

Der Einfluß von Sauerstoff- und Wasserdampfzusätzen auf die Ionenbeweglichkeit und die Elektronen-Anlagerungswahrscheinlichkeit in Argon

Von W. HÜBNER und C. KLETT

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, Braunschweig

(Z. Naturforschg. **19 a**, 240—245 [1964]; eingegangen am 7. November 1963)

In einer mit Argon (1 atm) gefüllten Ionisationskammer werden durch gepulste RÖNTGEN-Strahlen Impulse von positiven und negativen Ladungsträgern erzeugt, die oszillographiert werden. Dem Argon wird Sauerstoff (bis 5 Vol.-Proz.) und Wasserdampf (bis 2,3 Vol.-Proz.) zugesetzt. Aus den Oszillogrammen werden die Ionenbeweglichkeiten und die Elektronenanlagerungswahrscheinlichkeiten ermittelt. Die Beweglichkeiten nehmen mit zunehmendem Wasserdampfgehalt merklich ab. Bei Argon als Grundgas ändert sich im Gegensatz zum Stickstoff¹ die Elektronenanlagerungswahrscheinlichkeit nicht nur mit dem Wasserdampf- und Sauerstoffgehalt, sondern auch mit der Feldstärke in der Ionisationskammer. Offenbar sind in Argon-Sauerstoffgemischen zwei verschiedene Anlagerungsmechanismen wirksam, die von der Elektronenenergie abhängen, die ihrerseits stark von den Beimischungen beeinflusst wird.

I. Problemstellung

In einer vor kurzem erschienenen Arbeit¹ wurde der Einfluß von Sauerstoff- und Wasserdampfbeimengungen zu Stickstoff auf die Ionenbeweglichkeit und Elektronenanlagerungswahrscheinlichkeit (EAW) untersucht und insbesondere bei Anwesenheit von Wasserdampf in Verbindung mit Sauerstoffbeimengungen eine außerordentlich große Erhöhung der EAW gefunden, während im sauerstofffreien Stickstoff-Wasserdampf-Gemisch (bis zu 2,3 Vol.-Proz. H₂O) bei unseren Versuchsbedingungen offenbar keine Elektronenanlagerung, also keine Bildung negativer Molekülonen erfolgt. In der vorliegenden Arbeit wurden die Verhältnisse in Argon mit derselben Apparatur untersucht, um Klarheit darüber zu bekommen, ob die starke Zunahme der EAW ausschließlich auf das Zusammenwirken von Sauerstoff und Wasserdampf zurückzuführen ist, oder ob das Grundgas, Stickstoff oder Argon, mitbeteiligt ist. Unterschiede zwischen Argon und Stickstoff könnten dadurch verursacht werden, daß in reinem Argon die mittlere Energie ε der freien Elektronen bei E/p -Werten (Feldstärke/Druck) von rund 0,7 V/cm Torr um etwa eine Zehnerpotenz größer ist als in reinem Stickstoff².

II. Meßmethode

In der früher beschriebenen Meßeinrichtung¹ wurde an Stelle von Stickstoff Argon genommen, das mit einem Reinheitsgrad von 99,95% in Flaschen geliefert wurde. Die massenspektrometrische Analyse ergab Fremdgasanteile von etwa $6 \cdot 10^{-3} \% \text{ O}_2$ und $2 \cdot 10^{-2} \% \text{ N}_2$. Auf eine weitere Reinigung wurde verzichtet, weil unsere Meßeinrichtung, die ursprünglich für dosimetrische Probleme gedacht war, nicht ausheizbar war.

Die RÖNTGEN-Impulse für die Gasionisation wurden wieder mit einer mit 50 kV Gleichspannung und einem Strom von 25 mA betriebenen RÖNTGEN-Röhre (Eigenfilterung 1 mm Be) über eine rotierende Sektorscheibe erzeugt. Durch ein Zusatzfilter von 0,05 mm Cu wurde die RÖNTGEN-Strahlung soweit geschwächt, daß der Ionisationsstrom dann in der mit Argon gefüllten Parallelplatten-Ionisationskammer ebenso groß war wie früher in der mit Stickstoff gefüllten Kammer. Die RÖNTGEN-Impulse von 0,5 ms Dauer und 20 ms zeitlichem Abstand ionisieren das Gas überwiegend innerhalb des Strahlenbündels, wobei zunächst Elektronen und positive Ionen entstehen. Treffen die Elektronen auf elektronegative Moleküle, können sie negative Molekülbzw. Atomionen bilden, andernfalls bewegen sie sich als freie Elektronen durch das Gas. Je nach Polung der Kammeranspannung werden die positiven oder die negativen Ladungsträger auf der Meßelektrode gesammelt, auf die sie aber durch Influenz erst dann einwirken können, wenn sie das 5 mm vor der Meßelektrode befindliche Influenzschutzgitter passiert haben (Abb. 1). Der durch den Ionisationsstrom hervorgerufene Span-

¹ W. HÜBNER u. C. KLETT, Z. Naturforschg. **17 a**, 763 [1962].

² R. H. HEALEY u. J. W. REED, The Behaviour of Slow Electrons in Gases. Amalgamated Wireless, Australasia, Sydney 1941.



nungsabfall an dem Widerstand zwischen Meßelektrode und Erde wird verstärkt und oszillographiert. Je nach dem Entstehungsort im Gasraum und der Driftgeschwindigkeit passieren die Ladungsträger das Influenzschutzgitter zu verschiedenen Zeiten. Bezogen auf den von der RÖNTGEN-Strahlung ausgelösten Triggerimpuls zeigen die Oszillogramme zunächst den Impuls der freien Elektronen wegen ihrer gegenüber den Ionen rund tausendmal größeren Geschwindigkeit, daran anschließend kommen diejenigen negativen Ionen, die sich erst zwischen Strahlenbündel und Meßelektrode gebildet haben, und endlich die Ionen, die sofort am Ort des RÖNTGEN-Strahlenbündels entstanden sind und das Maximum des Ionenimpulses bilden (s. z. B. Abb. 3 c).

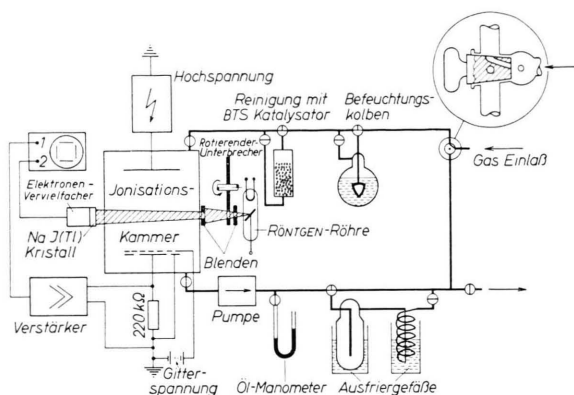


Abb. 1. Schematische Darstellung der Meßanordnung mit Ionisationskammer und Gaskreislauf.

Aus dem zeitlichen Abstand zwischen RÖNTGEN-Strahlenimpuls und dem Maximum des Ionenimpulses kann die Laufzeit t der Ionen bestimmt und daraus die Beweglichkeit b bei Normaldruck und -temperatur nach der Formel

$$b = \frac{d}{E t} \frac{p T_0}{p_0 T} \quad (1)$$

berechnet werden. Dabei ergibt sich b in $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, wenn der räumliche Abstand d zwischen RÖNTGEN-Strahlenbündel und Influenzschutzgitter in cm, die elektrische Feldstärke E in V/cm und t in sec gemessen wird; p bzw. T sind der Druck bzw. die absolute Temperatur in der Kammer, $p_0 = 760$ Torr und $T_0 = 273^\circ \text{K}$. Wenn negative Ladungsträger gesammelt werden, so lassen sich aus den Oszillogrammen die nach Durchlaufen des Driftweges d vorhandenen Elektronen- und Ionenanteile ermitteln, die wegen des großen Driftgeschwindigkeitsunterschiedes zeitlich getrennt erscheinen. Von den ursprünglich vorhandenen N_0 Elektronen sind nach d cm Driftweg noch $N = N_0 \cdot e^{-\alpha d}$ Elektronen vorhan-

den. Daraus ergibt sich für die EAW α :

$$\alpha = \ln(N_0/N) \frac{1}{d} \text{ cm}^{-1}. \quad (2)$$

Da die Anzahl der Ladungsträger der Fläche unter der Impulskurve proportional ist, gilt

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln(F_{\text{ges}}/F_{\text{El}}) \text{ cm}^{-1}. \quad (3)$$

Dabei ist F_{ges} die Fläche unter der gesamten Impulskurve und F_{El} die Fläche unter dem von den Elektronen herrührenden Impulskurveanteil.

In der früher beschriebenen Weise¹ konnten dem Argon Sauerstoff und Wasserdampf beigemengt und deren Partialdrücke bestimmt werden. In vier Versuchsreihen wurde Argon ohne Wasserdampfzusatz, Argon mit 0,5; 1,5 und 2,3 Vol.-Proz. H_2O -Dampf verwendet entsprechend den Wasserdampfpartialdrücken für Wassertemperaturen von 0,5; 13 und 20°C . Diesen Gemischen wurden in jeder Versuchsreihe kleine Mengen Sauerstoff zugesetzt. Die Gas- bzw. Dampfzusätze wurden mit dem Argon durch Umpumpen im Gaskreislauf gründlich durchmischt. Nach Beseitigung des Überdruckes in der Kammer wurden die Oszillogramme bei Feldstärken von 600, 500, 400 und 300 V/cm aufgenommen. Der Abstand zwischen der Meßelektrode und der Achse des Strahlenbündels betrug 4 cm. Bei den Versuchen herrschte in der Kammer stets Atmosphärendruck.

III. Meßergebnisse

Beweglichkeit

Die nach Gl. (1) aus den Oszillogrammen berechneten Beweglichkeiten für die positiven und negativen Ionen sind in Abb. 2 für die verschiedenen Argon-Wasserdampf-Mischungen in Abhängigkeit vom O_2 -Gehalt q aufgetragen. Ähnlich wie bei den Messungen in Stickstoff¹ sind die Beweglichkeiten kleiner, als man nach den Versuchsergebnissen anderer Autoren erwarten würde. Dabei kann allerdings die Ionenart, deren Beweglichkeit gemessen wird, nicht angegeben werden. Denn die bei der Ionisation durch die RÖNTGEN-Quanten zuerst entstandenen A^+ -Ionen können ihre Ladung durch Umladung an andere Moleküle oder Atome mit niedriger Ionisierungsenergie abgeben, die ihrerseits wieder in der verhältnismäßig dichten Gasatmosphäre rasch altern, d. h. Molekülkomplexe oder Cluster bilden können. So sind z. B. die Beweglichkeiten der positiven Ionen

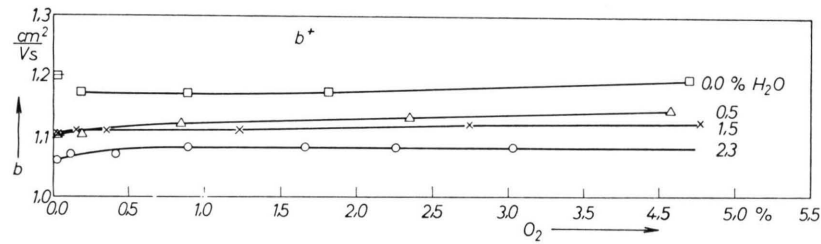


Abb. 2 a.

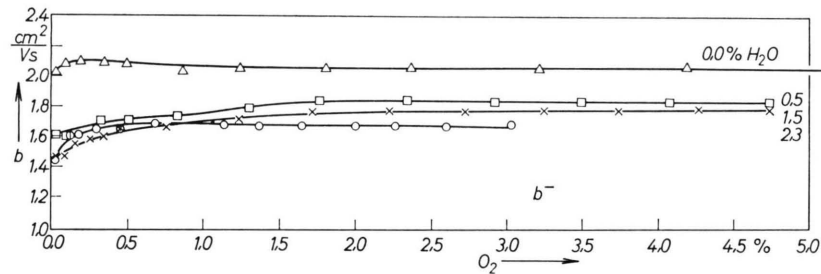


Abb. 2 b.

Abb. 2. Ionenbeweglichkeiten in Argon in Abhängigkeit vom Sauerstoffgehalt für verschiedenen Wasserdampfgehalt, a) für positive, b) für negative Ionen.
 $\triangle-\triangle$ 0,0% H₂O; $\square-\square$ 0,5% H₂O; $\times-\times$ 1,5% H₂O; $\circ-\circ$ 2,3% H₂O.

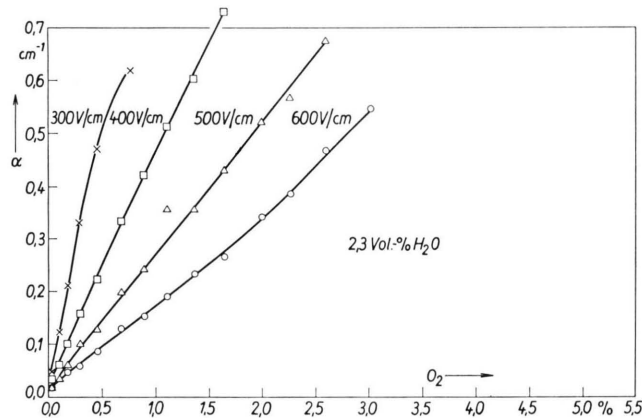


Abb. 5 c.

Abb. 5. Elektronenanlagerungswahrscheinlichkeit α in Argon in Abhängigkeit vom Sauerstoffgehalt q bei verschiedenen Feldstärken mit a) 0,0 Vol.-Proz. H₂O-Dampf; b) 0,5 Vol.-Proz. H₂O-Dampf; c) 2,3 Vol.-Proz. H₂O-Dampf.

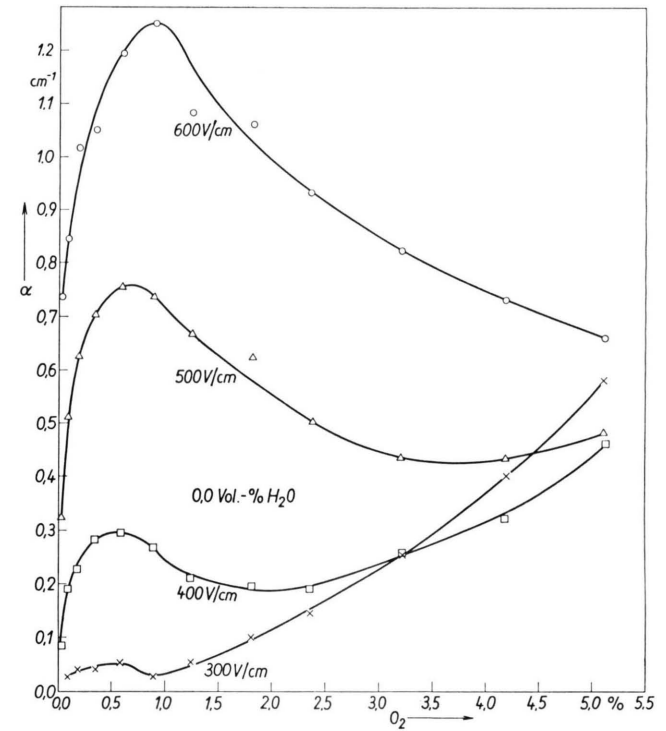


Abb. 5 a.

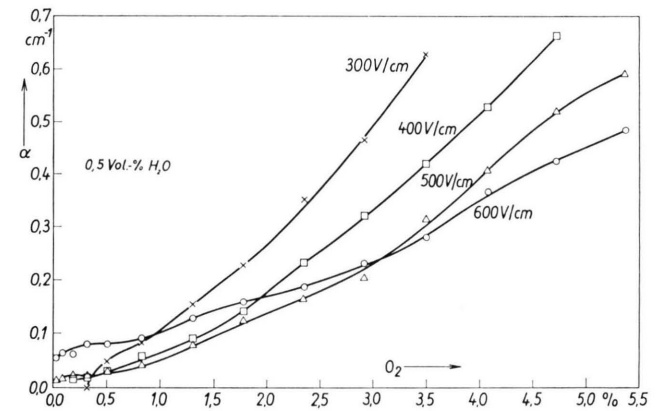


Abb. 5 b.

in wasserdampffreiem Argon mit $b^+ = 1,2 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ gegenüber den von HORNBECK³ und VARNEY⁴ angegebenen Daten ($b_A = 1,94 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und $b_{A^+} = 1,67 \text{ cm}^2/\text{Vs}$), die bei niedrigem Druck und extrem hoher Reinheit gewonnen wurden, um etwa 38 bzw. 28% niedriger.

Die Beweglichkeiten sind in dem untersuchten Bereich zwischen 300 und 600 V/cm von der Feldstärke unabhängig. Im trockenen Argon sind die Beweglichkeiten sowohl für die negativen als auch für die positiven Ionen am größten und werden schon bei geringen Wasserdampfzusätzen merklich kleiner. Dabei bleiben die Beweglichkeiten der positiven Ionen für einen vorgegebenen Wasserdampfzusatz schon von geringen Sauerstoffzugaben an praktisch konstant, während die Beweglichkeiten der negativen Ionen in Argon mit Wasserdampf mit zunehmendem O_2 -Gehalt zunächst langsam zunehmen und erst bei einem O_2 -Gehalt von etwa 0,5 Vol.-Proz. einen annähernd konstanten Wert erreichen. Im trockenen Argon ist die Beweglichkeit der negativen Ionen bis herunter zu kleinsten Sauerstoffzugaben konstant.

Elektronenanlagerung

Die Ionisationskammer war zunächst mit trockenem Argon ohne Sauerstoff- oder Wasserdampfzugaben gefüllt worden. Die elektrische Feldstärke in der Kammer betrug 500 V/cm wie bei den Versuchen mit Stickstoff, so daß sich für einen Gasdruck

in der Kammer von 760 Torr E/p zu etwa 0,66 V/cm-Torr ergab. Wider Erwarten tritt trotz des verhältnismäßig recht reinen Argons neben dem Elektronenimpuls ein Ionenimpuls von beträchtlicher Größe auf. Das Verhältnis von Elektronen- zu Ionenimpuls ist vergleichbar mit dem in trockenem Stickstoff gewonnenen Impulsverhältnis nach Zugabe von etwa 1,3 Vol.-Proz. O_2 . Diese Anlagerung im Argon ist stark von den E/p -Werten abhängig. In Abb. 3* sind Impulse für verschiedene Feldstärken bei konstantem Druck wiedergegeben. Die Abb. 4 zeigt die Abhängigkeit der EAW α von der Feldstärke E . α nimmt mit kleiner werdender Feldstärke ab und ist bei einer Feldstärke von etwa 300 V/cm nahezu Null.

Die aus den weiteren Versuchsreihen ermittelten EAW α sind in Abb. 5 in Abhängigkeit vom Sauerstoffgehalt q wiedergegeben.

In Argon-Sauerstoff-Mischungen erfolgt die Elektronenanlagerung offenbar im Gegensatz zu Stickstoff-Sauerstoffgemischen nach zwei verschiedenen Anlagerungsmechanismen. Im trockenen Argon (Abb. 5 a) nimmt α anfangs mit steigendem O_2 -Gehalt stark zu, erreicht ein Maximum zwischen 0,6 und 0,9% O_2 und fällt dann wieder ab, um dann bei weiterer Erhöhung des Sauerstoffgehaltes wieder zu zunehmen. Dieses erneute Ansteigen von α ist am besten an der Kurve für $E = 400 \text{ V/cm}$ zu erkennen, bei der zwar das Maximum auch bei einem Sauerstoffgehalt $q \approx 0,6\% \text{ O}_2$ liegt, aber wesentlich niedri-

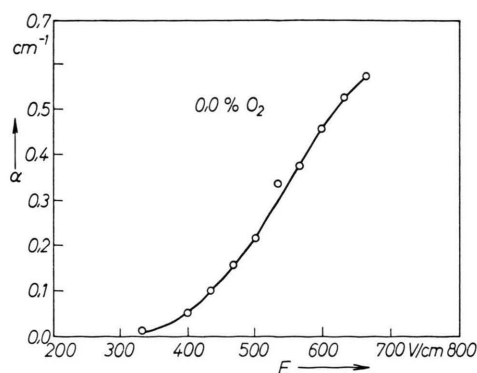


Abb. 4. Elektronenanlagerungswahrscheinlichkeit α in trockenem Argon ohne Sauerstoffzugabe als Funktion der Feldstärke E .

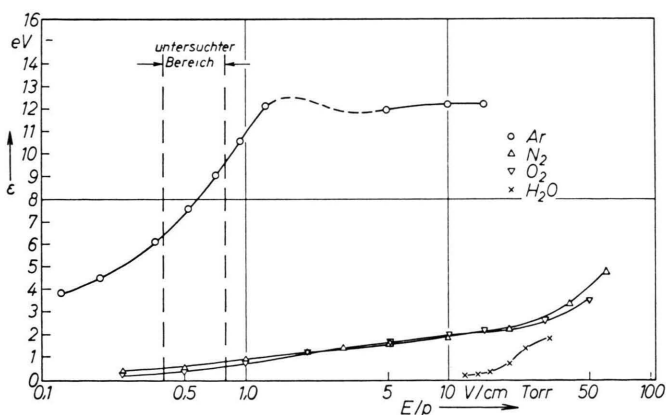


Abb. 6. Mittlere wahrscheinliche Energie ϵ der freien Elektronen in reinem Argon, Stickstoff, Sauerstoff und Wasserdampf in Abhängigkeit von E/p (Feldstärke/Druck) nach theoretischen Werten von HEALEY und REED².

³ J. A. HORNBECK, Phys. Rev. **84**, 615 [1951].

⁴ R. N. VARNEY, Phys. Rev. **88**, 362 [1952]; **89**, 708 [1953].

* Abb. 3 a—3 c auf Tafel S. 198 b.

ger ist, der nachfolgende Anstieg jedoch schon bei einem kleineren Sauerstoffgehalt ($q \sim 2\%$ O₂) beginnt als bei der 500 V/cm-Kurve ($q \sim 3,5\%$ O₂). Bei der α -Kurve für $E = 600$ V/cm beginnt der zweite Anstieg von α erst bei q -Werten, die außerhalb des dargestellten Bereiches liegen. Das Maximum für α tritt bei annähernd dem gleichen Sauerstoffgehalt q auf und verschwindet mit abnehmender Feldstärke allmählich. In der α -Kurve für $E = 300$ V/cm ist es nur noch schwach angedeutet.

Durch Wasserdampf Beimengungen wird die Anlagerungswahrscheinlichkeit ebenfalls stark beeinflusst. So ist schon bei einem Wasserdampfgehalt von 0,5% (Abb. 5 b) der erste Anlagerungsmechanismus weitgehend zurückgedrängt. Für kleine O₂-Gehalte ist dann α sehr viel kleiner als in trockenem Argon, und die Maxima der α -Kurven sind bei allen Feldstärken beinahe verschwunden. Bei einem Wasserdampfgehalt von 2,3% (Abb. 5 c) hat man dann offenbar ähnliche Verhältnisse wie im Stickstoff, bei dem die Anlagerungswahrscheinlichkeit von Null ausgehend annähernd linear mit dem Sauerstoffgehalt zunimmt. Die Anlagerung erfolgt jetzt ausschließlich nach dem 2. Mechanismus. Im Gegensatz zum 1. Anlagerungsmechanismus, bei dem α für konstanten Sauerstoffgehalt q mit wachsender Feldstärke zunimmt, wird α hier mit wachsender Feldstärke kleiner.

Der Übergang von einer Art der Anlagerung zur anderen hängt vermutlich mit der Elektronenenergie zusammen. In Abb. 6 sind die mittleren wahrscheinlichen Energien ε der freien Elektronen in reinem Argon, Stickstoff, Sauerstoff und Wasserdampf in Abhängigkeit von E/p nach theoretisch berechneten Daten wiedergegeben². In dem von uns verwendeten E/p -Bereich innerhalb der gestrichelten Ordinaten liegen die Elektronenenergie in Argon weit über denen von N₂ und O₂ und wohl erst recht über denen von Wasserdampf. Sie ändern sich außerdem in dem gleichen E/p -Intervall um einen größeren Betrag als in N₂ und O₂. Während in reinem Argon also ein recht hoher Anteil verhältnismäßig energiereicher Elektronen vorhanden ist, nimmt die Elektronenenergie ε mit wachsendem Sauerstoff- und H₂O-Dampfgehalt bis zu den für diese Beimengungen geltenden Werte laufend ab. Je nach der Elektronenenergie werden dann zwei verschiedene Anlagerungs-

mechanismen wirksam sein. In unserem „reinen“ Argon werden wegen der hohen Elektronenenergie die „wenigen“ noch vorhandenen Sauerstoffmoleküle durch Elektronenstoß dissoziieren ($1 \cdot 10^{-3}$ Vol.-Proz. O₂ entsprechen $2,7 \cdot 10^{14}$ Moleküle/cm³) und negative Ionen bilden. Mit zunehmendem Sauerstoffgehalt reicht die Elektronenenergie schließlich nicht mehr zur Dissoziation der O₂-Moleküle aus, so daß die dissoziative Anlagerung (erster Anlagerungsmechanismus) mehr und mehr verschwindet und der zweite Anlagerungsmechanismus zu überwiegen beginnt, bei dem sich die Elektronen direkt an neutrale O₂-Moleküle anlagern, und zwar wird nach den Messungen von DOEHRING⁵ und BRADBURY⁶ die Anlagerungswahrscheinlichkeit hierbei um so größer, je kleiner die Energie der Elektronen ist. — Die Abnahme der EAW α für trockenes Argon mit abnehmender Feldstärke E nach Abb. 4 läßt sich jetzt dadurch erklären, daß die Feldstärke für die hier wegen der geringen Anzahl von Sauerstoffmolekülen vorwiegende dissoziative Anlagerung schließlich nicht mehr ausreicht, um den Elektronen genügend Energie zur Dissoziation mitzugeben. — Der stete Übergang von der dissoziativen Anlagerung zur reinen Anlagerung wird noch dadurch begünstigt, daß die von der RÖNTGEN-Bremsstrahlung ausgelösten Sekundärelektroden ein breites Energiespektrum haben.

Zur Deutung der Maxima der EAW α führt folgende Überlegung: Die *dissoziative* Anlagerungswahrscheinlichkeit pro Stoß eines Elektrons mit einem Sauerstoffmolekül nimmt zwar mit wachsendem O₂-Gehalt ab, da die mittlere Energie ε gleichzeitig geringer wird, aber die hier *auf den Driftweg* bezogene Anlagerungswahrscheinlichkeit α muß wegen der Zunahme der dissoziierbaren Moleküle bei ausreichender Feldstärke zunächst einmal stark zunehmen. Erst bei weiter steigendem Sauerstoffgehalt nimmt sie aus den oben genannten Gründen wieder ab, bis die *reine* Anlagerung wieder einen Anstieg bringt.

Bei Anwesenheit von H₂O-Dampf ist die Abbremsung der Elektronen noch viel wirksamer. Bei einem Argon-Wasserdampf-Gemisch mit 2,3 Vol.-Proz. H₂O ist auch bei einer Feldstärke von 600 V pro cm die Energie der Elektronen so klein geworden, daß eine Ionenbildung durch Dissoziation der O₂-Moleküle nicht mehr nachweisbar ist. Auch andere

⁵ A. DOEHRING, Z. Naturforschg. **7 a**, 253 [1952].

⁶ N. E. BRADBURY u. R. A. NIELSEN, Phys. Rev. **49**, 388 [1936] und **51**, 69 [1937].

mehratomige Gasmoleküle wie H_2 , N_2 , CO und CO_2 beeinflussen die Energie der freien Elektronen und damit die EAW in ähnlicher Weise wie H_2O -Dampf oder O_2 , wie orientierende Versuche gezeigt haben.

Infolge der beiden Anlagerungsmechanismen müssen im Gasraum zunächst auch zwei Ionengruppen mit unterschiedlicher Beweglichkeit entstehen. Selbst wenn man, wie bei unserer Apparatur, aus den Oszillogrammen nur eine mittlere Beweglichkeit ermitteln kann, wäre zu erwarten gewesen, daß diese sich aus den oben erwähnten Gründen mit der Feldstärke ändert. Die Beweglichkeit ist aber nach den Ver-

suchen unabhängig von der Feldstärke. Das läßt sich folgendermaßen erklären: Die durch Dissoziation oder Elektronenanlagerung anfänglich entstandenen Ionen können wegen der häufigen Zusammenstöße mit den Gasparkeln in Bruchteilen von Millisekunden leicht auf Moleküle niedrigerer Bildungsenergie umladen. Die Beweglichkeit dieser energetisch stabileren Ionen wird durch das angelegte elektrische Feld nicht beeinflusst.

Herrn Dr. TAUBERT und Herrn Dr. FUCHS danken wir für die im Laboratorium für Massenspektrometrie ausgeführten Gasanalysen.

Der Stromanstieg einer Townsend-Entladung unter dem Einfluß der Raumladung

Von W. KÖHRMANN

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg
(Z. Naturforsch. **19 a**, 245—253 [1964]; eingegangen am 16. Oktober 1963)

Ausgehend von den Grundgleichungen (TOWNSENDSche Differential-Gleichungen, Nachlieferungs- und Poisson-Gleichung) wird ein Gleichungssystem entwickelt, aus dem die Ortskoordinate x eliminiert ist, und das die gesuchten Ströme $J_+(t)$ und $J_-(t)$ über die Variable t miteinander in Verbindung bringt. Nach Umformen dieses Gleichungssystems können die für Differentialgleichungen üblichen Lösungsverfahren benutzt werden. Gegenüber einer früheren Ausrechnung des Verfassers¹ kann das Verfahren für eine Vielzahl von Anfangsbedingungen (Lichtblitz, konstante Einstrahlung, schwache Einstrahlung, statischer Durchbruch, Über- oder Unterspannung) benutzt werden. Die Behandlung von Beispielen gibt eine Übersicht über die diversen Möglichkeiten und zeigt die Brauchbarkeit des Verfahrens. Interessant ist der Übergang von Stromanstiegen mit unterschiedlichen Anfangsbedingungen in einen einheitlichen Verlauf (asymptotische Form); dieser Übergang ist theoretisch zu erwarten und wird durch Experimente belegt.

Bei experimentellen Untersuchungen des zeitlichen Stromanstiegs einer TOWNSEND-Entladung^{2–5} war festgestellt worden, daß sich mit Erreichen einer gewissen Stromstärke ein charakteristischer Anstieg einstellt. Dabei zeigen sich zunächst nur geringe Abweichungen vom normalen Verlauf; mit wachsender Stromstärke wird dann der Anstieg zunehmend steiler. Als Ursache für diesen charakteristischen Anstieg ergab sich das durch Raumladung der positiven Ionen verzerrte Feld, in dem die Elektronenlawinen eine erhöhte Gasverstärkung erlangen. Eines dieser experimentellen Beispiele⁴ war schon früher theoretisch behandelt worden, indem aus den Grundgleichungen (TOWNSENDSche Differentialgleichungen, Poisson-Gleichung) eine Differentialgleichung für

den Stromanstieg aufgestellt wurde¹. In der Zwischenzeit wurden in⁶ ebenfalls gemessene Stromanstiege unter Berücksichtigung der Raumladung theoretisch behandelt. In⁷ wurde die Ionenabwanderung bei der Berechnung des Stromanstieges berücksichtigt; dies ermöglichte eine durchgehende Beschreibung des Stromanstieges vom Start der auslösenden Elektronen bis zum steilen, zum Durchbruch führenden Anstieg.

In der vorliegenden Arbeit wird ein allgemeines Gleichungssystem für den Stromanstieg hergeleitet; es läßt sich für eine Vielzahl von Entladungsbedingungen benutzen, wie die hier angeführten Beispiele zeigen.

¹ W. KÖHRMANN, Z. Angew. Phys. **11**, 414 [1959].

² H. W. BANDEL, Phys. Rev. **95**, 1117 [1954].

³ R. KLUCKOW, Z. Phys. **148**, 564 [1957].

⁴ H. MIELKE, Z. Angew. Phys. **11**, 409 [1959].

⁵ H. HÖGER, Dielectrics **1**, 94 [1963].

⁶ J. PFAUE, Z. Angew. Phys. **16**, 15 [1963].

⁷ H. SCHLUMBOHM, Dissertation, Hamburg 1961.