Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer

Elektrizitätswerke

Band: 26 (1935)

Heft: 6

Artikel: Die Expedanz als Ursache der Selbsterregung und der allgemeinen

Resonanz

Autor: Brunn, Albert von

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-1060298

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: 18.11.2025

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

SCHWEIZERISCHER ELEKTROTECHNISCHER VEREIN

BULLETIN

REDAKTION:

Generalsekretariat des Schweiz. Elektrotechn. Vereins und des Verbandes Schweiz. Elektrizitätswerke, Zürich8, Seefeldstr. 301 VERLAG UND ADMINISTRATION:
Fachschriften Verlag & Ruchdruckerei, Zürich

A.-G. Fachschriften-Verlag & Buchdruckerei, Zürich 4 Stauffacherquai 36/40

Nachdruck von Text oder Figuren ist nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit Quellenangabe gestattet

XXVI. Jahrgang

Nº 6

Mittwoch, 13. März 1935

Die Expedanz als Ursache der Selbsterregung und der allgemeinen Resonanz.*)

Von Albert von Brunn, Zürich.

621.3.013.62

Der Autor zeigt, dass sich die Selbsterregungserscheinungen nicht aus dem bekannten Ersatzschema des «allgemeinen» Gleich- und Wechselstromkreises herleiten lassen. Er erweitert dieses Schema, indem er noch eine zweite Energiequelle einfügt, die sich von dem bekannten Generator des Ersatzschemas dadurch unterscheidet, dass ihre Spannung dem Strome proportional ist. Diese zusätzliche Energiequelle, die, einem negativen ohmschen Widerstand entsprechend, als «Expedanz» bezeichnet wird, ist die Ursache aller Selbsterregungserscheinungen. Da durch die Expedanz der ohmsche Widerstand des Stromkreises «kompensiert» werden kann, so lässt sich «ideale» Resonanz auch bei endlichen Widerstandswerten erreichen: «Zustand der allgemeinen Resonanz.» Die interessante Tatsache, dass der Beginn der Wechselstromselbsterregung zusammenfällt mit dem Zustand der allgemeinen Resonanz, gestattet (wie an Beispielen gezeigt wird), den Eintritt der Wechselstrom-Selbsterregung mittels des Vektordiagrammes graphisch zu berechnen.

L'auteur démontre que les phénomènes d'autoexcitation ne se laissent pas dériver du schéma connu du circuit «général» à courant continu et alternatif. Il élargit ce schéma en y insérant une seconde source d'énergie, qui se distingue de la source du schéma connu en ce que sa f. e. m. est proportionnelle au courant. Cette source auxiliaire, l'«expédance», correspondant à une résistance ohmique négative, est la cause de tous les phénomènes d'autoexcitation. L'expédance pouvant «compenser» la résistance ohmique du circuit, on peut obtenir la résonnance «idéale» même pour des valeurs finies des résistances: «état de résonnance générale». Le fait intéressant que le début de l'autoexcitation en alternatif coincide avec le cas de la résonnance générale, permet de déterminer graphiquement, comme des exemples le montrent, le début de l'autoexcitation en alternatif à l'aide du diagramme vectoriel.

Einleitung.

In der elektrotechnischen Praxis sind zahlreiche Beispiele bekannt, wo entgegen den Erwartungen der Theoretiker in elektrischen Maschinen neben den der Berechnung entsprechenden Strömen überraschenderweise noch zusätzliche, sogen. selbsterregte Ströme auftraten, die den normalen Betrieb sehr oft behinderten, manchmal auch zerstörende Wirkungen ausübten. Sehr bekannt sind die Selbsterregungserscheinungen z. B. bei Ein- und Mehrphasen-Kollektormaschinen, auch bei Asynchronmaschinen, die durch Kondensatoren kompensiert werden u. a.

Wenig bekannt ist eine andere elektrische Erscheinung, die mit der Selbsterregung in einem merkwürdigen Zusammenhang steht. Es ist der Zustand der «allgemeinen» Resonanz, der sich dadurch kennzeichnet, dass z. B. in einer elektrischen Maschine der Strom (bei bestimmter Drehzahl) resonanzartig anschwillt, auch wenn relativ hohe ohmsche Widerstände vorgeschaltet sind.

Beide Erscheinungen werden in dieser Arbeit erklärt und auf eine gemeinsame Ursache, die Expedanz, zurückgeführt. Die «Expedanz» bildet das Gegenstück zum ohmschen Widerstand, indem sie (formal) als ein negativer ohmscher Widerstand

aufgefasst werden kann. Als Ursache der Selbsterregung kommt ihr neben den übrigen Elementen des Stromkreises (dem ohmschen Widerstand, der Induktivität und der Kapazität) eine besondere Bedeutung zu.

Die weitverbreitete Ansicht, dass die Selbsterregung auch durch die Kapazität hervorgerufen werden könne, ist nur sehr bedingt richtig. Als direkte Ursache kommt diese auf alle Fälle nicht in Frage. Nun ist aber in vielen elektrischen Systemen die Expedanz eine Funktion der Frequenz und diese bekanntlich durch die Grösse der Kapazität mitbestimmt. Hieraus erklärt sich z. B. die Selbsterregung von Asynchronmaschinen beim Zuschalten genügend grosser Kondensatoren.

Wenn nun auch die Kapazität nicht als Ursache der Selbsterregung in Frage kommt, so hat sie doch einen entscheidenden Einfluss auf deren Form. So wird z. B. durch das Einfügen einer Kapazität in einen geeigneten Gleichstromkreis die beginnende Gleichstrom-Selbsterregung in Wechselstrom-Selbsterregung umgewandelt.

Durch Einfügen einer bestimmten Expedanzgrösse in einen Wechselstromkreis kann der Zustand der «speziellen» Resonanz in denjenigen der «allgemeinen» Resonanz übergeführt werden. Die merkwürdigen Beziehungen, die zwischen Selbsterre-

^{*)} Eingang am 4. Oktober 1934.

gung und allgemeiner Resonanz bestehen, werden in dieser Arbeit eingehend untersucht.

Mit der analytischen Methode wird bewiesen, dass Wechselstromselbsterregung immer in dem Moment eintritt, in welchem der Zustand der allgemeinen Resonanz erreicht ist. Diese Erkenntnis ermöglicht uns, den Eintritt der Wechselstrom-Selbsterregung auch in komplizierten Fällen mit dem Vektordiagramm graphisch zu berechnen.

Der Zweck der vorliegenden Arbeit ist, die Theorie der Selbsterregung, die von verschiedenen Forschern für zahlreiche Maschinengattungen schon entwickelt worden ist, in möglichst allgemeiner Form aus dem verallgemeinerten Ersatzschema der Gleich- und Wechselströme abzuleiten und aus ihr allgemeine Methoden zu entwickeln, welche auch dem Praktiker die Berechnung der Selbsterregungscrscheinungen in einfachster Weise gestatten.

Am Schlusse dieses Aufsatzes findet sich eine Zusammenstellung aus der reichhaltigen Literatur über die Probleme der Selbsterregung. Die in den Fussnoten mit L. V. bezeichneten Hinweise beziehen sich auf das Literatur-Verzeichnis.

I. Der verallgemeinerte Gleich- und Wechselstromkreis.

In der klassischen Wechselstrom-Theorie 1) versteht man unter dem «allgemeinen» Wechselstromkreis einen Stromkreis, der sich zusammensetzt aus einem Wechselstrom-Generator (mit idealer, sinusförmiger Spannungskurve von konstanter Amplitude) und aus einem ohmschen, einem induktiven und aus einem kapazitiven «Widerstand» (Fig. 1). Der Generator (G) wird völlig widerstandsfrei angenommen, während die drei mit dem Generator

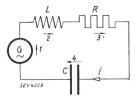


Fig. 1

Ersatzschema des sog. «allgemeinen» Wechselstromkreises, bestehend aus: Wechselstrom-Generator G, Induktivität L, ohmschem Widerstand R und Kapazität C.

in Serie geschalteten Grössen L, R und C je konstant, d. h. von Strom und Spannung unabhängig vorausgesetzt werden.

Die Erfahrung lehrt, dass dieses Ersatzschema des «allgemeinen» Wechselstromkreises (Fig. 1) unzureichend ist, weil in der Praxis zahlreiche Erscheinungen auftreten, die sich nicht aus diesem Ersatzschema herleiten lassen.

Wir sehen uns daher gezwungen, das «allgsmeine» Ersatzschema zu erweitern, indem wir eine neue «Impedanz» mit rein generatorischem Charakter hinzufügen. Da diese neue «Impedanz» (als Generator) den Stromdurchfluss fördert, so wollen

wir ihr den Namen Expedanz²) geben. Diese Expedanz kann Funktion irgendeines Parameters (z. B. der Frequenz, der Drehzahl usw.) sein, dagegen soll sie (um unsere Untersuchungen nicht zu kompliziert zu gestalten) als vom Strom und von der Spannung völlig unabhängig angenommen werden. Da der negative «Widerstands»-Wert der Expedanz konstant ist, so ist ihre Spannung dem Strome genau proportional³).

Die Ergebnisse der nachfolgenden Untersuchungen bestätigen, dass die Einführung der Expedanz

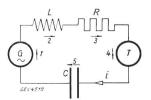


Fig. 2.

Das durch Einfügen der Expedanz erweiterte Ersatzschema nach Fig. 1.

genügt, um alle auftretenden Erscheinungen zu erklären, so dass die Einfügung noch weiterer «Impedanzen» in das Ersatzschema nicht nötig ist.

Fig. 2 zeigt das erweiterte Ersatzschema des allgemeinen «Wechselstromkreises». Die Grösse der Expedanz bezeichnen wir mit dem Buchstaben T. Da das Ersatzschema für alle Periodenzahlen gültig ist, so stellt Fig. 2 auch das erweiterte Ersatzschema des Gleichstromkreises dar.

II. Die dynamische Klemmenspannung und die Aufstellung der allgemeinen Differentialgleichung.

Die Entwicklung der Gleichungen und besonders der Einblick in die energetischen Verhältnisse des verallgemeinerten Wechselstromkreises wird erleichtert, wenn man mit demjenigen Spannungsbegriffe (V) arbeitet, den der Verfasser in einem früheren Aufsatz an dieser Stelle 4) bereits angewendet hat. Ganz davon abgesehen, dass das Arbeiten mit diesem Begriff viel bequemer ist als z. B. mit der den DIN-Normen entsprechenden Spannung «U», bieten die anhand dieser neuen Spannungsdefinition konstruierten Diagramme die Vorteile der absoluten Stetigkeit und der energetisch korrekten Darstellungsform der elektrischen Zustände, so dass man aus den Diagrammen ohne weiteres ersieht, ob die betreffenden Stromkreiselemente Wirk- und Blindleistungen abgeben oder aufnehmen.

Die physikalisch mathematische Herleitung des Spannungsbegriffes «V» findet der Leser in einem Aufsatz in E. u. M. 5). Wir wollen, um jedes Missverständnis auszuschliessen, diese neu eingeführte

¹⁾ E. Arnold: «Die Wechselstromtechnik». Zweite Auflage, Manuldruck 1922 Springer, Berlin, S. 51, und: A. Fraenckel: «Theorie der Wechselströme». Dritte Auflage, 1930, Springer, Berlin, S. 20.

²) Der Ausdruck Impedanz leitet sich ab vom lateinischen Worte «impedīre», welches hindern, hemmen bedeutet, während «expedīre» fördern, antreiben heisst.

³⁾ Einfache Beispiele von Expedanzen sind: Der Gleichstrom-Serie-Generator, die Radio-Elektronenröhre in Rückkopplungsschaltung u. a.

⁴⁾ A. von Brunn: «Die Theorie des Induktionsreglers». Bull. SEV 1925, S. 561.

⁵⁾ A. von Brunn: «Vektordiagramm und Energiebilanz des elektrischen Stromkreises». E. u. M. 1934, S. 205.

Spannung die dynamische Klemmenspannung benennen.

Für die in der Fig. 2 dargestellten elektrischen Objekte gelten unter Einführung der dynamischen Klemmenspannung «V» die folgenden mathematischen Beziehungen:

Die Spannung (v_g) des Generators G (Pos. 1) setzen wir als genau sinusförmig mit konstanter Amplitude (v_g) voraus. Sie folge der Gleichung:

$$v_g = + v_\theta \cdot \sin \omega \cdot t, \tag{1}$$

worin ω die Kreisfrequenz und t die Zeit in Sekunden bedeuten. Diese Spannung ist also vollkommen unabhängig vom Strome i und seinen Variationen. Die wirklichen Generatoren weisen ohmsche und induktive Spannungsabfälle auf. Man trägt diesem Verhalten damit Rechnung, dass man den ohmschen Widerstand und die Induktivität des Generators in die Werte von R und L (Pos. 2 und 3, Fig. 2) einkalkuliert.

Die Spannung v_L der Induktivität L (Pos. 2) berechnet sich nach der Formel:

$$v_L = -L \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}, \tag{2}$$

worin L der Koeffizient der Selbstinduktion in Henry, i der Momentanwert des Stromes in A ist.

Die Spannung v_R des ohmschen Widerstandes (Pos. 3) ist durch die Gleichung gegeben:

$$v_R = -i \cdot R \tag{3}$$

R ist der ohmsche Widerstand in Ohm.

Die Spannung v_T der Expedanz T (Pos. 4) ergibt sich zu:

$$v_T = + i \cdot T \tag{4}$$

worin T den Expedanzwert in negativen Ohm darstellt. (Bei den Expedanzen der Praxis kommen ohmsche, induktive und auch kapazitive Spannungs-«Abfälle» vor. Die ohmschen Widerstände werden durch eine entsprechende Reduktion des Wertes T berücksichtigt, während die induktiven und kapazitiven «Widerstände» (die Spannungserhöhungen hervorrufen) in den Werten von L und C einkalkuliert werden).

Die Spannung v_C des Kondensators C (Pos. 5) folgt der Gleichung:

$$v_C = -\frac{Q}{C}, \tag{5}$$

wobei Q die elektrische Ladung des Kondensators in Ampèresekunden (As) und C seine Kapazität in Farad bedeutet. Unter Berücksichtigung der bekannten Gleichung:

$$Q = + \int i \cdot dt \tag{6}$$

ergibt die Gl. (5) den Ausdruck:

$$v_C = -\frac{1}{C} \int i \cdot dt. \tag{7}$$

Für jeden geschlossenen Stromkreis gilt (ohne Ausnahme) die Gleichung:

$$\overset{\circ}{\Sigma}(v) = 0 \tag{8}$$

und auf unseren erweiterten allgemeinen Stromkreis angewandt:

$$v_G + v_L + v_R + v_T + v_C = 0 (9)$$

oder unter Einsetzen der Gleichungen 1, 2, 3, 4 und 7:

$$v_0 \sin(\omega t) - L \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} - i \cdot R + i \cdot T - \frac{1}{C} \int i \cdot \mathrm{d}t = 0 \quad (10)$$

Das ist die Differentialgleichung des erweiterten «allgemeinen» Wechselstromkreises, deren Integration im folgenden Abschnitt durchgeführt wird.

III. Die Integration der Differentialgleichung des erweiterten Wechselstromkreises und die physikalische Interpretation der Integralgleichung.

Wir können die Gleichung (10) in der Form schreiben:

$$+L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}+(R-T)\cdot i+\frac{1}{C}\int i\cdot \mathrm{d}t=v_0\sin\left(\omega t\right) \quad (11)$$

und erhalten unter Verwendung der Beziehungen:

$$Q = \int i \cdot dt \tag{12}$$

$$i = \frac{\mathrm{d}\,Q}{\mathrm{d}\,t} \tag{13}$$

$$\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}^2 Q}{\mathrm{d}t^2} \tag{14}$$

$$+L\cdot\frac{\mathrm{d}^{2}Q}{\mathrm{d}t^{2}}+(R-T)\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t}+\frac{Q}{C}=v_{0}\cdot\sin\left(\omega t\right) \quad (15)$$

oder

$$\frac{\mathrm{d}^2 Q}{\mathrm{d}t^2} + \frac{(R-T)}{L} \cdot \frac{\mathrm{d} Q}{\mathrm{d}t} + \frac{Q}{C \cdot L} = \frac{v_0}{L} \cdot \sin(\omega t) \tag{16}$$

Wir folgen bei den weiteren Ableitungen der Darstellung von Fischer-Hinnen⁶), wobei wir die in seinem Lehrbuche enthaltene Differentialgleichung des elektrischen Stromkreises und ihre Integration gemäss unserer Verallgemeinerung erweitern. Zur Abkürzung setzen wir:

$$\frac{R-T}{L} = a \tag{17}$$

$$\frac{1}{CL} = b \tag{18}$$

$$\frac{v_0}{L} = c \tag{19}$$

 $^{^6)}$ J. Fischer-Hinnen: «Theoretisches und praktisches Lehrbuch für Elektrotechniker». Verlag Albert Raustein, Zürich.

Setzt man diese Werte in (16) ein, so ergibt sich:

$$\frac{\mathrm{d}^2 Q}{\mathrm{d}t^2} + a \cdot \frac{\mathrm{d} Q}{\mathrm{d}t} + b \cdot Q = c \cdot \sin(\omega t) \quad (20)$$

Das partikuläre Integral dieser Differentialgleichung lautet:

$$Q_1 = \frac{-c}{\sqrt{\omega^2 \cdot a^2 + (\omega^2 - \mathbf{b})^2}} \cdot \cos\left(\omega t - \arctan tg \frac{\omega^2 - \mathbf{b}}{\omega \cdot a}\right)$$
(21)

Die Komplementfunktionen sind:

$$Q_2 = K_1 \cdot \varepsilon^{\lambda_1 \cdot t} + K_2 \cdot \varepsilon^{\lambda_2 \cdot t} \tag{22}$$

wobei wir für λ_1 und λ_2 zu setzen haben:

$$\lambda_1 = -\frac{a}{2} - \sqrt{\frac{a^2}{4} - b} \tag{23}$$

$$\lambda_2 = -\frac{a}{2} + \sqrt{\frac{a^2}{4} - b} \tag{24}$$

und ε die Basis der natürlichen Logarithmen ist.

Die vollständige Lösung der Differentialgleichung lautet dann:

$$Q = Q_1 + Q_2 \tag{25}$$

oder unter Benützung der Gleichung (13) und der Abkürzung:

$$\varphi = \operatorname{arc} \operatorname{tg}\left(\frac{\omega^2 - b}{\omega - a}\right)$$
 (26)

erhalten wir die allgemeine Stromgleichung:

$$i = \frac{c \cdot \omega}{\sqrt{\omega^2 \cdot a^2 + (\omega^2 - \mathbf{b})^2}} \cdot \sin(\omega t - \varphi) + i_1 \varepsilon^{\lambda_1 \cdot t} + i_2 \varepsilon^{\lambda_2 \cdot t}$$
(27)

worin i_1 und i_2 die beiden Integrationskonstanten sind.

Setzen wir in die Gl. (27) statt der Abkürzungen (17), (18) und (19) die Grundkonstanten: v_0 , L, R, T und C ein, so erhalten wir die Grundgleichung des verallgemeinerten Wechselstromkreises:

Setzt man T = 0, so gehen die Gl. (28) bis (31) in die bekannten Grundformeln des sogen. «allgemeinen» Wechselstromes über. Die Werte λ_1 und λ_2 sind dann immer negativ, d. h. die den Komplementfunktionen entsprechenden (Komplement-) Ströme haben abklingenden Charakter, und sind deshalb ohne praktische Bedeutung.

Durch die Einführung der Expedanz werden die Verhältnisse wesentlich verändert. Statt der abklingenden Komplementströme können anschwellende, selbsterregte Ströme entstehen, die häufig so stark werden, dass sie den dem partikulären Integral entsprechenden (stationären) Wechselstrom völlig «übertönen». Wir wenden unser Interesse daher hauptsächlich diesen «Komplement»-Strömen zu.

Je nachdem die Wurzel der Gl. (30) und (31) reell, Null oder imaginär ist, können wir drei typische Formen der Selbsterregung unterscheiden:

a) Die Exponential- oder Gleichstrom-Selbsterregung. Diese Form der Selbsterregung ist charakterisiert durch die Beziehung:

$$(T-R)^2 > -\frac{4L}{C} \qquad (32)$$

Dabei kann T > R bzw. T < R sein. Die Exponential-Faktoren λ_1 und λ_2 sind dann positiv bzw. negativ, und die Komplementströme werden anschwellende, bzw. abklingende Gleichströme.

Uns interessieren vor allem die anschwellenden Ströme $(T \ge R)$ und von diesen beiden besonders derjenige, welcher der Gleichung:

$$i = i_2 \cdot \varepsilon^{\lambda_2 \cdot t} \tag{33}$$

gehorcht, da $\lambda_2 > \lambda_1$ ist. Weil hier λ_2 wesentlich grösser als Null ist, so ist diese Form der Selbsterregung im allgemeinen sehr heftig. Besonders wenn (bei gegebenem T und R) C sehr gross ist, im speziellen also, wenn der Stromkreis keinen Kondensator enthält $(C = \infty)$, kann die Gleichstromselbsterregung ausserordentlich rasch anwachsen. Allerdings steigt der Strom nie ins Unendliche an, da in der Praxis (entgegen unserer vereinfachenden Annahme) der Wert von T nicht mehr

$$i = \frac{v_0}{\sqrt{(T-R)^2 + \left(\omega \cdot L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \cdot \sin(\omega t - \varphi) + i_1 \varepsilon^{\lambda_1 \cdot t} + i_2 \varepsilon^{\lambda_2 \cdot t}$$
 (28)

wobei zu setzen ist:

$$\varphi = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left\{ \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R - T} \right\} \quad (29)$$

$$\lambda_1 = \frac{T - R}{2L} - \sqrt{\left(\frac{T - R}{2L}\right)^2 - \frac{1}{C \cdot L}}$$
 (30)

und

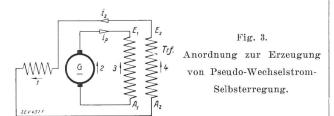
$$\lambda_2 = \frac{T - R}{2L} + \sqrt{\left(\frac{T - R}{2L}\right)^2 - \frac{1}{C \cdot L}}$$
 (31)

vom Strome unabhängig bleibt, sondern von einem gewissen Stromwert an mit steigendem Strome kleiner wird. Der selbsterregte Strom erreicht daher einen konstanten Wert (Beispiel: Eigenerregter Gleichstromgenerator).

Zu der hier beschriebenen Form der Selbsterregung gehört auch die Pseudo-Wechselstrom-Selbsterregung, die sich von der eigentlichen Wechselstromselbsterregung sehr wesentlich unterscheidet. Die Pseudo-Wechselstrom-Selbsterregung kann aufgefasst werden als eine über einen Transformator geleitete Exponential-Selbsterregung, die jedoch

durch magnetische Sättigungen in ihrer Entfaltung gehemmt wird, daT nicht konstant bleibt, sondern durch die Sättigung verändert wird.

Eine einfache Anordnung zur Erzeugung dieser Pseudo-Wechselstrom-Selbsterregung zeigt Fig. 3. Ein Gleichstrom-Serie-Generator G kann sich über einen Transformator (Trf.) selbst erregen. Die



Schaltung ist so vorgesehen, dass ein etwa im Anker des Generators auftretender Stromstoss (i_n) sich über den Transformator als Stromstoss (i_s) fortpflanzt, welch letzterer das Feld des Generators derart beeinflusst, dass der primäre Stromstoss (i_p) im Anker verstärkt wird. (Die Bezugspfeile 1 und 2 des Generators sind in solcher Relation zueinander festgelegt worden, dass ein Strom, welcher die Feldspule im Sinne des Pfeiles 1 durchfliesst, im Anker eine EMK im Sinne des Pfeiles 2 induziert. Die Bezugspfeile 3 und 4 des Transformators sind so eingetragen, dass man beim Durchlaufen der Spulen im Sinne der Pfeile 3 und 4 den Eisenkern im gleichen Sinne umläuft.) Ohne den Einfluss der Sättigung würden in unserer Schaltung die Ströme i_p und i_s exponentiell ins Unendliche anwachsen. Durch die Sättigung sowohl des Generators als auch des Transformators wird die Selbsterregung gehemmt. Der Strom i_p steigt nicht mehr rasch genug an, um den Strom i_s steigern, oder auch nur auf seinem Werte erhalten zu können. Hierdurch fängt das Feld und mit ihm auch i_p an, abzunehmen, wodurch schliesslich i_s und auch i_p ihre Richtungen ändern müssen, d. h. es entstehen Wechselströme 7). Die Kurvenform der so erzeugten Ströme ist nicht sinusförmig, sondern verzerrt.

 β) Eine (auch für den Mathematiker) interessante Zwischenform der Selbsterregung ist gekennzeichnet durch die Bedingung:

$$(T-R)^2 = \frac{4L}{C} \tag{34}$$

Da der Wurzelausdruck in (30) und (31) verschwindet, so würde unsere Integralgleichung lediglich lauten:

$$i = i_0 \cdot \varepsilon^{\lambda \beta \cdot t} \tag{35}$$

worin

$$\lambda_{\beta} = \frac{T - R}{2L} = \frac{1}{+\sqrt{C \cdot L}} \tag{36}$$

gesetzt werden muss.

Nun existiert für diesen Spezialfall noch ein weiteres Integral, das sich ergibt, wenn man zur Lö-

sung der Differentialgleichung (20) den Ansatz macht:

$$Q = \frac{A}{\lambda_{\beta}^{2}} \cdot (\lambda_{\beta} \cdot t - 1) \cdot \varepsilon^{\lambda_{\beta} \cdot t}$$
 (37)

Durch wiederholte Differentiation erhält man:

$$\frac{\mathrm{d}\,Q}{\mathrm{d}\,t} = A \cdot t \cdot \varepsilon^{\lambda\beta \cdot t} \equiv i_2 \tag{38}$$

und

$$\frac{\mathrm{d}^2 Q}{\mathrm{d} t^2} = A \left(\lambda_{\beta} \cdot t + 1 \right) \cdot \varepsilon^{\lambda_{\beta} \cdot t} \tag{39}$$

Setzt man diese Werte in Gl. (20) ein und diese Gleichung selbst gleich Null, so ergibt sich:

$$\lambda_{\beta}^{2} (\lambda_{\beta} \cdot t + 1) + a \cdot \lambda_{\beta}^{2} \cdot t + b (\lambda_{\beta} \cdot t - 1) = 0 \quad (40)$$
oder

$$\lambda_{\beta}^{2}-b+t\cdot\lambda_{\beta}\left(\lambda_{\beta}^{2}+a\cdot\lambda_{\beta}+b\right)=0 \quad (41)$$

Diese Gleichung ist jederzeit erfüllt, wenn:

$$\lambda_{\beta} = \pm \sqrt{b} \tag{42}$$

und durch Nullsetzung des Klammerausdruckes:

$$a = -2 \cdot \lambda_{\beta} \tag{43}$$

und somit ist unter Berücksichtigung der Gl. (17) und (18):

$$(T-R)^2 = \frac{4L}{C} \tag{44}$$

und

$$\lambda_{\beta} = \frac{1}{+\sqrt{C \cdot L}} \tag{45}$$

in Uebereinstimmung mit unseren obigen Annahmen. Das vollständige Integral für unseren Spezialfall β lautet also:

$$i = (i_o + A \cdot t) \cdot \varepsilon^{\lambda_{\beta} \cdot t} \tag{46}$$

wobei λ_{β} durch die Gl. (36) und (45) gegeben ist. i_0 und A sind die Integrationskonstanten.

Aus der Struktur der Gl. (41) erkennt man, dass unser zweiter Integralansatz für $\lambda_{\beta} = 0$ versagt. Es gilt dann nur die Gleichung:

$$i = i_o \cdot \varepsilon^{\lambda_{\beta} \cdot t} = i_o \tag{47}$$

d. h.: In unserem Stromkreis fliesst dann ein dauernder Gleichstrom.

Wie man aus Gl. (46) erkennt, besitzt bei dieser Form (β) der Selbsterregung der zeitliche Verlauf des Stromes i (falls A nicht zufällig verschwindet) keinen rein exponentiellen Charakter mehr.

 γ) Die interessanteste Form der Selbsterregung ist die eigentliche Wechselstrom-Selbsterregung, welche an die Bedingung:

$$(T-R)^2 < \frac{4L}{C} \tag{48}$$

geknüpft ist. Es entsteht ein einziger selbsterregter Wechselstrom, der der Gleichung gehorcht:

$$i = i_{\circ} \cdot \varepsilon^{\lambda_{\gamma} \cdot t} \cdot \sin (\omega_{s} t - \psi)$$
 (49)

⁷⁾ Siehe Literaturverzeichnis (L. V.) Nr. 19, S. 375.

 i_o und ψ sind die beiden Integrationskonstanten. Für λ_γ können wir setzen:

$$\lambda_{\gamma} = \frac{T - R}{2L} \tag{50}$$

Die Kreisfrequenz ω_s des selbsterregten Wechselstromes errechnet sich aus der Formel:

$$\omega_{\rm s} = \sqrt{\frac{1}{C \cdot L} - \left(\frac{T - R}{2L}\right)^2} \tag{51}$$

für: T > R, bzw. T < R erhalten wir einen anschwellenden, bzw. abklingenden Wechselstrom. Wenn:

$$T = R$$
, also: $\lambda_{\gamma} = 0$ ist, (52)

so entsteht ein selbsterregter Wechselstrom mit konstanter Amplitude, der sich durch nichts von einem gewöhnlichen Wechselstrom unterscheidet und dessen Frequenz sich berechnet zu:

$$\omega_{\rm s} = \frac{1}{\sqrt{C \cdot L}} = 2\pi f_{\rm s} \tag{53}$$

Da die Grösse und Frequenz dieses Wechselstromes von der Grösse und Frequenz der Netzspannung völlig unabhängig ist, so wollen wir ihn den freien Wechselstrom benennen. Mit grösser werdendem C nimmt die Frequenz dieses freien Wechselstromes ab. Für $C = \infty$, d. h. wenn der Kondensator kurz geschlossen ist, entsteht der sogen. freie Gleichstrom von konstanter Stärke [vgl. Gl. (47)].

Weil der freie Wechselstrom nicht aus der bekannten Formel für den stationären Wechselstrom (welche dem partikulären Integral entspricht) berechnet werden kann, so wird sein Auftreten als etwas ungewöhnliches und überraschendes empfunden.

Auch das Vektordiagramm, welches nur den dem partikulären Integral entsprechenden stationären Wechselstrom darstellt, kann uns offenbar keinen Aufschluss erteilen, ob das Auftreten eines freien selbsterregten Gleich- oder Wechselstromes zu erwarten ist oder nicht.

IV. Die graphische Darstellung der drei typischen Formen der Selbsterregung.

Die im letzten Abschnitt behandelten drei ty-

pischen Formen der Selbsterregung wollen wir (des besseren Verständnisses wegen) in einem Diagramm graphisch darstellen. In Fig. 4 ist das Verhältnis $\frac{T}{R}$ in Funktion von $(T-R)^2$ graphisch dargestellt. Die entsprechende Kurve ist eine Parabel p mit horizontaler Achse h. Ihr Scheitelpunkt A entspricht den Werten: T=R oder $(T-R)^2=0$. Der obere bzw. untere Ast der Parabel entspricht der anschwellenden, eigentlichen, bzw. der abklingenden Selbsterregung.

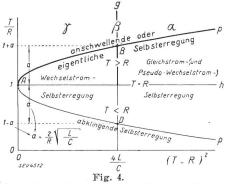
Praktisches Interesse hat natürlich nur die anschwellende eigentliche und (als Grenzfall) die, dem Werte T = R entsprechende Selbsterregung mit konstanter Amplitude des Stromes. Wenn:

$$0 < (T - R)^2 < \frac{4L}{C}$$
 (54)

tritt Wechselstrom-Selbsterregung, für:

$$(T-R)^2 \ge \frac{4L}{C} \tag{55}$$

jedoch Gleichstrom- (oder Pseudo-Wechselstrom)-Selbsterregung ein. Die vertikale Gerade g stellt somit die Grenze zwischen der Wechselstrom- und



Graphische Darstellung der verschiedenen Formen der Selbsterregung.

der Gleichstrom- (evtl. Pseudo-Wechselstrom-) Selbsterregung (also den Fall β) dar. Die horizontale Gerade h ist die Grenze zwischen der anschwellenden (eigentlichen, manchmal auch gefährlichen) und der abklingenden Selbsterregung. Da die Lage

der Parabel p unabhängig von dem Werte $\frac{4 L}{C}$ ist,

so erfährt zum Beispiel bei einer Vergrösserung von C lediglich die Grenzgerade g eine Verschiebung gegen die Ordinatenachse und die Punkte B und D wandern auf der Parabel p gegen den Scheitelpunkt A hinüber (Fig. 4). Dadurch wird naturgemäss das Gebiet der eigentlichen Wechselstrom-Selbsterregung mehr und mehr eingeschränkt und schliesslich bleibt nur noch Raum für die Gleichstrom- und Pseudo-Wechselstrom-Selbsterregung. Das umgekehrte tritt natürlich ein, wenn C verkleinert wird.

Besonders interessant ist es, das Verhalten der Selbsterregung in Funktion der Expedanz T zu beobachten, wenn die übrigen Grössen R, L und C des Stromkreises konstant sind. Hiezu eignet sich die in Fig. 4 gegebene graphische Darstellung besonders gut: Wenn die variable Expedanz, die von Null an anwachsen möge, den Wert

$$T = R \tag{56}$$

erreicht hat, beginnt die (eigentliche) Wechselstrom-Selbsterregung (Form γ). (Der Wert $\frac{4\ L}{C}$ sei endlich angenommen.) Der selbsterregte Strom ist (wie wir bereits wissen) konstant und hat die Frequenz:

$$\omega_{\rm s} = \frac{1}{\sqrt{C \cdot L}} = 2 \pi f_{\rm s} \tag{57}$$

Mit grösser werdendem T

$$T > R \tag{58}$$

entsteht ein anschwellender Wechselstrom, dessen Frequenz kleiner geworden ist und noch

$$\omega_{\rm s} = \sqrt{\frac{1}{C \cdot L} - \frac{(T - \overline{R})^2}{4 \cdot L^2}} \tag{59}$$

beträgt.

Sobald T den Wert

$$T = R + 2 \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{60}$$

erreicht hat, verwandelt sich die Wechselstrom-Selbsterregung in die als Form β bezeichnete Zwischenform der Selbsterregung, indem kein Wechselstrom mehr, sondern zwei nach einer komplizierten Funktion anschwellende Gleichströme

$$i = (i_o + A \cdot t) \cdot \varepsilon^{\lambda_{\beta} \cdot t} \tag{61}$$

entstehen [siehe Gl. (46)], deren Frequenz natürlich Null ist [λ_{β} siehe Gl. (36)].

Bei weiterer Vergrösserung von T entsteht die Exponential- oder Gleichstrom-Selbsterregung (Form a), welche aus zwei exponentiell anschwellenden Gleichströmen besteht [siehe Gl. (28)].

Man erkennt aus diesen Ausführungen, dass die eigentliche Wechselstrom-Selbsterregung sich nur innerhalb zweier Grenzen abspielen kann, indem sie an die Bedingung

$$R \leq T < \left(R + 2 \cdot \sqrt{\frac{L}{C}}\right)$$
 (62)

gebunden ist.

V. Allgemeine Resonanz und Selbsterregung.

Bekanntlich gilt in der Wechselstrom-Theorie für den Effektivwert des *stationären Wechselstromes* die Formel:

$$I_{eff} = \frac{V_{eff}}{\sqrt{R^2 + \left(\omega \cdot L - \frac{1}{\omega \cdot C}\right)^2}}$$
 (63)

die sich aus der Formel (28) durch Einsetzen der Effektivwerte der Spannung und des Stromes und für T = Null ergibt.

Es ist bekannt, dass für einen bestimmten Wert (ω_{kr}) der Kreisfrequenz ω der Strom I_{eff} einen sehr hohen Wert (I_{kr}) erreichen kann. Diese Erscheinung ist unter dem Namen der Resonanz allgemein bekannt. Für diesen kritischen Wert von ω gilt die Beziehung

$$\omega_{kr} = \frac{1}{\sqrt{C \cdot L}} \tag{64}$$

Der dabei auftretende Strom errechnet sich zu

$$I_{kr} = \frac{V_{eff}}{R} \tag{65}$$

Wenn der ohmsche Widerstand R des ganzen Stromkreises sehr klein ist, so erreicht I_{kr} in der Tat einen sehr hohen Wert. Der Zustand der idealen Resonanz $(I_{kr} = \infty)$ kann jedoch für endliche Werte von R niemals erreicht werden.

Anders liegen nun die Verhältnisse, wenn wir die Expedanz T in den Stromkreis einfügen. Da wir den ohmschen Widerstand R durch die Expedanz T vollkommen kompensieren können, so lässt sich die ideale Resonanz im Gegensatz zu der soeben besprochenen speziellen Resonanz (wenigstens theoretisch) auch bei hohen Werten des Widerstandes R erreichen. Diesen allgemeineren Fall der Resonanz nennen wir die «allgemeine» Resonanz⁸).

Für den verallgemeinerten Wechselstromkreis gilt zur Berechnung des stationären Stromes unsere Formel

$$I_{eff} = \frac{V_{eff}}{\sqrt{(T-R)^2 + \left(\omega \cdot L - \frac{1}{\omega \cdot C}\right)^2}}$$
 (66)

Aus dieser Formel lassen sich ohne weiteres die Bedingungen entnehmen, die für das Eintreten des Zustandes der allgemeinen Resonanz erfüllt sein müssen. Diese lauten:

$$T = R$$
 (67)

und

$$\omega \cdot L = \frac{1}{\omega \cdot C} \text{ oder } \omega = \frac{1}{\sqrt{C \cdot L}}$$
 (68)

Unter Einsetzen dieser Werte in Gl. (66) errechnet sich der Strom I_{kr} im Falle der allgemeinen Resonanz zu

$$I_{kr} = \frac{V_{eff}}{\sqrt{0+0}} = \infty \tag{69}$$

Der Leistungsfaktor $(\cos \varphi)$, der im Zustand der speziellen Resonanz bekanntlich gleich 1 ist, nimmt bei der «allgemeinen» Resonanz einen unbestimmten Wert an, was man aus der Gl. (29) leicht ersieht.

Da alle in der Praxis vorkommenden Expedanzen nicht völlig stromunabhängig sind, sondern von einem gewissen Stromwerte an abnehmen, so kann die Gl. (69) nie restlos erfüllt werden. Für die Praxis ist es dennoch wichtig, dass durch das Einfügen der Expedanz T in den Stromkreis, die im Falle der allgemeinen Resonanz auftretenden Ströme bei hohen Widerstandswerten von R wesentlich grösser werden können, als im Zustande der speziellen Resonanz.

Da nach unseren früheren Untersuchungen (Abschnitt III) in einem Stromkreise, in welchem (wie hier) die Bedingung T = R erfüllt ist, noch ein freier, selbsterregter Wechselstrom entsteht, so wollen wir diesen zusätzlichen Strom genauer betrachten. Seine Frequenz beträgt nach Gl. (53)

⁸⁾ A. von Brunn: «Neue Methoden zur graphischen Bestimmung von Wechselstrom-Ortskurven.» Bull. SEV 1929, S. 65 und 88, und A. von Brunn: «Die Doppel-Inversion und ihre praktische Verwendung.» E. u. M. 1930, S. 1 und 8.

$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{C \cdot L}} \tag{70}$$

Das ist aber derselbe Wert, den wir für die kritische Netzfrequenz berechnet hatten [Gl. (68)], falls der Zustand der «allgemeinen» Resonanz eintritt. Man erkennt aus dieser Tatsache, dass im Zustand der allgemeinen Resonanz eine eigenartige Verknüpfung besteht zwischen dem durch die Netzspannung erzwungenen stationären Wechselstrom und dem durch die Expedanz selbsterregten sogen. freien Wechselstrom.

Diese Erkenntnis ist für unser graphisches Arbeiten sehr wertvoll. Wenn wir z. B. bei der graphischen Konstruktion des Admittanz-Diagrammes eines Wechselstromkreises zu unendlich hohen Leitwert-Zahlen gelangen (allgemeine Resonanz), so wissen wir (nach dem oben Gesagten), dass wir in unmittelbarer Nähe der Selbsterregungsgrenze arbeiten.

Wir stellen uns in den folgenden Abschnitten die Aufgabe, diese Grenze des Eintritts der Selbsterregung zu erforschen, da eine genaue Kenntnis der Gesetze der Selbsterregungserscheinungen für den Theoretiker und Praktiker wertvoll ist. Es würde den Rahmen dieser Arbeit weit übersteigen, wenn wir die Selbsterregungs-Erscheinungen aller Maschinengattungen eingehender untersuchen wollten. Im folgenden Abschnitt werden wir die Selbsterregung einer der praktisch wichtigsten Maschinen, nämlich der Asynchronmaschine, behandeln, während im siebenten und achten Abschnitt eine Anordnung untersucht wird, der vorwiegend theoretisches Interesse zukommt.

VI. Die Selbsterregungs-Erscheinungen der Asynchronmaschine.

Es ist schon seit Jahrzehnten bekannt, dass die Asynchronmaschine in Verbindung mit genügend grossen Kapazitäten Selbsterregungs-Erscheinungen aufweist. (Aehnlich verhalten sich ja auch Synchronmaschinen, die auf leerlaufende Kabel oder lange Leitungen arbeiten und die ohne jede Rotorerregung von selbst auf Spannung kommen können.)

Aber erst in neuerer Zeit hat man der Selbsterregung der Asynchronmaschine vermehrte Aufmerksamkeit geschenkt, da beim Parallelschalten von Kondensatoren (zur Phasenkompensation) die Selbsterregung gelegentlich recht störend in die Erscheinung trat.

Da die Theorie der Selbsterregung der Asynchronmaschine schon von verschiedenen Autoren behandelt wurde ⁹), stellen wir uns in dieser Arbeit (in der wir uns vorwiegend mit generellen Problemen beschäftigen) lediglich die Aufgabe, die Bedingungen, die für die Entstehung der Selbsterregung der Asynchronmaschine erfüllt sein müssen, aus den entwickelten Grundprinzipien abzuleiten.

In Fig. 5 sehen wir (in einphasiger Darstellung) die bekannte Anordnung, bei der eine Asynchronmaschine *M* durch eine Kondensatorenbatterie *C*, welche parallel zu ihr ans Netz geschaltet ist, mehr oder weniger kompensiert werden soll. Um die Frage, ob bei dieser Anordnung Selbsterregung überhaupt auftreten kann oder nicht, beantworten

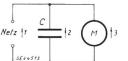


Fig. 5.

Kompensierung einer Asynchronmaschine durch einen statischen Kondensator.

zu können, müssen wir für den bei der Selbsterregung möglicherweise auftretenden Strom vor allen Dingen das *Schema* aufzeichnen.

Da in der Grundgleichung (28) des erweiterten Wechselstromkreises der selbsterregte Strom völlig unabhängig von der Netzspannung V ist, so wurde im Schema des selbsterregten Stromes (Fig. 6) das Netz lediglich durch seine Kurzschlussimpedanz Z_k

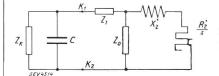
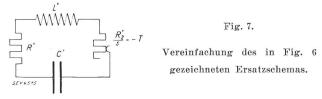


Fig. 6.
Ersatzschema der in
Fig. 5 dargestellten
Anordnung.

dargestellt Unser neues Schema besteht also aus dem bekannten Ersatzschema einer Asynchronmaschine, zwischen deren Primärklemmen $(K_1 \text{ und } K_2)$ die Kurzschluss-Impedanz (Z_k) des Netzes sowie die Kondensatorenbatterie C in Parallelschaltung angeschlossen sind. Dieses Schema lässt sich in bekannter Weise (durch graphische oder analytische Umrechnung) auf das äusserst einfache Ersatzschema Fig. 7 zurückführen. Die Werte L', R' und C' sind hier allerdings keine physikalischen Konstanten mehr, sondern (im allgemeinen) sehr komplizierte Funktionen der Frequenz (besonders,



wenn in der Kurzschluss-Impedanz Z_k des Netzes weitere im übrigen Netze etwa noch vorhandene Kapazitäten enthalten sind).

Damit Selbsterregung überhaupt möglich ist, muss der Stromkreis (Fig. 7) eine $Expedanz\ T$ enthalten. Nun können wir schreiben

$$-\frac{R_2'}{s} \equiv T, \tag{71}$$

wobei R'_2 den auf die Primärseite reduzierten Rotorwiderstand und s die Schlüpfung gegen das durch die selbsterregten Ströme erzeugte Drehfeld bedeuten. Aus Gl. (71) erkennt man, dass Selbsterregung möglich ist, wenn die Maschine gegenüber einem Drehfeld übersynchron laufen kann, welches durch drei gegeneinander je um 120° zeitlich verschobene

⁹⁾ Siehe: L.V. Nrn. 23, 29 und 30.

selbsterregte Wechselströme erzeugt wird, deren Frequenz durch Gl. (51) gegeben ist.

Für die Grenze des Eintritts der Selbsterregung gelten unsere Gl. (52) und (53) in neuer Form

$$T = R' = -\frac{R_2'}{s} \tag{72}$$

und

$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{C' \cdot L'}} \tag{73}$$

(siehe Fig. 7).

Für die kritische Drehzahl der Maschine, bei welcher die Selbsterregung auftritt, erhalten wir

$$n_{kr} = \frac{R' + R'_2}{R'} \cdot \frac{60}{2p \cdot \pi \sqrt{C' \cdot L'}}$$
 (74)

worin 2p die Polzahl der Maschine bedeutet. Der zweite Faktor der rechten Seite der Gl. (74) ist die (synchrone) Drehzahl des selbsterregten Drehfeldes n_{syn} , so dass die einfache Beziehung besteht

$$\frac{n_{kr}}{n_{syn}} = \frac{R' + R'_2}{R'} = > 1 \tag{75}$$

Da, wie schon bemerkt, die Grössen L', R' und C' in hohem Grade frequenzabhängig sind, haben die Gl. (72) bis (75) nur scheinbar expliziten Charakter. Die analytische Berechnung gestaltet sich im allgemeinen ziemlich umständlich. Es empfiehlt sich deshalb, das graphische Verfahren anzuwenden. Dabei kommt uns die im Abschnitt V gewonnene Erkenntnis zu statten, dass die Grenze des Eintritts der Selbsterregung zusammenfällt mit dem Zustand der allgemeinen Resonanz, oder, im Sinne der vektoriellen Darstellung:

Die Grenze des Eintritts der Selbsterregung liegt da, wo die Vektorsumme gebildet aus dem Netzadmittanzstrome, dem Kondensatorstrome und dem Strome der Asynchronmaschine (Fig. 5) gleich Null, das Stromvektorpolygon also geschlossen ist, wobei diese drei Ströme selbstverständlich auf die gleiche Spannung und Frequenz zu beziehen sind. Unter Netzadmittanz ist der der Impedanz Z_k (Fig. 6) entsprechende komplexe Leitwert zu verstehen. Indem man diese Rechnung für einige Frequenzen durchführt, findet man rasch die richtige Frequenz, d. h. diejenige, für welche sich das Strompolygon schliesst und die somit die Frequenz des gesuchten, selbsterregten Stromes ist. Da die Netz-Impedanz Z_k wenigstens bei starken Netzen im allgemeinen sehr klein ist, ist auch die Gefahr der Selbsterregung einer ans Netz angeschlossenen kompensierten Asynchronmaschine auch bei kräftiger Kompensation gering. Dagegen kann Selbsterregung leicht eintreten, wenn z. B. das Kraftwerk abgeschaltet wird, und die mechanisch angetriebene Asynchronmaschine mit dem Kondensator und den übrigen Objekten des Netzes (Motoren, Widerständen und Kapazitäten usw.) allein zusammengeschaltet bleibt 10).

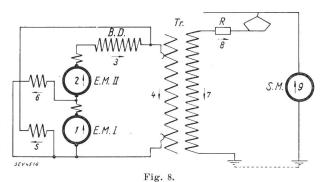
Da die Selbsterregung nur im übersynchronen Lauf möglich ist, ist die Frequenz des selbsterregten Stromes (bei normaler Drehzahl) im allgemeinen kleiner als die Netzfrequenz 111). So kann z. B. eine stark überkompensierte und an ein 50periodiges Netz angeschlossene vierpolige Asynchronmaschine mit 1450 Umdrehungen pro Minute als Motor laufen und gleichzeitig als Asynchrongenerator einen 47periodigen selbsterregten Strom ins Netz zurückschicken, wobei dann die bekannten Schwebungserscheinungen auftreten.

VII. Die Erzeugung von Wechselstromselbsterregung mit dynamischen Kondensatoren.

Die interessanteste Art der Selbsterregung ist die Wechselstromselbsterregung unter Verwendung dynamischer Kondensatoren, wie wir in diesem Abschnitt an einem Beispiel zeigen werden.

Unsere theoretischen Untersuchungen wollen wir an einer Schaltung durchführen, die für Einphasen-Rekuperation bestimmt ist und deren eigenartiges Verhalten der Verfasser in einem früheren Aufsatz an dieser Stelle ¹²), allerdings nur für den stationären Wechselstrom, anhand graphischer Berechnungsmethoden dargestellt hat.

Wie Fig. 8 zeigt, besteht die Schaltanordnung aus zwei mechanisch starr gekuppelten, elektrisch in Serie geschalteten Einphasen-Serie-Kollektor-



Schema einer Einphasen-Nutzbremsschaltung.

motoren. Der erste (E. M. I) erhält seine Erregung vom Transformator Tr. direkt, während der zweite (E. M. II) vom ersten Motor erregt wird. Die beiden Motoren sind unter Zwischenschaltung der Bremsdrosselspule B. D. an die Niederspannungsseite des Transformators Tr. angeschlossen. Die ganze Anordnung arbeitet auf die Synchronmaschine S. M. zurück. Um die Rechnung von allem Nebensächlichen zu befreien, sollen die Erregerströme der Motoren, sowie der Magnetisierungsstrom des Transformators verschwindend klein angenommen werden. Die Induktivität des ganzen Kreises sei in der Bremsdrosselspule (B. D.), der gesamte ohmsche Widerstand in R konzentriert gedacht. Wenn wir

¹⁰⁾ Siehe: L.V. Nr. 28.

¹¹) Eine Ausnahme von dieser Regel stellt die Selbsterregung durch Oberfelder der Asynchronmaschine dar, auf die wir hier jedoch nicht eingehen können.

¹²⁾ A. von Brunn: «Neue Methoden zur graphischen Bestimmung von Wechselstrom-Ortskurven.» Bull. SEV 1929, S. 86.

der Einfachheit wegen die Uebersetzung des Transformators gleich eins setzen, wodurch sich prinzipiell nichts ändert, so können wir den Transformator überbrücken und die Grundgleichung der Spannungen des ganzen Systems in der einfachen Form aufschreiben

$$v_1 + v_2 + v_3 + v_8 = v_9 \tag{76}$$

Da das partikuläre Integral dieser Gleichung (der stationäre Wechselstrom) in dem erwähnten Aufsatz schon berechnet wurde, interessiert uns nur noch das allgemeine Integral, d. h. der selbsterregte freie Gleich- oder Wechselstrom. Für diesen darf

$$v_0 = 0 \tag{77}$$

gesetzt werden.

Es ist nun

$$v_{\scriptscriptstyle 5} + v_{\scriptscriptstyle 8} = 0 \tag{78}$$

$$v_5 = -l \frac{\mathrm{d}i_5}{\mathrm{d}t} \tag{79}$$

wobei l der Selbstinduktionskoeffizient der Feldspulen ist. Weiter ist

$$v_1 = K' \cdot n \cdot i_5 \tag{80}$$

wenn wir mit K' die Maschinenkonstante, mit n die Drehzahl der Einphasenmotoren bezeichnen und die Sättigung der Maschine vernachlässigen. Die weiteren Gleichungen lauten:

$$v_1 + v_6 = 0 \tag{81}$$

$$v_6 = -l \cdot \frac{\mathrm{d}i_6}{\mathrm{d}t} \tag{82}$$

und

$$v_2 = K' \cdot n \cdot i_6 \tag{83}$$

$$v_3 = -L \cdot \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} \tag{84}$$

wobei L der Selbstinduktionskoeffizient der Bremsdrosselspule und i der uns interessierende selbsterregte freie Gleich- oder Wechselstrom ist. Schliesslich ist

$$v_8 = -i \cdot R \tag{85}$$

Aus den Gl. (76) bis (85) erhalten wir die Differentialgleichung des freien Gleich- oder Wechselstromes, welche lautet:

$$+L \cdot \frac{\mathrm{d}^{3}i}{\mathrm{d}t^{3}} + R \cdot \frac{\mathrm{d}^{2}i}{\mathrm{d}t^{2}} + K \cdot n \cdot R \cdot \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} + K^{2} \cdot n^{2} \cdot R \cdot i = 0$$
(86)

wobei

$$K = \frac{K'}{I} \tag{87}$$

sei.

Die Auflösung dieser Differentialgleichung dritter Ordnung ist ziemlich kompliziert. Wir erhalten jedoch mühelos Antwort auf die uns interessierenden Fragen, wenn wir uns anhand eines leicht anzuwendenden Kriteriums, das der Verfasser in einer früheren Arbeit hier ¹³) angegeben hat, klar machen, dass Gleichstromselbsterregung bei dieser Schaltung im generatorischen Betrieb (Rekuperation) ausgeschlossen ist. Es kann somit, wenn überhaupt Selbsterregung eintreten sollte, nur die eigentliche Wechselstrom-Selbsterregung auftreten.

Im Moment des Eintritts der Selbsterregung entstehe der freie Wechselstrom, den wir I_s benennen wollen und dessen Kreisfrequenz ω_s sei. Die Differentialquotienten dieses Stromes (nach der Zeit) lauten in symbolischer Schreibweise

$$\frac{\mathrm{d}\,I_s}{\mathrm{d}\,t} = +\,j\cdot\omega_s\cdot I_s \tag{88}$$

$$\frac{\mathrm{d}^2 I_s}{\mathrm{d} t^2} = -\omega_s^2 \cdot I_s \tag{89}$$

$$\frac{\mathrm{d}^3 I_s}{\mathrm{d} t^3} = -j \cdot \omega_s^3 \cdot I_s \tag{90}$$

Setzt man diese Werte in die Gl. (86) ein und dividiert man die ganze Gleichung durch ω_s^2 , so erhält man die Spannungsgleichung

$$-j\omega_{s} \cdot L \cdot I_{s} - R \cdot I_{s} + j \cdot K \cdot R \cdot \frac{n}{\omega_{s}} \cdot I_{s}$$

$$+ K^{2} \cdot R \cdot \frac{n^{2}}{\omega_{s}^{2}} \cdot I_{s} = 0. \tag{91}$$

Diese Gleichung ist erfüllt, wenn

$$n = \frac{R}{K \cdot L} = n_{kr} \tag{92}$$

Bei dieser kritischen Drehzahl tritt in der Tat Wechselstromselbsterregung auf. Ihre Frequenz berechnet sich zu

$$\omega_s = \frac{R}{L} = K \cdot n_{kr} \tag{93}$$

Diese Frequenz ist also bereits durch die Grössen R und L gegeben.

Aus dem Aufbau der Gl. (91) erkennt man, dass sich der *Einphasenmotor E.M. I* verhält wie ein Kondensator mit der Kapazität

$$C_{Dyn} = \frac{1}{K \cdot R \cdot n}$$
 Farad (94)

Wir nennen eine solche Maschine (im Gegensatz zu den statischen Kondensatoren) einen dynamischen Kondensator. Wenn der Einphasen-Motor E. M. I die kritische Drehzahl n_{kr} erreicht hat, so beträgt seine Kapazität [unter Beachtung der Gleichung (92)]

$$C_{Dyn} = \frac{L}{R^2} \tag{95}$$

Farad, und ist somit unabhängig von der Maschinenkonstanten.

¹³) A. von Brunn: «Die Bedeutung des Bezugssinnes im Vektordiagramm», Bull. SEV 1922, S. 458.

Setzt man diesen Wert von C_{Dyn} in die allgemeine Frequenzgleichung (53) des selbsterregten freien Wechselstromes ein, so erhält man

$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{C_{Dvn} \cdot L}} = \frac{R}{L} \tag{96}$$

in Uebereinstimmung mit Gl. (93).

Der Einphasenmotor E. M. II stellt eine von der Drehzahl und Frequenz abhängige Expedanz dar, deren Expedanzwert sich ergibt zu:

$$T = K^2 \cdot R \cdot \frac{n^2}{\omega^2}$$
 (negative Ohm). (97)

Für den Moment des Eintritts der Selbsterregung errechnet sich der Expedanzwert T [unter Zuhilfenahme der Gl. (92) und (93)] zu

$$T = R \tag{98}$$

Auch bei diesem Beispiel finden wir wiederum die abgeleitete Bedingung bestätigt [siehe Gl. (52)], dass die Selbsterregung dann eintritt, wenn der Expedanzwert gleich dem ohmschen Widerstand des ganzen Stromkreises ist.

Setzt man die für den Eintritt der Selbsterregung gefundenen kritischen Werte von n_{kr} und ω_s in die Gl. (91) ein, so erkennt man, dass das aus den vier Impedanzen gebildete Impedanz-Polygon ein geschlossenes Quadrat mit der Seitenlänge R bildet. Der Gesamt-Impedanzwert des Stromkreises ist für die Frequenz ω_s gleich Null, woraus wir erkennen, dass auch in diesem Beispiel der Eintritt der Selbsterregung zusammenfällt mit dem Zustand der allgemeinen Resonanz.

Durch diese Untersuchungen hat der Begriff der Kapazität eine Erweiterung erfahren, indem er nicht mehr auf den Kondensator beschränkt bleibt, sondern auch auf gewisse Maschinengattungen ausgedehnt wurde. In unserem Beispiel arbeitet beim Eintritt der Selbsterregung die eine Maschine als reine Expedanz, die andere als reiner Kondensator. In vielen elektrischen Maschinen sind diese beiden Arbeitsweisen vereinigt. Man spricht dann von einer kapazitiven Expedanz.

Auf Grund dieser Betrachtungen ist es leicht verständlich, dass die kapazitiven Expedanzen eine starke Tendenz zur Wechselstromselbsterregung aufweisen. Da der gewöhnliche Einphasen-Serie-Generator keine kapazitive Expedanzkomponente besitzt, so ist bei ihm Wechselstrom-Selbsterregung (ohne Zuhilfenahme zusätzlicher Kondensatoren) ausgeschlossen.

VIII. Die graphisch-analytische Berechnung der Selbsterregungsgrenze.

Zum Schlusse unserer theoretischen Untersuchungen wollen wir noch an einem Beispiel zeigen, wie die Grenze des Eintritts der Selbsterregung auf graphisch-analytischem Wege relativ leicht bestimmt werden kann. Wir benützen dazu die im letzten Abschnitt behandelte Einphasen-Rekupera-

tions-Schaltung (Fig. 8), wobei wir uns den ohmschen Widerstand R variabel denken. Es sind dann für beliebige Werte von R diejenigen Drehzahlen, bei denen die Selbsterregung jeweils eintritt, sowie die entsprechenden Frequenzen der selbsterregten Ströme zu bestimmen. Unsere Untersuchung wird sich auch mit dem allgemeineren Fall befassen, bei dem der ohmsche Widerstand R durch eine beliebige Impedanz ersetzt wird.

Wir spalten den in Fig. 8 dargestellten Stromkreis in zwei (ungleiche) Teile, nämlich einerseits in die aus den zwei Einphasen-Kollektormotoren (E. M. I und E. M. II) und der Bremsdrosselspule (B. D.) gebildete «Gruppe» und in den ohmschen Widerstand (R) anderseits.

Wenn wir die selbsterregte Summenspannung der «Gruppe» mit V benennen, so erhalten wir unter Benützung der Gl. 91

$$V = j \cdot K \cdot R \cdot \frac{n}{\omega} \cdot I + K^2 \cdot R \cdot \frac{n^2}{\omega^2} \cdot I - j \cdot \omega \cdot L \cdot I \quad (99)$$

 ω ist die Kreisfrequenz der selbsterregten Wechselspannung V, I ist der die «Gruppe» durchfliessende selbsterregte Strom. Da dieser Strom auch den ohmschen Widerstand R durchfliesst, dessen Klemmenspannung ebenfalls gleich V ist, so gilt die einfache Beziehung

$$I \cdot R = -V \tag{100}$$

und durch Einsetzen von (100) in (99) erhalten wir

$$V = +j \cdot K \cdot \frac{n}{\omega} \cdot V + K^2 \cdot \frac{n^2}{\omega^2} \cdot V - j \cdot \omega \cdot L \cdot I \quad (101)$$

Aus dieser Gleichung errechnet sich I zu

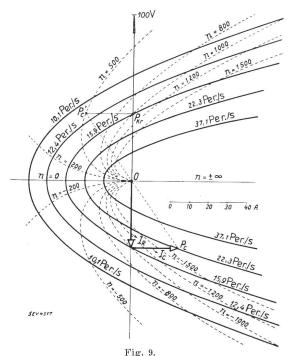
$$I = \frac{V}{\omega \cdot L} \left\{ j + K \cdot \frac{n}{\omega} - j \cdot K^2 \cdot \frac{n^2}{\omega^2} \right\}$$
 (102)

Die Konstante L nehmen wir für unser Berechnungsbeispiel zu 0,0286 Henry, die Maschinenkonstante K zu 0,10 und die Spannung V zu 100 Volt an. Da die Drehzahlen, bei denen die Selbsterregung eintritt, sowie die entsprechenden Periodenzahlen noch unbekannt sind, berechnen wir anhand der Gl. (102) zwei Reihen von Stromwerten, nämlich eine für variable Drehzahl bei fester Periodenzahl und eine für variable Periodenzahl bei fester Drehzahl. Wir erhalten so die in Fig. 9 dargestellten Stromortskurven. Der ersten Kurvenschar entsprechen die ausgezogenen, der zweiten die gestrichelten Kurven. Die der Berechnung zugrunde gelegten Perioden- und Drehzahlen sind in die Fig. 9 eingetragen.

Wir stellen uns die Aufgabe, den Eintritt der Selbsterregung zu berechnen unter der Annahme, dass der Widerstandswert von R vorerst 2,86 Ohm sei. Bei der angenommenen (Bezugs-)Spannung von 100 Volt erhalten wir für den den Widerstand durchfliessenden Strom

$$I = -\frac{V}{R} = -\frac{100}{2,86} = -35 \,\text{A}$$
 (103)

Da nach den Ergebnissen des Abschnittes V der Beginn der Selbsterregung zusammenfällt mit dem Zustand der allgemeinen Resonanz, so brauchen wir nur diesen zu berechnen, um den ersten zu erhalten. Im Zustand der allgemeinen Resonanz ist bekanntlich ¹⁴) die resultierende Admittanz der



Aufstellung der Stromortskurven der in Fig. 8 dargestellten Schaltung (zur graphischen Berechnung des Eintritts der Wechselstrom-Selbsterregung).

Serienschaltung unendlich gross, d. h. die auf die gleiche Spannung bezogenen Admittanzströme der beiden miteinander in Serie geschalteten Objekte (Gruppe und ohmscher Widerstand) müssen entgegengesetzt gleich gross sein. Dem Strome I_R von — 35 A entspricht daher in Fig. 9 die Strecke \overline{OP}_{kr} von + 35 A. Somit ist P_{kr} derjenige Punkt, bei dem die Selbsterregung einsetzt. Wir entnehmen der Fig. 9 für diesen Punkt P_{kr} eine Drehzahl von 1000 U/min und eine Frequenz von 15,9 Per./s.

Vergrössert man den Widerstand R z. B. auf 4,4 Ohm, so beträgt der Admittanzstrom

$$I = -\frac{100}{4,4} = -22,7 \text{ A}$$
 (104)

und der entsprechende Gruppenstrom ist +22,7 A. Aus Fig. 9 ersieht man, dass infolge der Vergrösserung von R die Selbsterregung erst bei 1500 Umdrehungen pro Minute eintritt, und dass die Frequenz des selbsterregten Stromes (wie sich durch Interpolation ergibt) auf 25,0 Per./s angestiegen ist. Genau die umgekehrten Verhältnisse treten ein, wenn der Widerstand R verkleinert wird.

Schaltet man dem Widerstande $R \ (= 2,86 \ \Omega)$ eine bestimmte Kapazität C parallel, so nimmt

diese aus R und C zusammengesetzte Impedanz den Strom $\overline{OP_c}$ = 42,6 A auf. Der kritische~Punkt ist jetzt P'_c (Fig. 9) und die Selbsterregung beginnt schon bei n = 500 U/min. Die zugehörige Frequenz ermittelt man aus der Fig. 9 zu 11,5 Per./s. Die Grösse des Kondensators ergibt sich aus der Spannung von 100 Volt, aus dem aufgenommenen Strom I_c = 24,7 A und der Frequenz von 11,5 Per./s zu:

$$C = \frac{24,7 \cdot 10^6}{2 \cdot \pi \cdot 11,5 \cdot 100} = 3420$$
 Mikro-Farad. (105)

Während das Parallelschalten einer Kapazität die Selbsterregung erleichtert, hat das Hinzuschalten einer Induktivität die umgekehrte Wirkung zur Folge, weil durch sie die kritische Drehzahl hinaufgesetzt wird, was man aus der Fig. 9 leicht ersehen kann.

Meistens sind nicht die Admittanzströme, sondern die Werte R, L und C gegeben. Man gelangt dann anhand der hier beschriebenen graphisch-analytischen Berechnungsweise durch die rasch konvergierende $N\ddot{a}herungsmethode$ leichter ans Ziel als mit dem rein analytischen Verfahren.

IX. Die versteckten Expedanzen.

Zu den schwierigeren Aufgaben der Elektrotheoretiker und Prüffeldingenieure gehört das Auffinden versteckter Expedanzen. Unter den versteckten Expedanzen verstehen wir solche Expedanzen, die sich nicht aus der Differentialgleichung des normalen Stromkreises einer elektrischen Maschine berechnen lassen, sondern die erst «entdeckt» werden können, wenn wir die Differentialgleichungen für alle in einer Maschine überhaupt möglichen Stromwege aufstellen. Dabei darf uns eine in der Maschine etwa vorhandene Symmetrie parallel geschalteter Stromkreise keineswegs zu der Annahme verleiten, dass nun auch die durch die versteckten Expedanzen erzeugten selbsterregten Ströme dem gleichen Symmetriegesetz gehorchten. Wir finden vielmehr, dass die selbsterregten Ströme manchmal völlig unerwartete Wege einschlagen und dabei ganz neue Symmetrien erzeugen 15).

Ein geradezu klassisches Beispiel einer Maschine mit versteckten Expedanzen stellt der Drehstrom-Serie-Kollektormotor in Sechs-Bürsten-Schaltung mit beweglichen Bürsten dar 16, bei welchem der selbsterregte Gleichstrom die dreifache Polzahl der Maschine erzeugt. Wird zur Unterdrückung der Gleichstromselbsterregung ein Zwischentransformator (in Dreieckschaltung) verwendet, so ist nach den Ergebnissen des dritten Abschnittes Pseudowechselstrom-Selbsterregung zu erwarten 17). Schaltet man den Zwischentransformator in Sternschalten

¹⁴⁾ Siehe Fussnote 8.

¹⁵) Siehe: L.V. Nr. 15, 17, 19 und 24.

¹⁶) Siehe: L.V. Nr. 15.

¹⁷) Bei dieser Schaltung wurde in der Tat Wechselstrom-Selbsterregung (mit Ausbildung der dreifachen Polzahl) von Herrn Ing, Ed. Scherer in Wien beobachtet. (Siehe L.V Nr. 15.)

tung 18), so wird die Selbsterregung völlig unter-

Zu den versteckten Expedanzen zählen wir auch diejenigen, die schon durch kleine mechanische Unsymmetrien an Maschinen (z. B. ungenaue Verteilung der Bürsten am Kollektorumfang, ungenaue Einstellung der Wendepole etc.) bei unzweckmässiger Schaltung erzeugt werden können. Wenn eine solche Expedanz beim Leerlauf der Maschine etwas kleiner als der ohmsche Widerstand des betreffenden Stromkreises ist, läuft die Maschine selbsterregungsfrei. Sobald jedoch durch die äussere Belastung die Uebergangswiderstände der Bürsten abnehmen, und deshalb der totale Widerstand des betreffenden Stromkreises kleiner als die Expedanz wird, tritt plötzlich Selbsterregung in der Maschine auf, die manchmal auch dann noch anhält, wenn die äussere Belastung zurückgegangen ist.

Des beschränkten Raumes wegen müssen wir auf eine eingehendere Behandlung dieser und weiterer Selbsterregungsprobleme verzichten. Doch mögen unsere wenigen Beispiele gezeigt haben, dass das Gebiet der Selbsterregung überaus vielseitig und interessant ist und dass hier dem Forscher noch ein weites und dankbares Arbeitsfeld offen steht.

Literatur-Verzeichnis (L.V.).

Das Verzeichnis stellt eine Auswahl aus der sehr reichhaltigen Literatur dar.

- Nr. 1 F. Rusch: «Ist eine Nutzbremsung des Repulsionsmotors in normaler Schaltung möglich?» ETZ 1910,
- P. Müller: «Gegenstrom- und Kurzschlussbremsung Nr. 2 bei Reihenschlusskommutatormotoren.» EKB 1911.
- S. 641. Nr. 3 P. Müller: Dissertation, Berlin 1911.
- Niethammer und Siegel: «Ueber elektrische Bremsung mit besonderer Berücksichtigung der Wechselstrom-Kommutatormotoren.» E. u. M. 1911, S. 1063 und 1092.
- Rüdenberg: «Ueber die Stabilität, Kompensierung und Selbsterregung von Drehstrom-Serienmaschinen.» ETZ 1911, S. 233 und 264.
- Nr. 6 Rüdenberg: «Selbsterregende Drehstrom-Generatoren für veränderliche Frequenz.» ETZ 1911, S. 391 und 413.
- Nr. 7 Rüdenberg: «Der Drehstrom-Kollektorgenerator im Leerlauf.» ETZ 1911, S. 489.
- F. Rusch: «Ueber die Nutzbremsung der wichtigsten Nr. 8 Kollektormotoren.» E. u. M. 1911, S. 1 und 26.
 - ¹⁸) Nach Angabe von Herrn Ing. Dyhr (siehe L.V. Nr. 15).

- Nr. 9 Fraenckel: «Ueber Selbsterregung und Nutzbremsung von Reihenschluss-Kommutatormaschinen für Ein- und Mehrphasenstrom.» E. u. M. 1912, S. 386, 677 und 994.
- Nr. 10 Niethammer und Siegel: «Ueber die Nutzbremsung der Mehrphasen-Kommutatormotoren mit Seriencharakteristik.» E. u. M. 1912, S. 801.
- Nr. 11 Rüdenberg: «Elektrische Eigenschwingungen in Dy-namomaschinen.» Arch. Elektrotechn. 1912, Band I,
- Nr. 12 Schenkel: «Ueber elektrische Bremsung mit Wechselstromkommutatormotoren.» ETZ 1912, S. 873.
- Nr. 13 Scherbius: «Ueber Selbsterregung und Nutzbremsung von Maschinen mit Reihenschluss-Charakteristik.» ETZ 1912, S. 1264.
- Nr. 14 Binder und Dyhr: «Ueber die Entstehung und Unterdrückung selbsterregter Ströme in Drehstrom-Reihenschlussmaschinen.» ETZ 1913, S. 197 und 241.
- Nr. 15 Schenkel: «Die Selbsterregung von Kommutatormotoren während ihres Laufes als Motor.» Arch. Elektro-
- techn. Bd. II, 1913, S. 10. Nr. 16 Scherbius und Klinkhamer: «Selbsterregung gesättig-Mehrphasen-Kollektor-Reihenschlussmaschinen.» ETZ 1913, S. 1333.
- Nr. 17 Scherbius und Sonnenschein: «Eine Selbsterregungserscheinung bei einem Drehstrom-Reihenschluss-Kollektormotor mit sechs Bürsten.» ETZ 1913, S. 1228.
- Nr. 18 Srnka: «Ueber Gegenstrom- und Nutzbremsung von Drehstrom-Serien-Kollektormotoren mit Zwischen-Transformator und doppeltem Bürstensatz.» E. u. M. 1914, S. 365.
- Nr. 19 P. Müller: «Einige Selbsterregungserscheinungen bei einphasigen Kollektormotoren.» Arch. Elektrotechn. Bd. IV, 1916, S. 373.
- Nr. 20 Fleischmann: «Ueber selbsterregte Mehrphasenstrom-Generatoren.» Arch. Elektrotechn. Bd. VIII, 1920, S. 447.
- Nr. 21 Fleischmann: «Ueber Selbsterregung von Mehrphasen-Serien-Kollektorgeneratoren bei induktiver Kupplung.» Arch. Elektrotechn. Bd. IX, 1921, S. 439.
- Nr. 22 Leyerer: «Ueber Wechselstrom-Selbsterregung Gleichstrom-Maschinen.» Arch. Elektrotechn. Bd. 1X, 1921, S. 95.
- Nr. 23 G. Huldschiener: «Ueber den Induktionsgenerator mit Kondensatorerregung.» ETZ 1922, S. 155.
- Nr. 24 Seiz: «Selbsterregung von Kommutatormaschinen und Kommutator-Kaskaden.» Fachberichte VDE, 1929,
- Nr. 25 E. v. Rziha und J. Seidener: «Starkstromtechnik», 7. Auflage, Bd. I, S. 580. Berlin 1930.
- Nr. 26 Dreyfuss: «Kommutator-Kaskaden und Phasenschieber», S. 52, 58 und 82. Berlin, Verlag von Julius
- Springer 1931.

 Nr. 27 W. Buri: Bull. SEV 1933, S. 342.

 Nr. 28 W. Werdenberg: «Betriebserfahrungen mit statischen Kondensatoren.» Bull. SEV 1934, S. 10.
- Nr. 29 F. Niethammer: «Selbsterregung von Asynchronmotoren und anderen Maschinen». E. u. M. 1934, S. 61.
- Nr. 30 H. Hafner: «Der durch Kondensatoren selbsterregte Drehstrom-Asynchronmotor.» Bull. SEV 1935, S. 89.

19. Schweizer Mustermesse 1935.

Wir erinnern unsere Leser daran, dass vom 30. März bis 9. April die 19. Schweizer Mustermesse in Basel abgehalten wird, deren Besuch sich sicher lohnt. Die Messeleitung stellte uns eine Liste der

F. Aeschbach A.-G., Industriestr. 20, Aarau. Bäckerei-, Konditorei-Maschinen; elektrische, transportable Backöfen; Kühlanlagen.

Glühlampenfabrik Gloria A.-G., Aarau. Elektrische Glühlampen; Wolframprodukte.

A.-G. Kummler & Matter, Bleichemattstrasse, Aarau, Elektrische Kochherde, elektrische Boiler, elektrische Heiz- und Aussteller der Gruppe XVI: Elektrizität, zur Verfügung, die wir im folgenden, nach Sitz der Firmen alphabetisch geordnet, zur vorläufigen Orientierung abdrucken.

Kochapparate; Erzeugnisse der Lohnfeuerverzinkung; Freileitungs- und Bahnoberleitungsmaterial.

Maxim A.-G., Buchserstr. 35, Aarau. Kochherde, Boiler, Heizöfen, Bügeleisen, Kocher, Teekannen, Kaffeemaschinen, Futterkocher, Kippkessel, Akkumulieröfen usw.

Sprecher & Schuh A.-G., Fabrik elektrischer Apparate, Aarau. Hoch- und Niederspannungsapparate. Hochleistungs-