

# Untersuchungen zur Ladungsträgerbilanz einer Reflexentladung im axialen Magnetfeld

G. Himmel und E. Möbius

Institut für Experimentalphysik II der Ruhr-Universität Bochum

(Z. Naturforsch. **29 a**, 1572–1582 [19974]; eingegangen am 5. August 1974)

*Investigations on the Particle Balance in a Reflex Discharge with an Axial Magnetic Field*

A simple model for the particle balance in a reflex discharge with a superimposed axial magnetic field is presented based upon the results found for the negative glow of an anomalous glow discharge. The electron density and temperature of hydrogen and helium discharges are determined as functions of the discharge current, pressure and magnetic field; the ion current of a cylindrical Langmuir probe is evaluated according to the theory of Laframboise. Additional information on the ion composition of the plasma is obtained by comparison of the probe measurement with interferometric microwave measurements. The reflex discharge produces a negative glow plasma with  $T_e=2000-3000$  °K and densities up to  $n_e=10^{13}$  cm $^{-3}$ . For pressures below 0.01 Torr and strong magnetic fields the negative glow is transformed into a Penning discharge.

## 1. Einleitung

Die Ladungsträgerbilanz und die Energiebilanz der Elektronen im Negativen Glimmlicht (NGL) einer anomalen Glimmentladung wurden von Franck<sup>1,2</sup> und Heisen<sup>3</sup> eingehend untersucht. Dabei fand auch der Einfluß eines äußeren Magnetfeldes Berücksichtigung. Für spezielle Anwendungen, z. B. spektroskopische Studien, ist ein relativ kaltes und dichtes NGL-Plasma von Interesse. Hier bietet sich die Reflexentladung mit axialem Magnetfeld an wegen des gegenüber dem einfachen NGL stark überhöhten Flusses der hochenergetischen Fallraumelektronen. Bei Dichten über  $10^{12}$  cm $^{-3}$  weist die Entladung eine relativ niedrige Elektronentemperatur auf und unterscheidet sich dadurch von einer Penningentladung<sup>4</sup>, in der trotz des ähnlichen Aufbaus wesentlich höhere Elektronentemperaturen (1–3 eV) gemessen werden.

Es gibt eine ganze Reihe von Untersuchungen zum Strom-Spannungsverhalten einer Doppelkathodenentladung<sup>5–7</sup> und zu der in den Mechanismen ähnlichen Hohlkathodenentladung<sup>8,9</sup>. Dagegen findet man speziell über die Plasmaparameter in der Doppelkathodenentladung nur wenige Angaben. Eine Untersuchung zur Elektronentemperatur hat Klan<sup>10</sup> vorgelegt. Den bisher einzigen Versuch zur Klärung der Dichtebilanz, allerdings ohne Magnetfeld, hat Persson<sup>11</sup> unternommen. Damit ist bisher die Voraussetzung für die Klassifizierung dieser

Sonderdruckanforderungen an E. Möbius, Institut für Experimentalphysik II der Ruhr-Universität Bochum, D-4630 Bochum, Universitätsstraße.

Entladung im Sinne einer Abgrenzung der Parameterbereiche nicht erfüllt. Es fehlt auch eine geschlossene modellmäßige Beschreibung der wesentlichen Erzeugungs- und Verlustprozesse, die über die Ansätze von Ref.<sup>11</sup> hinausgeht.

In dieser Situation liegt es nahe, auf die bewährte Methode der Anwendung von Langmuirsonden zurückzugreifen, um das diagnostische Material zu vervollständigen. Der Auswertung der Sondennmessungen wird zweckmäßigerweise die Einzelteilchentheorie von Laframboise<sup>12</sup> zugrunde gelegt, die eine zuverlässige Ermittlung der Plasmadichte aus dem Ionenstrom gestattet. Der Vorteil dieses Verfahrens besteht darin, daß die Anwesenheit eines mäßig starken Magnetfeldes die Ergebnisse nicht verfälscht, solange dessen Einfluß auf die Ionenbewegung vernachlässigt werden kann.

## 2. Überlegungen zur Ladungsträgerbilanz

In der Reflexentladung entsteht ein glimmlichtähnliches Plasma, das praktisch frei von elektrischen Feldern ist. Deshalb liegt es nahe, die Ladungsträgerbilanz analog zum NGL zu behandeln, d. h. ausgehend von schnellen plasmaerzeugenden Elektronen aus den Kathodenfallräumen und unter Berücksichtigung von Diffusion und Rekombination als Verlustprozesse. Diese Behandlung führt auf die bekannte Diffusionsgleichung eines stationären, quasineutralen Plasmas<sup>13</sup>.

In einer Kaltkathodenentladung liefert der Kathodenfallraum einen monoenergetischen Elektronenstrahl mit der Energie  $e U_E$ . Seine Stromdichte



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition “no derivative works”). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

bestimmt sich mit dem Plasmawirkungsgrad des NGL  $\delta$  zu

$$j_{FR} = I_E / \pi R^2 (1 + \delta), \quad (1)$$

wobei  $\delta$  für  $H_2$  als nur von  $U_E$  abhängig erkannt wurde<sup>14</sup>. Da bisher experimentelle Werte für  $\delta$  in Helium fehlen, sollen zur Bestimmung von  $j_{FR}$  die  $\delta$ -Werte in Wasserstoff benutzt werden\*. Dies ist im Sinne einer Näherung zu verstehen, die allerdings besser sein sollte als bei Persson<sup>11</sup>, wo grundsätzlich  $\delta = 0$  gesetzt ist. Nach Persson<sup>11</sup> berechnet sich nun die Neuerzeugungsrates  $S_1$  für ein elektronenstrahlerzeugtes Plasma mit der Beziehung

$$S_1 = j_{FR} s_p(U_E) / e, \quad (2)$$

wo  $s_p(U_E) = s(U_E) \cdot p / T_N$  die Anzahl der Ladungspaare angibt, die ein primäres Elektron auf der Strecke 1 cm erzeugt.  $T_N = T_0 / 273$  °K ist die normierte Neutralgastemperatur,  $p$  der Neutralgasdruck.

In einer Doppelkathodenentladung pendeln die Fallraumelektronen so lange zwischen beiden Kathoden hin und her, bis sie nach Abgabe ihres Energieüberschusses durch Stöße thermisch werden. Daher muß eine Energieverteilung der Fallraumelektronen berücksichtigt werden, und man erhält für jeden der beiden Elektronenstrahlen die vom Abstand zum Glimmsaum abhängige Neuerzeugungsrates

$$S_1(z) = \int_0^{U_E} \frac{j_{FR}(z, U)}{e} s_p(U) dU. \quad (3)$$

Die in die Berechnung eingehende Energieverteilung  $j_{FR}(z, U)$  im Fallraumelektronenstrahl ermittelt sich aus dem effektiven Energieverlust<sup>11</sup> der schnellen Elektronen im Plasma. Eine detaillierte Auswertung von (3) ist im Anhang ausgeführt.

Die Gesamterzeugungsrates  $S_2(z)$  in der Doppelkathodenentladung ergibt sich nun als Summe der Beiträge von beiden mehrfach reflektierten Elektronenstrahlen (Abb. 1):

$$S_2(z) = \sum_{\mu=0}^{\infty} [S_1(z + \mu D) + S_1(\mu + 1)(D - z)]. \quad (4)$$

$D$  ist der Abstand beider Glimmsäume voneinander. Die Ergebnisse einer numerischen Auswertung des

\* Einen Hinweis darauf, daß diese Annahme recht gut die tatsächlichen Verhältnisse trifft, liefert Güntherschulze<sup>15</sup>, wo für den Kathodenwirkungsgrad  $\gamma$ , der über die Stationaritätsbedingung<sup>2</sup> mit  $\delta$  gekoppelt ist, die gleiche  $U_E$ -Abhängigkeit für beide Gase angegeben ist.

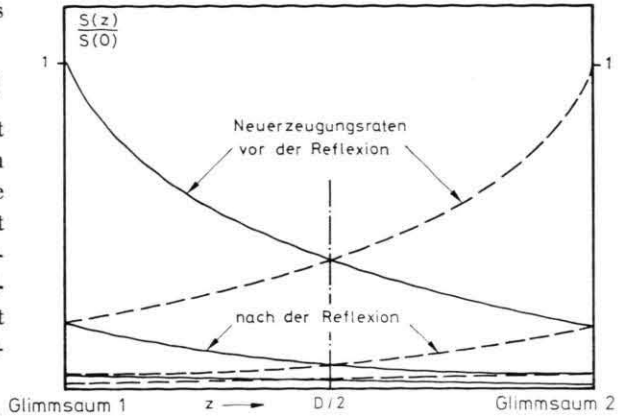


Abb. 1. Überlagerung der Neuerzeugungsrates der beiden Elektronenstrahlen in einer Doppelkathodenentladung in schematischer Darstellung: —  $S(z + \mu D)$ , - - -  $S((\mu + 1)(D - z))$ .

Ausdrucks (4) zeigen, daß die Neuerzeugung mit geringen Abweichungen axial homogen und nahezu druckunabhängig ist. Gegenüber der Einfachkathodenentladung erhält man bei gleichem Entladungsstrom  $I_E$  eine Erhöhung der Erzeugungsrates um einen Faktor  $H = S_2 / S_1$ . In den Überlegungen wurde nicht berücksichtigt, daß Fallraumelektronen durch Stöße zur Wand gestreut und so dem Gesamtfluß entzogen werden. Diese Vereinfachung ist nur dann vertretbar, wenn das Magnetfeld stark genug ist, um die quer zur Strahlrichtung gestreuten Elektronen auf Spiralbahnen zu zwingen. Für eine grobe Abschätzung der Magnetfeldstärke, bei der eine wesentliche Herabsetzung der Streuverluste zu erwarten ist, sei der Elektronengytrationsradius dem halben Durchmesser des Entladungsgefäßes gleichgesetzt. Daraus folgt als kritisches Magnetfeld

$$B_C = m_e / R \sqrt{2 U_E / e m_e}, \quad (5)$$

wo man einen rapiden Anstieg der Neuerzeugung erwartet.

Für die Diskussion der Ladungsträgerbilanz anhand von Messungen der Elektronendichte ist es zweckmäßig, die Bilanzgleichungen in der Form

$$S - \nu n_e = 0 \quad (6)$$

anzusetzen;  $\nu$  stellt die typische Plasmaverlustfrequenz dar, die später mit dem jeweils überwiegenden Verlustprozeß identifiziert werden soll. Zunächst sei kurz auf die Parameterabhängigkeit der einzelnen Prozesse eingegangen. Löst man die Diffusionsgleichung in der Zylindergeometrie der Entladung, so erhält man die bekannte Verlust-

frequenz  $\nu_D$  für ambipolare Diffusion<sup>2</sup>, die sich ohne Magnetfeld bzw. im schwachen Magnetfeld wie  $\nu \sim 1/p$  und im starken Magnetfeld wie  $\nu \sim p/B^2$  verhält.

Als Volumenverluste kommen 1. Rekombination und 2. Attachment in Frage.

Zu 1.: Die zur Stoßstrahlungsrekombination gehörige Verlustfrequenz  $\nu_R = \sigma n_e$  ist im wesentlichen proportional zu  $n_e$ , weil  $\sigma$  im untersuchten Dichtebereich nur schwach von  $n_e$  abhängt (siehe Ref. 16).

Besteht das Ionengas zu einem erheblichen Teil aus Molekülonen, so muß man im allgemeinen mit Rekombinationsraten rechnen, die weit höher sind als die für die Atomionen angegebenen Raten (siehe Ref. 17).

Zu 2.: Unter Attachment ist die Anlagerung von Elektronen an Neutralteilchen und anschließende Rekombination von jeweils einem negativen und einem positiven Ion zu verstehen, wobei für letztere der Wirkungsquerschnitt so groß sein muß, daß die Dichte der positiven Ionen für den Verlust keine Rolle spielt<sup>1</sup>. Die zugehörige Verlustfrequenz  $\nu_a$  ist proportional zur Zahl der für die Elektronenanlagerung verfügbaren Neutralteilchen, also folgt  $\nu_a \sim p$ .

Aus der Bilanzgleichung (6) lassen sich nun leicht experimentell überprüfbar Beziehungen für die Elektronendichte herleiten. Da die Neuerzeugungsraten proportional zum Entladungsstrom ist, erwartet man einen linearen Zusammenhang  $n_e \sim I_E$ , solange Diffusion und Attachment die Rekombinationsverluste überwiegen. Dazu müssen die Verlustfrequenzen feste Parameter sein, d. h. sie dürfen nicht über die Elektronentemperatur implizit vom Entladungsstrom abhängen. Bekanntlich ist die zuletzt genannte Bedingung für normale NGL-Plasmen gut erfüllt, weil die Elektronentemperatur von der Entladungsstromstärke kaum beeinflußt wird. Im Fall der Reflexentladung ändert sich daran nichts, solange der Ionisationsgrad niedrig ist: Mit wachsender Zahl der Fallraumelektronen steigt die Elektronendichte, so daß die zur Aufheizung eines einzelnen Plasmaelektrons verfügbare Energie konstant bleibt.

Betrachtet man die Magnetfeldabhängigkeit der Verlustrate, so ergibt sich der Übergang vom diffusionsbestimmten Plasma zum volumenverlustbestimmten Plasma. Für das Verhältnis der Elektronendichten mit bzw. ohne Magnetfeld erhält man folgenden Ausdruck:

$$n_e(B)/n_e(0) = S(B)/S(0) \frac{\nu_D(0) + \nu_R + \nu_a}{\nu_D(B) + \nu_R + \nu_a} \quad (7)$$

Im Gegensatz zum normalen NGL, wo  $S(B)/S(0) = 1$  eine gute Näherung ist<sup>1</sup>, muß man in der Reflexentladung mit einer Verstärkung der Neuerzeugung rechnen, wenn ein Magnetfeld angelegt wird. Ist das Plasma mit und ohne Magnetfeld volumenverlustbestimmt, vereinfacht sich der Ausdruck (7) für überwiegendes Attachment zu

$$n_e(B)/n_e(0) = S(B)/S(0), \quad (8a)$$

bzw. für überwiegende Rekombination zu

$$[n_e(B)/n_e(0)]^2 = S(B)/S(0). \quad (8b)$$

Soweit stützen sich die Überlegungen zur Reflexentladung ausschließlich auf die Modellvorstellungen des NGL. Bei genauerer Betrachtung zeigt sich jedoch, daß in die Bilanzüberlegungen für die untersuchte Anordnung wegen des ähnlichen Stromverlaufs Aspekte der Penningentladung einfließen müssen, deren Verhalten von Hoh<sup>4</sup> modellmäßig beschrieben wurde. Insbesondere ist in zwei nicht unwichtigen Punkten eine Ergänzung notwendig.

1. Der von den Plasmaelektronen getragene Driftstrom zur Anode stellte einen zusätzlichen Ladungsträgerverlust dar.
2. Der radiale Strom ist mit einem magnetfeld- und druckabhängigen radialen  $E$ -Feld verbunden.

Mit wachsendem Magnetfeld und mit sinkendem Druck verstärkt sich das radiale  $E$ -Feld. Schließlich werden die Plasmaelektronen in dem radialen Feld so stark aufgeheizt, daß sie zur Neuerzeugung merklich beitragen. Auf diese Weise vollzieht sich der Übergang zur Penningentladung. Zur Charakterisierung des Übergangs sei auf den Parameterbereich verwiesen, in dem die radiale Potentialdifferenz die Größenordnung des Kathodenfalls erreicht. Für ein Magnetfeld  $> 200 T$  tritt dies in der unten beschriebenen Anordnung bei einem Neutralgasdruck von ca. 0,01 Torr ein.

### 3. Der experimentelle Aufbau

Die axialsymmetrische Anordnung der Reflexentladung zeigt Abbildung 2. Um die Verunreinigung des Entladungsraumes durch die Kathodenzerstäubung in erträglichen Grenzen zu halten, werden Lochkathoden („inverse brush cathodes“) aus Reinstaluminium verwendet<sup>18</sup>, die wegen der Wärmebelastung bei Entladungsströmen bis zu 1 A mit Wasser gekühlt werden. Außerdem wird die Entladung im Gasdurchstrom betrieben. Als Anode dient ein Aluminiumring. Durch Umschalten der

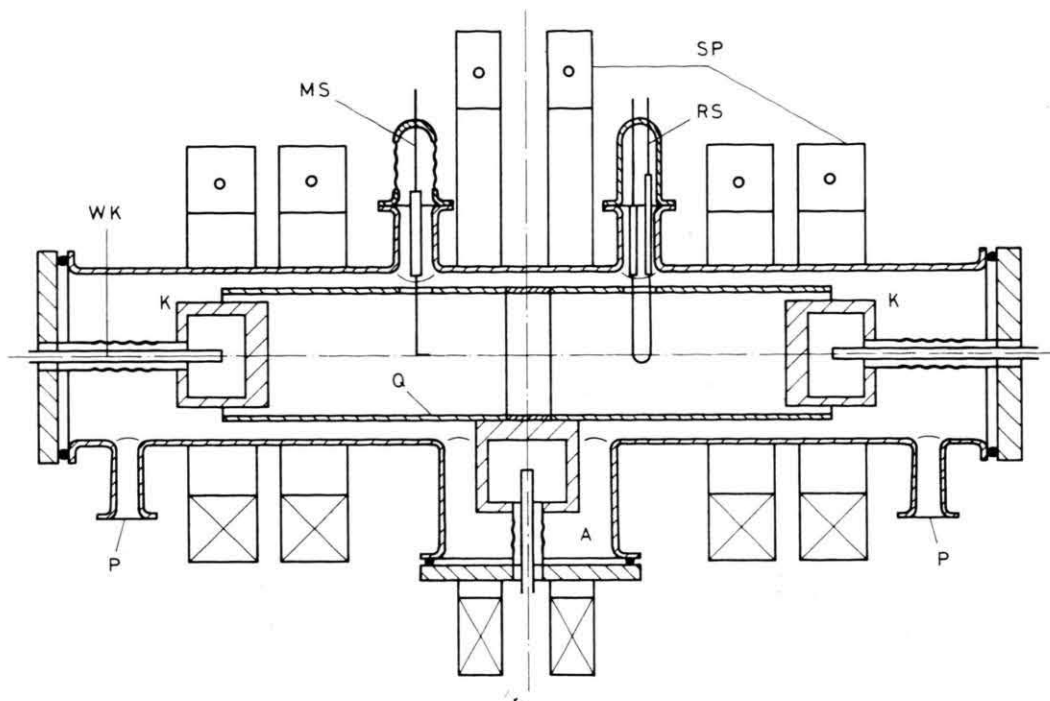


Abb. 2. Experimenteller Aufbau der Reflexentladung: SP Magnetspulen, Q Quarzrohr, WK Wasserkühlung, P Pumpanschluß, MS Meßsonde, RS Referenzsonde, K Kathoden, A Anode.

Elektroden kann die Anordnung auch als Einfachkathodenentladung betrieben werden. Füllgase sind  $H_2$  und He mit einer vom Hersteller angegebenen Reinheit von 99,9995%. 6 wassergekühlte Spulen erzeugen das axiale Magnetfeld, das bei Feldstärken bis  $500 I'$  auf 5% homogen ist.

Die Diagnostik des Plasmas wird mit radial beweglichen Zylindersonden durchgeführt. Zwischen den Messungen liegt die Sonde ständig auf positivem Potential, um durch die auftreffenden Elektronen eine Kontamination zu verhindern. Erst bei Beginn der Messung schaltet ein Relais die positive Spannung ab und startet 5 ms später den Funktionsgenerator, der die Kennlinie mit einem Sägezahnimpuls durchfährt. Die Pulsdauer ist im Bereich von  $10^{-6}$  bis 10 s variabel. Die Sondenspannung wird auf das Potential einer zusätzlichen Referenzsonde bezogen.

Die Meßsonde besteht aus einer Quarzkapillare von  $0,3 \text{ mm } \phi$ , in die Wolframdraht von  $0,1 \text{ mm } \phi$  mit 5 mm freier Länge eingezogen ist. Eine Wolframdrahtspirale sorgt für Abstand des Drahtes vom Quarzröhrchen, damit nicht durch starke Aluminiumbestäubung die effektive Sondenoberfläche vergrößert wird<sup>19</sup>. Die Referenzsonde ist direkt geheizt<sup>20</sup>.

#### 4. Die Diagnostik an der Reflexentladung

Da bereits bei mäßigen Magnetfeldstärken der Elektronenstrom zur Sonde stark unterdrückt wird, kann sich die Diagnostik nur auf den Ionenstrom stützen. Abschätzungen zeigen, daß die Anwendung einer stoßfreien Theorie gerechtfertigt ist, wie sie von Laframboise<sup>12</sup> grundlegend beschrieben wird. Die Parameter der dort berechneten Kennlinien sind die Debye-Länge und das Verhältnis der Temperaturen im Plasma.

Die Iontemperatur kann der Doppler-Temperatur des Neutralgases gleichgesetzt werden. Die Aufnahme von geeigneten Spektrallinien mit einem Fabry-Perot-Interferometer liefert in Wasserstoff  $T_i = 900 \text{ }^\circ\text{K}$  und in Helium  $T_i = 400 \text{ }^\circ\text{K}$ .

Die Elektronentemperatur berechnet sich aus dem exponentiell ansteigenden Teil der Sondenkennlinie zu  $T_e = 3000 - 5000 \text{ }^\circ\text{K}$ . Zum Vergleich dient die Bestimmung von  $T_e$  aus den gemessenen Intensitäten der Spektrallinien der  $HeI n^3d - 2^3p$ -Serie mit  $n = 8$  bis 14. Die Besetzung der oberen Zustände der Atome kann in einem Plasma im Anschluß an die freien Elektronen durch ein partielles lokales thermodynamisches Gleichgewicht beschrieben wer-

den, auch wenn das Plasma als Ganzes nichtthermisch ist. Dieses Gleichgewicht wird durch Stöße mit den Plasmaelektronen aufrechterhalten, und zwar soweit  $E_i - E_n \leq k T_e$  erfüllt ist, wobei  $E_i$  die Ionisierungsenergie des Atoms und  $E_n$  die Energie des angeregten Niveaus darstellen.

Aus einem semilogarithmischen Plot der Intensitäten gewinnt man die Elektronentemperatur unter der Annahme einer Maxwell-Verteilung der Plasmaelektronen, wenn man die Oszillatorenstärken in den Linienintensitäten berücksichtigt.

Die Messung liefert  $T_e = 1800^\circ\text{K}$ . Danach erscheint die Elektronentemperatur mit der Sonde etwa um den Faktor 2 zu hoch bestimmt. Ähnliche Ergebnisse gibt Powers<sup>21</sup> an. Tatsächlich ist zu beobachten, daß besonders der Anteil der langsamen Elektronen am Sondenstrom im Magnetfeld stark unterdrückt wird, was sich in einer Abflachung der Kennlinie in der Nähe des Plasmapotentials bemerkbar macht. Andererseits zeigt das Energiespektrum der Elektronen schon im normalen NGL einen übermäßig großen Anteil der schnellen Elektronen<sup>22</sup>, der gerade im Magnetfeld den Anlaufstrom zur Sonde bestimmt und so eine höhere Temperatur vortäuscht, während für das Verhältnis der Linienintensitäten die große Anzahl der Elektronen im Zentrum der Verteilung verantwortlich ist. Wegen der Thermalisierung der Fallraumelektronen tritt diese schnelle Gruppe von Elektronen in der Reflexentladung noch stärker in Erscheinung. Die Form der Kennlinie bestätigt, daß tatsächlich eine Abweichung von der Maxwell-Verteilung vorliegen muß.

Die Dichte wird nach einem Auswerteverfahren von Sonin<sup>23</sup> aus den Tabellen von Ref.<sup>12</sup> bestimmt. Dazu wird der Ionenstrom bei dem Sondenpotential

$$V_s = 15 k T_e / e + V_{p1} \quad (9)$$

abgelesen;  $V_{p1}$  stellt hier das Plasmapotential dar. Von diesem Punkt ausgehend wird anschließend die gesamte Kennlinie berechnet und mit der Meßkurve verglichen; es zeigt sich gute Übereinstimmung. Der genannte Vergleich dient weiterhin zur Klärung der Frage, inwieweit sich Fehler in der Bestimmung der Elektronentemperatur auf die Dichte auswirken. — Im Falle einer um 50% zu niedrig bestimmten Temperatur geht die Übereinstimmung völlig verloren (s. Abb. 3); deshalb ist ein solcher Fehler in der Messung auszuschließen. Wie aber der Vergleich mit den spektroskopischen Werten zeigt,

tendiert die Bestimmung von  $T_e$  aus der Sondenkennlinie eher zu höheren Werten.

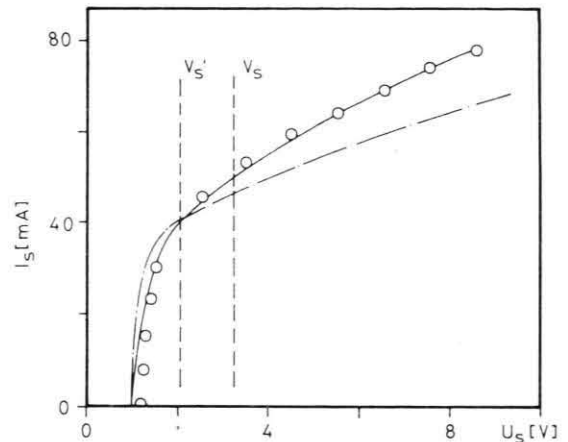


Abb. 3. Vergleich der gemessenen Sondenkennlinie ( $B = 100 T$ ) mit Rechnungen nach Laframboise<sup>12</sup> bei verschiedenen Elektronentemperaturen:  $V_s$  nach (9),  $\circ$  Meßpunkte, —  $T_e = T_e(\text{Plasma})$ , - - -  $T_e = \frac{1}{2} T_e(\text{Plasma})$ .

Normalerweise geht die gemessene Elektronentemperatur über die Relation  $n_e \sim I_s / \sqrt{T_e}$  in die berechnete Plasmadichte ein. Es zeigt sich jedoch, daß hier die Geometrie der Zylindersonde ausgleichend wirkt; denn der Ablesepunkt verschiebt sich, wie in (9) ersichtlich, proportional zu  $T_e$ , und der Sättigungsstrom der Zylindersonde verhält sich ungefähr wie  $\sqrt{V_s}$ . Folglich beeinflusst  $T_e$  das Ergebnis für  $n_e$  nur noch über den Parameter der Debye-Länge. Die dadurch möglichen Fehler sind für den interessanten Bereich von  $T_e = 1000$  bis  $10000^\circ\text{K}$  und  $n_e = 10^{10}$  bis  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  in Abb. 4 dargestellt. Selbst in dem Extremfall einer um den Faktor 5 zu hoch bestimmten Elektronentemperatur steigt der Fehler nicht über 35% an.

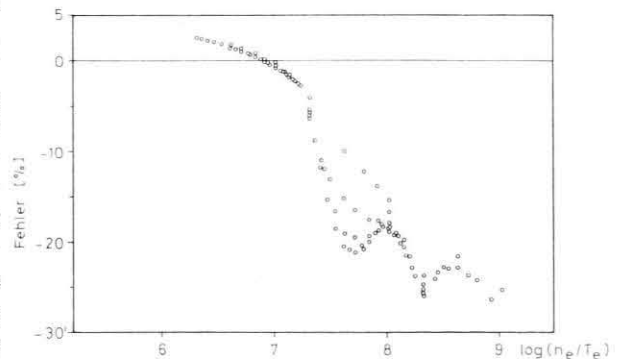


Abb. 4. Fehler in der Dichtebestimmung in Abhängigkeit von  $n_e$  und  $T_e$  für um 100% zu hoch eingesetzte Elektronentemperatur.

Ein weiterer störender Effekt beruht darauf, daß die schnellen Fallraumelektronen zum Sondenstrom beitragen und eine effektive Verringerung des Ionenstroms bewirken. In der Reflexentladung ist eine Abschattung der Sonde gegen diese Elektronen nicht möglich; deshalb tritt bei geringen Magnetfeldern der Einfluß der Fallraumelektronen im Vergleich der gemessenen mit der berechneten Kennlinie deutlich in Erscheinung (siehe Abbildung 5 a). Durch eine Verschiebung der Kennlinie, die der Kompensation eines überlagerten konstanten Elektronenstroms entspricht\*\*, kann man eine Anpassung an die Meßkurve erreichen (Abbildung 5 b). Somit bestimmt sich der Strom an auftreffenden Fallraumelektronen zu

$$I_{FR} = 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ mA/mA } I_E.$$

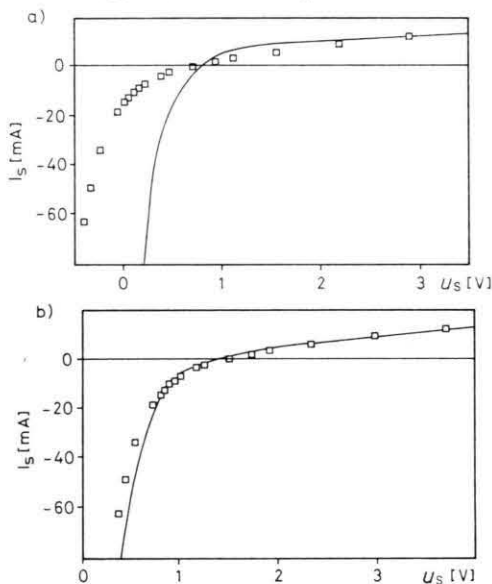


Abb. 5. Vergleich der experimentellen mit der theoretischen Sondenkennlinie ( $B = 10 \text{ T}$ ):  $\square$  Meßpunkte, — berechnete Kennlinie; a) ohne Korrektur für die Fallraumelektronen, b) mit Korrektur.

Eine Abschätzung der Stromdichte der Fallraumelektronen über den zur Neuerzeugung nötigen Teilchenstrom (siehe auch Abschnitt 5) liefert in guter Übereinstimmung damit

$$I_{FR} = 7,5 \cdot 10^{-4} \text{ mA/mA } I_E.$$

\*\* Im Gegensatz zu Popa et al.<sup>24</sup> zeigt sich ein Absinken des Ionenstroms zur Sonde, wenn schnelle Elektronen auftreffen. Bei einer Drehung der Sonde um  $90^\circ$  in der Entladung bleibt diese Tendenz erhalten, wohingegen zusätzlich ausgelöste Elektronen als auch die Tatsache, daß der Sondenstrom nicht mehr vollständig senkrecht zum Magnetfeld gezogen wird, einen Anstieg des Stromes fordern.

Dieser Effekt verliert jedoch im höheren Magnetfeld an Bedeutung, da die Sonde im wesentlichen die Bewegungskomponente der Elektronen senkrecht zum Magnetfeld erfaßt und da außerdem mit steigender Dichte der Anteil der Ionen am Sondenstrom wächst. — In allen folgenden Messungen enthalten die Werte die Korrektur der Fallraumelektronen.

Zur Kontrolle der mit der Sonde gewonnenen Absolutdichten dienen Interferometermessungen mit Mikrowellen. Da man so nur integrale Werte gewinnt, wird zusätzlich mit der radial beweglichen Sonde das ganze Dichteprofil gewonnen. — Für die Berechnung der Plasmadichte aus dem Ionenstrom ist die Kenntnis der Ionenmasse nötig. Die Annahme eines lediglich aus  $\text{He}^+$  bzw.  $\text{H}^+$  bestehenden Plasmas führt im Heliumplasma auf gute Übereinstimmung, in Wasserstoff fällt dagegen der Wert der Sondenmessung zu niedrig aus. Hier liegt es nahe, mit erheblichen Anteilen an  $\text{H}_2^+$  und  $\text{H}_3^+$  zu rechnen, wie schon mehrfach in der Literatur hervorgehoben<sup>25, 26</sup>. Da sich der Sondenstrom aus den Anteilen der verschiedenen Ionensorten zusammensetzt, ist nach den neueren massenspektrometrischen Ergebnissen<sup>26</sup> einzusetzen:

$$\frac{1}{\sqrt{m_i}} = 0,03 \frac{1}{\sqrt{m_{\text{H}^+}}} + 0,12 \frac{1}{\sqrt{m_{\text{H}_2^+}}} + 0,85 \frac{1}{\sqrt{m_{\text{H}_3^+}}}.$$

Die gewonnenen Dichtewerte stehen im Einklang mit der Interferometermessung. In Tab. 1 ist dieser Vergleich zusammengestellt.

Tab. 1. Vergleich der Plasmadichte aus den Sondenmessungen (Sd.) mit den Mikrowellenmessungen (MW) unter Berücksichtigung der Ionenzusammensetzung.

Gas	$p$ [Torr]	$I_E$ [mA]	$n_e \text{ cm}^{-3}$ [Sd.]	$n_e \text{ cm}^{-3}$ [Mw]	Konz. d. Ionen
He	0,08	10	$6,5 \cdot 10^{10}$	$7,02 \cdot 10^{10}$	100% $\text{He}^+$
	0,245	10	$8,2 \cdot 10^{10}$	$1,02 \cdot 10^{11}$	100% $\text{He}^+$
H <sub>2</sub>	1) 0,08	40	$3,75 \cdot 10^{10}$	$1,57 \cdot 10^{11}$	100% $\text{H}_2^+$
	2) 0,08	40	$1,49 \cdot 10^{11}$	$1,57 \cdot 10^{11}$	3% $\text{H}^+$ , 12% $\text{H}_2^+$ , 85% $\text{H}_3^+$

## 5. Die Abhängigkeit der Dichte von den Entladungsgrößen

In der beschriebenen Anordnung entsteht ein nahezu homogenes Plasma, das scharf gegen die Fallräume begrenzt ist. Anhand lokaler Messungen läßt sich nachweisen, daß das Plasma tatsächlich weitgehend feldfrei ist. Es tritt zwar eine Potentialdifferenz zwischen 20 V und 200 V gegenüber der

Anode auf, die mit wachsendem Magnetfeld zunimmt, das zugehörige elektrische Feld bleibt jedoch auf eine dünne Schicht von 1 mm beschränkt. Die Elektronentemperatur zeigt das für ein NGL typische Verhalten, wie es von Franck<sup>2</sup> beschrieben wurde. Allerdings liegt sie deutlich höher als in der Einfachkathodenentladung, was auf eine Energiezufuhr durch die im Plasma thermalisierten Fallraumelektronen schließen läßt<sup>10</sup>.

Die Temperatur- und Dichteuntersuchungen werden ausschließlich in dem Druck- und Magnetfeldbereich durchgeführt, in dem oszillografisch keine Fluktuationen des Floatingpotentials der Sonde festzustellen sind\*.

Zur Untersuchung der Ladungsträgerbilanz ist das Verhalten der Elektronendichte in Abhängigkeit von  $I_E$ ,  $p$  und  $B$  von Interesse. Im Wasserstoffplasma wird innerhalb des gesamten Meßbereichs ein linearer Anstieg der Elektronendichte mit dem Entladungsstrom beobachtet (siehe Abbildung 6). Folglich spielen in diesem Fall nur solche Prozesse eine Rolle, deren Verlustfrequenz unabhängig von der Elektronendichte ist, wie Diffusion und Attachment\*\*.

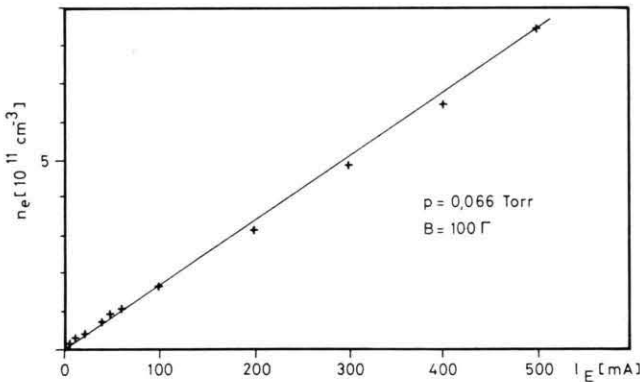


Abb. 6. Elektronendichte gegen Entladungsstrom in  $\text{H}_2$ .

Die für das Experiment relevante Gesamtverlustfrequenz folgt aus (6) mit der experimentell ermittelten Dichte (Abb. 6) und der aus (2) berechneten Neuerzeugungsrate. Hier wird für  $j_{FR}$  der um den

\* Wird die Entladung mit einem Magnetfeld oberhalb von 400 G betrieben, so ist die Sondenkennlinie verrauscht und die Elektronentemperatur ist merklich höher. Mit höherem Druck bzw. größerem Entladungsstrom setzt das Rauschen schon bei niedrigeren Feldstärken ein. Bei Drucken unterhalb von  $4 \cdot 10^{-2}$  Torr werden Schwingungen mit typischen Frequenzen von  $1,5 \cdot 10^4$  bis  $4 \cdot 10^4$  Hz beobachtet; die Frequenz steigt linear mit der gemessenen Entladungsspannung.

Faktor  $H$  erhöhte Fallraumstrom eingesetzt.  $H$  ist zuvor in der Gegenüberstellung der Doppelkathoden- und der Einfachkathodenentladung gleicher Abmessungen bestimmt worden. Die gewonnene Verlustfrequenz  $\nu = 2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$  stimmt gut mit dem für  $T_e = 3000 \text{ }^\circ\text{K}$  berechneten Diffusionsverlust überein (Beweglichkeitskoeffizienten aus Ref. <sup>2</sup>). Die hier eingesetzte Neuerzeugung wird im Anhang noch mit einer Rechnung verglichen.

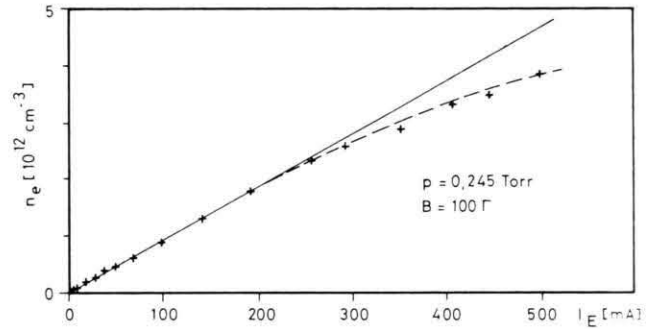


Abb. 7. Elektronendichte gegen Entladungsstrom in He.

Aus dem linearen Teil des Dichteverlaufes im He-Plasma, dargestellt in Abb. 7, erhält man auf die gleiche Weise die Verlustfrequenz  $\nu = 3,6 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ , die dem Diffusionsverlust bei  $T_e = 2000 \text{ }^\circ\text{K}$  entspricht. Bei höheren Dichten tritt offensichtlich Rekombination hinzu, wie die Abweichung von der Linearität erkennen läßt. In einem Plasma der Dichte  $n_e = 4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  sind hier 20% des Verlusts auf Rekombination zurückzuführen, das bedeutet  $\nu_R = 6,5 \cdot 10^2 \text{ s}^{-1}$  und führt auf den Rekombinationskoeffizienten  $\sigma = 1,5 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ . Diesem experimentellen Wert stehen die von Bates et al.<sup>15</sup> berechneten Werte gegenüber: Bei  $T_e = 1000 \text{ }^\circ\text{K}$  ist  $\sigma = 5 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ , bei  $T_e = 2000 \text{ }^\circ\text{K}$   $\sigma = 5 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ , die experimentell von Delpach<sup>27</sup> bestätigt werden. Die Temperatur, die man bei der Ermittlung des Diffusions- bzw. Rekombinationsverlustes einsetzt, stimmt demnach gut mit der aus den Intensitätsverhältnissen der He-Spektrallinien gewonnenen Elektronentemperatur von  $1800 \text{ }^\circ\text{K}$  überein.

\*\* Wegen der hohen  $\text{H}_3^+$ -Konzentration ist auch dissoziative Rekombination zu erwarten<sup>17</sup>, die jedoch offensichtlich wegen der höheren Elektronentemperatur im stationären Plasma gegenüber dem Attachment als Volumenverlust zurücktritt. Messungen am abklingenden NGL-Plasma zeigen dagegen, daß diese Rekombination bei der dann niedrigeren Temperatur eine Rolle spielt.

Brennt die Wasserstoffentladung ohne Magnetfeld, liegt ein Dichtemaximum bei 0,2 Torr vor, wie es bereits in Ref. <sup>13</sup> für das NGL beschrieben ist. Schon ein relativ schwaches Magnetfeld verschiebt das Dichtemaximum zu dem Druck von 0,05 Torr, wie in Abb. 8 zu erkennen. Insbesondere für  $B = 200 \text{ G}$ , wo die Diffusion schon weitgehend unterdrückt ist, läßt sich die Kurve in einem weiten Bereich durch  $n_e \sim 1/p$  beschreiben. Da in der Reflexentladung die Neuerzeugung praktisch druckunabhängig ist, kommt nur ein Verlustprozeß mit  $\nu \sim p$  in Frage. Genau das gilt aber für das in  $\text{H}_2$ -Plasmen bereits mehrfach beobachtete Attachment <sup>1,13,28</sup>. Für die vorliegende Reflexentladung ergibt sich  $\nu_a/p = 2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ , was dem von Heisen <sup>13</sup> für das NGL angegebenen Wert entspricht.

Tab. 2. Berechnete und gemessene Dichteüberhöhung bei verschiedenen Drucken mit  $B=200 \text{ G}$  und die daraus resultierende Erhöhung der Neuerzeugung.

$p[\text{Torr}]$	$n_e(B)/n_e(0)$ ber.	$n_e(B)/n_e(0)$ gem.	$S(B)/S(0)$
0,047	6,4	9,0	1,4
0,066	3,7	7,2	1,95
0,153	1,5	3,5	2,33
0,345	1,1	2,4	2,18

Berechnet man nun mit dem genannten Wert  $\nu_a/p$  die maximale Dichteerhöhung nach Ref. <sup>1</sup> und vergleicht sie mit der Messung (siehe Tab. 2), bleibt eine zusätzliche Überhöhung um den Faktor 2, die sich zwanglos als Anhebung der Neuerzeugungsrate  $S(B)/S(0)$  [siehe auch (8 a)] durch die Verringerung der Streuverluste der Fallraumelektronen im Magnetfeld deuten läßt. Die Abschätzung des kriti-

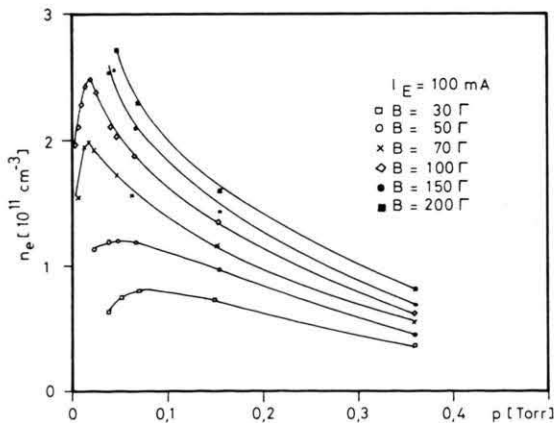


Abb. 8. Elektronendichte gegen Druck in  $\text{H}_2$  bei verschiedenen Magnetfeldstärken.

sehen Magnetfeldes gemäß (5) liefert mit  $B_0 = 32 \text{ G}$  einen Wert, der tatsächlich in dem Bereich liegt, wo die Dichte besonders stark ansteigt (siehe Abbildung 9).

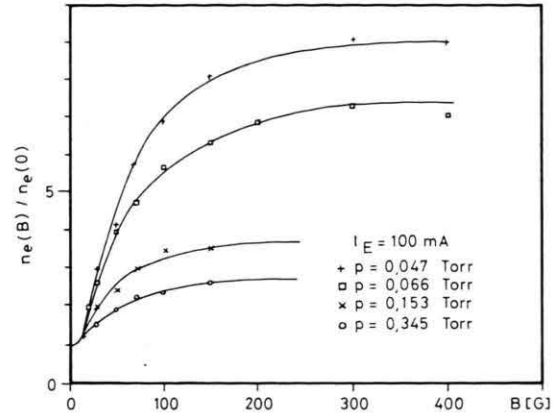


Abb. 9. Dichteüberhöhung aufgrund des Magnetfeldes im  $\text{H}_2$ -Plasma.

Die Messungen in Helium zeigen, daß hier, wie erwartet, Attachment keine Rolle spielt. Aus den Rechnungen geht hervor, daß die Rekombination und so jeglicher Volumenverlust gegenüber der Diffusion immer nur einen Teil des Verlusts ausmacht. Da aber der Dichteverlauf qualitativ dem des  $\text{H}_2$ -Plasmas ähnlich ist, muß ein anderer Verlustprozeß die Aufgabe übernehmen, einen weiteren Anstieg der Dichte mit dem Magnetfeld zu verhindern. Es liegt die Vermutung nahe, daß hier der radiale Driftstrom der Elektronen als Verlust hinzukommt, der im  $\text{H}_2$ -Plasma wegen der relativ hohen Attachmentrate bei den Messungen nicht in Erscheinung tritt.

### 6. Schlußbemerkungen

Die Ladungsträgerbilanz in der Reflexentladung läßt sich mit einem einfachen Modell beschreiben, das die Neuerzeugung durch den Strahl der Fallraumelektronen und die Verluste durch Diffusion und Volumenprozesse beinhaltet. Zur experimentellen Begründung dieses Befundes dienen Messungen mit einer Zylindersonde, von der zunächst sichergestellt worden ist, daß sie sich für die Untersuchung der Reflexentladung im axialen Magnetfeld eignet. Die Dichtewerte aufgrund der Sondenmessung stehen im Einklang mit den Mikrowellenmessungen. Der Vergleich beider Verfahren liefert zusätzliche



Hinweise darauf, daß das  $H_2$ -Plasma zum großen Teil aus  $H_3^+$ -Ionen besteht.

Die Messung der Dichteveriation mit den Entladungsparametern zeigt, daß in der Reflexentladung ein im wesentlichen diffusionsbestimmtes Plasma entsteht, das in seinen Eigenschaften dem NGL sehr nahe kommt. Die Beschreibung der Neuerzeugung durch zwei sich überlagernde Elektronenstrahlen aus den Fallräumen erweist sich als richtig, wenn die Abnahme der Streuverluste zu den Wänden bei ansteigendem Magnetfeld berücksichtigt wird. Als dominante Volumenverluste findet man für Wasserstoff das Attachment, in Helium bei höheren Dichten die Stoßstrahlungsrekombination.

Diese Ergebnisse gestatten eine Extrapolation auf die mit dem technisch möglichen Maximalstrom von etwa 1 A erreichbare Dichte. Darüber kommt es zu Kanaldurchbrüchen, so daß die Entladung in einen Bogen übergeht. Davon ausgehend kommt man mit den ermittelten optimalen Werten für Druck und Magnetfeld auf die folgenden Abschätzungen: Im  $H_2$ -Plasma erreicht man mit Attachment als Volumenverlust  $n_{e, \text{Max}} = S/\nu_a = 3,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Im He-Plasma, wo Rekombination der dominierende Volumenverlust ist, gilt dementsprechend  $n_{e, \text{Max}} = \sqrt{S/\sigma} = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Deshalb erscheint die Schätzung von Persson<sup>11</sup>, wonach mit der Reflexentladung Dichten bis zu  $n_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  erreichbar sein sollen, erheblich zu optimistisch.

Die Elektronentemperatur ändert sich praktisch nicht mit dem Entladungsstrom, so daß über einen großen Dichtebereich der relativ niedrige Wert von  $T_e = 2000$  bis  $3000 \text{ }^\circ\text{K}$  erhalten bleibt.

## Anhang

### Berechnung der Neuerzeugungsrate in einem elektronenstrahlerzeugten Plasma

Die Berechnung der Erzeugungsrate geht über das einfache Modell von Persson<sup>11</sup> hinaus, indem hier teilweise auch die durch Stöße abgebremsten Fallraumelektronen berücksichtigt werden.

Bei der Berechnung wird lediglich die für den Reflexeffekt wichtige  $z$ -Abhängigkeit der Neuerzeugung berücksichtigt. Die Rechnung geht nun von Gl. (3) aus. Es wird angenommen, daß der Fall-

raumelektronenstrahl mit der Anfangsenergie  $U_1 = U_E$  und der Stromdichte  $j_0$  in das Glimmlicht eindringt und daß die Gesamtstromdichte der schnellen Elektronen über den Abstand  $z$  erhalten bleibt:

$$j_0 = \int_0^{U_E} j_{\text{FR}}(z, U) dU. \quad (\text{A1})$$

Im Mittel geben die Elektronen zwischen zwei ionisierenden Stößen mehr als die Ionisierungsenergie  $V_i$  des Gases ab. Dies wird in dem Ansatz

$$U_{v-1} - U_v = \beta V_i \quad (\text{A2})$$

durch den Faktor  $\beta$  ausgedrückt, für den Persson Werte von 1 bis 10 zuläßt. Deshalb sind in dem betrachteten Modell des Fallraumstrahls nur Elektronen auf festen Energiestufen vorhanden, so daß sich das Integral in (A1) als Summe schreiben läßt.

$$\int_0^{U_E} j_{\text{FR}}(z, U) dU = \sum_{v=1}^N j_{\text{FR}}(z, U_v), \quad (\text{A3})$$

wobei  $V_i < U_N < \beta V_i$  sein muß.

Die Stromdichte der primären Elektronen mit der Energie  $U_1$  nimmt gemäß

$$j_{\text{FR}}(z, U_1) = j_0 \exp\{-s_p(U_1)z\} \quad (\text{A4})$$

ab. Der Strom der Elektronen mit der verminderten Energie  $U_2$  wird einerseits wie

$$j_{\text{FR}}(z, U_2) \sim j_0 [1 - \exp\{-s_p(U_1)z\}] \quad (\text{A5})$$

aufgefüllt, andererseits nimmt diese Menge proportional zu  $\exp\{-s_p(U_2)(z - z_i)\}$  ab, wenn man jeweils  $z_i$  als Ausgangspunkt nimmt (Abbildung 10).

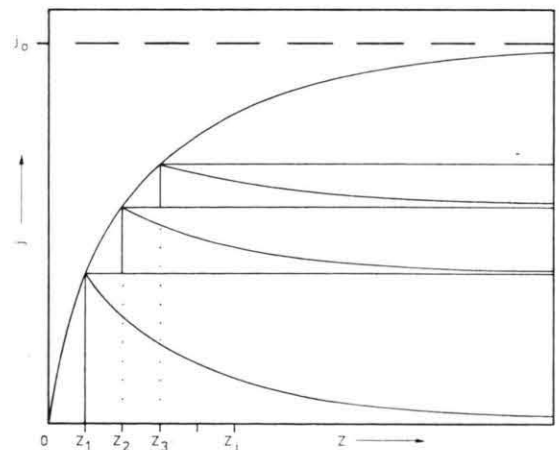


Abb. 10. Entwicklung der Stromdichte der Sekundärelektronen mit dem Abstand  $z$  vom Glimmraum.

Um jeden Ort zwischen dem Glimmraum und  $z$  als Ausgangspunkt neuer Elektronen mit der Energie  $U_2$  erfassen zu können, teilt man die Strecke in  $M$  Abschnitte der Länge  $z/M$  auf und addiert die

so gewonnenen Stromdichten. Damit erhält man:

$$j_{\text{FR}}^{(i)}(z, U_2) = j_0 [\exp\{-s_p(U_1)z_{i-1}\} - \exp\{-s_p(U_1)z_i\}] \cdot \exp\{-s_p(U_2)(z - z_i)\}, \quad (\text{A6})$$

wo  $z_i = iz/M$  ist. Dies ist eine geometrische Reihe mit dem Laufindex  $i$ , deren Partialsummen lauten:

$$j_{\text{FR}}^{(M)}(z, U_2) = j_0 \exp\{-s_p(U_2)z\} \cdot [\exp\{s_p(U_1)z/M\} - 1] \cdot \exp\{[s_p(U_2) - s_p(U_1)]z/M\} \cdot \frac{1 - \exp\{[s_p(U_2) - s_p(U_1)]z\}}{1 - \exp\{[s_p(U_2) - s_p(U_1)]z/M\}}. \quad (\text{A7})$$

Mit dem Satz von L'Hospital gilt für  $M \rightarrow \infty$

$$j_{\text{FR}}(z, U_2) = j_0 [\exp\{-s_p(U_2)z\} - \exp\{-s_p(U_1)z\}] \cdot \frac{s_p(U_1)}{s_p(U_1) - s_p(U_2)}. \quad (\text{A8})$$

Setzt man die Betrachtung auf diese Weise für zwei Ionisationen usw. fort, entstehen induktiv nach längerer Rechnung die Stromdichten  $j_{\text{FR}}(z, U_\nu)$  als Summe von Ausdrücken der Form

$$\frac{s_p(U_1)}{s_p(U_1) - s_p(U_i)} \cdots \frac{s_p(U_{\nu-1})}{s_p(U_{\nu-1}) - s_p(U_j)} [\exp\{-s_p(U_\nu)z\} - \exp\{-s_p(U_j)z\}].$$

$s_p(U_i), \dots, s_p(U_j)$  werden einer Matrix entnommen, die nach einem Schema aufgebaut ist, das im folgenden für  $\nu = 5$  erläutert sei

Matrix ( $a_{\mu\kappa}$ ) für  $\nu = 5$ :

$$\begin{array}{|c|c|c|c|} \hline s_p(U_2) & s_p(U_3) & s_p(U_4) & s_p(U_5) \\ \hline s_p(U_3) & s_p(U_1) & s_p(U_4) & s_p(U_5) \\ \hline s_p(U_2) & s_p(U_4) & s_p(U_2) & s_p(U_5) \\ \hline s_p(U_4) & s_p(U_1) & s_p(U_1) & s_p(U_5) \\ \hline s_p(U_2) & s_p(U_3) & s_p(U_5) & s_p(U_3) \\ \hline s_p(U_3) & s_p(U_1) & s_p(U_5) & s_p(U_3) \\ \hline s_p(U_2) & s_p(U_5) & s_p(U_2) & s_p(U_2) \\ \hline s_p(U_5) & s_p(U_1) & s_p(U_1) & s_p(U_1) \\ \hline \end{array}$$

Die Matrix für  $\nu$  entsteht ausgehend von dem Schema für  $\nu - 1$ . Zunächst fügt man eine Spalte mit  $s_p(U_\nu)$  an, unten folgt das Schema für  $\nu - 2$  nebst einer Spalte mit  $s_p(U_\nu)$  und einer mit  $s_p(U_{\nu-2})$ . Das setzt sich in den Zeilen fort mit

$\nu - 3$  usw.; die letzte Zeile enthält  $s_p(U_\nu)$  und  $\nu - 2$  mal  $s_p(U_1)$ .

Die Stromdichten für  $\nu \geq 3$  lassen sich nun schreiben:

$$j_{\text{FR}}(z, U_\nu) = j_0 \cdot \sum_{\mu=1}^{2^{\nu-3}} \prod_{\kappa=1}^{\nu-1} \frac{s_p(U_\kappa)}{s_p(U_\kappa) - a_{\mu\kappa}} [\exp\{-s_p(U_\nu)z\} - \exp\{-s_p(U_{\nu-1})z\}] + j_0 \cdot \sum_{\mu=2^{\nu-3}+1}^{2^{\nu-2}} \prod_{\kappa=1}^{\nu-1} \frac{s_p(U_\kappa)}{s_p(U_\kappa) - a_{\mu\kappa}} [\exp\{-s_p(U_\nu)z\} - \exp\{-a_{\mu\nu-1}z\}]. \quad (\text{A9})$$

Daraus errechnet sich die Neuerzeugungsrates  $S_1(z)$  zu:

$$S_1(z) = \frac{1}{e} \sum_{\nu=1}^N s_p(U_\nu) j_{\text{FR}}(z, U_\nu). \quad (\text{A10})$$

Die Neuerzeugungsrates wird für Wasserstoff und Helium mit  $s(U)$  nach Ref.<sup>29</sup> bei verschiedenen Drucken berechnet (Abb. 11 zeigt  $S_1(z)$  mit den

einzelnen Summanden  $S(z, U_\nu)$  für ein He-Plasma). Mit (4) gewinnt man nun auch  $S_2$  und damit die Überhöhung der Neuerzeugung  $H$  in der Reflexentladung. Diese stimmt am besten mit dem experimentell bestimmten  $H$  überein, wenn für He  $\beta = 3,5$  und für  $\text{H}_2$   $\beta = 7$  gesetzt wird. Die Relativwerte passen gut zu den Rechnungen von Peterson und Green<sup>30</sup>.

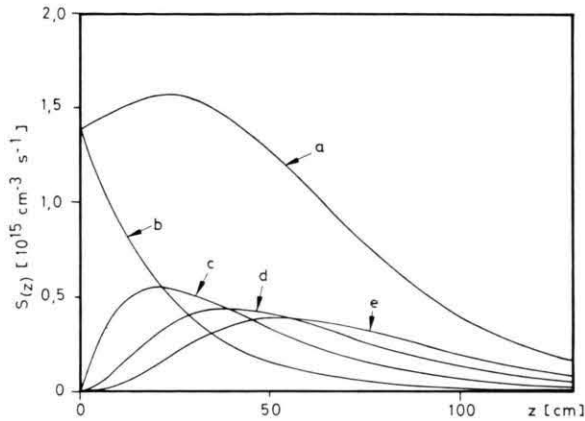


Abb. 11. Neuerzeugungsrate in He gegen den Abstand vom Glimmsaum: a Gesamterzeugungsrate, b, c, d, e Erzeugungsrate nach 0, 1, 2 bzw. 3 Stößen,  $p=0,245$  Torr,  $J_E=100$  mA.

Allerdings liegen unsere Absolutwerte deutlich höher. Für Helium weist das Ergebnis von Caron<sup>31</sup> ( $\beta=3$ ) die gleiche Tendenz auf.

Herrn Professor Dr. H. Schlüter danken wir für sein förderndes Interesse und seine wohlwollende Unterstützung dieser Arbeit. Den Herren Professor Dr. A. Heisen und Dr. G. Franck danken wir für wertvolle Anregungen bei der Diskussion der Probleme.

Diese Untersuchungen wurden im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 162 „Plasmaphysik Bochum/Jülich“ durchgeführt.

- <sup>1</sup> G. Franck, Z. Physik **235**, 313 [1970].
- <sup>2</sup> G. Franck u. H.-D. Pfeil, Z. Physik **256**, 73 [1972].
- <sup>3</sup> A. Heisen, Habilitationsschrift, München 1969.
- <sup>4</sup> F. C. Hoh, Arkiv för Fysik **24**, 285 [1963].
- <sup>5</sup> R. Döpel, Wiss. Z. d. Hochschule f. Elektrotechn. Ilmenau **11**, 97 [1965].
- <sup>6</sup> R. Döpel u. J. Jarausch, Wiss. Z. d. Hochschule f. Elektrotechn. Ilmenau **11**, 97 [1965].
- <sup>7</sup> E. Badareu, Ann. Phys. **5**, 308 [1960].
- <sup>8</sup> H. Helm, F. Howorka u. M. Pahl, Z. Naturforsch. **27 a**, 1416 [1972].
- <sup>9</sup> F. Howorka u. M. Pahl, Z. Naturforsch. **27 a**, 1425 [1972].
- <sup>10</sup> F. Klan, Z. Naturforsch. **25 a**, 707 [1970].
- <sup>11</sup> K.-B. Persson, J. Appl. Phys. **36**, 3086 [1965].
- <sup>12</sup> J. G. Laframboise, UTIAS Rep. No. 100 [1965].
- <sup>13</sup> A. Heisen u. B. Wunderer, Z. Physik **224**, 237 [1969].
- <sup>14</sup> A. Heisen et al., Proc. VIIth Int. Conf. Phen. Ioniz. Gases, Vol. I, Belgrad 1966.
- <sup>15</sup> A. Güntherschulze u. W. Bär, Z. Phys. **107**, 730 [1937].
- <sup>16</sup> D. R. Bates, A. E. Kingston u. R. W. McWhirter, Proc. Roy. Soc. London A **267**, 297 [1962].
- <sup>17</sup> M. A. Biondi, R. Johnsen u. M. T. Leu, Phys. Rev. A **8**, 413 [1973].
- <sup>18</sup> H. Musal Jr., J. Appl. Phys. **37**, 1935 [1966].
- <sup>19</sup> J. D. Swift u. M. J. R. Schwar, Electrical Probes for Plasma Diagnostics, Iliffe Books LTD., London 1970.
- <sup>20</sup> W. Kasper, Diplomarbeit, München 1968.
- <sup>21</sup> R. S. Powers, J. Appl. Phys. **37**, 3821 [1966].
- <sup>22</sup> G. Franck u. E. Schlosser, Z. Physik **224**, 222 [1969].
- <sup>23</sup> A. A. Sonin, UTIAS Rep. No. 109 [1966].
- <sup>24</sup> G. Popa, Ann. Phys. **26**, 94 [1971].
- <sup>25</sup> A. v. Engel u. M. Steenbeck, Elektrische Gasentladungen Bd. II, Springer, Berlin 1934.
- <sup>26</sup> I. B. Ortenburger u. M. Hertzberg, J. Chem. Phys. **33**, 379 [1960].
- <sup>27</sup> J. F. Delpedch, Proc. XIth Int. Conf. Phen. Ioniz. Gases, Prag 1973.
- <sup>28</sup> Cronin u. Sexton, Proc. Roy. Irish Acad. **69 A**, 1 [1970].
- <sup>29</sup> S. C. Brown, Basic Data of Plasma Physics, M.I.T. Press, Cambridge 1966.
- <sup>30</sup> L. R. Peterson u. A. E. S. Green, J. Phys. **B 1**, 1131 [1968].
- <sup>31</sup> P. R. Caron et al., J. Appl. Phys. **42**, 873 [1971].