

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

Band: 56 (1965)

Heft: 7

Artikel: Ein neuer Teiler für steile Stoßspannungen

Autor: Zaengl, W.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-916354>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 10.01.2026

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

Ein neuer Teiler für steile Stoßspannungen

Von W. Zaengl, München

621.317.727.1 : 621.3.015.33

Spannungsteiler für hohe Stoßspannungen besitzen wegen der begrenzten Isolierfähigkeit der Luft grosse Bauhöhen. Physikalische Überlegungen über den Zusammenhang der linearen Ausdehnung der Teiler und deren Übertragungsfähigkeit für hochfrequente Vorgänge ließen erwarten, dass sich auch theoretisch ein Zusammenhang zwischen den beiden Grössen ergeben müsse. Das den Berechnungen zu Grunde liegende Ersatzschaltbild ersetzt den Spannungsteiler als homogenes Leitungsstück, so dass sämtliche elektromagnetische Vorgänge, insbesondere aber deren Laufzeit, berücksichtigt werden. Für die praktische Verwendung leitet sich ein Stoßspannungsteiler ab, der aus einer vielfältigen Serienschaltung von Widerständen und Kondensatoren besteht und daher als gedämpfter, kapazitiver Spannungsteiler bezeichnet wird. Er zeichnet sich durch eine im Verhältnis zur Teilerhöhe grosse Bandbreite aus und passt sich wegen seiner günstigen Impedanzverhältnisse den üblichen Messaufgaben der Stoßspannungs-technik gut an. Die universelle Verwendbarkeit wird durch den normalen Aufbau des aus Spannungsteiler, Messkabel und Oszillograph bestehenden Messkreises gewährleistet.

1. Aufgabenstellung

Bei der Messung der vollen oder im Rücken abgeschnittenen Stoßspannungen (Fig. 1) begnügt man sich damit, den Maximalwert der Spannung $U_{\text{ü}s}$, die charakteristischen Daten der Stosswelle (Stirn- und Rückenhalbwertzeit) und — bei abgeschnittenen Wellen — die Überschlagzeit $T_{\text{üz}}$ zu ermitteln. All diese Grössen lassen sich bei der Verwendung Ohmscher oder kapazitiver Spannungsteiler der heute üblichen Art mit Messfehlern von nur wenigen Prozent bestimmen.

Grosse Schwierigkeiten treten aber bereits auf, wenn Stosskennlinien [1]¹⁾ bis zu kleinen Überschlagzeiten von $0,1 \mu\text{s}$ oder weniger gemessen werden sollen. Als Beweis dafür gelten auch heute noch die bekannten Untersuchungen der CIGRE-Studienkommittees Nr. 8 und 15 [2], die über unzulässig hohe Messwertstreuungen bei der Aufnahme von Stosskennlinien an einer 25-cm-Kugelfunkenstrecke bei 6 cm Schlagweite und Überschlagzeiten bis zu nur $0,5 \mu\text{s}$ herab berichten. In der Zwischenzeit wurden wertvolle Erkenntnisse über die Fehlerursachen gesammelt. So hat sich herausgestellt, dass die schlechten, frequenzabhängigen Eigenschaften der Spannungsteiler grosse Messfehler verursachen [3; 4; 5; 6]. Grundsätzliche Verbesserungen an den Messanordnungen konnten bisher aber noch nicht erzielt werden.

Zweifellos ist eine praktische Bedeutung der Stosskennlinien nur insoweit gegeben, als deren Spannungs-Zeit-Charakteristik von den in der Natur auftretenden Erscheinungen vorgegeben wird. Um die maximal auftretenden Spannungs-

Du fait que le pouvoir isolant de l'air est limité, les diviseurs pour tensions de choc élevées sont d'une grande hauteur. Des considérations d'ordre physique au sujet de la relation entre l'étendue linéaire des diviseurs et leur pouvoir de transmission dans le cas de phénomènes à haute fréquence montrent qu'il devait également y avoir une relation théorique entre ces deux grandeurs. Le schéma équivalent basé sur les calculs substitue au diviseur de tension un tronçon de ligne homogène, ce qui permet de tenir compte de tous les phénomènes électromagnétiques et surtout de leur durée de propagation. En pratique, il en résulte un diviseur de tension de choc constitué par un montage en série d'un grand nombre de résistances et de condensateurs, c'est-à-dire un diviseur de tension capacitif amorti, qui se distingue par une grande largeur de bande, comparativement à sa hauteur. Un tel diviseur de tension convient particulièrement aux mesures usuelles dans le domaine des tensions de choc. La disposition normale du circuit de mesure, qui comprend le câble et l'oscillographie, rend ce diviseur de tension d'un emploi universel.

heiten beurteilen zu können, wird man die bei multiplen Blitzentladungen entstehenden schnellen Stromansteige heranziehen. Bei direkten Blitzeinschlägen in Freileitungen wird der Blitzstrom in eine Wanderwelle verwandelt, für deren Grösse der Wellenwiderstand der Leitungen massgebend ist. Setzt man voraus, dass Stromansteige bis zu $60 \text{ kA}/\mu\text{s}$ auftreten können [7], so werden alle Isolationen der Leitungen mit Überspannungen beansprucht, deren Steilheiten $10 \dots 20 \text{ MV}/\mu\text{s}$ betragen dürfen. Bei einem als linear angenommenen Spannungsanstieg erreicht der Momentanwert der Spannung nach $0,1 \mu\text{s}$ dann $1 \dots 2 \text{ MV}$, also einen Wert, bei dem die Isolierfähigkeit der Anlagenteile meist überschritten wird und ein Überschlag die Überspannung begrenzt. Als Aufgabenstellung lässt sich daraus entnehmen, dass eine hochwertige Stossspannungsmessanordnung in der Lage sein muss, in der Stirn abgeschnittene Stosswellen von etwa 1 MV Amplitude und $0,1 \mu\text{s}$ Dauer mit Fehlern von wenigen Prozenten zu erfassen.

Die allgemeine Aufgabe der Messung von Stoßspannungen wird sich aber nicht auf derartige Sonderprobleme beschränken können. So lässt sich beispielsweise heute noch sehr wenig darüber aussagen, wie der Spannungsverlauf an einem Prüfobjekt während eines Spannungszusammenbruchs annähernd richtig vor sich geht. Die üblichen Oszillogramme zeigen vorwiegend Vorgänge, die die Messanordnung selbst verursacht, nicht aber den Vorgang am Prüfobjekt. Weiterhin treten bei nachlässig aufgebauten Stoßspannungskreisen häufig hochfrequente Schwingungen auf, die sich dem eigentlichen Stossvorgang überlagern. Diese Schwingungen werden durch schlechte Messanordnungen stark gedämpft oder ganz unterdrückt und können somit nicht erfasst werden.

All diese Erscheinungen erfordern eine Messanordnung mit einer möglichst hohen, oberen Grenzfrequenz. Da jeder unipolare Stossvorgang aber eine Gleichspannungskomponente besitzt, müssen auch die niedrigen Frequenzen noch einwandfrei erfasst werden. Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn Stoßspannungen mit sehr langen Stirn- oder Rückenzeiten (Langwellen) gemessen werden müssen. Hier wird weniger die Übertragungsfähigkeit der Anordnung problematisch als vielmehr deren Eigenimpedanz und Leistungsverbrauch. Allgemein erweist es sich aber als günstig, wenn eine Messanordnung bei langsam verlaufenden Vorgängen recht hochohmig ist, da in diesem Falle auch die Spannungserzeuger — vor allem, wenn diese aus Kondensatoren bestehen — meistens

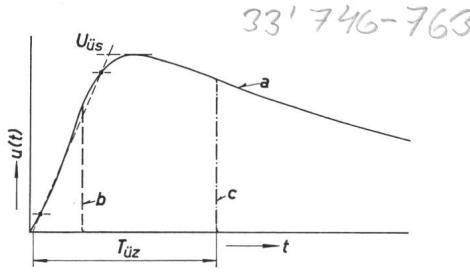


Fig. 1

Zur Definition der Stoßspannungen

a volle Stoßspannung; b in der Stirn abgeschnittene Stoßspannung (Keilwelle); c im Rücken abgeschnittene Stoßspannung
u Spannung; $U_{\text{ü}s}$ Überschlag-Stoßspannung; $T_{\text{üz}}$ Überschlagzeit;
t Zeit

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

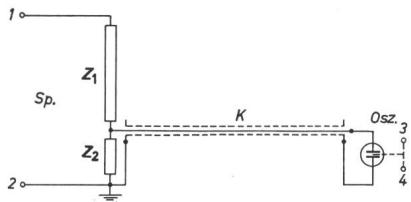


Fig. 2

Prinzipieller Aufbau der untersuchten Messanordnung

Sp. Spannungsteiler; K Messkabel; Osz. Oszillograph; 1, 2 hochspannungsseitiger Anschluss; 3, 4 Bildschirmauslenkung; $Z_1 Z_2$ Teilerimpedanzen

einen hohen Innenwiderstand besitzen. Von universell verwendbaren Stoßspannungs-Messanordnungen sind daher sowohl Tiefpasseigenschaften bei möglichst grosser Bandbreite als auch der Messaufgabe angepasste Eigenimpedanzen zu fordern.

Die der Aufgabenstellung zu Grunde liegende Messanordnung ist in Fig. 2 dargestellt. Diese übliche Anordnung besitzt den grossen Vorteil, dass man sich durch die Auslegung des Teilers an die Höhe der zu messenden Spannung anpassen kann. Durch eine geeignete Länge des Messkabels kann weiterhin der zweckmässigerweise gut abgeschirmte Oszillograph dem Hochspannungsfeld des Stossgenerators, Prüfobjektes und Teilers entzogen werden. Vielfältige Störeinflüsse lassen sich dadurch ausschalten. Die Messung hoher Stoßspannungen unmittelbar durch Oszillographen [8] oder unter Weglassung der Messkabel [9] kann nur in Sonderfällen zu wirklich verbesserten Messkreiseigenschaften führen.

Bei hohen Stoßspannungen war bisher der Spannungsteiler das schwächste Glied im Messkreisaufbau. Die im folgenden wiedergegebenen Untersuchungen erstrecken sich daher fast ausschliesslich auf mögliche Verbesserungen bei der Spannungsteilung. Bei einer Verwendung des neu entwickelten, gedämpften kapazitiven Spannungsteilers wird es aber auch oftmals notwendig sein, die frequenzabhängigen Fehler der Messkabel und Oszillographen zu berücksichtigen. Auf deren Darstellung wird jedoch unter Hinweis auf die vielfältige Literatur verzichtet [12...25].

Zur besseren Einführung in die Problematik der Stoßspannungs-Impulsmessung sei aber ein Abschnitt vorausgestellt, der die stark veränderlichen Messaufgaben aufzeigt, die beim Abschneiden von Vollstosswellen entstehen.

2. Amplitudenspektren abgeschnittener Stoßspannungen

Die Messanordnung nach Fig. 2 bildet insgesamt einen Vierpol mit den Eingangsklemmen 1 und 2, also den Anschlusspunkten des Teilers am Prüfobjekt oder an der Spannungsquelle, und dem Ausgang 3 und 4, der den am Bildschirm des Oszillographen erscheinenden Vorgang darstellen soll. Die wesentliche Übertragungseigenschaft dieses Vierpols ist die Verkleinerung der sehr hohen Eingangsspannung auf eine messbar kleine Ausgangsspannung, der Grössenordnung nach um den Faktor 10^3 . Leider ist dieses Übersetzungsverhältnis nicht konstant und insbesondere auch abhängig von der Frequenz oder dem zeitlichen Verlauf der zu messenden Spannung.

Die an die Messanordnung zu stellenden Forderungen bezüglich dieser Frequenzabhängigkeit des Übersetzungsverhältnisses lassen sich wohl am anschaulichsten aus der Zerlegung der zu messenden Spannungsimpulse in ihre kontinuierlichen Spektren harmonischer Schwingungen ableiten. Die mathematischen Grundlagen hierfür liefert das Fourier-Integral, das den

Zusammenhang zwischen einer gegebenen Zeitfunktion $f(t)$ und deren Spektralfunktion $F(\omega)$ angibt:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega) \cdot e^{j\omega t} d\omega \quad (1)$$

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt \quad (1a)$$

Die Spektralfunktion beinhaltet sowohl die Amplitudendichte der im Zeitimpuls enthaltenen Teilschwingungen, die allgemein als Amplitudenspektrum $F(\omega)$ bezeichnet wird, als auch das Phasenspektrum $\varphi(\omega)$, das die durch die Wahl des Zeitnullpunktes mitbestimmten Anfangsphasen der Teilschwingungen charakterisiert:

$$F(\omega) = F(\omega) e^{j\varphi(\omega)} \quad (1b)$$

Das Phasenspektrum ist für die Zusammensetzung eines Zeitimpulses aus seinen Teilschwingungen nach Gl. (1) unter Berücksichtigung der Gl. (1a) unbedingt notwendig. Wird es für sich allein betrachtet, so lassen sich daraus aber keine allgemeinen Forderungen für die notwendige Übertragungsfähigkeit der Netzwerke ableiten. Das Amplitudenspektrum hingegen zeigt die spektrale Verteilung der im Zeitimpuls enthaltenen Teilschwingungen, die bei einer verzerrungsfreien Übertragung durch ein Netzwerk möglichst nicht abgedämpft werden sollen. Für eine graphische Darstellung ist es aus Massstabsgründen vorteilhaft, ein bezogenes Amplitudenspektrum

$$F_0(\omega) = \left| \frac{F(\omega)}{F(\omega = 0)} \right| \quad (1c)$$

einzuführen, das wegen seiner gleichwertigen Bedeutung mit $F(\omega)$ ebenfalls als Amplitudenspektrum bezeichnet werden soll.

Die stark schwankenden Anforderungen an das Frequenzübertragungsverhalten einer Stoßspannungsmessanordnung lassen sich nun sehr anschaulich darstellen, wenn man dieses bezogene Amplitudenspektrum $F_0(\omega)$ bei einer vollen und abgeschnittenen VDE-Stoßspannung $1|50$ berechnet²⁾. Bekanntlich lässt sich nach Marguerre [10] dieser Spannungsverlauf durch

$$u(t) = K(e^{-t/T_1} - e^{-t/T_2}); \quad 0 \leq t \leq \infty \quad (2)$$

darstellen, wobei sich die Zeitkonstanten zu $T_1 = 69 \mu s$ und $T_2 = 0,395 \mu s$ berechnen lassen. Wird dieser Spannungsverlauf bereits nach der Zeit t_a abgeschnitten, so darf bei der Ermittlung der Spektralfunktion nur zwischen den endlichen Grenzen $0 \leq t \leq t_a$ integriert werden:

$$F(\omega) = \int_0^{t_a} u(\tau) \cdot e^{-j\omega\tau} d\tau \quad (2a)$$

Man erhält schliesslich den nicht sehr einfachen Ausdruck:

$$\begin{aligned} \frac{F(\omega)}{K} = & \frac{T_1}{1 + (\omega T_1)^2} \left[1 + e^{-\frac{t_a}{T_1}} (\omega T_1 \sin \omega t_a - \cos \omega t_a) \right] - \\ & - \frac{T_2}{1 + (\omega T_2)^2} \left[1 + e^{-\frac{t_a}{T_2}} (\omega T_2 \sin \omega t_a - \cos \omega t_a) \right] - \\ & - j \left\{ \frac{T_1}{1 + (\omega T_1)^2} \left[\omega T_1 - e^{-\frac{t_a}{T_1}} (\omega T_1 \cos \omega t_a + \sin \omega t_a) \right] - \right. \\ & \left. - \frac{T_2}{1 + (\omega T_2)^2} \left[\omega T_2 - e^{-\frac{t_a}{T_2}} (\omega T_2 \cos \omega t_a + \sin \omega t_a) \right] \right\} \quad (2b) \end{aligned}$$

²⁾ Diese VDE-Stoßspannung beinhaltet unter Berücksichtigung der zulässigen Wellenformabweichungen auch die ICE-Stoßspannung $1,2|50$.

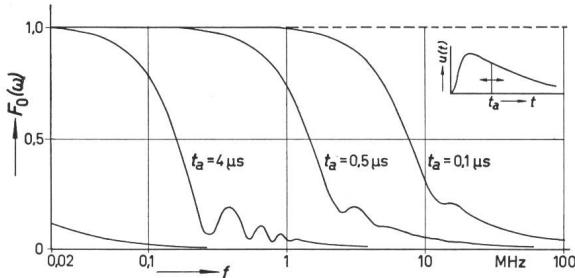


Fig. 3

Amplitudenspektren voller und abgeschnittener VDE-Stoßspannungen 1 | 50
 $F_0(\omega)$ Bezogenes Amplitudenspektrum des Spannungsimpulses $u(t)$;
 f Frequenz; t_a Abschneidezeit

Auf die Darstellung der noch umfangreichereren Formel für das bezogene Amplitudenspektrum $F_0(\omega)$ nach Gl. (1c) wird verzichtet.

Für Abschneidezeiten von $t_a = 0,1; 0,5; 4 \mu\text{s}$ und $t_a = \infty$ wurden mit Hilfe der elektronischen Rechenanlage PERM [11] die Amplitudenspektren numerisch berechnet. Sie sind in Fig. 3 aufgetragen. Folgende bemerkenswerte Rückschlüsse auf das notwendige Frequenzübertragungsverhalten der Stoßspannungs-Messanordnungen lassen sich daraus ziehen:

Volle Stoßspannungen üblicher Dauer besitzen bereits im Frequenzbereich von 0,1...1 MHz sehr kleine Amplitudendichten. Der Frequenzgang einer Messanordnung kann daher sehr bescheiden sein und wird bei einer oberen Grenzfrequenz von 1 MHz fehlerfreie Messergebnisse liefern. Bei einer im Rücken abgeschnittenen Stoßspannungswelle ($t_a = 4 \mu\text{s}$) verschiebt sich das Amplitudenspektrum bereits wesentlich zu den höheren Frequenzen hin. Dies röhrt von den hohen Frequenzanteilen her, die durch den plötzlichen – und bei der Berechnung angenommenen idealen – Spannungszusammenbruch im Abschneidemoment t_a hervorgerufen werden. Diese Tendenz verstärkt sich bei den in der Stirn abgeschnittenen Wellen ($t_a = 0,5; 0,1 \mu\text{s}$). Hier verschiebt sich das Amplitudenspektrum praktisch indirekt proportional mit der Abschneidezeit t_a zu noch höheren Frequenzen hin. Wenn man beachtet, dass auch die hochfrequenten Amplitudenanteile der Zeitimpulse für eine fehlerfreie Messung noch erfasst werden müssen, so lässt sich daraus folgern, dass die Bandbreite einer Stoßspannungsmessanordnung mindestens einige 10 MHz gross sein muss, wenn damit keilförmige Stoßwellen von 0,1 μs Dauer bei Messfehlern von ca. 5 % gemessen werden sollen. Diese Bandbreiten liegen aber im Grenzfrequenzbereich der heute handelsüblichen Oszillosgraphen. Eine Messung derartig kurzer Spannungsimpulse stellt somit nicht nur an die Teiler, sondern auch an alle anderen Organe des Messkreises aussergewöhnliche Anforderungen.

3. Stoßspannungsteiler

Die technische Entwicklung der Stoßspannungsteiler wird durch eine Vielzahl von Einzelproblemen gekennzeichnet. So ist die Frage nach der Rückwirkung auf die zu messenden Spannungen ebenso wichtig wie eine hochspannungstechnisch einwandfreie Ausbildung der Teilerkonstruktion. Durch die Verwendung linearer Bauelemente kann ein von der Höhe der Spannung und der Temperatur unabhängiges Übersetzungsverhältnis erzielt werden. Die folgenden Ausführungen befasen sich aber ausschliesslich mit dem frequenzabhängigen Übertragungsverhalten, da dieses den Engpass im heutigen Stand der Teilertechnik darstellt.

Die Untersuchungen beschränken sich weiterhin auf ausgesprochene Hochspannungsteiler, die Spannungen von etwa 100 kV bis zu mehreren Millionen Volt auf messbar kleine Ausgangsspannungen umsetzen. Als Isolationsmittel soll Luft bei natürlichen, atmosphärischen Bedingungen vorausgesetzt werden, wodurch die Abmessungen der Teiler recht gross werden. So wird man zur Bestimmung der Teilerhöhe mit einem spezifischen Wert von ca. 2,5 m/MV rechnen können.

Diese grosse räumliche Ausdehnung der Teilerkonstruktionen muss zwangsläufig die Übertragung hoher Frequenzen stark beeinträchtigen. Die absolute Übertragungsgrenze ist sicherlich dann gegeben, wenn für eine von der Teilerhöhe abhängende Frequenz der Spannungsteiler zur Antenne wird und die aufgenommene Energie in der Form elektromagnetischer Wellen abstrahlt. Doch schon bei wesentlich niedrigeren Frequenzen wird die Linearität der Spannungsübertragung stark beeinträchtigt, wenn bei hochohmigen Spannungsteilern die Meßströme über das jedem Teiler eigene elektrische Streufeld (Erdkapazität) abgeführt werden, noch bevor sie den Niederspannungsabgriff erreichen. Derartige physikalische Überlegungen verbieten es, quasistationäre Vorgänge bei den theoretischen Untersuchungen vorauszusetzen. Vielmehr muss beachtet werden, dass der in den Teiler eindringende Vorgang eine durch die Lichtgeschwindigkeit begrenzte Laufzeit besitzt, so dass die am Niederspannungsteil erscheinende Messgrösse grundsätzlich gegenüber der am Teilereingang auftretenden Spannung verzögert erscheint. Da eine Laufzeit jedoch physikalisch durch das Zusammenwirken von Induktivität und Kapazität entsteht, muss jedem Teilerelement – als Widerstand oder Kondensator – eine derartige Eigenschaft zugeordnet werden. Der neu entwickelte gedämpfte, kapazitive Spannungsteiler entstand aus theoretischen Untersuchungen, die von dieser Laufzeiteigenschaft ausgingen.

Bevor diese neue Teilerart eingehender behandelt wird, dürfte ein kurzer Abriss über den Entwicklungsstand der Stoßspannungsteilertechnik angebracht sein, um einen Vergleich anstellen zu können. Die angegebene Literatur ermöglicht dabei ein eingehenderes Studium der nur angedeuteten Lösungsmethoden.

3.1 Entwicklungsstand

In der etwa 40 Jahre zurückliegenden ersten Phase der Stoßspannungstechnik wurden die grundlegenden Teiltypen als konzentriert wirkende Schaltelemente betrachtet [14; 27; 28]. Erstmals erklärt Bellaschi [29] die mangelnden Übertragungseigenschaften Ohmscher Teiler aus der Wirksamkeit

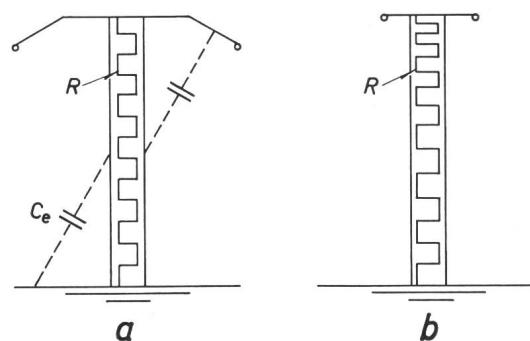


Fig. 4
 Steuerung Ohmscher Spannungsteiler durch Schirmelektroden (a) und nichtlineare Widerstandsverteilung (b)
 R Widerstand; C_e Erdkapazität

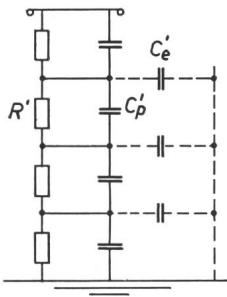


Fig. 5

Gemischter Spannungsteiler nach Elsner
 R' Widerstandselement; C_e' Kapazitäts-
 element (der Erdkapazität); C_p' Kap-
 azitätsselement (der Parallelkapazität)

wird, die sich darum bemüht, die Wirkung dieser Erdkapazitäten auszuschalten. Damit entsteht der gesteuerte Ohmsche Spannungsteiler in vielfältigen Abwandlungen:

So schlägt *Hagenguth* [30] einen auf der Teilerspitze angebrachten Schirm vor, der durch die zusätzlichen Verkettungskapazitäten das elektrische Feld längs des linear verteilten Widerandes vergleichmässigt (Fig. 4a). Die von *Raske* [31] vorgeschlagene Ohmsche Schirmung Ohmscher Widerstände bringt keine praktischen Vorteile [32]. Wege zur Verbesserung der Spannungsverteilung durch parallel zu den Widerständen liegende Kondensatoren wurden von *Elsner* [33] (Fig. 5) und in abgewandelter Form von *Zinke* [34] angegeben. Der im ersten Fall entstehende «gemischte Spannungsteiler» führt zu grossen Parallelkapazitäten und zu einem Übertragungsverhalten, das weitgehend kapazitiven Teilen eigen ist. Die andere Lösung verringert die grossen Parallelkapazitäten und kann zu besseren Ergebnissen führen [35].

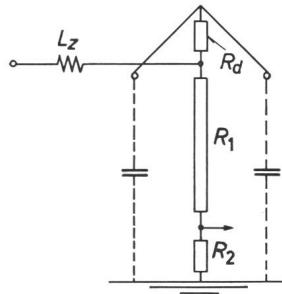


Fig. 6

Aussenbedämpfung eines gesteuerten Ohmschen Teilers nach Fisher
 L_z Zuleitungs-Induktivität;
 R_d Dämpfungswiderstand;
 R_1, R_2 Hoch- und Niederspannungs-
 widerstand des Teilers

Goossens und *Provoost* [22] beschreiben einen neuen Weg zur Steuerung Ohmscher Teiler. Hier wird durch eine nicht-lineare Aufteilung des Widerandes die Ohmsche der kapazitiven Spannungsverteilung angeglichen (Fig. 4b). Von neuesten Konstruktionen dieser Art liegen recht gute Messergebnisse vor [36; 37]. So wurden bei einem Teiler für 1 MV Stoßspannung bei 30 kΩ Gesamtwiderstand Antwortzeiten T_r ³⁾ von 20 ns erreicht. Dies entspricht etwa einer Bandbreite von 8 MHz. Die angegebene Neigung zu Schwingungen in der Übergangsfunktion könnte auf die in [38] abgeleiteten Verhältnisse zurückzuführen sein.

Durch die Steuerung der Ohmschen Spannungsteiler entsteht eine Parallelkapazität, die in Verbindung mit jeder Induktivität L_z einer Zuleitung einen Serienresonanzkreis bildet und stärkere Schwingungen in der Übertragung hervorruft. Nach *Fisher* [42] lässt sich dieser Kreis gut durch einen Widerstand

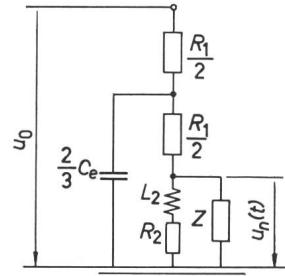
³⁾ Der Begriff der Antwortzeit («Response-Time») wird als bekannt vorausgesetzt. Sie errechnet sich aus einer beliebigen Übergangsfunktion $G(t)$ zu:

$$T_r = \int_0^\infty [1 - G(t)] dt$$

R_d dämpfen, der nicht in die Zuleitung selbst, sondern in die Verbindung des Teilerkopfes zum Schirm eingebaut wird (Fig. 6). Die Übergangsfunktion derartig gebauter Teiler weist bei richtiger Dimensionierung der Steuerelektroden zwar eine sehr kleine Antwort-Zeit auf. Sie ist aber durch einen langsamem Anstieg bei grossem Überschwingen gekennzeichnet. Diese Eigenschaft wird offensichtlich durch die Zeitkonstante der kapazitiven Steuerung hervorgerufen, die sich aus der mit R_d multiplizierten Steuerkapazität leicht errechnen lässt. Die Wirkung der Steuerkapazitäten setzt somit zeitlich zu spät ein.

Fig. 7

Ersatzschaltbild eines inhomogenen Ohmschen Spannungsteilers
 L_z Zusatzinduktivität des Niederspannungsteiles; Z Ersatzwiderstand des Messkabels
 Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 5 und 6



Wegen weiterer Detailfragen über gesteuerte Ohmsche Spannungsteiler sei auf die Literatur verwiesen [3; 4; 18; 26; 39; 40; 41].

In neuester Zeit werden niederohmige Spannungsteiler mit einem Gesamtwiderstand von 1...2 kΩ für die Messung sehr kurzzeitiger Spannungsimpulse (< 1 μs) verwendet [20; 44; 45]. Durch diese Niederohmigkeit bleibt die Anwendung aber auf Steilstoßmessungen beschränkt, da die Rückwirkung auf die Spannungsquellen sehr gross wird und der Energieumsatz im Teiler bei längeren Stoßwellen nicht mehr beherrscht werden kann. Der hohe Energieumsatz stellt auch den Engpass für höherohmige Teiler dar, die zur Verkleinerung der Abmessungen unter Überdruck arbeiten [46]. Beide Teilerarten sind daher nicht für übliche Stoßspannungen verwendbar.

Schliesslich soll noch auf die Möglichkeit hingewiesen werden, durch den bewussten Einbau einer Induktivität in den Niederspannungsteil Ohmscher Spannungsteiler den Frequenzgang zu verbessern [40; 42; 47] und den Teiler damit inhomogen zu machen. Grundsätzlich kann diese Frequenzgangkompensation nur dann angewandt werden, wenn die Übergangsfunktion frei von Resonanzerscheinungen und nahezu exponentiell ansteigend ist. Die Parallelschaltung des Messkabels mit dem praktisch rein Ohmschen Wellenwiderstand Z (Fig. 7) beeinflusst aber diese Frequenzgangkompensation erheblich und lässt keine nennenswerten Verbesserungen zu [25].

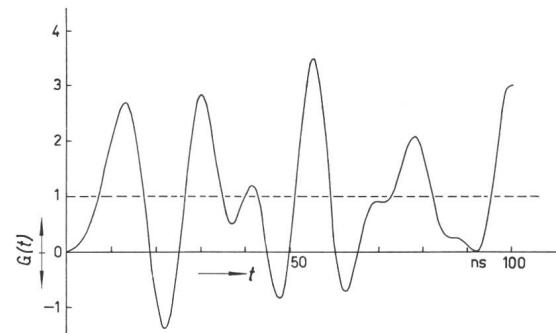


Fig. 8

Übergangsfunktion eines rein kapazitiven Spannungsteilers

$G(t)$ Übergangsfunktion; t Zeit
 $C = 150 \text{ pF}$; $C_e = 40 \text{ pF}$; $C_p = 1 \text{ pF}$; $L = 2,5 \mu\text{H}$; $R = 20 \Omega$
 Bedeutung dieser Grössen siehe Fig. 9

Rein kapazitive Spannungsteiler werden heute praktisch nicht für Steilstossmessungen verwendet, da die Eigenresonanz des Messkreises auch bei einer ausreichenden Bedämpfung durch einen Widerstand in der Zuleitung zu einem ungünstigen Übertragungsverhalten führt. Dazu kommen ausgeprägte Laufzeitschwingungen, die im Teiler selbst angeregt werden [38] (Fig. 8). Beide Nachteile werden durch den nachfolgend beschriebenen Spannungsteiler vermieden.

3.2 Der gedämpfte, kapazitive Spannungsteiler

Es wurde bereits angedeutet, dass jedem Spannungsteiler eine Laufzeit zuzuordnen ist, die einen unmittelbaren Einfluss auf die Übertragung hochfrequenter Vorgänge ausüben muss. Selbst wenn die Lichtgeschwindigkeit als optimale Ausbreitungsgeschwindigkeit angesetzt wird, benötigt eine in einen Teiler eindringende Spannung mehr als 3 ns, um eine Strecke von 1 m zurückzulegen.

Ausgangspunkt für die Erstellung eines theoretisch zu behandelnden Ersatzschaltbildes muss daher die Laufzeiteigenschaft sein, die allen praktischen Schaltelementen anhaftet. Es kann somit weder die Induktivität von Kondensatoren noch die von induktionsarmen Widerständen vernachlässigt werden. Wenn bisher bei den theoretischen Untersuchungen Ohmscher und auch kapazitiver Spannungsteiler diese Induktivität fast stets vernachlässigt wurde, so konnten sich daraus nur beschränkt gültige Ergebnisse ableiten lassen. Auch die Steuerung Ohmscher Spannungsteiler zur Verkleinerung der wirk samen Erdkapazitäten findet dort ihre Grenze, wo diese quasistationäre Betrachtungsweise durch die physikalische Wirk samkeit der Laufzeit abgelöst wird [38].

Aus einem in dieser Weise aufgestellten Ersatzschaltbild werden die Übertragungseigenschaften sowohl in der Form der Übergangsfunktion (Impulsübertragungsverhalten) als auch des Amplitudenganges (Frequenzübertragungsverhalten) berechnet. Dabei stellt sich eine vielfältige Serienschaltung von Kondensatoren und Widerständen bestimmter Grösse als optimale Teilerschaltung dar. Ein praktisches Beispiel bestätigt weitgehend die theoretischen Übertragungseigenschaften. Einige physikalische Erläuterungen geben schliesslich einen Einblick in die Wirkungsweise dieser Teilerart.

3.2.1 Das Ersatzschaltbild

Der Spannungsteiler wird als homogen vorausgesetzt und insgesamt sowie als Einzelement in Fig. 9 dargestellt. Der

entgliche Teiler soll durch Teilwiderstände R' und Teilkapazitäten C' aufgebaut sein. Die durch die räumliche Ausdehnung oder Konstruktion bedingte Induktivität wird

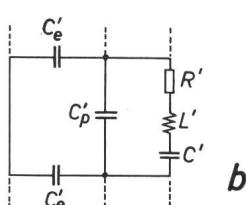
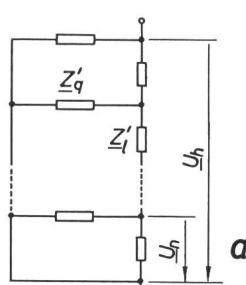


Fig. 9
Ersatzschaltbild des gedämpften kapazitiven Teilers

a $Z_l = N \cdot Z_l'$; $Z_q = Z_q'/N$; Z_l' Längsimpedanz; Z_q' Querimpedanz
 U_h Eingangsspannung; U_n Ausgangsspannung

b $R = N \cdot R'$; $L = N \cdot L'$; $C = C'/N$;
 $C_e = N \cdot C_e'$; $C_p = C_p'/N$
 N Gesamtzahl der Teilelemente;
 n Anzahl der Elemente des Niederspannungsteiles

Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 5

durch die Längsinduktivität L' berücksichtigt. Das Zusammenfügen der einzelnen Elemente, bzw. ihre gegenseitige Beeinflussung, wird auch eine Schaltkapazität C_p' hervorrufen. Sie ist sicherlich sehr klein und dürfte insgesamt (C_p) kaum einige pF überschreiten. Dass sie als induktivitätslos vorausgesetzt wird, erklärt sich aus ihrer Kleinheit, die Resonanzerscheinungen im betrachteten Frequenzgebiet mit grösster Wahrscheinlichkeit ausschliesst. Die Erdkapazität C_e' repräsentiert das natürliche elektrische Feld des Teilers im Sinne eines vertikalen Leitungsstückes, das auf dem Boden aufgestellt wird.

Bereits in einer vorhergehenden Arbeit [38] wurden die möglichen Einflüsse auf die Homogenität eines derartigen Spannungsteilers eingehend erläutert. Inhomogene Einflüsse sind zwar vorhanden, machen aber eine vernünftige mathematische Behandlung bei deren Berücksichtigung unmöglich. Die Praxis zeigt auch, dass sie mit guter Näherung vernachlässigt werden können.

3.2.2 Das Impulsübertragungsverhalten

Die Übergangsfunktion (Rechteckstossantwort) des Spannungsteilers $G(t)$ lässt sich mit Hilfe der Laplace-Transformation ableiten. Die bereits in [38] veröffentlichte Berechnung führt zu dem Ausdruck:

$$G(t) = \frac{U_n(t) \cdot N}{U_0 n} = 1 - \frac{C_e}{6(C + C_p)} +$$

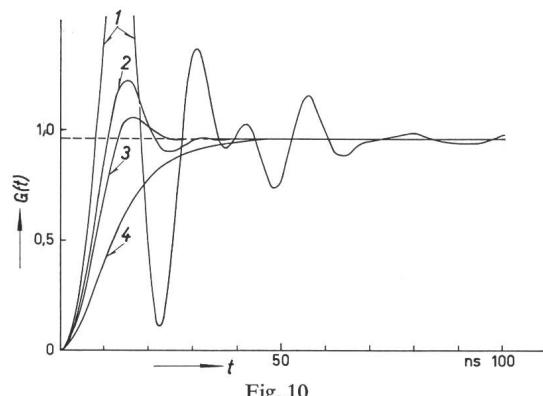
$$+ 2e^{-at} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{\cosh(bt) + \frac{a}{b} \sinh(bt)}{\left(1 + \frac{C_p}{C} + \frac{C_e}{Ck^2 \pi^2}\right) \left(1 + \frac{C_p}{C_e} k^2 \pi^2\right)}$$

$$a = \frac{R}{2L}; \quad b = \sqrt{\left(\frac{R}{2L}\right)^2 - \frac{1 + \frac{C_p}{C} + \frac{C_e}{Ck^2 \pi^2}}{L C_e \left(1 + \frac{C_p}{C_e} k^2 \pi^2\right)}} \quad (3)$$

$$C_p \ll C; \quad C_e < C; \quad n \ll N$$

Diese allgemein nur schwer diskutierbare Gleichung kann numerisch mit Hilfe elektronischer Rechenmaschinen ausgewertet werden.

Für sehr kleine Serienwiderstände, wie sie bei rein kapazitiven Spannungsteilern durch die normalen Leitungsverbindungen unter Berücksichtigung der Stromverdrängung gegeben sein könnten, ergeben sich sehr hochfrequente Laufzeitschwingungen, deren Entstehung in [38] bereits näher erläutert wurde (Fig. 8). Es ist daher naheliegend, durch die Erhöhung



Übergangsfunktion gedämpfter kapazitiver Teiler: Einfluss von R
Kurven: 1 $R = 250 \Omega$; 2 $R = 750 \Omega$; 3 $R = 1000 \Omega$; 4 $R = 2000 \Omega$
 $C = 150 \text{ pF}$; $L = 2,5 \mu\text{H}$; $C_e = 40 \text{ pF}$; $C_p = 1 \text{ pF}$

Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 8

des Widerstandes R diese Schwingungen zu unterdrücken. In Fig. 10 ist das Ergebnis einer Berechnung für einen Teiler von 150 pF Gesamtkapazität dargestellt. Die angenommene Erdkapazität von $C_e = 40$ pF entspricht in etwa einem ungeschirmten Teiler von 2,5 m Höhe, also für eine Stoßspannung von 1 MV. Bei der Längsinduktivität von $L = 2,5$ μ H wurden induktionsbehaftete Kondensatoren und induktionsarme Widerstände vorausgesetzt.

Man erkennt sehr deutlich die Wirksamkeit des Widerstandes, der bei einer Grösse von 250Ω noch unzulässig hohe Einschwingvorgänge zulässt, bei $R = 750 \dots 1000 \Omega$ jedoch bereits eine ausgezeichnete Übergangsfunktion hervorruft. Die daraus entnehmbare Anstiegszeit T_a beträgt für $R = 1000 \Omega$ ca. 8,5 ns bei einem nur kurzzeitigen Überschwingen von 10 %. Die Bandbreite der Übertragung kann mit ca. 40 MHz abgeschätzt werden⁴⁾.

Ein noch grösserer Widerstand ($R = 2000 \Omega$) verschlechtert die Übertragung und führt zu einem aperiodischen Verlauf der Übergangsfunktion. Daraus ist ersichtlich, dass ein optimaler Wert für den Widerstand angegeben werden kann. Zu einer Abschätzung dieses Wertes wird man zur Bedingung machen, dass in Gl. (3) die Hyperbelfunktionen die Übertragung bestimmen. Dies ist der Fall, solange b reell bleibt. Daraus resultiert:

$$R > 2k\pi \sqrt{\frac{L}{C_e}} \sqrt{\frac{1 + C_p/C + C_e/k^2 \pi^2 C}{1 + C_p k^2 \pi^2/C_e}} \quad (4)$$

Da stets $C_p \ll C$ und auch $C_e \ll C k^2 \pi^2$ sein wird, vereinfacht sich der Ausdruck zu:

$$R > 2k\pi \sqrt{\frac{L}{C_e}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + C_p k^2 \pi^2/C_e}} \quad (4a)$$

wobei für $k = 1$ der unbedingt zur Dämpfung notwendige Widerstand errechenbar ist.

Dass man die Induktivität des Teilers so klein wie möglich machen sollte, ergibt sich aus dem wichtigen Dämpfungsglied e^{-at} in Gl. (3) und aus der Wurzelabhängigkeit von R mit L aus Gl. (4a). Bei gegebener Erdkapazität C_e steigt nämlich mit der Grösse von L auch die Laufzeit $\sqrt{LC_e}$ des Teilers, die die Grenzfrequenz verständlicherweise erniedrigt. Im Idealfall sollte die Laufzeit des Teilers so gross werden, dass sie sich aus der Lichtgeschwindigkeit — der absoluten Grenze für die Ausbreitung aller elektrischen Vorgänge — ergibt. Lässt sich die Induktivität L somit so klein machen, dass sich der für gestreckte Leiter übliche Wert von ca. 1 μ H/m ergibt, so kann keineswegs mehr die Grösse der Erdkapazität C_e als schädlich für die Übertragungsfähigkeit des Teilers angesehen werden. Eine Steuerung des Teilers zur Verringerung der Erdkapazität ist damit grundsätzlich nicht mehr notwendig.

Die für die Beispiele in Fig. 10 angenommene Parallelkapazität C_p von 1 pF dürfte zwar der Wirklichkeit entsprechen; ein Vergleich mit noch kleineren Kapazitätswerten mag aber angebracht sein. In Fig. 11 erkennt man, dass bei noch kleinerem C_p die Laufzeit des Teilers durch eine echt verzögerte Wiedergabe voll zur Wirkung kommt. Grosse Parallelkapazitäten dämpfen also einerseits die Übertragung, verlangsamen aber auch den Anstieg der Übergangsfunktion dadurch, dass sie die Laufzeitwirkungen des Teilers unterdrücken.

⁴⁾ Bekanntlich ist der Zusammenhang von Bandbreite f_b und Anstiegszeit T_a durch folgende Näherungsformel gegeben:

$$f_b [\text{MHz}] = \frac{350}{T_a [\text{ns}]}$$

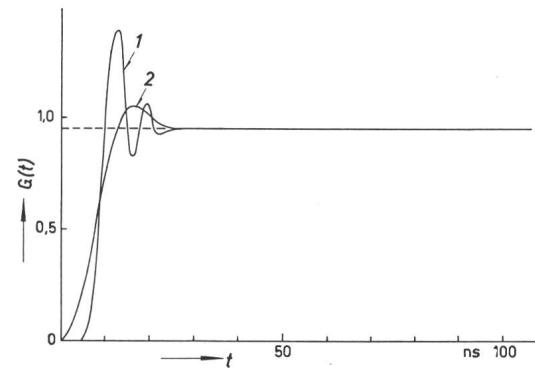


Fig. 11

Übergangsfunktion gedämpfter kapazitiver Teiler: Einfluss von C_p
 Kurve 1: $C_p = 0,1$ pF; Kurve 2: $C_p = 1$ pF
 $C = 150$ pF; $R = 1000 \Omega$; $L = 2,5 \mu$ H; $C_e = 40$ pF
 Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 8

3.2.3 Das Frequenzübertragungsverhalten

Werden sinusförmige Spannungen U_h an den Spannungssteiler gelegt, so lässt sich in bekannter Weise aus den Telegraphengleichungen auch die Sekundärspannung U_n berechnen (vgl. Fig. 9a).

Man erhält:

$$\frac{U_n}{U_h} = \frac{\sinh \frac{n}{N} \sqrt{\mathbf{Z}_l / \mathbf{Z}_q}}{\sinh \sqrt{\mathbf{Z}_l / \mathbf{Z}_q}} \quad (5)$$

wobei die komplexen Längs- und Querimpedanzen \mathbf{Z}_l und \mathbf{Z}_q ohne weiteres aus Fig. 9a abgeleitet werden können. Für den gedämpften kapazitiven Spannungssteiler ergibt sich der Ausdruck:

$$\frac{U_n}{U_h} = \frac{\sinh \frac{n}{N} g}{\sinh g}; g = \sqrt{\frac{(R + j\omega L) j\omega C_e + \frac{C_e}{C}}{1 + \frac{C_p}{C} + (R + j\omega L) j\omega C_p}} \quad (5a)$$

Bevor daraus der Amplitudengang ermittelt wird, soll auf die grosse Analogie zum rein Ohmschen Spannungssteiler hingewiesen werden, der sich aus dem Ersatzschaltbild ohne weiteres mit $C \rightarrow \infty$ ergibt. In Gl. (5a) verschwinden dann die frequenzunabhängigen Glieder C_e/C und C_p/C . Bei hohen Frequenzen werden aber ohnehin alle frequenzunabhängigen Glieder vernachlässigbar, so dass das Übertragungsverhalten nur von R , L , C_p und C_e bestimmt wird.

Der grundsätzliche Unterschied zum Ohmschen Spannungssteiler besteht aber darin, dass die Grösse des Widerstandes R beim gedämpften kapazitiven Teiler nur so gross zu bemessen ist, dass die Übertragung ausreichend gedämpft wird, während Ohmsche Teiler einen ihren Verwendungszweck entsprechend meist viel höheren Widerstandswert aufweisen müssen. Analog zu dem Beispiel von Fig. 10 wurden die Amplitudengänge für verschiedene Dämpfungswiderstände R aus Gl. (5a) berechnet (Fig. 12). Während bei zu kleinen Widerstandswerten (250 Ω , 500 Ω) noch nennenswerte Resonanzüberhöhungen im Bereich > 10 MHz auftreten, erhält man bei $R = 1000 \Omega$ eine völlig lineare Übertragung, die erst bei 20...30 MHz rasch absinkt. Die Bandbreite kann mit ca. 45 MHz entnommen werden, ein Wert, der sich bereits aus der Übergangsfunktion (Fig. 10) abschätzen liess.

Die Annahme einer Induktivität von nur 2,5 μ H könnte als unzulässig günstig betrachtet werden. Abgesehen davon, dass in vielen Fällen wegen der geringen energetischen Belastung

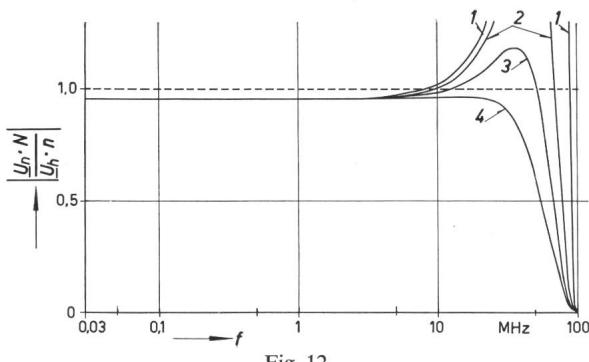


Fig. 12

Amplitudengang gedämpfter kapazitiver Teiler: Einfluss von R
 Kurven: 1 $R = 250 \Omega$; 2 $R = 500 \Omega$; 3 $R = 750 \Omega$; 4 $R = 1000 \Omega$
 $C = 150 \text{ pF}$; $L = 2,5 \mu\text{H}$; $C_e = 40 \text{ pF}$; $C_p = 1 \text{ pF}$
 f Frequenz

Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 9

Schichtwiderstände zur Dämpfung herangezogen werden können, lassen sich auch drahtgewickelte Widerstände mit induktiven Zeitkonstanten L/R von ca. 2 ns herstellen, wenn man sehr dünne Drahtquerschnitte und eine entsprechende Parallelschaltung verwendet. Die absolute Induktivität wird dann wegen der kleinen Ohmwerte nicht gross. Für eine Gesamtinduktivität von $10 \mu\text{H}$ wurden bei sonst unveränderten Teilerdaten in Fig. 13 die Amplitudengänge aufgetragen. Einen völlig gedämpften Verlauf erhält man hier mit $R = 2000 \Omega$. Die Bandbreite sinkt aber dabei auf die Hälfte, was darauf zurückzuführen ist, dass sich die Teilerlaufzeit $\sqrt{LC_e}$ verdoppelt.

Die Grösse des notwendigen Dämpfungswiderstandes lässt sich aus einem Vergleich der Fig. 12 und 13 ermitteln. Der Widerstandswert muss in einem bestimmten Verhältnis zum Wellenwiderstand des Teilers stehen. Als guter Mittelwert kann

$$R = 4\sqrt{\frac{L}{C_e}} \quad (6)$$

einer Dimensionierung zu Grunde gelegt werden.

Als wesentliche Tatsache ist noch herauszustellen, dass die Grösse der Eigenkapazität C des Teilers ohne Einfluss auf das Übertragungsverhalten ist, wenn man von der jedem kapazitiven Spannungsteiler anhaftenden Eigenschaft absieht, dass die Erdkapazität C_e das Übersetzungsverhältnis frequenzunabhängig beeinflusst [siehe Gl. (3)]. So wurde in Fig. 14 für Teilerkapazitäten von 100, 200 und 400 pF der Amplitudengang

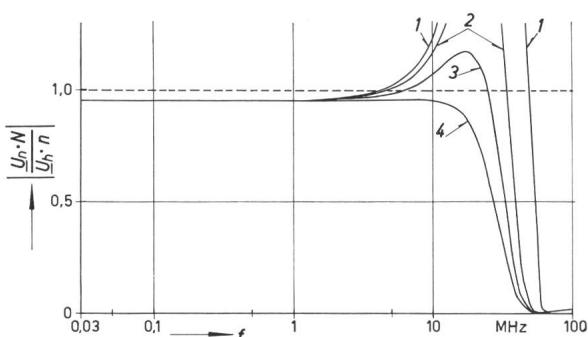


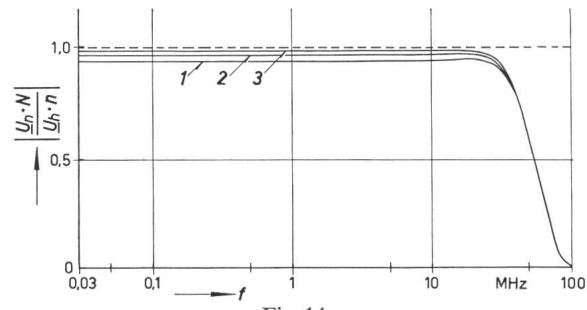
Fig. 13

Amplitudengang gedämpfter kapazitiver Teiler: Einfluss von R bei erhöhter Induktivität L
 Kurven: 1 $R = 500 \Omega$; 2 $R = 1000 \Omega$; 3 $R = 1500 \Omega$; 4 $R = 2000 \Omega$
 $C = 150 \text{ pF}$; $L = 10 \mu\text{H}$; $C_e = 40 \text{ pF}$; $C_p = 1 \text{ pF}$
 Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 9

ausgewertet. Die Bandbreite bleibt also von C unberührt. Diese Eigenschaft zeigt wieder die Analogie zum Ohmschen Teiler; sie wird später noch für eine einfache physikalische Erklärung der Wirkungsweise des Teilers herangezogen.

3.2.4 Praktisches Beispiel

Es wurde ein Stoßspannungsteiler mit einer aktiven Teilerhöhe von ca. 2 m aufgebaut, der in Fig. 15 dargestellt ist. Der Hochspannungsteil besteht aus 40 keramischen Plattenkondensatoren mit Wulstrand mit einer Kapazität von je 6 nF , so dass die resultierende Gesamtkapazität 150 pF beträgt. Die Spannungsfestigkeit der Kondensatoren lässt eine Betriebsspannung bis 800 kV zu.



Amplitudengang gedämpfter kapazitiver Teiler: Einfluss von C
 Kurven: 1 $C = 100 \text{ pF}$; 2 $C = 200 \text{ pF}$; 3 $C = 400 \text{ pF}$
 $R = 1000 \Omega$; $L = 2,5 \mu\text{H}$; $C_e = 40 \text{ pF}$; $C_p = 1 \text{ pF}$
 Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 9

Als Dämpfungswiderstände wurden zunächst Schichtwiderstände verwendet, da sich dadurch die Widerstandswerte in einfacher Weise verändern liessen und damit der Einfluss des Gesamtwiderstandes auf das Übertragungsverhalten eingehender studiert werden konnte. Wie bereits erwähnt, bleibt die energetische Belastung der Widerstände sehr gering, da diese nur bei Spannungsänderungen vom Strom durchflossen werden. Der maximale Energieumsatz lässt sich angenähert aus CU_0^2 berechnen, wenn C die Gesamtkapazität des Teilers und U_0 den Maximalwert der zu messenden Stoßspannung darstellt.

Schwierig gestaltet sich der Aufbau des Niederspannungssteiles, der für ein Übersetzungsverhältnis von 1000 ausgelegt wurde. Die dazu notwendige Niederspannungskapazität C_2 wird mit $C_1 = 150 \text{ pF}$ etwa 150 nF (s. Fig. 16). Die Problematik liegt im induktionsarmen Aufbau, der theoretisch leicht abzuschätzen ist. Um die Homogenität zu wahren, muss das Produkt LC über den ganzen Teiler erhalten bleiben. Mit der kalkulierten Induktivität L_1 des Hochspannungsteiles von $2,5 \mu\text{H}$

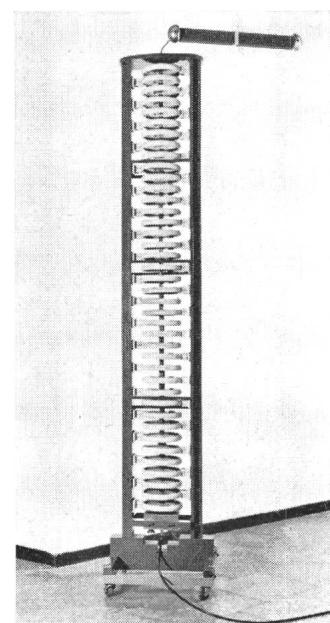


Fig. 15
Versuchsausführung eines gedämpften kapazitiven Teilers

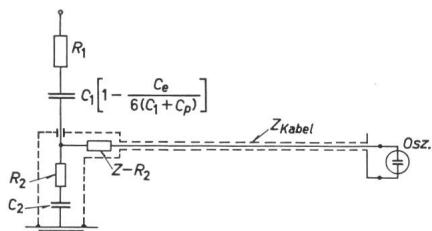


Fig. 16

Vereinfachtes Ersatzschaltbild des gedämpften kapazitiven Teilers
Bezeichnungen siehe im Text

und der Kapazität von 150 pF muss die Induktivität des Niederspannungsteiles möglichst auf 2,5 nH herabgedrückt werden, was wegen des konstruktiv notwendigen, relativ grossen Aufbaues schwierig ist. Bei einer Parallelschaltung nur weniger Kondensatoreinheiten im Niederspannungsteil ergaben sich stärkere Schwingungen in der Übergangsfunktion, die durch zu grosse induktive Komponenten hervorgerufen wurden. Schliesslich wurden Einzelkondensatoren von je 1,5 nF zwischen Metallplatten parallel geschaltet. Es blieben noch Resonanzerscheinungen, die von einer Parallelresonanz der Kondensatoren herrührten und durch Potentialunterschiede innerhalb der Metallplatten angeregt wurden. Da zur Kapazität C_2 ohnehin der Widerstand R_2 in Serie geschaltet werden muss, wurde ein Teil dieses Widerstandes zur Bedämpfung dieser Parallelresonanz auf die Einzelkondensatoren aufgeteilt.

Der Anschluss eines Messkabels bereitet keine grundsätzlichen Schwierigkeiten. Durch die Induktionslosigkeit des Niederspannungsteiles werden die vom offenen Kabelende reflektierten Spannungen ohne weiteres über C_2 abgeführt. Als schädlich erweist sich lediglich die im Verlaufe der doppelten Kabellaufzeit stattfindende Parallelschaltung der Kabelkapazität zum Niederspannungsteil, die aber bei üblichen Kabelängen wohl immer vernachlässigt werden kann. Gänzlich vermeiden lässt sich dieser Effekt durch den von *Burch* [15] vorgeschlagenen, doppelten Kabelabschluss.

Die praktische Bestimmung der Übergangsfunktion wurde mit Hilfe eines Rechteckgenerators mit HG-Relais, das einen ausreichend steilen Schaltimpuls bis zu 500 V liefert, und einem breitbandigen, empfindlichen Oszilloskop (Bandbreite 85 MHz) durchgeführt. Bei einer Zuleitung von 0,5 m Länge zum Teiler, in die zur Dämpfung von Zuleitungsschwingungen ein Widerstand von 160 Ω eingebaut wurde, und einer Messkabellänge von 12 m ergab sich die in Fig. 17 gezeigte Rechteckstossantwort. Die diesen Oszilloskopogrammen entnehmbare Anstiegszeit T_a beträgt ca. 8,5 ns. Darin enthalten ist die Anstiegszeit des verwendeten Oszilloskop von ca. 4 ns, so dass die korrigierte Anstiegszeit von Teiler und Messkabel 7,5 ns beträgt. Die kurze Zuleitung des Teilers macht es notwendig, den Teiler zur Erde geneigt aufzustellen. Die dadurch vergrösserte Erdkapazität beeinflusst die Übergangsfunktion aber praktisch nicht. Längere Zuleitungen erzeugen in zunehmendem Masse hochfrequente Einschwingvorgänge, erhöhen aber nicht die Antwortzeit, die bei etwa 5 ns liegt.

3.2.5 Bemerkungen zur physikalischen Wirkungsweise

Es lässt sich behaupten, dass der gedämpfte, kapazitive Spannungsteiler in der Lage ist, die letztlich durch die Lichtgeschwindigkeit begrenzte Übertragungsfähigkeit jedes räumlich ausgedehnten und in der üblichen Säulenbauweise aufgebauten Teilers zu erreichen. Ohne dabei auf eingehendere theoretische Untersuchungen eingehen zu müssen [25], lässt sich diese Behauptung in einfacher Weise physikalisch erklären:

Im Abschnitt 3.2.3 wurde gezeigt, dass die Längskondensatoren C des Teilers das Übertragungsverhalten bei hohen Frequenzen nicht beeinträchtigen. Somit stellt sich der Teiler im Ersatzschaltbild als eine bedämpfte, homogene Leitung dar, die am Ende, nämlich am geerdeten Niederspannungsteil, kurzgeschlossen ist (vgl. Fig. 9). Dabei sollen die Parallelkapazitäten vernachlässigt werden, da diese die grundsätzlichen Vorgänge nicht wesentlich verändern. Der Wellenwiderstand des Teilers wird von der Grösse $\sqrt{L/C_e}$, die Laufzeit der hochfrequenten Vorgänge durch den Wert $\sqrt{LC_e}$ bestimmt. Die folgenden Überlegungen gelten somit auch für rein Ohmsche Teiler, deren Widerstandswert den abgeleiteten Forderungen entspricht.

Trifft nun auf diese Leitung ein Spannungsimpuls aus einer Quelle mit vernachlässigbar kleinem Innenwiderstand, so werden sich bei einer zunächst vorausgesetzten weitgehenden Verlustlosigkeit ($R \approx 0$) Wanderwellenreflexionen am kurzgeschlossenen Leitungsende ausbilden, die auch die unmittelbar am Leitungsende abzugreifende Teilspannung erheblich beeinflussen. Eine saubere Spannungsteilung bei hochfrequenten Vorgängen kann also nicht vorliegen (vgl. rein kapazitiver Teiler, Fig. 8).

Erhöht man nun den Widerstand dieser Leitung, so wird schliesslich ein Zustand erreicht, bei dem sich die Amplitude der einlaufenden Spannungswelle durch die auftretenden Verluste stetig verringert und am kurzgeschlossenen Leitungsende bis zu einem vernachlässigbar kleinen Wert abbaut. Es können keine Reflexionen mehr auftreten, der Wanderwellenstrom bleibt vom ersten Augenblick an konstant und etwa proportional der einlaufenden Spannung. Wird die Dämpfung noch grösser, so zeigt auch eine kurzgeschlossene Leitung bei einer einlaufenden Rechteckspannung am Leitungsende einen Strom, der kontinuierlich von Null aus auf seinen Endwert ansteigt.

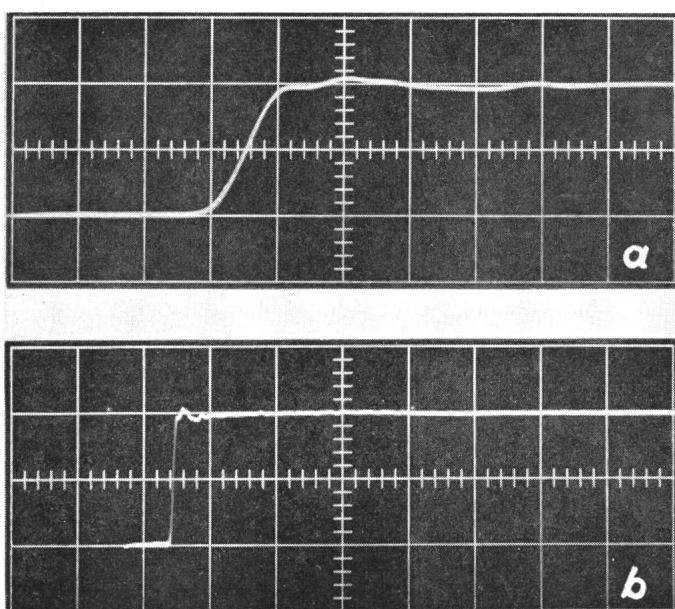


Fig. 17

Experimentell ermittelte Übergangsfunktion des Teilers nach Fig. 15
a 10 ns/cm; b 100 ns/cm

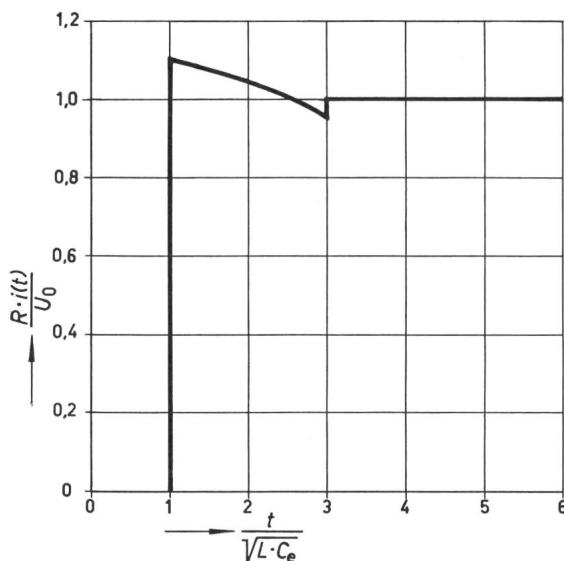


Fig. 18

Stromverlauf am Ende einer widerstandsbehafteten kurzgeschlossenen Leitung:

$$R = 4 \sqrt{L/C_e}$$

$i(t)$ Strom am Leitungsende; U_0 Amplitude des Rechteck-Spannungsimpulses am Leitungsanfang

Dieser Fall wurde von *W. Thomson* schon im Jahre 1855 berechnet. Kabel mit einer derart grossen Dämpfung werden daher bekanntlich auch als Thomson-Kabel bezeichnet.

In Fig. 18 wurde der Stromverlauf $i(t)$ einer am Ende kurzgeschlossenen Leitung nach dem Anlegen einer Gleichspannung U_0 am Leitungsanfang zur Zeit $t = 0$ aufgezeichnet (aus [23], S. 86). Dabei ist ein Leitungswiderstand der Grösse $R = 4 \sqrt{L/C_e}$, entsprechend Gl. (6), vorausgesetzt. Man erkennt hier also den Stromsprung am Leitungsende, der mit nur einer einmaligen Reflexion seinen Endwert U_0/R erreicht. Der Wert dieses Widerstandes dürfte somit auch aus diesem Grunde als der günstigste Wert des Gesamtwiderstandes angesprochen werden, der beim Teiler des betrachteten Typs einzusetzen ist. Da jeder grössere Widerstand den Stromanstieg verflacht, jeder kleinere Wert aber zu Schwingungsscheinungen führen muss, kann ein derartig gedämpfter, als rein Ohmisch wirkender Spannungsteiler auch als optimal übertragender Teiler angesprochen werden.

Der Einbau von Längskondensatoren C' stellt sich bei dieser Betrachtungsweise lediglich als ein Hilfsmittel dar, das die Impedanzverhältnisse und damit auch die Energieaufnahme gegenüber einem rein Ohmschen Teiler sehr vorteilhaft beeinflusst. Die gesamte Eingangsimpedanz ist bei Vernachlässigung der Erdkapazitäten und Induktivitäten gegeben durch die Grösse $R + 1/j\omega C$, so dass auch bei sehr hohen Frequenzen noch der Widerstand R wirksam bleibt, bei niedrigeren Frequenzen aber der Teiler sehr hochohmig wird. Dadurch erst wird der gedämpfte, kapazitive Spannungsteiler universell verwendbar, die Rückwirkungen auf die Stoßspannungen bleiben sowohl bei sehr schnell verlaufenden (Keilwellen) als auch bei langsam veränderlichen Vorgängen (Langwellen, Schaltüberspannungen) gering.

Literatur

- [1] Leitsätze für die Erzeugung und Verwendung von Stoßspannungen für Prüfzwecke. VDE 0450/XI, 1939.
- [2] K. Berger: Essais Comparatifs avec des éclateurs. Cigré-Bericht 326 1956 Bd. III.
- [3] M. Oezkaya: Über Messfehler bei der Stoßspannungsmessung mit Spannungsteiler und Oszillograph. Diss., TH Stuttgart 1958.
- [4] H. Baatz, H. Böcker und M. Oezkaya: Die Eichung von Stoßspannungsmesskreisen mittels Rechteck-Entladestoss. ETZ-A 79(1958) S. 553...560.
- [5] A. Aigner: Fortschritte auf dem Gebiet der Messung sehr hoher, rasch veränderlicher Stoßspannungen. Brown Boveri Mitt. 47(1960), S. 239...267.
- [6] K. Berger und A. Aigner: Neue Erkenntnisse über das Verhalten und die Prüfung von Spannungsteilern zur Messung sehr hoher, rasch veränderlicher Stoßspannungen. Bull. SEV 51(1960), S. 769...783.
- [7] Sonderhefte über Blitzforschung. ETZ-A 82(1961), S. 225...260, 265...293.
- [8] L. Binder: Gross-Kathodenstrahl-Oszillograph für 200 kV Ablenkspannung. ETZ 52(1931), S. 735...736.
- [9] W. Herbst: Eine fahrbare Messkabine zur oszillographischen Aufzeichnung schnell verlaufender Hochspannungsvorgänge. ETZ-A 77(1956), S. 105...107.
- [10] W. Marguerre: Die Berechnung des Stoßkreises für eine gegebene Form der Stoßspannung. ETZ 60(1939), S. 837...839.
- [11] H. Piloy, R. Piloy, H. O. Leilich und W. E. Proebster: Programmgesteuerte elektronische Rechenanlage München. Nachrichtentechn. Z. 8(1955), S. 603...609, S. 650...658.
- [12] P. E. Klein: Elektronenstrahlzosillographen. Bd. I., Weidmann, Berlin 1948.
- [13] K. Widemann: Das Verhalten von Schirmbildröhren bei sehr hohen Frequenzen. Diss. TH München 1960.
- [14] D. Gabor: Forschungshefte der Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen. 1(1927), S. 7...74.
- [15] F. B. Burch: On Potential Dividers for Cathode Ray Oscilloscopes. Philosophical Magazine 7/13(1932) S. 760.
- [16] H. Klemperer und O. Wolff: Die Verzerrungen im Kathodenoszillographen bei hohen Messgeschwindigkeiten. Archiv f. Elektrotech. 26(1932), S. 495...502.
- [17] M. Böckmann, N. Hylten-Cavallius: Errors in Measuring Surge Voltage by Oszillography. ASEA-Publications 7084 E (1946).
- [18] P. R. Howard: Errors in Recording Surge Voltage. Proc. IEE II/99(1952), S. 371...383.
- [19] J. H. Park: Surge Measurement Errors Introduced by Coaxial Cables. Trans AIEE, Communications & Electronics 77(1958), S. 343...350.
- [20] C. J. Miller und J. F. Wittibschlager: Measurements of Steep-Front Impulse Waves with an Isolated Screen Room Installation. Trans AIEE, Communications & Electronics 77(1958), S. 262...271.
- [21] H. Halverson: Testing Microwave Transmission Lines Using the Sampling Oszilloscope. Electronics 34(1961)26, S. 86...88.
- [22] R. F. Goossens und P. G. Provoost: Fehlerquellen bei der Registrierung hoher Stoßspannungen mit dem Kathodenstrahl-Oszillographen. Ein neuer Hochspannungs-Messwiderstand. Bull. SEV 37(1946), S. 175...184.
- [23] H. Kaden: Impulse und Schaltvorgänge in der Nachrichtentechnik. Oldenbourg, München 1957.
- [24] R. L. Wigington und N. S. Nahman: Transient Analysis of Coaxial Cables Considering Skin Effect. Proc. IRE 45(1957), S. 166...174.
- [25] W. Zaengl: Das Messen hoher, rasch veränderlicher Stoßspannungen. Diss., TH München 1964.
- [26] A. Aigner: Neue Erkenntnisse über die Messung sehr hoher, rasch veränderlicher Stoßspannungen mittels Spannungsteiler. Diss., ETH Zürich 1960.
- [27] W. Rogowski, O. Wolff und H. Klemperer: Die Spannungsteilung beim Kathodenoszillographen. Archiv f. Elektrotech. 23(1930), S. 579...588.
- [28] W. Rogowski, O. Wolff und H. Klemperer: Weitere Wanderwellenaufnahmen mit dem Kathodenoszillographen. Archiv f. Elektrotech. 23(1930), S. 667...682.
- [29] P. L. Bellaschi: The Measurement of High-Surge Voltages. Trans. AIEE 52(1933), S. 544...567.
- [30] J. H. Hagenguth: Short-Time Spark-Over of Gaps. El. Engng. 56(1937), S. 67...76.
- [31] W. Raske: Messteiler für hohe Stoßspannungen. Teil I und II. Archiv f. Elektrotech. 31(1937), S. 653...666 u. 732...748.
- [32] A. Liechti: Spannungsteiler in Stoßanlagen. Micafil-Nachrichten (1945), S. 25...30.
- [33] R. Elsner: Die Messung steiler Hochspannungsspitzen mittels Spannungsteiler. Archiv f. Elektrotech. 33(1939), S. 23...40.
- [34] O. Zinke: Frequenzunabhängige kapazitiv-ohmsche Spannungsteiler für Messzwecke. ETZ 60(1939), S. 927...930.
- [35] S. B. Griscom, B. L. Lloyd und A. R. Hileman: Voltage Divider for Measuring Impulse Voltages on Transmission Lines. Trans. AIEE Power App. & Syst. 73(1954), S. 228...237.
- [36] K. Auleytner und R. Włodarski: Widerstandsspannungsteiler für Stoßspannungsuntersuchungen. Rozprawy Elektrotechniczne 5(1959), S. 421...451.
- [37] P. G. Provoost, N. P. Kirpekar und O. T. Lee: Het meten van op het front gekapte hoge stootspanningen. Electro-Techniek 37(1959) S. 151...159.
- [38] W. Zaengl und K. Feser: Ein Beitrag zur Berechnung des Übertragungsverhaltens von Stoßspannungsteilern. Bull. SEV 55(1964)25, S. 1249...1256.
- [39] H. Stephanides: Spannungsteiler für hohe Stoßspannungen und ihre Anwendung und Messgenauigkeit. Scientia electr. 4(1958) S. 33...46.
- [40] C. Gary: La mesure des hautes tensions de choc. Les diviseurs de tension. Rev. Gén. Electr. 69(1960), 517...552.
- [41] G. Hortopan: Das Verhalten eines abgeschirmten Spannungsteilers. Elektric 17(1963), S. 310...311.
- [42] F. A. Fisher: Transient Response of Impulse Voltage Dividers. Trans. AIEE, Communications & Electronics 77(1958), S. 411...420.
- [43] A. Aigner: Ersatzschema der Zuleitung in der Hochspannungsmesstechnik, insbesondere bei der Messung rasch veränderlicher Stoßspannungen. Bull. SEV 52(1961), S. 192...203.
- [44] J. H. Park und H. N. Cones: Puncture Tests on Porcelain Distribution Insulators Using Steep-Front Voltage Surges. Trans. AIEE, Power App. & Syst. 72(1953), S. 737...746.
- [45] A. F. Rohlf, J. S. Kresge und F. A. Fisher: The Response of Resistance Voltage Dividers to Steep-Front Impulse Waves. Trans. AIEE, Communication & Electronics 76(1957), S. 634...646.
- [46] F. C. Creed und M. M. C. Collins: The Measurement of Short-Duration Impulse Voltage. IEEE Trans. Communications & Electronics (1963)69, S. 621...630.
- [47] H. Stephanides: Messtechnische Probleme bei der Stoßprüfung mit Voll- und abgeschnittenen Wellen. Elektrotechn. & Maschinenbau 73(1956), S. 410...415.

Adresse des Autors:

Dr. W. Zaengl, Konservator am Institut für Hochspannungs- und Anlagentechnik der Technischen Hochschule München, Arcisstrasse 21, D-8000 München.