Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

Band: 58 (1967)

Heft: 17

Artikel: Zur Deutung der Überspannungen in erdverlegten Kabeln beim Blitzeinschlag in den Kabelmantel

Autor: Schneider, K.-H.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-916278

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: 15.07.2025

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)

Zur Deutung der Überspannungen in erdverlegten Kabeln beim Blitzeinschlag in den Kabelmantel

Von *K.-H. Schneider*, Darmstadt

621.3.015.382 : 621.315.23 : 551.594.221

Das vielschichtige Problem der Blitzeinwirkung auf erdverlegte Kabel lässt sich nur durch einige zweckmässige und in gewissen Grenzen zulässige Vereinfachungen zu einer Lösung führen. Die Grundlagen für das hier beschriebene Analogverfahren waren einmal die exakte Berechnung des zeitlichen Spannungsverlaufes zwischen Bewehrung und Bleimantel, zum anderen die Ermittlung der Bedingungen des Blitzstromkreises. Diese finden ihren Niederschlag in der Ort-Zeit-Funktion des Stossstrombelages längs des Kabels. Die Berücksichtigung beider Voraussetzungen führt dann über das Kabelersatzbild zur Lösungsschaltung für ein gestelltes Problem. Es werden schematisch die Gesetzmässigkeiten der Superposition zur Entstehung der Gesamtspannungsbeanspruchung erläutert. Zur Abschätzung der zu erwartenden Spannungshöhe und zur Deutung von Kabelschäden werden vereinfachende Angaben gemacht und an einem Beispiel veranschaulicht. Es erweist sich als günstig, bei Blitzgefährdung die Bewehrung möglichst dem homogenen Rohr anzunähern. Das Beispiel des Mehrfachdurchschlages zeigt, dass es vorteilhaft sein kann, wenn Bewehrung und Bleimantel in kürzeren Abständen miteinander verbunden sind.

Les multiples problèmes de l'influence de la foudre sur les câbles souterrains ne peuvent être résolus que par une simplification appropriée, demeurant admissible dans certaines limites. Les bases du procédé analogique, décrit dans cet exposé, sont constituées d'une part par le calcul exact du tracé de la courbe de tension entre le blindage de protection et la gaine en plomb, et d'autre part la détermination des conditions spécifiques du circuit de foudre. Ces dernières sont précisées par la fonction du temps et du lieu de la densité périphérique du courant de choc au long du câble. Compte tenu de ces deux conditions, le schéma équivalent du câble fournit le couplage recherché en vue de résoudre un problème déterminé. L'exposé décrit de manière schématique les lois régissant la superposition lors de la formation de l'effort total dû à la tension appliquée. Des indications simplifiées, illustrées par un exemple, permettent l'évaluation de la tension présumée et l'interprétation des détériorations du câble. En cas de danger de coup-de-foudre il est avantageux de rapprocher autant que possible le blindage de protection du tube homogène. Un exemple de perforations discruptives multiples illustre du reste le bénéfice d'un rapprochement étroit du blindage de protection à la gaine de plomb.

1. Problemstellung

Erdverlegte Kabel sind nicht schon dadurch vor Blitzeinwirkung geschützt, dass sie unterhalb der Erdoberfläche liegen. Der Erdboden ist mit seinen Inhomogenitäten ein wesentliches Glied des Blitzstromkreises (Fig. 1). Darum nimmt auch ein dort befindliches Kabel unmittelbar am Stromkreislauf teil, und das um so mehr, je unterschiedlicher das Erdreich ist, das von der Kabelstrasse durchlaufen wird. Im Normalfall ist der Blitzstoßstrom dem Erdreich mit seinen Inhomogenitäten aufgeprägt [1, 2] [1]).

Die Schadenfälle zeigen Zerstörungen der Isolation, die nicht unbedingt in Einschlagnähe auftreten, sondern die sich auch in einiger Entfernung vom Einschlagort verteilt befinden können. Ausserdem entstehen sichtbare Zerstörungen des äusseren Kabelaufbaues, die eine thermische Ursache haben, nachdem zuvor ein elektrischer Durchschlag zwischen Bewehrung und Bleimantel stattgefunden hat.

Experimentelle Untersuchungen, die zur Frage der thermischen Widerstandsfähigkeit von Blechflächen bei Stoßstromeinwirkung gemacht wurden, haben gezeigt, dass ein Stoßstromlichtbogen, der frei auf einer Metalloberfläche brennt, bei Blechdicken stärker als 0,5 mm ausser Schmelzspuren keine weiteren Beschädigungen hinterlässt (Fig. 2). Kritischer werden die Verhältnisse nur dann, wenn der Stoßstromlichtbogen ohne seitliche Ausweichmöglichkeit auf einem Fleck brennen muss. Zusätzliche Messungen der entstehenden Kraftwirkungen lassen die Annahme aufkommen, dass durch den äusserlich auftreffenden Lichtbogen keine so schwerwiegenden Zerstörungen des Kabelaufbaues hervorgerufen werden können, wie man sie beobachtet hat. Es wird daher vermutet, dass die Zerstörungen eine Folge von inneren Überspannungen des Kabels sind. Diese treten dann auf, wenn der Blitzstrom als eingeprägter Strom über das Kabel abfliessen muss.

Zur Deutung dieser Erscheinungen ist es notwendig, kurz den Aufbau des Kabelmantels zu beschreiben.

Der feuchtigkeitsempfindliche innere Kabelaufbau wird durch den homogenen, geschlossenen Bleimantel geschützt. Da dieser gegen mechanische Beanspruchungen und Korrosion sehr anfällig ist, wird er selbst durch eine mechanisch feste

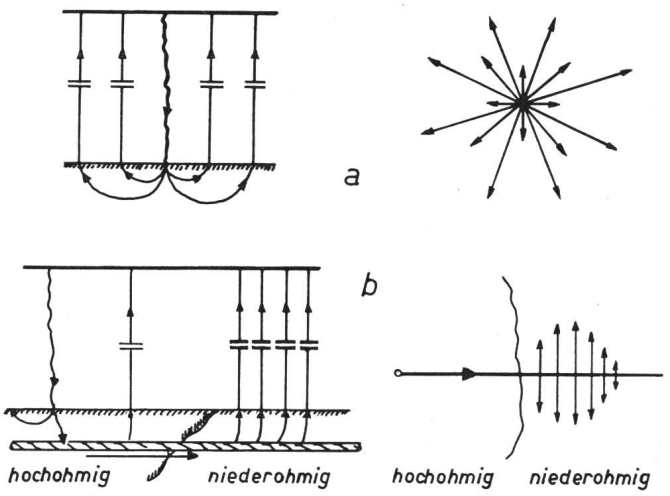

Fig. 1
Blitzstromkreis (schematisch)
a homogenes Erdreich; *b* Kabel als Inhomogenität

[1]) Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

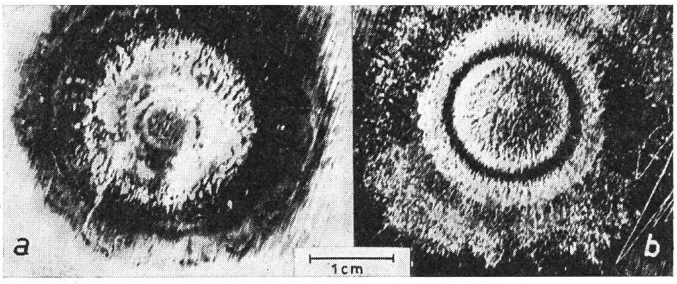

Fig. 2
Fusspunkte eines Stoßstromlichtbogens
$\int i^2 dt = 1{,}5 \cdot 10^6\ A^2s$
a Eisenblech 0,3 mm dick; *b* Eisenblech 0,6 mm dick

Bewehrung aus Stahlbändern oder Drähten vor Beschädigungen bewahrt. Als Korrosionsschutz dienen Zwischenlagen aus imprägnierter Jute und Bitumenmasse. Der gesamte Kabelmantelaufbau ist also eine Ineinanderschachtelung zweier Rohrleiter, eines homogenen Rohres (Bleimantel) und eines inhomogenen Rohres (gewendelte Armierung). Beide Leiter sind im Neuzustand des Kabels durch den Korrosionsschutz voneinander isoliert. Nach längerem Aufenthalt im Boden können sie durch eingedrungene Feuchtigkeit auch niederohmig voneinander getrennt sein. Man ist jedoch im Kabelbau bemüht, die isolierende Wirkung der Zwischenlagen durch verschiedenste Massnahmen möglichst lange zu erhalten [3]. Diese Gegebenheiten sind bei der theoretischen Betrachtung zu berücksichtigen.

Das Problem lautet also: Ermittlung der Überspannungen, die durch einen eingeprägten Stoßstrom im Kabelaufbau, vornehmlich zwischen Bewehrung und Bleimantel oder Bleimantel und Ader, entstehen können.

Rechnerische Lösungen können durch die Vielzahl der mitwirkenden Parameter nicht geschlossen angegeben werden. Experimente am erdverlegten Kabel sind aus praktischen Gründen nicht wirklichkeitsgetreu durchzuführen. Es wird darum hier versucht, eine kombinierte theoretisch-experimentelle Lösung zu finden. Es soll eine Ersatzschaltung des Kabels entwickelt werden, in der die Überspannung unter Berücksichtigung der wesentlichsten Umgebungsparameter gemessen werden kann. Eine solche Ersatzbildvorstellung muss einmal auf einer feldtheoretischen Berechnung der inneren Überspannung des Kabelmantels als Rohrleitersystem beruhen, wobei sich diese Berechnung nur auf ein kurzes Element dx der Kabellänge erstreckt. Die zweite Grundlage für eine Lösungsschaltung bildet die angenäherte Ermittlung des Ort-Zeit-Verlaufes des Stoßstromes längs der von ihm benutzten Kabelstrecke. Beide Grundlagen sind notwendige Voraussetzungen für die messtechnische Lösung und Deutung des Problems im Modellaufbau [4; 2].

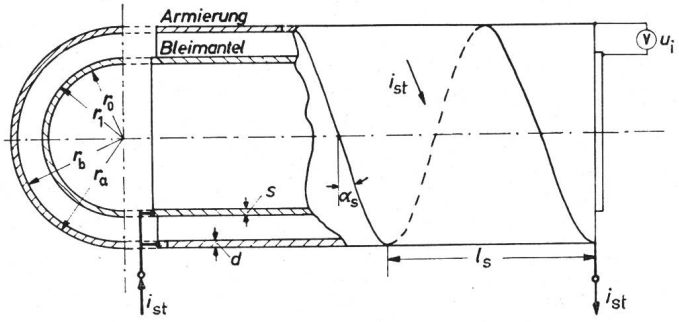

Fig. 3
Geometrie des Kabelaufbaues
i_{st} Stoßstrom; u_i innere Überspannung; α_s Steigungswinkel der Armierung; l_s Schlaglänge der Armierung; r_0 Bleimantelinnenradius; r_1 Bleimantelaussenradius; r_a Armierungsaussenradius; r_b Armierungsinnenradius; *s* Bleimanteldicke; *d* Dicke der Armierung

2. Berechnung der inneren Überspannung u_i

Die innere Überspannung u_i des Kabels bei Stoßstromeinwirkung und der Stoßstrom selbst sind über eine frequenzabhängige Grösse $W(\omega)$ miteinander verknüpft. Man bezeichnet dieses Verknüpfungsglied auch als Stammfunktion der Anordnung. Die Stammfunktion $W(\omega)$ hat die Dimension Ohm; nach der Definitionsskizze in Fig. 3 spricht man ähnlich wie bei Abschirmungsproblemen auch vom Kopplungswiderstand des Kabelmantels. Der Kopplungswiderstand:

$$W(\omega) = \frac{u_i(\omega)}{i_{st}(\omega)} \tag{1}$$

Der Kopplungswiderstand ist frequenzabhängig, darum muss zur Berechnung der inneren Überspannung u_i auch der Stoßstrom mit seinem Frequenzspektrum angegeben werden. Da hier die Berechnung der Spannung numerisch auf einem Rechenautomaten erfolgte, wurde an Stelle des kontinuierlichen Frequenzspektrums für einmalige Stösse das diskrete Spektrum eines periodisch wiederkehrenden Stosses verwendet. Zu beachten ist dabei, dass die Grundfrequenz f_0 so niedrig gewählt wird, dass alle Ausgleichsvorgänge in den Endzustand übergehen können, und dass die Anzahl der mitgeführten Frequenzanteile gross ist, damit ein glatter Stossverlauf entsteht.

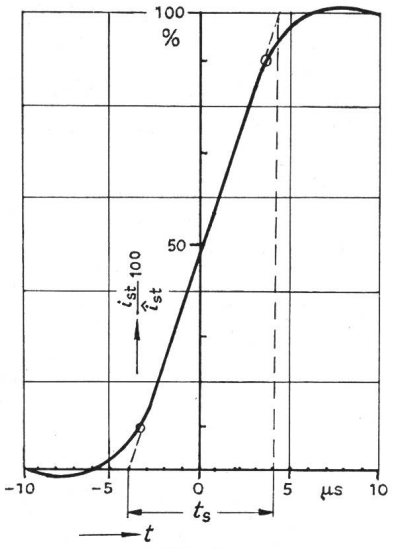

Fig. 4
Verlauf des Stoßstromanstieges $i_{st} = f(t)$
t Zeit; t_s Anstiegszeit

Als Wellenform wird ein Trapezstoss gewählt, dessen Flanken durch eine Sinusfunktion angenähert sind.

$$i_{st}(t) = \hat{i}_{st}\left[0{,}5 + \frac{1}{2N}\sin(N\omega_0 t) + \frac{2}{\pi}\sum_{1}^{\infty} n\frac{1}{n}\cos\left(\frac{n}{2N}\right)\sin(n\omega_0 t)\right]$$

$$n = 2\nu + 1 \qquad \nu = 1, 2, 3... \qquad N = \hat{n} \tag{2}$$

Man kann über die Grundfrequenz f_0 und die Schrittzahl n Stoßformen verschiedener Steilheit erzeugen. In Annäherung an die tatsächliche Steilheit der Blitzströme ergibt die Auswertung von Gl. (2) mit den Daten $f_0 = 200$ Hz, $\nu = 250$ und $N = 501$ den in Fig. 4 dargestellten Verlauf und eine Anstiegszeit von $t_s = 8$ µs. Diese Stossform liegt allen weiteren Berechnungen zugrunde.

Das Produkt des Stoßstromspektrums $i_{st}(\omega)$ mit dem Kopplungswiderstand $W(\omega)$ ergibt das gesuchte Frequenzspektrum der inneren Überspannung $u_i(\omega)$. Man erhält die Spannung im Falle des kontinuierlichen Spektrums aus der Integration des Frequenzspektrums $u_i(\omega)$ nach Vorschrift des Fourierintegrals:

$$u_i(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} i_{st}(\omega) \cdot W(\omega) \cdot e^{j\omega t} \, d\omega \qquad (3)$$

Verwendet man das diskrete Frequenzspektrum, so ergibt sich die Spannung $u_i(t)$ aus der phasenrichtigen Addition aller Frequenzanteile.

Das Verfahren setzt natürlich Linearität der Anordnung voraus, die bei den zu erwartenden hohen Strömen und der Anwesenheit ferromagnetischer Materialien nicht gegeben ist. Die relative Permeabilität der Armierung μ_a wird sich während des Stromanstieges mit fortschreitender Sättigung laufend ändern. Dadurch bleibt der Rechnungsansatz nicht korrekt; eine Abschätzung kann aber später vorgenommen werden.

Ohne Angabe eines besonderen Kabels gilt ganz allgemein, dass der Stoßstrom, abhängig von der Bewehrungsart, zwei Richtungskomponenten i_z und i_φ haben kann. Dabei ist beim Wendelleiter vorausgesetzt, dass der Strom die durch die Wendelsteigung vorgeschriebene Bahn einhält [5].

Jede Stromkomponente ruft ihre eigene Wirkung im Kabelmantel hervor (Fig. 5). Die Teilauswirkungen der Stromkomponenten lassen sich nach einer Integralgleichung zu der gesuchten inneren Überspannung vereinigen.

$$u_i(t) = \oint \boldsymbol{E}\, d\boldsymbol{s} + j\omega\mu \int_F \boldsymbol{H}\, d\boldsymbol{F} = \qquad (4)$$

$$= l_s E_{za} + 2\pi r_b E_{\varphi a} - 2\pi r_1 E_{\varphi i} + j\omega\mu_0 \pi H_z (r_b^2 - r_1^2)$$

Integriert wird über die Innenseite der Bewehrung und die Aussenseite des Bleimantels. Gl. (4) gilt für alle Rohrleiter, die aus einem gewendelten Zustand mit grösser werdender Schlaglänge l_s in ein homogenes Rohr übergeführt werden können.

Der numerischen Berechnung liegen folgende Werte zugrunde: Aussenradius der Bewehrung $r_a = 3$ cm, Aussenradius des Bleimantels $r_1 = 2{,}8$ cm, Dicke des Bleimantels s gleich Dicke der Bewehrung $d = 1$ mm. Durch die Berücksichtigung

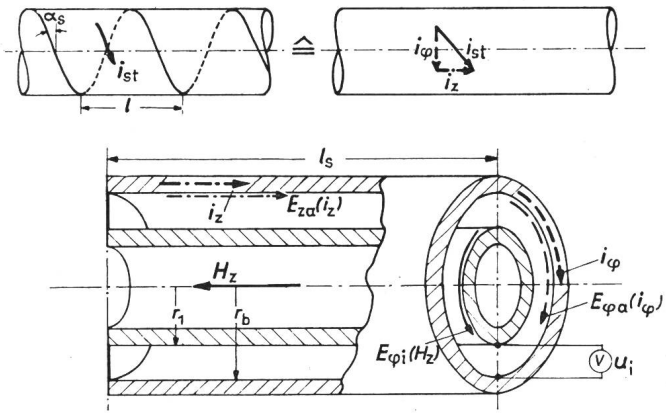

Fig. 5
Zur Berechnung der Überspannung u_i
α_s Steigungswinkel der Armierung; i_{st} Stoßstrom; i_φ zirkulare Stromkomponente; i_z achsiale Stromkomponente; E_{za} Achsialfeldstärke (Armierungsinnenseite); H_z achsiales Magnetfeld; r_1 Bleimantelaussenradius; r_a Armierungsinnenradius; $E_{\varphi a}$ Zirkularfeldstärke (Armierungsinnenseite); $E_{\varphi i}$ Zirkularfeldstärke (Bleimantelaussenseite) feldstärke (Bleimantelaussenseite)

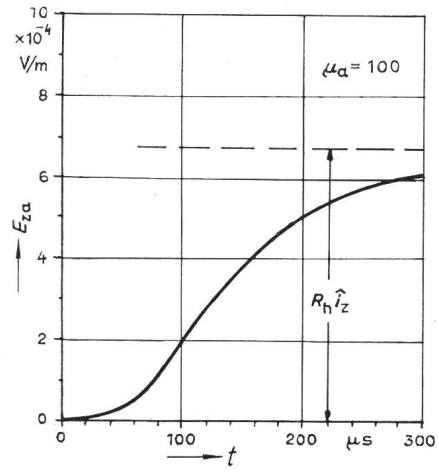

Fig. 6
Verlauf der Feldstärkekomponente $E_{za} = f(t)$
R_h Gleichstromwiderstand des homogenen Rohrleiters; $\hat{i}_z$ achsiale Stoßstromkomponente

des Grössenvergleiches $r_a \gg d$ und $r_1 \gg s$ kann das an sich rotationssymmetrische Problem als ebenes berechnet werden. Die Bezugslänge dx beträgt stets 1 m.

Durch die achsiale Stromkomponente i_z entsteht die Feldstärke E_{za} (Fig. 6). Allein durch E_{za} wird der Fall des homogenen Rohres beschrieben. Ein wesentliches Merkmal ist es,

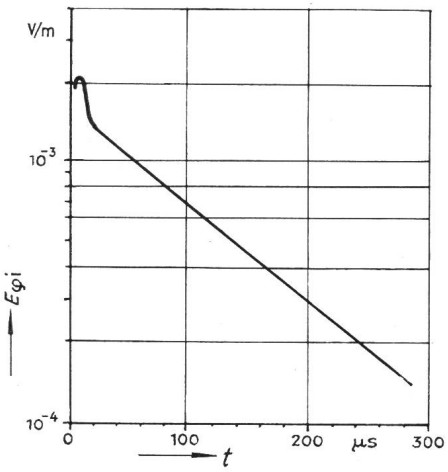

Fig. 7
Verlauf der Feldstärkekomponente $E_{\varphi i} = (f t)$
$\kappa = 4{,}8$; $\tan \alpha_s = 0{,}55$; $r_1 = 26$ mm

dass die Stromverdrängung neben einer Anfangsverzögerung des Anstieges eine erheblich verlängerte Anstiegszeit der Feldstärke E_{za} gegenüber der des Anregestosses bewirkt. Massgeblich sind dabei die Grössen: Rohrwanddicke, Permeabilität und spezifischer Leitwert. Der stationäre Endzustand wird gebildet durch das Produkt des achsialen Stromes i_z mit dem Gleichstromwiderstand des homogenen Rohres R_h.

Der zirkulare Strom i_φ bewirkt im Inneren des Kabels ein achsiales magnetisches Feld H_z, das auf der Aussenhaut des Bleimantels eine zirkulare Feldstärke induziert. Sie ist mit $E_{\varphi i}$ bezeichnet und hat im Bereich der zeitlichen Änderung von H_z ein Maximum. Danach klingt die Feldstärke $E_{\varphi i}$ nach einer Exponentialfunktion auf Null ab (Fig. 7).

Eine weitere Komponente der gesuchten Spannung, die sich aus dem Flächenintegral der magnetischen Feldstärke H_z errechnet, kann hier wegen der angenäherten Gleichheit der Rohrradien r_b und r_1 vernachlässigt werden. Dieser Anteil wäre rein induktiv.

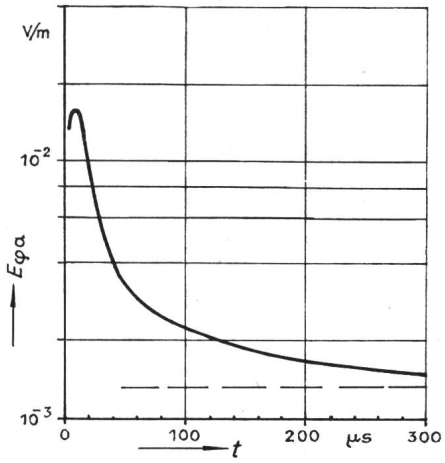

Fig. 8
Verlauf der Feldstärkekomponente $E_{\varphi a} = f(t)$
$\mu_a = 100$; $\tan \alpha_s = 0{,}55$

In direktem Zusammenhang zur zirkularen Stromkomponente i_φ steht die Feldstärke $E_{\varphi a}$ (Fig. 8). Der Verlauf zeigt einen ausgeprägten ohmisch-induktiven Charakter. Er ist stark von der Stromverdrängung bestimmt; daher klingt die Feldstärke nach einem ausgeprägten Maximum mit einer sich ständig vergrössernden Zeitkonstante auf einen Endwert ab. Bei kleinen Schlaglängen l_s stellt $E_{\varphi a}$ den Hauptanteil der gesuchten Spannung dar.

Alle vier Komponenten erscheinen ebenfalls in der Gl. (5) des Kopplungswiderstandes:

$$W(\omega) = \frac{l_s}{2\pi r_b} \cdot \frac{j\omega\mu_a}{k_a \sinh(k_a d)} + \frac{2\pi r_a k_a \cosh(k_a d)}{l_s \kappa_a \sinh(k_a d)} - \frac{2\pi r_1 k_i}{l_s \kappa_i} \frac{e^{k_i s} + e^{-k_i s} f(k_i, r_o)}{e^{k_i s} - e^{-k_i s} f(k_i, r_o)} + \frac{j\omega \mu_0 \pi}{l_s}(r_b^2 - r_i^2) \quad (5)$$

$$k = \frac{1+j}{\delta} \quad (6)$$

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{f \pi \kappa \mu}} \quad (7)$$

$$f(k, r_0) = \frac{k r_0 - 2}{k r_0 + 2} \quad (8)$$

Nach Gl. (4) erhält man die Zeitfunktion der gesuchten Spannung $u_i(t)$. Der Charakter der einzelnen Feldstärken wirkt sich zwangsläufig auch im Verlauf von $u_i(t)$ aus.

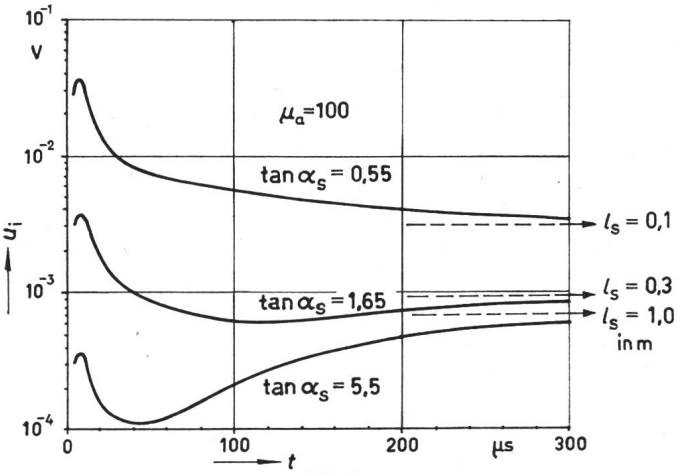

Fig. 9
Verlauf der Überspannung $u_i = f(t)$, Parameter: Schlaglänge l_s
Bezugswerte: $\hat{i}_{st} = 1$ A; $dx = 1$ m
μ_a relative Permeabilität der Armierung; $\hat{i}_{st}$ Stoßstromscheitelwert

Fig. 9 zeigt die Abhängigkeit von der Schlaglänge l_s bei konstant gehaltener Permeabilität $\mu_a = 100$. Der stationäre Endzustand ist jeweils gegeben durch das Produkt des Stoßstrommaximums mit einem Gesamtwiderstand:

$$R_{ges} = R_h \frac{1}{\sin^2 \alpha_s} \quad (9)$$

R_h ist der Gleichstromwiderstand des homogenen, geschlossenen Rohrleiters. Während bei kleinen Schlaglängen der induktive Eindruck überwiegend ist, zeigt sich bei grossen Schlaglängen, also beim Übergang des Wendelleiters zum homogenen Rohrleiter, ein ständig wachsender Einfluss der Komponente E_{za} bei gleichzeitigem Rückgang der absoluten Spannungsgrösse. Da durch verschiedene Eisensättigung während des Stoßstromanstieges die Permeabilität μ_a nicht konstant ist, wurde für drei Permeabilitätswerte die Berechnung durchgeführt, um dann durch eine Extrapolation zu einer Abschätzung der Auswirkung zu kommen.

Die Auswirkung der veränderlichen Grösse μ_a ist in Fig. 10 ersichtlich. Infolge der Stromverdrängung steigt das Maximum

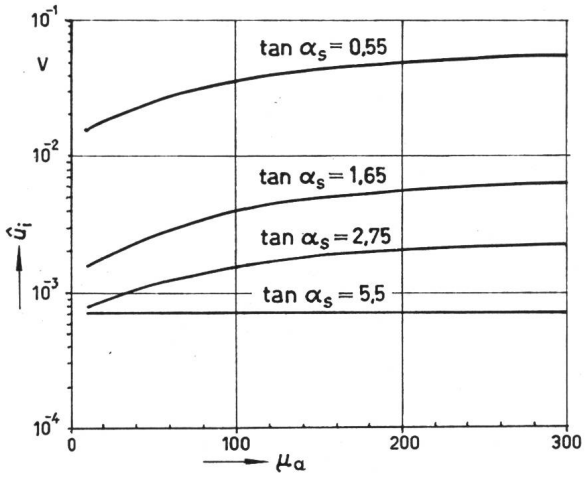

Fig. 10
Abhängigkeit der Überspannung $\hat{u}_i$ von der Permeabilität μ_a

der inneren Überspannung nicht linear an, sondern nähert sich, wie man trotz des logarithmischen Maßstabes erkennen kann, einem Endwert. Demnach ist während des Stoßstromanstieges die hohe relative Permeabilität wirksam, dagegen wird anschliessend der Spannungsverlauf des stationären Bereiches von einer niedrigeren Permeabilität bestimmt. In Fig. 11 wird daher für den Fall $l_s = 0{,}1$ m versucht, mit dem dick gezeichneten Verlauf die Wirklichkeit weitgehend anzunähern. Da für die weiteren Betrachtungen Linearität vorausgesetzt werden muss, wird für den Stirnzeitbereich ein mittleres μ_a von 300 und für die Vorgänge im stationären Bereich des Stoßstromes ein μ_a von 100 zugrunde gelegt. So kann durch eine neue Zeitfunktion der Spannung $u_i(t)$ die Permeabilität μ_a als variable Grösse ausgeschaltet werden.

Mit der Angabe der an einem Längenelement dx entstehenden Spannung u_i ist eine der Grundlagen für die modellmässige Lösung des Problems gegeben.

3. Die Ort-Zeit-Funktion des Strombelages

Die Ort-Zeit-Funktion des Stoßstrombelages längs des stromdurchflossenen Kabels kann leider nicht exakt angegeben werden.

Befasst man sich zunächst mit der Ortsfunktion des Strombelages, so stellt man fest, dass hier alle Faktoren des Blitzstromkreises eingehen:

a) Stellung der Wolke zur Erde mit der eingebetteten Kabelstrasse;
b) Ausgangspunkt des Blitzkanals in der Wolke;
c) Geologische Beschaffenheiten des Erdbodens;
d) Ort, wo der Blitzstrom bei bekannten geologischen Umgebungsbedingungen in das Kabel eintritt;
e) Kontakt des Kabels zum umgebenden Erdreich.

Die Faktoren a) und b) bestimmen darüber, nach welcher Hauptrichtung der Blitzstrom sich ausbreiten muss, bevor er sich kapazitiv zur Wolke zurückschliesst (Fig. 1). Im übrigen gilt das Gesetz des geringsten Widerstandes, d. h. sind gut leitende Inhomogenitäten im Erdreich vorhanden, so kann der Blitzstrom durchaus grössere Umwege machen, wenn sie für ihn insgesamt einen niederohmigeren Weg darstellen. Über diese Faktoren und den Faktor e) bezüglich des Kontaktes zum umgebenden Erdreich sind keine definitiven Aussagen zu erhalten. Es wird daher eine symmetrische Entladung einer hinreichend weit ausgedehnten Wolke auf ein Kabel angenommen, das auf seiner ganzen beanspruchten Länge Kontakt zum Erdboden besitzt. Im Falle einer Kunststoff-Manteliolierung muss diesem Umstand natürlich gesondert Rechnung getragen werden.

Der Einfluss der Faktoren c) und d) kann mit ausreichender Genauigkeit geklärt werden, da man ja in der Lage ist, die Bodenwiderstände von der Erdoberfläche aus messtechnisch zu ermitteln. Damit ist die Grundlage für ein vereinfachtes, ohmsches-geoelektrisches Modell gegeben, in dem ein Volumenelement, z. B. ein Würfel des Erdbodens, durch einen Sechspol aus konzentrierten Widerständen nachgebildet wird (Fig.12). Jedes Teilvolumen wird in bezug auf seine ohmschen und dielektrischen Eigenschaften als homogen aufgefasst. Die dielektrischen Eigenschaften sind hier vernachlässigt. Man kann sie gegebenenfalls durch eine Parallelschaltung von R und C berücksichtigen. Diese Parallelschaltung bildet das Strömungsfeld nach Gl. (10) mit seinen Komponenten nach:

$$\gamma = \kappa E + \varepsilon \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} \tag{10}$$

Die Zeitkonstante des Teilvolumens mit der Kantenlänge a in einer zur Würfelfläche normalen Richtung beträgt:

$$\tau = R\,C = \varrho\,\varepsilon \tag{11}$$

$$R = \frac{\varrho}{a} \tag{12}$$

$$C = \frac{\varrho\,\varepsilon}{R} = \varepsilon\,a \tag{13}$$

(ϱ=spezifischer Bodenwiderstand; ε=Dielektrizitätskonstante; τ=Zeitkonstante). Bis zu Werten von $\varrho = 1000\ \Omega$ m liegen

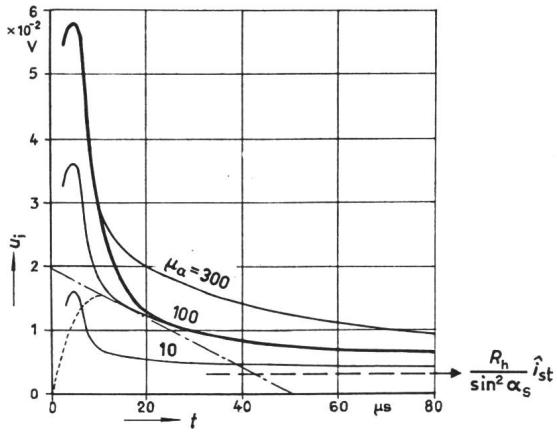

Fig. 11
Berücksichtigung der variablen Permeabilität im Verlauf der Überspannung $u_i = f(t)$

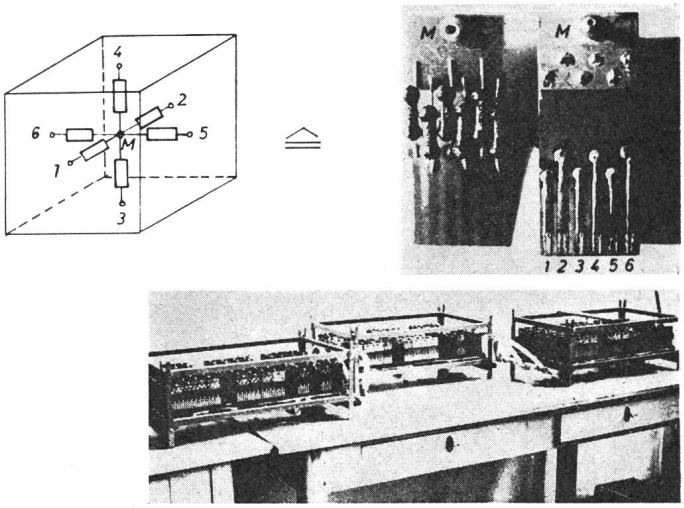

Fig. 12
Geoelektrisches Modell
1...6 Anschlusspunkte eines Volumenelementes

bei fast allen Gesteinsarten die Zeitkonstanten τ in der Grössenordnung von 10^{-7} s. Das bedeutet, dass ein rein ohmsches Modell in diesem Bereich auch nichtstationäre Vorgänge wiedergeben kann, denn die Stoßstrom-Stirnzeiten betragen etwa $10^{-6}...10^{-5}$ s. Der als Erdoberfläche wirkenden Seitenfläche des Volumenausschnittes ist eine bestimmte Rückschlusskapazität zur Wolke oder hier zum Generator des Messaufbaues zugeordnet. Fasst man in einem solchen Widerstandsnetzwerk das Kabel als Kurzschlussleitung auf und speist es an einer beliebigen Stelle mit einem eingeprägten Strom, so kann man den stationären Ortsbelag des Stoßstromes längs seiner Ausbreitung im Kabel direkt herausmessen. Dabei sei noch vorausgesetzt, dass die Rückenhalbwertszeit des Blitzstromes gross gegen die Gesamtlaufzeit des Blitzstromkreises ist. Diese Methode hat gegenüber allen anderen Messverfahren den Vorteil, dass das Erdströmungsfeld weitgehend der Natur entsprechend nachgebildet ist [6; 11].

Nach umfangreichen Messungen am Blitzkanal, die *K. Berger* auf dem Mte. San Salvatore bei Lugano durchgeführt hat, ist der zeitliche Verlauf des Blitzstromes heute sehr gut geklärt. Die mittleren Daten sind [7]:

Stossform . . . . . 5/100 μs (schwankend)
Stossamplitude . . . . . 20 kA
Polarität . . . . . meistens negativ
Ein Blitzschlag besteht bei negativer Polarität in der Regel aus mehreren Folgeentladungen, die im zeitlichen Abstand von 20...500 ms aufeinanderfolgen können.

In guter Näherung lässt sich die Blitzstromform durch die Differenz zweier abklingender Exponentialfunktionen mit verschiedenen Zeitkonstanten darstellen. Mit dieser mathematisch eindeutigen Schreibweise kann man das kontinuierliche Frequenzspektrum ermitteln (Fig. 13), dem zu entnehmen ist, dass oberhalb 100 kHz keine wirksamen Frequenzteile mehr zu erwarten sind [8].

Da der Blitzstromkreis eine grössere räumliche Ausdehnung hat, darf man ihn insgesamt nicht stationär betrachten, sondern muss gegebenenfalls den Wanderwellencharakter des Stoßstromes berücksichtigen. Dadurch aber, dass der Blitzstrom speziell hier das Kabel als Bahn benützt, kann der Einfluss der Erdbedeckung vernachlässigt werden. Eine Ausnahme bilden Stollenkabel, bei denen durch die grosse Erdschicht der Blitzstromkreis nicht mehr als Kreis im Medium Luft gelten kann, wie es bei normal verlegten Kabeln der Fall ist [9].

Trotzdem wird die Geschwindigkeit der Blitzstromwelle bei Kabeln an der Erdoberfläche kleiner als Lichtgeschwindigkeit sein, da der Blitzkanal als Schalter zwischen Wolke und Erde zeitlich von der Ausbildung des Return-Strokes aus dem vorionisierten Leader-Kanal abhängig ist.

4. Aufbau des Analogmodells

Der nächste Schritt hat die Kombination der beiden geschilderten Grundlagen zur Gesamtlösungsschaltung zu sein. Es ist bekannt, welche Spannung ein Stoßstrom in einem kurzen Stück dx der Kabelarmierung erzeugt. Weiterhin weiss man angenähert, welche Stoßstromamplitude zu einer bestimmten Zeit an einem bestimmten Ort der stromdurchflossenen Kabelstrecke wirkt. Für ein Segment der Länge dx wird zunächst das Ersatzbild der Kabelarmierung ermittelt. Es besteht die Absicht, diese Ersatzschaltung später in das Gesamtersatzbild des Kabels einzufügen.

Die Aufstellung der Armierungs-Ersatzgrössen muss sich einmal an der verwendeten Stossform, zum anderen an den errechneten Spannungsverläufen orientieren.

Die Ersatzschaltung soll zweckmässig nur aus linearen Elementen bestehen, wodurch es notwendig wird, Nichtlinearitäten, die eine Folge der Stromverdrängung sind, auszuschalten. Die stromabhängige Permeabilität wurde bereits durch einen wirklichkeitsnahen Verlauf der Spannung u_i berücksichtigt (Fig. 11). Ausserdem ist es wichtig, das Frequenzspektrum des Stosses zu beachten, da durch Stromverdrängung keine lineare Frequenzabhängigkeit besteht. Darum gilt das aufzustellende Ersatzbild streng genommen nur für die in der Berechnung verwendete Stossform. Näherungsweise kann es aber auch für Stossformen mit ähnlichen Frequenzspektren verwendet werden, z. B. dem der Stosswelle 10|50.

Da der Stoßstrom eingeprägt ist, liegt der Gedanke nahe, den digital errechneten Verlauf der Spannung u_i analog wie die Definitionsgleichung (4) so zu zerlegen, dass er sich durch die Zusammenwirkung einzelner Spannungsabfälle ergibt. Aus dem Erscheinungsbild der Spannung u_i bei $l_s = 0{,}1$ m lassen sich folgende Grössen ableiten (Fig. 14):

a) L_a als reine Induktivität, die für das erste Maximum massgeblich verantwortlich ist. Sie wird bestimmt aus der Stoßstromsteilheit und dem Spannungsmaximum:

$$L_a = \frac{\hat{u}_i}{\hat{i}_{st}} t_s \tag{14}$$

b) R_{wi} und L_{wi} in Parallelschaltung bilden die sich ständig vergrössernde Zeitkonstante der abfallenden Spannung im Mittel nach. Ihrer Bestimmung liegt die mittlere Rückenzeitkonstante von 50 µs zugrunde. Ausserdem bestimmt R_{wi} hauptsächlich die Amplitude dieser Teilspannung, wenn die Anstiegszeit t_s gegenüber der genannten Rückenzeitkonstante klein ist.

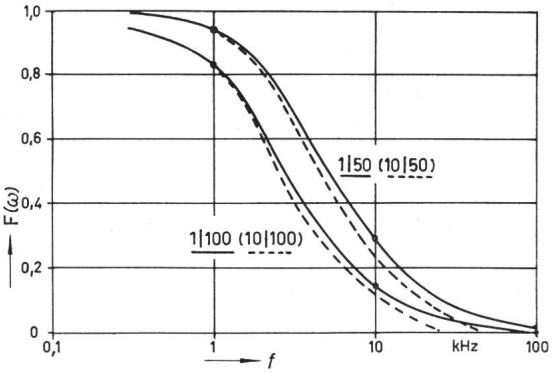

Fig. 13
Auf den Gleichstromanteil bezogenes Frequenzspektrum F(ω)
Parameter: Stossformen
f Frequenz

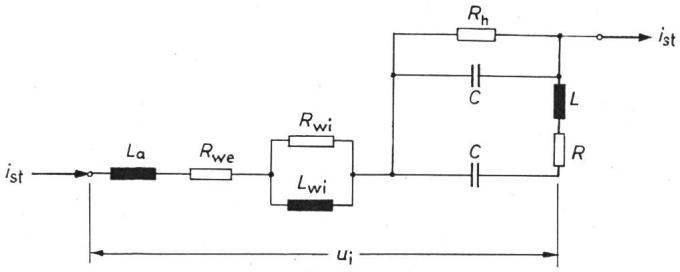

Fig. 14
Ersatzbild der gewendelten Kabelarmierung
i_{st} Stoßstrom; u_i innere Überspannung
Weitere Bezeichnungen siehe im Text

$$\frac{L_{wi}}{R_{wi}} = 50 \cdot 10^{-6} \tag{15}$$

$$R_{wi}\, \hat{i}_{st} \approx \frac{1}{3}\, \hat{u}_i \tag{16}$$

c) Die Grössen R_{we} und R_h werden aus den stationären Endzuständen nach (9) und

$$R_{ges} = R_{we} + R_h \tag{17}$$

bestimmt.

d) Bei $l_s = 1$ m wird der Einfluss der achsialen Stromstärke bedeutsam. Die durch sie erzeugte Teilspannung kommt in die Grössenordnung der unter a) bis c) beschriebenen, im wesentlichen induktiven Spannung. Der stationäre Endzustand $R_h\, \hat{i}_{st}$ stellt sich erstens verzögert und zweitens im Anstieg verflacht ein. Beide Erscheinungsformen lassen sich durch einen verlustbehafteten Tiefpass als Laufzeitglied erzeugen, der vom Spannungsabfall an R_h gespeist wird.

Mit der Bestimmung des Ersatzbildes ist die Möglichkeit gegeben, losgelöst von der umfangreichen feldtheoretischen Berechnung der Spannung u_i, in einfacher Weise mit dem Stossstrom an einer linearen Schaltung (Fig. 14) denselben Verlauf $u_i(t)$ zu erzeugen. Die Abhängigkeit der einzelnen Elemente von der Schlaglänge l_s sieht man in Fig. 15. Es bestätigt sich auch hier die Tendenz, dass mit grösser werdender Schlaglänge das homogene Rohr angenähert wird. L_{wi}, L_a, R_{wi} und R_{we} werden mit wachsender Schlaglänge zu Null, dagegen bleibt R_h konstant.

Durch eine qualitative, experimentelle Untersuchung lässt sich zeigen, dass der Verlauf des Stoßstromrückens einen grossen Einfluss auf die Zeitfunktion der Spannung $u_i(t)$ hat. Bei endlicher Rückenhalbwertszeit kann sich für die Spannung u_i kein stationärer Zustand mehr einstellen, wie das beim trapezförmigen Stoss genügend kleiner Grundfrequenz der Fall ist. Darum fällt bei $l_s = 0{,}1$ m schon mit der Stosswelle 10|50 der Einfluss von R_{wi} und L_{wi} weitgehend weg (Fig. 16a).

Der Einfluss der endlichen Rückenhalbwertszeit muss bei grossen Schlaglängen wegen des späteren Zeitpunktes, in dem sich dann der Endzustand einstellt, noch stärker ins Gewicht fallen. Ist $l_s = 1$ m (Fig. 16b), so erkennt man, dass auch hier und somit generell die Maximalspannung $\hat{u}_i$ bei der veränderten Stossform im wesentlichen nur eine Folge des — wenn auch geringen — induktiven Anteiles geworden ist. Daher sind bei den vorkommenden Blitzstromformen nur die Ersatzbildelemente L_a, L_{wi}, R_{wi} und R_{we} an der Bildung der Maximalspannung $\hat{u}_i$ beteiligt.

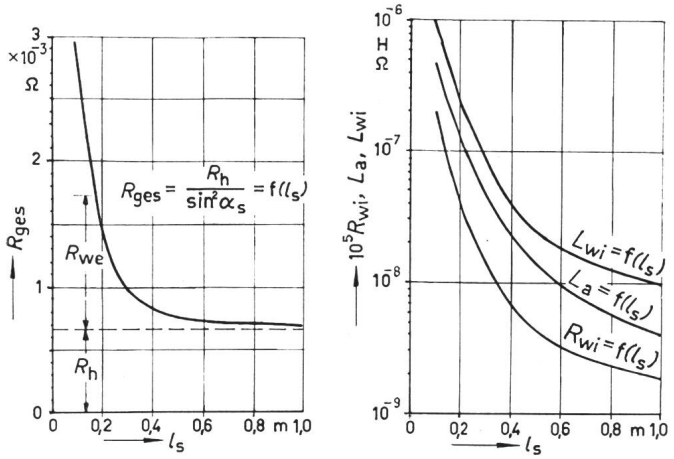

Fig. 15
Diagramme der Ersatzbildgrössen
R_{ges} Gesamtwiderstand der Armierung; l_s Schlaglänge der Armierung
Weitere Bezeichnungen siehe im Text

Nach der Festlegung der Ersatzbildgrössen und ihrer Abhängigkeiten kann nun das Analogmodell des Kabels aufgestellt werden.

Nicht nur die innere Überspannung eines Längenelementes kann analog nachgebildet werden, das Kabel selbst ist als Analogersatzbild darstellbar. Das Analogmodell eines Leitungssystems ist ein Vierpol mit den konzentrierten Elementen L', R', C' und G' als Ableitungsbelag. Man kann zeigen, dass eine Leitung, nachgebildet aus einer Serienschaltung solcher Vierpole, hinsichtlich ihrer Übertragungseigenschaften dem homogenen Leitungszug äquivalent gemacht werden kann. Dazu bedarf es nur einer genügend feinen Rasterung der interessierenden Kabellänge in Segmente dx [10].

Es lassen sich drei miteinander gekoppelte Leitungssysteme erkennen (Fig. 17): Zunächst das System *1* Wolke—Erde (Kabel), weiter das Leitungssystem *2*, Bewehrung—Bleimantel und das System *3*, Bleimantel—Ader. Diese Leitungssysteme haben im üblichen Sinne keine Signale zu übertragen, denn solche werden nicht an der Kapazität des Leitungssystems eingespeist. Die hier interessierende Spannung tritt durch den eingeprägten Stoßstrom als Längsspannung an der Armierung des Kabels auf.

Soweit nun die zuvor ermittelten Armierungs-Ersatzgrössen, die mit dem eingeprägten Stoßstrom zur Erzeugung von $u_i(t)$ dienten, selbst auch noch in die Leitungskonstanten L' und R' eingehen, kann man mit ihnen das Gesamtersatzbild des Kabels angeben. Das ist hier mit Ausnahme der Nachbildung zur achsialen Teilspannung der Fall. Da aber die Oszillogramme (Fig. 16a und b) qualitativ zeigten, dass diese Teilspannung bei kleineren Rückenhalbwertszeiten des Stosses an Einfluss verliert, wurde dieser Teil des Ersatzbildes für die Beurteilung des Spannungsmaximums bereits vernachlässigt. Mit den Leitungskonstanten des Systems 3 entsteht das in Fig. 17 angegebene Gesamtbild der drei gekoppelten Leitungskreise.

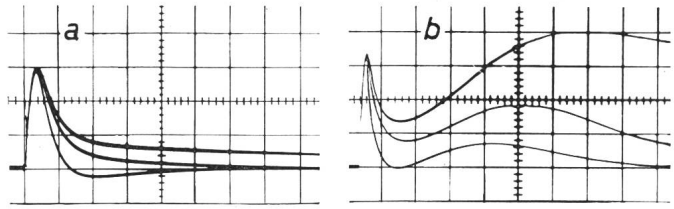

Fig. 16
Einfluss der Rückenhalbwertszeit auf den Verlauf der Spannung $u_i = f(t)$
Parameter der Oszillogramme: Stossform von oben nach unten:
10|200, 10|50, 10|20
a $l_s = 0{,}1$ m; Spannungsmaßstab 1 cm ≙ 2 V;
Zeitmaßstab 1 cm ≙ 10 µs; Bezugslänge = 100 m
b $l_s = 1{,}0$ m; Spannungsmaßstab 1 cm ≙ 0,2 V;
Zeitmaßstab 1 cm ≙ 20 µs; Bezugslänge = 1 km

Allgemein gelten für eine wirklichkeitsgetreue Wiedergabe die in den Gl. (18) und (19) genannten Rasterbedingungen. Sie sind notwendig, da in einem Modell aus konzentrierten Ersatzbildgrössen Ausgleichschwingungen auftreten, die den eigentlichen Vorgang überdecken, die aber beim natürlichen Kabel nicht vorkommen [12].

System 2: $2Z_{E2} \geqq 10Z_b$ (bei 100 kHz) (18)

$$Z_{E2} = Z_{W2} \text{ für } \frac{1}{\omega C_2} \gg Z_{w2}$$

System 3: $2Z_{E3} \geqq 10Z_a$ (bei 100 kHz) (19)

$$Z_{E3} = Z_{w3} \text{ für } \frac{1}{\omega C_3} \gg Z_{w3}$$

Diese Massnahmen sollen das Modell weitgehend an das Kabel angleichen, das ja in sich ein unendlich fein gerastertes System darstellt.

Aus mehreren Segmenten der in Fig. 17 dargestellten Form lässt sich ein Kettenleiternetzwerk angeben, das bei Anregung mit einem Stoßstrom an der Armierungsimpedanz die elektrischen Vorgänge im Inneren des Kabels wiedergibt. Dabei lassen sich bestimmte Betriebsbedingungen wie Muffen, Endverschlüsse, Ableiter, Einschlagorte und Strombeläge, bequem einstellen und variieren.

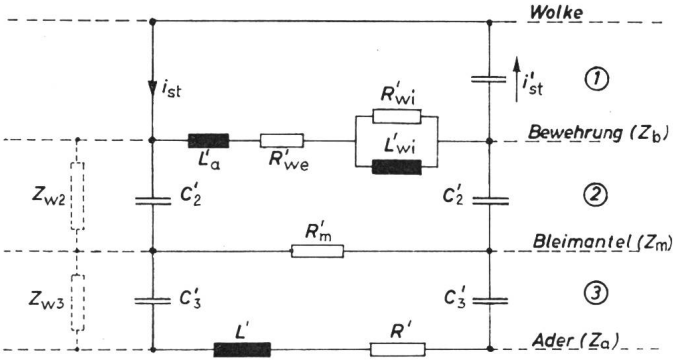

Fig. 17
Segment des Kettenleiternetzwerkes
Z_w Wellenwiderstand; *1, 2, 3* gekoppelte Leitungssysteme
Weitere Bezeichnungen siehe im Text

Sollte sich herausstellen, dass ein stationärer Betrieb des Modells bezüglich der Stoßstromanregung nicht statthaft ist, weil die stromdurchflossene Strecke zu gross ist, so kann diesem Umstand dadurch Rechnung getragen werden, dass man den Kettenleiter an jeder Stelle zum richtigen Zeitpunkt und mit der richtigen Amplitude anregt. Da das Netzwerk voraussetzungsgemäss linear ist, gilt das Gesetz der Superposition aller Teilauswirkungen, die zusammen die Gesamtbeanspruchung ergeben. Dazu ist noch zu bemerken, dass in einigen ungünstigen Fällen stromdurchflossene Längen von ca. 2 km vorgekommen sind [2]. Im allgemeinen ist das nicht so, und bei Blitzstromsteilheiten von etwa 10 µs liegt darum meistens der stationäre Fall für die Stossanregung des Kabels vor.

5. Superposition der Teilauswirkungen im Kettenleiter

Die folgenden schematischen Überlegungen setzen einige Bedingungen voraus:

a) Der Stoßstrom hat die Form einer Keilwelle;
b) Es wird nur das System Bewehrung—Bleimantel betrachtet.
c) Vereinfachend gilt, dass für die Maximalbeanspruchung nur die Ersatzbildgrössen L_a und R_{we} verantwortlich sind;
d) Die Stoßstromanregung erfolgt an der interessierenden Kabellänge stationär.

An jedem Segment des Kettenleiters entsteht eine Teilspannung u'_i. Diese speist als starre Spannung mit der halben Amplitude $u'_c = u'_i/2$ aber mit entgegengesetzten Vorzeichen die beiden, an das Segment angeschlossenen Leitungszüge

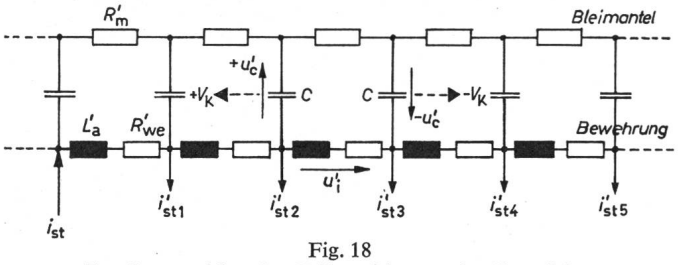

Fig. 18
Zur Superposition der Teilauswirkungen im Kettenleiter
$i'_{st1...5}$ Zur Erde abfliessende Stoßstromanteile; u_c' Teilspannung an der Isolation; v_k Wanderwellengeschwindigkeit

(Fig. 18). Die Teilauswirkungen u'_c laufen als Wanderwellen mit der Geschwindigkeit des Systems $v_K = 1/\sqrt{L' C'}$ in beiden Richtungen vom Entstehungsort fort. Mit den Teilauswirkungen aller benachbarten Segmente ergibt sich durch Superposition die Gesamtbeanspruchung u_c an jeder beliebigen Stelle.

Bei der Superposition sind zwei Grössen von entscheidender Bedeutung:

a) Die Anstiegszeit t_s des Stoßstromes. Damit ist t_s auch die Dauer des Spannungsimpulses u_i.
b) Die Laufzeit t_1 in der stromdurchflossenen Kabellänge.

Eine schematische Betrachtung möge das verdeutlichen: Ein Kabel (Kettenleiter) wird auf einer Länge l' von einem Stoßstrom mit der konstanten Amplitude $i_{st}(x) = \hat{i}_{st} =$ konst.:

$$l' = \frac{1}{\hat{i}_{st}(0)} \int_0^1 \hat{i}_{st}(x)\,dx \qquad (20)$$

(l = durch geologische Untersuchungen ermittelte Länge der stromdurchflossenen Strecke; $\hat{i}_{st}(x)$ Ortsfunktion des Strombelages).

Der Kettenleiter sei an seinen Enden mit dem Wellenwiderstand abgeschlossen. Praktisch ist also der Fall nachgebildet, in dem ein Blitzstoßstrom ein, nach beiden Seiten sehr lang gedachtes Kabel in einer Richtung als Bahn benützt. Auf der Länge l' entstehen somit entsprechend der Rasterung, n Impulse der Zeitdauer t_s und einer Polarität, die sich mit der Geschwindigkeit v_K in eine Richtung bewegen. Dasselbe geschieht mit der umgekehrten Polarität in der entgegengesetzten Richtung.

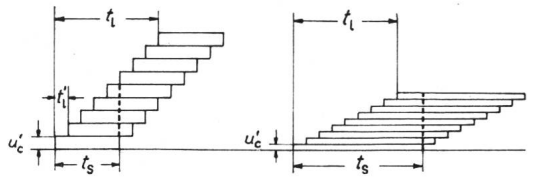

Fig. 19
Überlappung der Teilauswirkungen
t_l Gesamtlaufzeit in der stromdurchflossenen Kabellänge; t_l' Teillaufzeit einer Rasterlänge dx; t_s Stoßstromanstiegszeit; u_c' Teilspannung an der Isolation

Fig. 19 veranschaulicht die Bildung der Gesamtbeanspruchung an den Enden der Kabelstrecke von der Länge l'. Es entstehen zwei Überlappungsbereiche für die Impulse u'_c. Ist $t_s < t_l$, so sind nicht alle Teilimpulse u'_c an der Bildung der Gesamtamplitude beteiligt. Erst ab $t_s \geqq t_l$ tragen alle n Teilimpulse zur Gesamtamplitude bei.

Die Amplitude einer Teilauswirkung beträgt:

$$u_c' \approx \frac{L'_a}{2t_s}\,\hat{i}_{st} \qquad (21)$$

Das Überlappungsverhältnis ü gibt an, wieviel Prozent aller n Teilimpulse an der Bildung der Gesamtamplitude beteiligt sind:

$$\ddot{u} = \frac{t_s}{t_l}\,100 \qquad (22)$$

Für die Enden der Strecke l' ergibt sich in den beiden Überlappungsbereichen:

$$\text{a)} \quad t_s \leqq t_l: \qquad \hat{u}_c = 0{,}5\,\frac{L'_a}{t_l}\,n\,\hat{i}_{st} \qquad (23)$$

$$\text{b)} \quad t_s > t_l: \qquad \hat{u}_c = 0{,}5\,\frac{L'_a}{t_s}\,n\,\hat{i}_{st} \qquad (24)$$

Fig. 20 zeigt neben der entstehenden Impulsform den Amplitudenverlauf $\hat{u}_c = f(t_s)$ bei $t_l =$ konst. Danach ergibt sich für die Impulsdauer t_i die Angabe:

$$t_i = t_s + t_l \qquad (25)$$

Der schematische Verlauf der Spannung u_c (Fig. 20) wurde experimentell an einem Modell mit $t_l = 10$ µs mit den

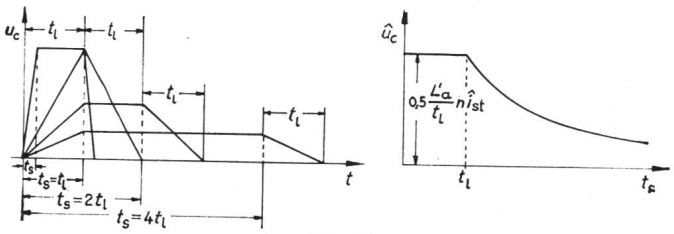

Fig. 20
Verlauf der Spannung u_c bei verschiedenen Stoßstirnzeiten t_s
Funktion $\hat{u}_c = f(t_s)$; t_l = konstant

Stossformen 1|50, 10|50, 25|50 nachgeprüft. Abgesehen von Verschleifungen, die durch die nicht idealisierten Stossformen entstehen, ergibt das Oszillogramm in Fig. 21 eine recht gute Übereinstimmung.

Als wichtiges Ergebnis muss festgehalten werden, dass eine lineare Abhängigkeit der Funktion $\hat{u}_c = f(t_l)$ bei $t_s =$ konst. nur besteht, wenn $t_l < t_s$ ist (Fig. 22). Diese Tatsache muss bei Abschätzungen berücksichtigt werden, da bei $t_l > t_s$ mit wachsender Länge kein weiteres Ansteigen der Amplitude zu erwarten ist [14].

An die schematischen Überlegungen anknüpfend soll noch bemerkt werden, dass ein Modell in der Lage ist, alle elektrischen Vorgänge richtig und wirklichkeitsgetreu wiederzugeben, wenn die Rasterbedingungen Gl. (18) und (19) erfüllt sind. Die Wiedergabetreue bezieht sich auch auf die frequenzabhängige Dämpfung der Teilauswirkungen bei der Fortpflanzung im jeweiligen Leitungssystem.

Auch die mögliche Aufteilung des Stoßstromes auf die Parallelschaltung Bleimantel—Bewehrung wird richtig wiedergegeben. In Fig. 23 sind die beiden Extremfälle dargestellt. Es handelt sich dabei um ein Kabel, das an einem Endver-

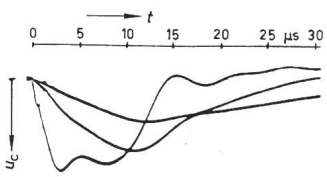

Fig. 21
Oszillogramm $u_c = f(t)$
gemessen an einem Modell mit einer Laufzeit von $t_l = 10$ µs

schluss vom Blitz getroffen wird. Im ersten Fall sollen alle Laufzeiten des Systems 2 klein gegen die Stoßstromstirnzeit sein ($t_s \gg t_l$). Das Problem ist als stationär zu bezeichnen, und die Stromaufteilung wird durch die Längsimpedanzen Z_1 und Z_2 bestimmt.

Im zweiten Fall ist das, sich an die stromdurchflossene Länge l anschliessende, Kabel noch sehr lang bis zur nächsten

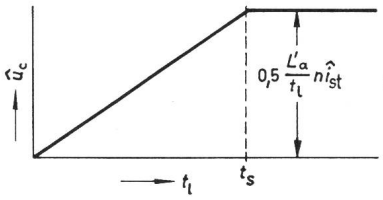

Fig. 22
Funktion $\hat{u}_c = f(t)$
t_s = konstant
n Unterteilungszahl der stromdurchflossenen Kabellänge

Verbindung von Bleimantel und Bewehrung in der nächsten Muffe. Hier wird die Stromverteilung durch Z_1 und $Z(\omega)$ bestimmt. Zwischen diesen Extremen liegt die Mehrzahl der praktisch vorkommenden Fälle. Sie sind insofern unüberschaubar, als durch den frequenzabhängigen, komplexen Wellenwiderstand $Z(\omega)$ auch die Stromaufteilung frequenzabhängig ist.

Das genannte Beispiel zeigt, dass für eine möglichst genaue Lösung eines gestellten Problems ein Modell notwendig ist.

6. Zur Abschätzung der möglichen Spannungsbeanspruchung

Die bisherigen Angaben dienen in erster Linie dazu, eine Möglichkeit zu schaffen, das Problem der Blitzgefährdung erdverlegter Kabel auch messtechnisch mit Hilfe einer Modellvorstellung zu lösen.

Mit dem gezeigten Lösungsweg ist jedoch für den Praktiker noch keine direkt verwendbare Aussage verbunden, wenn eine Modelluntersuchung nicht zu ermöglichen ist. Es werden darum im folgenden vier Gesichtspunkte angeführt, die für eine Abschätzung und Deutung der Spannungsbeanspruchung wesentlich sind.

a) Der Kabelaufbau mit den in Fig. 3 gezeigten Radien und der Schlaglänge l_s bestimmt mit den Materialkonstanten die Überspannung u_i an einem Längenelement dx. Diese Spannung ist durch das vorhandene Rechenprogramm direkt erhältlich oder in Weiterführung der gerechneten Ergebnisse als Ersatzgrössen der Armierung (Fig. 15). Die Ersatzbildgrössen ergeben, mit der Stoßsteilheit bzw.

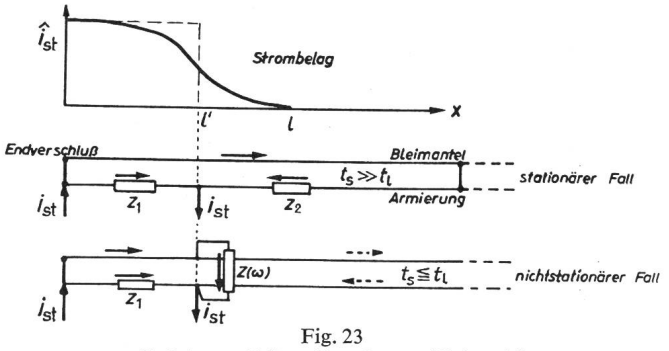

Fig. 23
Stoßstromaufteilung Bewehrung—Bleimantel
Z_1, Z_2 Längsimpedanzen der Armierung; $Z(\omega)$ Wellenwiderstand des Systems: Bewehrung—Bleimantel

mit dem Stoßstromlauf multipliziert, ebenfalls die gesuchte Spannung u_i. Dadurch, dass die Feldstärkekomponente $E_{\varphi a}$ generell die Maximalspannung $\hat{u}_i$ bestimmt, ergeben sich zwei Folgerungen. Erstens kann $\hat{u}_i$ vereinfachend als Produkt von Stoßsteilheit und Induktivität L_a berechnet werden. Zweitens sagt Gl. (5) im zweiten Glied aus, dass die hier für $r_a = 3$ cm errechneten Werte der Spannung $\hat{u}_i$ proportional auf andere Radien r_a umgerechnet werden können.

Die Kapazitätswerte für einen Teilvierpol im Kettenleiter erhält man aus dem Abstand von Bewehrung und Bleimantel oder Bleimantel und Ader unter Berücksichtigung der jeweiligen Dielektrizitätskonstanten.

2. Eine Abschätzung der Spannungsbeanspruchung setzt voraus, den Untergrund, in dem die Kabelstrasse liegt oder verlegt werden soll, zu sondieren. Der Erdboden hat einen massgeblichen Einfluss auf die Blitzgefährdung einer Kabelstrasse; durch ihn wird wesentlich die Länge l der vom Blitzstrom durchflossenen Kabelstrecke bestimmt. Für eine Abschätzung ist die, aus der Ortsfunktion des Strombelages $i_{st}(x)$ zu ermittelnde Länge l' [Gl. (20)], ausreichend. Die Länge l' und die Daten des Kettenleiters ergeben die Laufzeit t_l eines Impulses in der stromdurchflossenen Kabelstrecke.

3. Als weitere Bedingung kann angenommen werden, dass die von *K. Berger* [7] in einer Häufigkeitsdarstellung angegebenen Stromscheitelwerte über das Kabel abfliessen müssen. Durch das Ersatzbild der Bewehrung und den angenommenen Strom liegt sowohl $\hat{u}_i$ als auch $\hat{u}_c$ fest. Die Spannung $\hat{u}_c$ steigt proportional der durchlaufenen Lägen, solange $t_l \leqq t_s$ ist.

4. Die Durchschlagspannung u_D der Isolation zwischen Bewehrung und Bleimantel ist nicht genau anzugeben. Diese Zwischenlage ist keine hochwertige Isolation, ihre Aufgabe liegt hauptsächlich im Korrosionsschutz des Bleimantels. Sie besteht aus einer Kombination aus Kreppapier oder Jute und Bitumenmasse. Durch Lufteinschlüsse, Alterung und eingedrungene Feuchtigkeit ist die Durchschlagfestigkeit der Zwischenlage längs des Kabels nicht konstant. Experimente könnten dazu nähere Angaben machen. Hier soll als Richtwert die Durchbruchfeldstärke von Bitumenmasse dienen, deren untere Grenze bei ca. 10 kV/mm liegt. Die relative Dielektrizitätskonstante beträgt $\varepsilon_r = 2...3$.

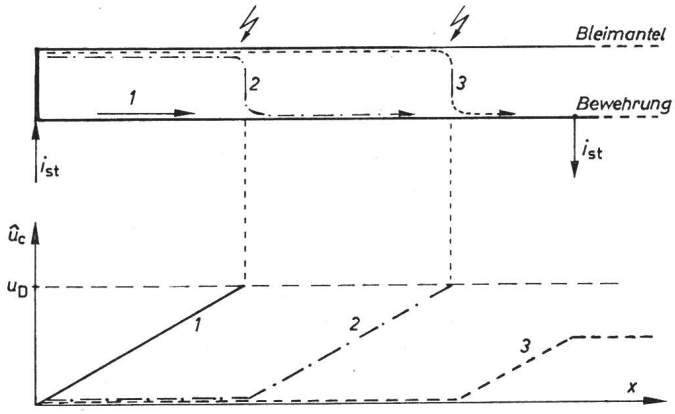

Fig. 24
Skizze zum Mehrfachdurchschlag
i_{st} Stoßstrom; $\hat{u}_c$ Spannung an der Isolation; u_D Durchschlagspannung der Isolation; x Längenkoordinate; *1, 2, 3* Stromweg und Spannungsverlauf beim 1., 2. und 3. Durchschlag

Ein Beispiel soll die angeführten Punkte veranschaulichen: Der Blitzstrom fliesst über ein Kabel ab, in das er am Endverschluss eingetreten ist. Der Stromanteil in der Bewehrung hat einen Scheitelwert von 20 kA und eine Stirnzeit $t_s = 8$ µs. Die stromdurchflossene Strecke $l' = 300$ m. Das Kabel hat die für Fig. 15 benützten geometrischen Daten. Die Schlaglänge $l_s = 0{,}1$ m. Damit erhält man:

$$L'_a = 5 \cdot 10^{-7}\ \text{H/m}$$
$$R'_{ges} = 3 \cdot 10^{-3}\ \Omega/\text{m}$$
$$R'_m = 1{,}7 \cdot 10^{-3}\ \Omega/\text{m}$$

Die Kapazität zwischen Bewehrung und Bleimantel beträgt:

$$C' = 3{,}2\ \text{nF/m}$$

Die Laufzeit errechnet sich zu:

$$t'_l = 4 \cdot 10^{-8}\ \text{s/m}$$

Die Gesamtlaufzeit in der stromdurchflossenen Strecke beträgt:

$$t_1 = 12\ \mu s$$

Ein proportionaler Anstieg der Spannung $\hat{u}_c$ mit fortschreitender Länge ist demnach nur bis zu $t_1 = 8\ \mu s$ oder bis zu einer Länge von $l = 200$ m zu erwarten.

Die Spannung $\hat{u}'_i$ ist in diesem Beispiel gleich $\hat{u}'_c$.

$$\hat{u}'_c = L'_a \frac{\hat{i}_{st}}{t_s} = 1{,}25\ \text{kV/m}$$

Unter Berücksichtigung der unteren Grenze der Durchbruchfeldstärke zeigt sich, dass etwa nach 10 m ein Durchschlag zwischen Bewehrung und Bleimantel erfolgen muss (Fig. 24). Kommt es zum Durchschlag, so muss im gleichen Moment der niederohmigere Bleimantel einen Teil des Stromes übernehmen, was zur Folge hat, dass der Lichtbogen am Durchschlagsort l_1 stromstark sein wird. Die Spannung $\hat{u}_c$ bricht bei $x = l_1$ zusammen. Nun ergeben sich für die Kabellängen $x > l_1$ dieselben Bedingungen, wie sie für das Zustandekommen des ersten Durchschlages bestanden haben usw. So können bei einem Blitzschlag Durchschläge zwischen Bewehrung und Bleimantel an mehreren Orten stattfinden. In Fig. 25 wird die thermische Wirkung eines Stoßstromlichtbogens auf Bleiblech gezeigt. Auffällig ist der krasse Unterschied zwischen einem frei auftreffenden und einem örtlich begrenzten Lichtbogen. Zur thermischen Wirkung kommt die Druckwirkung des Lichtbogens hinzu; sie beträgt für den frei auftreffenden Bogen als Kraftstoss ca. 8 p.s. Die Kraftwirkung ist sicher um ein vielfaches höher, wenn der Bogen zwischen Bewehrung und Bleimantel erstens auf einem Fleck, zweitens in engem Raum und drittens in Anwesenheit verdampfungsfähiger Stoffe brennen muss. Hiedurch entstehen neben Löchern die starken Deformierungen des Kabelaufbaues.

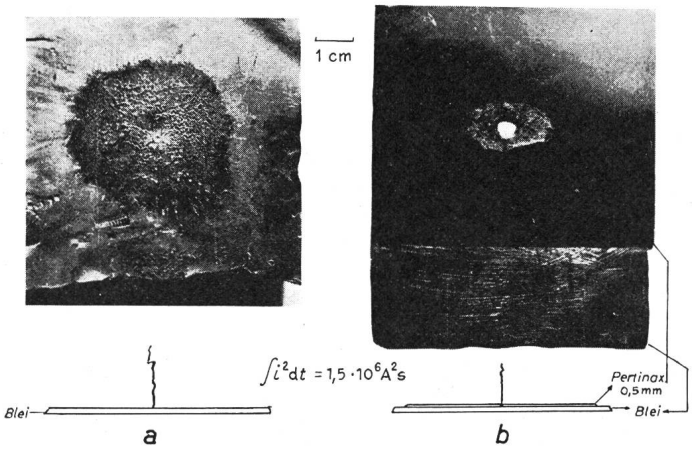

Fig. 25
Stoßstromeinwirkung auf Bleiblech
a frei brennender Lichtbogen; *b* begrenzt brennender Lichtbogen

7. Schlussbemerkung

Die Arbeit wurde am Institut für Hochspannungs- und Messtechnik der Technischen Hochschule Darmstadt durchgeführt. Der Verfasser dankt Prof. Dr.-Ing. *G. Frühauf* für die Förderung dieser Untersuchungen.

Literatur

[1] *W. Griesinger* und *R. Riedel:* Schutz von Fernmeldekabeln gegen Blitzschäden. Fernmeldepraxis 38(1961)1, S. 7...16.
[2] *K. Berger* et al.: Telephon- und Signalkabel mit erhöhter Blitzsicherheit. Bull. SEV 56(1965)13, S. 493...507.
[3] *J. Artbauer:* Kabel und Leitungen. Stuttgart, Berliner Union/Berlin, Verlag Technik, 1961.
[4] *E. D. Sunde:* Lightning Protection of Buried Cable. Bell. Syst. techn. J. 24(1945)2, S. 253...300.
[5] *H. Kaden:* Wirbelströme und Schirmung in der Nachrichtentechnik. 2. Auflage. Berlin/Göttingen/Heidelberg, Springer, 1959.
[6] *G. Liebmann:* Solution of Partial Differential Equations with a Resistance Network Analogue. Brit. J. appl. Phys. 1(1950)4, S. 92...103.
[7] *K. Berger* und *E. Vogelsanger:* Messungen und Resultate der Blitzforschung der Jahre 1955 bis 1963 auf dem Monte San Salvatore. Bull. SEV 56(1965)1, S. 2...22.
[8] *W. Zaengl:* Das Messen hoher, rasch veränderlicher Spannungen. Dissertation der Technischen Hochschule München 1964.
[9] *K. Berger:* Blitzschutzproben bei Stollenbauten und Stollenkabeln im Gebirge. Schweiz. Bauztg. 81(1963)21, S. 377...380.
[10] *H. F. Schwenkhagen:* Allgemeine Wechselstromlehre. Band 2: Vierpole, Leitungen, Wellen. Berlin/Göttingen/Heidelberg, Springer, 1959.
[11] *V. Fritsch:* Elektrische Messungen an räumlich ausgedehnten Leitern besonders in der angewandten Geoelektrik. Karlsruhe, Braun, 1960.
[12] *K.-H. Schneider:* Überspannungen in erdverlegten Kabeln durch Blitzeinschlag in den Kabelmantel. Dissertation TH Darmstadt (1966).

Adresse des Autors:
Dr.-Ing. *K.-H. Schneider,* Institut für Hochspannungs- und Messtechnik der Technischen Hochschule Darmstadt, D - 61 Darmstadt.

Alterungsuntersuchungen an Statorwicklungen elektrischer Maschinen

Von *K. Nylund* und *Th. Mosimann,* Zürich

621.313.045 : 620.193.918

Es werden die verschiedenen zerstörungsfreien Prüfverfahren zur Isolationsüberwachung kritisch beurteilt, und die während der letzten Jahre gewonnenen Erfahrungen bei Messungen an einer grösseren Anzahl Maschinen besprochen. Die meisten der wohl bekannten zerstörungsfreien Prüfverfahren für die Isolationsüberwachung ermöglichen die Änderungen einiger Eigenschaftswerte während der Betriebszeit zu verfolgen. Das Heranziehen mehrerer Prüfverfahren erlaubt einige Aussagen über den Alterungszustand der Isolationen abzugeben. Die gesammelten Erfahrungen solcher Messungen ermöglichen auch Angaben über einige Kennwerte festzulegen. Erst durch umfassende Modellversuche, die den Zweck haben, den Einfluss der verschiedenen Belastungsparameter auf ein bestimmtes Isolationssystem abzuklären, können die Interpretationsmöglichkeiten der zerstörungsfreien Prüfverfahren für die Isolationsüberwachung erweitert werden.

Les différents procédés d'essais non destructifs de surveillance de l'isolation sont examinés et les expériences faites au cours des dernières années, lors de mesures à un grand nombre de machines, sont décrites. La plupart des procédés d'essais non destructifs bien connus permettent de suivre les variations de quelques valeurs caractéristiques durant le service. L'application conjuguée de plusieurs procédés fournit quelques indications sur l'état de vieillissement des isolations. L'expérience acquise avec de telles mesures permet également des indications pour certaines valeurs caractéristiques. Les possibilités d'interprétation des procédés d'essais non destructifs de surveillance de l'isolation ne peuvent être élargies que par des essais détaillés sur modèles, dans le but de déterminer l'influence des divers paramètres de la charge sur un système d'isolation donné.

1. Allgemeines

Die Isolationsüberwachung von Wicklungen rotierender Maschinen bezweckt vor allem das frühzeitige Erkennen von Isolationsmängeln, damit unerwarteter Ausfall von Maschinen verhindert, ihre Betriebstüchtigkeit erhalten, und die Lebensdauer verlängert werden kann. Eine solche Überwachung der Hochspannungsisolationen während dem Betrieb wird von den meisten Energieversorgungs-Unternehmen und