

## 4. Ionisierung im Gasvolumen

### 4.1 Grundlegendes

#### 4.1.1 Vorbemerkungen

Die Strom-Spannungskennlinie einer Gasstrecke, die eine bestimmte, von außen erzeugte Anzahl von Ladungsträgern enthält, zeigt bekanntlich zunächst im Bereich I einen nichtlinearen Anstieg des Stromes mit der Spannung. Im Bereich II kommt es dann zu einer Sättigung, die darauf zurückzuführen ist, dass sämtliche im Gasraum *von außen erzeugten* Ladungsträger (LT) am Stromtransport beteiligt sind. Im Bereich III beobachten wir schließlich eine weitere Steigerung des Stromes, welche daher auf einer Erhöhung der Zahl der LT im Gasraum zurückzuführen sein muss. Diese Erhöhung muss auf Prozesse zurückgehen, die von der Entladung selbst verursacht werden.

Die wichtigsten dieser Prozesse sind:

- Ionisierung durch Stoß zwischen schnellen Elektronen und Gasmolekülen.
- LT-Auslösung an den Elektroden durch auftreffende Partikel (Elektronen, Ionen, aber auch Photonen).
- Stöße angeregter Atome.
- Photoionisation.

Hier beschränken wir uns zunächst auf eine sogenannte *unselbständige* Entladung, in der durch einen äußeren Einfluss an der Kathode Elektronen ausgelöst werden. Die *Fremdionisation* im Gasraum wird vernachlässigt.

#### 4.1.2 Definitionen

- *Anfangsstrom  $I_a$* : das ist der durch Fremderzeugung von LT fließende Strom.
- *Anfangselektronen*: die den Anfangsstrom  $I_a$  tragenden Elektronen.

Ein Teil der an der Kathode befreiten Elektronen kehrt zu dieser zurück und trägt daher nicht zum Anfangsstrom bei. Der betreffende Teil der Elektronen zählt deshalb auch nicht zu den Anfangselektronen;

- *Gesamtstrom  $I$* : der aus Anfangsstrom und Ionisierung resultierende Strom; dieser ist proportional zu  $I_a$ .

Solange die Dichte des Anfangsstromes genügend niedrig ist (ca.  $10^{-8}$  A/m<sup>2</sup>), so ist die den Stromfluss begleitende Raumladung vernachlässigbar, d.h., das elektrische Feld  $E$  im Gasraum ist konstant; erfahrungsgemäß können wir mit einem konstanten elektrischen Feld rechnen, solange der Stromdurchgang nicht mit der Emission von sichtbarem Licht verbunden ist, d.h., die Zahl der Anregungsstöße ist noch vernachlässigbar. Es gibt folgende Entladungsformen:

- *Dunkelentladung (Townsend-Entladung)*: Wegen der fehlenden Lichtemission wird diese Art der Entladung Dunkelentladung genannt.
- *Teilselbständige Entladung*: Da ein Teil des Stromes von Prozessen verursacht wird, die von der Entladung selbst verursacht werden, nennen wir eine Entladung im Bereich III auch eine teilselbständige Entladung.
- *Primärprozesse und Sekundärprozesse*: So unterscheiden wir jene Prozesse, die zusätzlich zur Fremddionisierung auftreten.

Das im Gasraum wirkende ionisierende Agens ist das Elektronengas. Diese Elektronen bilden ein Gas, dessen Temperatur i.A. höher ist als die Gastemperatur und dessen thermischer Bewegung eine Drift in Richtung der vom elektrischen Feld ausgeübten Kraft überlagert ist. Im allgemeinen ist diese Driftgeschwindigkeit  $v_d \ll \bar{v}$ , wobei letztere die mittlere thermische Geschwindigkeit ist.

- *Elektronenschwarm*: solange die og. Bedingung erfüllt ist, wird das driftende Elektronengas Elektronenschwarm genannt (analog dazu gibt es u.U. auch einen *Ionenschwarm*).
- *Elektronenstrahl*: im Gegensatz dazu werden Elektronen, die auf eine einheitliche Geschwindigkeit in eine definierte Richtung beschleunigt werden, Elektronenstrahl genannt; in diesem Fall gilt  $v_d > \bar{v}$ , d.h., die Driftgeschwindigkeit ist höher als die mittlere thermische Geschwindigkeit.

Bei genügender Geschwindigkeit der Elektronen im Schwarm (oder dem Strahl) (und bei genügender Dichte des Gases) können die Elektronen ihre kinetische Energie auf die inneren Freiheitsgrade der Gasmoleküle übertragen, d.h., es kommt zu Elektronenstoßionisation oder -anregung. Die Ionisation durch direkten Elektronenstoß heißt im Sinne der og. Unterscheidung Primäriionisation, weil sie an dem Ort stattfindet, an dem die Elektronen stoßen und damit Energie abgeben. Die lokale Vermehrung der LT ist der Dichte der Elektronen unmittelbar proportional. Diese Wechselwirkungen führen

übrigens konsequenterweise zu einer Abnahme der kinetischen Energie der am Stoß beteiligten Elektronen und u.U. zur Bildung einer negativen Raumladung und, da dabei auch Ionen produziert werden, auch zu einer positiven Raumladung, die wir jedoch im Augenblick noch vernachlässigen.

Wenn die kinetische Energie der Elektronen nicht groß genug ist (die Elektronengeschwindigkeitsverteilung hat ja eine viel größere thermische Breite und daher eine viel größere mittlere thermische Geschwindigkeit als die überlagerte Driftgeschwindigkeit), um zu einer Ionisation zu führen, so kommt es nur zu Anregungsstößen (aber ebenso zu einem Verlust von kinetischer Energie der Elektronen und zu einer negativen Raumladung – in diesem Fall jedoch zu keiner positiven Raumladung, weil ja keine Ionen gebildet werden):



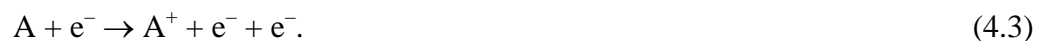
Auch die Anregungsenergie der Gasmoleküle kann indirekt zur Ionisation bzw. LT-Vermehrung führen. Z.B. können zwei angeregte Atome aufeinander stoßen, wobei das eine abgeregt und das andere ionisiert (Autoionisation) wird:



Solche Prozesse, zusammen mit Prozessen, die zur LT-Auslösung an den Elektroden führen (Elektronenauslösung durch Ionen oder Photonen oder angeregte Moleküle an der Kathode, Ionenauslösung durch Elektronen an der Anode) fassen wir unter dem Begriff Sekundärionisation zusammen.

#### **4.2. Primärionisation, Lawinen, Gasverstärkung**

Als erstes wollen wir die Wirkung der Primärionisation, d.h., der Ionisation durch Elektronenstoß auf den Gesamtstrom, untersuchen. Dazu betrachten wir zunächst ein einzelnes, an der Kathode startendes Elektron. Auf dem Weg zur Anode ionisiert es ein Gasmolekül und setzt damit ein weiteres Elektron frei:



Beide Elektronen werden durch das elektrische Feld wieder beschleunigt und driften weiter zur Anode. Sobald sie wieder genügend kinetische Energie gewonnen haben, ionisieren sie weitere Gasmoleküle, wobei nun vier Elektronen entstehen, usw. Auf diese Weise vervielfacht sich die Zahl der Elektronen, und es entsteht eine *Elektronenlawine*.

Die Zahl der auf der Strecke  $dz$  erzeugten Elektronen  $dN$  ist der Länge der Strecke und der Anzahl  $N$  der dort bereits in der Lawine vorhandenen Elektronen proportional:

$$dN = \alpha N(z) dz \quad (4.4)$$

Aus dieser Gleichung erhalten wir die Stärke der Elektronenlawine an der Stelle  $z$ , wenn wir berücksichtigen, dass die Lawine an der Kathode ( $z = d$ ) mit  $N_0$  Elektronen startet:

$$N(z) = N_0 \exp \alpha(d - z) \quad (4.5)$$

Der Proportionalitätsfaktor  $\alpha$  heißt der *1. Townsendsche Ionisierungskoeffizient*; die von einem einzelnen Elektron ausgelöste Lawine heißt *Einzellawine*. Hier wollen wir nun eine stationäre Entladung betrachten, bei der an der Kathode der stationäre Anfangsstrom  $I_a$  ausgelöst wird. Wir erhalten dann im Gasraum die Elektronendichteverteilung  $n_e(z)$ , die durch Überlagerung vieler, nacheinander ausgelöster Einzellawinen ausgelöst wird, d.h.,  $n_e(z)$  ist gegeben durch:

$$n_e(z) = n_0 \exp \alpha(d - z) \quad (4.6)$$

Hier ist  $n_0$  die Dichte unmittelbar vor der Kathode. Den Zusammenhang zwischen  $n_0$  und  $I_a$  finden wir, wenn wir annehmen, es fänden im Gasraum keine Ionisierung statt. Dann wäre  $n_0$  die Elektronendichte im gesamten Gasraum. In dem Volumenelement  $dV = Adz$  wären dann  $dn = n_0 Adz$  Elektronen vorhanden, die die Ladung  $dQ = en_0 Adz$  trügen. Der von dieser Ladung getragene Anteil  $dI$  des Gesamtstromes  $I_a$  ergibt sich aus der Bedingung, dass die von den Elektronen beim Durchlaufen der Strecke  $\Delta z$  aufgenommene Energie  $\Delta \varepsilon_{in} = dQE\Delta z$  ( $E$  ist die elektrische Feldstärke) gleich der von der äußeren Stromquelle abgegebene Energie  $\Delta \varepsilon_{au\beta en} = UdI\Delta t$  sein muss, wobei  $\Delta t = \Delta z/v_d$  die zum Durchlaufen der Strecke  $\Delta z$  benötigte Zeit ist.

Aus dieser Bedingung erhalten wir:

$$dI = v_d \frac{E}{U} dQ = \frac{v_d}{d} dQ \quad (4.7)$$

Integration über das gesamte Volumen liefert den unter dieser Bedingung fließenden Gesamtstrom:

$$I_a = en_0 Av_d \quad (4.8)$$

d.h.

$$n_0 = \frac{I_a}{eAv_d} \quad (4.9)$$

Zusammen Gl. (4.6) erhalten wir nun die Dichteverteilung der Elektronen:

$$n_e(z) = \frac{I_a}{eAv_{d,e}} \exp \alpha(d-z) \quad (4.10)$$

Den von den Elektronen getragenen Anteil des Gesamtstromes  $I_e$  erhalten wir, indem wir wiederum Gl. (4.7) benützen, jedoch  $dQ(z) = en_e(z)Adz$  setzen, da die Elektronendichte im Gasraum nicht konstant ist, wenn Ionisationen stattfinden. Integration über den gesamten Gasraum liefert:

$$I_e = \frac{I_a}{\alpha d} (\exp \alpha d - 1) \quad (4.11)$$

Zur Berechnung des Anteils  $I_+$  der Ionen am Gesamtstrom berechnen wir zunächst die Ionendichte  $n_+(z)$  und wenden dann wiederum Gl. (4.7) an. Für die im Volumenelement  $Adz$  gebildeten Ionen gilt wie für die Elektronen:

$$dN_+ = \alpha n_e(z)Adz \quad (4.12)$$

d.h. die Erzeugungsrate  $\frac{dn_+}{dt}$  im Volumenelement  $Adz$  ist gegeben durch:

$$\frac{dn_+}{dt} Adz = \alpha n_e(z)A \frac{dz}{dt} \quad (4.13)$$

$dz/dt = v_d$  ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen. Setzen wir dies in die Bilanzgleichung für Ionen ein (die nämlich lautet:

$$n_g v_0 - n_+ e \mu_+ \frac{dE}{dz} - e \mu_+ E \frac{dn_+}{dz} = 0)$$

und berücksichtigen, dass wir das elektrische Feld  $E$  als konstant vorausgesetzt haben, so erhalten wir:

$$\alpha n_e(z) v_d - v_d \frac{dn_+}{dz} = 0 \quad (4.14)$$

(dabei wurde die Beziehung  $v_d = e\mu_+E$  verwendet, die die Driftgeschwindigkeit mit der Beweglichkeit verknüpft. Verluste durch Rekombination und Diffusion wurden vernachlässigt). Aus Gl. (4.14) erhalten wir die Ionenverteilung  $n_+(z)$  zu:

$$n_+(z) = \frac{I_a}{eAv_{d+}} \exp \alpha d [1 - \exp(-\alpha z)] \quad (4.15)$$

Daraus erhalten wir mit Hilfe von Gl. (4.7)  $I_+$ , den von den Ionen getragenen Anteil des Entladungsstromes  $I$ :

$$I_+ = I_a \left[ \frac{1}{\alpha d} + \exp \alpha d \left( 1 - \frac{1}{\alpha d} \right) \right] \quad (4.16)$$

Und wir erhalten schließlich den Gesamtstrom  $I$  zu:

$$I = I_e + I_+ = I_a \exp \alpha d \quad (4.17)$$

Durch die Gasionisierung wird der ursprünglich ausgelöste (Anfangs-) Strom  $I_a$  um den Faktor  $\exp \alpha d$  verstärkt. Daher nennen wir  $\exp \alpha d$  auch die *Gasverstärkung* der Entladungsstrecke.

Gl. (4.15) zeigt, dass in der Entladung die Ionendichte erheblich größer ist als die Elektronendichte. Wie im Falle des Bereiches II der Kennlinie einer Gasstrecke mit Fremdionisierung im Volumen gilt, dass das Verhältnis der Amplituden der Dichten gleich dem reziproken Verhältnis der Beweglichkeiten ist. Bei stärkeren Entladungsströmen treten daher Raumladungen in der Gasstrecke auf, die das elektrische Feld gemäß der Poisson-Gleichung verformen. Wollen wir den Einfluss der Raumladung mit in die Betrachtung einbeziehen, müssen wir die Poisson-Gleichung zusammen mit den Bilanzgleichungen lösen. Ein Vergleich von Gl. (4.11) mit Gl. (4.16) zeigt:

- Geht  $\alpha d$  gegen 0, so geht  $I_e$  gegen  $I_a$  und  $I_+$  gegen 0, so wie es auch unmittelbar einsichtig ist, denn ohne Gasverstärkung gibt es keine Ionen und auch keine Elektronenlawine.
- Für kleine  $\alpha d$  übertrifft der von den Elektronen getragene Anteil des Stromes den von den Ionen getragenen Anteil.

- Für  $\alpha d = 1,593$  ist  $I_e = I_+$ .
- Für größere  $\alpha d$  ist der von den Ionen getragene Anteil des Stromes größer als der der Elektronen.

Dieses Ergebnis erscheint zunächst paradox, da die Elektronen ja die beweglicheren LT sind. Die Erklärung liegt im Entstehungsort der LT. Aus Gl. (4.10) und Gl. (4.4) folgt, dass der überwiegende Anteil der LT unmittelbar vor der Anode gebildet wird. Daher ist die mittlere Driftstrecke eines Elektrons klein gegen  $d$ , denn die Elektronen driften zur Anode und werden dort absorbiert. Die mittlere Driftstrecke eines Ions ist demgegenüber nur wenig kleiner als  $d$ . D.h., die mittlere Driftstrecke der Ionen ist groß gegen die mittlere Driftstrecke der Elektronen. Die Ionen können daher im elektrischen Feld eine größere Driftgeschwindigkeit gewinnen als die Elektronen und tragen daher auch mehr Strom.

Diese Schlussfolgerungen gelten *nur*, solange im Volumen und an den Wänden keine Verluste von LT auftreten, und solange die von der Ionenraumladung stammenden elektrischen Felder vernachlässigbar sind! Werden die Raumladungen größer, so beeinflussen sie die LT-Bewegung so, dass sich die Werte von  $n_+$  und  $n_e$  einander annähern. Im Extremfall wird  $n_+ = n_e$ , und der Strom wird überwiegend von den Elektronen getragen. Dies ist i.A. bei selbständigen Entladungen der Fall und führt zur Entstehung eines echten Plasmas in einem Teil der Entladung.

### 4.3 Townsendkoeffizienten

#### 4.3.1 Elektronenauslösung an der Kathode, Sekundärverstärkung

Der wichtigste Sekundärprozess ist die Elektronenauslösung durch Ionen an der Kathode. Ionen, die durch das elektrische Feld beschleunigt wurden, prallen auf die Kathode und lösen dort Elektronen aus. Das bedeutet auch, dass der Teilchenfluss der an der Kathode startenden Elektronen nicht durch  $J_a = I_a/e$  allein gegeben ist. Wenn außerdem Elektronen durch positive Ionen ausgelöst werden, ist der Fluss der zusätzlich zu den Anfangselektronen startenden Elektronen proportional  $J_+(d)$ , dem Teilchenfluss der auf die Kathode auftreffenden Ionen: d.h. der Fluss der an der Kathode startenden Elektronen  $J_e(d)$  ist gegeben durch:

$$J_e(d) = J_a + \gamma_i J_+(d) \quad (4.18)$$

Der Faktor  $\gamma_i$  heißt 2. Townsendkoeffizient. Wir müssen uns übrigens darüber im Klaren sein, dass die hier angegebenen Teilchenflüsse lokal veränderliche Größen sind – im Gegensatz zum elektrischen Strom, der im gesamten Stromkreis konstant ist!

Wir erhalten  $J_+(d)$  mit Hilfe von  $n_+(d)$  aus der Beziehung:

$$J_+(d) = n_+(d) A v_{d+} \quad (4.19)$$

Zur Berechnung des Gesamtstromes müssen wir in Gl. (4.17)  $I_a$  durch  $eJ_e(d)$  ersetzen, weil dies den wahren Strom der startenden Elektronen angibt (das gleiche gilt in Gl. (4.15) für die Ionendichte). Eliminieren wir mit Hilfe von Gl. (4.19) und Gl. (4.15)  $J_+(d)$ , so erhalten wir anstelle von Gl. (4.17) für den Gesamtstrom:

$$I = \frac{I_a \exp \alpha d}{1 - \gamma_i (\exp \alpha d - 1)} \quad (4.20)$$

Man nennt den Faktor  $\frac{1}{1 - \gamma_i (\exp \alpha d - 1)}$  die Sekundärverstärkung der Gasstrecke. Die

Primärverstärkung nimmt exponentiell mit der Länge  $d$  der Gasstrecke zu; die Sekundärverstärkung sorgt dafür, dass der Gesamtstrom stärker als exponentiell mit der Länge der Gasstrecke steigt. Wird  $d$  so groß, dass

$$\gamma_i (\exp \alpha d - 1) = 1 \quad (4.21)$$

wird, dann divergiert der Ausdruck für den Gesamtstrom. Dies ist die Bedingung für das *Zünden* einer *selbständigen* Entladung. Gl. (4.21) heißt daher die *Zündbedingung*. Wir wollen den Prozess der Zündung später behandeln.

Abbildung 4-1 (Fig. 3.1 - Wiesemann) zeigt den Verlauf des elektrischen Stromes im Bereich III der Strom-Spannungskennlinie einer unselbständigen Entladung, wenn der Plattenabstand und die Spannung so variiert werden, dass das elektrische Feld  $E = U/d$  konstant bleibt. Kennlinien dieser Art werden benutzt, um den ersten Townsendkoeffizienten  $\alpha$  zu bestimmen. Wenn wir annehmen, dass der Faktor  $\gamma_i (\exp \alpha d - 1)$  für kleine  $d$  vernachlässigbar ist, lässt sich die Kennlinie nach Gl. (4.17) auswerten:

$$\alpha = \frac{d \ln I}{d} \quad (4.22)$$



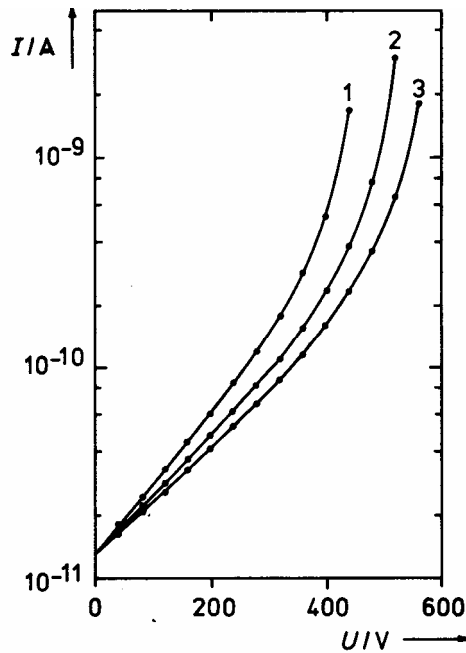


Fig. 3.1 (vgl. Fig. 2.2)  
 Stromspannungs-(bzw. Strom-  
 abstands-)Kennlinie in Be-  
 reich III einer T o w n s -  
 e n d entladung in Neon  
 von 165.5 Torr. Die Kurven  
 1,2,3 gelten für verschie-  
 dene reduzierte Feldstärken.  
 Da die Feldstärke  $E=U/d$  für  
 eine Kurve konstant gehalten  
 wurde, ist  $U \propto d$  ( aus Ref. 3).

Abbildung 4-1:

*Strom-Spannungs-Kennlinien einer selbständiger Gasentladungen bei konstanter reduzierter Feldstärke (Wiesemann Fig. 3.1).*

Eine solche Auswertung ist jedoch nur dann zulässig, wenn die halblogarithmische Kennlinie  $\ln I(d)$  über einige Zehnerpotenzen hinweg linear verläuft, sonst sind große Fehler möglich. Bei Kenntnis von  $\alpha$  lässt sich aus jenem Abstand, bei dem nach Gl. (4.21) die Zündung erfolgt (also die Zündbedingung erfüllt ist), auch der zweite Townsendkoeffizient bestimmen.

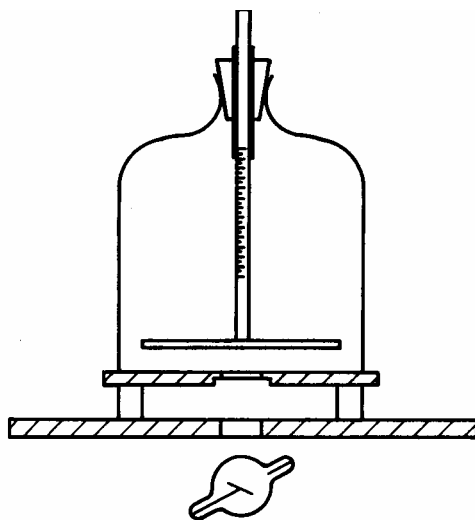


Fig. 3.2 Entladungsge-  
 fäß von T o w n s e n d<sup>3</sup>  
 zur Bestimmung von  $\alpha$ .  
 Da  $\alpha$  stark von der Gas-  
 reinheit abhängt und  $\gamma$   
 von der Oberflächenbe-  
 schaffenheit der Katho-  
 de, sind moderne Appara-  
 turen in Ultrahochvakuum-  
 technik, d.h. ausheizbar,  
 ausgeführt und besitzen  
 Vorrichtungen zur Reini-  
 gung des Entladungsgases  
 (Absorptionsfallen, Get-  
 ter, usw.).

Abbildung 4-2:

*Entladungsgefäß von Townsend (Wiesemann Fig. 3.2).*

Abbildung 4.2 (Fig. 3.2 – Wiesemann) zeigt eine Apparatur, mit der die beiden Townsendkoeffizienten bestimmt werden können. Der nur experimentell bestimmbare zweite Townsendkoeffizient ist stark von dem Material und der Vorbehandlung der Kathode abhängig. Er beschreibt nicht nur die Elektronenauslösung durch Ionen, sondern auch eine Reihe andere Effekte, von denen wir im Folgenden einige diskutieren wollen.

#### 4.3.2 Sekundärprozesse im Zusammenhang mit $\gamma$

Aus dem nach dem oben beschriebenen Verfahren bestimmten zweiten Townsendkoeffizient  $\gamma$  ist nicht erkennbar, welche Sekundärprozesse in der Entladung wirksam sind. Es gibt eine Reihe von Oberflächenprozessen, aber auch Volumsprozessen, die alle zu einer Kennlinie von der gezeigten Form führen. Daher ist  $\gamma$  als Kenngröße für eine Entladung schlecht geeignet, da sein Wert von Experiment zu Experiment starken Schwankungen unterworfen ist, und zwar nicht nur in verschiedenen experimentellen Aufbauten sondern auch in ein und demselben Aufbau von Messung zu Messung. Es ist daher auch wenig sinnvoll,  $\gamma$  zu tabellieren. Unter reinen Bedingungen (saubere Oberflächen im Ultrahochvakuum) sind zwar die meisten der im folgenden beschriebenen Oberflächenprozesse und die zugehörigen Auslösekoeffizienten untersucht und gemessen worden, jedoch sind diese Ergebnisse auf Gasentladungen nicht übertragbar, da sich Elektroden in einer Gasatmosphäre durch Adsorption stets mit einer Gashaut überziehen, die den Wert der Auslösekoeffizienten stark beeinflusst.

Im Folgenden werden wir wieder so vorgehen, dass wir die Strom-Spannungskennlinie  $I(d)$  für konstantes  $E$  unter der Annahme berechnen, der gerade betrachtete Sekundärprozess sei der einzig wirksame. Zum Schluss werden wir den Koeffizienten  $\gamma$  aus den so erhaltenen Einzelkoeffizienten zusammensetzen. Die Ionenauslösung, die wir schon oben behandelt haben, werden wir hier ausnehmen.

##### 4.3.2.1 Photoeffekt an der Kathode

Treffen Photonen auf die Kathode auf, so werden durch den äußeren Photoeffekt pro Photon  $\gamma_f$  Elektronen ausgelöst.  $\gamma_f$  ist vom Kathodenmaterial und von der Photonenenergie bzw. der Energieverteilung der Photonen abhängig.

Photonen entstehen im Gasraum durch Abregung angeregter Gasmoleküle und bei Stößen zwischen Elektronen und Molekülen (Bremsstrahlung). Die letzteren entstehen als weiche Röntgenquanten beim Abbremsen der Elektronen im Anodenmaterial. Die

Energieverteilung der Photonen hängt also einerseits von der Energieverteilung der Elektronen, andererseits von Gasart und Anodenmaterial ab.

Der vom Volumenelement  $dV = Adz$  an der Stelle  $z$  ausgehende Photonenstrom ist proportional zu  $N(z) = n(z)Adz$ , der Anzahl der Elektronen im Volumenelement; dies geht über den Proportionalitätsfaktor  $\mathfrak{G}$ . Der Bruchteil  $g(z)$  der Photonen fliegt in Richtung Kathode. Jedoch gelangt auch von diesen Photonen nur ein Bruchteil zur Kathode, da durch Streuung und Absorption im Gas Photonen verloren gehen. (Natürlich fliegen auch Photonen zur Anode und lösen dort Elektronen aus. Diese können jedoch wegen des anliegenden elektrischen Feldes dieselbe nicht verlassen.) Die Verlustprozesse beschreiben wir durch den Extinktionskoeffizienten  $a$ . Die auf die Kathode treffenden Photonen lösen den Anteil  $dJ_f(d,z)$  der an der Kathode startenden Elektronen aus:

$$dJ_f(d,z) = \gamma_f g(z) \mathfrak{G} n(z) \exp[-a(d-z)] Adz \quad (4.23)$$

Drücken wir  $n(z)$  durch Gl. (4.6) und (4.18) aus, so erhalten wir durch Integration den von den Photonen an der Kathode ausgelösten Elektronenfluss  $J_f(d)$ :

$$J_f(d) = \frac{J_a}{1 - \frac{\gamma_f g \mathfrak{G}}{v_{de}(\alpha - a)} [\exp(\alpha - a)d - 1]} \quad (4.24)$$

Aus Gl. (4.24) folgt unmittelbar eine Charakteristik in Form von Gl. (4.20), sofern  $\alpha \gg a$  ist.

Der von der Anode ausgehende Röntgenquantenfluss ist proportional dem Elektronenfluss auf die Anode  $J_e(0) = J_e(d) \exp \alpha d$ . Nennen wir den Proportionalitätsfaktor  $\psi$ , so erhalten wir durch eine analoge Betrachtung als Charakteristik:

$$I = \frac{I_a \exp \alpha d}{1 - \frac{\gamma_f g \mathfrak{G}}{v_{de}} \exp(\alpha - a)d} \quad (4.25)$$

Diese Charakteristik stimmt mit Gl. (4.20) überein, sofern  $\alpha \gg a$  und  $\exp \alpha d \gg 1$  ist. Ist  $a \gg \alpha$ , d.h., die Extinktion z.B. in einem dichten Gas viel größer als die Gasverstärkung, so spielt der Photoeffekt keine Rolle. Ist  $a \cong \alpha$ , so erhalten wir eine abweichende Form der Charakteristik.

#### 4.3.2.2 Elektronenauslösung durch metastabile Atome

Treffen metastabile Atome, wie sie bei jeder Entladung je nach Gasart durch Elektronenstoßanregung gebildet werden, auf eine der Elektroden, so können auch diese dank ihrer erhöhten inneren Energie leichter Elektronen auslösen. Wiederum spielt dieser Effekt nur an der Kathode eine Rolle, da nur von dort Elektronen in den Gasraum eindringen können. Wir bezeichnen mit  $\gamma_m$  die Anzahl der pro metastabilem Atom ausgelösten Elektronen und mit  $a_m$  den Extinktionskoeffizienten, mit dem derartige Atome beim Durchgang durch das Gas durch Abregung oder Streuung wieder verloren gehen. Dann erhalten wir einen analogen Ausdruck wie Gl. (4.24) für die an der Kathode ausgelösten Elektronen, der für  $a_m \ll \alpha$  eine Charakteristik in der Form der Gl. (4.20) liefert.

#### 4.3.2.3 Elektronenauslösung durch schnelle neutrale Atome

Während die neutralen Atome des Arbeitsgases im Grundzustand im allgemeinen viel zu langsam sind, um an der Kathode Elektronen auslösen zu können, können durch Ladungsaustauschreaktionen schnelle Neutrale entstehen, deren kinetische Energie dann sehr wohl groß genug ist. Bei Ladungsaustauschreaktionen holt sich ein im elektrischen Feld beschleunigtes Ion beim Vorbeiflug an einem langsamen (thermischen) neutralen Atom oder Molekül eines von dessen Elektronen und fliegt daher als schnelles Neutralteilchen weiter, während das Atom oder Molekül als langsames Ion zurückbleibt. (Diese Methode wird übrigens auch zur Herstellung von extrem schnellen Neutralstrahlen verwendet, wie sie in Fusionsexperimenten der weiteren Aufheizung des Plasmas dienen: ein vorher in einem starken elektrischen Feld auf hohe Energien beschleunigter Ionenstrahl wird durch eine Kammer mit verdünntem Gas geschickt, wo durch Ladungsaustauschreaktionen aus den schnellen Ionen schnelle Neutrale werden.):



Diese schnellen Neutralen können nun bei einem Stoß mit der Kathode Elektronen auslösen, wobei wir mit  $\gamma_n$  die Zahl der von einem schnellen Neutralteilchen im Mittel ausgelösten Elektronen. Mit  $b$  bezeichnen wir den Anteil derjenigen Ionen die tatsächlich Austauschreaktionen durchführen, während wir hier wir nun auch die Elektronenauslösung durch schnelle Ionen berücksichtigen müssen, deren Auslösewahrscheinlichkeit wir schon früher mit  $\gamma_i$  bezeichnet haben; letztere hängt von der Ionenenergie kaum ab. Daher

erhalten wir für den gesamten, durch schnelle Neutrale und schnelle Ionen ausgelösten Elektronenfluss aus der Kathode:

$$J_e(d) = J_a + \gamma_i J_+(d) + b\gamma_n J_+(d) \quad (4.27)$$

Benutzen wir Gl. (4.27) anstatt Gl. (4.18) (wie früher) zur Berechnung der Charakteristik, so erhalten wir:

$$I = \frac{I_a \exp \alpha d}{1 - (\gamma_i + b\gamma_n)(\exp \alpha d - 1)} \quad (4.28)$$

#### 4.3.2.4 Ionenemission der Anode

Bei niedrigen Drücken im Gasraum ( $p < 10^{-4}$  mbar) kann die Ionenemission der Anode die Ionenerzeugung im Volumen überwiegen. Sie kommt dadurch zu Stande, dass die Elektronen die auf der Anode adsorbierte Gashaut ionisieren. Die emittierten Ionen sind also von der gleichen Art wie diejenigen, die im Gasraum entstehen. Die Ionen fliegen zur Kathode und lösen dort, wie schon besprochen, mit der Wahrscheinlichkeit  $\gamma_i$  Sekundärelektronen aus. Wir nehmen an, dass jedes Elektron die Anzahl  $\omega$  Ionen an der Anode auslöst. Ohne Volumsprozesse ist nun:

$$J_e(d) = J_e(0) = J_a + \gamma_i J_+(d) = J_a + \omega \gamma_i J_e(d) \quad (4.29)$$

Daraus erhalten wir als Charakteristik:

$$I = \frac{I_a(1 + \omega)}{1 - \omega \gamma_i} \quad (4.30)$$

Liegt zusätzlich Volumenionisation vor, so wird:

$$J_+(d) = J_e(d)[(1 + \omega)\exp \alpha d - 1] \quad (4.31)$$

d.h., wir erhalten die Charakteristik:

$$I = \frac{I_a(1 + \omega)}{1 - \gamma_i[(1 + \omega)\exp \alpha d - 1]} \quad (4.32)$$

#### 4.3.2.5 Volumenionisation durch Ionen

Auch Stöße zwischen schnellen Ionen und Gasmolekülen können zur Ionisation der letzteren führen. Ursprünglich bestand die Annahme, dass dieser Prozess der dominierende Sekundärprozess sei. Daher heißt der ihn beschreibende Koeffizient  $\beta$  (analog zum Elektronenstoßionisationskoeffizienten  $\alpha$ ) in der älteren Literatur über Gaselektronik der zweite Townsendsche Ionisierungskoeffizient. In Wirklichkeit ist der Einfluss dieses Prozesses jedoch in Dunkelentladungen sehr gering. Dies liegt daran, dass das Ionengas i.A. eine viel geringere Temperatur besitzt als das Elektronengas, da bei Stößen zwischen Ionen und Gasmolekülen viel mehr Energie auf die letzteren übertragen wird als bei Stößen zwischen Elektronen und Molekülen. Daher besitzen nur vergleichsweise wenige Ionen die zur Ionisierung erforderliche Energie. Außerdem ist die Wahrscheinlichkeit einer Ionisierung bei Stößen zwischen Gasmolekülen und Ionen mit Energien in der Nähe der Ionisierungsenergie etwa um den Faktor 100 niedriger als bei Stößen von Molekülen und Elektronen.

Zur Berechnung der Charakteristik dürfen wir nicht von Gl. (4.6) ausgehen, sondern wir müssen für Elektronen und Ionen eine Bilanzgleichung in Analogie zu Gl. (4.14) aufstellen, wobei jedoch Gl. (4.14) durch

$$\frac{dn_{e/+}}{dt} = \alpha v_{de} n_e(z) + \beta v_{d+} n_+(z) \quad (4.33)$$

zu ersetzen ist. Das Gleichungssystem für  $n_+$  und  $n_e$  ist mit der Randbedingung  $n_+(0) = 0$  und mit

$$n_e(d) = \frac{I_a}{ev_{de}A}$$

zu lösen. Die Kennlinie erhalten wir aus  $n_e(z)$  mit Hilfe von Gl. (4.7) und Gl. (4.17) wie weiter oben. Daraus ergibt sich:

$$I = \frac{I_a(\alpha - \beta)\exp(\alpha - \beta)d}{\alpha - \beta\exp(\alpha - \beta)d} \quad (4.34)$$

d.h., für  $\beta \ll \alpha$  erhalten wir:

$$I = \frac{I_a \exp \alpha d}{1 - \frac{\beta}{\alpha} \exp \alpha d} \quad (4.35)$$

Für  $\exp \alpha d \gg 1$ , entspricht dies der Kennlinie Gl. (4.20).

#### 4.3.2.6 Photoionisation im Volumen

Als letzten Prozess wollen wir die Ionisation im Volumen durch die von der Anode ausgehende weiche Röntgenstrahlung betrachten. Das Ergebnis gilt angenähert auch für Ionisierung durch die im Gasraum erzeugten Photonen (auch bei den ionisierenden Photonen, die aus dem Volumen stammen, handelt es sich um Bremsstrahlung, da die Rekombination i.A. vernachlässigbar ist), da die Elektronendichte von der Kathode zur Anode hin exponentiell ansteigt, und die Erzeugungsrate der Photonen proportional zur Elektronendichte ist. Daher stammen die meisten der im Volumen erzeugten Photonen aus der unmittelbaren Umgebung der Anode.

Der von der Anode ausgehende Photonenstrom ist gleich  $\psi J_e(0)$ . Von diesen Photonen kommen im Abstand  $z$  wegen Extinktion mit dem Koeffizienten  $a$  noch  $\psi J_e(0)g \exp(-az)$  Photonen pro Zeiteinheit an. Von diesen Photonen wiederum werden auf der Strecke  $dz$  pro Zeiteinheit  $a\psi J_e(0)g \exp(-az) dz$  absorbiert und bilden  $\zeta a\psi J_e(0)g \exp(-az) dz$  Ionenpaare.

Die so gebildeten Elektronen driften zur Anode, wobei jedes Elektron durch Gasionisation eine Lawine bildet. Dadurch wächst der Gesamtstrom um den Anteil  $dI$ , der in Analogie zu Gl. (4.19) durch die Beziehung

$$dI_f = \zeta a \psi J_e(0) g \exp(\alpha - a) z dz \quad (4.36)$$

gegeben ist. D.h., der durch die Photonen verursachte Anteil des Gesamtstromes ist:

$$I_f = \frac{\zeta a \psi J_e(0) g}{\alpha - a} [\exp(\alpha - a) z - 1] \quad (4.37)$$

Andererseits ist der Entladungsstrom durch die Beziehung

$$I = e J_e(d) \exp(\alpha d) + I_f \quad (4.38)$$

gegeben. Eliminieren wir  $J_e(d)$  und  $J_e(0)$ , so erhalten wir aus Gl. (4.38) und (4.37) die Charakteristik:

$$I = \frac{I_a \exp \alpha d}{1 - \frac{\zeta a \psi g}{\alpha - a} [\exp(\alpha - a) d - 1]} \quad (4.39)$$

Wir können nun eine Beziehung für den 2. Townsendkoeffizienten aufstellen, die die diskutierten Prozesse umfasst. Näherungsweise erhalten wir:

$$\gamma = (\omega + 1)\gamma_i + b(\omega + 1)\gamma_n + \frac{\gamma_f}{v_{de}} \left( \frac{g_1 \theta}{\alpha} + g_2 \psi \right) + \frac{\beta}{\alpha} + \frac{\zeta a \psi g}{\alpha} + \dots \quad (4.40)$$

Die hier vorgenommene lineare Superposition gilt jedoch nur näherungsweise. In vielen Fällen ändert sich die Form der Charakteristik.  $\gamma$  ist dann kein von den Versuchsbedingungen unabhängiger Koeffizient mehr.