

**Zeitschrift:** Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

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

**Band:** 31 (1940)

**Heft:** 22

**Artikel:** Ein Beitrag zur Berechnung des Gleich-Wechselstrom-Mutators mittels der Laplaceschen Transformation

**Autor:** Müller-Strobel, Josef

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-1061389>

#### 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>**

fallen, nach Bundessubventionen zu schielen, das sind für industrielle Unternehmungen immer Schwächezeichen. Aber es ist richtig, dass die Oeffentlichkeit an solchen Arbeiten jetzt ein grosses Interesse hat und den vorzeitigen Ausbau grosser Werke in irgendeiner Form erleichtern hilft, sei es, dass der Bund den Kantonen nahelegt, die Wasserzinse und Steuern für einige Jahre zu ermässigen, und dass man den Kapitalgebern Erleichterungen in der Steuer zubilligt, usw. Man darf ruhig behaupten, dass es für jeden, der einen Sparbatzen auf der Seite hat, empfehlenswerter ist, Geld in der einheimischen Elektrizitätsindustrie anzulegen, auch wenn sie anfänglich nicht rentiert, weil doch produktive Werte geschaffen werden, die in noch erreichbarer Zeit zu höherer Blüte gelangen werden. Produktive Werte, die so beständig sind wie Kraftwerke sind mehr wert als gehortetes Gold. Meine Herren, die nächste Zeit wird zeigen, ob wir etwas gelernt haben und ob wir die Kraft in uns haben, praktische und nützliche Arbeit zu leisten.

Es ist unleugbar, dass Behörden, viele Industrielle und das Volk im allgemeinen viel mehr Sympathie zu den kohleverarbeitenden Industrien haben als zu den Elektrizitätswerken. Ich habe mir schon oft den Kopf zerbrochen, woher das kommen mag, aber es ist so, und in diesem Punkte können wir unsere Kollegen von der Gasindustrie nur beneiden. Aber es ist nicht recht, dass man in normalen Zeiten immer wieder der schwarzen Königin um den Hals hängt und die weisse Kohle vernachlässigt, um dann in kritischen Zeiten sich plötzlich über die Unfruchtbarkeit der weissen Kohle zu beklagen. Auch in diesem Punkte muss in Behörden und Volk im Schweizerlande eine Einkehr vor sich gehen, damit wir im Inlande den Absatz für künftige Kraftwerke so fördern können, dass eine Ueberproduktion an Werken erträglich ist. Die Zukunft soll nicht ein Streit zwischen Kohle, Gas und Elektrizität sein, sondern eine vernünf-

tige Wechselwirtschaft und gegenseitige Unterstützung im Interesse des ganzen Volkes. Eine gewisse, wohldosierte Ueberproduktion an Elektrizitätswerken wird uns jederzeit befähigen, mit andern Ländern eine kontinentale Elektrizitätspolitik zu treiben, und in Zeiten, in denen das Ausland weniger aufnahmefähig ist, ist es ganz gegeben, dass wir überschüssige Energie zu Wärmeanwendungen unserem Volke zur Verfügung halten, die wir sonst vielleicht nicht empfehlen können. So sichern wir dem aufgewendeten Kapital doch ein gewisses Interesse und jedenfalls keine Verluste. Unser eigenes Land wird, nach einer Aufstellung, die Herr Härry bearbeitet, voraussichtlich in den nächsten Jahren etwa folgende neue Energiemengen pro Jahr benötigen:

Haushalt . . . . .	ca. 70 Millionen kWh
Landwirtschaft . . . . .	» 300 » »
Gewerbe . . . . .	» 28 » »
Allgemeine Industrie . . . . .	» 50 » »
Chemie . . . . .	» 53 » »
Verkehr auf der Landstrasse und noch nicht elektrifizierte Bahnen	» 15 » »
Raumheizung . . . . .	» 10 » »
Benzin-Synthese usw. . . . .	» 20 » »
rund vielleicht 550 Millionen kWh	

Das macht aber in 10 Jahren schon 5,5 Milliarden kWh.

In allen Ländern rings um uns ertragen die Völker Entbehrungen und Sorgen aller Art und leisten physisch und wirtschaftlich Unerhörtes. Wir wissen von solchen Verhältnissen bei uns bis jetzt noch nicht sehr viel, aber gerade das muss uns den Ansporn geben, das Menschenmöglichste zu tun, um diejenigen Naturschätze ans helle Licht des Tages zu bringen, die uns verliehen sind. Mit diesen Schätzen in der Hand können wir uns weiter behaupten und der Zukunft ruhiger entgegensehen.

Dies ist *sieghafte Planwirtschaft*, sie entspringt dem höchsten Plane, den wir kennen, dem Plane der Schöpfung.

## Ein Beitrag zur Berechnung des Gleich-Wechselstrom-Mutators mittels der Laplaceschen Transformation.

Von Josef Müller-Strobel, Zürich.

Mitteilung aus dem Elektrotechnischen Institut der Eidgenössischen Technischen Hochschule.

621.314.57

Handelt es sich um die Erfassung der elektromagnetischen Vorgänge von Wechselstrom-Wechselstrom- oder Gleichstrom-Wechselstrom-Mutatoren bei einer beliebigen Art und Grösse der Belastung, so kann man eine zweckentsprechende Umformung der für den gewöhnlichen Wechselstrom-Gleichstrom-Mutator abgeleiteten Gesetze nicht vornehmen. Deshalb sind wir gezwungen, ganz anders lautende mathematische Ansätze zu suchen und anzuwenden. Für die folgerichtige Ableitung neuer Ansätze über das physikalische Verhalten des Mutators dient die Anschauung, dass der Wechselstrom-Wechselstrom-Mutator oder der Gleichstrom-Wechselstrom-Mutator als Schalter, nicht als Ventil wirkt. Die Differentialgleichungen der Ströme sind deshalb so behandelt, als würde eine Gleichstromquelle der Spannung  $U_0$  auf ein System von Widerständen, Kapazitäten und Induktivitäten im Takte der Steuervolllage geschaltet. Die Lösung der unter diesem Gesichtspunkte abgeleiteten Differentialgleichung erfolgt mittels der

Lorsqu'il s'agit de déterminer mathématiquement les processus électromagnétiques de mutateurs alternatif-alternatif ou continu-alternatif pour une grandeur quelconque de la charge, il n'est plus possible de procéder à une conversion appropriée des lois qui régissent les mutateurs ordinaires alternatif-continu. Il est donc nécessaire d'avoir recours à d'autres déductions mathématiques. On peut considérer dans ce but que le mutateur alternatif-alternatif ou continu-alternatif agit comme un interrupteur et non comme une soupape, au point de vue de son comportement physique. Les équations différentielles des courants doivent donc être traitées comme s'il s'agissait d'une source de courant de tension  $U_0$  branchée, à l'allure de la fréquence de commande, sur un système de résistances, de capacités et d'inductances. L'équation différentielle, établie en tenant compte de ces considérations, se résoud à l'aide des lapaciens. Cette méthode permet de calculer la commutation, les processus d'inversion

*Laplaceschen Transformation. Kommutierung, Kippvorgänge und Instabilitätserscheinungen lassen sich mit der Berechnungsmethode erfassen. In der Untersuchung handelt es sich jedoch in der Hauptsache um die prinzipielle Darstellung der neuen Theorie und Betrachtungsweise, weshalb Spezialprobleme nicht eingehend behandelt sind. Die im System auftretenden Ausgleichsvorgänge können, ohne für die Lösung der Gleichung erleichternde Randbedingungen annehmen zu müssen, berechnet werden.*

*et les phénomènes d'instabilité. Cet article a principalement pour but d'établir les principes de cette nouvelle théorie et la manière d'envisager ce problème. Les problèmes particuliers n'ont donc pas été traités en détail. Les processus de compensation qui interviennent dans le système peuvent se calculer sans qu'il soit nécessaire d'admettre des conditions limites pour faciliter la solution de l'équation.*

## 1. Einleitung.

Der netzgeführte Wechselstrom-Wechselstrom-Mutator kann in bezug auf seine Gleichspannungscharakteristik als Entartung eines übersteuerten und mit einer treibenden Gleichrichterspannung zusammenwirkenden Gleichrichters betrachtet werden. Ein Teil der für den gewöhnlichen Wechselstrom-Gleichstrom-Mutator (Gleichrichter) abgeleiteten Gesetze lassen sich für den Gleichstrom-Wechselstrom-Mutator anwenden, sofern man in den Formeln die Gleichspannung, bzw. die Gegenspannung mit umgekehrtem Vorzeichen setzt und die Zündverzögerung  $\alpha$  durch den neuen Winkel  $\pi$  minus die Zündvoreilung  $\gamma$  ( $\alpha = \pi - \gamma$ ) ersetzt. Der Gelungsbereich der so entstandenen neuen Formel ist an die Wechselstrom-Trittgrenze gebunden, wie das die Charakteristiken  $\frac{U_g}{\sqrt{2}} U_w = f\left(\frac{I_g}{I_{gh}}\right)$  von gesteuerten Wechselstrom-Gleichstrom-Mutatoren mit Anodendrosselpulsen für verschiedene Zündverzögerungen bei ohmscher Belastung und unendlich grosser Kathodendrosselpule für verschiedene Zündverzögerungen von Leerlauf bis zur Gleichstrom-Wechselstrom-Mutator-Trittgrenze, bestimmen.

Handelt es sich um die Erfassung der elektromagnetischen Vorgänge von Mutatoren mit Kondensatorkommunikation und induktiven, bzw. kapazitiven Lasten, so kann man eine zweckentsprechende Umformung der bekannten Gleichungen nicht vornehmen. Deshalb zwingt uns die Entwicklung einer neuen Berechnungsart, ganz anderslaurende mathematische Ansätze zu finden und anzuwenden. Ergänzt man den Gleichstrom-Wechselstrom-Mutator dahin, dass man seine Gitter vom Verbraucher her über eine magnetische feste Kopplung steuert, so genügen die bisher allgemein angewandten Ansätze für eine exakte Beschreibung der Vorgänge nicht. Wie schwierig die Berechnung nur eines einfachen Systems wird, zeigen die aus der Literatur entnommenen Beispiele (Abschn. 2).

Für die folgerichtige Ableitung neuer Ansätze aus dem physikalischen Verhalten des Mutators heraus diente die Anschauung, dass der Wechselstrom-Wechselstrom- oder der Gleichstrom-Wechselstrom-Mutator als Schalter, nicht aber als Ventil wirkt. Deshalb sind die Differentialgleichungen der Stromkreise so behandelt, als würde eine *Gleichstromquelle der Spannung  $U_g$*  auf ein System von Widerständen, Kapazitäten und Induktivitäten im Takte der Steuerfrequenz geschaltet. Die Lösung der unter diesem Gesichtspunkte abgeleiteten Differentialgleichungen erfolgt mittels der Laplace-Transformation. Kommutierung, Kippvorgänge und Instabilitätserscheinungen lassen sich mit dieser

Rechnungsmethode erfassen. Gleichfalls sind die im System auftretenden Ausgleichsvorgänge, ohne für die Lösung der Gleichungen erleichternde Randbedingungen annehmen zu müssen, erreichbar.

Zwei hauptsächliche Typen dieses Mutators sind bekannt geworden. Der netzgeführte Mutator, der meistens ohne Kondensatoren, bzw. Kommutatorkondensatoren arbeitet, dient der Umwandlung von Gleichstrom in Wechselstrom bei der Gleichstrom-Hochspannungsübertragung.

Beim selbstgeführten Mutator ist ein Element mehr im Stromkreis eingeschaltet als beim netzgeführten, nämlich der Kommutierungskondensator. Obschon für grössere Leistungen die Kondensatorkommunikation unwirtschaftlich ist, so dass das Wechselstromnetz die Kommutierungsströme durch statische Phasenschieber oder rotierende Phasenkompensatoren im Sinne von Taktgebermaschinen \*) liefern muss, lässt sich gerade dieser Typ ganz unabhängig von der Wirtschaftlichkeit für die theoretische Betrachtung vorteilhaft verwenden. Zudem ist er ein Analogon zum Hochspannungs-gleichrichter, der mit parasitären Kapazitäten behaftet ähnliche Resonanzerscheinungen aufweist, wie die hier behandelten *Ausgleichsvorgänge* <sup>Δ</sup> (Ueberspannungen, Ueberströme) darstellen.

Besonders aber die Untersuchungen von M. Stöhr <sup>†</sup> über die Möglichkeit der Gleichstrom-Hochspannungsspeisung von Vollbahnen, die auf den praktischen Erfahrungen basieren, welche man auf der Höllentalbahn-Versuchsstrecke (Schwarzwald) sammelte, weisen mit allem Nachdruck darauf hin, wie sehr der kondensatorerregte und selbstgeführte Gleichstrom-Wechselstrom-Mutator in den Mittelpunkt wissenschaftlichen Interesses gerückt ist. Man hofft zuversichtlich, die Mutatoren als das flexible Kopplungsglied zwischen der 20 000-V-Gleichstrom-Fahrdrähtspeisung und den Lokomotivmotoren verwenden zu können. Das elektrische Antriebssystem würde aus mehrphasigen kondensatorerregten oder maschinenerregten Wechselrichtern mit Dreiphasen-Asynchronmotoren bestehen. Reguliert würde die Frequenz, was mit dem Wechselrichter stufenlos erfolgen könnte.

## 2. Bisherige Berechnungsmethoden.

Für die Berechnung der Gleichstrom-Einphasen-wechselstrom-Mutatoren wurde von verschiedenen

\*) M. Stöhr, Arch. Elektrotechn. Bd. 34 (1940), S. 339.

<sup>Δ</sup>) A. Hochrainer-Micza, VDE-Fachber. Bd. 11 (1939), S. 187. — A. Micza: Elektro-Markt 1939, Nr. 5, S. 21.

†) M. Stöhr: E. u. M., Bd. 58 (1940), S. 381.

Autoren<sup>1)</sup><sup>2)</sup> allgemein das Ersatzschema nach Fig. 1 zugrunde gelegt. Stets wurde die Annahme getroffen, dass eine sehr grosse Kathodendrosselpule vorhanden sei, um so die Berechnung zu vereinfachen und doch eine gute Näherung zu finden. Der mit der Belastung wenig veränderliche Spannungsabfall an der Entladungsstrecke wird durch das Einsetzen einer die Spannung der Gleichstromquelle vermindernden Gleichspannung  $u_b$  (Bogenspannung) erfasst. Die Belastung ist nach Fig. 1 durch eine Reihenschaltung von Induktivität und

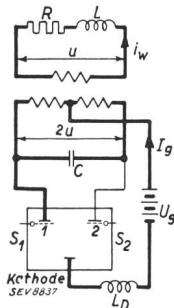


Fig. 1.  
Schema eines Einphasen-Parallel-Gleichstrom-Wechselstrom-Mutators.  
 $R, L$  Ohmscher u. induktiver Belastungswiderstand,  
 $C$  Kommutierungskondensator,  
 $L_D$  Drosselpule.  
 $u$  Spannung am Transformator.  
 $U_g$  Gleichspannung.  
 $I_g$  Gleichstrom.  
 $i_w$  Wechselstrom.

Widerstand dargestellt und der Transformator als verlustlos und streufrei vorausgesetzt. Denkt man sich die Anode 1 (Schalter  $S_1$  kurzgeschlossen) arbeitend, so wird die Differentialgleichung (1) für den entstandenen Stromkreis (fett gezeichnet) lauten:

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{R}{L} \cdot \frac{di}{dt} + \frac{1}{4LC} i = \frac{1}{4LC} \cdot I_g \quad (1)$$

Gl. (1) besitzt die Lösung für  $i$  identisch  $i_w$  (Wechselstrom) bei den Randbedingungen

$$\left. \begin{array}{l} u_{t=0} = -u_{t=t_0} \\ i_{t=0} = -i_{t=t_0} \end{array} \right\} \quad (2)$$

$$\frac{i_w}{I_g} = \frac{2 w_1 \cdot e^{-w_1 t}}{(w_2 - w_1)(1 + e^{-w_2 t})} - \frac{2 w_2 \cdot e^{-w_2 t}}{(w_2 - w_1)(1 + e^{-w_1 t})} \quad (3)$$

Die Wurzeln  $w_{1,2}$  ergeben sich aus einer quadratischen Gleichung und besitzen die Grösse

$$w_{1,2} = \frac{R}{2L} \pm \sqrt{\left(\frac{R}{2L}\right)^2 + \frac{1}{4LC}} \quad (4)$$

Sind die Wurzeln *reell*, wird der Vorgang in der einen Halbperiode *aperiodisch* verlaufen. Sind sie *konjugiert komplex*, wird eine Periodizität vorliegen (siehe spätere Diskussion). Wählt man  $L$  und  $C$  der Frequenzbedingung, Gl. (6) so, dass in Verbindung mit dem Dämpfungsfaktor  $\delta = R/2L$  die Ungleichung gilt

$$\frac{1}{4LC} \gg \frac{R}{2L} \quad (5)$$

<sup>1)</sup> Ostendorf: Arch. f. Elektrotechn. Bd. 32 (1938), S. 355  
— Der fremdgeführte Wechselrichter in Gegentaktschaltung.

<sup>2)</sup> H. Neidhardt, Arch. f. Elektrotechn. Bd. 29 (1935), S. 241. — W. Schilling, Arch. f. Elektrotechn. Bd. 29 (1935), S. 119.

ist die ideale Eigenfrequenz  $\omega_e$  durch die Gleichung

$$\omega_e = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{4 \cdot C \cdot L}} \quad (6)$$

bestimmt. Das Verhältnis vom Dämpfungsfaktor  $\delta$  zur Kreisfrequenz  $\omega_0 = 2\pi f$  der Steuerspannung, dessen Änderung proportional dem Leistungsfaktor  $\cos \varphi$  ist, kann wie folgt umgeschrieben werden. Ist  $\varphi$  der Phasenwinkel, so gelten die Beziehungen

$$\frac{\delta}{\omega} = \frac{2L}{2\pi f} = \frac{R}{4\pi f L} = \frac{R}{2\omega_0 L} = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \varphi \quad (8)$$

Die Eigenfrequenz  $f$  dieses Systems wird

$$\omega^2 = \omega_0^2 - \delta^2 \quad (9)$$

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{1}{4LC}\right) - \left(\frac{R}{2L}\right)^2} \quad (10)$$

und ist stets kleiner als die ideale Eigenfrequenz  $\omega_e$ . Das Verhältnis von Wechsel- zur Gleichspannung lässt sich berechnen. Man erhält jedoch für die *einfachsten* Grenzbedingungen eine ganz unübersichtliche und schwierige Gleichung, die eine halbe bis ganze Druckseite<sup>4)</sup> überdecken würde. Auf eine Wiedergabe derselben ist verzichtet, da man sie in der einschlägigen Fachliteratur nachsehen kann. Wollte man in den genannten Ergebnissen den Einfluss der Kathodendrosselpule  $Z_D$  oder der Gittersteuerung berücksichtigen, ergäben sich schlangenähnliche, überhaupt unbrauchbare Gleichungen. Zudem ist eine *Erweiterung derselben* auf ein *Mehrphasensystem* ausgeschlossen.

Eine Lösung der Gleichungen des Gleichstrom-Wechselstrom-Mutators unter Einschluss der Kathodendrosselpule, jedoch nur *ohmscher* Belastung, gab Neidhardt<sup>2)</sup>, die einen ähnlichen Charakter besitzt wie die oben angegebene.

Die bisher bekannt gewordene *generellste* Lösung für den Gleichstrom-Einphasen-Mutator, an die wegen ihrer Allgemeingültigkeit die unsrige Untersuchung gedanklich anknüpft, stammt von Teh-shin-Kuo<sup>3)</sup>. Er nahm an, dass außer den ohmschen Belastungswiderständen noch  $m$ -parallel geschaltete induktive Belastungswiderstände vorhanden sind. Um das klassische Lösungsverfahren anwenden zu können, musste aus Symmetriegründen die Untersuchung, wie die eingangs erwähnte Gl. (1) auf eine einzige Halbperiode beschränkt werden. Für die  $m$ -parallel geschalteten induktiven Belastungswiderstände kann man, sofern ein verlustloser und streufreier Transformator vorhanden ist (Fig. 1), ein lineares System von  $m+2$  Differentialgleichungen mit konstanten Koeffizienten ableiten. Die Anodenströme  $i_1$  und  $i_2$  (eine Phase) lassen sich mittels den Reihen

<sup>3)</sup> Teh-shin Kuo: Z. Phys. Bd. 93 (1935), S. 769.

<sup>4)</sup> Brückner P.: Arch. f. Elektrotechn. Bd. 34 (1940), S. 1. Es sind die gleichen Annahmen getroffen wie in den Arbeiten von Schilling, Neidhardt, Ostendorf<sup>1)</sup>.

$$i_1 = \sum_{i=1}^n A_i \cdot e^{\lambda_i t} + A_0 \cdot t + A_{n+1} \quad (11)$$

$$i_2 = \sum_{i=1}^n B_i \cdot e^{\lambda_i t} + B_0 \cdot t + B_{n+1} \quad (12)$$

berechnen, da sie die Lösungen der entwickelten linearen Differentialgleichungen darstellen. Gleichartig sind die Wechselströme  $i_w$  im Widerstand  $R$  und den parallel geschalteten Induktivitäten  $L$

$$i_w(R) = \sum_i^n D_i e^{\lambda_i t} + D_0 \cdot t + D_{n+1} \quad (13)$$

$$i_w(L_k) = \sum_{i=1}^n C_{k,i} e^{\lambda_i t} + C_{k,0} + C_{k,n+1} \quad (14)$$

berechenbar. Die Konstanten der Gl. (11) bis (14) bestimmt man durch die Umwandlung der Gleichungen in algebraische und die Ermittlung der Nullstellen dieser  $m + 1$ -gradigen Gleichungen. Im Falle des Vorhandenseins von induktiver Last wird  $\lambda_i$  komplex, wodurch die Rechenarbeit bei der Auswertung erheblich vermehrt wird und Lösungen nur bei den *allereinfachsten Randbedingungen* gefunden werden können. Die Annahme der praktisch vernachlässigbaren Kommutierungsdauer musste deshalb eine der wichtigsten Voraussetzungen sein.

Angesichts der Tatsache, dass für die Beschreibung der elektrischen Vorgänge in einem einfachen System bisher relativ schwierige Rechenverfahren angewendet wurden, kann man sich die Frage mit Berechtigung vorlegen, ob nicht andere, *entwicklungsähnliche Verfahren* zum Ziele führen. Es ist der Hauptzweck dieser Untersuchung, durch die Anwendung moderner mathematischer Operatoren-Rechenmethoden und neue Lösungsansätze eine zweckdienliche Erweiterung der Theorie vorzunehmen, um mit ihrer Hilfe die Berechnung mehrphasiger Systeme und der Ausgleichsvorgänge (Ueberspannungen, Ueberströme) zu ermöglichen.

### 3. Berechnung des Gleich-Wechselstrom-Mutators.

#### a) Allgemeines.

Die grundsätzlich neue Betrachtungsweise besteht darin, dass man sich die Wirkungsweise des Gleichstrom-Wechselstrom-Mutators so vorstellt, als werde durch das Zünden des Lichtbogens eine Gleichstromquelle der konstanten Spannung  $U_g$  auf ein elektrisch gekoppeltes System geschaltet. Beispielsweise dient bei einer Gleichstromübertragung als Energie- oder Spannungsquelle der auf die Leitung arbeitende Wechselstrom-Gleichstrom-Mutator oder im Gleichstromnetz der Nebenschlussgenerator.

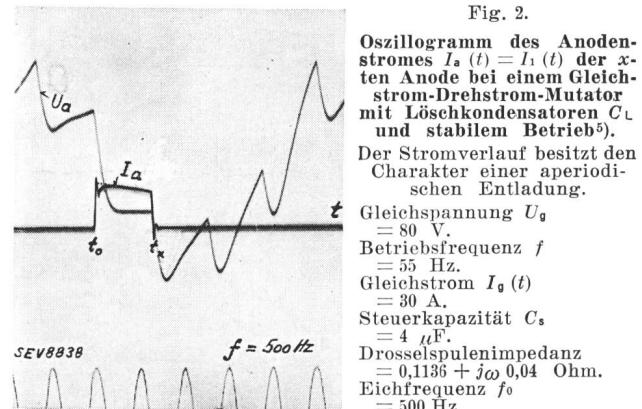
In der vorliegenden Betrachtung werden einfache Rand- oder Anfangsbedingungen angenommen, da es sich prinzipiell nur darum handelt, den für die neue Betrachtungsweise gedanklich festgelegten Weg mathematisch klar und eindeutig zu veranschaulichen. Es zeigt sich, dass in bezug auf die Wahl der Randbedingungen nur wenig Ein-

schränkungen zu berücksichtigen sind. Selbst bei nicht rechteckförmigem zeitlichem Verlauf der Quellenspannung lassen sich bei Verwendung der gleichen Methode Lösungen herleiten und auswerten.

Wie eingangs erwähnt, bedient man sich zum Lösen der schwierigen Differentialgleichung des Mutators der *Laplaceschen Transformation*. Dieses Verfahren ermöglicht nicht nur eine Erweiterung der Lösung für fast beliebige Anfangsbedingungen vorzunehmen, sondern es sind sogar solche auffindbar, wenn das System in sich Energie aufgespeichert hat.

Zur Grundlegung der Theorie wurde als allgemeinster Fall ein selbstgeföhrter Gleichstrom-Wechselstrom-Mutator gewählt, bei der Kommutierungskondensatoren die Kommutierung erzwingen und nicht fermdegföhrte Steuermaschinen die Steuerung der Gitter übernehmen. Diese Verallgemeinerung ist deshalb von Interesse, weil man die Wirkungen der Kommutierungskondensatoren ähnlich derjenigen von Phasenschieberkondensatoren im Wechselstromnetz (Belastungsseite) deuten kann. Eine Umzeichnung des Schemas, in dem die Kondensatoren in den Wechselstromkreis «übersetzt» werden, versinnbildlicht sehr deutlich ihren Einfluss.

Auf der gleichen Grundlage lassen sich auch die Ausgleichsvorgänge bei dem in der Praxis sehr wichtigen, rechnerisch aber *einfacher* zu behandelnden *netzgeföhrten Gleichstrom-Wechselstrom-Mutator* erfassen, eine Tatsache, auf die besonders hingewiesen sei.

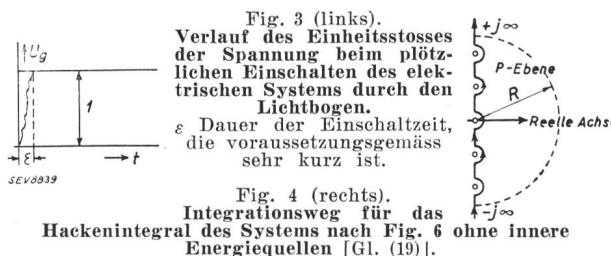


Wie sehr die erwähnte Annahme eines Einheitsstosses bei der Berechnung des Gleichstrom-Wechselstrom-Mutators berechtigt ist, beweist das Oszillogramm Fig. 2, in dem der Verlauf des Anodenstromes der  $x$ -ten Anode während der Brenndauer  $t_x - t_0 = \Delta t$  bei stabilem Betrieb photographisch festgehalten wurde. Der Stromverlauf hat aperiodischen Charakter und nur eine sehr kleine, stark gedämpfte und einflusslose Oberschwingung ist feststellbar<sup>5)</sup>. Eine eingehende Diskussion findet sich im Abschnitt 3 e.

<sup>5)</sup> J. Müller-Strobel, Bull. SEV, Bd. 31 (1940), S. 134: Instabilitätserscheinungen bei selbstgesteuerten Gleichstrom-Drehstrom-Mutatoren, Fig. 4, 10.

b) Grundlagen der Laplace-Transformation und ihre Umkehrung.

Nach Fourier kann man jeden nicht periodischen Vorgang durch ein kontinuierliches Spektrum von Dauerschwingungen darstellen. Nehmen wir als erste Näherung an, der Einschaltmoment, bzw. der Stromanstieg beim Zünden des Lichtbogens sei physikalisch gesehen nicht mit absoluter Schärfe festgelegt. Das heisst, die Trägheit des physikalischen Systems (Aufbau der Schaltung)



sei hinreichend gross, so dass die Art des Überganges des Energiestosses vom Wert 0 auf 1 nach Fig. 3 und dem Oszillogramm Fig. 2 (Anodenstrom  $I_a = f(t)$ ) in der Einschaltzeit  $\varepsilon$  wegen der zeitlichen Änderung der Vorgänge im System sehr kurz und deshalb ohne Bedeutung auf die eigentliche Gestaltung der Ausgleichsvorgänge ist. Deshalb denkt man sich die auf das aus ohmschem Widerstand, Kapazität und Induktivität bestehende System des Mutators wirkende Kraft der Grösse 1 (Einheitsstoss) in ihre sinusförmigen Schwingungskomponenten zerlegt. Die Zerlegung des Einschwingvorganges mittels des Fourierschen Integrales<sup>7)</sup> in das Spektrum seiner sinusförmigen Komponenten führt zwangsläufig zur Laplaceschen Transformation<sup>6)</sup> und diese wiederum wird in Verbindung mit der Umkehrtransformation ermöglichen, die symbolische Differentialgleichung mit den Symbolen  $d/dt = j\omega$ ,  $d^2/dt^2 = (j\omega)^2 \dots$  zu lösen.

Im folgenden ist kurz die Herleitung der Laplaceschen Transformation aus dem Fourierintegral geboten, ohne aber auf Beweise einzugehen.

Sind in einem Vorgang alle Frequenzen zwischen 0 und  $\infty$  vorhanden, kann man mittels des Fourierschen Integrals eine Zeitfunktion  $A(t)$  durch das kontinuierliche Spektrum ihrer harmonischen Komponenten darstellen<sup>6)</sup>

$$A(t) = \int_0^\infty [C(\omega) \cdot \cos \omega t + S(\omega) \cdot \sin \omega t] d\omega \quad (15a)$$

Für die Kreisfrequenz  $\omega$  stellt der Faktor  $C(\omega)$  der Gl. (15a) die Amplitude der Cosinusshwingerung,  $S(\omega)$  die der Sinusshwingerungen dar. Sie lassen sich aus den folgenden Integralen berechnen.

$$C(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A(\alpha) \cos(\omega \alpha) d\alpha \quad (15b)$$

<sup>6)</sup> G. Doetsch: Laplace-Transformation, Springer, Berlin, 1937, S. 87.

<sup>7)</sup> S. Bochner: Vorlesungen über Fouriersche Integrale, Leipzig 1932, S. 30.

$$S(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A(\alpha) \sin(\omega \alpha) d\alpha \quad (15c)$$

Durch das Einsetzen der  $C$ - und  $S$ -Werte in die Gl. (15a) erhält man für die Zeitfunktion  $A(t)$

$$A(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} A(\alpha) \cdot \cos \omega(t - \alpha) d\alpha \quad (15d)$$

Nimmt man im ersten Integral von (15d) den Grenzübergang nach  $-\infty$  nicht unabhängig vom Grenzübergang nach  $+\infty$  vor, sondern bildet den Grenzwert

$$\int_{-\infty}^{+\infty} = \lim_{K \rightarrow \infty} \int_{-K}^{+K} = \text{Cauchyscher Hauptwert des Integrals} \quad (15e)$$

so darf für das Integral 15d geschrieben werden (siehe Grenzen des Integrals)

$$A(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} A(\alpha) \cos \omega(t - \alpha) d\alpha \quad (15f)$$

Da uns besonders die komplexe Schreibweise interessiert, setzt man für

$$\begin{aligned} \cos \omega(t - \alpha) &= \frac{1}{2} \left[ e^{j\omega(t - \alpha)} + e^{-j\omega(t - \alpha)} \right] = \\ &= \frac{1}{2} \left[ e^{p(t - \alpha)} + e^{-p(t - \alpha)} \right] \end{aligned} \quad (15g)$$

Berücksichtigt man die Tatsache, dass das Integral mit dem neuen Symbol  $p = j\omega$  in der komplexen Bildebene den Wert

$$\int_{-j\infty}^{+j\infty} dp \int_{-\infty}^{+\infty} A(\alpha) \cdot e^{p(t - \alpha)} d\alpha = \int_{-j\infty}^{+j\infty} dp \int_{-\infty}^{+\infty} A(\alpha) \cdot e^{-p(t - \alpha)} d\alpha \quad (15h)$$

annimmt, so ergibt die Zeitfunktion  $A(t)$  in komplexer Darstellung

$$A(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{-j\infty}^{+j\infty} dp \int_{-\infty}^{+\infty} A(\alpha) e^{p(t - \alpha)} d\alpha \quad (15i)$$

Diese Gl. (15i) kann man auch in der Form

$$A(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{-j\infty}^{+j\infty} \Phi(p) e^{pt} dp \quad (15k)$$

mit dem inneren Integral

$$\Phi(p) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\alpha) e^{-p\alpha} d\alpha \quad (15l)$$

schreiben. Setzt man die in der technischen Literatur öfters gebrauchte Grösse  $f(p)/p$  an Stelle von  $\Phi(p)$ , also

$$\Phi(p) = \frac{f(p)}{p} \quad (16a)$$

ein, so gehen die Gl. (15k) und (15i) über bei einem rein imaginären Parameter  $p = j\omega$  in

$$A(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{-j\infty}^{+j\infty} \frac{f(p)}{p} \cdot e^{pt} dp \quad (16b)$$

$$f(p) = p \int_{-\infty}^{+\infty} A(\alpha) e^{-p\alpha} d\alpha \quad (16c)$$

Die Gleichungspaare (15k), (15i) und (16b), (16c) stellen mathematisch betrachtet sogenannte *Funktionaltransformationen* dar. Die eine Gleichung führt die Funktion  $A$  einer Veränderlichen  $\alpha$  in eine Funktion  $\Phi(p)$  oder  $f(p)$  einer anderen Veränderlichen  $p$  über. Die erste Gleichung, auch die reziproke Transformation genannt, macht die Transformation wieder rückgängig.

Ist die Funktion  $A(t)$  stückweise glatt (weist somit keine Unstetigkeitsstellen auf) und das mit dem komplexen Parameter  $p = a + jb$  gebildete Integral 16 ( $\alpha = t$ )

$$f(p) = p \int_{-\infty}^{+\infty} A(t) \cdot e^{-pt} dt \quad (17)$$

für  $a_1 < a < a_2$  absolut konvergent, so ist nach dem Satz von Cauchy betreffend der zulässigen Aenderung eines eingeschlossenen Integrationsweges folgende *Umgestaltung* erlaubt. Man darf den über die imaginäre Achse und um die singulären Punkte herum führenden Teil des Integrationsweges von  $-j\infty$  bis  $+j\infty$  so deformieren, dass er in eine zur imaginären Achse parallele Vertikalgerade übergeht, die die reelle Achse in einem Punkte  $a$  schneidet. Das ist möglich, sofern die Abszisse  $a$  grösser als die Abszisse des am weitesten rechts liegenden singulären Punktes ist. Diese Ueberlegung erlaubt

uns, den *Ersatz* des Integrals in Gl. (17),  $\int_{-j\infty}^{+j\infty}$  durch das neue  $\int_{a-j\infty}^{a+j\infty}$  auf den Wert von  $\alpha$  kommt

es gar nicht an, sofern nur alle singulären Stellen von der Uebergangsfunktion  $f(p)$  links von der Integrationsgeraden bleiben. Es gilt deshalb die zur Gl. (17) zugehörende Umkehrformel<sup>8)</sup>

$$A(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} \frac{f(p)}{p} e^{pt} dp = \mathcal{L}^{-1} f(p)^{10}) \quad (18)$$

Beim vorliegenden Einschaltproblem, das Schalten der Gleichspannung über den Quecksilberdampf-

<sup>8)</sup> Wagner: Arch. f. Elektrotechn. Bd. 4 (1916), S. 159; I. A. Bromwich: Proc. Lond. Math. Soc. (2), Bd. 15 (1916), S. 401. Z. techn. Physik, Bd. 20 (1939), S. 301/313.

<sup>10)</sup> Die allgemein verwendeten Zeichen  $\mathcal{L}$  und  $\mathcal{L}^{-1}$  stellen eine Verallgemeinerung der gewöhnlichen Funktionszeichen  $f$ ,  $\varphi$  usw. dar und versinnbildlichen die Tatsache, dass die von ihnen eingeschlossenen Funktionen Veränderliche der Parameter  $p$ ,  $t$ ,  $x$ ,  $y$  usw. sein können. Es ist  $\mathcal{L}$  die Funktion einer Funktion,  $\mathcal{L}[A(t)] = F[A(t)]$ .

Lichtbogen auf den Stromkreis, in die Stromfunktion  $A(t)$  vor dem Einschaltmoment zur Zeit  $t=0$  ebenfalls Null. Das Integral 17 hat deshalb die untere Grenze gleich Null, und wir dürfen an seiner Stelle schreiben

$$f(p) = p \int_0^{+\infty} A(t) \cdot e^{-pt} dt = \mathcal{L} A(t)^9) \quad (19)$$

Diese Gl. (19), welche die Transformation von  $A(t)$  in  $f(p)$  vornimmt, wird als die *Laplacesche Transformation* bezeichnet und Gl. (18) stellt die hiezu reziproke Transformation  $f(p)$  dar.

Die Gl. (18) muss beim Bestehen von singulären Stellen auf der imaginären Achse nach dem in Fig. 4 gezeichneten Weg integriert werden. Bei gewöhnlichen, linearen Systemen kann es nicht vorkommen, dass singuläre Punkte von  $f(p)$  in der rechten Halbebene liegen. Diese *mathematische Einschränkung* schliesst das Vorhandensein von Energiequellen und Energiesenken aus. Da starke Eisenübersättigungen bei Transformatoren, Drosselspulen oder Saugtransformatoren gleich wie Senken und Quellen wirken, bzw. das Bestehen einer Linearität zwischen Spannung und Strom verunmöglichen, können diese nicht berücksichtigt werden. Die Antwort auf die Frage, ob man einen begrenzten Zustandsbereich eventuell doch noch als lineares System betrachten darf, fällt aus dem Rahmen dieser Untersuchung.

### c) Ersatzschema.

Die erste Vorarbeit für die Entwicklung der neuen Theorie des Gleichstrom-Wechselstrom-Mutators besteht in der *Berechnung der Impedanz* des elektrischen Systems, auf die die Gleichstromquelle geschaltet wird. Hiefür bedient man sich des Ersatzschemas Fig. 5. Die Gleichstromquelle mit der Spannung  $U_g$  und ihrem inneren Widerstand, den man angenähert als Null annimmt ( $r_i \sim 0$ ), ist über eine Kathodendrosselpule  $L_0, R_0$  an den Sternpunkt des Sechsphasentransformators angeschlossen. Die Transformatorphasen werden generell als eine Serieschaltung von den Induktivitäten  $L_1$  und Widerständen  $R_1$  bzw.  $L_n$  und  $R_n$  betrachtet. Die *Eisenverluste* bleiben *unberücksichtigt*, um das Ersatzschema des Sechsphasen-Transformators mit dem Sekundär-Dreiphasentransformator möglichst einfach zu gestalten. Parallel zur Phase 1, deren

<sup>9)</sup> In der mathematischen Literatur über das *L*-Integral, vgl. hiezu

J. R. Carson, Elektrische Ausgleichsvorgänge und Operatorenrechnung, Berlin 1929, Bell. Syst. Techn. Journ. Bd. 1 (1922), S. 43; Bd. 4 (1925), S. 685; Bd. 5 (1926), S. 336. G. Doetsch, Theorie und Anwendung der Laplace-Transformation, Berlin 1937, mit Literaturangabe.

ist das einseitig, unendliche Laplace-Integral der Gl. (19) durch die Gleichung

$$f_b(p) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(t) e^{-pt} dt = \frac{f(p)}{p}$$

definiert. In der übrigen technischen Literatur dagegen findet man ausschliesslich die Definition der Bild- oder Unterfunktion nach Gl. (19) vor.

Lichtbögen brennen soll, sind die beiden *fett* gezeichneten Stromkreise  $L_2, R_2$  und  $L_6, R_6$  geschaltet. Die Gegenphase zur Phase 1, nämlich die Phase 4 ist in dem Zeitmoment nahezu stromlos, da sie nur über die Seriekondensatoren  $C_1—C_2—C_3$  mit der Phase 1 verbunden ist. Die Lösung des Bo-

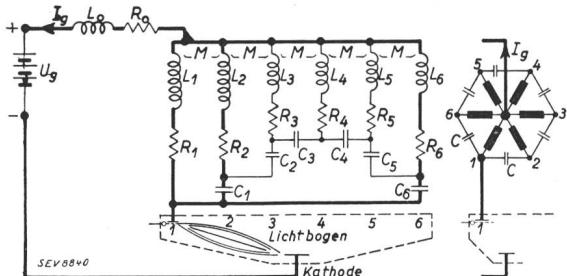


Fig. 5.

Schaltungsschema des Sechphasen-Gleichstrom-Wechselstrom-Mutators mit fettgezeichnetem Hauptstromkreis und brennender Anode 1.

$L_1 \dots L_6$  Transformatorinduktivität der Phasen 1 bis 6.  
 $R_1 \dots R_6$  Ohmsche Transformatorwiderstände.  
 $C_1 \dots C_6$  Löschkondensatoren.  
 $M_{12}, M_{13} \dots M_{1,6}$  gegenseitige Induktivitäten.  
 $M_{21}, M_{23} \dots M_{2,6}$   
 $L_0, R_0$  ohmscher und induktiver Widerstand der Drosselspule.  
 $U_g$  Gleichstromquelle.

gens der Anode 1 fördert hauptsächlich der eine parallel zur Phase 1 liegende Kondensator  $C_6$  durch seinen Gegenstrom bei der Umpolarisation. Alle übrigen Glieder der Schaltung mit den Größen  $L_3, R_3, C_3, L_4, R_4, C_4, L_5, R_5, C_5$  der Phasen 3, 4 und 5 sind parallel zu den Phasen 1, 2 und 6. Da bezüglich dem Aufbau der Glieder der Phasen 2 bis 4 und 4 bis 6 vollkommene Symmetrie herrscht und der Stromzweig  $L_4, R_4$  wegen der Serieschaltung der sehr grossen kapazitiven Widerstände  $1/j\omega C_4$  und  $1/j\omega C_5$  nur sehr kleine Ströme führt, können die parallel zur Phase 1 gelegenen Stromzweige unter Vernachlässigung des Einflusses der Phase 4 in erster und guter Näherung<sup>11)</sup> durch die Ersatzgrössen, wie die Kapazität  $C$ , Induktivität  $L$  und ohmscher Widerstand  $R$  ersetzt werden. Die gegenseitige Kopplung der Transformatorphasen ist durch den resultierenden Gegeninduktionskoeffizienten  $M_{1,c}$  und  $M_{c,1}$  berücksichtigt und besitzt den gleichen Charakter wie die Ersatzgrössen  $R, L, C$ . Das für die Berechnung abgeleitete Ersatzbild veranschaulicht Fig. 6. In ihm ist der intermittierend brennende Lichtbogen als *Schalter S* markiert. Der vom Belastungsstrom nahezu unabhängige Lichtbogenspannungsabfall ist durch eine der Quellenspannung  $U_g$  entgegengewirkende Spannung (Gegenspannung) berücksichtigt. Die für den Vorgang wirksame Gleichspannung ist die Differenz der Quellen- und Bogenspannung,  $U_g = U_{go} - u_b$ .

Um den Sinn der folgenden mathematischen Ueberlegungen deutlich zum Ausdruck zu bringen, ist nochmals wiederholt, dass  $f(p)$  für ein komple-

<sup>11)</sup> Die Ableitung oder Berechnung der Ersatzgrössen  $R, L$  und  $C$  für die einen Kettenleiter bildenden Parallelkreise 3, 4, 5 der Fig. 5 erfolgt später. Es ist dies eine spezielle Aufgabe.

xes  $p$  der Uebertragungsfunktion eines physikalischen Systems, der komplexe Leitwert des Stromkreises in Fig. 6 für die Kreisfrequenz  $\omega$  bedeutet. Setzt man sie allgemeine  $f(p) = f(j\omega) = Re(\omega t) + jIm(\omega t)$ , so bedeutet in dieser Gleichung  $Re$  die Wirk- und  $Im$  die Blindstrom-Komponente des Leitwertes. Wir werden deshalb die Uebertragungsfunktion  $A(t)$ , die gleichbedeutend mit dem Einschaltstrom  $I(t) \equiv I_g(t)$  ist und den Verlauf desselben beim Einschalten einer elektromotorischen Einheitskraft EMK · 1 darstellt, durch die Komponenten  $Re$  und  $Im$  des Leitwertes für den eingeschwungenen Wechselstrom ausdrücken.

#### d) Berechnung des Gleichstromes $I_g(t)$ .

Die Addition der Teilspannungen nach dem Ersatzbild Fig. 6 des Stromkreises ist

$$\underline{U}_{go} - \underline{u}_b = \underline{U}_g = \underline{U}_o + \underline{u}_1 \quad (20)$$

$$\underline{u}_1 = \underline{u}_c \quad (21)$$

$$\underline{\mathfrak{J}}_g = \underline{\mathfrak{J}}_1 + \underline{\mathfrak{J}}_c \quad (22)$$

Die Teilspannungen am Transformator und der

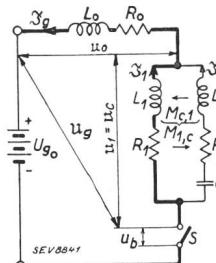


Fig. 6.

Ersatzschema für die näherungsweise Berechnung der Ausgleichsvorgänge beim Sechphasen-Gleichstrom-Wechselstrom-Mutator.

$\underline{U}_o$  Spannung an der Drosselspule.  
 $R_0$  Widerstände der Drosselspule.  
 $\underline{U}_1$  Anodenspannung.  
 $U_b$  Bogenspannung.  
 $U_{go}$  Gleichspannung an der Stromquelle.  
 $\underline{U}_g = \underline{U}_{go} - \underline{U}_b$  wirksame Gleichspannung am Mutator.  
 $C$  Löschkondensator, Ersatzkapazität für die Stromzweige der Anodenkreise 2 bis 6 der Fig. 5.  
 $M_{c,1}$  Gegenseitige Induktivität der Transformatorphasen 2 bis 6 auf die Phase 1.  
 $M_{1,c}$  Gegenseitige Induktivität der Phase 1 auf die Parallelkreise des Schaltbildes 5.  
 $R, L$  Ersatzwiderstände. Resultierende des Stromzweiges, bestehend aus den Phasen 2 bis 6 der Fig. 5.  
 $i_g = \mathfrak{J}_g(t)$  Gleichstrom.  
 $\mathfrak{J}_c$  Kondensatorstrom.  
 $\mathfrak{J}_1$  Primärstrom, in der Transformatorphase des Sechphasentransformators.  
 $S$  Lichtbogen, ersetzt durch einen Schalter S.

Drosselspule der Größen  $L_0$  und  $R_0$  setzen sich wie folgt zusammen:

$$\underline{U}_1 = \mathfrak{J}_1 (R_1 + j\omega L_1) + \mathfrak{J}_c \cdot j\omega M_{c,1} \quad (23)$$

$$\underline{U}_c = \mathfrak{J}_c (R + j\omega L + \frac{1}{j\omega C}) + \mathfrak{J}_1 \cdot j\omega M_{1,c} \quad (24)$$

$$\underline{U}_0 = (\mathfrak{J}_c + \mathfrak{J}_1) (R_0 + j\omega L_0) \quad (25)$$

$$\underline{U}_0 = \mathfrak{J}_1 (R_1 + j\omega L_1) + \mathfrak{J}_c j\omega M_{1,c} + \mathfrak{J}_g (R_0 + j\omega L_0) \quad (26)$$

Aus den Gl. (22) und (23) lässt sich der Transformatorstrom  $\mathfrak{J}_1$  und der den parallel zu ihm gelegenen Transformatornebenkreis durchfliessenden Kondensatorstrom  $\mathfrak{J}_c$  berechnen.

$$\mathfrak{J}_c = \mathfrak{J}_1 \frac{(R_1 + j\omega L_1 - j\omega M_{1,c})}{(R + j\omega L + \frac{1}{j\omega C} - j\omega M_{c,1})} = \mathfrak{J}_1 \frac{\alpha}{\beta} \quad (27)$$

$$\mathfrak{J}_1 = \mathfrak{J}_g - \mathfrak{J}_c$$

$$\mathfrak{J}_c = \mathfrak{J}_g \frac{1}{1 + \frac{\beta}{\alpha}}; \quad \mathfrak{J}_1 = \mathfrak{J}_g \cdot \frac{1}{1 + \frac{\alpha}{\beta}} \quad (29a, b)$$

Die Gesamtimpedanz des Kreises erhält man durch Einsetzen der Ströme  $\mathfrak{J}_1$  und  $\mathfrak{J}_c$  der Gl. (27), (28), (29) in die Gl. (26) und deren Elimination. Sie wird

$$\frac{U_0}{\mathfrak{J}_g} = \beta = R_0 + j\omega L_0 + \frac{R_1 + j\omega L_1}{\alpha + \beta} \cdot \beta + \frac{j\omega M_{c,1}}{\alpha + \beta} \cdot \alpha \quad (30)$$

Nach dem Einsetzen der in Gl. (27) definierten Grössen  $\alpha, \beta$  in die Gl. (30) und unter Berücksichtigung der gegenseitigen Induktivität  $M_{1,c}$  und  $M_{c,1}$  die voneinander im Verhältnis  $k$  verschieden sind, also  $M_{c,1} = kM_{1,c}$ ;  $M_{1,c} = M$ , wird der Zähler und Nenner der Gl. (30) die Form annehmen:

Glieder des Zählers:

$$a_0 = R_1 + R_0 \quad (31)$$

$$\begin{aligned} j\omega \cdot a_1 &= (CR_1R_0 + (R_1 + R_0)RC + L + L_0) \cdot j\omega \\ (j\omega)^2 a_2 &= [CL_0R_1 + CkMR_1 + L_1R_0C + (L + L_0)RC + \\ &\quad + (R_1 + R_0)LC - (R_1 + R_0)MC] (j\omega)^2 \\ (j\omega)^3 a_3 &= [L_1L_0C - MC(kL_1 + L_0 + kM) + (L + L_0) \\ &\quad \cdot LC - (L + L_0)MC] (j\omega)^3 \end{aligned}$$

Glieder des Nenners:

$$b_0 = 1$$

$$\begin{aligned} (j\omega) \cdot b_1 &= (R_1 + R) C \cdot (j\omega) \\ (j\omega)^2 b_2 &= [L + L_1 - M(1 + k)] C \cdot (j\omega)^2 \end{aligned} \quad (32)$$

Führt man an Stelle des Parameters  $j\omega$  den bereits bekannten Parameter  $p$  der Operatorfunktion  $f(p)$  ein, erhält man nach dem Zusammenziehen der einzelnen Glieder der Gl. (31) und (32) die für die Operatorrechnung wichtige Impedanzgleichung

$$\beta(p) = \frac{a_0 + a_1 p + a_2 p^2 + a_3 p^3}{b_0 + b_1 p + b_2 p^2} = \frac{1}{f(p)} \quad (33)$$

Ist  $Z(p)$  der Widerstands- und  $Y(p)$  der ihm zugehörende Leitwertoperator, so wird unter der eingangs vermerkten Annahme, dass man eine Gleichspannung  $U_g$  von der Grösse 1 (Fig. 1) auf das System der Stromkreise schaltet, der Gleichstrom  $I_g(t)$ , dessen zeitlicher Verlauf die Oberfunktion  $A(t)$  darstellt,

$$\begin{aligned} I_g(t) &= U_g \cdot A(t) = \frac{1}{\beta(p)} \cdot U_g \cdot 1 = \mathcal{Y}(p) \cdot U_g \cdot 1 = \\ &= \frac{b_0 + b_1 p + b_2 p^2}{a_0 + a_1 p + a_2 p^2 + a_3 p^3} U_g \cdot 1 \end{aligned} \quad (34)$$

Es besitzt die Unterfunktion physikalisch den Charakter eines Leitwertes.

$$\begin{aligned} f(p) &= \frac{1}{\beta(p)} = \frac{b_0 + b_1 p + b_2 p^2}{a_0 + a_1 p + a_2 p^2 + a_3 p^3} = \\ &= \frac{R(p)}{G(p)} = \mathcal{E} A(t) \end{aligned} \quad (35)$$

Mathematisch gesehen sind die in Gl. (35) aufgetretenen Funktionen  $R(p)$  und  $G(p)$  ganze rationale oder transzendente Polynome von  $p$  mit beständig konvergenten Potenzreihen und reellen Koeffizienten. Die gebrochene Funktion  $\frac{R(p)}{G(p)}$  kann man, um die Lösung des Integrals einfacher zu gestalten, in Teilbrüche zerlegen. In der Zerlegung sollen keine quadratischen Formen auftreten. Die zum Leitwert  $f(p)$  zugehörige Oberfunktion  $I_g(t) \equiv A(t)$  lässt sich mittels der erweiterten Gl. (18) berechnen. Sie lautet

$$I_g(t) = \frac{U_g}{2\pi j} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} \frac{R(p)}{p \cdot G(p)} \cdot e^{pt} dp \sim A(t) \quad (36a)$$

Als einschränkende Bedingung ist die Ungleichung

$$\left| \frac{R(p)}{G(p)} \right| \leq m \quad (36b)$$

in der  $m$  eine feste, endliche Zahl sein muss. Ist die Ungleichung 36a erfüllt, ist die Integration der Gl. (36) möglich, da ein beliebig grosser Kreis als Integrationsweg um den Nullpunkt (Unstetigkeitsstelle) gelegt werden kann.

Die Berechnung des Integrals könnte unter gewissen Umständen umgangen werden. Aus der Operatorrechnung ist bekannt, wie die Ermittlung von  $A(t)$  mittels dem Entwicklungssatz von Heaviside<sup>12)</sup> erfolgt. Er besitzt die Form

$$A(t) = \frac{R(0)}{G(0)} + \sum_v \frac{R(p_v)}{p_v \left( \frac{dG(p)}{dp} \right)_{p=p_v}} \cdot e^{pt} \quad (37)$$

und ist gültig für  $t > 0$  mit den Wurzeln  $p_v$  von  $G(p)$ . Für den hier vorliegenden Fall vermag die obige Entwicklungsformel 37 die richtige Lösung zu ergeben, sofern die Ausgangsgleichung  $f(p) =$

$\frac{R(p)}{G(p)}$  durch eine  $\mathcal{E}$ -Transformation aus dem Ober-

bereich gewonnen wird. Grundsätzlich ist die Umgehung der Berechnung des  $\mathcal{E}$ -Integrals nicht mög-

<sup>12)</sup> E. J. Berg: Rechnung mit Operatoren, München 1932, S. 14. — A. M. Angelini: Calcolo Operatorio e studio dei circuiti elettrici, Mailand 1935, S. 21. — K. W. Wagner: Operatorenrechnung, Barth, 1940, S. 72. — E. Stephens: The elementary Theory of Operational Mathematics, London 1937, S. 62.

lich, um die zur eindeutigen Bestimmung der Lösung erforderlichen Anfangswerte im Unterbereich als Parameter zu erhalten. Wir schlagen hier den mathematisch einwandfreisten und erfolgversprechendsten Weg ein und zerlegen unter Vermeidung der Heavisideschen Entwicklungsformel das Polynom

$$\frac{R(p)}{G(p)} = f(p) \text{ nach dem Produktenverfahren}$$

in Teilbrüche, um für diese die ihnen zugehörigen  $\mathcal{L}$ -Integrale berechnen oder aus der Tabelle entnehmen zu können.

Die Gl. 35 besagt, dass  $G(p)$  von höherer Ordnung in bezug auf  $R(p)$  ist. Die Ordnung der gebrochenen Funktion  $R(p)/G(p)$  ist kleiner als 1. Für die Partialbruchzerlegung sind algebraische Umformungen und Berechnungen nötig.

Der erste Schritt dieser Berechnung besteht in der Bestimmung der Wurzeln  $p_1, p_2, p_3$  des Polynoms  $G(p)$ , welche für die hier gebotene allgemeine mathematische Entwicklung als voneinander verschiedene angenommen werden. Das Polynom  $G(p)$  lässt sich als Produkt der  $i$ -Wurzeln für  $i = 3$  schreiben,

$$G(p) = a_3(p-p_1)(p-p_2)(p-p_3)\dots = a_3 \prod_{i=1}^3 (p-p_i) = a_3 \prod_{i=1}^3 (p-p_i) \quad (38)$$

Der einzige verwendete Koeffizient  $a_3$  ist der Gl. (31) zu entnehmen. In der weiteren Berechnung wird der Differentialquotient  $G'(p)$  benötigt, der sich nach der allgemeinen Formel Gl. (38) für  $n$  Wurzeln für  $i = 1$  bis  $i = \nu$  berechnen lässt.

$$G'(p) = a_3 \prod_{i=1}^3 (p-p_i) + a_3 \prod_{i=2}^3 (p-p_i) + a_3 \prod_{i=3}^3 (p-p_i) = a_3(p-p_2)(p-p_3) + a_3(p-p_1)(p-p_3) + a_3(p-p_1)(p-p_2) \quad (39)$$

Der Wert des Differentialquotienten von  $G(p)$  an der Nullstelle  $p_\nu$  ergibt sich aus Gl. (39) nach dem Einsetzen von  $p_\nu$  mit der Ausnahme, dass die gleichen Wurzelglieder  $i = \nu$  wegfallen. Deshalb das Zeichen oder der Hinweis über dem Produktzeichen der Gl. (39)  $i \neq 1, 2, 3$ . Die Ableitungen  $\frac{dG(p)}{dp}$  an den verschiedenen Nullstellen für  $\nu = 1, 2, 3$  wird

$$G'(p_\nu) = a_3 \prod_{i \neq \nu}^3 (p_\nu - p_i) = \begin{cases} (p_1 - p_2)(p_1 - p_3) & \text{für } \nu = 1; \quad p \equiv p_1 \\ (p_2 - p_3)(p_2 - p_1) & \text{für } \nu = 2; \quad p \equiv p_2 \\ (p_3 - p_1)(p_3 - p_2) & \text{für } \nu = 3; \quad p \equiv p_3 \end{cases} \quad (40)$$

Die Teilbruchzerlegung erfolgt nach der bekannten algebraischen Formel

$$\frac{R(p)}{G(p)} = \frac{A_1}{p-p_1} + \frac{A_2}{p-p_2} + \frac{A_3}{p-p_3} \quad (41)$$

Multiplizieren wir die Gl. (41) mit  $G(p)$  der Gl. (38), so erhält man die Beziehung

$$\begin{aligned} R(p) &= A_1 a_3 \prod_{i \neq 1} (p-p_i) + A_2 a_3 \prod_{i \neq 2} (p-p_i) + \\ &+ A_3 a_3 \prod_{i \neq 3} (p-p_i) = A_1 \cdot a_3 (p-p_2)(p-p_3) + \\ &+ A_2 \cdot a_3 (p-p_1)(p-p_3) + \\ &+ A_3 \cdot a_3 (p-p_1)(p-p_2) \end{aligned} \quad (42)$$

Diese erhaltene Gl. (42) ermöglicht, nach dem Einsetzen der einzelnen Wurzeln  $p_1, p_2, p_3$  die Konstanten  $A_1, A_2, A_3$  zu berechnen. Da die Gl. (42), dank dem Umstand, dass  $R(p)$  von höchstens  $(n-1)$ -ten Grade gegenüber von  $G(p)$  ist, für alle Werte von  $p$  gilt, setzt man in ihr nacheinander die Wurzeln  $\nu = 1, 2, 3$  bzw.  $p = p_1, p = p_2, p = p_3$  in  $G(p)$  und  $R(p)$  der Gl. (35) ein. Löst man die Gl. (42) nach den Konstanten  $A_\nu$  auf, erhält man hiefür die generelle Formel 43

$$A_\nu = \frac{R(p_\nu)}{a_3 \prod_{i \neq \nu} (p_\nu - p_i)} = \frac{R(p_\nu)}{G'(p_\nu)} \quad (43)$$

Die einzelnen Konstanten  $A_1, A_2, A_3$  berechnen sich aus den Gl. (44) bis (46)

$$A_1 (\nu=1) = \frac{b_0 + b_1 p_1 + b_2 p_1^2}{a_3 (p_1 - p_2)(p_1 - p_3)} \quad (44)$$

$$A_2 (\nu=2) = \frac{b_0 + b_1 p_2 + b_2 p_2^2}{a_3 (p_2 - p_1)(p_2 - p_3)} \quad (45)$$

$$A_3 (\nu=3) = \frac{b_0 + b_1 p_3 + b_2 p_3^2}{a_3 (p_3 - p_1)(p_3 - p_2)} \quad (46)$$

Nach dem Bekanntsein der Konstanten  $A$  setzt man sie in die Gl. (41) und in die Ableitung der Funktion  $G(p)$ , also in  $G'(p)$  der Gl. (40) ein. Die ge-

brochene Funktion  $\frac{R(p)}{G(p)}$  wird nach der Gl. (41) und der Summation der einzelnen Glieder

$$\begin{aligned} \frac{R(p)}{G(p)} &= \sum_{\nu=1,2,3} \frac{R(p_\nu)}{(p-p_\nu)(G'(p_\nu))} = \\ &= \frac{1}{p-p_1} \left( \frac{b_0 + b_1 p_1 + b_2 p_1^2}{a_3 (p_1 - p_2)(p_1 - p_3)} \right) + \\ &+ \frac{1}{p-p_2} \left( \frac{b_0 + b_1 p_2 + b_2 p_2^2}{a_3 (p_2 - p_1)(p_2 - p_3)} \right) + \\ &+ \frac{1}{p-p_3} \left( \frac{b_0 + b_1 p_3 + b_2 p_3^2}{a_3 (p_3 - p_1)(p_3 - p_2)} \right) = \\ &= \sum_{\nu=1,2,3} \left( \frac{1}{p-p_\nu} \right) \cdot K_\nu (\text{const}) = f(p) = \sum_{\nu=1}^{\nu} f_\nu(p) \end{aligned} \quad (47)$$

Die Summe der Gl. (47) wird vom Faktor  $\frac{1}{(p-p_\nu)}$  mit dem Parameter  $p$  und der zu einer jeden Wurzel zugehörigen Konstanten  $K_\nu$  gebildet. Die Unterfunktion  $f(p)$  in die Gl. (19) eingesetzt, ergibt den Gesamtstrom  $I_g(t)$  mit  $c = 0$

$$I_g(t) = U_g \cdot \frac{1}{2\pi j} \int_{-j\infty}^{+j\infty} \left( \frac{e^{pt}}{p} \cdot \sum_v \left( \frac{1}{p-p_v} \right) \cdot K_v \right) dp = \\ = U_g \cdot \frac{1}{2\pi j} \int_{-j\infty}^{+j\infty} \frac{e^{pt}}{p} \sum_v f_v(p) dp = \mathcal{L}^{-1} \left( \sum_v f_v(p) \right) \quad (48)$$

Wir wissen aus der Theorie der Laplaceschen Integrale, dass für die vorausgesetzte Linearität unseres Systems die Zeitfunktion einer Summe von Operatoren gleich der Summe der Zeitfunktion der einzelnen Operatoren ist. Deshalb kann man schreiben

$$f(p) = f_1(p) + f_2(p) + \dots f_n(p) \quad (49)$$

$$A(t) = A_1(t) + A_2(t) + \dots A_n(t) \quad (50)$$

und die linearen Operationen nach dem Additionsatz in die Gl. (51) zusammenfügen.

$$\mathcal{L}A(t) = \sum_v \mathcal{L}A_v(t) = \sum_v f_v(p) = f(p) \quad (51)$$

Setzt man die durch Addition zusammengesetzten Funktionen in die Gl. (48) ein, geht sie über in

$$A(t) = \sum_v [\mathcal{L}^{-1} f_v(p)] = \frac{1}{2\pi j} \sum_{v=1,2,3}^{+j\infty} K_v \int_{-j\infty}^{+j\infty} \frac{f_v(p)}{p} e^{pt} dp \\ I_g(t) = \frac{U_g}{2\pi j} \left[ K_1 \int_{-j\infty}^{+j\infty} \frac{\left( \frac{1}{p-p_1} \right)}{p} e^{pt} dp + \right. \\ \left. + K_2 \int_{-j\infty}^{+j\infty} \frac{\left( \frac{1}{p-p_2} \right)}{p} e^{pt} dp + K_3 \int_{-j\infty}^{+j\infty} \frac{\left( \frac{1}{p-p_3} \right)}{p} e^{pt} dp \right] \quad (52)$$

Für die aus der Berechnung hervorgegangene Unterfunktion  $\frac{1}{p-p_v}$  ist die ihr zugehörige Oberfunktion bereits berechnet und in Tabellen zusammengestellt. Sie hat den Wert

$$A_v(t) = \mathcal{L}^{-1} f_v(p) = \mathcal{L}^{-1} \left( \frac{1}{p-p_v} \right) = \frac{1}{p_v} (e^{p_v t} - 1) \quad (53)$$

Schreibt man die Konstanten  $K_1, K_2, K_3$  vor die Integrale der Gl. (52) und führt die Werte  $A_v(t)$  bzw.  $f_v(p)$  der Gl. (53) in die Gl. (52) ein, so erhält man die Gleichung, welche den Verlauf des Stromes  $I_g(t)$  beim Einschalten der Spannung  $U_g$  von der Form des Einheitsstosses 1 beschreibt.

$$I_g(t) = U_g \cdot \left[ \frac{K_1}{p_1} (e^{p_1 t} - 1) + \frac{K_2}{p_2} (e^{p_2 t} - 1) + \right. \\ \left. + \frac{K_3}{p_3} (e^{p_3 t} - 1) \right] = K(0) + \sum_v K_v \cdot e^{p_v t} \quad (54)$$

Durch das Auffinden dieser einfach aussehenden Gleichung ist das den zeitlichen Ablauf der einzelnen Teilvorgänge bestimmende Gesetz bei einem Gleich-Wechselstrom-Mutator oder Wechselrichter

mit dem Schaltungsschema Fig. 4 und dem Ersatzschema Fig. 5 gefunden.

Einen Ueberblick über die möglichen Betriebszustände und eine Eröffnung des tieferen Sinnes der vorgenommenen mathematischen Umformung vermag uns nur eine eingehende Diskussion der Gl. (54) zu geben. Die Diskussion besteht in der Hauptsache darin, die Betriebszustände generell zu charakterisieren, die sich je nach der Grösse der Wurzeln der Gleichung oder der Funktion  $f(p)$  ergeben, deren Grösse wiederum direkt von den Systemgrössen wie ohmscher Widerstand, Induktivität und Kapazität der Schaltbilder Fig. 4 und 5, bzw. von den Konstanten  $a_0, a_1, a_2, a_3, a_4, b_0, b_1, b_2$ , der Gl. (31) und (32) abhängen.

#### e) Diskussion der Gleichungen.

Je nach der Art der aus der Gleichung  $G(p)$  ermittelten Wurzeln  $p_v$ , wird der Verlauf der Funktion  $A(t)$ , bzw. die zeitliche Abhängigkeit verschieden sein. Bei den einfachen Exponentialfunktionen, wie sie in der Lösung unserer Operatorgleichung, der Gl. (54), enthalten sind, können drei typische Fälle voneinander unterschieden werden, sofern man Systeme mit Selbstanfachung ausser acht lässt.

Ist der Pol auf dem negativen Teil der reellen Achse bzw. die  $v$ -te Wurzel  $p$  negativ reell ( $p_v = \pm a$ ), so stellt jedes Glied der Gl. (54) einen monoton abklingenden Stromverlauf dar. Reiht man die Anodenströme der Phasen 1 bis 6, entsprechend ihrer zeitlichen Folge aneinander, wird der eigentliche pulsierende Gleichstrom  $I_g(t)$  der Fig. 7 entstehen. Es ist dies der wünschbare Betriebsfall, denn die Oberharmonischen sind auf ein Mindestmass heruntergedrückt. Interne Ausgleichsvorgänge im System zufolge Resonanzen sind nicht vorhanden. Der Mutator arbeitet im stabilen Bereich. Die Kommutierung erfolgt einwandfrei, selbst bei grossen Strömen, weil die Ueberlappung ein Minimum ist.

Liegt der Pol auf der imaginären Achse  $j$ , wodurch die Wurzelgrösse den Wert  $p_v = j\omega$  erreicht, muss nach den Gesetzen der Algebra gleichfalls eine konjugierte Wurzel ( $p_{v+1} = -j\omega$ ) existieren. Sind die Koeffizienten  $a_0, a_1, a_2, a_3, a_4$  des Polynoms  $G(p)$  der Gl. (35) reell, so besitzen die Exponentialfunktionen der Stromgleichung  $I_g(t)$  den Charakter  $(a + j\beta)e^{j\omega t}$  bzw.  $(a - j\beta)e^{-j\beta t}$  an. Diese Funktionen deuten auf einfache periodische Schwingungen der Kreisfrequenz  $\omega$  hin (Fig. 8). Eine Gleichung, deren Wurzeln diese Grössen besitzen, kommt bei Wechselrichtern nicht vor, weshalb auf eine nähere Diskussion verzichtet ist.

Komplexe Wurzeln von der Grösse  $p_v = -a + j\beta$  deuten auf das Vorhandensein von periodischen Ausgleichsvorgängen hin. Ist eine solche vorhanden, so muss nach einem algebraischen Lehrsatz noch die ihr zugehörige konjugiert-komplexe existieren. Bei Gleichungen dritten Grades, die aus der Theorie des Mutators in Abschnitt 3 a bis d folgte, wird die eine der drei Wurzeln

reell sein und wie oben vermerkt, die aperiodische Entladung bestimmen. Setzt man nun die errechneten drei Wurzeln in die erhaltene Lösung ein und fasst die einzelnen Glieder zweckentsprechend zusammen, entsteht eine Superposition von Teilvorgängen. Der eine ist eine aperiodische Entladung,

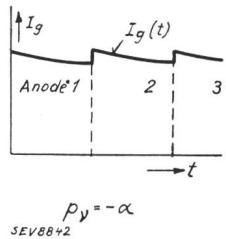
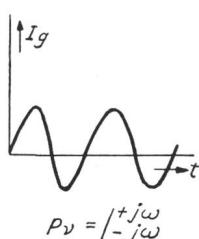


Fig. 7.

Verlauf des Gleichstromes  $I_g$  und Anodenstromes  $I_a(t) = I_1(t)$ , wenn die Wurzeln  $p$  der Operatorgleichung reell sind.



Verlauf des Gleichstromes bei rein imaginären Wurzeln.

Oszillogramme einwandfrei beweisen, bestätigen. Der Verlauf des Anodenstromes  $I_g(t)$  im Falle von nahezu aperiodischen Vorgängen vom Typus der Fig. 7 und 10 stellt Oszillogramm Fig. 2 dar. Beim Zünden des Lichtbogens springt der Strom auf das Maximum  $I_{max}$ . Nur eine sehr gedämpfte Schwin-

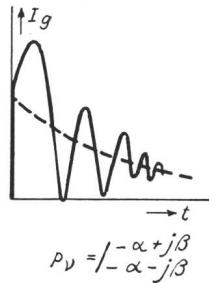


Fig. 9.

Verlauf des Gleichstromes bei komplexen und konjugiert komplexen Wurzeln  $p_v$ .

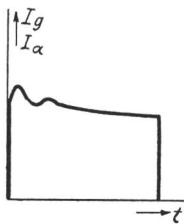


Fig. 10.

Verlauf des Gleich- oder Anodenstromes  $I_a(t) = I_1(t)$  bei stärkerer Dämpfung der Schwingungen des Ausgleichsvorganges. Vgl. hiezu das Oszillogramm Fig. 2.

der andere eine gedämpfte periodische Schwingung der Frequenz  $\omega$ . Hierzu vergleiche man Fig. 9. Ist eine sehr starke Dämpfung vorhanden und sind die Voraussetzungen für die Ausbildung einer Oberschwingung nicht erfüllt, wird der in Fig. 10 festgehaltene Verlauf zu verzeichnen sein. Wie genau er mit demjenigen der Fig. 2 korrespondiert, ist leicht ersichtlich.

Sollten jedoch  $n$ -fache Wurzeln oder Pole vorhanden sein, bestehen Ausgleichsvorgänge im elektrischen System mit sehr verwickeltem zeitlichem Verlauf. Bei der richtigen Wahl der Elemente können derartige Betriebszustände, wie das Experiment bewies, nur in den allerseltesten Fällen auftreten. Da diese Fälle weniger von Bedeutung sind, ist von einer Betrachtung, die eher mathematische Schwierigkeiten bietet, abgesehen.

Zwei der hier behandelten Betriebsfälle, der erste und dritte, bzw. die nach Fig. 7, 9 und 10, die allein als beachtenswert erscheinen, liessen sich experimentell eindeutig nachweisen. Hierüber wird im nächsten Abschnitt berichtet.

#### f) Experimentelle Vergleichsergebnisse zur Theorie.

Ein besonderes Interesse verdient die Bestätigung der theoretischen Ergebnisse durch das Experiment. Das Fundament, auf dem das gesamte theoretische Gebäude steht, wird durch diese weitgehend befestigt.

Auf die Angabe von numerischen Werten im Sinne einer Darbietung eines Beispiels ist verzichtet, um eine unnötige Aufblähung der Darstellung zu vermeiden. Das am Schluss angeführte Beispiel dient mehr der weiteren Aufklärung bezüglich der Berechnungsart. Die algebraischen Bedingungen, welche die Existenz des einen oder anderen Typus von Ausgleichsvorgängen bestimmen, sind im Abschnitt 3g behandelt.

Alle mathematisch berechneten Betriebszustände lassen sich experimentell, wie die aufgenommenen

ung bildet sich aus. Der Hauptvorgang verläuft nach einer Exponentialkurve mit kleinem Dämpfungsfaktor. Hat die folgende Anode gezündet, bricht der Strom in der Form, in der er beim Einschalten angestiegen ist, zusammen. Unter den angenommenen Betriebsbedingungen arbeitet der Wechselrichter vollkommen stabil, so dass sich der Verlauf des Gesamtstromes, der als eine Aneinanderreihung von einzelnen Anodenströmen zu denken ist, gleich einer Zähnekurve herausbildet. Eine formgetreue Nachbildung hievon ist Fig. 10. Die Entionisierungszeit ist sehr klein, weshalb ein zusätzlicher und störender Kommutierungsstrom über die löschen und die neu zündenden Phasen bei einer richtigen Anpassung der Kommutierungskondensatoren nicht zusteht kommt. Ein plötzliches Absinken des Stromes nach der Brenndauer  $\Delta t$  ohne merkliche Ueberlappung tritt ein. Die Umladung der Kommutierungs- oder Löschkondensatoren erfolgt im Rhythmus der Eigenfrequenz des Systems [vgl. hiezu Gl. (8)].

Erhöht man die Belastung, was einer Verkleinerung des Belastungswiderstandes  $R_1$  im Ersatzschema entspricht, beginnen sich störende Eigenfrequenzen bemerkbar zu machen. Die Änderung des Widerstandes ist so gross, dass die Gleitung, welche bisher reelle Wurzeln  $p_1, p_2, p_3$  lieferte [Gl. (54) und (35)], nun eine reelle und zwei komplexe Wurzeln besitzt. Ein neuer Betriebszustand hat sich eingestellt und entspricht ungefähr demjenigen der Fig. 9. Das experimentelle Gegenstück hiezu, der oszillographisch aufgezeichnete Stromverlauf, ist Fig. 11. Die überlagerte Schwingung ist sehr deutlich. Sie verschwindet jedoch mit dem Nullwerden des Anodenstromes, trotzdem die periodisch verlaufenden Ausgleichsvorgänge in den parallel geschalteten, nächstliegenden Phasen kräftige Gegenspannungen bewirken. Die eigentliche Kippgrenze ist fast erreicht, denn nur mehr zögernd reißt der Anodenstrom zur Zeit  $\Delta t$  ab. Bei

einer unbedeutenden Leistungssteigerung löst die Anode nicht mehr, und die periodische Schwingung besteht weiter, wodurch eine vollständige Ueberlappung der beiden Anodenströme entsteht und der Mutator in einem Zustand höherer Ord-

nung für eine Beziehung diese beiden Ströme zueinander stehen. Sie unterscheiden sich nämlich nur durch ihren absoluten Betrag, währenddem die Form bzw. der zeitliche Verlauf genau der gleiche ist. Die zwischen ihnen bestehende konstante Phasenverschiebung ist bedeutungslos.

Im Abschnitt 4 wird diese Behauptung an einem Beispiel versinnbildlicht und gerechtfertigt, indem für ein gegenüber dem Schema Fig. 5 und 6 etwas vereinfachtes Ersatzschema, aus dem gleichfalls eine Operatorgleichung dritten Grades folgt, der Anodenstrom  $I_a(t)$  berechnet wird. Er besitzt grundsätzlich gleichen Charakter wie  $I_g(t)$ .

### g) Algebraische Bedingungsgleichungen für die Wurzeln $p_v$ der Gl. (35).

Aus der bisherigen Entwicklung ist hervorgegangen, dass bestimmte Betriebszustände mit entsprechenden Wurzeltypen korrespondieren. Dem rein aperiodischen Stromverlauf entsprechen reelle, dem periodischen eine reelle und zwei komplexe Wurzeln. Die das Auftreten des einen oder andern Wurzeltypus bestimmende Grenzbedingung kann in zwei Formen dargestellt werden.

1. Wendet man das Sturmsche Theorem<sup>13)</sup> auf die Ermittlung der notwendigen und hinreichenden Bedingungen dafür an, dass eine algebraische Gleichung lauter reelle Wurzeln hat, ist als Erstes eine einfache Umformung der allgemeinen Gleichung dritten Grades [Gl. (35),  $G(p)$ ] nötig.

Ist der Nenner von  $f(p)$  der Gl. (35) die Gl.  $G(p)$ , von der man die algebraische Wurzel ermitteln muss, so setzt man das Polynom  $G(p) = 0$  und löst die Gleichung auf. Die Koeffizienten  $a_2$  und  $a_1$  sind mit 3 zu multiplizieren und wiederum durch 3 zu dividieren. Hierdurch bleibt der Wert der Gleichung derselbe. Die notwendige und hinreichende Bedingung für die Existenz von drei reellen Wurzeln lautet

$$\left(\frac{a_2}{3}\right)^2 - \left(a_3 \cdot \frac{a_1}{3}\right) > 0 \quad \text{und} \quad \Delta = 0 \quad (55)$$

wobei  $\Delta$  die Diskriminante der Gl. (55)

$$\Delta = 4 \left[ \left(\frac{a_2}{3}\right)^2 - \left(a_3 \cdot \frac{a_1}{3}\right) \right] \cdot \left[ \left(\frac{a_1}{3}\right)^2 - \frac{a_2 \cdot a_0}{3} \right] - \\ - \left[ \frac{a_2 \cdot a_1}{3 \cdot 3} - a_3 \cdot a_0 \right]^2 \quad (56)$$

bedeutet. Setzt man an Stelle der Koeffizienten  $a_n$  die elektrischen Größen  $C$ ,  $L$  und  $R$  der Gl. (31), so erhält man die massgebende und gesuchte Bedingung für das einwandfreie Funktionieren des Wechselrichters. Die Stabilität ist, sofern die Gl. (55), (56) erfüllt sind, vollkommen gewährleistet.

2. Eine weitere Ueberprüfung der algebraischen Gl. (35) mit  $G(p)$  im Sinne, ob eine reelle und zwei

<sup>13a)</sup> E. Cesàro: Einleitung in die Infinitesimalrechnung, deutsch v. Kowalewski, Berlin 1922, S. 444. — O. Bürklen: Allgemeine Sätze über höhere Gleichungen, Sammlung Göschens, Bd. 51, S. 50/52.

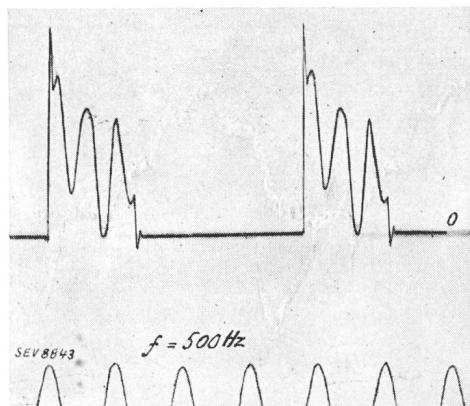


Fig. 11.

Anodenstrom  $I_a(t)$  nahe der Kippgrenze beim Gleichstrom-Wechselstrom-Mutator.

Die Frequenz der Oberschwingung beträgt  $f = 1160$  Hz.  $I_a$  ist identisch  $I_i$  der Fig. 6.

nung arbeitet. Den Stromverlauf veranschaulicht Fig. 12. Die Kippgrenze des Wechselrichters ist erreicht. Der Kurzschluss ist eingeleitet und der Wechselrichter fällt ausser Betrieb.

Mit dem Auftreten der Schwingungen nach Fig. 11 und 12 konnte gleichzeitig ein *Flackern* des Lichtbogens beobachtet werden. Es sind dies Erscheinungen, die man ebenfalls bei Hochspannungsgleichrichtern<sup>13a)</sup> im Zustand von Ueberspannungen und Ueberströmen bereits kennt.

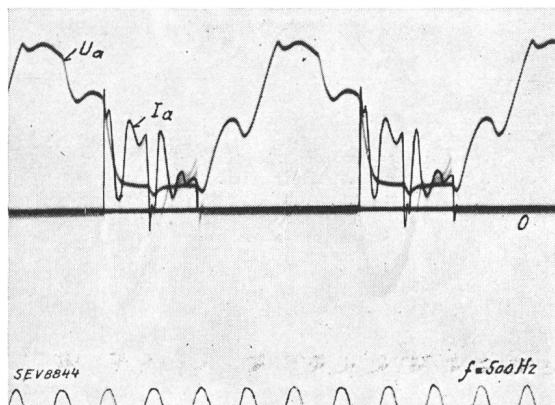


Fig. 12.

Anodenstrom  $I_a(t)$  unmittelbar vor dem Erreichen der Kippgrenze beim Gleichstrom-Wechselstrom-Mutator.

Die Anode löst nicht mehr. Der Umrichter arbeitet in einem Zustand höherer Ordnung (3phasig).

In der experimentellen Beweisführung dieses Kapitels war der Stromverlauf des Hauptstromes  $I_g(t)$ , wie er aus der Diskussion im vorangestellten Kapitel hervorging, gleich dem Anodenstrom  $I_a(t)$  vorausgesetzt. Es wird im Abschnitt 4 bewiesen, in

<sup>13a)</sup> A. Hochrainer-Micza: VDE-Fachber. Bd. 11 (1939), S. 187.

komplexe Wurzeln existieren, kann mittels der Wurzelzerkleinerung<sup>14)</sup> vorgenommen werden. Zu dem Zweck transformiert man die Gl.  $G(p) = 0$  mittels dem Faktor

$$k = -\frac{a_{n-1}}{n \cdot a_n} = \frac{a_2}{3 \cdot a_3} \quad (57)$$

Diese Transformation ist gleichbedeutend der Substitution

$$p = y - \frac{a_2}{3 a_3} \quad (58)$$

wodurch die Gleichung in die Form

$$y^3 + 3ry + 2q = 0 \quad (59)$$

übergeht. Diese Formel führt zur Lösung solange die Summe der Konstanten die Ungleichung

$$q^2 + r^3 > 0 \quad (60)$$

befriedigen. Es existieren für den Fall *eine* reelle und *zwei* imaginäre Wurzeln. Die Voraussetzungen für das Auftreten von periodischen Ausgleichsvorgängen vom Typus der Fig. 9, 10, 11, 12 sind vorhanden.

Soll die Gleichung

$$G(p) = f(x) = a_n x^n + a_{n-1} x^{n-1} \dots + a_0 = 0 \quad (61)$$

in die Gleichung

$$\varphi(x) = p_n x^n + p_{n-1} x^{n-1} \dots + p_0 = 0 \quad (62)$$

umgewandelt werden, so dass die Wurzeln der Gl. (62) um  $k$  kleiner sind als die der gegebenen Gl. (61), so muss

$$f(x) = \varphi(x - k) \quad (63)$$

beziehungsweise

$$\begin{aligned} a_n x^n + a_{n-1} x^{n-1} \dots a_1 x^1 + \dots a_0 = \\ = p_n (x - k)^n + p_{n-1} (x - k)^{n-1} \dots + p_0 \end{aligned} \quad (64)$$

im Sinne einer Gleichheit bestehen. Die Zahlen  $p_0, p_n, p_{n-1}$  sind daher die Reste, welche sich ergeben, wenn  $f(x)$  fortlaufend durch  $(x - k)$  dividiert wird. Der in Gl. (57) verwendete Koeffizient  $k$  wird allgemein

$$k = -\frac{a_{n-1}}{n \cdot a_n} \quad (65)$$

Die Wurzeln der Gleichung selbst errechnen sich nach den allgemeinen kanonischen Formeln für  $y = u + v$  und  $u^3 + v^3 + 2q = 0$

$$u = (-q + \sqrt{q^2 + r^3})^{1/3} \quad (66)$$

$$v = (-q - \sqrt{q^2 + r^3})^{1/3} \quad (67)$$

Die drei Wurzeln  $y_1, y_2, y_3$  der durch eine Substitution herausgebildeten Gleichung lauten nun

$$y_1 = u + v = (-q + \sqrt{q^2 + r^3})^{1/3} + (-q - \sqrt{q^2 + r^3})^{1/3} \quad (68)$$

<sup>14)</sup> O. Bürklen; Sammlung Göschens Bd. 51, S. 54/55, 50.

$$y_2 = -\frac{u + v}{2} + j \frac{1}{2} \sqrt{3} (u - v) \quad (69)$$

$$y_3 = -\frac{u + v}{2} - j \frac{1}{2} \sqrt{3} (u - v) \quad (70)$$

#### 4. Berechnung des Transistorstromes $i_1(t)$ .

Der Gesamtstrom  $i_g(t)$  setzt sich nach Fig. 6 aus dem Kondensatorstrom  $i_c$  und dem Transistorstrom  $i_1$  zusammen.

$$i_g(t) = i_1(t) + i_c(t) \quad (71a)$$

Für den allgemeinen Fall lässt sich  $i_g(t)$  in einen stationären und freien Anteil spalten

$$i_g(t) = i_g(t)_s + i_g(t)_f \quad (71b)$$

Sind die Bedingungsgleichungen (55), (56) erfüllt, so sind keine Ausgleichsströme vorhanden, also  $i_g(t)_f = 0$ . Ist der Kommutierungskondensator in der sehr kurzen Zeit nach Fig. 3 geladen, so wird nachher der Gesamtstrom  $i_g$  gleich dem Transistorstrom sein.

$$i_g(t)_s \sim i_1(t)_s \text{ für } t > \varepsilon \quad (71c)$$

Entstehen Ausgleichsvorgänge zwischen dem Kommutierungskondensator  $C$  und den zu ihm in Serie oder parallel geschalteten Induktivitäten, so teilt sich der freie Stromanteil *angenähert* im Verhältnis der ohmschen Widerstände ihrer Stromkreise auf. Bezeichnet man in Fig. 6 den gesamten Widerstand der Stromquelle  $U_g$  und den des Lichtbogens mit  $R_t$ , so wird das Verhältnis der zeitlich veränderlichen Ströme

$$\frac{i_g(t)_f}{i_c(t)_f} = \frac{R_1}{R_1 + R_0 + R_t} \cdot f(R, L, t) \quad (72)$$

Sind die Verhältnisse der Widerstände und Induktivitäten  $\frac{R_1}{L_1 - M_{c,1}} \approx \frac{R_1 + R_0 + R_t}{L_1 + L_0}$  einander fast gleich, was bei Gleichstrom-Wechselstrom-Mutatoren zutrifft, so wird die Funktion  $f(R, L, t) \sim 1$ , und die Gl. (72) geht über in

$$i_g(t)_f = \frac{R_1}{R_1 + R_0 + R_t} \cdot i_c(t)_f$$

Die Herleitung der *exakten* Lösung für die Aufteilung beliebiger Ausgleichsströme in den beiden Stromzweigen verursacht einige mathematische Schwierigkeiten, weshalb sie a. O.<sup>15)</sup> abgeleitet werden.

#### 5. Berechnungsbeispiel.

Berechnung des Anodenstromes  $\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_1$  bei einem vereinfachten Schaltbild.

Um ein einfaches Rechenbeispiel zeigen zu können, ist eine Vereinfachung der Fig. 5 nötig. Der ohmsche Widerstand des Anodenkreises und die Widerstände  $R$  und  $\omega \cdot L$  des Ersatzkreises werden gleich Null gesetzt ( $R = 0, L = 0$ ). Die Drossel-

<sup>15)</sup> J. Müller-Strobel; Arch. Elektrotechn. Bd. 34 (1940), erscheint demnächst.

spule bleibt durch die Größen  $R_0$  und  $L_0$  berücksichtigt. Hierzu das Ersatzschema Fig. 13.

Im Abschnitt 3 d wurden die Bedingungen bekanntgegeben, unter denen der Entwicklungssatz von Heaviside, Gl. (37), der unmittelbar aus der Laplaceschen Transformation ableitbar ist, angewendet werden darf. Beim hier vorliegenden Beispiel kann die Ausgangsgleichung

$$f(p) = \frac{1}{G(p)} = \frac{1}{a_3(p-p_1)(p-p_2)(p-p_3)} \quad (74)$$

durch eine Laplacesche Transformation aus dem Oberbereich gewonnen werden, weshalb der Ent-

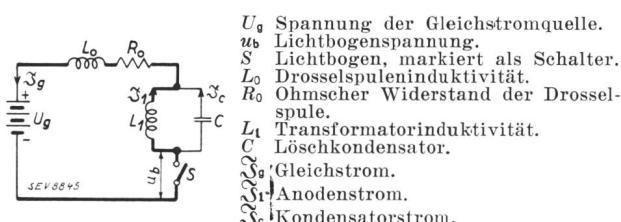


Fig. 13.

Vereinfachtes Ersatzschema eines Gleichstrom-Wechselstrom-Mutators für ein Berechnungsbeispiel.

wicklungssatz die richtige, bzw. ganze Lösung liefert. Die Impedanz des Stromkreises nach Fig. 13 ist

$$\begin{aligned} Z &= R_0 + j\omega L_0 + \frac{j\omega L_1}{(j\omega)^2 CL_1 + 1} = \\ &= \frac{(R_0 + j\omega L_0)[(j\omega)^2 CL_1 + 1] + j\omega L_1}{(j\omega)^2 CL_1 + 1} \end{aligned} \quad (75)$$

Der Gleichstrom  $\mathfrak{J}_g(t)$  beim Einschalten der Spannung  $U_g$  von der Form des Einheitsstosses 1 wird

$$\mathfrak{J}_g(t) = \frac{U}{Z} \cdot 1 = U_g \frac{(j\omega) CL_1 + 1}{(R_0 + j\omega L_0)[(j\omega)^2 CL_1 + 1] + j\omega L_1} \quad (76)$$

Das Verhältnis von Gleich- zu Anodenstrom folgt aus dem Verhältnis der von ihnen durchflossenen Widerstände.

$$\frac{\mathfrak{J}_a}{\mathfrak{J}_g} = \frac{\frac{1}{j\omega L_1}}{\frac{1}{j\omega L_1 + j\omega C}} \quad (77)$$

Löst man die Gl. (77) nach dem Anodenstrom  $\mathfrak{J}_a$  auf und setzt  $\mathfrak{J}_g(t)$  [Gl. (76)] in Gl. (77) ein, so geht die Gleichung des Anodenstromes in die Form

$$\begin{aligned} \mathfrak{J}_a(t) &= \mathfrak{J}_g(t) \cdot \frac{1}{1 + (j\omega)^2 CL_1} = \\ &= \frac{1}{CL_1 L_0 (j\omega)^3 + R_0 CL_1 (j\omega)^2 + (L_1 + L_0) j\omega + R_0} \end{aligned} \quad (78)$$

über. Ersetzt man wie in den Gl. (31) und (32) die parametrische Größe  $j\omega$  durch  $p$ , so wird

$$\begin{aligned} \mathfrak{J}_a(t) &= \frac{U_g}{a_3 p^3 + a_2 p^2 + a_1 p + a_0} \cdot 1 \quad (79) \\ \left. \begin{array}{l} a_3 = CL_1 L_0 \\ a_2 = R_0 CL_1 \\ a_1 = L_1 + L_0 \\ a_0 = R_0 \end{array} \right\} 80a, b, c, d \end{aligned}$$

Wir nehmen an, die algebraischen Bedingungen 55 und 56 seien nicht erfüllt. Es liegt ein Betriebsfall vor, ähnlich demjenigen, wie ihn die Fig. 9, 11, 12 voraussetzen. Dann existieren zwei komplexe Wurzelpaare und eine reelle Wurzel  $p_v$  von  $Z(p)$ . Wir schreiben für die Wurzeln allgemein

$$\begin{aligned} p_1 &= -a_1 & a_2 &= a_3 \\ p_2 &= -a_2 + j\beta_2 & p = o &= (81a, b, c, d, e) \\ p_3 &= -a_3 - j\beta_3 & \beta_2 &= \beta_3 \end{aligned}$$

Nach dem Entwicklungssatz Gr. (37) wird der stationäre Anteil  $\frac{R(o)}{G(o)}|_{p=o}$  des Stromes  $\mathfrak{J}_a(t)$

$$\frac{R(o)}{G(o)}|_{p=o} = \frac{1}{R(o)} \cdot U_g = I_0 \quad (82)$$

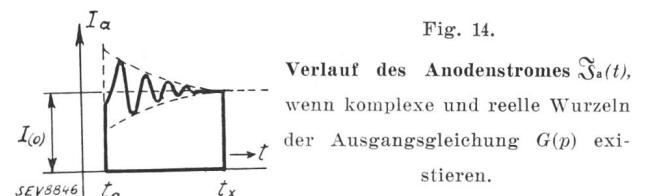
Aus der Gl. (78) folgt, dass der Zähler  $R(p)$  gleich Eins ist,  $R(p) = 1$ , und  $R(o) = 1$ . Dieser konstante Stromanteil entspricht der Konstanten  $K$  in Gl. (54). Berechnet man die Summe der Exponentialfunktionen der Gl. (37), bildet die Ableitungen von  $G(p)$  nach dem Parameter  $p$ , setzt in jedes Glied die entsprechenden Wurzeln  $p_1, p_2, p_3$  der Gl.  $G(p)$  ein und multipliziert die Ableitung nach  $p$  mit der zugehörigen Wurzel  $p_v$ , dann können die beiden Exponentialfunktionen mit den komplexen Wurzelpaaren in eine harmonische Funktion umgewandelt werden. Der Anodenstrom in der Spule  $L_1$  wird schlussendlich

$$\mathfrak{J}_a(t) = I_0 - \sum_{v=1}^V k_v \cdot e^{p_v t} = I_0 - [k_1 \cdot e^{\alpha_1 t} + k_2 \cdot e^{\alpha_2 t} \cdot \cos(\beta_2 t - \Theta)] \quad (83)$$

Bei Wechselrichtern sind die ermittelten Konstanten  $a$  der Gl.  $G(p)$  meistens in einem solchen Verhältnis zueinander, dass die Wurzel  $-a_1$  eine sehr grosse Zahl ist und deshalb die Exponentialfunktion  $e^{\alpha_1 t} = 0$  gesetzt werden darf. Die Gl. (82) vereinfacht sich. Sie lautet nun

$$\mathfrak{J}_a(t) = I_0 - k_2 \cdot e^{\alpha_2 t} \cdot \cos(\beta_2 t - \Theta) \quad (84)$$

deren Verlauf Fig. 14 darstellt. Interessant ist der Vergleich dieses Bildes mit Fig. 10 und dem Os-



zillogramm 11. Die angeführten Konstanten  $k_1, k_2$  folgen unmittelbar aus der numerischen Rechnung.

## 6. Allgemeine Bemerkungen.

Einige Fragen, die bei diesem Mutatortyp von Interesse sein könnten, Frequenzbereich, Kommutierung usw., werden später beantwortet. Der Grund dieses Mangels ist in dem Umstand zu suchen, dass in erster Linie die physikalischen Grundlagen dieser neuen Theorie und die für eine mathematische Durchdringung des Problems erforderlichen Rechenmethoden bekanntgegeben werden mussten.

In der allgemeinen Theorie wurde der Einfluss der Entionisierungszeit auf das Kippen des Mutators nicht berücksichtigt. Die ohne diese Berücksichtigung durchgeföhrten Rechnungen lassen sich als richtig beweisen, wenn man sich der Tatsache erinnert, dass bei Betriebsfrequenzen bis ca  $f = 500$  Hz und Normallast eine einwandfreie Kommutierung gewährleistet ist. Auch der Aufbau und das Verschwinden magnetischer Felder ( $\cos \varphi$ ) im Sinne einer Verzögerung des Stromüberganges und einer Veränderung der Kommutierungszeit bedarf einer noch eingehenderen Betrachtung.

Für den Fall, dass die Spannung der Gleichstromquelle nicht einen rechteckförmigen Verlauf aufweist, wie er bisher vorausgesetzt wurde, ist eine Erweiterung der Theorie erforderlich. Sie wird sich mehrheitlich in einer vermehrten Anwendung der mathematischen Hilfsmittel bemerkbar machen.

Da uns der Stromverlauf bei den Ausgleichsvorgängen bekannt geworden ist, kann nun auch nach den Ueberspannungen, die gleichzeitig auftreten, gefragt werden. Die hier ermittelten Gleichungen liefern uns unmittelbar die Teilspannungen, deren Grösse erheblich über demjenigen bei Normalbetrieb liegen kann.

## 7. Zusammenfassung.

In der vorliegenden Untersuchung handelt es sich um die Erfassung der elektromagnetischen Vorgänge von Gleichstrom-Wechselstrom- und Wechselstrom-Wechselstrom-Mutatoren (Um- und Wech-

selrichtern) mit Kondensatorkommunizierung bei beliebiger Belastung. Die Kondensatorkommunizierung wurde gewählt, um den möglichst generellsten Fall des Mutators zu behandeln.

Dass die bisherigen Rechenverfahren die zum Teil recht komplizierten Ausgleichsvorgänge im System nicht befriedigend zu erfassen vermochten, ist bekannt, weshalb man neue Ansätze suchen musste. Für das Auffinden und die Ableitung dieser Ansätze diente die folgende Anschauung. Man denkt sich den Mutator so, als wirke er als Schalter, nicht aber als Ventil. Die Differentialgleichungen des Systems werden abgeleitet, als würde eine Gleichstromquelle der Spannung  $U_g$  auf ein System von Widerständen, Kapazitäten und Induktivitäten im Takte der Steuerfrequenz geschaltet. Die Lösung der unter diesem Gesichtspunkt abgeleiteten Differentialgleichungen erfolgt mittels der Laplaceschen Transformation. Kommutierung und Instabilitätserscheinungen lassen sich eindeutig erfassen, sofern die gegenseitige Beeinflussung der zwei im Spiele stehenden Anodenkreise einbezogen wird. Die zum Teil recht komplizierten Ausgleichsvorgänge, die durch eine starke Verstimmung des Systems zu stande kommen, lassen sich mittels der Berechnungsmethode, ohne für die Differentialgleichungen erleichternde Randbedingungen annehmen zu müssen, bestimmen.

Um den Unterschied zwischen der neuen und der älteren Rechenmethode zu zeigen, sind einige Ergebnisse angeführt und diese mit den neuen verglichen. Der Ersatzstromkreis, welcher als Grundlage für die Berechnung dient, ist in einem speziellen Kapitel behandelt.

Die Diskussion der Gleichungen, bzw. Lösungen ermöglicht uns, diese in drei Gruppen einzuteilen, wobei jede einem Betriebszustand entspricht. Die Ergebnisse sind durch oszillographische Messungen der Anodenströme verifiziert. Algebraische Bedingungsgleichungen grenzen den Gültigkeitsbereich einzelner mathematischer Gleichungen ab.

## Winterheizung mit Sommerenergie.

Von P. Seehaus, Mitlödi.

(Bull. des SEV 1940, Nr. 15.)

Einem vielfach geäusserten Wunsche nachkommend, haben wir einen das Wesentliche wiedergebenden Auszug aus der sehr beachteten Studie «Winterheizung mit Sommerenergie» von Paul Seehaus in französischer Sprache herstellen lassen. Wir fügen diesen französischen Auszug der gelben Ausgabe des Bulletin 1940, Nr. 22, als Supplement bei. Er ist auch separat beim Generalsekretariat des SEV und VSE zum Preise von Fr. 1.50 zu beziehen.

### B e r i c h t i g u n g .

Bei dieser Gelegenheit korrigieren wir einige Druckfehler im deutschen Text (Bull. SEV, Nr. 15).

Seite 323, rechts, unterste Formel: Die Formel muss lauten:

$$\vartheta_s = A \vartheta_{s \max} \cdot e^{-s \sqrt{\frac{\pi}{aT}}} \cdot \sin \left( 2 \frac{\pi}{T} t - s \sqrt{\frac{\pi}{aT}} \right)$$

Seite 329, Spalte links, 7. Zeile, über Fig. 5: Die Zahl 0,04° C ist zu ersetzen durch 1,4° C.

Seite 329, rechte Spalte, Tabelle VII: Die drei untersten Zeilen der Tabelle müssen heißen:

Maximal-Amplitude in 7,5 m Tiefe	= 1,4° C
Wellenlänge = Weg in 8760 h	= 14,84 m
Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen	= 0,00169 m/h

Seite 330: Die in Fig. 6 dargestellten Schwingungen erstrecken sich über die ganze S-Zone. Sie ist auf Seite 523 richtig wiedergegeben.