

# Untersuchung des Potentialverlaufes im negativen Dunkelraum der normalen Glimmentladung

Autor(en): **Ernst, W.H.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **8 (1935)**

Heft V

PDF erstellt am: **06.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-110536>

## **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.

# Untersuchung des Potentialverlaufes im negativen Dunkelraum der normalen Glimmentladung

von W. H. Ernst.

(21. VI. 35.)

---

## § 1. Einleitung.

Über den Potentialverlauf im negativen (Crookes'schen) Dunkelraum der Glimmentladung liegen noch wenig übereinstimmende Messungen vor. Die früher gebräuchlichste Methode der Potentialbestimmung mit der statischen Sonde, die in der elektrometrischen Messung ihres Aufladepotentials besteht, hat nach eingehenden Untersuchungen von WESTPHAL<sup>1)</sup> und EISENMANN<sup>2)</sup> im negativen Dunkelraum einen Potentialverlauf ergeben, der kurz vor der Kathode eine Unstetigkeitsstelle, den sogenannten Kathodensprung, aufwies. ASTON<sup>3)</sup> erklärte dieses Verhalten durch eine Unzulänglichkeit der statischen Sondenmethode und vermutete, dass die Sonde im Dunkelraum falsch positiv aufgeladen wird. Gegen die von ASTON selbst verwendete Methode, die darin besteht, dass ein quer durch die Entladung hindurch geschossenes Kathodenstrahlbündel zur Feldstärkebestimmung benützt wird, sind von WEHNELT und JACHAN<sup>4)</sup> berechtigte Einwände erhoben worden, obwohl nach dieser Methode keinerlei Anhaltspunkte für die Existenz des Kathodensprunges erhalten wurden. Einen wesentlichen Fortschritt in der Messmethodik hat dann die BROSE'sche<sup>5)</sup> Anordnung ergeben, die ohne irgend welche Behinderung der Entladung durch Messung des Starkeffekts, d. h. der elektrischen Aufspaltung der Spektrallinien den Verlauf der Feldstärke im negativen Dunkelraum zu bestimmen gestattet. Die Messungen von BROSE haben nun einen Feldstärkenverlauf ergeben, der das Vorhandensein einer negativen Raumladungsschicht vor der Kathode beweisen würde. STEUBING<sup>6)</sup> konnte aber später zeigen, dass dieser Befund nur vorgetäuscht ist und auf einer Unzulänglichkeit der von BROSE verwendeten Versuchsanordnung beruht. Mit einer verbesserten Versuchsanordnung hat STEUBING eine stetige Zunahme der Feldstärke bei stark anormaler Stromdichte bis zur Kathodenoberfläche festgestellt. In der Glimmentladung mit normaler Stromdichte ist der Starkeffekt zur Feldstärkenbestimmung nur

von FREY<sup>7)</sup> verwendet worden. Die Aufnahmen von FREY zeigen, dass auch bei normaler Stromdichte keinerlei Anzeichen für die Anwesenheit einer negativen Raumladungsschicht vor der Kathode sprechen. Wegen der geringen Aufspaltung liefert aber der Stark-effekt in der normalen Entladung einwandfrei auswertbare photographische Aufnahmen nur bis gegen die Mitte des negativen Dunkelraumes, während die von der Kathode weiter entfernt liegenden Entladungsteile mit dem Starkeffekt kaum genau ausgemessen werden können. Eine weitere Methode zur Untersuchung des negativen Dunkelraumes ist von BROWN und THOMSON<sup>8)</sup> angegeben worden. Diese Methode benützt die durch eine eingebrachte Sonde hervorgerufenen „Schattenwirkungen“, um das an ihrem Orte befindliche Raumpotential zu bestimmen. Mit dieser Schattenmethode haben BROWN und THOMSON den Potentialverlauf der anormalen Glimmentladung in mehreren Gasen ausgemessen und finden vor der Kathode Anzeichen sowohl für eine negative wie für eine positive Raumladungsschicht. Nach Angaben der Autoren ist aber dieses Resultat nicht ganz sicher, da die Schattenmethode im negativen Glimmlicht und auch direkt vor der Kathode nur eine ungenaue Potentialbestimmung erlaubt.

Es erschien daher interessant, als Ergänzung der zitierten Untersuchungen von FREY\*) den gesamten negativen Dunkelraum und den angrenzenden Teil des negativen Glimmlichtes der normalen Entladung zu untersuchen und dabei insbesondere eine solche Messmethode zu verwenden, die, wenigstens in anderen Entladungspartien, mit einer zuverlässigen Methode nachgeprüft werden kann. Von solchen in Frage kommenden Methoden, die ausserdem möglichst ohne irgend welche zusätzlichen Kenntnisse des Entladungsmechanismus die unmittelbare Bestimmung des Potentialverlaufes zulassen, erschien für die vorliegende Untersuchung die Methode der „emittierenden oder heissen“ Sonde am geeignetsten. Sie besteht darin, dass ein in die Entladung eingetauchter Probekörper als Heizfaden ausgebildet ist, welchem ein beliebig einstellbares Potential gegenüber dem umgebenden Entladungsraum erteilt wird. Es ist dann diejenige SONDENSPIGUNG gleich dem Potential des umgebenden Raumes, bei welcher gerade ein Glühelektronenstrom aus der Sonde austreten kann. Diese

---

\*) Diese Untersuchungen wurden von Herrn Dr. BERNHARD FREY im Palmer Physical Laboratory, Princeton, New Jersey, 1930 ausgeführt. Aus äusseren Gründen war Herr Dr. FREY bisher verhindert, seine Versuchsergebnisse zu veröffentlichen. In liebenswürdiger Weise hat mir Herr Dr. FREY gestattet, Einsicht in das Versuchsmaterial zu nehmen und zu Diskussionszwecken zu verwenden.

Methode ist zuerst von LANGMUIR<sup>9)</sup> in der positiven Säule der Quecksilberdampfentladung und in einer Modifikation ähnlich auch von SEMENOFF und WALTHER<sup>10)</sup> zur Messung elektrostatischer Felder in Luft verwendet worden.

## § 2. Versuchsanordnung.

### a) Apparatur.

In Fig. 1 ist das Entladungsrohr dargestellt. Das Hauptrohr  $h$  hatte eine Länge von 15 cm und einen inneren Durchmesser von 9,5 cm. Der Durchmesser der Nickelelektroden  $n$  betrug 38 mm und ihre Dicke 4 mm. Das Rohr  $q$  führte über ein U-Rohr, welches mit flüssigem Sauerstoff gekühlt wurde, zu einem McLeod-Manometer und zur Diffusionspumpe. Die Sonde konnte durch die Glasstutzen  $s$  eingeführt werden. Durch elektromagnetische Ver-

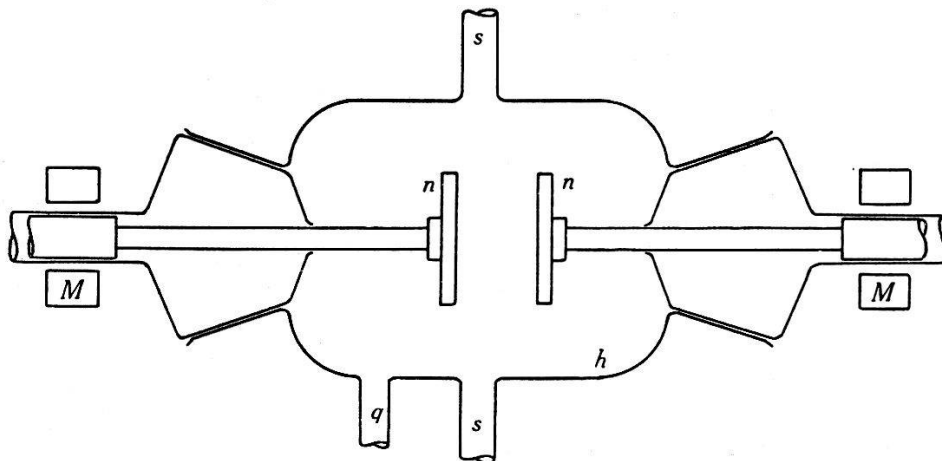


Fig. 1.  
Entladungsrohr.

schiebung der Elektroden  $n$  mittels der Spulen  $M$  wurden die zu untersuchenden Entladungsteile an den Ort der Sonde herangebracht. Auf Grund längerer Vorversuche hatte sich die in Fig. 2 dargestellte Sonde am geeignetsten erwiesen. Sie bestand aus einem Wolframdraht  $w$  von 0,05 mm Dicke und 8,6 mm Länge, dessen Kupferzuführungen  $k$  von 0,7 mm Durchmesser mittels der Glasröhren  $g$  gegen die Entladung abgedeckt waren. Der äussere Durchmesser dieser Glasabschirmungen  $g$  betrug in ihrem vorderen ausgezogenen Teil 1,6 mm, ihre Wandstärke 0,35 mm und ihr gegenseitiger Abstand in der Mitte des Hauptrohres 6,5 mm. Um allfällige Fehlerquellen zu vermeiden, welche durch ein seitliches Ausbiegen des geheizten und daher verlängerten Wolframdrahtes  $w$  hervorgerufen werden könnten, wurde dieser mittels

der Gewichte  $m$  von je 3,7 g dauernd gespannt; die schwache Druckfeder  $f$  diente dazu, bei einer Verlängerung des geheizten Sondendrahtes  $w$  die Wirkung dieser Gewichte sukzessive herabzusetzen. Diese Massnahme bewährte sich ausgezeichnet. Die Sonde konnte bis auf helle Gelbglut erhitzt werden, ohne zu zerreißen. Das Hauptrohr  $h$  und die Sondenröhrchen  $g$  bestanden aus schwer schmelzbarem Sibor-Hartglas. Als Füllgase kamen ausschliesslich Wasserstoff und Argon zur Verwendung. Der

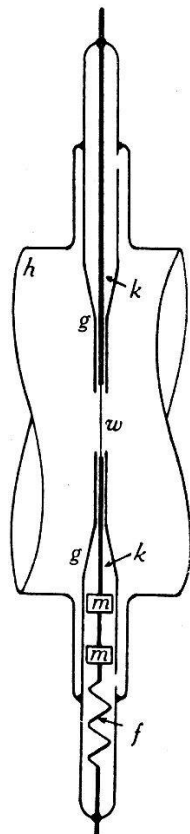


Fig. 2.  
Sonde.

Wasserstoff wurde durch ein elektrisch geheiztes Palladiumröhrchen in das Entladungsrohr eingelassen, während das Argon vor dem Einfüllen einer Reinigung im elektrischen Lichtbogen zwischen einer „Auermetall“-Kathode und einer Eisenanode unterworfen wurde\*).

\*) Auf Anregung von Herrn Prof. Dr. EDGAR MEYER wurde im Institut von Herrn Dr. FRITZ LEVI nachgewiesen, dass zwecks Reinigung von Edelgasen anstatt der üblichen Mischmetallkathoden mit gleichem Erfolg Auermetall (Cereisen) als Kathodenmaterial dienen kann. Die Apparatur für dieses Reinigungsverfahren konnte von Herrn Dr. LEVI fertig übernommen werden. Ich möchte auch an dieser Stelle Herrn Dr. LEVI für sein freundliches Entgegenkommen bestens danken.

Die Anordnung der elektrischen Messapparatur ist in Fig. 3 schematisch wiedergegeben. Das Galvanometer  $G$  (Carpentier) diente zur Messung des Sondenstromes und hatte bei aperiodischer Schwingung eine Einstellzeit von  $1\frac{1}{2}$  bis 2 Sekunden. Der Shunt  $S$  erlaubte die Empfindlichkeit zwischen  $1,0 \cdot 10^{-7}$  und  $1,3 \cdot 10^{-5}$  Ampère pro Skalenteil zu variieren. Zur Messung der Sonden-spannung wurde das Voltmeter (Weston)  $V_s$  benützt, welches mit Noniuseinteilung versehen war und die Sonden-spannung bis auf

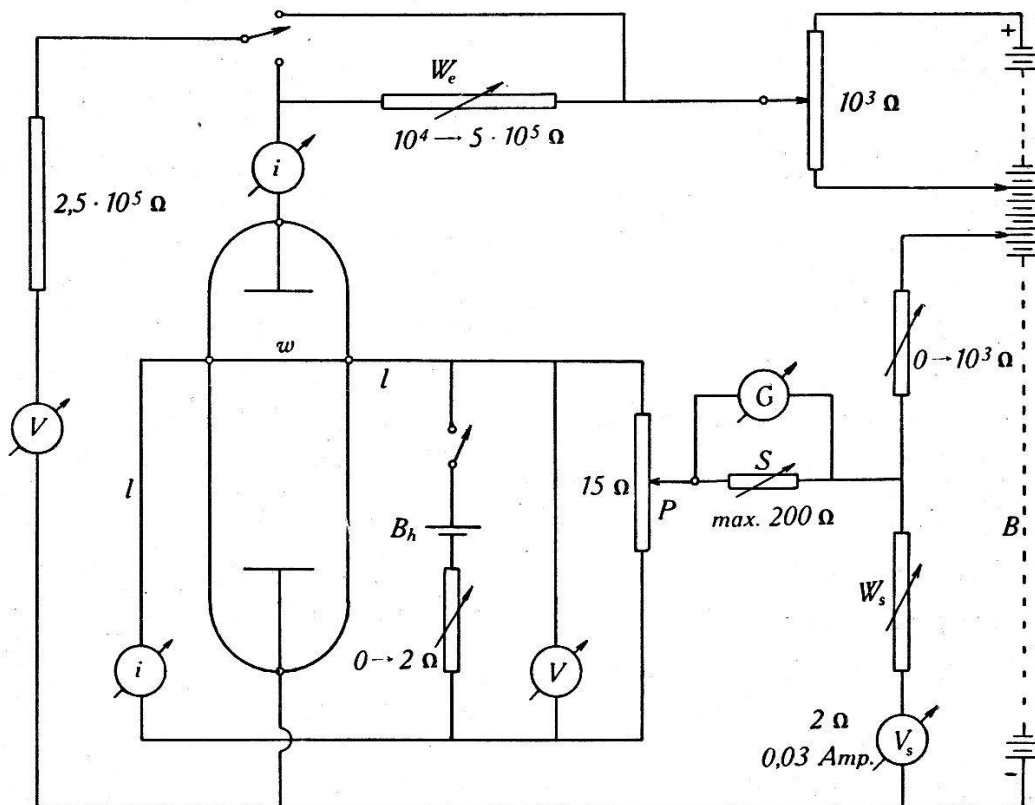


Fig. 3.

Messanordnung.  $i$  = Amperemeter;  $V$  = Voltmeter.

weniger als  $1\text{‰}$  genau einzustellen gestattete. Mit dem dazugehörigen Vorschaltwiderstand  $W_s$  war der Messbereich in beliebigen Intervallen bis zu 450 Volt zu verändern. Um zu vermeiden, dass beim Heizen der Sonde (maximaler Heizstrom 1,06 Amp.) wegen des Spannungsverbrauches des Sondendrahtes  $w$  und seiner Zuführungsleitungen  $l$  das mittlere Potential der Sonde gegen die Kathode verändert wird, war das Galvanometer  $G$  an den Schleifkontakt eines zum Sondendraht parallel geschalteten Potentiometers  $P$  gelegt. Man kann dann die Gesamtheit von Glühdraht  $w$  und Potentiometerwiderstand  $P$  als eine Wheatstone'sche Brücke auffassen. Diese Brücke ist abgeglichen, wenn bei brennender Entladung und geheizter Sonde der mit dem Galvanometer  $G$  ge-

messene Sondenstrom durch das Kommutieren der Heizbatterie  $B_h$  (Akkumulator) nicht mehr beeinflusst wird. Es wurde diese Abgleichung in möglichst steilen Teilstücken der Sondencharakteristiken durch Verschieben des Potentiometerschleifkontaktes vorgenommen. Bei abgeglichener Brücke ist dann die Potentialdifferenz der Sondenmitte gegen die Kathode und damit der Mittelwert des Sondenpotentials der geheizten Sonde gleich der bei kalter Sonde eingestellten Sondenspannung. Es erwies sich als zweckmässig, den negativen Pol der Hochspannungsbatterie  $B$  (Akkumulatoren) von 700 Volt zu erden. Elektrische Schwingungen in einzelnen Teilen der Messapparatur konnten immer durch einen genügend hohen Vorschaltwiderstand  $W_e$  und hohe Batteriespannung vermieden werden. Als Indikatoren dienten ein Vakuumthermokreuz mit empfindlichem Galvanometer (HARTMANN & BROWN; Empfindlichkeit  $10^{-10}$  Amp. pro Skalenteil) und ein Kathodenstrahlzillograph, die beide induktiv an die zu untersuchenden Teile der Versuchsanordnung angekoppelt wurden.

#### b) *Versuchsbedingungen.*

Für die Reproduzierbarkeit der Messungen war grösstmögliche Sauberkeit sowohl der Elektroden wie auch des inneren Teiles des gesamten Entladungsrohres unbedingt erforderlich. Das Versuchsgas musste vor jeder Messreihe mindestens während 50 bis 70 Stunden mit flüssigem Sauerstoff getrocknet werden. Bei der Einstellung auf die normale Stromdichte wurde stets nachgeprüft, ob sich die Entladung noch auf dem fallenden Teil ihrer Stromspannungskurve befand. Das Rohr wurde mindestens 3 Stunden vor jeder Messung mit der zu verwendenden Entladestromstärke und der Hälfte der vorkommenden Heizleistung der Sonde eingebrannt. Die einzelnen Messpunkte der aufzunehmenden Sondencharakteristiken bei kalter und geheizter Sonde wurden für gleiche Sondenspannung abwechselnd bestimmt, und zwar erfolgte die Ablesung der Sondenströme jeweils nach gleichen Zeitintervallen von 5 bis 7 Sekunden. Begonnen wurde stets mit der höchsten zur Verwendung kommenden Sondenspannung. War die Aufnahme der beiden Charakteristiken an der betreffenden Entladungsstelle beendet, dann wurde die Sonde bis zur Messung der nächsten beiden Charakteristiken wieder dauernd mit der Hälfte der verwendeten Heizleistung betrieben. Die übrigen Entladungsbedingungen waren während einer ganzen Messreihe konstant zu halten. Eine fühlbare Erwärmung des Entladungsrohres konnte auch nach längerem Betrieb nicht festgestellt werden.

### § 3. Sondenmethode.

In der Glimmentladung, insbesondere im negativen (Crookes'schen) Dunkelraum ist die Glühsondenmethode anscheinend noch nicht verwendet worden\*); es sei daher noch auf die benützte Messmethodik eingegangen.

In der Gasentladung ist der Einsatz des Glühelektronenstromes der Sonde nicht direkt beobachtbar, da auch bei kalter Sonde ein Sondenstrom fliesst, der nach LANGMUIR und MOTT-SMITH<sup>12)</sup> ausser von der Sondenspannung noch von den geometrischen Dimensionen der Sonde im Vergleich zu der Grösse der gaskinetischen Weglängen, der am Orte der Sonde herrschenden Konzentration der Ladungsträger und ihrer Geschwindigkeitsverteilung abhängt. Man benötigt infolgedessen zur Bestimmung des am Orte der Sonde herrschenden Raumpotentials vermittels der Glühsondenmethode die sogenannten Sondencharakteristiken und zwar bei kalter und geheizter Sonde.

Typische Beispiele solcher Sondencharakteristiken, wie sie in dieser Untersuchung regelmässig erhalten wurden, sind in den Fig. 4—6 wiedergegeben. Es ist in der  $+i$ -Richtung der aus der Entladung auf die Sonde fliessende Elektronenstrom und in der  $+V$ -Richtung die Potentialdifferenz zwischen Sondenmitte und Kathode aufgetragen. Die Messpunkte bei kalter Sonde ( $K$ -Charakteristik) sind mit Kreisringen ( $\circ$ ) und diejenigen bei geheizter Sonde ( $H$ -Charakteristik) mit ausgefüllten Kreisen ( $\bullet$ ) eingetragen.

Fig. 4 zeigt als Beispiel den typischen Verlauf der beiden Charakteristiken  $K$  und  $H$ , wie er regelmässig überall im Faraday'schen Dunkelraum bis gegen die Mitte des negativen Glimmlichtes hin erhalten wurde. Da die Sondenströme über einen Bereich von mehreren Zehnerpotenzen variieren, ist im unteren Teil ( $a$ ) der Fig. 4 für die Ordinaten ein linearer, für den oberen Teil ( $b$ ) ein logarithmischer Maßstab verwendet. Kennzeichnend ist der scharfe Anstieg der  $K$ - und  $H$ -Kurve oberhalb der Voltachse sowie die Tatsache, dass die beiden Kurven einen Schnittpunkt aufweisen und bei den höheren Sondenspannungen deutlich divergieren. Gegen den negativen (Crookes'schen) Dunkelraum hin wird der

\*) Anlässlich von Untersuchungen des negativen Dunkelraumes der Glimmentladung mit der Schattenmethode haben CARMICHAEL und EMELÉUS<sup>11)</sup> auch Versuche mit geheizten Sonden ausgeführt (vgl. S. 911 letzter Abschnitt der Originalarbeit); Resultate damit geben sie jedoch nicht an, sondern haben sie einer späteren Veröffentlichung vorbehalten. Diese Veröffentlichung ist bisher noch nicht erfolgt.



Anstieg der  $K$ -Charakteristik sukzessive flacher, die erwähnte Divergenz nach dem Schnittpunkt verschwindet allmählich, so dass ungefähr im Glimmsaum die beiden Charakteristiken einen Verlauf annehmen, wie er in Fig. 5 dargestellt ist. Bei weiterer Verminderung des Abstandes Sonde-Kathode taucht die Sonde

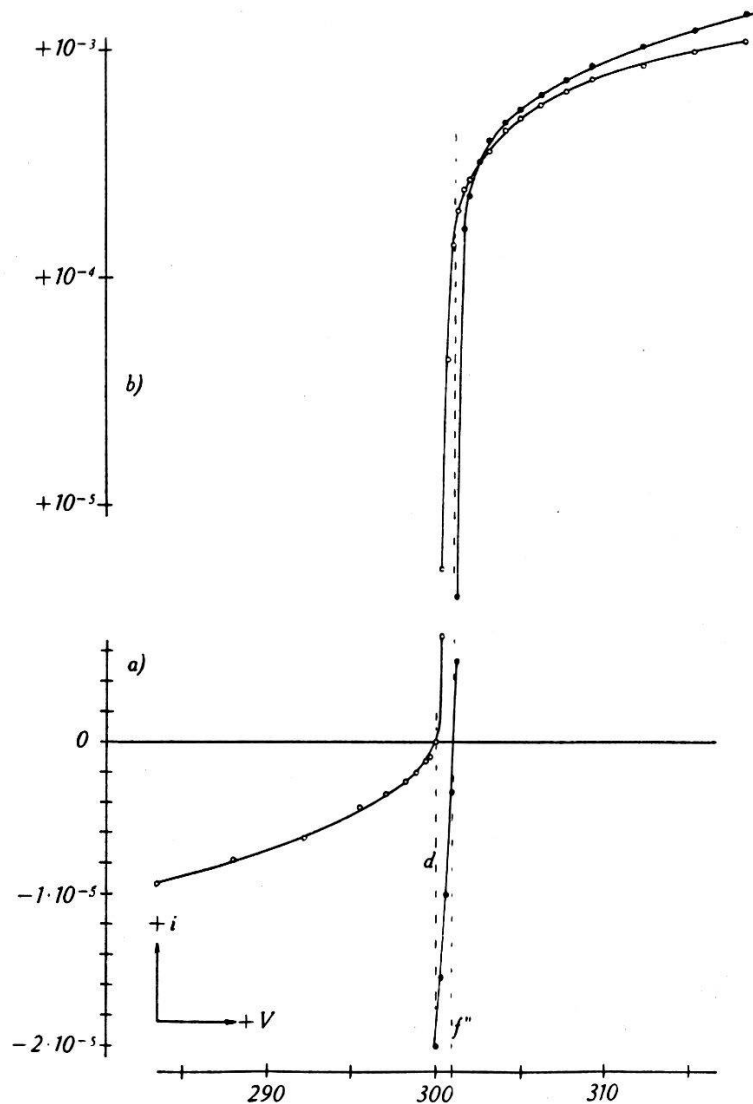


Fig. 4.

Sondencharakteristik im anodenseitigen Saum des negativen Glimmlichtes.

in den Crookes'schen Dunkelraum ein und es verlaufen hier die Charakteristiken wie nach Fig. 6, wo also die  $K$ -Charakteristik innerhalb weiter Grenzen nahezu linear ansteigt. Dieser Typ von Charakteristiken wurde im gesamten negativen Dunkelraum bis zu den kleinsten verwendeten Abständen Sonde-Kathode regelmäßig beobachtet.

Unter Vernachlässigung der Temperaturenergie der Glüh-elektronen ist diejenige Sondenspannung gleich dem am Orte der

Sonde herrschenden Raumpotential, für welche der Glühelektronenstrom bei abnehmender Sondenspannung einsetzt. Da für Sondenspotentiale, die positiv gegenüber dem Raumpotential sind, ein Abtransport der Glühelektronen nicht erfolgen kann, müssen die  $K$ - und  $H$ -Charakteristiken in diesem Gebiete zusammenfallen. Das Raumpotential ist dann einfach gleich dem Potential des Verzweigungspunktes der  $K$ - und  $H$ -Charakteristik. Voraussetzung dabei ist, dass die beiden Charakteristiken unter sonst gleichen Versuchsbedingungen gemessen werden, d. h. es darf durch das

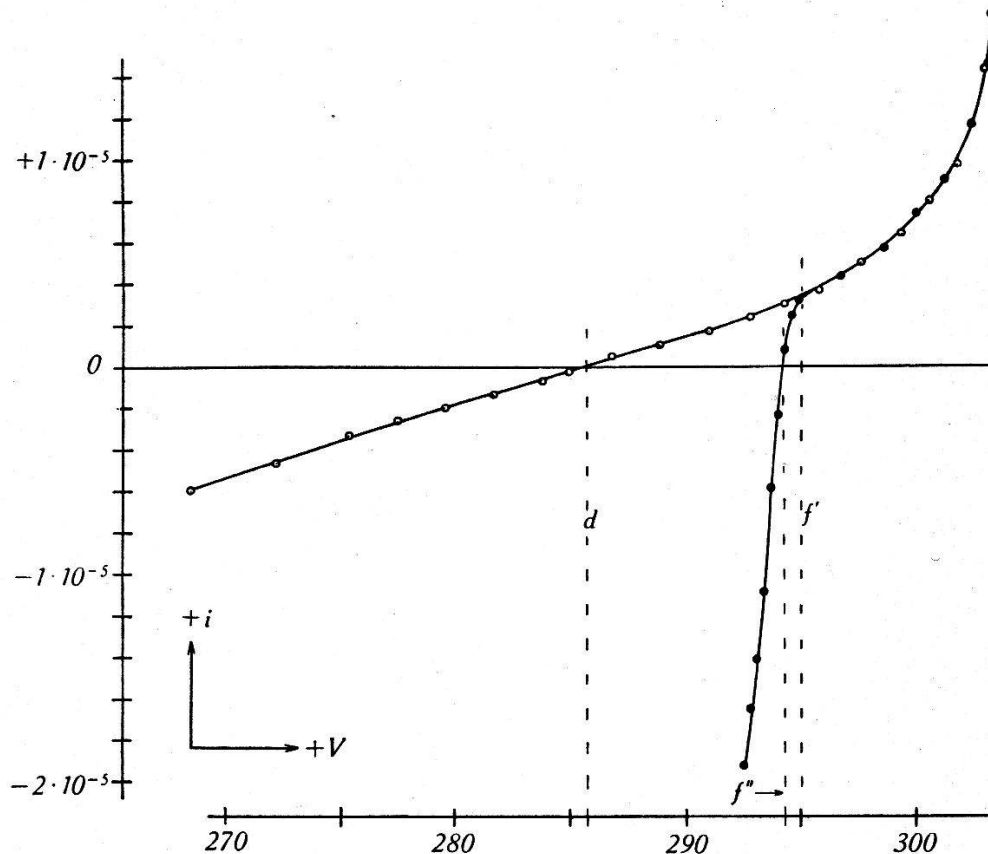


Fig. 5.

Sondencharakteristik im kathodenseitigen Saum des negativen Glimmlichtes.

Heizen der Sonde der Entladungsmechanismus, auch in der nächsten Umgebung der Sonde, nicht verändert werden. Wie man aus den Fig. 5 und 6 entnimmt, ist diese Bedingung im gesamten negativen Dunkelraum und im angrenzenden Teil des negativen Glimmlichtes erfüllt; es ist also das Raumpotential in Fig. 5 und 6 gleich der mit  $f'$  bezeichneten Sondenspannung. Für die definitiven Messungen wurde in diesen Entladungspartien ausschliesslich diese erste Auswertungsmethode der Sondencharakteristiken zur Bestimmung des Raumpotentials verwendet.

In den von der Kathode weiter entfernt liegenden Entladungspartien, also im restlichen Teil des Glimmlichtes und im gesamten

Faraday'schen Dunkelraum, erwies sich diese erste Methode der Potentialbestimmung (Methode des Verzweigungspunktes) nicht mehr anwendbar; es sei dazu auf die Sondencharakteristiken in Fig. 4 hingewiesen. Da diese Charakteristiken nicht mehr ein gemeinsames Teilstück aufweisen, andererseits eine Emission von Glühelektronen für sicher positive Sondenspannungen bezüglich des Raumpotentials nicht stattfinden kann, muss durch das Heizen der Sonde eine Veränderung des Entladungsmechanismus, wenigstens in ihrer nächsten Umgebung, hervorgerufen werden, die für die vorhandene Divergenz der beiden Charakteristiken  $K$  und  $H$  nach dem Schnittpunkt verantwortlich ist. In eingehenden Unter-

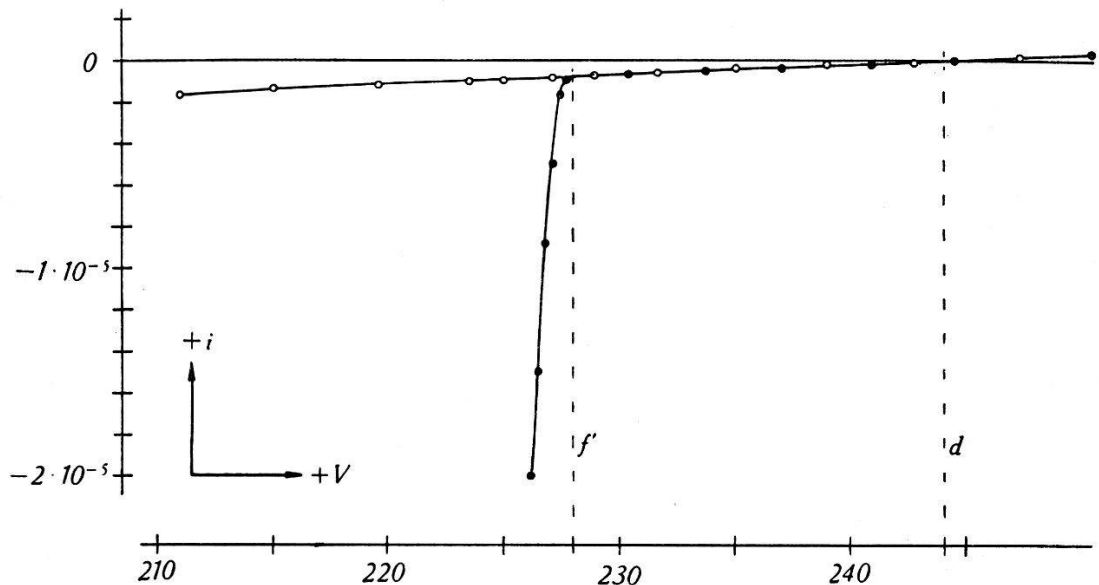


Fig. 6.

Sondencharakteristik im negativen Dunkelraum.

suchungen, die in einer späteren Arbeit\*) veröffentlicht werden sollen, konnte aber gezeigt werden, dass durch diesen Effekt das am Orte der Sonde befindliche Raumpotential *nicht* geändert wird. Die Voraussetzungen für die Methode des Verzweigungspunktes sind aber damit trotzdem nicht mehr erfüllt.

Hingegen lässt sich eine Methode angeben — sie soll nachfolgend Nullstrommethode genannt werden —, die nur die  $H$ -Charakteristik allein zur Bestimmung des Raumpotentials benötigt und infolgedessen auch auf Charakteristiken mit anormalem Verlauf wie nach Fig. 4 angewendet werden kann. Die wesentliche Voraussetzung für diese Nullstrommethode ist, dass der bei kalter Sonde vorhandene Sondenstrom mindestens für Sondenspannungen, die gleich oder positiver als das Raumpotential sind, vorwiegend

\*) Wird in den Helv. Phys. Acta erscheinen.

von Elektronen getragen wird, die aus der Entladung in die Sonde einfließen. In Frage kommen diejenigen Entladungspartien, in welchen die Charakteristiken wie in den Fig. 4 und 5 verlaufen, d. h. das negative Glimmlicht einschliesslich seines kathodenseitigen Saumes und der gesamte Faraday'sche Dunkelraum. In diesen Entladungspartien fliesst bei kalter Sonde selbst für schwach negative Sondenspannungen gegenüber dem Raumpotential noch ein Sondenstrom, der hauptsächlich aus in die Sonde hinein diffundierenden Elektronen besteht. Das Raumpotential in Fig. 5 wird also einen positiveren Wert aufweisen als das statische Aufladepotential der kalten Sonde (in Fig. 4 und 5 mit  $d$  eingetragen). Wird nun die Sonde geheizt, dann ist der gemessene Sondenstrom für negative Sondenpotentiale um den Betrag des emittierten Glühelktrotenstromes kleiner als bei kalter Sonde. Demnach muss auch der Schnittpunkt der  $H$ -Charakteristik mit der Voltachse einen Potentialwert (Nullstrompotential) aufweisen, der zwischen demjenigen des Raumpotentials und demjenigen des statischen Aufladepotentials liegt. Durch genügend starke Heizung der Sonde (vgl. weiter unten) lässt sich nun immer erreichen, dass das Nullstrompotential der  $H$ -Charakteristik beliebig nahe an das Raumpotential heranrückt, d. h. man kann dann das Nullstrompotential direkt als Raumpotential ansprechen. Bei den Charakteristiken in Fig. 4 und 5 sind die nach der Nullstrommethode gewonnenen Raumpotentiale mit  $f''$  eingetragen. Wie bei der Methode des Verzweigungspunktes ist auch bei der Nullstrommethode der hauptsächlichste Fehler durch den Spannungsverbrauch längs des geheizten Sondendrahtes gegeben, und zwar sind die mit  $f'$  und  $f''$  eingetragenen Werte für das Raumpotential um den Betrag des Spannungsabfalles über die Glühsonde unbestimmt. Es betrug diese Potentialdifferenz im Maximum 1,8 Volt.

Im kathodenseitigen Glimmsaum wurden öfters Sondencharakteristiken erhalten, bei denen das Raumpotential sowohl nach der Methode des Verzweigungspunktes als auch nach der Nullstrommethode bestimmt werden konnte. Als typisches Beispiel sei auf Fig. 5 hingewiesen. Hier liefern die beiden verschiedenen Auswertungsarten der Charakteristiken innerhalb der angegebenen Fehlergrenze (1,8 Volt) dieselben Werte für das Raumpotential. Dieser Befund sowie der scharfe Anstieg der  $H$ -Kurven sämtlicher Charakteristiken zeigt, dass die verwendete helle Gelbglut der Sonde jedenfalls ausreichend war, um die für die Nullstrommethode notwendige hohe Emission zu erreichen. Wenn also bei der definitiven Messung der Potentialverteilung die Auswertung der Sondencharakteristiken im negativen Dunkelraum nach der Methode des

Verzweigungspunktes und im Glimmlicht und den angrenzenden Entladungspartien nach der Nullstrommethode durchgeführt wurde, so darf angenommen werden, dass die Genauigkeit der bestimmten Potentialwerte durch den Wechsel der Auswertungsmethode nicht berührt wird.

Weitere Untersuchungen haben ergeben, dass an der Zuverlässigkeit der beiden Glühsondenmethoden kaum zu zweifeln ist. Als Kontrolle wurden mit Erfolg die Sondenmethode nach LANGMUIR und MOTT-SMITH und die von GÜNTHERSCHULZE<sup>13)</sup> und DALLENBACH<sup>14)</sup> angegebene Methode des Minimumpotentials verwendet. Es kann auf diese speziellen Untersuchungen hier nicht näher eingegangen werden; eine ausführlichere Darstellung dieser Versuchsergebnisse wird in der bereits angekündigten späteren Veröffentlichung erfolgen. In diesem Zusammenhang sei auch noch auf eine Betrachtung im nächsten Paragraphen hingewiesen.

#### § 4. Versuchsergebnisse.

Die Messungen beziehen sich auf die Bestimmung des Potentialverlaufs im negativen Dunkelraum der normalen Wasserstoff- und Argonentladung in Abhängigkeit vom Gasdruck. Die Resultate dieser Messungen sind in der Tabelle angegeben. Es bedeutet darin  $V_x$  das aus den gemessenen Sondencharakteristiken entnommene Raumpotential in Volt, bestimmt im Abstand  $x$  cm von der Kathode bei einem Gasdruck von  $p$  mm Hg. Die graphische Darstellung der Messreihen zeigt Fig. 7. Das normale Kathodengefälle, gegeben durch die Potentialmaxima, ist gut konstant. Geringe Abweichungen zeigt nur Kurve 2 (Wasserstoff) und Kurve 10 (Argon). Als Ursache hierfür dürfte bei der Argonkurve eine schwach anormale Stromdichte und bei der Wasserstoffkurve eine Verunreinigung des Versuchsgases in Frage kommen. Bei Wasserstoff von 1,05 mm (Kurve 5) konnte nur bis gegen die Mitte des negativen Dunkelraums hin der Potentialverlauf bestimmt werden, da für grössere Abstände Sonde-Kathode das negative Glimmlicht flackerte, so dass wegen der damit verbundenen Inkonzanz des Entladungsstromes die Aufnahme der Sondencharakteristiken verunmöglicht wurde.

Um festzustellen, inwieweit die Ähnlichkeitsgesetze gelten, sind in Fig. 8 die Messreihen nochmals wiedergegeben, wobei aber in der Abszissenrichtung  $p \cdot x$  aufgetragen ist. Für Wasserstoff gilt die obere, für Argon die untere Abszisseneinteilung. Die geringe Streuung zeigt, dass auch für den Potentialverlauf die Ähn-

| Gas   | Wasserstoff |       |       |       |       | Argon |       |       |       |       |
|-------|-------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
|       | $V_x$       | $V_x$ | $V_x$ | $V_x$ | $V_x$ | $V_x$ | $V_x$ | $V_x$ | $V_x$ | $V_x$ |
| 0,11  | 136,5       | 120,0 | 100,2 | 79,2  | 53,4  | 115,6 | 108,4 | 94,4  | 82,6  | 71,4  |
| 0,14  | 168,0       | 145,4 | 121,8 | 98,0  | 65,6  | 137,0 | 124,6 | 113,4 | 99,1  | 84,0  |
| 0,19  | 204,0       | 182,0 | 156,0 | 126,4 | 87,5  | 166,0 | 155,0 | 140,0 | 125,0 | 105,9 |
| 0,24  | 235,0       | 208,5 | 185,1 | 150,6 | 110,2 | 188,9 | 175,5 | 162,0 | 142,6 | 124,8 |
| 0,29  | 259,2       | 235,8 | 207,0 | 175,0 | 125,0 | 204,0 | 191,4 | 179,6 | 160,3 | 141,3 |
| 0,34  | 280,5       | 255,3 | 228,0 | 193,5 | 143,0 | 215,6 | 206,3 | 193,4 | 180,0 | 156,5 |
| 0,39  | 294,0       | 273,0 | 247,2 | 211,0 | 160,2 | 217,2 | 215,0 | 204,8 | 187,9 | 170,0 |
| 0,44  | 302,1       | 287,4 | 261,0 | 225,8 | 172,5 | 217,0 | 217,4 | 213,0 | 199,0 | 181,2 |
| 0,49  | 305,1       | 296,0 | 275,1 | 240,0 | 185,1 | 217,1 | 217,4 | 216,0 | 209,3 | 190,0 |
| 0,54  | 306,0       | 300,0 | 286,5 | 253,0 | 197,0 | 216,0 | 218,0 | 217,0 | 215,0 | 198,1 |
| 0,59  | 305,5       | 303,4 | 294,9 | 264,2 | 208,5 | 217,9 | 217,9 | 217,3 | 218,1 | 206,0 |
| 0,64  | 305,4       | 304,3 | 301,0 | 275,3 | 218,0 |       |       | 217,5 | 218,5 | 213,0 |
| 0,69  | 305,0       | 304,5 | 303,2 | 283,0 | 228,2 |       |       | 217,9 | 217,8 | 216,0 |
| 0,74  |             | 304,0 | 306,4 | 290,3 |       |       |       |       | 218,3 | 219,0 |
| 0,79  |             | 303,5 | 306,0 | 296,1 |       |       |       |       | 218,0 | 219,6 |
| 0,84  |             | 303,5 | 305,6 | 300,0 |       |       |       |       | 217,8 | 219,0 |
| 0,89  |             |       | 304,4 | 303,0 |       |       |       |       |       | 219,9 |
| 0,94  |             |       | 304,5 | 305,1 |       |       |       |       |       | 219,8 |
| 0,99  |             |       | 305,0 | 305,0 |       |       |       |       |       | 219,5 |
| $p =$ | 3,15        | 2,60  | 2,10  | 1,60  | 1,05  | 1,25  | 1,09  | 0,937 | 0,78  | 0,624 |

Raumpotential als Funktion vom Abstand (Kathode - Sonde)  $x$  in cm und vom Druck  $p$  in mm Hg.

lichkeitsgesetze innerhalb der Fehlergrenzen erfüllt sind. Dieser Befund besagt, dass aller Wahrscheinlichkeit nach *kein* Fehler bei unseren Potentialmessungen unterlaufen ist. Denn da die Ähnlichkeitsgesetze nach unseren Messreihen erfüllt sind, kann jeden-

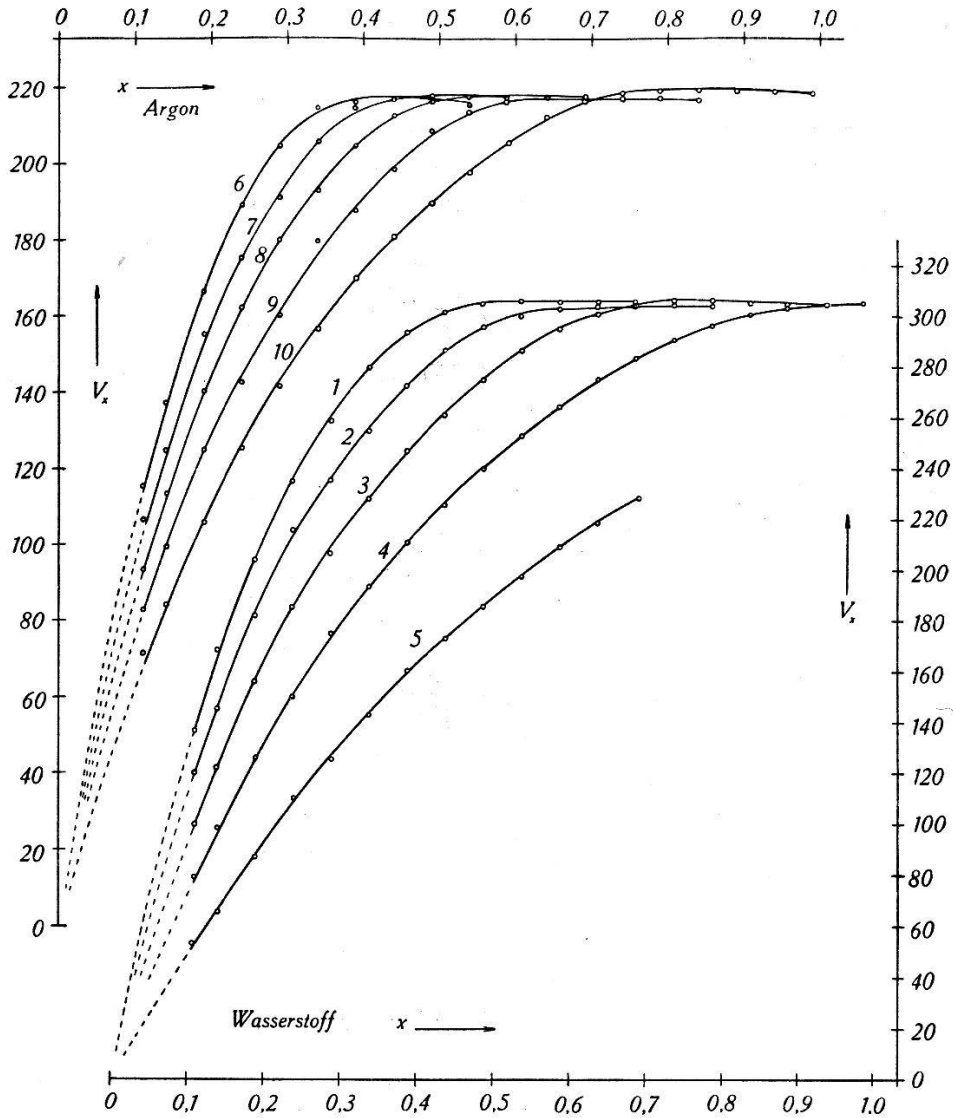


Fig. 7.

|         |             |             |         |       |             |
|---------|-------------|-------------|---------|-------|-------------|
| Kurve 1 | Wasserstoff | 3,15 mm Hg. | Kurve 6 | Argon | 1,25 mm Hg. |
| „ 2     | „           | 2,60 „ „    | „ 7     | „     | 1,09 „ „    |
| „ 3     | „           | 2,10 „ „    | „ 8     | „     | 0,937 „ „   |
| „ 4     | „           | 1,60 „ „    | „ 9     | „     | 0,780 „ „   |
| „ 5     | „           | 1,05 „ „    | „ 10    | „     | 0,624 „ „   |

falls ein derartiger Fehler nicht vom Verhältnis der Sondendimension zur Grösse der freien Weglängen der Ladungsträger abhängen, da sonst die Potentialkurven der bei den verschiedenen Drucken aufgenommenen Messreihen in der Darstellung von Fig. 8 deutlich auseinanderlaufen müssten. Da auch die normale Stromdichte

bei den einzelnen Messreihen immer eine andere war, so ist auch der Schluss berechtigt, dass die am Orte der Sonde bei den verschiedenen Messreihen herrschende *variable* Konzentration der Ladungsträger die Potentialmessung nicht fälscht. Es bliebe noch die Möglichkeit einer fehlerhaften Messung des Raumpotentials als Funktion der am Orte der Sonde herrschenden Geschwindigkeit

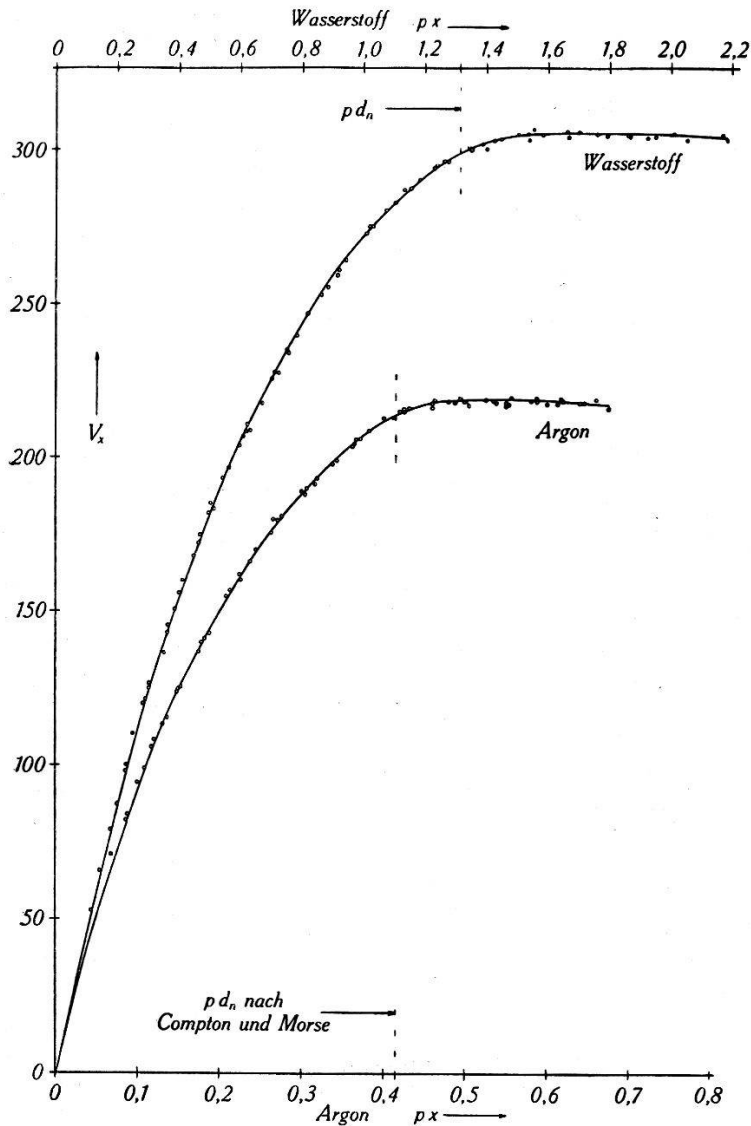


Fig. 8.

Potentialverlauf unter Berücksichtigung der Ähnlichkeitsgesetze.

der Ladungsträger. Dieser Fehler würde sich aber in der Fig. 8 nicht dokumentieren, da die Geschwindigkeiten an homologen Punkten dieselben sind. Auch ist eine Veränderung des Entladungsmechanismus und damit eine gefälschte Potentialbestimmung, die nur von der Geschwindigkeit der Ladungsträger nicht aber noch gleichzeitig von den genannten übrigen Parametern



abhängt, nicht wohl vorstellbar. Es scheint auch verständlich, dass eine Störung durch die Sonde zu vernachlässigen ist, solange der Radius des Sondendrahtes möglichst klein bleibt gegenüber den gaskinetischen Weglängen. An der Zuverlässigkeit unserer Glühsondenmethode dürfte daher kaum zu zweifeln sein, obwohl an sich gegen die Verwendung einer Sonde im negativen Dunkelraum berechnete Einwände erhoben werden könnten.

Wie aus den Potentialkurven in den Fig. 7 und 8 ersichtlich ist, wurden mit der Glühsonde, zum Unterschied von den zitierten früheren Messungen von WESTPHAL und EISENMANN mit der statischen Sonde, keinerlei Anzeichen für den sogenannten Kathodensprung erhalten. Es lassen sich die Potentialkurven zwanglos nach dem Koordinatennullpunkt hin extrapolieren. Dass dafür nicht etwa unsere besonderen Entladungsbedingungen verantwortlich sind, sondern dass vielmehr die statische Sonde immer diesen Kathodensprung bei der Messung des Potentialverlaufes vor-täuscht, geht aus den von uns gemessenen Sondencharakteristiken hervor. Es sei dazu auf die Sondencharakteristik in Fig. 6 verwiesen. Dort ist der Sondenstrom, der sich einstellt, wenn das Potential der Sonde gleich dem Raumpotential ist, vorwiegend von positiven Ionen getragen. Weil nun die *K*-Charakteristik ansteigend verläuft, ist diejenige Sonden-spannung, bei welcher der Stromanteil der positiven Ionen und der der Elektronen gleich gross ist, d. h. das statische Aufladepotential (in Fig. 6 mit *d* eingetragen), positiv gegenüber dem mit der Glühsonde bestimmten Raumpotential. Der Fehler, den die statische Sonde gegenüber der Glühsonde aufweist, ist in Fig. 6  $(d - f') = +16$  Volt. Da diese positive Falschaufladung bei einer Verringerung des Abstandes Sonde-Kathode noch zunimmt (es wurden öfters bis zu +60 Volt festgestellt), ist ersichtlich, dass mit der statischen Sonde zwangsläufig ein Kathodensprung erhalten wird.

Im Gegensatz zu den Untersuchungen mit der Schattenmethode von BROWN und THOMSON wurden auch bei den kleinsten verwendeten Abständen (Sonde-Kathode) noch keine Anzeichen für die Existenz eines Wendepunktes in den Potentialkurven, d. h. für eine negative Raumladung vor der Kathode, erhalten. Es lässt sich aus der eingetragenen Extrapolation (Fig. 7 und 8) höchstens eine Verminderung der positiven Raumladungskonzentration ableiten. Die vorliegenden Messungen dürften in dieser Hinsicht mehr die Versuchsergebnisse von FREY und STEUBING als diejenigen von BROWN und THOMSON bestätigen.

## § 5. Auswertung der Versuchsergebnisse.

COMPTON und MORSE<sup>15)</sup> haben eine Theorie des normalen Kathodenfalles mit Hilfe eines Extremalpostulates entwickelt, welches aussagt, dass die tatsächliche Potentialverteilung im negativen Dunkelraum diejenige ist, für welche ein Elektron, das die Kathode verlässt, ein Maximum an Ionisation hervorruft. Die Compton-Morse'sche Theorie ist schon mehrfach diskutiert worden. In diesem Zusammenhang sei hier nur auf die kritischen Betrachtungen von ROGOWSKI<sup>16)</sup> hingewiesen. Der hauptsächlichste gegen sie erhobene Einwand ist der, dass die von COMPTON und MORSE angegebenen Gleichungen für den Feldstärken- und Potentialverlauf die Poisson'sche Bedingung nicht unbedingt erfüllen. Es erscheint auch in der Theorie die normale Dunkelraumlänge und der normale Kathodenfall als reine Gaseigenschaft d. h. unabhängig vom Kathodenmaterial. Wie STEENBECK<sup>17)</sup> mehrfach betont, haben COMPTON und MORSE auch eine Begründung für das verwendete Extremalpostulat nicht angegeben. v. HIPPEL<sup>18)</sup> hat unter weitgehender Verwendung der Compton-Morse'schen Rechnungsweise die Theorie erweitert und erhält, durch Einfügen der von SEELIGER<sup>19)</sup> angegebenen Bedingung für stationäre Entladung, die bei COMPTON und MORSE fehlenden Beziehungen, in denen die Ausbeute des Ionenstosses als Materialkonstante der Kathode eingeht. Nach den beiden zitierten Untersuchungen von COMPTON und MORSE und von v. HIPPEL werden durch die Theorie alle bekannten Gesetze der Entladung mit normaler Stromdichte erfasst, wobei mit den experimentellen Ergebnissen gute Übereinstimmung erhalten wird. Die Prüfung der Compton-Morse'schen Theorie wurde in Bezug auf die geforderten Gesetzmässigkeiten zwischen den Werten der Dunkelraumlänge, des Kathodenfalles, der Stromdichte, der Townsend'schen Konstanten usw. vorgenommen; nicht nachgeprüft wurde hingegen, ob auch der durch die Theorie geforderte Potentialverlauf für normale Stromdichte experimentell bestätigt wird\*). Es soll diese Prüfung hier mit den in der Tabelle angegebenen Werten vorgenommen werden.

Die Gleichung für den Potentialverlauf lautet nach COMPTON und MORSE:

$$V_x = 1,21 \cdot V_n (1 - e^{-1,75 p x / p d_n}) ** \quad (1)$$

\*) Die Untersuchungen von BROWN und THOMSON und EMELÉUS, BROWN und COWAN<sup>20)</sup> beziehen sich auf Entladungen mit anormalem Kathodenfall; nachgeprüft wurde in diesen Arbeiten die von MORSE<sup>21)</sup> entwickelte Theorie für anormale Stromdichte.

\*\*) Vgl. Gleichung (19) bei COMPTON und MORSE.

$V_n$  wird nach COMPTON und MORSE als normaler Kathodenfall angesprochen, während  $d_n$  die normale Dunkelraumlänge bei dem verwendeten Druck  $p$  bedeutet. Dabei ist  $p \cdot d_n$  eine Konstante, die nur von  $V_n$  und den Townsend'schen Gaskonstanten in der Ionisierungsfunktion abhängt\*). Es sei noch bemerkt, dass aus der zitierten Untersuchung von v. HIPPEL hervorgeht, dass durch die vorgenommene Erweiterung der Theorie die Compton-Morse'sche Gleichung für den Potentialverlauf nicht verändert wird\*\*). Um nachzuprüfen, inwieweit die gemessenen Potentialkurven durch Gleichung (1) wiedergegeben werden, erweist es sich nützlich, eine halblogarithmische Darstellung zu gebrauchen, die gegenüber der gewöhnlichen Darstellung wie in Fig. 8 einige Vorteile bietet. Durch eine einfache Umformung von Gleichung (1) ergibt sich:

$$\ln \left( \frac{1,21 V_n}{1,21 V_n - V_x} \right) = xp \frac{1,75}{p d_n}. \quad (2)$$

Dieses ist die Gleichung einer Geraden, wenn man als die eine Variable  $xp$  und als die andere Variable die linke Seite auffasst. Es ist also Gleichung (1) in der Darstellung nach (2) durch diejenige Gerade wiedergegeben, die durch den Koordinaten-Anfangspunkt geht und eine Neigung von  $1,75/pd_n$  aufweist. Der Funktionswert, welcher sich in Gleichung (2) für  $xp = pd_n$  und für  $V_x = V_n$  ergibt, nimmt den Wert  $\ln(1,21/1,21-1) = 1,75$  an.

In Fig. 9 sind sämtliche Kurvenpunkte aus Fig. 8 entsprechend Gleichung (2) umgerechnet und eingetragen. Für die Berechnung wurden die in der Tabelle angegebenen Werte verwendet. Da  $V_n$  nach COMPTON und MORSE als normaler Kathodenfall angesprochen wird, wurde dafür in (2) der Wert des Potentialmaximums der Kurven in Fig. 8 eingesetzt. Als Mittelwert wurde entnommen für:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Wasserstoff } V_n = 305,7 \text{ Volt} \\ \text{Argon } \quad \quad V_n = 218,4 \text{ Volt} \end{array} \right\} \text{***)}$$

In Fig. 9 gilt für Wasserstoff das linke obere, für Argon das rechte untere Koordinatensystem. Interessant ist der gute lineare Verlauf für die der Kathode am nächsten liegenden Messpunkte, da

\*) Siehe auch Gleichung (20) bei COMPTON und MORSE.

\*\*\*) Folgt aus Gleichung (9), (10) und (21) der Arbeit von v. HIPPEL durch Integration von (9). Die Integrationskonstante wird dann  $1,21 V_n$ , da nach Voraussetzung für  $px = pd_n$  auch  $V_x = V_n$  sein soll und  $(1 - e^{-1,75}) = 1/1,21$  ist.

\*\*\*\*) Da für die vorliegenden Messungen der Absolutbetrag des Kathodenfalles nur eine untergeordnete Rolle spielt und die Versuchsbedingungen (vgl. § 2 Abschnitt b) lediglich durch die Forderung guter Reproduzierbarkeit gegeben waren, wurde die Ursache der hohen Kathodengefälle nicht näher untersucht.

hier Abweichungen von Gleichung (1) durchaus verständlich wären und zwar aus den folgenden Gründen: COMPTON und MORSE gehen von der Townsend'schen Gleichung aus und berücksichtigen die Inhomogenität des Feldes dadurch, dass sie für ein stossendes Elektron nicht die Feldstärke am Orte seines Zusammenstosses, sondern die im Mittel um eine halbe freie Weglänge zurückverlegte

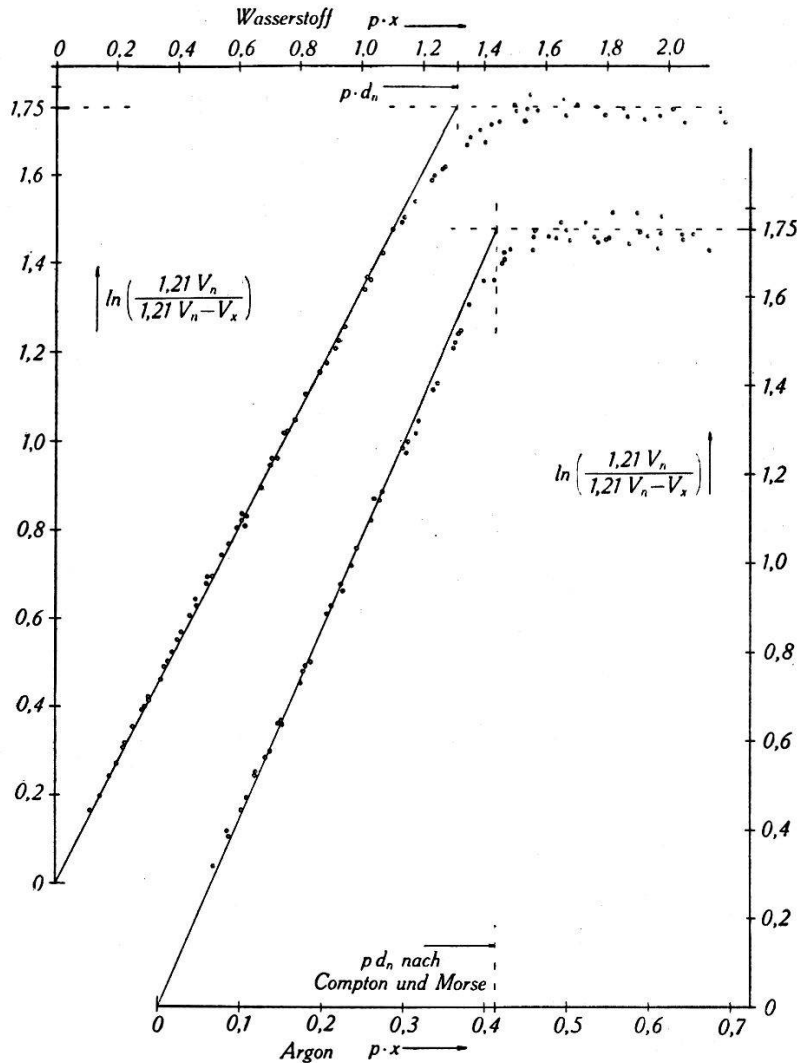


Fig. 9.

Potentialverlauf in halblogarithmischer Darstellung.

Feldstärke einsetzen. Diese verwendete Feldkorrektur ist, wie ROGOWSKI ausführte, für langsam veränderliche Felder sicher berechtigt, kann aber für einen starken exponentiellen Abfall des Feldes, wie er nach (1) vor der Kathode vorhanden sein muss, nur als grobe Näherung angesehen werden. Ausserdem wäre eine Abweichung der Versuchsergebnisse von Gleichung (1) für hohe Feldstärken zu erwarten, da dann die Townsend'sche Gleichung, von welcher COMPTON und MORSE ausgehen, im allgemeinen nicht

mehr gültig ist. Es sei in dieser Beziehung auf die Untersuchungen von COMPTON und LANGMUIR<sup>22)</sup> hingewiesen, wonach ein Absinken der Ionisierungsausbeute für hohe Spannungsgefälle pro Weglänge auftritt in Analogie zum Verlaufe der Ionisierungs-Wahrscheinlichkeit, die je nach der Gasart ein Maximum überschreitet, welches zwischen 100 und 300 Volt pro Weglänge liegt. Ob in unserem Falle eine solche Abnahme der Ionisierungswahrscheinlichkeit schon eingetreten ist, ergibt sich durch die folgende Überschlagsrechnung: Da für die vorliegenden Messreihen augenscheinlich die Ähnlichkeitsgesetze erfüllt sind, kann das Spannungsgefälle pro Weglänge ( $V_\lambda$ ) nicht vom Drucke  $p$  abhängen; für jeden Abszissenwert  $xp$  der Kurven der Fig. 8 muss also angenähert gelten:

$$V_\lambda = \frac{1}{N} \cdot \frac{\delta V_x}{\delta (xp)}, \quad (3)$$

wobei  $N$  die mittlere Anzahl der Zusammenstöße eines Elektrons in der Feldrichtung pro cm Weglänge beim Druck  $p = 1$  mm bedeutet. Eine Auswertung von Gleichung (3) unter Verwendung der in der Literatur für  $N$  angegebenen Werte ergibt, dass  $V_\lambda$  für sämtliche Messpunkte der Argon- und Wasserstoffkurve der Fig. 8 noch weit unterhalb dem von COMPTON und LANGMUIR angegebenen Minimalwert von 100 Volt/Weglänge liegt. Für kleine Abstände von der Kathode (relativ zur Dunkelraumlänge) kann daher in der normalen Wasserstoff- und Argonentladung zwischen Nickel-elektroden eine Einschränkung von Gleichung (1), die durch den Gültigkeitsbereich der Townsend'schen Gleichung gegeben wäre, kaum eine wesentliche Rolle spielen\*). Es mag in diesem Zusammenhang allerdings bemerkt werden, dass es fraglich sein könnte, ob die von uns verwendete Glühsondenmethode auch zur Untersuchung der ganz unmittelbar vor der Kathode befindlichen Entladungsteile benützt werden kann. Wegen der hohen Feldstärke liefert in diesem Falle sicherlich der Starkeffekt genauere Versuchsergebnisse.

## § 6. Diskussion.

Am Ende des negativen Dunkelraumes ist eine deutliche Abweichung zu erkennen (Fig. 9), da sich die Messpunkte nicht mehr der eingetragenen Geraden anschmiegen, sondern kleinere Funktionswerte liefern, als sie durch Gleichung (2) gefordert werden, während die strenge Gültigkeit von (1) bzw. (2) eine Approximation

\*) Für genügend stark anormale Stromdichte wäre entsprechend zu erwarten, dass experimentell Abweichungen von den von MORSE angegebenen Gleichungen erhalten werden, da MORSE auch von der Townsend'schen Gleichung ausgeht.

der Messpunkte durch die Gerade bis zu der gestrichelt eingezeichneten oberen Grenze (Funktionswert 1,75) ergeben müsste. Bei der Wasserstoffkurve ist diese Abbiegung deutlicher ausgeprägt.

Zur Erklärung dieser Abweichungen ist es berechtigt anzunehmen, dass Gleichung (1), wie COMPTON und MORSE auch selbst angeben, am Ende des Crookes'schen Dunkelraumes kaum aufrechterhalten werden kann. Da COMPTON und MORSE den durch Elektronen gebildeten Anteil an der Raumladung im negativen Dunkelraum vernachlässigen, am Ende des Dunkelraumes aber wegen der kleinen Geschwindigkeit und der grossen Zahl der Elektronen ihr Anteil gegenüber dem entsprechenden Anteil der positiven Ionen kaum mehr unberücksichtigt bleiben darf, sollte man erwarten, dass die tatsächlich vorhandene positive Raumladungskonzentration am Ende des Dunkelraumes *kleiner* ist, als sie Gleichung (1) fordert. (Es sei dazu auf die von COMPTON und MORSE angegebene graphische Darstellung hingewiesen, in welcher die durch die Vernachlässigung der Poisson'schen Gleichung bedingte Abweichung von Gleichung (1) gestrichelt eingetragen ist\*). Aus Fig. 9 entnimmt man aber, dass die Feldstärke rascher abfällt, als es Gleichung (1) für  $xp = pd_n$  verlangt, und dieses bedeutet, dass die positive Raumladungskonzentration *grösser* ist, als sie nach (1) sein sollte. Die Abweichung ist also mindestens nicht allein dadurch zu erklären, dass Gleichung (1) am Ende des Dunkelraumes wegen der Vernachlässigung der Poisson'schen Bedingung ihre Gültigkeit verliert.

Da weiter Gleichung (1) den Einfluss der Diffusion der Ladungsträger nicht erfasst, am Ende des negativen Dunkelraumes aber die Feldstärke, wie man aus Fig. 8 sieht, sehr klein wird, dürfte auch der Anteil der durch Wegdiffusion aus dem Entladungsvorgang verschwindenden Ladungsträger kaum mehr zu vernachlässigen sein. Hierfür spricht auch, dass etwa bei dem Abszissenwert  $pd_n$  der Fig. 9 das visuelle Helligkeitsmaximum des negativen Glimmlichtes liegt.

Eine andere Erklärungsmöglichkeit der Abweichungen am Ende des Dunkelraumes wäre vielleicht noch in der von COMPTON und MORSE verwendeten speziellen Definition der Dunkelraumlänge  $d_n$  zu suchen. Da  $d_n$  nach Gleichung (2) in die Neigung der Geraden bei der halblogarithmischen Darstellung eingeht und daher als Funktion von  $V_n$  erscheint, müsste man schliessen, dass  $V_n$  nicht der normale Kathodenfall, sondern eine von ihm verschiedene Grösse ist. Es sei angenommen, es wäre derjenige Wert von

\*) Vgl. Fig. 2 S. 313 und Text S. 316, 4. Abschnitt der zitierten Originalarbeit.

$V_n$  bekannt, für welchen sich die einzelnen Messpunkte in der halblogarithmischen Darstellung auch bis zur oberen Grenze (Funktionswert 1,75) durch eine Gerade approximieren lassen. Dieser Wert sei mit  $V_n'$  bezeichnet. Für  $V_n \neq V_n'$  wird dann in der halblogarithmischen Darstellung eine Schar von Kurven erhalten, die nicht Gerade sind, sondern bei  $V_n > V_n'$  konkav zur Abszissenachse zugebogen, bei  $V_n < V_n'$  konvex von der Abszissenachse abgebogen werden. Da in Fig. 9 die Abbiegung konkav erfolgt, müsste  $V_n'$  kleiner sein als der normale Kathodenfall, der zur Umrechnung der Messpunkte in Gleichung (2) eingesetzt wurde. Die Abbiegung wäre dann dadurch zu erklären, dass die Compton-Morse'sche Grösse  $V_n$  in Gleichung (1) auch kleiner ist als der normale Kathodenfall, d. h. als der Wert des Potentialmaximums im negativen Glimmlicht. Es erscheint diese Erklärung insofern annehmbar, da sie sich auch direkt aus der von COMPTON und MORSE und von v. HIPPEL verwendeten Rechnungsweise ableiten lässt. Wie aus den beiden zitierten Originalarbeiten ersichtlich ist, wird die  $e$ -Funktion in Gleichung (1) durch eine willkürliche Vorschrift begrenzt\*) und dadurch die Dunkelraumlänge  $d_n$  definiert als derjenige Abstand von der Kathode, bei welchem die Steigung der Ausbeutekurve der im Gasraum erzeugten Ionisation auf ein bestimmtes Mass abgesunken sein soll. Mit dieser speziellen und willkürlichen Definition von  $d_n$  kann  $V_n$  in Gleichung (1) — sofern man ihre Gültigkeit bis zur oberen Grenze für  $x = d_n$  und  $V_x = V_n$  annehmen will — nicht der üblichen Definition des Kathodenfalles entsprechen, sondern muss einen etwas kleineren Wert aufweisen, sofern sich nicht physikalisch abzulehnende Schlussfolgerungen ergeben sollen.

### § 7. Zusammenfassung.

Es werden im Faraday'schen Dunkelraum, im negativen Glimmlicht und im Crookes'schen Dunkelraum der normalen Wasserstoff- und Argonglimmentladung die Sondencharakteristiken der Glühsonde bestimmt.

Im Crookes'schen Dunkelraum und im anschliessenden Teil des negativen Glimmlichtes zeigen die Sondencharakteristiken den erwarteten Verlauf: Verzweigungspunkt beim Raumpotential zwischen der Charakteristik der kalten und derjenigen der geheizten Sonde. Im restlichen Teil des negativen Glimmlichtes und im gesamten Faraday'schen Dunkelraum werden anormale Sonden-

\*) Vgl. COMPTON und MORSE, Text S. 311, 1. Abschnitt und Gleichung (17). Bei v. HIPPEL, siehe Gleichung (13) und (14).

charakteristiken festgestellt; es weisen die Charakteristik bei kalter und diejenige bei geheizter Sonde nicht mehr einen Verzweigungspunkt, sondern einen Schnittpunkt auf und divergieren für höhere SONDENSspannungen.

Als Ursache dieser anormalen Sondencharakteristiken wird eine durch die Temperaturerhöhung bedingte und auf die nächste Umgebung der Sonde beschränkte Veränderung des Entladungsmechanismus angenommen.

Zur Bestimmung des Raumpotentials aus den anormalen Sondencharakteristiken wird eine „Nullstrommethode“ verwendet und ihre Anwendbarkeit besprochen. Im kathodenseitigen Glimmsaum liefert diese Nullstrommethode innerhalb der Fehlergrenzen mit der üblichen Methode des Verzweigungspunktes übereinstimmende Werte für das Raumpotential.

Mit den beiden besprochenen Sondenmethoden (Verzweigungspunkt, Nullstrom) wird im Crookes'schen Dunkelraum und im angrenzenden Teil des negativen Glimmlichtes bis gegen seine Mitte hin der Potentialverlauf in der normalen Wasserstoff- und Argonglimmentladung bei mehreren Gasdrucken ausgemessen.

Die erhaltenen Potentialkurven erfüllen die Ähnlichkeitsgesetze; aus diesem Resultat werden Folgerungen bezüglich der Zuverlässigkeit der verwendeten Glühsondenmethoden gezogen.

Es wird gezeigt, dass bei Messungen mit der statischen Sonde auch unter sonst gleichen Versuchsbedingungen zwangsläufig der sogenannte Kathodensprung vorgetäuscht werden muss.

Aus den Potentialkurven sind keinerlei Anhaltspunkte für die Anwesenheit einer negativen Raumladungsschicht vor der Kathode zu entnehmen. Dieses Resultat steht im Gegensatz zu den Untersuchungen von BROWN und THOMSON und EMELÉUS, BROWN und COWAN, jedoch in Übereinstimmung mit Messungen von STEUBING und FREY.

Es wird eine Darstellung des Potentialverlaufes im Crookes'schen Dunkelraum gegeben und zur Prüfung der Compton-Morse'schen Theorie verwendet.

Die Dunkelraumlänge nach der speziellen Definition von COMPTON und MORSE ( $d_n$ ) entspricht angenähert dem Abstand des visuellen Helligkeitsmaximums im negativen Glimmlicht. Für den grössten Teil des Dunkelraumes lässt sich der Potentialverlauf durch die von COMPTON und MORSE angegebene Gleichung darstellen. Eine Abweichung wird nur gegen das negative Glimmlicht hin erhalten; es werden einige Erklärungsmöglichkeiten für diese Abweichung angegeben und diskutiert.



In der normalen Wasserstoff und Argonglimmentladung zwischen Nickelelektroden hat die Ionisierungswahrscheinlichkeit für ein stossendes Elektron auch direkt vor der Kathode ihr Maximum noch nicht erreicht. Eine Einschränkung der Compton-Morse'schen Gleichung, die durch den Gültigkeitsbereich der Townsend'schen Ionisierungsfunktion gegeben wäre, ist daher für hohe Spannungsgefälle pro Weglänge nicht nachzuweisen.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. EDGAR MEYER, für die Anregung zu dieser Arbeit und für sein stets förderndes Interesse meinen herzlichsten Dank auszusprechen. Auch Herrn Dr. BERNHARD FREY danke ich bestens für wertvolle Ratschläge und Hilfeleistungen.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität.

### § 8. Literaturverzeichnis.

- 1) W. H. WESTPHAL, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 12, S. 245, 1910.
- 2) K. EISENMANN, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 14, S. 297, 1912.
- 3) F. W. ASTON, Proc. Roy. Soc. Bd. 84, S. 526, 1911.
- 4) A. WEHNELT und A. JACHAN, Zeitschr. f. Phys. Bd. 33, S. 666, 1925.
- 5) E. BROSE, Ann. d. Phys. Bd. 58, S. 731, 1919.
- 6) N. STEUBING, Ann. d. Phys. Bd. 10, S. 296, 1931.
- 7) B. FREY wird voraussichtlich demnächst in den Helv. Phys. Acta erscheinen.
- 8) W. L. BROWN und E. E. THOMSON, Phil. Mag. Bd. 52, S. 918, 1929.
- 9) J. LANGMUIR, Journ. Frankl. Inst. Bd. 196, S. 751, 1923.
- 10) N. SEMENOFF und A. WALTHER, Zeitschr. f. Phys. Bd. 17, S. 67, 1923.
- 11) N. M. CARMICHAEL und K. E. EMELÉUS, Phil. Mag. Bd. 52, S. 909, 1929.
- 12) J. LANGMUIR und H. MOTT-SMITH, Gen. Elect. Rev. Bd. 27, S. 449, 538, 616, 762, 810, 1924. Phys. Rev. Bd. 28, S. 727, 1926.
- 13) A. GÜNTHERSCHULZE, Zeitschr. f. Phys. Bd. 28, S. 129, 1924.
- 14) W. DÄLLENBACH, Phys. Zeitschr. Bd. 26, S. 483, 1925.
- 15) K. T. COMPTON und P. M. MORSE, Phys. Rev. Bd. 30, S. 305, 1927.
- 16) W. ROGOWSKI, Zeitschr. f. Phys. Bd. 82, S. 473, 1933.
- 17) M. STEENBECK, Zeitschr. f. Phys. Bd. 53, S. 192, 1929. Zeitschr. f. Phys. Bd. 72, S. 505, 1931. Phys. Zeitschr. Bd. 53, S. 814, 1932.
- 18) A. v. HIPPEL, Zeitschr. f. Phys., Bd. 76, S. 1, 1932.
- 19) R. SEELIGER, Naturwissenschaften, Bd. 16, S. 665, 1928.
- 20) K. G. EMELÉUS, W. L. BROWN und H. McN. COWAN, Phil. Mag. S. 146, 1934.
- 21) P. M. MORSE, Phys. Rev. S. 1003, 1928.
- 22) K. T. COMPTON und J. LANGMUIR, Rev. Mod. Phys., Bd. 2, S. 127, 1930.