

# Der Einfluss von Druck und Volumen auf den Zündverzug in SF6 bei Stossspannungsbeanspruchung

Autor(en): **Dreger, G.**

Objektyp: **Article**

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

Band (Jahr): **71 (1980)**

Heft 9

PDF erstellt am: **26.06.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-905245>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

# Der Einfluss von Druck und Volumen auf den Zündverzug in SF<sub>6</sub> bei Stoßspannungsbeanspruchung

Von G. Dreger

621.3.015.3

Es werden an drei koaxialen Zylinderelektroden mit verschiedenen Durchschlagsvolumina die Durchschlagsspannungen und -zeiten bei Belastung mit Blitzstoßspannung unterschiedlicher Steilheit gemessen und in bezug auf den Zündverzug ausgewertet. Mit dem korrigierten Volumen-Zeit-Gesetz wird die Anfangselektronenrate  $n_0$  bestimmt und als Funktion der Spannungssteilheit graphisch aufgetragen. Es wird gezeigt, dass durch die Ermittlung der mittleren Zündverzugszeit theoretisch eine Isolationsbemessung möglich ist.

A trois électrodes cylindriques coaxiales de différents volumes, les tensions et le temps de claquage ont été mesurés lors de charges avec tensions de choc d'éclairs de raideurs différentes. Les résultats sont interprétés en ce qui concerne le retard à l'amorçage. En appliquant la loi volume-temps corrigée, le taux initial d'électrons  $n_0$  a été déterminé. On montre qu'un dimensionnement de l'isolation est théoriquement possible par détermination du temps moyen de retard à l'amorçage.

## 1. Einleitung

Für die Isolationskoordination in Hochspannungsanlagen ist der Zündverzug beim Einlaufen einer Überspannungswelle von grosser Bedeutung. Bei SF<sub>6</sub>-isolierten Anlagen wird die Zündverzugszeit im wesentlichen durch die statistische Streuzzeit bestimmt [1]. Nach dem Volumen-Zeit-Gesetz lassen sich unter Verwendung physikalischer Konstanten Durchschlagswahrscheinlichkeit und Häufigkeitsverteilung der statistischen Streuung über die Anfangselektronenrate ermitteln [2]. Die Anfangselektronenrate hat die Dimension  $[n_0] = \mu\text{s}^{-1} \text{cm}^{-3}$ , ist also eine Grösse bezogen auf die Zeit und das Durchschlagsvolumen. Demnach müsste  $n_0$  konstant bleiben, wenn das Volumen vergrössert wird, die übrigen Durchschlagsbedingungen jedoch gleich bleiben. Dies soll vor allem im folgenden Beitrag untersucht werden.

## 2. Versuchsaufbau

Die Forderung, dass bei allen Elektrodenanordnungen bis auf das Volumen gleiche Durchschlagsbedingungen vorherrschen müssen, machte die Verwendung von koaxialen Zylinderelektroden erforderlich. Sie wurden aus Messing gedreht und in drei Plexiglas-Prüfgefässen montiert. Fig. 1 zeigt ein solches Prüfgefäss mit Elektrodenanordnung. Die Abmessungen der verwendeten Elektroden waren  $d_1 = 1,9 \text{ cm}$  für die innere Stabelektrode und  $d_a = 5,1 \text{ cm}$  für den Innendurchmesser der äusseren Zylinderelektrode. Die Vergrösserung des Volumens ergab sich aus den Längenabstufungen der Aussenzylinder:

Elektrode 1 (E1):  $\bar{l} = 29,5 \text{ cm}$

Elektrode 2 (E2):  $\bar{l} = 13,0 \text{ cm}$

Elektrode 3 (E3):  $\bar{l} = 6,0 \text{ cm}$

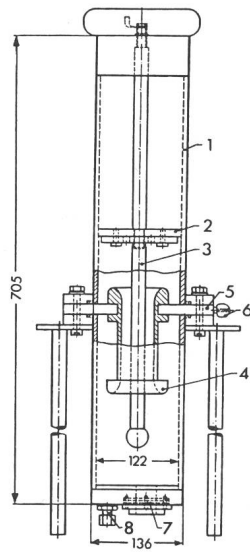


Fig. 1  
Prüfgefäss mit koaxialer Elektrodenanordnung

- 1 Plexiglasrohr
- 2 Zentrierscheibe
- 3 Innere Stabelektrode
- 4 Äussere Zylinderelektrode
- 5 Scheibe zur Aufnahme und Zentrierung der Zylinderelektrode
- 6 Erdanschluss
- 7 Quarzfenster
- 8 SF<sub>6</sub>-Anschluss

Sie wurden an ihren Enden abgerundet (Fig. 1), um eine bessere Feldverteilung zu erzielen. Die mittlere Länge  $\bar{l}$  ergibt sich aus dem Bereich, in dem Durchschlagspuren erkennbar waren. Die Stabelektroden waren über einen Verteiler mit Hochspannung verbunden, die äusseren Zylinderelektroden wurden geerdet. Für die Spannungsversorgung stand ein 10stufiger Stoßspannungsgenerator mit einer Summenladespannung von 750 kV zur Verfügung. Die Spannung wurde mit einem gedämpft kapazitiven Teiler gemessen, an den ein Stossvoltmeter und ein Speicheroszilloskop angeschlossen waren. Der Generator war für die genormte Blitzstosswelle der Form 1,2/50  $\mu\text{s}$  eingestellt. Die Änderung der Spannungssteilheit erfolgte durch Vergrössern bzw. Verkleinern des Scheitelwertes der Leerlaufstoss-spannung.

## 3. Durchführung der Messungen

Die Prüfgefässe waren über Druckschläuche miteinander verbunden. Vor Beginn jeder Messreihe wurden sie gründlich evakuiert, dann wurde SF<sub>6</sub> eingelassen und der gewünschte Gasdruck mit einem Feinmessmanometer eingestellt. Das Gas wurde mit ca. 10 Spannungsstössen mit hoher Energie «konditioniert». Diese Massnahme hatte ausserdem den Effekt, dass Fremdteilchen, die sich zwischen den Elektroden befanden, beseitigt wurden. Die Stoßspannung wurde über einen Verteiler mit einer Schaltdauer von ungefähr 20 Sekunden zugeschaltet, so dass während einer Messreihe mit fester Steilheit (90 Spannungsstösse) jede Elektrodenanordnung mit 30 Spannungsstössen belastet wurde. Diese Massnahme war erforderlich, um äussere Einflüsse auf die Statistik des Zündverzugs weitgehend auszuschliessen. Die Durchschlagsspannungen und die Durchschlagzeiten wurden am Speicheroszilloskop und am Stoßspannungsvoltmeter abgelesen und alle Messwerte in sog. Spannungs-Zeit-Diagrammen aufgetragen (Fig. 2).

## 4. Ermittlung der Anfangselektronenrate

Der Verlauf der Stoßspannung als Funktion der Zeit lässt sich am besten durch die Differenz zweier e-Funktionen annähern. Hierbei muss allerdings die Verschiebung um den Wert  $t_1$  auf der Zeitachse berücksichtigt werden (Fig. 2). Damit ergibt sich für die Stoßspannung folgende Funktion:

$$u(t) = K \cdot \hat{u}_L \cdot [e^{-(t-t_1)/T_1} - e^{-(t-t_1)/T_2}] \quad (1)$$

mit

$\hat{u}_L$  Scheitelwert der Leerlaufspannung

$T_1$  Rückenhalbwertszeit (69,44  $\mu\text{s}$ )

$T_2$  Stirnzeit (0,48  $\mu\text{s}$ )

$K$  Korrekturfaktor (1,0424 bei 1,2/50  $\mu\text{s}$ )

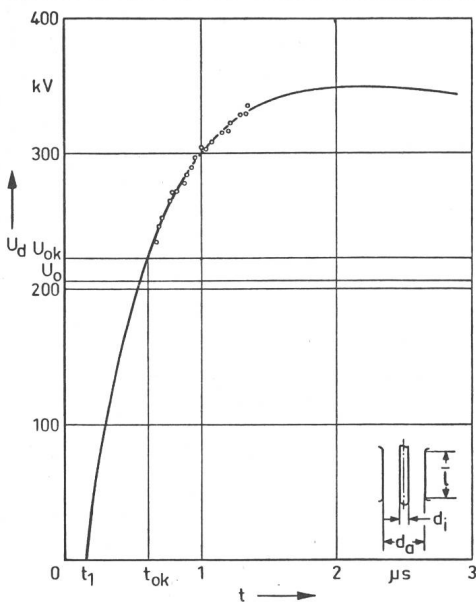


Fig. 2 Spannungs-Zeit-Diagramm einer Messreihe an Elektrode E2 bei 2,5 bar (Erläuterungen im Text)

Der Korrekturfaktor  $K$  berücksichtigt den Fehler im Spannungsmaximum, der durch die Differenz der e-Funktionen in Gl. (1) entsteht.

Nach [3] berechnet sich das korrigierte gewichtete Volumen bei coaxialen Zylinderelektroden zu

$$V_{gk} = V_0 \cdot [0,423 \cdot (r_x/r_1)^{4,73} \cdot f^{-2,73} + 0,577 \cdot f^2 - (r_x/r_1)^2] \quad (2)$$

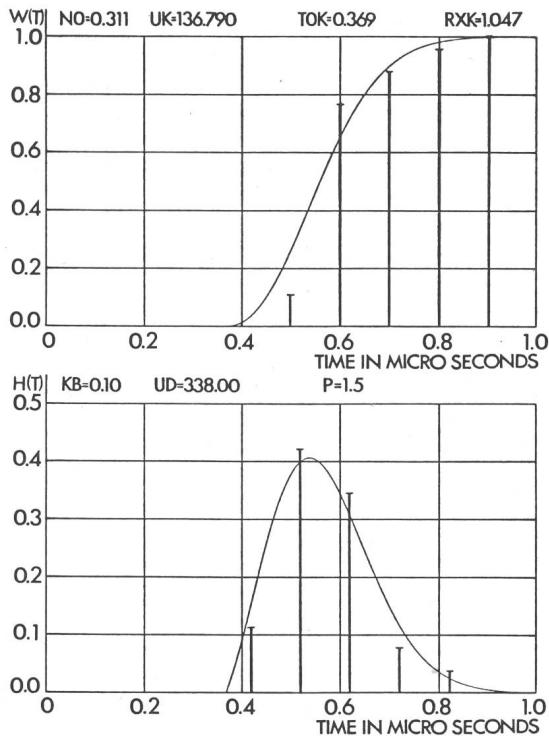


Fig. 3 Praktisch und theoretisch ermittelte Durchschlagswahrscheinlichkeit  $W(t)$  und Häufigkeitsverteilung  $H(t)$  bei 1,5 bar und einer Klassenbreite  $KB = 0,1 \mu s$  für Elektrode E2 Nach Plotterzeichnung IBM 370-B 111

mit

$$f = u(t)/U_0; V_0 = \pi \cdot \bar{l} \cdot r_1^2; U_0 = 88 \frac{\text{kV}}{\text{cm bar}} \cdot p \cdot r_1 \cdot \ln(r_2/r_1)$$

$\bar{l}$  mittlere Länge des Aussenzylinders

$r_1$  Radius der Innenelektrode

$r_2$  Innenradius der Aussenelektrode

$r_x$  kritischer Radius

Mit der Durchschlagsbedingung nach Pedersen [4] ergibt sich für coaxiale Zylinderfelder aus [3]

$$u(t) \cdot \ln(r_x/r_1) = \frac{\ln 10^8}{27,7} \text{ kV} + 88 \frac{\text{kV}}{\text{cm bar}} \cdot p \cdot (r_x - r_1) \quad (3)$$

Gleichung (3) besagt, dass erst nach der Zeit  $t_{ok}$ , bei der die Spannung  $u(t)$  den Wert  $U_{ok}$  erreicht hat (Fig. 2), ein Durchschlag möglich ist, da vorher kein kritischer Radius  $r_x$  existiert, der zur Bildung von  $10^8$  Elektronen [4] im Lawinenkopf nötig ist. Ab diesem Zeitpunkt entstehen im Intervall  $\Delta t = t - t_{ok}$  im Mittel  $n$  Elektronen [1]:

$$n = n_0 \int_{t_{ok}}^t V_{gk} dt \quad (4)$$

Die Zahl der so entstandenen Elektronen ist für den Durchschlag massgebend. Die Häufigkeitsverteilung  $H(t)$  und die Wahrscheinlichkeit  $W(t)$  der Durchschläge lassen sich am besten auf Grund einer statistischen Betrachtung ermitteln [5; 6; 7]:

$$W(t) = 1 - e^{-n} \quad (5)$$

$$H(t) = n_0 \cdot V_{gk} \cdot e^{-n} \quad (6)$$

Fig. 3 zeigt den Vergleich zwischen den beiden Funktionen und den dazugehörigen praktisch ermittelten Verteilungen.

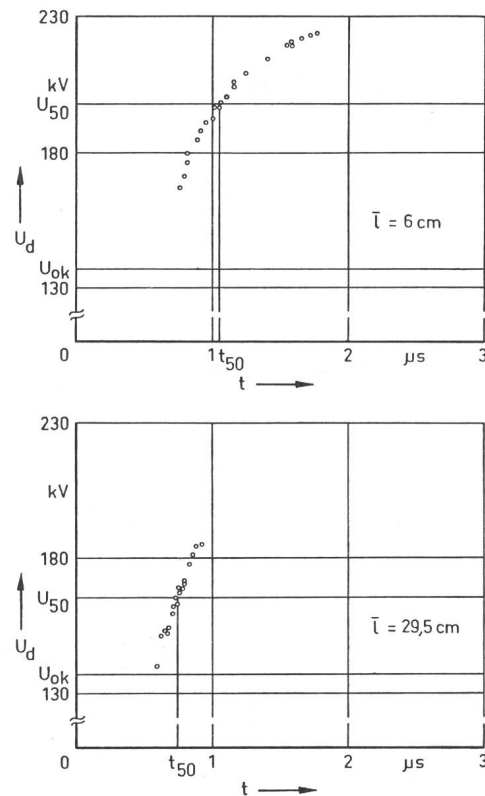


Fig. 4 Vergleich der Zündverzugszeiten zwischen E1 und E3  $p = 1,5 \text{ bar}$ ,  $u_L = 228 \text{ kV}$

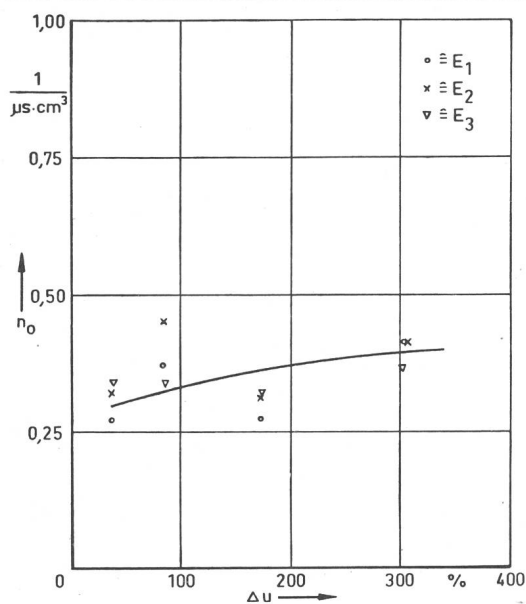


Fig. 5  $n_0$  als Funktion der Spannungssteilheit bei 1,5 bar

Zur Berechnung der Anfangselektronenrate  $n_0$  wird die Zeit  $t_{50}$  bzw. die Spannung  $U_{50}$  ermittelt, bis zu der 50% aller Durchschläge in einer Messreihe aufgetreten sind (Fig. 4). Dann gilt für die Durchschlagswahrscheinlichkeit  $W(t_{50}) = 0,5$ , und  $n_0$  ergibt sich aus Gleichung (5) zu

$$n_0 = \ln 2 \int_{t_{0k}}^{t_{50}} V_{gk} dt \quad (7)$$

Mit der 50%-Durchschlagsspannung lässt sich eine gute Übereinstimmung zwischen praktisch und theoretisch ermittelten Verteilungsfunktionen erzielen (vgl. Fig. 3).

### 5. Ergebnisse

Fig. 4 zeigt, dass die Zündverzugszeiten kleiner werden, wenn man das Durchschlagsvolumen vergrößert. Das gilt unabhängig vom Druck, da die Messungen mit höheren Drücken ähnliche Ergebnisse liefern. Geht man davon aus, dass bei gleicher Anfangselektronenrate in einem grösseren Volumen mehr Anfangselektronen vorhanden sind, so ist die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein solches Elektron an der richtigen Stelle befindet, um den Durchschlag einzuleiten, auch grösser. Damit ergeben sich kürzere Zündverzugszeiten. Da die Anfangselektronenrate eine Grösse ist, die sich auf das Volumen bezieht, muss sie bei einer Änderung des Volumens, jedoch sonst gleichen Feldverhältnissen, konstant bleiben. Die Figuren 5 und 6 zeigen diesbezüglich recht befriedigende Ergebnisse. Darin ist jeweils  $n_0$  als Funktion der Spannungssteilheit aufgetragen. Die Steilheit wird definiert als prozentuale Spannungserhöhung des Scheitelwertes der Prüfstoßspannung über  $U_0$ :

$$\Delta u = \frac{\hat{u}_L - U_0}{U_0} \cdot 100\% \quad (8)$$

Die verhältnismässig grossen Abweichungen bei der Elektrode E3 in Fig. 6 lassen darauf schliessen, dass diese Elektrode zu stark belastet wurde, da sie die kleinste Fläche aufweist. Die dadurch entstandenen Oberflächenrauigkeiten führten möglicherweise bei höherem Druck zu fehlerhaften Ergebnissen. In dem hier betrachteten Bereich hat der Druck keinen

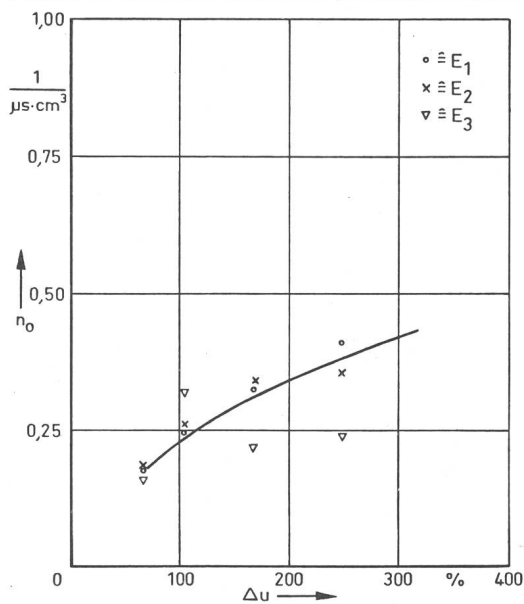


Fig. 6  $n_0$  als Funktion der Spannungssteilheit bei 2,0 bar

nennenswerten Einfluss auf die Anfangselektronenrate bzw. den Zündverzug.  $n_0$  streut in einem Bereich zwischen 0,2 und  $0,45 \mu s^{-1} cm^{-3}$  in Abhängigkeit von der Steilheit, wobei die Änderung bei 2 bar grösser ist als bei 1,5 bar. Obwohl bei Vergrößerung der Steilheit ein leichtes Ansteigen von  $n_0$  erkennbar ist, was in [3] mit einem schnelleren Durchlaufen der « $\alpha - \eta$ -Kennlinie» [1] erklärt wurde, ist anzunehmen, dass bei noch grösseren Steilheiten mit einem nahezu konstanten Wert für  $n_0$  gerechnet werden kann.

### 6. Schlussbemerkungen

Die Vergrößerung des Durchschlagsvolumens beeinflusst den Zündverzug beim Stoßspannungsdurchschlag in der Weise, dass die Verzugszeiten kürzer werden und die statistische Streuung geringer wird. Dabei bleibt die Anfangselektronenrate konstant. Gasdrücke bis 2,5 bar wirken sich bei den hier verwendeten Zylinderelektroden nicht auf den Zündverzug aus. Setzt man eine Anfangselektronenrate an, die etwa den Wert  $n_0 = 0,4 \mu s^{-1} cm^{-3}$  hat, so lassen sich im Bereich üblicher Keilstosswellen mit dem Volumen-Zeit-Gesetz die mittleren Zündverzugszeiten bei koaxialen Elektrodenanordnungen dieser Grössenordnung bestimmen.

### Literatur

- [1] W. Boeck: Die statistische Streuzeit bei Stoßspannungsbeanspruchung von SF<sub>6</sub>-isolierten Gasstrecken. Internationales Symposium Hochspannungstechnik Zürich 1975. Bd. 2, S. 332...336.
- [2] W. Boeck: Volumen-Zeit-Gesetz beim Stoßspannungsdurchschlag von SF<sub>6</sub>. ETZ-A 96(1975)7, S. 300...305.
- [3] G. Dreger: The influence of the rate of primary electrons on the delay of firing at breakdown of impulse voltage in SF<sub>6</sub> at uniform and inhomogeneous fields. International High Voltage Symposium Milan 1979. Vol. 1, Paper 31.06.
- [4] A. Pedersen: Criteria for spark breakdown in sulfur hexafluoride. IEEE Trans. PAS 89(1970)8, p. 2043...2048.
- [5] W. Knorr: Der Zündverzug schwach inhomogener Elektrodenanordnungen in SF<sub>6</sub>. Dissertation der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 1979.
- [6] J.M. Meek and J.D. Craggs: Electrical breakdown of gases. New York, John Wiley, 1978.
- [7] M. v. Laue: Bemerkungen zu K. Zubers Messung der Verzögerungszeit bei Funkentladungen. Annalen der Physik 76(1925)2/3, S. 261...265.

### Adresse des Autors

Dipl.-Ing. Gerhard Dreger, wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Hochspannungs- und Messtechnik der TH Darmstadt, Schlossgraben 1, D-6100 Darmstadt.