volt ligespænding, og er dens nytteeffekt ved en $cos\ \varphi =$ 0,95 93 %, saa er:

$$0{,}93 \,.\, 500 \,.\, 75 = 0{,}615 \,.\, 500 \cdot \sqrt{3}\, J \,.\, 0{,}95$$

og dreiestrømmen $$J = \frac{0{,}93 \,.\, 75}{0{,}615 \,.\, \sqrt{3} \,.\, 0{,}95} = 69 \text{ amp.}$$

Skal man beregne en omformer, der forandrer dreiestrøm, med 110 volt hovedspænding og $\infty = 50$ i ligestrøm, saa er

ligestrømspændingen $$E_l = \frac{110}{0{,}615} = 179 \text{ volt.}$$

Omdreiningstallet er $$n = \frac{60 \,.\, \infty}{p}$$

Man beregner en ligestrøm-shuntmaskine, der ved n omdr. pr. minut leverer 179 volt ligespænding. Da omformere ved stor faseforskyvning φ har let tor at «gaa igjennem» [1]), saa disponerer man maskinen saaledes, at den erholder en høi feltintensitet (B indtil 25,000 pr. cm.^{2}).

Ankerledernes tværsnit gjør man ved enfaseomformere $\frac{20\ \%}{cos\ \varphi}$ og ved dreiestrømomformere 40 % svagere end beregningen af tværsnittet for en ligestrømmaskine angiver.

[1]) d. v. s. antage et overordentlig høit turetal. Dette er naturligvis kun tilfælde, naar den arbeider som ligestrøm-vexelstrøm-omformer.

Asynkrone motorer og generatorer.

Kapitel VIII.

A. Asynkronmotorens elektriske og mekaniske egenskaber.

Titfører man en to- eller trefasevikling den til viklingen hørende strømart, saa opstaar der som bekjendt (kap. III, 2) et roterende felt.

Befinder der sig en sluttet leder i dette felt, vil der i denne induceres en strøm (sekundærstrøm), der, naar lederen staar stille, har samme frekvens som den tilførte eller primære strøm. Slippes lederen løs, saa aftager frekvensen og den sekundære strøm proportional det tiltagende turetal. Theoretisk seet, vil den roterende leder eller *rotor* aldrig naa synkronismus, da i det tilfælde ingen kraftlinjer gjennemskjæres, og den primære strøm og rotorens moment er nul.

Er n_1 feltets konstante omdreiningstal, og er n_2 rotorens omdreininger pr. minut, saa er slæbningen eller asynkronismen

$$\zeta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}$$

I forhold til feltet roterer altsaa ankeret med en omdreiningshastighed $n = n_1 - n_2$
i *modsat retning* af feltet.

For at kunne beregne de elektrodynamiske kræfter i rotoren, kan vi som følge heraf anse feltet som faststaaende, og rotoren ved hjælp af mekaniske kræfter dreiet i modsat retning af den, som feltet i virkeligheden roterer. Den effektive tangentialkraft, som de mekaniske kræfter under dette overfører paa ankeret, er nøiagtig lig den periferikraft, der i virkeligheden ydes af rotoren ved dens normale, asynkrone omdreiningshastighed.

Den relative periferihastighed

$$v = 2 \cdot r \cdot \pi \cdot \frac{n}{60}, \qquad \text{(a)}$$

hvor r er rotorradien.

Betegner vi ankerlængden i cm. med l og feltintensiteten med B, saa er den *E.M.K.*, der induceres i en ankerleder

$$e = v \cdot l \cdot B,$$

og i en leder, der er fjernet om en $\angle\, a$ fra det punkt, hvor den *E.M.K.* $= 0$, er $e = v \cdot l \cdot B \cdot \sin a$

Anbringer vi istedetfor en leder N_2 saadanne paa ankerperiferien, saa er antallet af ledere pr. cm. $= \frac{N_2}{2\,r\,\pi}$ og paa periferielementet $r\,d\,a$: $\frac{N_2\,d\,a}{2\,\pi}$. Er modstanden pr. leder w ohm, saa er den modstand, der tilfalder periferielementet $\frac{2 \cdot \pi \cdot w}{N_2 \cdot d\,a}$, og strømmen i et saadant element, naar vi indfører spændingen i volt:

$$d\,i = \frac{N_2 \cdot v \cdot l \cdot B \cdot \sin a \cdot 10^{-8}}{2\,\pi\,w}\, d\,a \text{ amp.} \qquad \text{(b)}$$

Indsætter vi (a) i (b) og udtrykker strømmen i absolut enhed, saa er:

$$d\,i = \frac{N_2 \cdot r \cdot \frac{n}{60} \cdot l \cdot B \cdot \sin a\, 10^{-9}}{w}\, d\,a$$

Da l er denne ledergruppes længde, saa er den periferikraft, som udøves:

$$dF = \frac{N_2\, r\, \frac{n}{60} \cdot l^2 \cdot B^2 \cdot \sin^2 a\, 10^{-9}}{w}\, d\,a$$

Integrerer vi dette udtryk mellem værdierne $a = 0$ og $a = \pi$, erholder vi den periferikraft, som udøves af det halve rotorledertal:

$$\frac{F}{2} = \frac{N_2 \cdot r \cdot \frac{n}{60} \cdot l^2 \cdot B^2 \cdot 10^{-9}}{w} \int_0^{\pi} \sin^2 a\, d\,a$$

$$\int_0^{\pi} \sin^2 a\, d\,a = \frac{\pi}{2}$$

Altsaa er

$$F = \frac{N_2 \cdot \pi \cdot r \cdot \frac{n}{60}\, l^2 B^2}{w} \cdot 10^{-9} \qquad \text{(c)}$$

Den maximale strøm i en leder er:

$$J_{max} = \frac{2 \cdot r \cdot \pi \cdot \frac{n}{60}\, l \cdot B \cdot 10^{-8}}{w} \qquad \text{(d)}$$

Indsætter vi (d) i (c), saa er:

$$F = \frac{1}{2} \cdot N_2 \cdot J_{max} \cdot l \cdot B \cdot 10^{-1} \text{ dyn} \qquad \text{(e)}$$

eller $$F = 0{,}5 \frac{N_2 \cdot l \cdot B \cdot J_{max}}{9{,}81} \cdot 10^{-6} \quad \text{kg.}$$

Man ser heraf, at en asynkronmotors periferikraft ikke er periodisk foranderlig, men konstant [1]).

Rotorens mekaniske ydeevne erholder vi ved at multiplicere periferikraften (e) med omfangshastigheden $v_2 = 2 \cdot r \pi \frac{n_2}{60}$.

$$P_2 = N_2 J_{max} l B \cdot r \pi \frac{n_2}{60} 10^{-1} \text{ cm. dyn. sek.}$$

eller $$P_2 = N_2 \cdot J_{max} \cdot l B \cdot r \cdot \pi \frac{n_2}{60} \cdot 10^{-8} \text{ watt} \quad \text{(f)}$$

Nu er $$\Phi = D \cdot l \cdot B = 2r \cdot l \cdot B$$

Indsætter vi denne værdi i (f), saa er:

$$P_2 = \frac{1}{2} N_2 \pi \frac{n_2}{60} \cdot J_{max} \Phi \cdot 10^{-8} \text{ watt}$$

Ifølge den første formel paa side 28, er

$$E_{max} = \frac{N_2 \cdot n_2}{60} \cdot \Phi \cdot \pi 10^{-8}$$

og $$P_2 = \frac{1}{2} E_{max} \cdot J_{max} = \sqrt{\frac{E_{max}}{2}} \cdot \sqrt{\frac{J_{max}}{2}}$$

Er E_2 og J_2 middelværdierne, saa er

$$P_2 = E_2 \cdot J_2$$

Vi kommer altsaa til det vigtige resultat, *at en asynkronmotor forholder sig som en transformator, der er induktionsfrit belastet.*

Den tilførte effekt er

$$P_1 = \text{(c)} (E_1 J_1 \cdot \cos \varphi)$$

I tilfælde af, at den tilførte strøm er trefaset, er som bekjendt $c = \sqrt{3}$.

Den energi, der i rotoren omsættes i varme, er:

$$P_y = N_2 \cdot w \cdot J_2^2$$

$$= \frac{P_2}{E_2} J_2 w N_2$$

$$\frac{J_2 w}{E_2} = \frac{n}{n_2}$$

---

[1]) Dette er naturligvis kun tilfældet, naar B, altsaa feltet, er konstant. Som vi ved, indtræffer dette kun ved trefasestrøm.

$$P_y = P_2 \frac{n}{n_2} N_2$$

For at P_y's værdi skal være saa liden som muligt, maa n være liden i forhold til n_2.

Da der mellem rotoren og *statoren* [1]) maa være et luftmellemrum, saa vil der ved feltets overgang fra stator til rotor opstaa et spredningsfelt; betegner vi dette med Φ_s, saa er den procentuale spredning:

$$\sigma = \frac{\Phi_s}{\Phi}$$

Ifølge formel (50) er:

$$\cos \varphi_{1\,max} = \frac{1-\sigma}{1+\sigma}$$

eller

$$\delta = \frac{1-\cos \varphi_{1\,max}}{1+\cos \varphi_{1\,max}}$$

Det er vel uden videre forstaaeligt, at vi ved beregningen af forholdene i en asynkronmotor maa benytte os af diagrammet, fig. 45, der er afledet for en sekundært induktionsfrit belastet transformator med spredningsfelt.

Til bevikling af stator og rotor kan man anvende serie- eller spoleviklinger; sidstnævnte er fordelagtigst ved høispændingsmaskiner. Paa mindre motorer med ydeevne under 10 kw. anvender man kortsluttet sekundærvikling; større motorer erholder paa axen tre kontaktringe, der forbindes med tre rotorviklingsender; de tre frie ender forbindes til stjerne. Paa de tre kontaktringe sliber børster, mellem hvilke man kan indkoble en *startmodstand*, for derved at forhindre startstrømmen i at antage en uforholdsmæssig og for ev. lyskonsumenter generende høide; thi en pludselig indrykning af en motor med stort strømforbrug vil naturligvis foraarsage spændingsvariationer i nettet.

Fig. 110 viser en trefaseasynkronmotor med spolevikling primær og serievikling sekundær. Af den sekundære vikling er kun den ene fasevikling indtegnet; dennes ene ende er forbundet med en kontaktring S, den anden (A) fører til rotorens nulpunkt (stjerne).

For at finde den magnetiseringsstrøm, der skal til for at underholde et felt med intensiteten B, maa man beregne det antal X, der er istand til at underholde feltet i stator, luft og rotor.

---

[1]) Den ringformede jernkjerne, der bærer den strømmodtagende eller primære vikling, betegner man som stator.

Er N_1 antal ledere paa statorperiferien, og gjennemfører vi beregningen i det øieblik vektorstillingen er den i fig. 110 a viste, saa er:

$$X \cdot \sqrt{2} \cdot \frac{1}{2}\sqrt{3} = \frac{N_1}{2p} \cdot i_1$$

Heraf er magnetiseringsstrømmen

$$i_1 = \frac{X \cdot p \cdot \sqrt{6}}{N_1} \text{ amp.} \qquad (66)$$

Fig. 111 a.

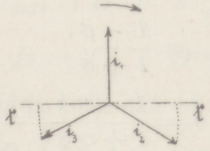
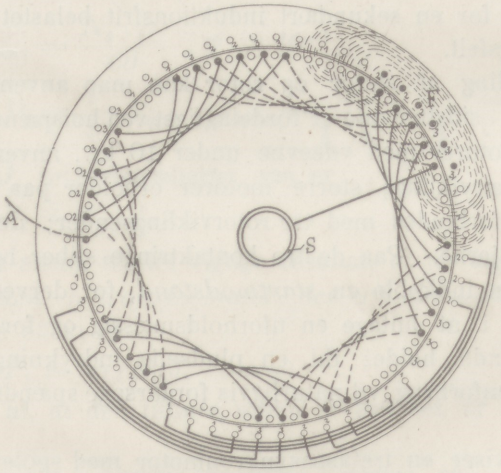


Fig. 111.



Da denne strøm udelukkende anvendes til magnetisering af feltet, staar den $\perp$ paa spændingens vektor, og er som følge heraf wattløs.

Er i_t den strøm, som motoren forbruger ved tomløb, og P_t det samlede effekttab i form af hysteresis, hvirvelstrømme etc., saa konsumeres ved tomløb den maximalt tilførte effekt af effekttabene:

$$3 \cdot E_1 \cdot i_t = P_t$$

$$i_t = \frac{P_t}{3\,E_1} \qquad (67)$$

Det samlede strømforbrug ved tomløb er:

$$i = \sqrt{i_1^2 + i_t^2}$$

Da en asynkronmotor i sit hovedprincip er en induktionsfrit belastet transformator, og da dennes theori er os bekjendt fra kap. IV, vil vi ikke opholde os ved repetitioner, men gaa lige løs paa beregning af en asynkronmotor.

B. Beregning af en asynkronmotor.

For at vise de erholdte resultaters praktiske betydning, vil vi gjennemføre en fuldstændig beregning af en trefaset asynkronmotor og konstruere dens diagram og karakteristiske kurver.

Følgende dataer lægges til grund for beregningen:

Motorens ydeevne skal være 12 kw. med en hovedspænding paa 1000 volt og 950 omdr. pr. min. $\infty = 50$. Statoren skal erholde spolevikling og være den strømmodtagende eller primære del. Rotoren skal erholde serievikling med kontaktringe. Den anvendte bliktykkelse er 0,5 mm. Luftafstanden skal ikke overskride 0,5 mm. og $\eta = 80\ \%$.

Feltets omdreininger pr. minut er:

$$n_1 = \frac{60 \cdot \infty}{p} \left\{ p \text{ antages til } 3 \right\}$$

$$= \frac{60 \cdot 50}{3} = 1000$$

Antager vi, at slæbningen ved fuld last udgjør 5 %, saa er rotorens omdreiningstal:

$$n_2 = 1000 - 1000 \cdot 0{,}05 = 950 \text{ pr. min.}$$

Nu er $$\sigma = \frac{1 - \cos \varphi_{max}}{1 + \cos \varphi_{max}}$$

Antages $\cos \varphi_{max}$ til $0{,}88$, saa er:

$$\sigma = \frac{1 - 0{,}88}{1 + 0{,}88} = 0{,}0596 = \text{ca. } 6\ \%$$

Fasespændingen $$e = \frac{1000}{\sqrt{3}} = 578 \text{ volt}$$

Antages spændingstabet til 3 %, saa er fasespændingens *E. M. K.*

$$E_1 = 578 - 578 \cdot 0{,}03 = \text{ca. } 560 \text{ volt}$$

Ifølge formel (48) er

$$E_1 = 4{,}44 \cdot \sim M_1 \cdot \Phi \cdot 10^{-8}$$

Antages Φ til 3,100,000, saa er:

$$M_1 = \frac{560 \cdot 10^3}{4{,}44 \cdot 50 \cdot 31 \cdot 10^5} = 81 \text{ vindinger}$$

$$2\,M_1 = N_1 = 162 \text{ ledere pr. fase.}$$

Altsaa er det samlede antal ledere paa statoren $3 \times 162 = 486$. Antager vi 9 ledere pr. nut, saa erholder vi 54 nuter paa statorperiferien. Forudsættes en nytteeffekt af 80 % og et $cos\ \varphi_{normal} =$ 0,83, saa er den primære strøm

$$J_1 = \frac{12000}{1000 \cdot \sqrt{3} \cdot 0{,}83 \cdot 0{,}80} = \text{ca. } 10 \text{ amp.}$$

Antager vi strømbelastningen pr. mm.² til 2 amp., saa er tradt tværsnittet $s = \frac{10}{2} = 5$ mm.², og diameteren 3 mm. (omspunden).

Gjør vi nutbredden lig tandbredden, og er denne 14 mm., saa er nutdelingen $2 \times 14 = 28$ mm.

Heraf følger statordiameteren

$$D = \frac{28 \cdot 54}{\pi} = 481 \text{ mm.}$$

Vi antager ankerlængden, fraregnet papirisolation, til 500 mm.

Betegner vi det tværsnit, der kommer i betragtning ved feltberegningen, med S, saa er:

$$2\,S = D \cdot \pi \cdot l \cdot \frac{1}{2\,p} = 48{,}1 \cdot \pi \cdot 50 \cdot \frac{1}{2 \cdot 3} = 1260 \text{ cm.}^2$$

$$S = 630 \text{ cm.}^2$$

$$B_l = \frac{\Phi}{S} = 4925$$

Antager vi statorblikkets radiale høide til 100 mm., saa er, naar vi forudsætter samme induktion i rotor og stator, rotorblikhøiden 94 mm.; thi vi maa tage i betragtning, at ca. 6 % kraftlinjer gaar tabt.

Beregning af magnetiseringsstrømmen udføres som følger:

Sektion	S cm.²	B	X pr. cm.	Kraftlinje-længde i cm.	X
Luft	630	4925	3940	0,1	394
Rotor og	500				
stator	470	6200	2	50	100
				Totale ampèrestavtal	494

Ifølge (66) er den wattløse magnetiseringsstrøm:

$$i = \frac{X \cdot p \cdot \sqrt{6}}{N_1} = \frac{494 \cdot 3 \cdot \sqrt{6}}{486} = 7{,}46 \text{ amp.}$$

Modstanden pr. fase statorvikling beregnes til $\frac{1}{2}\,\Omega$.

Vi har nu fundet, hvad der interesserer os angaaende statoren. Hvad rotoren angaar, kan man ved dens beregning ikke følge noget bestemt skema; følgende betingelser maa imidlertid opfyldes:

1. Antallet af statornuterne maa have mindst mulige faktorer tilfælles med rotornuternes antal.
2. Viklingsformelen — i dette tilfælde $N_1 = 2\,p\,a \pm 2$ — maa tilfredsstilles.

		Sekundær:	
Statornuter:	$54 = 2 \cdot 3 \cdot 3 \cdot 3$	1ste fase	33
Det mest passende antal rotornuter		2den «	33
	$100 = 2 \cdot 2 \cdot 5 \cdot 5$	3die «	34

Efter (54) er:

$$3\,N_2 = 2 \cdot p \cdot a + 2$$
$$100 = 2 \cdot 3 \cdot a - 2$$
$$a = 17$$

Har man en traad i hver nute, maa man forbinde hver 17de traad. I fig. 111 er den ene sekundærfase indtegnet samt endel af den primære spolevikling.

Nu skal rotorens totale kobbertværsnit forholde sig til statorens som $\cos\varphi : 1$:

$$\Sigma\, S_r : \Sigma\, S_{st} = \cos\varphi_{max} : 1$$
$$\Sigma\, S_r : 54 \cdot 9 \cdot 5 = 0{,}88 : 1$$
$$\Sigma\, S_r = 2140$$

Tværsnit pr. leder $s = \frac{2140}{100} = 21{,}4$ mm.²

Vi vælger kvadratisk tværsnit 5 × 5 mm.

Nutdelingen primær er $\frac{479 \cdot \pi}{100} = 15$ mm.

Rotorstrømmen finder vi, idet vi reducerer statorstrømmen paa rotorens ledertal:

$$J_2 = 10 \cdot \frac{486}{100} = 48{,}6 \text{ amp.}$$

Rotormodstanden beregnet til $r_2 = 0{,}1006\ \Omega$

Vi vil nu gaa over til behandling af motorens diagram.

Som bekjendt er:

$$e = \frac{d\Phi}{dt};$$

altsaa kan fasespændingen $\frac{E}{\sqrt{3}}$ tjene som et maal for feltets intensitet.

I fig. 112 er OB spændingens vektor; perpendikulær paa denne staar feltets vektor OC.

Nu gjør man

$$OC = \frac{1000}{\sqrt{3}} = 578 \text{ volt}$$

Vælger man 1 mm. = 1 volt, saa er $OC = 578$ mm.

Punktet A's beliggenhed paa AC finder man af proportionen $\frac{AO}{CO} = \sigma$.

Slaar man om AC som diameter halvcirkelen AHC, saa er dennes periferi den resulterende statorstrøms geometriske sted. En maalestok for strømmen finder man, idet man betænker, at naar wattstrømmen nærmer sig nul, naar den wattløse strøm sit minimum, d. v. s. den indstiller sin styrke saaledes, at den akkurat kan underholde feltet; denne strømstyrke er imidlertid bekjendt, i dette tilfælde 7,46 amp.; altsaa er $OA = 7{,}46$ amp. 1 amp. $= \frac{OA}{7{,}46}$.

Tallene 2, 4, 6 . . . paa spændingens vektor OB er de primære wattstrømme (J_1). Forandrer man J_1, saa forandres i første linje den øieblikkelige effekt (hk.), $\cos\varphi$ og den sekundære strøm J_2. (Se J_1, J_2, $\cos\varphi$ fig. 113). Konstruerer man tangenten OD til cirkelen AHC, saa er $\angle\ \varphi_1$ den vinkel, for hvem $\cos\varphi$ naar sit maximum. ($\cos\varphi_1 = 0{,}89$) OK er den normale statorwattstrøm; KE den normale wattløse statorstrøm; φ_2 er den normale faseforskyvning ($\cos\varphi_2 = 0{,}84$).

Nu forbinder man E med C og gjør $z = EJ = i_1\ r_1$ volt.

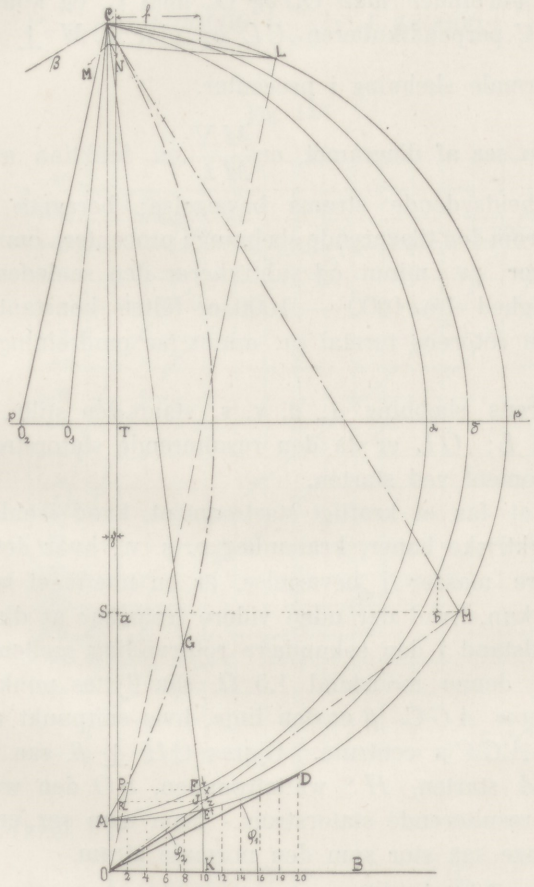
Primære spændingstab: $i_1\ r_1 = 10\ .\ 0{,}5 = 5$ volt.

Ligeledes gjør man $JF = x = i_2\ r_2$ volt.

Sekundære spændingstab: $i_2\ r_2 = 48{,}6\ .\ 0{,}1006 = 4{,}86$ volt.

Man konstruerer nu gjennem punkterne AJC cirkelen $AJSC$ om O_1 som centrum; denne cirkels periferi er da *dreiemomentets*

Fig. 112.



geometriske sted. RJ er nemlig et maal for det normale dreiemoment, da γ er den strømstyrke, motoren bruger ved tomløb. (Se længere nede).

Paa samme maade konstruerer man gjennem AFC cirkelen $AFaC$; denne cirkel er den *effektive motorydeevnes geometriske*

sted. PF er den del af den paasatte wattstrøm, som bliver *fuldt* udnyttet ved normalbelastning.

Altsaa er $\eta = \frac{PF}{OK}$ motorens elektriske virkningsgrad. Forandrer man nu E's plads paa cirkelen AHC, saa vandrer ogsaa punkterne J og F paa sine respektive geometriske steder; man kan altsaa for enhver given wattstrøm (2 . 4 . 6 . 8 . . . .) beregne motorens virkningsgrad (se η fig. 113). J_1' i samme figur betyder den theoretiske statorstrøm. Forbinder man O_1 og O_2 med C, og konstruerer man paa O_2 C i C perpendikulæren CL og gjør $LM \perp CO_1$, saa er $\frac{MN}{ML}$ den normale slæbning i procenter.

Som man ser af diagramet, er $\frac{MN}{ML}$ en funktion af punktet E eller den arbeidsydende strøms bevægelse; beregner man nu for enhver wattstrøm den tilsvarende slæbning i procenter, omregner denne i omdreininger pr. minut og subtraherer den saaledes fundne omdreiningshastighed fra 1000 — 1000 er feltets konstante turetal —, saa faar man rotorens turetal pr. minut (se omdreininger pr. minut fig. 113).

Er motorens slæbning 1, d. v. s. staar den stille, saa vandrer punktet E til L; OL er da den resulterende statorstrøm, og f det totale dreiemoment ved starten.

For nu at faa et kraftigt startmoment, hvad i enkelte tilfælde, f. ex. ved elektriske baner, krananlæg o. s. v., hvor det gjælder om at sætte store masser i bevægelse, er en ubetinget nødvendighed, behøver man kun, hvad der uden videre fremgaar af diagrammet, at lægge en modstand i den sekundære rotorvikling mellem de tre kontaktringe; er denne modstand 1,5 Ω, saa flyttes punktet F til G; man konstruerer AGC. β er den linje, hvis snitpunkt med pp danner cirkelen AGC's centrum. Gjøres $CH \perp \beta$, saa er ab dreiemomentet ved starten, HS wattstrømmen, SO den wattløse strøm og OH den resulterende statorstrøm. Som man ser, er tilløbsstrømmen 3,87 gange saa stor som den normale strøm.

Motorens effekttab er:

Det joule'ske effekttab:

$$P_J = 3 \,.\, 10^2 \,.\, 0{,}5 = 150 \text{ watt}$$

Statorens vægt beregnes til 720 kg; altsaa er hysteresistabet:

$$P_h = 390 \,.\, 6200^{1.6} \,.\, 50 \,.\, 720 \,.\, 10^{-10} = 1640 \text{ watt}$$

Hvirvelstrømtabet er:

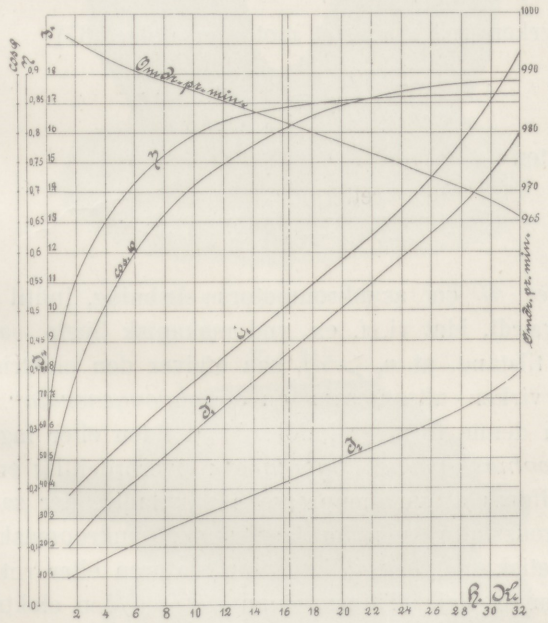
$$P_v = 0{,}19\,[0{,}5\,.\,6200\,.\,50]^2\,.\,720\,.\,10^{-10} = 328 \text{ watt}$$

Betegner man med a lageret ved remskiven, b lageret ved kontaktringene, W motorens normale ydeevne i kw., n omdreiningerne pr. minut og v remhurtigheden, saa er ifølge J. Fischer-Hinnen for flyvende remskiver:

Lagertrykket i a

$$P_a = \sqrt{4700000\left(\frac{W}{n}\right)^{\frac{4}{3}} + 180000\left(\frac{W}{v}\right)^2}$$

Fig. 113.



Lagertrykket i b

$$P_b = \sqrt{180000\left(\frac{W}{n}\right)^{\frac{4}{3}} + 6900\left(\frac{W}{v}\right)^2}$$

Antager man en remskivediameter à 400 mm., saa er remmens hurtighed i meter:

$$v = \frac{0{,}4\,.\,\pi\,.\,982}{60} = 20{,}05 \text{ m. } (982 : \text{omdr. ved } 16{,}3 \text{ hk.})$$

$$P_a = \sqrt{4700000\left(\frac{12}{982}\right)^{\frac{4}{3}} + 180000\left(\frac{12}{20,05}\right)^2} = 332 \text{ kg.}$$

$$P_b = \sqrt{180000\left(\frac{12}{982}\right)^{\frac{4}{3}} + 6900\left(\frac{12}{v}\right)^2} = 6,68 \text{ kg.}$$

Axediameteren ved a er 80 mm. og ved b 60 mm. Antages friktionskoefficienten til 0,05, saa er friktionseffekttabet:

$$P_f = 9,81 \cdot \frac{\pi\, 982}{60} \cdot 0,05\ (0,08 \,.\, 332 + 0,06 \,.\, 66,8) = 770 \text{ watt}$$

Det samlede effekttab er:

$$P_t = 150 + 1640 + 328 + 770 = 2888 \text{ watt}$$

Strømstyrken ved ubelastet motor er ifølge (67)

$$i_t = \frac{2880}{3 \,.\, 1000} = 0,96 \text{ amp.}$$

og nytteeffekten

$$\eta = \frac{12000}{12000 + 2888} = \text{ca. } 81\ \%$$

Reducerer vi en asynkronmotors slæbning, indtil den antager en negativ værdi, idet vi, f. ex. ved mekanisk hjælp, sætter rotoren i en saadan tilstand, at $n_2 > n_1$, saa afgiver den elektrisk energi til nettet; den virker altsaa som en *asynkrongenerator*. Asynkrongeneratoren i denne form er imidlertid af liden eller ingen interesse.

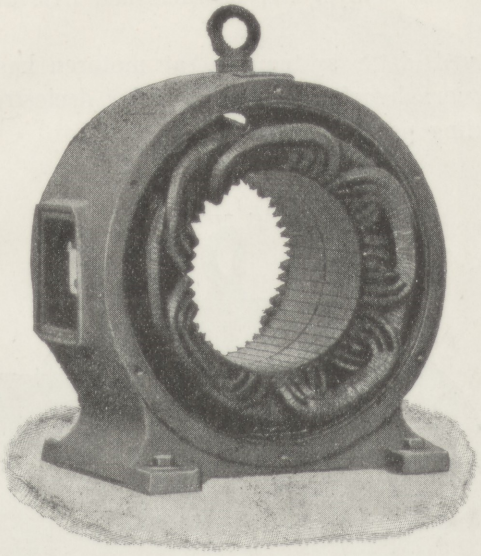
Asynkronmaskinernes bygning er overordentlig enkel: Rotor og stator udføres af sammenpressede blikplader, der sammenholdes af et støbegodsstativ, som forklaret under synkronmaskinerne. Nu er det, theoretisk seet, ligegyldigt enten statoren eller rotoren er den strømmodtagende del. Tilfører man statoren den elektriske energi, saa erholder denne den primære og rotoren den sekundære vikling; den ev. start resp. reguleringsmodstand lægges da mellem rotorens tre kontaktringe. Denne anordning er den mest anvendte, da den byder den største driftssikkerhed.

Fig. 114 og 115 viser statoren og rotoren til en asynkronmotor. (A. E. G.).

Statoren er den primære del og udstyret med spolevikling med tre huller pr. fase og pol, i overensstemmelse med skemaet fig. 111.

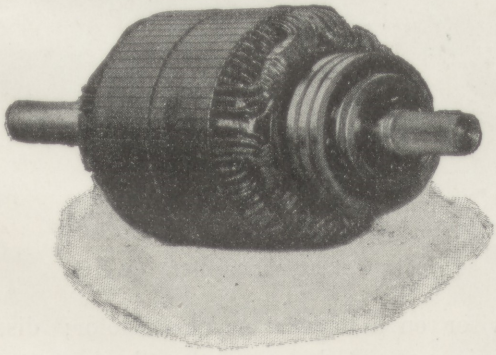
Rotoren fig. 115 er forsynet med kontaktringe og «kortslutningsring», d. v. s. et apparat, hvormed man, efterat motoren er kommen i drift, kan kortslutte dens sekundærvikling; er nemlig denne kortsluttet,

Fig. 114.



Stator til en asynkronmotor. (A. E. G.)

Fig. 115.



Rotor til en asynkronmotor. (A. E. G.)

kan man løfte de paa kontaktringene slæbende børster af, for derved at spare kontaktringene for slitage.

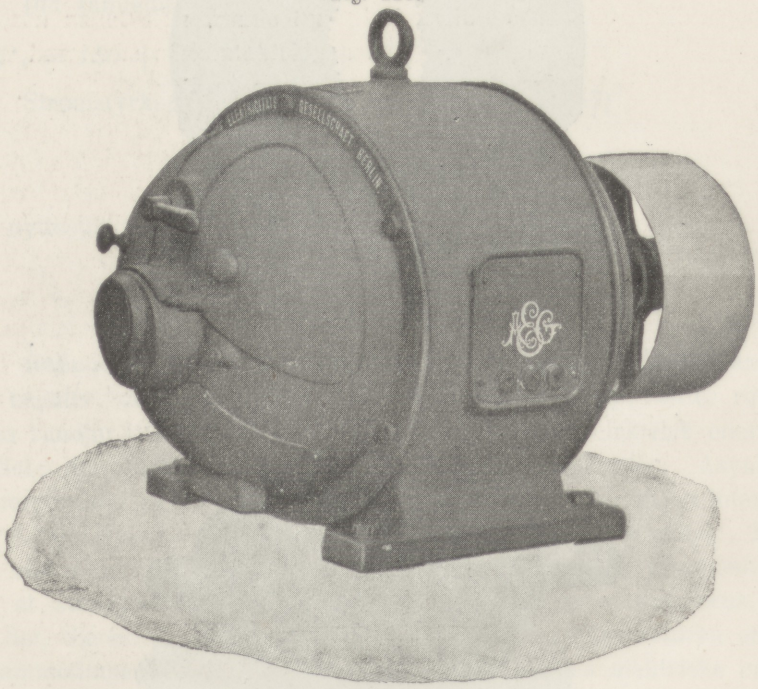
Er rotoren den primære del, maa driftsstrømmen tilføres den paa rotoren anbragte primærvikling ved hjælp af børster og kontakt-

ringe, medens startmodstanden indkobles mellem tre paa statoren anbragte klemmer, der er forbundne med den paa statoren anbragte sekundærvikling.

Da driftsstrømmen maa passere kontaktringe, er det klart, at disse maa isoleres omhyggelig, isærdeleshed hvis der anvendes høi spænding.

Fordelen ved dette system er, at motoren kan erholde meget smaa dimensioner, hvorfor man ofte finder dreiestrømsbanemotorer med primærvikling paa rotoren.

Fig. 116.

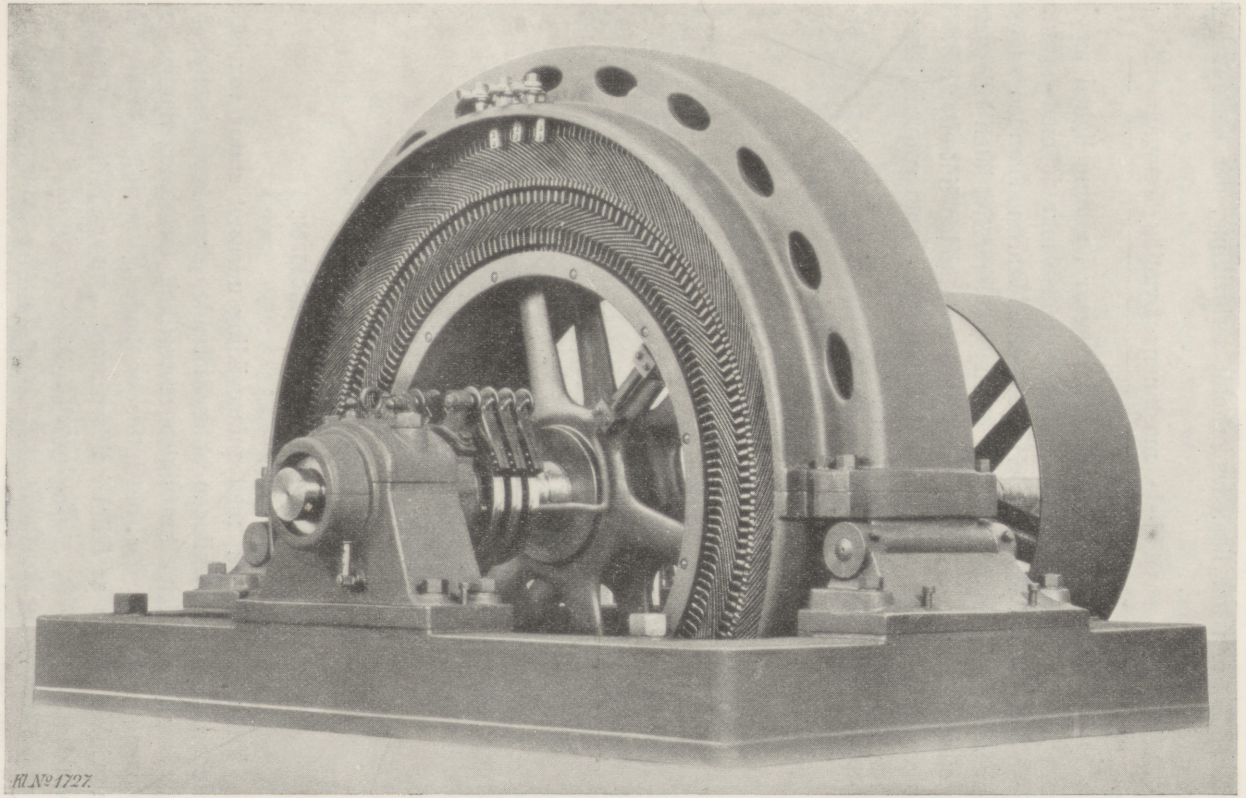


Indkapslet asynkronmotor. (A. E G.)

Fig. 116 viser en indkapslet asynkronmotor; disse motorer anvendes fortrinsvis paa saadanne steder, hvor motoren er beregnet paa at arbeide aarevis uden tilsyn, samt ved kraner etc., der er monteret i friluft, og hvor motoren, som følge heraf, er udsat for veir og vind.

Fig. 117 er en 200 kw. dreiestrøm-asynkronmotor (Sch.) med en primærspænding paa 480 volt, dens omdreiningstal er 366 og dens $cos\ \varphi = 0{,}9$.

Fig. 117.



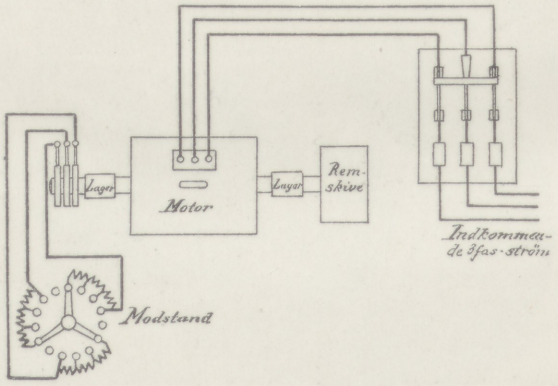
200 kw. asynkronmotor. (Sch.)

Motorens primærvikling, der er monteret paa statoren, er udført som serievikling, og bestaar af 576 ledere, der er monteret i 288 nuter. Rotoren har ligeledes erholdt serievikling, der bestaar af 366 ledere i 366 nuter.

Viklingerne samt hele maskinens bygning fremgaar tydelig af fig. 116.

Startning af flerfasemotorerne foregaar i almindelighed paa følgende maade: Man slutter den primære strømkreds med hovedbryderen (tilhøire paa fig. 118). Derpaa stilles startmodstanden saaledes, som vist i figuren, og motoren starter med relativt liden tilløbsstrøm og stort moment; nu reducerer man modstanden lidt efter lidt. Har motoren naaet sit normale turetal, kortslutter man rotorviklingen og løfter børsterne af kontaktringene.

Fig. 118.



C. Asynkrone enfasemotorer.

Tilfører man en med enfasevikling udrustet stator vexelstrøm, inducerer denne i viklingen et oscillerende, stationært vexelfelt.

Har dette felts kraftlinjer et vertikalt forløb, og danner en af rotoren viklinger, der omslutter en flade S, med feltets kraftlinjer en vinkel a, saa er feltet i tidsrummet t, naar B er den maximale induktion: $\Phi_1 = B \,.\, S \sin (2 \,.\, \pi \,.\, \sim t) \sin a$

Sætter vi for kortheds skyld $x = 2 \,.\, \pi \,.\, \sim$, saa er den i rotorviklingen inducerede EMK:

$$E_2 = x \,.\, B \,.\, S \,.\, \cos x t \,.\, \sin a \, 10^{-8}$$

Antager vi foreløbig, at rotorviklingen er uden selvinduktion, saa er rotorens strøm og spænding i fase og 90° foran det inducerende felt.

Er J den maximale strøm, saa er

$$J = \frac{x \,.\, B \,.\, S \,.\, \sin a}{w} \; 10^{-8} \text{ amp.}$$

Denne strøm frembringer naturligvis et felt Φ_2, der med Φ_1 danner vinkelen a, og vor opgave er at undersøge, om det totale moment, der frembringes af vexelvirkningen mellem Φ_1 og Φ_2, udøver noget moment paa rotoren.

I tidsrummet $t = \frac{y}{2 \,.\, \pi \,.\, \infty}$, hvori $y = 2 \,.\, \pi \infty t$, er momentet proportionalt $J \,.\, B \,.\, \cos y \,.\, \sin y$; heraf følger, at dettes middelværdi i løbet af en periode er proportional

$$\infty \int_0^{2\pi} \cos y \,.\, \sin y \, dy$$

Da dette integrals værdi = 0, saa forbliver rotoren i ro.

Dette resultat modsiger imidlertid den praktiske erfaring, der viser, at hvis man lader en rotorspole danne en vinkel med feltretningen, saa søger denne at indtage en stilling parallel med feltet, d. v. s. den søger at reducere a til nul. Denne aabenbare feil i vor theori kan søges deri, at vi antog spolen uden selvinduktion. Selvinduktionen er imidlertid en saavel praktisk som theoretisk nødvendighed; denne frembringer en forskyvningsvinkel φ_2 mellem strøm og spænding, og momentet er ikke mere proportionalt $J \,.\, B \,.\, \sin y \cos y$, men proportionalt $J \,.\, B \,.\, \sin y \,.\, \cos (\varphi_2 - y)$.

Heraf erholder vi middelværdien

$$\infty \int_0^{2\pi} \sin y \,.\, \cos (\varphi_2 - y) \, dy = \pi \,.\, \infty \,.\, \sin \varphi \qquad \text{(a)}$$

Af denne formel ser vi, at momentet tiltager med tiltagende φ; man bør altsaa paa rotoren anbringe en vikling med stor selvinduktion og liden modstand, d. v. s. en vikling med mange vindinger og stort tværsnit.

Den kraft, der er proportional (a), virker, saa længe som rotorviklingen danner en vinkel med feltet; tænker vi os, at denne kraft er istand til at meddele rotoren en saa stor levende kraft, at denne fører viklingen forbi den parallele stilling med feltet saaledes, at der

opstaar en vinkel a, der i forhold til den i det foregaaende omtalte har en negativ værdi, saa opstaar der et negativt moment, der atter forsøger at stille viklingen parallelt med feltet. Rotoren vil altsaa udføre en pendlende bevægelse.

Anderledes stiller forholdene sig, naar rotoren ved ydre paavirkning er bragt til at rotere i den ene eller anden retning; da opstaar der i rotoren, i lighed med de flerfasede asynkronmaskiner, en sekundær induktionsstrøm, der imidlertid i modsætning til flerfasemaskinerne danner en vinkel φ med den sekundære spænding. Denne strøm inducerer et felt Φ_2, der danner en vinkel med primærfeltet Φ_1; disse to felters resultant $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$ er da et, om end ufuldkomment, roterende felt, da det uden tvivl for motorens elektriske funktion er ligegyldigt, enten de to felter frembringes i statoren alene eller i stator og rotor.

Er vinkelen mellem de to felter saa stor, at det af Φ frembragte moment er istand til at overvinde friktionstab i lagere etc., saa roterer rotoren videre uden hjælp med tiltagende hastighed, indtil dens omdreiningstal kun er nogle faa procent efter synkronismen. Motoren kan nu belastes, da den har naaet sit maximale moment.

Er vinkelen mellem Φ_1 og Φ_2 lig a', saa funktionerer enfasemotoren som en tofasemotor i det øieblik $a' = 90^0$.

For at faa a' saa nær 90^0 som mulig, maa man, som før nævnt, udruste rotoren med en vikling med stor selvinduktion, samt reducere spredningsfeltet til et minimum; dette opnaaes ved at gjøre luftafstanden mellem rotor og stator saa liden som mulig.

D. Startapparater for enfasede asynkronmotorer.

Da enfasemotorerne kun er istand til at yde et moment, efterat rotoren er sat i bevægelse, maa man, især deleshed ved større motorer, anvende særskilte startapparater; for mindre motorers vedkommende er disse imidlertid overflødige, da et kraftigt træk i motorens driftsrem er nok til at give rotoren en saadan hastighed, at det frembragte felt er istand til at overvinde friktionstabene.

For motorer, der f. ex. skal startes fra et fjerntliggende punkt, eller hvis størrelse ikke tillader en startmethode som den ovenfor beskrevne, anvendes særskilte startanordninger, der, saa forskjellige de end kan være, alle beror paa et og samme princip, det nemlig, at den tilførte enfasestrøm *spaltes* i to komponenter, hvis vektorer

besidder en indbyrdes forskyvning; statoren er, for at kunne optage de to strømme, forsynet med to sæt viklinger, der har en indbyrdes afstand af $\frac{90^0}{p}$ grader.

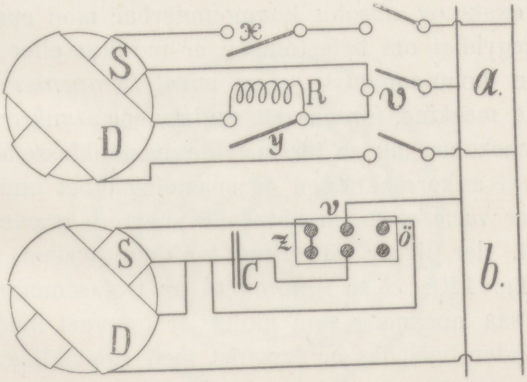
Den ene vikling vil vi betegne som *driftsvikling*, den anden som *startvikling*.

De to strømkomponenter forskyves ved hjælp af en *fasespalter* om ca. 90°, og tilføres de to paa statoren anbragte viklinger; motoren starter altsaa som en tofaset asynkronmotor.

Har motoren naaet det forønskede turetal, kobles fasespalteren og startviklingen fra, og den enfasede strøm tilføres driftsviklingen saaledes, at motoren nu arbeider videre som enfaset asynkronmotor.

Fig. 119 a og b viser to startanordninger; strømforskyvningen bevirkes i fig. 119 a paa følgende maade: Startviklingen S's selv-

Fig. 119 a og b.



induktion er saa høi i forhold til dens modstand, at strømmen i S er ca. 90° efter spændingen; i serie med driftsviklingen D er indkoblet en stor bifilarviklet modstand R, der bevirker, at strømmen i D kun er en liden vinkel efter spændingen; heraf følger, at strømmene i S og D er forskøvne om ca. 90°. Skal motoren startes, slutter man hovedbryderen v og startfasens bryder x; er motoren i gang, aabner man x og korslutter med y den bifilare modstand R.

I fig. 119 b anvendes en kondensator som strømspalter; er strømvenderen v forbundet med kontakterne z, saa er kondensatoren C forbundet parallelt med startfasen og i serie med driftsfasen. Har motoren naaet sin normale omdreiningshastighed, lægger man strømvenderen over til $ø$, og motoren erholder kun enfasestrøm gjennem driftsviklingen.

E. Kompenserede og kompounderede asynkronmaskiner.

Saa overlegen asynkronmaskinerne i mange retninger er ligeoverfor synkronmaskinerne, hefter der dog den mangel ved dem, at de forbruger en hvis mængde wattløs strøm ($J \,.\, sin\, \varphi$) til magnetisering af feltet; den effekt, som de forbruger, er altsaa proportional $E \,.\, J \,.\, cos\, \varphi$, medens den effekt, en synkronmaskine forbruger, ved rigtig magnetregulatorindstilling er proportional $E \,.\, J$.

Denne feil hos asynkronmaskinerne har den bekjendte elektrotekniker *Alex. Heyland* ved en enkel anordning af strømforholdene i rotoren med et slag bragt ud af verden.

Drevet som generator, ligger denne nye maskinklasses fordel fremfor synkrongeneratorerne hovedsagelig i to punkter:

1) Alle komplikationer ved paralleldrift er udelukket.
2) Disse maskiner besidder en ideal elasticitet imod belastningssvingninger, og er ovenikjøbet ved en ubetydelig strømtilsætning særdeles exakt og absolut kompounderbar mod spændingssvingninger, ligegyldigt om belastningen er induktiv eller induktionsfri.

Selv uden kompoundation, som enkel *kompenseret*, d. e. selvmagnetiserende maskine, forener den synkron- og asynkronmaskinernes værdifulde egenskaber, og er førstnævnte maskinklasse betydelig overlegen derved, at ankerreaktionen og spændingstabet under ellers lige omstændigheder varierer inden betydelig snevrere grænser.

Princippet, der ligger til grund for dette system, er skematisk fremstillet i fig. 120: S er statoren til en trefasemotor, der, for at gjøre figuren saa anskuelig som mulig, er forsynet med ringvikling, og R rotoren, der ligeledes er forsynet med ringvikling.

Tilfører man primærviklingen trefasestrøm, saa opstaar der i rotoren som en følge af asynkronismen en induktionsstrøm, der med tiltagende belastning voxer proportionalt med den primære wattstrøm; under dette forbruger motoren en vis mængde wattløs strøm, der underholder feltet, og som frembringer en primær faseforskyvning φ.

Sidstnævnte strøm annulleres i fig. 120 derved, at der i rotoren frembringes et roterende felt, idet sidstnævnte i shunt til primærviklingen og i serie med sekundærviklingen tilføres en strøm ved hjælp af kollektor og børster; virkningen af denne anordning er, at spændings- og strømfasen, efterat børstestillingen engang for alle er indreguleret, falder sammen; d. e. $cos\, \varphi$ er konstant $= 1$. [1])

[1]) Et blik paa fig. 108 viser, at en synkronmotors $cos\, \varphi$ kun for *en* bestemt magnetisering $= 1$.

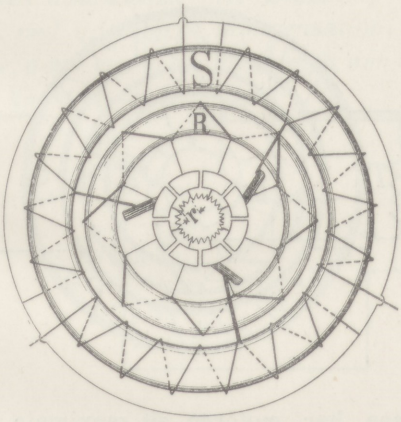
Roterer R fig. 120, saa transformerer kollektoren vexelstrømme med fuldt periodetal (∞_1) ned i et saadant, der tilsvarer rotorens, og hvis numeriske værdi er

$$\infty_2 = (n_1 - n_2) \frac{p}{60}.$$

Der frembringes altsaa altid i rotoren et med asynkronismen roterende og i forhold til statoren synkront roterende felt.

Paa grund af det lave i rotoren herskende periodetal behøver kompenseringsstrømmens spænding neppe at overvinde mere end rotorens ohmske modstand; den er som følge heraf en saagodtsom ren wattstrøm, der ofte er 1 % under maskinens ydeevne, medens den magnetiseringsstrøm, som derved i statoren kompenseres, selv ved gode maskiner udgjør 30 ÷ 40 % af maskinens ydeevne.

Fig. 120.



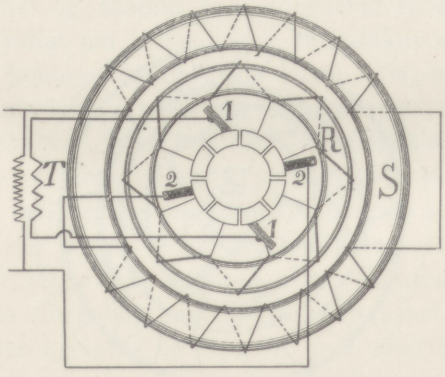
Det fremgaar heraf, at man for kompenseringsstrømmen ikke kan anvende den primære klemmespænding; man kan derfor, som vist i fig. 120, tage kompenseringsstrømmen fra et ringe antal primærvindinger, hvis spænding tilsvarer værdien $J \,.\, R$ — hvori J er kompenseringsstrømmen og R er rotormodstanden —, eller man tager kompenseringsstrømmen fra en særskilt, til primærklemmerne koblet transformator, der reducerer primærspændingen til værdien $J \,.\, R$.

Kompenseringsstrømmen tager ikke direkte del i motorens dreiemoment; dette opstaar, som ved enhver asynkronmaskine, af kræfteparet mellem den primære og den i rotoren herskende, paa rotorledertallet reducerede primærstrøm.

Ved motorer saavelsom ved induktionsfrit belastet generator er stator- og rotorstrømmen mod hinanden rettede wattstrømme, hvis magnetiserende kræfter er ækvivalent, saaledes at de automatisk ophæver ankerreaktionen og spændingstabet, fraseet det, der gaar tabt ved spredning og ohmsk modstand. Heraf følger, at gnistedannelse paa kommutatorer er udelukket; denne funktionerer ligesaa enkelt som en kontaktring. Antallet af kommutatorsegmenterne behøver kun at udgjøre 4 ÷ 6 pr. pol; hovedsagen er, at et segment ikke er saa stort, at det danner kortslutning mellem to paa hinanden følgende børster.

En eiendommelighed ved denne maskine er, at rotorens turetal, naar den arbeider som motor, er afhængig af *modstanden mellem kollektorsegmenterne* (se r, fig. 120).

Fig. 121.



Er $r = \infty$, saa har motoren sit maximale turetal, der *ligger over synkronismus;* med andre ord: Er rotoren et ligestrømsanker, saa er dens turetal supersynkront. Ved at reducere modstanden r, erholder man et mindre turetal, der kan være synkront eller asynkront med feltets, alt eftersom r har en større eller mindre værdi.

Man kan ogsaa ved at forskyve børsterne paa kollektoren indvirke paa omdreiningstallet; ja man kan endogsaa herved bringe dette til at antage en negativ værdi; ved overgang mellem den positive og negative (modsat rettede) omdreining staar naturligvis rotoren stille.

Vi har af det foregaaende seet, at der ved disse maskiner, naar de er belastet med wattstrømme, indtræder en naturlig kompoundering, frembragt af induktionsstrømme i rotoren. Disse induktions-

strømme er imidlertid i fase med belastningsstrømmens wattkomponent, og som følge heraf bibeholder maskinen sin ankerreaktion ved belastning med wattløse strømme. Er det at forudse, at en maskine vil blive wattløs belastet, besidder man et enkelt middel til at gjøre maskinen absolut selvkompounderbar, idet man ved siden af kompensatorstrømmen tilfører rotoren hovedstrømmen i en saadan retning, at den ophæver statorens ampèrestavtal.

Fig. 121 viser skemaet til en kompounderet enfasemaskine. Transformatoren T, der er tilkoblet maskinklemmerne, nedtransformerer kompenseringsstrømmen, der tilføres børsterne 1, 1; i serie med statorviklingen er indkoblet børsterne 2, 2, hvis strøm J_2' er lig den primære strøm J_1.

Samler vi denne nye maskinklasses karakteristiske egenskaber under et, saa erholder vi som endeligt resultat: *Komplikationer ved paralleldrift er udelukket, den er ualmindelig elastisk ved belastningsvariationer, den behøver ingen magnetiseringsdynamo, den kompounderes automatisk ved belastning af wattstrømme, og lader sig enkelt, ved yderligere kompensation, kompoundere mod wattløse strømme, dens cos φ er, hvadenten den arbeider som motor eller generator, konstant = 1.*

Alfabetisk sagregister.

A.E.G.s spændværkmaskiner . . . 125
Ampèrevindinger 10
— , pr. cm. (tabel) 12
Anker:
— , blikkonstruktioner 117
— , bygning 118
— , gramme 105
— , reaktioner, se armaturreaktioner . . . . . .
— , trommel 106
— , viklinger 105
Arbeide, enfasestrømmens 35
— , tofasestrømmens 55
— , trefasestrømmens 64
Arbeidsfaktor. 35
Armatur, se anker.
Armaturreaktioner 137
Asynkronmotorer 170
— , enfasede 186
— , flerfasede, deres theori og beregning. 175
Autenheimer, F prof., theori . . . 128
Axelens dimmensionering 130
Beregning af:
200 K.W. dreiestrømdynamo . 145
Drosselspole 49
Fjernledninger 44
10 K.W.s transformator . . . 96
10 —»— trefasemotor. . . . 175
Bliktykkelsens indflydelse paa effekttabet 8
Cycles, se periode.
Deltakobling, se triangelkobling .
Dobrowolsky, strømkomponenter . 35
Dreiefelt 56
Dreiestrøm 61
— , dens effekt 64
— , motor, se asynkronmotor.
Drosselspoler, deres theori. . . . 49
— , beregning af 49
Dynamo, synkron (se synkronmask.)
— , asynkron, kompenseret. . 190
— og kompounderet 193
Effektivspænding 25
— , strøm 26
Effekttab, ledningers 44
— , maskiners . . . . . 8—9
— , transformatorers. 95
Elektrisk arbeide, se arbeide.
Elektromotorisk kraft, vexelstrømmaskiners 27
— , transformatorers. 73
Enfasestrøm 23
Faradays induktionslov 23
Faseforskyvning ved kapacitet . . 41
— , ved selvinduktion 33
Faseindikator. 155
Fasespænding ved tofasestrøm . . 54
Felt, det magnetiske 1
— , dets beregning 11
— , roterende. 56
Ferrantieffekt 47

Flerfasestrømme 53
Foucaultstrømme 8
Frekvens 24
Ganz, transformatorkobling . . . 71
Gaulard og Gibbs —»— . . . 71
Generator, synkron (se synkronmask.).
— , asynkron (se dynamo).
Grafisk løsning af problemer . . . 20
Grammevikling 105
Hefner-Altenecks trommelvikling . 106
Henry, selvinduktionskoeff. . . . 21
Hestekraft, den elektriske 18
Heylandmaskiner 190
Hovedspænding ved tofasesystem . 54
— , ved trefasesystem 63
Hvirvelstrøm 8
— , effekttabet ved 9
Hysteresis 6
— , effekttabet ved 8
Igangsætningsapparat for enfasemotorer 189
— , for trefasemotorer 186
Impedans 34
Induktans 34
Induktion 23
Induktionsmaskiner 104
Kapacitet, kablers 38
— , kondensatorers 37
— , i vexelstrømkreds 38
Kapacitetens anvendelse ved startning af enfasemotorer . . 189
Kapp: formel for spredningsfeltet 16
— , faktor for fasemaskiner . 134
— , spændingstab i tranformatorer. 82
Kappetransformatorer 90
Kjærnetransformatorer 91
Klemmespænding, generatorers . . 132
— , motorers 133
— , transformatorers. 73
Kompounderede asynkronmaskiner 193
Kompenserede —»— 190
Kondensatorer 36
Kondensatorladning ved vexelstrøm 38
Kortslutningsstrøm, dens theori og beregning. 140
Kraftfelt, se felt.
Kraft, synkronmaskinernes omfangs 163
Kraftoverføringsdiagram 44
Kunstfase (fasespalter) 189
Kurveform, vexelstrømmaskinernes 135
— , dens indflydelse paa paraleldrift 158
Lager, friktionstab i . . . . 130—131
Ledningstværsnit ved 1-fasestrøm . 55
— , 2 fasestrøm 55
— , 3-fasestrøm 65
Maalsystem, det absolute . . . 18—19
Magnetisk felt, se felt.
Magnetomorisk kraft 5
Maximalværdi, periodisk foranderlige størrelsers 25
Middelværdi, do. do. . 25
Modstand, beregning af . . . . 29—30
Momentanværdi, periodisk foranderlige størrelsers 24
Motorer, asynkrone 170
— , kompenserede. 190
— , synkrone 163
Nulledning (tilbageledning) ved tofasesystem 54
— , trefasesystem 61
Nytteeffekt, ledningers (exempel) . 52
— , maskiners 150
— , transformatorers. 96
Ohms lov 30
Oljetransformatorer 91
Omsætningstal 70
Overfladevirkning 68
Parallelkobling, dreiestrømmaskiners 158
— , vexelstrømmaskiners . . . 155
Periodetal 7
Permeabilitet 2
Palbreddens indflydelse paa kurveformen 137
Poltallets afhængighedsforhold til omdreiningstallet 7
Polycyklisk system 85
Praktisk enhedstabel 19
Resonans 161
— , fænomen 47
Rheinfeldens kraftstation 127
Ringanker 116
Rator, se anker.

Schuckert, dreiestrømmotor . . . 185
— , transformatorer . . . . 90—92
Selvinduktion 20
— , i vexelstrømkreds 31
— , koefficient 21
Serievikling 107
Siemens & Halske, transformatorer 93—94
— , viklinger . . . . . 110—111
Sinuslinje (sinoide) . . . . . 23—24
Spolevikling 111
Spredningsfelt, maskiners 14
— , transformatorers. 77
Spænding, fase . . . . . 54—63
— , hoved . . . . . 54—63
— , maximal 25
— , momentan 24
Stator, se anker.
Steinmetz Ch. P., hysteresisformel 8
Stjernekobling, maskiners 63
— , transformatorers. 84
Strøm, fase 62
— , hoved 62
— , maximal 26
— , momentan 26
— , superponeret 85
Synkronmaskinernes armaturreaktioner 137
— , beregning. 145
— , inddeling 110
— , spændingsforholde 132
— , viklinger 105
Synkronmaskinen som generator . 152
— , som motor 163
Tab, hvirvelstrøm 9
— , hysteresis 8
Tabel, ampèrevindingers 12
— , det absolute maalsystems 19
Tofasestrøm 53
— , tværsnitsberegning ved. . 45
Transformatorer, beregning af . . 96
— , deres theori med spredningsfelt 77
— , uden do. 71
— , diagrammer for
— , ubelastet 74
— , induktionsfrit 74
— , og induktiv belastet . . . 76
— , kappe 90
— , kjærne 91
Transformatorkoblinger for dreiestrøm . . . . . 83—84
— , enfase-treleder 83
— , superponeret strøm . . . 89
Transformatorernes konstruktionsformer 90
— , tomgangsstrøm 74
Triangelkobling 64
Udjævningsstrøm 154
Vektor, begrebet . . . . . 23—24
Vektordiagram, kapacitet og ohmsk modstands 40
— , kraftoverførings 44
— , selvinduktion og ohmsk modstands 33
Vexelstrømmaskiner, synkrone, se synkronemaskiner
— , asynkrone, se asynkr.mot.
Viklingssystemer, maskiners . . . 105
— , transformatorers. 84
Vinkelhastighed. 24
Volt (enhed) 19
Watt . . . . . 18—19
Wattløs strøm 36
Wattstrøm 36