

**Zeitschrift:** Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

**Herausgeber:** Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

**Band:** 15 (1924)

**Heft:** 2

**Artikel:** Schutz von Hochspannungsnetzen gegen die Folgen von Erdschlüssen  
[Fortsetzung und Schluss]

**Autor:** Jonas, J.

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-1061814>

#### 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>**

# SCHWEIZ. ELEKTROTECHNISCHER VEREIN

# BULLETIN

# ASSOCIATION SUISSE DES ÉLECTRICIENS

Erscheint monatlich,  
im Januar dazu die Beilage „Jahresheft“.

Alle den Inhalt des „Bulletin“ betreffenden Zuschriften  
sind zu richten an das

Generalsekretariat  
des Schweiz. Elektrotechnischen Vereins  
Seefeldstrasse 301, Zürich 8 — Telephon: Hottingen 7320,  
welches die Redaktion besorgt.

Alle Zuschriften betreffend Abonnement, Expedition  
und Inserate sind zu richten an den Verlag:

Fachschriften-Verlag & Buchdruckerei A.-G.  
Stauffacherquai 36/38 Zürich 4 Telephon Selna 7016

Abonnementspreis (für Mitglieder des S. E. V. gratis)  
für Nichtmitglieder inklusive Jahresheft:  
Schweiz Fr. 20.—, Ausland Fr. 25.—  
Einzelne Nummern vom Verlage Fr. 2.— plus Porto.

Ce bulletin paraît mensuellement. — „L'Annuaire“ est  
distribué comme supplément dans le courant de janvier.

Prière d'adresser toutes les communications concernant  
la matière du „Bulletin“ au

Secrétariat général  
de l'Association Suisse des Electriciens  
Seefeldstrasse 301, Zurich 8 — Telephon: Hottingen 7320  
qui s'occupe de la rédaction.

Toutes les correspondances concernant les abonnements,  
l'expédition et les annonces, doivent être adressées à l'éditeur

Fachschriften-Verlag & Buchdruckerei S. A.  
Stauffacherquai 36/38 Zurich 4 Telephon Selna 7016

Prix de l'abonnement annuel (gratuit pour les membres de  
l'A. S. E.), y compris l'Annuaire Fr. 20.—  
pour la Suisse, Fr. 25.— pour l'étranger.  
L'éditeur fournit des numéros isolés à Fr. 2.—, port en plus.

XV. Jahrgang  
XV<sup>e</sup> Année

Bulletin No. 2

Februar 1924  
Février

## Schutz von Hochspannungsnetzen gegen die Folgen von Erdschlüssen.

Von J. Jonas, Baden.  
(Fortsetzung und Schluss.)

Nachdem der Autor in der letzten Nummer des Bulletin die direkte Nullpunktserdung, und die verschiedenen möglichen induktiven Erdungen besprochen hat, beschreibt und behandelt er ausführlich eine neue Art Erdschlusschutz, nach welchem in die abgehenden Linien Induktivitäten eingeschaltet werden, die auf einem gemeinsamen Eisenkern liegen und so angeordnet sind, dass sich ihre Induktivitäten gegenseitig aufheben und so den normalen Betriebsstrom nicht drosseln. Bei einem Erdschluss wird aber in der Induktivität der kranken Phase eine E. M. K. erzeugt, die den Erdschlusstrom unterdrückt. Dieser Erdschlusschutz kommt hauptsächlich in Frage, wo von einem Kraftwerk grosser Leistung einzelne Zweigleitungen geschützt werden sollen.

Après avoir énumérées les différentes manières de mise à la terre et après avoir fait ressortir les avantages et inconvenients de la mise à terre directe et des différentes manières de réaliser la réactance de mise à terre, l'auteur propose comme nouveauté d'intercaler sur les lignes de départ des enroulements disposés sur un noyau magnétique de manière à annuler leurs effets en service normal. Pour le courant produit par un contact à la terre la réactance s'opposera à la tension de service et tendra à la suppression de ce courant.

Cette manière de protéger les installations contre les effets des contacts à terre est surtout à recommander lorsqu'il s'agit de ne protéger qu'une partie du réseau d'une centrale de grande puissance.

## Das System der Nullpunktserdung mit einphasig verketteten Netzleitern.

Eine schematische Darstellung des neuen Systems ist durch Fig. 1 für das Einphasennetz, durch Fig. 3 für das Dreiphasennetz gegeben. In Fig. 1 stellen *m* und *n* die Aussenleiter eines von der Transformator- oder Generatorwicklung *ab* gespeisten Einphasennetzes dar. Der Spannungsnnullpunkt des Netzes, hier der Mittelpunkt *o* der Wicklung *ab*, ist direkt geerdet. Die beiden Netzleiter *m* und *n* sind nun durch die mit ihnen in Reihe geschalteten, auf gemeinsamem Eisenkern liegenden Spulen *d* und *e* einphasig verkettet. Die Spulen *d* und *e* besitzen gleiche Windungszahl und sind so angeordnet, dass sich ihre durch den Strom des gesunden Netzes erzeugten Amperewindungen aufheben, so dass der normale Belastungs-

strom nicht gedrosselt wird. Die Teilkapazitäten gegen Erde der Netzleiter sind mit  $p$  und  $q$  bezeichnet. Auch die Ladeströme des gesunden und symmetrischen Netzes werden dann kein Feld in dem Magnetkreis der Spulen  $d$  und  $e$  erzeugen. Tritt aber eine kapazitive Unsymmetrie oder gar ein Erdschluss auf, so entsteht eine Ungleichheit der Ströme in den beiden Spulen  $d$  und  $e$  in dem Masse, in

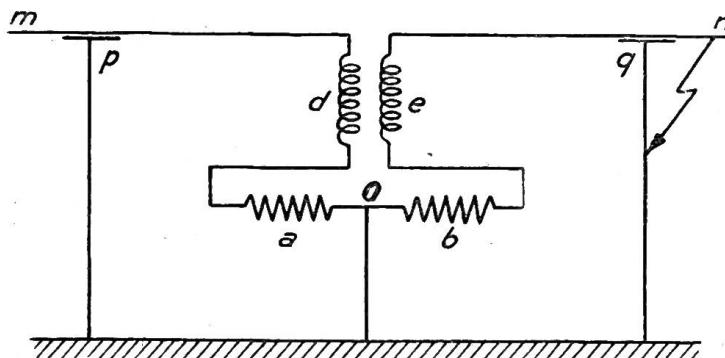


Fig. 1

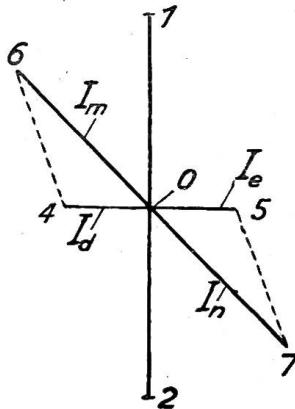


Fig. 2a

welchem die Erdverbindung des Nullpunktes Strom führt. Diese Differenz der Amperewindungen wirkt auf den gemeinsamen Magnetkreis der Spulen magnetisierend, so dass ein Feld entsteht, welches eine der Spannung der kranken Phase entgegenwirkende EMK in der in Reihe zur kranken Phase liegenden Spule erzeugt. Bei

entsprechender Bemessung des Eisens und der Windungszahl lässt sich erreichen, dass die Spannung der kranken Phase durch die in der zugehörigen Spule induzierte EMK vollkommen kompensiert wird (wenn man von dem Einfluss des ohmschen Widerstandes absieht). Ein Erdschlussstrom und ein Erdschlusslichtbogen kommt demnach nicht zustande. Das Vektordiagramm der Spannungen und Ströme ist für den Normalbetrieb und den Erdschlussfall des Netzes durch Fig. 2a und 2b veranschaulicht. Der

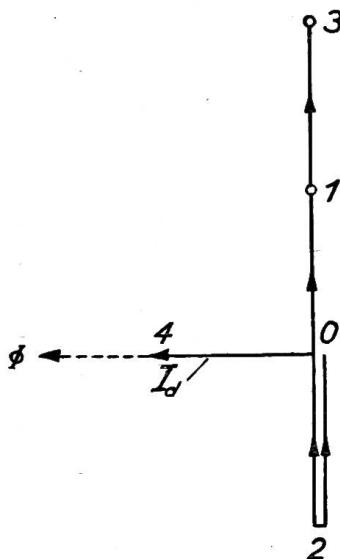


Fig. 2b

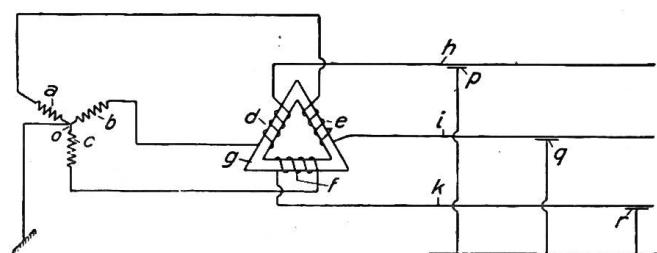


Fig. 3

Leiter  $m$  weist bei gesundem Netz gegen Erde die Spannungsdifferenz auf  $\overline{01} = V$  (Fig. 2a), der Leiter  $n$  die Spannungsdifferenz  $\overline{02} = -V$ . Zwischen den Netzleitern herrscht dann die Spannungsdifferenz  $\overline{21} = 2V$ . Sei  $\overline{06}$  der Strom  $I_m$  im Netzleiter  $m$ ,  $\overline{07}$  der Strom  $I_n$  im Netzleiter  $n$ , dann ist klar, dass sie im gesunden und symmetrischen Netz einander gleich sind und sich in Bezug auf den gemeinsamen Magnetkreis der Spulen  $d$  und  $e$  in Gegenphase zueinander befinden.  $I_m$  und  $I_n$  sind demgemäß im Diagramm der Fig. 2a um  $180^\circ$  gegeneinander versetzt gezeichnet. Wird das Netz entlastet, dann geht  $\overline{06}$  in  $\overline{04}$ ,  $\overline{07}$  in  $\overline{05}$  über, wobei  $\overline{04} = I_d$  und  $\overline{05} = I_e$  die kapazitiven Ladeströme des Netzes bedeuten. Die der Netzelastung entsprechen-

den Stromkomponenten  $\overline{46}$  und  $\overline{57}$  bleiben bei einem Erdschluss unverändert und kompensieren sich im Magnetkreis der Spulen  $d$  und  $e$  ständig. Sie können für die weitere Betrachtung daher unberücksichtigt bleiben.

Wenn man nun annimmt, der Leiter  $n$  gerate in Erdschluss, dann verschwindet der Ladestrom  $I_e$ , während der Strom  $I_d$  auf den doppelten Wert steigt, weil die Spannungsdifferenz des Leiters  $m$  gegen Erde auf das doppelte ansteigt. Dies ist zwar nicht ohne weiteres möglich, weil der Punkt 0 (Fig. 1) der Wicklung  $ab$  direkt mit der Erde verbunden ist. Die Erhöhung der Spannungsdifferenz des Leiters  $m$  gegen Erde kann somit nur erfolgen, wenn zwischen Wicklung  $a$  und Leiter  $m$  eine Spannung eingefügt wird, welche der Differenz  $2V - V = V$  entspricht.

Dies einmal vorausgesetzt, geht aus Fig. 2<sup>b</sup> hervor, dass der dann in der Spule  $d$  fliessende, voreilende Strom  $I_d$  ein Feld  $\Phi$  erzeugt wird, welches in der Spule  $d$ , wie auch in der Spule  $e$  Spannungen induziert, die in Phase mit der Spannung  $\overline{20}$  bzw.  $\overline{01}$  sind. Durch Wahl der Eisendimension des Magnetkernes und der Windungszahl der Spulen lässt sich erreichen, dass die induzierten Spannungen  $\overline{20}$  und  $\overline{13}$  (Fig. 2b) auch grösstengleich mit der Phasenspannung  $V$  des Netzes sind, dass also die gemachte Voraussetzung zutrifft. In diesem Falle addieren sich in dem Erdungsstromkreis die Spannungsvektoren  $\overline{02} + \overline{20}$  zu Null, für das Netz aber die Spannungsvektoren  $\overline{01} + \overline{13}$  zu  $2V$ .

Für die Bemessung der Spulen zum völligen Unterdrücken des induktiven oder kapazitiven Erdschlusstromes lassen sich folgende Beziehungen aufstellen:

Bedeutet  $M$  den Koeffizienten der gegenseitigen Induktion der Spulen  $d$  und  $e$ ;

$\omega$  die Kreisfrequenz des Netzes,

$V$  die Phasenspannung,

$I_d$  den Ladestrom des gesunden Leiters bei Erdschluss des Netzes,

$C$  die Teilkapazität des gesunden Leiters gegen Erde,

dann muss zur Kompensation der Spannung  $V$  der kranken Phase bei Erdschluss

$$I_d M \omega = -V \text{ sein.}$$

Nun ist aber  $I_d = 2V\omega C$  und hieraus ergibt sich die Forderung, dass zur Unterdrückung des Erdschlusstromes

$$M = \frac{1}{\omega^2 2C} \text{ sein muss.}$$

In ähnlicher Weise lässt sich ableiten, dass bei Netzen beliebiger Phasenzahl zur möglichst genauen und gleichmässigen Abgleichung

$$M = \frac{1}{\omega^2 \Sigma C} \text{ sein muss, wo } \Sigma C \text{ die Summe}$$

der Teilkapazitäten aller Phasen gegen Erde bedeutet.

Für ein Dreiphasennetz ist das System durch Fig. 3 veranschaulicht. Die Bedeutung der Buchstaben ist die gleiche wie in Fig. 1; es kommt nur der Wicklungsteil  $c$  der Stromquelle, die Spule  $f$  und die Teilkapazität gegen Erde  $r$  des dritten Leiters  $k$  hinzu. Auch bei dieser Anordnung ist bei normalem Netzbetrieb die resultierende Amperewindungszahl der Verkettungsspulen, bezogen auf den einphasigen Magnetkreis, gleich Null. Bei auftretendem Erdschluss entsteht aber ein Feld, welches aus den Amperewindungen der in den gesunden Leitungen eingeschalteten Spulen resultiert und zeitlich senkrecht auf der Spannung der kranken Phase steht. Dieses Feld erzeugt in allen drei Spulen  $d$ ,  $e$  und  $f$  gleichgerichtete Spannungen, die mit der Spannung der kranken Phase grösstengleich, aber von entgegengesetzter Richtung sind. Diese Spannungen addieren sich zu den Spannungen der drei Generatorphasen und verursachen die Spannungsverlagerung des Netzes gegenüber der (geerdeten) Stromquelle derart, dass die Spannungsdifferenz zwischen dem kranken Leiter und Erde verschwindet, während die beiden gesunden Netzleiter gegen Erde die

$\sqrt{3}$  fache Spannungsdifferenz gegen Erde aufweisen. Während also die Spannung der Stromquelle gegen Erde, genau wie bei der direkten Nullpunktserdung, keine Änderung erfährt, wird die Spannungsdifferenz der gesunden Phasen des Netzes gegen Erde, wie bei der induktiven Erdung, um die Phasenspannung erhöht, mit dem Unterschied, dass hier nicht eine zusätzliche Spannung zwischen Netznulnpunkt und Erde, sondern je eine zwischen den Leitern des Netzes und den Polen der Stromquelle vorhanden ist. Praktisch bedeutet das, dass das Kraftwerk durch einen Erdschluss im Netz nicht in Mitleidenschaft gezogen wird und dass somit die Maschinen, Transformatoren usw. nur für die normale Prüfspannung zu bemessen sind. Das Leitungsnets ist dagegen für die verkettete Spannung gegen Erde zu isolieren. Ein weiterer Vorteil dieser Anordnung ist darin zu erblicken, dass in der dargestellten Art jeder vom gleichen Kraftwerk ausgehende Leitungsstrang für sich geschützt werden kann und dass dann der Erdschluss in einem Leitungsstrang das ganze übrige Netz nicht in Mitleidenschaft zieht, da nur die Spannungen des kranken Leitungsstranges gegen Erde um Phasenspannung erhöht werden. Dies ermöglicht ferner ein selektives Abschalten des kranken Leitungsteiles. Dieses System unterscheidet sich hierin vorteilhaft von der bekannten induktiven Erdung. Diesen Vorteilen stehen aber auch Nachteile gegenüber. Vor allem ist zu beachten, dass die Schutzspulen selbst für die verlagerte Netzspannung, also gegen Erde, hoch zu isolieren sind, ferner dass sie auch vom Belastungsstrom dauernd durchflossen werden und daher dauernde Kupferverluste aufweisen. Eisenverluste sind normalerweise bei gesundem Netzzustand in dieser Spule nicht zu erwarten, da ja die Spannung an den Spulen im Normalbetrieb sehr klein ist. Da sie aber für den vollen Wert der Phasenspannung zu dimensionieren sind, so ist die Kilovoltamperezahl, die sich aus ihrem Strom und aus der an ihnen maximal herrschenden Spannung berechnet, gleich der vollen Leistung des geschützten Leitungsteiles. Berücksichtigt man, dass der Magnetkern nur ein einfaches Spulensystem trägt, so entspricht die zu wählende Modellgrösse der Schutzeinrichtung dem halben Wert der Leistung des geschützten Leitungsteiles. Soviel ist hieraus schon zu ersehen, dass die Vorteile dieser Schutzeinrichtung durch höheren Preis und geringere Wirtschaftlichkeit erkauft werden müssen. Bezuglich der Abstimmung besteht grosse Aehnlichkeit mit der induktiven Erdung. Auch hier ist eine Resonanz- und eine Dissonanzabstimmung möglich, und es treten ganz analoge Erscheinungen auf. Bei Normalbetrieb des Netzes herrscht an den Spulen die Spannung Null, falls die Teilkapazitäten der einzelnen Netzteiler gegen Erde die gleichen sind. Liegt aber eine unsymmetrische Kapazitätsverteilung vor, dann tritt bei Resonanzabgleichung auch eine Spannungsverlagerung des gesunden Netzes ein.

In einfachster Weise lassen sich die Beziehungen zwischen den Netzkonstanten einerseits und den Strömen und Spannungen andererseits unter Annahme einer geradlinigen Charakteristik der Verkettungsspulen und unter Vernachlässigung von Streuung und Widerstand anhand des Schemas der Fig. 1 finden, wenn man im nachfolgenden unter

$2 V_p$  = die Netzspannung, (also unter  $V_p$  die Spannung der Wicklung  $a$  bzw.  $b$ ),  
 $\omega$  = die Kreisfrequenz des Netzes,

$K_{11}$  = die Teilkapazität gegen Erde des Leiters  $m$  (in der Figur mit  $p$  bezeichnet),

$K_{22}$  = die Teilkapazität gegen Erde des Netzteilers  $n$  (in der Figur mit  $q$  bezeichnet),

$M$  = den Koeffizienten der Selbstinduktion und gleichzeitig der gegenseitigen Induktion der Spulen  $d$  und  $e$ ,

$i_1$  = den Strom in der Spule  $d$ ,

$i_2$  = den Strom in der Spule  $e$ ,

$V_x$  = die Spannung an der Spule  $d$  bzw.  $e$ , also die Verlagerungsspannung, versteht.

Für den Stromkreis  $o-a-d-p-Erde-q-e-b-o$  gilt dann

$$2 V_p - \frac{i_1}{\omega K_{11}} - \frac{i_2}{\omega K_{22}} = o. \quad (1)$$

Für den Stromkreis  $o-a-d-p-o$  dagegen

$$V_p + i_1 \omega M - i_2 \omega M - \frac{i_1}{\omega K_{11}} = o. \quad (2)$$

Aus (1) und (2) ergibt sich

$$i_1 = V_p \omega K_{11} \frac{2K_{22} - \frac{1}{\omega^2 M}}{\Sigma K - \frac{1}{\omega^2 M}}; \quad i_2 = V_p \omega K_{22} \frac{2K_{11} - \frac{1}{\omega^2 M}}{\Sigma K - \frac{1}{\omega^2 M}} \quad (3), (4)$$

$$V_x = \frac{i_1}{\omega K_{11}} - V_p = \frac{\Delta K}{\Sigma K - \frac{1}{\omega^2 M}} V_p. \quad (5)$$

Es ist ersichtlich, dass für Resonanzabgleichung ( $\Sigma K = \frac{1}{\omega^2 M}$ ) die Ströme und Spannungen sehr hohe Werte (im Grenzfall den Wert unendlich) annehmen, falls der Widerstand des Stromkreises und die Sättigung der Spulen vernachlässigbare Größen sind. In Wirklichkeit kommt jedoch der Eigenwiderstand der Stromkreise wesentlich in Betracht, so dass hier die Verhältnisse ähnlich wie bei der induktiven Erdung liegen. Untersucht man unter Berücksichtigung der Widerstände die Abhängigkeit der Verlagerungsspannung von der Abstimmung der Schutzspulen, so ergibt sich als geometrischer Ort für den Endpunkt des Vektors  $V_x$  ein Kreis, dessen Größe und Lage von der Größe der Unsymmetrie, des Widerstandes und des Grades der Abgleichung abhängt.

Im nachfolgenden soll eine kurze Ableitung des Diagrammkreises auf Grund des Vektorbildes der Fig. 4 gegeben werden, welches dem Ersatzschema der Fig. 1 entspricht. In Ergänzung dieses Schemas soll mit  $r_1$  der ohmsche Widerstand des Stromkreises I ( $o-a-d-p-o$ ), mit  $r_2$  der Widerstand des Stromkreises II ( $o-b-e-q-o$ ) bezeichnet sein, wobei  $r_1$  und  $r_2$  als in Reihe zu den Teilkapazitäten  $K_{11}$  bzw.  $K_{22}$  geschaltete Widerstände angenommen sind. Der Konstruktion des Vektorbildes der Fig. 4 liegt folgende Überlegung zugrunde: Sind die Ströme in den verketteten Spulen  $d$  und  $e$  einander gleich, aber entgegengesetzt gerichtet, so ist das resultierende Feld in diesen Spulen gleich Null (Streuung ist hierbei vernachlässigt, somit vollkommene Verkettung vorausgesetzt). Sind die Ströme verschieden, d. h. weichen sie in der Größe oder in der Phase voneinander ab, so ergibt die geometrische Addition der Amperewindungen von  $d$  und  $e$  die MMK, welche auf den gemeinsamen Magnetkreis erregend wirkt und das Feld erzeugt. Auch hier soll angenommen sein, dass der Einfluss von Hysteresis und Wirbelströmen auf die Lage des Feldvektors verschwindend klein ist, so dass also MMK und das Feld genau in Phase sind. Dieses Feld erzeugt in den windungsgleichen Spulen  $d$  und  $e$  eine EMK von gleicher Größe und Phase, deren Vektor aber senkrecht auf dem Vektor der MMK der Spulen steht. Die Resultierende aus der geometrischen Addition der beiden Ströme  $i_1$  und  $i_2$  steht also senkrecht auf der in den Spulen  $d$  und  $e$  induzierten EMK, welche als „Verlagerungsspannung“

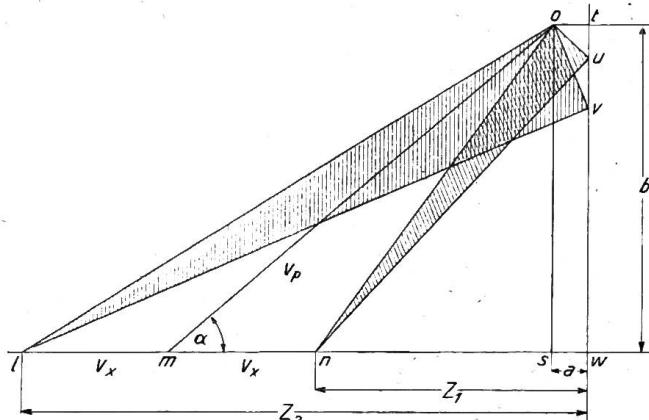


Fig. 4

in Erscheinung tritt. Auf Grund dieser Ueberlegung lässt sich das Vektordiagramm der Anordnung nach Fig. 1 leicht darstellen. In Fig. 4 bedeutet

$om = V_p$  den Vektor der Phasenspannung,

$nm = ml = V_x$  den Vektor der Verlagerungsspannung,

$ou = i_1 r_1$  den ohmschen,  $un = \frac{i_1}{\omega K_{11}}$  den kapazitiven Spannungsabfall im Stromkreis I,

$ov = i_2 r_2$  den ohmschen,  $vl = \frac{i_2}{\omega K_{22}}$  den kapazitiven Spannungsabfall im Stromkreis II.

Die Richtung und Grösse der MMK der Spulen  $d$  und  $e$  ist dann durch die Richtung und Grösse des aus  $vo + ou$  resultierenden Vektors  $vu$  gegeben, wobei  $vu$  senkrecht auf  $nm$  stehen muss, weil die Spannung  $V_x (= nm = ml)$  durch ein mit  $vu$  phasengleiches Feld induziert wird. Es besteht somit die geometrische Beziehung, dass die Punkte  $l, m, n$ , einerseits und  $uv$  andererseits auf den beiden zueinander senkrechten Geraden  $wu$  und  $wl$  liegen. Die in dem Stromkreis I wirkenden Spannungen sind  $V_p$  und  $-V_x$ , oder resultierend  $on$ . Dementsprechend sind die in dem Stromkreis II wirkenden Spannungen  $V_p$  und  $V_x$ , oder resultierend  $ol$ . Diese Spannungen rufen in den beiden Stromkreisen die Ströme  $i_1$  und  $i_2$  hervor, deren ohmsche und kapazitive Spannungsabfälle den erzeugenden Spannungen das Gleichgewicht halten. Für die späteren Entwicklungen wird es vorteilhaft sein, das Verhältnis des kapazitiven zum ohmschen Widerstand einzuführen und zu schreiben

$$\frac{un}{ou} = \frac{\frac{1}{\omega^2 K_{11}}}{r_1} = \kappa_1, \quad \frac{vl}{vo} = \frac{\frac{1}{\omega^2 K_{22}}}{r_2} = \kappa_2.$$

Bezeichnen wir den Winkel  $omn$  mit  $\alpha$ , die Grösse der Verlagerungsspannung  $nm$  bzw.  $ml$  mit  $V_x$  oder mit  $\varrho$ , so lässt sich  $V_x$  bzw.  $\varrho$  als Funktion des Winkels  $\alpha$  bei gegebenem  $V_p$ ,  $\kappa_1$ ,  $\kappa_2$  leicht entwickeln, wenn man von  $o$  auf  $wu$  und  $wl$  die Lote fällt, welche mit den beiden Geraden die Schnittpunkte  $t$  und  $s$  haben.

Schliesslich bezeichnen wir die Höhen  $to = ws$  mit  $a$ ,  $so = wt$  mit  $b$ , und die Strecken  $wn$  mit  $z_1$ ,  $wl$  mit  $z_2$ .

Aus der Aehnlichkeit der Dreiecke  $nwu$  und  $uto$  ergibt sich

$$ot : tu = uw : wn \quad \text{oder} \quad a : b - uw = uw : z_1.$$

Nun verhält sich aber auch  $uw : ot = un : ou$  oder  $uw : a = \kappa_1$ .

Demnach  $a : b - a \kappa_1 = a \kappa_1 : z_1$  also  $z_1 = \kappa_1 (b - a \kappa_1)$ . (6)

Da nun  $b = V_p \sin \alpha$ , so ist auch

$$z_1 = \kappa_1 (V_p \sin \alpha - a \kappa_1). \quad (6a)$$

Aus der Figur folgt unmittelbar  $ws + sm = wn + nm$ . Berücksichtigt man den Richtungssinn von  $V_{x1}$ , dann ist  $nm = -V_{x1}$  zu setzen und so folgt für den Stromkreis I, da  $ws = a_1$ ,  $sm = V_p \cos \alpha$ ,  $wn = z_1$ :

$$a_1 + V_p \cos \alpha = z_1 - V_{x1} \quad (7)$$

$$\text{aus (6a) und (7)} \quad a_1 = \frac{1}{1 + \kappa_1^2} [V_p (\cos \alpha - \kappa_1 \sin \alpha) - V_x]. \quad (8)$$

Für den Stromkreis II ergibt sich ein entsprechender Ausdruck, wenn man für Winkel  $\alpha$  den Winkel  $(180 + \alpha)$  und für  $\kappa_1$  den Quotienten  $\kappa_2$  einsetzt, also

$$a_2 = \frac{1}{1 + \kappa_2^2} [V_p (\cos \alpha + \kappa_2 \sin \alpha) - V_x] \quad (9)$$

$a_1$  und  $a_2$  sind die Projektionen der ohmschen Abfälle auf die Gerade  $wl$ . Setzt man  $r_1 = r_2$  und die Windungszahlen der Spulen  $d$  und  $e$  gleich, dann stellen diese

Projektionen die in die Richtung der Verlagerungsspannung fallenden MMK<sub>e</sub> der Spulen *d* und *e* dar. Da die Summe dieser Komponenten aber gleich *o* sein muss, so ist also  $a_1 + a_2 = o$  zu setzen, demnach

$$\frac{1}{1+\kappa_1^2} [V_p (\kappa_1 \sin a - \cos a) - V_x] + \frac{1}{1+\kappa_2^2} [V_p (\cos a - \kappa_2 \sin a) - V_x] = 0. \quad (10)$$

Hieraus  $V_x = V_p \frac{\kappa_1 - \kappa_2}{2 + \kappa_1^2 + \kappa_2^2} [(1 - \kappa_1 \kappa_2) \sin a + (\kappa_1 + \kappa_2) \cos a]. \quad (11)$

Dies aber ist die Gleichung eines durch den Koordinaten-Nullpunkt gehenden Kreises, dessen Radiusvektor  $\varrho = V_x$  als Funktion des Winkels *a* erscheint. Man erkennt auch sofort, dass für  $\kappa_1 = \kappa_2$  der Kreis zum Punkt zusammenschrumpft, also die Spannungsverlagerung verschwindet.

Bei Erdchluss des Leiters *n* (Fig. 1) lässt sich der Diagrammkreis ermitteln, wenn man in der Gleichung (11)  $\kappa_2 = o$  setzt. Gleichung (11) geht dann in die Form über

$$\left. \begin{aligned} V_x'' &= V_p \frac{\kappa_1}{2 + \kappa_1^2} (\sin a + \kappa_1 \cos a) \\ \text{für } \kappa_1 = o \text{ ergibt sich } V_x' &= -V_p \frac{\kappa_2}{2 + \kappa_2^2} (\sin a + \kappa_2 \cos a). \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

In ähnlicher Weise lässt sich auch der Diagrammkreis für die Verlagerungsspannung im Dreiphasensystem ableiten. Zuvor soll jedoch die Abhängigkeit der Spannungsverlagerung von dem Abstimmungsgrad der Schutzspulen ermittelt werden. Wir wollen hierzu die Grösse

$$\lambda = \frac{mn}{uv} = \frac{V_x}{i_u r}$$

einführen, wo  $V_x = i_u \omega M$  die in den Spulen *d* und *e* durch den aus *i<sub>1</sub>* und *i<sub>2</sub>* resultierenden Strom *i<sub>u</sub>* induzierte Spannung darstellt. Somit ist ( $r = r_1 = r_2$  gesetzt)

$\lambda = \frac{\omega M}{r}$  die für die induktive Bemessung der Schutzspule charakteristische Grösse.

Es ist nun  $mn = \frac{z_2 - z_1}{2} = \frac{\kappa_2(b - a\kappa_2) - \kappa_1(b - a\kappa_1)}{2}$

und  $uv = uw - vw = a(\kappa_1 - \kappa_2)$

daher  $\lambda = \frac{mn}{uv} = \frac{\kappa_1 + \kappa_2}{2} - \frac{1}{2} \frac{b}{a}$  oder wenn  $\frac{\kappa_1 + \kappa_2}{2} = \kappa_m$  den Mittelwert von  $\kappa_1$  und  $\kappa_2$  bedeutet

$$\frac{b}{a} = 2(\kappa_m - \lambda). \quad (13)$$

Andererseits ist  $\cot g a = \frac{sm}{so} = \frac{sm}{b}$  und

$$sm = \frac{sn + sl}{2} = \frac{z_1 - a + z_2 - a}{2} = b \frac{\kappa_1 + \kappa_2}{2} - a \left( \frac{\kappa_1^2 + \kappa_2^2}{2} + 1 \right).$$

Demnach  $\cot g a = \frac{sm}{b} = \kappa - \frac{a}{b} \left( \frac{\kappa_1^2 + \kappa_2^2}{2} + 1 \right). \quad (14)$

Gleichung (13) eingesetzt ergibt

$$\cot g a = \kappa_m - \frac{1 + \frac{\kappa_1^2 + \kappa_2^2}{2}}{2(\kappa_m - \lambda)}.$$

Nach einigen Umformungen erhält man die beiden symmetrischen Gleichungen

$$\cotg a = \frac{\kappa_m \lambda + \frac{1 - \kappa_1 \kappa_2}{2}}{\lambda - \kappa_m} \quad \text{und} \quad (15)$$

$$\lambda = \frac{\kappa_m \cotg a + \frac{1 - \kappa_1 \kappa_2}{2}}{\cotg a - \kappa_m} = \frac{\kappa_m \cos a + \frac{1 - \kappa_1 \kappa_2}{2} \sin a}{\cos a - \kappa_m \sin a}. \quad (16)$$

Multipliziert man Zähler und Nenner mit  $V_p \frac{2(\kappa_1 - \kappa_2)}{2 + \kappa_1^2 + \kappa_2^2}$  dann lautet die Gleichung (16)

$$\lambda = \frac{V_p \left[ \frac{\kappa_1^2 - \kappa_2^2}{2 + \kappa_1^2 + \kappa_2^2} \cos a + \frac{(\kappa_1 - \kappa_2)(1 - \kappa_1 \kappa_2)}{2 + \kappa_1^2 + \kappa_2^2} \sin a \right]}{V_p \left[ \frac{2(\kappa_1 - \kappa_2)}{2 + \kappa_1^2 + \kappa_2^2} \cos a - \frac{\kappa_1^2 - \kappa_2^2}{2 + \kappa_1^2 + \kappa_2^2} \sin a \right]} = \frac{\varrho}{\varrho'} = \frac{V_x}{\varrho'} \quad (16a)$$

$\lambda$  erscheint also als Verhältnis zweier Radiusvektoren, von denen der eine der Radiusvektor des Diagrammkreises für  $V_x$  selbst ist.

Für Resonanzabstimmung ist

$$\lambda_0 = \frac{\omega M_0}{r} = \frac{1}{r \omega K_{11} + r \omega K_{22}} = \frac{\kappa_1 \kappa_2}{\kappa_1 + \kappa_2}.$$

Um die Abstimmung in Prozenten der Resonanzabgleichung auszudrücken, schreibt man

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{V_x}{\varrho' \lambda_0} = \frac{\varrho}{\varrho''}. \quad (16b)$$

Die Resonanzabstimmung ergibt sich aus dem Schnittpunkt der  $\varrho$  und  $\varrho''$  Kreise.

Auch die Gleichungen für  $\lambda$  und  $\cotg a$  lassen sich für den Fall eines Erd schlusses umgestalten, indem man  $\kappa_2$  oder  $\kappa_1 = 0$  setzt. Sie lauten dann

$$\cotg a = \frac{\kappa_1 \lambda + 1}{2 \lambda - \kappa_1}, \quad \cotg a = \frac{\kappa_2 \lambda + 1}{2 \lambda - \kappa_2} \quad (17a) \text{ und } (17b)$$

$$\lambda = \frac{\kappa_1 \cotg a + 1}{2 \cotg a - \kappa_1} = \frac{\kappa_1 \cos a + \sin a}{2 \cos a - \kappa_1 \sin a}, \quad \lambda = \frac{\kappa_2 \cos a + \sin a}{2 \cos a - \kappa_2 \sin a}. \quad (18a) \text{ und } (18b)$$

Auch hier erkennen wir, dass der Zähler ( $\kappa_1 \cos a + \sin a$ ) in Gleichung (12) dem Vektor für die Verlagerungsspannung bei Erdschluss entspricht und dass also nur die Hinzufügung des durch den Nenner ( $2 \cos a - \kappa_1 \sin a$ ) charakterisierten Kreises notwendig ist, um aus dem Verhältnis der Radiusvektoren beider Kreise  $\lambda$  zu ermitteln.

Um die Wirksamkeit der Schutzspulen dieses Systems an Beispielen zu zeigen, sind in Fig. 5 für ein Einphasennetz unter Annahme, dass  $\kappa_1 = 22$ ,  $\kappa_2 = 18$  ist und unter Verwendung

- der Gleichung (11) für  $V_x = \varrho$  bei Normalbetrieb,
- " " (12) "  $V_e = \varrho_e$  bei Erdschluss ( $\kappa_1 = 0$ ),
- " " (16) "  $\lambda$  bei Normalbetrieb und
- " " (18) "  $\lambda_e$  bei Erdschluss ( $\kappa_1 = 0$ )

die Kreisdiagramme und  $\lambda$ -Kurven dargestellt worden. Hier ist die Netzspannung  $2 V$  durch die Gerade  $b o a$  gegeben. Der Mittelpunkt  $m$  des  $\varrho$ -Kreises liegt auf der Verbindungslinie  $c d$ , wobei

$$o c = \frac{\kappa_1^2 - \kappa_2^2}{2 + \kappa_1^2 + \kappa_2^2} V_p \quad \text{und} \quad o d = \frac{(1 - \kappa_1 \kappa_2)(\kappa_1 - \kappa_2)}{2 + \kappa_1^2 + \kappa_2^2} V_p \text{ ist.}$$

Das Verhältnis von  $\frac{od}{oc}$  ist dann  $\frac{1 - \kappa_1 \kappa_2}{\kappa_1 + \kappa_2}$ , also annähernd gleich dem Wert  $-\lambda_0$  ( $\lambda_0 = \frac{\kappa_1 \kappa_2}{\kappa_1 + \kappa_2}$ ), welcher der Resonanzabstimmung entspricht. Zu jedem von  $o$  aus gezogenen Strahl  $\varrho = V_x$  erhält man den zugehörigen Wert von  $\lambda$ , wenn man den Strahl bis zum Schnitt der  $\lambda$ -Kurve verlängert. Die Verbindungsline von  $o$  mit diesem Schnittpunkt ist dann ein Mass für  $\lambda$ . Schlägt man um  $o$  den Kreis  $t$

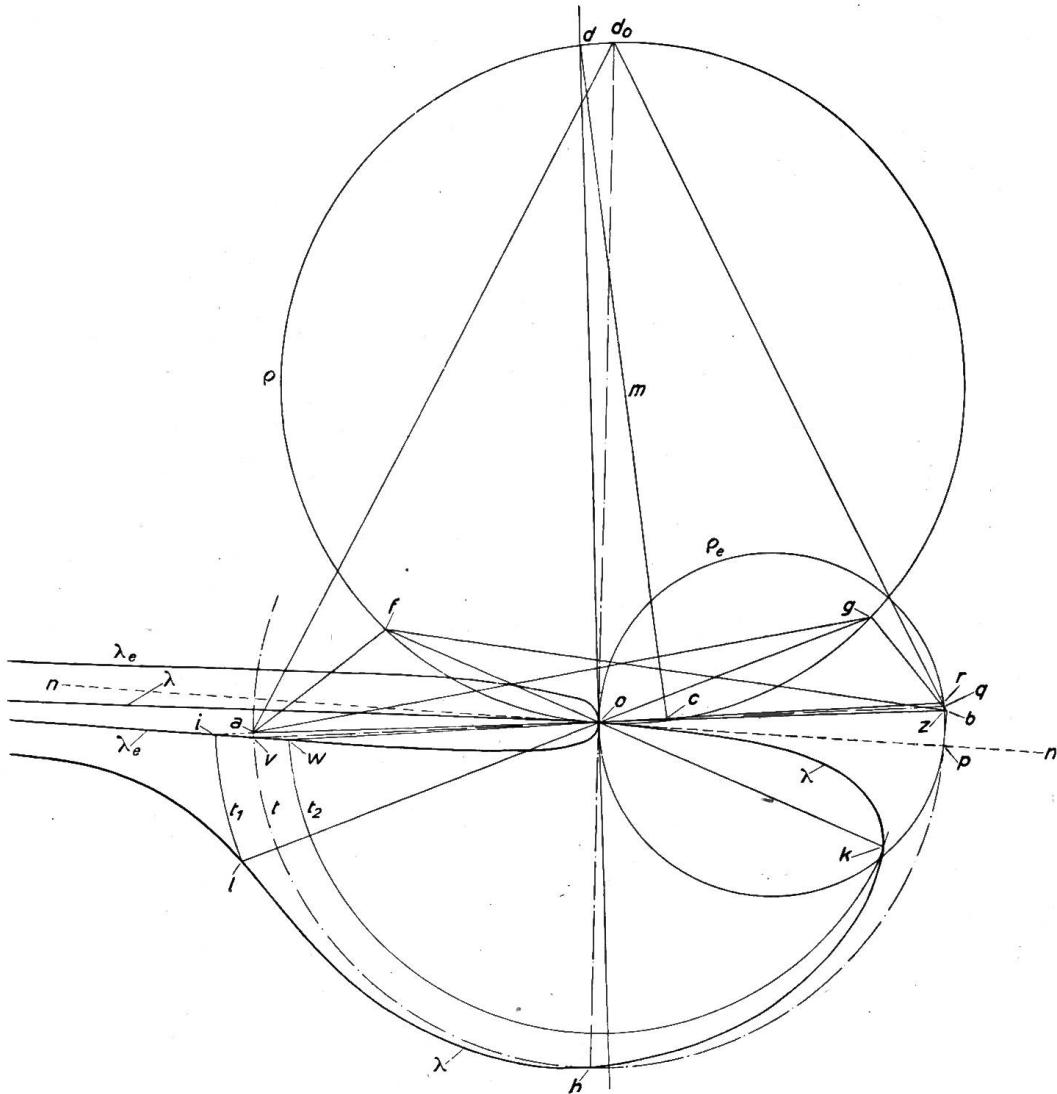


Fig. 5

mit dem Radius  $\lambda_0$ , so schneidet dieser Kreis die  $\lambda$ -Kurve im Punkt  $h$ . Verlängert man die Verbindungsline  $ho$  über  $o$  hinaus bis zum Schnitt  $d_o$  mit dem  $\varrho$  Kreis, dann ist  $od_o$  die der Resonanzabstimmung entsprechende Spannungsverlagerung des Netzes und  $ad_o$  und  $bd_o$  sind dann die Spannungen gegen Erde  $V_{22}$  und  $V_{11}$  der beiden Netzleiter. Für die sogenannten Grenzabstimmungen  $\lambda = ok = \frac{\kappa_1}{2}$  bzw.  $\lambda = ol = \frac{\kappa_2}{2}$  erhält man die Spannungsverlagerungen  $of$  und  $og$ , und die Spannungen gegen Erde,  $af$ ,  $bf$  und  $ag$ ,  $bg$ . Je grösser die Verstimmung gewählt wird, um so kleiner wird die Verlagerung.

In gleicher Weise lässt sich die Beziehung des Erdschlusstromes zum Abstimmungsgrad aus dem Erdschlussdiagrammkreis  $\varrho_e$  und der zugehörigen  $\lambda_e$ -Kurve ermitteln. Jeder von  $o$  an den  $\varrho_e$ -Kreis gezogene Strahl gibt in Addition mit der Phasenspannung  $b o$  die auf den Erdschlusskreis wirkende EMK an. Der Erdschlusstrom ist somit dieser geometrischen Vektorsumme direkt proportional. Für  $\varrho_e = o$  ergibt sich das Maximum des Erdschlusstromes  $o b$ , wobei  $o b$  demnach dem Wert des Kurzschlusstromes  $i_k$  gleichzusetzen ist, welcher die Erdschlusstelle bei direkter Nullpunktserdung ohne Schutzspulen durchfliesst. Um den Strom an der Erdschlusstelle für beliebige Werte der Abgleichung zu ermitteln, verfährt man folgendermassen. Man verbindet den betreffenden Punkt der  $\lambda_e$ -Kurve mit  $o$  und verlängert den Strahl bis zum Schnittpunkt mit dem  $\varrho_e$ -Kreis. Die Verbindungsline von  $b$  mit diesem Schnittpunkt ist dann ein Mass für den gesuchten Strom. In dieser Weise kann man, ausgehend von einem bestimmten Abstimmungsgrad der Spulen, im  $\varrho$  Kreis die Spannungsverlagerung, im  $\varrho_e$ -Kreis den Strom an der Erdschlusstelle finden. Das Minimum des Stromes  $b z$  erhält man im vorliegenden Falle (da  $\kappa_1 = o$ )

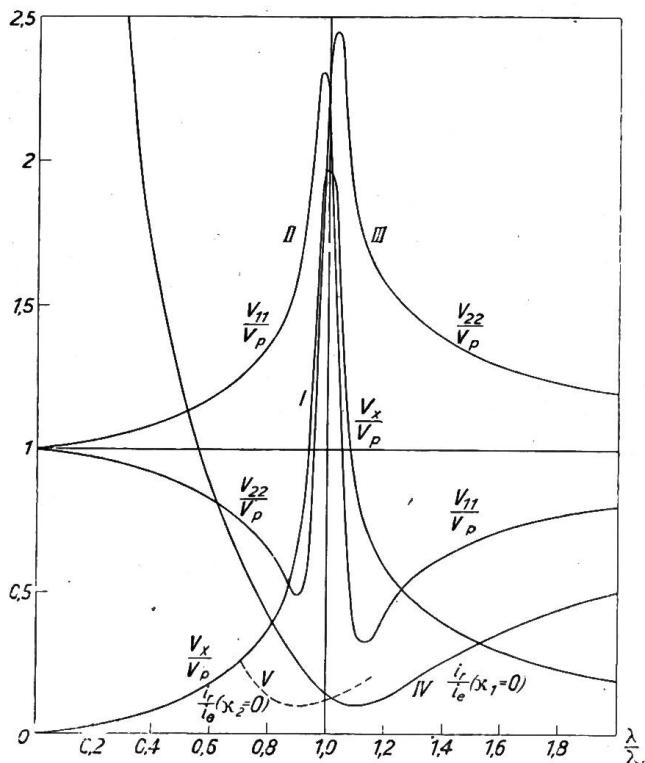
für die Grenzabstimmung  $\lambda = \frac{\kappa_2}{2}$ . Für  $\lambda = \infty$  ergibt sich der Erdschlusstrom  $i_e = bp$ . Für  $\lambda = \lambda_o$  der Reststrom  $bq$ , und für  $\lambda = \frac{\kappa_1}{2}$  der Reststrom  $br$ . Das Verhältnis  $\frac{br}{bp}, \frac{bq}{bp}$  usw. ergibt den Reststrom in Prozenten des Erdschlusstromes an. Der Uebergang von der  $\lambda$ -Kurve zur  $\lambda_e$ -Kurve ist einfach durch Ziehen der Kreise  $t t_1 t_2 \dots$  zu erreichen, so dass dem Strahl  $fov$  der Strahl  $row$ , dem Strahl  $gol$  der Strahl  $qoi$  usw. entspricht.

Fig. 6

und für  $\lambda = \frac{\kappa_1}{2}$  der Reststrom  $br$ . Das Verhältnis  $\frac{br}{bp}, \frac{bq}{bp}$  usw. ergibt den Reststrom in Prozenten des Erdschlusstromes an. Der Uebergang von der  $\lambda$ -Kurve zur  $\lambda_e$ -Kurve ist einfach durch Ziehen der Kreise  $t t_1 t_2 \dots$  zu erreichen, so dass dem Strahl  $fov$  der Strahl  $row$ , dem Strahl  $gol$  der Strahl  $qoi$  usw. entspricht.

In Fig. 6 sind die aus Fig. 5 sich ergebenden Werte in Abhängigkeit von dem Verhältnis  $\frac{\lambda}{\lambda_o}$  aufgetragen.

	$\frac{V_x}{V_p}$	Spannung an den Schutzspulen Phasenspannung
Die Kurve I gibt das Verhältnis	$\frac{V_x}{V_p}$	Spannung gegen Erde des Leiters I Phasenspannung
" " II " "	$\frac{V_{11}}{V_p}$	Spannung gegen Erde des Leiters II Phasenspannung
" " III " "	$\frac{V_{22}}{V_p}$	Spannung gegen Erde des Leiters III Phasenspannung
" " IV " "	$\frac{i_r}{i_e}$	Strom an der Erdschlusstelle $(\kappa_1 = o)$ Erdschlusstrom
" " V " "	$\frac{i_r}{i_e}$	Strom an der Erdschlusstelle $(\kappa_2 = o)$ Erdschlusstrom



wieder. An Stelle (wie in Fig. 5) den Wert  $\lambda$  als Kurve aufzutragen, lässt sich auch der Wert  $\frac{\lambda}{\lambda_0}$  als Verhältnis zweier Radiusvektoren darstellen, von denen der eine der Vektor der Spannungsverlagerung  $V_x$  selbst ist.

In Fig. 7 ist ausser dem Diagrammkreis  $\rho$  der Fig. 5 noch ein zweiter Kreis  $\rho''$  dargestellt, welcher sich aus den Gleichungen 16a und 16b errechnet. Der Mittelpunkt  $n$  dieses Kreises liegt auf der Verbindungsgeraden  $d'e$ , wobei

$$od' = - \frac{\kappa_1^2 - \kappa_2^2}{2 + \kappa_1^2 + \kappa_2^2} \lambda_0 V_p = - \frac{(\kappa_1 - \kappa_2) \kappa_1 \kappa_2}{2 + \kappa_1^2 + \kappa_2^2} V_p$$

praktisch dem Wert  $\frac{(\kappa_1 - \kappa_2)(1 - \kappa_1 \kappa_2)}{2 + \kappa_1^2 + \kappa_2^2} V_p$ , also dem Wert  $od$  gleichzusetzen ist.

$oe$  dagegen ist gleich dem Wert  $\frac{2(\kappa_1 - \kappa_2)}{2 + \kappa_1^2 + \kappa_2^2} \lambda_0 V_p$  und annähernd gleich dem Wert  $\frac{\Delta \kappa}{\Sigma \kappa} V_p$ . Ferner ist  $\frac{od'}{oe} = \frac{\kappa_1 + \kappa_2}{2} = \kappa_m$ .

In Fig. 7 erhält man den zu jedem Vektor  $V_x$  zugehörigen Wert  $\frac{\lambda}{\lambda_0}$ , wenn man diesen

Vektor bis zum Schnitt mit dem  $\rho''$ -Kreis verlängert und durch den so erhaltenen Vektor  $\rho''$  dividiert. Für den Vektor  $\rho = of$  ist z. B. der Wert  $\frac{\lambda}{\lambda_0}$  durch das Verhältnis  $\frac{of}{oi}$ , für den Vektor  $\rho = og$  durch das Verhältnis  $\frac{og}{oh}$  gegeben. Für den Strahl  $od$  ist  $\frac{\lambda}{\lambda_0} = 1$ . Diese Spannungsverlagerung  $od_0$  entspricht somit der Resonanzabstimmung. In gleicher Weise lässt sich auch bei Erdschluss der Wert  $\frac{\lambda}{\lambda_0}$  als

Verhältnis zweier Radiusvektoren darstellen.

Der Vollständigkeit halber sollen nun noch die Gleichungen für die Schutzeinrichtung im Dreiphasennetz entwickelt werden, und zwar in ganz analoger Weise. Der Entwicklung legen wir das Schema der Fig. 3 zugrunde. Im Vektordiagramm der Fig. 8 bedeuten  $mo_1$ ,  $mo_2$  und  $mo_3$  Vektoren der Phasenspannung  $V_p$  des Generators. Treten aus irgend einem Grunde an den drei Schutzspulen  $d$ ,  $e$ ,  $f$  der Fig. 3 gleichphasige und grösengleiche Spannungen  $V_x$  auf, so addieren sich diese mit den zugehörigen Phasenspannungen des Generators zur Außenleiterspannung  $V_{xx}$  des Netzes gegen Erde. Die Vektoren dieser Außenleiterspannungen kann man in Fig. 8 auch dadurch erhalten, dass man vom Mittelpunkt  $m$  aus einen der Schutzspulenspannung  $V_x$  grössen- und phasengleichen Spannungsvektor  $mn$  aufträgt. Die Resultierenden aus  $nm + mo_1 = no_1$ , aus  $nm + mo_2 = no_2$  und aus  $nm + mo_3 = no_3$  stellen dann die drei Vektoren der Außenleiterspannungen gegen Erde dar. Im

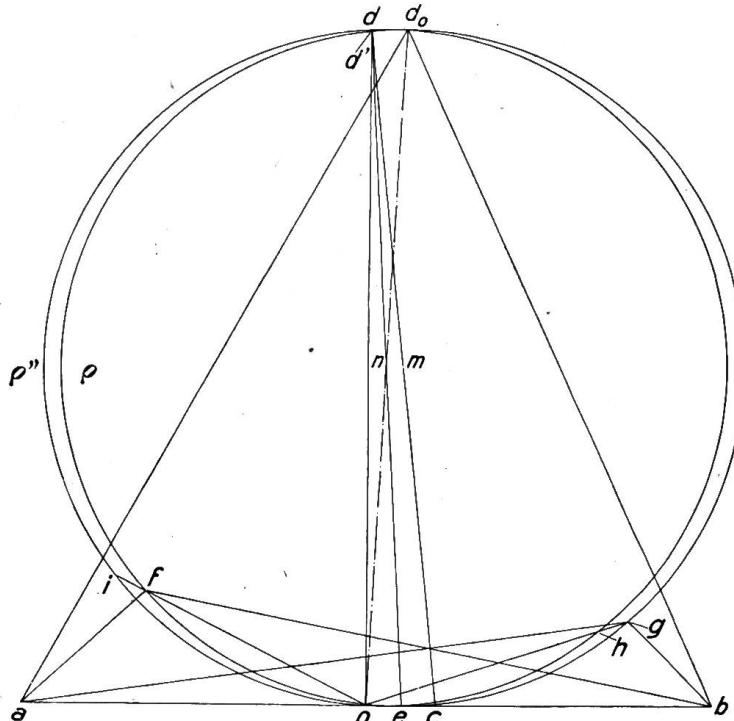


Fig. 7

Normalbetrieb des Netzes entsprechen diesen resultierenden Spannungsvektoren die Ladeströme  $i_1 i_2 i_3$  der Netzleiter und es ist

$$i_1 = \frac{n o_1}{r \sqrt{1 + \kappa_1^2}}, \quad i_2 = \frac{n o_2}{r \sqrt{1 + \kappa_2^2}}, \quad i_3 = \frac{n o_3}{r \sqrt{1 + \kappa_3^2}}.$$

Die durch diese Ströme erzeugten Spannungsabfälle halten den resultierenden Spannungen das Gleichgewicht, so dass man im Vektordiagramm die Spannungsdreiecke  $n u_1 o_1$ ,  $n u_2 o_2$ ,  $n u_3 o_3$  erhält, in denen  $n u_x$  jeweils dem Ausdruck

$$\frac{i_x}{\omega K_{xx}}, \quad u_x o_x \text{ dem Ausdruck } i_x \cdot r \text{ entspricht.}$$

Da wir  $r$  als Konstante einführen, kann  $u_x o_x$  auch als Stromvektor  $i_x$  aufgefasst werden, und wenn wir die Windungszahl der drei Spulen ( $d, e, f$  Fig. 3) gleich gross setzen, auch als die auf den Magnetkreis ( $g$ ) wirkende  $MMK$  der einzelnen Spulen.

Nun wissen wir aber, dass die geometrische Summe dieser drei Stromvektoren einen resultierenden Strom  $i_u$  ergeben muss, welcher auf dem Spannungsvektor  $mn$  senkrecht steht. Zieht man durch  $o_1, o_2, o_3$  die zu  $mn$  parallelen Linien  $o_1 t_1, o_2 t_2, o_3 t_3$  und durch die Punkte  $u_1, u_2, u_3$  die Projektionen auf  $mn$ , nämlich  $w_1 u_1 t_1$  usw., bezeichnet man ferner die Winkel  $u_x o_x t_x$  mit  $\beta_x$ , dann ist

$$\sum i_x \cos \beta_x = 0$$

$$\sum i_x \sin \beta_x \perp mn.$$

Zur weiteren Entwicklung der Gleichungen bezeichnen wir in Fig. 8 wieder die von  $o_1$  auf  $mn$  gefällte Senkrechte  $o_1 s_1 = t_1 w_1$  mit  $b_1$ , die Linie  $o_1 t_1 = s_1 w_1$  mit  $a_1$ ,  $n w_1$  mit  $z_1$  und den Winkel  $o_1 m n$  mit  $\alpha_1$ . Dann ist  $mn = -V_x$ ,  $m s_1 = V_p \cos \alpha_1$  und aus  $mn + n w_1 = m s_1 + s_1 w_1$  folgt

$$V_p \cos \alpha_1 + a_1 = z_1 - V_x.$$

Aus der Ähnlichkeit der Dreiecke  $n w_1 u_1$  und  $u_1 t_1 o_1$  folgt:

$$z_1 = \kappa_1 (V_p \sin \alpha - a_1 \kappa_1) \text{ somit}$$

$$V_p \cos \alpha_1 + a_1 = \kappa_1 V_p \sin \alpha_1 - a_1 \kappa_1^2 - V_x \text{ und}$$

$$i_1 \cos \beta_1 = a_1 = \frac{1}{1 + \kappa_1^2} [V_p (\kappa_1 \sin \alpha_1 - \cos \alpha_1) - V_x] \text{ und analog}$$

$$i_2 \cos \beta_2 = a_2 = \frac{1}{1 + \kappa_2^2} [V_p (\kappa_2 \sin \alpha_2 - \cos \alpha_2) - V_x] \quad (19)$$

$$i_3 \cos \beta_3 = a_3 = \frac{1}{1 + \kappa_3^2} [V_p (\kappa_3 \sin \alpha_3 - \cos \alpha_3) - V_x].$$

Setzt man nun für  $\alpha_1 = \alpha$ ,  $\alpha_2 = (120 + \alpha)$ ,  $\alpha_3 = (240 + \alpha)$  und

$$i_1 \cos \beta_1 + i_2 \cos \beta_2 + i_3 \cos \beta_3 = 0,$$

dann erhält man als Gleichung für  $\varrho = V_x$  den Ausdruck

$$\varrho = V_p \frac{\left( \frac{\kappa_1}{1 + \kappa_1^2} - \frac{\kappa_2 - \sqrt{3}}{2(1 + \kappa_2^2)} - \frac{\kappa_3 + \sqrt{3}}{2(1 + \kappa_3^2)} \right) \sin \alpha - \left( \frac{1}{1 + \kappa_1^2} - \frac{1 + \kappa_2 \sqrt{3}}{2(1 + \kappa_2^2)} - \frac{1 - \kappa_3 \sqrt{3}}{2(1 + \kappa_3^2)} \right) \cos \alpha}{\frac{1}{1 + \kappa_1^2} + \frac{1}{1 + \kappa_2^2} + \frac{1}{1 + \kappa_3^2}}. \quad (20)$$

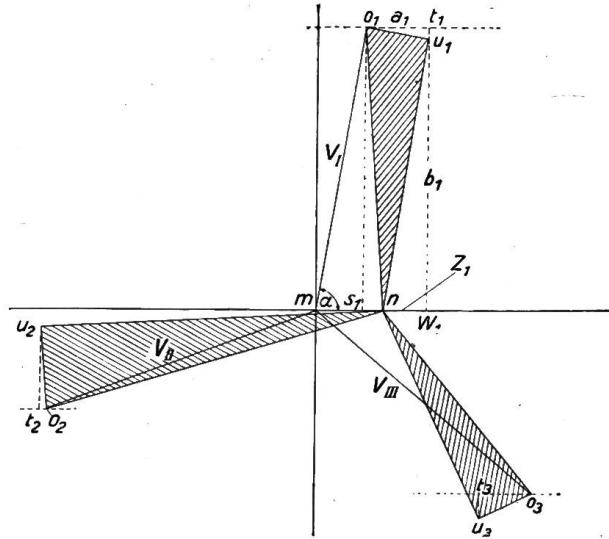


Fig. 8

Der Übergang auf den Diagrammkreis für den Fall eines Erdschlusses des Leiters I ergibt sich, wenn man in Gleichung (20)  $\kappa_1 = 0$  setzt. Es ist dann

$$\varrho_e = V_p \frac{\left( -\frac{\kappa_2 - \sqrt{3}}{2(1 + \kappa_2^2)} - \frac{\kappa_3 + \sqrt{3}}{2(1 + \kappa_3^2)} \right) \sin \alpha - \left( 1 - \frac{1 + \kappa_2 \sqrt{3}}{2(1 + \kappa_2^2)} - \frac{1 - \kappa_3 \sqrt{3}}{2(1 + \kappa_3^2)} \right) \cos \alpha}{1 + \frac{1}{1 + \kappa_2^2} + \frac{1}{1 + \kappa_3^2}} \quad [2]$$

Um den Wert  $\lambda$  als Funktion des Winkels  $\alpha$  zu erhalten, geht man von der Beziehung  $\lambda = \frac{mn}{\sum i \sin \beta}$  aus, wo  $mn = -V_x$ ,  $\sum i \sin \beta = \sum u_x t_x = \sum (b - a_x \kappa_x)$  ist. Da nun aber  $\sum b = \sum V_p \sin \alpha$  stets gleich Null ist, so kann man auch schreiben

$$\lambda = \frac{V_x}{\sum a_x \kappa_x}.$$

Multipliziert man in Gleichung (19) die Werte  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$  entsprechend mit  $\kappa_1$ ,  $\kappa_2$ ,  $\kappa_3$  und bildet die Summe  $a_x \kappa_x$ , so ist

$$\begin{aligned} \sum a_x \kappa_x &= V_p \left( \frac{\kappa_1}{1 + \kappa_1^2} \right) (\kappa_1 \sin a_1 - \cos a_1) + \frac{\kappa_2}{1 + \kappa_2^2} (\kappa_2 \sin a_2 - \cos a_2) \\ &\quad + \frac{\kappa_3}{1 + \kappa_3^2} (\kappa_3 \sin a_3 - \cos a_3) - V_x \left( \frac{\kappa_1}{1 + \kappa_1^2} + \frac{\kappa_2}{1 + \kappa_2^2} + \frac{\kappa_3}{1 + \kappa_3^2} \right). \end{aligned}$$

Demnach

$$\lambda = + \frac{\frac{V_x}{-V_x \left( \frac{\kappa_1}{1 + \kappa_1^2} + \frac{\kappa_2}{1 + \kappa_2^2} + \frac{\kappa_3}{1 + \kappa_3^2} \right) + V_p \left[ \frac{\kappa_1^2}{1 + \kappa_1^2} - \frac{\kappa_2}{1 + \kappa_2^2} \left( \frac{\kappa_2 - \sqrt{3}}{2} - \frac{\kappa_3 + \sqrt{3}}{2} \right) \sin \alpha \right.}}{\left. - \left( \frac{\kappa_1}{1 + \kappa_1^2} - \frac{\kappa_2}{1 + \kappa_2^2} \frac{1 + \kappa_2 \sqrt{3}}{2} - \frac{\kappa_3}{1 + \kappa_3^2} \frac{1 - \kappa_3 \sqrt{3}}{2} \right) \cos \alpha \right]} \quad (22)$$

Dividiert man beide Seiten durch  $\lambda_0$ ,

$$\text{wobei } \lambda_0 = \frac{\omega M_0}{r} = \frac{1}{\frac{1}{\kappa_1} + \frac{1}{\kappa_2} + \frac{1}{\kappa_3}} = \frac{\kappa_1 \kappa_2 \kappa_3}{\kappa_1 \kappa_2 + \kappa_2 \kappa_3 + \kappa_3 \kappa_1} \text{ und } \omega M_0 = \frac{1}{\omega \sum \kappa_x} \text{ die}$$

Induktivität der Spulen für die Resonanzabgleichung ist und schreibt man für den mit  $V_p$  verbundenen Klammerausdruck abgekürzt  $f(a)$ , dann erhält man

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{\frac{V_x}{-V_x \left( \frac{\kappa_1}{1 + \kappa_1^2} + \frac{\kappa_2}{1 + \kappa_2^2} + \frac{\kappa_3}{1 + \kappa_3^2} \right) + V_p f(a)}}{\frac{V_x \left( \frac{1}{\kappa_1} + \frac{1}{\kappa_2} + \frac{1}{\kappa_3} \right)}{-V_x \left( \frac{\kappa_1}{1 + \kappa_1^2} + \frac{\kappa_2}{1 + \kappa_2^2} + \frac{\kappa_3}{1 + \kappa_3^2} \right) + V_p f(a)}} \quad (23a)$$

Da nun, falls die Werte  $\kappa_1^2 \kappa_2^2 \kappa_3^2$  gegenüber 1 relativ grosse Zahlen sind, die Summe  $\frac{\kappa_1}{1 + \kappa_1^2} + \frac{\kappa_2}{1 + \kappa_2^2} + \frac{\kappa_3}{1 + \kappa_3^2}$  annähernd gleich  $\frac{1}{\kappa_1} + \frac{1}{\kappa_2} + \frac{1}{\kappa_3}$  gesetzt werden kann, kann man für den Normalbetrieb des Netzes schreiben

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{V_x}{-V_x + V_p \lambda_0 f(a)}. \quad (23b)$$

Beide Summenglieder des Nenners sind von der Form  $a \sin \alpha + b \cos \alpha$  und lassen sich somit zu einem einzigen Ausdruck der gleichen Form vereinigen. Dieser stellt die Gleichung eines Kreises vom Radius  $\varrho'$  dar, wobei somit

$$\varrho' = V_p \lambda_0 f(a) - V_x \text{ ist.} \quad (24)$$

Das Verhältnis  $\frac{\lambda}{\lambda_o} = \frac{\varrho}{\varrho'}$  ist somit durch das Verhältnis der Radiusvektoren  $\varrho$  und  $\varrho'$  gegeben, von denen  $\varrho$  den Vektor der Verlagerungsspannung  $V_x$  selbst bedeutet. Um das Verhältnis  $\frac{\lambda}{\lambda_o}$  auch bei einem Erdschluss des Leiters I zu ermitteln, setzen wir  $\kappa_1 = o$  und schreiben

$$\frac{\lambda_o}{\lambda_o} = \frac{\frac{\varrho_o}{\lambda_o}}{-\varrho_o \frac{\kappa_2 + \kappa_3}{\kappa_2 \kappa_3} + V_p \left[ \left( -\frac{\kappa_2}{1 + \kappa_2^2} \frac{(\kappa_2 - \sqrt{3})}{2} - \frac{\kappa_3}{1 + \kappa_3^2} \frac{\kappa_3 + \sqrt{3}}{2} \right) \sin a + \left( \frac{\kappa_2}{1 + \kappa_2^2} \frac{1 + \kappa_2 \sqrt{3}}{2} + \frac{\kappa_3}{1 + \kappa_3^2} \frac{1 - \kappa_3 \sqrt{3}}{2} \right) \cos a \right]} \quad (25)$$

Auch hier stellt der Nenner die Gleichung eines Kreises dar, für dessen Radiusvektor  $\varrho'_e$  die Gleichung gilt

$$\varrho'_e = -\varrho_e \frac{\kappa_2 + \kappa_3}{\kappa_2 \kappa_3} + V_p \varphi(a). \quad (26)$$

Hierbei ist der mit  $V_p$  verbundene Klammerausdruck der Gleichung (25) der Kürze halber mit  $\varphi(a)$  bezeichnet. Der Zähler stellt den um das  $\lambda_o$ -fache verkleinerten Diagrammkreis für  $\varrho_e$  dar.

$$\text{Somit ist } \frac{\lambda_e}{\lambda_o} = \frac{1}{\lambda_o} \frac{\varrho_e}{\varrho'_e}, \quad (27)$$

$\varrho_e$  ist nach Gleichung (21),  $\varrho'_e$  nach Gleichung 26 zu berechnen. Um unter Anwendung dieser Gleichung die Verhältnisse eines derart geschützten Dreiphasennetzes im Normalbetrieb bei einem Erdschluss zu zeigen, ist in Fig. 9 das Kreisdiagramm der Verlagerungsspannung unter Annahme

$$\kappa_1 = 18, \quad \kappa_2 = 20, \quad \kappa_3 = 22$$

gezeichnet.

In dieser Fig. 9 bedeutet  $m o_1, m o_2, m o_3$ , die Phasenspannung des Generators. Jeder unter einem beliebigen Winkel  $a$

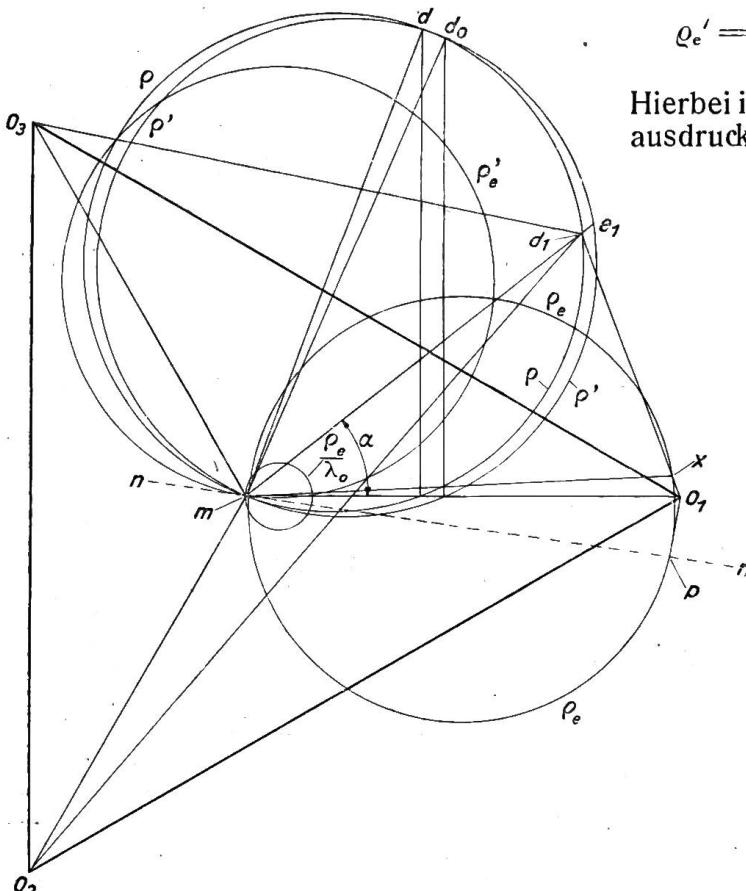


Fig. 9

gegen  $m o_1$  gezogene Strahl schneidet den  $\varrho$ -Kreis in einem Punkte, z. B. in  $d_1$ , und  $md_1$  stellt dann die diesem Winkel  $a$  zugeordnete Spannungsverlagerung des Netzes dar. Die Spannungsdifferenzen gegen Erde sind dann durch die Verbindungslinien von  $d_1$  mit  $o_1, o_2$  und  $o_3$  gegeben. Ausser dem  $\varrho$ -Kreis ist aber auch der  $\varrho'$ -Kreis eingezeichnet und es gibt das Verhältnis der zugehörigen Radiusvektoren  $\frac{\varrho}{\varrho'} \left( \text{z. B. } \frac{md_1}{me_1} \right)$

das Abstimmungsverhältnis  $\frac{\lambda}{\lambda_0}$  an. Verbindet man den Schnittpunkt  $d_0$  beider Kreise mit  $m$ , dann ist für  $\varrho = m d_0 \frac{\lambda}{\lambda_0} = 1$ , also ist  $m d_0$  die Spannungsverlagerung bei Resonanzabstimmung der Schutzspulen.

Ausser diesen dem Normalbetrieb entsprechenden Diagrammkreise sind aber auch die dem Erdschluss ( $\kappa_1 = o$ ) entsprechenden Diagrammkreise  $\varrho_e$ ,  $\frac{\varrho_e}{\lambda_o}$  und  $\varrho_e'$  eingetragen. Durch das Verhältnis der Radiusvektoren  $\frac{\varrho_e}{\varrho_e'}$  ist das Verhältnis  $\frac{\lambda_e}{\lambda_o}$  ge-

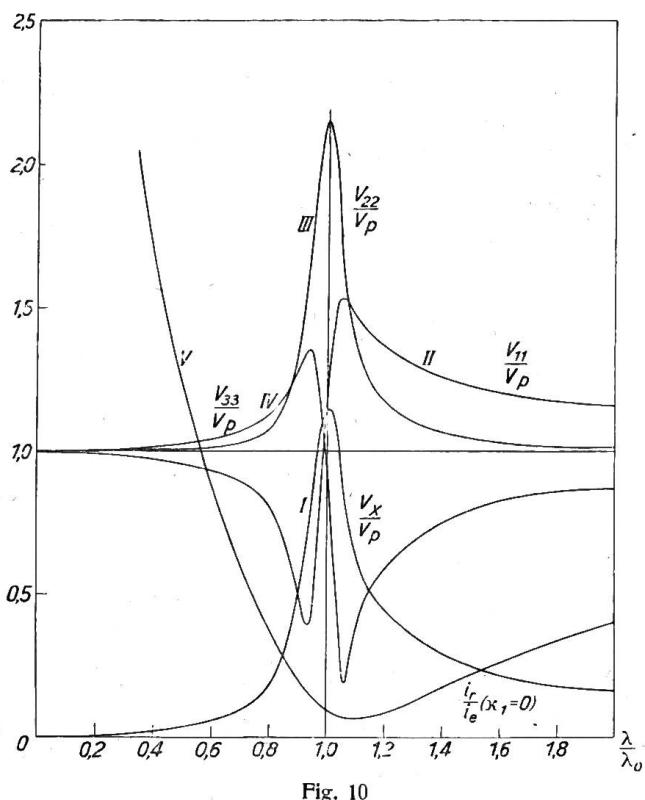


Fig. 10

stimmung und die Verbesserung beim Uebergang zur Dissonanzabstimmung. Man muss auch bei diesem System, wie bei der induktiven Nullpunktserzung, bestrebt sein, von der Resonanzabstimmung, soweit es die Verhältnisse gestatten, abzuweichen, um Spannungsverlagerungen bei Normalbetrieb zu vermeiden.

Bei allen bisherigen Betrachtungen war von dem Einfluss der Eisensättigung der Spulen abgesehen. In einfacher Weise lässt sich dieser Einfluss verfolgen, wenn man, wie in Fig. 11, den Wert  $\frac{L}{L_o} = \frac{M}{M_o}$  in Abhängigkeit von dem Verhältnis  $\frac{V_x}{V_p}$  aufträgt. An Stelle des Ordinatenwertes  $\frac{L}{L_o}$  kann man auch die Grösse des Verstimmungsgrades einführen, indem wir schreiben

$$\text{Verstimmungsgrad} = 100 \left(1 - \frac{L}{L_0}\right) \%.$$

Der Verstimmungsgrad gibt also die prozentuale Abweichung von der Resonanzabstimmung an.

geben, während die Verbindungsline zwischen  $o_1$  und dem Schnittpunkt  $x$  des Strahles mit dem  $\varrho_e$ -Kreis die Grösse des Stromes an der Erdschlussstelle angibt. Der Erdschlusstrom selbst ist durch den Schnittpunkt  $p$  der Tangente  $n - n$  an den  $\varrho'_e$ -Kreis im Punkt  $m$  mit dem  $\varrho_e$ -Kreis gegeben, indem  $o_1 p$  den Erdschlusstrom nach Grösse und Richtung darstellt. Der prozentuale Reststrom wird hier in gleicher Weise, wie im Fall des Einphasennetzes, aus dem Verhältnis  $\frac{o_1 x}{o_1 p}$  errechnet.

In Fig. 10 sind schliesslich die sich ergebenden Werte für

$$\frac{V_x}{V_p}, \quad \frac{V_{11}}{V_p}, \quad \frac{V_{22}}{V_p}, \quad \frac{V_{33}}{V_p}, \quad \frac{i_v}{i_e}$$

in Form von Kurven in Abhangigkeit von  $\frac{\lambda}{\lambda_0}$  aufgetragen (Kurven I, II, III, IV, V). Man erkennt den hohen Wert des Quotienten  $\frac{V_{22}}{V_2}$  bei Resonanzab-

Man erhält für  $\frac{L}{L_o} = 1$  Verstimmungsgrad = 0 %

" " "  $\frac{L}{L_o} = 0$  " = + 100 %

" " "  $\frac{L}{L_o} = 2$  " = - 100 %

Der Verlauf der Kurve  $\frac{L}{L_o}$  ist, da  $r$  als konstant angesehen werden kann, der gleiche wie der der Kurve  $\frac{\lambda}{\lambda_o}$  in Fig. 6 (abgesehen von der Koordinatenvertauschung). Wählt man jetzt die Induktivität  $L_s$  der Spulen, so erhält man bei gerader Charakteristik der Spulen den Wert  $\frac{L_s}{L_o}$  als zur  $x$ -Achse parallele Gerade, welche die  $\frac{L}{L_o}$ -Kurve jeweils in einem einzigen Punkt schneidet. Dieser Schnittpunkt bestimmt die Spannungsverlagerung, mit der im Normalbetrieb des Netzes zu rechnen ist. In der Fig. 11 sind drei Werte von  $\frac{L_s}{L_o}$  angenommen und durch die drei zur  $x$ -Achse parallelen Geraden I, II und III dargestellt. Die Gerade I entspricht dem Wert  $\frac{L_s}{L_o} = 1$  also der Resonanzabstimmung. Ihr Schnittpunkt  $m$  mit der Kurve  $\frac{L}{L_o}$  gibt demgemäß auch den höchsten Wert der Spannungsverlagerung  $V_x$  an. Die Gerade II entspricht dagegen einem Verstimmungsgrad von + 10 % ( $\frac{L_s}{L_o} = 0,9$ ). Ihr Schnittpunkt  $f$  mit der Kurve  $\frac{L}{L_o}$  gibt einen bedeutend kleineren Wert der Spannungsverlagerung als die Resonanzabgleichung. Das gleiche gilt von dem Schnittpunkt  $g$  der Geraden III, welche dem Verhältnis  $\frac{L_s}{L_o} = 1,16$  entspricht. Lässt man die Voraussetzung der geraden Charakteristik fallen und nimmt an, dass sich der Wert  $\frac{L_s}{L_o}$  in Abhängigkeit von dem Wert  $\frac{V_x}{V_p}$  ändert, so ist sofort zu erkennen, dass die Eisensättigung ein Fallen des Wertes  $\frac{L_s}{L_o}$  zur Folge haben muss. Je nach der Dimensionierung der Spulen wird dieses Fallen schon bei kleineren oder erst bei grösseren Werten von  $\frac{V_x}{V_p}$  eintreten. Es ist nun die Frage zu beantworten, ob durch den Uebergang der Geraden I, II und III in die fallenden Kurven (I', I'', I''', III') irgend ein Vorteil erreicht wird. Gehen wir zunächst von der Geraden I aus, so sieht man sofort, dass man, um im Normalbetrieb eine dem Schnittpunkt  $f$  entsprechende Spannungsverlagerung zu erhalten, die Spulen schon bei relativ kleinen Werten von  $\frac{V_x}{V_p}$  sättigen muss. Da nun aber bei Erdschluss an den Spulen Phasenspannung herrscht, also  $\frac{V_x}{V_p} = 1$  ist, sinkt der Wert  $\frac{L_s}{L_o}$  auf den durch den Punkt  $n$  bestimmten Ordinatenwert. Die Verstimmung durch Eisensättigung ist im Erdschlussfalle nahezu 40 %, also praktisch zu gross. Wird die durch den Punkt  $f$  gegebene Spannungsverlagerung dagegen durch eine blosse Verstimmung gemäß der Geraden II erzielt, dann ändert sich der Verstimmungsgrad bei Erdschluss nicht, so dass dem Wert  $\frac{V_x}{V_p} = 1$  der Punkt  $g$  entspricht. Die einfache positive Verstimmung ohne Eisensättigung ist somit der Verstimmung durch Eisensättigung vorzuziehen. Sättigt

man die Spulen aber erst kurz unterhalb oder oberhalb des Wertes  $\frac{V_x}{V_p} = 1$ , dann

arbeiten sie im Erdschlussfall mit den durch die Punkte *h* und *i* bestimmten Werten, also nahezu mit Resonanzabgleichung, aber die Spannungsverlagerung entspricht den Punkten *d* und *e*, ist also grösser als Phasenspannung.

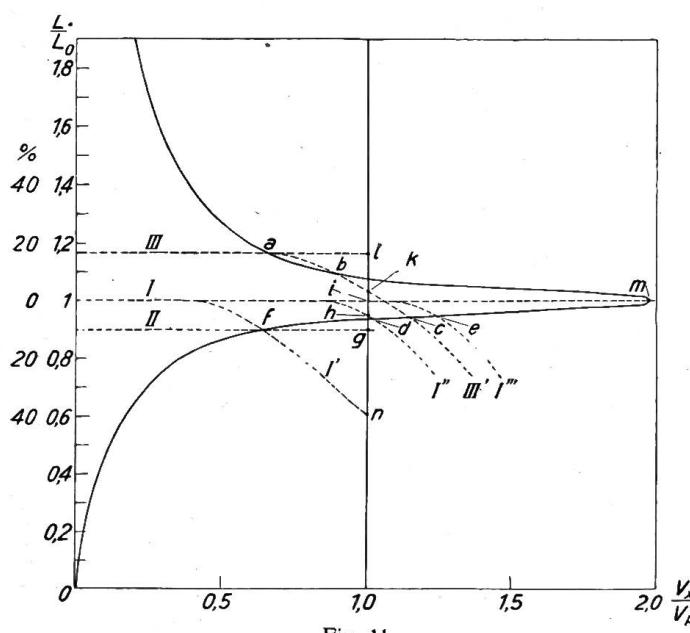


Fig. 11

Kurven die drei Schnittpunkte *a*, *b* und *c* miteinander haben. Hier wäre zu prüfen, ob sich unter Umständen mehrere stabile Arbeitspunkte auch im Normalbetrieb ergeben könnten, was zu Unzuträglichkeiten führen würde. Aber noch andere Erwägungen sprechen gegen die Verwendung der Minusverstimmung in Verbindung mit Eisensättigung.

Die Schnittpunkte *a* und *b* können leicht in Fortfall kommen, wenn die Gerade III z. B. infolge Abschaltens von Netzteilen sich der Geraden I nähert. Dann bliebe als einziger Arbeitspunkt nur Punkt *c* übrig, welcher eine Spannungsverlagerung  $> V_p$  bedeutet. Auch hier dürfte es somit, wie bei der induktiven Nullpunktserdung, zweckmässig sein, eine Plusverstimmung bei bis zur Phasenspannung gerader Charakteristik der Spulen zu wählen.

Wir erkennen aus alledem, dass sich in vielen Punkten das neue Schutzsystem ähnlich verhält, wie das der induktiven Nullpunktserdung. Der Einfluss der Netzunsymmetrie, der Eisensättigung, der Verstimmung usw. ist hier nahezu die gleiche wie dort. Wenn aber ein Umstand dafür spricht, das System der einphasigen Netzeleiterverkettung bei der Frage des Erdschlussschutzes auch in Erwägung zu ziehen, so ist es eben die Möglichkeit der Anwendung einer selektiven Schutzwirkung und einer kleineren Prüfspannung für die Transformatoren und Einrichtungen der Kraftwerke.

### Schlusswort.

Auf Grund dieser Untersuchungen und Vergleiche lässt sich vorläufig folgender Schluss ziehen:

Die Vorteile des Systems der direkten Erdung liegen bei Netzspannungen über 80 kV, die des Systems der induktiven Nullpunktserdung im ganzen Bereich der Hochspannungsanlagen. Dagegen dürfte das System der Netzeleiterverkettung hauptsächlich da in Frage kommen, wo von einer Hauptzentrale aus mehrere unabhängige Zweigleitungen ausgehen, von denen jede für sich Erdschlussschutz erhalten soll.

Nun wäre noch der Fall der Minusverstimmung zu untersuchen. Die Gerade III, welche sich bei etwa - 16 % Verstimmung ergibt, schneidet die Kurve  $\frac{L}{L_0}$  im Punkt *a*;

die Spannungsverlagerung ist annähernd die gleiche wie bei der Geraden II. Da nun in diesem Falle  $L > L_0$  ist, so lässt sich durch Eisensättigung erreichen, dass bei Erdschluss ( $\frac{V_x}{V_p} = 1$ ) der Wert  $L$

annähernd auf  $L_0$  fällt. Im dargestellten Falle würde Punkt *k* dem Falle des Erdschlusses entsprechen. Nun schneidet aber die fallende Kurve III' die Kurve  $\frac{L}{L_0}$  in den beiden weiteren

Punkten *b* und *c*, so dass beide

Bei der direkten Erdung sind Dauerverluste und Spannungsverlagerungen nicht vorhanden. Gering sind diese Erscheinungen bei der induktiven Nullpunktserdung mittels einer Dissonanzlöschnspule; dagegen kommen dauernde Eisenverluste bei der Polerdung und dauernde Kupferverluste bei dem System der Netzleiterverkettung in Betracht. Die Kosten der direkten Erdung werden annähernd die gleichen sein, als die Kosten der Aufstellung einer Dissonanzlöschnspule. Dagegen sind die Polerdungsspulen (Löschntransformator) und die Netzverkettungsspulen, hauptsächlich der erforderlichen hohen Isolation und der Dauerverluste wegen, erheblich teurer als die vorgenannten Einrichtungen.

## Bewertung von Transformatoren auf Grund der Leistungsschild- und Garantieangaben.

Von J. Fischer, Ingenieur, Baden.

*Bei der Prüfung und Bewertung von Transformatoren kann in der Schweiz auf verschiedene Regeln abgestellt werden, da schweizerische Vorschriften zurzeit nicht existieren. Der Autor erläutert die unterschiedliche Auslegung der hauptsächlichsten Garantieangaben nach drei Betrachtungssystemen anhand eines Zahlenbeispiels. Als Schlussfolgerung wird die Angabe der als Garantiebasis angewendeten Rechnungsmethode gefordert, bis möglichst rasch vom S.E.V. aufzustellende Vorschriften als einheitliche Schweizernormalien erklärt werden können. Die Aufnahme der Grundgedanken der amerikanischen Vorschriften in die aufzustellenden schweizerischen Normalien wird empfohlen.*

*Comme il n'existe pas, en Suisse, pour l'instant de prescriptions officielles au sujet des conditions à remplir par les transformateurs, on peut pour évaluer leur valeur, partir de différents points de vue. En traitant un exemple l'auteur explique trois manières de procéder différentes. Il est d'avis, qu'en attendant l'élaboration de prescriptions par les soins de l'A.S.E., l'acheteur devrait demander à son fournisseur plus de précision dans les garanties. L'auteur trouve que les normes suisses devront être établies sur les mêmes considérations que les normes admises aux Etats Unis.*

Bei der Bewertung von Transformatoren auf Grund der Leistungsschild- und Garantieangaben stösst man bei näherem Zusehen auf eine gewisse Unsicherheit. So paradox es scheinen mag, so können doch Transformatoren mit genau gleichen Garantieangaben beim Anschluss an das gleiche Netz verschiedene Daten wie Eisenverluste, Kupferverluste und Leerlaufstrom aufweisen. Es ist aber auch möglich, dass bei verschiedenen Garantieangaben die betreffenden Transformatoren im aktiven Teil ganz genau gleich ausgeführt sind. Die innere Begründung dieser Eigentümlichkeit kann natürlich nur in der Anwendung verschiedener Vorschriften als Rechnungsbasis zu suchen sein.

Da zurzeit keine schweizerischen Vorschriften über das fragliche Gebiet existieren, können mit gleicher Berechtigung sowohl die amerikanischen als auch die deutschen Normen als Grundlage gewählt werden. Daneben ist in der Geschäftspraxis teilweise noch eine dritte Methode üblich, welche in keiner Vorschrift exakt zum Ausdruck kommt. Für den Transformatorkäufer können diese Unterschiede nicht gleichgültig sein, zumal der Einfluss der verschiedenartigen Betrachtungsweisen auf die Garantien gar nicht so klein ist, speziell bei Transformatoren mit hohen Kurzschlussspannungen, die unter kleinem  $\cos \varphi_2$  arbeiten.

Das Charakteristische der drei angegebenen Normen bezw. Betrachtungsweisen besteht in folgendem:

1. AIEE 1922<sup>1)</sup>): Die Leistungsangabe bezieht sich auf die abgegebene Leistung. Die Primärspannung wird als reguliert angenommen, so dass an den Sekundärklemmen des Transformators bei Leerlauf und Vollast, unabhängig vom  $\cos \varphi_2$ , konstante Spannung herrscht. Die Leerlaufverluste werden bei annähernd derjenigen Spannung gemessen, welche bei Vollast und  $\cos \varphi_2 = 1$  im Transformator induzierend wirkt. Die Kupferverluste werden bei kurzgeschlossener Sekundärwicklung gemessen, wobei der Nennstrom in den Sekundärwindungen fließen muss.

<sup>1)</sup> Standards of the American Institute of Electrical Engineers 1922; im folgenden kurz „AIEE“ genannt.