

# Über den Thermionenstrom in dichten Gasen bei zylindrischer Elektrodenanordnung

Autor(en): **König, Hans**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **1 (1928)**

Heft IV

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-109173>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

## Über den Thermionenstrom in dichten Gasen bei zylindrischer Elektrodenanordnung<sup>1)</sup>

von Hans König, Bern.

(8. V. 28.)

*Zusammenfassung:* Der gesamte Verlauf der Stromspannungscharakteristik bei Oberflächenionisation in dichten Gasen ist qualitativ mit der Theorie gut in Übereinstimmung. Insbesondere ist die für das Raumladungsgebiet von Prof. GREINACHER abgeleitete Formel (2a) für Drucke zwischen 2 und 720 mm Hg als gültig befunden worden. In Anwendung der ausgeführten Beweglichkeitsbestimmungen wird die untere Grenze des Gültigkeitsbereiches der Formel  $u_p \cdot p = \text{konst.}$  bestimmt.

§ 1. Glühendes Metall sendet je nach Vorbehandlung und Temperatur positive oder negative Ionen aus. Legt man zwischen diesen Glühkörper und eine kalte Gegenelektrode eine Potentialdifferenz  $V$ , so gilt für den Strom  $i$  bei Vernachlässigung von Diffusion, Sättigung und Spannungsabfall am Glühkörper für das Elektrodensystem glühende Ebene — kalte Parallelebene<sup>2)</sup>

$$i = \frac{9 u f}{32 \pi \delta^3} \cdot V^2 \quad (1)$$

$u$  = Beweglichkeit (beim Druck  $p$ )  
 $f$  = Fläche,  $\delta$  = Plattenabstand

und für das System Zylinder — koaxialer glühender Innenzylinder<sup>3)</sup>

$$i = \frac{l u}{2 a^2 \left( \sqrt{\left(\frac{R}{a}\right)^2 - 1} - \text{arctg} \sqrt{\left(\frac{R}{a}\right)^2 - 1} \right)^2} \cdot V^2 \quad (2)$$

$l$  = Heizdrahtlänge,  
 $a$  = Radius des inneren,  $R$  = Radius des äusseren Zylinders,

<sup>1)</sup> Auszug aus einer Berner Diplomarbeit.

<sup>2)</sup> RUTHERFORD, Phil. Mag. **2**, 210, 1901.

<sup>3)</sup> H. GREINACHER, Z. f. Physik **10**, 63, 1922; Ionen und Elektronen, Teubner 1924, S. 29—32.

welche Formel sich für dünne Glühdrähte ( $R \gg a$ ), d. h. für den für die Praxis besonders wichtigen Fall vereinfacht zu

$$i = K \cdot V^2 \dots K = \frac{lu}{2R^2} \quad (2a)$$

Die experimentelle Prüfung von (2a) bildet den Gegenstand vorliegender Arbeit<sup>4)</sup>.

§ 2. *Versuchsanordnung*: Die halbschematische Figur 1 zeigt,

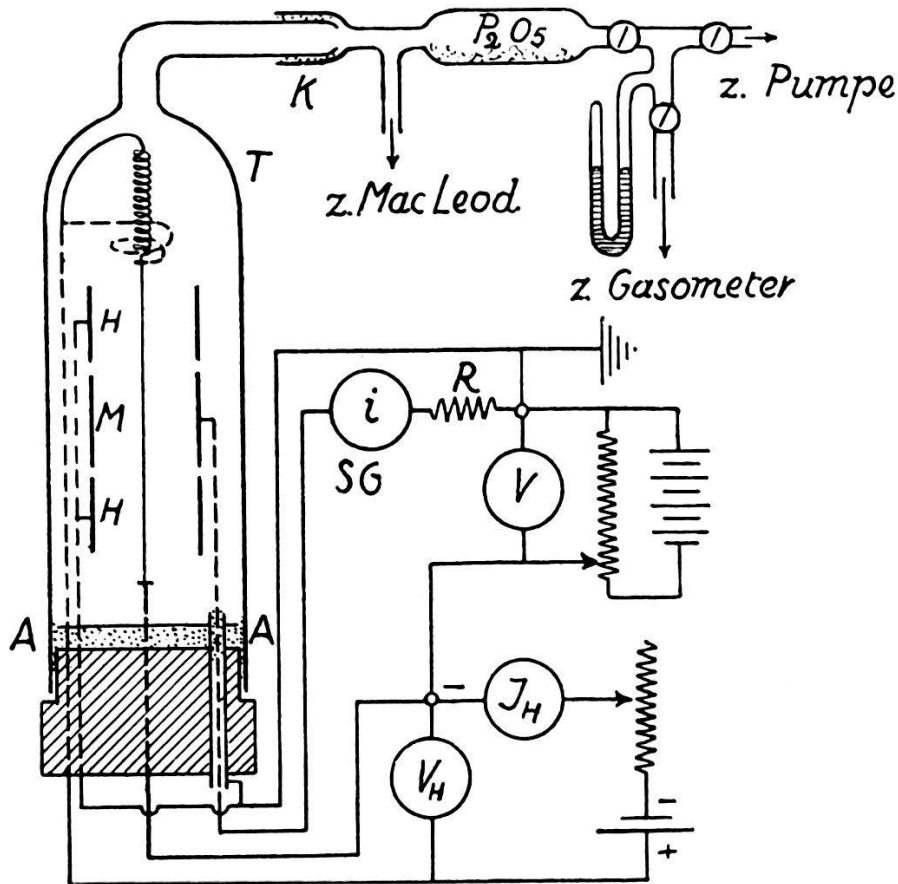


Fig. 1.

wie die Röhre drehbar über eine horizontale Kittstelle *K* vermittelt eines Dreiweghahns, der den Einlass bestimmter kleiner Gasmengen gestattet, einerseits an den Gasometer, andererseits

<sup>4)</sup> Die Proportionalität zwischen  $i$  und  $V^2$  gilt, wie man an Hand der Differentialgleichungen der Ionenbewegung unter den oben angegebenen Vernachlässigungen zeigen kann, wie das SCHOTTKY'sche  $V^{3/2}$ -Gesetz unabhängig von Elektrodenform und -abmessungen; es gilt sogar unter Berücksichtigung der Rekombination für den in einem dichten Gase zwischen zwei glühenden, beliebig viele Ionenarten aussendenden Körpern fließenden Strom.

an das Pumpenaggregat, bestehend aus Wasserstrahlpumpe, Quecksilberdampf-Vor- und Hauptpumpe, abgeschlossen ist. Die Drucke zwischen  $10^{-3}$  und 3 cm wurden mit einem MacLeod-Manometer, höhere direkt gemessen. Die Röhre weist drei Messingzylinder, einen gut isolierten Messzylinder  $M$  und zwei Hilfszylinder  $H$  auf, welche mit Hilfe von drei Glasröhren auf einem Hartgummistopfen montiert sind. Über letzteren wird der Glas-tubus  $T$  nach leichtem Erwärmen der Kittstelle  $A-A$  luftdicht aufgesetzt. Als Dichtungsmittel diente weisser Siegellack. Der Heizdraht, durch zwei verstellbare Führungen zentriert, ist durch

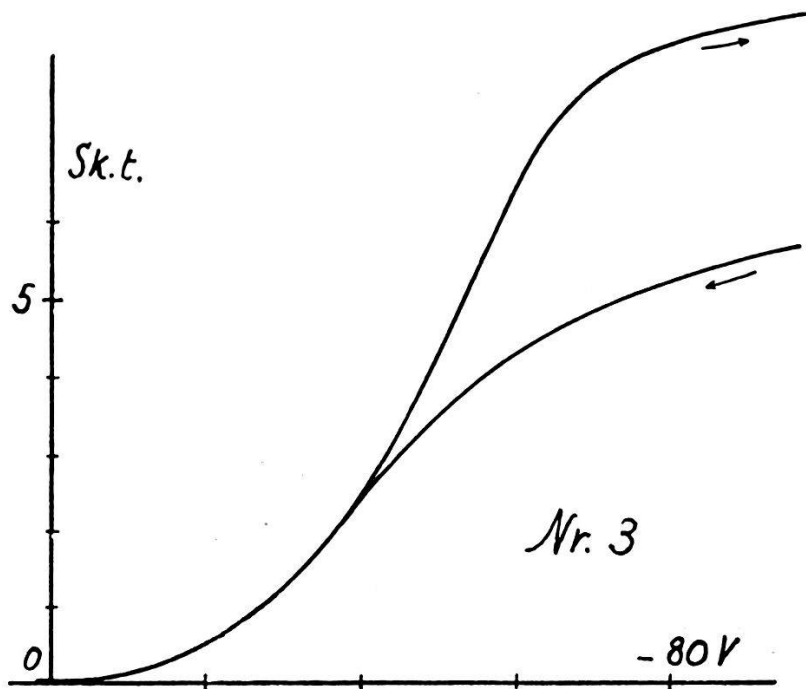


Fig. 2.

Federzug leicht gespannt. Das Lumen der Glasröhren dient zur Aufnahme der (in der Figur im Innern der Röhre gestrichelt gezeichneten) elektrischen Zuführungsdrähte. Der Messzylinder  $M$  ist über das Spiegelgalvanometer  $SG$  (Empfindlichkeit  $0,448 \cdot 10^{-9}$  A/mm) und den Schutzwiderstand  $R = 10^6 \Omega$  geerdet.

Als Füllgase dienten Luft,  $O_2$  aus  $KClO_3$  und  $N_2$  aus  $NH_4NO_2$  (mit glühendem Kupfer gereinigt). Ihre Reinheit und Trockenheit erreichte nicht immer den gewünschten Grad. Zu allen Drucken ist zudem  $10^{-3}$  mm Quecksilberdampfdruck zu addieren. Hinreichend starke Ionenemission wurde mit frischen (+, Anfangsionisation oder Ionisierung 1. Art) oder genügend geheizten (+ und -, stationäre Thermionisation oder Ionisierung 2. Art) Pt- und W-Drähten erhalten.

§ 3. *Versuchsergebnisse*: Allgemein sei bemerkt, dass die Einstellung des Galvanometers bei positiver oder schwacher Emission langsamer erfolgte als bei starker negativer Emission. Bei konstanten Betriebsbedingungen sind die Charakteristiken weitgehend hysteresefrei reproduzierbar. Bei abklingender Anfangsionisation ist letzteres natürlich nur für den Raumladungsteil zu erwarten (Fig. 2). Die positiven Charakteristiken sind namentlich gegen Druckschwankungen sehr empfindlich. Die Figuren 2—7 geben eine Auswahl von Charakteristiken, welche die im folgenden zu besprechenden Merkmale deutlich hervortreten lassen; die zugehörigen Daten sind in Tabelle 1 enthalten.

Tabelle 1.

Kurve Nr.	$p$ in mm	Drahtmetall	Ionenart	Füllgas	$u_{720}$
1	2,54	W	—	N <sub>2</sub>	2,4
2	2,6	W	—	N <sub>2</sub>	160
3	720	Pt frisch	+	O <sub>2</sub>	0,95
4	0,003	W	—	?	0,02
5	720	Pt frisch	{ + —	Luft	{ 1,3 2,5
6a <sup>1)</sup>	715	Pt frisch	+	Luft	1,7
6b	715	Pt frisch	+	Luft	(3,4)

Der allgemeine Verlauf (vergl. Fig. 3) ähnelt im untern Teil demjenigen der bekannten Charakteristiken für Elektronenröhren,

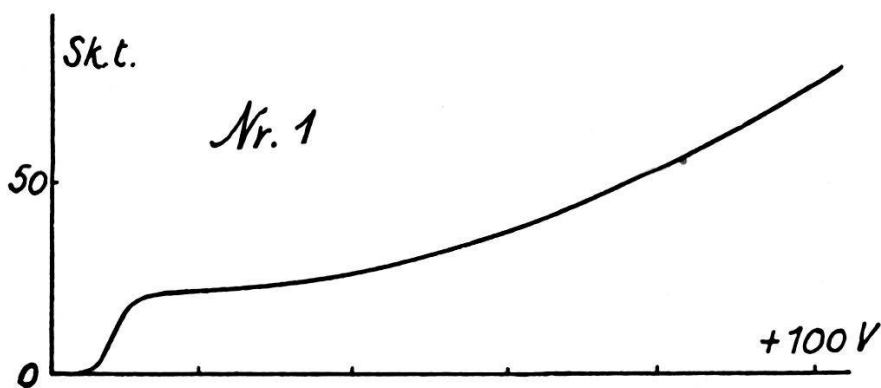


Fig. 3. Allgemeiner Verlauf.

während der obere Teil, namentlich bei mittleren Drucken, mit seinem infolge Stossionisation angenähert exponentiellen Verlauf

<sup>1)</sup> 6a: horizontale, 6b: vertikale Stellung.

an die gemischt unselbständige Entladung bei Volumionisation erinnert. Das Sättigungsgebiet ( $i = \text{konst.}$ ) ist nur bei niedrigen und mittleren Drucken und niedrigen Emissionen gut ausgeprägt.

Der uns hier speziell interessierende Raumladungsteil werde an Hand von Kurve Nr. 2 (Fig. 4) besprochen, welche infolge der abnorm hohen Ionenbeweglichkeit den störenden Einfluss des Potentialgefälles  $2v$  (im allgemeinen 2—3 Volt) längs des Heizdrahtes deutlich erkennen lässt. Letzterer lässt sich angenähert in der Weise berücksichtigen, dass man zwischen jedem

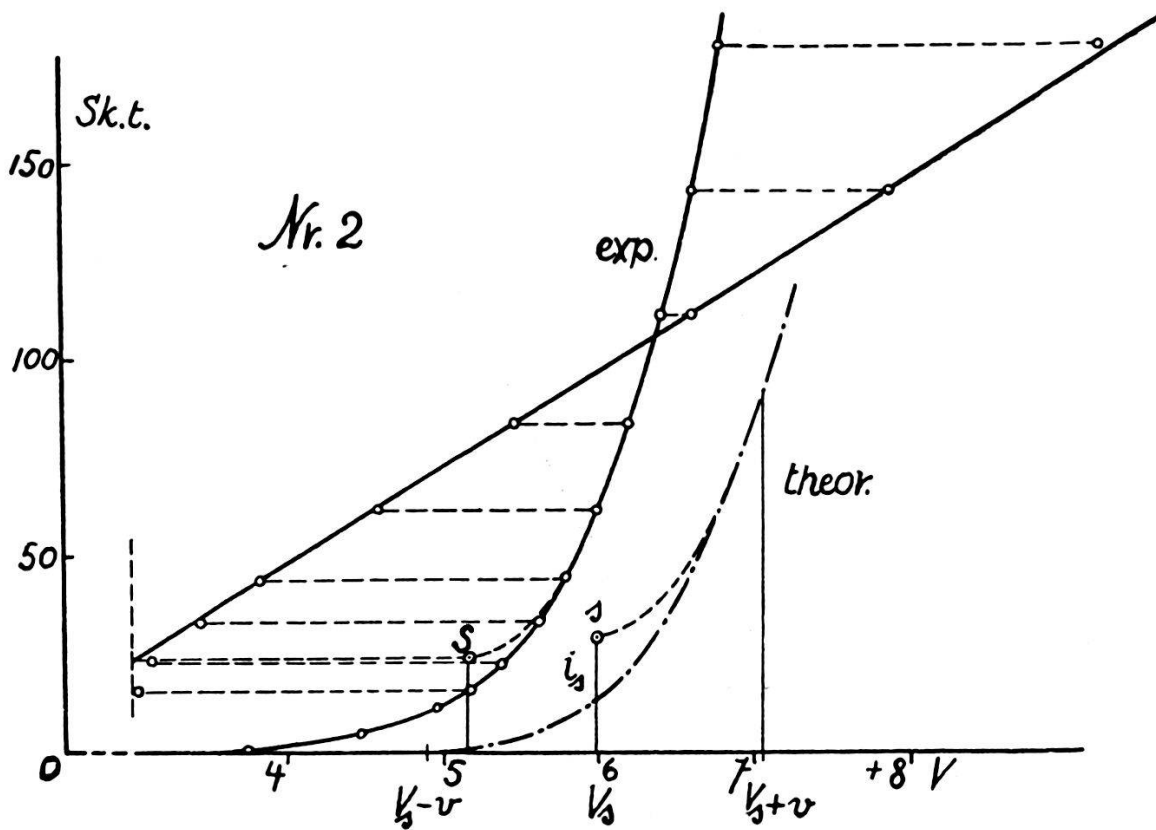


Fig. 4.

Längenelement des Heizdrahtes und dem korrespondierenden Element des Zylinders das  $i \sim V^2$ -Gesetz anwendet und dann längs des Heizdrahtes (von  $-v$  bis  $+v$ ) integriert. Die Rechnung führt zu der in Fig. 4 strichpunktierte Kurve. Dort ist als Abszisse die gegen das negative Heizdrahtende gemessene Spannung aufgetragen.  $V_s$  bezeichnet das aus der Heizspannung  $V_H$  errechnete Potential der Mitte,  $V_s + v$  und  $V_s - v$  dasjenige der Endpunkte des zum Messtrom beiträgenden Teils des Heizdrahtes. Das wesentliche Resultat ist, dass oberhalb  $V_s + v$  das Gesetz die Form

$$i = i_s + K (V - V_s)^2$$

annimmt, wo  $K$  von  $v$  unabhängig und deshalb gleich dem für  $v = 0$  durch Formel (2a) gegebenen  $K$  ist<sup>1)</sup>. Wie der Vergleich mit der experimentell bestimmten Charakteristik zeigt, werden Grössenordnung und Art des Einflusses durch diese Näherungsrechnung richtig wiedergegeben. Was zunächst auffällt, ist der relativ beträchtliche Abszissenunterschied von  $s$  und  $S$ , wobei  $s$  den theoretischen,  $S$  den experimentellen (siehe unten) Parabelscheitel bedeutet. Er dürfte sich indessen durch das Vorhandensein von Kontaktpotentialen und die Anfangsgeschwindigkeit der Ionen erklären lassen. Es sei noch bemerkt, dass diese Differenzen gelegentlich zeitlich nicht unbeträchtliche Änderungen aufweisen.

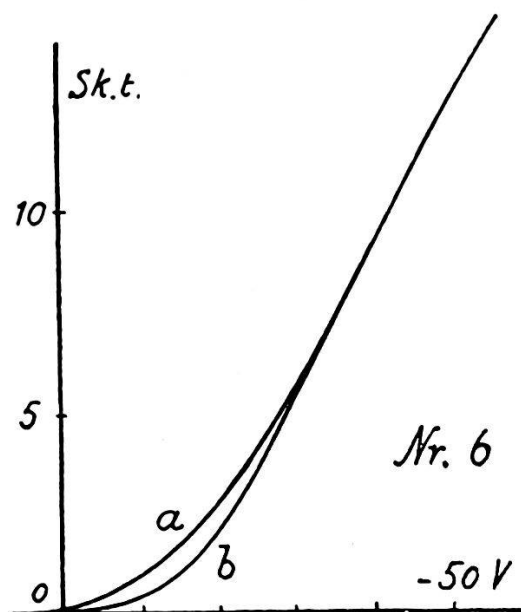


Fig. 5.

Meistens war das Vorzeichen der Differenz das in Fig. 4 wiedergegebene. Mit Rücksicht auf die Unsicherheit dieser Nebenfaktoren wurde auf die Anbringung von Korrekturen an  $V_s$  verzichtet und der Nachprüfung des quadratischen Gesetzes der durch beste Approximation der experimentellen Kurve durch eine Parabel bestimmte Parabelscheitel  $S$  zugrunde gelegt. Es bedeutet immerhin noch eine Bestätigung der Formel *in sich*, wenn, wie Fig. 4 zeigt, die auf quadratische Abszisse umgerechneten Messpunkte tatsächlich derart auf einer Geraden liegen. Auf diese Weise wurde zwischen  $p = 2,6$  mm und 720 mm der Nachweis für die quadratische Abhängigkeit des Stromes von der Spannung erbracht.

<sup>1)</sup> Diese Bemerkung ist für die unten besprochene Beweglichkeitsbestimmung wichtig.

Bei vertikaler Zylinderanordnung und höheren Drucken ist eine Deformation der Raumladungscharakteristik infolge Fortführung der Ionen durch Wärmekonvektion zu erwarten. Um den Einfluss festzustellen, wurden Kurven sowohl bei vertikaler als bei horizontaler Stellung der Röhre (Drehung um die Kittstelle  $K$ ) aufgenommen. Ein Unterschied konnte hierbei nur andeutungsweise festgestellt werden. Hingegen war er beträchtlich bei Wegnahme des Glastubus  $T$ , wie Fig. 5 zeigt.

Für die Abrundung am oberen Ende des Raumladungszweiges kann bei kleinen Drucken der Spannungsabfall am Glühdraht, bei höheren Drucken (höheren Spannungen  $V$ ), wo theoretisch eine ziemlich scharfe Ecke zu erwarten wäre, die Diffusion verantwortlich gemacht werden. Fig. 6 zeigt noch eine durchgehende,

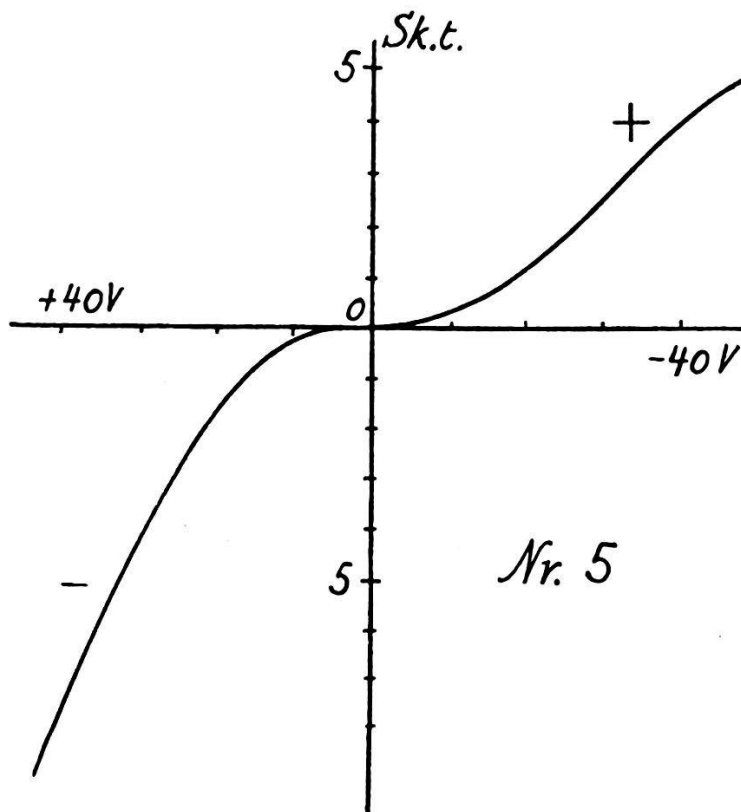


Fig. 6.

mit Ionen 1. Art eines frischen Pt-Drahtes aufgenommene Charakteristik. Die verschiedenen Beweglichkeiten der positiven und negativen Ionen sind an den verschiedenen stark gekrümmten Parabelstücken leicht zu erkennen.

Die untere Grenze des Gültigkeitsbereiches des  $i \sim V^2$ -Gesetzes hinsichtlich  $p$  muss sich im allmählichen, jedenfalls zwischen  $p = 10$  mm und  $p = 0,001$  mm erfolgenden Übergang



ins SCHOTTKY'sche  $i \sim V^{3/2}$ -Gesetz äussern. Die Feststellung des letzteren wird aber gerade durch den entstehenden Einfluss des Spannungsabfalls  $2v$  erschwert (vergl. Fig. 7). Dazu tritt ein besonderer Umstand, der verbietet, die Gültigkeitsgrenze für Zylinderanordnung als Gültigkeitsgrenze des  $i \sim V^2$ -Gesetzes über-

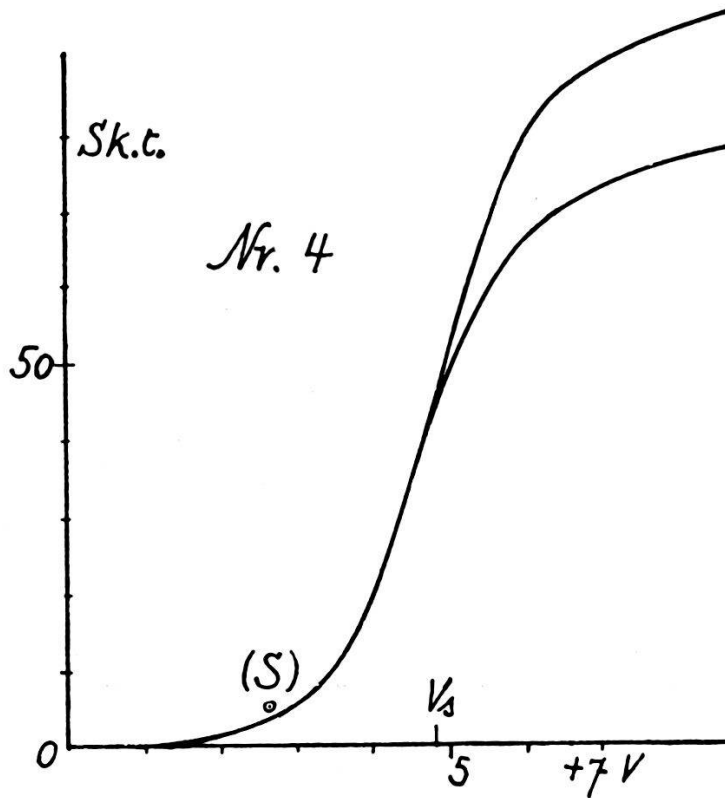


Fig. 7.

haupt zu betrachten. Im vorliegenden Falle ist nämlich die Feldstärke  $\mathcal{E}^1$ )

$$|\mathcal{E}| = \sqrt{\frac{2i}{lu}} \sqrt{1 - \frac{a^2}{r^2}}$$

abgesehen von der unmittelbaren Umgebung des (dünnen) Drahtes praktisch konstant. Demnach braucht der in die Formel (2) bzw. (2a) eingehende Bewegungsansatz

$$v = u \cdot \mathcal{E},$$

d. h. die Proportionalität zwischen Ionengeschwindigkeit und Feld nur angenähert erfüllt zu sein. Der Gültigkeitsbereich ist demnach bei der Zylinderanordnung *weiter* als z. B. bei der Plattenanordnung.

<sup>1)</sup> Siehe GREINACHER, Ionen und Elektronen S. 31.

Die absolute Kenntnis der Konstanten  $K$  lässt sich zur Bestimmung der Ionenbeweglichkeiten verwenden, indem aus (2a) folgt:

$$u = K \cdot \frac{2 R^2}{l} . \quad (3)$$

Einigermassen genaue Werte für  $u$  erhält man aber nur bei gut ausgebildetem Raumladungszweig.  $K$  ist experimentell durch den Parabelparameter bzw. durch die Neigung der Geraden (Fig. 4) gegeben. In Anwendung der so ausgeführten Beweglichkeitsbestimmungen wurde die Gültigkeitsgrenze der Formel

$$u_p = u_{720} \cdot \frac{720}{p} \quad (p \text{ in mm})$$

untersucht, in welcher  $u_{720}$  die von  $p$  unabhängige, auf  $p = 720$  reduzierte Beweglichkeit sein soll. (Vergl. die letzte Kolonne in

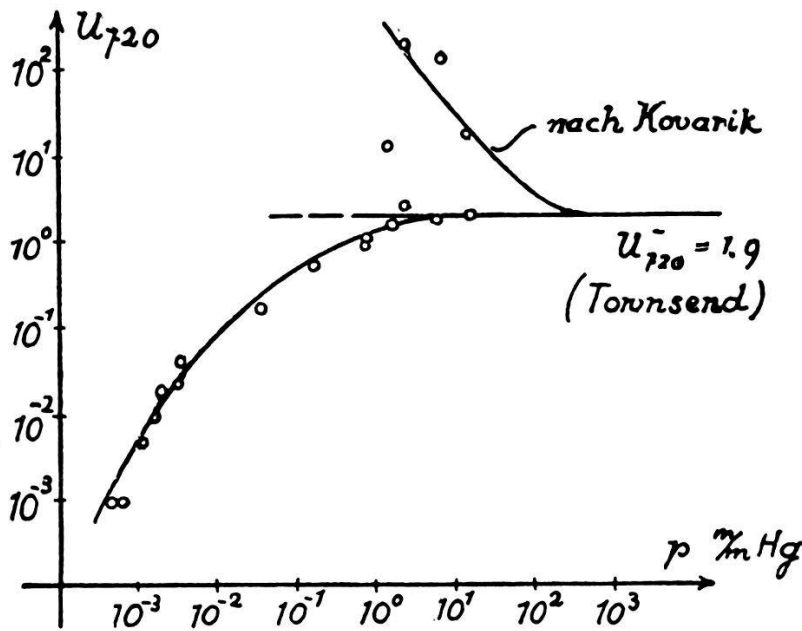


Fig. 8.

Tabelle 1.) Wie oben angedeutet, wurden herab bis zu Drucken (0,001 mm), bei denen der Begriff der Beweglichkeit wegen der allzu grossen freien Weglänge der Ionen seinen Sinn verliert, „Beweglichkeiten“ von negativen Ionen in  $N_2$  bestimmt, nach (4) auf 720 reduziert und in Funktion des Druckes in Fig. 8 aufgezichnet. Die horizontale Gerade stellt den von TOWNSEND bei Normaldruck zu 1,9 bestimmten Grenzwert der reduzierten

Beweglichkeit dar, während die bei ca. 100 mm nach oben abzweigende Kurve (nach KOVARIK) die reduzierte Beweglichkeit in *trockenem* Stickstoff angibt. Durch das Einmünden der durch die Messpunkte gelegten Kurve in die TOWNSEND'sche Gerade bei einigen mm wird einerseits die Konstante  $K$  (Formel (2a)) ihrem Absolutwert nach bestätigt, andererseits wird das bekannte Resultat wiedergewonnen, wonach Formel (4) für negative Ionen in (nicht ganz trockenem) Stickstoff bis hinab zu einem Druck von einigen mm gilt.

Diese Arbeit ist auf Anregung und unter Leitung von Prof. Dr. H. GREINACHER im physikalischen Institut der Universität Bern entstanden.

---