

# Über das Schaltvermögen und den Zündmechanismus einer fremdausgelösten Niederdruckfunkenstrecke mit Hilfsfunken in der Kathode

W. FRIE und A. MICHEL

Siemens Aktiengesellschaft, Forschungslaboratorium Erlangen

(Z. Naturforsch. 22 a, 1963—1974 [1967]; eingegangen am 19. Juli 1967)

Es wird über eine triggerbare Niederdruckfunkenstrecke großer Strombelastbarkeit, hoher Spannungsfestigkeit und kleiner Streuzeit berichtet, die in der Lage ist, 25 kV mit 0,6 ns mittlerer Streuzeit wiederholt zu schalten. Eine Theorie der Zündung von Haupt- und Triggerentladung wird angegeben und mit dem Experiment verglichen.

Kondensatorbatterien großer Ladeenergie und Ladespannung werden, um eine kleine Induktivität und damit eine hohe Stromanstiegsgeschwindigkeit im Entladungskreis zu erhalten, aus parallel geschalteten Einheiten kleiner Ladeenergie zusammengesetzt. Aus Sicherheits- und aus Induktivitätsgründen erhält dabei jede Einheit ihren eigenen Schalter. Dadurch ergibt sich das Problem, eine große Zahl von Schaltern gleichzeitig zu betätigen, die auch nach vielen Schaltvorgängen noch spannungsfest sein müssen. Die Verzögerungszeit eines Schalters, d. i. die Zeit vom Fußpunkt des Auslösesignals bis zum Beginn des Laststromanstiegs setzt sich aus einem konstanten Betrag und einer Streuzeit zusammen. Da der konstante Anteil in den meisten Fällen durch eine Vorhaltezeit kompensiert werden kann, reduziert sich das Problem darauf, Schalter mit möglichst kleiner Streuzeit zu finden, die auch nach wiederholter Betätigung noch hinreichend spannungsfest sind.

## 1. Bekannte Schaltelemente für Kondensator-Stoßentladungen

### 1.1. Getriggerte Hochdruckfunkenstrecken

Für Kondensator-Stoßentladungen werden durch eine Hilfsentladung (Trigger) fremdausgelöste Hochdruckfunkenstrecken verbreitet angewendet. Ihr Arbeitspunkt liegt rechts vom PASCHEN-Minimum. Sie haben eine kleine Funkenaufbau- und Streuzeit, sofern folgende Bedingungen eingehalten werden:

- die Triggerfunkenstrecke muß sich in der Anode der Schaltfunkenstrecke befinden,
- die Spannungswelle zur Zündung des Triggerfunken muß positiv gegen die Kathode und so steil wie möglich sein,

c) die statische Durchbruchsspannung der Schaltfunkenstrecke darf nur wenig ( $\sim 10\%$ ) über der Arbeitsspannung liegen.

Unter Beachtung dieser Bedingungen läßt sich beispielsweise eine mittlere Streuzeit von 1,8 nsec erreichen. Werden die Forderungen nicht eingehalten, so nimmt die Streuzeit stark zu. Bei Dreielektroden-Hochdruckstrecken ist der starke Elektrodenabbrand, die große Induktivität ( $\sim 25$  nH) und die große Lärmentwicklung von Nachteil. Der mit Schmelzperlen- und Kraterbildung in der Umgebung des Triggerstiftes verbundene starke Elektrodenabbrand macht die Reinigung und Neueinstellung der Funkenstrecke nach ca. 1000 Entladungen notwendig. Überdruckfunkenstrecken müssen nach jeder Entladung gespült werden.

### 1.2. Ignitrons

Neben den Hochdruckfunkenstrecken werden in Entladungskreisen, bei denen es nicht auf extrem kleine Induktivität ankommt, Ignitrons als Schalter verwendet. Ihr Arbeitspunkt liegt links vom PASCHEN-Minimum. Ignitrons sind z. Z. für Spannungen bis  $\sim 20$  kV und Ströme von  $\sim 75$  kA erhältlich. Ihre Selbstinduktion beträgt  $\sim 40$  nH und die mittlere Lebensdauer  $\sim 40000$  Entladungen. Die Lebensdauer ist normalerweise dadurch begrenzt, daß der Zünderwiderstand auf weniger als  $1 \Omega$  abfällt und sich schließlich nicht mehr regenerieren läßt. Neue oder regenerierte Ignitrons haben eine Streuzeit von weniger als 100 ns ( $\approx 70$  ns), die während des Betriebes bis zum nächsten Ausfall auf 200 ns ansteigt<sup>1, 2, 3</sup>.

<sup>1</sup> W. LOTZ, Inst. für Plasmaphysik, Garching bei München, persönliche Mitteilung.

<sup>2</sup> G. FAURÉ, Proc. 3<sup>rd</sup> Sympos. on Engineering Problems in Thermonuclear Research, München 1964, S. 86.

<sup>3</sup> R. HANCOX, Proc. IEE 111, 203 [1964].



### 1.3. Getriggerte Niederdruckfunkenstrecken

Nicht mehr regenerierbare Ignitrons können, da es sich um abgeschmolzene Systeme handelt, nicht wieder gebrauchsfähig gemacht werden. Von Nachteil sind weiterhin ihre niedrige Strombelastbarkeit und hohe Induktivität, die nur mit einigem Aufwand verbessert werden können. Diese Nachteile sind bei Niederdruckfunkenstrecken nicht vorhanden.

Niederdruckfunkenstrecken wurden schon mehrfach beschrieben<sup>3-9</sup>. Sie bestehen aus zwei in der Regel ebenen Elektroden, die sich in geringem Abstand, beispielsweise 2 cm, gegenüberstehen. Die Elektroden sind durch einen Hohlzylinder aus Isoliermaterial elektrisch voneinander isoliert, der sie in vorgegebenem Abstand hält und gleichzeitig die Wand des Entladungsgefäßes bildet. Das Gefäßvolumen ist mit Gas unter vermindertem Druck, etwa Luft von  $10^{-2}$  Torr, gefüllt. Das Produkt aus Elektrodenabstand und Gasdruck muß so klein sein, daß die Schaltspannung die Strecke nicht selbst zündet.

Die fremdausgelöste Zündung erfolgt dadurch, daß in Kathodennähe mittels einer Hilfsentladung, der sogenannten Triggerentladung, die Elektronendichte stoßartig erhöht wird.

Hat die Schaltfunkenstrecke gezündet, so verdampft Elektrodenmaterial. Die Menge ist abhängig von der Art des Elektrodenmetalls und der durch die Strecke hindurchgeflossenen absoluten Ladungsmenge. Der Metalldampf schlägt sich zum Teil auf den Elektroden, zum Teil auf dem Isolator nieder und setzt dessen Isolationswiderstand herab. Dies führt unter ungünstigen Umständen dazu, daß die Strecke nach wenigen Entladungen nicht mehr spannungsfest ist.

Die Abnahme des Isolationswiderstandes läßt sich verlangsamen, wenn durch geeignete Formgebung des Isolators dafür gesorgt wird, daß ein Teil seiner Oberfläche nicht oder nur auf indirektem Weg und in abgeschwächter Form von dem verdampften Elektrodenmaterial getroffen wird<sup>5, 7, 8</sup>.

Bei Isolatoren aus Hartglas läßt sich die Verschlechterung der Spannungsfestigkeit dadurch verlangsamen, daß die Glasoberfläche mittels einiger Formierungsentladungen hoher Stromstärke thermisch so stark belastet wird, daß sich Haarrisse bilden, an denen in der Folge der Metaldampf lokal kondensiert<sup>4</sup>.

Hartglasisolierte Niederdruckfunkenstrecken, deren gesamte Isolatoroberfläche der Plasmaeinwirkung unmittelbar ausgesetzt ist, sind bis jetzt nur nach dem Prinzip der gestaffelten Funkenstrecke (graded vacuum spark gap) gebaut und pro Teilstrecke nie höher als mit 10 kV belastet worden. Der Grund dafür liegt wahrscheinlich darin, daß bei höherer Spannung über die Isolatoroberfläche eine Gleitentladung einsetzt, die durch das an den Haarrissen kondensierte Metall begünstigt wird.

Ähnliches gilt für Teflon-isolierte Funkenstrecken, die pro Teilstrecke bei Hochstrombelastung ( $I > 1$  MA) nicht mehr als 8,3 kV standhalten<sup>10, 11</sup>.

Es zeigt sich, daß das Hauptproblem bei Niederdruckfunkenstrecken für hohe Spannungen und große Ströme die Auswahl eines geeigneten Isolators ist. Der Isolator muß auch nach vielen Entladungen einen sehr großen Oberflächenwiderstand haben. Bildet sich auf der Oberfläche durch thermische Zersetzung oder durch aufgedampftes Elektrodenmaterial eine schwach leitfähige Schicht aus, so zündet die Entladung in Form einer Gleitentladung weit unterhalb der geforderten Arbeitsspannung. Die Einsatzspannung eines Gleitfunken über eine schwach leitende Oberfläche ist wesentlich niedriger als bei einem freien Durchschlag.

## 2. Untersuchung organischer und anorganischer Isolatoren

Zur Untersuchung verschiedener organischer und anorganischer Isoliermaterialien auf ihre Verwendungsmöglichkeit wurde eine demontierbare Niederdruckfunkenstrecke mit Wolfram-Kupfer-Elektroden (Abb. 1) unmittelbar mit einem Impulskondensator so zusammengesetzt, daß die Funkenstrecke

<sup>4</sup> J. W. MATHER u. A. H. WILLIAMS, Rev. Sci. Instr. **31**, 297 [1960].

<sup>5</sup> R. B. JOHANSSON u. E. A. SMARS, Proc. 5<sup>th</sup> Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, München 1961.

<sup>6</sup> R. HANCOX, Rev. Sci. Instr. **33**, 1239 [1962].

<sup>7</sup> I. HAYASHI u. Y. NAKANO, J. I. E. E. Japan **81**, 1093 [1961].

<sup>8</sup> Y. NAKANO, J. I. E. E. Japan **84**, 1966 [1964].

<sup>9</sup> M. P. YOUNG, Proc. 3<sup>rd</sup> Sympos. on Engineering Problems in Thermonuclear Research, München 1964, S. 115.

<sup>10</sup> D. C. HAGERMANN u. A. H. WILLIAMS, Rev. Sci. Instr. **30**, 182 [1959].

<sup>11</sup> W. R. BAKER, Rev. Sci. Instr. **30**, 700 [1959].

den Kondensator bei Zündung direkt kurzschließt. Der Entladungsraum steht über den Pumpstutzen und eine Kühlfalle in flüssigem Stickstoff dauernd mit einer Vorpumpe in Verbindung. Durch ein Nadelventil wird in die Funkenstrecke Luft eingelassen und der Druck mit einem PIRANI-Manometer gemessen.

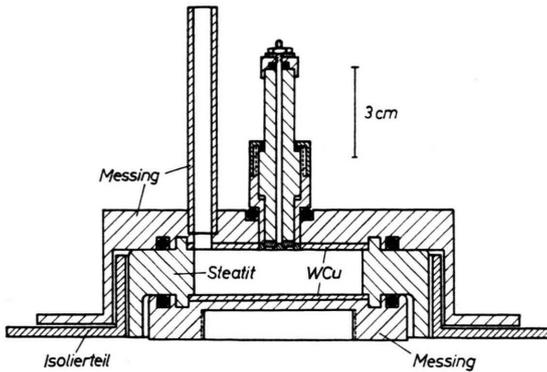


Abb. 1. Schnitt durch eine Niederdruckfunkenstrecke.

Als Triggerfunkenstrecke dient eine demontierbare Koaxialanordnung mit Halbleitergleitoberfläche und Wolfram-Kupfer-Elektroden, wie sie in Abb. 2 vergrößert dargestellt ist.

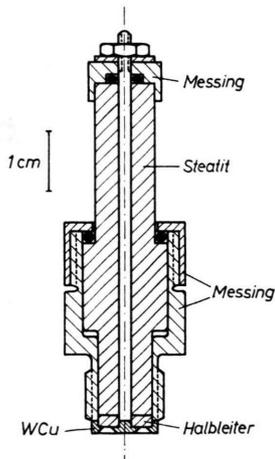


Abb. 2. Demontierbare Triggerfunkenstrecke mit Halbleitergleitoberfläche.

Abb. 3 gibt die Durchbruchsspannung für Selbstzündung als Funktion des Druckes bei einem Elektrodenabstand von 1,6 cm wieder; die Punkte sind Mittelwerte aus jeweils fünf Einzelmessungen. Als Isolator zwischen den ebenen Elektroden diente ein Steatit-Hohlzylinder. Abb. 4 zeigt die aus 50 Messungen ermittelte normierte integrale Verteilung

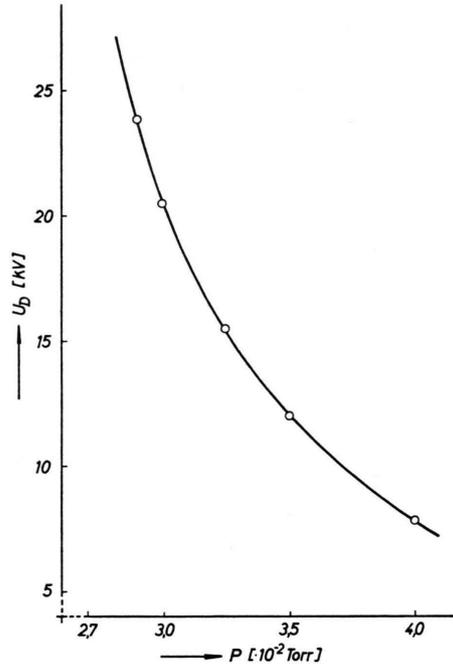


Abb. 3. Durchbruchspannung einer Niederdruckfunkenstrecke bei Selbstzündung als Funktion des Druckes. (W-Cu-Elektroden in 1,6 cm Abstand, Steatitisolator).

der Zündvorgänge für  $3 \cdot 10^{-2}$  Torr Luft. Über der Spannung ist der Bruchteil der Zündungen aufgetragen, deren Durchbruchsspannung kleiner oder gleich dem Abszissenwert ist.

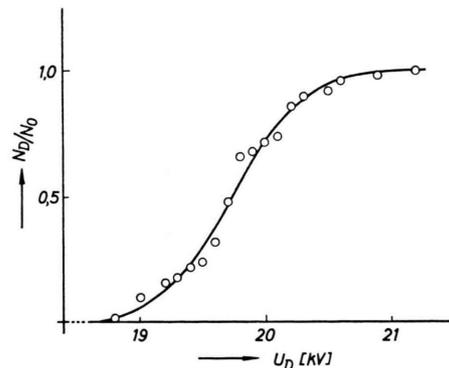


Abb. 4. Normierte integrale Verteilung der Selbstzündungen bei  $3 \cdot 10^{-2}$  Torr als Funktion der Spannung.

Die zu schaltende Spannung und der Gasdruck bestimmen den Arbeitspunkt der Funkenstrecke. Er muß zwischen Ordinatenachse und Charakteristik (Abb. 3) liegen. Die integrale Verteilung der Zündvorgänge zeigt, daß die Selbstzündung ein statistischer Vorgang ist. Deshalb ist der Arbeits-

punkt bei gegebener Spannung durch den Druck so festzulegen, daß die Wahrscheinlichkeit der Selbstzündung hinreichend klein ist.

### 2.1. Organische Isolatoren

An organischen Isolatoren wurden Teflon, Vinidur und Plexiglas in einer Funkenstrecke mit Messingelektroden untersucht. Alle drei Materialien sind zum Schalten kleiner Ladeenergie ( $\sim 60$  Ws) bis 20 kV geeignet. Teflon und Vinidur versagen jedoch schon bei Ladeenergien von 200 Ws und 20 kV nach einigen Entladungen. Dagegen behält Plexiglas unter diesen Bedingungen während  $\sim 500$  Entladungen einen hinreichend hohen Oberflächenwiderstand. Danach erscheint die dem Plasma ausgesetzte Oberfläche rau und ist mit einer dünnen rußähnlichen, elektrisch leitfähigen Schicht überzogen. Wird diese Schicht entfernt, so ist der Isolator erneut gebrauchsfähig. Vermutlich entsteht die leitfähige Schicht hauptsächlich durch thermische Zersetzung des organischen Isolators und nur in geringem Maße durch Kondensation des zerstäubten Elektrodenmaterials. Plexiglas verliert sofort seinen hohen Oberflächenwiderstand, wenn es einer einzigen Entladung bei Gasdrücken unter  $10^{-2}$  Torr ausgesetzt wird. Es ist deshalb notwendig, den Druck in einer Plexiglas-isolierten Funkenstrecke so groß wie möglich zu halten.

### 2.2. Anorganische Isolatoren

Da die organischen Isolatoren wenig befriedigende Ergebnisse zeigten, wurden an anorganischen Isolatoren Degussit, Rotosil, Hartglas, Weichglas, Eukryptit, natürlicher Speckstein und Steatit untersucht. Die Versuche ergaben, daß mit Degussit, Rotosil, Hart- und Weichglas selbst bei den kleinsten erreichbaren Drücken nur Spannungen von 6–8 kV gehalten werden können. Selbst mehrere hundert Formierungsentladungen bei niedriger Spannung brachten keine Verbesserung der Spannungsfestigkeit. Dies gelang jedoch mit Eukryptit, welches nach 1000 Entladungen bei  $10^{-3}$  Torr Druck schließlich 20 kV dauernd hielt. Die Isolatoroberfläche zeigte danach einen mattglänzenden rotbraunen Belag ohne elektrische Leitfähigkeit. Nach Wiederausammenbau war jedoch eine erneute Formierung der Funkenstrecke notwendig.

Ungebrannter natürlicher Speckstein hielt etwa 10 kV, vorgebrannter natürlicher Speckstein 20 kV. Damit schien zunächst ein geeignetes Material ge-

funden zu sein, welches auch nach wiederholter Berührung mit dem Entladungsplasma imstande ist, 20 kV in einer Strecke zu isolieren. Die mechanische Festigkeit des vorgebrannten natürlichen Specksteins ist jedoch nicht ausreichend, so daß durch die Entladung kleine Teilchen von der Oberfläche abgesprengt werden.

Deshalb wurden schließlich Isolatoren aus handelsüblichem, bei  $1320^\circ\text{C}$  dichtgebranntem Steatit verwendet. Steatit besteht aus Magnesiumkieselsäureverbindungen und wird aus Talk oder Speckstein hergestellt.

Bei einem Gasdruck von  $2,5 \cdot 10^{-2}$  Torr und Messingelektroden wurden 25 kV sofort gehalten; in einer Serie von 200 Entladungen bei 20 kV

$$\left( I_{\max} = 75 \text{ kA}; \int_0^{\infty} |I| dt = 1 \text{ As} \right)$$

trat kein Fall von Selbstzündung auf. Unter den gleichen Bedingungen wurde mit Wolfram-Kupfer-Elektroden in einer Serie von 1000 Entladungen in 10 sec Abstand keine Selbstzündung beobachtet. Bei jedem 100. Versuch wurde die Ladespannung auf 25 kV erhöht und gehalten.

Die Entladung einer  $30 \mu\text{F}$  Batterie bei 15 kV Ladespannung  $\left( I_{\max} = 395 \text{ kA}; \int_0^{\infty} |I| dt = 4,7 \text{ As} \right)$  und  $2,2 \cdot 10^{-2}$  Torr zwischen W-Cu-Elektroden ergab keine Schwierigkeiten. Bei Strömen von  $\sim 400$  kA wird die Entladung durch den Pincheffekt auf die Achse der Funkenstrecke konzentriert, was sich auf den Elektroden durch Brennflecke bemerkbar macht. Wolfram-Kupfer-Elektroden sind dann den Messingelektroden wegen des geringen Abbrandes überlegen. Befindet sich die Triggerfunkenstrecke im Zentrum einer Elektrode, so wird ihr Isolator durch die kontrahierte Entladung thermisch stark belastet und die Triggerelektrode schmilzt an, sofern sie nicht aus Wolfram-Kupfer oder Wolfram besteht. Unter diesen Umständen kann es zweckmäßig sein, eine oder mehrere Triggerfunkenstrecken exzentrisch anzuordnen.

Die plasmaseitige Oberfläche des Steatit-Isolators wird durch Entladungen mit 75 kA Maximalstrom und noch stärker bei 395 kA oberflächlich angeschmolzen und grau-braun verfärbt. Sie zeigt keine elektrische Leitfähigkeit. Warum die Isolatoreigenschaft erhalten bleibt, ist nicht mit Sicherheit bekannt, jedoch geben spektralanalytische und chemische Untersuchungen einige Hinweise.

Experimentell gesichert ist, daß durch stoßartige Wärmebelastung die Keramikoberfläche nicht nur angeschmolzen, sondern auch abgetragen wird. Das bedeutet, daß die Oberfläche auf sehr hohe Temperatur kommt, was einer Kondensation von Metall- dampf aus den W-Cu-Elektroden entgegenwirkt. Durch die thermische Zersetzung des Isolator- materials gelangt Sauerstoff in den Entladungsraum, so daß der Metaldampf mindestens teilweise oxy- diert wird.

Röntgenographische und Elektronenbeugungs- untersuchungen der Keramikoberfläche gaben kei- nen eindeutigen Hinweis auf die Zusammensetzung der angeschmolzenen Schicht. Jedoch zeigte die Spektralanalyse, daß die Schicht 0,14% Kupfer, aber kein Wolfram enthält. Die qualitative chemi- sche Analyse des Niederschlags auf einer nicht an- geschmolzenen Isolatoroberfläche ergab im wesent- lichen Kupferoxid und ebenfalls kein Wolfram. Elementares Kupfer in geringen Mengen kann jedoch nicht ausgeschlossen werden. Es ist nun sehr wahr- scheinlich, daß das Kupfer zu einem großen Teil in Form von Kupferoxid in der geschmolzenen Glas- phase<sup>12</sup> gelöst ist<sup>13</sup>. Kupferoxid bildet mit SiO<sub>2</sub> kein Silikat. Nicht ausgeschlossen werden kann, daß Kupfer auch teilweise metallisch in feinverteilter Form in der geschmolzenen Glasphase gelöst wird.

Für die Deutung, daß das verdampfte Elektroden- material in Form von Oxid oder auch metallisch fein verteilt in der Glasschmelze in Lösung geht, spricht die Beobachtung, daß der hohe Oberflächen- widerstand des Isolators auf die Dauer nur dann erhalten bleibt, wenn die Oberfläche durch die Ent- ladung angeschmolzen wird. Bei einem Entladungs- strom von 75 kA Maximalamplitude,  $1,5 \cdot 10^{-2}$  Torr und 5 cm Innendurchmesser des Isolators ist das der Fall. Das bedeutet, daß eine spezifische Wärme- belastung der Wand pro Entladungsvorgang nicht unterschritten werden darf. Die Höhe dieses Wertes hängt von der Art und Menge der Flußmittel ab, die beispielsweise in Form von K<sub>2</sub>O und Na<sub>2</sub>O dem Steatit zugesetzt werden.

Wird die spezifische Wandbelastung unterschrit- ten, so schlagen sich Oxide des Kupfers auf der Isolatoroberfläche nieder und die Strecke hält nach ca. 1000 Entladungen nicht mehr die Arbeitsspan- nung. Sie kann jedoch durch eine Entladung großer

Stromstärke erneut spannungsfest gemacht werden. Die Isolatoroberfläche zeigt danach wieder anstelle des matten schwarz-braunen ein schwach glänzendes grau-braunes Aussehen.

Die erforderliche spezifische Wandbelastung ist im wesentlichen durch das aus den Wolfram-Kupfer- Elektroden verdampfende Kupfer bedingt, welches sich direkt oder als Kupferoxid auf dem Steatit- isolator niederschlägt. Der Oberflächenwiderstand sinkt dann ab, wenn das Kupfer oder Kupferoxid nicht in der Glasphase in Lösung gehen kann.

Die kritische Belastungsgrenze tritt bei Rein- wolfram-Elektroden nicht auf.

### 3. Druckanstieg in der Funkenstrecke

Durch die Entladung einer Batterie von 4.2  $\mu$ F bei 20 kV steigt der Druck in der Funkenstrecke stark an. Entladungsplasma wird durch die O-Ring- dichtungen zwischen Elektroden und Isolator hin- durchgepreßt und verbrennt den Gummi, so daß das Gefäß schließlich nicht mehr vakuumdicht ist. Dies läßt sich durch Wülste auf den Stirnflächen des Isolators zwischen Dichtung und Entladungsvolu- men verhindern, die in entsprechende Nuten in den Elektroden hineinpassen (Abb. 1).

Ein geringer Druckausgleich findet durch den Pumpstutzen statt und deutet sich durch das Leuch- ten des in die Vakuumleitung entweichenden Plas- mas an. Da die Entladung durch den Pinch-Effekt in Richtung auf die Achse komprimiert wird, ist der Druckausgleich wirkungsvoller, wenn der Pump- stutzen im Zentrum einer Elektrode angebracht ist. Die Zündelektrode muß dann jedoch exzentrisch angeordnet werden. Abb. 5\* zeigt eine Trommel- kameraaufnahme des durch den zentralen Pump- stutzen von 6 mm  $\varnothing$  entweichenden Plasmas einer 30  $\mu$ F/15 kV Entladung ( $I_{\max} = 300$  kA,  $p_0 = 1,5 \times 10^{-2}$  Torr Luft). Der Druckanstieg löst in jeder Halbperiode eine Stoßwelle aus, wovon die erste mit einer Maximalgeschwindigkeit von  $2,5 \cdot 10^6$  cm pro sec fortschreitet.

Der Anstieg des Gasdruckes in der Funkenstrecke bildet, bedingt durch die mechanische Festigkeit des keramischen Isolators, eine Grenze der Belastbar- keit.

<sup>12</sup> W. BÜSSEM, C. SCHUSTERIUS u. K. STUCKARDT, Wiss. Veröff. Siemens 17, 59 [1938].

<sup>13</sup> A. S. BEREZKNOI, I. I. KARYAKIN u. I. F. DUDAVSKII, Dokl. Akad. Nauk SSSR 83, 401 [1952].

\* Abb. 5 und 6 auf Tafel S. 1970 a.

Sollen hohe Ladeenergien und Gesamtladungen sicher mit einer Strecke geschaltet werden, so muß das Gefäßvolumen durch Vergrößerung des Radius erhöht und eine bessere Expansionsmöglichkeit für das Entladungsplasma vorgesehen werden.

#### 4. Funkenverzögerungs- und Streuzeit

Neben der Spannungsfestigkeit und dem Ladungsschaltvermögen der Funkenstrecke ist deren Zündverzögerung und dessen Streuung für die Verwendung als Schalter von Bedeutung. Unter Zündverzögerung wird beim Stoßdurchschlag die Zeit verstanden, die vom Überschreiten der statischen Zündspannung an bis zum Spannungszusammenbruch vergeht. Er setzt sich aus einer konstanten Funkenaufbauzeit und einer Streuzeit für das Auftreten eines fremdausgelösten Elektrons zusammen, welches den Durchschlag herbeiführt. Um zu eindeutigen Ergebnissen zu kommen, muß die Anstiegszeit des Spannungstoßes klein gegen den Zündverzögerung sein<sup>14</sup>.

Wird beim Stoßdurchschlag die Zeit vom Überschreiten der statischen Durchbruchsspannung an gerechnet und der Versuch  $N_0$ mal wiederholt, so gilt für die Anzahl  $N(t)$  der Zündungen, die nach der Zeit  $t$  eintreten<sup>15,16</sup>:

$$N(t) = N_0 \cdot \exp \left[ -\beta \int_0^t p(t) dt \right]. \quad (1)$$

Dabei ist  $\beta$  die Zahl der pro Zeiteinheit vor der Kathode ausgelösten Elektronen und  $p(t)$  die Wahrscheinlichkeit dafür, daß sich aus einem Elektron eine Lawine entwickelt, die zum Durchschlag führt. Da während der Aufbauzeit  $t_A$  des Funkens kein Durchschlag erfolgt, ist  $p(t) = 0$  für  $t < t_A$ . Nimmt man  $p$  als konstant für  $t_A < t \leq \infty$  an, so ergibt sich

$$N(t) = N_0 \cdot \exp[-\beta p(t - t_A)] \quad \text{für } t \geq t_A, \quad (2a)$$

$$N(t) = N_0 \quad \text{für } t < t_A. \quad (2b)$$

Trägt man  $\ln[N(t)/N_0]$  über der Zeit auf, so ergibt sich bis  $t = t_A$  eine waagerechte Gerade, die für  $t \geq t_A$  in eine abfallende Gerade übergeht.

Die mittlere Streuzeit der Zündverzögerungen ist:

$$\bar{\sigma} = 1/\beta p = \bar{t} - t_A. \quad (3)$$

Sie läßt sich aus dem Verlauf von  $\ln[N(t)/N_0]$  direkt entnehmen.

Es ist nun nicht unmittelbar zu erwarten, daß die für den Stoßdurchschlag hergeleitete und mehrfach bestätigte Beziehung für die integrale Verteilungsfunktion der Zündverzögerungen auch für den Durchschlag einer vorgeschalteten, von einem Hilfsfunken fremdausgelösten Funkenstrecke gilt.

Im folgenden wird zunächst die Verzögerungszeit der Hauptentladung mit Trigger in der Kathode behandelt und dann die des Triggerfunkens allein.

##### 4.1. Verzögerungszeit der Hauptentladung

Für die Anordnung der Triggerfunkenstrecke gibt es die beiden einfachen Möglichkeiten in Kathode oder Anode. Weiterhin kann die Polarität der auslösenden Spannungswelle positiv oder negativ in bezug auf die gegenüberliegende Hauptelektrode, also feldverstärkend oder feldschwächend sein.

Die Verzögerung der in Abb. 1 dargestellten Strecke wurde mit Trigger in der Kathode und feldverstärkender Triggerspannungswelle untersucht. Als Hilfsfunkenstrecke diente dabei die in Abb. 2 wiedergegebene demontierbare Koaxialstrecke, bei der zwischen den Elektroden aus Wolfram-Kupfer ein Plättchen aus Halbleitermaterial als Gleitoberfläche angebracht ist. Das Halbleiterplättchen bestand in der Regel aus Zink-Cadmium-Oxid<sup>17</sup>.

Abb. 6 gibt das  $dI/dt$ -Signal des Triggerfunkens und der Niederdruckstrecke für 18 und 0,5 kV Zugspannung wieder. Der Oszillograph wurde mit dem Stromanstieg der Triggerentladung ausgelöst. Die Aufnahmen stellen eine Überlagerung von jeweils 20 Entladungen dar. Obwohl ein einziges Signal wegen der hohen Schreibgeschwindigkeit des Strahls nur gerade ausreicht, um eine schwache Schwärzung des Filmes hervorzurufen, zeigen doch die Aufnahmen, daß die Streuung der Verzögerungszeit sehr klein ist. Durch visuelle Beobachtung konnte festgestellt werden, daß die Streuung nur durch den Triggerfunken und nicht durch Schwankungen in der Ausbildung der Hauptentladung bedingt ist.

Neben der sehr kleinen Streuung zeigt die Abb. 6, daß die Verzögerungszeit mit kleiner werdender Zugspannung abnimmt. Dies wurde schon von MATHER und WILLIAMS gefunden<sup>4</sup> und ist der Grund dafür, daß Niederdruckstrecken mit in der Kathode angeordnetem Triggerfunken zum Kurzschluß einer induktiven Last im Strommaximum besonders ge-

<sup>14</sup> W. BRAUNBEK, Z. Phys. **36**, 852 [1926].

<sup>15</sup> M. v. LAUE, Ann. Phys. Leipzig **76**, 261 [1925].

<sup>16</sup> K. ZUBER, Ann. Phys. Leipzig **76**, 231 [1925].

<sup>17</sup> DBP 1191450.

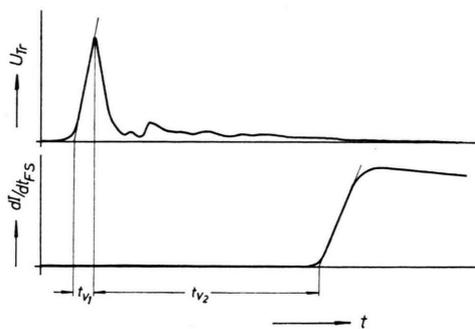


Abb. 7. Zur Definition des Zündverzuges.

eignet sind. Abb. 8 gibt die mittlere Verzögerungszeit als Funktion der Zugspannung an der Niederdruckstrecke für Luft bei  $3 \cdot 10^{-2}$  Torr wieder. Die Kurve steigt mit schwacher Neigung monoton an. Die Verzögerungszeit  $t_v$  ( $t_v = t_{v1} + t_{v2}$ , Abb. 7) wurde zwischen den Schnittpunkten der Wendetangenten an den Anstieg der Triggerspannung und an das  $dI/dt$ -Signal der Hauptentladung mit der Zeitachse gemessen.

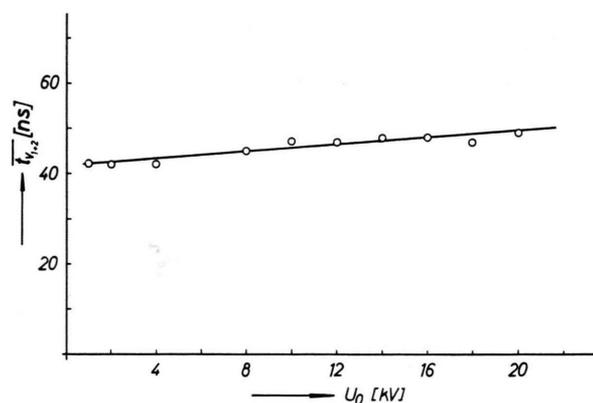


Abb. 8. Mittlere Gesamtverzögerungszeit einer Niederdruckfunkenstrecke mit Trigger in der Kathode als Funktion der Zugspannung. Triggerladespannung 15 kV.  $p_0 = 3 \cdot 10^{-2}$  Torr.

Wird angenommen, daß das Plasma des in der Kathode angeordneten Triggerfunken eine Elektronenquelle hoher zeitlich konstanter Ergiebigkeit ist, so bewirken die daraus abgesaugten Elektronen den Durchbruch der Funkenstrecke. Der Beitrag der durch Photonen aus der Kathode ausgelösten Elektronen zum Gesamtstrom kann wegen der hohen Ergiebigkeit des Triggerplasmas vernachlässigt werden. Der Elektronenstrom ist raumladungsbegrenzt. Die Begrenzung wird in dem Maße aufgehoben, wie im Entladungsraum positive Ionen

entstehen<sup>6</sup>. Für die Kompensation kommen im wesentlichen die Ionen in Frage, die in einer der Raumladungszone vorgelagerten Schicht von der Dicke einer DEBYE-Länge gebildet werden.

Während des Zündvorganges sei angenommen, daß die Trägerverluste vernachlässigbar sind und daß die Potentialverteilung in erster Näherung zeitunabhängig ist. Wird der Weg  $x$  ab Kathode in Richtung auf die Anode ( $x = d$ ) gezählt, so lautet die Bilanz der negativen Träger:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial(n_e v)}{\partial x} = n_e n_0 q v. \quad (4)$$

Hierin und im folgenden bedeuten:

- $n_e$  = Elektronendichte,
- $n_0$  = Neutralteilchendichte,
- $q$  = Wirkungsquerschnitt für Ionisation durch Elektronenstoß,
- $v$  = Elektronengeschwindigkeit,
- $j_e$  = Elektronenstromdichte.

Mit

$$j_e = n_e e v, \quad v = v(x), \quad q = q(v(x))$$

folgt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial j_e}{\partial t} + v(x) \frac{\partial j_e}{\partial x} &= j_e n_0 q(x) v(x) \\ &= j_e \alpha(x) v(x). \end{aligned} \quad (4a)$$

$v(x)$  ist der Mittelwert der Elektronengeschwindigkeit an der Stelle  $x$ ; er ist bei niedrigem Gasdruck wegen der geringen Stoßzahl praktisch gleich der Freifluggeschwindigkeit.

Der Ansatz:

$$j_e(x, t) = \exp \left[ \int_0^x \alpha(x) dx \right] f(z), \quad (5)$$

$$z = t - \int_0^x (1/v(x)) dx \quad (6)$$

ist mit beliebigem  $f(z)$  eine Lösung von (4a). Zur Abkürzung sei eingeführt:

$$I_\alpha = \int_0^d \alpha(x) dx, \quad (7a)$$

$$I_v = \int_0^d (1/v(x)) dx. \quad (7b)$$

Zur Bestimmung von  $f(z)$  ist eine Nebenbedingung notwendig. Diese Bedingung ergibt sich aus der Raumladungskompensation durch die im Entladungsraum durch Elektronenstoß gebildeten Ionen:

$$\begin{aligned} j_e(x=0, t) &= \int_0^d C(x) \{j_e(x, t) - j_e(x=0, t=0)\} dx \\ &\quad + j_e(x=0, t=0). \end{aligned} \quad (8)$$

Ist  $C(x)$  im Intervall  $0 \leq x \leq d$  integrierbar und  $j_e(x)$  monoton, so gibt es einen innerhalb des Intervalles liegenden festen Abstand  $\xi$ , für den gilt:

$$\int_0^d C(x) j_e(x, t) dx = j_e(x=0, t) \int_0^\xi C(x) dx + j_e(x=d, t) \int_\xi^d C(x) dx, \quad (9)$$

also:

$$j_e(x=0, t) = \frac{\int_0^d C(x) dx}{1 - \int_0^\xi C(x) dx} j_e(x=d, t) + \frac{1 - \int_0^d C(x) dx}{1 - \int_0^\xi C(x) dx} j_e(x=0, t=0) \quad (10)$$

$$= C_1 j_e(x=d, t) + (1 - C_1) j_e(x=0, t=0) \quad (10a)$$

$$= C_1 j_e(x=d, t) + C_2. \quad (10b)$$

Wird (5) in (10b) eingesetzt, so folgt

$$f(t) = \exp(I_\alpha) C_1 f(t - I_v) + C_2. \quad (11)$$

(11) ist eine inhomogene Differenzgleichung, die mit dem Ansatz:

$$f(z) = A \exp(z/\tau) - B \quad (12)$$

gelöst wird. Eigentlich müßte in dem Ansatz eine Summe von Exponentialfunktionen auftreten, deren Koeffizienten so zu bestimmen sind, daß eine vorgegebene Anfangsverteilung wiedergegeben wird. Mit wachsender Zeit überwiegt jedoch eine Exponentialfunktion alle anderen, so daß ein Ansatz obiger Form gerechtfertigt ist. Mit (6) und (12) folgt aus (11):

$$A \exp(t/\tau) - B = C_1 \exp(I_\alpha) \{A \exp[(t - I_v)/\tau] - B\} + C_2 \quad (13)$$

oder

$$A \exp(t/\tau) [1 - C_1 \exp(I_\alpha - I_v/\tau)] - B [1 - C_1 \exp(I_\alpha)] - C_2 = 0. \quad (13a)$$

Durch Koeffizientenvergleich folgt:

$$B = C_2 / (C_1 \exp(I_\alpha) - 1) \quad (14)$$

und  $1/C_1 = \exp(I_\alpha - I_v/\tau) \quad (15)$

oder  $\tau = I_v / (I_\alpha + \ln C_1). \quad (15a)$

$\tau$  ist nur dann größer Null, wenn

$$I_\alpha + \ln C_1 > 0 \quad (16)$$

oder

$$C_1 \exp(I_\alpha) > 1. \quad (16a)$$

Nun ist:  $j_e(x=0, t=0) = j_{e_0} = A - B \quad (17)$

und  $j_{\text{gesamt}}(t) = j_e(x=d, t). \quad (18)$

Somit wird  $(19)$

$$j_{\text{gesamt}}(t) = \exp(I_\alpha) \{j_{e_0} + B\} \exp[(t - I_v)/\tau] - B = \frac{j_{e_0} + B}{C_1} \exp(t/\tau) - B \exp(I_\alpha). \quad (19a)$$

Zur Zeit  $t_v$  erreicht der Gesamtstrom einen kritischen festen Wert  $j_k$ :

$$j_{\text{gesamt}}(t_v) = j_k. \quad (20)$$

Somit wird:

$$\frac{1}{t_v} = \frac{I_\alpha + \ln C_1}{\ln \frac{C_1 [j_k + B \exp(I_\alpha)]}{j_{e_0} + B}} \cdot \frac{1}{I_v}. \quad (21)$$

Zur Diskussion der Druckabhängigkeit von  $1/t_v$  bei konstanter Zugspannung wird angenommen, daß  $I_v$  druckunabhängig ist.  $I_\alpha$  ist dem Druck direkt proportional.

Mit den Abkürzungen:

$$x = I_\alpha + \ln C_1, \quad y = I_v/t_v \quad (22a, b)$$

$$a = (j_k C_1 + C_2)/C_2, \quad \left. \begin{matrix} a > b \\ b = j_{e_0}/C_2 \end{matrix} \right\} \quad (22c)$$

$$b = j_{e_0}/C_2 \quad (22d)$$

erhält man die normierte Darstellung:

$$y = \frac{x}{\ln \{ [a(e^x - 1) + 1] / [b(e^x - 1) + 1] \}}. \quad (23)$$

Die Funktion nimmt für  $x=0$  den Wert  $1/(a-b)$  an und schneidet die negative  $x$ -Achse mit vertikaler Tangente im Punkt  $x_0 = \ln(1 - 1/a)$ .

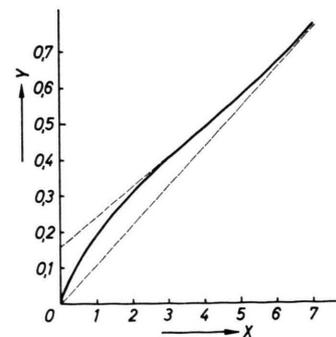


Abb. 9. Theoretischer Verlauf der reziproken Verzögerungszeit als Funktion des Druckes in normierter Darstellung.

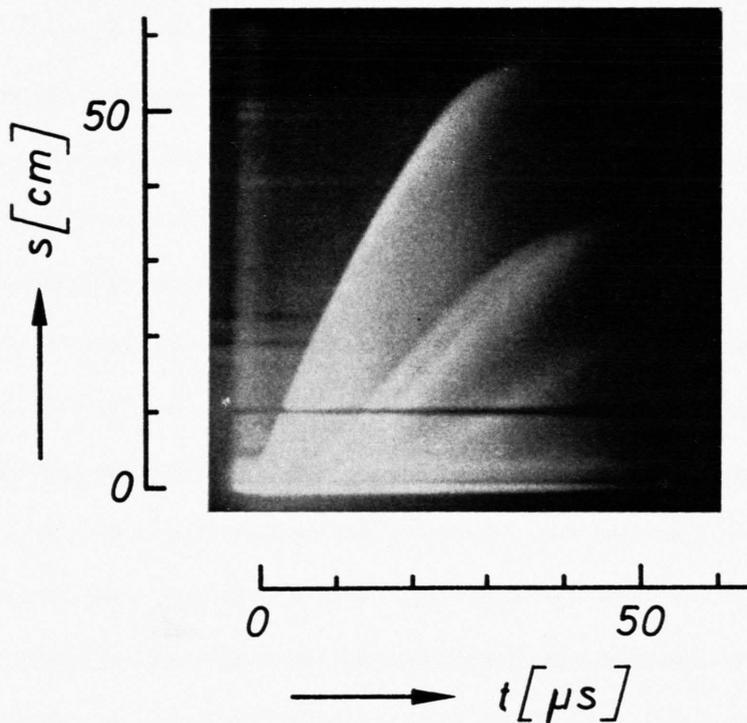


Abb. 5. Trommelkameraaufnahme des aus dem zentralen Pumpstutzen einer Niederdruckfunkenstrecke entweichenden Entladungsplasmas.

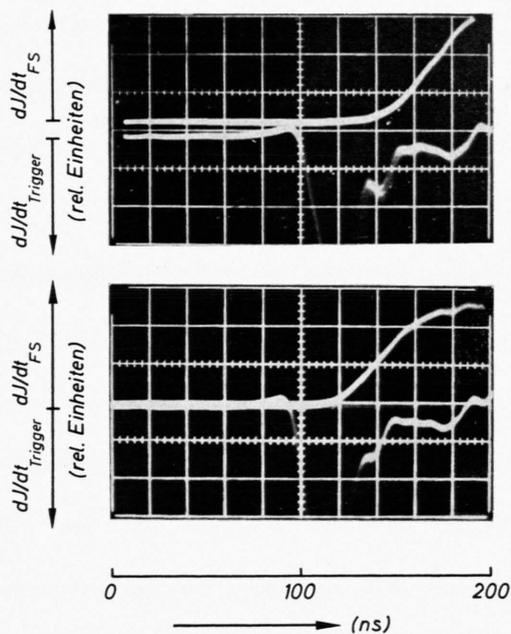


Abb. 6.  $dI/dt$  Anstieg des Triggerstromes und des Hauptentladungsstromes einer Niederdruckfunkenstrecke mit Trigger in der Kathode. Triggerladespannung 15 kV, feldverstärkend.  $p_0 = 2,5 \cdot 10^{-2}$  Torr. 20 Entladungen überlagert. Zugspannung: oben: 18 kV, unten: 0,5 kV.

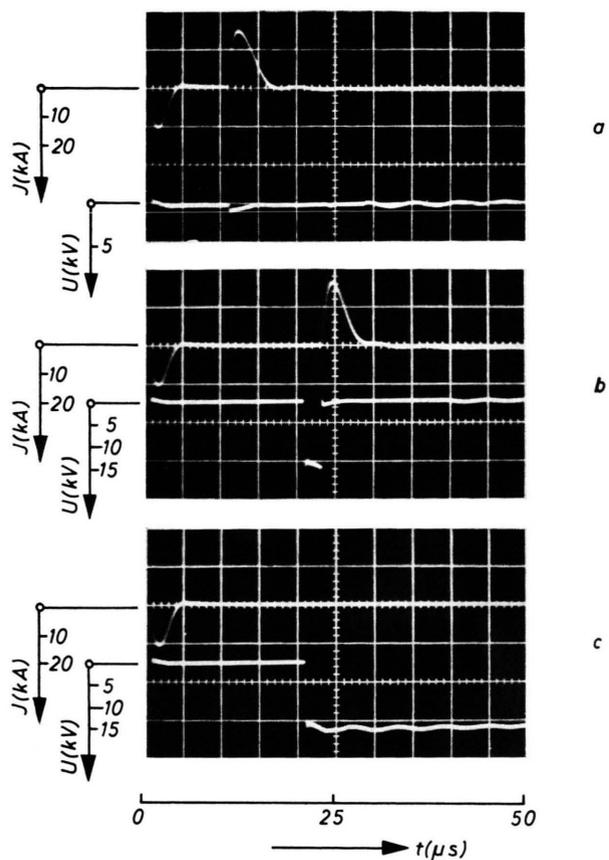


Abb. 2. Verlauf des Stromes durch die Prüfstrecke und der Elektrodenspannung.  
a Sofortige Wiederzündung, b verzögerte Wiederzündung, c Spannungsfestigkeit.

Für  $x \gg 1$  ergibt sich:

$$y = \frac{x}{\ln(a/b)} \left[ 1 + \frac{1/b - 1/a}{\ln(a/b)} \cdot e^{-x} + \dots \right]. \quad (24)$$

Die Kurve strebt asymptotisch gegen die Nullpunktsgerade mit der Steigung  $1/\ln(a/b)$ . In Abb. 9 ist als Beispiel die Funktion (23) für das Parameterpaar  $a = 100$ ,  $b = 1/100$  dargestellt. Es ist ersichtlich, daß die Kurve in einem Teil des Verlaufes durch ihre Wendetangente angenähert werden kann.

Der experimentelle Verlauf der zeitlichen Ableitung des Anlaufstromes (Abb. 10) zeigt, daß der erste Anstieg entsprechend (19a) exponentiell er-

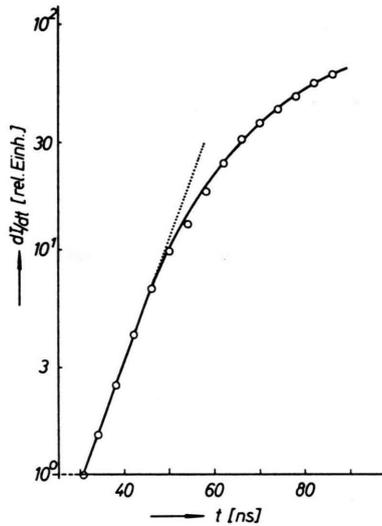


Abb. 10.  $dI/dt$  Anstieg des Entladungsstromes einer Niederdruckfunkenstrecke mit Trigger in der Kathode. Triggerladespannung 15 kV.  $p_0 = 2,5 \cdot 10^{-2}$  Torr. Zugspannung 18 kV.

folgt. Für die Zeitkonstante ergibt sich aus Abb. 11 unter Berücksichtigung der Anstiegszeit des Oszillographen  $\tau = 4$  ns. In Abb. 11 ist für konstante Zugspannung die reziproke mittlere Verzögerungszeit  $1/t_{V_2}$  gegen den Druck aufgetragen. Die Meßwerte können durch eine Gerade mit positivem Achsenabschnitt approximiert werden.

Wesentliche Züge des Experiments werden somit durch die Theorie wiedergegeben. Sie vermag weiterhin die experimentell gefundenen kleinen Verzögerungszeiten befriedigend zu erklären, da in dem Ausdruck für die Zeitkonstante (15a) nur die Elektronen — aber nicht die Ionengeschwindigkeit auftritt.

Die Verteilung der Zündverzögerungen einer Niederdruckstrecke mit einem Halbleitertriggerfunken in

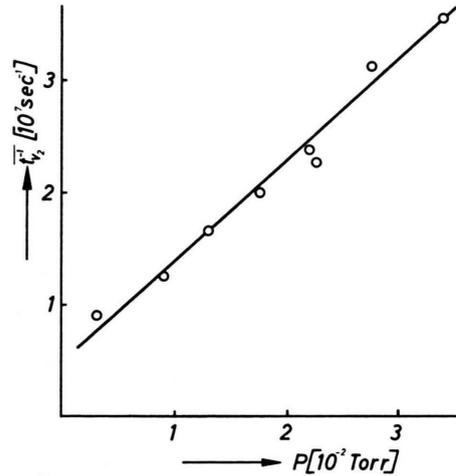


Abb. 11. Reziproke mittlere Verzögerungszeit einer Niederdruckfunkenstrecke mit Trigger in der Kathode als Funktion des Druckes. Zugspannung 20 kV. Ladespannung des Triggerkondensators — 15 kV.

der Kathode ist in Abb. 12 wiedergegeben. Die Beobachtung der Zündverzögerungen erfolgte visuell auf dem Schirm eines von der Triggerspannung ausgelösten 100 MHz Oszillographen, wobei 0,5 ns noch geschätzt werden konnten. Der Triggerspannungsgenerator hatte folgende Daten:

$$L = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ H}, \quad C = 1,25 \cdot 10^{-7} \text{ F}, \\ R = 28 \Omega;$$

er wurde mit einem Thyatron geschaltet. Die Zugspannung der Hauptstrecke betrug 20 kV. Die Triggerfunkenstrecke brach bei  $\sim 25$  ns durch, so daß sich eine kürzeste Verzögerungszeit der Hauptentladung ( $t_{V_2}$  in Abb. 7) von 23 ns ergibt. Die Verteilung der Verzögerungszeiten hat eine mittlere Streuung von 0,6 ns. Der Triggerfunken allein hat die gleiche mittlere Streuung. Die Verteilung scheint einer LAUE-Verteilung zu entsprechen, da die Treppenkurve der Verzögerungen durch einen Exponentialabfall angenähert werden kann. Die exponentielle Verteilung wird aber nur durch die nicht mehr ausreichende Zeitauflösung des Oszillographen vorgetauscht.

#### 4.2. Mittlere Streu- und Verzögerungszeit eines Triggerfunken mit Halbleiter-Gleitoberfläche

Als Verzögerung  $t_V$  des Triggerfunken wird im folgenden die Zeit zwischen dem Schnittpunkt der Wendetangente an den Spannungsanstieg der Fun-

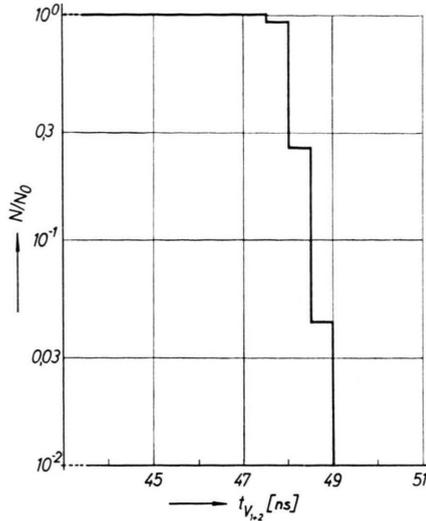


Abb. 12. Verteilung der Gesamtverzögerungszeiten einer Niederdruckfunkenstrecke mit Trigger (Halbleiter-Gleitfunken) in der Kathode. Triggerladespannung 15 kV, feldverstärkend. Zugspannung 20 kV.  $p_0 = 2,9 \cdot 10^{-2}$  Torr.

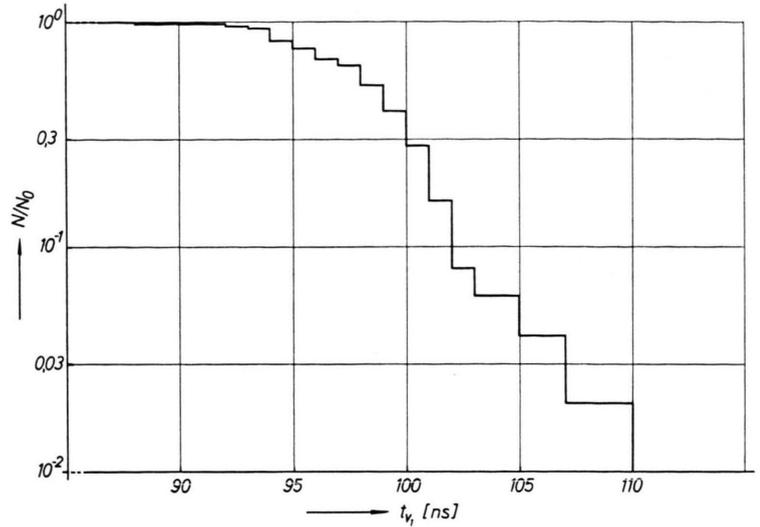


Abb. 13. Verteilung der Verzögerungszeiten der Triggerentladung (Halbleiter-Gleitfunken) bei 2 kV Triggerladespannung.  $p_0 = 3 \cdot 10^{-2}$  Torr.

kenstrecke mit der Zeitachse und dem Moment des Spannungszusammenbruchs angesehen ( $t_v = t_{v1}$ , Abb. 7).

Wird der Triggerspannungsgenerator mit 2 kV Ladespannung anstatt 15 kV betrieben, so ergibt sich für die Triggerfunkenstrecke eine wesentlich größere Streuung, die noch sicher gemessen werden kann. Diese Verteilung ist in Abb. 13 wiedergegeben. Der Verlauf beginnt mit einem gekrümmten Abfall

von der Horizontalen, wie er nach FELDT-RAETHER-LEGLER<sup>18,19</sup> für eine sehr hohe Primärelektronenerzeugungsrates charakteristisch ist.

Abb. 14 zeigt die mittlere Streuzeit des Triggerfunken mit Halbleiter-Gleitfläche als Funktion der Ladespannung des Triggersgenerators. Die Streuzeit ist in sehr grober Näherung dem Quadrat der Ladespannung umgekehrt proportional.

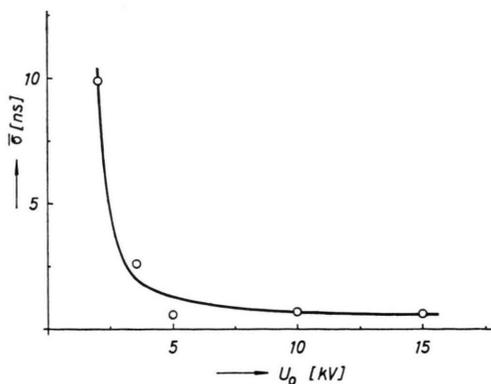


Abb. 14. Mittlere Streuzeit der Triggerentladung (Halbleiter-Gleitfunken) als Funktion der Ladespannung des Triggerkondensators.  $p_0 = 3 \cdot 10^{-2}$  Torr.

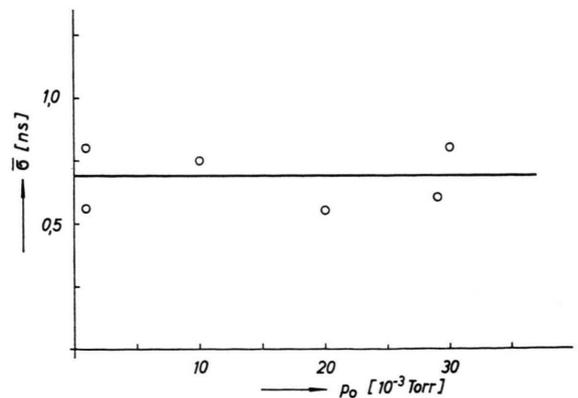


Abb. 15. Mittlere Streuzeit der Triggerentladung (Halbleiter-Gleitfunken) als Funktion des Druckes. Triggerladespannung 15 kV.

<sup>18</sup> W. FELDT u. H. RAETHER, Ann. Phys. Leipzig 18, 370 [1956].

<sup>19</sup> W. LEGLER, Ann. Phys. Leipzig 18, 374 [1956].

Weiterhin ist die mittlere Streuzzeit des Triggerfunken zwischen 1 und 30 mTorr unabhängig vom Druck (Abb. 15).

Die mittlere Verzögerungszeit  $t_v$  des Triggerfunken mit Halbleiter-Gleitoberfläche ist sowohl eine Funktion des Druckes als auch der Ladespannung des Triggerspannungsgenerators (Abb. 16).  $t_v$  wächst

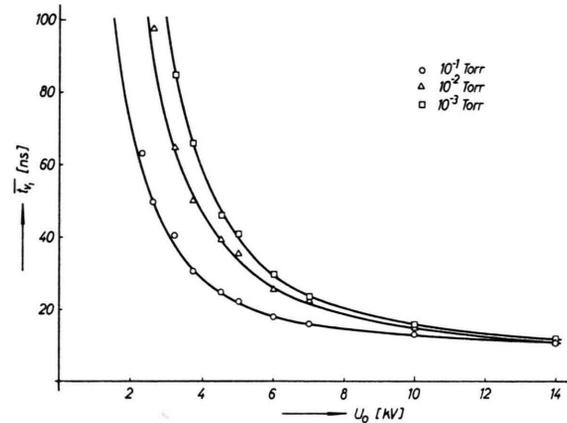


Abb. 16. Mittlere Verzögerungszeit der Triggerentladung (Halbleiter-Gleitfunken) als Funktion der Ladespannung des Triggerkondensators.  $p_0 =$  Parameter.

in einem weiten Bereich linear mit dem Quadrat der reziproken Kondensator-Ladespannung des Triggerimpulsgenerators (Abb. 17). SCHADE und LUY<sup>20</sup> haben für den Hochdruckgleitfunken längs Hochohm-

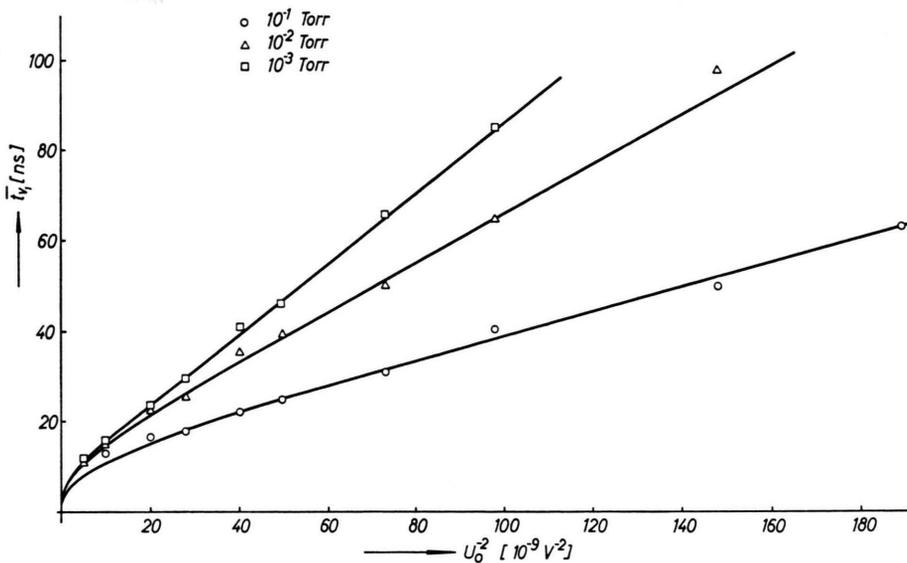


Abb. 17. Experimenteller und theoretischer Verlauf der mittleren Verzögerungszeit der Triggerentladung (Halbleiter-Gleitfunken) als Funktion des reziproken Quadrats der Ladespannung des Triggerkondensators.  $p_0 =$  Parameter. Theoretischer Verlauf = ausgezogene Kurve.

körpern gefunden, daß der Überschlag im Grenzfall hoher Leistungsdichte an den Kontakten und kleiner Funkenlänge erst dann eintritt, wenn eine bestimmte, vom Spannungsverlauf bzw. Kapazität unabhängige Energie im Hochohmkörper vernichtet worden ist.

Ordnet man der Gleitfunkenstrecke bis zum Durchbruch einen konstanten mittleren Widerstand  $R_F$  zu und schaltet auf diesen Widerstand eine große Kapazität, deren Ladespannung  $U_0$  durch den dunklen Vorstrom bis zum Durchbruch der Gleitstrecke praktisch nicht abgesenkt wird, so gilt für den Spannungsverlauf an  $R_F$

$$U = U_0[1 - e^{-t/\tau}] \tag{25}$$

mit  $\tau = L/(R_{\text{Kreis}} + R_F)$ .

Die der Gleitfunkenstrecke bis zum Durchbruch zur Zeit  $t$  zugeführte Arbeit  $A_F$  beträgt

$$A_F = \int_0^t \frac{U^2}{R_F} dt = \frac{U_0^2}{R_F} \int_0^t [1 - e^{-t/\tau}]^2 dt \tag{26}$$

Setzt man:

$$x = t/\tau, \quad y = A_F R_F / U_0^2 \tau, \tag{27}$$

so folgt

$$y = \int_0^x [1 - 2e^{-x} + e^{-2x}] dx \tag{28}$$

$$= x - 2[1 - e^{-x}] + \frac{1}{2}[1 - e^{-2x}] \tag{28a}$$

<sup>20</sup> H. LUY u. R. SCHADE, Z. Angew. Phys. 6, 253 [1954].

als dimensionslose Darstellung. Für  $x \rightarrow \infty$  streben die Klammerausdrücke gegen 1, und die Gleichung der Asymptote ist:

$$y = x - 3/2 \quad (29)$$

mit den Achsenabschnitten

$$y' = A_F R_F / U_0'^2 \tau = -3/2 \quad \text{für } x = 0, \quad (30)$$

$$x' = t' / \tau = +3/2 \quad \text{für } y = 0. \quad (31)$$

Läßt sich aus den experimentellen Daten die Asymptote ermitteln, so ergeben die Achsenabschnitte  $A_F$  und  $R_F$ . Abb. 17 zeigt, daß der gemessene Verlauf der Zündverzögerung mit Ausnahme des Stückes in der Nähe des Ursprungs gut durch eine Gerade angenähert werden kann und sich die Achsenabschnitte der Asymptote bestimmen lassen. Die ausgezogenen Kurven stellen den aus  $A_F$ ,  $R_F$  und den bekannten Entladungskreisdaten berechneten theoretischen Verlauf dar. Die Werte für den Widerstand der Gleitfunkenstrecke und die der Gleitstrecke bis zum Durchbruch zugeführte Energie sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt.

$P_0$ Torr	$A_F$ Ws	$R_F$ $\Omega$
$10^{-3}$	$8,44 \cdot 10^{-4}$	918
$10^{-2}$	$1,65 \cdot 10^{-3}$	332
$10^{-1}$	$9,47 \cdot 10^{-4}$	285

Die Tabelle zeigt, daß die zum Aufbau des Gleitfunkens benötigte Arbeit näherungsweise konstant und unabhängig vom Druck ist, daß aber der mittlere Widerstand der Gleitfunkenstrecke vor dem Durchbruch mit fallendem Druck ansteigt. Die experimentellen Werte der Zündverzögerung weichen für Zeiten größer als 100 ns von den theoretischen ab, und zwar sind sie größer als erwartet. Der Grund dafür liegt wahrscheinlich in Ladungsträgerverlusten des sich aufbauenden Funkenplasmas, so daß die Energiezufuhr nicht mehr adiabatisch erfolgt.

Entwickelt man die Exponentialfunktionen und bricht nach dem kubischen Glied ab, so ergibt sich für den mittleren Zündverzug:

$$\bar{t}_v \approx \sqrt[3]{\left(\frac{L}{U_0}\right)^2 \cdot \frac{3 R_F \cdot A_F}{R_{ges}^2}} = \sqrt[3]{\left(\frac{\tau}{U_0}\right)^2 \cdot 3 R_F A_F}, \quad (32)$$

d.h., daß kleine Verzugszeiten nur noch durch drastische Verringerung der Kreisinduktivität und starke Erhöhung der Ladespannung des Triggerkondensators merklich erniedrigt werden können.

Der Zündmechanismus des Halbleitergleitfunks ist noch nicht völlig klar. Eine wichtige Rolle

scheint dabei die Übergangsschicht zwischen Halbleiter und Kathode zu spielen. Das bei den hier wiedergegebenen Meßbeispielen verwendete Halbleiterplättchen aus Zink-Cadmium-Oxid hatte einen Widerstand von  $\approx 300 \text{ k}\Omega$ .

Der Widerstand der durch mechanisches Aufpressen von Metallspitzen hergestellten Gleitfunkenstrecke betrug  $12 \text{ M}\Omega$ ; das heißt, daß ein wesentlicher Teil des Gesamtwiderstandes in den Übergangswiderständen zwischen den Elektroden und dem Halbleiter lokalisiert ist. Beim Anlegen einer zum Zünden nicht ausreichenden Spannung von 500 V bilden sich regelmäßig kleine Funken an den Andruckstellen der Elektroden an das Halbleitermaterial aus. Weiterhin werden auf der Halbleiteroberfläche zwischen den Elektroden perlschnurartig aneinandergereihte kleine Fünkchen beobachtet, die vermutlich vorhandene inhomogene Bereiche des Gleitmaterials überbrücken. Möglicherweise ist der Bedeckungsgrad der Oberfläche durch diese Fünkchen eine Funktion des Druckes, wodurch sich die Druckabhängigkeit des Widerstandes der Gleitanordnung bis zur Zündung erklären ließe. Es ist sicher, daß der große Übergangswiderstand zwischen den Elektroden und dem Halbleiter zu einer starken lokalen Aufheizung, Verdampfung und anschließenden Funkenbildung an den Kontaktstellen führt und daß der kathodische Funke für den Zündvorgang als ergiebige Elektronenquelle dient. Kommt es durch Inhomogenitäten an der Oberfläche des Halbleiters zu der beobachteten perlschnurartigen Aneinanderreihung kleiner Fünkchen, so wird die Gleitstrecke dadurch in hintereinandergeschaltete Teilstrecken aufgeteilt.

Die hohen Übergangswiderstände machen es auch verständlich, daß der Widerstand des Gleitmaterials in weiten Grenzen variiert werden kann, ohne daß sich die Verzögerung und Streuung des Gleitfunks merklich ändert. Aus diesen Gründen lassen sich anstelle der Halbleiter auch keramische Materialien verwenden, auf deren Oberfläche sich nach einigen Vorentladungen eine leitfähige Schicht abgelagert hat.

Für die Untersuchung der Keramikoberfläche sind wir Frau Dr. G. GIESECKE sowie den Herren Dr. H. KIMMEL, I. WESTERBOER und O. ERNST zu großem Dank verpflichtet. Frl. D. SCHWAB sowie den Herren J. STROH und F. BECKER sei für ihre Mithilfe bei den Experimenten, den Herren W. HERTZ und Dr. W. BAUM für wertvolle Diskussionen herzlich gedankt.