

Untersuchung der Temperatur und der Expansion von Funkenkanälen in H_2 bei variabler Energiezufuhr

H. MARTINEN und H. THOLL

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg

(Z. Naturforsch. **25 a**, 430–439 [1970]; eingegangen am 17. Dezember 1969)

Measurements were carried out in order to investigate the temporal behaviour of temperatures in the channel axis of sparks in hydrogen in which different amounts of energy were released. It was found that with increasing energy input the temperature rises to approximately 60 000 °K. A further enhancement of temperature above this value could not be observed in spite of increasing energy dissipation. This effect can be explained by the fact that an increasing amount of the released energy is converted into expansion energy.

The temporal development of the channel radii was measured and was compared with calculated values using Drabkina's and Braginskii's theories. Good agreement between measured and calculated radii was found.

1. Einleitung

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, Gesetzmäßigkeiten bei der Entwicklung eines Funkenkanals bei variabler Energiezufuhr aufzuzeigen.

Die Untersuchungen wurden durchgeführt an Funken in Wasserstoff. Während des zeitlichen Ablaufs des Funkens wurden dessen hydrodynamisches Stadium und die darauffolgende Abkühlungsphase beobachtet.

Als „heißes“ oder hydrodynamisches Stadium bezeichnet man den Zustand des Funkens, bei dem ein thermisches Plasma mit Teilchendichten von mehr als 10^{17} cm^{-3} bei Temperaturen von mehr als 10^4 °K vorliegt und infolge der anhaltenden Energiezufuhr eine Ausdehnung des Kanals erfolgt. Die funktionale Abhängigkeit des Funkenradius von der Zeit kann durch ein System hydrodynamischer Gleichungen beschrieben werden. Die Entladungsströme liegen während dieser Phase über 100 A bis zu einigen 10^3 A.

Die Abkühlphase beginnt mit dem Zeitpunkt, von dem ab dem Funken keine ausreichenden Energiebeträge mehr zugeführt werden, um den vorher erreichten Zustand in bezug auf Radius und Temperatur zu erhalten. Infolge der Wärmeableitung in die Randgebiete erfolgt ein Abkühlen und ein Schrumpfen des heißen Kanals.

In dieser Arbeit wurden mittels spektroskopischer Meßmethoden¹ die Temperaturen $T(r, t)$ und die

Teilchendichten $N_E(r, t)$ im Funken als Funktion der Zeit t und des radialen Abstandes r von der Funkenachse untersucht, wobei von besonderem Interesse war, inwieweit die Temperatur in der Achse des Funkenkanals durch eine höhere Energieeinspeisung gesteigert werden kann.

Da in den vorangegangenen Arbeiten sowohl die radialen als auch die axialen und radialen² Temperatur- und Elektronendichte-Verteilungen bereits wiedergegeben und diskutiert wurden, konnte in dieser Untersuchung auf eine Darstellung dieser radialen Abhängigkeiten verzichtet werden. Es wurde deshalb nur das zeitliche Verhalten der Mittentemperatur, d. h. derjenigen Temperatur, die in der Achse des Funkenkanals herrscht, beobachtet. Die Elektronendichte $N_E(r, t)$ wurde ebenfalls nicht detailliert wiedergegeben. Die Ergebnisse der Messungen der Elektronendichte und der Temperatur wurden jedoch für die Berechnung der Gesamtelektronenzahl und der im Kanal gespeicherten thermischen Energie benutzt.

Als Rand des Funkens wurde eine Zylinderoberfläche definiert, auf der die Temperatur $T(R_0, t)$ 10^4 °K erreicht.

Auf diese Weise wurde der Kanalradius $R_0(t)$ bestimmt. Mit der von DRABKINA³ aufgestellten hydrodynamischen Theorie zur Ausbreitung des Funkenkanals ließ sich bislang keine befriedigende Übereinstimmung zwischen theoretisch und experimentell ermittelten Radien erreichen, wie die Messungen von KOPPITZ⁴ gezeigt haben. Nachdem HAL-

Sonderdruckanforderungen an I. SANDER, Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg, D-2000 Hamburg 36, Jungiusstraße 11.

¹ H. THOLL, Z. Naturforsch. **22 a**, 1068 [1967].

² H. THOLL, Z. Naturforsch., in Vorbereitung.

³ S. I. DRABKINA, J. Theor. Phys. **21**, 473 [1951].

⁴ J. KOPPITZ, Z. Naturforsch. **22 a**, 1089 [1967].



GREN⁵ die in der von DRABKINA angegebenen Formel vorkommenden Konstanten erneut berechnet hatte, lag es nahe, einen Vergleich der gemessenen Radien mit den aus der Theorie gewonnenen Werten unter Berücksichtigung dieser neueren Erkenntnisse zu führen.

Es wurden ferner Berechnungen der Funkenradien unter Benutzung der hydrodynamischen Theorie von BRAGINSKII⁶ angestellt, um die Ergebnisse beider Theorien und der Meßwerte miteinander zu vergleichen.

Die Messungen wurden an einer automatisch arbeitenden Apparatur durchgeführt, deren Aufbau und Wirkungsweise in ⁷ beschrieben wurde.

2. Zeitliches Verhalten der Mittentemperaturen von Funkenkanälen bei unterschiedlicher Energiezufuhr

a) Untersuchung von Funken mit unterschiedlicher Energiezufuhr bei gleicher Schwingungsdauer des Entladungstromes

Eine Variation der Energiezufuhr ist möglich durch Veränderung des Stoßkondensators C (vgl. Abb. 1 in ⁷), aus dem der Funke seinen Entladungstrom bezieht. Um einfache Bedingungen für den Vergleich von Funken unterschiedlicher Entladungsenergie zu schaffen, ist es sinnvoll, diese innerhalb gleicher Zeitintervalle einzuspeisen.

Da bei der verwendeten experimentellen Anordnung der Entladungskreis, bestehend aus dem Stoßkondensator C und einer Kreisinduktivität L , bei der Zündung eines stromstarken Funkens zu einer gedämpften Schwingung des Entladungstromes angeregt wird, ist es möglich, durch Wahl geeigneter Zusatzinduktivitäten auch bei unterschiedlichen Stoßkondensatoren die Schwingungsdauer τ des Stromes und somit die Einspeisungsdauer der Energie konstant zu halten. Der kleinste Wert von $L = 0,7 \mu H$ ist durch die Leitungsinduktivität des Kreises festgelegt.

Es wurde deshalb unter folgenden experimentellen Bedingungen gearbeitet:

Gas: H_2 , Druck: 460 Torr bei $20^\circ C$,
Elektrodenabstand: $d = 2$ cm (homogenes Feld),
Ladespannung des Stoßkondensators C : $U = 21,5$ kV;

- A) $C = 2\,300$ pF, $L = 6,2 \mu H$, $R_D = 1 \Omega$,
- B) $C = 5\,100$ pF, $L = 2,8 \mu H$, $R_D = 1 \Omega$,
- C) $C = 10\,200$ pF, $L = 1,4 \mu H$, $R_D = 1 \Omega$,
- D) $C = 20\,400$ pF, $L = 0,7 \mu H$, $R_D = 1 \Omega$

mit R_D = Dämpfungswiderstand;
einheitliche Schwingungsdauer $\tau = 750$ nsec.

In Abb. 1 sind die Ströme $i(t)$, die Mittentemperaturen $T_M(t)$, die Drucke $p(t)$ und die Radien $R_0(t)$ zusammen dargestellt. Die Bestimmung der Ströme erfolgte oszillographisch durch Messung des Spannungsabfalls an einem Meßwiderstand R_M (s. Abb. 1 in ⁷). Die Berechnung der Temperatur erfolgte nach dem Normtemperaturverfahren aus den radialen Intensitätsverteilungen des Rekombinations- und Bremsstrahlungskontinuums bei 6000 \AA (eine detaillierte Beschreibung des Verfahrens siehe in ¹). Die Berechnung des Druckes wurde mit den gemessenen Temperatur- und Elektronendichtewerten durchgeführt, wobei infolge der hohen Temperatur Vollionisierung angenommen wurde und somit der Druck der Neutralteilchen vernachlässigt werden konnte. Die Ermittlung der Radien erfolgte aus den gemessenen radialen Intensitätsverteilungen.

Die Temperaturen $T_M(t)$ zeigen ein oszillatorisches Verhalten synchron zum Strom, wie es bereits in ¹ gefunden wurde. Der Abfall von T_M erfolgt relativ am schnellsten bei der Kurve D, weil bei der dazugehörigen Stoßkreis-Anordnung mit der größten Kapazität und der kleinsten Induktivität bei gleichem Widerstand R_D die Dämpfung der Schwingungen des Entladungstromes am größten ist.

An Hand des Strom-Diagramms $i(t)$ läßt sich der Temperaturverlauf nach der zweiten Halbwelle deuten. Zunächst sind Strom und Temperatur des Funkens D am größten, bis bei $t = 1700$ nsec eine Überkreuzung der $i(t)$ - und $T_M(t)$ -Verläufe mit denen des Funkens C erfolgt.

Ab $t = 2300$ nsec führt B den meisten Strom und behält auch die höchste Temperatur.

Bemerkenswert ist, daß die maximalen Temperaturen, sobald sie den Wert von $55\,000$ bis $60\,000^\circ K$ erreicht haben, nicht mehr mit zunehmender Energiezufuhr ansteigen. Dieses Verhalten kann durch eine Betrachtung der im Funken nachgewiesenen Energieanteile erklärt werden.

In Abb. 2 wurden die für die Dissoziation und für die Ionisierung des Plasmas erforderliche Energie E_{diss} bzw. E_{ion} , die zur Aufheizung des Plasmas

⁵ T. HALGREN u. R. S. SIGMOND, 9th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Contributed Papers, Bukarest 1969, p. 273.

⁶ S. I. BRAGINSKII, Sov. Phys.-JETP 7, 1068 [1958].

⁷ H. THOLL, I. SANDER u. H. MARTINEN, Z. Naturforsch., in Vorbereitung.

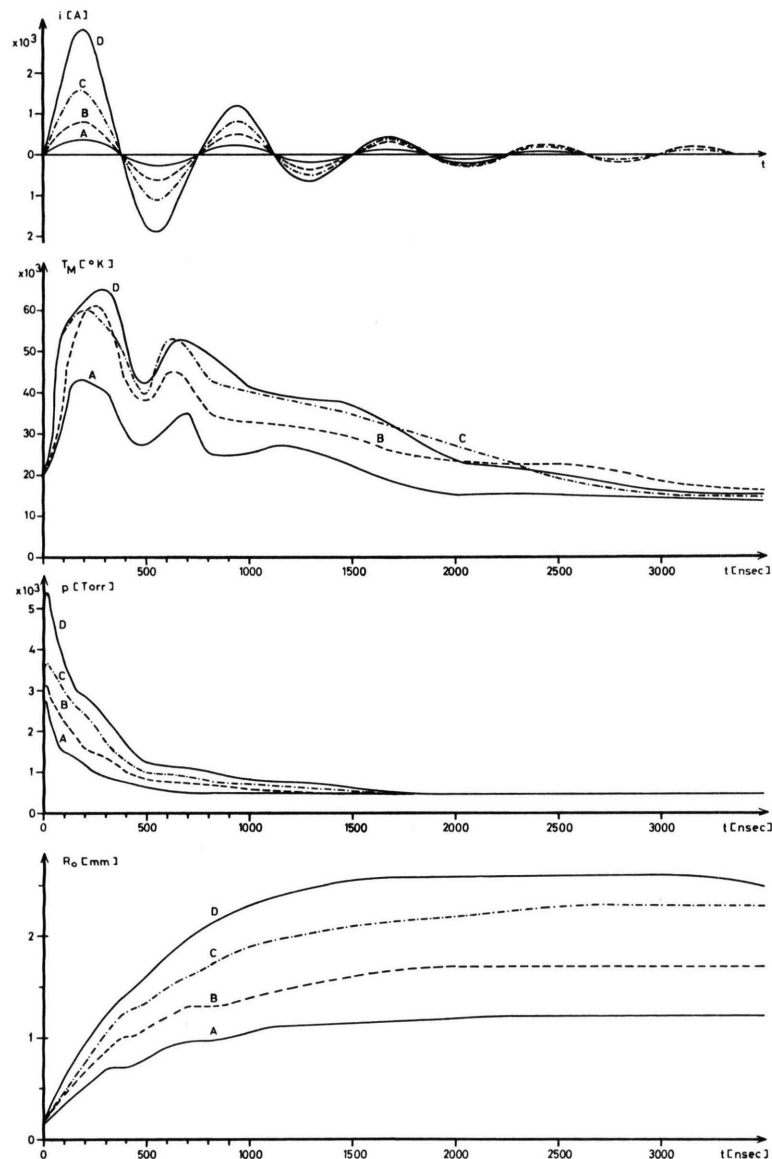


Abb. 1. Zeitlicher Verlauf von Strom, Mittentemperatur, Druck und Radius von Funken unterschiedlicher Energiezufuhr bei gleicher Schwingungsdauer der Ströme. Experimentelle Daten zu den Verläufen A, B, C, D s. Text.

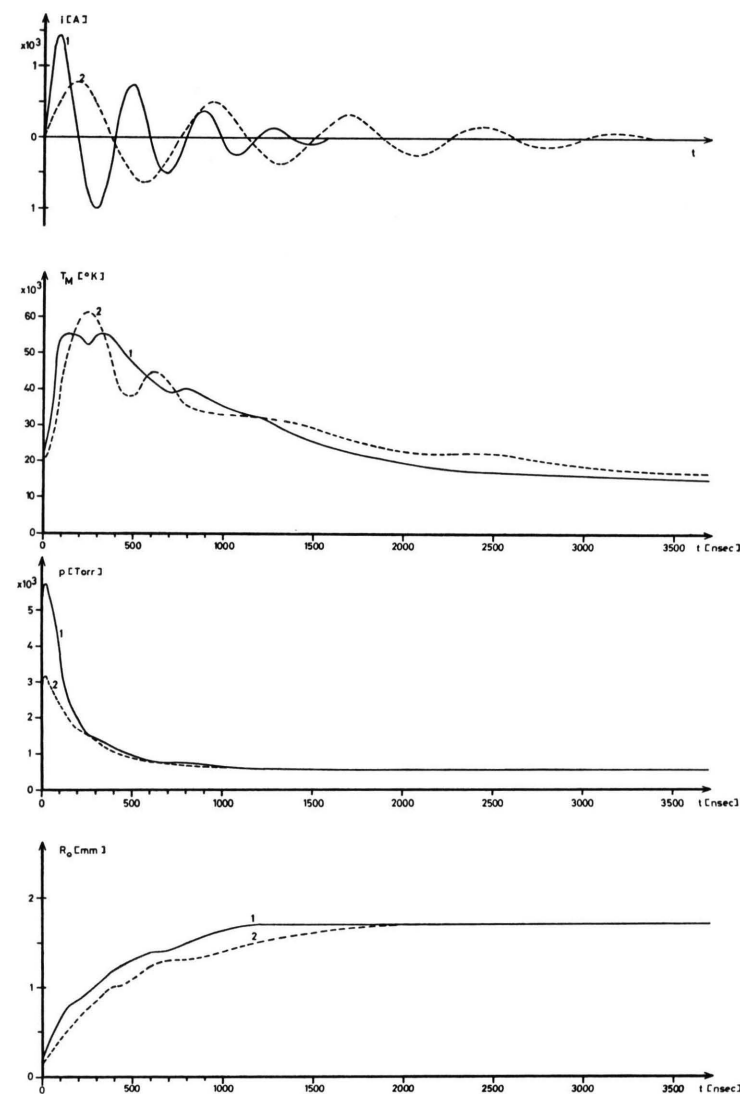


Abb. 3. Zeitlicher Verlauf der Ströme, der Mittentemperaturen, der Drücke und der Radien von Funken gleicher Entladungsenergie bei unterschiedlicher Dauer der Einspeisung. Experimentelle Daten zu den Verläufen sind im Text gegeben.

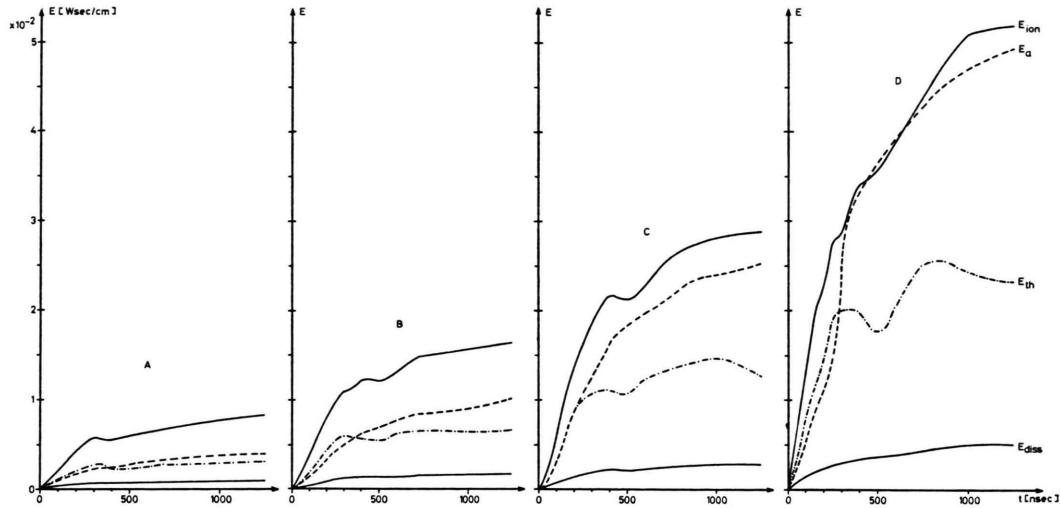


Abb. 2. Zeitlicher Verlauf der Ionisierungsenergie E_{ion} , der Ausdehnungsarbeit E_a , der thermischen Energie E_{th} und der Dissoziationsenergie für Funken mit unterschiedlicher Energiezufuhr. Experimentelle Daten zu A, B, C, D im Text.

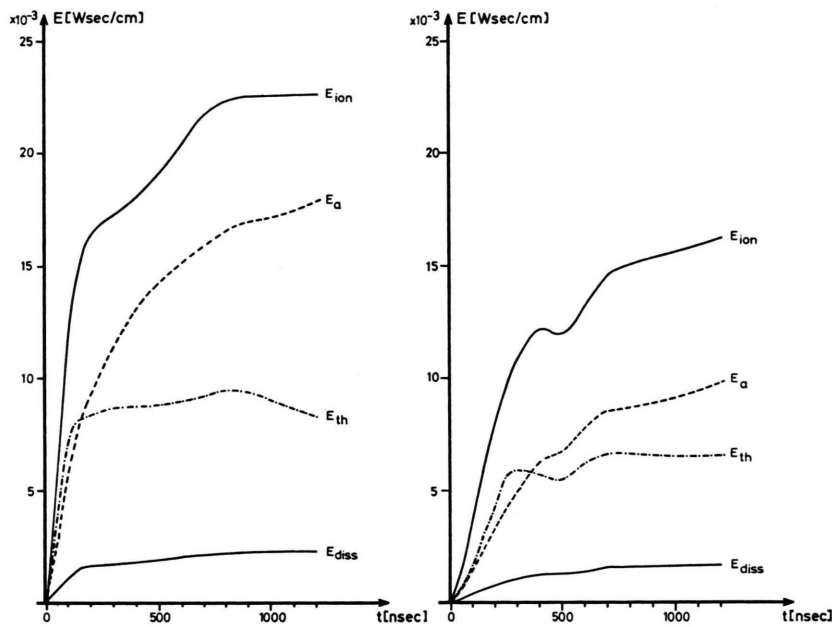


Abb. 4. Zeitlicher Verlauf der vier Energieanteile von Funken mit gleicher Gesamtenergie bei unterschiedlicher Dauer der Einspeisung. Experimentelle Daten zu 1., 2. im Text.

aufgewandte thermische Energie E_{th} sowie die bei der Expansion des Funkenkanals verbrauchte Ausdehnungsarbeit E_a in ihren zeitlichen Verläufen für die vier unterschiedlichen Funken A, B, C, D aufgetragen.

Zur Definition dieser Teilenergien siehe in ¹.

Bei den Funken A und B, zwischen denen eine

Steigerung der maximalen Mittentemperaturen mit zunehmender Entladungsenergie auftritt, ist die Ionisierungsenergie der weitaus größte Teilbetrag. Sie ist in grober Näherung gleich der Summe von E_a und E_{th} .

Der relative Anteil der vier Summanden an der Gesamtenergie der Funken A und B ist gleich, eine

Steigerung des Absolutwertes der einzelnen Anteile erfolgt proportional zur zugeführten Energie.

Bei den Funken C und D ist mit wachsender Stoßkapazität eine Verlagerung der Energieaufteilung zu erkennen. Während das Verhältnis zwischen E_{ion} , E_{th} und E_{diss} zueinander erhalten bleibt, nimmt der relative Teilbetrag der Ausdehnungsarbeit E_a in starkem Maße zu und erreicht im Falle D bei dem größten hier betrachteten Stoßkondensator teilweise die Amplitude der Ionisationsenergie.

Die vermehrte Energiezufuhr bewirkt infolge der stärkeren Expansion und des damit verbundenen größeren Funkenquerschnitts [s. Abb. 1 $R_0(t)$] eine Erhöhung der im Kanal enthaltenen Gesamtelektronenzahl, wobei einerseits mehr Ionisations- und Dissoziationsenergie verbraucht wird, andererseits aber auch zur Aufheizung dieser größeren Teilchenzahl zusätzliche thermische Energie benötigt wird.

Diese drei Teilbeträge stehen in einem konstanten Verhältnis zueinander. Einen wachsenden Anteil an dem im Funken nachgewiesenen Energieumsatz nimmt bei vergrößerter Stoßkapazität die Expansionsarbeit ein, wodurch eine weitere Energiezufuhr nur in vermindertem Maße der Aufheizung des Plasmas zugute kommt.

Der Druck $p(t)$ erreicht zu Beginn der Entladung während der hohen Stromzufuhr in den engen Kanal bei $t \sim 30$ nsec sein Maximum, dessen Höhe mit wachsender Energiefreisetzung steigt. Es erfolgt ein monotoner Abfall von p während der Ausdehnung des Kanals, bis sich der Angleich des Drucks an den im Rezipienten herrschenden Außendruck p_0 vollzogen hat.

Die Aufweitungsgeschwindigkeit der Radien ist am höchsten während des Druckmaximums. Sie ist stark von den Stromschwingungen abhängig. Bei den Kurven A und B erfolgt eine Stagnation der radialen Ausdehnung während der Strom-Nulldurchgänge, weil mit fallender Entladungsenergie der Nulldurchgang langsamer erfolgt und so über jeweils längere Zeiträume eine geringere Energiezufuhr erfolgt.

Der Radius des Funkens D verkleinert sich bereits ab $t = 3000$ nsec, weil wegen der stärkeren Dämpfung des Entladungskreises dem Plasma nicht mehr genügend Energie zugeführt werden kann, um die Rekombination in den Randgebieten zu kompensieren.

Sobald sich der Kanal auf seinen maximalen Radius ausgedehnt hat, ist ein langsamerer Rückgang der Mittentemperatur festzustellen, weil keine Expan-

sionsenergie mehr verbraucht wird. So beobachtet man z. B. bei den Funken A, B, D bei $t = 2000$ nsec ein Abknicken des $T_M(t)$ -Verlaufs, während sich der Funke C noch bis $t = 2500$ nsec weiter ausdehnt und erst dann ein langsames Absinken von $T_M(t)$ zu verzeichnen ist.

b) Untersuchung von Funken mit gleicher Entladungsenergie bei unterschiedlicher Schwingungsdauer des Stromes

Ebenfalls von Interesse ist es, inwieweit die im Funkenkanal erreichbare Maximaltemperatur von der Zeitdauer der Energieeinspeisung abhängt. Zu diesem Zweck werden im folgenden Abschnitt Funkenkanäle miteinander verglichen, denen die gleiche Gesamtenergie bei unterschiedlicher Dauer der Einspeisung zugeführt wurde.

Die experimentellen Bedingungen bei der Messung waren dabei folgende:

Gas: H_2 , Druck: 460 Torr bei $20^\circ C$,
Elektrodenabstand: 2 cm (homogenes Feld),
Ladespannung des Stoßkondensators: 21,5 kV,

- 1) $C = 5100$ pF, $L = 0,8 \mu H$, $R_D = 1 \Omega$, $\tau = 400$ nsec;
- 2) $C = 5100$ pF, $L = 2,9 \mu H$, $R_D = 1 \Omega$, $\tau = 750$ nsec.

In Abb. 3 sind die Ströme $i(t)$, die Mittentemperaturen $T_M(t)$, die Drucke $p(t)$ und die Radien $R_0(t)$ beider Funken als Funktion der Zeit aufgetragen. Infolge der stärkeren Dämpfung des Stoßkreises 1 erfolgt bei diesem Funken ein schnelleres Abklingen des Entladungsstromes, wobei die Stromamplitude jedoch während der ersten drei Halbwellen größer ist.

Entsprechend dem schnelleren Anstieg des Entladungsstromes erreicht die Mittentemperatur des Funkens 1 innerhalb von 80 nsec ihren Maximalwert von ca. $55\,000^\circ K$. Dieser Wert wird bis zum Ende der zweiten Stromhalbwelle in etwa beibehalten.

Der Maximalwert von $T_M = 60\,000^\circ K$ des Funkens 2 wird nach dem ersten Strommaximum bei $t = 250$ nsec erreicht. Danach fällt die Temperatur infolge des Absinkens des Stromes nach dem ersten Strommaximum.

Die Auswirkung des ersten Strom-Rückganges auf den Temperaturverlauf in der Kanalmitte des Funkens 2 ist sehr viel stärker als beim ersten Beispiel, weil infolge der größeren Periodendauer der Stromoszillationen zwischen den Halbwellen eine stärkere Abkühlung des Plasmas erfolgt. Diese wird ferner begünstigt durch die Tatsache, daß bei höherer Maxi-

maltemperatur und kleinerem Radius R_0 ein steilerer Temperaturgradient zum Rand hin entsteht, wodurch eine Abkühlung des Zentrums während des Zeitintervalls geringer Energieeinspeisung begünstigt wird.

Auch hier zeigt sich also, daß die schnellere Energiefreisetzung nicht mit einer Erhöhung der Maximaltemperatur verbunden ist. Im Gegenteil, der Funke 2 mit langsamerer Energieeinspeisung erreicht höhere Maximaltemperaturen. Der Grund hierfür ist wiederum die schnellere Expansion bei schneller Energieeinspeisung, wodurch ein größerer Anteil der Energie in Ausdehnungsarbeit umgesetzt wird und ferner ein größeres Kanalvolumen aufgeheizt werden muß.

Dies ist gut an der Energiebilanz Abb. 4 erkennbar. Abb. 4 zeigt bei dem Funken 1 zunächst ein schnelles Ansteigen aller vier Teilenergien. Die thermische Energie ist ab $t \sim 150$ nsec etwa konstant, die weiterhin zugeführte elektrische Energie wird in Ausdehnungsarbeit und Ionisierungsenergie umgesetzt, was auf das schnelle radiale Wachsen des Kanals bei hohem Druck und auf Ionisation des Gases in der Randzone schließen läßt.

Das Verhältnis der Teilenergien zueinander ist in beiden Funken nach der ersten Stromhalbwellen ($t = 200$ nsec bzw. 400 nsec) gleich. Bei der schnelleren Entladung ist die thermische Energie auf entsprechend mehrere Teilchen verteilt, so daß die Temperatur in der Kanalmitte keine höheren Werte erreicht als im anderen Fall. Zu späteren Zeiten ist beim Funken 1 ein relativ höherer Anteil an Expansionsarbeit zu verzeichnen, die die schnellere radiale Ausdehnung des Kanals bewirkt.

Wie Abb. 3 zeigt, ist der Druck in der schnelleren Entladung zu Beginn um den Faktor 2 höher, was auf die schnellere Energiefreisetzung während des ersten Stromanstiegs (1800 A/100 nsec gegenüber 800 A/10 nsec) in dem durch die Vorentladung festgelegten in beiden Fällen anfangs etwa gleich großen Kanal zurückzuführen ist.

Der Radius des schnellen Funkens wächst wegen des höheren Drucks am Anfang rascher, bis bei $t = 2000$ nsec beide Kanäle den gleichen Durchmesser haben, wie es auch die Theorie von DRABKINA³ für gleiche eingespeiste elektrische Energie fordert.

Ab $t = 1200$ nsec ist die Temperatur des Funkens 2 ständig höher als die des anderen, was auf die längere Energiezufuhr wegen der geringeren Dämpfung des Entladungskreises zurückzuführen ist [vergleiche Stromverlauf $i(t)$ in Abb. 3].

c) Untersuchung von Funken mit variabler Energiezufuhr bei veränderlicher Schwingungsdauer des Entladungsstromes

In diesem Abschnitt sollen die Betrachtungen über das charakteristische Verhalten von Funken ausgedehnt werden auf solche, deren Entladungsenergie in einem weiteren Bereich variiert wurde. Hierbei wurde der Stoßkondensator C verändert zwischen 140 pF und 81 000 pF. Die Kreisinduktivität L blieb konstant innerhalb $\pm 5\%$ bei $0,8 \mu H$. Der Dämpfungswiderstand R_D blieb ebenfalls unverändert 1Ω . Der Druck im Rezipienten p_0 betrug 460 Torr, die Ladespannung des Kondensators C hatte einen Wert von 21,5 kV.

Infolge des wechselnden Entladungskondensators bei gleicher Induktivität war die Schwingungsdauer der Ströme jeweils unterschiedlich, so daß eine Beschreibung des Verhaltens der einzelnen Funken unter Bezugnahme auf die momentane Stromamplitude, wie es in den vorangegangenen Kapiteln geschehen ist, nicht zweckmäßig erscheint. Es soll hier vielmehr das Auftreten der vorher gefundenen charakteristischen Effekte an diesen Beispielen innerhalb eines größeren Energiebereiches bestätigt werden.

Abb. 5 zeigt die Mittentemperaturen für Funken, die aus Stoßkondensatoren mit Kapazitätswerten von 140 pF bis 81 000 pF mit Energie gespeist werden. Es erfolgt bei allen Funken entsprechend dem einheitlich schnellen Stromanstieg di/dt zu Beginn der Entladung ein einheitlicher Anstieg der Temperatur, aus dem heraus die Maxima von T_M erreicht werden.

Die Maximalwerte von T_M steigen zunächst mit zunehmender Energieeinspeisung bei den einzelnen Funken bis auf etwa $65\,000^\circ K$ an. Der starke Temperaturrückgang erfolgt nach der zweiten Stromhalbwellen, da danach die Energiezufuhr stark abnimmt.

Auch über den erweiterten Energiebereich wird der vorher beschriebene Effekt beobachtet, daß vermehrte Energiezufuhr keine Steigerung der erreichbaren Maximaltemperaturen zur Folge hat, sobald diese den Wert von $55\,000$ bis $60\,000^\circ K$ überschritten haben. Es zeigt sich sogar, daß bei starker Steigerung der Entladungsenergie eine Absenkung der Maximaltemperatur erfolgt (gestrichelte Kurve in Abb. 5).

Die in Abb. 6 gezeigte Gesamtelektronenzahl steigt für alle Funken mit C größer 255 pF entsprechend dem Strom zunächst in gleicher Weise an.

Der Funke mit $C = 140$ pF bildet insofern eine Aus-

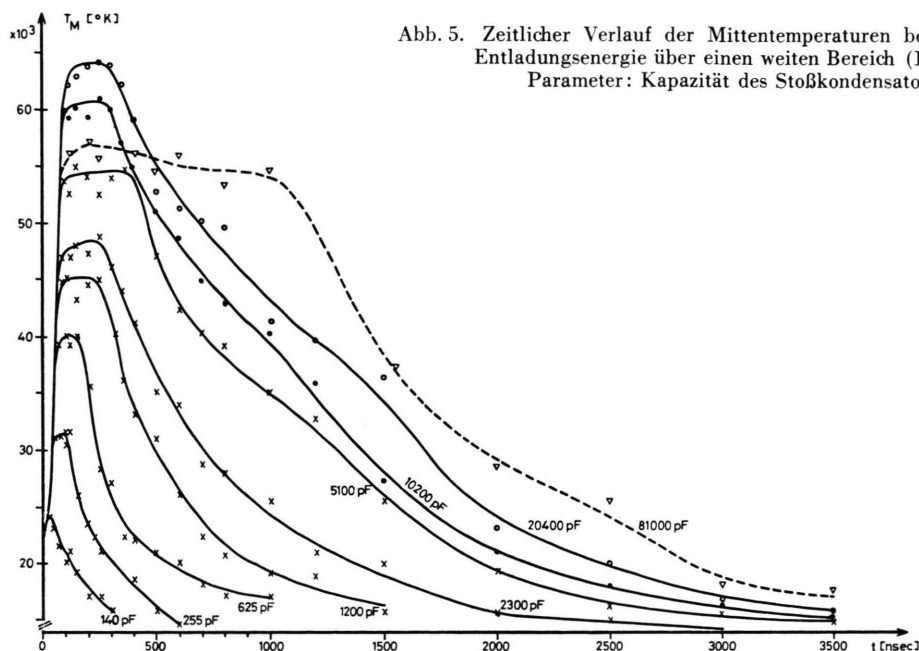


Abb. 5. Zeitlicher Verlauf der Mittentemperaturen bei Variation der Entladungsenergie über einen weiten Bereich (1 : 580).
Parameter: Kapazität des Stoßkondensators.

nahme, als daß er wegen der geringen Entladungsenergie nur partiell aufgeheizt wurde.

Die Maximalwerte der in Abb. 6 gezeigten $N_{E\text{ ges}}(t)$ -Verläufe sind proportional zu der im Kondensator gespeicherten Energie (Abb. 7). Dies gilt für Kapazitätswerte > 250 pF, da erst dann eine vollständige Thermalisierung des Kanals erfolgt.

Das Ergebnis dieser Betrachtungen ist also, daß in einem sich frei entwickelnden Funken es weder durch schnellere Energiezufuhr noch durch Steigerung der eingespeisten Gesamtenergie möglich ist, die Maximaltemperaturen beliebig weit zu steigern.

3. Untersuchung der radialen Expansion des Funkenkanals im hydrodynamischen Stadium

a) Vergleich der gemessenen Funkenradien mit den Ergebnissen der hydrodynamischen Theorien

In den vorangegangenen Abschnitten wurde gezeigt, daß das Funkenplasma auf Temperaturen bis $\cong 60\,000$ °K aufgeheizt wird. Diese Aufheizung erfolgt, wie in ² gezeigt wurde, innerhalb einiger 10 nsec in einem sehr dünnen Kanal von $< 0,5$ mm Durchmesser. Der dadurch entstehende 10–20-fache Überdruck (s. Abb. 3) führt zu einer mit Überschallgeschwindigkeit ablaufenden Expansion des Funkenkanals. Die Aufweitung des Kanals erfolgt solange, bis infolge der abnehmenden Energiezufuhr aus dem

Stoßkondensator der Druck im Funken sich dem im Repizienten herrschenden Gasdruck angeglichen hat.

Eine theoretische Beschreibung dieser Expansion ist mit Hilfe der Hydrodynamik möglich, wobei im wesentlichen zwei Theorien, die von DRABKINA ³ und die von BRAGINSKII ⁶ entwickelt wurden, vorliegen.

In Drabkinas Theorie wird die freigesetzte Energie zur Erzeugung einer zylindersymmetrischen Druckstörungszone verwendet, an deren Rand eine Schockfront entsteht. Durch Lösung der hydrodynamischen Grundgleichungen gewinnt Drabkina die Verteilung von Druck, Teilchendichte und Teilchengeschwindigkeit in dem druckgestörten Gebiet. Aus den Verteilungen von Druck und Dichte läßt sich der Verlauf der Temperatur berechnen, und Drabkina definiert als Rand des Kanals denjenigen Radius, bei dem die Temperatur 10^4 °K erreicht, da bei dieser Temperatur Ionisation und Anregung steil ansteigen.

Diese Berechnungen, die zunächst nur für momentane Energiefreisetzung ausgeführt wurden, erweiterte Drabkina für den Fall stetiger Energieeinspeisung und erhielt schließlich für den zeitlichen Verlauf des Funkenradius als Funktion der zugeführten Energie $E(t)$

$$R_0^D(t) = L \cdot E(t)^M \cdot \left[\int_0^t E(t)^{1/2} dt \right]^N. \quad (1)$$

Die in Gl. (1) auftretenden Konstanten L , M , N wurden von Drabkina für H_2 , Argon und Luft bei 1 Atm. berechnet. In einer neueren Arbeit ⁵ wurde

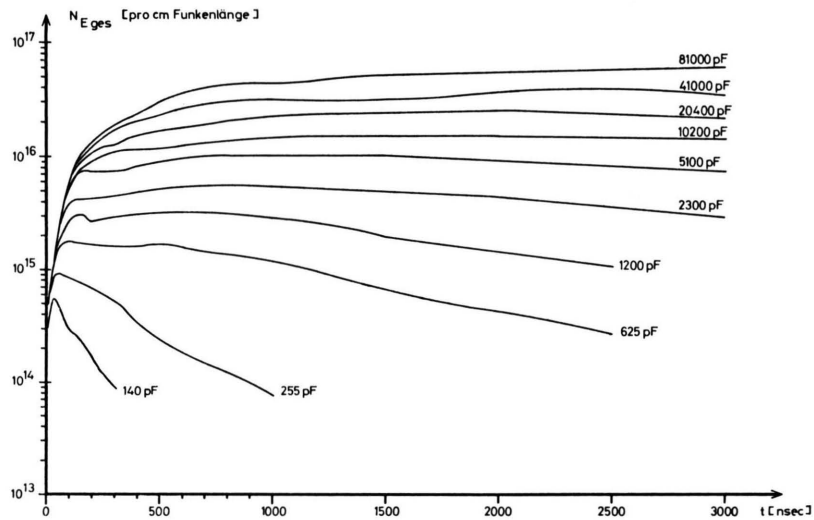


Abb. 6. Zeitlicher Verlauf der Gesamtelektronenzahl/cm Kanallänge

$$N_{E\text{ ges}}(t) = \int 2\pi r N_E(r, t) dr$$

 $(N_E = \text{Elektronendichte})$ bei variabler Energiezufuhr.
 Parameter: Kapazität des Stoßkondensators.

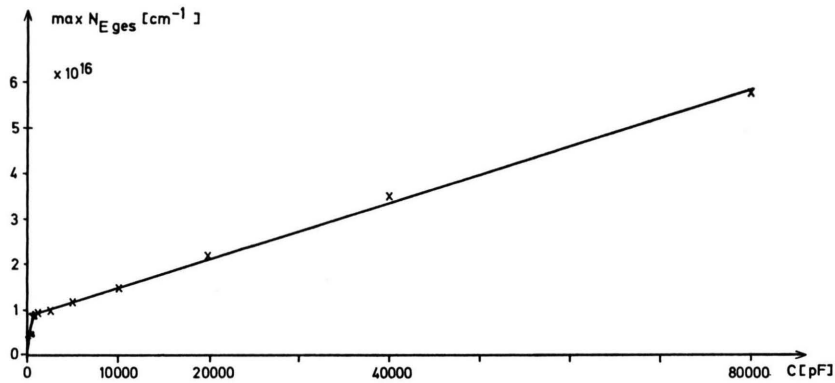


Abb. 7. Maximal erreichte Gesamtelektronenzahl/cm Kanallänge als Funktion der Kapazität des Stoßkondensators.

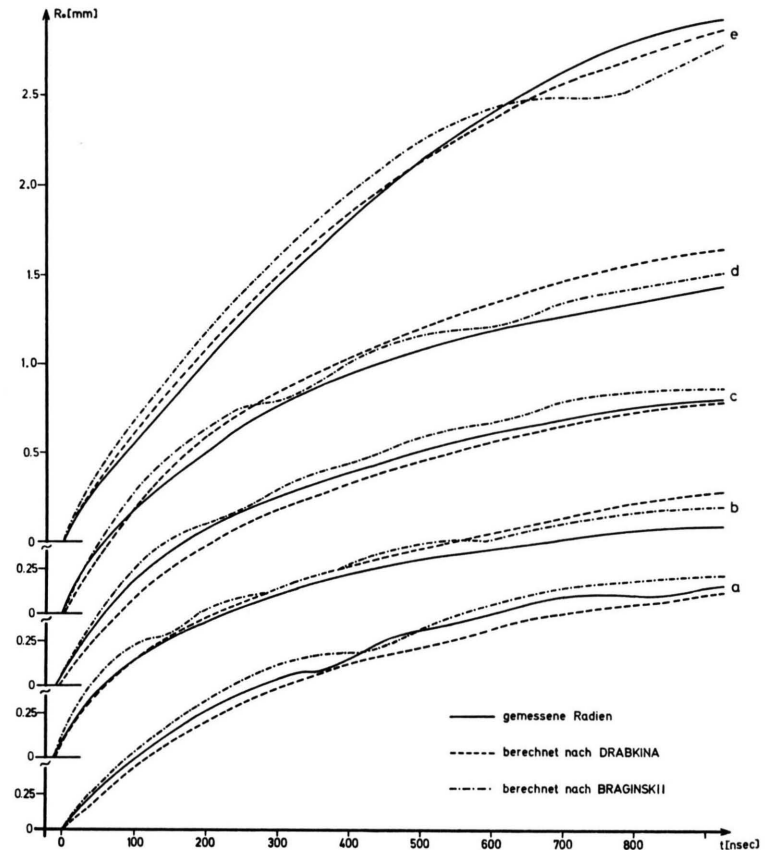


Abb. 8. Vergleich zwischen den zeitlichen Verläufen der gemessenen und theoretisch berechneten Funkenradien.

Experimentelle Bedingungen:

- a) $C = 5\,100\text{ pF}$, $L = 2,9\text{ }\mu\text{H}$, $\tau = 750\text{ nsec}$,
- b) $C = 2\,300\text{ pF}$, $L = 0,8\text{ }\mu\text{H}$, $\tau = 290\text{ nsec}$,
- c) $C = 5\,100\text{ pF}$, $L = 0,8\text{ }\mu\text{H}$, $\tau = 400\text{ nsec}$,
- d) $C = 10\,200\text{ pF}$, $L = 0,8\text{ }\mu\text{H}$, $\tau = 570\text{ nsec}$,
- e) $C = 81\,000\text{ pF}$, $L = 0,8\text{ }\mu\text{H}$, $\tau = 1\,600\text{ nsec}$.

Gas: H_2 , Druck $p_0 = 460\text{ Torr}$, Elektrodenabstand $d = 2\text{ cm}$,
 Spannung $U = 21,5\text{ kV}$.

jedoch gezeigt, daß der numerische Wert der Konstante L für H_2 falsch angegeben wurde.

In Tab. 1 sind die Konstanten M , N und L für H_2 , wie sie von DRABKINA³ und HALGREN⁵ berechnet wurden, zusammengestellt. Eingetragen wurden ferner die in der vorliegenden Untersuchung verwendeten Konstanten. Der Unterschied zu den von Halgren berechneten L -Werten entsteht dadurch, daß für das Verhältnis der spezifischen Wärmen im druckgestörten Gebiet der Wert $\gamma = 1,4$, entsprechend einem zweiatomigen Gas, verwendet wurde, während Halgren $\gamma = 1,67$, entsprechend einem monoatomaren Gas, benutzte. Die Annahme von $\gamma = 1,4$ erscheint gerechtfertigt, da der Dissoziationsgrad in der schockgestörten Zone infolge der zu niedrigen Temperatur beträchtlich kleiner als 1 ist. Ein Vergleich der mit den angegebenen Werten für L , M und N berechneten Funkenradien mit den gemessenen ergibt, wie Abb. 8 zeigt, eine gute Übereinstimmung.

	DRABKINA	HALGREN, SIGMOND	vorliegende Untersuchung
M	0,138	0,138	0,138
N	0,363	0,362	0,363
L 760 Torr	0,44	0,235	0,283
L 460 Torr	0,535	0,28	0,337

Tab. 1.

In BRAGINSKIIS Theorie⁶ wird die durch Ohmsche Aufheizung im Kanal freigesetzte Energie zur Erhöhung der inneren Energie des Kanals und zur Erzeugung von Ausdehnungsarbeit verwendet. Als Folge davon wird der Kanal als zylindersymmetrischer Kolben betrachtet, der mit Überschallgeschwindigkeit radial expandiert und dabei das umgebende Gas vor sich herschiebt und dabei ebenfalls eine Schockfront erzeugt. Braginskii berechnet den Radius des Kanals als Funktion des eingespeisten Stromes:

$$R_0^B(t) = \left[\frac{4}{\pi^2 \varrho_0 \xi} \right]^{1/6} \cdot \left[\int_0^t (i(t)^2 / \sigma(t))^{1/3} dt \right]^{1/2} \quad (2)$$

mit $\sigma(t)$ = mittlere spezifische Leitfähigkeit, $i(t)$ = Entladungsstrom, $\xi = 3,2$ im cgs-System bei H_2 und 460 Torr, ϱ_0 = Dichte des ungestörten Gases.

Auch die mit dieser Theorie berechneten Funkenradien stimmen gut mit den gemessenen überein (Abb. 8).

Der für die Berechnung der Radien nach Gl. (1) erforderliche zeitliche Verlauf der zugeführten elektrischen Energie wurde aus der Gesamtleitfähigkeit

des Funkenplasmas und aus dem oszillographisch gemessenen Verlauf des Entladungsstromes gewonnen. Die Bestimmung der Gesamtleitfähigkeit erfolgte aus den Temperaturverläufen¹. Für den Strom in Gl. (2) wurde der gemessene Entladungsstrom verwendet, und der erforderliche zeitliche Verlauf der über den Kanalquerschnitt gemittelten spezifischen Leitfähigkeit wurde aus der Gesamtleitfähigkeit und dem Funkenradius berechnet.

b) Abhängigkeit des Funkenradius von den Kreisparametern

In Abb. 9 sind die Radien $R_0(t)$ von Funken mit unterschiedlicher Entladungsenergie als Funktion der Zeit aufgetragen.

Zu Beginn der Entladung, vor dem ersten Strommaximum ($t = 0,7 \cdot \tau/4$) ist die radiale Ausbreitungsgeschwindigkeit für alle hier untersuchten Funken gleich. Die Induktivität des Entladungskreises war für die einzelnen Meßreihen konstant $0,8 \mu H \pm 5\%$, so daß bei früheren Zeiten jeweils gleiche Stromanstiege di/dt erfolgen.

Diese Beobachtung stimmt überein mit den Ergebnissen von BERGE und MANTHEY⁸, denen zufolge für die Anfangsgeschwindigkeit der radialen Ausdehnung eines Funkens gilt:

$$v_0 = a(U_0/L)^{0,4}, \quad (3)$$

wobei a eine die Dichte ϱ_0 enthaltende Proportionalitätskonstante ist. Es tritt also keine Abhängigkeit von der Größe des Stoßkondensators C auf.

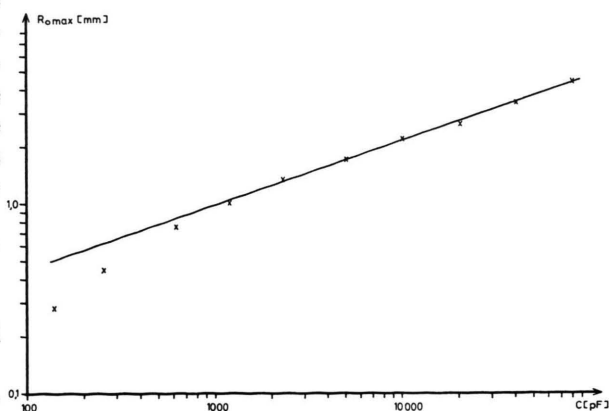


Abb. 10. Maximal erreichte Funkenradien als Funktion der Kapazität des Stoßkondensators bei konstanter Kreisinduktivität.

⁸ O. E. BERGE u. H. MANTHEY, Z. Naturforsch. **21a**, 1201 [1966].

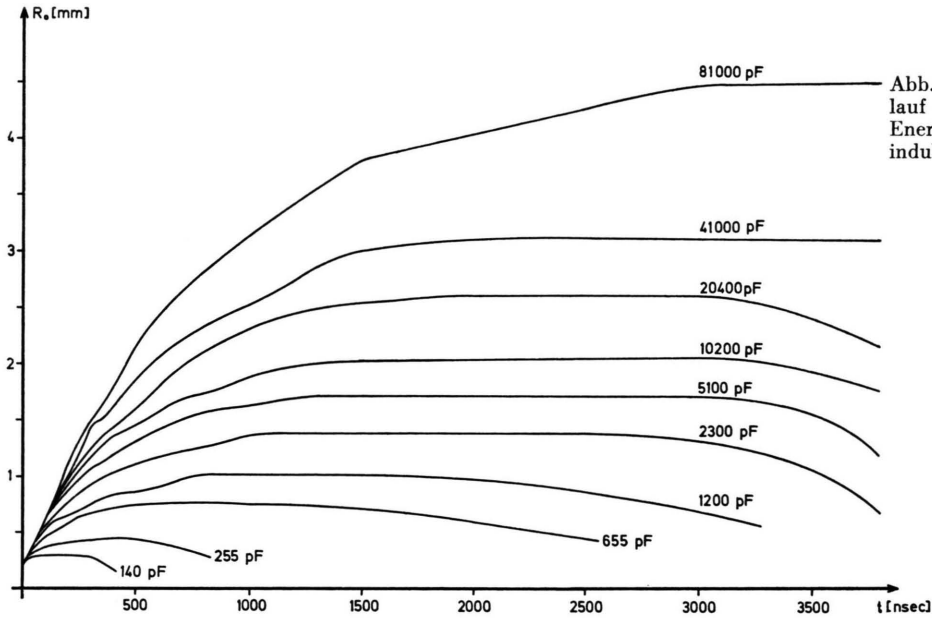


Abb. 9. Gemessener zeitlicher Verlauf der Funkenradien bei variabler Energiezufuhr und konstanter Kreisinduktivität. Parameter: Kapazität des Stoßkondensators.

Die maximal erreichten Endradien der Funkenkanäle bei variabler Energiezufuhr, wie sie aus Abb. 9 entnommen werden können, sind in Abb. 10 in doppelt-logarithmischem Maßstab als Funktion der Kapazität des Stoßkondensators C dargestellt.

Es zeigt sich, daß bei konstant gehaltener Induktivität L eine Abhängigkeit des maximalen Radius

$$R_{0 \max} \sim C^{0,32} \quad (4)$$

auftritt. Die Abweichungen bei kleineren Kapazitäten sind dadurch zu erklären, daß bei geringer Entladungsenergie der Funke nicht auf seiner gesamten Länge gleichmäßig aufgeheizt wird.

KOPPITZ⁴ errechnet aus einer Dimensionsanalyse für den Radius nach der ersten Stromhalbwelle:

$$R_0 \sim C^{0,4} \quad (5)$$

Im Gegensatz dazu findet man aus Gl. (1) unter der Voraussetzung, daß die Gesamtenergie E_0 proportional zu C ist und unter Berücksichtigung der Konstanten L , M und N :

$$R_0(t) \sim E(t)^{0,183} \cdot E(t)^{0,363 \cdot 1/2}, \quad (6)$$

$$R_{0 \max} \sim E_0^{0,33} \sim C^{0,33}.$$

Bei der Berechnung der Gl. (1) wurde die Voraussetzung gemacht, daß einmal ein starker Schock vorliegt und zum anderen keine wesentlichen Wärme-

verluste an die Umgebung auftreten. Beide Annahmen sind für den Fall der Endradien, die zu der Zeit erreicht werden, wo der Druckausgleich fast stattgefunden hat und wo infolge der maximalen Funkenoberfläche eine starke Wärmeleitung nach außen vorliegt, nicht erfüllt.

Erstaunlicherweise zeigt sich trotz des erweiterten Anwendungsbereiches der Drabkina-Theorie eine gute Übereinstimmung zwischen rechnerisch [Gl. (6)] und experimentell [Gl. (4)] ermittelten Exponenten.

Durch Wärmeableitung in der Randschicht sinkt mit nachlassender Energieeinspeisung die Temperatur des Plasmas. Wird die Mittentemperatur des Funkens kleiner als ca. 20 000 °K, so wird der Temperaturgradient innerhalb des Funkens so klein, daß die Wärmeverluste am Rand nicht mehr aus dem Innern ausgeglichen werden können. Die als Rand des Funkens definierte 10 000°-Grenze wird immer weiter nach innen verlagert und der Kanal schrumpft, wie deutlich aus den Verläufen der Radien in Abb. 9 hervorgeht.

Herrn Prof. Dr. H. RAETHER danken wir für die Förderung dieser Arbeit. Der Bundesminister für wissenschaftliche Forschung hat uns dankenswerterweise Mittel für diese Arbeit zur Verfügung gestellt.