

DIE UNTERSUCHUNG DER ELEKTROMAGNETISCHEN STÖRFELDER DES GLEICHSTROMKREISES EINES NETZGEFÜHRTEN GESTEUERTEN STROMRICHTERS IN SAUGDROSSELSCHALTUNG

Von

A. KÁRPÁTI, I. HERMANN, I. IPSITS und L. LAKATOS

Lehrstuhl für Automatisierung, Technische Universität, Budapest

(Eingegangen am 8. November 1974)

Vorgelegt von Prof. Dr. F. CSÁKI

I. Einführung

Die modernen Elemente der Leistungselektronik ermöglichen den Bau von Stromrichteranlagen mit immer größeren Leistungen. Besonders schnell nimmt die Leistung auf dem Gebiet der netzgeführten Stromrichter zu, wo Anlagen mit immer größeren Strömen und Spannungen gebaut werden. Diese Leistungszunahme bringt viele zusätzliche Betriebsprobleme mit sich. Der nichtsinusförmige Primärstrom des Stromrichters verzerrt die Spannung des Speisernetzes. Die Oberwellen mit kleineren Ordnungszahlen der Netzspannung können den Betrieb von anderen Starkstromanlagen stören. Die Nah- und Fernfelder der Spannungs- und Stromoberwellen können den Betrieb von nachrichtentechnischen Anlagen schädlich beeinflussen.

Auch der im durch Glättungsdrossel, stromführende Schiene und Last gebildeten Gleichstromkreis des Stromrichters fließende Gleichstrom kann ziemlich große Felder induzieren, die einerseits den Betrieb der in der Nähe untergebrachten Steuereinrichtungen stören, andererseits kann die Schleife als Rahmenantenne Energie abstrahlen.

Von diesen Problemen werden in der vorliegenden Arbeit die Störfelder des Gleichstromkreises untersucht. Die untersuchte Anordnung besteht aus zwei sechspulsigen Stromrichtern in Saugdrosselschaltung, ($U_{dio} = 180 \text{ V}$; $I_{dN} = 7000 \text{ A}$), die über eine Glättungsdrossel Widerstandsbelastungen speisen. Abb. 1 zeigt die Schleifenanordnung, Saugdrossel und Glättungsdrossel werden hinter einer Stahlbetonwand untergebracht, die den untersuchten Raum gut abschirmt. So darf ihr Streufeld unberücksichtigt bleiben, nur die Wirkung der Schleife, bestehend aus den stromführenden Schienen und der Last, wird untersucht.

Die Untersuchungen werden auf einen Frequenzbereich beschränkt, wo annähernd angenommen werden kann, daß der Schleifenstrom zu einem gegebenen Zeitpunkt entlang der Schleife konstant ist. Diese Bedingung ist erfüllt, wenn die der höchsten Frequenz entsprechende Wellenlänge minde-

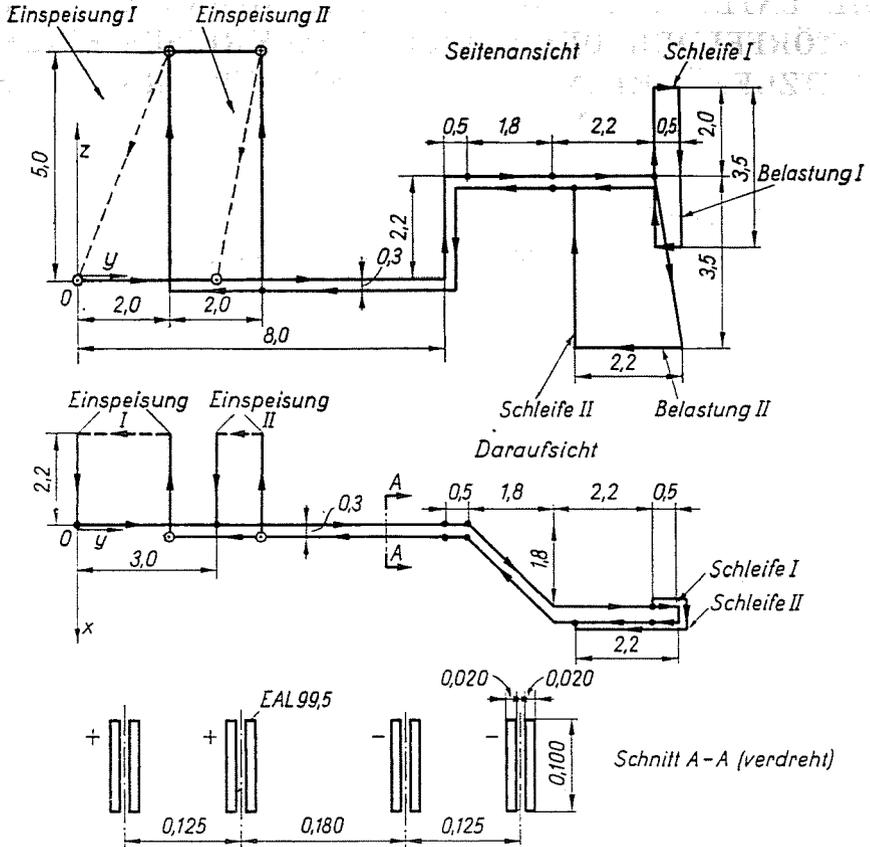


Abb. 1

stens 10mal größer als die räumliche Ausbreitung der Schleife ist und die Streukapazitäten noch vernachlässigbar sind. In unserem Falle ergab sich diese Grenzfrequenz zu 1MHz.

Die Berechnung kann in mehrere Phasen unterteilt werden. Zuerst wird das Oberwellenspektrum der Spannung u_d bestimmt, dann werden die Oberwellenströme und die Nah- und Fernfelder berechnet.

2. Die Berechnung der Spannungsüberwellen am Ausgang des Stromrichters

Die Ausgangsspannung der sechspulsigen Saugdrosselschaltung ist gleich dem arithmetischen Mittel der Spannungen der zwei Kommutierungsgruppen. Die Überwellen von u_d können nur dann einfach berechnet werden, wenn die

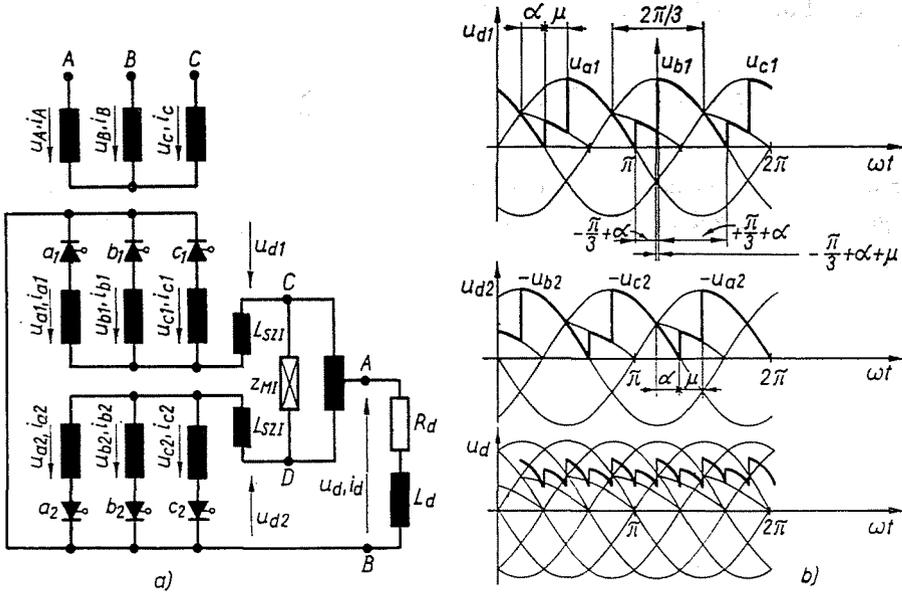


Abb. 2

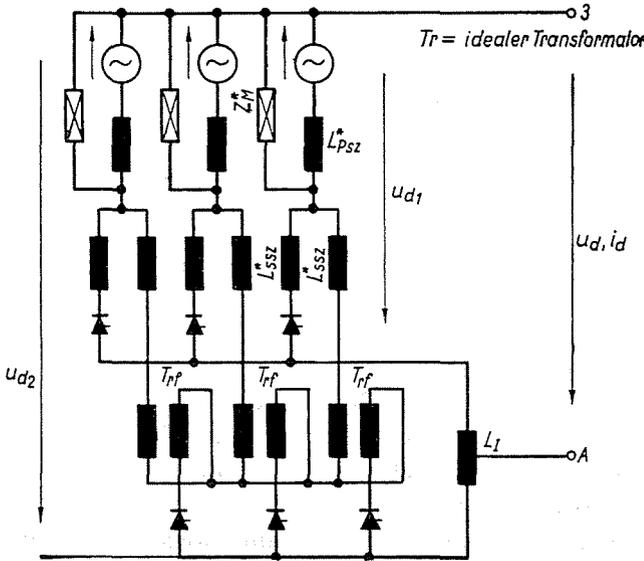


Abb. 3

Saugdrossel ideal ist und $L_d \approx \infty$. In diesem Falle ist die Schaltung in Abb. 2a dem Ersatzschaltbild in Abb. 3 gleichwertig (s. Anhang). Den zeitlichen Verlauf von u_d zeigt für diesen Fall Abb. 2b.

Die Fouriersche Reihe von $u_d(t)$ läßt sich in der folgenden Form schreiben:

$$u_d(t) = U_{dio} + \sum_{n=6}^{\infty} U_{AM} \cdot \cos(n \omega t) + \sum_{n=6}^{\infty} U_{BM} \sin(n \omega t) \quad (1)$$

Für die Beiwerte erhält man nach Durchführung der Integration im in Abb. 2b gestrichelt gezeichneten Koordinatensystem die folgenden Werte:

Ist $\mu = 0$, dann

$$U_{AMO} = -U_{dio} \frac{2}{n^2 - 1} \cos(n\pi/3) [n \sin(n\alpha) \sin\alpha + \cos(n\alpha) \cos\alpha] \quad (2)$$

$$U_{BMO} = U_{dio} \frac{2}{n^2 - 1} \cos(n\pi/3) [n \cos(n\alpha) \sin\alpha + \sin(n\alpha) \cos\alpha]$$

Ist $\mu \neq 0$, muß folgende Korrektur angewendet werden:

$$U_{AM\mu} = U_{AMO} + dU_{AM\mu} \quad \text{und} \quad U_{BM\mu} = U_{BMO} + dU_{BM\mu}$$

wobei

$$dU_{AM\mu} = -U_{dio} \frac{1}{n^2 - 1} \cos(n\pi/3) \{ -n [\sin(n\alpha) \sin\alpha - \sin(n(\alpha + \mu)) \cdot \sin(\alpha + \mu)] - \cos(n\alpha) \cos\alpha + \cos n(\alpha + \mu) \cos(\alpha + \mu) \} \quad (3)$$

und

$$dU_{BM\mu} = U_{dio} \frac{1}{n^2 - 1} \cos(n\pi/3) (n + 1) [\sin(n\alpha) \cos\alpha + \sin(n(\mu - \alpha)) \cos(\mu - \alpha)]$$

sind.

Ist $L_d = \infty$ und ist L_l nicht ideal, dann sind die Ergebnisse ungenau. Die Auswirkungen der Vernachlässigungen können folgenderweise abgeschätzt werden: Wenden wir auf das so erhaltene Netzwerk den allgemeinen Theveninschen Satz an. (Die Anwendung ist nicht ganz korrekt.) Das untersuchte Netzwerk kann bei den Klemmen $A-B$ und $C-D$ durch die Leerlaufspannung derselben und durch das passive Netz von diesen aus gesehen ersetzt werden. Da L_{MI} verhältnismäßig groß ist und eine Abnahme wegen der Wirbelströme des Eisens bis zu ganz hohen Frequenzen vernachlässigbar ist [1], wird der Zweig $C-D$ vernachlässigt. Die von den Klemmen $A-B$ aus gemessene »innere« Impedanz wird durch den Stromrichtertransformator beeinflusst. Die Bestimmung dieses Einflusses ist kompliziert. Die Ergebnisse werden aber durch ihn nicht wesentlich beeinflusst, weil die Kurzschlußreaktanz des Transformators viel kleiner als die Reaktanz der Glättungsdrossel ist. Deshalb wird

der Stromrichtertransformator für die Oberwellen als Kurzschluß betrachtet und nur die Streuinduktivität der Saugdrossel berücksichtigt. So erhält man das in Abb. 4 angegebene Ersatzschaltbild, das den weiteren Berechnungen zugrunde liegt.

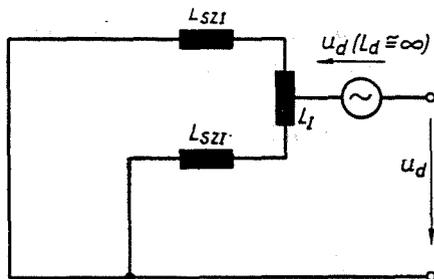


Abb. 4

3. Die Bestimmung der Oberwellenströme im Gleichstromkreis

Die Oberwellenspannungen sind bei $L_d \cong \infty$, $\mu = 10^\circ$ und $\alpha = 90^\circ$ in Abb. 5 gezeigt. Es wurde festgestellt, daß die Wicklungskapazitäten der Glättungsdrossel im untersuchten Frequenzbereich vernachlässigbar sind. Dementsprechend können die Oberwellenströme folgenderweise berechnet werden:

$$\bar{I}_n = \bar{U}_n / Z_n \tag{4}$$

wobei

$$\bar{Z}_n = j(X_b + X_{sk} + X_{sb} + X_{sf}) + R_{sb} + R_{sf} + R_l$$

- und L_b die »innere« Induktivität des Stromrichters
- L_{sk} die äußere Induktivität der Schienen
- L_{sb} die innere Induktivität der Schienen
- L_{sf} die Induktivität der Glättungsdrossel

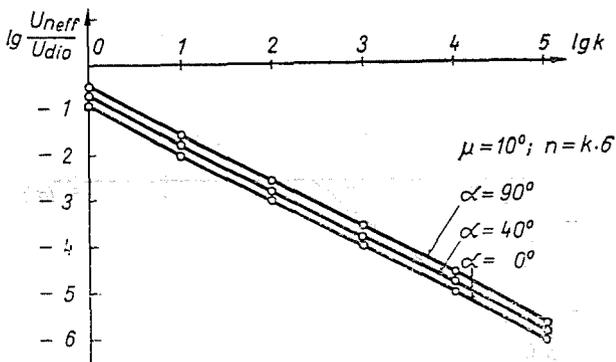


Abb. 5

- R_{sb} der Widerstand der Schienen
- R_{sf} der Ersatzwiderstand der Glättungsdrossel
- R_t die Belastungswiderstand

sind.

L_b und L_{sk} können einfach berechnet werden. Bei der Berechnung der Impedanz der Schienen müssen auch die Wirbelstromerscheinungen berücksichtigt werden [1].

Auch die Impedanz der Glättungsdrossel wird durch die Wirbelströme im Eisen beeinflusst. Hier wird nur das Ergebnis einer vereinfachten Berechnung angegeben, d. h.:

$$\bar{Z}_{sf} = j\omega L_{50} \frac{th(pd/2)}{pd/2} \frac{1 + (\Sigma\delta\mu_v)/(\mu_0 l_k)}{1 + (\Sigma\delta\mu_v th(pd/2))/(\mu_0 l_k pd/2)} \quad (5)$$

wobei

L_{50} die Induktivität der Drossel bei 50 Hz, $\bar{p}^2 = j\omega\mu_v\gamma_v d_v$, d_v die Blechdicke, δ der Luftspalt, γ_v die spezifische Leitfähigkeit des Bleches, μ_v die Permeabilität des Eisens und l_k die mittlere Länge des Eisenkernes sind. Um die Größenordnungen zu sehen, werden die Werte der einzelnen Komponenten angegeben.

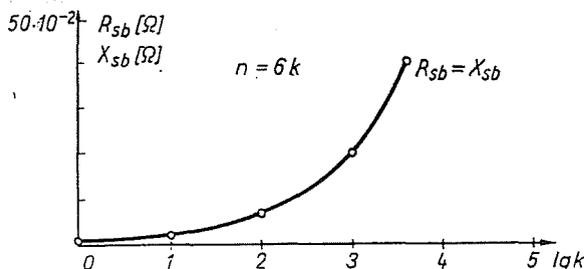


Abb. 6

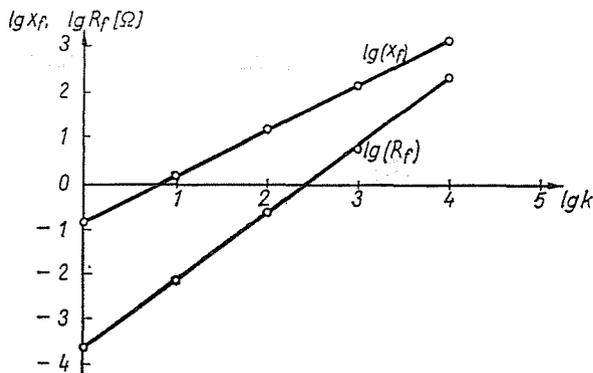


Abb. 7

Die zwei Schleifen waren annähernd gleich, die magnetische Kopplung konnte vernachlässigt werden. $L_b = 11,5 \mu\text{H}$; $L_{sk} = 12 \mu\text{H}$; $L_{50} = 80 \mu\text{H}$; $R_t = 0,02 \text{ ohm}$. Die Frequenzabhängigkeiten von X_{sb} , R_{sb} , X_{sf} und R_{sf} sind in den Abb. 6 und 7 dargestellt. Aus den Ergebnissen ist zu erkennen, daß der Kreis induktiv ist, die ohmschen Widerstände vernachlässigbar sind. Die Frequenzabhängigkeit der Stromoberwellen ist in Abb. 8 gezeigt.

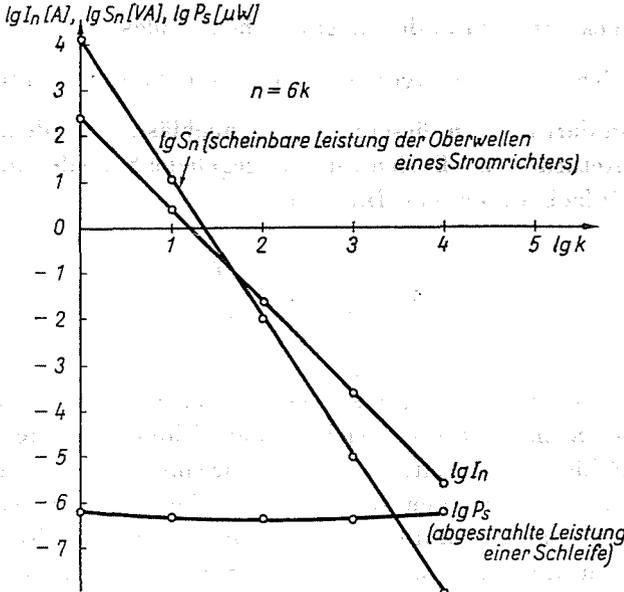


Abb. 8

4. Berechnung der elektromagnetischen Felder

Das magnetische Feld des Stromes der geschlossenen Schleife kann berechnet werden, indem die Schleife in Elementarteile unterteilt wird. Die einzelnen Elementarteile können als HERTZsche-Dipole betrachtet werden. Das magnetische Feld eines Dipols ist nach [1]:

$$\overline{dH} = \frac{1}{4\pi} I_n \left(\frac{\overline{dl} \times \overline{r}_0}{r^2} + \sqrt{\epsilon_0 / \mu_0} \frac{\overline{dl} \times \overline{r}_0}{r} j\omega \right) \cdot e^{j(\omega t - r/c)}. \quad (6)$$

Im untersuchten Raum ist die Retardation von $-r/c$ vernachlässigbar. Werden die magnetischen Felder der Elementardipole für die ganze Schleife integriert, erhält man das Nahfeld, das im Verhältnis $1/r^2$, und das Fernfeld, das im Verhältnis $1/r$ abnimmt. Das entstehende elektrische Feld kann auch

in Nah- und Fernfelder unterteilt werden. Das Fernfeld läßt sich einfach berechnen, indem man das magnetische Fernfeld mit der Wellenimpedanz des Raums ($120 \pi \text{ ohm}$) multipliziert. Das elektrische Nahfeld kann in der folgenden Form geschrieben werden:

$$\vec{E}_k = -\mu \operatorname{grad} \bar{A} / \partial t - \operatorname{grad} \varphi, \quad (7)$$

wobei \bar{A} das Vektorpotential des magnetischen Feldes

φ das den Raumladungen entsprechende Skalarpotential bedeuten.

Die Retardation darf auch in diesem Falle vernachlässigt werden. Das Vektorpotential ohne Retardation läßt sich für eine gegebene Schleifenanordnung verhältnismäßig einfach durch das Integral

$$\bar{A} = \frac{1}{4\pi} I_n \oint_L \frac{d\vec{l}}{r} \quad (8)$$

berechnen. φ ist schon schwieriger zu bestimmen. Statt der genauen Berechnung wird diese Komponente des elektrischen Feldes mit Hilfe der mittleren Spannung der Schiene bestimmt. Da das Ziel nur eine Abschätzung der Größenordnungen war, wurde bei den Berechnungen die Wirkung der Erde außer acht gelassen. Die abgestrahlte Energie kann näherungsweise so berechnet werden, daß man mit einer Rahmenantenne rechnet, deren Oberfläche gleich der Oberfläche der Schleife ist. Die abgestrahlte Energie ergibt sich in diesem Falle zu: [1]

$$P_s = 20\beta^4 a^2 I_n^2, \quad (9)$$

wobei $\beta = \omega/c$

c die Lichtgeschwindigkeit (m/sec)

a die Schleifenfläche (m^2)

I_n den Effektivwert des Schleifenstromes bedeuten.

5. Kurze Zusammenfassung der Ergebnisse der Berechnungen

Mit Hilfe einer Rechenanlage kann die Feldstärke an einem beliebigen Ort festgestellt werden. Die Wiedergabe im Bild ist schon schwieriger, weil die untersuchte Anordnung keine Symmetrie aufweist. Deshalb wurde die Änderung der Felder nur in einer Richtung angegeben (entsprechend dem in Abb. 1 angegebenen Koordinatensystem) als Funktion von x bei konstanten Werten von y und z .

Die Abb. 9, 10, 11, 12 zeigen die Änderung des magnetischen Nahfeldes, des durch das magnetische Nahfeld induzierten elektrischen Nahfeldes, des elektrostatischen Nahfeldes und des magnetischen Fernfeldes als Funktion von x bei verschiedenen Oberwellen, wobei $n = 6k$ und $k = 1, 2, 3, 4, 5, 6 \dots$

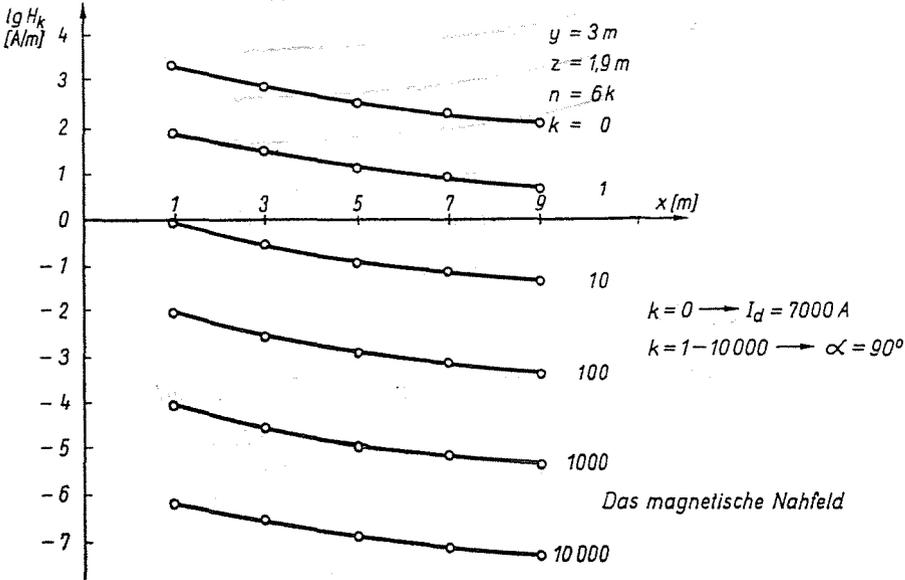


Abb. 9

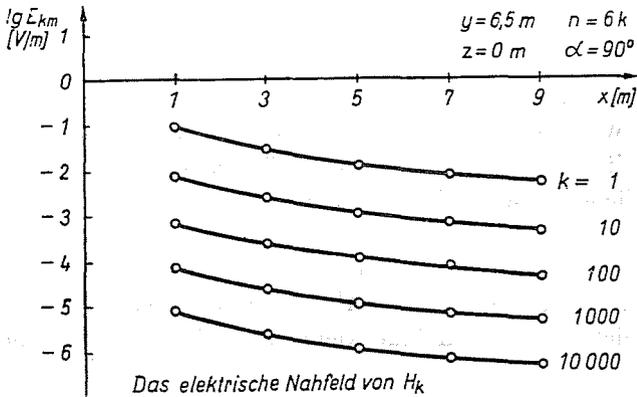


Abb. 10

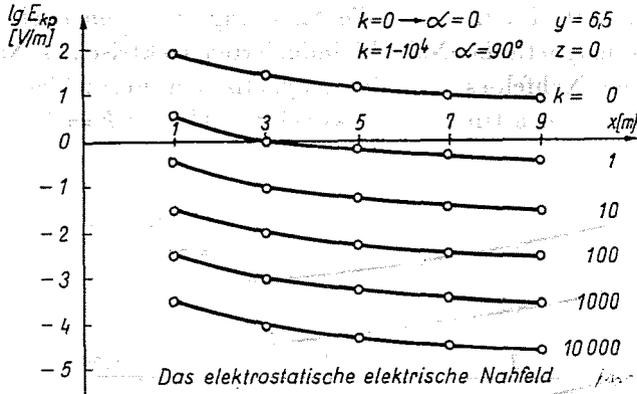


Abb. 11

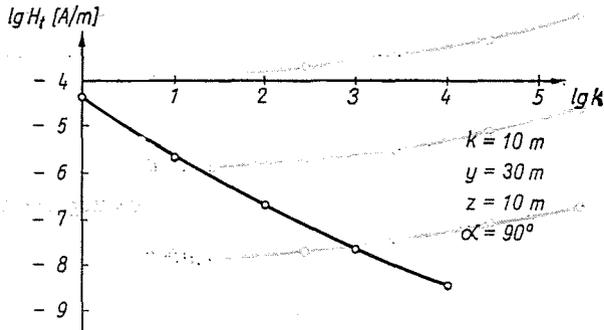


Abb. 12

6. Schlußfolgerungen

Auf Grund der durchgeführten Berechnungen konnten folgende Feststellungen gemacht werden:

a) Die Wirbelströme des Eisenkernes haben im untersuchten Frequenzbereich auf die Ersatzimpedanz der Glättungsdrossel keinen wesentlichen Einfluß. Ähnlicherweise durften auch die Parasitenkapazitäten vernachlässigt werden.

b) Die durch Schleife abgestrahlte Energie ist unwesentlich (Abb. 8). Das läßt sich durch die schnelle Abnahme der Oberwellenströme und durch die im Vergleich zur Wellenlänge kleine räumliche Ausdehnung der Schleife erklären.

c) Von den Komponenten des elektromagnetischen Feldes ist das magnetische Nahfeld das wesentlichste.

d) Entsprechend dem Gesagten werden die Störwirkungen des Stromrichters hauptsächlich auf galvanischem Wege über das Speisernetz weitergeleitet.

7. Anhang

Der Stromrichtertransformator in Abb. 2a kann bei Vernachlässigung der Wicklungskapazitäten und der Wicklungswiderstände durch die folgende Gleichung beschrieben werden:

$$\mathbf{u} = \mathbf{L} \cdot \mathbf{i}' \tag{1}$$

wobei

$$\mathbf{u} = \begin{bmatrix} u_A \\ u_B \\ u_C \\ u_{a1} \\ u_{b1} \\ u_{c1} \\ u_{a2} \\ u_{b2} \\ u_{c2} \end{bmatrix}; \quad \mathbf{i}' = \begin{bmatrix} i_A \\ i_B \\ i_C \\ i_{a1} \\ i_{b1} \\ i_{c1} \\ i_{a2} \\ i_{b2} \\ i_{c2} \end{bmatrix};$$

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} L_{AA} & L_{AB} & L_{AC} & L_{Aa1} & L_{Ab1} & L_{Ac1} & L_{Aa2} & L_{Ab2} & L_{Ac2} \\ L_{BA} & L_{BB} & L_{BC} & L_{Ba1} & L_{Bb1} & L_{Bc1} & L_{Ba2} & L_{Bb2} & L_{Bc2} \\ L_{CA} & L_{CB} & L_{CC} & L_{Ca1} & L_{Cb1} & L_{Cc1} & L_{Ca2} & L_{Cb2} & L_{Cc2} \\ L_{a1A} & L_{a1B} & L_{a1C} & L_{a1a1} & L_{a1b1} & L_{a1c1} & L_{a1a2} & L_{a1b2} & L_{a1c2} \\ L_{b1A} & L_{b1B} & L_{b1C} & L_{b1a1} & L_{b1b1} & L_{b1c1} & L_{b1a2} & L_{b1b2} & L_{b1c2} \\ L_{c1A} & L_{c1B} & L_{c1C} & L_{c1a1} & L_{c1b1} & L_{c1c1} & L_{c1a2} & L_{c1b2} & L_{c1c2} \\ L_{a2A} & L_{a2B} & L_{a2C} & L_{a2a1} & L_{a2b1} & L_{a2c1} & L_{a2a2} & L_{a2b2} & L_{a2c2} \\ L_{b2A} & L_{b2B} & L_{b2C} & L_{b2a1} & L_{b2b1} & L_{b2c1} & L_{b2a2} & L_{b2b2} & L_{b2c2} \\ L_{c2A} & L_{c2B} & L_{c2C} & L_{c2a1} & L_{c2b1} & L_{c2c1} & L_{c2a2} & L_{c2b2} & L_{c2c2} \end{bmatrix}$$

Sind Eisenkern und Wicklungen raumsymmetrisch, dann kann die Matrix L in einfacherer Form geschrieben werden:

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} L_{PP} & L_{Ps1} & L_{Ps2} \\ L_{Ps1} & L_{ss1} & L_{ss1,2} \\ L_{Ps2} & L_{ss1,2} & L_{ss2} \end{bmatrix} \tag{2}$$

$$L_{PP} = \begin{bmatrix} L_{PP} & L_{PPk} & L_{PPk} \\ L_{PPk} & L_{PP} & L_{PPk} \\ L_{PPk} & L_{PPk} & L_{PP} \end{bmatrix} \quad L_{ss1} = \begin{bmatrix} L_{ss1} & L_{ssk1} & L_{ssk1} \\ L_{ssk1} & L_{ss1} & L_{ssk1} \\ L_{ssk1} & L_{ssk1} & L_{ss1} \end{bmatrix}$$

$$L_{ss2} = \begin{bmatrix} L_{ss2} & L_{ssk2} & L_{ssk2} \\ L_{ssk2} & L_{ss2} & L_{ssk2} \\ L_{ssk2} & L_{ssk2} & L_{ss2} \end{bmatrix} \quad L_{Ps1} = \begin{bmatrix} L_{Ps1} & L_{Psk1} & L_{Psk1} \\ L_{Psk1} & L_{Psk1} & L_{Psk1} \\ L_{Psk1} & L_{Psk1} & L_{Ps1} \end{bmatrix}$$

$$L_{Ps2} = \begin{bmatrix} L_{Ps2} & L_{Psk2} & L_{Psk2} \\ L_{Psk2} & L_{Ps2} & L_{Psk2} \\ L_{Psk2} & L_{Psk2} & L_{Ps2} \end{bmatrix} \quad L_{ss1,2} = \begin{bmatrix} L_{ss1,2} & L_{ssk1,2} & L_{ssk1,2} \\ L_{ssk1,2} & L_{ss1,2} & L_{ssk1,2} \\ L_{ssk1,2} & L_{ssk1,2} & L_{ss1,2} \end{bmatrix}$$

Kann angenommen werden, daß für die Ströme der Wicklungssysteme die Bedingung

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \mathbf{i}' = \mathbf{0} \quad (3)$$

erfüllt ist, ($L_d \cong \infty$ und L_I ideal ist), dann haben die Untermatrizen in Gl. 2 die folgende Form:

$$\begin{aligned} \mathbf{L}_{PP} &= \begin{bmatrix} L_{PP} - L_{PPk} & 0 & 0 \\ 0 & L_{PP} - L_{PPk} & 0 \\ 0 & 0 & L_{PP} - L_{PPk} \end{bmatrix} & \mathbf{L}_{ss1} &= \begin{bmatrix} L_{ss1} - L_{ssk1} & 0 & 0 \\ 0 & L_{ss1} - L_{ssR1} & 0 \\ 0 & 0 & L_{ss1} - L_{ssk1} \end{bmatrix} \\ \mathbf{L}_{ss2} &= \begin{bmatrix} L_{ss2} - L_{ssk2} & 0 & 0 \\ 0 & L_{ss2} - L_{ssk2} & 0 \\ 0 & 0 & L_{ss2} - L_{ssk2} \end{bmatrix} & \mathbf{L}_{Ps1} &= \begin{bmatrix} L_{Ps1} - L_{Psk1} & 0 & 0 \\ 0 & L_{Ps1} - L_{Psk1} & 0 \\ 0 & 0 & L_{Ps1} - L_{Psk1} \end{bmatrix} \\ \mathbf{L}_{Ps2} &= \begin{bmatrix} L_{Ps2} - L_{Psk2} & 0 & 0 \\ 0 & L_{Ps2} - L_{Psk2} & 0 \\ 0 & 0 & L_{Ps2} - L_{Psk2} \end{bmatrix} & \mathbf{L}_{ss1,2} &= \begin{bmatrix} L_{ss1,2} - L_{ssk1,2} & 0 & 0 \\ 0 & L_{ss1,2} - L_{ssk1,2} & 0 \\ 0 & 0 & L_{ss1,2} - L_{ssk1,2} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (4)$$

D. h. die Wicklungen in getrennten Spalten sind voneinander unabhängig, also gilt:

$$\begin{bmatrix} u_1 \\ u_{i1} \\ u_{i2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_{Ppe} & L_{Pse} & L_{Pse} \\ L_{Pse} & L_{sse} & L_{sse} \\ L_{Pse} & L_{sse} & L_{sse} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_{i1} \\ i_{i2} \end{bmatrix} \quad (5)$$

Die in Abb. 13 angegebene Ersatzschaltung ist streng genommen nur dann der Gl. 5 gleichwertig, wenn die Anordnung vollkommen symmetrisch ist und die Elemente auf das gleiche Spannungsniveau reduziert wurden.

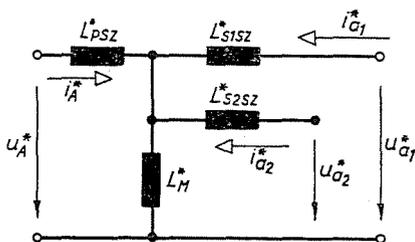


Abb. 13

Zusammenfassung

Die Arbeit beschäftigt sich mit der Berechnung der elektromagnetischen Felder, die durch den Gleichstromkreis eines gesteuerten dreiphasigen sechspulsigen Stromrichters in Saugdrosselschaltung erzeugt werden. Es werden die angewandten Prinzipien kurz zusammengefaßt und die Ergebnisse der Untersuchungen bei einer praktisch verwirklichten Anordnung angegeben.

Literatur

1. SIMONYI, K.: Elméleti villamosságtan, Tankönyvkiadó, Budapest 1967.
2. CSÁKI, F.—GANSZKY, K.—IPSITS, I.—MARTI, S.: Teljesítményelektronika, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1971.
3. ISTVÁNYFY, E.: Tápvonalak, antennák, hullámterjedés, Tankönyvkiadó, Budapest, 1967.

Dr. Attila KÁRPÁTI	}	H-1521 Budapest
Imre HERMANN		
Imre IPSITS		
Lóránt LAKATOS		