

Die radiale und axiale Entwicklung des Leuchtens im Funkenkanal, untersucht mit einer Wischkamera

JÖRN KOPPITZ

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg

(Z. Naturforschg. **22 a**, 1089—1097 [1967]; eingegangen am 30. März 1967)

In this work the radial and axial development of the hot plasma spark channel is treated. The measured radial expansion is in good agreement with the theory of BRAGINSKII, but not with that of DRABKINA. A formula for the dependence of the channel radius on external parameters is derived. Axial inhomogeneities were found to be the consequence of an inhomogeneous development in the pre-discharge channel during the streamer stage.

Ziel dieser Arbeit ist die Feststellung von Gesetzmäßigkeiten, die bei der Entwicklung von Funkenkanälen auftreten. Es werden Funken in Wasserstoff und Stickstoff untersucht, die im homogenen Feld unter Kanalaufbaubedingungen ablaufen (ca. 20% Überspannung).

Im zeitlichen Ablauf eines Funkens unterscheidet man drei Abschnitte:

1. Vorstadium (Primärlawine und Vorentladungskanal). Das Gas ist zu weniger als 1% ionisiert.

2. Heißes oder hydrodynamisches Stadium. Ein vollionisierter Plasmakanal hoher Temperatur hat sich aus dem Vorentladungskanal gebildet. Er dehnt sich unter Energiezufuhr infolge einer durch Gasaufheizung erzeugten Drucküberhöhung aus.

3. Abkühlphase. Nach Abschluß der Energiezufuhr kühlt sich der Funke durch Wärmeverluste ab. Das Gas wird entionisiert.

In dieser Arbeit wird besonders das aufgeheizte Stadium untersucht, und zwar die Ausbreitung des hellen Funkenkanals. Der heiße Plasmakanal breitet sich zwischen den Elektroden aus: sowohl a) axial wie b) radial.

a) axial: Die Aufheizung des Plasmas, die am hellen Leuchten erkennbar ist gegenüber dem schwachen Leuchten des Vorentladungskanals, beginnt nicht gleichzeitig auf der ganzen Länge des Vorentladungskanals. Die so entstehende Inhomogenität wird durch die Entwicklung der Primärlawine bewirkt und kann bis zum Verlöschen des Funkens erhalten bleiben.

b) radial: Für die radiale Aufweitung gibt es Theorien (DRABKINA¹, BRAGINSKII²), deren Anwendbarkeit auf die untersuchten Funken geprüft wird.

¹ S. I. DRABKINA, Zh. Eksperim. Teor. Fiz. **21**, 473 [1951].

² S. I. BRAGINSKII, Soviet Phys.—JETP **7**, 1068 [1958].

I. Beschreibung der Apparatur

1. Entladungssystem und Stoßkreis

Die Entladungen laufen in einem homogenen Feld unter Kanalaufbaubedingungen ab. Die Gasfüllung des Rezipienten ist nachgereinigter Wasserstoff bzw. Stickstoff. Der Fülldruck p_0 beträgt maximal 600 Torr. Der Elektrodenabstand ist 2 cm. Die Anfangselektronen der Entladungen werden durch Photoeffekt an der Kathode erzeugt. Das Licht einer Blitzlampe löst auf einer Fläche von ca. 0,25 mm² in der Mitte der Kathode maximal 10^4 Elektronen innerhalb 20 nsec aus. Die entstehenden Lawinen überlagern sich in ihrer Raumladungswirkung, da sie innerhalb eines Diffusionsradius laufen. Die für den Kanalaufbau nötige Überspannung wird mit einem Thyratron-Stoßkreis erzeugt (siehe z. B.³). Der Stoßkondensator kann zwischen 100 pF und 10 nF variiert werden, die Kreisinduktivität ist minimal 0,7 μ H. Durch Änderung des Dämpfungswiderstandes im Stoßkreis erzeugt man verschiedene gedämpfte oszillierende oder aperiodisch gedämpfte Entladungen. Der Strom wird über Stromwandler gemessen, die Spannung über kapazitive Teiler. Als Meßgerät dient ein 1000 MHz-Oszilloskop.

2. Optischer Teil

Für die örtlich und zeitlich aufgelöste Untersuchung der Funken dient eine Bildwandler-Wischkamera, wie sie z. B. zur Untersuchung des Vorstadions benutzt wurde⁴. Sie hat Wischgeschwindigkeiten zwischen $0,5 \cdot 10^8$ cm sec⁻¹ und 10^5 cm sec⁻¹ (bezogen auf den Bildschirm). Es werden zwei Verfahren verwendet: a) Längswischverfahren, b) Querwischverfahren.

a) *Längswischen*: Das Bild des Funkens wird parallel zur Funkenachse gewischt. Daraus ergibt sich die zeitliche Entwicklung des Funkenradius. Der Funke wird zunächst auf eine Zwischenbildebene abgebildet, wo mit einem senkrecht zur Funkenachse stehenden Spalt ein kleiner Bereich des Funkens ausgeschnitten wird. Mit einer zweiten Optik wird die ausgeschnittene

³ H. THOLL, Z. Naturforschg. **22 a**, 1068 [1967].

⁴ K.-H. WAGNER, Z. Phys. **180**, 516 [1964].



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-Kleine 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.

Scheibe auf die Kathode des Wandlers projiziert. Die Wischbilder werden vom Leuchtschirm abphotographiert, bei kleinen Intensitäten unter Einschaltung eines Verstärkers. Zum Nachweis der vom expandierenden Funken erzeugten Schockwelle, in der ein hoher Dichtegradient vorliegt, wurde eine Schlierenanordnung aufgebaut. Sie besteht aus einem Beleuchtungsfunken, einem Kondensor und einer Schlierenblende in der Brennebene der Bildoptik. In den Schlierenbildern bleibt der selbstleuchtende Funke sichtbar.

b) Querwischen: Das Bild des gesamten Funkens wird senkrecht zu seiner Achse gewischt. Als Information erhält man das zeitliche Vorwachsen des leuchtenden Plasmas in Achsenrichtung sowie unterschiedliches Nachleuchten in verschiedenen Bereichen des Kanals.

II. Untersuchungen in Wasserstoff

1. Einsatz der Aufheizung des Kanals

a) Radiale Konzentration

Die Funken entwickeln sich unter Kanalaufbaubedingungen. Bis zur Ankunft des kathodengerichteten Kanals an der Kathode ist der Aufbau bekannt (s. Anm. 5, 6). Anschließend besteht eine schwach leitende Verbindung zwischen Anode und Kathode, der Vorentladungskanal. Zu Anfang hat er einen Widerstand von etwa $1 \text{ M}\Omega$, die Elektronendichte ist etwa 10^{12} cm^{-3} , die Elektronentemperatur beträgt einige eV. In Wasserstoff kann man diesen Vorentladungskanal mit dem Bildwandler beobachten, wenn das Dissoziationskontinuum ausreichend emittiert wird (bläuliches Leuchten). Die Abb. 1* zeigt in Längswischbildern die radiale Entwicklung beim Übergang aus dem Vorentladungskanal in den heißen Plasmakanal. Das Gebiet der Strahlungsemmission konzentriert sich innerhalb 5 – 10 nsec von anfangs 0,5 mm Radius auf einen Faden von weniger als 0,05 mm Radius. Der entstehende Faden leuchtet rot (H_α). Durch Verwendung eines kleinen Stoßkondensators wurde die Energieeinspeisung klein gehalten, so daß die Aufheizung gerade eben erfolgte (Abb. 1 a, 1 b). In Abb. 1 b erkennt man den Beginn einer Aufweitung des helleuchtenden Fadens (s. Pfeil). In beiden Fällen nimmt der Funkenradius langsam ab, wenn keine Energie mehr zugeführt wird.

Deutung der radialen Konzentration: Im Vorentladungskanal wächst mit steigendem Strom die Elektronendichte N_e . Die Elektronen haben eine

Temperatur von ca. 3 – 5 eV, das Gas dagegen bleibt kalt, bis die Elektronendichte etwa den Wert 10^{17} cm^{-3} erreicht (1% Ionisierung). Von dann an wird die Relaxationszeit für thermisches Gleichgewicht zwischen Elektronen und Gas durch den großen Stoßquerschnitt der Ionen sehr kurz (bei $N_e = 10^{18}$ wird sie kleiner als 1 nsec). Erreichen an einer Stelle des Vorentladungskanals die Elektronen eine Dichte $N_e \approx 10^{17}$, so wird das Gas dort schnell aufgeheizt. Es wird dissoziiert und ionisiert, die Leitfähigkeit steigt, die Stromdichte erhöht sich und dadurch verstärkt sich die Aufheizung. Die Messungen zeigen, daß auf diese Weise ein Plasmafaden mit einem Anfangsradius von ca. 0,05 mm entsteht. Darin liegt ein thermisches Plasma mit einer Temperatur $T > 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ vor. Die emittierte Strahlung ist die zur Plasmatemperatur gehörige Linien- und Kontinuumstrahlung des H-Plasmas³. Da die Bildung des Plasmafadens sehr schnell erfolgt, entsteht in ihm eine Drucküberhöhung, für deren Maximalwert man bei Vernachlässigung der sofort einsetzenden Aufweitung abschätzen kann:

$$t = 0: p_k / p_0 \approx T_k / T_0 \approx 30.$$

Die Drucküberhöhung verursacht die in Abb. 1 b angedeutete Aufweitung.

b) Axiale Entwicklung

Der Einschnürungs- und Aufheizprozeß geht nicht im gesamten Kanal homogen und zur gleichen Zeit vor sich. Das läßt sich mit Querwischuntersuchungen zeigen. Ein Beispiel einer Querwischaufnahme zeigt Abb. 2.

Man gewinnt folgende Ergebnisse:

1. Im Kanal existiert ein Ort (in den Abbildungen mit H bezeichnet), wo der Funke am längsten nachleuchtet, weil das Gas dort besser aufgeheizt ist.
2. In der Umgebung dieses Ortes H setzt das Leuchten auch am frühesten ein.
3. Das Leuchten tritt auf in kleinen, voneinander getrennten Kanalbereichen (Streifenstruktur der Wischbilder).
4. Außer dem Ort H in der Strecke sind auch die Enden des Kanals an den Elektroden Orte frühen Aufleuchtens (s. auch Abb. 6).

1. E_0 -Abhängigkeit: Die Feldstärkeabhängigkeit wurde bei hohem n_0 gemessen ($n_0 \approx 2000$). Der

⁵ H. RAETHER, Electron Avalanches and Breakdown in Gases, Butterworth, London 1964.

⁶ K.-H. WAGNER, Z. Phys. **189**, 465 [1966].

* Abb. 1 bis 3 und Abb. 6 bis 14 auf Tafel S. 1092 a, b.

Stoßkondensator $C_{\text{stoß}}$ hatte eine Größe von 500 pF, der Druck p_0 war 400 Torr. In Abb. 3 erkennt man den Einfluß hoher Feldstärke. Bezeichnet man mit x_a bzw. x_e die anodenseitigen Begrenzungen des Gebietes frühesten Aufheizung bzw. längsten Nachleuchten H, und trägt x_a und x_e gegen E/p auf, so erhält man die Kurven der Abb. 4. Mit eingezeichnet ist

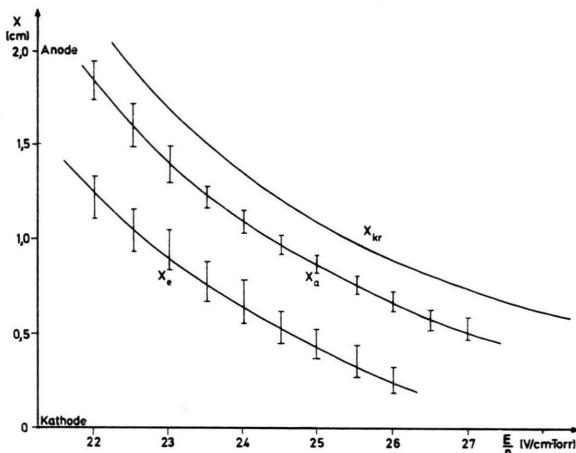


Abb. 4. Abhängigkeit der Lage des Ortes H von der Feldstärke. ($H \triangleq x_a$, s. Text.) $C=500 \text{ pF}$, $n_0 \approx 2000$, $p=400 \text{ Torr}$.

der berechnete Ort x_{kr} , an dem die Primärlawine kritisch wird auf Grund des angelegten Feldes:

$$\ln n_0 + \alpha x_{\text{kr}} \approx 20. \quad (1)$$

Das früheste Aufleuchten sowie das längste Nachleuchten finden etwas unterhalb x_{kr} statt (Abb. 5).

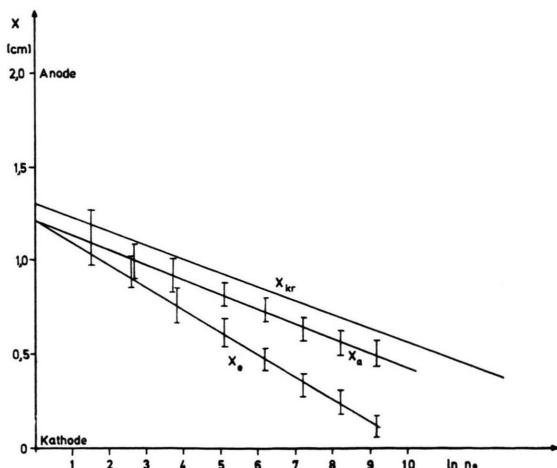


Abb. 5. Abhängigkeit der Lage des Ortes H von $\ln n_0$. ($H \triangleq x_a$, s. Text.) $C=500 \text{ pF}$, $E/p=26 \text{ V/cm} \cdot \text{Torr}$, $p=400 \text{ Torr}$.

2. n_0 -Abhängigkeit: Eine Erhöhung von n_0 hat zwei Auswirkungen:

a) Der Ort der optimalen Aufheizung (H) wandert in Richtung Kathode. Es zeigte sich, daß dies etwa gemäß Gl. (1) erfolgt (Abb. 5).

b) Bei kleinem n_0 ist das Gebiet (H) eng begrenzt (Abb. 2; Abb. 6). Durch eine Vergrößerung von n_0 verbreitert es sich zur Kathode hin und erstreckt sich bei hohem n_0 bis zur Kathode (s. Abb. 3).

3. Änderung der Energiezufuhr: Die Energiezufuhr wurde durch Änderung des Stoßkondensators $C_{\text{stoß}}$ variiert. Wenn er sehr klein ist, wird der Kanal nur partiell aufgeheizt. Das zeigt Abb. 7 ($C_{\text{stoß}} = 100 \text{ pF}$, $n_0 \approx 10$ bzw. $n_0 \approx 10^3$). Bei größerer Energieeinspeisung bleibt das Anfangsverhalten unverändert inhomogen (s. Abb. 2, 3, 6); später tritt eine Homogenisierung ein. Nach einer Energiefreisetzung von etwa 0,1 Joule wurde kein sehr inhomogenes Nachleuchten mehr beobachtet.

Störungen im Kanal: Längswischbilder zeigen, daß im Gebiet zwischen x_{kr} und der Anode das helle Leuchten nicht nur an einer Stelle des Vorentladungskanals einsetzen kann, sondern oft an zwei (Abb. 8 b). Die Folge ist, daß im heißen Stadium zwei expandierende Zentren entstehen, die sich durch die auftretenden Druckwellen (s. unten) abstoßen (Abb. 8 a).

Deutung der Querwischuntersuchungen: Beim Übergang der kritisch gewordenen Elektronenlawine in den Kanalaufbau bildet sich unterhalb der Stelle x_{kr} im kathodengerichteten Kanal eine Einschnürung im Leuchten aus^{6, 7}. Eine Folge ist, daß an dieser Stelle („Hals“, in den Abbildungen mit H bezeichnet) die Elektronendichte besonders hoch ist. Ebenfalls kann sie erhöht sein an den Elektroden durch örtliche Feldüberhöhung. An diesen Orten erhöhte Elektronendichte setzt die Thermalisierung des Gases früher ein als in radial breit ausgedehnten Gebieten niedriger Elektronendichte. Ort und Länge des Halses werden bestimmt durch die Startbedingungen der Primärlawine (n_0 , E/p). Besonders schlecht (nach den Aufnahmen) ist die Aufheizung zwischen dem Hals und der Anode. Die heißen Zentren an Hals und Anode wachsen diskontinuierlich und unabhängig in dieses Gebiet, wobei Verzweigungen möglich sind.

Da die frühen Stadien der Wasserstoffentladung mit dem hier verwendeten Bildwandler nicht beob-

⁷ H. THOLL, Z. Naturforsch. **19 a**, 704 [1964].

achtet werden konnten, war eine genauere Deutung nicht möglich. Jedenfalls kann man einen homogenen Kanal nur bei großer Energiezufuhr, hohem n_0 und im Gebiet zwischen x_{kr} und der Kathode erwarten. Alle Messungen zur Radialexpansion wurden unter diesen Bedingungen durchgeführt.

2. Radiale Expansion des heißen Kanals

In Abb. 1 b war der Beginn einer radialen Aufweitung angedeutet. Sie erfolgte nur schwach, da keine Energie mehr zugeführt wurde. Vergrößert man die Stoßkapazität und dadurch die freigesetzte Energie, so erkennt man die Aufweitung besser (Abb. 9). Sie findet anfänglich mit Überschallgeschwindigkeit statt ($v_0 \approx 5 \cdot 10^5$ cm/sec, $c = 1,3 \cdot 10^5$ cm/sec). Eine Aufnahme unter Anwendung der Schlierentechnik zeigt Abb. 10. Man sieht die Bildung einer Dichte-Diskontinuität, der sogen. Schockfront, außerhalb des leuchtenden Kanals. Abb. 11 zeigt die Entwicklung einer aperiodisch gedämpften Entladung bis zum Verlöschen. Die Aufweitung erfolgt so lange, wie Strom fließt. Anschließend bleibt der Radius fast konstant, die Ränder zerfließen langsam, und das Leuchten verschwindet diffus. Verkleinert man die Stoßkreisdämpfung, so oszilliert der Strom und auch der Kanalradius (Abb. 12). Die Schlierenaufnahme (Abb. 13) zeigt, daß außer der Schockfront sich eine weitere Diskontinuität dicht am Kanalrand bildet (Hülle des Kanals). Der Dichtegradient in der Hülle hat ein gegenüber der Schockfront umgekehrtes Vorzeichen (s. a. Abb. 14). Die Hülle trennt sich etwa nach der ersten Halbwelle vom Kanal, sie folgt schwach seinen Oszillationen. Bei kritischer Einstellung der Schlierenblende kann man zeigen, daß bei stark oszillierenden Entladungen durch die mit jeder Stromhalbwelle verbundenen Kanalaufweitungen schwache Sekundärschockwellen erzeugt werden (Abb. 14).

Deutung der Radialaufweitung: Die Expansion des Kanals ist ein hydrodynamisches Problem. Wie oben gezeigt, herrscht im Kanal ein hoher Überdruck. Die Druckstörung läuft mit Überschallgeschwindigkeit unter Ausbildung einer Schockfront in das Gas. DRABKINA¹ und BRAGINSKII² gehen in ihren Kanaltheorien von diesen Schockprozessen aus.

a) Theorie von DRABKINA

Nach DRABKINA wird die Entladungsenergie zur Ausbildung einer zylindrischen Druckstörungszone verwendet, an deren Rand sich ein Schock ausbildet.

Hinter der Front entstehen nach den hydrodynamischen Grundgleichungen bestimmte Verteilungen für Druck, Dichte und Temperatur. Von DRABKINA berechnete Verteilungen zeigt Abb. 15. Erreicht die

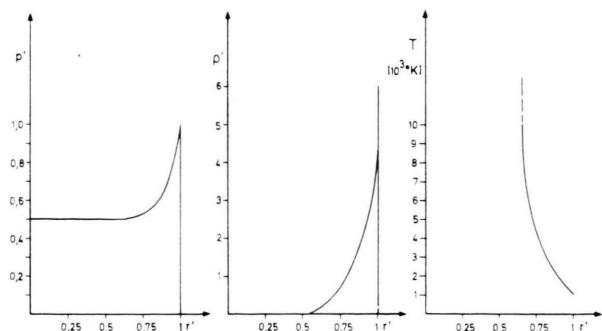


Abb. 15. Druck-, Dichte- und Temperaturverteilungen in der Schockstörungszone nach DRABKINA. Es bedeuten: $r' = r/r_s$, $p' = p/p_s$, $\rho' = \rho/\rho_0$. Der Temperaturverlauf gilt für Wasserstoff bei einer Schockstärke $p_s/p_0 = 20$.

Gastemperatur 10^4 °K, so beginnt das Gas zu leuchten. Dort liegt näherungsweise der Rand des leuchtenden Kanals. Ursprünglich wurde die Rechnung für momentane Energiefreisetzung durchgeführt; eine Erweiterung auf langsame Energiezufuhr führte zu folgenden Gleichungen für Schock- und Kanalradius (r_s , r_k):

$$r_s(t) = \left(\frac{\alpha}{\varrho_0} \right)^{1/4} \left[\int_0^t \left(\frac{E(t)}{l} \right)^{1/2} dt \right]^{1/2}, \quad (2)$$

$$r_k(t) = L \left(\frac{\varrho_N}{\varrho_0} \right)^p \left(\frac{E(t)}{l} \right)^M \left[\int_0^t \left(\frac{E(t)}{l} \right)^{1/2} dt \right]^N, \quad (3)$$

$E(t)$ = bis zum Zeitpunkt t freigesetzte Energie, l = Länge des Funkens, ϱ_N = Gasdichte bei 760 Torr, ϱ_0 = Gasdichte in der Apparatur. Konstanten (cgs-System) für Wasserstoff: $\alpha = 5,4$, $L = 0,44$, $p = 0,306$, $M = 0,138$, $N = 0,363$.

b) Theorie von BRAGINSKII

Der heiße Kanal wird als radial expandierender Kolben angesehen, der das umgebende Gas vor sich herschiebt und komprimiert. Nach BRAGINSKII ist der Kanal ein homogener Zylinder. Die in der Entladung freigesetzte Energie wird zur Erhöhung der inneren Energie (Temperaturerhöhung, Ionisierung, Dissoziation) und zur Expansion des Gases im Kanal benutzt. Die Energiegleichung lautet:

$$\frac{dW}{dt} + p_k \frac{d}{dt} (\pi r_k^2) = Q_j, \quad (4)$$

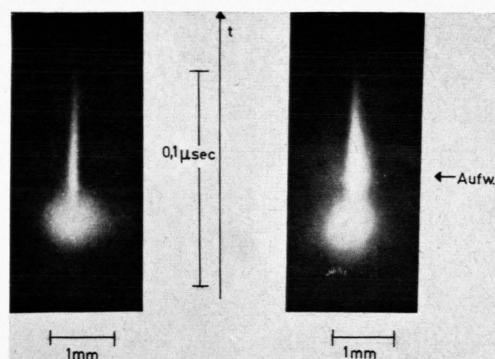


Abb. 1. Längswischbilder zur Entwicklung vom Vorentladungskanal in den heißen Funken. Der breite Fleck ist das Wischbild des Vorentladungskanals, der schmale Faden das des heißen Funkens. $C=95\text{ pF}$, $p=400\text{ Torr}$, $E/p=25\text{ V/cm}\cdot\text{Torr}$. Die Aufnahmen wurden unter Verwendung eines Bildverstärkers gemacht. a) Der Funkenradius bleibt konstant.
b) Der Funkenradius vergrößert sich schwach.

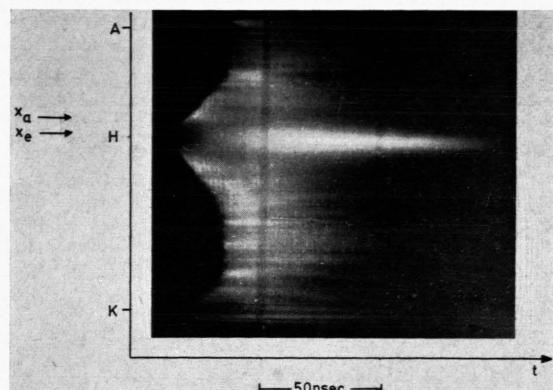


Abb. 2. Querwischbild eines Funkens. Die Aufheizung erfolgt optimal am Ort H. $C=236\text{ pF}$, $E/p=27\text{ V/cm}\cdot\text{Torr}$, $n_0 \approx 10$, $p=400\text{ Torr}$.

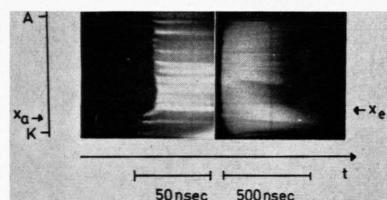


Abb. 3. Querwischbild eines Funkens. Bei hoher Feldstärke verlagert sich der Ort H zur Kathode hin, da x_{kr} kleiner wird. $C=500\text{ pF}$, $E/p=28\text{ V/cm}\cdot\text{Torr}$, $n_0 \approx 2000$, $p=400\text{ Torr}$.

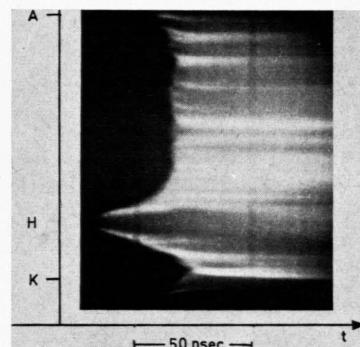


Abb. 6. Querwischbild eines Funkens bei kleiner Startelektronenzahl. $C=500\text{ pF}$, $E/p=30\text{ V/cm}\cdot\text{Torr}$, $p=400\text{ Torr}$, $n_0 \approx 5$.

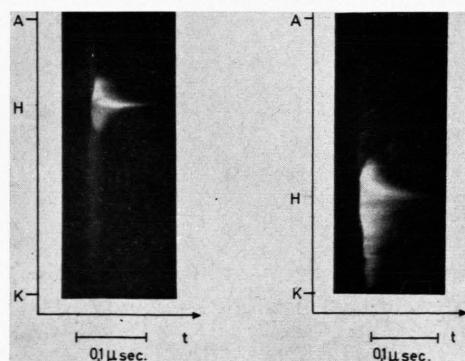
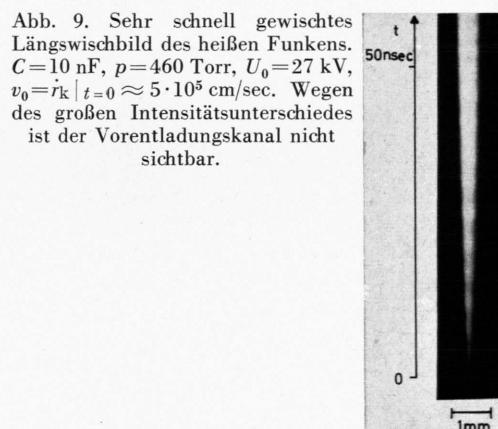


Abb. 7. Querwischbilder partiell aufgeheizter Kanäle. Sehr schwach ist der Vorentladungskanal zu erkennen. a) Bei niedrigem n_0 wird der Kanal nur am Ort H aufgeheizt ($n_0 \approx 10$). b) Bei hohem n_0 erfolgt die Aufheizung vom Ort H bis zur Kathode ($n_0 \approx 1000$). $C=95\text{ pF}$, $E/p=26\text{ V/cm}\cdot\text{Torr}$, $p=400\text{ Torr}$.



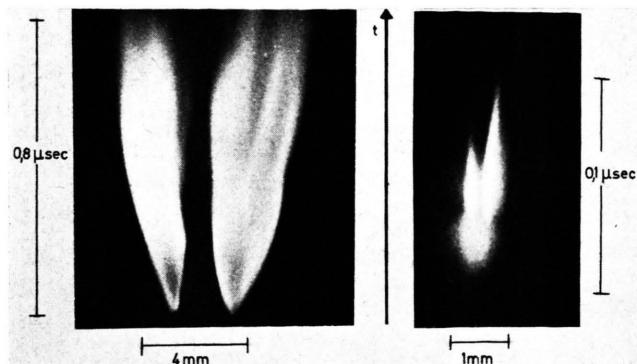


Abb. 8. Längswischbilder verzweigter Kanäle. a) Verzweigung im expandierenden heißen Kanal, $C=10\text{ nF}$, $p=460\text{ Torr}$, $U_0=25\text{ kV}$. b) Entstehung der Verzweigung am Schluß des Vorentladungskanals, Daten s. Abb. 1.

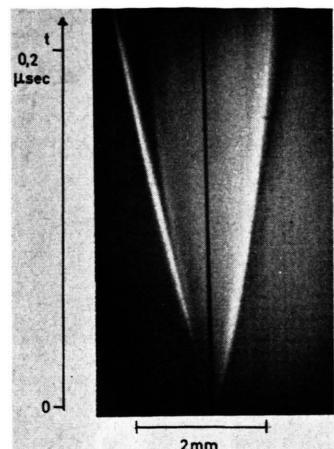


Abb. 10. Längswischbild eines Funks bei Anwendung der Schlierentechnik. Man erkennt zu beiden Seiten des Funks die Shockfront. $C=10\text{ nF}$, $p=600\text{ Torr}$, $L=0,84\text{ }\mu\text{H}$.

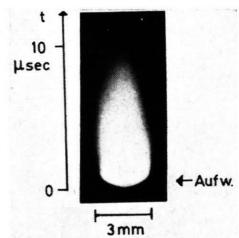


Abb. 11. Längswischbild eines aperiodisch gedämpften Funks bis zum Verlöschen. $C=5\text{ nF}$, $p=400\text{ Torr}$, $U_0=25\text{ kV}$, $L=0,84\text{ }\mu\text{H}$, $R_d=15\text{ }\Omega$.

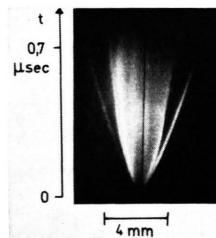


Abb. 13. Längswischbild entsprechend der Abb. 12 unter Verwendung der Schlierentechnik. Dicht am Kanalrand ist als helle Linie die „Hülle“ erkennbar.

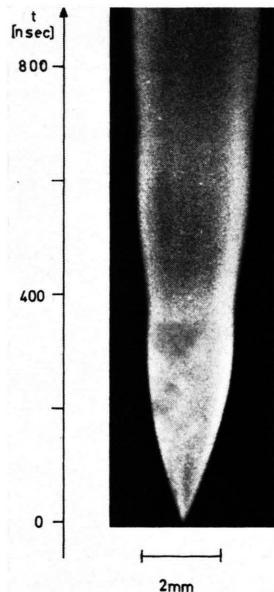


Abb. 12. Oszillierender Kanal in einer Längswischaufnahme. $C=10\text{ nF}$, $p=400\text{ Torr}$, $U_0=25\text{ kV}$, $L=0,84\text{ }\mu\text{H}$, $R_d=2\text{ }\Omega$.

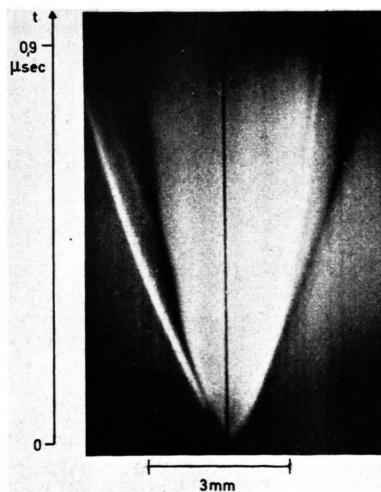


Abb. 14. Längswischbild entsprechend Abb. 13. Außer dem Primärschock und der Hülle erkennt man ganz schwache Sekundärschocks.

$Q_j = J^2 / (\pi r_k^2 \sigma)$, J = Entladungsstrom, σ = elektrische Leitfähigkeit des Plasmas, W = innere Energie des Kanalgases pro Längeneinheit.

Als Sekundärerscheinung entsteht im umgebenden komprimierten Gas ein Schock. Die Berechnung des Kanalradius erfolgt über die Energiebilanz des Kanals [Gl. (4)]. Der in der Energiegleichung auftretende Druck im Kanal wird bestimmt über eine Berechnung der Druckverteilung zwischen Kanal und Schock und aus einer Abschätzung des Drucksprungs am Kanalrand. Hierzu wird eine numerische Lösung des hydrodynamischen Gleichungssystems (Kontinuitätsgleichung, Impulsgleichung und Energiegleichung) unter der Annahme eines starken Schocks ($p_s \gg p_0$) durchgeführt. Als Beispiel für die berechneten Verteilungen für Druck, Dichte und Gasgeschwindigkeit sind in Abb. 16 die Kurven für die

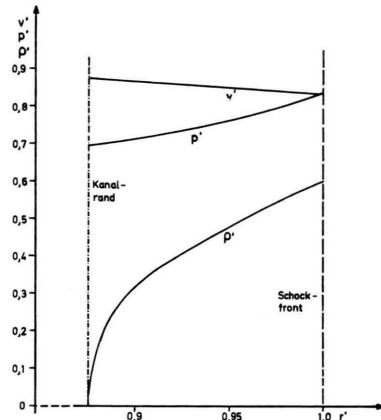


Abb. 16. Druck-, Dichte- und Geschwindigkeitsverteilungen zwischen Schock und Kanal nach BRAGINSKII: $r' = r/r_s$, $p' = p/\rho_0 r_s^2$, $v' = v/r_s$, $\rho' = \rho/10 \rho_0$.

untersuchten Wasserstofffunken gezeigt ($\gamma = 1,4$; $r_k \sim t^{0,75}$). Der Drucksprung am Kanalrand ist klein. Der Druck im Kanal p_k ist daher gleich dem Druck am Innenrand des Störungsbereites. Aus den berechneten Verteilungskurven erhält BRAGINSKII die Beziehung

$$p_k = K_p \rho_0 r_k^2, \quad K_p = 0,9. \quad (5)$$

Wenn man diese Beziehung in die Energiegleichung (4) einsetzt und nach r_k auflöst, ergibt sich für den Kanalradius die Gleichung

$$r_k(t) = \left(\frac{4}{\pi^2 \rho_0 \xi \sigma} \right)^{1/6} \left(\int_0^t J^{2/3} dt \right)^{1/2}, \quad (6)$$

ρ_0 = Dichte des ungestörten Gases.

Für die Größe ξ gilt allgemein:

$$\xi = K_p \left(1 + \frac{\partial^2}{\partial t^2} (r_k^2) / [2 r_k^2 (\gamma_{\text{eff}} - 1)] \right). \quad (7 \text{ a})$$

Das γ_{eff} ist ein dem Verhältnis der spezifischen Wärmemengen entsprechender Ausdruck für heiße Plasmen (H_2 : $\gamma_{\text{eff}} = 1,25$, siehe ¹). Voraussetzungen der Rechnung sind: 1. starker Schock, 2. ähnliche Ausbreitungsgesetze für Schock und Kanal ($r \sim t^k$, $k = \text{const}$), 3. Vernachlässigung von Wärmeverlusten, 4. homogener Kanal. Aus der zweiten Voraussetzung ergibt sich die Größe ξ als Konstante:

$$\xi = K_p \left(1 + \frac{2-1/k}{\gamma_{\text{eff}}-1} \right). \quad (7 \text{ b})$$

3. Vergleich der Experimente zur Radialentwicklung mit den Theorien

a) Vergleich mit der Theorie von DRABKINA

Für die DRABKINASche Theorie ist eine genaue Bestimmung der Entladungsenergie nötig [s. Gl. (2), (3)]. Eine Berechnung aus den Strom- und Spannungsoszillogrammen war nicht möglich, da die Spannungsmessung zu ungenau ist. ANDREEV, VANYUKOV und KOTOLOV ⁸ kamen ohne Spannungsmessung aus, indem sie den Strom maßen und die Spannung aus der Energiebilanz des Stoßkreises berechneten. Das Verfahren konnte hier nicht angewendet werden, da in die Energiebilanz der Widerstand des Schaltthydratrons eingeht, der nicht genau genug bekannt ist. Eine Energiebestimmung war möglich über eine spektroskopische Messung der Funkentemperatur, aus der sich die Plasmaleitfähigkeit errechnen lässt ³. Damit ergaben sich die Verläufe für Kanal- und Schockradius, die in Abb. 17 zusammen

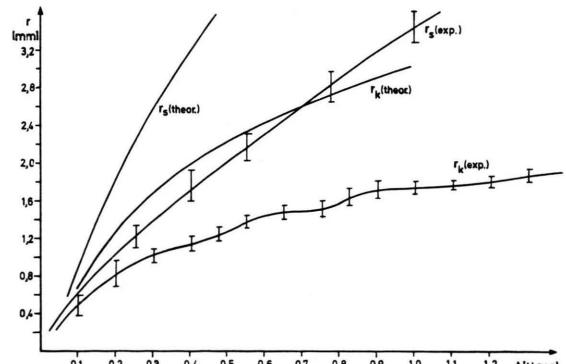


Abb. 17. Vergleich mit der Theorie DRABKINAS. $C = 10 \text{ nF}$, $L = 0,84 \mu\text{H}$, $p = 460 \text{ Torr}$, $U_0 = 26,5 \text{ kV}$.

⁸ S. I. ANDREEV, M. P. VANYUKOV u. A. B. KOTOLOV, Soviet Phys. – Techn. Phys. 7, 37 [1962].

mit den experimentellen Kurven dargestellt sind. Die berechneten Radien sind zu groß. Die gemessenen Oszillationen im Kanalradius werden von der Theorie nicht wiedergegeben. Die Dichteabhängigkeit des Kanalradius ist, wie unten gezeigt wird, $r_k \sim \varrho_0^{-1/6}$. DRABKINA berechnet sie zu $r_k \sim \varrho_0^{-0.306}$. Die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment können nicht durch die Ungenauigkeit der Energiemessung erklärt werden. Eine um den Faktor 2 falsche Energiebestimmung ergibt im Radius nur einen Fehler von ca. 25%. Die Messungen von ⁸ ergaben ähnliche Abweichungen. Das ursprüngliche Modell der DRABKINA für momentane Energiefreisetzung scheint vernünftig zu sein. Der Fehler liegt wahrscheinlich in der Erweiterung auf langsame Energiezufuhr ⁹.

b) Vergleich mit der Theorie von BRAGINSKII

Für diesen Vergleich geht man von der Radiusbeziehung Gl. (6) aus. Der Kanalradius ist das Produkt aus einem zeitvariablen Glied

$$r_{k,\text{rel}} = \left(\int_0^t J^{2/3} dt \right)^{1/2}, \quad (8)$$

das den Relativverlauf bestimmt, und einem konstanten Faktor

$$F = (4/\pi^2 \xi \sigma \varrho_0)^{1/6}. \quad (9)$$

Der Vergleich erfolgt in zwei Schritten:

i. *Untersuchung des Relativverlaufs:* Die Berechnung des theoretischen Verlaufs wurde mit einer Maschine durchgeführt. Parameter der Funken sind: $p_0 = 100 - 600$ Torr, $C_{\text{stoß}} = 0,5 - 10$ nF, $L = 0,7$ bis $3 \mu\text{H}$, R_d (Stoßkreisdämpfung) = $2 - 15 \Omega$. In der Abb. 18 sind berechnete Verläufe im Vergleich mit den gemessenen dargestellt. Die Auftragung ist linear bzw. doppelt-logarithmisch. Der Entladungsstrom ist ein nahezu konstant gedämpfter Sinusstrom. Die Anpassung der Kurven erfolgte am Ende der ersten Halbwelle. Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie ist gut, auch in den Oszillationen. Nur zu späten Zeiten werden die berechneten Werte zu groß.

ii. *Untersuchung des konstanten Faktors [Gl. (9)]:* Im konstanten Faktor ist die Dichteabhängigkeit des Radius enthalten, außerdem die Leitfähigkeit des

⁹ S. C. HAYDON, Discharge and Plasma Physics, Department of University Extension, The University of New England, Armidale 1964 (Australia).

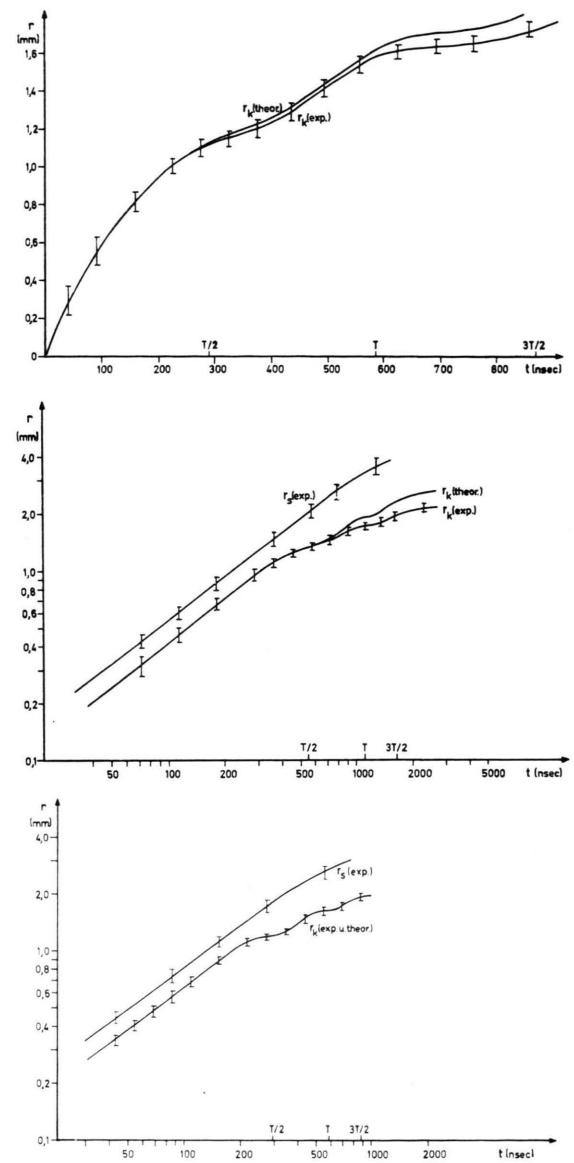


Abb. 18. Vergleich mit der Theorie BRAGINSKIIS. a) $C=10$ nF, $L=0,84 \mu\text{H}$, $R_d=2,8 \Omega$, $J_{\text{max}}=1140$ A, $p_0=460$ Torr (lineare Auftragung). b) wie a), logarithmische Auftragung. c) $C=10$ nF, $L=0,84 \mu\text{H}$, $R_d=2,2 \Omega$, $J_{\text{max}}=2650$ A. (Die berechneten und gemessenen Kurven fallen hier zusammen.)

Plasmas. Über die Bedeutung der Größe ξ , die vom k -Wert des Ausbreitungsgesetzes abhängt, siehe die Diskussion zu Gl. (6) und Gl. (7). Aus den doppelt-logarithmisch aufgetragenen Radiusverläufen in Abb. 18 ergibt sich, daß der Kanalradius stückweise proportional t^k mit $k \approx 0,73$ verläuft. Daraus ergibt sich mit Gl. (7 b) für ξ der Wert 3,2. Die

Dichteabhängigkeit des Radius ließ sich nicht direkt, unter Konstanthaltung aller übrigen Größen, messen, da bei einer Änderung der Dichte (des Drucks) die Spannung geändert werden mußte, um reproduzierbare Funken zu erhalten. Die Prüfung der Dichteabhängigkeit erfolgte daher durch einen Nachweis der Konstanz des Quotienten G [s. Gl. (6)]:

$$G = \left(\frac{4}{\pi^2 \xi \sigma} \right)^{1/6} = \frac{r_k(\text{exp.})}{\left(\int J^{2/3} dt \right)^{1/2} Q_0^{-1/6}} . \quad (10)$$

(Vorausgesetzt ist dabei, daß die Leitfähigkeit σ sich bei einer Dichteänderung nicht wesentlich ändert.) Dieser Quotient blieb bei einer Dichteänderung im Verhältnis 1 : 6 bis auf eine Streuung von 5% konstant. Damit ergibt sich $r_k \sim Q_0^{-0.17 \pm 0.03}$ entsprechend der Theorie von BRAGINSKI.

Aus der Größe G [Gl. (10)] kann man nach Einsetzen des Zahlenwertes von ξ die Leitfähigkeit des Plasmas bestimmen. Aus einer großen Zahl von Messungen ergab sich die mittlere Leitfähigkeit zu $\sigma = 280 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$. Der mögliche Fehler bei dieser Leitfähigkeitsbestimmung ist groß (ca. 25%). Die Übereinstimmung mit spektroskopisch ermittelten Werten³ ist befriedigend. In Luft wurde $\sigma = 300 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ gemessen¹⁰.

Diskussion der Theorie BRAGINSKII im Falle der untersuchten oszillierenden Funken: Wie oben erwähnt, sind die Voraussetzungen der Rechnung: 1. starker Schock, 2. Ähnlichkeit der Ausbreitungsge setze von Schock und Kanal, $r_k \sim t^k$, 3. Vernachlässigung von Wärmeverlusten, 4. homogener Kanal. Alle diese Voraussetzungen sind nur während der ersten Stromhalbwelle streng erfüllt. Dann ist die Temperatur im gesamten Kanalquerschnitt konstant und fällt am Rande steil ab³. Aus der Geschwindigkeit der Schockwelle (s. Abb. 18) ergibt sich eine mittlere Schockstärke größer als 10. Aus Abb. 18 entnimmt man die Ähnlichkeit der Ausbreitungsgesetze.

Vom Ende der ersten Stromhalbwelle an gewinnt die Wärmeleitung an Bedeutung (sie ist in H_2 besonders groß). Das kann man aus dem kleiner werdenden Temperaturgradienten am Rande des Kanals schließen³. Während der Stromminima wird der Kanalrand verschmiert, die Begrenzung des leuchtenden Bereichs ($10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ -Grenze) bleibt dabei etwa am gleichen Ort. Während der Strommaxima wird

der Kanalrand durch Energiezufuhr bei etwa konstant bleibendem Temperaturgradienten wieder nach außen geschoben. Bei diesen späteren Kanalaufweitungen entstehen die Sekundärschockwellen, die in Abb. 14 sichtbar sind. Die Verschmierung des Kanalrandes durch Wärmeleitung scheint die Ursache für das Abtrennen der Hülle vom leuchtenden Kanal nach der ersten Stromhalbwelle zu sein (Abb. 13, 14). In den Verteilungskurven BRAGINSKII (Abb. 16) liegt ein großer Dichtegradient direkt am Kanalrand. Wird die Randzone des Kanals verbreitert und unscharf, so entsteht ein deutlicher Abstand zwischen der Rückfront der Schockstörungszone und dem leuchtenden Kanal (s. Skizze Abb. 19). In den Radiusverläufen der Abb. 18 fällt auf, daß der be-

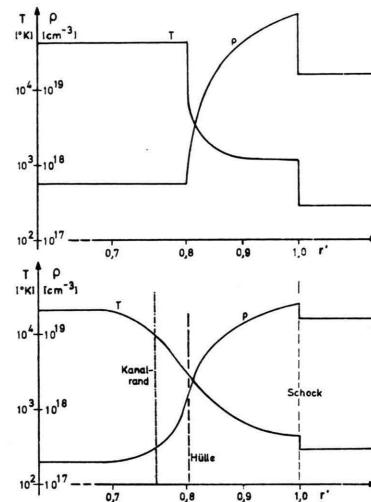


Abb. 19. Skizze zur Entstehung der Hülle. Oben: Ein großer Dichtegradient liegt direkt am Rand des idealisierten Kanals. Unten: Durch Verschmierung der Kanalränder trennt sich die Hülle vom Kanal.

rechnete Radius gegen Ende der Expansion zu groß wird. Die Abweichung ist dadurch verursacht, daß die Bedingung einer großen Drucküberhöhung im Kanalgebiet (starker Schock) dann nicht mehr erfüllt ist. Diese Bedingung führt zur Beziehung für den Druck im Kanal:

$$p_k = K_p Q_0 r_k^2, \quad K_p = 0,9 . \quad (5)$$

Für kleine Drucküberhöhung kann man in Näherung ein Korrekturglied anfügen:

$$p_k = K_p Q_0 r_k^2 + p_0 \quad (11)$$

(p_0 = Außendruck; für $r_k = 0$ ist $p_k = p_0$). Bei Berücksichtigung dieser Korrektur muß in der Radius-

¹⁰ S. I. ANDREEV u. B. I. ORLOV, Soviet Phys.—Techn. Phys. **10**, 1097 [1966].

gleichung [Gl. (6)] zu ξ eine Größe $\Delta\xi$ hinzugefügt werden:

$$\Delta\xi = K_p \frac{\gamma_{\text{eff}}}{\gamma_{\text{eff}} - 1} \frac{p_0}{\Delta p},$$

$$\Delta p = p_k - p_0 = K_p \varrho_0 r_k^2. \quad (12)$$

Dadurch werden die berechneten Radiusänderungen zu späten Zeiten verkleinert ($r_k \sim \xi^{-1/6}$, bei zehnfacher Drucküberhöhung $\Delta p/p_0$ beträgt die Korrektur nur 2%, bei zweifacher 9%, bei einhalb facher 20%). Eine Abschätzung ergab etwa richtige Korrekturwerte. Eine quantitative Anwendung ist wegen der Unsicherheit in der Bestimmung des Δp [Gl. (12)] nicht möglich.

4. Abhängigkeit des Radius von äußeren Parametern

Als äußere Parameter, die die Expansion des Kanals bestimmen, kann man anführen: 1. Stoßkondensatorkapazität $C_{\text{stoß}}$, 2. Anfangsspannung U_0 , 3. Kreisinduktivität L , 4. Gasdichte ϱ_0 , 5. äußerer Kreiswiderstand R .

Experimentell wurden folgende Abhängigkeiten gefunden: Der Kanalradius am Ende der ersten Stromhalbwelle (der Endradius bei aperiodischen Entladungen) ist proportional zu $U_0^{0.4}$ und $C_{\text{stoß}}^{0.4}$. Er wächst bei einer Vergrößerung des L etwa proportional zu $L^{0.15}$. Die Dichteabhängigkeit war oben zu $r_k \sim \varrho_0^{-1/6}$ bestimmt worden. Eine Variation des äußeren Widerstandes zwischen 1 und 12 Ω hat kaum einen Einfluß. Insgesamt ergibt sich aus der Messung die Beziehung:

$$r_k |_{t=T/2} \sim (U_0 C_{\text{stoß}})^{0.4} L^{0.15} / \varrho_0^{0.166}. \quad (13)$$

Die Ableitung einer solchen Beziehung aus der BRAGINSKIISCHEN Theorie ist schwierig, da dort als elektrische Größe nur der Strom eingeht (ein Ansatz zur Berücksichtigung der übrigen Größen ist in ¹⁰ gegeben). Ohne Benutzung der Theorie kann man eine sehr ähnliche Beziehung über eine Dimensionsanalyse herleiten. Man erhält

$$r_k \sim (U_0 C_{\text{stoß}})^{0.4} L^{0.2} / \varrho^{0.2}. \quad (14)$$

Eine entsprechende Überlegung von ¹¹ ergab für die Anfangsexpansionsgeschwindigkeit des Kanals:

$$v_0 = r_k |_{t=0} \sim (U_0/L)^{0.4} (1/\varrho_0)^{0.2}. \quad (15)$$

Spannungs- und Dichteabhängigkeit entsprechen den eigenen Ergebnissen, die Induktivitätsabhängigkeit ist nicht vergleichbar.

¹¹ O. E. BERGE u. H. MANTHEY, Z. Naturforschg. **21a**, 1201 [1966].

III. Vorläufige Untersuchungen in Stickstoff

Stickstoff besitzt infolge der Emission der zweiten positiven Gruppe eine größere Quantenausbeute im Anfangsstadium der Entladung als Wasserstoff. Dadurch wird eine Untersuchung des Vorentladungsstadiums im Anschluß an die Messungen von ⁶ möglich.

Den Gesamtablauf der Vorgänge im Funkenkanal zeigt schematisch die Abb. 20. Bei Ankunft des katodengerichteten Kanals (Stadium II) entsteht an der Kathode ein helleuchtender Fleck. Von dort läuft mit etwa 10-facher Kanalgeschwindigkeit eine Leuchtfront zur Anode. Wenn sie die Anode erreicht hat,

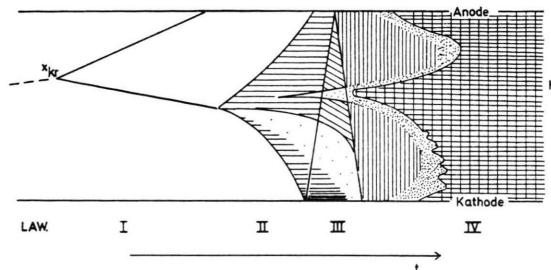


Abb. 20. Schema der Vorgänge im Aufbaustadium des Stickstofffunkenkanals. LAW = Lawine; I = 1. Kanalstadium (s. WAGNER ⁶); II = 2. Kanalstadium; III = Stadium der laufenden Fronten; IV = aufgeheiztes Stadium.

läuft eine weitere Front rückwärts zur Kathode (Stadium III). Diese Fronten führen zu stufenweisen Aufhellungen des Vorentladungskanals. Die Leuchtinghomogenitäten im Kanal, besonders dort, wo die Lawine kritisch wird, bleiben dabei erhalten. Es schließt sich für kurze Zeit ein etwa gleichförmiges Stadium (senkrecht schraffiert) an, auf das dann die Aufheizung (s. oben) folgt. Vor dem Einsatz der Aufheizung (gekreuzt) klingt das Vorentladungsleuchten merklich ab (punktiert), weil die Aufheizung des schon dissozierten Gases bis zur Anregung des Atomspektrums einige nsec dauert. Für den Einsatz der Aufheizung erhält man Wischbilder, die denen in Wasserstoff sehr ähnlich sind. Die Ursachen für die Entstehung der abwechselnd laufenden Leuchtfronten ¹² sind noch nicht geklärt.

Bei der Untersuchung der Radialentwicklung des heißen Stickstofffunkenkanals wurde festgestellt, daß durch die auftretenden Bogen- und Funkenlinien verschiedene Kanalradien definiert werden. Mit Interferenzfiltern wurde der Plasmakanal im Licht von N II be-

¹² Siehe auch K.-H. WAGNER, in Vorbereitung.

obachtet ($T \approx 2,5 \cdot 10^4$ °K). Der hierdurch gegebene Kanalradius wurde mit dem aus der BRAGINSKIISCHEN Theorie berechneten verglichen. Es ergab sich, daß die Theorie von BRAGINSKII auch in Stickstoff anwendbar ist. Die relativen Radiusverläufe waren gleich, für die Leitfähigkeit ergab sich als Mittelwert $\sigma = 300$ ($\Omega \text{ cm}$) $^{-1}$.

Ich danke Herrn Professor Dr. H. RAETHER für die Erteilung des Themas und die ständige Förderung der Arbeit. Herrn Dr. H. THOLL danke ich für viele wertvolle Diskussionen. Der Bundesminister für wissenschaftliche Forschung hat dankenswerterweise Mittel für diese Untersuchung bereitgestellt.

Polarisationsgradspektren mehrkerniger Aromaten *

Tetracen, 3,4-Benztetraphen, 1,2,3,4-Dibenzanthracen, 1,2,5,6-Dibenzanthracen, Picen, Pentaphen

REINER KISSLING **, GEORG HOHLNEICHER UND FRIEDRICH DÖRR

Institut für Physikalische Chemie und Elektrochemie der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforschg. 22 a, 1097–1108 [1967]; eingegangen am 18. März 1967)

Absorption, luminescence and polarization spectra of tetracene and five five-ringed catacondensed aromatics have been analysed. The relative polarization of vibronic transitions is given for molecules of symmetric D_{2h} and C_{2v} . A new electronic transition, not detectable in the absorption spectra, has been found in all five-membered compounds, lying between 30 000 and 42 000 cm^{-1} . The vibrational pattern of the α -band is determined by at least two series of vibrations.

Die relative Polarisation der Elektronenbanden fast aller kondensierten, benzoiden Kohlenwasserstoffe mit maximal vier Kernen wurde schon in früheren Arbeiten — speziell von ZIMMERMANN und JOOP^{1, 2, 3, 4} — eingehend untersucht. Im Gegensatz dazu liegen über benzoide Kohlenwasserstoffe mit fünf kondensierten Kernen nur wenige relativ schwach aufgelöste Polarisationsgradspektren vor^{5, 6}.

Unter theoretischen Gesichtspunkten sind nun gerade die Elektronenspektren der fünfkernigen Kohlenwasserstoffe von erheblichem Interesse, da halbtheoretische Verfahren zur Berechnung von Elektronenspektren im Bereich $\tilde{\nu} < 50\,000 \text{ cm}^{-1}$ etwa 10 erlaubte Elektronenübergänge erwarten lassen, während in den experimentellen Absorptionsspektren maximal fünf Banden identifiziert werden können. Wir haben deshalb versucht, die Elektronenspektren einiger fünfkerniger benzoide Kohlenwasserstoffe anhand ihrer Polarisationsgradspektren zu analysieren. Die dabei gefundenen Ergebnisse

sollen — zusammen mit den Messungen von ZIMMERMANN und JOOP — die experimentelle Grundlage für einen Vergleich verschiedener halbtheoretischer Verfahren⁷ bilden.

Der Diskussion unserer Messungen möchten wir zum besseren Verständnis einige Bemerkungen zur Methode der Lumineszenzpolarisation vorausschicken. Für eine allgemeine Einführung in die Spektroskopie mit polarisiertem Licht sei auf die zusammenfassende Arbeit von DÖRR⁸ verwiesen.

Polarisationsgradspektren

Erregt man eine glasig erstarrte Lösung der zu untersuchenden Verbindung mit linear polarisiertem Licht der Wellenzahl $\tilde{\nu}_A$ und mißt bei der Wellenzahl $\tilde{\nu}_E$ die Intensität der parallel ($I_{||}$) und der senkrecht (I_{\perp}) zum Erregerlicht polarisierten Komponente der Lumineszenzstrahlung, so ist der Polarisationsgrad P durch

⁴ H. ZIMMERMANN u. N. JOOP, ibid. 65, 138 [1961].

⁵ S. STIMMLER, J. Mol. Spectry. 16, 84 [1965].

⁶ E. W. THULSTRUP u. J. H. EGgers, Vortrag gehalten bei der Internationalen Tagung für Molekülspektroskopie in Kopenhagen, August 1965.

⁷ G. HOHLNEICHER, R. KISSLING u. S. SCHNEIDER, in Vorbereitung.

⁸ F. DÖRR, Z. Angew. Chem. 78, 457 [1966].

* Auszug aus der von der Fakultät für Allgemeine Wissenschaften der Technischen Hochschule München genehmigten Dissertation des Dipl.-Chem. REINER KISSLING.

** Jetzige Anschrift: Osram-Studiengesellschaft, Augsburg.

¹ H. ZIMMERMANN u. N. JOOP, Z. Elektrochem. Ber. Bunsenges. Physik. Chem. 64, 1215 [1960].

² H. ZIMMERMANN u. N. JOOP, ibid. 64, 1219 [1960].

³ H. ZIMMERMANN u. N. JOOP, ibid. 65, 66 [1961].