

The Maxwellian values in Tables 1 to 3 are in fair agreement with previously published ones<sup>4,5</sup>; differences, up to factors of about 3, are essentially due to the use of a cross section  $Q_{12}$  that is finite at threshold.

The results indicate that below 10000 °K the degree of ionization is smaller than it had been as-

sumed up to now. Accordingly, the effects of radiative transfer and of inelastic atom-atom collisions will be more important there.

I wish to thank Miss N. Benoit for having written the computer program.

## Messungen der radialen Verteilung der elektrischen Feldstärke im Wasserstofflichtbogen mit axialem Magnetfeld \*

R. SCHWENN

Institut für Plasmaphysik, Garching bei München

(Z. Naturforsch. **25 a**, 1310—1316 [1970]; eingegangen am 3. Juni 1970)

In a stationary hydrogen arc with axial magnetic field the radial distribution of the axial electric field  $E_z$  was measured by shooting a double potential probe across the arc. It was found that  $E_z$  strongly decreases outside the magnetic flux tube defined by the cathode radius and tends to zero. The measured distribution of  $E_z$  agrees qualitatively with computations allowing for the observed rotation profile. In a very fast rotating arc with a hollow anode  $E_z$  was found to vanish not only outwards, but also towards the axis, as predicted by the theory.

### I. Einführung

Ein starkes Magnetfeld, das einem Lichtbogen axial überlagert wird, reduziert die radialen Wärmeverluste<sup>1-3</sup>. Deshalb konnten in stationären Wasserstofflichtbögen (Bogenstrom  $\approx 2000$  A, Magnetfeld 10–40 kG, Druck 1–10 Torr, Länge 10–40 cm) schon Temperaturen bis 150 000 °K erzielt werden<sup>4,5</sup>. Bei diesen Experimenten war der Radius des Bogens stets sehr viel kleiner als der des ihn umgebenden Gefäßes und auch unabhängig davon. Die bekannte Theorie für wandstabilisierte zylindersymmetrische (d. h. unendlich lange) Bögen kann in diesem Fall offensichtlich nicht angewendet werden. Gibt man allerdings als Gefäßradius den optisch bestimmten „Bogenradius“ vor, dann erhält man nach dieser Theorie Temperaturprofile, die mit den gemessenen gut übereinstimmen<sup>4,6</sup>. Die Frage, wodurch dieser Bogenradius bestimmt wird, blieb offen.

RAEDER und WIRTZ<sup>7</sup> haben deshalb für einen Bogen endlicher Länge und mit Elektroden endlichen Durchmessers ohne Annahmen über einen „Bogenradius“ die Potentialgleichung und die Energiegleichung mit numerischen Verfahren simultan gelöst. Daraus ergaben sich die Verteilungen von Potential, elektrischem Feld, Stromdichte und Temperatur in ganzen Bogen. Ein wichtiges Ergebnis war, daß die axiale elektrische Feldstärke  $E_z$  außerhalb der durch die Elektroden bestimmten magnetischen Flußröhre abnehmen und gegen Null gehen sollte (im Gegensatz dazu fordert die Annahme von Zylindersymmetrie, daß  $E_z$  über den Radius konstant ist). Eine Rotation des Plasmas sollte diese Tendenz verstärken. Dies lassen auch KLÜBERS Messungen<sup>8</sup> an einem Heliumbogen („Eieruhr“) erkennen.

Über den detaillierten radialen Verlauf von  $E_z$  ist bisher jedoch noch nichts bekannt. Zur Klärung dieser Zusammenhänge sollten die im folgenden beschriebenen Experimente beitragen.

\* Auszug aus der von der Fakultät für Maschinenwesen und Elektrotechnik der Technischen Hochschule München genehmigten Dissertation über „Sondenmessungen der radialen Verteilungen von Potential, elektrischer Feldstärke und Stromdichte im Wasserstofflichtbogen mit starkem überlagertem Magnetfeld“. Sonderdruckanforderungen an R. SCHWENN, D-8046 Garching, Münchner Str. 22.

<sup>1</sup> R. WIENECKE, Z. Naturforsch. **19 a**, 675 [1964].

<sup>2</sup> C. MAHN, H. RINGLER, R. WIENECKE, S. WITKOWSKI u. G. ZANKL, Z. Naturforsch. **19 a**, 1202 [1964].

<sup>3</sup> J. RAEDER u. S. WIRTZ, Z. Naturforsch. **23 a**, 1695 [1968].

<sup>4</sup> C. MAHN, H. RINGLER u. G. ZANKL, Z. Naturforsch. **23 a**, 867, 874 [1968]; Phys. Lett. **27 A**, 683 [1968].

<sup>5</sup> D. LUDWIG, Inst. für Plasmaphysik, Garching, Rep. 3/88 [1969]; Z. Naturforsch. (wird veröffentlicht).

<sup>6</sup> U. HEIDRICH, Z. Naturforsch. **20 a**, 475 [1965].

<sup>7</sup> J. RAEDER u. S. WIRTZ, Z. Naturforsch. **25 a**, 459 [1970].

<sup>8</sup> O. KLÜBER, Z. Naturforsch. **24 a**, 1473 [1969].



## II. Experimente

An einem stationären Wasserstofflichtbogen in einem homogenen axialen Magnetfeld wurde mit Hilfe einer beweglichen doppelarmigen Potentialsonde in zwei verschiedenen Ebenen senkrecht zur Achse die radiale Potentialverteilung gemessen. Aus der Differenz beider Kurven erhält man die radiale Verteilung der axialen elektrischen Feldstärke.

### 1. Aufbau

Die Abb. 1 zeigt einen Querschnitt durch die verwendete Anlage.

Der Lichtbogen brennt in reinem Wasserstoff in einem vakuumdichten V2A-Kessel bei einem Druck von  $10^4$  dyn/cm<sup>2</sup>. Große, über den Kessel geschobene Magnetfeldspulen produzieren stationär ein axiales, im Bogenbereich weitgehend homogenes Magnetfeld von 10 kG. Die Wolframkathode ist von einer Kupferdüse umgeben. Hier strömt ständig etwas Gas ein, das hinter der Anode wieder abgesaugt wird. Alle Teile der

Anlage sind wassergekühlt. Die meisten Messungen erfolgten an einem 13,5 cm langen Bogen mit einer Kathode, die einen Radius  $r_K = 1$  cm hatte, und einer Anode von 1,5 cm Radius. (Dieser Bogen wird im folgenden der Kürze halber als „Normalbogen“ bezeichnet.) Daneben wurde am Bogen mit der von DÖBELE<sup>9</sup> verwendeten Hohlanode (Innenradius 1,25 cm) gemessen. Der Bogenstrom betrug bei allen Versuchen 1800 A.

Zwischen den Spulenpaketen ist eine 5 cm breite hohle Kammer (3,2 cm lichte Weite) eingeschoben. Darin hängt an einer Achse ein Messingrohr, das am unteren Ende eine Meßsonde trägt. Durch einen von Preßluft angetriebenen Kolben wird die Achse sehr schnell um ca. 30° gedreht, wodurch die Sonde quer durch den Bogen geschlagen wird (Abb. 2).

Ein Schleifkontaktsystem erlaubt die genaue Bestimmung von Lage und Geschwindigkeit der Sonde. Mit dieser Vorrichtung wurden im Bereich der Bogenachse nahezu konstante Sondengeschwindigkeiten um 10 m/sec erreicht. Der Ablauf der Experimente wurde von einem elektronischen Zeitgeber vollautomatisch und reproduzierbar gesteuert. Der Bogen brannte bei allen Versuchen für ca. 0,3 sec stationär, wobei nach 0,2 sec die Sondenmessung erfolgte.

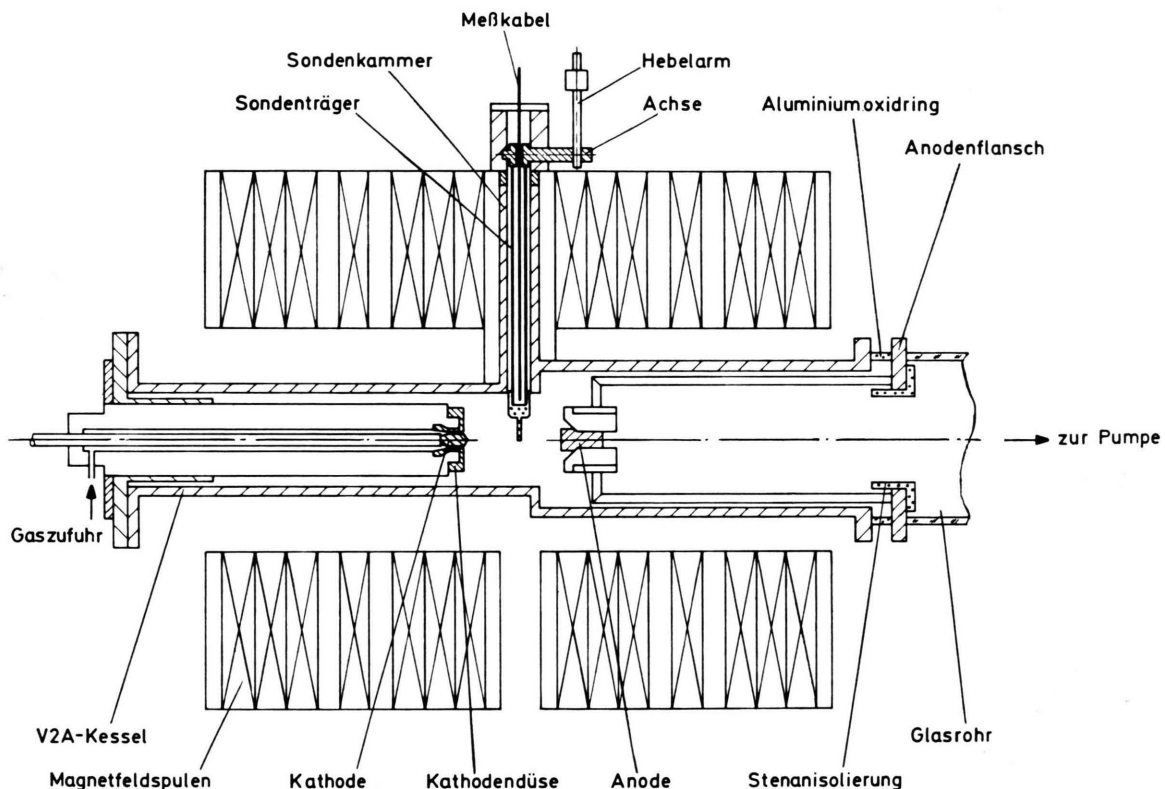


Abb. 1. Querschnitt durch die verwendete Apparatur.

<sup>9</sup> H. F. DÖBELE, Z. Naturforsch. **24 a**, 1249 [1969].

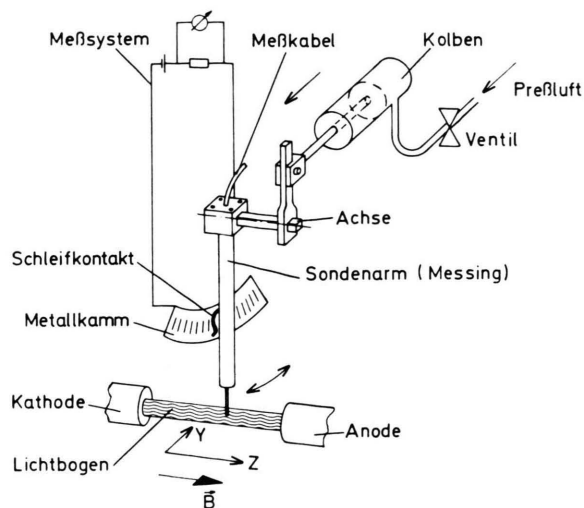
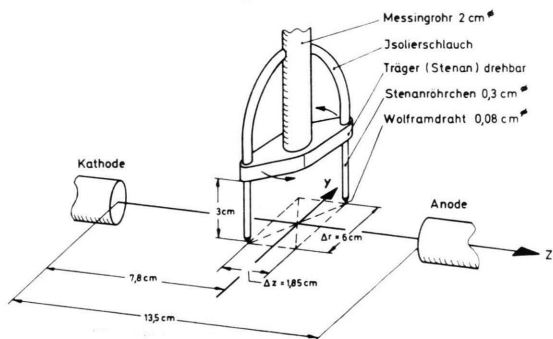


Abb. 2. Die Sondenmeßvorrichtung.

## 2. Das Meßverfahren

Die verwendete Sonde ist in Abb. 3 skizziert. Eine Halterung aus Keramik trägt im Abstand von 6,3 cm zwei Keramikröhrchen von 3 cm Länge und 3 mm Dicke, aus denen je ein Wolframdraht von 0,8 mm Dicke herausragt. Diese Spitzen durchqueren genau die Bogenachse. Die Halterung steht schräg, so daß die Sonden

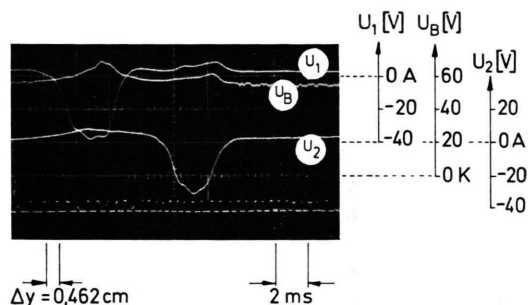
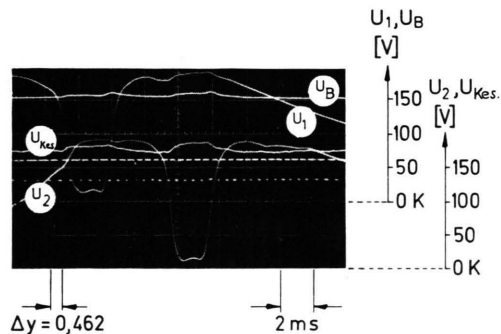
Abb. 3. Schema der zweiarmigen Potentialsonde zur Messung von  $E_z$ .

axial um  $\Delta z = 1,85$  cm und radial um  $\Delta r \approx 6$  cm voneinander entfernt sind. Dadurch wird erreicht, daß die zweite Sonde erst in den Bogen eintritt, wenn die erste schon wieder draußen ist. Die Halterung ist drehbar, so daß der axiale Sondenabstand verändert und insbesondere die Reihenfolge von kathoden- und anoden-seitiger Sonde vertauscht werden kann.

Die Potentiale beider Sonden werden unabhängig voneinander gegen eine der beiden Elektroden gemessen, wobei der Eingangswiderstand des Oszillographen von 1 M $\Omega$  den Sondenabschlußwiderstand bildet. Der Oszillograph wird während der Sondenbewegung zum geeigneten Zeitpunkt getriggert. Hochfrequente Störsignale werden durch ein einfaches RC-Glied unter-

drückt. Da die Anodenseite des Bogens durch die Stromversorgungsanlage über einen Widerstand von einigen k $\Omega$  mit Erde verbunden ist, wurde die ganze sonstige Apparatur erdfrei gehalten, um Kurzschlüsse und Erdschleifen zu vermeiden. Die Stromversorgung für Oszillographen und alle übrigen Geräte erfolgt über Trenntransformatoren.

Die Abb. 4 und 5 zeigen typische Meßkurven, die mit dieser Anordnung im Normalbogen bzw. im Bogen mit hohler Anode aufgenommen wurden. Das Zahn-

Abb. 4. Messung mit der Potentialdoppelsonde im Normalbogen. Polung gegen Anode. Die erste Sonde ist der Kathode näher als die zweite. Auch die Brennspannung  $U_B$  ist mitgemessen.Abb. 5. Messung mit der Potentialdoppelsonde im Bogen mit hohler Anode. Polung gegen Kathode. Die erste Sonde ist der Anode näher als die zweite. Hier ist außer der Brennspannung  $U_B$  auch das Potential des Stahlkessels  $U_{Kes}$  mitgemessen.

muster in beiden Bildern stammt vom Kontakt am Sondenarm, der über den Metallkamm gleitet. Dem Abstand zwischen zwei Zähnen entspricht eine Bewegung der Sondenspitzen um 0,462 cm. Außer der Brennspannung  $U_B$  wurde in Abb. 5 auch die Spannung zwischen der Kathode und dem Stahlkessel aufgezeichnet.

In beiden Fällen hat das Sondenpotential im Achsenbereich des Bogens den niedrigsten Wert und wächst nach außen hin an. Es übersteigt dann in den Außenzonen sogar das Anodenpotential (im Bogen mit hohler Anode um fast 50 V). Beim Normalbogen beträgt die Brennspannung 55 V und erhöht sich um ca. 10 V, wenn eine Sonde den Bogen durchquert. Die Brennspannung im Bogen mit hohler Anode liegt bei ca. 150 V und ändert sich beim Sondendurchgang relativ wenig.

Zur Bestimmung des  $E_z$ -Profils müssen nun für jeden Radius die Sondenpotentiale voneinander abgezogen werden. Das erfordert eine äußerst genaue Auswertung, denn die zu erwartenden Potentialunterschiede der Sonden untereinander von maximal 6 V (bei  $E_z \approx 3 \text{ V/cm}$ ) sind in jedem Fall klein im Vergleich zu denen der Sonden gegen die Elektroden von ca. 60 V bzw. 150 V. Deshalb wurden jeweils aus mehreren Messungen Mittelwerte gebildet.

Wenn die Sondenhalterung so gedreht wird, daß  $\Delta z = 0$  ist, wird man erwarten, daß beide Potentialkurven genau gleich sind. Das ist aber nicht immer der Fall. Die zweite Sonde scheint prinzipiell einen etwas anderen Bogen vorzufinden als die erste. Offenbar klingt die Störung eines Bogenparameters in dem zeitlichen Abstand der Sonden von ca. 6 msec nicht vollständig ab (darauf deutet auch der zeitliche Verlauf der Brennspannung in Abb. 4 hin). Deshalb wurde bei jeder Meßreihe für  $E_z$  eine zweite Meß-Serie mit umgeklappter Sondenstellung aufgenommen, so daß die vorher kathodenseitige Sonde nun auf der Anodenseite lag und umgekehrt. Durch die Bildung des Mittelwerts wird der Einfluß dieses Störeffekts ausgeschaltet. Auch evtl. Fehler oder Unsymmetrien in den Meßkreisen heben sich durch dieses Verfahren heraus. Gleiches gilt für das Kontaktpotential, das jede Potentialsonde gegenüber dem umgebenden Plasma annimmt.

An dieser Stelle sei erwähnt, daß Vergleichsmessungen mit nichtisolierten Drahtsonden ganz erhebliche Abweichungen zeigten<sup>10</sup>. Nach<sup>11</sup> nimmt eine solche Sonde stets das Potential derjenigen Stelle des Plasmas ein, die den besten elektrischen Kontakt zum Plasma hat. Offenbar fällt diese Stelle hier nicht mit dem jeweils heißesten Punkt des Plasmas entlang der Drahtsonde zusammen.

### 3. Meßergebnisse

Die Abb. 6 zeigt die Ergebnisse mehrerer Meßreihen für den Normalbogen (dabei gibt die positive  $y$ -Richtung die Schußrichtung an). Sie wurden zwar unter gleichen Bedingungen, aber mit ausgewechselten Sonden bzw. Elektroden aufgenommen. Aufeinanderfolgende Messungen (d. h. ohne Änderung von Sonde und Elektroden) stimmten sehr viel genauer überein. Vermutlich haben Unterschiede im Zustand und der Zusammensetzung der Elektroden einen Einfluß auf den Bogen. Deshalb wurden sieben verschiedene Meßreihen mit insgesamt 57 Einzelmessungen durchgeführt und die Mittelwertkurve bestimmt, die in Abb. 6 mit eingezeichnet ist. Die aus linken und rechten Kurvenhälften gebildete Mit-

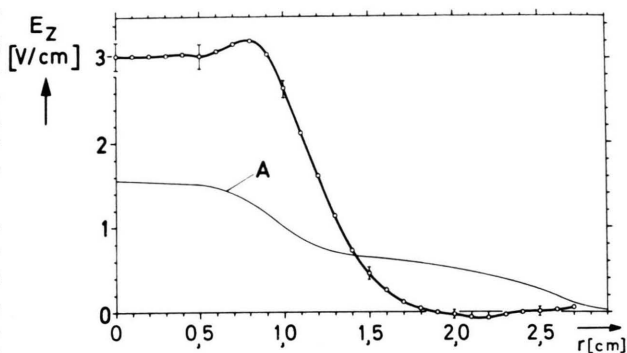


Abb. 7. Die axiale elektrische Feldstärke  $E_z$  im Normalbogen.  $\circ$  Sondmessungen; A Rechnung von RAEDER und WIRTZ<sup>7</sup>.

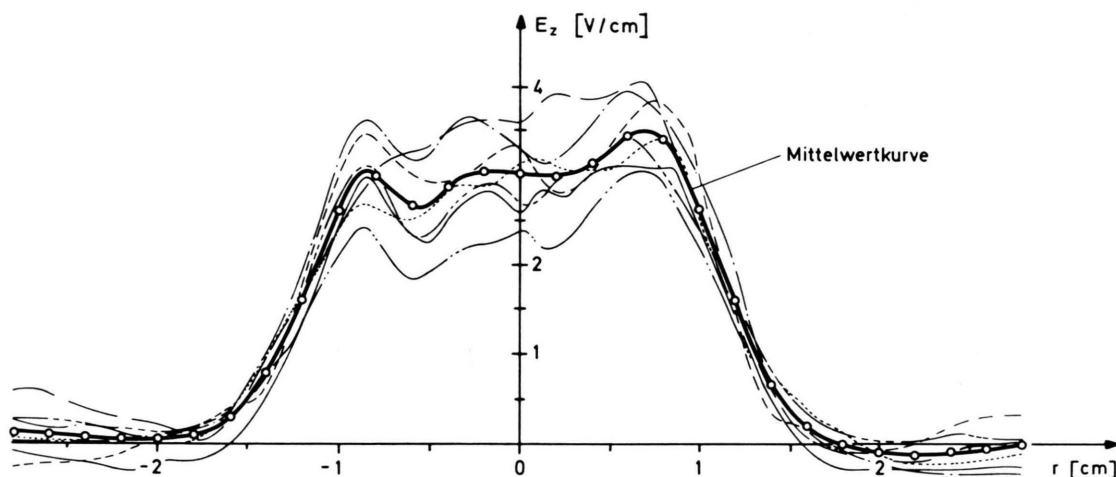


Abb. 6. Meßkurven für die radiale Verteilung der axialen Feldstärke  $E_z$  im Normalbogen. Insgesamt 57 Einzelmessungen. Auch die Mittelwertkurve ist mit eingezeichnet.

<sup>10</sup> R. SCHWENN, Inst. f. Plasmaphysik, Garching, Rep. 3/103 [1969].

<sup>11</sup> G. MÜLLER u. W. FINKELNBURG, Z. Angew. Phys. 8, 282 [1956].

telwertkurve für  $E_z(r)$  mit ihrem mittleren quadratischen Fehler zeigt die Abb. 7 (dabei ist  $r$  mit  $|y|$  gleichzusetzen). Demnach hat im Normalbogen die axiale elektrische Feldstärke einen Wert von 3,0 V/cm, der bis 0,6 cm konstant bleibt, dann etwas ansteigt und ab  $r \approx 0,8$  cm zunächst steil, dann immer flacher abfällt und bis  $r \approx 1,8$  cm auf Null absinkt.

Zum Vergleich ist in Abb. 7 auch der von RAEDER und WIRTZ<sup>7</sup> für dieselben Bogenparameter berechnete Verlauf von  $E_z$  dargestellt. Beide Kurven stimmen qualitativ wenigstens insofern überein, als sie mit wachsendem Radius abfallen und schon weit vor dem Wandradius  $r_w = 6$  cm gegen Null gehen. Der Verlauf der berechneten Kurve für  $E_z$  wird allein durch die radiale Verteilung des Hall-Parameters  $\omega_e \tau_e$  für die Elektronen entsprechend dem zugehörigen Temperaturprofil bestimmt. Daß demnach  $E_z$  um  $r \approx 1,5$  cm nochmals nahezu konstant sein sollte, liegt daran, daß  $\omega_e \tau_e$  hier ein Minimum durchläuft. Im Experiment wird dies nicht beobachtet, und man kann daraus schließen, daß hier noch ein weiterer Effekt eine Rolle spielt.

Der gemessenen radialen Verteilung von  $E_z$  entspricht wegen  $\text{rot } \mathbf{E} = 0$  eine axiale Abhängigkeit der radialen elektrischen Feldstärke  $E_r$ . Das zeigen schon die in zwei verschiedenen  $z$ -Ebenen gemessenen Potentialkurven (Abb. 4), deren Differentiation den radialen Verlauf von  $E_r$  in diesen Ebenen ergibt. Nimmt man die radiale Verteilung von  $E_z$  als  $z$ -unabhängig an, so kann man auch den axialen Verlauf von  $E_r$  abschätzen. Demnach nimmt der Maximalwert von  $E_r$ , der etwa bei  $r \approx 1,1$  cm liegt, von etwa 100 V/cm an der Kathode bis auf 10 V/cm vor der Anode ab.

Dieses radiale elektrische Feld wird im wesentlichen durch eine  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ -EMK auf Grund der Plasmarotation bestimmt:  $E_r \approx v_\varphi B_z$ <sup>4, 8</sup>. Das bedeutet, daß der Normalbogen vor der Kathode mit  $v_\varphi \approx 1 \cdot 10^6$  cm/sec am schnellsten rotiert und vor der Anode fast ruht. Diese Verscherung der Plasmarotation, d. h. die  $z$ -Abhängigkeit der Rotationsgeschwindigkeit wurde von ZANKL<sup>12</sup> an einem ähnlichen Experiment durch direkte spektroskopische Messungen bestätigt.

Die Ursache für diese Verteilung der Plasmarotation liegt darin, daß die Stromdichteverteilungen vor den Elektroden nicht symmetrisch sind. Vor

der Kathode hat man wegen der Ausbildung eines Kathodenbrennflecks eine Einschnürung des stromführenden Kanals, so daß hier radiale Stromdichtekomponenten  $j_r$  auftreten. Deshalb wird das Plasma von der Kathode her durch die Lorentz-Kraft  $j_r B_z$  in Rotation versetzt. Vor der Anode ist wegen des andersartigen Anodenmechanismus eine ähnlich starke Einschnürung des Stromkanals (mit umgekehrtem Vorzeichen von  $j_r$ ) nicht vorhanden. Wäre der Bogen in Bezug auf Anode und Kathode symmetrisch, so würde vor der Anode das Plasma gleich stark in der Gegenrichtung angetrieben, d. h. es würde zwar ebenfalls verschernt rotieren, aber mit  $v_\varphi = 0$  bei  $z = L/2$ , wie es von KLÜBER<sup>8</sup> an den Eieruhrexperimenten beobachtet wurde.

Diese Verteilung der Plasmarotation erklärt auch, warum das Potential der bogenäußeren Zonen – wie auch bei<sup>4, 12, 13</sup> – stets sehr nahe dem Anodenpotential liegt. Denn bei großen Radien verschwindet  $E_z$  und vor der Anode auch  $E_r$ , so daß wegen  $\text{rot } \mathbf{E} = 0$  hier überall dasselbe Potential – nämlich das der Anode – herrschen muß.

Raeder und Wirtz haben die bei den Experimenten gefundene Verteilung der Rotationsgeschwindigkeit durch ein linear von  $z$  abhängendes Dreiecksprofil (Abb. 8) simuliert und bei weiteren Berech-

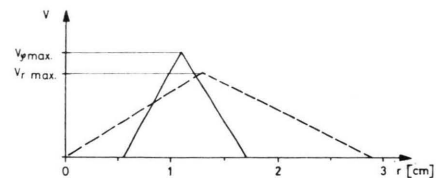


Abb. 8. Die für die Berechnung angenommenen radialen Verteilungen von azimuthaler und radialer Strömungsgeschwindigkeit. Die gezeigte Verteilung von  $v_\varphi$  vor der Kathode nimmt mit  $z$  linear ab und verschwindet vor der Anode.

nungen berücksichtigt<sup>7</sup>. Die Kurven B und C in Abb. 9 wurden für Maximalwerte von  $v_\varphi$  vor der Kathode von  $5 \cdot 10^5$  cm/sec bzw.  $1 \cdot 10^6$  cm/sec berechnet. Sie zeigen, daß nun  $E_z$  bei  $r = 0,8$  cm plötzlich abfällt – ähnlich wie im Experiment – und dann sogar noch negativ wird. Dagegen hat sich der Achsenwert von  $E_z$  im Vergleich zum Fall A ohne Rotation kaum geändert. Auch andere Annahmen über das Rotationsprofil beseitigen diese Diskrepanz nicht.

<sup>12</sup> G. ZANKL, wird veröffentlicht.

<sup>13</sup> V. J. MEECE, C. E. NIELSEN, R. G. REINHARD u. W. L. STIRLING, Oak Ridge National Laboratory, Semiannual Progress Rep. for Period ending Oct. 31, 1967, ORNL 4238, 75–87 [1968].

Weiterhin wurde der mögliche Einfluß einer evtl. vorhandenen radial nach außen gerichteten Strömung im Bogen untersucht. Die Ursachen für solche Strömungen und ihre weiteren Konsequenzen für den Bogen (z. B. für die Energiebilanz und den Druckaufbau) werden in einer nachfolgenden Arbeit ausführlich diskutiert. RAEDER und WIRTZ<sup>7</sup> haben für die Verteilung von  $v_r$  ein  $z$ -abhängiges Dreiecksprofil mit einem Maximalwert  $v_{r\max}$  bei verschiedenen Radien angesetzt. Die Kurve D in Abb. 9 wurde

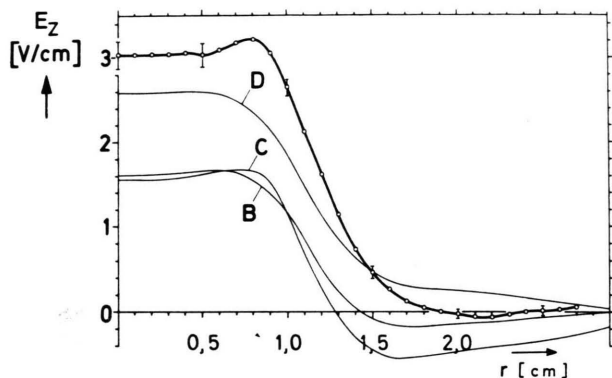


Abb. 9. Die axiale elektrische Feldstärke  $E_z$  im Normalbogen. ● Sondenmessungen; B, C, D Rechnungen von RAEDER und WIRTZ<sup>7</sup>. B mit  $v_{\phi\max} = 5 \cdot 10^5$  cm/sec. C mit  $v_{\phi\max} = 1 \cdot 10^6$  cm/sec. D mit  $v_{\phi\max} = 5 \cdot 10^5$  cm/sec und  $v_{r\max} = 7 \cdot 10^3$  cm/sec.

mit  $v_{r\max} = 7 \cdot 10^3$  cm/sec bei  $r = 1,3$  cm und einem Rotationsprofil wie bei Kurve B berechnet. Man erkennt, daß die Existenz einer radialen Strömung die Lage des steilen Abfalls von  $E_z$  kaum ändert, aber einen starken Einfluß auf den Achsenwert hat. Das liegt daran, daß eine solche Strömung, selbst wenn sie relativ langsam ist, schon erheblich zum radialen Energietransport beiträgt.

Während der Wert von  $E_z$  also durch radiale Strömungen bzw. radialen Energietransport bestimmt wird, hängt die Form des  $E_z$ -Profils, insbesondere seine „Breite“, von der Plasmarotation ab. Letzteres ist konsistent mit den Messungen KLÜBERS<sup>8</sup> an der „Eieruhr“ und ihrer Deutung. Demnach stellt sich die radiale Stromdichte  $j_r$  in der Weise ein, daß die dadurch angetriebene Plasmarotation an jeder Stelle gerade eine solche EMK  $v_{\phi} B_z$  in radialer Richtung aufbaut, die das radiale Feld  $E_r$  kompensiert und damit wiederum  $j_r$  bzw.  $E_z$  in den Außenzonen fast zu Null macht – nicht ganz, wegen der Reibungsverluste (leerlaufender Unipolarmotor). Während die Eieruhr auf Grund ihrer speziellen Geometrie

annähernd symmetrisch bezüglich der Elektroden und deshalb auch in Bezug auf die Verteilung von radialer Stromdichte, Rotation und elektrischem Feld sein kann, entstehen im hier verwendeten Normalbogen wegen der Stromkonzentration auf den Kathodenbrennfleck die beschriebenen Unsymmetrien.

Grundsätzlich andere Verhältnisse liegen im Bogen mit hohler Anode vor. Die Geometrie dieser Anordnung zwingt den gesamten Bogenstrom, radial in die Anode einzutreten. Die dadurch bedingte schnelle Rotation führt zu starken radialen Feldern und läßt Rückwirkungen auf den radialen Verlauf von  $E_z$  erwarten.

Die Abb. 10 zeigt Meßkurven für die axiale elektrische Feldstärke in diesem Bogen. (Die Streuung der Meßwerte rührt davon her, daß bei der Auswertung stets Differenzen großer Zahlen gebildet werden müssen.) Man erkennt, daß  $E_z$  im Achsenbereich bis  $r = |y| \approx 0,5$  cm nicht größer als 1 V/cm wird

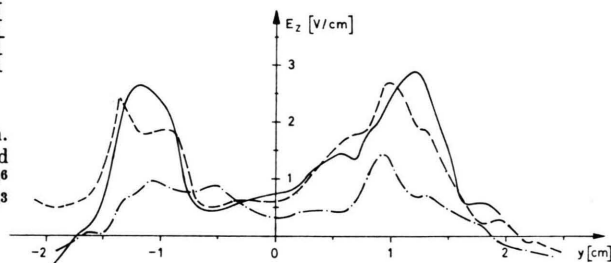


Abb. 10. Meßkurven für die axiale elektrische Feldstärke  $E_z$  im Bogen mit hohler Anode. Insgesamt 45 Einzelmessungen.

(in diesem Bereich sind die Messungen am genauesten). Den maximalen Wert von knapp 3 V/cm erreicht  $E_z$  erst bei  $r \approx 1,1$  cm, fällt dann stark ab und wird ab  $r \approx 1,8$  cm offenbar negativ. Die Auswertungen ergeben, daß das radiale elektrische Feld ebenfalls bei  $r \approx 1,1$  cm seinen Maximalwert von 240 V/cm erreicht (entsprechend einer Rotationsgeschwindigkeit  $v_{\phi} = 2,4 \cdot 10^6$  cm/sec). Weil  $E_z$  sowohl auf der Achse als auch weit außen sehr klein ist, ergibt sich mit  $\text{rot } \mathbf{E} = 0$ , daß das Maximum von  $E_r$  längs des Bogens etwa die gleiche Höhe behält (DÖBELES spektroskopische Messungen<sup>9</sup> hatten gezeigt, daß  $v_{\phi}$  in  $z$ -Richtung konstant ist), aber von der Anode zur Kathode radial etwas nach außen wandert. Das Potentialgebirge dieses Bogens gleicht also einer sich von der Anode zur Kathode hin etwas erweiternden Rinne. Durch diese Erweiterung entsteht wegen der Steilheit der Wände bei  $r \approx 1,1$  cm der größte axiale Potentialgradient, der aber um

einen Faktor 100 kleiner ist als der radiale an dieser Stelle. Die Talsohle kann praktisch im ganzen Bogen auf Kathodenpotential bleiben und ist nicht gezwungen, das Potential der Anode zu erreichen, da diese ja hohl ist. RAEDER und WIRTZ haben bei einer ihrer Potentialrechnungen in <sup>14</sup> für ein homogenes Plasma von 50 000 °K eine  $z$ -unabhängige Rotation vorgegeben. Damit fanden sie eine radiale Verteilung von  $E_z$ , die der gemessenen (Abb. 10) qualitativ sehr ähnlich sieht und insbesondere den typischen Abfall von  $E_z$  zur Achse hin zeigt.

### III. Schluß

Die in dieser Untersuchung beschriebenen Experimente haben gezeigt, daß die axiale elektrische Feldstärke  $E_z$  in einem Lichtbogen mit überlagertem axialen Magnetfeld nicht konstant über den Radius ist, sondern außerhalb der durch die Kathode bestimmten magnetischen Flußröhre steil abfällt. Der Vergleich mit entsprechenden Berechnungen von RAEDER und WIRTZ <sup>7</sup> ergibt, daß diese Verteilung von  $E_z$  einerseits durch den radialen Verlauf von  $\omega_e \tau_e$ , andererseits durch Massenströmungen im

Plasma bestimmt ist. So hängen Art und Steilheit des Abfalls von  $E_z$  von azimuthalen Strömungen, d. h. von der Rotation des Bogens ab. Wenn ein Bogen besonders schnell rotiert, sollte  $E_z$  nicht nur nach außen, sondern auch zur Achse hin abnehmen <sup>14</sup>. Dies konnte an einem Bogen mit Hohlanode, dessen Geometrie starke radiale elektrische Ströme und entsprechend schnelle Rotation bedingt, direkt gemessen werden.

Auch bei Berücksichtigung azimuthaler Strömungen liegt der berechnete Wert von  $E_z$  auf der Bogenachse erheblich unter dem am Normalbogen gemessenen. RAEDER und WIRTZ <sup>7</sup> haben gezeigt, daß die Annahme radialer Strömungen diese Diskrepanz vermindert. Daraus ergeben sich jedoch gleichzeitig wichtige Konsequenzen für das Temperaturprofil bzw. die Energiebilanz im Bogen. Diese Fragen sollen in einer nachfolgenden Arbeit untersucht werden.

Herrn Prof. Dr. R. WIENECKE möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit herzlich danken, ebenso Frau S. WIRTZ und Herrn J. RAEDER für so manche klärende Diskussion. Mein Dank gilt auch den Herren A. ESCHLWECH und P. VOIGT für die umsichtige Betreuung der Versuchsanordnung. — 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.

<sup>14</sup> J. RAEDER u. S. WIRTZ, Z. Naturforsch. **24 a**, 1433 [1969].