

Linienverbreiterungen, denen Zerfallszeiten von einigen  $10^{-14}$  sec entsprechen, wurden bisher jedoch nur bei organischen Ionen gefunden.

### Schlußbemerkung

In der vorliegenden Mitteilung sollten in erster Linie die Beziehungen zwischen Zerfallszeiten organischer Ionen und Linienverschiebungen bzw. -Verbreiterungen im Feldemissions-Massenspektrum theoretisch abgeleitet werden.

Die Experimente stehen noch am Anfang. Die hier angegebenen Zahlenwerte der Zerfallszeiten sind um etwa einen Zahlenfaktor 2 unsicher, weil der Spitzenradius nur zu  $10^{-5}$  cm grob abgeschätzt, aber nicht genau gemessen wurde, was bei künftigen Messungen notwendig wäre. Durch die hier beschriebenen vorläufigen Experimente sollte gezeigt werden, daß es organische Ionen gibt, die unter speziellen Bedingungen in Zeiten von der Größenordnung  $10^{-13}$  sec dissoziieren und daß diese Zeiten mit Hilfe eines Feldionisations-Massenspektrometers gemessen werden können.

## Berücksichtigung der Elektronenablösung von negativen Ionen\* bei der Messung des Elektronenstoßionisierungs- und Anlagerungskoeffizienten $\alpha$ und $\eta$

Von H. SCHLUMBOHM

Aus dem Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg  
(Z. Naturforschg. 16 a, 510—512 [1961]; eingegangen am 13. März 1961)

The influence of the detachment of electrons from negative ions on the simultaneous stationary measurement of the coefficients of ionisation  $\alpha$  and attachment  $\eta$  is discussed by calculating  $\log i$  versus  $d$  curves. Comparison of values of  $(\alpha-\eta)$  obtained by the pulse-method with stationary measurements shows the expected tendency as caused by the detachment process.

Während im anlagerungsfreien Gas, in dem nur die Elektronenstoßionisierung wirksam ist, der stationäre gasverstärkte Strom bei konstanter Kathodenbestrahlung exponentiell mit dem Elektrodenabstand  $d$  zunimmt ( $i = i_0 e^{\alpha d}$ ), zeigt sich beim negativen Gas insbesondere bei kleinen Abständen eine Abweichung von der exponentiellen Zunahme. Der gasverstärkte Strom ergibt sich zu

$$i = i_0 \frac{\alpha}{\alpha - \eta} (e^{(\alpha - \eta)d} - \eta/\alpha),$$

worin  $\alpha$  die Zahl der von einem Elektron pro cm Weg in Feldrichtung erzeugten Elektronen angibt und  $\eta$  die Zahl der pro cm Weg durch Anlagerung von Elektronen gebildeten negativen Ionen<sup>1</sup>. Bei fehlender Anlagerung ergibt sich bei halblogarithmischer Auftragung  $i$  gegen  $d$  eine Gerade, aus deren Neigung sich  $\alpha$  unmittelbar bestimmen läßt. Im elektronegativen Gas dagegen erhält man eine konvex gekrümmte Kurve durch den Term  $\eta/\alpha$ , aus der

sich nur durch sorgfältigen Kurvenangleich  $\alpha$  und  $\eta$  ermitteln lassen<sup>1, 2</sup>.

Die bisherige Diskussion des stationären gasverstärkten Stromes setzt unausgesprochen stets voraus, daß die durch Anlagerung gebildeten Ionen als stabile Ionen zur Anode abwandern. Bei einer Umladung der primär gebildeten Ionen oder der Clusterbildung bleibt die Strom-Abstands-Gleichung ungeändert, da sich lediglich die Beweglichkeit ändert und das übertragene Ladungsäquivalent jedoch unabhängig von der Beweglichkeit ist. Sollte dagegen eine Dissoziation der negativen Ionen in Elektron und Molekül bzw. Atom (detachment) auftreten, erwarten wir jedoch einen geänderten Zusammenhang, da der Prozeß zusätzlich Elektronen liefert, die wiederum durch Stoßionisation weitere Elektronen und positive Ionen bilden. Die Elektronenablösung von negativen Ionen kann im Ion-Molekül-Stoß auftreten, falls z. B. die Ionen hinreichend niedrige Elektronenaffinität (einige Zehntel eV) haben.

\* Hierunter verstehen wir den in der englischsprachigen Literatur als „detachment“ bezeichneten Prozeß.

<sup>1</sup> M. A. HARRISON u. R. GEBALLE, Phys. Rev. 91, 1 [1953].

<sup>2</sup> A. N. PRASAD, Proc. Phys. Soc., Lond. 74, 33 [1959]. — A. N. PRASAD u. J. D. CRAGGS, Proc. Phys. Soc., Lond. 76, 223 [1960].



Im folgenden lassen wir die Forderung der Stabilität der negativen Ionen fallen und diskutieren die sich dann ergebende Modifizierung des gasverstärkten Stromes. Insbesondere ist von Interesse, ob die Ermittlung von  $\alpha$  und  $\eta$  aus der Strom-Abstands-messung dann noch durchführbar ist.

Beschreiben wir die Instabilität der Ionen durch eine Größe  $\zeta$ , die die Wahrscheinlichkeit angibt, daß ein negatives Ion auf einem cm Weg in Feldrichtung das aufgenommene Elektron wieder abgibt, erhalten wir das den stationären Strom bestimmende Gleichungssystem zu

$$\partial i_- / \partial x = (\alpha - \eta) i_- + \zeta i_n,$$

$$\partial i_n / \partial x = -\zeta i_n + \eta i_- ,$$

worin  $x$  die von der Kathode gezählte Ortskoordinate ist,  $i_-$  der Elektronenstrom und  $i_n$  der Strom der negativen Ionen.

Der im Außenkreis gemessene Gesamtstrom ergibt sich bei Erfüllung der Randbedingungen [ $i_-(0) = i_0$ , d. h. Elektronenstrom an der Kathode gleich von außen eingepprägtem Strom  $i_0$  und  $i_n(0) = 0$ , d. h. kein negativer Ionenstrom an der Kathode] zu

$$i = i_-(d) + i_n(d) \\ = \frac{i_0}{\kappa_+ - \kappa_-} [(\kappa_+ + \zeta + \eta) e^{\kappa_+ d} - (\kappa_- + \zeta + \eta) e^{\kappa_- d}] ,$$

worin zur Abkürzung

$$\kappa_{\pm} = \frac{1}{2}(\alpha - \eta - \zeta) \pm \frac{1}{2}\sqrt{(\alpha - \eta + \zeta)^2 + 4\eta\zeta}$$

gesetzt ist.

Für verschiedene Parameterwerte haben wir Kurvenscharen berechnet, um den Einfluß der Größe  $\zeta$  zu zeigen. In Abb. 1 haben wir  $\alpha = 5,0$  und  $\eta = 3,5$  gewählt und  $\zeta$  von 0 bis 3 ansteigen lassen, in Abb. 2  $\alpha = \eta = 10$  und  $\zeta$  von 0 bis 5. Qualitativ ist die Struktur der Kurven dieselbe wie ohne Ablösungseffekt. Für kleine Abstände  $d$  erhalten wir die bekannte Krümmung und bei höherem  $d$  wachsen die Kurven linear (bei halblogarithmischer Auftragung). Schon bei kleinen Werten von  $\zeta/\eta$  ist die Abweichung gegenüber  $\zeta = 0$  beträchtlich. Je höher  $\zeta$ , um so höher ist die Neigung der geraden Teile der Kurven.

Die Auswertung gemessener Strom-Abstands-Zusammenhänge nach unserer Gleichung wird lediglich einen befriedigenden Wert für  $\kappa_+$  liefern. Wegen der komplizierten Struktur der Gleichung dürfte jedoch keine genaue Bestimmung der einzelnen Größen  $\alpha$ ,  $\eta$  und  $\zeta$  möglich sein. Eine solche Analyse wird dadurch zusätzlich unsicher, da die gemessenen

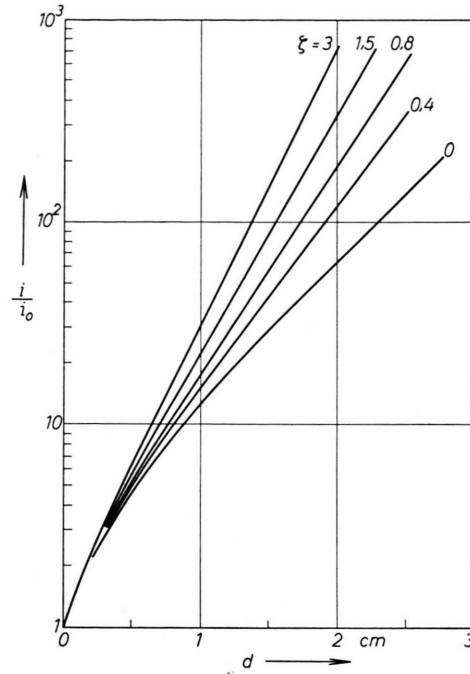


Abb. 1. Modifizierung des gasverstärkten Stromes bei Berücksichtigung der Elektronenablösung von negativen Ionen. Berechnete Schar von Strom-Abstands-Kurven mit  $\zeta$  als Parameter. Es wurde  $\alpha = 5,0$  und  $\eta = 3,5$  gewählt.

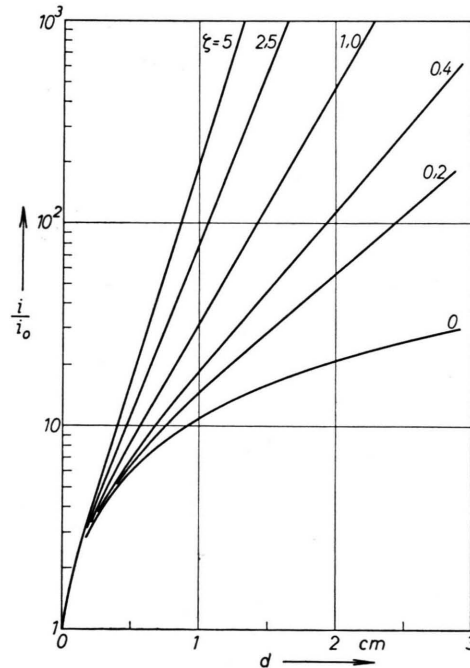


Abb. 2. Siehe Abb. 1. Berechnete Schar von Strom-Abstands-Kurven mit  $\zeta$  als Parameter. Hier ist  $\alpha = \eta = 10$  gewählt.

Kurven nur einen beschränkten  $d$ -Bereich überstreichen und zum anderen, da für größere Abstände  $d$  zusätzlich die kathodische Nachlieferung die Kurvenform verändert, dessen Berücksichtigung die Einführung einer weiteren Unbekannten  $\gamma$  erforderlich macht<sup>2</sup>.

Werden gemessene Strom-Abstands-Kurven, bei denen der Elektronenablösungsprozeß zu berücksichtigen wäre, nach der bisher benutzten Gleichung ausgewertet, die  $\zeta$  nicht enthält, würden sich stets scheinbar zu hohe Werte  $(\alpha - \eta)$  ergeben, da  $(\alpha - \eta) < \alpha_+$ . Dies wird daraus verständlich, daß dieser Elektronen liefernde Prozeß eine höhere Gasverstärkung vortäuscht.

Wir vermuten, daß die Diskrepanzen der  $(\alpha - \eta)$ -Werte für Sauerstoff zwischen der Impulsmethode<sup>3</sup> und der Strom-Abstandsmessung<sup>1</sup> (s. Fig. 7 in<sup>3</sup>) auf dem Ablösungsprozeß beruhen. Die aus dem zeitlich exponentiellen Anwachsen des Elektronenstromes — dieser wurde durch eine große Zahl praktisch gleichzeitig ausgelöster Elektronen gestartet — ermittelten Werte  $(\alpha - \eta)$  erfassen die Zunahme der an der Kathode gestarteten Elektronen durch Stoßionisation  $\alpha$  und berücksichtigen die Anlagerung  $\eta$ . Die so ermittelten Werte liegen niedriger als die nach der stationären Methode bestimmten. Da die durch den Ablösungsprozeß zusätzlich auftretenden Elektronen gegen die primären verspätet erscheinen und daher bei der Auswertung des gasverstärkten Stromes der Primärelektronen ( $0 < t < T_-$ ;

$T_-$  = Elektronenlaufzeit) nicht erfaßt werden, ist diese Diskrepanz bei merklichem Auftreten des Ablöseeffektes sogar erforderlich. — Die durch unsere Interpretation geforderten Ablösungselektronen scheinen in Sauerstoff tatsächlich vorhanden zu sein, wie die oszillographisch beobachteten „Nachströme“ es anzeigen<sup>4</sup> (s. Fig. 6 d in<sup>3</sup>).

Unsere Deutung wird weiterhin gestützt durch den direkten Nachweis der Elektronenablösung von negativen Ionen in Sauerstoff nach der Elektronenfilter-Methode<sup>5, 6</sup>.

In feuchter Luft mit dem Impulsverfahren durchgeführte Untersuchungen im  $E/p$ -Bereich zwischen 34 und 38 Volt/cm·Torr zeigen charakteristische Nachströme<sup>7</sup>. Diese rühren von verspäteten Elektronen her, wie die Beobachtung des die Stoßionisierung begleitenden Photonenstromes mittels Multiplier ergab. Diese Erscheinung wurde ebenfalls durch Elektronenablösung von negativen Ionen gedeutet.

Angesichts dieser Situation erscheint uns die Anwendung der stationären Strom-Abstandsmessung zur Bestimmung von  $\alpha$  und  $\eta$  nur dann sinnvoll, wenn durch andere Ergebnisse ein möglicher Ablösungsprozeß ausgeschlossen werden kann, wie es die Untersuchungen in Kohlendioxyd und Freon 12 zeigen<sup>8</sup>. Ist das nicht der Fall, scheint die Anwendung der Impulsmethode geeigneter.

Herrn Prof. Dr. H. RAETHER danke ich für die Förderung und das Interesse an dieser Arbeit.

<sup>3</sup> L. FROMMHOLD, Z. Phys. **160**, 554 [1960].

<sup>4</sup> Untersuchungen des Verfassers, bei denen die Elektronen durch ein  $\alpha$ -Teilchen im Gas statt durch einen Lichtblitz an der Kathode<sup>3</sup> ausgelöst wurden, lieferten Ergebnisse in Einklang mit der Arbeit von FROMMHOLD<sup>3</sup>.

<sup>5</sup> L. LOEB, Phys. Rev. **48**, 684 [1935].

<sup>6</sup> A. V. PHELPS u. J. L. PACK, Phys. Rev. Letters **6**, 111 [1961].

<sup>7</sup> G.-A. SCHRÖDER, erscheint in Z. Angew. Phys. **13** [1961].

<sup>8</sup> H. SCHLUMBOHM, unveröffentlicht.