Zeitschrift: Bulletin de l'Association suisse des électriciens

Herausgeber: Association suisse des électriciens

Band: 32 (1941)

Heft: 23

Artikel: Die Berechnung des selbstgeführten, fremdgesteuerten Sechsphasen-Gleichstrom-Drehstrom-Mutators

Autor: Goldstein, A.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-1057663

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: 07.08.2025

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

des usines à accumulation produisant surtout de l'énergie hivernale. Pour obtenir de cette énergie à meilleur compte, il faut de très grandes usines à accumulation. Il n'est pas douteux que les deux seules possibilités de ce genre sont celles du Rhin postérieur et de la vallée de la Reuss (Urseren). L'étude approfondie de la publication du Service fédéral des eaux montre clairement que les frais de production d'énergie diminuent quand la chute totale augmente et également quand le rapport entre le cubage du mur de barrage et le volume d'accumulation diminue. Ce quotient est d'autant plus favorable que le volume d'accumulation peut être rendu plus grand. Un très grand bassin de retenue est donc généralement beaucoup plus économique que plusieurs bassins petits ou moyens totalisant le même volume que le très grand bassin.

Le programme minimum proposé par l'Ako pour ces 10 prochaines années prévoit, comme usines à accumulation, celle du *lac de Lucendro*, un peu moins importante, mais rapidement réalisable, ainsi que l'aménagement en deux paliers des usines du Rhin postérieur avec bassins à Splügen-Nufenen et à Sufers totalisant 300 millions de m³ et deux usines à Andeer et à Sils. L'énergie hivernale et estivale disponible de ces usines à accumulation fournirait exactement les sommes indiquées précédemment, soient 740 et 460 millions de kWh, c'est-à-dire 1,2 milliards de kWh par an. Avec la part suisse des 6 usines au fil de l'eau, on aurait donc les 2,2 milliards de kWh désirés.

Il s'agit, rappelons-le, d'un programme minimum.

Lors du choix de la grande usine à accumulation à construire en premier lieu, l'Ako a également songé au récent projet des usines de la vallée d'Urseren et de la Reuss, mais elle a dû constater que la préparation de cette très grande usine exigera encore passablement de temps, de sorte qu'il n'est pas sûr que cette usine puisse être aménagée en temps utile dans le cadre du programme décennal. Il est évident que les forces motrices de la Reuss sont déstinées à compléter heureusement la production suisse d'énergie dans un avenir rapproché, peut-être même à la suite du programme décennal. L'aménagement complet en 3 paliers, de la vallée d'Urseren au lac des Quatre-Cantons, y compris la partie la plus élevée du Rhin antérieur, permettra de produire 2800 millions de kWh durant le semestre d'hiver et 360 millions de kWh durant le semestre d'été, avec un volume de retenue de 1200 millions de m³ dans la vallée d'Urseren et l'emploi sur une large échelle d'énergie d'autres usines pour le remplissage complet de la retenue en été à l'aide de pompes, qui exigera près de 2000 millions de kWh d'énergie estivale. Cet aménagement complet permettra, par la suite, lorsqu'il n'y aura plus de possibilité de construire des usines au fil de l'eau aussi favorables que celles du Rhin, mais uniquement des usines ayant un très fort excédent d'énergie estivale, l'aménagement économique de celles-ci qui serait autrement presque impossible. Quand les usines de la Reuss seront construites, cela permettra en outre d'aménager des usines à accumulation de moyenne grandeur plus économiques, c'est-à-dire dont la puissance estivale soit à peu près égale à la puissance hivernale, au lieu de concentrer toute l'énergie en hiver.

La requête de l'ASE et de l'UCS aux autorités fédérales ne recommande pas seulement le grand programme, mais également les projets d'usines d'importance locale ou régionale, qui répondent à d'impérieux besoins et se justifient économiquement. Ainsi, par exemple, le projet de l'usine de Rossens dans le canton de Fribourg répond à un besoins régional. Cette usine est d'autre part située dans un centre de consommation.

C'est, sauf erreur, la première fois que l'ASE et l'UCS établissent un tel programme pour la construction de nouvelles usines hydroélectriques; elles cherchent de la sorte à apporter leur contribution à notre économie nationale.

Die Berechnung des selbstgeführten, fremdgesteuerten Sechsphasen-Gleichstrom-Drehstrom-Mutators.[1)]

Von *A. Goldstein*, Zürich.

621.314.57

Es wird gezeigt, dass das Betriebsverhalten des selbstgeführten Gleichstrom-Drehstrom-Mutators mit Hilfe des Leitwertdiagramms der wechselstromseitigen Belastung leicht übersehen werden kann. Die erhaltenen Charakteristiken für Gleichstrom und Wechselspannung — insbesondere die Belastungsgrenzen — in Funktion der Belastungsimpedanz werden eingehend diskutiert und durch Messresultate belegt. Für rein ohmsche Belastung wird die Wechselrichterberechnung auf Grund der auftretenden Schaltvorgänge durchgeführt.

L'auteur montre que le comportement du mutateur continu-alternatif à autoréglage se détermine aisément à l'aide du diagramme des conductances. Il examine ensuite en détail les caractéristiques obtenues pour le courant continu et la tension alternative, plus particulièrement les limites de charge, en fonction de l'impédance de la charge, et indique des résultats de mesures. Il présente pour terminer le calcul d'un onduleur sous charge purement ohmique, basé sur les processus de couplage.

Bisher wurden in der Literatur nur selbstgeführte Gleichstrom-Einphasenwechselstrom-Mutatoren in Serie- und Parallelschaltung eingehender behandelt [2)] [3)] [4)] [5)]. Dabei wurde die Differentialgleichung des bei der Wechselrichtung entstehenden Schaltausgleichvorganges mit den entsprechen-

[1)] Diplomarbeit am Elektrotechnischen Institut der ETH.

[2)] Ostendorf, Arch. f. Elektrotechn. 1938, S. 355, Der fremdgeführte Wechselrichter in Gegentaktschaltung.

[3)] Teh-shin Kuo, Z. Phys. 1935, S. 769.

[4)] P. Brückner, Arch. f. Elektrotechn. 1940, S. 1.

[5)] W. Schilling, Wechselrichter u. Umrichter, S. 59.

den Randbedingungen gelöst. Dieses Verfahren ergab ziemlich komplizierte Formeln zur Berechnung der entstehenden Spannungen und Ströme. Ausserdem war eine Erweiterung der so erhaltenen Ergebnisse auf den Mehrphasenmutator-Betrieb nicht möglich. Eine ganz allgemeine Lösung der zuletzt genannten Aufgabe hat J. Müller-Strobel [6]) mit Hilfe der Operatorenrechnung gefunden. W. Schilling hat eine Berechnung des Einphasen-Parallelwechselrichters mittels Fourierreihen angegeben [5]). In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, wie dieses Verfahren auch auf selbstgeführte Gleichstrom-Drehstrom-Mutatoren angewendet werden kann, während für die Schaltausgleichsvorgänge die Ansätze nach [6]) Verwendung finden.

1. Der Vorgang der Wechselrichtung.

Im folgenden soll die Berechnung des selbstgeführten Sechsphasenwechselrichters mit sekundärseitigen Löschkondensatoren (Fig. 1) dargestellt werden. Die Wirkung der Kondensatoren ist in Schaltung Fig. 1 die gleiche wie bei direkt zwischen den Anoden angeschlossenen Kondensatoren [6]), nur

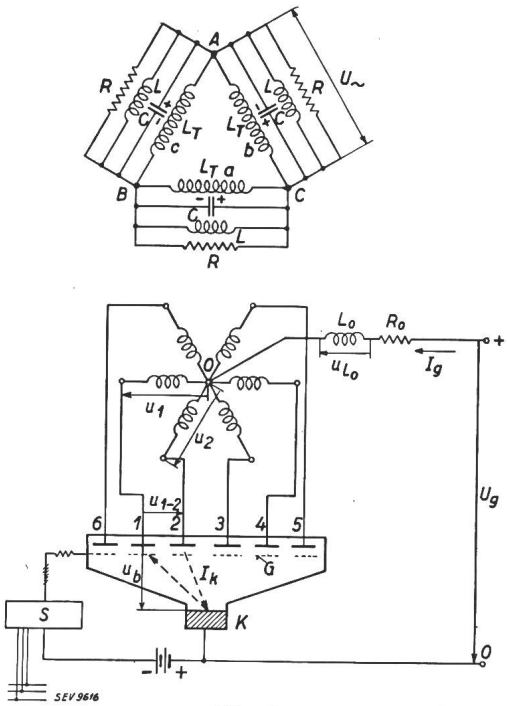


Fig. 1.
Schaltung des selbstgeführten, fremdgesteuerten Wechselrichters mit belastungsseitigen Löschkondensatoren. R, L äussere Belastung, C Löschkapazität, L_0 Glättungsdrosselspule, R_0 Widerstand des Gleichstromkreises, K Kathode, *1...6* Anoden, S Steuergerät, G Gitter *1...6*.

wirken die Transformatorenstreuungen als zusätzlich vorgeschaltete Induktivitäten.

Anode *1* werde durch einen positiven Spannungsstoss auf das sonst negative Gitter G_1 gezündet; dadurch entsteht in der Transformatorwicklung *1* ein ansteigender Strom, der eine entsprechende Spannung induziert und die Löschkondensatoren in der angegebenen Polarität auflädt. Wird nun Anode *2* gezündet, so entsteht ein Kurzschlusskreis Kathode *K*—Anode *2*—Transformatorwicklungen *2* und *1*—Anode *1*—*K*, in welchem die transformatorisch angekoppelten, geladenen Kondensatoren einen Kurzschlußstrom im in Fig. 1 angegebenen Sinn erzeugen. Dieser Kurzschlußstrom ist aber der Stromrichtung der Anode *1* entgegengesetzt, weshalb Anode *1* löscht; die Kondensatorkommutierung erfolgt dabei im allgemeinen in einigen μs, so dass die Kommutierungsdauer $t_{ü} = 0$ gesetzt werden darf. Durch die Wiederholung des beschriebenen Vorganges wird der Gleichstrom I_g der Reihe nach auf alle 6 Phasen des Transformators geschaltet und belastungsseitig ein Drehstromsystem erzeugt.

Betrachten wir die Spannungsverteilung: Beim Zünden von Anode *2* wird Anode *1* negativ gegen die Kathode und löscht. Dies wird durch die beschriebene Kondensatoraufladung erreicht. Fig. 2 zeigt die sich ergebende Phasenlage der Ströme und

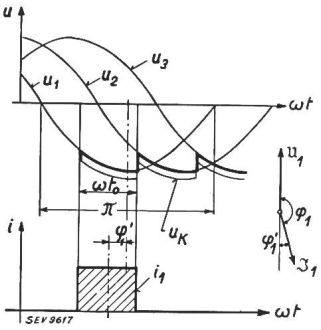


Fig. 2.
Spannungen und Ströme beim selbstgeführten Wechselrichter. u_1, u_2 primäre Transformatorphasenspannungen (Spannungen der Anoden *1* u. *2* gegen den Sternpunkt *O*), i_1 Anodenstrom der Anode *1*, t_0 Anodenbrenndauer, $t_0 = 1/f \cdot m$, f Frequenz, m Phasenzahl des Wechselrichters, u_K Kathodenspannung.

Spannungen. Bei annähernd sin-förmiger Spannungskurve (dies ist im Sechsphasenbetrieb erfüllt) folgt daraus, dass *der Anoden- bzw. Transformatorprimärstrom der zugehörigen Transformatorphasenspannung voreilen muss.* Die Gesamtbelastung muss also kapazitiv sein. Dieser Bedingung entspricht beim Gleichrichter und netzgeführten Wechselrichter die Tatsache, dass diese für das speisende (gespeiste) Wechselstromnetz immer eine induktive Belastung darstellen. Beide Gesetze folgen aus den allgemeinen Zündbedingungen.

Für die anschliessenden Betrachtungen seien folgende Voraussetzungen gemacht:

a) Grosse Gleichstromglättungsdrosselspule, $L_0 = \infty$ (Fig. 1), daher wellenfreier Gleichstrom.
b) Kommutierungszeit $t_{ü} = 0$. Daraus folgt, dass alle Kondensatoren ihre Ladung während der Kommutierung nicht ändern und dass ebenso alle magnetischen Felder ihren Fluss beibehalten.
   Es gilt: $U_{C_{t=0}} = U_{C_{t=t_{ü}}}$, $i_{L_{t=0}} = i_{L_{t=t_{ü}}}$.
c) Der Magnetisierungsstrom ($i_\mu = 0$) und die Streuung des Transformators ($\lambda = 0$) sind vernachlässigt. Transformatorunsymmetrien bleiben unberücksichtigt.
d) Die Drehstrombelastung sei vollkommen symmetrisch.
   $R_a = R_b = R_c$, $L_a = L_b = L_c$, $C_a = C_b = C_c$.
e) Von den Verlusten ist nur der Lichtbogenspannungsabfall u_b berücksichtigt. Es ist also $U_{_} = (U_g - u_b)$ als Gleichspannung einzusetzen.

Der Wechselrichter ist damit auf folgenden einfachen Vorgang reduziert: Das Drehstrombelastungsdreieck *ABC* (Fig. 1) wird durch den Wechselrichter fortlaufend an je zwei andern Punkten

[6]) J. Müller-Strobel, Bull. SEV 1940, Nr. 22, Beitrag zur Berechnung des selbstgeführten, fremdgesteuerten Gleichstrom-Drehstrom-Mutators mittels der Laplace-Transformation (s. Arch. f. Elektrotechn. Bd. 35 (1941), H. 1, S. 45).

in einen konstanten Gleichstrom I_g hineingeschaltet. Es nimmt dabei entsprechend den 6 Anoden

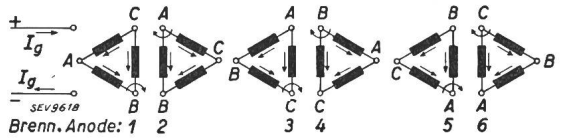


Fig. 3.
Lage des Drehstrombelastungsdreieckes ABC (Fig. 1) in bezug auf den Gleichstrom I_g beim Brennen der Anoden 1...6.

des Wechselrichters innerhalb einer Periode $T = 1/f$ sechs verschiedene Stellungen ein (Fig. 3). Der Leitwert $G = 1/Z$ einer Phase ist:

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R} + \frac{1}{p.L} + p.C. \qquad (1)$$

wo $p = \frac{d}{dt}$ der Differentialoperator ist.

Bei brennender Anode 1 ist: $Z_{BC} = Z$, $Z_{B\text{-}A\text{-}C} = 2Z$, folglich:

$$i_{BC} = -2/3\, I_g = i_a, \quad i_{AB} = 1/3\, I_g = i_c,$$
$$i_{AC} = -1/3\, I_g = -i_b \qquad (2)$$

Folgen wir dem Stromverlauf der Belastungsphase $AB = c$ (Fig. 4, Osz. 1):

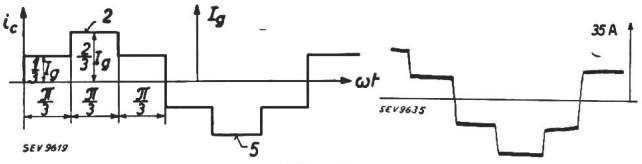


Fig. 4.
Gesamtwechselstrom i_c in (R, L u. C) der Belastungsphase c. 2, 5 brennende Anoden.

Osz. 1. Gesamtwechselstrom durch R, L u. C. $\cos\varphi = 1$, $Z\omega C = 1{,}81$.

Brennende Anode:	1	2	3	4	5	6
$i_{AB} = i_c =$	$1/3\, I_g$	$2/3\, I_g$	$1/3\, I_g$	$-1/3\, I_g$	$-2/3\, I_g$	$-1/3\, I_g$.

Der Gesamtstrom springt also jede $1/6$-Periode. Der Kondensatorstrom i_C nimmt diese Sprünge allein auf.

2. Die Berechnung der Ströme und Spannungen mittels der Fourierzerlegung der Kurven.

Der Gleichstrom I_g sei zunächst als bekannt vorausgesetzt: Dann ist der Strom einer Belastungsphase (inkl. Kondensator):

$$i_\sim = \frac{2 I_g}{\pi}\left(\sin\omega t + \frac{1}{5}\sin 5\,\omega t + \frac{1}{7}\sin 7\,\omega t + \frac{1}{11}\sin 11\,\omega t + \ldots\right) \qquad (3)$$

Um zur Wechselspannung zu gelangen, muss jede harmonische Oberschwingung der Frequenz $n\cdot\omega$ des Stromes $i_\sim$ mit der zugehörigen Impedanz $\mathfrak{Z}_n$ des Wechselstromkreises multipliziert werden. Stellt man die Aussenbelastung als Parallelschaltung von R und L dar (Fig. 1), so gilt für den Leitwert von R, L und C für die $n$te Harmonische (vgl. Fig. 5)

$$\frac{1}{\mathfrak{Z}_n} = \mathfrak{G}_n = \frac{1}{R} + \frac{1}{jn\omega L} + jn\omega C = G_n e^{j\varphi_n};$$

$$\operatorname{tg}\varphi_n = R\left(\frac{1}{n\omega L} - n\omega C\right) \qquad (4)$$

$$Z_n = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(\frac{1}{n\omega L} - n\omega C\right)^2}} = R\cos\varphi_n,$$

$$\cos\varphi_n = \frac{1}{\sqrt{1 + R^2\left(\frac{1}{n\omega L} - n\omega C\right)^2}}$$

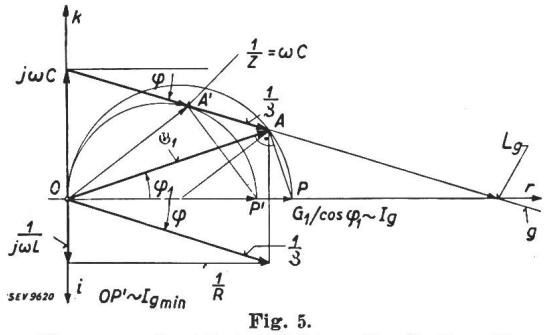


Fig. 5.
Leitwertdiagramm des Wechselrichters für die Grundfrequenz. $\mathfrak{Z}$ Impedanz der äusseren Belastung R, L mit Phasenwinkel φ. $\mathfrak{G}_1$ Gesamtwechselstromleitwert (R, L u. C) mit Phasenwinkel φ_1. k kapazitiv, i induktiv, r reell. L_g Lastgrenze $\varphi_1 = 0$, für $\tau = 0$

Für die Spannung folgt:

$$u_\sim = \Sigma u_n = \Sigma i_n \cdot \mathfrak{Z}_n = \frac{2 I_g}{\pi}\left[Z_1 \sin(\omega t + \varphi_1) + \frac{Z_5}{5}\sin(5\omega t + \varphi_5) + \frac{Z_7}{7}\sin(7\omega t + \varphi_7) + \cdots\right] \qquad (5)$$

Für den Gleichstromkreis gilt während der Brenndauer einer Anode, z. B. der Anode 1:

$$u_1 + u_{L_0} = U_g - u_b \quad \text{(Fig. 1)} \qquad (6)$$

Da im stationären Zustand der Mittelwert der Drosselspannung u_{L_0} über die Brenndauer t_0 einer Anode gleich 0 sein muss, folgt:

$$\frac{1}{t_0}\int_0^{t_0} u_1\, dt = U_g - u_b$$

Aus dieser Bedingung lässt sich die Abhängigkeit des Gleichstromes I_g von der Belastungsimpedanz berechnen. In unserem Falle ist die Brenndauer einer Anode: $\omega t = \frac{\pi}{3} \cdots \frac{2\pi}{3}$ (vgl. Fig. 4).

Somit gilt:

$$\frac{3}{\pi}\int_{\pi/3}^{2\pi/3} u_\sim \cdot d\omega t = U_g - u_b \qquad (7)$$

Setzt man Gl. (5) in (7) ein und integriert aus, so folgt:

$$U_g - u_b = \frac{6 I_g}{\pi^2}\left(Z_1\cos\varphi_1 + \frac{Z_5}{25}\cos\varphi_5 + \frac{Z_7}{49}\cos\varphi_7 + \ldots\right) \qquad (8)$$

Nach Gl. (4) ist: $Z_n = R \cos\varphi_n$, somit:

$$I_g = \frac{\pi^2}{6} \frac{1}{\sum \frac{1}{n^2} \cos^2 \varphi_n} \cdot \frac{U_g - u_b}{R} \tag{9}$$

Aus Gl. (4) $\operatorname{tg} \varphi_n = R(1/n\omega L - n\omega C)$ und aus der Bedingung, dass die Belastung für die Grundwelle kapazitiv sein muss, also $\operatorname{tg} \varphi_1 < 0$, ergibt sich, dass

$$|\operatorname{tg} \varphi_{n>1}| > |\operatorname{tg} \varphi_1| \; (n \geqq 5) \text{ und mithin: } |\cos \varphi_{n>1}| < |\cos \varphi_1|.$$

Die höheren Harmonischen dürfen also in Gl. (9) vernachlässigt werden.

$$I_g \cong \frac{\pi^2}{6} \frac{U_g - u_b}{R \cos^2 \varphi_1} = \frac{\pi^2}{6} \frac{U_g - u_b}{Z_1 \cos \varphi_1} \tag{10}$$

Die Leistung des Wechselrichters ist bei Vernachlässigung der Verluste:

$$P_\sim = \frac{3\, U_\sim^2}{R} \cong I_g\, (U_g - u_b)$$

und damit:

$$U_\sim = \frac{\pi}{3\sqrt{2}} \frac{U_g - u_b}{\cos \varphi_1} \tag{11}$$

Für den Wechselstrom in der Belastungsimpedanz $\frac{1}{\mathfrak{Z}} = 1/R + 1/j\omega L$ gilt schliesslich:

$$I_\sim = \frac{U_\sim}{Z} = \frac{\pi}{3\sqrt{2}} \frac{U_g - u_b}{Z \cos \varphi_1} \tag{12}$$

Die Verhältnisse lassen sich am besten mit Hilfe einer graphischen Darstellung der belastungsseitig gegebenen Leitwerte für die Grundharmonische übersehen (Fig. 5). Für konstante Löschkapazität C, konstanten $\cos\varphi$ der äusseren Belastung R, L und variable Grösse von $1/Z = \sqrt{1/R^2 + 1/\omega^2 L^2}$ ist der geometrische Ort für den Endpunkt des Vektors $\mathfrak{G}_1 = \frac{1}{\mathfrak{Z}_1}$ eine zu $1/\mathfrak{Z}$ parallele Gerade g durch den Endpunkt des Vektors $j\omega C$. I_g ist durch die Strecke

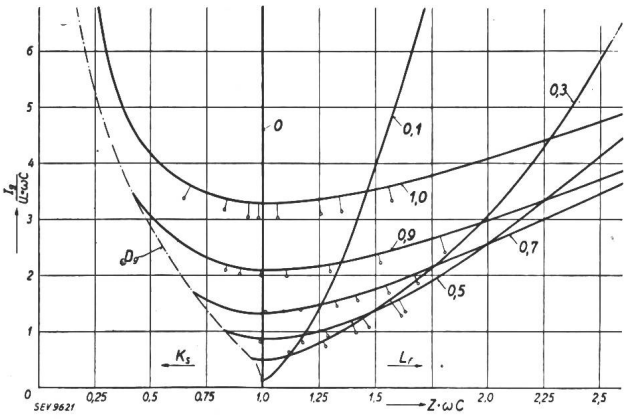


Fig. 6.

Gleichstrom I_g in Funktion der äusseren Belastung Z, $\cos\varphi$ der Aussenlast als Parameter. τ Entionisierungszeit der Brennstrecken. I_g ist auf $U_- \cdot \omega C$ und Z auf ωC bezogen, um allgemeingültige Werte zu erhalten. $U_- = U_g - u_b$ (Fig. 1) D_g Durchzündungsgrenze für $\tau = 0$. K_s Kurzschluss, L_f Leerlauf

$G_1/\cos\varphi_1$ auf der reellen Achse und $U_\sim$ direkt durch $\cos\varphi_1$ gegeben. In Fig. 6 und 7 sind I_g und $U_\sim$ in Funktion von $Z\omega C$, bzw. $R\omega C$ mit $\cos\varphi$ als Parameter dargestellt (vgl. Lit. [2]). Die Darstellung $U_\sim = f(R)$ ist $U_\sim = f(Z)$ vorgezogen worden, da sich dabei übersichtlichere Kurven ergeben.

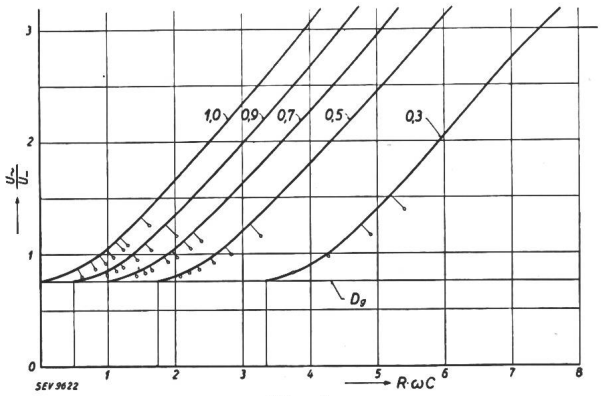


Fig. 7.

Wechselspannung $U_\sim$ in Funktion der Wirklast R, $\cos\varphi$ der Aussenlast als Parameter. $U_\sim$ ist auf U_- und R auf ωC bezogen, um allgemeingültige Werte zu erhalten. $U_- = U_g - u_b$ (Fig. 1). D_g Durchzündungsgrenze für $\tau = 0$, $\frac{U_{\sim\,min}}{U_-} = \frac{\pi}{3\sqrt{2}} = 0{,}74$.

3. Das Verhalten von I_g und $U_\sim$.

$G_1/\cos\varphi_1$ und damit I_g hat für jeden Phasenwinkel φ der Aussenlast R, L bei einem bestimmten Wert von Z ein Minimum. Dieses ist erreicht, wenn der Kreis OAP (Fig. 5) die Gerade g tangiert (Lage $OA'P'$), also für $1/Z = \omega C$. Für kleinere und grössere Werte von Z steigt I_g wieder an. $U_\sim$ ist minimal für $\cos\varphi_1 = 1$, der Minimalwert $U_{\sim\,min} = (U_g - u_b) \frac{\pi}{3\sqrt{2}}$ ist unabhängig von $\cos\varphi$, er wird jedoch bei verschiedenen $\cos\varphi$ für andere Werte von R erreicht. Mit steigendem $R(Z)$ wird $U_\sim$ rasch sehr gross.

Die in Fig. 6 und 7 eingetragenen Messpunkte liegen alle unterhalb der berechneten Kurven. Eine nähere Ueberprüfung der gemachten Voraussetzungen zeigte, dass für den verwendeten Mutatortransformator die Vernachlässigung des Magnetisierungs-

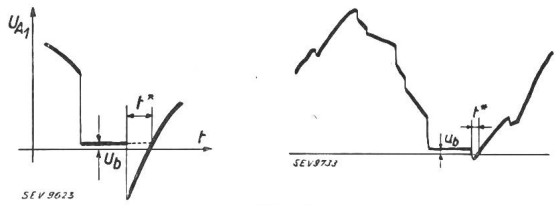


Fig. 8.

u_{A1} Anodenspannung, u_b Brennspannung, t^* Zeit, während der Anode 1 negativ gegen die nach Anode 1 brennende Anode 2 ist.

Osz. 2. Anodenspannung (Anode 1 gegen Kathode). $\cos\varphi = 0{,}9$, $Z\omega C = 0{,}835$.

stromes nicht ganz zulässig war. Er sollte, wie dies für die nachfolgende Berechnung der Belastungsgrenzen erfolgt, durch Einführung der Transformatorinduktivität L_T (Fig. 1) in die Rechnung einbezogen werden.

4. Die Belastungsgrenzen.

Durchzündungsgrenze: Die Durchzündungsgrenze ist durch die Bedingung gegeben, dass die Zeit t^*, während der eine Anode nach dem Löschen negativ gegen die brennende Anode ist, grösser sein muss als die Entionisierungszeit τ der Brennstrecke (Fig. 8, Osz. 2). Sonst ist die gelöschte Anode noch nicht sperrfähig, wenn ihre Spannung gegen die Kathode bereits wieder positiv und gleich der Brennspannung geworden ist; die gelöschte Anode «zündet durch».

Die Zeit t^* soll für den Fall rein sin-förmiger Spannungen berechnet werden. Die Spannung zwischen den Anoden *1* und *2* ist (Fig. 1):

$$u_{1-2} = u_1 - u_2;\ u_1 = \sqrt{2}U_\sim \sin(\omega t + \varphi_1);$$

$$u_2 = \sqrt{2}\ U_\sim \sin\left(\omega t + \varphi_1 - \frac{2\pi}{m}\right);$$

dabei bedeutet m die primäre Phasenzahl.

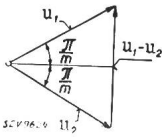


Fig. 9.
Spannungsdiagramm zur Ermittlung der Spannung zwischen Anoden *1* und *2*. $\mathfrak{U}_1, \mathfrak{U}_2$ Spannungen der Transformatorwicklungen *1* und *2* (Fig. 1).

Aus Fig. 9 folgt:

$$u_{1-2} = 2\sqrt{2}\ U_\sim \sin\frac{\pi}{m}\cos\left(\omega t + \varphi_1 - \frac{\pi}{m}\right)$$

Am Ende der Zeit t^* ist $u_{1\text{-}2} = 0$.

$$u_{1-2} = 0 \text{ für: } \omega t + \varphi_1 - \frac{\pi}{m} = \frac{\pi}{2}.$$

Die Löschung erfolgt im Zeitpunkt $\omega t = 2\pi/3$ (siehe Fig. 4); $\omega t^* = \omega t - 2\pi/3$;

$$\omega t^* = \frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{m} - \varphi_1 - \frac{2\pi}{3},$$

$$\text{da } \pi/m = \pi/6 \text{ ist: } \omega t^* = \frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{6} - \frac{2\pi}{3} - \varphi_1$$

$$\underline{\omega t^* = -\varphi_1 \geqslant \omega\tau.} \qquad (13)$$

Im Leitwertdiagramm (Fig. 13) ist die Belastungsgrenze also gegeben durch die Gerade *d* durch den Nullpunkt mit dem Neigungswinkel $\underline{\varphi_1 = -\omega\tau}$ (kapazitiv).

Die Grenzbedingung Gl. (13) ist aus dem Schnitt zweier benachbarter Wechselspannungskurven $u_1(t)$ und $u_2(t)$ hervorgegangen, die im Sechsphasen-

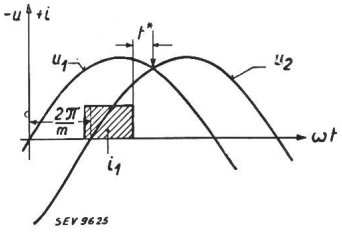


Fig. 10.
Zeit t^* bei sin-förmigen Spannungen. i_1 Anodenstrom der Anode *1*.

betrieb um 60° gegeneinander verschoben sind (Fig. 10). Gl. (13) ist nur dann annähernd richtig, wenn der Oberwellengehalt der Spannungskurve klein ist, denn sonst ist der Schnittpunkt der Spannungskurven gegenüber der berechneten Lage verschoben (Fig. 11), und dies kann auf die Grösse von t^* einen erheblichen Einfluss haben. $t^* = \tau$ wird dann für einen andern als den errechneten Belastungszustand erreicht.

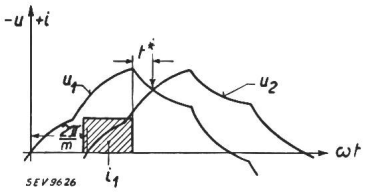


Fig. 11.
Zeit t^* bei verzerrten Spannungen.

Der Vergleich mit den Messresultaten zeigt, dass für kleinen $\cos\varphi$ Gl. (13) gute Resultate ergibt, dagegen nicht für grosse $\cos\varphi$-Werte. Für kleine $\cos\varphi$ $\left(\varphi >, \frac{1}{R} <\right)$ zeigt Fig. 13, dass bei Grenzlast $G_1 \sim 0$ wird.

$$\mathfrak{G}_1 \cong j\omega C + \frac{1}{j\omega L} \sim 0 \qquad \text{also: } \omega C = {}^1/\omega L$$

Bei Grenzlast und kleinem $\cos\varphi$ haben wir als Wechselstromimpedanz einen schwach gedämpften Parallelschwingungskreis vor uns, der fast auf die *aufgedrückte Frequenz abgestimmt ist.* Die sich ergebende Spannung weicht wenig von der sin-Form ab, so dass die Voraussetzungen für die Gültigkeit von Gl. (13) erfüllt sind. Eine genaue Bestimmung der Durchzündungsgrenze ist nur möglich, wenn die Gleichungen der Spannungskurven explizite (nicht durch eine Reihe) gegeben sind. Die Durchführung dieser Rechnung auf Grund der beim Gleichstrom-Drehstrom-Mutator erfolgenden Schaltvorgänge soll in einem späteren Aufsatz erfolgen.

5. Kippgrenze.

Infolge der Nichtlinearität der Transformatorinduktivität treten oberhalb einer bestimmten maximalen Spannung Kipperscheinungen zwischen Transformator und Löschkondensator auf (Fig. 12).

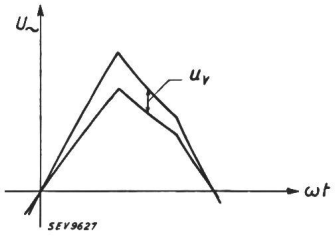


Fig. 12.
Spannungsschwankungen nach Ueberschreiten der Kippgrenze.
U_v Schnelle Spannungsschwankungen.

Diese «Kippspannungsgrenze» ist nur vom Transformator und dem Löschkondensator abhängig [2]), nicht dagegen von der Belastung. Aus Gl. (11)

$$U_\sim = \frac{\pi}{3\sqrt{2}}\,\frac{U_g - u_b}{\cos\varphi_1}$$

folgt, dass im Leitwertdiagramm Fig. 13 der Kippspannungsgrenze U_{max} eine Gerade *k* durch den Nullpunkt mit der U_{max} zugehörigen Neigung φ_{1max} entspricht.

An der Kippspannungsgrenze ist der Transformator übersättigt, und der Magnetisierungsstrom

darf infolgedessen nicht mehr vernachlässigt werden. Er wird berücksichtigt, indem bei der Berechnung von Z die Transformatorinduktivität L_T (Fig. 1) miteinbezogen wird.

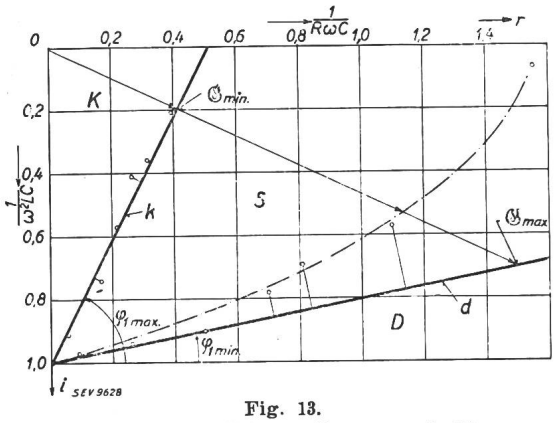


Fig. 13.
Belastungsgrenzen im Leitwertdiagramm, k Kippgrenze, d Durchzündungsgrenze. $\mathfrak{G}$ Leitwert der Aussenlast. $U_{\sim\,max} = 298$ V, $U_{_} = U_g - u_b = 200$ V, Entionisierungszeit $\tau = 4 \cdot 10^{-4}$s. Damit folgt aus Gl. (11) und (13) Kippgrenze $\varphi_{1\,max} = 62{,}5^0$, Durchzündungsgrenze $\varphi_{1\,min} = 10{,}5^0$. r reell, i induktiv, K Kippen, S stationär, D Durchzünden.

Da die Durchzündungsgrenze ebenfalls eine Gerade d durch den Nullpunkt ist, erhalten wir somit den in Fig. 13 dargestellten, durch die Geraden d und k begrenzten G_1-Bereich des Wechselrichters. Die Vektoren $1/\mathfrak{Z}$ gehen vom Zentrum O (Endpunkt des Vektors $j\omega C$) aus. Durch eine komplexe Inver-

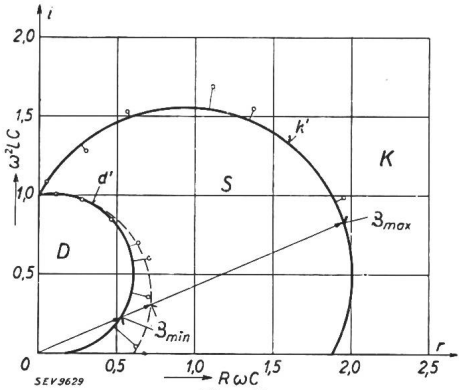


Fig. 14.
Belastungsgrenzen im Impedanzdiagramm, komplexe Inversion von Fig. 13. k' Kippgrenze, d' Durchzündungsgrenze. $\mathfrak{Z}$ Impedanz der Aussenlast. r reell, i induktiv, D Durchzünden, S Stationär, K Kippen.

sion des Leitwertdiagramms Fig. 13 mit dem Inversionszentrum in O erhalten wir das Impedanzdiagramm Fig. 14, in welchem die Grenzgeraden k und d zu Kreisen k' und d' geworden sind.

6. Der Oberwellengehalt der erzeugten Wechselspannung.

Aus Gl. (4) und (5) folgt:

$$u_\sim = \frac{2\,I_g}{\pi} R \left(\cos\varphi_1 \sin(\omega t + \varphi_1) + \frac{\cos\varphi_5}{5} \sin(\omega t + \varphi_5) + \dots \right) \tag{14}$$

Die Amplitude der n-ten Oberwelle der Spannungskurve hängt also bei gegebener Impedanz R, L und C direkt von dem ihr zugehörigen Leistungsfaktor $\cos\varphi_n$ ab. $\cos\varphi_n = \dfrac{1}{\sqrt{1 + R^2\left(\dfrac{1}{n\omega L} - n\omega C\right)^2}}$

Aus Gl. (11) ist $\cos\varphi_1 = \dfrac{\pi}{3\sqrt{2}} \cdot \dfrac{U_{_}}{U_\sim}$ als Funktion des Verhältnisses von Gleich- und Wechselspan-

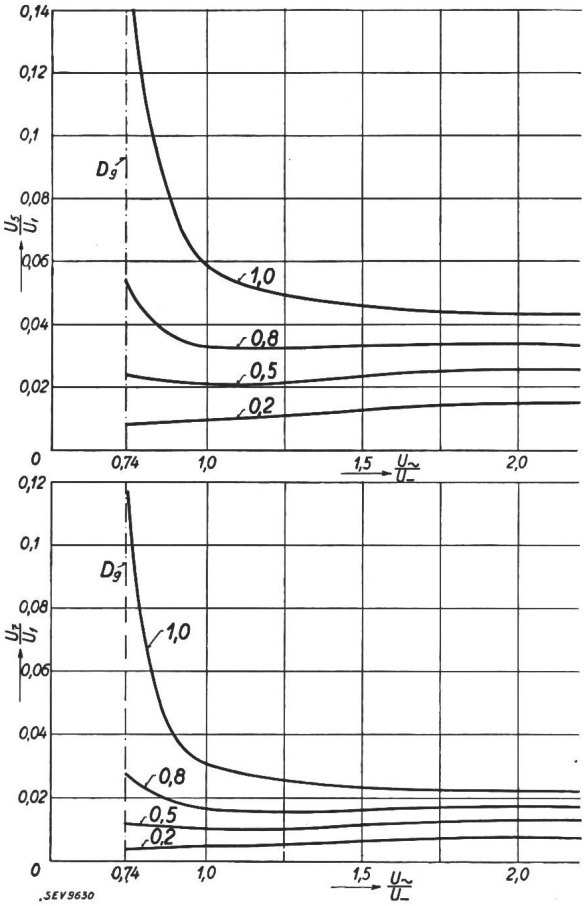
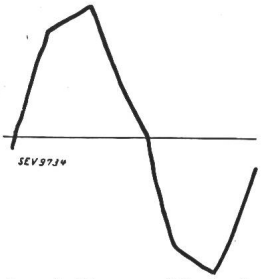


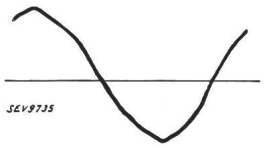
Fig. 15.
Relativwerte U_5/U_1 und U_7/U_1 der 5. und 7. Oberwelle der erzeugten Wechselspannung in bezug auf die Grundwelle U_1 in Funktion der relativen Wechselspannung $U_\sim / U_{_}$. $\cos\varphi$ der Aussenlast (R, L) ist Parameter. D_g Durchzündungsgrenze für $\tau = 0$, $\dfrac{U_{\sim\,min}}{U_{_}} = \dfrac{\pi}{3\sqrt{2}} = 0{,}74$.

nung gegeben ($U_{_} = U_g - u_b$). Der Oberwellengehalt der Wechselspannungskurve ist bei gegebenem $\cos\varphi$ [f(R, L)] der Aussenlast nur von $U_\sim/U_{_}$ [f(R, L u. C)] abhängig. In Fig. 15 sind die Amplituden der 5. und 7. Harmonischen als Funktion von $U_\sim/U_{_}$ dargestellt mit $\cos\varphi = \dfrac{1}{\sqrt{1 + \left(\dfrac{R}{\omega L}\right)^2}}$ als Parameter. Je stärker die Aussenbelastung R, L induktiv ist, desto kleiner ist der Oberwellengehalt der erzeugten Wechselspannung (Osz. 3...6). Der Idealfall einer oberwellenfreien Wechselspannung ist durch $\cos\varphi = 0$, also durch rein induktive Be-

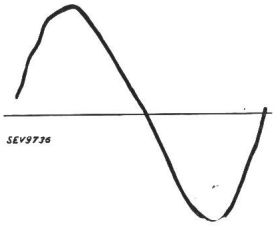
lastung gegeben. Aus Gl. (11) und Fig. 13 und 14 folgt jedoch, dass bei rein induktiver Belastung nur ein Betriebsfall, nämlich Resonanz $\omega C = 1/\omega L$ möglich ist, da andernfalls $\cos\varphi_1 = 0$, und damit $U_\sim = \infty$ wäre.



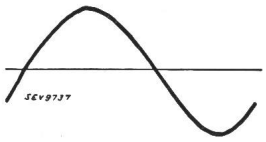
Osz. 3. Erzeuge Wechselspannung $u_\sim$ nahe der Kippgrenze.
$\cos\varphi = 1$, $Z\omega C = 2{,}67$
$U_\sim/U_{__} = 2{,}97$.



Osz. 4. Erzeugte Wechselspannung $u_\sim$ nahe der Durchzündungsgrenze.
$\cos\varphi = 0{,}8$, $Z\omega C = 0{,}97$
$U_\sim/U_{__} = 1{,}53$.



Osz. 5. Erzeugte Wechselspannung $u_\sim$ nahe der Kippgrenze.
$\cos\varphi = 0{,}5$, $Z\omega C = 2{,}4$,
$U_\sim/U_{__} = 2{,}98$.



Osz. 6. Erzeugte Wechselspannung $u_\sim$ nahe der Durchzündungsgrenze.
$\cos\varphi = 0{,}3$, $Z\omega C = 1{,}1$,
$U_\sim/U_{__} = 1{,}58$.

7. Die Berechnung des Gleichstrom-Drehstrom-Mutators mittels Schaltausgleichsvorgängen.

Zum Vergleich soll jetzt für rein ohmsche Aussenlast die Gleichung der Wechselspannungskurve an Hand des bei der Wechselrichtung auftretenden Schaltausgleichsvorganges (vgl. Lit. [6]) berechnet werden. Für das sekundärseitige Belastungsdreieck *ABC* gilt Schema Fig. 16. Die im ersten Abschnitt gemachten Voraussetzungen seien auch jetzt gültig.

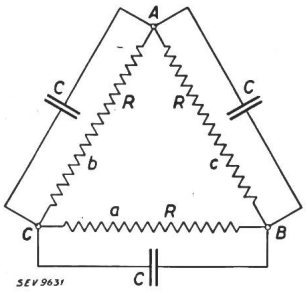


Fig. 16.
Drehstrombelastungsdreieck *ABC* bei rein ohmscher Aussenlast *R*.

Lastdreieck *ABC* wird jede $^1/_6$-Periode an je zwei andern Punkten in den konstanten Gleichstrom I_g hineingeschaltet (vgl. Fig. 3). Die Impedanz zwischen den Anschlusspunkten besteht immer aus einer Parallelschaltung von Z und $2Z$ (Z = Gesamtimpedanz einer Belastungsphase). Diese Impedanz sei mit Z' bezeichnet, sie kann durch Ersatzschaltelemente R' und C' dargestellt werden (Fig. 17).

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R} + \frac{1}{2R} = \frac{3}{2R};\ R' = \frac{2R}{3},\ C' = C + \frac{C}{2} = \frac{3C}{2} \tag{15}$$

An diesen Ersatzkreis wird im Zeitpunkt $t = 0$ — beim Zünden der zugehörigen Anode — der Strom $i = I_g$ = const. gelegt. I_g sei wieder zunächst als

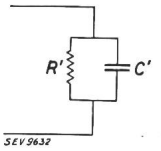


Fig. 17.
Ersatzschaltelemente R' und C' zur Betrachtung der Schaltausgleichsvorgänge
$R' = 2 \cdot R/3$, $C' = 3 \cdot C/2$.

bekannt vorausgesetzt. Dann gilt für die vom *Einschaltvorgang* des Stromkreises R'—C' (Fig. 17) herrührende Spannung Gl. (16)

$$u_e(t) = I_g \cdot R'\left(1 - e^{-\frac{t}{R'C'}}\right) \tag{16}$$

$R'C' = T$ ist die Zeitkonstante des Kreises R'—C'.

Im Zeitpunkt $t = 0$ sei Punkt C des Belastungsdreiecks an + und Punkt B an — geschaltet (Fig. 3). Dann ergibt sich für die Zeitdauer t_0, während der die zugehörige Anode *1* brennt, folgender Spannungsverlauf an den drei Phasen $CB = a$, $AC = b$ und $BA = c$ der Drehstrombelastung (Fig. 3):

$$u_{CB} = I_g \cdot R'\left(1 - e^{-\frac{t}{T}}\right) = u_a;\ u_{CA} = \frac{I_g}{2} R'\left(1 - e^{-\frac{t}{T}}\right)$$
$$= -u_b;\ u_{AB} = \frac{I_g}{2} R'\left(1 - e^{-\frac{t}{T}}\right) = -u_c \tag{17}$$

Im stationären Betrieb sind jedoch die Kondensatoren C_a, C_b und C_c im Zeitpunkt $t = 0$ (Zündpunkt der Anode *1*) nicht ladungsfrei. Infolge der schon vorher stattgefundenen Schaltausgleichsvorgänge sind die Kondensatoren zur Zeit $t = 0$ auf die uns bis jetzt noch unbekannten Spannungen U_{a0}, U_{b0} und U_{c0} aufgeladen. Diese Spannungen müssen aus den Randbedingungen des stationären Zustandes, die aus der Voraussetzung: Kommutationszeit $t_ü = 0$ folgen, ermittelt werden.

Für jede der Phasen *a*, *b* und *c* gelten im Verlauf einer Periode 6 Gesetze $u_1(t)$, $u_2(t)$, $u_3(t)$, ..., je nachdem, welche Anode brennt. Immer gilt die Dreieckschaltungsbedingung:

$$u_a + u_b + u_c = 0 \tag{18}$$

Ist u_1 das Spannungsgesetz einer Phase während der Brenndauer der zugehörigen Anode (einer Anode, die an eine Primärwicklung auf dem gleichen Transformatorschenkel mit der der Belastungsphase zugehörigen Sekundärwicklung angeschlossen ist), so ist:

u_1 = Gesetz während der Brenndauer d. Anode, (u_4),
u_2 = Gesetz nach dem Löschen der Anode, (u_5),
u_6 = Gesetz vor dem Zünden der Anode, (u_3).

Für die Anode *1* stimmt nach dieser Konvention der Index des Spannungsgesetzes gerade mit der Nummer der jeweils brennenden Anode überein (siehe Fig. 3).

Aus der Bedingung, dass die Spannung an Kondensatoren keine Sprünge machen kann, da sonst der Kondensatorstrom $i_c = C \cdot du_c/dt$ während des Sprunges ∞ werden müsste, folgt:

$$t = 0,\quad u_{1_{t=0}} = u_{6_{t=t0}};\quad t = t_0,\quad u_{1_{t=t0}} = u_{2_{t=0}}$$

t_0 Anodenbrenndauer. (19)

da ja die Gesetze u_6, u_1 und u_2 einander zeitlich ablösen. Die für eine einzige Phase geltende Bedingung (19) muss nun in eine Bedingung umgewandelt werden, die die Spannungen u_a, u_b und u_c während der Brenndauer t_0 einer Anode miteinander verknüpft. Eine der beiden der Phase *a* zugehörigen Anoden *1* und *4* (siehe Schaltung Fig. 1), die Anode *1*, brenne; damit gilt: $u_1 = u_a$; aus Fig. 3 ersieht man, dass während der Brenndauer von Anode *1* ist: $u_b = u_5 = -u_2$, $u_c = u_3 = -u_6$. u_c ist nach, u_b vor dem Brennen der Anode *1* die Spannung der direkt an den Gleichstromklemmen angeschlossenen Phase. Wir gewinnen somit die Randbedingungen:

$$t = 0:\ u_{a_{t=0}} = -u_{c_{t=t0}};\quad t = t_0:\ u_{a_{t=t0}} = -u_{b_{t=0}} \tag{20}$$

Dem von aussen durch Einschaltung des Gleichstromes I_g erzwungenen Schaltausgleichsvorgang überlagert sich ein interner freier Ausgleichsvorgang infolge des Abklingens der Spannungen u_{a0}, u_{b0} und u_{c0}, die von den Kondensatorladungen zur Zeit $t=0$ herrühren. Dieser Ausgleichsvorgang sei in drei Teilausgleichsvorgänge je für das Abklingen von u_{a0}, u_{b0} und u_{c0} zerlegt. Da wir lineare Systeme

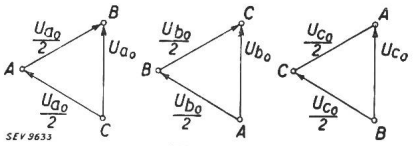


Fig. 18.
Abklingen der Spannungen u_{a0}, u_{b0} und u_{c0}. Spannungsverteilung auf das Lastdreieck *ABC* wenn nur je u_{a0}, u_{b0} oder u_{c0} zur Zeit $t = 0$ allein vorhanden wären.

(R = const, C = const, unabhängig von der Belastung) betrachten, ist dieses Vorgehen zulässig (Fig. 18). Der Kreis für die abklingenden Spannungen ist der gleiche Ersatzkreis aus R' und C' wie für den Einschaltvorgang (Fig. 17). Durch das Abklingen von u_{a0}, u_{b0} und u_{c0} entstehen die in Gl. (21) folgenden Spannungen an den drei Phasen *a*, *b* und *c*:

$$\begin{aligned}
u_{a(t)} &= U_{a0}\, e^{-\frac{t}{T}} \equiv u_{a1} & u_{b2} &= U_{b0}\, e^{-\frac{t}{T}} & u_{c3} &= U_{c0}\, e^{-\frac{t}{T}} \\
u_{b(t)} &= -\frac{U_{a0}}{2}\, e^{-\frac{t}{T}} \equiv u_{b1} & u_{a2} &= -\frac{U_{b0}}{2}\, e^{-\frac{t}{T}} & u_{a3} &= -\frac{U_{c0}}{2}\, e^{-\frac{t}{T}} \\
u_{c(t)} &= -\frac{U_{a0}}{2}\, e^{-\frac{t}{T}} \equiv u_{c1} & u_{c2} &= -\frac{U_{b0}}{2}\, e^{-\frac{t}{T}} & u_{b3} &= -\frac{U_{c0}}{2}\, e^{-\frac{t}{T}}
\end{aligned} \tag{21}$$

Die Superposition der Gl. (17) und (21) ergibt für jede Phase das Gesetz der Spannung während der Brenndauer der Anode *1*. Wegen:

$$u_a \equiv u_1 = -u_4,\quad u_b \equiv u_5 = -u_2,\quad u_c \equiv u_3 = -u_6 \tag{22}$$

ist damit der Spannungsverlauf während der ganzen Periode gegeben.

Superposition:

$$u_a = I_g \cdot R' + e^{-\frac{t}{T}} \cdot \left(-I_g R' + U_{a0} - \frac{U_{b0}}{2} - \frac{U_{c0}}{2}\right)$$

$$= I_g\, R' \left(1 - e^{-\frac{t}{T}}\right) + A\, e^{-\frac{t}{T}}$$

$$u_b = -\frac{I_g R'}{2} + e^{-\frac{t}{T}} \cdot \left(\frac{I_g R'}{2} - \frac{U_{a0}}{2} + U_{b0} - \frac{U_{c0}}{2}\right)$$

$$= -\frac{I_g R'}{2}\left(1 - e^{-\frac{t}{T}}\right) + B\, e^{-\frac{t}{T}}$$

$$u_c = -\frac{I_g \cdot R'}{2} + e^{-\frac{t}{T}} \cdot \left(\frac{I_g R'}{2} - \frac{U_{a0}}{2} - \frac{U_{b0}}{2} + U_{c0}\right)$$

$$= -\frac{I_g R'}{2}\left(1 - e^{-\frac{t}{T}}\right) + C\, e^{-\frac{t}{T}}$$

Diese Gleichungen genügen den Randbedingungen (20) und der Bedingung (18). Bezeichnen wir noch $e^{-\frac{t_0}{T}}$ mit ψ, so folgen daraus die Gleichungen zur Bestimmung der unbekannten Konstanten *A*, *B* und *C*.

$$A = +\frac{I_g R'}{2}(1 - \psi) - C\psi;$$

$$-B = I_g R'\,(1 - \psi) + A\psi;$$

$$0 = A + B + C$$

Daraus folgt für u_a, u_b und u_c:

$$u_a = I_g R'\left(1 - e^{-\frac{t}{T}}\right) + \frac{I_g R'}{2} e^{-\frac{t}{T}} \cdot \frac{(1-\psi)\,(1-2\psi)}{1-\psi+\psi^2} \quad \text{a)} \tag{23}$$

$$u_b = -\frac{1}{2} I_g R'\left(1 - e^{-\frac{t}{T}}\right) + \frac{I_g R'}{2} e^{-\frac{t}{T}} \cdot \frac{(1-\psi)\,(-2+\psi)}{1-\psi+\psi^2} \quad \text{b)}$$

$$u_c = -\frac{1}{2} I_g R'\left(1 - e^{-\frac{t}{T}}\right) + \frac{I_g R'}{2} e^{-\frac{t}{T}} \cdot \frac{(1-\psi)\,(1+\psi)}{1-\psi+\psi^2} \quad \text{c)}$$

Der bisher unbekannte Gleichstrom berechnet sich aus der Bedingung, dass der Mittelwert der Spannung u_a während der Brenndauer der zugehörigen Anode *1* der wirksamen Gleichspannung $U_g - u_b$ gleich ist:

$$\frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} u_a\, dt = U_g - u_b$$

Daraus folgt:

$$I_g = \frac{U_g - u_b}{R'} \cdot \frac{1}{1 - {}^{T}/_{t_0}\,(1-\psi) \cdot \left(1 - \frac{(1-\psi)\,(1-2\psi)}{1-\psi+\psi^2}\right)} \tag{24}$$

Vergleicht man Gl. (24) mit der analogen Gl. (9)

$$I_g = \frac{(U_g - u_b)\,\pi^2}{6\,\Sigma \dfrac{\cos^2 \varphi_n}{n^2}\,R}$$

so ist ersichtlich, dass die Ausdrücke $\dfrac{\pi^2}{6\,\Sigma \dfrac{\cos^2\varphi_n}{n^2}}$ und

$$\frac{1}{1 - {}^{T}/_{t_0}\,(1-\psi)\cdot\left(1 - \dfrac{1-\psi)\,(1-2\,\psi)}{2\,(1-\psi+\psi^2)}\right)}$$

sich entsprechen.

Die Gl. (23) für die Spannungskurven sind an einem Beispiel verifiziert.

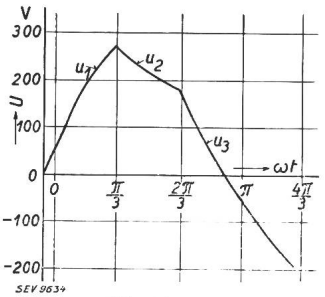
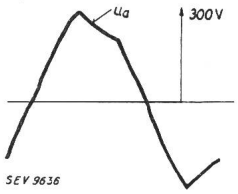


Fig. 19.
Berechnete Wechselspannungskurve für $U_g = 212$ V, $Z\omega C = 0{,}89$, $\cos\varphi = 1$, $R'\,C' = RC = Z\omega C/\omega = T = 2{,}84\cdot 10^{-3}$ s.
(Messpunkt Osz. 7.)



Osz. 7. Erzeugte Wechselspannung, $U_\sim / U_= = 0{,}96$, $Z\omega C = 0{,}89$, $\cos\varphi = 1$.

Messpunkt:

$U_g = 240$ V, $I_g = 14{,}8$ A, $U_\sim = 203$ V
$C = 64\ \mu$F, $R = 44{,}5$ Ohm, $u_b = 20$ V.
$t_0 = {}^1/f\cdot m = 3{,}33\cdot 10^{-3}$ s, $T = R'\,C' = 2{,}84\cdot 10^{-3}$ s.

Damit ergeben sich die aus Gl. (23) und (24) ermittelten Werte zu:

$$I_g = 14{,}3 \text{ A},\ u_1 = u_a = 420 - 350\cdot e^{-350t} \text{ V},$$
$$u_2 = -u_b = 210 + 101\cdot e^{-350t} \text{ V},$$
$$u_3 = u_c = -210 + 454\cdot e^{-350t} \text{ V}.$$

Das Rechnungsergebnis bei Annahme von Schaltvorgängen ist in Fig. 19 dargestellt und der oszillographierten Spannung (Osz. 7) für die gleiche Belastungsimpedanz gegenübergestellt.

Zusammenfassung.

Der selbstgeführte, fremderregte Gleichstrom-Drehstrom-Mutator wird mit Hilfe einer Fourier-Entwicklung der Strom- und Spannungskurven berechnet. Es zeigt sich, dass die höheren Harmonischen — bis auf die Berechnung der Durchzündungsgrenze — vernachlässigt werden dürfen. Damit ist die Anwendung der symbolischen Vektorrechnung der Wechselstromtechnik auf die Resultate ermöglicht. Das Leitwertdiagramm gestattet, $I_g(\mathfrak{Z})$ und $U_\sim(\mathfrak{Z})$ direkt abzulesen. Das Gesetz für die Belastungsgrenzen ist durch die einfache Bedingung für den Phasenwinkel φ_1 der Gesamtimpedanz R, L, C gegeben: $\varphi_{1min} < \varphi_1 < \varphi_{1max}$.

Die Charakteristiken $I_g(\mathfrak{Z})$, $U_\sim(\mathfrak{Z})$ und die Belastungsgrenzen werden durch Messresultate verifiziert.

Weiterhin wird gezeigt, dass der Oberwellengehalt der erzeugten Wechselspannung mit sinkendem $\cos\varphi$ der Aussenlast schnell abnimmt und verhältnismässig klein ist.

Zum Vergleich ist für den Fall ohmscher Belastung die Wechselrichterberechnung auf Grund der auftretenden Schaltvorgänge durchgeführt worden. Die sich dabei ergebenden Formeln spiegeln die physikalischen Vorgänge bei der Wechselrichtung getreu wieder, sie sind jedoch wegen ihres allgemein gültigen Charakters für das Verhalten des Wechselrichters im Betriebe weniger übersichtlich als die auf Grund der Fourierzerlegung ermittelten vereinfachten Formeln.

Seriekreis, gekoppelte Kreise und Bandfilter.

Von *Erwin de Gruyter*, Zürich.

(Bull. SEV 1941, Nr. 21, S. 541.)

Berichtigung.

S. 548, unten: Die symbolisch abgekürzten Ueberschriften lauten ausgeschrieben:

4 a. Induktanz-totale Spulenimpedanz-Kopplung: $k_L = 1$ und

5 a. Kapazitanz-totale Kondensatorimpedanz-Kopplung: $k_C = 1$

In der rechten Formel für den Impedanzwert, Zähler unter der Wurzel, 4. Zeile, runde Klammer ist das Quadrat-Zeichen bei k_R zu streichen. Die 4. Zeile lautet richtig:

$$+\,4\,r^2\,(1 - k_R)^2$$

S. 549, Mitte: In der linken Formel für den Phasenwert fehlt im Nenner ein Minus-Zeichen. Die Formel lautet richtig:

$$\zeta_Z = -\frac{v}{r}\cdot\frac{2\,v^2 - 1}{2\,(1 - k_R)\,(v^2 - 1)\,v^2 - k_R}$$

S. 550, rechte Spalte, zweites Drittel: Der Untertitel muss statt der römischen eine arabische Kennziffer erhalten:

1 a. Symmetrische Impedanzkopplung: $k_D = 0$

S. 551, linke Spalte, oben: Die innere Wurzel der langen Formel muss bis zum Bruchstrich-Ende bei k_N^2 durchgezogen werden. — Bei der nächsten Formel fehlt das Minuszeichen in der runden Klammer der Zähler-Wurzel.

S. 554, linke Spalte, Mitte: In der Zeile über Fig. 14 ist ein Index «o» undeutlich. Die Zeile lautet richtig:

$$z_{oZ}/r = z'_o = F(k_R) \quad \text{siehe Fig. 11.}$$

S. 558, linke Spalte, Mitte: Im ersten Ausdruck für β_Z hat der beigeschriebene Wert der zweiten eckigen Klammer fälschlich das «gleich»-Zeichen statt wie richtig das «ungefähr gleich»-Zeichen:

$$v \approx 1$$