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: 68 (1977)

Heft: 24

Artikel: Das Durchschlagverhalten von gasförmigem Trifluortrichloräthan

Autor: Gockenbach, E.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-915099

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: 09.08.2025

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

Das Durchschlagverhalten von gasförmigem Trifluortrichloräthan

Von E. Gockenbach

621.3.015.5 : 621.315.618;

Beim Einsatz von flüssigen Fluorkohlenstoffen als Kühlmittel eines HGÜ-Stromrichterventiles muss mit einer Verdampfung infolge unerwünschter lokaler Temperaturerhöhungen gerechnet werden. Die Untersuchungen an verschiedenen Kugel-Platte-Anordnungen zeigen die sehr hohe elektrische Festigkeit für dampfförmiges Trifluortrichloräthan bei Gleich- oder Wechselspannungsbelastung auf. Ähnlich anderen Gasen stellt bei homogenen Anordnungen die negative, bei inhomogenen Anordnungen die positive Polarität der Kugel den kritischen Belastungsfall dar. Für inhomogene Anordnungen wird durch Berechnung der maximalen Feldstärke ein Grenzwert bzw. Einsatzpunkt für die Raumladungsbildung bestimmt, über den hinaus bei positiver Polarität eine geringe, bei negativer Polarität der Kugel eine sehr deutliche Erhöhung der Durchschlagspannung eintritt.

Lors de l'emploi de fluorures de carbone liquides pour le refroidissement des valves des convertisseurs pour le transport d'énergie en courant continu à haute tension, il faut compter avec une vaporisation due à des échauffements locaux indésirables. Les essais avec diverses dispositions sphère-plaque montrent la très grande rigidité diélectrique du trifluortrichloréthane sous forme de vapeur, sous tension continue ou alternative. Comme pour d'autres gaz, le cas critique est la polarité négative de la sphère pour des dispositions homogènes et la polarité positive pour des dispositions inhomogènes. Dans ce dernier cas, on détermine, par calcul de l'intensité maximale du champ, une valeur limite ou un point d'initiation de la formation des charges d'espace, au-delà desquels la tension de perforation ne s'élève que peu pour la polarité positive de la sphère, alors que son élévation est considérable pour la polarité négative.

1. Einleitung

Die Frigene bzw. Fluorkohlenstoffe sind bisher wegen ihrer sehr guten physikalischen Eigenschaften – geringe Toxizität, inertes Verhalten gegenüber sehr vielen Werkstoffen, Unbrennbarkeit – und wegen ihrer sehr hohen chemischen Stabilität als Kühlmittel in Kältemaschinen eingesetzt worden. Bedingt durch die hohe elektrische Festigkeit einiger Fluorkohlenstoffe wird der Einsatz als Kühlmittel für Thyristoren einer Hochspannungs-Gleichstrom-Übertragungsanlage als Ersatz für die bisherigen flüssigen Kühlmedien Öl oder Wasser in Betracht gezogen [1][1]).

Da das Kühlmittel bei Normaldruck (1 bar) und einer durch die Thyristoren vorgegebenen Betriebstemperatur noch in flüssigem Zustand sein soll und zudem mittels Substitution von Wasserstoff oder Chlor durch Fluor eine erhebliche Absenkung der Toxizität bewirkt werden kann, scheint Trifluortrichloräthan ($C_2Cl_3F_3$, kurz Frigen 113) als Kühlmittel für HGÜ-Stromrichterventile sehr gut geeignet zu sein. Die Verringerung der Toxizität bewirkt allerdings zugleich eine Erniedrigung des Siedepunktes, so dass beim Einsatz von Frigen 113 durch lokale Temperaturerhöhungen Verdampfung und Blasenbildung auftreten können. Die dadurch hervorgerufene Dichteänderung des Kühlmittels darf in keinem Fall die elektrische Festigkeit der HGÜ-Stromrichterventile in der Art beeinträchtigen, dass die auch für das Kühlmedium erforderliche Durchschlagspannung nicht mehr gewährleistet ist. Zur Beurteilung der elektrischen Festigkeit in einem solchen Betriebszustand ist in den nachstehenden Abschnitten die Durchschlagspannung der gasförmigen Phase von Frigen 113 für verschiedene Elektrodenanordnungen und Gasdrucke unter Gleich- und Wechselspannungsbelastung bestimmt worden.

2. Versuchsanordnung und Versuchsdurchführung

Das Prüfgefäss besteht aus einem Plexiglaszylinder von 400 mm Höhe und 200 mm Innendurchmesser. In einer Kugel-Platte-Anordnung stehen zur Ermittlung der Durchschlagspannung Kugelradien von $r_0 = 25/10/2{,}5$ und 1,0 mm zur Verfügung, entsprechend den mit A_1, A_2, A_3 resp. A_4 bezeichneten Anordnungen. Zusätzlich wird eine Spitze-Platte-Anordnung B untersucht, bei der auf einer Kugel mit $r_0 = 25$ mm ein zylinderförmiger Wolfram-Draht von 3 mm Höhe und 1 mm Durchmesser befestigt ist.

Die Plattenelektrode mit Rogowskiprofil sowie die Kugeln A_1 bis A_4 bestehen aus nichtrostendem Stahl. Zur Strombegrenzung liegt zwischen Spannungsquelle und Prüfgefäss ein hochohmiger Schutzwiderstand. Die Messunsicherheit bei der Bestimmung des Dampfdruckes und der Schlagweite beträgt 1%, bei der Ermittlung der Temperatur $\pm$ 0,5 K und bei der Messung der Durchschlagspannung 3%.

Nach Reinigung und Einbau der Elektroden wird das Prüfgefäss bis auf einen Enddruck von 1 mbar evakuiert. Mit Hilfe des im Gefäss herrschenden Unterdruckes wird flüssiges Frigen 113 in das Gefäss gesaugt. Dabei verdunstet die Flüssigkeit so lange, bis ein der Umgebungstemperatur entsprechender Dampfdruck vorhanden ist. Durch weiteres Nachfüllen der Flüssigkeit werden etwa ¼ des Volumens mit flüssigem Frigen 113 gefüllt, und es wird dadurch erreicht, dass sich die Heizspirale in der Flüssigkeit und die Funkenstrecke im Gas befinden. Dieser Zustand bleibt dann während der Versuchsreihe unverändert. Nach Einstellung der gewünschten Schlagweite wird die Spannung langsam bis zum Durchschlag gesteigert. Die in den Kurven angegebenen Messwerte stellen den Mittelwert der Durchschlagspannung aus 10 aufeinanderfolgenden Durchschlägen dar. Die Standardabweichung beträgt je nach Polarität und Gasdruck 2 bis 5%.

Durch Erwärmung der Flüssigkeit wird die Temperatur im Prüfgefäss und damit auch der Dampfdruck erhöht, so dass über die in Fig. 1 dargestellte Dampfdruckkurve der gewünschte Gasdruck innerhalb der Funkenstrecke eingestellt werden kann. Zusätzlich wird dieser Dampfdruck mit einem Manometer kontrolliert.

3. Durchschlagmechanismen

Allgemein lässt sich der Durchschlag in Gasen durch zwei unterschiedliche Theorien beschreiben. Je nach Druck, Schlagweite und Grad der Inhomogenität kommt entweder der Generationsmechanismus *(Townsend)* oder der Streamermechanismus *(Raether)* in Frage. Der Ursprung für beide Mechanismen ist eine Elektronenlawine. Damit eine solche entstehen kann, müssen die durch das elektrische Feld beschleunigten Elektronen in der Lage sein, Stossionisierungsprozesse auszuführen.

Die Anzahl der je Längeneinheit in Feldrichtung durch ein Elektron erzeugten Elektronen wird üblicherweise mit α (1. Townsendscher Ionisierungskoeffizient) bezeichnet. Bei elektronegativen Gasen kommt der Anlagerungskoeffizient η hinzu, der die Anzahl der sich wieder anlagernden Elektronen je Längeneinheit in Feldrichtung angibt. Daher lässt sich für

[1]) Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

elektronegative Gase ein wirksamer Ionisierungskoeffizient $\bar{\alpha} = \alpha - \eta$ definieren. Beide Koeffizienten sind Funktionen der Feldstärke und des Gasdruckes.

Die Zahl der Elektronen in einer Lawine wächst nach folgendem Gesetz [3; 4] exponentiell an

$$N = N_0 \exp \int_0^x (\alpha - \eta)\, dx$$

wobei N_0 die Anzahl der Elektronen an der Stelle $x = 0$ bedeutet.

Der Streamermechanismus nach [5] tritt dann auf, wenn die Lawine schon vor der Ankunft an der Anode die kritische Elektronenzahl 10^8 erreicht hat, die dadurch bestimmt ist, dass das Raumladungsfeld der Lawine in die Grössenordnung des angelegten Feldes kommt und daher im Kopf der Elektronenlawine Photonen hoher Energie erzeugt werden können, die ihrerseits neue Ionisierungsprozesse einleiten. Als Folge kommt es zu einem schnell voranwachsenden leitfähigen Kanal, der dann zum Durchschlag führt. Die daraus folgende Durchschlagbedingung nach dem Streamermechanismus lautet dann für $N_0 = 1$ und $N = 10^8$

$$\int_0^{x_s} (\alpha - \eta)\, dx = 18{,}4$$

Dabei ist x_s der Abstand von der Elektrode mit der höchsten Feldstärke für den gerade $\alpha - \eta = 0$ gilt. Bei homogener Feldverteilung ist x_s mit der Schlagweite identisch.

Erreicht die Elektronenlawine nicht die kritische Elektronenzahl vor der Ankunft an der Anode, dann ist der Generationsmechanismus für den Durchschlag bestimmend, und es müssen mehrere Lawinengenerationen aufeinander folgen. Sobald die Zahl der Startelektronen durch Sekundärprozesse gleich bleibt oder sogar zunimmt, erfolgt der Durchschlag. Die Anzahl der durch Sekundärprozesse entstehenden neuen Startelektronen wird mit dem 2. Townsendschen Ionisierungskoeffizienten γ bezeichnet und die Durchschlagbedingung nach dem Generationsmechanismus lautet daher $N\gamma \geqq 1$.

Eine Berechnung der Durchschlagspannung über das jeweils gültige Durchschlagkriterium ist nur möglich, wenn die Werte von γ oder von $\bar{\alpha}$ als Funktion der Feldstärke und des Gasdruckes bekannt sind.

4. Versuchsergebnisse

4.1 Einfluss der Spannungsart

Die zeitliche Entwicklung des Durchschlagkanals erfolgt in Gasen im Bereich von µs, so dass der zeitliche Verlauf der Spannung lediglich bei Stoßspannungsbeanspruchung einen Einfluss auf die Höhe der Durchschlagspannung hat. Bei der 50-Hz-Wechselspannung dauert die Zeitspanne, bei der die Spannung grösser als das 0,96fache des Scheitelwertes ist, länger als 1 ms. Daher stimmen die Scheitelwerte der Durchschlagwechselspannung gut mit den Werten der Durchschlaggleichspannung überein. Sobald polaritätsabhängige unterschiedliche Durchschlagspannungen vorliegen, gilt für den Scheitelwert der Wechselspannung die jeweils geringere Durchschlaggleichspannung.

4.2 Einfluss des Gasdruckes

Entscheidend für den Durchschlag eines Gases ist nicht der Gasdruck, sondern die Gasdichte. Bei idealen Gasen oder angenähert auch bei realen Gasen ist bei konstantem Volumen der Druck der Dichte proportional. Wie aus Fig. 1 zu erkennen ist, kann die Beziehung zwischen Gasdruck und Gasdichte auch für die dampfförmige Phase von Frigen 113 mit einer linearen Funktion angenähert werden, so dass es in den weiteren Untersuchungen erlaubt ist, den Gasdruck als Einflussgrösse auf die elektrische Festigkeit zu benutzen.

In Fig. 2 ist für die homogenste Anordnung A_1 die Durchschlagspannung bei positiver und negativer Polarität der Kugel in Abhängigkeit der Schlagweite aufgetragen. Die Durchschlagspannung nimmt annähernd linear mit der Schlagweite und dem Gasdruck zu. Die Abweichungen davon erfolgen mit steigendem Gasdruck bei kleineren Elektrodenabständen. Die negative Durchschlaggleichspannung bleibt durch die mikro-

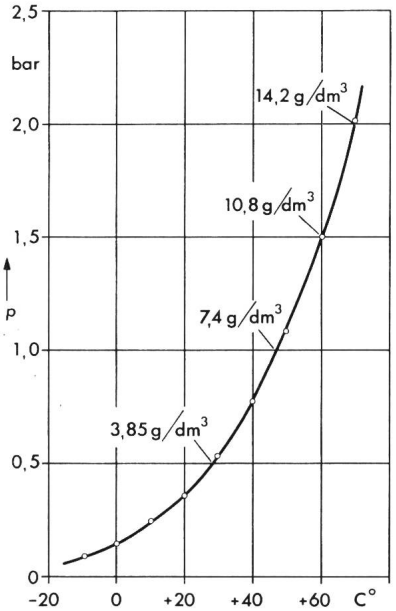

Fig. 1 Dampfdruckkurve von Frigen 113 mit Angabe der Gasdichte an einigen charakteristischen Punkten [2]

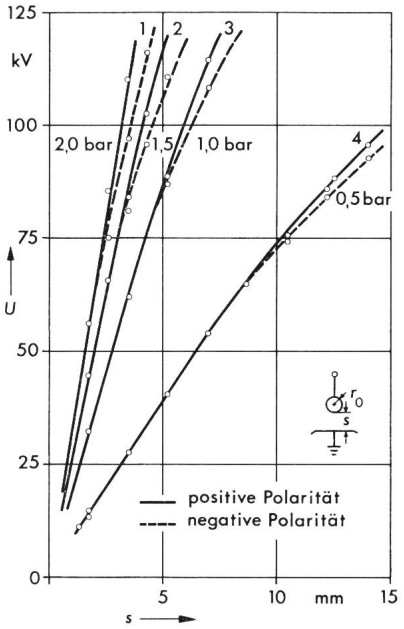

Fig. 2 Positive und negative Durchschlaggleichspannung von Frigen 113 bei der Anordnung A_1 (r_0 = 25 mm) in Abhängigkeit der Schlagweite s

skopische Feldstärkenveränderung infolge der Oberflächenrauhigkeiten immer unter der positiven Durchschlagspannung, da beim Durchschlag nicht nur der Betrag der Feldstärke, sondern auch der Feldstärkeverlauf vor der stärker gekrümmten Elektrode entscheidend ist. Die Zunahme von $\bar{\alpha}$ bei elektronegativen Gasen ist nämlich vom Gasdruck abhängig, so dass bei hohem Gasdruck eine geringe Feldstärkeerhöhung eine sehr starke Zunahme von $\bar{\alpha}$ bedeutet.

Bei einem Gasdruck von 0,5 bar ergibt sich für die Schlagweite, bei der die Kurven deutlich auseinanderlaufen, ohne Berücksichtigung von Oberflächenrauhigkeiten eine maximale Feldstärke von 18,5 kV/mmbar an der Kugeloberfläche und bei 2 bar für die entsprechende Schlagweite 17,1 kV/mmbar.

Zum Vergleich ist die negative Durchschlaggleichspannung von SF_6 bei einem Gasdruck von 1 bar ermittelt worden. Die Kurve 4 in Fig. 2 stellt sowohl die positive Durchschlaggleichspannung für Frigen 113 bei 0,5 bar als die negative Durchschlaggleichspannung für SF_6 bei 1 bar dar. Daraus folgt, dass dampfförmiges Frigen 113 etwa die doppelte Durchschlagfestigkeit von SF_6 besitzt.

4.3 Einfluss der Elektrodenanordnung

In Fig. 3 sind die positiven Durchschlaggleichspannungen für die verschiedenen Elektrodenanordnungen bei konstantem Druck von 1 bar in Abhängigkeit der Schlagweite aufgetragen. Die Darstellung der positiven Durchschlagspannung ist deshalb gewählt worden, weil bei homogenen Anordnungen der Einfluss der Oberflächenrauhigkeiten und bei inhomogenen Anordnungen die Zunahme der Durchschlagspannung infolge von Raumladungen geringer ist.

Mit kleiner werdendem Elektrodenradius sinkt die Durchschlagspannung. Für die Anordnung B, bei der die Hochspannungselektrode nicht mehr kugelförmig ist, gilt das nicht mehr, da hier durch Entladungen an der Spitze Raumladungen geschaffen werden, die den Effekt einer Elektroden-Radius-Vergrösserung haben.

Auch für die Gasdrücke 0,5, 1,5 und 2,0 bar sieht der Verlauf der Durchschlagspannungen entsprechend aus, solange nicht durch Raumladungen auch die makroskopische Feldverteilung der Anordnungen A_1 bis A_4 wesentlich beeinflusst wird.

Um die Zunahme der Durchschlagspannung mit wachsendem Elektrodenradius zu zeigen, sind in Fig. 4 die negativen und positiven Durchschlagspannungen als Funktion von r_0 aufgetragen. Dabei erkennt man, deutlicher als in Fig. 2, dass auch bei kleinen Schlagweiten die negative Polarität die kritischere darstellt. Diese Abweichung nimmt sowohl mit der Schlagweite als auch dem Gasdruck zu. Für die beiden Schlagweiten 1,75 und 3,5 mm erzeugt die Anordnung A_1 ein fast homogenes Feld, so dass aus den Durchschlagspannungen die mittlere Feldstärke U/s ermittelt werden kann, die für 1 bar 18,3 kV/mm und für 2 bar 32 kV/mm beträgt. Weitere Messungen ergaben für 1,5 bar eine mittlere Feldstärke von 25,6 kV/mm. Daraus kann man erkennen, dass die Feldstärke zwar linear mit dem Gasdruck wächst, dass aber eine Verdoppelung des Gasdruckes wegen der nur angenähert linearen Beziehung zwischen Druck und Dichte für Frigen 113 keine Verdoppelung der mittleren Feldstärke und damit im homogenen Feld der Durchschlagspannung bewirkt.

Mit zunehmender Inhomogenität der Anordnung macht sich der Einfluss der sich vor der stärker gekrümmten Elektrode bildenden Raumladungen bemerkbar [6]. In Fig. 3 ist bereits zu sehen, dass die Anordnung B infolge der Raumladungsbildung vor der Spitze eine höhere Durchschlagspannung als die Anordnung A_4 aufweist.

Für die Anordnung A_3 ist bei positiver und negativer Polarität die Durchschlagspannung in Abhängigkeit der Schlagweite bei 0,5 und 1,5 bar in Fig. 5 dargestellt. Bei 1,5 bar ist die negative Durchschlagspannung über den gesamten Schlagweitenbereich niedriger als die positive. Bei 0,5 bar wird der Elektrodenradius bei positiver Gleichspannung bei einer Schlagweite von 7 mm und einer Durchschlagspannung von 32,5 kV scheinbar durch die Raumladung vor der Kugel vergrössert. Bei negativer Polarität tritt dieser Effekt bei einer Schlagweite von 10,5 mm und einer Durchschlagspannung von 36 kV auf. Die Zunahme der Durchschlagspannung bei nega-

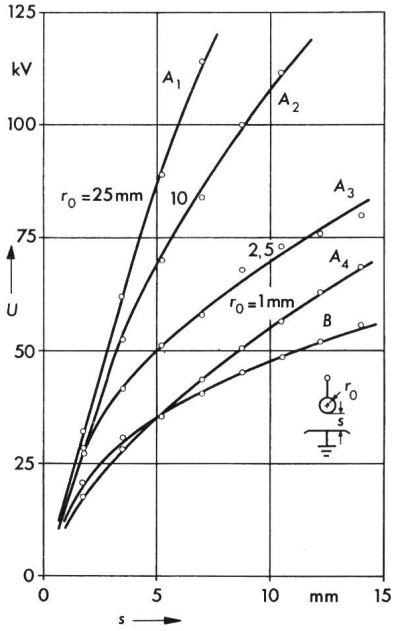

Fig. 3 Positive Durchschlaggleichspannung bei 1,0 bar für verschiedene Elektrodenanordnungen in Abhängigkeit der Schlagweite s

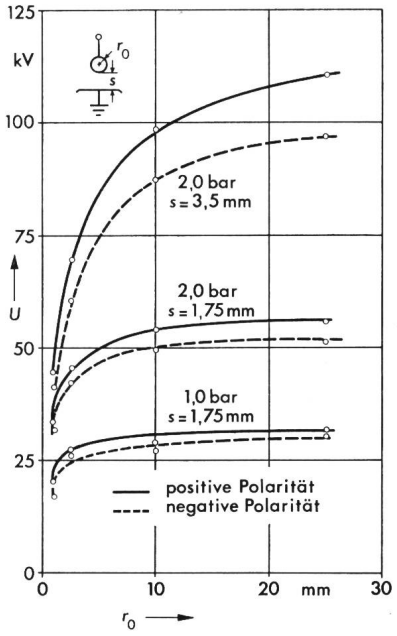

Fig. 4 Positive und negative Durchschlaggleichspannung in Abhängigkeit des Krümmungsradius r_0

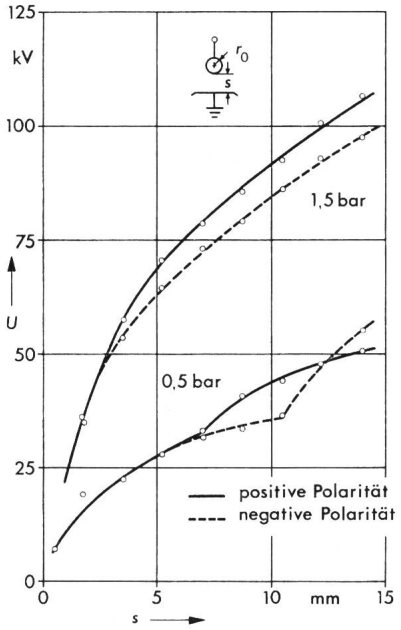

Fig. 5 Positive und negative Durchschlaggleichspannung der Anordnung A_3 (r_0 = 2,5 mm) in Abhängigkeit der Schlagweite s

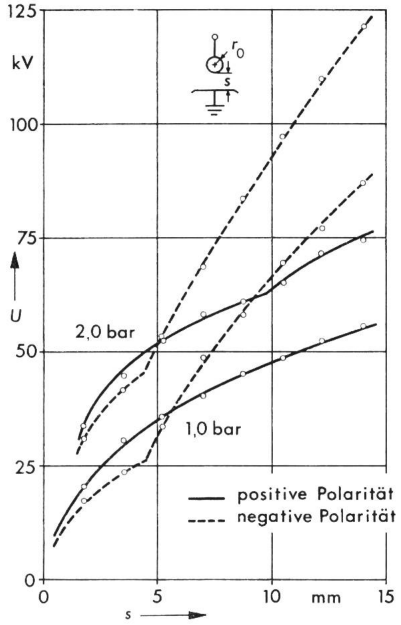

Fig. 6 Positive und negative Durchschlaggleichspannung der Anordnung A_4 (r_0 = 1,0 mm) in Abhängigkeit der Schlagweite s

tiver Polarität ist sehr viel stärker als bei positiver, so dass auch für Frigen 113 die negative Polarität bei homogener oder fast homogener Feldverteilung und die positive Polarität bei inhomogener Feldverteilung die kritischere ist.

In Fig. 6 sind für die Anordnung A_4 die negativen und positiven Durchschlagspannungen in Abhängigkeit der Schlagweite für 1,0 und 2,0 bar aufgetragen. Bei dieser Anordnung erfolgt die Zunahme der Durchschlagspannung infolge der Raumladungen vor der Kugel schon bei wesentlich kleineren Schlagweiten. Die Ursache für die Raumladungsbildung ist die maximale Feldstärke an der Kugeloberfläche. Für die Anordnungen A_1 bis A_4 sind die maximalen Feldstärken an der Kugeloberfläche nach dem Ersatzladungsverfahren [7] berechnet worden, da diese Anordnungen im weitesten Sinne eine Kugel-Platte-Anordnung darstellen. Aus diesen Rechnungen geht hervor, dass bei positiver Polarität die Durchschlagspannung dann ansteigt, wenn die maximale bezogene Feldstärke 32 kV/mmbar übersteigt. Für die Anordnungen A_1 und A_2 wird dieser Wert im untersuchten Schlagweitenbereich nicht erreicht, die maximale Feldstärke beträgt bei grösster Schlagweite 21 kV/mmbar.

Die Anordnung A_3 erreicht den erwähnten Grenzwert nur bei 0,5 bar (Fig. 5) und bei Schlagweiten über 12 mm auch bei 1,0 bar. Durch die relativ geringe Zunahme der Durchschlagspannung wird diese Erhöhung allerdings in Fig. 3 nicht sichtbar.

Mit der Anordnung A_4 wird bis auf die kleinste gemessene Schlagweite von 1,35 mm der Grenzwert im gesamten Schlagweitenbereich für 1 bar überschritten, so dass sich die Erhöhung der Durchschlagspannung nur bei der Kurve für 2 bar in Fig. 6 bemerkbar macht.

Die Anordnung B lässt sich wegen der nicht kugelförmigen Form der Drahtspitze nicht berechnen. Allerdings würde bei idealer Form der Spitze als Halbkugel mit r_0 = 0,5 mm der Grenzwert auch bei kleinster Schlagweite und höchstem Gasdruck überschritten.

Bei negativer Polarität ergibt sich ein etwas geringerer Grenzwert von 30 kV/mmbar, ab dem die Durchschlagspannung deutlich anwächst. Für die Anordnungen A_1 und A_2 gilt das gleiche wie bei positiver Polarität. Die Anordnung A_3 erreicht die Grenze bei 0,5 bar (Fig. 5) und bei 1,0 bar. Die Anordnung A_4 erreicht bei allen Drucken schon bei geringen Schlagweiten die notwendige Grenzfeldstärke (Fig. 6).

5. Schlussfolgerung

Die Ergebnisse der vorliegenden Untersuchungen zeigen, dass der Einsatz des flüssigen Fluorkohlenstoffes Frigen 113 als Kühlmittel eines HGÜ-Stromrichterventiles von den elektrischen Eigenschaften her unbedenklich ist, da sowohl flüssiges [8] als auch dampfförmiges Frigen 113 eine sehr hohe Durchschlagspannung aufweisen, und dadurch bei lokalen Temperaturerhöhungen und Verdampfen des Kühlmittels keine wesentliche Verminderung der elektrischen Festigkeit zu erwarten ist.

Literatur

[1] *H. Jaster, N. Singh* and *R. Nakata:* Dielectric behaviour of the coolant for a gas insulated HVDC thyristor valve. IEEE Power Engineering Society Summer Meeting 1977, Paper F 77678-6.

[2] Kali-Chemie Handbuch für Kältetechniker. Hannover, Kali-Chemie, 1972.

[3] *B. Gänger:* Der elektrische Durchschlag von Gasen. Berlin, Springer-Verlag, 1953.

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

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

[6] *W. Boeck:* Isolationsprobleme in SF_6-isolierten metallgekapselten Anlagen. Bull. SEV/VSE 66(1975)22, S. 1234...1241.

[7] *K. Küpfmüller:* Einführung in die theoretische Elektrotechnik. 5. Auflage. Berlin, Springer-Verlag, 1955.

[8] *E. Gockenbach:* Die elektrische Festigkeit von flüssigem Trifluortrichloräthan ($C_2Cl_3F_3$). ETZ-A 98(1977)7, S. 481...485.

Adresse des Autors

Dipl.-Ing. *E. Gockenbach,* Institut für Hochspannungs- und Messtechnik der TH Darmstadt, Schlossgraben 1, D-6100 Darmstadt.