

ZUM DURCH- UND ÜBERSCHLAG VON SF₆-ISOLIERUNGEN*

Von
W. MOSCH

Bei Luftisolierungen unter atmosphärischen Bedingungen herrscht das stark inhomogene elektrische Feld vor. Daraus resultieren große geometrische Abmessungen. Es besteht eine sehr intensive Wechselwirkung mit der Umwelt (großer Raumbedarf beeinträchtigt das Landschaftsbild — klimatische und Schmutzeinflüsse beeinträchtigen das Isoliervermögen).

Daraus resultiert eine große Aufgabe für die Zukunft: wir müssen umweltfreundlicher gestalten, d. h. kleiner Raumbedarf (schwach inhomogene Felder) und Kapselung von der Atmosphäre. Wenn schon Kapselung, dann auch Luft ersetzen durch Gas höherer elektrischer Festigkeit und Anwendung höherer Drücke.

In der DDR erfolgen seit etwa 5 Jahren Arbeiten auf diesem Gebiet, Grundlagenforschung hinsichtlich Isolierfragen am Hochspannungslaboratorium der Sektion ET an der TU Dresden.

Daraus einige Probleme:

1. Berechnung der Durchschlagspannung von Elektrodenanordnungen mit schwach inhomogenem Feld im SF₆
2. Überschlag längs Grenzflächen im SF₆
3. Einfluß von Teilchen
4. Schlußfolgerungen.

1. Berechnung der Durchschlagspannung von Elektrodenanordnungen mit schwach inhomogenem Feld im SF₆

1.1. Homogenitätsgrad; Grenz-Homogenität

Was heißt schwach inhomogenes Feld, was heißt stark inhomogenes Feld?

* Vortrag anlässlich des 25jährigen Jubiläums der Fakultät Elektrotechnik an der Technischen Universität Budapest.

Beurteilung mit Hilfe des Homogenitätsgrades (Ausnutzungsgrades) wie ihn Schwaiger definiert hat:

$$\eta = \frac{U/s}{E_h} = f(\text{Geometrie}).$$

Stark inhomogenes Feld (kleine Werte von η): Vor dem Durchschlag treten stabile Teilladungen auf (Raumladungen), die den Feldverlauf und damit die Durchschlagsspannung maßgebend beeinflussen.

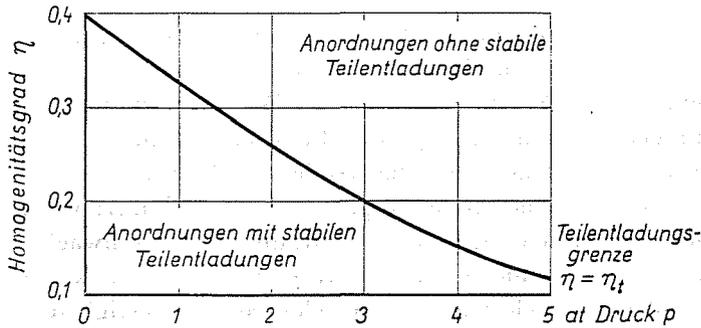


Fig. 1

Schwach inhomogenes Feld (große Werte von η): Der Durchschlag erfolgt aus Lawinenzprozessen (Generationsmechanismus) oder sobald die Elektronenlawine eine kritische Größe ($n_k \approx 10^8$ Ladungsträger) erreicht hat und in die Streamerentladung umschlägt.

Im SF_6 liegt die Grenze für den Homogenitätsgrad, je nach dem Druck zwischen $\eta_i \approx 0,4$ bis $0,1$ (Abb. 1). Wir wollen uns auf solche Anordnungen beschränken, bei denen vor dem Durchschlag keine stabilen Teilladungen auftreten. TE dürfen im SF_6 sowieso nicht zugelassen werden, da die Gefahr der Zersetzung des SF_6 besteht.

1.2. Berechnung der Durchschlagspannung

Sobald die Spannung U gleich der Anfangsspannung U_a ist, erfolgt der Durchschlag. Das ist der Fall, wenn die Feldstärke eine kritische Größe erreicht, wir wollen diese kritische Größe zunächst ganz allgemein elektrische Festigkeit E_d nennen.

Es gilt also

$$U_a = U_d = E_d \cdot s \cdot \eta.$$

1.3. Innere elektrische Festigkeit

Wir gehen von den Elementarprozessen Stoßionisation (Stoßionisationskoeffizienten α_i) und Anlagerung (Anlagerungskoeffizienten η_i) aus. Nur wenn pro Zeiteinheit mehr Ionisationen als Anlagerungen erfolgen, ist ein Durchschlag überhaupt möglich. Es muß also

$$(\alpha_i - \eta_i) \geq 0$$

sein (Abb. 2).

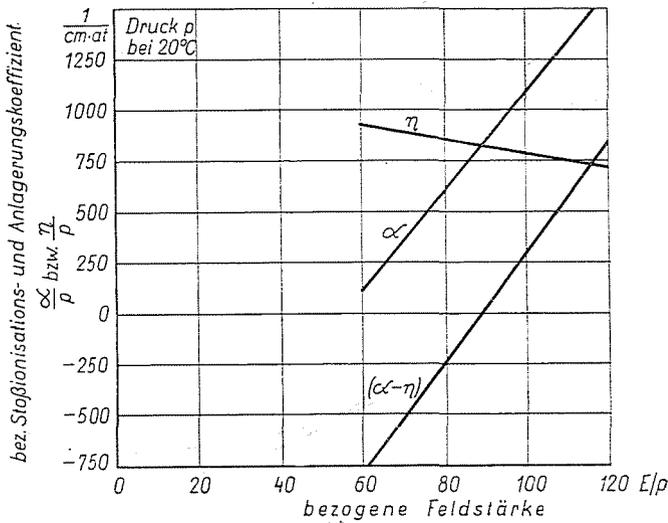


Fig. 2

Im SF₆ ist dies bei $E/p = 89 \text{ kV/cm} \cdot \text{at}$ der Fall; bei einem Druck von 1 at also, wenn die Feldstärke gerade 89 kV/cm erreicht.

Die Feldstärke

$$E_{di/kV/cm} = 89 \cdot p/at$$

wollen wir als innere elektrische Festigkeit des Gases SF₆ bezeichnen. Sie bildet die Grundlage für alle weiteren Berechnungen.

1.4. Kritische Wegstrecke

Diese Vorstellung reicht noch nicht aus. Die Feldstärke E_{di} darf nämlich nicht nur in einem Punkt, sondern muß in einem bestimmten Gebiet herrschen, damit sich nicht kritische Elektronenlawinen ausbilden können (Abb. 3).

Wenn in dem Gebiet von $x = 0$ bis $x = x_k$ mindestens die Feldstärke E_{di} herrschen soll, dann muß die Feldstärke an der stärker gekrümmten Elek-

trode eines inhomogenen Feldes (E_{h1} bzw. E_{h2} je nach dem Radius der Elektrode und der Schlagweite) einen höheren Wert besitzen, den wir Durchschlag-Höchstfeldstärke E_{dh} nennen wollen.

1.5. Durchschlaghöchstfeldstärke

Wie groß ist der Wert von E_{dh} , der zum Durchschlag führt?

Auf alle Fälle gilt: $E_{dh} > E_{di}$.

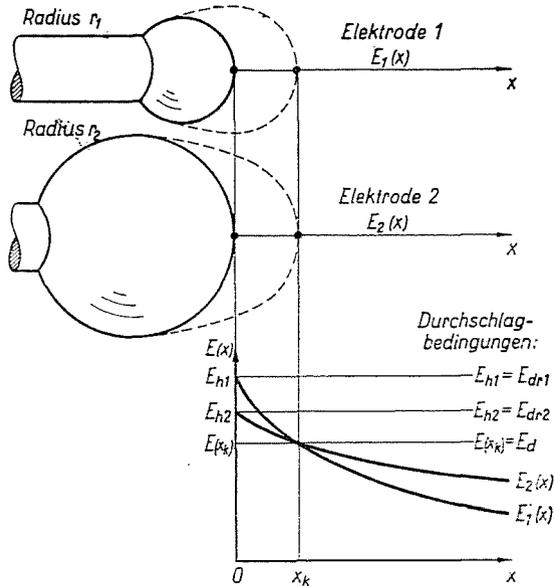


Fig. 3

Wir wollen eine bezogene Größe einführen:

$$e_h = \frac{E_{dh}}{E_{di}}$$

und wissen natürlich, daß e_h vom Radius und der Schlagweite, allgemein vom Feldverlauf, abhängt.

1.6. Durchschlagbedingung

Wie schon gesagt, erfolgt der Durchschlag, wenn eine Streamerentladung einsetzt, d. h. wenn $n_k \approx 10^8$ Ladungsträger vorhanden sind, d. h. wenn

$$\int_0^{x_k} (x_i - \eta_i) dx = \ln n_k \approx 20$$

ist.

Die Abhängigkeit $(\alpha_i - \eta_i) = f(E/p)$ haben wir auch schon kennen gelernt (Abb. 2) und wenn wir den Feldverlauf auch kennen oder — bei Anordnungen, bei denen eine geschlossene Lösung der Laplace-Gleichung nicht möglich ist — approximieren, erhalten wir eine Gleichung, die wir auf numerischem Wege nach e_h auflösen können. Im Zylinderfeld zeigt z. B. Abb. 4 e_h abhängig vom Radius r_i des Innenleiters. Die Abhängigkeit von der Schlagweite ist

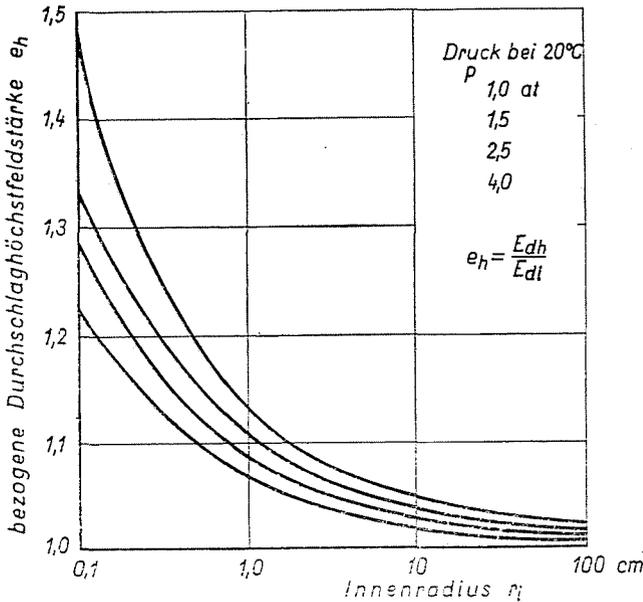


Fig. 4

ebenso berechenbar, jedoch braucht das nicht beachtet zu werden, wenn die Schlagweite s wesentlich größer als die kritische Wegstrecke x_k ist. Zum Beispiel wenn bei $r_i = 3$ cm und $p = 2,5$ at, $s \gg 4$ mm ist.

Wir können also rechnen:

$$U_d = e_h E_{di} \cdot s \cdot \eta.$$

Tatsächlich stimmen die nach dieser Beziehung berechneten Durchschlagspannungen gut mit experimentell ermittelten Werten überein, wenn man »klinische Bedingungen« anwendet. Zum Beispiel peinlich auf hochglanz polierte Elektroden achtet, keine sehr großen Elektrodenflächen (≤ 10 cm²) beansprucht und die Zeit der Spannungsbeanspruchung keine extremen Werte (10 ms $\leq t \leq 100$ s) annimmt. Solche Bedingungen sind natürlich konstruktiv und technologisch nicht zu realisieren.

Wir müssen also herausfinden, welche Einflußfaktoren von wesentlicher Bedeutung sind.

1.7. Rauheit der Elektroden (Mikrogeometrie)

Dieser Einfluß ist sehr wichtig, er dominiert gegenüber den anderen.

Hier sind wir nur experimentell weitergekommen. Wir haben einen Rauheitsfaktor e_f definiert, den wir genau so behandeln wie den Faktor e_h .

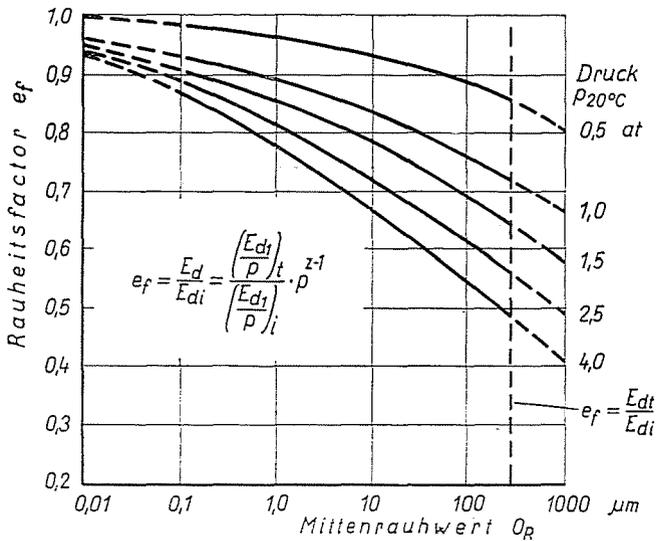


Fig. 5

Es gilt also

$$U_d = e_f \cdot e_h \cdot E_{d,i} \cdot s \cdot \eta.$$

e_f wurde hier aber experimentell aus vielen Messungen der Durchschlagspannung bestimmt (Abb. 5).

Wichtige Erkenntnis für die Praxis ist hier schon, daß e_f und damit U_d umso mehr absinken, je höher der Druck ist. Bei einer Oberflächenrauheit von $250 \mu\text{m}$ ist z. B. bei 1 at $e_f \approx 0,7$, bei 4 at aber nur $e_f \approx 0,5$.

1.8. Elektrodenfläche, Beanspruchungszeit

Weitaus schwieriger zu behandeln ist der Einfluß von Elektrodenfläche und Beanspruchungszeit, weil man hier nicht mehr deterministisch vorgehen kann, sondern den stochastischen Charakter der Durchschlagprozesse beachten muß.

Erste Aufgabe ist es dabei, empirisch ermittelte Meßwerte z. B. der elektrischen Festigkeit, durch eine theoretische Verteilungsfunktion zu approximieren. Bisher wurden in unserem Labor über 40 000 Durchschlagversuche durchgeführt und alle Meßreihen sorgfältig am Digitalrechner nach statistischen Gesichtspunkten ausgewertet. Bei genügend groß gewähltem Stichprobenumfang ($m > 500$) zeigt sich (Abb. 6), daß bei den hinsichtlich der Stehspannungen besonders interessanten kleinen Durchschlagwahrscheinlichkeiten, die Verteilungsfunktion nur höchst fehlerhaft durch eine Normalverteilung angenähert werden kann.

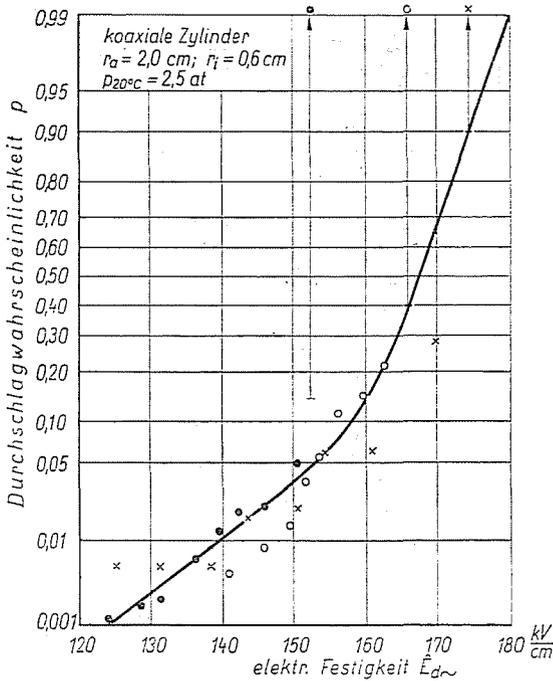


Fig. 6

Viel besser gelingt dagegen die Approximation durch Extremwertverteilungen, insbesondere durch die doppel-exponentielle Verteilung (Abb. 7). Hätte man die Meßwerte als normalverteilt angenommen, würde man bei 1% Durchschlagwahrscheinlichkeit eine elektrische Festigkeit von etwa 155 kV/cm ermitteln, während sie bei Approximation der Meßwerte durch eine doppel-exponentielle Verteilung nur 142 kV/cm beträgt, also wesentlich ($\approx 10\%$) geringer ist.

Wichtige Größe bei einer doppel-exponentiellen Verteilung ist das auf den Modalwert (63%-Quantil) bezogene Streuungsmaß γ . Es ist erheblichen Schwankungen unterworfen, die durch Spannungsform, Elektrodenanordnung,

Zustand der Elektrodenoberfläche und natürlich den Isoliergasdruck beeinflusst werden. Nach unseren bisherigen, noch unvollständigen Messungen liegt es bei Drücken von 1 bis 4 at zwischen

$$\gamma/E_{d63} = 0,01 \dots 0,04.$$

Wichtig ist dieser Wert, weil damit nicht nur aus wenigen Stichproben zu niedrigen Wahrscheinlichkeiten extrapoliert werden kann (z. B. ist $E_{d02} =$

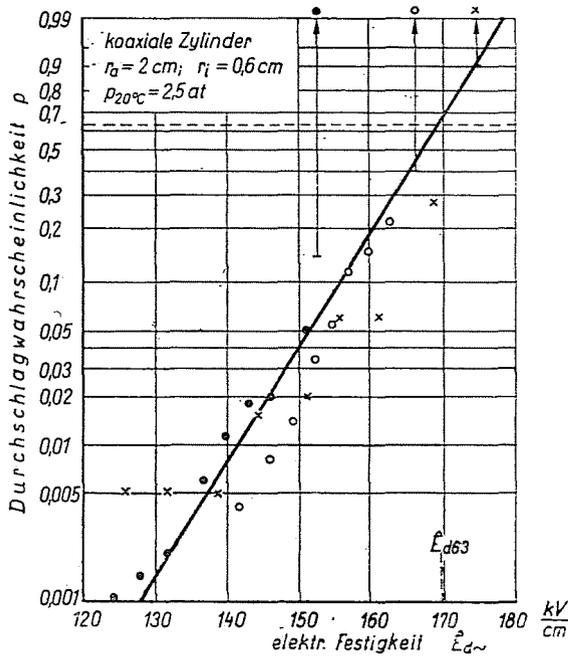


Fig. 7

$= E_{d63} - 4 \gamma$), sondern auch der Einfluß einer Vergrößerung der Elektrodenfläche berechenbar ist (Abb. 8). Bei $\gamma/E_d \approx 0,03$ beträgt z. B. bei einer Flächenvergrößerung auf das 100fache die berechnete Durchschlagspannung nur noch 85% und zeigt gute Übereinstimmung mit experimentellen Werten.

Analog der Vergrößerung der wirksamen Elektrodenfläche muß sich eine Verlängerung der Beanspruchungszeit auf die Verteilungsfunktion auswirken (von 1 min auf 25 Jahre z. B. um den Faktor 10^6). Hier ist noch viel Arbeit zu leisten, wir wollen speziell über dieses Problem auf dem nächsten Internationalen Symposium Hochspannungstechnik 1975 in Zürich berichten.

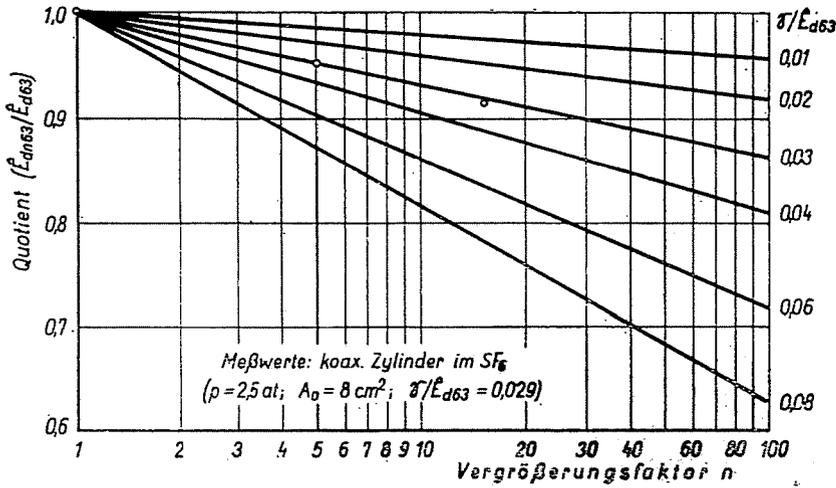


Fig. 8

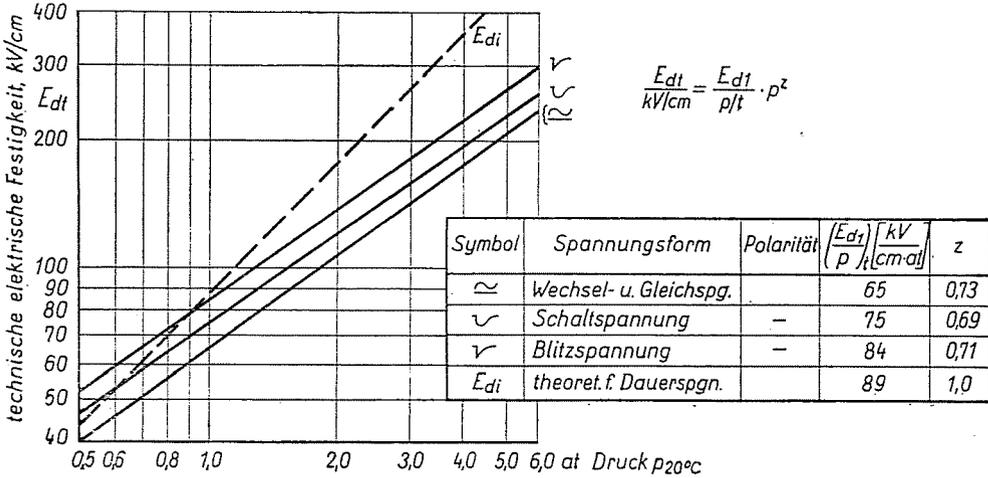


Fig. 9

1.9. Technische elektrische Festigkeit

Nach diesen Betrachtungen, die ja noch nicht als abgeschlossen betrachtet werden können, nun zu einigen praktischen Überlegungen.

Fassen wir alle unsere und die uns bekannten internationalen-Durchschlagmessungen von SF₆-Isolierungen zusammen, konnten wir nach diesen Überlegungen eine »technische elektrische Festigkeit« E_{dt} bei technischen Elektroden (Oberflächenrauheit $\approx 250 \mu m$) abhängig von der Spannungsform und der Polarität der stärker gekrümmten Elektrode ermitteln (Abb. 9), mit der die Durchschlagspannung nach der einfachen Schwaiger-Beziehung

$$U_d = E_{dt} \cdot s \cdot \eta$$

ermittelt werden kann. Die mit dieser »technischen elektrischen Festigkeit« berechneten Durchschlagspannungen liegen nach unseren Erfahrungen immer »auf der sicheren Seite«, sind also untere Grenzwerte der zu erwartenden Durchschlagspannungen. Ein Beispiel für die Anwendung der Berechnungen zeigt z. B. die Dimensionierung eines Preßgaskondensators mit SF₆-Füllung für das VEB Transformatoren- und Röntgenwerk (Abb. 10), bei dem Meßwerte und berechnete Durchschlagspannung recht gut übereinstimmen.

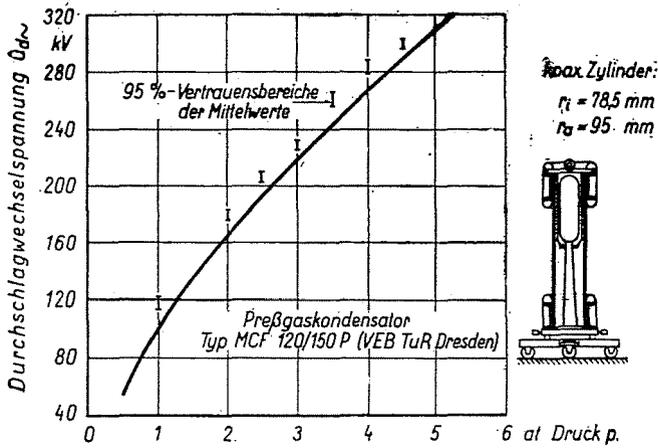


Fig. 10

2. Überslag längs Grenzflächen im SF₆

2.1. Homogenitätsgrad

Natürlich gibt es bei Anordnungen mit mehreren Isolierstoffen noch weitere Einflußfaktoren. Wichtigste Größe ist wieder das elektrische Feld. Mit Hilfe numerischer Methoden der Feldberechnung gelingt es auch bei Mehrstoffsystemen, einen Homogenitätsgrad

$$\eta = \frac{U/s}{E_h}$$

zu ermitteln. Im Zylinderfeld z. B. mit $\eta_E = 0,55$ ändert sich η dabei mit dem Winkel α der Grenzfläche und mit dem Verhältnis von $\epsilon_{r1}/\epsilon_{r2}$ (Abb. 11). Bei $\alpha = 90^\circ$ ist $\eta = \eta_E$. Wird der Winkel α bei $\epsilon_{r1}/\epsilon_{r2} \approx 1/5$ kleiner als $\approx 40^\circ$, wird die Feldstärke am Außenzylinder ($\eta < 0,55$), bei $\alpha > 90^\circ$ am Innenbolzen ($\eta < 0,55$) größer als die Höchstfeldstärke des Grundfeldes.

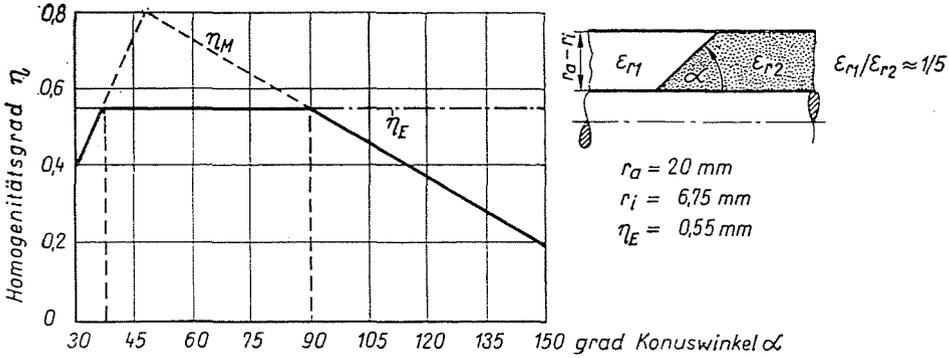


Fig. 11

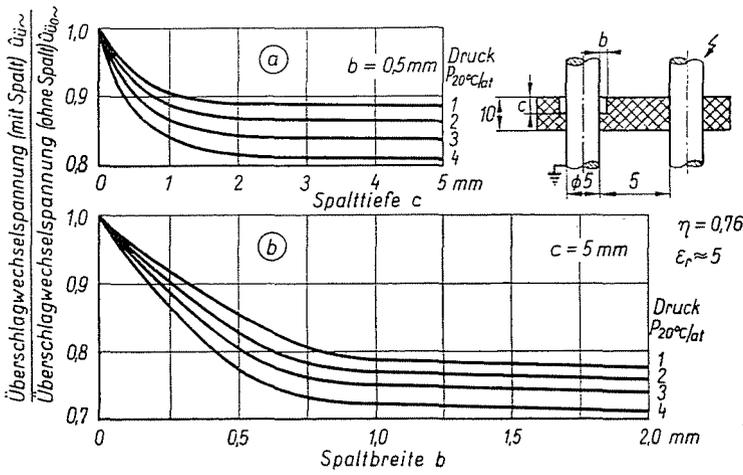


Fig. 12

2.2. Spalte und Rauheit

Außer dem Krümmungsradius der Elektroden, der Schlagweite und der Oberflächenrauheit der Elektroden, die wir im 1. Abschnitt bereits kennen gelernt haben, spielen jetzt die Grenzfläche, die Isolierstoffe (ϵ_r) aber auch ein evtl. vorhandener Spalt zwischen Elektrode und Isolierstoff und die Rauheit der Isolierstoffoberfläche eine Rolle (Abb. 12). Vor allem mit breiter werdendem Spalt sinkt die Überschlagsspannung auf 70 bis 80% des ursprünglichen Wertes ab. Wiederum ist der Einfluß bei höherem Isoliergasdruck größer.

Rauheiten der Isolierstoffoberfläche wirken sich erst von Werten ab $\approx 20 \mu\text{m}$ (gedrehte Fläche, Rillentiefe 0,03 mm) auf die Überschlagsspannung aus (Abb. 13). Wiederum ist der Einfluß bei höherem Isoliergasdruck größer.

2.3. Berechnung der Überschlagspannung

Fassen wir die Überlegungen wieder zusammen, kann eine Berechnung der Überschlagspannung bei technischer Ausführung analog zum Einstoffsystem erfolgen. Die Überschlagspannung errechnet sich dann zu

$$U_{\ddot{u}} = E_{\ddot{u}t} \cdot s \cdot \eta,$$

wenn wiederum eine technische Überschlagfeldstärke definiert wird (Abb. 14).

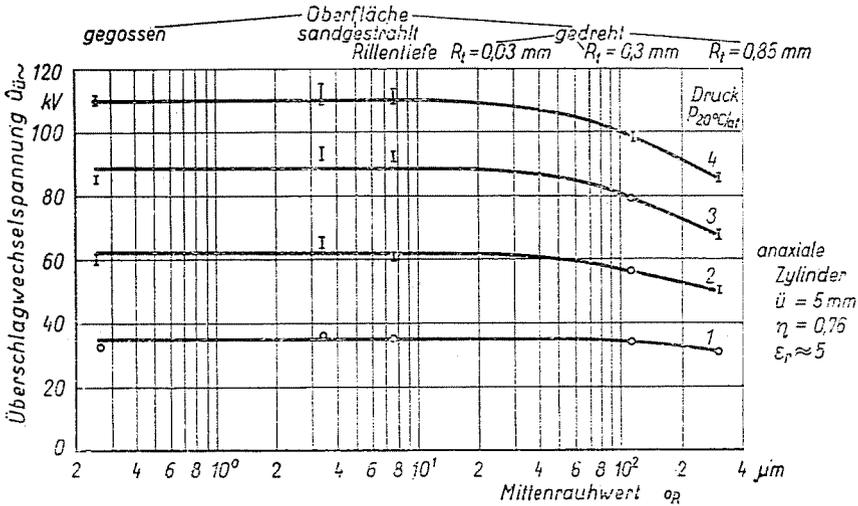


Fig. 13

Am Beispiel eines Zylinderfeldes mit Schräggrenzfläche bei unterschiedlichem Konuswinkel (Abb. 15) soll wiederum die gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung demonstriert werden. Bei $\alpha < 40^\circ$ und $\alpha > 120^\circ$ wird η kleiner als η_t , es treten vor dem Überschlag stabile Teilentladungen auf und es gelingt nicht mehr die Überschlag-, sondern nur noch die Anfangsspannung zu berechnen.

3. Einfluß von Teilchen

3.1. Diskrete Störstellen auf den Elektroden

Zunächst haben wir Anfangs- und Durchschlagspannung im Einstoffsystem untersucht, wenn das schwach inhomogene Feld durch eine einzige konkrete Störstelle gestört wird. Während z. B. im Feld Kugel-Platte (Abb. 16) die Anfangsspannung mit der Länge einer aus der Kugel herausragenden Spitze monoton abnimmt, zeigt die Durchschlagspannung einen kompli-

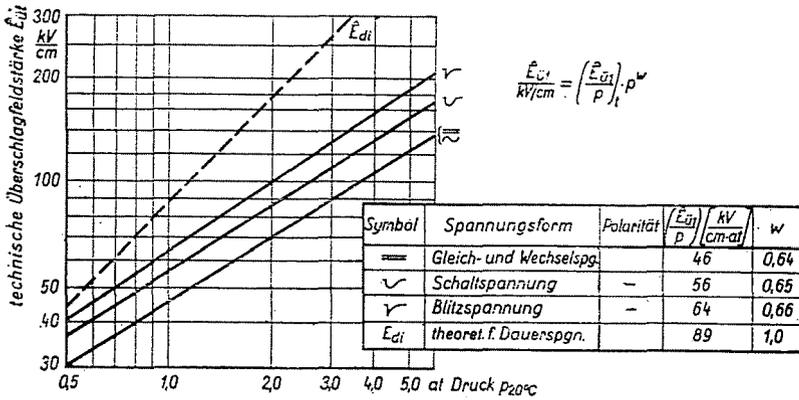


Fig. 14

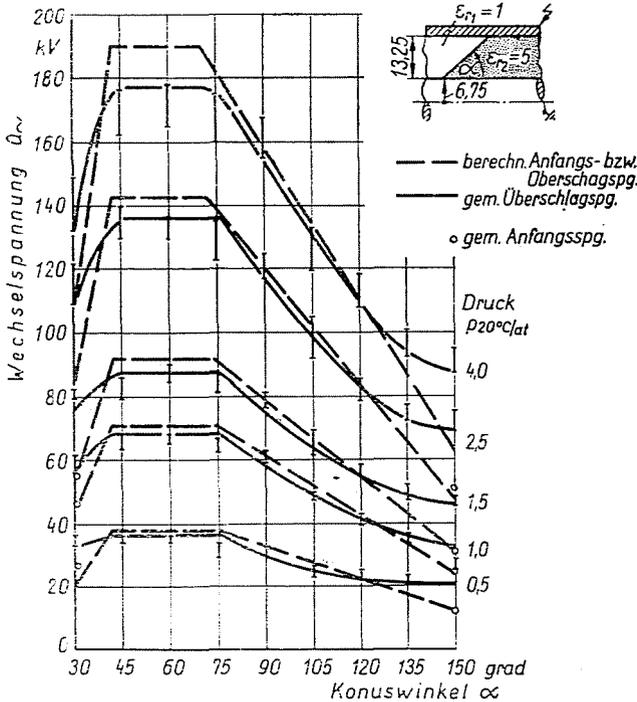


Fig. 15

zierten Verlauf. Wegen des zunehmend inhomogener werdenden Feldes kommt es im Beispiel bei einer Nadellänge von $l \geq 1$ mm zu stabilen Teilentladungen und die Überschlagspannung steigt wieder an, u. U. auf Werte, die höher als die eines ungestörten schwach inhomogenen Feldes sind.

Zu diesem Effekt kommt es nur bei Wechsel-, Gleich- oder Schaltspannungen. Bei Blitzspannungen (Abb. 17) treten keine solchen stabilen

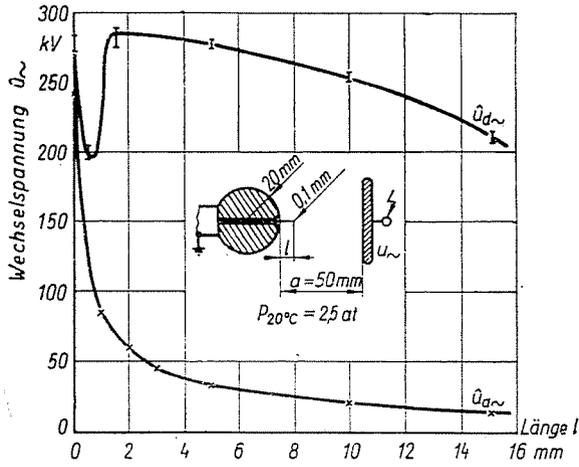


Fig. 16

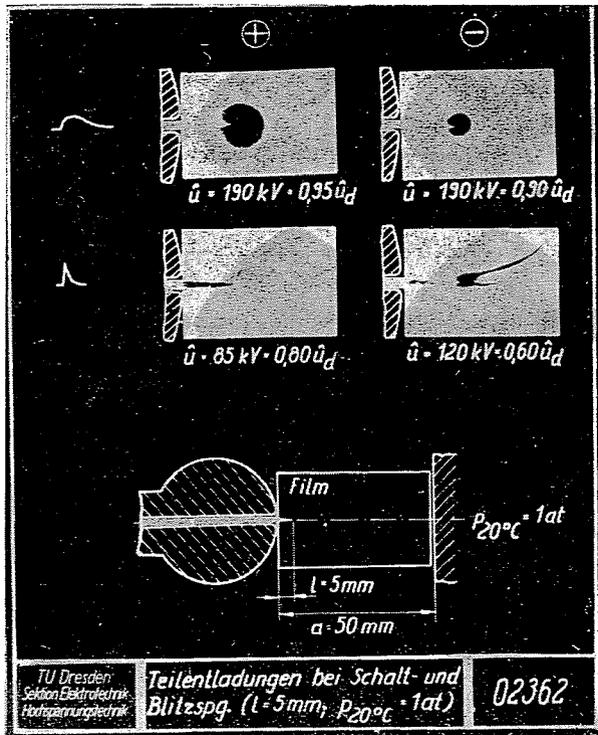


Fig. 17

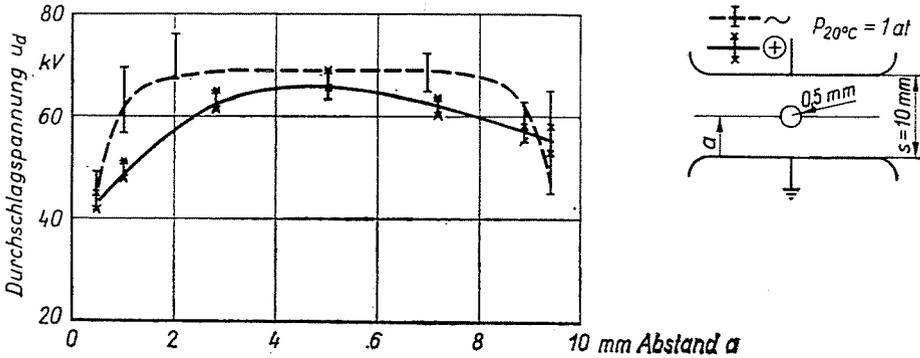


Fig. 18

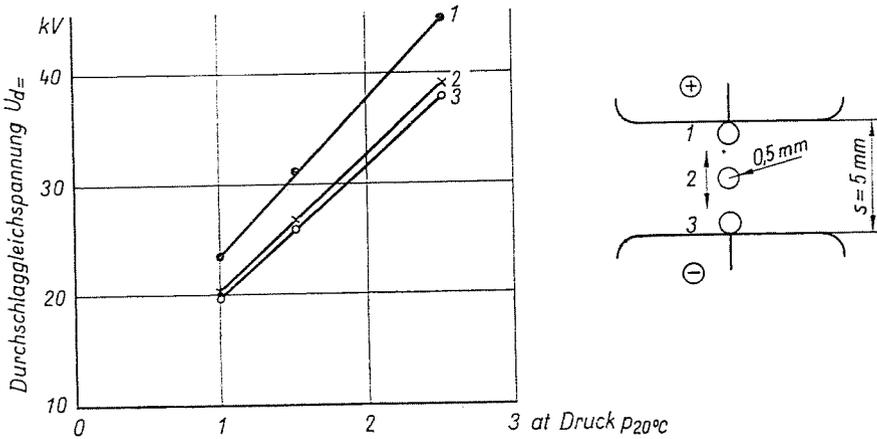


Fig. 19

Teilentladungen auf und die Durchschlagblitzspannung sinkt wie die Anfangsspannung monoton mit der Nadellänge ab. Es ist vielleicht deshalb vorteilhaft, nach vorhandenen konstruktiven oder technologischen Fehlern (Grate, Niete, Schraubenköpfe usw.) nicht mit einer langdauernd anliegenden Spannung, sondern mit Blitzspannungen zu suchen. Oder man mißt die Anfangsspannung.

3.2. Teilchen im Feldraum

Auch Partikel (Teilchen) als Fremdstoffe im Gas verringern die Durchschlagspannung. Hält man ein einziges Teilchen im elektrischen Feld fest (Abb. 18), ist die Durchschlagspannung am geringsten, wenn das Teilchen an der negativen Elektrode anliegt. In der Mitte zwischen den Elektroden beeinflusst es die Durchschlagspannung am wenigsten.

Gleiche Ergebnisse zeigt auch Abb. 19, hier aber abhängig vom Isoliergasdruck ermittelt.

Ist das Teilchen frei beweglich, erfolgt der Durchschlag natürlich dann, wenn das Teilchen gerade an der negativen Elektrode anliegt, und man erhält als Durchschlagspannung die gleichen Werte wie für ein an der negativen Elektrode festgehaltenes Teilchen.

3.3. Teilchen auf Grenzflächen

Bei Mehrstoffsystemen können die Teilchen sich auch auf der Grenzfläche anlagern. Hier nimmt die Überschlagspannung mit dichter werdendem Belag sehr rasch ab (Abb. 20). Der Abfall ist wieder besonders stark, wenn ein hoher Isoliergasdruck angewendet wird.

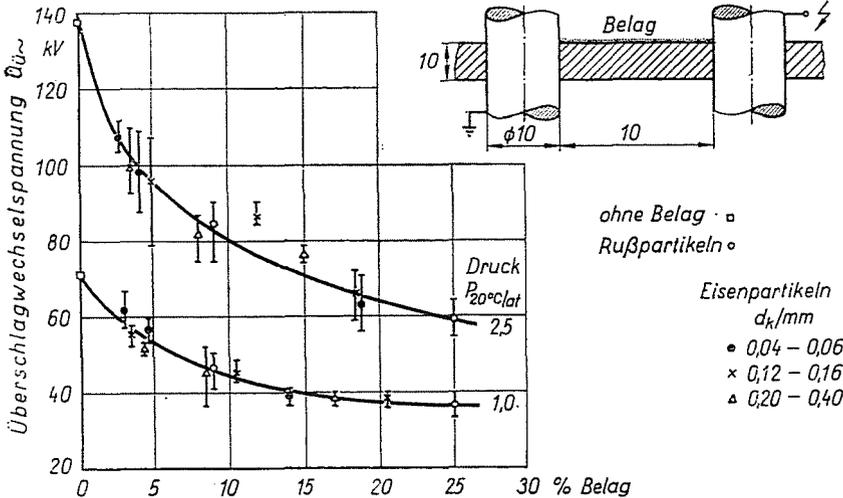


Fig. 20

4. Schlußfolgerungen

Aus unseren bisherigen Untersuchungen möchte ich einige Schlußfolgerungen ziehen:

1. Die Zündung selbständiger Entladungen im SF_6 und damit die Durchschlagspannung von Anordnungen mit schwach inhomogenem Feld, kann aus den Gesetzmäßigkeiten für die Elementarprozesse vorausberechnet werden. Sowohl bei Einstoff- als auch bei Mehrstoffsystemen stimmen die über die Streamerbedingung und die modifizierte Beziehung von Schwaiger berechneten Durch- bzw. Überschlagspannungen zumindest im Druckbereich von 1 bis 4 at gut mit experimentellen Werten überein.

2. Betrachtet man die elektrische Festigkeit des SF_6 als Zufallsgröße, ist es zweckmäßig, die Verteilungsfunktion mit Hilfe einer doppel-exponentiellen

Funktion zu beschreiben. Damit ist es möglich, statistische Stehspannungen, sowie Flächen- und Zeiteffekte vorauszuberechnen.

3. Die Rauheit der Elektrodenoberflächen ist von erheblichem Einfluß auf die Durchschlagspannung, während ein Einfluß des Elektrodenmaterials nicht festgestellt werden konnte. Um die technologischen Forderungen einhalten zu können, ist es zweckmäßig, für die Bemessung von vornherein einen technisch ohne größere Schwierigkeiten zu realisierenden Mittenrauhwert von z. B. 250 μm anzusetzen.

4. Ein Spalt zwischen Elektrode und festem Isolierstoff vermindert die Überschlagspannung erheblich. Sie wird um so kleiner, je breiter der Spalt ist. Spalte müssen deshalb durch geeignete Formgebung der Elektroden, Feldsteuerung, Metallisierung oder ähnliches grundsätzlich vermieden werden.

5. Die Oberflächenrauheit eines festen Isolierstoffs hat erst bei sehr großen Rauheiten ($> 100 \mu\text{m}$) einen merklichen Einfluß auf die Überachlagspannung und auch nur dann, wenn solche Rauheiten in unmittelbarer Nähe der Elektroden vorhanden sind.

6. Diskrete Störstellen auf Elektroden (z. B. durch Montagefehler) setzen die Anfangsspannung einer Anordnung mit schwach inhomogenem Feld erheblich herab. Bei lang andauernden Spannungen (Wechselspannung, Gleichspannung, Schaltspannung) kann aber die Durchschlagspannung trotzdem hohe Werte annehmen, da dann u. U. vor dem Durchschlag stabile, feldvergleichmäßige Raumladungen auftreten.

7. Nichtleitfähige Partikel beeinflussen — wie die Oberflächenrauheit eines festen Isolierstoffes — die Anfangs-, Durch- und Überschlagspannung nur geringfügig. Leitfähige Partikel vermindern sie dagegen erheblich. Der Einfluß von Teilchen ist besonders groß, wenn sie sich an den Elektroden anlagern (bei Gleichspannung besonders bei Anlagerung an der negativen Elektrode).

8. Mikrogeometrische Einflüsse wie Rauheiten, Spalte, Teilchen usw. sind besonders kritisch, wenn ein hoher Isoliergasdruck angewendet wird.

Zusammenfassung

In komprimierten SF₆ Gas-Isolierungen sind nur leicht inhomogene elektrische Felder zulässig, in denen keine stabilen Teilentladungen auftreten. In solchen Anordnungen kann die Durchschlagspannung mit der maximalen auftretenden Feldstärke charakterisiert werden, wo letztere neben der Qualität des Gases auch von der Inhomogenität des Feldes und von der Rauheit der Elektrodenoberflächen abhängig ist. Die statistische Verteilung der Durchschlagspannung kann mit einer doppel-exponentiellen Verteilungsfunktion angenähert werden und ist von der Dauer der Beanspruchung sowie von der Größe der Elektrodenoberflächen abhängig. Die Überschlagspannung der in der Gasisolierung mitverwendeten festen Isolierkörper wird durch die an den Isolierflächen abgelagerten Verunreinigungen, durch den Neigungswinkel zwischen Äquipotentialflächen des Feldes und Oberfläche des Isolierkörpers, durch die Permittivität des festen Dielektrikums sowie durch die etwaigen schmalen Spalte zwischen Isolierkörper und anliegender Elektrode beeinträchtigt. Staub-Partikeln im Gas

haben einen maximalen Einfluß auf die Durchschlagsspannung, wenn sie sich in Elektroden-nähe befinden.

Die Auswirkung von Unebenheiten der Elektrodenoberflächen auf die Durchschlagspannung ist von der Art der Spannungsbeanspruchung abhängig und vermindert die Durchschlagspannung bei Stoßbeanspruchung am stärksten.

Literatur

1. SCHWAIGER, A.: Elektrische Festigkeitslehre. Berlin: Springer-Verlag 1925
2. KIELMANN, F.: Zum Durchschlag aus stabilen Teilentladungen im SF₆ bei Schalt- und Wechselspannung. *Elektrie* 28 (1974) H. 6, S. 326–329
3. HAUSCHILD, W.—KIELMANN, F.: Über einige grundlegende Entladungsprozesse im Isoliertgas Schwefelhexafluorid (SF₆). *Elektrie* 26 (1972) H. 7, S. 198–202
4. MOSCH, W.—HAUSCHILD, W.: Eine Bedingung für den SF₆-Durchschlag im schwach inhomogenen Feld. *Elektrie* 26 (1972) H. 9, S. 250–253
5. BECHER, W.—MASSONNE, J.: Beitrag zur Zersetzung von SF₆ in elektrischen Lichtbögen und Funken. *ETZ—A* 91 (1971) H. 11, S. 605–610
6. HAUSCHILD, W.: Der Durchschlagprozeß im SF₆ und die Bemessung schwach inhomogener SF₆-Isolierungen. *Wiss.-Techn. Mitt. IPH Berlin* 15 (1973), S. 34–39
7. MOSCH, W.—HAUSCHILD, W.: Möglichkeiten zur Berechnung der Durchschlagspannung schwach inhomogener Anordnungen im SF₆. *Elektrie* 28 (1974) H. 3, S. 152–156
8. HAUSCHILD, W.—GÜNTHER, H.—TSCHACHER, B.: Über die Ermittlung repräsentativer Verteilungsfunktionen der Durchschlagspannung. *Elektrie* 27 (1973) H. 6, S. 297–300
9. HAUSCHILD, W.—KÖPPE, R.: Statistische Auswertung hochspannungstechnischer Messungen am Digitalrechner. Teil 1 und Teil 2. Fortschrittsbericht Eltra-Funktion »Prüfen«, Jan. 1973
10. KREY, B.—HAUSCHILD, W.—BUCHHOLZ, K.-H.: Ermittlung charakteristischer Feldstärken für den Überschlag im SF₆. *Elektrie* 28 (1974) H. 8, S. 437–440
11. BUCHHOLZ, K.-H.—HAUSCHILD, W.—KREY, B.: Einfluß der Mikrogeometrie einer Längsgrenzfläche auf die Überschlagwechselspannung im SF₆. *Elektrie* 28 (1974) H. 9, S. 469–472
12. KIELMANN, F.: Zum Durchschlag von Anordnungen mit schwach inhomogenem Feld unter dem Einfluß einer definierten Störstelle bei Impuls- und Wechselspannung. Dissertation TU Dresden 1973
13. HAUSCHILD, W.—JAHN, H.: Ein Beitrag zum Problem der dielektrischen Prüfungen von SF₆-Isolierungen. Beitrag zum IWK Ilmenau, Okt. 1974
14. COOKSON, A. H.—FARISH, O.: Particle initiated breakdown between coaxial electrodes in compressed SF₆. Intern. Symp. Hochspannungstechnik. München, 1972

Prof. Dr. W. MOSCH, TU. Dresden, DDR