

Messungen der radialen Verteilungen von elektrischer Stromdichte und Temperatur im Wasserstofflichtbogen mit axialem Magnetfeld

R. SCHWENN

Institut für Plasmaphysik Garching bei München

(Z. Naturforsch. 25 a, 1601—1609 [1970]; eingegangen am 31. Juli 1970)

The radial distribution of the axial electric current density in a stationary hydrogen arc with axial magnetic field was measured. This was done by shooting small induction coil probes across the arc. The experiments confirmed that the arc current is almost completely restricted to the magnetic flux tube defined by the cathode radius, as discussed in a previous paper. In the case of a hollow anode a distinctly tube-like current density distribution was found.

With the aid of the axial electric field measurements already presented temperature profiles in good agreement with other experimental methods were derived. In addition, the ohmic heat input into the arc could be determined. This is much larger than the energy that can be lost radially as a result of thermal conduction according to the measured temperature profile and the thermal conductivity known from the theory. The cause may be the Rayleigh-Taylor instabilities which were observed or radial mass flows directed outwards. Allowing for even relatively slow flows ($v_r < 10^4$ cm/sec) in the calculations one obtains good agreement with the measured distributions.

I. Einführung

In einer vorausgegangenen Arbeit¹ wurde über Messungen der radialen Verteilung der axialen elektrischen Feldstärke E_z in einem stationären Wasserstofflichtbogen mit axialem Magnetfeld berichtet. Die Versuche hatten gezeigt, daß E_z außerhalb der durch den Kathodenradius bestimmten magnetischen Flußröhre steil abfällt und gegen Null geht. In Bezug auf Ort und Steilheit dieses Abfalls ergibt sich gute Übereinstimmung mit entsprechenden Berechnungen von RAEDER und WIRTZ², bei denen die im Experiment beobachtete Rotation der Bogensäule berücksichtigt wurde.

Es zeigt sich aber, daß der gemessene Wert von E_z erheblich über dem berechneten liegt. Diese Diskrepanz verringert sich, wenn für die Berechnungen eine radial nach außen gerichtete Massenströmung vorgegeben wird. Der wesentliche Einfluß einer solchen Strömung ist der damit verbundene zusätzliche radiale Energietransport, der schon bei relativ langsamen Strömungsgeschwindigkeiten beträchtlich wird.

Demnach ist der Wert der axialen elektrischen Feldstärke offenbar eng mit der Energiebilanz des Bogens verknüpft. Um mehr Klarheit über die im Bogen umgesetzten Energien zu bekommen, wurde bei den im folgenden beschriebenen Experimenten auch die radiale Verteilung der axialen elektrischen

Stromdichte j_z gemessen. Zusammen mit dem in¹ gemessenen Profil von E_z kann man nun die lokal zugeführte Joulesche Wärme $j_z E_z$ bestimmen. Andererseits läßt sich aus diesen Messungen auch das radiale Temperaturprofil im Bogen ableiten, da der Quotient j_z/E_z (die elektrische Leitfähigkeit parallel zum angelegten Magnetfeld) eine bekannte Funktion der Temperatur ist. Daraus kann man mit dem Koeffizienten der Wärmeleitfähigkeit senkrecht zum Magnetfeld die Energieverluste durch radiale Wärmeleitung bestimmen.

II. Experimente

Die radiale Verteilung der axialen elektrischen Stromdichte j_z wurde mit Hilfe von Induktionsspulensonden gemessen, die mit großer Geschwindigkeit durch den Bogen geschlagen wurden. Die in der Spule induzierte Spannung ist der Sondengeschwindigkeit und dem radialen Gradienten des azimuthalen Magnetfeldes $\partial B_\varphi/\partial r$ proportional. Dazu muß die Spulenchse senkrecht zum angelegten Magnetfeld B_z und zur Flugrichtung der Sonde orientiert sein. Mit $\mu \mathbf{j} = \text{rot } \mathbf{B}$ bzw.

$$\mu j_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi)$$

läßt sich aus dem Sondersignal bei bekannter Sondengeschwindigkeit die Verteilung von j_z bestimmen.

Sonderdruckanforderungen an R. SCHWENN, D-8046 Garching, Münchner Str. 22.

¹ R. SCHWENN, Z. Naturforsch. 25 a, 1310 [1970].

² J. RAEDER u. S. WIRTZ, Z. Naturforsch. 25 a, 459 [1970].



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 digitalized 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.

1. Die Meßvorrichtung

Der experimentelle Aufbau und das Prinzip der Sondenmessung sind in Abb. 1 skizziert (ausführliche Beschreibung in ¹). Die Messungen erfolgten für die-

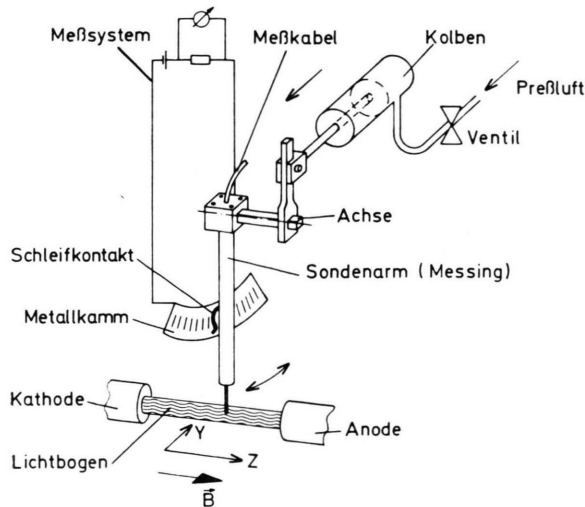


Abb. 1. Die Sondenmeßvorrichtung.

selben Bogengeometrien bei den gleichen Bedingungen wie die Feldstärkemessungen in ¹:

Bogenstrom	$I_B = 1800 \text{ A,}$
Magnetfeld	$B_z = 10 \text{ kG,}$
Bogenlänge	$L = 13,5 \text{ cm,}$
Druck im Neutralgas	$p = 10^4 \text{ dyn/cm}^2,$
Kathodenradius	$r_K = 1 \text{ cm,}$
Anodenradius im „Normalbogen“	$r_A = 1,5 \text{ cm,}$
bzw. Innenradius der Hohlanode	$r_{Ai} = 1,25 \text{ cm.}$

Hier wurde nun auf den Sondenträger die in Abb. 2 gezeigte Anordnung montiert. In der Spitze einer Keramikhülse steckt – vergossen in einem V2A-Röhrchen – die Meßspule. Der Spulenkörper besteht aus eloxiertem Reflektal (Reinstaluminium). Darauf wurden unter dem Mikroskop in acht Lagen etwa 170 Windungen aus einem lackierten Kupferdraht von $0,02 \text{ mm } \phi$ gewickelt. Die Windungsfläche (ca. $0,3 \text{ cm}^2$) steht auf der Sondenachse genau senkrecht. Die verdrehten Zuführungen werden durch das V2A-Rohr nach hinten herausgeführt und sind über dickere Hilfsdrähte mit einem Koaxstecker verbunden. Das System von der Meßspule bis zum Koaxstecker ist ein starres Ganzes, das leicht ausgewechselt werden kann. Die Sonde ist auf dem Träger so montiert, daß die Spule die Bogenachse durchquert. Der Abstand zur Anode beträgt dabei $5,7 \text{ cm}$. Das ganze Meßsystem ist weitgehend schwingungsfrei und

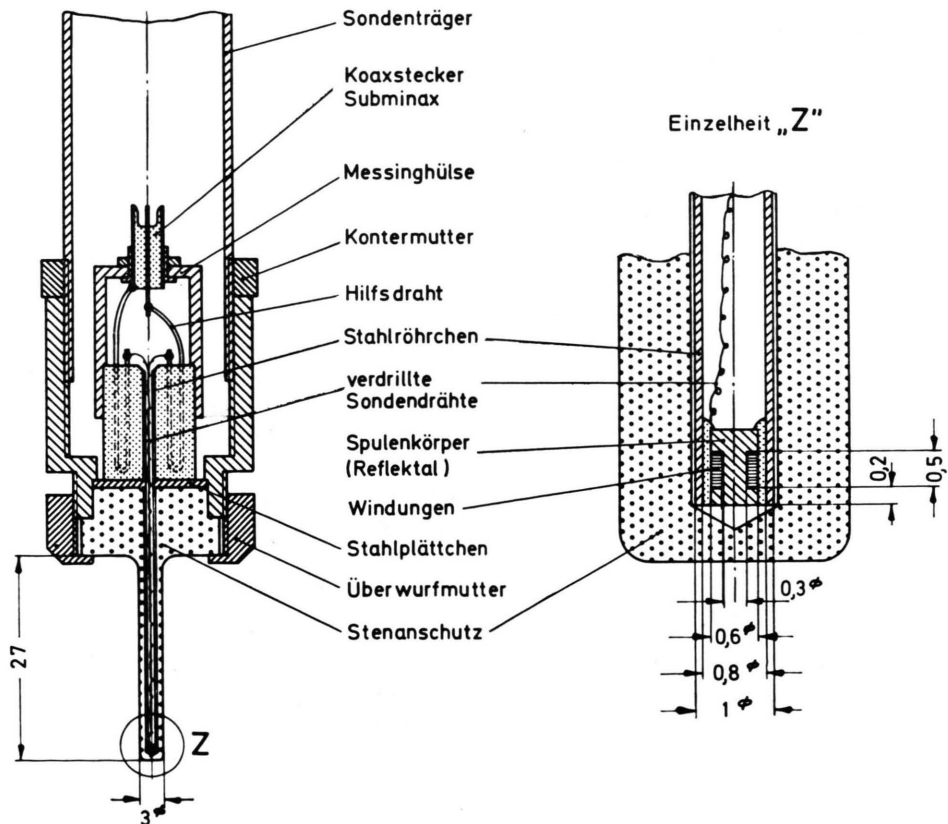


Abb. 2. Aufbau einer Spulensonde.

hält den großen thermischen und mechanischen Belastungen ausgezeichnet stand.

Die Spulen wurden in einem homogenen Eichmagnetfeld geeicht. Die Sondenempfindlichkeit ist bis ca. 5 kHz von der Frequenz unabhängig. Bei höheren Frequenzen entstehen Abweichungen durch diamagnetische Wirbelströme im Abschirmrohr und dem Spulenkern. Da die Meßsignale erheblich niederfrequenter sind, werden sie durch den Frequenzgang nicht verfälscht. Zur Messung der Signale, die in der Größenordnung von einigen 100 μV liegen, diente ein hochempfindlicher 1A7-Einschub in einem Tektronix 555-Oszillographen. Weil dessen eingebautes Filter zur Unterdrückung hochfrequenter Störsignale nicht ausreichte, wurde noch ein dreigliedriger LC-Tiefpaß mit einer Grenzfrequenz von 10 kHz vorgeschaltet. Der Oszillograph wird während des Sondenfluges zum geeigneten Zeitpunkt photoelektrisch getriggert. Nach jeder Messung wurde zusätzlich eine Vergleichsmessung unter genau gleichen Bedingungen gemacht, wobei aber der Bogenstrom abgeschaltet blieb. Dadurch konnte der Anteil des Meßsignals, der von eventuellen Inhomogenitäten des angelegten Magnetfeldes herrührt, bestimmt und bei der Auswertung berücksichtigt werden.

2. Meßergebnisse für $j_z(r)$

Typische Meßkurven für die beiden hauptsächlich untersuchten Bogengeometrien (Normalbogen, d. h.

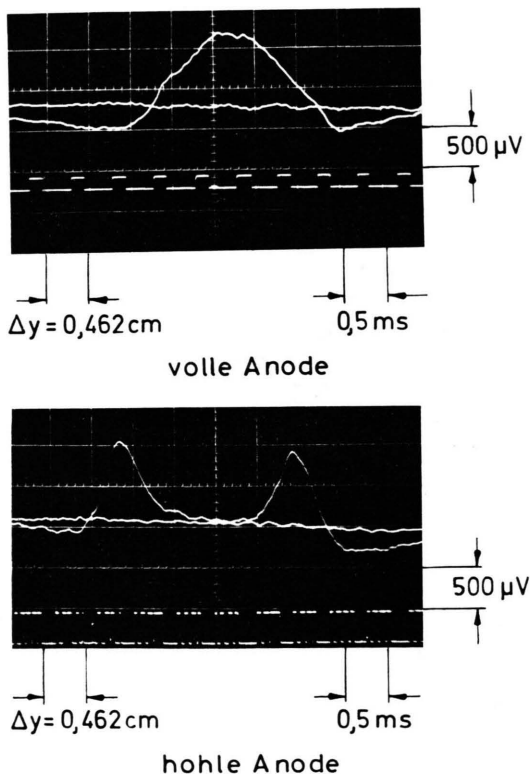


Abb. 3. Spulensondenmessungen für B_ϕ .

$r_K = 1$ cm, volle Anode; bzw. Bogen mit hohler Anode) zeigt die Abb. 3. Der krasse Unterschied zwischen den Kurven fällt sofort auf. Er wird bei Betrachtung der Auswertungen in Abb. 4 noch deutlicher. Im Normalbogen findet man eine annähernd glockenförmige Stromdichteverteilung. Auf der Achse beträgt die Stromdichte etwa 900 A/cm^2 , bei $r = |y| = 1$ cm (Kathodenradius) nur noch 20% davon. Mit hohler Anode jedoch ist die Verteilung der Stromdichte rohrförmig. Sie erreicht ihr Maximum von 550 A/cm^2 bei $r \approx 1,1$ cm und fällt nach innen und außen stark ab, ähnlich wie die axiale elektrische Feldstärke.

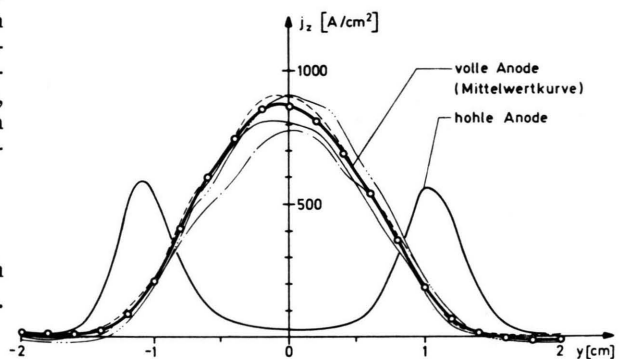


Abb. 4. Einige typische Meßkurven für die Verteilung der axialen Stromdichte j_z . Die positive y -Richtung entspricht der Schußrichtung.

Diese Messungen bestätigen gut die Überlegungen in ¹: Die radiale und axiale Verteilung der Plasmarotation stellt sich stets so ein, daß radiale Komponenten der elektrischen Stromdichte möglichst unterdrückt werden. Der Bogenstrom folgt also im wesentlichen den magnetischen Feldlinien. Der Bogen mit hohler Anode bleibt deshalb im Achsenbereich nahezu stromfrei. Nur 10% des Gesamtstroms von 1800 A fließen innerhalb einer magnetischen Flußröhre mit einem Radius von 0,8 cm. Andererseits fließen im Bogen mit voller Anode nur 14% des Gesamtstroms außerhalb der durch die Kathode bestimmten Flußröhre.

Die vier in Abb. 4 eingezeichneten Meßkurven für den Normalbogen wurden zwar unter gleichen Bedingungen, aber mit verschiedenen Sonden bzw. ausgewechselten Elektroden aufgenommen. Die Unterschiede rühren vermutlich wieder von den Elektroden her. Um solche Effekte möglichst auszuschließen, wurden neun verschiedene Versuchsserien mit insgesamt 38 Einzelmessungen ausgewertet und die

Mittelwertkurve bestimmt, die in Abb. 4 mit eingezeichnet ist. Weiterhin wurde auch aus linken und rechten Kurvenhälften der Mittelwert gebildet (vgl. Abb. 6). Der mittlere quadratische Fehler ist nirgends größer als 10 A/cm^2 und damit kleiner als die Unterschiede zwischen linken und rechten Kurvenhälften.

Es bleibt noch abzuschätzen, welchen Störeinfluß die Anwesenheit der Sonde auf den Bogen bzw. auf die Messung hat. So führt z. B. die kalte Sonde selbst wie auch die von ihr ausgehenden Verunreinigungen zu einer Kühlung des Plasmas, speziell in der Zone um die Sonde. Diese Störung ist hier vermutlich klein, wie sich aus qualitativen Spektralaufnahmen mit und ohne Sonden ergab. Wichtiger ist der Einfluß des Loches, das die Sonde in die Stromdichteverteilung „bohrt“, indem sie den Strom gleichzeitig zu Umwegen zwingt. Die Änderung des Magnetfeldes am Ort der Spulensonde infolge der Stromverdrängung ist jedoch geringfügig, solange das Verhältnis von abdeckender Sondenfläche zur Querschnittsfläche des stromführenden Kanals klein bleibt. Dies ist hier weitgehend der Fall. Auch auf Grund der Tatsache, daß die Integration der gemessenen Mittelwertkurve für die Stromdichteverteilung sehr genau den Wert für den Gesamtstrom angibt, der an einem Shunt direkt gemessen wurde, kann man annehmen, daß der durch die Abdeckung verursachte Meßfehler nicht groß ist.

3. Bestimmung von Temperaturverteilungen

Aus den gemessenen radialen Verteilungen von j_z und E_z lassen sich Temperaturprofile ableiten; denn j_z/E_z — die elektrische Leitfähigkeit parallel zum angelegten Magnetfeld — ist eine bekannte Funktion der Temperatur. In Abb. 5 sind Temperaturprofile dargestellt, die aus den Messungen von j_z (Abb. 4) und E_z (Abb. 7 und 10 in ¹) gewonnen wurden. Dazu wurden die Berechnungen der elektrischen Leitfähigkeit von DEVOTO³ für $T < 20\,000 \text{ °K}$ bzw. nach BRAGINSKI⁴ für $T > 20\,000 \text{ °K}$ verwendet. Mit eingezeichnet sind in Abb. 5 die Ergebnisse zweier Experimente, die RINGLER⁵ an einem Normalbogen (d. h. mit gleicher Elektrodenanordnung und denselben Bogenparametern) durchführte.

Zwei dieser Meßpunkte wurden durch 90° -Streuung von Laserlicht gewonnen, die anderen in üblicher Weise (vgl. z. B. ⁶) aus dem Intensitätsverhältnis einer He II- zu einer He I-Spektrallinie. Die achsennahen Werte dieser letztgenannten Methode sind

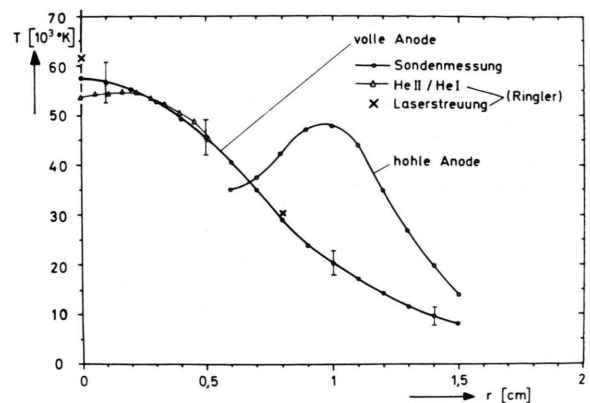


Abb. 5. Gemessene Temperaturverteilungen.

wegen der bekannten Schwierigkeiten bei der „Abel-Inversion“ von Spektrallinien relativ ungenau. Außerdem sind Abweichungen von den wirklichen Temperaturen wegen der Verschleppung der Ionisation durch Teilchenströme zu erwarten^{7,8}. Andererseits wird die Temperaturbestimmung aus den Sondenmessungen bei $r > 1,2 \text{ cm}$ kritisch, weil hier j_z schon sehr klein ist.

Die Resultate der verschiedenen Experimente stimmen sehr gut überein. Demnach beträgt im Normalbogen die Temperatur auf der Achse um $57\,000 \text{ °K}$, bei $r = r_K = 1 \text{ cm}$ ca. $20\,000 \text{ °K}$. Der Bogen mit hohler Anode scheint auch bezüglich der Temperatur hohl zu sein. (Die Meßpunkte sind wegen der großen Streuung der Meßkurven für E_z ¹ relativ unsicher.) Ein solches Temperaturprofil ist möglich, weil in diesem relativ kurzen Bogen Wärmeleitung und Strömung — vom Magnetfeld unbehindert — axial viel Energie durch die Anode hindurch abtransportieren.

4. Oszillationen im Bogen

Die Signale der Spulensonden wie auch der Potentialsonden waren stets von hochfrequenten periodischen Schwankungen überlagert (Abb. 6), die

³ R. S. DEVOTO, J. Plasma Physics **2**, 617 [1968].

⁴ S. J. BRAGINSKI, in: M. A. LEONTOVICH, Reviews of Plasma Physics, Consultants Bureau, New York 1967, Band I.

⁵ H. RINGLER, private Mitteilung.

⁶ C. MAHN, H. RINGLER u. G. ZANKL, Z. Naturforsch. **23 a**, 867, 874 [1968]; Phys. Letters **27 A**, 683 [1968].

⁷ K. BERGSTEDT, Z. Naturforsch. **24 a**, 299 [1969].

⁸ K. TICHMANN, Inst. f. Plasmaphysik, Garching, Rep. 3/77 [1968].

bei den bisher erwähnten Versuchen durch Filter unterdrückt wurden. Die Frequenz im Fall des Normalbogens beträgt ca. 100 kHz. Beim Bogen mit hohler Anode liegt sie bei 650 kHz (bei $B_z = 10$ kG)

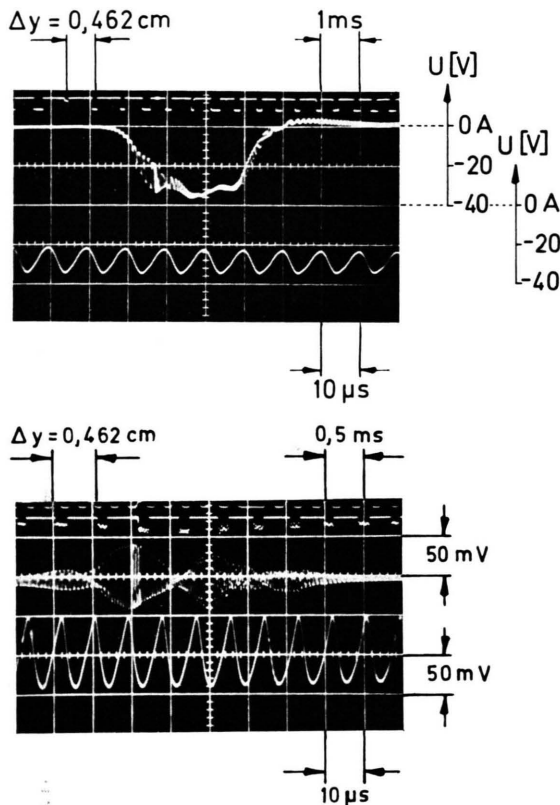


Abb. 6. Schwankungen von Potential (oberes Bild) und Magnetfeld B_ϕ im Normalbogen. Die jeweils untere Kurve ist mit größerer Zeitauflösung zum angedeuteten Zeitpunkt aufgenommen.

und entspricht gut den von DÖBELE⁹ an einem gleichartigen Bogen beobachteten Frequenzen der Lichtschwankungen (0,9–1,45 MHz bei Magnetfeldern von 16–26 kG). Ähnliches gilt für die Rotationsgeschwindigkeit (hier $2,4 \cdot 10^6$ cm/sec¹). Daraus ist zu schließen, daß die beobachteten Oszillationen wie bei Döbele durch Rayleigh-Taylor-Instabilitäten bedingt sind. Solche Instabilitäten entstehen durch die Rotation eines Plasmas im axialen Magnetfeld und führen zu einer rillenförmigen Struktur des Bogens, die ebenfalls – aber mit anderer Geschwindigkeit als das Plasma – rotiert. Geschwindigkeit und Modenzahl (Zahl der Rillen) hängen von der

Magnetfeldstärke ab. DÖBELE konnte diesen im Experiment gefundenen Zusammenhang in einer Modellrechnung qualitativ bestätigen^{9,10}. Die gemessenen Lichtschwankungen rühren von der umlaufenden rillenartigen Temperatur- und Dichteverteilung her.

Die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen haben gezeigt, daß durch Rayleigh-Taylor-Instabilitäten auch Oszillationen von elektrischer Stromdichte und Feldstärke entstehen. Es erscheint möglich, daß diese Fluktuationen zu einem zusätzlichen radialen Energietransport führen.

III. Diskussion

Die Grundlage für die Diskussion der Meßergebnisse bilden die Berechnungen, die von RAEDER und WIRTZ² für die spezielle Geometrie des Normalbogens durchgeführt werden. Bei diesen Berechnungen wurden simultan die Potentialgleichung und die Energiegleichung für den Bogen numerisch gelöst, ohne Ausnahme über einen „Bogenradius“. Als Randwerte gingen nur die Temperaturen auf den Elektroden (keine Fallgebiete) und der Gefäßwand ein. Die beiden wesentlichsten Annahmen bei den Rechnungen sind die folgenden:

a) Der Druckaufbau im Bogen und die Wärmeleitfähigkeit sollen wie im zylindersymmetrischen Fall (d. h. $\partial/\partial z = 0$) nur Funktionen der Temperatur sein¹¹. Da in der endlich langen Plasmasäule zwar axiale Temperaturgradienten auftreten können, aber keine starken Gradienten des Drucks (weil diese parallel zu \mathbf{B} sofort durch Strömungen ausgeglichen würden), wurde als für den Druckaufbau maßgebend das Temperaturprofil an der heißesten Stelle im Bogen angenommen. Dies erscheint auch deshalb gerechtfertigt, weil im Experiment die massiven Elektroden ein axiales Ausströmen des Plasmas verhindern, so daß sich auf ihnen der Druck weitgehend „abstützen“ kann. Es sei noch darauf hingewiesen, daß die Annahme von Zylindersymmetrie bei der Berechnung weder radiale elektrische Ströme noch eine radiale Massenströmung zuläßt. Beides kann jedoch in einem Plasma endlicher Länge auftreten.

b) Auf die simultane Lösung der Kraftgleichung wurde verzichtet, weil die durch Druckgradienten und Lorentz-Kräfte angetriebenen Massenströmungen

⁹ H. F. DÖBELE, Z. Naturforsch. **24** a, 1249 [1969].

¹⁰ H. F. DÖBELE, Z. Naturforsch. **25** a, 273 [1970].

¹¹ J. RAEDER u. S. WIRTZ, Z. Naturforsch. **23** a, 1695 [1968].

gen wegen der starken Anisotropie des Plasmas in sehr komplizierter Weise von allen Plasmaparametern abhängen. Jedoch wurde der Einfluß vorgegebener, den Messungen entsprechender Strömungsprofile untersucht.

Als Ergebnisse lieferten diese Rechnungen die Verteilungen von Potential, elektrischem Feld, elektrischer Stromdichte und Temperatur im ganzen Bogen. Zum Vergleich mit den Messungen wurden die berechneten radialen Verteilungen für dieselbe z -Ebene genommen, in der sich im Experiment die Sonden bewegen, d. h. etwa bei der halben Bogenlänge. (Die z -Abhängigkeit der Resultate ist im größten Teil des Bogens ohnehin gering.) Die Kurven in Abb. 7 wurden für ein ruhendes Plasma berechnet. Die Unterschiede zu den Messungen sind auch bei den Kurven für j_z und T erheblich, jedoch nicht so gravierend wie für E_z (vgl. ¹).

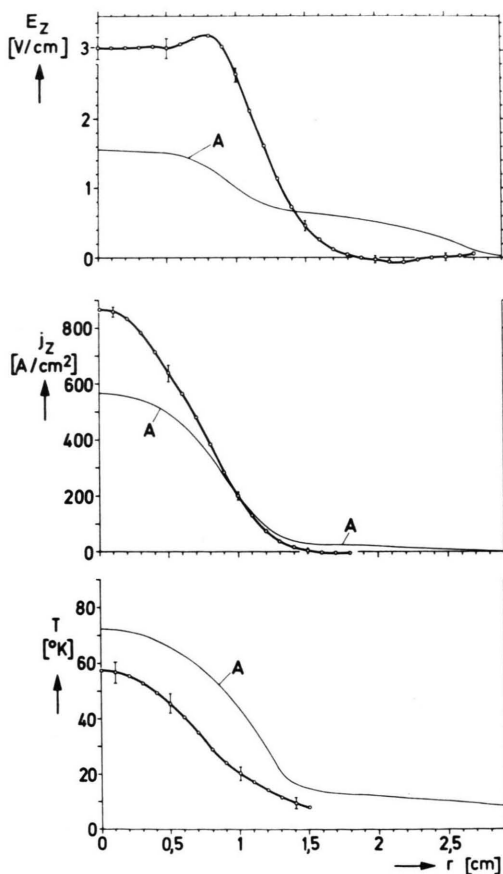


Abb. 7. Die radialen Verteilungen von axialer elektrischer Feldstärke, Stromdichte und Temperatur im Normalbogen. ○ Sondenmessungen, A Rechnung von RAEDER und WIRTZ ².

Nun soll die in beiden Fällen im Bogen zugeführte Joulesche Wärme betrachtet werden, die in guter Näherung durch $L = \int j_z E_z 2\pi r dr$ gegeben ist. Es stellt sich heraus, daß die im Experiment pro cm Bogenlänge zugeführte Leistung mit 5,2 kW/cm mehr als doppelt so groß ist als nach der Berechnung A (vgl. Tab. 1). Offenbar gibt es im Bogen zusätzliche, bisher nicht berücksichtigte Energieverluste, wie eingangs angedeutet.

Fall	v_φ max (cm/sec)	v_r max (cm/sec)	L (kW/cm)
Exp.			5,2
A	○	○	2,12
B	$5 \cdot 10^5$	○	2,72
C	$1 \cdot 10^6$	○	3,62
D	$5 \cdot 10^5$	$7 \cdot 10^3$	3,84

Tab. 1.

Darauf deuten auch die Temperaturprofile in Abb. 3 hin. Sie zeigen, daß in der Theorie zum radialen Abtransport von 2,12 kW/cm größere Temperaturgradienten nötig sind als im Experiment für den Transport von 5,2 kW/cm.

Zunächst wurde der Einfluß der Rotation des Bogens untersucht. Die Abb. 8 zeigt qualitativ die für die Berechnung der Kurven B, C und D in Abb. 9 vorgegebene Verteilung von v_φ . In z -Richtung nimmt v_φ von der Anode zur Kathode linear mit z zu und erreicht dort die in Tab. 1 angegebenen Maximalwerte (diese Verteilungen entsprechen gut den Messungen in ¹ und ¹²). Damit findet man, daß E_z bei $r \approx 0,8$ cm plötzlich abfällt und bei C sogar negativ wird (vgl. ¹). Deshalb wird in den Außenzonen auch j_z sehr klein (im Vergleich zu A) bzw. negativ. Weil der Gesamtstrom stets 1800 A beträgt, müssen die Achsenwerte von j_z entsprechend steigen. Deshalb ergibt sich zwar eine höhere Leistung von 3,62 kW/cm im Fall C, gleichzeitig steigen aber auch die Temperaturen sehr stark an. Das bestätigt, daß die Bogenrotation wohl die Form des Profils von E_z bestimmt, aber nicht die gemessenen hohen Energieverluste erklären kann.

Es gibt bisher keine eindeutigen experimentellen Anhaltspunkte für den Mechanismus dieser Verluste. Man könnte z. B. eine Anomalie der Wärmeleitfähigkeit κ_\perp vermuten. Für eine Abschätzung wurde deshalb κ_\perp aus dem gemessenen Temperaturprofil sowie den Verteilungen von j_z und E_z nach der Elen-

¹² G. ZANKL, wird veröffentlicht.

baas-Hellerschen Differentialgleichung (vgl. z. B. ¹³) berechnet. Diese Werte sind zum Teil um einen Faktor 10 größer als die von RAEDER und WIRTZ ¹¹ berechneten. Ähnliche Abschätzungen bei den Experimenten von MAHN, RINGLER und ZANKL ⁶ hatten jedoch erheblich niedrigere Werte für v_{\perp} ergeben (was sich durch ein viel steileres Temperaturprofil bei etwa gleicher Heizung ausdrückt). Die beiden Experimente unterscheiden sich nur durch die Geometrie der Elektroden. Deshalb ist statt einer Anomalie von v_{\perp} eher zu erwarten, daß die zusätzlichen Energieverluste durch radiale Plasmaströmungen hervorgerufen werden, die — ähnlich wie die beobachteten Rotationseffekte — stark von der Bogengeometrie abhängen sollten. (Dasselbe Argument gilt allerdings auch für die Ausbildung von Rayleigh-Taylor-Instabilitäten ⁹, die möglicherweise ebenfalls zum Energietransport beitragen.)

Die Messungen von BERGSTEDT ⁷ und TICHMANN ⁸ haben gezeigt, daß im Prinzip radiale Strömungen v_r bei Experimenten dieser Art auftreten können. Wie im vorliegenden Fall die radialen und axialen Verteilungen von v_r aussehen, ist nicht bekannt. Man hat aber einen Anhaltspunkt: Mit einer radial nach außen gerichteten Strömung muß nach der Kontinuitätsgleichung für den stationär brennenden Bogen ein axialer Zustrom verbunden sein. Dieser kann z. B. an der Kathode erfolgen, weil die hier auftretende radiale elektrische Stromdichte zusammen mit dem Eigenmagnetfeld des Bogenstroms eine Lorentzkraft $j_r B_{\varphi}$ bewirkt, die axial auf die Anode gerichtet ist. Vor der massiven Anode staut sich die dadurch angetriebene Strömung, was zu einem Druckanstieg im Bogen und zu radialer Abströmung führt.

Bei ihren Berechnungen haben RAEDER und WIRTZ ² verschiedene Verteilungen von v_r angesetzt und die resultierenden Enthalpieströme (ohne Berücksichtigung von Ionisations- und Dissoziationsenergien, die erst bei Temperaturen unter 10 000 °K wichtig werden) in die Energiebilanz mit einbezogen. Diese Berechnungen sollten nur qualitativ klären, ob es überhaupt Verteilungen von v_r gibt, die die Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment vermindern und dabei noch physikalisch vernünftige Werte haben. Deshalb wurde bei diesen Berechnungen auch die Kühlung des Bogens durch das axial nachströmende Gas außer Acht gelassen, außerdem wurden der Druckaufbau und die Wärmeleitfähig-

keit wieder nach ¹¹ als reine Temperaturfunktionen angenommen, obwohl beides unter der Voraussetzung $v_r = 0$ und $j_r = 0$ berechnet wurde. In Abb. 8 ist die Verteilung von v_r mit eingezeichnet (mit $v_{r \max} = 7 \cdot 10^3$ cm/sec bei $r = 1,3$ cm; $\partial v_r / \partial z = 0$), die zu den Kurven D in Abb. 9 führt. (Weitere Er-

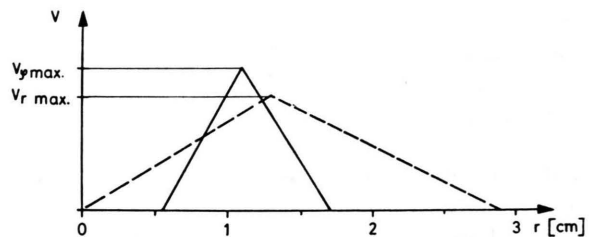


Abb. 8. Die für die Berechnung angenommenen radialen Verteilungen von azimuthaler und radialer Strömungsgeschwindigkeit. Die gezeigte Verteilung von v_{φ} (vor der Kathode) nimmt mit z linear ab und verschwindet vor der Anode.

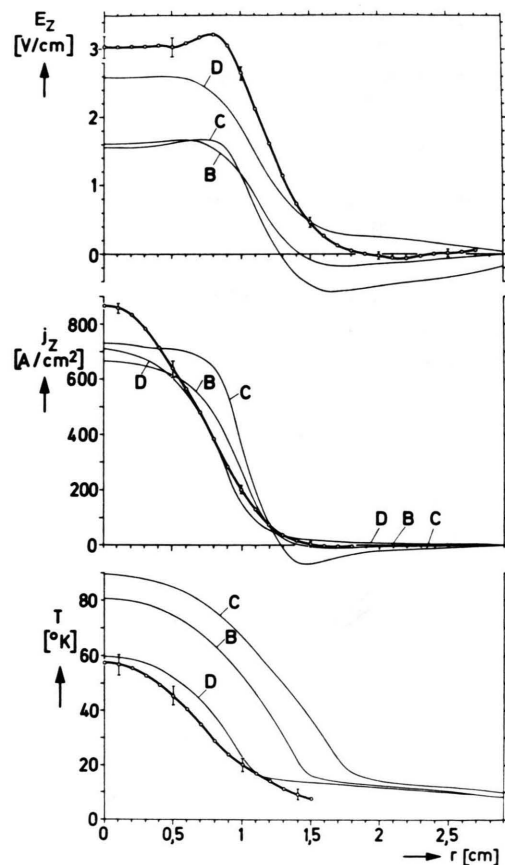


Abb. 9. Die radialen Verteilungen von axialer elektrischer Feldstärke, Stromdichte und Temperatur im Normalbogen. ○ Sondenmessungen. B, C, D Rechnungen von RAEDER und WIRTZ ² (vgl. Tab. 1).

¹³ U. HEIDRICH, Z. Naturforsch. **20 a**, 475 [1965].

gebnisse für andere Profile von v_r sind in ² angegeben.) Angesichts dieser so groben Annahmen muß die Annäherung der Kurven D an die Meßkurven geradezu überraschen. Auch die Leistung von 3,84 kW/cm kommt der wirklichen Leistung von 5,2 kW/cm schon erheblich näher. Das zeigt, daß radiale Strömungen mit relativ kleinen Strömungsgeschwindigkeiten schon ganz erheblichen Einfluß auf die Energiebilanz im Bogen haben.

Es sollen hier noch einige Bemerkungen zum Druckaufbau im Bogen folgen. Seine Ursache ist das axiale Magnetfeld, das im Bereich teilweiser Ionisation die ambipolare Diffusion behindert¹⁴ und dann bei vollständiger Ionisation Kräfte proportional zu $\text{grad } T \times \mathbf{B}$ (Nernst-Effekt, vgl. ¹⁵) bedingt. Dieser Druckaufbau führt gemäß der r -Komponente der Kraftgleichung für das Gesamtplasma $\partial p / \partial r = j_\varphi B_z - j_z B_\varphi$ (im stationären Fall und bei Vernachlässigung des Trägheitsterms) zu einer azimuthalen Stromdichte j_φ , die das angelegte Magnetfeld B_z schwächt. (Der Term $j_z B_\varphi$ gibt den Pinchdruck an, d. h. den Druck auf Grund eigenmagnetischer Kompression.)

Im zylindersymmetrischen Fall (d. h. $j_r = 0$, $v_r = 0$) ist die Druckerhöhung im Bogen eine reine Funktion der Temperatur und wurde von RAEDER und WIRTZ¹¹ für die verschiedensten Parameter berechnet. Damit wurde nun aus dem gemessenen Temperaturprofil in Abb. 5 ein Druckprofil berechnet, wie es die Abb. 10 zeigt. Zum Vergleich sind einige

Meßpunkte angegeben, die RINGLER⁵ aus seinen Temperaturmessungen (Abb. 5) und gleichzeitigen Elektronendichtemessungen erhielt (mit $p = 2 n_e k T$). Demnach ist der Druck im Bogen offenbar noch größer, als die Berechnung für $p(T)$ erwarten läßt. Die Berücksichtigung des Pinchdrucks (der aus der Messung von B_φ bzw. j_z ermittelt wurde) verkleinert den Unterschied kaum.

Die Ursache für diese Diskrepanz sind vermutlich die durch die Bogengeometrie bedingten Abweichungen von der Zylindersymmetrie, denn die wichtigen Bedingungen $j_r = 0$ und $v_r = 0$ sind hier offensichtlich nicht erfüllt. Eine radiale Strömung z. B. bewirkt eine $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ -EMK $v_r B_z$, die einen azimuthalen Strom j_φ antreibt und somit direkt zum Druckaufbau beiträgt. Es ist selbst qualitativ kaum abzuschätzen, in welcher Weise radiale und evtl. axiale Massenströmungen sowie radiale elektrische Ströme den Druckaufbau und die Verteilungen der übrigen Parameter beeinflussen. Denn auch dieser höhere Druck zieht weitere Effekte nach sich; so sinkt etwa der Wert des Hall-Parameters für die Elektronen $\omega_e \tau_e$ um ca. 40%. Möglicherweise liegt hier der Grund für die noch bestehenden quantitativen Unterschiede zwischen Messungen und Berechnungen. Darüber kann jedoch nur die Lösung des vollständigen Gleichungssystems (mit Kraft- und Kontinuitätsgleichung) unter Einschluß von viskosen Kräften Klarheit bringen.

IV. Zusammenfassung

Mit Hilfe von Induktionsspulensonden wurde die radiale Verteilung der axialen elektrischen Stromdichte im Wasserstofflichtbogen im starken axialen Magnetfeld gemessen. Daraus und aus den Messungen des axialen elektrischen Feldes¹ an der gleichen Anordnung wurde ein Temperaturprofil abgeleitet, das mit den Resultaten anderer Meßmethoden gut übereinstimmt.

Diese Versuche erlauben zusammen mit den Berechnungen von RAEDER und WIRTZ² ein besseres Verständnis der Effekte, die einen Lichtbogen im axialen Magnetfeld bestimmen. Sie ergeben klar, daß dafür die durch endliche Bogenlänge und Elektrodenradien bedingten Abweichungen von der Zylindersymmetrie von entscheidender Bedeutung sind: Durch solche Abweichungen können Lorentz-Kräfte

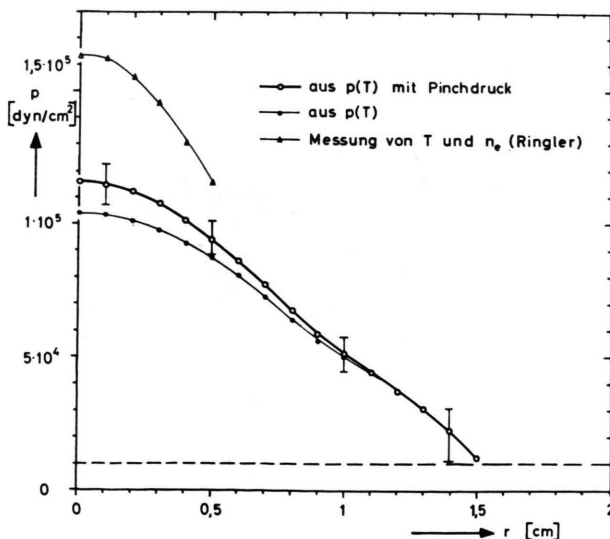


Abb. 10. Die radiale Verteilung des Druckes im Normalbogen.

¹⁴ R. WIENECKE, Z. Naturforsch. **18 a**, 1151 [1963].

¹⁵ O. KLÜBER, Z. Naturforsch. **22 a**, 1599 [1967].

und Druckgradienten entstehen, die dann Massenströmungen im Plasma antreiben. Diese tragen zum Energietransport bei, und andererseits beeinflussen die damit verbundenen $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ -EMKs die Verteilung der elektrischen Felder und damit aller übrigen Parameter im Bogen.

So führt z. B. eine radiale Stromdichte j_r zu einer Rotation der Plasmasäule und diese wiederum zu einer Beschränkung von axialer elektrischer Feldstärke und Stromdichte auf die durch die Kathode bestimmte magnetische Flußröhre¹. Diese Rotation bedingt auch das Auftreten von Rayleigh-Taylor-Instabilitäten, die sich evtl. auf den radialen Wärmestrom und somit auf die Temperatur im Bogen auswirken. Auch eine radiale Strömung und die von ihr transportierte Energie kann die Ursache dafür sein, daß die dem Bogen pro Längeneinheit zugeführte Leistung im Experiment sehr viel größer ist, als es die Berechnungen von RAEDER und WIRTZ

für den Bogen ohne radiale Strömungen erwarten lassen. Zwar liegen noch keine Messungen von radialen Strömungen vor, aber es gibt plausible Gründe für ihre Existenz. Es lassen sich Verteilungen der radialen Strömungsgeschwindigkeit mit Maximalwerten von weniger als 10^4 cm/sec angeben, die zu einer annehmbaren Übereinstimmung der Profile von j_z , E_z und T mit den Messungen führen.

Für Anregung und Förderung dieser Arbeit danke ich Herrn Prof. Dr. R. WIENECKE, Frau S. WIRTZ und Herrn J. RAEDER bin ich für gute Zusammenarbeit und viele anregende Diskussionen besonders verpflichtet. Auch den Herren H. FIRMHOFFER (Bau der Spulensonden), A. ESCHLWECH und P. VOIGT (Aufbau des Experiments) möchte ich herzlich danken. — Diese Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

Die Verlagerung wandstabilisierter Lichtbögen durch Krümmung*

NORBERT NATHRATH

Elektrophysikalisches Institut der Technischen Universität München

(Z. Naturforsch. 25 a, 1609—1617 [1970]; eingegangen am 5. Juni 1970)

The Displacement of Wallstabilized Electric Arcs by Curvature

If an electric arc is forced to burn in a curved line by a toroidal container its position is displaced in direction to the center of curvature due to the inhomogeneous ohmic heating and of the cooling by conduction. The self magnetic-field pushes the arc outwards. Corresponding measurements in Argon at atmospheric pressure with currents from 0.5 to 20 A yield the excentric positions depending on current and curvature. The measured functions compare favourably with theory, but only if the deviation from LTE in the calculation of electric conductivity is taken into account.

1. Einleitung

Der gerade, wandstabilisierte Lichtbogen wurde in einer Reihe von Arbeiten¹⁻³ experimentell und theoretisch untersucht. Es gelang bei bekannten Materialfunktionen des Bogengases aus der Energiebilanz das Strom-Spannungsverhalten und die Temperaturverteilung des Bogens in guter Übereinstimmung mit gemessenen Werten zu berechnen.

Grundsätzlich bedingt die Zylindersymmetrie eines geraden Bogengefäßes entsprechende Symme-

trien der Temperaturverteilung und damit auch der Energiestromverhältnisse des Bogens, solange keine Störung von außen vorliegt. Daher brennt der zylindersymmetrische Bogen zentrisch in der Gefäßachse.

Äußere auf das Bogenplasma wirkende Kräfte oder von außen aufgeprägte unsymmetrische Energiestromverhältnisse können zu unsymmetrischen Temperaturverteilungen führen, die als exzentrische Bogenlagen sichtbar werden.

So hat RAEDER⁴ am zylindrischen Bogen die Auswirkung einseitiger Wandheizung und eines über

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. H. MAECKER, Elektrophysikalisches Institut der Technischen Universität München, D-8000 München 2, Arcisstraße 21.

* Auszug aus der Dissertation, die der Fakultät für Elektrotechnik und Maschinenwesen der Technischen Hochschule München zur Erlangung des Doktorgrades eingereicht wurde.

¹ H. MAECKER, Z. Phys. 157, 1 [1959].

² H. MAECKER, Z. Phys. 158, 392 [1960].

³ G. SCHMITZ, Z. Naturforsch. 10 a, 495 [1955].

⁴ J. RAEDER, Z. Naturforsch. 23 a, 424 [1968].