

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 8 (1935)

Heft: VII

Artikel: Raumladungen und Elektronenschwingungen in Magnetron-Trioden

Autor: Schwarzenbach, H.A.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-110541>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 08.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Raumladungen und Elektronenschwingungen in Magnetron-Trioden

von H. A. Schwarzenbach.

(9. IX. 35.)

Zusammenfassung. Eine Triode mit zylindrischer Elektrodenanordnung ist in einem koachsialen Magnetfelde aufgestellt und untersucht worden. Es werden insbesondere am Gitterstrom $J_g = f(H)$ unterhalb der für diesen kritischen Magnetfeldstärke H_k auftretende neuartige Raumladungserscheinungen („Zacken“) beschrieben. Ferner wird festgestellt, dass das bekannte Maximum („Buckel“) im Gitterstrom $J_g = f(H)$ oberhalb H_k erstens eine reine Raumladungserscheinung ist und zweitens bei genauer Justierung der Röhre im Magnetfelde nicht auftritt. Der letztere Umstand liefert eine einfache elektrische Methode zur einwandfreien Justierung der Röhre im Magnetfelde. Es wird schliesslich das Übergangsbereich zwischen der raumladungsfreien und der stabilen raumladungsbeschwerten Elektronenbewegung, wie es sich durch Instabilitäten in der $J_g = f(H)$ -Kurve, d. h. durch Schwingungen ausdrückt, behandelt. Zuletzt werden ein Fall rein elektrischer Analogie zu den Magnetfeldwirkungen, sowie einige Versuche über Elektronenschwingungen in der Röhre beschrieben.

A. Raumladungserscheinungen am Gitterstrom bei $V_a = 0$, $V_g > 0$ und steigendem Magnetfeld.

§ 1. Experimentelles.

Es sei zuerst einleitend bemerkt, dass die vorliegende Reihe von Messungen nicht als abgeschlossene Untersuchung gelten kann. Die Ergebnisse sollen deshalb, sowie angesichts der Mannigfaltigkeit von möglichen Deutungen, unter gänzlichem Verzicht auf eine solche in rein beschreibender Weise wiedergegeben werden.

Die im folgenden mitzuteilenden Versuche, über die z. T. schon früher kurz berichtet worden ist¹⁾, wurden alle an einer kleinen *Kurzwellen-Senderöhre* (Zenith, Type T.C. 4/20) mit zylindrischer Elektrodenanordnung ausgeführt. Die Röhre besass einen kurzen Anodenzylinder aus Molybdänblech, ein aus diesem herausragendes Schraubengitter aus Molybdändraht und einen reinen

¹⁾ H. A. SCHWARZENBACH, Helv. Phys. Acta 6, S. 252, 1933.

Wolfram-Glühfaden¹⁾. Gitter- und Anodenzuleitungen waren an zwei gegenüberliegenden Stellen des Glaskolbens seitlich eingeführt. Das Vakuum hielt sich auch nach langem Betrieb ausgezeichnet, wie Druckmessungen nach der Ionisationsmethode ergaben.

Die Röhre war an eine bereits früher beschriebene²⁾ elektrische Messapparatur angeschlossen, die es ermöglichte, beliebige Spannungen V_a und V_g an Anode und Gitter anzulegen und die Ströme J_a und J_g innerhalb weiter Grenzen durch ein Galvanometer nach DIESELHORST mit passenden Nebenschluss- und Vorschaltwiderständen zu messen. Ebenso war der Heizkreis so angelegt, dass die Heizspannung V_f und der Heizstrom J_f des Glühfadens kontinuierlich verändert und gemessen werden konnten.

Die Röhre war ferner im Innern einer grossen eisenfreien Spule zur Erzeugung eines homogenen Magnetfeldes so untergebracht, dass die Achse der zylindrischen Elektrodenanordnung parallel zur Feldrichtung lag. Die dazu notwendige Ausrichtung (Justierung) geschah dabei anfänglich einfach optisch durch Anvisieren des Glühfadens in Richtung der Spulenachse. Die in der Spulenmitte herrschende Magnetfeldstärke war aus den genau bekannten Windungszahlen der einzelnen Drahtlagen und dem Strom J_M Amp. zu berechnen als $H = 76,70 J_M$ Gauss.

Im Verlaufe der Versuche erwies sich der Nachweis allfällig auftretender hochfrequenter Elektronenschwingungen zwischen Gitter und Anode als wünschbar. Es gelangten zuerst mancherlei Anordnungen, so ein Audion, ein ARDENNE'scher Kathodenstrahl-Oszillograph und ein Vacuum-Thermokreuz mit den verschiedensten Arten der Ankoppelung zur Anwendung. Sie erwiesen sich jedoch alle als zu wenig empfindlich, und es wurde schliesslich als am weitaus empfindlichsten ein einfacher Kristalldetektor in Serie mit einem Spiegelgalvanometer benutzt. Die Ankoppelung geschah dabei entweder induktiv durch eine Kupferbandschleife, die einer Schleife in der Anoden- oder Gitterzuleitung passend genähert wurde, oder aber kapazitiv durch Annähern zweier Kupferbänder je an die Gitter- und die Anodenzuleitung. Die Empfindlichkeit dieser Registrieranordnung betrug etwa

¹⁾ Abmessungen der Elektroden:

Anode: Radius $R_a = 8$ mm, Länge $L_a = 20$ mm.

Gitter: $R_g = 2,5$ mm, $L_g = 31$ mm, Drahtstärke ca. 0,5 mm, Windungszahl 15.

Glühfaden: $R_f = 0,1$ mm, $L_f = 40$ mm.

²⁾ H. A. SCHWARZENBACH, Helv. Phys. Acta 7, S. 108, 1934.

50 Skalenteile pro 1 mA. Hochfrequenzstrom zwischen Gitter und Anode. Die Galvanometerauslässe, die somit ein Mass für die Schwingungsintensität darstellen, sollen im folgenden mit α_R bezeichnet werden.

§ 2. Übersicht und Einteilung.

Es sind nun zunächst Versuche zu beschreiben, bei denen die Anodenspannung $V_a = 0$ war, so dass auch nahezu $J_a = 0$ und alle Elektronen an das positive Gitter zu laufen gezwungen waren. Die Röhre arbeitete auf diese Art quasi als Diode, und es wurde

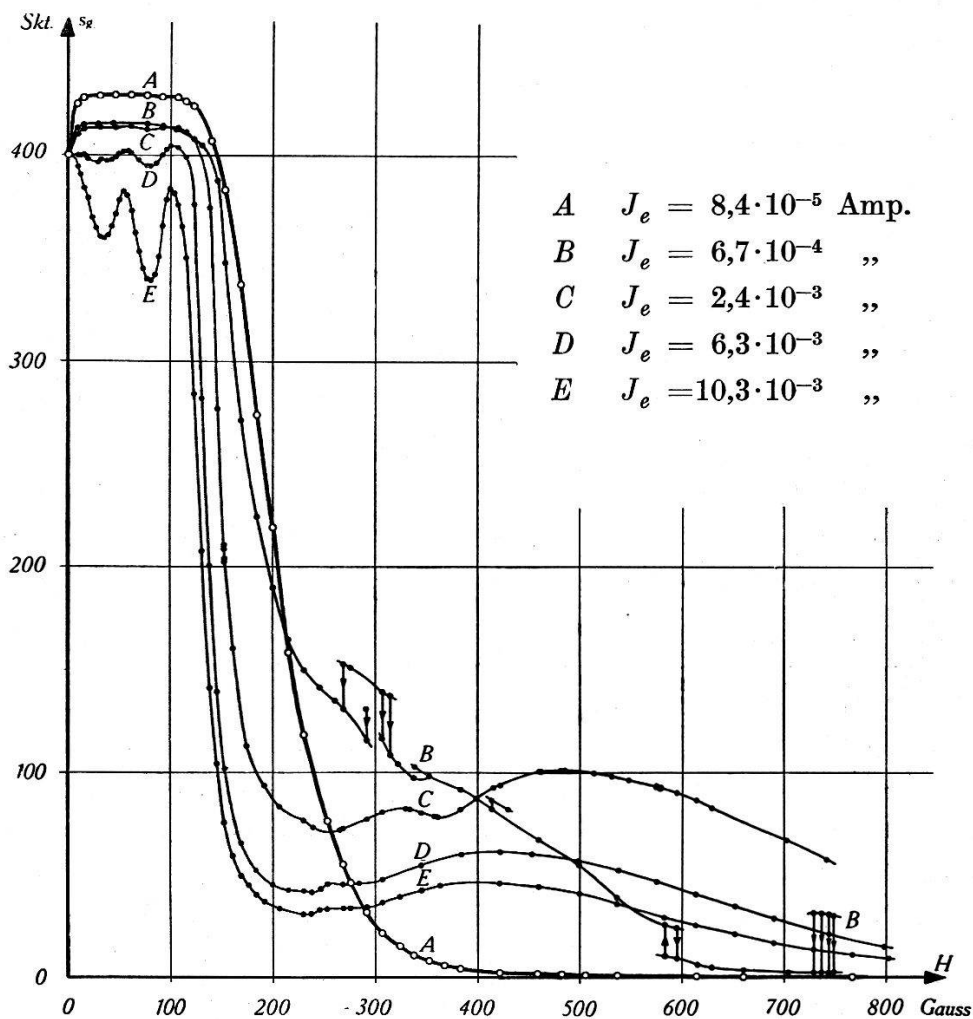


Fig. 1.

$$J_g = f(H) \text{ bei } V_a = 0, V_g = 40 \text{ Volt und } \varphi \approx 0^\circ.$$

nun einfach der Gitterstrom J_g in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke H gemessen. Eine ganze Schar solcher $J_g = f(H)$ darstellender Kurven wurde sodann dadurch erhalten, dass Messreihen bei verschiedenen konstanten Heizenergien im Glühfaden, also bei verschiedener Emission J_e durchgeführt wurden.

Fig. 1 gibt durch einige typische Kurven einen Überblick über die sich dabei zeigenden Raumladungseffekte. Die Kurven sind bei $H = 0$ auf gleichen Masstab reduziert worden, was nicht durch Rechnung, sondern gerade bei den Messungen selbst durch Einstellen eines immer gleichen Galvanometerauschlages $s_g = 400,0$ Skt. (bei passend gewählten Vorschaltwiderständen) erreicht wurde. Die Konstanz der für eine bestimmte Messreihe eingestellten Heizenergie wurde dadurch kontrolliert und aufrechterhalten, dass in hinreichend kurzen Abständen immer wieder bei $H = 0$ und $V_g = 40,0$ Volt der Gitterstrom J_g auf den gleichen Wert (z. B. $s_g = 400,0$ Skt.) einreguliert wurde. Die für die einzelnen Kurven der Fig. 1 angegebenen Emissionsströme J_e bedeuten jeweils die Summe $J_e = J_a + J_g$ bei $H = 0$, wobei J_a naturgemäss klein ist.

Die stark ausgezogene Kurve *A* zeigt zunächst $J_g = f(H)$ bei sehr kleiner Emission, also bei raumladungsreicher Elektronenbewegung. Der erste Anstieg dieser Kurve von 400 auf 430 Skt. erklärt sich durch die durch das Magnetfeld bewirkte Abdrosselung des Anodenstromes, der bei $H = 0$ eben 30 Skt. beträgt. Die Kurve nimmt im übrigen den normalen, vom HULLschen Magnetron¹⁾ her bekannten Verlauf, bei dem der Elektronenstrom zuerst von H unbeeinflusst bleibt, um dann beim Überschreiten der kritischen Feldstärke H_k ²⁾ steil nach Null abzufallen. Steigert man nun aber die Emission auf 10^{-4} bis 10^{-3} Amp., so wird $J_g = f(H)$ vom Typus der Kurve *B*: Nach dem Überschreiten von H_k wird nicht nur der Abfall von J_g nach Null stark verzögert, sondern die Kurve wird stellenweise auch *instabil*, was als durch Schwingungen verursacht erkannt werden konnte.

Wird die Emission weiter auf etwa $2 \cdot 10^{-3}$ Amp. erhöht, so steigt $J_g = f(H)$, wie Kurve *C* zeigt, nach dem Überschreiten von H_k nochmals an und bildet ein flaches Maximum (im folgenden kurz als „*Buckel*“ bezeichnet). Ausserdem beginnt sich aber auch bei $H < H_k$ eine wellenförmige Bewegung der Kurve anzudeuten, die nun bei weiterer Steigerung der Emission auf $6 \cdot 10^{-3}$ Amp. und schliesslich auf $10 \cdot 10^{-3}$ Amp. das in den Kurven *D* und *E* veranschaulichte Ausmass mit den beiden charakteristischen Minima und Maxima (im folgenden als „*Zacken*“ schlechthin bezeichnet) erreicht. Der bei $H > H_k$ auftretende Buckel dagegen nimmt an Höhe wieder ab.

¹⁾ A. W. HULL, Phys. Rev. (2) **18**, S. 31, 1921.

²⁾ Für H_k gilt die Formel: $H_k = \frac{6,72}{R_g} \sqrt{V_g}$, oder im vorliegenden Falle für $V_g = 40$ Volt $H_k = 170$ Gauss.

Die Erscheinungen lassen sich demnach in folgender Einteilung überblicken:

$H < H_k$: $J_e < 1 \cdot 10^{-3}$ Amp.: normaler Verlauf
 $J_e > 1 \cdot 10^{-3}$ Amp.: Ausbildung von Minima und Maxima („Zacken“)

$H > H_k$: $J_e < 1 \cdot 10^{-4}$ Amp.: normaler Verlauf
 $J_e = 1 \cdot 10^{-4}$ bis $1 \cdot 10^{-3}$ Amp.: instabiles Übergangsbereich (Schwingungen)
 $J_e > 1 \cdot 10^{-3}$ Amp.: Auftreten eines breiten Maximums („Buckel“).

Zur einfacheren Verständigung seien im folgenden die Magnetfeldstärken, bei denen die Zacken (erstes Minimum, erstes Maximum, zweites Minimum und zweites Maximum) auftreten, der Reihe nach mit H_1 , H_2 , H_3 und H_4 , und weiterhin die Feldstärke des Buckel-Maximums mit H_B bezeichnet.

§ 3. Die Erscheinungen („Zacken“) bei $H < H_k$.

Es ist zunächst hervorzuheben, dass es sich bei den bei $H < H_k$ mit steigender Emission im Gitterstrom $J_g = f(H)$ auftretenden Zacken insofern um eine allgemeine Erscheinung handelt, als dieselben nicht nur bei $V_g = 40$ Volt, sondern auch bei beliebigen anderen Gitterspannungen auftreten. Die weiteren Figuren 2, 3 und 4 zeigen dies durch entsprechende Kurven bei $V_g = 60, 100$ und 160 Volt. Messungen bei noch höheren Gitterspannungen waren mit Rücksicht auf die Belastbarkeit der Magnetfeldspule nicht mehr durchführbar.

Es erschien zunächst nicht ausgeschlossen, dass die Zacken der Gitterstromkurve nicht durch Elektronenraumladungen, sondern durch andere Ursachen zustandekommen könnten. Deshalb wurden folgende Kontrollversuche ausgeführt.

Erstens wurde das in der Röhre herrschende Vakuum während des Betriebes mit grosser Emission gemessen. Denn es ist bekannt^{1) 2) 3)}, dass ähnliche Abweichungen von der normalen Magnetron-Kennlinie als Folge eines erhöhten Restgasdruckes in der Röhre auftreten können. Die nach der Ionisationsmethode ($V_a = 200$ Volt, $V_g = -4$ Volt) ausgeführten Druckmessungen

¹⁾ A. W. HULL, Phys. Rev. (2) **18**, S. 31, 1921.

²⁾ H. E. HOLLMANN, Ann. d. Phys. (5) **8**, S. 956, 1931.

³⁾ A. A. SLUTZKIN, S. I. BAUDE und I. M. WIGDORTSCHIK, Sow. Phys. **6**, S. 268, 1934.

ergaben jedoch einen Restgasdruck von etwa $7 \cdot 10^{-8}$ mm Hg, also ein sehr gutes Hochvakuum.

Zweitens wurde die Konstanz der Heizspannung V_f und damit der Glühfadentemperatur und der Emission mit dem Kompensationsapparat kontrolliert. Dabei zeigte sich, dass die Glühfadentemperatur auch beim Durchlaufen der Zacken in der Gitterstromkurve $J_g = f(H)$ praktisch vollkommen konstant blieb (Genauigkeitsgrenze siehe § 4).

Drittens wurde mit der eingangs erwähnten empfindlichen Registrieranordnung nach Schwingungen gesucht. Zwar liessen

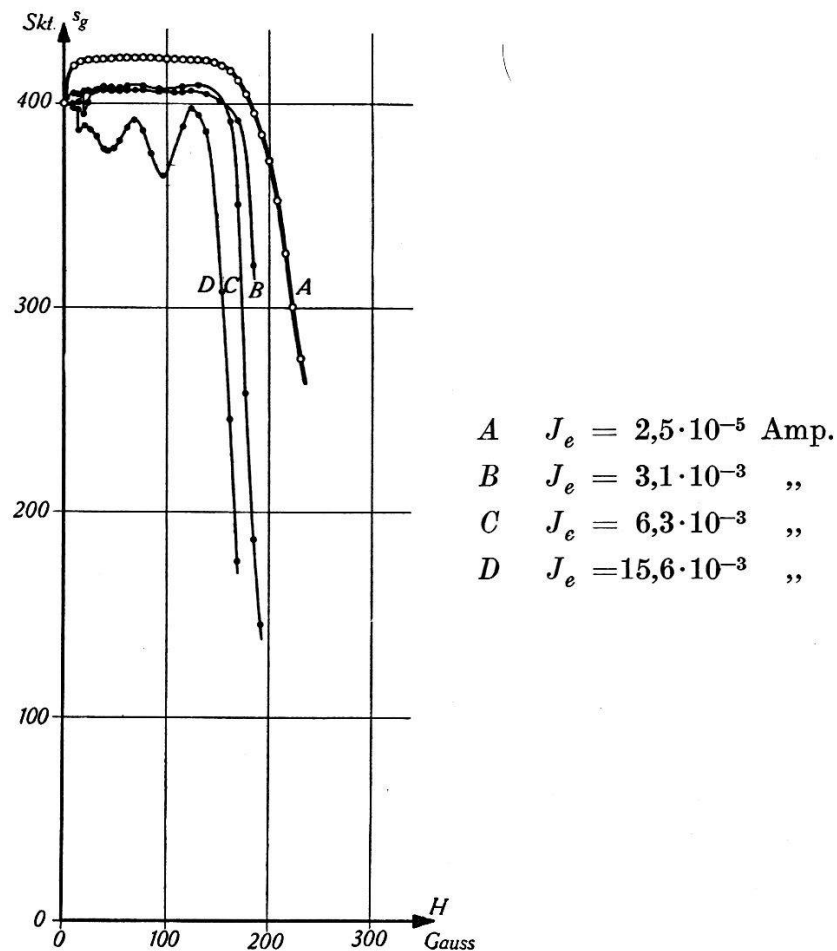


Fig. 2.

$J_g = f(H)$ bei $V_a = 0$, $V_g = 60$ Volt und $\varphi \approx 0^\circ$.

schon die genaue Reproduzierbarkeit und die Unabhängigkeit des Gitterstromverlaufes von Kapazitätsänderungen in den Leitungen das Bestehen von Schwingungen als ausgeschlossen erscheinen. Die Kontrolle mit der an die Gitter- und Anodenzuleitungen angekoppelten Registrieranordnung ergab dann auch in allen Fällen, dass Schwingungen nur während des Abstiegs von J_g zum ersten Minimum, also nur bei Feldstärken $H < H_1$ auftraten, und genau

an der Stelle des ersten Minimums, also bei $H = H_1$ erlöschen. Als Beispiel hierfür ist in Fig. 4, zu Kurve B gehörig, der Verlauf der gemessenen Schwingungsintensität α_R eingezeichnet. Es ist darin ausserdem ersichtlich, wie infolge der hier grossen Intensität der Schwingungen die Gitterstromkurve $J_g = f(H)$ etwas verzerrt ist, und wie genau bei $H = H_1$ die Schwingungsintensität $\alpha_R = 0$ wird. Nebenbei sei bemerkt, dass diese Schwingungen, wie leicht

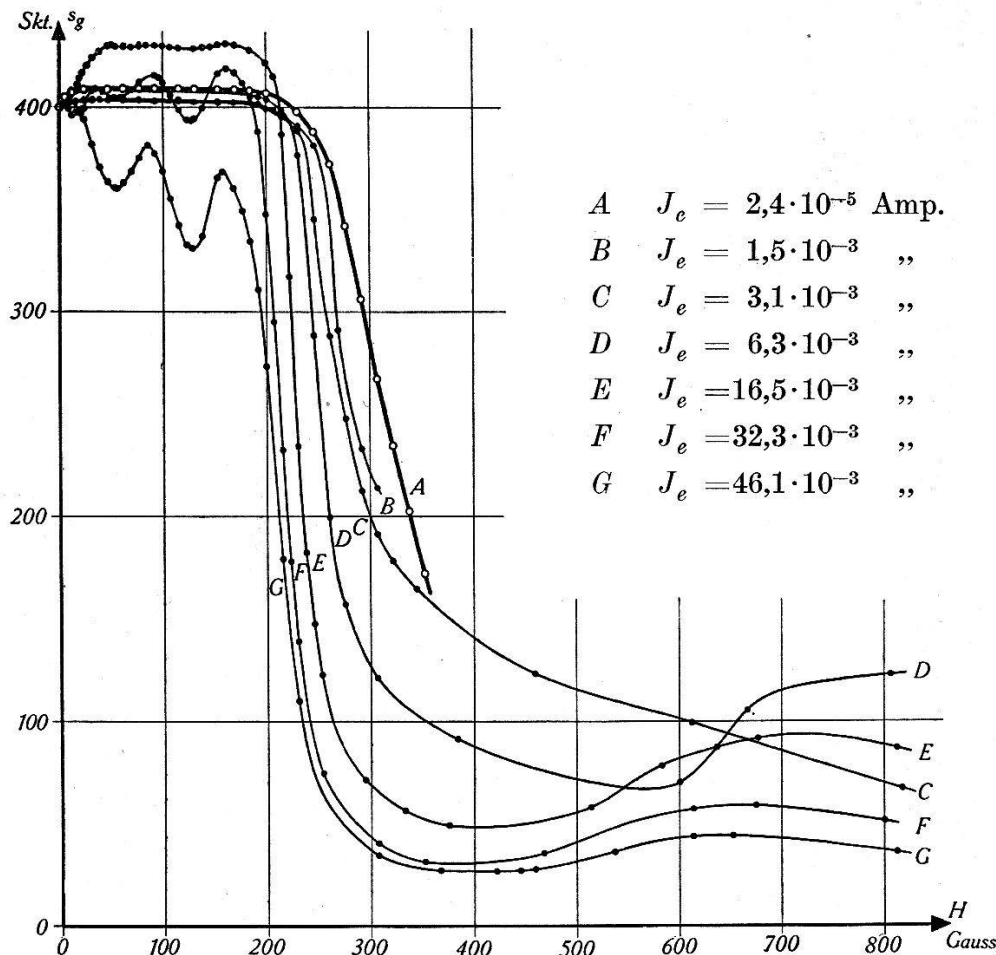


Fig. 3.

$J_g = f(H)$ bei $V_a = 0$, $V_g = 100$ Volt und $\varphi \approx 0^\circ$.

zu verstehen ist, vom Auftreten eines schwachen Anodenstromes begleitet sind. Das übrige Gebiet der $J_g = f(H)$ -Kurve bis zum Steilabfall bei $H = H_k$ ist dagegen vollkommen schwingungsfrei, womit feststeht, dass der eigenartige Kurvenverlauf auch nicht durch Schwingungen verursacht ist.

Es kann sich demnach nur um eine reine *Raumladungswirkung* der vom Glühfaden an das Gitter laufenden Elektronen handeln.

Im folgenden Paragraphen (§ 4) wird gezeigt werden, dass die durch Visieren erreichte Justierung der Röhre im Magnetfelde

sich als unvollkommen erwies und nach einem anderen Verfahren noch wesentlich verbessert werden konnte. Dabei zeigte es sich nun, dass die Zacken der Gitterstromkurve $J_g = f(H)$ umso ausgeprägter werden, je besser die Röhre im Magnetfelde justiert ist. In Fig. 5 ist die immer unter den gleichen Bedingungen gemessene $J_g = f(H)$ -Kurve für drei verschiedene Stellungen der Röhre, d. h. für drei verschiedene Winkel φ zwischen Elektrodenachse und Magnetfeld, aufgetragen: *A* für $\varphi \approx 0^\circ$, d. h. Justierung durch

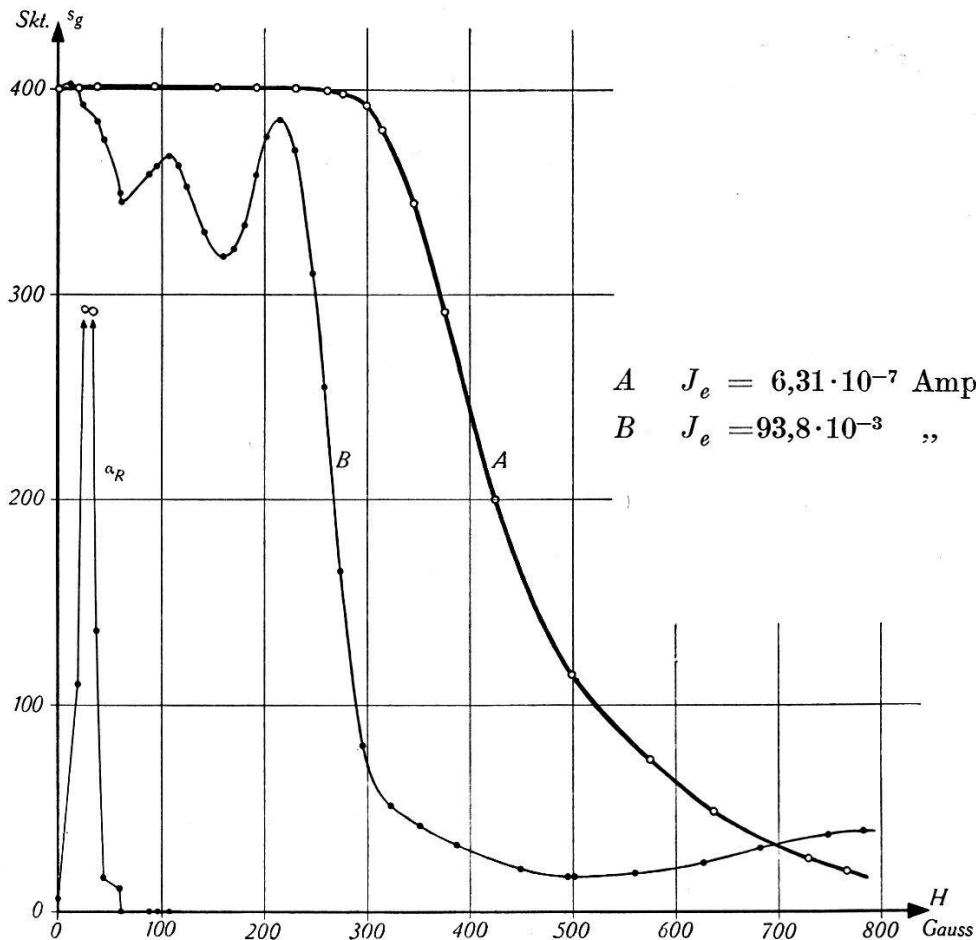


Fig. 4.

$J_g = f(H)$ bei $V_a = 0$, $V_g = 160$ Volt und $\varphi \approx 0^\circ$.

Visieren, *B* für $\varphi = 8,5^\circ$ und *C* für $\varphi = 0^\circ$, d. h. Justierung nach dem in § 4 zu beschreibenden genaueren Verfahren. In Fig. 6 ist ausserdem eine Wiederholung der in Fig. 1 dargestellten Messungen bei genau justierter Röhre, also bei $\varphi = 0$, dargestellt. Ein Vergleich der entsprechenden Kurven *D* und *E* beider Figuren zeigt den verschärfenden Einfluss der Justierung auf die Zacken ebenfalls deutlich. Dagegen scheint die Lage der Minima und Maxima, also die Feldstärken H_1 bis H_4 innerhalb des untersuchten Gebietes von der Justierung unabhängig zu sein.

Schliesslich wurde anhand des experimentellen Materials die Gesetzmässigkeit in den Beziehungen zwischen den Feldstärken H_1 bis H_4 untersucht. Die Zahlen sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Es ergibt sich aus ihnen zuerst einmal die Unabhängigkeit der Feldstärken H_1 bis H_4 vom Emissionsstrom J_e und von dem Justierungswinkel φ , wie dies auch in den Figuren ersichtlich ist. Ferner zeigt es sich, dass die Feldstärken H_1 bis H_4 ,

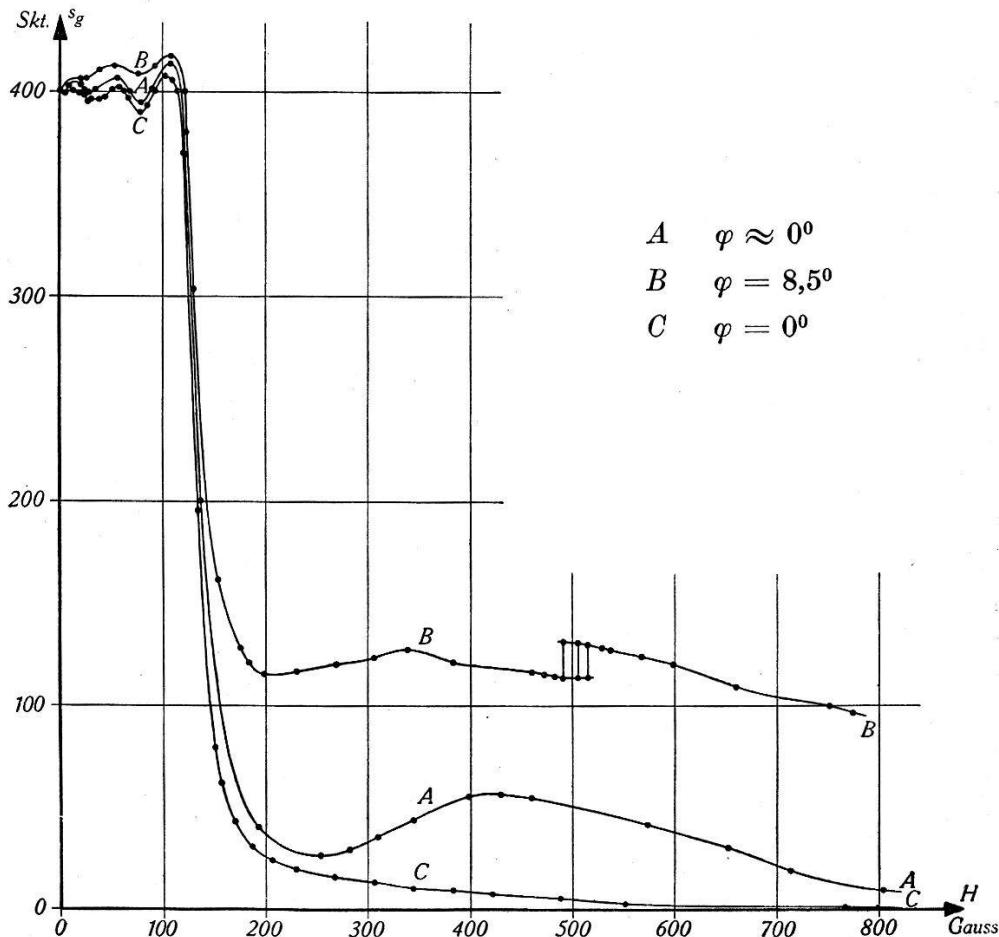


Fig. 5.

$J_g = f(H)$ bei $V_a = 0$, $V_g = 40$ Volt und $J_e = 6,3 \cdot 10^{-3}$ Amp.
abhängig von der Justierung.

ebenso wie die kritischen Feldstärken H_k , sehr angenähert mit $\sqrt{V_g}$ proportional sind. Die sämtlichen $J_g = f(H)$ darstellenden Kurven lassen sich also, was diese ausgezeichneten Feldstärken anbetrifft, durch Division mit $\sqrt{V_g}$ auf gemeinsame Grössen reduzieren. Die Tabelle zeigt schliesslich, dass diese Grössen $\frac{H_n}{\sqrt{V_g}}$ recht genau äquidistant sind.

An der Anodenstromkurve $J_a = f(H)$, wie sie bei positiven Anodenspannungen auftritt, wurden analoge Erscheinungen nicht beobachtet.

Tabelle 1.

Nr. des Versuchs	Dar- gestellt in Fig.	φ	V_a Volt	V_g Volt	J_e (bei $H = 0$) Amp.	H_1 Gauss	H_2 Gauss	H_3 Gauss	H_4 Gauss	$\sqrt{V_g}$	$\frac{H_1}{\sqrt{V_g}}$	$\frac{H_2}{\sqrt{V_g}}$	$\frac{H_3}{\sqrt{V_g}}$	$\frac{H_4}{\sqrt{V_g}}$
261	1, D	≈ 0	0,0	40,0	$6,3 \cdot 10^{-3}$	—	56	80	102	6,33	—	8,85	12,65	16,12
262	1, E	≈ 0	0,0	40,0	$10,3 \cdot 10^{-3}$	33	54	79	100	6,33	5,30	8,54	12,49	15,80
265	—	≈ 0	0,0	40,0	$11,7 \cdot 10^{-3}$	35	54	81	101	6,33	5,53	8,54	12,80	15,96
320. A	5, A	≈ 0	0,0	40,0	$6,4 \cdot 10^{-3}$	34	55	79	108	6,33	5,38	8,70	12,49	17,06
320. B	5, B	$8^{\circ},5$	0,0	40,0	$6,4 \cdot 10^{-3}$	32	53	76	108	6,33	5,06	8,38	12,01	17,06
322. C	5, C	$= 0$	0,0	40,0	$6,3 \cdot 10^{-3}$	27	57	78	103	6,33	4,27	9,01	12,33	16,28
323. D	6, D	$= 0$	0,0	40,0	$6,3 \cdot 10^{-3}$	28	55	79	106	6,33	4,43	8,70	12,49	16,75
323. E	6, E	$= 0$	0,0	40,0	$10,3 \cdot 10^{-3}$	35	55	77	101	6,33	5,53	8,70	12,17	15,96
268. C	2, C	≈ 0	0,0	60,0	$6,3 \cdot 10^{-3}$	45	70	95	128	7,75	5,81	9,04	12,27	16,52
268. D	2, D	≈ 0	0,0	60,0	$15,6 \cdot 10^{-3}$	43	68	96	124	7,75	5,55	8,78	12,39	16,00
270. E	3, E	≈ 0	0,0	100,0	$16,5 \cdot 10^{-3}$	55	88	125	160	10,00	5,50	8,80	12,50	16,00
270. F	3, F	≈ 0	0,0	100,0	$32,3 \cdot 10^{-3}$	54	92	126	161	10,00	5,40	9,20	12,60	16,10
271	3, G	≈ 0	0,0	100,0	$46,1 \cdot 10^{-3}$	54	86	128	158	10,00	5,40	8,60	12,80	15,80
324	—	$= 0$	0,0	100,0	$31,1 \cdot 10^{-3}$	53	89	118	169	10,00	5,30	8,90	11,80	16,90
314	4, B	≈ 0	0,0	160,0	$93,8 \cdot 10^{-3}$	61	107	160	215	12,65	4,82	8,46	12,65	17,00
Mittel:											4,89	8,75	12,44	16,35

In der bisherigen Literatur finden sich wohl nur bei VÖLKER¹⁾ in den Kurven einige Andeutungen und im Text einige Deutungsversuche für die beobachteten ähnlichen Zacken der $J_g = f(H)$ -Kurven.

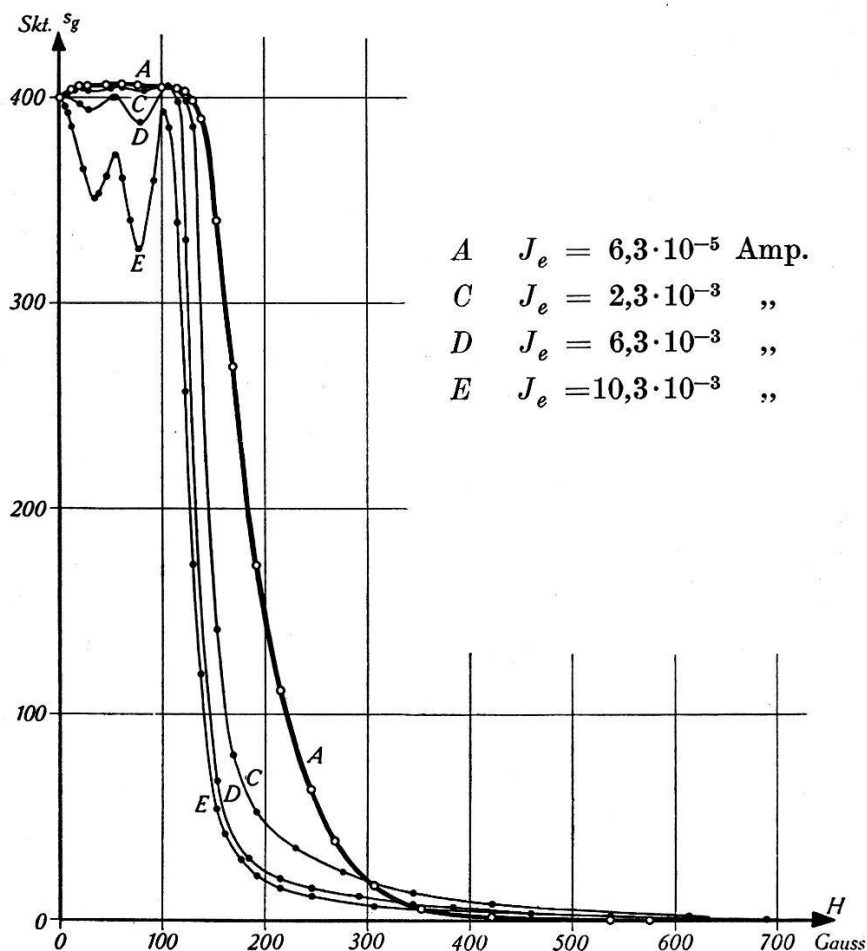


Fig. 6.

$J_g = f(H)$ bei $V_a = 0$, $V_g = 40$ Volt und $\varphi = 0^\circ$.

§ 4. Die Erscheinungen (Schwingungen und „Buckel“) bei $H > H_k$.

Nach der in § 2 anhand von Fig. 1 gegebenen Einteilung treten bei $H > H_k$ zweierlei Erscheinungen auf. Wird nämlich J_g von sehr kleinen Werten an gesteigert, so kommt, nach der normalen raumladungsfreien Magnetron-Kurve, zuerst ein *Übergangsbereich*, in dem der Steilabfall verflacht und $J_g = f(H)$ stellenweise instabil und zweideutig wird, d. h. sprunghaft von einem auf einen anderen Wert übergehen kann. Erst bei weiterer Steigerung von J_e erscheinen dann stabile Verhältnisse und die typischen Buckel in den J_g -Kurven.

¹⁾ J. VÖLKER, Diss., Jena, 1929.

Naturgemäss wurden als Ursache der Sprünge im Übergangsbereich Schwingungen vermutet. Es gelang anfänglich jedoch nicht, an den fraglichen Stellen mit der Registrieranordnung Schwingungen nachzuweisen, so dass die Vermutung auftauchte, es könnte sich um das Bestehen zweier gleichzeitig möglicher stabiler Stromverteilungen handeln, wie dies z. B. von GILL¹⁾ beschrieben wurde. Andererseits liess die Inkonstanz der Ausschläge, sowie ihre Empfindlichkeit auf Kapazitätsänderungen an den Gitter- und Anodenzuleitungen des Bestehen von Schwingungen als sicher erscheinen. Nachdem darauf die Empfindlichkeit der Registrieranordnung hinreichend gesteigert worden war, gelang in der Tat der eindeutige Nachweis von Schwingungen mit folgendem Ergebnis. Überall dort, wo in J_g ein Sprung auftritt, zeigte die Registrieranordnung entweder das Ein- oder das Aussetzen von Schwingungen, oder aber die Intensitätsänderung einer bereits vorhandenen Schwingung an. Die Registrieranordnung musste hierzu an die Gitter- und Anodenzuleitungen angekoppelt werden, woraus hervorgeht, dass der Schwingungsvorgang sich wesentlich zwischen Gitter und Anode abspielt. Der geringe Widerstand bereits sehr kleiner Kapazitäten lässt auf sehr hohe Frequenzen, d. h. auf reine Elektronenschwingungen schliessen. Bei kontinuierlicher Veränderung von H hin und zurück werden von J_g meistens typische Ziehschleifen beschrieben. Der Zusammenhang zwischen einer solchen Ziehschleife und einer Schwingung ist offenbar hinreichend eindeutig, dass man umgekehrt ganz allgemein aus dem Vorhandensein einer solchen Schleife in der Anoden- oder Gitterstromkurve mit Bestimmtheit auf Schwingungen schliessen kann. Dies dürfte insbesondere auch auf die von GILL^{1) 2)} beschriebenen und anders gedeuteten derartigen Erscheinungen anzuwenden sein.

Das Auftreten dieser Elektronenschwingungen ist, ebenso wie dasjenige der sogleich zu beschreibenden Buckel, an eine mangelhafte Justierung der Röhre im Magnetfelde geknüpft. Wie die Figuren 5 und 6 zeigen, treten nämlich bei genau justierter Röhre ($\varphi = 0$) keine Schwingungen auf. Dieser Befund stimmt mit den Ergebnissen von RANZI³⁾, SLUTZKIN und STEINBERG⁴⁾, HOLLMANN⁵⁾ und SLUTZKIN und LELJAKOW⁶⁾ überein.

1) E. W. B. GILL, Phil. Mag. (6) 49, S. 993, 1925.

2) E. W. B. GILL, Phil. Mag. (7) 11, S. 95, 1931.

3) I. RANZI, Nuovo Cimento 6, S. 249, 1929.

4) A. A. SLUTZKIN und D. S. STEINBERG, Ann. d. Phys. (5) 1, S. 658, 1929.

5) H. E. HOLLMANN, Ann. d. Phys. (5) 8, S. 956, 1931.

6) A. A. SLUTZKIN und P. LELJAKOW, Sow. Phys. 1, S. 768, 1932.

Die Erscheinung des *Buckels* ist durch die Untersuchungen besonders von YAGI¹⁾, RANZI²⁾ und HOLLMANN³⁾ an Dioden bereits bekannt. Sie steht damit im Gegensatz zu den Zacken bei $H < H_k$, die offenbar nur am Gitter einer Triode, bzw. an einer gitterförmigen Anode auftreten.

Es konnte bestätigt werden, dass bei einer ganz bestimmten Einstellung der Röhre dem Magnetfelde gegenüber der Buckel unter allen Bedingungen verschwindet. Dies zeigt Fig. 5. Es scheint begründet, diese Einstellung als die am besten justierte anzusehen, weshalb für sie der Winkel $\varphi = 0$ gesetzt wurde. Die Einstellung ist zudem ausserordentlich eng begrenzt, so dass das Verschwinden des Buckels als ein dem visuellen Verfahren überlegenes und ausserdem bequem zu handhabendes Kriterium für die Justierung der Röhre angewendet werden kann⁴⁾. Die Wirkung der auf diese Weise ausgeführten genauen Justierung auf die Form der Kurven bei $H > H_k$ zeigt sich in Fig. 6, die eine Wiederholung der in Fig. 1 dargestellten Messreihe unter sonst genau gleichen Bedingungen wiedergibt.

Ausser dieser ersten Bedingung ($\varphi \neq 0$) für das Zustandekommen des Buckels in der J_g -Kurve besteht aber, wie die Messungen ergaben, noch die zweite, dass der Emissionsstrom J_e gross sein muss. So zeigen die Figuren 1 und 4, sowie auch die Figuren 10 und 12, dass die J_g -Kurve für hinreichend kleine Emission auch bei ungenauer Justierung ($\varphi \neq 0$) ohne Buckel und somit auch in diesem Gebiet normal verläuft. Dieses Ergebnis steht in Übereinstimmung mit demjenigen von RANZI²⁾, dass der Buckel immer dann nicht auftritt, wenn die Heizspannung genügend klein gehalten wird. Das Auftreten der Buckel ist deshalb als eine typische *Raumladungserscheinung* anzusehen. Die von HOLLMANN³⁾ gegebene theoretische Behandlung der Erscheinung, die die Abwesenheit von Raumladungen in der Röhre voraussetzt, dürfte deshalb zur Darstellung der tatsächlichen Vorgänge ungeeignet sein.

Es bleibt noch mitzuteilen, dass andere zuerst aufgetauchte Vermutungen über das Zustandekommen der Buckel, wie Gasreste in der Röhre, Inkonstanz der Glühfadentemperatur oder Schwingungen, auch hier durch geeignete Versuche ausgeschlossen werden konnten. So wurde während der Versuche ebenfalls das Vakuum nach der Ionisationsmethode kontrolliert und ein An-

1) H. YAGI, Proc. Inst. Radio Eng. **16**, S. 715, 1928.

2) I. RANZI, Nuovo Cimento **6**, S. 249, 1929.

3) H. E. HOLLMANN, Ann. d. Phys. (5) **8**, S. 956, 1931.

4) Vgl. die bereits erfolgte Anwendung: H. A. SCHWARZENBACH, Helv. Phys. Acta **7**, S. 108, 1934 in § 12.

steigen des Restgasdruckes nicht beobachtet. Ferner wurde beim Durchlaufen eines Buckels die Heizspannung V_f am Glühfaden mit dem Kompensationsapparat kontrolliert, da dieselbe ein Mass für den Widerstand und damit für die Temperatur des Glühfadens bedeutet. Die Genauigkeit dieser Kontrolle wird durch folgende Angaben charakterisiert: Wurde der Heizspannung V_f durch absichtliches Variieren der Vorschaltwiderstände eine so grosse Änderung erteilt, dass (bei $H = 0$, $V_a = 0$ und $V_g = 40$ Volt) der Gitterstrom J_g sich um 1 Promille änderte, so entsprach dieser Änderung am Kompensations-Galvanometer ein Ausschlag von 0,6 Skalenteilen. Es wurde nun beobachtet, dass beim Durchlaufen eines Buckels die Einstellung des Kompensations-Galvanometers auf 0,1 Skalenteile konstant bleibt, womit praktisch vollkommene Konstanz der Glühfadentemperatur sichergestellt ist. Schliesslich wurde noch mit der Registrieranordnung beobachtet, dass Schwingungen im Gebiete des Buckels entweder überhaupt nicht, oder dann nur mit sehr geringer, die Kurvenform nicht merklich beeinflussender Intensität auftraten.

Die Versuche ergaben ferner eine Andeutung dafür, dass die dem Höchstwerte des Buckels entsprechende Magnetfeldstärke H_B mit steigender Emission J_e abnimmt. So wurden bei $V_a = 0$, $V_g = 100,0$ Volt und unveränderter Stellung der Röhre ($\varphi \approx 0$) die folgenden Zahlen gefunden:

J_e Amp.	H_B Gauss
$6,3 \cdot 10^{-3}$	≈ 800
$16,5 \cdot 10^{-3}$	730
$32,3 \cdot 10^{-3}$	670
$46,1 \cdot 10^{-3}$	640

Die Beziehung zwischen der Feldstärke H_B und dem Einstellungswinkel φ der Röhre im Magnetfeld ist nicht weiter untersucht worden.

B. Raumladungserscheinungen am Anoden- und Gitterstrom

bei $V_a > 0$, $V_g > 0$ und steigendem Magnetfeld.

§ 5. Erscheinungen bei $V_a = V_g > 0$.

In zu der im vorigen Kapitel besprochenen analoger Weise wurden auch bei $V_a = V_g > 0$ einige $J_a = f(H)$ und $J_g = f(H)$ darstellende Kurven ermittelt.

Fig. 7 zeigt zunächst $J_g = f(H)$ bei $V_a = V_g = 6,0$ Volt, während der dazugehörige Anodenstrom nicht mitgemessen wurde. Die Kurve weist die aus dem vorigen Kapitel bekannten Anomalien auf: bei $H < H_k$ die Zacken und bei $H > H_k$ einen Buckel, da die Röhre zu diesen Versuchen nur visuell ($\varphi \approx 0$) justiert worden war. Fig. 8 gibt J_a und J_g bei $V_a = V_g = 20,0$ Volt wieder. J_a verläuft vollkommen normal, während sich in J_g wiederum die Raumladungserscheinungen der Zacken und eines

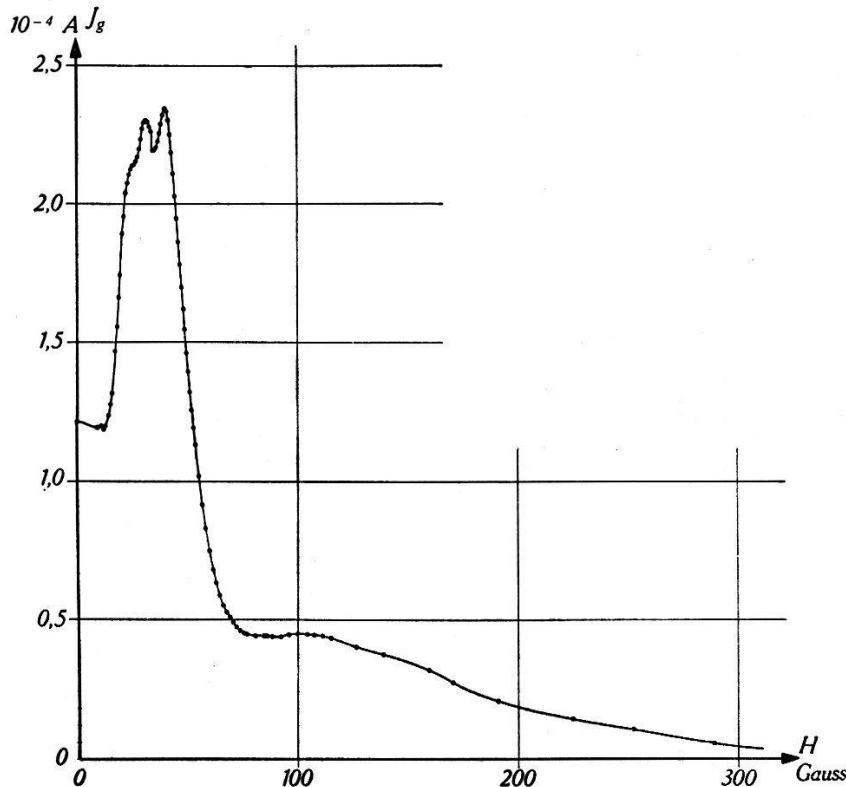


Fig. 7.

$J_g = f(H)$ bei $V_a = V_g = 6,0$ Volt und $\varphi \approx 0^\circ$.

Buckels zeigen. Dasselbe gilt von den Kurven der Fig. 9, wo J_a und J_g bei $V_a = V_g = 40,0$ Volt dargestellt sind.

Fig. 10 zeigt schliesslich für $V_a = V_g = 80,0$ Volt je drei J_a - und J_g -Kurven bei verschiedener Emission. Da die Emission jedoch nicht genügend gesteigert wurde, treten in den J_g -Kurven die typischen Raumladungserscheinungen nicht ausgesprochen auf. Dagegen ist hier der Einfluss zunehmender Raumladung auf J_a und J_g bei kleinen Magnetfeldern sichtbar, insbesondere die merkwürdigen, nicht weiter zu erklärenden gemeinsamen Schnittpunkte der J_a - bzw. J_g -Kurven bei 20 bzw. 26 Gauss. Fig. 11 a und b zeigt in vergrössertem Ausschnitt aus Fig. 10 und unter Einzeichnung zweier weiterer gemessener Kurven diese Verhältnisse noch deutlicher. Die gemeinsamen Schnittpunkte bedeuten offenbar, dass

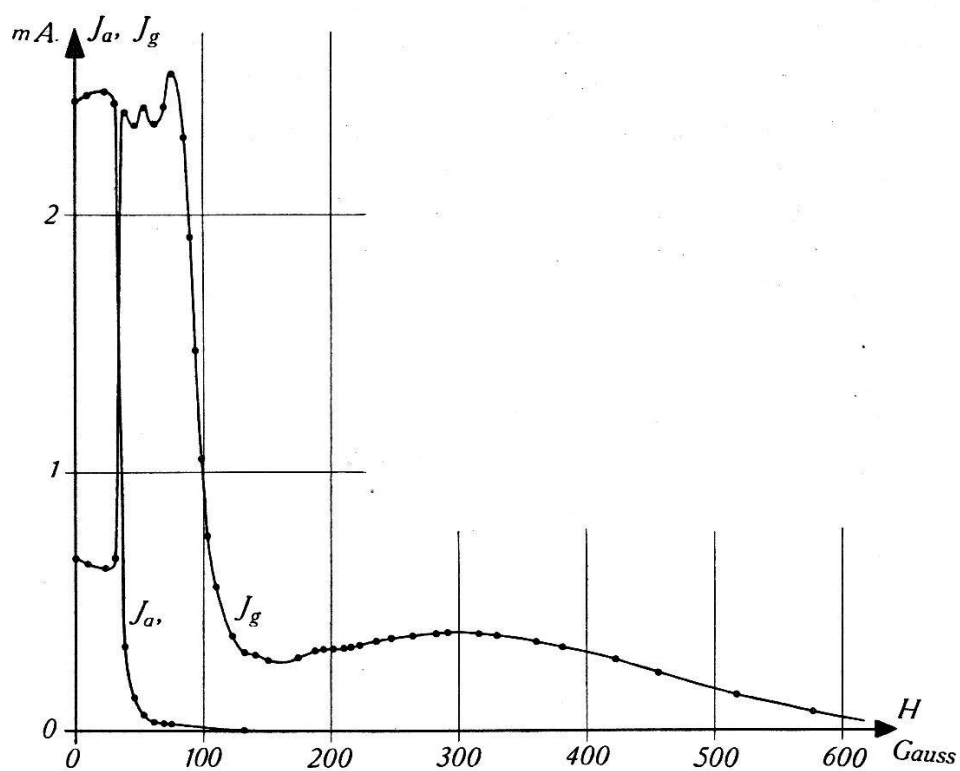


Fig. 8.

$J_a = f(H)$ und $J_g = f(H)$ bei $V_a = V_g = 20$ Volt und $\varphi \approx 0^\circ$.

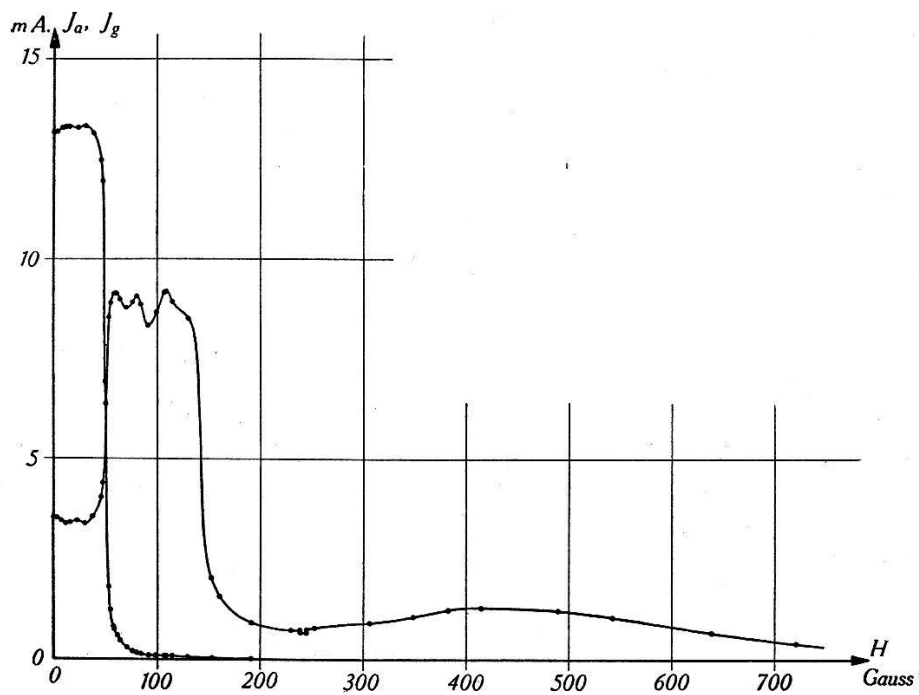


Fig. 9.

$J_a = f(H)$ und $J_g = f(H)$ bei $V_a = V_g = 40$ Volt und $\varphi \approx 0^\circ$.

bei einer bestimmten Feldstärke die Verteilung der Elektronen auf Gitter und Anode von der Grösse der Emission, d. h. von der Raumladungsdichte unabhängig ist.

In Tabelle 2 sind die den J_g -Zacken entsprechenden Magnetfeldstärken, wie sie sich aus den zu den Figuren 7, 8 und 9 ge-

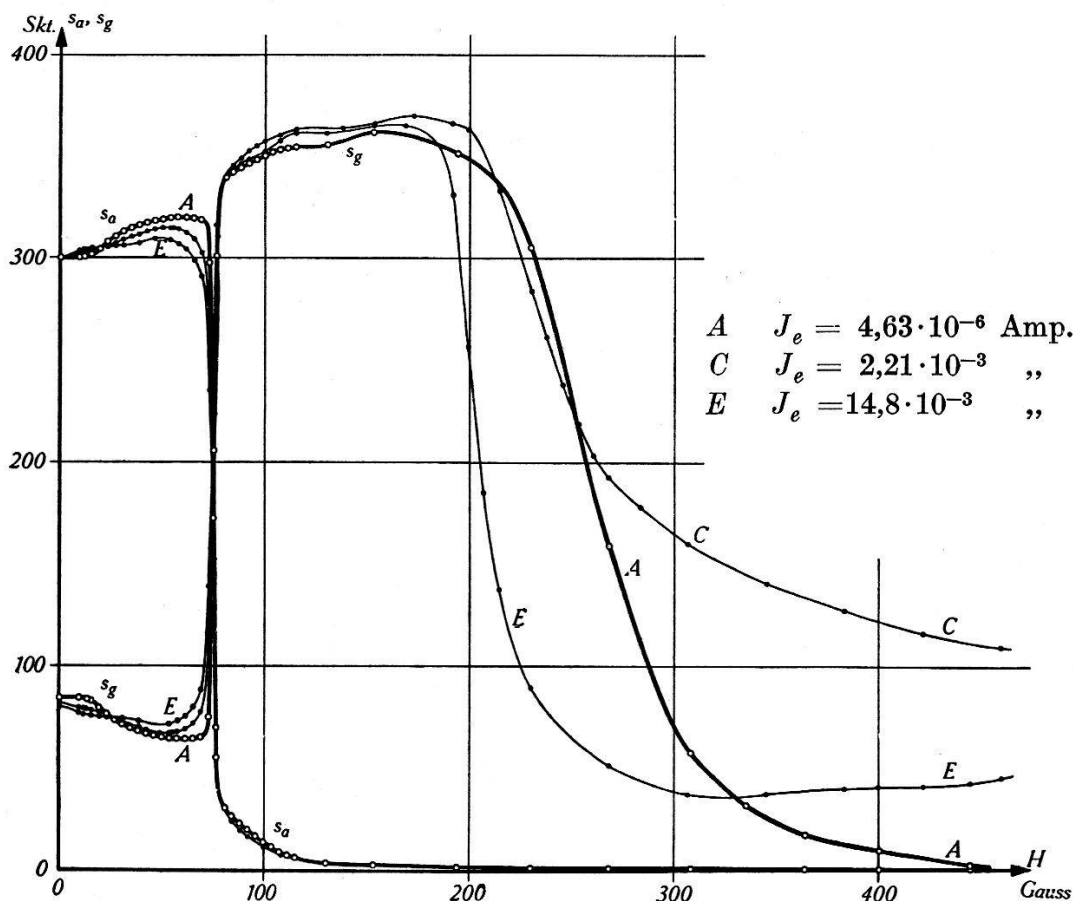


Fig. 10.

$J_a = f(H)$ und $J_g = f(H)$ bei $V_a = V_g = 80$ Volt und $\varphi \approx 0^\circ$.

hörenden Messwerten ergeben, zusammengestellt. H_1, H_3 und H_5 bezeichnen der Reihe nach die Feldstärken der drei Maxima, H_2 und H_4 diejenigen der beiden Minima. Auch hier besteht, wie

Tabelle 2.

$V_a = V_g$ Volt	H_1	H_2	H_3	H_4	H_5	$\sqrt{V_g}$ Volt	$\frac{H_1}{\sqrt{V_g}}$	$\frac{H_2}{\sqrt{V_g}}$	$\frac{H_3}{\sqrt{V_g}}$	$\frac{H_4}{\sqrt{V_g}}$	$\frac{H_5}{\sqrt{V_g}}$
6,0	—	25,3	31,5	35,3	39,9	2,45	—	10,33	12,86	14,41	16,29
20,0	38,4	46,0	53,7	61,4	75,2	4,47	8,59	10,29	12,01	13,74	16,83
40,0	58,9	70,9	80,5	91,9	109,4	6,33	9,31	11,20	12,72	14,52	17,29
					Mittelwerte		8,95	10,61	12,53	14,23	16,80

die letzten Kolonnen der Tabelle zeigen, Proportionalität zwischen diesen ausgezeichneten Feldstärken und $\sqrt{V_g}$. Dagegen scheinen die Grössen $\frac{H_n}{\sqrt{V_g}}$ hier nicht genau äquidistant zu sein.

§ 6. Erscheinungen bei $V_a = 40$ Volt und $V_g = 20$ Volt.

Schliesslich wurde noch bei $V_a = 40,0$ Volt und $V_g = 20,0$ Volt eine Schar von $J_a = f(H)$ und $J_g = f(H)$ darstellenden Kurven bei schrittweise gesteigerter Emission durchgemessen.

Die dabei erhaltenen Kurven sind in Fig. 12 dargestellt und zeigen im wesentlichen das gleiche Bild wie diejenigen der vorigen Abschnitte: J_a verläuft normal, J_g bildet mit steigender Emission

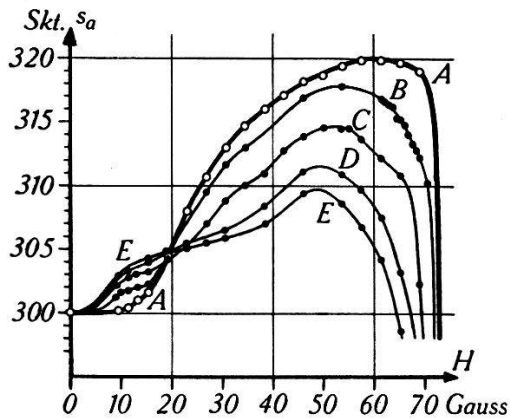


Fig. 11a.

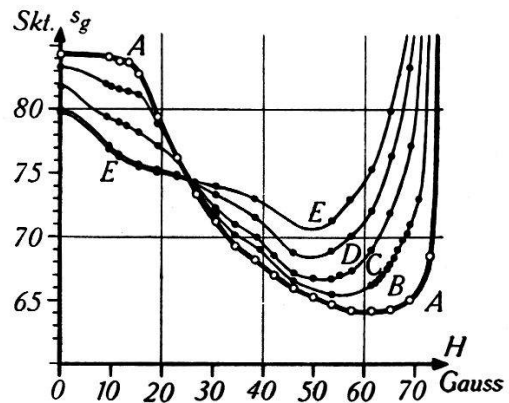


Fig. 11b.

$J_a = f(H)$ und $J_g = f(H)$ bei $V_a = V_g = 80$ Volt und $\varphi \approx 0^\circ$.

A	$J_e = 4,63 \cdot 10^{-6}$ Amp.
B	$J_e = 2,99 \cdot 10^{-4}$ „
C	$J_e = 2,21 \cdot 10^{-3}$ „
D	$J_e = 7,36 \cdot 10^{-3}$ „
E	$J_e = 14,8 \cdot 10^{-3}$ „

die Zacken, deren Minima und Maxima auch hier offenbar unabhängig von der Emission bei gleichen Magnetfeldstärken (etwa 56, 67 und 81 Gauss) liegen. Der Verlauf von J_g bei $H > H_k$ wurde bis 600 Gauss untersucht und ist, da die Röhre nur visuell justiert ($\varphi \approx 0$) worden war, dem in Fig. 1 dargestellten vollkommen analog. Nach der raumladungsfreien Kurve A tritt zuerst eine Verzögerung des Steilabfalles (Kurven B, C und D) mit Schwingungen ein. Dann erfolgt bei weiterer Steigerung der Emission (Kurven E, F und G) der Übergang in die stabile Elektronenbewegung mit den typischen Buckeln im Gebiete von 280—350 Gauss. Die Höhe der Buckel-Maxima nimmt ebenfalls mit weiter zunehmender Emission wieder ab.

C. Erscheinungen beim Magnetfelde $H = 0$.§ 7. Der Gitterstrom bei $V_g = 40$ Volt und $V_a < 0$.

Die im Vorstehenden beschriebenen Raumladungserscheinungen am Gitterstrom bei $V_a = 0$ kommen offensichtlich durch die Wirkung des Magnetfeldes zustande, indem dieses zunächst bei $H < H_k$ insbesondere die Bahnen der durch das Gitter hindurchtretenden Elektronen umbiegt und auf das Gitter zurückführt,

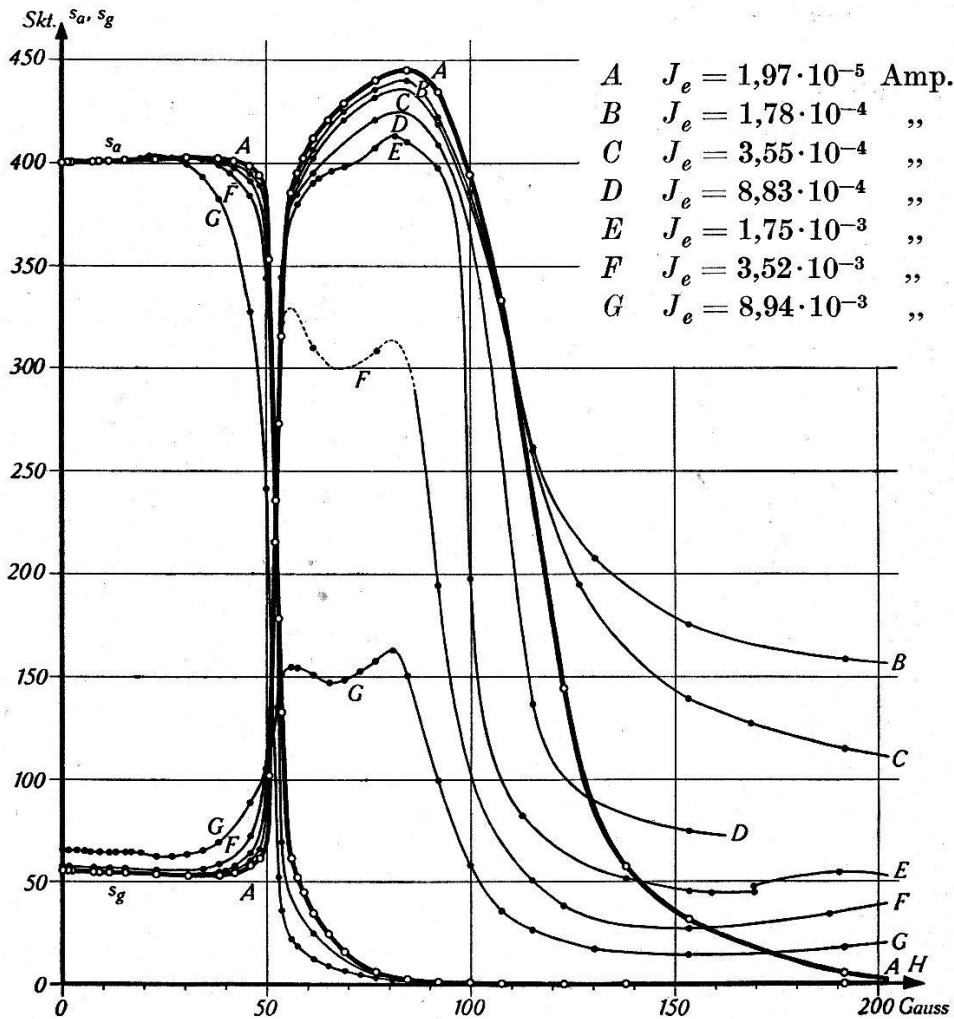


Fig. 12.

$J_a = f(H)$ und $J_g = f(H)$ bei $V_a = 40$ Volt, $V_g = 20$ Volt und $\varphi \approx 0^\circ$.

und alsdann bei $H > H_k$ alle Elektronen am Erreichen des Gitters verhindert und um den Glühfaden zusammengedrängt.

Es war deshalb naheliegend, eine rein elektrische Analogie zu dieser Magnetfeld-Wirkung dadurch herbeizuführen, dass anstelle des steigenden Magnetfeldes an die Anode steigende negative Spannungen $V_a < 0$ angelegt wurden. Denn durch ein wachsendes Bremsfeld zwischen Gitter und Anode werden die durch das Gitter

hindurchgetretenen Elektronen ebenfalls auf immer kürzeren Wegen auf dieses zurückgeführt, bis schliesslich bei sehr hohen negativen Anodenspannungen die Elektronen infolge des Durchgriffs selbst das Gitter nicht mehr erreichen und um den Glühfaden zusammengedrängt werden.

Das Ergebnis eines solchen Versuches, nämlich $J_a = f(V_a)$ bei $V_g = 40,0$ Volt ist in Fig. 13 dargestellt. Und zwar zeigt Kurve A

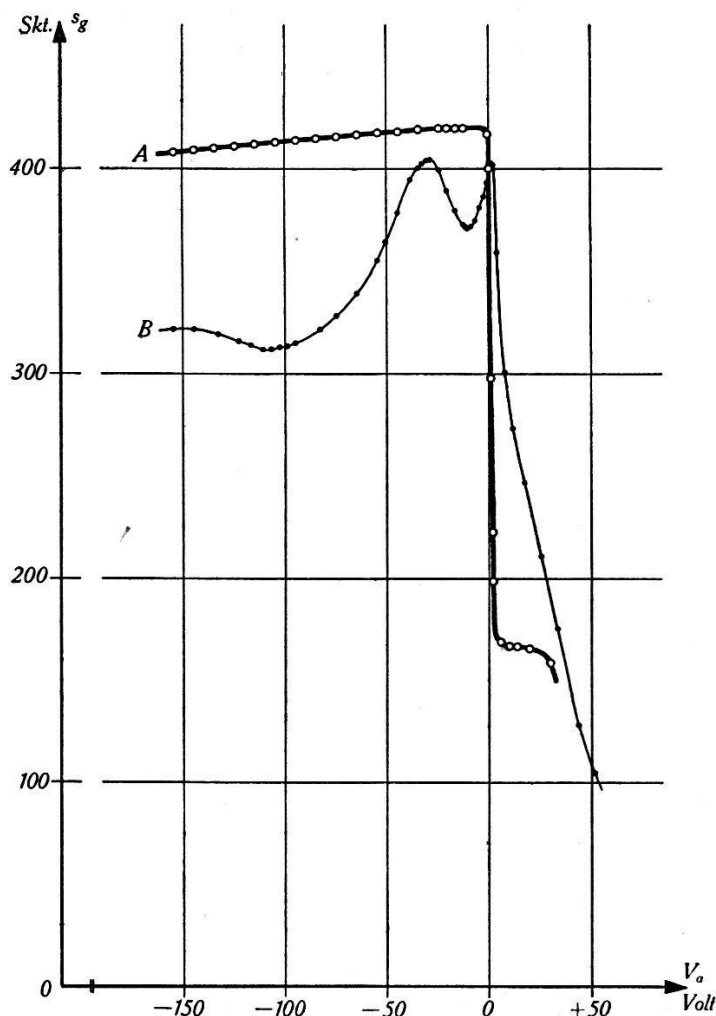


Fig. 13.

$J_g = f(V_a)$ bei $V_g = 40$ Volt.

A $J_e = 6,6 \cdot 10^{-5}$ Amp. B $J_e = 10,6 \cdot 10^{-3}$ Amp.

zunächst bei $J_e = 6,6 \cdot 10^{-5}$ Amp. den raumladungsfreien und durchaus normal verlaufenden Fall, während dann Kurve B bei $J_e = 10,6 \cdot 10^{-3}$ Amp. den raumladungsbeschwerten Fall wiedergibt, bei dem in der Tat ebenfalls Maxima und Minima auftreten. Aus äusseren Gründen konnte die Messung leider nicht zu grösseren negativen Anodenspannungen ausgedehnt werden, und sie ist infolgedessen unvollständig. Immerhin vermag sie auf die bestehende Analogie zwischen den durch ein Magnetfeld einerseits

und den durch ein elektrisches Bremsfeld andererseits erzeugten Raumladungswirkungen hinzuweisen.

Eine Beschreibung und theoretische Deutung der gleichen Erscheinung findet sich bereits bei VAN DER POL¹⁾.

§ 8. Elektronenschwingungen.

Es bildeten sich in der Röhre auch beim Magnetfelde $H = 0$ ausserordentlich leicht hochfrequente Elektronenschwingungen, wenn nur die Emission dazu hinreichend gross gemacht wurde.

Besonders gross war die Schwingneigung, wenn entweder $V_a = 0$ oder $V_g = 0$ gemacht wurde. Als Beispiel möge folgender

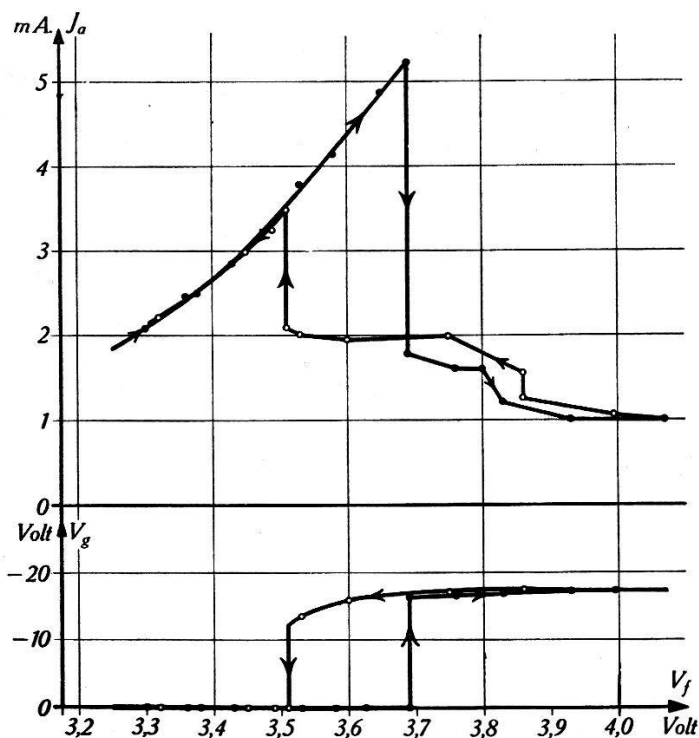


Fig. 14.

$J_a = f(V_f)$ und $V_g = f(V_f)$ bei $V_a = 200$ Volt und isoliertem Gitter.

Versuch angeführt werden. In einem Abstände von etwa 50 cm von Gitter und Anode wurden deren Zuleitungen durch einen Plattenkondensator von etwa 28 cm Kapazität miteinander verbunden, während $V_a = 210$ Volt und $V_g = 0$ angelegt wurden und in die Gitterzuleitung ein Hitzdrahtamperemeter eingefügt war. Bei Steigerung der Emission auf etwa 7 mA. waren dann am Hitzdrahtamperemeter mit Leichtigkeit Schwingungsströme von 100—150 mA. zu erhalten. Ein Magnetfeld von 70 Gauss verringerte zwar den Anodenstrom, vergrösserte aber die Schwingungsintensität. Ausserdem hatte bereits ein sehr schwaches

¹⁾ B. VAN DER POL, Pysica 5, S. 1, 1925.

Magnetfeld die Wirkung, dass die Schwingungen schon bei wesentlich kleinerer Emission einsetzen (Vergrößerung der Raumladung). Schliesslich konnte festgestellt werden, dass bei einer bestimmten Magnetfeldstärke ein scharfes und ausgeprägtes Maximum der Schwingungsintensität besteht.

Es konnten in der Röhre auch leicht Schwingungen angeregt werden, wenn die eine der beiden Elektroden isoliert war, während die andere an positive Spannung gelegt wurde. Fig. 14 gibt das Ergebnis eines derartigen Versuches wieder, bei dem $V_a = 200,0$ Volt gemacht und an das isolierte Gitter ein WULF'sches Zweifadenelektrometer angeschlossen war. Die obere Kurve der Figur zeigt den Verlauf des Anodenstromes, und die untere den Verlauf der am Elektrometer abgelesenen Gitterspannung, während die Heizspannung V_f kontinuierlich von kleineren Werten bis auf 4,07 Volt hinauf und wieder herunter variiert wurde. Die Sprünge in J_a und V_g entsprechen dem Ein- bzw. dem Aussetzen der Schwingung.

Da das Studium solcher Schwingungen jedoch nicht zum eigentlichen Zweck der vorliegenden Untersuchung gehörte, sind in dieser Richtung keine weiteren Messungen, insbesondere auch keine Wellenlängenmessungen ausgeführt worden.

Zum Schluss möchte ich meinem verehrten Chef, Herrn Prof. Dr. EDGAR MEYER für sein stets förderndes Interesse, mit dem er die Entwicklung dieser Arbeit verfolgt hat, auch an dieser Stelle herzlich danken.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität.
