

# Nachlieferung von Elektronen beim Entladungsaufbau in Wasserstoff und Sauerstoff für $E/p$ von 60 bis 3000 Volt/cm Torr

H. SCHLUMBOHM

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg

(Z. Naturforsch. **22 a**, 347—354 [1967]; eingegangen am 9. November 1966)

By analysing the temporal current shapes of electron avalanches the different secondary ionisation processes occurring in  $\text{H}_2$ - and  $\text{O}_2$ -discharges have been separated and data taken. In hydrogen at  $E/p < 250$  volts/cm Torr secondary electrons are released at the cathode by photons emitted mainly from excited states of the WERNER-bands of the  $\text{H}_2$ -molecule. In oxygen secondary electrons are released both within the gas and at the cathode at  $E/p < 500$  volts/cm Torr by photons from electronic states above the first ionisation level of the  $\text{O}_2$ -molecule, which are excited by single electron collisions.

With increasing  $E/p$  additional secondary electrons in hydrogen are produced by positive ions at the cathode, but for  $E/p \geq 170$  volts/cm Torr the avalanche currents cannot be interpreted by the photon and ion processes thus indicating the action of a third mechanism. The same result was obtained for oxygen at  $E/p >$  several 100 volts/cm Torr. This additional process is discussed on the basis of different ion species and a possible action of fast neutral molecules resulting from charge exchange collisions.

Über die Elektronennachlieferung in Gasen für den Entladungsaufbau im homogenen elektrischen Feld liegen mehrere Untersuchungen vor<sup>1-7</sup>. Aber nur in einem Teil der Arbeiten<sup>1-4</sup> wurden die jeweiligen wirksamen Prozesse direkt ermittelt. Hierzu wurde stets der zeitliche Verlauf des Stromes der ersten Elektronenlawinengenerationen oszillographisch untersucht<sup>8</sup>. Die Ergebnisse dieser Arbeiten bestätigen für bestimmte Gase und Entladungsbedingungen die bekannten Vorstellungen, daß Elektronen sowohl durch Photoeffekt von Entladungsfotonen (z. B. bei Stickstoff und Wasserstoff) als auch bei der Neutralisation positiver Ionen an der Kathode (z. B. bei Stickstoff) ausgelöst werden können und geben Werte des Nachlieferungskoeffizienten  $\gamma$ . Dieser ist definiert als die Zahl der durch den jeweiligen Mechanismus neu an der Kathode ausgelösten Elektronen bezogen auf die Zahl der in der Entladung gebildeten positiven Ionen.

In den weiteren Arbeiten<sup>5-7</sup> wurden für Wasserstoff mittels eines indirekten Verfahrens, nämlich durch Ausmessung von Stromanstiegen bei bekann-

ten Überspannungen, Werte für die Nachlieferung durch Photoeffekt und durch positive Ionen ermittelt. Der wesentliche Nachteil dieses Verfahrens liegt darin, daß sich nicht überprüfen läßt, welche Mechanismen tatsächlich auftreten. Dies muß vielmehr für die Auswertung bereits bekannt sein. Daher basieren die Ergebnisse auf der Annahme, daß nur die Nachlieferung durch Photonen und positive Ionen auftritt.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, Werte für den Nachlieferungskoeffizienten für Wasserstoff und Sauerstoff anzugeben und aus der oszillographischen Beobachtung von Lawinenfolgen die bei den unterschiedlichen Feldstärken  $E/p$  und Drucken  $p$  ( $E/p \sim 60$  bis 3000 Volt/cm Torr,  $p \sim 0,1$  bis 5 Torr) wirksamen Mechanismen zu diskutieren. Bei diesen Untersuchungen hat sich herausgestellt, daß außer der Nachlieferung von Elektronen durch Photoeffekt und Neutralisation von positiven Ionen an der Kathode in beiden Gasen auch andere Prozesse auftreten.

<sup>1</sup> D. J. ROSE, Proc. III. Int. Conf. on Ionisation Phenomena in Gases, Venedig 1957, S. 888.

<sup>2</sup> K. J. SCHMIDT-TIEDEMANN, Z. Physik **150**, 299 [1958].

<sup>3</sup> R. KLUCKOW, Z. Physik **161**, 353 [1961].

<sup>4</sup> H. SCHLUMBOHM, Z. Physik **159**, 212 [1960].

<sup>5</sup> L. GRAF, Proc. V. Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, München 1961, Vol. 2, S. 1585. — L. GRAF u. G. SCHMITZ, Z. Physik **170**, 418 [1962].

<sup>6</sup> F. LLEWELLYN-JONES u. E. JONES, Proc. Phys. Soc. **75**, 762 [1960].

<sup>7</sup> C. G. MORGAN u. W. T. WILLIAMS, Proc. Phys. Soc. **85**, 443 [1965].

<sup>8</sup> Siehe die umfassende Diskussion in <sup>9</sup>, wo auch weitere Zitate zu den oszillographischen Untersuchungen angegeben werden.

<sup>9</sup> H. RAETHER, Electron Avalanches and Breakdown in Gases, Butterworth, London 1964; auch Erg. exakt. Naturwiss. **33**, 175 [1961].



### Meßmethode

Zu den Untersuchungen wurde eine Parallelplattenstrecke aus Messing mit einem Elektrodenabstand bis maximal 4,7 cm verwendet, die bereits in <sup>10</sup> beschrieben wurde. Während der Messungen lag über den Elektroden eine stabilisierte Gleichspannung und das System befand sich in dem gewählten Gas <sup>11</sup>. Elektronenlawinen wurden in der Strecke ausgelöst, indem kurze UV-Blitze (mit einer Breite von wenigen nsec) durch Photoeffekt aus der Kathode jeweils einige  $10^5$  Elektronen freisetzen. Diese Vorgänge wurden in ihrem zeitlichen Verlauf mit Hilfe eines schnellen Oszillographen ausgemessen. Das Verfahren ist kurz in <sup>10</sup> und ausführlich in <sup>9</sup> beschrieben.

### Auswerteverfahren und Ergebnisse für Wasserstoff

#### Photonachlieferung

Werden in einem Gas Elektronen durch Photoeffekt an der Kathode nachgeliefert, so werden Elektronenlawinen zeitlich von Nachfolgelawinen gefolgt, die sich etwa im Abstand von einer Elektronenlaufzeit anschließen. Beobachtet man also bei der Zündspannung den Stromverlauf, erhält man eine Folge von Strommaxima, die von den einzelnen Lawinengenerationen herrühren. Diese Beobachtungen sind nach <sup>3, 4, 9</sup> aus dem Bereich von  $p d =$  einigen 100 Torr cm bekannt. Beispiele sind in diesen Arbeiten angegeben. Es ist dort auch diskutiert, daß die Rückwirkung  $\mu_1 = \gamma_1(e^{zd} - 1)$  unmittelbar aus dem Quotienten der Ladungsäquivalente benachbarter Generationen bestimmt werden kann:

$$\mu_1 = \frac{\int_{T_-}^{2T_-} I(t) dt}{\int_0^{T_-} I(t) dt} \quad (T_- = \text{Elektronenlaufzeit}). \quad (1)$$

Tritt in dem untersuchten Gas neben der Photonachlieferung zusätzlich noch ein anderer Nachlieferungsmechanismus, wie z. B. Nachfolge durch positive Ionen, auf, erreicht trotz eingestellter Zündspannung  $\mu_1$  nicht den sonst für die Zündung erforderlichen Wert 1. Es ist vielmehr  $\mu_{\text{tot}} = \mu_1 + \mu_+ = 1$ , wobei  $\mu_1 < 1$  bleibt. Es läßt sich hiernach nun  $\mu_1/\mu_{\text{tot}}$  aus der Beobachtung der Generationenfolge bei der Zündspannung direkt ermitteln. In Abb. 1 sind diese Werte für verschiedene  $E/p$  aufgetragen.

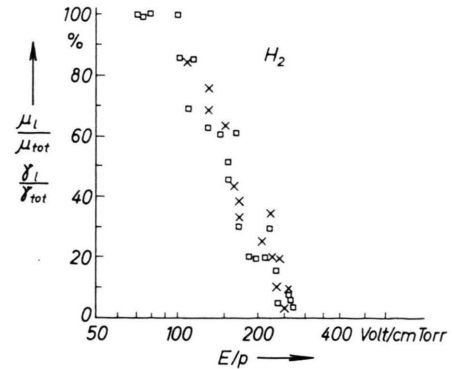


Abb. 1. Relativer Anteil der Photonachlieferung an der Kathode für Wasserstoff in Abhängigkeit von  $E/p$ . □ □ □ Werte aus den Generationen des Elektronenstroms, × × × Werte nach dem zweiten Verfahren, s. Text.

Das Diagramm besagt, daß unterhalb  $E/p$  von 100 Volt/cm Torr die Nachlieferung allein durch Photoeffekt an der Kathode erfolgt. Mit zunehmendem  $E/p$  fällt dann aber der Anteil der Photonachlieferung ab und liegt bei  $E/p > 250$  Volt/cm Torr unterhalb 10% der gesamten Nachlieferung.

In das Diagramm ist eine weitere Reihe von Meßwerten eingetragen, die nach einer zweiten, weniger direkten Methode erhalten wurde, die im folgenden skizziert wird: Der Ionenstrom einer Lawine, die mit  $n_0$  gleichzeitig ausgelösten Elektronen an der Kathode gestartet wird, beträgt  $I = \varepsilon n_0 e^{zd}/T_+$ . Er ist bis annähernd zum Ende der Ionenlaufzeit  $T_+$  konstant, falls  $e^{zd}$  nicht zu niedrig (z. B.  $> 100$ ) ist, da alle Ionen dann etwa gleichzeitig die Kathode erreichen. Tritt nun eine Kette von Photonachfolgern auf, werden in der zweiten Generation  $\mu_1 n_0$ , in der dritten  $\mu_1^2 n_0$  Elektronen usw. ausgelöst. Als Folge dieser Kette erreicht der Ionenstrom die Höhe

$$I = \frac{\varepsilon n_0 e^{zd}}{T_+} \sum_{k=0}^{\infty} \mu_1^k, \quad \text{also} \quad I = \frac{\varepsilon n_0 e^{zd}}{T_+ (1 - \mu_1)}. \quad (2)$$

Ist nun  $\mu_1 < 0,7 - 0,8$ , klingt der Elektronenstrom selbst noch vor Abwanderung der Ionen der ersten Generation ab, so daß sich der reine aufsummierte Ionenstrom messen läßt. Aus diesem läßt sich nun  $\mu_1$  bestimmen, falls neben  $e^{zd}$  die Ionenlaufzeit  $T_+$  und die Startelektronenzahl  $n_0$  bekannt sind (siehe hierzu unten).

Die nach diesem Verfahren ermittelten Werte  $\mu_1/\mu_{\text{tot}}$  ( $\mu_{\text{tot}} = 1$  bei der Messung) stimmen innerhalb der Unsicherheiten mit denen, die aus dem

<sup>10</sup> H. SCHLUMBOHM, Z. Physik **182**, 306 [1965].

<sup>11</sup> Alle Angaben des Gasdruckes  $p$  beziehen sich auf 20 °C.

Elektronenstrom der Photogenerationen erhalten wurden, überein, wie Abb. 1 zeigt.

Um das beschriebene Verfahren anwenden zu können, haben wir  $n_0$  bei Spannungen erheblich unterhalb der Zündspannung aus Lawinen erhalten, für die der Strom  $I = \varepsilon n_0 e^{2d}/T_+$  ist [Gl. (2) bei  $\mu_1 \ll 1$ ]. Es ergab sich über den gesamten Bereich von  $E/p \sim 100$  bis 300 Volt/cm Torr, d. i.  $p \sim 2$  bis 0,2 Torr innerhalb 25% der gleiche Wert. Die  $\alpha$ -Werte wurden nach <sup>12, 13</sup> und die Laufzeiten nach <sup>14</sup> berechnet.

Der Koeffizient  $\gamma_{tot}$  für die gesamte Nachlieferung ergibt sich unmittelbar aus  $\mu_{tot} = \gamma_{tot}(e^{\alpha d} - 1) = 1$  mit  $\alpha$ -Werten nach <sup>12, 13</sup>. Der Koeffizient für Photonachlieferung  $\gamma_1$  folgt hieraus mittels  $\mu_1/\mu_{tot}$ . In Abb. 2 sind  $\gamma_1$  und  $\gamma_{tot}$  gegen  $E/p$  aufgetragen.  $\gamma_{tot}$  nimmt mit zunehmendem  $E/p$  zu, während  $\gamma_1$  mit zunehmendem  $E/p$  über den gesamten Bereich von 100 bis 250 Volt/cm Torr abnimmt.

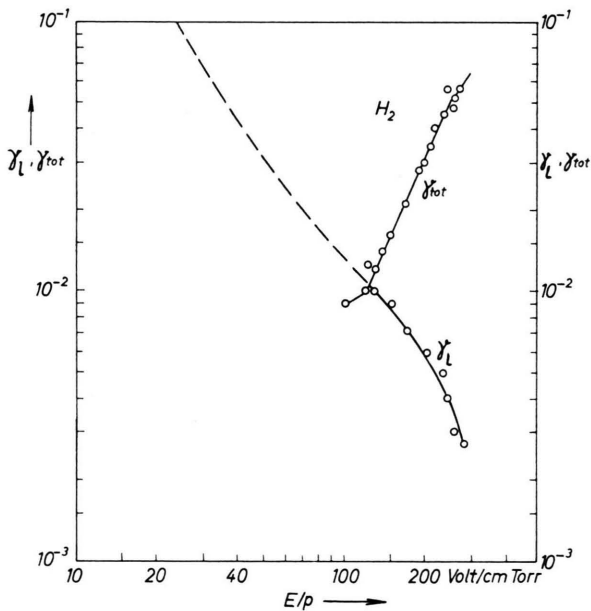


Abb. 2. Koeffizienten  $\gamma_{tot}$  und  $\gamma_1$  für Photonachlieferung an der Kathode für Wasserstoff in Abhängigkeit von  $E/p$ . Die gestrichelt eingezeichnete Kurve gibt Werte  $(\delta/\alpha)_0 \cdot 10^{-2}$  nach <sup>15, 16</sup> wieder; s. Text.

Direkte Messungen der Photoausbeute  $(\delta/\alpha)_{p=0}$  hauptsächlich für die Anregung des  $2^1\Pi_u$ -Zustandes des Wasserstoff-Moleküls lieferten ebenfalls mit zunehmendem  $E/p$  fallenden Verlauf <sup>15, 16</sup>. Wir haben

daher zum Vergleich diese Werte in Abb. 2 zusätzlich eingetragen nach Multiplikation mit  $10^{-2}$ , um der Elektronenausbeute dieser Strahlung an der Messingkathode Rechnung zu tragen. (Die Energie des Hauptteiles dieser Strahlung, die den WERNER-Banden angehört, liegt zwischen 10 und 12 eV.) Der Verlauf unserer  $\gamma_1$ -Werte schließt sich sehr gut an diese Messung an: beide Verläufe zeigen die gleiche fallende  $E/p$ -Abhängigkeit <sup>17</sup>. Wir sind hiernach geneigt, die kathodische Photonachlieferung vorwiegend den Photonen zuzuschreiben, die durch die Anregung der WERNER-Banden des Wasserstoff-Moleküls emittiert werden.

#### Elektronennachlieferung durch positive Ionen an der Kathode

Liegt an der Strecke eine Spannung, bei der der Strom gerade nicht mehr abbricht, ist  $\mu_{tot} = 1$ . Da aber hierbei  $\mu_1 < 1$  bleibt, ist neben  $\gamma_1$  ein weiterer

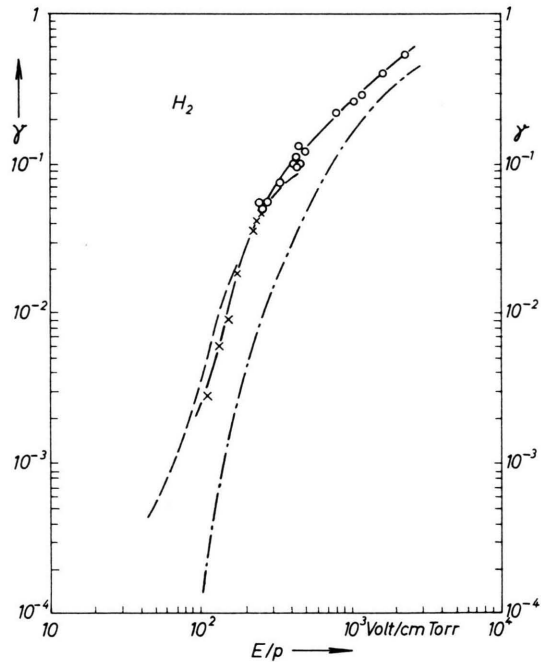


Abb. 3. Nachlieferungskoeffizient  $\gamma$  nach Abtrennung des Photoanteils für Wasserstoff in Abhängigkeit von  $E/p$ . Die mit  $\times$  gekennzeichneten Werte lassen sich als  $\gamma_+$  deuten, die anderen  $\circ \circ \circ$  siehe Text. Es bedeutet — — — — — der in <sup>1</sup> für  $\gamma_+$  angegebene Verlauf und — — — — — berechnete Werte für Elektronenemission durch Neutrals an der Kathode.

<sup>12</sup> D. J. ROSE, Phys. Rev. **104**, 273 [1956].

<sup>13</sup> H. SCHLUMBOHM, Z. Physik **184**, 492 [1965].

<sup>14</sup> H. SCHLUMBOHM, Z. Physik **182**, 317 [1965].

<sup>15</sup> S. J. B. CORRIGAN u. A. VON ENGEL, Proc. Roy. Soc. London **245 A**, 335 [1958].

<sup>16</sup> W. LEGLER, Z. Physik **173**, 169 [1963].

<sup>17</sup> Bei unseren Messungen waren die Drucke so niedrig, daß der Vergleich mit den auf  $p=0$  bezogenen  $(\delta/\alpha)$ -Werten berechtigt ist, also die Stoßlöschung nicht beachtet werden muß.

Mechanismus vorhanden, den wir von  $\gamma_1$  getrennt haben. Hierzu haben wir aus  $\mu_{\text{tot}} = \gamma_{\text{tot}} \cdot (e^{zd} - 1) = 1$   $\gamma_{\text{tot}}$  bestimmt und mittels des Verhältnisses  $\gamma_1/\gamma_{\text{tot}}$  (s. Abb. 1) den gesuchten Anteil  $\gamma = \gamma_{\text{tot}}(1 - \gamma_1/\gamma_{\text{tot}})$  berechnet. Da oberhalb  $E/p = 250$  Volt/cmTorr  $\gamma_1/\gamma_{\text{tot}}$  nur noch einige Prozent beträgt, wurde hier  $\gamma = \gamma_{\text{tot}}$  gesetzt. Die erhaltenen Werte sind in Abb. 3 aufgetragen. Es ergibt sich eine steil mit  $E/p$  ansteigende  $\gamma$ -Kurve.

Dieser hier bestimmte Nachlieferungsanteil wird der Wirkung positiver Ionen an der Kathode, dem  $\gamma_+$ -Prozeß, zugeschrieben. Wir haben untersucht, ob sich dies durch das Experiment direkt nachweisen läßt. Hierbei zeigte sich, daß der  $\gamma_+$ -Mechanismus der Hauptionensorte bei  $E/p < 170$  bis 200 Volt/cmTorr die Nachfolge verursacht, dagegen bei  $E/p > 170$  bis 200 Volt/cmTorr aber daneben (oder ausschließlich) ein weiterer schnellerer Mechanismus auftritt.

Eine Erklärung des Mechanismus für  $E/p > 170$  bis 200 kann nicht mit Sicherheit gegeben werden. Wir sehen zwei Möglichkeiten, die zur Deutung in Frage kommen:

1. Schnelle positive Ionen: Es läßt sich nicht ausschließen, daß neben der Hauptsorte der positiven Ionen eine zweite Sorte schnellerer Ionen mit einem Anteil einiger Prozent vorhanden ist. Sollte die Elektronenausbeute dieser Ionen erheblich über derjenigen der Hauptsorte liegen, kann die Nachfolge durch Elektronenauslösung dieser Ionen an der Kathode erklärt werden.

2. Schnelle neutrale Atome oder Moleküle: Durch Ladungsaustausch erhalten im Ion-Molekül-Stoß Moleküle bei hohen  $E/p$  kinetische Energien von einigen 10 eV. Diese könnten aus der Kathode Elektronen durch Umsetzung ihrer kinetischen Energie auslösen. Auf Grund plausibler Annahmen haben wir für diesen Prozeß  $\gamma$ -Werte abgeschätzt und ebenfalls in Abb. 3 eingetragen. Diese liegen für  $E/p > \text{einige } 100$  Volt/cmTorr in der Größenordnung der beobachteten<sup>18</sup>. — Daß dieser Mechanismus tatsächlich wie der beobachtete auch schneller ist als der  $\gamma_+$ -Prozeß, erklärt sich daraus, daß diese Neutralen mit höherer Geschwindigkeit bevorzugt in

Vorwärtsrichtung gestreut werden, so daß ein mit den Ionen in Längsrichtung weit ausgedehnter Schwarm Neutraler sich auf die Kathode zu bewegt, dessen Anfang eher als die Ionen die Kathode erreicht.

Eine Erklärung der Beobachtungen durch Hinzuziehung der Stoßionisation der Ionen im Gas gelingt nicht zufriedenstellend.

Zu dem Ergebnis, daß bei  $E/p > 170$  bis 200 Volt/cmTorr sich die Nachfolge *nicht* durch den  $\gamma_+$ -Mechanismus der Hauptsorte der positiven Ionen erklären läßt, sind wir auf Grund zweier unabhängiger Beobachtungen gelangt:

1. Durch Vergleich von gemessenem und berechnetem Stromverlauf. Abb. 4 zeigt mehrere Stromverläufe, die bei verschiedenen hohen, an der Strecke liegender Spannung erhalten wurden. Bei 10% unterhalb der

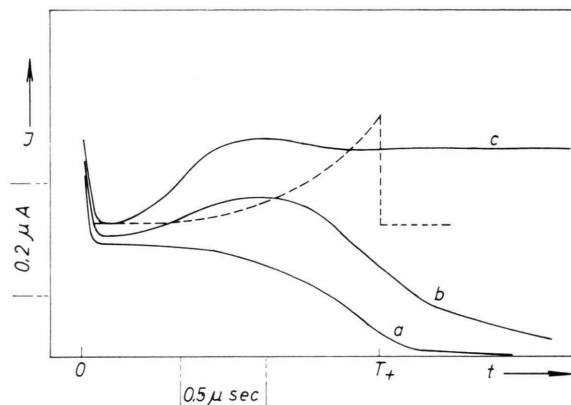


Abb. 4. In Wasserstoff gemessene Stromverläufe, c bei der Zündspannung, b bei 3% und a bei 10% geringerer Spannung,  $E/p = 219$  Volt/cm Torr,  $p = 0,25$  Torr,  $d = 4,7$  cm. Der gestrichelt eingezeichnete Verlauf müßte sich bei  $\gamma_+$ -Nachlieferung für  $\mu_+ = 1$  ergeben (s. Text).

Zündspannung zeigt sich der bekannte Lawinenstrom mit dem Ionenplateau und dem Abfall gegen  $T_+$  (a), der hier praktisch frei von Nachlieferung ist. Bei 3% unterhalb der Zündspannung (b) beginnt dann bereits nach Bruchteilen der Ionenlaufzeit eine neue Stromzunahme, die durch Nachlieferungsmechanismen verursacht wird. Ist die Zündspannung erreicht (c), führt diese Stromzunahme über ein breites Maximum bereits erheblich vor  $T_+$  in einen konstanten Wert, den der Strom dann über viele Ionenlaufzeiten beibehält.

Der mit schneller Zeitablenkung beobachtete Elektronenstromverlauf zeigt, daß die Photonachfolge sehr

<sup>18</sup> Zur Abschätzung wurde angenommen, daß jedes positive Ion insgesamt 5 neutrale Moleküle verursacht, die an der Kathode wirksam sind. Zur Ausbeuteberechnung wurden Wirkungsquerschnitte für monoenergetische Neutrale nach <sup>19</sup> und eine MAXWELL-Verteilung für die Energie der Ionen benutzt. Die bevorzugte Streuung der Neutralen in Vorwärtsrichtung ist in <sup>20</sup> beobachtet worden.

<sup>19</sup> E. MEYER, Dissertation, Würzburg 1962; dazu Angaben über Umladung nach H. BUSSMANN, Diplomarbeit, Würzburg 1964.

<sup>20</sup> R. DÜPEL, Wiss. Zeitschrift f. Elektrotechnik, Ilmenau 9, 469 [1963].



gering ( $<10\%$ ) ist. Nach Abb. 4 kann der Stromverlauf nicht durch Elektronennachfolge bei der Neutralisation der positiven Ionen an der Kathode erklärt werden. Der Nachfolgestrom beginnt nämlich bereits nach Bruchteilen der Ionenlaufzeit [siehe (b) und (c)], wenn praktisch noch keine Ionen die Kathode erreicht haben. Für den  $\gamma_+$ -Mechanismus wurde zum Vergleich nach <sup>9, 21</sup> der Strom berechnet und gestrichelt in Abb. 4 eingetragen. Er ist bis etwa  $\frac{1}{2} T_+$  praktisch konstant, steigt dann bis  $T_+$  an und fällt dann auf das Anfangsplateau des Stromes zurück. Würde die Diffusion der Ionen in die Rechnung zusätzlich einbezogen, erhielte man ein breiteres Maximum ohne die scharfe Spitze, das aber ebenfalls bei  $T_+$  liegt und nicht wie das beobachtete schon merklich vor  $T_+$ . — Dies Verhalten zeigte sich bei allen Stromverläufen oberhalb  $E/p \sim 200$  Volt/cm Torr.

Im Bereich von  $E/p \sim 100$  bis 200 Volt/cm Torr, in dem Photonachlieferungsanteile  $> 25\%$  auftreten, haben wir Stromverläufe für gemischte  $\gamma_1$ - und  $\gamma_+$ -Nachlieferung berechnet. Hierbei ergab sich Übereinstimmung mit den beobachteten. Das in den Stromverläufen auftretende Maximum liegt bei  $T_+$ . Mit zunehmendem  $E/p$  von 170 an verschiebt es sich dann vor  $T_+$ , und bei  $E/p > 200$  werden Oszillogramme wie Abb. 4 beobachtet.

2. Durch Vergleich der gemessenen mittleren Generationszeit  $T_g$  mit berechneten Werten. Die mittlere Generationszeit  $T_g$  ist gerade die Zeit, nach der sich bei der Zündspannung, also bei  $\mu_{\text{tot}}=1$ , jeder Lawinenvorgang reproduziert. Der asymptotische Strom ist daher  $I_\infty = \varepsilon n_0 e^{ad}/T_g$ . Andererseits ist nach Bruchteilen der Ionenlaufzeit der Strom  $I_{PL} = \varepsilon n_0 e^{ad}/T_+$  (s. die Skizze in Abb. 5), da er noch nicht durch Nachlieferung

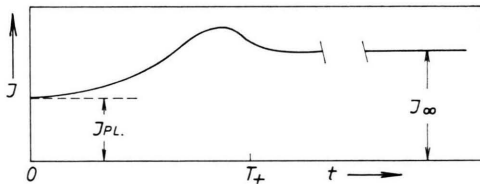


Abb. 5. Schematischer Verlauf des Stromes, zur Erläuterung der Größen  $I_{PL}$  und  $I_\infty$ .

vergrößert ist. Aus dem Verhältnis dieser Ströme erhält man experimentell die Generationszeit  $T_g = T_+ \cdot I_{PL}/I_\infty$ . (Auch mit einem Anteil Photonachlieferung trifft dies noch zu.)

Tritt die  $\gamma_+$ -Nachfolge auf, so ist

$$T_g = T_+ \cdot (1 + \gamma - 1/\alpha d).$$

In Abb. 6 sind den Oszillogrammen entnommene  $T_g/T_+$  und dazu für den  $\gamma_+$ -Mechanismus berechnete Werte aufgetragen. Beide stimmen für  $E/p < 170$  überein. Für  $E/p > 170$  sind die experimentellen niedriger. Das besagt ebenfalls, daß der hier auftretende Nachfolge-mechanismus schneller als der  $\gamma_+$ -Prozeß ist.

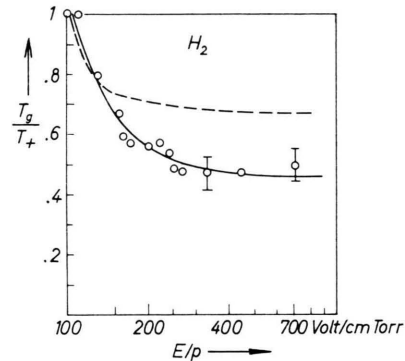


Abb. 6. Werte der Generationszeit  $T_g$  im Verhältnis zur Ionenlaufzeit  $T_+$  für Wasserstoff in Abhängigkeit von  $E/p$ .  $\circ \circ \circ$  experimentelle Werte; — — — für  $\gamma_+$ -Nachlieferung berechnete Werte.

In Abb. 3 sind zum Vergleich  $\gamma_+$ -Werte nach <sup>1</sup> eingetragen, die an Molybdän-Kathode mittels eines etwas anderen oszillographischen Verfahrens bestimmt wurden. Diese Werte liegen in etwa gleicher Höhe wie die eigenen und zeigen die gleiche  $E/p$ -Abhängigkeit, stimmen also gut mit unseren überein. Eine Unstimmigkeit besteht allerdings darin, daß diese Werte auch oberhalb von  $E/p = 200$  Volt/cm Torr dem  $\gamma_+$ -Mechanismus zugeschrieben werden.

### Vergleich mit anderen Ergebnissen

In <sup>5</sup> und <sup>6</sup> werden für Wasserstoff Werte für Photonachlieferung  $\gamma_1$  und Nachlieferung durch positive Ionen an der Kathode  $\gamma_+$  für verschiedene  $E/p$  angegeben, die aus der Messung des zeitlichen Anstiegs des Stromes bei geringer Überspannung und aus Aufbauzeitmessungen ermittelt wurden. Bei diesen Verfahren handelt es sich im Grunde um eine Messung der Generationszeit. Aus der Generationszeit lassen sich nämlich bei Kenntnis der Driftgeschwindigkeiten von Elektronen und Ionen und der Stoßionisierung die Anteile  $\gamma_1$  und  $\gamma_+$  ermitteln.

Der Nachteil der Methode liegt nun darin, daß man Annahmen darüber machen muß, welche Mechanismen auftreten. So ist stets angenommen worden, daß Photonachlieferung auftritt und dazu Nachfolge durch positive Ionen derjenigen Ionensorte, deren Geschwindigkeit man benutzt, ohne daß die Annahmen überprüft worden sind.

Die hiernach ermittelten  $\gamma_+$ -Werte stimmen mit den in Abb. 3 angegebenen überein. Dagegen zeigen die Photonachlieferungswerte  $\gamma_1$  in ihrer  $E/p$ -Abhän-

<sup>21</sup> R. N. VARNEY, Phys. Rev. **93**, 1156 [1954].

gigkeit aber entgegengesetzte Tendenz zu den unseren, indem mit zunehmendem  $E/p$  für  $E/p > 150$  diese ebenfalls ansteigen. Diese Diskrepanz scheint eine Folge der nach unserer Untersuchung unzutreffenden Annahme zu sein, daß neben der Photonachlieferung Nachlieferung durch die Hauptsorte der positiven Ionen an der Kathode auftritt. Nach unserer Untersuchung ist der neben der Photonachlieferung auftretende Mechanismus schneller als die Nachfolge durch die Hauptsorte der positiven Ionen. Dieser Tatbestand drückt sich hier nun dadurch aus, daß der Anteil der Photonachlieferung erheblich zu hoch bestimmt wird, wodurch formal der Verkürzung der Generationszeit Rechnung getragen wird. Da nun der Übergang vom  $\gamma_+$ -Mechanismus auf den beobachteten schnelleren mit zunehmendem  $E/p$  stetig erfolgt, findet man ein scheinbar zunehmendes  $\gamma_1$ .

Eine bei  $E/p < 110$  durchgeführte Messung und Auswertung nach diesem Verfahren<sup>7</sup> liefert fallendes  $\gamma_1$  mit zunehmendem  $E/p$ . Dies ist in Einklang mit unserem Ergebnis und wird daraus verständlich, daß in diesem Bereich die gemachten Annahmen zutreffen.

### Ergebnisse für Sauerstoff

Während der Strom in Wasserstoff bei eingestellter Zündspannung für  $E/p$  unterhalb etwa 200 Volt/cmTorr über die ersten Elektronenlaufzeiten eine Folge von Maxima zeigte, die von den einzelnen Photogenerationen herrührte, läßt sich dieses Bild bei Sauerstoff überhaupt nicht beobachten. Photonachfolge an der Kathode tritt demnach in Sauerstoff in der üblichen Art *nicht* auf.

Verfolgt man nun aber genauer den Elektronenstrom der gasverstärkten Startelektronen mit zunehmender an der Strecke liegender Spannung, findet man, daß sich direkt an diesen Elektronenstrom ein

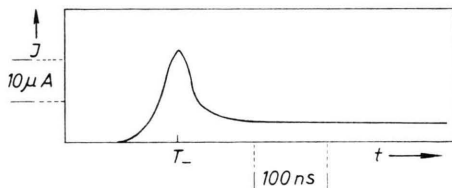


Abb. 7. Mit Sauerstoff bei der Zündspannung gemessener Elektronenstromverlauf: An das Strommaximum der gasverstärkten Primärelektronen schließt sich ein zeitlich konstanter Strom *ohne* aufgelöste Nachfolgenerationen an ( $E/p = 137$  Volt/cm Torr,  $p = 0,95$  Torr,  $d = 4,7$  cm).

Strom anschließt, der bei eingestellter Zündspannung über einige Elektronenlaufzeiten konstant ist, und bei etwas geringerer Spannung verschwindet. Siehe ein bei der Zündspannung erhaltenes Oszillogramm in Abb. 7.

Bei höheren  $E/p$  ( $>$  einige 100 Volt/cmTorr) haben die über die ersten Ionenlaufzeiten gemessenen Stromverläufe die gleichen Eigenschaften wie die in Wasserstoff beobachteten. Auch bei diesen zeigte es sich, daß sie sich *nicht* durch Elektronenachlieferung durch positive Ionen an der Kathode beschreiben lassen. Nach den Oszillogrammen ist wie bei Wasserstoff auch bei Sauerstoff dieser Nachlieferungsmechanismus schneller als der durch die Hauptsorte der positiven Ionen verursachte.

Für Sauerstoff haben wir Werte der gesamten Nachlieferung  $\gamma_{\text{tot}}$  aus  $\mu_{\text{tot}} = 1$  bestimmt. Hierzu

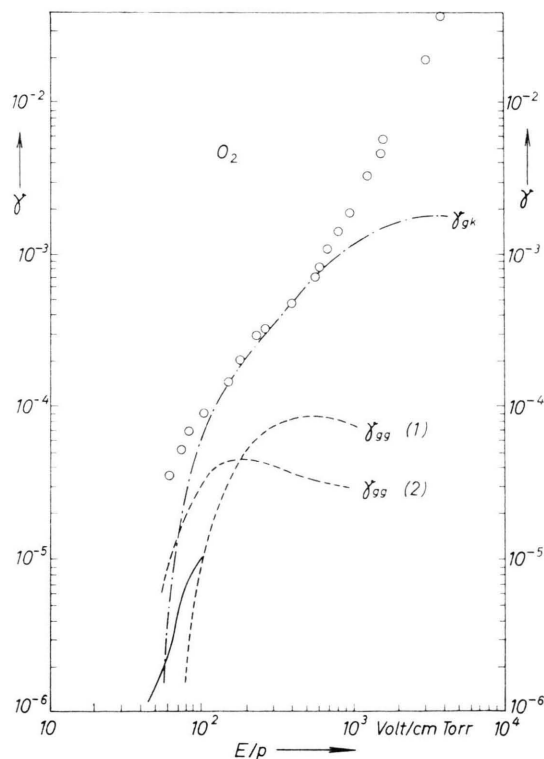


Abb. 8. Nachlieferungskoeffizient  $\gamma$  für Sauerstoff in Abhängigkeit von  $E/p$ .  $\circ \circ \circ$  sind die eigenen Meßwerte  $\gamma_{\text{tot}}$ . Die ausgezogene Kurve gibt experimentelle Werte für  $E/p < 100$  nach<sup>24</sup>. Zum Vergleich sind für gasionisierende Strahlung berechnete  $\gamma$ -Werte als gestrichelte Kurven eingezeichnet. Dabei ist mit  $\gamma_{\text{gk}}$  der auf die Kathode treffende Anteil der schwach absorbierten Komponente der Strahlung gemeint und mit  $\gamma_{\text{gg}}$  die Anteile der im Gas absorbierten Strahlung, wobei (1) sich auf die stark absorbierte und (2) sich auf die schwach absorbierte Komponente bezieht.

wurde unter ständiger oszillographischer Beobachtung des Stromes die Zündspannung langsam eingestellt. Die Ermittlung von  $\gamma_{\text{tot}}$  aus  $\gamma_{\text{tot}}(e^{ad} - 1) = 1$  geschah mit  $\alpha$ -Werten nach <sup>13</sup>. (Diese Relation gilt nur, solange keine negativen Ionen gebildet werden, was aber merklich erst bei  $E/p \lesssim 75$  geschieht.) Die Werte  $\gamma_{\text{tot}}$  sind in Abb. 8 gegen  $E/p$  aufgetragen. Verglichen mit Wasserstoff sind sie über den gesamten Bereich erheblich niedriger.

### Zur Deutung der Nachlieferung in Sauerstoff

Für Sauerstoff ist eine durch einfachen Elektronenstoß angeregte, das Gas selbst ionisierende Strahlung (d. h.  $h\nu \geq 12,2$  eV) mit relativ hoher Ausbeute bekannt <sup>22, 23</sup>.

Es zeigt sich, daß man mit dieser Strahlung Werte für die Nachlieferung berechnen kann, die mit den gemessenen bis  $E/p \sim 500$  Volt/cmTorr übereinstimmen und daß man außerdem das beobachtete Oszillogramm (Abb. 7) erklären kann.

Das Fehlen der Generationenstruktur im Strom der ersten Elektronenlaufzeiten wird verständlich daraus, daß beim Auftreten gasionisierender Strahlung die Sekundärelektronen *im Gas* zeitlich und räumlich verteilt ausgelöst werden. Daher erhalten die meisten Sekundärlawinen nur eine geringe Gasverstärkung. Der resultierende Strom entsteht aus der Überlagerung dieser vielen kleinen Lawinen und ist daher frei von der bekannten Generationenstruktur.

Für die zwei bekannten Komponenten der Strahlung nach <sup>23</sup>, die Absorptionskoeffizienten von  $k_{760} = 38 \text{ cm}^{-1}$  und  $250 \text{ cm}^{-1}$  (bezogen auf 760 Torr) haben und sich auch in den Ausbeuten unterscheiden, haben wir  $\gamma$ -Werte berechnet. Um diese mit den gemessenen vergleichen zu können, haben wir sie formal so definiert, daß beim Selbstständigwerden des Stromes die übliche Beziehung  $\gamma \cdot (e^{ad} - 1) = 1$  erfüllt ist. Für jede Strahlungskomponente berechnet man zwei Anteile  $\gamma_{\text{gg}}$  und  $\gamma_{\text{gk}}$ , wobei  $\gamma_{\text{gg}}$  nur die im Gas ausgelösten Sekundärelektronen und  $\gamma_{\text{gk}}$  nur die an der Kathode ausgelösten Sekundärelektronen der gleichen Strahlung erfaßt. Die im Anhang angegebene Rechnung liefert für den

im Gas ausgelösten Anteil näherungsweise

$$\gamma_{\text{gg}} \cong \left( \frac{\omega}{\alpha} \right)_{p=0} \cdot \frac{1}{1+p/p_Q} \cdot \frac{\alpha k}{(\alpha-k)^2} e^{-kd} \quad (3)$$

und für den an der Kathode ausgelösten Anteil

$$\gamma_{\text{gk}} \cong \left( \frac{\omega}{\alpha} \right)_{p=0} \cdot \frac{1}{1+p/p_Q} g \xi \frac{\alpha}{\alpha-k} e^{-kd}. \quad (4)$$

Die  $\gamma$ -Werte sind also proportional der jeweiligen Elektronenausbeute im Gas durch die Photonen  $(\omega/\alpha)_0 \cdot 1/(1+p/p_Q)$  beim Druck  $p$ . ( $p_Q$  ist der Löschdruck der jeweiligen Strahlungskomponente.) Die  $\gamma$ -Werte nehmen verständlicherweise mit zunehmender Absorption der Strahlung um den Faktor  $e^{-kd}$  ab, wobei der Absorptionskoeffizient durch  $k = k_{760} \cdot p/760$  für den Druck  $p$  gegeben ist ( $d$  = Elektrodenabstand).  $g$  ist in beiden Fällen ein Geometriefaktor, der dem Rechnung trägt, daß nur ein Teil der in den vollen Raumwinkel emittierten Strahlung tatsächlich wirksam ist und  $\xi$  gibt an, um wieviel geringer die Elektronenausbeute der Photonen an der Kathode als im Gas ist.

Die hiernach berechneten Werte sind in Abb. 8, die neben den eigenen Meßwerten noch Werte nach <sup>24</sup> bei niedrigen  $E/p < 100$  enthält, aufgetragen. Der an der Kathode wirksame Anteil  $\gamma_{\text{gk}}$  der Komponente mit geringerer Absorption gibt den Verlauf der gemessenen Werte über den großen Bereich von  $E/p \sim 60$  bis 600 Volt/cmTorr gut wieder. Der an der Kathode wirksame Anteil der stärker absorbierten Komponente ist geringer, da die Ausbeute der Strahlung geringer ist, und wurde nicht eingetragen. Die im Gas wirksamen Anteile der beiden Komponenten  $\gamma_{\text{gg}}$  tragen besonders bei niedrigen  $E/p$  bei, bei höheren  $E/p$  dagegen weniger, da mit zunehmendem  $E/p$  eine Verringerung des Druckes verbunden ist, so daß nur noch weniger Photonen im Gas absorbiert werden können.

Für die numerische Rechnung wurde  $g \cdot \xi = 1/20$  gesetzt, was mit  $g = 1/3$   $\xi = 0,15$  bedeutet. Die Elektronenausbeute liegt für verschiedene (unbehandelte) Metalloberflächen für Photonenenergien über 12 bis 13 eV bei 0,1 (bis 0,15) <sup>25</sup>. Nimmt man die Elektronenausbeute im Gas pro absorbiertes Photon mit 0,5 bis 0,7 an, ergibt sich daraus  $\xi$  zu 0,14 bis 0,30.

<sup>22</sup> A. PRZYBYLSKI, Z. Physik **151**, 264 [1958]; **168**, 504 [1962].

<sup>23</sup> T. TEICH, Z. Naturforsch. **19a**, 1420 [1964]; Z. Physik **199**, 378 [1967].

<sup>24</sup> J. B. FREELY u. L. H. FISHER, Phys. Rev. **133 A**, 304 [1964].

<sup>25</sup> E. L. WEISSLER, Hdb. d. Physik **21**, S. 354. Berlin-Göttingen-Heidelberg, Springer-Verlag 1956.

Da die berechneten Werte des Nachlieferungskoeffizienten die Höhe und auch die  $E/p$ -Abhängigkeit der gemessenen richtig wiedergeben, schließen wir hieraus, daß bei Sauerstoff im Bereich  $E/p \sim 60$  bis 600 Volt/cmTorr die Elektronennachlieferung durch die energiereiche Strahlung unterhalb 1000 Å zum wesentlichen Teil verursacht wird, die von durch Elektronenstoß angeregten Sauerstoff-Molekülen emittiert wird.

Herrn Professor Dr. H. RAETHER danke ich für die Förderung der Arbeit.

### Anhang

#### *Berechnung der Koeffizienten für Nachlieferung durch gasionisierende Strahlung*

Der Elektronenstrom  $j_-(x, t)$  innerhalb der Strecke ( $x=0$  ist der Ort der Kathode,  $x=d$  der Ort der Anode) wird bestimmt durch die Integro-Differentialgleichung

$$\frac{1}{v_-} \frac{\partial j_-(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial j_-(x, t)}{\partial x} = \alpha j_-(x, t) + k g \omega \int_x^d e^{-k(x_0-x)} j_-(x_0, t) dx_0,$$

worin  $v_-$  die Driftgeschwindigkeit,  $\alpha$  die Stoßionisierung, d. i. die Zahl der von einem Elektron pro cm in Feldrichtung gebildeten Ionen bedeutet,  $\omega$  die Zahl der von einem Elektron pro cm erzeugten Photonen, die im Gas neue Elektronen auslösen und  $k$  der Absorptionskoeffizient der Strahlung (in cm<sup>-1</sup>) ist und  $g$  der Geometriefaktor. Zur Vereinfachung ist die Strahlungsabsorption eindimensional beschrieben, und es ist der auf die Anode gerichtete Strahlungsanteil weggelassen, da er nur geringfügig beiträgt. Außerdem ist die Lebensdauer der angeregten Zustände als kurz gegen die Elektronenlaufzeit angenommen.

Eine asymptotische Lösung für die Gleichung läßt sich mit Hilfe des Separationsansatzes

$$j_-(x, t) = f(x) e^{\lambda t} \quad \text{mit} \quad f(x) = A_1 e^{\kappa_1 x} + A_2 e^{\kappa_2 x}$$

erhalten, wobei als Randbedingung

$$j_-(0, t) = 0$$

erfüllt werden muß.

Setzt man den Ansatz in die Gleichung ein, erhält man bei Berücksichtigung der Randbedingung drei Gleichungen für die unbekannten Konstanten  $\lambda$ ,  $\kappa_1$ ,  $\kappa_2$ .

Die nur näherungsweise mögliche Auflösung führt unter Beschränkung auf nur schwache Zeitabhängigkeit (d. h.  $\lambda T_- \ll 1$ ) auf

$$\lambda = \frac{\ln \mu}{T_- [1 - 2/(\alpha - k)]}$$

mit

$$\mu = g \frac{\omega}{\alpha} \frac{\alpha k}{(\alpha - k)^2} \cdot \exp \left\{ -k d - 2 g \frac{k \omega d}{(\alpha - k)} \right\} \cdot \exp \{ \alpha d \},$$

falls die Bedingung  $4 g \frac{\omega}{\alpha} \ll \frac{(\alpha - k)^2}{\alpha k}$  erfüllt ist.

Hierin gibt  $\mu$  die Rückwirkung an. Wird der Strom der Entladung selbständig, d. h. wird er zeitlich konstant, also  $\lambda = 0$ , so ist  $\mu = 1$ .

Nach dem üblichen Zusammenhang zwischen der Rückwirkung  $\mu$  und dem Nachlieferungskoeffizienten  $\mu = \gamma(e^{\alpha d} - 1)$  (und  $\mu = \gamma \cdot e^{\alpha d}$  bei  $e^{\alpha d} \gg 1$ ) definieren wir nun  $\gamma_{gg}$  durch  $\mu = \gamma_{gg} \cdot e^{\alpha d}$  und erhalten

$$\gamma_{gg} \cong \left( \frac{\omega}{\alpha} \right)_{p=0} \cdot \frac{1}{1 + p/p_Q} g \frac{\alpha k}{(\alpha - k)^2} e^{-kd},$$

wenn noch die Stoßlöschung durch  $\frac{\omega}{\alpha} = \left( \frac{\omega}{\alpha} \right)_{p=0} \frac{1}{1 + p/p_Q}$  berücksichtigt wird.

Die Rückwirkung für den an der Kathode wirksamen Anteil bestimmt sich einfach aus

$$\mu = g \xi \int_{x_0=0}^{x_0=d} \omega e^{\alpha x_0} \int_{x=-\infty}^{x=0} k e^{k(x-x_0)} dx dx_0,$$

wobei  $g$  wieder den Geometriefaktor angibt und mit  $\xi$  die relative Elektronenausbeute der Quanten an der Kathode zu der im Gas bezeichnet ist. Faßt man wieder die Rückwirkung als  $\mu = \gamma \cdot (e^{\alpha d} - 1)$  auf, erhält man den Koeffizienten  $\gamma_{gk}$  zu

$$\gamma_{gk} \cong g \xi \left( \frac{\omega}{\alpha} \right)_{p=0} \cdot \frac{1}{1 + p/p_Q} \frac{\alpha}{\alpha - k} e^{-kd}.$$