Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association suisse des électriciens, de l'Association des entreprises électriques suisses

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen

Band: 66 (1975)

Heft: 22

Artikel: Isolationsprobleme in SF6-isolierten metallgekapselten Anlagen

Autor: Boeck, W.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-915320

Nutzungsbedingungen

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

Conditions d'utilisation

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

Terms of use

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

Download PDF: 16.07.2025

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

Isolationsprobleme in SF_6-isolierten metallgekapselten Anlagen

Von W. Boeck

621.315.618 : 546.226.161

In den letzten Jahren sind auf dem Gebiet der Gasentladungsvorgänge in SF_6 wesentliche Fortschritte erzielt worden. Die grundsätzlichen Zusammenhänge werden in schematischer Darstellung und bei weitgehendem Verzicht auf quantitative Angaben dargestellt. Dabei werden die neuesten Forschungsergebnisse verschiedener Autoren berücksichtigt und in einen Zusammenhang gebracht, der ein weitgehendes Verständnis des Isolationsverhaltens von SF_6 erlaubt.

D'importants progrès ont été réalisés ces dernières années en ce qui concerne les décharges dans du SF_6. L'auteur représente schématiquement les relations fondamentales, en renonçant en grande partie à des indications quantitatives. Ce faisant, il tient compte des résultats les plus récents des études de différents auteurs, en les groupant de façon à bien exposer les comportement isolant du SF_6.

1. Einleitung

In den heutigen elektrischen Energieversorgungsnetzen, gekennzeichnet durch hohe und wachsende Lastdichten in den verdichteten Siedlungsräumen, wurde es notwendig, die Spannungsebene des Verteilernetzes anzuheben. In der Spannungsebene ab 125 kV haben sich metallgekapselte, gasisolierte Schaltanlagen in den Umspannstationen durchgesetzt, in wachsendem Masse sind auch gasisolierte Kabel im Einsatz. Die Vorteile dieser Technik sind bekannt. Als Isoliermedium wird fast ausschliesslich SF_6 verwendet.

Im wesentlichen sind es drei Faktoren, die im Vergleich zur Luftisolation die bedeutend reduzierten Isolationsstrecken zur Folge haben: die höhere Spannungsfestigkeit von SF_6, die homogene Feldgestaltung und der erhöhte Gasdruck. Der Flächenbedarf derartiger Schaltanlagen liegt etwa bei 10 % konventioneller Freiluftschaltanlagen.

Beim Entwurf einer Anlage sind die üblichen Problemstellungen der Hochspannungstechnik zu lösen. Die Isolationspegel der Anlage und die Schutzpegel der Ableiter müssen aufeinander abgestimmt werden. Dabei muss die gesamte Anlage mit den nachgeschalteten Transformatoren in den Schutzbereich der Ableiter einbezogen werden. Bei ausgedehnten Anlagen kann dies bedeuten, dass spannungsbegrenzende Ableiter an den Freileitungseinspeisungen allein nicht genügen, worüber eine Wanderwellenberechnung Aufschluss gibt [1; 2] [1]).

Entsprechend den Isolationspegeln muss die Anlage dimensioniert werden. Eine entscheidende Hilfe neben dem Experiment sind hierbei die weit entwickelten numerischen Feldberechnungsverfahren [3; 4].

Eine weitere Voraussetzung zur rechnerischen Ermittlung der Spannungsfestigkeit ist die genaue Kenntnis des Durchschlagverhaltens der Isoliermedien in der konzipierten Anordnung. Nicht das reine Gas allein, sondern auch die Feststoffstützer mit ihren Grenzschichten sowie weitere parallel geschaltete andersartige Isolationsstrecken z. B. in Durchführungen, Schaltgeräten und Kabelendverschlüssen sind hier in Betracht zu ziehen. Aber auch in der reinen Gasstrecke wird das Durchschlagverhalten nicht allein durch den berechneten Feldverlauf bestimmt. Die Formgebung und Oberflächengüte der Elektroden, der zeitliche Verlauf der Prüfspannung und Fremdpartikel haben einen weitgehenden Einfluss. Gerade auf diesem Gebiet sind in der letzten Zeit entscheidende Fortschritte erzielt worden [5].

2. Der Lawinenaufbau

Ein Gasdurchschlag wird durch den Aufbau einer Ladungsträgerlawine eingeleitet. Ausgangspunkt einer solchen Lawine ist ein erstes Anfangselektron, wie es in der offenen Freiluftisolation beispielsweise durch Einwirkung der Höhenstrahlung bereitgestellt wird. Dieses Elektron wird im elektrischen Feld bewegt, aus dem es zwischen den Stossvorgängen mit den Gasmolekülen Energie aufnimmt. Bei derartigen Stossvorgängen kann es zur Stossionisation und Elektronenvermehrung kommen, wobei nur die neugebildeten Elektronen, nicht aber die neugebildeten vergleichsweise äusserst schweren Ionen beim weiteren Lawinenaufbau mitwirken. Die leichten und entsprechend schnellen Elektronen bilden den vorwärtswachsenden Lawinenkopf, während die schwereren Ionen als quasi ruhend zu betrachten sind und am Entstehungsort stehen bleiben. Die Energieaufnahme der Elektronen ist der Feldstärke und der mittleren freien Weglänge zwischen zwei Stossvorgängen und damit der auf den Gasdruck bezogenen Feldstärke E/p proportional, wenn man von einer gleichbleibenden Gastemperatur ausgeht.

Bei einem ionisierenden Stoss muss mindestens die für die Ablösung eines Elektrons notwendige Ionisationsenergie von dem stossenden Elektron aufgebracht werden. Gase mit relativ hoher Ionisationsenergie werden daher erst bei entsprechend hohen Feldstärken Lawinen bilden und eine hohe Spannungsfestigkeit aufweisen. Vergleicht man die Ionisationsprozesse von SF_6 und Stickstoff, so stellt man fest, dass die Ionisationsenergien nur unwesentlich voneinander abweichen. Die Ionisationsprozesse in Stickstoff bei der dissoziativen Ionisation

$$N_2 + e + 9{,}7\ \text{eV} \rightarrow 2\,N + e,$$
$$N + e + 14{,}5\ \text{eV} \rightarrow N^+ + 2e$$

und der direkten Ionisation

$$N_2 + e + 15{,}6\ \text{eV} \rightarrow N_2^+ + 2e$$

erfordern nur eine unwesentlich geringere Elektronenenergie als die entsprechenden Prozesse in SF_6.

$$SF_6 + e + 15{,}9\ \text{eV} \rightarrow SF_5^+ + F + 2e$$
$$SF_6 + e + 19\ \text{eV} \rightarrow SF_6^+ + 2e.$$

Diese geringen Unterschiede können nicht die entscheidende Ursache für die wesentlich höhere Spannungsfestigkeit von SF_6 sein.

SF_6 ist ein sogenanntes elektronegatives Gas; es neigt dazu, Elektronen an die Moleküle anzulagern und negative Ionen zu bilden, wobei die Ablöseenergie mit ungefähr 0,1 eV relativ klein ist. Durch solche Prozesse werden der Lawine Elektronen entzogen und das Lawinenwachstum wird verlangsamt.

Der Ionisationskoeffizient α gibt an, wie viele Elektronen pro Längeneinheit durch ein Elektron entstehen. Er wächst mit der Elektronenenergie und damit mit der bezogenen Feld-

[1]) Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

stärke E/p an. Der Wiederanlagerungskoeffizient η gibt die Wahrscheinlichkeit für die Anlagerung eines Elektrons pro Längeneinheit an und nimmt mit der Elektronenenergie und damit mit der bezogenen Feldstärke E/p ab, denn mit wachsender Elektronenenergie wird ein Einfangprozess bei der geringen Ablöseenergie immer unwahrscheinlicher.

Bei insgesamt n Elektronen ergibt sich die Zuwachsrate dn/n pro Elektron auf der Strecke dx, indem von dem Zuwachs αdx durch Ionisationsvorgänge die durch Wiederanlagerung entzogenen Elektronen ηdx abgezogen werden:

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx - \eta dx \tag{1}$$

Durch Integration ergibt sich das exponentielle Lawinenbildungsgesetz

$$n(\alpha) = \exp \int_0^x (\alpha - \eta)\, dx = \exp \int_0^x \bar{\alpha} dx \tag{2}$$

dabei ist $\bar{\alpha} = \alpha - \eta$ die effektive Ionisationsziffer. Hat die Lawine im Lawinenkopf eine kritische Elektronenzahl N_k erreicht,

$$\int_0^d \bar{\alpha} dx = \ln N_k = K, \qquad N_k \approx 10^8 \tag{3}$$

so kommt es zur intensiven Initiierung neuer Lawinen insbesondere durch Photoionisation, zum Aufbau einer Lawinenkette, die einen Funkenkanal und den Durchschlag zur Folge hat. Für $n = N_k$ ist also die Durchschlagbedingung erfüllt. Neben diesem von *Pederson* [6] für SF_6 modifizierten Streamermechanismus [7] nach *Raether* gibt es noch den Generationenmechanismus nach *Townsend,* der allerdings im Falle von SF_6 zumindest bei technisch wichtigen Anordnungen kaum wirksam wird und daher hier nicht behandelt werden soll.

Massgebend für das Lawinenwachstum ist die effektive Ionisationszahl $\bar{\alpha} = \alpha - \eta$, deren Abhängigkeit von E/p in Fig. 1 gezeigt wird. Bei kleinen Elektronenenergien, kleinem

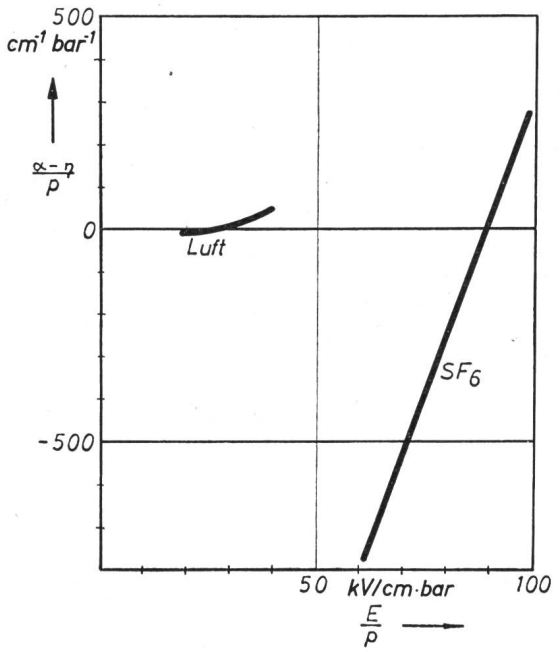


Fig. 1 Der effektive Ionisationskoeffizient $\bar{\alpha} = \alpha - \eta$ für SF_6 und Luft in Abhängigkeit von der auf den Gasdruck bezogenen elektrischen Feldstärke E/p

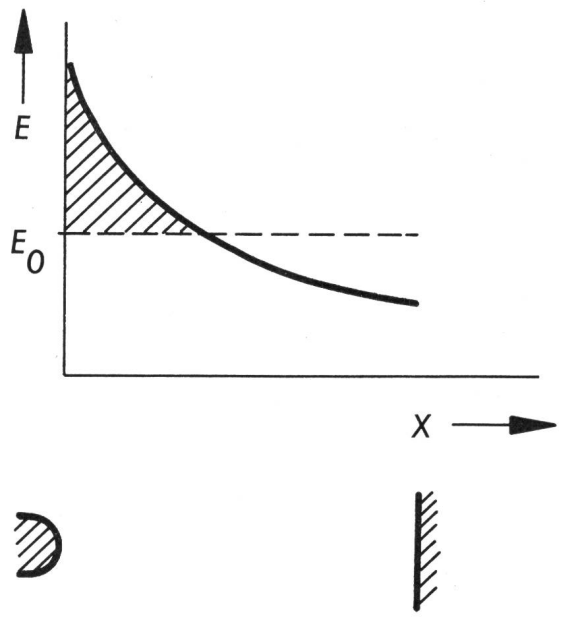


Fig. 2 Die Feldstärkenwegfläche über der Grenzfeldstärke E_0 als Zündbedingung

E/p, überwiegt der Wiederanlagerungskoeffizient η, die effektive Ionisationsziffer $\bar{\alpha}$ ist negativ, ein Lawinenwachstum ist nicht möglich. Bei $E/p = (E/p)_0 = 89$ kV/cm · bar schneidet die Kennlinie von SF_6 die Nullgerade, bei höheren Werten E/p ist $\bar{\alpha}$ positiv, es kommt zum Lawinenwachstum. Damit kann festgehalten werden, dass ein Durchschlag nicht möglich ist, wenn im gesamten Isolationsraum die bezogene Grenzfeldstärke $(E/p)_0$ von 89 kV/cm · bar nicht überschritten wird. Die entsprechende Grenzfeldstärke E_0 ist dem Druck proportional.

$$E_0 = \left(\frac{E}{p}\right)_0 \cdot p \qquad \left(\frac{E}{p}\right)_0 = 89 \frac{\text{kV}}{\text{cm} \cdot \text{bar}} \tag{4}$$

Dies ist eine vielfach benutzte einfache Bemessungsgrundlage, die allerdings nur eingeschränkt verwendbar ist.

Luft hat durch den 20prozentigen Sauerstoffanteil – Sauerstoff ist schwach elektronegativ – einen sehr kleinen Wiederanlagerungskoeffizienten η, die bezogene Grenzfeldstärke $(E/p)_0$ ist mit etwa 27 kV/cm · bar entscheidend niedriger als in SF_6. Dies ist die massgebliche Ursache für die vergleichsweise hohe Festigkeit von SF_6.

Im Falle von SF_6 durchläuft die Kennlinie die Nullgerade sehr steil. Sie kann durch die Geradengleichung

$$\frac{\bar{\alpha}}{p} = A\left[\frac{E}{p} - \left(\frac{E}{p}\right)_0\right], \qquad A = 28 \frac{1}{\text{kV}} \tag{5}$$

beschrieben werden. Die hohe Steilheit hat zur Folge, dass die effektive Ionisationsziffer schon sehr gross wird, wenn die Grenzfeldstärke nur geringfügig überschritten wird. Daraus resultiert, dass schon nach einer sehr kurzen Strecke nahe der Elektrode die kritische Elektronenzahl N_k erreicht wird. Das bedeutet, dass im Falle von SF_6 vor allem der oberflächennahe Feldstärkenverlauf für das Durchschlagverhalten massgebend ist.

Von *Zaengl* [8] wurde eine sehr anschauliche Zündbedingung angegeben. Er führt die Geradenfunktion (5) für den effektiven Ionisationskoeffizienten in die Zündbedingung (3) ein und erhält die Beziehung

$$\int_0^d (E - E_0)\mathrm{d}x = \frac{K}{A}, \qquad \frac{K}{A} = 0{,}7\ \mathrm{kV} \tag{6}$$

Danach darf die Feldstärkenwegfläche über der Grenzfeldstärke E_0 im Isolationsraum den Grenzwert von etwa 0,7 kV nicht überschreiten, wenn es nicht zum Durchschlag kommen soll. Dabei ist E_0 die Grenzfeldstärke $(E/p)_0 \cdot p$. Fig. 2 veranschaulicht den Zusammenhang. Die schraffierte Feldstärkenwegfläche vor der Elektrode darf den Grenzwert K/A nicht überschreiten. Die maximal zulässige Feldstärke ist daher grösser als die Grenzfeldstärke E_0 und wächst mit steigender Inhomogenität. Von *Nitta* und *Shibuya* [9] ist diese Durchschlagtheorie erstmals angewandt und weitgehend experimentell bestätigt worden. Von *Mosch* und *Hauschild* wird dies durch einen Krümmungsfaktor berücksichtigt [10].

Damit liegen die theoretischen Grundlagen für den SF_6-Durchschlag vor. In der Praxis zeigen sich allerdings Abweichungen, sowohl höhere als auch niedrigere Durchschlagspannungen werden gemessen. Die Überlegungen sind daher noch zu ergänzen und auszubauen. Hier sollen drei wichtige Besonderheiten herausgestellt und erklärt werden.

3. Vorentladungen und Raumladungsbildung

Im Falle ziemlich inhomogener Felder ergeben sich bei mässigen Drücken bis zu einem oberen Grenzdruck stabile Vorentladungen mit einer Anfangsspannung U_A, die der theoretischen Durchschlagspannung entspricht. Die wirkliche Durchschlagspannung U_D ist durch Raumladungsbildung erhöht.

Zwei Anordnungen mit unterschiedlichem Homogenitätsgrad werden in Fig. 3 verglichen. Bei der linken Anordnung gibt die untere Kurve für eine kleinere Spannung U_1 den Feldstärkenverlauf über den Radius r wieder. Das über der Grenzfeldstärke E_0 schwarz gekennzeichnete Feldstärkenwegintegral soll den notwendigen Grenzwert für den Durchschlag nach Gl. (6) noch nicht erreicht haben; ein Durchschlag kann nicht erfolgen. Wird jetzt die Spannung auf den grösseren Wert U_2 erhöht, so ergibt sich das vergrösserte schraffierte Feldstärkenwegintegral. Bei unveränderter Elektrode würde der erforderliche Grenzwert überschritten werden, es käme zum Durchschlag. Wird jedoch der Elektrodenradius um den Wert Δr_1 durch Raumladungsbildung erweitert, so bleibt das massgebende schwarze Feldstärkenwegintegral unverändert und erreicht den für den Durchschlag notwendigen Grenzwert nicht; die Anordnung schlägt nicht durch. Bei einer Anordnung mit grösserem Homogenitätsgrad ergibt sich eine wesentlich grössere notwendige Elektrodenerweiterung Δr_2 durch Raumladungsbildung. Übereinstimmend mit den Versuchsergebnissen ist hier eine Raumladungsbildung weniger wirksam. Ein typisches Verhalten ist damit erklärt, nämlich, dass derartige Erscheinungen nur bei relativ stark inhomogenen Feldern auftreten.

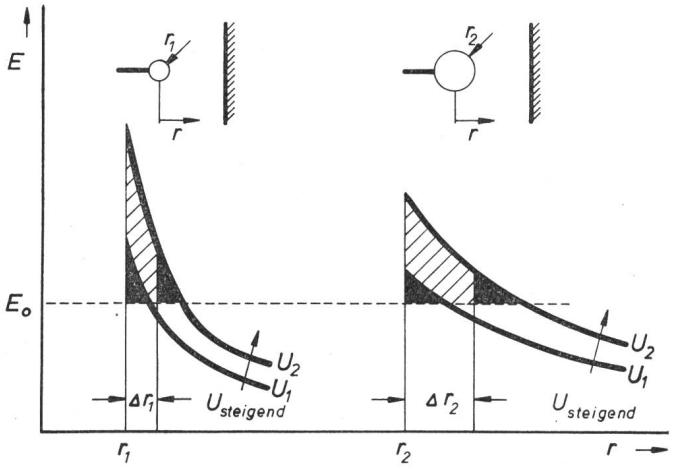


Fig. 3 **Existenzbedingung für stabile Vorentladungen bei Feldern unterschiedlichen Homogenitätsgrades**
E örtliche Feldstärke
E_0 Grenzfeldstärke

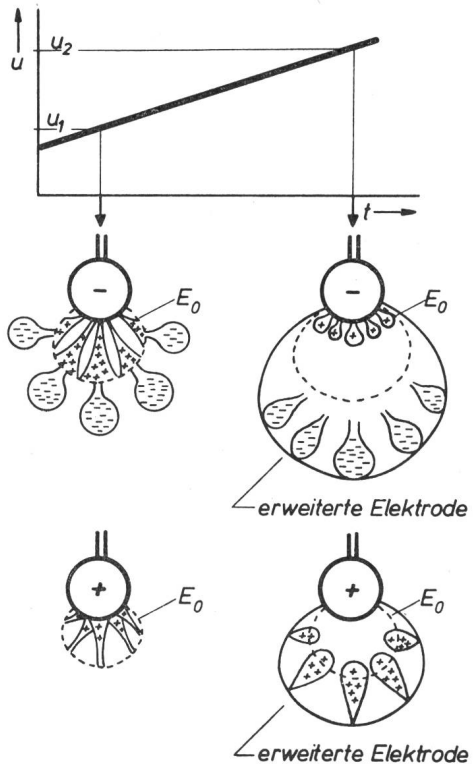


Fig. 4 **Raumladungsbildung bei inhomogenen Feldern, bei negativer und positiver Polarität**

Der zeitliche Ablauf der Raumladungsbildung im Falle einer Gleichspannungsbeanspruchung ist in Fig. 4 dargestellt. Die Gleichspannung wird stetig erhöht. Bei der Spannung U_1 soll in einem engen Bereich nahe der Elektrode bis zur Begrenzungslinie E_0 die Grenzfeldstärke E_0 überschritten sein. Bei negativer Polarität bauen Anfangselektronen an den Elektroden in diesem Bereich Lawinen auf, die allerdings an der Begrenzungslinie E_0 noch nicht die kritische, für den Durchschlag genügende Elektronenzahl N_k erreichen. Die Elektronen wandern über die Grenzlinie E_0 hinaus und hinterlassen im Innern eine positive Überschussladung. Jenseits der Grenzlinie überwiegt die Wiederanlagerung, d. h., die Elektronen werden eingefangen und bilden Ionenwolken mit negativer Ladung. Diese wandern durch die elektrischen Kräfte getrieben und haben nach einer gewissen Zeit, in der die Spannung auf den Wert U_2 gestiegen ist, die rechts gezeichnete Position erreicht: charakteristisch ist ein äusserer Kranz negativer Raumladungswolken und eine geringe innere positive Restladung. Dadurch wird das Feld in Elektrodennähe herabgesetzt und die Elektrode feldwirksam erweitert. Bei positiver Polarität wachsen die Lawinen bei der Spannung U_1 vom Rand E_0 auf die Elektrode zu. Die

Lawinen erreichen bei der Spannung U_1 nicht die kritische Elektronenzahl N_k und werden von der Elektrode aufgenommen. Die zurückbleibenden Ionenwolken mit positiver Überschussladung wandern durch elektrische Kräfte getrieben in die rechts im Bild gezeigte Position, wenn die Spannung den Wert U_2 erreicht hat. Die feldwirksame Elektrodenerweiterung ist hier geringer.

Bei höherem Druck wachsen die Lawinen auf kürzerer Strecke auf den gleichen Wert an. Hier ergeben sich daher kürzere Lawinen, und die Elektroden erfahren eine entsprechend geringe Erweiterung. Zusammenfassend gilt:

Durch Raumladungsbildung wird die Elektrode feldwirksam erweitert. Die Erweiterung ist bei negativer Polarität besonders stark. Mit wachsendem Druck wird die Erweiterung kleiner. Die für stabile Vorentladungen erforderliche Erweiterung wächst mit dem Homogenitätsgrad.

Die Überlegungen erklären das grundsätzliche, in Fig. 5 für eine Stab-Platte-Funkenstrecke dargestellte Verhalten inhomogener Elektrodenanordnungen bei Gleichspannungsbeanspruchung, wie es von verschiedener Seite [11; 12; 13] festgestellt worden ist. Oberhalb eines kritischen Druckes p_{kr} treten keine Vorentladungen auf, die Elektrodenerweiterung ist zu schwach. Jedoch ist p_{kr} bei negativer Polarität entschieden grösser, entsprechend der grösseren Elektrodenerweiterung durch Raumladungsbildung. Ebenso ist deshalb die Erhöhung der Durchschlagspannung unterhalb von p_{kr} im Falle der negativen Polarität grösser. Die positive Anfangsspannung, die oberhalb des kritischen Drucks mit der Durchschlagspannung übereinstimmt, entspricht der aus der Streamertheorie berechenbaren Spannung. Für die negative Polarität ergeben sich hier niedrigere Werte, ein Effekt, der noch erklärt werden soll.

Die vorentladungsbedingte Spannungsverfestigung hat praktische Bedeutung. In Anlagen mit mässigem Betriebsdruck wird die festigkeitsmindernde Wirkung von ungewollten Inhomogenitäten reduziert. Die hohen Prüfspannungen stellen sicher, dass dieser Effekt allenfalls bei Überspannungen zum Tragen kommt, so dass die mit der Raumladungsbildung verbundene, ohnehin minimale Dissoziation und Bildung von Zersetzungsprodukten zeitlich begrenzt und unbedeutend bleibt.

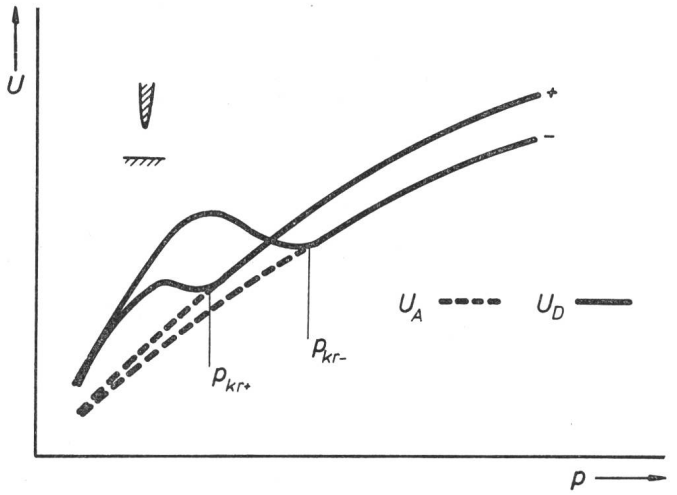


Fig. 5 **Durchschlagspannung U_D und Anfangsspannung U_A in Funktion des Druckes p bei inhomogener Elektrodenanordnung und Gleichspannungsbeanspruchung beider Polaritäten**
p_{kr} kritischer Druck

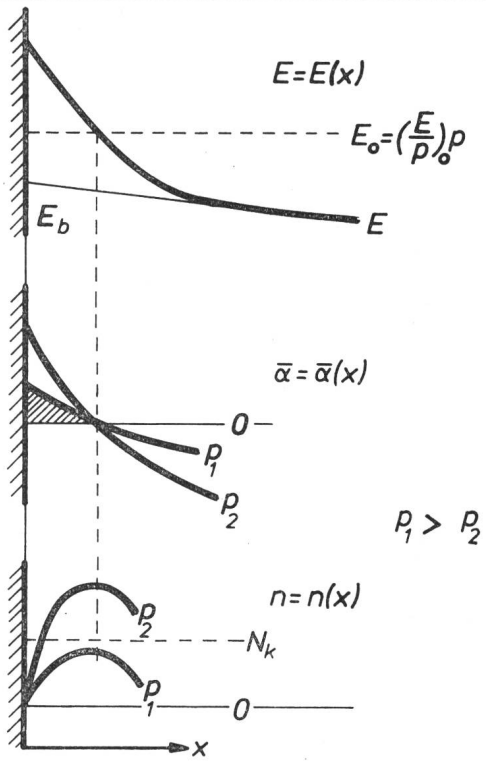


Fig. 6 **Einfluss der Oberflächenrauhigkeit auf das Durchschlagverhalten. Der Feldverlauf E, der effektive Ionisationskoeffizient $\bar{\alpha}$ und die Elektronenzahl n im Elektrodennahbereich**

E_0 Grenzfeldstärke
E_b berechenbarer makroskopischer Feldverlauf
N_k kritische Elektronenzahl
p_1, p_2 Druck

4. Hohe Drücke und Oberflächenrauhigkeiten

Bei hohen Drücken wird festgestellt [14], dass die tatsächliche Festigkeit wesentlich kleiner sein kann, als sie sich aus dem Streamermechanismus theoretisch ergibt. Dieses Verhalten wird von vielen Autoren [10; 15; 16] auf die Oberflächenrauhigkeiten, d. h. die Mikrostruktur der Elektrodenoberfläche und die damit verbundenen lokalen Felderhöhungen, zurückgeführt. Neben der makroskopischen Feldverteilung, die mit Hilfe der üblichen Feldberechnungsverfahren ermittelt werden kann, muss auch die mikroskopische Feldverteilung in Elektrodennähe berücksichtigt werden. Die Auswirkungen auf das Durchschlagverhalten sind in Fig. 6 veranschaulicht. Oben ist der berechenbare makroskopische Feldverlauf E_b dargestellt. Das Feld wird jedoch in Elektrodennähe durch die dort vorhandenen Oberflächenrauhigkeiten lokal erhöht und kann die Grenzfeldstärke E_0 überschreiten.

Die Grenzfeldstärke E_0 ist entsprechend Gl. (4) dem Gasdruck p proportional. Für zwei Isolationskonzepte mit unterschiedlichem Betriebsdruck soll angenommen werden, dass in beiden Fällen die berechenbare maximale Makrofeldstärke E_b in gleicher Weise dicht unter der Grenzfeldstärke E_0 liegt und durch die Mikrooberflächenstruktur im Elektrodennahbereich wegen der Verwendung identischer Materialien gleicher Oberflächengüte gleichartig angehoben wird. Dann ist das Verhältnis E/E_0 beider Gasdrücke gleich. Aus Gl. (5) kann der effektive Ionisationskoeffizient $\bar{\alpha}$ für beide Gasdrücke ermittelt werden:

$$\bar{\alpha} = p\left(\frac{E}{E_0} - 1\right)\left(\frac{E}{p}\right)_0 \cdot A$$

Entsprechend Gl. (2) ergibt sich daraus das Lawinenwachstum

$$n(x) = \exp \int_0^x A \left(\frac{E}{p}\right)_0 p \left(\frac{E}{E_0} - 1\right) dx,$$

wobei an der Stelle $E = E_0$ die maximale Elektronenzahl erreicht wird. Für den Fall des niedrigeren Gasdruckes p_1 entspricht diese der schraffierten Fläche. Für grössere x überwiegt die Wiederanlagerung, die Elektronenzahl nimmt ab. Im Beispiel von Fig. 6 wird für p_1 die kritische Elektronenzahl N_k nicht erreicht, es kommt nicht zum Durchschlag. Beim höheren Druck p_2 dagegen wird wegen der höheren Stosshäufigkeit N_k überschritten und der Durchschlag eingeleitet. Die Spannungsfestigkeit wird besonders im höheren Druckbereich durch das Mikrofeld herabgesetzt. Als Grenze, unterhalb der die natürliche Oberflächenrauhigkeit glatter Metalloberflächen unwirksam bleibt, wird ein Druck von etwa 2 bar angesehen. Zieht man die Mikrostruktur des Feldes in die Berechnung mit ein, so bleibt auch über diese Druckgrenze hinaus die Streamertheorie gültig. Die Absenkung der Spannungsfestigkeit durch die Mikrostruktur der Elektrodenoberfläche wird bei negativer Polarität verstärkt beobachtet. Eine Erklärung hierfür wird weiter unten gegeben.

5. Messwertstreuung und Zündverzug

Bei besonders kleinen Isolationsvolumina oder bei kurzzeitiger impulsförmiger Spannungsbeanspruchung werden Durchschlagspannungen gemessen, die über dem Wert liegen, der sich aus der Streamertheorie ergibt. Diese Erscheinung hat seine Ursache im Zündverzug.

Fig. 7 zeigt die einzelnen Komponenten der Gesamtverzugszeit t_z für eine Stoßspannungsbeanspruchung. Zunächst muss in der Zeit t_1 die Grenzspannung U_0 und die Feldstärke E_0 im Feldraum überschritten werden, damit überhaupt die Zündbedingung (6) erfüllt werden kann. Nach Bildung einer Lawine mit der kritischen Elektronenzahl N_k im Lawinenkopf ist zwar die Durchschlagbedingung erfüllt; es wird ein Durchschlagkanal aufgebaut, der in der Lawinenkanalaufbauzeit t_L und darauffolgenden Funkenaufbauzeit t_F gebildet wird. Diese

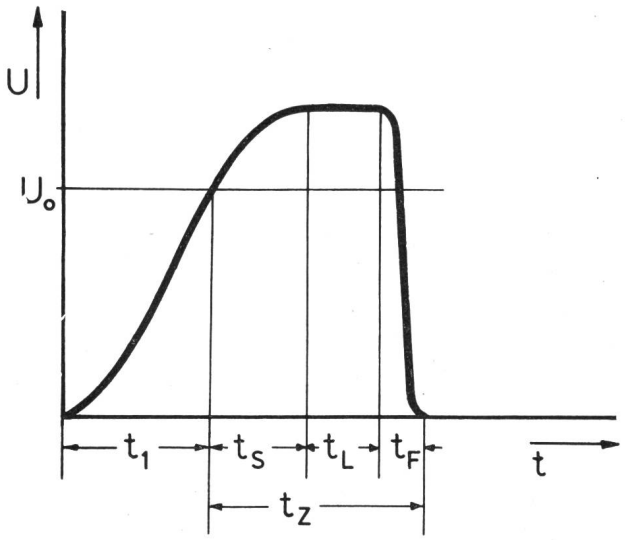


Fig. 7 Die Komponenten der Zündverzugszeit t_Z beim Stoßspannungsdurchschlag
(vgl. Legende im Text)

Zeiten sind in SF_6 vergleichsweise kurz. Massgebend für den Zündverzug SF_6 ist oft die statistische Streuzeit t_s [17], die sich aus der Zeitdauer bis zum Auftreten eines Anfangselektrons ergibt und mit dem Volumen-Zeit-Gesetz [18] ermittelt werden kann.

Voraussetzung für eine Lawinenbildung ist ein Anfangselektron, das zunächst zur Verfügung stehen muss. Anfangselektronen können insbesondere bei höheren Drücken und entsprechend hohen Feldstärken durch Feldemission aus der Elektrodenoberfläche austreten. Dies ist aber nur an der Kathode möglich. Vor der Anode wachsen die Lawinen auf die Elektrodenoberfläche zu; das Anfangselektron muss im Gasraum zur Verfügung gestellt werden. Man kann dabei davon ausgehen, dass jedes Gas immer eine gewisse Aufladung aufweist, wobei wegen der elektronegativen Eigenschaften im SF_6 vorzugsweise negative Ionen vorhanden sein werden und nur wenig freie Elektronen. Wegen der geringen Ablöseenergie von etwa 0,1 eV werden jedoch laufend einige Elektronen durch thermische Stösse befreit, so dass sich eine gewisse mittlere Anzahl $\bar{n}_0$ Anfangselektronen ergibt, die pro Volumen- und Zeiteinheit frei werden. Dabei wird im statistischen Mittel nur ein Teil dieser Anfangselektronen lawinenwirksam, da durch die Anlagerungswahrscheinlichkeit insbesondere bei den ersten Stossprozessen mit einer gewissen statistischen Wahrscheinlichkeit die Lawine ersterben kann. Der Anteil der lawinenwirksamen Anfangselektronen, die eine volle Lawine ausbilden, wächst mit kleiner werdender Anlagerungswahrscheinlichkeit und damit mit wachsender Feldstärke. Präzise wird dies durch den Gewichtungsfaktor

$$(1 - \eta/\alpha) = f(E)$$

berücksichtigt, der von der Feldstärke abhängt. Multipliziert man jedes Volumenelement dV des Isolationsraumes entsprechend der dortigen Feldstärke mit diesem Gewichtungsfaktor und integriert man über den lawinenkritischen Isolationsraum V_k, in dem die Grenzfeldstärke E_0 überschritten wird, in dem also eine Lawinenbildung möglich ist, so erhält man ein gewichtetes Isolationsvolumen V_g. Mit der Anfangselektronenzahl n_0 multipliziert, ergibt sich die mittlere Anzahl der pro Zeiteinheit im Isolationsraum frei werdenden lawinenwirksamen Elektronen, der Anfangselektronen also, die Lawinen mit der kritischen Elektronenzahl N_k bilden und zum Durchschlag führen.

$$n = \bar{n}_0 \cdot V_g \qquad V_g = \int_{V_k} (1 - \eta/\alpha)\, dV$$

Durch eine statistische Betrachtung kann hieraus die Durchschlagwahrscheinlichkeit $W(t)$ in der Zeitspanne t ermittelt werden.

$$W(t) = \frac{1}{1 + \dfrac{1}{\bar{n}_0 \int_0^t V_g\, dt}}, \qquad V_g = V_g(U), \qquad U = U(t)$$

Diese Theorie [18] erlaubt, die sogenannte statistische Streuzeit rechnerisch zu ermitteln, und zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen. Für eine Kugel-Kugel-Anordnung ist die Häufigkeitsverteilung bei Blitzstoßspannung ermittelt worden (Fig. 8). Die theoretische Häufigkeitsverteilung stimmt mit den Versuchsergebnissen gut überein.

Erwartungsgemäss tritt diese statistische Streuzeit insbesondere bei transienten Spannungsbeanspruchungen mit hoher

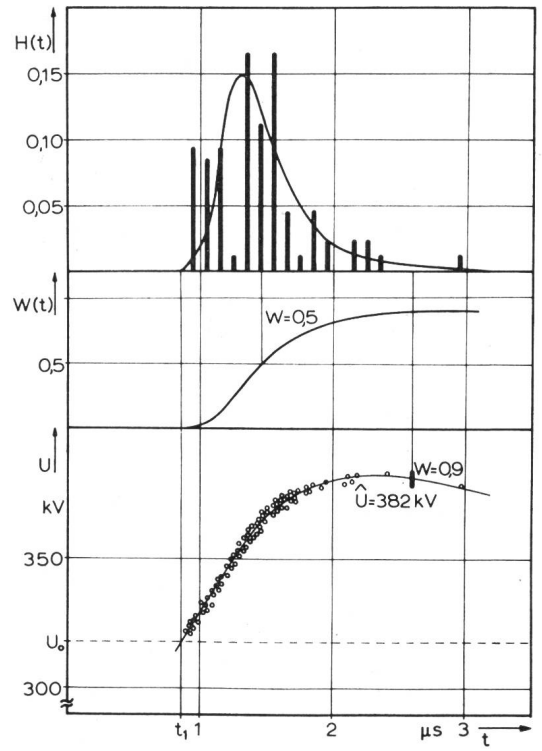


Fig. 8 Bestimmung der Durchschlagwahrscheinlichkeit nach dem Volumen-Zeit-Gesetz [18]. Theoretische und experimentelle Häufigkeitsverteilung H(*t*), theoretische Durchschlagwahrscheinlichkeit W(*t*) und Prüfspannung *U* mit markierten Durchschlagwerten

Steilheit in Erscheinung. Es handelt sich jedoch um ein Volumen-Zeit-Gesetz. Neben der Zeit ist auch das Isolationsvolumen entscheidend. Anordnungen mit ausgesprochen kleinen Isolationsvolumina werden daher auch schon bei Wechselspannungsbeanspruchung eine merkliche statistische Streuzeit aufweisen.

Fig. 9 zeigt Versuchsergebnisse [19], die an einer Stab-Platte-Anordnung mit 5 mm Schlagweite bei einem Stabdurchmesser von 30 mm gewonnen wurden, also einer Anordnung mit ausgesprochen kleinem Isolationsvolumen. Bei einem niedrigen Isolationsdruck (2 bar) sind die Oberflächenrauhigkeiten unwirksam. Aus der Feldverteilung ergibt sich nach dem Streamermechanismus die durch eine unterbrochene Linie gekennzeichnete theoretische Durchschlagspannung. Wegen des kleinen Isolationsvolumens vergeht jedoch beim Anstieg der Prüfspannung eine recht grosse statistische Streuzeit, bis das erste, lawinenwirksame Elektron zur Einleitung des Durchschlages zur Verfügung steht. Entsprechend liegen die Durchschlagwerte in einem breiten Streuband über der theoretischen Durchschlagspannung.

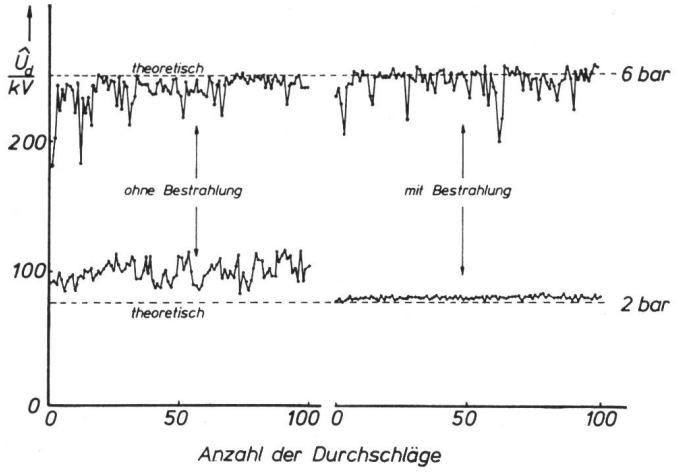


Fig. 9 Durchschlagfolgen bei einer Stab-Platte-Anordnung mit kleinem Isolationsvolumen, einem Gasdruck von 6 bar resp. 2 bar sowie ohne und mit UV-Bestrahlung [19]

Durch eine UV-Bestrahlung lässt sich die Zahl der Anfangselektronen wesentlich erhöhen. Die Ablöseenergie der Elektronen ist mit etwa 0,1 eV bei negativen SF_6-Ionen klein, die Energiequanten der UV-Strahlung genügen bei weitem, um diese freizusetzen. Die statistische Streuzeit wird sehr klein, die Durchschlagwerte liegen in einem engen Streuband bei der theoretischen Durchschlagspannung. Ein ähnliches Verhalten ergibt sich im Falle von 2 bar Isolationsdruck bei grossen Isolationsvolumina, wie sie in praktischen Anlagen vorliegen, auch ohne Bestrahlung.

Genau genommen muss im Volumen-Zeit-Gesetz nur das lawinenkritische Volumen berücksichtigt werden, in dem die Grenzfeldstärke überschritten wird und in dem es zur Lawinenbildung kommen kann. Bei hohen Gasdrücken (6 bar) wird diese Grenzfeldstärke nur in den Mikroräumen erhöhter Feldstärken vor der Elektrode überschritten. In diesen rauhigkeitsbedingten Mikroräumen bilden sich die Lawinen aus. Diese Mikroräume sind äusserst klein, entsprechend wird die statistische Streuzeit gross werden (Fig. 9 links oben). Durch die elektrodennahe Felderhöhung liegen die Durchschlagwerte unter der theoretischen Durchschlagspannung, und das Streuband ist grösser als bei 2 bar.

Vergleicht man allerdings das makroskopische Isolationsvolumen mit der Summe der vorstellbaren oberflächennahen Mikrovolumina gedanklich, so wären im Falle des hohen Gasdruckes vergleichsweise wesentlich grössere Streuungen zu erwarten, wenn vorausgesetzt wird, dass die Zahl $\bar{n}_0$ der pro Volumen- und Zeiteinheit im Mittel zur Verfügung stehenden Anfangselektronen gleich gross ist. Vom Anfangselektron ausgehend muss in dem Mikroraum eine volle Lawine mit kritischer Elektronenzahl im Lawinenkopf ausgebildet werden. Bei positiver Polarität wächst diese auf die Elektrodenoberfläche zu, das Anfangselektron muss im Gasraum zur Verfügung stehen. Oberflächennahe Elektronen können dabei keine volle Lawine ausbilden. Nur ein Teil des Mikroraumes, wie er sich nach Abzug des Raumes für das Lawinenwachstum ergibt, darf im Volumen-Zeit-Gesetz angesetzt werden. Die statistische Streuzeit wird sehr gross.

Anders liegen die Verhältnisse bei negativer Polarität der Elektrode und hohem Druck. Die Lawine wächst von der Elektrodenoberfläche in den Gasraum hinein. Nur elektrodennahe Elektronen können im Mikroraum eine volle Lawine auslösen. Daher werden feldemittierte, aus dem Elektrodenmaterial austretende Elektronen hier wirksam. Da im Falle hoher Drücke die ohnehin hohen Feldstärken im Elektrodennahbereich noch erhöht werden, ist die Feldemission hier besonders intensiv, die Zahl der pro Zeiteinheit zur Verfügung stehenden Anfangselektronen gross. Die Streuzeiten werden herabgesetzt, und es ergibt sich ein Streuband, das mit dem bei niedrigem Druck vergleichbar ist (Fig. 9). Dort ist die Zahl der Anfangselektronen pro Volumeneinheit geringer, aber das Volumen grösser.

Die Voraussetzungen für eine Lawinenbildung sind damit bei negativer Polarität in den bei hohem Druck wirksam wer-

denden Mikrobereichen weitaus besser, die Spannungsfestigkeit bei negativer Polarität also niedriger und der Einfluss der Oberflächenstruktur stärker. Die in Fig. 9 wiedergegebenen Durchschlagwerte bei Wechselspannungsbeanspruchung werden durch die Festigkeit bei negativer Polarität bestimmt. Eine Bestrahlung mit UV-Licht erhöht die ohnehin hohe Elektronenemission aus der Elektrode kaum, die statistische Streuzeit wird daher dadurch kaum verringert. Auch eine Vergrösserung des Isolationsvolumens und der Elektrodenoberfläche in die praktische Grössenordnung der Anlagetechnik verringert die Breite des Streubandes nicht. Mit wachsendem Druck, wachsender Oberflächenrauhigkeit und fallender Spannungssteilheit gewinnen die oberflächennahen Feldstärkenanhebungen Einfluss auf die statistische Streuung. Das Volumen-Zeit-Gesetz wird de facto zunehmend zu einem Flächen-Zeit-Gesetz, wie es schon verschiedentlich [10; 19] angewandt worden ist. Die entsprechende elektrodenflächenabhängige Spannungsfestigkeit muss zunehmend beachtet werden.

6. Praxisbezug in Fragen der Prüftechnik

Eine besondere Bedeutung kommt der Zündverzugszeit nach Fig. 7 bei der Frage der Isolationskoordination zu. Bei einer sicheren Isolationskoordination, wie sie hier gefordert wird, ist die 0-%-Stehstosskennlinie, d. h. die Stosskennlinie ohne Berücksichtigung der statistischen Streuzeit, mit der Ansprechkennlinie des Ableiters abzustimmen.

Für SF_6 ist der prinzipielle Verlauf dieser Stosskennlinie in Fig. 10 angegeben [1; 2; 20; 21]. Vergleichsweise sind auch typische Stosskennlinien einer Freiluftisolation eingezeichnet. Der Verlauf der Stosskennlinien für SF_6 wird im Kurzzeitbereich unter etwa einer µs durch die Aufbauzeiten des Lawinen- und Funkenkanals bestimmt. Diese Aufbauzeiten sind in SF_6 vergleichsweise kurz und von der Feldstärke und der Schlagweite abhängig. Es ist zu vermuten, dass die Aufbauzeiten der luftisolierten Ansprechfunkenstrecken der Ableiter grösser sind. So ergibt sich ein Schnittpunkt t_1 der Kennlinien im Kurzzeitbereich. Für Zeiten kleiner t_1 muss eine fehlende Schutzwirkung des Ableiters erwartet werden. Berücksichtigt man noch die räumlich-zeitliche Spannungsentwicklung in der Anlage, so muss für den Schutzbereich des Ableiters noch eine gewisse Differenz zwischen der Ansprechkennlinie des Ableiters und der Anlage gefordert werden. Der Zeitbereich ohne Schutzwirkung wird grösser.

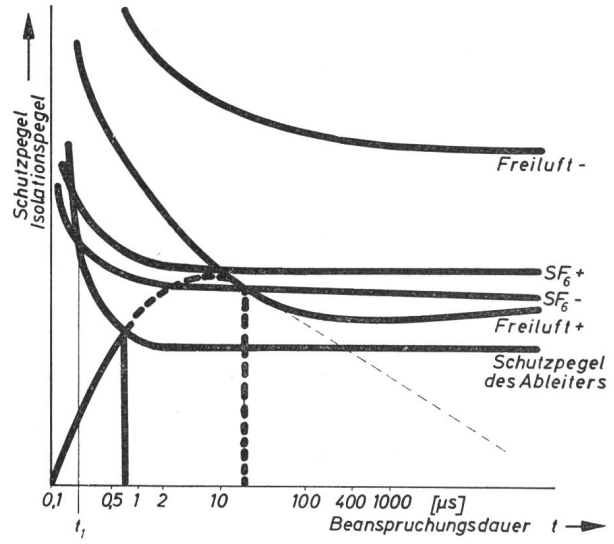


Fig. 10 Isolationskoordination SF_6-isolierter Anlagen

Dennoch dürfte dieser Zeitbereich sehr klein sein. Allenfalls bei sehr steilen Blitzstoßspannungen, wie sie bei Naheinschlägen zu erwarten sind, insbesondere wenn die Keilwelle durch Reflexion an offenen Abgangsschaltern in der Steilheit verdoppelt wird, wären Schwierigkeiten denkbar. In jedem Falle muss hier wie bei den üblichen Stück- und Typenprüfungen eine von der Streuung unabhängige, sichere Stehstosskennlinie bei steiler Keilspannungsbeanspruchung ermittelt werden.

Welche Bedeutung hat die statistische Streuung und das oberflächennahe Mikrofeld bei der Entwicklung und dem Betrieb SF_6-isolierter Anlagen?

Mit wachsendem Betriebsdruck haben Oberflächenrauhigkeiten und lokale Inhomogenitäten zunehmend Einfluss auf die Festigkeit, vor allem bei negativer Polarität und langer Spannungseinwirkung, in der Praxis also insbesondere bei Wechselspannung und negativer Schaltstoßspannung, weniger bei Blitzstoßspannung. Auch leitende, lose Partikel haben aus gleichem Grunde hier besonderen Einfluss und werden darüber hinaus im vergleichsweise starken Feld intensiver bewegt. Daher sind die Fertigungsanforderungen und die Anforderungen an die Reinheit der Anlage vom Anlagenkonzept abhängig.

Von metallgekapselten Anlagen wird eine hohe Isolationssicherheit verlangt. Die Instandsetzungsarbeiten und die Sicherheitsanforderungen sind höher als in konventionellen Freiluftanlagen. Die Anlage ist so zu bemessen, dass bei den festgelegten Prüfspannungen in keinem Falle Durchschläge zu erwarten sind. Hohe Streuungen erlauben in der Entwicklung eine experimentelle Dimensionierung mit kleinen Versuchsmodellen nur mit Grosszahlversuchen, wenn keine Bestrahlung angewandt wird. Bei hohen Gasdrücken und negativer Prüfspannung kann diese Streuung auch durch einfache Bestrahlung kaum reduziert werden. Typenprüfungen mit den vorgeschriebenen kurzen Prüffolgen entsprechend den Bestimmungen des IEC oder den nationalen Prüfvorschriften an Anlagenteilen, ganzen Schaltern oder gar Schaltfeldern sind aber aufgrund des Volumen-Zeit-Gesetzes bezüglich der Stehspannungen sehr aussagekräftig, insbesondere bei niedrigen Gasdrücken, positiver Polarität und hohem Homogenitätsgrad.

Von einem deutschen Arbeitskreis [22; 23] und dem Studienkomitee 23 der CIGRE [24] sind Prüfempfehlungen für die Prüfung von SF_6-isolierten Anlagen vor Ort erarbeitet worden. Wegen der hohen kapazitiven Last ist es mit wachsender Prüfspannung und Anlageabmessungen zunehmend schwieriger, eine Wechselspannungsprüfung durchzuführen. Ersatzprüfspannungen wurden erarbeitet. Dabei ist von den genormten Prüfspannungen die Blitzstoßspannung mit der grössten Streuung am ungeeignetsten. Es wird daher auch aus dieser Sicht richtigerweise empfohlen, aushilfsweise möglichst Schaltstossspannung zur Prüfung vor Ort heranzuziehen.

Abschliessend ist zu sagen, dass Tausende von Schaltfeldern unterschiedlichster Isolationskonzepte seit Errichtung der ersten derartigen Anlage [25] ausnahmslos mit Erfolg in Betrieb sind [26; 27]. Dies wurde durch einen hohen experimentellen Entwicklungsaufwand mit grosser Sorgfalt und Anwendung der jeweils aktuellsten Forschungsergebnisse sichergestellt. Die heutigen Kenntnisse der Gasentladungsphysik erlauben zusammen mit den numerischen Feldberechnungsverfahren eine weitgehend rechnerische Dimensionierung der

Isolation, wie es insbesondere bei steigenden Betriebsspannungen, gekennzeichnet durch fallende Stückzahlen und steigende spezifische Prüffeldkosten immer notwendiger wird. Das wachsende Verständnis der physikalischen Zusammenhänge erlaubt rascher, gesteckte Entwicklungsziele zu erreichen. So konnte die neue Isolationstechnik in etwa 10 Jahren sich durchsetzen und in höchste Spannungsebenen hinein vorstossen.

Literatur

[1] *W. Boeck:* Metallgekapselte UHV-Schaltanlagen. ETZ-A 92(1971)12, S. 698...702.

[2] *W. Boeck* und *H. Troger:* Appareillage blindé isolé au SF_6 pour ultrahaute tension. Rapport CIGRE No. 23-08, 1972.

[3] *H. Böcker* und *K. Reichert:* Digitale Berechnung von elektrischen Feldern in metallgekapselten Anlagen. ETZ-A 94(1973)7, S. 374...377.

[4] Berechnung elektrischer Felder. In: Internationales Symposium Hochspannungstechnik, 9.–13. September 1975, Zürich. S. 1...116.

[5] SF_6-Gasisolation. In: Internationales Symposium Hochspannungstechnik, 9.–13. September 1975, Zürich. Sektion 4.1 und 4.2, S. 326...447.

[6] *A. Pedersen:* Criteria for spark breakdown in sulfur hexafluoride. Trans. IEEE PAS 89(1970)8, p. 2043...2048.

[7] *H. Raether:* Electron avalanches and breakdown in gases. London, Butterworth, 1964.

[8] *W. Zaengl:* Probleme des Gasdurchschlages bei vollisolierten, metallgekapselten Hochspannungs-Schaltanlagen. Forschungskommission des SEV und VSE für Hochspannungsfragen, Zürich. FKH-Mitteilung -(1975)1, S. 1...22 + 25 Fig .

[9] *T. Nitta* and *Y. Shibuya:* Electrical breakdown of long gaps in sulfur hexafluoride. Trans. IEEE PAS 90(1971)3, p. 1065...1071.

[10] *W. Mosch* und *W. Hauschild:* Möglichkeiten zur Berechnung der Durchschlagspannung schwach inhomogener Anordnungen in SF_6. Elektrie 28(1974)3, S. 152...156.

[11] *A. Hartig:* Unvollkommener und vollkommener Durchschlag in Schwefelhexafluorid. Beihefte der ETZ 3(1966).

[12] *W. Mosch* und *W. Hauschild:* Eine Bedingung für den SF_6-Durchschlag im schwach inhomogenen Feld. Elektrie 26(1972)9, S. 250...253.

[13] *S. Sangkasaad:* Corona inception and breakdown voltages in nonuniform fields in SF_6. In: Internationales Symposium Hochspannungstechnik, 9.–13. September 1975, Zürich. S. 379...384.

[14] *T. W. Dakin* e. a.: Phénomènes disruptifs dans les gaz en champ uniforme. Courbes de Paschen pour l'azote, l'air et l'hexafluorure de soufre. Electra -(1974)32, p. 61...82.

[15] *A. Pedersen:* The effect of surface roughness on breakdown in SF_6. Paper T 75 075-7 of the IEEE PES Winter Meeting, New York, 26–31 jan. 1975.

[16] *V. G. Agapov* and *M. V. Sokolova:* The influence of electrode surface mikrowhiskers on a breakdown voltage of a pressurized gas. In: Internationales Symposium Hochspannungstechnik, 9.–13. September 1975, Zürich. S. 395...398.

[17] *W. Boeck:* Die statistische Streuzeit bei Stoßspannungsbeanspruchung von SF_6-isolierten Gasstrecken. In: Internationales Symposium Hochspannungstechnik, 9.–13. September 1975, Zürich. S. 332...336.

[18] *W. Boeck:* Volumen-Zeit-Gesetz beim Stoßspannungsdurchschlag von SF_6. ETZ-A 96(1975)7, S. 300...305.

[19] *T. Nitta, N. Yamada* and *Y. Fujiwara:* Area effect of electrical breakdown in compressed SF_6. Trans. IEEE PAS 93(1974)2, p. 623...629.

[20] *T. Nitta, Y. Shibuya* and *Y. Fujiwara:* Voltage-time characteristic of electrical breakdown in SF_6. Trans. IEEE PAS 94(1975)1, p. 108...115.

[21] *H. M. Ryan* and *W. L. Watson:* Electrical breakdown and voltage-time characteristics in SF_6 at high pressures. In: Internationales Symposium Hochspannungstechnik, 9.–13. September 1975, Zürich. Nachtrag S. 12...16.

[22] *W. Boeck, D. Kind* und *K.-H. Scheider:* Hochspannungsprüfungen von SF_6-Anlagen vor Ort. ETZ-A 94(1973)7, S. 406...412.

[23] *D. Kind:* Empfehlungen für die Durchführung von Hochspannungsprüfungen von SF_6-Anlagen oder Rohrschienen vor Ort. ETZ-A 95(1974)11, S. 588..589.

[24] Testing of metal enclosed H. V. substations. Electra -(1975)42.

[25] *P. Brückner* und *H. Flöth:* Vollisolierte gekapselte Schaltanlagen für Reihe 110 mit sehr kleinem Raumbedarf. ETZ-A 86(1965)7, S. 198...204.

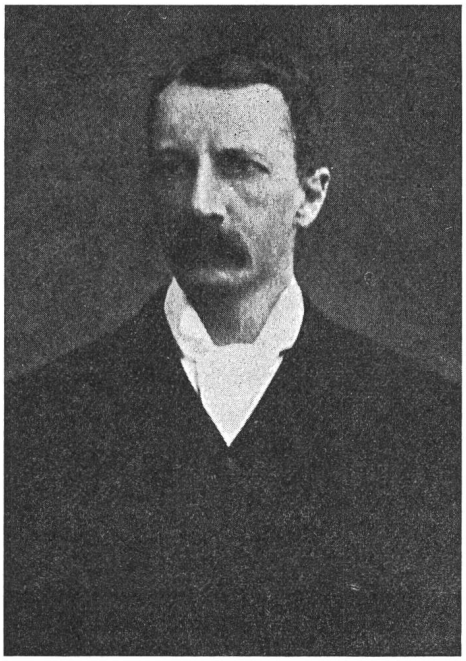
[26] *H. Troger* e. a.: Résumé de l'expérience internationale sur l'installation et l'exploitation des postes blindés. Rapport CIGRE No. 23-04, 1972.

[27] Quelques reflections sur la conception des postes blindés. Electra -(1974)34, p. 63...74.

Adresse des Autors:

Prof. Dr.-Ing. *Wolfram Boeck,* Institut für Hochspannungs- und Messtechnik der TH Darmstadt, D-61 Darmstadt.

George Forbes 1849–1936



Obituary Notice der Royal Society London

Die ersten Dynamomaschinen besassen Bürsten aus Messing oder Kupfer. Diese hatten alle den Nachteil, dass sie die empfindlichen und teuren Kollektoren rasch abnützten. Forbes führte die Kohlenbürsten ein und erreichte damit viel höhere Lebensdauern der Kollektoren. Ferner verbesserte er die Bogenlampe und erfand ein Wechselstrommessinstrument.

Geboren am 5. April 1849 in Edinburgh, wurde er nach Studien in Cambridge Professor der Naturwissenschaften am Anderton's College in Glasgow. An einem der schottischen Loch's mass er zusammen mit einem andern Gelehrten auf einer Strecke von etwa 6 km die Lichtgeschwindigkeit. Die beiden vermuteten, dass blaues Licht eine etwa 1,8 % grössere Geschwindigkeit habe wie rotes, was sich aber als unrichtig erwies. Noch vor 1880 nahm er auch an verschiedenen astronomischen Expeditionen teil.

Während der Elektrizitätsausstellung von 1881 in Paris betätigte er sich als Korrespondent der Times, wofür ihn die Franzosen mit der Mitgliedschaft in der Ehrenlegion belohnten.

Nach der Frankfurter Ausstellung von 1891 war Forbes, wie der Genfer *Turrentini,* Mitglied der grossen Expertenkommission für die Ausnützung des Niagara-Falles und alsdann bis 1895 mit der Bauleitung des Werkes betraut. Später betätigte er sich bei Kraftwerkbauten in Neuseeland und in Assuan (Ägypten).

Forbes legte mehr Wert darauf, gute Arbeit zu leisten als viel Geld zu verdienen. Aber diese vornehme Einstellung gereichte ihm in seinen alten Tagen zum grossen Nachteil. Er wurde augenleidend und konnte nicht mehr arbeiten, was zur Folge hatte, dass er eine Zeitlang in grosser Armut leben musste. Zwar besass er von seinem Vater, der in Edinburgh Professor der Naturwissenschaften gewesen war – er war durch seine Gletscherforschungen in den Alpen berühmt geworden – eine etwa 4000 Bände umfassende Bibliothek. Sie enthielt unter anderem Erstausgaben von *Kopernikus, Gilbert, Huygens, Daniel Bernoulli, Leonhard Euler, Lagrange* sowie *Laplace,* und der Verkauf der Werke hätte ihn von aller Not befreit. Aus Pietät verzichtete er aber darauf und schenkte die ganze Sammlung der St. Andrew's Universität.

In einfachsten Verhältnissen starb Forbes am 22. Oktober 1936 in Worthing, einem Städtchen an der Kanalküste.

H. Wüger