

Zeitschrift: Bulletin de l'Association suisse des électriciens
Herausgeber: Association suisse des électriciens
Band: 48 (1957)
Heft: 2

Artikel: Eine neue Anordnung zur Messung der Leistung bei Ionisationsvorgängen
Autor: Veverka, A. / Chládek, J.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1058658>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 17.01.2025

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

stungen haben (3...10 kVar), die spezifische Leistung pro Flächeneinheit aus konstruktiven Gründen kleiner ist.

Literatur

- [1] Wörner, Theo: Über die Gasfestigkeit von Isolierölen im elektrischen Feld. ETZ Bd. 72(1951), Nr. 22, S. 656...658.
- [2] Hochhäuser, Paul: Kältebeständigkeit von clophenimprägnierten Kondensatoren. ETZ-A Bd. 77(1956), Nr. 4, S. 101...105.
- [3] Hochhäuser, Paul: Die Verbesserung des Kondensator-dielektrikums durch Hochvakuumbehandlung und -tränkung. ETZ Bd. 72(1951), Nr. 11, S. 357...361.
- [4] Coquillion, J.: Condensateurs au papier imprégné de pyralène pour courant alternatif. Facteurs influençant la capacité et les pertes. Rev. gén. Electr. Bd. 61(1952), Nr. 5, S. 205...213.
- [5] Liebscher, F.: Über die dielektrischen Verluste und die Kurvenform der Ströme in geschichteten Isolierstoffen bei

hohen Wechselfeldstärken von 50 Hz. Wiss. Veröff. Siemens Werk Bd. 21(1942/43), Nr. 2, S. 74...108.

- [6] Liechti, A.: Contribution à l'étude des diélectriques au papier imprégné, de faible épaisseur. Conférence Internationale des Grands Réseaux Electriques (CIGRE), Paris 1946, Bd. 1, Rapp. 123, 11 S.
- [7] Hopkins, R. J., T. R. Walters und M. E. Scoville: Development of Corona Measurements and their Relation to the Dielectric Strength of Capacitors. Trans. AIEE Bd. 70(1951), Part 2, S. 1643...1651.
- [8] Papen, H.: Zur Bestimmung der Glimmanfangsspannung. Druckschrift über das neue Hochspannungslabor der AEG. 1955, S. 77.
- [9] Liebscher, F.: Leistungskondensatoren für tiefe und hohe Temperaturen. Elektr.-Wirtsch. Bd. 56(1957), Nr. 8, S. 245...250.

Adresse des Autors:

K. Meier, dipl. Ingenieur, Condensateurs Fribourg S. A., Fribourg.

Eine neue Anordnung zur Messung der Leistung bei Ionisationsvorgängen

Von A. Veverka und J. Chládek, Praha

621.317.799 : 621.315.61 : 537.562

In vorliegender Arbeit wird vorerst kurz die Theorie der energetischen Umsetzungen in einem Dielektrikum, welches gasgefüllte Hohlräume enthält, behandelt. Auf Grund der theoretischen Ergebnisse wird eine neue Messmethode zur Bestimmung der bei Entladungen im Dielektrikum verbrauchten Leistung entwickelt, wobei zur Messung nur an den Klemmen des Prüflings feststellbare Grössen verwendet werden. Die Methodik der Messung wird dargelegt und das entwickelte Messgerät und dessen Eichung wird beschrieben.

Dans cet article on traite avant tout la théorie des relations énergétiques dans un diélectrique comportant des occlusions gazeuses. Puis les auteurs présentent une nouvelle méthode pour la mesure de la puissance absorbée par des décharges dans le diélectrique, basée sur les résultats théoriques; pour ce but on utilise seulement des grandeurs mesurables aux bornes de l'objet. Enfin on décrit la méthodique de la mesure, aussi que l'appareil développé et sa calibration.

Im dielektrischen Material, welches die Isolation rotierender Maschinen, Transformatoren, Kondensatoren, Kabel usw. bildet, können gasgefüllte Hohlräume auftreten, bzw. solche durch grossen örtlichen Spannungsgradienten hervorgerufen werden. Wird die an das Isoliermaterial angelegte Wechselspannung schrittweise erhöht, entstehen bei einer gewissen Spannung in seinen Hohlräumen Entladungen. Diese Spannung wird bekanntlich als *Ionisationsschwelle* bezeichnet.

Enthält ein Hohlraum des Dielektrikums Sauerstoff, so bildet sich durch die Entladungen Ozon, welches für starke Oxydation des Materials verantwortlich ist. Die chemische Zerstörung der Isolation kann im weiteren einen Zerfall gewisser Isolationsmaterialien während des Ionisationsvorganges verursachen. Aber auch das Ionen-, bzw. Elektronenbombardement der Wände des gasgefüllten Spaltes kann die Zerstörung der Isolation fördern. Alle diese Vorgänge können mit der Zeit einen Isolationsdurchschlag zur Folge haben.

Experimentell konnte nachgewiesen werden, dass in Hohlräumen des Dielektrikums Gasentladungen bei einer Spannung gleicher Grössenordnung auftreten, wie dies bei einer Versuchsanordnung mit Metallelektroden der Fall ist. Falls sich an der Oberfläche des Hohlraumes eine genügend grosse Ladung befindet, ist der gesamte Entladungsverlauf in der Praxis ebenfalls der gleiche wie bei der erwähnten Versuchsanordnung [2]¹⁾. Durch die Entladung wird die Oberflächenladung des Spaltes in der Umgebung der Entladungsfusspunkte neutralisiert. Der grosse Oberflächenwiderstand kann aber die Umgebung der Spaltoberfläche, welche sich an der Entladung beteiligt, wesentlich begrenzen, so dass sich dann im Hohlraum nur eine primäre Elektronenlawine

ausbilden kann. Die Dauer einer solchen Entladung beträgt $\approx 10^{-8}$ s. Wird die der Entladung zur Verfügung stehende Energie aufgebraucht, hört die Ionisierung und damit der Entladungsvorgang rasch auf (nach etwa 1 μ s).

Gemant und Philipoff, Arman und Starr stellten als ersten die Hypothese auf, wonach eine Entladung im Spalt eines Dielektrikums eine teilweise oder vollständige Entladung der Kapazität zwischen den Oberflächenelementen des Hohlraumes in sehr kurzer Zeit darstellt. Diese Autoren diskutierten auch den diskreten Charakter dieser Entladungen. In Fig. 1 ist ein Dielektrikum dargestellt, welches gasgefüllte Hohlräume (Spalte) enthält. Bei Auftreten der früher beschriebenen Entladungen zwischen

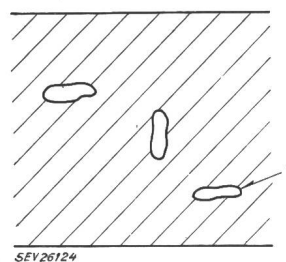


Fig. 1

Dielektrikum mit gasgefüllten
Hohlräumen
1 Spalt (Hohlraum)

zwei Oberflächenelementen eines Hohlraumes kann der Vorgang bequem an Hand eines Modells nach Fig. 2 verfolgt werden [3]. Hier ist das zu untersuchende Dielektrikum durch drei Kondensatoren C_1 , C_2 und C_3 nachgebildet. C_1 bedeutet die Kapazität zwischen den Oberflächenelementen des Spaltes, welche durch die Entladung überbrückt wird, C_2 die Kapazität des Dielektrikums zwischen den Elektroden und Spaltoberflächenelementen, C_3 die Kapazität des übrigen Dielektrikums ($C_2 < C_1 \ll C_3$). Die Funkenstrecke, welche parallel zur Kapazität

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

C_1 geschaltet ist, bildet die Entladung der Oberflächenelemente des Hohlraumes nach Überschreiten der Ionisationsschwelle nach.

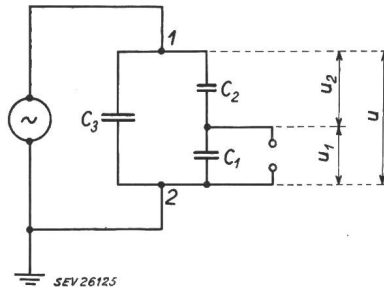


Fig. 2

Modell zum Verfolgen der Entladungen zwischen zwei Oberflächenelementen des Hohlraumes eines Dielektrikums 1, 2 Klemmen des Prüflings; C_1 Kapazität zwischen den Oberflächenelementen des Spaltes; C_2 Kapazität des Dielektrikums zwischen den Elektroden und Spaltoberflächenelementen; C_3 Kapazität des übrigen Dielektrikums; u Spannung an den Punkten 1, 2; u_1 Spannung am Kondensator C_1 ; u_2 Spannung am Kondensator C_2

Betrachte man vorerst den Fall, dass für den Spannungsverlauf u an den Punkten 1, 2 des Modells gilt:

$$u = U_m \sin \omega t$$

Erreicht die Spannung u_1 am Kondensator C_1 und damit auch an der Funkenstrecke die Zündspannung U_{1z} , tritt an dieser eine Entladung auf. Nach Beendigung der Entladung liegt an Funkenstrecke und Kondensator C_1 die Löschspannung U_{1h} . Die Spannung an den Punkten 1, 2 des Modells sinkt dabei auf den Wert U_h , da die Induktivität der Spannungsquelle und der Zuleitungen es nicht zulässt, dass die Spannungsquelle im Augenblick der Entladung von C_1 plötzlich die Elektrizitätsmenge in das Modell nachliefert. Es gilt daher für die elektrische Ladung der Kondensatoren C_2 und C_3 vor und nach der Entladung folgende Beziehung:

$$C_2 U_{2z} + C_3 U_z = C_2 (U_h - U_{1h}) + C_3 U_h \quad (1)$$

Darin bedeuten U_{1z} , U_{2z} , U_z die Spannungen an den Kondensatoren C_1 , C_2 und C_3 im Augenblick des Zündens, U_{1h} , U_{2h} , U_h die Spannungen im Augenblick des Löschens. Für U_{1z} und U_{2z} gilt:

$$U_{1z} = \frac{C_2}{C_1 + C_2} U_z; \quad U_{2z} = \frac{C_1}{C_1 + C_2} U_z$$

Aus Gl. (1) folgt:

$$U_h = \frac{C_1 C_2 + C_2 C_3 + C_1 C_3}{(C_1 + C_2)(C_2 + C_3)} U_z + \frac{C_2}{C_2 + C_3} U_{1h} \quad (2)$$

Die Entladung verursacht daher an den Punkten 1, 2 eine Spannungsenkung Δu :

$$\Delta u = U_h - U_z = -\frac{C_2}{C_2 + C_3} (U_{1z} - U_{1h}) \approx -\frac{C_2}{C_3} (U_{1z} - U_{1h}) \quad (3)$$

Da $C_2 \ll C_3$, ist der Spannungsabfall Δu sehr gering.

Die elektrische Ladung ΔQ , welche während des Entladungsvorganges vom Kondensator C_3 auf den Kondensator C_2 übergeht, hat die Grösse für $C_2 \ll C_3$:

$$\Delta Q = C_3 \Delta u = -\frac{C_2 C_3}{C_2 + C_3} (U_{1z} - U_{1h}) \approx -C_2 (U_{1z} - U_{1h}) \quad (4)$$

Die Entladungsfolge während einer Periode der an die Punkte 1, 2 angelegten Wechselspannung kann auf Grund des Spannungsverlaufes u_1 an C_1 bestimmt werden. Hierbei bedeutet u_1 die Spannung von C_1 , wenn an der Funkenstrecke keine Entladungen auftreten [3].

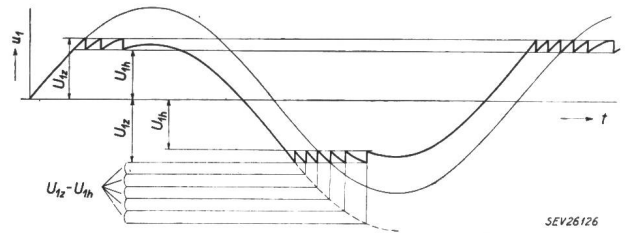


Fig. 3

Bestimmungsbeispiel der Entladungsfolge an der Funkenstrecke des Modells nach Fig. 2

U_{1z} Zündspannung der Funkenstrecke; U_{1h} Löschspannung der Funkenstrecke; u_1 Spannung am Kondensator C_1 ; t Zeit

In Fig. 3 ist als Beispiel die Bestimmung der Entladungsfolge für den Fall durchgeführt, dass die Zündspannung U_{1z} der Funkenstrecke in beiden Halbperioden den gleichen Wert hat. Der Übergang der Entladungen vom Augenblick des Einschaltens in den periodischen Zustand ist in Fig. 3 deutlich ersichtlich.

Allgemein können sowohl die Zündspannung als auch die Löschspannung von der Polarität der Spannung am Hohlraum abhängen.

Jede Entladung der Funkenstrecke bedeutet für das kapazitive Modell nach Fig. 2 einen Energieverlust, wobei dieser, solange sich Zündspannung und Löschspannung nicht ändern, bei jeder Entladung denselben Wert hat. Dies folgt z. B. aus folgender Überlegung:

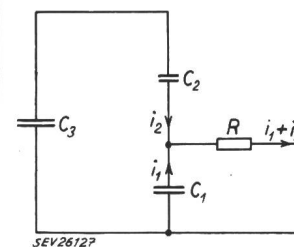


Fig. 4

Kapazitive Anordnung zur Berechnung des Energieabfalles

R Oberflächenwiderstand des Spaltes und Widerstand der Entladungsbahn;

i_1 , i_2 Übergangsströme bei der Entladung

Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 2

Der Abfall der elektrostatischen Energie der kapazitiven Anordnung während der Entladung deckt die dabei auftretende Joulesche Wärme im Oberflächenwiderstand des Spaltes (Hohlraumes) und im Widerstand der Entladungsbahn. Zur Berechnung dieses Energieabfalles soll der Übergangsvorgang für die aufgeladene kapazitive Anordnung (Fig. 4) nach Zünden der Entladung untersucht werden (R in Fig. 4 entspricht dem bereits erwähnten Widerstand). Hier gelten folgende Beziehungen:

$$\frac{1}{C_1} i_1 + R \frac{d(i_1 + i_2)}{dt} = 0 \quad (5)$$

$$\left(\frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}\right) i_2 + R \frac{d(i_1 + i_2)}{dt} = 0 \quad (6)$$

Mit $i = i_1 + i_2$ folgt aus den Gl. (5) und (6):

$$\frac{di}{dt} + \frac{C_2 + C_3}{R(C_1 C_2 + C_2 C_3 + C_1 C_3)} i = 0 \quad (7)$$

Die Lösung von Gl. (7) lautet:

$$i = A e^{-\frac{C_2 + C_3}{R(C_1 C_2 + C_2 C_3 + C_1 C_3)} t} \quad (8)$$

Die Integrationskonstante A folgt aus der Bedingung, dass bei jeder Entladung des Kondensators C_1 im Moment der Zündung $t = 0$ für den Strom i gelten muss:

$$i(0) = \frac{U_{1z}}{R} \quad (9)$$

Somit ist

$$i = \frac{U_{1z}}{R} e^{-\frac{C_2 + C_3}{R(C_1 C_2 + C_2 C_3 + C_1 C_3)} t} \quad (10)$$

Die im Widerstand R verbrauchte Energie während des Entladungsvorganges W_R hat folgende Grösse:

$$W_R = \int_0^{t_v} R i^2 dt = \frac{U_{1z}^2 R (C_1 C_2 + C_2 C_3 + C_1 C_3)}{R \cdot 2(C_2 + C_3)} \cdot \left[1 - e^{-\frac{2(C_2 + C_3)}{R(C_1 C_2 + C_2 C_3 + C_1 C_3)} t_v} \right] \quad (11)$$

wobei

$$U_{1z} e^{-\frac{C_2 + C_3}{R(C_1 C_2 + C_2 C_3 + C_1 C_3)} t_v} = U_{1h} \quad (12)$$

(t_v Entladungsdauer)

Daraus folgt:

$$W_R = \frac{C_1 C_2 + C_2 C_3 + C_1 C_3}{2(C_2 + C_3)} (U_{1z}^2 - U_{1h}^2) \quad (13)$$

Für $C_2 < C_1 \ll C_3$ gilt:

$$W_R \approx \frac{C_1 + C_2}{2} (U_{1z}^2 - U_{1h}^2) = \frac{C_1 + C_2}{C_1} \left(\frac{C_1 U_{1z}^2}{2} - \frac{C_1 U_{1h}^2}{2} \right) \quad (14)$$

Der Klammerausdruck in Gl. (14) stellt die Energieänderung des Kondensators C_1 während der Entladung dar. Die während des Entladungsvorganges verbrauchte gesamte Energie W_R der ganzen Kondensatorenanordnung im Modell nach Fig. 2 ist im Verhältnis $(C_1 + C_2)/C_1$ grösser als die Energieänderung von C_1 .

Da die Anfangsbedingung zur Bestimmung der Konstanten A dieselbe für jede Entladung ist, folgt, dass auch die verbrauchte Energie W_R bei jeder ein-

zelnen Entladung die gleiche ist, so lange sich U_{1z} und U_{1h} nicht ändern.

Die Elektrizitätsmenge ΔQ , welche während der Entladung von C_3 auf C_2 übergeht, wird von der Spannungsquelle dem Modell nach Fig. 2 sofort nach Beendigung der Entladung wieder nachgeliefert. Dieser Ladevorgang spielt sich in einem so kurzen Zeitintervall ab, dass in diesem die Netzspannung praktisch als unverändert angenommen werden kann (Δu ist sehr klein). Die von der Spannungsquelle gelieferte Energie beträgt dann $u \cdot \Delta Q$, wobei u den Momentanwert der Klemmenspannung zu Beginn der Entladung bedeutet.

Im allgemeinen Fall, wenn die Zündspannung und die Löschspannung von der Polarität der Spannung an der Funkenstrecke abhängen, stellt sich eine solche Folge von Entladungen an der Funkenstrecke des Modells nach Fig. 2 ein, so dass sich der ganze Vorgang erst nach mehreren Perioden der Netzspannung wiederholt [4]. Der Vorgang besitzt dann eine Periodendauer $T > 2\pi/\omega$. In diesem Zeitintervall T muss die der Anordnung bei den Entladungen zugeführte Energie gleich sein der durch die Entladungen im Modell verbrauchten Energie. Für die während der Periodendauer T zugeführte gesamte Energie gilt dann:

$$W = \sum_n u_n \cdot \Delta Q_n \quad (15)$$

wobei u_n die Spannung an den Klemmen des Modells zu Beginn der n . Entladung und ΔQ_n die von der Spannungsquelle nachgelieferte Ladung ist.

Eine eingehende Untersuchung der energetischen Verhältnisse des Modells nach Fig. 2 ist in den Arbeiten [1; 3] durchgeführt.

Der für dieses Modell gültige Entlademechanismus verläuft im wirklichen Dielektrikum nur selten so einfach. Die tatsächlichen Erscheinungen sind viel komplizierter, da die Anzahl der vorhandenen Spalte gross ist und die Entladungserscheinungen in diesen nicht immer so verlaufen, wie in einem Kondensator mit Metallelektroden. Als zusätzliche Effekte, welche den Entladungsvorgang und die Reihenfolge der Entladungen beeinflussen können, sind zu erwähnen: die unhomogene Verteilung der Ladung an der Spaltoberfläche, das Auftreten von Spannungsdifferenzen und Strömen zwischen entladenen und nicht entladenen Oberflächenelementen und andere mehr. Auf jeden Fall muss innerhalb eines gewissen längeren Zeitintervalles Gleichgewicht zwischen der dem System zugeführten Energie (welche an den Punkten 1 und 2 des Modells nach Fig. 2 festgestellt werden kann) und der im System verbrauchten Energie bestehen. Im Falle vieler Spalte tritt an Stelle von Gl. (15) folgende Beziehung für die an den Punkten 1, 2 des Modells gemessene Energie:

$$W = \sum_k \sum_n u_{nk} \cdot \Delta Q_{nk} \quad (16)$$

wobei sich der Index n auf alle Entladungen im n . Spalt bezieht und der Index k die Summation über alle Spalte bedeutet. Hierbei ist die Summation

über das Zeitintervall T zu erstrecken, nach welchem sich der ganze Vorgang wiederholt. T beträgt meistens ein Vielfaches der Periodendauer der Netzspannung. Für die entsprechende Leistung P gilt dann:

$$P = \frac{1}{T} \sum_k \sum_n u_{nk} \cdot \Delta Q_{nk} = \frac{C_3}{T} \sum_k \sum_n u_{nk} \cdot \Delta u_{nk} \quad (17)$$

Die spezifische Leistung, bezogen auf die Einheit der Kapazität des Prüflings beträgt:

$$\frac{P}{C_3} = \frac{1}{T} \sum_k \sum_n u_{nk} \cdot \Delta u_{nk} \quad (18)$$

Auf Grund dieser Beziehung konnte ein einfacher Messapparat, zur Messung der bei den Entladungen im Dielektrikum verbrauchten Leistung, entwickelt werden. Für den Messapparat wurde das Schema nach Fig. 5 benützt. Daraus ist ersichtlich, dass pa-

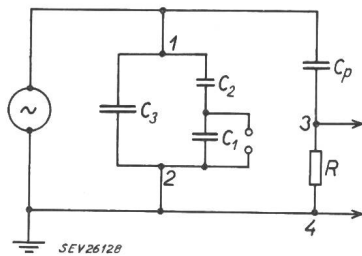


Fig. 5

Für den Messapparat verwendetes Schema

1, 2 Klemmen des Prüflings; 3, 4 Klemmen zur Abnahme des aperiodischen Impulses; C_p , R Kondensator und Widerstand des Hilfskreises

Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 2

rallel zum untersuchten Dielektrikum an die Klemmen 1, 2 ein Hilfskreis angeschlossen ist, welcher aus einem verlustlosen Kondensator C_p und einem Widerstand R in Serieschaltung besteht.

Für die Analyse des Übergangsvorganges bei Entladung eines einzigen Spaltes soll wieder das Modell nach Fig. 2 zu Grunde gelegt werden. Die Entladung findet dabei in äusserst kurzer Zeit statt ($10^{-7} \dots 10^{-8}$ s). An den Punkten 1, 2 des Dielektrikums wird durch die Entladung eine plötzliche Spannungssenkung Δu nach Gl. (3) hervorgerufen, wobei die Ladung ΔQ vom Kondensator C_3 auf den anderen C_2 übergeht [Gl. (4)]. Der zusätzliche Messkreis C_p , R in Fig. 5, hat auf diesen sehr kurzen Vorgang keinen Einfluss, da die Zeitkonstante der ganzen Anordnung (der Messkreis inbegriffen) bei der praktischen Ausführung gross gegenüber jener Zeit ist, innerhalb welcher sich die neue Ladungsverteilung am Dielektrikum einstellt. Die Spannungsquelle hat infolge ihrer Selbstinduktivität ebenfalls keinen Einfluss auf diesen Vorgang.

Die Wirkung der Entladung, welche den Kondensator C_1 in Fig. 5 überbrückt, ist nach Gl. (3) gleichwertig einem rechteckigen Spannungsschoss von der Grösse Δu , welcher durch die Zuleitung dem Prüfling zugeführt wird (Fig. 6). An den Klemmen 3 und 4 des Widerstandes R wirkt dieser Spannungsschoss Δu als ein aperiodischer Impuls

$$u_R = \Delta u e^{-\frac{t}{RC_v}} \quad (19)$$

In Gl. (19) ist C_v die resultierende Kapazität der Anordnung nach Fig. 6; sie kann definiert werden durch:

$$C_v = \frac{C C_p}{C + C_p} \quad (20)$$

$$C = C_2 + C_3$$

Bei der Ableitung von Gl. (19) wird vorausgesetzt, dass der Ausgleichstrom sich nicht über die Spannungsquelle schliesst, da er über ihre Induktivität fließen müsste. Weiter ist angenommen, dass während des Übergangsvorganges die Spannungsquelle keine Ladung dem Prüfling zuführt.

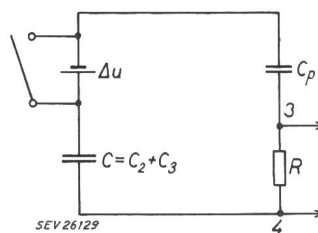


Fig. 6

Ersatzschema für die Rückwirkung der Entladung auf den Kreis in Fig. 5

u rechteckiger Spannungsschoss entsprechend der Spannungssenkung durch Entladung

Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 5

Jede Entladung innerhalb des Prüflings äussert sich dann an den Klemmen 3 und 4 des Widerstandes als zeitlich aperiodischer Impuls mit dem Anfangswert nach Gl. (3). Dieser Impuls verläuft bei geeigneter Wahl des Widerstandes R in so kurzer Zeit, dass in diesem Zeitbereich die dem Prüfling zugeführte Spannung als konstant betrachtet werden kann.

Für das Zeitintegral der Übergangsspannung an den Klemmen 3 und 4 (Fig. 5) gilt:

$$\int_0^{\infty} u_R dt = R C_v \cdot \Delta u = \tau \cdot \Delta u \quad (21)$$

(τ Zeitkonstante des Vorganges)

Wird der Messkreis für verschiedene Prüflinge ohne Änderung beibehalten und gilt $C_p \ll C$, so ist die Zeitkonstante τ für alle diese Prüflinge praktisch die gleiche.

In Gl. (18) für die spezifische Leistung, welche bei den Entladungen verbraucht wird, tritt auf der rechten Seite Δu_{nk} auf, welche jeweils einer bestimmten Entladung in einem gewissen Spalt des Dielektrikums bei dem Momentanwert u_{nk} der Speisespannung entspricht. Daraus folgt die prinzipielle Möglichkeit, die verbrauchte spezifische Leistung mittels Wattmeter zu messen. In der Messtechnik sind verschiedene wattmetrische Methoden bekannt; in letzter Zeit werden oft elektronische Messinstrumente benützt. Im vorliegenden Fall wurde zur Leistungsmessung ein normales Wattmeter verwendet, dessen Stromspule von einem der Speisespannung proportionalen Strom durchflossen wurde. Die Spannungsspule wurde über einen Verstärker gespeist, da die Spannungsimpulse am Wirkwiderstand des Messkreises die Grösse von einigen Millivolt betragen.

Zwischen Messkreis und Verstärker ist ein Hochpassfilter F geschaltet (Fig. 7), welches jene der Netzspannung entsprechende niederfrequente Komponente unterdrückt, welcher die kurzzeitigen Spannungsimpulse überlagert sind. Der über die Spannungsspule des Wattmeters fließende Übergangs-

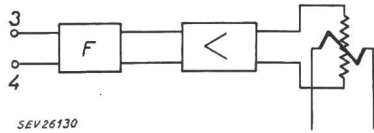


Fig. 7

Prinzipschema des Messapparates

3, 4 Klemmen des Hilfskreiswiderstandes; F Hochpassfilter

strom hängt bei genügend grossem Wirkwiderstand der Spule von der Übergangsspannung praktisch nach dem Ohmschen Gesetz ab. Da das Zeitintegral der von der Entladung abhängigen Übergangsspannung, welche über den Verstärker der Spule des Wattmeters zugeführt wird, nach Gl. (21) proportional Δu ist, misst das Wattmeter die spezifische Leistung, welche für die Entladungen im Dielektrikum aufgewendet wurde. Der Proportionalitätsfaktor hängt dabei ab von der Zeitkonstante RC_v des Messkreises, vom Verstärker und auch davon, wie hoch der Strom der Stromspule des Wattmeters eingestellt wird. Die Verstärkereinrichtung wurde mit einem Synchronschalter ausgerüstet, wodurch erzielt werden konnte, dass diese gleichzeitig als Begrenzer wirkt. Sie lässt nur Impulse einer Polarität durch, was zwar von einem gewissen Nachteil ist, da damit nur die in einer Halbperiode der Netzspannung gelieferte Leistung erfasst wird. Andererseits ermöglicht diese Einschränkung wesentliche Vereinfachungen beim Bau der Messanordnung.

Die gesamte, im geprüften Dielektrikum verbrauchte spezifische Leistung erhält man, wenn die Messwerte bei Anschluss des Prüflings an das Wattmeter für beide Polaritäten addiert werden. Oft kann es angenommen werden, dass kein Polaritätseffekt vorhanden ist. In solchen Fällen genügt es, die Messwerte einer Polarität zu verdoppeln, um die gesamte Leistung zu erhalten.

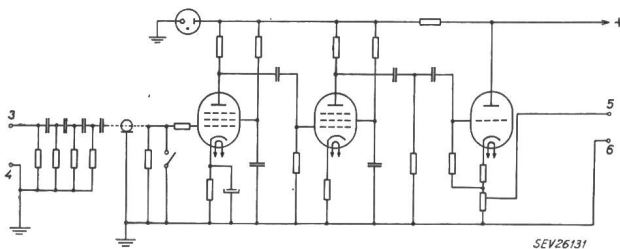


Fig. 8

Schaltschema des Vorverstärkers

5, 6 Anschlussklemmen für den Hochleistungsverstärker (s. Fig. 9)

Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 5

Der Verstärker besteht aus einem Vorverstärker und dem eigentlichen Hochleistungsverstärker. Das Schaltschema des Vorverstärkers ist in Fig. 8 und jenes des Hochleistungsverstärkers in Fig. 9 dargestellt. Die beschriebene Apparatur kann auch zur Messung des spezifischen Ionisationsstromes benutzt werden. In diesem Falle wird an die Aus-

gangsklemmen des Verstärkers ein Milliampèremeter geschaltet. Befindet sich nämlich ein Dielek-

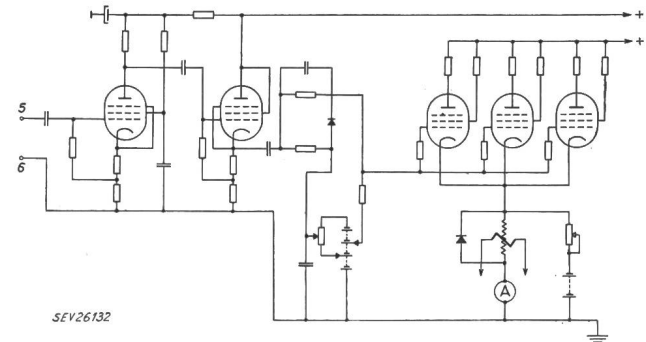


Fig. 9

Schaltschema des Hochleistungsverstärkers

Bezeichnungen siehe Fig. 8

trikum mit gleichmässig verteilten und gleich grossen Hohlräumen in einem homogenen Feld, so gilt für die Ladung ΔQ nach Gl. (4):

$$\Delta Q \approx C_2 \approx \frac{\epsilon}{s}$$

(ϵ relative Dielektrizitätskonstante, s Dicke des Dielektrikums zwischen parallelen Elektroden)

Daraus folgt, dass eine Entladung in ein und demselben Spalt je nach den Daten des Dielektrikums verschiedene Ladungen ΔQ zur Folge hat. Diese Elektrizitätsmenge ΔQ liefert die Spannungsquelle sofort nach Löschen der Entladung, wobei ihre Grösse proportional dem Verhältnis ϵ/s ist. Um vergleichbare Werte für die Stärke der Ionisation bei Dielektrika mit verschiedenen ϵ und s zu erhalten, muss z. B. der Ausdruck $\sum |\Delta Q| s/\epsilon$ auf die Zeiteinheit und weiters auf die Flächeneinheit der Prüfelektroden bezogen werden. Daraus folgt, dass die Summe der Absolutwerte aller Ladungen ΔQ , welche die Spannungsquelle in der Zeiteinheit an den Prüfling abgegeben hat, noch auf dessen Kapazitätseinheit umgerechnet werden muss. Wird der auf dieser Weise erhaltene Strom als spezifischer Ionisationsstrom bezeichnet (I_i), so gilt (wenn $C_2 \ll C_3$):

$$I_i = \frac{1}{T} \cdot \frac{\sum |\Delta Q|}{C_2 + C_3} \approx \frac{1}{T} \cdot \frac{\sum |\Delta Q|}{C_3} = \frac{1}{T} \sum |\Delta u| \quad (22)$$

(Die Summenbildung ist hier über ein grösseres Zeitintervall zu erstrecken.)

In Wirklichkeit ist im Dielektrikum die Grösse und die Form der einzelnen Spalte verschieden. Obige Überlegungen führen darum auf den mittleren spezifischen Ionisationsstrom (I_{is}), welcher gleichen Spalten mittlerer Grösse entspricht.

Wird an die Ausgangsklemmen des Verstärkers ein Milliampèremeter in Serie mit einem grossen Widerstand geschaltet, so zeigt dieses folgenden Wert an [siehe Gl. (21):

$$k R C_v \frac{1}{T} \sum |\Delta u| = B \frac{1}{T} \sum |\Delta u|$$

(k Konstante, C_v Kapazität der Anordnung)

Ist $C_p \ll C$, so ist C_v für verschiedene Prüflinge praktisch konstant. Die Übertragungskonstante B hängt vom Filter und vom Verstärker ab.

Um die Linearität des Verstärkers nachzuprüfen, wurden dem Eingang des Vorverstärkers (Fig. 8) schmale Spannungsimpulse von $5 \mu\text{s}$ Breite zugeführt. Die Impulsbreite und die Impulsfrequenz (17 kHz) wurden während der Messung konstant gehalten, dagegen wurde die Höhe der Impulse im Bereich von 0...150 mV in Stufen von je 15 mV mittels eines Spannungsteilers, welcher an die Klemmen des Impulsgenerators angeschlossen war, geändert. Die Stromspule des Wattmeters wurde mit Gleichstrom gespeist, die Spannungsspule war an

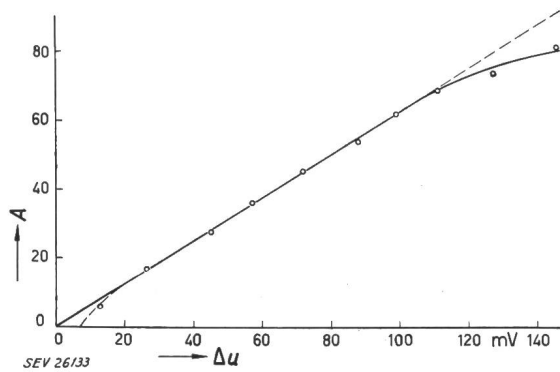


Fig. 10

Gemessene Abhängigkeit des Wattmeterauschlages A von der Amplitude des Spannungsimpulses Δu

die Ausgangsklemmen des Hochleistungsverstärkers angeschlossen. Die Kurve in Fig. 10 zeigt die gemessene Abhängigkeit des Wattmeterauschlages A von der Amplitude des Spannungsimpulses Δu .

Zwecks Eichung des Gerätes wurden die erhaltenen Messwerte mit den Messwerten bei Verwendung einer Scheringbrücke verglichen. Als Prüfling wurde ein einadriges Messkabel von 70 m Länge verwendet.

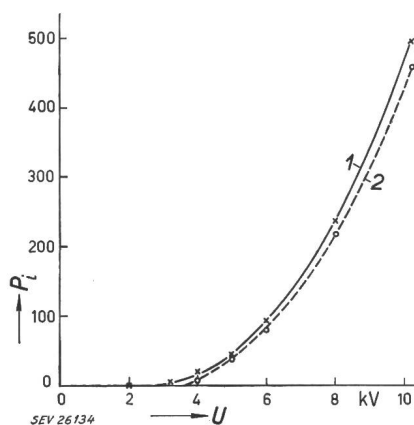


Fig. 11

Ionisationsverlust P_i (bezogen auf $1 \mu\text{F}$ Kabelkapazität) in Abhängigkeit von der Spannung U am Kabel, gemäss Messungen mit einer Scheringbrücke (Kurve 1) bzw. mit Wattmeter des Ionisationsgerätes (Kurve 2)

Da die Scheringbrücke den gesamten Verlustfaktor der Anordnung misst, wurde, um die Messwerte mit jenen der Ionisationsmessung vergleichen zu kön-

nen, der den Verlusten durch Leitung und Absorption entsprechende Verlustfaktor abgezogen. Fig. 11 zeigt den Ionisationsverlust (bezogen auf $1 \mu\text{F}$ Kabelkapazität) in Abhängigkeit von der Spannung am Kabel gemäss Messungen mit einer Scheringbrücke (Kurve 1) bzw. Wattmeter des Ionisationsmessgerätes (Kurve 2). Wie zu ersehen ist, besteht zwischen beiden Kurven eine gute Übereinstimmung.

Das beschriebene, neuentwickelte Messgerät ermöglicht die direkte Messung der bei Ionisationsvorgängen im Dielektrikum verbrauchten Leistung, ohne langwieriges Einstellen, durch Ablesen an der Wattmeterskala. Das Messgerät zeigt die spezifische, aufgenommene Leistung, bezogen auf die Kapazitätseinheit des Prüflings. Die Messanordnung ermöglicht die Beurteilung des Zustandes der Isolation rotierender elektrischer Maschinen auf Grund der in dieser auftretenden Ionisationsvorgänge. Das rasche Ablesen der spezifischen Leistung an der Wattmeterskala bei Untersuchung der Isolation ist vorteilhaft mit Rücksicht auf die Gefährdung der Isolation bei langdauernder Prüfung mit erhöhter Spannung.

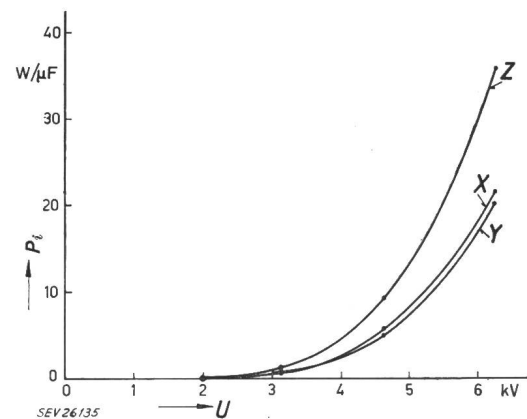


Fig. 12

Spezifische Leistung der Ionisierungsvorgänge P_i in Abhängigkeit von der Spannung U

gemessen an den Phasen X, Y, Z eines hydroelektrischen Generators 25 MVA, 10,5 kV mittels der beschriebenen Apparatur

In Fig. 12 sind die Resultate der Messung der spezifischen Leistung der Ionisierungsvorgänge an einzelnen Phasen eines hydroelektrischen Generators 25 MVA, 10,5 kV mittels der beschriebenen Apparatur angeführt.

Literatur

- [1] Barták, A.: Energetika výbojů v pevném dielektriku. Práce Ústavu pro elektrotechniku ČSA 5(1957), S. 68...82.
- [2] Hall, H. C. und Russek R. M.: Discharge Inception and Extinction in Dielectric Voids. Proc. IEE Bd. 101(1954), Part II, Nr. 79, S. 47...55.
- [3] Veverka, A.: Entladungen im festen Dielektrikum und die dabei auftretenden energetischen Umwandlungen. Acta techn., Prag, Bd. 1(1956), Nr. 5, S. 317...345.
- [4] Whitehead, S.: Dielectric Breakdown of Solids. Oxford: Clarendon Press 1951.

Adressen der Autoren:

Dr. Ing. A. Veverka und J. Chládek, dipl. Ingenieur, Václavské nám. 55, Praha II, Tschechoslowakei.