

Anodennahe Vorläufer elektromagnetisch angetriebener konvergenter Zylinderstoßwellen

H. DAMMANN *, G. KLEIST **, U. KOGELSCHATZ ***

Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel
und W. BÖTTICHER

Brown-Boveri-Forschungszentrum, Baden, Schweiz

(Z. Naturforsch. 24 a, 1931—1937 [1969]; eingegangen am 3. September 1969)

The precursor in front of the convergent cylindrical shock-wave of Z-pinch discharges in Helium and Argon (diameter/length ratio: 44 cm per 10 cm) is investigated by interferometric methods. The precursors separate from the shock wave at higher filling pressures. It is found that the precursor exists only in a thin layer near to the anode. This effect can be explained by the assumption that the gas density in this region is lowered by a blast wave, which is formed in the early stages of the discharge by a still unknown process which depends on the sign of the discharge voltage.

Bei der Untersuchung elektromagnetisch angetriebener Stoßwellen wird die Weg-Zeit-Kurve der Hauptleuchtfront meist durch eine Schmieraufnahme des Eigenleuchtens aufgenommen. In vielen Fällen kann man auch schon vor dieser leuchtenden Front laufende Wellen beobachten¹. Diese als Vorläufer bezeichneten Wellen können in zwei Gruppen unterteilt werden.

1. Elektronenvorläufer mit Geschwindigkeiten, die erheblich größer sind als die Laufgeschwindigkeiten der Stoßwelle. Sie entstehen beim elektrischen Durchschlag und werden vor allem durch die starke UV-Strahlung der antreibenden Entladung verursacht. Ihre Untersuchung erfolgt wegen der geringen Elektronendichte mit elektrischen Sonden, Mikrowelleninterferometern² oder Multipliern³. Mit diesen Vorläufern ist keine Gasströmung verbunden.

2. Vorläufer, die eng an die Hauptleuchtfront gekoppelt sind. Hierzu gehören im Anschluß an CLOUPEAU⁴ vor allem die Stoßwellenfronten selbst, die wegen ihrer im Vergleich zur stromführenden Hauptleuchtfront schwachen Lichtemission auf den Schmieraufnahmen unsichtbar bleiben. Außer bei „ebenen“ Anordnungen (T-Rohr und ähnliche Geo-

metrien) werden solche Stöße auch bei Θ -Pinch-entladungen in hohen Fülldrücken beobachtet⁵. In anderen Arbeiten⁶ wird von Vorläufern berichtet, die zwar eng an die Leuchtfront gekoppelt und nur wenig schneller sind, sich aber nicht als Stoßfront deuten lassen. — Die experimentelle Untersuchung dieses Vorläufertyps erfolgt mittels Reflexion der ursprünglich zu schwach leuchtenden Wellen an Hindernissen bzw. anderen Wellen⁴, optischer Interferometrie⁷ und Schlierenmethoden⁵. In diesen Fronten ändert sich die Gasdichte merklich und sie sind mit einer Gasströmung verbunden.

Bei Messungen an elektromagnetisch angetriebenen konvergenten Zylinderstoßwellen⁸ haben wir Vorläufer beobachtet, die zur zweiten Gruppe gehören. Sie treten bei höheren Fülldrücken auf und machen sich vor allem durch ein kräftiges Leuchten im Konvergenzzentrum bemerkbar, das bereits vor dem Einlaufen der Hauptfront beginnt⁹.

In dieser Arbeit berichten wir über Untersuchungen dieser Vorläufer mit optischen Interferometern. Es zeigt sich, daß der hier auftretende Vorläufer eine starke Stoßfront ist, die sich in einer dünnen anodennahen Schicht ausbreitet.

Sonderdruckanforderungen erbeten an W. BÖTTICHER, Brown, Boveri & Cie.-Forschungszentrum, CH-5513 Dättwil/AG, Schweiz.

* Jetzt: Philips Zentrallaboratorium Hamburg-Stellingen.

** Jetzt: Gutehoffnungshütte Sterkrade, Oberhausen.

*** Jetzt: Brown-Boveri-Forschungszentrum, Baden Schweiz.

¹ H. MUNTENBRUCH, in: Proc. 6. Intern. Shock Tube Symposium, Freiburg 1967; Bericht des Instituts für Plasma-physik, Garching IPP 3/58 [1967].

² W. MAKIOS, Z. Naturforsch. 21 a, 2040 [1966].

³ I. HERTEL u. H. KLINGENBERG, Z. Naturforsch. 19 a, 941 [1964].

⁴ H. CLOUPEAU, Phys. Fluids 6, 679 [1963].

⁵ D. MEINERS, Z. Naturforsch. 20 a, 1711 [1965].

⁶ R. D. MEDFORD, A. L. T. POWELL u. W. H. W. FLETCHER, Nature London 196, 32 [1962].

⁷ H. BRINKSCHULTE u. H. MUNTENBRUCH, Z. Naturforsch. 20 a, 196 [1965]. — H. BRINKSCHULTE, Z. Naturforsch. 22 a, 438 [1967].

⁸ U. KOGELSCHATZ, W. BÖTTICHER, H. DAMMANN u. G. KLEIST, Z. Naturforsch. 23 a, 514 [1968].

⁹ G. KLEIST, W. BÖTTICHER, H. DAMMANN u. U. KOGELSCHATZ, Z. Naturforsch. 24 a, 226 [1969].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Experimente

Kondensatorbatterie und Entladungsgefäß

Die Kondensatorbatterie und das Entladungsgefäß der benutzten linearen Pinchanordnung sind bereits früher⁸ beschrieben worden. Die Kondensatorbatterie liefert bei einer Kapazität von $150\ \mu\text{F}$ und einer Ladespannung von $30\ \text{kV}$ im ersten Maximum der schwach gedämpften Sinusschwingung von $140\ \text{kHz}$ einen Entladestrom von $2,3\ \text{MA}$. ($R = 2,5\ \text{m}\Omega$). Strom- und Spannungsverlauf hängen nur unwesentlich von Gasart und Fülldruck ab. Der Aufbau der 30 Kondensatorgruppen ist rotationssymmetrisch. Das Entladungsgefäß ist ein Plexiglaszylinder von $44\ \text{cm}$ Durchmesser und $10\ \text{cm}$ Höhe, der oben (Anode) und unten (Kathode) durch plane Eisenelektroden abgeschlossen wird. Als Rückleiter dient ein coaxialer Kupferzylinder. Das Gefäß wird vor jeder Entladung auf $5 \cdot 10^{-4}$ Torr evakuiert und kurz vor Zünden der Batterie mit dem zu untersuchenden Gas gefüllt. Alle Beobachtungen erfolgen parallel zur Gefäßachse durch in die Eisenelektroden eingelassene Fenster.

Momentaufnahmen des Interferenzbildes

Einzelbildinterferenzaufnahmen zur Erfassung der räumlichen Form der Vorläufer werden mit Hilfe eines Jamin-Interferometers mit Laserbeleuchtung angefertigt¹⁰. Zur Beleuchtung des Interferometers dient ein Rubinlaser (kommerzielles Gerät der Firma TRG, USA), der im Q-Switch mittels rotierendem Prisma und sättigbarer Farbstoffzelle betrieben wird. Während der Blitzdauer von ca. $20\ \text{ns}$ wird bei der Wellenlänge $\lambda = 6943\ \text{\AA}$ eine Lichtenergie von $0,5 - 1\ \text{Joule}$ emittiert. Zur vollständigen Ausleuchtung des Gesichtsfeldes wird der Laserstrahl durch eine Zerstreuungslinse langer Brennweite schwach divergent gemacht.

Die Dicke der Jaminschen Platten ist so gewählt, daß das Licht in zwei vollständig getrennte Teilbündel aufgespalten wird ($36\ \text{mm}$ breit, $30\ \text{mm}$ lang, $10\ \text{mm}$ getrennt). Erfolgt nun die Belichtung des Interferogramms zu dem Zeitpunkt, in dem die zu untersuchende einlaufende Welle sich innerhalb des äußeren Teilbündels befindet, während das Gebiet des zweiten Bündels noch ungestört ist, so erhält

man ein Interferogramm, wie man es auch mit einem Mach-Zehnder-Interferometer, bei dem der Vergleichsstrahl außerhalb des Entladungsgefäßes verlaufen würde, bekommen würde.

Der Durchbruch durch die Elektroden wird jeweils durch zwei Fensterpaare abgedeckt: Die inneren Fenster können direkt in die Elektrodenöffnungen eingesetzt werden und fluchten dann genau mit den inneren Elektrodenoberflächen, während zwei äußere Fenster mittels Flachgummidichtung das Gefäß vakuumdicht verschließen. Alle Fenster müssen nach jedem Schuß erneuert werden.

Nach Vereinigung der beiden Teilbündel in der oberen Jamin-Platte wird der Lichtstrahl durch eine Samellinse gebündelt und geht anschließend durch eine Blende und ein schmalbandiges Interferenzfilter. Ein gesonderter Verschluß ist dann nicht nötig, weil – wie sich bei den Experimenten zeigt – das Eigenlicht der Entladung durch die Kombination Blende – Interferenzfilter hinreichend unterdrückt wird.

Geschwindigkeitsmessungen

Die Geschwindigkeiten der während der ersten Kontraktion der Entladung nach innen laufenden Wellen werden bei $r = 5\ \text{cm}$ mit einer Kombination von Differentialinterferometer und Schmierkamera gemessen¹¹.

Zur Beleuchtung des Interferometers dient ein durch eine Kapillare von $20\ \text{mm}$ Länge und $1 - 1,5\ \text{mm}$ Durchmesser eingeschnürter, stromstarker Funke. Die Kapillare aus Weichgummi ist in einen Ring aus Polypropylen eingesetzt, der ein Auseinanderreißen der Kapillare durch den hohen Druck im Funken verhindert (Anfangsdruck $2\ \text{Torr}$ Luft). Als Energiespeicher dienen 7 Kondensatoren à $0,5\ \mu\text{F}/25\ \text{kV}$.

Der Polarisator vor dem ersten Wollaston-Prisma polarisiert das Licht 45° gegen die optischen Achsen des Prismas. Ein einfallender Lichtstrahl spaltet infolge verschiedener Brechungen seiner senkrecht zueinander polarisierten Komponenten in zwei Teilstrahlen auf, die einen Winkel $\varepsilon = 2 \cdot (n_e - n_o) \cdot \alpha$ miteinander bilden. n_e und n_o sind die Brechungsindizes für außerordentlichen und ordentlichen Strahl, α ist der Keilwinkel des Wollaston-Prismas. Die Aufspaltung durch das erste Wollaston-Prisma erfolgt im oder nahe am Brennpunkt der ersten Linie, so daß die beiden Teilstrahlen das Entladungsgefäß parallel und um die Strecke $2 \cdot (n_e - n_o) \alpha \cdot f$ gegeneinander verschoben durchsetzen. Mit Hilfe der zweiten Linse und des zweiten Wollaston-Prismas werden beide Teilbündel wieder vereinigt. Das Interferenz-

¹⁰ Forschungsbericht des Instituts für Experimentalphysik, Kiel, Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung, BMwF-FB K [68-29,5].

¹¹ Forschungsbericht des Instituts für Experimentalphysik, Kiel, Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung, BMwF-FB K [67-68,10].

bild wird durch den zweiten Polarisator sichtbar gemacht.

Die Beobachtung der Entladung erfolgt end-on durch 1 mm breite Spalte, die parallel zueinander auf einem Durchmesser des Entladungsgefäßes in den beiden Elektroden angebracht sind und vakuumdicht durch Glasfenster abgedeckt werden. Der obere dieser Spalte dient gleichzeitig als Schmierspalt und wird 16 : 1 verkleinert auf die Photoplatte abgebildet. Das Eigenlicht des Objekts wird durch die Blende weitgehend unterdrückt.

Bei einer Umlauffrequenz des Drehspiegels von 100 Hz beträgt die Schmiargeschwindigkeit auf der Photoplatte 1,5 mm/ μ s. Man erreicht so eine Zeitauflösung von 40 ns. Bei den auftretenden Geschwindigkeiten von einigen cm/ μ s ergibt sich damit eine objektseitige Unschärfe von ca. 1 mm (= Spaltbreite).

Die Interferenzstreifen schneiden den Schmierspalt unter einem Winkel von 45°. — Der Vorläufer ist auch auf den photoelektrischen Registrierungen des Eigenleuchtens⁹ bei verschiedenen Radien zu erkennen. Seine Lichtemission beträgt etwa 10% der Emission der Hauptfront.

Meßergebnisse

Momentaufnahmen mit dem Jamin-Interferometer

Abbildung 1 zeigt Interferogramme von Entladungen in 30 Torr Helium mit verschiedenen Anordnungen der inneren Fenster.

- Fenster in beiden Elektroden,
- Fenster nur in Kathode,
- Fenster nur in Anode,
- Fenster in beiden Elektroden. Das obere Fenster bildet einen Steg in Laufrichtung der Wellen.
- Auf dem Anodenfenster befindet sich ein Hindernis, das 5 mm in den Entladungsraum hineinragt.

Der Vorläufer ist auf diesen Aufnahmen als Auslenkung von etwa 1/2 Streifenbreite erkennbar.

Man entnimmt diesen Aufnahmen:

- Der Vorläufer existiert auch unter größeren Glasfenstern (Abb. 1 a). Er ist nicht an metallische Elektroden gebunden. Er läuft unter Glas etwas langsamer als unter Metall.
- Der Vorläufer ist nur in Anodennähe vorhanden. (Er fehlt auf Abb. 1 b, aber nicht auf 1 c.)
- Der Vorläufer tritt nur bei Vorhandensein einer Begrenzungsfläche auf. (In Abb. 1 d unterhalb des Stegs vorhanden, in den offenen Teilen nicht.)
- Hinter dem Vorläufer strömt Gas seitwärts in die Ausbrüche ab.

5. Der Vorläufer ist mit einer radialen Gasströmung verknüpft (Abb. 1 c), die sich vor einem Hindernis staut.

6. Die Schichtdicke d der Vorläufer ist nicht viel größer als 5 mm. (Hindernis in Abb. 1 c wird nicht überlaufen.)

Die Richtung der Streifenauslenkung zeigt, daß der Brechungsindex des Plasmas hinter dem Vorläufer durch freie Elektronen bestimmt ist. Die Streifenauslenkung $A(\lambda)$ bei der Wellenlänge λ ist gegeben durch

$$A(\lambda) \cdot \lambda = d \cdot \Delta\mu(\lambda), \quad (1)$$

wobei $\Delta\mu(\lambda)$ die über die Schichtdicke d gemittelte Änderung des Brechungsquotienten μ für Licht der Wellenlänge λ ist. Für $\Delta\mu(\lambda)$ gilt in guter Näherung

$$\Delta\mu(\lambda) = c_0 \Delta n_0 - c_e n_e \lambda^2; \quad (2)$$

c_0 , c_e Konstanten, n_0 Änderung der Neutralteilchendichte, n_e Elektronendichte hinter dem Vorläufer, im Vorland ist $n_e = 0$ gesetzt.

In einigen Fällen wurden simultan zu den in Abb. 1 gezeigten Interferogrammen bei $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ auch Aufnahmen bei der halben Wellenlänge gemacht. (Frequenzverdopplung mit einem KDP-Kristall.) Im Bildfeld ist dann die doppelte Zahl von Interferenzstreifen sichtbar wie bei $\lambda = 6943 \text{ \AA}$. Da die Streifenauslenkung durch die Front kleiner ist und sich außerdem die Granulation stärker bemerkbar macht, ergeben sich nur Interferogramme von mäßiger Qualität. Man kann ihnen aber für die Streifenauslenkung $A(\lambda/2)$ entnehmen, daß

$$0 < -A(\lambda/2) < -\frac{1}{2} A(\lambda) \quad (3)$$

ist. $A(\lambda)$ ist die als negativ gefundene Auslenkung bei der Rubinwellenlänge.

Aus (1), (2) und (3) ergibt sich

$$\frac{4}{3} \left| \frac{A(\lambda)}{c_e \lambda} \right| > d \cdot n_e > \left| \frac{A(\lambda)}{c_e \lambda} \right|. \quad (4)$$

Mit $|A(\lambda)| \approx 0,5$ bei 30 Torr Helium folgt schließlich

$$d \cdot n_e = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2} \pm 20\%. \quad (5)$$

Mit $d \leq 0,5 \text{ cm}$ erhält man für die Elektronendichte hinter der Vorläuferfront:

$$n_e \geq 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}. \quad (6)$$

Frontgeschwindigkeiten

Geschwindigkeitsmessungen wurden mit Helium und Argon im Fülldruckbereich 6 – 80 Torr Helium

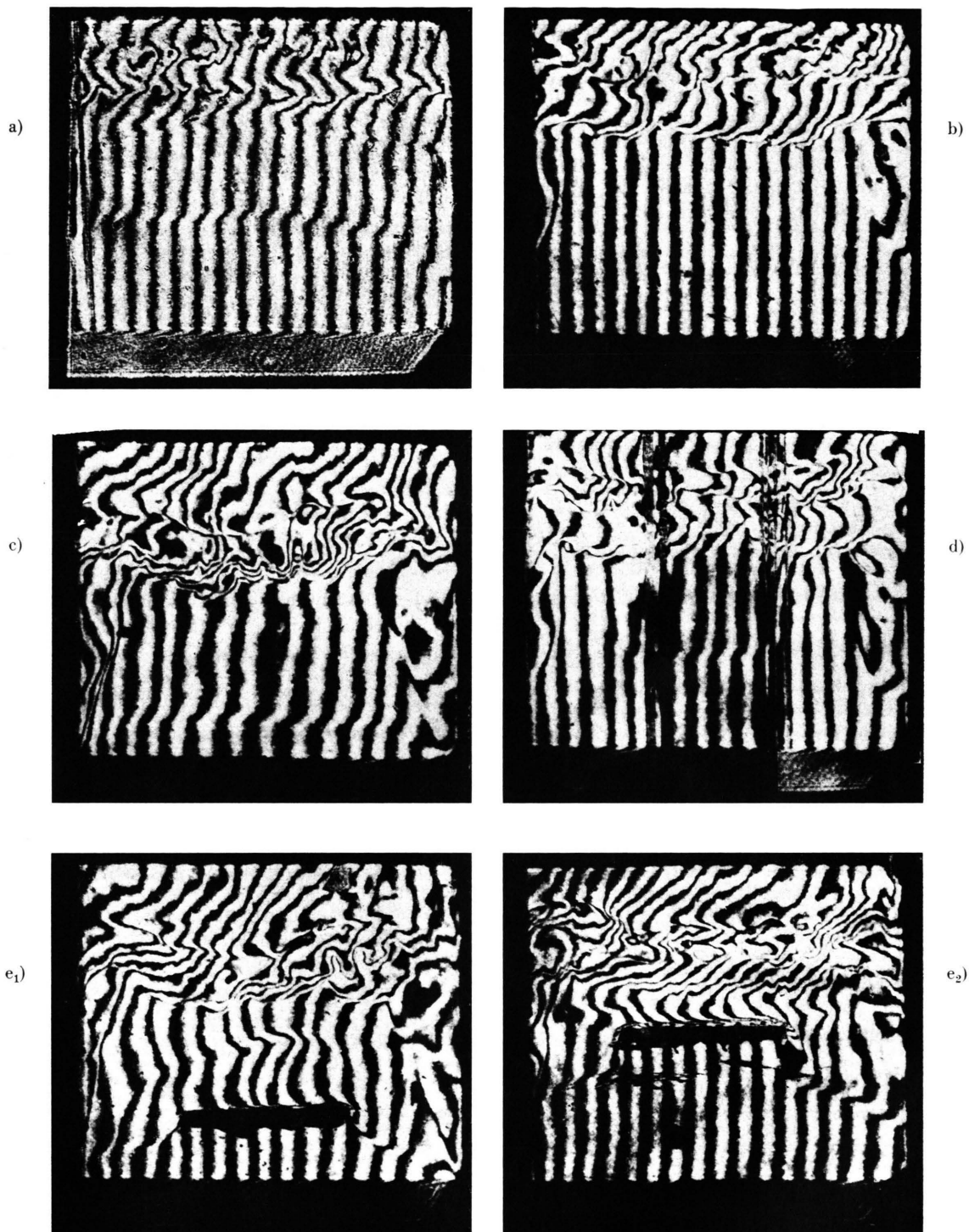


Abb. 1. Interferogramme mit dem Jamin-Interferometer. Die Stoßfronten laufen parallel zu den Interferenzstreifen von oben in das Bildfeld hinein. Die Hauptfront verursacht eine Streifenverschiebung von etwa 2 Streifenbreiten nach rechts. Hinter der Hauptfront (in den Bildern oben) sind Verwirb-

lungen erkennbar. Der Vorläufer (in den Bildern weiter unten) erzeugt eine Verschiebung von etwa $1/3$ Streifenbreite. Die auf das Fenster aufgeklebten Hindernisse in Bild e₁ und e₂ sind als schwarze Streifen senkrecht zur Richtung der Interferenzstreifen markiert. Weitere Erklärung im Text.

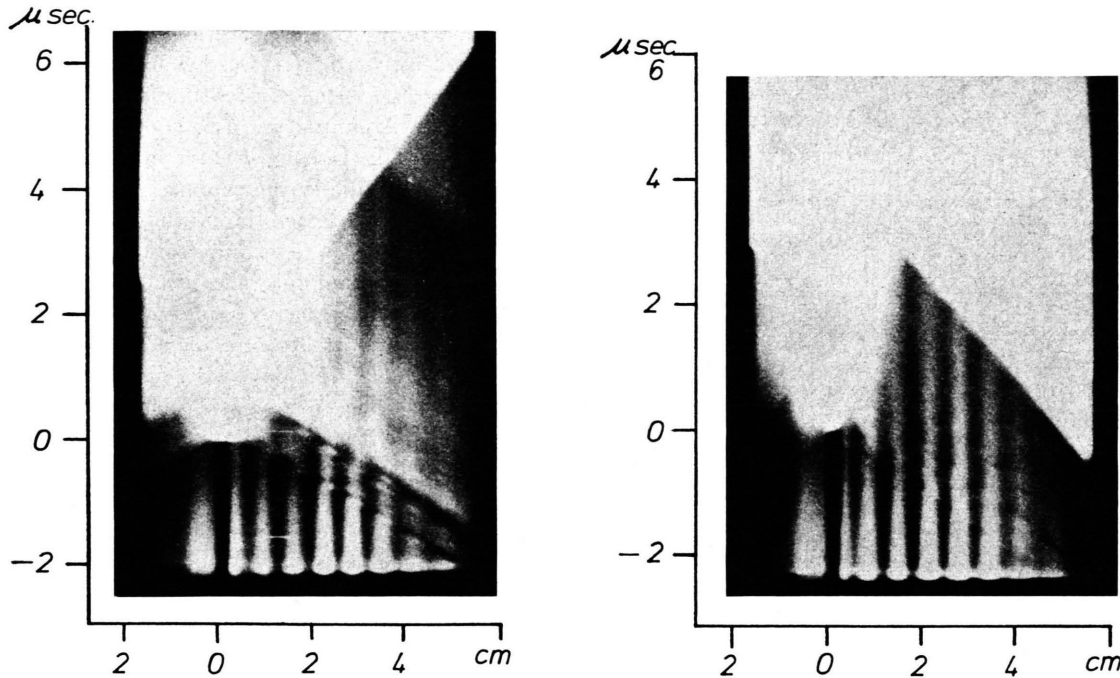


Abb. 2. Interferogramme mit dem Differentialinterferometer. a) Entladung in 5 Torr Argon. Vor der Hauptfront treten Vorläufer auf, die im Zentrum eine reflektierte Welle bilden. b) Entladung in 30 Torr Helium. Der Vorläufer bewirkt eine Streifenauslenkung vor der Hauptfront.

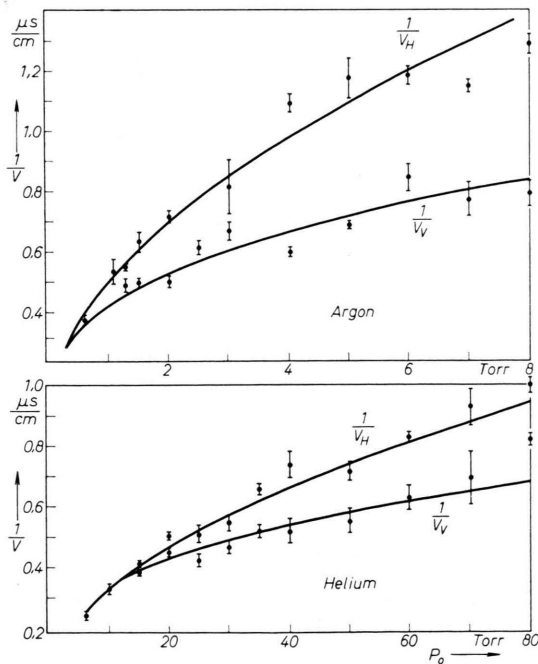


Abb. 3. Reziproke Geschwindigkeiten von Hauptfront V_H und Vorläufer V_V am Radius $r=5$ cm.

und 0,6 – 8 Torr Argon ausgeführt. Bei 6 Torr Helium und 0,6 Torr Argon sind noch keine Vorläufer erkennbar. Erst bei höheren Drücken läuft vor der stark leuchtenden Hauptfront ein wesentlich schwächer leuchtender Vorläufer. Er ist besonders gut auf den Aufnahmen mit dem Differentialinterferometer erkennbar, Abb. 2 (a, b) *. Aus diesen Aufnahmen können Geschwindigkeiten und Frontabstand entnommen werden. Die in Abb. 3 und 4 eingetragenen Werte geben den Mittelwert von je 4 Entladungen an. Die Geschwindigkeiten werden am Ort $r=5$ cm bestimmt und der Abstand der Fronten ist zum Zeitpunkt des Durchgangs der Hauptfront durch $r=5$ cm gemessen.

Aus den oben erwähnten „Lichtleiter-Oszillogrammen“ ergeben sich ungenauere Werte, die aber mit den hier angegebenen übereinstimmen. Sie zeigen außerdem, daß sich der Vorläufer an dem Radius von der Hauptfront ablöst, an dem letztere ihr Geschwindigkeitsmaximum überschritten hat¹².

Die in Abb. 3 eingezeichneten Kurven werden durch folgende Ausdrücke dargestellt:

$$1/V_H = a \cdot p_0^{1/2}, \quad (7)$$

$$1/V_V = b \cdot p_0^{1/3}. \quad (8)$$

¹² G. KLEIST, Dissertation, Universität Kiel 1968.

Die Konstanten haben folgende Werte:

	Helium	Argon	
a	0,105	0,49	$\mu\text{sec/cm Torr}^{1/2}$
b	0,157	0,42	$\mu\text{sec/cm Torr}^{1/2}$

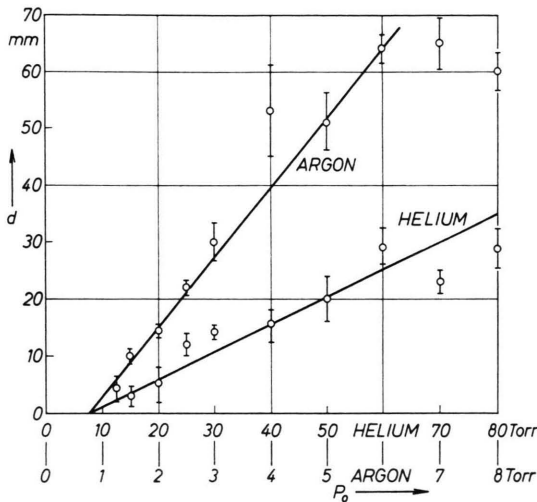


Abb. 4. Abstand zwischen Hauptfront und Vorläufer, gemessen zu dem Zeitpunkt, an dem sich die Hauptfront bei $r=5$ cm befindet. Werte über 50 mm sind extrapoliert.

Diskussion der Ergebnisse

Aus den Interferogrammen ergibt sich, daß hinter der Vorläuferfront eine radiale Massenströmung vorhanden ist (Stau vor Hindernis, seitlicher Abfluß dieses Staues, seitlicher Abfluß in Öffnungen). Bei den gemessenen Geschwindigkeiten kann es sich nur um eine starke Stoßfront handeln. Diese Deutung wird erhärtet durch die beobachtete Ausbildung einer reflektierten Welle beim Einlauf ins Zentrum. Auch die hohen Werte der Elektronendichte sind zwanglos durch ein starke Stoßwelle erklärbar.

Der Vorläufer (V) stellt demnach eine in einer nur einige Millimeter dicken Schicht vor der Anode laufende Stoßfront dar, deren Geschwindigkeit größer als die Geschwindigkeit der Hauptfront (H) ist. Der Vorläufer löst sich von der Hauptfront, wenn diese ihr Geschwindigkeitsmaximum überschritten hat.

Es entsteht damit die Frage nach dem Entstehungsmechanismus dieser Stoßfront. Wegen der Kopplung an die Anode (bzw. an das Fenster in der Anode) muß die primäre Ursache in einer Beschleunigung geladener Teilchen liegen. Dieser Teilchenstrom muß

das anodennahe Gebiet so verändern, daß sich dort eine Stoßfront erhöhter Geschwindigkeit ausbilden kann. Überbelichtete Kerr-Zellenaufnahmen von Entladungen in Argon mit nicht rotationssymmetrischer Stromverteilung (analog Abb. 6 in ⁹⁾) zeigen, daß der Vorläufer die Verformungen der Hauptfront nachbildet. Dies deutet darauf hin, daß der treibende Gasdruck von der Hauptfront geliefert wird.

Man erhält damit folgendes Bild: Durch die magnetische Kompression wird eine starke, konvergente kreiszylindrische Stoßfront erzeugt. Diese Stoßfront läuft im größten Teil des zwischen Anode und Kathode befindlichen Volumens in ungestörtes Füllgas hinein. Sie wird als Hauptfront (H) bezeichnet. Nahe der Anode ist die Füllgasdichte aber so geändert (erniedrigt), daß dort bei unverändertem treibenden Druck p_H eine starke Stoßfront (V) höherer Geschwindigkeit entsteht, die bei end-on-Beobachtung als Vorläufer erscheint.

Wenn man annimmt, daß der Gasdruck hinter der Vorläuferfront gleich dem hinter der Hauptfront ist, so erhält man mit der aus der Impulserhaltung folgenden Stoßrelation

$$p_H = \rho_{0H} V_H^2 \left(1 - \frac{1}{\varepsilon_H}\right) = \rho_{0V} V_V^2 \left(1 - \frac{1}{\varepsilon_V}\right), \quad (9)$$

ρ_{0H} Gasdichte im ungestörten Füllgas, ρ_{0V} Gasdichte im Vorland des Vorläufers, ε_V , ε_H Dichtesprünge in Vorläufer und Hauptfront.

Da ε_H und ε_V etwa den Wert 10 haben, gilt in guter Näherung $1 - 1/\varepsilon_H = 1 - 1/\varepsilon_V$ und damit

$$\rho_{0V} V_V^2 = \rho_{0H} V_H^2. \quad (10)$$

Aus (10), (7) und (8) folgt

$$\rho_{0V}/\rho_{0H} = (V_H/V_V)^2 = (b/a)^2 \cdot p_0^{-1/2} \quad (11)$$

[bei Helium ist $(b/a)^2 = 2,23 \text{ Torr}^{1/2}$, bei Argon $0,735 \text{ Torr}^{1/2}$].

Es genügen also maximale Dichteänderungen um den Faktor 0,36, um die beobachteten Effekte zu erklären. Eine solche Dichteverminderung kann z. B. in folgender Weise erzeugt werden. In der Zündphase der Entladung wird eine anodennahe Schicht der Dicke d_0 aufgeheizt, dadurch erhöht sich der Gasdruck und es entsteht eine von der Anodenfläche weggerichtete Expansion des aufgeheizten Gases. Nach einer Laufzeit τ beträgt die mittlere Dichte des expandierten Gases

$$\rho_{0V} = d_0 \rho_{0H} / V_s \cdot \tau.$$

Die Expansionsgeschwindigkeit V_s muß dabei größer sein als die Schallgeschwindigkeit des Füllgases, um einen Massentransport zu ermöglichen.

In der Zeit τ ist der Vorläufer eine Strecke

$$D = V_V \cdot \tau$$

gelaufen. Damit gilt

$$\frac{q_0 V}{q_0 H} \frac{1}{V_V} = \frac{d_0}{D} \frac{1}{V_s} = \frac{V_H^2}{V_V^3} \quad (12)$$

Aus Gln. (7) und (8) ergibt sich, daß V_H^2/V_V^3 im untersuchten Druckbereich konstant ist und den Wert $0,35 \mu\text{sec/cm}$ für Helium bzw. $0,31 \mu\text{sec/cm}$ für Argon hat. Mit plausiblen Werten für D und V_s ($D = 10 \text{ cm}$, $V_s \geq 1000 \text{ m/sec}$) ergibt sich $d_0 \leq 0,3 \text{ cm}$, d. h. ein ebenfalls plausibler Wert.

¹³ R. G. JAHN u. W. v. JASKOWSKI, Guggenheim Aerospace Propulsion Lab. Princeton University Reports 634 k und 634 j zum NASA Grant NSG-306-63.

Zuverlässigere Aussagen über die Entstehung des Vorläufers können nur durch Messungen seiner raum-zeitlichen Entwicklung während einer Entladung erhalten werden. Vermutlich besteht zwischen der Ursache der hier beschriebenen Vorläufer und dem von JAHN, JASKOWSKI und OBERTH¹³ gefundenen „Anodenfuß“ in Argonentladungen gleicher Geometrie ein enger Zusammenhang. Ein direkter Vergleich ist nicht möglich, da ihre Messungen bei niederen Fülldrücken, kleineren Gefäßdurchmessern und kleineren Spannungen erfolgten.

Diese Arbeit entstand im Rahmen des Förderungsvorhabens FG 1003 des Bundesministeriums für wissenschaftliche Forschung. Alle Experimente und ein Teil der Auswertung wurden in Kiel ausgeführt. Wir danken Herrn Prof. W. LOCHTE-HOLTGREVEN für die uns dabei gewährte großzügige Unterstützung. Herrn U. GROTH verdanken wir viele technische Details und Hilfe bei den Experimenten.

Optical Excitation Functions of Neon in the Vacuum Ultraviolet

H. HERTZ

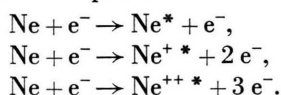
Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg

(Z. Naturforsch. **24 a**, 1937—1940 [1969]; received 6 September 1969)

Optical excitation functions of Ne I, Ne II, and Ne III spectral lines in the wavelength range of 400—800 Å have been measured with electron energies from 0 to 500 eV. The excited ions are formed by electron impact in a single collision process. The $(2p)^4 3s$ levels of Ne II become populated via autoionizing states of the neon atom. The excitation functions of the neon resonance lines at 736 and 744 Å are strongly pressure dependent due to radiation imprisonment.

So far little is known about the electron impact excitation of the vacuum ultraviolet lines in the rare gases, especially about simultaneous ionization and excitation. General considerations on the measurement of optical excitation functions can be found in the papers^{1,2}. A synopsis of the literature on excitation functions is also given in¹.

In this work the following processes leading to the emission of VUV spectral lines are investigated:



It is remarkable that even the excited doubly ionized neon is formed in a single step collision process, with a cross section of the order of $1 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$.

1. Apparatus and Experimental Procedure

An electron beam (10—200 μA) of variable energy (0—500 eV) passes through a collision chamber. The beam is confined by a magnetic field (100—400 gauss). The electrode system is heated to 250 °C during the operation, in order to reduce surface contaminations. The apparatus has been described in detail by SROKA³. The gas pressure ($3 \cdot 10^{-5}$ — $5 \cdot 10^{-3}$ Torr) within the collision chamber is measured with a capacitance manometer. Therefore the pressure indication is independent of the special gas.

The radiation emitted from the excited gas is observed at right angles to the beam with a vacuum monochromator (50 cm, Seya-Namioka mounting) and a magnetically focussed electron multiplier. An X-Y recorder registers the light intensity in dependence on the electron energy. The smoothed traces of these ex-

Reprint requests to H. HERTZ, Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg, D-2000 Hamburg 36, Jungiusstraße 11.

¹ B. L. MOISEWITSCH and S. J. SMITH, Rev. Mod. Phys. **40**, 238 [1968].

² D. W. O. HEDDLE, Methods of Exp. Phys. **7**, Part A, 43 [1968].

³ W. SROKA, Z. Naturforsch. **23 a**, 2004 [1968].