

Die Untersuchung eines Stickstoffplasmas hoher Teildendichte mit magnetischen Sonden

Von W. THIELO *

Aus dem Institut für Hochtemperaturforschung der Technischen Hochschule Stuttgart
 (Prof. Dr. W. KLUGE; Prof. Dr. K. H. HÖCKER)

(Z. Naturforsch. 18 a, 854–868 [1963]; eingegangen am 6. März 1963)

Eine stromstarke Impulsenladung in Stickstoff mit gaswirbelstabilisierter Vorentladung wird mit Hilfe magnetischer Sonden untersucht. Das für diese Untersuchung notwendige Arbeitsverfahren, sowie der Aufbau der verwendeten Sonden wird ausführlich dargestellt. Die Meßergebnisse geben einen Überblick über das räumliche und zeitliche Verhalten von Strom, Ohmscher Feldstärke, elektrischer Leitfähigkeit und Temperatur im Plasma während der Entladung. Geometrie und Stabilität des Plasmas, sowie eine kritische Überprüfung des Verfahrens mit optischen und elektrischen Hilfsmitteln lassen die Werte korrekt erscheinen. Eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Meßmethoden und der theoretischen Behandlung des untersuchten Problems ist festzustellen.

Die Kenntnis von den Eigenschaften und dem Verhalten hochionisierter heißer Plasmen ist trotz intensiver Forschungsarbeit in den letzten Jahren noch relativ gering. Die Wege, die speziell im Hinblick auf eine mögliche thermische Kernfusion beschritten wurden, lassen im allgemeinen eine systematische Erarbeitung der Zwischenstadien zu dem gesteckten Ziel vermissen. Insbesondere sind bis heute kaum Untersuchungen kurzlebiger dichter Plasmen extremer Temperatur durchgeführt worden, da mit Ohmscher Aufheizung eines solchen Plasmas die für eine Kernverschmelzung notwendige Temperatur von rund 10^8 °K nicht zu erreichen ist. Darüber hinaus treten bei der Diagnostierung dichter Plasmen zusätzliche Schwierigkeiten auf.

Seit Beginn der ersten Untersuchungen wurde eine Vielzahl von Meßmethoden und -geräten entwickelt, um Aussagen über die Kenngrößen eines Plasmas zu gewinnen. Die Gültigkeit und Anwendbarkeit jeder dieser Methoden ist aber meistens auf Plasmen bestimmter Eigenschaften beschränkt. Zum Beispiel sind bei der spektroskopischen Untersuchung eines Plasmas, das nur über kurze Zeit existiert, geeignete Kurzzeitverschlüsse notwendig, wobei ein Kompromiß zwischen Verschlußzeit und Intensitätsverringerung zu schließen ist. Erschwerend wirkt sich weiterhin aus, daß bei Wasserstoff- und Deuteriumplasmen allein das Kontinuum zur Verfügung steht. Zur Behebung dieses Mangels wurden Versuche unternommen, die Plastemperaturen durch Einführung kleiner Beimischungen schwererer Gase mit identifizierbaren Linien bei den vorhandenen Temperaturen zu messen. Allerdings muß hierbei beachtet werden, daß die Temperaturmessung durch die Messung der Verhältnisse der Linienintensitäten gewöhnlich die Annahme eines thermischen Gleichgewichts einschließt und die Verunreinigung durch das schwere Gas im Plasma einen wirksamen Verlustmechanismus in der Linienemission darstellt.

* Dissertation D 93, Stuttgart 1963.

Direkte Kurzzeitphotographie wird besonders bei Pinch- und Stoßuntersuchungen, für die eine Kenntnis des räumlichen Aufbaus von entscheidender Wichtigkeit ist, angewandt. Bei diesem Verfahren registriert man mit Hilfe von Kurzzeitverschlüssen (KERR-Zelle, Bildwandler, Streakkamera) nur die durch die Entladung bedingte Leuchterscheinung. Innere Feinstrukturen der Plasmastromverteilung können den Photographien nicht entnommen werden. Es ist daher keineswegs sicher, daß die leuchtende Schicht eines Plasmas genau mit dem stromdurchflossenen Bereich gleichgesetzt werden kann, obwohl diese Identifizierung gebräuchlich ist.

Mikrowellenverfahren ermöglichen die Messung wichtiger Plasmaparameter, wie z. B. der Elektronendichte. Das momentane Stadium der Mikrowellentechnik läßt jedoch nur die Untersuchung von Plasmen mit Teilchendichten kleiner 10^{14} cm $^{-3}$ zu.

Potential-(LANGMUIR-)Sonden sind verschiedentlich für die Untersuchung dichter Plasmen verwendet worden. Einem derartigen Vorgehen stehen aber grundsätzliche Bedenken gegenüber, da mit einer starken elektrischen und thermischen Störung des Plasmas durch die Sonde zu rechnen ist.

Aus der Notwendigkeit heraus, etwas über die innere Struktur der in unserem Institut entwickelten Impulsenladung zu erfahren, wurden direkte Untersuchungen mittels magnetischer Sonden durchgeführt. Die Gefahren einer solchen Methode sind offensichtlich: Es muß ein materielles Objekt in das Plasma eingebracht werden, das von der Gefäßwand abgehalten wird, um gerade eine derartige Berührung (Verunreinigung!) zu vermeiden. Die Verdrängung der Stromfäden (Nichtleiterloch in einem Leiter!) wird in unmittelbarer Umgebung der Sonde zu einer gewissen Verfälschung der Meßwerte führen. Dieses Verfahren, das bisher für die Untersuchung von Plasmen geringer Teildendichte entwickelt und verwendet wurde, ist nicht ohne weiteres auf dichte Plasmen übertragbar. Erschwerend auf die Anwendung bei der untersuchten Entladung (wirbel-



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.

stabilisierte Vorionisierung; Plasma hoher Dichte) wirkt sich die mechanische und thermische Belastung der Sonde durch das Plasma aus.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung einer stromstarken Impulsenladung in Stickstoff. Darüber hinaus werden eine Reihe von weitergehenden Studien, die für die Verwendbarkeit der Sondenmethode unter den herrschenden Versuchsbedingungen notwendig waren, beschrieben.

1. Beschreibung der zu diagnostizierenden Entladung

Der Heizungsmechanismus des untersuchten Plasmas ist für ein bestimmtes Temperaturintervall im wesentlichen die OHMSche Heizung. Dieser Mechanismus kann modellmäßig etwa folgendermaßen verstanden werden. Im angelegten elektrischen Feld werden die Elektronen und Ionen eines quasineutralen Plasmas gegeneinander beschleunigt. Die Elektronen erhalten wegen ihrer kleinen Masse eine sehr viel größere Geschwindigkeit als die Ionen und nehmen deshalb wesentlich mehr Energie direkt aus dem Feld auf. Infolge der gegenseitigen COULOMB-Wechselwirkung erfolgt Impuls- und Energieaustausch zwischen den Elektronen und Ionen. Mittelt man über die einzelnen Impulsaustauschakte, so entsteht das Bild einer inneren Reibung; Elektronen und Ionen durchdringen sich gegenseitig und üben eine Kraft aufeinander aus, die als Reibungskraft bezeichnet wird. Die OHMSche Heizung besitzt also als Kriterium den zuerst bei EINSTEINS Betrachtung der Brownschen Bewegung aufgetauchten Begriff der Reibungskraft¹.

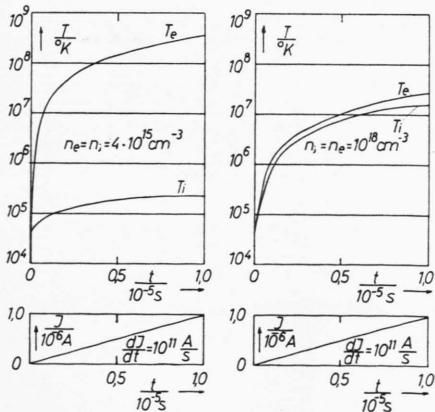


Abb. 1. Elektronen- und Ionentemperatur bei Entladung einer Kondensatorbatterie über ein Wasserstoffplasma für verschiedene Dichten.

Die Übertragung auf ein Plasma geschah durch SCHLÜTER^{2, 3}.

Theoretische Überlegungen und umfangreiche Rechnungen zur OHMSchen Heizung vollionisierter Plasmen lassen Plasmen hoher Teilchendichte wegen ihres thermischen Gleichgewichts zwischen Elektronen und Ionen besonders interessant erscheinen^{4, 5}. Als Beispiel zeigt Abb. 1 für einen vorgegebenen Stromanstieg bei konstantem Entladungsquerschnitt bzw. Diffusionsgeschwindigkeit den zeitlichen Verlauf der Elektronen- und Ionentemperatur unter Berücksichtigung der Strahlungsverluste eines vollionisierten Wasserstoffplasmas mit einer Ausgangstemperatur von $5 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ bei verschiedenen Teilchendichten. Die Kurven zeigen, daß nach einer bestimmten Zeit trotz Erhöhung der Stromdichte keine wesentliche Temperaturerhöhung mehr erfolgt und die Temperaturunterschiede sehr stark von der Teilchendichte abhängen. Für die Ausnutzung der OHMSchen Heizung sind dichte Plasmen deshalb weitaus günstiger.

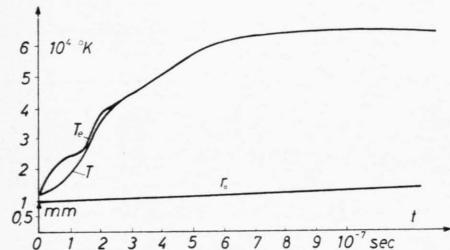


Abb. 2. Theoretisch berechnete Elektronen- und Ionentemperatur des untersuchten Stickstoffplasmas.

Abb. 2 zeigt den Verlauf der theoretisch berechneten Elektronen- und Ionentemperatur des untersuchten Stickstoffplasmas nach SCHRADE⁶. Um das Problem gangbar zu gestalten, wurde bei diesen Rechnungen das seit einiger Zeit in der Lichtbogenphysik bekannte „Kanalmodell“ verwendet. Hierbei wird das zeitliche Verhalten unter den im Versuch gegebenen Bedingungen bei kurzzeitiger OHMScher Aufheizung modellmäßig

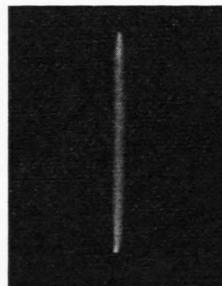


Abb. 3.
Stationärer
Bogen.

¹ A. EINSTEIN, Ann. Phys., Lpz. 17, 549 [1905].

² A. SCHLÜTER, Z. Naturforsch. 5 a, 72 [1950].

³ A. SCHLÜTER, Z. Naturforsch. 6 a, 73 [1951].

⁴ K. H. HÖCKER u. W. KLUGE, Proc. Fourth Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Uppsala 1959, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1960, Volume II, S. 904.

⁵ H. SCHRADE, W. BEZ, K. H. HÖCKER u. H. J. KÄPPELER, Z. Naturforsch. 15 a, 155 [1960].

⁶ H. SCHRADE, Proc. Fifth Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Munich 1961, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1962, Vol. II, S. 2201.

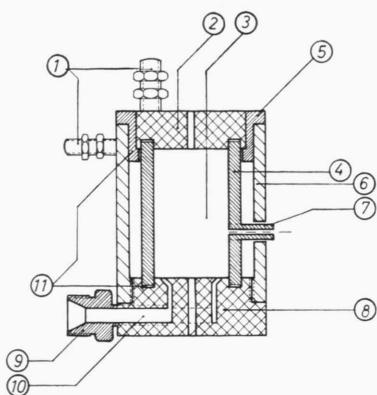


Abb. 4. Entladungsgefäß.

- | | |
|----------------------|-----------------------|
| 1 Elektr. Anschlüsse | 6 Rückleiter |
| 2 Kathode (Ms) | 7 Sondendurchführung |
| 3 Entladungsraum | 8 Anode (Ms) |
| 4 Entladungsröhre | 9 Gasanschluß |
| 5 Isolierung | 10 Gaskanal mit Düsen |
| 11 Dichtungsringe | |

erfaßt. Aus dem Kurvenverlauf ist ersichtlich, daß mit zunehmender Ionisierung und der damit verbundenen Zunahme der sehr viel wirksameren COULOMB-Wechselwirkung nach etwa $4 \cdot 10^{-7}$ sec ein Temperaturgleichgewicht zwischen Elektronen und Ionen erreicht wird.

Da die Reibungskraft umgekehrt proportional der Leitfähigkeit bzw. Temperatur ist, sind der OHMSchen Heizung Grenzen gesetzt, die thermonukleare Prozesse nicht zulassen. Als Vorheizung im Hinblick auf andere Heizungsmechanismen sowie für die Grundlagenforschung im Temperaturbereich bis 10^6 °K dürfte sie dagegen ihre Bedeutung haben.

Als Ausgangsbasis für unsere experimentellen Untersuchungen dient eine wirbelstabilisierte stationäre Hochstromentladung in Stickstoff, die bei Atmosphärendruck betrieben wird. Diese Entladung erzeugt einen engen (ca. 2–5 mm Durchmesser, 50 mm Länge) hochionisierten Plasmakanal (Abb. 3; stationärer Bogen: $I_B \approx 100$ A, $U_B \approx 350$ V), über den dann eine Kondensatorbatterie entladen wird. Bei sauber ausgebildetem Entladungsgefäß und geeigneter Wahl des Gasdrucks, der über einen Wirbel die „Kaltgasstabilisierung“ bewirkt, läßt dieser Kanal optisch und elektrisch keine Instabilitäten erkennen⁴.

Die Anlage, die für diesen Versuch benutzt wurde, ist eine lineare Plexiglasentladungsröhre mit 30 mm Innendurchmesser und 50 mm Elektrodenabstand. Ein $13,5 \mu\text{F}$ -Kondensatorsystem für 9 kV ist mit den Elektroden durch Funkenstreckenschalter verbunden und führt zu einem abklingenden Wechselstrom im Gas. Das erste Strommaximum, im Normalfall 56 kA, wird nach $3,5 \cdot 10^{-6}$ sec erreicht. Abb. 4 zeigt den Aufbau des Entladungsgefäßes, Abb. 5 das Schaltbild des Stromkreises der Impulsentladung und die Ankopplung an den stationären Bogen, Abb. 6 ein charakteristisches Oszillogramm des zeitlichen Strom- und Spannungsverlaufs der Entladung.

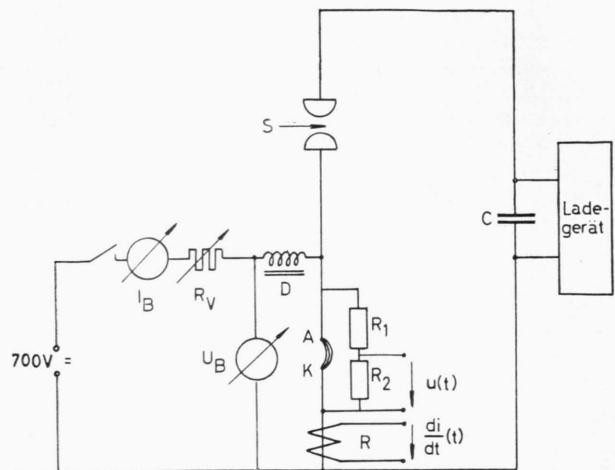


Abb. 5. Stromkreis der Impulsentladung und Ankopplung an den stationären Bogen. I_B , U_B = Strom-, Spannungsmeßinstrument; R_V = Vorwiderstand; D = Drossel; A = Anode; K = Kathode; S = Funkenstrecke; C = Kondensatorbatterie; (R_1, R_2) = Spannungsteiler; R = Rogowsky-Spule.

Unter diesen Bedingungen muß der Strom zunächst in einem engen zylindrischen Kanal fließen. Das magnetische Feld \mathcal{H}_θ , das vom ansteigenden Strom im Gas herrührt, übt einen magnetischen Druck $\mathcal{H}_\theta^2/8\pi$ in radialer Richtung nach innen aus. Diesem Druck ist der bei Temperaturerhöhung in der ursprünglichen Kanalzone ansteigende gaskinetische Druck entgegengesetzt.

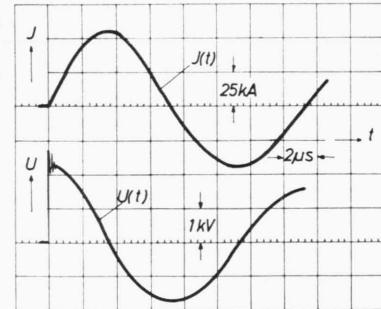


Abb. 6. Strom und Spannung.

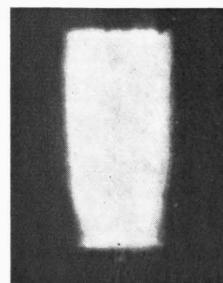


Abb. 7.
Bildwandleraufnahme
des Plasmakanals
während der
Impulsentladung.

Aus Bildwandleraufnahmen ist zu entnehmen, daß sich bei der Impulsentladung der optisch sichtbare Bereich der Entladungszone aufweitet. Abb. 7 zeigt eine

Bildwandleraufnahme des Entladungskanals $2,5 \cdot 10^{-6}$ sec ($R \approx 6$ mm) nach Einsetzen des Impulses (man vergleiche mit der Photographie des stationären Bogens in Abb. 3!). Die Frage, ob diese Aufweitung eine Folge des den magnetischen Druck bei Temperatursteigerung übertreffenden Gasdrucks ist, oder durch Ionisierung des Außengases entsteht, wird im folgenden noch diskutiert.

2. Theorie der Spulen- und Schleifensonden und Überprüfung der Voraussetzungen für die Anwendung der Sondenmethode

Das Verfahren, elektrische und magnetische Feldgrößen mit kleinen Probekörpern, den magnetischen Sonden, auszumessen, findet seit längerer Zeit in der Plasmaphysik Anwendung. Das Prinzip dieser Methode basiert auf der technischen Anwendung des FARADAYSchen Induktionsgesetzes. Aus der Kenntnis des über die Induktionsspannung gemessenen $\dot{\Phi}$ -bzw. \mathcal{B} -Feldes erhält man Aussagen über Größe und Verhalten der übrigen Kenngrößen eines Plasmas.

Im folgenden soll die theoretische Grundlage sowie die sich unter den vorliegenden Versuchsbedingungen bei der Anwendung ergebenden Schwierigkeiten dargestellt werden.

2.1. Spulensonden

Die magnetische Sonde, eine kleine abgeschirmte und isolierte Spule, wird entlang einem Radius in das Entladungsgefäß eingebbracht (Abb. 8). Durch ihre Orientierungsabhängigkeit mißt die Spule die zeitliche Änderung des die zylinderförmige Entladungszone umgebenden \mathcal{B}_θ -Feldes. Die Entladung wird einige Male gezündet und das Spannungssignal

der Sonde oszillographiert. Das erhaltene Oszillogramm gibt den $\partial \mathcal{B}_\theta / \partial t$ -Verlauf an der Stelle der Sonde gemäß dem Induktionsgesetz

$$u_{\text{ind}} = k_1 w \frac{\partial \Phi}{\partial t} = k_1 w \frac{\partial}{\partial t} \int \mathcal{B}_\theta d\tau \quad (1)$$

(u_{ind} = induzierte Spannung; k_1 = dimensionsloser Richtungsfaktor; Φ = magnetischer Fluß durch die Spulenfläche; w = Windungszahl der Sondenspule; \mathcal{B}_θ = das von einem Stromfluß parallel zur Achse erzeugte Feld). Bei diesem Verfahren ist es sinnvoll, die Sondenspule so im Entladungsgefäß anzubringen, daß das induzierte Signal den Maximalwert annimmt. Dies ist dann der Fall, wenn $\cos(\mathcal{B}_\theta, n) = 1$ (Feldlinienrichtung parallel zur Richtung der Spulenachse); eine Voraussetzung, die experimentell leicht zu erfüllen ist. Alle Überlegungen, bei denen diese Voraussetzung wirksam wird, sind durch den Vermerk „ $\cos(\mathcal{B}_\theta, n) = 1$ experimentell“ gekennzeichnet.

Im folgenden wird die Sonde an einen anderen (radialen Ort) gebracht und der Prozeß wiederholt, bis vollständige Kurven für $\partial \mathcal{B}_\theta / \partial t$ -Felder zwischen Wandung und Achse vorliegen. Nach Integration über t

$$\mathcal{B}_\theta(R, t) = k_2 \int u_{\text{ind}} dt \quad \text{mit} \quad k_2 = \frac{1}{k_1 F w};$$

$$\cos(\mathcal{B}_\theta, n) = 1 \text{ (exper.)} \quad (2)$$

(F = Fläche der Sondenspule; n = Normalenvektor der Fläche F) können Kurven $\mathcal{B}_\theta(r)$ für verschiedene Zeiten konstruiert werden. Die weitere Verwendung dieser $\mathcal{B}(r)$ -Kurven zur Bestimmung von Strömen und Stromdichten beruht auf der Voraus-

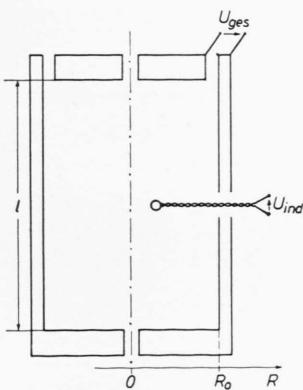


Abb. 8. Schema der Spulensondenmessung.

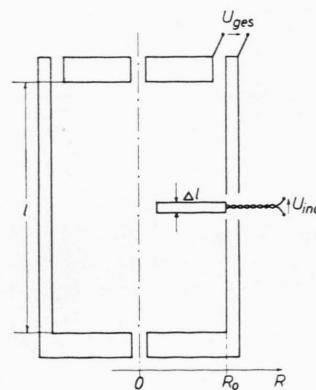


Abb. 9. Schema der Schleifensondenmessungen.

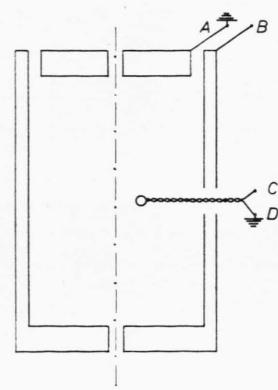


Abb. 10. Zum kapazitiven Charakter des Versuchsaufbaus.

setzung, daß die Feldverteilung zylindersymmetrisch und damit nur r -abhängig ist. Die Richtigkeit dieser Voraussetzung wurde durch Sonden mit verschiedener Orientierung bestätigt.

Mit der angeführten Symmetrievereinigung folgt aus der 1. MAXWELLSchen Gleichung

$$\frac{1}{\mu_0} \operatorname{rot} \mathfrak{B} = \mathbf{j} + \mathbf{j}_M + \frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial t}, \quad (3)$$

da die Magnetisierungsstromdichte $\mathbf{j}_M = \frac{1}{\mu_0} \operatorname{rot} \mathfrak{M}$ wegen der geringen magnetischen Permeabilität des Plasmas und die Verschiebungsstromdichte $\partial \mathfrak{D} / \partial t$ wie eine Abschätzung zeigt, bei unserem Experiment zu vernachlässigen sind, für die Stromdichte parallel zur Achse des Entladungsgefäßes (z -Richtung) :

$$j_z = \frac{1}{\mu_0 r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta). \quad (4)$$

Den für unsere Untersuchungen interessierenden OHMSchen Anteil der elektrischen Feldstärke in z -Richtung E_z erhält man aus der 2. MAXWELLSchen Gleichung

$$\operatorname{rot} \mathfrak{E} = - \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} \quad (5)$$

bzw. $\oint \mathfrak{E} d\hat{s} = - \iint \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} d\hat{f}. \quad (6)$

Unter der Voraussetzung $\partial E_z / \partial z = 0$ längs der Achse des Entladungsgefäßes und Vernachlässigung des OHMSchen Widerstandes des Rückleiters folgt

$$E_z l - U_{\text{ges}} = -l \cdot \frac{\partial}{\partial t} \int_R^{R_0} B_\theta dr \quad (7)$$

bzw. $E_z = \frac{U_{\text{ges}}}{l} - \frac{\partial}{\partial t} \int_R^{R_0} B_\theta dr \quad (8)$

(l = Länge der Achse; U_{ges} = Gesamtspannung zwischen den Elektroden; R_0 = Abstand des Rückleiters von der Gefäßachse).

Der zweite Term der rechten Seite von Gl. (8) ist der durch Spulenmessungen ermittelte induktive Anteil der zwischen den Elektroden liegenden Gesamtspannung. Die Ermittlung dieses Terms ist noch auf einem zweiten Wege, durch Schleifensondernmessungen, möglich.

2.2. Schleifensonden

Wird die kleine Induktionsspule unter Verwendung von Doppelkapillaren durch eine Schleife ersetzt, so eignen sich diese Sonden ebenfalls zur Be-

stimmung der OHMSchen E_z -Feldstärke, wobei die Integration über r von der Sonde selbst durchgeführt wird (Abb. 9). Das Signal einer Schleifensonde gibt den Mittelwert der magnetischen Flußänderung in einem vorgegebenen Streifen an.

Mit $\cos(\vartheta_\theta, n) = 1$ (exper.) gilt

$$u_{\text{ind}} = k_1 w \frac{\partial \Phi}{\partial t} = k_1 w (R_0 - R) \Delta l \frac{\partial B_\theta}{\partial t} \quad (9)$$

[$(R_0 - R) \Delta l$ = von der Schleifensonde umschlossene Fläche].

Dieser Ausdruck muß, da der gesamte durch die Fläche $(R_0 - R) l$ tretende Fluß interessiert, noch mit $l / \Delta l$ multipliziert werden und entspricht dann dem zweiten Term der rechten Seite von Gl. (8).

Beide Verfahren wurden benutzt und sind in den Kurvendarstellungen durch den Vermerk: „Spulen“- oder „Schleifensondernmessungen“ gekennzeichnet.

Eine Kombination von Stromdichte und E_z -Feldstärke führt gemäß dem OHMSchen Gesetz zur Leitfähigkeit des Plasmas.

2.3. Beeinflussung der Sonden durch die Versuchsanordnung

Erfahrungsgemäß ist bei Sondenmessungen im Plasma eine Beeinflussung des Meßmittels durch das Plasma festzustellen. Dieser Einfluß muß bei der technischen Entwicklung und Anwendung der Sonden berücksichtigt werden, da er je nach Natur und Wirksamkeit zu einer groben Verfälschung der Meßwerte führen kann.

2.3.1. Kapazitiver Einfluß

Aus der Anordnung des verwendeten Versuchsaufbaus ergibt sich der Charakter eines Kondensators, dessen einer Pol durch die Sonde und dessen anderer Pol durch die gesamte Entladungsapparatur einschließlich Plasmakanal gebildet wird (Abb. 10). Die Aufladung dieses Kondensators ist für die Messung störend, da die zwischen den Elektroden liegende Gesamtspannung U_{AB} groß gegenüber der Sondenspannung U_{CD} ist (der Punkt C ist nur geringfügig gegenüber dem Erdpotential angehoben). Die aus diesem Grunde auftretende Spannung U_{BC} ist ungefähr gleich U_{AB} . Die kapazitive Aufladung der Anordnung ist unabhängig von der Orientierung der Sonde.

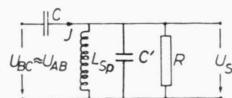


Abb. 11. Ersatzschaltbild zum kapazitiven Charakter des Versuchsaufbaus.

An Hand des Ersatzschaltbildes (Abb. 11) ergibt sich folgende Abschätzung: Dabei bedeutet U_S = Störspannung am Oszillographen, die von U_{BC} herührt; C = die sich aus der Versuchsanordnung ergebende Kapazität; R = Eingangswiderstand am Oszillographen; $C' = C_{SP} + C_{Kabel}$ = Spulen- und Kabelkapazität; L = Induktivität der Spule. Die sich aus L und C' ergebenden Widerstandswerte sind bei der verwendeten Meßfrequenz klein gegen den Eingangswiderstand. Mit dem Ohmschen Gesetz ist dann

$$U_S = I R, \quad (10)$$

$$U_{BC} = I(R + R_C) \quad (11)$$

und $U_{BC} = I(R + 1/j \omega C).$ (12)

Die Division von Gl. (10) und (12) ergibt

$$U_S = U_{BC} \cdot \frac{1}{1 + 1/j \omega C R}. \quad (13)$$

Aus (13) ist ersichtlich, daß die Störspannung nur dann klein wird, wenn $\omega C R \ll 1$ ist. ω , R und C sind aber Größen, die bei gegebenem Versuchsaufbau nicht verändert werden können. Um eine einwandfreie Messung, die diesen Mangel nicht aufweist, zu gewährleisten, werden Differentialsonden verwendet. Abb. 12 zeigt das Schema einer solchen Sonde. Die kapazitiv bedingten Störspannungen U_{S1} , U_{S2} der beiden Spulenhälfte heben sich am Differenzverstärker des Oszillographen auf, während sich die induktiven Spannungen U_1 , U_2 addieren.

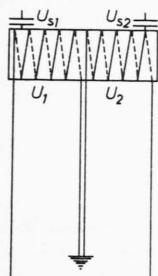


Abb. 12. Schema der Differentialsonde.

2.3.2. Mechanische und thermische Einflüsse

Die Größe des Entladungsgefäßes erfordert kleine Dimensionen der Sonde. Andererseits muß die Sonde genügend mechanische Festigkeit haben, um den auftretenden Kräften standzuhalten. Es zeigte sich, daß eine stationär im Entladungsraum angebrachte Sonde die mechanische und thermische Belastung der Vor-

entladung (stationärer Bogen) nicht aushält. Darüber hinaus wird die Geometrie der stationären Entladung empfindlich gestört. Vor der Sondenspitze verringert sich die Strömungsgeschwindigkeit des Gaswirbels. Die Folge ist gemäß der BERNOULLI-Gleichung ($p = p_0 - \frac{1}{2} \rho v^2$) ein höherer Druck als in der Umgebung, der eine Verdrängung des Plasmakanals bewirkt. Die angeführten Probleme sind mitbestimmend für den Aufbau der Sonden sowie für das Meßverfahren.

3. Die Ausbildung der Sonden unter den gegebenen Versuchsbedingungen

3.1. Sondenaufbau

Der Spulenkerne, aus Degussit Al 23 (nicht leitend, kein Ferromagnetismus) hat einen Durchmesser von 0,3 mm. Infolge fehlender Leitfähigkeit wird das Auftreten von Wirbelströmen im Kern verhindert. Die Spule besteht aus einer einlagigen Wicklung mit 16 Windungen aus Cu-Lackdraht EM 180 L (0,04 mm Durchmesser). Die Zuleitungen sind verdrillt, um dem magnetischen Fluß keine zusätzliche Fläche zu bieten. Der Spulenkörper ist mit einer geschlitzten Abschirmung aus Cu-Folie (0,02 mm Stärke) versehen. Die Länge der Spule ist kleiner als 1 mm. Die Gesamtlänge der Sonde beträgt 77 mm. Um die Beeinflussung des Spannungssignals durch äußere Felder zu verhüten, sind die Zuleitungen mit einem Metallrohr (Contracid B 2 M, biegungssteif,



Abb. 13. Differentialspulensonde.

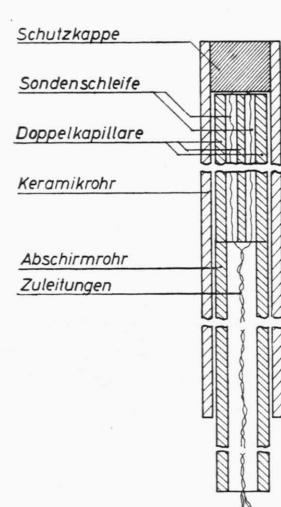


Abb. 14. Differentialschleifensonde.

unmagnetisch, 1,1 mm Außendurchmesser) abgeschirmt. Zur thermischen und elektrischen Isolierung sind Sondenspule und Abschirmrohr mit einer Keramikisolation (Degussit Al 23) von 1,6 mm Außendurchmesser und 57 mm Länge umgeben. Die Spitze der Sonde ist mit Uhu-plus verschlossen. Abb. 13 und Abb. 14 zeigen den Schnitt einer Spulen- und einer analog aufgebauten Schleifensonde. Abb. 15 zeigt die Photographie einer Sonde.

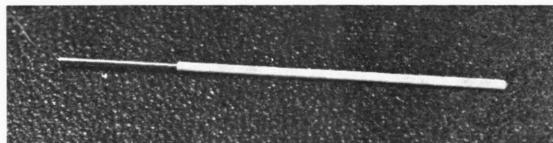


Abb. 15. Photographie einer Sonde.

3.2. Sondeneichung

In der Beziehung

$$u_{\text{ind}} = k_1 w F \frac{\partial B}{\partial t} = \frac{1}{k_2} \cdot \frac{\partial B}{\partial t} \quad (14)$$

bestimmt die Konstante $1/k_2$ die Proportionalität zwischen induzierter Spannung und zeitlicher Änderung der magnetischen Induktion. Sie ist mechanisch nicht mit hinreichender Genauigkeit auszumessen. Eine relativ gute Bestimmung kann durch eine elektrische Methode erreicht werden. Bringt man die Sonde aus einem bekannten Eichfeld in ein anderes magnetisches Feld, dann gibt das Verhältnis der Sondensignale bei linearer Frequenzcharakteristik direkt das Verhältnis der Feldstärken.

Der Spulenkerne der Echanlage besteht aus U-Blechen. Ein 3 mm breiter Spalt in der Mitte des der Erregerwicklung gegenüberliegenden Schenkels gibt das Meßfeld. Man erreicht bei diesem Aufbau mit geringen Erregerströmen ausreichende Feldstärken und damit ein Spannungssignal, das oberhalb der Rauschspannung liegt. Das magnetische Feld bzw. die Induktion wurden dem zu erwartenden Signal entsprechend sinusförmig ausgelegt. Mit $B = \hat{B} \cdot \cos \omega t$ und $k_1 = -1$ folgt aus

$$\frac{1}{k_2} = -w F = \frac{u_{\text{ind}}}{\partial B / \partial t} : \quad (15)$$

$$\hat{u}_{\text{ind}} = (-w F) \cdot (-\omega \hat{B} \sin \omega t). \quad (16)$$

Daraus ergibt sich die minimal geforderte Induktion im Luftspalt mit den Werten: $u_{\text{min}} = 0,1 \text{ mV}$ (Rauschspannung); $\omega = 2\pi 50 \text{ Hz}$ (Netzfrequenz); $k_{\text{min}} \approx 1,06 \text{ mm}^{-2}$ (5 mm Schleife) zu $\hat{B} = 3000 \text{ G}$. Da der Sättigungswert des Trafobleches $> 12 \text{ kG}$ ist, dürften keine Verzerrungen im sinusförmigen Verlauf auftreten. Das Oszillogramm bestätigt diese Annahme. I_{eff} wird mit einem gewöhnlichen Drehspulinstrument gemessen. Eine Widerstandserhöhung bei Erwärmung wirkt sich, da $R_{\text{Cu}} \ll \omega L$, auf den Scheinwiderstand $R_s = \sqrt{R_{\text{Cu}}^2 + (\omega L)^2}$ und damit auf den Strom in vernachlässigbarer Weise aus. Bei Verwendung eines auf

1% stabilisierten Netzgerätes wird ein Strom von $I = 1,84 \text{ A}$ gemessen. Mit einer Meßunsicherheit von $\pm 2\%$ beträgt die Ausgangsspannung $U = 226 \text{ V}$.

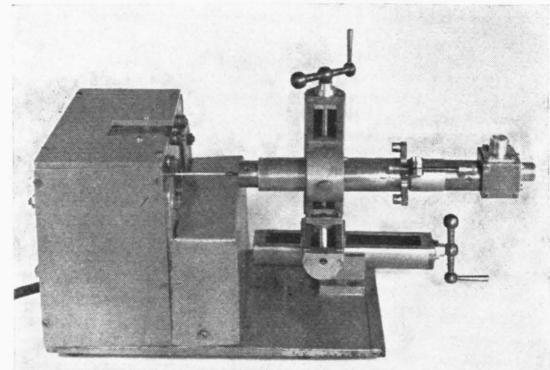


Abb. 16. Echanlage.

Abb. 16 zeigt die gesamte Echanlage mit dem kalibrierten Kreuzgang zur Halterung des Schlagbolzens der Sondenpistole. Die Sonde ist im Pistolenkopf eingespannt. Dieser Kopf wird gedreht, bis die induzierte Spannung ein Maximum aufweist. Zur Überprüfung der Störanteile wird das Signalminimum aufgesucht.

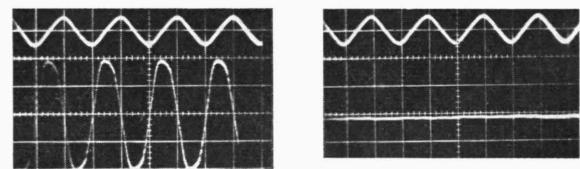


Abb. 17 und 18. Maximum und Minimum des Sondeneichsignals.

Abb. 17 und Abb. 18 zeigen zur Demonstration Maximum und Minimum des Spannungssignals einer Schleifensonde (29 mm Kapillarlänge) auf dem unteren Kanal. Der obere Kanal zeigt den Verlauf des Erregerstromes.

3.3. Eichfehler

Die Sondkonstante $k_2 = \omega \hat{B} / \hat{u}$ ist bei dem durchgeführten Eichverfahren mit folgendem Fehler behaftet: Das Eichfeld wird mit Flußmesser und Probespule ausgemessen. Der auftretende Fehler setzt sich zusammen aus

$$\frac{\Delta \hat{B}}{\hat{B}} = \frac{\Delta \alpha}{\alpha} + \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} + \frac{\Delta F}{F} + \frac{\Delta w}{w}$$

(α = Zeigerausschlag des Flußmessers; ε = Instrumentenkonstante; w = Windungszahl der Probespule; F = Querschnittsfläche der Probespule) mit den Werten

$$\Delta \hat{B} / \hat{B} = 0,5\% + 1\% + 2\% + 0.$$

Der Fehler bei der Strommessung mit dem Drehspulinstrument beträgt $\approx 2\%$, der Ablesefehler am Oszillo-

graphen $\approx 4\%$. Für

$$\frac{\Delta k_2}{k_2} = \frac{\Delta \hat{B}}{\hat{B}} + \frac{\Delta \hat{I}}{\hat{I}} + \frac{\Delta \hat{u}}{\hat{u}}$$

ergibt sich dann der Wert

$$\Delta k_2/k_2 = 3,5\% + 2\% + 4\% = 9,5\%.$$

3.4. Frequenzcharakteristik der Sonden

Die mittlere Betriebsfrequenz bei der verwendeten Impulsenladung beträgt $\approx 10^5$ Hz. Die Eichung der Sonden wurde bei 50 Hz durchgeführt.

Aus diesem Grunde ist eine Untersuchung der Frequenzcharakteristik der Sonde notwendig. Für die Messung wurde ein Sender mit einem Frequenzbereich von 10 – 30 MHz benutzt. Als Empfänger dient ein Röhrenvoltmeter mit einem Frequenzbereich bis 30 MHz. Die zu messenden Resonanzstellen wurden durch eine passende Ersatzkapazität in den Arbeitsbereich des Senders und Empfängers verschoben. Das Ergebnis der Untersuchung zeigt Tab. 1.

	Resonanzfrequenz	Linearität der Frequenzcharakteristik
Schleifsonde 5 mm Schleife	80 MHz	bis mindestens 17 MHz
Schleifsonde 29 mm Schleife	56 MHz	bis mindestens 17 MHz
Spulensonde	35 MHz	bis mindestens 17 MHz

Tab. 1.

Aus meßtechnischen Gründen wurde die Linearität der Frequenzcharakteristik oberhalb 17 MHz nicht weiter verfolgt. Sie ist auch im Hinblick auf das Ziel der Untersuchung uninteressant.

3.5. Beeinflussung des Feldes durch die in der Sonde verarbeiteten Stoffe

Der Einfluß der in der Sonde verarbeiteten Stoffe, die infolge ihrer unterschiedlichen Permeabilität eine Störung des Meßfeldes zur Folge haben könnten, wurde im Eichfeld untersucht. Eine Überprüfung der Frequenzabhängigkeit der Permeabilität der verschiedenen Stoffe gestattet eine Aussage über die Störung des Meßfeldes.

Die Sonde stellt einen Fremdkörper in dem Eichfeld dar, der sich je nach seiner Permeabilität μ auf das ursprünglich homogene Feld störend auswirkt. Die dia- und paramagnetischen Stoffe werden bei der Untersuchung außer acht gelassen, da sie in unserem Fall vernachlässigbare Störungen herbeiführen ($1 - 10^{-4}$ bzw. $1 + 10^{-4}$). Ferromagnetische Stoffe lassen eine beträcht-

⁷ R. H. LOVBERG, The Use of Magnetic Probes in Plasma Diagnostics, Ann. Physics **8**, 311 [1959].

⁸ A. M. ADRIANOV et al., Second UN Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, United Nations, Geneva, Vol. **31**, 348 [1958].

⁹ K. H. DIPPET u. W. TECKENBURG, Proc. Fourth Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Uppsala 1959, North-

liche Störung erwarten, da die Störgröße (z. B. $\mu_{Fe} \approx 300$) direkt eingeht. In der Sonde sind folgende Stoffe verarbeitet:

1. Wickel: Cu,
2. Abschirmung: Contracid B 2 M (18% Cr; 60% Ni; 2% Mo; Rest Fe),
3. Isolierung: Degussit Al 23 ($> 95\% Al_2O_3$ gesintert).

Eine Probespule mit ausgebohrtem Kern wurde nacheinander mit diesen Materialien gefüllt und jeweils an den gleichen Ort in das Eichfeld gebracht. Die Spannungssignale zeigten in keinem Fall einen Unterschied zu der Spule mit leerem Kern.

3.6. Frequenzabhängigkeit von μ_r

Wird die Sonde im linearen Bereich von $\mu_r = f(\nu)$ geeicht und später in einem höheren Feld als Indikator benutzt, so entstehen Fehlmessungen, sofern eine Frequenzabhängigkeit von μ_r vorliegt. Eine Variation der Feldfrequenz brachte für die verschiedenen Materialien keine Veränderung der Amplituden der induzierten Spannungssignale. Damit ist gezeigt, daß eine Feldstörung durch $\mu_r = f(\nu)$ nicht oder nur mit vernachlässigbarer Größe auftritt.

4. Einschießverfahren

Über die Entwicklung und Verwendung magnetischer Sonden bei der Untersuchung von Plasmen geringer Teilchendichte (10^{14} bis 10^{15} cm $^{-3}$) wurde von verschiedenen Autoren ausführlich berichtet ^{7–10}. Bei diesen Versuchen gestatteten Druck und Temperatur, die Sonden stationär im Entladungsgefäß anzubringen. Die Gefäßdimensionen erlaubten die Verwendung relativ großer Sonden.

Die Untersuchung von Plasmen hoher Dichte (10^{17} bis 10^{18} cm $^{-3}$) bereitet Schwierigkeiten, die sich aus den Versuchsbedingungen ergeben. Um bei dem zu untersuchenden Plasma die Sondenmethode anwenden zu können, ist eine Modifizierung des Verfahrens notwendig, über die schon früher kurz berichtet wurde ¹¹.

4.1. Sondenpistole

Das Problem, die in 2.3.2 angeführte Beeinflussung der Sonde auszuschalten, besteht darin, ihre Aufenthaltsdauer im Plasma zu verkürzen. Zur Lö-

Holland Publ. Comp., Amsterdam 1960, Vol. I, S. 533.

¹⁰ H. FÖRSTER u. J. SCHLÜTER, Proc. Fourth Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Uppsala 1959, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1960, Vol. II, S. 867.

¹¹ W. KLUGE u. W. THIELO, Proc. Fifth Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Munich 1961, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1962, Vol. II, S. 2013.

sung dieses Problems haben FINKELNBURG und Mitarbeiter bei der Untersuchung freibrennender Lichtbögen mit Potentialsonden ein Verfahren verwandt, bei dem die Sonden senkrecht zur Achse durch den Bogen geführt werden¹²⁻¹⁴. Ein derartiges Verfahren ist jedoch bei einem geschlossenen Entladungsgefäß nicht anwendbar. Unter den vorliegenden Bedingungen scheint der folgende Weg eine relativ einfache und zweckmäßige Lösung darzustellen.

Um die thermische und mechanische Belastung der Sonde herabzusetzen und die Geometrie des Plasmakanals nicht zu verändern, wurde eine Vorrichtung entwickelt, die die Sonde entlang einem Radius genügend schnell in den Entladungsraum schießt (Sondenpistole). Dabei wird die Kondensatorentladung ohne Verzögerung in dem Moment ausgelöst, in dem die Sonde den Meßort erreicht hat.

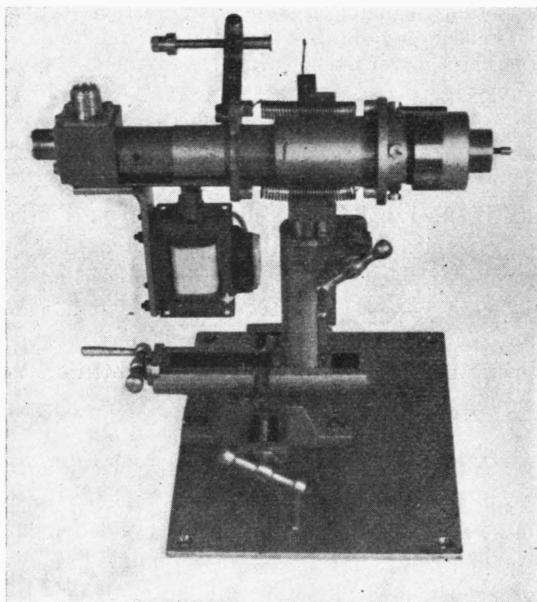


Abb. 19. Sondenpistole.

Abb. 19 zeigt eine Photographie der Sondenpistole. Auf einem kalibrierten Kreuzgang ist ein Metallrohr, in dem sich der Messingschlagbolzen bewegt, fest montiert. Die Länge des Schlagbolzens beträgt etwa 250 mm, sein äußerer Durchmesser etwa 25 mm. Am vorderen Ende (rechts im Bild) wird die Sonde in einem drehbaren Kopf durch eine Spannzange gehalten. An dem hinteren Ende sind

¹² W. FINKELNBURG u. S. M. SEGAL, Phys. Rev. **80**, 258 [1950].
¹³ G. MÜLLER u. W. FINKELNBURG, Naturwiss. **42**, 297 [1955].

die Anschlußbuchsen für die Meßkabel angebracht. Durch Zurückziehen des Schlagbolzens werden drei außerhalb angebrachte Spiralfedern gespannt. Der Abzugshahn wird durch einen Elektromagneten bewegt. Meßort und Zündkontakt sind vor dem Einschießen durch einen verstellbaren Anschlag festgelegt.

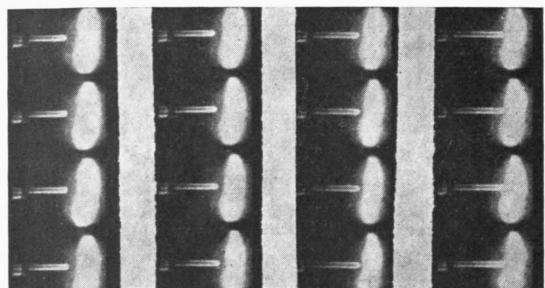


Abb. 20. Eintauchen der Sonde in das Plasma.

Abb. 20 zeigt eine Folge von Aufnahmen einer Schnellbildkamera (Fastax, zeitlicher Abstand der Bilder $2,5 \cdot 10^{-4}$ sec), aufgenommen während des Eintauchens der Sonde in das Plasma. Die vier Bildstreifen lassen, fortlaufend von oben nach unten betrachtet, erkennen, daß beim Eindringen der Sonde das verdrängte Plasmavolumen nicht wesentlich größer ist als das Sondenvolumen. Damit ist gewährleistet, daß die aus einem Wegrücken der Stromfäden resultierende Feldveränderung nicht zu einer starken Verfälschung der Meßwerte führt.

Um die Sonde für eine größere Anzahl von Messungen verwenden zu können, muß der Bogen unmittelbar nach der Messung abgeschaltet werden, da andernfalls die Sonde zu starker thermischer Belastung ausgesetzt würde, die zu ihrer Zerstörung führt.

4.2. Die Impulsabschaltung

Das kurzzeitige Löschen der Entladung erfolgt durch ein elektronisches Abschaltgerät. Ein geeignetes Ignitron, das parallel zur Entladungsstrecke liegt, wird zu einem bestimmten Zeitpunkt gezündet und schließt damit die Entladung nach ihrer interessierenden Phase ($\approx 2 \cdot 10^{-5}$ sec) kurz. Dieses Verfahren wurde durch eine Arbeit von WIENECKE¹⁵ angeregt.

Abb. 21 zeigt die Funktionsweise innerhalb des gesamten Versuchsaufbaus: Nach Zündung des sta-

¹⁴ G. MÜLLER u. W. FINKELNBURG, Z. angew. Phys. **8**, 282 [1956].

¹⁵ W. WIENECKE, Z. Phys. **143**, 118 [1955].

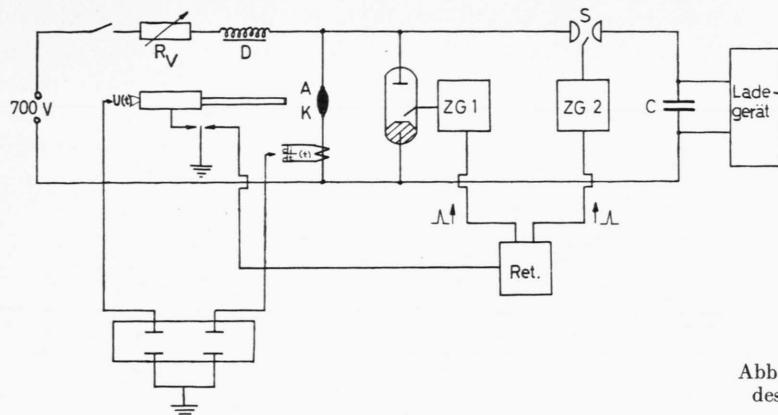


Abb. 21. Schematische Darstellung des gesamten Versuchsaufbaus.

stationären Bogens wird die Sonde in den Entladungsraum geschossen. Ist der Meßort erreicht, wird über einen Kontakt ein Signal auf das Impulsverzögerungsgerät (Retarder) gegeben. Dieses Gerät triggert das Zündgerät ZG 2, das die Funkenstrecke zündet und damit die Kondensatorenentladung auslöst. Ein weiterer Impuls triggert nach einer gewünschten Verzögerungszeit das Zündgerät ZG 1, welches das Ignitron zündet. Die Zündverzögerung des Ignitrons mit dem dazugehörigen Zündgerät schwankt zwischen 10^{-6} sec $\leq \tau \leq 5 \cdot 10^{-6}$ sec.

Die Zündverzögerung des Ignitrons mit dem dazugehörigen Zündgerät schwankt zwischen 10^{-6} sec $\leq \tau \leq 5 \cdot 10^{-6}$ sec.

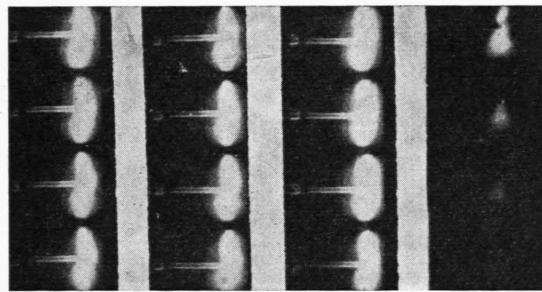


Abb. 22. Ablösen des Plasmas von der Sonde.

Das Ablösen des heißen Plasmas von der Sonde, demonstriert am stationären Bogen, zeigen einige Aufnahmen der Fastaxkamera (zeitlicher Abstand der Bilder $2,5 \cdot 10^{-4}$ sec); siehe Abb. 22. Die Zeit des Löschvorgangs ist $< 10^{-3}$ sec.

5. Meßgeräte

Für die Messungen wurde ein Zweistrahloszilloskop (Tektronix 551 bzw. 555) verwendet. Die Oszillogramme wurden mit einer Kleinbildkamera (24×36 mm 2) photographiert. Oszilloskop und Impulsverzöge-

rungsgerät sind in einer Meßkabine untergebracht. Die Signalleitungen sind teilweise doppelt abgeschirmte Koaxialkabel. Zur Ermittlung des Gesamtstromes wurden zwei Methoden verwendet¹⁶.

1. Bei der Messung mit der Rogowski-Spule ergibt sich der Gesamtstrom mit genügender Genauigkeit aus der Beziehung:

$$I_{\text{ges}} \approx \frac{2 \pi r_m R C}{\mu_0 w F} \sqrt{\frac{i_{n+1}}{i_n}} U_M; \quad r_m \gg a \quad (17)$$

(U_M = Meßspannung; r_m = mittlerer Radius der Rogowski-Spule; w = Windungszahl der Rogowski-Spule; F = Fläche; a = Durchmesser des Windungsbodens; R und C = Widerstand und Kondensator des Integriergliedes; i_n , i_{n+1} = zwei aufeinanderfolgende Maxima des induzierten Spannungssignals).

2. Bei der Messung mit einer kleinen Probespule, die in die Nähe des metallischen Stromleiters zwischen Kondensator und Entladungsgefäß gebracht wird, gilt:

$$I_{\text{ges}} \approx \omega C U_0 \sqrt{\frac{i_{n+1}}{i_n}} \quad (18)$$

(ω = Frequenz der Schwingung; C = Kapazität der Kondensatorbatterie; U_0 = Ladespannung; i_n , i_{n+1} = zwei aufeinanderfolgende Maxima des induzierten Spannungssignals).

6. Grenzen der Anwendbarkeit

Eine Störquelle ist das durch die Sonde in das Plasma „gebohrte“ Loch (Nichtleiterloch in einem Leiter), das zu einer Verdrängung der Stromfäden führt. Bei Messungen in Plasmen geringerer Dichte wird die Sonde innerhalb eines im Entladungsgefäß starr angebrachten Isolatorrohres bewegt. Das Störvolumen (Querschnittsfläche des Keramikrohres \times Abstand Sondenspule – Sondenspitze) ist in diesem Falle größer als bei dem hier benutzten Verfahren, bei dem sich ein konstanter Wert von 2 mm^3 ergibt.

¹⁶ H. H. MAIER, Dissertation, TH Stuttgart 1963.

Die Störung hängt ab von dem Verhältnis zwischen Störvolumen und untersuchtem Plasmavolumen, oder anschaulicher: Da die magnetische Feldstärke in jedem Punkt eine Summe aus Beiträgen von gedachten Stromfäden des untersuchten Systems ist, ändert ein Wegrücken der Stromfäden in der Umgebung des zu prüfenden Punktes das Feld nicht wesentlich, solange das erwähnte Verhältnis klein gegen 1 ist. Diese Überlegung trifft jedoch nicht zu, wenn das ursprüngliche Feld an der Stelle, wo sich die Sonde befindet, einen starken Gradienten besitzt. In diesem Fall unterhalten lokale Ströme allein die Änderung und ihr Fortrücken ändert den Feldverlauf erheblich.

Eine zweite Störquelle, die eine noch stärkere Verdrängung der Stromfäden zur Folge haben könnte, wäre die Herabsetzung der Leitfähigkeit in einer durch die Sonde geschaffenen Kühlzone. Es darf jedoch angenommen werden, daß auf Grund der Trägheit der Wärmeleitung der Keramikisolation und dem beim Übergang Plasma – Festkörper auftretenden Temperatursprung (Akkommodationskoeffizient klein gegen 1; elastische Reflexion der Partikel) dieser Effekt nur einen geringen Einfluß hat.

7. Meßergebnisse und Diskussion

Die beschriebene Meßmethode ermöglicht die Messung der elektrischen und magnetischen Größen der untersuchten Impulsenladung und gestattet unter Zuhilfenahme theoretischer Beziehungen eine Abschätzung der Temperatur.

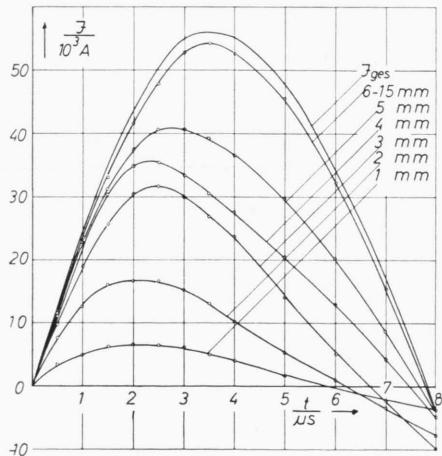


Abb. 23. Stromverteilung der 1. Halbwelle als Funktion der Zeit für $R=1-15$ mm (Spulenmessungen).

In Abb. 23 ist die Verteilung der ersten Stromhalbwelle $I_R(t)$ mit dem Radius als Parameter aufgetragen, wobei R den Abstand der Achsen vom Entladungsgefäß und der Sondenspule bedeutet. Die äußere Kurve zeigt den Verlauf des mit einer Rogowski-Spule gemessenen Gesamtstromes I_{ges} , der beim Entladen der in Abschn. 1 beschriebenen Kondensatorbatterie auftritt.

Der Verlauf der Stromkurven demonstriert das Verhalten des Plasmakanals beim Ablauf der Impulsenladung. Entsprechend der optisch sichtbaren Aufweitung der leuchtenden Plasmazone wird bei Anwachsen des Stromes der durch die Vorentladung geschaffene leitende Kanal auf Bereiche größerer Durchmessers erweitert. Der gemeinsame Verlauf der Kurven für $R = 6-15$ mm zeigt, daß sich der Kanal während der ersten Stromhalbwelle nur bis zu einem Radius von 6 mm ausdehnt.

Der Effekt des Aufweitens könnte eine Folge des ansteigenden gaskinetischen Drucks im Innern der Plasmazone sein. Dem widerspricht das Ergebnis der theoretischen Behandlung des Problems durch SCHRADE⁶, wonach mit großer Wahrscheinlichkeit folgender Mechanismus als Ursache anzusehen ist: Die bei Temperatursteigerung innerhalb des ursprünglichen Kanals einsetzende Strahlungsemision führt zu einer Ionisierung des außerhalb befindlichen neutralen Gases durch Absorption kurzwelliger Strahlung und damit zu einer Erweiterung des leitfähigen Kanals. Eine in dieser Arbeit angeführte Abschätzung zeigt, daß in unmittelbarer Nachbarschaft des nahezu „schwarz strahlenden“ Plasma-

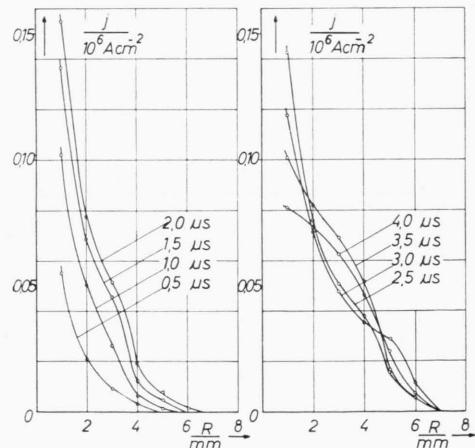


Abb. 24. Stromdichteverteilung als Funktion des Radius mit der Zeit als Parameter (Spulenmessungen). Radius des stationären Bogens $R \approx 2,5$ mm, Stromdichte des stationären Bogens $j \approx 0,0005 \cdot 10^6 \text{ Acm}^{-2}$.

zylinders bei einer Teilchendichte von 10^{19} cm^{-3} im Außengas ungefähr 10^{24} Moleküle pro cm^3 und sec durch Strahlungsabsorption ionisiert werden, so daß dadurch das Anwachsen der elektrischen Leitfähigkeit in der Außenzone verständlich wird.

Aus der Darstellung der Stromverteilung $I_t(R)$ als Funktion des Radius erhält man durch graphische Differentiation die Stromdichte

$$j_t(R) = \frac{d I_t(R)}{dF} = \frac{1}{2 \pi R} \cdot \frac{d I_t(R)}{dR}. \quad (19)$$

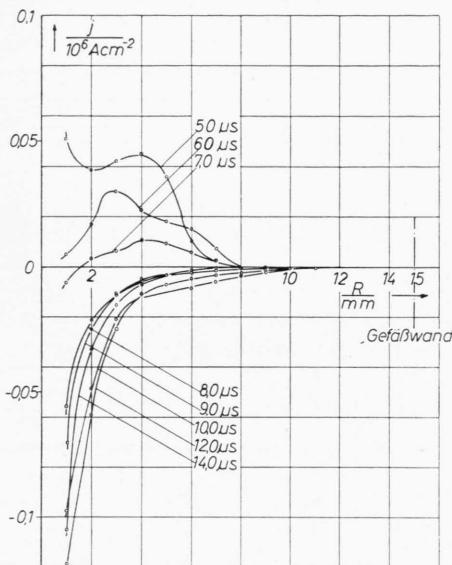


Abb. 25. Stromdichteverteilung als Funktion des Radius mit der Zeit als Parameter (Spulensondenmessungen).

Das Ergebnis ist in Abb. 24 für die Zeiten $t \leq 2 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$ und $2,5 \cdot 10^{-6} \text{ sec} \leq t \leq 4 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$, in Abb. 25 für die Zeiten $t \geq 5 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$ dargestellt. Die Kurven in Abb. 24 repräsentieren im wesentlichen die Stromdichteverteilung bei wachsenden Stromstärken, in Abb. 25 bei abnehmenden Stromstärken jenseits des ersten Strommaximums. Man erkennt, daß eine enge Zone mit hoher Stromdichte und geringem Strom (vgl. Abb. 23) und eine größere Zone mit geringer Stromdichte und höherem Strom existiert. Für $R = 1 \text{ mm}$ betragen die Werte zum Zeitpunkt des maximalen Impulstromes $t = 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$: $j_t(R) = 0,102 \cdot 10^6 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ und zum Zeitpunkt der maximalen Stromdichte $t = 2 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$: $j_t(R) = 0,155 \cdot 10^6 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Der Stromdichteverlauf offenbart das Impulsgeschehen in anschaulicher Weise. Zu frühen Zeiten ($0,5 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$) zeigt die Stromdichte einen auf

Grund der Geometrie und des Leitfähigkeitsprofils der Vorentladung zu erwartenden Verlauf. Die zeitlich darauffolgenden Kurven demonstrieren die Entladungsgenetik. Der Abfall der Stromdichte verlangsamt sich in einem bestimmten Bereich, der sich mit zunehmenden Zeiten vergrößert und zu größeren Radien hin verschiebt. Da dieser Bereich die optisch sichtbare Berührungszone von Plasma und Außengas einschließt, scheint es vernünftig, dieses Verhalten als eine Folge des erwähnten Aufweitungsmechanismus anzusehen. Nach der Stromumkehr erweitert sich der stromführende Bereich auf $R = 11 \text{ mm}$. Nach $14 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$ zeigt sich eine Verringerung der Stromdichte und eine radiale Verkleinerung des Kanals, eine Folge der Energieminderung beim Abklingen der Kondensatorenentladung.

Die Bestimmung des Ohmschen Anteils der elektrischen Feldstärke wurde durch zwei Methoden realisiert. Der zweite Term der rechten Seite von Gl. (8) stellt den mit Spulensonden gemessenen induktiven Anteil der am Entladungsgefäß liegenden Gesamtspannung dar. Zur Ermittlung dieses Anteils ist eine Integration der Spulensondensignale von R_n bis R_0 notwendig, wobei R_0 den Innenradius des Rückleiters und R_n den jeweiligen Meßort der Spulensonde darstellt. Dabei darf auf Grund der kleinen Fläche der Sondenspule angenommen werden, daß das induzierte Signal am Meßort R_n nur von dem Strom innerhalb dieses Radius herröhrt. Das

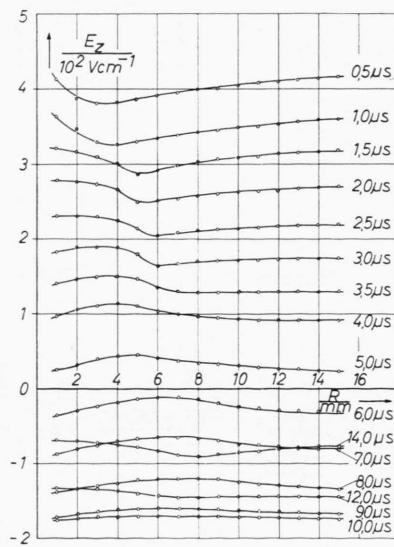


Abb. 26. Verlauf der Ohmschen E_z -Feldstärke als Funktion des Radius mit der Zeit als Parameter (Spulensondenmessungen).

erhaltene Signal ist damit der Wert, der an der Oberfläche eines Leiters mit dem Radius R_n gemessen wurde. Unter dieser Voraussetzung ist für den Verlauf der induzierten Spannung im Bereich $r \geq R_n$ die Beziehung $u_{\text{ind}}^*(r, t) = c/r$ maßgebend, wobei sich die Konstante c aus dem Anfangswert an der Stelle $r = R_n$ ergibt. Benutzt man den durch das Induktionsgesetz [Gl.(1)] gegebenen Zusammenhang zwischen Induktion und induzierter Spannung und integriert über den Bereich $(R_0 - R_n)$, so folgt gemäß Gl. (8)

$$E_z = U_{\text{ges}}/l - k_2 R_n u_{\text{ind}}(R_n, t) \ln(R_0/R_n), \quad (20)$$

wobei k_2 die in Gl. (2) definierte Sondenkonstante ist. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abb. 26 enthalten.

Bei der Bestimmung der elektrischen Feldstärke aus Schleifensondenmessungen ist ein etwas anderer Verlauf zu erwarten, da die Voraussetzung, daß das Sondensignal von einem Strom innerhalb eines bestimmten Radius R_n herrührt, nur noch beschränkt gilt. Mißt man im stromführenden Kanal, so überlagern sich dem auf den Radius R_n bezogenen Signal noch induktive Spannungen, die von den Strömen im Bereich $R > R_n$ herrühren. Die Folge ist eine Erhöhung des induktiven Anteils der Gesamtspannung und damit nach Gl. (8) eine Verringerung von E_z . Das Ergebnis von Schleifensondenmessungen zeigt Abb. 27.

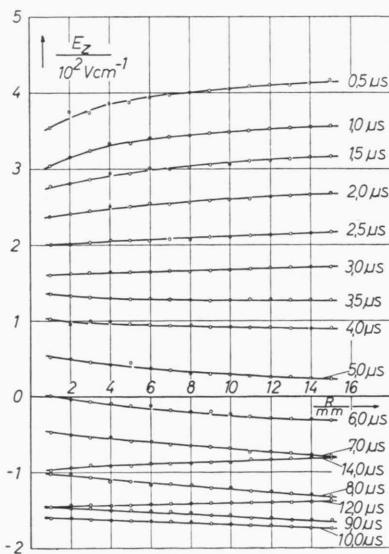


Abb. 27. Verlauf der Ohmschen E_z -Feldstärke als Funktion des Radius mit der Zeit als Parameter (Schleifensondenmessungen).

Der Unterschied der beiden Meßmethoden dürfte sich also auf Grund des eben dargelegten nur innerhalb der stromführenden Zone ergeben. Ein Vergleich von Abb. 26 und 27 zeigt in bestimmten Bereichen diesen Unterschied, der maximal 15% (relativ zu den Spulensondenmessungen) beträgt. Die Kurven außerhalb der leitenden Zone haben im Rahmen der Meßgenauigkeit den gleichen Verlauf. Damit ist eine quantitative Aussage über den Durchmesser des Plasmakanals zu verschiedenen Zeiten gewonnen.

Die Abb. 26 zeigt, daß die Kurven infolge des Übergangs von einem abfallenden zu einem steigenden Ast ein Minimum durchlaufen, das die Berührungszone von Plasma und Außengas charakterisiert. Die radiale Verschiebung dieses Minimums mit zunehmenden Zeiten zeigt die Aufweitung des Plasmakanals.

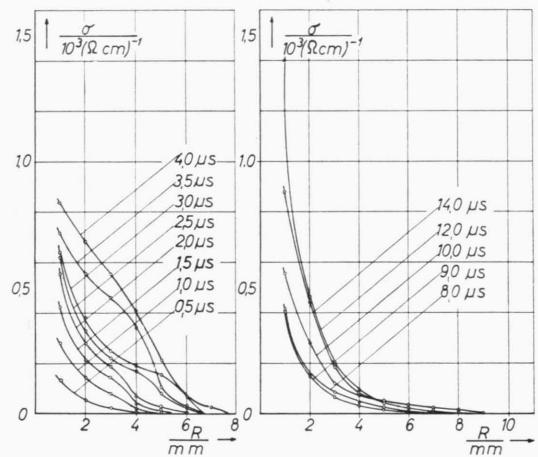


Abb. 28. Leitfähigkeitsverteilung als Funktion des Radius mit der Zeit als Parameter (Spulensondenmessungen).

Bei der Bestimmung der Leitfähigkeit aus Stromdichte und dem Ohmschen Anteil der elektrischen Feldstärke gemäß dem Ohmschen Gesetz

$$\sigma = j_z(R, t)/E_z(R, t)$$

kann die Stromdichte mit den E_z -Werten aus Spulen- und Schleifensondenmessungen kombiniert werden. Bei diesem Vorgehen mußte eine Einschränkung gemacht werden: Die Nulldurchgänge der Kurven von $E_z(t)$ liegen in der Nähe der Zeiten $t = 5; 6; 7 \cdot 10^{-6}$ sec. Es ist verständlich, daß sich durch die umfangreichen Rechenoperationen die Fehler an diesen Stellen besonders auswirken. Das führt zu unzinnigen Leitfähigkeitswerten für die oben genann-

ten Zeiten, weshalb auf ihre Darstellung verzichtet wurde. Die Ergebnisse sind in den Abb. 28 und 29 dargestellt, wobei zu beachten ist, daß die Leitfähigkeitsverteilung in Abb. 29 nur außerhalb des stromführenden Kanals korrekt ist, da die E_z -Werte aus Schleifensondenmessungen nur in diesem Bereich gelten.

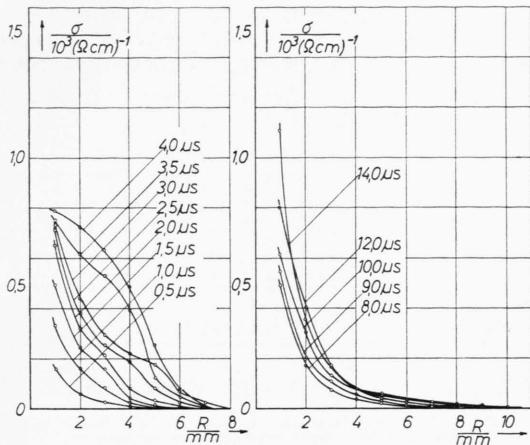


Abb. 29. Leitfähigkeitsverteilung als Funktion des Radius mit der Zeit als Parameter (Spulen- und Schleifensondenmessungen).

Trotzdem wurde auf ihre Darstellung nicht verzichtet, da ein Vergleich mit Abb. 28 zeigt, daß diese Methode für das Studium des prinzipiellen Verlaufs der Leitfähigkeit sicher verwendbar ist. Die Leitfähigkeit muß einen der Stromdichte ähnlichen Verlauf haben, da $E_z(R)$ in gewissen Bereichen nahezu konstant ist. Die Werte für 12 und $14 \cdot 10^{-6}$ sec erscheinen infolge der erwähnten Null-durchgänge verfälscht und sind deshalb für eine Diskussion nicht zu verwenden.

Die Kenntnis der Leitfähigkeit ermöglicht eine Temperaturabschätzung. Hierzu wurde die Beziehung zwischen Leitfähigkeit und Temperatur eines voll-ionisierten Plasmas von SCHRADE⁶ benutzt:

$$\sigma = \frac{3}{2\sqrt{2}\pi} \cdot \frac{(k T_e)^{3/2}}{e^2 \sqrt{m_e}} \cdot \sum_i n_i Z_i^2 \gamma_{ei} \quad (21)$$

$$\text{mit } \gamma_{ei} = \ln \left[1 + \frac{9}{4\pi} \cdot \frac{k^3 T_e^3}{n_e e^6 Z_i (Z_i + 1)} \right] \quad (22)$$

(k = BOLTZMANN-Konstante; m_e = Elektronenmasse; e = Elementarladung; T_e = Elektronentemperatur; n_e = Elektronendichte; n_i = Ionendichte; Z_i = Ladungszahl).

Die für die Berechnung der Temperatur noch erforderlichen Ionisierungsstufen des Stickstoffs, die

mit spektroskopisch gemessenen Werten gut übereinstimmen, wurden ebenfalls dieser Arbeit entnommen.

Bei der aus Spulensondenmessungen ermittelten Temperaturverteilung ergeben sich für $R = 1 \text{ mm}$ zum Zeitpunkt des maximalen Impulstromes ($t = 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$) die Werte $T = 85000^\circ\text{K}$ und zum Zeitpunkt der maximalen Stromdichte ($t = 2 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$) $T = 68000^\circ\text{K}$ (Abb. 30).

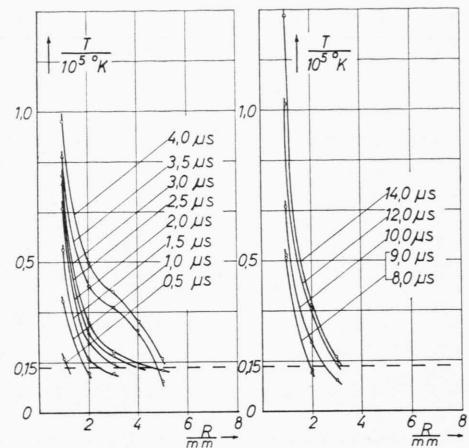


Abb. 30. Temperaturverteilung als Funktion des Radius mit der Zeit als Parameter (Spulensondenmessungen). Theoretisch berechnete Z-Werte nach SCHRADE.

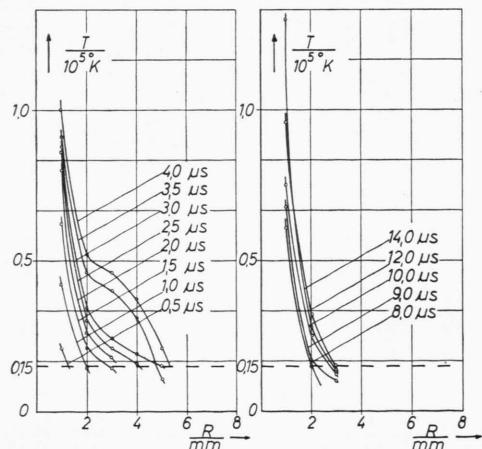


Abb. 31. Temperaturverteilung als Funktion des Radius mit der Zeit als Parameter (Spulen- und Schleifensondenmessungen). Theoretisch berechnete Z-Werte nach SCHRADE.

Die Werte aus Spulen- und Schleifensondenmessungen ergeben für $R = 1 \text{ mm}$ und den entsprechenden Zeiten $T = 90000^\circ\text{K}$ und $T = 80000^\circ\text{K}$ (Abb. 31). Auf die Darstellung der Temperaturen unter

15 000 °K wurde verzichtet, da die angegebene Formel in diesen Bereichen nicht mehr gilt.

Ein Vergleich mit der Theorie und anderen experimentellen Ergebnissen zeigt folgendes Bild: Die theoretisch ermittelten Werte liegen bei $T = 70\,000^{\circ}\text{K}$ ⁶. Die von MAILÄNDER¹⁷ an der gleichen Apparatur spektroskopisch gemessenen Werte ergaben eine Temperatur von $T = 65\,000^{\circ}\text{K}$. Mittels Bildwandlerspektroskopie wurde von MAISENHÄLDER¹⁸ bei Zeiten von $0,2, \dots, 0,3 \cdot 10^{-6}$ sec der Wert $T = 85\,000^{\circ}\text{K}$ gemessen. Der letzte Wert wurde allerdings bei der Untersuchung einer schnelleren ($t_A =$

$1,5 \cdot 10^{-6}$ sec) Entladung gewonnen. Die Temperaturwerte für die Zeiten 12 und $14 \cdot 10^{-6}$ sec dürften aus dem bei der Darstellung der Leitfähigkeit angeführten Grund ebenfalls nicht dem wirklichen physikalischen Geschehen entsprechen.

Herrn Prof. K. H. HöCKER und Herrn Prof. W. KLUGE danke ich für die Überlassung des Themas und das dauernde Interesse, das sie am Fortgang dieser Arbeit nahmen. Herrn Dr. W. BEZ danke ich für seine Hilfe in Form von Diskussionen und Anregung bei der Durchführung der Arbeit. Das Wirtschaftsministerium Baden-Württemberg hat einen Teil der Mittel bereitgestellt, wofür ich an dieser Stelle danke.

¹⁷ M. MAILÄNDER, Diplomarbeit, TH Stuttgart 1961.

¹⁸ F. MAISENHÄLDER, Dissertation, TH Stuttgart 1963.

Die Struktur der Plasmawolke im elektromagnetischen Stoßwellenrohr

Von G. BREDERLOW

Aus dem Institut für Plasmaphysik, Garching bei München
(Z. Naturforschg. 18 a, 868–876 [1963]; eingegangen am 11. Mai 1963)

Es wird untersucht, welchen Anteil das Stoßwellenplasma an der sich im elektromagnetischen Stoßwellenrohr ausbreitenden Plasmawolke hat. Durch Vergleich der Leuchtfrontgeschwindigkeit mit der Geschwindigkeit der dieser Front nachfolgenden Plasmastromung ist in Wasserstoff in einem Druckbereich von 0,1 bis 2,5 Torr geprüft worden, ob ein durch eine Stoßwelle aufgeheiztes Plasma vorliegt. Die Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas wurde nach einem von SAKUNTALA, v. ENGEL und FOWLER angegebenen Meßverfahren durch Sondenmessungen bestimmt, während die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Leuchterscheinung mit einer Schmierkamera untersucht wurde. Die Experimente ergaben, daß vor dem durch die elektromagnetischen Kräfte herausgeschleuderten Entladungsplasma eine Stoßwelle auftritt. Das Stoßwellenplasma bildet jedoch stets den weitaus kleineren Teil der Plasmawolke. Weiterhin zeigte sich, daß die Strömungsgeschwindigkeit über den Rohrquerschnitt nicht konstant war. Sie verringerte sich mit zunehmender Entfernung von der Rohrachse. Da gleichzeitig mit der Strömungsgeschwindigkeit der Verlauf der Lichtintensität am Sondenort aufgenommen wurde, konnte der Abstand der durch den Anstieg der Strömungsgeschwindigkeit definierten Front vor der Leuchtfront bestimmt werden. Außerdem wurde das Kompressionsverhältnis des Stoßwellenplasmas bei verschiedenen MACH-Zahlen gemessen und mit den von TURNER unter Berücksichtigung von Dissoziation und Ionisation berechneten Werten verglichen. Es war gute qualitative Übereinstimmung zwischen berechnetem und gemessenem Verlauf festzustellen.

In den Veröffentlichungen über elektromagnetische Stoßwellenrohre kommen zwei Annahmen über die Natur der sich in einem solchen Rohr ausbreitenden Plasmawolke zum Ausdruck.

Eine Anzahl von Autoren^{1–3} geht von der Voraussetzung aus, daß das Plasma im wesentlichen aus dem durch die Stoßwelle aufgeheizten Gas besteht. Sie erklären die Abweichungen von der Theorie durch die Einwirkung der Entladung auf das ruhende Gas vor der Stoßwelle. Andere vertreten da-

gegen die Meinung, daß die Plasmawolke zum größten Teil aus dem Entladungsplasma gebildet wird. Insbesondere CLOUPEAU^{4–6} hat die Vorstellung, daß dieses Plasma durch die Funkenentladung aufgeheizt und durch elektromagnetische Kräfte herausgeschleudert wird.

Das Entladungsplasma muß dabei als „Kolben“ aufgefaßt werden, vor dem sich eine Stoßwelle ausbilden kann. Bei niedrigem Druck ($p \leq 1$ Torr) und hohen MACH-Zahlen soll sich die Stoßfront nicht

¹ E. A. McLEAN, C. E. FANEUFF, A. C. KOLB u. H. R. GRIEM, Phys. Fluids 3, 843 [1960].

² W. WIESE, H. F. BERG u. H. R. GRIEM, Phys. Rev. 120, 1079 [1960].

³ B. D. EDWARDS, Nature, Lond. 196, 833 [1962].

⁴ M. CLOUPEAU, C. R. Acad. Sci., Paris 253, 1160 [1961].

⁵ M. CLOUPEAU, C. R. Acad. Sci., Paris 254, 213 [1962].

⁶ M. CLOUPEAU, The Interpretation of Luminous Phenomena Observed in Electromagnetic Shock Tubes, erscheint demnächst in Phys. Fluids.