

## Mikrowellenmessungen der Elektronendichte und -stoßfrequenz in elektromagnetisch erzeugten Stoßwellen

W. MAKIOS

Institut für Plasmaphysik, Garching bei München

(Z. Naturforsch. 21 a, 2040—2046 [1966] ; eingegangen am 14. September 1966)

Microwave measurements were made of the electron density and the electron collision frequency in the plasma between the shock front and the discharge plasma of electromagnetically produced shock waves. These investigations were carried out in argon and hydrogen at  $p_0=2$  mm Hg initial pressure and velocities ranging from  $M=5$  to  $M=20$ . At higher velocities the discharge plasma advances right into the shock front. A 4-mm-microwave transmission interferometer was used. A system of LECHER wires in the measuring arm of the interferometer provided a spatial resolution of approximately 1 to 2 mm and proved successful in measuring the electron density distribution between the shock front and the following discharge plasma. In the case of hydrogen the rise of the electron density in the shock front is caused by compression of the precursor electrons. In argon, on the other hand, most of the electrons are produced behind the shock front. A typical relaxation of the electron density towards equilibrium was measured. It was also possible to measure the electron collision frequency in argon as a function of time (and hence of the distance from the shock front).

Eine ganze Reihe von Untersuchungen an elektromagnetisch beschleunigten Stoßwellen in T-Rohren, die am Institut für Plasmaphysik in Garching durchgeführt wurden, diente dem Ziel, einen Überblick über die Struktur der Plasmen hinter solchen Stoßfronten zu gewinnen, um damit die Grundlage für das Studium der Wechselwirkung zwischen Stoßwellenplasmen und Magnetfeldern zu schaffen. Dabei konnte CORMACK<sup>1</sup> — Arbeiten von BREDERLOW<sup>2</sup> fortsetzend — mit spektroskopischen Messungen und Bildwandlernaufnahmen zeigen, daß das leuchtende Plasma nicht in der Stoßfront aufgeheizt sein kann, sondern daß es aus dem Entladungsraum stammt. In Wasserstoff treten im Entladungsplasma Elektronendichten von  $10^{17}$  cm<sup>-3</sup> bei Elektronentemperaturen von 1 bis 2 eV auf. Außerdem ist diese Plasmawolke sehr inhomogen, zerrissen und nicht reproduzierbar. BRINKSCHULTE<sup>3, 4</sup> untersuchte interferometrisch den Bereich zwischen der eigentlichen, bei kleinen MACH-Zahlen nicht leuchtenden Stoßfront, die vor dem Entladungsplasma herläuft, und diesem selbst. Er stellte fest, daß sich direkt hinter der ebenen Stoßfront in Wasserstoff für die schweren Teilchen ein Gleichgewicht einstellt, das durch RANKINE-HUGONIOT-Gleichungen in Verbindung mit dem Massenwirkungsgesetz für die Dissoziation beschrieben

wird, sofern nicht bei hohen Geschwindigkeiten ( $M > 20$ ) das Entladungsplasma bis in die Stoßfront vordringt. Sofort hinter der Stoßfront nimmt aber die Dichte wieder ab in einer Weise, wie sie durch die Homologielösungen für instationäre Stoßwellen beschrieben wird. Über das Verhalten der Elektronen waren aber keine Aussagen möglich, da ihre Dichte im untersuchten Bereich zu klein war, um meßbare Streifenverschiebungen im sichtbaren Spektralbereich zu bewirken. Speziell für die Untersuchungen der Wechselwirkung zwischen Stoßwellen und Magnetfeldern ist aber die Kenntnis der Dichte der Elektronen und ihrer Stoßfrequenz von Bedeutung, weil davon die Leitfähigkeit wesentlich abhängt. Deshalb wurden Mikrowellenuntersuchungen mit einer 4-mm-Apparatur durchgeführt, um Aussagen über die genannten Größen zu gewinnen. Die Grenzelektronendichte liegt in diesem Fall bei  $6 \cdot 10^{13}$  cm<sup>-3</sup>. In einer früheren Arbeit<sup>5</sup> konnte durch Mikrowellen-Reflexionsmessungen in Wasserstoff mit Hilfe des DOPPLER-Effektes gezeigt werden, daß die Stoßfront in dem auch von BRINKSCHULTE<sup>3, 4</sup> untersuchten Geschwindigkeitsbereich ( $M < 20$ ), mit einem Elektronendichtesprung verbunden ist. Die in<sup>5</sup> dafür geschätzte Elektronendichte konnte nicht theoretisch begründet werden. Allgemeingültige Aus-

<sup>1</sup> G. D. CORMACK, Z. Naturforsch. 19 a, 934 [1964].

<sup>2</sup> G. BREDERLOW, Z. Naturforsch. 18 a, 868 [1963].

<sup>3</sup> H. BRINKSCHULTE u. H. MUNTENBRUCH, Z. Naturforsch. 20 a, 196 [1965].

<sup>4</sup> H. BRINKSCHULTE, Laborbericht aus dem Inst. f. Plasmaphysik, IPP 3/24 [1965].

<sup>5</sup> W. MAKIOS u. H. MUNTENBRUCH, Z. Naturforsch. 20 a, 870 [1965].



sagen können erst von Transmissionsmessungen erwartet werden, die einen Einblick in die Verteilung der Elektronendichte und ihrer Stoßfrequenz liefern sollen. Diese Arbeit berichtet über solche Transmissionsmessungen in Wasserstoff und Argon.

## Experimentelle Anordnung

### a) Stoßrohr und Entladungskreis

Die Stoßwellen wurden, wie schon in <sup>5</sup> näher beschrieben, in „T“-Rohren (wie sie von FOWLER <sup>6</sup> entwickelt und von KOLB <sup>7</sup> verbessert wurden) mit Hilfe einer Kondensatorentladung erzeugt. Die Rohre waren aus Pyrexglas, 50–60 cm lang und hatten einen Innendurchmesser von 3 cm. Der Kondensator ( $7,7 \mu\text{F}$ , 18 kV) war induktionsarm ( $L_{\text{ges}} = 70 \text{ nH}$ ) an die Entladungsstrecke angeschlossen. Die Entladung schwang bei einer Frequenz von 220 kHz etwa viermal durch. Der maximale Entladungsstrom betrug ca. 190 kA.

### b) Mikrowellenanordnung

Wie schon früher angedeutet <sup>5</sup>, sind Transmissionsmessungen mit Mikrowellen zur Bestimmung der Elektronendichte hinter elektrisch beschleunigten Stoßwellen schwierig, weil der Abstand zwischen Stoßfront und Entladungsplasma evtl. nicht viel größer ist als die Länge der eingestrahlten Mikrowellen. Deshalb war es nicht verwunderlich, daß Messungen mit einer gewöhnlichen Interferometeranordnung, in der sich das Plasma zwischen zwei Hornantennen befindet (und zusätzlich eingebauten Teflonlinsen zur Verstärkung der Bündelung der Welle), wenig Information lieferten. Immerhin konnte ein Bündeldurchmesser von 2 bis 3 Wellenlängen erreicht werden. Erst der Einbau einer LECHER-Leitung <sup>8,9</sup> in den Meßzweig des Interferometers verbesserte das räumliche Auflösungsvermögen erheblich (auf 1 bis 2 mm, für die benutzten 4 mm-Wellen also auf weniger als  $\lambda/2$ ) und ermöglichte die Messung von Elektronendichte und -stoßfrequenz.

Abb. 1 zeigt das benutzte Transmissionsinterferometer, das die gleichzeitige Messung des Reflexions- und des Transmissionsfaktors der Plasmaschicht erlaubt. Die vom Klystron abgestrahlte Welle wird mit einem variablen Koppler <sup>5,9</sup> auf einen Meß- und einen Vergleichszweig verteilt. Im Meßzweig befindet sich das zu untersuchende Plasma. An die Stelle der Hörner und Linsen ist das LECHER-Drahtsystem mit seinen Anpassungselementen getreten (Abb. 2). Die durch das Plasma transmittierte Welle interferiert am Detektor mit der Vergleichs-Welle. Mit dem Phasenschieber im Vergleichszweig kann die Anfangsphasenlage variiert werden. Die vom Plasma reflektierte Welle kommt im Detektor des Reflektometers zur Interferenz mit der hinlaufenden <sup>5</sup>. Die Einwegleitungen vermeiden, wie

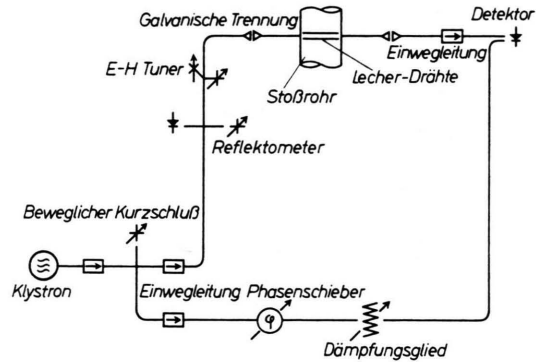


Abb. 1. Transmissionsinterferometer mit LECHER-Leitung zur Bestimmung des Transmissions- und Reflexionsfaktors.

üblich, die Störung der Messungen durch zusätzliche Reflexionen. Um die empfindlichen Drähte zu schützen und Verfälschungen der Messungen durch noch so geringe Störströme zu vermeiden, wurden in das Hohlleitersystem auf beiden Seiten der Meßstrecke galvanische Trenner eingebaut.

Die LECHER-Drähte mußten vakuumdicht und möglichst reflexionsarm in das Stoßwellenrohr eingeführt werden. In die Wand des runden Stoßrohres wurden, 46 cm von den Elektroden entfernt, zwei gegenüberliegende konische Löcher von 6 mm Durchmesser eingeschliffen. Zwei  $n \cdot \lambda_{\text{Pl}}/2$ -Pfröpfchen aus Plexiglas mit je zwei Bohrungen für die Drähte wurden eingepaßt. Die Durchführungen wurden mit einem reversiblen Kitt gedichtet, der ein Nachspannen und Justieren der Drähte nach der Montage der Systeme ermöglichte. Abb. 2 läßt einige Einzelheiten erkennen. Das gesamte Meß-System mußte fest mit dem Stoßrohr verbunden

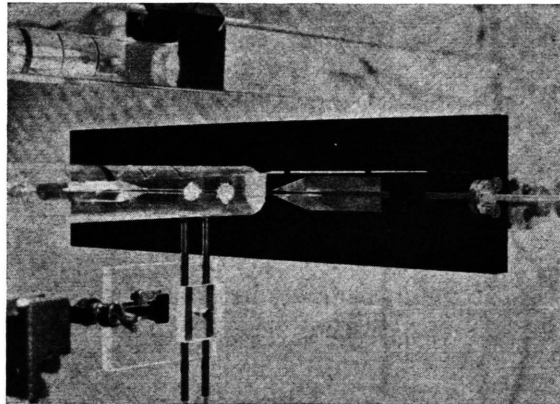


Abb. 2. Teilansicht des Stoßwellenrohres mit den LECHER-Drähten. Außerdem sind die reflexionsfreien Übergänge Hohlleiter—LECHER-Drähte—Hohlleiter mit Hilfe von Finlines, sowie die beiden Spaltsysteme für die Multiplier zu erkennen.

<sup>6</sup> R. G. FOWLER, J. S. GOLDSTEIN u. B. E. CLOTFELDER, Phys. Rev. **82**, 879 [1951].

<sup>7</sup> A. C. KOLB, Phys. Rev. **107**, 345, 1197 [1957].

<sup>8</sup> W. MAKIOS, Rev. Sci. Instruments (im Druck).

<sup>9</sup> W. MAKIOS, Laborbericht aus dem Inst. f. Plasmaphysik, IPP 3/35 [1966].

werden, da nur dadurch die Zerstörung der empfindlichen LECHER-Drähte und die Störungen der Messungen durch mechanische Schwingungen verhindert werden konnten.

Zwei Multiplier, der Spalt des einen direkt auf die Drähte gerichtet, erlaubten die Bestimmung der Leuchtfreigeschwindigkeit (in Abb. 2 unten sind die beiden Lichtleiter zu erkennen).

### Messungen und Ergebnisse

Elektronendichte und Elektronenstoßfrequenz in einer ebenen homogenen Plasmaschicht lassen sich in bestimmten Bereichen aus dem Reflexions- bzw. Transmissionsverhalten von Mikrowellen bestimmen. Dazu werden die Phase und die Amplitude der transmittierten bzw. der vom Plasma reflektierten ebenen Welle interferometrisch gemessen<sup>10</sup>.

Im Detektor des Interferometers werden die Vergleichswelle  $\mathcal{E}_V$  und die Meßwelle  $\mathcal{E}_M$  addiert. Der Detektor selbst hat in einem gewissen Bereich der Signalspannungen eine angenähert quadratische Charakteristik. Nur in diesem Bereich wurde bei den vorliegenden Untersuchungen gearbeitet. Es wurde sichergestellt, daß bei allen Messungen  $E_V \geq 10 E_M$  war, so daß die am Oszillographen angezeigte Signalspannung praktisch proportional der Amplitude der Meßwelle war<sup>9</sup>. Amplitude und Phase des Transmissions- bzw. Reflexionsfaktors konnten so nach Normierung des Signals auf den *cut-off-level* dem Oszillographen entnommen werden (siehe z. B. Abb. 4).

#### a) Messungen in Wasserstoff

Die ersten Meßreihen mit dem LECHER-Drahtsystem wurden in Wasserstoff durchgeführt. Die Untersuchungen beschränkten sich auf den Bereich  $M \leq 10$ . Der Anfangsdruck betrug bei allen Messungen  $p_0 = 2$  Torr.

Diese Messungen ergaben folgendes:

In der Stoßfront werden die Elektronen mitkomprimiert, die (je nach Abklingen der Precursor-Elektronendichte) schon am jeweiligen Ort der Stoßfront vorhanden waren. Das Kompressionsverhältnis entspricht dem von BRINKSCHULTE<sup>3, 4</sup> für die schweren Teilchen gemessenen. Der Sprung ist also scharf, aber die Elektronen werden nicht durch Aufheizung in der Front freigemacht. Eine merkliche Precursor-

Elektronendichte ist in genügendem Abstand von den Elektroden vor allem dann noch vorhanden, wenn die Stoßwelle schnell am Meßort ankommt. Dann allerdings folgt ihr auch in kurzem Abstand die Leuchtfreigeschwindigkeit mit ihrer wesentlich höheren Elektronendichte, und die Meßzeit ist sehr kurz. Abb. 3 zeigt die Elektronendichteverteilung hinter Stoßfronten in Wasserstoff für verschiedene Ladespannungen des Kondensators bzw. MACH-Zahlen.

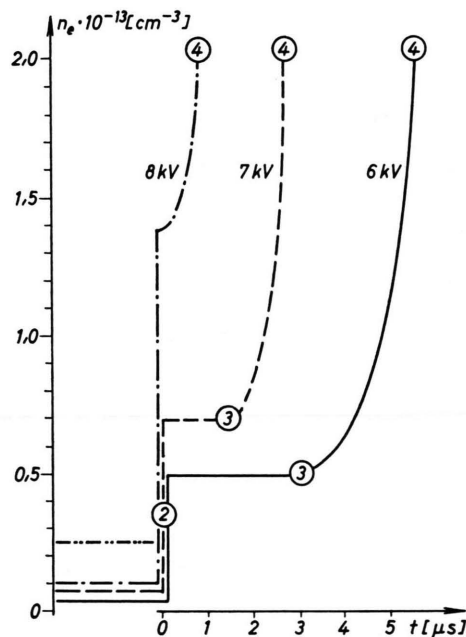


Abb. 3. Elektronendichteverlauf hinter Stoßfronten in Wasserstoff, 46 cm von der Entladungsstrecke entfernt.

#### b) Messungen in Argon

Die Precursor-Elektronendichte ist – ebenso wie das Entladungsplasma – von den speziellen Eigenschaften der Entladung abhängig, mit der die Stoßwellen erzeugt werden. Die Kompression der Restelektronen in der Stoßfront kann also zwar dazu benutzt werden, letztere zu beobachten, es ergeben sich daraus aber keine Hinweise auf das Einstellen von Gleichgewichten hinter der Front. Merkliche Dichten von Elektronen (ca.  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ), die erst in der Stoßfront selbst erzeugt wurden, sind bei Wasserstoff von  $p_0 = 2$  Torr (nach Rechnungen von OHLENDORF<sup>11</sup>) erst oberhalb  $M = 20$  zu erwarten. Durch die Messungen war aber festgestellt worden,

<sup>10</sup> W. MAKIOS, IEEE Transactions on Microwave Theory and Technique (in Vorbereitung).

<sup>11</sup> W. OHLENDORF, Laborbericht aus dem Inst. f. Plasmaphysik, IPP 3/8 [1963].

daß oberhalb  $M=10$  Transmissionsmessungen in Wasserstoff nicht mehr sinnvoll sind. Das ist unter anderem darauf zurückzuführen, daß Verunreinigungen (Abbrand der Elektroden und Wände) bei ihrer Strömung im Stoßrohr auf Grund ihrer im Vergleich zu Wasserstoff großen Masse weniger gebremst werden als der Wasserstoff selbst und so in den Zwischenraum zwischen Entladungsplasma und Stoßfront vordringen können (siehe CORMACK<sup>1</sup>).

Bei einem schwereren einatomigen Arbeitsgas sollten alle die oben geschilderten Schwierigkeiten erheblich geringer sein: Verunreinigungen werden nicht so stark vordringen. Bei gleicher MACH-Zahl wird die Geschwindigkeit geringer und damit die störende Precursor-Elektronendichte beim Eintreffen der Stoßfront am Meßort wesentlich kleiner sein. Der Gleichgewichts-Ionisationsgrad wird dagegen bei gleicher MACH-Zahl größer. Deshalb wurde Argon als Arbeitsgas für weitere Messungen gewählt. Bei einem Anfangsdruck von  $p_0 = 2$  Torr sind dann bei  $M=15$  nach Rechnungen von CORMACK<sup>12</sup> Gleichgewichtselektronendichten  $n_e > 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  zu erwarten, bei  $M=10$  immer noch  $n_e \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  und bei  $M=5$  schließlich  $n_e = \text{einige } 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . In diesem Bereich sollten sich also allgemeingültige Aussagen darüber gewinnen lassen, wie schnell sich für die Elektronen hinter der Stoßfront ein Gleichgewicht einstellt.

Die Messungen in Argon wurden bei dem schon erwähnten Anfangsdruck von  $p_0 = 2$  Torr und Ladespannungen des Kondensators zwischen 8 und 16 kV durchgeführt. Dem entsprechen MACH-Zahlen am Meßort (46 cm von den Elektroden entfernt) von  $M=3$  bis  $M=15$ . Wichtig für die Reproduzierbarkeit der Stoßwellen waren genaue Einstellung der Ladespannung und Gaswechsel nach jedem Schuß. Bei der gewählten Ladespannung wurden jeweils mehrere Schüsse durchgeführt, so daß Transmissions-, Reflexions- und Multipliersignale (ein Multiplierspalt war, wie schon erwähnt, auf denselben Ort gerichtet, an dem sich die LECHER-Drähte befanden) mit verschiedenen Zeitablenkungen registriert werden konnten. Die dabei aufgenommenen Oszillogramme des Transmissionsfaktors (wie auch die des Reflexionsfaktors) lassen sich wesentlich leichter deuten, als dies bei Wasserstoff der Fall war. Dazu trägt vor allem bei, daß die den Anstieg der Elektronendichte charakterisierenden Phasendurchgänge

deutlicher erkennbar sind. In Abb. 4 sind einige Transmissionssignale bei verschiedenen MACH-Zahlen (bzw. Ladespannungen) wiedergegeben.

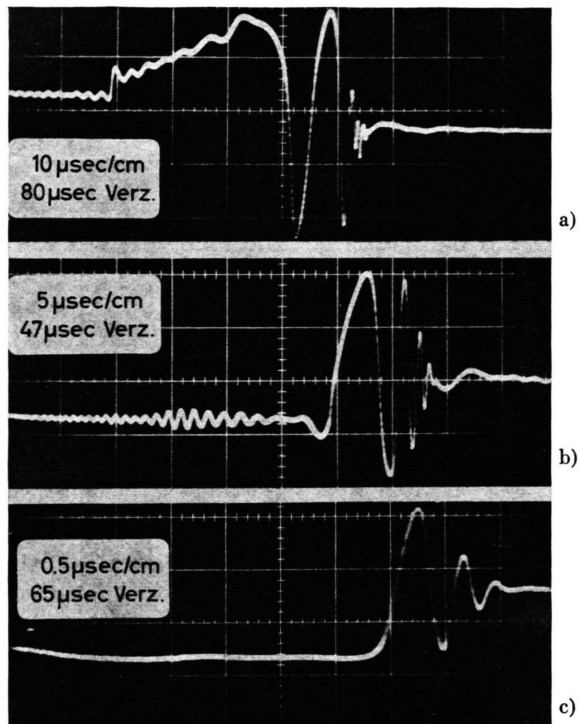


Abb. 4. Transmissionssignale für Argon von  $p_0 = 2$  Torr.

- a)  $M=6 \triangleq U_0=9 \text{ kV}$ ,
- b)  $M=11 \triangleq U_0=13 \text{ kV}$ ,
- c)  $M=15 \triangleq U_0=16 \text{ kV}$ .

Klar ist auf allen Oszillogrammen die Anfangsphasenlage zu sehen, kurz vor dem Hauptsignal von einer hochfrequenten „Störung“ überlagert, deren Ursache noch nicht völlig klar ist. Auch der cut-off-level ist immer sichtbar. Die die Phasendurchgänge kennzeichnenden Extrema in den Transmissionsignalen sind gut meßbar und ihre Auswertung genügt zur Bestimmung der Elektronendichte  $n_e$  und der -stoßfrequenz  $\nu$  als Funktion der Zeit. Die Reflexionssignale brauchten dabei nicht zu Rate gezogen werden, bestätigten aber immer die Deutung. Bei kleinen MACH-Zahlen ist auch noch die Kompression der Precursorelektronen in der Stoßfront zu sehen (Abb. 4 a), da der Anstieg der in der Front erzeugten Elektronen sehr langsam erfolgt. Bei den kleinsten Geschwindigkeiten ( $U_0 < 8 \text{ kV}$ ) steigt die Elektronendichte nicht bis zum cut-off-level an. Dann lassen sich die Signale nur noch bezüglich der Elektronendichte auswerten.

<sup>12</sup> G. D. CORMACK, Laborbericht aus dem Inst. f. Plasmaphysik, IPP 3/11 [1963].



Die Reproduzierbarkeit der Stoßwellen (von verschiedenen Entladungen gleicher Ladespannung) wurde durch die Übereinstimmung der Signale sowohl in Details ihrer Struktur als auch im zeitlichen Auftreten des ersten Maximums deutlich demonstriert. Abb. 5 zeigt Signale von je drei aufeinanderfolgenden Entladungen bei 12 kV. Daß es sich bei den Elektronen, die die Phasendurchgänge verursa-

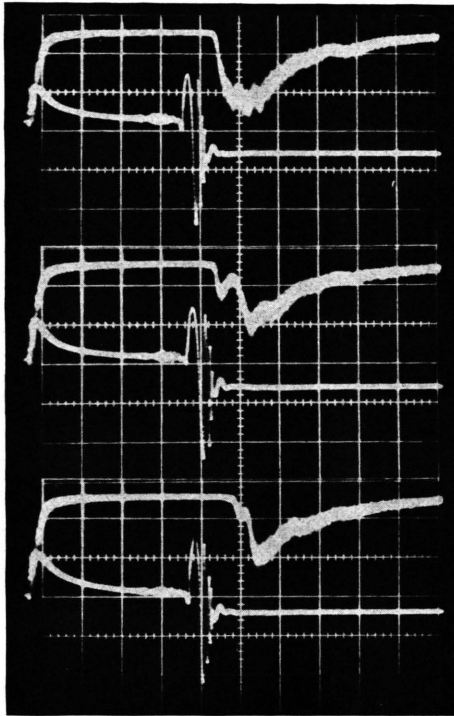
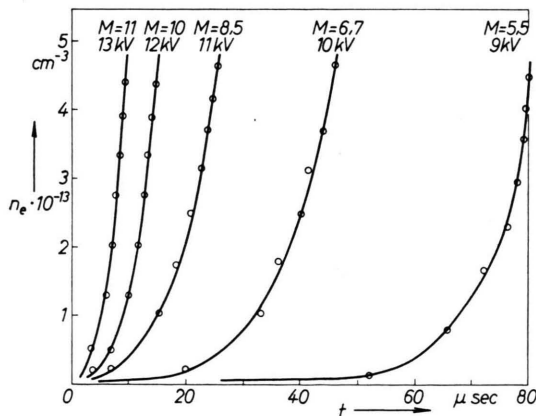


Abb. 5. Entladungen bei  $U_0 = 12$  kV. Zeitablenkung  $20 \mu\text{s/cm}$ ,  
jeweils oben: Multipliersignal  $20 \text{ mV/cm}$ ,  
jeweils unten: Transmissionssignal  $5 \text{ mV/cm}$ .



chen, nicht um solche handelt, die zum leuchtenden Entladungsplasma gehören, wurde immer von Multipliersignalen bestätigt (siehe ebenfalls Abb. 5). Im Gegensatz zu den Transmissionssignalen, die die reproduzierbaren Stoßwellen charakterisieren, weisen die Multipliersignale erhebliche Strukturunterschiede auf. Jedes Oszillogramm ergab bei der Auswertung<sup>9</sup> 5 bis 10 Werte sowohl für die Elektronendichte  $n_e$  als auch für die Stoßfrequenz  $\nu$ . Mit der Ladespannung (bzw. der MACH-Zahl am Meßort) als Parameter sind diese Werte in den Abb. 6 a und 6 b und 7 a, b, c als Funktion der Zeit aufgetragen. Dabei wurde die Zeit immer von dem Zeitpunkt an gezählt, an dem die Stoßfront die Drähte erreichte. Wann die Stoßfront die Drähte passiert, zeigt das Transmissionssignal bei kleinen Geschwindigkeiten (z. B. Abb. 4 a) durch die Kompression der Precursorelektronen an. Selbst wenn dieser Sprung in der Elektronendichte in den Transmissionssignalen kaum noch zu erkennen ist, läßt er sich mit Hilfe charakteristischer Änderungen im Reflexionssignal noch ermitteln.

Wie die Abb. 6 a, b erkennen lassen, steigt die Elektronendichte in der Stoßfront nicht plötzlich auf einen Wert an, der der Gleichgewichtsdichte entspricht, sondern der Anstieg erstreckt sich über einen weiten Bereich (der von der Stoßwellengeschwindigkeit abhängig ist). In der Zone dicht hinter der Stoßfront wird die Elektronendichte also völlig von Relaxationseffekten bestimmt, und diese lassen sich an Hand der vorliegenden Messungen quantitativ erfassen.

Auch das Verhalten der Elektronenstoßfrequenz hinter der Stoßfront ist stark von deren Geschwin-

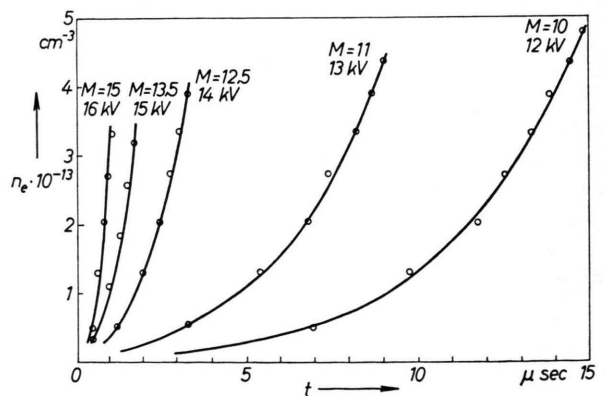
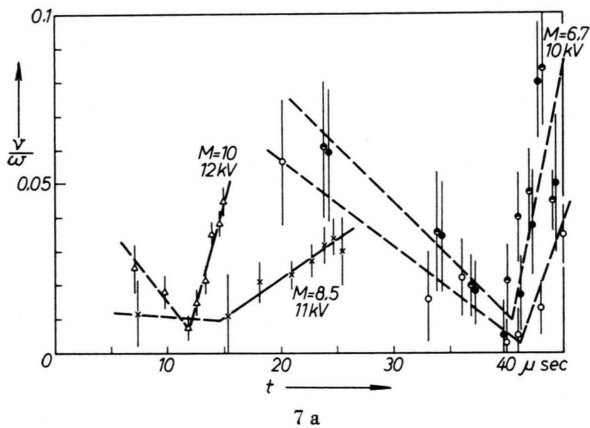


Abb. 6 a, b. Elektronendichteverlauf hinter Stoßfronten in Argon ( $p_0 = 2$  Torr) als Funktion der Zeit. Parameter sind die Geschwindigkeit der Stoßfront am Meßort bzw. die Ladespannung des Kondensators.



digkeit abhängig. Bei jeder MACH-Zahl tritt aber ein charakteristisches Minimum auf, dessen Wert sich mit abnehmender MACH-Zahl erniedrigt. Der mit wachsender Zeit ansteigende Ast der Kurven wird mit zunehmender MACH-Zahl immer steiler. Die darauf liegenden Werte sind relativ unempfindlich gegen Fehler bei der Bestimmung der Maximalamplituden des Transmissionssignals, während die Werte auf dem anderen Ast der Kurven darauf viel empfindlicher reagieren. Bei 10 kV ( $M \approx 6,7$ ) streuten die Werte schon merklich stärker als bei den größeren Geschwindigkeiten, und bei 9 kV ( $M \approx 5$ ) ließ die Streuung keine vernünftige Deutung mehr zu.

### Diskussion

Bezüglich der Stoßwellen in Wasserstoff ergaben die Untersuchungen, daß die Elektronendichte direkt hinter der Stoßfront (als Folge der Precursorionisation) und erst recht in einigem Abstand davon (im Entladungsplasma) Werte annimmt, die von den speziellen Entladungsbedingungen abhängen. Die Elektronendichte gehorcht also an keiner Stelle allgemeingültigen Gesetzen. Die Reproduzierbarkeit des scharfen Elektronendichtesprunges in der Stoßfront erscheint allerdings gewährleistet, und das Geschwindigkeitsverhalten der Stoßfront stimmt mit den BRINKSCHULTESCHEN Beobachtungen<sup>3,4</sup> überein. Weil die Stoßfront im Mikrowellensignal schon bei geringen Elektronendichten erkennbar wird, scheint die Mikrowelleninterferometrie eine Möglichkeit zu eröffnen, Stoßwellen selbst unter Bedingungen sichtbar zu machen, unter denen der Dichtesprung mit MACH-ZEHNDER-Interferometern nicht mehr zu beobachten ist.

Bei Argon dagegen haben sich die Erwartungen erfüllt, und die Elektronendichte hinter der Stoßfront wird im wesentlichen von der Stoßwelle bestimmt. Allerdings werden auch hier in der Stoßfront die (restlichen) Precursorelektronen komprimiert, während Relaxationseffekte das Einstellen des entsprechenden Ionisationsgleichgewichtes verzögern. Obwohl die  $n_e$ -Werte in der Front selbst also nicht frei von Einflüssen der antreibenden Entladung sind, so überwiegen kurz danach jedoch schon die hinter der Stoßfront erzeugten Elektronen die anfänglich komprimierten bei weitem. Da die Meßsignale sich auch als besonders reproduzierbar erwiesen — sowohl in ihrem zeitlichen Auftreten

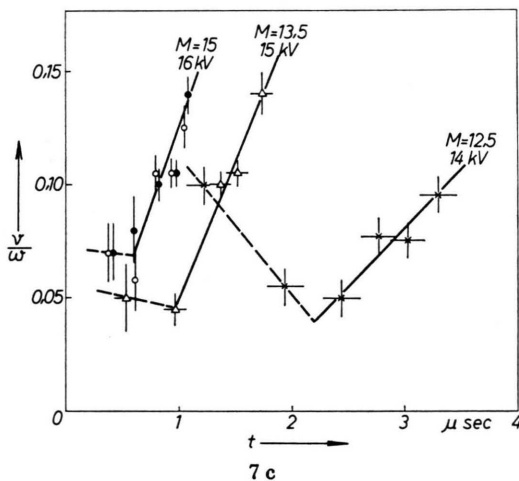
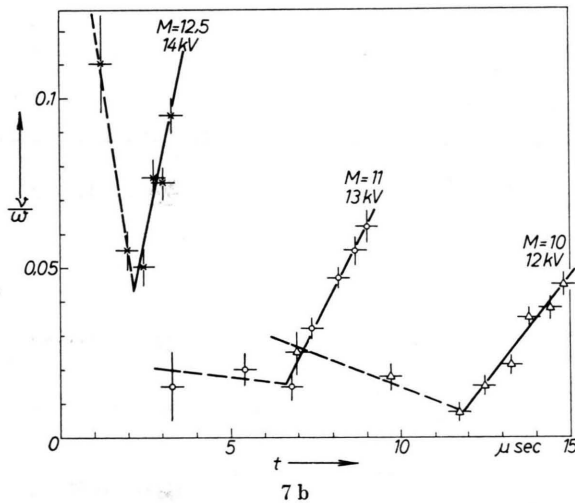


Abb. 7 a, b, c. Elektronenstoßfrequenz hinter Stoßfronten in Argon ( $p_0 = 2$  Torr) in Abhängigkeit von der Zeit. Parameter sind die Stoßfrontgeschwindigkeit am Ort der LECHER-Drähte bzw. die Ladespannung.

als auch in Details ihrer Struktur —, kann der Elektronendichteverlauf hinter den Stoßfronten in Argon als allgemeingültig für die untersuchten instationären Stoßwellen (blast waves) angesehen werden (bei entsprechenden MACH-Zahlen und Drucken).

Ein direkter Vergleich des hier ermittelten zeitlichen Elektronendichteverlaufs in Argon bei  $p_0 = 2$  Torr mit Messungen anderer Autoren, z. B. den Doppelsondenmessungen von McLAREN et al.<sup>13</sup> ist nicht möglich. Die Messungen überdecken verschiedene Elektronendichtebereiche. McLAREN mißt auch — nach seinen Angaben — hinter der Leuchtfront, die bei den hier vorliegenden Untersuchungen nie mit der Stoßfront identisch war.

Auch für die gemessene *Elektronenstoßfrequenz* gibt es noch keine Vergleichsmöglichkeiten mit Resultaten anderer Autoren. Das charakteristische Minimum, das bei allen Meßreihen auftritt, spricht dafür, daß auch hier ein für *Blastwaves* in Argon allgemeingültiger Zusammenhang gefunden wurde. Es muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß der linke Ast der Kurven mit erheblich geringerer Genauigkeit gemessen werden konnte als der rechte. Schon kleinste Fehler bei der Messung der Signal-

amplituden machen sich beim ersteren stark bemerkbar. Da die Stoßfrequenz eine Funktion *vieler* Variabler ist (der Elektronendichte  $n_e$ , der Neutralgasdichte  $n_A$ , der Elektronentemperatur  $T_e$  und der Wirkungsquerschnitte  $Q_{ei}$  und  $Q_{eA}$  für Elektronenstöße gegen Ionen bzw. Atome), konnte das Auftreten des Minimums nicht aus deren Verhalten hergeleitet werden. Abschätzungen ergaben allerdings, daß der RAMSAUER-Effekt bei  $Q_{eA}$  sehr wahrscheinlich nicht das Minimum verursacht (siehe dazu<sup>14</sup>). Eine Berechnung der *Elektronentemperatur* ist — ebenfalls der Vielzahl der Parameter bzw. der notwendigen Annahmen wegen — mit großen Unsicherheiten behaftet. Deshalb wurde hier auf sie verzichtet.

Herrn Prof. R. WIENECKE, Herrn Dr. H. MUNTENBRUCH und meinen Kollegen bin ich für die Förderung der Untersuchungen und viele Diskussionen dankbar, Herr WALCHER hat mit seiner Hilfe bei der Durchführung der Messungen ebenso wie Frau ELSHOLZ zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Die 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>13</sup> T. I. McLAREN, J. N. FOX u. R. M. HOBSON, VI. Conférence Phénomènes d'Ionisation, Paris, Vol. IV, (X 7) 311 [1963].

<sup>14</sup> S. C. BROWN, Basic Data of Plasma Physics, MIT Press [1959].