

# Untersuchung von Stoß- und Leuchtfront in einem elektromagnetischen Stoßrohr

Von P. JEANMAIRE, H. KLINGENBERG und H. REICHENBACH

Aus dem Ernst-Mach-Institut, Freiburg i. Br.

(Z. Naturforschg. 18 a, 318—322 [1963]; eingegangen am 20. November 1962)

Die Vorgänge in einem elektromagnetischen Stoßrohr (T-Rohr) wurden mit Trommelkamera, KERR-Zellenkamera und Multipliern untersucht. Aus einer größeren Zahl von Trommelkameraaufnahmen ergaben sich gemittelte Weg-Zeit-Kurven der Leuchterscheinungen für Drucke von 0,02 bis 50 Torr.

Bei höheren Drucken wurde ein Ablösen der schwach leuchtenden Stoßfront von der eigentlichen Leuchtfront beobachtet. KERR-Zellaufnahmen zeigen eine unebene Struktur der Leuchtfront, die als Kontaktfront anzusehen ist, d. h. das Gas hinter dieser Front ist durch die Entladung aufgeheizt. Auf diese Front können daher nicht, wie vielfach angenommen, die RANKINE-HUGONIOT-Gleichungen ohne weiteres angewandt werden, insbesondere nicht bei niederen Drucken, bei denen Stoßfront und Leuchtfront zusammenfallen. Die Gleichungen gelten nur für die abgelöste Stoßfront, falls man eine bei T-Rohren schon verschiedentlich beobachtete Anregung des Gases vor der Stoßfront zusätzlich berücksichtigt.

In den Veröffentlichungen über Experimente mit elektromagnetischen Stoßrohren werden zwei verschiedene Ansichten über den Zusammenhang zwischen Stoßfront und Leuchterscheinung vertreten. Einerseits wird behauptet<sup>1-4</sup>, daß die Aufheizung durch die Stoßwelle allein das Leuchten des Gases bewirkt. Andererseits hat vor allem CLOUPEAU<sup>5, 6</sup> in einer Reihe von Arbeiten gezeigt, daß sich bei höheren Drücken die eigentliche Stoßfront von der Leuchtfront ablöst und dieser vorausseilt. Nach Auffassung von CLOUPEAU besteht das leuchtende Gas hinter der 2. Front aus dem im Entladungsraum stark aufgeheizten und in das Rohr hineingetriebenen Plasma, d. h. die 2. Front ist eine Kontaktfront. Bei niederen Drücken fallen Stoßfront und Leuchtfront zusammen, und CLOUPEAU schließt daraus folgerichtig, daß dann die RANKINE-HUGONIOT-Gleichungen zur Berechnung der Daten des Gases hinter dieser Front nicht benutzt werden dürfen. Damit wären nach seiner Meinung die Abweichungen der experimentellen von den theoretischen Daten, die von den anderen Autoren festgestellt wurden, zu verstehen, ohne daß zur Erklärung die Hypothese der Vor-

anregung (Precursor) durch Strahlung herangezogen werden muß.

Die vorliegende Arbeit stellt einen Beitrag zur Klärung dieses Problems dar. Die gewonnenen Ergebnisse weisen auf die Richtigkeit der CLOUPEAUSchen Ansicht hin.

## 1. Versuchsanordnung

Das Stoßrohr (T-Rohr) besteht aus Pyrexglas und hat einen Innendurchmesser von 23 mm und eine Länge von etwa 1 m. Die Reflektorplatte ist aus einem Glas- und einem Eisenzyylinder zusammengesetzt und kann daher von außen mit Hilfe eines Magneten verschoben werden. Die Reflexion der Stoßwelle findet an der Glasfläche statt. Zur Evakuierung des Rohres auf den gewünschten Ausgangsdruck dient eine Ölrotationspumpe. Der Druck wird mit einem Quecksilber-Vakuskop nach GÄDE gemessen. Als Füllgas wird ausschließlich Luft verwendet. Besondere Vorkehrungen zur Reinigung des Füllgases werden nicht getroffen. Abb. 1 zeigt das Schema der Apparatur.

Die Experimente werden mit einer 2  $\mu$ F/14 kV-Batterie durchgeführt<sup>7</sup>, und zwar stets mit der vollen Energie von 200 Joule. Die Entladung erfolgt in Form einer gedämpften Schwingung mit einer Frequenz von etwa 200 kHz. Die Induktivität des Entladekreises beträgt

<sup>1</sup> A. C. KOLB, S. W. KASH u. H. E. PETSCHER, Magnetically Driven Shock Waves, in: Magnetohydrodynamics, herausgeg. von R. LANDSHOFF, Stanford Univ. Press, Stanford, Calif., 1957.

<sup>2</sup> V. H. BLACKMANN u. B. NIBLETT, Experiments Using a Hydro-magnetic Shock Tube, in: The Plasma in a Magnetic Field, herausgeg. von R. LANDSHOFF, Stanford Univ. Press, Stanford, Calif., 1958.

<sup>3</sup> J. M. SCHECHER, Univ. of Maryland, Inst. for Fluid Dynamics and Appl. Mathematics, Technical Note BN-245, AFOSR-751.

<sup>4</sup> E. L. RESLER, S. C. LIN u. A. KANTROWITZ, J. Appl. Phys. **23**, 1390 [1952].

<sup>5</sup> M. CLOUPEAU, J. Rech. Cent. Nat. Rech. Sci. **51**, Juin 1960; C. R. Acad. Sci. Paris **251**, 918 [1960]; **253**, 1160 [1961]; **254**, 213 [1962]; J. Phys. Radium **21**, 189 [1960].

<sup>6</sup> C. T. CHANG, Phys. Fluids **4**, 1085 [1961].

<sup>7</sup> Stoßrohr und Diagnosikmittel wurden beschrieben in P. JEANMAIRE u. H. KLINGENBERG, Bericht aus dem Ernst-Mach-Institut Nr. 5/61, April 1961.



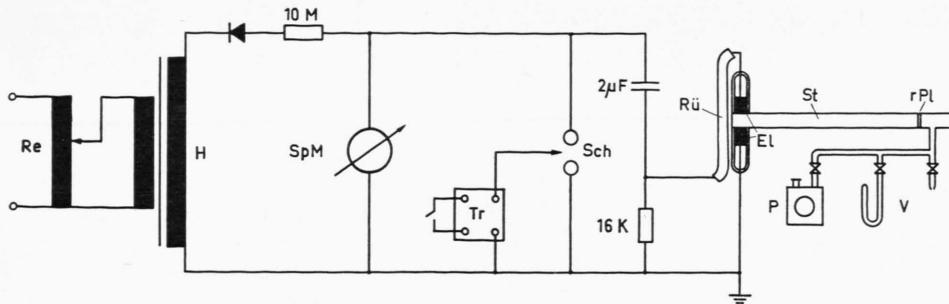


Abb. 1. Schema des Stoßrohres mit Entladungskreis und Vakuumapparatur. Re = Regeltrafo; H = Hochspannungsträfo; SpM = Spannungsmesser; Tr = Triggergenerator; Sch = Schaltfunkentstörstrecke; Rü = Rückleiter; El = Elektroden; St = Stoßrohr; rPl = Reflektorplatte; V = Vakuumgerät.

demnach  $300 \text{ nH}$ . Der Strom erreicht beim ersten Maximum etwa  $38 \text{ kA}$ . Aus dem Verlauf der Spannungskurve ergibt sich ein Dämpfungswiderstand von  $R = 0,085 \Omega$ . Diese Werte erwiesen sich als unabhängig vom Ausgangsdruck im Entladungsrohr, so daß angenommen werden kann, daß die Induktivität und der Widerstand des Plasmas im Vergleich zu den entsprechenden Größen des übrigen Entladungskreises sehr klein sind. Als Diagnosikmittel wurden eine Trommelkamera, eine KERR-Zellenkamera und zwei Multiplier eingesetzt.

Mit der Trommelkamera (Typ Strobodrum der Fa. Füngel) erreicht man eine maximale Filmgeschwindigkeit von  $0,0875 \text{ mm}/\mu\text{s}$  bei  $3500 \text{ U}/\text{min}$ . Für die Streak-Aufnahmen wurde das Stoßrohr bis auf einen Längsschlitz von  $2 \text{ mm}$  Breite abgedeckt, der durch Distanzmarken im Abstand von  $2 \text{ cm}$  unterteilt war. Das Abbildungsverhältnis betrug in den meisten Fällen  $1 : 20$ . Als Filmmaterial wurde im allgemeinen 11-ford HPS-Film, in einigen Fällen auch ein  $17^\circ \text{ DIN}$ -Film verwendet. Die leuchtende Stoßfront konnte dabei nur durch einstündiges Entwickeln sichtbar gemacht werden.

Die KERR-Zellenkamera wurde wahlweise mit zwei verschiedenen Verschlüssen betrieben: 1. mit einem kommerziellen Verschluß der Fa. AVCO, USA, mit einer Öffnungszeit von  $0,03 \mu\text{s}$ , 2. mit einem selbstgebauten Verschluß mit einer Öffnungszeit von  $0,5 \mu\text{s}$ . Der erste Verschluß fand vorzugsweise bei sehr schnellen und stark leuchtenden Vorgängen Verwendung, d. h. bei tiefen Drücken, während der zweite Verschluß bei höheren Drücken eingesetzt wurde.

Die Multiplier (Typ 931-A von RCA) hatten zur Anpassung an den Wellenwiderstand des Übertragungskabels einen Anodenwiderstand von  $185 \Omega$ .

## 2. Untersuchungen und Ergebnisse

### 2.1 Stoßfront und Leuchtfront

Auf den Streak-Aufnahmen\* (Abb. 2 a – b; schematische Darstellung Abb. 3 a – b) ist das Ablösen einer schwachen Vorfront A von der stark leuchtenden

Front B zu sehen. Im Gegensatz zu den Aufnahmen anderer Autoren ist diese Front bei uns in Luft bei einem Ausgangsdruck von 2 bis 5 Torr sichtbar. Die Front C setzt an der Reflektorplatte im Auftreffpunkt P der Front A an, während die Front B die Reflektorplatte gar nicht erreicht. Daraus ist zu schließen, daß es sich bei der Front A um die hinlaufende und bei der Front C um die reflektierte Stoßwelle handelt.

Bei 2 Torr (Abb. 2 a; Schema Abb. 3 a) löst sich die Stoßfront A nach etwa  $10 \text{ cm}$  ab. Das Leuchten der Plasmafront B ist  $2 \text{ cm}$  vor der Reflektorplatte abgeklungen. Die Geschwindigkeit der reflektierten Stoßfront C erhöht sich plötzlich beim Wiedereintritt in das heiße Gas hinter der Front B. Von dort läuft sie mit annähernd konstanter Geschwindigkeit weiter.

Bei 5 Torr (Abb. 2 b; Schema Abb. 3 b) löst sich die Stoßfront A schon nach etwa  $4 \text{ cm}$  ab, während das Leuchten des Gases hinter der Front B nach  $8 \text{ cm}$  abklingt.

Bei höheren Drucken ( $> 10 \text{ Torr}$ ) leuchtet die Stoßfront A nicht mehr (Abb. 2 c; Schema Abb. 3 c). Ihre Existenz wird aber durch das Auftreten der reflektierten C bewiesen, die erst dann aufleuchtet, wenn sie in den Bereich hinter B eintritt. Durch Verschieben der Reflektorplatte erreicht man, daß die reflektierte Stoßfront zeitlich früher oder später auftritt. Auf diese Weise läßt sich die Geschwindigkeit der unsichtbaren Stoßfront angenähert bestimmen. Das Plasmaleuchten klingt bei diesen höheren Drücken schon nach wenigen Zentimetern ab.

Der zeitliche Abstand der Fronten D, die bei allen Aufnahmen in gleicher Weise auftreten, stimmt mit der halben Schwingungsdauer der Entladung überein, so daß man annehmen kann, daß jede der Fronten mit einem Strommaximum in Zusammenhang

\* Abb. 2, 3, 5–8 auf Tafel S. 320 a, b.

steht. Die Fronten D breiten sich so schnell aus, daß ihre Bewegung von der Trommelkamera nicht aufgelöst wird. Ihr Charakter ist nicht geklärt (s. auch Abschn. 2.3).

Eine hier nicht gezeigte, der Abb. 2 a entsprechende Farbaufnahme macht den grundsätzlichen Unterschied der Fronten A und B noch deutlicher. Die Stoßfront A leuchtet im Blauen. Der Bereich hinter der Front B erscheint wegen der Überstrahlung weiß, und das Gas klingt violett ab, die typische Farbe einer Glimmentladung in Luft. Die Reflektierte C leuchtet zunächst ebenfalls blau, bis sie in das Gas hinter B eintritt, das in diesem Moment wieder stärker in seiner violetten Farbe aufleuchtet. Nachdem die Front C diesen Bereich durchsetzt hat, läuft sie mit der ursprünglichen blauen Farbe weiter. Dieser Unterschied im Leuchten der beiden Fronten deutet auch darauf hin, daß die Front B als die Kontaktfront anzusehen ist.

Vernachlässigt man eine mögliche Voranregung und die Auswirkung weiterer Stromschwingungen der Entladung, dann kann man die Daten für den Gleichgewichtszustand des Gases hinter der abgelösten Stoßfront A aus den RANKINE-HUGONIOT-Gleichungen berechnen unter Zuhilfenahme der aus den Trommelkameraaufnahmen entnommenen Stoßfrontgeschwindigkeiten. Diese Daten sind für Stoß-MACH-Zahlen von 6 bis 24 in <sup>8</sup> und für Stoß-MACH-Zahlen bis 8 in <sup>9</sup> graphisch dargestellt. Bei einer dieser Größen, der Nachström- bzw. Kontaktfrontgeschwindigkeit  $u_2$  läßt sich der Tabellenwert mit dem experimentellen Wert aus den Trommelkameraaufnahmen unmittelbar vergleichen, wenn man die Front B als

Kontaktfront ansieht. Für die Abb. 2 a und 2 b erhält man die in Tab. 1 aufgeführten Daten im Labor-system.

Die gemessenen Kontaktfrontgeschwindigkeiten sind zwar etwas kleiner, stimmen aber mit den theoretischen Werten sonst gut überein. Die Temperaturen  $T_2$  sind so niedrig, daß das schwache Leuchten des Gases hinter der Stoßfront ohne Mitwirken von Hilfsmechanismen wie Precursor-Anregung oder Verunreinigungen nicht zu erklären ist. Eine Stoßwelle der Stoß-MACH-Zahl 6 bis 12 vermag unter normalen Umständen in Luft kein Leuchten zu erzeugen, wie von Untersuchungen mit üblichen hypersonischen Stoßrohren her bekannt ist.

Die zutreffenden Kontaktfrontgeschwindigkeiten und das starke Leuchten hinter der Front B sind zwei Argumente für die Annahme, daß B die Kontaktfront darstellt. Ein weiterer Beweis ergibt sich aus der Struktur der Front B, die mit KERR-Zellaufnahmen näher untersucht wurde (s. Abschn. 2.2). Das Gebiet zwischen Stoßfront und Kontaktfront hat in unserer Versuchsanordnung bei 2 Torr in der Nähe der Reflektorplatte eine Länge von 2 cm. Das stimmt größtenteils mit einem von SCHECHE <sup>3</sup> berechneten Wert von 1,2 cm bei Argon überein. Bei Drucken unter 0,5 Torr ist eine Ablösung in unserem Stoßrohr nicht mehr zu beobachten. In diesem Fall darf man sicher nicht die RANKINE-HUGONIOT-Gleichungen zur Berechnung des Zustandes hinter der Leuchtfestigkeit benutzen.

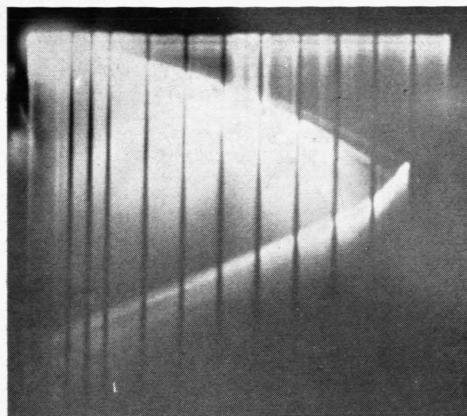
Aus einem umfangreichen Aufnahmematerial zeigt Abb. 4 die gemittelten  $x$ - $t$ -Kurven für verschiedene Drucke. Die Streubreite ist im wesentlichen durch

Abb. Nr.	$p$ Torr	$x$ cm	Stoßw.- geschw. $U_s$ km/s	Stoß-MACH- Zahl $M_s = U_s/a_1$	Kontaktfrontgeschw. $u_2$		Temperatur hinter der Stoßfront $T_2$ °K
					Tab.	Trommel- kamera km/s	
2a	2	11	4,0	11,5	3,5	3,3	3800
	2	13	3,6	10,5	3,2	3,1	3600
	2	15	3,6	10,5	3,2	2,9	3600
	2	17	2,7	7,7	2,2	2,3	2800
	2	19	2,7	7,7			2800
2b	5	5	3,1	8,9	2,7	2	3300
	5	7	2,5	7,2	2,1	1,3	2700
	5	9	2,2	6,3	1,8	0,6	2300
	5	11	2,2	6,3	1,8		2300

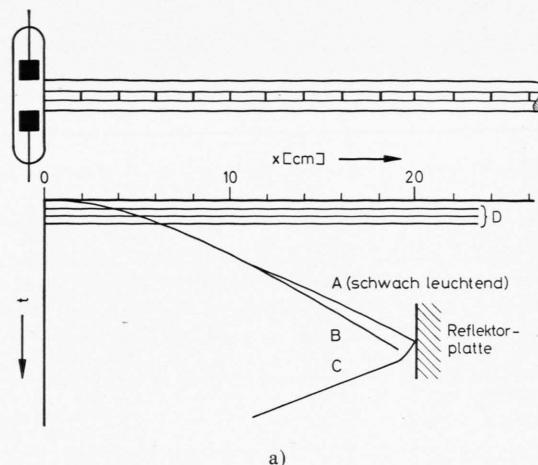
Tab. 1.

<sup>8</sup> S. FELDMANN, AVCO Research Report Nr. 40, Januar 1957.

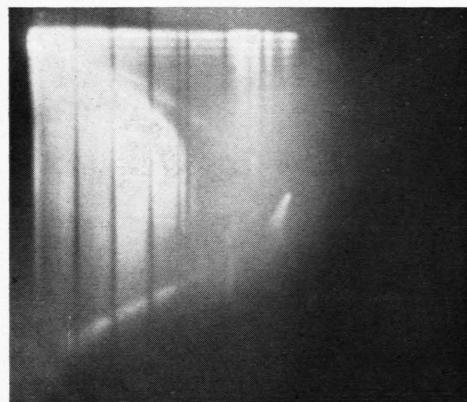
<sup>9</sup> J. I. GLASS, W. MARTIN u. G. N. PATTERSON, UTIA Report Nr. 2, November 1953.



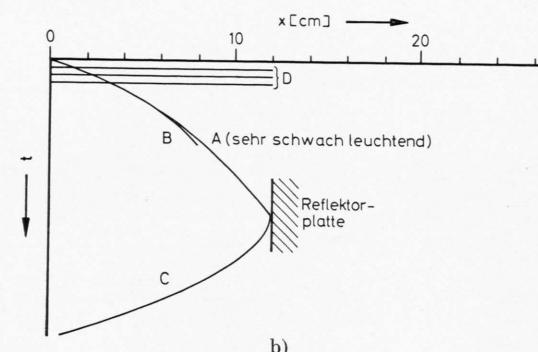
a) 2 Torr, 3000 U/min.



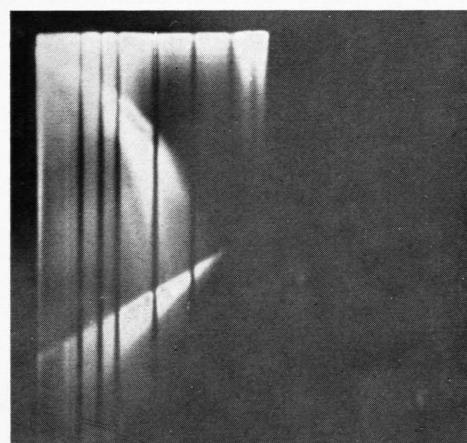
a)



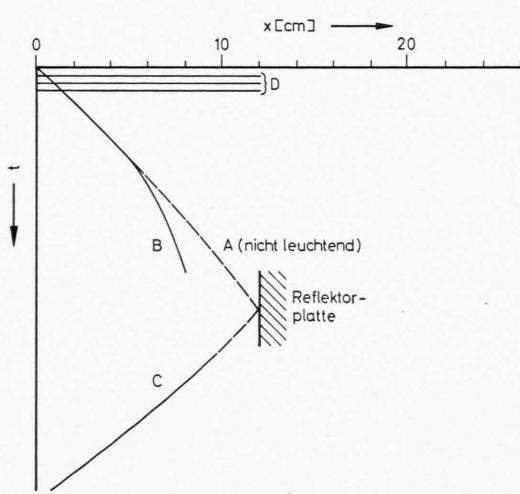
b) 5 Torr, 3500 U/min.



b)



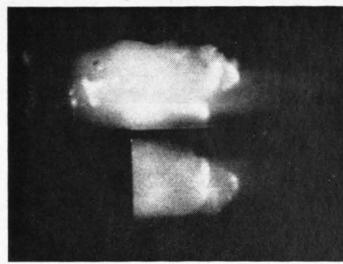
c) 10 Torr, 3000 U/min.



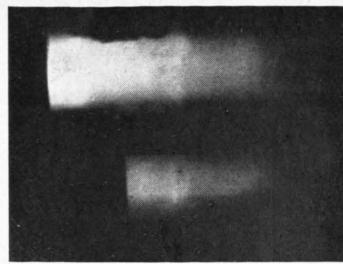
c)

Abb. 2. Trommelkameraaufnahmen. Füllgas: Luft, Entladungsenergie: 200 Joule, Abstand der Distanzmarken: 2 cm.

Abb. 3. Schematische Darstellung zu Abb. 2.



a)



b)

Abb. 5. KERR-Zellenaufnahmen der Plasmafront mit Einspiegelung eines um  $90^\circ$  versetzten, zweiten Bildes. KERR-Zellenöffnungsdauer:  $0,03 \mu\text{s}$ .  
a) 0,2 Torr, Bildmitte  $x=5 \text{ cm}$ ; b) 0,5 Torr, Bildmitte  $x=14 \text{ cm}$ .

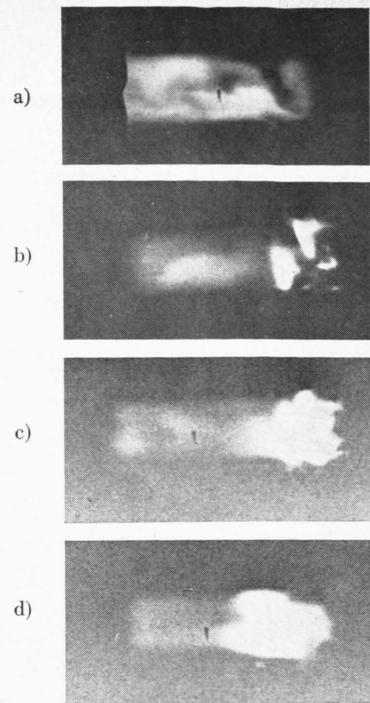


Abb. 8. KERR-Zellenaufnahmen von der Reflexion der Plasmafront. Druck: 2 Torr; KERR-Zellenöffnungsdauer:  $0,5 \mu\text{s}$ ; Reflektorplatte etwa rechter Bildrand.

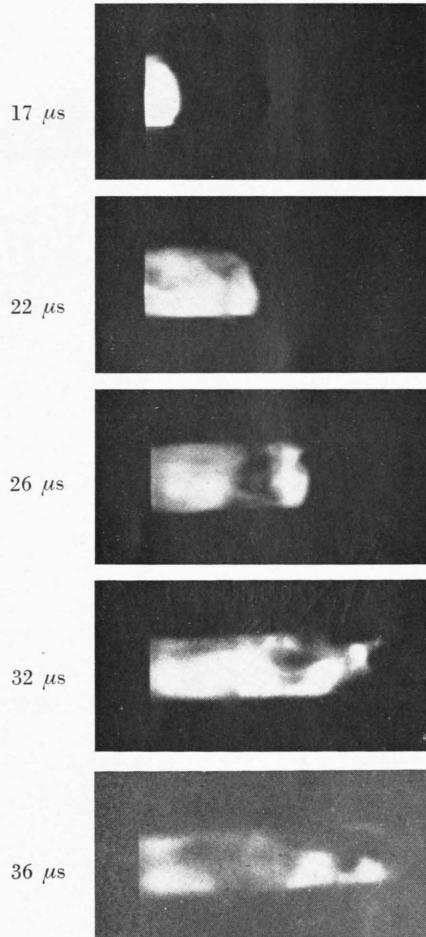


Abb. 6. KERR-Zellenaufnahmen zu verschiedenen Zeitpunkten der Entladung. Druck: 2 Torr; KERR-Zellenöffnungsdauer:  $0,5 \mu\text{s}$ ; Bildmitte  $x=14 \text{ cm}$ .

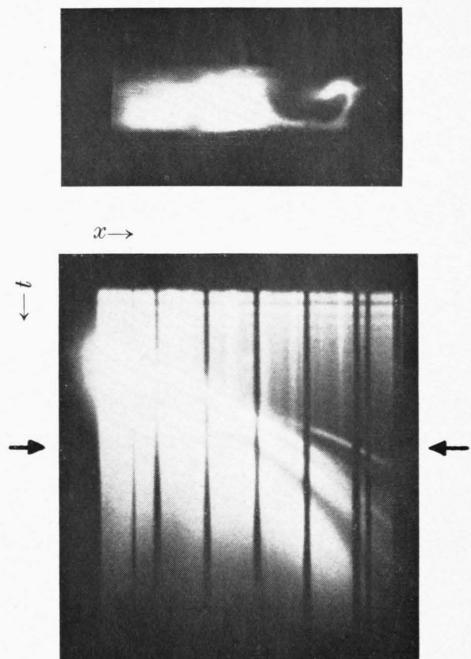


Abb. 7. KERR-Zellen- und Trommelkameraaufnahme von derselben Entladung. Druck: 2 Torr; KERR-Zellenöffnungsdauer:  $0,5 \mu\text{s}$ .

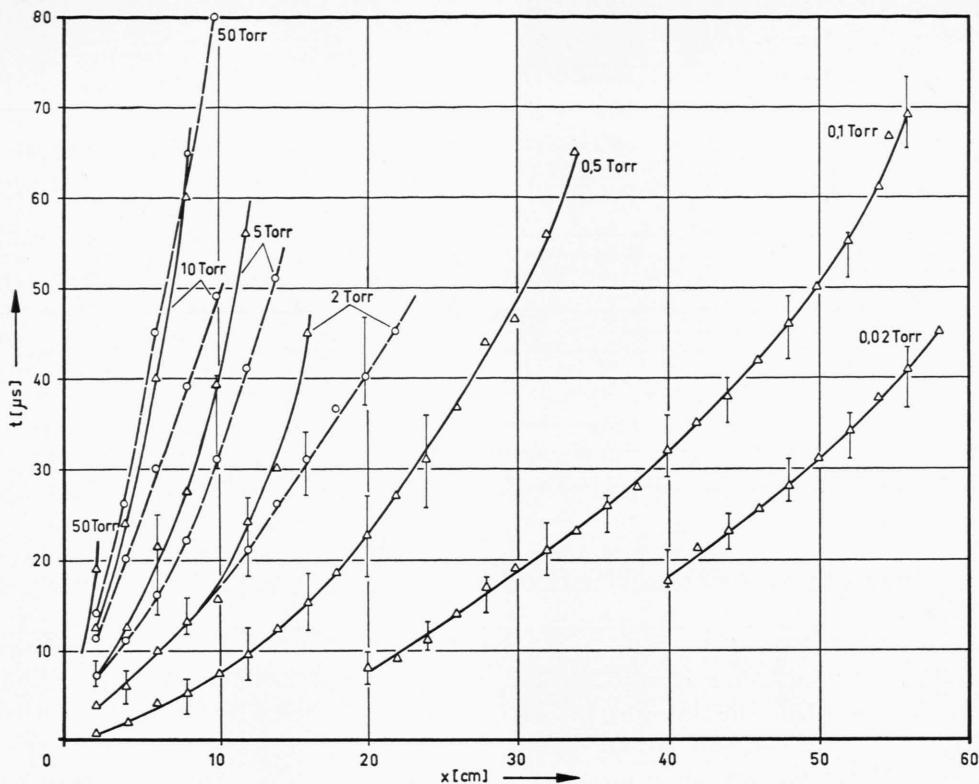


Abb. 4.  $x$ - $t$ -Kurven für verschiedene Drücke.  $\circ$ — $\circ$  Stoßfront,  $\triangle$ — $\triangle$  Plasmafront.

die Einstellgenauigkeit des Ausgangsdruckes und der Kondensatorspannung bei verschiedenen Entladungen bestimmt. Bei 0,02 und 0,1 Torr wurde mit der Trommelkamera nur ein Gebiet in größerer Entfernung vom Entladungsraum beobachtet, weil hauptsächlich das Ablösen der Front A untersucht werden sollte.

## 2.2 Struktur der Leuchtfront

Die Struktur der Leuchtfront B wurde mit einer KERR-Zellenkamera untersucht. Die Abb. 5 a, b zeigt Momentaufnahmen der Leuchtfront an den Stellen  $x = 5$  cm bzw.  $x = 14$  cm bei den Drucken 0,2 bzw. 0,5 Torr. Die Einspiegelung eines azimutal um  $90^\circ$  versetzten, zweiten Bildes gibt einen räumlichen Eindruck von der Front.

Die Leuchtfront ist keineswegs eben, sondern hat ein turbulentes, wolkenartiges Aussehen, das sich auch mit steigendem Druck und Abstand vom Elektrodenraum nicht wesentlich ändert. Die Aufnahmen

ähneln denen von CHANG<sup>6</sup>. Da die KERR-Zelle infolge des endlichen Transparenzverhältnisses auch im geschlossenen Zustand stets eine gewisse Durchlässigkeit behält, tritt auf einigen Bildern ein heller Schein vor der Leuchtfront auf. Wir sehen die unebene Struktur der Leuchtfront als weiteren Beweis für die Annahme an, daß es sich bei der Front B um die Kontaktfront handelt. Eine Stoßfront hat stets die Tendenz, sich einzubilden, und auch das durch sie hervorgerufene Leuchten muß gleichmäßig über den Querschnitt verteilt sein. Ferner fällt auf, daß die Plasmafront scharfe Konturen hat. Eine Leuchterscheinung, die nach einer gewissen Relaxationszeit einsetzt, schwächt allmählich an.

Auf Abb. 5 b ist hinter der ersten Leuchtfront eine zweite, noch etwas hellere Front zu sehen. Von Trommelkameraaufnahmen her ist bekannt, daß es sich hierbei um Sekundärwellen handelt, die durch weitere Strommaxima der Entladung erzeugt werden. Sie laufen im aufgeheizten Plasma schneller und nähern sich der ersten Front.

Eine Aufnahmeserie (Abb. 6) zeigt die Auflösung der Plasmafront bei 2 Torr auf der Strecke  $x = 10$  cm bis  $x = 18$  cm. Neben den Bildern ist jeweils der Öffnungszeitpunkt der KERR-Zelle aufgetragen, in Mikrosekunden vom Beginn der Entladung ab gerechnet. Bei diesem Druck sind Sekundärwellen nicht mehr zu erkennen.

Die Verästelungen der Plasmafront können auf den Trommelkameraaufnahmen als weitere Plasmafronten oder als abgelöste Fronten, ähnlich wie die Stoßfront, erscheinen. Ein Beispiel zeigt Abb. 7. KERR-Zellenaufnahme und Trommelkameraaufnahme stammen von derselben Entladung. Die abgelöste, leuchtende Front ist, wie eine genaue Analyse der beiden Bilder zeigt, nicht die leuchtende Stoßfront, sondern ein Zweig des sich auflösenden Plasmas. Bei der Deutung von Streakaufnahmen muß demnach sehr sorgfältig vorgegangen werden. Es empfiehlt sich, möglichst mehrere Diagnostikmittel gleichzeitig einzusetzen.

Man wird an dieser Stelle fragen, warum das Leuchten der Stoßfront auf keiner KERR-Zellenaufnahme in Erscheinung tritt. Die Intensität dieses Leuchtens ist jedoch zu schwach und liegt außerdem im Blauen, wie hier nicht gezeigte Farbaufnahmen erkennen lassen. Die mit Nitrobenzol gefüllte KERR-Zelle ist aber bekanntlich für Wellenlängen  $\lambda < 4700$  Å, also für blaues Licht, undurchlässig.

Ein weitere Serie von KERR-Zellenaufnahmen zeigt die Reflexion der Plasmafront B an der Reflektorplatte (Abb. 8). Man sieht die ankommende Plasmafront (Abb. 8 a), die Plasmafront unmittelbar nach der Reflexion (Abb. 8 b) und beim Zurücklaufen, wobei sie sich im heißen Gas so stark beschleunigt, daß die Bewegungsunschärfe auf der KERR-Zellenaufnahme bemerkbar wird (Abb. 8 d). Die Serie wurde bei 2 Torr aufgenommen, jedoch war die Stoßfront an dieser Stelle noch nicht deutlich abgelöst. Das starke Aufleuchten wird vermutlich durch das Verdampfen des Glases an der Reflektorplatte unterstützt.

### 2.3 Vorläufer

Wie auf den Trommelkameraaufnahmen beobachtet man auch auf hier nicht gezeigten Multiplierröhrenzillogrammen ein starkes Lichtsignal, das innerhalb 0,1  $\mu$ s nach Zünden der Entladung auftritt und mit hoher Geschwindigkeit durch das Rohr läuft. Es ist nicht sicher, ob die mit den beiden verschiedenen Diagnostikmitteln beobachteten Signale identisch sind. Die Höhe des Multiplierrumps bleibt entlang des Rohres nahezu unverändert. Bei hohen Drucken verringert sich die Impulshöhe etwas auf Kosten der Breite. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Signals wächst mit dem Druck, und zwar von 1/60 der Lichtgeschwindigkeit bei 0,05 Torr auf ca. 1/3 der Lichtgeschwindigkeit bei 50 Torr. Um Aufschluß über den Charakter dieses Signals zu gewinnen, wurde die Versuchsanordnung in einigen Punkten geändert. Zwischen Stoßrohr und Pumpe wurde eine Hochdruckstrecke geschaltet, um eine Glimmentladung zur Pumpe auszuschließen. Die Reflektorplatte, die den Querschnitt des Rohres allerdings nicht ganz ausfüllt, wurde zwischen die beiden Multiplier geschoben, so daß der zweite Multiplier das Licht *hinter* der Reflektorplatte registrierte. In keinem der beiden Fälle trat eine Veränderung der Geschwindigkeit und der Form des Signals auf. Einen starken Einfluß hatte dagegen das Einfügen eines innen geschwärzten Kunststoffrohres in das Stoßrohr. Das Rohr aus Araldit hatte denselben Innenquerschnitt wie das Stoßrohr, eine Länge von 10 cm und wurde in einer Entfernung von 1 m eingefügt. Die Multiplier wurden kurz vor und kurz hinter der Kunststoffstrecke angesetzt. Das Signal hinter dem Aralditstück trat zeitlich wesentlich später und stark geschwächt auf. Auf Grund dieses Versuches läßt sich vermuten, daß es sich bei diesem Vorläufer um eine Lichterscheinung im Glas handelt. Eine genauere Untersuchung des Vorläufers ist für später vorgesehen.

Unser Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. H. SCHARDIN für sein förderndes Interesse, sowie der Deutschen Forschungsgemeinschaft für ihre Unterstützung der Arbeit.