

# Interferometrische Untersuchungen an elektromagnetisch beschleunigten Stoßwellen II

H. BRINKSCHULTE

Institut für Plasmaphysik, Garching b. München

(Z. Naturforschg. 22 a, 438—443 [1967]; eingegangen am 30. Januar 1967)

The shock waves produced in T-tubes were investigated with a MACH-ZEHNDER interferometer. The experiments were conducted in hydrogen at an initial pressure of 5 torr. A power crowbar arrangement was used to produce single current pulses. These caused single shock waves to occur with every discharge. Reproducible, non-steady shock waves separated from the discharge plasma were observed at MACH numbers  $M < 15$ . By measuring the time dependence of the velocity of the shock front over the entire length of the tube (60 cm) it was found that the shock front behaves in accordance with the homology theory of v. WEIZSÄCKER. From the interferograms it is also possible to determine (but only qualitatively) the drop in density immediately behind the front. As the density jump increases, this drop becomes steeper and steeper—again in agreement with the theory. Moreover, it was shown by side-on photographs taken at various distances from the electrodes that the shock front becomes plane once the shock wave has covered a path ten times longer than the tube diameter.

In einer früheren Arbeit<sup>1</sup> konnte gezeigt werden, daß bei elektromagnetisch erzeugten Stoßwellen grundsätzlich zwei verschiedene Erscheinungen auftreten können: Das stark leuchtende, inhomogene (einer theoretischen Beschreibung kaum zugängliche) Entladungsplasma und die eigentliche, praktisch nichtleuchtende reproduzierbare Stoßwelle. Bei Wasserstoff im Druckbereich von 1 bis 10 Torr bleiben unterhalb MACH 15 Leuchtfront und Stoßfront immer getrennt. Damit wurde bestätigt, was CORMACKS spektroskopische Messungen<sup>2</sup> bereits vermuten ließen. Auch Mikrowellenmessungen<sup>3</sup> zeigten bei den gleichen Bedingungen zwei sich mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten bewegende Fronten. THEENHAUS<sup>4</sup> beobachtete bei Reflexionsuntersuchungen und LANGMUIR-Sondenmessungen ebenfalls das leuchtende Entladungsplasma getrennt von einer nichtleuchtenden „Zustandsänderung“ davor.

Die in<sup>1</sup> beschriebenen interferometrischen Untersuchungen hatten ferner ergeben, daß die gemessene Dichteänderung in der Front mit der unter Berücksichtigung von Dissoziation und Ionisation berechneten<sup>5</sup> übereinstimmt. Mit Hilfe der Messung des Brechungsindex für atomaren Wasserstoff bei unterschiedlichen Bedingungen konnte auch gezeigt werden, daß sich immer unmittelbar hinter der Front

Gleichgewicht für die schweren Teilchen einstellt (für die Elektronen ist das nicht der Fall, wie die Messungen von MAKIOS<sup>6</sup> ergaben), daß die Dichte der schweren Teilchen aber direkt hinter der Front wieder abnimmt. Die Stoßwellen sind also instationär und können *insgesamt* nicht mit den RANKINE-HUGONIOT-Gleichungen beschrieben werden.

Auch theoretische Überlegungen führen zu dem Schluß, daß die T-Rohr-Stoßwellen nicht stationär sein können: Bei ihrer Erzeugung werden Energie und Impuls dem System in einer im Verhältnis zur Gesamtaufzeit der Stoßwelle kurzen Zeit zugeführt. Danach laufen die Stoßwellen frei (im Gegensatz zu den stationären Stoßwellen im Membranstoßrohr). VON WEIZSÄCKER<sup>7</sup> zeigte, daß dann die Annahme eines homogenen Gasblocks in so erzeugten Stoßwellen prinzipiell nicht verträglich ist mit der *gleichzeitigen* Gültigkeit von Energie- und Impulssatz. Bei der Annahme einer Rückströmung aus dem Block lassen sich diese Schwierigkeiten vermeiden. Die Geschwindigkeit sowie die Zustandsgrößen des Gases müssen dann aber von der Zeit und vom hinteren Abschluß des Rohres abhängen. Als Lösung des Problems fanden seine Mitarbeiter<sup>8</sup> die sog. „Homologielösungen“.

<sup>1</sup> H. BRINKSCHULTE u. H. MUNTENBRUCH, Z. Naturforschg. 20 a, 196 [1965].

<sup>2</sup> G. D. CORMACK, Z. Naturforschg. 19 a, 934 [1964].

<sup>3</sup> W. MAKIOS u. H. MUNTENBRUCH, Z. Naturforschg. 20 a, 870 [1965].

<sup>4</sup> R. THEENHAUS, „Ein Beitrag zur Untersuchung von Stoßwellen und beschleunigtem Plasma in einem elektromagnetischen Stoßwellenrohr mit konischer Spule“, Dissertation TH Aachen 1965.

<sup>5</sup> E. B. TURNER, Space Technology Lab., Rep. No. 6M-TR-0165-00460 [1958].

<sup>6</sup> W. MAKIOS, Z. Naturforschg. 21 a, 2040 [1966].

<sup>7</sup> C. F. v. WEIZSÄCKER, Z. Naturforschg. 9 a, 264 [1954].

<sup>8</sup> S. v. HÖRNER, Fortschr. Phys. 6, 375 [1958].



In dieser Arbeit wird über die experimentelle Prüfung der Anwendbarkeit der Homologietheorie auf elektromagnetisch beschleunigte Stoßwellen berichtet. Die Untersuchungen galten nur den Stoßwellen selbst, nicht aber dem Entladungsplasma. Sie wurden in Wasserstoff bei einem Anfangsdruck von 5 Torr durchgeführt.

### Theoretische Vorbemerkungen

Die von v. WEIZSÄCKER angegebene Homologietheorie (eine zusammenfassende Darstellung gibt v. HÖRNER in<sup>8</sup>) beschreibt Stoßwellen, die folgenden Bedingungen genügen:

1. Energie und Impuls werden in infinitesimal kurzer Zeit dem Gas zugeführt, worauf die dabei erzeugte Stoßwelle mit unendlich großer Geschwindigkeit startet und dann frei läuft.
2. Es muß sich immer um einen „starken“ Stoß handeln, d. h. daß in der Front die vereinfachten Sprungbedingungen ( $p_0 \ll p_1$ ,  $h_0 \ll h_1$ ) gelten.
3. Das Verhältnis der spezifischen Wärmen  $\gamma = c_p/c_v$  ist konstant.

Unter der zusätzlichen Bedingung:

4. Das von der Stoßwelle aufgesammelte Gas soll ungehindert nach hinten abströmen können, fanden v. WEIZSÄCKER und Mitarbeiter eine Lösung der Erhaltungssätze, die überall im Endlichen regulär ist, die sog. Standardlösung. Danach nehmen hinter der Stoßfront Druck und Dichte monoton ab, während die Temperatur steigt. Die Strömungsgeschwindigkeit nimmt ebenfalls ab und wird in einem bestimmten Abstand von der Front negativ, d. h. das Gas strömt dann wirklich nach hinten ab. Die Geschwindigkeit der Stoßfront  $v_s$  nimmt mit der Zeit  $t$  nach dem einfachen Exponentialgesetz

$$v_s = c(t - t_0)^k \quad (1)$$

ab. Die wesentliche Größe darin ist der sog. Homologieexponent  $k$ ;  $c$  und  $t_0$  sind unwesentliche Konstanten. Für eine eindimensionale Strömung in einem zweiatomigen Gas mit  $\gamma = 7/5$  ist  $k = -0,4$ . Mit  $\gamma \rightarrow 1$  geht  $k \rightarrow -0,5$ . In<sup>9</sup> wird ferner gezeigt, daß diese Standardlösung als einzige stabil ist: Alle anderen, von verschiedenen Anfangsbedingungen ausgehenden Lösungen, entwickeln sich nach kurzer Zeit in diese Standardlösung hinein.

<sup>8</sup> W. HÄFELE, Z. Naturforschg. **10 a**, 1006 [1955].

<sup>10</sup> A. C. KOLB, Phys. Rev. **107**, 345 [1957].

Voraussetzung für die Anwendbarkeit dieser Theorie auf die T-Rohr-Stoßwellen ist, daß die vier oben angegebenen Bedingungen auch tatsächlich im Experiment erfüllt sind:

1. Die Beschleunigungszeit ist (wie später noch ausführlich wird)  $< 3 \mu\text{sec}$  und damit kurz im Verhältnis zur gesamten Laufzeit von ca.  $70 \mu\text{sec}$ .
2. Wie bereits in<sup>1</sup> beschrieben, sinkt die MACH-Zahl im Beobachtungsbereich nicht unter  $M = 5$ .
3.  $\gamma$  ändert sich (mit der Geschwindigkeit) während der Laufzeit etwas;  $k$  ist jedoch nur schwach von  $\gamma$  abhängig.
4. Im T-Rohr können sich die Stoßwellen zwar nur in eine Richtung bewegen, aber wegen der Stabilität der Standardlösung sollte auch die an einer festen Wand startende Stoßwelle nach kurzer Zeit der Standardlösung folgen.

Die T-Rohr-Stoßwellen genügen also weitgehend den vier gestellten Bedingungen.

### Experimentelle Anordnung und Versuchsdurchführung

Die Experimente wurden an dem schon von FOWLER und KOLB<sup>10</sup> angegebenen T-Rohr durchgeführt. Das hier benutzte Rohr hatte einen rechteckigen Querschnitt. 6 mm starke, handelsübliche Platten aus Kristallspiegelglas wurden mit Gießharz zu einem  $(3 \times 5) \text{ cm}^2$  großen Kanal zusammengeklebt. Die (vorher geprüfte) optische Güte des Glases erlaubte es, über die gesamte Länge des Rohres von 60 cm ausreichend gute Interferenzstreifen einzustellen.

Zwei Paare parallelgeschalteter Bosch MP-Kondensatoren mit einer maximalen Energie von je 2,5 kW sec wurden induktionsarm über Schaltfunkstrecken an die Elektroden im Entladungsgefäß angeschlossen. Die erste Halbwelle des Stromes aus dem einen Kondensatorpaar war etwa  $3 \mu\text{sec}$  lang. Nach dieser Zeit wurde das zweite auf die richtige Spannung geladene Paar hinzugeschaltet, wodurch ein Durchschwingen des Stromes im T-Rohr verhindert wurde (Abb. 1). Mit dieser Power-Crowbar-Anordnung<sup>11</sup> können einzelne Stoßwellen erzeugt werden. Dies ist wichtig, da die Stoßwellen wirklich frei laufen und nicht von eventuell folgenden eingeholt und dadurch nachbeschleunigt werden sollen. Nur dann ist ein Vergleich mit der Theorie sinnvoll. Abb. 2 zeigt Oszillogramme des Stromes: Das Durchschwingen ist auf weniger als 10% begrenzt (mittleres Oszillogramm).

Hinter dem MACH-ZEHNDER-Interferometer (mit einem Spiegeldurchmesser von 20 cm) wurde das Streifen-System mit einer Drehspiegelkamera großer Öffnung<sup>12</sup>

<sup>11</sup> H. BRINKSCHULTE u. H. MUNTENBRUCH, Z. angew. Phys. **19**, 227 [1965].

<sup>12</sup> H. MUNTENBRUCH, Z. angew. Phys. **19**, 247 [1965].

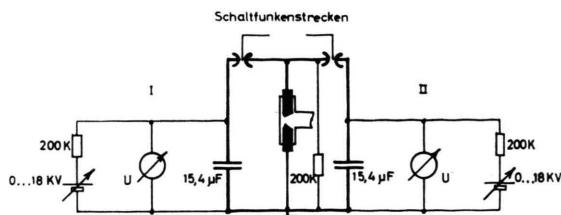
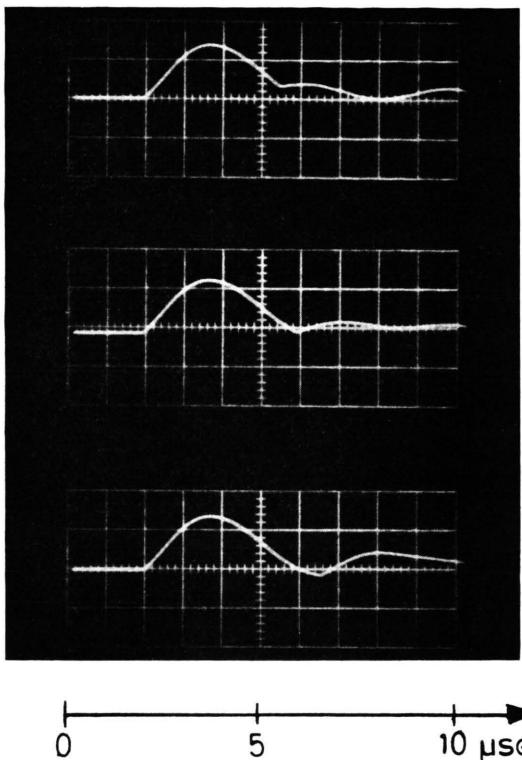


Abb. 1. Power-Crowbar-Anordnung.

Abb. 2. Strom im T-Rohr bei Power-Crowbar-Anordnung.  
(Mittleres Oszillogramm: richtige Einstellung.)

bei einer Zeitauflösung von  $10^{-7}$  sec photographiert. Eine nähere Beschreibung der Meßanordnung und Synchronisierung von Messung und Entladung ist bereits in<sup>1</sup> gegeben. Bei der gewählten Einstellung konnten jeweils über 7 cm Rohrlänge Interferenzstreifen photographiert werden. Die 4 Kondensatoren mit dem angeschraubten Rohr waren fahrbar montiert, so daß der Beobachtungsort leicht geändert und somit jede Stelle des Rohres in den Interferometer-Strahlengang gebracht werden konnte. Dementsprechend ergaben sich Schmier-Interferogramme für die einzelnen, jeweils 7 cm langen, Rohrabschnitte. Die Stoßwelle konnte so (nacheinander) auf ihrem Wege vom Anfang bis zum Ende des Rohres untersucht werden. Um genügend saubere Bedingungen zu gewährleisten und die bei diesem Verfahren geforderte Reproduzierbarkeit zu bekommen, wurde das Rohr vor jedem Schuß auf  $10^{-5}$  Torr evakuiert und erst kurz vor der Entladung das Gas eingelassen.

Der Druck wurde mit einem Membranmanometer, das bei 5 Torr eine gute Ablesegenauigkeit hat, gemessen. Die Ladung der Batterie erfolgte automatisch auf einen durch Meßkontakte gesteuerten (vorher eingestellten) Spannungswert. So war auch bei diesem Parameter eine gute Reproduzierbarkeit garantiert. Vor der Messung wurde das Rohr mit einigen Schüssen „gesäubert“. Erst nach ca. 5 Entladungen waren die Stoßwellen reproduzierbar.

Um zeitliche Bezugspunkte für die nacheinander an verschiedenen Stellen des Rohres aufgenommenen Interferogramme zu gewinnen, wurden die Entladung und die Pulsung der Interferometerlampe mit einem Zweistrahloszillographen registriert. Da auch die Schmierinterferogramme den plötzlichen Intensitätsanstieg infolge der Lampenpulsung zeigen, konnte jeder einzelnen Aufnahme ihr Ort in der  $x-t$ -Ebene angewiesen werden. Die einzelnen Streifenbilder fügen sich zu *einem* Interferogramm zusammen, an dem der Gesamtverlauf der Stoßwelle studiert werden kann. Ein Beispiel dafür stellt Abb. 3\* dar. Der glatte Verlauf der Stoßfront läßt die Reproduzierbarkeit der Stoßwellen besonders deutlich erkennen. Wenn an den Stoßwellen doch ab und zu kleine Abweichungen auftreten, so waren diese selbst am Rohrende (nach einer Laufzeit von ca. 70  $\mu$ sec) geringer als 0,2  $\mu$ sec.

## Ergebnisse

### 1. Das Hinterland der Stoßfront

Interferometrische Dichtemessungen beruhen auf der Tatsache, daß Brechungsindex und Dichte eines Mediums miteinander verknüpft sind. Eine Änderung der Dichte macht sich in einer Verschiebung des ursprünglich eingestellten Streifensystems bemerkbar. Den Zusammenhang zwischen Streifenverschiebung  $z$  und der Änderung des Brechungsindex  $n$  liefert die bekannte Gleichung:

$$\Delta n L = \lambda z, \quad (2)$$

wobei  $\lambda$  die Wellenlänge der Lichtquelle und  $L$  die durchstrahlte Länge sind. Falls es sich um ein Gemisch verschiedener Teilchen mit verschiedenen Brechungsindizes handelt, addieren sich die einzelnen  $\Delta n_i$  zur gesamten Brechungsindexänderung  $\Delta n$ .

In Abb. 3 ist zu erkennen, wie die Streifen zunächst plötzlich ausgelenkt werden (= Stoßfront), um dann direkt dahinter wieder langsam in ihre Ruhelage zurückzukehren. Die Streifenverschiebung in der Front wird mit wachsendem Abstand von den Elektroden kleiner, wobei die Streifen immer langsamer in ihre Ruhelage zurückkehren. Hier wird ganz deutlich, daß die Stoßwellen instationär sind:

\* Abb. 3 auf Tafel S. 442 a.

In keinem Falle bildet sich ein Block konstanter Dichte.

Um den Dichteverlauf hinter der Front in Abhängigkeit von der Zeit und mit dem Abstand Elektroden – Stoßfront als Parameter zu erhalten, wurde die Streifenverschiebung mit Hilfe eines Photometers gemessen. Die Genauigkeit bei diesem Verfahren ist etwa  $1/20$  Streifenbreite.

Die Umrechnung der Streifenverschiebung hinter der Front auf die zugehörige Dichte ist allerdings problematisch, denn es ist nicht selbstverständlich, daß bei Änderung der Massendichte der Brechungsindex dazu proportional bleibt: Nach der Homologietheorie fällt z. B. die Dichte hinter der Stoßfront ziemlich schnell ab, während die Temperatur leicht ansteigt. Wird lokales thermisches Gleichgewicht angenommen, so zeigen Berechnungen der Sprunggrößen hinter Stoßwellen (z. B.<sup>5</sup>), daß der Dissoziationsgrad im vorliegenden Falle zunimmt. Im Plasma ändert sich also das Verhältnis der Anzahl der Wasserstoffmoleküle zu der der -atome. Da beide Komponenten unterschiedliche Brechungsindizes haben, ändert sich auch der Faktor bei der Umrechnung der Streifenverschiebung in die Dichteänderung. Der Verlauf der Streifenverschiebung gibt aber immerhin ein qualitatives Bild des Dichteverhaltens.

In Abb. 4 sind einige  $z-t$ -Kurven verschiedener schneller Stoßwellen dargestellt. Für die Front kann aus  $z$  der Dichtesprung  $\varrho_1/\varrho_0$  bestimmt werden: Für die gemessene Stoßfrontgeschwindigkeit wird aus den Rechnungen TURNERS<sup>5</sup> der Dissoziationsgrad  $\beta$  ermittelt. Da die Brechungsindizes für Wasserstoff-

moleküle und -atome ebenfalls bekannt sind, ist ein eindeutiger Zusammenhang zwischen  $z$  und  $\varrho_1/\varrho_0$  gegeben (s. Anhang II). Bei relativ kleiner Geschwindigkeit (a) wird ein Verhältnis  $\varrho_1/\varrho_0 \approx 6$  gemessen, entsprechend dem Dichtesprung für starken Stoß bei einem 2-atomigen Gas. Hinter der Front geht die Dichte zunächst schnell, später etwas langsamer zurück. Mit wachsender Stoßfrontgeschwindigkeit wird der Dichteabfall hinter der Front immer steiler (b, c, d). Das Gas wird in einer immer kleiner werdenden Zone immer stärker komprimiert. Ein Vergleich von (c) und (d) läßt auch noch erkennen, daß die Leuchtfront (LF) der Stoßfront immer näherrückt. (Im Entladungsplasma hinter der Leuchtfront herrschen Elektronendichten, die meßbare Streifenverschiebungen hervorrufen.)

Auch nach der Homologietheorie nimmt für kleiner werdendes  $\gamma$ , d. h. mit wachsender Geschwindigkeit (und wachsendem Dichtesprung) die Dichte hinter der Front immer schneller ab: Der gemessene  $z(t)$ -Verlauf entspricht also dem erwarteten. Da eine Voraussetzung der Homologietheorie –  $\gamma = \text{const}$  – hinter der Stoßfront nicht exakt erfüllt ist, wurde hier auf eine quantitative Bestätigung des Homologieverhaltens verzichtet.

## 2. Das $x-t$ -Diagramm der Stoßfront

Eine Bestimmung des Homologieexponenten  $k$  aus dem  $x-t$ -Diagramm der Stoßfront schien eine einfache Methode zu sein, das tatsächliche Verhalten der Stoßwellen mit dem von der Theorie vorausgesagten quantitativ zu vergleichen.

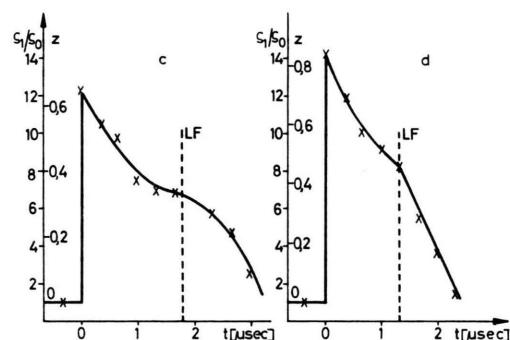
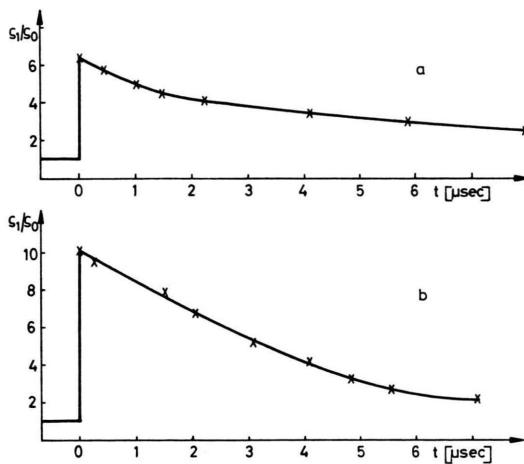


Abb. 4. Streifenverschiebungen hinter Stoßwellen mit unterschiedlichen Stoßfrontgeschwindigkeiten:

- a)  $v_s = 0,85 \text{ cm}/\mu\text{sec}$ ; b)  $v_s = 1,35 \text{ cm}/\mu\text{sec}$ ;
- c)  $v_s = 1,53 \text{ cm}/\mu\text{sec}$ ; d)  $v_s = 2,02 \text{ cm}/\mu\text{sec}$ ;

LF = Leuchtfront.

Die Dichtesprünge  $\varrho_1/\varrho_0$  beziehen sich nur auf die Stoßfront selbst. (In a und b gelten für die Streifenverschiebungen  $z$  ähnliche Maßstäbe wie in c und d.)

Das  $x-t$ -Diagramm wurde durch Differentiation in ca. 15 äquidistanten Punkten in ein  $v_s-t$ -Diagramm der Stoßfront umgewandelt. Durch die neuen Punkte  $P_i(v_i, t_i)$  wurde eine Kurve mit der von der Theorie geforderten Form

$$v_s = c(t - t_0)^k \quad (1)$$

gelegt. Die den Meßpunkten am besten entsprechende Kurve ist diejenige, für die die Summe der Quadrate der Abweichungen zwischen der Kurve und den Meßpunkten ein Minimum ist. Um diese Kurve zu finden, wurden die 3 Konstanten  $c$ ,  $t_0$  und  $k$  variiert und die Summen der Fehlerquadrate (mit Hilfe unserer elektronischen Rechenmaschine) berechnet. Das Minimum wurde nach folgender Methode ermittelt: Mit  $t_0$  als Parameter wurden die Summen als Funktion von  $c$  und  $k$  berechnet und die Minima  $\Sigma_{\min}$  festgestellt. Die so gefundenen Werte wurden in Ab-

hängigkeit von  $t_0$  aufgetragen. Ein typisches Beispiel – es wurden mehrere  $x-t$ -Diagramme von Stoßwellen bei unterschiedlichen Anfangsbedingungen aufgenommen und ausgewertet – zeigt Abb. 5. Die Werte gehören zum Interferogramm der Abb. 3. Trotz einer gewissen Streuung der einzelnen Werte, die auf die Meßgenauigkeit zurückzuführen ist, läßt sich durch diese Punkte eine glatte Kurve mit einem deutlichen Minimum ziehen. Für das obige Beispiel ergeben sich daraus die Werte  $t_0 = 0,6$ ;  $C = 3,3$ ;  $k = -0,46$ . Der Geschwindigkeitsverlauf der Stoßwelle wird also durch

$$v_s = 3,3(t - 0,6)^{-0,46} \quad (3)$$

am besten wiedergegeben ( $v_s$  in cm/ $\mu$ sec und  $t$  in  $\mu$ sec). Abb. 6 zeigt diese Kurve und die Meßpunkte. Die Abweichungen liegen innerhalb der Meßgenauigkeit.

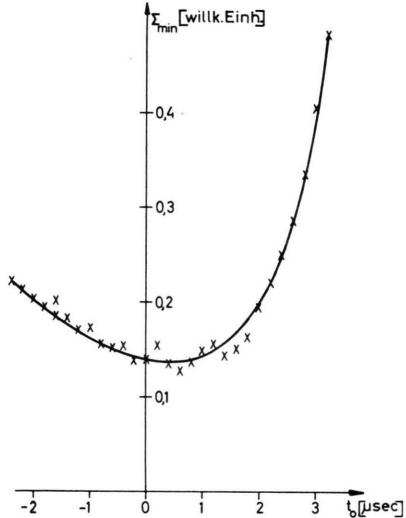


Abb. 5. Die kleinsten Summen  $\Sigma_{\min}$  in Abhängigkeit von  $t_0$ .

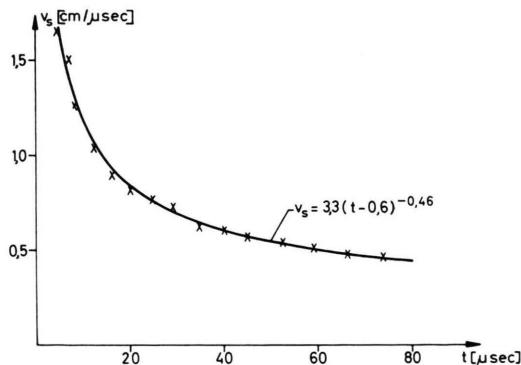


Abb. 6. Die nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ermittelte beste Kurve durch die Meßpunkte.

## Diskussion

Die in 1 und 2 geschilderten Versuchsergebnisse bestätigten, daß die in T-Rohren erzeugten instationären Stoßwellen mit der Homologietheorie widerspruchlos beschrieben werden können. Die Bestimmung des Homologieexponenten  $k$  aus dem  $v-t$ -Diagramm der Stoßfront liefert Werte, die mit den von der Theorie vorhergesagten recht gut übereinstimmen. Unter Berücksichtigung von Dissoziation bzw. Ionisation sollte das Verhältnis der spezifischen Wärmen  $\gamma$  kleiner als  $7/5$  und damit  $|k|$  größer als 0,4 werden. Aus dem Gesamtverlauf einer Stoßwelle läßt sich prinzipiell nur ein mittleres  $k$  bestimmen, da die Änderung von  $\gamma$  (und damit von  $k$ ) mit abnehmender Geschwindigkeit in der Homologietheorie unberücksichtigt bleibt. Trotzdem ist es sinnvoll, einen  $k$ -Wert zu ermitteln, da er nur schwach von  $\gamma$  abhängt. Unter diesen Umständen ist auch die Meßgenauigkeit ausreichend. Die Abb. 5 – bzw. die Darstellung  $k = f(\Sigma_{\min})$ , die prinzipiell den gleichen Verlauf hat wie die Kurve  $t_0 = f(\Sigma_{\min})$  – zeigt besonders deutlich, daß die auf den ersten Blick näherliegende Lösung mit  $k = -1/3$  (für den Start einer Stoßwelle an einer festen Wand<sup>8)</sup> ausscheidet. Das kann auch als Beweis dafür angesehen werden, daß die Stabilität der „Standardlösung“ auch in der Praxis zu einer schnellen Einstellung des entsprechenden Homologieparameters führt. Auch das Schneeflugmodell ( $k = -0,5$ ) liegt außerhalb des in Frage kommenden Bereichs für den Exponenten.

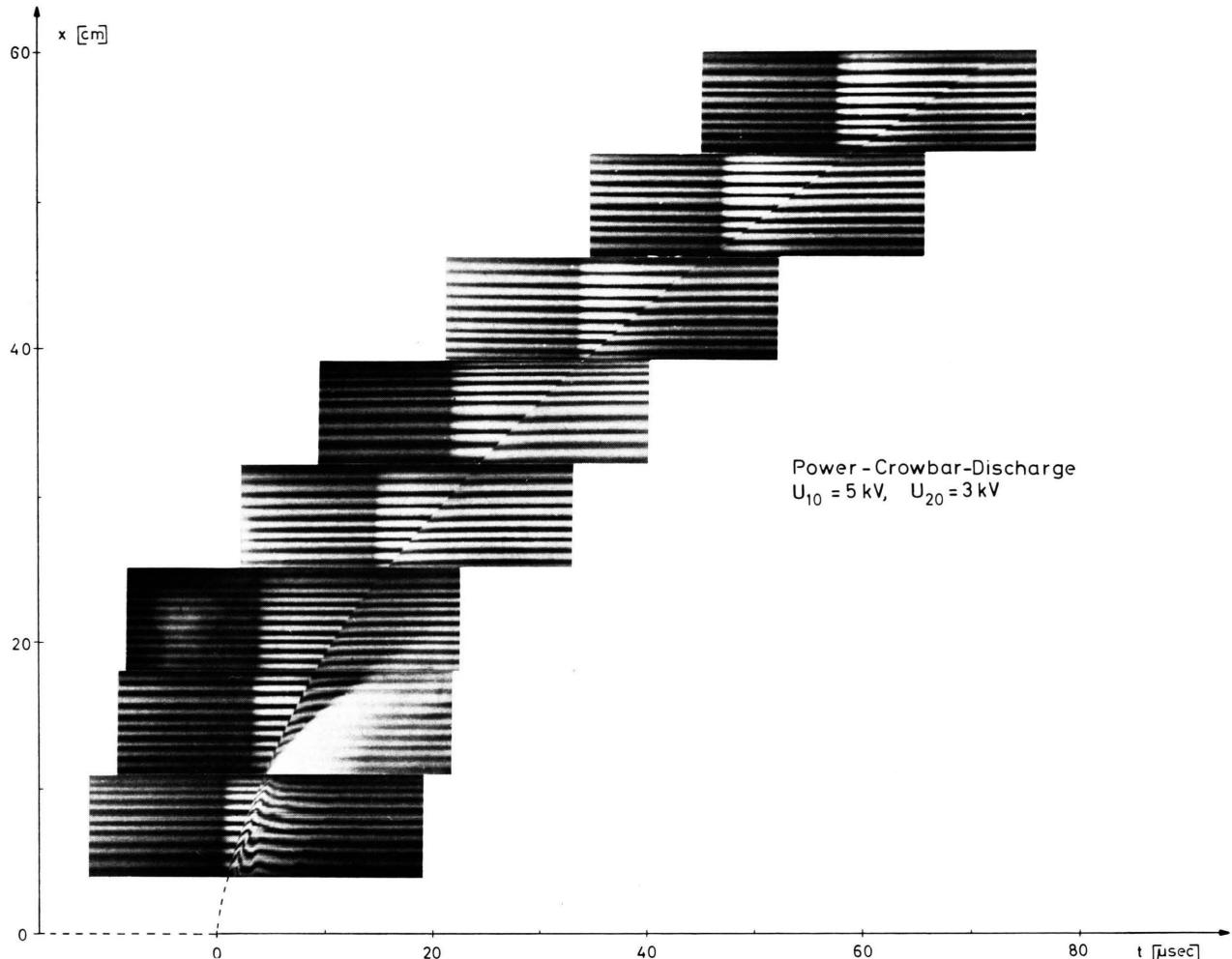


Abb. 3. Interferometrische Aufnahme des Weg-Zeit-Verlaufs der Stoßwelle;  $H_2$ ;  $p_0 = 5$  Torr. In der ersten Teilaufnahme ist das Eigenleuchten des (Entladungs-) Plasmas abgeblendet, um den Streifenverlauf sichtbar zu machen. Die Streifen werden zunächst nach oben (in Richtung wachsender Elektronendichte) um ca. 2 Streifenbreiten  $\triangleq 2 \cdot 10^{17}$  Elektronen/cm<sup>3</sup> ausgelenkt. Von der zweiten Teilaufnahme an ist das Plasmaleuchten mit abgebildet. Es ist zu sehen, wie sich Leuchtfront und Stoßfront trennen, und wie die Streifen schließlich in der Front nach unten (in Richtung zunehmender Dichte der schweren Teilchen) verschoben werden. Die Leuchtfront ist nur bis ca. 25 cm zu sehen, während die Stoßfront mit monoton abnehmender Geschwindigkeit bis zum Rohrende läuft. — Als Nullpunkt für die Ortskoordinate wurde die Stelle gewählt, an der die keilförmigen Elektroden den geringsten Abstand haben. Dies ist der mutmaßliche Startpunkt der Stoßwelle. Der Nullpunkt für die Zeitachse wurde durch Extrapolation der ersten Aufnahme festgesetzt.

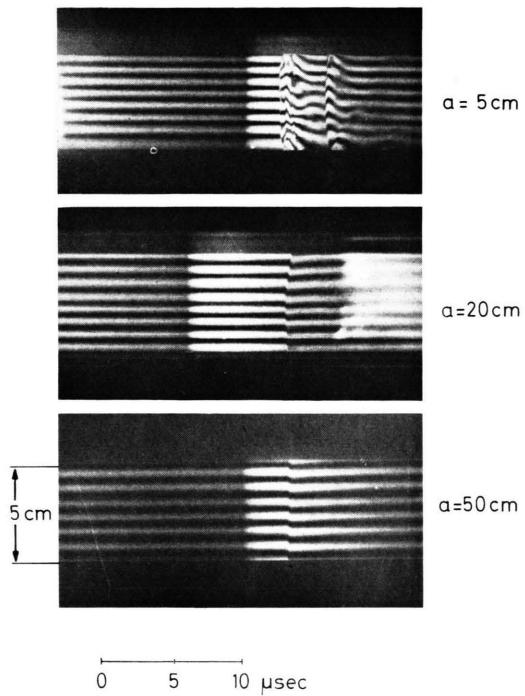


Abb. 7. Drei typische Queraufnahmen in unterschiedlichem Abstand  $a$  von den Elektroden.

Der experimentelle Nachweis der richtigen Beschreibung des Geschwindigkeitsverlaufs durch die Homologielösungen läßt erwarten, daß sie auch den Verlauf von Dichte, Temperatur und Druck hinter der Stoßfront richtig vorhersagen.

## Anhang I

### Die Form der Stoßfront

Mit interferometrischen Messungen wurde auch die Form der Stoßfront untersucht. Bei den früheren Aufnahmen<sup>1</sup> konnte aus der Tatsache, daß bei Ankunft der Stoßwelle die Streifen immer sehr plötzlich ausgelenkt werden, geschlossen werden, daß die Stoßfront eben ist. Um dies auch direkt nachzuweisen, wurde eine schmale Zone senkrecht zur Rohrachse auf einen Spalt abgebildet und mit der Drehspeigelkamera zeitlich aufgelöst. Damit konnte nachgewiesen werden, in welcher zeitlichen Aufeinanderfolge die Stoßfront diese, zu ihrer Ausbreitungsrichtung senkrechte Fläche, passiert. Die Krümmung der Front konnte also direkt studiert werden.

Abb. 7\* zeigt drei typische „Queraufnahmen“ in unterschiedlichem Abstand  $a$  von den Elektroden. Bei der ersten Aufnahme, bei der das Entladungsplasma abgeblendet wurde, werden die Streifen bei Ankunft der Stoßfront zunächst in der Mitte, dann an den Rändern des Rohres ausgelenkt. Darauf zeigen sie einen unruhigen Verlauf (= Entladungsplasma) und werden nach ca. 3  $\mu\text{sec}$  (wieder nicht gleichzeitig) noch einmal verschoben (= zweite Stoßwelle). Auf der zweiten Aufnahme ist eine ebenfalls leicht gekrümmte Stoßfront mit dem in ca. 5  $\mu\text{sec}$  Abstand folgenden diffusen Entladungsplasma zu sehen. Bei der dritten Aufnahme erfolgt die Streifenverschiebung über den ganzen Querschnitt des Rohres zur gleichen Zeit.

Die zeitliche Verschiebung  $\Delta t$ , um die die Streifen in der Mitte des Rohres eher ausgelenkt werden als am Rand, ergibt mit der an den drei Meßstellen (aus früheren Messungen) bekannten Geschwindigkeit der Stoßfront  $v_s$  multipliziert die Unebenheit der Front

$$\Delta l = \Delta t v_s. \quad (4)$$

Die „Ausbeulungen“ der Front in 5 und in 20 cm Entfernung von den Elektroden sind nicht ganz reproduzierbar. Aus jeweils 20 Messungen ergaben sich die folgenden Mittelwerte

$a$ in cm	$v_s$ in $\text{mm}/\mu\text{sec}$	$\Delta t$ in $\mu\text{sec}$	$\Delta l$ in mm
5	28	0,35	10
20	11	0,25	3
50	6	—	—

Nach 50 cm ist die Stoßfront praktisch eben (die Unebenheit muß kleiner als die gerade noch auflösbare

\* Abb. 7 auf Tafel S. 442 b.

Zone von 1 mm sein). Diese Entfernung entspricht etwa 10 Rohrdurchmessern und somit dem von konventionellen Stoßrohren bekannten Erfahrungswert. Ferner ist bemerkenswert, daß sich (noch?) keine turbulenten Wandzonen bilden.

## Anhang II

### Bestimmung des Dichtesprungs aus der Streifenverschiebung im Bereich der Dissoziation

Die Gl. (2) gibt den Zusammenhang zwischen der Streifenverschiebung und der Änderung des Brechungsindex an

$$z = \frac{1}{\lambda} L \Delta n. \quad (2)$$

Die GLADSTONE-DALE-Beziehung

$$n - 1 = k N \quad (5)$$

verknüpft den Brechungsindex eines Mediums mit dessen Dichte;  $k$  ist eine von der Gasart abhängige Konstante und  $N$  ist die Anzahl der Teilchen pro  $\text{cm}^3$ . Beide Gleichungen werden zusammengefaßt zu

$$z = \frac{1}{\lambda} L k \Delta N. \quad (6)$$

Im untersuchten Geschwindigkeitsbereich ist der Wasserstoff zu einem merklichen Grade dissoziiert. Die Streifenverschiebung setzt sich dann aus zwei Anteilen, die den Molekülen bzw. den Atomen zuzuschreiben sind, zusammen

$$z = z_{\text{H}_2} + z_{\text{H}} = \frac{L}{\lambda} (k_{\text{H}_2} \Delta N_{\text{H}_2} + k_{\text{H}} \cdot \Delta N_{\text{H}}). \quad (7)$$

Über die Stoßfront ändert sich die Zahl der Moleküle

$$\Delta N_{\text{H}_2} = (\varrho_1/\varrho_0) (1 - \beta) N_0 - N_0. \quad (8)$$

$\beta$  ist der Dissoziationsgrad. Die Anzahl der gebildeten Wasserstoffatome ist

$$\Delta N_{\text{H}} = (\varrho_1/\varrho_0) 2 \beta N_0. \quad (9)$$

Die Gl. (8) und (9) werden in (7) eingesetzt. Aufgelöst nach  $\varrho_1/\varrho_0$  folgt die Gleichung

$$\varrho_1/\varrho_0 = \frac{(z \lambda/L N_0) + k_{\text{H}_2}}{k_{\text{H}_2}(1 - \beta) + k_{\text{H}} 2 \beta} \quad (10)$$

für den Zusammenhang zwischen Streifenverschiebung und Dichtesprung bei gegebenem Dissoziationsgrad  $\beta$ .

Herrn Prof. Dr. R. WIENECKE möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit danken. Herr Dr. H. MUNTERBRUCH hat durch zahlreiche Diskussionen zum Gelingen beigetragen.

Die vorstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.