

EINE MODELLVORSTELLUNG VOM ÖLDURCHSCHLAG IM INHOMOGENEN FELD BEI SCHALTSPANNUNGEN*

Von

W. HAUSCHILD

Eine optimale Bemessung der Isolierungen von Hochspannungsleistungs- und Hochspannungsprüftransformatoren setzt Kenntnisse über das Durchschlagverhalten der Ölisolierungen bei Schaltspannungen voraus. Die Durchschlagschaltspannung einer Ölisolierstrecke hängt von den zahlreichen möglichen Parametern des Öles (chemischer Aufbau, Wassergehalt, Temperatur usw.), der Spannung (Stirn- und Rückenzeit, Polarität) und des Feldes (Ein- oder Mehrstoffsystem, Homogenitätsgrad) ab, so daß es praktisch undurchführbar ist, für alle sinnvollen Kombinationen der wichtigsten Einflußgrößen die Durchschlagschaltspannung zu messen. Die Kenntnis einer experimentell gesicherten Modellvorstellung vom physikalischen Durchschlagprozeß kann wesentlich dazu beitragen, die für die Bemessung technischer Ölisolierungen erforderliche Anzahl von Durchschlagmessungen zu beschränken und in der Literatur angegebene, z. T. sich widersprechende Durchschlagwerte sicher zu beurteilen. Im folgenden soll daher anhand experimenteller Ergebnisse eine Modellvorstellung vom Öldurchschlag beschrieben und auf die Abhängigkeit der Durchschlagschaltspannung von Stirn- und Rückenzeit der benutzten Impulsspannung angewandt werden.

1. Grundlagen

Wie in Gasen und Feststoffen bestimmen auch im Öl die dem Durchschlag vorangehenden Entladungsformen maßgebend die Höhe der Durchschlagschaltspannung.

In stark inhomogenen Anordnungen können sichtbare Teilentladungen, die bisher mehrfach untersucht wurden (z. B. [1 bis 8]), stabil — d. h. ohne mit Notwendigkeit in die Hauptentladung umzuschlagen — auftreten. Wie ein thermoionisierter Leader in langen Luftfunkenstrecken tragen diese Teil-

* Nach einem am 9. 10. 1969 am Lehrstuhl für Hochspannungstechnik und elektrische Apparate der TU Budapest gehaltenen Vortrag. Die vorliegende Arbeit ist gleichzeitig ein Auszug aus der Dissertation des Verfassers, der Herrn Prof. Dr.-Ing. F. Obenaus für viele wertvolle Anregungen dankt. Die Untersuchungen erfolgten im Auftrage und mit Unterstützung des VEB Transformatoren- und Röntgenwerkes Dresden.

entladungen das Elektrodenpotential ihrem Längsgradienten entsprechend vermindert vor und werden deshalb ebenfalls als »Leader« bezeichnet [9].

Der Durchschlag einer schwach inhomogenen Anordnung, in der Leader nicht mehr stabil existieren können, zeigt die gleiche Entladungsfigur wie bei einer stark inhomogenen Anordnung [6, 8, 9]. Neben dem dicken Kanal der

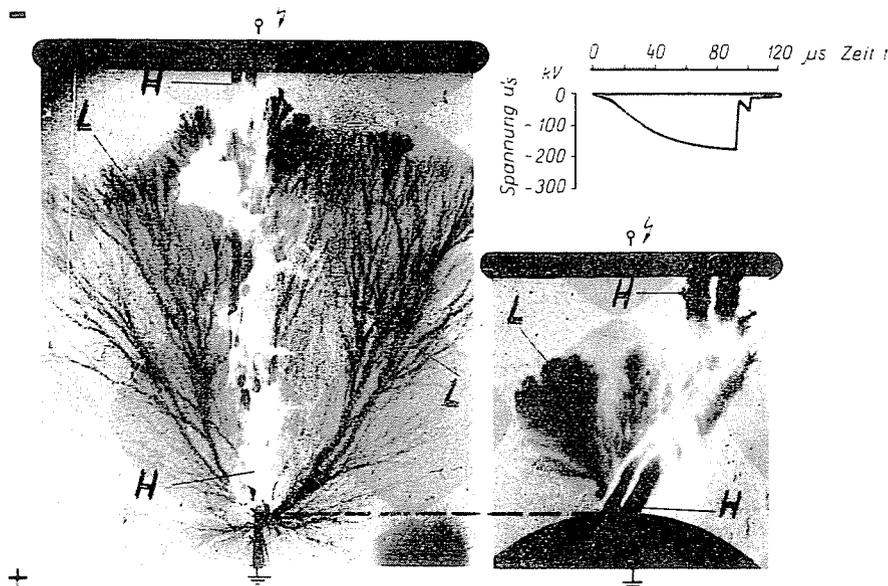


Bild 1. Teil- und Hauptentladung im stark und schwach inhomogenen Feld. L — Leader, die Büschel bilden, die umso dichter sind, je höher die mittlere Feldstärke ist; H — Kanal der Hauptentladung, der teilweise vom Eigentlicht überstrahlt wird

Hauptentladung sind dünne, Büschel bildende Leaderkanäle zu erkennen (Bild 1), die bei der stark inhomogenen Anordnung von der Spitzenelektrode, bei der schwach inhomogenen von einem diskreten Punkt auf der Kugeloberfläche ausgehen. Aus der Übereinstimmung der Entladungsfiguren im stark und schwach inhomogenen Feld wird geschlußfolgert, daß die gleiche Entladungsfigur im gleichen Isolierstoff, dem Öl, auch die gleiche Bedingung für ihre Entstehung erfordert und daß ihr die gleichen Prozesse vorausgehen. Bis zum Einsetzen der Leader läuft demnach der Durchschlagprozeß im technisch angewendeten schwach inhomogenen Feld in gleicher Weise wie im meßtechnisch gut zugänglichen stark inhomogenen Feld ab. Unterschiedlich ist nur, daß die Höchstfeldstärke einerseits an einer vorgegebenen Elektrode (z. B. Spitze), andererseits an einer zufälligen Schwachstelle (Gasblase, Wassertröpfchen oder Faser an der Kugelelektrode) auftritt. Beachtet man diesen Unterschied, dann sind die am meßtechnisch gut zugänglichen Spitze-Platte-

Feld gewonnenen Ergebnisse auch auf technisch wichtige schwach inhomogene Anordnungen anwendbar.

2. Versuchstechnik

Für die physikalischen Untersuchungen wurde eine stark inhomogene Spitze-Platte-Anordnung (Schlagweite $s = 50$ mm) und eine schwach inhomogene Kugel-Platte-Anordnung ($s = 5; 10$ mm) benutzt. Die Spitzenelektrode bestand aus einer Meßsonde (Stahlnadel mit Spitzenradius $r \approx 0,02$ mm) und einer kugelförmigen Abschirmung, um den bei Stromimpulsmessungen störenden kapazitiven Strom klein zu halten. Auch die Kugelelektrode wurde im Bedarfsfall mit einer solchen Meßsonde versehen. Vor der stets auf Hochspannungspotential liegenden Plattenelektrode befand sich in der Regel eine Barriere (Dicke $d = 5$ mm) aus Piacryl ($\epsilon_r \approx \epsilon_{r\text{öl}}$) oder Hartpapier. Sie begrenzt kapazitiv die großen Ströme beim Durchschlag der Ölstrecke, die den Spitzenradius ändern und das Öl zersetzen oder verrußen würden, beeinflusst aber die Entwicklung der Teilentladungen nicht nachweisbar.

Die Messungen erfolgten in einem kleinen Prüfgefäß (Volumen 1 l), dessen Längsseiten aus schlierenfreiem Glas bestanden. Für ergänzende Messungen standen zwei größere Ölgefäße (25 l bzw. 100 l) zur Verfügung. Konstante Ölparameter (Öltemperatur: 20°C ; Wassergehalt: $10 \dots 30$ ppm; TGL-Durchschlagsspannung [10]: $55 \dots 60$ kV; Begasungszustand luftgesättigt) wurden sorgfältig eingehalten.

Der Meßvorgang soll am Prinzipschaltbild erläutert werden (Bild 2). Mit einer einstufigen Stoßanlage konnten Impulsspannungen mit Stirnzeiten

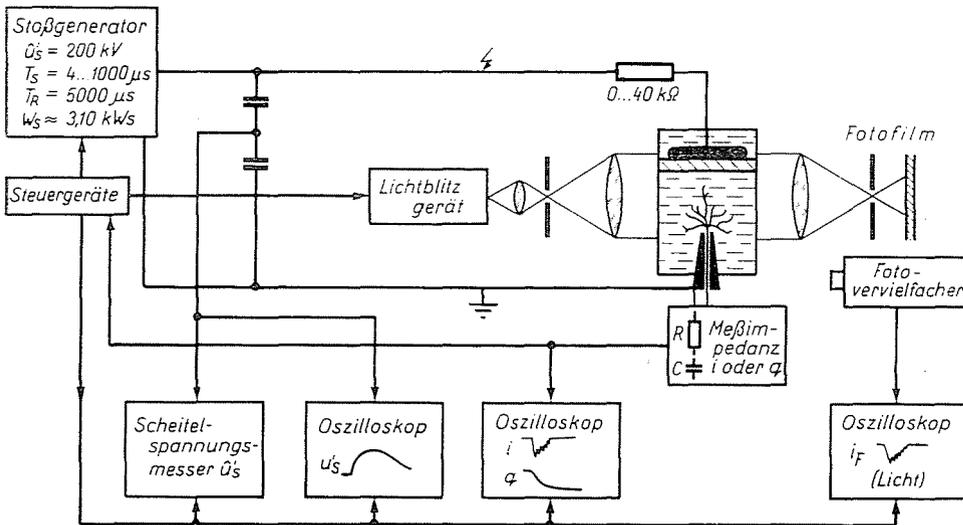


Bild 2. Versuchsschaltung und Schlierenanordnung (schematisch)

zwischen 4 und 1000 μs und nahezu konstanten Rückenhalbwertszeiten um 5000 μs bei Scheitelspannungen bis 200 kV erzeugt werden (für ergänzende Messungen wurde eine sechsstufige 750-kV-Stoßanlage benutzt). Die Spannung wurde über einen kapazitiven Teiler mit einem Scheitelspannungsmeßgerät [11] gemessen und gleichzeitig mit einem Oszilloskop aufgezeichnet.

Zur Messung des Entladungsstromes i wurde die Sonde der Spitzenelektrode über einen ohmschen Widerstand geerdet (Bild 2). Die Spannung über dem Meßwiderstand wurde oszillografiert, wobei das koaxiale Zuleitungskabel mit seinem Wellenwiderstand abgeschlossen war. Die obere Grenzfrequenz für den gesamten Meßkreis betrug 30 MHz. Wird die Meßsonde über einen Kondensator geerdet und wird durch einen Impedanzwandler dafür gesorgt, daß dieser sich nicht entladen kann, so wird vom Oszilloskop das Integral des Stromes [11] — also die Impulsladung q — aufgeschrieben (Bild 2). Mit einigen Abwandlungen [11] wurde das Verfahren der Ladungsmessung auch zum Nachweis von Raumladungen benutzt [9]. Der zeitliche Verlauf des von Entladungen ausgesandten Lichtes konnte mit Hilfe eines Fotovervielfachers [11] oszillografiert werden (Bild 2), wobei die obere Grenzfrequenz des Meßkreises wieder 30 MHz betrug.

Die Untersuchung der zeitlich veränderlichen, elektrischen Entladungskenngrößen wurde durch die synchrone Registrierung der Entladungsfigur ergänzt. Diese wurde entweder nach der klassischen Fotogramm-Methode (Fotofilm als Quer- oder Längsschirm in der Funkenstrecke) oder nach dem Schlierenverfahren [6] aufgezeichnet. Beim Schlierenverfahren wird aus dem Licht einer getriggerten Funkenentladung (Dauer 3 μs [9]) ein paralleles Lichtbündel geformt (Bild 2), das das Prüfgefäß durchdringt. Durch ein zweites Linsensystem wird die Entladungsfigur als Schatten auf einen Fotofilm abgebildet.

Die Triggerung der Stoßanlage erfolgte von einem Steuergerät aus, die der Oszilloskope und des Lichtblitzgerätes konnte entweder nach vorheriger Wahl extern über das Steuergerät oder auch durch den Entladungsstrom selbst vorgenommen werden (Bild 2).

Bei der Messung der Durchschlagspannung wurde die Spannung in Stufen konstanter Höhe bis zum Durchschlag gesteigert. Je Stufe erfolgte eine Beanspruchung. Aus 20 solchen Versuchsreihen wurde die 50%-Durchschlagspannung \hat{u}_D statistisch ausgewertet und durch einen Vertrauensbereich (Irrtumswahrscheinlichkeit 5%) gesichert.

3. Modellvorstellung vom Durchschlagprozeß

Die während des Durchschlagprozesses auftretenden Entladungsformen werden in ihrer zeitlichen Aufeinanderfolge besprochen, wenn die Spannung

mit einer vorgegebenen — für Schaltspannungen charakteristischen — Steilheit von Null bis zum Durchschlagwert ansteigt.

3.1. Leitfähigkeitsprozesse

Im Öl vorhandene Ionen verursachen bereits bei sehr niedrigen Spannungen geringe elektrolytische Ströme und damit die Entstehung von Raumladungen. Es ist zunächst zu klären, ob solche Raumladungen bei Schaltspannungen den weiteren Durchschlagprozeß beeinflussen können. Aus dem Zusammenhang der elektrolytischen Leitfähigkeit α mit der Dichte n , der Ladung $z \cdot e$ und der Beweglichkeit b der Ionen

$$\alpha = ez \cdot n \cdot b \quad (1)$$

wurde die Ladungsdichte q_L abgeschätzt, mit der positive bzw. negative Ionen die Flüssigkeit erfüllen

$$q_{L+} = q_{L-} = \frac{1}{2} \cdot e \cdot z \cdot n = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{b} \quad (2)$$

$$\approx \frac{1}{2} \frac{10^{-13} \text{ A/Vcm}}{10^{-5} \text{ cm}^2/\text{Vs}} = 0,5 \cdot 10^{-8} \text{ As/cm}^3.$$

Wie eine überschlägige Rechnung zeigte [9], reicht diese geringe Ladungsträgerdichte im Wirkdauerbereich der Schaltspannungen ($10^{-3} \dots 10^{-2} \text{ s}$) selbst bei sehr hohen Feldstärken ($\leq 1 \text{ MV/cm}$) wegen der geringen Beweglichkeit der Ionen ($10^{-5} \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [12]) nicht aus, um das Feld gegenüber dem raumladungsfreien Fall wirksam zu verändern. Im Gegensatz zum Durchschlag bei Gleichspannung können durch Leitfähigkeitsprozesse entstandene Raumladungen beim Schaltspannungsdurchschlag völlig vernachlässigt werden.

3.2. Dauerentladung

Dem oben beschriebenen Sachverhalt stehen Auffassungen [5], [13] gegenüber, wonach die bei hohen Feldstärken gemessenen, verhältnismäßig großen Leitfähigkeiten auf im Öl vorhandene Ionen zurückzuführen sind. Die Beweglichkeit dieser Ionen müßte aber etwa zwei Zehnerpotenzen größer als die tatsächlich gemessene [12] sein. In der vorliegenden Arbeit wird nun experimentell bestätigt, daß die großen Leitfähigkeiten auf Ladungsträgererzeugung (Ionisation) zurückzuführen sind. Die Ionisation erfolgt in einem räumlich begrenzten Gebiet hoher Feldstärke und kennzeichnet so eine selbständige Teilentladungsform.

Die ersten Untersuchungen dieser Entladungsform erfolgten bei Gleichspannung. Sehr empfindliche Oszillografenmessungen (Empfindlichkeit

0,1 $\mu\text{A}/\text{mm}$) zeigten impulslose Ströme, nach denen diese Teilentladung als »Dauerentladung« bezeichnet wurde. Als Querschirm angeordnete Fotogramme zeigten bei ausreichend langer Belichtungszeit (< 15 min) unmittelbar vor der Spitzenelektrode eine diffuse Schwärzung, die das Auftreten von Ionisation und Anregung bei der Dauerentladung bestätigt. Auch hängt der Dauerentladungsstrom nicht von der mittleren, sondern von der höchsten Feldstärke ab, unabhängig davon, ob diese Höchstfeldstärke durch Verändern

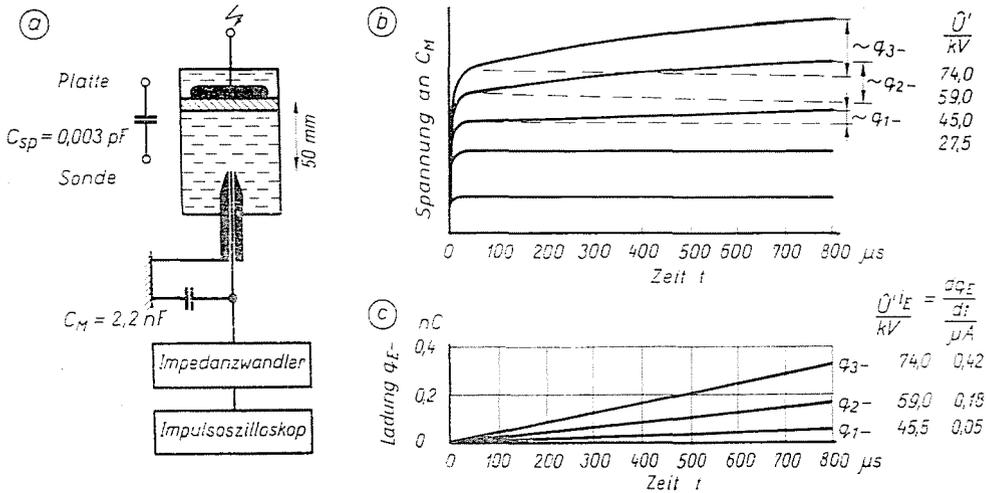


Bild 3. Dauerentladung bei Schaltspannung. a) Meßanordnung, b) Oszillogramm (4 Beanspruchungen bei verschiedenen Spannungen), c) Auswertung

der Spannung oder der Schlagweite eingestellt wurde. Bei stark inhomogenen Anordnungen können deshalb auch viel größere Dauerentladungsströme als bei schwach inhomogenen gemessen werden.

Bei Schaltspannungen wurden die im μA -Bereich liegenden Ströme der Dauerentladung durch eine Ladungsmessung nachgewiesen (Bild 3a). Die am Meßkondensator C_M oszillografizierte Ladung (Bild 3b) setzt sich aus einem ersten, der Elektrodenspannung u_s proportionalen Anteil und einem zweiten Anteil zusammen, der einer durch die Dauerentladung abgesetzten Ladung q proportional ist. Der zeitliche Anstieg der so ermittelten Ladung ist gleich dem Dauerentladungsstrom (Bild 3c).

Der Dauerentladungsstrom wächst mit dem Scheitelwert der Schaltspannung sehr stark an (Bild 4). Wegen der höheren Höchstfeldstärke ist er bei der Anordnung Spitze-Platte größer als bei der Kugel-Platte-Anordnung (Kugel mit Meßsonde). Die Einsatzfeldstärke der Dauerentladung wurde für die Spitze-Platte-Anordnung unter Annahme eines bis dahin raumladungsfreien Feldes zu 750 kV/cm berechnet. In schwach inhomogenen Anordnungen

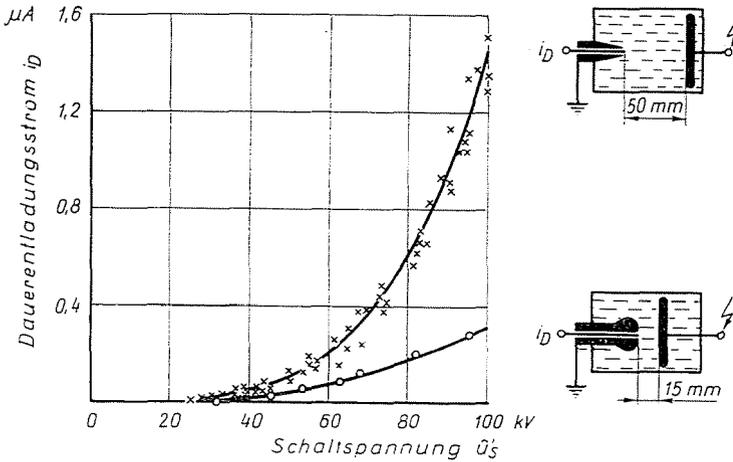


Bild 4 Dauerentladungsstrom im stark und schwach inhomogenen Feld

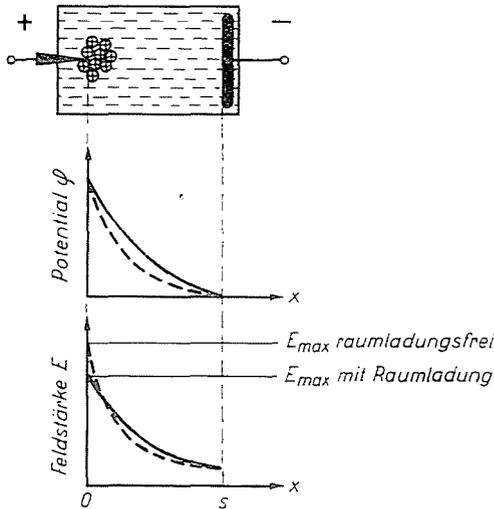


Bild 5. Raumladungen bei der Dauerentladung (schematisch)

gen können solche hohen Feldstärken nur an Schwachstellen erreicht werden. Die Dauerentladung bleibt auf das Gebiet der Höchstfeldstärke begrenzt und beeinflusst den weiteren Durchschlagprozeß nur durch die Bildung von Raumladungen. Diese besitzen jeweils die gleiche Polarität wie die Elektrode, vor der sie sich befinden und haben Ladungsträgerdichten in der Größenordnung 10^{-4} As/cm³. Sie verringern deshalb die Höchstfeldstärke beträchtlich (Bild 5). Je dichter die Raumladung Q_{RL} ist, das heißt, je länger die Dauerentladung wirkt ($Q_{RL} \sim i_D \cdot \Delta t$) und je inhomogener das Feld ist (vgl. Bild 4), umso stärker wird die Höchstfeldstärke abgesenkt. Durch die Dauerentladung wird demnach der Einsatz der nachfolgenden Entladungsform, der Leader, gehemmt.

3.3. Leaderentladung

Neben der Ionisation durch Ladungsträgerstoß kommt es bei den Elementarprozessen zur Verdampfung oder Stoßdissoziation der Flüssigkeit [6]. Dauerentladung findet noch im Öl selbst statt, denn Dampf und Gas können sich sofort lösen. Werden dagegen bei Feldstärken $E = E_{\text{kri.}} \approx 3000 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ ¹

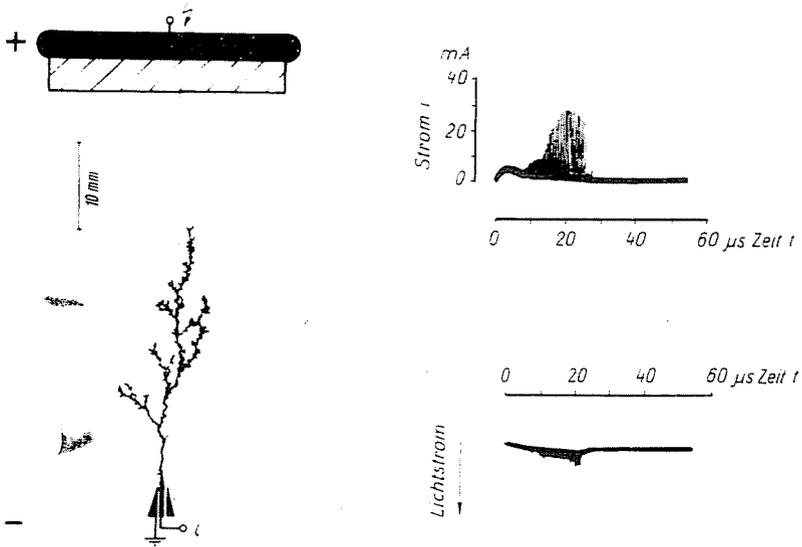


Bild 6. Leader bei negativer Spitze

Gas und Dampf räumlich lokalisiert in Mengen gebildet, die in sehr kurzer Zeit nicht mehr gelöst werden können, so entsteht in der Flüssigkeit eine diskrete Gas-Dampf-Phase. Hier können nun Ladungsträger viel leichter als in der Flüssigkeit selbst erzeugt werden, so daß der weitere Entladungsprozeß sich auf die diskrete Gas-Dampf-Phase konzentriert. Die Dauerentladung wird vom wesentlich stromstärkeren Leader abgelöst.

An einer negativen Spitze wird der beschriebene Prozeß durch Feldemission unterstützt. Die negativen Leader besitzen neben wenigen groben Verzweigungen sehr viele feine Verzweigungen und wachsen meist nahe der Elektrodenachse vor (Bild 6). Während einer Beanspruchung werden ein oder zwei aus lückenden Impulsen bestehende Gruppenimpulse des Stromes und des Lichtes registriert (Bild 6) [9, 14]. Bei einer positiven Spitze treten sehr viele, kaum verzweigte Leader zu einem Leaderbüschel zusammen

¹ Dieser Feldstärkewert wurde aus der gemessenen Leadereinsatzspannung für Impuls-
spannungen mit sehr kurzer Stirnzeit (Dauerentladung vernachlässigbar) unter Annahme
eines ramladungsfreien Feldes berechnet.

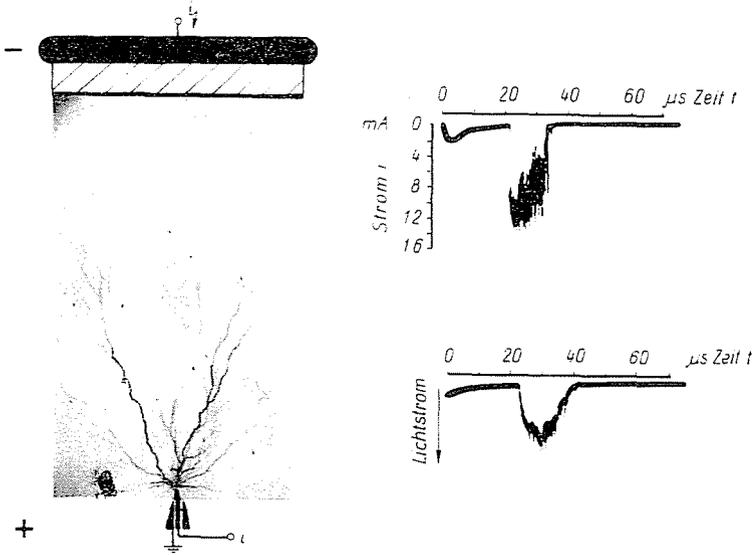


Bild 7. Leaderbüschel bei positiver Spitze

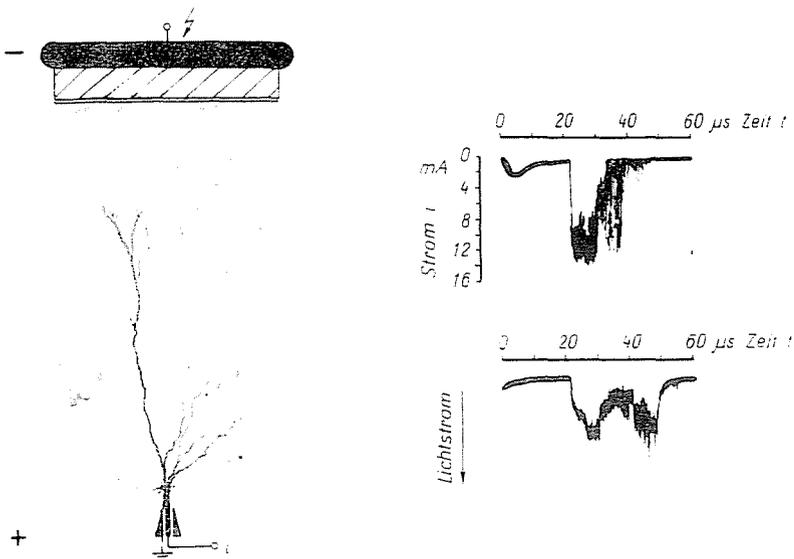


Bild 8. Leaderbüschel, aus dem ein Leader bevorzugt vorwächst

(Bild 7). Die Gruppenimpulse des Stromes und des Lichtstromes ähneln einander und bestehen aus sehr vielen sich überlagernden Impulsen (Bild 7). Als Büschel wächst die Entladung nur bis zu einer bestimmten Reichweite, dann wächst ein einzelner Leader bevorzugt weiter (Bild 8). In diesem Fall treten am Ende des Gruppenimpulses lückende Stromimpulse auf, und der

Lichtstrom besitzt jetzt ein zweites Maximum (Bild 8). Die Entladung sendet noch Licht aus, wenn der Strom bereits Null geworden ist. Jedem der einzelnen Leader eines Büschels ist ein Gruppenimpuls aus lückenden Stromimpulsen zuzuordnen, während das gesamte Büschel einen Gruppenimpuls aus sich überlagernden Impulsen besitzt [6, 9].

Der Leaderkanal besitzt — wie experimentell bestätigt wurde [9] — eine gewisse Leitfähigkeit und ist dadurch einem widerstandsbehafteten

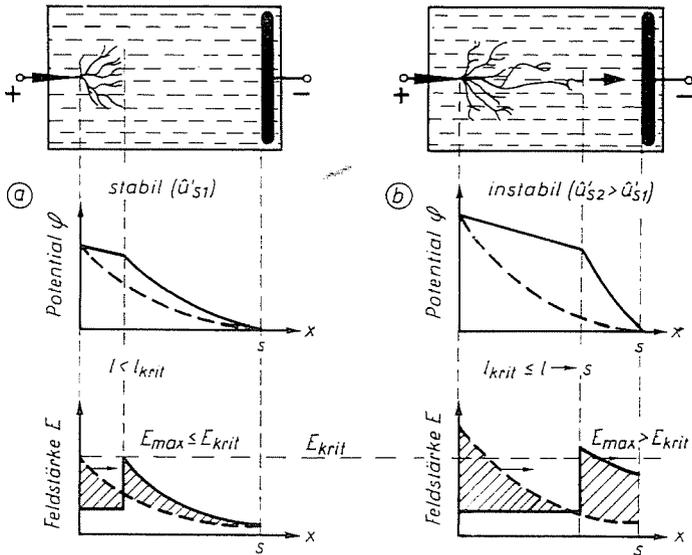


Bild 9. Vorwachsen und Stabilität der Leader (schematisch. Pfeile kennzeichnen des Vorwachsen)

Leiter vergleichbar. Der Leaderlängsgradient konnte nicht direkt gemessen werden; aus der Abhängigkeit der Leaderreichweite von der Spannung und aus dem Anstieg von Schlagweite-Durchschlagspannungs-Kennlinien wurde er auf etwa $10 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ für positive und etwa $15 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ für negative Leader geschätzt.

Das Potential der Spitzenelektrode wird durch den thermoionisierten Leader — vermindert um den Spannungsabfall im Kanal — vorgetragen. Trotzdem kann die Feldstärke am Leaderkopf unter den Wert an der Spitze beim Leadereinsatz absinken, weil der Radius des Leaderkopfes größer als der der Elektrode ist und seine Verzweigungen sowie benachbarte Leader ebenfalls zur Verringerung der Feldstärke beitragen (Bild 9a). Sinkt die Höchstfeldstärke E_{max} schließlich unter den Wert $E_{krit} \approx 3000 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ ab, so wird der Leader stabilisiert, ohne die Gegenelektrode zu erreichen. Die Stabilisierung ist aber nicht für jede beliebige Reichweite l des Leaders zwischen 0 und s möglich,

da wegen $u'_s = \int_0^s E dx$ von einer Reichweite $l = l_{\text{krit}}$ an die Höchstfeldstärke E_{max} nicht mehr unter E_{krit} absinken kann (Bild 9b). Der Leader wächst jetzt instabil bis zur Gegenelektrode vor. Beim Erreichen der kritischen Reichweite ($l = l_{\text{krit}}$) beträgt die mittlere Feldstärke zwischen Leaderkopf und Gegenelektrode $E_{LP} \approx 50 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$. Aus dem Verhältnis zwischen E_{LP} und E_{krit} läßt sich überschlägig ein Homogenitätsgrad η berechnen, bis zu dem Leader in einer Funkenstrecke gerade noch stabil — d. h. ohne die Gegenelektrode zu erreichen — existieren können:

$$\eta = \frac{E_{LP}}{E_{\text{krit}}} \approx \frac{50 \text{ kV/cm}}{3000 \text{ kV/cm}} \approx 0.02. \quad (3)$$

Im weiteren werden unter stark inhomogenen Anordnungen solche mit $\eta \leq 0.02$, unter schwach inhomogenen die mit $\eta > 0.02$ verstanden.

Für stabile Leader beider Polaritäten besteht Proportionalität zwischen der Impulsladung und der Reichweite. Pro Millimeter Leaderlänge wurde eine Ladung $q \approx 2.5 \text{ nC}$ gemessen. Die mittlere Vorwachs geschwindigkeit stabiler negativer Leader beträgt etwa $1 \text{ mm}/\mu\text{s}$, die positiver etwa $3.5 \text{ mm}/\mu\text{s}$. Mit steigender Spannung wächst die Vorwachs geschwindigkeit. Deshalb erreicht ein bei steil ansteigender Schaltspannung vorwachsender Leader größere Reichweiten als einer bei flachem Spannungsanstieg.

Wie durch Sondenmessungen nachgewiesen werden konnte, hinterlassen stabile Leader im Öl eine langlebige Raumladung. Als Sonde diente dabei die kegelige Umhüllung der jetzt direkt geerdeten Stahlnadel (Bild 10). Die Sonde ist über einen Kondensator C_M geerdet. Treten keine Leader auf (Bild 10a), so wirkt die Anordnung wie ein normaler kapazitiver Teiler und die Meßspannung u_M ist sowohl der anliegenden Schaltspannung u'_s als auch der Feldstärke E_{max} an der Spitze proportional. Nach einer Leaderentladung enden viele der sonst zwischen Spitze und Platte verlaufenden Feldlinien bereits an der Raumladung (Bild 10b). Die Meßspannung ist nun zwar noch der Feldstärke E_{max} , aber nicht mehr der Spannung u'_s proportional. Die Höchstfeldstärke wird an der Spitze selbst noch stärker verringert als es die Oszillogramme zeigen und steigt weder bei positiver noch negativer Spitze wieder an. Die Raumladung steht für die Dauer eines Schaltspannungsimpulses praktisch still und verhindert das Einsetzen weiterer Leader.

3.4. Hauptentladung

Wird ein Leader stabilisiert, so erreicht er die Gegenelektrode und leitet die Hauptentladung ein. Die jetzt außerordentlich rasch ablaufenden Vorgänge können vorteilhaft studiert werden, wenn vor der Platte eine Barriere angeordnet wird, die die hohen Ströme kapazitiv begrenzt [9].

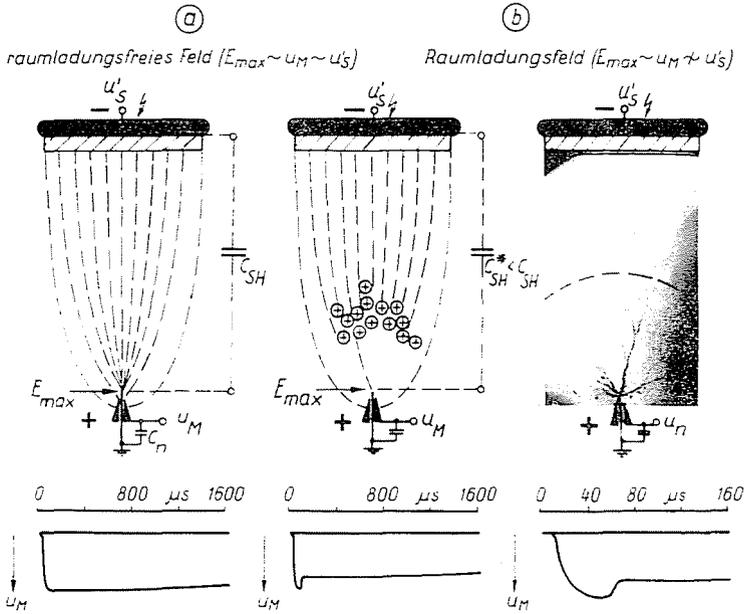


Bild 10. Feldstärkeabsenkung an der Spitze durch ein Leaderbüschel. a) raumladungsfreies Feld ($E_{max} \sim u_M \sim u_s$); b) Raumladungsfeld ($E_{max} \sim u_M \sim u_s$)

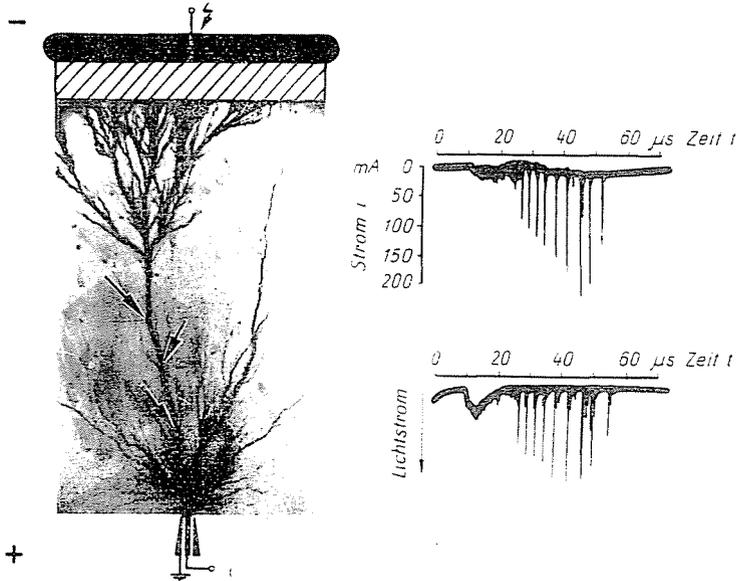


Bild 11. Rücklaufender Leader bei positiver Spitze

Unmittelbar bevor ein positiver Leader die Barriere vor der Gegenelektrode erreicht, verästelt er sich stark (Bild 11), da dort die Feldstärke E_{LP} sehr hoch wird (vgl. Bild 9). Kommt der Leader an der Barriere an, so leuchtet der die Spitze mit der Barriere verbindende Kanal hell auf und

zeigt viele feine Verzweigungen, die denen negativer Leader ähneln (Bild 11, Pfeil). Dies deutet darauf hin, daß eine Entladung von der negativen Platte zur positiven Spitze zurückläuft, die als »rücklaufender Leader« bezeichnet werden soll. Der rücklaufende Leader ist im Strom- und Lichtoszillogramm durch lückende, jeweils gleichzeitig auftretende Impulse gekennzeichnet. Mit jedem dieser hohen Impulse ist ein sehr rasch von der Barriere zur Spitze zurücklaufender Prozeß verbunden.

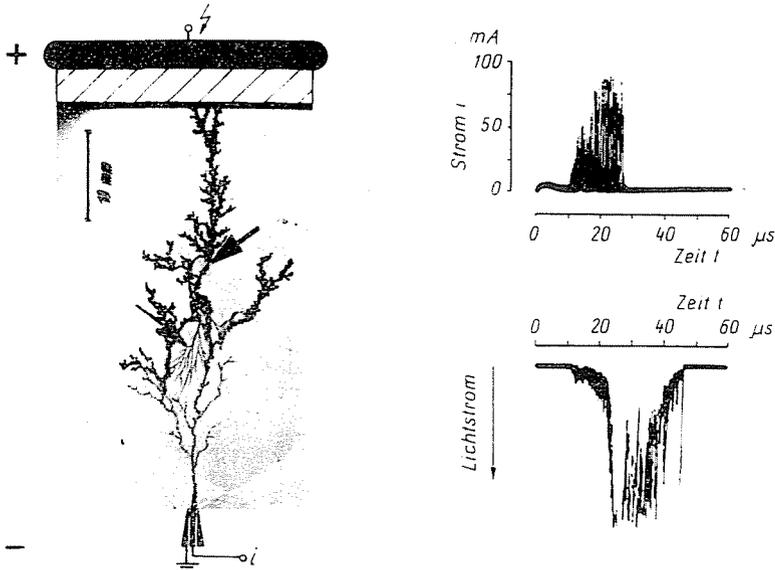


Bild 12. Rücklaufender Leader bei negativer Spitze

Bei negativer Spitze sind rücklaufende Leader sehr schwer nachzuweisen, da sie in dem dicken Kanal der negativen Leader verlaufen. In sehr seltenen Fällen kann dieser Kanal unterbrochen sein (Bild 12). Von der Unterbrechungsstelle (Pfeil) aus wächst der rücklaufende Leader, der bei negativer Spitze dem positiven Leader ähnelt und sich wie dieser büschelartig verbreitert, zur Spitze hin. Die Stromimpulse steigen allmählich auf die höheren Werte des rücklaufenden Leaders an, während im Lichtstrom ein deutlicher Sprung zu erkennen ist (Bild 12).

Der rücklaufende Leader erhöht bei beiden Polaritäten den Ionisationsgrad des vom Leader gebildeten Kanals und schafft eine hochleitfähige Verbindung zwischen den Elektroden. Wie sich die Hauptentladung weiter ausbildet, hängt hauptsächlich von den Parametern des Stromkreises ab.

4. Durchschlagspannung

Als Anwendung der beschriebenen Modellvorstellung vom Durchschlagprozeß im Öl sollen die Durchschlagimpulsspannungen einer Spitze-Platte-

und einer Kugel-Platte-Anordnung abhängig von Stirn- und Rückenzeit des Spannungsimpulses besprochen werden.

In der schwach inhomogenen Kugel-Platte-Anordnung wird die Durchschlagspannung durch den Leadereinsatz festgelegt. Die erforderliche hohe Zündfeldstärke R_{krit} kann aber nur an einer Schwachstelle erreicht werden, die sich unmittelbar an der Elektrodenoberfläche befindet. Die Durchschlagspannung hängt also maßgeblich vom zufälligen Vorhandensein der Schwach-

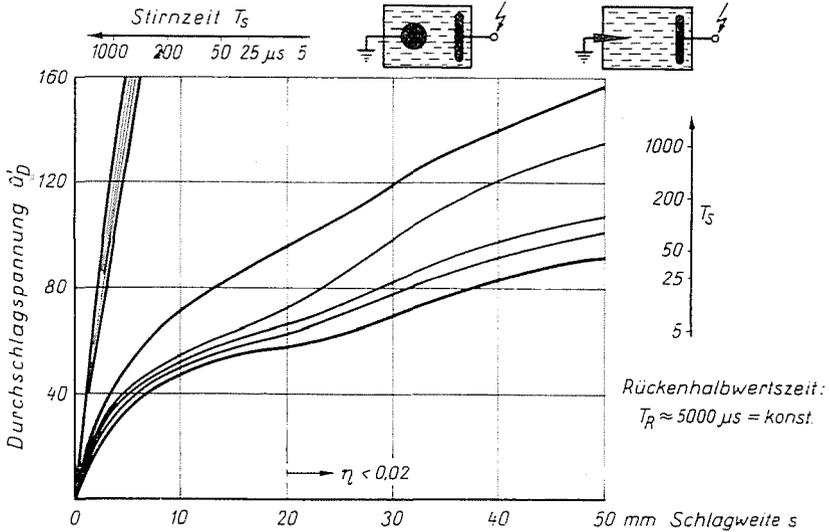


Bild 13. Durchschlagspannung bei Impulsspannungen unterschiedlicher Stirnzeit

stellen ab. Im stark inhomogenen Spitze-Platte-Feld ($\eta \leq 0,02$) wird dagegen das Vorwachsen der Leader maßgebend für die Höhe der Durchschlagspannung.

4.1. Durchschlagimpulsspannung und Stirnzeit

Für die Untersuchungen wurden Impulsspannungen unterschiedlicher Stirnzeit ($T_s = 5: 25: 50: 200: 1000 \mu s$) aber annähernd konstanter Rückenhalfwertszeit ($T_R \approx 5000 \mu s$) benutzt. Für die verschiedenen Impulsspannungen wurden Schlagweite-Durchschlagspannungs-Kennlinien gemessen (Bild 13; der besseren Übersicht wegen wurden Meßpunkte weggelassen).

Für beide untersuchte Anordnungen steigt bei konstanter Schlagweite die Durchschlagspannung mit der Stirnzeit an. Der Unterschied zwischen den Durchschlagspannungen bei $T_s = 5 \mu s$ und $T_s = 1000 \mu s$ ist umso größer, je inhomogener das Feld ist (Bild 13). Er ist bei Anordnungen ohne stabile Leader (Kugel-Platte, Spitze-Platte bis $s = 20$ mm) geringer als bei solchen mit stabilem Leader (Spitze-Platte $s > 20$ mm).

Bei Anordnungen ohne stabile Leader ist für den gemessenen Verlauf die Dauerentladung verantwortlich, die bei langen Stirnzeiten dichtere Raumladungen als bei kurzen erzeugt. Da die Intensität der Dauerentladung umso größer ist, je inhomogener das Feld wird (s. 3.2), ist auch der Einsatz der Leader besonders bei inhomogeneren Anordnungen und langen Stirnzeiten erschwert, so daß mit zunehmender Stirnzeit die Durchschlagspannung wächst. Allerdings sollte für technische Schlußfolgerungen angenähert werden, daß bei schwach inhomogenen Anordnungen mit $\eta > 0,2$ die Durchschlagimpulsspannung unabhängig von der Stirnzeit ist.

Bei Anordnungen mit stabilem Leader kommt zum beschriebenen Einfluß der Dauerentladung noch der Einfluß der Stirnzeit auf das Vorwachsen der Leader hinzu. Leader können bei Impulsspannungen mit kurzen Stirnzeiten weiter vorwachsen als bei solchen mit langen Stirnzeiten (s. 3.3). Die Durchschlagimpulsspannung wächst hier also noch stärker als bei schwach inhomogenen Anordnungen für konstante Schlagweite mit der Stirnzeit an (Bild 13).

4.2. Durchschlagimpulsspannung und Rückenzeit

Für die Messung an einer Kegelspitze-Platte-Anordnung ($s = 30 \dots 300$ mm) und einer Kugel-Platte-Anordnung ($s = 5 \dots 30$ mm) wurden die Schaltspannung 100/3000 und die Stoßspannung 1,2/50 benutzt.

Bei der schwach inhomogenen Anordnung ($\eta > 0,7$) ist der Einfluß der Stirnzeit auf die Durchschlagspannung vernachlässigbar (s. 4.1). Die längere Rückenhalbwertszeit der Schaltspannung hat aber zur Folge, daß die Durchschlagschalt- unter der Durchschlagstoßspannung liegt (Bild 14), weil

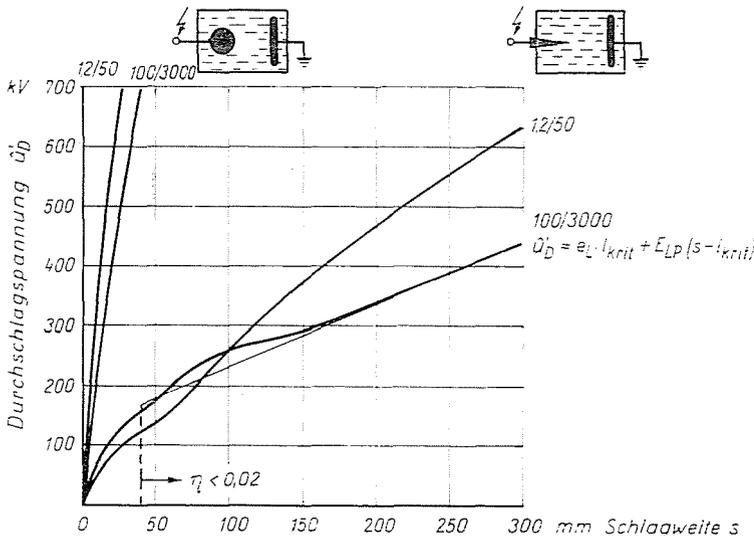


Bild 14. Durchschlagspannung bei Impulsspannungen unterschiedlicher Stirn- und Rückenzeit

die Wahrscheinlichkeit für das Einsetzen eines Leaders an einer Schwachstelle mit der Rückenzeit wächst. Bei der stark inhomogenen Anordnung ($\eta \leq 0,02$) liegt die Durchschlagschaltspannung wegen der wesentlich längeren Stirnzeit (s. 4.1) zunächst über der Durchschlagstoßspannung (Bild 14). Bei Schlagweiten $s \geq 100$ mm wird aber die Aufbauzeit der Entladung so groß, daß bei Stoßspannung die Spannung auf dem Rücken bereits wieder abnimmt. Das Vorwachsen des Leaders wird dadurch gehemmt, während es bei Schaltspannung bei ansteigender oder zumindest konstanter Spannung erfolgt. Die Durchschlagstoßspannung steigt wegen ihrer kürzeren Rückenzeit über die Durchschlagschaltspannung an (Bild 14). Die Durchschlagimpulsspannung ist nur dann von der Rückenzeit unabhängig, wenn die Aufbauzeit (bis einige $10 \mu\text{s}$) klein gegen die Rückenzeit ist.

5. Zusammenfassung

Während des Durchschlagprozesses werden in stark und schwach inhomogenen Anordnungen die gleichen Entladungsformen — Dauerentladung, Leader und als einleitendes Stadium der Hauptentladung rücklaufender Leader — beobachtet. Leader können stabil — d. h., ohne mit Notwendigkeit die Gegenelektrode zu erreichen — nur in stark inhomogenen Anordnungen (Homogenitätsgrad $n \leq 0,02$) existieren. Die Höhe der Durchschlagspannung wird im schwach inhomogenen Feld durch das zufällige Einsetzen eines Leaders an einer Schwachstelle bzw. durch das Vorwachsen der Leader im stark inhomogenen Feld festgelegt. Aus dieser Modellvorstellung vom Durchschlagprozeß folgt in Übereinstimmung mit den Meßergebnissen, daß die Durchschlagspannung umso niedriger liegt, je kürzer die Stirn- und je länger die Rückenzeit der Impulsspannung ist.

Literatur

1. LIAO, T. W., ANDERSON, J. C.: Propagation Mechanism of Impulse Corona and Breakdown in Oil. Trans. AIEE A **72**, 641—647 (1953).
2. TETZNER, V.: Der Stoßdurchschlag der Anordnung Spitze-Platte unter Öl. Das Verhalten der Anordnung Spitze-Platte unter Öl bei Beanspruchung durch stark pulsierende Stoßspannungen. AFE **44**, 56—79 (1959).
3. KOMELKOW, W. S.: Entwickeln der Impulsentladungen in Flüssigkeiten (russ.). J. techn. Physik **21**, 948—960 (1961).
4. STEKOLNIKOW, J. S., USCHAKOW, W. R.: Untersuchungen über Entladungserscheinungen in Flüssigkeiten (russ.). J. techn. Physik **25**, 1692—1700 (1965).
5. NIKOLOPOULOS, P.: Vorentladungen bei Stoßspannung an der Elektrodenanordnung Stab-Platte in Öl. Diss. TH Stuttgart 1965.
6. FIEBIG, R.: Erscheinungsform und Mechanismus der Entladungen bei Wechselspannung in Isolierflüssigkeiten im inhomogenen Feld. TU Dresden. Institut für Hochspannungstechnik. Diss. 24/66.
7. PLINKE, W.: Die Ausbildung von Teilentladungen an Spitzen in Luft und in Isolieröl geringer Viskosität. Diss. TH Hannover 1966.
8. KRATZENSTEIN, M. G.: Der Stoßdurchschlag in Isolieröl. Diss. TH München 1969.
9. HAUSCHILD, W.: Zum Öldurchschlag im inhomogenen Feld bei Schaltspannungen. Diss. TU Dresden 1969.

10. TGL 15077/Juli 1962: Messung der Durchschlagspannung von Isolierölen.
11. LEMKE, E.: Durchschlagmechanismus und Schlagweite-Durchschlagspannungs-Kennlinien von inhomogenen Luftfunkenstrecken bei Schaltspannungen. Diss. 23/66. TU Dresden. Institut für Hochspannungstechnik.
12. ADAMCZEWSKI, J.: Ionisation und Leitfähigkeit flüssiger Dielektrika (poln.). Staatl. Verlag der Wissenschaften, Warschau 1965.
13. IVERSEN, H. J.: Das Durchschlagverhalten einer Ölstrecke zwischen Spitze und Platte bei Beanspruchung durch Mischspannungen aus Gleich- und Stoßspannung. Diss. TH Aachen 1968.
14. HAUSCHILD, W.: Entladungserscheinungen bei Schaltspannungen im Spitze-Platte-Feld in Transformatorenöl. *Elektrie* **23**, 37—39 (1969).

Dr. Wolfgang HAUSCHILD, Technische Universität, Dresden, D.D.R.