

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association Suisse des Electriciens, de l'Association des Entreprises électriques suisses

Band: 70 (1979)

Heft: 13

Artikel: Der Einfluss frei beweglicher Fremdteilchen auf den Durchschlag im elektrischen Feld

Autor: Schulz, W.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-905397>

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: 22.11.2024

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

Der Einfluss frei beweglicher Fremdteilchen auf den Durchschlag im elektrischen Feld

Von W. Schulz

621.3.015.5:621.317.333.6;

Untersuchungen mit einzelnen kugel- und zylinderförmigen Teilchen im homogenen Feld bei Gleich- und Wecheselspannungen bis 120 kV zeigen den Einfluss der Teilchenbewegungen auf den Durchschlagvorgang in atmosphärischer Luft. In Abhängigkeit vom Teilchendurchmesser wurden die für die Bewegungen und für den Durchschlag massgebenden Spannungen experimentell und rechnerisch ermittelt. Bei Anwesenheit eines Fremdteilchens im Feld besteht zwischen der Durchschlaggleichspannung und dem Scheitelwert der Durchschlagwechselspannung unter Berücksichtigung eines Polaritätseffektes kein wesentlicher Unterschied.

Des essais avec des particules sphériques ou cylindriques dans un champ homogène de tensions continues ou alternatives jusqu'à 120 kV montrent l'influence des mouvements de ces particules sur le phénomène de claquage dans de l'air atmosphérique. En fonction du diamètre des particules, les tensions déterminantes pour les mouvements et pour le claquage ont été déterminées expérimentalement et par le calcul. En présence d'une particule étrangère dans le champ, il n'y a guère de différence entre la tension continue de claquage et la valeur de crête de la tension alternative de claquage, compte tenu d'un effet de polarité.

1. Einleitung

Die Durchschlagspannung gasisolierter Elektrodenanordnungen mit homogenem oder schwach inhomogenem Feld kann durch die Anwesenheit frei beweglicher Fremdteilchen stark vermindert sein [1]. Diese Erscheinung begrenzt die Höhe der Betriebsspannung von Hochspannungsgeräten und führt zu starken Streuungen der Durchschlagspannungen bei Messungen mit Kugelfunkenstrecken [2]. Besonders bei langzeitig anliegender Spannung konnten staubförmige Fremdteilchen als Ursache für Tiefdurchschläge in atmosphärischer Luft bei Gleich- und Wechselspannung beobachtet werden [3]. Mit der Dauer der anliegenden Spannung wächst die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten solcher Störungen, jedoch wird der Durchschlag von einem einzelnen Fremdteilchen ausgelöst. Hierbei ist entscheidend, dass ein frei schwebendes Teilchen in das Gebiet hoher Feldstärke zwischen den Elektroden gelangt. Durch Untersuchungen an einzelnen Modellteilchen sollen der Durchschlagmechanismus und die quantitativen Zusammenhänge bei Gleich- und Wechselspannung im folgenden geklärt werden.

2. Versuchsanordnungen

Aufgrund der typischen Formen der im Versuchsraum beobachteten Staubteilchen wurden für die Modelluntersuchungen kugel- und zylinderförmige Teilchen unterschiedlicher Größe gewählt. Als Versuchsfunkenstrecke dienten Plattenelektroden mit Rogowski-Profil (Fig. 1). Die Schlagweite s wurde auf 20 mm oder 45 mm eingestellt.

Zur Messung der hohen Gleichspannung mit einer relativen Unsicherheit von 0,3% wurde ein hochohmiger Spannungsteiler in Verbindung mit einem Digitalvoltmeter eingesetzt. Die Höhe des Scheitelwerts der 50-Hz-Wechselspannung wurde mit einem kapazitiven Spannungsteiler und einem Spitzenwert-Digitalvoltmeter mit einer relativen Gesamtunsicherheit von 0,1% bestimmt.

Zur oszillografischen Aufnahme der Vorentladungsströme diente im Entladekreis ein Messwiderstand $R_M = 50 \Omega$. Die Anstiegszeit des Meßsystems betrug etwa 1 ns. Die Leuchterscheinungen der Entladungen wurden von einem Sekundärelektronenvervielfacher und einer Bildwandlerkamera erfasst.

Bei allen Versuchen befand sich im Entladekreis ein Vorwiderstand $R_V = 50 \text{ k}\Omega$ zur Begrenzung des Durchschlagstromes. Änderungen von R_V im Bereich 830Ω bis $10 \text{ M}\Omega$ waren ohne Einfluss auf die Durchschlagspannungen und Vorentladungsströme.

Für die Aufnahmen der Bewegungen von Fremdteilchen im elektrischen Feld stand eine Hochgeschwindigkeits-Filmkamera mit Bildfrequenzen bis zu 10000 Bildern/s zur Verfügung. Dabei wurde das Objekt mit dem gebündelten Licht einer 1000-W-Lampe beleuchtet. Die Spur des Elektronenstrahls auf dem Schirm eines Oszillografen konnte derart in das Bildfenster der Kamera eingespiegelt werden, dass die Teilchenbewegung, der Spannungs- und der Stromverlauf gleichzeitig auf demselben Film registriert wurden.

3. Kugelförmige Modellteilchen

Wegen der unterschiedlichen Teilchendichte wurde der Einfluss von Cr/Ni-Stahlkugeln, Silberkugeln und Tombakhohlkugeln auf den Durchschlagvorgang untersucht. Die Durchmesser lagen zwischen 0,3 mm und 6 mm.

3.1 Absenkung der Durchschlagspannung

Auf die Erdelektrode der Funkenstrecke mit senkrechter Achse bei einer Schlagweite $s = 45 \text{ mm}$ wurde jeweils eine sorgfältig gereinigte Kugel gelegt und die Spannung zehnmal bis zum Durchschlag gesteigert.

Für die jeweilige Anordnung ohne Fremdteilchen wurde die Durchschlagspannung U_{a0} bestimmt. Die im Augenblick der beginnenden Teilchenbewegung anliegende Abhebespannung wird mit U_a bezeichnet. Für den infolge dieser Teilchen-

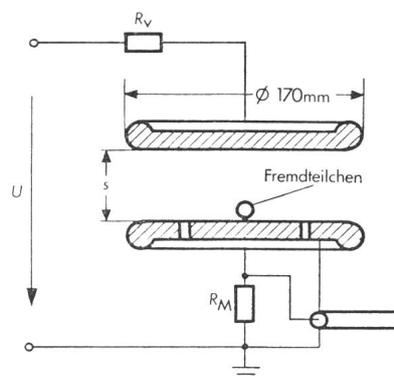


Fig. 1 Elektrodenanordnung mit dem Modell eines Fremdteilchens im elektrischen Feld

s Schlagweite
 $R_V = 50 \text{ k}\Omega$ Vorwiderstand
 $R_M = 50 \Omega$ Messwiderstand
 U Prüfspannung

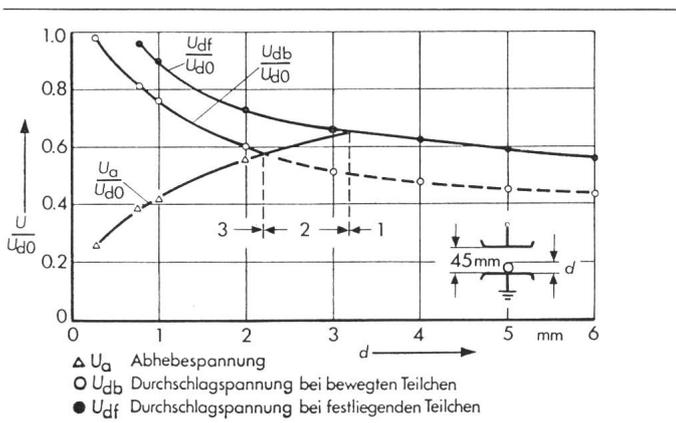


Fig. 2 Abhebespannung und Durchschlagspannung in Abhängigkeit vom Durchmesser d einer Cr/Ni-Stahlkugel im Gleichfeld
 $U_{d0} = 119 \text{ kV}$
 — Funkenstreckenachse senkrecht
 - - - Funkenstreckenachse waagrecht

bewegung gezündeten Durchschlag gilt die Spannung U_{db} , und bei fest liegenden Teilchen wird dem Durchschlag die Spannung U_{df} zugeordnet. Für Wechselspannungen gelten etwa die entsprechenden Scheitelwerte. Die Mittelwerte der gemessenen Spannungen wurden auf U_{d0} bezogen, so dass Umrechnungen auf die normale Luftdichte nicht erforderlich waren.

Bei Gleichspannung mit positiver Polarität der Hochspannungselektrode blieben Teilchen mit $d > 3 \text{ mm}$ bis zum Durchschlag bei U_{df} auf der Erdelektrode liegen (Fig. 2, Bereich 1). Teilchen mit $d \leq 2 \text{ mm}$ hoben bei U_a ab und pendelten zwischen den Elektroden periodisch auf und ab, wobei die Berührung mit beiden Elektroden optisch und akustisch erfasst werden konnte. Erst eine Erhöhung der Spannung führte bei U_{db} zum Durchschlag. Die höhere Durchschlagspannung U_{df} konnte im Bereich 3 nur dann gemessen werden, wenn unsaubere Oberflächen eine Teilchenaufladung und damit eine Teilchenbewegung verhinderten. Im Bereich 2 sind Abhebespannung U_a und Durchschlagspannung U_{db} gleich. Der Übergang zwischen den Bereichen 2 und 3 wird von der Gewichtskraft und damit von der Dichte eines Teilchens bestimmt. Diese Grenze wird mit geringerer Dichte infolge kleinerer Abhebespannungen U_a zu grösseren Teilchendurchmessern verschoben.

Bei waagerechter Anordnung der Funkenstreckenachse konnten mit frei fallenden und mit aufgehängten Teilchen gleiche Durchschlagspannungen gemessen werden. Hierbei brauchten die Feldkräfte nicht die Gewichtskraft des Teilchens zu überwinden, so dass schon bei sehr kleinen Spannungen Pendelungen einsetzten. Infolgedessen gilt die Durchschlagspannung U_{db} hier auch bei grösseren Teilchendurchmessern, wie der in Fig. 2 dargestellte gestrichelte Kurvenverlauf zeigt. Die Durchschlagspannungen für $d \leq 2 \text{ mm}$ konnten in den Streubereich von U_{db} im Bereich 3 eingeordnet werden.

Die in Fig. 2 dargestellten Messwerte gelten ausnahmslos auch für 50-Hz-Wechselspannungen, wobei die Scheitelwerte der Wechselspannungen den Gleichspannungswerten entsprechen. Ein entscheidender Unterschied besteht allerdings in dem Bewegungsablauf der Teilchen vor dem Durchschlag (vgl. Abschnitt 3.2).

Bei waagerechter Achse der Funkenstrecke können frei fallende Modellkugeln gleichen Durchmessers unterschiedlich starke Absenkungen der Durchschlagspannung hervorrufen (Fig. 3). Den geringsten Einfluss auf die Durchschlagspannung übte eine ungeladene Kugel aus, wenn sie ohne Elektrodenberührung die Mitte des Feldraumes durchquerte. Eine stärkere Absenkung bewirkte ein Teilchen bei Kathodenberührung. Hierbei wird der Durchschlag durch Felderhöhung und Verringerung der wirksamen Schlagweite verursacht. Noch kleinere Durchschlagspannungen konnten bei Anodenberührung gemessen werden, ein Zeichen für den im inhomogenen Feld wirksamen Polaritätseffekt. Eine weitere Verminderung von U_d wurde bei einer dem Durchschlag vorausgehenden Teilchenbewegung zwischen den Elektroden beobachtet. Dabei berührte ein in den Feldraum fallendes Teilchen zuerst die Anode und wurde aufgrund seiner dabei aufgenommenen Ladung zur gegenüberliegenden Kathode beschleunigt, um dort kurz vor der Kathodenberührung den Durchschlag zu zünden. Auch hierbei war ein Polaritätseffekt vorhanden, denn die kleinsten U_d -Werte gelten für den Fall, dass eine ungeladene Kugel nach Kontakt mit der Kathode zur Anode flog und dort kurz vor dem Aufprall den Durchschlag auslöste. Die hierbei gemessenen Durchschlagspannungen entsprechen dem untersten Kurvenverlauf in Fig. 3 und sind identisch mit den auf der gestrichelten Linie liegenden Werten in Fig. 2.

3.2 Teilchenbewegungen und Entladungserscheinungen

Im Hinblick auf die bei niedrigen Spannungen auftretenden Tiefdurchschläge soll der für die kleinste Durchschlagspannung gültige Mechanismus näher untersucht werden. Die für alle untersuchten Teilchendurchmesser charakteristischen Teilchenbewegungen und die Verläufe der Vorentladungsströme sind für Gleichspannung als Ergebnis von Filmaufnahmen in Fig. 4 aufgetragen. Bei ausreichender Spannung U_a pendelt das kugelförmige Teilchen zwischen den Elektroden. Dabei kommt es kurz vor der Elektrode zwischen dem Teilchen und der Elektrode zu einer Entladung. Dieser Teilentladung (TE) folgt eine Umladung des Teilchens, und die anschliessende Elektrodenberührung führt zur Bewegungsumkehr. Bei senkrechter Funkenstreckenachse zeigt Fig. 4a die letzte Phase der Teilchenbewegung vor dem Durchschlag. Das von der Kathode

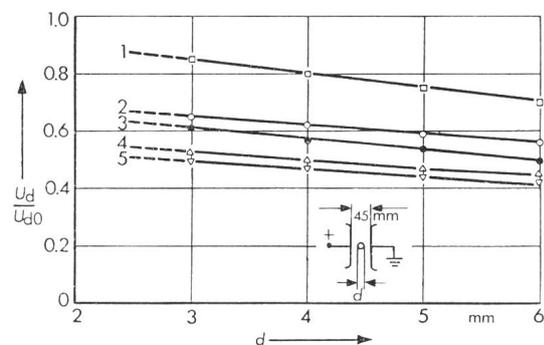


Fig. 3 Durchschlagspannungen U_d bei Anwesenheit einer Metallkugel im homogenen Gleichfeld

$U_{d0} = 119 \text{ kV}$

- 1 Teilchen ohne Elektrodenberührung
- 2 Teilchenkontakt mit Kathode
- 3 Teilchenkontakt mit Anode
- 4 Bewegung von Anode zu Kathode
- 5 Bewegung von Kathode zu Anode

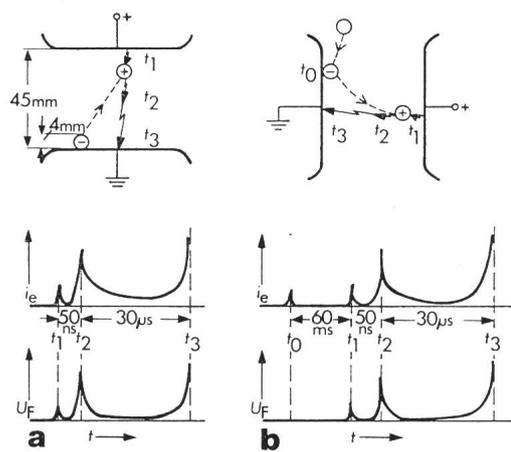


Fig. 4 Schematische Darstellung der Bewegung eines kugelförmigen Teilchens, der Vorentladungsströme und der Leuchterscheinungen im homogenen Gleichfeld

i_e Entladungsstrom
 U_F Signal eines Fotovervielfachers

bei t_0 Teilchenaufladung bei Elektrodenberührung
 bei t_1 Teilentladung zwischen Teilchen und Anode
 bei t_2 Kathodengerichteter Streamer
 bei t_3 Durchschlag

a Funkenstreckenachse senkrecht
 b Funkenstreckenachse waagrecht

Ordinatenmaßstab nicht linear

kommende negativ geladene Teilchen löst kurz vor der Anode zum Zeitpunkt t_1 eine TE aus, die sich durch einen Stromimpuls i_e im Entladekreis und durch eine vom Sekundärelektronenvervielfacher erfasste und als Spannung U_F dargestellte Leuchterscheinung äussert. Bei $U \geq U_{ab}$ folgt der TE eine deutlich stärkere Vorentladung zur Zeit t_2 . Diese Leuchterscheinung kann einem vom Teilchen in Kathodenrichtung vorgewachsenen Kanal zugeordnet werden. Erst nach einem Abfall des Entladungsstromes kennzeichnet der Stromanstieg bei t_3 den Durchschlag der gesamten Anordnung. Die Zündverzugszeit $t_v = t_3 - t_2$ steigt mit dem Teilchendurchmesser und beträgt wenige Mikrosekunden. Die Amplituden der TE-Stromimpulse liegen in der Größenordnung von Milliampere, wobei $i_e(t_1) \ll i_e(t_2)$ gilt. Die gemessenen Anstiegszeiten der Stromimpulse betragen etwa 10 ns.

Der von einem im homogenen Feld frei beweglichen kugelförmigen Teilchen ausgelöste Durchschlag bei minimaler Spannung lässt sich in zwei wesentliche Phasen einteilen. In der ersten Phase führen die Aufladung und die Bewegung des Teilchens zu einem TE-Kanal, der die bereits vom Teilchen allein verursachte Inhomogenität des Feldes deutlich erhöht. Die zweite Phase des Durchschlagvorgangs lässt sich auf das Entladungsverhalten einer Spitze-Platte-Funkenstrecke mit positiver Spitze ohne Fremtteilchen zurückführen [4]. Bei umgekehrter Polarität der Funkenstrecke kommt es nach dem Abheben des Teilchens bei gleicher Spannung kurz vor dem Erreichen der Kathode ebenfalls zu einer TE zwischen dem Teilchen und der Kathode und damit zur Umladung des Teilchens, jedoch liegt für diese nun inhomogene Anordnung mit negativer «Spitze» die Durchschlagsspannung höher. Folglich setzt das Teilchen seine Bewegung fort und fliegt nach dem Aufprall auf der Kathode mit negativer Ladung zur Anode. Nun bestehen wieder die in Bild 4 dargestellten Polaritätsverhältnisse, und der Durchschlag geschieht nach dem oben beschriebenen Mechanismus.

Bei Wechselfeldung gilt ein ähnliches Entladungsverhalten wie bei Gleichspannung, jedoch sind andere Teilchenbewegungen vor dem Durchschlag möglich. Ein auf der Elektrode liegendes Teilchen hob bei steigender Spannung in der Nähe des Scheitelwerts der Feldstärke von seiner Unterlage ab und folgte aufgrund seiner geringen Trägheit den mit der Frequenz des Feldes sich ändernden Kräften. Bei günstigem Abstand zwischen dem geladenen Teilchen und einer Elektrode kam es bei entsprechenden Polaritätsverhältnissen zu einer TE, der bei ausreichender Spannung der Durchschlag folgte. Fig. 5a zeigt schematisch, wie dieser Vorgang ohne Flug zur Gegenelektrode bereits eine Spannungshalbschwingung nach dem Abheben geschehen kann. In Fig. 5b hat das Teilchen nach dem Abheben eine etwas grössere Höhe erreicht, so dass der Abstand zwischen dem Teilchen und der Elektrode für TE zu gross ist. Erst im Scheitel der folgenden Spannungshalbschwingung mit negativer Polarität hat sich das Teilchen aufgrund seiner Gewichtskraft der Erdelektrode genähert und damit die Voraussetzungen für TE und darauffolgenden Durchschlag erfüllt.

Sofern das Teilchen mit positiver Ladung von der Elektrode abhebt, ist vor dem Durchschlag bei minimaler Spannung U_{ab} eine Umladung erforderlich, damit die für den Durchschlag günstigeren Polaritätsverhältnisse bestehen. Die notwendige negative Teilchenaufladung geschieht vorwiegend durch Elektrodenberührung, jedoch ist die Ladungszufuhr auch über einen TE-Kanal möglich. Der entscheidende Unterschied zum teilchengetriggerten Gleichspannungsdurchschlag besteht also darin, dass der Weg eines Teilchens zur Gegenelektrode nicht erforderlich ist. Lediglich bei kleineren Teilchen mit $d < 1$ mm besteht aufgrund ihrer geringeren Gewichtskraft eine grössere Wahrscheinlichkeit, sich bis zur oberen Elektrode zu bewegen und dort den Durchschlag zu zünden.

3.3 Berechnung der Feldkräfte, Einsetz- und Durchschlagsspannungen

Ein im homogenen Feld mit der Feldstärke E_0 auf der Elektrodenoberfläche liegendes kugelförmiges Teilchen mit dem Radius r (Fig. 6a) nimmt die Ladung

$$Q_k = \frac{2}{3} \pi^3 \epsilon_0 r^2 E_0 \quad (1)$$

auf, sofern $s \gg r$ ist [5]. Aufgrund dieser Ladung wirkt auf das Teilchen die Kraft des elektrischen Feldes [6; 7]:

$$F_e = 1,37 \cdot 4 \pi \epsilon_0 r^2 E_0^2 \quad (2)$$

Der Feldkraft F_e wirkt die Gewichtskraft des Teilchens

$$F_m = m \cdot g = \frac{4 \pi}{3} r^3 \rho \cdot g \quad (3)$$

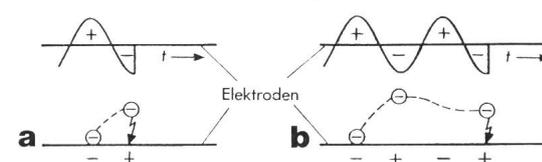


Fig. 5 Schema der Bewegungen einer Metallkugel im homogenen Wechselfeld in Abhängigkeit von der Zeit

Schlagweite $s = 20$ mm
 Kugeldurchmesser $d = 2$ mm
 $U_{ab} < U < U_{at}$

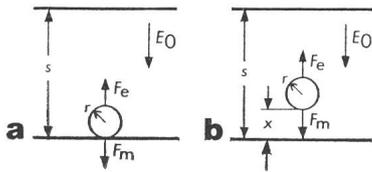


Fig. 6 Kraftwirkungen auf ein kugelförmiges Teilchen mit dem Radius r im homogenen Feld E_0
 F_e Kraft des elektrischen Feldes
 F_m Gewichtskraft des Teilchens
 a $E_0 < E_a$: Teilchen liegt auf der Elektrode
 b $E_0 \geq E_a$: Teilchen bewegt sich zur Gegenelektrode

entgegen (Fig. 6b). Hierbei bedeutet ρ die Dichte des Teilchens und g die Erdbeschleunigung. Durch Gleichsetzen der Feldkraft mit der Gewichtskraft lässt sich die zum Abheben des Teilchens von der Elektrode erforderliche Feldstärke E_a des homogenen Grundfeldes berechnen:

$$E_0 = E_a = \sqrt{\frac{\rho \cdot g \cdot r}{4,11 \cdot \epsilon_0}} \quad (4)$$

Gleichung (4) ist unabhängig von der Art und vom Druck des Gases, sofern die Dichte des Teilchens sehr viel grösser ist als die Dichte des Gases. Durch Luftreibung bedingte Kräfte wurden vernachlässigt.

Die der Abhebefeldstärke E_a entsprechende relative Abhebespannung

$$\frac{U_a}{U_{a0}} = \frac{E_a \cdot s}{U_{a0}} \quad (5)$$

ist in Fig. 7 durch die Kurven 1 und 2 für unterschiedliche Teilchendichten dargestellt. Der Vergleich mit den gemessenen Abhebespannungen zeigt eine gute Übereinstimmung. Wegen der für $U \geq U_a$ beginnenden Teilchenbewegung und der damit einsetzenden TE beim Umladen der Teilchen in Elektrodennähe ist U_a identisch mit der TE-Einsatzspannung.

Eine einfache Formel zur Berechnung der Durchschlagfeldstärke E_d des homogenen Feldes bei Anwesenheit einer Metallkugel vom Radius r ist in [8] numerisch berechnet worden. Danach gilt für Luft bei Normaldruck:

$$E_d = 7,38 \left(1 + \frac{c}{\sqrt{r}}\right) \quad \text{in } \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \quad \text{für } r \text{ in mm} \quad (6)$$

Für ein im Durchschlagsaugenblick fest auf der Elektrode liegendes Teilchen ist $c = 1,58$ einzusetzen. Sofern sich das Teilchen mit einer durch Elektrodenkontakt aufgenommenen Ladung im Durchschlagsaugenblick kurz vor der Elektrode befindet (Fig. 5b, $x \ll s$), gilt $c = 0,95$.

Die Verläufe der mit Gleichung (6) berechneten relativen Durchschlagspannungen sind in Fig. 7 aufgetragen. Kurve 3 gilt für die im Durchschlagsaugenblick fest auf der Elektrode liegenden Teilchen und zeigt sehr gute Übereinstimmung mit den Messwerten. Kurve 4 entspricht der Durchschlagspannung bei frei beweglichen Teilchen und ist eine befriedigende Näherung der Versuchsergebnisse. Beide Kurven enden auf der Linie $U_d/U_{d0} = 1$ bei kritischen Durchmessern $d = d_{\text{min}} > 0$ und bestätigen damit den Verlauf der experimentell ermittelten Kurve (Fig. 2).

4. Zylinderförmige Metallteilchen

Es wurden Teilchen aus Kupferdrähten mit Durchmessern von $0,04 \text{ mm} \leq d \leq 2,0 \text{ mm}$ und Längen von $5 \text{ mm} \leq l \leq 40 \text{ mm}$ verwendet. Jeweils ein Teilchen wurde auf die geerdete Elektrode der Funkenstrecke gelegt und die Spannung bis zum Durchschlag gesteigert.

4.1 Absenkung der Durchschlagspannung

Am Beispiel von Teilchen mit der Länge $l = 10 \text{ mm}$ im homogenen Feld zeigt Fig. 8 den Einfluss des Teilchendurchmessers auf die Höhe der Durchschlagspannung. Bei nicht ganz sauberen Oberflächen blieben die Teilchen bei Spannungssteigerung bis zum Durchschlag fest liegen und verminderten die Durchschlagspannung mit zunehmendem Durchmesser stärker (Kurve 1). Dem Verlauf bei negativer Polarität der Hochspannungselektrode entsprechen die Durchschlagswerte bei Wechselspannung.

Im Falle sauberer Oberflächen bewegten sich zylinderförmige Teilchen mit $d \leq 1,5 \text{ mm}$ vor dem Durchschlag. Dieses Abheben geschah bei gleicher Spannung U_a unabhängig von der Polarität der angelegten Gleichspannung. Bei Wechselspannungen lag während der in Scheitelnähe stattfindenden Teilchenbewegung die gleiche mittlere Spannung U_a an, so dass der zugehörige Scheitelwert \hat{u}_a geringfügig höher war.

Der Durchschlag bei Teilchen mit $0,2 \text{ mm} \leq d < 2 \text{ mm}$ erfolgte bei Gleichspannung mit negativer Polarität der Hochspannungselektrode unmittelbar während des Abhebens bei $U_{\text{ab}} = U_a$. Teilchen mit $d < 0,2 \text{ mm}$ zündeten nicht unmittelbar nach dem Abheben den Durchschlag, sondern bei geringfügig erhöhter Spannung. Bei Wechselspannung gilt für alle untersuchten Teilchendurchmesser der gleiche Verlauf bei geringfügig höheren Scheitelwerten $\hat{u}_{\text{ab}} = \hat{u}_a$.

Im Gegensatz zur Wirkung kugelförmiger Teilchen verringern frei bewegliche zylinderförmige Teilchen die Durchschlagspannung zunehmend mit kleinerem Durchmesser. Bei ausreichender Spannung heben sich die Teilchen von der Elektrode ab und drehen sich infolge Influenz in Feldlinienrichtung, so dass die Teilchen die untere Elektrode berühren. Dadurch

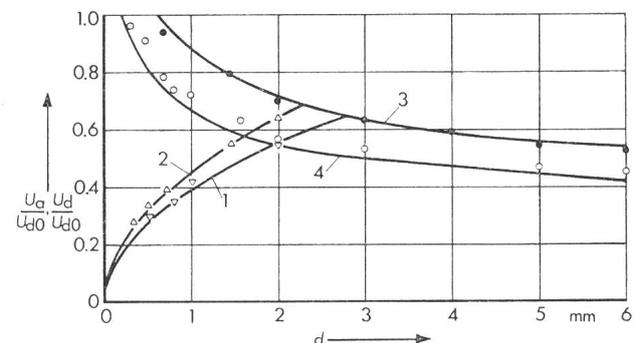


Fig. 7 Abhebespannungen U_a und Durchschlagspannungen U_d bei Anwesenheit eines kugelförmigen Metallteilchens im homogenen Feld bei unterschiedlicher Teilchendichte ρ in Abhängigkeit vom Teilchendurchmesser d

$s = 45 \text{ mm}$	$U_{a0} = 119 \text{ kV}$
1 U_a	$\rho = 7,76 \text{ g/cm}^3$
2 U_a	$\rho = 10,5 \text{ g/cm}^3$
3 U_{df}	
4 U_{db}	

Die ausgezogenen Kurvenzüge wurden berechnet, die eingetragenen Punkte sind Messwerte

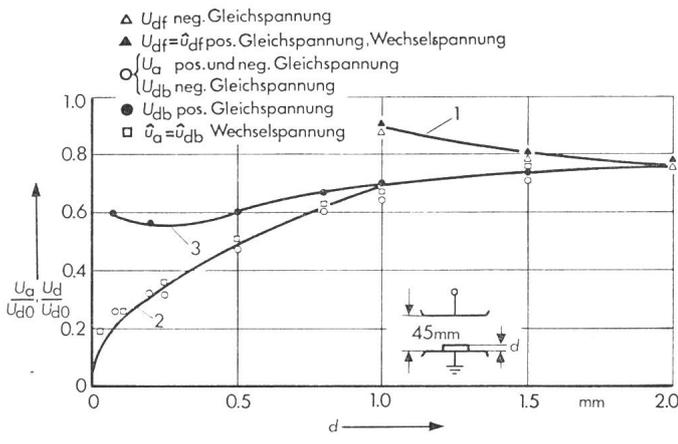


Fig. 8 Abhebespannungen U_a und Durchschlagspannungen U_d bei Anwesenheit eines zylinderförmigen Kupferteilchens der Länge $l = 10$ mm im homogenen Feld in Abhängigkeit vom Teilchendurchmesser d
 $s = 45$ mm $U_{d0} = 119$ kV
 Kurve 2: U_a berechnet

wird das Feld mit zunehmendem Winkel α zwischen Teilchenachse und Elektrode stärker verzerrt, und gleichzeitig wird die wirksame Schlagweite zwischen der Teilchenspitze und der Gegenelektrode verkürzt. Solange bis zum Durchschlag $\alpha < 90^\circ$ ist, gilt $U_{db} = U_a$. Bei $\alpha = 90^\circ$ muss die Spannung so weit gesteigert werden, bis die für diese inhomogene Anordnung mit der wirksamen Schlagweite $s_w = s - l$ erforderliche Durchschlagspannung $U_{db} > U_a$ erreicht ist.

Als weitere Erklärung zu Fig. 8 haben die Filmaufnahmen ergeben, dass sich die Teilchen im Bereich $0,2 \text{ mm} < d < 2 \text{ mm}$ bei negativer Gleichspannung vor dem Durchschlag nur teilweise aufrichten ($\alpha < 90^\circ$), weil bereits dadurch die wirksame Schlagweite für den Durchschlag bei der Abhebespannung U_a erreicht ist. Bei $d \leq 0,2 \text{ mm}$ ist $\alpha = 90^\circ$, so dass bei nicht ausreichender wirksamer Schlagweite $U_{db} > U_a$ wird.

Bei positiver Gleichspannung gelten aufgrund des Polarisierungseffektes deutlich höhere Durchschlagspannungen (Fig. 8, Kurve 3), denn die «Teilchenspitze» ist hierbei negativ, so dass die Abhebespannung selbst bei $\alpha = 90^\circ$ im Bereich $d \leq 1 \text{ mm}$ nicht für den Durchschlag ausreicht. Bemerkenswert ist der Anstieg von U_{db} für $d < 0,2 \text{ mm}$ (Kurve 3). In diesem Bereich bewegten sich die Teilchen nach dem Aufrichten ($\alpha = 90^\circ$) mit hoher Frequenz auf und ab, ähnlich den in [9] beobachteten Teilchenbewegungen in N_2 und in SF_6 . Danach bewegt sich das Teilchen in das positive Raumladungsgebiet vor seiner Spitze, wird in diesem Gebiet neutralisiert, positiv aufgeladen und bewegt sich nun zurück zur Erdelektrode. Nach Berühren der Erdelektrode erfolgt eine Richtungsumkehr aufgrund umgekehrter Polaritätsverhältnisse, so dass sich der Bewegungsablauf periodisch wiederholen kann.

Der Einfluss der Teilchenlänge ist für $l > 10 \text{ mm}$ bei einem Elektrodenabstand $s = 45 \text{ mm}$ vernachlässigbar. Bei kleineren Teilchenlängen sind je nach Teilchendurchmesser unterschiedliche Einflüsse festgestellt worden [1].

4.2 Berechnung der Feldkräfte und der Durchschlagspannungen

Analog zu Abschnitt 3.3 gelten ähnliche Zusammenhänge für zylinderförmige Teilchen. Ein im homogenen Feld auf der waagerechten Ebene einer Elektrode liegender leitfähiger

Zylinder mit der Länge l und dem Radius r erhält unter der Voraussetzung $l \gg r$ die Ladung [7]

$$Q_z = 2 \pi \epsilon_0 r l E_0 \tag{7}$$

Infolge dieser Ladung wirkt auf das Teilchen in die Richtung der Gegenelektrode die Feldkraft

$$F_e = 1,43 \pi \epsilon_0 r l E_0^2 \tag{8}$$

Durch Gleichsetzen der Feldkraft und der Gewichtskraft des Teilchens erhält man die zum Abheben erforderliche Feldstärke des homogenen Grundfeldes

$$E_0 = E_a = \sqrt{\frac{\rho \cdot g \cdot r}{1,43 \cdot \epsilon_0}} \tag{9}$$

Die nach Gleichungen (9) und (5) berechneten Abhebespannungen sind durch Kurve 2 in Fig. 8 dargestellt. Damit zeigt sich, dass die Berechnung des Abhebens bei Wechselspannungen und bei Gleichspannungen beider Polaritäten mit guter Näherung möglich ist. Da für Gleichspannungen mit negativer Polarität und für Wechselspannungen die Abhebespannung identisch mit der Durchschlagspannung ist, kann für diese Fälle die Durchschlagspannung ebenfalls auf einfache Weise berechnet werden.

5. Dielektrische Teilchen

Ideale Nichtleiter können sich im raumladungsfreien Feld nicht aufladen. Allerdings entstehen durch Polarisierung der gebundenen Ladungen Dipole, die bei geeigneter Form der Teilchen und des Feldes eine Drehung in Feldlinienrichtung bewirken. Ebenso wie bei Metallteilchen wirkt auf ein in Elektrodennähe befindliches dielektrisches Teilchen infolge der Feldverzerrung die Gradientenkraft in die Richtung der Elektrode. Folglich müssen dielektrische Teilchen, die im Feld von der Elektrode abheben, sich ebenfalls aufgeladen haben.

Versuche mit kugelförmigen Teilchen aus verschiedenen Kunststoffen haben ergeben, dass Teilchenbewegungen bei ausreichender Oberflächenleitfähigkeit einsetzen und damit die Durchschlagspannungen vermindert werden. So blieben sorgfältig gereinigte Teilchen bis zum Durchschlag bei nahezu unverminderter Durchschlagspannung U_{d0} auf der Elektrode liegen. Die gleichen Teilchen zeigten dagegen das Verhalten von Metallteilchen, wenn sie vor Versuchsbeginn kurzzeitig in Leitungswasser getaucht wurden. Aufgrund der undefinierten Oberflächenleitfähigkeit streuten die Durchschlagspannungen jetzt stärker als bei Metallteilchen. Bei Gleichspannungen genügte bereits eine geringe Erhöhung der Oberflächenleitfähigkeit, um die von frei beweglichen Metallteilchen bekannten starken Absenkungen der Durchschlagspannung hervorzurufen. Mit kleinerer Oberflächenleitfähigkeit erhöhte sich die Aufladezeit, so dass bei langsamer Steigerung der Prüfspannung auch vergleichsweise hochohmige Teilchen von der Elektrode abhoben. Infolgedessen setzten die Bewegungsvorgänge bei Wechselspannung mit abnehmender Leitfähigkeit der Teilchen bereits früher aus. Hierbei war die Aufladezeitkonstante im Vergleich zu den zeitlichen Änderungen im Wechselfeld zu gering.

Bei ausreichender Oberflächenleitfähigkeit verhalten sich dielektrische Teilchen wie Metallteilchen, so dass dann keine Beeinflussung der Bewegungsvorgänge durch die Dielektrizitätszahl ϵ_r zu erwarten ist. Lediglich bei sehr kleiner Teilchen-

ladung kann der Einfluss von ϵ_r auf den Feldverlauf in der Umgebung des Teilchens überwiegen und damit die Bewegungen bestimmen.

6. Schlussfolgerungen

In gasisolierten Elektrodenanordnungen haben Fremdteilchen einen erheblichen Einfluss auf die Durchschlagspannung. Ein einzelnes frei bewegliches Teilchen vermindert die Durchschlagspannung in Luft in stärkerem Masse als ein fest auf der Elektrode haftendes Teilchen. Die Höhe der Durchschlagspannung ist bei 50-Hz-Wechselspannung nur geringfügig kleiner als bei Gleichspannung; lediglich die Zeit nach dem Anlegen der Spannung bis zum Durchschlag verlängert sich bei Wechselspannung. Zylinderförmige Teilchen bewirken stärkere Absenkungen der Durchschlagspannung als kugelförmige Teilchen. Die Abhebespannungen der Teilchen sind unabhängig von der Art und dem Druck der in der Praxis gebräuchlichen Isoliergase und können auf einfache Weise für kugel- und für zylinderförmige Teilchen berechnet werden.

Literatur

- [1] *W. Schulz*: Fremdteilchen als Ursache für Tiefdurchschläge in Luft bei Gleich- und Wechselspannung. Dissertation der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina, Braunschweig, 1978.
- [2] *D.-W. Peier* und *H. Groschopp*: Wechselspannungsmessung mit Kugelfunkentrecken auf Freiluft-Versuchsfeldern. PTB-Mitt. 87(1977)5, S. 396...398.
- [3] *W. Schulz*: Frei schwebende Staubteilchen als Ursache für Tiefdurchschläge in Luft. Etz Archiv 1(1979)4, S. 123...126.
- [4] *E. Marode*: The mechanism of spark breakdown in air at atmospheric pressure between a positive point and a plane. I. Experimental: Nature of the streamer track. Journal of Applied Physics 46(1975)5, p. 2005...2015.
- [5] *J. C. Maxwell*: A treatise on electricity and magnetism. Third edition. New York, Dover Publications, 1954.
- [6] *N. N. Lebedev* and *I. P. Skalskaya*: Force acting on a conducting sphere in the field of a parallel plane condenser. Soviet Physics. Technical Physics 7(1962)3, p. 268...270.
- [7] *N.-J. Felici*: Forces et charges de petits objets en contact avec une électrode affectée d'un champ électrique. Rev. Gén. Electr. 75(1966)10, p. 1145...1160.
- [8] *M. Hara* and *M. Akazaki*: A method for prediction of gaseous discharge threshold voltage in the presence of a conducting particle. J. Electrostatics 2(1976/77)3, p. 223...239.
- [9] *A. Diessner* and *J. G. Trump*: Free conducting particles in a compressed-gas-insulated system. IEEE Trans. PAS 89(1970)8, p. 1970...1978.

Adresse des Autors

Dr.-Ing. *W. Schulz*, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Bundesallee 100, D-3300 Braunschweig.