

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 46 (1955)
Heft: 3

Artikel: Einfluss von Schaltmoment und Phasenverschiebung auf die Beanspruchung von Sicherungen bei Kurzschlussabschaltungen
Autor: Meier, Fritz
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1060907>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 16.05.2025

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

BULLETIN

DES SCHWEIZERISCHEN ELEKTROTECHNISCHEN VEREINS

GEMEINSAMES PUBLIKATIONSORGAN

DES SCHWEIZERISCHEN ELEKTROTECHNISCHEN VEREINS (SEV) UND
DES VERBANDES SCHWEIZERISCHER ELEKTRIZITÄTSWERKE (VSE)

Einfluss von Schaltmoment und Phasenverschiebung auf die Beanspruchung von Sicherungen bei Kurzschlussabschaltungen

Von Fritz Meier, Mühleberg ¹⁾

621.316.923 : 621.3.064.2 : 621.3.014.3

Der vorliegende Aufsatz enthält eine analytische Untersuchung des Schaltvorganges beim Abschalten von Kurzschlussströmen mit Sicherungen. Mit Hilfe vereinfachender Annahmen über die Lichtbogencharakteristik wird die Abhängigkeit der Schaltarbeit von Schaltmoment und Phasenverschiebung untersucht.

Cet exposé décrit une recherche analytique de l'allure de la coupure des courants de court-circuit avec des coupe-circuit à fusible. Au moyen de simplifications par rapport à la caractéristique de l'arc, l'influence de l'instant de court-circuit et du facteur de puissance sur l'énergie de la coupure sera analysée.

I. Bestimmung der Schmelzzeit

Für die Beurteilung des Schaltvorganges einer Sicherung ist die Kenntnis des Lichtbogenbeginns von wesentlicher Bedeutung. Dies erfordert die Kenntnis der Zeit vom Beginn des Stromdurchflusses bis zur Entstehung des Lichtbogens. Unter der Verwendung bekannter Formeln soll der Ausdruck kurz hergeleitet werden, der die Bestimmung der Schmelzzeit in Abhängigkeit von Schaltmoment und Phasenverschiebung gestattet. Die folgenden Annahmen sollen der Berechnung zu Grunde gelegt werden:

1. Die Schmelzzeit der Sicherung sei so kurz, dass während dieser Zeit die Wärmeableitung des Schmelzleiters an seine Umgebung vernachlässigt werden kann. Der Gültigkeitsbereich dieser Voraussetzung ist hauptsächlich durch die Aufteilung des totalen Schmelzleiterquerschnittes, d. h. durch das

2. Der Stromverlauf während der Schmelzphase werde durch die Sicherung nicht beeinflusst.

Wie Versuchsergebnisse zeigen, stimmen die unter diesen Voraussetzungen ermittelten Werte gut mit den tatsächlichen Zeiten überein. Bekanntlich ergibt sich zur Bestimmung der Energie, die für Aufheizen, Schmelzen und Verdampfen des Leiters nötig ist, der Ausdruck²⁾:

$$\int_{t_0}^{t_1} i^2 dt = A^2 K \quad (1)$$

Darin bedeutet K eine reine Materialkonstante des Schmelzleitermetalls, welche sich sowohl theoretisch als auch experimentell bestimmen lässt (für Silber kann angenommen werden $K \approx 7,3 \cdot 10^4 \text{ A}^2\text{s/mm}^4$). A entspricht dem minimalen Totalquerschnitt des

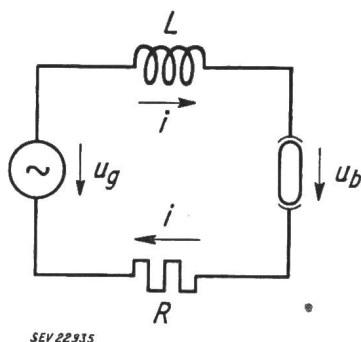


Fig. 1

Ersatzschema des Kurzschlusskreises

u_g Generatorspannung; i Kurzschlussstrom; L Induktivität des Kurzschlusskreises; R Wirkwiderstand des Kurzschlusskreises; u_b Lichtbogenspannung an der Sicherung

Verhältnis von Leiteroberfläche zu Querschnitt bestimmt. Für die gebräuchlichen Konstruktionen der NH-Sicherungen ist diese Annahme bis zu Schmelzzeiten von ca. 5...8 ms zutreffend.

¹⁾ Die vorliegende Arbeit entstand während der früheren Tätigkeit des Verfassers in der Firma Sprecher & Schuh A.-G., Aarau.

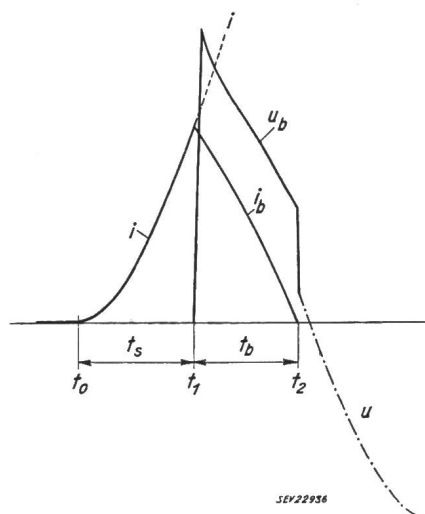


Fig. 2

Prinzipieller Strom- und Spannungsverlauf einer Sicherung bei Kurzschlussabschaltung

i_b Lichtbogenstrom; u wiederkehrende Spannung an der Sicherung; t_s Schmelzzeit; t_b Lichtbogenzeit (Weitere Bezeichnungen siehe bei Fig. 1)

²⁾ Siehe Literatur am Schluss.

Schmelzleiters. Der Wert A^2K soll im folgenden «Schmelzziffer» genannt werden. Mit Hilfe der Gleichung (1) ist es also möglich, bei bekanntem Stromverlauf $i = f(t)$, die Schmelzzeit ($t_s \triangleq t_0 \dots t_1$) einer Sicherung zu bestimmen.

Um nun für einen bestimmten Stromverlauf und eine bestimmte Schmelzziffer die zugehörige Schmelzzeit ermitteln zu können, muss man den Verlauf von $i^2 dt$ als Funktion der Zeit kennen. Zur Bestimmung dieser Werte sollen folgende Annahmen getroffen werden:

Ersatzschema der Kurzschlusskreise nach Fig. 1
Prinzipieller Stromverlauf nach Fig. 2

In diesen Figuren bedeuten:

u_g	Generatorspannung
i	Kurzschlußstrom
L	Induktivität des Kurzschlusskreises
R	Wirkwiderstand des Kurzschlusskreises
u_b	Lichtbogen Spannung an der Sicherung
i_b	Lichtbogenstrom
$t_1 \dots t_2 = t_b$	Lichtbogenzeit
u	Wiederkehrende Spannung an der Sicherung

Da während der Schmelzzeit $u_b = 0$ ist, so gilt

$$u_g = L \frac{di}{dt} + iR \quad \text{wobei} \quad u_g = \hat{u}_g \sin(\omega t + \alpha)$$

Unter Berücksichtigung der Anfangsbedingungen $\omega t = 0, i = 0$ ergibt sich bekanntlich für den Stromverlauf

$$i = \frac{\hat{u}_g}{\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}} \left[\sin(\omega t + \alpha - \varphi) - \sin(\alpha - \varphi) e^{-\frac{R}{L}t} \right] \quad (2)$$

Darin bedeuten:

α	Phasenlage der Spannung u_g für $\omega t = 0$
φ	Phasenwinkel um den die Spannung u_g dem Strom i voreilt

$$\tan \varphi = \frac{\omega L}{R}$$

Setzt man für $\frac{\hat{u}_g}{\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}} = \hat{i}$ und für $\frac{L}{R} = \tau$

so ergibt sich aus der Integration

$$\begin{aligned} \int_{t_0}^{t_1} i^2 dt = I^2 t = \hat{i}^2 \left\{ \frac{t}{2} + \sin^2(\alpha - \varphi) \frac{\tau}{2} (1 - e^{-\frac{2}{\tau}t}) + \right. \\ + \frac{2 \sin^2(\varphi - \alpha) - 1}{4 \omega} \sin 2 \omega t + \\ + \frac{\sin 2(\varphi - \alpha)}{4 \omega} (\cos 2 \omega t - 1) + \\ + \frac{\sin 2(\varphi - \alpha)}{\frac{1}{\tau^2} + \omega^2} \left[\omega - \left(\frac{1}{\tau} \sin \omega t + \omega \cos \omega t \right) e^{-\frac{t}{\tau}} \right] \\ \left. - \frac{2 \sin^2(\varphi - \alpha)}{\frac{1}{\tau^2} + \omega^2} \left[\left(\frac{1}{\tau} + \omega \sin \omega t - \frac{1}{\tau} \cos \omega t \right) e^{-\frac{t}{\tau}} \right] \right\} \quad (3) \end{aligned}$$

Die Figuren 3a...3d zeigen für einige Werte von α und φ den nach den Gleichungen (2) und (3) ermittelten Verlauf von i und $I^2 t$ als Funktionen der

Zeit. Mit Hilfe solcher Kurvenscharen lässt sich nun für eine bestimmte Schmelzziffer die Schmelzzeit t_s in Abhängigkeit von Kurzschlußstrom, Schaltmoment und Phasenverschiebung bestimmen.

Anhand dieser Kurven lässt sich der Einfluss der Faktoren α und φ auf die Schmelzzeit betrachten. Dabei sollen die Überlegungen auf die beiden Hauptfälle des symmetrischen Kurzschlusses ($\alpha = \varphi$) und des asymmetrischen Kurzschlusses ($\varphi - \alpha = 60^\circ \dots 90^\circ$) beschränkt werden, da die dazwischenliegenden Fälle meist ohne grosse Mühe wenigstens qualitativ abgeschätzt werden können.

Im symmetrischen Fall $\alpha = \varphi$ (Fig. 3a) ist der Wert $I^2 t$ und damit auch die Zeit t_s unabhängig von φ .

Im asymmetrischen Schaltfall $\varphi - \alpha = 60^\circ \dots 90^\circ$ (Fig. 3b und c) bewirkt die Vergrößerung von φ , bzw. die schwächere Dämpfung des Gleichstromgliedes, ein rascheres Ansteigen des Stromes und damit natürlich auch von $I^2 t$, was eine Verkürzung der Schmelzzeit zur Folge hat.

Betrachtet man das Gebiet zwischen diesen beiden Hauptfällen, so sieht man aus dem Verlauf der $I^2 t$ -Kurven, dass sich mit steigender Asymmetrie ($\varphi - \alpha \rightarrow 90^\circ$) eine Zunahme der Schmelzzeit ergibt. Diese ist um so grösser, je kleiner die Phasenverschiebung ist. Dabei ist die Änderung der Schmelzzeit t_s , die sich durch die Änderung des Schaltmomentes $\varphi - \alpha$ ergibt, im allgemeinen grösser als die durch die Verschiedenheit der Phasenverschiebung φ verursachte. Dies trifft um so mehr zu, je kleiner die Schmelzzeit, d. h. je grösser der Überstrom ist.

Für Schaltfälle im Bereich von $90^\circ \leq (\varphi - \alpha) \leq 180^\circ$ (Fig. 3d) lässt sich in bezug auf den Einfluss von φ und α auf t_s keine allgemeine Regel aufstellen, da die Verhältnisse stark variieren, je nach dem sich die Schmelzzeit über den ersten Stromnulldurchgang erstreckt oder nicht. Da die Amplitude und damit der Stromanstieg der ersten Stromhalbwellen mit grösser werdendem φ kleiner wird, äussert sich das in einer Verlängerung der Schmelzzeit t_s , sofern die Sicherung vor dem ersten Stromnulldurchgang schmilzt. Ebenso ist in diesem Fall die Schmelzzeit t_s unabhängig von φ natürlich immer grösser als im symmetrischen Fall.

II. Bestimmung der Schaltarbeit

Zur Beurteilung der Beanspruchung, die eine Sicherung beim Abschalten erfährt, ist es nötig, die in ihr während des Schaltvorganges umgesetzte Energie zu kennen. Für die Bestimmung dieser Energie seien wiederum das Schema nach Fig. 1, sowie der prinzipielle Stromverlauf nach Fig. 2 zugrunde gelegt. Die während des Löschvorganges von der Sicherung aufgenommene Energie lässt sich dann ausdrücken als

$$W = \int_{t_1}^{t_2} u_b i_b dt \quad (4)$$

Setzt man

$$u_b = u_g - L \frac{di_b}{dt} - i_b R$$

so wird

$$W = \int_{t_1}^{t_2} u_g i_b dt - L \int_{t_1}^{t_2} i_b di_b - \int_{t_1}^{t_2} i_b^2 R dt \quad (5)$$

$$W = \int_{t_1}^{t_2} u_g i_b dt + \frac{L}{2} i_s^2 - I_b^2 R t_b \quad (6)$$

naue Kenntnis des Stromverlaufes $i_b = f(t)$ während des Schaltvorganges nötig ist. Dies setzt aber die rechnerische Erfassbarkeit der Lichtbogensvorgänge voraus, was natürlich immer nur näherungsweise möglich ist. Bevor daher die drei Energiebeträge

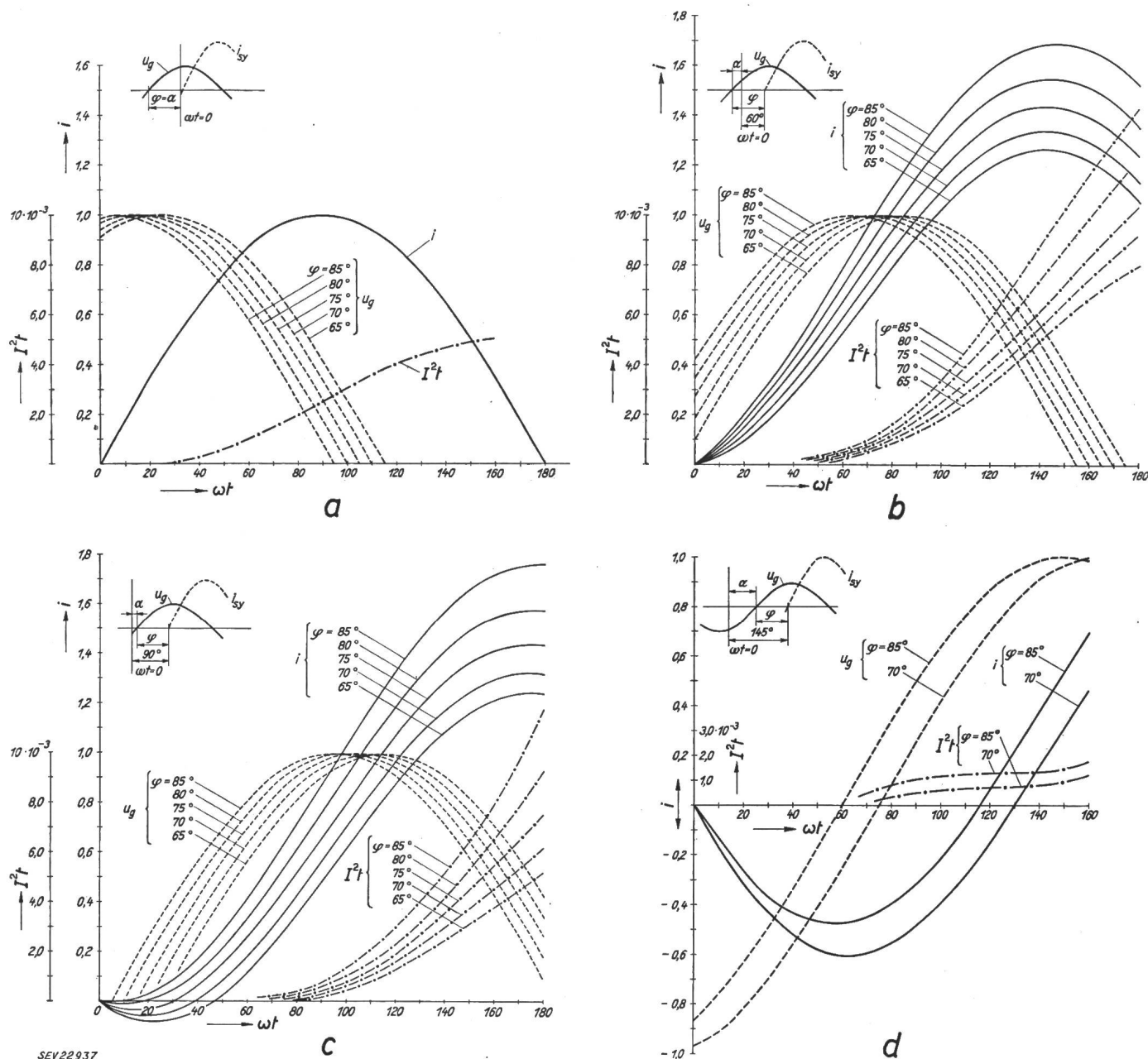


Fig. 3

I^2t , Kurzschlußstrom i und Spannung u_g als Funktion von ωt

a Schaltmoment $\varphi - \alpha = 0^\circ$; b Schaltmoment $\varphi - \alpha = 60^\circ$;

c Schaltmoment $\varphi - \alpha = 90^\circ$; d Schaltmoment $\varphi - \alpha = 145^\circ$

α Phasenlage der Spannung u_g für $\omega t = 0$; φ Phasenwinkel, um den die Spannung u_g dem Strom i voreilt; i_{sy} symmetrischer Kurzschlußstrom

d. h. die in der Sicherung umgesetzte Energie setzt sich zusammen aus der während des Löschvorganges von der Spannungsquelle abgegebenen Energie und der zu Beginn des Lichtbogens in der Kreisinduktivität gespeicherten magnetischen Energie, vermindert um die in den Wirkwiderständen des Kreises umgesetzte Energie.

Wie sofort ersichtlich ist, lässt sich diese Energie nicht ohne weiteres bestimmen, da hierfür die ge-

der Gleichung (8) näher untersucht werden können, ist es nötig, genauere Kenntnisse über den Stromverlauf zu gewinnen.

III. Untersuchung des Stromverlaufes $i_b = f(t)$

Schematisch lässt sich der Unterbruch des Schmelzleiters etwa darstellen durch das plötzliche Einschalten eines Widerstandes in den Kurzschlusskreis. Die Schwierigkeit dabei ergibt sich dadurch,

dass dieser Widerstand nicht konstant, sondern in komplexer Art und Weise sowohl strom-, als auch zeitabhängig ist. Untersuchungen über die Strom-Spannungsabhängigkeit des Lichtbogens in einer Sicherung mit festem Löschmittel haben gezeigt, dass diese, abgesehen von den Zünd- und Löschvorgängen, im wesentlichen steigenden Charakter aufweist, d. h. eine Erhöhung des Bogenstromes erfordert auch eine Erhöhung der Brennspannung. Dieses Verhalten entspricht dem Charakter eines stark gekühlten Lichtbogens, der seinen Querschnitt nicht frei wählen kann (gequälter Lichtbogen). Dazu kommt, dass zur Aufrechterhaltung eines Lichtbogens unabhängig vom Strom eine minimale Brennspannung U_{b0} notwendig ist, die hauptsächlich durch die Länge des Lichtbogens und die Art des Löschmittels bestimmt ist. Auf Grund dieser Feststellungen ergibt sich die Brennspannung u_b näherungsweise zu:

$$u_b = U_{b0} + r i_b$$

Die Konstanten U_{b0} und r sind für einen bestimmten Sicherungstyp experimentell zu ermitteln. Sie lassen sich mit Hilfe der aus einem Abschaltoszillogramm entnommenen Stromspannungscharakteristik bestimmen.

Betrachtet man wiederum das Schema nach Fig. 1 und setzt für u_b den obigen Ausdruck ein, so ergibt sich die Differentialgleichung:

$$u_g = L \frac{di_b}{dt} + R i_b + U_{b0} + r i_b$$

Fasst man die stromabhängige Komponente der Bogenspannung ($r i_b$) und den Ohmschen Spannungsabfall ($R i_b$) zusammen, so lässt sich für den Verlauf des Bogenstromes schreiben:

$$i_b = \frac{\hat{u}_g}{Z_b} \sin(\omega t + \beta - \varphi_b) - \frac{U_{b0}}{R + r} + C e^{-\frac{R+r}{L}t} \quad (7)$$

Darin bedeuten:

$$Z_b = \sqrt{(R+r)^2 + (\omega L)^2}$$

$$\beta = \alpha + \delta$$

$$\delta = \text{Schmelzzeit in elektrischen Graden}$$

$$\tan \varphi_b = \frac{\omega L}{R+r}$$

Die Konstante C ergibt sich aus den Anfangsbedingungen, d. h. für $\omega t = 0$ und $i_b = i_s$ wird:

$$C = i_s - \frac{\hat{u}_g}{Z_b} \sin(\beta - \varphi_b) + \frac{U_{b0}}{R + r}$$

Man sieht, dass sich der Lichtbogenstrom zusammensetzt aus dem Strom, der bei diesen Kreisdaten im stationären Zustand fließen würde und dem rasch abklingenden Ausgleichstrom, der den sprungfreien Übergang vom Wert i_s auf den stationären Zustand ermöglicht.

Es soll nun am Beispiel einer 250-A-Sicherung kurz untersucht werden, welcher Stromverlauf beim Abschalten unter verschiedenen Bedingungen prinzipiell zu erwarten ist. Der Darstellung liegen folgende Daten des Kurzschlusskreises und der Sicherung zugrunde:

Sicherung:

$$\text{Nennstrom } I_n = 250 \text{ A}$$

$$\text{Trägheitsgrad } 2^3)$$

$$\text{Schmelzziffer } A^2 K = 3,8 \cdot 10^5 A^2 s \text{ nach Gleichung (1)}$$

$$\text{Typenkonstante } U_{b0} = 440 \text{ V}$$

$$\text{Typenkonstante } r = 20 \text{ m}\Omega$$

Kurzschlusskreis:

$$U_g = 550 \text{ V} \quad I_c = 25 \text{ kA} \quad \cos \varphi = 0,18 \quad \varphi = 80^\circ$$

$$Z = 22 \text{ m}\Omega \quad \omega L = 21,6 \text{ m}\Omega \quad R = 3,8 \text{ m}\Omega \quad L = 69 \mu\text{H}$$

$$|Z_b| = \sqrt{(R+r)^2 + (\omega L)^2} = 32,1 \text{ m}\Omega$$

$$\varphi_b = \arctan \frac{\omega L}{R+r} = 42^\circ$$

$$\tau_b = \frac{L}{R+r} = 2,9 \text{ ms}$$

$$i_{\sim} = \frac{U_g \sqrt{2}}{Z_b} \sin(\omega t + \varphi_b) = 24 \sin(\omega t + 42^\circ) \text{ kA}$$

$$I_{\sim} = \frac{U_{b0}}{R+r} = 18,3 \text{ kA}$$

$$i_{a0} = i_s - \frac{\hat{u}_g}{Z_b} \sin(\beta - \varphi_b) - \frac{U_{b0}}{R+r}$$

Die Figuren 4a...4f zeigen diese analytisch ermittelten Oszillogramme für verschiedene Schaltmomente und Phasenverschiebungen. Darin bedeuten:

$i_{\sim}$ Wechselstromanteil der stationären Komponente des Bogenstromes;

$I_{\sim}$ Gleichstromanteil der stationären Komponente des Bogenstromes;

i_a Ausgleichstrom (transitorische Komponente) des Bogenstromes.

Aus diesen Darstellungen ergibt sich, dass der Stromverlauf während der Löschphase hauptsächlich durch die Phasenlage der Spannung u_g bestimmt ist. Dagegen ist der Einfluss der Phasenverschiebung recht bescheiden, ja für den Fall des symmetrischen Kurzschlusses praktisch zu vernachlässigen (siehe auch Fig. 4a und b).

Aus Gleichung (7) ersieht man, dass diese starke Abhängigkeit des Bogenstromes vom Winkel α im Ausdruck

$$\frac{\hat{u}_g}{Z_b} \sin(\omega t + \beta - \varphi_b) - \frac{U_{b0}}{R+r}$$

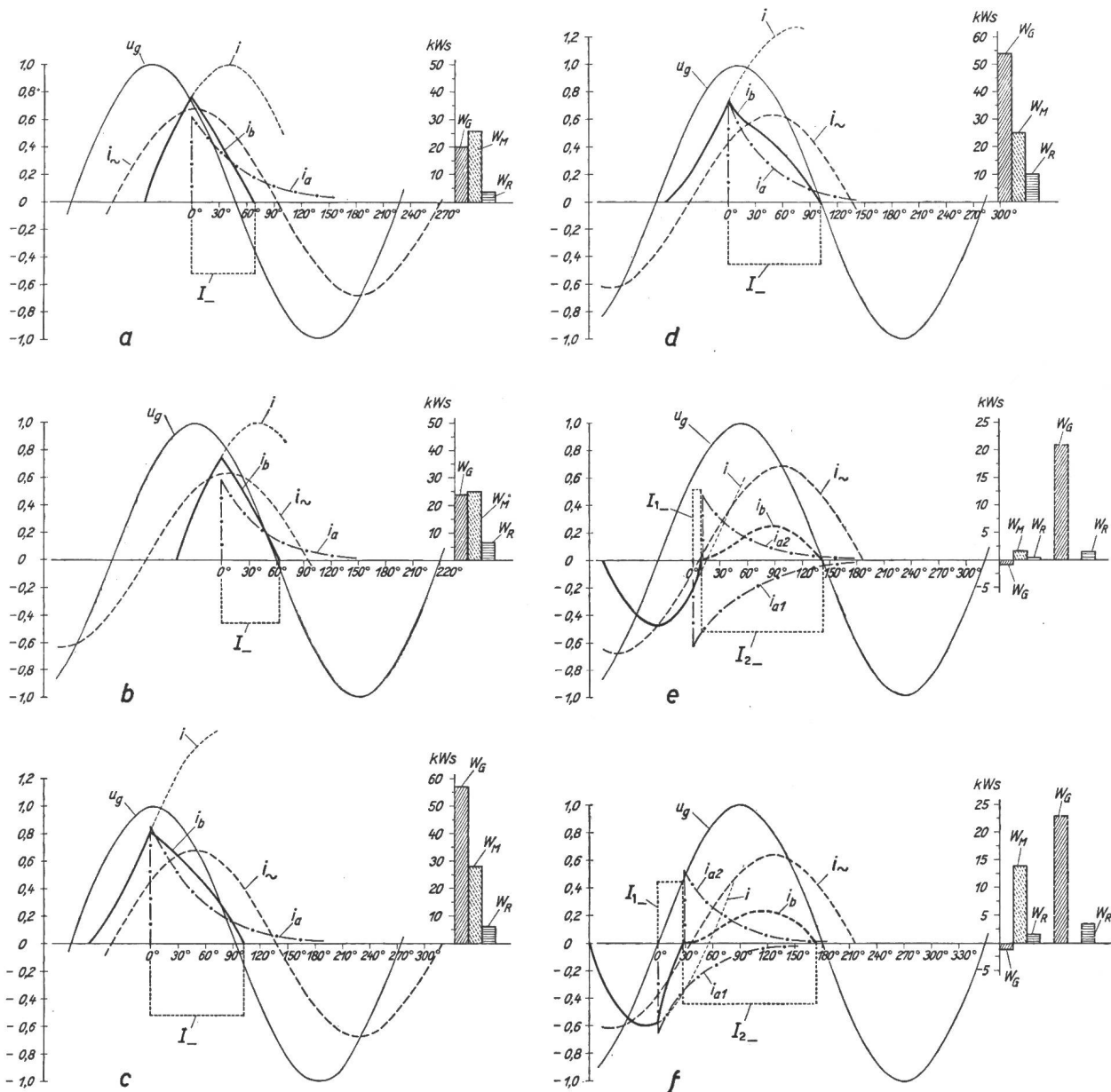
zur Geltung kommt.

Je näher der Lichtbogenbeginn t_1 vor den Nulldurchgang des Wechselstromgliedes zu liegen kommt, um so kürzer ist die zu erwartende Lichtbogenzeit, weil dann die dem Ausgleichstrom entgegengerichtete stationäre Komponente denselben rasch zu kompensieren vermag. Daraus ergibt sich, dass die Lichtbogenzeit mit steigender Asymmetrie $[(\varphi - \alpha) \rightarrow 90^\circ]$ zunimmt. Für den Schaltbereich von $(\varphi - \alpha) \approx 150^\circ$ lässt sich der Stromverlauf nicht ohne weiteres angeben. Fällt hier nämlich der Lichtbogenbeginn kurz vor den Nulldurchgang des Wechselstromgliedes $(\alpha + \delta - \varphi_b) \rightarrow 180^\circ$ bzw. 360° , so ergeben sich im allgemeinen sehr kurze Lichtbogenzeiten (siehe Fig. 4e und f). Da jedoch die an der Sicherung wiederkehrende Spannung relativ hoch ist, kann es leicht zu einem Wiederzünden kommen, weil zur Verfestigung der Unterbrechungsstrecke nicht genügend Zeit vorhanden war. Diese zweite Phase des Löschvorganges wird dann infolge der oben besprochenen Gründe viel länger dauern.

^{*)} nach Publ. Nr. 182 des SEV, Vorschriften für Niederspannungs-Hochleistungs-Sicherungen.

Immerhin wird die Sicherung auch in diesem Fall keine übermässige Beanspruchung erleiden und ohne Mühe unterbrechen, da bis zum ersten Nulldurchgang meist nur wenig Energie umgesetzt wurde.

einige charakteristische Möglichkeiten beschränken, mit deren Hilfe sich auch die Verhältnisse in den Zwischengebieten abschätzen lassen. Dabei sollen das oben angeführte Beispiel und die zugehörigen Oszillogramme weiterhin als Diskussionsgrundlage



SEV 22 938

Fig. 4

Analytisch bestimmter Stromverlauf in der Sicherung und entsprechende Energieanteile

a	$\varphi - \alpha = 0^\circ$	$\cos \varphi = 0,18$	d	$\varphi - \alpha = 60^\circ$	$\cos \varphi = 0,34$
b	$\varphi - \alpha = 0^\circ$	$\cos \varphi = 0,34$	e	$\varphi - \alpha = 145^\circ$	$\cos \varphi = 0,18$
c	$\varphi - \alpha = 60^\circ$	$\cos \varphi = 0,18$	f	$\varphi - \alpha = 145^\circ$	$\cos \varphi = 0,34$

u_g Generatorspannung; i_b Lichtbogenstrom; i Kurzschlußstrom; $i_{\sim}$ Wechselstromanteil der stationären Komponente von i_b ; I_{-} Gleichstromanteil der stationären Komponente von i_b ; i_a Ausgleichstrom (transitorische Komponente) von i_b ; W_G Generatorenergie; W_M magnetische Energie; W_R Verluste in den Wirkwiderständen

Mit Hilfe der gewonnenen Einsicht über den Stromverlauf lässt sich nun die Abhängigkeit der drei Energiebeträge [Gleichung (6)] von α und φ besser beurteilen. Da es jedoch nicht gut möglich ist, den Einfluss dieser beiden Variablen in allgemeiner Form auszudrücken, müsste sich eine genaue Analyse auf möglichst viele Einzelfälle erstrecken. Die vorliegende Untersuchung soll sich jedoch nur auf

dienen. Das lässt sich ohne weiteres verantworten, da sich bei sinngemässer Anwendung der gefundenen Ergebnisse auch für andere Überstromverhältnisse I_c/I_n gleicher Grössenordnung dieselben Resultate ergeben.

Für die weitere Untersuchung der Energieverhältnisse ist es am besten, die drei Komponenten der Gesamtenergie separat zu betrachten, wobei jeweils

für einen bestimmten Schaltmoment $\varphi - \alpha$ auch der Einfluss der Phasenverschiebung φ berücksichtigt werden soll.

IV. Generator-Energie

Als Generator-Energie W_G soll im folgenden der Energiebetrag bezeichnet werden, der während des Löschvorganges von der Spannungsquelle der Sicherung zugeführt wird.

Sie ergibt sich aus dem Ausdruck

$$W_G = \int_{t_1}^{t_2} \hat{u}_g \sin(\omega t + \beta) \cdot i_b dt \quad (\beta = \alpha + \delta)$$

Wie der Bogenstrom i_b selbst, ist auch der ganze Energiebetrag W_G hauptsächlich bestimmt durch die Werte der Spannung u_g , welche diese während der Löschphase durchläuft.

1. Symmetrischer Kurzschluss ($\varphi = \alpha$)

Wie sofort ersichtlich ist, sind die Verhältnisse in Bezug auf die Spannung u_g in diesem Fall günstig, da der Löschvorgang auf den rasch abfallenden Ast der Spannungskurve entfällt. Da zudem der Energiebetrag nur positiv ist, solange Strom und Spannung dieselbe Richtung haben, ist es möglich, dass ein Teil der im Kreis gespeicherten magnetischen Energie an den Generator zurückgeliefert wird, wenn sich der Löschvorgang über den Spannungsnulldurchgang erstreckt. Dies ist hauptsächlich bei langen Schmelzzeiten, d. h. kleineren Überströmen der Fall. Der Einfluss der Phasenverschiebung φ lässt sich daraus ersehen, dass der Lichtbogenbeginn mit kleiner werdendem φ gegenüber der Spannungskurve immer mehr vorgeschoben wird. Das ändert am Verlauf des Bogenstromes infolge der verstärkten Dämpfung des Ausgleichstromes nicht viel, dagegen wird der Energiebetrag infolge der höheren Werte von u_g etwas ansteigen.

2. Asymmetrischer Kurzschluss ($\varphi - \alpha = 60 \dots 90^\circ$)

Hier sind die Verhältnisse in Bezug auf die Spannung u_g wesentlich ungünstiger als im vorigen Fall. Das äussert sich im Verlauf des Bogenstromes und noch ausgeprägter im entsprechenden Energiebetrag. Der Lichtbogen beginnt hier in der Gegend des Spannungsmaximums oder schon bestimmt vor demselben. Die Verhältnisse für eine bestimmte Sicherung sind dabei um so ungünstiger, je kürzer die Schmelzzeit, d. h. je grösser der Überstrom ist. Wie mit Hilfe der Fig. 3b und c festgestellt werden kann, ist der Grad der Asymmetrie im obigen Bereich nicht mehr von grosser Bedeutung. Mit zunehmendem Winkel $\varphi - \alpha$ verzögert sich der Stromanstieg und damit die Schmelzzeit, so dass der Lichtbogenbeginn in Bezug auf die Phasenlage von u_g nur unwesentlich variiert.

Über den Einfluss des Winkels φ ist festzustellen, dass eine Verkleinerung desselben eine Vorverschiebung des Schaltmoments gegenüber der Spannung u_g bewirkt; diese wird jedoch durch das langsamere Ansteigen des Kurzschlußstromes und die daraus resultierende Verlängerung der Schmelzzeit wenigstens teilweise kompensiert. Trotzdem kommt der

Beginn des Lichtbogens in Bezug auf die Spannung u_g wie im symmetrischen Fall etwas ungünstiger zu liegen. Dagegen macht sich auch hier die verstärkte Dämpfung des Kreises bemerkbar, die sowohl den Momentanwert des Schmelzstromes i_s , wie auch den Effektivwert des Bogenstromes etwas verkleinert, so dass der frühere Lichtbogenbeginn energiemässig wieder kompensiert wird. Dadurch ergibt sich im Bereich von $0,10 \leq \cos \varphi \leq 0,35$ nur eine geringe Abhängigkeit der Generatorenergie vom Winkel φ .

3. Asymmetrischer Kurzschluss ($\varphi - \alpha \approx 145^\circ$)

Wie schon bei der Diskussion des Stromverlaufes festgestellt wurde, lassen sich die Verhältnisse in diesem Schaltbereich nicht ohne weiteres angeben. Prinzipiell ergeben sich hier zwei Möglichkeiten dadurch, dass der Lichtbogen je nach der Grösse des Überstromes vor oder nach dem ersten Stromnulldurchgang beginnen kann. Für den ersten Fall ergeben sich nochmals zwei Möglichkeiten, indem die Sicherung entweder beim ersten Nulldurchgang des Bogenstromes endgültig zu unterbrechen vermag, oder noch einmal zündet. Über die Umstände, die zum letzteren Verhalten führen, wurde bereits bei der Diskussion des Stromverlaufes hingewiesen. Die Verhältnisse bis zum ersten Nulldurchgang des Bogenstromes lassen sich im wesentlichen mit jenen beim symmetrischen Kurzschluss vergleichen und die in dieser ersten Phase entwickelte Energie ist sehr klein. Erfolgt ein Wiederspülen, so wird dadurch der in Frage stehende Energiebetrag merklich vergrössert. Da jedoch durch die (wenn auch kurze) stromlose Pause die Widerstandsverhältnisse des Bogens gegenüber der ersten Phase geändert haben können, so ist eine quantitative Beurteilung dieser Energiezunahme nur unter Berücksichtigung des vorangegangenen Energieumsatzes möglich. Während dieser zweiten Löschphase sind die Verhältnisse prinzipiell gleich, wie für den Fall, wenn der Lichtbogen nach dem ersten Nulldurchgang des Kurzschlußstromes beginnt, was im folgenden noch kurz untersucht werden soll.

Diese zweite Möglichkeit in diesem Schaltbereich ergibt sich hauptsächlich für kleine Überströme und für Winkel $(\varphi - \alpha) \rightarrow 90^\circ$. Hier werden die Verhältnisse in Bezug auf die Lage der Spannung u_g meist sehr ungünstig sein, da der Lichtbogenbeginn in den aufsteigenden Ast der Spannungskurve fällt. Es ist daher sehr wichtig, welchen Wert i_s der Kurzschlußstrom beim Unterbruch des Schmelzleiters besitzt. Dieser wird im Vergleich zu den beiden Fällen des symmetrischen ($\varphi = \alpha$) und asymmetrischen ($\varphi - \alpha \approx 90^\circ$) Kurzschlusses kleiner sein, so dass die resultierende Generatorenergie trotz der ungünstigen Spannungsverhältnisse im allgemeinen keine extremen Werte erreicht.

Trotzdem ist hier einzusehen, dass sich in diesem Schaltbereich für die Sicherung ungünstige Verhältnisse ergeben können. Was den Einfluss von φ betrifft, so bewirkt eine Verkleinerung dieses Winkels in diesem Schaltbereich eine Verkürzung der Schmelzzeit, da der Stromanstieg steiler wird. Dazu kommt noch der gegenüber der Spannung vorverschobene Schaltmoment, so dass sich mit kleiner

werdendem Winkel φ eine merkliche Vorverschiebung des Lichtbogenbeginns gegenüber der Spannung ergibt. Für den Fall, dass der Lichtbogenbeginn vor den ersten Nulldurchgang des Kurzschlussstromes zu liegen kommt, wirkt sich das günstig aus, da Strom und Spannung meistens verschiedene Vorzeichen aufweisen, so dass der Betrag der Generatorenergie negativ wird. Dazu kommt, dass dann die nach dem ersten Nulldurchgang des Bogenstromes wiederkehrende Spannung kleiner ist, was die endgültige Löschung in diesem Moment etwas begünstigt. Erfolgt jedoch ein Wiederspülen, so wirkt sich die kleinere Phasenverschiebung auf diesen zweiten Teil des Löschvorganges ungünstig aus, da die Zeit bis zum nächsten Spannungsnulldurchgang ($u_g = 0$) und damit die Lichtbogenzeit verlängert wird.

Auf Grund der Untersuchung der obigen drei Schaltbereiche ist es möglich, die Abhängigkeit der Generatorenergie von Schaltmoment und Phasenverschiebung hinreichend zu beurteilen. Dabei lassen sich die wichtigsten Ergebnisse folgendermassen zusammenfassen.

Der Betrag der Generatorenergie ist in erster Linie bestimmt durch den Kurzschlussmoment (Winkel $\varphi - \alpha$) und die daraus resultierende Lage des Lichtbogenbeginns in bezug auf die Generatorspannung u_g .

Die günstigsten Verhältnisse d. h. die kleinsten Energiebeträge ergeben sich dann, wenn der Lichtbogenbeginn in das Gebiet von ca. $60^\circ \dots 0^\circ$ vor einen Spannungsnulldurchgang zu liegen kommt. Für die vom SEV genormten NH-Sicherungen und bei den vorgeschriebenen grössten Prüfströmen entspricht das im wesentlichen einem Schaltmoment, bei dem der Kurzschluss $0 \dots 40^\circ$ nach dem natürlichen Stromnulldurchgang erfolgt.

Die ungünstigsten Verhältnisse, bei denen die Generatorenergie am grössten wird, treten auf, wenn der Lichtbogenbeginn in das Gebiet von ca. $45^\circ \dots 0^\circ$ vor ein Spannungsmaximum fällt. Bei den NH-Sicherungen nach SEV wird das dann erreicht, wenn die Einschaltung des Kurzschlusses etwas vor (grosse Nennströme) oder etwas nach (kleine Nennströme) dem Strommaximum des symmetrischen Kurzschlussstromes erfolgt.

Über den Einfluss der Phasenverschiebung φ lässt sich feststellen, dass diese innerhalb des interessierenden Bereiches von $\varphi = 70^\circ \dots 90^\circ$, d. h. $\cos \varphi = 0,34 \dots 0$ nur von kleiner Bedeutung für den Betrag der Generatorenergie ist.

V. Magnetische Energie

Die magnetische Energie W_M ist bestimmt durch die Induktivität des Kurzschlusskreises und den Momentanwert des Schmelzstromes bei Lichtbogenbeginn:

$$W_M = \frac{L}{2} i_s^2$$

Die Abhängigkeit der Induktivität L vom Winkel φ ergibt sich bei konstantem Kurzschlussstrom, d. h. konstantem Betrag der Impedanz Z (siehe Fig. 5) zu:

$$L_2 = L_1 \frac{\sqrt{1 - \cos^2 \varphi_1}}{\sqrt{1 - \cos^2 \varphi_2}}$$

Für den interessierenden Bereich $90^\circ > \varphi > 70^\circ$ ist die Vergrösserung von L bei konstanter Impedanz Z unwesentlich. So wird für $\cos \varphi = 0,1$ die Induktivität 6 % grösser als bei $\cos \varphi = 0,34$.

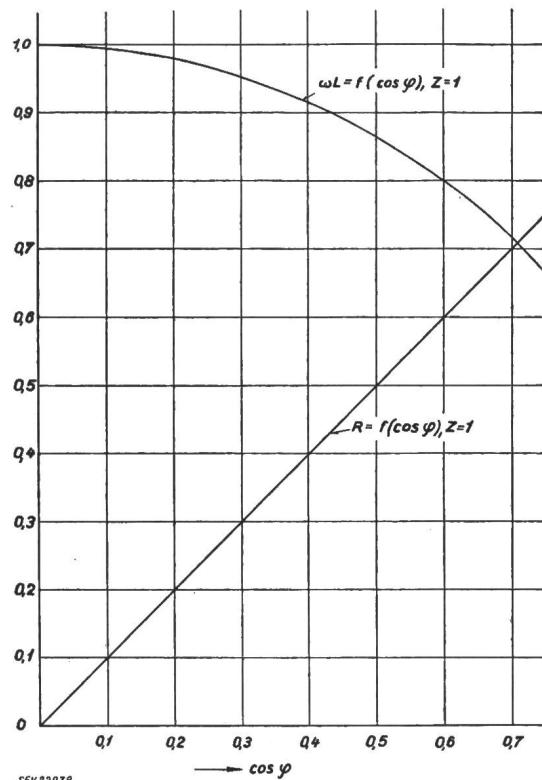


Fig. 5

Reaktanz ωL und Ohmscher Widerstand R in Abhängigkeit von $\cos \varphi$ bei konstantem Betrag der Impedanz Z

Die Abhängigkeit des Schmelzstromes i_s von Schaltmoment und Phasenverschiebung lässt sich mit Hilfe der Gleichungen (4) und (5) bestimmen. Natürlich ist diese Abhängigkeit je nach dem Überstromverhältnis, d. h. je nach der Schmelzzeit verschieden. Vergleicht man den symmetrischen und total asymmetrischen Fall miteinander, so sieht man sofort, dass für kleine Überströme, d. h. Schmelzzeiten grösser als ca. 6 ms, im asymmetrischen Fall grössere Werte i_s auftreten. Vergrössert man jedoch die Überströme, so ergibt sich für jede Sicherung einmal ein Wert, bei dem i_s in beiden Schaltfällen gleich gross wird. Nimmt der Überstrom weiter zu, so erhält man im symmetrischen Kurzschluss die grösseren Werte für i_s . Im symmetrischen Fall ist der Wert von i_s natürlich unabhängig von φ , während er im asymmetrischen Fall ($\varphi - \alpha \approx 90^\circ$) mit kleiner werdendem φ ebenfalls etwas kleiner wird. In den übrigen Schaltfällen werden die Werte von i_s in der Regel kleiner sein als in diesen oben besprochenen Schaltbereichen, so dass sich eine nähere Betrachtung erübrigt.

VI. Verluste in den Wirkwiderständen des Kurzschlusskreises

Die Verluste in den Wirkwiderständen des Kurzschlusskreises betragen:

$$W_R = R \int_{t_1}^{t_2} i_b^2 dt = R I_b^2 t_b$$

Der Zusammenhang von $\cos \varphi$ und R ergibt sich (siehe Fig. 5) zu:

$$R_2 = R_1 \frac{\cos \varphi_2}{\cos \varphi_1}$$

d. h. die in den Wirkwiderständen des Kreises umgesetzte Energie ist bei gleichem Bogenstrom proportional dem $\cos \varphi$. Der Bogenstrom seinerseits ist hauptsächlich durch den Schaltmoment bestimmt, so dass dieser Energieanteil im Gegensatz zu den beiden andern Komponenten der Totalenergie sowohl stark vom Schaltmoment als auch von der Phasenverschiebung abhängt.

VII. Totalenergie

Nach der Untersuchung der einzelnen Energiebeträge auf ihre Abhängigkeit von Schaltmoment und Phasenverschiebung bleibt noch zu bestimmen, wie sich die für die Sicherung massgebende Gesamtenergie aus diesen Teilenergien zusammensetzt. Diese Frage lässt sich, wie einzusehen ist, nicht allgemein beantworten. Je nach Sicherungstyp und Nennstrom, Prüfstrom, Prüfspannung und Art des Kurzschlusskreises werden die einzelnen Beträge variieren.

In den praktischen Fällen ist sowohl die Generatorenergie als auch die magnetische Energie ein mehrfaches der Ohmschen Verlustenergie. Für die Energiebilanz des Abschaltvorganges sind also hauptsächlich die ersten beiden Komponenten massgebend. Von diesen beiden Beträgen ist es wiederum die Generatorenergie, die in den ungünstigen Schaltfällen den Hauptanteil liefert, währenddem sie in den günstigen Fällen praktisch verschwinden kann. Da bei grossen Werten der Generatorenergie immer auch ungünstige Verhältnisse in Bezug auf die magnetische Energie vorliegen, genügt es deshalb, bei der Prüfung von Sicherungen den ungünstigsten Schaltmoment im Hinblick auf die Generatorenergie festzulegen. Man kann dann erwarten, dass sich auch für die Totalenergie praktisch die grössten möglichen Werte ergeben. Tab. I zeigt für einige Sicherungen und Schaltfälle die prozentualen Anteile der 3 Energiebeträge.

Messwerte über die prozentuale Aufteilung der Schaltarbeit für einige Sicherungen und Schaltmomente

Tabelle I

I_n A	I_c kA	α °el	β °el	Totalenergie = 100 %		
				W_G %	W_M %	W_R %
250	30	0	60	79	28	7
250	20	20	100	64	42	6
250	20	100	170	0	110	10
400	30	0	76	72	36	8
400	20	90	303	46	64	10
400	20	9	117	45	62	7

VIII. Schlussfolgerungen

Aus der Untersuchung geht eindeutig hervor, dass die Schaltarbeit zur Hauptsache bestimmt wird durch die Werte der Spannung u_g , welche diese während des Löschvorganges durchläuft. Dabei konnte festgestellt werden, dass die ungünstigsten Schaltbedingungen im allgemeinen dann auftreten, wenn der Lichtbogenbeginn ca. 10...30° vor ein Spannungsmaximum zu liegen kommt. Daraus ergibt sich grundsätzlich die Forderung, dass der ungünstigste Schaltmoment für jedes Überstromverhältnis einer Sicherung individuell bestimmt werden soll. Diesem Umstand ist sowohl bei der Durchführung von Entwicklungsversuchen als auch bei der Aufstellung von Prüfvorschriften Rechnung zu tragen. In beiden Fällen soll ja durch eine möglichst kleine Anzahl von Versuchen eine möglichst sichere Auskunft über das Schaltvermögen der untersuchten Sicherungen gewonnen werden. Dies ist jedoch nur dann möglich, wenn die Gewissheit besteht, dass für die Versuche die ungünstigsten Schaltbedingungen vorliegen.

Was den Einfluss des Leistungsfaktors auf die Grösse der Schaltarbeit betrifft, liess sich feststellen, dass er verglichen mit dem starken Einfluss des Schaltmomentes von wesentlich geringerer Bedeutung ist. Immerhin zeigte sich, dass in den Fällen, bei denen die grössten Schaltarbeiten auftreten, diese um so grösser sind, je kleiner der Leistungsfaktor ist. Es ist daher richtig, eine obere Grenze für den Leistungsfaktor festzusetzen und zwar in Anbetracht der im praktischen Betriebe auftretenden Verhältnisse auf 0,3 für Niederspannungssicherungen und 0,15 für Hochspannungssicherungen.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass es mit Hilfe des gezeigten Verfahrens möglich ist, die für das Abschalten von Kurzschlussströmen ungünstigsten Schaltfälle voraus zu bestimmen, und durchgeführte Versuche in bezug auf ihre Strenge zu beurteilen. Damit kann erreicht werden, dass eine nach den dargestellten Gesichtspunkten geprüfte Sicherung volle Sicherheit bietet für das Abschalten im Bereich grosser Überströme.

Literatur

- [1] Meyer, G. J.: Zur Theorie der Abschmelzsicherungen. München, Berlin: Oldenbourg 1906.
- [2] Gibson, J. W.: The High-Rupturing-Capacity Cartridge Fuse, with Special Reference to Short-Circuit Performance. J. Inst. Electr. Engrs., Part. II, Bd. 88(1941), Nr. 1, Februar, S. 1...24.
- [3] Schuck, C. L.: Performance Criteria for Current-Limiting Power Fuses, I. Trans. Amer. Inst. Electr. Engrs. Bd. 65 (1946), Nr. 12, Dezember, S. 1028...1034.
Boehne, E. W.: Performance Criteria for Current-Limiting Power Fuses, II. Trans. Amer. Inst. Electr. Engrs. Bd. 65 (1946), Nr. 12, Dezember, S. 1034...1044.
- [4] Baxter, H. W.: Electric Fuses. (Ref. G/T 224). London: Arnold 1950.

Adresse des Autors:

Fritz Meier, Elektrotechniker, Kraftwerk Mühleberg, Mühleberg (BE).