

aufgenommen. Die Blastwave ist im allgemeinen birnenförmig. Man kann sie (in unserem Fall) in erster Näherung in zwei sphärische Blastwaves zerlegen, von den die stärkere sich auf der Seite befindet, die dem Laserstrahl zugewendet ist. Die schwache Blastwave besitzt etwa 10% der Energie der starken. Die Weg-Zeit-Abhängigkeit des Durchmessers der großen Blastwave wurde durch Schmieraufnahmen gemessen und mit der Blastwave-Theorie von Sakurai verglichen.

Es zeigte sich, daß die Theorie den  $(R, t)$ -Verlauf bei den untersuchten zweiatomigen Gasen bei Mach-Zahlen  $M \geq 2$  und bei den untersuchten Edelgasen bei Mach-Zahlen  $M \geq 4$  richtig wiedergibt. Bei kleineren Mach-Zahlen liefert die Theorie eine zu kleine Geschwindigkeit der Stoßfront. Die aus

den Schmieraufnahmen gewonnenen Kurvenstücke können jedoch auch außerhalb des Gültigkeitsbereiches der Sakuraischen Näherung so normiert werden, daß sie zusammengesetzt einen glatten Kurvenzug ergeben. Man erhält dadurch aus den Meßwerten eine normierte  $(R/R_0; c_0 t/R_0)$ -Abhängigkeit, die auch bei kleinen Mach-Zahlen gültig ist.

Damit konnte die Energie der Blastwaves zwischen 200 Torr und 10 atm ermittelt werden. Dabei zeigte sich, daß die in der Blastwave steckende Energie wesentlich verschieden ist von der gesamten im Gasdurchbruch absorbierten Energie.

Diese Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik und EURATOM über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

## Experimentelle Untersuchung der Rayleigh-Taylor-Instabilität eines rotierenden Wasserstoff-Lichtbogens im axialen Magnetfeld \*

H. F. DÖBELE

Institut für Plasmaphysik, Garching bei München

(Z. Naturforsch. 24 a, 1249—1258 [1969]; eingegangen am 24. Mai 1969)

A hydrogen arc with a hollow anode in an axial magnetic field is subjected to Rayleigh-Taylor instabilities as a result of rotation due to the radial current components at the anode. These instabilities take the form of periodic fluctuations in the light intensity emitted from the boundary regions of the arc. The modes  $m=4$  to  $m=7$  which occur in succession with increasing magnetic field are identified by measuring the signal phases in end-on observation of the arc. The rotational velocity of the arc plasma is determined spectroscopically and comparison is made with the non-dissipative MHD theory, which yields growth rates  $\sim \sqrt{m-1}$ . The deviations from this theory that were observed in this experiment are ascribed to dissipative effects.

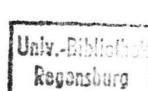
### I. Einführung

Die Stabilität einer Plasmaoberfläche, die von einem Magnetfeld gegen die Gravitation im Gleichgewicht gehalten wird, wurde von KRUSKAL und SCHWARZSCHILD<sup>1</sup> untersucht. Das Gleichgewicht erwies sich als instabil in Analogie zu dem bekannten Fall einer Flüssigkeit, die über einer spezifisch leichteren geschichtet ist.

Eine besonders anschauliche Darstellung des Mechanismus dieser Instabilität im Teilchenbild ist von

ROSENBLUTH und LONGMIRE<sup>2</sup> gegeben worden: An der Plasmaoberfläche bewegen sich Elektronen und Ionen auf Grund der  $\mathbf{g} \times \mathbf{B}$ -Drift in verschiedene Richtungen. Im ungestörten Zustand fallen die Oberflächen für die Elektronen- und die Ionenflüssigkeit zusammen. Wird diese Oberfläche wellenförmig gestört, so werden die Oberflächen für die verschiedenen Teilchensorten auseinandergezogen und es baut sich ein  $\mathbf{E}$ -Feld auf. Beide Teilchensorten bewegen sich nun auf Grund der  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift derart, daß die anfängliche Störung verstärkt wird. Die Instabilität

\* Auszug aus der von der Fakultät für Maschinenwesen und Elektrotechnik der Technischen Hochschule München genehmigten Dissertation über die „Experimentelle Untersuchung der Rayleigh-Taylor-Instabilität eines rotierenden Wasserstoff-Lichtbogens im axialen Magnetfeld“ des Dipl. Phys. Hans-Frieder Döbele.



kann in Verbindung mit einem Magnetfeld auch von anderen Kräften ausgelöst werden, sofern diese wie die Schwerkraft unabhängig vom Vorzeichen der Ladung auf die Teilchen wirken. Neben anderen Kräften besitzen vor allem Trägheitskräfte diese Eigenschaft. Man findet daher Rayleigh-Taylor-Instabilitäten vornehmlich in Experimenten mit Plasmen, die in Magnetfeldern eine Beschleunigung erfahren. Dazu gehören insbesondere die Pinch-Experimente (vgl. <sup>3-6</sup>). Auch in Spiegelmaschinen, wo sich die Teilchen auf gekrümmten Bahnen bewegen, gibt es Anzeichen für das Auftreten von „Flute“-Instabilitäten <sup>7, 8</sup>.

1961 berichteten BODIN et al. <sup>5</sup> im Zusammenhang mit R.T.-Instabilitäten, wie sie bei der schnellen Kompression eines Theta-Pinch-Plasmas auftraten, auch schon über eine von der Zentrifugalkraft angetriebene Rotationsinstabilität. ROSTOKER und KOLB <sup>9</sup> fanden dieselbe Erscheinung, jedoch deutlicher ausgeprägt. Hier spaltete sich die Plasmasäule in zwei Arme auf („Fission Instability“), die, wie durch stereoskopische Schmieraufnahmen gezeigt wurde, umeinander rotieren. BODIN et al. <sup>10</sup> konnten an Hand von Zeitlupenaufnahmen den ganzen Ablauf dieser  $m = 2$ -Instabilität vom ersten Auftreten einer Unsymmetrie der Plasmasäule bis zum Auseinanderfliegen der beiden „Bruchstücke“ verfolgen.

Theoretisch wurde die Stabilität einer starr rotierenden zylindersymmetrischen Plasmasäule im Rahmen der dissipationsfreien Magnetohydrodynamik von TAYLOR <sup>11</sup> und HAINES <sup>12</sup> untersucht. Solange die Gyroradien der Ionen klein sind im Vergleich zur Wellenlänge der Störungen, gilt im mitrotierenden System für Störungen  $\sim e^{i(\omega t + mq)}$  folgende Dispersionsbeziehung:

$$\omega_{\text{Rot}} = \Omega \pm i \Omega \sqrt{m - 1} \quad (1)$$

oder im Laborsystem:

$$\omega_{\text{Lab}} = - (m - 1) \Omega \pm i \Omega \sqrt{m - 1}. \quad (1a)$$

- <sup>3</sup> F. L. CURZON, A. FOLKERSKI, R. LATHAM u. J. A. NATION, Proc. Roy. Soc. London A **257**, 386 [1960].
- <sup>4</sup> T. S. GREEN u. G. B. F. NIBLETT, Nucl. Fusion **1**, 42 [1960].
- <sup>5</sup> H. A. B. BODIN, A. A. NEWTON u. N. J. PEACOCK, Nucl. Fusion **1**, 139 [1961].
- <sup>6</sup> D. J. ALBAREZ, N. A. KRALL u. C. L. OXLEY, Phys. Fluids **4**, 1031 [1961].
- <sup>7</sup> M. S. JOFFE, R. I. SOBELEV, V. G. TEL'KOVSKII u. E. E. YUSHMANOV, Soviet Phys.-JETP **13**, 27 [1961].

Dabei ist  $\Omega$  die Winkelgeschwindigkeit der starren Rotation und  $m$  die azimutale Wellenzahl, d. h. die Anzahl der auf dem Umfang der Plasmasäule verteilten Perioden der Störung. Die Dispersionsbeziehung (1) beschreibt eine in  $\varphi$ -Richtung laufende Welle, deren Frequenz und Anwachsrate unabhängig von den Zustandsgrößen der Plasmasäule im Gleichgewicht ist („universal mode“). Die Ausbreitungsrichtung der Welle fällt mit der Umdrehungsrichtung des Plasmas zusammen. Die Welle bleibt dabei unabhängig von der Wellenlänge um eine Periode pro Umdrehung hinter der rotierenden Plasmasäule zurück – lange Wellen besitzen daher eine größere Ausbreitungsgeschwindigkeit als kurze (vom mitrotierenden Bezugssystem aus gesehen).

Im Gegensatz zu (1), wonach sich Instabilitäten mit sehr großem  $m$  bevorzugt ausbilden sollten, findet man im Fall des rotierenden Theta-Pinch-Plasmas die Mode  $m = 2$ . Wegen der hohen Temperatur dieser Plasmen kommen die Ionengyroradien bereits in die Dimension des Plasmaradius. Die Ionen können daher bei der Gyration Gebiete durchfliessen, in welchen das mit der Störung verbundene elektrische Feld sehr unterschiedlich ist. Sie „sehen“ also im Mittel ein  $E$ -Feld, welches sich von dem der praktisch ortsfesten Elektronen unterscheidet und driften daher auch verschieden. ROSTOKER und KOLB <sup>9</sup> konnten in ihrem Experiment das Ausbleiben höherer Mode mit dem Einfluß des endlichen Gyroradius der Ionen an Hand eines von ROSENBLUTH, KRALL und ROSTOKER <sup>13</sup> angegebenen Kriteriums quantitativ erklären.

In der vorliegenden Arbeit wird über das Auftreten von Rayleigh-Taylor-Instabilitäten an einem rotierenden Wasserstoff-Lichtbogen bei überlagertem axialem Magnetfeld berichtet. Die beobachteten Moden umfassen  $m = 4$  bis  $m = 7$ . Die Störung wird nach Erreichen einer endlichen Amplitude stationär und bildet eine in  $\varphi$ -Richtung laufende Welle, die durch Helligkeitsschwankungen des von den äußeren Bogenbereichen emittierten Lichtes festgestellt werden kann.

- <sup>8</sup> W. A. PERKINS u. R. F. POST, Phys. Fluids **6**, 1537 [1963].
- <sup>9</sup> N. ROSTOKER u. A. C. KOLB, Phys. Rev. **124**, 995 [1961].
- <sup>10</sup> H. A. B. BODIN, T. S. GREEN, G. B. F. NIBLETT, N. J. PEACOCK, J. M. P. QUINN u. J. A. REYNOLDS, Nucl. Fusion Suppl. II, 521 [1962].
- <sup>11</sup> J. B. TAYLOR, Plasma Phys. **4**, 401 [1962].
- <sup>12</sup> M. G. HAINES, Adv. Physics **14**, 167 [1967].
- <sup>13</sup> M. N. ROSENBLUTH, N. A. KRALL u. N. ROSTOKER, Nucl. Fusion Suppl. I, 143 [1962].

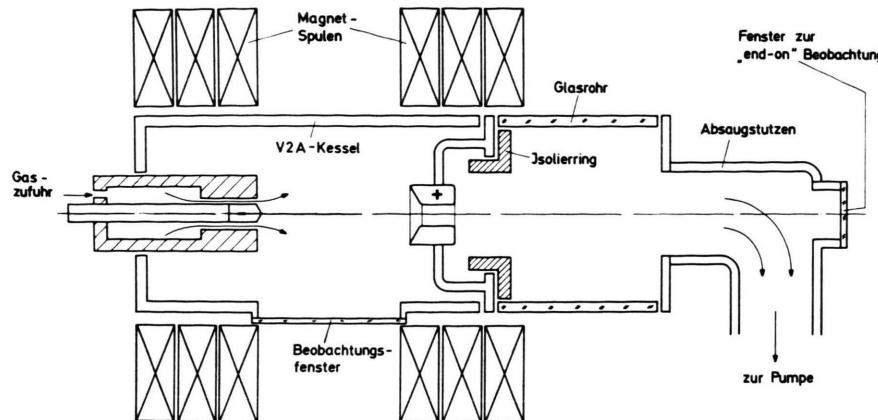


Abb. 1. Experimentelle Anordnung.

## II. Experimentelle Anordnung

Die experimentelle Anordnung entspricht im wesentlichen derjenigen, die von MAHN, RINGLER und ZANKL (l. c.<sup>14</sup>) beschrieben wurde. Der Bogen brennt bei etwa 3–4 Torr über eine Länge von 12 cm und einem Durchmesser von etwa 3 cm zwischen wassergekühlten Elektroden. Die Kathode besteht aus einer Wolframspitze, die in einer Kupferdüse steckt. Die Anode wird von einer Kupferdüse mit einem Innendurchmesser von 25 mm gebildet. Das Brenngas wird entlang der Kathode zugeführt und strömt hinter der Anode wieder ab.

Während der ersten Phase der Experimente waren Aufbau und Halterung der Anode unverändert gegenüber der in<sup>14</sup> beschriebenen Anordnung. Wie dort konnte also ein Teil des Stromes – insbesondere bei großen Magnetfeldstärken – auf dem die Anode tragenden Flansch und dem dahinterliegenden Rohrstützen ansetzen. Später wurde dieses Ansetzen durch einen Isolierring aus Stenau und Verwendung eines Glasgefäßes für den hinter der Anode liegenden Brennkammerteil vermieden (Abb. 1).

Der Bogen brannte mit Stromstärken zwischen 1200 und 2000 A in Wasserstoff. Die axiale Magnetfeldstärke betrug zwischen 6 kG und 28 kG. Die Spulen sind so angeordnet, daß der ganze Bereich zwischen Kathode und Anode durch seitliche, rechteckige Beobachtungsfenster zu sehen ist. Die dadurch bedingte Inhomogenität der z-Feldstärke beträgt dennoch nicht mehr als 2% über die gesamte Bogenlänge. Zur „end-on“-Beobachtung ist im Aussaugstutzen ebenfalls ein Fenster eingelassen.

Der Bogen wurde bei niedrigem Druck ( $\approx$  0,5 Torr) in einem Magnetfeld von etwa 4 kG durch Anlegen der vollen Gleichrichterspannung (500 V) gezündet und bei geringem Bogenstrom betrieben. Der Gasdurchsatz und der Strom in den Magnetspulen wurden dann durch eine Steuerungsautomatik bei brennendem Bogen erhöht. Danach wurde der Bogenstrom für etwa zwei

Zehntelsekunden auf den vollen Wert hochgeschaltet. Während dieser Zeit wurden die im folgenden beschriebenen Messungen durchgeführt.

MAHN, RINGLER und ZANKL<sup>15</sup> haben gezeigt, daß ein derartiger Bogen mit Hohlanode auf Grund der radialen Stromkomponenten in der Anode rotiert. Die modellmäßige Rechnung unter Einschluß der Zähigkeit der Ionen führte zu einer guten Übereinstimmung der berechneten Rotationsgeschwindigkeit mit den spektroskopisch und mit Potentialsonden gemessenen Werten.

## III. Durchführung der Messungen und Resultate

### a) Untersuchung des zeitlichen Verlaufs der Linienstrahlungsintensität am Bogenrand

Zur Untersuchung des zeitlichen Verlaufs der Linienstrahlungsintensität wurde ein kleines Volumen am Rande der Bogensäule etwa in der Mittel-ebene zwischen den Elektroden auf die Eintrittsfläche eines Lichtleiters (Glasfaseroptik) abgebildet, der vor der Photokathode eines RCA 931 A-Photomultipliers endete. Ein vor dem Lichtleiter eingeschobenes breitbandiges Interferenzfilter erlaubte die Beobachtung in einem bestimmten Spektralbereich. Im Licht von  $H_{\beta}$  ergab sich beim Hochschalten des Bogenstromes ein sehr schneller Anstieg der Intensität auf einen konstanten Endwert. Diesem Gleichspannungssignal ist jedoch eine *hochfrequente Komponente* mit einer Frequenz um 1 MHz überlagert. Bei festgehaltener Magnetfeldstärke (10,6 kG) wächst die Amplitude des periodischen Signals; ebenso bei fester Bogenstromstärke (1800 A) mit steigender Magnetfeldstärke. Letzteres jedoch nur bis zu etwa 13 kG. Bei weiterer Steigerung

<sup>14</sup> C. MAHN, H. RINGLER u. G. ZANKL, Z. Naturforsch. **23a**, 867 [1968].

<sup>15</sup> C. MAHN, H. RINGLER u. G. ZANKL, Z. Naturforsch. **23a**, 874 [1968].

nimmt die Amplitude wieder ab und verschwindet bei 16 kG völlig. Das zunächst gefundene Anwachsen der Amplitude mit Bogenstrom- und Magnetfeldstärke machte einen Zusammenhang mit der Rotation des Bogens wahrscheinlich. Auch dort ist das Produkt aus (radial eintretendem) Strom und Magnetfeldstärke maßgebend. Das beobachtete Verschwinden der hochfrequenten Komponente für große Magnetfeldstärken hängt damit zusammen, daß sich dann der Stromansatz hinter die eigentliche Anode verlagert, wo die Magnetfeldlinien schon divergieren. Der Bogenstrom kann jetzt weitgehend parallel zu den Feldlinien fließend ansetzen, und es besteht kein Grund mehr zur Rotation. Um diese Vorstellung zu erhärten, wurde ein Aluminiumoxydrohr zur Isolation durch den Absaugstutzen bis unmittelbar hinter die Anode geschoben und der Bogen bei gleichen Bedingungen wie vorher betrieben. Jetzt trat die Schwingung wieder mit großer Amplitude auf. Dieses Verhalten macht deutlich, daß es sich in der Tat um eine von der Rotation verursachte Erscheinung handelt, und es liegt nahe, das Vorliegen einer von der Zentrifugalkraft angetriebenen Rayleigh-Taylor-Instabilität zu vermuten.

Um für die weiteren Untersuchungen eine klar definierte Anode zu haben, wurde die Anodenhalterung in der eingangs erwähnten Weise verändert, so daß nunmehr der in Abb. 1 dargestellte Aufbau vorlag. Nach dem Umbau lagen für  $H_\beta$  die Amplituden bei etwa 10% des Intensitätsmittelwertes; für Kontinuumsstrahlung (etwa 100 Å breites Band im Grünen) bei etwa 3% bis maximal 5%.

*b) Messung der Rotationsgeschwindigkeit des Bogenplasmas*

Zur spektroskopischen Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit wurde ein Querschnitt des Bogens in der Mitte zwischen Kathode und Anode auf den Spalt eines 2 m-Gitterspektrographen (PGS 2 Jenoptik, Jena) abgebildet. Um schmale Linien zur Verfügung zu haben, wurde dem Wasserstoff 2% Stickstoff beigemischt. Die Messung wurde an der N II-Linie 3995 Å durchgeführt, da diese bis weit zum Bogenrand hin emittiert wird. Infolge der Rotation bewegen sich die emittierenden Ionen in der oberen Hälfte der Entladung z. B. auf den Spektrographen zu, in der unteren Hälfte dagegen von diesem weg, so daß man eine Blau- bzw. Rotverschiebung des entsprechenden Linienteils erhält. Insgesamt erscheint die Linie geneigt. Polt man die Richtung des Magnetfeldes um, so ändert sich auch der Umdrehungssinn des Plasmas und damit die Neigung der Linie. Durch Übereinanderbelichten zweier Aufnahmen erhält man x-förmige Linien (Abb. 2). Durch Ausmessen des Linienabstandes in verschiedenen Abständen von der Mitte ergibt sich mit  $\Delta\lambda/\lambda = v/c$  die in Abb. 3 dargestellte Geschwindigkeitsverteilung.

Dieses Resultat ist mit der Vorstellung einer starren Rotation der Bogensäule in Einklang, wobei die Geschwindigkeit am Rande in einer Grenzschicht von etwa 2 mm Dicke auf Null abfällt. Aus dem linearen Anstieg in Abb. 3 kann nicht auf starre Rotation des gesamten Bogens geschlossen werden, da bei seitlicher Projektion Licht aus verschiedenen radialen Zonen auf eine Stelle der Photoplatte ab-

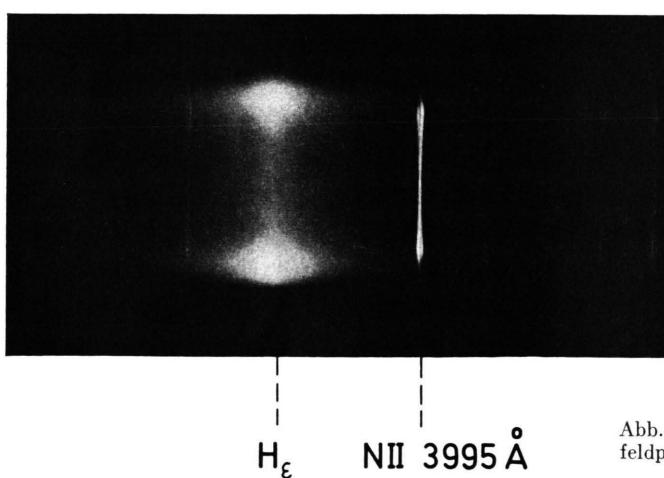


Abb. 2. Durch Doppelbelichtung bei verschiedener Magnetfeldpolung entstandenes „side-on“-Spektrum des Bogens mit der Linie NII 3995 Å.

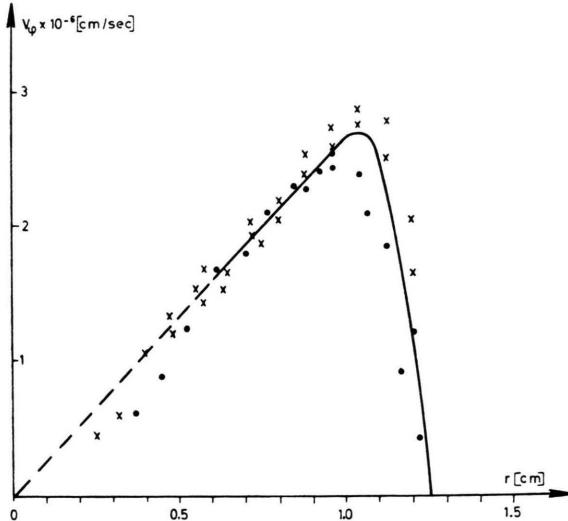


Abb. 3. Radialer Verlauf der Rotationsgeschwindigkeit.

gebildet wird (vgl. dazu auch DRAWIN<sup>16</sup>). Da die Linie jedoch aus einer relativ breiten Zone am Bogenrand emittiert wird, erscheint es sinnvoll, diese Zone als starr rotierendes Gebilde anzusehen. Der Bogenkern ist ohnehin nur von untergeordnetem Interesse, da sich die Instabilität am Bogenrand abspielt.

Die N II-Linie 4630 Å zeigt eine ausgeprägte Aufspaltung im Magnetfeld. Aus Abb. 4 geht her-

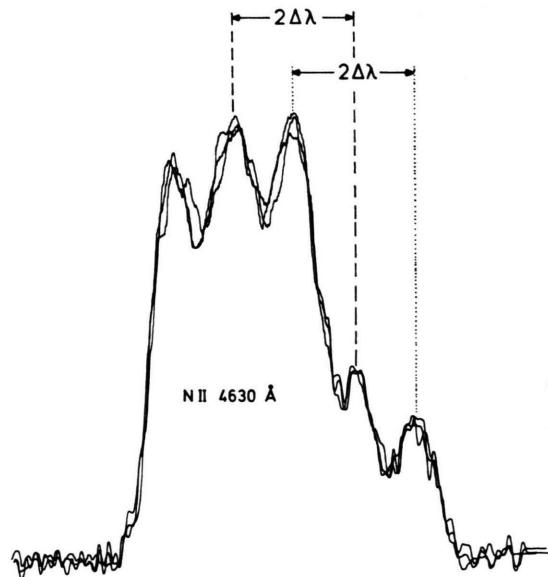


Abb. 4. Photometerkurve der im Magnetfeld aufgespaltenen Linie 4630 Å.

<sup>16</sup> H. W. DRAWIN, Z. Phys. 174, 489 [1963].

vor, daß dies vorteilhaft zur Geschwindigkeitsmessung ausgenutzt werden kann. Um den Einfluß der Körnigkeit des Photomaterials zu unterdrücken, wurde dreimal dicht nebeneinander photometriert. (Daß beide Linien trotz etwa gleicher Belichtungszeit – für jede Polung des Magnetfeldes wurden zehn Aufnahmen übereinanderbelichtet – so unterschiedlich geschwärzt sind, liegt an der Vorbelichtung, die die Platte während der ersten Aufnahme erfährt.) Zur Bestimmung der radialen Verteilung der Rotationsgeschwindigkeit war diese Linie jedoch wegen des Ineinanderlaufens der Maxima bei kleinen Radien nicht sehr geeignet. Sie wurde zur Kontrolle der Magnetfeldabhängigkeit und der  $z$ -Abhängigkeit der Rotation herangezogen. Dabei ergab sich, daß sich die Rotationsgeschwindigkeit in einer Ebene in der Mitte zwischen den Elektroden und unmittelbar vor der Anode nicht meßbar unterscheiden. Die Magnetfeldabhängigkeit ist im untersuchten Bereich zwischen 15 kG und 28 kG ebenfalls klein. Man erhält für die Winkelgeschwindigkeit Werte zwischen  $2,6 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$  und  $3 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ . Dies röhrt daher, daß mit steigender Magnetfeldstärke der an der Anode axial eintretende Anteil des Stromes auf Kosten der radialen Komponente zunimmt.

### c) Bestimmung des Umlaufsinnes der Instabilität

Um den Drehsinn der Instabilität festzulegen, wurde der Bogenrand mit zwei Linsen auf Lichtleiter abgebildet, wobei beide Strahlengänge einen Winkel von  $10^\circ$  miteinander bildeten. Läuft die Störung in der in Abb. 5 gekennzeichneten Richtung

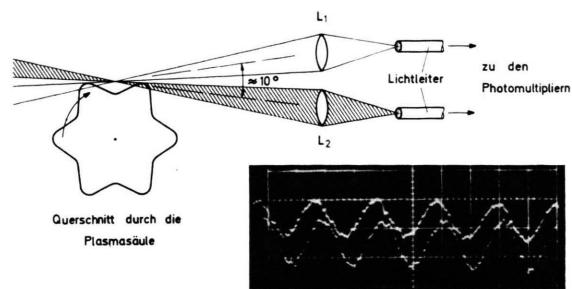


Abb. 5. Zur Bestimmung des Umlaufsinnes der Instabilität.

um, so wird das Signal, welches dem nicht schraffierten Bereich entspricht, gegenüber dem anderen Signal um einen kleinen Betrag vorausseilen. Der Vergleich mit den Rotationsmessungen zeigt, daß

die Störung stets in der *gleichen Richtung* wie das Plasma umläuft. Dieser Befund ist in Übereinstimmung mit dem Resultat der idealen MHD-Näherung.

*d) Bestimmung der azimutalen Wellenzahl  $m$*

Die umlaufenden Störungen wurden mit einer Drehspiegelkamera des in <sup>17</sup> beschriebenen Typs aufgenommen. Als Photomaterial diente Kodak 2485 High Speed Recording Film. Der Spalt der Drehspiegelkamera schnitt dabei ein Scheibchen von 0,6 mm Dicke aus der Plasmasäule aus. Auf allen Aufnahmen sind deutlich zopfartige Muster zu erkennen – ein direktes Verfolgen der einzelnen Spiralen ist jedoch nur bei einigen Aufnahmen möglich, die bei kleinen Magnetfeldstärken entstanden sind. Sie entsprechen durchweg  $m = 4$  (Abb. 6).

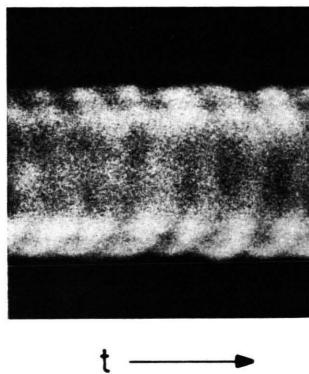


Abb. 6. Drehspiegelauflaufnahme eines Querschnitts durch die Bogensäule im Gesamtlicht.

Da sich  $m$  auf diese Weise nur unvollkommen bestimmen lässt, wurde versucht, durch „end-on“-

Beobachtung und Messung der Signalphasen Aufschluß über die offensichtlich vorhandenen höheren Moden zu gewinnen. Dazu wurde das Innere der Anode entsprechend Abb. 7 derart auf eine Loch-

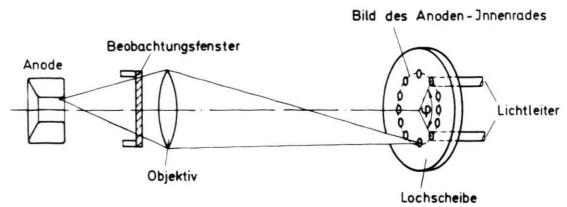


Abb. 7. Zur Bestimmung der azimutalen Wellenzahl  $m$ .

scheibe abgebildet, daß das Bild des Innenrandes der Hohlanode auf dem Lochkranz lag, durch dessen Löcher Lichtleiter gesteckt wurden. Zur Festlegung von  $m$  wird nun untersucht, an wievielen Stellen am Anodeninnenrand das zweite Signal mit dem an einem festen Bezugspunkt gemessenen ersten Signal in Phase ist. Ein Lichtleiter bleibt also während der Messung fest, wogegen der andere reihum durch alle Löcher gesteckt und die Phase des entsprechenden Signals mit dem Referenzsignal verglichen wird.

Die Messung der Phase geschieht folgendermaßen (s. Abb. 8): Die Photomultipliersignale passieren ein Bandfilter, werden verstärkt und dann durch Spannungsbegrenzer bei etwa 1,5 Volt abgeschnitten. Die so gewonnenen Rechtecksignale werden den beiden Eingängen eines Multiplikators zugeführt. Die Produktspannung lädt einen Kondensator auf, der in regelmäßigen Zeitabständen kurzgeschlossen wird. Die Kondensatorspannung wird von einem

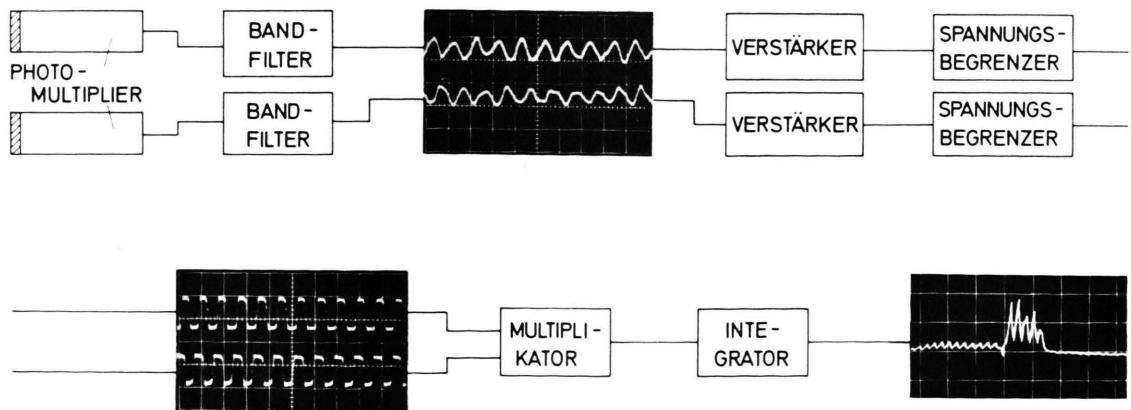


Abb. 8. Schematische Darstellung der Anordnung zur Messung der Phasendifferenzen.

<sup>17</sup> H. MUNTENBRUCH, Z. Angew. Phys. **19**, 247 [1964].

Speicheroszillographen aufgeschrieben. Die Höhe der so entstehenden Sägezähne ist ein Maß für den Korrelationsgrad der Signale. Sind beide Signale in Phase, so ist der Ausschlag maximal positiv. Die erwähnte Spannungsbegrenzung garantiert konstante Eingangsamplituden am Multiplikator. Eine

Änderung der Signalamplituden bräuchte ebenfalls eine Änderung des Integratorsignals mit sich, die die Phasenmessung stören würde.

Während der Brennzeit des Bogens von 0,2 sec produziert der Integrator vier Sägezähne. Bei einer mittleren Frequenz von 1 MHz tragen also 50 000

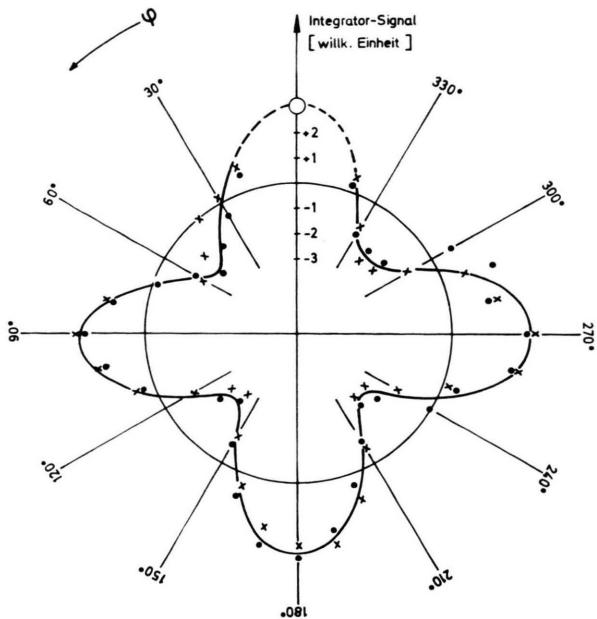


Abb. 9. Phasendiagramm für  $B=16$  kG.

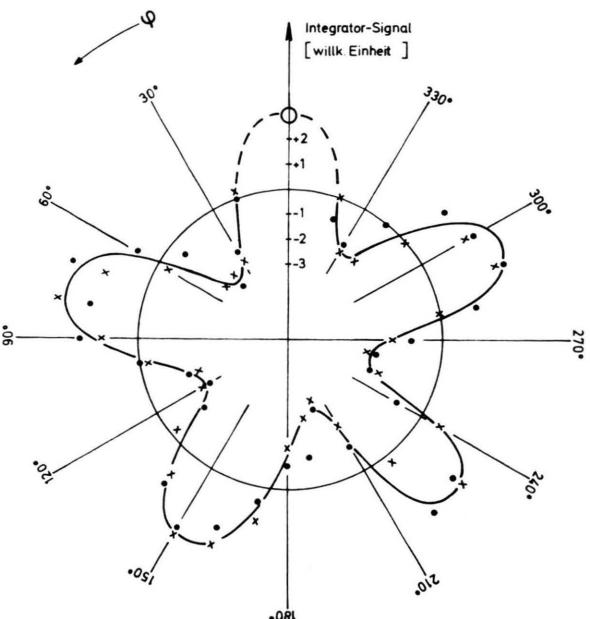


Abb. 10. Phasendiagramm für  $B=20$  kG.

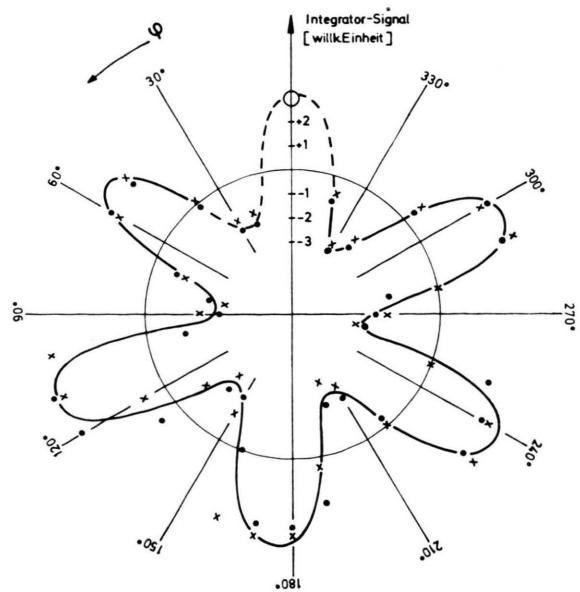


Abb. 11. Phasendiagramm für  $B=22,5$  kG.

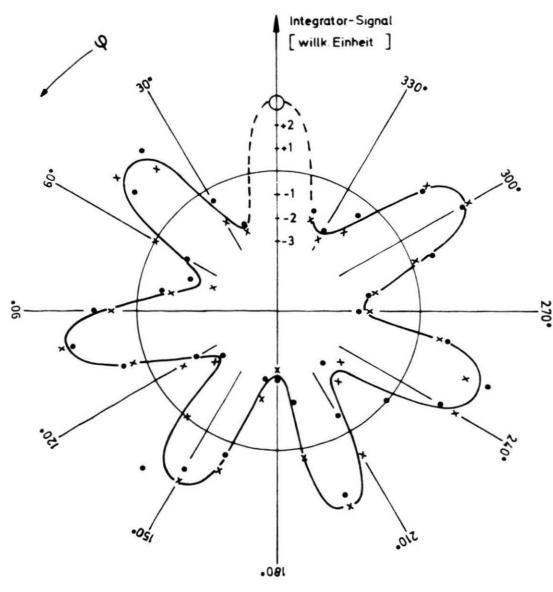


Abb. 12. Phasendiagramm für  $B=26$  kG.

Signalperioden zu einem Sägezahn bei. Dies macht den Vorteil der elektronischen Phasenmessung gegenüber dem visuellen Vergleich von Oszillogrammen mit nur wenigen Perioden deutlich.

Trägt man die Integratoramplituden in Abhängigkeit vom Winkel zwischen den Lichtleitern in einem Polardiagramm auf, so erhält man die Abb. 9 bis 12. In diesen Abbildungen ist die Magnetfeldstärke der Parameter. Die Bogenstromstärke beträgt jeweils 1600 A. Jedem Punkt entspricht ein einzelner Brennvorgang. Die verschieden gekennzeichneten Punkte entsprechen verschiedenen „Umläufen“ des einen Lichtleiters, woraus man erkennt, daß die Reproduzierbarkeit gut war. Allerdings hängt sie entscheidend von der einwandfreien Beschaffenheit der Anodenoberfläche ab. Bei Magnetfeldstärken über 20 kG ergaben sich jeweils nach etwa 10 bis 15 Brennvorgängen aus der Reihe fallende Meßpunkte. Beim Öffnen der Brennkammer zeigte sich dann stets eine – oft nur sehr kleine – Schmelzperle am hinteren Innenrand der Anode. Nachdem diese entfernt und die Oberfläche geglättet war, fielen die Meßpunkte wieder wie erwartet aus. Einige der Phasendiagramme sind nicht völlig symmetrisch. Das liegt daran, daß die optische Achse der Abbildung der Anode auf den Löcherkranz nicht genau in der Verlängerung der Bogenachse lag.

Im Verlauf der  $m$ -Messungen mußte die Anode zweimal ausgewechselt werden. Dabei zeigte sich, daß sich die Einsatzpunkte der einzelnen Moden nicht unerheblich verschoben hatten. In der ersten Justierung fand man beispielsweise  $m = 6$  bei 26 kG und  $m = 7$  bei 28 kG. Später war  $m = 7$  schon bei 26 kG ausgebildet. Innerhalb einer Versuchsreihe stieg  $m$  jedoch stets reproduzierbar mit  $B$  an.

Senkt man die Magnetfeldstärke unter 16 kG ab, so kommt keine tiefere Mode als  $m = 4$  mehr zum Vorschein. Dies ändert sich auch nicht, wenn man zu kleineren Bogenstromstärken übergeht. Bei Steigerung der Magnetfeldstärke über 28 kG brennt der Bogen nicht mehr einwandfrei: Er setzt ganz am Außenrand der Kathode an und zerstört die umgebende Kupferdüse.

#### e) Untersuchung der $z$ -Abhängigkeit

Die Bestimmung von  $m$  durch „end-on“-Beobachtung zeigte, daß eine möglicherweise vorliegende Verschraubung der Störungen sicher nicht sehr groß sein kann, denn sonst hätte man in Längsrichtung blickend die einzelnen Bäuche nicht trennen können.

Das Plasma vor der Kathode und der Anode wurde „side-on“ auf zwei in Längsrichtung orientierte, spaltförmige Lichtleitereintrittsflächen abgebildet. Die Lichtleiter wurden so justiert, daß die von ihnen erfaßten Gebiete exakt auf einer zur Bogenachse parallel verlaufenden Linie lagen. Die Justierung wurde mit Hilfe eines dünnen, geraden Eisendrahtes durchgeführt, der am Ort der Kathoden spitze beweglich aufgehängt war und sich im Magnetfeld parallel zur Bogenachse ausrichtete.

Der Vergleich der vor der Kathode und vor der Anode registrierten Signale zeigt folgende Stadien, die die Instabilität bei fester Bogenstromstärke (1600 A) mit wachsender Magnetfeldstärke durchläuft:

##### 1. Einsetzen der Mode:

Unmittelbar nach dem Einsetzen einer Mode ist die Amplitude der vor der Anode registrierten Signale erheblich größer als die Amplitude auf der Kathodenseite. Die Phasendifferenz ist demzufolge unsicher.

##### 2. Volle Entwicklung einer Mode:

Bei gesteigerter Magnetfeldstärke nimmt auch die kathodenseitige Amplitude zu, und die Signale sind in Phase, wie die Abb. 13 für die Mode  $m = 5$  zeigt. Man hat jetzt das typische Bild einer „Flute“-Instabilität mit parallel zu den Feldlinien verlaufender Störung.

##### 3. Übergang zur nächsthöheren Mode:

Bei noch weiter gesteigerter Feldstärke wird die Amplitude vor der Anode wieder kleiner. Die Phasenlage ist, solange sie sich festlegen läßt, unverändert. Auf dieses Stadium folgt der Umschlag in die nächsthöhere Mode.

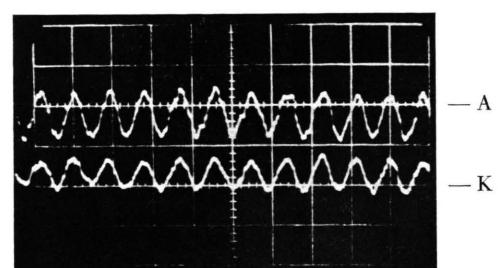


Abb. 13. Voll ausgebildete Instabilität ( $m = 5$ ). A = anoden- seitiges Signal, K = kathodenseitiges Signal  
(Ablenkung: 1  $\mu$ s/cm).

Man hat den Eindruck, als befände sich die Instabilität vor der Anode in einem weiter fortgeschrittenen Zustand verglichen mit dem Gebiet vor

der Kathode. Dies mag mit der Anfachung der Rotation in der Anode zusammenhängen.

Die Oszillogramme der Abb. 14 zeigen die Signale vor der Anode und Kathode beim Einsetzen von  $m = 6$  und beim Übergang von  $m = 6$  zu  $m = 7$ .



Abb. 14. Zur  $z$ -Abhängigkeit der Störungen. a) Einsetzen der Mode  $m = 6$ ; b)  $m = 6$ , unmittelbar vor dem Übergang zu  $m = 7$ . A = anodenseitiges Signal, K = kathodenseitiges Signal (Ablenkung: 1  $\mu$ s/cm).

Nachstehend sind die zu den jeweiligen Moden gehörigen Feldstärken und Frequenzen, die bei der letzten Justierung der Anode auftraten, zusammen mit dem Verhältnis von tatsächlich gemessener Frequenz zu der von der idealen MHD-Theorie berechneten Frequenz aufgetragen:

$m$	Frequenz	Magnetfeldstärke	$\frac{\omega}{(m-1)\Omega}$
4	0,9 MHz	16 kG	0,66
5	1,05 MHz	20 kG	0,58
6	1,2 MHz	22,5 kG	0,53
7	1,45 MHz	26 kG	0,53

Abschließend sei vermerkt, daß das Auftreten der beschriebenen Instabilität nicht auf Bögen mit Hohlanode beschränkt ist. ZANKL<sup>18</sup> hat an einer ähnlichen Bogenanordnung (Bogenstrom 2000 A; Magnetfeldstärke 40 kG) mit Vollanode ebenfalls am Bogenrand Intensitätsschwankungen mit einer Frequenz um 100 kHz beobachtet. Dies deutet darauf hin, daß hier der Bogen durch die an der Kathode vorhandenen radialen Stromkomponenten in Rotation versetzt wird. Entsprechend der geringeren Rotationsgeschwindigkeit ist hier auch die beobachtete Frequenz erheblich kleiner.

#### IV. Diskussion der Ergebnisse

Die durchgeführten Messungen zeigen, daß an einem Wasserstoff-Lichtbogen mit Hohlanode im axialen Magnetfeld, der durch die radialen Strom-

komponenten im Inneren der Anode in Rotation versetzt wird, Rayleigh-Taylor-Instabilitäten auftreten können. Sie äußern sich in periodischen Lichtintensitätsschwankungen des vom Bogenrand emittierten Lichtes. Die Instabilität tritt in Form einer azimuthal umlaufenden Störung auf, die in der Längsrichtung keine Verschraubung aufweist. Die Frequenzen betragen etwa 1 MHz und die Amplituden bis maximal 10% des Intensitätsmittelwertes. Die Amplitude der Deformation des ursprünglich kreisförmigen Bogenquerschnitts ist daher vermutlich klein; sie kann jedoch nicht direkt bestimmt werden. Der spektroskopisch gemessene steile Abfall der Rotationsgeschwindigkeit nach außen ist vermutlich für die Begrenzung der Amplitude der Deformation maßgebend.

Der Vergleich der experimentellen Resultate mit der aus der idealen Magnetohydrodynamik gewonnenen Dispersionsbeziehung zeigt, daß der Umlaufsinn der Störungen richtig wiedergegeben wird, und daß die Frequenzen im Experiment um etwa einen Faktor 2 kleiner sind. Dies hat sicher damit zu tun, daß die Störungen sich um das Maximum der Rotationsgeschwindigkeit am Rande abspielen, und dabei Zonen mitbeteiligt sind, in denen die Geschwindigkeit schon erheblich kleiner ist.

Eine deutliche Diskrepanz besteht jedoch bezüglich der azimuthalen Wellenzahl  $m$ . Während  $m$  nach der dissipationsfreien Magnetohydrodynamik unabhängig von  $B$  (und sehr groß) sein sollte, findet man im Experiment eine Magnetfeldabhängigkeit derart, daß mit steigender Magnetfeldstärke höhere Moden auftreten. Stabilisierung durch endlichen Larmor-Radius der Ionen, die beim rotierenden Theta-Pinch-Plasma für Moden mit großem  $m$  wirksam ist, scheidet im vorliegenden Fall aus, da die Gyroradien sehr klein sind. (Typischer Wert für den Bogenrand bei 20 kG: 75  $\mu$ .) Man wird vielmehr vermuten, daß die in der idealen Magnetohydrodynamik nicht berücksichtigten dissipativen Mechanismen auf Moden mit großem  $m$  einen stabilisierenden Einfluß haben. Zum Beispiel ist eine über die Länge  $L$  im Plasma wirksame Störung des Magnetfeldes nach der Zeit  $t = \mu_0 \sigma L^2$  durch Felddiffusion wieder ausgeglichen ( $\sigma$  = elektrische Leitfähigkeit). Ähnliche charakteristische Zeiten kann man auch für Viskosität und Wärmeleitung angeben. Eine Abschätzung zeigt, daß die jeweiligen Zeiten

<sup>18</sup> G. ZANKL, private Mitteilung.

so kurz sind, daß sie durchaus in die Größenordnung der Dauer einer Instabilitätsperiode kommen. Wegen der  $L^2$ -Abhängigkeit gilt dies insbesondere für kurzwellige Störungen, d. h. für große  $m$ .

Man kann in den MHD-Gleichungen elektrische Leitfähigkeit, Wärmeleitfähigkeit und Viskosität berücksichtigen und dann nach einer Reihe von Annahmen über die Struktur der Störungen eine Dispersionsbeziehung herleiten. Darin treten nunmehr auch die Druck- und Dichteverteilungen des ungestörten Bogens auf — Größen, auf die das Magnetfeld einen starken Einfluß hat<sup>19</sup>, so daß auch die Anwachsrate der verschiedenen Moden magnetfeldabhängig werden.

Auf die Formulierung und numerische Lösung der Dispersionsbeziehung wird an anderer Stelle eingegangen werden.

Herrn Prof. Dr. R. WIENECKE danke ich für seine Förderung und das Interesse, das er dieser Arbeit entgegenbrachte. Herr A. ESCHLWECH und Herr P. VOIGT haben beim Aufbau der Apparatur und der Durchführung der Experimente mitgewirkt, wofür ich mich ebenfalls herzlich bedanke. — 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>19</sup> R. WIENECKE, Z. Naturforsch. **18a**, 1151 [1963].

## Mössbauer-Effekt von $^{57}\text{Fe}$ und $^{119}\text{Sn}$ in Palladiumlegierungen verschiedenem Wasserstoff-Gehaltes\*

M. MAHNIG und E. WICKE

Institut für Physikalische Chemie der Universität Münster

(Z. Naturforsch. **24a**, 1258—1265 [1969]; eingegangen am 13. Mai 1969)

The isomer shifts of  $^{57}\text{Fe}$  and  $^{119}\text{Sn}$  in Pd/Fe and Pd/Sn alloys of different compositions have been studied as functions of hydrogen content. In both systems the isomer shifts start to increase steeply at hydrogen contents which bring up the electron concentration in the alloy to 0.55 additional electrons per metal atom (compared to pure Pd). In accordance with results from other experimental methods each Fe atom has been found to donate 3 and each Sn atom 3.5 electrons to the bands of the alloy. The increase of the isomer shift is shown to follow the rise of the Fermi level when the bands are filled up gradually. It can be correlated to Friedel's model of virtual bound states.

The results obtained confirm the connections developed earlier between the absorption of hydrogen and the electronic structure of Pd and its alloys. They agree with conclusions drawn from magnetic behaviour and from electronic specific heats at low temperatures. They do not verify, however, a direct relation to the lattice constants in these systems. It is not yet obvious how to correlate our results with the value of 0.36 d-holes in pure Pd obtained recently from measurements of the de Haas-van Alphen effect; possible deviations from the rigid-band model are discussed.

### I. Allgemeines zur Absorption von Wasserstoff in Palladiumlegierungen

Palladium und Pd-reiche Legierungen nehmen in ihr kubisch-flächenzentriertes Gitter erhebliche Mengen von Wasserstoff auf, wobei die H-Atome Oktaederlücken besetzen<sup>1</sup>. Die festen Lösungen weichen

vom idealen Mischungsverhalten, abgesehen von kleinen Wasserstoff-Konzentrationen, stark ab. Diese Abweichungen können auf zwei Ursachen zurückgeführt werden<sup>2—5</sup>, nämlich auf die elastische Verzerrung des Gitters beim Einbau der H-Atome in die Oktaederlücken und auf die Auffüllung der Elektronenbänder des Metalls durch die mit dem Wasser-

Sonderdruckanforderungen erbeten an Prof. Dr. E. Wicke, Institut für Physikalische Chemie der Universität Münster, D-4400 Münster, Schloßplatz 4.

\* Vorgetragen von M. MAHNIG auf der Hauptversammlung der Deutschen Bunsengesellschaft für Physikalische Chemie in Frankfurt/M. am 16. Mai 1969.

<sup>1</sup> J. E. WORSHAM, M. K. WILKINSON u. C. G. SHULL, J. Phys. Chem. Solids **3**, 303 [1957].

<sup>2</sup> H. BRODOWSKY, Z. Phys. Chem. Frankfurt **44**, 129 [1965].

<sup>3</sup> H. BRODOWSKY u. E. POESCHEL, Z. Phys. Chem. Frankfurt **44**, 143 [1965]. — E. POESCHEL, Dissertation, Münster 1964.

<sup>4</sup> H. BRODOWSKY u. H. HUSEMANN, Ber. Bunsenges. Phys. Chem. **70**, 626 [1966]. — H. HUSEMANN, Diplomarbeit, Münster 1965.

<sup>5</sup> H. BRODOWSKY u. E. WICKE, Engelhard Ind. Tech. Bull. **7**, 41 [1966].