

Abb. 2. Der Durchlaßfaktor als Funktion der Stromstärke bei 0,48 und 0,75 Torr Heliumdruck.

In einer vor kurzem erschienenen Arbeit berichten HARMON und EISNER<sup>3</sup> über eine Art plasmagefüllten Hohlleiter, mit welchem eine 1,5-fache Verstärkung der durchlaufenden Mikrowelle erzielt wird. Inwieweit der

<sup>3</sup> G. S. HARMON u. M. EISNER, J. Appl. Phys. **35**, 319 [1964].

## Die gasionisierende Strahlung einer Entladung in Sauerstoff im homogenen Feld

Von TIMM H. TEICH

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg

(Z. Naturforschg. **19 a**, 1420—1421 [1964]; eingeg. am 4. September 1964)

The absorption coefficient and the intensity of gas ionizing radiation emitted by a not self-sustained discharge in oxygen in a homogeneous field have been measured by means of a sub-divided ionization chamber of suitable geometry. It is thus possible to evaluate the dependence upon  $E/p$  of the intensity of emission. An additional pressure dependent effect is found and is explained as quenching of excited states by collisions.

Frühere Untersuchungen der von einer Gasentladung in Sauerstoff emittierten sehr kurzwelligen Strahlung, die wiederum den Sauerstoff zu ionisieren vermag, waren aus Intensitätsgründen auf Zylinderfeld- oder Funkenentladungen als Strahlungsquelle angewiesen<sup>1, 2</sup>. Um die Strahlungsemission bei wohldefinierten Werten von  $E/p$  untersuchen zu können, wurde eine Anordnung aufgebaut, bei der eine ebene, unselbständige Entladung im homogenen Feld als Strahlungsquelle dient. Die Emission und der Nachweis der Strahlung erfolgen im gleichen Gas beim gleichen Druck. Die Gestalt der als Detektor verwendeten Ionisationskammer ähnelt einer früher schon beschriebenen<sup>1</sup>. Die Messung der Ströme in fünf Saugräumen von definierter Geometrie in unterschiedlicher Entfernung von der Quelle liefert

<sup>1</sup> A. PRZYBYLSKI, Z. Phys. **151**, 264 [1958].

Versuch von HARMON und EISNER mit dem unsrigen verglichen werden kann, soll hier nicht diskutiert werden.

Unter geeigneten Druck- und Stromverhältnissen, z. B. den Bedingungen, die dem steilen Anstieg der Durchlaßkurven entsprechen, kann man den Plasma-Hohlleiter auch als einen Amplitudenmodulator für Mikrowellen verwenden.

Die Versuche mit Wasserstoff bzw. Neon ergaben qualitativ ähnliche Durchlaßkurven wie mit Helium.

Als ein wichtiger Befund der Untersuchung stellt sich heraus, daß der hier beschriebene Plasma-Hohlleiter hinsichtlich spektrometrischer Problemstellungen gewisse Vorteile gegenüber der Anordnung REESORS besitzt. Erstens kann unser Plasma-Hohlleiter für die Mikrowelle bei sämtlichen Frequenzen zwischen 8 bis 25 GHz durch willkürliche Wahl der Stromstärke und des Gasdruckes durchlässig gemacht werden. Zweitens ist es nicht notwendig, einen besonderen Atomisator für die Zerlegung der Wasserstoffmoleküle in Atome zu verwenden, da die Hohlkathode zugleich als Atomisator wirkt. Nachteilig ist die Schwierigkeit der Plasmafüllung mittels einer Hohlkathode bei größeren Hohlleiterlängen als 50 cm.

Die Untersuchungen sind noch nicht abgeschlossen.

Herrn Dozent Dr. G. ERLANDSSON sind wir für wertvolle Diskussionen zu vielem Dank verpflichtet.

Werte des Absorptionskoeffizienten und der absoluten Strahlungsausbeute.

Messungen in Sauerstoff wurden im Druckbereich 0,5 Torr  $< p < 30$  Torr durchgeführt. (Alle Druckangaben für 20 °C).

Bei konstanter Spannung an der Entladungsstrecke und konstantem Druck sind der Strom in der Entladungsstrecke und der Strom in der Ionisationskammer einander streng proportional. Dies beweist, daß die Anregung der ionisierenden Strahlung durch einfachen Elektronenstoß erfolgt und keinesfalls stufenweise; Rekombinationsstrahlung scheidet ebenfalls aus, da auch diese dem Quadrat der Entladungsstromdichte proportional sein müßte.

Abb. 1 zeigt Werte des Absorptionskoeffizienten  $k = \mu \cdot p / 760 \text{ cm}^{-1}$ , die aus dem Verhältnis der Ströme in den zwei entladungsfernsten Saugräumen bestimmt wurden. Für Drucke über 2,5 Torr liegen die Werte etwa auf einer Geraden durch den Nullpunkt, d. h.  $k$  folgt dem BEERSchen Gesetz. Für Drucke oberhalb 3–4 Torr erhält man außerdem aus den Strömen in den näher an der Entladung liegenden Saugräumen die gleichen Werte von  $k$ . Das heißt, daß in dem genannten Druckbereich nur Strahlung mit einem einheitlichen Absorptionskoeffizienten in die Ionisationskammer eintritt. Aus der Steigung der Geraden bestimmt man  $\mu_{760} = 38 \text{ cm}^{-1}$  ( $\sigma = 1,52 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ ); der für die von einer Zylinderfeldentladung emittierte Strahlung<sup>1</sup> gefundene Wert stimmt (innerhalb der Meßgenauigkeit) gut mit dem hier genannten überein.

<sup>2</sup> A. PRZYBYLSKI, Z. Phys. **168**, 504 [1962].



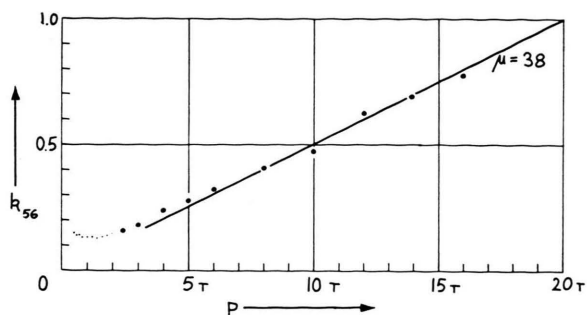


Abb. 1. Absorptionskoeffizient in Sauerstoff für von einer ebenen Entladung emittierte ionisierende Strahlung. Die nach dem BEERSchen Gesetz für  $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$  folgende Gerade ist eingezeichnet ( $T = \text{Torr}$ ).

Die gemessenen Werte für  $k$  steigen nach niedrigen Drucken zu wieder an; dies weist auf das Vorhandensein von mindestens einer stärker absorbierbaren Strahlungskomponente mit einem  $\mu$  von einigen Hundert hin. Hier soll jedoch nur die Strahlung mit einem Absorptionskoeffizienten von  $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$  behandelt werden.

Bei der benutzten Anordnung ist das Verhältnis des Strahlungsanregungskoeffizienten  $\omega_{\text{eff}}$  (Zahl der anregenden Stöße pro cm Elektronenweg, die zur Emission eines ionisierenden Quants führen) zum ersten TOWNSEND-Koeffizienten  $\alpha$  gegeben durch

$$\omega_{\text{eff}}/\alpha = C \cdot J_i/I_e. \quad (1)$$

Der Faktor  $C$  ist dabei im wesentlichen von den Geometrieverhältnissen, vom Absorptionskoeffizienten und von der Lage der Schwerpunktebene der Emission abhängig.

Das Verhältnis  $J_i/I_e$  von Ionisationskammerstrom zu Entladungsstrom wurde bei verschiedenen Elektrodenabständen in einem jeweils möglichst großen Druckbereich gemessen; die so erhaltenen Werte von  $\omega_{\text{eff}}/\alpha$  zeigen, daß die Strahlungsemission offensichtlich nicht nur von  $E/p$ , sondern ganz wesentlich auch vom Druck abhängt, und zwar sinkt die Emission bei steigendem Druck.

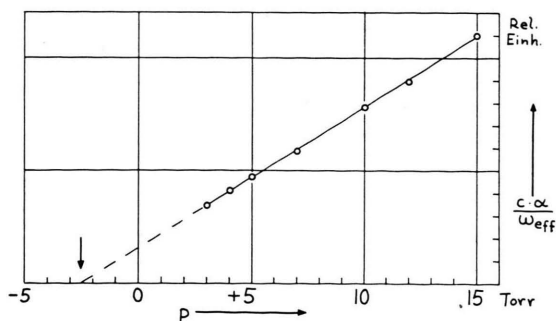


Abb. 2.  $\alpha/\omega_{\text{eff}}$  in Abhängigkeit vom Druck bei einem konstanten  $E/p = 100 \text{ V/Torr} \cdot \text{cm}$ . Der Schnitt mit der  $p$ -Achse legt den Löschdruck fest.

Trägt man nun die für einen festen Wert von  $E/p$  (z. B.  $E/p = 100 \text{ V/Torr} \cdot \text{cm}$ ) erhaltenen Werte von  $\alpha/\omega_{\text{eff}}$  gegen den Druck  $p$  auf, so erhält man eine Gerade, die die  $p$ -Achse bei einem negativen Druck von ca.  $-2,5 \text{ Torr}$  schneidet: Abb. 2. Eine derartige Druckabhängigkeit ist aber charakteristisch für Strahlungslöschung durch Stöße zweiter Art. Die Zahl  $\omega_{\text{eff}}/\alpha$  der tatsächlich emittierten, ionisierenden Photonen ist dann

$$\frac{\omega_{\text{eff}}}{\alpha} = \frac{\omega}{\alpha} \cdot \frac{1}{1 + p/p_L}, \quad (2)$$

wobei  $\omega/\alpha$  die Zahl der Anregungen und  $p_L$  den „Löschdruck“ bezeichnet.

Mit Hilfe der Gl. (2) und für einen Wert des Löschdruckes von  $p_L = 2,5 \text{ Torr}$  läßt sich nun die Zahl der anregenden Stöße bestimmen, die bei fehlender Strahlungslöschung zur Emission eines ionisierenden Quants führen würden. Diese Umrechnung auf die Zahl der Anregungen liefert die folgenden Werte von  $\omega/\alpha$ :

| $E/p$           | 80  | 100  | 150  | 200  | 250  | 300  | 370 [V/Torr·cm]      |
|-----------------|-----|------|------|------|------|------|----------------------|
| $\omega/\alpha$ | 4,7 | 5,35 | 6,45 | 7,25 | 7,85 | 8,40 | $9,05 \cdot 10^{-3}$ |

Mit Hilfe dieser Werte und unter Berücksichtigung von (2) ist es jetzt möglich, für gegebenen Druck und gegebenes  $E/p = 80 \dots 370 \text{ V/Torr} \cdot \text{cm}$  die Zahl der pro ionisierendem Stoß emittierten ionisierenden Lichtquants (mit  $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$ ) anzugeben.

Die mit der Zylinderfeldentladung bei hohen  $E_{\text{max}}/p$  bestimmten Werte von  $\omega/\alpha$  liegen etwa in der gleichen Größenordnung wie die hier angegebenen Werte.

Eine sichere Angabe der Wellenlänge der hier untersuchten Strahlung ist im Augenblick noch nicht möglich. Eine dünne Indiumfolie ist für diese Strahlung verhältnismäßig gut durchlässig (Wellenlängenabhängigkeit der Transmission von Indium vgl. <sup>3</sup>); daraus folgt, daß die Energie der Strahlung jedenfalls unter  $16,9 \text{ eV}$  liegt. Dies ist aber aus verschiedenen Gründen ohnehin zu erwarten. Veröffentlichte neuere Messungen der Absorptionskoeffizienten von  $\text{O}_2$  <sup>4, 5</sup> machen eine Energie unter  $12,75 \text{ eV}$  ( $970 \text{ Å}$ ) wahrscheinlich, da für größere Energien auch bei verhältnismäßig hoher Auflösung keine Absorptionskoeffizienten unter  $60 \text{ cm}^{-1}$  beobachtet worden sind; zwischen der Ionisierungsenergie ( $12,065 \text{ eV}$  <sup>6</sup>;  $\lambda = 1028 \text{ Å}$ ) und  $12,6 \text{ eV}$  ( $984 \text{ Å}$ ) wird der Wert  $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$  jedoch mehrfach angenommen <sup>4, 5</sup>. Da ein einheitlicher, vom Druck unabhängiger Absorptionskoeffizient  $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$  gemessen wird und andererseits die Absorptionskoeffizienten in dem oben genannten Energiebereich erhebliche Schwankungen durchlaufen, muß angenommen werden, daß die Emission der Strahlung mit  $\mu = 38 \text{ cm}^{-1}$  in einem engen Wellenlängenbereich erfolgt.

Herrn Professor Dr. H. RAETHER danke ich für Anregungen und für fördernde Diskussionen. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft bin ich für die Unterstützung dieser Arbeit zu Dank verpflichtet.

<sup>3</sup> W. C. WALKER, O. P. RUSTGI u. G. L. WEISSLER, J. Opt. Soc. Amer. **49**, 471 [1959].

<sup>4</sup> K. WATANABE u. F. F. MARMO, J. Chem. Phys. **25**, 965 [1956].

<sup>5</sup> R. E. HUFFMAN, J. C. LARRABEE u. Y. TANAKA, J. Chem. Phys. **40**, 356 [1964].

<sup>6</sup> A. J. C. NICHOLSON, J. Chem. Phys. **39**, 954 [1963].