

DIE UNTERSUCHUNG DER WIRKUNGSRADE UND DER PRIMÄRSTRÖME DER NETZGEFÜHRTEN DREIPHASIGEN WECHSELRICHTER IN BRÜCKENSCHALTUNG

von

I. HERMANN

Lehrstuhl für Automatisierung, Technische Universität Budapest
(Eingegangen am 4. Mai, 1971)

Vorgelegt von Prof. Dr. F. CsÁKI

Die prinzipielle Anordnung ist in Abb. 1 zu sehen.

Bei den Untersuchungen werden die folgenden Vernachlässigungen benutzt:

- a) Der Wert der Induktivität im Gleichstromzwischenkreis ist so groß, daß der Gleichstrom praktisch keine Oberwellen enthält.
- b) Die Netzspannung ist oberwellenlos.

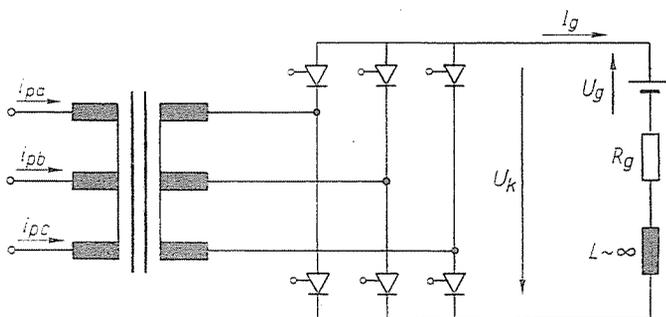


Abb. 1

c) Das Übersetzungsverhältnis des Netztransformators in Sternsternschaltung ist gleich 1, und der Sternpunkt ist nicht ausgeführt.

d) Der Magnetisierungsstrom des Transformators ist im Vergleich zum Laststrom nachlässigbar.

e) Der auf die Sekundärseite reduzierte ohmsche Widerstand des Transformators wird zum ohmschen Widerstand des Gleichstromkreises gerechnet.

I. Die harmonische Analyse des Primärstromes

Die Verhältnisse werden mit Hilfe der Parkschen Vektoren (symmetrische dreiphasige Vektoren) untersucht.

Der Definition gemäß wird der Parksche Vektor einer dreiphasigen Größe (z. B. eines Stromes) folgendermaßen berechnet:

$$\bar{i} = \frac{2}{3}(i_a + \bar{a}_b i_b + \bar{a}^2 i_c) \quad (1.1)$$

und

$$i_0 = \frac{1}{3}(i_a + i_b + i_c) \quad (1.2)$$

Die Phasengrößen können durch die Projektion des Parkschen Vektors auf die einzelnen Phasenachsen bestimmt werden

$$i_a = \operatorname{Re}(\bar{i}) + i_0 \quad (1.3)$$

$$i_b = \operatorname{Re}(\bar{a}^2 \bar{i}) + i_0 \quad (1.4)$$

$$i_c = \operatorname{Re}(\bar{a} \bar{i}) + i_0 \quad (1.5)$$

Da der Transformator keinen ausgeführten Sternpunkt hat, gilt bei den Untersuchungen die folgende Annahme: $i_0 = 0$.

Der Vektor der einzelnen Oberwellen kann unter Anwendung des Parkschen Vektors mit Hilfe des in Gleichung (1.6) angegebenen Fourierschen Integrals berechnet werden.

$$\bar{I}_v = \frac{1}{T} \int_0^T \bar{i}(t) e^{-jv\omega t} dt \quad (1.6)$$

1.1. Untersuchung bei symmetrischer Steuerung und Vernachlässigung der Überlappung

Der zeitliche Ablauf des Primärstromes ist in der Abb. 2a zu sehen. Der Parksche Vektor des Primärstromes kann auf Grund des angegebenen Ablaufs mit Hilfe der Gleichung (1.1) bestimmt werden (Gl. (1.7) und Abb. 2b)

$$\bar{i}_0(t) = \frac{2}{\sqrt{3}} I_k e^{j\frac{\pi}{6}(2m-1)}$$

wenn

$$\frac{m\pi}{3\omega} + nT \leq t \leq \frac{(m+1)\pi}{3\omega} + nT$$

wobei

$$\begin{aligned}
 m &= 0, 1, 2, 3, 4, 5 \\
 n &= 0, 1, 2, \dots
 \end{aligned}
 \tag{1.7}$$

Der Endpunkt des Vektors beschreibt während einer Periode ein regelmäßiges Sechseck. Unter Anwendung des Parkschen Vektors kann eine beliebige Ober-

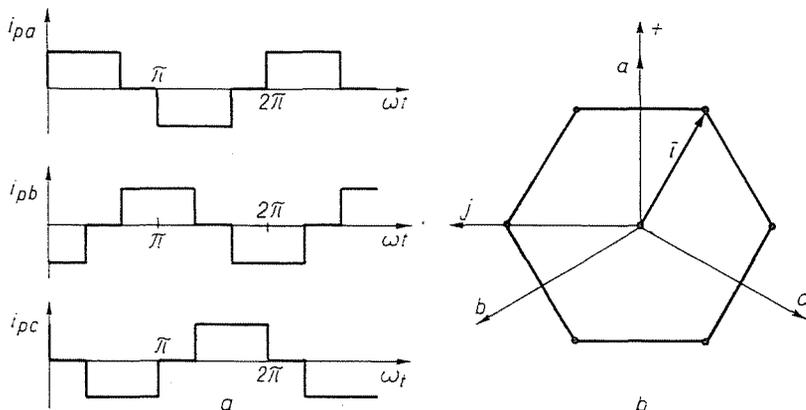


Abb. 2

welle ν -ter Ordnung mit Hilfe des Integrals (1.6) einfach berechnet werden:

$$\begin{aligned}
 \bar{I}_{\nu_0} = \frac{I_k}{3\pi\nu} \left\{ e^{-j\pi/3} + e^{-j\pi\nu/3} + e^{-j\frac{\pi}{3}(2\nu-1)} + \right. \\
 \left. + e^{-j\frac{\pi}{3}(3\nu-2)} + e^{-j\frac{\pi}{3}(4\nu-3)} + e^{-j\frac{\pi}{3}(5\nu-4)} \right\}
 \end{aligned}
 \tag{1.8}$$

Aus Gleichung (1.8) ist zu erkennen, daß nur Oberwellen mit Ordnungszahlen $\nu = 1 + 6k$ auftreten können, wobei $k = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ ist. Ist nämlich $\nu = 3 \cdot k$, dann bilden die Vektoren in der Klammer ein regelmäßiges Vektorviereck. So ist ihre Resultate gleich null. Das folgt physikalisch aus der Tatsache, daß wegen des fehlenden Null-Leiters der Strom keine Komponente nullter Ordnung enthalten kann. Ähnlich sind die resultierenden Werte der obenerwähnten Vektoren bei $\nu = 2k$ gleich null. Das folgt aber auch daraus, daß die Zeitfunktion des Primärstromes in jeder Halbperiode gleich groß ist, nur mit entgegengesetzten Vorzeichen ($i_p(t) = -i_p(t + \pi/\omega)$). So kann der Primärstrom keine Oberwellen mit gerader Ordnungszahl enthalten. Bei $\nu = 1 + 6k$ haben die Einheitsvektoren in der Klammer die gleiche Richtung; so können die auftretenden Oberwellen auch aus Gleichung (1.9) berechnet werden. Für die Oberwellen gleich null gibt diese Formel natürlich kein richtiges Ergebnis.

$$\bar{I}v_0 = \frac{2 \cdot \sqrt{3}}{\nu \cdot \pi} \cdot I_k e^{-j\nu/3} \quad (1.9)$$

Ohne Überlappung sind also die Amplituden der Oberwellen des Primärstromes der Ordnungszahl umgekehrt proportional.

1.2. Untersuchung bei symmetrischer Steuerung und Überlappung

Ist die zur Kommutation erforderliche Zeit $t = \delta/\omega$ endlich, so bewegt sich der Parksche Vektor des Primärstromes nicht sprunghaft zum nächstfolgenden Eckpunkt des regelmäßigen Sechsecks, sondern sein Endpunkt bewegt sich während dieser Zeit mit einer der Änderung des Kommutierungsstromes entsprechenden Geschwindigkeit. Der Parksche Vektor des Stromes kann als die Summe der Vektoren $\bar{i}_0(t)$ und $\bar{i}'(t)$ hergestellt werden (s. Gleichung (1—10) und Abb. 3).

$$\bar{i}(t) = \bar{i}_0(t) + \bar{i}'(t) \quad (1.10)$$

So genügt es, nur die Oberwellen des Vektors $\bar{i}'(t)$ zu bestimmen.

Wird angenommen, daß sich während der Kommutierung die Phasenströme linear ändern, so wird der Fehler vernachlässigbar klein sein (der dadurch bei der Bestimmung der Oberwellen verursachte Fehler ist praktisch von einer Größenordnung 0,1%).

In diesem Falle kann der Vektor $\bar{i}'(t)$ durch folgende Gleichung angegeben werden:

$$\bar{i}'(t) = \begin{cases} \frac{2}{\sqrt{3}} I_k \cdot e^{-j\frac{\pi}{6}(5-2m)} \cdot \left(1 - \frac{\omega t - \frac{m\pi}{3}}{\delta} \right) & \text{wobei: } \frac{m\pi}{3\omega} + nT \leq t \leq \frac{m\pi}{3\omega} + \frac{\delta}{\omega} + nT \\ 0 & \text{wobei: } \frac{m\pi}{3\omega} + nT \leq t \leq \frac{m\pi}{3\omega} + \frac{\delta}{\omega} + nT \end{cases} \quad (1.11)$$

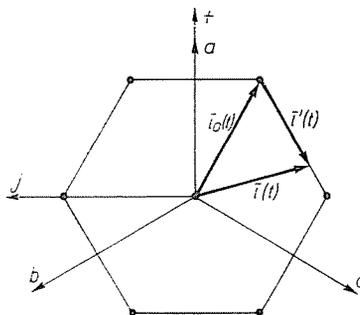


Abb. 3

wenn

$$\begin{aligned} m &= 0, 1, 2, 3, 4, 5 \\ n &= 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \tag{1.11}$$

Mit Gleichung (1.11) können die Größen der zusätzlichen Oberwellen bestimmt werden:

$$\bar{I}_v' = \frac{I_k}{\sqrt{3\pi v}} \cdot \sum_{m=0}^5 e^{-j\frac{\pi}{3}[1-m(1-v)]} \cdot \left\{ \frac{j \cdot (e^{-jv\delta} - 1)}{v\delta} - 1 \right\} \tag{1.12}$$

Es ist zu sehen, daß auch die zusätzlichen Oberwellen nur eine Ordnungszahl $v = 1 + 6k$ haben können. So kann auch für diese Oberwellen eine vereinfachte Formel angeschrieben werden.

$$\bar{I}_v' = \frac{6I_k}{\sqrt{3\pi \cdot v}} e^{-j\pi/3} \cdot \left\{ \frac{j}{v\delta} \cdot [e^{-jv\delta} - 1] - 1 \right\} \tag{1.13}$$

Die resultierenden Werte der auftretenden Oberwellen werden unter Berücksichtigung der Überlappung nach der Formel berechnet:

$$\bar{I}_v = \bar{I}_{v_0} + \bar{I}_v' \tag{1.14}$$

So erhält man für \bar{I}_v den Zusammenhang:

$$\bar{I}_v = \frac{I_k}{\sqrt{3\pi v}} \cdot \sum_{m=0}^5 e^{-j\frac{\pi}{3} \cdot [1-m(1-v)]} \cdot \left\{ \frac{j}{v\delta} (e^{-jv\delta} - 1) \right\} \tag{1.15}$$

Unter Berücksichtigung der Gl. (1.9), (1.13) erhält man für die Oberwellen mit Ordnungszahlen $v = 1 + 6k$ den folgenden vereinfachten Ausdruck:

$$\bar{I}_v = \frac{6I_k}{\sqrt{3\pi v}} e^{-j\pi/3} \cdot \frac{j}{v\delta} (e^{-jv\delta} - 1) \tag{1.16}$$

Dieser Ausdruck ist nur für die erwähnten Ordnungszahlen gültig. Der Verhältnis der Amplituden der Oberwellen zu der Amplitude der Grundwelle im überlappungslosen Falle wird für diesen Fall und für verschiedene Werte des Überlappungswinkels δ in Abb. 4 angegeben.

1.3. Die Untersuchung der Schaltung mit asymmetrischer Steuerung

Die zeitlichen Abläufe der Primärströme im überlappungslosen Falle sind in Abb. 5 zu sehen. Die Zeitfunktion des Parkschen Vektors wird bei einer Steuerungsasymmetrie von $\Delta\beta < 60^\circ$ durch die Formel (1.17), bei $\Delta\beta \geq 60^\circ$ durch die Formel (1.18) angegeben.

$$\bar{i}_0(t) = \begin{cases} \frac{2}{\sqrt{3}} I_k \cdot e^{j \frac{(2m-1)\pi}{6}} \\ \text{wenn: } \frac{2m\pi}{3\omega} + nT \leq t \leq \frac{(2m+1)\pi - \Delta\beta}{\omega} + nT \\ \frac{2}{\sqrt{3}} I_k \cdot e^{j \frac{(2m+1)\pi}{6}} \\ \text{wenn: } \frac{(2m+1)\pi - \Delta\beta}{\omega} + nT \leq t \leq \frac{2(m+1)\pi}{3\omega} + nT \end{cases}$$

wobei

$$m = 0, 1, 2$$

$$n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

(1.17)

$$\bar{i}_0(t) = \begin{cases} \frac{2}{\sqrt{3}} I_k \cdot e^{j \frac{(4m+1)\pi}{6}} \\ \text{wenn: } \frac{2m\pi}{3\omega} + nT \leq t \leq \frac{(2m+3)\pi - \Delta\beta}{\omega} + nT \\ 0 \quad \text{wenn: } \frac{(2m+3)\pi - \Delta\beta}{\omega} + nT \leq t \leq \frac{(2m+2)\pi}{3\omega} + nT \end{cases}$$

wobei

$$m = 0, 1, 2$$

$$n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

(1.18)

$r \backslash \delta$	0°	5°	10°	15°	20°	25°	30°	35°	40°
1	100	99,97	99,87	99,71	99,49	99,21	98,86	98,45	97,98
- 5	20	19,84	19,37	18,60	17,56	16,26	14,78	13,08	11,29
7	14,29	14,06	13,41	12,37	10,99	9,35	7,53	5,64	3,76
-11	9,09	8,75	7,76	6,26	4,45	2,56	0,82	0,59	1,52
13	7,69	7,29	6,15	4,48	2,60	0,82	0,58	1,42	1,67
-17	5,88	5,36	3,95	2,10	0,34	0,85	1,28	1,00	0,34
19	5,26	4,68	3,16	1,29	0,28	1,07	1,02	0,42	0,27
-23	4,35	3,65	1,96	0,19	0,83	0,83	0,19	0,42	0,53
25	4	3,25	1,50	0,16	0,86	0,54	0,16	0,51	0,29

Abb. 4

Unter Anwendung des Parkschen Vektors des Primärstromes kann die Größe \bar{I}_{r0} für den ganzen Bereich $0 \leq \Delta\beta \leq \pi$ mit Hilfe der Gleichung (1.6) bestimmt werden.

$$\bar{I}_{r0} = \frac{I_k}{\sqrt{3}\pi v} \left\{ \left[e^{-j\pi\beta} + e^{-j\frac{\pi}{3}(2v-1)} + e^{-j\frac{\pi}{3}(4v-3)} \right] + e^{jv\Delta\beta} \left[e^{-j\frac{\pi}{3}v} + e^{-j\frac{\pi}{3}(3v-2)} + e^{-j\frac{\pi}{3}(5v-4)} \right] \right\} \quad (1.19)$$

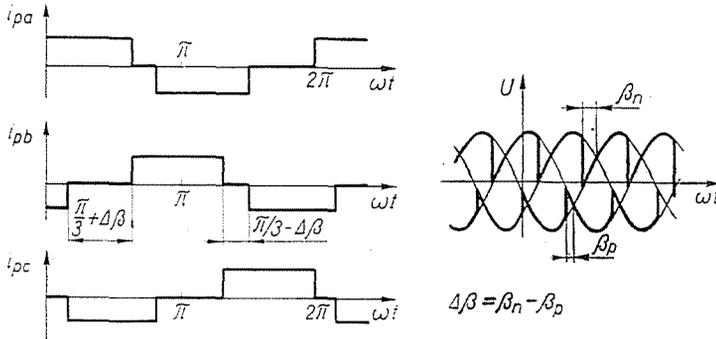


Abb. 5

Aus der Gl. (1—19) ist zu sehen, daß auch bei asymmetrischer Steuerung keine Oberwellen mit durch drei teilbaren Ordnungszahlen vorkommen. Für diese Oberwellen sind die zwei, in eckigen Klammern stehenden Glieder gleich null. Im Falle von $\Delta\beta = 0$ ist die Gleichung (1.19) natürlich gleich der Gl. (1.8) für symmetrische Steuerung.

Aus der Gl. (1.19) ist auch zu erkennen, daß bei asymmetrischer Steuerung auch Oberwellen auftreten, deren Ordnungszahlen durch drei nicht teilbar und gerade Zahlen sind. Für diese Oberwellen werden nämlich die Ausdrücke in eckigen Klammern als die Summen von Vektoren gleicher Richtung berechnet. Bei $\Delta\beta = 0$ haben aber die zwei resultierenden Werte eine entgegengesetzte Richtung, so ist ihre Resultante gleich null. Bei $\Delta\beta \neq 0$ ist das nicht der Fall. Daraus folgt auch, daß diese Oberwellen ihre Maximalwerte bei einer Steuerungsasymmetrie von $\Delta\beta = \pi/v$ erreichen, wo alle Teilvektoren gleicher Richtung sind. So ist auch das maximale Verhältnis der geraden Oberwellen zu der Grundwelle gleich $1/v$. Dies bedeutet, daß der prozentuale Wert der Oberwellen mit kleinen geraden Ordnungszahlen bei asymmetrischer Steuerung groß sein kann (z. B. bei $\Delta\beta = 90^\circ$ ist $I_{-2} = 0,5 I_1$, bei $\Delta\beta = 45^\circ$ $I_4 = 0,25 I_1$). Auch die Oberwellen mit ungeraden, durch drei nicht teilbaren Ordnungszahlen sind von $\Delta\beta$ abhängig. Ihre Werte sind bei symmetrischer Steuerung maximal. In diesem Falle haben alle Vektoren in den zwei eckigen Klammern die gleiche

Richtung; ihre Resultante ist also eine algebraische Summe. Durch die Einstellung einer Steuerungsasymmetrie von $\Delta\beta = \pi/\nu$ können beliebige Oberwellen »ausfiltriert« werden.

Eine asymmetrische Steuerung wird hauptsächlich deswegen angewandt, weil dadurch die Phasenverschiebung der Grundwelle des Stromes vermindert werden kann. Die aus dem Netz aufgenommene Blindleistung sinkt aber bei

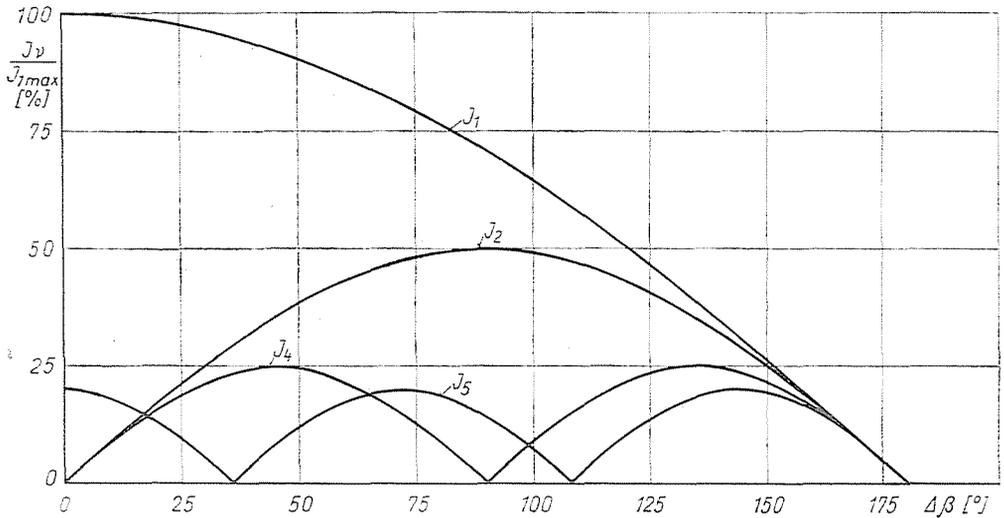


Abb. 6

weitem nicht in dem Maße, wie es sich wegen der Phasenverschiebung erwarten ließe. Die Netzspannung ist nämlich oberwellenlos, deshalb können die Stromoberwellen nur eine Blindleistung verursachen. Die bei asymmetrischer Steuerung auftretenden Oberwellen mit großen Amplituden und kleinen geraden Ordnungszahlen beeinflussen wesentlich die Größe der Blindleistung. Für die Darstellung der Oberwellenverhältnisse werden die Größen der Oberwellen mit kleineren Ordnungszahlen in Abhängigkeit von der Steuerungsasymmetrie in Abb. 6 angegeben.

2. Untersuchung des Wirkungsgrades der netzgeführten dreiphasigen Wechselrichter in Brückenschaltung

Der Wirkungsgrad der netzgeführten Wechselrichter ergibt sich als das Verhältnis der in das Wechselstromnetz zurückgespeisten Leistung zur durch die Gleichstromquelle gelieferten Leistung

$$\eta = \frac{P_r}{P_g} \quad (2.1)$$

mit

$$P_g = U_g I_k \quad (2.2)$$

und

$$P_v = 3U_p I_{1p} \cos \varphi_1 \quad (2.3)$$

2.1. *Symmetrische Steuerung, die Überlappung ist vernachlässigbar*

Ist der Spannungsvektor im untersuchten Zeitpunkt reel ($\bar{U}_p = U_p$), so kann der Vektor der Grundwelle des Stromes folgendermaßen geschrieben werden

$$\bar{I}_{1eff} = \frac{\bar{I}_{1m}}{\sqrt{2}} = \frac{\sqrt{6}}{\pi} I_k e^{-jz_g} \quad (2.4)$$

Die zurückgespeiste Leistung ergibt sich in der Form:

$$P_v = -3 \frac{\sqrt{6}}{\pi} U_p I_k \cos z_g = 3 \frac{\sqrt{6}}{\pi} U_p I_k \cos \beta \quad (2.5)$$

und für den Wirkungsgrad erhält man:

$$\eta = \frac{3\sqrt{6}}{\pi} \frac{U_p}{U_g} \cos \beta \quad (2.6)$$

Der Zusammenhang (2.6) ist im Bereich $U_k \leq U_g$ gültig. Im entgegengesetzten Fall ist nämlich der Strom gleich null, weil $L \sim \infty$, und daher kein glückter Strom zustandekommen kann.

2.2. *Symmetrische Steuerung, die Überlappung ist gleich $\omega t = \delta$*

In diesem Fall erhält man auf Grund des Abschnitts (1.2) für den Effektivwert der Grundwelle des Stromes die Formel:

$$\bar{I}_{1eff} = \frac{\sqrt{6} I_k}{\pi} e^{jz_g} \frac{j}{\delta} (e^{-j\delta} - 1) = \frac{\sqrt{6} I_k}{\pi} e^{-j(z_g + \frac{\delta}{2})} \frac{|e^{-j\delta} - 1|}{\delta} \quad (2.7)$$

Die zurückgespeiste Leistung läßt sich durch die Formel (2.8) berechnen.

$$\begin{aligned} P_v &= -3U_p \frac{\sqrt{6}}{\pi} I_k \frac{|e^{-j\delta} - 1|}{\delta} \cos(z_g + \delta/2) = \\ &= 3U_p I_k \frac{\sqrt{6}}{\pi} \frac{|e^{-j\delta} - 1|}{\delta} \cos(\beta - \delta/2) \end{aligned} \quad (2.8)$$

Für den Wirkungsgrad ergibt sich die Formel:

$$\eta = \frac{3\sqrt{6}}{\pi} \frac{U_p}{U_g} \frac{|e^{-j\delta} - 1|}{\delta} \cos(\beta - \delta/2) \quad (2.9)$$

Es sei folgende Funktion angeführt

$$h(\delta, \beta) = \cos(\beta - \delta/2) \frac{|e^{-j\delta} - 1|}{\delta} \quad (2.10)$$

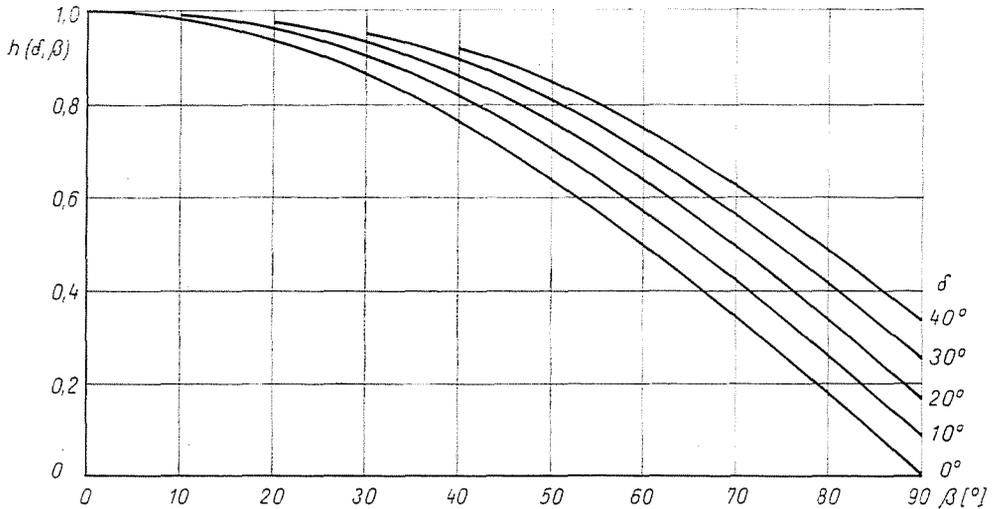


Abb. 7

Der Wirkungsgrad ergibt sich unter Anwendung von Gl. (2.10) in der Form:

$$\eta = \frac{3\sqrt{6}}{\pi} \frac{U_p}{U_g} h(\delta, \beta) \quad (2.11)$$

Um die Formel einfacher benützen zu können, wurde in Abb. 7 die Abhängigkeit der Funktion $h(\delta, \beta)$ vom Steuerungswinkel angegeben. Der Überlappungswinkel ist bei den einzelnen Kurven konstant. Bei kleinen Überlappungswinkeln kann für die Bestimmung des Wirkungsgrades statt der Formel (2.10) auch die einfachere, annähernde Formel (2.12) benutzt werden:

$$\eta \sim \frac{3\sqrt{6}}{\pi} \frac{U_p}{U_g} \cos(\beta - \delta/2) \quad (2.12)$$

2.3. Asymmetrische Steuerung, die Überlappung ist vernachlässigbar

Ist der Spannungsvektor im untersuchten Zeitpunkt reell ($U_p = U_p$), kann auf Grund von Abb. 8 geschrieben werden:

$$|\bar{\mathbf{I}}_1| = \frac{I_k \sqrt{3}}{\pi} \cdot |1 + e^{j\Delta\beta}| = \frac{I_k 2\sqrt{3}}{\pi} \cos \frac{\Delta\beta}{2} \quad (2.13)$$

So ergibt sich die zurückgespeiste Leistung in der folgenden Form:

$$P_v = - \frac{3\sqrt{6}}{\pi} U_p I_k \cos \frac{\Delta\beta}{2} \cos \varphi_1 \tag{2.14}$$

Unter Berücksichtigung der Zusammenhänge $\cos \varphi_1 = -\cos(\pi - \varphi_1)$ und $\varphi_1 = \pi - (\beta_p + \Delta\beta/2)$ kann die obige Formel folgendermaßen geschrieben werden:

$$P_v = \frac{3\sqrt{6}}{\pi} U_p I_k \cos \frac{\beta_n - \beta_p}{2} \cos \frac{\beta_n + \beta_p}{2} \tag{2.15}$$

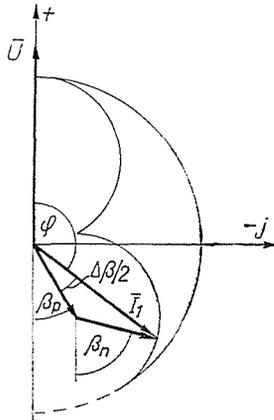


Abb. 8

So erhält man für den Wirkungsgrad die Formel (2.16)

$$\eta = \frac{3\sqrt{6}}{2\pi} \frac{U_p}{U_g} (\cos \beta_n + \cos \beta_p) \tag{2.16}$$

2.4. Vergleich der Wirkungsgrade der symmetrisch und asymmetrisch gesteuerten Brückenschaltungen

Für diese zwei Fälle werden die Wirkungsgrade durch die Gl.-n (2.6) und (2.12) angegeben. Die Wirkungsgrade müssen im gleichen Betriebszustand verglichen werden. Im weiteren wird also vorausgesetzt, daß in diesen zwei Fällen die Impedanzen Z der Gleichstromkreise, die Gleichspannungen U_g , die Gleichströme I_k (d. h. die abgegebenen Leistungen) und die Phasenspannungen U_p gleicher Größe sind. Unter Berücksichtigung der obengenannten Voraussetzungen erhält man für das Verhältnis der zwei Wirkungsgrade die Formel:

$$\frac{\eta_a}{\eta_s} = \frac{\cos \beta_n + \cos \beta_p}{2 \cos \beta} \tag{2.17}$$

Ist $\Delta\beta \leq \pi/3$, dann fließen Gleichströme derselben Größe bei gleich großen Klemmenspannungen; also gilt:

$$\cos \beta = \frac{\cos \beta_n + \cos \beta_p}{2} \quad (2.18)$$

Den Ausdruck (2.18) in die Formel (2.17) eingesetzt erhält man:

$$\frac{\eta_a}{\eta_s} = 1 \quad (2.19)$$

Gleichung (2.19) bedeutet, daß der Wirkungsgrad von der Art der Steuerung (symmetrisch oder asymmetrisch) nicht abhängig ist. Diese Feststellung kann auch durch physikalische Erwägungen bestätigt werden. Unter gleichen Betriebsverhältnissen sind nämlich in beiden Fällen die abgegebenen Leistungen gleich. Da auch die Gleichströme gleich und oberwellenlos sind, sind auch die Leistungsverluste der Widerstände in den Gleichstromkreisen gleich. (Bei den Berechnungen werden alle Widerstände auf die Gleichstromkreise reduziert.) In diesem Falle müssen aber die zwei Wirkungsgrade gleich sein. Bei asymmetrischer Steuerung, wenn $\Delta\beta > \pi/3$ ist, fließt der Strom nicht während der vollen Periode über die Transformatorwiderstände. In diesem Falle muß — um auch die Verluste gleichwertig zu ersetzen — der Widerstand des Gleichstromkreises durch einen Widerstand vergrößert werden, dessen Wert sich so ergibt, daß der auf die Sekundärseite reduzierte Transformatorwiderstand in Abhängigkeit von $\Delta\beta$ verringert wird. Der Ersatzwert des Transformatorwiderstands im Gleichstromkreis wird bei symmetrischer Steuerung und bei asymmetrischer Steuerung mit einer Steuerungsasymmetrie $\Delta\beta \leq \pi/3$ folgendermaßen berechnet:

$$R_{tg} = 2R_{tp} \quad (2.20)$$

mit $\Delta\beta > \pi/3$:

$$R_{tg} = 2R_{tp} \left(1 - \frac{3\Delta\beta - \pi}{2\pi} \right) \quad (2.21)$$

In diesem Falle aber wird statt der Gl. (2.18) die Ungleichung (2.22) die Bedingung der gleichgroßen Gleichströme sein.

$$\cos \beta < \frac{\cos \beta_n + \cos \beta_p}{2} \quad (2.22)$$

In diesem Falle gilt also für die zwei Wirkungsgrade der Zusammenhang:

$$\eta_a > \eta_s \quad (2.23)$$

Der genaue Zusammenhang läßt sich in diesem Falle ebenso bestimmen, wie bei $\Delta\beta < \pi/3$. Als Ergebnis erhält man den folgenden Zusammenhang:

$$\frac{\eta_a}{n_s} = \frac{U_g - I_k \cdot \frac{R_g + 2R_{ip} \left(1 - \frac{3\Delta\beta - \pi}{2\pi}\right)}{R_g + 2R_{ip}}}{U_{ks}} \quad (2.24)$$

Bemerkungen

Bei der Oberwellenanalyse wurden keine Zusammenhänge angewandt, die nur für den Wechselrichterbetrieb der Stromrichter gültig sind; daher sind die für die Oberwellen erhaltenen Zusammenhänge auch bei Gleichrichterbetrieb anwendbar.

Die Richtung der Energieströmung ist der Richtung bei Wechselrichtern entgegengesetzt; da die Grundwellen der Primärströme in beiden Fällen durch gleiche Zusammenhänge angegeben werden, wird bei Gleichrichtern der Wirkungsgrad als Reziprokwert des Wirkungsgrades der Wechselrichter berechnet.

Zusammenfassung

Auf Grund der erhaltenen Ergebnisse wird festgestellt, daß die Überlappung den Oberwellengehalt der Primärströme wesentlich beeinflußt. Daher darf diese bei genaueren Berechnungen nicht außer acht gelassen werden. Es wird auch gezeigt, daß bei asymmetrischer Steuerung wegen der auftretenden Oberwellen mit kleinen geraden Ordnungszahlen der Oberwellengehalt stark zunimmt.

Durch diese Tatsache kann auch die Erscheinung erklärt werden, daß sich der Blindleistungsbedarf bei asymmetrischer Steuerung in wesentlich geringerem Maße ändert, obwohl der Phasenverschiebungswinkel der Grundwelle stark abnimmt. Schließlich wird gezeigt, daß die Wirkungsgrade der symmetrisch und asymmetrisch gesteuerten Brückenschaltungen bei praktisch vorkommenden Widerstandswerten nur unwesentlich voneinander abweichen.

Literatur

1. CSÁKI, F.—BARKI, K.—GANSZKY, K.—IPSITS, I.: Ipari elektronika. Tankönyvkiadó, Budapest, 1966.
2. RÁCZ, I.—CSÖRCITS, F.—HUNYÁR, M.—SCHMIDT, I.: Automatizált villamos hajtások. Tankönyvkiadó, Budapest, 1969.
3. RÁCZ, I.: Vektorok oszcillografálása és harmonikus analízise. Elektrotechnika 58, 80–97 (1965).

Imre HERMANN, Budapest XI., Garami E. tér 3., Ungarn