

# Untersuchungen aus dem Gebiet der Gasentladungsphysik

Von R. SEELIGER\*

(Z. Naturforsch. 8a, 74—79 [1953]; eingegangen am 11. August 1952)

Erwin Fues zum 60. Geburtstag

Im folgenden teile ich die Ergebnisse einiger experimenteller und theoretischer Untersuchungen mit, die meine Mitarbeiter in letzter Zeit durchführen konnten. Ausführlichere Veröffentlichungen werden a. a. O. erscheinen und, soweit es sich hier um vorläufige Mitteilungen handelt, die noch notwendigen Ergänzungen enthalten. Meine Mitarbeiter, denen ich auch hier danken möchte, waren außer Herrn Wulfhekel die Herren Meyer, Müller, Küllmer, Winkler und Wilhelm in der Reihenfolge der nachstehenden Arbeiten.

## 1. Die positive Glimmentladungssäule in Sauerstoff

In einer vorhergehenden Arbeit<sup>1</sup> hatte ich gemeinsam mit Wichmann die beiden Formen der ungeschichteten Sauerstoffsäule genauer untersucht, die schon Güntherschulze gelegentlich erwähnt hat. Sie unterscheiden sich vor allem durch ihre Gradienten (H- und T-Form) und treten nur in jeweils bestimmten, von der Rohrweite abhängenden Strom- und Druckbereichen stabil auf, und zwar die T-Form bei höheren Drucken und kleineren Stromdichten, die H-Form gerade umgekehrt. Steigert man z. B. bei einem geeigneten Zwischendruck die Stromstärke, so geht die T-Form über in die H-Form; ist der Druck zu hoch, so gibt es stets nur die T-Form, ist er zu niedrig, nur die H-Form. Schematisch (mit den ungefähren Zahlenwerten für ein Rohr von 3 cm Durchmesser) gibt dies die Abb. 1 wieder. Im Spektrum der T-Form überwiegen die O<sub>2</sub>-Banden, in dem der H-Form die O-Linien.

Es ist damit zum Verständnis des folgenden die Sachlage in rohen Zügen geschildert; tatsächlich liegen die Dinge hinsichtlich mancher Einzelheiten komplizierter und weniger übersichtlich. Die Elektronentemperaturen und das Auftreten charakteristischer Entladungsschwingungen in den beiden Formen wurden vorerst noch nicht genauer untersucht, weil folgender Befund interessanter zu sein schien: Es zeigte sich, daß die (mittlere) Übergangsstromstärke  $I_g$  (vgl. die Abb. 1) auch bei scheinbar denselben Versuchsbedingungen nicht immer dieselbe ist und in verschiedenen Entladungsrohren oft nicht reproduzierbar erhalten werden kann. Die

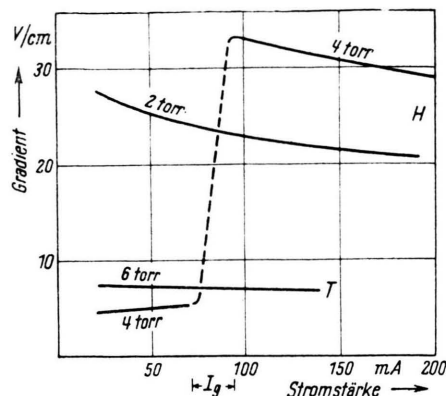


Abb. 1. Abgrenzung der Säulenformen (halbschematisch).

systematische weitere Untersuchung hat nun ergeben, daß von wesentlichem Einfluß offenbar die Oberflächenbeschaffenheit der inneren Wand des Entladungsrohres ist. Die höchsten Werte für  $I_g$  ergeben sich nämlich in den durch übliches Ausheizen gereinigten Rohren, also bei „reiner“ Wand, und ferner in Rohren, deren Innenseite mit Ringen aus dünnem Kupferblech ausgelegt ist; kleinere Werte, wenn die Rohre vorher mit Leitungswasser, und noch wesentlich kleinere, wenn sie mit 7-proz. Phosphorsäure ausgeschwenkt worden waren, also bei „vergifteter“ Wand. Die folgenden Zahlen zeigen dies an zwei Beispielen.

### R o h r 3

Reinheitsgrad der Wand	1 Torr	2 Torr	3 Torr
ausgeheizt bei 465° C	60 mA	150 mA	über 200 mA
Leitungswasser	45 mA	140 mA	180 mA
Phosphorsäure	20 mA	30 mA	75 mA

\* Greifswald, Loitzerstr. 43 44.

<sup>1</sup> Ann. Physik 9, 355 [1951].



Rohr 5

Reinheitsgrad der Wand	1 Torr	2 Torr	3 Torr
ausgeheizt bei 465° C	40 mA	100 mA	120 mA
Phosphorsäure	20 mA	20 mA	40 mA

Zusammen mit dem bereits erwähnten spektroskopischen Befund, daß in der T-Form die  $O_2$ -Banden und in der H-Form die O-Linien überwiegen, und mit einer Angabe von Harteck und Roeder, daß an reinen Glasflächen und insbesondere an Kupfer oder Silber eine kräftige katalytische Rekombination von O-Atomen zu  $O_2$ -Molekülen stattfindet, die durch eine Vergiftung der Wand, insbesondere durch Phosphorsäure, behindert wird, ist der Sachverhalt wahrscheinlich der folgende: In der positiven Säule werden die Sauerstoffmoleküle zum Teil zerspalten in Atome, und im stationären Zustand hängt das Dissoziationsgleichgewicht auch ab von der Rekombination der letzteren zu Molekülen an der Rohrwand, an die sie durch radiale Diffusion gelangen. Demgemäß ist die relative Konzentration der Atome in der Säule abhängig auch von der Oberflächenbeschaffenheit der Wand; sie ist cet. par. um so größer, je geringer die Rekombination ist und umgekehrt, ist also bei „vergifteter“ Wand größer als bei „reiner“ oder metallischer Wand. Mit zunehmender „Vergiftung“ breitet sich deshalb der Existenzbereich der H-Form nach kleineren Stromstärken hin aus, d. h. die Übergangsstromstärke  $I_g$  verschiebt sich nach kleineren Werten hin.

Nach dieser Vorstellung würde nun wenigstens ein Hinweis für das theoretische Verständnis der beiden Säulenformen insofern gefunden sein, als es bei ihnen auf den Dissoziationsgrad des Sauerstoffs ankommt.

## 2. Die Dicke des Kathodendunkelraums in Gasgemischen

Im Rahmen einer Untersuchung über negative Ionen in Halogenentladungen hatte Spencer-Smith<sup>2</sup> gefunden, daß der Kathodendunkelraum in Helium durch eine Zumischung von Joddampf stark verkürzt wird und hatte bereits vermutet, daß dies nicht so sehr mit der Bildung negativer Jodionen zusammenhängt, sondern mit dem teilweisen Ersatz der leichten positiven Heliumionen durch

die schweren positiven Jodionen. Abgesehen davon, daß hier immerhin auch ein Hinweis auf einen für negative Ionen spezifischen Effekt<sup>3</sup> vorliegen könnte, führt die Beobachtung von Spencer-Smith unmittelbar auf die Frage, ob und wie die Dunkelraumdicke abhängt von der Masse der positiven Ionen. Man weiß hierüber wirklich Brauchbares weder von experimenteller noch von theoretischer Seite her; während die üblichen einfachen Raumladungsbetrachtungen vermuten lassen, daß die Dunkelraumdicke auch von der Ionenmasse abhängen sollte, führt z. B. die von Weizel, Rompe und Schön vorgeschlagene Theorie der kathodischen Entladungsteile<sup>4</sup> in der ersten bisher vorliegenden Näherung zu dem Ergebnis, daß die Dunkelraumdicke unabhängig von der Ionenmasse ist.

Es wurden deshalb orientierende Messungen der Dunkelraumdicke in Gemischen je zweier Gase durchgeführt, die so ausgesucht waren, daß ihre Atomgewichte bzw. ihre Elektronegativität Folgerungen in den genannten Richtungen erlauben sollten. Die Partialdrucke der beiden Gase wurden dabei so gewählt, daß ihre Summe, d. h. der Totaldruck des Gemisches in der Mischungsreihe stets konstant blieb. Die benutzten Gemische waren die folgenden (die beigeschriebenen Zahlen geben das Verhältnis der Atomgewichte an):

He — Ar	He — Hg	He — Cl	Ar — Cl	Xe — Cl
1 : 10	1 : 50	1 : 9	1 : 1	4 : 1

Gemessen wurde die physiologische Dicke des Dunkelraums mit einer auf der äußeren Rohrwand angebrachten Skala oder mit einem schwach vergrößernden Fernrohr. Die Fehlergrenze lag in He und in den He-Hg-Gemischen wegen der geringen Schärfe des Glimmsaums bei etwa 1 mm, im übrigen erheblich darunter. Die Entladungsstromstärke wurde stets auf 10 mA eingestellt, was einer kathodischen Stromdichte von 0,5 mA/cm<sup>2</sup> entsprach.

Die Ergebnisse für 1 Torr Totaldruck sind in Abb. 2 zusammengestellt. Ordinate ist die Dunkelraumdicke  $d$ , Abszisse der prozentuale Partialdruck der Beimischung, wobei links (= 0%) das in den beigeschriebenen Gemischzusammensetzungen an erster Stelle genannte Edelgas rein vorhanden ist. Wenn auch die Messungen natürlich noch in mancherlei Hinsicht verfeinert und erweitert werden

<sup>2</sup> Spencer-Smith, Philos. Mag. **19**, 806 [1935].

<sup>3</sup> R. Seeliger, Wiss. Z. Univ. Greifswald **1952**, Heft 1.

<sup>4</sup> W. Weizel, R. Rompe u. M. Schön, Z. Physik **113**, 87 [1939].

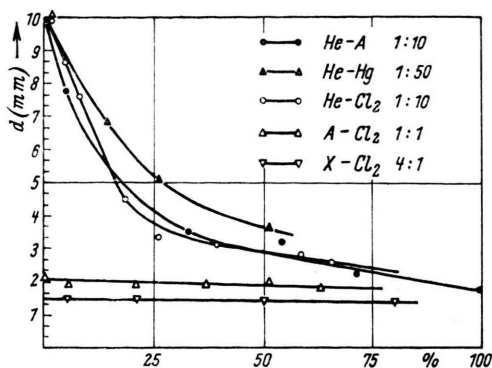


Abb. 2. Dunkelraumdicke in Abhängigkeit vom Füllgas. Fülldruck 0,95 Torr.

müssen, zeigen die bisherigen Ergebnisse doch bereits einen deutlichen Zusammenhang zwischen der Dunkelraumdicke und der Ionenmasse und ferner auch, daß ein merklicher spezifischer Effekt einer Elektronegativität des Gases wie zu erwarten nicht vorhanden ist. Bei einer quantitativen Verwertung der Ergebnisse wird man allerdings die noch nicht sehr große Genauigkeit der Messungen nicht vergessen dürfen, aber jedenfalls geben die bisherigen Theorien noch kein richtiges Bild der Vorgänge im Kathodenfallgebiet und zwar wohl deshalb, weil in ihnen eine Art Freifallbewegung wenigstens eines Teiles der Ionen nicht berücksichtigt ist.

### 3. Die aktivierte Elektronenemission von Sonden

Wenn man eine Metalloberfläche als Kathode einer Glimmentladung beansprucht, nimmt an ihr der normale Kathodenfall ab<sup>5</sup>; der positive Sättigungsstrom einer Langmuir-Sonde kann u. U. spontan zunehmen<sup>6</sup>; Metallflächen emittieren nach einer mechanischen Reinigung oder kathodischen Glimmentladungsbeanspruchung Elektronen<sup>7</sup>. Es hängen diese Befunde vermutlich miteinander zusammen, aber eine befriedigende Kenntnis des ihnen zugrunde liegenden Elementareffekts steht noch aus. Von dem Gesichtspunkt aus, daß man weiteres erfahren könnte, wenn man hinsichtlich der benutzten Gase unter den saubersten z. Zt. herstellbaren Versuchsbedingungen arbeitet, wurden nun die Sondencharakteristiken studiert in extrem reinem

Edelgas (Neon), dem dosiert kleine Mengen von Wasserstoff zugemischt werden konnten.

Die Sonde (Kugelsonde von 1,4 mm Radius aus blankem bzw. kräftig oxydiertem Eisen) befindet sich in der positiven Säule einer Entladung (Entladungsstromstärke 5–20 mA bei einem Rohrradius von 2,5 cm, Fülldruck 1–5 Torr) und ist zunächst geschützt durch ein übergestülptes, durch Kippen des ganzen Rohres entfernbare Glasröhrchen. Die letzte Etappe des Reinigungsprozesses wird im abgeschmolzenen Rohr vorgenommen, dem dann der Wasserstoff durch ein in diesem Gas elektrisch erhitztes Palladiumrohr zugemischt werden kann. Mit dem Entladungsrohr steht in unmittelbarer Verbindung ein Testrohr, in dem durch Zündspannungsmessungen (Penning-Effekt) der Reinheitsgrad des Neons, und zwar simultan mit der Aufnahme der Sondencharakteristik, bestimmt wird. Die Reinigungsmethode im einzelnen ist bereits insbesondere von Penning und Mitarbeitern ausgearbeitet worden und wurde im wesentlichen übernommen; bei den endgültigen Versuchen konnten Reinheitsgrade erzielt werden, die mindestens die von Penning zuletzt angegebenen erreichten.

Zu unterscheiden sind (vgl. Anm. 6) zwei Kriterien für die Art der in der Umgebung der Sondenoberfläche eine Rolle spielenden Prozesse, nämlich der sog. Stromeffekt  $S$  und die Krümmung  $K$  der Charakteristik, von der nur der negative Ast von Interesse ist und bis zu einer Sondenspannung von etwa  $-260$  V gegen Raumpotential aufgenommen wurde. Der Stromeffekt besteht in einer spontanen Änderung des (positiv) in die Sonde einfließenden Stromes, wenn das Sondenpotential auf einem festen Wert gehalten wird. Die Krümmung ist stets konkav zur Stromachse und gibt die Abweichung von dem normalerweise gradlinigen Verlauf der Charakteristik an.  $S$  und  $K$  sind im allgemeinen nicht unabhängig voneinander, doch kann auch nur  $K$  vorhanden sein und so entsteht eine Vielfalt verschiedener Formen von Charakteristiken und ihrer Lagen zueinander bei Variation der Entladungsstromstärke.  $S$  kann überraschend große Werte erreichen; es nahm z. B. in Ne von 4,8 Torr in einer Entladung von 15 mA bei etwa  $-260$  V Sondenspannung der Sondenstrom von 63 auf 180.10 mA zu. Es kann aber  $S$  auch negativ sein, d. h. der Sondenstrom

<sup>5</sup> R. Seeliger u. W. Bartholomeyczky, Ann. Physik **1**, 241 [1947].

<sup>6</sup> R. Seeliger, Misc. Acad. Berolinensia **1950**, S. 54.

<sup>7</sup> Haxel, F. G. Houtermans u. A. Seeger, Z. Physik **130**, 109 [1951].

abnehmen, aber er kann zuerst zunehmen und dann wieder abnehmen innerhalb einer Haltezeit von der Größenordnung Minuten. Die Abb. 3 gibt dafür Beispiele.

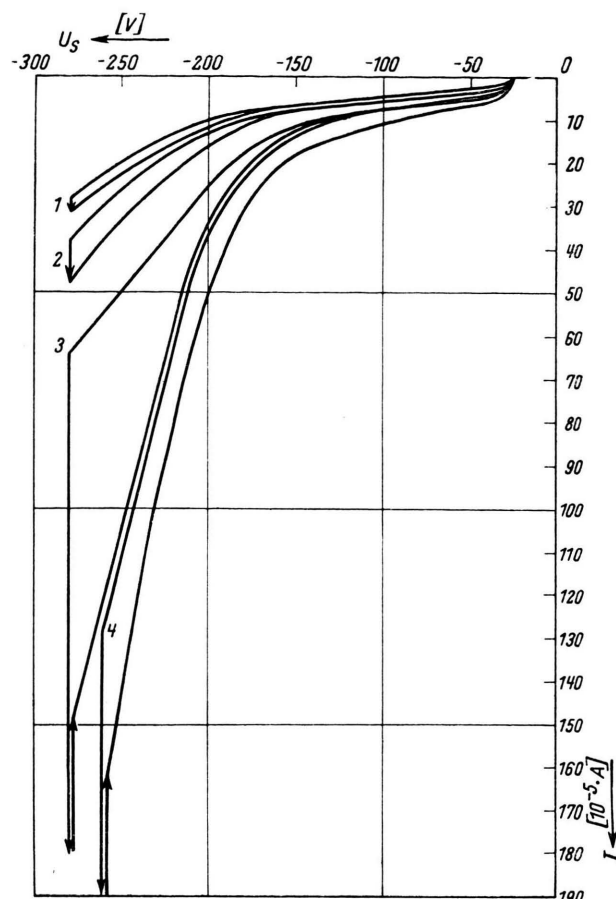


Abb. 3. Negative Äste von Sondencharakteristiken.

Aus dem gesamten umfangreichen Beobachtungsmaterial haben sich die folgenden Zusammenhänge ergeben: die Zündspannung  $V_z$  ist dabei das Maß für den Grad der  $H_2$ -Beimischung, wobei das jeweils größte  $V_z$  Penningscher Reinheit entspricht. An blanker Sonde ist bei den tieferen Drücken bis hinauf zu etwa 1,5 Torr kein Stromeffekt festzustellen, die Charakteristiken sind von  $V_z = 290$  bis etwa 250 gekrümmt. Mit weiterer  $H_2$ -Beimischung verschwindet aber die Krümmung mehr und mehr, und zwar zuerst bei der Entladungsstromstärke von 20 mA und dann auch der Reihe nach bei 15, 10 und 5 mA. Bei höheren Drücken von etwa 3 Torr an aufwärts tritt der Stromeffekt auf und zwar auch

in reinstem Gas ( $V_z = 260$  V). Er kehrt jedoch bei weiterer  $H_2$ -Beimischung (bei etwa  $V_z = 205$  V) dann sein Vorzeichen um und ist schließlich (bei  $V_z = 195$  V) nicht mehr zu beobachten. (Es beziehen sich diese Zahlen auf einen Druck von 3 Torr.) Mit zunehmendem Druck wird generell der Stromeffekt größer. Nebenbei bemerkt, dürfte diese Druckabhängigkeit des Stromeffekts verständlich machen, warum die Sondenmessungen üblicher Art überhaupt einwandfrei möglich sind. Bemerkenswert ist ferner, daß der Sondenstrom *et. par.* mit zunehmender  $H_2$ -Beimischung zuerst zu, dann wieder abnimmt. Den Zusammenhang zwischen  $S$  und  $K$  übersieht man am besten aus dem folgenden Schema. Kennzeichnet man durch + bzw. −, ob  $S$  und  $K$  vorhanden sind oder nicht, so gibt es an sich die folgenden Möglichkeiten:

	A	B	C	D
Stromeffekt	+	−	−	+
Krümmung	+	−	+	−

Davon wurden beobachtet die Fälle A, B und C, niemals jedoch der Fall D. Neu hinzugekommen ist gegenüber den früheren Quecksilbersversuchen nun der Fall C, der in reinem Gas bei niedrigeren Drücken auftritt. Wahrscheinlich kommt dies daher, daß früher nicht der Reinheitsgrad wie hier erreicht worden war.

Verstehen kann man die experimentellen Befunde von einigen bereits anderweitig recht gut gestützten Grundvorstellungen aus: Die Krümmung ist bedingt durch eine Elektronenemission der Sondenoberfläche, die hervorgerufen sein kann durch die in sie einwandernden Metastabilen und durch den Stromeffekt. Die Metastabilen werden im Gasraum vor der Sonde durch Zusammenstöße mit Fremdmolekeln vernichtet, zu denen nach Penning<sup>8</sup> auch die des Wasserstoffs gehören. Der Stromeffekt ist bedingt durch eine Elektronenemission der Sondenoberfläche bei der Wiederherstellung einer auf ihr sitzenden Sauerstoffschicht<sup>7</sup>. Durch Kombination dieser Annahmen lassen sich wenigstens grundsätzlich alle Beobachtungen erklären mit Ausnahme der Druckabhängigkeit des Stromeffekts. Diese bleibt zunächst noch unverständlich und wird sich wohl

<sup>8</sup> F. M. Penning, Naturwiss. 15, 818 [1927]; E. Reichrudel u. G. Spivak, Ann. Physik II, 817 [1931]; R. Seeliger, l. c.<sup>6</sup>.

nur deuten lassen auf Grund detaillierterer Kenntnisse der Vorgänge im Gasraum vor der Sonde, als sie z. Zt. für die hier in Betracht kommende Größenordnung des Drucks zur Verfügung stehen.

#### 4. Diffusionstheorie der Säule mit Volumrekombination

Die Schottkysche Diffusionstheorie der positiven Säule ist von Spenke<sup>9</sup> erweitert worden für den Fall, daß das Gas nicht nur durch direkten einfachen Elektronenstoß, sondern auch in Zweifachstufen ionisiert wird. In der linearen Differentialgleichung für die Elektronenverteilung kommt dann noch ein quadratisches Glied hinzu und dies bedingt natürlich erhebliche mathematische Komplikationen. Es liegt nahe, in analoger Weise eine Rekombination im Volumen zu berücksichtigen, soweit sie ebenfalls durch ein quadratisches Zusatzglied beschrieben werden kann. Der Unterschied ist formal lediglich der, daß dieses Glied das umgekehrte Vorzeichen wie bei einer Stufenionisation hat. Die von Spenke angegebene und durchgearbeitete Lösungsmethode kann deshalb sowohl für die ebene wie für achsialsymmetrische Säule in allen wesentlichen Punkten übernommen, muß aber natürlich in manchen Einzelheiten entsprechend abgeändert werden.

Die physikalische Sachlage kennzeichnet man am einfachsten durch einen Parameter  $v$ , der das Verhältnis der in der Säulenmitte durch die Rekombination verschwindenden zu der durch Elektronenstöße gebildeten Träger ( $\text{sec}^{-1}$ ) angibt und zwischen 0 und 1 liegt. Es ergibt sich, daß auch hier die Verteilung der Elektronendichte über den Querschnitt sehr unempfindlich ist gegen die Hinzunahme des quadratischen Rekombinationsgliedes. In der ebenen Säule ist die Abweichung von der Schottkyschen Bessel-Verteilung noch bei  $v = 3/4$  so klein, daß sie experimentell kaum nachgewiesen werden könnte und geht erst für noch größere Werte von  $v$  über in die für  $v = 1$  über den Querschnitt konstante Verteilung; in der Zylindersäule gelten die benutzten Ansätze quantitativ zwar nur für kleine  $v$ , ergeben aber für  $v = 0,1$  ebenfalls noch keine maximal etwa 3% übersteigende Abweichung von der Bessel-Verteilung. Die Elektronentemperatur und der Gradient hingegen erweisen sich wie für eine Stufen-

ionisation als recht empfindlich gegen das Vorhandensein einer Rekombination und werden durch sie merklich erhöht, wirken also gerade in entgegengesetzter Richtung wie die Stufenionisation. Dies macht verständlich, warum die Theorie von Schottky sich so weitgehend bewährt hat. Sind nämlich beide Effekte zugleich vorhanden, so superponieren sie sich einfach in ihren Wirkungen und in der Differentialgleichung für die Verteilung der Elektronendichten tritt als das quadratische Glied die Differenz von Rekombination und Stufenionisation auf. Für größere Stromstärken überwiegt zunächst die Wirkung der Rekombination, dann aber kehren sich die Verhältnisse um. Deshalb steigt in Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen<sup>10</sup> der Gradient mit zunehmender Stromstärke zunächst etwas an, um dann wieder abzunehmen, und Analoges gilt für die Elektronentemperatur<sup>11</sup>. Die Verhältnisse in den Edelgassäulen scheinen nun also befriedigend geklärt zu sein.

#### 5. Erweiterung der Sondentheorie auf elektronegative Gase

Die Theorie der Sonden ist seit den ersten grundlegenden Arbeiten kritisch und erweiternd durchgearbeitet worden. Man hat sich dabei, abgesehen von einigen mehr gelegentlichen Bemerkungen aus der Belfaster Schule, beschränkt auf den Fall, daß im Plasma nur positive Ionen und Elektronen vorhanden sind, die Theorie jedoch noch nicht eingehender entwickelt für Plasmen, in denen es auch noch negative Ionen in merklichen Mengen gibt. Dies letztere aber ist notwendig, um die Plasmakenngrößen nun auch in elektronegativen Gasen quantitativ aus den Sondencharakteristiken finden zu können. Ziel der vorliegenden Arbeit war es deshalb, eine entsprechend vervollständigte Sondentheorie auszuarbeiten.

Wie insbesondere die Untersuchungen von Wenzl und Boyd<sup>12</sup> gezeigt haben, ist von vornherein zu erwarten, daß die Sondenformeln unpraktikabel kompliziert werden, wenn man die Voraussetzung einer scharfen Grenze zwischen Raumladungszone und ungestörtem Plasma fallen läßt. Sie wurde deshalb auch in dieser Untersuchung beibehalten und konnte zunächst auch wohl beibehalten werden,

<sup>9</sup> E. Spenke, Z. Physik **127**, 221 [1950].

<sup>10</sup> R. Seeliger u. A. Lompe, Ann. Physik **15**, 300 [1932].

<sup>11</sup> R. Seeliger u. R. Hirschert, Ann. Physik **II**, 817 [1931].

<sup>12</sup> F. Wenzl, Z. angew. Physik **2**, 52 [1950]; R. L. F. Boyd, Proc. Roy. Soc. [London] **201**, 329 [1949].

da sie sich doch ziemlich weitgehend bewährt hatte. Mit Hilfe des Boydschen Schichtkriteriums konnte zudem nachgewiesen werden, daß die Verhältnisse unter recht weitgehenden Bedingungen sogar günstiger liegen als für den Fall eines nur Elektronen enthaltenden Plasmas, nämlich solange nicht  $T_+ < T_-$  und zugleich  $n_-/n_e$  nicht zu groß sind. Außerdem wurden für alle drei Trägerarten (Elektronen, negative und positive Ionen) je eine Maxwell-Verteilung der Geschwindigkeiten angenommen und den Trägern demgemäß die Temperaturen  $T_e$ ,  $T_-$  und  $T_+$  zugeordnet.

Die Theorie konnte bis zu unmittelbar auswertbaren Endformeln entwickelt werden für die unendliche und die quadratische bzw. kreisförmige begrenzte Plansonde sowie für die Zylinder- und die Kugelsonde, umfaßt also alle meistens benutzten Sondenformen. Eine eingehendere Darstellung ist ohne sehr viele Formeln und die Erklärung aller

einzuführenden Hilfsgrößen bzw. Bezeichnungen nicht möglich. Grundsätzlich kommt zu den nun entsprechend verallgemeinerten Ausgangsgleichungen, soweit es sich um die kinematischen Gleichungen handelt (Orbitalbewegung), einfach ein additives Glied hinzu; für den Fall der Raumladungsbegrenzung muß nun die negative Raumladungsdichte in die Poissonsche Gleichung eingeführt werden und dies hat ernstlichere Komplikationen zur Folge. Aber auch sie konnte mit dem durch die negativen Ionen bedingten Zusatzglied integriert werden, und zwar nicht nur unter Vernachlässigung der Anfangsgeschwindigkeiten der Träger.

Wie bereits erwähnt, ist für die genannten Sondentypen das Endergebnis die Formulierung quantitativ gültiger Anweisungen dafür, wie man vorgehen muß, um aus der Sondencharakteristik die Plasma-Kenngrößen zu bestimmen.

## Das Energiespektrum hoher Auflösung von Kathodenstrahlen aus der Gasentladung

Von G. MÖLLENSTEDT und H. DÜKER

Aus den Süddeutschen Laboratorien Mosbach und dem Physikalischen Institut der Universität Tübingen

(Z. Naturforsch. 8a, 79–90 [1953]; eingegangen am 25. Oktober 1952)

*Herrn Professor Dr. E. Fues zum 60. Geburtstag gewidmet*

1. Mittels magnetischer Umlenkung wurde die bereits von Gerthsen und Fauldraht gefundene chromatische Zusammensetzung von Elektronen aus einer Gasentladung bestätigt: Die Zahl der Elektronen, deren Energie zwischen 0% und 99% der Energie liegt, die der Kathodenspannung entspricht, beträgt weniger als 1% der Gesamtintensität. Als Entladungsrohr wurde wegen guter Strom- und Spannungskonstanz die Indunische Bauart benutzt.

2. Mittels des hochauflösenden elektrostatischen Geschwindigkeits-Analysators konnten die folgenden Ergebnisse erzielt werden.

a) Das hochaufgelöste Energiespektrum von 40-kV-Elektronen aus der Gasentladung besteht im wesentlichen aus einer asymmetrischen Linie mit einer Halbwertsbreite von 2 eV. Die steile Flanke befindet sich auf der energieärmeren Seite. Die spektrale Verteilung ist schmäler als die, die Baerwald mittels Gegenfeldmethode gefunden hat. Damit bestätigt sich die von Induni aus dem hohen Auflösungsvermögen des Schweizer Elektronenmikroskops vorausgesagte Monochromasie der Elektronen aus der Gasentladungsquelle. Neben dieser Linie zeigt sich in einem Abstand von 13 eV nach der Seite der Geschwindigkeitsverluste eine schwache aber scharfe Kante, die der ersten Anregungsmöglichkeit des Entladungsgases entspricht. Daran schließt sich ein kontinuierlicher Untergrund an, dessen Intensität 2 bis 3% der Gesamtintensität beträgt.

b) Die spektrale Energieverteilung der Hauptlinie ändert sich nicht bei Variation des Kathodenmaterials (V2A, Al, Pt), des Entladungsgases (Luft, Wasserstoff, Stickstoff) oder bei Änderung der Hochspannung von 25 bis 45 kV.

c) Die spektrale Breite der Hauptlinie ändert sich auch nicht, wenn statt einer „materiellen“ Kathode eine durchbohrte nach Hailer verwendet wird. Ebenso tritt keine Änderung auf, wenn die Ionen aus einem gesonderten Entladungsraum auf die im besseren Vakuum ( $10^{-3}$  bis  $10^{-4}$  mm Hg) befindliche Kathode geschossen werden und dort die Elektronen zur Auslösung kommen.

d) Es wird vermutet, daß die Ursache für die Asymmetrie der Hauptlinie in der nicht einheitlichen Geschwindigkeit der auf die Kathode prallenden Ionen liegt.