

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 13 (1922)
Heft: 1

Artikel: Ueber die magnetischen Felder in elektrischen Maschinen und ihre Untersuchung mittels des Durchflutungsdiagramms
Autor: Stiel, Wilhelm
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1059756>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 17.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

die wichtige physikalische Grösse „Kraft“, deren Evidenz uns z. B. in der „Festigkeit“ der Materialien bewusst wird, während der Differentialquotient:

$$\frac{d(\text{Energie})}{d(\text{Zeit})}$$

die ebenso wichtige physikalische Grösse „Effekt“ ergibt, deren Evidenz uns z. B. in den äussern Abmessungen rein elektrischer Energiewandler (Transformator) verdeutlicht wird. Ein System der Grundgrössen „Energie, Länge, Zeit“ scheint somit in logischer Hinsicht dem in Kraft befindlichen System „Masse, Länge, Zeit“ überlegen zu sein. Da indessen, und zwar auch durch die Relativitätstheorie, „Masse“ und „Energie“ in sehr enger Beziehung stehen¹⁾, und da die aus praktischen Gründen unentbehrlichen Grössen „Länge“ und „Zeit“ nicht weniger relativ sind als die Masse, so kommen wir aber endgültig zur Einsicht, dass das System der Grundgrössen „Masse, Länge, Zeit“, logisch doch nicht so unbefriedigend ist, als wir es unter dem Drucke des überwältigenden Erkenntnis-Ausblicks, den die Relativitätstheorien vermitteln, zunächst halten mussten.

Ueber die magnetischen Felder in elektrischen Maschinen und ihre Untersuchung mittels des Durchflutungsdiagramms.

Von Dr. Ing. Wilhelm Stiel.

1. Allgemeines über die Felder in elektromagnetischen Maschinen.

Die Felder, welche in magnetelektrischen Maschinen auftreten, sind räumlich bestimmt durch den mechanischen und elektrischen Aufbau der Maschinen, zeitlich durch die magnetisierenden Ströme und die Arbeitseigenschaften der Maschinen.

Vereinfachend auf die räumliche Ausbildung der Felder wirkt bei der Mehrzahl der Maschinen der Umstand, dass (von den Lüftungsschlitzen abgesehen) alle senkrecht zur Wellenmittellinie gelegten Schnitte kongruente Figuren ergeben. Damit wird sich bei allen derartig gebauten Maschinen die Frage nach der räumlichen Verteilung des Feldes in der Maschine reduzieren auf die Frage der Verteilung der Induktion in *einem* einzigen Querschnitt der Maschine. Daneben ist die Frage nach

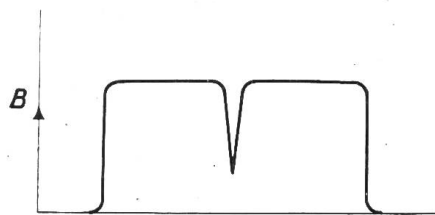


Fig. 1

Achsiales Kraftlinienbild eines Ankers mit einem Ventilationsschlitz.

dem Einfluss der nicht im Eisen an den beiden Stirnseiten der wirksamen Eisenkörper sowie in etwaigen Luftkanälen des Ankers verlaufenden Kraftlinien von untergeordneter Bedeutung (vergl. Fig. 1). Es soll daher hier von der näheren Untersuchung dieser Feldteile abgesehen werden.

In den Fällen, in denen der magnetische Aufbau von dem gewohnten abweicht, wird die Untersuchung sich selbstverständlich auch mit der achsialen Verteilung der Felder zu befassen haben. Dies wird z. B. der Fall sein bei Gleichstrommaschinen, welche Pole von verschiedener achsialer Länge besitzen (z. B. kurze Wendepole), oder welche unsymmetrische Polschuhe haben, wie die Gleichpoltypen für Wechselstrom u. a. m.; ferner bei Maschinen mit statt achsial schräg (in Schraubenlinien) angeordneten Nuten im feststehenden oder beweglichen Teil. Diese Fälle sollen hier ausser Betracht gelassen werden.

Hiernach kann sich die Betrachtung des Feldes einer magnetelektrischen Maschine und insbesondere einer solchen vom Typus des normalen Induktionsmotors mit Recht

¹⁾ Dass auf dem Boden der klassischen Mechanik eine enge Beziehung zwischen den Begriffen „Energie“ und „Masse“ besteht, zeigt ein Hinweis von *E. Mach*, gemäss dem das Massenverhältnis zweier Körper auch durch das umgekehrte Verhältnis der durch dieselbe Arbeit erzeugten Geschwindigkeitsquadrate dargestellt werden kann. (Vergl. *E. Mach*, Die Mechanik in ihrer Entwicklung, Seite 250 der achten Auflage von 1921).

auf die Untersuchung der magnetischen Verteilung in einem Querschnitt senkrecht zur Achse beschränken. Die sonach eingeschränkte Aufgabe zerfällt ihrerseits wieder in zwei Teile:

1. Verteilung der Induktion im Luftspalt;
2. Verteilung der Induktion im Eisenkörper des feststehenden und umlaufenden Teils.

Von diesen beiden Aufgaben kommt der letzteren sekundäre Bedeutung zu, da die *Arbeitsweise* der Maschine nur durch die Verteilung des Feldes im Luftraum beeinflusst wird, während die Art der Induktionsverteilung im Innern der Eisenkörper nur von wirtschaftlicher Bedeutung ist, insofern als die Kenntnis derselben eine zweckmässige Materialausnutzung ermöglicht. Da sich die vorliegende Arbeit nur mit den die Arbeitsweise des Induktionsmotors beeinflussenden Verhältnissen der Felder befassen will, so wird im folgenden lediglich die Verteilung der Induktion im Luftspalt betrachtet werden.

Bei der Untersuchung der verschiedenen Arten von Feldern gehen wir zweckmässig von den einfacheren Formen aus, um von diesen aus dann durch Fallenlassen einzelner einschränkender Bedingungen zu den allgemeineren Feldformen zu gelangen. Dabei sollen alle Felder, welche keine wesentliche praktische Bedeutung haben, ausser acht gelassen werden. Wir betrachten also:

1. Stationäre Felder; das sind Felder, deren räumliche Lage und zeitliche Stärke unveränderlich sind;
2. stehende (oder quasistationäre) Felder; das sind Felder, deren räumliche Lage unveränderlich, deren Stärke jedoch periodischen Aenderungen unterworfen ist;
3. Dreh-Felder; das sind Felder, deren Gesamtkraftfluss eine Drehbewegung ausführt, wobei sowohl die Winkelgeschwindigkeit dieser Bewegung wie auch die Gestalt und Grösse des Flusses konstant oder periodisch veränderlich sein können.

Der letztgenannte Fall ist theoretisch der weittragendste; er enthält die Fälle 1 und 2 bereits in sich. Gleichwohl erscheint es mir hier nicht als richtig, von ihm auszugehen, und zwar ausser aus Gründen der Einfachheit der Darstellung, auf die ich den grössten Wert lege, auch wegen der etwas schwankenden Natur des heutigen Begriffes „Drehfeld“.

2. Stationäre Felder.

Stationäre Felder treten auf bei ruhenden, permanenten Magneten, welche von äusseren Einflüssen nicht berührt werden. Bei elektrischen Maschinen liegen stationäre Felder im allgemeinen bei mit erregtem Polsystem stillstehenden Gleichstrom- und Wechselstromgeneratoren vor; bei Bewegung des Ankers dieser Maschinen bleibt das Feld indes nur dann stationär, wenn einerseits durch die Rotation keine Aenderungen (periodischer Natur) in dem magnetischen Kreise hervorgerufen werden und wenn ferner eine Rückwirkung der Ankerströme nicht eintritt, also insbesondere wenn die Maschine leer läuft. In den meisten Fällen treten bei ausgeführten Maschinen derartige Einflüsse auf, so dass im allgemeinen die Felder *im Betrieb befindlicher* Maschinen nicht als rein stationär angesehen werden können.

Rein stationäre Felder können sich voneinander nur durch die Art der auf den Ankerumfang bezogenen räumlichen Verteilung der Feldstärke unterscheiden. Diese Feldverteilung ist in den meisten Fällen durch ein einfaches mathematisches Gesetz nicht darstellbar und hängt einerseits ab von der Art, wie die das Feld erzeugenden magnetomotorischen Kräfte verteilt sind, und andernteils von der Gestalt der Kraftlinienwege und den magnetischen Eigenschaften der Körper, durch welche die Kraftlinien verlaufen (Luft, Eisen u. a.).

Zur Erlangung eines klaren Ueberblicks über die Entstehung und Ausbildung eines stationären Feldes seien zunächst einige kurze einfache Bemerkungen gestattet.

Das Vorbild des magnetischen Kreises der elektrischen Maschinen bildet der in sich geschlossene Eisenring (Toroid), der durch Ströme magnetisiert wird, die in den Ring *eng umschliessendes* Solenoid durchfliessen (Fig. 2). Beträgt die Zahl der Windungen dieses Erregersolenoids n und die dasselbe durchfliessende Stromstärke J , so ist die magnetische Intensität an einem Punkte in der Entfernung r von der Achse:

$$H_r = \frac{2n J}{r},$$

d. h. dieselbe ist in jedem Querschnitt dem Abstand von der Achse umgekehrt proportional. Denken wir uns das Toroid an zwei Stellen durch einen *sehr engen* radialen Luftspalt unterbrochen, so bleiben die Verhältnisse im wesentlichen dieselben und wir erhalten (von dem Streuverlust abgesehen) das in Fig. 3 skizzierte Bild der Verteilung der magnetischen Intensität H_r (längs der Geraden AB). Wird die Permeabilität des Eisens zunächst als konstant angesehen, so wird die gezeichnete Kurve auch die Verteilung der Induktion

$$\mu H = B = \frac{2n \mu J}{r}$$

darstellen. Wird nun der Luftspalt erweitert, so überwiegt allmählich der magnetische Widerstand des Luftraumes den des Eisens derart, dass der Einfluss des letzteren fast verschwindet und vernachlässigt werden kann. Das Bild des Feldes im Luftraum geht dann aus der Gestalt Fig. 3b in die rechteckige Gestalt Fig. 3c über.

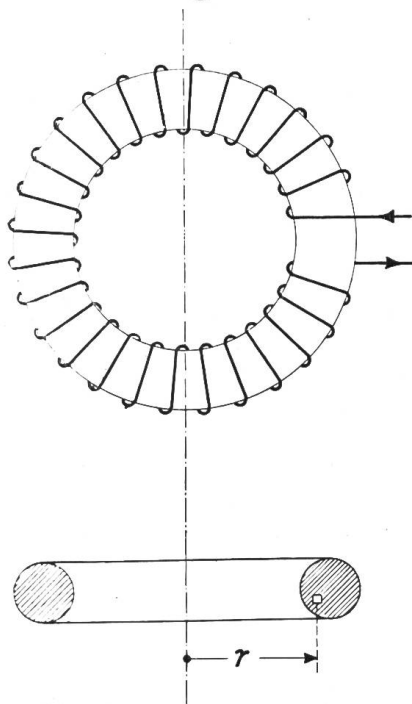


Fig. 2

Denken wir uns nun den unteren Halbring so rückwärts gebogen, dass der Durchmesser AB einen Kreis bildet, und den oberen Halbring seinerseits dieser Biegung folgend, so wird dadurch bezüglich der magnetischen Verhältnisse nichts grundsätzlich geändert; es entsteht dadurch aber das Bild des Feldgestells einer Maschine mit zwei Polhörnern, deren Feldform bei konstantem, nicht zu engem Luftspalt die gleiche wie bei dem geschlitzten Ringe sein wird (Fig. 4). Eine Unsymmetrie, entsprechend Fig. 3b, ist bei dieser Form aber noch deutlich

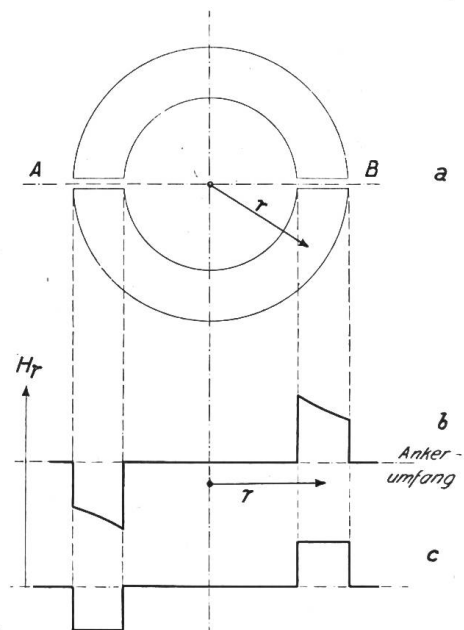


Fig. 3 a, b, c.

Feld im geschlitzten Toroid.

wahrnehmbar und äussert sich in einer stärkeren Belastung der Lagerzapfen und im Kommutatorfeuer.

Verdoppeln wir diese Maschine, so werden dadurch die von der einseitigen Erregung in Fig. 4 verbliebenen Reste der Trapezgestalt der Feldkurve ausgeglichen und wir erhalten die moderne Maschine mit beiderseitigem Eisenschluss, Fig. 5a, und einer resultierenden Feldform, entsprechend Fig. 5b. Charakteristisch ist dabei die rechteckige Form der Feldkurve.

Diese Form muss auch bestehen bleiben, wenn die äussere Form des Magnetgestells weiter geändert wird, derart, dass die Pole immer breiter werden und

schliesslich ganz zu einem vollen Magnetringgehäuse zusammenwachsen. Die Erregerwicklung, die ursprünglich in unendlich dünnen Schichten das ganze Toroid resp. das Magnetgehäuse umwand, schrumpft dann in zwei Löcher in diesem Gehäuse zusammen.

Das Feld geht dabei in die annähernde Rechteckgestalt nach Fig. 6 b über. Sie wäre ein genaues Rechteck, wenn die Wicklungslöcher unendlich schmal wären; da sie jedoch eine gewisse Breite haben müssen, um die Erregerwicklung darin unterzubringen, so vergrössern sie an den Stellen, an denen sie sich befinden, den Luftspalt und damit den magnetischen Widerstand, so dass an diesen Stellen die Feldstärke herabgedrückt und dadurch die genau rechteckige Feldform gestört wird, wie dies aus Fig. 3 c ersichtlich ist.

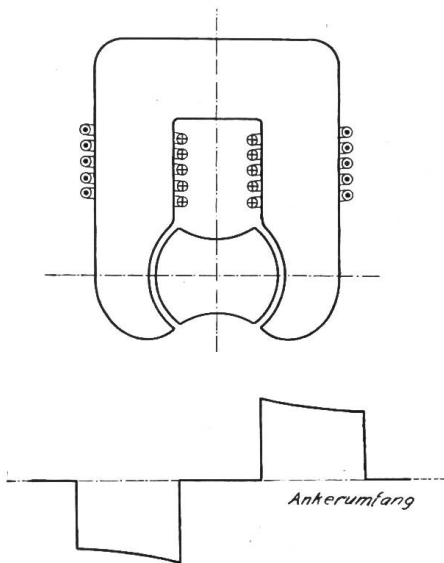


Fig. 4

Feldkurve der Polhornmaschine.

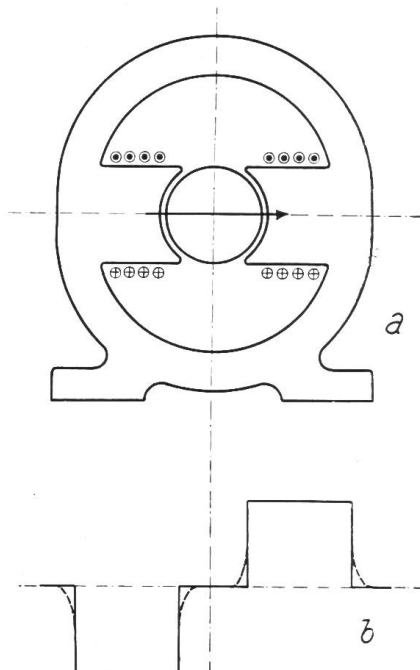


Fig. 5 a, b.

Denken wir uns die Zwischenräume zwischen den Polen immer mehr mit Eisen ausgefüllt, so wird aus Fig. 5 a die Form 7 a, bei der die Pole ihre ursprüngliche

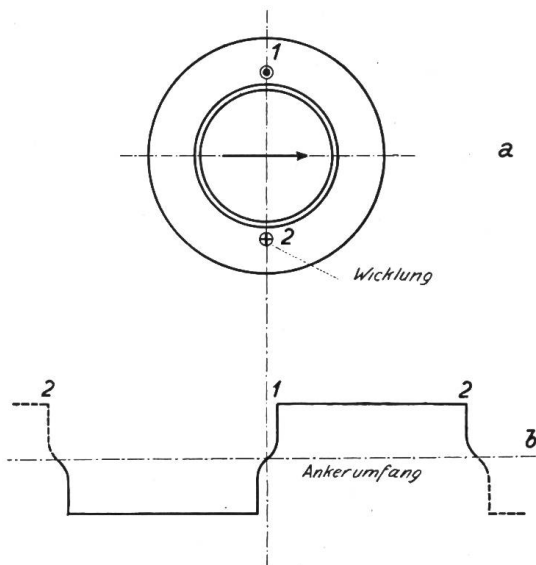


Fig. 6 a, b, c.

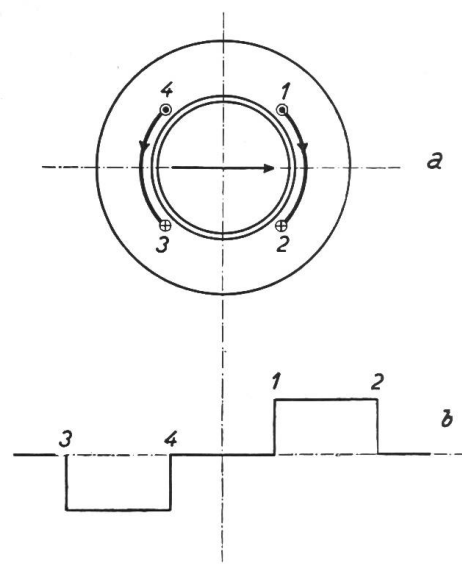


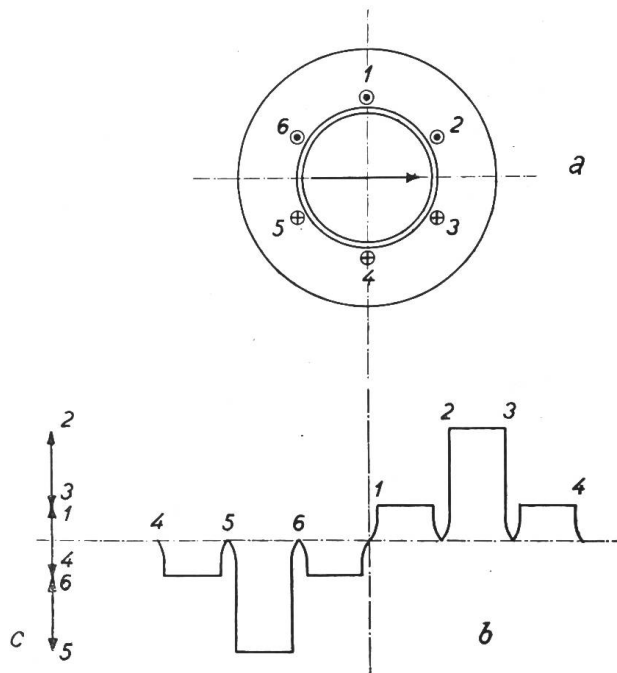
Fig. 7 a, b, c.

Breite behalten haben, während die Erregerwicklung neben ihnen in je einem Loch Platz suchen muss. Die Feldform wird hier die der Fig. 7 b sein, entsprechend Fig. 5 b.

Es ist nun klar, dass man die beiden letztskizzierten Veränderungen miteinander kombinieren kann; man erhält dadurch einen Motor, der ein paar breite, die halbe Polteilung voll umfassende Pole hat, entsprechend Fig. 6 a, b, und ausserdem zwei schmale Pole, entsprechend Fig. 7 a, b. Als Resultat ergibt sich der Motor

nach Fig. 8a mit der Feldform Fig. 8b: treppenförmige Feldfigur mit Lücken infolge der Wicklungslöcher.

Damit haben wir durch Ueberlegungen einfachster Art die bekannte Form des Motors mit in mehreren Löchern gleichmässig verteilter Feldwicklung erhalten und können, auf dem gleichen Wege fortschreitend, ohne weiteres die bei Mehrloch-



wicklungen verschiedener Verteilung entstehenden Feldformen entwickeln. Daher lässt sich nun auch übersehen, dass es nicht erforderlich ist, dass die die Erregerströme führenden Leiter in Spulenform miteinander vereinigt sind, sondern dass ihre Schaltung beliebig sein kann, wenn nur die Stromrichtung in den axialen Leitern eine entsprechende ist. Die Fig. 9a bis f gibt eine Anzahl Beispiele von Feldern verschiedener Form, bei deren Ableitung der lückenbildende Einfluss der Löcher vernachlässigt und ferner vorausgesetzt wird, dass in jedem Loch eine gleiche Zahl von Leitern liegt und dass die Stromstärke in jedem dieser Leiter die gleiche ist, d. h. dass die Durchflutung aller Löcher gleich ist. Ist diese Voraussetzung nicht erfüllt, so ergeben sich die entsprechenden Kurven ebenso einfach, indem man die Einzelfelder ihrer Grösse und Lage nach richtig zum resultierenden Felde vereinigt, d. h. die Verschiedenheit der Durchflutungen berücksichtigt.

Offenbar wird sich durch Verschiedenheiten in der Kombination der Erregerwicklungen das Wesen der Feldform nicht ändern. Insbesondere muss die scharfeckige Gestalt bei allen in eine begrenzte Zahl von Teilen unterteilten Wicklungen, namentlich auch bei Lochwicklungen, erhalten bleiben, solange die Bedingungen für die Plötzlichkeit der Sprünge, nämlich die, dass der Leitwert der Kraftlinienpfade gleich ist und dass die Wicklungsteile (Löcher) gegenüber den Polflächen verschwindend kleine Räume einnehmen, erfüllt sind.

Aus den Fig. 6 bis 9 können wir nun noch eine wichtige Erkenntnis schöpfen, deren Bedeutung sich in vollem Masse erst bei der Betrachtung der Drehfelder in Abschnitt 4 erweisen wird. Wenn wir nämlich dem Luftspalt folgend, längs dem Ankerumfang fortschreiten, so zeigt sich, dass stets an der Stelle, an der wir eine Erreger-nut durchschreiten, eine Feldänderung eintritt und zwar jedesmal in einem Betrage, der der Stromdurchflutung der Nut entspricht; nach Durchschreitung einer vollen Polpaarteilung ist dann der Ausgangszustand wieder erreicht. Wenn wir also die Durchflutungen der einzelnen Nuten als Vektoren darstellen, so erhalten wir Durchflutungs- und damit identische Felddiagramme, welche die Gestalt einer geraden Linie haben und bei welchen das Ende des Vektors der letzten Nut den Anfang des



Fig. 9 a, 1 Loch pro Pol.

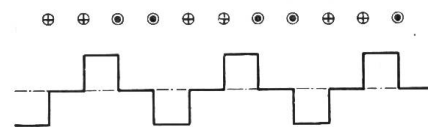


Fig. 9 b, 2 Löcher pro Pol.

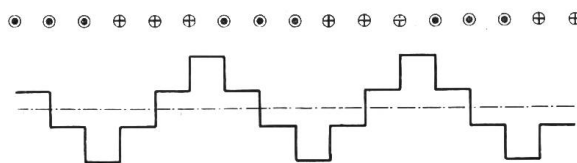


Fig. 9 c, 3 Löcher pro Pol.

Vektors der ersten Nut berührt: also geschlossene Linien-Vektordiagramme, wie sie in den Fig. 6 c, 7 c und 8 c für die Verhältnisse der Fig. 6 a, b, 7 a, b und 8 a, b angedeutet sind (die dem Vektor zugehörige Nutnummer ist neben seiner Spitze vermerkt). Wenn somit das Durchflutungsdiagramm einer Nutwicklung bekannt ist, kann man

aus diesem ohne weiteres in der aus den Fig. 6 b, 7 b und 8 b ersichtlichen Weise die Feldfigur aufzeichnen.

Es bleibt nun noch die Frage zu behandeln, inwieweit die für das Auftreten der skizzierten Formen der Felder notwendigen Voraussetzungen sich in der Praxis verwirklicht finden.

Zunächst wird die Voraussetzung konstanter Permeabilität, auf der die Übereinstimmung der ursprünglich nur für die magnetomotorischen Kräfte gültigen Figuren mit den Kurven der Induktion basiert, stets nur unvollkommen erfüllt sein. Nur bei schwachen Sättigungen wird die Kurvengestalt dadurch wenig beeinflusst; bei Sättigungen in der Nähe des Knies der Magnetisierungskurve, muss das

Aufhören der direkten Proportionalität in der Praxis wohl beachtet und die Induktionskurven daher unter Zugrundelegung der magnetischen Charakteristik der Eisenwege konstruiert werden. Dadurch erscheinen die hohen Teile der Kurven abgeflacht und die ganze Kurve erhält eine weniger spitze Form (vgl. Fig. 10 a, b). Eine weitere selbstverständliche Voraussetzung war die, dass die Kraftlinienpfade durchwegs in homogenem Eisenmaterial verlaufen. Diese Voraussetzung wird durch-

brochen durch die Nuten, welche man notwendigerweise anbringen muss, um die Erregerwicklung unterbringen zu können. Dadurch wird zweierlei herbeigeführt. Einmal wird der Eisenquerschnitt in der Nähe des Luftspalts für den Kraftfluss wesentlich verringert, wodurch zur Erzielung gleichen Kraftflusses stärkere magnetomotorische Kräfte und genaue Berücksichtigung der Zahnsättigung bei der Konstruktion der B-Kurve erforderlich gemacht werden. In zweiter Linie tritt eine Verzerrung der Induktionskurve insofern ein, als an den von den Nuten eingenommenen Stellen Lücken in den Kurven auftreten, die umso ausgeprägter sind, je weniger die Nuten geschlossen sind. Hierauf wurde bereits oben hingewiesen und es wurden die Feldformen Fig. 6 bis 8 unter Berücksichtigung dieses Einflusses der Nuten gezeichnet.

Handelt es sich um Magnetgestelle mit ausgeprägten Polen, so wird ferner die Form der Polschuhe einen entscheidenden Einfluss auf die Kurvenform ausüben. Durch geeignete Gestaltung der Polschuhe hat man es in der Hand, die Kurvenform, deren hier gegebene elementare Herleitung selbstverständlich, wie mehrfach betont, nur für Luftzwischenräume konstanter Weite gültig ist, fast beliebig zu modifizieren.

3. Stehende Felder.

Nach der oben gegebenen Erklärung der Natur dieser auch „quasistationäre“ genannten Felder unterscheiden sich diese von den bisher betrachteten stationären

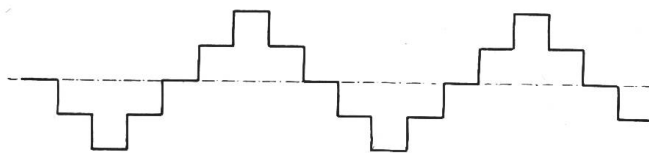


Fig. 9d, 4 Löcher pro Pol.

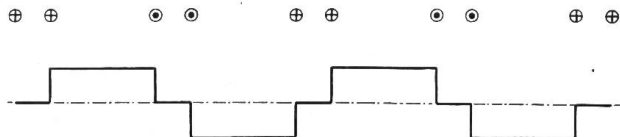


Fig. 9e, 2 Löcher pro Pol, ungleich verteilt.



Fig. 9f. Unendlich viele Löcher pro Pol.

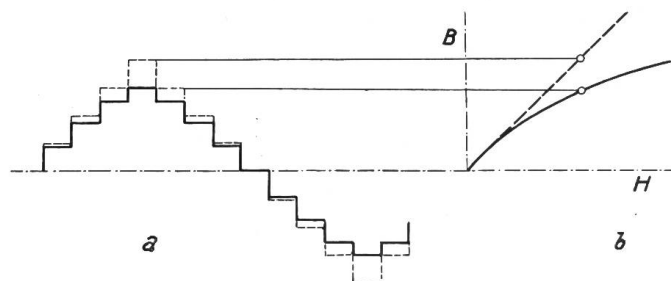


Fig. 10 a, b.
Einfluss der Sättigung auf die Feldkurve.

Feldern nur dadurch, dass ihre Intensität nicht konstant ist, sondern periodischen Aenderungen unterliegt, während ihre räumliche Lage konstant ist.

Speisen wir also beispielsweise eine der bisher bei Betrachtung der stationären Felder besprochenen Anordnungen nicht, wie dort vorausgesetzt, mit Gleichstrom, sondern mit Wechselstrom, so erhalten wir brauchbare Beispiele stehender Felder in Gestalt von Wechselfeldern. Dieselben bieten jedoch offenbar nichts besonders Neues von Interesse, da offenbar in jedem Augenblick der Zustand genau so ist, wie bei Speisung mit konstantem Strom gleicher Stärke und sich das Gesamtverhalten des Feldes unter Berücksichtigung der Kurvenform des speisenden Wechselstromes leicht übersehen lässt. Ein näheres Eingehen auf diese Felder erübrigt sich also vollkommen; für ihr Verständnis genügt der Hinweis auf das über die stationären Felder Gesagte.

Die Durchflutungs- bzw. Feld-Vektordiagramme können hier (bei sinusförmigem Erregerstrom) dazu benutzt werden, um die Momentangestalten der Felder aufzuzeichnen, indem man in bekannter Weise das Linien-Vektordiagramm rotieren lässt und es in seinen einzelnen Lagen auf eine feste Gerade projiziert.

4. Drehfelder.

Begriff der Geschwindigkeit des Drehfeldes. Es wird nötig sein, auf den Begriff der Geschwindigkeit des Drehfeldes vorerst ausführlicher einzugehen, weil gerade hier vielfach keine volle Klarheit herrscht.

Der Begriff der „Geschwindigkeit“, definiert durch die Beziehung

$$v = \frac{ds}{dt},$$

gilt allgemein nur für einen Punkt. Will man ihn auf andere Gebilde — Strecken, Flächen, Körper — übertragen, so kann das, wenn man nicht den Geschwindigkeitszustand des betrachteten Gebildes dadurch bestimmen will, dass man den Zustand jedes einzelnen der es zusammensetzenden Punkte angibt, nur unter Zuhilfenahme vereinfachender Annahmen geschehen. So genügt es oft, den Weg resp. die Geschwindigkeit eines ausgezeichneten Punktes, z. B. des Schwerpunktes, anzugeben und daneben zu bemerken, welche Bewegungen gleichzeitig die einzelnen Teile des betrachteten Gebildes gegeneinander ausführen. Trotz dieser durch Anwendung der Superpositionsprinzipien möglichen Vereinfachungen, ist es in vielen Fällen komplizierter Bewegungen nur schwer möglich, dieselben exakt zu definieren. Ein solcher Fall liegt gerade bei den in Induktionsmotoren auftretenden „Drehfeldern“ vor. Hat man ein Drehfeld konstanter Form, so ist die Bestimmung seiner Geschwindigkeit sehr einfach gegeben durch die Geschwindigkeit eines einzigen Punktes des Feldes; für alle übrigen Punkte des Feldes ist dann, bedingt durch die Voraussetzung der konstanten Form, die Geschwindigkeit die gleiche. Ein solches Drehfeld konstanter Form liegt vor bei der Rotation permanenter oder mit Gleichstrom erregter Magnete in einem homogenen Ferromagnetikum, z. B. bei Maschinen mit rotierendem Polrad und ungenutetem Ankerkörper. Bei allen mit Hilfe von Mehrphasenströmen in stillstehenden Eisenkörpern erzeugten *sogenannten* Drehfeldern aber, ist in Wirklichkeit ein wahres Drehfeld nicht vorhanden, d. h. kein Feld, das sich als solches um den Eisenkörper herum fortbewegt. Wohl aber tritt hier ein *scheinbares Drehfeld* auf. Da die magnetomotorischen Kräfte in den einzelnen räumlich versetzten Phasenwicklungen zeitlich nacheinander auftreten, so ändert sich an jedem Punkte des Ankerumfangs die resultierende Induktion periodisch entsprechend dem Charakter der erregenden Mehrphasenströme, und die Stelle, an der die Induktion von einem positiven in einen negativen Wert übergeht, wandert um den Ankerumfang herum. Da ebenso wie diese Nullpunkte auch die übrigen durch eine bestimmte Grösse der Induktion gekennzeichneten Stellen des Feldes eine solche Wanderung vollführen, so ist die Illusion des „Drehfeldes“ gegeben,

zumal auch die induzierende Wirkung eines solchen Pseudodrehfeldes die gleiche ist, wie bei einem wirklichen Drehfelde. Da aber ein solches tatsächlich nicht vorhanden ist, so kann natürlich auch nicht von einer Geschwindigkeit desselben schlechthin gesprochen werden. Dieser Zusammenhang ist in der Literatur bisher etwas vernachlässigt worden und daher erklärt es sich wohl auch, weshalb über den Begriff der „Geschwindigkeit des Drehfeldes“ bisher wenig Klarheit herrscht. Das Gebilde, das bisher stets als „Drehfeld“ figurierte, ist in Wahrheit nichts anderes als eine geometrische Figur, nämlich die Umgrenzungslinie eines für einen beliebigen herausgegriffenen Zeitpunkt geltenden Induktionsverteilungsbildes. Nur diese Figur verschiebt sich mit der Zeit, während das Feld selbst stillsteht und nur an einzelnen Punkten seine Stärke nach — je nach dem Orte — verschiedenen Gesetzen ändert. Es entsteht also eine rotierende Figur, die sich aber während dieser Rotation ihrerseits in molluskenartiger Bewegung befindet und ihre Gestalt fortwährend ändert. Bei einem solchen Gebilde ist die Entscheidung, wie hier eine die Gesamtbewegung charakterisierende „Geschwindigkeit“ zu definieren ist, nicht leicht. Jedenfalls muss man aber, wenn man überhaupt eine derartige zusammenfassende Bezeichnung verwenden will, diese genau und klar definieren, damit Verwechslungen und Irrtümern vorgebeugt wird.

Man kann hier meines Erachtens nur sprechen von einer *mittleren Geschwindigkeit der Feldfigur*, welche dadurch bestimmbar ist, dass die Feldfigur je nach Durchlauf eines bestimmten Winkelraumes wieder die gleiche Gestalt annimmt und deren Grösse darnach beträgt:

$$\omega = \frac{\alpha}{t},$$

wenn α den Winkel zwischen zwei Punkten, an denen die Feldfigur gleiche Gestalt hat und t die Zeit, welche zum Durchlaufen dieses Winkelraumes notwendig ist, bezeichnet. Diese mittlere Geschwindigkeit kann als die Geschwindigkeit eines äquivalenten wirklichen Drehfeldes betrachtet werden.

Alle weiteren Verallgemeinerungen sind unzulässig, da sich in allen Zwischenstellungen infolge der Gestaltänderungen der Feldfigur die Verhältnisse in allen Punkten des Feldes verschieden gestalten. Man könnte daran denken, als Feldgeschwindigkeit die Geschwindigkeit des Punktes anzusehen, den man als Repräsentanten der ganzen Feldfigur ansehen kann, nämlich des Schwerpunktes derselben. Man könnte auch erwägen, ob man die verschiedenen Momentanformen jeweils in eine äquivalente konstante Gestalt umformen und die Geschwindigkeit der letzteren, die ja dann eindeutig bestimmt wäre, als massgebend ansehen könnte. Aber dieser Gedanke scheitert daran, dass es in der Tat ausser der Sinuslinie eine solche äquivalente Figur nicht gibt, d. h. eine Figur, welche bei der gesuchten Momentangeschwindigkeit eine genau gleiche induzierende Wirkung ausübt, wie die wirkliche Figur; die Sinuslinie aber kann nicht in Betracht kommen, da sich bei ihr natürlich keine variable, sondern *konstante* Geschwindigkeit ergeben würde.

Wenn man daher überhaupt dem Drehfeld rechnerisch nahekommen will, so wird man sich darauf beschränken müssen, die Verhältnisse für jeden Zahn des Stators für sich zu untersuchen. Dies hat u. a. *Krantz*¹⁾ getan, und er findet hierbei, indem er die Drehfeldgeschwindigkeit in jedem Zahn der Geschwindigkeit gleichsetzt, mit der sich in diesem Zahne die Kraftlinienrichtung umkehrt, dass diese Geschwindigkeit (ebenso wie die Höchstinduktion) in jedem Zahne eine andere ist; am grössten in denjenigen Zähnen, bei denen zwei Spulenhälften zusammentreffen (grösster Geschwindigkeitsunterschied etwa 30%).

5. Graphische Behandlung des rotierenden Feldes. Görges-Diagramme.

Wesentlich bequemer und eleganter als diese rechnerische, stellt sich die graphische Behandlung des rotierenden Feldes dar. Wir brauchen hierbei lediglich an das im

¹⁾ J. B. Krantz: Zur Kraftlinienverteilung in Drehstrommotoren. E. T. Z. 1901. S. 274/75.

Abschnitt 2 für stehende Felder entwickelte Durchflutungs-Diagramm anzuknüpfen, das nach Abschnitt 3 ohne weiteres auch für Wechselstromfelder gültig ist. Wollen wir dasselbe jetzt für mehrphasig gespeiste Erregerwicklungen anwenden, so brauchen wir uns nur zu vergegenwärtigen, dass die Durchflutungsvektoren der einzelnen Stromphasen eine solche Winkellage gegeneinander haben müssen, dass die Projektion der Vektoren auf eine feste Gerade in jedem Augenblick für alle Phasen die richtigen Momentanwerte der Durchflutungen ergibt. Dieser Bedingung ist Genüge getan, wenn die Vektoren der einzelnen Phasen so gezeichnet werden, dass sie ihren Phasenwinkel miteinander einschliessen. Das für einphasigen Wechselstrom eine in sich zurückkehrende Linie bildende Durchflutungs-Vektordiagramm geht damit für Mehrphasenstrom in ein geschlossenes Durchflutungs-Polygon über. Dieses aber ist nichts anderes, als die allgemeine Form des von Görges¹⁾ bereits im Jahre 1907 auf anderem Wege entwickelten MMK-Diagramms. Wir wollen daher auch das allgemeine Diagramm als *Görges-Diagramm* bezeichnen.

Bei diesem Diagramm stellen also die Seiten die Vektoren der Durchflutungen der einzelnen Nuten dar, während die vom Mittelpunkt aus nach den Stosspunkten dieser Durchflutungsvektoren gezogenen Strahlen die Vektoren der Zahn-MMKe darstellen, wobei jeder MMK-Vektor demjenigen Zahn zugeordnet ist, der zwischen den beiden Nuten liegt, nach deren Vektorenstosstelle der Zahn-MMK-Vektor gerichtet ist.

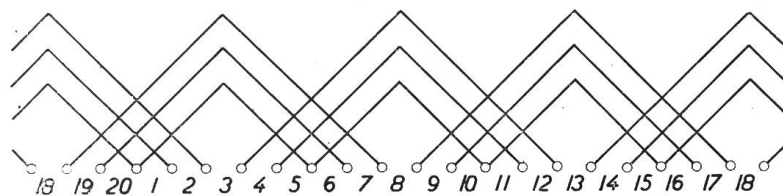


Fig. 11 a

Auf folgendes sei, um den Zusammenhang mit der seinerzeit von Görges ge-

wählten Darstellung zu erläutern, hier noch kurz hingewiesen:

Görges wies bei seiner Ableitung nach, dass die MMK-Vektoren für die einzelnen Zähne bei einem n -Phasenstrom auf den Seiten eines regelmässigen $2n$ -Ecks endigen, wobei die Seiten dieses $2n$ -Ecks durch die Vektor-Endpunkte in eine der Nutenzahl q pro Pol und Phase entsprechende Anzahl gleicher Teile geteilt werden.

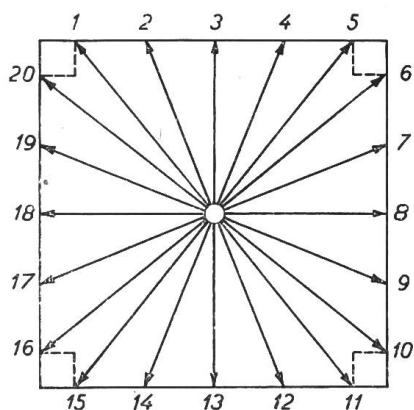


Fig. 11 b

2-phasige Spulenwicklung mit 5 Nuten pro Pol und Phase.

Es entspräche darnach also dem Zweiphasenstrom ein Quadrat, dem Dreiphasenstrom ein Sechseck usw. Dazu ist nun zu bemerken, dass das Diagramm in der von Görges dargestellten Form, wie bereits angedeutet, nur einen speziellen Fall darstellt, nämlich den Fall symmetrischer Spulenwicklungen von bei Drehstrom $1/3$ Polteilung Breite und mit der Bedingung, dass in jedem Loch nur Drähte *einer* Phase liegen und die Drahtzahl in allen Löchern gleich ist. Sind die beiden letzten Bedingungen nicht erfüllt, so erhält man zwar unter Umständen ebenfalls ein regelmässiges $2n$ -Eck, aber nur als Ausnahmefall, und es verteilen sich die Vektor-Endpunkte in anderer Art auf die Seiten. Ein Beispiel hierfür bietet Fig. 11, in der das MMK-Diagramm einer Zweiphasenwicklung mit 5 Löchern pro Pol und Phase dargestellt ist, von denen 4 je a Leiter einer Phase enthalten, das fünfte jedoch $a/2$ Leiter der ersten

und $a/2$ Leiter der zweiten Phase. Da man hier die Ecken ebensogut auch einwärts hätte zeichnen können (gestrichelt), so leuchtet ein, dass selbst bei dieser kleinen Abweichung bereits das Quadrat in ein unregelmässiges Vieleck übergegangen ist. Das Fallenlassen der Görgesschen Voraussetzungen führt auf unser oben entwickeltes allgemeines Vieleckdiagramm, das bei symmetrischen Wicklungen stets als

¹⁾ E. T. Z., 1907, S. 1–6.

symmetrische Figur gezeichnet werden *kann* (nicht muss, da man z. B. bei Wicklungen, bei welchen in einzelnen Löchern Leiter mehrerer Phasen liegen, bei diesen Löchern je nach Belieben den Vektor der einen oder den der andern Phase zuerst zeichnen kann; vergl. Fig. 11 für den Fall, dass nur einzelne Ecken einwärts, andere aber auswärts gezeichnet werden).

Der Aufbau des allgemeinen Görges-Diagrammes für eine gegebene Wicklung geschieht, um dies ganz klar hervorzuheben, am einfachsten wie folgt: Man wählt einen beliebigen Zahn des Wicklungskörpers als Ausgangsort, um von hier aus je nach Belieben rechts- oder linksherum fortzuschreiten. Sobald man dabei auf eine Nut stösst, trägt man die Durchflutung derselben von einem beliebigen Punkte aus als Vektor auf. Sodann geht man in der gleichen Richtung bis zur nächsten Nut weiter und addiert deren Durchflutung nach Grösse und Phase vektoriell richtig zu dem Vektor der ersten Nut. Dieses Verfahren — der

Masstab kann dabei beliebig genommen und nachher bestimmt werden — wird fortgesetzt, bis eine volle Polpaarteilung durchwandert ist; dabei gelangt man bei symmetrischen Wicklungen wieder zum Ausgangspunkt der Zeichnung zurück und hat damit das in sich geschlossene Polygonaldiagramm erhalten. Aus diesem erhält man in bekannter Weise die Momentangrösse jeder Durchflutung bzw. MMK, indem man es in die dem gewählten Moment ent-

sprechende Lage dreht und es sodann auf eine feste Gerade projiziert. Diese Projektionen können dann leicht zur Aufzeichnung der Momentan-MMK-Kurven bzw. Feldkurven benützt werden:

Es mag hier noch darauf hingewiesen werden, dass bei dieser Aufzeichnung des Diagramms nicht etwa die in der Literatur in den Wicklungsschematen einge-

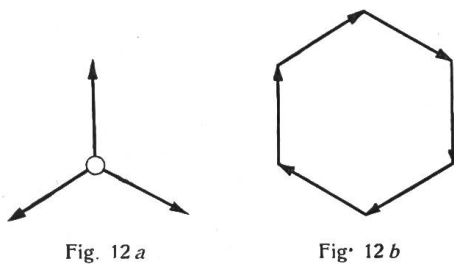


Fig. 12 a

Fig. 12 b

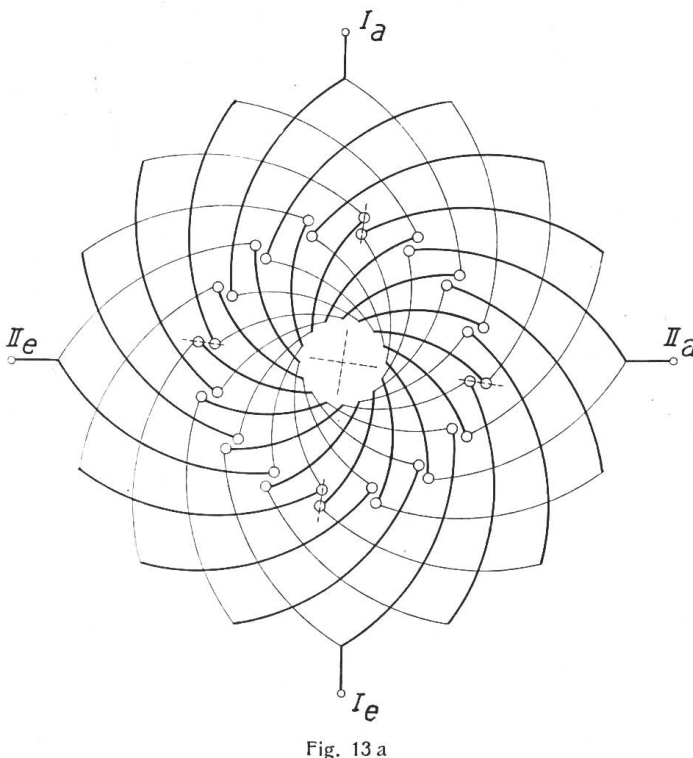


Fig. 13 a

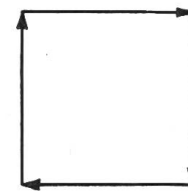


Fig. 13 b

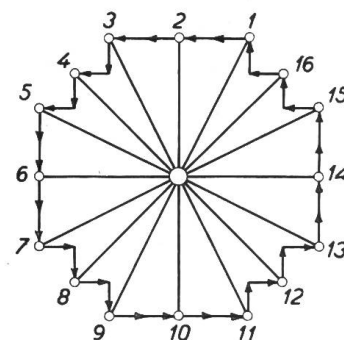


Fig. 13 c

Fig. 13 a — c

Zweiphasige Schleifenwicklung mit verkürztem Schritt, nach Lamme (Arnold, W. T. Bd. 3, 1. Aufl. S. 121).

zeichnete Stromrichtung ohne Prüfung als richtig angenommen und benutzt werden kann, da sich diese in den allermeisten Fällen lediglich auf einen herausgegriffenen Augenblickszustand bezieht. Bei der Aufzeichnung des Durchflutungsdiagramms kommt

es natürlich nicht auf einen solchen momentanen Zustand an, sondern es ist lediglich der Wicklungssinn und die Schaltung des betreffenden Wicklungselementes zu berücksichtigen. Beispielsweise ist bei in Stern geschalteten Wicklungen die Stromrichtung für alle drei Phasen gleich anzunehmen, indem sämtliche drei Ströme entweder als vom Sternpunkt ausgehend oder als zum Sternpunkt hinfließend gedacht werden. Bei in Polygon geschalteten Wicklungen (z. B. Dreieck-, Viereck-, Sechseck-Ringschaltung) ist der Bedingung der für alle Wicklungsteile gleichen Stromrichtung dadurch genügt, dass man annimmt, dass der Strom, das Polygon durchkreisend, alle Wicklungen

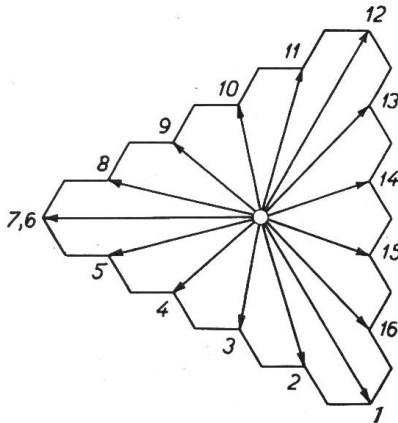


Fig. 14 a

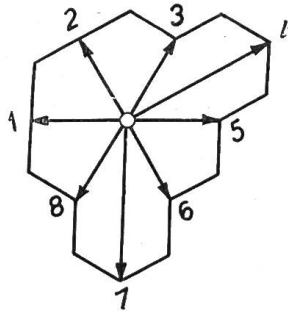


Fig. 14 b

Dreiphasige aufgeschnittene Wellenwicklung mit verkürztem Schritt, für Polumschaltung, 6 w. 12 Pole.
(Vollständiger Wicklungsplan vergl. Arnold, w. T., Bd. III, S. 137, Fig. 177 und 178).

hintereinander durchfließt. Es handelt sich hier eben nicht um momentane Stromrichtungen, sondern um den Wicklungssinn, welcher letzterer den Vektoren im Spannungs-Vektor-Diagramm der betreffenden Wicklung entspricht, z. B. Fig. 12 a: Spannungs-Vektor-Diagramm der dreiphasigen Sternschaltung, Fig. 12 b: Spannungs-Vektor-Diagramm der sechsphasigen Polygon-(Ring-)Schaltung.

Als Beispiel sei in Fig. 13 a eine zweiphasige Schleifenwicklung mit verkürztem Schritt (nach Lamme) in der von Arnold („Wechselstromtech-

nik“, Band 3, I. Auflage, Seite 121, Fig. 152) dargestellten Form wiedergegeben. Es handelt sich hier, wie ersichtlich, um eine Trommelwicklung in Polygonschaltung entsprechend dem Spannungs-Vektor-Diagramm Fig. 13 b und es ist ersichtlich, dass bei dieser Schaltung für die Aufzeichnung des Durchflutungsdiagramms sämtliche äusseren Leiter in jeder Nut mit dem gleichen Stromrichtungszeichen und sämtliche inneren Leiter mit dem entgegengesetzten Zeichen zu versehen sind. Das sich ergebende Durchflutungsdiagramm hat die in Fig. 13 c dargestellte Gestalt.

Einige weitere Beispiele von in dieser Weise ermittelten Görges-Diagrammen sind in den Fig. 14 und 15 dargestellt. Der Raumersparnis halber sind die Wicklungsschemata selbst hier nicht wiederholt und es muss in dieser Beziehung auf die angegebenen Figuren in Arnold, Band III, verwiesen werden.

Bezüglich der Diagramme, Fig. 14, für die polumschaltbare, aufgeschnittene Wellenwicklung sei hier noch bemerkt, dass diese Diagramme für diejenigen Nuten gezeichnet sind, welche dem rechten oberen Quadranten der Wicklungspläne, der Fig. 177 und 178 Arnolds angehören und zwar Fig. 14 a von der stark gezeichneten Phase I an anfangend und rechts herum fortschreitend, Fig. 14 b fünf Nuten weiter rechts anfangend, d. h. bei der Nute, welche je einen Leiter der Phasen II und I enthält.

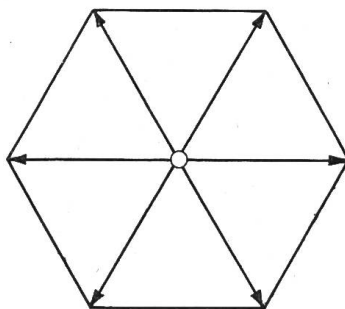


Fig. 15 a, 8 Pole

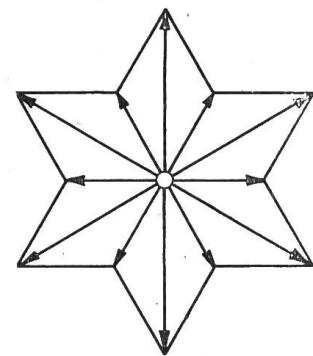


Fig. 15 b, 4 Pole.

Polumschaltbare Wicklung von Dahlander für 4 und 8 Pole (3-phasig).
(Schaltung siehe Arnold, w. T. Bd. III, Seite 127, Fig. 162 und 163.)

Die Unsymmetrie dieser Wicklung kommt dabei, da die Diagramme nur für ein Polpaar gezeichnet sind, nur in der Fig. 14b (12 Pole) zur Geltung.

Es mag noch darauf hingewiesen werden, dass bei dieser Wicklung die Spulenseiten $\frac{2}{3}$ der Polteilung bedecken und die Diagrammfigur daher wesentlich dreieckige Gestalt besitzt. Ueberhaupt ergibt sich die *Breite der Spulenseiten* neben der

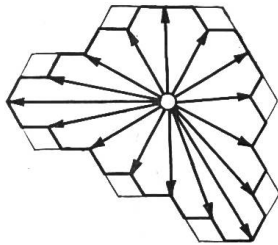


Fig. 16

Verdoppelung der Nutenzahl
bei Fig. 14b.

Art der Verteilung der Spulen über den Polumfang als bestimmend für die Gestalt des Diagrammsterns, während eine Vermehrung der Nuten lediglich die Folge hat, dass die Zahl der Vektoren entsprechend vergrößert wird; die Endpunkte der Nutvektoren liegen auf der Verbindungslinie der Endpunkte der vor der Vermehrung der Nuten vorhandenen benachbarten Nutvektoren und es wird der diese verbindende Linienzug in entsprechender Verkleinerung mehrfach wiederholt. Dies ist z. B. in Fig. 16 ausgeführt, indem die Zahl der Nuten der Fig. 14b verdoppelt wurde. Sind die Verbindungszüge der Vektor-Endpunkte gerade Linien, so werden diese natürlich einfach unterteilt, wie dies bei dem ursprünglichen Görges'schen Vieleck ebenfalls geschah.

Das allgemeine Görges-Diagramm bietet beim Vergleich der Eigenschaften und des Wertes von Wicklungen so grosse Bequemlichkeit¹⁾, dass seine allgemeinere Anwendung nur empfohlen werden kann. Insbesondere zeigt ein Blick auf die Form des Vielecks sofort, inwieweit eine Annäherung an das ideale Sinusdrehfeld (ge-

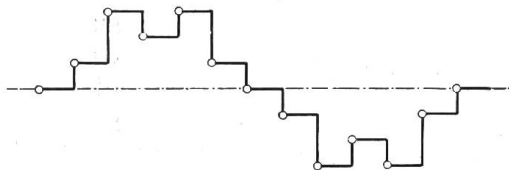


Fig. 17a

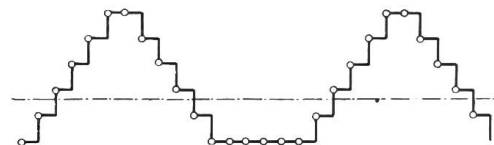


Fig. 18a

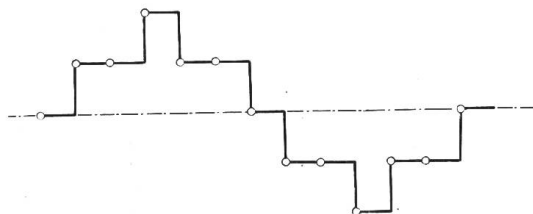


Fig. 17b

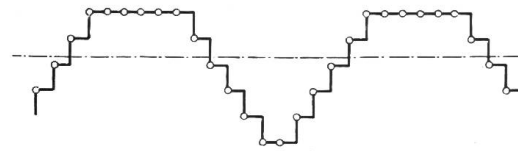


Fig. 18b

Polumschaltbare Wicklung von Dahlander, 4-polige Schaltung.
Zwei um 30° auseinanderliegende Momentan-MMK-Kurven.

Zwei um 60° auseinanderliegende Momentan-MMK-Kurven
zu Fig. 14a.

kennzeichnet durch konstante Drehgeschwindigkeit, konstante Gesamtgrösse und gleiche Verhältnisse für jeden Zahn) bei einer zu prüfenden Wicklung vorhanden ist. Ein solches ideales Drehfeld liegt vor, wenn das Vieleck in einen Kreis übergegangen ist. Dies ist bei Unendlichphasenstrom stets der Fall; bei anderen Phasenzahlen kann die Annäherung durch entsprechende Wicklungsverteilung sehr weit getrieben werden. Einen Vergleich bieten z. B. die Figuren 11b und 13c. Die Ueberlegenheit des verkürzten Schrittes wird durch die Tatsache gekennzeichnet, dass in Fig. 11b die Differenz zwischen Maximal- und Minimalvektor 28%, bei Fig. 13c jedoch nur 11,75% beträgt.

Bei den polumschaltbaren Wicklungen ist durchgängig die Kreisannäherung nicht gut; bei der als schlecht bekannten Dahlander'schen Spulenumwicklung beträgt die

¹⁾ So können z. B. die von Krantz analytisch abgeleiteten Beziehungen aus dem Diagramm ohne weiteres abgelesen werden.

Differenz für die niedere Polzahl 72%, bei der Wicklung Fig. 14b etwa ebensoviel, bei Fig. 14a gar 88,5%. Einige Momente der MMK-Kurven hierzu sind in Fig. 17 a, b und 18 a, b dargestellt. Während bei Dahlander die MMK-Kurve symmetrisch ist, aber die Kurve selbst alle 30° aus einer Sattel- in eine spitze Form überspringt, gehen bei der anderen Wicklung die Kurvenformänderungen aus der Konstellation 18 a (Plus-teil spitz, Minusteil flach) in die Form 18b (umgekehrt wie vor) erst alle 60° vor sich; dafür ist aber der weitere Nachteil vorhanden, dass die MMKe auf die beiden Pole ungleich verteilt sind.

6. Schlussbemerkung.

Ich möchte meine Darlegungen nicht schliessen, ohne nochmals ausdrücklich auf den grossen Wert hinzuweisen, der den nach dem Vorstehenden in einfachster Weise als Durchflutungsdiagramme aufzuzeichnenden Görgesschen MMK-Diagrammen für die bequeme Beurteilung der Mehrphasenfelder innewohnt. Während eine gute Uebersicht über die von beliebigen Mehrphasenwicklungen erzeugten Feldformen und ihre Veränderung im Laufe der Rotation ohne dieses Hilfsmittel recht schwer und nur mühsam zu erlangen ist, liefert der Diagrammstern der Wicklung für den, der ihn zu lesen versteht, sofort und mühelos das völlig erschöpfende Bild des Drehfeldes in allen seinen Phasen und gibt damit die Möglichkeit, mit dem schwierigen Objekt Drehfeld ebenso bequem und sicher zu operieren, wie mit den einfachen Formen des stationären und stehenden Feldes.

Zusammenfassung.

Ausgehend vom (stationären) Gleichstromfelde und das (quasistationäre) Wechselfeld als Zwischenstufe benutzend, werden die Eigenschaften des Drehfeldes in Induktionsmaschinen besprochen und es wird in Gestalt des Durchflutungsdiagramms eine Erweiterung des Görgesschen MMK-Diagramms abgeleitet, welche die Eigenschaften beliebiger Ein- oder Mehrphasenwicklungen sofort abzulesen gestattet.

Betriebserfahrungen an Hängeisolatoren.

Von Dr. Ing. Ernst Rosenthal, Selb, Bayern.

In Nr. 10, 1921, des Bulletins des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins ist ein Artikel von J. F. Scheid, Margarethenhütte, erschienen, welcher die bisherigen Konstruktionen von Hänge-Isolatoren unvorteilhaft erscheinen lässt. Es sei daher erlaubt, einiges über die Erfahrungen, welche mit Hängeisolatoren gemacht sind, zu berichten; denn jeder Techniker wird von dem Standpunkt ausgehen, bewährte Konstruktionen nur dann zugunsten von unerprobten Konstruktionen aufzugeben, wenn dadurch eine Verbilligung oder eine Verbesserung erzielt wird. Zunächst wird in dem genannten Artikel der Hewlettisolator als weniger günstig bezeichnet mit der Begründung, dass die Durchschlagsfestigkeit niedriger sei, als bei Kappenisolatoren, dass die Eigenkapazität des Hewlettisolators gering sei und infolgedessen eine ungünstige Verteilung der Kettenspannung auf die einzelnen Glieder erfolge. Die erwähnten Nachteile des Hewlettisolators im Laboratorium sind unbestreitbar, aber ebenso unbestreitbar ist, dass sich die Hewlettisolatoren, überall wo sie eingebaut worden sind, einwandfrei bewährt haben.

Hewlettisolatoren sind in Deutschland bisher bis zu einer Betriebsspannung von 110000 Volt verwendet worden und unter einer Spannung von 60000 Volt schon 10 Jahre im Betrieb, ohne dass sich die geringsten Störungen an den Isolatoren eingestellt hätten. Der Hewlettisolator ist auch als bruchsicher anzusehen, weil beim Bruch des Isolators die Verbindungsseile sich fangen und die Leitung nicht herunter-