

Zur Entstehung primärer Gasentladungszonen bei elektrischen Drahtexplosionen

HELMUT JÄGER

Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel

(Z. Naturforsch. 27 a, 1586—1596 [1972]; eingegangen am 22. Juli 1972)

On the Formation of Gas Discharge Zones in Electrical Wire Explosions

Electrical explosions of wires in a conventional condenser discharge circuit have been investigated by correlated electrical and optical diagnostic techniques. Variations of the circuit parameters show details of the explosion phenomena which cause early ignitions of gas discharges at restricted regions of the wire. Under normal conditions these discharges lead to inhomogeneities of the explosion column and prevent further heating of the wire material. A short review about the phenomena is given.

Für die Erzeugung von Plasmen sehr hoher Teilchendichten ist die von den Drahtexplosionen her bekannte, elektrische Stoßaufheizung metallischer Körper eine der günstigsten Methoden, sofern man Temperaturen von mehr als nur einigen tausend Graden erzielen will und eine übersichtliche Bestimmung von Plasmadaten möglich sein soll. Die Erreichung extremer thermodynamischer Zustände — über den relativ leicht zugänglichen Bereich von großenordnungsmäßig 10^4 K und 10^4 atm hinaus — stößt allerdings auch hier auf Schwierigkeiten, und zwar zufolge einer Reihe von Effekten bzw. Vorgängen, die teils zwangsläufig bei jeder Art der Aufheizung fester Körper auftreten, teils durch den speziellen Aufheizungsmechanismus bei dieser Methode bedingt sind.

Man kann diese Vorgänge bezüglich ihrer Folgeerscheinungen im wesentlichen in zwei Gruppen unterteilen, je nachdem ob sie

a) Dichteinhomogenitäten im Metallzylinder hervorrufen oder

b) frühzeitig einsetzende Gasentladungen im Oberflächenbereich des Drahtes zur Folge haben.

Dichteinhomogenitäten führen in der Regel dazu, daß nur bestimmte Bereiche des Drahtmaterials hoch aufgeheizt werden. In Anbetracht der kleinen geometrischen Abmessungen der aufgeheizten Objekte ist dann eine Messung von Zustandsgrößen nicht möglich. Im Oberflächenbereich verfrüht einsetzende Gasentladungen sind insofern von Nachteil, als dabei der Strom vom ursprünglichen Weg durch das Drahtmaterial zum größten Teil in die Gasentladungszonen kommutiert, wodurch die Auf-

Sonderdruckanforderungen an Dr. H. JÄGER, Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel, D-2300 Kiel 1, Olshausenstraße 40–60.

heizung des Materials spontan gedrosselt wird. In vielen Fällen treten die zu b) gehörenden Erscheinungen als Folge der von a) auf.

Im folgenden wird über Ergebnisse von Untersuchungen berichtet, die im Hinblick auf den genannten Problemkreis zum Ziele hatten, die für die Vielfalt der Erscheinungsformen des Gasentladungseinsatzes bei Drahtexplosionen verantwortlichen Ursachen besser kennenzulernen. Die Vorgänge bei Drahtexplosionen sind recht komplexer Natur und hängen von einer ganzen Reihe von Versuchsparametern ab, die alle innerhalb relativ weiter Grenzen variierbar sind. Gemessen daran sind die zahlreichen in der Literatur vorliegenden Ergebnisse von Drahtexplosionsuntersuchungen jeweils nur unter einem engen Variationsbereich der experimentellen Bedingungen erhalten worden. Deshalb ist auch ein großer Teil dieser Ergebnisse nur schwer koordinierbar, wobei es vor allem an gut korrelierten optischen und elektrischen Messungen fehlt. Aus den genannten Gründen muß man sich bei der Darstellung größerer Zusammenhänge heute noch meistenteils mit rein qualitativen Aussagen begnügen.

Die Beschreibung der bei diesen Untersuchungen unter relativ breiter Variation aller wesentlichen Versuchspараметern erhaltenen Ergebnisse erfolgt hier in groben Zügen. Auf Einzelheiten soll in einer Reihe nachfolgender Arbeiten eingegangen werden.

Experimentelles

Entladungskreis

Die Drahtexplosionen wurden in einem Kondensatorentladungskreis erzeugt, wie dies bisher bei fast allen Autoren der Fall war. Er besteht aus einer variierbaren Anzahl von Stoßkondensatoren ($C = 4.45$ bis $800 \mu\text{F}$



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

mit maximalen Ladespannungen – je nach Kapazität – bis zu 50 kV), einer triggerbaren Schaltfunkentstörung und dem Entladungsgefäß mit dem zu explodierenden Draht. Das Minimum der Kreisinduktivität beträgt 0,2 μ H. Durch Einschaltung verschiedener Spulen kann diese bis zu 120 μ H vergrößert werden. Die dadurch bedingte Verschiedenheit der Ohmschen Kreiswiderstände wird fallweise durch Kohlestäbe ausgeglichen. Als Entladungsgefäße dienen Metallrohre mit seitlichen Fenstern, in deren Achsen die Versuchsdrähte angebracht werden. Eine Elektrode ist dabei jeweils unmittelbar galvanisch mit dem Gefäß verbunden, eine Anordnung, wie sie aus Gründen niedriger Induktivität und symmetrischer Kraftwirkungen bei derartigen Experimenten vorzugsweise verwendet wird. Die Gefäße sind innen mit Polyäthylen ausgekleidet, was ermöglicht, Drähte bis zu einer mehr als dem Gefäßradius entsprechenden Länge in verdünnter Gasatmosphäre zu explodieren, ohne daß dabei Entladungen zu den Gefäßwänden hin auftreten.

Diagnostik

Zur Messung des zeitlichen Verlaufs des Entladungsstromes ist einer der stromzuführenden Bandleiter an einer Stelle in Form eines Omega ausgebildet und darin koaxial eine Induktionsspule untergebracht. Der zeitliche Stromverlauf wird durch RC-Integration des induzierten Signals erhalten. Die Eichung wurde mit Hilfe von Rechteckstromstößen bekannter Amplituden durchgeführt bzw. aus dem logarithmischen Dekrement der Stromschwingungen des kurzgeschlossenen Entladungskreises^{1, 2} ermittelt.

Zur Registrierung des zeitlichen Spannungsverlaufes am Versuchsdraht wurde ein selbstgebauter Ohmscher Spannungsteiler verwendet, dessen Zuleitungen an den drahtseitigen Enden der Elektroden im Entladungsgefäß angeschlossen waren. Die Anstiegszeit des Teilers liegt unter 20 ns. Die – entsprechend verstärkte – Teilerantwort stimmt bei aufgeprägtem Rechtecksignal mit diesem innerhalb der Fehlergrenzen des verwendeten Zweistrahlzoszillographen (Tektronix 551) überein. Mit diesem Oszilloskop wurde bei den eigentlichen Messungen das Spannungssignal zusammen mit dem Stromsignal aufgezeichnet. Die unvermeidbare induktive Einkopplung in den durch den Versuchsdraht, den Teiler und die Teileranschlüsse gebildeten Spannungsmesskreis wurde nach einer Variante des Verfahrens von MOSES und KORNEFF¹ auskompenziert. Zum Unterschied zu früheren Messungen³ wurde das zur Kompenstation verwendete Signal aus dem Strommeßkanal abgezweigt. Zur exakten Ermittlung des Ohmschen Spannungsabfalls am Draht mußte in manchen Fällen auch der nicht kompensierbare induktive Spannungsanteil des Drahtes

$$\hat{U}_i = \hat{L} \frac{dI}{dt} + I \frac{d\hat{L}}{dt} \quad (1)$$

berücksichtigt werden, was nur näherungsweise rechnerisch mit Hilfe synchron aufgenommener Schmieraufnahmen aus der zeitlichen Ausdehnung der Entla-

dungssäule nach der Beziehung für die Induktivität eines homogenen Zylinders bzw. deren zeitlicher Ableitung durchgeführt werden kann. In Gl. (1) steht \hat{L} für die Differenz zwischen der augenblicklichen Induktivität der Entladungssäule und jener des bei der Kompenstation verwendeten Kupferbolzens.

Zur Erzeugung von Schmieraufnahmen (Beobachtungsrichtung senkrecht zur Drahtachse) diente eine Drehspiegelanordnung mit Zwischenbildung auf einen „Schmierspalt“. Für Aufnahmen mit geringer Zeitauflösung wurde eine Trommelkamera („Strobodrum“, Fa. Früngel, Hamburg) verwendet. Der Schmierspalt, senkrecht zur Drahtachse orientiert, blendet einen im allgemeinen in der Mitte der Entladungssäule gelegenen Ausschnitt aus. Durch Vorsetzen entsprechender Blenden vor die erste Abbildungslinse konnten Schlierenwirkungen verschiedener Art erzeugt werden. Als Hintergrundlichtquelle diente eine Xenonblitzlampe bzw. bei Schlierenaufnahmen eine Kapillarentladung mit einer Strahlungstemperatur von etwa 18 000 K. Diese Lampe hat eine Energieversorgung, die nach Art einer LC-Laufzeitkette gebaut ist, und liefert einen rechteckigen Intensitätsverlauf von etwa 200 μ s Dauer.

Zur Herstellung einer Korrelation zwischen optischen und elektrischen Registrierungen ist über dem Drehspiegel der Schmieranordnung auf gleicher Achse ein zweiter angebracht, der das Licht einer Quecksilberhochdrucklampe nach einem Weg von mehreren Metern der Reihe nach auf verschiedene SEV fallen läßt. Deren Impulse lösen der Reihe nach aus: die Hintergrundbeleuchtung, die Oszillosgraphen und schließlich die Hauptentladung. Zwei weitere SEV erzeugen auf einem anderen Zweistrahlzoszillographen, der noch einmal $I(t)$ oder $U(t)$ mitschreibt, zwei Korrelationsmarken. Die Anordnung ist so justiert, daß diese Signale dann aufeinander folgen. Die Anordnung ist so justiert, daß diese Signale dann auftreten, wenn das über den Hauptspiegel erzeugte und durch das Hintergrundlicht aufgehelle Bild des Schmierspaltes auf jeweils eine von zwei unmittelbar vor der Photoplatte angebrachte, seitlich verschiebbare Markierungszacken fällt. Diese Zacken hinterlassen dann auf der Schmieraufnahme ihre Schatten. Abbildung 1* zeigt ein Beispiel für die Herstellung der Korrelation. Dieses Verfahren läßt sich sehr einfach zu dem von BENNET⁴ angeführten ändern, das bei großen Öffnungswinkeln der Abbildung bei diesen Untersuchungen ebenfalls zur Anwendung kam. Dazu sind unmittelbar unterhalb der genannten Markierungszacken schmale Spalte in die Photoplatthalterung eingesägt, hinter denen dann die zu den Korrelations-SEV führenden Lichtleiter angebracht werden.

Für photographische Kurzzeitaufnahmen diente ein Kerr-Zellenverschluß mit einer Öffnungszeit von 30 ns („FOA 2-10“, Fa. Oltronix, Stockholm). Die notwendige Erhöhung des Schließfaktors wurde durch Hintereinandersetzen zweier gleicher Zellen erreicht. Zur Fixierung des Zeitpunktes der Aufnahme wurde an Stelle der oben genannten Korrelationsimpulse ein Impuls registriert, der mit Hilfe eines Teils des von der

* Abb. 1–10 und 12–14 auf Tafel S. 1594 a–d.

Kerr-Zelle durchgelassenen Lichtimpulses erhalten war. In analoger Weise wurde bei den unter Verwendung von Laserlicht durchgeföhrten Kurzzeitaufnahmen (30 MW-Impulsleiter „Mod. 104 A“, Fa. TRG, New York) verfahren.

Die Aufnahme von Schmier- bzw. Kurzzeitspektren erfolgte mit einer Anordnung, die in⁵ beschrieben ist.

Grobunterteilung der Entladungstypen

Unter den verschiedenartigen Gasentladungsformen, die bei Drahtexplosionen auftreten, scheint es zweckmäßig, zwei Gruppen zu unterscheiden:

- a) Entladungen, die innerhalb des mehr oder weniger expandierten Drahtmaterials einsetzen und
- b) äußere Entladungen, die entlang der Drahtoberfläche oder vorwiegend in deren näherem Umgebungsbereich verlaufen (s. a.⁶).

Die ersten werden nachfolgend als „Innenentladungen“ bzw. „Innendurchschläge“ bezeichnet. Für die anderen werden die in der Literatur häufig anzutreffenden Bezeichnungen „periphere Entladungen“ bzw. „periphere Überschläge“ verwendet.

Bei Drahtexplosionen in gasförmigen Medien kann man beide Entladungsarten allein durch Variation eines einzigen Parameters, nämlich des Umgebungsdruckes, demonstrieren, wie das aus Abb. 2 zu entnehmen ist. Abbildung 2 a zeigt die Schmieraufnahme einer „dunklen“ Explosion. Die Versuchsbedingungen, d. h. vorrangig die Kondensatorladestraße, die Drahlänge sowie Art und Druck des umgebenden Gases sind so gewählt, daß die axiale Feldstärke zu allen Zeitpunkten für die Zündung eines elektrischen Durchschlags zu niedrig ist. Allein durch Verringerung des äußeren Gasdruckes kann man nun erreichen, daß zunächst innerhalb der Metalldampfsäule längs der Achse ein Durchschlag zustande kommt (Abb. 2 b und auch Abb. 1). Bei weiterer Verringerung des Druckes setzt dieser zunächst scheinbar über einen immer größeren Querschnitt und auch immer etwas früher ein (Abbn. 2 c, d, e). Bei einem ganz bestimmten Wert des Umgebungsdruckes zündet dann schon vor oder bei Beginn der Expansion des Drahtes in dessen Oberflächenbereich ein Durchschlag, dessen Eindringtiefe in das Drahtmaterial um so geringer ist, je niedriger der Umgebungsdruck vorgegeben wird (Abbn. 2 f, g, h).

Der zeitliche Einsatz des Durchschlags läßt sich nur aus den Stromoszillogrammen genau entnehmen. Beim geschilderten Übergang zu niedrigeren

Drucken wird im Oszillosgramm die „Strompause“ (s. Abb. 1) immer kürzer, bis schließlich im Falle des peripheren Entladungstyps ein rein oszillatiorischer Stromverlauf resultiert (s. a.^{7, 8}).

Bei fortgesetzter Verringerung des Ausgangsdruckes erreicht man schließlich ein Stadium, bei dem die Stromleitung fast gänzlich im Umgebungsraum stattfindet und der Draht – zunächst wenigstens – weitgehend unversehrt bleibt (Abb. 2 h).

Nach Unterschreiten eines Druckes, der – je nach Wahl der anderen Versuchsbedingungen – bei Luft irgend einen bestimmten Wert zwischen etwa 10^{-1} und 10^{-3} Torr hat, setzt dann ein rückläufiger Prozeß ein. Da zunehmend weniger Ladungsträger im Umgebungsraum erzeugt werden können, verlagert sich die Stromleitung wieder mehr und mehr auf das Drahtmaterial. Auf der ersten Anstiegsflanke des Stromoszillogramms beginnt sich erneut eine „Nase“ abzuzeichnen als Hinweis darauf, daß nun auch wieder eine „innere“ Aufheizung des Drahtmaterials erfolgt. Wie die Erfahrung zeigt, kann jedoch das Auftreten einer peripheren Entladung durch noch so gutes Vakuum und vielständiges Ausheizen des Drahtes nicht ganz verhindert werden.

Der in Abb. 2 gezeigte Übergang zwischen den beiden Hauptentladungstypen läßt sich nur innerhalb eines bestimmten Bereiches der experimentellen Bedingungen in dieser Weise erhalten. Bei großen axialen Feldstärken oder sehr dünnen Drähten überwiegt die Tendenz zur Ausbildung peripherer Entladungen. Bei Vergrößerung des Ausgangsdurchmessers des Drahtes treten – unter sonst gleichen Bedingungen – zunehmend stärker die noch zu besprechenden Schichtenentladungen auf.

Innenentladungen

Viele der in der Literatur vorliegenden Untersuchungsergebnisse lassen darauf schließen, daß die Ausdehnung des Drahtmaterials wenigstens vom etwa 1,3-fachen des ursprünglichen Durchmessers an, nicht mehr homogen erfolgt. Bei Anwendung geeigneter diagnostischer Methoden (Röntgen- und Laserlichtabsorptionsaufnahmen, Schlierentechnik) stellt man schon in einem Frühstadium der Expansion innerhalb des Drahtmaterials eine Ausbildung diskreter Zonen von besonders rasch abnehmender Dichte fest, in denen es dann bevorzugt zu Gasentladungen kommt. Es sind dies einerseits Zonen, die längs oder parallel der Drahtachse und andererseits solche, die senkrecht dazu orientiert sind.

Längszonenentladungen

Der Skineffekt und die zwangsläufig an der Drahtoberfläche einsetzende Verdampfung⁹ bedingen dort eine Dampfschicht mit nach außen hin abnehmender Dichte, deren Dicke in erster Linie vom Stromanstieg, der Verdampfungswärme des Drahtmaterials und den Umgebungsbedingungen abhängt. Möglicherweise steht damit eine Erscheinung im Zusammenhang, deren Entstehungsursachen noch nicht vollkommen geklärt sind: In den Abb. 3, 6 und 7 beispielsweise kann man nach Beginn der Expansion des Drahtes deutlich zwischen einem dichten „Dampfkern“ und einer dünnen Dampfhülle unterscheiden (s. a.^{4, 6, 8, 9}). WEBER und SHEAR¹⁰ haben in Streuexperimenten festgestellt, daß diese Hülle Metalltröpfchen mit Durchmessern um etwa 1200 Å enthält. Der Dichteunterschied zwischen Dampfkern und Hülle tritt bei relativ langen Drähten oder solchen aus Materialien hohen spezifischen Widerstandes besonders stark auf.

Bei Anwendung schlierenoptischer Verfahren kann man – insbesondere bei Explosionen dünner Drähte – innerhalb des Metalldampfzyinders in Längsrichtung noch eine andere Art von Zonen niedriger Dichte erkennen. Sie entstehen durch gasdynamische Vorgänge innerhalb des expandierenden Dampfzyinders in Verbindung mit dem Ablösen einer Stoßwelle nach außen. TIEMANN⁸ hat auf die Analogie dieser Vorgänge zu jenen hingewiesen, die BRODE¹¹ in einer numerischen Behandlung für eine „chemisch“ explodierende Kugel erhält. Danach ist die beim Expansionsbeginn nach außen sich ablösende Stoßwelle mit einer einwärts laufenden „zweiten Stoßwelle“ (Schwadenstoßwelle) gekoppelt, die zuerst mit dem expandierenden Material nach außen getragen wird, mit zunehmender Verlangsamung der Expansion aber schließlich umkehrt. Sie wird – übertragen auf den zylindersymmetrischen Fall – an der Achse der Entladungssäule reflektiert und läuft dann in gleicher Weise wie die erste Stoßwelle nach außen. An der Mediengrenze wird sie zum Teil reflektiert, läuft als „dritte Stoßwelle“ wieder zur Achse, wo sie abermals reflektiert wird, usw.

Wie die Ergebnisse Brodes im einzelnen zeigen, nimmt im Verlauf der Expansion die Dichte des Materials innerhalb des Raumes vor der einwärts laufenden zweiten Stoßwelle rasch ab, wobei sich unmittelbar vor der Stoßwellenfront eine Zone be-

sonders geringer Dichte ausbildet. (Andere Autoren haben – unter verschiedenen Voraussetzungen und z. Tl. anderen Berechnungsmethoden – bezüglich des anfänglichen Stoßwellenverlaufs^{12–15} wie auch des Entstehens der Verdünnungszone vor der zweiten Stoßwelle¹² (s. a.¹⁶) qualitativ gleiche Ergebnisse erhalten.)

Bei einer Drahtexplosion findet nun die Zündung einer Gasentladung – was den Zeitraum bis zur Reflexion der zweiten Stoßwelle an der Achse betrifft – bevorzugt in der Verdünnungszone vor der Stoßwellenfront statt, und zwar besonders leicht zu Zeitpunkten unmittelbar vor der Stoßwellenreflexion, da dann vor der Stoßwelle die niedrigste Dichte erreicht wird. (Axiale Zündungen nach der Reflexion lassen sich – wie noch gezeigt wird – in vielen Fällen nicht allein durch einen gasdynamischen Mechanismus dieser Art erklären.) Bei verringertem Umgebungsdruck setzt die Zündung schon früher ein, wenn die Verdünnungszone noch die Form eines Zylindermantels hat. In Abb. 2 b beispielsweise liegt eine Axialzündung vor, in den Abb. 2 c bis 2 e und Abb. 3 Zündungen innerhalb der zylindermantelförmigen Verdünnungszone.

Aus Schlieren-Schmieraufnahmen – die wegen geringen Kontrastes für eine Reproduktion wenig geeignet sind – läßt sich eindeutig entnehmen, daß tatsächlich eine Reflexion der zweiten Stoßwelle an der Achse stattfindet. Dagegen ist eine weitere, teilweise Reflexion an der Mediengrenze nicht erkennbar; offensichtlich dadurch bedingt, daß die Mediengrenze entgegen der Voraussetzung der Theorie diffus ist.

In Abb. 4 ist eine Serie von Kurzzeitaufnahmen eines Axialdurchschlages wiedergegeben. Aus dem beigefügten Stromoszillogramm sind die Zeitpunkte der Aufnahmen zu entnehmen. Die Plasmasäule weist eine äußerst gute Zylindersymmetrie auf. Nach dem Erreichen der Mediengrenze beginnt sie – wie schon zuvor der Metalldampf – eine deutliche Schichtung aufzuweisen.

Abbildung 5 zeigt zum Unterschied dazu Kurzzeitaufnahmen der Zündung eines Durchschlags innerhalb der zylindermantelförmigen Verdünnungszone. Die Entladung setzt hier im allgemeinen entlang mehrerer, oft schraubenförmiger Kanäle gleichzeitig ein (s. a.^{16, 17}). Die aus einem derartigen Durchschlag sich entwickelnde Plasmasäule ist nicht so gut radialsymmetrisch wie diejenige eines Axialdurchschlages und eignet sich daher als Lichtquelle für

spektroskopische Bestimmungen atomarer Konstanten weniger als jene⁵.

Bei niedrigen Werten des Außendruckes setzt die Zündung in der Verdünnungszone schon zu einem Stadium ein, in dem sich die zweite Stoßwelle und damit die vor ihr sich ausbildende Verdünnungszone noch kaum von der Drahtoberfläche einwärts abgesetzt hat. Es kommt dann zu Entladungstypen wie Abbildung 2 g. In solchen Fällen bleibt die Gasentladung zunächst weitgehend auf die Verdünnungszone beschränkt und macht deren Bewegung mit. Deutlicher zu sehen ist dies in Abbildung 6. Hier ist vor dem Einsetzen des stromstarken Durchschlags eine schwache Gasentladung in der Verdünnungszone erkennbar. Aus dieser Aufnahme kann man weiter entnehmen, daß frühzeitig in der Verdünnungszone einsetzende Durchschläge sich praktisch nicht mehr von den eigentlichen peripheren Entladungen (die an der Oberfläche des Drahtes oder sogar etwas außerhalb davon beginnen) unterscheiden lassen. So gesehen können also auch die radialen gasdynamischen Vorgänge für das Auftreten einer peripheren Entladung mit verantwortlich sein.

Bei Vergrößerung der Drahtlänge unter sonst gleichen Versuchsbedingungen stellt man fest, daß von einer bestimmten Länge an u. U. über einen Zeitraum von mehr als 100 μ sec hinweg kein Axialdurchschlag, und bei entsprechend großer Länge überhaupt nur mehr eine dunkle Explosion auftritt. Eine ganz ähnliche Wirkung hat eine Erhöhung des Umgebungsdruckes (s. a.⁸). Einzelheiten dazu sind aus Tab. 1 zu entnehmen: Innerhalb der den einzelnen Drahtlängen l entsprechenden Kolonnen (der unter $l=6$ cm liegen die Schmieraufnahmen der Abb. 2 zugrunde) ist bei abnehmendem Umgebungs-

Tab. 1. Entladungstypen bei verschiedenen Drahtlängen l und Umgebungsdrucken p . $U_0 = 6$ kV, $C = 21 \mu\text{F}$, $L = 6 \mu\text{H}$, $d = 0,05$ mm; d „dunkle“ Explosion, a axialer Durchschlag, z Durchschlag in der zylindermantelförmigen Verdünnungszone, p peripherie Entladung, u undefinierbarer, nichtradialsymmetrischer Entladungstyp.

p [atm]	l [cm]	3	6	9	12	15	18
2	u	d	d	d	d	—	
1	u	a	d	d	d	—	
0,5	—	z	a	d	d	—	
0,25	—	z	z	a	d	d	
0,1	—	z	z	z	d	d	
0,05	—	z	z	z	z	z	
0,02	—	—	p	—	z	—	
0,01	—	p	p	—	p	—	

druck im Prinzip immer die gleiche Entwicklung von einer dunklen Explosion zum peripheren Entladungstyp zu beobachten. Sie tritt jedoch mit zunehmendem l nach niedrigeren Drücken hin verschoben auf, wie es auf Grund des Paschen-Gesetzes auch zu erwarten ist.

Dieses Schema der Entladungstypen gilt innerhalb bestimmter Grenzen auch für andere Werte der Ladespannung des Energiespeichers U_0 sowie der Induktivität L_1 des Speichers und der Zuleitungen zur eigentlichen (koaxialen) Entladungsanordnung (im folgenden jeweils mit „Entladungsgefäß“ bezeichnet). Für höhere U_0 beispielsweise hat man sich lediglich die einzelnen Kolonnen, vergleichbaren axialen Feldstärken entsprechend, nach größeren l hin verschoben zu denken.

Eine Vergrößerung von L_1 hat – allerdings innerhalb relativ enger Grenzen – eine ähnliche Wirkung. Für etwas höhere Werte dieser Induktivität kann man sich die einzelnen Kolonnen in der Tabelle also ebenfalls nach größeren Drahtlängen hin verschoben denken. So treten in einer analogen Tabelle für $L = 18 \mu\text{H}$ (bei allen diesen Versuchen war die Gesamtinduktivität des Entladungskreises $L \approx L_1$) unter $l = 6$ cm die in der vorliegenden Tabelle unter $l = 3$ cm angeführten, nicht radialsymmetrischen Entladungstypen auf, bei denen frühzeitig periphere Entladungen, aber auch solche an verschiedenen, statistisch verteilten Stellen innerhalb des expandierenden Drahtzyinders einsetzen. Bei $L = 0,9 \mu\text{H}$ läßt sich schon bei einer Drahtlänge von $l = 12$ cm unter den verschiedensten Drücken kein Axialdurchschlag mehr erzeugen. Unter Bedingungen, in denen bei konstantem l aber verschiedenen L_1 Axialdurchschläge auftreten, nimmt die Strompause mit steigendem L_1 ab, analog wie dies bei Erhöhung von U_0 bzw. der anfänglichen Längsfeldstärke zu beobachten ist^{8, 18–21}.

Der geschilderte Einfluß von U_0 und L_1 bzw. l wird verständlich, wenn man bedenkt, daß die maximale Expansionsgeschwindigkeit des Metalldampfzyinders bei nicht zu kleinem L_1 kurz nach dem Erreichen des ersten Strommaximums eintritt. Sobald L_1 so groß gehalten wird, daß der Einfluß der Induktivität des Entladungsgefäßes (mit dem Versuchsdraht) dagegen in den Hintergrund tritt, besteht in dieser „Abschaltphase“ des Drahtes ($dI/dt < 0$) die an der Entladungsstrecke liegende Spannung zu jedem Zeitpunkt im wesentlichen aus der am Kondensator verbliebenen Restspannung U_c .

und der durch L_1 zusätzlich erzeugten, induktiven Spannung.

$$U_E \approx U_c - L_1 \cdot (dI/dt). \quad (2)$$

Das Einsetzen eines Durchschlags bzw. Überschlags in diesem Stadium und die „Heftigkeit“ der Explosion, d. h. u. a. der Durchmesser der resultierenden Metalldampfsäule und das Eintreffen der zweiten Stoßwelle an der Drahtachse werden also durch beide Spannungsanteile in gleicher Weise bestimmt.

Eine Variation der Kapazität des Energiespeichers bewirkt erwartungsgemäß keinerlei Veränderung des Durchschlagstyps, solange

$$C U_0^2 / 2 \geq \int_0^{t_s} I^2 R dt$$

ist (R gesamter Ohmscher Kreiswiderstand, t_s Zeitpunkt beginnender Strompause). Allein die Schwingungsdauer des Entladungsvorganges während der Gasentladungsphase wird dadurch wesentlich beeinflußt.

Das aus der Tabelle ersichtliche Nichtauftreten von Axialdurchschlägen bei großen Drahtlängen hat – abgesehen von allenfalls zu niedriger Längsfeldstärke – eine Ursache, die sich aus Abb. 7 entnehmen läßt: Wie schon erwähnt, kommt es bei zunehmender Drahtlänge bzw. bei Verwendung von Materialien hohen spezifischen Widerstandes zu einem stark inhomogenen Aufbau des Metalldampfzyinders. Es entsteht ein Dampfkern hoher Dichte, der mit einer relativ dünnen Hülle umgeben ist, die ebenfalls aus Naßdampf besteht. Abbildung 7 zeigt, daß in einem solchen Fall die der zweiten Stoßwelle vorgelagerte Verdünnungszone nur wenig in diesen Dampfkern einzudringen vermag (s. a. Abb. 5 in ⁸). Es kann daher dann zu keinem ausgeprägten Dichteminimum an der Achse und damit auch nicht zu einem Axialdurchschlag der geschilderten Art kommen.

Nach Ablauf eines bestimmten Zeitintervalls beginnt der Dampfkern aus Instabilitätsgründen in regellos scheinende, vorwiegend parallel zur Drahtachse orientierte Streifen zu zerfallen. Zwischen diesen Streifen tritt, sofern noch hinlänglich hohe Längsfeldstärke vorliegt – vor allem bei bestimmten Materialien (z. B. Ni, Abb. 8) – ein Durchschlag ein, dessen Einsatzzeitpunkt oft lange nach der Achsen-Reflexion der zweiten Stoßwelle liegt. Diese Durchschläge sehen in den Schmieraufnahmen fast

immer wie die früher besprochenen Axialdurchschläge aus. Bei ausgeprägtem Dampfkern erfolgt die Zündung allerdings häufig etwas außerhalb der Drahtachse.

In den genannten Fällen überlagern sich offensichtlich zwei Effekte: Einmal die radialen gasdynamischen Vorgänge, in deren Folge es nach der Achsen-Reflexion der zweiten Stoßwelle zu einer länger andauernden Verdünnungszone längs der Entladungssachse kommt. Bei Vorhandensein eines Dampfkerns kann diese Verdünnungszone jedoch erst „wirksam“ werden, wenn der Dampfkern zerfallen ist. Seine Zerfallszeit bestimmt dann die Länge der Strompause.

Die zur Zündung eines Durchschlags in den Verdünnungszonen des Metalldampfzyinders notwendige Feldstärke richtet sich im wesentlichen nach dem Grad der thermischen Elektronenemission des verwendeten Drahtmaterials (s. a. ²¹). Die Emission erfolgt aus den flüssigen Teilen des Dampfes. Dabei ist zu berücksichtigen, daß auch während der Strompause eine Aufheizung infolge des immer vorhandenen Reststromes (im allgemeinen größtenteils zwischen 10 und 10^3 Ampere) vorhanden ist. Photographische Aufnahmen ohne Hintergrundbeleuchtung unter Verwendung besonders empfindlichen Photomaterials zeigen, daß – sofern der Durchmesser des Dampfzyinders größer als etwa 1 mm geworden ist – in den Verdünnungszonen während der Strompause immer Gasentladungen vorhanden sind und die Stromleitung daher vorwiegend dort stattfindet (vgl. dazu ²²).

Schichtenentladungen

Die bisherigen Ausführungen gelten in erster Linie für relativ dünne Drähte ($d \lesssim 0,2$ mm), insbesondere wenn sie aus gut leitendem Material ohne besondere thermionischen Eigenschaften, also beispielsweise aus Au, Ag, Cu sind. Bei Vergrößerung des Durchmessers solcher Drähte unter sonst gleichen Bedingungen tritt eine andere Inhomogenität in den Vordergrund: Die Metalldampfsäule zeigt immer deutlicher eine senkrecht zur Drahtachse orientierte Schichtung, was darauf hindeutet, daß die Verdampfung an diskreten, vorwiegend äquidistanten Bereichen längs der Achse zuerst einsetzt. Dadurch wird – wenn die Ausbildung peripherer Entladungen vermieden werden kann – die Stromleitung vielfach früher unterbrochen, bevor das ganze Drahtmaterial verdampft ist.

Eine derartige Schichtung ist auch bei Dampfsäulen dünner Drähte sehr deutlich beobachtbar, wie Abb. 9 a zeigt (s. a.²³). Sie ist die Ursache für die gestreiften Muster von Dampfniederschlägen, die man mit Drahtexplosionen erhält²⁴ und tritt auch bei Explosionen unter Wasser auf²⁵.

Über die Ursachen der Schichtenbildung gibt es eine Reihe von Hypothesen, von denen nur die neueren schlagwortartig aufgezählt seien: MHD-Instabilitäten^{26, 27}, Schwingungen der Elektronen bzw. Ionen im Metall²⁸, mikrokristalliner Aufbau bzw. Oberflächeninhomogenitäten des Drahtes²⁹, elastische Vorgänge³⁰. Zweifellos trifft jede dieser Annahmen unter jeweils ganz bestimmten experimentellen Bedingungen bis zu einem gewissen Grad zu. Im allgemeinen scheint jedoch die ausschlaggebendste Ursache – auch bei schnellen Entladungen und für das Auftreten feinster Schichtungen – eine MHD-Instabilität ($m = 0$) zu sein^{26, 31}. Ausgenommen sind lediglich Entladungen mit relativ langsamem Stromanstieg (wie vielfach bei elektrischen Drahtsicherungen), bei denen es durch die Oberflächenspannung zu periodischen Abschnürungen längs des Drahtzylinders im flüssigen Stadium kommt (siehe z. B.³²). Die daraus resultierenden Schichtabstände sind im allgemeinen wesentlich größer als die zuvor genannten.

Hingewiesen sei noch darauf, daß die Schichtenbildung keineswegs immer auftritt; so beispielsweise dann nicht, wenn das erste Strommaximum klein gehalten wird, was ebenfalls für eine MHD-Ursache dieser Erscheinung spricht. In solchen Fällen zeigt die Dampfsäule eine Struktur wie in Abbildung 9 b.

Insbesondere bei Drähten mit Ausgangsdurchmessern über etwa 0,2 mm werden mit zunehmendem Durchmesser der Dampfsäule die Schichtabstände pro Längeneinheit rasch größer. Sobald die Schichten einen, im wesentlichen durch die freie Weglänge der Elektronen, die Längsfeldstärke und die Ionisierungsspannung der Metallatome bestimmten Abstand erreicht haben, kommt es dazwischen zur Ausbildung von Gasentladungen. Diese Entladungen können im Zuge der weiteren Zunahme der Schichtabstände zur Auslösung gebracht werden. In Abb. 10 ist dies beispielsweise der Fall. Nach etwa 12 μsec setzt dann bei dieser Explosion ein Axialdurchschlag ein, was weiter beweist, daß die radialen gasdynamischen Vorgänge denen der Schichtenbildung auch hier noch stark überlagert

sind. Unter den gegebenen Bedingungen findet man erst bei einem Drahtdurchmesser von 0,4 mm eine derart stark ausgeprägte Schichtung, daß es zu keinem Durchschlag in Längszonen mehr kommt.

Das Verlöschen der anfänglichen Entladungen zwischen den Schichten tritt nur dann ein, wenn die „induktive Spannungsspitze“, deren Höhe ja u. a. von der am Kondensator nach Erreichen des ersten Strommaximums noch vorhandenen Restspannung und der in L_1 gespeicherten Energie abhängt, unterhalb der Durchbruchsspannung der ganzen Entladungsstrecke liegt. Unter den Bedingungen der Abb. 10 erhält man deshalb bei etwas höherer Ladespannung ($U_0 = 6,5 \text{ kV}$) einen Durchschlag, der sich aus den Schichtenentladungen entwickelt und, wie das Stromoszillogramm zeigt, unmittelbar nach Überschreiten des ersten Strommaximums einsetzt, also durch die induktive Spannungsspitze ausgelöst wird. Entsprechend (2) läßt sich die gleiche Wirkung auch durch eine Vergrößerung von L_1 erzielen.

Derartige Durchzündungen bzw. eine ausgeprägte induktive Spannungsspitze nach dem ersten Strommaximum treten allerdings nur in Entladungskreisen mit relativ großem L_1 bzw. bei kleinem Anfangswiderstand des Drahtes auf. In Kreisen, in denen die Entladung mit einem steilen Stromanstieg einsetzt bzw. der Anfangswiderstand des Drahtes oberhalb eines bestimmten Intervalls liegt, sowie die

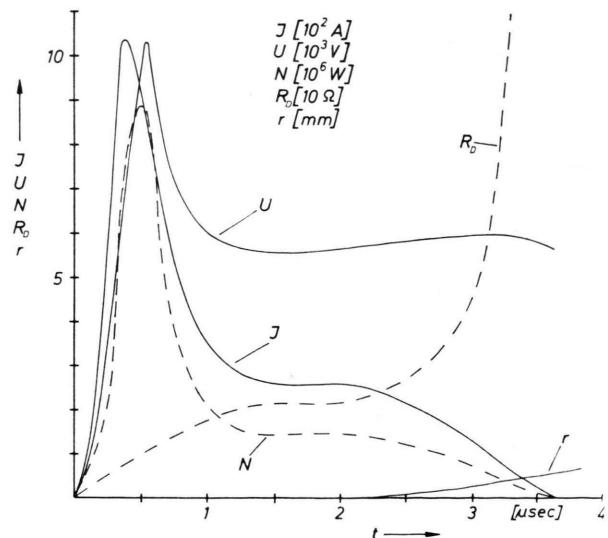


Abb. 11. Zeitlicher Verlauf verschiedener elektrischer Größen während des ersten Stromimpulses bei erhöhtem Ausgangswiderstand des Drahtes (dunkle Explosion). I Strom, U Ohmsche Spannung am Draht, R_D Widerstand, N Leistungsaufnahme, r Radius des expandierenden Drahtes. Bedingungen wie in Abb. 4, jedoch $l=15 \text{ cm}$.

beim ersten Strommaximum in L_1 gespeicherte Energie nicht ausreicht, um beim Widerstandsanstieg der Entladungsstrecke eine ausgeprägte Spannungsspitze daran zu erzeugen, ergibt sich – dunkle Explosionen vorausgesetzt – ein Verlauf der elektrischen Größen wie er in Abb. 11 an einem Beispiel wiedergegeben ist. In solchen Fällen kommt es nur zu einer relativ geringfügigen Erhöhung der Spannung, und zwar zu einem Zeitpunkt, der vor dem Expansionsbeginn des Drahtes liegt. Dies kann zum Auftreten einer peripheren Entladung führen.

Periphere Entladungen

Wie aus Abb. 2 zu entnehmen ist, wird die Entstehung einer peripheren Entladung durch ein umgebendes Gas niedriger Durchschlagsspannung sehr begünstigt. Aber auch in Luft unter normalen Bedingungen lassen sich an Drähten von einigen Zentimetern Länge selbst bei Ausgangsspannungen unter 5 kV periphere Entladungen erzeugen. Soweit bis jetzt festgestellt werden kann, treten diese vorwiegend bei Drähten auf, die wenigstens eine der nachfolgend aufgezählten Eigenschaften aufweisen:

- a) Kleiner Drahdurchmesser,
- b) Drahtmaterial niedrigen Elektronenaustrittspotentials (z. B. Alkalimetalle),
- c) Drahtmaterial hohen Siedepunktes (z. B. Wolfram),
- d) Drähte mit dünnen, nichtmetallischen Oberflächenschichten (bestimmte Oxyde und organische Substanzen),
- e) Drähte oder Flüssigkeitsfäden aus einem Material niedrigen Siedepunktes bzw. hohen spezifischen elektrischen Widerstandes (z. B. Hg- oder Elektrolytfäden).

Der Punkt a) deutet auf einen Einfluß radialer Feldstärke hin. Die Punkte b) und c) lassen sich im Hinblick auf die Elektronenemission von der Drahtoberfläche auf Grund der Richardson-Dushman-Gleichung verstehen; ebenso der Punkt d), wenn man berücksichtigt, daß die an und für sich universelle Proportionalitätskonstante A in dieser Gleichung bei nicht reiner Metallocberfläche Werte annimmt, die je nach Oberflächenbeschaffenheit über mehrere Größenordnungen differieren können³³. Schwierigkeiten bereitet eine Deutung des Punktes e). Zweifellos besteht hier aber eine gewisse Analogie zu den eigentlichen Gleitfunken.

In der Literatur liegt bezüglich peripherer Entladungen nur relativ wenig Untersuchungsmaterial vor. Außer den schon genannten Ursachen findet man noch Hinweise auf die zusätzliche, an der Drahtoberfläche maximale Längsfeldstärke, herrührend von der radialen Expansion des Drahtmaterials im magnetischen Stromfeld³⁴, auf eine erhöhte thermische Elektronenemission bei Aufheizungen durch Stromstöße³⁵ und auf chemische Reaktionsvorgänge zwischen dem Drahtmaterial und dem umgebenden Gas³⁶.

Lediglich auf zwei Teilgebieten wurden etwas umfangreichere Untersuchungen durchgeführt. So haben sich BARTELS et al.^{37, *} u. a. eingehend mit Explosionen dünner Drähte in Gasen niedriger Durchschlagsfestigkeit beschäftigt. Diese Entladungen können in vieler Hinsicht als Funken betrachtet werden, bei denen die Achse durch einen Draht vorgegeben wird. Auch über Einzelheiten bei Drahtexplosionen im Vakuum weiß man seit geraumer Zeit auf Grund der Arbeiten von KORNEFF et al.^{2, 38, *}, STENERHAG et al.^{39, *} und NIEMEYER⁴⁰ besser Bescheid. Im besonderen zeigte letzterer, daß im Vakum, je nachdem ob der Draht aus relativ hoch- oder niedrigsiedendem Material besteht, das Entstehen einer peripheren Entladung mehr durch Elektronenemission oder mehr durch Verdampfung von Drahtmaterial begünstigt wird.

Eine der wesentlichen Voraussetzungen für das Auftreten eines peripheren Entladungstyps ganz allgemein ist das Vorhandensein hinreichend großer elektrischer Feldstärken im näheren Umgebungsbereich der Drahtoberfläche. Wie man leicht abschätzen kann, können entsprechend hohe Felder durchaus unter den üblicherweise gegebenen experimentellen Bedingungen auftreten. Sie entstehen u. U. schon bei Entladungsbeginn zufolge induktiven und/oder Ohmschen Spannungsabfalls entlang des Drahtes bzw. zwischen Ein- und Ausgang des Entladungsgefäßes. Ist beispielsweise die Induktivität des Kondensators und der Zuleitungen L_1 gegenüber derjenigen des Entladungsgefäßes L_2 klein oder mit ihr vergleichbar, so fällt unmittelbar nach dem Durchzünden der Schaltfunkenstrecke ein wesentlicher Teil der Ladespannung des Kondensators über dem Entladungsgefäß ab. Da man in diesem Stadium Änderungen der Induktivität der Ent-

* Ältere einschlägige Arbeiten des genannten Autors sind dort zitiert.

ladungsstrecke vernachlässigen kann, ist

$$U_c = (L_1 + L_2) \frac{dI}{dt} + IR, \quad (3)$$

wobei R für den gesamten Ohmschen Kreiswiderstand steht und $L_1 + L_2 = L$ die gesamte Kreisinduktivität darstellt. In den allerersten Stadien des Stromanstieges ($U_c \approx U_0$) wird der induktive Spannungsabfall über dem Entladungsgefäß $L_2(dI/dt)$ den Ohmschen bei weitem überwiegen. Dies gilt besonders dann, wenn dI/dt groß ist, d. h. wegen

$$\left. \frac{dI}{dt} \right|_{t=0} = \frac{U_0}{L}, \quad (4)$$

wenn eine hohe Ausgangsspannung und ein niedriges L gewählt wird (Bedingungen, wie sie im Hinblick auf eine hohe Leistungseinkopplung in den Draht häufig angestrebt werden). Im Bereich des Strommaximums oder während der „Strompause“ liegt vorwiegend Ohmscher Spannungsabfall vor.

Unter den genannten Voraussetzungen wird man im Anfangsstadium der Entladung bei Ladespannungen $U_0 > 10$ kV, inneren Gefäßdurchmessern $D < 10$ cm und Drahtdurchmessern $d < 50 \mu$ an dem der offenen Seite des Gefäßes zugekehrten Ende des Drahtes allein zufolge induktiven Spannungsabfalls im unmittelbaren Umgebungsbereich der Drahtoberfläche radiale Feldstärkenkomponenten $E_r > 10^5$ V/cm zu erwarten haben. Dies ergibt sich abschätzungsweise aus der entsprechenden Beziehung für die Feldstärke in einem Zylinderkondensator. Wegen der immer vorhandenen Inhomogenitäten an der Drahtoberfläche werden die Feldstärken an bestimmten Stellen der Oberfläche noch wesentlich höher liegen.

Im Einklang mit diesen Überlegungen findet man, daß bei niederinduktiven Entladungskreisen und relativ hohen Ladespannungen unter der Voraussetzung $L_1 \lesssim L_2$ in Entladungsgefäßen kleinen Durchmessers der Einsatz peripherer Entladungen schon beginnt, bevor nennenswerte Stromstärken erreicht sind und daß dieser Einsatz im allgemeinen vorzugsweise an der dem offenen Ende des Entladungsgefäßes zugekehrten Seite des Drahtes zuerst erfolgt.

Erfahrungsgemäß läßt sich ein derartiger Seitenunterschied bei niedrigen Ausgangsspannungen, großen Gefäßdurchmessern und $L_1 \gg L_2$ nicht nachweisen. Auf Entladungen unter solchen Bedingungen sei im nachfolgenden etwas näher eingegangen.

Bei der Explosion von Wolframdrähten – dem bekanntesten Objekt peripherer Gasentladungen – las-

sen sich in Luft von $p \approx 1$ atm (Gefäßdurchmesser $D = 22$ cm) bei nicht zu großen Werten für L_1 folgende Merkmale feststellen:

a) Der anfängliche zeitliche Verlauf des Ohmschen Spannungsabfalls an der Entladungsstrecke entspricht dem in Abbildung 11. Reichen die bis zum Spannungsmaximum auftretenden axialen Feldstärken für einen Durchschlag nicht aus, so ergibt sich ein Entladungstyp mit Strompause wie in Abbildung 12. Zum Unterschied zu den geläufigen „Wiederzündungen“ (wie z. B. bei Abb. 1) setzt hier der Durchschlag peripher ein. Der vom Draht während des ersten Stromimpulses aufgenommene Energiebetrag ist in den meisten Fällen geringer als der zur vollständigen Verdampfung des Drahtmaterials insgesamt notwendige. Spätestens nach Erreichen des ersten Strommaximums wird um den Draht herum eine dünne Dampfhülle sichtbar. Am Ende des ersten Stromimpulses resultiert dann ein dichter Dampfkern kleinen Durchmessers, der wesentliche Anteile flüssigen Materials enthält und mit einer Dampfschicht geringerer Dichte umgeben ist.

b) Gasentladungen treten immer zuerst an den Elektrodenbohrungen auf, in denen der Draht festgeklemmt oder eingelötet ist; allenfalls gleichzeitig auch an Oberflächeninhomogenitäten, beispielsweise an Knickstellen. Von diesen Stellen ausgehend breiten sich dann die Entladungen bei weiterer Aufheizung um den Draht herum gleichmäßig aus. Ein erstes Glimmen wird kurz vor dem Erreichen des Strommaximums beobachtbar.

c) Bezüglich der Ausbreitungsgeschwindigkeit und der Art des Einsatzes der Gasentladungen besteht im Mittel kein Unterschied zwischen den beiden Enden des Drahtes. Polung oder offene bzw. geschlossene Gefäßseite haben also keinen Einfluß.

d) Die Ausbreitung der Gasentladung und das Einsetzen des Durchschlags erfolgt – insbesondere im Fall des Auftretens einer Strompause – innerhalb der äußeren, dünnen Dampfschicht. Dies ist deutlich in Abb. 13 zu erkennen. Hier handelt es sich um einen sehr dünnen Kupferdraht, bei dem der Einsatz der peripheren Gasentladung in ganz gleicher Weise wie bei den Wolframdrähten erfolgt.

e) Das Spektrum der zunächst entstehenden Plasmasäule zeigt ausschließlich Linien des umgebenden Gases. Nach einem bestimmten Zeitintervall beginnt sich innerhalb dieser Säule eine zweite, wesentlich intensiver strahlende abzuheben

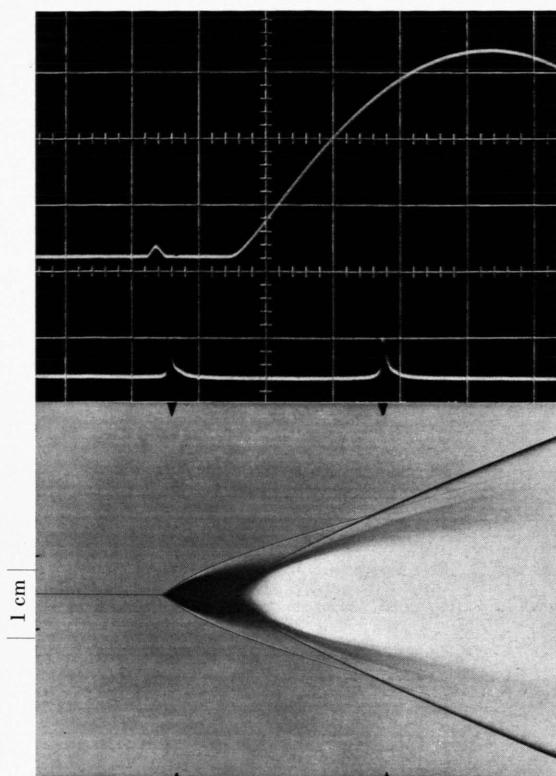


Abb. 1.

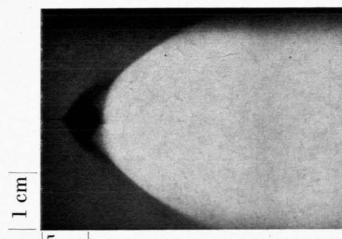


Abb. 3.

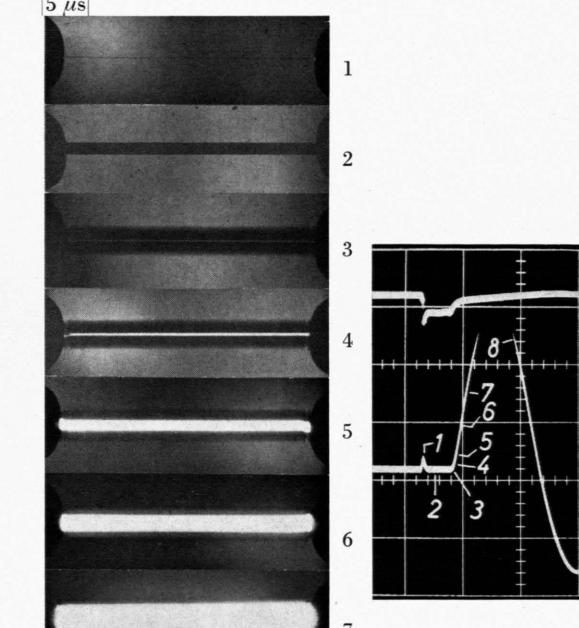


Abb. 4.

Abb. 1. Zur Herstellung der Korrelation zwischen elektrischen Messungen und den Schmieraufnahmen: Stromoszillogramm (7 kA/RE bzw. 5 μsec/RE), Korrelationsimpulse und Schlieren-Schmieraufnahme der Explosion eines Kupferdrahtes in Luft von $p \approx 1$ atm. (Wenn bei den nachfolgenden Abbildungen nicht eigens vermerkt, handelt es sich auch da jeweils um Explosionen von Kupferdrähten unter solchen Umgebungsbedingungen.) Ladespannung und Kapazität des Energiespeichers $U_0 = 5$ kV bzw. $C = 40 \mu\text{F}$, Gesamtinduktivität des Entladungskreises $L = 3 \mu\text{H}$, Drahtlänge $l = 6$ cm, Drahtdurchmesser $d = 0,05$ mm.

Abb. 2. Drahtexplosionen bei verschiedenen Drücken: $U_0 = 6$ kV, $C = 21 \mu\text{F}$, $L = 6 \mu\text{H}$, $l = 6$ cm, $d = 0,05$ mm. Drucke p :
a) 2 atm, b) 1 atm, c) 0,5 atm, d) 0,25 atm, e) 0,15 atm,
f) 0,1 atm, g) 0,05 atm, h) 0,01 atm.

Abb. 3. Ausbildung eines „Dampfkerns“ bei Vergrößerung der Drahtlänge. Symmetrische Zündung von Durchschlägen in der zylindermantelförmigen Verdünnungszone. Bedingungen wie bei Abb. 2 e, jedoch $l = 12$ cm.

Abb. 4. Kurzzeitaufnahmen der Ausbildung eines Axialdurchschlags. „Aufnahmzeitpunkte“ siehe Stromoszillogramm. Oszillogramme: Spannung (oben abwärts) 19 kV/RE, Strom (unten) 7 kA/RE, Strahlablenkung 10 μsec/RE; $U_0 = 6$ kV, $C = 21 \mu\text{F}$, $L = 0,9 \mu\text{H}$, $l = 6$ cm, $d = 0,05$ mm.

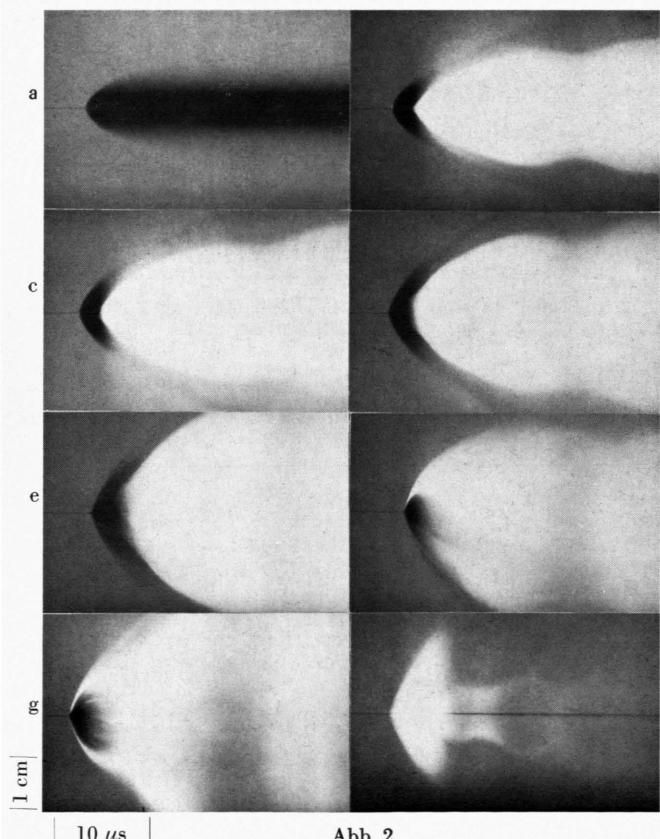


Abb. 2.

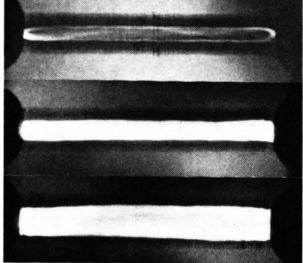


Abb. 5. Kurzzeitaufnahmen der Entwicklung eines Durchschlags in der zylindermantelförmigen Verdünnungszone.
Bedingungen wie bei Abb. 4, jedoch $p=0,25$ atm.

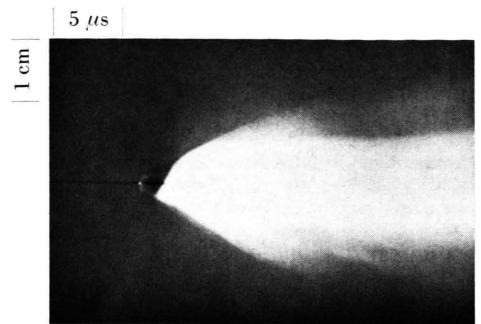


Abb. 6. Beispiel für eine frühe Zündung einer Gasentladung in der zylindermantelförmigen Verdünnungszone und verzögert einsetzenden stromstarken Durchschlag; Nickeldraht. $U_0=6$ kV, $C=21 \mu\text{F}$, $L=6 \mu\text{H}$, $l=15$ cm, $d=0,05$ mm, $p=0,25$ atm.

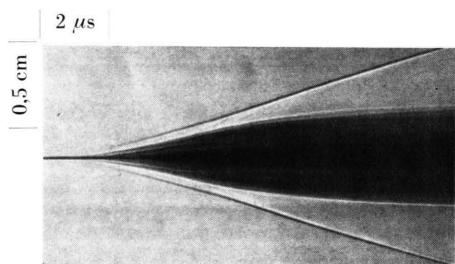


Abb. 7. Verlauf der Verdünnungszone bei großer Drahtlänge bzw. Drahtmaterial relativ hohen spezifischen Widerstandes.
Bedingungen wie bei Abb. 4, jedoch $l=15$ cm.

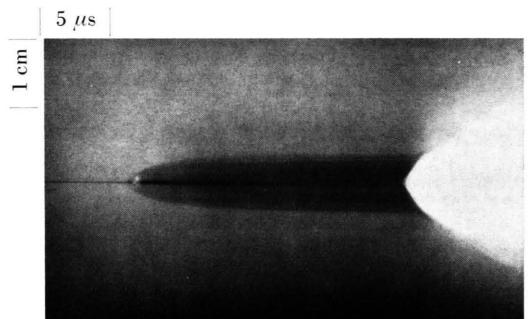


Abb. 8. Später Innendurchschlag: Bedingungen wie Abb. 4, jedoch $l=12$ cm und $p=0,5$ atm.

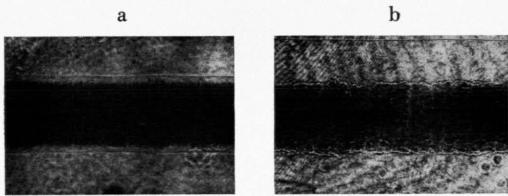


Abb. 9. Inhomogenitäten der Metalldampfsäule; Aufnahmen mit Laserlicht. $U_0=6$ kV, $C=21 \mu\text{F}$, $L=1,2 \mu\text{H}$, $d=0,05$ mm. a) $l=6$ cm, b) $l=15$ cm.

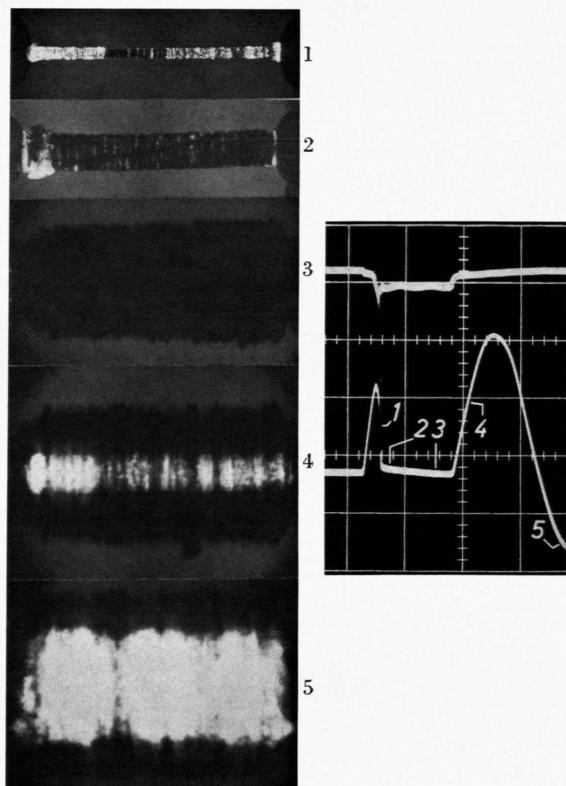


Abb. 10. Kurzzeitaufnahmen mit Strom- und Spannungsoszillogramm einer Drahtexplosion unter Bedingungen wie bei Abb. 4, jedoch $d=0,2$ mm.

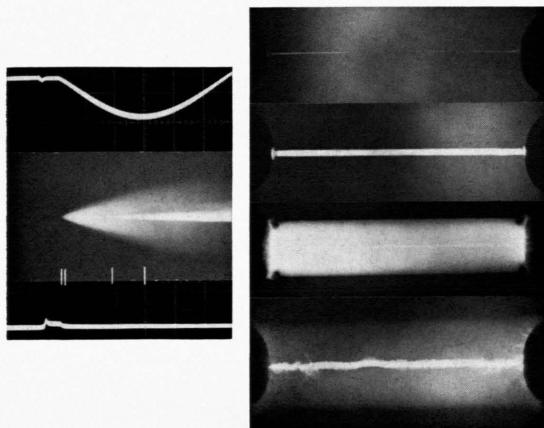


Abb. 12. Schmieraufnahme (5 $\mu\text{sec}/\text{RE}$) und Kurzzeitaufnahmen („Aufnahmezeitpunkte“ in der Schmieraufnahme markiert) sowie Strom- (oben abwärts 3,5 kA/RE) und Spannungsoszillogramm (39 kV/RE) der Entwicklung einer peripheren Entladung bei einem Wolframdraht in Luft von $p \approx 1$ atm. $U_0=6$ kV, $C=21 \mu\text{F}$, $L=18 \mu\text{H}$, $l=7$ cm, $d=0,05$ mm.

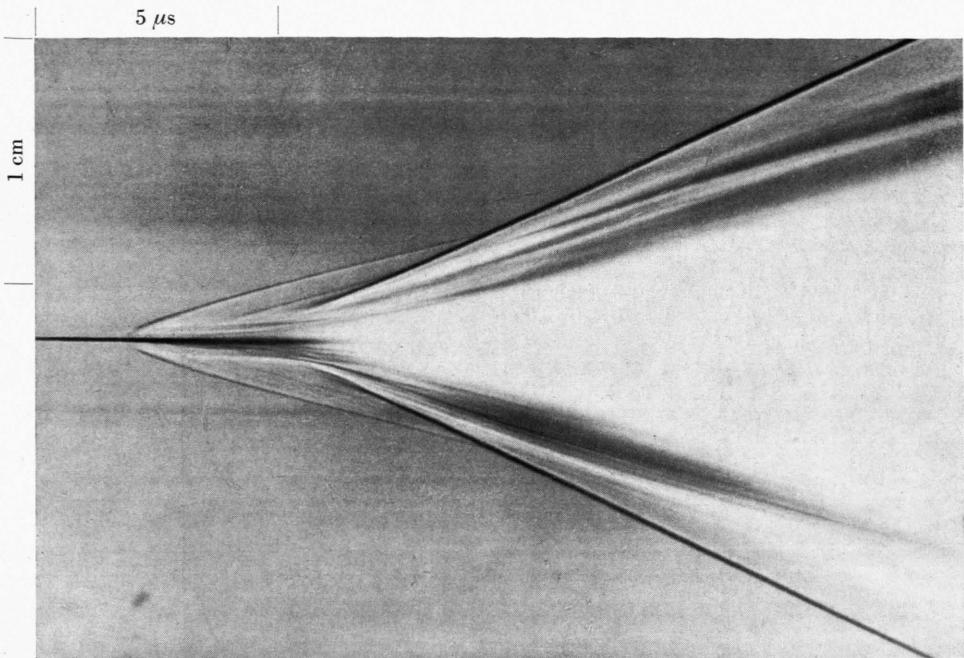


Abb. 13. Schlieren-Schmieraufnahme der peripheren Entladung bei der
Explosion eines Kupferdrahtes; $U_0=5 \text{ kV}$, $C=200 \mu\text{F}$, $L=3,5 \mu\text{H}$,
 $l=15 \text{ cm}$, $d=0,03 \text{ mm}$.

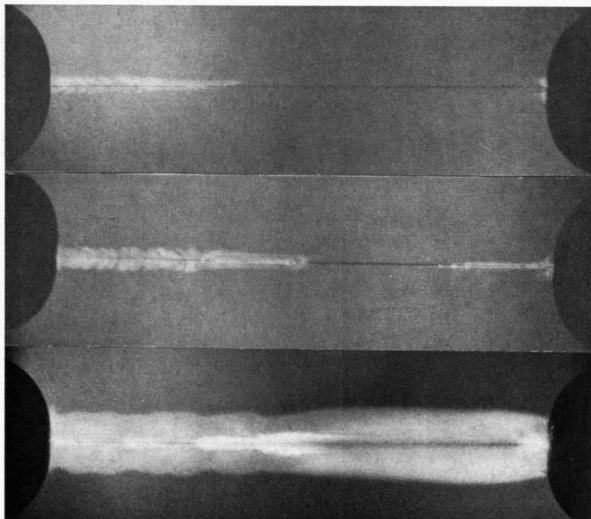


Abb. 14. Ausbildung einer peripheren Entladung bei Unterdruck. „Auf-
nahmemezeitpunkte“ 0,3; 0,6 und 2 μsec nach Beginn der Entladung.
Bedingungen wie bei Abb. 4, jedoch $p=0,02 \text{ atm}$, linke Elektrode (+).

(Abb. 12). Diese emittiert praktisch nur Linien des Drahtmaterials.

f) Der Mechanismus verläuft in chemisch inerten Gasen gleicher Durchschlagsspannung in ganz ähnlicher Weise.

g) Die peripheren Entladungen lassen sich bei entsprechender Erhöhung des Umgebungsdruckes weitgehend unterbinden.

Der genannte Tatbestand deutet darauf hin, daß der Durchschlag auf folgende Weise zustande kommt:

Der Einsatz der ersten örtlich begrenzten Gasentladungen erfolgt an Stellen besonders hoher Feldstärke über der Drahtoberfläche zu einem Zeitpunkt, in dem der Spannungsabfall über dem Draht bzw. dem ganzen Entladungsgefäß bereits vorwiegend Ohmscher Natur ist (s. a. ⁴⁰) und etwa das Schmelzstadium eingesetzt hat. Bei den Elektroden gilt für den drahtseitigen Ansatzpunkt der Entladung $U_x \geq U_a$, wenn U_x der Spannungsabfall zwischen diesem Punkt und der Elektrodenoberfläche und U_a die entsprechende Einsatzspannung für die Gasentladung ist. Ein Schottky-Effekt macht sich nicht bemerkbar.

Für die weitere Ausbildung der peripheren Entladung ist praktisch nur die axiale Feldstärkenkomponente U_E/l maßgebend, wobei die gesamte, an der Entladungsstrecke liegende Spannung U_E während der Strompause weitgehend konstant ist.

Die Ausbreitung der primären Gasentladung und damit der Einsatz des peripheren Überschlags erfolgt innerhalb der äußeren Dampfschicht, da dort die Anzahl der Ladungsträger relativ am größten und — unter den gegebenen Bedingungen — die Ionisierungsspannung der Metallatome nur etwa halb so groß ist wie die der Moleküle des umgebenden Füllgases. Im Fall des Auftretens einer Strompause ist der Zeitpunkt des Einsatzes des Durchschlags vorwiegend durch einen bestimmten Grad der Aufheizung und damit der Elektronenemission aus den

flüssigen Teilen des Metalldampfes bestimmt. Inwieviel die in den äußeren Bereichen der Dampfsäule zunächst sich ausbildende Verdünnungszone (siehe Abb. 6 und 7) über die Strompause hinweg erhalten bleibt und damit für das Entstehen der peripheren Entladungen ebenfalls eine Rolle spielt, konnte noch nicht eindeutig geklärt werden. Wesentlich im Hinblick auf zwei der in der Literatur genannten Ursachen (s. o. ^{34, 35}) scheint, daß dem Einsatz der Gasentladung keine Expansion des Drahtmaterials und auch kein Stromstoß unmittelbar vorangehen.

Infolge der ionisierenden UV-Strahlung der ersten Entladungshülle weitet sich diese rasch auf. Durch die intensiv einsetzende Strahlungsaufheizung des Drahtkerns von außen her tritt nun erst die vollständige Verdampfung des Drahtmaterials ein. Dabei kommt es zur Bildung des optisch wesentlich dichteren, inneren Plasmazyliners.

Erwähnt sei noch, daß unter den genannten Versuchsbedingungen ein vollkommen anderer Aufbaumechanismus der peripheren Entladung und darüber hinaus auch ein diesbezüglicher Seitenunterschied beim Draht dann festgestellt werden kann, wenn die Durchschlagsspannung des umgebenden Gases stark verringert wird. In einem solchen Fall setzt die Gasentladung unabhängig von der Gefäßseite immer am positiven Drahtende zuerst ein und breitet sich von dort vorwiegend im Füllgas aus (Abbildung 14). Aufheizung und Expansion des Drahtes erfolgt demzufolge zunächst stärker auf der negativen Drahtseite, während an der positiven der Strom mehr durch das Füllgas fließt. Der weitere Ablauf der Entladung ist dann im wesentlichen dasselbe wie bei höheren Drücken.

Herrn Prof. Dr. W. LOCHTE-HOLTGREVEN danke ich für das fördernde Interesse an dieser Arbeit. Bei den Experimenten waren mir Herr G. NEUMANN und später Herr R. SCHÖFER behilflich, denen ich ebenfalls sehr zu Dank verpflichtet bin.

¹ K. G. MOSES u. T. KORNEFF, Rev. Sci. Instrum. **34**, 849 [1963].

² D. C. CHERN u. T. KORNEFF, in: Exploding Wires, Hrg. W. G. CHACE u. H. K. MOORE, Plenum Press, New York 1968, Vol. 4, p. 173.

³ H. JÄGER u. D. RUSCHE, Z. Angew. Phys. **26**, 231 [1969].

⁴ F. D. BENNETT, in: Progress in High Temperature Physics and Chemistry, Hrg. C. A. ROUSE, Pergamon Press, New York 1968, Vol. 2, p. 1.

⁵ H. JÄGER u. W. LOCHTE-HOLTGREVEN, Exploding Wires **4**, 41 [1968].

⁶ F. D. BENNETT, H. S. BURDEN u. D. D. SHEAR, Phys. Fluids **5**, 102 [1962].

⁷ T. KORNEFF, J. L. BOHN u. F. H. NADIG, Exploding Wires **1**, 104 [1959].

⁸ W. TIEMANN, Z. Naturforsch. **23 a**, 1952 [1968].

⁹ F. D. BENNETT u. G. D. KAHL, Exploding Wires **4**, 1 [1968].

¹⁰ F. N. WEBER u. D. D. SHEAR, J. Appl. Phys. **40**, 3854 [1969].

¹¹ H. L. BRODE, Phys. Fluids **2**, 217 [1959].

¹² H. SCHARDIN, Commun. Pure Appl. Math. **7**, 223 [1954].

¹³ R. G. CAMPBELL, J. Appl. Phys. **29**, 55 [1958].

¹⁴ M. P. FRIEDMANN, J. Fluid Mech. **11**, 1 [1961].

- ¹⁵ C. A. ROUSE, Exploding Wires **2**, 33 [1962].
¹⁶ M. MÜLLER, Exploding Wires **1**, 186 [1959].
¹⁷ G. L. CLARK, J. J. HICKEY, R. J. KINGSLEY u. R. R. WUERKER, Exploding Wires **2**, 175 [1962].
¹⁸ E. C. CNARE u. F. W. NEILSON, Exploding Wires **1**, 83 [1959].
¹⁹ J. NASILOWSKI, Prz. elektrot. **12**, 401 [1966].
²⁰ A. E. VLASTÓS, J. Appl. Phys. **38**, 4993 [1967].
²¹ J. D. GRAHAM, C. W. SPRANGLER, S. K. LOTT u. M. J. JONCICH, J. Phys. Chem. Solids **30**, 1900 [1969].
²² W. G. CHACE, R. L. MORGAN u. K. R. SAARI, Exploding Wires **1**, 59 [1959].
²³ F. H. WEBB, N. CHASE, M. ERNSTENE u. A. TOLLESTUP, Exploding Wires **1**, 33 [1959].
²⁴ K. E. MORAN, Exploding Wires **3**, 285 [1964].
²⁵ H. D. EDELSON u. T. KORNEFF, J. Appl. Phys. **37**, 2166 [1966].
²⁶ K. B. ABRAMOVA, V. P. VALITSKII, YU. V. VANDAKUROV, N. A. ZLATIN u. B. P. PEREGUD, Sov. Phys.-Dokl. **11**, 301 [1966].
²⁷ YU. V. VANDAKUROV u. E. N. KOLESNIKOVA, Sov. Phys.-Techn. Phys. **12**, 1458 [1968].
²⁸ M. L. COFFMAN, Exploding Wires **3**, 89 [1964]; **4**, 71 [1968].
²⁹ H. GORONKIN, J. Appl. Phys. **39**, 5345 [1968].
³⁰ ST. H. SMITH, J. Appl. Phys. **41**, 3918 [1970].
³¹ H. JÄGER, H. J. SIEBKE u. U. FISCHER, Verh. Dtsch. Phys. Ges. **3**, 121 [1972].
³² J. NASILOWSKI, Exploding Wires **3**, 295 [1964].
³³ Taschenbuch für Chemiker und Physiker, Hrg. J. D'ANS u. E. LAX, Springer-Verlag, Berlin 1949, p. 193.
³⁴ I. F. KVARTSKHAVA, V. V. BONDARENKO, R. D. MELADZE u. K. V. SULADZE, Sov. Phys.-JETP **4**, 637 [1957].
³⁵ S. V. LEBEDEV, Sov. Phys.-JETP **23**, 337 [1966].
³⁶ W. ERB u. J. VAN CALKER, Z. Angew. Phys. **31**, 71 [1971].
³⁷ H. BARTELS, J. BORTFELDT u. K.-H. BERG, Proc. 5-th Int. Conf. Ionization Phen. in Gases, München 1961, Hrg. H. MAECKER, North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1962, p. 1048 (s. a. ebenda, p. 2032). — H. BARTELS, u. J. BORTFELDT, Exploding Wires **3**, 1 [1964].
³⁸ H. D. EDELSON u. T. KORNEFF, Exploding Wires **3**, 267 [1964].
³⁹ B. STENERHAG, S. K. HÄNDL u. B. GÖHLE, J. Appl. Phys. **42**, 1876 [1971].
⁴⁰ L. NIEMEYER, Z. Naturforsch. **24a**, 1707 [1969].