Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

Band: 48 (1957)

Heft: 25

Artikel: Verzapfte Stossfugen in magnetischen Kreisen

Autor: Schuisky, W.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-1060635

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: 10.12.2025

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

Ableiter fallen. Dies kann einfacher und wirtschaftlicher sein, als weitere Sätze von Ableitern aufzustellen. Auch allfällige Schutzfunkenstrecken mit ihrem grösseren Streubereich und ihrer ungünstigen Ansprech-Charakteristik lassen sich dann leichter in die Koordination einfügen. Anderseits ist der Preisunterschied zwischen voller und reduzierter Isolation bei den erwähnten Apparaten, besonders bei den Leistungsschaltern, nicht sehr gross. Solange auch nur ein Teil dieses Materials für volle Isolation verlangt wird, wird der Fabrikant im Interesse der Vereinheitlichung nur diesen einen Typ bauen.

Adresse des Autors:
E. Scherb, Direktor der Sprecher & Schuh A.-G., Aarau.

Verzapfte Stossfugen in magnetischen Kreisen

Von *W. Schuisky*, Västerås

621.317.4.017.3 : 621.3.042.143.3

Die Zusatzverluste bei überlappenden Stossfugen von Magnetblechen sind sehr gering und können kaum bemerkt werden. Eine Erhöhung des magnetischen Widerstandes durch die Fugen kann jedoch unter Umständen eine nicht mehr vernachlässigbare Grösse erreichen.

Les pertes additionnelles dues à des joints enchevêtrés de tôles magnétiques sont très faibles et à peine perceptibles. Dans certains cas, une augmentation de la réluctance par ces joints peut toutefois atteindre une valeur qui cesse d'être négligéable.

1. Magnetischer Widerstand der Stossfuge

Der magnetische Kreis vieler elektrischer Maschinen und Geräte besteht aus Blechen. Aus herstellungstechnischen und ökonomischen Gründen kann der Eisenkörper des ganzen magnetischen Kreises nicht aus zusammenhängenden Blechstücken hergestellt werden, sondern aus mehreren Teilblechen, die dann zusammengesetzt werden. Die Zusammensetzung der Teile kann entweder stumpf oder verzapft ausgeführt werden. Bei stumpfer Verbindung bleibt zwischen den beiden Blechteilen ein Luftspalt übrig, dessen Grösse von der Bearbeitung der Stossflächen (bzw. von der Isolierung) abhängig ist und durchschnittlich 0,05...0,25 mm beträgt. Bei verzapfter Verbindung werden die Bleche überlappt. Die Induktionslinien treten in der Nähe der Stossfuge zweier Bleche zu den Nachbarblechen über und entlasten damit den Luftspalt in der Stossfuge. Solche überlappten Verbindungen verwendet man bei Transformatoren, Statoren von Grossmaschinen, Kettenläufern usw. Das Vorhandensein eines Luftspaltes in den verzapften Verbindungen muss sich in einer Vergrösserung des magnetischen Widerstandes gegenüber dem des ungeteilten Kreises, sowie durch das Entstehen zusätzlicher Verluste bemerkbar machen.

In Fig. 1 ist die verzapfte Verbindung, d. h. die mit den überlappenden Blechen, schematisch gezeigt. Die Blechdicke sei mit s [cm] bezeichnet, die Luftspaltlänge in den Fugen mit δ [cm], der Abstand zwischen den Blechen mit ε [cm] und der Mittelwert der Induktion in der Längsrichtung mit B_0 [Gs][1]). Der Abstand ε ist gegeben durch die Isolation zwischen den Blechen sowie durch die unvermeidlichen Unebenheiten der Blechoberfläche.

Der durch ein Blech hindurchgehende Fluss ist:

$$\Phi = \Delta B_0 = \Delta B_1 + \Delta B_2 \qquad (1)$$

Darin bedeuten ΔB_1 jenen Teil des Flusses, der durch den Luftspalt in der Stossfuge geht und ΔB_2 den anderen Teil, der nach benachbarten Blechen übertritt.

Der Mittelwert der Querinduktion ist:

$$B_{qm} = \frac{s}{h_0} B_2 \qquad (2)$$

[1]) Gauss.

Die Querinduktion ist allgemein nicht gleichmässig über die Strecke h_0 verteilt. Beim Gleichstrom bestimmt die Eisensättigung diese Verteilung, beim Wechselstrom sind es dagegen hauptsächlich die Wirbelströme. Die Wirkung der Eisensättigung ist im zweiten Fall gering, da der Fluss zum grössten Teil am Anfang und am Ende der Strecke h_0 ein- bzw. austritt und der gesättigte Teil in Längsrichtung kurz wird (vgl. Fig. 1). Man kann deshalb die Eisensättigung vernachlässigen und damit für die Verteilung der Querinduktion einfache und bereits bekannte Ausdrücke erhalten.

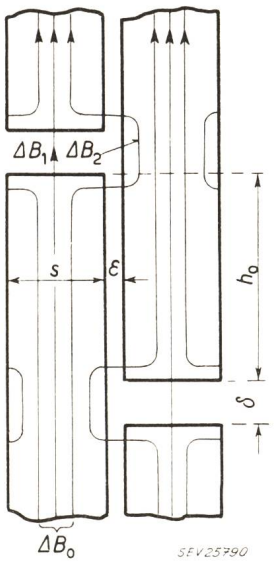

Fig. 1
Verzapfte Verbindung im magnetischen Kreis
Bezeichnungen siehe im Text

Mit den Abkürzungen:

$$\xi = \alpha h_0 \qquad (3a)$$

und

$$\alpha = 2\pi \sqrt{\frac{\mu f}{\varrho \cdot 10^5}} \quad [\mathrm{cm}^{-1}] \qquad (3b)$$

wird die Querinduktion an den Enden der Strecke h_0 [1][2]):

$$B_{qs} = B_{qm} \sqrt{\frac{\xi^2}{2} \cdot \frac{\cosh \xi + \cos \xi}{\cosh \xi - \cos \xi}} \qquad (4)$$

Darin bedeuten μ die relative Permeabilität des Eisens, f die Frequenz und ϱ den spezifischen Widerstand des Eisens. Bei den sehr niedrigen in Frage kommenden Induktionen beträgt μ etwa 50...200. Der spezifische Widerstand ϱ beträgt je nach dem Si-Gehalt der Bleche 0,12...0,52 $\Omega\,\mathrm{mm}^2/\mathrm{m}$. Damit wird $\alpha \approx 1{,}3...2{,}5\ \mathrm{cm}^{-1}$ und ξ in der Regel > 4.

[2]) siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

In der Gl. (4) sind die Kreisfunktionen sehr klein gegenüber den Hyperbelfunktionen, so dass

$$B_{qs} \approx B_{qm} \frac{\alpha h_0}{\sqrt{2}} = B_2 \frac{\alpha s}{\sqrt{2}} \tag{5}$$

Verfolgt man beide in Fig. 1 gezeigten Wege, so kann folgende Gleichung für die magnetische Spannung aufgestellt werden:

$$H_1 \delta = H_2' \delta + 2 \varepsilon H_{qs} \tag{6}$$

worin

$$H_2' = \frac{B_1 + 2 B_2}{0{,}4 \pi} \tag{7a}$$

und

$$H_{qs} = \frac{B_{qs}}{0{,}4 \pi} \tag{7b}$$

Da alle drei Induktionen B_1, B_2 und B_{qs} zeitlich phasengleich sind, können die entsprechenden Feldstärken in Gl. (6) arithmetisch addiert werden. Die Strecke im Eisen neben dem Luftspalt δ ist meist stark gesättigt, so dass eine Vernachlässigung der Feldstärke H_2' nicht mehr zulässig ist. Da die Induktion auf dieser Strecke $(B_1 + 2 B_2)$ meistens 22000 Gs überschreitet, kann man für die Feldstärke schreiben:

$$H_2' = \frac{(2 B_2 + B_1) - 20000}{0{,}4 \pi} \tag{8}$$

Aus Gl. (6) erhält man dann mit Berücksichtigung von Gl. (1) und (5)...(8):

$$B_1 = \frac{1 - 10000/B_0 + \alpha s \varepsilon/\sqrt{2}\,\delta}{1 + \alpha s \varepsilon/\sqrt{2}\,\delta} B_0 \tag{9a}$$

Wäre dagegen die Induktion B_0 sehr niedrig, so dass $H_2' = 0$ gesetzt werden könnte, so wäre:

$$B_1 = \frac{\sqrt{2}\ \alpha s \varepsilon/\delta}{1 + \sqrt{2}\ \alpha s \varepsilon/\delta} B_0 \tag{9b}$$

Bei den Induktionen zwischen 8000 und 12000 Gs kann jedoch die Feldstärke H_2' nicht mehr vernachlässigt werden. Um sie zu berücksichtigen, ersetzt man die Eisenmagnetisierungskurve durch eine Potenzkurve

$$H_x = H_0 (B_x/B_0)^m$$

wobei die Potenzzahl m zwischen 2 und 9 liegt und erst geschätzt werden muss. Man kann also schreiben:

$$H_2' \approx H_0 (2 - B_1/B_0)^m \tag{8a}$$

und erhält dann aus Gl. (6):

$$B_1 = \frac{2^m/\mu_0 + \sqrt{2}\ \alpha s \varepsilon/\delta}{1 + m \cdot 2^m/2\,\mu_0 + \sqrt{2}\ \alpha s \varepsilon/\delta} B_0 \tag{9c}$$

worin μ_0 die relative Permeabilität des Eisens bei der Induktion B_0 bedeutet.

Beim Gleichfeld erfolgt die Bestimmung der Induktion B_1 auf die oben beschriebene Weise. Im Falle sehr niedriger Induktionen erhält man dann mit $B_{qs} = B_{qm}$:

$$B_1 = \frac{2\,\varepsilon s/h_0\,\delta}{1 + 2\,\varepsilon s/h_0\,\delta} B_0 \tag{10a}$$

Bei höheren Induktionen ergibt sich als Näherung (da $B_{qs} > B_{qm}$ ist):

$$B_1 \approx \frac{1 - 10000/B_0 + \varepsilon s/h_0\,\delta}{1 + \varepsilon s/h_0\,\delta} B_0 \tag{10b}$$

Bei niedriger Induktion wird unter Berücksichtigung der Feldstärke H_2':

$$B_1 \approx \frac{2^m/\mu_0 + 2\,\varepsilon s/h_0\,\delta}{1 + m\,2^m/2\,\mu_0 + 2\,\varepsilon s/h_0\,\delta} B_0 \tag{10c}$$

Zur Erklärung der Fehlerquelle ist in Fig. 2 der Verlauf der Quer- und der Längsinduktion für gesättigten (vollausgezogene Kurven) und für ungesättigten (punktierte Kurven) Zustand gezeigt. Infolge der Eisensättigung wird sich die Längsinduktion in der Mitte der Strecke h_0 weniger ändern, als bei ungesättigtem Zustand. Am Rande des Gebietes nimmt die Längsinduktion rasch zu. Die Querinduktion ist in der Mitte am kleinsten und nimmt ebenfalls bei Annäherung an die Ränder rasch zu. Die Wirkung der Eisensättigung ist im Grunde dieselbe wie diejenige der Wirbelströme, doch ist ihre Grösse etwas kleiner.

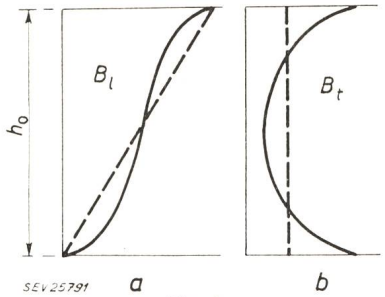

Fig. 2
Verteilung der Längsinduktion B_l (Fig. a) und der Querinduktion $B_t = B_q$ (Fig. b) längs der überlappten Strecke h_0

Das Vorhandensein einer verzapften Stossfuge kann in magnetischer Hinsicht durch einen fiktiven Luftspalt dargestellt werden, wobei die Werte von B_1 nach Gl. (9) und (10) bzw. (9a) und (10a) zu berechnen sind:

$$\delta' = \delta\, B_1/B_0 \tag{11}$$

Der Einfluss der Längsinduktion B_l (vgl. Fig. 2) auf den magnetischen Widerstand ist relativ gering, da die benachbarten Bleche sich gegenseitig von der hohen Induktion entlasten. Die hohen Werte treten nur an den Enden der Strecke h_0 auf. Die Betrachtung, unter der Zugrundelegung der Feldverteilung nach Fig. 1, gilt nur für den Fall, wenn höchstens zwei Bleche zusammengelegt werden, d.h. wenn die Breite s des Blechpaketes aus höchstens zwei Blechen besteht. Bei einer grösseren Anzahl zusammengelegter Bleche tritt eine Abweichung in der Feldverteilung auf, so dass die abgeleiteten Gleichungen für B_1 bzw. δ' weniger genau werden.

Es soll an einigen Beispielen gezeigt werden, wie gross der fiktive Luftspalt bei überlappten Fugen sein kann:

Der Stator einer Drehstrommaschine ist aus Segmentblechen von der Länge $h_0 = 25$ cm und dem Luftspalt in den Fugen $\delta = 0{,}1$ cm zusammengesetzt. Bei Überlappung hat man gleichzeitig zwei Bleche genommen, so dass die Blechbreite $s = 0{,}1$ cm wird. Der Luftspalt zwischen den Blechen soll zu $\varepsilon = 0{,}05\, s = 0{,}005$ cm angenommen werden. Mit $\mu = 50$ und $\varrho = 0{,}5$ erhält man $\alpha = 1{,}4$ cm^{-1}. Bei $B_0 = 15\,000$ Gs wird der fiktive Luftspalt nach Gl. (9a):

$$\delta' = \delta \frac{1 - 0{,}667 + 0{,}005}{1 + 0{,}005} = 0{,}338\,\delta, \text{ d.h. } 0{,}34 \text{ mm.}$$

Bei niedriger Induktion ($B_0 < 8000$) erhält man diesen Luftspalt nach Gl. (9b) zu:

$$\delta' = \delta \frac{0{,}010}{1 + 0{,}010} = 0{,}01\,\delta, \text{ d. h. } 0{,}01 \text{ mm.}$$

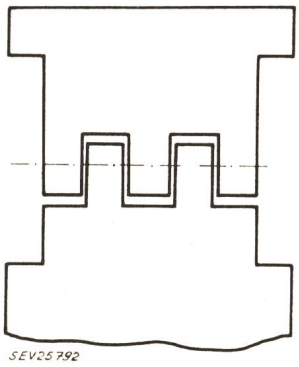

Fig. 3
Kammbefestigung der Pole

Beispiele des überlappten magnetischen Kreises für ein Gleichfeld bilden die Kettenläufer und die Kammbefestigung der Pole. Bei der Kammbefestigung nach Fig. 3, wird mit $\alpha = 2$ cm^{-1}, $\delta = 0{,}2$ cm, $\varepsilon = 0{,}01$ cm, $h_0 = 10$ cm und $s = 5$ cm und bei einer Induktion von $B_0 = 15\,000$ Gs:

$$\delta' = \delta \frac{1 - 0{,}667 + 0{,}025}{1 + 0{,}025} = 0{,}36\,\delta, \text{ d.h. } 0{,}7 \text{ mm.}$$

Bei niedriger Induktion ($B_0 < 8000$ Gs) wird der fiktive Luftspalt:

$$\delta' = \delta \frac{0{,}050}{1 + 0{,}05} = 0{,}048\,\delta, \text{ d. h. } 0{,}1 \text{ mm}$$

Es ist nicht schwer, sich davon zu überzeugen, dass im zweiten Falle der fiktive Luftspalt praktisch unabhängig von dem wirklichen Luftspalt δ wird und nur durch die drei Grössen ε, s und h_0 gegeben ist.

Zum Nachprüfen von Gl. (9a)...(9e) wurde aus den ringförmigen Blechen ein Statormodell von 250 mm Aussen- und 170 mm Innendurchmesser gebaut. An diesem wurde die Magnetisierungskurve bis zu einer Induktion von 20000 Gs aufgenommen. Danach wurde das Modell in 12 Segmente (24 Fugen) zerschnitten und die Magnetisierungskurve wiederum aufgenommen. Der Unterschied zwischen den beiden Kurven stellt die zusätzliche Magnetisierung für 24 Fugen dar. Dieser Unterschied ist in Tabelle I und Fig. 4 wiedergegeben. Daneben sind auch die berechneten Werte angegeben. Die Berechnung gilt für $s = 0{,}05$ cm, $\varepsilon = 0{,}005$ cm, $\delta = 0{,}04$ cm und $\alpha = 1{,}5$ cm^{-1}. Die variablen Werte von μ_0 und m sind in Tabelle I angegeben.

Vergleich der gemessenen und berechneten Werte der zusätzlichen Magnetisierung für überlappte Fugen

Tabelle I

Induktion B_0 Gs	Zusätzliche Magnetisierung [A] gemessen	Zusätzliche Magnetisierung [A] berechnet	μ_0	m
8 000	100	111	4600	5
10 000	250	271	3500	7
12 000	555	603	2340	8
13 000	855	782	1700	8
15 000	1780	1520	650	9
16 000	2400	3400		
17 000	3400	4100		
18 000	4500	4550		
19 000	4950	5120		

Tabelle I zeigt eine gute Übereinstimmung, sowohl bei niedrigen als auch bei hohen Induktionen. Allerdings ist diese Übereinstimmung bei niedrigen Induktionen weitgehend von dem Wert α abhängig, der seinerseits durch die relative Permeabilität μ_0 bestimmt ist. Wegen der sehr geringen Werte der Querinduktion ist man aber auf die Schätzung von μ_0 angewiesen.

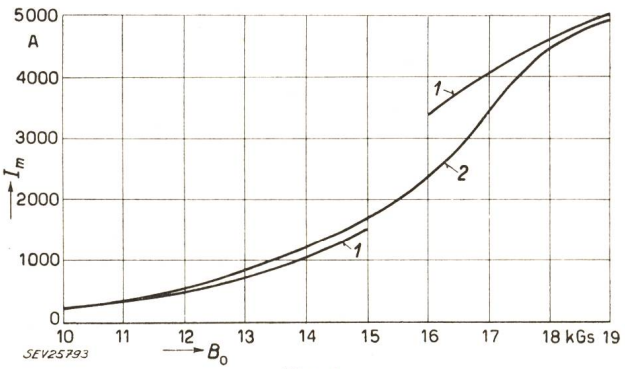

Fig. 4
Magnetisierungsstrom I_m für die 24 überlappten Fugen in Abhängigkeit von der mittleren Induktion B_0
1 gerechnete Werte, *2* gemessene Werte

Bei den Induktionen 14000...17000 Gs ist dagegen eine grosse Abweichung zwischen den gemessenen und den berechneten Werten festzustellen. Dies ist auch erklärlich, da die Gl. (9c) und (9b) nur für bestimmte Gebiete gelten und gerade das erwähnte Zwischengebiet nicht umfassen.

2. Zusatzverluste

Zusatzverluste entstehen zunächst dadurch, dass das Querfeld in eine, für die Querrichtung massive Platte eintritt. Weitere Zusatzverluste entstehen durch ungleichmässige Verteilung der Längsinduktion. Es sollen zuerst die Verluste, die vom Querfeld herrühren, berechnet werden. Die Wirbelstromverluste von dem sinusförmigen Feld, mit der mittleren Induktion B_{qm} sind [1]:

$$q_w' = \frac{4}{3\,\varrho}\left(h_0 \frac{f}{100} \cdot \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \cdot \frac{B_{qm}}{10\,000}\right)^2 \frac{3}{\alpha\, h_0} \quad [\text{W/cm}^3] \tag{12}$$

Setzt man den Wert von B_{qm} aus Gl. (2) ein, so beachtet man, dass das Querfeld nach Eindringen in das Blech ungefähr linear abnimmt, so dass in der Mitte

des Bleches die Querinduktion gleich Null wird. Die Verluste werden dann:

$$q_w = \frac{1}{3} q_w' = \frac{\pi^2}{6\,\varrho\,\alpha\,h_0}\left(s\,\frac{f}{100}\cdot\frac{B_2}{10\,000}\right)^2 \quad [\mathrm{W/cm^3}] \tag{12a}$$

Für den bereits erwähnten Stator aus Segmentblechen mit $h_0 = 25$ cm, $\varepsilon = 0{,}005$ cm, $s = 0{,}1$ cm und $\alpha = 1{,}4\ \mathrm{cm}^{-1}$ erhält man bei einer Induktion von $B_2 = (1 - 0{,}34)\ 15\,000 = 9900$ Gs:

$$q_w = 0{,}000235\ \mathrm{W/cm^3} \text{ oder } 0{,}235/7{,}8 \approx 0{,}03\ \mathrm{W/kg}$$

Dieser Wert ist kaum wahrnehmbar wegen der sehr geringen Querinduktion. Der Mittelwert beträgt nach Gl. (2) nur 35 Gs. Weiter ist zu beachten, dass die Verluste in einer Fuge von der Länge h_0 unabhängig sind. Man kann also die Verluste nach der Zahl der Stossfugen berechnen. Allerdings ist die in Fig. 1 gezeigte Fuge doppelt, da die Verluste sowohl auf der Strecke h_0, aber auch ausserhalb dieser in gleicher Grösse auftreten.

Weitere Zusatzverluste entstehen dadurch, dass die Längsinduktion, wegen der Fugen, nicht konstant ist. Die Querinduktion ist mit den Achsen nach Fig. 5:

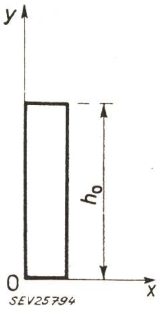

Fig. 5
Achsenrichtungen für GL (13)

$$B_q = B_{qs}\,\frac{\cosh(1+\mathrm{j})\,\alpha\,(y - h_0/2)}{\cosh(1+\mathrm{j})\,\alpha\,h_0/2} \tag{13}$$

Die Längsinduktion beträgt bei Vernachlässigung von B_1:

$$B_l = \frac{2}{s}\int_0^y B_q\,\mathrm{d}y = \frac{2\,B_{qs}}{s\,\alpha\,(1+\mathrm{j})}\cdot \frac{\sinh(1+\mathrm{j})\,\alpha\,(y - h_0/2) + \sinh(1+\mathrm{j})\,\alpha\,h_0/2}{\cosh(1+\mathrm{j})\,\alpha\,h_0/2} \tag{14}$$

Der quadratische Mittelwert der Längsinduktion ist:

$$B_{lm}^2 = \frac{1}{h_0}\int_0^{h_0} B_l\,\mathrm{d}y = B_2^2\left[1 + \frac{1}{\alpha\,h_0}\cdot\frac{\sinh\alpha\,h_0 - \sin\alpha\,h_0}{\cosh\alpha\,h_0 - \cos\alpha\,h_0}\right] = B_2^2\left[1 + \frac{1}{3}\,\varphi'\left(\frac{\alpha\,h_0}{2}\right)\right] \tag{15}$$

Die Funktion $\varphi'(\alpha\,h_0/2)$ ist bekannt; sie kommt bei Untersuchung der Stromverdrängung in massiven Leitern vor. Bei $\alpha\,h_0/2 = 0$ ist $\varphi'(0) = 1$, bei $\alpha\,h_0/2 > 2$ kann man $\varphi'(\alpha\,h_0/2) \approx 3/\alpha\,h_0$ setzen. Die Verluste durch das Längsfeld werden um das $(1 + 1/\alpha\,h_0)$-fache gegenüber den Verlusten bei konstanter Induktion erhöht. Die Zusatzverluste betragen damit den $1/\alpha\,h_0$-fachen Teil der gewöhnlichen Verluste. Bei $\alpha = 1{,}4\ \mathrm{cm}^{-1}$ und $h_0 = 25$ cm sind die Zusatzverluste nur 3 % der normal berechneten Eisenverluste. Die vernachlässigte Induktion B_1 wirkt ausgleichend auf die Verteilung der Längsinduktion. Die Zusatzverluste werden dadurch noch kleiner als sie oben berechnet wurden.

Literatur

[1] *Richter, Rudolf:* Elektrische Maschinen. Bd. 1: Allgemeine Berechnungselemente. Die Gleichstrommaschinen. 2. Aufl. Basel: Birkhäuser 1951.

Adresse des Autors:
Dr.-Ing. *W. Schuisky*, Gunnilbogatan 16A, Västerås, Schweden.

Die Kraftwerkgruppe Valle di Lei — Hinterrhein

Die Energielieferung der Kraftwerkgruppe wird von der Aufnahme des Teilbetriebs der Stufe Bärenburg–Sils im Jahre 1960 an gesteigert werden. Im Artikel über diese Kraftwerkgruppe, der im Bulletin SEV, Bd. 48(1957), Nr. 24, S. 1066...1073 erschienen ist, sind auf der Seite 1073, Spalte rechts, Produktionsmöglichkeiten bei mittlerer Wasserführung von 1,16 Milliarden kWh in den Winterhalbjahren und von 1,39 Milliarden kWh in den Sommerhalbjahren angegeben. Die Leser dieser Projektbeschreibung werden darauf aufmerksam gemacht, dass diese Zahlen sich auf die vom Ende des 4. bis zum Anfang des 8. Baujahres zusammengefasste Zeit, also auf einen Zeitraum von 3½ Jahren, beziehen.

Technische Mitteilungen — Communications de nature technique

Commission Electrotechnique Internationale (CEI) [1])

Sitzungen in Moskau vom 2. bis 12. Juli 1957

CE 9, Elektrische Traktion

Nachdem der langjährige Vorsitzende des CE 9, Prof. Semenza (Italien), nach der letztjährigen Sitzung in München sein Amt niederlegte, wurde zu seinem Nachfolger Ingenieur D'Arbela (Italien) vorgeschlagen und vom Comité d'Action der CEI gewählt. Ingenieur D'Arbela wird als neuer Präsident mit grosser Akklamation willkommen geheissen; unter seiner Leitung werden die 2½ Tage dauernden Verhandlungen aufgenommen.

Die an der letztjährigen Tagung beratenen definitiven Entwürfe zu «Regeln für Hilfsmaschinen» und «Regeln für die elektrische Übertragung von Dieseltriebfahrzeugen» unterlagen inzwischen der 6-Monate-Regel. Innerhalb der angesetzten Frist sind einige Änderungsanträge eingegangen, welche teil-

[1]) siehe auch Bull. SEV Bd. 48(1957), Nr. 22, S. 984...987.