

Bestimmung der Primärelektronenströme in Trioden durch Energiemessungen

Autor(en): **Schwarzenbach, H.A.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **7 (1934)**

Heft I

PDF erstellt am: **26.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-110359>

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.

Bestimmung der Primärelektronenströme in Trioden durch Energiemessungen

von H. A. Schwarzenbach.

(7. XI. 33.)

Zusammenfassung. Es wird eine neue Methode zur getrennten Bestimmung der primären und der sekundären Elektronenströme in Trioden beschrieben. Die Methode benutzt als Unterscheidungsmerkmal zwischen den beiden Elektronenarten deren Energie, die nach vorausgegangener Eichung aus der durch das Elektronenbombardement erzeugten Erwärmung der Elektroden in Watt ermittelt werden kann. Da alsdann sowohl die Potentialdifferenzen als auch die Energien bekannt sind, lassen sich die Ströme ausrechnen. Der Hauptvorteil liegt dabei darin, dass die Sekundäremission nicht künstlich eliminiert zu werden braucht, sondern vielmehr die Röhre unter vollkommen normalen Betriebsbedingungen untersucht werden kann.

Zwei Anwendungsbeispiele mit voneinander verschiedenen Verfahren zeigen die Brauchbarkeit der Methode. Die Diskussion der Versuchsergebnisse ergibt erstens die Notwendigkeit zur Annahme beträchtlicher mittlerer Austrittsenergien der Sekundärelektronen und zweitens, an Hand von Unstimmigkeiten bei der Ermittlung des Gitterstrahlungskoeffizienten, Vorstellungen über den Verlauf der Elektronenbahnen im Innern der Röhre.

Bezeichnungen.

- V_f = Heizspannung, gemessen zwischen den Glühdrahtenden.
- J_f = Heizstrom.
- V_g = Gitterspannung, gemessen zwischen Gitter und negativem Glühdrahtende.
- V_a = Anodenspannung, gemessen zwischen Anode und negativem Glühdrahtende.
- J_g = Gitterstrom, gemessen in der Gitter-Zuleitung.
- J_a = Anodenstrom, gemessen in der Anoden-Zuleitung.
- J_e = Emissionsstrom, gemessen in der Glühdraht-Zuleitung.
- i_g' = Primärer Gitterstrom, gebildet durch diejenigen Elektronen, die vom Glühdraht direkt an das Gitter gelangen.
- i_a' = Primärer Anodenstrom, gebildet durch diejenigen Elektronen, die vom Glühdraht direkt auf die Anode gelangen.
- i_g'' = Sekundärer Gitterstrom, gebildet durch diejenigen sekundären Elektronen, die, an der Anode ausgelöst, von dieser an das Gitter laufen.
- i_a'' = Sekundärer Anodenstrom, gebildet durch diejenigen sekundären Elektronen, die, am Gitter ausgelöst, von diesem auf die Anode laufen.
- T_a = momentane Temperatur der Anode, bezogen auf ihre Minimaltemperatur als Nullpunkt.
- \bar{T}_a = stationäre Endtemperatur der Anode, bezogen auf ihre Minimaltemperatur als Nullpunkt.
- V'' = Austrittsenergie in e -Volt der Sekundärelektronen.
- α = Ausschlag eines Messinstrumentes, der von T_a und von \bar{T}_a eindeutig abhängig ist.

- α_T = Ausschlag eines mit dem Thermoelement verbundenen Galvanometers.
 H = Magnetfeldstärke in der Spulenmitte, berechnet aus Windungszahl und Stromstärke.
 α_M = Ausschlag eines Kompensationsgalvanometers, eindeutig mit H zusammenhängend.
 H_k = Kritische Magnetfeldstärke, durch die der Anodenstrom J_a auf $\frac{4}{5}$ seines bei $H = 0$ bestehenden Wertes herabgedrückt wird.
 $\bar{\alpha}_M$ = der der Feldstärke H_k entsprechende Ausschlag des Kompensationsgalvanometers.
 E_f = $J_f V_f$ = Heizenergie.
 E_g = die dem Gitter durch das Elektronenbombardement zugeführte Energie.
 E_a = Anodenenergie, d. h. die der Anode durch das Elektronenbombardement und die Strahlung vom Gitter zugeführte Energie.
 E_a' = die der Anode durch das Elektronenbombardement allein zugeführte Energie.
 h = derjenige Bruchteil von E_f , der durch Temperaturstrahlung auf die Anode übergeht.
 k = Gitterstrahlungskoeffizient, d. h. derjenige Bruchteil der dem Gitter durch das Elektronenbombardement zugeführten Energie E_g , der durch Strahlung auf die Anode übergeht.
 R_g = Gitterradius.
 L_g = Länge des Gitterzylinders.
 R_a = Anodenradius.
 L_a = Länge des Anodenzylinders.

I. Einleitung und Beschreibung der Methode,

§ 1. Einleitung.

Die Triode ist im allgemeinen aufzufassen als ein System von drei Elektroden, die alle Elektronen emittieren. Denn während aus dem Glühfaden durch thermische Emission primäre Elektronen austreten, werden auf Gitter und Anode durch den Aufprall dieser primären neue, sekundäre Elektronen ausgelöst, und man spricht demzufolge von primären und sekundären Elektronenströmen in der Röhre.

Dabei können die Sekundärelektronen nur von einer positiven Elektrode (denn sonst würde ja bereits der Aufprall der primären fehlen) zu einer noch höher positiven laufen, vorausgesetzt, dass man von ihrer Austrittsenergie absieht. Das heisst, dass Sekundärelektronen niemals an den Glühdraht zurücklaufen können und dass ein Sekundärstrom, konstante Spannungen vorausgesetzt, nur bei positivem Gitter und positiver Anode auftritt und nur zwischen diesen beiden fließen kann.

Die in den Zuleitungen zu Anode und Gitter zu messenden Ströme setzen sich somit allgemein zusammen als

$$J_a = i_a' + i_a'' - i_g''$$

und

$$J_g = i_g' + i_g'' - i_a'',$$

wobei für den Fall $V_a < V_g$ (höher positives Gitter) $i_a'' = 0$ und für $V_a > V_g$ (höher positive Anode) $i_g'' = 0$ ist.

Ferner ist der in der Zuleitung zum Glühdraht zu messende Emissionsstrom natürlich

$$J_e = J_a + J_g = i_a' + i_g'$$

Diese trivialen Zusammenhänge sind in Fig. 1 graphisch dar-

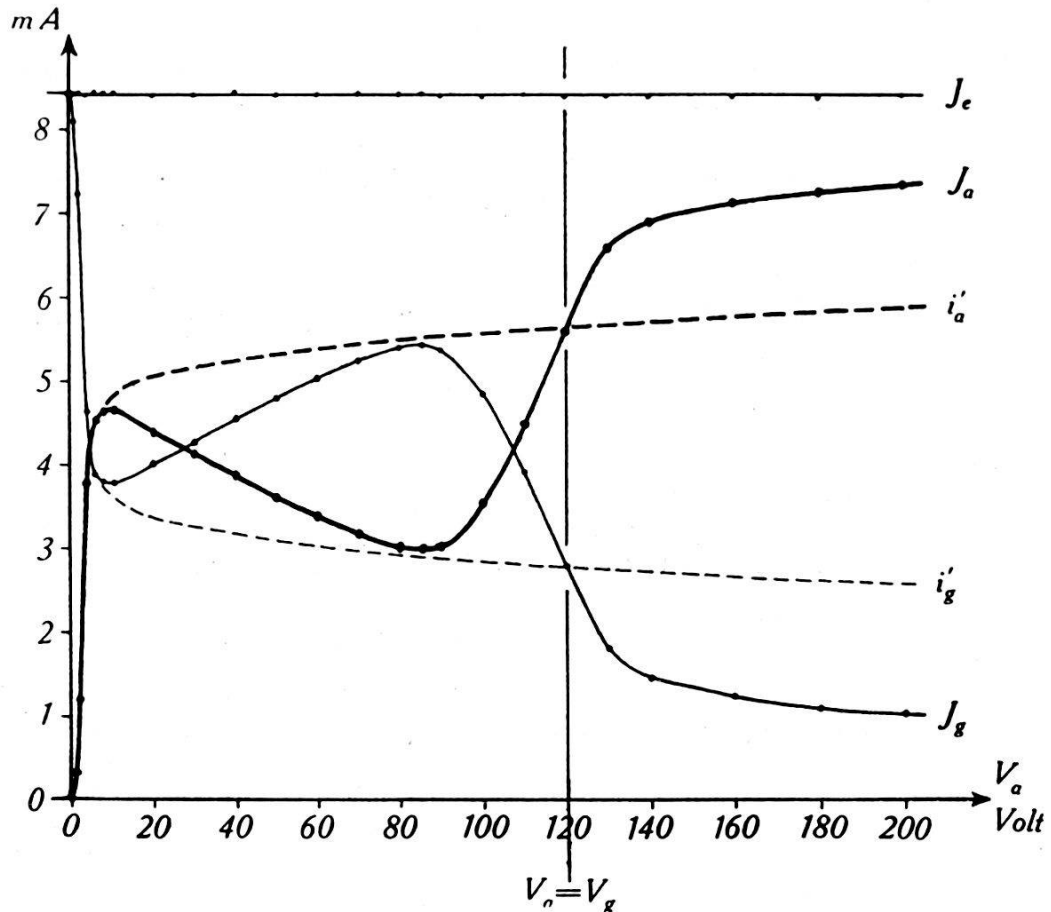


Fig. 1.

$V_g = 120$ Volt. Die Ströme in der Röhre in ihrer Abhängigkeit von V_a .

gestellt. Es folgt aus ihnen die Unmöglichkeit einer getrennten Bestimmung der primären und der sekundären Elektronenströme durch einfache Strommessungen.

Vielmehr ist man auf andere Methoden angewiesen und es sind bisher nur zwei solche, nämlich die Methode der Stromverteilung und die Methode des koachsialen Magnetfeldes bekannt geworden. An beiden ist das Wesentliche eine Elimination der Sekundärströme auf experimentellem Wege.

§ 2. Die Methode der Stromverteilung.

Auf die Frage nach der Verteilung des Emissionsstromes J_e auf Gitter und Anode gibt das von VAN DER POL (1) und TANK

(2) erstmals angegebene *Gesetz der Stromverteilung* Auskunft. Es sagt aus, dass bei raumladungsfreier Elektronenbewegung das Verhältnis der Primärströme

$$i_g'/i_a' = f\left(\frac{V_g}{V_a}\right)$$

ist, unabhängig von den Absolutwerten der Spannungen¹⁾.

Dies bietet, z. B. für die Ermittlung von i_a' , die Möglichkeit, eine Charakteristik der Röhre bei so kleinen Spannungen aufzunehmen, dass keine Sekundärströme ausgelöst werden (wo also die primären mit den gemessenen Strömen identisch sind) und diese Charakteristik nachher auf die Messungen bei höheren Spannungen ähnlich zu übertragen. Wird, wie es im allgemeinen üblich ist, die Emission J_e konstant gehalten, so sind für gleiche Werte V_g/V_a nicht nur die Verhältnisse i_g'/i_a' , sondern auch i_g' und i_a' selbst konstant, wodurch das Verfahren noch vereinfacht wird. Nach dieser Methode sind Primärstromkurven ermittelt worden durch VAN DER POL (3), LANGE (4) und SIXTUS (5).

Die Methode hat einerseits den Vorteil, auf Röhren mit beliebiger Elektrodenform anwendbar zu sein. Andererseits aber hat sie den Nachteil, auf den Fall völliger Raumladungsfreiheit beschränkt zu sein, was den normalen Betriebsbedingungen im allgemeinen nicht entspricht. Ferner müssen die bei den niedrigen Spannungen stark hervortretenden Fehlerquellen, wie der Spannungsabfall V_f im Glühfaden, die Voltapentialdifferenzen und die Austrittsenergien der Glühelektronen durch besondere Mittel (z.B. VON BAEYER'schen Schalter) oder Messungen eliminiert werden.

§ 3. Die Methode des koachsialen Magnetfeldes.

Eine weitere Möglichkeit, den zwischen Gitter und Anode fließenden Sekundärelektronenstrom zum Verschwinden zu bringen, bietet sich bei Röhren mit zylindersymmetrischer Elektrodenanordnung in der Anwendung eines achsenparallelen homogenen Magnetfeldes. Denn durch passende Wahl der Feldstärke gelingt es, die Sekundärelektronen am Erreichen ihrer Gegenelektrode zu verhindern, ohne dass die Primärströme noch eine Veränderung erfahren.

¹⁾ Sowohl F. TANK (Jahrb. d. drahtl. Telegr. **20**, S. 82, 1922), als auch H. LANGE (Jahrb. d. drahtl. Telegr. **31**, S. 105, 1928) finden für die Funktion

$$f\left(\frac{V_g}{V_a}\right) = \mu \sqrt{\frac{V_g}{V_a}},$$

wo μ eine Röhrenkonstante ist.

Dabei bleibt die Anwendbarkeit des Verfahrens allerdings auf die nähere Umgebung des Punktes $V_a = V_g$ beschränkt; denn nur dort ist die die Sekundärelektronen beschleunigende Potentialdifferenz $V_a - V_g$, resp. $V_g - V_a$ so klein, dass der Sekundärelektronenstrom durch ein die Primärelektronenströme nicht merklich beeinflussendes Magnetfeld bereits abgedrosselt werden kann. Ausserdem können Röhren mit Nickel-Anoden wegen der durch das Nickel auf das Magnetfeld ausgeübten Störungen nicht ohne besondere Vorsichtsmassregeln zu derartigen Messungen verwendet werden, wie in einer früheren Untersuchung (6) gezeigt wurde.

Die Methode wurde erstmals von TANK (2), wenn auch ohne „zuverlässige quantitative Resultate“, zur Bestimmung von i_a' versucht, später aber von LANGE (4) und von SIXTUS (5) erfolgreich angewendet.

§ 4. Die Methode der Energiemessungen¹⁾.

Während die beiden soeben beschriebenen Methoden durch die experimentelle Elimination der Sekundärströme mehr indirekt zum Ziele führen, wird es durch Messung der der Anode zugeführten Energie möglich, Primär- und Sekundärströme direkt und bei beliebigen normalen Betriebsbedingungen getrennt zu berechnen. Der Sinn der Methode ist dabei der, dass in die Gleichungen als weiteres Bestimmungsstück die Energie der Elektronen eingeführt wird, welche für die primären und die sekundären Elektronen naturgemäss wesentlich verschieden ist.

Für die nachfolgenden Überlegungen sollen zuerst die folgenden *vereinfachenden Voraussetzungen* gemacht werden:

1. Bei jeder in sich zusammenhängenden Messreihe wird die Emission J_e und damit auch die Heizenergie $E_f = J_f \cdot V_f$ des Glühfadens konstant gehalten.

2. Der Spannungsabfall V_f am Glühfaden, resp. die Spannungsdifferenz zwischen der hauptsächlich Elektronen emittierenden Mitte des Glühfadens und seinem negativen Ende (gegen welches V_a und V_g gemessen werden) soll gegenüber V_a und V_g zu vernachlässigen sein.

3. Die Austrittsarbeiten aus Glühdraht, Gitter und Anode somit auch die bezüglichen Voltapentialdifferenzen, sollen gegenüber V_a und V_g zu vernachlässigen sein.

4. Die Austrittsenergie der Glühelektronen ist gegenüber V_a und V_g ebenfalls zu vernachlässigen.

¹⁾ Vgl. die erste Mitteilung: H. A. SCHWARZENBACH, Helv. Phys. Acta 3, S. 466 1930, in welcher noch der Gitterstrahlungskoeffizient $k = 0$ angenommen wurde

Bei konstanter Temperatur des die Röhre umgebenden Raumes hängt die stationäre Endtemperatur der Anode, die sich unter konstanten Betriebsbedingungen nach hinreichend langer Zeit einstellt, wesentlich nur noch ab von der ihr innerhalb der Röhre pro Sekunde zugeführten Energie Q_a . Diese setzt sich zusammen aus einem durch Temperaturstrahlung übergehenden Bruchteil h der Heizenergie E_f , einem ebenfalls durch Temperaturstrahlung übergehenden Bruchteil k der dem Gitter durch Elektronenbombardement zugeführten Energie E_g und schliesslich der durch Elektronenbombardement auf der Anode selbst erzeugten Energie E_a' , also

$$Q_a = hE_f + kE_g + E_a'.$$

Die niedrigste mögliche Temperatur der Anode entspricht dem Fall, dass bei $V_a = V_g = 0$ die Energien $E_a' = E_g = 0$ sind, also einfach $Q_a = hE_f$ ist. Es sei deshalb als Anodentemperatur T_a schlechtweg die von dieser Minimaltemperatur als „Nullpunkt“ aus gemessene Temperatur der Anode bezeichnet. Die sich einstellende stationäre Endtemperatur \bar{T}_a ist dann allein noch eine Funktion der der Anode durch Elektronenbombardement und Temperaturstrahlung des Gitters zugeführten Energie $E_a = E_a' + kE_g$, also

$$\bar{T}_a = f_1(E_a) = f_1(E_a' + kE_g).$$

Es sei nun mit α der Ausschlag eines Messinstrumentes bezeichnet, der mit der Anodentemperatur \bar{T}_a in beliebiger, aber *eindeutiger* Weise zusammenhängt¹⁾, also

$$\alpha = f_2(\bar{T}_a).$$

Dann muss auch zwischen der die Anodentemperatur bestimmenden Anodenenergie E_a und dem Ausschlage α eine eindeutige Beziehung bestehen

$$\alpha = f_2(\bar{T}_a) = f_2[f_1(E_a)],$$

oder einfach

$$E_a = \varphi(\alpha).$$

Diese Beziehung kann auf einfache Weise experimentell bestimmt werden: Man macht $V_g = 0$, so dass $E_g = 0$ ist, und misst bei sukzessive gesteigerter Anodenspannung V_a je sowohl den Anodenstrom J_a , als auch gleichzeitig den der Endtemperatur \bar{T}_a entsprechenden Ausschlag α . Die auf der Anode erzeugte Energie ist dann als $E_a = J_a \cdot V_a$ leicht anzugeben, so dass die Beziehung

¹⁾ Beispielsweise der Ausschlag eines Galvanometers, das die Thermokraft eines an der Anode festgelöteten Thermoelements anzeigt.

$E_a = \varphi(\alpha)$ als *Eichkurve* aufgezeichnet werden kann. Sie ermöglicht es also, jede der Anode irgendwie zugeführte Energiemenge aus dem Ausschlage α direkt anzugeben.

Damit wird nun weiterhin auch die Bestimmung des bisher unbekanntes *Gitterstrahlungskoeffizienten* k , d. h. desjenigen Bruchteils der dem Gitter durch Elektronenbombardement zugeführten Energie, der durch Strahlung auf die Anode übergeht und von dieser absorbiert wird, möglich. Erfolgt der Betrieb der Röhre nämlich unter solchen Bedingungen, dass kein Sekundärstrom fließt, so ist die Anodenenergie $E_a = E_a' + kE_g$ aus den gemessenen Strömen und Spannungen anzugeben als $E_a = J_a V_a + kJ_g V_g$. Andererseits ist E_a aus dem gemessenen Ausschlag α und durch die Eichkurve $E_a = \varphi(\alpha)$ bestimmt, so dass

$$\varphi(\alpha) = J_a V_a + kJ_g V_g$$

woraus

$$k = \frac{\varphi(\alpha) - J_a V_a}{J_g V_g}.$$

Zur experimentellen Bestimmung stehen zwei Wege, bei denen der Sekundärstrom verschwindet, zur Verfügung:

1. Man macht $V_a = 0$, oder doch kleiner als 10 Volt, so dass die Energie der Primärelektronen zur Auslösung von sekundären an der Anode nicht ausreicht, und $V_g > 0$, so dass $E_g = J_g V_g$ ist.
2. Man macht $V_a = V_g > 0$, wobei, wie anzunehmen ist, kein merklicher Sekundärelektronenstrom zwischen Gitter und Anode fließt und die Energien wiederum durch die gemessenen Ströme und Spannungen angebar sind.

Die unter 2) gemachte Annahme, dass bei $V_a = V_g$ der Sekundärstrom Null sei, ist jedoch wegen der endlichen Austrittsenergie der Sekundärelektronen nicht immer streng erfüllt, weshalb dem ersten Verfahren der Vorzug zu geben ist.

Nach diesen Vorbereitungen kann die eigentliche Bestimmung der Primär- und Sekundärströme ausgeführt werden, indem eine Charakteristik der Triode aufgenommen und bei jedem Messpunkt gleichzeitig der der stationären Anodentemperatur \bar{T}_a entsprechende Ausschlag α abgelesen wird. Es gehören somit jeweils fünf experimentell bestimmte Größen zusammen: die Spannungen V_a und V_g , die Ströme J_a und J_g und der Ausschlag α als Mass für die Anodenenergie E_a .

Dabei wird die Charakteristik durch den Punkt $V_a = V_g$ in zwei getrennt zu behandelnde Gebiete ($V_a < V_g$ und $V_a > V_g$) geteilt.

$V_a < V_g$, somit $i_a'' = 0$.

Die in § 1 erwähnten Gleichungen lauten dann:

$$\begin{aligned} J_a &= i_a' - i_g'', & i_a' &= J_a + i_g'' \\ J_g &= i_g' + i_g'', & i_g' &= J_g - i_g''. \end{aligned}$$

Durch das Bombardement der primären Elektronen wird der Anode die Energie $i_a' \cdot V_a$ zugeführt. Die mit der mittleren Energie V'' (e -Volt) austretenden Sekundärelektronen führen aber die Energie $i_g'' \cdot V''$ wieder weg, so dass die gesamte, der Anode durch die Elektronen zugeführte Energie sich darstellt als

$$E_a' = i_a' \cdot V_a - i_g'' V''.$$

Unter Benützung der obigen Gleichungen kann dieser Ausdruck umgeformt werden:

$$\begin{aligned} E_a' &= (J_a + i_g'') \cdot V_a - i_g'' V'' \\ &= J_a V_a + i_g'' (V_a - V''). \end{aligned}$$

Analog kommt für die durch Elektronen dem Gitter zugeführte Energie:

$$\begin{aligned} E_g &= i_g' V_g + i_g'' (V_g - V_a + V'') \\ &= (J_g - i_g'') V_g + i_g'' (V_g - V_a + V'') \\ &= J_g V_g - i_g'' (V_a - V''). \end{aligned}$$

Die gesamte der Anode zugeführte Energie ist

$$E_a = E_a' + k \cdot E_g$$

also

$$E_a = J_a V_a + i_g'' (V_a - V'') + k \cdot J_g V_g - k \cdot i_g'' (V_a - V'')$$

oder

$$E_a = J_a V_a + k \cdot J_g V_g + i_g'' (V_a - V'') (1 - k).$$

Nach der Eichkurve ist aber auch $E_a = \varphi(\alpha)$, so dass

$$\varphi(\alpha) = J_a V_a + k J_g V_g + i_g'' (V_a - V'') (1 - k).$$

Daraus kommt

$$i_g'' = \frac{\varphi(\alpha) - J_a V_a - k J_g V_g}{(V_a - V'') \cdot (1 - k)}.$$

Die Primärströme $i_a' = J_a + i_g''$ und $i_g' = J_g - i_g''$ sind damit ebenfalls berechenbar.

$V_a > V_g$, somit $i_g'' = 0$.

Die in § 1 erwähnten Gleichungen lauten dann:

$$\begin{aligned} J_a &= i_a' + i_a'', & i_a' &= J_a - i_a'' \\ J_g &= i_g' - i_a'', & i_g' &= J_g + i_a''. \end{aligned}$$

Die Ableitung gestaltet sich in zum vorigen Falle analoger Weise. Die der Anode zugeführte Elektronenenergie ist

$$\begin{aligned} E_a' &= i_a' \cdot V_a + i_a'' (V_a - V_g + V'') \\ &= (J_a - i_a'') V_a + i_a'' (V_a - V_g + V'') \\ &= J_a V_a - i_a'' (V_g - V''). \end{aligned}$$

Die dem Gitter zugeführte Elektronenenergie ist

$$\begin{aligned} E_g &= i_g' V_g - i_a'' V'' \\ &= (J_g + i_a'') V_g - i_a'' V'' \\ &= J_g V_g + i_a'' (V_g - V''). \end{aligned}$$

Die gesamte der Anode zugeführte Energie ist

$$\begin{aligned} E_a &= E_a' + k \cdot E_g \\ &= J_a V_a - i_a'' (V_g - V'') + k J_g V_g + k i_a'' (V_g - V'') \\ &= J_a V_a + k J_g V_g - i_a'' (V_g - V'') (1 - k). \end{aligned}$$

Andererseits ist $E_a = \varphi(\alpha)$, somit

$$\varphi(\alpha) = J_a V_a + k J_g V_g - i_a'' (V_g - V'') (1 - k)$$

und

$$i_a'' = \frac{J_a V_a + k J_g V_g - \varphi(\alpha)}{(V_g - V'') (1 - k)}, \quad 1)$$

womit wiederum die Primärströme $i_a' = J_a - i_a''$ und $i_g' = J_g + i_a''$ zu berechnen sind.

¹⁾ Für den Fall, dass die am Anfang des Paragraphen gemachten vereinfachenden Voraussetzungen nicht gelten, sind folgende Bezeichnungen einzuführen:

Φ_f = Austrittsarbeit des Glühfadens,

Φ_g = Austrittsarbeit des Gitters,

Φ_a = Austrittsarbeit der Anode,

wobei $\Phi_f > \Phi_g$ und $\Phi_f > \Phi_a$ sei, ferner

$\frac{1}{2} V_f$ = Potentialdifferenz zwischen der Elektronen emittierenden Mitte des Glühfadens und seinem negativen Ende.

Dann ergibt sich bereits bei der Eichung

$$E_a = J_a (V_a + \Phi_f - \frac{1}{2} V_f)$$

und für den Gitterstrahlungskoeffizienten

$$k = \frac{\varphi(\alpha) - J_a (V_a + \Phi_f - \frac{1}{2} V_f)}{J_g (V_g + \Phi_f - \frac{1}{2} V_f)}.$$

Die weitere Ableitung liefert die Formeln:

$$\text{für } V_a < V_g: \quad i_g'' = \frac{\varphi(\alpha) - J_a (V_a + \Phi_f - \frac{1}{2} V_f) - k \cdot J_g (V_g + \Phi_f - \frac{1}{2} V_f)}{(V_a - V'' + \Phi_f - \Phi_a - \frac{1}{2} V_f) \cdot (1 - k)},$$

$$\text{für } V_a > V_g: \quad i_a'' = \frac{J_a (V_a + \Phi_f - \frac{1}{2} V_f) + k J_g (V_g + \Phi_f - \frac{1}{2} V_f) - \varphi(\alpha)}{(V_g - V'' + \Phi_f - \Phi_g - \frac{1}{2} V_f) \cdot (1 - k)}.$$

Die beiden Ausdrücke für i_a'' und i_g'' gehen durch Vertauschung der Indices a und g und der Vorzeichen ineinander über, sind also vollkommen analog gebaut.

Es ist hervorzuheben, dass die dargestellten Überlegungen von Störungen des Potentialverlaufes durch Raumladungen oder dergleichen vollkommen unabhängig sind.

Ferner ist von Bedeutung, dass der Gitterstrahlungskoeffizient merklich

$$k < 1$$

sei; denn für den Fall, dass $k = 1$ wäre, würden die Ausdrücke für i_a'' und i_g'' unbestimmt. Aus einer Messung der in der Röhre geleisteten Gesamtenergie lässt sich über die Sekundärströme eben wiederum nichts aussagen.

Die einzige aus den Messungen nicht direkt hervorgehende Grösse ist die *Austrittsenergie* V'' der Sekundärelektronen. Sie soll deshalb bei der Auswertung der nachfolgend zu beschreibenden Versuche gegenüber V_a und V_g zuerst einmal vernachlässigt werden¹⁾. Dadurch vereinfachen sich die Formeln für den primären Anodenstrom zu

$$i_a' = J_a + \frac{\varphi(\alpha) - J_a V_a - k J_g V_g}{V_a (1 - k)} \quad \text{für } V_a < V_g$$

und

$$i_a' = J_a - \frac{J_a V_a + k J_g V_g - \varphi(\alpha)}{V_g (1 - k)} \quad \text{für } V_a > V_g.$$

II. Erstes Ausführungsbeispiel.

§ 5. Prinzip und vorbereitende Versuche.

Es wird die von der Anode ausgehende Temperaturstrahlung zur Ermittlung der Anodenenergie E_a benutzt. Zu diesem Zwecke werden ausserhalb der Röhre einige Blenden und ein Vakuumthermoelement so aufgestellt, dass dieses nur von der von der Anode ausgehenden Temperaturstrahlung, nicht aber von der vom Glühfaden oder vom Gitter ausgehenden, getroffen wird. Der die Thermokraft anzeigende Ausschlag α_T eines mit dem Thermoelement verbundenen Galvanometers dient dann als Mass für die Anodenenergie E_a .

¹⁾ Auf diese Vernachlässigung, die sich durch die Versuche als unzulässig erwies, wird im IV. Kapitel bei der Diskussion der Ergebnisse noch zurückzukommen sein.

Es wurde eine grössere Anzahl von Röhren auf ihre Eignung zu solchen Energiemessungen mit dem Thermoelement untersucht. Innen verspiegelte Röhren schieden dabei wegen der Undurchlässigkeit des Spiegels sowieso aus; aber auch sogenannte „halb-verspiegelte“ Röhren (z. B. Marconi D.E.L. 612) zeigten auf ihrer scheinbar unverspiegelten Seite fast vollständige Undurchlässigkeit. Ferner erwies sich bei Röhren mit thorierten Glühfäden oder mit Oxydkathoden die Inkonstanz der Emission als für genaue Messungen störend. Im übrigen aber kann jede Röhre, wenn nur die

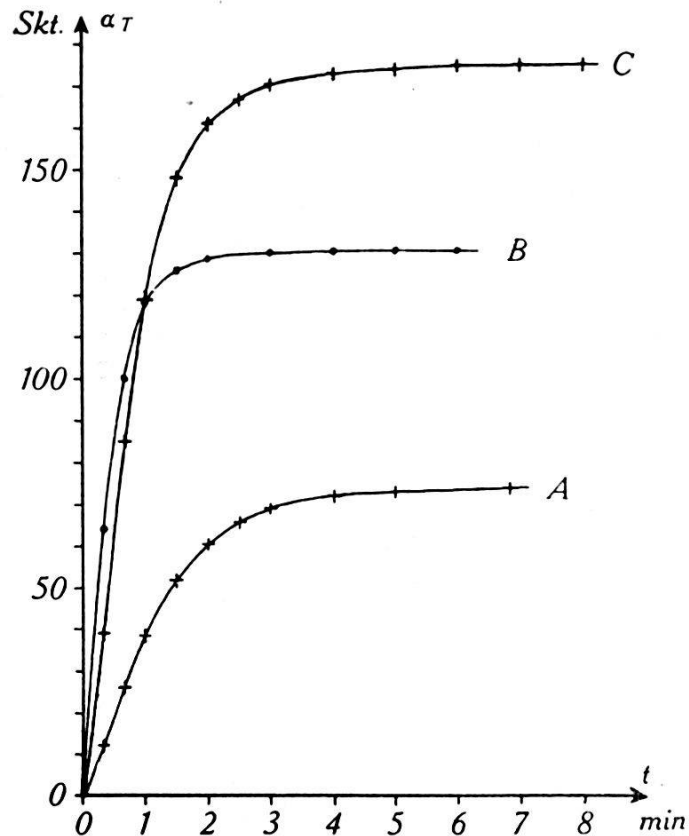


Fig. 2.

Anstieg der Anodentemperatur, aus dem zeitlichen Verlauf von α_T ersichtlich.

A. Philips E. $E_a' = 1,08$ Watt; $E_g = 0,32$ Watt.

B. Zenith TC⁴/₂₀. $E_a' = 1,23$ Watt; $E_g = 0,30$ Watt.

C. Philips Z 1. $E_a' = 1,23$ Watt; $E_g = 0,60$ Watt.

Energie genügend gross, resp. das Thermoelement hinreichend empfindlich ist, in der beschriebenen Weise mit dem Thermoelement untersucht werden.

Die Zeit, die verstreicht, bis die Anode nach einer Änderung der Energiezufuhr ihre stationäre Endtemperatur \bar{T}_a erreicht hat, ist zwar nicht von prinzipieller, aber hinsichtlich der Zeitverluste bei den Messungen von α_T doch von praktischer Bedeutung. Fig. 2 zeigt für drei verschiedene Röhren den zeitlichen Verlauf von α_T , auf gleichen Nullpunkt reduziert, je nach dem Ein-

neten Stöpsel-Einrichtung von 4 zu 4 Volt beliebig angezapft werden; und zwar mit vier voneinander unabhängigen Stöpseln, deren jeder über ein gesondertes 4 Volt überstreichendes Potentiometer mit einer der Klemmen 2 bis 5 verbunden war. Mit dieser Anordnung, die sich als sehr praktisch erwies, konnten somit an die Klemmen 2 bis 5 beliebige, voneinander unabhängige positive Spannungen von 0 bis 200 Volt angelegt werden. Ein zweipoliger Umschalter U_P gestattete, entweder die Spannungen der Klemmen 2 und 4, oder der Klemmen 3 und 5 an die Anoden- und Gitterzuleitungen anzulegen. In diesen Zuleitungen lagen ferner die Schalter S_{ax} und S_{gy} , die das Zuschalten von weiteren Batterien X und Y ermöglichten, der Schalter S_{ag} , der die Anode mit dem Gitter zu verbinden gestattete und schliesslich die Schalter S_{ao} und S_{go} , durch die Anode und Gitter beliebig mit dem Potential-Nullpunkt 0 verbunden werden konnten. Zur Messung der Ströme J_a und J_g in den Anoden- und Gitterzuleitungen dienten zwei geeichte veränderliche Stöpselwiderstände W_a und W_g , deren Endklemmen über einen zweipoligen Umschalter U_S und den Widerstand R mit einem Galvanometer nach DIESELHORST mit kurzer Schwingungsdauer verbunden waren. Aus den Ablesungen dieses Galvanometers waren die Ströme J_a , resp. J_g , unter Berücksichtigung der Widerstände W_a , resp. W_g , R und des Galvanometerwiderstandes jeweils einfach zu berechnen¹⁾. Der Schalter S_e hatte bei allen Versuchen die in der Figur gezeichnete Stellung, derzufolge das negative Glühfadenende mit dem Potential-Nullpunkt 0 verbunden war. Die Spannungen V_a und V_g , die an den Klemmen 2 bis 5 und hinter den Schaltern S_{ax} und S_{gy} lagen, konnten über einen Wähler W an einem Präzisions-Voltmeter abgelesen werden.

Der Heizkreis bestand aus einer 6 Volt-Akkumulatorenbatterie von grosser Kapazität, den Instrumenten zur Messung von J_f und V_f und einem Aggregat W_h von Regulierwiderständen, die zur Feineinstellung zum Teil parallel geschaltet waren.

Die Glühfadenheizung wurde immer so einreguliert, dass bei bestimmten Spannungen V_a und V_g (z. B. $V_a = V_g = 180,0$ Volt) der Anoden- oder der Emissionsstrom einen bestimmten Wert hatte. Die Emission konnte auf diese Weise viel genauer

¹⁾ Umrechnungsformel:

$$J_a = 3,814 \cdot 10^{-9} \cdot \frac{R + R_0 + W_a}{W_a} \cdot S_a \text{ [Amp.]},$$

wobei R_0 = Widerstand des Galvanometers mit Nebenschluss, S_a = Galvanometerausschlag.

(auf etwa $0,5^0/_{00}$) konstant gehalten werden, als dies durch Kontrolle der Heizspannung V_f oder gar des Heizstromes J_f allein möglich gewesen wäre.

§ 7. Die Anordnung zur Messung der Temperaturstrahlung.

Da für die Messung der Temperaturstrahlung der Anode eine geeignete Thermosäule nicht zur Verfügung stand, mussten die Versuche mit einem Vakuum-Thermoelement von Kipp & Zonen (Delft) in Quarz-Gefäß ausgeführt werden. An das Thermoelement war ein empfindliches Galvanometer von Hartmann & Braun mit kleinem inneren Widerstand angeschlossen, dessen Ausschläge mit α_T bezeichnet sein mögen. Zur Vermeidung störender Nullpunktsschwankungen musste das Galvanometer sowie auch das Metallgehäuse des Thermoelements durch Einpacken in Watte thermisch geschützt werden.

Die zu den Versuchen benutzte Zenith-Kurzwellensenderöhre (Type TC 4/20) hatte zylindrische Elektrodenanordnung. Anode und Gitter waren aus Molybdän angefertigt, der Glühfaden ein reiner Wolframfaden. Das Vakuum berechnete sich aus einer Bestimmung des BARKHAUSEN'schen Vakuumfaktors zu 10^{-7} bis 10^{-8} mm Hg und hielt sich auch bei längerem Betrieb auf dieser Höhe.

In Fig. 4 ist der Aufbau der Apparate, etwas schematisiert, im Horizontalschnitt dargestellt. Vor der Röhre R mit der Anode A wurden in gerader Flucht die vier rechteckigen (10×12 mm) Blenden B_1, B_2, B_3, B_4 so aufgestellt, dass gerade die von der Mitte des Anodenzylinders ausgehende Strahlung ausgeblendet wurde¹⁾. Das in dem doppelwandigen Metallgehäuse Z untergebrachte Thermoelement Th wurde von der Strahlung teils direkt, teils über den Hohlspiegel H getroffen. Ein durch die Achse XX zu betätigender Drehschieber S aus poliertem Silberblech zwischen den beiden Blenden B_1 und B_2 ermöglichte es, den Wärmestrahle normalerweise von dem Thermoelement abzuhalten und nur gerade je für eine Ablesung auffallen zu lassen. Dadurch wurde eine dauernde Erwärmung des Thermoelements infolge der Bestrahlung und ein daraus folgender Gang des Galvano-

¹⁾ Da die Enden des Gitters und des Glühfadens aus dem Anodenzylinder herausragten, war eine solche Ausblendung der Anoden-Temperaturstrahlung allein angezeigt. Denn während die direkte Strahlung der Glühfadenenden einen unerwünscht grossen Null-Ausschlag des Galvanometers zur Folge hätte, würde die Strahlung der Gitterenden zwar nicht einen prinzipiellen Fehler, aber doch eine die Genauigkeit herabsetzende *scheinbare* Vergrösserung des Gitterstrahlungskoeffizienten k bedingen.

meternullpunktes verhütet. Zum Schutze gegen äussere Strahlung war die Röhre von einem Halbzylinder *Y* aus Aluminiumblech, dessen Aussenseite poliert und dessen Innenseite geschwärzt war, umgeben. Sämtliche Metallteile waren untereinander und mit dem geerdeten Potential-Nullpunkt 0 der Apparatur leitend verbunden, damit das Feld um die Röhre definiert war.

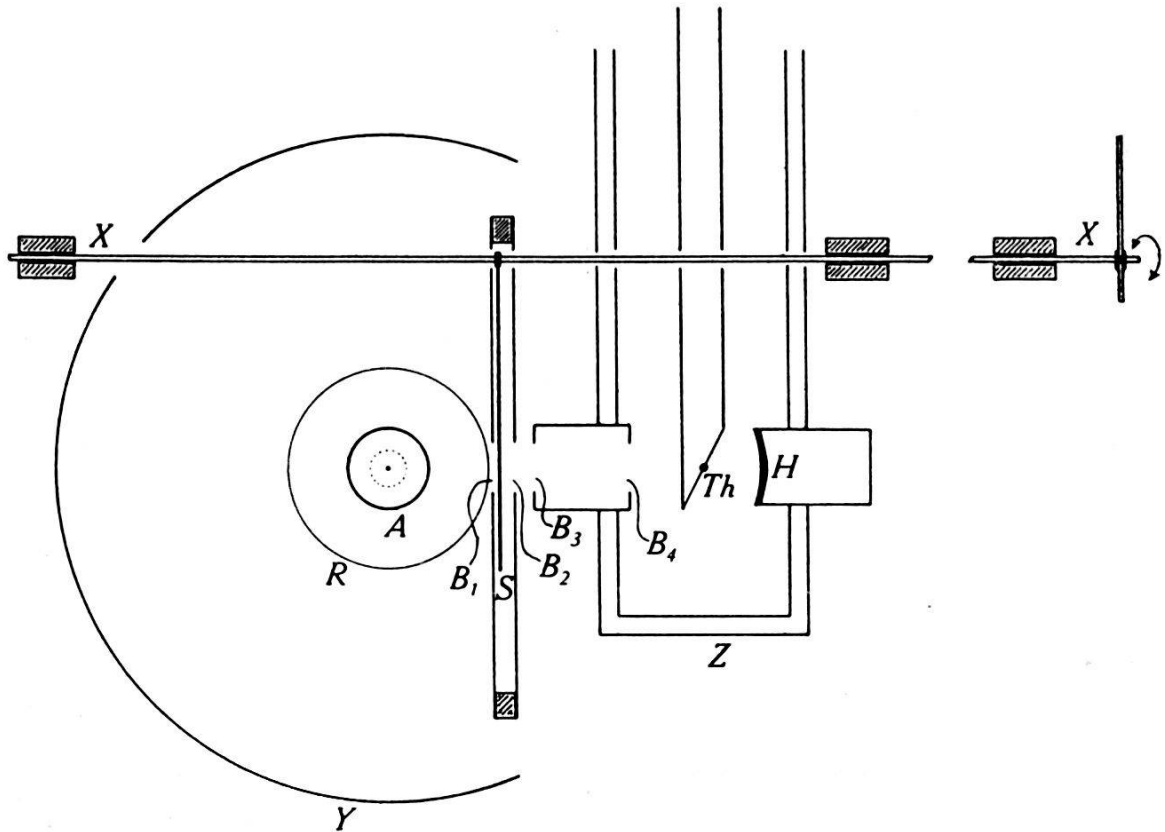


Fig. 4.

Apparatur zur Messung der Temperaturstrahlung.

Vor jeder Messreihe wurde die Röhre während mindestens zweier Stunden „eingebraunt“, d. h. bei eingeschalteter Glühfadenheizung sich selbst überlassen.

Die Ablesungen wurden immer auf folgende Weise ausgeführt: Die Betriebsdaten der Röhre (V_a , V_g , J_a , J_g) wurden eingestellt und, wo nötig, durch Nachregulieren konstant gehalten. Nach 6 bis 8 Minuten (Einstelldauer von \bar{T}_a) wurden die Galvanometer-einstellungen abgelesen:

1. bei geschlossenem Schieber S α_T^+
2. bei geöffnetem Schieber S α_T^{++}
3. bei geschlossenem Schieber S α_T^+

Falls die beiden Null-Werte α_T^+ voneinander verschieden waren, wurde aus ihnen das Mittel genommen und dann der eigentliche Ausschlag ermittelt als

$$\alpha_T = \alpha_T^{++} - \alpha_T^+.$$

Ferner zeigte es sich im Verlaufe der Messungen, dass die auf diese Weise ermittelten α_T -Werte für gleiche Versuchsbedingungen (z. B. $V_a = V_g = 0$) nicht genau übereinstimmten, sondern vielmehr während jeder Messung einen kleinen Gang aufwiesen. Die Unterschiede hielten sich innerhalb eines Intervalles von 2 Skalenteilen, betrug also grössenordnungsmässig 1 Prozent der Ausschläge. Als Ursache dieser Erscheinung sind offenbar kleine Veränderungen der Glühdrahtoberfläche anzunehmen, infolge deren zur Aufrechterhaltung des gleichbleibenden konstanten Emissionsstromes nicht immer die genau gleiche Heizenergie $E_f = J_f \cdot V_f$ eingestellt werden musste. Diese Unterschiede waren aber so gering, dass sie an den Messinstrumenten für J_f und V_f nicht abgelesen werden konnten. Bei allen Versuchen zeigte sich der Gang der α_T -Werte übrigens im Sinne einer Abnahme, was einer Verkleinerung der für den betreffenden Emissionsstrom notwendigen Heizenergie entspricht.

Die erwähnten Schwankungen der α_T -Werte konnten auf folgende Weise nach Art einer Nullpunktskorrektur eliminiert werden: Zu Beginn und am Schluss jeder Messreihe wurde je unter den gleichen Versuchsbedingungen (z. B. $V_a = V_g = 160,0$ Volt) α_T gemessen und die Abweichungen dieser beiden Werte gegen einen festgesetzten Normalwert, unter Annahme eines linearen Ganges, zur Korrektur der dazwischenliegenden Messreihe benützt. Es sollen im folgenden immer die bereits korrigierten α_T -Werte angegeben werden.

Die Raumtemperatur wurde während der Messungen auf einige Grade konstant gehalten, so dass ein Einfluss auf die Messergebnisse nicht bemerkbar war.

§ 8. Bestimmung von i_a' bei $V_g = 160,0$ Volt.

Die Heizspannung war bei diesen Messungen auf $V_f = 3,94$ Volt eingestellt worden, so dass bei $V_a = V_g = 160,0$ Volt $J_a = 7,688$ mA (entsprechend einem Galvanometerausschlag von 400,0 Skt.) betrug.

Zuerst wurde nun in der in § 4 angegebenen Weise ($V_g = 0$; V_a steigend positiv, so dass $E_a = J_a V_a$ anzugeben ist) die Eichkurve $E_a = \varphi(\alpha_T)$ ermittelt. Fig. 5 zeigt die Kurve und gleichzeitig die ihr zugrunde liegenden Messpunkte, die aus drei verschiedenen Messreihen stammen.

Nachher wurde die eigentliche Messung ausgeführt, indem man bei $V_g = 160,0$ Volt die Charakteristik aufnahm, unter gleichzeitiger Messung der entsprechenden α_T -Werte. Die ersten vier

Kolonnen der Tabelle 1 zeigen die so aus dem Versuch direkt hervorgehenden Grössen V_a , J_a , J_g , α_T , während $V_g = 160,0$ Volt ja ebenfalls gemessen ist. Die fünfte Kolonne zeigt die anhand der Eichkurve aus α_T ermittelten Anodenenergien $E_a = \varphi(\alpha_T)$, die sechste und siebente die Produkte $J_a V_a$ und $J_g V_g$ in Watt.

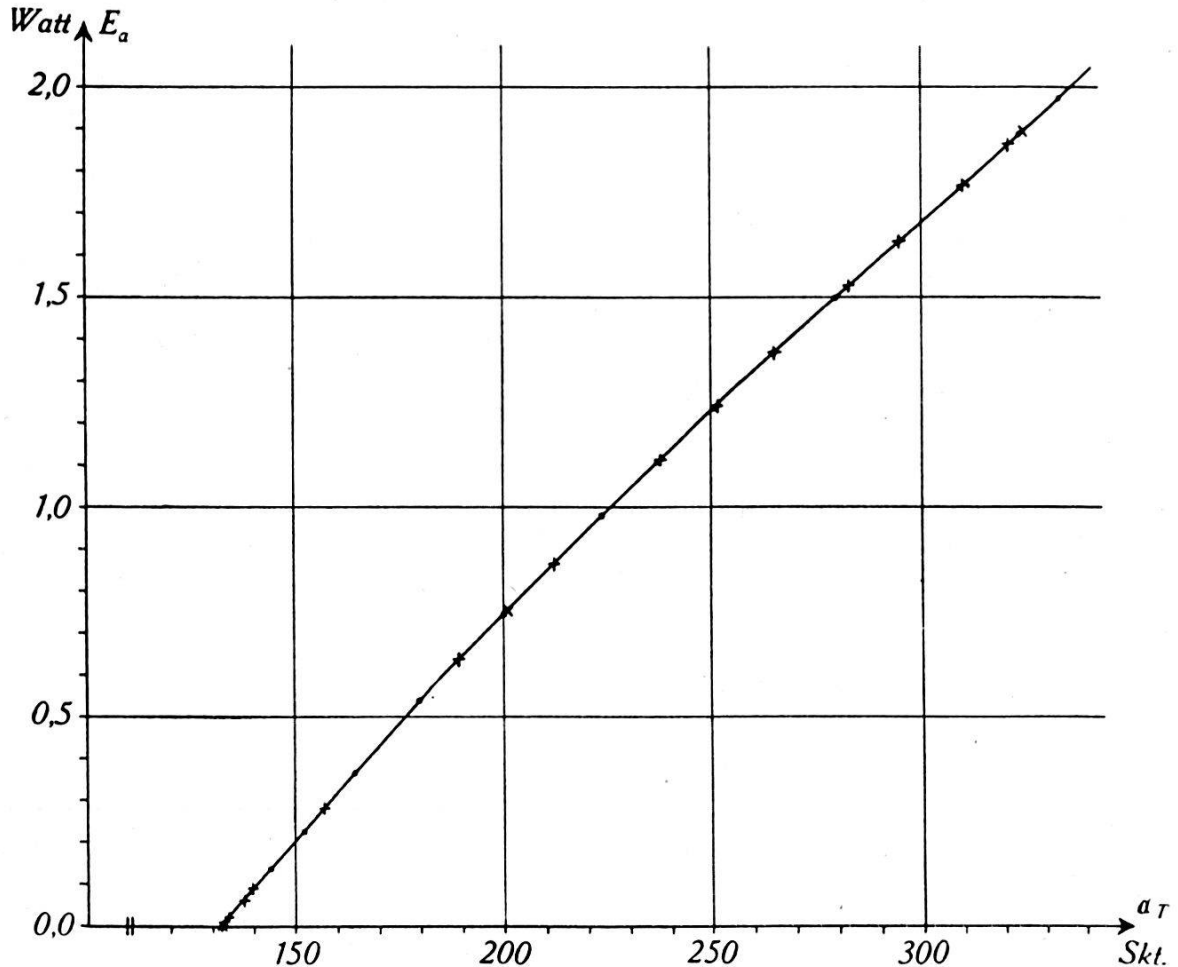


Fig. 5.

Eichkurve. $E_a = \varphi(\alpha_T)$.

Daraus lässt sich nun zuerst der Gitterstrahlungskoeffizient k nach der Formel

$$k = \frac{\varphi(\alpha_T) - J_a V_a}{J_g V_g}$$

bestimmen. Und zwar nicht nur aus den Werten bei $V_a = 0$, sondern auch aus denjenigen bei $V_a = 10$ Volt; denn der in Fig. 6 dargestellte Verlauf der Charakteristik zeigt, dass bei $V_a = 10$ Volt Sekundäremission noch nicht in merklichem Masse auftritt. Somit ergibt sich aus den vier ersten Messungen der Tab. 1 bei:

$$V_a = 0 \quad k = \frac{0,250 - 0,00}{1,479} = 0,169$$

$$V_a = 0 \quad k = \frac{0,250 - 0,00}{1,479} = 0,169$$

$$V_a = 10 \text{ Volt} \quad k = \frac{0,187 - 0,038}{0,914} = 0,163$$

$$V_a = 10 \text{ Volt} \quad k = \frac{0,188 - 0,038}{0,914} = 0,164$$

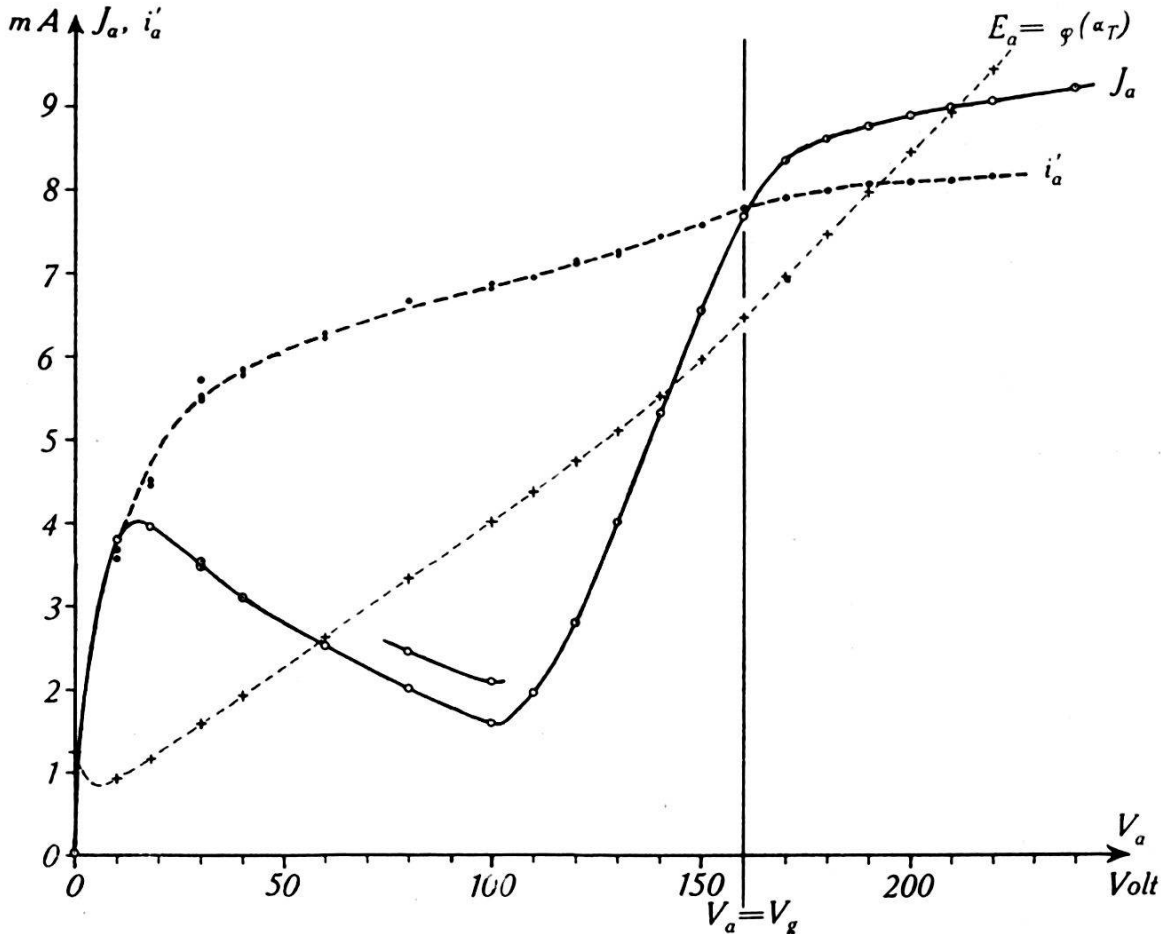


Fig. 6.

$V_g = 160,0$ Volt. J_a -Charakteristik und berechneter Primärstrom i_a' .

Der hieraus berechnete Mittelwert $k = 0,165$ ist der Berechnung zugrunde gelegt. Die weiteren Kolonnen geben die bei der Ausrechnung wichtigen Grössen, und die letzte schliesslich den so errechneten Primäranodenstrom i_a' . Der primäre Gitterstrom i_g' kann daraus natürlich leicht abgeleitet werden.

Fig. 6 veranschaulicht aus dem Inhalt der Tabelle den Verlauf des gemessenen Anodenstromes J_a , der Anodenenergie $E_a = \varphi(\alpha_T)^1$

¹⁾ Das zwischen $V_a = 0$ und $V_a = 10$ Volt in der Kurve $E_a = \varphi(\alpha_T)$ auftretende Minimum erklärt sich durch den in diesem Gebiete stattfindenden Abfall von J_g ; denn durch diesen wird der vom Gitter auf die Anode übergehende Energiebetrag $k \cdot E_g$ stark verkleinert, während die Energie E_a' des Elektronenbombardements wegen der Kleinheit von V_a noch gering ist.

Tabelle 1.

 $V_g = 160,0$ Volt; $k = 0,165$.

V_a Volt	J_a mA	J_g mA	α_T Skt.	$E_a = \varphi(\alpha_T)$ Watt	$J_a V_a$ Watt	$J_g V_g$ Watt	$\varphi(\alpha_T) - J_a V_a$	$k \cdot J_g V_g$	$V_a \cdot (1 - k)$	i_a'' mA	i_g'' mA	i_a' mA
0,0	0,037	9,247	154,2	0,250	0,000	1,479	0,250	0,244	0,0	—	—	—
0,0	0,035	9,247	154,3	0,250	0,000	1,479	0,250	0,244	0,0	—	—	—
10,0	3,802	5,710	148,7	0,187	0,038	0,914	0,149	0,151	8,35	—	-0,24	3,56
10,0	3,802	5,710	148,8	0,188	0,038	0,914	0,150	0,151	8,35	—	-0,12	3,68
18,0	3,948	5,585	152,8	0,233	0,071	0,894	0,162	0,147	15,03	—	1,00	4,95
18,0	3,948	5,585	152,9	0,234	0,071	0,894	0,163	0,147	15,03	—	1,06	5,01
30,0	3,527	6,001	160,2	0,319	0,106	0,960	0,213	0,158	25,05	—	2,20	5,72
30,0	3,470	6,063	160,0	0,315	0,104	0,970	0,211	0,160	25,05	—	2,04	5,51
30,0	3,471	6,063	159,9	0,314	0,104	0,970	0,210	0,160	25,05	—	2,00	5,47
40,0	3,100	6,450	166,3	0,385	0,124	1,032	0,261	0,170	33,40	—	2,73	5,83
40,0	3,100	6,451	166,1	0,383	0,124	1,032	0,259	0,170	33,40	—	2,67	5,77
60,0	2,519	7,036	178,7	0,522	0,151	1,126	0,371	0,186	50,10	—	3,70	6,21
60,0	2,519	7,036	179,0	0,525	0,151	1,126	0,374	0,186	50,10	—	3,75	6,27
80,0	1,996	7,566	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
80,0	1,992	7,566	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
100,0	—	7,968	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
100,0	1,598	7,968	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
110,0	1,966	7,579	213,0	0,872	0,216	1,213	0,656	0,200	91,85	—	4,97	6,93
120,0	2,803	6,785	220,6	0,950	0,336	1,086	0,614	0,179	100,20	—	4,34	7,14
120,0	2,803	6,807	220,4	0,948	0,336	1,089	0,612	0,180	100,20	—	4,31	7,11
120,0	2,790	6,785	220,3	0,948	0,335	1,086	0,613	0,179	100,20	—	4,33	7,12
130,0	4,023	5,580	228,0	1,020	0,523	0,893	0,497	0,147	108,55	—	3,23	7,25
130,0	4,015	5,580	227,9	1,019	0,522	0,893	0,497	0,147	108,55	—	3,23	7,22

140,0	5,311	4,298	236,9	1,105	0,744	0,688	0,361	0,113	116,90	—	2,12	7,43
140,0	5,313	4,298	236,8	1,104	0,744	0,688	0,360	0,113	116,90	—	2,11	7,43
150,0	6,549	3,057	246,1	1,192	0,982	0,489	0,210	0,081	125,25	—	1,03	7,58
150,0	6,550	3,057	246,2	1,192	0,983	0,489	0,209	0,081	125,25	—	1,02	7,57
160,0	7,688	1,901	257,0	1,292	1,230	0,304	0,062	0,050	133,60	—	0,09	7,78
160,0	7,688	1,904	257,0	1,292	1,230	0,305	0,062	0,050	133,60	—	0,09	7,78
160,0	7,688	1,890	257,0	1,292	1,230	0,302	0,062	0,050	133,60	—	0,09	7,78
160,0	7,688	1,896	257,0	1,292	1,230	0,304	0,062	0,050	133,60	—	0,09	7,78
170,0	8,337	1,246	267,8	1,391	1,417	0,199	0,026	0,033	—	0,44	—	7,90
170,0	8,333	1,246	267,8	1,391	1,417	0,199	0,026	0,033	—	0,44	—	7,89
180,0	8,612	0,967	178,9	1,492	1,550	0,155	0,058	0,026	—	0,63	—	7,98
190,0	8,774	0,808	290,2	1,594	1,667	0,129	0,073	0,021	—	0,70	—	8,07
190,0	8,774	0,809	290,0	1,592	1,667	0,129	0,075	0,021	—	0,72	—	8,06
200,0	8,894	0,686	301,4	1,691	1,779	0,110	0,088	0,018	—	0,79	—	8,11
200,0	8,894	0,686	301,2	1,689	1,779	0,110	0,090	0,018	—	0,81	—	8,09
200,0	8,885	0,694	300,9	1,687	1,777	0,111	0,090	0,018	—	0,81	—	8,08
200,0	8,885	0,692	300,5	1,684	1,777	0,111	0,093	0,018	—	0,83	—	8,06
200,0	8,890	0,694	301,2	1,689	1,778	0,111	0,089	0,018	—	0,80	—	8,09
210,0	8,998	0,588	312,4	1,786	1,890	0,094	0,104	0,016	—	0,90	—	8,10
220,0	9,080	0,504	324,2	1,889	1,998	0,081	0,109	0,013	—	0,91	—	8,17
240,0	9,233	0,358	—	—	2,216	0,057	—	—	—	—	—	—
80,0	2,447	7,092	192,5	0,666	0,196	1,135	0,470	0,187	66,80	—	4,24	6,68
80,0	2,447	7,092	192,4	0,665	0,196	1,135	0,469	0,187	66,80	—	4,22	6,67
100,0	2,081	7,463	205,7	0,800	0,208	1,194	0,592	0,197	83,50	—	4,73	6,81
100,0	2,077	7,463	206,1	0,804	0,208	1,194	0,596	0,197	83,50	—	4,78	6,86

und des berechneten Primärstromes i_a' . Die beiden aus der J_a -Kurve merklich herausfallenden Werte bei $V_a = 80$ und $V_a = 100$ Volt stammen aus einer später ausgeführten Messung, bei der die Sekundäremission der Anode bereits eine andere war. Gleichwohl weichen die entsprechenden Werte für $E_a = \varphi(x_T)$ und für i_a' von den bezüglichen Kurven nicht ab, was auf die Brauchbarkeit der Methode hinweist.

Für die Diskussion der Resultate muss auf das letzte Kapitel verwiesen werden.

§ 9. Bestimmung von i_a' bei $V_g = 257,6$ Volt.

Die Heizspannung $V_f = 3,53$ Volt wurde dadurch konstant gehalten, dass bei $V_a = 0$ und $V_g = 193,2$ Volt $J_g = 3,846$ mA.

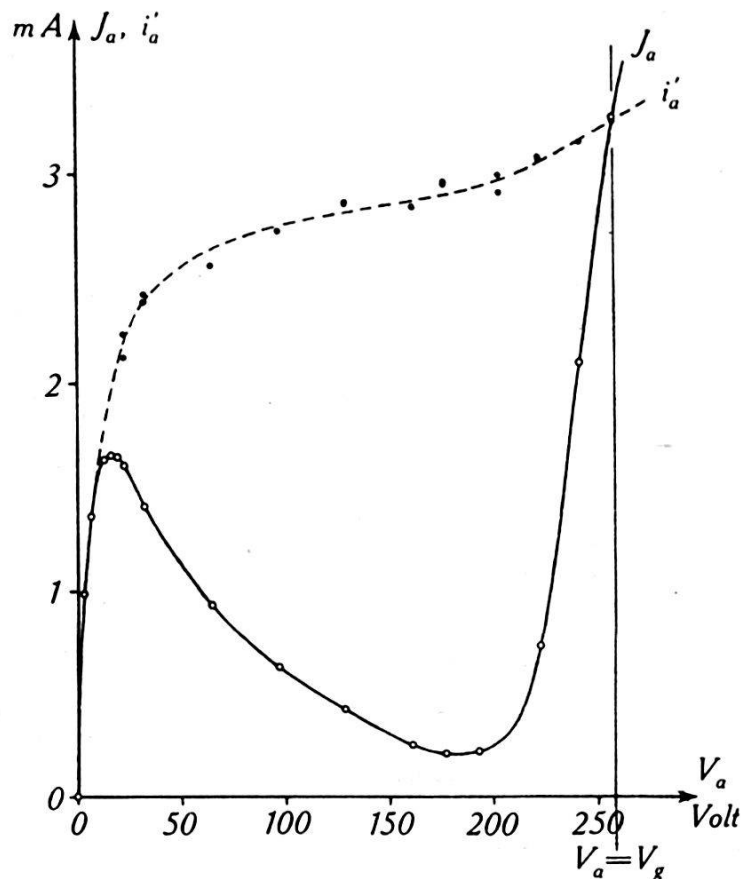


Fig. 7.

$V_g = 257,6$ Volt. J_a -Charakteristik und berechneter Primärstrom i_a' .

(entsprechend einem Galvanometerausschlag von 400,0 Skt.) eingestellt wurde. Durch die so gewählte kleine Emission waren jetzt, im Gegensatz zu den Messungen des § 8, bei den angewendeten hohen Spannungen Raumladungswirkungen auf die Primärströme mit Sicherheit ausgeschlossen.

Die Messungen zur Aufnahme der Eichkurve, die vom Typus der in Fig. 5 dargestellten ist, konnten nur bis etwa $V_a = 300$ Volt ausgedehnt werden; denn bei höheren Spannungen traten in der Emission des Glühfadens starke Unregelmässigkeiten¹⁾ auf, welche die Ablesungen verunmöglichten. Aus dem gleichen Grunde konnte auch die Charakteristik nur gerade bis zu dem Punkte $V_a = V_g = 257,6$ Volt durchgemessen werden. Der Gitterstrahlungskoeffizient ergab sich aus zwei Messungen bei $V_a = 0$ übereinstimmend zu $k = 0,150$. Die Charakteristik und der berechnete Primärstrom i_a' sind in Fig. 7 dargestellt, während auf die Wiedergabe der diesbezüglichen Tabelle, sowie auch der Eichkurve, aus Gründen der Raumersparnis verzichtet wird.

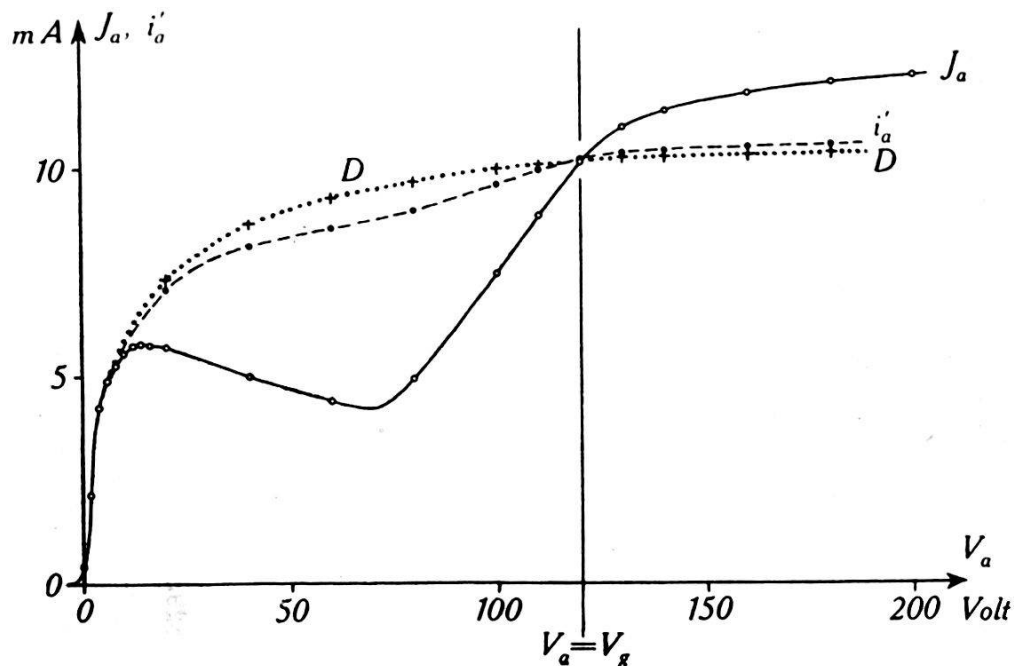


Fig. 8.

$V_g = 120,0$ Volt. J_a -Charakteristik und berechneter Primärstrom i_a' .
 - - - - für $V'' = 0$, für $V'' = 0,15 V'$.

§ 10. Bestimmung von i_a' bei $V_g = 120,0$ Volt.

Es wurde noch eine Messung bei möglichst grosser Emission und kleinen Spannungen durchgeführt. Dazu wurde die Heizspannung $V_f = 4,09$ Volt angelegt und an dem Kriterium, dass bei $V_a = 0$ und $V_g = 180,0$ Volt $J_g = 12,795$ mA (entsprechend einem Galvanometerausschlag von 400,0 Skt.) sein musste, konstant gehalten.

Auf die Wiedergabe der in bekannter Weise gemessenen Eichkurve wird wiederum verzichtet, während in Tabelle 2 A,

¹⁾ Sinken des Emissionsstromes um ca. 10%, trotz gleichbleibender Heizenergie E_f .

Tabelle 2.

A. Die 5 experimentell bestimmten Grössen und $E_a = \varphi(\alpha_T)$ B. Ausrechnung.
 C. Berechnung von i_a' nach § 4. ($V'' = 0$). D. Berechnung von i_a' nach § 14. ($V'' = 0,15 V'$).

A					B				C			D				
$V_g = 120,0$ Volt					$k = 0,165$											
V_a Volt	J_a mA	J_g mA	α_T	$E_a = \varphi(\alpha_T)$ Watt	$J_a V_a$ Watt	$J_g V_g$ Watt	$\varphi(\alpha_T) - J_a V_a$	$k \cdot J_g V_g$	$V_a \cdot$ (1-k)	i_a'' mA	i_g'' mA	i_a' mA	$0,710 \cdot V_a$	i_a'' mA	i_g'' mA	i_a' mA
0,0	0,422	11,990	169,1	0,237	0,000	1,4388	0,237	0,237	0,0	0,00	0,00	0,422	0,0	0,00	0,00	0,422
0,0	0,422	11,990	169,1	0,237	0,000	1,4388	0,237	0,237	0,0	0,00	0,00	0,422	0,0	0,00	0,00	0,422
2,0	2,115	10,729	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
4,0	4,249	8,273	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
6,0	4,892	7,668	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
8,0	5,272	7,275	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
10,0	5,566	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
12,0	5,746	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
14,0	5,784	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
16,0	5,752	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
20,0	5,701	6,913	172,4	0,274	0,1140	0,8295	0,160	0,137	16,70	-	1,38	7,08	14,20	-	1,62	7,32
20,0	5,701	6,913	172,3	0,273	0,1140	0,8295	0,160	0,137	16,70	-	1,38	7,08	14,20	-	1,62	7,32
40,0	4,994	7,636	188,9	0,455	0,1998	0,9163	0,255	0,151	33,40	-	3,12	8,11	28,40	-	3,66	8,65
40,0	4,994	7,633	189,1	0,456	0,1998	0,9160	0,256	0,151	33,40	-	3,14	8,13	28,40	-	3,70	8,69
60,0	4,392	8,241	206,8	0,635	0,2635	0,9889	0,371	0,163	50,10	-	4,15	8,54	42,60	-	4,88	9,27

B und C , sowie in Fig. 8 das Ergebnis der Messungen dargestellt ist. Bezüglich der Abteilung D in Tabelle 2, sowie der Kurve D in Fig. 8 muss auf § 14 verwiesen werden. Wie ersichtlich, sind sämtliche Punkte der Kurve zweimal gemessen, jedoch streuen auch die berechneten i_a' -Punkte so wenig, dass in der Figur die Duplizität nicht zu erkennen ist. Der Gitterstrahlungskoeffizient war aus den beiden Anfangswerten der Charakteristik übereinstimmend zu $k = 0,165$ bestimmt worden.

III. Zweites Ausführungsbeispiel.

§ 11. Prinzip und frühere Versuche.

Der Sinn des Verfahrens ist der, bei Röhren mit einer Anode aus ferromagnetischem Material die Suszeptibilität als Mass für die Anodentemperatur T_a und damit für die Anodenenergie E_a zu benützen, was durch geeignet ausgeführte Messungen möglich ist.

Bringt man nämlich eine Triode mit zylindersymmetrischer Elektrodenanordnung nach Art des Hull'schen Magnetrons (7) (8) in ein achsenparalleles homogenes Magnetfeld, so ergeben sich dann besondere Verhältnisse, wenn die Anode aus ferromagnetischem Material, z. B. wie häufig aus Nickel, besteht. In einer früheren Arbeit (6) konnte nämlich gezeigt werden, dass das Feld durch einen Anodenzyylinder aus Nickelblech eine beträchtliche Schwächung erleidet, die zudem, wegen der Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität, sich mit der Anodentemperatur stark ändert. Solange die Anodentemperatur unterhalb des Curiepunktes gehalten wird, ist somit zur Erreichung einer bestimmten magnetischen Feldstärke im Innern des Anodenzyinders eine um so kleinere äussere Feldstärke H notwendig, je höher die Anodentemperatur T_a ist. Man besitzt nun in dem Steilabfall des Anodenstromes (entsprechend der bekannten Hull'schen Magnetronkurve) ein verhältnismässig empfindliches Kriterium für das Bestehen einer bestimmten Feldstärke (eben nach HULL der kritischen Feldstärke $H_k = \frac{6,72}{R_a} \cdot \sqrt{V_a}$) im Innern des Anodenzyinders. Das äussere Magnetfeld H , das angelegt werden muss, damit der Steilabfall einsetzt, resp. der Anodenstrom auf einen bestimmten Bruchteil seines Anfangswertes herabgedrückt wird, ist somit ein Mass für die Anodentemperatur T_a und damit auch für die Anodenenergie E_a . Dabei ist die Angabe der Magnetfeldstärke H selbst nicht einmal notwendig, sondern auch die Ablesung α_M

eines mit H eindeutig zusammenhängenden Messinstrumentes ist, nach den in § 4 angestellten Überlegungen, ein Mass für die Anodenenergie E_a , also wiederum

$$E_a = \varphi(\alpha_M).$$

Das Verfahren hat gegenüber dem in Kapitel II mitgeteilten der Anodenenergiemessung mit dem Thermoelement den Nachteil, dass seine Anwendung auf Trioden mit zylindrischer Elektrodenanordnung und ausserdem mit ferromagnetischer Anode beschränkt ist. Zudem wird es durch den Umstand, dass der die Anodenenergie charakterisierende Ausschlag α_M nicht während der Erwärmungsperiode, sondern erst unmittelbar nach dieser durch einen gesonderten Versuch bestimmt werden kann, wesentlich kompliziert. Das Verfahren erscheint aber nichtsdestoweniger in dem vorliegenden Falle geeignet, die Allgemeinheit der Methode der Energiemessungen zu erläutern.

§ 12. Die Messapparatur.

Die zu den Untersuchungen verwendete Triode war eine kleine *Zenith*-Senderöhre, Type WA 20 A, mit zylindersymmetrischer Elektrodenanordnung und Nickel-Anode¹⁾. Sie wurde an die in § 6 beschriebene und in Fig. 3 dargestellte elektrische Schaltung angeschlossen. Der Emissionsstrom, resp. die Heizenergie E_f wurde in der ebenfalls dort beschriebenen Weise konstant gehalten.

Das Magnetfeld wurde durch eine über die Röhre geschobene stromdurchflossene Spule erzeugt, die weiter unten näher beschrieben werden soll. Die hierbei verwendete *Schaltung* ist in Fig. 9 schematisch dargestellt. Der eigentliche Magnetfeld-Stromkreis, der an eine grosse Akkumulatorenbatterie von 70 Volt angeschlossen war, bestand aus geeigneten Regulierwiderständen R , einem Präzisionsamperemeter zur Messung des durch die Spule fließenden Stromes J_M und einem Umschalter U_M , durch den der Strom entweder durch die Spule Sp oder aber durch einen Widerstand W_{Sp} geleitet werden konnte, der dem Widerstande der Spule Sp genau gleich gemacht war. Dadurch wurde erreicht, dass die Regulierwiderstände, unabhängig vom Aus- und Ein-

¹⁾ Charakteristische Daten:

Anode: Ni-Blech von 0,15 mm Dicke; $R_a = 7,5$ mm, $L_a = 20$ mm.

Gitter: Spirale aus Mo-Draht von 0,12 mm Durchmesser, mit einer Stütze aus Ni-Draht; $R_g = 3$ mm, $L_g = 26$ mm.

Glühdraht: Reiner Wolfram-Faden.

schalten des Magnetfeldes, unter konstanter Belastung gehalten und Stromschwankungen infolge von Temperaturänderungen der Widerstandsdrähte vermieden wurden.

Bei den Vorversuchen erwies sich nun die Ablesegenauigkeit des Amperemeters als zu gering und es musste deshalb zur Strommessung an den Manganindraht-Widerstand W_M ein *Kompensationskreis* angeschlossen werden. Dieser bestand aus einem durch ein Leclanché-Element L gespeisten Potentiometer P , dessen Spannungsabfall an Hand der Kontrolle mit einem Weston-Element N und einem empfindlichen Galvanometer G_2 konstant

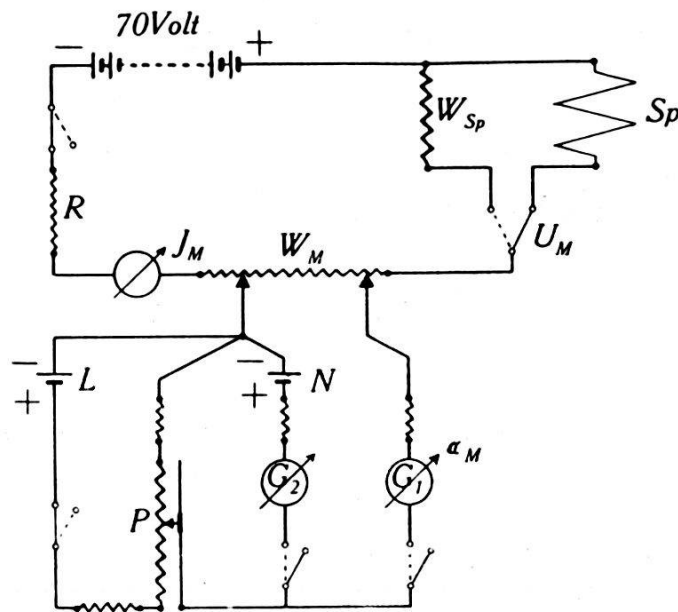


Fig. 9.

Fig. 9. Schema der Magnetfeld-Schaltung.

gehalten wurde, und endlich einem Zeigergalvanometer G_1 von Hartmann & Braun, dessen Ausschläge α_M abgelesen wurden. Da die Ablesungen α_M bereits in eindeutiger Weise mit dem Strom J_M und deshalb mit dem Magnetfelde H zusammenhingen, war, wie bereits mitgeteilt, die Forderung der Methode erfüllt und eine Umrechnung in Gauss nicht notwendig¹⁾. Der Abzweigwiderstand an W_M , sowie der dem Galvanometer G_1 vorgeschaltete Widerstand wurden so gewählt, dass die Ausschläge α_M gerade den für die Messungen in Frage kommenden Bereich von Magnetfeldstärken umfassten.

Die das Magnetfeld erzeugende *Spule* bestand aus einem Messingrohr von 40 cm Länge und 10 cm Innendurchmesser mit Endscheiben, auf das in 14 Lagen insgesamt 2575 Windungen

¹⁾ Die empirisch bestimmte Umrechnungsformel sei trotzdem hier angegeben:
 $H = 81,88 + 0,835 \cdot \alpha_M$ [Gauss].

dicken Kupferdrahtes gewickelt waren. Das Magnetfeld wurde, unter Berücksichtigung der Endkorrekturen, durch Summation der durch die einzelnen Lagen erzeugten Felder für $i_M = 1$ Amp. zu $H = 76,70$ Gauss berechnet, und zwar für ein Gebiet von 2 cm beiderseits der Spulenmitte. Bei Anlass von früheren Versuchen war die Spule auf einem geeigneten Gestell in Richtung des magnetischen Erdfeldes montiert worden, welche Aufstellung für die gegenwärtigen Versuche beibehalten wurde.

Aus Vorversuchen ergab sich weiterhin die Notwendigkeit, die Röhre im Innern der Spule gegen äussere Temperaturschwankungen zu schützen. Da blosses Verschliessen der Spulenenden mit schlecht wärmeleitendem Material sich als nicht genügend wirksam erwies, wurde die Spule selbst als *Thermostat* ausgebildet: die untere Öffnung wurde durch eine Metallplatte, die eine kleine Heizspirale trug, abgeschlossen, die ganze Oberfläche wurde durch Watte und Papier gegen Wärme isoliert und das Lumen der Spule mit dünnflüssigem Paraffinöl, dem wegen seiner grössern spezifischen Wärme der Vorzug vor anderen Ölen gegeben wurde, angefüllt. Die kleine Heizspirale wurde mit Wechselstrom aus dem städtischen Netz geheizt, wobei sich eine vorgeschaltete Metallfadenlampe durch ihren Temperaturkoeffizienten zum Ausgleich der Netzspannungsschwankungen als wirksam erwies. Es zeigte sich, dass in dieser Anordnung die Öltemperatur bei einiger Aufmerksamkeit leicht auf $\pm 0,2^\circ$ konstant gehalten werden konnte. Aus äusseren Gründen wurde als günstig eine Normaltemperatur $T = 42,0^\circ$ C festgesetzt und alle Messungen bei dieser ausgeführt.

Für die *Justierung* der Röhre, d. h. die Ausrichtung der Anoden-zylinderachse parallel zur Magnetfeldrichtung, konnte die folgende, im Vergleich zu optischen Verfahren genauere Methode verwendet werden. Es ist bekannt (9), dass die Charakteristik einer Magnetron-Anordnung bei hinreichend grosser Emission (10) und ungenauer Justierung eine Anomalie zeigt, die darin besteht, dass nach dem Überschreiten der kritischen Feldstärke H_k bei Feldern $H > H_k$ ein nochmaliger Anstieg des Anodenstromes mit einem flachen Maximum auftritt. Dieses Maximum verschwindet vollständig, wenn die Röhrenachse genau parallel zum Magnetfeld orientiert wird, und die verhältnismässig grosse Schärfe der Erscheinung macht sie zu einem besonders brauchbaren Kriterium für die richtige Justierung der Röhre.

Bei der Triode tritt das erwähnte Maximum naturgemäss nur im Gitterstrom ausgesprochen auf und es wurde deshalb an die Röhre $V_a = 0$ und $V_g = 40$ Volt angelegt (wobei $J_g = 3,5$ mA betrug) und dann H so weit gesteigert, dass J_g das erwähnte

Maximum zeigte. Durch Verdrehen der Röhre war es dann zu erreichen, dass bei einer bestimmten Stellung dieses Maximum verschwand, d. h. der Gitterstrom Null wurde. Der dabei gemachte Fehler dürfte unterhalb 1° liegen, wurde aber nicht weiter untersucht.

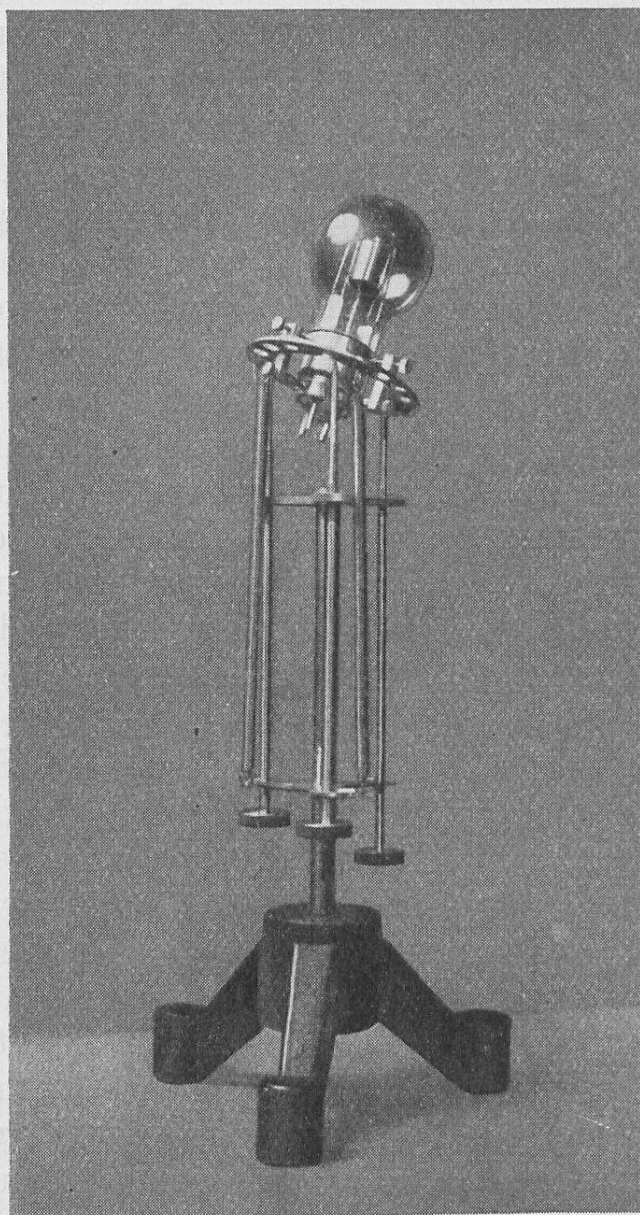


Fig. 10.
Röhre mit Halter.

Fig. 10 zeigt die Röhre an dem vom Mechaniker hergestellten beweglichen Halter, der die kleinen Verdrehungen ermöglichte.

§ 13. Bestimmung von i_a' bei $V_g = 180,0$ Volt.

Wie bereits erwähnt wurde, entspricht jeder Anodentemperatur \bar{T}_a unterhalb des Curiepunktes und damit auch jeder Anodenenergie E_a eine bestimmte Lage des Steilabfalles von J_a auf der H - resp. der α_M -Achse. Für die folgenden Messungen wurde nun

als Mass für E_a willkürlich festgesetzt: derjenige α_M -Wert, bezeichnet als $\bar{\alpha}_M$, bei dem, bei $V_a = V_g = 180,0$ Volt, J_a gerade auf $\frac{4}{5}$ seines ursprünglichen Wertes, d. h. von 400,0 auf 320,0 Skt. abgedrosselt wird¹⁾. Es war demzufolge nicht notwendig, für jede Anodentemperatur die ganze Kurve für J_a in Abhängigkeit von

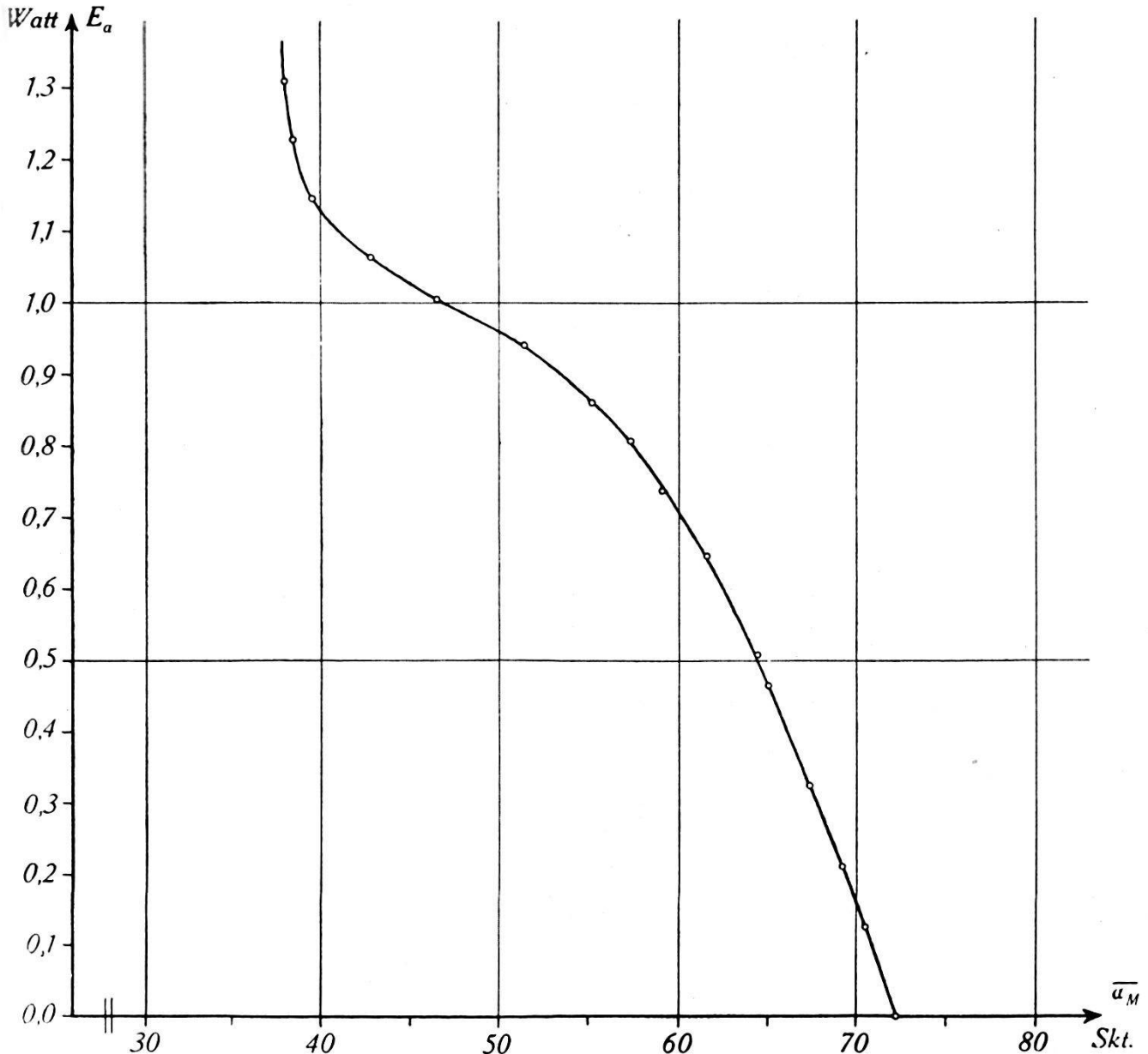


Fig. 11.

Eichkurve, $E_a = \varphi(\bar{\alpha}_M)$.

α_M durchzumessen, sondern es genügte, einige wenige Messpunkte in der Nähe der Stelle $J_a = 320,0$ Skt. zu gewinnen, woraus die Lage dieses Punktes und damit $\bar{\alpha}_M$ graphisch interpoliert werden konnte.

¹⁾ Die Wahl des Bruchteiles $\frac{4}{5}$ geschah aus rein äusseren Gründen. Es ist hervorzuheben, dass von dieser Wahl natürlich nur die Form der Eichkurve $E_a = \varphi(\bar{\alpha}_M)$, nicht aber die nachfolgende Berechnung von i_a' abhängig ist.

Für die Messungen wurde eine Heizspannung $V_f = 3,48$ Volt angelegt, so dass bei $V_a = V_g = 180,0$ Volt $J_a = 4,620$ mA (entsprechend 400,0 Skt.) betrug. Durch Vorversuche war festgestellt worden, dass durch diese Heizung die Anodentemperatur so weit gehoben wurde, dass die Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität, und damit die Empfindlichkeit der Methode gross war. Andererseits blieb hierbei die Anodentemperatur noch

Tabelle 3.
Eichung.

V_a Volt	V_g ¹⁾ Volt	J_a mA	J_g mA	$E_a' = E_a$ Watt	E_g Watt	$\bar{\alpha}_M$
0,0	0,0	0,013	0,0	0,000	0,000	72,22
0,0	0,0	0,011	0,0	0,000	0,000	72,25
160,0	0,0	0,783	0,0	0,1253	0,000	70,57
200,0	0,0	1,060	0,0	0,2120	0,000	69,20
220,0	4,0	2,310	0,222	0,5082	0,0009	64,45
240,0	0,0	1,361	0,0	0,3264	0,000	67,38
240,0	1,0	1,941	0,075	0,4658	0,000	65,06
322,2	3,7	3,118	0,225	1,005	0,0008	46,53
322,2	0,0	2,004	0,0	0,6457	0,000	61,60
338,1	0,0	2,180	0,0	0,7372	0,000	59,14
354,3	0,0	2,278	0,0	0,8065	0,000	57,36
354,3	0,5	2,425	0,007	0,8595	0,000	55,25
354,3	1,2	2,657	0,0036	0,9413	0,000	51,52
354,3	2,0	3,003	0,116	1,064	0,0002	42,80
354,3	3,2	3,233	0,187	1,146	0,0006	39,56
354,3	4,0	3,465	0,256	1,228	0,0010	38,50
354,3	4,5	3,696	0,320	1,309	0,0014	38,03

genügend weit unterhalb des Curiepunktes (ca. 360^0 C), um für die durch das Elektronenbombardement eintretende Erwärmung einen hinreichenden Spielraum zu lassen.

Wiederum wurde zuerst die Eichung, und zwar für jeden Messpunkt auf folgende Weise, durchgeführt: Zuerst erhielt die Anode bei $V_g = 0$ und $V_a > 0$ (z. B. $V_a = 200$ Volt) während hinreichend langer Zeit die Energiezufuhr $E_a = J_a V_a$, so dass die entsprechende stationäre Endtemperatur \bar{T}_a sicher erreicht war. Nachher wurde mit Hilfe der Umschalter plötzlich angelegt: $V_a = V_g = 180,0$ Volt und gleichzeitig ein bestimmtes α_M ent-

¹⁾ Wie ersichtlich, musste zur Erzielung der höheren J_a -Werte V_g um einige Volt grösser als Null gemacht werden. Die dadurch bewirkten Gitterenergien E_g sind jedoch so klein, dass in den E_a -Werten kein merklicher Fehler entsteht.

Die so erhaltenen Werte für $\bar{\alpha}_M$ in Abhängigkeit von E_a sind in Tabelle 3 zusammengestellt und in Fig. 11 als Eichkurve aufgetragen. Der Verlauf der Kurve zeigt, dass der Methode durch

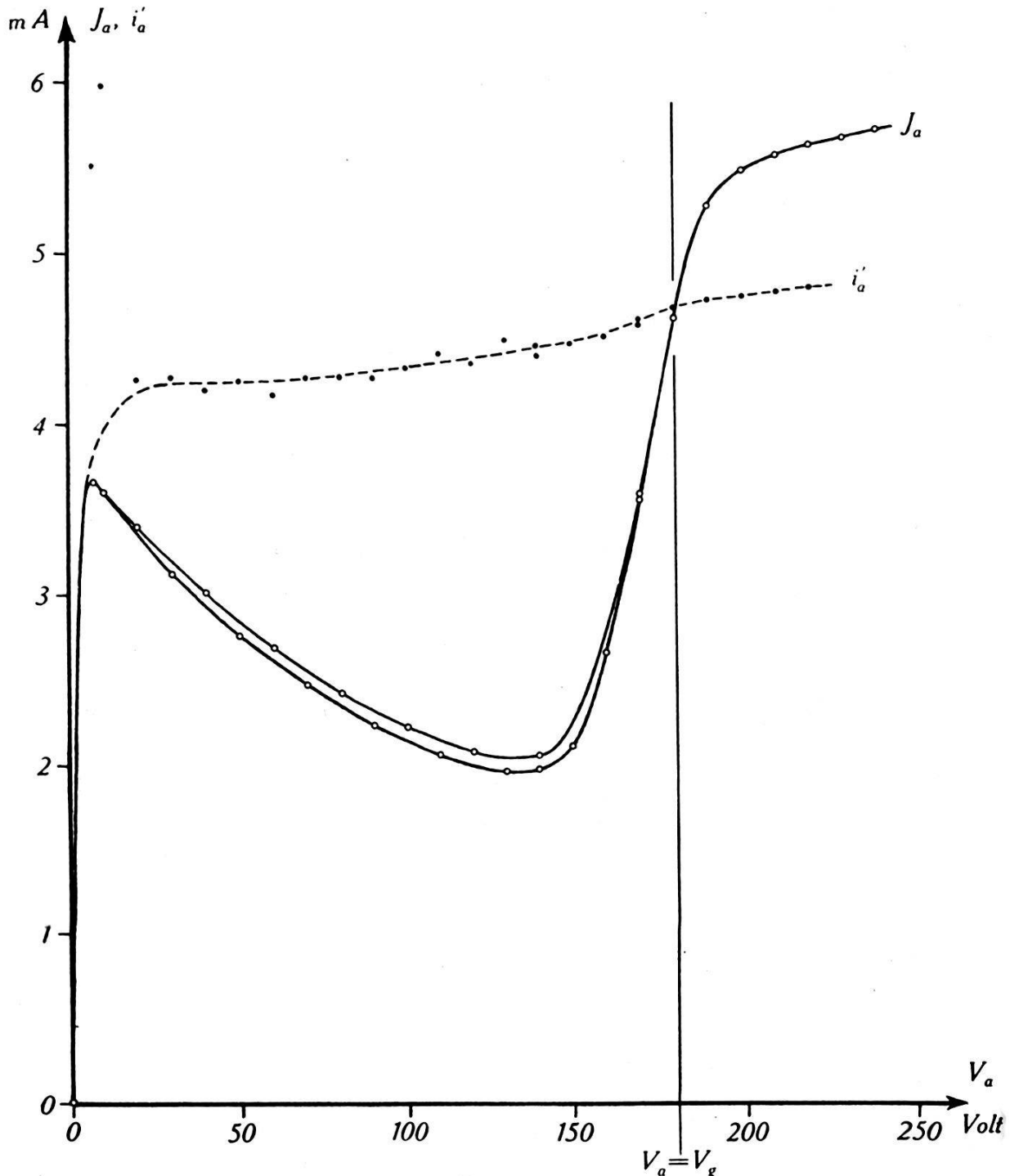


Fig. 12.

$V_g = 180,0$ Volt. J_a -Charakteristik und berechneter Primärstrom i'_a .

den Curiepunkt des Anodenmaterials eine bestimmte Grenze gesetzt ist; denn für Energien $E_a > 1,3$ Watt wird α_M von E_a , d. h. die kritische Magnetfeldstärke von der Anodentemperatur unabhängig.

In analoger Weise wurde sodann der eigentliche Erwärmungsversuch durchgeführt, indem wieder jeweilen zuerst die Anode bei bestimmten Werten von V_a und V_g erwärmt wurde, und nachher bei plötzlichem Anlegen von $V_a = 180,0$ Volt und α_M rasch der Anodenstrom J_a abgelesen wurde, usw. In Tabelle 4 sind die so ermittelten Grössen V_a , V_g , J_a , J_g und $\bar{\alpha}_M$ sowie die aus der Eichkurve ermittelte Energie $E_a = \varphi(\bar{\alpha}_M)$ aufgeführt. Die weiteren Kolonnen der Tabelle geben die für die Ausrechnung von i_a' wichtigen Grössen und schliesslich i_a' selbst. Der Gitterstrahlungskoeffizient ergab sich, wie sich aus der Tabelle entnehmen lässt, bei $V_a = 0$ Volt zu $k = 0,221$ und bei $V_a = 7,0$ Volt zu $k = 0,266$, also im Mittel zu $k = 0,244$. Die Charakteristik und der berechnete Wert von i_a' sind schliesslich in Fig. 12 veranschaulicht.

Die Werte der Tabelle und der Kurve wurden in zwei zeitlich voneinander getrennten Messreihen gewonnen. Da offenbar die Sekundäremission der Anode sich in der Zwischenzeit verändert hatte, verläuft die J_a -Kurve bei $V_a < V_g$ doppelt. Der berechnete Primärstrom dagegen bleibt, wiederum als Zeichen für die Zuverlässigkeit der Methode, naturgemäss davon unabhängig.

Die Punkte für i_a' weisen gegenüber den mit dem Thermo-element bestimmten eine etwas grössere Streuung auf, was sich, in Anbetracht der Kompliziertheit der Messungen leicht verstehen lässt. Auf diesen Umstand ist auch das gänzliche Herausfallen der i_a' -Werte für kleine V_a zurückzuführen. Die Emission des Glühfadens erwies sich bei der zu diesen Messungen verwendeten Röhre als so gut konstant, dass eine Korrektur der α_M -Werte, analog der im II. Kapitel für α_T beschriebenen, nicht notwendig war.

IV. Diskussion der Ergebnisse.

§ 14. Die Primärstromkurven.

Die aus den Energiemessungen gewonnenen Kurven des primären Anodenstromes i_a' , wie sie für vier verschiedene Fälle in den Fig. 6, 7, 8 und 12 dargestellt sind, zeigen, zuerst einmal grob betrachtet, einen mit den Ergebnissen der in § 2 und § 3 erwähnten früheren Methoden übereinstimmenden Verlauf.

Bei genauerem Zusehen dagegen besitzen sie alle in der flachen Senkung über dem Minimum von J_a und dem nachherigen verhältnismässig steilen Anstieg beim Durchgang durch die Stelle $V_a = V_g$

eine Eigentümlichkeit, die mit den früheren Methoden nicht gefunden wurde¹⁾.

Die Ursache dieser Erscheinung wurde zuerst in einer Raumladungswirkung der Sekundärelektronen vermutet, die auf folgende Weise zu verstehen wäre: Da die zwischen Gitter und Anode sich bewegenden Sekundärelektronen nur durch die Potentialdifferenz $V_a - V_g$, resp. $V_g - V_a$ beschleunigt werden, ist ihre Laufzeit, d. h. die Dauer ihres Aufenthaltes im Gitter-Anoden-Raume um so grösser, je kleiner diese Potentialdifferenz ist. Das heisst, die von den Sekundärelektronen so gebildete Raumladung ist besonders in der Umgebung der Stelle $V_a = V_g$ gross und hat überdies ihr Maximum etwas unterhalb dieser Stelle (also etwa beim Minimum von J_a); denn die Sekundäremission der Anode (i_g'') ist bedeutend grösser als diejenige des Gitters (i_a''). Vermag diese Raumladung den nach der Anode laufenden Primärstrom i_a' durch Abschirmung der Anode etwas zu schwächen, so ist die erwähnte Senkung der i_a' -Kurve mit ihrem nachherigen Wiederanstieg zwanglos erklärt.

Trotzdem trifft diese Raumladungshypothese auf den vorliegenden Fall offenbar nicht zu, wie die folgenden beiden Überlegungen zeigen.

Erstens spricht nämlich die Tatsache, dass die Senkung der i_a' -Kurve bei kleiner Emission und grossen Spannungen (Fig. 7) ebensogut auftritt wie bei grosser Emission und kleinen Spannungen (Fig. 8), gegen eine solche Raumladungswirkung.

Zweitens zeigen die Kurven der Fig. 13, dass ein solcher, durch die Sekundärelektronen hervorgerufener Raumladungseinfluss auf den Primärstrom auch bei extrem grosser Emission nicht existiert. Denn bei $V_a = V_g$ gehen sämtliche Charakteristiken (sie sind durch Division mit J_c auf gleichen Masstab gebracht) mit grosser Genauigkeit durch einen Punkt, obwohl die Sekundärströme durch die Raumladung in auffälliger Weise abgedrosselt werden²⁾. Die dargestellten Messungen sind an der gleichen Röhre ausgeführt worden, die zu den Energiemessungen mit dem Thermoelement diente.

¹⁾ Vgl. etwa: H. LANGE, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **26**, S. 38, 1925; K. SIXTUS, Ann. d. Phys. (5) **3**, S. 1017, 1929.

²⁾ Eine erste Darstellung dieser Raumladungswirkung auf den Sekundärstrom findet sich bei H. LANGE, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **26**, S. 38, 1925, in dessen Fig. 13. Der so dargestellte Raumladungseffekt bildet übrigens ein Analogon zur Magnetfeld-Methode (§ 3): hier werden die Sekundärströme durch Raumladungswirkung (wenn auch nicht vollständig), dort durch das Magnetfeld abgedrosselt. Der Verlauf der Kurven ist deshalb in beiden Fällen durchaus ähnlich.

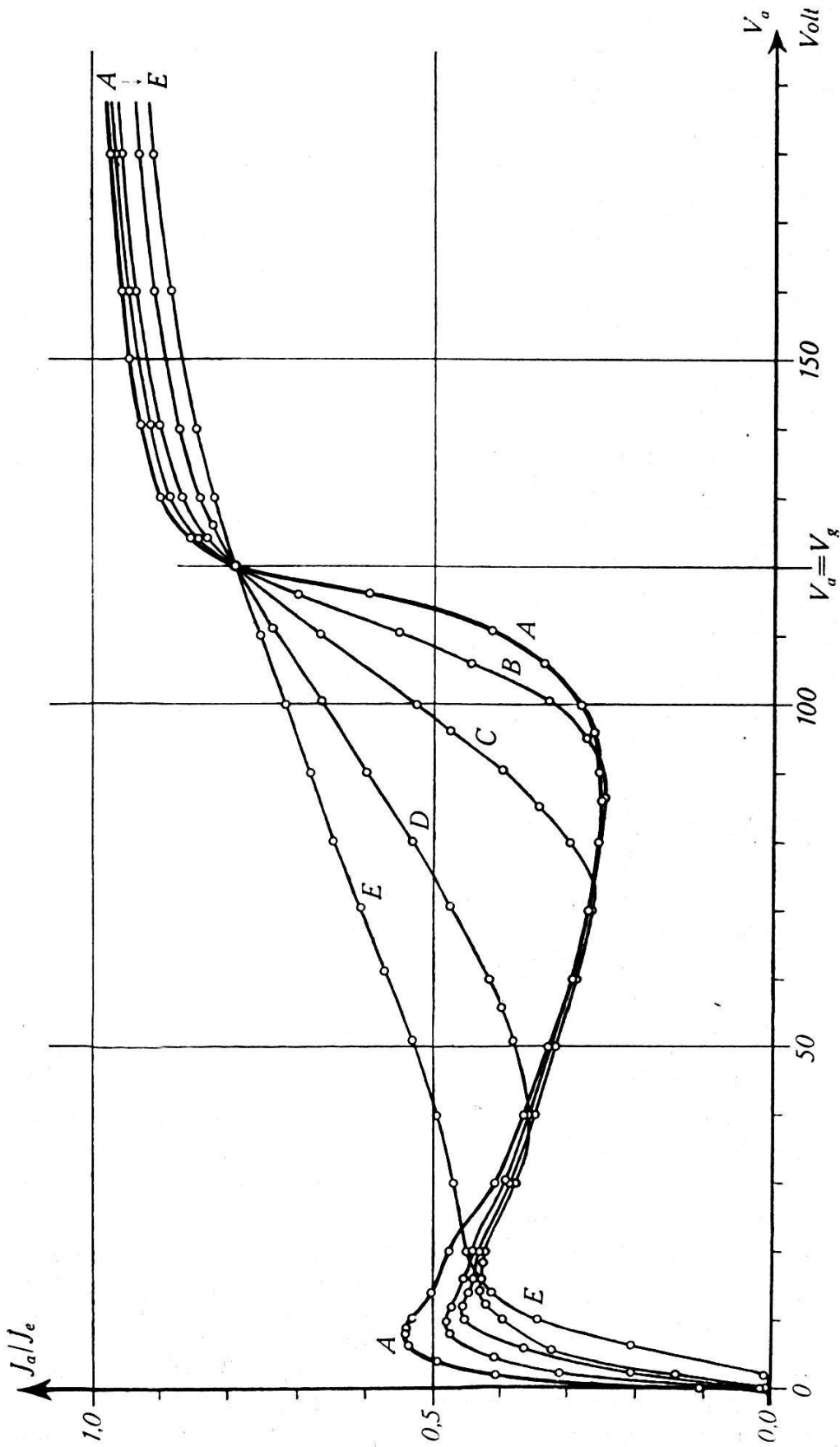


Fig. 13. Charakteristiken bei steigender Emission. $V_g = 120,0$ Volt.
 A $J_e = 1,75 \cdot 10^{-6}$ Amp. B $J_e = 2,20 \cdot 10^{-3}$ Amp. C $J_e = 8,89 \cdot 10^{-3}$ Amp.
 D $J_e = 29,10 \cdot 10^{-3}$ Amp. E $J_e = 72,65 \cdot 10^{-3}$ Amp.

Vielmehr zeigte es sich, dass die Senkung in der i_a' -Kurve, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Autoren, nicht reell sein kann, sondern offenbar durch die gemachte Vernachlässigung der Austrittsgeschwindigkeit V'' der Sekundärelektronen vorgetäuscht wird.

Nach den Untersuchungen von SOLLER (11) und BRINSMADE (12) nimmt nämlich bekanntlich die mittlere Austrittsgeschwindigkeit der Sekundärelektronen, im Gegensatz zur älteren Literatur, bei gut entgasen Metallen erhebliche Werte an. Dies hat seinen Grund darin, dass mit zunehmender Entgasung der Anteil der „full speed“-Elektronen, die also die gleiche Energie wie die primären besitzen, stark anwächst. Die hohen Vacua der beiden untersuchten Röhren deuten darauf hin, dass die Elektroden offenbar gut entgast sind und somit verhältnismässig viele Elektronen von grosser Geschwindigkeit ausgelöst werden.

Dazu kommt weiterhin der Umstand, dass die gerade durch die Sekundärelektronen im Gitter-Anoden-Raume gebildete Raumladung eine Potentialschwelle darstellt, die von den langsamen Elektronen nicht überwunden wird, die also vornehmlich die schnellen „aussiebt“.

Man hat somit für die Berechnung der Primärströme auf die ursprünglich abgeleiteten Formeln

$$i_a' = J_a + \frac{\varphi(\alpha) - J_a V_a - k J_g V_g}{(V_a - V'')(1 - k)} \quad \text{für } V_a < V_g,$$

$$i_a' = J_a - \frac{J_a V_a + k J_g V_g - \varphi(\alpha)}{(V_g - V'')(1 - k)} \quad \text{für } V_a > V_g$$

zurückzugreifen, wobei allerdings auf die Frage nach der Grösse von V'' durch die Versuche keine Antwort erteilt wird. Dagegen ergibt sich aus den SOLLER'schen Kurven für höchst entgastes Molybdän etwa die Formel $V'' = 0,25 V'$ bis $0,30 V'$, wo V' die Geschwindigkeit der Primärelektronen bedeutet. Da aber nicht anzunehmen ist, dass die Elektroden der untersuchten Röhren gleich weitgehend entgast sind wie die Soller'sche Probe, ist zu erwarten, dass dieser Ansatz eine allzu wirksame Korrektur der i_a' -Kurve ergeben würde. Dies fand sich in der Tat bestätigt, indem bereits der Ansatz $V'' = 0,15 V'$ (wobei beim Einsetzen in die Formel V' mit V_a resp. V_g identisch wird) eine hinreichende Ausebnung der Senkung in der i_a' -Kurve bewirkte.

In Tab. 2, Teil D, ist ein Beispiel für dieses Korrekturverfahren gegeben. Der Nenner des Ausdruckes für i_g'' resp. i_a'' lautet dann

$(V_a - V'') \cdot (1 - k) = (V_a - 0,15 V_a) \cdot (1 - k) = 0,85 \cdot V_a \cdot 0,835 = 0,710 \cdot V_a$,
 resp. $(V_g - V'') \cdot (1 - k) = (V_g - 0,15 V_g) \cdot (1 - k) = 0,85 V_g \cdot 0,835 = 0,710 \cdot V_g$, was in der ersten Kolonne angeführt ist. Fig. 8 zeigt in Kurve D punktiert die so erhaltene korrigierte i_a' -Kurve.

§ 15. Der Gitterstrahlungskoeffizient.

Es bleibt noch mitzuteilen, dass sich bei der Bestimmung des Gitterstrahlungskoeffizienten k auffällige Unstimmigkeiten ergeben haben, zu deren völliger Abklärung das vorhandene experimentelle Material jedoch leider nicht ausreicht.

Immerhin konnte festgestellt werden, dass die Unstimmigkeiten sicher nicht durch positive Ionen, die bei $V_a = 0$ die Anode bombardieren, vorgetäuscht wurden. Die positiven Ionenströme blieben, entsprechend der Güte des Vakuums, weit unterhalb des für eine merkbare zusätzliche Erwärmung notwendigen Wertes. Ebenfalls scheint die Vermutung, dass etwa der Absorptionskoeffizient des Anodenmaterials für die vom Gitter ausgehende Temperaturstrahlung sich mit deren Wellenlänge stark

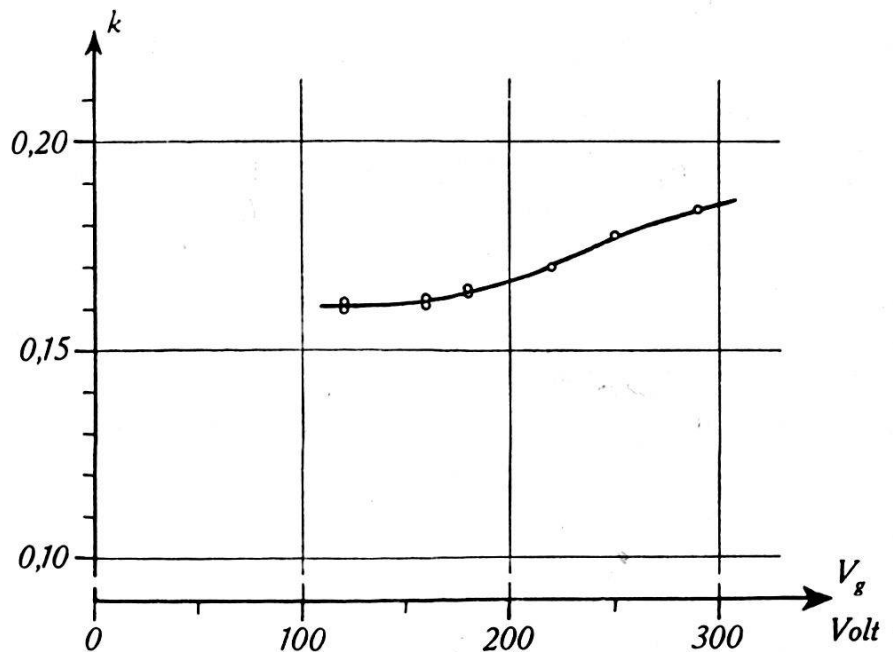


Fig. 14.

Fig. 14. Verlauf von k mit V_g .

ändere, unzutreffend; denn die Temperaturänderungen des Gitters sind naturgemäss klein. Auch die Annahme einer zusätzlichen Energieübertragung vom Gitter auf die Anode durch selektive Emission und Absorption weicher Röntgenstrahlen kann wegen der geringen Ausbeute solcher Effekte für die gefundenen Abweichungen nicht verantwortlich gemacht werden.

Dagegen scheint die räumliche Verteilung des Elektronenstromes längs des Gitters bei der Bestimmung von k eine wesentliche Rolle zu spielen. Da der Anodenzyylinder an beiden Enden offen ist und das Gitter zudem beiderseitig aus ihm herausragt, ist es klar, dass für k um so höhere Werte bestimmt werden, je mehr das Elektronenbombardement auf die Mitte des Gitters konzentriert ist.

Ein Beispiel hierfür zeigt Fig. 14, in der der berechnete Wert $k = \frac{\varphi(\alpha_T)}{J_g V_g}$, bestimmt bei $V_a = 0$; $V_g > 0$ und $V_f = \text{const.}$, in Abhängigkeit von V_g aufgetragen ist. Der Emissionsstrom betrug etwa $J_e = 9,5$ mA. Den Anstieg von k mit zunehmendem V_g hat man sich so vorzustellen, dass die wesentlich nur von der Glühdrahtmitte ausgehenden Elektronen bei kleinem V_g durch Raumladungswirkung „auseinandergedrängt“ und so auf einen grösseren Bereich längs des Gitters verteilt werden, während mit zunehmendem V_g diese Raumladungswirkung sukzessive verschwindet und die Elektronen infolgedessen mehr und mehr die Mitte des Gitters treffen und erwärmen.

Diese Raumladungswirkung wird dadurch wesentlich verstärkt, dass die Elektronen bei $V_a = 0$ bekanntlich (13) grösstenteils zuerst durch das Gitter hindurchfliegen und erst im Gitter-Anodenraume durch das dort herrschende retardierende Feld zur Umkehr gebracht werden. Da gerade bei $V_a = 0$ die Elektronen sich maximal lange im Gitter-Anoden-Raume aufhalten (sie kehren erst dicht vor der Anode um), ist dieser Effekt da am grössten. Bei negativem V_a werden die Elektronen nach dem Durchfliegen des Gitters rasch wieder umkehren, d. h. weniger auseinandergedrängt werden und somit wieder mehr die Mitte des Gitters treffen. Auch dies fand sich in der Tat bestätigt, wie die kleine Tabelle 5 zeigt.

Tabelle 5.

Bestimmung von k bei $V_g = 180,0$ Volt und negativem V_a , $V_f = 4,09$ Volt, $J_e = 12,8$ mA.

V_a Volt	V_g Volt	$k = \frac{\varphi(\alpha_T)}{J_g V_g}$
0,0	180,0	0,188
– 19,0	180,0	0,189
– 59,0	180,0	0,190
– 162	180,0	0,192
– 164	180,0	0,193
– 164	180,0	0,192

Es war nach den dargestellten Überlegungen ferner zu erwarten, dass mit steigender Glühfadenheizung, wo also das Elektronen emittierende Gebiet um die Mitte des Glühfadens ausgedehnter wird, k infolge der Verlängerung des bombardierten Gebietes auf dem Gitter ebenfalls kleiner werde. Die wenigen bei verschiedener Emission ausgeführten Versuche lassen jedoch keinen eindeutigen Schluss in dieser Richtung zu. Auch die Werte von $k = 0,165$ für raumladungsbeeinflusste (§§ 8 und 10) und von $k = 0,150$ für raumladungsfreie Elektronenbewegung (§ 9) widersprechen dieser Überlegung.

Ebenso zeitigten die nach der zweiten Methode bei $V_a = V_g > 0$ ausgeführten Bestimmungen von k kein übersichtliches Ergebnis, weshalb auf ihre Wiedergabe verzichtet wird.

§ 16. Anwendungsmöglichkeiten.

Das in Kapitel II angegebene Verfahren der Anodenenergiemessung mit dem Thermoelement ist so einfach und zudem bei sorgfältiger Eichung so genau, dass folgende weitere Anwendungsmöglichkeiten naheliegen:

1. Messung der Schwingungsenergien bei hochfrequenten Elektronenschwingungen aus der auf der Anode erzeugten Energie.
2. Messung der vom Glühfaden auf die Anode übergestrahlten Energie, also des Koeffizienten h (§ 4).
3. Es besteht die Möglichkeit, durch einen fein ausgeblendeten und auf das Thermoelement geleiteten Wärmestrahle die ganze Anodenoberfläche abzutasten und daraus Aufschluss über die Verteilung des Elektronenbombardements auf die Anode, d. h. über die Elektronenbahnen im Innern, zu erhalten.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. EDGAR MEYER, bin ich für sein Interesse, mit dem er die Entwicklung dieser Arbeit verfolgt und gefördert hat, zu herzlichem Danke verpflichtet.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität.

Literaturverzeichnis.

- (1) B. VAN DER POL, jr., Radio Rev. III., S. 55, 56, 1922.
 - (2) F. TANK, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **20**, S. 82, 1922.
 - (3) B. VAN DER POL, jr., Jahrb. d. drahtl. Telegr. **25**, S. 121, 1925.
 - (4) H. LANGE, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **26**, S. 38, 1925, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **31**, S. 105, 1928.
 - (5) K. SIXTUS, Ann. d. Phys. (5) **3**, S. 1017, 1929.
 - (6) H. A. SCHWARZENBACH, Ann. d. Phys. (5) **17**, S. 385, 1933.
 - (7) A. W. HULL, Phys. Rev. (2) **18**, S. 31, 1921.
 - (8) W. BRAUNBEK, Ztschr. f. Phys. **17**, S. 117, 1923.
 - (9) H. YAGI, Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 715, 1928; I. RANZI, Nuovo Cimento **6**, S. 249, 310, 1929; A. A. SLUTZKIN und D. S. STEINBERG, Ann. d. Phys. (5) **1**, S. 658, 1929; H. E. HOLLMANN, Ann. d. Phys. (5) **8**, S. 956, 1931.
 - (10) H. A. SCHWARZENBACH, Helv. Phys. Acta **6**, S. 253, 1933.
 - (11) TH. SOLLER, Phys. Rev. **30**, S. 1212, 1930.
 - (12) I. B. BRINSMADE, Phys. Rev. **30**, S. 494, 1927.
 - (13) B. VAN DER POL, jr., Physica **5**, S. 1, 1925.
-