

# Optische Untersuchungen im Glimmlichtraum der Hochstromhohlkathode

P. A. BÜGER und W. FINK

National Physical Research Laboratory, CSIR, Pretoria, South Africa

(Z. Naturforsch. **24 a**, 105—108 [1969]; eingegangen am 25. Oktober 1968)

Measurements in the negative glow of a high-current hollow cathode show that the glow is stratified. The intensities of the different layers vary with current density and gas pressure. Spectroscopic measurements indicate that molecular bands predominate at the edge of the glow while ionic lines occur mainly in the center.

It has been found that the cathode dark space length,  $d$ , decreases with increasing gas pressure,  $p$ , and current density,  $j$ , while a relationship between  $j/p^2$ ,  $d$  and the cathode fall has been established.

Wie schon bei früheren Arbeiten<sup>1, 2</sup> bemerkt wurde, liegt das Maximum der Intensität des negativen Glimmlichtes der Hochstromhohlkathode bei Entladungsstrom- bzw. Druckänderung keineswegs immer am gleichen Punkt, etwa in der Mitte der Kathodenbohrung. Vielmehr zerfällt das negative Glimmlicht in Glimmringe mit wechselnder Intensität und Ausdehnung. Diese Schichtung, ihre spektrale Zusammensetzung sowie die Kathodendunkelraumdicke und die Gültigkeit des  $j/p^2$ -Gesetzes sollen in dieser Arbeit untersucht werden.

## Apparatur

Die Messungen erfolgten an einer Metallhochstromhohlkathode<sup>2</sup>, die bis zu hohen Stromdichten eine ruhige Entladung garantiert. Die Konstruktion der Hohlkathode ist so ausgelegt, daß der Einfluß verschiedener Entladungsgase auf die Ausbildung der Glimmerscheinungen untersucht werden kann, ohne den Versuchsaufbau zu dejustieren.

Das Bild des durch ein Objektiv auf eine Ebene abgebildeten Entladungsraumes wurde mit einem verschiebbaren Spalt ( $150 \times 50 \mu$ ) abgetastet, die Intensität mit einem Photomultiplier (EMI 9558) gemessen und über einen Synchronverstärker auf einem Schreiber aufgezeichnet. Die Bewegung des Spaltes erfolgte über eine automatisch betriebene Scan-Vorrichtung und war exakt reproduzierbar. Die spektroskopischen Untersuchungen wurden an einem Steinheil-Dreiprismenspektrographen durchgeführt.

## Meßergebnisse

### Schichtung

Als Entladungsgas gelangten die Atomgase Helium und Argon sowie die Molekülgase Sauerstoff und Kohlendioxyd zur Verwendung. Es wurde ein

Druckbereich zwischen 0,5 und 8 Torr bei Entladungsströmen bis zu 1 A, entsprechend einer Stromdichte von  $330 \text{ mA/cm}^2$ , untersucht.

Wie in Abb. 1—3 ersichtlich, zeigt sich sehr deutlich die erste Anregungsstufe, die der Kathodenoberfläche entspricht und durch den Astonschen Dunkelraum von der Kathodenwand getrennt ist. Der Faradaysche Dunkelraum trennt die Kathodenoberfläche vom eigentlichen negativen Glimmlicht.

Während sich mit Helium als Entladungsgas ein Intensitätsmaximum bei Gasdrücken  $0,5 < p < 8 \text{ Torr}$  und Entladungsströmen  $20 < I < 1000 \text{ mA}$  ergibt, das sich stets in der Mitte des Kathodenhohlraumes aufbaut (s. Abb. 1), zeigt sich mit Ar, O<sub>2</sub> und CO<sub>2</sub> ein anderes Verhalten.

Im Druckbereich unter 3 Torr gleicht das Intensitätsprofil dem von Helium. Wird der Druck erhöht, zeigt sich ein Intensitätsabfall gegen die Mitte, der bei kleinem Entladungsstrom sehr deutlich ist, mit Stromanstieg jedoch verschwindet. Eine Stromerhöhung über einen bestimmten Wert hinaus (z. B.  $I > 500 \text{ mA}$  bei 5 Torr) führt wieder zu einem Intensitätsmaximum in der Mitte (s. Abb. 2 und 3). Am Rand des negativen Glimmlichtes ist bei Molekülgasen also ein je nach Stromstärke verschieden stark ausgeprägter Glimmring zu beobachten.

Diese Schichtung des negativen Glimmlichtes wurde bei 0,5 Torr (Intensitätsmaximum in der Mitte) und bei 5 Torr (deutliche Schichtung mit ausgeprägtem Glimmring) spektroskopisch untersucht. Mit CO<sub>2</sub> als Entladungsgas (s. Abb. 3) wurden die Molekülländer 4510,9 Å des CO-Ångstrom-

<sup>1</sup> P. A. BÜGER, J. MAIERHOFER u. A. REIS, Z. anal. Chem. **234**, 176 [1968].

<sup>2</sup> P. A. BÜGER u. W. SCHEUERMANN, Z. Physik **216**, 248 [1968].



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 digitized 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.

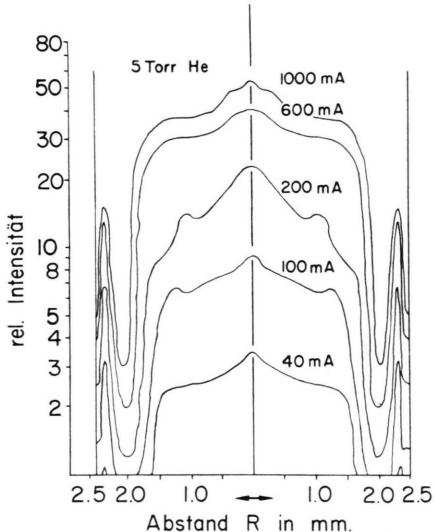


Abb. 1. Relative Intensitätsprofile in Abhängigkeit vom Entladungsstrom bei 5 Torr Helium.

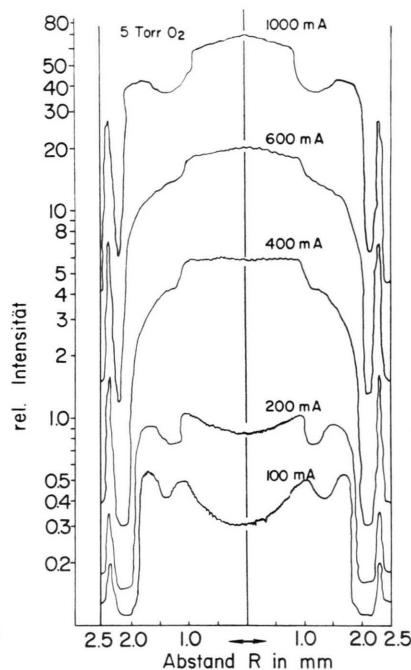


Abb. 2. Relative Intensitätsprofile in Abhängigkeit vom Entladungsstrom bei 5 Torr Sauerstoff.

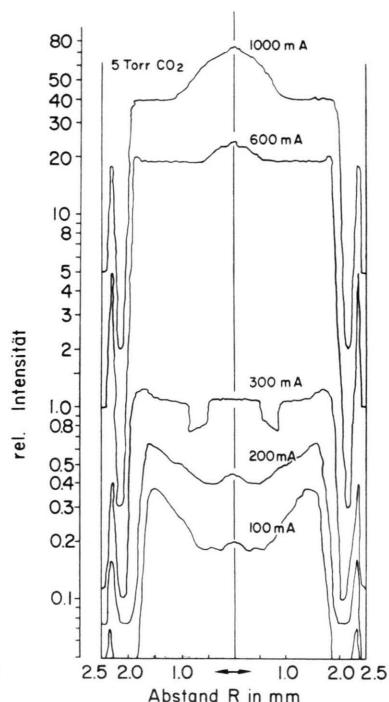


Abb. 3. Relative Intensitätsprofile in Abhängigkeit vom Entladungsstrom bei 5 Torr Kohlendioxyd. Radius der Kathodenbohrung  $R = 2,5$  mm.

systems und 4272,0 Å des  $\text{CO}^+$ -Comettailsystems, wie auch die Sauerstofflinie 4417 Å von O-II und 4368 Å von O-I beobachtet. Es zeigte sich, daß im Glimmring vor allem Molekülbanden angeregt werden, während die Intensität des Kernes hauptsächlich von Funkenlinien bestimmt wird.

Wie aus Abb. 4 ersichtlich, treten in dem intensitätsreichen Ring am Rand des negativen Glimmlichtes bei 5 Torr bis zu Stromstärken von etwa 500 mA Molekülbanden bevorzugt gegenüber Atom- und Ionenlinien auf. Bei etwa 180 mA zeigt sich ein deutliches Maximum des relativen Anteils am Gesamtlicht von Molekülbanden gegenüber Ionenlinien. Anscheinend haben bis zu dieser Stromstärke vor allem die niederenergetischen Elektronen, die größtenteils aus Sekundärprozessen stammen, günstige Energien zur Anregung von Molekülbanden. Sie verlieren dabei ihre Energie, und es treten Rekombinationsprozesse auf, die für die steile Flanke des Glimmlichtes bei Molekülgasen verantwortlich sind.

Mit steigender Stromstärke werden diese Elektronen wie auch die Primärelektronen im Kathoden-dunkelraum stärker beschleunigt, sie wirken jetzt

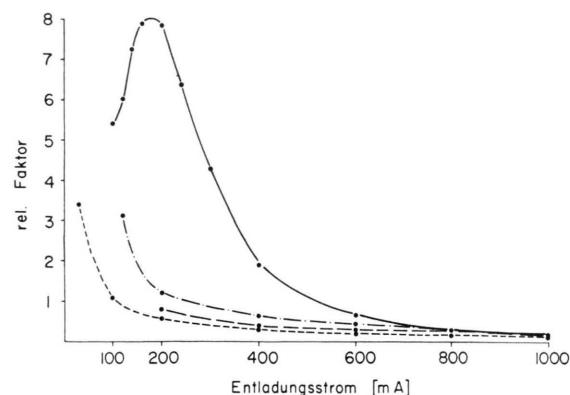


Abb. 4. Verhältnis der CO-Bande zur O-II-Funkenlinie in Abhängigkeit vom Entladungsstrom. Der relative Faktor ergibt sich aus dem prozentuellen Anteil an der Gesamtintensität der im Text angeführten Banden und Linien. — 5 Torr, Glimmlichtrand, - - - 5 Torr, Glimmlichtkern, - · - - 0,5 Torr, Glimmlichtrand, · · · · 0,5 Torr, Glimmlichtkern.

am Glimmlichtrand vor allem ionisierend (die  $\text{CO}^+$ -Bande tritt gegenüber der CO-Bande immer mehr in den Vordergrund, die O-II-Linien werden sehr intensiv) und gelangen bis in den Kern des negativen Glimmlichtes. Dort werden besonders deutlich

die Funkenlinien des Sauerstoffs angeregt. Bei 0,5 Torr erfolgt bei kleinen Stromstärken ebenfalls eine bevorzugte Molekulanregung am Rand des Glimmlichtes, die jedoch mit Stromerhöhung sehr rasch abklingt.

Diese bei einem Druck über 5 Torr sichtbare Einstellung des Intensitätsprofiles könnte bei Argon durch das relativ zu Helium niedrige Ionisationspotential und die hohe Ionisierbarkeit dieses Gases erklärt werden; die im Kathodendunkelraum beschleunigten Elektronen verlieren ihre Energie durch Ionisierungsprozesse hauptsächlich in der intensiven ringförmigen Zone am Glimmlichtrand. Nur energiereiche Elektronen können diese Zone passieren, werden aber dann am gegenüberliegenden Glimmlichtrand abgebremst, so daß es zu keiner Schwingungsbewegung der Elektronen kommen wird. Da diese Schwingungsbewegung höchstwahrscheinlich der Hauptgrund für eine hohe Lichtintensität im Kern des Glimmlichtes ist, wäre ein Ausbleiben des Maximums in der Mitte verständlich.

Das besonders deutliche Auftreten von Molekülbanden am Rande des Glimmlichtes, vor allem das Maximum bei 180 mA, bietet interessante Aspekte hinsichtlich der Untersuchung von leicht dissoziierbaren Molekülen in der Hohlkathode, da bei höherem Druck sowohl die Elektronen<sup>2</sup> als auch die Gastemperatur<sup>3</sup> niedriger ist.

#### Kathodendunkelraumdicke

Die Dunkelraumdicke  $d$  in Abhängigkeit von Stromdichte und Druck (Abb. 5 a – c) konnte mit guter Genauigkeit und Reproduzierbarkeit (Fehler kleiner als 5%) bestimmt werden, da der Dunkelraum von den steilen Flanken der Kathodenschicht und des negativen Glimmlichtes scharf begrenzt wird. Besonders deutlich treten diese Grenzen bei O<sub>2</sub> und CO<sub>2</sub> auf.

Bei den untersuchten Edelgasen ergab sich eine stetige Abnahme des Kathodendunkelraumes mit Zunahme von Druck und Stromdichte (s. Abb. 5 a, auf eine Darstellung für Argon wurde verzichtet). Mit steigendem Druck nimmt die mittlere freie Weglänge der Elektronen ab, es wird also schon nach einer kürzeren Wegstrecke zu Ionisations- und Anregungsprozessen kommen. Eine Erhöhung der Stromdichte bedingt eine Vergrößerung der Spannung bzw. der Feldstärke im Kathodendunkelraum; die Elektronen

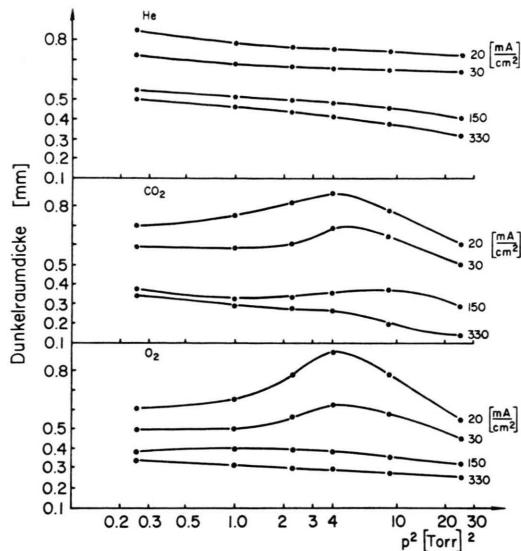


Abb. 5. Dunkelraumdicke als Funktion von Gasdruck und Stromdichte: a) bei Helium, b) bei Kohlendioxyd, c) bei Sauerstoff.

erhalten ihre zu Stoßprozessen notwendige Energie daher schon auf einer kürzeren Beschleunigungsstrecke (s. dazu HANTZSCHE<sup>4</sup>).

Bei den Molekülgasen O<sub>2</sub> und CO<sub>2</sub> steigt dagegen die Dunkelraumdicke bei kleinen Stromdichten bis etwa 2 Torr und hat dort ein deutliches Maximum (s. Abb. 5 b und c). Mit steigendem Druck zieht sich also bei kleinen Stromdichten das Glimmlicht zunächst zusammen; bei höheren Stromdichten verschwindet dieser Effekt. Da bei großen Stromdichten auch die Molekülbanden, die vor allem am Rande des negativen Glimmlichtes auftreten, verschwinden, liegt die Vermutung nahe, daß diese Kontraktion damit zusammenhängt. Die Primärelektronen durchlaufen bei geringen Entladungsströmen einen gegenüber Helium und Argon deutlich erhöhten Kathodenfall, wobei die Stromträgerdichte trotzdem gering ist (Bildung negativer Ionen, Erhöhung der Austrittsarbeit durch Adsorptionsschicht, kleinerer Sekundärelektronenkonkoeffizient). Ihre Energien sind somit zu hoch, um Molekülbanden anzuregen. Die Anregung wird also vor allem von Sekundärelektronen hervorgerufen werden, für die die mittlere freie Weglänge bei steigendem Druck abnimmt. Nach kurzen Strecken haben sie jedoch noch nicht die zur Anregung notwendige Energie. Gemäß dieser Annahme liegen die ungünstigsten Verhältnisse bei 2 Torr vor. Bei

<sup>3</sup> H. KREML, J. MAIERHOFER u. H. MEINEL, Z. angew. Physik **22**, 171 [1967].

<sup>4</sup> E. HANTZSCHE, Beitr. f. Plasmaphysik **1** (3), 179 [1961] und **1** (4), 204 [1961].

weiterer Druckerhöhung beteiligen sich auch die Primärelektronen an den Anregungsprozessen, und die Stoßzahl wird ebenfalls größer, so daß es schon nach kürzeren Strecken zu einer größeren Anzahl von Sekundärelektronen kommt, die nun stärker beschleunigt werden und daher früher anregen können.

Die Gültigkeit der von LITTLE und v. ENGEL<sup>5</sup> aufgestellten Proportionalität

$$j/p^2 = V_c / (p d)^{5/2} \quad (1)$$

wurde untersucht, eine Übereinstimmung mit den erhaltenen Meßwerten konnte jedoch nicht festgestellt werden. (Allerdings werden in der zitierten Arbeit nur Werte von  $j/p^2$  bis zu 20 mA/cm<sup>2</sup> Torr<sup>2</sup> untersucht.)

Für  $d$  als Funktion von  $j$  und  $p$  konnte ein Ausdruck der Form

$$d \sim \frac{b j^{1/5} + a p^n}{j^{1/5} p^n} \quad (2)$$

gefunden werden ( $a$  und  $b$  sind Dimensionsgrößen). Der Exponent  $n$  geht mit steigender Stromdichte in den Wert 1/5 über. Diese Beziehung hat auch für Argon Gültigkeit, jedoch beinhaltet sie nicht das bei Sauerstoff und Kohlendioxyd auftretende Maximum.

Bei Miteinbeziehung des Kathodenfalles, für den die für die Hochstromhohlkathode gültige Beziehung<sup>1</sup>

$$(V_a - V_n)^2 = K j/p^{1/4} \quad (3)$$

besteht, ergibt sich nach einigen Vereinfachungen

$$\frac{j}{p^2} = C \frac{(V_a - V_n)^2}{p^{5/2} d^5}. \quad (4)$$

$V_a$ ,  $V_n$  anormaler bzw. normaler Kathodenfall<sup>6</sup>,  $K$  von der Geometrie der Hohlkathode abhängige Konstante,  $C = b/K^{1/5}$ , Konstante.

<sup>5</sup> P. F. LITTLE u. A. v. ENGEL, Proc. Roy. Soc. London **224**, 209 [1954].

Eine Überprüfung dieser Beziehung zeigt Abb. 6. Wenn man beachtet, daß  $d$  mit der 5. Potenz ein geht, liegen die Meßwerte relativ gut auf der theoretischen Kurve.

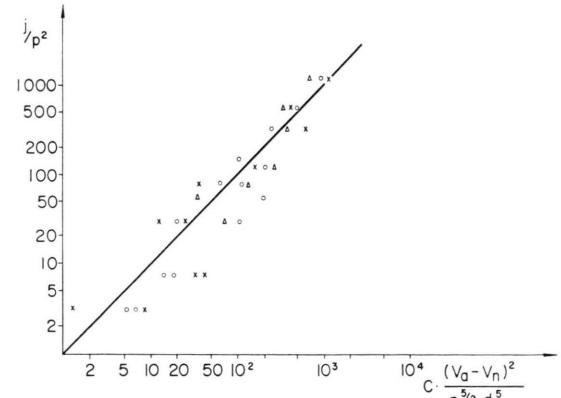


Abb. 6. Zusammenhang zwischen  $j/p^2$ , Kathodenfall und Dukelraumdicke. Ausgezogene Kurve: theoretische Werte; Meßwerte: ○ Helium, ✕ Argon, △ Kohlendioxyd.

Soll Gl. (4) auch für CO<sub>2</sub> gültig sein, müßte  $d$  geringer als bei Helium bzw. Argon sein, da in diesem Fall  $V_a - V_n$  sehr klein ist. Bei hohen Stromdichten trifft dies auch im ganzen untersuchten Druckbereich zu, während für das Maximum bei 2 Torr bei kleinen Stromdichten obige Proportionalität nicht erfüllt ist.

Nimmt man für das System Sauerstoff – Kupfer einen normalen Kathodenfall von 380 V an, so gilt auch für die bei O<sub>2</sub> gefundenen Meßwerte – ausgenommen das Maximum bei 2 Torr – Gl. (4).

Herrn Dr. G. J. RITTER sei für die Ermöglichung der Durchführung der Arbeit sowie sein stets bekundetes Interesse aufrichtig gedankt. Für fördernde Diskussionen sind wir den Herren Dr. O. MALAN und Dipl.-Ing. W. SCHEUERMANN besonders verpflichtet.

<sup>6</sup> Handbuch der Physik, Bd. XXII.